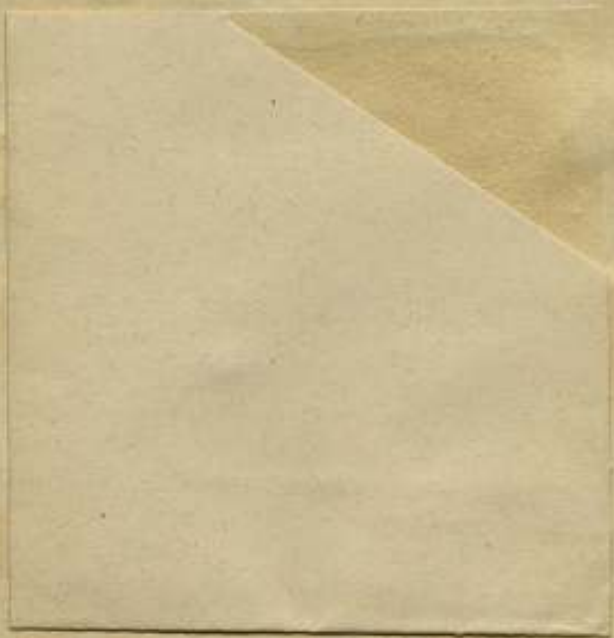


**МАГНИТНЫЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
И ИЗМЕРЕНИЯ**

Выпуск  
18 (34)

ГОИТИ 1938

W A I N T H R I E  
R O C C E D O R A N N  
R N H E P E N N R



TO THE

ACT

ВСЕСОЮЗНОГО НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬНОГО  
ИНСТИТУТА МЕТРОЛОГИИ

Выпуск 18 (34)

# АГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ

Под редакцией проф. *Е. Г. Шрамкова*



НИИП СССР

ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

1938

Москва

RECHERCHES ET MESURE  
MAGNÉTIQUESRedacteur: professeur *E. G. Chramkov*

Настоящий сборник посвящен работам магнитной лаборатории Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии.

Сборник рассчитан на лиц, работающих в области теоретического и прикладного магнетизма как в научно-исследовательских, так и заводских лабораториях.

Большинство работ посвящается методике магнитных измерений и конструкции новых приборов, применяемых современной магнитометрией.

Кроме этих работ в сборнике помещены также статьи, относящиеся к определению свойств магнитных материалов.

ландиозн  
тают пр  
лест в  
ьзовани  
и тек  
и искли  
темалов  
ниями.  
иства,  
Примен  
мо фо  
Прекд  
ппара  
ериал  
актиче  
связи  
фекти  
ть от  
разли  
след  
ения  
Те  
дич  
О  
юсти  
знач  
I  
резу  
точ  
кон  
эта  
до  
ур  
на  
л  
с

## ОТ РЕДАКТОРА

Безразличные задачи, стоящие перед социалистическим строительством, ставят проблему "измерений" во всем ее объеме на одно из первых мест в деле организации производства и наиболее эффективного использования материальных ресурсов на основе современных достижений науки и техники. В этих условиях требования практики к научной метрологии исключительно велики.

Немаловажной областью являются измерения, связанные с магнитными явлениями. Эти измерения внедряются в разнообразные отрасли народного хозяйства, и объекты этих исследований весьма разнообразны. Применительно к широкой практике задачи магнитных исследований можно формулировать следующим образом.

Прежде всего надо упомянуть разработку характеристик всевозможных аппаратуры для исследования магнитных характеристик наиболее распространенных и в первую очередь ферромагнитных, имеющих наибольшее практическое применение. Эти вопросы приобретают особую актуальность в связи с появлением новых магнитных сплавов и с задачами наиболее эффективного использования материалов в производстве. Сюда же должны быть отнесены исследования постоянных магнитов, широко используемых различного рода механизмах. Аналогичные вопросы имеются и в области исследования парамагнитных тел, в частности горных пород для установления научной и технической базы в деле разведки полезных ископаемых.

Тесно связанными с первыми задачами являются измерения магнитных величин в готовых изделиях. Особо следует выделить вопросы измерения магнитного поля на поверхности земли, в глубине земляных скважин и под водой, имеющие большое значение в народном хозяйстве.

Разрешение этих проблем может гарантировать получение эффективных результатов только при условии, если измерения обеспечат надлежащую точность и воспроизводимость. Это в свою очередь требует наличия высококачественной образцовой измерительной аппаратуры, опирающейся на эталоны магнитных единиц и поддержание их на современном метрологическом уровне являются основной задачей магнитной лаборатории Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ).

Настоящий сборник содержит оригинальные работы сотрудников этой лаборатории, затрагивающие многие из вышеперечисленных проблем и тесно связанные с ранее выполненными работами, опубликованными в предыдущем сборнике лаборатории — "Труды ВИМС", вып. 7 (23), 1935. Широкое применение в различных областях производства постоянных магнитов требует установления надежного метода определения магнитных характеристик стали, обеспечивающего необходимую точность и воспроиз-

по определять маг-  
ем сборнике статьи  
пределения магнит-  
и чл. "Магнитные  
— являются разви-  
анных в "Трудах  
ую область.

М. Яновским,  
для магнитную  
единицы CGS<sub>10</sub>,  
времени прибо-

указано выше,  
я группа маг-  
тповой эталон  
иненем этого  
ентов с точки  
еоретического  
ение в статье  
нитных изме-  
определения

ов основ-  
учении эле-  
изменений  
азываемых  
всех маг-

описанию  
готовлен-  
готовля-

магнито-  
решение  
Основы  
рована  
няемой  
равание  
суше-  
25%.

водимость результатов измерений и удобного в условиях заводских испытаний. Междулабораторные сравнения образцов магнитной стали, произведенные магнитной лабораторией ВНИИМ [„Труды ВИМС“, вып. 7 (23), 1935, статья Н. И. Спиридовича], показали, что в отношении сравнимости результатов измерений положение далеко не благополучно. Актуальность поставленного вопроса обусловлена еще и тем обстоятельством, что с каждым годом растет число предприятий, нуждающихся в испытаниях магнитной стали и организующих у себя испытательные установки для текущего контроля качества применяемого материала и готовых магнитов.

В последнее время широко внедряются в производство новые магнитные стали, в частности никель-алюминиевые, обладающие большой коэрцитивной силой; для их испытания требуется особая аппаратура.

Всем этим вопросам и посвящена первая часть статьи Е. Г. Шрамкова и Е. Т. Чернышева, „Методика и аппаратура для магнитных испытаний материалов для постоянных магнитов“. Вторая часть этой статьи посвящена исследованию образцов никель-алюминиевой стали в отношении намагничивания их, влияния температуры, сотрясений и внешних магнитных полей.

Авторами установлена важная зависимость между напряженностью намагничивающего поля, необходимого для получения практически предельных магнитных характеристик для данного материала, и коэрцитивной силой. В частности авторами доказано, что для никель-алюминиевой стали достаточно поле порядка 3000 Ое, что опровергает некоторые литературные данные по этому вопросу.

Весьма важный вопрос об измерении коэрцитивной силы, особенно магнитно-мягких материалов, детально исследован в работе Г. К. Ягола и Е. Т. Чернышева. В ней впервые наиболее полно изучен вопрос об измерении коэрцитивной силы в разомкнутой магнитной цепи и даются конкретные указания о методике измерений и предосторожностях, необходимых для получения надежных результатов.

Статья Н. Г. Зуевой, посвященная измерению напряженности магнитного поля при помощи магнетрона, удачно разрешает вопрос об измерении напряженности поля в таких условиях, как земляные скважины, измерение под водой и пр., когда применение других методов весьма затруднительно. Особый интерес представляет вторая часть статьи, где дается описание нового метода измерения, позволяющего измерять напряженность магнитного поля и изменения напряженности поля с точностью, превышающей точность баллистического метода.

В практике измерения потерь на гистерезис и токи Фуко в листовых материалах наиболее широко применяется ваттметровый метод. При особо ответственных измерениях по этому методу требуется учитывать ряд поправок, которые в частных случаях должны учитываться и при технических измерениях [„Труды ВИМС“, вып. 7 (23), 1935, статья Г. Е. Егорова и Е. Т. Чернышева]. В статье Е. Г. Шрамкова излагается подробная теория ваттметрового метода, дающая возможность правильно ориентироваться при учете поправок к измерениям.

За последнее время в практике разведок полезных ископаемых все большее значение приобретает магнитометрический метод. Для интерпретации результатов магнитометрических разведок необходимо знать магнитные характеристики основных пород, залегающих в исследуемом

районе, и иметь возможность на местах разведки быстро определять магнитную восприимчивость пород. Печатаемые в настоящем сборнике статьи Б. М. Яновского, „Переносный магнитометр для определения магнитной проницаемости горных пород“, и Н. И. Спиридовича, „Магнитные свойства и магнитные составляющие горных пород“, — являются развитием работ, посвященных тем же вопросам и опубликованных в „Трудах ВИМС“, вып. 7 (23), 1935, и вносят ценный вклад в эту область.

Следует отметить, что магнитометр, разработанный Б. М. Яновским, весьма прост и удобен в обращении и позволяет определять магнитную восприимчивость пород, если величина ее не меньше  $10^{-5}$  единиц CGS<sub>μ</sub>, чего не удавалось достичь применявшимися до настоящего времени приборами.

Одной из основных задач магнитной лаборатории, как указано выше, является создание магнитных эталонов, к которым относится группа магнитов в форме эллипсоидов вращения, представляющая групповой эталон магнитного момента. Работы лаборатории, связанные с хранением этого эталона, показали, что точность определения магнитных моментов с точки зрения метрологической является недостаточной. На основе теоретического анализа и экспериментальных исследований, нашедших отражение в статье Б. М. Яновского, „К вопросу о методике абсолютных магнитных измерений“, намечаются некоторые пути к повышению точности определения магнитных моментов.

Работы лаборатории по осуществлению магнитных эталонов основываются на абсолютных методах измерения, применяемых при изучении элементов земного магнитного поля. Необходимая при этом запись изменений земного магнитного поля производится при помощи приборов, называемых магнитографами и составляющих неотъемлемую принадлежность всех магнитных обсерваторий.

Работа Б. М. Яновского, „Магнитографы“, посвящена описанию магнитографов новой конструкции, предложенной автором, изготовленных на заводе „Эталон“. Отметим, что эти приборы ранее не изготавливались в СССР.

В статье Б. М. Яновского, „Новая магнитная система для магнитоэлектрических измерительных приборов“, дается оригинальное решение вопроса о применении магнитов из никель-алюминиевой стали. Основываясь на теории Эвершеда, автором рассчитана и сконструирована новая магнитная система, вес которой в 6 раз меньше обычно применяемой системы с магнитом из вольфрамовой стали. Вместе с тем использование максимальной магнитной энергии достигает 46% против 20% в существующих системах, плотность же потока в воздушном зазоре выше на 25%.

## МЕТОДИКА И АППАРАТУРА ДЛЯ МАГНИТНЫХ ИСПЫТАНИЙ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

При оценке качеств магнитных сталей, идущих на изготовление постоянных магнитов, обычно пользуются величинами остаточной магнитной индукции  $B_r$ , коэрцитивной силы  $H_c$  и максимальной магнитной энергии, которую может дать 1 см<sup>3</sup> стали.

Однако в целом ряде случаев необходимо знание более подробных характеристик, к которым в первую очередь нужно отнести размагничивающую часть кривой гистерезисного цикла между  $B_r$  и  $H_c$ , а также кривые обратных циклов на том же участке основного цикла.

Из существующих методов для определения указанных характеристик следует выделить баллистический метод как наиболее надежный, обеспечивающий достаточную точность результатов и в то же время относительно несложный.

Баллистический метод, как известно, может быть применен для испытания образцов как в замкнутой, так и в разомкнутой магнитных цепях.

Основным недостатком измерений в разомкнутой цепи является сложность подсчета напряженности намагничивающего поля, а при непосредственном измерении ее необходимость применения специальных, достаточно деликатных устройств, и самая методика измерений в этом случае оказывается весьма кропотливой, что при массовых испытаниях затрудняет ее использование.

Испытание в разомкнутой магнитной цепи образцов с относительно небольшим отношением длины к диаметру затрудняется еще и тем, что для получения достаточного намагничения образца требуется создавать большие внешние намагничивающие поля. Последнее обстоятельство имеет особенно существенное значение при испытании образцов никель-алюминевой стали, для намагничения которой требуются достаточно большие напряженности поля, порядка тысяч эрстедов.

Практически для магнитных сталей измерения в разомкнутой магнитной цепи могут представлять интерес лишь в случае определения коэрцитивной силы в открытом соленоиде (коэрциметре) нулевым баллистическим или индукционным методом<sup>1</sup>. Эти методы позволяют достаточно быстро и с большой точностью измерять коэрцитивную силу, не требуя сложных приспособлений.

Основываясь в дальнейшем на баллистическом методе как основном для практических целей, рассмотрим более детально его применение для испытаний магнитной стали, в частности в сильных магнитных полях.

<sup>1</sup> См. настоящий сборник, статья Г. К. Ягола и Е. Т. Чернышев, Измерение коэрцитивной силы в разомкнутой магнитной цепи.



Так как в настоящее время особый интерес представляет испытание железо-никель-алюминиевой стали, то в конце нашей работы будут даны результаты определения характеристик сталей советского производства и магнитов из них.

### Точность баллистического метода

При измерении магнитной индукции баллистическим методом, основным уравнением является зависимость между отклонением баллистического гальванометра и величиной изменения магнитного потока:

$$\Phi = \frac{C_b \alpha}{w},$$

где  $\Phi$  — изменение магнитного потока;  $C_b$  — баллистическая постоянная гальванометра в единицах магнитного потока,  $\alpha$  — отклонение гальванометра;  $w$  — число витков измерительной обмотки.

Постоянная гальванометра  $C_b$  в свою очередь определяется через силу тока, взаимную индуктивность образцовой катушки и отклонение гальванометра:

$$C_b = \frac{M \cdot I \cdot 10^8}{\beta},$$

где  $M$  — взаимная индуктивность;  $I$  — изменение силы тока;  $\beta$  — отклонение гальванометра. Тогда для относительной погрешности в измерении потока получаем выражение:

$$\frac{\Delta \Phi}{\Phi} = \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta \beta}{\beta}.$$

Пренебрегая третьим членом и считая погрешность измерения силы тока равной, в лучшем случае, 0,2% (стрелочный прибор 1-го класса), а погрешность в определении  $\alpha$  и  $\beta$  равной 0,3% для каждого отклонения, получим относительную погрешность в измерении  $\Phi$  равной 0,8%.

Так как в дальнейшем необходимо перейти к вычислению магнитной индукции или напряженности магнитного поля, при непосредственном ее измерении, то войдет еще дополнительная погрешность от измерения площади поперечного сечения испытуемого образца или, соответственно, измерительной катушки, служащей для измерения напряженности поля. Образцы для испытаний, как правило, не имеют строго геометрической формы, и потому погрешность в измерении сечения может быть весьма велика.

Однако эту погрешность нельзя приписать баллистическому методу, а для получения сравнимых результатов испытания одного и того же образца рекомендуется указывать, какое именно сечение принято при вычислении индукции.

Для катушек, служащих для измерения напряженности поля, необходимо знать поперечное сечение их и число витков. Определение сечения из геометрических размеров весьма неточно и поэтому, как правило,

в пустотелом образцовом соленоиде баллистическим методом определяют так называемую постоянную измерительной катушки  $52'$  — произведение площади сечения на число витков. Естественно в этом случае ожидать дополнительной погрешности того же порядка, что и при измерении магнитного потока, т. е.  $0,8\%$ .

Таким образом точность измерения напряженности магнитного поля может быть оценена величиной порядка  $1,6\%$ .

Само собой разумеется, что вероятная погрешность многократного измерения одной и той же величины будет выше, в зависимости от числа отдельных измерений.

Если напряженность магнитного поля не измеряется, а вычисляется по постоянной намагничивающей катушки, что практически часто имеет место, мы получаем трудно оцениваемые погрешности, вызываемые при испытании в замкнутой магнитной цепи влиянием контактов ярма и образца, влиянием остаточного намагничивания ярма и др.

По опытным данным магнитной лаборатории ВНИИМ при определении кривых намагничивания в обычном пермеатре типа Гопкинсона для магнитно-твердых материалов (с коэрцитивной силой не ниже  $50$  Ое) погрешности в величине индукции для данной напряженности поля колеблются в пределах от  $0,5$  до  $2\%$ , в зависимости от условий испытания.

#### Аппаратура для испытания магнитной стали баллистическим методом

а) Выбор величины максимального намагничивающего поля. Говоря об аппаратуре для испытания магнитных сталей, идущих на изготовление постоянных магнитов, необходимо фиксировать ту максимальную напряженность поля, для которой должны определяться основные магнитные характеристики, зависящие, как известно, от величины максимальной напряженности намагничивающего поля. Исследования с образцами различных сталей, проведенные в магнитной лаборатории ВНИИМ, показывают, что эта максимальная напряженность поля известным образом связана с коэрцитивной силой материала, и повышение напряженности поля выше определенного предела практически мало сказывается на изменении магнитных характеристик стали. Так, например, для вольфрамовой стали с коэрцитивной силой  $H_c = 60$  Ое вполне достаточно иметь максимальную напряженность намагничивающего поля, равную  $350$  Ое вместо принятой у нас  $500$  Ое, поскольку и коэрцитивная сила и остаточная индукция получаются меньше, чем при  $500$  Ое, всего лишь на  $0,4-0,5\%$ . Для кобальтовых сталей с  $H_c = 150-170$  Ое такой максимальной напряженностью поля можно считать  $1000$  Ое. Сравнивая соотношения между напряженностью намагничивающего поля  $H_{\max}$  и коэрцитивной силой  $H_c$  для разных сортов стали, приходим к выводу, что в общем для любых сортов стали зависимость между  $H_{\max}$  и  $H_c$  может быть выражена в следующем эмпирическом виде:

$$H_{\max} = (5-7) H_c$$

Исследования в этом направлении с никель-алюминиевыми сталями приводят к тому же соотношению.

Однако ввиду того, что в литературе имеются противоречивые данные относительно величины максимального поля, необходимого для намагничивания никель-алюминиевых сталей, нами было предпринято в лабораториях завода „Электроприбор“ и Ленинградского индустриального института специальное подробное обследование этого вопроса, результаты которого приводятся ниже.

Таким образом можно рекомендовать производить испытания различных сортов магнитной стали при следующих максимальных напряженностях поля:

Сталь	Коэрцитивная сила в эрстедах	Максимальная напряженность намагничивающего поля в эрстедах
Вольфрамовая и хромистая . . . . .	около 60	350
Кобальтовая . . . . .	до 200	1200
Никель-алюминиевая . . . . .	до 600	3000

б) Пермеаметры для баллистического метода. Как следует из предыдущего, для испытаний различных сортов магнитной стали требуется иметь пермеаметр, позволяющий производить испытание при напряженностях поля от сотен до тысяч эрстед. Существующие пермеаметры, как это будет видно из дальнейшего, не дают этой возможности, и приходится пользоваться или несколькими пермеаметрами (в большинстве случаев двумя: один для напряженностей поля до 500 Ое, другой — до нескольких тысяч эрстед), или одним с дополнительными приспособлениями.

Наиболее широко распространенной конструкцией пермеаметра для баллистических измерений при напряженностях намагничивающего поля не выше 500 Ое является простейший пермеаметр типа Гопкинсона, в котором испытуемый образец замыкается массивным железным ярмом, намагничивающая же обмотка, охватывающая образец, помещена в просвете ярма.

Индукция в таких пермеаметрах измеряется обычным методом при помощи измерительной обмотки, навитой на образец в центральной части его, а напряженность поля вычисляется по постоянной намагничивающей катушки и силе тока в ней.

Наличие ярма обуславливает расход части магнитодвижущей силы, создаваемой намагничивающей катушкой, на проведение потока в ярме, и кроме того самое намагничение ярма искажает поле намагничивающей катушки.

Это искажение зависит как от материала ярма, так и от проницаемости материала испытуемого образца, вследствие чего зависимость между напряженностью намагничивающего поля и силой тока в намагничивающей катушке оказывается нелинейной и не поддается математическому подсчету.

Как уже было сказано выше, основная погрешность в измерениях баллистическим методом появляется при подсчете напряженности магнитного поля, и поэтому в целом ряде конструкций современных пермеаметров мы

встречаемся с приспособлениями для непосредственного измерения напряженности поля при помощи магнитного потенциаломера или калиброванной измерительной катушки.

Простейшим решением этой задачи является использование обычного пермеаметра с добавлением к нему плоской калиброванной катушки, помещаемой на образец (при испытании полосовых образцов). При помощи такой катушки измеряется плотность магнитного потока в воздухе вблизи образца, которая приблизительно может быть принята равной напряженности намагничивающего поля, при условии однородного намагничения образца на протяжении, занимаемом этой катушкой.

Опыты, произведенные в этом направлении в ВНИИМ с образцами вольфрамовой стали, дали вполне благоприятные результаты. Для измерений применялись калиброванные катушки с произведением числа витков на площадь поперечного сечения от 500 до 6000  $\text{см}^2$ .

Точность этих измерений в значительной мере может быть охарактеризована приводимыми ниже данными сравнительных испытаний одного и того же образца в ВНИИМ и в P. T. Reichsanstalt (табл. 1). Полученные расхождения находятся в пределах точности баллистического метода.

Среди пермеаметров со специальным приспособлением для измерения напряженности магнитного поля необходимо в первую очередь отметить

Таблица 1

Основная кривая намагничения

Напряженность поля в эрстедах	Индукция в гауссах, измеренная		
	в ВНИИМ при измерении поля калиброванными катушками	в ВНИИМ в обычном пермеамetre	в PTR
20	900	950	900
50	3 700	3 800	3 700
100	10 550	10 800	10 600
150	12 270	12 470	12 300
200	13 000	13 300	13 150
300	14 000	14 250	14 080
500	15 020	—	15 150

конструкцию пермеаметра Фэхи (Fahy), уже достаточно зарекомендовавшую себя за границей, главным образом в США [1].

На рис. 1а и 1б схематически показано устройство этого пермеаметра; а на рис. 2—внешний вид в изготовлении фирмы Фэхи.

Основными деталями этого пермеаметра являются: 1) массивное ярмо  $M$  с намагничивающей на нем обмоткой  $W_1$ , к которому прижимается испытуемый образец  $X$ ; 2) цилиндрическая катушка  $W_2$  с обмоткой, навитой на изолированный каркас, заканчивающаяся двумя железными массивными блоками  $P$  и служащая для измерения напряженности магнитного поля;

3) катушка  $W_1$ , для измерения индукции, в которую вставляется испытуемый образец.

Естественно, что катушка  $W_2$  измеряет некоторое среднее значение напряженности поля по длине образца, но так как магнитная индукция измеряется на той же длине, то величины индукции и напряженности поля получаются соотносительными.

Известная погрешность возникает вследствие того, что катушка  $W_2$  измеряет разность магнитных потенциалов между блоками  $P$ , а не на концах испытуемого образца. Однако падение магнитного потенциала в железных блоках при их достаточно большом сечении и высокой магнитной проницаемости материала невелика, и это учитывается при определении постоянной катушки  $W_2$ .

Детальные сравнительные испытания, проведенные на пермеамetre Фэхи и стандартном пермеамetre Бурровса в Американском бюро стандартов, дали вполне благоприятные результаты, и пермеамetre Фэхи рекомендуется Американским бюро стандартов наравне с пермеаметром Бурровса для ответственных испытаний. Некоторые данные этих испытаний приведены в табл. 2.

Для материалов с более высокой коэрцитивной силой, чем это приведено в табл. 2, следует ожидать еще более близкого совпадения результатов измерения в обоих пермеаметрах.

Магнитная лаборатория ВНИИМ сконструировала пермеамetre, подобный пермеаметру Фэхи, но имеющий для измерения напряженности поля кроме катушки, заканчивающейся блоками, еще катушку плоской формы.

Основной частью этого пермеаметра является корытообразное ярмо (рис. 3), в нижней части которого непосредственно на ярмо намотана намагничивающая катушка в десять слоев по 250 витков в каждом. К торцовым поверхностям ярма при помощи винтов прижимается испытуемый образец. Хороший магнитный контакт не является абсолютно необходимым, но желателен с точки зрения более равномерного распределения индукции вдоль образца, а также и в отношении лучшего использования потока ярма, т. е. получения более высокой напряженности намагничивающего поля.

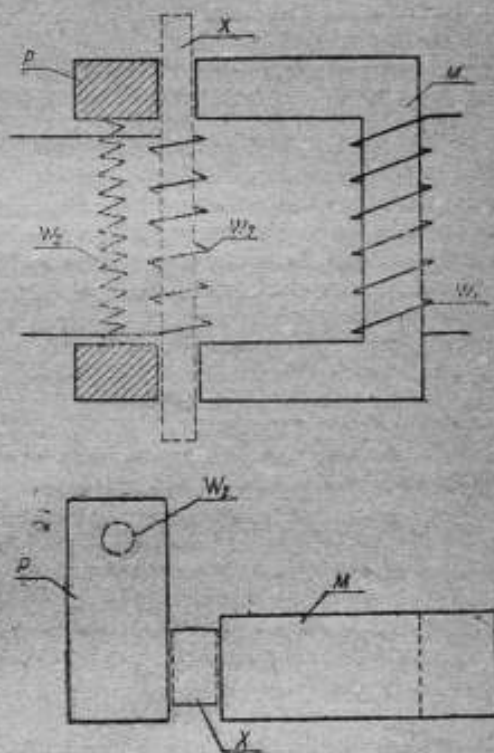


Рис. 1а и 1б. Схематическое устройство пермеаметра Фэхи.

Сравнительные испытания пермеаметров Фэхи и Бурровса

Образцы	Максимальная индукция в гауссах, измеренная в пермеамetre		Коэрцитивная сила в эрстедах, измеренная в пермеамetre		Остаточная индукция в гауссах, измеренная в пермеамetre	
	Фэхи	Бурровса	Фэхи	Бурровса	Фэхи	Бурровса
A-32	18 300	18 830	2,5	2,6	10 460	10 700
C-31	18 870	18 990	7,0	7,2	7 500	7 600
290	16 190	16 090	12,5	12,5	8 750	8 750
A-21	16 680	16 700	16,7	16,6	12 000	12 250

\* Непосредственно на образец навивается обмотка для измерения индукции, и на этой же длине располагается плоская катушка, не показанная на рисунке, для измерения напряженности поля.

Размеры катушки: длина около 10 см, ширина 3 см, соответственно ширине образца, и толщина 1—2 мм. На рис. 3 показана цилиндрическая катушка, заменяющая плоскую катушку для измерения напряженности поля. Катушка расположена между двумя железными блоками, которые прижаты к образцу, и имеет размеры: длина 100 мм, диаметр 18 мм. Справа на

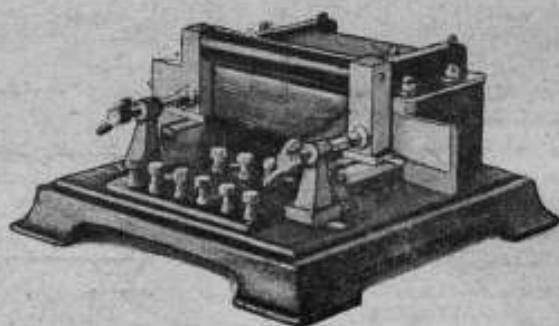


Рис. 2. Внешний вид пермеаметра Фэхи.

рисунке отдельно показана катушка, имеющая большую длину, чем та, которая установлена на пермеамetre, и предназначенная для измерения напряженности магнитного поля по всей длине образца.

При конструировании пермеаметров для образцов данных размеров или, наоборот, при выборе размеров образцов для испытания в данном пермеамetre, существенное значение, с точки зрения получения надежных результатов измерения, имеет соотношение размеров ярма, намагничивающей катушки и испытуемого образца.

Для простейшей конструкции пермеаметра типа Гопкинсона, в котором образец помещается внутрь намагничивающей катушки и напря-

женность поля не измеряется, а вычисляется по постоянной намагничивающей катушки, выбор длины образца в основном определяется относительными размерами (соотношение длины к диаметру) намагничивающей катушки, которые должны удовлетворять условию получения однородного поля по крайней мере на участке 2—3 см в центральной части. Так, например, для катушки длиной 30 см с внутренним отверстием около 3,6 см<sup>2</sup>, рассчитанной на максимальную напряженность поля в 500 Ое, при тщательной намотке и наличии компенсирующих обмоток на концах колебания напря-

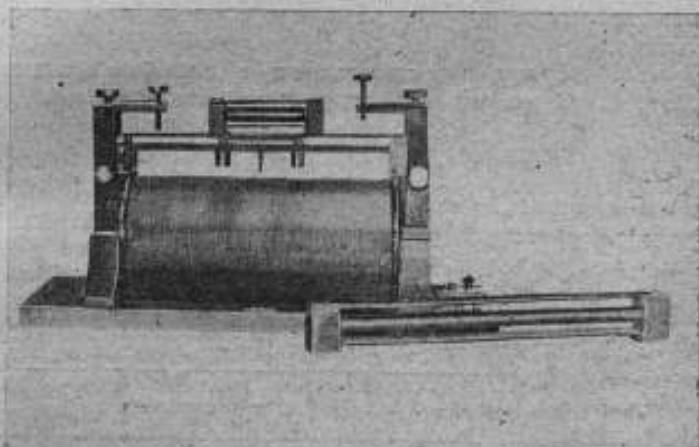


Рис. 3. Пермеаметр магнитной лаборатории ВНИИМ.

женности поля на протяжении 10 см в центральной части составляют примерно 0,1%, а на протяжении 2 см — только 0,02%.

Что же касается ярма, то его сечение должно быть выбрано в соответствии с сечением испытуемого образца. Для пермеаметра же, имеющего определенные размеры ярма, погрешность в величине напряженности магнитного поля, если последняя подсчитывается по постоянной намагничивающей катушки, будет тем больше, чем больше сечение испытуемого образца. Объясняется это влиянием магнитного потока образца, который намагничивает ярмо, и оно в свою очередь искажает поле намагничивающей катушки.

Особенно легко это может быть обнаружено при измерении коэрцитивной силы образцов различного сечения из одного и того же материала. При измерении коэрцитивной силы баллистическим методом, изменяя намагничивающее поле от максимального значения до значения, равного коэрцитивной силе образца, мы должны были бы иметь остаточную индукцию в образце уменьшенной до нуля. В действительности же, за счет вышеуказанного влияния ярма получаем некоторую величину индукции в образце и, как следствие, преувеличенное значение измеренной коэрцитивной силы.

В табл. 3 в качестве примера приведены результаты измерения коэрцитивной силы образцов разного сечения и одной и той же длины в пермеаметре баллистическим методом. Там же указаны действительные значения коэрцитивной силы, полученные на магнитометре.

Эти исследования показывают, что погрешность в измерении коэрцитивной силы растет с увеличением сечения образца (при данном сечении ярма пермеаметра), и в процентах она тем больше, чем мягче в магнитном отношении испытуемый материал.

Увеличение сечения образца нежелательно еще и потому, что при измерениях баллистическим методом вследствие коммутации поля в толще образца возникают токи Фуко, оказывающие размагничивающее действие на образец, что также искажает результаты измерений.

На точность измерений в пермеамetre, как показали наши еще незаконченные исследования, влияют также переменные токи повышенной частоты, возникающие в контуре катушки при резком изменении намагничивающего тока.

в) Пермеаметры для испытания в сильных магнитных полях. Изобретение новых магнитных сталей для постоянных магнитов.

Таблица 3

Коэрцитивная сила, измеренная магнитометром и в пермеамetre

№ образца	Сечение образца в см <sup>2</sup>	Действительное значение коэрцитивной силы	Измеренное значение коэрцитивной силы	Погрешность в %
		в эрстедах		
1	3,77	14,9	18,5	21,1
2	2,00	13,3	15,1	13,4
3	1,6	57,5	58,6	1,9
4	1,0	60,7	60,7	0

кобальтовых и никель-алюминиевых, с высокой коэрцитивной силой, выдвинуло вопрос об аппаратуре и методике магнитных испытаний этих материалов.

Не требуется особенно доказывать, что существующая аппаратура для испытаний обычных сортов магнитной стали (хромистой, вольфрамовой) в данном случае не применима в чистом виде. Основываясь на баллистическом методе испытания в замкнутой магнитной цепи в пермеамetre, обеспечивающем достаточную точность результатов и относительно несложном, необходимо подчеркнуть затруднение, связанное с получением сильных магнитных полей в пермеамetre простейшего типа. Если еще можно говорить по отношению к таким пермеаметрам о получении напряженности поля порядка 1000 Ое в течение короткого промежутка времени, то в отношении более высоких напряженностей поля, которые необходимы для испытания никель-алюминиевых сталей, это представляет большие практические затруднения. К этому необходимо добавить, что испытания образцов магнитной стали должны производиться в таких условиях, чтобы образец заметно не нагревался, так как нагревание влечет за собой изменение его магнитных характеристик и больше всего — коэрцитивной силы.



По данным детальных исследований этого вопроса в магнитной лаборатории ВНИИМ относительное уменьшение коэрцитивной силы вольфрамовой магнитной стали при нагревании на  $1^{\circ}\text{C}$  составляет  $0,1\%$ . Предварительные исследования никель-алюминиевой стали дают тот же порядок изменения коэрцитивной силы при нагревании.

Учитывая условия производства никель-алюминиевых магнитных сталей (литье), затруднительность механической обработки (после отливки) и применение их в виде коротких магнитов, необходимо обеспечить испытание образцов небольшой длины.

Очевидным требованием также, которое должно быть предъявлено к аппаратуре и методу измерения, и в данном случае является точность измерений не ниже той, которую мы имеем при испытании обычных сортов стали баллистическим методом в пермеамetre. Наряду с этим должна быть обеспечена возможность испытания при максимальной напряженности поля порядка  $3000 \text{ Oe}$ .

В данном случае мы также будем основываться главным образом на баллистическом методе, получившем весьма широкое распространение как в СССР, так и за границей для такого рода испытаний.

Можно сказать, что для испытаний магнитных материалов в сильных магнитных полях, порядка тысяч эрстед, применяется почти во всех случаях „магнитный перешеек“, предложенный еще Юнгом, с теми или иными конструктивными изменениями.

Для создания сильного магнитного поля используется или электромагнит, или пермеамetre с ярмом, снабженный специальными дополнительными приспособлениями, при помощи которых создается подобие полюсных наконечников электромагнита.

На рис. 4 представлен общий вид электромагнита фирмы Гартман и Браун с приспособлением для испытания образцов. Образец вставляется через отверстие в полюсах электромагнита. В образованном таким образом перешейке между полюсами помещаются концентрические катушки, охватывающие образец и служащие для измерения магнитной индукции и напряженности поля баллистическим методом. Испытание в электромагните имеет то преимущество, что образец не окружен намагничивающей обмоткой, благодаря чему исключается его заметное нагревание. Вместе с этим получение достаточно сильных магнитных полей не представляет особых затруднений. К числу существенных недостатков электромагнита относится его большая магнитная инерция, что в сильной степени затрудняет измерения обычным баллистическим методом, предусматривающим изменение

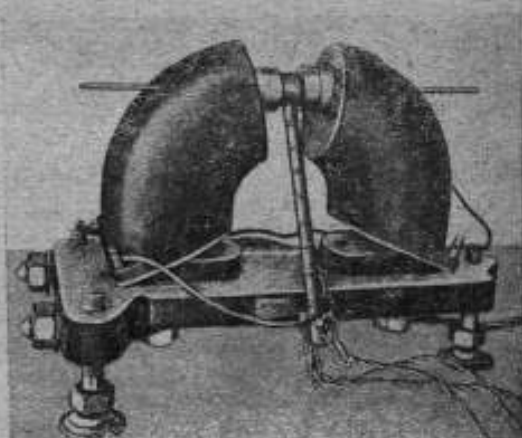


Рис. 4. Электромагнит для испытания образцов в сильных магнитных полях.

тока в обмотках электромагнита. Большая индуктивность электромагнита замедляет процесс изменения магнитного состояния также и в образце, и для получения надежных результатов требуется иметь гальванометр с очень большим временем первого отброса.

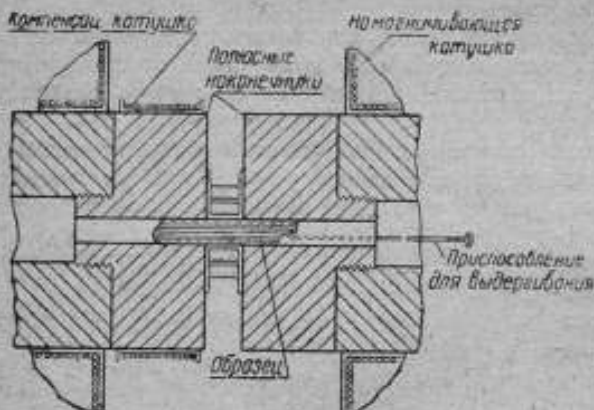


Рис. 5. Эскиз полюсов электромагнита Штеблея и Шретера с образцом и измерительными катушками.

Чтобы избежать этих затруднений, Фортрамом и Дежаном (R. Fortrat и P. Degean) было предложено, вместо того чтобы изменять ток в электромагните, выдергивать образец из электромагнита. Впоследствии этот способ был несколько усовершенствован Штеблейном и Шретером (F. Stäblein и K. Schroeter) [2]. На рис. 5 схематически представлено устройство полюсных наконечников электромагнита с образцом и измерительными катушками для измерения магнитной индукции и напряжен-

ности поля. Показанная на рисунке обмотка на полюсном наконечнике служит для компенсации влияния колебаний напряжения источника тока, питающего электромагнит. Однако с точки зрения техники эксперимента такой метод вряд ли можно считать достаточно удовлетворительным, так как выдергивание образца под током требует специального механического приспособления, а кроме того, для каждого измерения необходимо производить новую установку образца в электромагните.

Далее следует отметить устройство, получившее название „ярма-перешейка“ [3]. Из различных модификаций этого устройства укажем прежде всего на прибор Гумлиха, изображенный на рис. 6, 7 и 8. На рис. 6 дан общий вид ярма-перешейка, на рис. 7 — вкладыш из мягкого железа, при помощи которого образуется магнитный перешеек, с измерительными катушками применительно к испытанию цилиндрических образцов диаметром 6 мм и длиной 40 см. На рис. 8 показан аналогичный вкладыш для испытания полосовых образцов.

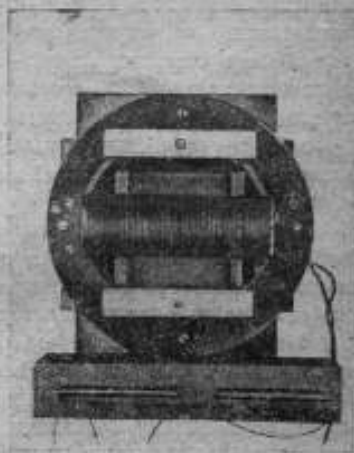


Рис. 6. Общий вид пермеаметра Гумлиха с ярмом-перешейком.

Это устройство прибора Гумлиха предназначалось для испытаний магнитно-мягких материалов, и изготовление из них длинных и тонких образцов не представляло больших затруднений. Для испытания же магнитных сталей такие размеры образцов естественно неприемлемы. Однако идея этого устройства с успехом может быть использована и для испытания сталей, и в настоящее время мы имеем несколько конструкций приборов, основанных на методе ярма-перешейка и приспособленных для испытания образцов закаленной магнитной стали с большой коэрцитивной силой.



Рис. 7. Вкладыш к ярму-перешейку Гумлиха для цилиндрических образцов.

Здесь можно указать на следующие приборы. Американской фирмой Фэхи изготавливаются пермеаметры описанной выше конструкции (рис. 1 и 2) для баллистического метода с так называемым адаптером, при помощи которого можно получить в образованном им перешейке напряженность поля до 2500—3000 Ое.



Рис. 8. Вкладыш к ярму-перешейку Гумлиха для полосовых образцов.

Устройство адаптера показано на рис. 9. Адаптер состоит из железных блоков, образующих магнитный перешеек. Концы блоков срезаны на конус для получения требуемой напряженности поля и более равномерного распределения его по высоте перешейка. Испытуемый образец зажи-

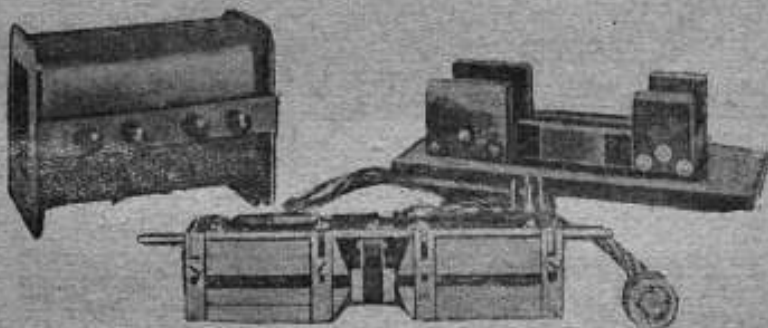


Рис. 9. Адаптер к пермеаметру Фэхи для сильных полей.

мается в перешейке между блоками, и в таком виде все устройство помещается на деревянную подставку (справа на рис. 9), вставляется внутрь намагничивающей катушки (слева на рис. 9) и прижимается к ярму пермеаметра, изображенного на рис. 2, с которого предварительно убираются катушка для измерения индукции и железные блоки  $P$  (рис. 1) с катушкой  $W_2$  для измерения напряженности поля.

Адаптер снабжен тремя измерительными катушками, расположенными в перешейке (рис. 9). Одна катушка, служащая для измерения индукции, охватывает образец, другие же две расположены над образцом в перешейке. Из этих последних одна предназначена для измерения напряженности поля, другая соединяется навстречу с катушкой для измерения индукции, благодаря чему измеряется внутренняя магнитная индукция. Адаптер позволяет испытывать образцы прямоугольного сечения до  $1,9 \times 3,75$  см.

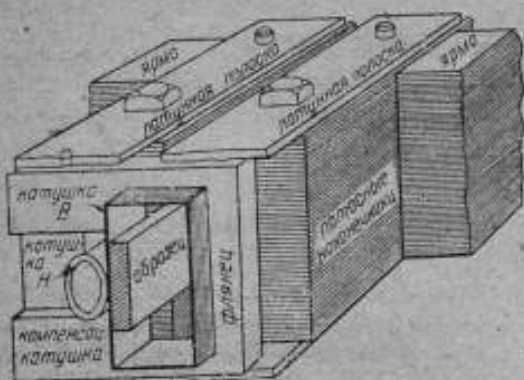


Рис. 10. Эскиз устройства пермеметра Американского бюро стандартов.

рис. 11—внешний вид пермеметра без измерительных катушек. Отличие этого пермеметра от пермеметра Фэхи заключается в том, что железные вставки, образующие перешеек, не заключены в намагничивающую катушку, а намагничивание всей системы осуществляется при помощи двух катушек, навитых на обе половины ярма. Магнитная индукция измеряется обмоткой, охватывающей образец, напряженность поля — катушкой, помещенной на поверхности образца. Перешеек имеет длину 5—6 см, поле же измеряется на протяжении 1 см в центральной части перешейка. В этих условиях максимальная напряженность поля получается порядка 1000 Ое. При уменьшении длины перешейка напряженность поля может быть соответственно увеличена. Существенным достоинством этой конструкции является отсутствие намагничивающей катушки на образце, что гарантирует образец от нагревания [4].

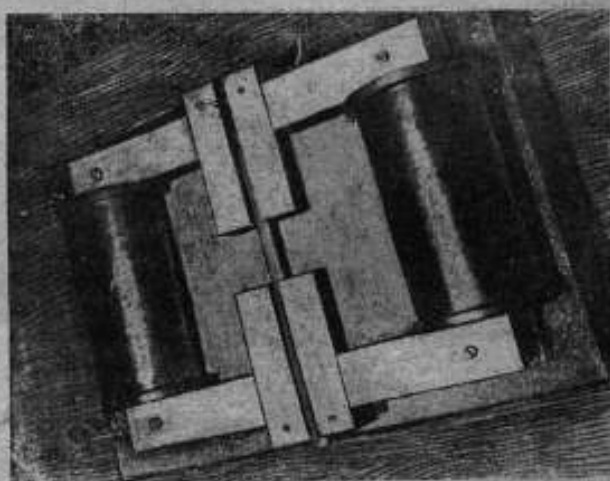


Рис. 11. Внешний вид пермеметра Американского бюро стандартов.

Для испытания образцов, а также готовых изделий, в частности постоянных магнитов, Нейманом (Neumann) был предложен пермеаметр, в котором предусмотрено, так же как и в пермеаметре Фэхи, измерение индукции и напряженности поля. На рис. 12 изображено схематическое устройство этого пермеаметра [5].

Массивное ярмо  $J$  из листовой электротехнической стали состоит из двух половин, которые могут передвигаться одна относительно другой при помощи винта  $A$ . Между половинками ярма вставляются передвижные вкладыши  $C$ , зажимающие испытуемый образец  $P$ .

При испытании коротких и толстых предметов между вкладышами  $C$  помещаются Т-образные накладки, которыми и зажимается испытуемый предмет. Намагничивающие катушки  $S$ , находясь в непосредственной близости к образцу, создают сильное намагничивающее поле. По данным автора, в зависимости от длины и материала образца, при 60 А намагничивающего тока можно получить напряженность поля до 16 кОе. На образец надевается измерительная катушка  $B$  для измерения магнитной индукции. На откидывающейся ножке (не показанной на рисунке) насаживается магнитный потенциалометр  $H$  с расстоянием между концами 25 мм, который плотно прилегает к поверхности испытуемого образца. Если при-

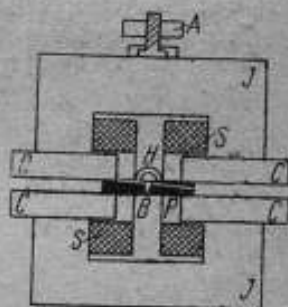


Рис. 12. Схематическое устройство пермеаметра Неймана.

ключить концы от потенциалометра к баллистическому гальванометру и быстро отдернуть его от поверхности образца, то гальванометр даст отклонение, пропорциональное напряженности магнитного поля вблизи образца.

Магнитная индукция при помощи катушки  $B$  измеряется обычным баллистическим методом.

В 1935 г. Штейнлейном и Стейнцем [6] был разработан пермеаметр, представляющий интерес с точки зрения метода измерения напряженности поля.

Двухстороннее ярмо  $J$ , несущее намагничивающие катушки  $W$ , в средней своей части имеет перешеек, через который отвлекается магнитный поток, пропорциональный магнитной индукции ( $B$  — измеритель для индукции) испытуемого образца  $P$ , зажимаемого с правой стороны ярма (рис. 13).

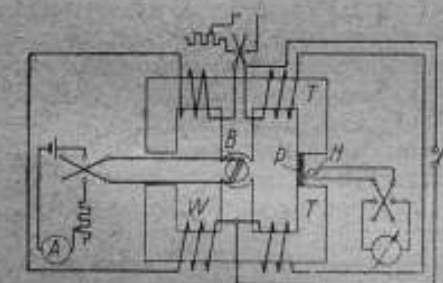


Рис. 13. Пермеаметр Штейнлейна и Стейнца.

В кольцевом зазоре перешейка вращается рамка, питаемая постоянным током от отдельного источника тока. Сила тока подбирается такой, чтобы произведение ее на площадь поперечного сечения образца оставалось постоянным и равным некоторой вполне определенной для данного прибора величине.

Для измерения напряженности магнитного поля вблизи образца помещается катушка  $H$ , насаженная на ось, приводимую во вращение двигателем.

При вращении катушки в ней возникает э. д. с., пропорциональная при постоянной скорости вращения напряженности магнитного поля вблизи образца. Эта э. д. с. измеряется магнитоэлектрическим вольтметром, подключенным через коллектор к вращающейся катушке.

В магнитной лаборатории ВНИИМ для испытания образцов в сильных магнитных полях применяется также ярмо-перешеек. Для цилиндрических образцов конструкция пермеаметра аналогична пермеаметру Гумлиха [3]. Для полосовых образцов построен особый пермеаметр, несколько отличающийся от предыдущего по конструкции и способу измерения напряженности поля. Общий вид пермеаметра показан на рис. 14. Внутри намагничивающей катушки помещается вкладыш прямоугольного сечения из мягкого железа, образующий перешеек в 12 мм. В прямоугольные отверстия

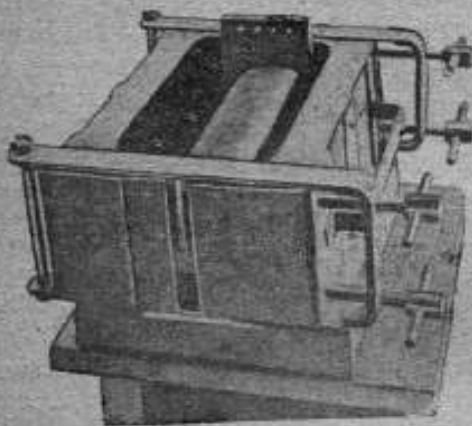


Рис. 14. Общий вид пермеаметра ВНИИМ для испытания полосовых образцов в сильных полях.

вкладыша вставляется испытуемый образец. Магнитная индукция измеряется обмоткой, охватывающей образец. Для измерения напряженности поля применяются плоские катушки (три), которые располагаются над образцом. Таким образом может быть измерена напряженность поля по высоте перешейка над образцом в трех местах и экстраполяцией определена напряженность поля на поверхности образца.

В 1929 г. ВНИИМ были произведены сравнительные испытания двух образцов: одного цилиндрического из мягкого железа и другого — в виде пакета листов электротехнической стали, в магнитных лабораториях PTR и в ВНИИМ. Испытания касались

определения основных кривых намагничивания в сильных магнитных полях, от 1000 до 6000 Ое. Наибольшие расхождения, которые наблюдались между данными испытания в PTR и в ВНИИМ, не превосходили 0,68% в отношении индукции; учитывая точность применяемой методики измерения, результаты можно считать удовлетворительными [7].

Имеются все основания полагать, что в отношении материалов с большой коэрцитивной силой сходимость результатов должна получиться не меньшей.

На основании изложенного, учитывая опыт работы магнитной лаборатории ВНИИМ, в качестве аппаратуры для испытания материалов с высокой коэрцитивной силой можно рекомендовать ярмо-перешеек, как обеспечивающий достаточную точность результатов измерения и наиболее удобный в отношении техники экспериментирования.

Весьма целесообразно является применение пермеаметров, подобных пермеаметру Фэхи с адаптером, пермеаметру Неймана или Штеблеяна, позволяющих производить испытания как в сильных, так и в средних магнитных полях.

Конструкция такого пермеаметра должна обеспечивать условия испытания, при которых образец в процессе эксперимента (определение намагничивающей части гистерезисного цикла) не нагревался бы больше, чем на 5°С, и не требовалось бы вводить поправки на изменение магнитных свойств образца от температуры. Желательно, чтобы пермеаметр был приспособлен для испытания образцов прямоугольного сечения различной длины, начиная примерно от 50 мм, при условии, чтобы индукция и напряженность поля измерились на протяжении не меньше 10 мм.

### Исследование никель-алюминиевой стали и магнитов из этой стали

а) Образцы для испытания. Для исследования были применены прямолинейные образцы круглого и квадратного сечений, изготовленные Ленинградским институтом металлов и Московским электрозаводом. В табл. 4 приведены размеры образцов, которые служили одновременно как для исследования материала, так и магнитов.

Таблица 4

Размеры образцов никель-алюминиевой стали

№ образца	Длина в мм	Площадь поперечного сечения в мм <sup>2</sup>	Форма сечения	Место изготовления
1	80	10,8	Круглая	Электрозавод
2	77	20,8	•	
3	98	7,3	•	
4	105	9,8	•	
5	83	7,0	•	
6	77,6	9,7	•	
7	165	100	Квадратная	Ленинградский институт металлов
8	145	100	•	
9	170	100	•	
10	145	100	Круглая	
11	140	100	Квадратная	
12	180	100	•	
13	190	100	•	
14	180	100	•	

б) Намагничивание никель-алюминиевой стали и магнитов. Для получения практически предельных значений магнитных характеристик для вольфрамовой и кобальтовых сталей можно ограничиться, как указывалось выше, максимальной напряженностью намагничивающего поля, которая значительно меньше той напряженности, при которой происходит насыщение материала. По отношению к этим сталям нами было установлено эмпирическое соотношение между максимальной напряженностью намагничивающего поля и коэрцитивной силой материала. Естественно предположить, что и для никель-алюминиевой стали это соотношение сохраняет силу. Для исследования этого вопроса образцы подвергались намагничиванию в разных полях и в каждом случае определялась зависимость между максимальным намагничивающим полем и остаточной индукцией и коэрцитивной силой. Обе эти зависимости имеют примерно один и тот же характер, и для суждения о степени намагничивания магнита можно руководствоваться какой-либо одной из этих характеристик.

Намагничивание осуществлялось в разомкнутой магнитной цепи в соленоиде длиной 800 мм с внутренним диаметром 90 мм; постоянная соленоида  $102,3 \frac{\text{Ое}}{\text{А}}$ . В табл. 5 и на рис. 15 приводятся результаты одного из экспериментов по намагничиванию образца № 2, имеющего коэрцитивную силу порядка 300 Ое.

Таблица 5

Остаточная индукция и коэрцитивная сила образцов никель-алюминиевой стали после намагничивания в разных полях

Напряженность внутреннего поля в эрстедах	Напряженность внешнего намагничивающего поля в эрстедах	Остаточная индукция в гауссах	Коэрцитивная сила в эрстедах
205	250	5 000	50
410	500	6 200	240
645	750	6 450	285
890	1 000	6 600	300
1 390	1 500	6 720	310
1 870	2 000	6 750	312
2 350	2 500	6 780	313
2 850	3 000	6 800	313
3 810	4 000	6 820	313
5 850	6 000	6 850	313

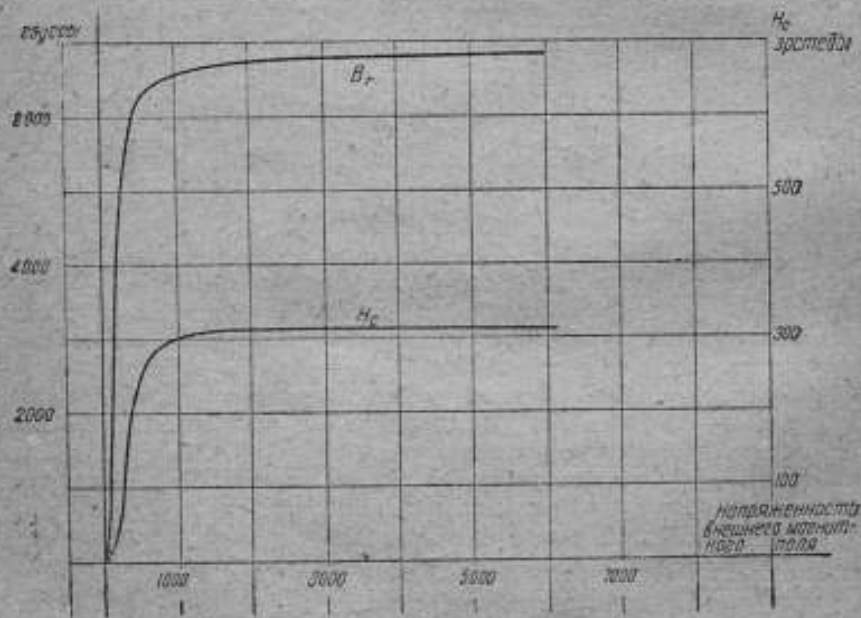


Рис. 15. Зависимость остаточной индукции и коэрцитивной силы от напряженности намагничивающего поля для никель-алюминиевой стали.



Изменение остаточной индукции  $B_r$  и коэрцитивной силы  $H_c$  на рис. 15 представлено в зависимости от напряженности внешнего поля соленоида. В данном случае, так как материал обладает весьма небольшой проницаемостью (табл. 6, стр. 26), разница между напряженностями внешнего и внутреннего полей незначительная, особенно при тех размерах образцов, которые применялись при испытаниях. В качестве примера на рис. 16 приведена зависимость между напряженностью внешнего поля  $H_e$  и отношением в процентах напряженности внутреннего поля  $H_i$  к напряженности внешнего поля для образца с относительно большим коэффициентом размагничивания  $N = 0,15$ . Исходя из этого, в дальнейшем при сравнительных исследованиях разных методов намагничивания результаты можно относить к напряженности внешнего намагничивающего поля.

Как следует из кривых рис. 15, остаточная индукция и коэрцитивная сила достигают практически предельных значений при напряженностях

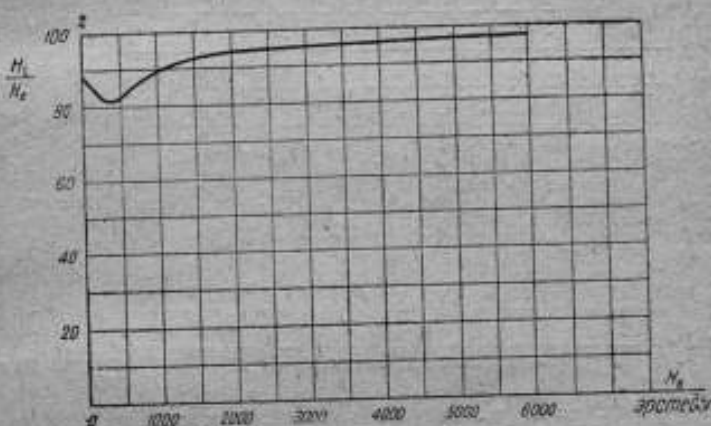


Рис. 16. Зависимость между напряженностью внешнего поля и отношением в процентах напряженностей внутреннего поля к внешнему для образца никель-алюминиевой стали с коэффициентом размагничивания 0,15.

намагничивающего поля порядка 1500 Ое. Таким образом и в отношении никель-алюминиевой стали подтверждается высказанное выше положение, что между коэрцитивной силой материала и напряженностью намагничивающего поля, необходимой для получения практически предельных магнитных характеристик, для всех известных сортов стали существует примерно одно и то же численное соотношение, выражаемое в среднем цифрой 6.

Имея в виду, что намагничивание в открытом соленоиде постоянным током, особенно если материал обладает коэрцитивной силой порядка 600 Ое, представляет большие технические затруднения, был исследован предложенный Е. Г. Шрамковым метод протаскивания магнита через магнитный перешеек, в котором создается сильное магнитное поле.

При намагничивании этим способом прямолинейный магнит протаскивали через магнитный перешеек в вышеописанном пермеамetre с ярмом-перешейком, где испытывались все образцы никель-алюминиевой стали.

Перешеек имел длину 12 мм. Полное намагничение магнитов, аналогичное намагничению постоянным полем при оптимальных условиях, достигалось в том случае, когда напряженность поля в перешейке составляла 7000 Ое. Для намагничивания прямолинейных магнитов этот способ представляет известные преимущества перед всеми остальными, так как получение сильных полей, необходимых для намагничения магнитов из стали с большой коэрцитивной силой, не встречает в этом случае каких-либо затруднений и легко осуществляется.

в) Измерение магнитных характеристик. Для определения основной кривой намагничения и гистерезисного цикла был применен метод ярма-перешейка в замкнутой магнитной цепи. В соответствии

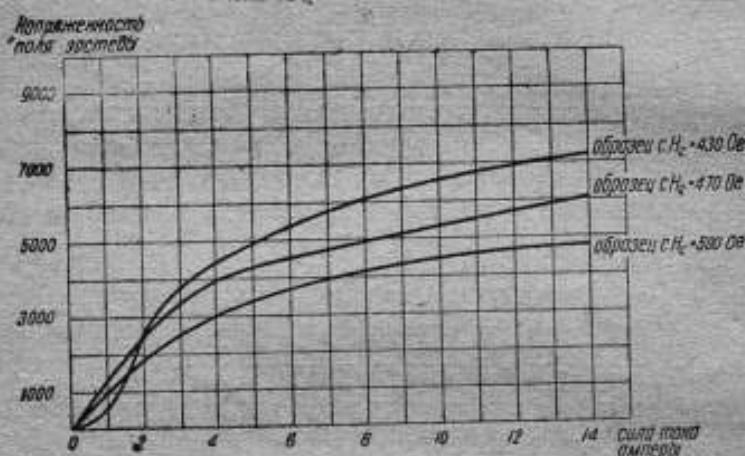


Рис. 17. Зависимость между напряженностью поля и силой тока в намагничивающей катушке пермеаметра.

с формой и размерами образцов, вкладывая, при помощи которых образуются перешеек, имели квадратную и круглую проточки.

Для измерений напряженности поля пользоваться специально изготовленными измерительными катушками: плоскими — при испытании образцов квадратного сечения, концентрическими — при испытании цилиндрических образцов. Плоские катушки укреплялись на различных расстояниях от поверхности образца таким образом, чтобы плоскость витков катушек была перпендикулярна к плоскости образца. При изготовлении плоских катушек встретились затруднения, обусловленные тем обстоятельством, что катушки должны быть тонкими, чтобы можно было измерять напряженность поля в непосредственной близости от поверхности образца. Однако уменьшение толщины катушек понижает точность измерения, так как поток, сцепляющийся с обмотками катушек, уменьшается, и отклонения баллистического гальванометра оказываются слишком малыми. В конце концов как оптимальные были выбраны катушки длиной 1 см, толщиной 0,3–0,4 мм; произведение числа витков на площадь поперечного сечения отдельных катушек колебалось от 10 до 15 см<sup>2</sup>.

Исследование пермеаметра показало, что зависимость между напряженностью поля и силой тока в намагничивающей катушке по своему харак-

теру подобна основной кривой намагничения и заметно изменяется в зависимости от свойств испытуемого образца и плотности соприкосновения его с вкладышами пермеметра. На рис. 17 приводятся кривые зависимости напряженности поля от силы тока в намагничивающей катушке пермеметра, а на рис. 18 показан характер распределения напряженности поля по высоте перешейка от поверхности образца также для различных сил тока в намагничивающей катушке. Для напряженностей поля меньших 500—600 Ое зависимость  $H = f(l)$  практически получается прямолинейной. На расстоянии около 2 мм от поверхности образца напряженность поля достигает максимума, что подтверждает необходимость иметь такие катушки для измерения напряженности поля, чтобы можно было уверенно экстраполировать кривые для определения напряженности поля на поверхности образца. Кривые рис. 18 получены при длине перешейка в 12 мм.

При определении основной кривой намагничения напряженность поля измерялась баллистическим методом при помощи вышеописанных измерительных катушек, при переключении намагничивающего тока. Далее строилась зависимость напряженности поля от расстояния до образца и экстраполяцией определялась напряженность поля на поверхности образца. Индукция измерялась обычным баллистическим методом при помощи катушки, навитой на образец.

Козрцитивная сила образцов определялась баллистическим методом в разомкнутой магнитной цепи в коэрциметре. Образец намагничивался одним из вышеописанных методов, затем укреплялся в центре соленоида таким образом, что с его середины можно было сдвигать измерительную катушку, присоединенную к баллистическому гальванометру. Далее включался ток, создающий магнитное поле обратного направления по отношению к направлению вектора остаточной индукции образца.

Увеличивая постепенно силу этого тока, можно добиться такого положения, когда при сбрасывании измерительной катушки с образца гальванометр не будет давать отклонения. Напряженность поля, соответствующая этому состоянию образца, и будет равна его коэрцитивной силе.

В табл. 6 и 7 приведены результаты определения основных кривых намагничения для трех образцов.

Размагничивающие части гистерезисных циклов определялись также в ярме-перешейке баллистическим методом. Однако в целях упрощения эксперимента напряженность поля не измерялась непосредственно, как при снятии основной кривой намагничения, а определялась косвенным путем.

Сначала коэрцитивная сила образца измерялась в разомкнутой магнитной цепи в коэрциметре, затем она определялась в ярме-перешейке, и

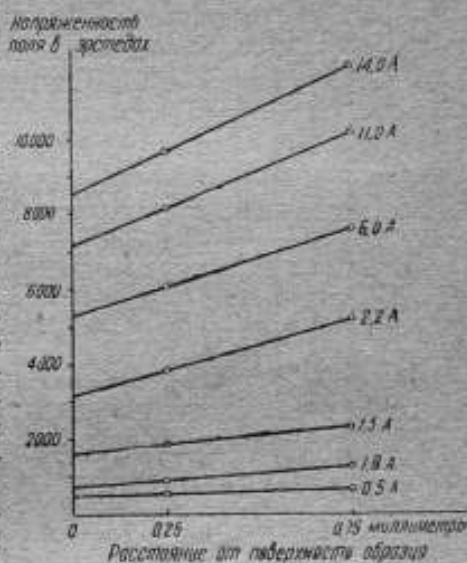


Рис. 18. Распределение напряженности поля по высоте перешейка.

Таблица 6

## Основная кривая намагничивания для образца № 7

Напряженность внешнего магнитного поля $H_{ex}$ в эрстедах	Магнитная индукция $B$	Внутренняя магнитная индукция $B_i$	Магнитная проницаемость $\mu$
	в гауссах		
52	400	348	7,7
78	620	542	7,9
103	860	657	8,4
130	1090	960	8,4
155	1370	1215	8,9
181	1660	1479	9,0
207	2100	1893	10,1
232	2660	2428	11,1
258	3470	3212	13,5
309	5150	5141	16,7
362	6440	6078	17,8
413	7280	6767	17,6
465	7980	7515	17,2
517	8750	8233	17,0
620	9120	8500	14,8
1000	10300	9300	10,3
2000	13500	11500	6,8
3000	15400	12400	5,1
4000	16800	12800	4,2
5000	18300	13300	3,7
6000	19800	13800	3,3
7000	21400	14400	3,1

Таблица 7

## Основные кривые намагничивания

Напряженность внешнего магнитного поля $H_{ex}$ в эрстедах	Образец № 8		Магнитная проницаемость $\mu$	Образец № 9		Магнитная проницаемость $\mu$
	Магнитная индукция $B$	Внутренняя магнитная индукция $B_i$		Магнитная индукция $B$	Внутренняя магнитная индукция $B_i$	
	в гауссах			в гауссах		
500	9000	8500	18	11000	10500	22
1000	10800	9800	9,8	12400	11400	12,4
2000	13900	11900	6,9	14500	12500	7,3
3000	15900	12900	5,3	16300	13300	5,4
4000	17800	13800	4,5	17900	13900	4,5
5000	19700	14700	4,0	19500	14500	3,9
6000	21700	15700	2,6	21400	15400	3,6

таким образом устанавливался коэффициент пропорциональности между напряженностью поля и силой намагничивающего тока. Все напряженности поля, которые меньше коэрцитивной силы, определялись в дальнейшем как произведение этого коэффициента на силу тока. Это гарантировало достаточную точность, так как, как следует из описанных экспериментов, при напряженностях поля меньше 600 Ое зависимость между напряженностью поля и силой тока получается близкой к прямой.

В табл. 8 приведены результаты определения размагничивающих кривых для двух образцов, а на рис. 19 по этим данным для образца № 7 построена кривая.

Кроме кривых гистерезисных циклов определялись также кривые обратных циклов при изменении поля от некоторого отрицательного значения до нуля. В третьем столбце табл. 8 приведены значения индукции, соответствующие вершинам обратных циклов. На основании этих данных вычислена обратимая проницаемость (табл. 9) и на рис. 19 построены наклоны обратных циклов. В табл. 9 для сравнения приведены также значения обратимой проницаемости для вольфрамовой стали.

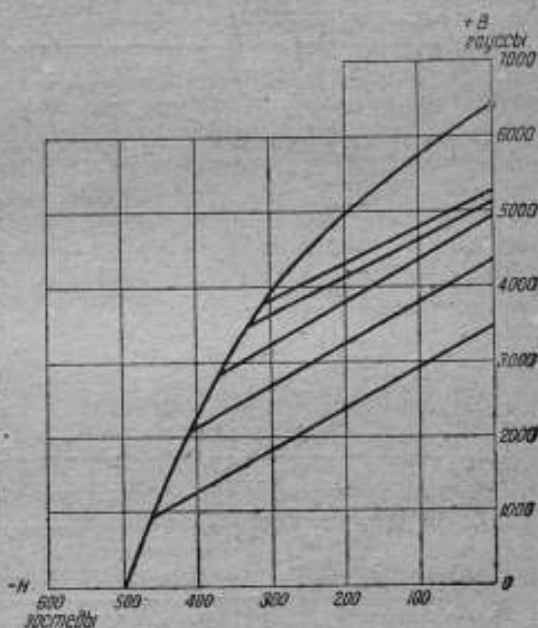


Рис. 19. Размагничивающая часть гистерезисного цикла и наклоны обратных циклов для никель-алюминиевой стали.

Таблица 8

Размагничивающие части гистерезисного цикла

Напряженность магнитного поля, в эрстедах	Магнитная индукция по кривой основного цикла, в гауссах	Магнитная индукция, соответствующая вершине обратного цикла, в гауссах
---	---	--

Образец № 8

-412	0	—
-380	660	2850
-340	1970	4380
-305	2680	5090
-265	3500	5310
0	6350	6350

Продолж. табл. 8

Напряженность магнитного поля, в эрстедах	Магнитная индукция по кривой основного цикла, в гауссах	Магнитная индукция, соответствующая вершине обратного цикла, в гауссах
---	---	--

Образец № 7

— 500	0	—
— 465	920	3 450
— 450	1 020	3 648
— 410	2 140	4 340
— 355	2 800	4 990
— 315	3 450	5 228
— 315	3 680	5 520
0	6 400	6 400

Таблица 9

Обратимая магнитная проницаемость

Магнитная индукция по основному циклу, в гауссах	Обратимая проницаемость	
	для никель-алюминиевой стали	для вольфрамовой стали
0	4,00	35,0
1 000	6,00	40,0
2 000	7,05	42,5
3 000	7,45	44,5
4 000	6,95	44,7
5 000	4,85	44,0
6 000	—	41,5

В табл. 10 даны результаты измерений остаточной индукции и коэрцитивной силы для всех исследованных образцов.

г) Влияние температуры на магнитные свойства никель-алюминиевой стали. Для исследования влияния температуры на магнитные свойства никель-алюминиевой стали были проведены измерения магнитной проницаемости при различных температурах от 20 до 750°C. При этом выяснилось, что область магнитного превращения соответствует интервалу температур от 750 до 770°C. После остывания магнитные свойства образцов полностью восстанавливаются.

Помимо этого, были определены температурные коэффициенты остаточной магнитной индукции в пределах температур от 20 до 100°C, что имеет наибольшее практическое значение для постоянных магнитов. Выяснилось, что температурный коэффициент для этих сталей колеблется от  $4,1 \cdot 10^{-4}$  до  $4,7 \cdot 10^{-4}$ , в то время как для вольфрамовой стали он равен  $20 \cdot 10^{-4}$  на 1°C. Таким образом в отношении температурных влияний никель-алюминиевая сталь уступает другим сортам магнитной стали.

Таблица 10

## Остаточная индукция и коэрцитивная сила никель-алюминиевой стали

№ образца	Остаточная индукция, в гауссах	Коэрцитивная сила, в эрстедах	Примечание
1	3 500	420	Измерения велись в разомкнутой магнитной цепи
2	6 720	320	
3	5 090	560	
4	5 000	530	
5	5 440	520	Измерения велись в замкнутой магнитной цепи
6	5 310	530	
7	6 350	410	
8	6 400	500	
9	5 050	410	Измерения велись в разомкнутой магнитной цепи
10	6 280	430	
11	5 910	474	
12	5 500	283	
13	5 150	425	
14	5 600	517	

Таблица 11

## Влияние переменного магнитного поля на магнитно-стабилизированные магниты

Наибольшая напряженность (действующее значение) переменного поля при магнитной стабилизации, в эрстедах	Напряженность внешнего переменного поля (действующее значение)	Остаточная индукция магнита, в гауссах
0	—	6 213
91	—	6 050
—	36	6 050
—	60	6 050
—	91	6 050
121	—	5 995
—	60	5 995
—	97	5 995
—	121	5 995
182	—	5 772
—	60	5 772
—	182	5 772
242	—	5 505
—	97	5 505
—	121	5 505
—	182	5 505
—	242	5 505
302	—	5 123
—	121	5 047
—	182	5 047
—	242	5 069
—	302	5 069
484	—	1 471
—	121	1 471
—	242	1 471
—	363	1 471
—	484	1 471
600	—	382

д) Исследование магнитов из никель-алюминиевой стали. Для магнитов наряду с высокими магнитными характеристиками чрезвычайно существенным качеством является устойчивость остаточного магнитного потока по отношению к таким воздействиям, как внешние магнитные поля, температура, сотрясения и удары, а также неизменяемость потока во времени. В соответствии с этим были проведены исследования влияния всех указанных факторов на прямолинейных магнитах, которые служили в качестве образцов стали для вышеприведенных исследований.

Прежде всего представляло интерес выяснить, при каких условиях магниты из никель-алюминиевой стали, как обладающие большой коэрцитивной силой, могут быть размагничены полностью после их намагничивания. Размагничивание осуществлялось переменным полем с убывающей до нуля величиной. Оказалось, что магниты из этой стали можно полностью раз-

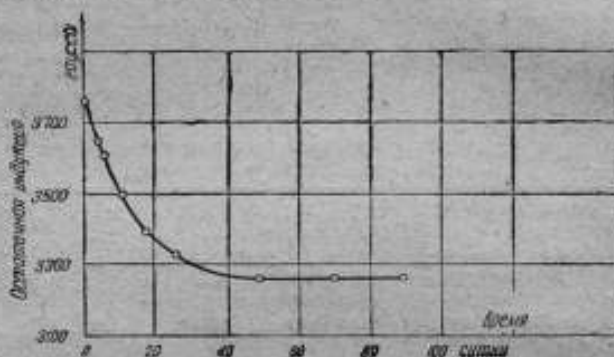


Рис. 20. Изменение остаточной индукции никель-алюминиевого магнита с течением времени.

магнитить, если наибольшее действующее значение переменного размагничивающего поля примерно на 60% больше, чем коэрцитивная сила материала, из которого сделан магнит.

Далее было исследовано влияние переменного магнитного поля на магниты намагниченные и магнитостабилизированные переменным полем с убывающей до нуля величиной поля. Как и следовало ожидать, указанный метод магнитной стабилизации полностью себя оправдал и в отношении никель-алюминиевой стали. Для одного из образцов в табл. 11 приведены результаты этого исследования. Если напряженность внешнего переменного поля не превосходит наибольшего значения переменного поля, при котором происходила магнитная стабилизация магнита, то остаточная индукция после удаления внешнего поля сохраняет ту же величину, что и до воздействия поля.

Дальнейшие исследования касались влияния тряски и вибраций на остаточное намагничение намагниченного магнита, а также изучался процесс естественного старения магнитов.

Влияние тряски было исследовано при различном числе ударов — до 380 ударов в минуту, с ускорением 20 g в течение 4 час. Удары производились как вдоль, так и поперек магнитной оси магнита. Никаких заметных изменений остаточной индукции после указанных опытов не обнаружилось.



Процесс естественного старения изучался в отношении изменения остаточной индукции в течение 3 месяцев. Характер этого процесса для одного из образцов иллюстрируется кривой на рис. 20. Практически устойчивое состояние наступает примерно спустя 50 дней после намагничивания. Достаточно большое изменение остаточной индукции во времени, порядка 9—10% заслуживает самого серьезного внимания с точки зрения применения никель-алюминиевых сталей и требует дополнительного изучения, имея в виду, что обычно принятый метод структурной стабилизации магнитов из других сортов стали (нагревание при 100°C) в данном случае не окажет никакого действия на ускорение процесса искусственного старения, если последнее применить к этой стали.

Вышеизложенные результаты исследования никель-алюминиевой стали и магнитов из этой стали следует рассматривать еще как предварительные, поскольку число исследованных образцов было относительно невелико, и материал образцов не отличался однородностью с точки зрения магнитных характеристик.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Sanford, Performance of the Fahy Simplex Permeameter, Bul. Bureau of Standard, „Journ. of Research“, May 1930, № 5, 703—709.
2. F. Stablein und R. Schroeter, Die Bestimmung der magnetischen Sättigung von Eisencarbid, „Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie“, 174, 1928, 193—215.
3. E. Gumlich, Vorrichtung zur Messung hoher Induktionen im Joch, „Archiv für Elektr.“, 2, 1914, 461—472.
4. R. L. Sanford and Eg. Bennet, An Apparatus for magnetic testing at high magnetic forces, „Bureau of Stand., Journ. of Research“, 10, № 4, 1933, 567—573.
5. H. Neumann, Das Spannungsmesserjoch, ein neues Prüfgerät für Dauermagnetstähle und fertige Magnete, Zeit. f. Techn. Phys. 15, № 11, 1934, стр. 47.
6. R. Stablein und R. Steinitz, Archiv für Eisenhüttenwesen, № 12, 1935.
7. Е. Г. Шрамков, Сравнительные испытания образцов в магнитной лаборатории ВИМС и РИР, „Труды ВНИИМ“, выпуск 4 (20), 1933.

Par E. G. Chramkov et E. T. Tchernychev

### LES MÉTHODES ET LES APPAREILS à EMPLOYER DANS LES ESSAIS MAGNÉTIQUES DES MATÉRIAUX POUR LES AIMANTS

#### Resumé

On considère dans le présent article les méthodes de mesure et, en résultat de la comparaison de différentes méthodes, on choisit la méthode ballistique, comme étant la plus appropriée aux buts pratiques.

L'analyse des erreurs de la méthode donne pour la mesure du flux l'erreur de 0,8% (voir la formule à la page 9) et pour la mesure de l'intensité du champ magnétique 1,6%.

La vérification expérimentale de la précision des mesures à l'aide d'un perméamètre du Laboratoire des Étalons magnétiques de l'IM, construit d'après le type du perméamètre de Fahy (fig. 3) a donné une divergence de valeurs mesurées de l'intensité du champ de 0,5 à 2%, ce qui s'approche de près des erreurs calculées théoriquement.

On donne dans l'article un aperçu critique des appareils existants et on paye une attention spéciale aux appareils servant aux mesures dans les champs intenses par la méthode ballistique. En même temps on cite les résultats des essais comparatifs de différents systèmes de perméamètres.

En considérant la question des intensités du champ nécessaires à l'aimantation, on indique la dépendance empirique entre la valeur nécessaire de l'intensité du champ magnétisant  $H_m$  et la force coercitive  $H_c$ :

$$H_m = (5 \div 7) H_c$$

(voir le tableau à la page 10).

La question des essais dans les champs magnétiques intenses est illustrée par des expériences effectuées avec des échantillons d'acier au nickel-aluminium à l'aide d'un perméamètre construit d'après le principe de la culasse de l'isthme.

L'étude des caractéristiques de l'acier à nickel-aluminium est précédée par l'étude des intensités du champ nécessaires à l'aimantation de cet acier.

Les résultats de ces expériences confirment la corrélation empirique citée auparavant. Sur le tableau 5 on expose la dépendance de la force coercitive (colonne IV) et de l'induction résiduelle (colonne III) de la valeur du champ magnétisant (colonne I).

Ensuite, pour les aciers fondus par l'Institut des Métaux à Leningrad, on a tiré des courbes d'aimantation fondamentales (voir la courbe, fig. 18), les parties démagnétisantes du cycle d'hystérésis et les courbes de la réversion magnétique (voir la courbe, fig. 19).

Outre ces caractéristiques fondamentales on a déterminé le coefficient de température de l'induction résiduelle qui s'est trouvé être égal à  $4,1 \div 4,7 \cdot 10^{-4}$ , et le point des transformations magnétiques qui est près de  $750-770^\circ\text{C}$ .

L'investigation des effets des vibrations a montré qu'au cours des vibrations à accélération de 20 g qui durent quatre heures avec 380 secousses par minute, il ne se produit pas de changement appréciable de l'induction résiduelle.

En examinant la question de l'aimantation des aimants rectilignes faits avec cet acier, on propose d'effectuer leur aimantation en les tirant à travers un petit volume du champ de grande intensité, complètement équivalent à leur aimantation dans le champ homogène. Cette dernière circonstance est intéressante parce qu'elle permet de se passer de bobines encombrantes.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ В РАЗОМКНУТОЙ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ

Коэрцитивной силой называется напряженность внутреннего магнитного поля, необходимая для того, чтобы довести остаточную намагниченность до нуля. Эта характеристика является мерой особого свойства материалов — коэрцитивности, обусловленного их структурным строением и определяющей способность сохранять остаточный магнетизм при внешних размагничивающих воздействиях.

Исследования, проведенные над монокристаллами и весьма чистым железом, показали, что нормальные кристаллы не являются носителями коэрцитивности, которая таким образом обуславливается исключительно аномальным строением ферромагнитных материалов [1, 2]. Современные теории ферромагнетизма полностью подтверждают это положение [3].

Явление коэрцитивности имеет большое значение при разработке многих электромагнитных механизмов, и поэтому определение коэрцитивной силы кроме теоретического имеет также большое прикладное значение.

В целом ряде случаев величина коэрцитивной силы является не только качественной характеристикой материала, но может служить одним из расчетных параметров как в теоретических исследованиях, так и в некоторых практических приложениях [4, 5, 6].

Несмотря на большое практическое значение точного определения этой величины, измерительная техника не имеет достаточно хорошо исследованной методики ее определения.

Наиболее распространенным методом определения коэрцитивной силы является баллистический метод с пермеаметром типа Голкинсона. Однако для большинства материалов определение коэрцитивной силы этим методом дает весьма невысокую точность, вытекающую из принципиальных особенностей пермеаметра. Даже для целей практики применимость этого метода ограничивается узким кругом материалов с коэрцитивной силой от 50 до 250 Ое.

Измерение коэрцитивной силы больше 250 Ое в обычных пермеаметрах представляется затруднительным ввиду необходимости создания больших намагничивающих полей, а также в силу появления дополнительных ошибок. Ошибки этого метода в основном обуславливаются влиянием трех факторов: магнитной проницаемостью, поперечным сечением ярма, а также сечением и материалом испытуемого образца.

В пермеамetre с ярмом из относительно магнитно-твердого материала большие ошибки при измерениях могут быть объяснены подмагничивающим действием остаточного потока ярма и то время, когда собственный поток образца стремится к нулю.

Значительные ошибки также могут появиться при измерении образцов с очень большим поперечным сечением, что объясняется повышенным намагничиванием ярма, а следовательно большим остаточным подмагничивающим потоком последнего. В табл. I в качестве примера приведены результаты определения коэрцитивной силы  $H_c$  в обычном пермеамetre для разных материалов. За истинные величины  $H_c$  приняты данные измерения на магнитометре.

Результаты определения  $H_c$  в пермеамetre и на магнитометре

Наименование материала	Сечение образца в см <sup>2</sup>	Коэрцитивная сила, измеренная		Расхождение в %
		в перме- амetre	на магнито- метре	
		в эрстедах		
Трансформаторная сталь . . . . .	0,33	0,98	0,47	101
Техническое железо . . . . .	0,45	2,3	1,6	48
Вольфрамовая сталь (отожженная) . . .	2,0	15,1	13,3	13
Вольфрамовая сталь (закаленная) . . .	1,6	58,6	57,5	1,9

Из всего сказанного с полной очевидностью вытекает непригодность пермеамetra обычной конструкции для точных измерений коэрцитивной силы, особенно магнитно-мягких материалов. Даже если предположить, что ярмо изготовлено из материала с коэрцитивной силой, близкой к нулю, и проницаемостью сколь угодно большой, все же мы имели бы ошибку в измерениях, обусловливаемую самим методом измерения, при котором вследствие коммутации тока возникает размагничивающее поле (подробнее см. стр. 46). Вопрос более детального исследования работы пермеамetra является темой специальной работы, и приводимые здесь данные необходимо рассматривать как предварительные.

Кроме обычного пермеамetra существуют конструкции,<sup>1</sup> позволяющие более точно определять величину  $H_c$  за счет устранения искажений, вносимых ярмом; однако и эти приборы не гарантируют достаточной точности.

### Определение коэрцитивной силы магнитометрическим методом

Измерение коэрцитивной силы по данному методу основано на определении той напряженности поля, которая соответствует состоянию материала, остаточная намагниченность которого доведена до нуля. В данном методе магнитометр не является собственно измерительным прибором, а служит лишь индикатором указанного состояния, и измерение коэрцитивной силы сводится к измерению силы тока и точному знанию постоянной намагничивающей катушки [9].

Перед испытанием устанавливается компенсация влияния поля намагничивающей катушки на магнит магнитометра при помощи второй катушки. Благодаря этому на магнит магнитометра будут действовать только силовые линии внутренней индукции ( $B_i = 4\pi J$ ) испытуемого образца. Испытуемый образец помещается в центральной части намагничивающей катушки. Включается ток, который увеличивается до некоторого заданного максимального значения, делается магнитная подготовка, затем ток постепенно уменьшается до возможного минимума и выключается. Отклонение магнитометра в этот момент соответствует остаточной намагниченности образца. Включая ток

<sup>1</sup> Описание работы других систем пермеаметров см. [7, 8].

в обратном направлении и плавно увеличивая его величину, добиваются нулевого отклонения магнитометра. По силе тока в намагничивающей катушке вычисляют коэрцитивную силу  $H_c = KI_c$ , где  $K$  — постоянная намагничивающей катушки, а  $I_c$  — сила тока, соответствующая коэрцитивной силе.

Практически не всегда удается точно подобрать такую силу тока  $I_c$  и к тому же это отнимает излишне много времени. Обычно при измерениях величина  $I_c$  находится в результате интерполяции между двумя значениями тока, одно из которых  $I_1 < I_c$ , а другое  $I_2 > I_c$ . Пусть при токе  $I_1$  магнитометр дал отклонение  $\alpha_1$ , а при токе  $I_2$  — отклонение  $\alpha_2$ . Тогда величина коэрцитивной силы может быть вычислена по следующей формуле:

$$H_c = K \left[ I_1 + (I_2 - I_1) \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2} \right]$$

или

$$H_c = H_1 + (H_2 - H_1) \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2},$$

где  $H_1 = KI_1$ , а  $H_2 = KI_2$ .

Такой способ определения  $H_c$  вполне допустим, так как в области коэрцитивной силы кривую гистерезисного цикла можно принять за прямую линию.

Для того чтобы оценить точность определения величины  $H_c$ , найдем выражение погрешности по правилам дифференцирования:

$$\Delta H_c = \Delta H_1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2} \Delta H_2 - \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2} \Delta H_1 + (H_2 - H_1) \frac{\alpha_2 \Delta \alpha_1 - \alpha_1 \Delta \alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}.$$

Пользуясь точными приборами при измерении  $H_1$  и  $H_2$ , можно считать погрешности  $\Delta H_1$  и  $\Delta H_2$  равными нулю по сравнению с  $\Delta \alpha_1$  и  $\Delta \alpha_2$ . Полагая  $\Delta \alpha_1 = \Delta \alpha_2 = \pm \Delta \alpha$ ,

получим:

$$\Delta H_c = (H_2 - H_1) \frac{\Delta \alpha}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Относительная погрешность будет равна:

$$\frac{\Delta H_c}{H_c} = \frac{H_2 - H_1}{H_c} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Из последнего выражения видно, что относительная погрешность тем меньше, чем меньше разность  $H_2 - H_1$ , т. е. чем уже интервал интерполяции и чем больше при этом отклонения магнитометра  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ; последнее обстоятельство зависит от чувствительности магнитометра, от расстояния между испытуемым образцом и магнитом прибора и от магнитного момента образца.

## Измерение коэрцитивной силы баллистическим методом путем сбрасывания измерительной катушки

Принцип метода аналогичен изложенному выше магнитометрическому, с той лишь разницей, что индикатором в данном случае является баллистический гальванометр.

Испытуемый образец помещается в центральной части соленоида таким образом, чтобы с образца, начиная от его середины, можно было сдвигать измерительную катушку, обмотка которой присоединяется к баллистическому гальванометру.

Перед измерением соленоид устанавливается перпендикулярно к магнитному меридиану. Образец намагничивают до насыщения, уменьшают намагничивающий ток до нуля, переключают его направление и постепенно начинают его увеличивать.

При каждом значении силы тока сдвигают измерительную катушку с середины образца, увеличивая силу тока до тех пор, пока отброс гальванометра не будет равен нулю. Последнее обстоятельство будет служить указанием на то, что намагниченность равна нулю, а следовательно напряженность поля соленоида численно равна коэрцитивной силе.

Аналогично магнитометрическим измерениям и в данном случае обычно фиксируют два значения силы тока, соответствующие напряженности магнитного поля несколько больше и несколько меньше  $H_c$ . Обозначим эти силы тока и напряженности поля соответственно  $I_1$  и  $I_2$ ,  $H_1$  и  $H_2$ , а силу тока, соответствующую  $H_c$ , через  $I_c$ , тогда

$$I_c = I_2 + (I_2 - I_1) \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2}$$

и

$$H_c = \left[ K I_1 + (I_2 - I_1) \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2} \right]$$

или

$$H_c = H_1 + (H_2 - H_1) \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Относительную погрешность при этом определяют по ранее выведенной формуле:

$$\frac{\Delta H_c}{H_c} = \frac{H_2 - H_1}{H_c} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Если взять минимальное значение  $H_2 - H_1$ , то погрешность будет зависеть от чувствительности баллистического гальванометра и числа витков измерительной катушки, так как

$$\alpha_1 + \alpha_2 = \frac{4\pi w s}{C_b} (J_1 + J_2),$$

где  $w$  — число витков;  $s$  — сечение образца;  $C_b$  — баллистическая постоянная гальванометра;  $J_1$  и  $J_2$  — соответствующие намагниченности образца.

Увеличение  $J_1$  и  $J_2$ , хотя и уменьшает величину погрешности, но представляется невозможным, так как при этом нарушается возможность интерполяции по линейной зависимости. Погрешность уменьшается с увеличением числа витков измерительной катушки, однако сильное их увеличение влечет увеличение сопротивления и ухудшает условия работы гальванометра.

В 1935 г. Нейманом был разработан коэрциметр, в котором определение коэрцитивной силы ведется также в разомкнутой магнитной цепи [15].

Вблизи испытуемого образца, но не на магнитной оси, помещается измерительная катушка, приводимая во вращение двигателем. Э. д. с., индуцируемая в этой катушке благодаря пересечению силовых линий магнитного потока испытуемого образца, измеряется магнитоэлектрическим гальванометром, включенным через выпрямитель.

При размагничивании образца показания прибора постепенно убывают, и при нулевом показании гальванометра магнитное состояние будет соответствовать коэрцитивной силе, которая подсчитывается по силе тока намагничивающей катушке.

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По линейн
36	26 сверху	$H_c = \left[ K l_1 + (l_2 - l_1) \frac{a_1}{a_1 + a_2} \right]$	$H_c = K \left[ l_1 + (l_2 - l_1) \frac{a_1}{a_1 + a_2} \right]$	типогр.

$$- H \mu_0 + 4\pi J = 0,$$

откуда

$$J = \frac{H \mu_0}{4\pi}.$$

Следовательно, величина размагничивающего поля, приводящая индукцию в образце к нулю, не будет равна коэрцитивной силе, так как намагниченность в этом случае имеет величину, отличную от нуля.

При испытании сильно магнитных материалов, для которых отношение  $\frac{B_r}{H_c}$  имеет порядок сотен и тысяч, замена действительного значения коэрцитивной силы значением, полученным в предположении равенства нулю остаточной индукции, в измерениях вполне допустима, так как в области нисходящей ветви цикла от  $J = \frac{H_c \mu_0}{4\pi}$  до  $J = 0$  кривая цикла может быть принята за нормаль к оси  $H$ . Однако для материалов, у которых отношение  $\frac{B_r}{H_c}$  достаточно мало, этот метод может дать большие отклонения измеренной величины  $H_c$  от ее действительного значения.

Для проверки этого положения были выбраны два образца специально обработанной мало магнитной никелевой стали со следующими характеристиками, определенными баллистическим методом при помощи сбрасывания измерительной катушки.

## Измерение коэрцитивной силы баллистическим методом путем сбрасывания измерительной катушки

Принцип метода изложен выше магнитометрическому, с той лишь разницей, что индикатором в данном случае является баллистический гальванометр.

Испытуемый образец помещается в центральной части соленоида таким образом, чтобы с образца, начиная от его середины, можно было сдвигать измерительную катушку, обмотка которой присоединяется к баллистическому гальванометру.

Перед измерением соленоид устанавливается перпендикулярно к магнитному меридиану. Образец намагничивают до насыщения, уменьшают намагничивающий ток до нуля, переключают его направление и постепенно начинают его увеличивать.

При каждом значении силы тока сдвигают измерительную катушку с середины образца, увеличивая силу тока до тех пор, пока отброс гальванометра не будет равен нулю. Последнее обстоятельство будет служить указанием на то, что намагниченность равна нулю, а следовательно напряженность поля соленоида численно равна

Ф  
н  
т  
с

и

$$H_c = \left[ KI_1 + (I_2 - I_1) \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2} \right]$$

или

$$H_c = H_1 + (H_2 - H_1) \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Относительную погрешность при этом определяют по ранее выведенной формуле:

$$\frac{\Delta H_c}{H_c} = \frac{H_2 - H_1}{H_c} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Если взять минимальное значение  $H_2 - H_1$ , то погрешность будет зависеть от чувствительности баллистического гальванометра и числа витков измерительной катушки, так как

$$\alpha_1 + \alpha_2 = \frac{4\pi ws}{C_g} (J_1 + J_2),$$

где  $w$  — число витков;  $s$  — сечение образца;  $C_g$  — баллистическая постоянная гальванометра;  $J_1$  и  $J_2$  — соответствующие намагниченности образца.



Увеличение  $J_1$  и  $J_2$ , хотя и уменьшает величину погрешности, но представляется невозможным, так как при этом нарушается возможность интерполяции по линейной зависимости. Погрешность уменьшается с увеличением числа витков измерительной катушки, однако сильное их увеличение влечет увеличение сопротивления и ухудшает условия работы гальванометра.

В 1935 г. Не Я м а н о м был разработан коэрциметр, в котором определение коэрцитивной силы ведется также в разомкнутой магнитной цепи [15].

Вблизи испытуемого образца, но не на магнитной оси, помещается измерительная катушка, приводимая во вращение двигателем. Э. д. с., индуцируемая в этой катушке благодаря пересечению силовых линий магнитного потока испытуемого образца, измеряется магнитоэлектрическим гальванометром, включенным через выпрямитель.

При размагничивании образца показания прибора постепенно убывают, и при нулевом показании гальванометра магнитное состояние будет соответствовать коэрцитивной силе, которая подсчитывается по силе тока в намагничивающей катушке.

### Измерение коэрцитивной силы по баллистическому методу коммутацией поля

Метод основан на измерении размагничивающего поля, уменьшающего магнитную индукцию в образце до нуля.

При размагничивании индукция в образце равна нулю, т. е.

$$-H\mu_0 + 4\pi J = 0,$$

откуда

$$J = \frac{H\mu_0}{4\pi}.$$

Следовательно, величина размагничивающего поля, приводящая индукцию в образце к нулю, не будет равна коэрцитивной силе, так как намагниченность в этом случае имеет величину, отличную от нуля.

При испытании сильно магнитных материалов, для которых отношение  $\frac{B_r}{H_c}$  имеет порядок сотен и тысяч, замена действительного значения коэрцитивной силы значением, полученным в предположении равенства нулю остаточной индукции, в измерениях вполне допустима, так как в области нисходящей ветви цикла от  $J = \frac{H_c\mu_0}{4\pi}$  до  $J = 0$  кривая цикла может быть принята за нормаль к оси  $H$ . Однако для материалов, у которых отношение  $\frac{B_r}{H_c}$  достаточно мало, этот метод может дать большие отклонения измеренной величины  $H_c$  от ее действительного значения.

Для проверки этого положения были выбраны два образца специально обработанной мало магнитной никелевой стали со следующими характеристиками, определенными баллистическим методом при помощи сбрасывания измерительной катушки.

Образец № 1:  $H_c = 48 \text{ Oe}$ ;  $B_r = 11,5 \text{ G}$ ;  $4\pi J_{\text{max}} = 32 \text{ G}$ ,

Образец № 2:  $H_c = 22,3 \text{ Oe}$ ;  $B_r = 380 \text{ G}$ ;  $4\pi J_{\text{max}} = 2220 \text{ G}$ .

Далее для обоих образцов была определена коэрцитивная сила по рассматриваемому методу, оказавшаяся соответственно равной: для первого образца примерно  $9 \text{ Oe}$ , для второго —  $20,8 \text{ Oe}$ . Результаты этих измерений представлены графически на рис. 1, где дана размагничивающая часть цикла для образца № 1. Отрезок  $OH_c$  дает истинную величину

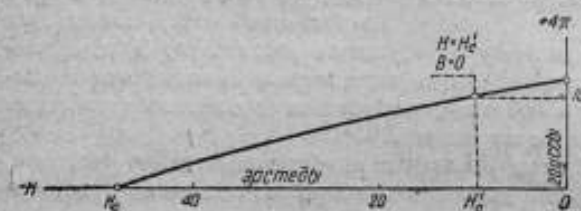


Рис. 1. Размагничивающая часть гистерезисного цикла для образца № 1.

коэрцитивной силы, а отрезок  $OH_c'$  — ее значение, измеренное данным методом.

Приводимые цифры, являясь весьма показательными, получены на материалах, не имеющих большого практического значения, однако такого же рода картину в не-

сколько более смягченном виде мы получаем для сталей типа кобальтовых или никель-алюминиевых. В качестве примера приводим для никель-алюминиевой стали отношение  $B_r$  к  $H_c$ , равное  $\frac{6400}{500} = 12,8$ .

На рис. 2 и 3 даны размагничивающие части гистерезисного цикла в двух вариантах:  $B = f(H)$  и  $4\pi J = f(H)$ .

Отрезки, отсекаемые на оси абсцисс этими кривыми, дают соответственно неправильное и правильное значения коэрцитивной силы. При этом истинное значение коэрцитивной силы должно быть больше, чем получаемое из кривой  $B = f(H)$ . Действительно, если отложить на оси  $4\pi J$  отрезок  $OA$ , равный  $500 \text{ Oe}$  в масштабе индукции, т. е. значению  $H_c$ , полученному из

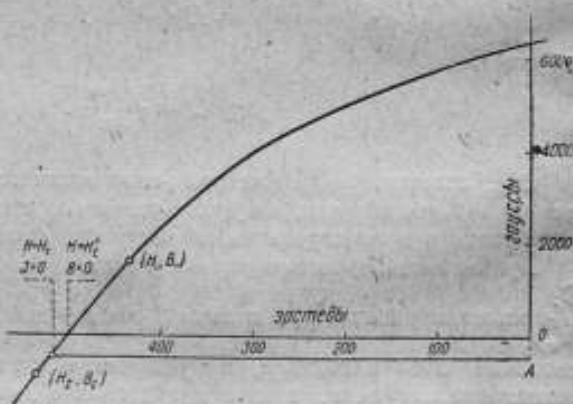


Рис. 2. Кривая зависимости  $B = f(H)$ .

кривой  $B = f(H)$ , и из конца его восставить перпендикуляр до пересечения с кривой  $4\pi J = f(H)$ , то полученный отрезок  $H_c'A$  тоже должен равняться  $500 \text{ Oe}$  (что и имеет место на самом деле). Тогда ошибка в измерении  $H_c$  будет равна  $19 \text{ Oe}$ , что составит около  $4\%$ .

Наоборот, из кривой  $B = f(H)$  легко может быть получено истинное значение коэрцитивной силы. Для этого на расстоянии, равном  $H_c'$  от оси абсцисс, ниже ее, в масштабе индукции проводим прямую, параллельную

оси абсцисс, и отсчитываем на ней расстояние от оси ординат до точки пересечения с кривой  $B=f(H)$  в масштабе напряженности поля. Полученная величина дает действительное значение коэрцитивной силы.

Несмотря на вышеуказанные ошибки измерения, этот метод без большого ущерба для точности может применяться при измерении коэрцитивной силы целого ряда материалов, для которых отношение  $\frac{B_c}{H_c}$  имеет величину больше 100; во всех же остальных случаях должны быть внесены соответствующие поправки согласно приводимой ниже схеме.

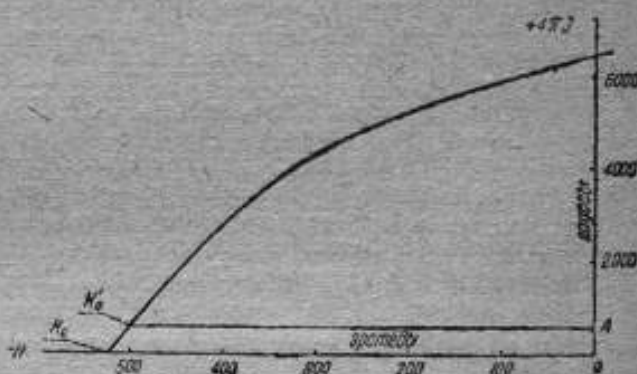


Рис. 3. Кривая зависимости  $4\pi J = f(H)$ .

Обозначим через  $O$  и  $H'_c$  — координаты точки пересечения кривой цикла с осью абсцисс, через  $B_1$  и  $H_1$  — координаты, соответствующие точке, лежащей на цикле несколько выше  $H'_c$  (рис. 2), и через  $B_2$  и  $H_2$  — координаты точки, лежащей несколько ниже оси абсцисс в третьем квадранте; тогда для точки  $(H_1; B_1)$ :

$$B_1' = 4\pi J' = B_1 + H_1\mu_0 \text{ и } H = H_1;$$

для точки  $(H_2; B_2)$ :

$$B_2'' = 4\pi J'' = B_2 + H_2\mu_0 \text{ и } H \neq H_2;$$

для точки  $(H'_c; O)$ :

$$B_1''' = 4\pi J''' = H'_c\mu_0 \text{ и } H = H'_c.$$

Изменение величины  $B_1$ , соответствующее разности в напряженностях поля  $H_1$  и  $H_2$ , обозначим через  $\Delta B_1$ ; тогда

$$\Delta B_1 = B_1 + H_1\mu_0 - (B_2 + H_2\mu_0) = (B_1 - B_2) - (H_2 - H_1)\mu_0.$$

Применяя правила интерполирования, получим погрешность в измерении  $H_c$ , равную  $\Delta H_c = H_c - H'_c$ , в форме

$$\Delta H_c = H'_c \frac{(H_2 - H_1)\mu_0}{(B_1 - B_2) - (H_2 - H_1)\mu_0}$$

или

$$H_c = H'_c + \Delta H_c = H'_c + H'_c \frac{(H_2 - H_1)\mu_0}{(B_1 - B_2) - (H_2 - H_1)\mu_0};$$

отсюда

$$H_c = \frac{H_2 B_1 - H_1 B_2}{(B_1 - B_2) - (H_2 - H_1) l_0}$$

Применимость этой формулы была проверена нами для рассмотренного образца никель-алюминиевой стали (рис. 2 и 3) и показала достаточную сходимость вычисленной величины  $H_c$  с действительным ее значением; измеренное значение  $H_c' = 500$  Ое, действительное значение  $H_c = 519$  Ое.

Все изложенное в равной мере относится как к измерениям в переметре, так и в разомкнутой цепи.

Измерения коэрцитивной силы баллистическим методом при коммутации поля производятся путем определения отклонения гальванометра при изменении магнитной индукции в образце от  $B_{\max}$  до  $B=0$ , т. е. при коммутации поля от  $H_{\max}$  до величины  $H_c'$ , приблизительно равной коэрцитивной силе. Обычно измеряют<sup>1</sup> отклонение гальванометра  $\alpha_m$ , соответствующее двойному изменению индукции  $B_{\max}$ ; затем подыскивают значения напряженностей поля  $H_1$  и  $H_2$ , соответствующие отклонениям гальванометра  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  при изменении поля от  $H_{\max}$  до  $-H_1$  и  $-H_2$ , причем  $\alpha_1 < \frac{\alpha_m}{2}$  и  $\alpha_2 > \frac{\alpha_m}{2}$ , стремясь к тому, чтобы эти неравенства были возможно ближе к равенствам; тогда величина  $H_c'$  будет равна:

$$H_c' = H_1 + (H_2 - H_1) \frac{\frac{\alpha_m}{2} - \alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}$$

и действительное значение коэрцитивной силы  $H_c$  может быть подсчитано или по выведенной ранее формуле, или же по формуле:

$$H_c = \frac{H_2 \left( \frac{\alpha_m}{2} - \alpha_1 \right) - H_1 \left( \frac{\alpha_m}{2} - \alpha_2 \right)}{(\alpha_2 - \alpha_1) - (H_2 - H_1) \frac{s\omega}{C_b}}$$

где  $s$  — сечение образца;  $\omega$  — число измерительных витков;  $C_b$  — постоянная баллистического гальванометра.

Выражение для погрешности величины  $H_c'$ , по аналогии с предыдущими выражениями, может быть представлено в виде

$$\frac{\Delta H_c'}{H_c'} = \frac{(H_2 - H_1)}{H_c'} \frac{\Delta \alpha}{\alpha_2 - \alpha_1}$$

К этому выражению, как и ранее, применимы замечания о числе витков и постоянной баллистического гальванометра. Погрешность в опре-

<sup>1</sup> Теоретические обоснования см. Е. Г. Шрамков, Магнитные измерения, Стеклографированное издание Ленинградского индустриального института.

делении  $H_c$  в данном случае практически можно вычислять по формуле:

$$\frac{\Delta H_c}{H_c} = \frac{\Delta H_c'}{H_c'}$$

При измерении коэрцитивной силы по одному из трех описанных выше методов могут иметь место погрешности, возникающие вследствие воздействия различных факторов.

Оказывается возможным разобрать эти влияния, не связывая их с конкретной методикой измерений, имея в виду определение  $H_c$  в разомкнутой магнитной цепи.

Причинами возникновения погрешностей в основном могут быть: недостаточное насыщение материала, размагничивание материала при коммутации поля, неравномерность распределения поля и влияние внешних факторов (температура, механические воздействия и внешние поля).

### Зависимость $H_c$ от насыщения материала

Коэрцитивная сила в сильной степени зависит от напряженности того магнитного поля, в котором материал подвергался намагничиванию. Величина коэрцитивной силы имеет свое наибольшее значение при напряженности намагничивающего поля, соответствующей насыщению материала, и, говоря о коэрцитивной силе, имеют в виду именно это ее максимальное значение.

На рис. 4 приведен ряд кривых, дающих зависимость  $H_c$  от намагничивающего поля для наиболее употребительных материалов; данные для построения этих кривых взяты как из опытов магнитной лаборатории ВНИИМ, так и из литературных источников [10, 11].

Так как для магнитных сталей уже ранее имелся богатый опытный материал и были установлены пределы для минимального значения намагничивающего поля, то в настоящей работе эти зависимости были получены лишь для магнитно-мягких материалов с  $H_c$  порядка 0,5—2 Ое. Измерения велись на магнитометре Колярауша и Хольборна в намагничивающей катушке длиной 1 м с образцами длиной около 50 см. Результаты этих измерений приведены в табл. 2 и 3 и на рис. 5.

На основании этих данных можно считать напряженность поля порядка 100 Ое вполне достаточной для получения максимального значения коэрцитивной силы мягких материалов.

К этому же вопросу тесно примыкает зависимость измеренного значения  $H_c$  от формы и размеров образца. Для разомкнутой магнитной цепи имеем следующее выражение:

$$H_i = H_c - NJ,$$

где  $H_i$  — напряженность внутреннего поля;  $H_c$  — напряженность внешнего поля;  $N$  — коэффициент размагничивания;  $J$  — намагниченность.

В частном случае при  $J = 0$  последнее уравнение принимает вид:

$$H_i = H_c = H_c,$$

и следовательно коэрцитивная сила не должна зависеть от формы и размеров образца. Для проверки этого положения была измерена коэрцитивная сила одного и того же образца мягкого железа, который разрезался после каждого измерения на все более мелкие части. Для устранения влияния механических деформаций как после первоначальной обработки образцов, так и после каждого разрезывания образцы подвергались отжигу,

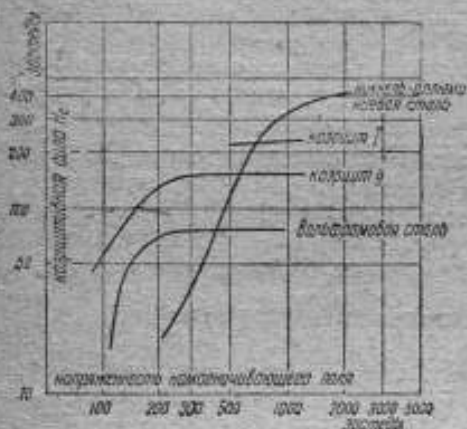


Рис. 4. Кривые зависимости  $H_c$  от напряженности поля.

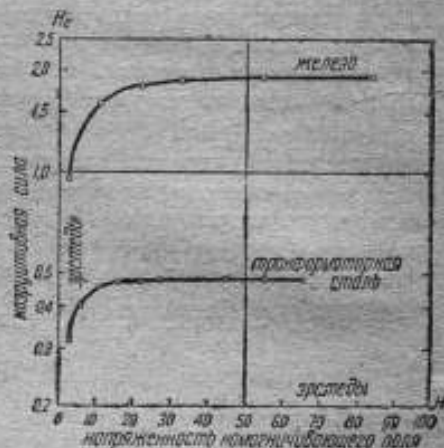


Рис. 5. Кривые зависимости  $H_c$  от напряженности поля.

который заключался в нагреве до  $750^{\circ}\text{C}$ , выдержке в течение 1 часа при этой температуре и последующем медленном охлаждении. Измерения коэр-

Таблица 2

Зависимость  $H_c$  от намагничивающего поля  
Образец трансформаторной стали

Напряженность намагничивающего поля в эрстедах	Коэрцитивная сила в эрстедах
3	0,317
6	0,405
11	0,457
16	0,467
22	0,474
27	0,476
45	0,480
55	0,481
66	0,481
110	0,481
165	0,481
220	0,481

Таблица 3

Зависимость  $H_c$  от намагничивающего поля  
образцов технического железа

Напряженность намагничивающего поля в эрстедах	Козрцитивная сила в эрстедах
3	0,95
11	1,60
22	1,81
33	1,86
55	1,90
85	1,91
110	1,91
164	1,91
270	1,91

козрцитивной силы проводились баллистическим методом при помощи сдерживания измерительной катушки в соленоиде длиной 1,35 м с постоянной  $K = 84,64 \frac{\text{Ое}}{\text{А}}$ .

Напряженность внутреннего намагничивающего поля, обеспечивающая насыщение материала, во всех случаях бралась равной  $H_{i \text{ max}} = 180 \text{ Ое}$ . Данные этих измерений приведены в табл. 4, где через  $l$  обозначена длина образца [12].

Таблица 4

Зависимость козрцитивной силы от размеров образца

$H_i$ в эрстедах	Диаметр $d$ в см	$\frac{l}{d}$	$4\pi J_s$ в гауссах	$N$	$H_e$	$H_c$
				в эрстедах		
180	1	40	19 500	0,0274	220	1,49
180	1	20	19 500	0,0898	320	1,45
180	1	10	19 500	0,255	576	1,56
180	0,8	50	19 500	0,0183	210	1,57
180	0,8	25	19 500	0,0679	285	1,52
180	0,8	12,5	19 500	0,1975	486	1,60

Расхождения в измеренных значениях козрцитивной силы можно объяснить недостаточной однородностью образцов.

Полученные результаты дают основание считать, что на измерения козрцитивной силы в разомкнутой магнитной цепи практически не влияют размеры образца.

## Влияние на $H_c$ резкого изменения намагничивающего поля

При измерении коэрцитивной силы магнитно-мягких материалов наблюдается, что значение коэрцитивной силы, измеренное при резком изменении намагничивающего поля от  $H_{max}$  до нуля или до  $-H_c$  заметно отличается от значения, полученного при плавном изменении напряженности поля.

С целью изучения причин, вызывающих это расхождение, было проведено исследование влияния величины напряженности магнитного поля,

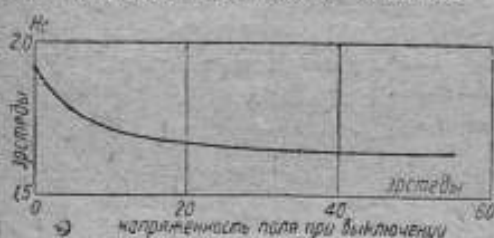


Рис. 6. Влияние на  $H_c$  резкого изменения намагничивающего поля.

при которой выключается ток, на измеренное значение коэрцитивной силы. Измерения производились магнитометрическим методом с образцами трансформаторной стали и технического железа, данные о длине и сечении которых приведены в табл. 6. Испытуемый образец намагничивался каждый раз при  $H_{max} = 220$  Ос, после чего напряженность поля плавно уменьшалась до определенного значения и затем резко изменялась до нуля. Далее в цепь намагничивающей катушки вводилось сопротивление такой величины, чтобы ток, включаемый в другом направлении, создавал поле, практически равное нулю, и затем это поле плавно увеличивалось до значения, равного коэрцитивной силе. Результаты этих измерений приведены в табл. 5 и на рис. 6, где по оси абсцисс отложены значения поля, при котором происходило его выключение.

Таблица 5

Зависимость коэрцитивной силы от величины поля выключения

Напряженность поля выключения в эрстедах	Коэрцитивная сила в эрстедах	
	трансформаторная сталь	техническое железо
0,05	0,491	1,91
2	0,479	1,85
4	0,478	1,77
9	0,477	1,72
17	0,476	1,69
35	0,476	1,64
55	0,476	1,64
85	0,476	1,64
170	0,476	1,64
220	0,476	1,64



Полученные данные показывают, что влияние выключения полей большой напряженности в образцах трансформаторной стали значительно меньше, чем для технического железа.

Далее были проведены сравнительные определения коэрцитивной силы различных материалов как при плавном изменении намагничивающего поля, так и при коммутации последнего до значения, равного  $H_c$ ; результаты этих измерений приведены в табл. 6.

Таблица 6

Влияние коммутации на измеренное значение  $H_c$

Наименование материала	Размеры образца в см		Коэрцитивная сила в эрстедах, измеренная		Процентное изменение $H_c$	Удельное электр. сопротивление $\rho$ в см <sup>2</sup>
	длина	сечение	комму-тац.	плавн. уменьш. поля		
Трансформаторная сталь . . . . .	50	0,33	0,473	0,481	1,6	65
Техническое железо . . . . .	40	0,45	1,57	1,91	21,7	12
Отожженная вольфрамовая сталь . . . . .	40	3,6	14,9	16,2	8,1	20
Закаленная вольфрамовая сталь . . . . .	40	2,0	57,5	57,5	0	37
Закаленная кобальтовая сталь (5% Co) . . . . .	40	2,2	99,5	99,5	0	

Если сопоставить для магнитно-мягких материалов процентное изменение в величине измеренной  $H_c$  с удельным электрическим сопротивлением, то можно установить, что это изменение идет параллельно с уменьшением сопротивления.

Далее можно видеть (табл. 5), что влияние коммутации поля для образцов мягких материалов сказывается лишь до определенного предела коммутируемой напряженности поля, выше которого уменьшенная величина коэрцитивной силы остается постоянной. Сравнение кривой на рис. 6 с основной кривой намагничивания материала показывает, что эти предельные значения напряженности магнитного поля соответствуют пологой части кривой намагничивания.

Оба эти обстоятельства дают основание предполагать, что уменьшение величины коэрцитивной силы при коммутации поля объясняется возникновением размагничивающего действия токов Фуко, появляющихся при быстром изменении потока образца. Э. д. с., возникающая в любом элементарном контуре тока внутри образца, определяется выражением:

$$e_i = - \frac{d\Phi_i}{dt},$$

где  $\Phi_i$  — поток, сцепляющийся с данным контуром. Сила тока, возникающая в этом элементарном контуре, равна:

$$i_i = \frac{e_i}{r_i},$$

где  $r_i$  — эквивалентное сопротивление контура.

Напряженность размагничивающего поля  $h_p$ , создаваемого током  $i_p$ , будет пропорциональна последнему, т. е.

$$h_p = k_p i_p = k_p \frac{e_p}{r_p},$$

и следовательно полное размагничивающее поле всех элементарных токов можно представить в следующем виде:

$$H = \sum k h_i = \sum k k_i \frac{e_i}{r_i} = \sum k k_i \frac{d\Phi_i}{dt} \frac{1}{r_i}$$

или, так как  $\Phi_i = B S_i$ , если считать индукцию  $B$  однородной для всего образца,

$$H = \sum k k_i \frac{S_i}{r_i} \frac{dB}{dt}.$$

Так как  $B$  принято постоянным для всего образца, то

$$H = \frac{dB}{dt} k \sum \frac{k_i S_i}{r_i},$$

или, подставляя  $r_i = \frac{l_i}{\gamma s_i}$ , где  $l_i$  — длина элементарного контура,  $s_i$  — его поперечное сечение,  $\gamma$  — удельная проводимость, получим:

$$H = k \frac{dB}{dt} \gamma \sum \frac{k_i S_i s_i}{l_i}.$$

Стоящие под знаком суммы геометрические параметры вместе с коэффициентом  $k$  обозначим символом  $C$ ; тогда

$$H = C \gamma \frac{dB}{dt}.$$

Таким образом величина размагничивающего поля действительно пропорциональна удельной проводимости и скорости изменения индукции.

Так как для основной кривой намагничивания индукция, начиная с некоторого значения  $H$ , меняется мало, то, следовательно, также будут изменяться и величины  $\frac{dB}{dt}$  и  $H_e$ .

### Влияние на $H_e$ распределения полей утечки внутренней индукции по длине образца

Одним из факторов, влияющих на точность измерений коэрцитивной силы по баллистическому методу путем сдвигания измерительной катушки, является распределение силовых линий утечки по длине образца при напряженностях поля, близких к коэрцитивной силе. В этом случае характер намагничивания образца обусловит характер импульса гальванометра,

получаемого при сдвигании измерительной катушки. Это же явление будет иметь место и при измерениях на магнитометре, но так как там наблюдается результирующее действие намагниченного образца, то численное значение погрешности будет значительно меньше.

Нами было проведено исследование распределения полей утечки для цилиндрических образцов вольфрамовой стали и технического железа.

Исследования проводились в намагничивающей катушке эллипсоидальной формы длиной 1,35 м, имеющей постоянную  $K = 84,64 \frac{\text{Oe}}{\text{A}}$ . Метод исследования заключался в измерении изменения внутренней индукции  $\frac{\Delta B}{\Delta L}$

по длине через каждые 2 см от нейтральной зоны до конца образца путем передвижения измерительной катушки, соединенной с гальванометром.

Испытуемый образец, помещенный в центральной части намагничивающей катушки, намагничивался до насыщения, затем напряженность поля изменялась плавно до величины, близкой к  $H_c$ , и производились наблюдения отклонений гальванометра при последовательных передвижениях измерительной катушки.

Для устранения влияния неоднородности внешнего поля была выбрана эллипсоидальная катушка, которая кроме того устанавливалась перпендикулярно к магнитному меридиану.

Для исключения влияния сотрясений при сдвигании катушки процесс намагничивания перед каждым измерением повторялся вновь.

Результаты этих исследований приведены в табл. 7 и 8 и на рис. 7 и 8.

Таблица 7

Образец технического железа  $H_c = 1,46 \text{ Oe}$

Участки длины образца в см	$H = -1,27 \text{ Oe}$	$H = -1,35 \text{ Oe}$	$H = -1,44 \text{ Oe}$	$H = -1,52 \text{ Oe}$
	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$
	в гауссах			
0-2	+0,0	+0,0	0,0	-0,7
2-4	1,7	0,5	0,0	1,3
4-6	1,7	0,7	0,0	3,3
6-8	2,0	1,1	0,0	3,7
8-10	2,2	1,8	0,0	5,0
10-12	3,2	2,2	0,0	7,2
12-14	3,7	2,5	+0,3	9,5
14-16	5,4	3,1	0,3	10,1
16-18	10,6	3,8	0,5	10,8
18-20	18,8	6,6	2,2	11,6

Из полученных данных видно, что процесс перехода внутренней индукции от  $+B_i$  до  $-B_i$  происходит по всей длине в образце техниче-

ского железа; для образца же вольфрамовой стали при переходе от  $+B$  до  $-B$ , возникает целый ряд промежуточных полюсов, обуславливающих на отдельных участках различные значения коэрцитивной силы. Измеряемую величину  $H_c$  можно представить в данном случае как среднее значение из коэрцитивных сил отдельных участков испытуемого образца. Приложив некоторую величину размагничивающего поля, мы приводим намагничение в образце на отдельных участках к различным значениям разного знака, что естественно вызывает образование ряда полюсов. Это обстоя-

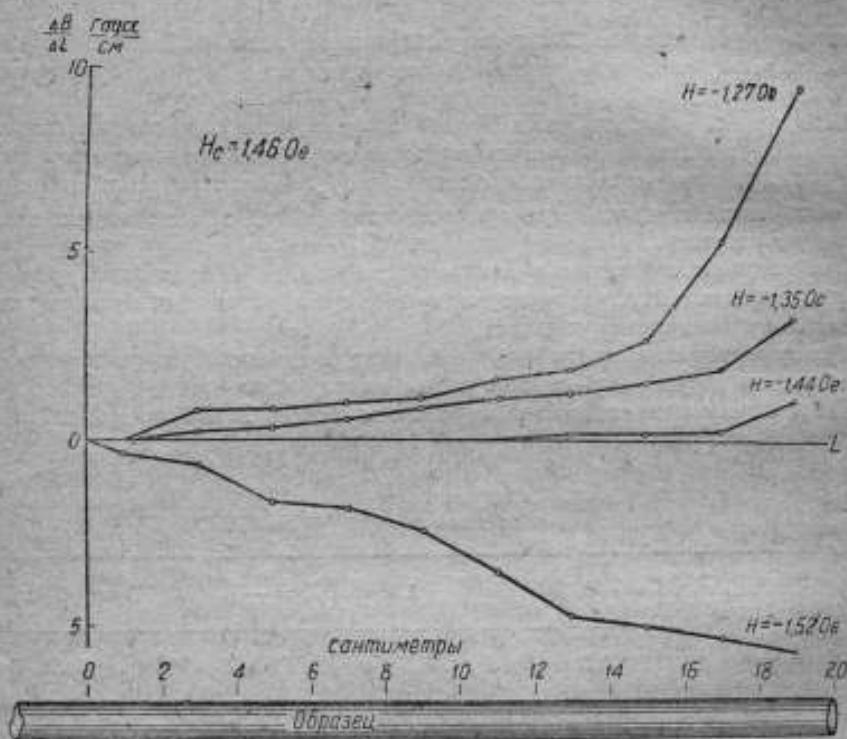


Рис. 7. Распределение полей утечки по длине образца технического железа.

тельство обуславливает двухсторонние импульсы гальванометра, значительно усложняет измерения и понижает их точность.

Для получения надежных результатов рекомендуется производить измерения при таких значениях  $H_1$  и  $H_2$ , когда образование многих полюсов не имеет места.

Двухсторонний импульс возможен также от смещения нейтрали или большой неравномерности поля намагничивающей катушки, а также вследствие перемагничивания концов образца, что не следует смешивать с разбираемым явлением, причина которого заключается в неоднородности материала испытуемого образца.

Таблица 8

Влияние неоднородности намагничивания  
образца из ферромагнитной стали  $H_c = 56,07$  Ое

Участки длины образца в см	H = -52,48 Ое		H = -55,02 Ое		H = -55,87 Ое		H = -56,29 Ое		H = -56,80 Ое		H = -58,50 Ое		H = -59,25 Ое	
	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$	$\Delta B$
0-2	+9,2	+15	+8	+7	+8	+7	+8	+7	+8	+7	+7	+7	+7	+7
2-4	18	20	11	8	11	8	11	8	9	6	6	6	5	5
4-6	23	13	11	10	11	10	8	8	8	2	2	2	-1	-1
6-8	23	20	6	5	6	5	2	2	2	-6	-6	-6	-10	-10
8-10	52	7	2	1	2	1	-3	-3	-3	16	16	16	21	21
10-12	28	5	-2	-3	-2	-3	-8	-8	-8	23	23	23	26	26
12-14	34	3	-5	-5	-5	-5	-13	-13	-13	29	29	29	32	32
14-16	63	6	-4	-4	-4	-4	-14	-14	-14	35	35	35	42	42
16-18	62	15	+3	+2	+3	+2	-10	-10	-10	37	37	37	42	42
18-20	79	23	9	9	9	9	-6	-6	-6	36	36	36	46	46
20-22	98	32	15	13	15	13	-5	-5	-5	43	43	43	61	61
22-24	112	31	10	-2	10	-2	-15	-15	-15	62	62	62	107	107
24-25	45	-10	-24	-36	-24	-36	-39	-39	-39	68	68	68	92	92

в г а у с с а х

## Влияние на $H_c$ сотрясений образца

Состояние образца при  $J=0$ , создавшееся в результате приложения напряженности поля, равной коэрцитивной силе, соответствует

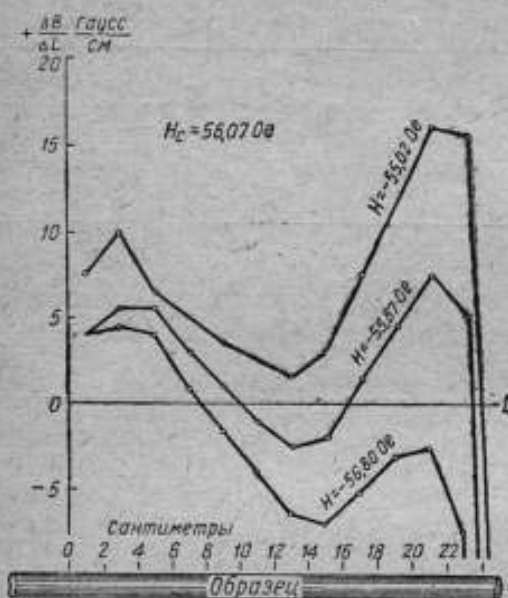


Рис. 8. Распределение полей утечки по длине образца вольфрамовой стали.

гничивающей катушке, оказалась в этом случае соответственно равной 1,46 и 1,43 Ое.

## Влияние на $H_c$ температуры

Величина коэрцитивной силы является функцией структурного состояния материала, которое в свою очередь зависит от температуры.

В условиях технических измерений колебания температуры обычно невелики, и зависимость  $H_c = f(t)$  можно считать прямолинейной.

Изменение коэрцитивной силы в этом случае может быть выражено формулой:

$$\Delta H_c = \frac{\alpha \Delta t H_c}{100}$$

неустойчивому магнитному равновесию, и всякие возможные при этом сотрясения будут способствовать переходу намагниченности в более устойчивое состояние — в данном случае перематниченности образца.

Исследования показали, что сотрясения сильно сказываются в материалах с малой коэрцитивной силой, для материалов же с коэрцитивной силой, большей эрстеда, обычно возможные при измерениях сотрясения не дают заметных погрешностей. На рис. 9 показан характер изменения индукции, измеренной, как было описано выше, через каждые 2 см до и после сотрясений.

Величина  $H_c$ , измеренная без сотрясений и после легкого постукивания по намагничивающей катушке, оказалась в этом случае соответственно равной

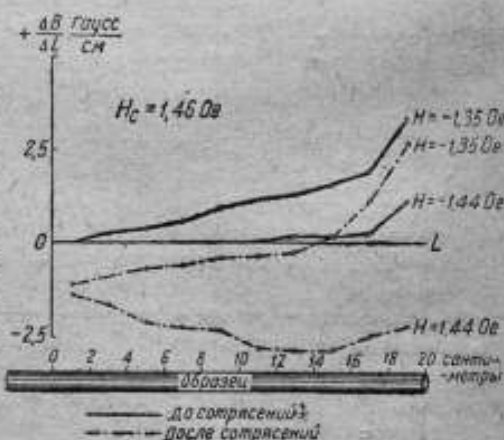


Рис. 9. Распределение полей утечки по длине образца до и после сотрясений.

где  $\alpha$  — температурный коэффициент, выраженный в процентах;  $\Delta t$  — изменение температуры материала.

Это изменение, как правило, является отрицательным, хотя для некоторых сталей имеются отклонения в определенных интервалах температур, для которых эти изменения становятся положительными.

Температурный коэффициент для различных сталей имеет порядок нескольких десятых процента; для кобальтовой стали он равен 0,015—0,03%, для вольфрамовой — около 0,1%, для углеродистой — 0,2—0,3%, в зависимости от содержания компонентов [14]. Практически возможная ошибка при измерениях  $H_c$  составит таким образом, считая допустимым повышение температуры на 20°C, для углеродистой стали около 6% и для вольфрамовой около 2%.

Учитывая большую величину температурной погрешности, необходимо тщательно поддерживать постоянство температуры или же вносить в вычисления соответствующие поправки, измеряя температуру при определении  $H_c$  [13].

### Влияние на $H_c$ земного поля

При любых магнитных измерениях всякое постороннее магнитное поле является источником дополнительного намагничивания, а следовательно источником дополнительных ошибок. При измерениях коэрцитивной силы влияние даже слабого земного поля может оказаться весьма значительным, особенно при испытаниях в разомкнутой магнитной цепи магнитно-мягких материалов.

Максимальное значение абсолютной ошибки в измерении коэрцитивной силы может быть равно величине горизонтальной составляющей напряженности земного поля (для Ленинграда 0,15 Oe), в то время как  $H_c$  для некоторых материалов имеет порядок сотых эрстеда.

Для устранения этого влияния необходимо устанавливать соленоид строго перпендикулярно к магнитному меридиану в месте измерения. Так как это требование не может быть выполнено абсолютно точно, то измерения желательно производить при намагничивании образца в двух прямо противоположных направлениях, и значение  $H_c$  брать как среднее из двух измерений.

### Заключение

В заключение приводим данные испытания трех образцов тремя ранее разобранными методами (табл. 9)

На основании всех приведенных ранее соображений и данных табл. 9 можно сделать вывод, что наиболее точным методом для измерения коэрцитивной силы материалов любой степени мягкости является магнитометрический метод.

Обладая указанными достоинствами, этот метод однако для целей практики является весьма сложным и требующим большой тщательности при работе.

Наряду с этим методом может быть поставлен баллистический метод путем сбрасывания измерительной катушки, обладающий теми же преимуществами, что и магнитометрический, но лишенный значительной части недостатками.

Результаты измерений  $H_c$  различными способами

Наименование материала	Коэрцитивная сила в эрстедах		
	магнитометрический метод	баллистический метод путем сбрасывания измерительной катушки	баллистический метод коммутацией поля
Техническое железо . .	2,20	2,20	1,77
Углеродистая сталь . .	10,7	10,8	10,1
Вольфрамовая сталь . .	55,7	55,6	55,5

статков последнего. Основным достоинством магнитометрического метода является возможность измерения коэрцитивной силы слабо магнитных материалов, исключенная при работе баллистическим методом. Третий из разобранных методов — метод коммутации — применим лишь для магнитно-твердых материалов с коэрцитивной силой не ниже 50 Ое, причем для особенно твердых материалов необходимо введение приведенных выше поправок, без которых его применение становится принципиально неверным.

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Gerlach, Eisenkristalle, „Zs. f. Phys.“, 38, 828; 39, 327, 1926.
2. T. Jensen, What is the Magnetic Permeability of Iron, „Journ. of the Frank. Inst.“, 206, № 4, 503, 1928.
3. T. Bloch, Zur Theorie des Austauschproblems und der Remanenzerscheinung der Ferromagnetik, „Zs. f. Phys.“, 74, 1932, 295.
4. В. Месъкин, Промышленные магнитные сплавы, ГММИ, 1932.
5. E. Gumlich und E. Schmidt, Magnetische Untersuchungen an neueren Eisensorten, „E. T. Z.“, 22, № 34, 1901, 691.
6. K. Scott, Magnet Steels and Permanent Magnets, „Journ. of the A. I. E. E.“, 51, № 5, 1932, 320.
7. F. Paly, A. Direkt-Reading Permeameter, „Instruments“, 1, № 12, 1928, 507.
8. R. Sanford, Standards for Testing Magnetic Permeameters, „B. of St., Journ. of Res.“, 4, 1930, 177.
9. E. Gumlich, Leitfaden der Magnetischen Messungen, Braunschweig, 1918.
10. J. Wurschmidt, Die Abhängigkeit der Koerzitivkraft und der Remanenz von der Magnetisierungsfeldstärke, „Zs. f. Phys.“, 16, 1923, 203.
11. E. Gumlich, Ein neues Material für permanente Magnete, „Zs. f. Phys.“, 14, 1923, 241.
12. Л. Залуцкий, Магнитные измерения, вып. 1, ЛПИ, 1918.
13. R. Gans, Die Koerzitivkraft von Stahl und Eisen in ihrer Abhängigkeit von Temperatur, „Ann. der Phys.“, 48, 1915, 514 „Zs. f. Phys.“, 16, 1915, 96.
14. Груды ВИМС, вып. 7 (23), 1935.
15. H. Neumann, Das Koerzimeter nach dem Prinzip der Kraftlinienbrüchung. ATM Lief. 47, 1935, J 66—3.



## SUR LES MÉTHODES DE LA MESURE DE LA FORCE COERCITIVE

### Résumé

Les auteurs analysent les trois méthodes, servant à la mesure de la force coercitive dans un circuit magnétique ouvert:

- a) la méthode magnétométrique;
- b) la méthode ballistique usuelle;
- c) la méthode ballistique avec détachement de la bobine de mesure.<sup>1</sup>

La dernière de ces méthodes consiste à trouver à l'aide du détachement de la bobine de mesure la valeur du champ démagnétisant extérieur, à laquelle l'aimantation dans l'échantillon devient zéro.

Pour toutes les trois méthodes on donne une déduction pratique des erreurs possibles, qui peuvent être calculées d'après les formules citées à la page 37 pour la méthode usuelle magnétométrique, à la page 42 pour la méthode usuelle ballistique et à la page 38 pour la méthode ballistique avec détachement de la bobine de mesure.

Dans ces formules  $H_1$ ,  $H_2$  désignent les valeurs de l'intensité du champ, entre lesquelles on trouve à l'aide de l'interpolation la valeur de la force coercitive, et  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  — les déviations de l'appareil (du magnétomètre ou du galvanomètre), qui correspondent à ces intensités.

Ensuite on examine théoriquement et expérimentalement les sources des erreurs, qui adviennent pendant la mesure de la force coercitive (la saturation insuffisante du matériel, l'influence d'une variation subite du champ magnétisant, l'influence de l'homogénéité de l'aimantation, l'influence des secousses et de la température).

La dépendance de  $H_c$  de la saturation du matériel est donnée pour la tôle et pour le fer technique aux tableaux No. 2 et No. 3; la première colonne contient les valeurs de l'intensité du champ magnétisant et la seconde — les valeurs de la force coercitive en oersteds. Pour les autres matériaux de ce genre les dépendances sont indiquées par les courbes de la fig.

L'influence de la variation subite du champ qui consiste dans l'action démagnétisante des courants de Foucault surgissant dans la masse de l'échantillon à essayer, peut être illustrée par le tableau 6, dans lequel on cite dans la colonne 6 le changement en pour 100 de la valeur mesurée de  $H_c$  à une variation subite et une variation graduelle du champ magnétisant, conformément pour le tôle le fer doux, l'acier tungstène adouci, l'acier tungstène trempé et l'acier de cobalt trempé de 5%.<sup>1</sup>

La diminution des divergences peut être expliquée par la propriété magnétique des matériaux, ainsi que par leur résistance électrique spécifique.

<sup>1</sup> Voir Travaux de IIMS, No 7 (23), 1935.

L'étude de l'influence des secousses a montré, que la différence des résultats des heurts légers peut atteindre pour le fer doux ordinaire une valeur de l'ordre de 3%, et, naturellement, elle est surtout grande pour les matériaux plus doux.

L'analyse de la question de l'influence de la température donne pour les espèces d'acier ordinaires une erreur possible de 3% dans le cas de l'échauffement jusqu'à 10° C.

L'article contient aussi une analyse de la question des erreurs qui surgissent lors de la mesure de  $H_c$  (le champ magnétisant variant par sauts) pour la méthode ballistique usuelle, dans laquelle on cherche à obtenir au lieu de la détermination de l'intensité du champ, correspondant à l'état du matériel dans lequel l'intensité de l'aimantation  $I$  est zéro, — l'état dans lequel l'induction magnétique  $B$  est zéro.

À la page 42 on déduit une formule, qui permet de recalculer la valeur de  $H_c$  mesurée par cette méthode, en réduisant le résultat à la valeur réelle de la force coercitive.

Dans la formule à la page 42 on désigne par  $H_1$  et par  $H_2$  les intensités du champ entre lesquelles on trouve à l'aide de l'interpolation la valeur de la force coercitive, et par  $B_1$  et par  $B_2$  — les inductions qui correspondent à ces intensités.

Le tableau N° 9 suivant montre les résultats des essais comparatifs, de trois échantillons, effectués par les trois méthodes sus-exposées.

En se basant sur les principes énoncés et sur les données de ce tableau, on peut faire les conclusions suivantes. La méthode la plus précise et la mieux appropriée à la mesure de la force coercitive des matériaux de tous les degrés de douceur est la méthode magnétométrique. Pourtant, en possédant ces qualités, la méthode magnétométrique est en même temps très-compiquée pour les buts pratiques et elle demande un travail très-soigneux.

Au même rang avec cette méthode on peut mettre la méthode ballistique du détachement de la bobine de mesure, qui a les mêmes avantages que la méthode magnétométrique, mais qui est exempte d'une partie considérable de ses défauts. Le mérite essentiel de la méthode magnétométrique réside dans la possibilité qu'elle offre pour la mesure de la force coercitive des matériaux faiblement magnétiques, — possibilité qu'on ne trouve pas dans le travail par la méthode ballistique.

La troisième des méthodes analysées, la méthode de la commutation, ne peut être employée que pour des matériaux magnétiques durs, ayant une force coercitive au-dessus de 50 oersteds; pour des matériaux particulièrement durs il est à recommander d'introduire des corrections ci-dessus indiquées, sans lesquelles l'emploi de cette méthode devient principalement incorrect.

## ПРИМЕНЕНИЕ МАГНЕТРОНА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

### Принцип измерения напряженности поля при помощи магнетрона

Помимо существующих методов измерения напряженности магнитного поля, в начале 20-х годов настоящего столетия Хеллом (Hull) был предложен новый метод с применением особой двухэлектродной лампы, носящей название магнетрона. Метод этот основан на отклоняющем действии, которое производит магнитное поле на пучок электронов, движущийся с некоторой скоростью. Катодом магнетрона служит прямолнейная

нить накала, а анодом — цилиндр, расположенный concentрически вокруг нити.

При отсутствии магнитного поля электроны, выходящие из нити, будут попадать в ускоряющее электрическое поле, вызванное разностью потенциалов между анодом и катодом, и двигаться прямолинейно по направлению к стенкам цилиндра (рис. 1).

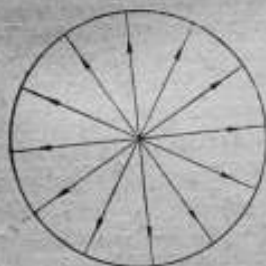


Рис. 1. Траектории электронов в трубке при отсутствии магнитного поля.

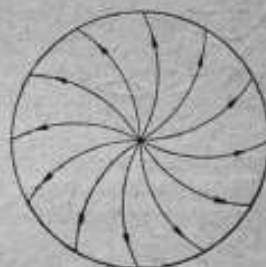


Рис. 2. Траектории электронов в трубке в присутствии магнитного поля.

Если магнетрон поместить в магнитное поле напряженностью  $H$ , направление которого параллельно оси цилиндра, а следовательно перпендикулярно к направлению движения электронов, то на каждый электрон будет действовать еще механическая сила  $F$ , величина которой выражается формулой:

$$F = \frac{e}{c} [vH], \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $v$  — его скорость;  $c$  — скорость света.

Под влиянием этой силы направление движения электронов искривляется в плоскости, перпендикулярной к катоду, как это показано на рис. 2. По мере увеличения напряженности магнитного поля искривление путей электронов усиливается, и при некотором определенном значении магнитного поля сила, действующая на электроны, станет настолько большой, что электроны не смогут дойти до анода, а будут поворачивать обратно (рис. 3). Назовем эту предельную величину напряженности магнитного поля критической и будем обозначать ее  $H_k$ .

Если измерять анодный ток в магнетроне как функцию напряженности магнитного поля, то при полях, меньших критического, величина тока должна оставаться постоянной, так как, несмотря на искривление траекторий, все электроны доходят до анода. При напряженности же магнитного поля, равной критической, анодный ток должен резко упасть.

Таким образом кривая зависимости анодного тока  $I_a$  от напряженности магнитного поля  $H$  теоретически должна иметь вид, показанный на рис. 4. В практических условиях работы магнетрона уменьшение анодного тока происходит не сразу; требуется наличие поля, несколько большего  $H_k$ , чтобы достигнуть минимума тока, который обычно не равен нулю.

На рис. 5 дана кривая зависимости анодного тока от напряженности магнитного поля, полученная экспериментально. Часть кривой  $AB$  соответствует магнитным полям, меньшим  $H_k$ . В этой

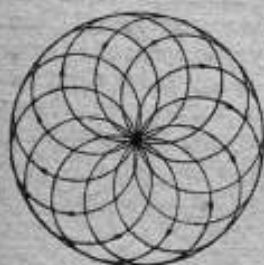


Рис. 3. Траектории электронов в трубке при критическом значении магнитного поля.

области теоретически ток должен был бы оставаться постоянным, но обычно замечается медленное уменьшение его, т. е. число электронов, доходящих до анода, постепенно уменьшается с увеличением напряженности магнитного поля. Это явление объясняется увеличением объемного заряда вследствие удлинения траектории, а также тем, что при несовершенном вакууме увеличивается вероятность столкновений электронов с газовыми молекулами, отбрасывающими их от анода. В точке  $B$ , т. е. при критическом значении магнитного поля  $H_k$ , начинается резкое уменьшение тока вследствие того, что электроны поворачивают обратно и не достигают анода. Это уменьшение тока происходит по некоторой кривой,

представляющей характеристику магнетрона. Вследствие неодинаковых начальных скоростей вылета электронов из нити накала, а также вследствие падения напряжения вдоль нити, вызывающего неоднородность электриче-

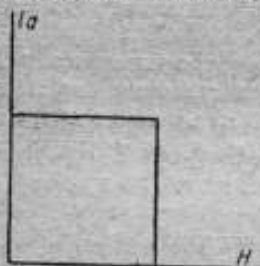


Рис. 4. Теоретическая кривая зависимости анодного тока в магнетроне от внешнего магнитного поля.

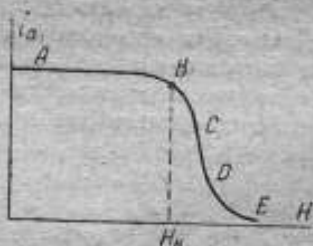


Рис. 5. Практическая кривая зависимости анодного тока от магнитного поля.

ского поля вдоль нити, электроны, достигающие анода, имеют различные скорости, и поэтому при критическом значении магнитного поля будут поворачивать обратно не все электроны, а только та часть их, которая имеет соответствующую скорость. Кроме этих причин на крутизну характеристики магнетрона влияет несимметрия трубки магнетрона, т. е. непараллельность нити накала оси цилиндрического анода.

Часть кривой  $DE$  соответствует остаточному току, который вызывается электронами, отклоняющимися от своего пути вследствие столкновений с газовыми молекулами и попадающими поэтому на анод.

Таким образом, чем лучше сделан магнетрон, т. е. чем выше вакуум и симметрия, тем резче происходит спадание тока и тем меньше величина остаточного тока, т. е. тем ближе экспериментальная кривая к теоретической.

Величина напряженности критического поля  $H_k$  для магнетрона определенных размеров зависит только от скорости электронов или, говоря иначе, от величины анодного напряжения  $U$ . Эта зависимость, как в дальнейшем будет доказано математически, имеет вид:

$$H_k = \frac{6,72}{R} U^{3/2}, \quad (2)$$

где  $R$  — расстояние нити от анода.

### Работы других авторов

Впервые вопросом о применении электронных трубок для измерения магнитных полей занялся Хелл [1]. В 1921 г. в журнале „Physical Review“ была напечатана его статья, в которой даны как математическое решение задачи о движении электронов в электрическом и магнитном полях, так и экспериментальное исследование магнетронов различной формы и размеров.

Всего Хеллом было исследовано около 1000 магнетронов, которые по конструкции можно разбить на два типа: а) магнетроны с катодом, расположенным внутри цилиндрического анода, и б) магнетроны с прямолинейным анодом, расположенным внутри катода, имеющего форму спирали.

При исследовании магнетронов с внутренним катодом главное внимание было обращено на изучение кривых анодного тока при различных внешних условиях и при различных режимах магнетронов.

На рис. 6 приведены кривые, полученные для магнетрона с диаметром анода 2,5 см и длиной 10,2 см. Кривые дают зависимость анодного тока от силы тока в поляризующей катушке, создающей магнитное поле, при различных анодных напряжениях.

Из этих кривых можно вывести значение максимального анодного тока  $i$ , критического поля  $H_k$  и анодного напряжения  $U$ , которые связаны следующими соотношениями:

$$\frac{i_1}{i_2} = \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^{3/2}$$

и

$$\frac{H_{k_1}}{H_{k_2}} = \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^{3/2},$$

где  $i_1$  и  $i_2$  — силы токов, соответствующие напряжениям  $U_1$  и  $U_2$ .

Первое из этих соотношений выражает известный закон Лангмюра, а второе соответствует приведенной выше формуле (2).

Зависимость анодных характеристик от диаметра трубки дана на рис. 7. Кривые А, В, С, D и E сняты для 5 различных трубок с диаметрами

анода от 5,1 до 0,92 см. Одинаковый максимальный анодный ток во всех трубках получался путем регулировки силы тока накала, анодное же напряжение во всех случаях равнялось 250 В.

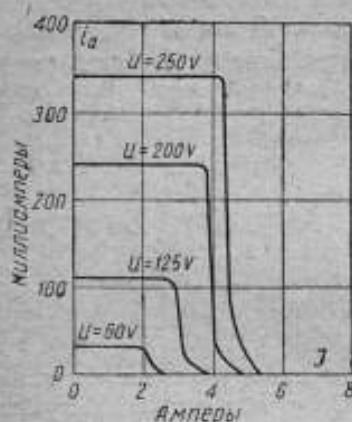


Рис. 6. Зависимость анодного тока от силы тока, пропорционального внешнему магнитному полю при различных анодных напряжениях.

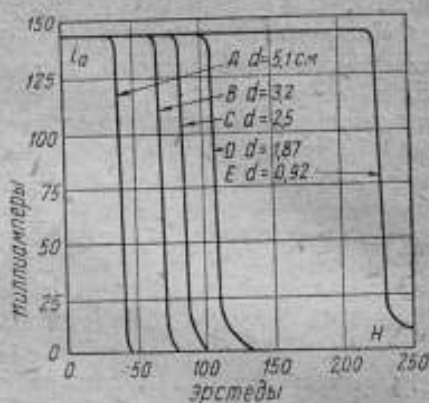


Рис. 7. Зависимость анодного тока от внешнего магнитного поля при различных диаметрах анода.

Напряженность критического магнитного поля оказалась обратно пропорциональной диаметрам, что опять-таки вытекает из формулы (2).

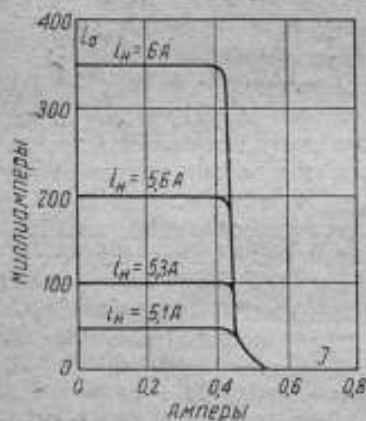


Рис. 8. Зависимость анодного тока от силы тока, пропорционального внешнему магнитному полю при различных токах накала.

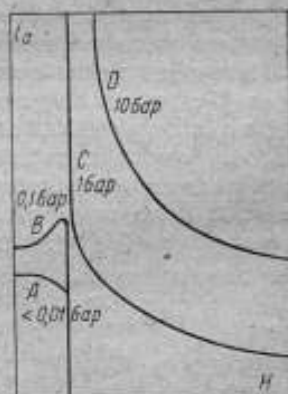


Рис. 9. Зависимость анодного тока от внешнего магнитного поля при различных давлениях газа в трубке.

Зависимость характеристик от температуры нити накала показана на рис. 8. По мере увеличения силы тока накала максимальный анодный ток увеличивается, а отвесные части характеристик только возрастают по величине, не меняя ни формы, ни взаимного расположения.

Влияние давления газа в магнетроне сказывается на крутизне кривых, как это видно из рис. 9, на котором приведены кривые для магнетронов с различным содержанием газа от 10 до 0,01 В. Кривая *A* представляет характеристику магнетрона с хорошим вакуумом; максимальный ток ограничен объемным зарядом. Кривая *B* соответствует давлению в 0,1 В; объемный заряд электронов частично нейтразуется положительными ионами, так что ток насыщения получается большим, чем при малых давлениях, в особенности вблизи критического поля, где пути электронов длиннее, и ионизация поэтому больше. Кривая *C* снята для магнетрона с давлением в 1 В; ток насыщения очень велик, но критическое магнитное поле лишь незначительно больше, чем для предыдущих случаев. Нижняя часть кривой идет довольно полого ввиду того, что часть электронов меняет свою скорость вследствие столкновений с молекулами. При давлении газа порядка 10—20 В кривая *D* идет еще более полого, и даже при больших магнитных полях анодный ток имеет значительную остаточную величину. При еще больших давлениях магнитное поле практически не оказывает никакого влияния на электронный ток.

Влияние непараллельности магнитного поля и нити накала сказывается только на крутизне характеристики. На рис. 10 даны две кривые, одна из них (*A*) снята для случая, когда магнитное поле параллельно нити накала, а другая (*B*) — когда угол между ними равен  $20^\circ$ .

Для магнетронов с внутренним анодом, как и для магнетронов первого типа, Хелл снимал характеристики при различных анодных напряжениях

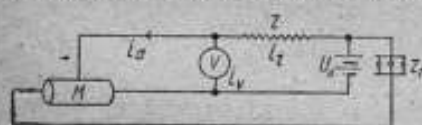


Рис. 11. Схема соединения Хелла для измерения напряженности магнитного поля

и для трубок различного размера. Из этих измерений можно вывести заключение, что магнетроны с внутренним анодом мало пригодны для целей измерения магнитных полей ввиду довольно пологих характеристик и малой величины критического магнитного поля.

В следующей своей работе, вышедшей в 1923 г., Хелл описывает два различных метода измерений магнитного поля при помощи магнетрона [2]. Один — для измерения полей средней величины, другой — для слабых полей. Первый метод состоит в наблюдении величины напряжения, приложенного к аноду магнетрона, при котором происходит падение анодного тока до минимума под влиянием измеряемого поля  $H$ . Пользуясь зависимостью (2), вычисляют величину  $H_c$ .

Схема соединения, применявшаяся Хеллом, показана на рис. 11, где  $U_0$  — батарея или какой-либо другой источник напряжения, положительный

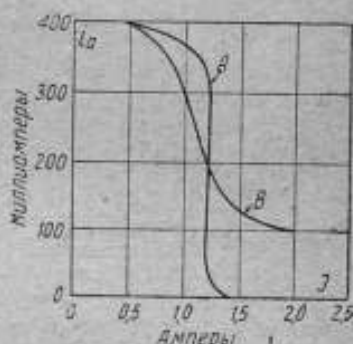


Рис. 10. Влияние непараллельности магнитного поля и нити накала. Кривая *A* — магнитное поле параллельно нити накала. Кривая *B* — магнитное поле образует с нитью накала угол, равный  $20^\circ$ .

— когда угол между ними равен  $20^\circ$ .

В следующей своей работе, вышедшей в 1923 г., Хелл описывает два различных метода измерений магнитного поля при помощи магнетрона [2]. Один — для измерения полей средней величины, другой — для слабых полей.

Первый метод состоит в наблюдении величины напряжения, приложенного к аноду магнетрона, при котором происходит падение анодного тока до минимума под влиянием измеряемого поля  $H$ . Пользуясь зависимостью (2), вычисляют величину  $H_c$ .

Схема соединения, применявшаяся Хеллом, показана на рис. 11, где  $U_0$  — батарея или какой-либо другой источник напряжения, положительный

полюс которого через большое сопротивление  $r$  соединен с анодом магнетрона  $M$ . Этот же источник напряжения может служить и для питания нити накала, для чего последовательно с нитью включают сопротивление  $r_1$ .

В этой схеме изменение напряжения, измеряемого вольтметром  $V$ , происходит автоматически, вследствие изменения силы анодного тока в магнетроне под влиянием поля, что можно видеть из следующих рассуждений.

Пусть  $r_v$  — сопротивление вольтметра,  $i_v$  и  $i_r$  — токи в вольтметре и в цепи сопротивления, а  $i_a$  — ток, идущий через магнетрон; тогда:

$$i_v + i_a = i_r \quad \text{и} \quad i_r r + i_v r_v = U_0$$



Рис. 12. Зависимость силы тока в сопротивлении\* от показаний вольтметра.



Рис. 13. Зависимость силы тока в вольтметре от показаний вольтметра.

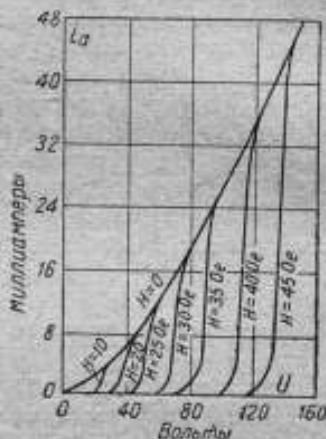


Рис. 14. Зависимость анодного тока от приложенного напряжения при различных значениях магнитного поля.

где  $U_0$  — напряжение на зажимах источника тока. Обозначая показание вольтметра через  $U$ , равное  $i_v r_v$ , будем иметь:

$$i_r = \frac{U - U_0}{r} \quad \text{и} \quad i_v = \frac{U}{r_v}$$

Выражение для  $i_r$  в функции  $U - U_0$  графически изобразится прямой (рис. 12), которая должна пересекать ось абсцисс при  $U = U_0$ . Выражение же для тока  $i_v$  в функции  $U$  графически изобразится также прямой (рис. 13), и при  $U = U_0$  ток достигнет наибольшего значения.

Зависимость между анодным током  $i_a$  и приложенным к магнетрону напряжением  $U$  для различных значений магнитного поля дана на рис. 14. При  $H = 0$  анодный ток непрерывно возрастает с увеличением напряжения. При наличии же какого-нибудь магнитного поля анодный ток равен нулю при  $U < U_0$ , а при  $U = U_0$  быстро возрастает до того же значения, какое было без магнитного поля.

На рис. 15 приведены одновременно три кривые: I — зависимость  $i_r$  от  $U$ ; II — зависимость  $i_v$  от  $U$  и III — зависимость тока в магнетроне и



вольтметре, при заданном  $r$ , от приложенного напряжения  $U$ . Очевидно, что кривая III получается сложением ординат кривых из рис. 13 и 14, так как  $i_r$  является суммой  $i_V$  и  $i_a$ .

Ток  $i_r$ , протекающий через сопротивление, при заданном  $r$  и  $H$ , должен, с одной стороны, удовлетворять одной из кривых III, соответствующей полю  $H$ , и, с другой стороны, — кривой I, поэтому величина его определится как ордината точки пересечения кривой I с кривой III. Абсцисса же этой точки будет представлять показание вольтметра. Нетрудно видеть, что величина напряжения, отсчитываемая в этом случае по вольтметру, будет соответствовать критическому напряжению  $U_*$ , зная которое по формуле (2) можем вычислить и напряженность измеряемого поля.

Из кривых рис. 15 следует, что наименьшее показание вольтметра  $U_{\min}$  получается при отсутствии магнитного поля. При возникновении же внешнего магнитного поля эта точка пересечения перемещается в сторону возрастания  $U$ , но не может стать большей, чем  $U_{\max}$ , определяемого графически как пересечение кривых I и II. Максимум напряжения соответствует равенству токов, идущих через сопротивление  $r$  и через вольтметр.

Таким образом показаниями вольтметра в пределах между  $U_{\min}$  и  $U_{\max}$  можно пользоваться для вычисления напряженности поля  $H$  и при данных  $r$ ,  $r_V$  и  $U$  мы можем измерять поля, лежащие в некоторых пределах  $H_{\min} - H_{\max}$ . Определить на опыте эти пределы можно, наблюдая отсчеты вольтметра в отсутствии магнитного поля: 1) при накаленной нити (нижний предел —  $U_{\min}$ ) и 2) без накала (верхний предел  $U_{\max}$ ).

Пределы  $H_{\min}$  и  $H_{\max}$  можно несколько менять путем соответствующего изменения  $r$  и  $U_0$ , но все же существуют некоторые предельные значения магнитного поля, выше и ниже которых измерить эти поля данным методом принципиально нельзя. Нижний предел лежит около 20 Ое и определяется тем, что при малых напряжениях сильно сказывается падение потенциала вдоль нити накала, что делает критический потенциал неопределенным, а верхний предел определяется способностью магнетрона работать при высоких напряжениях без выделения газа. Для обычных магнетронов этот предел лежит около 200 Ое, но хорошо откаченные магнетроны могут работать и до 500 Ое.

При точных измерениях следует обеспечить такие условия в цепи, чтобы отсчеты вольтметра лежали приблизительно посредине между  $U_{\min}$  и  $U_{\max}$ , так как при значениях  $U$ , близких к  $U_{\min}$ , пересечение кривых I и III происходит у вершины отвесной части кривой, а при  $U$ , близком к

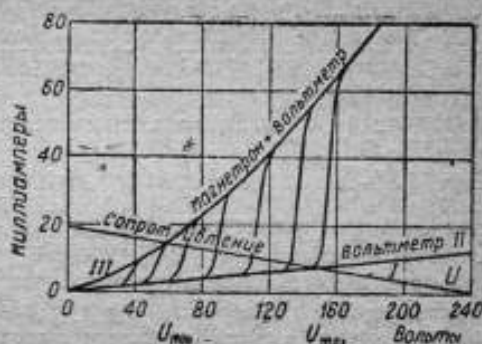


Рис. 15. I. Зависимость тока в сопротивлении от показаний вольтметра.  
II Зависимость тока в вольтметре от показаний вольтметра.  
III. Зависимость тока в магнетроне и вольтметре от показаний вольтметра.

$U_{\max}$  — у основания ее, где теряется прямолинейный характер этого отрезка кривой.

Второй метод, предложенный Хеллом для измерения слабых магнитных полей, основан на изменении анодного тока при критических значениях магнитного поля в отвесной части характеристики (рис. 5), где небольшие колебания внешнего поля в ту или другую сторону вызывают значительные изменения анодного тока. Для приведения анодного тока к отвесной части кривой пользуются особой вспомогательной катушкой, внутрь которой помещают магнетрон.

Обозначим через  $H_1$  значение магнитного поля, при котором начинается резкое снижение анодного тока, а через  $H_2$  — поле, при котором оно заканчивается.

Положим, что полю  $H_2$  соответствует анодный ток  $i'_a$ ; тогда величина измеряемого поля  $H$ , лежащая в пределах между  $H_1$  и  $H_2$ , определится из выражения:

$$H = H_1 + \frac{\Delta H}{\Delta i_a} (i_a - i'_a), \quad (3)$$

где  $i_a$  — сила анодного тока, соответствующая измеряемому полю  $H$ . Величина  $\frac{\Delta i_a}{\Delta H}$  характеризует собой крутизну кривой, а следовательно и чувствительность магнетрона. Из рис. 5 видно, что наибольшая крутизна, а значит и самые выгодные условия работы будут в точке  $C$ , лежащей примерно на середине отвесного участка кривой. Поэтому при работе с магнетроном прежде всего, регулируя вспомогательное поле, устанавливают анодный ток на половину максимального, а затем уже помещают магнетрон в измеряемое поле  $H$ , наблюдают изменение анодного тока ( $i_a - i'_a$ ) и по формуле (3) вычисляют поле  $H$ .

Таким образом весь процесс измерения магнитного поля сводится к измерению силы тока, и следовательно чувствительность метода зависит от чувствительности приборов, измеряющих силу тока, при условии, что сила анодного тока меняется только от изменения внешнего магнитного поля.

Из изложенного следует, что по описанному методу можно производить измерения только таких полей, величина которых не превышает разности  $H_2 - H_1$ . Эта разность при хорошей конструкции магнетрона представляет собой очень малую величину, и таким образом описанный метод применим только для измерения или очень слабых полей, или же изменений напряженностей магнитного поля (вариаций). Если взять тип магнетрона, применявшегося для данной работы Хеллом, у которого величина градиента кривой порядка  $15 \frac{\text{mA}}{\text{Oe}}$ , то с помощью такого магнетрона можно измерять поля или их изменения, не превышающие 0,5 Oe, наименьшее же изменение напряженности магнитного поля зависит только от чувствительности прибора, измеряющего силу тока.

Если в качестве измерительного прибора взять миллиамперметр с постоянной  $10^{-4}$  mA на 1 деление, то наименьшие измеримые вариации поля можно вычислить из уравнения (3). Действительно

$$H - H_1 = \frac{\Delta H}{\Delta i_a} (i_a - i'_a) = C(i_a - i'_a) = \frac{10^{-4} \cdot 10}{15 \cdot 10^{-3}} = 0,06 \text{ Oe.}$$

где  $C = \frac{\Delta H}{\Delta i_a}$  — постоянная магнетрона, выраженная в эрстедах на миллиампер.

Применяя чувствительные гальванометры, можно измерять еще меньшие колебания магнитного поля, а следовательно применять магнетрон и для измерения вариаций земного поля.

Ввиду того, что поляризующее поле значительно больше измеряемого, напряженность его должна быть очень постоянной, чтобы нулевое положение прибора было надежным. Это можно осуществить при наличии хорошей батареи аккумуляторов или же, как было предложено Хеллом, при помощи особой схемы включения поляризующей катушки.

Для устойчивости нулевого положения, как это следует из формулы (2), необходимо создать такие условия, чтобы при любых изменениях  $U$  магнитное поле  $H_n$  или же сила тока  $I$  в поляризующей катушке менялись пропорционально корню квадратному из напряжения. В таком случае нулевое положение не будет зависеть от колебаний напряжения.

Эта задача решается удовлетворительно, если последовательно с катушкой включить газонаполненную лампу с вольфрамовой нитью. В такой лампе изменение сопротивления с температурой нити накала и охлаждающее действие газа сочетаются таким образом, что ток, идущий через лампу, оказывается пропорциональным  $U^{1/2}$ . Следует заметить, что для использования этой регулирующей способности лампы необходимо сопротивление катушки сделать на много меньше сопротивления лампы.

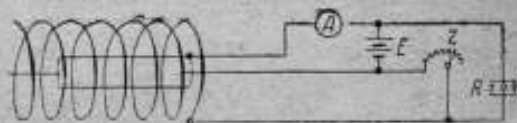


Рис. 16. Схема включения поляризующей катушки для компенсации колебаний анодного напряжения.

Действительно, ток, идущий через лампу, определяется выражением:

$$i = \frac{U}{R + r},$$

где  $r$  — сопротивление поляризующей катушки;  $R$  — сопротивление лампы, представляющее собой функцию  $U^{1/2}$ .

Если  $r = 0$  или же мало по сравнению с  $R$ , то ток можно считать пропорциональным  $U^{1/2}$ .

Схема соединения, предложенная Хеллом, изображена на рис. 16, где  $E$  — источник тока,  $A$  — миллиамперметр,  $R$  — сопротивление вольфрамовых ламп,  $r$  — сопротивление для регулировки тока в соленоиде.

Так как соленоид включается последовательно с нитью накала, то сопротивление его обмотки должно быть рассчитано таким образом, чтобы ток накала получался требуемой величины, причем число витков соленоид должно быть достаточным для создания поляризующего поля.

Пользуясь такой схемой, Хелл нашел, что изменения напряжения на 5 V вызывают изменения анодного тока не более чем на 1%.

На рис. 17 дана кривая, изображающая результаты градуировки магнетрона с диаметром анода 3,17 см, длиной 7,15 см при анодном на-

пряжении, равном 132 В. Чувствительность получилась около 15 мА на 1 Ое, но ее можно уменьшать по желанию до любой требуемой величины введением в цепь последовательно с анодом различных сопротивлений.

На рис. 18 даны четыре кривые градуировки магнетрона; вместо миллиамперметра был взят вольтметр со шкалой на 0,01; 15; 50 и 150 В; при этом возможно было измерять магнитные поля в пределах от 0,01 до 20 Ое. Чтобы расширить предел до 100 Ое при том же анодном напряжении, надо брать магнетроны с меньшим диаметром анода (до 0,63 см), но это соответственно уменьшает чувствительность для слабых полей. Для повышения же чувствительности необходимо применять магнетроны с большим диаметром анода.

Следующие работы, касающиеся применения магнетрона для измерения магнитных полей, принадлежат Россигеру.

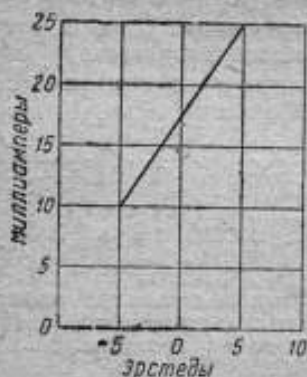


Рис. 17. Градуировка магнетрона.

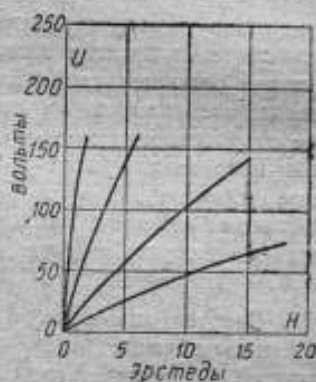


Рис. 18. Кривые градуировки магнетрона для различных пределов измеряемого поля от 0,01 до 20 Эрстед.

Первая работа Россигера (Rossiger) [3] посвящена вопросам влияния изменения направления магнитного поля на анодный ток и об увеличении чувствительности магнетрона.

Для выяснения влияния изменения направления поля Россигером был произведен ряд опытов с магнетронами различных типов, но в большинстве случаев применялись магнетроны с длиной анода 5—6 см и диаметром 2—3 см. Материалом анода служили листовая медь или алюминий. В качестве катода брали платиновую проволоку, покрытую слоем СаО или смесью СаО, ВаО и SrO.

Измерения производились следующим образом. Прежде всего устанавливалось напряжение такой величины, чтобы анодный ток достиг насыщения, затем подбиралась напряженность поляризирующего поля так, чтобы свести анодный ток примерно до середины отвесной части характеристики (второй метод Хелла); после этого во второй катушке, которая могла поворачиваться, создавалось магнитное поле такой напряженности, чтобы не выйти из отвесной части характеристики, и замечалось изменение анодного тока при разных углах поворота этой катушки.

Поляризуемое магнитное поле создавалось первой катушкой диаметром 28,5 см с 151 витком. Длина катушки выбиралась таким образом, чтобы магнитное поле в центральной части, где находится магнетрон, с достаточной степенью точности можно было считать однородным. Ток насыщения в опытах Россигера равнялся 2,6 мА, анодное напряжение 26 В. При помощи поляризуемого поля ток снижался до 1,4 мА, напряженность поля во внешней катушке равнялась 1,73 Ое.

Полученные результаты представлены на рис. 19, где по оси ординат отложена сила анодного тока в миллиамперах, а по оси абсцисс угол  $\varphi$  между плоскостью витков вращающейся катушки и плоскостью, перпендикулярной к нити накала.

Из этой кривой видно, что при  $\varphi$ , близком к нулю, небольшие изменения направления поля (примерно до  $10^\circ$ ) практически не оказывают влияния на анодный ток, а при изменении направления на  $1^\circ$  получается такое же изменение тока, как и при изменении напряженности поля на  $7 \cdot 10^{-5}$  Ое.

Для увеличения чувствительности магнетронов небольших размеров Россигер воспользовался методом, часто применяющимся в радиотехнике, а именно методом обратной связи, что позволило во много раз повысить чувствительность магнетрона. Катушка обратной связи, окружающая магнетрон, включается последовательно в анодную цепь таким образом, чтобы магнитное поле, создаваемое в ней анодным током, было направлено противоположно полю поляризующей катушки.

Действие катушки обратной связи заключается в следующем. Положим, что анодный ток сведен поляризующим полем  $H_1$  к середине прямолинейной части характеристики. Помещая магнетрон во внешнее измеряемое поле, направление которого совпадает с направлением поля  $H_1$ , получим, что общее действующее поле увеличится на некоторую величину  $H_2$ , и анодный ток уменьшится. Уменьшение же анодного тока вызовет уменьшение поля, создаваемого катушкой обратной связи, до некоторой величины  $H_3$ . Если обозначить результирующее магнитное поле, действующее на магнетрон, через  $H$ , то будем иметь:

$$H = H_1 + H_2 - H_3.$$

Из этого соотношения видно, что если поле  $H_2$  уменьшится, то поле, действующее на магнетрон, возрастет, что вызовет еще большее уменьшение анодного тока, и наоборот.

Таким образом в случае увеличения измеряемого магнитного поля мы будем иметь, с одной стороны, обычное уменьшение анодного тока, определяемое крутизной характеристики, а с другой стороны, — и уменьшение его вследствие уменьшения поля в катушке обратной связи.

В случае же уменьшения измеряемого поля получается двойное увеличение анодного тока вследствие уменьшения поля  $H_2$  и увеличения поля  $H_3$ . Усиление, вызываемое катушкой обратной связи, будет тем больше, чем больше создаваемое ею поле и чем меньше ее сопротивление. Математический подсчет показывает, что можно подобрать такие условия, когда

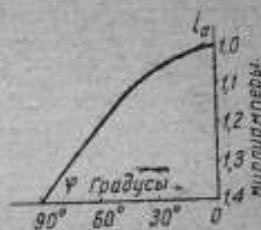


Рис. 19. Зависимость анодного тока от направления магнитного поля.

усиление будет максимальным. На практике оказалось наиболее выгодным пользоваться катушкой обратной связи с сопротивлением  $770 \Omega$  и с постоянной  $C = 590 \frac{\text{Ое}}{\text{А}}$ .

Полученные результаты приведены на рис. 20, где кривая 1 представляет характеристику магнетрона, снятую без усиления, кривая 2 — с усилением. Кривые сдвинуты по отношению друг к другу на величину магнитного поля в катушке обратной связи.

Таким образом применение катушки обратной связи сильно повышает чувствительность магнетрона, что позволяет пользоваться магнетронами небольшого размера при измерениях малых изменений магнитного поля.

В следующей своей работе, появившейся в печати в 1929 г., Россигер описывает сконструированный им прибор для измерения горизонтальной и вертикальной составляющих земного магнитного поля с помощью магнетрона [4]. Метод измерения представляет некоторое видоизменение второго метода Хелла. Большое внимание Россигером было обращено

на повышение точности измерения и на устранение причин, вызывающих колебания анодного тока.

Этим методом было произведено 9 наблюдений; средние отклонения отдельных измерений отличались от измерений, произведенных по абсолютным приборам, на  $10 \cdot 10^{-5}$  Ое при измерении горизонтальной составляющей и на  $30 \cdot 10^{-5}$  Ое при измерении вертикальной составляющей земного поля.

До сих пор магнетрон еще не вошел в практику магнитных измерений вследствие некоторых недостатков, которые будут указаны ниже, но имеются все основания считать, что он получит большое практическое применение в тех случаях, где обычные методы становятся недоступными.

Главное удобство этого метода заключается в том, что измерительный прибор и сам наблюдатель могут находиться вдали от измеряемого поля. Поэтому в таких случаях, как например измерения магнитного поля на высоте, в шахтах или скважинах, под водой и т. д., метод измерения с помощью магнетрона представляет большие преимущества. Ниже дается теоретическое обоснование этого метода и выведена зависимость величины критического поля  $H_k$  от разности потенциалов между анодом и катодом, т. е. от скорости электронов.

### Теория метода измерения магнитного поля магнетроном

Если электрон находится в электрическом поле напряженностью  $E$  и одновременно в магнитном поле напряженностью  $H$ , то уравнение движения электрона, выведенное на основании законов электродинамики, имеет вид:

$$m\dot{v} = eE + e[vH], \quad (4)$$

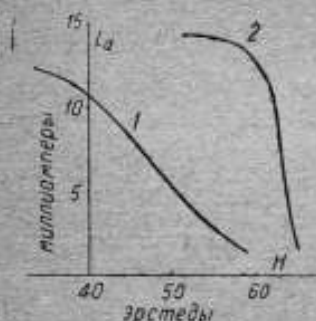


Рис. 20. Характеристики магнетрона сняты: 1 — без усиления, 2 — с усилением.

где  $\dot{\mathbf{v}}$  — ускорение электрона;  $e$  — заряд;  $\mathbf{v}$  — его скорость;  $m$  — масса электрона.

Найдем скорость электрона  $\mathbf{v}$  в функциях  $E$  и  $H$  для частного случая, когда векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  взаимно перпендикулярны и вектор  $\mathbf{H}$  имеет постоянную величину и направление, а вектор  $\mathbf{E}$  направлен радиально и является функцией только радиуса анода  $r$ . Для такого случая удобнее рассматривать движение электрона в цилиндрических координатах ( $r$ ,  $\theta$  и  $Z$ ), которые надо расположить так, чтобы ось  $r$  совпала с направлением вектора  $\mathbf{E}$ , а ось  $Z$  с направлением вектора  $\mathbf{H}$ . Тогда составляющие вектора  $\mathbf{E}$  по трем осям будут:

$$E_r = E, \quad E_\theta = 0 \quad \text{и} \quad E_z = 0,$$

а составляющие вектора  $\mathbf{H}$ :

$$H_r = 0, \quad H_\theta = 0 \quad \text{и} \quad H_z = H.$$

Составляющие скорости в цилиндрических координатах будут равны:

$$v_r = \frac{dr}{dt}; \quad v_\theta = r \frac{d\theta}{dt}; \quad v_z = \frac{dz}{dt}.$$

Ускорение  $\dot{\mathbf{v}}$  в векторной форме, как известно, выражается уравнением:

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} - \left[ \mathbf{v} \frac{d\theta}{dt} \right],$$

а составляющие ускорения в цилиндрических координатах будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} \dot{v}_r &= \frac{dv_r}{dt} - v_\theta \frac{d\theta}{dt} = \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2; \\ \dot{v}_\theta &= \frac{dv_\theta}{dt} + v_r \frac{d\theta}{dt} = \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} + r \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \\ &+ \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} = 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} + r \frac{d^2 \theta}{dt^2} = \\ &= \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{d\theta}{dt} \right); \\ \dot{v}_z &= \frac{d^2 z}{dt^2}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Зная составляющие векторов  $\mathbf{v}$  и  $\dot{\mathbf{v}}$ , мы можем написать уравнения движения электрона в цилиндрических координатах, пользуясь уравнением (4):

$$\dot{v}_r = \frac{e}{m} E - \frac{e}{m} v_\theta H;$$

$$\dot{v}_\theta = \frac{e}{m} v_r H;$$

$$\dot{v}_z = 0,$$

или, подставляя вместо составляющих ускорения их выражения из уравнения (5), получаем:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 = E \frac{e}{m} - H \frac{e}{m} r \frac{d\theta}{dt}. \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = H \frac{e}{m} r \frac{dr}{dt}. \quad (7)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 0. \quad (8)$$

Интегрируя уравнение (7), находим:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{2} H \frac{e}{m} r^2 + A$$

или

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{He}{2m} + \frac{A}{r^2}, \quad (9)$$

где  $A$  — постоянная интегрирования, определяемая из начальных условий. Положим, что в начальный момент времени, т. е. при  $t=0$  и  $r=r_0$ ,  $v_\theta = v_\theta'$ ; тогда

$$A = r_0^3 \left( \frac{v_\theta'}{r_0} - \frac{He}{2m} \right).$$

Подставляя это значение в уравнение (9), будем иметь:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{r_0^3}{r^2} \left( \frac{v_\theta'}{r_0} - \frac{He}{2m} \right) + \frac{He}{2m}. \quad (10)$$

Чтобы проинтегрировать уравнение (6) относительно  $r$ , умножим предварительно обе части на  $dr$ ; тогда

$$\frac{d^2 r}{dt^2} dr = \frac{e}{m} E dr + \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 r dr - \frac{e}{m} H \frac{d\theta}{dt} r dr. \quad (11)$$

Член, стоящий в левой части уравнения, можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} dr &= \frac{d^2 r}{dt^2} \frac{dr}{dt} dt = \frac{d}{dt} \left( \frac{dr}{dt} \right) \frac{dr}{dt} dt = \\ &= d \left( \frac{dr}{dt} \right) \frac{dr}{dt} = \frac{1}{2} d \left( \frac{dr}{dt} \right)^2. \end{aligned}$$

После интегрирования обеих частей уравнения (11) получим:

$$\left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = 2 \frac{e}{m} \int E dr + \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 r^2 - \frac{e}{m} H \frac{d\theta}{dt} r^2 + B, \quad (12)$$



где  $B$  — постоянная интегрирования, которая определится из условия, что, при  $t=0$  и  $r=r_0$ ,

$$r \frac{d\theta}{dt} = v_{\theta}' \quad \text{и} \quad \frac{dr}{dt} = v_r',$$

т. е.

$$B = v_r'^2 - 2 \frac{e}{m} \int_0^{r_0} E dr - v_{\theta}'^2 + \frac{e}{m} H r_0 v_{\theta}'.$$

Подставляя полученное выражение для  $B$  в уравнение (12), находим:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = 2 \frac{e}{m} \int_{r_0}^r E dr + \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 r^2 - v_{\theta}'^2 - \frac{e}{m} H \frac{d\theta}{dt} r^2 + \\ + \frac{e}{m} H r_0 v_{\theta}' + v_r'^2.$$

Заменяя  $\frac{d\theta}{dt}$  выражением (10), после некоторых преобразований будем иметь:

$$\frac{dr}{dt} = \left[ 2 \frac{e}{m} U - H^2 \left(\frac{e}{2m}\right)^2 r^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right)^2 + H \frac{e}{m} r_0 v_{\theta}' \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right) + v_{\theta}'^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right) + v_r'^2 \right]^{1/2}, \quad (13)$$

где  $U = \int_0^r E dr$  не что иное, как разность потенциалов между точками  $r_0$  и  $r$ .

Выражения (10) и (13) являются первыми интегралами уравнения (4) для частного случая, когда электрическое и магнитное поля имеют определенное направление. Эти выражения представляют составляющие скорости электрона по направлению радиуса  $r$  и по направлению касательной к окружности того же радиуса.

Выведем теперь зависимость, существующую между критическим полем и приложенным напряжением. Положим, что электрон вылетает из раскаленной нити радиуса  $r_0$ , окруженной концентрическим цилиндром радиуса  $R$ . Допустим также, что между цилиндром и нитью приложена разность потенциалов  $U_R$  и параллельно нити действует однородное магнитное поле напряженностью  $H$ , т. е. как раз тот случай, который был разобран выше. Под действием магнитного поля  $H$  путь электрона от нити до цилиндра будет представлять кривую линию. При некоторой величине  $H$  и определенной разности потенциалов  $U_R$  кривизна пути делается настолько значительной, что электрон не дойдет до цилиндра и повернет обратно к нити. Условие, при котором произойдет это явление, определится из уравнения (13), если приравнять правую его часть нулю, так как в этот момент

электрон потеряет скорость по направлению радиуса. Произведя эту операцию и решая полученное уравнение относительно  $U_R$ , будем иметь:

$$U_R = H^2 \frac{e}{8m} R^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2}\right)^2 + \left( \frac{H r_0 v_0'}{2} - \frac{v_0'^2}{2 \frac{e}{m}} \right) \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2}\right) - \frac{v_r'^2}{2 \frac{e}{m}} \quad (14)$$

Здесь  $U_R$  обозначает минимальную разность потенциалов, при которой происходит внезапное прекращение электронного тока при заданной величине  $H$ .

Если радиус нити очень мал по сравнению с радиусом цилиндра, то предыдущее уравнение можно написать в следующем виде:

$$U_R = H^2 \frac{e}{8m} R^2 + H \frac{r_0 v_0'}{2} \cdot \frac{(v_r'^2 + v_0'^2)}{2e} m.$$

Последний член представляет начальную энергию выхода электрона из нити, выраженную в тех же единицах, что и  $U_R$ . Так как эта энергия лежит в пределах от 0 до 2 В, то последний член мал по сравнению с первым, если только  $r_0$  мало по сравнению с  $R$ . Поэтому для практических целей можно пользоваться формулой:

$$U_R = H^2 \frac{e}{8m} R^2, \quad (15)$$

или

$$H = \sqrt{\frac{8m}{e}} \frac{U_R^{1/2}}{R}. \quad (16)$$

В последней формуле, при заданной разности потенциалов,  $H$  представляет минимальную величину, называемую критической и обозначаемую, как было сказано выше, через  $H_c$ , при которой происходит внезапное уменьшение электронного тока. Если  $U_R$  выражать в вольтах,  $H$  — в эрстедах,  $R$  — в сантиметрах, и так как  $\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7$  абсолютных электромагнитных единиц, то формулы (15) и (16) можно представить в виде:

$$U_R = 0,0221 H_c^2 R^2; \\ \sqrt{H_c} = 6,72 \frac{U_R^{1/4}}{R}. \quad (17)$$

Так например для магнетрона, имеющего радиус анода 0,8 см и при анодном напряжении в 36 В, критическая величина напряженности магнитного поля будет равна:

$$H_c = \frac{6,72 \cdot 6,0}{0,8} = 50,4 \text{ Ое.}$$

Явления, рассмотренные выше, не зависят от распределения потенциала внутри магнетрона между нитью и анодом, и формулы (10), (13), (14) и (15) справедливы для любого распределения.

Для нахождения уравнения кривой, по которой происходит движение электрона, необходимо проинтегрировать уравнения (10) и (13). В уравнение (13) входит функция  $U_R$ , зависящая от  $R$ . Поэтому полное решение возможно только в том случае, если будет известен вид функции  $U_R$  или будет известно распределение потенциала вдоль радиуса магнетрона. Распределение же электрического потенциала зависит от пространственных зарядов, которые нам неизвестны. Поэтому задача может быть решена только при некоторых допущениях, близких к действительности.

Предположим, что пространственный заряд ничтожно мал. Тогда потенциал между нитью и цилиндром будет зависеть только от заряда нити, и распределение его легко вычислить, исходя из закона Кулона. Составляющая напряженности электрического поля  $E_r$  вдоль радиуса цилиндра в какой-либо точке, находящейся на расстоянии  $r$  от нити, будет равна:

$$E_r = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\rho_e dl}{R^2} \sin \theta,$$

где  $R^2 = r^2 + l^2$ ;  $\rho_e$  — плотность заряда нити;  $dl$  — элемент длины нити;  $\theta$  — угол между нитью и радиусом-вектором  $R$ . Заменяя  $R = \frac{r}{\sin \theta}$  и  $l = r \operatorname{ctg} \theta$ , получим:

$$E_r = -\frac{\rho_e}{r} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta d\theta = \frac{\rho_e}{r} (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) = \frac{A}{r}, \quad (18)$$

где  $A$  — постоянная величина, равная:  $A = \rho_e (\cos \theta_2 - \cos \theta_1)$ .

Отсюда потенциал  $U_r$  в той же точке:  $U_r = \int_{r_0}^r E_r dr$ , если  $r_0$  — радиус нити. Поэтому:

$$U_r = A \lg \frac{r}{r_0},$$

или

$$A = \frac{U_r}{\lg \frac{r}{r_0}}. \quad (19)$$

Так как  $A$  — величина постоянная, то уравнение (19) справедливо для потенциала в любой точке. Тогда, обозначая через  $U$  потенциал на поверхности цилиндра, будем иметь:

$$A = \frac{U}{\lg \frac{R}{r_0}}. \quad (19')$$

Из уравнений (18) и (19') получаем:

$$E_r = \frac{U}{r \lg \frac{R}{r_0}}. \quad (20)$$

Из этого выражения видно, что при малом  $r_0$  напряженность электрического поля, за исключением точек, близких к нити, будет тоже мала, поэтому можно положить, что электрон будет двигаться с постоянной скоростью, величина которой  $v_r$  определится из уравнения (13), если положить в нем  $H = 0$  и начальные скорости  $v_{\theta}'$  и  $v_r'$  тоже равными нулю, т. е.

$$v_r = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}. \quad (21)$$

Из уравнения (4) следует, что при  $E_r = 0$  ускорение электрона под действием только магнитного поля  $H$  будет постоянной величиной

$$v = \frac{e}{m} [vH] = \frac{e}{m} vH$$

и иметь направление, перпендикулярное к вектору скорости.

Таким образом электрон будет двигаться по кругу, радиус которого определится из последнего уравнения, если в нем ускорение  $\dot{v}$  заменить по формулам механики через  $\frac{v^2}{R}$ ; тогда

$$\frac{v^2}{R} = \frac{e}{m} vH,$$

отсюда

$$R = \frac{v}{\frac{e}{m} H}$$

или, на основании уравнения (21),

$$R = \frac{\sqrt{2 \frac{m}{e} U}}{H}.$$

Уравнение кривой, по которой будет двигаться электрон, в дифференциальной форме в общем случае выразится следующим образом:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{r d\theta}{dr},$$

где  $\varphi$  — угол между радиусом-вектором  $r$  и касательной к кривой. Из уравнений (10) и (13), если в них положить начальные скорости равными нулю, получается:

$$\frac{r d\theta}{dr} = \pm \frac{H \frac{e}{2m} (r^2 - r_0^2)}{\sqrt{2 \frac{e}{m} Ur^2 - \left( H \frac{e}{2m} \right)^2 (r^2 - r_0^2)^2}}. \quad (22)$$

Если  $U$  зависит только от расстояния, то выражение (22) имеет одну и ту же численную величину, как для электрона, движущегося от оси, так и для электрона, движущегося в обратном направлении, так как радиус-вектор  $r$  входит в это выражение во второй степени. Это показывает, что электрон будет возвращаться к нити по кривой, имеющей такую же форму, что и начальная кривая, по которой он двигался по выходе из нити накала, т. е. электрон после того как повернется, не дойдя до анода, должен возвратиться обратно к нити, а не циркулировать вокруг нее.

Рассмотрим теперь второй случай, когда пространственный заряд, имеющийся в магнетроне при возникновении магнитного поля, остается тем же самым и начальная скорость электрона равна нулю.

Лангмюром [5] дана формула для минимальной величины анодного тока  $i_a$ , который может протекать в электронной трубке при разности потенциалов  $U_r$  между нитью и какой-либо точкой, находящейся на расстоянии  $r$  от нити накала:

$$i_a = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_r^{3/2}}{r}. \quad (23)$$

Положим, что  $r_0 = 0$ ; тогда из уравнения (22) имеем:

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{H \frac{e}{2m}}{\sqrt{2 \frac{e}{m} U_r \left( H \frac{e}{2m} \right)^2 r^2}}. \quad (24)$$

Подставляя сюда вместо  $U_r$  величину из уравнения (23) и обозначая  $H \frac{e}{2m} = a$ , будем иметь:

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{a}{\sqrt{\left( 9 i_a \frac{e}{m} \right)^{2/3} r^{2/3} - a^2 r^2}}.$$

Введем новые обозначения:

$$x = r^{2/3}; \quad b^2 = \left( 9 i_a \frac{e}{m} \right)^{2/3},$$

где  $b$  — величина постоянная, а  $x$  — новая переменная. Подставляя эти значения в предыдущее уравнение, получим:

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{3dx}{2 \sqrt{\frac{b^2}{a^2} - x^2}}. \quad (25)$$

Интеграл этого уравнения будет:

$$\theta = \frac{3}{2} \arcsin x \frac{a}{b} + \theta_0. \quad (26)$$

где  $\theta_0$  — постоянная интегрирования, определяемая из условия, что, при  $r=0$ ,  $\theta$  также должно быть равно нулю. Из этого условия вытекает, что  $\theta_0 = 0$ .

Подставляя в уравнение (26) вместо  $a$ ,  $b$  и  $x$  их значения, получим

$$\theta = \frac{3}{2} \arcsin \left( \sqrt[3]{\frac{e^2}{72 i_a m^2} H r^{3/2}} \right)$$

или

$$\sqrt[3]{\frac{e^2}{72 i_a m^2} H r^{3/2}} = \sin \frac{2}{3} \theta.$$

Отсюда

$$r = 6\sqrt{2} i_a \frac{m}{e} H^{3/2} \left( \sin \frac{2}{3} \theta \right)^{3/2}.$$

Подставляя теперь вместо  $i_a$  его выражение из уравнения (23) и заменяя  $U_r$  разностью потенциалов между цилиндром и нитью, а  $r$  — радиусом цилиндра  $R$ , будем иметь:

$$r = 4 \sqrt[4]{2} \left( \frac{m}{e} \right)^{3/4} \frac{U^{3/4}}{R^{1/2} H^{3/2}} \left( \sin \frac{2}{3} \theta \right)^{3/2}. \quad (27)$$

Таким образом путь электрона будет представлять периодическую кривую, выходящую из начала координат. Максимальное удаление электрона  $r_m$  из начала координат или, иначе говоря, от нити, будет:

$$\left( \sin \frac{2}{3} \theta \right)^{3/2} = 1,$$

тогда

$$r_m = 4 \sqrt[4]{2} \left( \frac{m}{e} \right)^{3/4} \frac{U^{3/4}}{R^{1/2} H^{3/2}}, \quad (28)$$

и уравнения (27) можно переписать:

$$r = r_m \left( \sin \frac{2}{3} \theta \right)^{3/2}.$$

Если  $r_m = R$ , то из уравнения (28) получаем:

$$R = \sqrt{\frac{8m}{e}} \frac{U^{1/2}}{H}.$$

Это выражение тождественно выражению (16), полученному из других соображений.

## Разработка метода измерения напряженности поля при помощи магнетрона

Магнетроны, с которыми производились измерения, изготовлялись в магнитной лаборатории ВНИИМ и имели следующие размеры: диаметр анода 16 мм, длина анода 50 мм, длина нити накала 30 мм, общая длина магнетрона 140 мм и внешний диаметр 32 мм.

Материалом анода служил тантал, выводы от анода и нити делались из молибдена. Перед началом работы с каждого магнетрона снимались зависимости анодного тока  $i_a$  от напряженности магнитного поля  $H$ , от тока накала  $i_n$  и анодного напряжения  $U$ . На рис. 21 приведена кривая  $i_a = f(H)$ , полученная при анодном напряжении 30 В. Вычисленная из этой кривой постоянная магнетрона  $\frac{\Delta H}{\Delta i_a}$  оказалась равной  $0,33 \frac{\text{Ое}}{\text{мА}}$ .

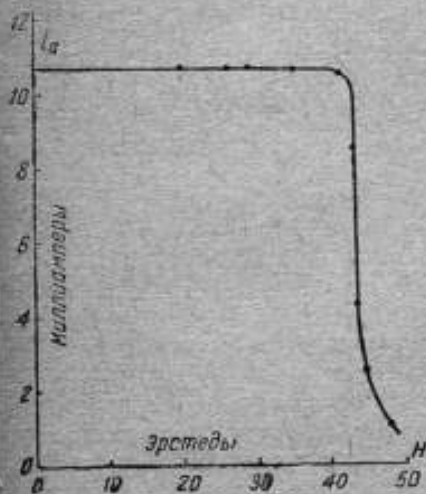


Рис. 21. Зависимость анодного тока от напряженности поля при анодном напряжении 30 В.

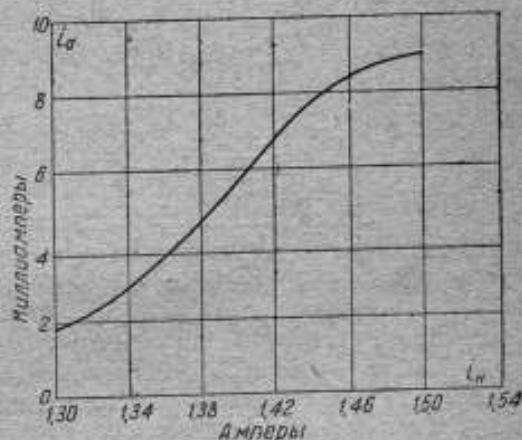


Рис. 22. Зависимость анодного тока от тока накала.

На рис. 22 приведена кривая  $i_a = f(i_n)$ , из которой следует, что увеличение силы тока накала выше 1,5 А почти не влияет на силу анодного тока, что объясняется увеличением объемного заряда.

Сила тока накала, при которой наступает это явление, зависит от степени откачки магнетрона.

Зависимость анодного тока от анодного напряжения представлена на рис. 23. Из этой кривой можно установить, что для магнетронов указанного размера анодный ток достигает насыщения при анодном напряжении около 30 В. Метод измерения, применявшийся в настоящей работе, представляет собой метод Хелла для измерения слабых полей с некоторым видоизменением в схеме включения поляризирующей катушки и в способе измерения анодного тока. Этот метод был выбран из тех соображений, чтобы можно было применять магнетрон для измерения вариаций магнитного поля.

Для увеличения чувствительности метода была разработана схема с дифференциальным гальванометром, что при большом анодном токе, порядка нескольких миллиампер, давало возможность измерить небольшие изменения тока, соответствующие действию малых магнитных полей, и таким образом позволило измерять изменение напряженности магнитного поля порядка  $10^{-5}$  Ое. Схема соединений приборов показана на рис. 24.

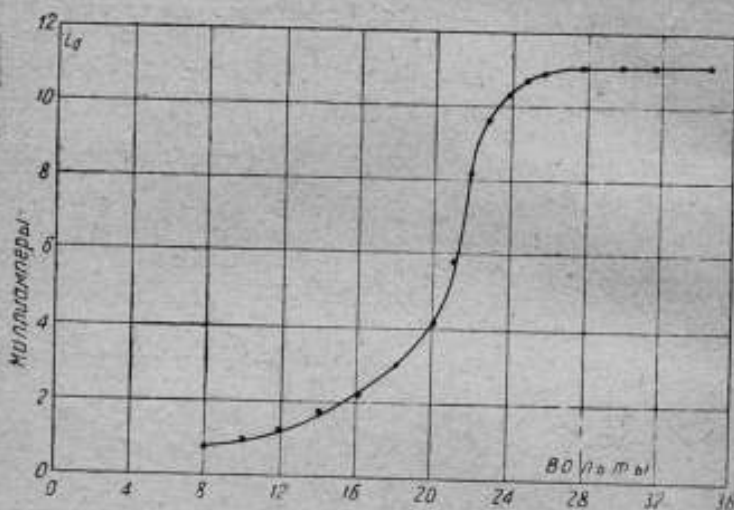


Рис. 23. Зависимость анодного тока от анодного напряжения.

Одна из обмоток  $W_1$  дифференциального гальванометра  $DG$  включается последовательно вместе с амперметром  $mA$  в анодную цепь магнетрона  $M$ , другая обмотка  $W_2$  последовательно с некоторым сопротивлением  $R$ , равным

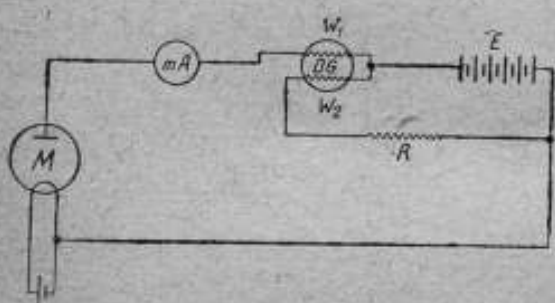


Рис. 24. Схема соединения для измерений магнитного поля.

внутреннему сопротивлению магнетрона, присоединяется параллельно к тому же источнику тока  $E$ .

При постоянной дифференциального гальванометра, равной  $5 \cdot 10^{-6}$  А, и при чувствительности магнетрона  $1 \frac{mA}{Oe}$  этим мето-

дом возможно было измерять изменения напряженности поля  $50 \cdot 10^{-5}$  Ое при условии постоянства анодного тока.

Для уничтожения влияния на анодный ток колебаний тока накала и анодного напряжения применялась компенсационная схема, теоретическое обоснование которой приведено ниже.



## Влияние различных условий на точность метода

Теория и эксперимент показывают, что сила анодного тока  $i_a$ , которая является мерой напряженности магнитного поля, представляет некоторую функцию, зависящую от целого ряда величин: напряжения анодной цепи  $U$ , силы тока накала  $i_n$ , силы тока в поляризирующей катушке  $i_1$  и напряженности магнитного поля  $H$ , т. е.

$$i_a = f(H, i_n, i_1, U). \quad (29)$$

Отсюда изменение анодного тока  $\Delta i_a$  в зависимости от изменений всех переменных в первом приближении выразится уравнением:

$$\Delta i_a = \frac{\partial i_a}{\partial H} \Delta H + \frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1 + \frac{\partial i_a}{\partial i_n} \Delta i_n + \frac{\partial i_a}{\partial U} \Delta U. \quad (30)$$

Для того чтобы измерения величины изменения внешнего поля  $\Delta H$  по величине изменения анодного тока  $\Delta i_a$  были возможны, нужно, чтобы  $\Delta i_n = \Delta i_1 = \Delta U = 0$ . Для этого необходимо, чтобы величины  $\Delta i_n$ ,  $i_1$  и  $U$  оставались строго постоянными или же чтобы сумма 3 последних членов уравнения (30) не превышала максимальной возможной погрешности в измерении  $\Delta i_a$ , т. е.

$$\frac{\partial i_a}{\partial i_n} \Delta i_n + \frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1 + \frac{\partial i_a}{\partial U} \Delta U \leq \delta \Delta i_a, \quad (31)$$

где  $\delta \Delta i_a$  обозначает максимальную возможную погрешность, которая обуславливается требуемой точностью в измерении  $\Delta H$ .

Для поставленных нами практических целей требовалось определять  $\Delta H$  по крайней мере с точностью  $\pm 10^{-4}$  Ое, поэтому колебания анодного тока не должны превышать

$$\delta \Delta i_a \leq \frac{\delta i_a}{\delta H} 10^{-4} \frac{\text{А}}{\text{Ое}}.$$

Подставляя это значение для  $\delta \Delta i_a$  в уравнение (31), получим условие, необходимое для надежной работы магнетрона:

$$\frac{\frac{\partial i_a}{\partial i_n} \Delta i_n}{\frac{\partial i_a}{\partial H}} + \frac{\frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1}{\frac{\partial i_a}{\partial H}} + \frac{\frac{\partial i_a}{\partial U} \Delta U}{\frac{\partial i_a}{\partial H}} \leq 0,0001 \text{ Ое.}$$

Производная  $\frac{\partial i_a}{\partial H}$  представляет собой чувствительность магнетрона, т. е. изменение силы тока при действии магнитного поля напряженностью в 1 Ое. Обычно эта величина порядка  $10 \frac{\text{мА}}{\text{Ое}}$ , т. е.

$$\frac{\partial i_a}{\partial H} = 0,01 \frac{\text{А}}{\text{Ое}},$$

поэтому

$$\frac{\partial i_a}{\partial i_n} \Delta i_n + \frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1 + \frac{\partial i_a}{\partial U} \Delta U \leq 0,000001 \text{ A.}$$

Считая изменения  $\Delta i_n$ ,  $\Delta i_1$  и  $\Delta U$  равновероятными, для соблюдения этого неравенства необходимо положить, что

$$3 \frac{\partial i_a}{\partial i_n} \Delta i_n \leq 0,000001 \text{ A; } 3 \frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1 \leq 0,000001 \text{ A;}$$

$$3 \frac{\partial i_a}{\partial U} \Delta U \leq 0,000001 \text{ A.}$$

Рассмотрим каждую погрешность отдельно.

а) Производная  $\frac{\partial i_a}{\partial i_1}$  представляет величину изменения анодного тока при изменении тока в поляризирующей катушке на 1 А. Положим, что постоянная этой катушки  $C = \frac{\partial H}{\partial i_1} = 200 \frac{\text{Oe}}{\text{A}}$ ; тогда, согласно равенству

$$\frac{\partial i_a}{\partial i_1} = \frac{\partial i_a}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial i_1},$$

получим:

$$\frac{\partial i_a}{\partial i_1} = 200 \cdot 0,01 = 2.$$

Следовательно сила тока в поляризирующей катушке не должна изменяться больше чем на

$$\Delta i_1 \leq \frac{1}{6} 10^{-6} \text{ A} \leq 0,17 \cdot 10^{-6} \text{ A.}$$

При  $C = 200 \frac{\text{Oe}}{\text{A}}$  ток в поляризирующей катушке при  $U = 30 \text{ V}$  должен быть порядка 0,25 А, поэтому в относительных единицах  $i_1$  не должно меняться больше чем на

$$\frac{\Delta i_1}{i_1} = \frac{0,17 \cdot 10^{-6}}{0,25} = 0,6 \cdot 10^{-6},$$

т. е. не больше  $\frac{6}{10\,000\,000}$  своей величины.

Так как ток может меняться только лишь при изменении или напряжения  $U$  или сопротивления  $r$ , то с такой же точностью должны оставаться постоянными обе эти величины.

б) Производная  $\frac{\partial i_a}{\partial U}$  представляет изменение анодного тока при изменении анодного напряжения на 1 В. При  $U = 30 \text{ V}$  и  $i_n = 6 \text{ mA}$  это изменение, полученное нами из опыта, равно 1 mA на 1 В, поэтому

$$3 \cdot 10^{-3} \Delta U \leq 10^{-6} \text{ V,}$$

отсюда

$$\Delta U \leq \frac{1}{3} 10^{-3} \text{ V},$$

т. е. колебания анодного напряжения не должны превышать 0,0003 V.

а)  $\frac{\partial i_a}{\partial i_n}$  представляет собой величину изменения анодного тока при изменении тока накала на 1 A. Из наших экспериментов получено, что при изменении тока от 1,45 до 1,50 A, анодный ток меняется на 3,4 mA, следовательно:

$$\frac{\partial i_a}{\partial i_n} = \frac{3,4 \cdot 10^{-3}}{0,05} = 0,07,$$

$$\Delta i_n = \frac{0,000001}{3 \cdot 0,07} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ A}.$$

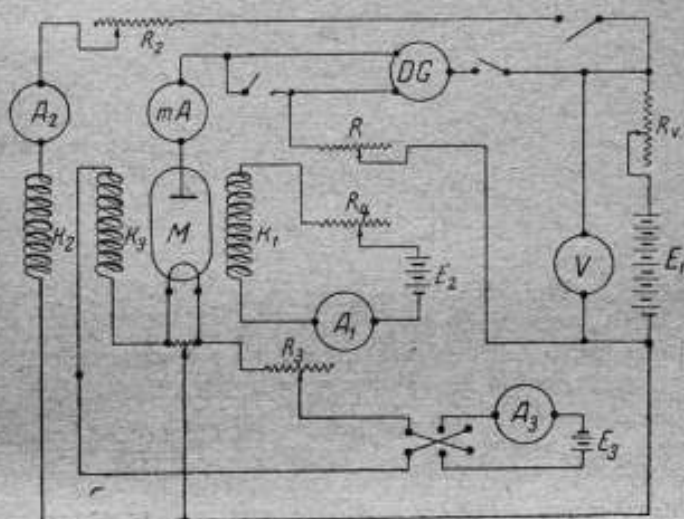


Рис. 25. Компенсационная схема соединения.

Ввиду того, что такое постоянство тока практически осуществить трудно, остается применить схему, при которой все эти изменения взаимно бы компенсировались.

Так, например, влияние изменений тока накала и анодного напряжения могут быть скомпенсированы включением части витков поляризирующей катушки последовательно с нитью накала и части параллельно анодной цепи, т. е. путем разделения поляризирующей катушки на три отдельные секции  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$ , как это показано на рис. 25, представляющем принципиальную схему соединений. При таком включении анодный ток  $i_a$  будет являться следующей функцией:

$$i_a = f(H, U, i_n, i_1, i_2, i_3),$$

где  $i_1$ ,  $i_2$  и  $i_3$  — точки в соответствующих секциях поляризирующей катушки.

Поэтому изменение тока  $i_a$  выразится формулой:

$$\Delta i_a = \frac{\partial i_a}{\partial H} \Delta H + \frac{\partial i_a}{\partial U} \Delta U + \frac{\partial i_a}{\partial i_n} \Delta i_n + \\ + \frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1 + \frac{\partial i_a}{\partial i_2} \Delta i_2 + \frac{\partial i_a}{\partial i_3} \Delta i_3.$$

Витки секций  $K_2$  и  $K_3$  могут быть включены так, чтобы производные  $\frac{\partial i_a}{\partial i_2}$  и  $\frac{\partial i_a}{\partial i_3}$  были отрицательны. Тогда, замечая что  $\Delta i_3 = \Delta i_n$  и  $\Delta i_2 = -\frac{\Delta U}{R_2} - U \frac{\Delta R_2}{R_2^2}$ , выражение для  $\Delta i_a$  можно написать в виде:

$$\Delta i_a = \frac{\partial i_a}{\partial H} \Delta H + \left( \frac{\partial i_a}{\partial U} - \frac{1}{R_2} \frac{\partial i_a}{\partial i_2} \right) \Delta U + \\ + \left( \frac{\partial i_a}{\partial i_n} - \frac{\partial i_a}{\partial i_3} \right) \Delta i_n + \frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1 - \frac{U}{R_2^2} \frac{\partial i_a}{\partial i_2} \Delta R_2.$$

При соответствующем подборе сопротивления  $R_2$  и числа витков в катушке  $K_3$  множители, стоящие перед  $\Delta U$  и  $\Delta i_n$ , можно сделать равными нулю, т. е. можно подобрать  $R_2$  и  $\frac{\partial i_a}{\partial i_2}$  так, чтобы

$$\frac{\partial i_a}{\partial U} = \frac{1}{R_2} \frac{\partial i_a}{\partial i_2} \quad \text{и} \quad \frac{\partial i_a}{\partial i_n} = \frac{\partial i_a}{\partial i_3}.$$

В таком случае изменения тока накала и анодного напряжения совершенно не будут сказываться на величине анодного тока и поэтому

$$\Delta i_a = \frac{\partial i_a}{\partial H} \Delta H + \frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1 - \frac{U}{R_2^2} \frac{\partial i_a}{\partial i_2} \Delta R_2.$$

Влияние последнего члена может быть сделано сколь угодно малым путем увеличения сопротивления  $R_2$  и уменьшения возможности его изменения при нагревании катушки.

Влияние второго члена, т. е. изменения силы тока в катушке  $K_1$ , остается полностью. Компенсация его невозможна, и для уменьшения этого влияния необходимо стремиться к возможно большему постоянству тока в катушке  $K_1$ .

### Компенсация колебаний тока накала

Как уже было указано выше, для полной компенсации колебаний тока накала необходимо выполнение условия:

$$\frac{\partial i_a}{\partial i_n} = \frac{\partial i_a}{\partial i_3}.$$

Член  $\frac{\partial i_a}{\partial i_n}$  представляет собой зависимость анодного тока в средней части кривой характеристики магнетрона от тока накала; графически эта зависимость изображается кривой на рис. 22.

Член  $\frac{\partial i_a}{\partial i_3}$  представляет собой зависимость анодного тока от напряженности поля в поляризующей катушке  $K_3$ . В явном виде эту зависимость можно написать следующим образом:

$$\frac{\partial i_a}{\partial i_3} = \frac{\partial i_a}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial i_3}$$

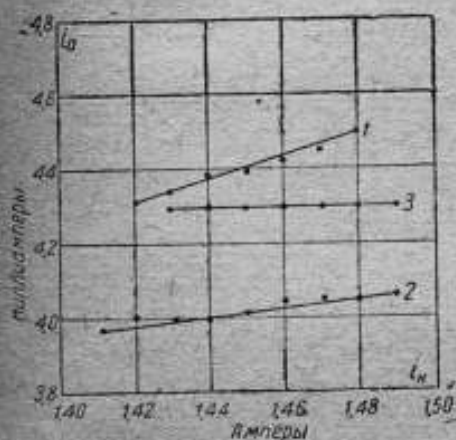


Рис. 26. Зависимость анодного тока от силы тока накала при различной степени компенсации.

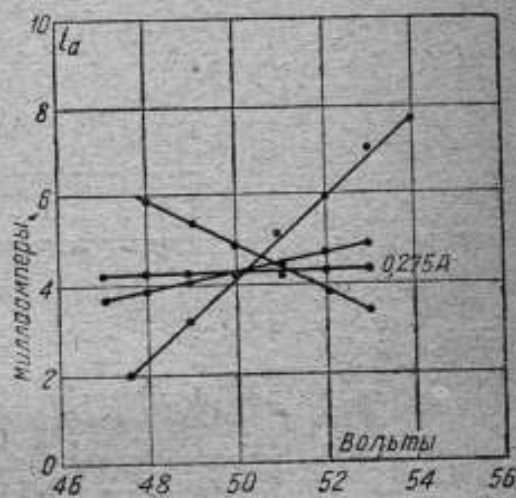


Рис. 27. Зависимость анодного тока от анодного напряжения при различных силах тока в компенсирующей обмотке.

Но так как  $H = c_2 \omega_3 i_3$ , где  $\omega_3$  — число витков на 1 см, а  $c_2$  — постоянная катушки, то

$$\frac{dH}{di_3} = c_2 \omega_3$$

и следовательно

$$\frac{\partial i_a}{\partial i_3} = c_2 \omega_3 \frac{\partial i_a}{\partial H}$$

Так как  $\frac{\partial i_a}{\partial H}$  для данного магнетрона есть величина постоянная, то  $\frac{\partial i_a}{\partial i_3}$  пропорционален числу витков поляризующей катушки.

Кривая 1 на рис. 26 представляет зависимость анодного тока от тока накала без компенсирующей катушки  $K_3$ .

Кривая 2 дает ту же зависимость при включении последовательно с нитью накала одной секции полиризирующей катушки с 8 витками на 1 см. Как видно, эта кривая идет более полого, чем кривая 1, но в том же направлении, т. е. влияние тока накала оказывается преобладающим над влиянием поля в катушке. Кривая 3 снята при большем числе витков, а именно при  $w_2 = 11$ . В этом случае мы имеем полную компенсацию, изменение тока накала на 0,06 А не вызывает заметного изменения анодного тока. Полученные при измерениях данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Изменение анодного тока в зависимости от тока накала

$i_n$	Без компенсации	С компенсацией	
		8 витков см	11 витков см
	$i_a$	$i_a$	$i_a$
в амперах	в миллиамперах		
1,42	4,32	4,00	4,23
1,43	4,35	4,00	4,30
1,44	4,39	4,00	4,30
1,45	4,40	4,02	4,30
1,46	4,42	4,05	4,30
1,47	4,45	4,05	4,30
1,48	4,46	4,05	4,30

### Компенсация изменений анодного напряжения

Компенсация колебаний анодного напряжения может иметь место при выполнении условия:

$$\frac{\partial i_a}{\partial U} = \frac{1}{R_2} \frac{\partial i_a}{\partial i_2}$$

где  $i_2$  — ток в обмотке  $K_2$ , присоединенной параллельно анодной батарее. Правый член можно написать в следующем виде:

$$\frac{1}{R_2} \frac{\partial i_a}{\partial i_2} = \frac{1}{R_2} \frac{\partial i_a}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial i_2} = \frac{1}{R_2} \frac{\partial i_a}{\partial H} c_2 w_2,$$

где  $w_2$  — число витков на 1 см,  $c_2$  — постоянная катушки.

Заменяя  $R_2$  через  $\frac{U}{i_2}$ , получаем:

$$\frac{\partial i_a}{\partial U} = \frac{c_2 i_2 w_2}{U} \frac{\partial i_a}{\partial H}$$

Так как для данного магнетрона величина  $\frac{di_a}{dH}$  постоянная, то, изменяя силу тока  $i_a$  путем изменения сопротивления, можно подобрать его величину, необходимую для компенсации.

На рис. 27 даны 4 кривые зависимости анодного тока от напряжения, полученные при разных силах тока в поляризующей катушке. Как видно, при токе  $i_a = 0,275$  А получается полная компенсация. Результаты измерений приведены в табл. 2.

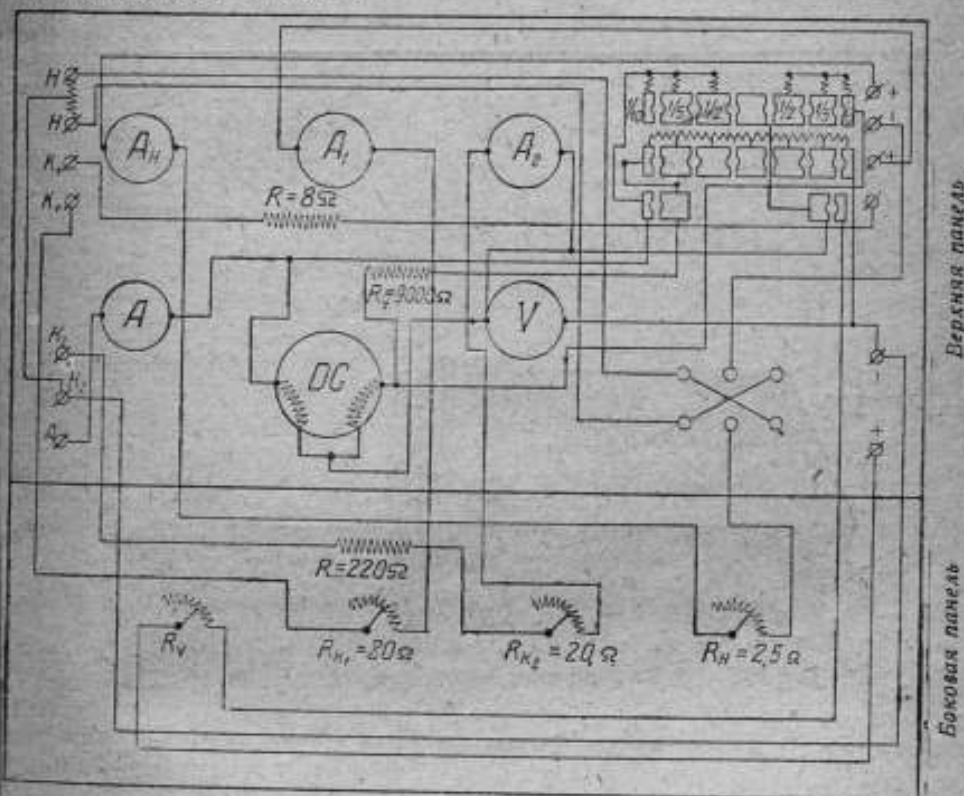


Рис. 28. Схема соединений прибора для измерения напряженности поля.

Таким образом путем соответствующего включения двух секций поляризующей катушки оказалось возможным скомпенсировать как колебания тока накала, так и анодного напряжения.

Но ввиду того, что напряженности магнитного поля, создаваемого этими двумя секциями, было недостаточно для приведения анодного тока к средней точке отвесной части характеристики, недостающая часть напряженности поля (порядка 30 Ое) создавалась секцией  $K_1$  поляризующей катушки, питаемой от самостоятельного источника тока.

Для того чтобы иметь возможность легко переносить установку из одного места в другое, вся схема соединения, вместе с измерительными приборами и реостатами была смонтирована в особом ящике. Схема эта показана на рис. 28, а внешний вид прибора на рис. 29.

Зависимость анодного тока от напряжения

U в вольтах	Без компенсации		С компенсацией		
	$i_2 = 0$	$i_2 = 0,2 \text{ A}$	$i_2 = 0,4 \text{ A}$	$i_2 = 0,275 \text{ A}$	
	$i_a$	$i_a$	$i_a$	$i_a$	
	в миллиамперах				
47	1,6	3,6	6,2	4,30	
48	2,2	3,8	5,8	4,30	
49	3,1	4,0	5,4	4,30	
50	4,4	4,2	4,8	4,30	
51	5,1	4,4	4,2	4,30	
52	5,9	4,6	3,8	4,30	
53	7,0	4,8	3,5	4,30	

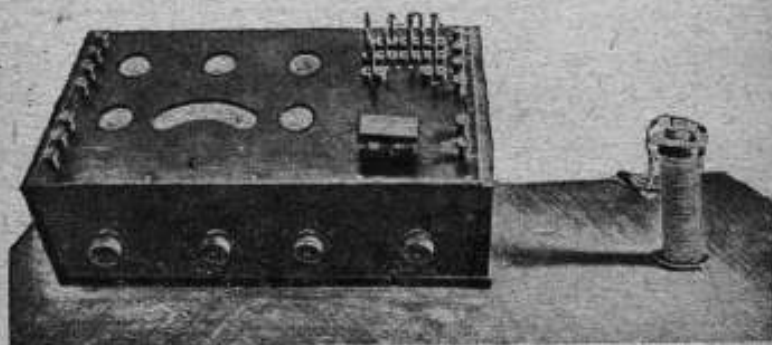


Рис. 29. Общий вид прибора для измерений напряженности поля.

В этой схеме предусмотрена возможность изменения чувствительности дифференциального гальванометра путем шунтирования его обмоток; чувствительность можно иметь равную 1; 1/2; 1/5 и 1/10 нормальной.

### Результаты измерений

С описанным выше устройством были произведены измерения напряженности поля вдоль по оси пустотелой намагничивающей катушки, имеющей форму эллипсоида. Измерения производились при различных положениях магнетрона по отношению к центру катушки. По отсчетам показаний дифференциального гальванометра можно было вычислить разность  $\Delta H_i$  между напряженностью поля в центре катушки и  $H_i$  напряженностью в измеряемой точке по формуле:

$$\Delta H_i = C (\alpha_0 - \alpha_i),$$



Таблица 3

Измерение изменений напряженности поля вдоль по оси соленоида в форме эллипсоида вращения при помощи магнетрона

Пределы от центра в см	Постоянная прибора в арстедлах на 1 деление	Разность отсчетов $\alpha_0 - \alpha_1$ в делениях		$\alpha_0 - \alpha_1$ среднее в делениях	$\Delta H_1$ в арстедлах	$\frac{\Delta H_1}{H_0}$ в %	$\frac{\Delta H_1}{H_0}$ среднее в %	$\frac{\Delta H_1}{H_0}$ из измерений баллистическим методом	$\frac{\Delta H_1}{H_0}$
1	$95 \cdot 10^{-5}$	7	7	7	0,0066	0,031	0,032	—	—
1	$95 \cdot 10^{-5}$	8	7	7,5	0,00712	0,033	—	—	—
2	$95 \cdot 10^{-5}$	19	16	18	0,0171	0,079	0,076	—	—
2	$101 \cdot 10^{-5}$	16	17	17	0,0171	0,074	—	—	—
5	$95 \cdot 10^{-5}$	32	35	34	0,0323	0,150	0,151	—	0,26
5	$95 \cdot 10^{-5}$	35	35	35	0,0339	0,155	—	—	—
5	$101 \cdot 10^{-5}$	34	28	37	0,0343	0,148	—	—	—
10	$153 \cdot 10^{-5}$	40	42	40	0,0612	0,285	0,283	—	0,35
10	$95 \cdot 10^{-5}$	68	65	63	0,0598	0,279	—	—	—
10	$101 \cdot 10^{-5}$	63	65	67	0,0661	0,285	—	—	—
15	$101 \cdot 10^{-5}$	99	100	98	0,0950	0,440	0,435	—	0,43
15	$330 \cdot 10^{-5}$	28	28	28	0,0924	0,430	—	—	—
20	$153 \cdot 10^{-5}$	76	78	77	0,1178	0,548	0,548	—	0,43
1	$95 \cdot 10^{-5}$	8	6	6	0,0037	0,026	0,026	—	—
2	$95 \cdot 10^{-5}$	11	11	12	0,0114	0,050	0,050	—	—
5	$95 \cdot 10^{-5}$	26	25	27	0,0270	0,123	0,123	—	0,17
10	$153 \cdot 10^{-5}$	16	18	16	0,0245	0,114	0,117	—	0,27
10	$95 \cdot 10^{-5}$	27	27	25	0,0256	0,119	—	—	—
15	$95 \cdot 10^{-5}$	130	128	129	0,1275	0,570	—	—	—
15	$330 \cdot 10^{-5}$	35	35	35	0,1155	0,540	0,555	—	0,69
20	$153 \cdot 10^{-5}$	133	135	135	0,2080	0,968	0,968	—	1,04
25	$330 \cdot 10^{-5}$	94	94	93	0,3100	1,44	1,44	—	—

где  $\alpha_0$  — отсчет по гальванометру для центра катушки;  $\alpha_1$  — отсчет в данной точке;  $C$  — постоянная гальванометра, выраженная в эрстедах на 1 деление. В табл. 3 приведены результаты этих измерений. В гр. 3 даны разности отсчетов ( $\alpha_0 - \alpha_1$ ) для данной точки, производившихся несколько раз при различных режимах в магнетроне; в гр. 4 указаны средние значения разностей  $\alpha_0 - \alpha_1$  в делениях; в гр. 5 — значения изменения поля в данной точке и в центре в абсолютных единицах. В гр. 6 даны процентные изменения напряженности поля по отношению к полю в центре, для которого величина напряженности принята из измерений баллистическим методом. Для сравнения в гр. 8 и 9 приведены результаты измерений изменения поля вдоль катушки баллистическим методом с 2 различными измерительными катушками (в таблицах напряженность поля в центре катушки обозначена через  $H_0$ ).

Данные этой таблицы показывают, что измерения методом магнетрона дают результаты гораздо более точные, чем измерения баллистическим методом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hull, The effect of uniform magnetic field on the motion of electrons between coaxial cylinders, „Phys. Rev.“, 18, II, 1921, 31.
2. A. Hull, Measurement of magnetic fields of medium strength by means of a magnetron, „Phys. Rev.“, 22, 1923, 279.
3. M. Rössiger, Zur Messung von magnetischen Feldern und Feldänderungen mit dem Magnetron, „Zeitschr. für Physik“, 43, 1927, 480.
4. M. Rössiger, Die Messung der Horizontal und der Verticalintensität des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron, „Zeitschr. für Instrumentenkunde“, 49, 1929, 105.
5. J. Langmuir, The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum, „Phys. Rev.“, 2, 1913, 450.

Par *N. G. Zoueva*

## L'EMPLOI DU MAGNÉTRONE POUR LA MESURE DE L'INTENSITÉ DU CHAMP MAGNÉTIQUE

### Résumé

La possibilité de se servir du magnétrone pour mesurer l'intensité du champ magnétique a été pour la première fois démontrée par Hull, qui a étudié théoriquement ainsi qu'expérimentalement l'action du champ magnétique sur le faisceau des électrons dans les lampes cathodiques. C'est aussi lui qui a donné les premiers schémas de la mesure du champ magnétique. Le développement suivant des travaux dans cette direction a été effectué par Rössiger, qui a élaboré le schéma du magnétrone pour la mesure du champ magnétique terrestre.

Dans le présent ouvrage l'auteur expose les tentatives de l'adaptation du magnétrone à la mesure des variations locales du champ magnétique de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-1}$  Oe, par la méthode de Rössiger, qui

consiste en ce que le courant anodique dans le magnétron est réduit préalablement à la moitié de sa valeur par le champ extérieur créé par la bobine polarisante dans laquelle le magnétron est placé.

La théorie de cette méthode, ainsi que la pratique, montre qu'en faisant la mesure des champs magnétiques faibles il est nécessaire de conserver le courant anodique dans le magnétron avec une constance jusqu'à 0,01%, ce qui n'est pas possible avec les schémas ordinaires. Le courant anodique est une fonction du champ magnétique extérieur  $H$ , de la tension anodique appliquée  $U$ , du courant de chauffage  $i_n$  et du courant  $i_1$ , dans la bobine polarisante, c'est à dire

$$i_a = f(H, U, i_n, i_1),$$

Les variations en  $U$ ,  $i_n$  et  $i_1$ , déterminent des variations dans le champ anodique, parfois beaucoup plus grandes que le changement produit par le champ magnétique mesuré.

La variation totale du courant anodique peut être exprimée comme suit:

$$\Delta i_a = \frac{\partial i_a}{\partial H} \Delta H + \frac{\partial i_a}{\partial U} \Delta U + \frac{\partial i_a}{\partial i_n} \Delta i_n + \frac{\partial i_a}{\partial i_1} \Delta i_1.$$

Pour que le magnétron puisse servir en qualité d'appareil de mesure il est nécessaire que les trois derniers termes soient petits en comparaison avec le premier. Il faut pour cela compenser au possible d'une manière ou d'une autre ces variations. Cette compensation est effectuée dans le schéma proposé au moyen de la division de la bobine polarisante en trois sections. L'une de ces sections est mise en circuit en série avec le courant de chauffage et, ayant un nombre correspondant de spires, qu'on détermine expérimentalement, elle compense presque complètement les variations du courant de chauffage.

La seconde section est mise en circuit parallèlement au circuit anodique et elle sert à compenser les variations du courant anodique. La compensation est obtenue à condition d'une intensité de courant déterminée, qui peut être réglée à l'aide d'un rhéostat.

La troisième section sert à réduire le courant anodique à la moitié de sa valeur.

Pour mesurer le courant anodique on se sert d'un milliampèremètre et pour la mesure de ses variations — d'un galvanomètre différentiel à constante de  $0,5 \cdot 10^{-6}$  A, l'un des bobinages duquel est mis en circuit dans le courant anodique et l'autre à travers la résistance alternative.

On peut faire l'intégration des deux bobinages au galvanomètre afin de faire varier sa sensibilité.

La constante d'un pareil galvanomètre par rapport au champ magnétique peut atteindre jusqu'à  $50 \cdot 10^{-5}$  Oe par division.

Le schéma fondamental des couplages est montré dans la fig. 25 et le schéma de montage dans la fig. 28.

L'article donne un aperçu complet de tous les ouvrages sur l'emploi du magnétron pour la mesure du champ magnétique.

## К ВОПРОСУ О ТЕОРИИ ВАТТМЕТРОВОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕРЬ НА ГИСТЕРЕЗИС И ТОКИ ФУКО

Для измерения потерь на гистерезис и токи Фуко в листовых материалах наибольшее распространение в технике магнитных измерений имеет так называемый ваттметровый метод, при котором потери измеряются ваттметром. Практически этот метод используется главным образом для испытания полосовых образцов в приборе Эпштейна и иногда для испытания кольцевых образцов. Приборы Эпштейна современной конструкции снабжены двумя обмотками — намагничивающей и измерительной, приборы же Эпштейна с одной только обмоткой встречаются в практике как исключение. Для особо ответственных измерений, независимо от того, производятся ли испытания в приборе Эпштейна или с кольцевым образцом, приходится вводить ряд поправок к величине мощности, измеренной ваттметром, а также к величине магнитной индукции, которая вычисляется, исходя из напряжения, измеренного вольтметром. В связи с этим весьма важным становится вопрос о детальном теоретическом обосновании ваттметрового метода с учетом всех факторов, могущих оказать влияние на точность измерения потерь на гистерезис и токи Фуко.

Нижеизлагаемая теория ваттметрового метода разбирается применительно к схеме соединений измерительных приборов, изображенной на рис. 1 и являющейся типичной для ваттметрового метода с прибором Эпштейна, имеющим две обмотки, или с кольцевым образцом, также снабженным двумя обмотками. Цифрами I—I обозначены зажимы намагничивающей обмотки, цифрами II—II — зажимы измерительной обмотки.

Воспользуемся основными положениями векторной алгебры, позволяющими более наглядно и в то же время просто обосновать теорию ваттметрового метода.

Рассмотрим сначала, из каких составляющих складывается мощность, подводимая от источника тока к намагничивающей обмотке, а затем сопоставим ее с выражением для мощности, показываемой ваттметром. Введем следующие обозначения:

$E_1$  — вектор э. д. с., индуцированной в намагничивающей обмотке;

$E_2$  — вектор э. д. с., индуцированной в измерительной обмотке;

$E'_1$  — вектор э. д. с., уравновешивающей  $E_1$ ;

$E'_2$  — вектор э. д. с., уравновешивающей  $E_2$ .

Если к намагничивающей обмотке подведено напряжение  $U_1$  и сила тока в этой обмотке равна  $I_1$ , то мощность, подводимую к намагничивающей обмотке, можно представить в виде следующего выражения:

$$U_1 I_1 \cos \varphi = U_1 I_1, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — угол сдвига фаз между  $U_1$  и  $I_1$ .

Вектор напряжения  $U_1$  является геометрической суммой вектора  $E'_1$  и вектора активного падения напряжения в намагничивающей обмотке, т. е.

$$U_1 = E'_1 + I_1 r_1.$$

Подставив это выражение в формулу (1), получим:

$$U_1 I_1 = (E'_1 + I_1 r_1) I_1 = E'_1 I_1 + I_1^2 r_1. \quad (2)$$

Прибор Эпштейна или, соответственно, кольцевой образец с двумя обмотками можно рассматривать как трансформатор, вторичная обмотка которого замкнута на вольтметр и параллельную обмотку ваттметра.

В таком случае можно написать:

$$I_0 w_1 = I_1 w_1 + I_2 w_2,$$

где  $I_0$  — вектор намагничивающего тока;  $I_1$  — вектор тока в измерительной обмотке;  $w_1$  и  $w_2$  — числа витков соответственно намагничивающей и измерительной обмоток, откуда

$$I_1 = I_0 - I_2 \frac{w_2}{w_1}. \quad (3)$$

Подставив это выражение для  $I_1$  в первый член правой части уравнения (2), найдем:

$$U_1 I_1 = E_1' \left( I_0 - I_2 \frac{w_2}{w_1} \right) + I_1^2 r_1 = E_1' I_0 - E_1' I_2 \frac{w_2}{w_1} + I_1^2 r_1. \quad (4)$$

Э. д. с., индуцированные в намагничивающей и измерительной обмотках, связаны между собой выражением

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{w_1}{w_2},$$

или, принимая во внимание, что  $-E_1' = E_1$ , получим:

$$-E_1' = E_2 \cdot \frac{w_1}{w_2}.$$

Так как вектор э. д. с.  $E_2$  является геометрической суммой векторов напряжения  $U_2$  на зажимах измерительной обмотки и активного падения напряжения  $I_2 r_2$  в этой же обмотке, то

$$E_2 = U_2 + I_2 r_2, \quad (5)$$

где  $r_2$  — сопротивление измерительной обмотки, следовательно

$$-E_1' = \left( U_2 + I_2 r_2 \right) \frac{w_1}{w_2}.$$

Подставив это выражение во второй член правой части уравнения (4), найдем:

$$U_1 I_1 = E_1' I_0 + U_2 I_2 + I_2^2 r_2 + I_1^2 r_1. \quad (6)$$

Проанализируем теперь правую часть выражения (6).

Первый член  $E_1' I_0$  можно представить в виде

$$E_1' I_0 = E_1' I_0 \cos \psi,$$

где  $I_0 \cos \psi$  — активная составляющая намагничивающего тока.

Таким образом выражение  $E_1' I_0 \cos \psi$  представляет мощность, расходуемую на покрытие потерь на гистерезис и токи Фуко в испытуемом образце.

Второй член

$$U_2 I_2 = U_2 I_2 \cos \varphi_2$$

представляет мощность, расходуемую в цепи, на которую замкнута изме-

рительная обмотка, т. е. в нашем случае в вольтметре и параллельной обмотке ваттметра.

Выражение  $I_2^2 r_2$  дает мощность, которая тратится на нагревание измерительной обмотки. Аналогично  $I_1^2 r_2$  представляет мощность, расходуемую на нагревание намагничивающей обмотки.

Таким образом мощность, подведенная к намагничивающей обмотке, разбивается на четыре составляющие: 1) потери на гистерезис и токи Фуко в испытуемом образце; 2) мощность, расходуемую в вольтметре, и в параллельной обмотке ваттметра; 3) мощность, расходуемую на нагревание измерительной обмотки; 4) мощность, расходуемую на нагревание намагничивающей обмотки.

Посмотрим теперь, какую мощность показывает ваттметр, включенный по схеме рис. 1, и как она связана с мощностью, подведенной к намагничивающей обмотке. Согласно принятому нами способу изложения можно сказать, что эта мощность выразится скалярным произведением векторов  $U_2$  и  $I_1$ . Тогда, принимая во внимание выражение (5), получим:

$$U_2 I_1 = (E_2 - I_2 r_2) I_1 = E_2 I_1 - I_1 I_2 r_2$$

или

$$U_2 I_1 + I_1 I_2 r_2 = E_2 I_1.$$

В правой части этого уравнения  $I_1$  заменим выражением (3), тогда:

$$U_2 I_1 + I_1 I_2 r_2 = E_2 I_0 - E_2 I_2 \frac{\omega_2}{\omega_1}.$$

В первом члене правой части этого уравнения  $E_2$  заменим через  $-E_1' \frac{\omega_2}{\omega_1}$ , а во втором члене вместо  $E_2$  подставим выражение (5), тогда

$$U_2 I_1 + I_1 I_2 r_2 = -E_1' \frac{\omega_2}{\omega_1} I_0 - U_2 I_2 \frac{\omega_2}{\omega_1} - I_2^2 r_2 \frac{\omega_2}{\omega_1}.$$

Умножив теперь все члены этого уравнения на  $-\frac{\omega_1}{\omega_2}$ , получим:

$$-\left( U_2 I_1 + I_1 I_2 r_2 \right) \frac{\omega_1}{\omega_2} = E_1' I_0 + U_2 I_2 + I_2^2 r_2. \quad (7)$$

Согласно ранее выведенным соотношениям правая часть уравнения (7) представляет мощность, расходуемую: а) на гистерезис и токи Фуко в испытуемом образце ( $E_1' I_0$ ); б) в вольтметре и параллельной обмотке ваттметра ( $U_2 I_2$ ); в) в измерительной обмотке ( $I_2^2 r_2$ ).

В левой части уравнения (7) второй член в скобках представляет некоторую дополнительную мощность, определяемую скалярным произведением векторов тока в намагничивающей обмотке и активного падения напряжения в измерительной обмотке.

Если сравнить выражение (6) для мощности, подведенной к намагничивающей обмотке, с выражением (7), то приходим к следующим выводам:

1. Ваттметр, включенный по схеме рис. 1, не учитывает мощности, расходуемой в намагничивающей обмотке ( $I_1^2 r_1$ ).

2. Если к показанию ваттметра прибавить вышеуказанную дополнительную мощность ( $I_1 I_2 r_2$ ) и полученную сумму умножить на отношение чисел витков намагничивающей и измерительной обмоток, то получим мощность,

расходуемую на гистерезис и токи Фуко, мощность, расходуемую в вольтметре, в параллельной обмотке ваттметра и в измерительной обмотке. Прибавление добавочной мощности к показанию ваттметра объясняется тем обстоятельством, что параллельная обмотка ваттметра находится под напряжением  $U_2$ , меньшим э. д. с.  $E_2$ , которая входит в выражение мощности, переданной из намагничивающей цепи в магнитное поле  $\left(E_2 I_1 \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)$ .

Для удобства практических вычислений  $I_2$  можно заменить через  $\frac{U_2}{r_2'}$ , пренебрегая индуктивностями вольтметра и параллельной цепи ваттметра, которые имеют обычно незначительную величину. Здесь  $r_2'$  — сопротивление

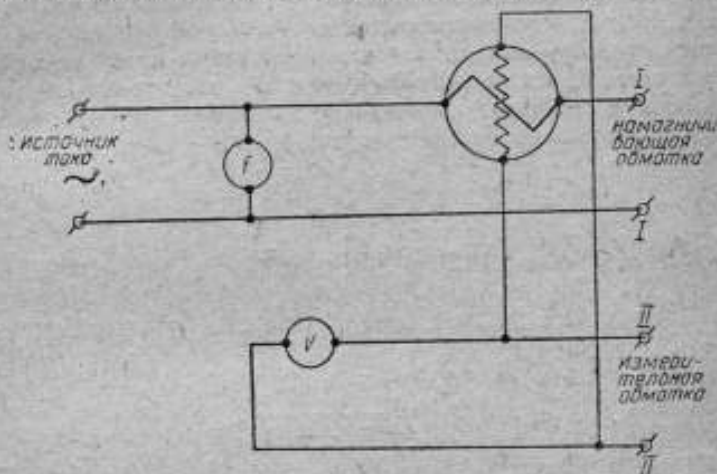


Рис. 1. Схема соединений приборов для ваттметрового метода измерений.

вольтметра и параллельной цепи ваттметра, включенных между собой параллельно, которое можно представить в виде

$$r_2' = \frac{r_V r_W}{r_V + r_W},$$

если  $r_V$  — сопротивление вольтметра,  $r_W$  — сопротивление параллельной обмотки ваттметра.

Делая такую замену, получим:

$$I_1 I_2 r_2 = I_1 U_2 \frac{r_2}{r_2'};$$

$$U_2 I_2 = \frac{U_2^2}{r_2'}; \quad I_2^2 r_2 = \frac{U_2^2 r_2}{r_2'^2}.$$

Тогда уравнение (7) примет вид:

$$-U_2 I_1 \frac{\omega_1}{\omega_2} \left(1 + \frac{r_2}{r_2'}\right) = E_1' I_0 + \frac{U_2^2}{r_2'} \left(1 + \frac{r_2}{r_2'}\right). \quad (8)$$

Знак минус в левой части уравнения (8) показывает, что между векторами  $U_2$  и  $I_1$  угол сдвига фазы больше  $90^\circ$ , что в действительности и имеет место.

Обозначим показание ваттметра, равное  $-U_2 I_1$ , через  $P_w$ , потери на гистерезис и токи Фуко  $E_1' I_0$  — через  $P_{hf}$ .

Тогда интересующее нас выражение для потерь на гистерезис и токи Фуко примет окончательный вид:

$$P_{hf} = \left( P_w \frac{\omega_1}{\omega_2} - \frac{U_2^2}{r_2'} \right) \left( 1 + \frac{r_2}{r_2'} \right).$$

При помощи этого выражения имеется возможность учесть все необходимые поправки к показанию ваттметра при измерении потерь на гистерезис и токи Фуко ваттметровым методом.

Как известно, при измерении потерь требуется знать также величину максимального значения магнитной индукции в испытуемом образце, которая вычисляется, исходя из показания вольтметра. Если  $U_2$  — показание вольтметра, включенного по схеме рис. 1, то

$$U_2 = E_2 - I_2 r_2,$$

откуда

$$E_2 = U_2 \left( 1 + \frac{r_2}{r_2'} \right).$$

Максимальное значение магнитной индукции  $B_{max}$  в гауссах вычисляется по формуле:

$$B_{max} = \frac{E_2 \cdot 10^8}{4 k_f f s_0 \omega_2}, \quad (9)$$

где  $k_f$  — коэффициент формы кривой э. д. с.,  $f$  — частота тока в герцах,  $s_0$  — сечение испытуемого образца в квадратных сантиметрах.

Однако, вычисленная таким образом величина  $B_{max}$  будет меньше действительной величины индукции вследствие того, что э. д. с.  $E_2$ , входящая в формулу (9), обуславливается не только магнитным потоком в испытуемом образце, но также и потоком в воздушном зазоре между измерительной обмоткой и образцом. Для учета этой поправки может быть предложен следующий способ. Максимальное значение плотности магнитного потока в воздушном зазоре будет равно  $\mu_0 H_{max}$ , где  $H_{max}$  — максимальное значение напряженности магнитного поля внутри намагничивающей катушки,  $\mu_0$  — проницаемость пустоты. В свою очередь

$$H_{max} = K I_{max},$$

где  $K$  — постоянная намагничивающей катушки в эрстедах на 1 А силы тока,  $I_{max}$  — максимальное значение тока в намагничивающей катушке.

Тогда действительная величина индукции  $B'_{max}$  определится выражением:

$$B'_{max} = B_{max} - \mu_0 K I_{max} \left( \frac{s}{s_0} - 1 \right),$$

где  $s$  — сечение измерительной катушки в квадратных сантиметрах.



Для определения  $I_{\max}$  можно воспользоваться следующим методом. В намагничивающую цепь включают первичную обмотку катушки взаимной индуктивности с известной взаимной индуктивностью, а к зажимам вторичной обмотки присоединяют вольтметр, измеряющий среднее значение напряжения. Тогда, обозначив через  $E$  среднее значение э. д. с., индуцированной во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности, можем написать:

$$E = 4f\Phi_{\max} 10^{-8} \text{ В}, \quad (10)$$

где  $f$  — частота в герцах,  $\Phi_{\max}$  — полный магнитный поток сцепления катушки взаимной индуктивности в максвеллах.

В то же время магнитный поток  $\Phi_{\max}$  связан с максимальным значением тока  $I_{\max}$  в намагничивающей цепи соотношением

$$\Phi_{\max} = MI_{\max} 10^8 \text{ М}, \quad (11)$$

где  $M$  — взаимная индуктивность катушки в генри.

Из выражений (10) и (11) находим:

$$I_{\max} = \frac{E}{4fM} \text{ А.}$$

В зависимости от величины сопротивления вольтметра и вторичной обмотки катушки взаимной индуктивности э. д. с.  $E$  можно приблизительно принять равной напряжению, измеренному вольтметром, или учесть падение напряжения во вторичной обмотке по формуле, аналогичной формуле (5).

Таким образом в окончательном виде выражение для действительной величины индукции примет вид:

$$B'_{\max} = B_{\max} - \frac{\rho_0 KE}{4fM} \left( \frac{s}{s_0} - 1 \right). \quad (12)$$

Введение указанной поправки является совершенно необходимым, особенно если измерения потерь производятся при индукциях порядка  $15 \text{ кГ}$ , так как в этих случаях даже небольшое расхождение между  $B_{\max}$  и  $B'_{\max}$  резко сказывается на изменении величины потерь на гистерезис и токи Фуко, имея в виду, что кривая зависимости потерь от индукции в области этих индукций имеет крутой подъем.

Par E. G. Chramkov

## SUR LA THÉORIE DE LA MÉTHODE WATTMÉTRIQUE DE LA MESURE DES PERTES PAR HYSTÉRÉSIS ET PAR COURANTS DE FOUCAULT

### Résumé

La méthode wattmétrique de la mesure des pertes par hystérésis et par courants de Foucault dans les tôles est pratiquement utilisée principalement pour essayer des échantillons plats dans l'appareil d'Epstein et parfois pour essayer des échantillons annulaires. Pour des essais particulièrement responsables on est obligé à introduire

une série de convections à la valeur de la puissance mesurée par le wattmètre ainsi qu'à la valeur de l'induction magnétique, qu'on calcule en se basant sur la tension, mesurée par le voltmètre.

Dans le présent ouvrage on expose la base théorique de la méthode wattmétrique, qui permet de déterminer les facteurs pouvant avoir une influence sur la précision de la mesure des pertes par hystérésis et par courants de Foucault et on cite les formules qui servent à calculer les corrections dans ces mesures. La théorie de la méthode est considérée conformément au schéma du couplage des appareils de mesure représenté dans la fig. 1.

La considération de ces questions fait tirer les conclusions suivantes. La puissance amenée au bobinage magnétisant de l'appareil, dans lequel on effectue l'essai des échantillons, se compose de trois constituantes (formules 6): 1) les pertes par hystérésis et par courants de Foucault dans l'échantillon à essayer ( $E_1 I_0$ ); 2) la puissance perdue dans le bobinage de mesure ( $I_2^2 r_2$ ); 3) dans le voltmètre et le bobinage parallèle du wattmètre ( $U_2 I_2$ ); 4) dans le bobinage magnétisant de l'appareil ( $I_1^2 r_1$ ). De toute cette puissance le wattmètre mis en circuit d'après le schéma de la fig. 1, ne tient pas compte de la puissance  $I_1^2 r_1$  (formule 7); on obtient la puissance restante en ajoutant à la lecture du wattmètre ( $U_2 I_2$ ) la puissance supplémentaire ( $I_1 I_2 r_2$ ) et en multipliant la somme obtenue par la relation des nombres des spires du bobinage magnétisant et du bobinage de mesure de l'appareil. La puissance  $I_1 I_2 r_2$  n'est pas prise en considération par le wattmètre parce que son bobinage parallèle est sous la tension  $U_2$ , plus petite que la f. e. m.  $E_2$ , qui entre dans le terme de la puissance, transmise du circuit magnétisant dans le champ magnétique de l'appareil  $\left( E_2 I_1 \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)$ .

En calculant d'après la formule (9) l'induction magnétique, qui correspond aux pertes mesurées, on introduit une erreur qui provient de ce que la f. e. m.  $E_2$  dépend non seulement du flux dans l'échantillon à essayer, mais aussi du flux dans le jeu d'air entre l'échantillon et le bobinage de mesure. On peut tenir compte de cette correction de manière suivante: on couple au circuit magnétisant le bobinage primaire d'une bobine d'induction mutuelle à induction mutuelle connue  $M$ , tandis qu'au second bobinage on couple le voltmètre qui mesure la valeur moyenne de la tension. Alors la valeur réelle de l'induction  $B'_{\max}$  peut être calculée d'après la formule (12), dans laquelle.

$B'_{\max}$  — l'induction calculée d'après la formule (9);

$E$  — la f. e. m. induite dans le bobinage secondaire de la bobine d'induction mutuelle;

$K$  — la constante de la bobine magnétisante de l'appareil;

$f$  — la fréquence du courant;

$s$  — la section de la bobine de mesure de l'appareil;

$s_0$  — la section de l'échantillon.

La valeur  $E$  peut être considérée comme étant approximativement égale à la tension mesurée par le voltmètre, ou bien elle peut être calculée d'après la formule analogue à la formule 5.

## ПЕРЕНОСНЫЙ МАГНИТОМЕТР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

### Принцип устройства магнитометра

При магнитометрических работах по разведке того или иного месторождения требуется тут же на месте, в полевых условиях, определить хотя бы приближенно магнитную проницаемость основных пород, залегающих в исследуемом районе.

До последнего времени у нас в СССР прибора, который позволял бы производить подобные измерения, не существовало. Обычно для определения магнитных свойств породы наблюдатели в поле пользуются компасной стрелкой или весами Шмидта, поднося к ним образцы и замечая отклонение стрелки компаса или весов. Такой метод может дать лишь качественную оценку материала, совершенно не указывая на количественную сторону.

Описываемый ниже прибор, отличаясь простотой в обращении и в методе измерений, позволяет быстро в любых условиях определять величину магнитной восприимчивости пород, большей  $10^{-5}$  CGS<sub>u</sub>. Прибор состоит из магнитной стрелки, один конец которой помещен между одноименными полюсами двух вертикально расположенных магнитов (рис. 1).

Стрелка может вращаться в горизонтальной плоскости. Под действием магнитов стрелка находится в некотором устойчивом положении независимо от направления земного поля. Если поднести к одному из магнитов какой-либо образец ферромагнитного материала, то часть силовых линий магнита замкнется через образец, и магнитное поле, создаваемое этим магнитом во внешнем пространстве, уменьшится, вследствие чего сила отталкивания тоже уменьшится, и стрелка отклонится на некоторый угол, который очевидно будет зависеть от величины проницаемости материала. Измерение угла производится при помощи трубы, в фокусе объектива которой помещена шкала с делениями, рассматриваемая через гауссовский окуляр. Шкала отражается от зеркала, скрепленного с осью стрелки. Схема оптического устройства показана на рис. 2, где:  $L_1$  — объектив;  $L_2$  — окуляр зрительной трубы;  $p$  — шкала с делениями;  $q$  — плоско-параллельная стеклянная пластинка;  $Q$  — призма полного внутреннего отражения и  $P$  — зеркало, скрепленное со стрелкой прибора.

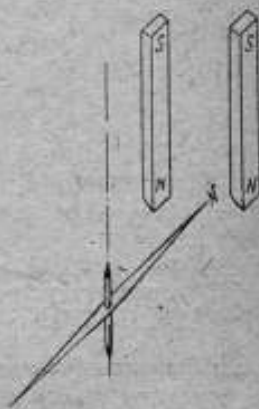


Рис. 1. Схематическое расположение магнитов и прибора.

### Теория прибора

Положим, что в точке  $N_1$  на расстоянии  $R_1$  от северного полюса  $N$  магнита  $I$  и на расстоянии  $R_2$  от северного полюса  $N$  магнита  $II$  находится северный полюс  $N_1$  третьего магнита (рис. 3).

Рассмотрим условие равновесия полюса  $N_1$  в горизонтальной плоскости  $AB$ , считая, что в вертикальной плоскости он двигаться не может. На полюс  $N_1$  действуют четыре силы от четырех полюсов магнитов  $I$  и  $II$  —  $F_1, F_2, F_3$  и  $F_4$ , которые по закону Кулона равны:

$$F_1 = \frac{m_1 m_0 R_1}{R_1^3}, F_2 = \frac{m_2 m_0 R_2}{R_2^3}, F_3 = \frac{m_1 m_0 R_1'}{R_1'^3}, F_4 = \frac{m_2 m_0 R_2'}{R_2'^3}, \quad (1)$$

где:  $m_1$  и  $m_2$  — магнитные массы магнитов  $I$  и  $II$ ;  $m_0$  — магнитная масса полюса  $N_1$ ;  $R_1, R_2, R_1', R_2'$  — расстояния полюса  $N_1$  от южных полюсов магнитов  $I$  и  $II$ .

Для равновесия полюса  $N_1$  необходимо, чтобы сумма проекций всех четырех сил на горизонтальную ось  $AB$  была равна нулю. Для нахождения проекций

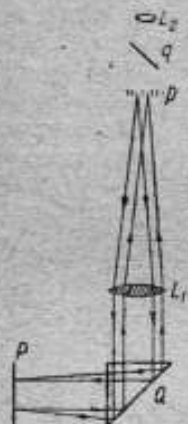


Рис. 2. Схема оптического устройства.

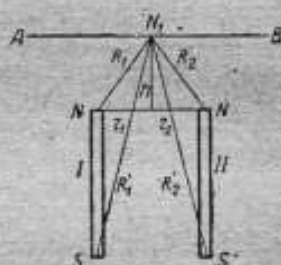


Рис. 3. Схема силового взаимодействия.

сил в выражении (1) необходимо лишь заменить векторы  $R_1, R_1', R_2$  и  $R_2'$  их проекциями на ось  $AB$ . При этом, как нетрудно видеть,

$$|\text{пр. } R_1| = |\text{пр. } R_1'| = |r_1|; |\text{пр. } R_2| = |\text{пр. } R_2'| = |r_2|.$$

Тогда уравнение равновесия, принимая во внимание знаки, можно написать в следующем виде:

$$\frac{m_1 r_1}{R_1^3} - \frac{m_1 r_1}{R_1'^3} - \frac{m_2 r_2}{R_2^3} + \frac{m_2 r_2}{R_2'^3} = 0. \quad (2)$$

Обозначив длину одного из магнитов через  $l_1$ , а другого — через  $l_2$  и расстояние полюсов  $N$  от линии  $AB$  через  $h$ , получим:

$$\frac{m_1 r_1}{(r_1^2 + h^2)^{3/2}} - \frac{m_1 r_1}{(r_1^2 + h^2)^{3/2}} + \frac{m_2 r_2}{[r_2^2 + (h + l_2)^2]^{3/2}} - \frac{m_2 r_2}{[r_2^2 + (h + l_1)^2]^{3/2}} = 0. \quad (3)$$

Положим, что каким-либо образом у нас уменьшилась магнитная масса  $m_1$  на величину  $dm_1$ . Вследствие этого полюс  $N_1$  передвинется на расстояние  $dr$ , и расстояния  $r_1$  и  $r_2$  изменятся на ту же самую величину, но с обратными знаками, т. е.

$$dr_1 = -dr_2.$$

Новые условия равновесия найдем, если продифференцируем выражение (2).

Так как производные

$$\frac{dR_1}{dr_1} = \frac{r_1}{R_1}, \quad \frac{dR_2}{dr_2} = \frac{r_2}{R_2} \text{ и т. д.,}$$

то предыдущее выражение можно написать:

$$dr_1 \left[ \frac{m_1 r_1}{R_1^3} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{3r_1}{R_1^2} \right) - \frac{m_1 r_1}{R_1'^3} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{3r_1}{R_1'^2} \right) + \frac{m_2 r_2}{R_2^3} \left( \frac{1}{r_2} - \frac{3r_2}{R_2^2} \right) - \frac{m_2 r_2}{R_2'^3} \right] = \\ = \left( \frac{m_1 r_1}{R_1'^3} - \frac{m_1 r_1}{R_1^3} \right) \frac{dm_1}{m_1}$$

Обозначая проекции сил  $F_1, F_2, F_3$  и  $F_4$  через  $f_1, f_2, f_3$  и  $f_4$ , т. е.

$$f_1 = F_1 \frac{r_1}{R_1}, \quad f_2 = F_2 \frac{r_2}{R_2}, \quad f_3 = F_3 \frac{r_2}{R_1'}, \quad f_4 = F_4 \frac{r_1}{R_2'} \quad (3')$$

и полагая для упрощения

$$h + l_1 = L_1 \quad \text{и} \quad h + l_2 = L_2,$$

получим:

$$\left[ f_1 \left( \frac{1}{r_1} - \frac{3r_1}{r_1^2 + h^2} \right) + f_2 \left( \frac{1}{r_2} - \frac{3r_2}{r_2^2 + h^2} \right) - f_3 \left( \frac{1}{r_2} - \frac{3r_1}{r_1^2 + L_1^2} \right) - \right. \\ \left. - f_4 \left( \frac{1}{r_2} - \frac{3r_2}{r_2^2 + L_2^2} \right) \right] dr_1 = (f_3 - f_1) \frac{dm_1}{m_1} \quad (4)$$

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. Положим, что полюс  $N_1$  находится посередине между полюсами  $N$  и магниты  $I$  и  $H$  одинаковы, т. е.  $l_1 = l_2 = l$  и  $m_1 = m_2 = m$ , тогда  $r_1 = r_2 = r$ ,  $h = 0$ ;  $f_1 = f_2$ ;  $f_3 = f_4$  и уравнение (4) напишется в таком виде:

$$2 \left[ f_1 \left( \frac{1}{r} - \frac{3}{r} \right) - f_3 \left( \frac{1}{r} - \frac{3r}{r^2 + l^2} \right) \right] dr = (f_3 - f_1) \frac{dm}{m}$$

Заменяя  $f_1$  и  $f_3$  их выражениями из уравнений (1) и (3'), получим:

$$2 \left[ \frac{2}{r^3} - \frac{1}{(r^2 - l^2)^{3/2}} \left( \frac{3r^2}{r^2 + l^2} - 1 \right) \right] dr = \left[ \frac{r}{(r^2 + l^2)^{3/2}} + \frac{1}{r^3} \right] \frac{dm}{m}$$

Отношение  $\frac{r}{\sqrt{r^2 + l^2}}$  равно косинусу угла между линией, соединяющей полюса магнитов, и радиусом-вектором  $R_1'$ . Обозначим этот угол через  $\theta_1$ . Тогда условие равновесия для этого случая будет:

$$\frac{dr}{dm} = \frac{r}{2m} \cdot \frac{1 - \cos^3 \theta_1}{2 - \cos^3 \theta_1 (3 \cos^2 \theta_1 - 1)} \quad (5)$$

Величина  $\frac{dr}{dm}$  представляет изменение положения полюса при изменении магнитной массы полюса  $N$  на единицу, т. е. не что иное, как чувствительность прибора, которую обозначим через  $\varepsilon = \frac{dr}{dm}$ .

Из формулы (5) вытекает, что величина  $\varepsilon$  будет меняться с изменением угла  $\theta_1$ , т. е. с изменением длины магнита.

На рис. 4 дана кривая зависимости  $\varepsilon$  от длины магнита  $l$ .

Как видим, при некотором значении  $l$  чувствительность принимает постоянное значение.

2. Положим теперь, что полюс  $N_1$  находится симметрично по отношению к полюсам  $N$ , но на некотором расстоянии  $h$  от линии, соединяющей оба полюса.



Рис. 4. Зависимость чувствительности магнитометра от длины вертикальных магнитов.

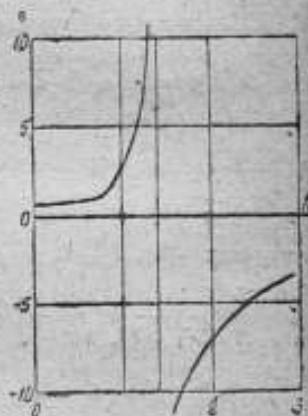


Рис. 5. Зависимость чувствительности магнитометра от расстояния  $h$  полюса стрелки.

В таком случае уравнение (4) примет вид:

$$\left[ f_1 \left( \frac{1}{r} - \frac{3r}{r^2 + h^2} \right) + f_2 \left( \frac{1}{r} - \frac{3r}{r^2 + L^2} \right) \right] dr = \frac{1}{2} (f_2 - f_1) \frac{dm}{m},$$

или, произведя замену  $f_1$  и  $f_2$  их выражениями и вводя косинусы углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , составленных радиусами-векторами  $R$  и  $R'$  с горизонтальной линией, будем иметь:

$$\varepsilon = \frac{r}{2m} \cdot \frac{\cos^3 \theta_1 - \cos^3 \theta_2}{\cos^3 \theta_1 (3\cos^2 \theta_1 - 1) - \cos^3 \theta_2 (3\cos^2 \theta_2 - 1)}, \quad (6)$$

где

$$\cos \theta_1 = \frac{r}{\sqrt{r^2 + h^2}} \quad \text{и} \quad \cos \theta_2 = \frac{r}{\sqrt{r^2 + L^2}}.$$

Вид функции  $\varepsilon$  в зависимости от  $h$  представлен на рис. 5, из которого видно, что при некотором значении  $h$  чувствительность претерпевает

разрыва непрерывности, изменяясь от  $+\infty$  до  $-\infty$ . Это показывает, что  $\varepsilon$  возрастает с увеличением  $h$ , стремясь к бесконечности при некоторой величине  $h$ , когда наступает неустойчивое равновесие полюса  $N$ . Формула (6) принимает более простой и наглядный вид, если пренебречь влиянием одного из полюсов магнитов, т. е. предположить, что магниты I и II бесконечно длинные. Тогда  $\cos \theta_2 = 0$  и

$$\varepsilon = \frac{dr}{dm} = \frac{r}{2m} \cdot \frac{1}{3\cos^2\theta_1 - 1} = \frac{r}{2m} \cdot \frac{r^2 + h^2}{2r^2 - h^2}. \quad (7)$$

Из этой формулы непосредственно видно, что при  $h < r\sqrt{2}$  функция  $\varepsilon$  положительна, при  $h > r\sqrt{2}$  — отрицательна, а при  $h = r\sqrt{2}$  обращается в бесконечность. Из этих теоретических рассуждений вытекает, что для увеличения чувствительности прибора полюса магнитов, применительно к рис. 3, следует располагать несколько ниже полюса стрелки, примерно на высоте, не большей 0,7 расстояния между магнитами. При удалении магнитов направляющие силы, действующие на стрелку, будут уменьшаться, и вследствие этого устойчивость ее будет тоже уменьшаться.

Вычислим, насколько изменяется устойчивость стрелки при удалении полюсов магнита от полюса стрелки. Устойчивость стрелки характеризуется величиной силы, действующей на полюс при отклонении его на единицу расстояния от положения равновесия, т. е., иначе говоря, градиентом магнитной силы в горизонтальном направлении.

Для упрощения вычислений предположим, что противоположные полюса магнитов находятся на бесконечности. В таком случае градиент магнитной силы, действующей на полюс стрелки, будет равен:

$$\nabla f = \frac{df_1}{dr} = \frac{d}{dr} \left[ \frac{mr}{(r^2 + h^2)^{3/2}} \right] = \frac{m(2r^2 - h^2)}{(r^2 + h^2)^{5/2}}. \quad (8)$$

Сравнивая это выражение с обратным выражением чувствительности  $\frac{1}{\varepsilon}$  (постоянная прибора), мы видим, что устойчивость с увеличением  $h$  уменьшается значительно быстрее, чем постоянная прибора  $\frac{1}{\varepsilon}$ .

Отношение  $\frac{1}{\varepsilon} : \nabla f$ , показывающее, во сколько раз больше происходит уменьшение  $\nabla f$  по сравнению с уменьшением  $\frac{1}{\varepsilon}$ , будет равно:

$$\frac{1}{\varepsilon} : \nabla f = \frac{2(r^2 + h^2)^{3/2}}{r}.$$

Так, например, градиент силы при удалении полюсов магнитов от полюсов стрелки на расстояние, равное  $h = r\sqrt{2}$ , уменьшается приблизительно в 5 раз быстрее, чем соответствующая величина постоянной прибора  $\frac{1}{\varepsilon}$ .

Отсюда вытекает одно из условий для конструирования прибора, а именно: величина отталкивающей силы при наименьшем положении вертикальных магнитов должна быть такой, чтобы при увеличении чувстви-

ности в  $n$  раз она принимала значение, значительно превышающее направляющую силу в земном поле.

Рассмотрим теперь, что представляет собой величина  $dm$ , т. е. изменение магнитной массы магнита. При замыкании магнита каким-либо образом на поверхности, соприкасающейся с полюсом магнита, появятся противоположные магнитные массы, которые и вызовут кажущееся уменьшение магнитной массы магнита, что вытекает из следующих рассуждений. Пусть в точке  $O$  (рис. 6) находится конец стрелки. В отсутствии образца сила  $H_0$ , действующая на единичный полюс в точке  $O$ , будет равна:

$$H_0 = \frac{m}{r_0^2}, \quad (9)$$

где  $r_0$  — расстояние фиктивного полюса магнита от точки  $O$ . При замыкании магнита образцом, вследствие его намагничивания, на нижнем конце появятся магнитные массы противоположного знака. Если в какой-либо точке  $A$ , находящейся на расстоянии  $(r_0 + R)$  от точки  $O$ , обозначить элементарную магнитную массу через  $dm_1$ , то на единичный полюс в точке  $O$  будет действовать сила:

$$H_0 + dH' = \frac{m}{r_0^2} - \frac{dm_1}{(r_0 + R)^2}$$

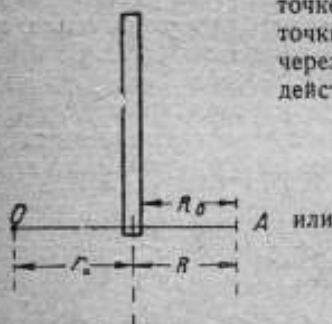


Рис. 6. Схема взаимодействия образца и магнита.

$$H_0 + dH' = \frac{m - \frac{r_0^2}{(r_0 + R)^2} dm_1}{r_0^2}$$

Общая сила от всех элементарных масс на поверхности образца будет равна:

$$H_0 + \Delta H = \frac{m - \int \frac{r_0^2}{(r_0 + R)^2} dm_2}{r_0^2}, \quad (10)$$

где интегрирование должно быть произведено по всей нижней поверхности образца.

Сравнивая выражения (9) и (10), мы видим, что изменение силы  $H_0$  на величину  $\Delta H$  происходит оттого, что масса  $m$  изменилась на величину:

$$dm = \int \frac{r_0^2}{(r_0 + R)^2} dm_1. \quad (11)$$

Для вычисления  $dm_1$  поступим следующим образом. Положим, что напряженность поля на границе соприкосновения магнита и образца будет  $H_1$  и что второй полюс магнита и образца находится в бесконечности. Тогда изменение величины  $H_1$  будет происходить по закону Кулона, и напряженность  $H$  в какой-либо точке  $A$  выразится:

$$H = H_1 \frac{R_0^2}{R^2},$$



где  $R_0$  — расстояние между фиктивным полюсом магнита и поверхностью соприкосновения, а  $R$  — расстояние точки  $A$  от фиктивного полюса.

Если магнитная восприимчивость образца  $\chi$ , то

$$dm_1 = \chi H ds = \chi H_1 \frac{R_0^2}{R^2} ds,$$

где  $ds$  — элемент поверхности образца. Подставляя это выражение в формулу (11), будем иметь:

$$dm = \chi H_1 R_0^2 r_0^2 \int \frac{ds}{R^2(r_0 + R)^2}.$$

Интеграл, стоящий в правой части последнего уравнения, при любых размерах поверхности имеет конечное значение и при  $s = \infty$  стремится к определенной величине. И так как этот интеграл быстро сходящийся, то при некоторой конечной величине поверхности он принимает значение, близкое к предельному.

Отсюда вытекает, что при некоторых размерах образца изменение магнитной массы  $dm$  будет зависеть только от восприимчивости образца, но не от формы и размеров, т. е.

$$dm = k\chi.$$

Подставляя это значение  $dm$  в уравнение (7), получим:

$$dr = \chi \frac{kr}{2m} \cdot \frac{r^2 + h^2}{2r^2 - h^2} = A\chi,$$

т. е. отклонение магнитометра, если размеры образца больше некоторой определенной величины, пропорционально магнитной восприимчивости.

### Описание прибора и способа наблюдения

Прибор, изготовленный заводом „Эталон“ по описанному выше принципу, представляет собой ящик с прямоугольным основанием (рис. 7), на верхней части которого укреплена зрительная труба  $A$ .

Магнитная стрелка  $M_2$  из кобальтовой стали в форме пластинки с заостренными концами скреплена с вертикальной осью, концы которой опираются на агатовые подпятники  $a$  и  $b$ .

Для успокоения колебаний стрелки концы ее помещены в медные успокоители  $B$  и  $C$ .

Вертикальные магниты  $M_1$  изготовлены из никель-алюминиевой стали для уменьшения размагничивающего влияния одного магнита на другой и для увеличения магнитного момента. Размеры их  $10 \times 10 \times 60$  мм. Магниты могут перемещаться вертикально при помощи вращения головки  $D$ , которая скреплена с винтом  $E$ .

Для регулировки отраженного луча от зеркала призма  $Q$ , скрепленная с оптической трубой, может вращаться вокруг горизонтальной оси при помощи ключа  $R$ , а вокруг вертикальной оси — вместе с трубой. При подъеме или опускании магнитов  $M_1$  ввиду неполной симметрии, стрелка  $M_2$  перемещается в ту или иную сторону, и нулевое положение нити смещается.

Для регулировки нулевого положения, стрелка вместе с осью вращения может передвигаться при помощи винта *S*. Регулировка стрелки по высоте производится винтом *G*, на котором насажен подпятник *a*. Верхний подпятник *b* точно так же может регулироваться по высоте винтом *d*.

На боковой стенке прибора имеется дверца, позволяющая иметь свободный доступ к стрелке и призме для всякого рода исправлений. Для того чтобы вынуть стрелку из прибора, достаточно опустить винтом *G* подпятник *a* и, освободив таким образом ось, переместить стрелку вправо.

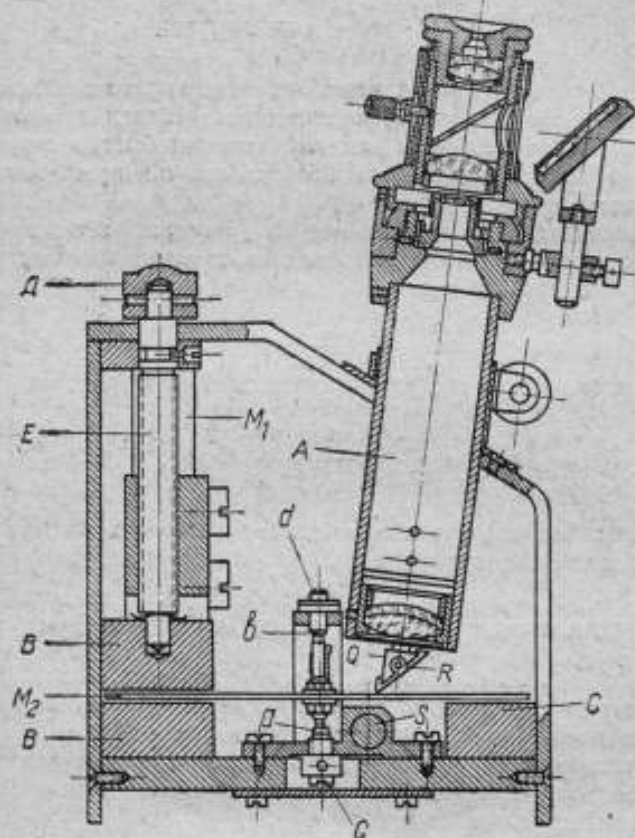


Рис. 7. Продольный разрез прибора.

Так как стрелка  $M_2$  находится между одноименными полюсами в очень устойчивом положении, то установки прибора для работы не требуется никакой. В любом положении прибор может работать с одинаковым успехом. В этом его преимущество для полевых условий работы. Внешний вид прибора показан на рис. 8.

Измерение восприимчивости какой-либо породы производится следующим образом. Испытуемый образец любой формы, размеры которого больше некоторых определенных, устанавливаемых из опыта, приводится в соприкосновение с одним из вертикальных магнитов и через трубу наблюдается

отклонение стрелки. Соприкасающаяся к магниту поверхность образца должна быть отшлифована в форме плоской поверхности.

Если отклонение мало, то магниты поднимаются вверх до тех пор, пока не получится достаточное отклонение. После этого к прибору подносится образец, восприимчивость которого известна, и снова наблюдается отклонение стрелки.

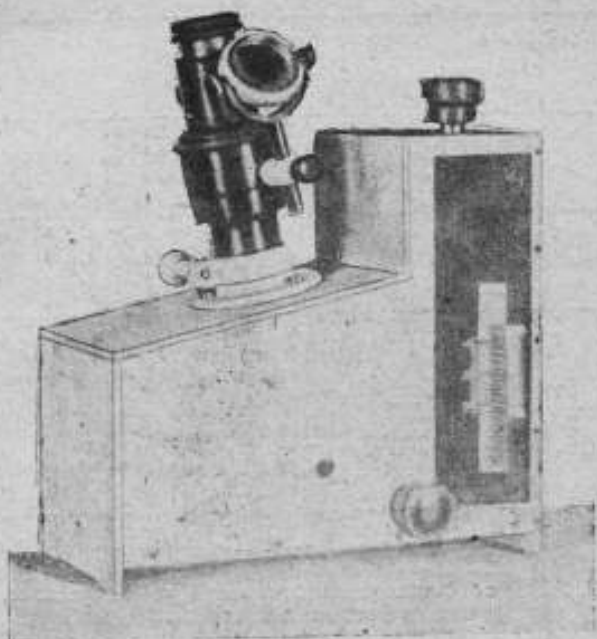


Рис. 8. Внешний вид прибора.

Если через  $\alpha_1$  обозначить отклонение, вызываемое испытуемым образцом, а через  $\alpha_0$  — отклонение, вызываемое известным образцом, и если  $x_0$  — восприимчивость этого образца, то восприимчивость испытуемого образца определяется согласно формуле:

$$x = x_0 \frac{\alpha_1}{\alpha_0}.$$

Описываемым прибором можно измерять восприимчивость образцов выше  $10^{-4}$  CGS $\mu_0$ .

### Исследование прибора

Для подтверждения правильности вышеприведенных теоретических выводов с описанным прибором были произведены исследования, касающиеся определения чувствительности и зависимости показаний прибора от размеров образца. В качестве испытуемого образца был взят магнетит в порошкообразном состоянии в смеси с кварцевым песком. Зависимость показаний прибора от расстояния магнитов над полюсом стрелки показана на рис. 9,

где на оси абсцисс отложено расстояние нижних полюсов магнитов от стрелки, а по оси ординат — отклонения прибора, вызываемые трубкой диаметром 7 мм и длиной 60 мм, наполненной магнетитом с 50% содержанием песка. Сравнивая эту кривую с кривой на рис. 5, полученной

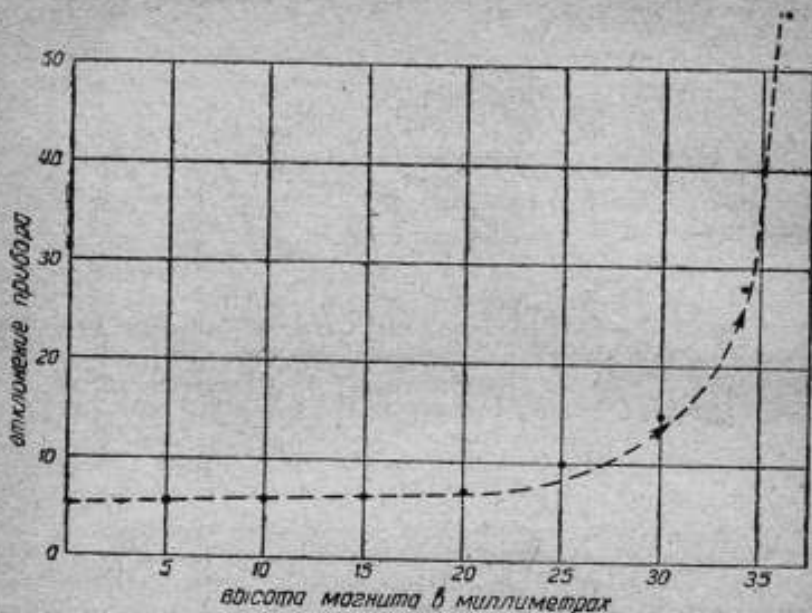


Рис. 9. Зависимость отклонений магнитометра от расстояния магнитов над полюсом стрелки.

теоретическим путем, мы видим полное совпадение их по своему характеру, что полностью подтверждает теоретические выводы в этом отношении.

Для исследования зависимости показаний прибора от величины образца были изготовлены коробки прямоугольного сечения различных размеров,

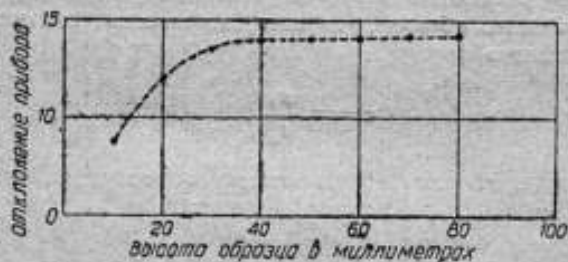


Рис. 10. Зависимость показаний прибора от высоты образца при неизменном сечении.

которые наполнялись смесью магнетита ( $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ) и песка (25% магнетита). Результаты измерений показаны на рис. 10, 11 и 12. Кривая на рис. 10 дает зависимость показаний прибора от высоты образца при неизменном его сечении (30 × 30 мм). Кривая на рис. 11 дает подобную же

зависимость от длины образца при неизменной высоте, равной 70 мм, и ширине, равной 25 мм, и наконец кривая рис. 12 — зависимость от ширины образца при неизменной высоте, равной 80 мм, и длине, равной 30 мм. Все три кривые при некоторых размерах сторон образца переходят в прямые линии, что показывает, что при дальнейшем увеличении размеров

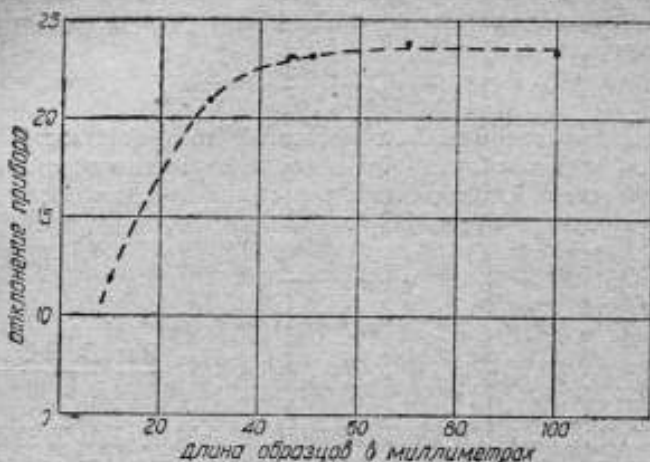


Рис. 11. Зависимость показаний прибора от длины образца при неизменной высоте и ширине.

показания прибора остаются неизменными — результат, который вытекает из теории.

Для данного прибора наименьшие размеры образца, при которых отклонения будут зависеть только лишь от восприимчивости, согласно экспери-

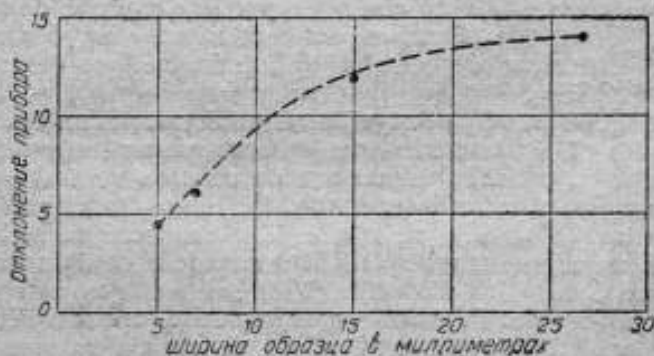


Рис. 12. Зависимость показаний прибора от ширины образца при неизменной длине и высоте.

ментальным кривым, должны быть: длина — 60 мм, ширина — 20 мм и высота — 40 мм. Из этих же кривых легко получить и наименьшую величину магнитной восприимчивости, которую можно измерять этим прибором. Наибольшее отклонение, вызываемое образцом с 25%-ным содержанием магнетита, согласно кривой рис. 10, равно 13 делениям. Так как наблю-

дения в этих случаях производились при опущенных магнитах, т. е. на самой низкой чувствительности, то, поднимая их в верхнее положение, отклонение можно увеличить в 10 раз.

Так как магнитная восприимчивость магнетита из измерений абсолютным способом равна  $\chi = 0,1$ , то образец с 25%-ным содержанием магнетита должен иметь ее около  $\chi' = 0,025$ . Отсюда получаем, что отклонение в 1 деление должен вызвать образец, у которого восприимчивость  $\chi$  в 230 раз меньше, т. е.

$$0,025 : 230 \approx 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ CGS } \mu_0,$$

Это и есть порядок величины магнитной восприимчивости, которую можно измерять этим прибором. При наличии хороших осей стрелки можно замечать отклонение в 0,1 деления и тем самым измерять образцы с восприимчивостью порядка  $10^{-5} \text{ CGS } \mu_0$ .

Par B. M. Janovsky

## LE MAGNÉTOMÈTRE TRANSPORTABLE POUR LA DÉTERMINATION DE LA PERMÉABILITÉ MAGNÉTIQUE DES ROCHES

### Résumé

Au cours des travaux magnétométriques d'exploration il est souvent nécessaire de déterminer dans les conditions de campagne la perméabilité magnétique des roches fondamentales gisant dans la région explorée.

L'appareil en question se distingue par la simplicité de son maniment et il permet de déterminer promptement dans des conditions quelconques la valeur de la susceptibilité magnétique des roches dépassant  $10^{-5} \text{ CGS } \mu_0$ .

L'appareil comprend une aiguille aimantée, dont l'un des bouts est posé entre les pôles de même nom de deux aimants disposés verticalement. L'aiguille est fixée sur un axe de rotation vertical et elle peut tourner dans un plan horizontal (fig. 1). Sous l'influence des deux aimants verticaux l'aiguille se trouve dans une position stable qui ne dépend pas du champ terrestre. Si l'on approche de l'un des aimants verticaux un échantillon de matériel ferromagnétique, une partie des lignes de force de l'aimant sera fermée à travers l'échantillon, à cause de quoi la force de la répulsion de cet aimant sera diminuée et l'aiguille sera déviée à un certain angle, qui dépendra de la valeur de la perméabilité magnétique. La mesure de l'angle se fait à l'aide d'une lunette, dans le foyer de l'objectif de laquelle se trouve une échelle à divisions. Cette échelle est reflétée par un miroir fixé à l'axe de l'aiguille. Le schéma de la construction optique est à voir dans la fig. 2. La vue générale de l'appareil est montrée à la fig. 7 et 8.

La condition d'équilibre de l'aiguille aimantée, si l'on ne tient pas compte de l'influence du second pôle (équation 3), amène à la valeur

de la sensibilité  $\varepsilon$  de l'appareil, c'est-à-dire à la valeur de la déviation de l'aiguille, lors de la variation de la masse magnétique du pôle de l'aimant vertical, exprimée par l'équation 6, dans laquelle  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont les angles formés par les rayons vecteurs  $R$  et  $R'$  avec la ligne horizontale (fig. 3). Cette expression montre qu'avec le changement de l'angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , c'est-à-dire avec le changement de la distance des pôles des aimants verticaux du pôle de l'aiguille, la sensibilité change: elle est d'autant plus grande que les aimants sont plus haut placés. De cette manière, en changeant la position des aimants verticaux, on peut faire varier la sensibilité. Dans l'appareil (fig. 7) ces changements sont produits à l'aide de la rotation de la tête ronde  $D$ .

Les considérations théoriques élémentaires démontrent que la déviation de l'aiguille  $n$  sous l'influence de l'échantillon approché dépassant certaines dimensions déterminées, ne dépend que de la susceptibilité magnétique  $\chi$ , linéairement, c'est-à-dire que

$$n = A\chi,$$

où  $A$  est une valeur constante.

Pour l'appareil en question les dimensions minimales de l'échantillon de forme de parallépipède ont prouvé être  $60 \times 20 \times 40$  mm.

Pour déterminer la susceptibilité à l'aide cet appareil il faut approcher de l'un des aimants l'échantillon de forme quelconque et de dimensions plus grandes que celles indiquées ci-dessus et remarquer le nombre de divisions  $n$ , pour lequel l'aiguille est déviée; ensuite il faut approcher l'échantillon de référence dont la susceptibilité  $\chi_0$  est connue, et faire la lecture  $n_0$ . Alors la susceptibilité à déterminer  $\chi$  sera exprimée par

$$\chi = \chi_0 \frac{n}{n_0}.$$

*Н. И. Спиридович*

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И МАГНИТНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ ГОРНЫХ ПОРОД

Геофизические методы разведки полезных ископаемых за последние годы начинают приобретать все большее значение. Одним из таких методов является магнитометрический, позволяющий по наблюдаемому магнитному полю на земной поверхности делать некоторые заключения о геологическом строении данного района.

Если какая-либо порода обладает магнитными свойствами, т. е. имеет магнитную восприимчивость, отличную от нуля, или обладает остаточным намагничением, то такая порода под влиянием намагничения земным полем и от своего собственного остаточного намагничения вызовет на поверхности земли добавочное магнитное поле, которое носит название аномального поля. Задача магнитометрического метода и заключается в наблюдении данной аномалии и в ее интерпретации, т. е. в установлении того, какими

породами вызвана эта аномалия и на какой глубине они залегают. В общем виде математически эта задача может быть поставлена следующим образом. Пусть на некоторой глубине от земной поверхности залегают породы  $M$ , обладающая магнитной восприимчивостью  $\chi$  и остаточным намагничением  $J_r$  (рис. 1). Полный вектор намагничения породы  $J$  выразится уравнением:

$$J = J_r + \chi H,$$

где  $H$  — вектор напряженности земного поля.

Магнитный потенциал  $U$  в какой-либо точке  $A$  на земной поверхности, создаваемый породой  $M$ , согласно основным законам теории магнетизма, представится в виде:

$$U = \int_s \frac{J ds}{r_1} - \int_v \frac{\text{div } J dv}{r_2}, \quad (2)$$

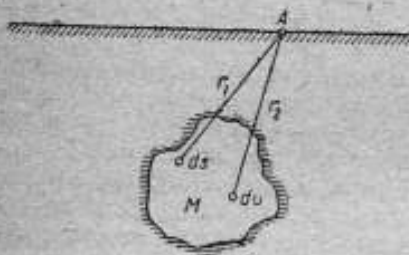


Рис. 1.

где через  $ds$  обозначен элемент поверхности, через  $dv$  — элемент объема породы,  $r_1$  и  $r_2$  — расстояния их до точки  $A$ . Интегрирование производится по всей поверхности и по всему объему породы. Напряженность аномального магнитного поля  $H_a$  в точке  $A$  будет равна:

$$H_a = \text{grad } U. \quad (3)$$

Пользуясь уравнениями (1) и (2), находим:

$$H_a = \text{grad} \left[ \int_s \frac{J_r ds}{r_1} + \int_s \frac{\chi H ds}{r_1} - \int_v \frac{\text{div } J_r dv}{r_2} - \int_v \frac{\text{div } \chi H dv}{r_2} \right].$$

Это и есть то уравнение в общем виде, решая которое мы можем найти форму, размеры и глубину залегания по наблюдаемой величине  $H_a$ . Как видно, для решения такого уравнения необходимо, кроме величины вектора  $H_a$ , знать вектор остаточного намагничения  $J_r$  и магнитную восприимчивость  $\chi$  — величины, характеризующие магнитные свойства пород.

Ясно, какое большое значение имеет изучение магнитных свойств горных пород для практического использования результатов магнитных наблюдений. Однако до последнего времени исследования подобного рода по преимуществу ограничивались лишь определением магнитной восприимчивости пород, оставляя в стороне другие магнитные характеристики.

Но так как большинство магнитных аномалий, особенно на кристаллических месторождениях, имеет главную причину в остаточном магнетизме горных пород, то для правильного объяснения аномалий и связанных с этим теоретических расчетов необходимо знать не только магнитную восприимчивость, но и другие характеристики пород, и в первую очередь гистерезисный цикл.



## Исследования других авторов

Вопросом изучения магнитных свойств горных пород занимались многие исследователи. Меллони (Melloni) [1] еще в 1853 г. изучал намагничение накаливаемых горных пород, стремясь объяснить намагничение лав в земном магнитном поле во время их остывания. Ф. Поккельс (F. Roskels) [2] в 1897 г. исследовал магнитометрическим методом магнитные свойства образцов базальта, изучал зависимость исчезающего и постоянного намагничения от силы намагничивающего поля, а также влияние на намагниченность присутствия в базальтах магнетита в зависимости от величины его зерна. Он отмечает, что характер полученных им кривых намагничения такой же, как у мягкого железа, но величина намагниченности гораздо меньше, чем ее можно было бы ожидать по содержанию магнетита. П. Жаке (P. Jacquet) [3], определяя магнитные свойства вулканических горных пород, брал остывшие лавы с горных массивов Франции. Он применял сильные поля, доводя намагничение горных пород до насыщения, и определял изменения намагниченности в зависимости от температуры, пользуясь фотографическим методом записи на светочувствительной бумаге.

Останавливаясь на работах ближайшего времени, необходимо указать труды следующих авторов. Академики Ф. Ю. Левинсон-Лессинг и В. Ф. Миткевич [4] исследовали более 200 образцов горных пород различного происхождения в их естественном состоянии, с целью изучения намагниченности, возникшей под влиянием земного магнетизма, и после искусственного намагничивания, интересуясь попутно возможной связью намагниченности с составом и структурой горных пород. Для искусственного намагничивания образцы подносились к полюсу электромагнита, причем напряженность магнитного поля у самой поверхности полюса достигала 3500 Ое. Для грубого определения намагниченности авторы пользовались обычным горным компасом; в случаях слабого намагничения применялась магнитометрическая установка, состоящая из магнитной стрелки, подвешенной на бронзовой нити. Испытуемые образцы имели самую разнообразную форму и размеры. Они отмечают, что полученные ими данные, характеризующие намагниченность горных пород, должны рассматриваться как величины, определяющие лишь порядок явления. Авторы пришли к выводу, что намагниченность горных пород может быть двойного происхождения: или от земного магнитного поля, или от разрядов атмосферного электричества.

Н. К. Щодро [5] при изучении Курской магнитной аномалии исследовал магнитные свойства руд, получающихся в виде цилиндров разной длины и толщины при алмазном бурении. Снимая гистерезисные циклы с испытуемых образцов руды, богатой магнетитом, обладающей большой магнитной восприимчивостью, он применял магнитометрический и баллистический методы. Автор нашел, что оба метода пригодны для исследования образцов руды, так как полученные результаты отличаются друг от друга не более чем на 1—2%.

А. А. Турцев (Turcev) [6] для выяснения причин, вызывающих магнитные аномалии земного магнитного поля, считал необходимым изучение магнитных свойств горных пород, а также определение химического и минералогического состава исследуемых образцов и их структуры, предполагая, что последний фактор играет известную роль в этом вопросе.

Им было исследовано баллистическим методом в пермеатре типа Гопкинсона 6 образцов горных пород и минералов. Указывая в заключении на магнитное постоянство горных пород, автор нашел, что величина магнитной проницаемости исследуемых образцов весьма незначительна, а коэрцитивная сила сравнительно велика, что магнетит это — ферромагнитное тело, но что зависимость магнитных свойств породы от ее минералогического состава и от количества магнетита остается еще невыясненной.

А. Заборовский [7] при определении магнитной восприимчивости минералов и горных пород несколько упростил метод немецких исследователей Штурца (Sturtz), Борнемана (Bornemann) и Гросса (Gross), основанный на измерении тока во вторичных обмотках двух катушек взаимной индуктивности. Первичные обмотки катушек, соединенные между собой последовательно, включаются в цепь переменного тока. Вторичные обмотки соединялись навстречу друг другу и последовательно с указателем тока, каковым служил телефон. Обе катушки взаимной индуктивности должны быть идентичными. В одну из них помещался испытуемый образец, вследствие чего нарушалась компенсация, обнаруживаемая телефоном.

Следует далее указать на большую работу Г. Грене (G. Grenet) [8], применявшего для изучения магнитных свойств горных пород два метода. В одном из них он пользовался несколькими измененными весами Кюри-Шенево (Curie-Cheneveau), основанными на втягивании подвешенного к коромыслу весов образца в междуполюсное пространство постоянного магнита, что вызывало поворот коромысла на некоторый угол. Определяя величину магнитной восприимчивости, Грене принимал в качестве образца для сравнения пирофосфат марганца, удельная восприимчивость которого, установленная М. Фоксом (M. Foex), равна  $103,1 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  [9]. В другом методе применялись индукционные весы Юза (Hughes) [21], питаемые переменным током 500 Hz, источником которого служила электронная лампа, а указателем — телефон с усилителем. Определяя магнитную восприимчивость, остаточный магнетизм и термомагнитные свойства горных пород, Грене стремился подойти к выявлению магнитных составляющих, обуславливающих магнитные свойства пород. Не решая окончательно этой проблемы, он указал, что магнетит является главной магнитной составляющей, но что и другие соединения железа влияют на намагниченность горных пород [18].

Е. Г. Шрамков [19], определяя магнитные моменты некоторых горных пород, нашел, что базальт и тальково-хлористый сланец очень слабо магнитны, тогда как змеевик и диабаз обнаруживают более заметную намагниченность и устойчивость остаточного магнетизма.

К. Пуциха (K. Puzicha) [10], исследуя магнитные свойства образцов, преимущественно вулканических горных пород Гарца, измерял магнитный момент цилиндрических образцов, которые перед началом измерения помещались симметрично в середину измерительной катушки; концы последней соединялись с баллистическим гальванометром. Измерительная катушка вместе с образцом помещалась внутри намагничивающей катушки. Для измерения образец быстро вытягивался из катушки и замечался отброс гальванометра. Пуциха определял зависимость намагниченности от напряженности поля, остаточную намагниченность и коэрцитивную силу при максимальном поле в 230 Ое, снимая с некоторых образцов гистерезисные циклы. Величины  $I$  и  $H_c$  определялись также при напряженности

поля в 4800 Ое, получаемого между полюсами электромагнита. Было найдено, что магнитная восприимчивость горных пород зависит от содержания магнетита и от величины зерна последнего. Пуциха в последующей работе совместно с М. Россигером (M. Rossiger) [11], производя магнитные измерения в залежах диабазы Верхнего Гарца, исследовал горные породы в порошкообразном состоянии, преследуя быстроту и простоту подготовки экспериментального материала, причем величина зерна испытуемого порошка достигала 1 мм. Магнитная восприимчивость определялась при напряженности поля в 0,5 Ое.

Р. Шевалье и И. Пьер (R. Chevallier et I. Pierre) [12] в своей большой экспериментальной работе изучали термомагнитные свойства вулканических горных пород для определения природы их ферромагнитных соотношений. Авторы нашли, что, несмотря на большое число полученных ими как химических, так и термомагнитных данных, окончательное разрешение вопроса может быть достигнуто только при синтетическом воспроизведении предполагаемых магнитных составляющих. Среди методов исследования они указывают на микроскопическое изучение шлифов, фракционное воздействие на горную породу кислотами и основными растворителями и на термомагнитный анализ, пользуясь, где это возможно, превращением породы в порошок и магнитной сепарацией. Авторы применяли термомагнитный метод изучения образцов, у которых предварительно фракционным способом грубо определялся магнитный элемент.

Б. М. Яновский и Е. Т. Чернышев [20], исследуя магнитную восприимчивость горных пород, разработали абсолютный метод измерений для образцов с очень малой восприимчивостью.

Заканчивая обзор основных работ в области исследования магнитных свойств горных пород, упомянем еще статьи И. Кеннигсбергера (J. Koenigsberger) [13], предложившего прибор для определения магнитной восприимчивости типа вертикального вариометра, рекомендуемого им для работы в поле. Особенность прибора состоит в том, что магнит качается в вертикальной плоскости на горизонтальной оси, причем плоская поверхность испытуемого образца расположена параллельно оси магнита. Для этого прибора не требуется изготовления образцов определенной геометрической формы, так как неодинаковая высота образца компенсируется поправками, даваемыми в виде графика.

### Исследования магнитных характеристик горных пород

Настоящая работа имела целью, помимо непосредственного определения магнитных свойств горных пород и зависимости их от химического и минералогического составов, показать, что наиболее магнитные породы обладают всеми свойствами ферромагнитного тела, т. е. имеют переменную магнитную восприимчивость, зависящую от величины намагничивающего поля, и гистерезис. Нами был исследован магнитометрическим методом целый ряд разновидностей образцов изверженных и метаморфических горных пород, залегающих на Кольском полуострове Ленинградской области, в Карельской АССР и в других месторождениях.

Из образцов горных пород изготовлялись бруски прямоугольного сечения размерами 8 × 8 мм или цилиндры диаметром 9 мм, длиной до 100 мм; механическая обработка образцов велась без применения железных

инструментов во избежание возможной примеси железных опилок или железной пыли.

Испытания производились на аstaticком магнитометре малого размера, сконструированном магнитной лабораторией ВНИИМ и изготовленном заводом „Эталон“. Подробное описание устройства этого магнитометра, методика измерений и теория аstaticкого магнитометра приведены в статье Б. М. Яновского и Н. И. Спиридовича [14].

Намагниченность  $J$  испытуемых образцов вычислялась по формуле

$$J = K \frac{(d^2 + l^2)^{3/2}}{2Sl_0 \left[ 1 - \left( \frac{d^2 + l^2}{L^2 + d^2 + l^2} \right)^{3/2} \right]} \cdot \alpha,$$

где:  $d$  — расстояние между образцом и магнитом;  $l_0$  — полуудлина испытуемого образца;  $l$  — половина расстояния между магнитными полюсами образца;  $L$  — расстояние между магнитами;  $S$  — сечение образца;  $\alpha$  — угол отклонения магнитной системы;  $K$  — постоянная магнитометра.

Перед началом испытания образцы намагничивались переменным полем с убывающей до нуля амплитудой. Для 35 образцов были сняты основные кривые намагничивания, начиная от поля, близкого к земному магнитному полю, до 400 Ое. При этом же поле снимался гистерезисный цикл, определялись остаточная намагниченность  $J_r$  и коэрцитивная сила  $H_c$ . Чтобы выяснить, как влияет увеличение намагничивающего поля на магнитные свойства горных пород, указанные характеристики определялись также в более высоких полях, а именно 470, 940, 1400 и 1880 Ое. Для большинства исследованных горных пород был произведен химический анализ с количественным определением окислов железа, титана, марганца и произведен подсчет количества металлического железа.<sup>1</sup>

Результаты испытания приведены в табл. 1 и 2; в таблицах образцы горных пород расположены по петрографическому названию и структуре и разделены на 4 группы.

1. Породы изверженные, в состав которых входит сравнительно небольшое число минералов, преимущественно силикаты щелочные, щелочно-земельные, железистые, алюминийевые и металлические окислы; магнитный железняк или магнетит ( $Fe_3O_4$ ), железный блеск или гематит ( $Fe_2O_3$ ), рутил ( $TiO_2$ ). Породы эти, застывшие непосредственно из расплавленных магм, состоят главным образом из кристаллических элементов и только отчасти из аморфной массы и стекла.

2. Породы осадочные, образовавшиеся путем отложения продуктов разрушения изверженных пород и остатков органического происхождения, с последующей цементацией этих продуктов циркулирующими растворами.

3. Породы метаморфические, образовавшиеся за счет двух первых, преимущественно в зонах контакта, под влиянием давления горообразующих сил, высокой температуры, и под действием химических и атмосферных агентов. Они кристаллического сложения и обладают в большинстве случаев слоистостью; к ним принадлежат кристаллические сланцы, гнейсы, амфиболиты и др.

<sup>1</sup> Анализ производился в химической лаборатории Петрографического института Академии Наук СССР.

4. Руды, получившиеся благодаря отложению сернистых металлов на большой глубине, а в поверхностных слоях — благодаря отложению растворимых углекислых и сернокислых солей металлов в виде жил по трещинам изверженных пород, или в зонах контакта этих последних с осадочными породами, или в виде залежей на дне озер, в болотах и горячих источниках.

Прежде чем рассматривать результаты исследований, скажем несколько слов о железе, являющемся составной частью большинства минералов, и о его соединениях. Самородное железо в природе почти не встречается; оно входит в состав метеоритов и было обнаружено в некоторых базальтовых лавах. При высокой температуре остывающей магмы железо жадно соединяется с серой [образуя пирит ( $\text{FeS}_2$ ), иначе серный колчедан, или его разновидность — пирротин ( $\text{Fe}_9\text{S}_9 + 1$ ), магнитный колчедан], а также с кислородом, причем соединение типа закиси железа  $\text{FeO}$  не встречается обыкновенно в виде самостоятельного минерала, но входит в соединение с полутораокисью железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , имеющейся в большом количестве в природе под названием гематита или красного железняка.<sup>1</sup> Соединение закись-окись железа ( $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ), магнетит или магнитный железняк, обладающий свойствами естественного магнита, являясь главной магнитной составляющей горных пород, представляет богатый железом рудный материал, большие скопления которого вызывают магнитные аномалии земного поля, обнаруживаемые магнитометрическими съемками. Закись железа в соединении с двуокисью титана дает ильменит ( $\text{FeO} \cdot \text{TiO}_2$ ) или титанистый железняк, встречающийся в связи с изверженными породами вместе с магнетитом. Можно еще упомянуть о лимоните ( $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ ) — водной окиси железа или буром железняке, образующемся в коре выветривания, как конечный продукт окисления и гидратации всякого железосодержащего минерала, попавшего в сферу влияния атмосферы и поверхностных вод.

Переходя к данным наших измерений, приведенным в табл. 1, можно заметить, что обобщать понятие о магнитных свойствах какой-либо определенной горной породы нельзя и что образцы, одинаковые по петрографическому наименованию, могут обладать совершенно различными магнитными характеристиками. Так, например, у 7 образцов диабазы различных месторождений Карелии максимальная магнитная восприимчивость, наблюдавшаяся при различной напряженности магнитного поля, варьирует от  $230 \cdot 10^{-6}$  до  $88\,000 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$ . Некоторые образцы при намагничивающем поле в 0,5 Ое уже давали отклонение магнитометра, тогда как другие при значительно большей величине поля в 80 Ое еще не оказывали влияния на магнитную систему. Так, например, у образца № 1/10 при  $H_{\text{max}} = 400$  Ое намагнитченность  $J_{\text{max}} = 34,7$  CGS $\mu_0$ , а у образца № 8/4  $J_{\text{max}} = 0,097$  CGS $\mu_0$ . На рис. 15, 16 и 17 приведены гистерезисные циклы и кривые  $\chi = f(H)$  для образцов диабазы (№ 1/10), габбро-диабазы (№ 31/154) и метаморфизованного диабазы (№ 8/4).

Другим примером могут служить 2 образца змеевика: № 22 со Среднего Урала имеет  $\chi_{\text{max}} = 26\,000 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  и  $J_{\text{max}} = 8,58$  CGS $\mu_0$ .

<sup>1</sup> Р. Шевалье [12] приводит результаты химических анализов, произведенных А. Брюном, который обнаружил в песках вулкана Кракатау непрозрачные зерна состава  $\text{FeO}$  и назвал этот минерал иозитом.

Магнитные характеристики исследованных образцов горных пород  
Химический анализ и количественно-минералогический подсчет

№ образцов	Наименование породы	Месторождение Химический анализ в %	Количественно-минералогический подсчет в %	Структура	$\kappa \cdot 10^6$	При намагничивающем поле $H = 400 \text{ Oe}$	
						$J_r$	$H_c$
И з в е р ж е н и е п о р о д ы							
1/10	Диабаз	Карелия, Падгора Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 15,08 FeO . . . . . 25,78 TiO <sub>2</sub> . . . . . 9,07 MnO . . . . . 0,28 Fe . . . . . 30,59	Плагиоклаз . . . . . 15,26 Роговая обманка . . . . . 10,38 Апатит . . . . . 0,87 Хлорит . . . . . 13,78 Соссюрит . . . . . 18,61 Биотит . . . . . 4,51 Пироксен . . . . . 9,15 Магнетит . . . . . 27,46	Офитовая	88 000	7,34	75,0
10	Диабаз	Онежское озеро Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 3,86 FeO . . . . . 11,13 TiO <sub>2</sub> . . . . . 1,62 MnO . . . . . 0,26 Fe . . . . . 11,21	Пироксен . . . . . 33,2 Плагиоклаз . . . . . 30,2 Уралит . . . . . 18,6 Хлорит . . . . . 7,8 Магнетит . . . . . 10,2	То же	85 000	0,91	89,0
31/154	Габбро-диабаз	Карелия, озеро Верхнее Куйто, Западный берег	Плагиоклаз . . . . . 45,45 Пироксен . . . . . 43,18 Роговая обманка . . . . . 4,26 Биотит . . . . . 0,74 Магнетит . . . . . 6,37	То же	5 600	0,23	32,6
24/61	Габбро-диабаз	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 2,79 FeO . . . . . 13,07 TiO <sub>2</sub> . . . . . 2,26 MnO . . . . . 0,20 Fe . . . . . 12,12	Плагиоклаз . . . . . 50,20 Пироксен . . . . . 44,40 Роговая обманка . . . . . 1,40 Магнетит . . . . . 4,00	То же	5 100	0,43	57,0
2/14	Мелкозернистый диабаз	Карелия, Пергубья, Воровов бор Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 3,83 FeO . . . . . 7,03 MnO . . . . . 0,23 TiO <sub>2</sub> . . . . . 2,71	Хлорит . . . . . 35,6 Биотит . . . . . 23,05 Плагиоклаз . . . . . 13,30 Роговая обманка . . . . . 8,65 Кальцит . . . . . 7,65 Эпидот . . . . . 6,00 Кварц . . . . . 4,25 Рудные . . . . . 1,50	То же	3 280	0,02	5,3
8/4	Метаморфизован- ный диабаз	Карелия, гора Рогоуса Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 3,28 FeO . . . . . 1,40 SiO <sub>2</sub> . . . . . 44,7 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 15,67 CaO . . . . . 18,05 MgO . . . . . 18,05 K <sub>2</sub> O . . . . . 0,40 Na <sub>2</sub> O . . . . . 1,22	Плагиоклаз . . . . . 60,10 Хлорит . . . . . 23,50 Роговая обманка . . . . . 4,20 Кальцит . . . . . 1,90 Кварц . . . . . 0,70 Соссюрит . . . . . 7,80 Лимонит . . . . . 1,80	То же	240	—	—
9/1	То же	Карелия, Черга	—	То же	230	—	—
11/1	Габбро-порит	Кольский п./о., Мончегуцк Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 1,68 FeO . . . . . 8,48 FeS <sub>2</sub> . . . . . 3,75 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,21 MnO . . . . . 0,15 Fe . . . . . 9,52	Пироксен . . . . . 71,71 Плагиоклаз . . . . . 25,29 Пирротин . . . . . 3,00	Гипидио- морфно- зернистая	1 700	0,22	78,0
12/2	То же	Кольский п./о., Мончегуцк	—	То же	1 600	0,18	62,0
16/6	Метаморфизован- ный габбро	Кольский п./о., Мончегуцк Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 9,10 FeO . . . . . 6,80 FeS <sub>2</sub> . . . . . 7,33 TiO <sub>2</sub> . . . . . 1,35 MnO . . . . . 0,18 Fe . . . . . 15,05	Плагиоклаз . . . . . 34,63 Роговая обманка . . . . . 36,25 Эпидот . . . . . 15,00 Биотит . . . . . 2,00 Магнетит . . . . . 12,12	Павино- морфозер- нистая	12 400	0,30	91,32

№ образцов	Наименование породы	Месторождение химический анализ в %	Количество минералогический подсчет в %	Структура	z · 10 <sup>6</sup>	При намагничивающем поле H = 400 Oe	
						J <sub>r</sub>	H <sub>c</sub>
14/4	Метаморфизованное габбро	Кольский п/о, Мончегуэдра	Уралитовая роговая обманка . . . . . 23,69 Пироксен . . . . . 17,26 Плагиоклаз . . . . . 14,71 Кальцит . . . . . 9,84 Хлорит . . . . . 8,93 Эпидот . . . . . 6,48 Кварц . . . . . 11,66 Ильменит . . . . . 2,11 Лейкоксен . . . . . 5,32	Пандио-морфно-зернистая	510	0,04	58,0
23/126	Метаморфизованное габбро с графитом	—	Плагиоклаз . . . . . 18,66 Пироксен . . . . . 65,52 Диопсид . . . . . 6,11 Гранат . . . . . 8,62 Бяютит . . . . . 1,09	То же	92	—	—
13/3	Оливиновый пироксенит	Кольский п/о, Мончегуэдра Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 6,00 FeO . . . . . 9,27 FeS <sub>2</sub> . . . . . 1,27 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,45 MnO . . . . . 0,19 Fe . . . . . 12,04	Пироксен . . . . . 77,32 Змеевик . . . . . 17,54 Оливин . . . . . 2,32 Пошплат . . . . . 0,85 Пирротин . . . . . 1,97	То же	3 400	0,19	42,11
15/5	Оливиновый пироксенит (крупнозернистый)	Кольский п/о, Мончегуэдра Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 1,58 FeO . . . . . 8,22 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,06 MnO . . . . . 0,19 Fe . . . . . 7,67	Пироксен . . . . . 89,60 Оливин . . . . . 5,20 Плагиоклаз . . . . . 1,60 Пирротин . . . . . 2,50 Энстатит . . . . . 1,03	То же	820	0,05	46,0
26/3190	Друзит	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 0,32 FeO . . . . . 9,94 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,52 MnO . . . . . 0,14 Fe . . . . . 7,95	Пироксен . . . . . 50,87 Плагиоклаз . . . . . 13,64 Оливин . . . . . 6,70 Слюда . . . . . 1,36 Энстатит . . . . . 10,00 Авгид . . . . . 17,12 Рудные . . . . . 0,30	Друзиновая	290	0,054	127,00
27/40	Кварцито-песчаник (малиновый)	Шокша	Осадочные породы	Неравно-мерно-зернистая	210	—	—
29/41	Кварцито-песчаник (серый)	Шокша	Рудные одиночные неправильные зерна	То же	93	—	—
38/16	Мелкозернистый магнетитовый кварцит	Кольский п/о, Имандровский район Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 41,10 FeO . . . . . 14,04 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,13 MnO . . . . . 0,13 Fe . . . . . 39,69	Метаморфические породы Плагиоклаз . . . . . 33,38 Кварц . . . . . 12,12 Роговая обманка . . . . . 9,63 Магнетит . . . . . 44,87	Мозаичная	391 800	13,24	23,3
36/17	Магнетитовый кварцит	Кольский п/о, Имандровский район	Кварц . . . . . 55,86 Роговая обманка . . . . . 23,14 Магнетит . . . . . 21,00	То же	314 000	7,03	16,5
39/31	Кварцито-магнетитовый сланец	Кольский п/о, Имандровский район Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 32,88 FeO . . . . . 31,81 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,24 MnO . . . . . 0,61 Fe . . . . . 25,82	Плагиоклаз . . . . . 19,44 Кварц . . . . . 40,20 Роговая обманка . . . . . 22,29 Магнетит . . . . . 18,07	То же	210 000	3,74	14,11

№ образца	Наименование породы	Месторождение Химический анализ в %	Количественно-минералогический подсчет в %	Структура	x · 10 <sup>6</sup>	При вылаживании в вакууме поле H = 400 Ос	
						J <sub>r</sub>	H <sub>c</sub>
17	Кварц-амфиболо-магнетитовый сланец	Карелия	Роговая обманка . . . . .	Мозаичная	289 100	4,20	9,86
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 19,58 FeO . . . . . 20,00 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,27 MnO . . . . . 0,14 Fe . . . . . 29,0	Кварц . . . . . 66,10 Кварц . . . . . 14,70 Полевощпат . . . . . 0,30 Биотит . . . . . 4,70 Магнетит . . . . . 14,20				
35/15	Кварцито-магнетитовый сланец	Кольский п/о, Имадровский район	Кварц . . . . .	То же	157 000	0,80	4,45
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 37,58 FeO . . . . . 3,57 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,06 MnO . . . . . 0,19 Fe . . . . . 29,14	Кварц . . . . . 47,04 Роговая обманка . . . . . 21,36 Кальцит . . . . . 0,91 Магнетит . . . . . 30,69				
3/6	Полевощпатовый амфиболит	Карелия, Туломозеро	Роговая обманка . . . . .	Нематобластическая	870	0,064	40,09
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 3,10 FeO . . . . . 9,44 TiO <sub>2</sub> . . . . . 2,08 MnO . . . . . 0,17 Fe . . . . . 9,48	Плагиоклаз . . . . . 68,33 Титанит . . . . . 23,83 Магнетит . . . . . 2,33 Магнетит . . . . . 5,50				
4/8	Амфиболит мелковернистый	Карелия, д. Лижма-Вараки	Роговая обманка . . . . .	То же	180	—	—
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . FeO . . . . . TiO <sub>2</sub> . . . . . MnO . . . . . Fe . . . . .	Хлорит . . . . . 71,89 Биотит . . . . . 8,02 Биотит . . . . . 1,20 Плагиоклаз . . . . . 8,88 Кварц . . . . . 3,72 Ильменит . . . . . 0,74 Лейкоксен . . . . . 5,50				
6/7	Амфиболит	Карелия, д. Фофовская	Биотит . . . . .	То же	210	—	—
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 2,56 FeO . . . . . 9,94 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,92 MnO . . . . . 0,21	Роговая обманка . . . . . 7,00 Плагиоклаз . . . . . 58,50 Сфен . . . . . 29,50 Сфен . . . . . 3,50 Магнетит . . . . . 1,50				
5/13	То же	Кольский п/о, Имадровский район	Роговая обманка . . . . .	То же	49	—	—
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 2,07 FeO . . . . . 7,52 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,62 MnO . . . . . 0,15 Fe . . . . . 7,27	Плагиоклаз . . . . . 64,80 Плагиоклаз . . . . . 35,20				
32/277	Роговообманковая порода	—	Кальцит . . . . .	Павидно-морфозернистая	48	—	—
		Кольский п/о, Имадровский район	Роговая обманка . . . . . Рудных вст . . . . .				
37/8	Кварцит	Кольский п/о, Имадровский район	Кварц . . . . .	Гравобластическая	2 400	0,2543	90,0
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 1,70 FeO . . . . . 1,59 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,27 MnO . . . . . 0,03 Fe . . . . . 2,43	Кварц . . . . . 94,60 Роговая обманка . . . . . 4,20 Магнетит . . . . . 1,20				
28/1301	Гнейс-плагиоклазово-биотитовый	Кольский фторд., Губа Пола	Плагиоклаз . . . . .	То же	1 400	0,020	12,49
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 1,70 FeO . . . . . 1,59 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,27 MnO . . . . . 0,03 Fe . . . . . 2,43	Плагиоклаз . . . . . 48,00 Кварц . . . . . 46,20 Биотит . . . . . 5,80				
20/361	Кварцево-биотитовый сланец	Карелия, Туломозерский район	Кварц . . . . .	То же	72	—	—
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 4,02 FeO . . . . . 3,95 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,55 MnO . . . . . 0,12 Fe . . . . . 5,88	Ортоклаз . . . . . 35,00 Плагиоклаз . . . . . 30,00 Биотит . . . . . 20,00 Биотит . . . . . 15,00				
25	Тальково-хлоритовый сланец	—	Тальк . . . . .	Листовая	3 100	0,046	14,0
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 1,22 FeO . . . . . 8,46 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,25 MnO . . . . . 0,34 Fe . . . . . 9,60	Хлорит . . . . . 60,62 Кальцит . . . . . 15,63 Кальцит . . . . . 20,63 Рудные . . . . . 3,12				



№ образца	Наименование пороха	Масторождение Химический анализ в %	Количество минералогический подсчет в %	Структура	z · 10 <sup>6</sup>	При намагничивающем поле H = 400 Ос	
						J <sub>r</sub>	H <sub>c</sub>
22	Антигоритовый змеевик	Средний Урал, Кислинская дача	Змеевик . . . . .	Листовая	26 000	0,66	20,0
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 5,78 FeO . . . . . 2,80 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,11 MnO . . . . . следы Fe . . . . . 6,29	91,50 8,50				
7/12	Змеевик	Карелия, Лижемская губа	Руды в незначительном количестве	То же	290	—	—
19	Гематитовая руда	Карелия, Туломозеро	О руденные породы	—	290	0,037	188,0
		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 69,77 FeO . . . . . 0,79 MnO . . . . . 0,19 TiO <sub>2</sub> . . . . . 0,50 Fe . . . . . 49,42	Хлорит . . . . . 6,80 Биотит . . . . . 7,53 Кварц . . . . . 18,62 Гематит . . . . . 67,24				
18/1408	Оруденная, кар- бонатизированная серпентиновая порода	Карелия, Туломозеро Коват-Яран	Змеевик . . . . .	—	11 900	1,15	63,16
		ZnS . . . . . 37,32 FeS <sub>2</sub> . . . . . 6,88 Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . . 1,27 FeO . . . . . 11,12 MnO . . . . . 0,27 TiO <sub>2</sub> . . . . . — Fe . . . . . 12,88 Zn . . . . . 25,05 MnO . . . . . 0,27 S . . . . . 15,95	29,20 26,60 6,80 2,50 1,20 8,00 5,00				

Таблица 2

Магнитные характеристики образцов горных пород при напряженности магнитного поля от 400 до 1880 Ое

Напряженность намагничивающего поля в эрстедах	Диабаз № 1/10		Диабаз № 10		Габбро-диабаз № 31/54		Габбро-диабаз № 24/51		Мелкозернистый диабаз № 2/14		Габбро-норит № 11/1	
	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$
400	7,34	75,0	0,91	89,0	0,23	32,6	0,43	57,0	0,02	5,3	0,22	78,0
470	7,90	78,4	1,45	101,6	0,23	33,6	0,45	64,2	0,02	5,5	0,26	79,3
940	8,58	82,8	1,84	121,7	0,25	35,3	0,48	68,4	0,02	6,6	0,29	90,4
1400	9,58	82,8	1,86	122,6	0,25	35,6	0,49	68,7	0,02	7,7	0,30	91,9
1800	9,58	82,8	1,86	122,6	0,25	36,0	0,49	68,2	0,02	7,7	0,30	95,9

Продолжение таблицы 2

Напряженность намагничивающего поля в эрстедах	Габбро-норит № 12/2		Мегматифизованное габбро № 16/6		Мегматифизованное габбро № 14/4		Оливиновый пироксенит № 15/5		Друзит № 26/3190		Мелкозернистый магнетитовый кварцит № 38/16	
	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$
400	0,18	62,0	0,30	21,3	0,04	58,0	0,05	46,0	0,05	127,0	0,13	23,3
470	0,20	64,5	0,35	25,2	0,04	97,2	0,05	55,4	0,06	133,5	0,13	25,1
940	0,23	70,7	0,44	28,5	0,06	113,9	0,08	64,3	0,07	150,5	0,14	25,5
1400	0,24	73,1	0,44	28,7	0,08	119,3	0,08	64,7	0,07	174,7	0,14	25,5
1880	0,24	75,8	0,44	28,7	0,08	135,6	0,08	64,9	0,07	182,7	0,14	26,0

Продолжение таблицы 2

Напряженность намагничиваю- щего поля в эрстедах	Магнетитовый кварцит № 36/17		Кварц-амфиболо- магнетитовый сланец № 39/31		Кварц-амфиболо- магнетитовый сланец № 17		Полсөөшлатовый амфиболит № 3/6		Кварцит № 37/8	
	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$
400	7,03	16,5	3,74	14,1	4,20	9,9	0,06	40,1	0,80	4,5
470	7,03	16,6	3,74	15,2	4,38	9,9	0,06	52,3	0,80	4,5
940	7,22	16,7	4,02	15,4	5,10	9,9	0,06	52,3	0,88	4,5
1 400	7,35	16,9	4,33	16,1	5,91	10,4	0,07	52,7	0,88	4,5
1 880	7,35	17,0	4,33	16,1	6,11	10,0	0,07	54,8	0,94	4,5

Продолжение таблицы 2

Напряженность намагничивающего поля в эрстедах	Гнейс плагиоклазово- биотитовый № 28/1301		Тальково-хлоритовый сланец № 25		Антигритовый амесвик № 22		Оруденелая карбонатно- сированная серпенти- новая порода № 18/1408	
	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$	$J_r$	$H_c$
400	0,02	12,5	0,05	14,0	0,66	20,0	1,15	63,2
470	0,02	12,5	0,05	15,0	0,75	21,6	1,29	70,8
940	0,02	14,6	0,06	21,6	0,75	25,2	1,63	89,6
1 400	0,02	16,0	0,07	23,5	0,75	25,4	1,71	94,9
1 880	0,03	16,0	0,07	23,5	0,75	25,6	1,74	95,9

а № 7/12 из Карелии, Лижемского месторождения  $\chi_{\max} = 290 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  и  $J_{\max} = 0,12 \text{ CGS}\mu_0$ <sup>1</sup> (см. также рис. 18 и 19).

Валовое содержание железа, определяемое из химического анализа, не всегда указывает на степень магнитности породы, о чем говорил еще Делесс в 1848 г. [15]. Отметим два образца метаморфизованного габбро: № 16/6 с Кольского полуострова района Монч-гундра имеет  $\chi_{\max} = 12400 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  и  $J_{\max} = 5,0 \text{ CGS}\mu_0$  при содержании железа в 15%, а № 23/126, г. Кемь, почти при том же количестве железа, 12%, показал  $\chi_{\max} = 92 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  и  $J_{\max} = 0,03 \text{ CGS}\mu_0$  (рис. 20 и 21).

Если для суждения о магнитных свойствах породы исходить из процентного отношения обнаруженных в ней окислов железа, например в имеющихся образцах диабазы, то отношение  $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{FeO}$ , которому придают значение Шевалье и Пьер [12], изучавшие искусственно изготовленный магнетит, тоже не дает определенных данных, так как это отношение непостоянно — оно то больше, то меньше единицы.

Для определения железосодержащих минералов, входящих в состав горных пород, и для выяснения, как отражается их процентное содержание на магнитных свойствах пород, с исследованных образцов были изготовлены шлифы, по которым произведен петрографический анализ с описанием структуры и для большинства образцов сделан количественно-минералогический подсчет,<sup>2</sup> а также фотографические снимки со шлифов (см. рис. 2—14).

Сопоставление данных минералогического анализа исследованных образцов с их магнитными характеристиками, приведенными в табл. 1, дает возможность сделать некоторые заключения о том, насколько магнитная восприимчивость, остаточная намагниченность и коэрцитивная сила зависят от кислородных и сернистых соединений железа, а также от присутствия титана.

Как уже было указано многими авторами, магнетит является главной магнитной составляющей горных пород. В исследованных нами образцах большое процентное содержание магнетита, до 45%, находится в метаморфических породах — в магнетитовых кварцитах и в кварцито-магнетитовых сланцах, имеющих мозаичную структуру. При снятии основных кривых намагничивания образцы эти показали довольно большую по сравнению с другими породами максимальную намагниченность, от 26,6 до 82,4  $\text{CGS}\mu_0$  при  $H_{\max} = 400 \text{ Oe}$ , и магнитную восприимчивость, от  $103\,000 \cdot 10^{-6}$  до  $392\,000 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$ , причем все они имеют характерную кривую зависимости  $\chi$  от намагничивающего поля, которая круто поднимается в малых полях и достигает максимума при поле не выше 45 Oe, после чего постепенно снижается. Для этих образцов характерна величина остаточной намагниченности  $J_r$ , от 4,0 до 23,0  $\text{CGS}\mu_0$ , при малой коэрцитивной силе. В качестве примера на рис. 22 и 23 приведены гистерезисные циклы и

<sup>1</sup> Объяснить это явление можно присутствием в образце № 22 магнетита 8,5%. Змевики образуются путем выветривания при благоприятных условиях одновиннов  $[(\text{MgFe})_2\text{SiO}_4]$  в присутствии воды и углекислых растворов, причем железо переходит в закись-окись  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  или магнетит.

<sup>2</sup> Петрографическое описание шлифов и количественно-минералогический подсчет произведены петрографом Петрографического института Академии наук Н. И. Соустовым.



Рис. 2. Николи  $\square \times 12$ . Диабаз рудный, крупнозернистый, № 1/10. Белые зерна — плагиоклаз; серые — роговая обманка, пироксен, биотит; черные — магнетит.



Рис. 3. Николи  $\square \times 12$ . Мелкозернистый диабаз, № 2/14. Белые зерна — плагиоклаз и кальцит; серые — роговая обманка и биотит; черные — рудные.

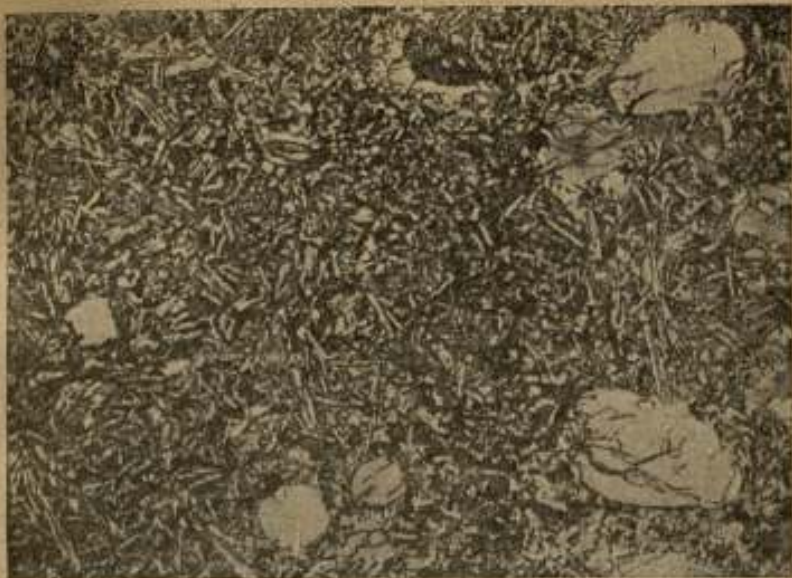


Рис. 4. Николи  $\parallel$   $\times 12$ . Метаморфизованный диораз (спилит), № 8/4. Светлые дейсты и иглы — альбит. Промежутки заподнены рудными и остатками от цветных. Пустоты выполнены хлоритом.



Рис. 5. Николи  $\parallel$  12. Габбро-норит № 11/1. Светлые зерна — плагиоклаз; серые — пироксен; черные — пирротин.



Рис. 6. Николи  $\parallel$   $\times 12$ . Оливиновый пироксенит, № 15/5. Главную массу породы составляют крупные столбчатые кристаллы пироксена; белые — плагиоклаз; черные — пирротин.

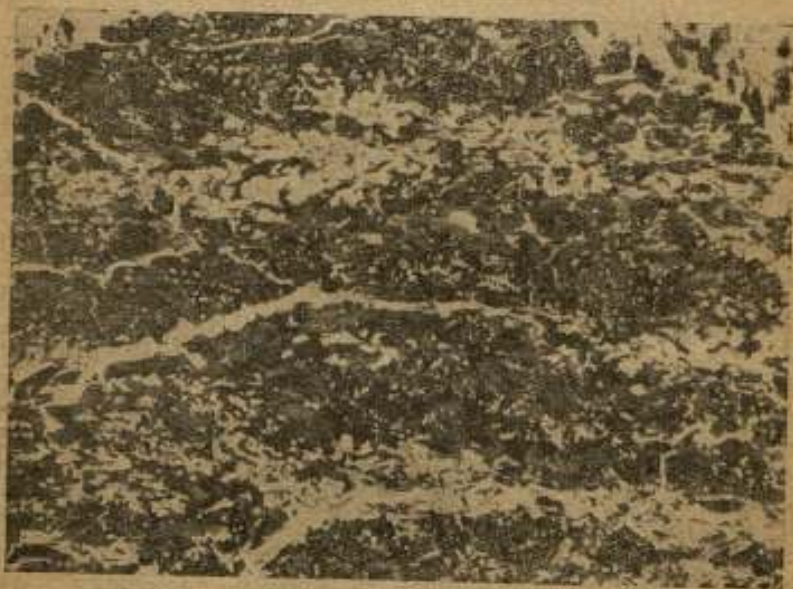


Рис. 7. Николи  $\parallel$   $\times 12$ . Полевашпатовый амфиболит, № 3/6. Ясная слоистость. Белые полосы составлены зернами плагиоклаза; темно-серые — амфиболом; черные — магнетитом.

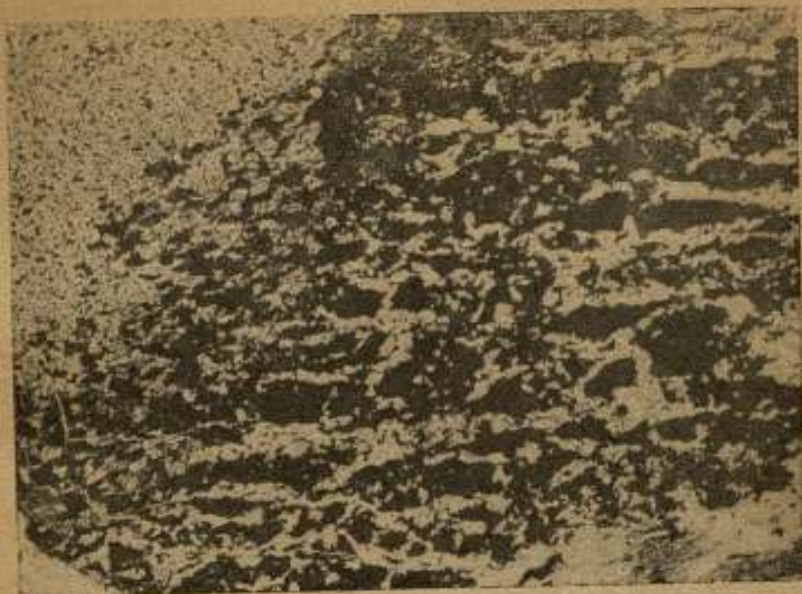


Рис. 8. Николи  $\parallel$   $\times 12$ . Медкозернистый магнетитовый кварцит, № 38/16.  
Белые зерна — кварц; черные — магнетит.



Рис. 9. Николи  $\parallel$   $\times 12$ . Кварц-амфиболо-магнетитовый сланец, № 39/31.  
Белые зерна — кварц; серые — амфибол; черные — магнетит.





Рис. 10. Николи  $\parallel$   $\times 12$ . Кварц-амфиболо-магнетитовый сланец, № 17.  
Белые зерна — кварц; серые — амфибол; черные — магнетит.

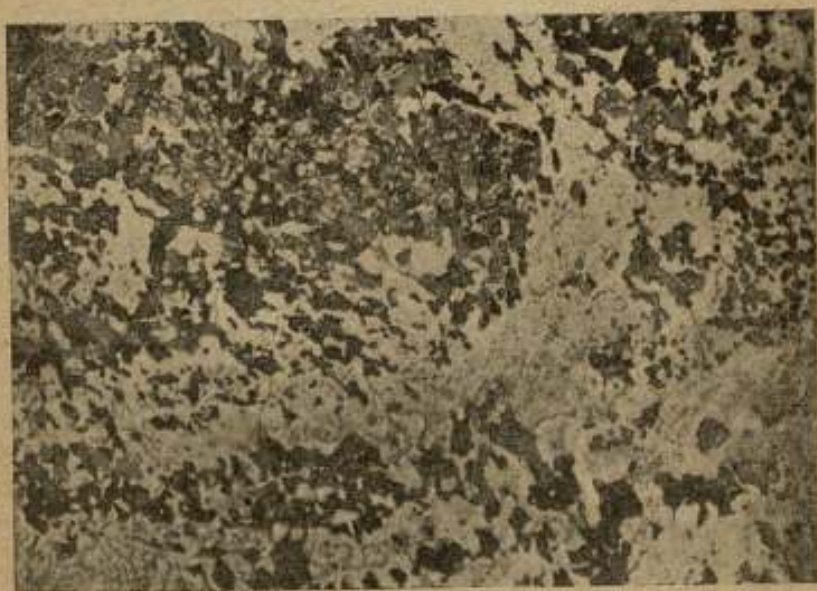


Рис. 11. Николи  $\parallel$   $\times 12$ . Кварц-магнетитовый сланец, № 35/15. Белые  
зерна — кварц; серые — роговая обманка; черные — магнетит.

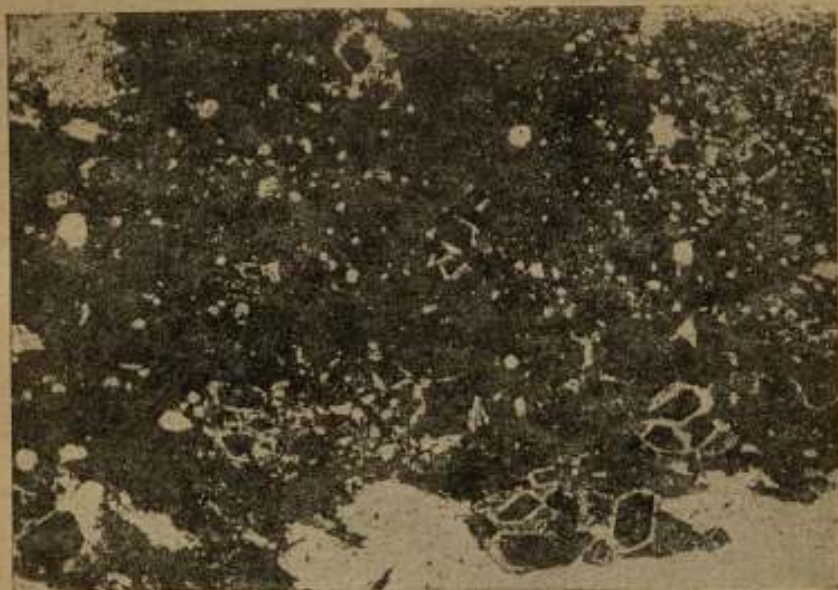


Рис. 12. Николи  $\parallel \times 12$ . Гематитовая руда, № 19. Основная черная масса — гематит. Белые зерна — кварц.



Рис. 13. Николи  $\parallel \times 12$ . Оруденелая карбонизированная серпентинитовая порода, № 18/1408. Светлосерая часть поля — серпентин и термолит. Черные зерна — сфалерит.

кривые  $\chi = f(H)$  для образцов мелкозернистого магнетитового кварцита (№ 38/16) и кварц-амфиболо-магнетитового сланца (№ 17).

Возьмем другую группу образцов, почти не содержащую магнетита, тоже метаморфической породы, но структуры нематобластической<sup>1</sup> — амфиболиты Карелии. Эти образцы (см. например амфиболит, № 5/13, рис. 24), довольно однородные по минералогическому составу, богатые роговой обманкой (до 71%), с содержанием железа до 7—9%, все, кроме № 3/6, имеют  $J_{\max}$  от 0,018 до 0,087 CGS<sub>10</sub> и  $\chi$  от  $23 \cdot 10^{-5}$  до  $180 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  и то только в полях, начиная с 26 Ое, а в некоторых случаях только при 134 Ое. Максимум восприимчивости наблюдался почти всегда при

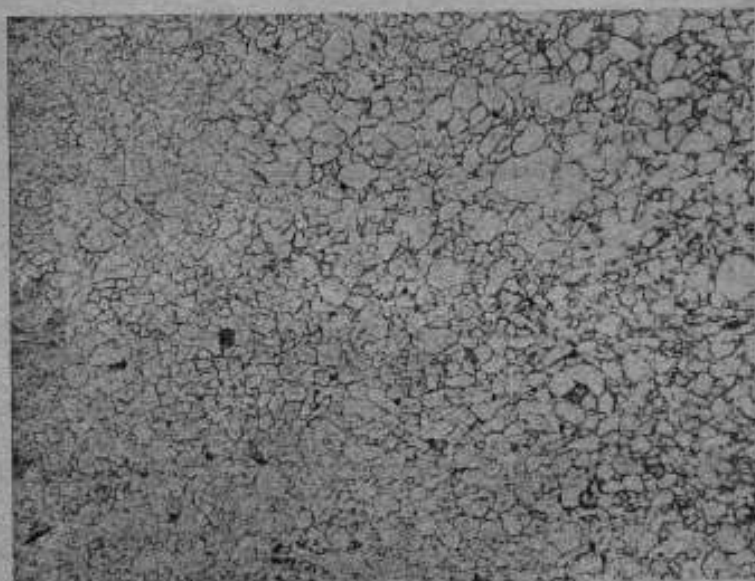


Рис. 14. Николи  $\parallel \times 12$ . Кварцит, № 37/2. Порода сложена главным образом из мозаики белых зерен кварца.

$H_{\max} = 400$  Ое. Как и у парамагнитных тел, никакого остаточного намагничивания и следовательно коэрцитивной силы обнаружить не удалось даже при увеличении намагничивающего поля до 1880 Ое. Некоторое исключение представляет образец полевошпатового амфиболита, № 3/6 (рис. 25), у которого все магнитные величины, при том же их соотношении, что и у предыдущих образцов, по абсолютной величине несколько больше; обнаружен также незначительный остаточный магнетизм —  $J_r = 0,064$  CGS<sub>10</sub> и коэрцитивная сила  $H_c = 40$  Ое при  $H_{\max} = 400$  Ое, чего не наблюдалось у только что рассмотренных, богатых магнетитом образцов кварцито-магнетитовых сланцев. Количественно-минералогическим подсчетом у этого амфиболита обнаружено 5,5% магнетита, чему и можно приписать наблюдаемые изменения магнитных свойств.

<sup>1</sup> Грубоволокнистой.

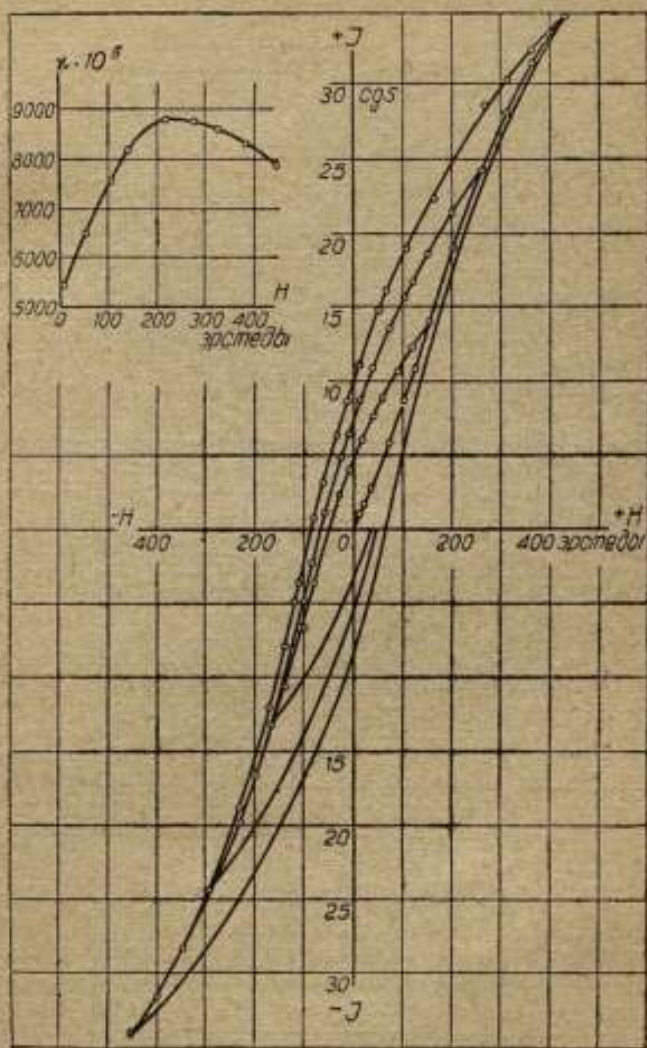


Рис. 15. Диабаз, № 1/10.

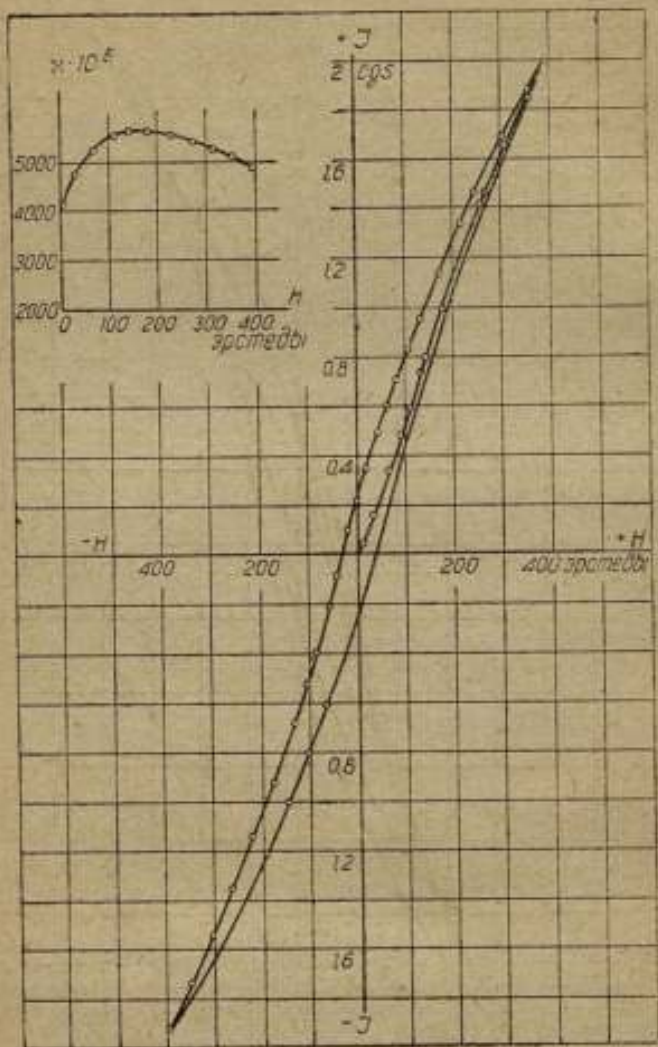


Рис. 16. Габбро-диабаз, № 31/154.

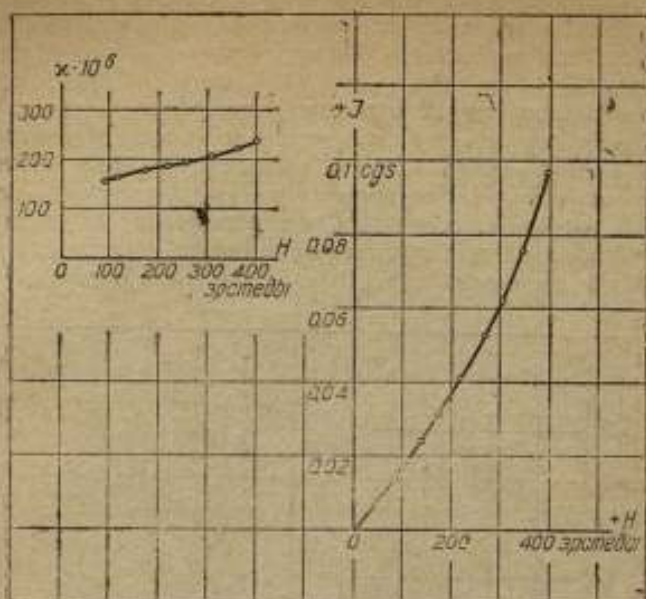


Рис. 17. Метаморфизованный диорит, № 8/4.

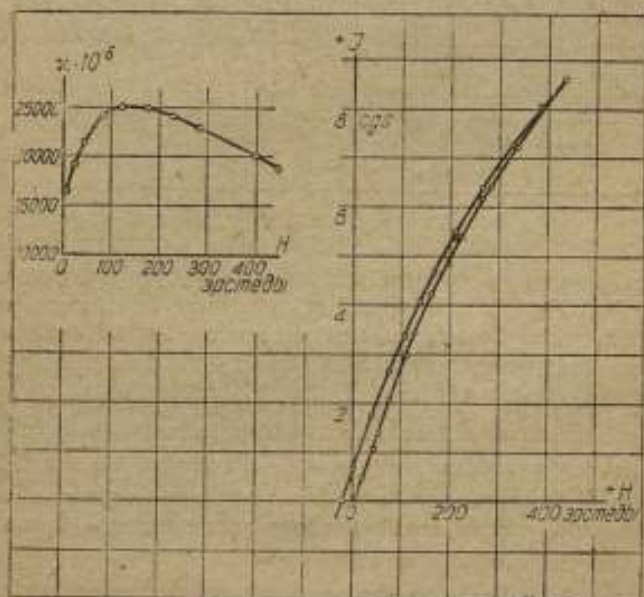


Рис. 18. Амфиболовый змеевик, № 22.

К числу немагнитных надо также отнести 2 образца осадочной породы — № 27/40 и 29/41 — шокшинские кварцито-песчаники с содержанием железа 0,73%. По магнитным свойствам они подобны только что описанным амфиболитам (рис. 26).

Возвращаясь к примеру 2 образцов метаморфизованного габбро и принимая во внимание, что по количественно-минералогическому подсчету образец № 16/6 содержит 12,12% магнетита, становится ясным, почему при том же почти количестве валового железа, как и у образца № 23/126, не имеющего магнетита, получились совершенно другие магнитные характеристики. Особый интерес представляет образец гематитовой руды № 19, Туломозерского месторождения Карелии. Этот образец, содержащий

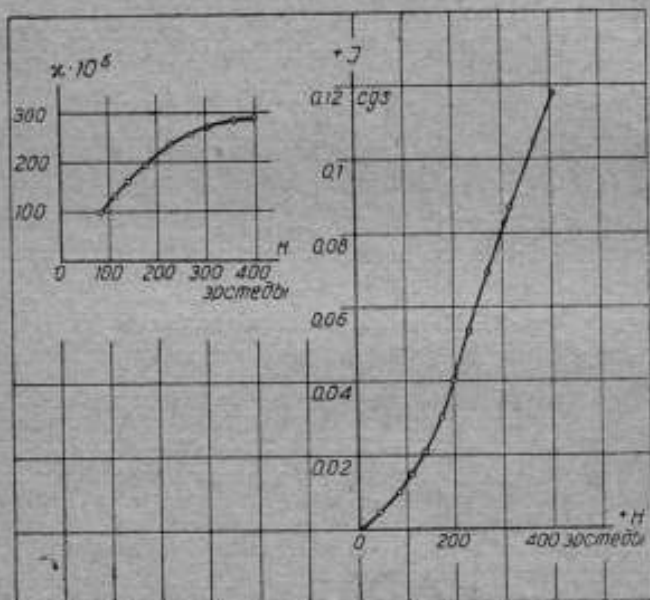


Рис. 19. Змеевик, № 7/12.

49,42% металлического железа, обнаруженного по химическому анализу в виде 69,77%  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и 0,78%  $\text{FeO}$ , состоит почти исключительно из гематита, 67,29%, с незначительной примесью других минералов, содержащих и не содержащих железо. При  $J_{\text{max}} = 0,11 \text{ CGS}_{10^6}$  и  $x_{\text{max}}$  от  $23 \cdot 10^{-6}$  до  $290 \cdot 10^{-6} \cdot x_0$ , свойственных немагнитным горным породам, этот образец, при незначительной остаточной намагниченности  $J_r = 0,037 \text{ CGS}_{10^6}$ , обнаружил большую коэрцитивную силу —  $H_c = 188 \text{ Oe}$  для  $H_{\text{max}} = 400 \text{ Oe}$  (рис. 27). Из результатов дальнейших исследований, приведенных в табл. 2 на рис. 28, видно, что  $H_c$  этого образца достигает еще больших величин, доходя до 486 Oe для  $H_{\text{max}} = 1880 \text{ Oe}$ .

Для выяснения влияния на магнитные свойства горных пород отдельных железосодержащих минералов были исследованы в виде порошков некоторые из них, входящие в состав испытанных образцов, а именно: водная окись железа, или лимонит, сернистое железо в виде пирротина, гематит,

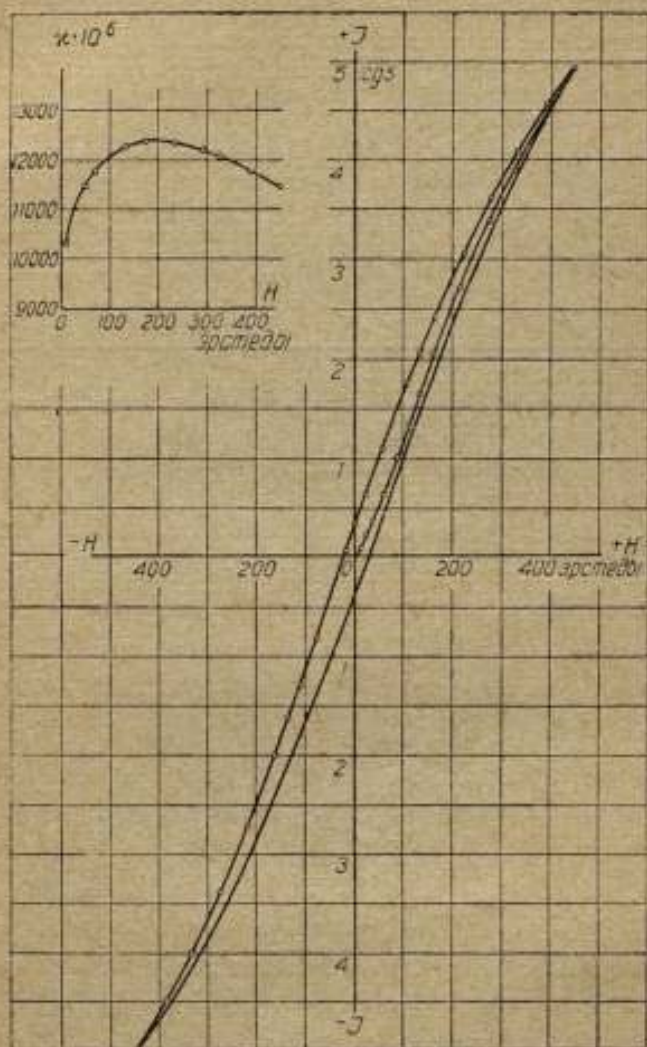
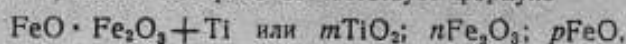


Рис. 20. Метаморфизованное габбро, № 16/6.



а также синтетически полученная окись железа  $Fe_2O_3$ , магнетит и 3 образца титаномагнетита, состав которого соответствует формуле



как изображает Шевалье [12], так как количественное отношение этих окислов он не считает вполне установленным и значение титана невыясненным. Результаты этих испытаний приведены в табл. 3. Порошки испытывались в трубочках из иенского стекла длиной в 10 см с внутренним диаметром 0,9 см на той же магнитометрической установке.

Таблица 3

Магнитные характеристики железосодержащих минералов, испытанных в порошкообразном виде

Наименование минералов (порошки)	Химический анализ в %	$\chi \cdot 10^6$	При $H_{max} = 400$ Ое		
			$J_{max}$	$J_r$	$H_c$
Лимонит . . . . .	$Fe_2O_3$ . . . . . 78,82	591	0,23	0,01	10,0
	$FeO$ . . . . . 0,23				
	$TiO_2$ . . . . . 0,06				
Пирротит . . . . .	$Fe$ . . . . . 55,39	6 040	2,40	1,12	110,0
	$Fe_2O_3$ . . . . . 7,52				
	$FeO$ . . . . . 54,90				
	$TiO_2$ . . . . . 0,14				
Гематит . . . . .	$Fe$ . . . . . 47,92	410	0,17	0,09	130,0
	—				
Магнетит . . . . .	$Fe_2O_3$ . . . . . 63,75	403 000	125,02	11,87	21,0
	$FeO$ . . . . . 28,78				
	$TiO_2$ . . . . . 0,12				
	$Fe$ . . . . . 64,62				
Титаномагнетит . . . . .	$Fe_2O_3$ . . . . . 49,47	144 000	57,93	6,94	31,4
	$FeO$ . . . . . 28,08				
	$TiO_2$ . . . . . 4,02				
	$Fe$ . . . . . 56,53				
Титаномагнетит . . . . .	—	189 000	76,00	9,02	31,4
Окись железа . . . . .	$Fe_2O_3$ . . . . . 99,98	287	0,12	0,03	80,0

У лимонита ( $2Fe_2O_3 \cdot 3H_2O$ ), 94% минерала и 6% примесей, обнаружилось весьма малые магнитные свойства. Основная кривая намагничивания представляет почти прямую линию, гистерезисный цикл узкий ( $J_r = 0,011 CGS \mu_0$  и  $H_c = 10$  Ое), максимальная восприимчивость порядка  $500 \cdot 10^{-6} \chi_0$ , что мало расходится с данными Рейха (Reich) [16], получившего для лимонита  $\chi_{max} = 100 \cdot 10^{-8} \rightarrow 300 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  (рис. 29). Присутствие лимонита в количестве 1,8% не отразилось на парамагнитном

образце № 8/4 (метаморфизованный диабаз), по ход кривых магнитной восприимчивости в обоих случаях имеет некоторое сходство. Пирротин ( $\text{Fe}_7\text{S}_8 + 1$ ), 70% минерала и 30% примесей, имеет основную кривую, характерную по форме для слабоферромагнитных тел. При снятии гистерезисного цикла обнаружилась остаточная намагниченность  $J_r = 1,1 \text{ CGS} \mu_0$  и довольно большая коэрцитивная сила  $H_c = 110 \text{ Oe}$  (рис. 30). Увеличение коэрцитивной силы у образца габбро-норита, а также у оливиновых пироксенитов, содержащих до 3% пирротина, может быть объяснено присутствием последнего. На рис. 31 и 32 приведены гистерезисные циклы и кривые  $\chi = f(H)$  для этих пород.

Рассматривая химические анализы двух вышеописанных минералов, надо обратить внимание на то, что, при почти одинаковом валовом количестве

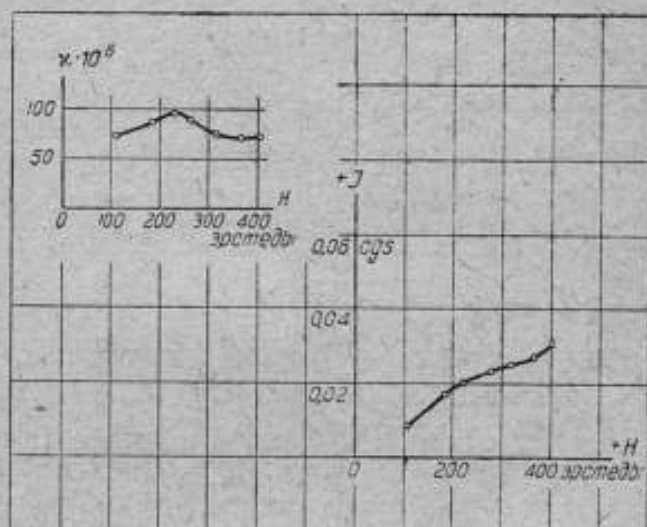


Рис. 21. Метаморфизованное габбро с гранатом, № 23,126.

железа, в лимоните преобладает кислородное соединение в форме окиси, тогда как в пирротине в виде закиси железа, что однако не дает возможности судить о магнитных свойствах образцов. Так, лимонит, по химическому анализу подобный гематиту № 19, почти совсем не обнаруживает коэрцитивной силы, тогда как пирротин, богатый закисью железа, дал кривые, сходные с кривыми гематита.

Надо еще указать на образец № 18/1408, содержащий до 5% пирротина, присутствие которого может быть и сказалось на довольно большой величине  $H_c = 63 \text{ Oe}$  (рис. 38). В этом же образце химическим анализом обнаружен сфалерит, или  $\text{ZnS}$ , до 37%, магнитные свойства которого к сожалению не были определены, так как не удалось получить минерала в чистом виде. Свойствами сфалерита или присутствием примеси магнетита, встречающегося обыкновенно совместно с этим минералом в контактных зонах, и можно объяснить высокую магнитную восприимчивость

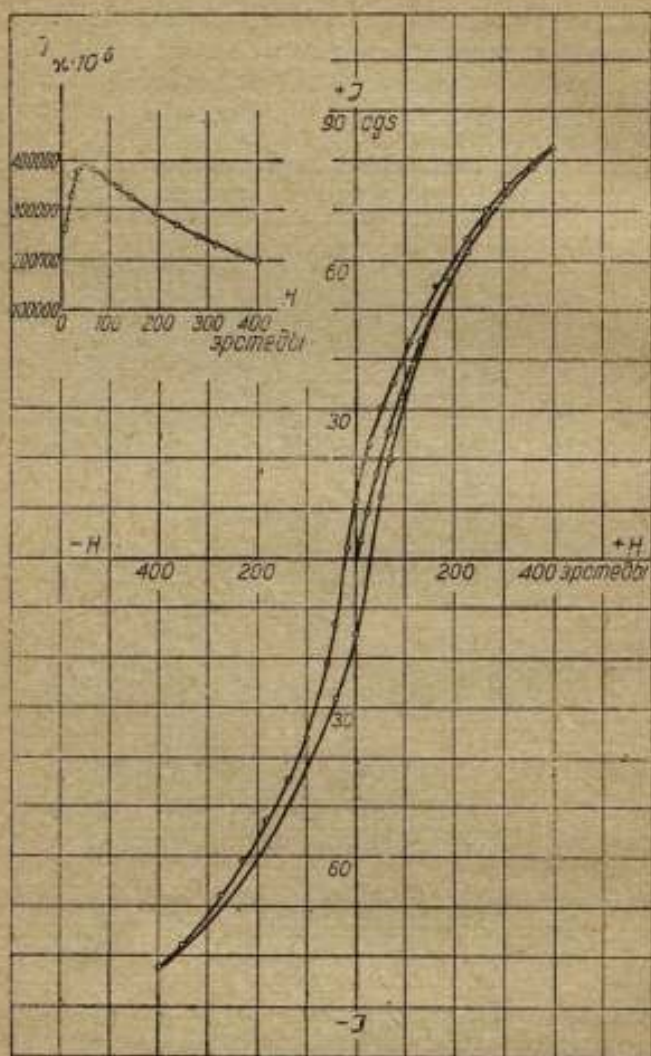


Рис. 22. Мелкозернистый магнетитовый кварцит, № 38/16

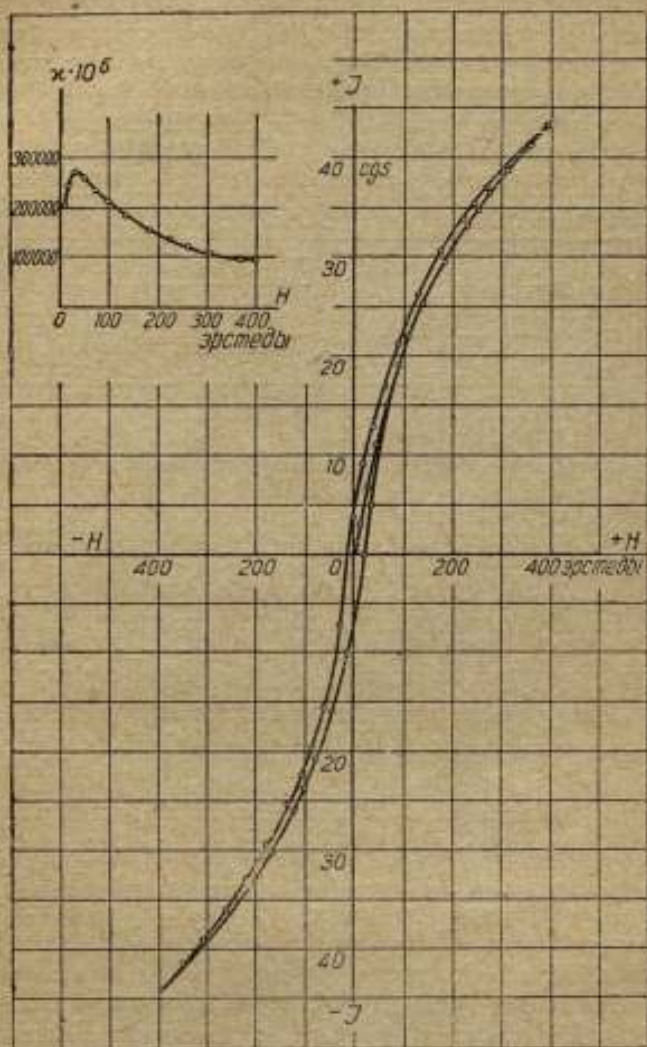


Рис. 23. Кварц-амфиболо-магнетитовый сланец, № 17.

образца, доходящую до  $12000 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$ , не свойственную пирротину.<sup>1</sup>

При исследовании порошкообразного гематита получились магнитные величины, близкие к указанным выше у образца № 19; у него такая же большая величина коэрцитивной силы, доходящая до 130 Ое для  $H_{\max} = 400$  Ое и возрастающая до 304 Ое для  $H_{\max} = 1800$  Ое. Порошкообразные окиси железа, содержащие 99,98%  $Fe_2O_3$ , по анализу, произведенному химической лабораторией ВНИИМ, дали магнитные характеристики того же порядка, что и гематиты, но численно меньшие. Так, величина  $H_c$  при вышеуказанных полях не превышает 80 и 122 Ое.<sup>2</sup> Магнитные характеристики, найденные при испытании магнетита из Кривого Рога, мало отличаются от полученных нами у образца № 38/16 — магнетитовый кварцит с Кольского полуострова. Характер зависимости  $\chi$  от намагничивающего

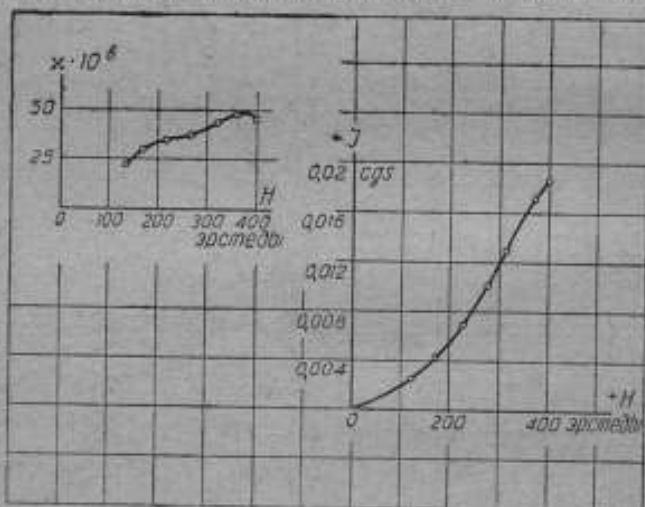


Рис. 24. Амфиболит, № 5/13.

поля почти тот же, но в малых полях кривая не дает такого резкого подъема, и  $\chi_{\max} = 400000 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  соответствует полю 90 Ое. Количественно-минералогический подсчет этого образца к сожалению не был произведен, — возможно присутствие в нем некоторого количества посторонних примесей до 1—2%.

Три образца титаномагнетитов по своим магнитным характеристикам почти одинаковы, а именно:  $J_{\max}$  колеблется от 60 до 80 CGS $\mu_0$ ,  $J_c$  — от 7 до 9 CGS $\mu_0$  и у всех трех  $H_c = 31$  Ое. Максимум магнитной восприимчивости порядка  $200000 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  наблюдается при намагничивающем

<sup>1</sup> Обнаруженное нами в образце № 181408 содержание цинка до 25% дало возможность открыть в Туломозерском районе КАССР цинковое месторождение Коват-Ярви, в настоящее время единственное в КАССР и имеющее промышленное значение.

<sup>2</sup> Анализ окиси железа, произведенный X-лучами, установил существование двух форм  $Fe_2O_3$  — одну ромбоэдрическую слабо-магнитную, идентичную гематиту, другую — кубическую, обнаруживающую наличие ферромагнетизма [12].

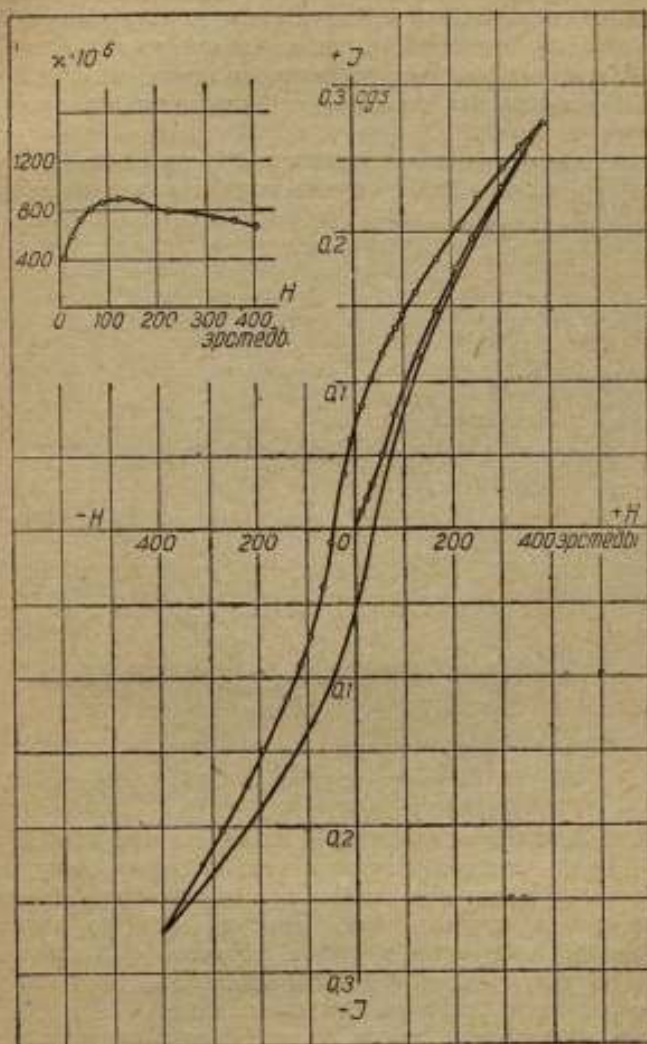


Рис. 25. Полевошпатовый амфиболит, № 3/6

поле в 100 Ое (рис. 34). Полученные кривые гистерезисных циклов подобны кривым для магнетитовых кварцитов. По химическому анализу эти титаномагнетиты содержат 4%  $TiO_2$ , а в образцах магнетитовых пород  $TiO_2$  найдена только в количестве десятых долей процента. Из полученных результатов повидимому еще нельзя сделать вывод о влиянии титана на намагниченность горных пород, как это и указывал Шевалье.

Мы не можем согласиться с наблюдениями А. Турцева [6], нашедшего, что магнитные свойства титаномагнетита того же порядка, что и у базальтов, которые почти не магнитны, а также, что "... ничтожное количество  $TiO_2$  достаточно для того, чтобы довести магнитные свойства магнетита почти до нуля".

Совершенно другого мнения держатся Журавский, Харченко и Шуберт [17], исследовавшие горные породы в порошкообразном виде

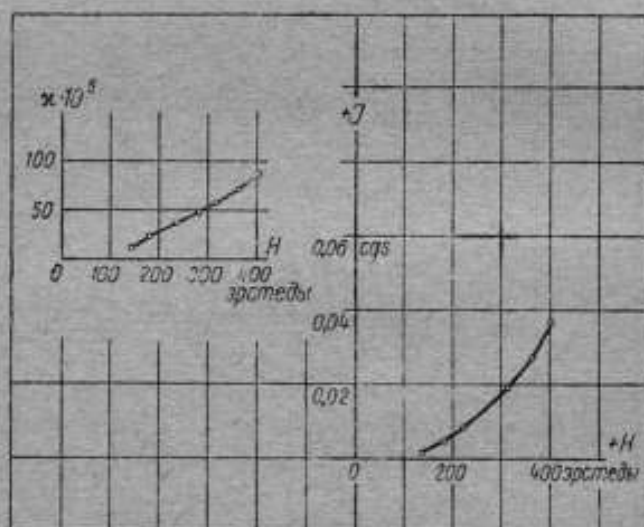


Рис. 26. Кварцито-песчаник, № 29/41 серый.

и определявшие количество магнетита и ильменита при помощи пластинки Шанда (Shand), приспособленной к металлографическому микроскопу. Давая магнитные величины для магнетита и титаномагнетита значительно меньшие, чем удалось получить нам, они находят, что титаномагнетит, химический комплексный состав которого отличен от состава магнетита, проявляет значительную магнитную восприимчивость, хотя меньшую, чем магнетит, что совпадает с нашими наблюдениями.

Из наших исследований нельзя также сделать выводы, высказанные Пуциха [10], который приписывает титаномагнетитам большую магнитную восприимчивость и незначительную величину коэрцитивной силы в противоположность чистому, не содержащему титана магнетиту, обнаруживающему, по наблюдениям Пуциха, коэрцитивную силу до сотни эрстедов, подобно породам, содержащим окиси железа и магнитный колчедан.

Полученные нами результаты показывают, что содержание в породе  $TiO_2$  в количестве целых процентов скорее увеличивает коэрцитивную силу, а не уменьшает ее. Так, образец № 1/10 — диабаз — по химическому

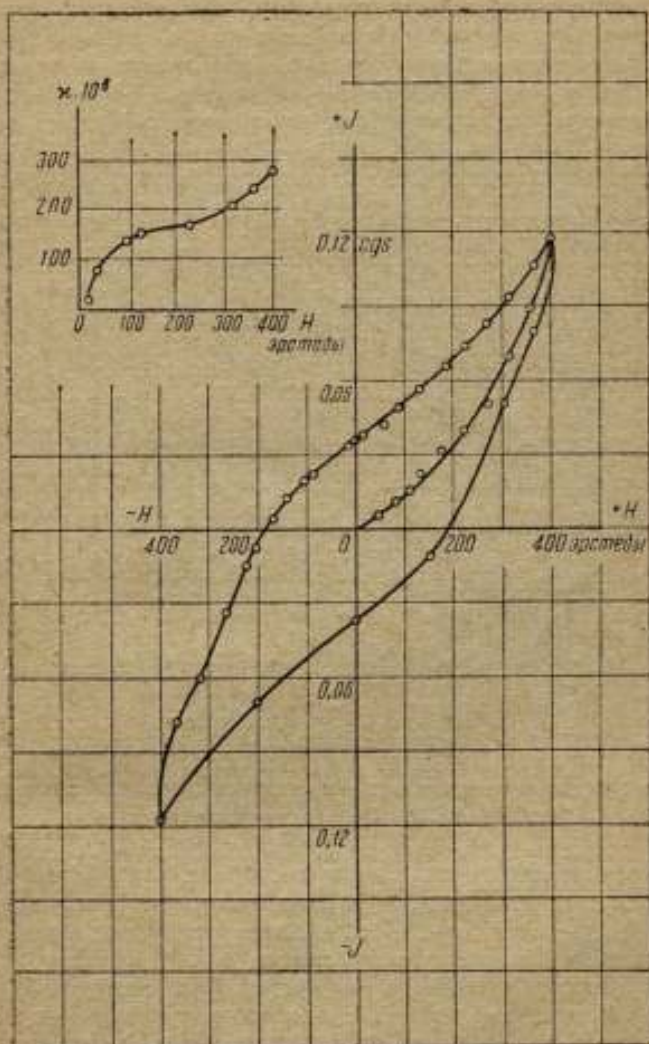


Рис. 27. Гематитовая руда, № 19.



анализу имеет 97%  $TiO_2$  и большую  $H_c = 75$  Ое, несмотря на присутствие 27,5% магнетита, которому порода обязана своей высокой  $\chi$  и  $J_{max}$ . Образец же № 35/5 — кварцито-магнетитовый сланец с  $TiO_2$  0,06% и  $Fe_3O_4$  30,7% имеет  $H_c = 4,5$  Ое,  $\chi_{max} = 151\ 000 \cdot 10^{-6} \cdot \chi_0$  и  $J_{max} = 20,5$  CGS  $\mu_0$ .

Рассматривая результаты исследований различных авторов, надо сказать, что единого, простого, вполне удовлетворяющего способа исследования магнитных свойств и определения магнитных составляющих горных пород еще не найдено. Применяемые методы дают весьма разноречивые результаты; некоторые из них требуют сложной подготовки и аппаратуры, не обеспечивая в то же время надежных результатов. Подсчет числа зерен магнетита в испытуемых порошках с точными вычислениями их величины не

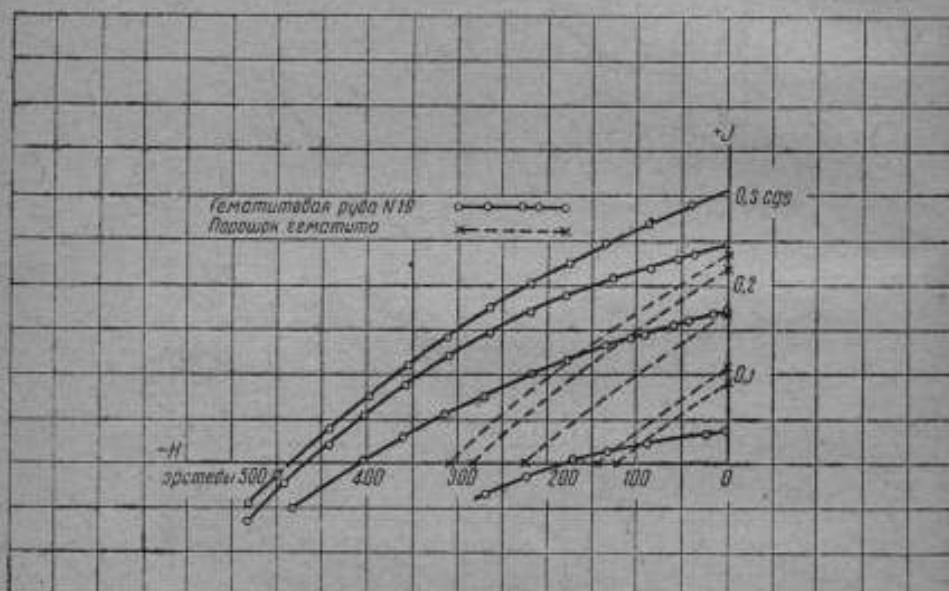


Рис. 28. Размагничивающие части кривых гистерезисных циклов при  $H_{max} = 400$ ; 940; 1400 и 1880 Ое для гематитовых руд.

дает данных о содержании этого минерала в породе, так как второй образец, взятый из того же месторождения, но на некотором расстоянии от первого, может иметь совсем другое количество и величину зерен магнетита. По нашим данным ни химический анализ с определением содержания железа и процентного отношения его кислородных соединений, ни петрографическое наименование породы с описанием структуры не дают указаний на магнитные свойства породы.<sup>1</sup> Как на метод, позволяющий иметь суждение о наличии в породе тех или иных магнитных свойств, надо указать на количественно-минералогический подсчет для шлифов исследуемых образцов, так как, зная процентное содержание минералов и их маг-

<sup>1</sup> Термомагнитный метод исследования свойств горных пород, применявшийся Шенвалье и Пьером, в настоящей работе не разбирается.

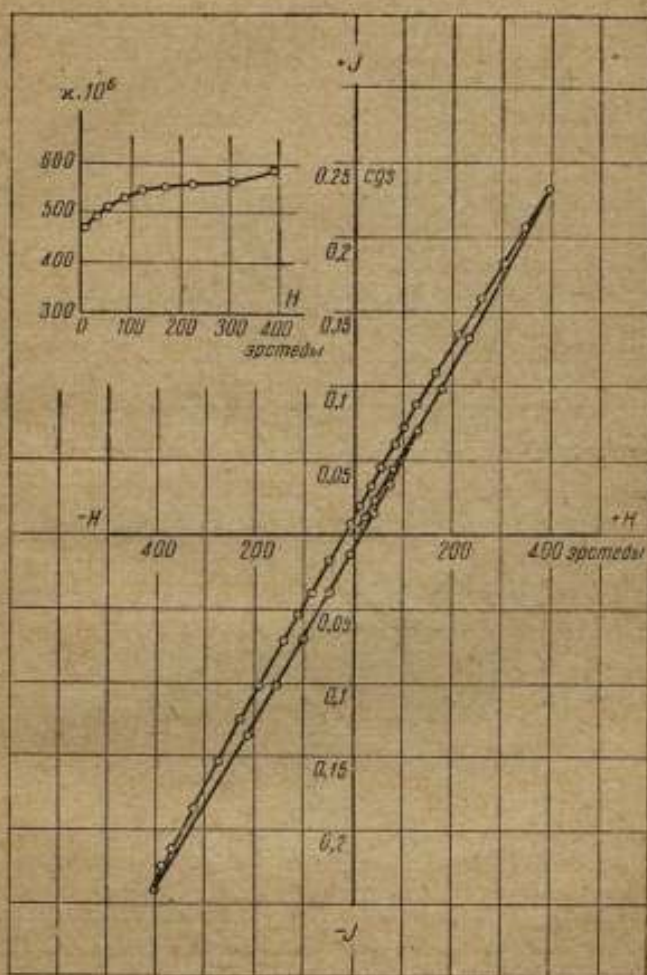


Рис. 29. Лимонит.

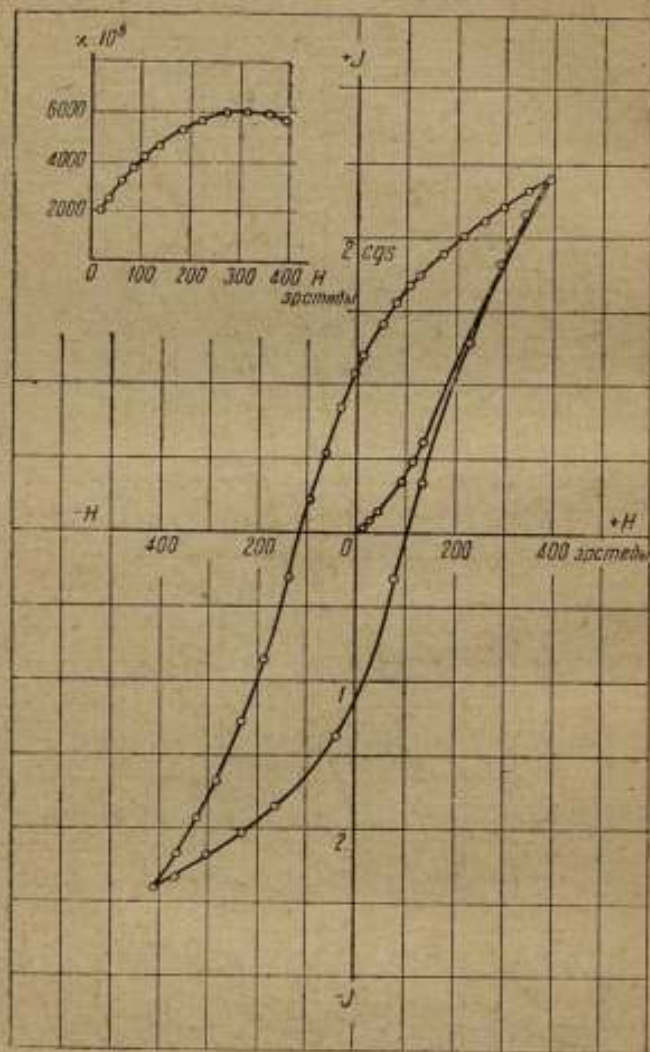


Рис. 30. Пиротин.

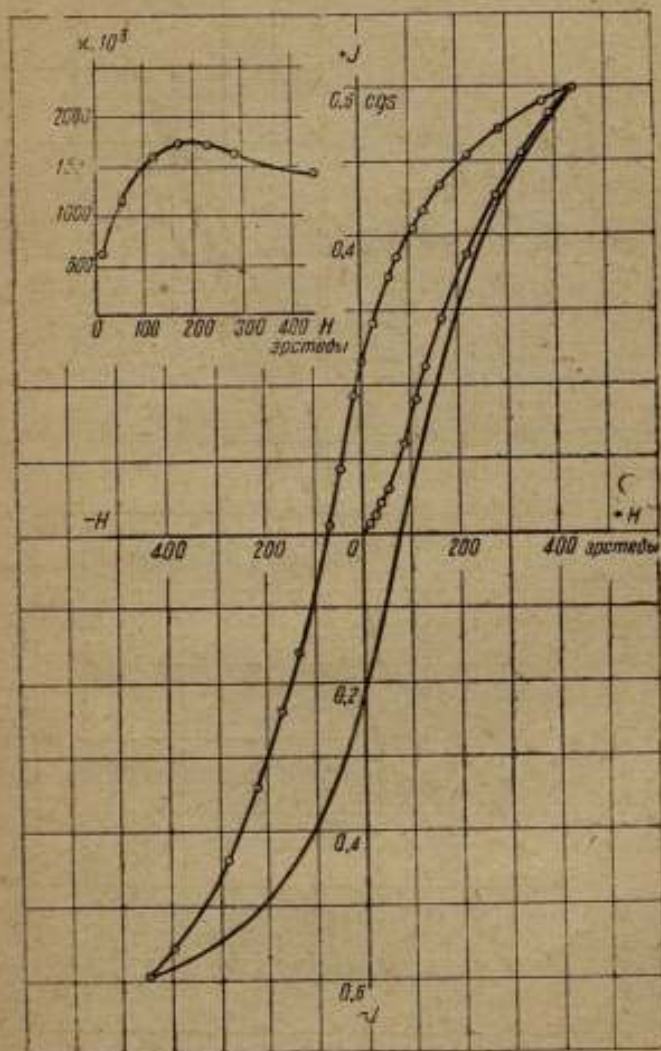


Рис. 31. Габбро-норит, № 11/1.

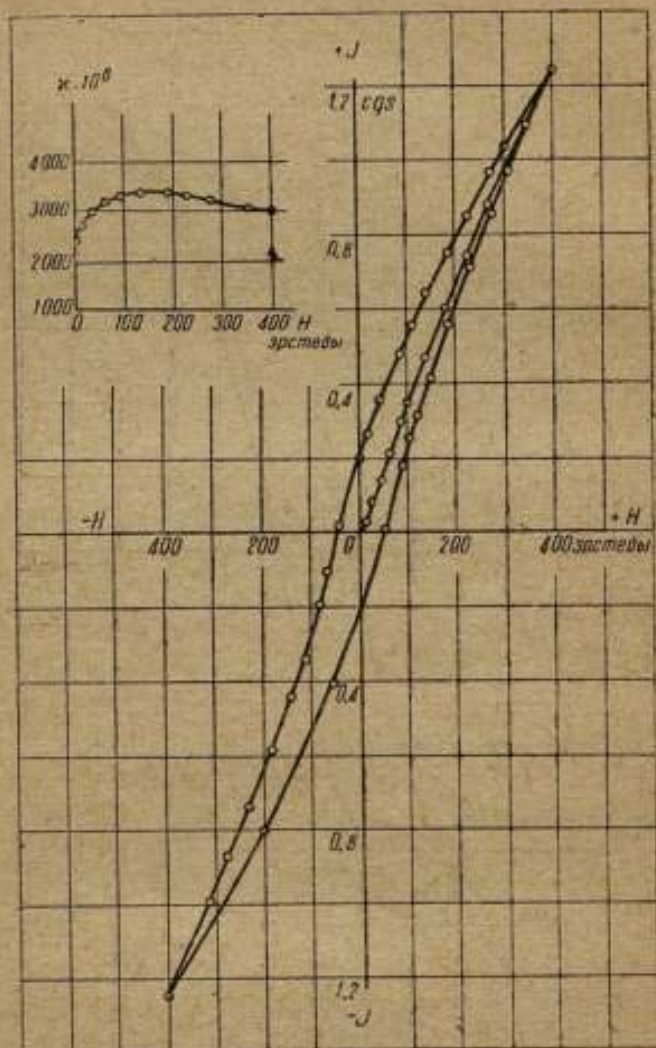


Рис. 32. Оливиновый пироксенит, № 13/3.

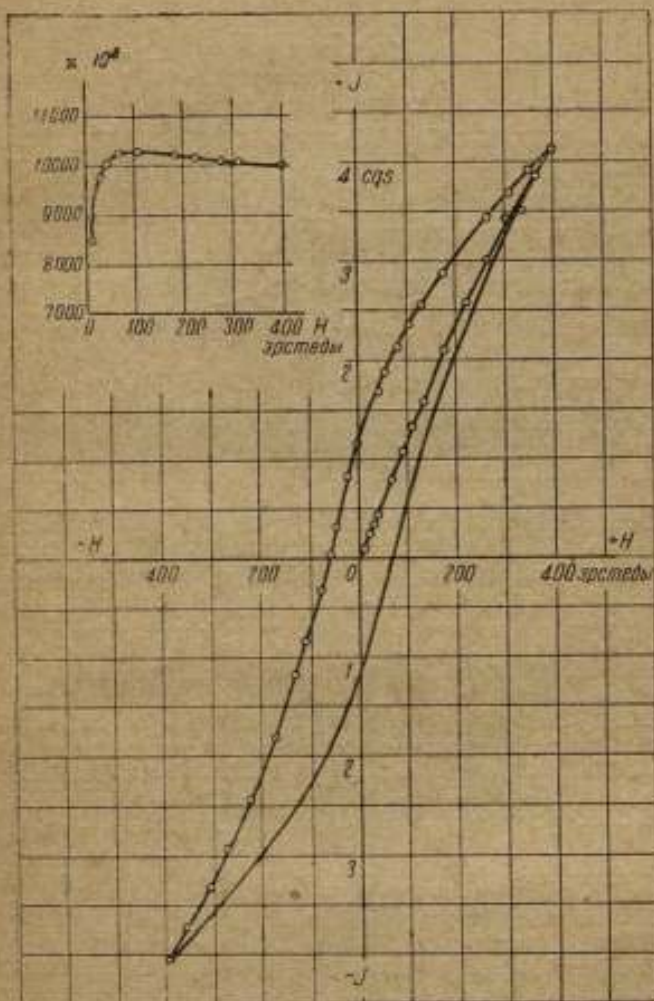


Рис. 33. Оруленая, карбонатизированная серпентиновая порода, № 18/1408.

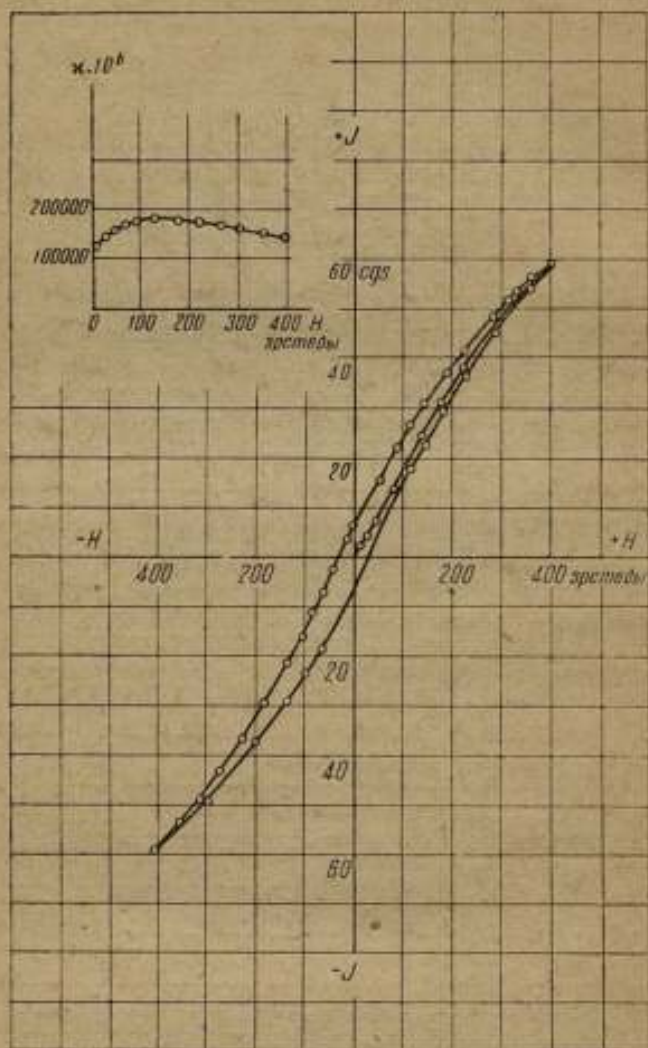


Рис. 34. Титаномагнетит.

нитные свойства, можно делать заключения о магнитных характеристиках породы. Но количественно-минералогический подсчет, так же как и чтение фотографических снимков микроструктуры, достаточно кропотлив и требует специальных петрографических знаний и навыков. Магнитометрический же метод, применявшийся в наших исследованиях, позволяет непосредственно судить о магнитных свойствах породы.

### Выводы

1. Произведенные нами исследования дают возможность сделать некоторые заключения о магнитных свойствах горных пород, разделив их на 3 группы:

а) Парамагнитные, не обнаруживающие явления гистерезиса даже в полях до 1880 Ое, с максимальной намагниченностью при  $H = 400$  Ое менее  $0,1 \text{ CGS}\mu_0$  и магнитной восприимчивостью ниже  $1000 \cdot 10^{-6} \chi_0$ , не показавшие при количественно-минералогическом подсчете присутствия магнетита.

б) Слабо-ферромагнитные, с незначительным гистерезисом, при  $J_c$  меньше единицы, сравнительно большой  $H_c$  от 40 до 90 Ое, с восприимчивостью меньше  $10\,000 \cdot 10^{-6} \chi_0$ , содержащие до 3% пирротина или до 4% магнетита.

в) Ферромагнитные, с характерным ходом основных кривых намагничения, имеющие  $J_{\text{max}}$  при  $H = 400$  Ое от 21 до 88 CGS $\mu_0$ , с узкими гистерезисными циклами, при  $J_c$ , выраженной в целых числах, с незначительной величиной  $H_c$  от 23 до 4 Ое и восприимчивостью выше  $100\,000 \cdot 10^{-6} \chi_0$ , доходившей до  $400\,000 \cdot 10^{-6} \chi_0$  в образцах, богатых магнетитом (44%). Кривые зависимости  $\chi$  от  $H$  дают характерный для ферромагнитных тел реактивный подъем в малых полях с последующим постепенным снижением.

2. Ход кривых зависимости магнитной восприимчивости от намагничивающего поля, величина магнитной восприимчивости и характер гистерезисного цикла определяют магнитные свойства горной породы, позволяя судить о ее магнитных составляющих.

3. Магнетит, являясь главной магнитной составляющей горных пород, обуславливает как их ферромагнитные свойства, так и характер получаемых кривых зависимости  $\chi$  от  $H$  и гистерезисных циклов, подобных кривым для мягкого железа.

4. Титаномагнетиты обнаруживают магнитные свойства, подобные магнетиту, но величина их магнитных характеристик несколько меньше, за исключением коэрцитивной силы, большей чем у магнетита.

5. Гематитовые руды, богатые окисью железа, при незначительном гистерезисе дают чрезвычайно большую величину  $H_c$ , до 400 Ое, после намагничения в поле напряженностью 1880 Ое.

6. Лимонит — водная окись железа — по химическому составу и магнитной восприимчивости подобен гематиту, но имеет очень узкий гистерезисный цикл,  $J_c = 0,01 \text{ CGS}\mu_0$  и  $H_c = 15$  Ое.

7. Пирротин, богатый закисью железа, может быть отнесен к слабомагнитным телам с коэрцитивной силой  $H_c = 112$  Ое после намагничения при напряженности поля  $H = 400$  Ое.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Melloni, Aimantation des laves du Vésuve, C. R. Acad. Sc., Paris, 37, 1853, 299 и 966.
2. F. Röchels, Über das magnetische Verhalten einiger basaltischer Gesteine, An. der Phys. u. Chem., 63, 1897, 195.
3. P. Jacquet, Recherches expérimentales sur l'aimantation des roches volcaniques du département du Puy-de-Dôme, C. R., 186, 1928, 1000.
4. Ф. Ю. Левинсон-Лессинг и В. Ф. Миткевич, Опыты намагничивания горных пород, Известия Геологического комитета, т. 44, № 5, 1925, стр. 595.
5. Н. К. Щодро, Исследование магнитных свойств руды, Журн. прикл. физики, т. III, вып. 1, 1926, стр. 77.
6. A. Turcev, Investigation of the magnetic properties of rocks, Известия Академии наук СССР, 1928.
7. А. Заборовский, Определение магнитной восприимчивости минералов горных пород, Журн. прикл. физики, т. VII, вып. 4, 1930, стр. 43.
8. G. Grenet, Sur les propriétés magnétiques des roches, Ann. de Phys., 10-me série, XIII, 1930, 263.
9. G. Foex, Propriétés magnétiques du pyrophosphate de manganèse, C. R., 184, 1927, 443.
10. K. Puzicha, Die magnetischen Eigenschaften der Eruptivgesteine, Zeitschr. f. pract. Geologie, № 11, 161—176, № 12, 184—189, 1930.
11. M. Rossiger u. K. Puzicha, Magnetische Messungen im Ober Hartz, Gerlands Beiträge zur Geophysik, III, № 1, 1932.
12. R. Chevallier et J. Pierre, Propriétés thermomagnétiques des roches volcaniques, Ann. de Phys., 10-me série, XVIII, 1933, 384—176.
13. I. Königsberger, Bestimmung magnetischer Suszeptibilitäten von Gesteinen und Mineralien in schwachen magnetischen Feldern, Centralbl. f. Min. etc., № 4, 1929, Abl. b., 97—107.
14. Б. М. Яновский и Н. И. Спиридович, Магнитометр для определения магнитных свойств тел с малым магнитным моментом, Труды ВИМС, вып. 7 (23), 1935, стр. 36.
15. Delesse, Pouvoir magnétique des minéraux et des roches, Ann. des Mins., 4-me série, 14, 1848, 429.
16. H. Reich, Über die physikalischen Eigenschaften Geologischer Körper, International Geological Congress, C. R., 1933, 634.
17. G. Jouravsky, P. Charezenko et G. Choubert, Sur la susceptibilité magnétique des magnétites de quelques roches éruptives basiques, C. R., 197, № 8, 1933, 522.
18. G. Grenet, La théorie des poudres ferromagnétiques et la susceptibilité magnétique des roches, C. R., 197, № 15, 1933, 746.
19. Е. Г. Шрамков, Об устойчивости остаточного магнетизма некоторых горных пород, Доклады Академии наук, № 4А, 1929, стр. 97.
20. Б. М. Яновский и Е. Т. Чернышев, Абсолютный метод определения магнитной восприимчивости горных пород, Труды ВИМС, вып. 7 (23), 1935, стр. 57.
21. Hughes, Balance d'induction, Phil. Mag., 5-me série, 8, 1926, 50.

Par N. I. Spiridovitch

## PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES ET CONSTITUANTES MAGNÉTIQUES DES ROCHES

### Résumé

La méthode magnétométrique de l'étude des propriétés des roches, ainsi que les autres méthodes géophysiques de l'exploration des minéraux utiles, aide à expliquer les causes des anomalies du champ

magnétique sur quelques portions de la surface de la terre, et à établir, par quelles roches, gisant à quelle profondeur, ces anomalies sont provoquées. Pour atteindre ce but pratique il ne suffit pas de déterminer seulement la valeur de la susceptibilité magnétique, mais il est nécessaire d'étudier les autres caractéristiques magnétiques des roches, à savoir, les valeurs de l'aimantation résiduelle, de la force coercitive et de la forme des cycles d'hystérésis, ce qui fait l'objet du présent ouvrage.

35 échantillons des roches éruptives et métamorphiques ont été essayés sur un magnétomètre astatique construit par le Laboratoire magnétique de l'IM. On a tiré des courbes d'aimantation fondamentales de ces échantillons, à intensité croissante du champ magnétisant de 0,5 à 400 Oe, ainsi que des cycles complets d'hystérésis; on a déterminé les valeurs de la susceptibilité magnétique, de l'aimantation résiduelle et de la force coercitive; les mêmes valeurs ont été déterminées aussi avec des champs de 470, 940, 1400 et 1880 Oe.

On a fait l'analyse chimique de la plupart des échantillons des roches essayées avec détermination quantitative des oxydes de fer, de titane et de manganèse, ainsi que le calcul minéralogique quantitatif, et on a préparé des plaquettes avec des photographies de ces échantillons.

Les données obtenues pendant l'investigation et citées aux tableaux 1 et 2, démontrent ce qui suit:

On ne peut pas généraliser la conception des propriétés magnétiques d'une roche quelconque. Les échantillons identiques d'après leur dénomination pétrographique ont de différentes caractéristiques magnétiques.

La teneur brute en fer, calculée d'après des données de l'analyse chimique, ainsi que le rapport en pour 100 des oxydes de fer n'indique pas toujours le degré des propriétés magnétiques de la roche.

La comparaison des données du calcul minéralogique quantitatif avec les caractéristiques magnétiques des échantillons citées au tableau 2 montre, que ces derniers dépendent de quelques minéraux qui entrent dans la composition des roches et qui représentent des composés de fer oxygènes et sulfureux.

La principale constituante magnétique des roches est la magnétite ou le protoxyde-oxyde de fer; sa présence jusqu'à 45% détermine une intensité d'aimantation comparativement élevée ( $J_{max}$  jusqu'à 82 CGS $\mu_0$ ), une grande susceptibilité magnétique ( $\chi_{max} = 392000 \cdot 10^{-6}$ ), une valeur du magnétisme résiduel exprimée en nombres entiers et une petite force coercitive (de 4,0 à 23,0 Oe). Les échantillons presque ou complètement exempts de magnétite ont au contraire  $J_{max}$  au dessus de 0,018 CGS $\mu_0$  et  $\chi$  au dessus de  $23 \cdot 10^{-6}$ . Ainsi que dans les corps paramagnétiques on n'a pas réussi à découvrir dans ces échantillons le magnétisme résiduel ni la force coercitive même avec le champ magnétisant de 1880 Oe.

Pour déterminer l'influence exercée sur les propriétés magnétiques des roches par les minéraux à teneur en fer, qui entrent dans la composition de ces roches, on a essayé les minéraux suivants réduits en poudre:

1) La magnétite-protoxyde-oxyde de fer, semblable au fer doux par ses caractéristiques magnétiques, la marche des courbes du cycle d'hystérésis et la dépendance de  $\chi$  de  $H$ .

2) L'hématite-oxyde ferrique, qui a montré avec  $H = 400$  Oe,  $H_c = 188$  Oe qui s'accroît jusqu'à 486 Oe avec  $H = 1880$  Oe; les autres valeurs magnétiques étant très-petites.

3) La limonite-oxyde de fer hydrate, — ayant presque les mêmes valeurs magnétiques que l'hématite, mais une boucle d'hystérésis étroite ( $H_c = 15,0$  Oe).

4) La pyrrotine-sulfure de fer — avec les valeurs de  $\chi$  et de  $J$ , qui s'approchent de celles de la magnétite, et la valeur de  $H_c$  — de celle de l'hématite.

5) La titanomagnétite (3 échantillons), dont les propriétés magnétiques, qui s'approchent dans nos échantillons de celles de la magnétite, ne sont pas encore complètement déterminées, ce qui empêche de faire une conclusion définitive sur l'influence du titane sur les propriétés magnétiques des roches.

D'après les données des déterminations de la valeur de susceptibilité magnétique, basées sur la marche des courbes d'aimantation fondamentales, les boucles des cycles d'hystérésis, les courbes de la dépendance de  $\chi$  de  $H$ , on peut juger des propriétés magnétiques et des constituantes magnétiques des roches, en les partageant en trois groupes:

1) Roches paramagnétiques, qui ne manifestent point le phénomène de l'hystérésis, à susceptibilité magnétique de l'ordre au-dessous de  $1000 \cdot 10^{-6}$ , ne contenant pas de magnétite.

2) Roches faiblement ferromagnétiques avec une hystérésis insignifiante et  $\chi$  n'atteignant pas  $10000 \cdot 10^{-6}$ , qui contiennent jusqu'à 4% de magnétite ou de pyrrotine.

3) Roches ferromagnétiques à marche caractéristique des courbes d'aimantation fondamentales, aux boucles étroites des cycles d'hystérésis et à  $\chi$  au-dessus de  $100000 \cdot 10^{-6}$  à teneur en magnétite jusqu'à 45%.

*Б. М. Яновский*

## К ВОПРОСУ О МЕТОДИКЕ АБСОЛЮТНЫХ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В задачи магнитной лаборатории ВНИИМ входит установление эталонов магнитного момента, необходимых при магнитных измерениях магнитометрическим методом. Задача эта была поставлена еще несколько лет назад и осуществлена в виде группы магнитов эллипсоидальной формы, магнитные моменты которых определяются абсолютным методом Гаусса-Ламона [1]. Эллипсоидальная форма магнитов позволяет использовать их как эталоны магнитного потока, определяемого в абсолютных единицах.

Абсолютный метод измерений при всех своих достоинствах обладает некоторыми существенными недостатками, не позволяющими увеличить точность измерений до необходимой величины. Одним из таких недостатков является невозможность точного определения так называемых коэффициентов распределения постоянных магнитов, входящих в основное уравнение, определяющее магнитный момент или напряженность поля.

Настоящая работа имеет целью дать новый метод определения этих коэффициентов — более точный, чем существующие в настоящее время экспериментальные методы Ламона и Шмидта.

Абсолютный метод магнитных измерений основан на взаимодействии двух магнитов, находящихся в однородном магнитном поле. Одним из основных уравнений, определяющих магнитный момент магнита или напряженность магнитного поля, является уравнение равновесия свободно подвешенного магнита, находящегося под действием другого магнита и магнитного поля земли. Для первого ламонова положения это уравнение имеет вид:

$$M_0 H \sin \theta = P, \quad (1)$$

где:  $M_0$  — магнитный момент подвешенного магнита;  $H$  — горизонтальная составляющая земного поля;  $\theta$  — угол отклонения магнита от магнитного меридиана;  $P$  — момент вращения, обусловленный взаимодействием двух магнитов и представляющий некоторую функцию расстояния между магнитами, формы и размеров обоих магнитов и распределения в них вектора намагниченности ( $J$ ).

Эту функцию можно представить в виде бесконечного ряда, сходящегося при определенном соотношении между размерами магнитов и расстоянием  $R$  между их центрами, а именно, когда  $R$  больше суммы радиусов сфер, описанных около обоих магнитов. Для случая, когда магниты перпендикулярны друг к другу, этот ряд имеет следующий вид:

$$P = \frac{M_0 M_1}{R^3} \left[ 1 + \frac{p}{R^2} + \frac{q}{R^4} + \frac{r}{R^6} + \dots \right], \quad (2)$$

где  $M_1$  — магнитный момент отклоняющего магнита, а  $p$ ,  $q$ ,  $r$  — постоянные члены, так называемые коэффициенты распределения.

При больших расстояниях  $R$  по сравнению с размерами магнитов ряд этот — быстро сходящийся, и практически можно ограничиться двумя первыми членами.

В таком случае уравнение равновесия представится в виде:

$$H \sin \theta = \frac{M_1}{R^3} \left[ 1 + \frac{p}{R^2} + \frac{q}{R^4} \right]. \quad (3)$$

Коэффициенты  $p$  и  $q$  выражаются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} \frac{p}{R^2} &= 2A_1 - 3B_1; \\ \frac{q}{R^4} &= 3A_2 - 15A_1B_1 + \frac{45}{8}B_2, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — члены, зависящие от формы, размеров и распределения вектора намагниченности отклоняющего магнита, а  $B_1$  и  $B_2$  — члены, зави-

связи от тех же параметров отклоняемого магнита. Эта зависимость для магнитов, имеющих ось симметрии, представляется в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{R^2 M_1} \int \rho_1^3 P_3(\cos \theta_1) dm_1; & B_1 &= \frac{1}{M_1 R^2} \int \rho_2^3 P_3(\cos \theta_1) dm_1; \\ A_2 &= \frac{1}{M_1 R^2} \int \rho_1^5 P_5(\cos \theta_2) dm_1; & B_2 &= \frac{1}{M_2 R^2} \int \rho_2^5 P_5(\cos \theta_2) dm_2. \end{aligned} \right\} (5)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — магнитные моменты отклоняющего и отклоняемого магнитов;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — радиусы-векторы, проведенные из центра магнита до какой-либо точки магнитов, имеющих магнитную массу  $dm_1$  и  $dm_2$ ;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы, составляемые этими радиусами-векторами с осью симметрии;  $P_3$  и  $P_5$  — полиномы Лежандра третьей и пятой степеней.

Подробный вывод формул взаимодействия между двумя магнитами дан Шмидтом (Schmidt) [2] в 1912 г. (В сокращенном виде этот вывод см. [3]).

Магнитные массы, как известно, связаны с вектором намагниченности соотношением:

$$dm = (J ds) - \operatorname{div} J dv. \quad (5')$$

Интегрирование должно быть произведено по всему объему и по всей поверхности магнитов.

Непосредственно измеряемыми величинами в уравнениях (1) и (2) являются  $\theta$  и  $R$ , которых однако недостаточно для того, чтобы определять  $H$  или  $M$  в абсолютных единицах. Необходимо еще знать коэффициенты распределения  $p$  и  $q$ . Эти коэффициенты определяются экспериментальным путем по методу Ламона (Lamont) [4] или же по методу Шмидта (Schmidt) [5 и 6].

Но ни тот ни другой метод не дают возможности измерить  $p$  и  $q$  с той точностью, которая требуется для определения  $H$  и  $M$ .

Относительно метода Ламона имеется огромный экспериментальный материал, так как до последнего времени все измерения на магнитных обсерваториях производились по этому методу.

Из уравнения (3) после его дифференцирования вытекает, что для измерения  $H$  или  $M$  с точностью до 0,01% необходимо, чтобы поправочный член в квадратных скобках был определен с такой же точностью, т. е.

$$\frac{\Delta \left( 1 + \frac{p}{R^2} + \frac{q}{R^4} \right)}{1 + \frac{p}{R^2} + \frac{q}{R^4}} = \pm 0,0001.$$

Так как  $\frac{p}{R^2}$  и  $\frac{q}{R^4}$  малы по сравнению с единицей (обычно не больше 0,02), то предыдущее выражение можно представить в виде:

$$\Delta \frac{p}{R^2} + \Delta \frac{q}{R^4} = \pm 0,0001$$

или, предполагая, что ошибки в  $p$  и  $q$  равновероятны, в виде:  $\Delta p = \pm 0,00005 R^2$ ;  $\Delta q = \pm 0,00005 R^4$ .

Так, например, для  $R = 30$  см коэффициенты  $p$  и  $q$  должны быть определены с погрешностью:

$$\Delta p = \pm 0,045; \Delta q = \pm 40.$$

Между тем опыт показывает, что получить такую точность никогда не удастся, и это ясно можно видеть из табл. 1, представляющей результаты определения  $p$  и  $q$  различными наблюдателями на обсерватории в Цикавей [8].

Таблица 1

Коэффициенты распределения, определенные в обсерватории в Цикавей

1929 г.		1930 г.	
$p$	$q$	$p$	$q$
10,81	-1 905	10,17	-1 616
11,06	-1 995	9,32	-1 304
11,40	-2 145	8,78	-1 068
12,85	-2 737	9,97	-1 541
12,01	-2 399	11,33	-2 117
12,12	-2 407	11,17	-2 071
12,35	-2 462	11,43	-2 178
12,53	-2 561	11,72	-2 347
12,91	-2 682	10,96	-2 075
12,44	-2 525	10,07	-1 708
11,12	-2 029	11,13	-1 718
10,20	-1 692	10,64	-1 875

Метод Шмидта определения  $p$  и  $q$  состоит в наблюдении углов отклонения в первом или во втором ламоновом положении при неизменном расстоянии, но при различных положениях отклоняющего магнита по отношению к линии, соединяющей центры магнитов. Этот метод был предложен Шмидтом в 1926 г. и для этой цели построен специальный магнитный теодолит.

По утверждению самого Шмидта и его сотрудника Боска (Wosk), новый метод определения коэффициентов распределения дает значительно большую точность по сравнению с методом Ламона [6]. Исследования же, произведенные автором в Слуцкой обсерватории на новом теодолите Шмидта, показали, что точность этого метода несколько не выше точности метода Ламона [7].

Поэтому единственный в настоящее время способ увеличения точности абсолютных измерений — это изготовлять магниты такой формы, чтобы коэффициенты  $p$  и  $q$  были очень малы или же поддавались непосредственному определению, исходя из размеров магнитов. Такой формой может быть или шар, или эллипсоид. Для шара  $A$  и  $B$  равны нулю, для эллипсоида же они могут быть вычислены по следующим формулам:

$$\begin{aligned} R^2 A_1 &= \frac{3}{5} (a_1^2 - b_1^2); & R^4 A_2 &= \frac{3}{7} (a_1^2 - b_1^2)^2; \\ R^2 B_1 &= \frac{3}{5} (a_2^2 - b_2^2); & R^4 B_2 &= \frac{3}{7} (a_2^2 - b_2^2)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

где  $a_1$  и  $b_1$  — полуоси отклоняющего магнита;  $a_2$  и  $b_2$  — полуоси отклоняемого. Отсюда, пользуясь уравнением (4), можно вычислить  $p$  и  $q$ .

Эти формулы легко получаются из уравнений (5) и (5') путем интегрирования их, принимая во внимание, что  $J = \text{const.}$  и имеет направление по оси симметрии.

Действительно, при  $J = \text{const.}$ ,  $dm = (J ds) = J ds \cos(J, n) = J dy dz$ , где  $n$  — единичный вектор нормали, и следовательно

$$R^2 M_1 A_1 = J \int \rho_1^3 P_2 (\cos \theta) dy dz.$$

Подставляя сюда значение полинома Лежандра, будем иметь:

$$R^2 M_1 A_1 = \frac{5}{2} J \int \int \rho_1^3 \cos^3 \theta dy dz - \frac{3}{2} J \int \int \rho_1^3 \cos \theta dy dz.$$

Так как  $\rho_1^2 = x^2 + y^2 + z^2$  и  $\rho_1 \cos \theta = x$ , то, заменяя в предыдущем выражении  $\rho_1$  и  $\theta$  их значениями и делая приведение подобных членов, получим:

$$R^2 M_1 A_1 = J \int \int x^3 dy dz - \frac{3}{2} J \int \int y^2 x dy dz - \frac{3}{2} J \int \int z^2 x dy dz.$$

Первый интеграл при интегрировании по поверхности эллипсоида дает величину

$$\int \int x^3 dy dz = \frac{3}{5} a^2 \cdot \frac{4}{3} \pi ab^2 = \frac{3}{5} a^2 v,$$

где  $v$  — объем эллипсоида.

Второй и третий интегралы равны между собой и в сумме дают

$$-\frac{3}{2} \int \int y^2 x dy dz - \frac{3}{2} \int \int z^2 x dy dz = -\frac{3}{5} b^2 \frac{4}{3} \pi ab^2 = -\frac{3}{5} b^2 v.$$

Следовательно

$$R^2 M_1 A_1 = \frac{3}{5} v J (a^2 - b^2)$$

или, так как  $vJ = M_1$ , то

$$R^2 A_1 = \frac{3}{5} (a^2 - b^2).$$

Таким же методом можно доказать справедливость формулы (6) для  $A_2$  и  $B_2$ .

Для проверки применимости этих формул на практике и возможности определения коэффициентов распределения из теоретических расчетов, были произведены наблюдения по методу Шмидта на приборе Слуцкой магнитной обсерватории с целой группой магнитов в форме эллипсоидов вращения.

Наблюдения производились в первом ламоновом положении при различных углах  $\beta$  отклоняющего магнита по отношению к линии, соединяющей центры магнитов:  $\beta = 0, 30, 60, 90, 120, 180, 210, 240, 270, 300^\circ$ .

Схема расположения магнитов показана на рис. 1.

Из уравнений (1) и (2) для этого случая можно вывести следующее соотношение между углами  $\beta$  и  $\theta$  [5]:

$$\sin \theta = \frac{M}{HR^3} \left[ \left( 2 + \frac{3}{2} A_1 - 6 B_1 + \frac{45}{32} A_2 - \frac{45}{8} A_1 B_1 + \frac{45}{4} B_2 \right) \cos \beta + \right. \\ \left. + \left( \frac{5}{2} A_1 + \frac{105}{64} A_2 - \frac{195}{8} A_1 B_1 \right) \cos 2\beta + \frac{189}{64} A_2 \cos 5\beta \right]. \quad (7)$$

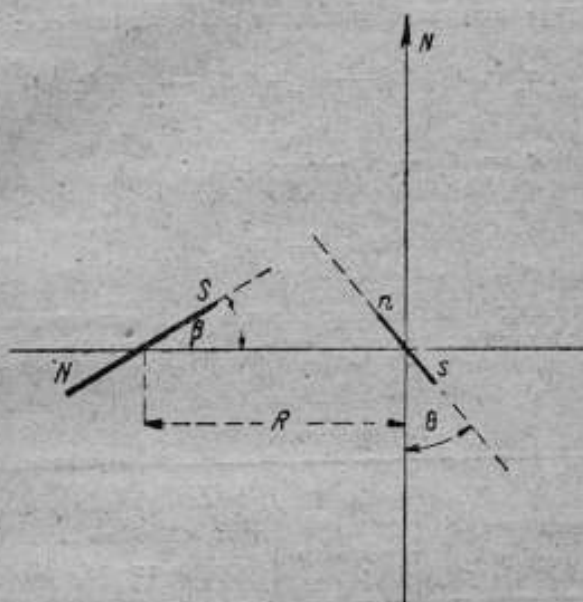


Рис. 1. Схема расположения магнитов.

Отсюда методами гармонического анализа можно получить 3 уравнения:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= A_0 \left( 2 + \frac{3}{2} A_1 - 6 B_1 + \frac{45}{32} A_2 - \frac{45}{8} A_1 B_1 + \frac{45}{4} B_2 \right); \\ a_2 &= A_0 \left( \frac{5}{2} A_1 + \frac{105}{64} A_2 - \frac{195}{8} A_1 B_1 \right); \\ a_3 &= A_0 \frac{189}{64} A_2. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где  $A_0 = \frac{M}{HR^3}$  и  $a_1, a_2, a_3$  — коэффициенты ряда Фурье, определяемые из наблюдаемых значений  $\sin \theta$  при различных значениях угла  $\beta$ .

Для определения коэффициентов  $A_0, A_1, B_1, A_2$  и  $B_2$  необходимы еще 2 уравнения. Одно из них получается из следующих соображений. Коэффициенты  $A_1$  и  $B_1$  представляют квадрат половины расстояния между фиктивными полюсами магнита, поэтому

$$\frac{A_1}{B_1} = \frac{l_1^2}{l_2^2}.$$



Если оба магнита, отклоняющий и отклоняемый, одинаковой формы, то это отношение очень близко к отношению квадратов для длин магнитов  $L_1$  и  $L_2$ , т. е.

$$\frac{A_1}{B_1} = \frac{L_1^2}{L_2^2}$$

Далее можно пренебречь коэффициентами  $A_2$  и  $B_2$  ввиду их малости по сравнению с  $A_1$  и  $B_1$ .

В таком случае получим 3 уравнения с 3 неизвестными:

$$a_1 = A_0 \left( 2 + \frac{3}{2} A_1 - 6 B_1 - \frac{45}{8} A_1 B_1 \right);$$

$$a_2 = A_0 \left( \frac{5}{2} A_1 - \frac{195}{8} A_1 B_1 \right); \quad (9)$$

$$\frac{A_1}{B_1} = \frac{L_1^2}{L_2^2}$$

Наблюдения были произведены с десятью отклоняющими и двумя отклоняемыми эллипсоидами следующих размеров (таблица 1):

Таблица 1

Размеры эллипсоидов

Магниты	№ магнитов	Диаметр в центральной части $2b$ в см	Длина $2a$ в см
Отклоняющие . . . . .	1	0,8952	9,988
	2	0,9000	10,023
	3	0,8986	10,016
	4	0,8992	10,009
	5	0,8970	10,022
	6	0,8977	10,030
	7	0,8976	10,041
	8	0,8965	10,036
	2'	0,7883	8,000
	3'	0,8990	9,043
Отклоняемые . . . . .	1	0,6930	6,938
	2	0,90	4,00

С каждой парой эллипсоидов были произведены три независимые серии наблюдений и для каждой из них вычислены значения  $p$  и  $q$  по формулам (9) и (4). При вычислении углов отклонения и их синусов были приняты во внимание поправки на изменения склонения горизонтальной составляющей земного поля, температуры и индукционного действия земного поля. Для этой цели предварительно были определены температурный и индукционный коэффициенты всех эллипсоидов. Перед наблюдением все эллипсоиды были намагничены до насыщения в однородном магнитном

поле для получения однородного намагничения и частично размагничены переменным полем, также однородным, с убывающей до нуля амплитудой.

Результаты наблюдений приведены в табл. 2, которая дает значения углов отклонений и вычисленные значения коэффициентов  $A$  и  $B$ . В табл. 3 даны величины коэффициентов  $p$  и  $q$ , полученные из наблюдений и вычисленные по теоретическим формулам (6).

Результаты показывают, что вычисленные величины  $p$  и  $q$  для каждой пары эллипсоидов лежат в пределах наблюдаемых значений. Этот факт подтверждает высказанное предположение, что для эллипсоидов значения  $p$  и  $q$  могут быть вычислены из размеров самого эллипсоида, причем точность, с какой они могут быть получены таким методом, значительно выше точности, получаемой из наблюдений. Доказать это можно, если обратиться к формулам (5) и (6), определяющим  $p$  и  $q$ , которые показывают, что ошибка в определении коэффициентов распределения зависит от двух причин — от ошибок в измерении размеров эллипсоидов и от неоднородности их намагничения. Первая ошибка может быть доведена до минимальных размеров путем увеличения точности измерения размеров эллипсоида. Вторая же ошибка нам совершенно неизвестна, так как неизвестна степень однородности материала, но, анализируя формулы (5), мы можем оценить пределы тех погрешностей, которые получаются вследствие неоднородности намагничения. Посмотрим, как отражается это на коэффициенте  $A_1$ . Из формул (5) и (5') имеем:

$$R^2 A_1 = \frac{\int \rho^2 P_2 dm}{M_1} = \frac{\int \rho^2 P_2 (J ds) - \int \rho^2 P_2 \operatorname{div} J dv}{\int \rho P_1 (J ds) - \int \rho P_1 \operatorname{div} J dv} \quad (10)$$

Для случая однородного намагничения  $(J ds) = J dx dy$ , поэтому

$$R_1^2 A_1 = \frac{\int \rho^2 P_2 (J ds)}{\int \rho P_1 (J ds)} = \frac{\int \rho^2 P_2 dx dy}{\int \rho P_1 dx dy} \quad (11)$$

В случае же неоднородности намагничения в выражении (10) появляются и в числителе и в знаменателе члены в виде вычитаемого, зависящие от дивергенции  $J$ . Кроме того вектор  $J$  в первых членах имеет непостоянное значение.

Применяя к интегралам выражения (10) теорему о среднем значении, получим:

$$R^2 A_1 = \frac{J_m \rho_m^2 s - \rho_m^{\prime 2} \operatorname{div}_m J v}{J_m' \rho_m' s - \rho_m^{\prime 2} \operatorname{div}_m' J v}$$

Положим, что  $J$  меняется от  $J_0$  в центре до  $J_1$  на конце эллипсоида и что изменение пропорционально расстоянию от центра, т. е.

$$J = J_0 - \frac{J_0 - J_1}{a} x;$$

тогда

$$\operatorname{div} J = \frac{J_0 - J_1}{a} = -\frac{\Delta J}{a}.$$

Результаты наблюдений над эллипсоидами

М.сеп. и число наблюдений	№ эллипсоидов		Средние углы отклонения при			$a_3$	$a_2$	$a_1$	$B_1$	
	отклоняюще-цето	подвешенного	$\beta = 0^\circ$	$\beta = 30^\circ$	$\beta = 60^\circ$					
26 апреля	1	2	18°58'12"	15°58'40"	8°46'52"	0,31748	0,00665	0,000332	0,0168	0,00270
8 мая	1	2	18°58'42"	15°58'00"	8°47'46"	0,31667	0,00593	0,000029	0,0151	0,00242
21 "	1	2	18°55'46"	15°58'12"	8°46'36"	0,31747	0,00648	0,000172	0,0164	0,00263
25 "	1	1	18°36'42"	15°42'52"	8°38'54"	0,31249	0,00618	0,000123	0,0165	0,00797
29 "	1	1	18°34'13"	15°42'19"	8°41'18"	0,31238	0,00550	0,000449	0,0146	0,00707
3 июня	1	1	18°35'49"	15°42'20"	8°38'41"	0,31248	0,00617	0,000139	0,0165	0,00797
5 "	2	1	59°20'38"	46°48'26"	23°52'46"	0,84223	0,01690	0,000780	0,0168	0,00804
5 "	2	1	59°21'16"	46°49'12"	23°47'25"	0,84175	0,01778	0,000303	0,0177	0,00848
8 "	2	1	59°30'07"	46°58'10"	23°55'00"	0,84171	0,01650	0,000675	0,0164	0,00784
8 "	2	2	60°49'23"	47°51'05"	24°16'27"	0,85495	0,01676	0,000258	0,0158	0,00251
11 "	2	2	60°55'59"	47°55'31"	24°17'50"	0,85595	0,01711	0,000340	0,0161	0,00256
19 "	2	2	61°03'20"	47°50'25"	24°17'08"	0,85602	0,01723	0,000611	0,0162	0,00258
22 "	3	1	48°51'13"	39°36'33"	20°42'51"	0,73761	0,01539	0,000300	0,0175	0,00838
22 "	3	1	48°53'46"	39°42'18"	20°43'20"	0,73722	0,01530	0,000746	0,0174	0,00834
22 "	3	1	48°46'27"	39°37'36"	20°40'37"	0,73720	0,01531	0,000337	0,0174	0,00836
25 "	3	2	51°14'58"	41°02'30"	21°12'19"	0,75967	0,01895	0,000152	0,0202	0,00322
25 "	3	2	51°10'48"	41°00'06"	21°13'05"	0,75966	0,01893	0,0003310	0,0197	0,00314
25 "	4	1	57°18'28"	45°35'12"	23°22'11"	0,82564	0,01626	0,000354	0,01646	0,00791
25 "	—	1	57°14'27"	45°33'22"	23°28'17"	0,82549	0,01500	0,000128	0,01513	0,00727
25 "	—	1	57°09'09"	45°27'55"	23°18'19"	0,82456	0,01623	0,000382	0,01646	0,00791
1 июля	5	1	47°04'36"	38°26'02"	20°10'29"	0,71818	0,01418	0,000218	0,01651	0,00791
2 "	5	1	47°13'20"	38°31'01"	20°13'58"	0,71971	0,01426	0,000477	0,01656	0,00794
3 "	5	1	47°13'48"	38°31'54"	20°15'02"	0,71988	0,01409	0,000288	0,01687	0,00808
5 "	6	1	42°13'56"	34°47'40"	18°29'29"	0,65915	0,01274	0,000243	0,01613	0,00772
7 "	6	1	42°09'26"	34°47'16"	18°29'12"	0,65888	0,01241	0,000	0,01571	0,00752
8 "	6	1	42°22'39"	34°56'34"	18°33'14"	0,65671	0,01271	0,000111	0,01616	0,00774
9 августа	7	1	21°38'45"	18°15'41"	10°03'00"	0,36184	0,00670	0,000181	0,01543	0,00737
9 "	7	1	21°37'54"	18°14'35"	10°02'50"	0,36125	0,00677	0,000161	0,01587	0,00758
10 "	7	1	21°37'45"	18°15'57"	10°02'00"	0,36152	0,00677	0,000118	0,01560	0,00745
9 июля	8	1	50°48'00"	41°08'20"	21°26'06"	0,75926	0,01477	0,000430	0,01624	0,00776
15 "	8	1	50°47'38"	41°07'46"	21°26'54"	0,75922	0,01472	0,000285	0,01600	0,00765
15 "	8	1	50°45'44"	41°07'13"	21°22'07"	0,75893	0,01517	0,000067	0,01670	0,00791
11 апреля	2	1	50°56'33"	26°10'46"	14°20'44"	0,506260	0,006072	0,000293	0,00992	0,00584
13 "	—	1	30°54'14"	26°10'09"	14°18'58"	0,506803	0,006239	0,000905	0,00996	0,00586
17 "	—	1	30°55'55"	26°04'36"	14°20'30"	0,506180	0,006179	0,000059	0,01011	0,00595
12 августа	—	1	30°51'02"	26°00'20"	14°17'56"	0,50643	0,006250	0,000087	0,01036	0,00779
14 "	—	1	30°50'10"	26°00'41"	14°20'32"	0,50671	0,00572	0,000300	0,00943	0,00709
15 "	—	1	30°49'53"	25°27'20"	14°17'40"	0,50603	0,00626	0,000443	0,01040	0,00782
21 апреля	2	2	31°28'06"	26°30'56"	14°32'32"	0,514293	0,00661	0,000045	0,01035	0,00202
25 "	—	2	31°26'55"	26°20'07"	14°35'02"	0,512905	0,00578	0,001489	0,00906	0,00177
1 августа	3	2	48°24'36"	38°35'04"	20°51'50"	0,733343	0,01194	0,000201	0,01309	0,00256

Значения  $p$  и  $q$ , вычисленные по формулам и измеренные

№ зал исп- сондо в		$p$			$q$		
отклоняю- щего	подвесного	из наблюд.	средн. из наблюд.	вычислен.	из наблюд.	средн. из наблюд.	вычислен.
1	2	23,058 20,570 22,460	22,2	22,79	- 553 - 493 - 526	- 527	- 528
2	1	8,478 8,964 8,289	8,59	8,45	-1 638 -1 824 -1 560	-1 694	-1 599
2	2	21,591 22,032 22,158	21,92	22,78	- 480 - 510 - 506	- 495	- 531
3	1	8,802 8,766 8,790	8,79	8,41	-1 777 -1 761 -1 765	- 1 768	- 1 600
3	2	25,02 27,00	26,00	22,75	- 791 - 729	- 760	- 531
4	1	8,27 7,60 8,27	8,01	8,37	-1 580 -1 320 -1 580	-1 490	- 1 598
5	1	8,36 8,37 8,55	8,43	+ 8,45	-1 588 -1 596 -1 652	- 1 612	- 1 602
6	1	8,19 7,97 8,9	8,08	8,49	-1 515 -1 434 -1 523	- 1491	- 1 606
7	1	7,88 8,10 7,96	7,94	8,56	-1 369 - 1 458 -1 409	-1 412	- 1 608
8	1	8,28 8,14 8,70	8,37	8,53	-1 531 -1 490 -1 604	- 1 541	- 1 607
2'	1	- 2,38 - 2,17 - 2,39 - 2,16 - 2,33	- 2,29	- 2,43	- 980 - 810 - 988 - 744 - 730	- 850	- 1 019
2'	2	13,24 11,57	12,40	11,91	- 256 - 197	- 226	- 338
3'	2	19,22	19,22	17,18	- 531	- 531	- 432

В таком случае

$$R^2 A_1 = \frac{J_m p_m^3 s + \Delta J p_m'' s \frac{v}{a}}{J_m' p_m' s + \Delta J p_m''' s \frac{v}{a}}$$

или

$$R^2 A_1 = \frac{J_m \rho_m^3 s \left[ 1 + \frac{\Delta J}{J_m} \frac{\rho_m^3 v}{\rho_m^3 a s} \right]}{J_m' \rho_m' s \left[ 1 + \frac{\Delta J}{J_m'} \frac{\rho_m''' v}{\rho_m' a s} \right]}$$

Члены  $\frac{\rho_m''' v}{\rho_m' a s}$  и  $\frac{\rho_m''' v}{\rho_m' a s}$  очень близки к единице, поэтому без большой погрешности можно написать:

$$R^2 A_1 = \frac{J_m \rho_m^3 s \left[ 1 + \frac{\Delta J}{J_m} \right]}{J_m' \rho_m' s \left[ 1 + \frac{\Delta J}{J_m'} \right]}$$

Члены в квадратных скобках при малой разности  $\Delta J$  очень мало будут отличаться друг от друга. Например при  $\frac{\Delta J}{J} = 0,05$  члены  $\frac{\Delta J}{J}$  и  $\frac{\Delta J}{J'}$  вряд ли могут отличаться больше чем на 0,001, а следовательно  $1 + \frac{\Delta J}{J}$  и  $1 + \frac{\Delta J}{J'}$  будут различаться не больше чем на 0,1%.

Поэтому предыдущее выражение можно написать:

$$R^2 A_1 = \frac{J_m \rho_m^3 s}{J_m' \rho_m' s} = \frac{J_m \rho_m^3}{J_m' \rho_m'}$$

Для однородного же намагничения, согласно формуле (11), можно написать:

$$R^2 A_1 = \frac{\rho_m^3}{\rho_m'}$$

Ввиду того, что  $J_m$  и  $J_m'$  очень мало отличаются друг от друга, член  $R^2 A_1$ , представляющий квадрат половины расстояния между полюсами, при нарушении однородности намагничения меняется очень мало. То же самое относится и к члену  $A_2$ . Поэтому и на коэффициентах  $p$  и  $q$  нарушение однородности так же мало отражается.

Для проверки правильности теоретических рассуждений были произведены измерения коэффициентов  $p$  и  $q$  одного из эллипсоидов, намагниченного один раз в однородном поле, а другой раз в сильно неоднородном.

Расстояние от центра эллипсоида	$B$ для однородного намагничения	$B$ для неоднородного намагничения
0	5 220	4 830
0,5	5 220	4 830
2,2	5 220	4 433
3,8	5 120	4 240
4,8	5 040	3 890

О степени однородности самого намагничивания можно судить по распределению индукции  $B$ , измеренной баллистическим методом вдоль магнита и приведенной в таблице на стр. 167.

Как видим, степень однородности намагничивания в обоих случаях совершенно различна. Если в первом случае индукция падает от середины к концу всего лишь на 4%, то во втором — более 20%.

Между тем величина коэффициентов распределения  $p$  и  $q$ , определенная для обоих случаев, как видно из приводимых ниже данных, отличается для  $p$  на 10%, а для  $q$  на 20%, что может вызвать ошибку в определении магнитного момента всего лишь на 0,06%.

	$p$	$q$	$k = 1 - \frac{p}{R^2} - \frac{q}{R^4}$	$\frac{\Delta M}{M}$
Для однородного намагничивания . . . . .	8,62	-1 715	0,99254	0,06
Для неоднородного намагничивания . . . . .	7,73	-1 375	0,99311	0,004
Вычисленные значения . . . . .	8,45	-1 599	0,99258	—

Вычисленные же значения  $p$  и  $q$  по теоретическим формулам очень мало отличаются от значений, полученных экспериментальным путем для однородного намагничивания.

В практике такой сильной неоднородности в намагничивании быть не может, и поэтому расхождения между действительными значениями  $p$  и  $q$  и определенными теоретически будут незначительны.

Из всего этого следует, что у эллипсоидов, изготовленных из стали с однородным строением, коэффициенты  $p$  и  $q$  могут быть получены значительно точнее вычислением, чем экспериментальным путем, и необходимая для практики точность (абсолютная погрешность  $\Delta p \leq 0,04$ ) вполне может быть достигнута этим методом.

Отсюда вытекает, что для абсолютных магнитных измерений необходимо применять магниты эллипсоидальной формы и вычислять  $p$  и  $q$  из размеров этих эллипсоидов, совершенно оставив экспериментальные методы измерения как Ламона, так и Шмидта.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Яновский, К вопросу об установлении эталонов магнитного момента в абсолютных единицах, „Труды ВИМС“, вып. 1(17), 1932, стр. 91.
2. A. Schmidt, Über die gegenseitige Einwirkung zweier Magnete in beliebiger Lage, „Terrestrial Magnetism“, 17, 1912, 181.
3. Н. В. Розе, Н. Н. Трубитчинский и Б. М. Яновский, Земной магнетизм и магнитная разведка, ОНТИ, ГТИ, 1934.
4. Lamont, Handbuch des Erdmagnetismus, Berlin, 1849.
5. A. Schmidt, Über die Bestimmung der Parameter von Stabmagneten, Bericht, die Tätigkeit des Preuss. Meteorolog. Instituts, 1926.
6. R. Bock, Ein neuer magnetischer Normaltheodolit, „Zeitschr. für Instrumentenkunde“, 48, 1926, 1.
7. Б. М. Яновский, Об определении коэффициентов распределения, „Труды ЦИЗМАЭ“, вып. 2, 1936, стр. 64.
8. Observations magnetiques, faites à l'observatoire de Zu-kia-pang, 14, 1933, III.

## SUR LES MÉTHODES DES MESURES MAGNÉTIQUES ABSOLUES

### Résumé

La méthode absolue des mesures magnétiques, basée sur l'action réciproque de deux aimants, exige la détermination des coefficients de répartition des aimants permanents  $p$  et  $q$ , dépendant de leur forme et de leurs dimensions. Ces coefficients, exprimés pour les aimants de forme cylindrique par les équations (4) et (5), sont déterminés expérimentalement ou par la méthode de Lamont (L. 4) ou celle de Schmidt (L. 2), mais ni l'une ni l'autre de ces méthodes ne donnent la précision nécessaire pour les mesures absolues. C'est pourquoi, afin d'augmenter la précision de la définition de  $p$  et de  $q$ , il a été nécessaire de renoncer aux méthodes expérimentales et de passer à la méthode de détermination directe d'après les dimensions des aimants, en se fondant sur des considérations théoriques. L'unique forme, qui permet d'exprimer  $p$  et  $q$  de manière finie avec dépendance des dimensions, c'est l'ellipsoïde de rotation (dans un cas particulier — la sphère) pour lequel les équations (5) prennent après quelques modifications la forme, représentée par l'équation (6).

En se basant sur cela, on a fait des déterminations expérimentales de tout une série d'ellipsoïdes, pour lesquels  $p$  et  $q$  ont pu être calculés d'après les formules (4) et (6), par la méthode de Schmidt, dans le but de vérifier la méthode théorique.

Les résultats des observations et des calculs théoriques, cités dans les tableaux 2 et 3, montrent, que les valeurs calculées de  $p$  et  $q$  diffèrent des valeurs obtenues expérimentalement dans les limites de la précision des observations.

Cela donne raison de renoncer à la méthode expérimentale de déterminer  $p$  et  $q$  et de passer à la méthode du calcul d'après les dimensions de l'aimant, à quoi il est seulement nécessaire de remplacer dans les observations absolues les aimants habituels de forme cylindrique par les ellipsoïdes de rotation.

*B. M. Яновский*

## МАГНИТОГРАФЫ

### Общие сведения

Магнитографами называются приборы, служащие для записи вариаций элементов земного магнитного поля фотографическим путем или каким-либо другим способом. Полный комплект магнитографов состоит из трех приборов: вариометра  $D$  склонения, вариометра  $H$  горизонтальной составляющей, вариометра  $Z$  вертикальной составляющей и пишущей части. Все типы современных вариометров основаны на одних и тех же принципах, и различие их заключается лишь в конструктивном оформлении

и способах регулировки чувствительности и температурной компенсации. Наибольшее распространение в настоящее время имеет система Топфера-Эшенгагена (Töpfer-Eschengagen), изготавливаемая фирмой Бамберг [1]. Наиболее старые обсерватории СССР (Слуцкая, Тбилисская, Свердловская) имеют магнитографы системы Вильда-Эдельмана (Wild-Edelmann) [2]. Системы Эдельмана и Эшенгагена в принципе ничем не отличаются друг от друга. Единственно, что для записей горизонтальной составляющей у Эшенгагена применяется однонитный подвес, а у Эдельмана — двухнитный. В последнее время Лакур (D. La Cour) предложил новую систему магнитографов, в которой существенным изменением является способ записи [3, 4]. Вариометры Лакура позволяют производить запись вариаций трех элементов на одной ленте при двухчасовом обороте барабана в течение круглых суток при любых амплитудах вариаций, в то время как у обычных систем запись получается только за промежуток времени 2 час. До последнего времени магнитографы в СССР не изготавливались совершенно, и все обсерватории Союза снабжались ими из-за границы.

В настоящей работе описывается система вариометров, сконструированная автором и изготовленная на заводе „Эталон“. Существенным изменением в этой системе является вариометр  $Z$ , который построен на совершенно другом принципе, чем обычно. В остальном принципиальных различий с прежними системами не имеется. Все различие сводится к конструктивным особенностям оптического устройства, температурной компенсации, изменению чувствительности, а также расположению приборов относительно друг друга.

Требования, которые обычно предъявляются к вариометрам, следующие: а) показания вариометров должны быть пропорциональны соответствующей вариации того или иного элемента; б) чувствительность, т. е. число делений, на которое отклоняется вариометр под действием вариации, равной единице измерения, должна регулироваться в широких пределах при неизменном расстоянии пишущей части от вариометра; в) влияние температуры на показания вариометра должно быть компенсировано каким-либо способом; г) шкала вариометра должна быть достаточно большой для того, чтобы регистрировать все возможные вариации; д) регулировка светового пятна на шкале по возможности проста и доступна; е) размеры всей установки должны быть минимальными. Все эти требования данной системой полностью выполняются.

### Теория унифиляра

Вариометры склонения и горизонтальной составляющей, которые мы будем называть унифилярами, различаются между собой лишь способом установки магнитов. Унифиляр представляет собой обычный магнитомер, т. е. прибор, в котором магнит подвешен на нити, имеющей кручение. Положим, что ось магнита  $OM$  в унифиляре составляет угол  $\theta$  с направлением истинного меридиана  $N-S$  и угол  $\varphi$  с направлением магнитного меридиана  $OH$  (рис. 1). В таком случае условие равновесия магнита выразится уравнением:

$$MH \sin \theta = C\varphi, \quad (1)$$

где:  $M$  — магнитный момент магнита;  $H$  — горизонтальная составляющая;  $C$  — коэффициент кручения;  $\varphi$  — угол, на который закручена нить.



Так как угол  $\theta = \theta - D$ , где  $D$  — склонение, то, дифференцируя уравнение (1), получим:

$$MH \cos \theta (d\theta - dD) + M \sin \theta dH + H \sin \theta dM = C d\varphi.$$

При изменении угла  $\theta$  на величину  $d\theta$  угол кручения  $\varphi$  меняется на ту же величину, но в противоположном направлении, т. е.  $d\theta = -d\varphi$ . Поэтому предыдущее выражение можно представить в виде:

$$MH \cos \theta d\theta - MH \cos \theta dD + M \sin \theta dH + H \sin \theta dM + C d\theta = 0$$

или

$$(MH \cos \theta + C) d\theta = MH \cos \theta dD - M \sin \theta dH - H \sin \theta dM.$$

Отсюда

$$d\theta = \frac{MH \cos \theta}{MH \cos \theta + C} dD - \frac{M \sin \theta}{MH \cos \theta + C} dH - \frac{H \sin \theta}{MH \cos \theta + C} dM. \quad (2)$$

Если обозначить через  $\Delta$  угол  $\theta$ , соответствующий углу кручения, равному  $2\pi$ , то уравнение (1) можно написать в таком виде:

$$MH \sin \Delta = 2\pi C$$

или

$$\frac{C}{MH} = \frac{\sin \Delta}{2\pi}.$$

При малых углах  $\Delta$  можно положить  $\sin \Delta$  равным углу  $\Delta$ , и тогда

$$\frac{C}{MH} = \frac{\Delta \sin 1'}{2\pi} = a\Delta,$$

где  $\Delta$  выражено в минутах дуги.

Подставляя это выражение в уравнение (2), получим:

$$d\theta = \frac{\cos \theta}{\cos \theta + a\Delta} dD - \frac{\sin \theta}{\cos \theta + a\Delta} \frac{dH}{H \sin 1'} - \frac{\sin \theta}{\cos \theta + a\Delta} \frac{dM}{M \sin 1'}$$

При этом  $d\theta$ ,  $\Delta$  и  $dD$  выражены в минутах дуги окружности. Изменения угла  $\theta$ , определяющего положение магнита, т. е. величина  $d\theta$ , отмечаются по шкале или на барабане пишущего прибора, установленных на некотором расстоянии  $R$  от зеркала магнита. Поэтому, обозначая отклонение светового пятна на шкале или барабане, соответствующее изменению угла на величину  $d\theta$ , через  $dn$ , предыдущее выражение можно написать в форме

$$dn = \frac{2R \sin 1' \cos \theta}{\cos \theta + a\Delta} dD - \frac{2R \sin \theta}{\cos \theta + a\Delta} \frac{dH}{H} - \frac{2R \sin \theta}{\cos \theta + a\Delta} \frac{dM}{M}, \quad (3)$$

так как при малых углах  $d\theta$  можно положить, что  $dn = 2R \sin 1' d\theta$ , где  $dn$  и  $R$  выражены в одних и тех же единицах длины, а  $dD$  — в минутах дуги.

Выражение (3) показывает, что при установке магнита унифиляра под произвольным углом  $\theta$  к магнитному меридиану унифиляр будет отмечать



Рис. 1. Диаграмма векторов магнитных сил.

одновременно как вариации склонения, так и вариации горизонтальной составляющей, и кроме того показания его будут зависеть от изменения магнитного момента магнита. Если пренебречь изменениями магнитного момента вследствие изменений магнитных свойств стали с течением времени, то единственной причиной, которая вызывает изменения магнитного момента, будет температура  $t$ . Если обозначить через  $\mu$  температурный коэффициент магнитного момента магнита, то

$$\frac{dM}{M} = -\mu dt.$$

Для того чтобы отклонения унифиляра были функцией только вариаций склонения, необходимо ось магнита установить по направлению магнитного меридиана. Действительно, при  $\vartheta = 0$  уравнение (3) принимает вид:

$$dn = \frac{2R \sin 1'}{1 + a\Delta} dD, \quad (4)$$

т. е. отклонение  $dn$  пропорционально вариации  $dD$ . Постоянный коэффициент

$$\frac{1}{\epsilon_D} = \frac{dn}{dD} = \frac{2R \sin 1'}{1 + a\Delta} \quad (5)$$

представляет чувствительность унифиляра, которая, как видно, зависит только от расстояния магнита до шкалы и от кручения нити. При отсутствии кручения нити чувствительность пропорциональна расстоянию  $R$ , и изменение чувствительности можно производить только путем изменения расстояния.

Для наблюдения вариаций горизонтальной составляющей необходимо ось магнита установить перпендикулярно к направлению магнитного меридиана, т. е. сделать угол  $\vartheta = 90^\circ$ . В этом случае уравнение (3) примет вид:

$$dn = -\frac{2R}{a\Delta} \frac{dH}{H} + \frac{2R}{a\Delta} \mu dt, \quad (6)$$

и отклонения  $dn$  будут зависеть только от вариации  $dH$  и изменений температуры. Чувствительность в этом случае выразится как

$$\frac{dn}{dH} = \frac{2R}{Ha\Delta} = \frac{2RM}{C}, \quad (7)$$

т. е. будет пропорциональна расстоянию  $R$ , магнитному моменту магнита  $M$  и обратно пропорциональна коэффициенту кручения нити  $C$ .

Следовательно изменять чувствительность  $H$ -вариометра можно путем изменения трех величин:  $R$ ,  $M$  и  $C$  в очень широких пределах.

Обозначая через  $\epsilon_H$  постоянную магнитометра, можно написать уравнение (6) в виде:

$$dn = \frac{dH}{\epsilon_H} - \frac{H\mu}{\epsilon_H} dt, \quad (8)$$

где

$$\epsilon_H = \frac{C}{2RM}.$$

Это уравнение показывает, что с увеличением температуры показания  $H$ -вариометра уменьшаются.

Из формулы (7) следует, что при уменьшении кручения нити можно получить чувствительность сколь угодно большой, но при более точном рассмотрении условий равновесия магнита оказывается, что при данной величине горизонтальной составляющей  $H$  чувствительность унифиляра практически не может быть увеличена больше некоторой величины. Для дальнейшего увеличения чувствительности вариометра приходится прибегать к искусственному уменьшению величины горизонтальной составляющей  $H$ .

### Теория Z-вариометра (вертикальной составляющей)

Действие описываемого ниже Z-вариометра основано на индукционном влиянии вертикальной составляющей земного поля на стержень из мягкого магнитного материала, расположенный в вертикальном направлении. Под влиянием вертикальной составляющей такой стержень намагничивается, и магнитный момент его будет меняться при изменениях вертикальной составляющей  $Z$ , вследствие чего магнитная система, подвешенная на нити и находящаяся в равновесии, под действием этого стержня и кручения нити будет менять свое положение в горизонтальном направлении. Как показывает теория, углы отклонения такой системы будут пропорциональны вариации  $dZ$ .

Положим, что стержень  $NS$  расположен вертикально, и на некотором расстоянии от него находится аstaticкая система магнитов  $ns$  и  $n's'$  (рис. 2), подвешенная на нити. Поле, создаваемое стержнем  $NS$  и действующее на магниты  $ns$  и  $n's'$ , ввиду их малых размеров можно считать однородным и напряженность его  $H_0$  пропорциональной намагниченности  $J$  стержня  $NS$ , т. е.

$$H_0 = aJ.$$

Если магнитная восприимчивость  $\chi$  не зависит от  $J$ , то  $J = \chi Z$ , и следовательно  $H_0 = bZ$ , где  $b = \chi a$ , а составляющая на горизонтальную плоскость

$$H_0' = kZ,$$

где  $k$  — некоторая постоянная величина

Если обозначить магнитные моменты магнитов аstaticческой системы через  $M_1$  и  $M_2$ , а угол между их осями — через  $\alpha$  и расположить один из магнитов перпендикулярно к полю  $H_0$ , то условие равновесия аstaticческой системы выразится:

$$kZ(M_1 + M_2 \cos \alpha) = H \sin \theta' (M_1 - M_2 \cos \alpha) - HM_2 \cos \theta' \sin \alpha + C\varphi = 0,$$

где  $\theta'$  — угол между осью магнита  $ns$  и горизонтальной составляющей земного поля  $H$ , равный разности углов  $\theta - D$ , если  $\theta$  — угол между истинным меридианом и осью магнита, а  $D$  — магнитное склонение.

Отсюда, решая это уравнение относительно  $Z$  и различая в нем  $\sin \alpha = 0$ , получим:

$$Z = \frac{M_1 - M_2 \cos \alpha}{M_1 + M_2 \cos \alpha} \cdot \frac{1}{k} H \sin \theta' + \frac{C}{k (M_1 + M_2 \cos \alpha)^2} \varphi$$

или

$$Z = mH \sin \theta' + n\varphi,$$



Рис. 2. Схема расположения магнитной системы Z-вариометра.

где  $m$  и  $n$  — постоянные коэффициенты, равные:

$$m = \frac{M_1 - M_2 \cos \alpha}{k (M_1 + M_2 \cos \alpha)}, \quad n = \frac{C}{k (M_1 + M_2 \cos \alpha)}$$

Дифференцируя это уравнение и принимая во внимание, что  $\theta' = \theta - D$  и  $d\varphi = d\theta$ , будем иметь:

$$d\theta = \frac{1}{mH \cos \theta + n} dZ + \frac{mH \cos \theta'}{mH \cos \theta' + n} dD - \\ - \frac{m \sin \theta'}{mH \cos \theta' + n} dH + \frac{H \sin \theta'}{mH \cos \theta' + n} dm - \frac{\varphi}{mH \cos \theta' + n} dn.$$

При хорошей астатичности системы, когда  $M_1$  и  $M_2$  мало отличаются друг от друга и угол  $\alpha$  мал, коэффициент  $m$  можно считать равным нулю, поэтому

$$d\theta = \frac{dZ}{n} - \frac{\varphi}{n} \frac{dn}{dt} dt = \frac{dZ}{n} + \beta dt, \quad (9)$$

т. е. углы отклонения астатической системы при постоянной температуре будут пропорциональны вариации вертикальной составляющей.

Чувствительность прибора будет равна:

$$\frac{1}{\varepsilon_z} = \frac{1}{n} = \frac{k (M_1 + M_2 \cos \alpha)}{C} \approx \frac{2kM_1}{C}, \quad (10)$$

т. е. пропорциональна магнитному моменту магнита, восприимчивости стержня, так как  $k$  пропорционально  $\chi$ , и обратно пропорциональна кручению нити.

Температурный коэффициент прибора

$$\beta = \frac{\varphi}{n} \frac{dn}{dt} = \frac{Z}{\varepsilon_z} \frac{\mu_1 M_1 + \mu_2 M_2}{M_1 + M_2}, \quad (11)$$

где  $\mu_1$  и  $\mu_2$  — температурные коэффициенты магнитных моментов  $M_1$  и  $M_2$ .

### Устройство оптической системы для фотографической записи

Для фотографической записи отклонений магнитов вариометра необходимо получить на вращающемся барабане пучок света, отраженный от зеркала магнита в виде пятна малого диаметра (точки). Для этой цели отраженные от зеркала лучи должны пройти через систему линз и сфокусироваться в одной точке на поверхности барабана. Наиболее удобной и обычно применяемой системой является система, состоящая из источника света в форме узкой щели или односторонней лампы и двух линз — одной круглой и другой цилиндрической. Расположение их можно видеть на рис. 3. Источник света  $S$  располагается в одной плоскости с образующей барабана  $A$  и в главном фокусе линзы  $L_1$ , находящейся перед зеркалом магнита  $P$ . Расходящийся пучок света, пройдя через линзу  $L_1$ , отразится от зеркала  $P$  параллельным пучком и, пройдя снова через линзу  $L_1$ , сфокусируется на поверхности барабана в виде тонкой линии, являющейся действительным изображением источника света; так как источник света  $S$

и образующая барабана  $A$  находятся в одной фокальной плоскости, то изображение будет той же величины, что и источник. Для получения точечного пучка перед барабаном  $A$  помещается короткофокусная цилиндрическая линза  $L_2$ , которая и фокусирует падающий пучок в точечный. Этот же метод фокусирования пучка света применен и в описываемой системе магнитографов, с той только разницей, что источник света в виде однопольной лампы накаливания мощностью в  $0,5 \text{ W}$  помещается перед барабаном приблизительно в центре, и таким образом условие одинаковости расстояния барабана и источника света от зеркала магнита несколько нарушается.

Такая схема выбрана ввиду большего удобства размещения световых пятен на барабане при выбранном расположении приборов.

При указанном расположении оптической системы фокусное расстояние  $f$  отраженного пучка, т. е. расстояние действительного изображения от линзы  $L_1$ , выразится, как нетрудно видеть, формулой

$$f = \frac{Fr}{F - 2r},$$

если через  $F$  обозначить главное фокусное расстояние линзы  $L_1$ , а через  $r$  — расстояние источника света от линзы.

Дифференцируя эту формулу, находим

$$df = \frac{F^2}{(F - 2r)^2} dr.$$

Так как у нас  $r = F$ , то

$$df = dr,$$

т. е. при отклонении источника света от главного фокуса на величину  $dr$  фокус  $f$  отклоняется на ту же самую величину.

### Температурная компенсация

Наиболее существенным требованием, предъявляемым к вариометрам, является независимость их показаний от температуры. Общая теория унифильтра и  $Z$ -вариометра показывает, что на  $D$ -вариометр температура совершенно не влияет, а на  $H$ - и  $Z$ -вариометр влияние обусловлено изменением магнитного момента магнитов от температуры. Для  $H$ -вариометра температурный коэффициент прибора

$$\beta_H = \frac{H}{e_H} \mu_i$$

а для  $Z$ -вариометра

$$\beta_Z = \frac{Z}{e_Z} \frac{\mu_1 M_1 + \mu_2 M_2}{M_1 + M_2}$$

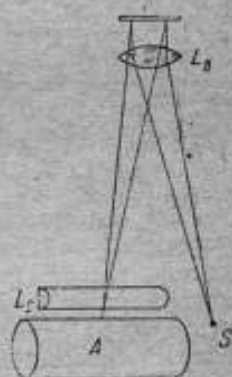


Рис. 3. Схема устройства оптической системы для фотографической записи.

или, так как магниты астатической системы очень мало отличаются друг от друга, то

$$\beta_z = \frac{Z}{e_z} \frac{\mu_1 + \mu_2}{2}.$$

Величина температурного коэффициента вариометров может достигать больших значений, и поэтому необходимо иметь возможность компенсировать это явление. Так например при  $\mu = 0,0004$ ,  $\varepsilon_H = 2^\circ$ ,  $\varepsilon_z = 4^\circ$ ,  $H = 15\,000^\circ$  и  $Z = 45\,000^\circ$ :

$$\beta_H = 3 \text{ мм на } 1^\circ; \quad \beta_z = 2,25 \text{ мм на } 1^\circ$$

или

$$\beta_H = 6^\circ \text{ на } 1^\circ; \quad \beta_z = 9^\circ \text{ на } 1^\circ.$$

Для вариометров с однопитным подвесом существуют два метода температурной компенсации — оптический и магнитный. Оптический метод состоит в том, что отраженный от зеркала магнита луч проходит через призму, которая укреплена на биметаллической пластинке. Под влиянием температуры биметалл изгибается и поворачивает луч настолько, насколько магнит отклоняет его в противоположную сторону под влиянием той же температуры.

Магнитный метод, примененный в описываемой системе вариометров, заключается в том, что на магнит, подвешенный на нити, действует второй компенсационный неподвижный магнит, который создает момент вращения, противоположный моменту, обусловленному действием земного поля. Компенсационный магнит устанавливается так, что создает поле, противоположное горизонтальной составляющей земного поля. При таком расположении добавочного магнита в уравнении (6) равновесия  $H$ -вариометра необходимо лишь заменить  $H$  величиной  $H_1 = H - H_0$ , а дифференциал  $dH$  — разностью дифференциалов  $dH - dH_0$ , где  $H_0$  — напряженность поля, создаваемого компенсационным магнитом. Это поле пропорционально магнитному моменту  $M_0$  магнита, и поэтому

$$\frac{dH_0}{H_0} = \frac{dM_0}{M_0} = -\mu_k dt,$$

где  $\mu_k$  — температурный коэффициент компенсационного магнита. Тогда уравнение (6) напишется в следующем виде:

$$dn = -\frac{2RdH}{a\Delta H} - \frac{2R}{a\Delta} \frac{H_0}{H_1} \mu_k dt + \frac{2R}{a\Delta} \nu dt.$$

Для того чтобы отклонения  $dn$  не зависели от температуры, необходимо, чтобы сумма последних двух членов при любом  $dt$  равнялась нулю, т. е. необходимо соблюдение условия

$$\frac{H_0}{H_1} \mu_k = \nu.$$

<sup>1</sup>  $1^\circ = 0,00001 \text{ Се.}$

которое очевидно всегда может быть выполнено изменением расстояния между компенсирующим и подвесным магнитами. Необходимо только, чтобы компенсационный магнит и магнит унифиляра находились при одинаковой температуре.

Для примера произведем расчет, на каком расстоянии  $r$  нужно поместить компенсирующий магнит от подвесного магнита, чтобы температура не оказывала влияния на показания прибора, предполагая, что температурные коэффициенты обоих магнитов одинаковые, т. е.  $\mu_k = \mu$ . Для такого случая

$$\frac{H_0}{H_1} = 1 \text{ или } \frac{H_0}{H - H_0} = 1,$$

отсюда

$$H_0 = \frac{H}{2},$$

т. е. поле, создаваемое компенсирующим магнитом, должно быть в два раза меньше горизонтальной составляющей земного поля, и так как для Ленинграда  $H = 0,153$  Ое, то  $H_0$  должно быть равным 0,077 Ое. Величину  $H_0$  можно определить по формуле

$$H_0 = \frac{M_0}{r^3},$$

отсюда находим

$$r = \sqrt[3]{\frac{M_0}{H_0}}.$$

Магнитный момент компенсирующего магнита  $M_0$  в данном приборе равен примерно 5 единицам CGS, и тогда

$$r = 4,0 \text{ см.}$$

Расстояния, которые в данном приборе возможно получать, колеблются от 3 до 5 см.

Для  $Z$ -вариометра температурная компенсация магнитным способом осуществляется постоянным магнитом, который помещается под нижним магнитом астатической системы на некотором расстоянии, перпендикулярно к оси нижнего магнита, и создает момент вращения системы, одинаковый с моментом кручения нити. Если напряженности поля, которые будут действовать на верхний и нижний магниты, обозначим соответственно через  $H_1$  и  $H_2$ , то добавочный момент вращения  $P_1$  астатической системы будет:

$$P_1 = H_1 M_1 - H_2 M_2 \cos \alpha.$$

По направлению этот момент должен совпадать с моментом кручения  $C\phi$ . Дифференцируя это выражение и полагая  $\cos \alpha = 1$ , получим:

$$dP_1 = H_1 dM_1 + M_1 dH_1 - H_2 dM_2 - M_2 dH_2.$$

Так как  $H_1$  и  $H_2$  пропорциональны магнитному моменту  $M_0$  компенсирующего магнита, то, обозначив через  $\mu_k$  его температурный коэффициент, можем написать:

$$dP_1 = [H_1 M_1 \mu_k - H_2 M_2 \mu_k + \mu_k (H_1 M_1 - M_2 H_2)] dt.$$

При компенсации этот момент должен уравновешиваться моментом системы  $dP_z$ , вызванным изменением температуры и определяемым согласно равенствам (9) и (11) уравнением

$$dP_z = \beta dt = \lambda Z (\mu_1 M_1 + \mu_2 M_2),$$

где

$$\lambda = \frac{1}{\varepsilon_z (M_1 + M_2)}.$$

Поэтому для условия компенсации будем иметь:

$$dP_1 = dP_z = \lambda Z (\mu_1 M_1 + \mu_2 M_2) = H_1 M_1 \mu_1 - H_2 M_2 \mu_2 + \mu_k (H_1 M_1 - M_2 H_2)$$

или

$$\mu_1 M_1 (\lambda Z - H_1) + \mu_2 M_2 (\lambda Z + H_2) = \mu_k (M_1 H_1 - M_2 H_2).$$

При  $M_1 = M_2$  и  $\mu_1 = \mu_2$

$$\mu_k [2\lambda Z - (H_1 - H_2)] = \mu_k (H_1 - H_2).$$

Это условие при соответствующем подборе величин  $H_1$  и  $H_2$  может быть выполнено. Регулировка поля  $H_1$  достигается перемещением компенсирующего магнита.

### Описание приборов $H$ - и $D$ -вариометров

Вариометры  $H$  и  $D$  по своей конструкции ничем не отличаются друг от друга и могут быть заменены один другим. Прибор состоит из четырехугольного домика  $A$  (рис. 4) высотой 110 мм и основанием  $35 \times 80$  мм, основания  $B$ , на котором помещается домик, и трубки  $C$  с подвесом длиной 160 мм. Магнит  $M$  размером  $1 \times 1 \times 15$  мм подвешивается на кварцевой нити, для закручивания которой имеется головка  $D$ . Высота магнита может регулироваться в пределах 10 мм при помощи подъемного винта  $E$ . С муфточкой, в которую вставляется магнит, скреплено зеркальце  $P$  размером  $5 \times 10$  мм. Рядом с зеркальцем подвесного магнита находится неподвижное (фиксированное) зеркальце таких же размеров, положение которого регулируется двумя винтами  $G$  и  $I$ , находящимися на верхней крышке домика. Это зеркальце служит для фиксирования на ленте прямой линии, относительно которой производится запись вариаций. На одной из стенок домика против зеркала вставлена линза  $L$ , а против линзы укреплена призма  $Q$  полного внутреннего отражения, которая служит для регулировки отраженного от зеркальца пучка света. Регулировка производится двумя микрометрическими винтами  $S$  и  $T$ . Свет от однопольной лампы падает не непосредственно на зеркальце магнита, а отразившись от призмы  $Q$  (рис. 5), благодаря чему луч от источника света можно регулировать в любом направлении, изменяя положение призмы.

В нижней части домика на винтовом столбике  $H$  помещен магнит, служащий для температурной компенсации у  $H$ -вариометра и для изменения чувствительности у  $D$ -вариометра. Регулировка производится поднятием или опусканием магнита при помощи вращения головки  $J$ .



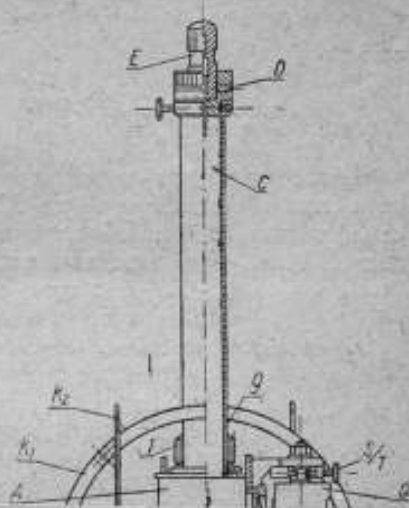
Изменение чувствительности  $D$ -вариометра происходит вследствие того, что компенсационный магнит создает добавочный момент вращения подвешенного магнита. Если обозначить через  $H_0$  напряженность поля, создаваемую компенсационным магнитом, то условие равновесия будет:

$$MH \sin \theta + MH_0 \sin \theta_0 = C\varphi,$$

где  $\theta_0$  — угол между осью магнита и  $H_0$ .

Из этого уравнения, аналогично выводу уравнения (3), получим для отклонения магнита  $dn$  выражение:

$$dn = \frac{2R \sin 1' \cos \theta}{\cos \theta + h \cos \theta_0 + a\Delta} \frac{dD}{H} - \frac{2R \sin \theta}{\cos \theta + h \cos \theta_0 + a\Delta} \frac{dH}{H},$$



Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По вине автора
177	1 снизу	$\epsilon_H dn_H = dn = KI$	$\epsilon_H dn_H = dH = KI$	

т. е. чувствительность  $D$ -вариометра

$$\frac{1}{\epsilon_D} = \frac{2R \sin 1'}{1 - h + a\Delta}$$

будет больше чувствительности вариометра без компенсационного магнита, если только  $H_0 < H$ . Меняя  $H_0$  путем поднятия магнита, можно получить любую величину чувствительности.

Для определения чувствительности вариометров служат кольца Гельмгольца  $K_1$ , скрепленные неподвижно с домиком и устанавливаемые своей плоскостью параллельно оси подвешенного магнита. Если пропустить по обмотке колец ток  $I$ , то магнит отклонится на некоторый угол  $dn$ , и условие равновесия  $H$ -вариометра, согласно уравнению (8), если через  $K$  обозначить постоянную колец Гельмгольца, будет выражаться уравнением:

$$\epsilon_H dn_H = dn = KI.$$

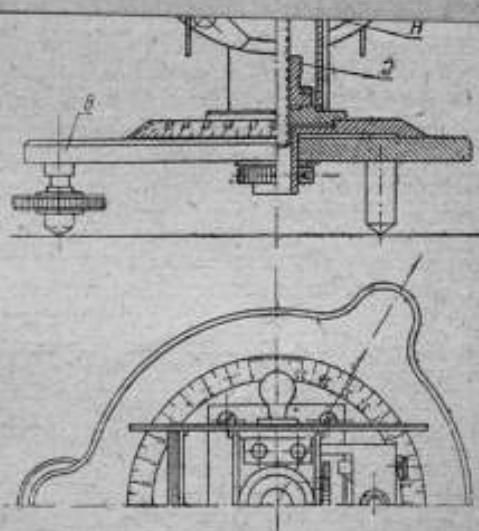


Рис. 4. Разрез прибора  $H$ - и  $D$ -вариометра.

При компенсации этот момент должен уравновешиваться моментом системы  $dP_2$ , вызванным изменением температуры и определяемым согласно равенствам (9) и (11) уравнением

$$dP_2 = \beta dt = \lambda Z (\mu_1 M_1 + \mu_2 M_2),$$

где

$$\lambda = \frac{1}{\epsilon_2 (M_1 + M_2)}.$$

Поэтому для условия компенсации будем иметь:

$$dP_1 = dP_2 = \lambda Z (\mu_1 M_1 + \mu_2 M_2) = H_1 M_1 \mu_1 - H_2 M_2 \mu_2 + \mu_k (H_1 M_1 - M_2 H_2)$$

или

$$\mu_1 M_1 (\lambda Z - H_1) + \mu_2 M_2 (\lambda Z + H_2) = \mu_k (M_1 H_1 - M_2 H_2).$$

При  $M_1 = M_2$  и  $\mu_1 = \mu_2$

$$\mu_1 [2\lambda Z - (H_1 - H_2)] = \mu_k (H_1 - H_2).$$

Это условие при соответствующем подборе величин  $H_1$  и  $H_2$  может быть выполнено. Регулировка поля  $H$  производится с помощью сдвигающего магнита.

Прибор не отличается друг от друга, если заменены один другим. Прибор состоит из четырехугольного домика  $A$  (рис. 4) высотой 110 мм и основанием  $35 \times 80$  мм, основания  $B$ , на котором помещается домик, и трубки  $C$  с подвесом длиной 160 мм. Магнит  $M$  размером  $1 \times 1 \times 15$  мм подвешивается на кварцевой нити, для закручивания которой имеется головка  $D$ . Высота магнита может регулироваться в пределах 10 мм при помощи подъемного винта  $E$ . С муфточкой, в которую вставляется магнит, скреплено зеркальце  $P$  размером  $5 \times 10$  мм. Рядом с зеркальцем подвесного магнита находится неподвижное (фиксированное) зеркальце таких же размеров, положение которого регулируется двумя винтами  $G$  и  $I$ , находящимися на верхней крышке домика. Это зеркальце служит для фиксирования на ленте прямой линии, относительно которой производится запись вариаций. На одной из стенок домика против зеркала вставлена линза  $L$ , а против линзы укреплен призма  $Q$  полного внутреннего отражения, которая служит для регулировки отраженного от зеркальца пучка света. Регулировка производится двумя микрометрическими винтами  $S$  и  $T$ . Свет от однонитной лампы падает не непосредственно на зеркальце магнита, а отразившись от призмы  $Q$  (рис. 5), благодаря чему луч от источника света можно регулировать в любом направлении, изменяя положение призмы.

В нижней части домика на винтовом столбике  $H$  помещен магнит, служащий для температурной компенсации у  $H$ -вариометра и для изменения чувствительности у  $D$ -вариометра. Регулировка производится поднятием или опусканием магнита при помощи вращения головки  $J$ .

Изменение чувствительности  $D$ -вариометра происходит вследствие того, что компенсационный магнит создает добавочный момент вращения подвешенного магнита. Если обозначить через  $H_0$  напряженность поля, создаваемую компенсационным магнитом, то условие равновесия будет:

$$MH \sin \theta + MH_0 \sin \theta_0 = C\varphi,$$

где  $\theta_0$  — угол между осью магнита и  $H_0$ .

Из этого уравнения, аналогично выводу уравнения (3), получим для отклонения магнита  $dn$  выражение:

$$dn = \frac{2R \sin 1' \cos \theta}{\cos \theta + h \cos \theta_0 + a\Delta} dD - \frac{2R \sin \theta}{\cos \theta + h \cos \theta_0 + a\Delta} \frac{dH}{H'}$$

где  $h = \frac{H_0}{H}$ .

При  $\theta = 0$  и  $\theta_0 = 180^\circ$

$$dn = \frac{2R \sin 1'}{1 - h + a\Delta'} dD,$$

т. е. чувствительность  $D$ -вариометра

$$\epsilon_D = \frac{1}{1 - h + a\Delta'}$$

будет больше чувствительности вариометра без компенсационного магнита, если только  $H_0 < H$ . Меняя  $H_0$  путем поднятия магнита, можно получить любую величину чувствительности.

Для определения чувствительности вариометров служат кольца Гельмгольца  $K_1$ , скрепленные неподвижно с домиком и устанавливаемые своей плоскостью параллельно оси подвешенного магнита. Если пропустить по обмотке колец ток  $I$ , то магнит отклонится на некоторый угол  $dn$ , и условие равновесия  $H$ -вариометра, согласно уравнению (8), если через  $K$  обозначить постоянную колец Гельмгольца, будет выражаться уравнением:

$$\epsilon_D dn_H = dn = KI.$$

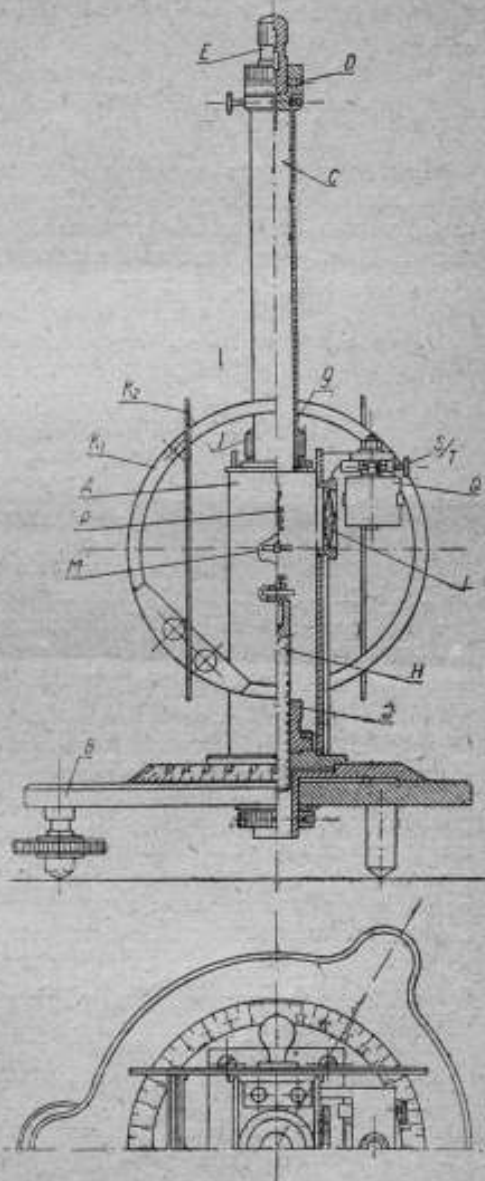


Рис. 4. Разрез прибора  $H$ - и  $D$ -вариометра.

Для  $D$ -вариометра, согласно уравнению (5),

$$\epsilon_D dn_D = dD = \frac{dH}{H \sin 1'} = \frac{KI}{H \sin 1'}$$

отсюда

$$\epsilon_H = \frac{KI}{dn_H}; \quad \epsilon_D = \frac{KI}{dn_D H \sin 1'}$$

Перпендикулярно к кольцам Гельмгольца  $K_1$  укреплена вторая пара колец Гельмгольца  $K_2$ , которая служит для установки магнита относительно магнитного меридиана. Известно, что магнит  $D$ -вариометра должен быть установлен по меридиану, а  $H$ -вариометра — перпендикулярно.

Для этой цели плоскость колец  $D$ -вариометра устанавливается по буссоли перпендикулярно к меридиану, а плоскость колец  $H$ -вариометра — параллельно меридиану, и кручением нити магнит регулируется так, чтобы при включении тока магнит не давал никакого отклонения, что будет указывать на правильность установки магнита относительно меридиана.



Рис. 5. Ход лучей при одном зеркале.

### Описание $Z$ -вариометра

$Z$ -вариометр отличается от  $H$ - и  $D$ -вариометров только тем, что к боковым стенкам домика  $A$  прикреплены шины  $S$  и  $R$  (рис. 6), на которых установлены в вертикальном положении в алюминиевых футлярах стержни из пермаллоя  $T$  и  $U$ . Эти стержни при помощи винтов  $Q$  и  $Q_1$  могут передвигаться по шине и тем самым менять чувствительность прибора. Магнитная система состоит из двух магнитов  $M_1$  и  $M_2$  размерами  $1 \times 1 \times 10$  мм, находящихся на расстоянии 100 мм друг от друга. Схематичное расположение стержней пермаллоя и магнитной системы показано на рис. 7. Вторая пара стержней справа поставлена для увеличения вращающего момента и следовательно для увеличения чувствительности и для создания более однородного поля.

Магнит  $M_2$  для температурной компенсации помещается на таком же столбике в нижней части домика, как и у  $H$ -вариометра.

Для регулировки отраженного пучка света служит не одна призма, а две —  $q$  и  $r$ , так как свет от лампы падает на  $Z$ -вариометр не сбоку, а прямо (рис. 8).

Определение чувствительности производится при помощи горизонтальных колец  $K_2$ , в которые помещается весь прибор.

Постоянная колец  $Z$ -вариометра, ввиду того что они очень далеки от колец Гельмгольца, должна быть определена путем сличения с кольцами Гельмгольца.

Подробное описание  $Z$ -вариометра см. [5].

### Размещение приборов относительно друг друга

Вариометры  $D$ ,  $H$  и  $Z$  размещаются по углам равнобедренного треугольника со сторонами между  $H$  и  $D$  в 25 см и между  $H$  и  $Z$  или  $D$

и  $Z$  в 32 см (рис. 9). Пишущая часть помещается перед вариометрами на расстоянии от 0,5 до 1 м.

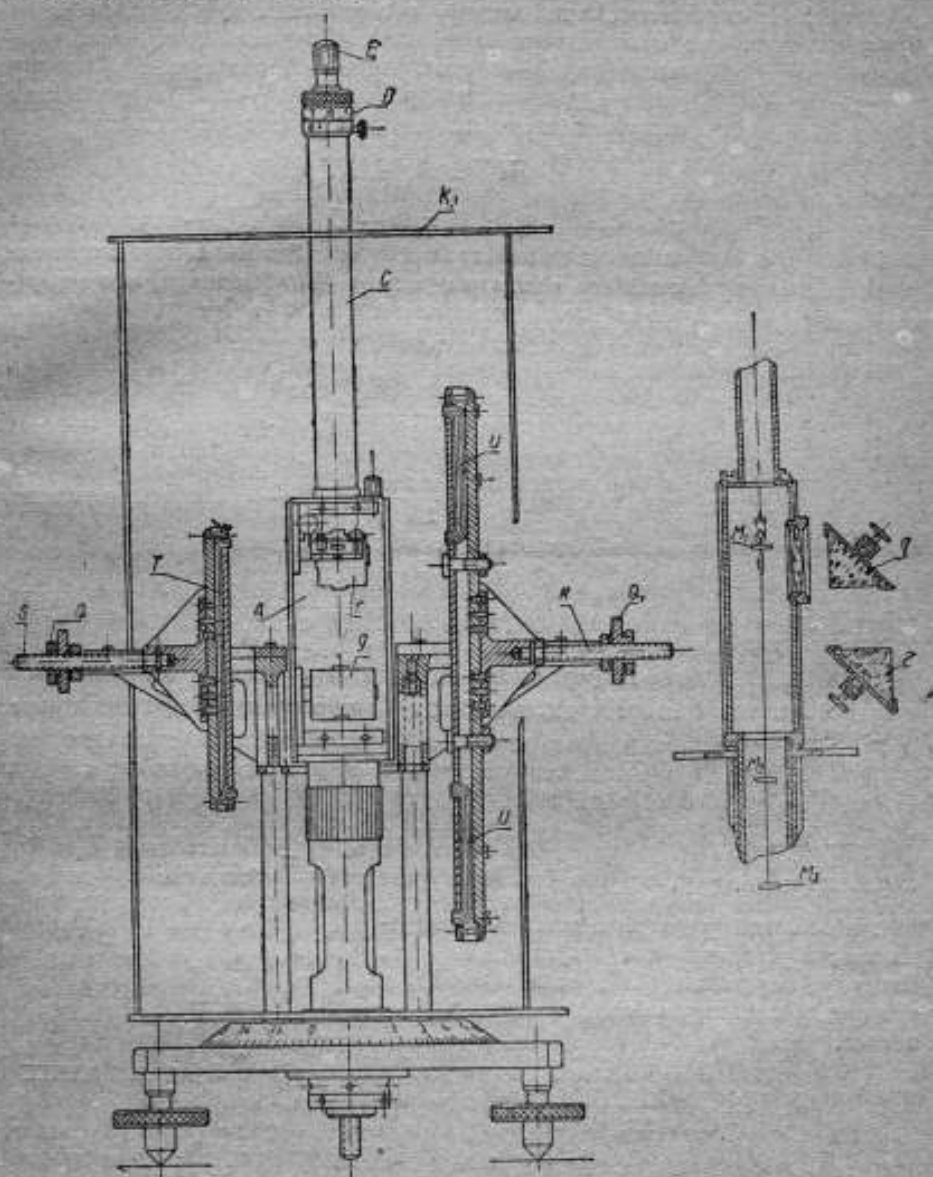


Рис. 6. Разрез прибора Z-вариометра.

При таком расположении приборов очевидно будет существовать взаимодействие магнитов, и поэтому отклонение магнита одного из приборов может вызвать отклонение магнита другого, т. е. вариации одного из элементов могут отражаться на показаниях всех приборов.

Рассмотрим, насколько вариации  $H$  скажутся на показаниях вариометра  $D$  и, наоборот, вариации  $D$  — на показаниях вариометра  $H$ .

Магнит  $H$ -вариометра при данном расположении приборов очевидно будет находиться в поле магнита вариометра  $D$  и, наоборот, магнит вариометра  $D$  — в поле магнита вариометра  $H$ . Поэтому условие равновесия (уравнение 1) магнита унифиляра несколько изменится и представится формулой:

$$MH \sin \theta + MH_a \sin \theta_a = C\varphi,$$

где  $\theta = \theta - D$ ;  $\theta_a = \theta - D_a$  и  $H_a$  — напряженность поля, создаваемая магнитом. Значения же остальных символов видны из рис. 1. Дифференцируя это выражение по переменным  $D_a$  и  $\theta$  и решая полученное уравнение относительно  $d\theta$ , получим:

$$d\theta = \frac{MH_a \cos \theta_a}{MH \cos \theta + MH_a \cos \theta_a + C} dD_a$$

или, заменяя  $d\theta = \frac{dn}{2R}$ , где  $dn$  — отклонение светового пятна в делениях шкалы:

$$dn = \frac{2RMH_a \cos \theta_a}{MH \cos \theta + MH_a \cos \theta_a + C} dD_a \quad (12)$$

Рис. 7. Схема расположения стержней пермаллоя и магнитной системы Z-вариометра.

Дифференциал  $dD_a$  не что иное, как изменение направления вектора  $H_a$ , т. е. угол поворота магнита, создающего это поле, и следовательно выражение (12) представляет отклонение одного из вариометров при отклонении другого на угол  $dD_a$ .

Так как магниты вариометров должны быть установлены перпендикулярно друг к другу, то угол  $\theta_a$  должен равняться  $\frac{\pi}{2} \pm \alpha$ , где  $\alpha$  — некоторый небольшой угол, зависящий от неправильности установки и от вариаций  $D$  и  $H$ . Поэтому выражение (12), если пренебречь в знаменателе вторым членом, представится в виде:

$$dn = \frac{2RMH_a \sin \alpha}{MH \cos \theta + C} dD_a.$$

Для вариометра склонения  $\theta = 0$ , и поэтому

$$dn_D = \frac{2RMH_a}{MH + C} \sin \alpha dD_a$$

или, согласно выражению (5),

$$dn_D = \frac{H_a}{H} \cdot \frac{\sin \alpha}{\varepsilon_D} dD_a.$$

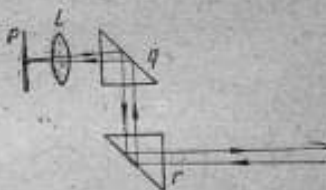


Рис. 8. Ход лучей при двух зеркалах.

Для  $H$ -вариометра  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ , поэтому

$$dn_H = \frac{2RMH_a}{C} \sin \alpha dD_a,$$

или, согласно уравнению (7),

$$dn_H = \frac{H_a}{\epsilon_H} \sin \alpha dD_a.$$

Если выражать  $dD_a$  в минутах дуги, то

$H$

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По вине
181	6 сверху	$dn_D = \frac{H_a}{H\epsilon_D} \sin 1' dD_a'$	$dn_D = \frac{H_a}{H\epsilon_D} \sin 1' \sin \alpha dD_a$	автора

$$H_a' = \frac{2M}{r^2} \text{ или } H_a'' = \frac{M}{r^2}$$

в зависимости от вариометров. Так как магнитные моменты магнитов у вариометров порядка 10 единиц CGS, а  $r = 25$  см, то

$$H_a' = 128^Y; H_a'' = 64^Y.$$

Отклонение от перпендикулярности магнитов может достигнуть в крайнем случае 5 градусов, поэтому при отклонении магнитов на  $1^\circ$  ( $dD_a' =$

$= 60'$ ) вариометры дадут отклонения, при  $\epsilon_D = 1'$  на 1 мм и  $\epsilon_H = 2^Y$  на 1 мм:

$$dn_D = 0,04 \text{ мм};$$

$$dn_H = 0,04 \text{ мм},$$

которыми можно пренебречь.

Для того чтобы вариометр  $Z$  не действовал на вариометры  $H$  и  $D$ , и наоборот, необходимо установить магниты вариометров в плоскости, проходящей через центр астатической системы; в таком случае действие одного магнита астатической системы будет компенсироваться действием другого.

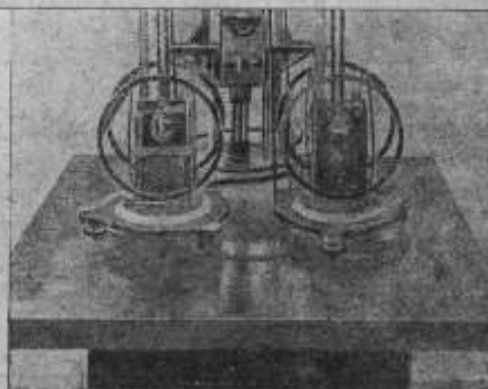


Рис. 9. Внешний вид вариометров  $H$ ,  $Z$  и  $D$ , собранных для работы.

Рассмотрим, насколько вариации  $H$  скажутся на показаниях вариометра  $D$  и, обратно, вариации  $D$  — на показаниях вариометра  $H$ .

Магнит  $H$ -вариометра при данном расположении приборов очевидно будет находиться в поле магнита вариометра  $D$  и, наоборот, магнит вариометра  $D$  — в поле магнита вариометра  $H$ . Поэтому условие равновесия (уравнение 1) магнита унифиляра несколько изменится и представится формулой:

$$MH \sin \vartheta + MH_a \sin \vartheta_a = C\varphi,$$

где  $\vartheta = \theta - D$ ;  $\vartheta_a = \theta - D_a$  и  $H_a$  — напряженность поля, создаваемая магнитом. Значения же остальных символов видны из рис. 1. Дифференцируя это выражение по переменным  $D_a$  и  $\theta$  и решая полученное уравнение относительно  $d\theta$ , получим:

$$d\theta = \frac{MH_a \cos \vartheta_a}{MH \cos \vartheta + MH_a \cos \vartheta_a + C} dD_a$$

или, заменяя  $d\theta = \frac{dn}{2R}$ , где  $n$  — пятна в делениях  $1''$



Рис. 7. Схема расположения стержней перемаллой магнитно-З-вариометра.

отклонения

Так как приборы должны быть установлены перпендикулярно друг к другу, то угол  $\theta_a$  должен равняться  $\frac{\pi}{2} \pm \alpha$ , где  $\alpha$  — некоторый небольшой угол, зависящий от неправильности установки и от вариаций  $D$  и  $H$ . Поэтому выражение (12), если пренебречь в знаменателе вторым членом, представится в виде:

$$dn = \frac{2RMH_a \sin \alpha}{MH \cos \vartheta + C} dD_a.$$

Для вариометра склонения  $\theta = 0$ , и поэтому

$$dn_D = \frac{2RMH_a}{MH + C} \sin \alpha dD_a$$

или, согласно выражению (5),

$$dn_D = \frac{H_a}{H} \cdot \frac{\sin \alpha}{e_D} dD_a.$$

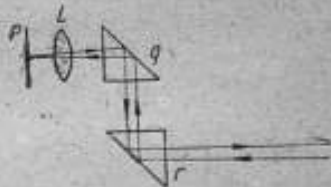


Рис. 8. Ход лучей при двух зеркалах.



Для  $H$ -вариометра  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , поэтому

$$dn_H = \frac{2RMH_a}{C} \sin \alpha dD_a,$$

или, согласно уравнению (7),

$$dn_H = \frac{H_a}{\varepsilon_H} \sin \alpha dD_a.$$

Если выражать  $dD_a$  в минутах дуги, то

$$dn_D = \frac{H_a}{H\varepsilon_D} \sin 1' dD_a';$$

$$dn_H = \frac{H_a}{\varepsilon_H} \sin 1' \sin \alpha dD_a'.$$

Величину  $H_a$  можно найти формулам

$$H_a' = \frac{2M}{r^2} \text{ или } H_a'' = \frac{M}{r^2}$$

в зависимости от вариометров. Так как магнитные моменты магнитов у вариометров порядка 10 единиц  $CGS$ , а  $r = 25 \text{ см}$ , то

$$H_a' = 128^{\gamma}; H_a'' = 64^{\gamma}.$$

Отклонение от перпендикулярности магнитов может достигнуть в крайнем случае 5 градусов, поэтому при отклонении магнитов на  $1^{\circ}$  ( $dD_a' = = 60'$ ) вариометры дадут отклонения, при  $\varepsilon_D = 1'$  на 1 мм и  $\varepsilon_H = 2^{\gamma}$  на 1 мм:

$$dn_D = 0,04 \text{ мм};$$

$$dn_H = 0,04 \text{ мм},$$

которыми можно пренебречь.

Для того чтобы вариометр  $Z$  не действовал на вариометры  $H$  и  $D$ , и наоборот, необходимо установить магниты вариометров в плоскости, проходящей через центр аstaticической системы; в таком случае действие одного магнита аstaticической системы будет компенсироваться действием другого.

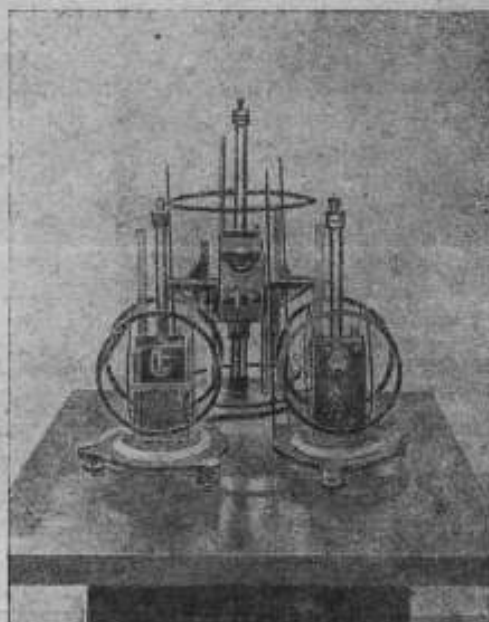


Рис. 9. Внешний вид вариометров  $H$ ,  $Z$  и  $D$ , собранных для работы.

Внешний вид приборов показан на рис. 10, где слева помещен вариометр *H*, справа — вариометр *Z*.

Сличение записей, полученных от новой системы магнитографов, с записями магнитографов, установленных в Слуцкой магнитной обсерватории, показало их полную идентичность.

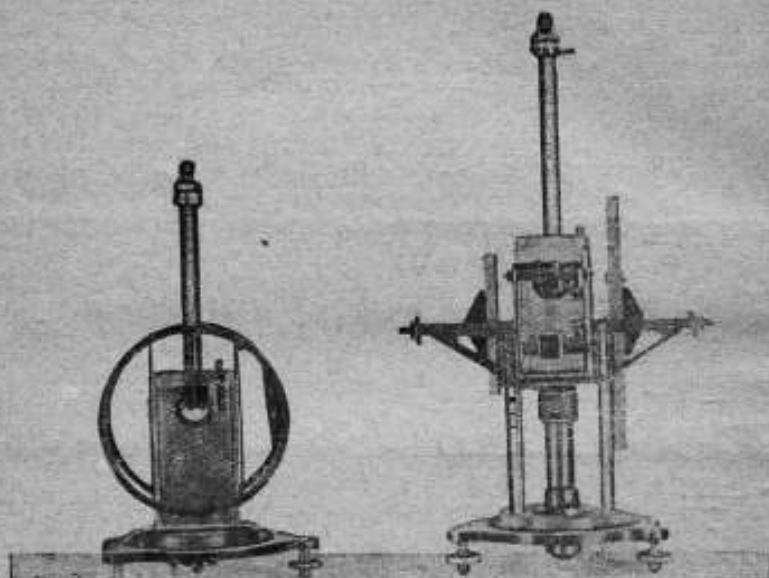


Рис. 10. Внешний вид *H*- и *Z*-вариометров.

На рис. 11 представлен образец записи новых магнитографов при расстоянии самопишущей части от приборов в 0,5 м. Магнитографы имели

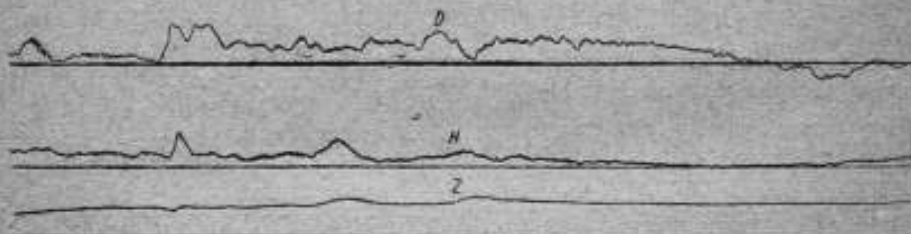


Рис. 11. Запись магнитных составляющих земного поля на общей ленте магнитографа.

постоянные:  $\epsilon_H = 2^\gamma$  на 1 м.м.;  $\epsilon_Z = 1,5^\gamma$  на 1 м.м. и  $\epsilon_D = 16''$  на 1 м.м., в то время как магнитографы Слуцкой обсерватории, установленные на расстоянии от 1,7 до 3 м от самопишущей части, имеют постоянные:  $\epsilon_D = 26''$  на 1 м.м.;  $\epsilon_H = 2,5^\gamma$  на 1 м.м. и  $\epsilon_Z = 3,8^\gamma$  на 1 м.м.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Schmidt, Die magnetischen Variationsinstrumente des Seddiner Observatoriums, „Zeitschrift für Instrumentenkunde“, 27, 1907, 137.
2. H. Wild, Magnétique bifilar Theodolith, Memoires l'academie imperiale des sciences de St. Petersburg, VII série, 1886.
3. D. la Cour et V. Laurisen, Le variomètre de Copenhague, Variomètre magnétique pour la force horizontal, Comm. Magnétiques Kopenhagen, 11, 1930, 1.
4. D. la Cour, A vertical intensity magnetometer, Terrestrial magnetisme, 31, стр. 133, 1926.
5. Б. Яновский, Магнитограф для записи вариаций вертикальной составляющей земного магнитного поля, „Труды ЦИЗМАЭ“, вып. 2, 1936.

Par B. M. Janovsky

## MAGNÉTOGRAPHES

### Résumé

L'auteur décrit un nouveau système de variomètres, dans lequel la différence principale par rapport aux systèmes usuels d'Edelmann, d'Eschenhagen et d'autres consiste dans un variomètre de composante verticale, construit sur un principe tout-à-fait différent du principe de la balance de Lloyd. En outre, le nouveau système n'a pas de différence principielle avec les vieux systèmes. Toute la différence réside dans des particularités de la construction optique, la compensation de température, le changement de la sensibilité etc. et aussi dans la disposition des appareils l'un par rapport à l'autre.

**H- et D- variomètres (de la composante horizontale et de l'inclinaison).** Les variomètres *H* et *D* ne se distinguent pas par leur construction et ils peuvent remplacer l'un l'autre. L'appareil comprend une maisonnette carrée *A* (fig. 4), une base *B*, sur laquelle la maisonnette est placée, avec un tube de suspension *C*. L'aimant de  $1 \times 1 \times 15$  mm est suspendu à un fil de quartz, qui est tordu à l'aide d'une tête de torsion *D*. La hauteur de l'aimant peut être réglée dans les limites de 10 mm à l'aide d'une vis de levage *E*. Le petit manchon, dans lequel on introduit l'aimant, est attaché au miroir *P* de  $5 \times 10$  mm. A côté du miroir de l'aimant suspendu se trouve un miroir fixe des mêmes dimensions, la position duquel est réglée par les vis *G* et *J*, qui se trouvent sur le toit de la maisonnette.

Sur l'une des parois de la maisonnette, en face de l'objectif, un prisme *Q* de réflexion intérieure complète est fixé. Ce prisme sert à régler le faisceau de lumière réfléti par le miroir. La régularisation se produit à l'aide des vis *S* et *T*.

Dans la partie intérieure de la maisonnette, sur une colonne hélicoïdale *H*, se trouve un aimant qui sert dans le variomètre *H* à la compensation de la température et dans le variomètre *D* — au changement de la sensibilité. La régularisation se produit par le levage ou l'abaissement de l'aimant à l'aide de la rotation de la tête.

**Le Z-variomètre (de la composante verticale).** Le fonctionnement de cet appareil, le Z-variomètre, est basé sur l'effet de l'induction de la composante verticale du champ terrestre sur une barre en matériel magnétique doux, disposée verticalement. Sous l'influence

de la composante verticale cette barre est magnétisée, et son moment magnétique varie avec le changement de la composante verticale  $Z$ , ce qui fait que le système magnétique, suspendu au fil et se trouvant en équilibre sous l'action de cette barre et de la torsion du fil, change sa position dans une direction horizontale. D'après la théorie les angles de déviation d'un pareil système seront proportionnels à la variation de  $dZ$ .

Le variomètre  $Z$  ne se distingue dans sa construction des variomètres  $H$  et  $D$  que par les barres  $S$  et  $R$  (fig. 6) fixées sur les parois latérales de la maisonnette. Ces barres servent de support aux barres de permalloy  $T$  et  $U$ , établies verticalement dans les étuis en aluminium. Les barres  $T$  et  $U$  peuvent être déplacées le long des barres  $S$  et  $R$  et par cela faire varier la sensibilité des appareils.

Le système magnétique se compose de deux aimants  $M_1$  et  $M_2$ , de  $1 \times 1 \times 10$  mm, qui sont disposés à une distance de 100 mm. La disposition schématique des barres de permalloy et du système magnétique est montrée sur la fig. 7.

L'aimant pour la compensation de température se trouve dans la partie inférieure de la maisonnette sur des colonnes pareilles à celles du variomètre  $H$ .

La détermination de la sensibilité est faite à l'aide des anneaux horizontaux, dans lesquels on introduit tout l'appareil.

**La disposition des appareils.** Les variomètres  $D$ ,  $H$  et  $Z$  sont disposés dans les angles d'un triangle isocèle dont les côtés entre  $H$  et  $D$  sont de 25 cm et entre  $K$  et  $Z$  ou  $D$  et  $Z$ —de 32 cm.

Le système régistrateur se trouve devant le variomètre à une distance de 50 à 100 cm.

Pour éclairer les appareils on se sert d'une lampe électrique à unifilaire établie sur la paroi de devant du système régistrateur.

*Б. М. Яновский*

## НОВАЯ МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Магнитные системы для электрических измерительных приборов обычно состоят из магнита подковообразной формы, между полюсами которого помещаются наконечники и сердечник из мягкого железа, образующие воздушный зазор, в котором находится рамка.

Появление новой никель-алюминиевой магнитной стали поставило вопрос о пересмотре не только размеров постоянных магнитов, но и их формы. Подковообразная форма, очень удобная и экономичная для получения необходимого магнитного потока в воздушном зазоре от магнитов из вольфрамовой и кобальтовой стали, оказалась мало экономичной для магнитов из никель-алюминиевой стали.

По теории Эвершеда (Evershed) [1] наименьший объем магнита, способный поддерживать в воздушном зазоре магнитное поле напряженностью  $H$ , определяется условием:

$$\int \mu_0 H^2 d\tau_1 = (BH_d)_{\max} \tau_0$$

где интеграл распространяется на весь объем  $v_1$  внешнего пространства;  $v_0$  — минимальный объем магнита;  $(BH_d)_{\max}$  — максимальное произведение индукции на соответствующую ей напряженность размагничивающего поля  $H_d$ , определяемое из гистерезисной кривой стали,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость пустоты.

Для магнитной системы электроизмерительного прибора, где поток в воздушном зазоре однороден, это условие можно написать в виде:

$$\mu_0 H^2 v + \int \mu_0 H_1^2 dv_1 = (BH_d)_{\max} v_0,$$

где  $v$  — объем воздушного зазора, интеграл распространяется на весь объем  $v_1$  внешнего пространства, за исключением воздушного зазора;  $H_1$  — напряженность поля во внешнем пространстве.

Преобразуем предыдущее выражение, вынося за скобку  $\mu_0 H^2 v$  и обозначая отношение

$$\frac{\int H_1^2 dv_1}{H^2 v} = k - 1.$$

Тогда

$$k \mu_0 H^2 v = (BH_d)_{\max} v_0,$$

где  $k$  — постоянная величина, большая единицы и равная отношению максимальной возможной энергии к энергии в рабочем пространстве, т. е. не что иное, как обратная величина коэффициента полезного действия постоянного магнита.

Отсюда получаем:

$$v_0 = \frac{k \mu_0 H^2 v}{(BH_d)_{\max}}.$$

Вычислим по этой формуле минимальный объем магнита из никель-алюминиевой стали, который должен создавать в воздушном зазоре шириной 0,18 см и площадью  $3 \times 2,5$  см плотность потока в 1500 Г. Объем воздушного зазора  $v$  будет очевидно равен:

$$v = 0,18 \times 3 \times 2,5 \times 2 = 2,7 \text{ см}^3.$$

Принимая величину  $(BH_d)$  для никель-алюминиевой стали равной 1 050 000 гаусс  $\times$  эрстед, получим: для объема магнита  $v_0$  величину:

$$v_0 = k \frac{1500 \cdot 1500 \cdot 2,7}{1\,050\,000} \approx 6,0 k \text{ см}^3.$$

Постоянная величина  $k$  теоретически не поддается вычислению и может быть определена лишь из экспериментальных данных.

Для магнитов из вольфрамовой стали подковообразной формы длиной 26 см и площадью сечения  $3,6 \text{ см}^2$ ,  $k = 5$ , т. е. коэффициент полезного действия составляет около 20%. При более рациональном построении магнитной цепи коэффициент полезного действия можно значительно повысить и довести до 30%, что соответствует  $k = 3$ . В этом случае объем оказывается равным:

$$v_0 = 18 \text{ см}^3.$$

Площадь сечения магнита  $s$  можно рассчитать из следующих соображений. Магнитный поток в нейтральном сечении магнита должен быть больше потока в воздушном зазоре, т. е.

$$Bs = \mu_0 Hs_0 p,$$

где  $B$  — индукция магнита, соответствующая максимальному значению  $(BH_d)$ ;  $s_0$  — сечение зазора;  $\mu_0 H$  — плотность потока в зазоре;  $p$  — коэффициент, больший единицы.

Из гистерезисной кривой никель-алюминиевой стали находим, что  $B = 3500$  Г (рис. 1).

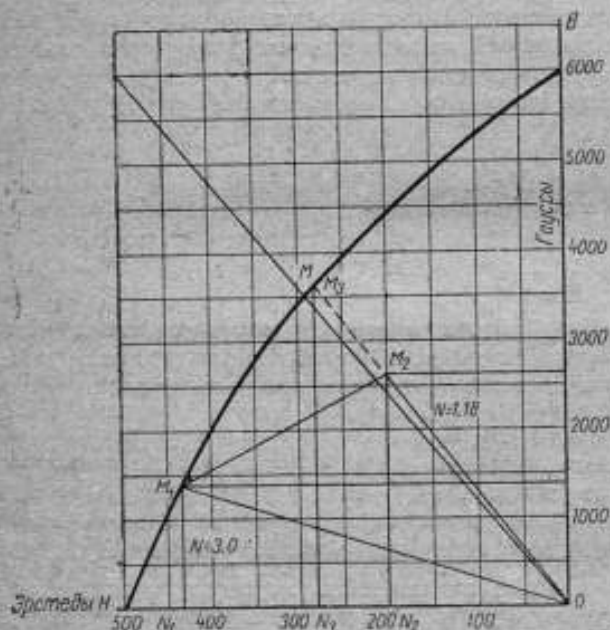


Рис. 1. Размагничивающая кривая никель-алюминиевой стали.

матическая форма, причем магнит такой формы должен служить сердечником магнитной системы, в которой магнитный поток замыкается через воздушные зазоры и ярмо из мягкого железа. При таком устройстве постоянный магнит, создающий магнитный поток, переносится в центральную часть, благодаря чему наибольший поток будет заключаться в сердечнике, тогда как во всех существующих системах при подковообразных магнитах наибольший поток сосредоточен в наиболее удаленной от сердечника части магнитной системы. Это дает возможность использовать максимально возможную энергию с большим коэффициентом полезного действия, чем в старых формах.

Исходя из вышеприведенных расчетов, были построены две магнитные системы, состоящие из магнита  $A$  в форме призмы с закругленными концами и ярма  $B$  из мягкого железа (рис. 2).

Размеры сердечника (магнита), согласно расчетным данным, были выбраны следующие: длина 30,4 мм, площадь сечения  $20 \times 30$  мм<sup>2</sup>, объем

Если принять, так же как и при вычислении объема, коэффициент  $p = 3$ , то площадь сечения магнита должна быть равна  $s = 3,5$  см<sup>2</sup>, а это дает для длины магнита величину

$$l = \frac{18}{3,5} = 5,1 \text{ см.}$$

При такой длине построить подковообразный магнит, при расстоянии между полюсами минимум 4 см, невозможно, и единственным способом сохранить минимальный объем является изменение формы магнита.

Наиболее рациональным в этом отношении является

около 18 см<sup>3</sup>. Вес сердечника составлял 120 г. Размеры железного яра установлены следующие: диаметр наружный 42,4 мм, внутренний 34 мм, площадь поперечного сечения 4,2 × 30 мм<sup>2</sup>. Ширина воздушного зазора составляла 1,8 мм.

Характеристика магнитной стали, из которой был изготовлен сердечник, представлена на рис. 1 участком гистерезисной кривой, из которой видно, что коэрцитивная сила материала составляла 500 Ое, а остаточная индукция 6000 Г.

Измерения остаточного магнитного потока в сердечнике после намагничивания и после замыкания ярмом, а также измерения потока в яре и в воздушном зазоре для двух магнитных систем дали результаты, представленные в табл. 1.

Как видно из табл. 1, плотность потока в зазоре совпадает с расчетными данными.

Если обратиться к рис. 1, то остаточной индукции для магнита № 1 будет соответствовать точка  $M_1$ . При замыкании ярмом индукция повышается, и это повышение, согласно законам намагничивания ферромагнитных тел, будет происходить по кривой  $M_1M_2$ , где точка  $M_2$  соответствует индукции магнита в присутствии яра. Как видно из рисунка, эта точка лежит на прямой  $OM_3$ , почти совпадающей с прямой  $OM$ , которая соответствует максимуму произведения  $(BH_d)_{max}$ , т. е.

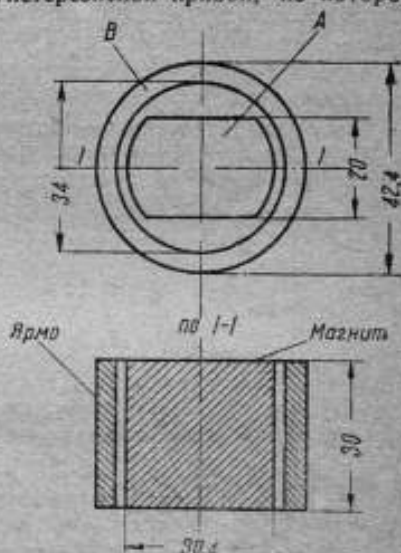


Рис. 2. Эскиз магнитной системы.

Таблица 1

Характеристики магнитных систем

	Поток в максвеллах	Магнитная система № 1	Магнитная система № 2	
		индукция в гауссах	поток в максвеллах	индукция в гауссах
Поток и индукция после намагничивания до насыщения	8 500	1 420	7 500	1 260
Изменение потока и индукции в магните при замыкании ярмом . . . . .	8 390	1 400	7 990	1 330
Поток и индукция в магните в присутствии железного яра . . . . .	16 890	2 820	15 490	2 590
Поток и индукция в яре . . . . .	14 260	5 650	13 940	5 530
Поток и плотность потока в воздушном зазоре, имеющем площадь 7,5 см <sup>2</sup> . . . . .	11 400	1 520	10 500	1 400

система вполне удовлетворяет условию обладания максимальной магнитной энергией. Если же намагничивание системы производить в собранном виде, т. е. в присутствии железного ядра, то остаточная индукция повысится до значения  $M_2 N_2$ .

Для сравнения новой системы с обычной системой подковообразных магнитов из вольфрамовой стали в табл. 2 приведены некоторые данные, характеризующие обе системы.

Таблица 2

Сравнительные характеристики новой системы и системы с подковообразным магнитом

	Новая система с никель-алюминевым магнитом	Система с подковообразным магнитом из вольфрамовой стали
Вес магнита в граммах . . . . .	120	795
Размеры магнита в сантиметрах . . . . .	$3 \times 2 \times 3$	$1,2 \times 3 \times 26,5$
Плотность потока в зазоре в гауссах . . . . .	1 520	1 200
Отношение потока в зазоре к общему потоку в % . . . . .	67	40
Отношение максимальной энергии к энергии в воздушном зазоре в % . . . . .	46	20

Как видно из таблицы, новая система весом в шесть раз меньше старой и превосходит ее по магнитным свойствам во всех отношениях.

Новая система может быть использована для построения гальванометров и технических измерительных приборов; при малом весе и малых габаритах системы качество приборов с новой системой должно быть несколько не ниже качества лучших современных приборов.

Но для этого необходимо, чтобы магниты имели в магнитном отношении однородную структуру. В противном случае поле в зазоре может оказаться неоднородным, и показания гальванометра будут не пропорциональны силе тока.

#### ЛИТЕРАТУРА

- S. Evershed, Permanent magnets in Theory and practice, „Jour. of Inst. Elect. Eng.“ 63, 1925, 725—882.

Par *B. M. Janovsky*

### NOUVEAU SYSTÈME MAGNÉTIQUE POUR LES INSTRUMENTS DE MESURE À CADRE MOBILE

L'auteur a fait le calcul d'après la méthode d'Evershed et, en se basant sur ce calcul, il a construit un système magnétique de galvanomètre, composé d'un aimant prismatique en acier à nickel-aluminium et d'une culasse de fer en forme d'anneau, qui entoure



l'aimant. La forme et les dimensions du système magnétique sont données dans la fig. 2. Le poids de l'aimant est de 120 G, celui de la culasse de 60 G. Les mesures du flux dans l'aimant et dans le jeu d'air ont donné des valeurs très proches des valeurs calculées. L'induction dans le jeu s'est trouvée être égale dans l'un des aimants à 1520 G, et dans l'autre à 1400 G. Les données détaillées de toutes les mesures sont exposées dans le tableau 1.

La comparaison du nouveau système avec le système habituel composé d'un aimant de tungstène en fer à cheval, a montré que le nouveau système, dont les dimensions et le poids sont moins grands, a de meilleures propriétés magnétiques, aussi, il peut être employé avec succès dans la fabrication des appareils de mesure électriques.

*Г. Е. Егоров*

## ИЗМЕРЕНИЯ В ПРИБОРЕ ТИПА ЭПШТЕЙНА ДЛЯ ОБРАЗЦОВ УМЕНЬШЕННОЙ МАССЫ

### Общие соображения

Определение магнитных характеристик листовой электротехнической стали при массовых испытаниях обычно производится в приборах Эпштейна, включаемых по дифференциальной схеме. Дифференциальный метод принят в настоящее время как стандартный для контроля магнитных свойств листовой электротехнической стали.

Образцы для испытания в приборе Эпштейна общей массой в 10 кг приготавливаются из прямоугольных полос длиной 500 мм и шириной 30 мм. Из этих полос составляют 4 одинаковых пакета массой по 2,5 кг каждый, причем половина полос в каждом пакете нарезана вдоль прокатки листов и половина — поперек прокатки.

Для заводов, изготавливающих или потребляющих листовую электротехническую сталь, такое количество материала, расходуемое на испытание одного образца, составляет при массовых испытаниях значительную величину. Так, например, один лишь Верх-Исетский завод в 1935 г. производил до ста испытаний в день, что составляло около 1000 кг стали. В течение одного года, таким образом, завод непроизводительно расходовал около 360 000 кг ценного материала. Поэтому вопрос об уменьшении количества испытываемого материала является очень важным.

Учитывая вышесказанное, ОЛИЗом завода „Электроприбор“ была разработана конструкция прибора типа Эпштейна для образцов уменьшенной массы [1].

### Основные конструктивные данные прибора

Масса испытываемого образца принята равной 5 кг, т. е. вдвое меньше нормальной.

В табл. 1 приводятся основные размеры гильз катушек прибора для образцов в 5 кг конструкции завода „Электроприбор“, причем для сравнения даны размеры прибора Эпштейна для образцов в 10 кг.

Таблица 1

## Основные конструктивные данные прибора Эпштейна нового образца

Конструктивные данные в см	Прибор для образцов в 5 кг	Прибор для образцов в 10 кг
Высота гильз . . . . .	2,4	3,8
Ширина гильз . . . . .	3,6	3,8
Толщина каркаса гильз . . . . .	0,3	0,3
Длина гильзы, на которой уложена обмотка . . . . .	42	42

Остальные размеры прибора примерно такие же, как в обычном приборе Эпштейна.

Данные обмоток приводятся в табл. 2.

Таблица 2

## Данные обмоток прибора Эпштейна нового образца

Назначение обмотки	Общее число витков	Число витков на одну катушку	Число слоев обмотки	Проволока
Измерительная . . . . .	600	150	1	ПБД $d = 1,81$ мм
Намагничивающая при определении потерь . . . . .	600	150	2	Литца $4 \times 2$ мм
Дополнительно намагни- чивающая при опре- делении основной кривой . . . . .	1400	350	2	Литца $4 \times 2$ мм

Схема прибора Эпштейна нового образца изображена на рис. 1.

Прибор имеет три обмотки: одну измерительную (I) и две намагничивающих (II) и (III). Обмотка (II) включается при определении потерь, а обмотка (III) является дополнительной при определении основной кривой, причем обмотка II в этом случае включается последовательно с обмоткой (III), т. е. общее число витков тогда равно 2000, по 500 витков на катушку.

Индексами *n* и *k* обозначены начало и конец обмоток.

## Результаты испытания приборов

В магнитной лаборатории ВНИИМ было произведено исследование двух приборов типа Эпштейна и двух образцов к ним, доставленных заводом с целью их проверки.

Указанные образцы массой по 5 кг были составлены путем разделения пополам одного образца в 10 кг и обозначены № 1 и № 2. Плотность образцов принята равной  $7,55 \text{ г/см}^3$ . Площадь поперечного сечения пакета принята равной  $3,31 \text{ см}^2$ .

Основная кривая намагничивания определялась в пермеатре типа Гопкинсона баллистическим методом для каждого пакета в отдельности.

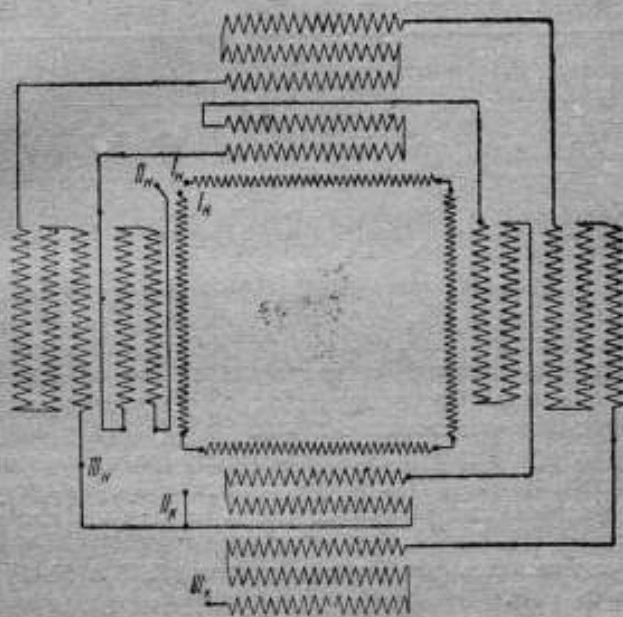


Рис. 1. Схема обмоток прибора Эпштейна завода „Электроприбор“.

Окончательные величины индукции образца были вычислены как арифметические средние из значений, полученных для отдельных пакетов. Результаты измерений для обоих образцов приведены в табл. 3.

Таблица 3

Основная коммутационная кривая намагничивания образцов № 1 и № 2

Напряженность намагничивающего поля ампер-витки см	Магнитная индукция в гауссах		Разность в %
	образец № 1	образец № 2	
25	14 880	14 860	0,13
50	15 890	15 880	0,06
100	17 180	17 160	0,12
300	19 500	19 460	0,2

Потери на гистерезис и токи Фуко измерялись в приборе Элштейна (конструкция ВНИИМ) [2] ваттметровым методом при частоте переменного тока в 50 Hz.

Полученные значения потерь приведены к синусоидальной форме кривой напряжения. Результаты этих измерений даны в табл. 4.

Таблица 4

Потери на гистерезис и токи Фуко образцов № 1 и № 2

Максимальная магнитная индукция в гауссах	Потери в ваттах/кг		Расхождение в %
	образец № 1	образец № 2	
10 000	1,6 <sub>1</sub>	1,6 <sub>2</sub>	1,2
15 000	3,3 <sub>1</sub>	3,4 <sub>2</sub>	2,6

Сравнивая характеристики обоих образцов, приведенные в табл. 3 и 4, можно видеть, что материал образцов не вполне одинаков. Так, если основные кривые намагничивания совпадают довольно хорошо, то в отношении потерь расхождение достигает 2,6%.

Далее были проведены испытания обоих приборов нового образца путем измерения потерь ваттметровым методом. Вся аппаратура, а также методика и условия измерений оставались такими же, как при обычных испытаниях.

Потери определялись для двух образцов (№ 1 и № 2). Результаты приведены в табл. 5.

Таблица 5

Потери на гистерезис и токи Фуко образцов № 1 и № 2, измеренных в различных приборах

Максимальная магнитная индукция в гауссах	Образец № 1					Образец № 2				
	Потери в ваттах на 1 кг									
	Измерения производились в приборе									
	ВНИИМ	завода „Электроприбор“				ВНИИМ	завода „Электроприбор“			
№ 1		$\gamma$ в %	№ 2	$\gamma$ в %	№ 1		$\gamma$ в %	№ 2	$\gamma$ в %	
10 000	1,61	1,60	-0,6	1,63	1,2	1,63	1,66	1,8	1,63	0,0
15 000	3,34	3,37	+0,9	3,37	0,9	3,43	3,45	0,6	3,44	0,3

Погрешность  $\gamma$  вычислялась по отношению к данным измерений на приборе ВНИИМ.

Из приведенных результатов видно, что максимальное расхождение между данными, полученными в новых приборах, и данными ВНИИМ не превосходит 1,8%.

Примерно такие же расхождения наблюдаются и при измерениях только на приборах типа Эпштейна.

Для испытания новых приборов зав. „Электроприбор“ при работе их по дифференциальному методу, оба прибора были включены в дифференциальную схему, причем вся остальная аппаратура, необходимая для этого метода, была использована от аналогичной установки фирмы Сименс и Гальске. В качестве нормального образца применялся образец № 2, а испытуемым служил образец № 1. Результаты измерений приведены в табл. 6 и 7.

Таблица 6

Основная коммутационная кривая намагничивания образца, снятая различными методами

Напряженность магнитного поля  ампер-витки см	Магнитная индукция в гауссах		
	Измерено в приборе		Расхождение в %
	ВНИИМ балли- стическим методом	завода „Электропри- бор“ по дифере- нциальной схеме	
25	14 880	14 880	0,0
50	15 890	15 890	0,0
100	17 180	17 160	-0,1
250	19 150	19 150	0,0

Таблица 7

Потери на гистерезис и токи Фуко, измеренные различными методами

Максимальная магнитная индукция в гауссах	Потери в ваттах на 1 кг		
	Измерено в приборе		Расхождение в %
	ВНИИМ ваттметровым методом	завода „Электро- прибор“ по дифе- ренциальной схеме	
10 000	1,6 <sub>1</sub>	1,6 <sub>2</sub>	0,6
15 000	3,3 <sub>4</sub>	3,4 <sub>2</sub>	2,4

Рассмотрение данных табл. 6 и 7 показывает полное совпадение значений, полученных для основной кривой баллистическим методом, с измере-

ниями в новых приборах по дифференциальному методу. В отношении же потерь результаты несколько расходятся, особенно для индукции в 15 000 Г, при которой расхождение достигает 2,4%. Однако такое расхождение при измерениях потерь дифференциальным методом для индукции в 15 000 Г допустимо и в данном случае, вероятно, обусловлено различными коэффициентами формы кривой напряжения для образцов № 1 и № 2 (см. рис. 3, крив. I и II).

Параллельно с испытанием новых приборов было проведено исследование влияния количества материала образца на коэффициент формы кривой приложенного напряжения. Измерения производились как в приборе Эпштейна ВНИИМ, так и в новых приборах для различных образцов. Коэффициент формы кривой  $k_f$  измерялся при помощи механического выпрямителя и вычислялся по формуле:

$$k_f = \frac{U}{U_{\text{med}}}$$

где  $U$  — действующее значение напряжения на вторичной обмотке,  $U_{\text{med}}$  — среднее значение напряжения на той же обмотке.

Таблица 8

Потери на гистерезис и токи Фуко, измеренные для образцов различной массы и в разных приборах

Максимальная магнитная индукция в гауссах	Потери на гистерезис и токи Фуки в ваттах на 1 кг				
	Количество испытуемого материала				
	целый пакет 10 кг	половина пакета 5 кг	расхождение в %	четверть пакета 2,5 кг	расхождение в %
	в приборе ВНИИМ				
	Образец № 159				
10 000	1,672	1,558	— 6,8	1,500	— 10,3
15 000	3,504	3,340	— 4,7	3,090	— 12,1
	Образец № 176				
10 000	1,820	1,710	— 6,1	—	—
15 000	4,010	3,865	— 3,6	—	—
	Образец № 2				
10 000	1,640	1,604	— 2,2	—	—
15 000	3,460	3,242	— 6,3	—	—
	в приборе завода „Электроприбор“				
	Образец № 159				
10 000	—	1,565	—	1,510	— 3,5
15 000	—	3,336	—	3,161	— 5,3

В табл. 8 даны результаты измерения потерь в приборах ВНИИМ и завода „Электроприбор“, с образцами различной массы, приведенные к синусоидальной форме кривой.

В этом случае было предположено, что коэффициент формы кривой напряжения не зависит от количества материала, и при подсчетах поль-

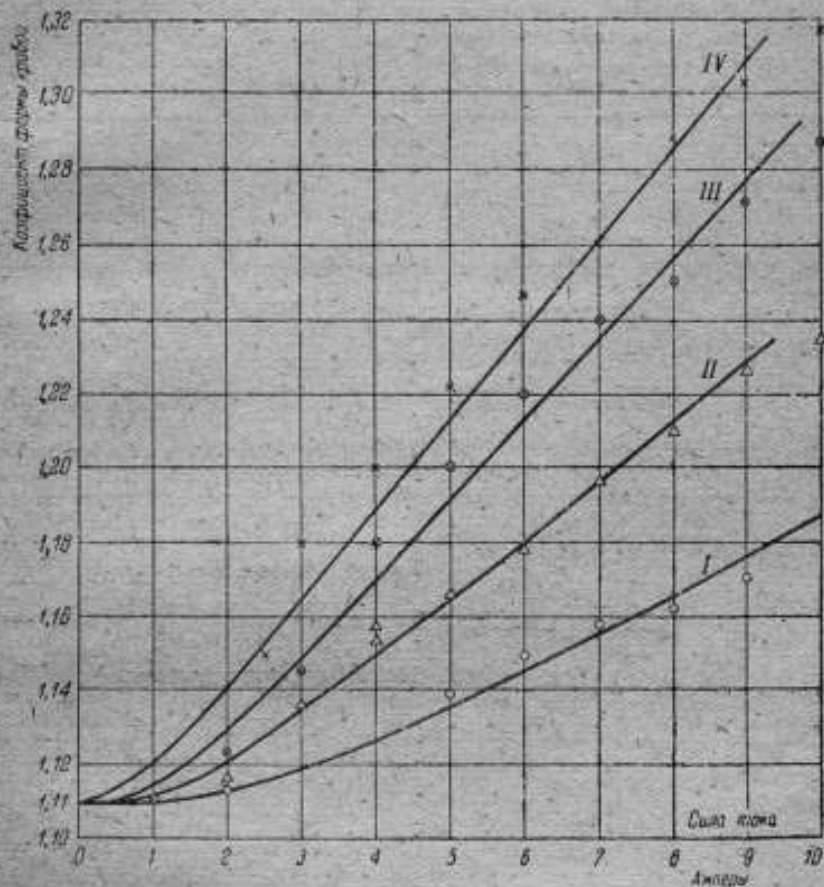


Рис. 2. Зависимость коэффициента формы кривой от силы тока в первичной цепи прибора Эшштейна ВНИИМ.

зовались значениями коэффициента формы кривой для образцов массой в 10 кг.

В табл. 9 приведены данные для образцов, испытанных в приборе ВНИИМ. Результаты также приведены к синусоидальной форме кривой напряжения, но в этом случае коэффициент формы кривой определялся для каждого образца в отдельности.

Полученные результаты показывают сильную зависимость величины потерь от коэффициента формы кривой напряжения, который в свою очередь изменяется с изменением массы образца.

Потери на гистерезис и токи Фуко для образцов различной массы

Максимальная магнитная индукция в гауссах	Потери в ваттах на 1 кг				
	Количество испытуемого материала				
	целый пакет 10 кг	половина пакета 5 кг	расхождение в %	четверть пакета 2,5 кг	расхождение в %
10 000	1,64	1,63	-0,6	1,60	-2,5
15 000	3,46	3,43	-0,9	3,40	-1,7

При уменьшении массы пакета вдвое величина потерь уменьшается примерно на 6%, а для 1/4 пакета уменьшение достигает 10—12% (см.

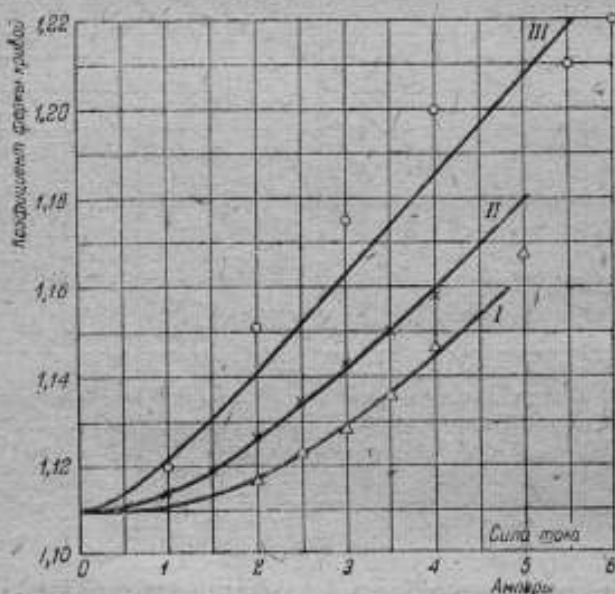


Рис. 3. Зависимость коэффициента формы кривой от силы тока в первичной цепи прибора типа Эпштейна завода „Электроприбор“.

табл. 8). Если же измерения коэффициента формы кривой напряжения производить для каждого наблюдения в отдельности, то погрешности лежат в допустимых пределах (см. табл. 9). Изменения коэффициента формы кривой для образцов различной массы в зависимости от силы тока в первичной цепи прибора Эпштейна изображены на рис. 2 для прибора ВНИИМ, а на рис. 3 — для прибора нового образца. Кривые I и II рис. 2 сняты для образцов массой 10 и 5 кг, а кривая III рис. 3 для образца



массой 2,5 кг. Каждая из кривых изображает некоторую среднюю зависимость для образца, так как в процессе измерения приходилось делать переключение обмоток ваттметра и амперметра, сопротивление которых сильно влияет на величину коэффициента формы кривой напряжения. Кривые III и IV рис. 2, снятые для  $\frac{1}{4}$  пакета (2,5 кг), и кривые I и II рис. 3, снятые для  $\frac{1}{2}$  пакета (5 кг), показывают, что коэффициент формы кривой изменяется не только от количества материала, но и от качества образцов одинаковой массы. Последнее указывает на то, что при точных измерениях необходимо для каждой индукции производить измерения коэффициента формы кривой напряжения. На рис. 4 для сравнения приве-

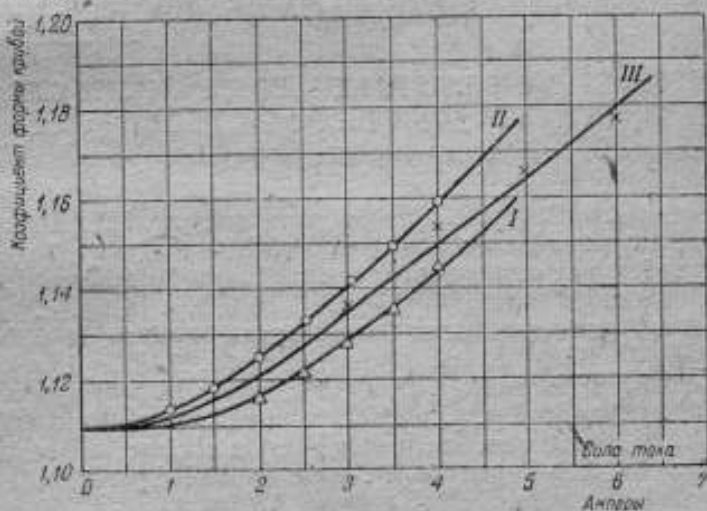


Рис. 4. Зависимость коэффициента формы кривой от силы тока в первичной цепи с образцом в 5 кг.

дены кривые, снятые для образцов в 5 кг в приборах ВНИИМ (кривая III) и завода «Электроприбор» (кривые I и II).

Методика определения коэффициента формы кривой напряжения описана в трудах ВИС [3].

### Выводы

На основании произведенных испытаний можно сделать следующие выводы:

- 1) Новые приборы типа Эпштейна ОЛИЗа завода «Электроприбор», сконструированные для образцов уменьшенной массы, можно применять как для измерений ваттметровым методом, так и в дифференциальной схеме.
- 2) Образцы уменьшенной массы можно испытывать и в обычном приборе Эпштейна при условии измерения коэффициента формы кривой напряжения.
- 3) Коэффициент формы кривой напряжения в сильной степени зависит от количества испытуемого материала, а также от качества самого образца, и при точных измерениях необходимо производить измерения этого коэффициента для каждой индукции.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Технический отчет № 87 ОЛИЗа (Отдельная лаборатория измерений) завода „Электроприбор“, 1932 г.
2. Е. Г. Шрамков, Измерения магнитной проницаемости и потерь в листовой электротехнической стали на приборе Эйнштейна, „Электричество“, 1929 г., № 5—6.
3. Г. Е. Егоров и Е. Т. Чернышев, Коэффициент формы кривой напряжения при измерении потерь на гистерезис и токи Фуко, „Труды ВИМС“ № 7 (23), 1935 г., стр. 73.

Par G. E. Egorov

## MESURES DANS L'APPAREIL EPSTEIN POUR LES ECHANTILLONS DE POIDS RÉDUIT

### Résumé

L'auteur décrit l'appareil Epstein construit par l'OLIZ de l'usine „Elektropribor“ pour les échantillons de 5 kg.

Les données constructives fondamentales et le schème de l'appareil sont représentés dans les tableaux 1 et 2 et à la fig. 1.

On a fait l'épreuve de deux de ces appareils dans le Laboratoire Magnétique de l'Institut de Métrologie de l'URSS. Les résultats exposés dans les tableaux 4, 5, 6 et 7 montrent que les appareils de cette construction peuvent être employés pour les mesures par la méthode wattmétrique, ainsi que pour le schème différentiel. Les erreurs lors du travail par la méthode wattmétrique sont dans les limites de 1,8%.

Lors de l'épreuve par la méthode différentielle la divergence avec les données obtenues sur les appareils de l'Institut de Métrologie pour la courbe fondamentale de tension n'est que de 0,1%, et pour les pertes — de 2,4%.

Dans le procès de l'épreuve on a établi une forte dépendance du coefficient de la forme de la courbe de tension de la quantité du matériel à éprouver; c'est pourquoi pour obtenir des résultats exacts, il est nécessaire de faire la mesure de ce coefficient pour chaque point donne. Cette dépendance est représentée sur les fig. 2, 3 et 4. Les résultats exposés dans le tableau 8 montrent que dans le cas du calcul incorrect du coefficient de la forme de la courbe l'erreur peut attendre 6—7% pour la moitié de l'échantillon et 10—12% pour un quart de l'échantillon. Si l'on mesure le coefficient de la forme de la courbe pour chaque point, les divergences observées dans les résultats approchent les divergences admises (v. tabl. 9).

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
От редактора . . . . .	3
Е. Г. Шрамков и Е. Т. Чернышев. — Методика и аппаратура для магнитных испытаний материалов для постоянных магнитов . . . . .	6
Г. К. Ягола и Е. Т. Чернышев. — Определение коэрцитивной силы в разомкнутой магнитной цепи . . . . .	33
Н. Г. Зуева. — Применение магнетрона для измерения напряженности магнитного поля . . . . .	55
Е. Г. Шрамков. — К вопросу о теории ваттметрового метода измерения потерь на гистерезис и токи Фуко . . . . .	88
Б. М. Яновский. — Переносный магнитометр для определения магнитной проницаемости горных пород . . . . .	95
Н. И. Спиридович. — Магнитные свойства и магнитные составляющие горных пород . . . . .	107
Б. М. Яновский. — К вопросу о методике абсолютных магнитных измерений . . . . .	154
Б. М. Яновский. — Магнитографы . . . . .	167
Б. М. Яновский. — Новая магнитная система для магнито-электрических измерительных приборов . . . . .	184
Г. Е. Егоров. — Измерения в приборе типа Эпштейна для образцов уменьшенной массы . . . . .	189

## TABLEAU DES MATIERES

E. G. Chramkov et E. T. Tchernychev. Les méthodes et les appareils à employer dans les essais magnétiques des matériaux pour les aimants . . . . .	31
G. K. Yagola et E. T. Tchernychev. Sur le méthodes de la mesure de la force coercitive . . . . .	53
N. G. Zoueva. L'emploi du magnétron pour la mesure de l'intensité du champ magnétique . . . . .	86
E. G. Chramkov. Sur la théorie de la méthode wattmétrique de la mesure des pertes par hystérésis et par courants des Foucault . . . . .	93
B. M. Janovsky. Le Magnétomètre transportable pour la détermination de la perméabilité magnétique des roches . . . . .	106
N. I. Spiridovitch. Propriétés magnétiques et constituantes magnétiques des roches . . . . .	152
B. M. Janovsky. Sur les méthodes des mesures magnétiques absolues . . . . .	167
B. M. Janovsky. Magnétographes . . . . .	183
B. M. Janovsky. Nouveau système magnétique pour les instruments de mesure à cadre mobile . . . . .	188
G. E. Egorov. Mesures dans l'appareil Epstein pour les échantillons de poids réduit . . . . .	198

Отв. редактор *Е. Г. Шрамков*. Техн. редактор *Р. Аронс*. Корректор *Е. Исеева*.  
Сдано в набор 11/XI 1937 г. Подписано к печати 9/V 1938 г. Формат 62 x 94<sup>1/16</sup>.  
Печ. л. 12<sup>1/2</sup>. Бумажных листов 6<sup>1/4</sup>. Тир. экз. в 1 бум. листе 114240.  
Ленсорлит № 1852. Тираж 400 экз. Уч.-авт. л. 15.93. Заказ № 2002.

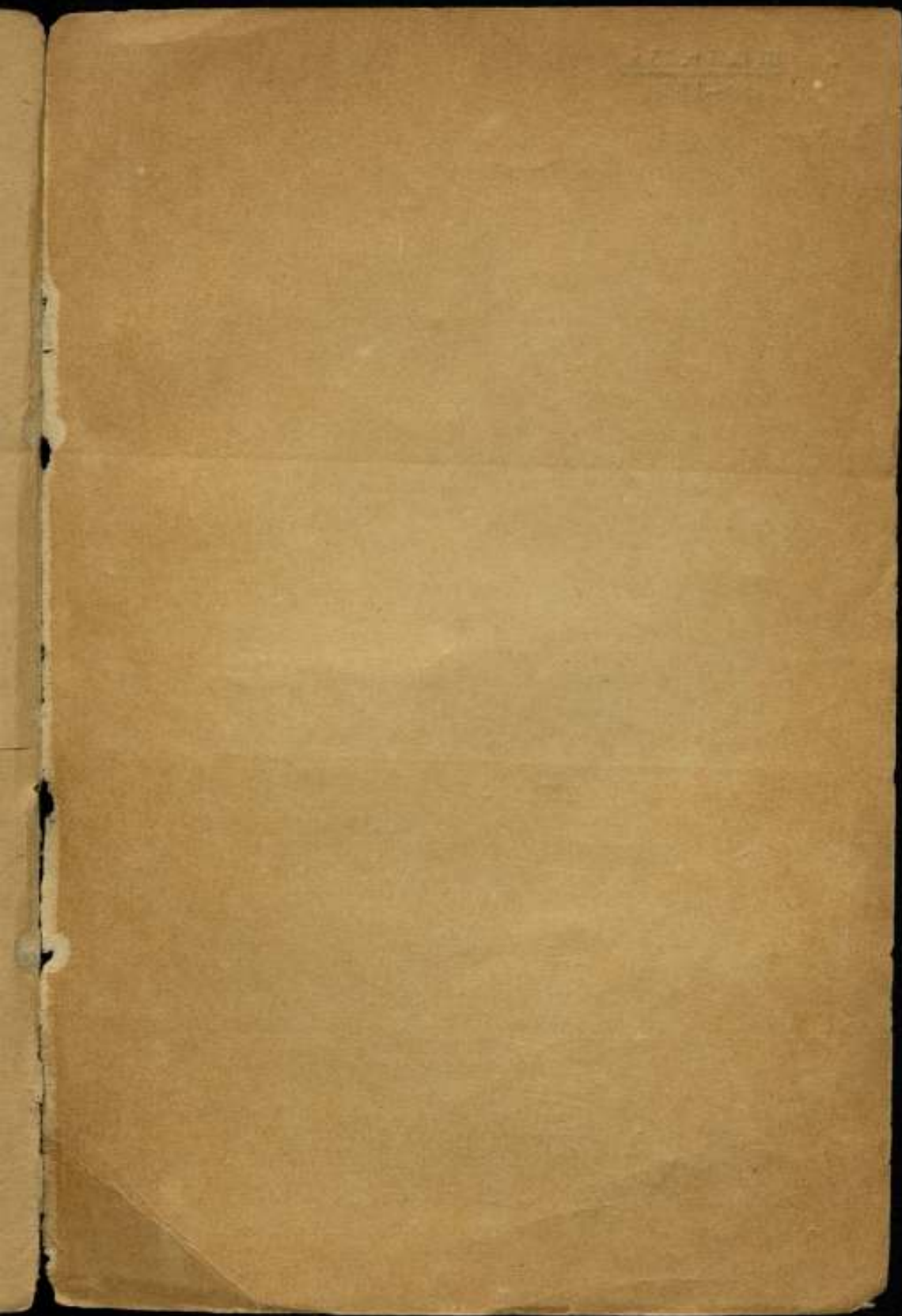
Ленинпромгиз, тип. арт. „Печать“. Ленинград, Прачечный пер., 6.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

<i>Стр.</i>	<i>Строка</i>	<i>Напечатано</i>	<i>Должно быть</i>	<i>По вине</i>
28	3 снизу	$20 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	типогр.
54	3 сверху	3%	1%	автора
136	Табл. 3, 2 строка	$\text{FeO}_2$	$\text{FeO}$	.
171	29 сверху	$b = \kappa$	$b = \chi a$	.

Труды ВНИИМ

Гос. редактор *Е. П. Шпаков*. Техн. редактор *Р. Аполн*. Копектор *Е. Масаа*.  
Сано в набор 11/XI 1937 г. Подписано к печати 9/V 1938 г. Формат 62 x 94<sup>1/16</sup>.  
Печ. л. 12<sup>1/2</sup>. Думажных листов 6<sup>1/4</sup>. Тир. экз. в 1 дум. листе 114240.  
Литературн. № 1852. Тираж 400 экз. Уч.-авт. л. 15,93. Заказ № 2002.  
Ленинградский завод «Ленинград», Ленинград, Печатный пер. 6.



Цена 4 р. 75 к.

ЭЭ-15-5-4