

ТРУДЫ ВСЕСОЮЗНОГО НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬНОГО
ИНСТИТУТА МЕТРОЛОГИИ И СТАНДАРТИЗАЦИИ

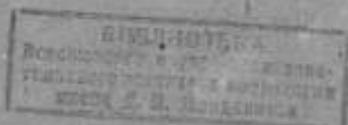
ВЫПУСК 7 (23)

Труды ВНИИМ

МАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ

Под редакцией
проф. Е. Г. ШРАМКОВА

Вып. 7(23)



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ПО СТАНДАРТИЗАЦИИ
„СТАНДАРТИЗ“

ЛЕНИНГРАД

1935

МОСКВА

Гл. редактор *М. И. Гиттерман.*
Отв. редактор *С. Э. Смарский.*
Техн. редактор *С. И. Кляукин.*
Сдано в прозав. 26/X-34 г. Подпис.
к печ. 20. II-35 г. Изд. № 21/Л. Печ. л.
13¹/₂. Бум. л. 6³/₄. Форм. 6.62×88 см.
В печ. л. 45.120 зн. Ленгор-
лит № 198 Тир. 1000 экз. Зак. 2001.

Типогр. „Коминтери“ и шк. ФЗУ
им. КИМ'а, Ленинград, Красная, 1.

ВВЕДЕНИЕ

Выход в свет настоящего сборника „Трудов ВИМС“, посвященного работам эталонной магнитной лаборатории за последние два года, совпадает с пятнадцатилетием ее основания.

За истекший период, благодаря интенсивной и плодотворной работе всего коллектива лаборатории, удалось в значительной степени осуществить те задачи, которые стояли перед лабораторией, как метрологическим учреждением, призванным к обеспечению единства магнитных измерений в нашем Союзе и к разрешению научно-исследовательских проблем в области метрологии магнитных измерений.

ЗАДАЧИ ЭТАЛОННОЙ МАГНИТНОЙ ЛАБОРАТОРИИ ВИМС И КОНКРЕТНОЕ ИХ ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ

Е. Г. Шрамков

ОБОРУДОВАНИЕ ЛАБОРАТОРИИ

Если в первые годы лаборатория располагала всего лишь одной баллистической установкой и пермеаметром типа Гопкинсона простейшей конструкции для самых обычных испытаний ферромагнитных материалов в отношении кривых намагничивания, то к настоящему времени она оборудована целым рядом установок для самых разнообразных целей магнитных измерений, в соответствии с современным уровнем техники в этой области. Причем громадное большинство этих установок осуществлено, на основе разработанных лабораторией конструкций, внутри Союза.

Из основного оборудования следует отметить следующее:

1. Три баллистических установки со всеми необходимыми измерительными и вспомогательными приборами, которые предназначены для определения кривых намагничивания на постоянном токе как в пермеаметрах для полосовых и цилиндрических образцов, так и в разомкнутой магнитной цепи в пустотелых соленоидах, а также и кольцевых образцов, в частности при намагничивании их одним прямолинейным проводом, проходящим через центр кольца. На рис. 1 показан общий вид одной из баллистических установок.

2. Ваттметровая установка с прибором Эпштейна для измерения потерь на гистерезис и токи Фуко в образцах листо-

вой электротехнической стали. Установка питается от специального генератора однофазного тока с синусоидальной кривой напряжения, приводимого во вращение двигателем постоянного тока, питаемого в свою очередь от аккумуляторной батареи. Прибор Эпштейна, разработанный лабораторией, отличается от обычного прибора Эпштейна тем, что он снабжен несколькими дополнительными обмотками, что позволяет также снимать кривые намагничивания на постоянном токе.¹

Частота тока измеряется при помощи стрелочного вольтметра, градуированного на частоту и соединенного с магнитоэлектрическим генератором постоянного тока, связанным с агрегатом,



Рис. 1. Баллистическая установка.

питающим установку. Такой способ измерения позволяет отчетливо наблюдать измерение частоты в $0,1 \text{ Hz}$ при частоте 50 Hz и поддерживать ее постоянной в процессе измерений с погрешностью, не превышающей $\pm 0,2\%$.

Мощность измеряется специальными ваттметрами для малых коэффициентов мощности ($0,1 - 0,2$).

Для учета степени искажения кривой напряжения при измерении потерь установка снабжена соответствующей аппаратурой для измерения среднего значения этого напряжения. Измерения производятся при помощи механического выпрямителя конструкции лаборатории, жестко связанного с синхронным генератором,

¹ Е. Г. Шрамков, Измерение магнитной проницаемости и потерь листовой электротехнической стали в приборе типа Эпштейна. „Электричество“, 1929, № 5.

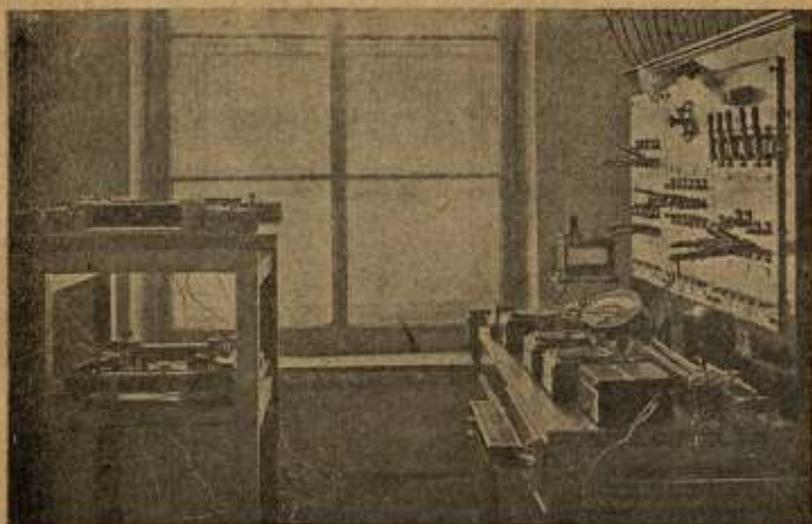


Рис. 2. Ваттметровая установка.

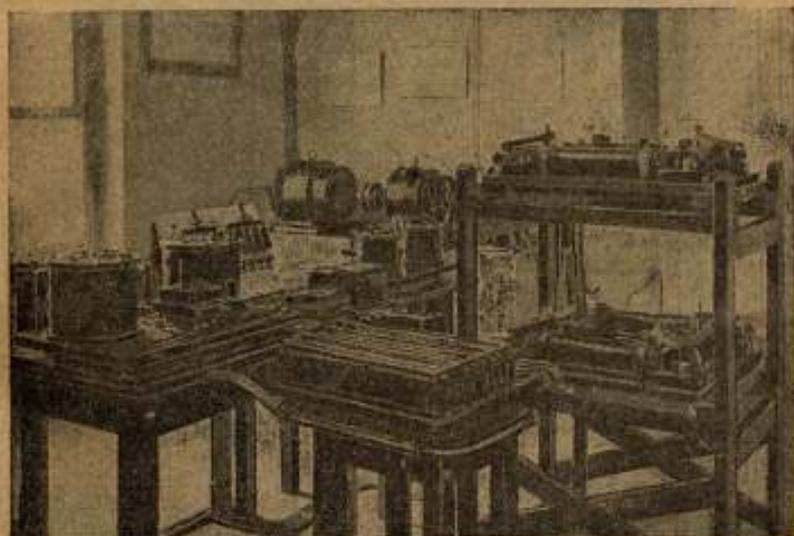


Рис. 3. Дифференциальная установка.

или при помощи электронного выпрямителя, так называемого флюксвольтметра, фирмы ДЖ и И.¹ На рис. 2 показана эта ватт-метровая установка.

3. Дифференциальная установка с двумя приборами Эпштейна фирмы Сименс и Гальске для испытания листовой электротехнической стали в отношении кривой намагничивания на

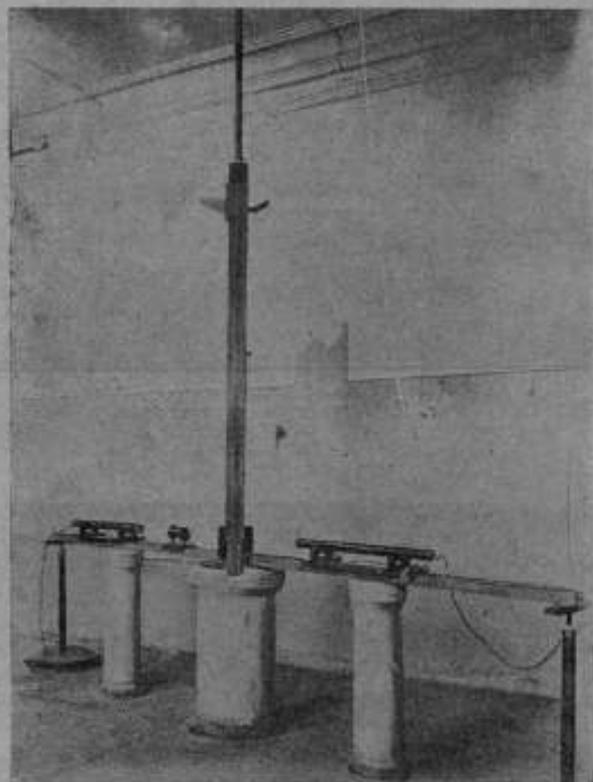


Рис. 4. Астатический магнитометр по Кольраушу и Хольборну.

постоянном токе и потерь на гистерезис и токи Фуко при переменном намагничении (рис. 3).

4. Магнитометрическая установка с астатическим магнитометром по Кольраушу и Хольборну для определения кривых

¹ См. настоящий сборник, статья Е. Т. Чернышева и Г. Е. Егорова. Коэффициент формы кривой напряжения при измерении потерь на гистерезис и токи Фуко.

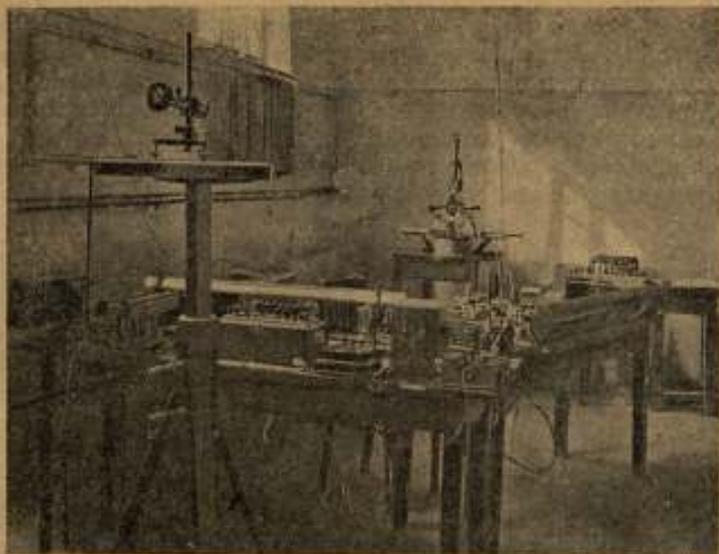


Рис. 5 Магнитометрическая установка для испытания слабомагнитных тел.

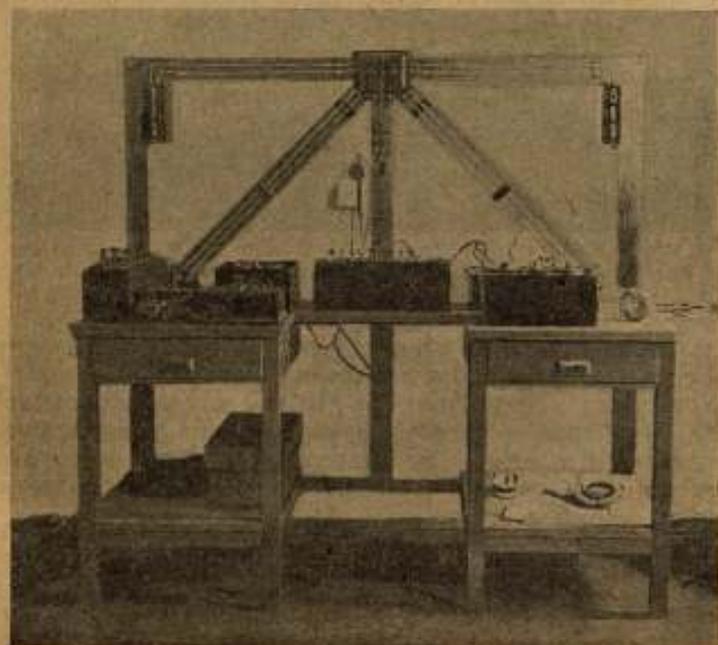


Рис. 6 Мост Гиббе-Вагнера для испытаний при звуковых частотах.

намагничивания образцов в форме эллипсоидов вращения и цилиндрических образцов ферромагнитных материалов на постоянном токе¹ (рис. 4). Установка эта широко используется также для измерений коэрцитивной силы прямолинейных образцов любой формы, так как этот метод обеспечивает большую точность и в отношении техники эксперимента весьма прост.

5. Специальная установка с магнитометром конструкции лаборатории для изучения магнитных свойств всевозможного рода

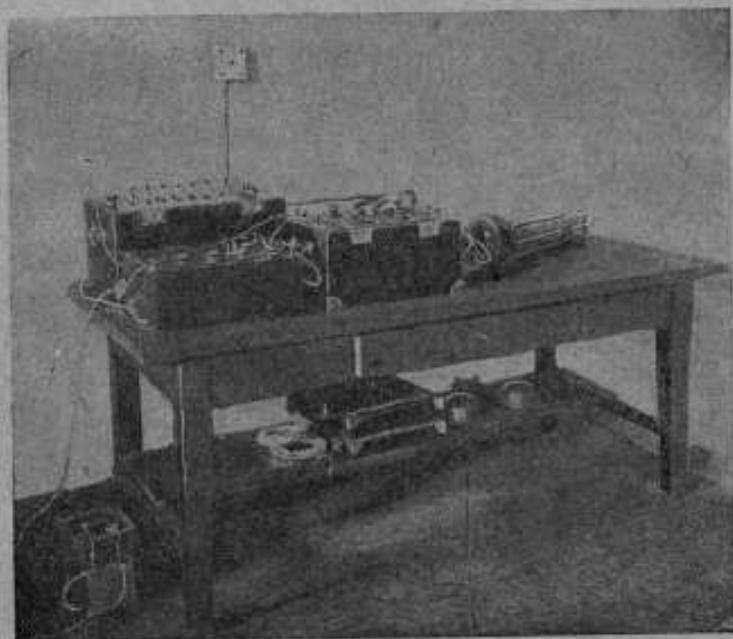


Рис. 7. Генератор звуковой частоты и частотомер для моста Гиббс-Вагнера.

материалов, обладающих малой магнитной восприимчивостью, как сплавы с медью, алюминий и пр., а также и горные породы² (рис. 5).

6. Установка моста Гиббс-Вагнера с генератором звуковой частоты, фильтром и частотомером для определения магнитной проницаемости и потерь на гистерезис и токи Фуко листовых материалов при звуковой частоте.³ Общий вид всего устройства показан на рис. 6 и 7.

¹ E. Gümlich, Leitfaden der magnetischen Messungen, 1918.

² См. настоящий сборник, статья Б. М. Яновского и Н. И. Спиридонова, Магнитометр для определения магнитных свойств тел с малым магнитным моментом.

³ Не опубликовано.

7. Установка для изучения магнитных свойств ферромагнитных материалов при различных температурах до $+800^{\circ}\text{C}$ при намагничивании образцов постоянным током, применительно к баллистическому методу измерения.¹

8. Установка для испытания ферромагнитных материалов в сильных магнитных полях по методу ярма-перешейка Гумлиха,² позволяющую производить испытания в полях до 8000 Oe при намагничивании постоянным током.

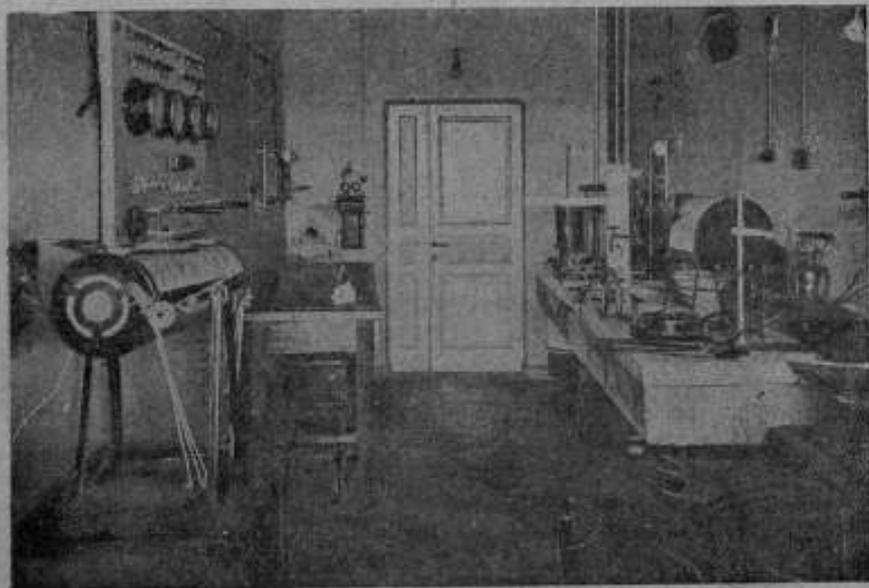


Рис. 8 Термическая комната.

9. Установка с потенциометром Гейгера для изучения магнитных характеристик листовых материалов при намагничивании переменным током технических частот в слабых магнитных полях.

10. Ряд установок с электрическими нагревательными печами для термической обработки образцов магнитных материалов и постоянных магнитов (рис. 8).

¹ См. настоящий сборник, статья Б. М. Яновского и Н. Г. Зуевой, Влияние температуры на магнитные свойства магнитной стали и постоянных магнитов, а также „Электричество“, № 5, 1931.

² См. „Труды ВИМС“, вып. 4 (20), 1933.

Главной задачей лаборатории является воспроизведение основных магнитных единиц в виде эталонов, поддержание их на должной высоте в метрологическом смысле, в соответствии с уровнем мировой техники магнитных измерений, и обеспечение единства магнитных измерений в нашем Союзе.

Наряду с этим не менее важной задачей является разработка всевозможного рода методов и необходимой аппаратуры для магнитных измерений как для лабораторных исследований, так и для практических заводских испытаний.

Третьей задачей, неразрывно связанной с предыдущими, является работа в области стандартизации, охватывающая единицы, термины и обозначения в области магнитных явлений, методику и аппаратуру для магнитных измерений и классификацию магнитных материалов.

Весьма ответственной и обширной работой лаборатории является удовлетворение текущих запросов промышленных предприятий и научно-исследовательских учреждений в части поверки аппаратуры, применяемой для магнитных измерений, исследования нормальных образцов магнитных материалов, служащих для сравнительных измерений, а также испытания магнитных материалов в порядке арбитража и испытания специального характера, которые не всегда могут производиться самими заинтересованными предприятиями.

Помимо этого, лаборатория уделяет достаточно внимания работам физико-теоретического характера, которые лишь косвенно связаны с метрологией, но являются необходимыми для поддержания на высоком научном уровне всего комплекса работ лаборатории.

В настоящее время лаборатория располагает эталонным прибором напряженности магнитного поля и магнитного потока в виде катушки Гельмгольца, состоящей из двух одинаковых катушек, расположенных относительно друг друга таким образом, что расстояние между средними плоскостями равно среднему радиусу каждой из катушек. При определенном соотношении размеров обмотки катушек, в пространстве между ними получается в высокой степени однородное поле. Согласно произведенным расчетам и экспериментам, в пространстве между катушками, занимаемом цилиндром с радиусом основания $0,1 R$ и образующей $0,2 R$, где R — средний радиус катушки, напряженность поля сохраняет постоянную величину с точностью $\pm 0,02\%$.

Напряженность поля катушки определяется путем измерения периода колебания свободно подвешенного магнита в центре катушки, в поле самой катушки и в земном поле. Горизонтальная составляющая земного поля определяется магнитометром

(биффиляром) во время измерения периода качаний магнита. Систематические исследования, производившиеся в течение трех лет, показали, что напряженность поля катушки Гельмгольца сохраняет свою величину в пределах точности измерений.

Та же самая катушка Гельмгольца используется в качестве эталона магнитного потока. Для этой цели вместо магнита в центральную часть катушки с однородным полем помещается вторичная катушка с определенным числом витков, навитых на мраморный цилиндр. Размеры вторичной катушки тщательно измерены с погрешностью, не превышающей $\pm 5 \mu$. Зная сечение вторичной катушки, ее число витков и напряженность поля катушки Гельмгольца, вычисляют магнитный поток, сцепляющийся со вторичной катушкой.

При определении напряженности поля катушки Гельмгольца сила тока может измеряться в любых единицах и необходима лишь пропорциональность между силой тока и делениями измерительного прибора, по которому устанавливается сила тока. Благодаря этому катушку Гельмгольца можно рассматривать как эталон напряженности поля и магнитного потока в абсолютных единицах, имея в виду, что измерения напряженности поля производятся абсолютным методом, а при вычислении магнитного потока входит сечение вторичной катушки, известное в абсолютных единицах.

Катушка Гельмгольца по указаниям лаборатории изготовлена в мастерских ВИС. На рис. 9 представлен общий вид катушки с подвешенным в центре магнитом, а на рис. 10 — с вторичной катушкой.¹

К этой же серии работ относятся исследования, имевшие целью установление эталона магнитного момента в абсолютных единицах. За основной эталон СССР магнитного момента принята группа из десяти магнитов в форме эллипсоидов вращения из закаленной магнитной стали, структуру и магнитно стабилизированных. Магнитный момент каждого из эллипсоидов определяется на абсолютном магнитном теодолите методом Ламона

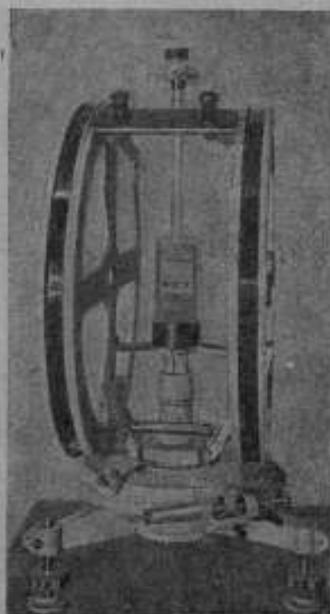


Рис. 9. Катушка Гельмгольца как эталон напряженности магнитного потока.

¹ Б. М. Яновский, Катушка Гельмгольца как эталон напряженности магнитного поля и магнитного потока. Изв. ГГО, № 3, 1932.

с погрешностью порядка $\pm 0,01\%$ при абсолютных величинах магнитного момента отдельных эллипсоидов в пределах от 600 до 1500 CGS.¹ Первоначальные исследования показали, что, при указанной выше обработке магнитов (структурная и магнитная стабилизация), магнитный момент устойчиво сохраняется во времени и в течение года изменения не превосходят 0,1–0,2%. Для обеспечения постоянства магнитного момента эллипсоиды хранятся при 20° С вдали от постоянных магнитов, внешних магнитных полей и ферромагнитных тел в особом ящике параллельно друг другу на расстоянии 20 см.

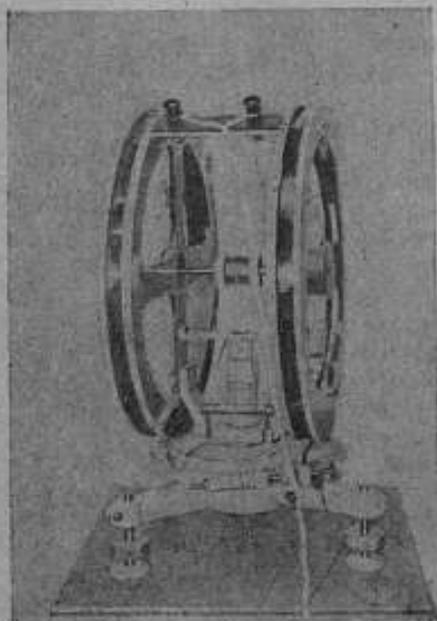


Рис. 10. Катушка Гельмгольца как эталон магнитного потока.

Для измерений магнитного момента каких-либо магнитов или для градуировки магнитометров служит рабочий эталон магнитного момента в виде одного магнита цилиндрического или эллипсоидального. Рабочий эталон сравнивается со всеми эллипсоидами основного эталона на обычном магнитометре, путем наблюдения с одного и того же расстояния отклонений магнитометра под действием магнита (рабочего эталона) и эллипсоида из группы основного эталона магнитного момента. За действительное значение магнитного момента рабочего эталона принимается величина

$$M = \frac{\sum M'}{n},$$

где M' — магнитный момент эллипсоида, n — число эллипсоидов эталонной группы, с которыми производилось сравнение рабочего эталона.

Рабочий эталон магнитного момента используется также в качестве рабочего эталона магнитного потока. Разработанный лабораторией на этой основе прибор (см. рис. 11) применяется для градуировки баллистических гальванометров и флюксметров, обеспечивает хорошую точность измерений и обладает тем преимуществом, по сравнению с обычными методами градуировки

¹ Б. М. Яковский, К вопросу об установлении эталонов магнитного момента в абсолютных единицах. Труды ВИМС, вып. 1 (17).

при помощи катушек взаимной индукции, что в данном случае отсутствует цепь тока. На эллипсоид, помещенный в латунную трубку, надевается катушка, обмотка которой соединяется с гальванометром. Сбрасывая катушку с нейтрали эллипсоида наблюдают отклонение гальванометра. Постоянная гальванометра в максвеллах вычисляется по формуле

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

где Φ — поток эллипсоида, вычисляемый по его магнитному моменту и размерам,
 w — число витков катушки,
 α — отклонение гальванометра.

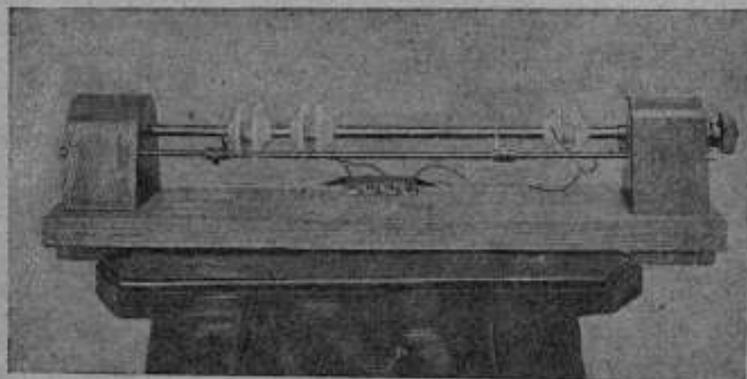


Рис. 11. Прибор для градуировки баллистических гальванометров с магнитом в форме эллипсоида.

Прибор снабжен тремя катушками с разным числом витков. На поток в зазоре, между эллипсоидом и катушкой, вводится соответствующая поправка.¹

Помимо этого лабораторией разработаны две конструкции катушек взаимной индукции, которые также применяются в качестве рабочих эталонов магнитного потока для градуировки баллистических гальванометров и флюксметров. Одна из них представляет сплошной мраморный цилиндр длиной 100 см и диаметром 4,24 см, на поверхности которого сделана нарезка с шагом 1,4 мм. По нарезке в один слой уложена первичная обмотка из голой проволоки диаметром 0,82 мм, специально калиброванной. В центральной части на соленоид надета вторичная катушка длиной

¹ Г. Е. Егоров, Новый аппарат для градуировки баллистических гальванометров и флюксметров, «Электрические и магнитные измерения». Изд. ВИМС, № 137, 1934.

8 см с обмоткой из медной изолированной проволоки диаметром 0,20 мм с двойной шелковой изоляцией. На рис 12 представлен общий вид этой катушки, изготовленной в мастерских ВИМС. Результаты сравнения этой катушки с катушкой взаимной индукции фирмы Сименс и Гальске, проверенной в PTR (с точностью 0,1%), показали, что коэффициент взаимной индукции нашей катушки, определенный путем вычислений по геометрическим размерам, отличается от коэффициента взаимной индукции, измеренного вышеуказанным путем, всего лишь на 0,14%.¹

Второй тип катушки взаимной индукции — плоская с разделенными первичной и вторичной обмотками, навитыми на мраморную основу. Катушки эти в настоящее время изготавливаются мастерскими ВИМС.²

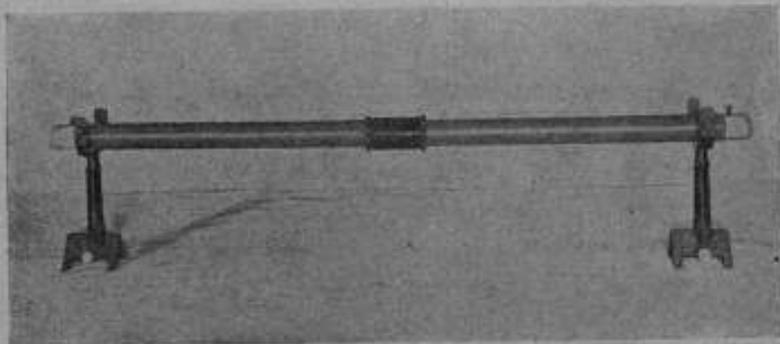


Рис. 12. Образцовая катушка взаимной индукции.

Подводя итоги всей совокупности работ лаборатории в области установления эталонов магнитных единиц, можно сделать следующие выводы:

1) в настоящее время лаборатория располагает приборами и установками, позволяющими воспроизводить единицы магнитного потока, напряженности поля и магнитного момента с точностью, отвечающей современному состоянию техники магнитных измерений, и в этом отношении работы лаборатории могут быть поставлены на одно из первых мест в международном масштабе,

2) разработанные лабораторией и изготавливаемые мастерскими ВИМС образцовые меры магнитного потока в виде катушек взаимной индукции и эллипсоидов вращения с измерительной катушкой в полной мере отвечают тем требованиям, которые

¹ Н. И. Спиридович, Установление эталонов магнитного потока в международных единицах, изд. ВИМС, № 127, 1933.

² См. настоящий сборник, статья А. Н. Бойко и Н. И. Спиридовича, „Образцовые катушки взаимной индукции“.

предъявляются к такого рода приборам и не только не уступают заграничным образцам, но даже превосходят их.

Существенным моментом в общей деятельности лаборатории является международная работа.

Магнитной лабораторией была разработана подробная программа, предусматривающая выполнение серии работ в связи с предложением Международного консультативного комитета по электричеству, одобренным Международным комитетом мер и весов, о переходе от системы международных электрических единиц к абсолютной системе практических единиц, производной от CGS системы электромагнитных единиц.¹

В порядке выполнения указанного плана лабораторией и были проведены вышеуказанные работы, касающиеся установления эталонов магнитных единиц. Большая часть измерений, связанных с этими работами, производилась в Слуцкой магнитной обсерватории, достаточно удаленной от заметных электромагнитных возмущений, что является совершенно необходимым условием для выполнения такого рода работ. Дальнейшее развитие работ по абсолютным магнитным измерениям поставило вопрос о создании собственной специальной лаборатории вдали от возможных магнитных возмущений, где гарантировалась бы равномерность магнитного поля внутри здания. В настоящее время, на основе детально разработанного проекта, осуществляется на территории Слуцкой магнитной обсерватории постройка такой лаборатории, в которой будут сосредоточены все работы по абсолютным магнитным измерениям.

Из области международной работы следует отметить также проведение в 1929 г. сравнительных испытаний измерительной катушки в Р. Т. Reichsanstalt и в ВИМС с целью косвенного сравнения рабочих эталонов напряженности магнитного поля. Полученные результаты можно считать достаточно удовлетворительными; расхождения не превышают 0,15%.²

В 1929 г. были проведены также обширные сравнительные испытания образцов различных ферромагнитных материалов в Р. Т. Reichsanstalt и ВИМС. Испытания касались определения кривых намагничивания и потерь на гистерезис и токи Фуко. Результаты оказались вполне благоприятными и расхождения не превышают допустимых погрешностей.³

За истекший период лабораторией выполнена также серия работ, касающихся методики магнитных измерений. В основном эти работы преследовали цель разработать методику и соответствующую аппаратуру для исследования ферромагнитных материалов как применительно к лабораторным условиям, так и для

¹ Сборник ВИМС, № 100.

² Там же.

³ Е. Г. Шрамков, Сравнительные магнитные испытания в магнитных лабораториях Р. Т. Reichsanstalt и ВИМС. Труды ВИМС, вып. 4 (20), 1933.

заводской практики. Однако, в последние годы лаборатория уделяла достаточно внимания и вопросам методики исследования материалов типа парамагнитных как латуни и всевозможного рода горные породы.

Из этой области прежде всего необходимо указать на стационарные установки, которые описаны выше, содержащие ряд оригинальных элементов, разработанных лабораторией и изготовленных преимущественно в мастерских ВИМС.

Для измерения потерь и кривой намагничивания на переменном токе в слабых магнитных полях разработана методика с потенциометром Гейгера, обеспечивающая получение надежных и воспроизводимых результатов на образцах в форме колец.¹

Большая работа проведена в области изыскания метода искусственного старения листовой электротехнической стали. Установлено, что существующие методы, практически очень неудобные, именно нагревание при 100° С в течение 600 час. или при 120° в течение 120 час., могут быть с успехом заменены более простым методом, нагреванием при 200° С в электрическом термостате в течение 24 час. Полученные при этом результаты оказываются даже более показательными с точки зрения обнаружения явления старения, чем в случае искусственного старения ранее применявшимися методами.²

Для испытания листовых материалов с высокой начальной проницаемостью изготовлены специальные приборы, применительно к полосовым образцам размерами: длиной 15 см, шириной 1 см.³ Один из них представляет миниатюрный прибор Эпштейна, в котором производятся измерения потерь и определяется кривая намагничивания как на переменном, так и на постоянном токе. Другой прибор предназначен для испытания таких же полос, поставленных на ребро и согнутых в кольцо. Учитывая, что всякие механические напряжения, возникающие при нарезании или изгибе образцов, исключительно сильно ухудшают магнитные свойства, особенно материалов с высокой проницаемостью, образцы как в виде прямых полос, так и предварительно согнутые в кольцо перед испытанием подвергаются термической обработке.

Для испытания кольцевых образцов на постоянном токе в слабых магнитных полях разработан метод, в котором намагничивание осуществляется одним проводом, проходящим через центр образца перпендикулярно его плоскости, благодаря чему

¹ Е. Г. Шрамков, Измерения магнитной проницаемости листовой электротехнической стали в слабых магнитных полях. Сборник ЛЭМИ, № 4, 1934.

² Е. Г. Шрамков и Н. Г. Зуева, Об искусственном старении листовой электротехнической стали. Вестник стандартизации, № 11—12, 1931. Вторая статья тех же авторов напечатана в издании ВИМС, № 137.

³ Не опубликовано.

отпадает необходимость каждый раз навивать на образец намагничивающую обмотку.¹

В области измерительной аппаратуры следует отметить прибор, о котором уже говорилось выше, для градуировки баллистических гальванометров и флюксометров с магнитом в форме эллипсоида вращения и измерительной катушкой; прибор для градуировки магнитометров с магнитом также в форме эллипсоида вращения;² прибор для измерения коэрцитивной силы

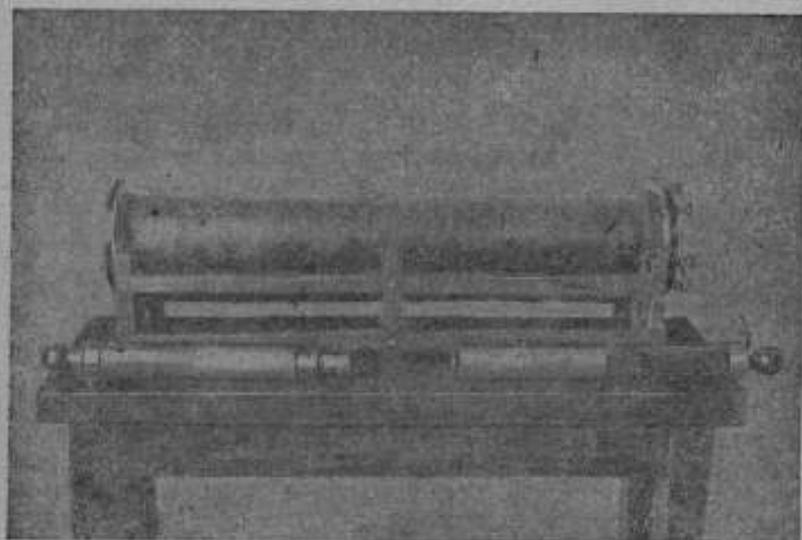


Рис. 13. Коэрциметр.

в разомкнутой магнитной цепи (коэрциметр) в виде пустотелого соленоида, в который помещается испытуемый образец, и нулевым методом при сдвигании с образца измерительной катушки, соединенной с гальванометром, определяется коэрцитивная сила при размагничивании образца полем соленоида³ (рис. 13). На рис. 13 рядом с соленоидом слева показана пустотелая цилиндрическая вставка, в которой закрепляется испытуемый образец. Справа показана подобная же вставка с измерительной катушкой, навитой у левого края.

¹ С. П. Будрии, Измерение магнитной проницаемости листовой электро-технической стали в слабых магнитных полях на постоянном токе. Труды ВИМС, вып. 4 (20), 1933.

² Е. Т. Чернышев, Новый прибор для градуировки магнитометра. Труды ВИМС, вып. 4 (20), 1933.

³ Не опубликовано.

Исследование материалов при высоких температурах нашло отражение в соответствующих работах, результатом которых явилась разработанная методика и аппаратура для такого рода измерений.

Особо следует отметить работы, имеющие большое практическое значение в области методики магнитных испытаний горных пород. Разработанная аппаратура позволяет производить абсолютным методом измерения магнитных характеристик образцов горных пород.¹

В области постоянных магнитов лаборатория выполняла ряд ценных работ как с точки зрения выявления физических процессов, происходящих в магните, так и в отношении методики расчета магнитов и практического их применения. К таким работам относится печатаемая в настоящем сборнике работа А. Н. Бойко, посвященная структуре поля магнита и разности магнитных потенциалов. Вопросы методики намагничивания, структурной и магнитной стабилизации постоянных магнитов впервые детально были разработаны в лаборатории и нашли самое широкое практическое применение на заводах, изготавливающих и потребляющих постоянные магниты.

Особым разделом в работе лаборатории является выполнение по заданиям промышленности и научно-исследовательских институтов испытаний нормальных образцов магнитных материалов, которые применяются ими для контроля собственных измерений. Помимо этого через лабораторию проходит в таком же порядке целый ряд исследований, касающихся определения магнитных характеристик всевозможного рода магнитных материалов и постоянных магнитов, а также проверки аппаратуры, применяемой для магнитных измерений. Здесь приходится иметь дело не только с ферромагнитными материалами, но и с такими, которые могут быть отнесены к разряду парамагнитных, как латунь, алюминий и разного рода горные породы и специальные слабомагнитные железные сплавы.

Работы эти, имеющие несомненно очень большое практическое значение, определяют вместе с тем и ту обширную связь лаборатории с промышленными предприятиями всего Союза, как производящими, так и потребляющими магнитные материалы. Достаточно указать, что через лабораторию ежегодно проходит около 300 такого рода испытаний и проверок.

¹ Н. Г. Зуева, Метод определения точек превращения магнитной стали при температурах от 100 до 200°. Журнал технической физики, т. 1, вып. 6, 1931, и Е. Г. Шрамков и Н. Г. Зуева, Магнитное насыщение ферромагнитных материалов при повышенных температурах. "Электричество", № 5, 1931.

² См. настоящий сборник статьи: Б. М. Яновского и Н. И. Спиридонова, Магнитометр для определения магнитных свойств тел с малым магнитным моментом; Б. М. Яновского и Е. Т. Чернышева, Абсолютный метод измерения магнитной восприимчивости горных пород.

Идя навстречу потребностям промышленности, лаборатория интенсивно занялась конкретной помощью предприятиям в деле оборудования установок для магнитных испытаний, подлежащей постановки этих испытаний и соответствующим инструктажем. При самом ближайшем участии лаборатории были оборудованы установки для магнитных измерений на заводах: Верх-Исетский, Электросталь, Электроприбор, Красная Заря, завод им. Казинского, Кировский завод, Пирометр, лаборатория Гидрографического управления.

В период 1930—1933 г. лабораторией были предприняты сравнительные испытания одних и тех же образцов магнитных материалов и катушки взаимной индукции, применяемой для градуировки баллистических гальванометров, в различных заводских и научно-исследовательских лабораториях Союза с целью проверки правильности применяемой методики и надежности проводимых испытаний. Это мероприятие со всей очевидностью доказало чрезвычайную важность такого рода испытаний с точки зрения поддержания единства измерений в Союзе и улучшения контроля качества продукции заводов.¹

Последний период деятельности лаборатории за истекшие 15 лет характеризуется также расширением работ по стандартизации. Лаборатория принимала большое участие в составлении и последующей переработке стандарта на листовую электротехническую сталь, а также на сталь для постоянных магнитов.² Сотрудниками лаборатории составлены проекты стандартов, часть из которых уже утверждена в качестве стандартов. Сюда относятся: „Абсолютные магнитные единицы электромагнитной системы CGS“, „Терминология и обозначения в области ферромагнитных явлений“, „Обозначения в области земного магнетизма“. С прошлого года лаборатория приступила к разработке руководящих инструкций по методам магнитных измерений, имеющим широкое практическое применение, а в настоящем году выполняет большую работу по составлению стандарта классификации магнитных материалов.

Подводя итоги работы лаборатории за 15 лет, необходимо остановиться и на ближайших ее задачах в разрезе второго пятилетнего плана.

¹ Е. Г. Шрамков, Сравнительные испытания образцов магнитных материалов в научно-исследовательских и заводских лабораториях СССР. „Вестник стандартизации“, № 1, 1932, а также настоящий сборник, статьи: Н. И. Спиридонова и Ч. Междолабораторные сравнительные испытания образцов катушек магнитного потока и Междолабораторные сравнительные испытания образцов магнитной стали.

² Е. Г. Шрамков, О стандартном методе магнитных испытаний стали для постоянных магнитов. „Вестник стандартизации“, № 11—12, 1931. Б. М. Яновский и Н. И. Спиридович, К вопросу о нормах на магнитную сталь для постоянных магнитов.

БЛИЖАЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЛАБОРАТОРИИ

Развитие работ в области абсолютных магнитных измерений с конечным завершением плана работ, предусматривающего установление основных эталонов магнитных единиц в абсолютной мере с наибольшей возможной метрологической точностью, является одной из самых актуальных задач ближайшего периода. Поддержание единства магнитных измерений в нашем Союзе, при полной согласованности с работами в этой области в других странах, ставит на очередь вопрос о более систематических сравнительных испытаниях рабочих эталонов, в метрологических лабораториях других стран. Этот участок работы заслуживает особого внимания, так как в области установления и хранения эталонов магнитная лаборатория ВИС стоит на одном из первых мест в международном масштабе и по многим вопросам является пионером, в то время как за границей эталонам магнитных единиц до настоящего времени не уделяется еще надлежащего внимания.

Усовершенствование существующих методов магнитных измерений в сторону еще большего повышения точности, а также разработка новой методики и аппаратуры, применительно к специфическим условиям работы магнитных материалов в электромагнитных механизмах, в частности применительно к новым магнитным сплавам, которые в настоящее время начинают внедряться в нашу промышленность, является не менее ответственной задачей лаборатории.

Периодический контроль состояния техники магнитных измерений в заводских и научно-исследовательских лабораториях, осуществляемый путем проведения сравнительных испытаний рабочих магнитных эталонов и нормальных образцов магнитных материалов, должны охватить еще большее количество объектов, чем это имело место до настоящего времени, с тем, чтобы единство магнитных измерений нашло реальное осуществление во всем Союзе.

Более широкое развитие во второй пятилетке должны получить работы, касающиеся вопросов стандартизации, в частности в области классификации магнитных материалов, как ферро-так и парамагнитных, включающей достаточно исчерпывающие характеристики этих материалов. Для проведения этой весьма ответственной работы, имеющей несомненно большое практическое значение, лаборатория ведет исследования, посвященные магнитным испытаниям парамагнитных материалов, которым до последнего времени уделялось еще недостаточное внимание. Вместе с этим лаборатория должна в более широком масштабе развить работы в части, касающейся термической обработки магнитных материалов, поскольку эта обработка является одним

из решающих факторов, определяющим получение надлежащих магнитных характеристик.

Этим кратким перечнем, затрагивающим лишь основные, ведущие проблемы, конечно не исчерпывается весь тот объем работ лаборатории, которые намечены во втором пятилетнем плане в соответствии с общехозяйственными проблемами нашего Союза и той ролью, которая принадлежит магнитной лаборатории ВИМС как высшего метрологического института Союза.

INTRODUCTION

par E. G. Shramkov

(Résumé)

L'article est consacré à un exposé de l'activité scientifique déployée par le Laboratoire des Étalons magnétiques de l'IMS des 1919 — date de son organisation.

Jusqu'en 1923 le Laboratoire s'occupa principalement de l'installation de ses dispositions de mesure les plus indispensables, qui permettraient d'effectuer les études des propriétés magnétiques des matériaux avec toute la précision alors possible et de satisfaire les réclamations toujours croissantes de l'industrie et des Instituts scientifiques.

La période de 1923 à 1930 fut surtout consacrée à l'un des travaux principaux du Laboratoire — à la réalisation d'étalons pouvant assurer l'uniformité des mesures magnétiques dans l'URSS.

Des travaux visant à une précision plus haute de la reproduction des unités magnétiques fondamentales et la recherche de méthodes et d'appareils pour les mesures magnétiques caractérisent la dernière période. Cette même période est marquée par un travail intense dans le domaine de la standardisation.

Actuellement le Laboratoire dispose d'une installation de mesures magnétiques suffisamment riche, permettant de poursuivre les recherches les plus variées dans le domaine du magnétisme, y compris:

1) Trois dispositions balistiques, dont l'une est représentée sur la fig. 1.

2) Une disposition de mesure par la méthode du wattmètre avec un appareil Epstein,¹ destinée à mesurer les pertes par hystérésis et les courants Foucault (fig. 2).

3) Une disposition différentielle avec deux appareils Epstein de la maison Siemens & Halske (fig. 3).

4) Une disposition magnétométrique avec un magnétomètre astatique d'après Kohlrausch et Hohlborn (fig. 4).

¹ E. C. Schramkov und B. M. Janovski, Eine neue Method zur Bestimmung der Magnetisierbarkeit von Dynamo- und Transformatorenblechen, Zeit. f. Techn. Physik, B. II, №. 6. 1930.

5) Une disposition spéciale avec magnétomètre astatique, type du Laboratoire des Étalons magnétiques, pour les essais des propriétés magnétiques des matériaux possédant une faible susceptibilité magnétique, en particulier pour l'étude des roches (fig. 5).

6) Une disposition du pont Giebe — Wagner pour les essais des propriétés magnétiques des matériaux à une fréquence acoustique (fig. 6 et 7).

7) Une disposition pour les essais des propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques à des températures élevées jusqu'à 800°C.

8) Une disposition destinée à éprouver les matériaux ferromagnétiques dans les champs magnétiques intenses d'après la méthode de la „Joch-Isthmus“ de Gumlich.

9) Une disposition avec potentiomètre Geiger pour l'étude des caractéristiques magnétiques des matériaux en tôle.

10) Une série de fours électriques pour le traitement thermique des échantillons des matériaux magnétiques et des aimants permanents (fig. 8).

Pour ce qui concerne la reproduction des unités magnétiques fondamentales, on peut affirmer que les travaux, poursuivis par le Laboratoire des Étalons magnétiques, devancent sous ce rapport les Laboratoires des autres pays. Actuellement le Laboratoire dispose d'un étalon des unités absolues de l'intensité du champ magnétique et du flux magnétique — une bobine Helmholtz. L'intensité du champ de la bobine est déterminée en mesurant la durée d'une oscillation d'un aimant suspendu librement dans le centre de la bobine, dans le champ de la bobine même et dans le champ magnétique terrestre. La composante horizontale du champ magnétique terrestre se détermine au moyen du magnétomètre pendant la mesure de la durée des oscillations de l'aimant.

On se sert de cette même bobine Helmholtz comme d'étalon du flux magnétique. L'aimant est alors remplacé par une bobine secondaire avec un nombre déterminé de spires, enroulées sur un cylindre en marbre. La bobine Helmholtz a été exécutée dans les ateliers de l'IMS (fig. 9 et 10).

C'est à cette même série de travaux que se rapportent les recherches effectuées pour l'établissement en unités absolues de l'étalon du moment magnétique — un groupe de 10 aimants en acier magnétique trempé, ayant la forme d'ellipsoïdes de rotation structuralement et magnétiquement stabilisés. Le moment magnétique de chaque ellipsoïde est mesuré sur un théodolite magnétique absolu par la méthode de Lamont.

Pour les mesures du moment magnétique des aimants ou pour l'étalonnage des magnétomètres on emploie un étalon de travail du moment magnétique sous la forme d'un aimant ellipsoïdal. Un

¹ Travaux de l'IMS, livr. I(17).

pareil aimant est employé également en guise d'étalon de travail du flux magnétique pour l'étalonnage des galvanomètres balistiques et des fluxmètres. Une bobine, connectée avec le galvanomètre, est placée sur la partie centrale de l'ellipsoïde; en la retirant on observe les déviations du galvanomètre α . La constante du galvanomètre est déterminée d'après la formule:

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

où Φ — est le flux de l'ellipsoïde, calculé d'après le moment magnétique et la dimension de l'ellipsoïde, w — le nombre de spires de la bobine.

L'appareil est muni de trois bobines ayant chacune un nombre différent de spires (fig. 11).

Le Laboratoire a élaboré des bobines d'induction mutuelle à enroulements distincts, présentant un certain avantage comparativement avec les bobines des types existants sous le rapport d'une haute résistance de l'isolement et d'une petite capacité.¹

La fig. 12 représente une bobine d'induction mutuelle en forme d'un solénoïde rectiligne avec un enroulement à couche unique sur un cylindre de marbre fileté et un enroulement secondaire sur la partie centrale du solénoïde. Les comparaisons de cette bobine avec la bobine d'induction mutuelle de la maison Siemens et Halske, vérifiée à la P. T. R., donnèrent une concordance dans les limites de $\pm 0,14\%$.

L'un des moments importants de l'activité du Laboratoire des Étalons magnétiques fut son travail international. En réalisation du programme concret, élaboré par le Laboratoire² pour les mesures absolues, prévues en 1929 par une décision du Comité International des Poids et Mesures, le Laboratoire exécuta les travaux pour l'établissement des étalons des unités magnétiques absolues.

Il faut noter les comparaisons, effectuées en 1929 dans les laboratoires magnétiques de la P. T. Reichsanstalt et de l'IMS, d'une bobine de mesure (pour la comparaison des étalons de travail de l'intensité du champ) et des échantillons des différents matériaux ferromagnétiques. Les résultats se trouvèrent être tout à fait satisfaisants, les divergences ne dépassant guère les erreurs des mesures.³

Le Laboratoire a aussi fait beaucoup de recherches sur les méthodes pour le vieillissement artificiel du tôle en acier électrotechnique. La méthode élaborée, et qui consiste en un échauffement à 200° C durant 24 heures dans un thermostat, donne des résultats plus convaincants que les méthodes anciennes. Pour caractériser le vieillissement on employe la variation de la force coercitive.⁴

¹ Voir la fig. 4, p. 32.

² Publication de l'I. M. S., N. 100.

³ Travaux de l'I. M. S., livr. 4(20), 1933.

⁴ Vestnik (Revue) de Standardisation, N. 11—12, 1931.

On fit également une étude détaillée du facteur de forme dans la mesure des pertes par l'hystérésis et les courants Foucault.¹

Pour ce qui concerne les instruments il faut mentionner un appareil pour l'étalonnage des galvanomètres balistiques et des fluxmètres avec un aimant en forme d'un ellipsoïde de rotation et une bobine de mesure et un appareil destiné à mesurer la force coercitive dans un circuit magnétique ouvert (coercimètre) et consistant en un solénoïde dans lequel on place l'échantillon à étudier et la bobine de mesure, connectée avec le galvanomètre. En retirant l'échantillon, on détermine la force coercitive pendant la désaimantation de l'échantillon par le champ du solénoïde (v. fig. 13).

Les essais des matériaux, effectués à des températures élevées, aboutirent à l'élaboration d'une méthode et d'instruments destinés à la détermination des courbes d'aimantation à des températures de $+800^{\circ}\text{C}$.²

Il faut mentionner une série de travaux d'une grande valeur pratique, poursuivies dans le domaine de la méthode des essais magnétiques des roches.³

Dans le domaine des aimants permanents le Laboratoire exécuta une série de travaux pour l'élucidation des processus physiques observés dans l'aimant, et aussi sous le rapport des méthodes pour le calcul des aimants et pour leur emploi pratique. De ce nombre est le travail publié dans la présente livraison et traitant de la structure du champ magnétique et de la différence des potentiels magnétiques. Les questions concernant la méthode d'aimantation et de la stabilisation des aimants furent étudiées en détail et sont d'un emploi très fréquent dans les Laboratoires Industriels.

Les essais, effectués sur les commandes de l'industrie et des Instituts des Investigations scientifiques, des échantillons normaux des matériaux magnétiques et des caractéristiques magnétiques des matériaux de toute espèce des aimants, ainsi que la vérification des instruments de mesures magnétiques, forment une partie essentielle de l'activité du Laboratoire.

La dernière période de l'activité du Laboratoire est caractérisée par l'extension de ses travaux dans le domaine de la standardisation. Le Laboratoire a élaboré les standards: „Les unités magnétiques absolues du système électromagnétique CGS“, „Terminologie dans le domaine des phénomènes ferromagnétiques“, „Symboles dans le domaine du magnétisme terrestre“, „Tôle en acier électrotechnique“.

Les problèmes que le Laboratoire se propose de résoudre dans un avenir rapproché sont: le développement des travaux dans le

¹ Voir le recueil actuel, le mémoire „Le facteur de la forme de la courbe de tension pendant la mesure des pertes par hystérésis et des courants Foucault“.

² Voir l'article „L'influence de la température sur les propriétés de l'acier magnétique et des aimants permanents“ par B. M. Janovski et M-me N. G. Zouieva.

³ Ibid, le mémoire „Méthode absolue de la détermination de la susceptibilité magnétique des roches“.

domaine des mesures absolues magnétiques avec une précision métrologique.

La réalisation plus systématique des comparaisons internationales des étalons magnétiques est aussi à l'ordre du jour.

Le perfectionnement des méthodes existantes au point de vue d'une élévation plus grande de la précision, ainsi que l'élaboration de méthodes et d'instruments nouveaux, sont encore les tâches très importantes que doit assumer le Laboratoire.

Le second plan quinquennal comporte un développement plus vaste des travaux se rapportant aux problèmes de standardisation, surtout dans le domaine de la classification des matériaux magnétiques. En outre, le Laboratoire devra donner un développement plus grand aux problèmes du traitement thermique des matériaux, ayant en vue leur importance pour la détermination des caractéristiques magnétiques des matériaux.

ОБРАЗЦОВЫЕ КАТУШКИ ВЗАИМНОЙ ИНДУКЦИИ

А. Н. Бойко и Н. И. Спиридович

Настоящее исследование произведено с целью разработки рациональной и легко выполнимой конструкции катушек взаимной индукции для градуировки баллистических гальванометров.

От рабочих эталонов взаимной индукции требуются следующие свойства: а) малое и приблизительно одинаковое значение самоиндукции первичной и вторичной обмоток, б) возможно малое сопротивление обмоток и в) малая емкость между обоими обмотками.

Эти требования до некоторой степени противоположны: так если, стремясь получить малую самоиндукцию и малое сопротивление, обе обмотки намотать в непосредственной близости (например двужильным плоским проводом), то получится сравнительно большая емкость между ними. Намотка двужильным проводом дает максимум взаимной индукции для заданной длины провода, когда стороны квадратного сечения обмотки равны радиусу катушки. При этом самоиндукции обеих катушек равны, а взаимная индукция только на небольшую величину меньше самоиндукции каждой из них.

Отдельная намотка катушек, например вторичной поверх первичной или рядом с ней, уменьшает вредную электростатическую емкость, но в то же время понижает взаимную индукцию (коэффициент связи меньше единицы), т. е. требует большего расхода провода для получения заранее заданной величины взаимной индукции.

Исследования катушек взаимной индукции заграничных фирм показали, что некоторые конструкции обладают явным дефектом приводящим в конце концов к ненадежной работе баллистического гальванометра. Например в наиболее распространенных в наших лабораториях катушках фирмы Сименс и Гальске обмотка выполнена двужильным проводом с бумажной изоляцией, пропитанной парафином. Одна жила используется как первичная обмотка, другая — как вторичная. При тесном расположении обеих жил получается большая емкость, порядка 22700 pF . Наблюдаются кроме того поляризационные явления в диэлектрике, что вызывает изменение сопротивления изоляции между жилами в течение 6 мин. от $1,55 \times 10^9$ до $1,02 \times 10^{10} \Omega$. Несовершенство

изоляции и поляризационные явления в конечном счете вызывают явление „ползучих“ токов во вторичной цепи, которые дают неустойчивое отклонение баллистического гальванометра и смещение его нулевого положения.

Мы остановили свой выбор на раздельном расположении первичной и вторичной обмоток катушек, в расчете на уменьшение емкостных явлений, и кроме того уделили большое внимание улучшению изоляционных свойств диэлектрика. Мы сохранили общепринятую величину взаимной индукции в 10 мГн , дающую $1\,000\,000 \text{ М}$ при изменении тока в 1 А .

Так как имелось в виду окончательное значение взаимной индукции определять путем сравнения с эталонной катушкой, то можно было ограничиться приближенными вычислениями при проектировании размеров катушки. В основу расчета было положено вычисление взаимной индукции двух круговых токов, соответствующих размерам и взаимному расстоянию средних витков, симметричных первичной и вторичной обмоток. Эскиз катушки показан на рис. 1.

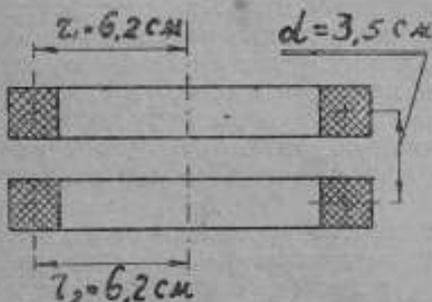


Рис. 1. Эскиз катушки взаимной индукции.

Вычисление выполнялось по формулам и таблицам Jahnke und Emde¹ и затем подбиралось нужное число витков для получения $M = 10 \text{ мГн}$.

Для двух параллельных коаксиальных круговых токов взаимная индукция выражается формулой:

$$M = 4\pi \sqrt{r_1 r_2} \cdot y$$

$$y = \left[K + \frac{2}{\kappa} \right] \cdot K + \frac{2}{\kappa} E = \frac{2E - (1 - \cos^2 \alpha)K}{\sin \alpha}$$

$$K^2 = \sin^2 \alpha = \frac{4r_1 r_2}{(r_1 + r_2)^2} + \alpha^2$$

где: K — полный эллиптический интеграл первого рода,

E — полный эллиптический интеграл второго рода по модулю k .

Угол α , как видно из вышеприведенной формулы и рис. 2, определяется взаимным расположением, в нашем случае равных концентрических кругов радиуса r_1 и r_2 .

¹ Funktionentafeln mit Formeln u. Kurven, Dr. E. Jahnke und Dr. Emd e, стр. 76, изд. В. G. Tebner, Leipzig-Berlin, 1928.

Причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2r}{d} = \frac{2 \times 6,2}{3,5} = 3,54$$

$$\alpha = 74^\circ 15' = 74,25.$$

В книге Янке и Эмде имеется готовая таблица значений y в функции угла α через десятые доли градуса от 60 до $89,9^\circ$, откуда и находим $y = 0,785$.

$$M = 4\pi \sqrt{r^2} \cdot y = 4\pi r \cdot 0,785 = 4\pi \cdot 6,2 \cdot 0,785 = 61,2.$$

Переход от одной пары витков к многим виткам, для получения заданной величины взаимной индукции, требует умножения на число витков в каждой катушке w_1 и w_2 . Делая катушки симметричными, т. е. полагая $w_1 = w_2 = w$, мы облегчаем дальнейшие вычисления:

$$M_n = Mw^2 = 4\pi w^2 ry.$$

Приравнивая полученную формулу заданной величине взаимной индукции $M = 10 \text{ мГн} = 10^7 \text{ см}$, будем иметь окончательное выражение для числа витков в каждой катушке

$$4\pi w^2 ry = 10^7$$

$$w^2 = \frac{10^7}{4\pi ry}$$

$$w = \sqrt{\frac{10^7}{4\pi ry}} = \sqrt{\frac{10^7}{4\pi \cdot 6,2 \cdot 0,785}} = 408 \text{ витков.}$$

Выбираем затем в достаточной мере толстую проволоку (надо придерживаться малых сопротивлений) для размещения нужного числа витков в предполагаемом габарите обмотки. Если встречаются затруднения, начальный габарит немного изменяется в ту или другую сторону и делается новый пересчет.

Дальнейшая точная подгонка количества требуемых витков у начерно изготовленной катушки производилась путем сравнения с образцовой катушкой, взаимной индукция которой известна.

Мы остановили свой выбор на проводе с двойной бумажной оплеткой диаметром 1 мм по меди и $1,3 \text{ мм}$ по изоляции, что в нашем габарите канавок для обмоток позволяет сделать 22 цилиндрических слоя по 19 витков или всего $22 \times 19 = 418$ витков, с некоторым запасом для точной подгонки величины взаимной индукции путем снятия лишних витков. Расчетная длина провода на отдельную намотку 160 м , вес $1,22 \text{ кг}$, сопротивление $3,47 \text{ }\Omega$. От фарфоровых катушек пришлось отказаться,

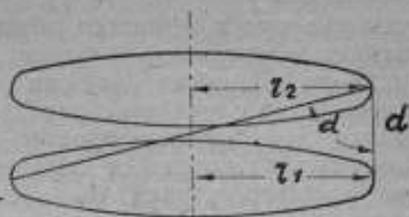


Рис. 2. Схема расположения витков катушки.

так как они в процессе обжига изменяют свои размеры и дают заметные искривления флянцев, что мешает равномерной укладке провода в канавке катушки. Такое неудобство фарфора носило несомненно случайный характер. При более тщательной постановке дела на фарфоровом заводе вероятно можно было бы получать катушки без деформированных флянцев. В таком случае фарфор явился бы весьма подходящим материалом для катушек, в виду его высоких изоляционных свойств. Но налаживание выделки фарфоровых катушек не входило в нашу программу.

Материалом для изготовления катушек служил белый мрамор, проверенный на магнитометре на отсутствие магнитных свойств. Точно так же проверялись медная проволока и лату-

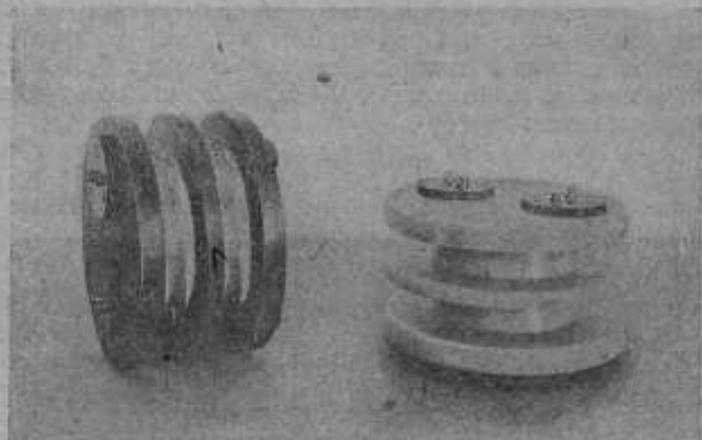


Рис. 3. Мраморные основы для катушек взаимной индукции.

ные винты, так как по исследованиям в магнитной лаборатории продажная латунь, даже изготовленная из довольно чистых исходных металлов цинка и меди, обладает иногда заметными магнитными свойствами,¹ не говоря уже о латуни, выплавленной из собранной заводской стружки, сильно загрязненной железом. По этой же причине следует избегать никелировки наружных зажимов у катушек.

Мраморная катушка для обмотки показана на рис. 3.

Было обращено особое внимание на повышение изолирующих свойств мрамора. Для удаления следов абсорбированной влаги обточенные мраморные катушки сушились 34 часа при температуре 103 — 105°С и вслед за этим в горячем состоянии погру-

¹ Труды ВИС, вып. 4, 1933.

жались в расплавленный парафин для пропитывания, где выдерживались в течение 24 час. при температуре 85—90°. После намотки проволоки катушка сушилась 24 часа при температуре 103—105° и выдерживалась в парафине 24 часа при температуре 85—90°. Сушка и пропитывание парафином обмото улучшает изолирующие свойства бумажной изоляции проволоки и кроме того парафин повышает механическую устойчивость обмоток, предохраняя их от случайного смещения, хотя и малого по величине, но могущего дать заметное изменение величины взаимной индукции. Сверх этого наружный слой обмотки, после окончательной подгонки, промазывался расплавленной мастикой из 1 части канифоли и 2 частей воска, что должно предохранять наружные витки от случайных перемещений при переноске или перевозке. Затем обмотка закрывалась лентой черного графитоля.

Подгонка с точностью до 1 витка дает хорошее приближение к номинальной величине в 10 *mH*, как видно из таблицы 1. Метод подгонки: наблюдение отклонений баллистического гальванометра при одном и том же изменении тока в первичной обмотке катушек.

ТАБЛИЦА 1

Результаты подбора числа витков

№ катушек взаимной индукции	Общее число витков	Среднее отклонение от номинальной взаимной индукции $M = 10\text{mH}$ в %	Окончательная величина взаимной индукции собранных катушек, <i>mH</i>
3	Первичная обмотка 413 витков, вторичная обмотка 413 . . .	+ 0,19	10,009
	Снят 1 виток: первичная обмотка 412 витков . . вторичная обмотка 413	+ 0,02	
4	Первичная обмотка 410 витков . . . Вторичная обмотка 410	+ 0,12	9,990
	Снят 1 виток: первичная обмотка 409 витков . . вторичная обмотка 410	- 0,12	

Окончательно собранные катушки показаны на рис. 4.

Данные изготовленных катушек:

Катушка № 3 Первичная обмотка: 21 слой по 19 витков в 22-м слое 13 витков, всего 412 витков, сопротивление 3,39 Ω .
Вторичная обмотка: 21 слой по 19 витков и в 22-м слое 14 вит-

ков, всего 413 витков, сопротивление 3,40 Ω . Взаимная индукция: 0,010009 H .

Катушка № 4. Первичная обмотка: 21 слой по 19 витков и в 22-м слое 10 витков, всего 409 витков, сопротивление 3,37 Ω . Вторичная обмотка: 21 слой по 19 витков и в 22-м слое 11 витков, всего 410 витков, сопротивление 3,37 Ω . Взаимная индукция: 0,009990 H .

Вес готовой катушки 5,66 кг, в том числе медного провода 2,5 кг.

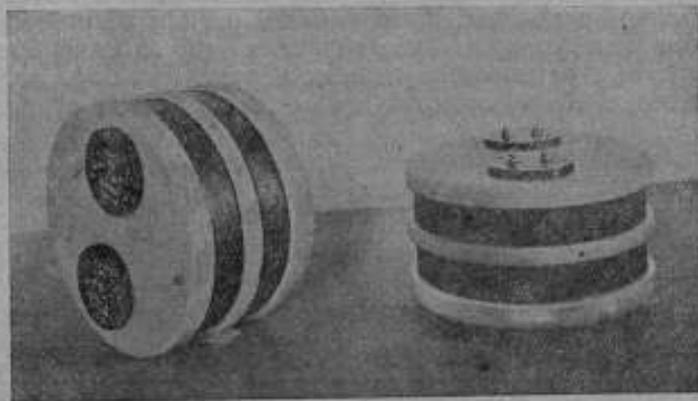


Рис. 4. Общий вид катушек взаимной индукции магнитной лаборатории ВИС.

В изготовленных катушках сопротивление изоляции между обмотками выражается цифрой порядка $5 \times 10^{12} \Omega$, электростатическая емкость между обмотками в зависимости от порядка включения концов катушки колеблется в пределах от 37,4 до 60,7 см, поляризационных явлений в диэлектрике не обнаружено, не наблюдается также явлений „ползучих токов“ и связанных с ними влияний на положение нуля баллистического гальванометра.

LES ÉTALONS DE L'INDUCTION MUTUELLE

par A. N. Boiko et N. I. Spiridovitch

(Résumé)

L'étude des types existants des bobines d'induction mutuelle de 10 *mH* pour les mesures ballistiques a démontré que les enroulements primaire et secondaire, exécutés d'une manière trop serrée (par exemple avec un fil double), occasionnent un décroissement de la résistance de l'isolement et une grande capacité entre les circuits primaire et secondaire de l'ordre de 25000 μF , par suite de quoi les phénomènes de polarisation dans le diélectrique et les courants parasites produisent des perturbations dans le circuit du galvanomètre. Afin d'éliminer ces phénomènes on construisit des bobines à enroulements séparés sur un marbre bien paraffiné. La résistance de l'isolement entre les enroulements s'éleva jusqu'à $5 \times 10^{10} \Omega$, et la capacité baissa jusqu'à 37—60 μF . On n'observa ni phénomènes de polarisation, ni courants parasites dans le circuit du galvanomètre. Ce type de bobines est recommandé pour l'étalonnage des galvanomètres ballistiques.

МАГНИТОМЕТР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТЕЛ С МАЛЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ

Б. М. Яновский и Н. И. Спиридович

Очень часто на практике приходится встречаться с измерением магнитной индукции или проницаемости тел, имеющих незначительную величину магнитного момента. Сюда относятся слабомагнитные материалы, восприимчивость которых меньше 0,1 CGS или же обычные ферромагнитные тела, имеющие очень малые размеры, например тонкие проволоки или полоски.

Обычные методы, баллистический и магнитометрический, в этом случае являются мало чувствительными или же требуют очень

сложных приспособлений. Предлагаемый метод астатического магнитометра дает возможность определять с достаточной точностью в абсолютных единицах интенсивность намагничения и восприимчивость указанных выше тел.

Прибор, служащий для этой цели, представляет астатический магнитометр малого размера, устанавливаемый в первом или же во втором Гауссовом положении по отношению к испытуемому образцу. Магнитная система магнитометра со-

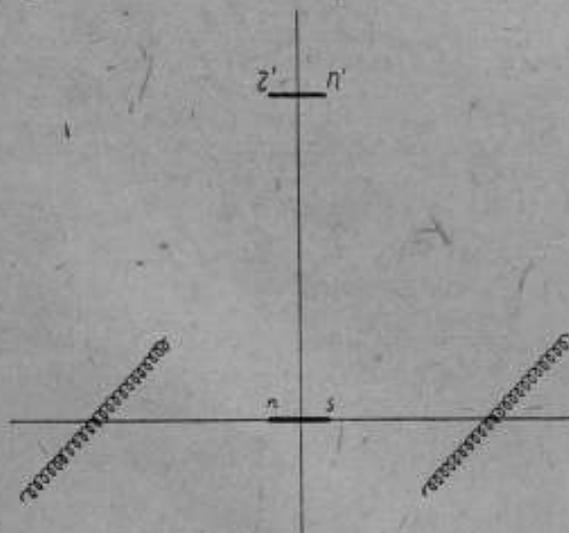


Рис. 1.

стоит из двух магнитов (рис. 1), имеющих плоскую форму, размерами $2 \times 5 \times 15$ мм и отстоящих друг от друга на расстоянии 150 мм. Система подвешивается на тонкой кварцевой нити диаметром от 30 до 50 μ . Для быстрого затухания колебаний системы нижний магнит помещается в медный успокоитель.

Испытуемый образец помещается в намагничивающую катушку, внутренний диаметр которой 10 мм и длина 300 мм. Число витков таково, что ток в 1 А создает в центре катушки поле напряженностью 121 Ое. Катушка располагается по отношению к магниту во втором Гауссовом положении, на расстоянии от 5 до 15 см от центра магнита на салазках, которые перемещаются по шине с делениями. Внешний вид магнитометра показан на рис. 2.

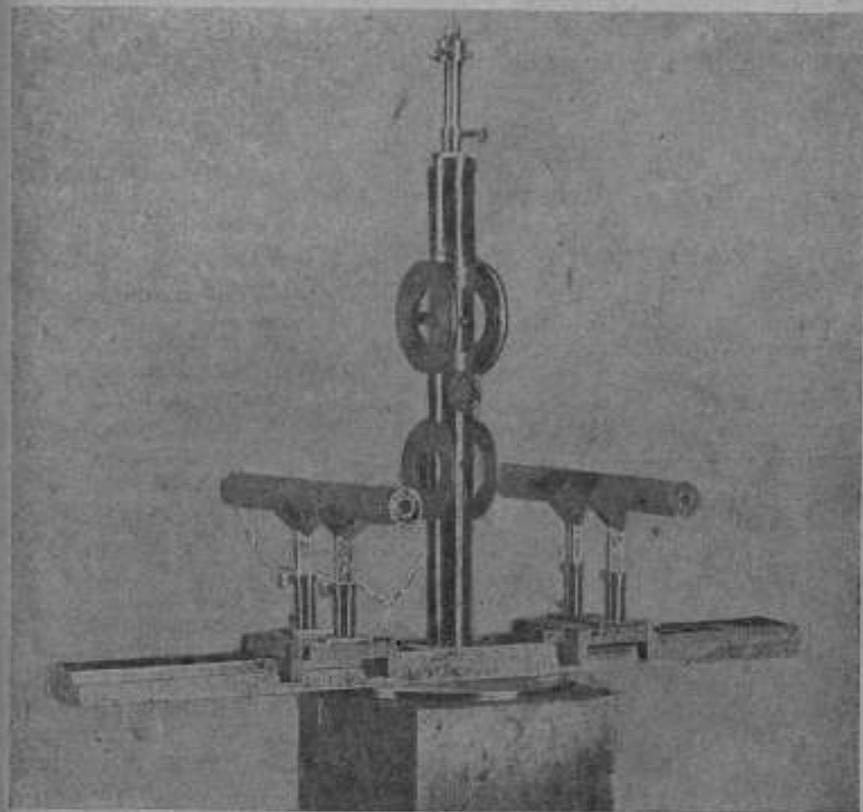


Рис. 2. Общий вид астатического магнитометра.

Для компенсации поля, создаваемого намагничивающей катушкой, симметрично ей, помещается вторая катушка таких же размеров, соединенная последовательно с первой.

Для градуировки магнитометра служат кольца Гельмгольца, которые установлены таким образом, что центр их совпадает с центром нижнего магнита, а ось перпендикулярна оси магнита.

Кольца имеют диаметр 110 мм и обмотку в один виток. Постоянная колец вычисляется из размеров по формуле

$$K = 0,90 \frac{w}{R},$$

где w — число витков, R — средний радиус в см.

ТЕОРИЯ АСТАТИЧЕСКОГО МАГНИТОМЕТРА

Пусть M_1 и M_2 — магнитные моменты обоих магнитов магнитометра (рис. 3), направление которых считается положительным

от S к N , H — горизонтальная составляющая земного поля, H_1 — напряженность внешнего магнитного поля, создаваемого постоянным магнитом или электрическими токами в месте расположения нижнего магнита, H_2 — напряженность того же поля в месте расположения верхнего магнита, δ — двугранный угол между плоскостями, проходящими через оси обоих магнитов, θ_1 — угол между магнитным меридианом и осью нижнего магнита, C — постоянная кручения и φ — угол закручивания нити.

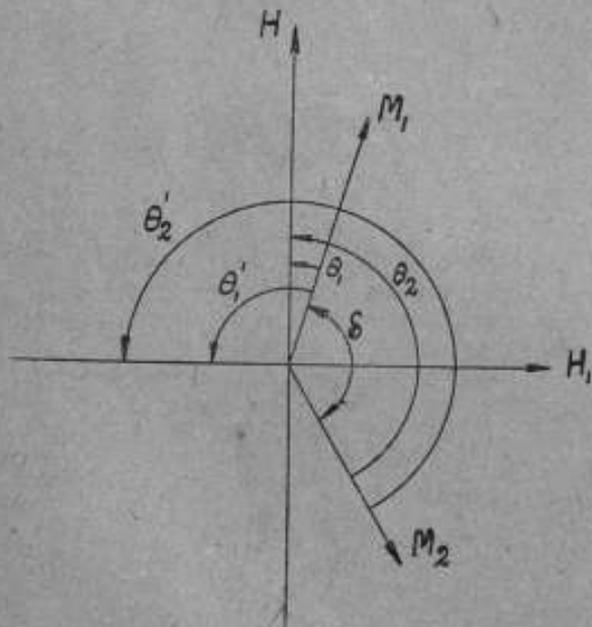


Рис. 3.

В таком случае момент вращения P_1 , действующий на нижний магнит, выразится:

$$P_1 = M_1 H \sin \theta_1 + M_1 H_1 \sin \theta_1',$$

Момент вращения P_2 , действующий на верхний магнит,

$$P_2 = M_2 H \sin \theta_2 + M_2 H_2 \sin \theta_2',$$

где

$$\theta_2 = \theta_1 + \delta, \quad \theta_1' = \theta_1 + \frac{\pi}{2} \quad \text{и} \quad \theta_2' = \theta_2 + \frac{\pi}{2}.$$

Общий момент P , действующий на всю систему, будет равен сумме $P_1 + P_2$, т. е.

$$P = H(M_1 \sin \theta_1 + M_2 \sin \theta_2) + M_2 H_2 \cos \theta_2 + M_1 H_1 \cos \theta_1.$$

Этот момент уравнивается моментом кручения нити, который пропорционален углу закручивания нити φ , т. е.

$$H(M_1 \sin \theta_1 + M_2 \sin \theta_2) + M_2 H_2 \cos \theta_2 + M_1 H_1 \cos \theta_1 = C\varphi, \quad (1)$$

причем

$$\varphi = \theta_0 - \theta_1,$$

и θ_0 — первоначальный угол, составленный осью нижнего магнита с магнитным меридианом.

Выражение

$$M_1 \sin \theta_1 + M_2 \sin \theta_2$$

представляет сумму проекций векторов M_1 и M_2 на ось, перпендикулярную к направлению меридиана, и по свойству проекций равно проекции суммы векторов, $M = M_1 + M_2$ на ту же ось, т. е.

$$M \sin \theta = M_1 \sin \theta_1 + M_2 \sin \theta_2, \quad (1')$$

где θ — угол между вектором M и магнитным меридианом (рис. 4).

Поэтому уравнение (1) можно записать:

$$HM \sin \theta + M_2 H_2 \cos \theta_2 + M_1 H_1 \cos \theta_1 = C\varphi. \quad (1'')$$

Чтобы определить чувствительность магнитометра ε , т. е. величину угла, на который он отклоняется при действии внешнего поля равного единице, необходимо найти производную

$$\frac{d\theta_1}{dH_1}, \text{ так как } \varepsilon = \frac{d\theta_1}{dH_1}.$$

Дифференцируя уравнение (1) и считая M_1 , M_2 , H и θ_0 постоянными величинами, будем иметь

$$H(M_1 \cos \theta_1 + M_2 \cos \theta_2) d\theta_1 + M_2 \cos \theta_2 dH_2 - M_2 H_2 \sin \theta_2 d\theta_2 + M_1 \cos \theta_1 dH_1 - M_1 H_1 \sin \theta_1 d\theta_1 = -C d\theta_1 \quad (2)$$

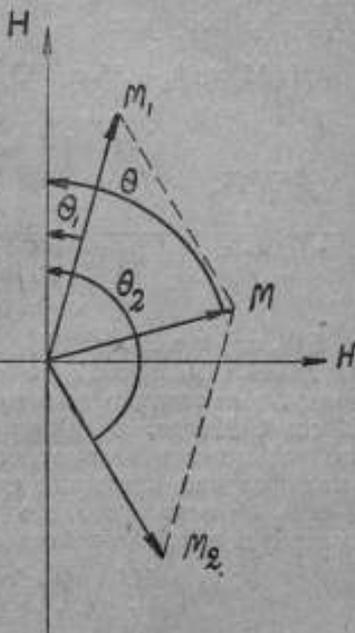


Рис. 4.

Так как H_1 и H_2 — напряженности поля, создаваемого одним и тем же источником, то H_2 пропорционально H_1 , т. е.

$$H_2 = \kappa_1 \cdot H_1,$$

причем κ_1 всегда меньше единицы, так как действие на нижний магнит всегда можно сделать наибольшим. Отсюда

$$dH_2 = \kappa_1 dH_1.$$

Подставив вместо H_2 и dH_2 их выражения в уравнение (2), разделив обе части его на $d\theta_1$ и принимая во внимание, что $d\theta_1 = d\theta_2$, получим:

$$H(M_1 \cos \theta_1 + M_2 \cos \theta_2) + \kappa_1 M_2 \cos \theta_2 \frac{dH_1}{d\theta_1} - \kappa_1 M_2 H_1 \sin \theta_2 + \\ + M_1 \cos \theta_1 \frac{dH_1}{d\theta_1} - M_1 H_1 \sin \theta_1 = -C,$$

откуда:

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{dH_1}{d\theta_1} = - \frac{C}{M_1 \cos \theta_1 + \kappa_1 M_2 \cos \theta_2} - H \frac{M_1 \cos \theta_1 + M_2 \cos \theta_2}{M_1 \cos \theta_1 + \kappa_1 M_2 \cos \theta_2} + \\ + H_1 \frac{M_1 \sin \theta_1 + \kappa_1 M_2 \sin \theta_2}{M_1 \cos \theta_1 + \kappa_1 M_2 \cos \theta_2} \quad (3)$$

Выражение $M_1 \cos \theta_1 + M_2 \cos \theta_2$ представляет сумму проекций магнитных моментов на ось параллельную магнитному меридиану. Аналогично выражению (1), его можно представить как $M \cos \theta$. Далее, величину $\kappa_1 M_2$ можно рассматривать как магнитный момент некоторого магнита параллельный вектору M_2 , в таком случае проекции суммы магнитных моментов $M_1' = M_1 + \kappa_1 M_2$ на оси: параллельную магнитному меридиану и перпендикулярную ему, выразятся соответственно

$$M_1' \cos \theta_1'' = M_1 \cos \theta_1 + \kappa_1 M_2 \cos \theta_2 \\ M_1' \sin \theta_1'' = M_1 \sin \theta_1 + \kappa_1 M_2 \sin \theta_2,$$

где

θ_1'' — угол между \mathbf{H} и \mathbf{M}_1'

Подставив эти выражения в уравнение (3), получим:

$$\frac{1}{\varepsilon} = - \frac{C + HM \cos \theta - H_1 M_1' \sin \theta_1''}{M_1' \cos \theta_1''} \quad (3')$$

Если пренебречь влиянием на верхний магнит ($\kappa_1 = 0$), то

$$\frac{1}{\varepsilon_1} = - \frac{C + HM \cos \theta - H_1 M_1 \sin \theta_1}{M_1 \cos \theta_1} \quad (3'')$$

Если же считать, что напряженность поля, действующая на систему, одинакова во всех точках, т. е. $\kappa_1 = 1$, то

$$\frac{1}{\varepsilon_2} = - \frac{C + HM \cos \theta - H_1 M \sin \theta}{M \cos \theta} \quad (3''')$$

Для строго астатической системы $M_1 = -M_2$ и $M = 0$, поэтому выражения (3'), (3'') и (3''') примут соответственно вид:

$$\frac{1}{\varepsilon} = -\frac{C}{M_1 \cos \theta_1 (1-k_1)} - H_1 \operatorname{tg} \theta_1;$$

$$\frac{1}{\varepsilon_1} = -\frac{C}{M_1 \cos \theta_1} - H_1 \operatorname{tg} \theta_1; \quad \frac{1}{\varepsilon_2} = \infty$$

Во всех предыдущих выражениях для ε последние члены правой части, содержащие \sin и tg углов θ_1 и θ_1'' , всегда малы по сравнению с первыми членами, т. е. с C и $\frac{C}{M_1}$; и ими можно пренебречь.

Действительно, из уравнения (1), полагая, что система астатическая, и $H_1 = -H_2$, имеем:

$$M_1 H_1 \cos \theta_1 = C \varphi,$$

или

$$H_1 M_1 = \frac{C \varphi}{\cos \theta_1}.$$

Так как угол отклонения θ_1 и угол кручения φ обычно малы и сумма магнитных моментов $M_1' = M_1 + kM_2$ тоже мала, то величины $H_1 M_1 \sin \theta_1$ и $H_1 M_1' \sin \theta_1''$ — малы по сравнению с C . Например, при $\theta_1 = \varphi = 1^\circ$, отношение

$$\frac{H_1 M_1 \sin \theta_1}{C} = \frac{\varphi \sin \theta_1}{\cos \theta_1} = \theta_1^2 = \frac{\pi^2}{180 \cdot 180} = 0,000308,$$

т. е. составляет всего лишь 0,03 %.

Поэтому чувствительность ε для не вполне астатической системы можно представить следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= -\frac{M_1' \cos \theta_1''}{C + HM \cos \theta} \\ \varepsilon_1 &= -\frac{M_1 \cos \theta_1}{C + HM \cos \theta} \\ \varepsilon_2 &= -\frac{M \cos \theta}{C + HM \cos \theta} \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

а для астатической системы:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= -\frac{M_1 \cos \theta_1 (1-k_1)}{C} \\ \varepsilon_1 &= -\frac{M_1 \cos \theta_1}{C} \\ \varepsilon_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Из уравнений (4) видно, что чувствительность не вполне астатической системы больше или меньше чувствительности астатической системы, в зависимости от величины θ . Если направление

равнодействующего момента составляет с направлением меридиана угол первой или четвертой четверти, то чувствительность системы будет больше чувствительности аstaticеской. Если же этот угол лежит во второй или третьей четверти, то чувствительность делается меньшей.

Уравнения (4) и (5) дают нам выражения для чувствительности системы по отношению действия на нее однородного магнитного поля, например по отношению к вариациям земного магнитного поля. Для вполне аstaticеской системы эта чувствительность равна нулю, т. е. система не чувствительна к вариациям. Для не вполне аstaticеской системы чувствительность пропорциональна проекции равнодействующего магнитного момента на магнитный меридиан.

Помимо того, что аstaticеский магнитометр является мало чувствительным по отношению к вариациям земного поля, второе его преимущество перед обычным заключается в том, что чувствительность его может быть сделана значительно выше чувствительности обычного магнитометра. Условие равновесия не аstaticеского магнитометра, если пренебречь кручением нити,

$$M_1 H \sin \theta_1 = M_1 H' \cos \theta_1,$$

где H — горизонтальная составляющая земного поля, H' — напряженность действующего поля, перпендикулярного к земному, и θ_1 — угол отклонения от магнитного меридиана. Дифференцируя это уравнение, считая θ_1 и H' переменными и составляя производную $\frac{d\theta_1}{dH'}$, которая равна чувствительности, получим

$$\varepsilon = \frac{d\theta_1}{dH'} = \frac{M_1 \cos \theta_1}{M_1 H \cos \theta_1 + M_1 H' \sin \theta_1}.$$

Так как H' — обычно меньше H , и θ_1 — мало, то членом $H' \sin \theta_1$ можно пренебречь, поэтому:

$$\varepsilon = \frac{1}{H'} \quad (6)$$

т. е. чувствительность обычного магнитометра есть величина постоянная, независимая от магнитного момента магнита.

Отношение чувствительности аstaticеского магнитометра к чувствительности обычного получим, если разделим второе из уравнений (4) на уравнение (6), т. е.

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} = \frac{M_1 H \cos \theta_1}{C + HM \cos \theta}.$$

При малом C и $M = 0$ это отношение может иметь очень большую величину, т. е. чувствительность аstaticеской системы может быть сделана во много раз выше чувствительности обычной системы.

Зная чувствительность магнитометра и измеряя угол отклонения магнитной системы, можно определить напряженность однородного магнитного поля, вызывающего отклонение магнитометра.

Первое из уравнений (5) дает нам

$$\frac{d\theta_1}{dH_1} = \frac{M_1 \cos \theta_1}{C} (1 - k_1). \quad (7)$$

Обозначая величину $\frac{M_1 \cos \theta_1}{C} = \frac{1}{q}$ и заменяя $k_1 = \frac{H_2}{H_1}$, после интегрирования уравнения (7) получим:

$$H_1 - H_2 = q^{\theta_1}, \quad (8)$$

если считать, что q — величина постоянная.

Обратно, зная напряженность действующего поля, по углу отклонения легко найти чувствительность или коэффициент q .

Из уравнения (8) имеем:

$$q = \frac{H_1 - H_2}{\theta_1}.$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ НАМАГНИЧЕНИЯ ТОНКИХ ПРОВОЛОК НА АСТАТИЧЕСКОМ МАГНИТОМЕТРЕ

Рассмотрим случай измерения тонкой проволоки, диаметр которой d примерно в несколько сот раз меньше длины l . При таком соотношении l и d , коэффициент размагничивания будет, во-первых, мал и, во-вторых, почти одинаков с коэффициентом размагничивания эллипсоида таких же размеров. Отсюда вытекает, что намагничение такой проволоки можно считать однородным и действие ее на магнит эквивалентным действию двух магнитных полюсов, находящихся на расстоянии длины проволоки, магнитные массы которых равны ls , где l — интенсивность намагничивания и s — площадь сечения.

Магниты подвешенной системы точно так же можно считать эквивалентными магнитам с точечными полюсами вследствие их малого размера, но расстояние между полюсами необходимо принимать несколько меньшим их длины.

Имея это в виду, вычислим взаимодействие между испытуемым образцом и магнитной системой.

Положим, что образец NS и нижний магнит ns находятся в одной плоскости и пусть расстояние от центра образца до центра магнита ns будет R . Тогда по закону Кулона напряженность поля H_1 , создаваемая образцом в центре магнита O , выражается формулой:

$$H_1 = \frac{2m}{(R^2 + l^2)^2} \cos \alpha,$$

где $m = Is$ — магнитная масса, l — полудлина образца и α — угол между осью образца и направлением S (рис. 5). Нетрудно видеть, что:

$$\cos \alpha = \frac{l}{\sqrt{R^2 + l^2}}$$

Тогда напряженность поля, создаваемая намагниченным образом в центре отклоняемого магнита будет:

$$H_1 = \frac{2sl}{(R^2 + l^2)^{3/2}} = \frac{vl}{(R^2 + l^2)^{3/2}},$$

где v — объем образца.

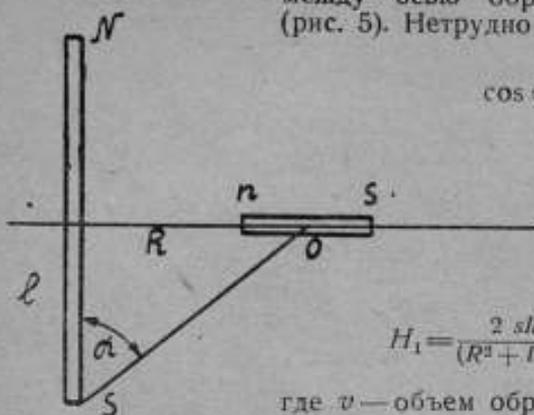


Рис. 5.

Обозначим напряженности магнитного поля в точках расположения магнитных полюсов отклоняемого магнита через H_1' и H_1'' . В таком случае, в виде незначительных размеров магнита H_1' и H_1'' , можно выразить через H_1 по формуле Тейлора, ограничиваясь членами второго порядка,

$$H_1' = H_1 + \frac{\partial H_1}{\partial l_1} l_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H_1}{\partial l_1^2} l_1^2$$

$$H_1'' = H_1 - \frac{\partial H_1}{\partial l_1} l_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H_1}{\partial l_1^2} l_1^2$$

где $2l_1$ — расстояние между полюсами магнита.

Откуда силы, действующие на каждый из полюсов, будут:

$$H_1' m_1 = H_1 m_1 + \frac{\partial H_1}{\partial l_1} m_1 l_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H_1}{\partial l_1^2} l_1^2 m_1$$

$$H_1'' m_1 = H_1 m_1 - \frac{\partial H_1}{\partial l_1} m_1 l_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H_1}{\partial l_1^2} l_1^2 m_1$$

Момент вращения P будет равен сумме моментов сил и для нахождения его необходимо каждую силу умножить на плечо, равное половине длины расстояния между полюсами, т. е.

$$P = H_1' m_1 l_1 + H_1'' m_1 l_1$$

или, подставляя вместо H_1' и H_1'' их выражения из предыдущего, получим:

$$P = MH_1 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H_1}{\partial l_1^2} \frac{l_1^2}{H_1} \right],$$

где $M = 2m_1 l_1$.

Производные от H_1 по l_1 , так как l_1 по направлению совпадает с l , согласно уравнения (9), будут:

$$\frac{\partial H_1}{\partial l_1} = -3vI (R^2 + l^2)^{-3/2}, \quad R = -3H \frac{R}{(R^2 + l^2)^2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H_1}{\partial l_1^2} &= -3vI (R^2 + l^2)^{-3/2} + 15vI (R^2 + l^2)^{-5/2} R^2 = \\ &= H \left(-\frac{3}{(R^2 + l^2)^2} + \frac{15 R^2}{(R^2 + l^2)^3} \right). \end{aligned}$$

Подставляя эти значения в уравнение (10), получим:

$$P = MH_1 \left[1 - \frac{3}{2} \frac{l_1^2}{(R^2 + l^2)^2} + \frac{15}{2} \frac{l_1^2 R^2}{(R^2 + l^2)^3} \right].$$

Членами в квадратных скобках можно пренебречь в виду их малости, так как обычно величина R велика по сравнению с l_1 . Поэтому, с точностью около 1%, можно положить, что

$$P = MH_1,$$

т. е. можно рассматривать магнитное поле, создаваемое проволочкой в пространстве, занимаемом магнитом, однородным, и для определения H_1 пользоваться уравнением (8)

$$H_1 - H_2 = q \theta_1,$$

где H_2 — напряженность магнитного поля, создаваемого в месте расположения верхнего магнита (рис. 6).

Величина H_2 , по аналогии с предыдущим, будет:

$$H_2 = \frac{vI}{(R^2 + l^2 + L^2)^{3/2}}, \quad (10)$$

где L — расстояние между магнитами. Подставляя выражение (9) и (10) в уравнение (8) и определяя отсюда l , получим

$$l = q \frac{1}{v} \frac{(R^2 + l^2)^{3/2}}{\left[1 - \left(\frac{R^2 + l^2}{R^2 + l^2 + L^2} \right)^{3/2} \right]} \theta_1. \quad (11)$$

Постоянную q можно определить, наблюдая отклонения аstaticеской системы под влиянием магнитного поля, создаваемого симметрично поставленными катушками из одного витка радиуса r , находящихся на расстоянии R_0 от центра одного из магнитов. Напряженность поля такой системы катушек будет

$$H_0 = \frac{0,4 \pi I r^2}{(r^2 + R_0^2)^{3/2}}$$

По аналогии с предыдущим выводом:

$$q = \frac{H_0}{H_0} = \frac{0,4 \pi^2 r^2}{\omega_0 (r^2 + R^2)^{3/2}}, \quad (12)$$

где α_0 — отклонение системы магнитов под влиянием H_0 .

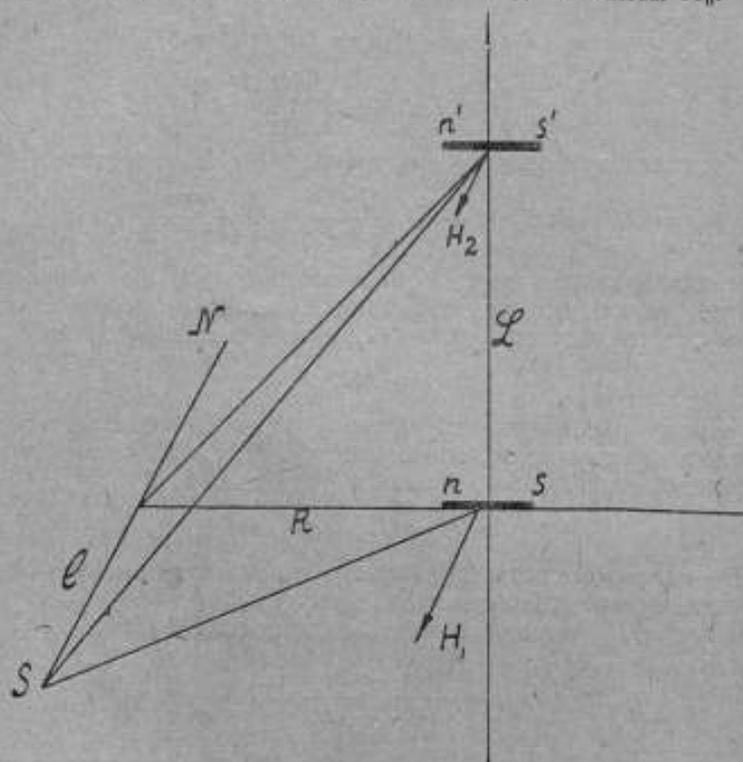


Рис. 6.

Влияние этой пары катушек на верхний магнит можно приближенно вычислить по формулам:

$$H_0' = \frac{M_0}{r_1^2} \cos \theta_0'$$

$$H_0'' = \frac{M_0}{r_1^2} \sin \theta_0'$$

где H_0' — напряженность поля, создаваемого катушкой по направлению r_1 , а H_0'' — по направлению перпендикулярному r_1 (рис. 7), M_0 — магнитный момент тока равный $0,2 \pi r^2 I$ и θ_0' — угол между r_1 и R_0 .

Таким образом:

$$H_0' = \frac{0,2 \pi r^2 I}{(R_0^2 + L^2)^{3/2}} \cdot \frac{R_0}{r_1}$$

$$H_0'' = \frac{0,2 \pi r^2 I}{(R_0^2 + L^2)^{3/2}} \cdot \frac{L}{r_1}$$

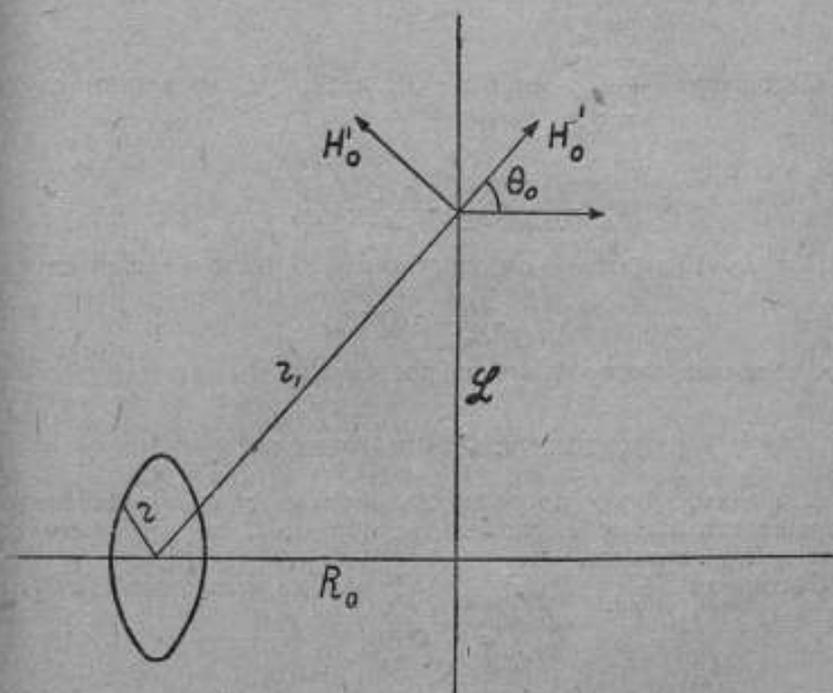


Рис. 7.

Напряженность поля в горизонтальном направлении будет:

$$H_1 = H_0' \cos \theta_0 - H_0'' \sin \theta_0,$$

т. е.

$$H_1 = \frac{0,2 \pi r^2 I}{(R_0^2 + L^2)^{3/2}} \frac{R_0^2}{r_1^2} - \frac{0,2 \pi r^2 I}{(R_0^2 + L^2)^{3/2}} \frac{L R_0}{r_1^2}$$

или

$$H_1 = - \frac{0,2 \pi r^2 I R_0}{(R_0^2 + L^2)^{3/2}} (L - R_0)$$

Если взять отношение $\frac{H_1}{H_0}$, то

$$\begin{aligned} \frac{H_1}{H_0} &= \frac{(R_0^2 + r^2)^{3/2}}{2(R_0^2 + L^2)^{3/2}} \cdot \frac{R_0(L - R_0)}{(R_0^2 + L^2)} = \\ &= \frac{R_0^2}{2L^2} \frac{\left[1 + \frac{r^2}{R_0^2}\right]^{3/2}}{\left[1 + \frac{R_0^2}{L^2}\right]^{3/2}} \cdot \frac{R_0(L - R_0)}{(R_0^2 + L^2)}. \end{aligned}$$

Отношение $\frac{1 + \frac{r^2}{R_0^2}}{1 + \frac{R_0^2}{L^2}}$ при $r < R_0$ и $R_0 < L$ во всяком случае

< 2 , поэтому

$$\frac{H_1}{H_0} < \frac{R_0^2}{L^2} \cdot \frac{R_0(L - R_0)}{L^2 + R_0^2}.$$

При $L = 15$ см, $R_0 = 4$ см, как это имело место в нашем случае,

$$\frac{H_1}{H_0} < 0,013,$$

т. е. величина, которой можно пренебречь.

ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ l

Вычислим, какую погрешность вызывают в определении l погрешности в измерениях длины образца l и расстояния его R от центра магнита.

Обозначая $l^2 + R^2 = P^2$, $L^2 + l^2 + R^2 = Q^2$, из уравнения (11), будем иметь

$$l = \frac{g}{v} \frac{Q^2 P^3}{Q^3 - P^3}. \quad (13)$$

Так как L — величина постоянная, то

$$P dP = Q dQ.$$

Поэтому, дифференцируя выражение (13), получим

$$\frac{dl}{l} = \frac{3 dQ}{Q} + \frac{3 dP}{P} - \frac{d(Q^3 - P^3)}{Q^3 - P^3},$$

или

$$\begin{aligned} \frac{dl}{l} &= \frac{3 dQ}{Q} + \frac{3 dP}{P} - 3 \frac{Q^2 dQ - l^2 dP}{Q^3 - P^3} = \frac{3 dQ}{Q} + \frac{3 dP}{P} \\ &- 3P \frac{Q - P}{Q^3 - P^3} dP = \frac{3Q dQ}{Q^2} + \frac{3P dP}{P^2} - \frac{3P dP}{Q^2 + QP + P^2}, \end{aligned}$$

где

$$P dP = l dl + R dR.$$

Последним членом можно пренебречь, в виду его малости по сравнению с первыми двумя членами, и кроме того отбрасывание его не уменьшает, а увеличивает общую погрешность, так как он имеет знак минус.

Поэтому относительная погрешность в определении интенсивности I будет:

$$\frac{\Delta I}{I} < \frac{3(\Delta l + R\Delta R)(P^2 + Q^2)}{P^2Q^2}$$

или

$$\frac{\Delta I}{I} < 3\left(1 + \frac{P^2}{Q^2}\right)\left(\frac{l}{l^2 + R^2} \Delta l + \frac{R}{l^2 + R^2} \Delta R\right)$$

При тех размерах, которые имеются у магнитометра, т. е. при $L=15$ см, $R=10$ см, $l=5$ см и при ошибках в определении длины образца $\Delta l = \pm 1$ мм, в определении расстояния $\Delta R = \pm 1$ мм

$$\frac{\Delta I}{I} < 3\left(1 + \frac{125}{350}\right) \times \left(\frac{5}{125} \cdot 0,05 + \frac{10}{125} \cdot 0,1\right),$$

т. е.

$$\frac{\Delta I}{I} < 4,0408 \text{ или } \frac{\Delta I}{I} < 4\%.$$

Кроме ошибок в измерении l и R на определение I влияют ошибки в измерениях угла отклонения, объема и постоянной магнитометра. Из формулы (11) имеем:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta q}{q} + \frac{\Delta \theta}{\theta} - \frac{\Delta v}{v} + \Delta \beta,$$

где

$$\beta = \frac{(l^2 + R^2)^{3/2}}{1 - \left(\frac{l^2 + R^2}{l^2 + l^2 + R^2}\right)^{3/2}}.$$

Измерение угла отклонения можно производить с точностью до $\pm 0,5$ мм, измерение объема — до 0,01 его величины и определение постоянной магнитометра q — до 0,01 величины. Поэтому, принимая в среднем $\theta_1 = 20$ делениям по шкаде, получим что средняя квадратичная погрешность в определении интенсивности намагничивания будет порядка

$$\frac{\Delta I}{I} = \pm \sqrt{0,01^2 + 0,04^2 + 0,01^2 + 0,04^2}$$

$$\frac{\Delta I}{I} < 6\%.$$

ИЗМЕРЕНИЯ НА МАГНИТОМЕТРЕ

Для исследования магнитометра был произведен ряд измерений с одним и тем же образцом в форме проволоки из электролитического железа длиной в 10 см и диаметром 0,2 мм.

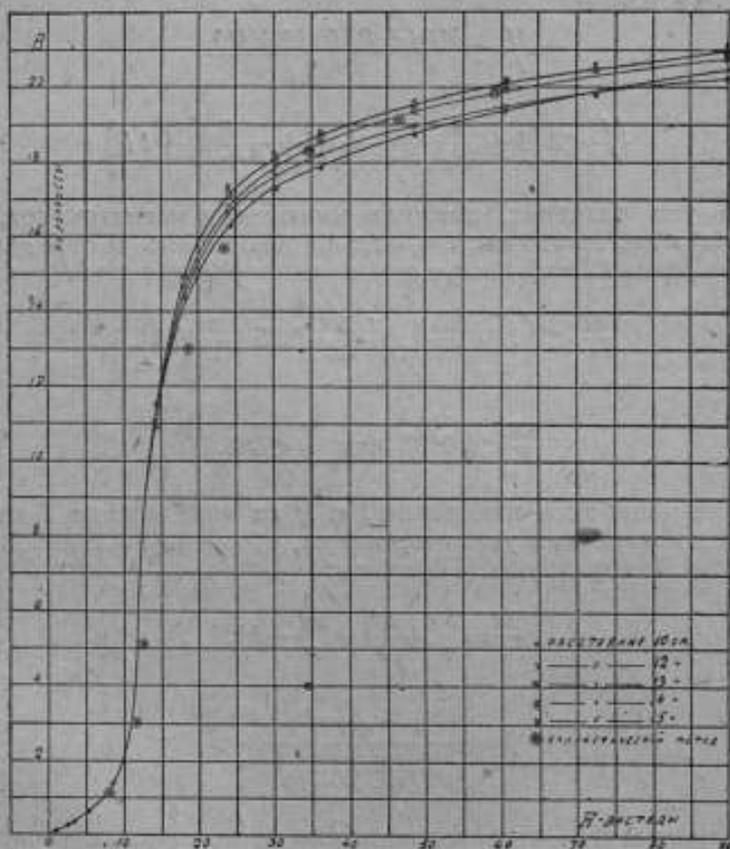


Рис. 8. Основные кривые намагничивания для образца электролитического железа, полученные с разных расстояний образца от магнита магнитометра,

Образец, заключенный в стеклянную трубочку равной с ним длины, помещался в середину намагничивающей катушки. При помощи установленной точно в плоскости магнитного меридиана шины с делениями образец, помещенный в катушку, устанавливался на определенном расстоянии от центра нижнего магнита (см. рис. 2). В начале без образца производилась компенсация

поля, создаваемого намагничивающей катушкой, путем передвижения второй катушки, расположенной на шине по другую сторону магнитной системы и включенной в ту же цепь.

Образец располагается на расстоянии 9, 10, 11 и т. д. до 15 см от центра магнита и на каждом из указанных расстояний снималась основная кривая намагничивания.

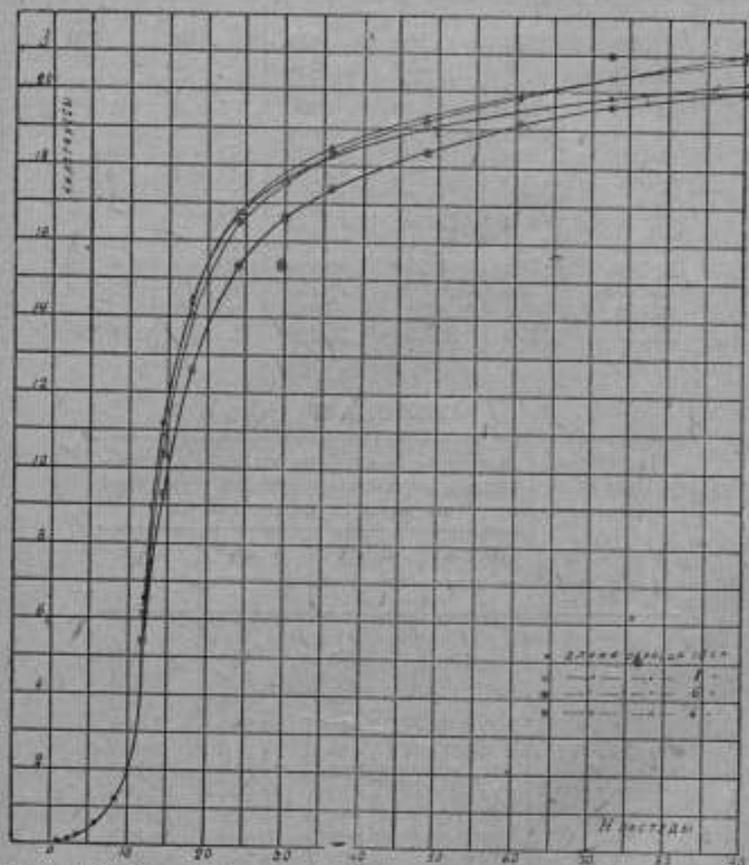


Рис. 9. Основные кривые намагничивания для образцов электролитического железа различной длины.

Далее при одном и том же расстоянии в 12 см от центра магнита, с того же образца были сняты основные кривые намагничивания при постепенном уменьшении длины образца каждый раз на 2 см. Результаты измерений приведены в таблицах I и II, а соответствующие кривые даны на рис. 8 и 9.

ТАБЛИЦА I

Напряженность магнитного поля в эрстедах	Магнитная индукция в гауссах, измеренная с различных расстояний образца от магнита магнитометра						
	9 см	10 см	11 см	12 см	13 см	14 см	15 см
<i>H</i>	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>B</i>
2,42	190	200	160	130	210	170	140
3,64	300	320	290	310	280	370	210
6,06	590	620	680	550	660	580	620
8,48	1130	1320	1180	1230	1270	1170	1300
12,12	4980	6670	5120	6520	6820	6680	6780
14,55	9990	10890	10020	11090	11500	—	—
18,18	13970	14260	13680	14500	14980	14730	14770
24,24	16280	16290	16050	16700	17120	16800	17200
30,30	17220	17310	17250	17710	18130	17970	18130
36,37	17800	17880	17710	18280	18770	18670	18850
48,49	18510	18740	18520	18990	19600	19380	19600
60,61	19010	19350	19140	19520	20200	19970	20230
72,73	19480	19830	19540	19840	20530	—	20680
90,91	20030	20520	20180	20290	20960	20870	21000

ТАБЛИЦА II

Напряженность магнитного поля в эрстедах	Магнитная индукция в гауссах, измеренная с разных расстояний образца от магнита магнитометра.			
	10 см	8 см	6 см	4 см
<i>H</i>	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>B</i>	<i>B</i>
2,42	130	100	150	150
3,64	310	310	320	320
6,06	550	650	650	700
8,48	1230	1340	1270	1200
12,12	6520	6440	6000	5410
14,55	11090	10920	10310	9240
18,18	14500	14370	13990	12600
24,24	16700	16770	16470	15320
30,30	17710	17810	17680	16640
36,37	18280	18510	18380	17410
48,49	18990	19340	19260	18380
60,61	19520	19970	19920	19220
72,73	19840	20390	21040	19640
90,91	20290	20890	21000	20300

Сопоставляя результаты измерений, нужно отметить, что указанные условия испытаний, различные расстояния образца от магнита магнитометра и различные длины образца, находящегося

в равномерном намагничивающем поле, не оказывают существенного влияния на магнитные величины, получаемые при измерениях на магнитометре данной конструкции. Процентная разница в величинах индукции и проницаемости, отнесенная к тем же величинам, полученным для образца длиной в 10 см на расстоянии 12 см от магнита, при напряженности поля в 90,91 Ое не превышает 3,5%.

При других полях эта разница колеблется также в пределах точности измерения этого метода. При напряженностях магнитного поля до 15 Ое разница почти не определима. Незначительное отклонение представляет основная кривая намагничивания образца длиной в 4 см, имеющего наименьшее отношение $\frac{l}{d}$, где при полях от 20 до 40 Ое кривая в месте перегиба лежит несколько ниже, чем у образцов большей длины.

Из той же проволоки электролитического железа был изготовлен тор в 1000 оборотов с средним диаметром 5,7 см, и баллистическим методом была снята основная кривая намагничивания. Данные приведены в таблице III, а кривая изображена на рис. 8.

ТАБЛИЦА III

Напряженность магнитного поля в эрстедах	Магнитная индукция в гауссах
1,2	80
2,3	180
3,5	290
5,8	580
8,7	1 250
11,6	3 250
12,8	5 690
18,6	12 910
23,2	15 700
34,8	18 290
46,4	19 210
58,0	19 740

Сравнивая кривые, полученные магнитометрическим и баллистическим методами, находим полное их совпадение в начале и в пологой части; наблюдающаяся незначительная разница в части кривой перед коленом лежит в пределах ошибок наблюдений.

Этим же методом можно определять магнитные свойства материалов, обладающих малой магнитной восприимчивостью порядка $10^{-2} - 10^{-5}$ CGS, как например — немагнитные стволы и чугуны, различные горные породы и т. д.

В этом случае размеры образца должны быть такими, чтобы магнитный момент был достаточен для получения заметных углов отклонения магнитометра. Для восприимчивости порядка 10^{-2} CGS достаточно взять образец диаметром от 5 до 10 мм. Но при этом в формуле (11)

вместо длины образца l необходимо принять расстояние между полюсами образца l' , определяемое по формуле

$$l' = \sqrt{\frac{\int x^2 dm}{\int x dm}}$$

$$dm = (I \cdot ds) + \text{div} I dv,$$

где I — интенсивность намагничивания в какой-либо точке образца, x — расстояние этой точки от центра образца, ds — элемент по-

верхности, dv — элемент объема. Интегрирование распространяется на всю поверхность образца и на весь объем.² Из опыта эту величину можно принять в первом приближении равной

$$I' = 0,8 I.$$

Из материалов, обладающих магнитной восприимчивостью порядка $10^{-2} - 10^{-3}$ CGS, был испытан маломангнитный чугуи в форме стержней квадратного сечения размерами $8 \times 8 \times 100$ мм. Для трех образцов были сняты основные кривые намагничения и определена коэрцитивная сила. Результаты приведены в таблицах IV и V.

ТАБЛИЦА IV

№ образцов чугуна	Коэрцитивная сила в эрстедах H_c
1	109,0
2	124,0
3	37,6

ТАБЛИЦА V

Напряжен. магнитного поля в эрстедах	Образец № 1		Образец № 2		Образец № 3	
	Магнитная индукция в гауссах	Магнитная проницаемость	Магнитная индукция в гауссах	Магнит. проницаемость	Магнитная индукция в гауссах	Магнит. проницаемость
H	B	μ	B	μ	B	μ
0,48	—	—	0,5	1,04	—	—
0,61	—	—	0,6	1,14	0,7	1,1
0,97	1,1	1,13	1,0	1,03	1,2	1,2
1,09	1,1	1,00	1,1	1,00	1,3	1,2
1,21	1,3	1,07	1,3	1,07	1,5	1,2
2,42	2,7	1,11	2,5	1,07	2,9	1,2
3,64	4,0	1,09	3,8	1,04	4,4	1,2
4,85	5,4	1,11	5,1	1,04	5,9	1,2
6,06	6,7	1,10	6,3	1,03	7,3	1,2
7,27	8,1	1,11	7,6	1,04	8,8	1,1
8,48	9,5	1,12	8,8	1,03	10,3	1,2
9,69	10,9	1,12	10,1	1,04	11,8	1,2
10,90	11,4	1,12	10,5	1,04	12,4	1,2
12,12	13,6	1,12	12,6	1,03	14,8	1,2
12,55	16,3	1,12	15,2	1,04	17,7	1,2
18,18	20,4	1,12	19,0	1,04	22,2	1,2
24,24	27,3	1,12	25,3	1,06	29,7	1,2
30,30	34,1	1,12	31,3	1,03	37,2	1,2
36,37	41,0	1,12	38,0	1,04	44,7	1,2
48,49	54,8	1,13	50,6	1,04	59,9	1,2
60,61	68,7	1,13	63,4	1,04	75,1	1,2
72,73	82,7	1,13	76,1	1,04	—	—
90,91	103,7	1,14	95,2	1,04	—	—

² Schmidt, Terr. Magn., 1912, 1913.

Из рис. 10, где даны основные кривые маломагнитного чугуна и кривые проницаемости видно, что они имеют прямолинейный характер и магнитная проницаемость практически не зависит от напряженности намагничивающего поля в пределах от 0,5 до 90,9 Oe, а небольшие колебания, выразившиеся в сотых долях, лежат

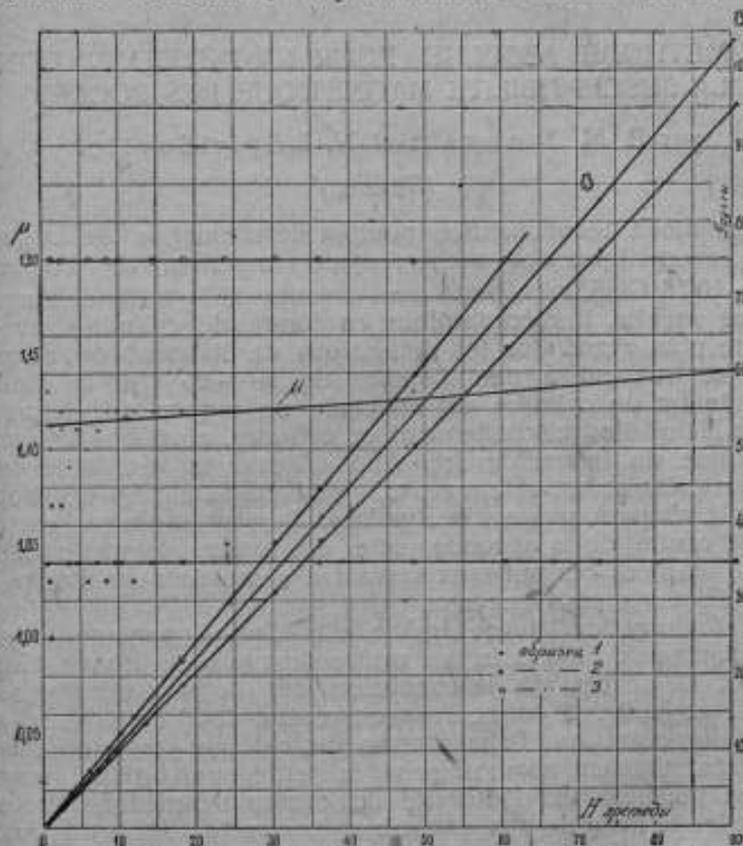


Рис. 10. Кривые зависимости B и μ от H для образцов маломагнитного чугуна.

в пределах погрешностей наблюдений: только у образца № 1 заметно небольшое общее нарастание магнитной проницаемости от 1,11 до 1,14 (на 2,7%).

В заключение нужно сказать, что на основании исследований описанный магнитометр дает полную возможность испытывать материалы с магнитной восприимчивостью порядка 10^{-2} — 10^{-3} CGS с практически достаточной степенью точности.

LA MÉTHODE ABSOLUE POUR LA DÉTERMINATION DE LA SUSCEPTIBILITÉ MAGNÉTIQUE DES ROCHES

par B. M. Janovski et N. I. Spiridovitch

(Résumé)

La méthode recommandée pour la détermination de la susceptibilité magnétique des roches, ayant la valeur de l'ordre de 10^{-4} — 10^{-9} CGS, représente une variante de la méthode magnétométrique usuelle. Les échantillons en forme de cylindres, avec un diamètre plus grand que les dimensions de l'aimant du magnétomètre, se trouvent à une distance de 20—25 mm de l'aimant. L'aimantation du cylindre est effectuée au moyen du champ des bobines Helmholtz qui contiennent ce cylindre, ainsi que le système magnétique du magnétomètre. Afin d'élever la sensibilité le système magnétique est astatique, et, pour que le champ des bobines Helmholtz n'agisse pas sur le système, l'aimant supérieur est placé dans le centre de la seconde paire d'anneaux Helmholtz de moindre dimension, ces anneaux servant à compenser le champ d'aimantation des grands anneaux.

L'étalonnage du magnétomètre est effectué par une troisième paire d'anneaux Helmholtz, au centre desquels se trouve l'aimant inférieur. Le schéma de la connexion des bobines est montré sur la fig. 1 et la fig. 2 donne l'aspect général de l'instrument.

En supposant que l'aimantation du cylindre est uniforme, ce qui est parfaitement admissible, vu la petite susceptibilité magnétique, on peut calculer l'intensité du champ magnétique, créée par le cylindre le long de son axe, où se trouve le centre de l'un des aimants du système astatique, et le moment de rotation agissant sur cet aimant.

L'effet du cylindre sur le second aimant est négligeable. En mesurant l'angle de déviation du magnétomètre on peut calculer, au moyen de l'équation de l'équilibre du système, la valeur de la susceptibilité magnétique en fonction de l'angle de déviation, les dimensions du cylindre et sa distance du magnétomètre d'après la formule.

АБСОЛЮТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

Б. М. Яновский и Е. Т. Чернышев

Для определения магнитной восприимчивости горных пород в настоящее время пользуются как абсолютными методами измерения, так и относительными. К абсолютным методам относятся обычные магнитометрический и баллистический с теми или иными видоизменениями. Эти методы применяются главным образом при испытании пород, обладающих высокой магнитной восприимчивостью, порядка 10^{-3} CGS. Для малых восприимчивостей, порядка парамагнитных тел, обычно пользуются относительными методами, которые можно разбить на три основных: магнитометрический, метод притяжения и отталкивания в неоднородном поле и индукционный.

Настоящая работа имела целью дать новый метод измерения магнитной восприимчивости горных пород с очень малой восприимчивостью, который по точности не уступал бы всем существующим методам и в то же время позволял бы получать результаты измерения в абсолютных единицах. В принципе — это метод астатического магнитометра, отклонения которого производятся образцами цилиндрической формы на очень близком расстоянии от подвешенного магнита. Образец намагничивается однородным полем катушки Гельмгольца. В виду малой восприимчивости образца, пренебрегается размагничивающим действием концов, и намагничение считается однородным.

ТЕОРИЯ МЕТОДА

Пусть имеется какое-нибудь тело с малой магнитной восприимчивостью в форме круглого цилиндра. Вычислим на оси цилиндра, на расстоянии r от основания его, напряженность магнитного поля, создаваемого этим цилиндром, намагниченным вдоль оси. Для этого предположим, что цилиндр находится в однородном магнитном поле, направление которого совпадает с осью цилиндра. Тогда, вследствие малости величины магнитной восприимчивости χ , намагничение можно принять однородным и интенсивность его I считать пропорциональной восприимчивости, т. е.

$$I = \chi H_0,$$

где H_0 — напряженность внешнего магнитного поля.

Вследствие однородности намагничивания, на основаниях цилиндра появляются магнитные массы, поверхностная плотность которых

$$\sigma = I.$$

Выделим в точке C (рис. 1) на основании цилиндра элемент поверхности dS , магнитная масса которого будет $I dS$. Напряженность поля dH в точке A от элемента будет

$$dH = \frac{I dS}{CA^2}.$$

Проекция этой напряженности на ось OA

$$dH_1 = \frac{I dS}{CA^2} \cos(CAO)$$

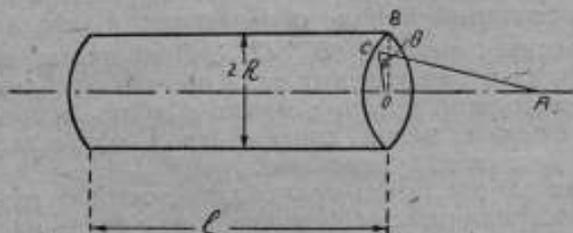


Рис. 1. Схема расположения породы.

Введем обозначения: $CO = \rho$, $OA = r$, $OB = R$. Тогда

$$CA^2 = \rho^2 + r^2; \quad \cos(CAO) = \frac{r}{\sqrt{\rho^2 + r^2}} \quad \text{и} \quad dS = \rho d\rho d\theta,$$

где $\theta = \angle COB$

Подставляя эти значения в выражение для dH_1 , получим:

$$dH_1 = \frac{I r \rho}{(\rho^2 + r^2)^{3/2}} d\rho d\theta$$

Напряженность поля от всей поверхности основания цилиндра в точке A выразится двойным интегралом, взятым по всей поверхности, т. е.

$$H_1 = \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{I r \rho}{(\rho^2 + r^2)^{3/2}} d\rho d\theta$$

После интегрирования получим:

$$H_1 = 2\pi I \left(1 - \frac{r}{\sqrt{R^2 + r^2}} \right).$$

Аналогичное выражение, но с обратным знаком, получим для напряженности поля H_2 от второй поверхности основания цилиндра, которая находится на расстоянии $r+l$ от точки A , где l — высота цилиндра. Полная напряженность поля H выразится алгебраической суммой $H_1 + H_2$, т. е.

$$H = 2\pi h_0 \left(\frac{r+l}{\sqrt{R^2 + (r+l)^2}} - \frac{r}{\sqrt{R^2 + r^2}} \right). \quad (1)$$

Если поместить теперь в точку A магнит, размеры которого будут настолько малы, что можно считать, что он весь находится в однородном поле H , и если ось магнита перпендикулярна направлению H , то на магнит будут действовать пара сил, момент которой

$$P = M \cdot H,$$

где M — магнитный момент магнита.

Под влиянием этой пары магнит отклонится на угол α и P уравновесится кручением нити, на которой подвешен магнит. Момент кручения нити будет $C\alpha$, где C — коэффициент кручения. Поэтому

$$C\alpha = MH.$$

Если ось магнита перпендикулярна к направлению H , то

$$H = \frac{C\alpha}{M}. \quad (2)$$

Отношение $\frac{C}{M}$ можно определить, если отклонять магнит полем, напряженность которого известна. Для этой цели легче всего воспользоваться кольцами Гельмгольца, поместив магнит в центр этих колец. Тогда

$$\frac{C}{M} = \frac{H'}{\alpha'},$$

где α' — отклонение магнита, вызванное действием колец, H' — напряженность поля, создаваемая кольцами и определяемая из формулы

$$H' = 0,9 \frac{\omega I}{R},$$

где ω — число витков катушки Гельмгольца, I — сила тока в амперах, R — радиус колец в сантиметрах.

Обозначая постоянную величину $\frac{C}{M} = K$ и сопоставляя уравнения (1) и (2), получим

$$\alpha = \frac{K_0}{2\pi h_0} \left(\frac{r+l}{\sqrt{R^2 + (r+l)^2}} - \frac{r}{\sqrt{R^2 + r^2}} \right) \quad (3)$$

Для получения поля большей однородности лучше помещать магнит между двумя одинаковыми цилиндрами, тогда восприимчивость выразится той же формулой, только вместо двойки в знаменателе войдет множитель 4, т. е.

$$\alpha = \frac{K\alpha}{4\pi H_0 \left(\frac{r+l}{\sqrt{R^2 + (r+l)^2}} - \frac{r}{\sqrt{R^2 + r^2}} \right)}$$

Формулы (3) и (4) выведены в том предположении, что внешнее намагничивающее поле H_0 не вызывает отклонения магнитной системы конструкции прибора, на котором можно было бы производить измерения восприимчивости по этому методу, должна быть такова, чтобы внешнее поле не действовало на магнитную систему. Кроме того чувствительность магнитной системы, т. е. постоянный коэффициент K , должен быть порядка восприимчивости α . Если мы хотим измерять α порядка 10^{-6} CGS, то K должно быть не больше 10^{-5} Oe на одно деление шкалы, при отклонении магнитометра порядка нескольких делений.

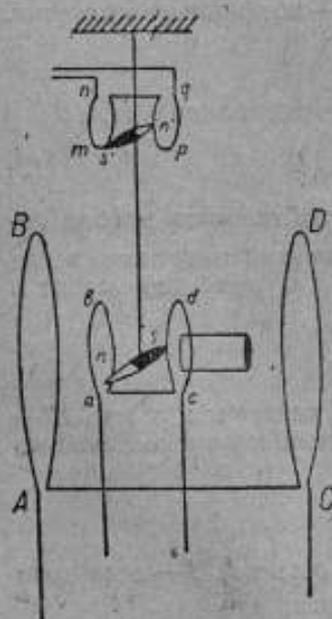


Рис. 2. Схематическое устройство астатического магнитометра.

ОПИСАНИЕ ПРИБОРА

Применение этого метода осуществлено из прибора, изготовленного в эталонной магнитной лаборатории ВИМС.

Магнитная система состоит из двух кобальтовых магнитов ns и $n's'$ (рис. 1 и 2) длиной 2,5 см, образующих астатическую систему, подвешенную на тонкой металлической нити. Благодаря астатичности системы увеличивается, во-первых, чувствительность ее, а, во-вторых, уменьшается влияние вариаций земного магнитного поля.

Для быстрого успокоения системы нижний магнит помещается в массивную медную цилиндрическую коробку (рис. 2).

Испытуемые образцы подводятся к нижнему магниту на одинаковое расстояние, причем плоскость основания цилиндров должна быть параллельна оси магнита, а сами магниты устанавливаются перпендикулярно направлению земного магнитного поля.

Для получения однородного намагничивающего поля вся система, вместе с измеряемыми цилиндрами, помещается в поле катушки Гельмгольца AB и CD .

рис. 2) диаметром 800 м.м, таким образом, чтобы нижний магнит находился приблизительно в центре этой катушки. Второй магнит системы будет находиться в верхней части катушки, где напряженность поля другая, чем в центре, и поэтому момент вращения нижнего магнита будет отличный от момента вращения верхнего магнита, и система придет в движение при включении тока в катушку Гельмгольца. Для устранения этого явления верхний магнит $n's'$ помещается в поле второй катушки Гельмгольца mn и pq (рис. 2) меньших разме-

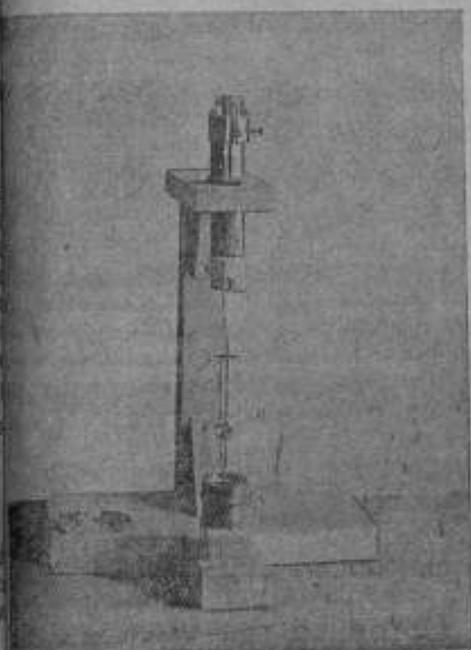


рис. 3. Макет подвижной системы аstaticкого магнитометра с подвесом и успокоителем.

ров, которая соединяется параллельно катушками AB CD и последовательно с реостатом. Регулируя реостатом ток во второй катушке, можно полностью исключить воздействие поля большой катушки на систему. Схема включения показана на рис. 4.

Для градуировки магнитной системы нижний магнит помещается в поле третьей катушки Гельмгольца, с известным числом витков и известным радиусом витка. На рис. 5 показан общий вид установки при градуировке.

Влиянием поля, создаваемого намагниченными цилиндрами, на верхний магнит можно пренебречь, так как при градуировке системы приблизительно такое же влияние будет оказывать поле, создаваемое третьей катушкой, применяемой для градуировки.

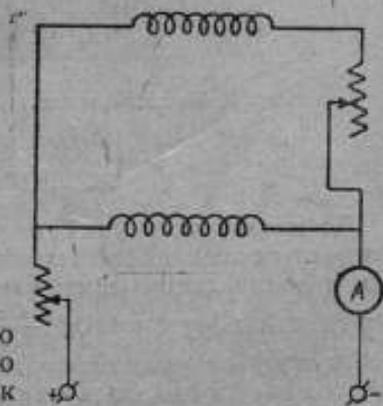


рис. 4. Схема соединения катушек аstaticкого магнитометра.

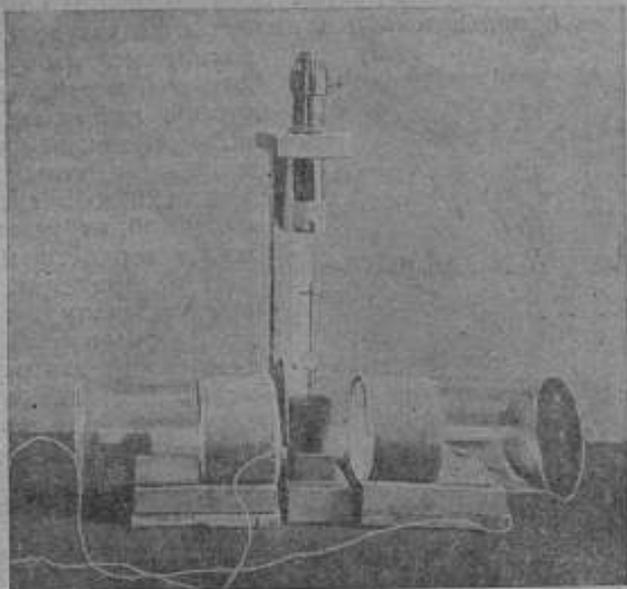


Рис. 5. Макет астатического магнитометра при градуировке.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИБОРА

До начала испытаний горных пород было измерено распределение поля основной намагничивающей катушки Гельмгольца как в направлении оси ее, так и по высоте. Постоянная катушки определилась равной $0,69 \frac{Oe}{A}$. Наибольшее отклонение напряженности поля от измеренного в центре оказалось равным $1,2\%$ на расстоянии 15 см вдоль оси катушки и 4% на расстоянии 25 см ниже или выше центра. Разница между постоянными, полученными измерением и расчетом из размеров катушки, оказалась равной $0,5\%$.

Поле катушки Гельмгольца, служившей для градуировки магнитометра, было определено из размеров и оказалось равным $0,9 \frac{Oe}{A}$, т. е. $H = 0,9 I$ Эрстедов, если I выражено в амперах.

Поле компенсирующих катушек не определялось, так как оно не входит в расчетные формулы.

Постоянная магнитометра определялась по формуле (2) и оказалась порядка $10^{-6} Oe$ на 1 мВ .

Чувствительность получается несколько более высокой, если систему подвешивать на серебряных нитях, по сравнению с брон-

зными, но последние имеют то преимущество, что нуль магнитометра получается более устойчивым.

Постоянная K при измерениях имела следующие значения:

При серебряном подвесе: $3,65 \cdot 10^{-6}$; $6,69 \cdot 10^{-6}$ и $7 \cdot 10^{-7}$.

При бронзовом подвесе: $1,1 \cdot 10^{-6}$; $1,8 \cdot 10^{-6}$ и $1,21 \cdot 10^{-6}$.

Цифры даны для различных бронзовых и серебряных подвесов.

Расстояние породы от магнита, при котором производились измерения, колебалось в пределах от 1,8 до 2,4 см.

Чувствительность магнитометра, когда в катушках AB и CD протекает ток, оказывается различной, в зависимости от направления тока, и изменяется с изменением силы тока.

На кривых рис. 6 представлены результаты измерения чувствительности в зависимости от величины и направления тока.

Как видно, при одном направлении тока чувствительность $\propto \frac{1}{I}$ при возрастании его увеличивается и стремится для определенной силы тока к бесконечности, т. е. в этот момент магнитометр становится неустойчивым.

При другом направлении тока чувствительность при увеличении силы тока ассимптотически стремится к нулю.

Причину этого явления легко объяснить, если рассмотреть условия равновесия магнитной системы под действием магнитного поля земли и катушек.

Рассмотрим случай, когда система магнитов устанавливается приблизительно перпендикулярно магнитному меридиану и на нее действует магнитное поле, создаваемое нижними кольцами для определения чувствительности, направление которого совпадает с направлением горизонтальной составляющей земного поля.

Обозначим углы, составляемые магнитной осью нижнего и верхнего магнитов с направлением земного поля, соответственно через $\theta_1 = \alpha_1 + \frac{\pi}{2}$ и $\theta_2 = \alpha_2 + \frac{\pi}{2}$, напряженность магнитного

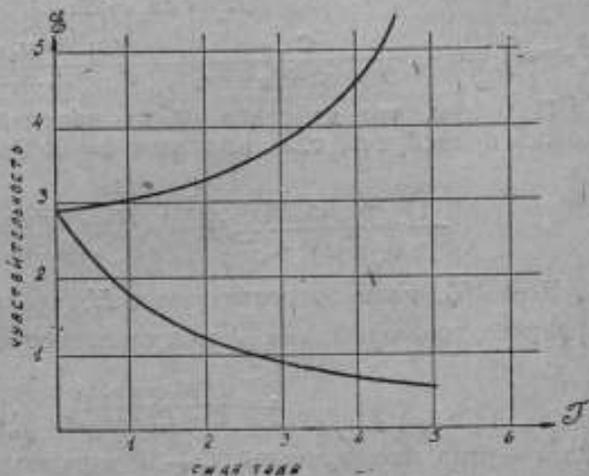


Рис. 6. Изменение чувствительности в зависимости от силы тока в намагничивающих катушках.

поля, создаваемого нижними кольцами в центре, через H_1 , а напряженность в месте расположения верхнего магнита через kH_1 и горизонтальную составляющую через H . Тогда условие равновесия аstaticической магнитной системы можно представить уравнением:

$$M_1 (H + H_1) \cos \theta_1 + (H + kH_1) M_2 \cos \theta_2 = C\alpha,$$

где α — угол закручивания нити подвеса.

Для нахождения чувствительности, дифференцируем это уравнение и находим производную $\frac{dH_1}{d\theta_1}$, имея в виду, что

$$d\theta_1 = d\theta_2 = d\alpha_1,$$

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{dH_1}{d\theta_1} = \frac{C}{M_1 \cos \alpha_1 + kM_2 \cos \alpha_2} + \frac{(H + H_1)M_1 \sin \alpha_1 + (H + kH_1)M_2 \sin \alpha_2}{M_1 \cos \alpha_1 + kM_2 \cos \alpha_2}$$

Положим, что действие их на верхний магнит мало и им можно пренебречь, т. е. положим $k=0$. Тогда

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{C}{M_1 \cos \alpha_1} + H \frac{\left(1 + \frac{H_1}{H}\right) M_1 \sin \alpha_1 + M_2 \sin \alpha_2}{M_1 \cos \alpha_1}.$$

Если H_1 мало по сравнению с H , что обычно и бывает на практике, то отношением $\frac{H_1}{H}$ можно пренебречь, поэтому

$$\alpha = \frac{M_1 \cos \alpha_1}{C + HM \sin \alpha},$$

где α — угол между линией $O-W$ и равнодействующим магнитным моментом (рис. 7), так как сумму $M_1 \sin \alpha_1 + M_2 \sin \alpha_2$, представляющую сумму проекций векторов M_1 и M_2 на ось, перпендикулярную к магнитному меридиану, можно заменить проекцией равнодействующего вектора на ту же ось, т. е. выражением $M \sin \alpha$. Отсюда, если α лежит в первом и во втором квадранте от линии $O-W$, то чувствительность системы больше чувствительности аstaticической системы, если же α лежит в третьем и в четвертом квадранте, то чувствительность меньше. При $C = -HM \sin \alpha$ чувствительность становится бесконечной и система делается неустойчивой.

Положим теперь, что система находится в добавочном однородном поле, направление которого совпадает или прямо противоположно горизонтальной составляющей земного поля. В этом случае чувствительность системы выразится следующим образом:

$$\alpha = \frac{M_1 \cos \alpha_1}{C + (H + H_0) M \sin \alpha}, \quad (6)$$

где H_0 — напряженность добавочного магнитного поля.

Следовательно с изменением величины H_0 изменяется и чувствительность ε .

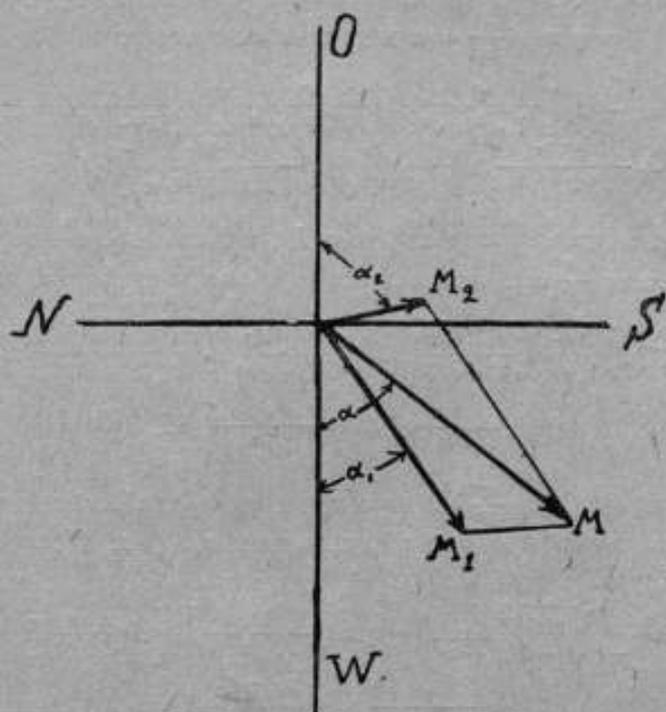


Рис. 7. Векторная диаграмма.

Далее из уравнения (6) вытекает, что при

$$C \ll (H + H_0) M \sin \alpha,$$

т. е. при

$$H_0 \cong \frac{C}{M \sin \alpha} - H,$$

система делается неустойчивой, так как чувствительность становится или бесконечно большой или же отрицательной.

Чем меньше величина $M \sin \alpha$, т. е. чем ближе система двух магнитов к системе астатической, тем большую величину напряженности поля H_0 можно прилагать к системе, оставляя ее более или менее устойчивой.

Для определения точности измерения α по вышеописанному методу, найдем дифференциал $d\alpha$ из уравнения (4), обозначив в нем $r+l=q$ и $\frac{Ka}{4\pi H_0} = a$ и считая a постоянным. Тогда

$$d\alpha = -a \left[\frac{q}{\sqrt{R^2+q^2}} - \frac{r}{\sqrt{R^2+r^2}} \right]^{-2} \left\{ \frac{R^2 dq}{(R^2+q^2)^{3/2}} + \frac{R^2 dr}{(R^2+r^2)^{3/2}} + \left[\frac{Rr}{(R^2+q^2)^{3/2}} - \frac{Rq}{(R^2+r^2)^{3/2}} \right] dq \right\}$$

Внося за скобки под корнями R^2 , и для сокращения обозначая $\frac{q}{R} = m$ и $\frac{r}{R} = n$, после деления обеих частей на α , получим

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{\sqrt{1+m^2} \sqrt{1+n^2}}{r \sqrt{1+m^2} - q \sqrt{1+n^2}} \left\{ \frac{dq}{(1+m^2)^{3/2}} - \frac{dr}{(1+n^2)^{3/2}} + \left[\frac{r}{R(1+n^2)^{3/2}} - \frac{q}{R(1+m^2)^{3/2}} \right] dR \right\}$$

Величиной $n^2 = \left(\frac{r}{R}\right)^2$ можно пренебречь, так как всегда можно подобрать размеры таким образом, чтобы $R > r$. После замены $q = r+l$, получим:

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{\sqrt{1+m^2}}{l-r(1-\sqrt{1+m^2})} \left\{ \left[1 - \frac{1}{(1+m^2)^{3/2}} \right] \left(dr + \frac{r}{R} dR \right) - \frac{dl}{(1+m^2)^{3/2}} + \frac{ldR}{R(1+m^2)^{3/2}} \right\} \quad (7)$$

Если $m < R$, то, пренебрегая величиной m^2 , получим

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{1}{l} \left[\frac{l}{R} dR - dl \right] = \frac{dR}{R} - \frac{dl}{l} \quad (8)$$

Формулы (7) и (8) показывают, что погрешность в определении α малой степени зависит от ошибки в измерении расстояния l образца от магнита и приблизительно обратно пропорциональна размерам цилиндра R и l . При $R=8$ см, $r=2$ см и $l=4$ см относительная погрешность $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$, вызываемая ошибками в измерениях $\Delta R=0,1$ см, $\Delta l=0,1$ см и $\Delta r=0,1$ см, будет $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = 4,1\%$.

Погрешность же, вызываемая ошибкой $\Delta r=0,1$ см, будет всего лишь $1,3\%$. В предыдущем мы принимали величину $a = \frac{Ka}{4\pi H_0}$ постоянной. В действительности же множители k и α определяются

с той или иной погрешностью и поэтому являются величинами переменными. Для нахождения общей относительной погрешности вызываемой всеми отдельными измерениями, необходимо от уравнения (4) взять полный дифференциал dx , разделить его на x и затем найти корень квадратный из суммы квадратов отдельных слагаемых. Тогда

$$\frac{dx}{x} = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha'}{\alpha'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta H_0}{H_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta H'}{H'}\right)^2}.$$

Если производить наблюдения углов отклонения α с ошибкой ± 1 деление шкалы, а H и H' определить из размеров катушек с точностью до 1%, то погрешность $\frac{\Delta x}{x}$ будет зависеть от величин α , так как α пропорционален x .

В таблице 1 даны величины относительной погрешности $\frac{\Delta x}{x}$ для разных α , при постоянной магнитометра $8 \cdot 10^{-5} \frac{Oe}{M.M}$ и размеров образца $R=8$ см, $l=4$ см, $\Delta R=0,1$ мм и $\Delta l=0,1$ мм.

ТАБЛИЦА 1

$\alpha \cdot 10^{-6}$	20	50	100	200
$\frac{\Delta x}{x}$ в %	6,0	3,7	8,5	3,3

Указанные в этой таблице погрешности вычислены в том предположении, что материал имеет однородную структуру и намагничение его в каждой точке одинаково. В действительности же, как показывают опыты, большинство горных пород в магнитном отношении чрезвычайно неоднородно и измерения дают некоторую среднюю восприимчивость, определение которой зависит еще от относительного положения образца в приборе. Поэтому точность определения x значительно ниже теоретической.

На рис. 8 графически показаны результаты определения восприимчивости красной глины в форме цилиндра, специально обточенного с точностью до 0,1 мм, при различных положениях цилиндра относительно его оси, т. е. измерения производились после каждого поворота цилиндра на 45° .

По оси абсцисс отложены углы поворота некоторой плоскости, проходящей через ось цилиндра, относительно вертикальной плоскости, а по оси ординат — отклонения магнитометра. Верхняя кривая получена при большем расстоянии цилиндра от магнитометра, а нижняя — при меньшем. Как видно, обе кривые имеют

одинаковый характер и при различных положениях получаются различные отклонения, причем расхождения могут доходить до 50%.



Рис. 8. Изменение магнитной восприимчивости красной глины в зависимости от положения испытуемого образца относительно его оси.

Таким образом описываемый метод может дать погрешности, указанные в таблице I, только для однородных образцов.

Для проверки правильности выводов, полученных теоретическим путем, были сделаны измерения восприимчивости двух образцов, при одном и том же положении их относительно прибора, но с различных расстояний. Результаты, приведенные в таблице II, при небольших расстояниях дают расхождения в пределах теоретической погрешности. Для больших же расстояний сказывается влияние второго магнита астатической системы.

Если же измерения производятся при случайных положениях образца, то результаты, как было указано выше, будут зависеть от его положения.

Для проверки описанного метода, во-первых, была измерена восприимчивость раствора хлористого железа, налитого в цилиндрическую трубку диаметром 12 мм и длиной 110 мм. Вычисленная в формуле (4) величина x оказалась равной $65 \cdot 10^{-5}$, тогда как по данным таблицы Landolt'a он имеет среднюю величину около $80 \cdot 10^{-5}$. Большое расхождение объясняется малыми размерами трубки по сравнению с размерами магнита астатической системы.

ТАБЛИЦА II

Образец № 32		Образец № 49	
Расстояние в мм	Восприимчивость в ед. CGS	Расстояние в мм	Восприимчивость в ед. CGS
17	$13,99 \cdot 10^{-5}$	20	$16,75 \cdot 10^{-5}$
34	$19,42 \cdot 10^{-5}$	30	$15,98 \cdot 10^{-5}$
48	$20,42 \cdot 10^{-5}$	40	$15,08 \cdot 10^{-5}$
70	$20,86 \cdot 10^{-5}$	50	$13,67 \cdot 10^{-5}$
92	$15,34 \cdot 10^{-5}$	60	$12,27 \cdot 10^{-5}$
130	$11,52 \cdot 10^{-5}$	70	$12,83 \cdot 10^{-5}$

Во-вторых, была определена восприимчивость образца глины в форме цилиндра баллистическим методом.

Измерения баллистическим методом дали $\alpha = 270 \cdot 10^{-6}$, а методом астатического магнитометра $200 \cdot 10^{-6}$.

Расхождение в 35% объясняется неоднородностью образца, так как образец для этих опытов был взят тот же самый, что и для измерений, приведенных на рис. 8.

Все эти опыты подтверждают правильность теоретических выводов, что предлагаемый метод может дать при надлежащих условиях величину восприимчивости в абсолютных единицах с точностью порядка 6—7%.



Рис. 9. Образцы горных пород.

ТАБЛИЦА III

№ скважины	Глубина залегания в м	Название породы	Диам. образцов в см		Длина образцов в см		Постоянн. магнитометра 10-6 О-и		Огкломнение магнитометра в мм	Восприимчивость пород 10 ⁻⁶ CGS
			4	5	3	4	5	6		
701	92,5—96,5	Мергель коричневоый с прослои-кой песчаника Глина коричневая, бурая Глина коричневая, плотная, сла-бо-песчанистая Глина коричневая, мягкая, песча-нистая с прослойкой гипса Песчаник бурый, мелкозернистый, цементированный Глина бурая, песчанистая, извест-ковистая, плотная Мергель алого-серый с включе-ниями кристаллов кальцита Ангидрид серый Гипс коричневоый с зеленова-то-серыми круглыми пятнами Песчаник коричневоый, средней плотности, среднезернистый мергелестый Гипс темно-серый, плотный Мергель красно-коричневоый, плот-ный Глина темно-коричневая Гипс белый, по трещинам и про-ладкам глина темно-серая Мергель розовый плотный Глина розово-красная, плотная Мергель доломитизированный, розовый, очень плотный, средне-зернистый	8,0	6,0	5,89	53	85 *			
701	140,5—146		6,1	7,3	от 5,69 до 3,5	от 191 до 181,5	200 *			
702	187,3—186,85		5,0	6,5	3,5	37,8	17,2			
704	182,85—184,20		7,0	7,5	8,81	60	7,5			
702	207,7—211,0		7,3	7,5	8,51	17	17,0			
701	239,6—241,5		6,1	7,5	5,69	372	157			
704	309,8—310,4		5,9	6,5	8,51	0	0			
702	307,2—311,0		7,5	4,0	от 5,6 до 8,51	0	0			
701	318,15—320,25		6,0	4,0	8,51	17,5	22			
704	351,85—353,95		5,9	6,1	от 5,69 до 8,51	от 85 до 23	30 *			
702	433—436,3	6,0	7,5	5,79	0	0				
704	365,4—366,15	6,3	5,8	от 5,69 до 8,51	от 41 до 13	19 *				
701	491,2—492,0	6,2	7,0	5,69	от 13 до 27	15 *				
701	588,1—585,6	6,5	6,4	5,69	9,5	5				
704	513,2—516,9	6,0	7,0	от 5,69 до 8,51	0	0				
704	439—541,7	6,0	7,0	от 5,69 до 8,51	от 44 до 18	10				
704	553,8—555,0	6,4	6,0	5,69	28	20				
704	581,6—583,6			3,51	27	43				

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Настоящая работа была предпринята в связи с поручением Нефтяного геолого-разведочного института, который предложил исследовать образцы горных пород, взятых из буровых скважин, расположенных на Урале и Средней Волге в предполагаемых нефтеносных районах. Всего таким методом было измерено около 70 образцов, которые имели приблизительно цилиндрическую форму (рис. 9). Большею частью это были известняки, доломиты, гипсы, глины и песчаники, у которых магнитная восприимчивость должна быть порядка парамагнитных тел.

В таблице III приведены результаты испытаний образцов из Стерлитамакской скважины, которые дают полное представление как о величине отклонений магнитометра под действием образцов той или иной восприимчивости, так и о размерах этих образцов.

Цифры, отмеченные в таблице звездочкой, были получены из пяти наблюдений, произведенных различными наблюдателями, при различных чувствительностях прибора и различных расстояниях породы от магнита.

Расстояние породы от магнита, при котором были произведены измерения, колебалось в пределах от 1,8 до 2,4 см.

MAGNÉTOMÈTRE POUR LA DÉTERMINATION DES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES CORPS AYANT UN PETIT MOMENT MAGNÉTIQUE

par B. M. Janovski et E. T. Tchernishev

(Résumé)

Les méthodes balistique et magnétométrique usuelles sont trop peu sensibles pour servir à la détermination de l'induction magnétique ou de la perméabilité des corps possédant un moment magnétique insignifiant. La méthode et l'appareil décrits ici permettent de déterminer avec une précision suffisante en unités absolues l'intensité d'aimantation et la susceptibilité des corps en forme de cylindres, ayant un diamètre de 0,01 environ et une longueur de plusieurs centimètres pour les matériaux ferromagnétiques ordinaires (fer, acier et alliages) et un diamètre d'environ 10 mm et une longueur d'environ 100 mm pour les corps, possédant une susceptibilité de l'ordre de 10^{-3} — 10^{-4} CGS.

L'instrument est un magnétomètre astatique de petites dimensions. Le système magnétique consiste en deux aimants longs de 10—15 mm, disposés à une distance de 10—15 mm l'un de l'autre. L'échantillon à essayer, placé dans la bobine d'aimantation, se trouve situé à une distance de 80 à 120 mm de l'aimant inférieur. L'aspect extérieur de l'instrument est montré sur la fig. 1.

La mise en parallèle des résultats de la mesure de la courbe fondamentale d'aimantation, obtenus par la méthode décrite pour un fil en fer électromagnétique, avec les résultats de la mesure effectuée par la méthode balistique usuelle dans un circuit magnétique fermé, donne une concordance excellente.

L'intensité d'aimantation est calculée d'après la formule (11), où θ —est l'angle de déviation du magnétomètre, R —la distance de l'échantillon du magnétomètre l —la longueur de l'échantillon. v —son volume, z —la distance entre les aimants du système astatique et q —la sensibilité du magnétomètre.

КОЭФИЦИЕНТ ФОРМЫ КРИВОЙ НАПРЯЖЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПОТЕРЬ НА ГИСТЕРЕЗИС И ТОКИ ФУКО

Г. Е. Егоров и Е. Т. Чернышев

При магнитных измерениях на переменном токе одной из основных характеристик листового материала является зависимость потерь на гистерезис и токи Фуко от максимальной магнитной индукции, которая при испытаниях в приборе Эпштейна с двумя обмотками определяется по эдс, индуктируемой во вторичной обмотке.

$$E_2 = 4 k_f \cdot f \cdot w_2 \cdot B_m \cdot s \cdot 10^{-6} [V],$$

где E_2 — вторичная эдс, k_f — коэффициент формы кривой эдс, f — частота переменного тока, w_2 — число витков вторичной обмотки, B_m — индукция в образце, s — площадь поперечного сечения образца.

Применительно к прибору Эпштейна с двумя обмотками, потери на гистерезис и токи Фуко вычисляются по следующей формуле:

$$P_{HF} = \left(\frac{w_1}{w_2} P - \frac{U_2^2}{r_2'} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_2'} \right),$$

где w_1 — число витков первичной обмотки, w_2 — число витков вторичной обмотки, P — отсчет по ваттметру в ваттах, U_2 — напряжение на зажимах вторичной обмотки, r_2' — приведенное сопротивление вольтметра и ответвленной обмотки ваттметра, r_2 — сопротивление обмотки прибора Эпштейна.

Вычисленные по приведенной формуле потери должны быть отнесены к той индукции, при которой они измерялись. Для точного подсчета индукции необходимо знать значение коэффициента формы кривой, соответствующее условиям испытания. С другой стороны, полученные при измерениях значения потерь при различных коэффициентах формы кривой, должны приводиться к синусоидальной форме кривой напряжения.

Так как потери на токи Фуко пропорциональны квадрату индуктированной в образце эдс, а мы имеем обычно в условиях опыта значение коэффициента формы кривой больше чем 1,11, то измеренное значение суммарных потерь будет больше, чем то значение, которое должно было бы получиться при той же индукции

и синусоидальной форме кривой эдс. Следовательно значение потерь на токи Фуко при синусоидальной форме кривой будет равно

$$P'_F = P_F \left(\frac{1,11}{k_f} \right)^2,$$

где P'_F — потери на токи Фуко при синусоидальной эдс, P_F — потери на токи Фуко при любой форме волны эдс, k_f — коэффициент формы кривой.

Следовательно суммарные потери должны быть уменьшены на величину

$$P_F - P'_F = \Delta P_F.$$

Для определения величины ΔP_F также необходимо знать коэффициент формы кривой.

В каких же условиях коэффициент формы кривой будет наиболее близко подходить к 1,11 и какие значения он будет принимать в различных условиях испытания по ваттметровому методу?

Прежде всего совершенно ясно, что напряжение на зажимах питающего установку генератора должно иметь синусоидальную кривую. Однако одно только это обстоятельство еще далеко не решает вопроса. Напряжение генератора уравнивается, с одной стороны, падением напряжения во внешней цепи, а с другой — эдс индуктируемую в приборе Эпштейна. Если приложенное напряжение и магнитный поток синусоидальны, то и эдс также будет синусоидальна.

Так как материал, испытываемый в приборе Эпштейна, обладает гистерезисом, то ток в намагничивающей цепи будет искажаться, а следовательно падение напряжения во внешней цепи также не будет синусоидальным. Вследствие этого кривая напряжения на зажимах генератора потеряет свой первоначальный характер.

Следовательно для создания наиболее благоприятных условий испытания необходимо уменьшить по возможности сопротивление внешней цепи генератора. Этот вопрос уже освещен в статье Goltze.¹ Автор цитируемой статьи экспериментально проверил влияние падения напряжения в последовательной катушке ваттметра; оно оказалось для одного из ваттметров равным $J_1 = 1,23 \text{ V}$ и $J_2 = 2,20 \text{ V}$, полное падение $2,8 \text{ V}$. При включенном в цепь ваттметра им был получен коэффициент формы кривой при индукции в $17\,000 \text{ G}$ равным 1,149; если же замыкалась коротко последовательная катушка ваттметра, то значение коэффициента падало до 1,125. Из этих соображений совершенно

¹ E. T. Z., 1913 г.

недопустимо включение реостатов в цепь прибора Эпштейна для регулирования напряжения, приложенного к зажимам последнего.

Другой причиной искажения формы кривой является степень загрузки генератора. С ростом магнитной индукции в испытуемом образце растет также реакция якоря, вызывающая появление явно выраженной третьей гармонической в кривой напряжения. Чем ближе режим работы генератора к режиму холостого хода, тем меньше эти искажения. Поэтому рекомендуется вести испытания с генератором, работающим с возможно малой степенью загрузки. Конечно абсолютное выполнение этих условий невозможно, и поэтому в практике всегда будет иметь место некоторое, довольно значительное, искажение формы кривой.

Из сказанного следует, что для каждой установки необходимо провести исследование коэффициента формы кривой.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФИЦИЕНТА ФОРМЫ КРИВОЙ МЕТОДОМ ОСЦИЛЛОГРАФА

В наших измерениях употребляется трехвibratorный осциллограф фирмы Сименс и Гальске.

Определение площади можно вести двумя способами: либо планиметром, либо взвешивая ее и относя к весу единицы площади той же фото-бумаги. Площади, измеренные по способу взвешивания, естественно будут зависеть от однородности фото-бумаги и от четкости рисунка кривой. Были измерены параллельно три коэффициента формы кривой как при помощи взвешивания, так и при помощи планиметрирования. Результаты измерения приведены в следующей таблице.

№ кривой	Коэффициенты формы кривой		Расхождение в %
	Определение взвешиванием	Определение планиметром	
1	1,114	1,118	0,4
2	1,097	1,117	2,0
3	1,103	1,074	2,9

При измерении по обоим способам необходимо обратить внимание на равенство полупериодов, которое может быть нарушено в случае не точно синхронной работы двигателя, вращающего барабан осциллографа.

При работе с планиметром каждый раз нами тщательно производилась его градуировка при помощи планиметрирования окружности известного радиуса. Эта градуировка должна производиться при обходе иглой планиметра круга как по часовой, так и против часовой стрелки, для того чтобы избежать влияния мертвого хода и скольжения в передающем механизме.

Погрешность при вычислении коэффициента формы кривой по этому способу может быть оценена из следующих формул, где $U_{\text{мед}}$ —

среднее значение напряжения, s — площадь в условных единицах, M_s — масштаб для перевода в именованные квадратные единицы, L — расстояние между пересечениями кривой с осью абсцисс, M_L — масштаб для перевода в секунды, M_u — масштаб для перевода в вольты, u — напряжение постоянного тока, l — отрезок соответствующий u .

Коэффициент формы кривой определяется как отношение действительного значения напряжения к среднему

$$k_f = \frac{u}{u_{\text{med}}} = \frac{u \cdot L \cdot M_L}{s \cdot M_s \cdot M_U}$$

Относительная погрешность

$$\frac{\Delta k_f}{k_f} = \frac{\Delta s}{s} + \frac{\Delta M_s}{M_s} + \frac{\Delta M_U}{M_U} + \frac{\Delta M_L}{M_L} + \frac{\Delta u}{u} + \frac{\Delta l}{l}$$

но

$$M_U = \frac{u}{l}; \quad \frac{\Delta M_u}{M_u} = \frac{\Delta u}{u} + \frac{\Delta l}{l}$$

В наших измерениях точность определения отдельных величин может быть оценена следующим образом:

$$\frac{\Delta s}{s} = \pm 1\%; \quad \frac{\Delta M_s}{M_s} = \pm 0,3\%; \quad \frac{\Delta l}{l} = \pm 2\%; \quad \frac{\Delta L}{L} = \pm 1\%.$$

Эти цифры взяты на основании наибольших расхождений между многократными измерениями отдельных величин.

Погрешностями остальных величин практически можно пренебречь. На основании этих данных относительная погрешность в определении коэффициента формы кривой при помощи осциллографа оценивается в

$$\frac{\Delta k_f}{k_f} \cdot 100 = 3,5\%.$$

МЕХАНИЧЕСКИЙ ВЫПРЯМИТЕЛЬ

Одним из методов определения среднего значения напряжения является применение механического выпрямителя. Описаны два способа, применяемых различными авторами.

1. Устройство Р. Rose и А. Kühns.¹

Контактная шайба, вращающаяся со скоростью, синхронной частоте переменного тока, соединена с измерительным прибором

¹ Е. Т. З., № 49, 1903.

ром, который получает ряд импульсов тока продолжительностью полупериода каждый, одинаковых между собой по величине и направлению.

При соответствующей установке аппарата можно сделать, чтобы измерительный прибор учитывал только одну полуволну за период, а в течение следующего полупериода оставался без тока. Среднее значение этого пульсирующего постоянного тока численно равно половине среднего значения напряжения переменного тока, так как на одну полуволну приходится двойная длина абсциссы при той же площади. Для измерения среднего значения напряжения авторами устройства применялся ваттметр, включенный по схеме рис. 1.

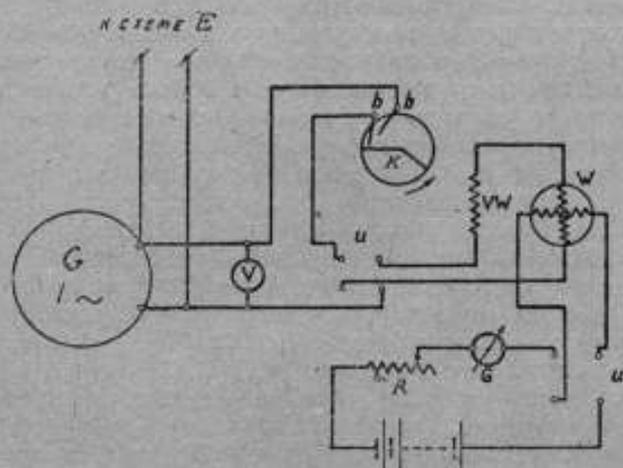


Рис. 1. Измерительное устройство Р. Роуз и Кюхня для определения среднего значения напряжения.

При пользовании ваттметром, как измерителем напряжения, его последовательную обмотку питают от вспомогательного источника постоянного тока, ток в котором поддерживают неизменным. Параллельная обмотка включается на измеряемое напряжение. В таком виде ваттметр градуируется непосредственно по напряжению.

Если разделить измеренное вольтметром действующее значение напряжения на удвоенную величину, полученную по ваттметру, то мы получим коэффициент формы кривой.

На рис. 1 изображена схема всей установки для измерения среднего значения напряжения, по методу Роуз и Кюхня, где G — прибор Эпштейна, K — контактный диск, V — вольтметр, W — ваттметр, G — амперметр постоянного тока, U — переключатели, включенные в обе обмотки ваттметра, R — реостат в по-

следовательной цепи ваттметра, VW — добавочное сопротивление в ответственной цепи ваттметра.

Вращающаяся часть (контактный диск) состоит из круглой эбонитовой шайбы примерно 6 см в диаметре, на одной стороне которой, обращенной к щеткам, укреплена медная пластинка секторной формы, угол которой несколько больше 180° .

Щетки *ав*, скользящие по этой шайбе (рис. 1), можно передвигать как вокруг оси шайбы, так и по отношению друг к другу. Одновременным передвижением щеток относительно оси шайбы мы изменяем начало и конец коммутации (контакта), а изменением расстояния между щетками — ее продолжительность.

Щетки устанавливаются в данное положение при помощи показания ваттметра, которое должно быть при этом наибольшим, что соответствует началу коммутации в нулевой точке. Продолжительность ее равна полпериоду. Всякое другое положение дает уменьшение отклонения ваттметра. Точная установка щеток легко достигается, если шайба и щетки вполне чисты, что поддерживается протиранием их перед каждым измерением керосином.

Для приведения шайбы во вращение служит маленький двухполюсный синхронный двигатель, на оси которого посредством медной гильзы и установочного винта укрепляется эбонитовый диск. Вообще же его можно насаживать непосредственно на вал генератора, питающего прибор Эпштейна. Точность этого метода зависит в основном от точности измерительных приборов.

2. Механический выпрямитель, установленный в магнитной лаборатории ВИМС.

Конструкция и принцип действия аналогичны устройству, описанному в статье С. Doppatta.¹

Этот выпрямитель представляет собой коммутатор, состоящий из вращающегося диска и неподвижных щеток. Общий вид его изображен на рис. 2. Коммутатор укреплен непосредственно на валу генератора. Диск коммутатора состоит из двух сплошных концентрических контактных колец и одного кольца, разделенного на четыре части, соответственно числу полюсов соединенного с ним синхронного генератора.

Сегменты изолированы друг от друга, разделены между собой вставками из того же материала и поочередно электрически присоединены или к внутреннему, или к наружному контактным кольцам. Все эти кольца и сегменты монтированы на сплошном эбонитовом диске и отделены друг от друга эбонитовыми выступами, которые препятствуют замыканию на коротко колец и сегментов от скопления пыли и кроме того значительно увеличивают поверхность утечки. Щетки, в количестве 4 штук, помещены в щеткодержатели, которые укреплены на 4 симметрично расположенных кронштейнах. Размеры щеток — квадрат со сторо-

¹ World Power, май, 1927, стр. 241—246.

ной в 10 мм. Одна из щеток, скользящая по окружности сегментов, может вместе с оправкой перемещаться по дуге в пределах примерно 5 электрических градусов. Другая аналогичная щетка расположена на 180 электрических градусов от первой. Обе эти щетки требуют особо тщательной подгонки, так как от качества их контакта в сильной степени зависит точность измерения. Две другие щетки особого внимания не требуют, так как скользят по сплошным кольцам.

На основании произведенных экспериментов установлено, что наилучшие результаты дают медно-графитовые щетки. Чисто

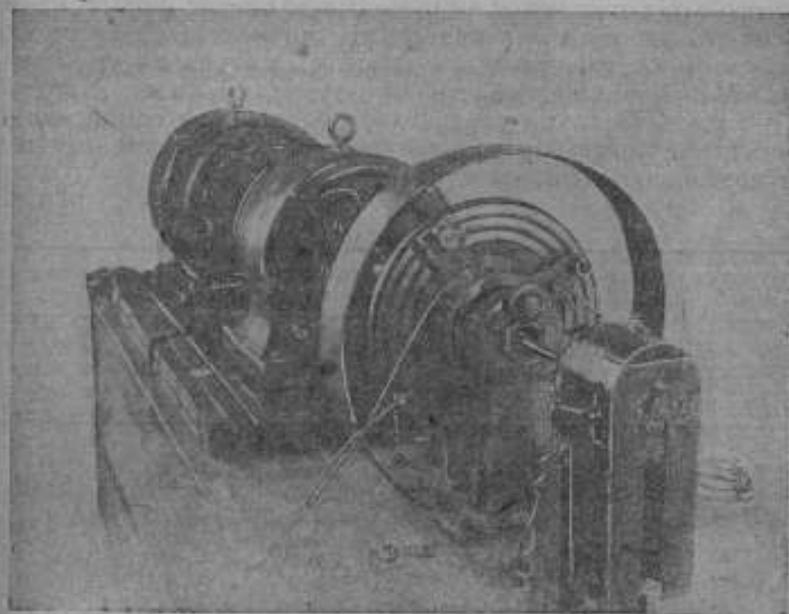


Рис. 2. Механический выпрямитель магнитной лаборатории ВИС.

медные слишком грубы, производят чрезмерное нагревание и быстро срабатывают поверхность колец. Графитовые щетки также менее удовлетворительно работают, так как быстро изнашиваются и дают много пыли. Нажим щеток осуществляется спиральными пружинками, помещенными в щеткодержателях.

Измеряемое напряжение подводится к щеткам, скользящим по двум сплошным кольцам, с колец поступает на сегменты, которых выпрямленное напряжение подается на две другие щетки. К последним присоединяется магнитно-электрический вольтметр, показывающий среднее значение напряжения. Парал-

тельно вольтметру рекомендуется включать конденсатор, чтобы в момент коммутации не было колебаний стрелки, что может дать преуменьшенное показание. Правильность установки щеток на 180 электрических градусов контролируется наибольшим показанием вольтметра. Амплитудное значение напряжений устанавливаются также по максимальному показанию вольтметра. Для снятия полной кривой напряжения следует вращать щетки вокруг оси коммутатора и наблюдать показания вольтметра.

В таблице I приводятся данные для такой кривой, снятой описанным выпрямителем, а на рис. 3 дана кривая. В таблице II даны результаты измерения с механическим выпрямителем для холостого хода машины и вычислен коэффициент формы кривой.

Точность работы с механическим выпрямителем зависит главным образом от тщательности пригонки кольца с сегментами и щеток. Малейшие неровности на кольце вызывают дрожание щеток, а следовательно увеличение переходного сопротивления и уменьшение показания вольтметра, что дает фиктивное увеличение коэффициента формы кривой.

ТАБЛИЦА I

Получение кривой напряжения генератора механическим выпрямителем за один период

Угол поворота шайбы в градусах	Измеренное напряжение в вольтах	Вычисленное напряжение в вольтах	Угол поворота шайбы в градусах	Измеренное напряжение в вольтах	Вычисленное напряжение в вольтах
146,7	+ 0	—	240,0	— 11,8	11,8
150,0	+ 10,4	10,35	245,1	— 27,6	27,6
155,0	+ 22,5	22,4	250,0	— 41,8	41,7
160,0	+ 41,8	41,7	255,1	— 56,0	55,9
165,0	+ 55,3	55,2	260,0	— 67,8	67,7
170,1	+ 67,1	67,0	265,2	— 77,6	77,4
175,1	+ 77,0	76,9	270,0	— 84,7	84,5
180,0	+ 84,1	83,9	279,8	— 90,9	90,6
190,4	+ 91,1	90,8	295,0	— 80,8	80,6
205,0	+ 82,2	82,0	300,1	— 72,1	72,0
210,0	+ 73,9	73,9	305,1	— 60,9	60,8
215,1	+ 63,3	63,2	310,0	— 48,3	48,2
220,0	+ 50,8	50,7	315,0	— 34,1	34,1
225,1	+ 36,3	36,8	320,0	— 19,1	19,0
230,0	+ 22,2	22,1	325,0	— 3,5	3,5
235,1	+ 6,9	6,9	326,2	+ 0	—
235,9	+ 0	—			

Напряжение вычислялось по формуле

$$U = U_m \sin \alpha,$$

где U — напряжение на щетках выпрямителя, U_m — максимальное значение напряжения, α — угол поворота щеток шайбы.

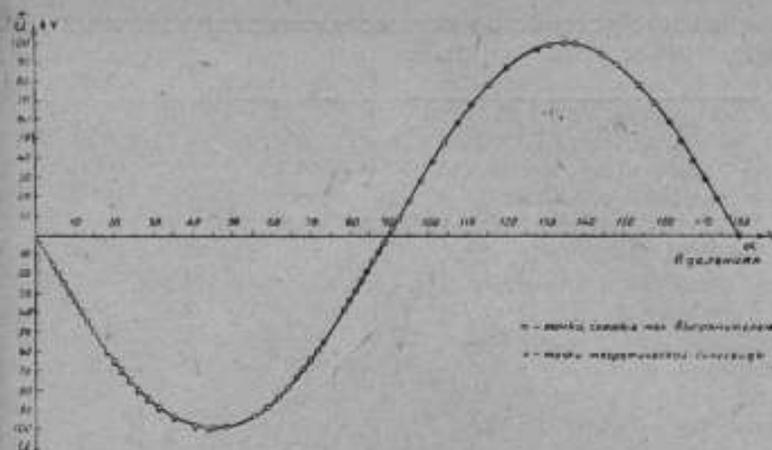


Рис. 3. Кривая напряжения, полученная при помощи механического выпрямителя

ТАБЛИЦА II

I в за- жмах	На зажимах генератора			На зажимах вторичной обмотки прибора Эшштейна		
	Действующее значение напряжения	Среднее значение напряжения	Коэффи- циент формы	Действующее значение на- пряжения	Среднее значение напряжения	Коэффи- циент формы
1,0	34,8	31,2	1,116	44,7	40,0	1,116
1,5	49,0	44,2	1,108	63,2	56,8	1,113
2,0	60,1	54,2	1,109	76,9	69,1	1,114
2,5	69,0	61,9	1,115	88,4	79,5	1,112
3,0	75,6	68,0	1,112	97,9	87,8	1,114
3,5	81,2	72,9	1,114	105,7	94,8	1,115
4,0	85,9	77,1	1,114	111,7	99,7	1,120
4,5	90,1	80,5	1,119	116,6	103,9	1,122
5,0	92,5	82,7	1,119	120,3	106,7	1,129
5,5	91,9	82,0	1,121	119,9	105,6	1,125
6,0	94,8	84,4	1,123	123,9	109,7	1,129
6,5	96,5	85,6	1,127	126,0	111,3	1,132
7,0	97,9	86,5	1,232	127,8	112,3	1,136
7,5	99,9	87,9	1,136	130,1	114,2	1,139
8,0	101,3	89,1	1,137	132,1	115,4	1,144
8,5	102,6	89,9	1,141	134,1	116,7	1,148
9,0	103,4	90,5	1,143	135,1	117,3	1,152
9,5	104,9	91,5	1,146	136,8	118,2	1,157
1,0	105,8	92,2	1,147	138,1	119,1	1,159
1,0	106,7	92,9	1,150	139,3	119,6	1,164

Аналогичное устройство осуществлено также фирмой Метрополитен Виккерс,¹ показанное на рис. 4.

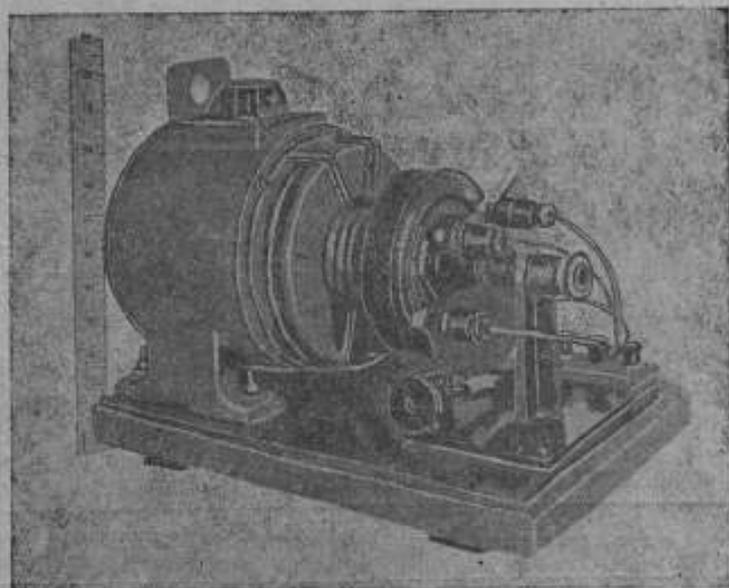


Рис. 4. Механический выпрямитель фирмы Метрополитен Виккерс.

Несколько иначе решена та же самая задача фирмой AEG (рис. 5), применившей для механического выпрямителя коммутатор, приводимый в движение самостоятельным синхронным двигателем.²

ЭЛЕКТРОННОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ

Простейшим электронным выпрямителем является двухэлектродная лампа или так называемый диод.

Двухэлектродная лампа является весьма совершенным выпрямителем, так как совсем не проводит ток в другом направлении и работа ее зависит от частоты и напряжения переменного тока.

Основной характеристикой такой лампы, называемой при работе в качестве выпрямителя кенотроном, является зависимость анодного тока от приложенного напряжения. Кривая этой зависимости приводится на рис. 6.

По виду этой характеристики можно заключить, что при $U_a < 0$ анодный ток через лампу равен нулю.

¹ Metropolitan Vickers, Gazette, 1933.

² Neumann und Pfaffenberger, Über Eisenverlustmessungen an kleinen Ringproben, т. 27, 1933.

Одной из характеристик лампы, особенно существенной в данном случае, является сопротивление переменному току, определяемое как производная от U_a по I_a .

$$R_a = \frac{dU_a}{dI_a}$$



Рис. 5. Механический выпрямитель фирмы АЕГО.

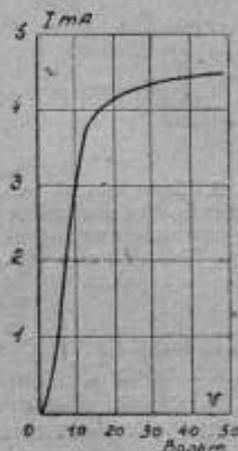


Рис. 6. Зависимость анодного тока кенотрона от приложенного напряжения.

Эта величина является функцией U_a и приблизительно может быть выражена формулой (для средней части характеристики)

$$R_a = \frac{2}{3kU_a^{1/2}}$$

Выпрямление переменного тока происходит согласно схеме, показанной на рис. 7, и после выпрямления ток получается пульсирующим с пропуском одной полуволны.

Если пользоваться такой схемой для измерения среднего значения, то отклонения вольтметра уменьшатся в два раза, что заставит бы, для получения тех же отклонений, удвоить ток и уменьшить сопротивление.

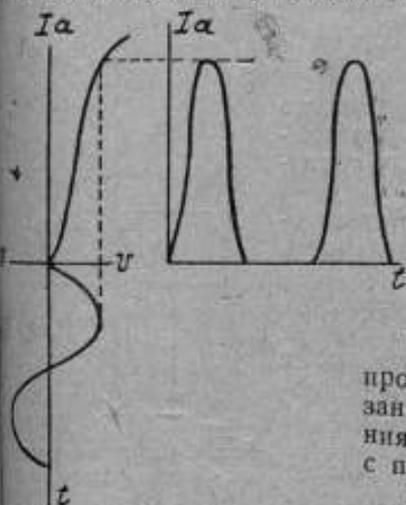


Рис. 7. Выпрямление переменного тока кенотроном.

Далее, частота пульсации выпрямленной волны в два раза меньше, и при малых частотах стрелка магнитоэлектрического прибора уже будет отзываться на эти колебания.

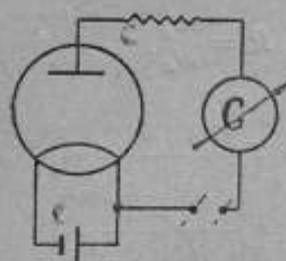


Рис. 8. Кенотронный выпрямитель для измерения среднего значения напряжения (R. Jokaust и P. Wagner).

Использование двухэлектродных ламп для измерения среднего значения э. д. сил осуществлено французской фирмой Compagnie de Lampes по схеме рис. 8 с питанием на постоянном токе и добавочным сопротивлением около 1 МΩ.

Применение этого выпрямителя для случая магнитных измерений описано в работе R. Jokaust и P. Wagner.¹

Авторы данной работы рекомендуют градуировать схему кенотрона с микроамперметром, путем сравнения с постоянным током следующим методом.

Пусть действующее значение приложенного измеряемого напряжения равно U , среднее его значение равно U_{med} , отклонение микроамперметра при этом α .

Приложим теперь вместо напряжения U напряжение постоянного тока U' такой величины, чтобы отклонение микроамперметра снова было бы близко к α ; обозначим это отклонение через α' . Тогда с достаточной точностью можно написать

$$\frac{U'_{med}}{U'} = \frac{\alpha}{\alpha'}$$

Конечно эта формула будет верна только в том случае, если пренебречь сопротивлением кенотрона, либо считать его постоянным.

Микроамперметр, применявшийся авторами этой статьи, имел чувствительность $1 \cdot 10^6$ дел./А.

Чтобы использовать при выпрямлении обе полуволны, применяется схема из двух кенотронов. При такой схеме во время одной полуволны работает один кенотрон, а во время второй — другой. Схема включения приводится на рис. 9.

Однако могут быть случаи такого искажения кривой, когда кенотронное выпрямление вообще дает неверный результат. Если мы имеем периодическую функцию, изменяющую знак в течение полупериода.

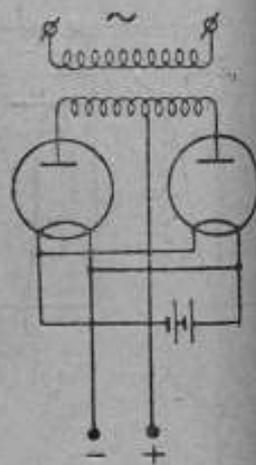


Рис. 9. Схема выпрямителя с двумя кенотронами.

¹ Bull. de la Soc. Fr. des Electr., № 100, т. 9, декабрь 1929, стр. 1293—1295.

то кенотрон будет пропускать отрицательную часть только за время одного полупериода.

Если разобрать схематически этот случай применительно к включению одного кенотрона, то мы будем иметь картину, показанную на рис. 10.

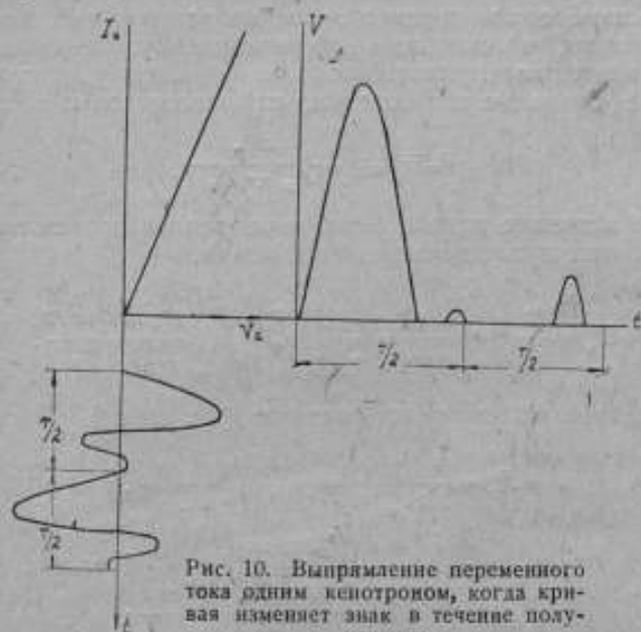


Рис. 10. Выпрямление переменного тока одним кенотроном, когда кривая изменяет знак в течение полупериода.

Для определения среднего значения напряжения в этом случае надо, во-первых, знать заранее характер функции $U=f(t)$, во-вторых, применять сложные специальные коммутирующие устройства.

Возвратимся к случаю, разобранным выше, и соответствующему включению согласно схеме рис. 8.

Магнитоэлектрический гальванометр, включенный в цепь кенотрона, будет измерять среднее значение напряжения переменного тока. Разберем в основных чертах вопрос о градуировке такого вольтметра. Протекающий в цепи кенотронов ток может быть найден из характеристики кенотрона, но так как эта характеристика не является прямолинейной, то ток не пропорционален приложенному напряжению.

$$I_a = \frac{U}{R_a + R_v},$$

R_a — сопротивление кенотрона, R_v — сопротивление

вольтметра, u — приложенное переменное напряжение и i_a — сила тока в цепи.

Чтобы измерить действительно выпрямленное напряжение, необходимо, чтобы сопротивление вольтметра было достаточно велико, т. е. чтобы ток, проходящий через него, был бы, практически равен нулю.

Однако измеренное среднее значение напряжения, даже пренебрегая током, проходящим по вольтметру, не будет равно среднему значению приложенного к кенотрону напряжения. Мгновенное значение напряжения, приложенного к вольтметру

$$u_v = i_a \cdot R_v \frac{u R_c}{R_a + R_c}.$$

Среднее значение напряжения, измеренного вольтметром при синусоидальном приложенном напряжении,

$$U_v = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} \frac{u R_v dt}{R_a + R_c} = \frac{2 R_v}{T} \int_0^{T/2} \frac{U_m \sin \omega t dt}{R_a + R_c}.$$

Для средней части характеристики (см. выше) можно положить

$$R_a = \frac{2}{3 k U_a^{1/2}} = \frac{2}{3 k U_m^{1/2} \sin^{1/2} \omega t},$$

если

$$U_a = U_m' \sin \omega t$$

или

$$R_a + R_v = \frac{2 + 3 k R_v U_m^{1/2} \sin^{1/2} \omega t}{3 k U_m^{1/2} \sin^{1/2} \omega t}.$$

Тогда

$$U_v = \frac{6 k U_m R_v}{T} \int_0^{T/2} \frac{U_m^{1/2} \sin^{3/2} \omega t dt}{2 + 3 k R_v U_m^{1/2} \sin^{1/2} \omega t}.$$

Таким образом среднее значение напряжения, измеренное вольтметром, будет отличаться от истинного не только множителями, но будет связано с ним сложной зависимостью.

Для синусоидального тока среднее значение напряжения

$$U = \frac{2 U_m}{\pi}$$

$$\frac{U_v}{U} = \frac{3 k R_v \pi}{T} \int_0^{T/2} \frac{U_m^{1/2} \sin^{3/2} \omega t dt}{2 + 3 k R_v U_m^{1/2} \sin^{1/2} \omega t}.$$

где

$$U_m' = f(t).$$

Градуировка такого прибора может быть проведена только экспериментально, когда среднее значение напряжения хорошо известно.

Для того чтобы ближе подойти к пропорциональности между U и U_v , необходимо последовательно с кенотроном включить большое сопротивление и тем самым уменьшить влияние переменного R_a . Действительно, если собрать схему кенотрона согласно рис. 11, то мы будем иметь

$$u_v = i_a R_v$$

$$i_a = \frac{u_v}{R_a + R_v + R}$$

$$U_v = \frac{2}{T} \int_{10}^{2T_{10}} \frac{u R_v dt}{R_a + R_v + R}$$

где $R_a = f(U_{an})$, а U_{an} — падение напряжения на зажимах кенотрона.

Если сумма $R_v + R$ много больше значения R_a , то последним в выражении под интегралом можно пренебречь. Сопротивление R_v в средней части характеристики порядка нескольких тысячом, и, чтобы оно составило 0,1% знаменателя, необходимо иметь сопротивление $R_v + R$ порядка нескольких мегом.

Такого рода выпрямительные схемы для измерения средних значений напряжения были осуществлены уже неоднократно, и мы приведем в данной работе несколько примеров.

Американской фирмой ДЖ и И выпущен прибор, под названием флюксвольтметр, согласно разобранным схемам, и собранный в одном кожухе.

На рис. 12, 13, 14 приведены схемы внутреннего соединения и фотографии прибора.

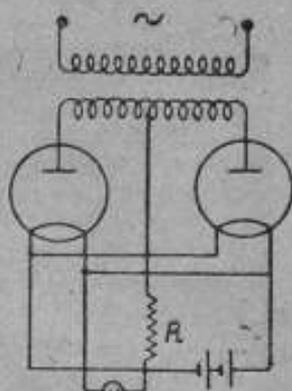


Рис. 11. Схема кенотронного выпрямителя с большим добавочным сопротивлением.

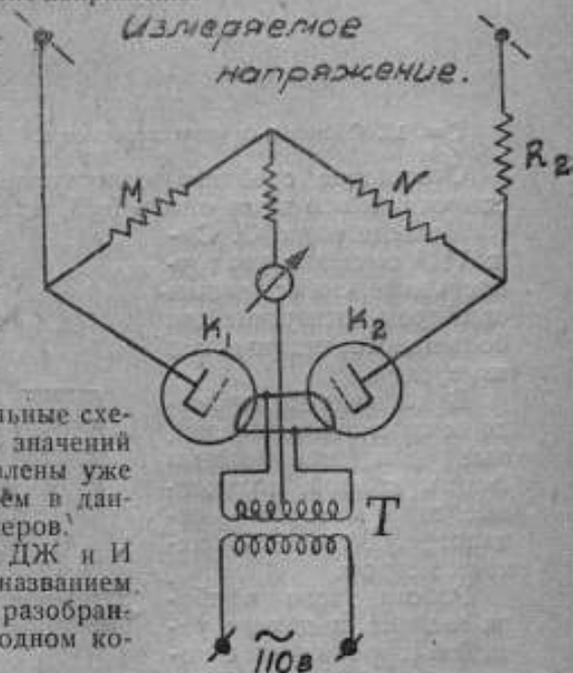


Рис. 12. Схема внутренних соединений флюксвольтметра.



Рис. 13. Общий вид флюксвольтметра.

Отношение среднего сопротивления кенотронов к полному сопротивлению цепи около 0,05, или 5%.

Исследования Г. Сатт¹ показали, что точность измерения с данным прибором достаточна для большинства технических измерений.

В таблице III приведены сравнительные данные для коэффициента формы кривой, полученные этим автором — осциллографически и флюксвольтметром.

Работа этого прибора зависит от целого ряда факторов, влияние которых необходимо было исследовать.

Указанные на схеме кенотроны *A* и *B* являются трехэлектродными лампами, но анод и сетка у них соединены вместе и они работают как диодные лампы.

Сопротивление *N* и *M* имеют целью устранить влияние переменного сопротивления кенотронов. В качестве кенотронов фирмой предлагаются лампы *UX-120*, изготовляемые фирмой Radio Corporation of America с сопротивлением R_a порядка 5000 Ω и током накала около 0,125 А.

Трансформатор *T* понижает сетевое напряжение с 110–125 до 3–4 В. Вольтметр магнитоэлектрический с сопротивлением 195000 Ω и шкалой на 150 В.

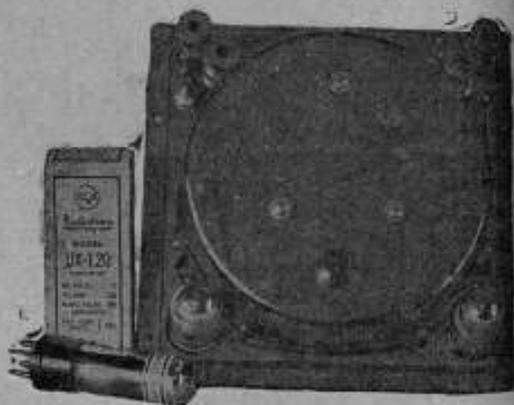


Рис. 14. Внутреннее устройство флюксвольтметра.

¹ „A Flux Voltmeter for Magnetic Test“ I. A. I. E. E. Октябрь, 1926.

ТАБЛИЦА III

	Коэффициент формы кривой		Расхождение в %
	Получен осциллографически	Получен флюксвольтметром	
	1,21	1,231	1,7
	1,13	1,128	0,2
	1,148	1,149	0,1
	1,128	1,122	0,5
	1,18	1,18	0,0
	1,14	1,15	0,9
	1,13	1,115	1,4

Так как накал кенотронов желательно для простоты вести непосредственно от сетевого напряжения, которое в обычных условиях имеет значительные колебания, то в первую очередь было испытано влияние перекала или недокала выпрямительных ламп.

В таблице IV приведены результаты измерения одного и того же напряжения при различных напряжениях накала.

ТАБЛИЦА IV

Напряжение накала в вольтах	Действующее значение напряжения в вольтах	Среднее значение, измеренное флюксвольтметром	Частота переменного тока, герцы
114	0	0,4	21,5
112	0	0,2	
110	0	0	
108	0	-0,2	
105	0	-0,7	
120	100	100	50
115	100	99,6	
110	100	99,2	
105	100	98,8	
100	100	98,3	
90	100	97,3	
80	100	96,4	
70	100	94,7	
60	100	87,8	
45	100	12	
40	100	10	

Таким образом при допустимой погрешности в измерении среднего значения напряжения $\pm 0,4\%$, колебания напряжения накала допустимы на $\pm 5 V$.

Вторым фактором, который мог бы оказать некоторое влияние на точность работы прибора, является изменение частоты. Напряжение на прибор подавалось от генератора, работающего вхолостую, и следовательно коэффициент формы кривой можно было считать постоянным. Результаты этих измерений приводятся в таблице V.

ТАБЛИЦА V

Напряжение накала в вольтах	Действующее значение напряжения в вольтах	Частота тока в герцах	Среднее значение напряжения, измеренное флюксвольтметром, в вольтах
110	70	21,5	68,6
110	70	25	69,1
110	70	30	69,2
110	70	35	69,3
110	70	40	69,4
110	70	45	69,5
110	70	50	69,5
110	70	55	69,6

Такого же рода измерения были проведены в отношении влияния сдвига фазы напряжения накала по отношению к измеряемому напряжению и выяснилось, что в пределах искажений, вносимых фазорегулятором, коэффициент формы кривой остается неизменным.

Чтобы закончить исследование прибора, было произведено измерение коэффициента формы кривой напряжения на зажимах генератора, работающего вхолостую, по всей шкале прибора.

Результаты этих измерений приводятся в таблице VI. Напряжение накала при этих измерениях поддерживалось равным 110 V, а частота 50 Hz.

По данным этих испытаний видно, что шкала прибора верна с точностью до 1%, если считать, что коэффициент формы кривой генератора при всех напряжениях сохраняет свою величину.

Прибор, аналогичный описанному, изготавливает фирма Метрополитен Викарс.¹

Уральский физико-технический институт для одной из своих работ построил специальный выпрямитель с расширенным пределом

¹ Metropolitan Vickers Gazette, 1933.

лом измерений.¹ Так как применимость электронного выпрямителя ограничивается участком характеристики близким к прямой линии, то в данном выпрямителе (рис. 15) было применено каскадное включение кенотронов. На катод, следующей в каскаде лампы, подается при помощи реостата r задерживающий потенциал такой величины, чтобы анодный ток второй лампы делался заметным тогда, когда ток первой лампы начинает уже приближаться к насыщению, и т. д. Таким путем достигают расширения пределов измерений.

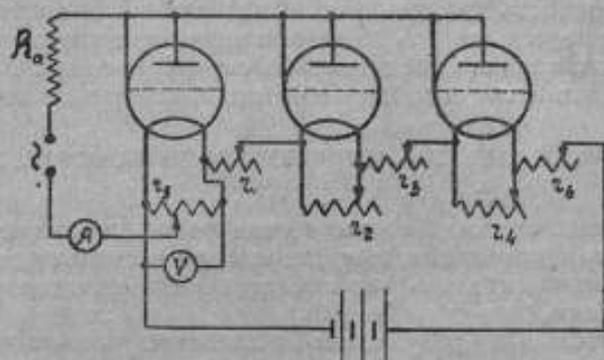


Рис. 15. Кенотронный выпрямитель Физико-технического института для измерения среднего значения напряжения.

ТАБЛИЦА VI

Приложенное напряжение в вольтах	Показания флюксвольтметра в вольтах	Коэффициент формы кривой	Приложенное напряжение в вольтах	Показания флюксвольтметра в вольтах	Коэффициент формы кривой
35	34,7	1,12	105	104,4	1,11
40	39,9	1,11	110	109,4	1,115
65	64,5	1,12	115	114,1	1,12
70	65,1	1,12	120	118,9	1,12
75	74,6	1,12	125	124	1,115
80	79,4	1,12	130	129	1,12
85	85,0	1,11	135	133,8	1,115
90	89,95	1,11	140	138,5	1,12
95	94,8	1,11	145	143,6	1,12
100	99,3	1,12	150	149,1	

¹ Р. И. Янус, Новый метод определения магнитных констант небольших образцов электротехнических материалов. Журнал технической физики, т. III, вып. 8, 1933.

Сопротивление r_0 служит для того, чтобы прямолинейная часть характеристики шла непосредственно от нуля. И наконец, как обычно, включено большое сопротивление R_0 , назначение которого указано выше. В схеме включены лампы УТ-1, изготавливаемые заводом Светлана, причем анод и сетка, аналогично лампам UX-120 в флюксвольтметре, соединены на-коротко.

Согласно результатам работы Р. И. Януса, данная выпрямительная схема давала вполне удовлетворительные результаты, причем точность измерения коэффициента формы кривой оценивается им не меньше 1% даже при значениях этого коэффициента около 3, что конечно представляет случай весьма сильного искажения, редко встречающийся в обычной измерительной практике.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФИЦИЕНТА ФОРМЫ КРИВОЙ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Как уже было сказано выше, измерения коэффициента формы кривой были проведены при помощи флюксвольтметра, механического выпрямителя и непосредственным планиметрированием осциллограмм.

Сравнительные результаты испытаний производятся в таблице VII.

Измерения проводились при одновременно включенных обоих приборах на холостом ходе генератора.

Если ограничиться точностью измерений в 0,5%, то расхождений между измерениями в случае синусоидальной формы кривой напряжения не обнаруживается.

ТАБЛИЦА VII

Напряжение на зажимах генератора в вольтах	Коэффициент формы кривой, измеренный флюксвольтметром	Коэф. формы кривой, измеренный механич. выпрямителем	Расхождение в %
31,1	—	1,109	—
40,1	1,113	1,111	0,2
50,1	1,117	1,111	0,6
60,3	1,117	1,112	0,5
70,1	—	1,113	—
80,1	1,113	1,111	0,2
90,9	1,108	1,111	0,3
100,9	1,112	1,111	0,1
111,2	1,110	1,111	0,1
121,2	1,113	1,111	0,2

Аналогично предыдущим измерениям, коэффициент формы кривой был определен измерениями напряжения на зажимах вторич-

ной обмотки прибора Эпштейна при различной силе намагничивающего тока. Результаты этих измерений приводятся в таблице VIII.

ТАБЛИЦА VIII

Сила тока в амперах	Коэффициент формы кривой, измеренной флюксвольтметром	Коэф. формы кривой, измер. механич. выпрямителем	Расхождение в %
1,97	1,111	1,112	0,1
2,18	1,113	1,112	0,1
2,42	1,116	1,116	0
3,12	1,122	1,116	0,6
3,72	1,134	1,124	0,9
4,75	1,138	1,137	0,1
5,99	1,146	1,142	0,3
7,26	1,161	1,154	0,7
10,00	1,162	1,161	0,1

Данные измерений при нагрузке получаются менее благоприятными, что может быть объяснено меняющимся режимом работы генератора, сказывающимся конечно заметнее, чем при холостом ходе генератора.

В заключение сравнительных измерений коэффициента формы кривой приводим данные измерений по всем трем методам при различных нагрузках генератора.

ТАБЛИЦА IX

Сила тока во внешней цепи генератора в амперах	Коэффициент формы кривой		Механическим выпрямителем
	Осциллографически	Флюксвольтметром	
0	1,121	1,110	1,110
4	1,128	1,130	1,126
7	1,145	1,158	1,148
10	1,158	1,162	1,161

Необходимо указать, что хотя условия измерения каждый раз были одни и те же, но сами измерения велись не одновременно (таблица IX).

Подводя итоги, можно сказать, что наиболее надежным методом измерений является метод механического выпрямителя,

точность которого может быть оценена в $0,5\%$. Конечно достижение такой точности требует соблюдения всех условий, которые были оговорены выше.

Метод кенотронного выпрямления, дающий меньшую точность, но практически в большинстве случаев вполне достаточную, имеет то преимущество, что измерительное устройство является переносным и не связано с генератором, питающим установки.

Наиболее грубым, но дающим ясную физическую картину процесса искажения кривой напряжения, является метод осциллографический. Для измерений он однако мало пригоден, так как точность его, при соблюдении всех необходимых предосторожностей, не выше $3,5\%$. Кроме малой точности обработка осциллограмм представляет большие трудности и требует большой затраты времени.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФИЦИЕНТА ФОРМЫ КРИВОЙ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ВАТТМЕТРОВОЙ УСТАНОВКЕ

Установка ваттметрового метода магнитной лаборатории ВИС имеет следующие характеристики.

Генератор мощностью $1,5 \text{ kvA}$, напряжением 150 V , 1500 об/мин . Кривая напряжения холостого хода имеет синусоидальный характер (осциллограмма ее приводится на рис. 16).

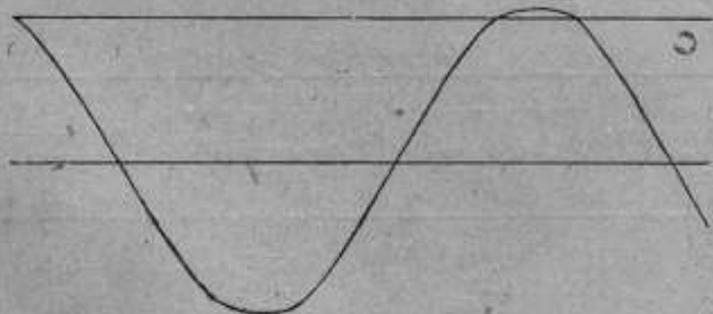


Рис. 16. Осциллограмма напряжения при холостом ходе генератора.

Ваттметры, применявшиеся в настоящих исследованиях, электродинамической системы для малых коэффициентов мощности ($0,1$ и $0,2$), с сопротивлениями последовательных обмоток от $0,0075$ до $0,26 \Omega$ и ответвленных от 1714 до $10\,000 \Omega$ в зависимости от пределов измерения. Вольтметры также электродинамической системы с сопротивлением от $153,8$ до 3424Ω .

Прибор Эпштейна конструкции лаборатории с сопротивлением первичной обмотки $1,94 \Omega$ и вторичной $1,39 \Omega$.¹

Коэффициент формы кривой определялся в зависимости от силы намагничивающего тока, от частоты и от сопротивлений приборов, употребляющихся при измерениях.

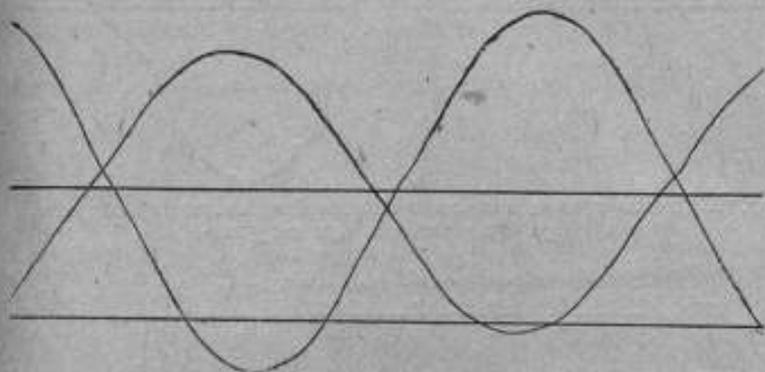


Рис. 17. Оциллограмма напряжения на зажимах вторичной обмотки прибора Эпштейна при нагрузке.

Для различных намагничивающих токов были сняты оциллограммы напряжения на зажимах вторичной обмотки прибора Эпштейна и после обработки их получена кривая зависимости коэффициента формы от силы намагничивающего тока.

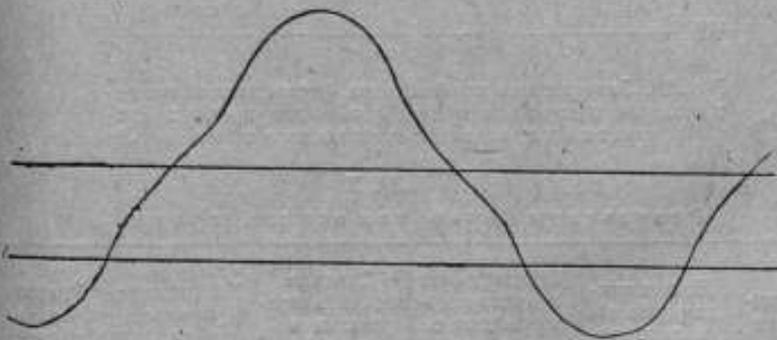


Рис. 18. Оциллограмма напряжения на зажимах вторичной обмотки прибора Эпштейна при нагрузке.

Оциллограммы приводятся на рис. 17, 18 и 19, а кривая на рис. 20.

Результаты обработки оциллограмм приведены в таблице X.

¹ Электричество, № 5, 1929.

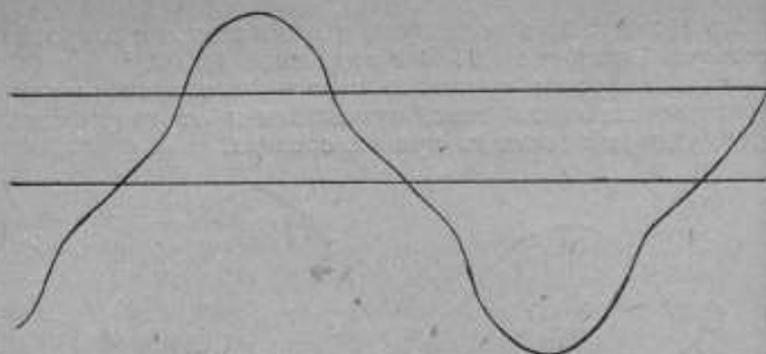


Рис. 19. Осциллограмма напряжения на зажимах вторичной обмотки прибора Эпштейна при нагрузке.

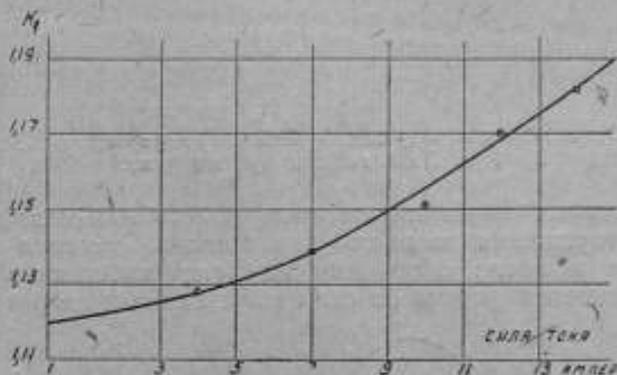


Рис. 20. Зависимость коэффициента формы кривой напряжения на зажимах вторичной обмотки прибора Эпштейна от намагничивающего тока.

ТАБЛИЦА X
Результаты обработки осциллограмм

№ осциллограмм	Намагничивающий ток в амперах	Действующее значение напряжения в вольтах	Среднее значение напряжения в вольтах	Коэффициент формы кривой	Рисунки осциллограмм
1	0	87,9	78,3	1,123	рис. 16
2	4	112,8	100,0	1,129	" 17
3	7	127,7	111,5	1,146	" —
4	10	137,1	118,5	1,158	" 18
5	12	140,0	119,1	1,176	" —
6	14	143,4	121,3	1,182	" 19

Для характеристики искажений кривой тока для нагрузки 10 А приводится осциллограмма на рис. 21.

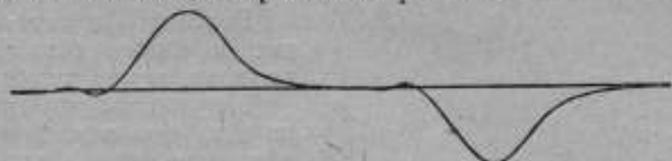


Рис. 21. Осциллограмма кривой тока в первичной цепи прибора Эпштейна при нагрузке 10 А.

Зависимость коэффициента формы кривой от силы тока была получена также флюксвольтметром и механическим выпрямителем (см. таблицу XI).

ТАБЛИЦА XI
Частота 50 герц

Сила тока в амперах	Кэф. формы кривой, измерен. флюксвольтметром	Сила тока в амперах	Кэф. формы кривой, измерен. мех. выпрямителем
1,00	1,103	1	1,112
1,11	1,110	2	1,114
3,16	1,112	3	1,117
4,90	1,128	4	1,126
6,87	1,138	5	1,135
8,12	1,145	6	1,141
9,48	1,152	7	1,148
11,43	1,163	8	1,155
13,08	1,176	9	1,163
16,15	1,189	10	1,170
—	—	12	1,180
—	—	14	1,192
—	—	16	1,200

На основании этих данных построены кривые, приводимые на рис. 22.

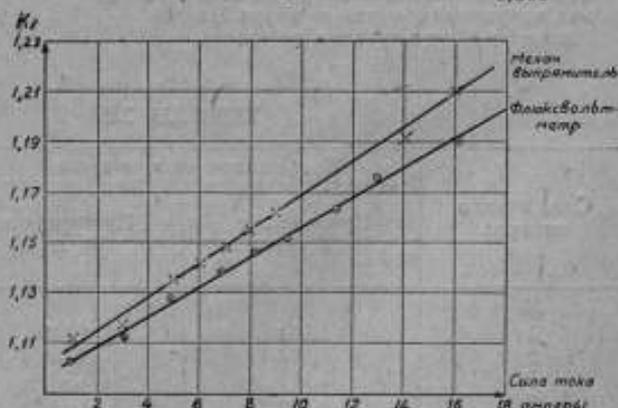


Рис. 22. Зависимость коэффициента формы кривой от напряжения на зажимах вторичной обмотки прибора Эпштейна от намагничивающего тока.

Зависимость коэффициента формы кривой от максимальной магнитной индукции показана на рис. 23.

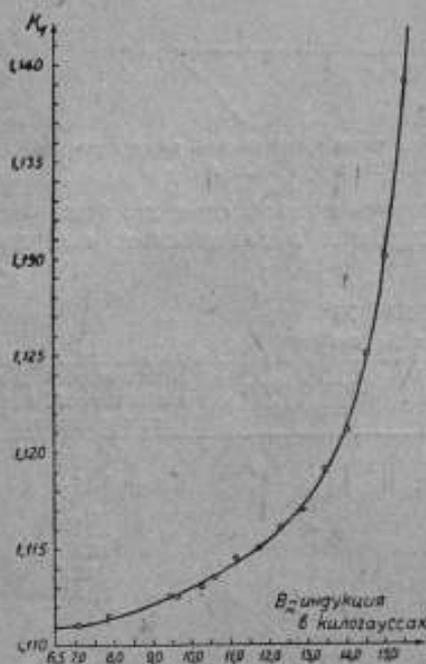


Рис. 23. Зависимость коэффициента формы кривой напряжения на зажимах вторичной обмотки прибора Эпштейна от индукции в образце.

Вторым фактором, влияние которого было исследовано, является частота.

Результаты измерений показали, что практически коэффициент формы кривой при одних и тех же нагрузках и небольшом изменении частоты (в нашем случае от 30 до 50 Hz) остается неизменным. Данные эти для двух частот приводятся в таблице XII (измерение велось механическим выпрямителем).

Заметное влияние на коэффициент формы кривой при больших нагрузках оказывает изменение сопротивления включаемых приборов (амперметров и последовательной обмотки ваттметра), как это видно из кривых на рис. 24. Кривые эти получены с измерительными приборами, обычно применяющимися в лаборатории при определении потерь в приборе Эпштейна.

ТАБЛИЦА XII

Сила тока в амперах	Коэффициент формы кривой		Расхождение в %
	При частоте 50 герц	При частоте 30 герц	
1	1,104	1,109	0,5
2	1,113	1,108	0,5
3	1,116	1,110	0,5
4	1,118	1,115	0,3
7	1,135	1,135	0,0
8	1,143	1,147	0,4
9,5	1,154	1,155	0,1

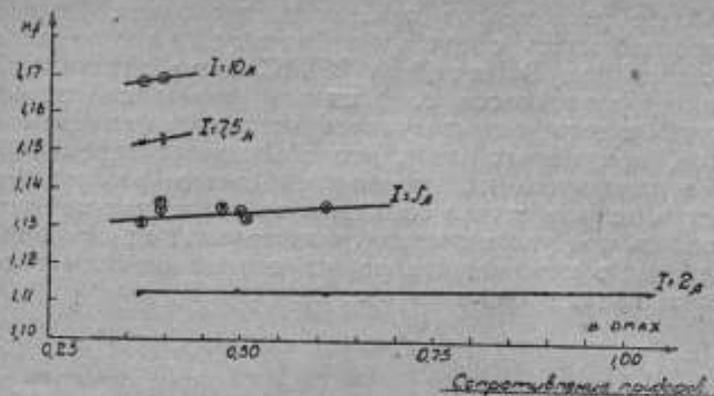


Рис. 24. Изменение коэффициента формы кривой напряжения на зажимах вторичной обмотки прибора Эпштейна от сопротивления измерительных приборов при разных намагничивающих токах.

Для характеристики степени искажения кривой напряжения было произведено разложение в ряд Фурье кривой при нагрузке 3 А.

Результаты разложения приведены в таблице XIII.

Все приведенные выше исследования производились с прибором Эпштейна с двумя обмотками на ватт-метровой установке, описанной ранее.

Помимо этого, для сравнительной оценки, были произведены определения коэффициента формы кривой с двумя другими приборами Эпштейна, а также с кольцевым образцом, на который навивались две обмотки. Испытуемый материал во всех случаях был одного и того же сорта.

Генератор, питающий установку, и измерительная аппаратура при этих сравнительных измерениях применялись другие, чем при всех ранее описанных исследованиях.

Исследование велось путем снятия осциллограмм для различной силы намагничивающего тока, которые частично планиметрировались, а частично обрабатывались взвешиванием.

Измерения производились с прибором фирмы Гартмана Браун с двумя обмотками. Прибор этот имеет ту особенность, что его намагничивающая обмотка разбита на ряд катушек, параллельно соединенных между собой, благодаря чему дости-

ТАБЛИЦА XIII

Кратность гармоники	Процентное отношение к амплитуде основной гармоники
1	100
3	12
5	4,6
7	1,6
9	2,3
10	1,8

гается более равномерное намагничение образца. Далее испытания производились с прибором Эпштейна с одной обмоткой и с прибором Эпштейна ВИМС, ранее описанным.

Характер зависимости коэффициента формы кривой от силы намагничивающего тока получился несколько отличным от результатов, полученных ранее, что объясняется переменой генератора и измерительных приборов. Однако это расхождение не имеет в данном случае большого значения, так как исследование велось под углом зрения сравнительной оценки приборов.

Зависимость коэффициента формы кривой от силы тока приводится в таблице XIV и на рис. 25.

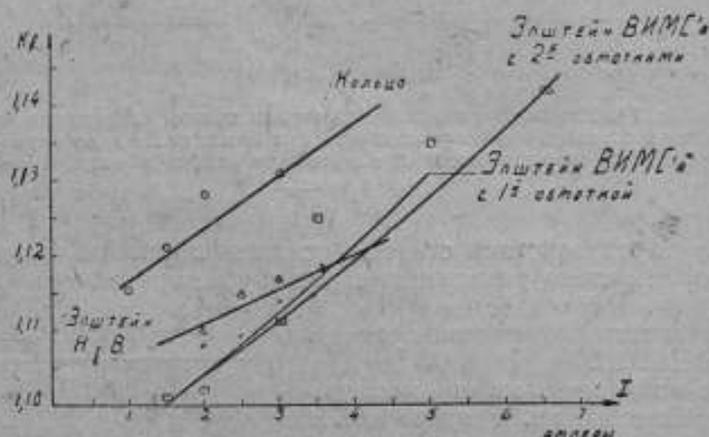


Рис. 25. Зависимость коэффициента формы кривой напряжения от намагничивающего тока для разных приборов Эпштейна и кольцевого образца.

ТАБЛИЦА XIV

Сила намагничивающего тока в амперах	Коэффициент формы кривой			Кольцо
	Прибор Эпштейна с одной обмоткой	Прибор фирмы Гаргман и Браун	Прибор Эпштейна ВИМС	
1,0	—	—	—	1,1154
1,5	1,100	—	1,101	1,121
2,0	1,108	1,110	1,102	1,128
2,5	1,1094	1,115	—	—
3,0	1,1140	1,1168	1,1114	1,131
3,5	1,115	1,118	1,125	—
5,0	—	—	1,135	—
6,5	—	—	1,142	—

На основании тех же данных построена зависимость коэффициента формы кривой от максимальной магнитной индукции, более показательная для сравнения различных приборов (рис. 26).

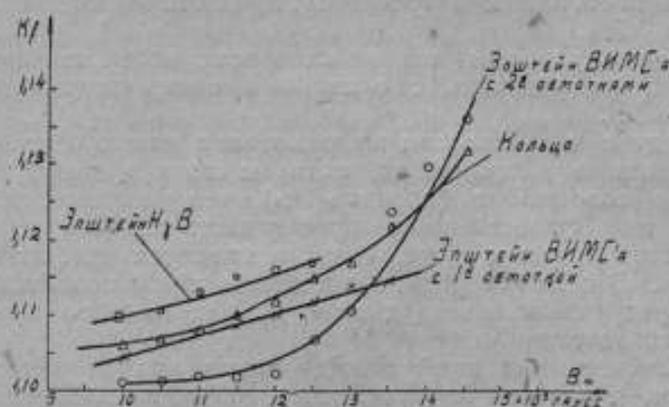


Рис. 26. Зависимость коэффициента формы кривой напряжения от индукции в образце для разных приборов Эпштейна и кольцевого образца.

Числовые данные для этих кривых приведены в таблице XV.

ТАБЛИЦА XV

Максимальная магнитная индукция в гауссах	Коэффициент формы кривой			Прибор Эпштейна с одной обмоткой
	Кольцо	Прибор Эпштейна ВИМС	Прибор Эпштейна фирмы Гартман и Браун	
10 000	1,106	1,101	1,100	1,1046
10 500	1,107	1,1014	1,1114	1,1074
11 000	1,108	1,1018	1,1132	1,1083
11 500	1,110	1,102	1,1150	1,109
12 000	1,112	1,1024	1,1160	1,110
12 500	1,115	1,107	1,117	1,112
13 000	1,117	1,1106	1,118	1,114
13 500	1,122	1,1238	—	1,1148
14 000	1,129	1,1297	—	—
14 500	1,132	1,1364	—	—

ВЫВОДЫ

На основании произведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Из трех методов определения коэффициента формы кривой: осциллографического, при помощи механического выпрямителя

и электронного выпрямителя, в условиях магнитных измерений следует отдать предпочтение механическому выпрямителю, который дает точность в определении среднего значения напряжения, при соблюдении требуемых предосторожностей в работе порядка 0,5%.

Наиболее удобным для практических целей является механический выпрямитель с отдельным синхронным двигателем фирмы AEG.

Наряду с механическим выпрямителем можно рекомендовать и электронные выпрямители, которые хотя и дают несколько большую погрешность (порядка 1%), чем механический, но обладают тем существенным преимуществом, что не связаны с агрегатом, питающим установку и являются приборами переносными. В свою очередь недостатком их являются необходимость градуировки и затруднения, связанные с поверкой в процессе эксплуатации.

2. Исследования коэффициента формы кривой и для различных приборов Эпштейна и кольцевого образца показали, что наименьшие искажения кривой при данном магнитном образце наблюдаются при испытании в приборе с одной обмоткой.

LE FACTEUR DE FORME DE TENSION DANS LES MESURES DES PERTES PAR HYSTÉRÉSIS ET LES COURANTS FOUCAULT

par G. E. Egorov et E. T. Tchernishev

(Résumé)

L'article donne un exposé des méthodes de mesure du facteur de forme de tension dans la détermination des pertes dans le tôle et acier électrotechnique par la méthode du wattmètre.

On passe en revue les méthodes de redression oscillographique, mécanique et électronique, employées pour la détermination de la valeur moyenne de la tension. En employant la méthode oscillographique l'erreur dans la détermination du facteur de forme est estimée de 3,5%. Des trois méthodes c'est la méthode du redresseur mécanique (fig. 2) qui donne, comme l'ont prouvé les comparaisons, la plus grande précision, l'erreur n'excède guère 0,5%. Les redresseurs électroniques donnent une précision moindre (environ de 1%) que le redresseur mécanique, mais ils sont portatifs et n'exigent pas de génératrice spéciale, ce qui permet de les recommander pour les mesures industrielles. La mise en parallèle des données, obtenues pour la détermination du facteur de forme par les trois méthodes, est donnée dans les tableaux VII, VIII, IX.

On décrit ensuite les résultats de la détermination du facteur de forme à des fréquences différentes. Ces résultats prouvent que, à des petites variations des fréquences (30—50 Hz) et tous les autres paramètres restant immuables, le facteur de forme ne change pas (voir tableau XII). C'est la résistance dans le circuit d'alimentation qui occasionne une grande déformation de la forme de tension (voir fig. 24).

On rapporte les études du facteur de forme de tension, effectuées avec les appareils Epstein de modèles différents, qui prouvent que la déformation minimale de la courbe (à une induction mutuelle donnée) fut observée sur un appareil à enroulement unique.

МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ПРИ СЛАБОМ НАМАГНИЧЕНИИ

Е. Г. Шрамков и Н. Г. Зуева

В процессе работы, посвященной измерениям магнитной проницаемости листовой электротехнической стали при слабом намагничении, было обнаружено, что магнитная проницаемость резко изменяется во времени, которое прошло с момента размагничивания образца до начала измерений. Как следствие из этой работы, было установлено, что для получения воспроизводимых результатов необходимо начинать испытания спустя определенный промежуток времени после того, как образец размагничен.¹

Настоящая работа является продолжением первой и имеет целью более детально исследовать обнаруженное явление с точки зрения тех факторов, которые обуславливают его.

Все измерения производились для основной кривой намагничения в области начальной проницаемости. Часть экспериментов была проведена баллистическим методом при намагничивании образцов постоянным током, часть же на переменном токе частотой 50 Hz при помощи потенциометра Гейгера.

ИЗМЕРЕНИЯ В ЗАМКНУТОЙ И РАЗОМКНУТОЙ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ

В качестве объекта измерений служили образцы листовой трансформаторной стали, которые применяются при испытаниях в приборе Эпштейна. Были произведены три серии измерений таким образом, что в одном случае магнитная цепь была полностью замкнута, в двух же других — частично разомкнута (рис. 1а, в и с). Намагничивающая цепь питалась переменным током частотой 50 Hz. Индукция и напряженность поля вычислялись по данным измерения на потенциометре Гейгера. При всех измерениях, независимо от того, была ли замкнута магнитная цепь или разомкнута, напряженность внешнего намагничивающего поля устанавливалась такой величины, чтобы индукция в первый момент измерения после размагничивания образца была

¹ Е. Г. Шрамков, Измерения магнитной проницаемости листовой электротехнической стали в слабых магнитных полях. ЛЭМИ, № 4, 1934.

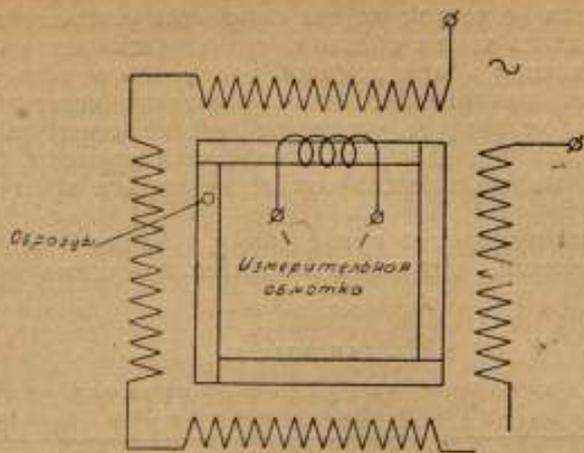


Рис. 1а

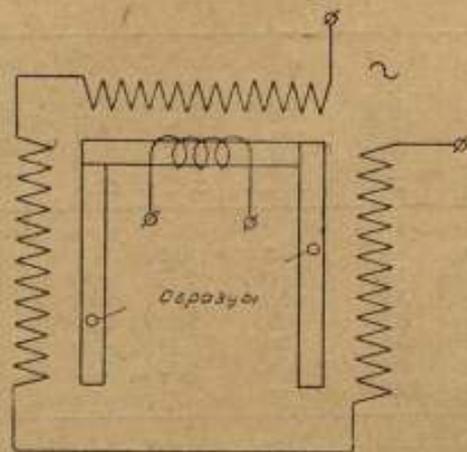


Рис. 1в

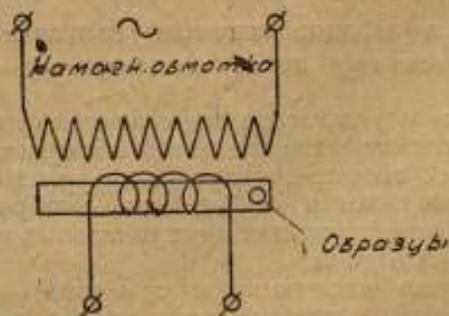


Рис. 1с

одинаковы или во всяком случае мало отличались друг от друга. Опыт проводился таким образом, что образцы вначале тщательно размагничивались при помощи переменного тока с убывающей до нуля амплитудой, затем включали намагничивающий переменный ток заранее установленной величины и измеряли индукцию через определенные промежутки времени. В процессе измерений намагничивающий ток оставался все время включенным.

Результаты измерений приведены в таблице 1. Приведенные в таблице величины индукции относятся к максимальным значениям.

ТАБЛИЦА 1

Изменение магнитной индукции во времени при намагничивании переменным током

Форма магнитной цепи □			Форма магнитной цепи □			Форма магнитной цепи —		
Время после размагничивания (секунды)	Индукция гауссы	Изменение индукции в %	Время после размагничивания (секунды)	Индукция гауссы	Изменение индукции в %	Время после размагничивания (секунды)	Индукция гауссы	Изменение индукции в %
30	9,70	—	30	10,02	—	30	10,11	—
45	9,52	1,85	60	9,94	0,80	60	10,03	0,79
90	9,19	5,26	120	9,75	2,69	120	9,98	1,29
120	9,04	6,80	180	9,64	3,79	180	9,96	1,78
180	8,86	8,66	240	9,57	4,49	300	9,90	2,07
300	8,74	9,90	1200	9,29	7,29	1200	9,75	3,56
1200	8,09	16,60	—	—	—	—	—	—
$H_{\max} = 0,0158$ эрстед			$H_{\max} = 0,030$ эрстед			$H_{\max} = 0,067$ эрстед		

Указанные в таблице значения напряженности поля H_{\max} относятся к внешнему полю, создаваемому намагничивающей обмоткой.

Аналогичные результаты в качественном отношении получены при больших магнитных насыщениях материала.

На рис. 2 и 3 графически представлено изменение магнитной индукции в зависимости от времени, которое прошло после размагничивания материала, для двух начальных индукций, порядка 10 G (таблица 1) и 20 G.

Приведенные эксперименты с очевидностью доказывают, что в разомкнутой магнитной цепи процесс уменьшения индук-

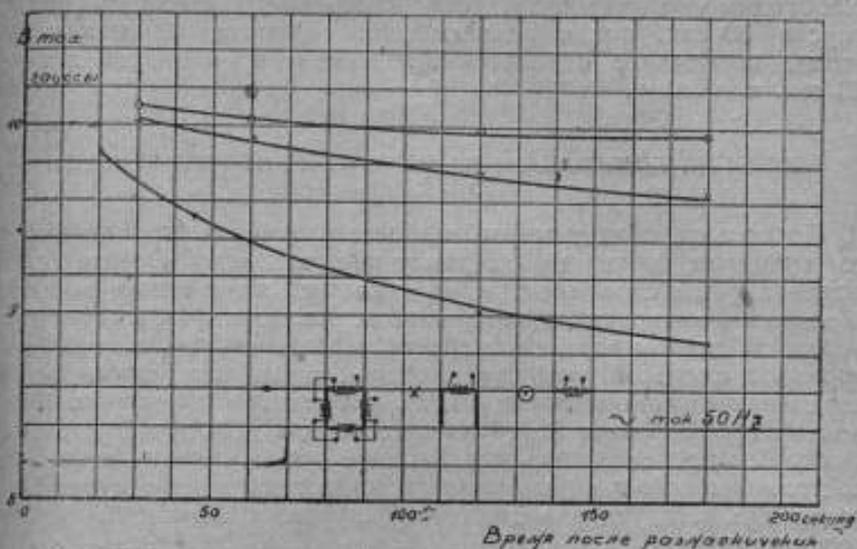


Рис. 2. Изменение магнитной индукции в зависимости от времени.

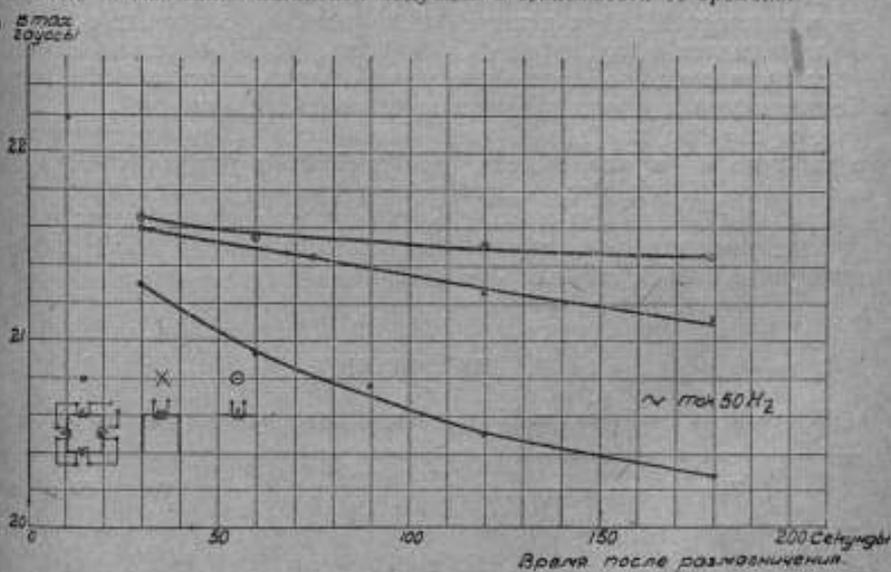


Рис. 3. Изменение магнитной индукции в зависимости от времени.

ции во времени, при неизменной напряженности поля, протекает менее интенсивно, чем в замкнутой магнитной цепи при одном и том же магнитном насыщении материала в обоих случаях.

Необходимо подчеркнуть, что измерения начинались только спустя 30 сек. после размагничивания образца, и высказанное выше, заключение относится к интервалу времени, начиная от 30 сек. и дальше.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ИЗМЕНЕНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ ВО ВРЕМЕНИ

Поскольку обнаруженный процесс изменения проницаемости со временем присущ материалу как таковому и связан с его молекулярным строением, представлялось интересным выяснить поведение материала в этом отношении при разных температурах. В данном случае измерения производились с кольцевым образцом листовой трансформаторной стали при намагниченном переменным током частотой 50 Hz, и с пакетом полосовых образцов из той же стали (один из пакетов для прибора Эпштейна, с которым производились предыдущие опыты) при намагничении постоянным током в разомкнутой магнитной цепи в пустотелом соленоиде. Индукция в последнем случае измерялась баллистическим методом.

Нагревание кольцевого образца производилось в электрическом термостате. При испытании же пакета полосовых образцов он помещался в пустотелый соленоид, который имел помимо намагничивающей обмотки и нагревательную, навитую бифилярно. Температура в обоих случаях измерялась термомпарой.

Результаты измерений для кольцевого образца приведены в таблице II, а для пакета, испытанного в разомкнутой цепи, в таблице III. На рис. 4 построены кривые процентного изменения индукции при неизменной напряженности поля и при разных температурах, спустя одно и то же время после размагничивания образца, именно 300 сек.

ТАБЛИЦА II

Кольцевой образец. Намагничивание переменным током

Температура, градусы С	22	41	60	80	100
Начальная индукция (16 сек. после размагничивания), в гауссах	7,46	7,82	7,67	7,80	7,65
Индукция, спустя 300 сек. после размагничивания, в гауссах	6,55	6,95	6,99	7,52	7,59
Уменьшение индукции в %	12,2	11,1	8,9	3,5	0,78

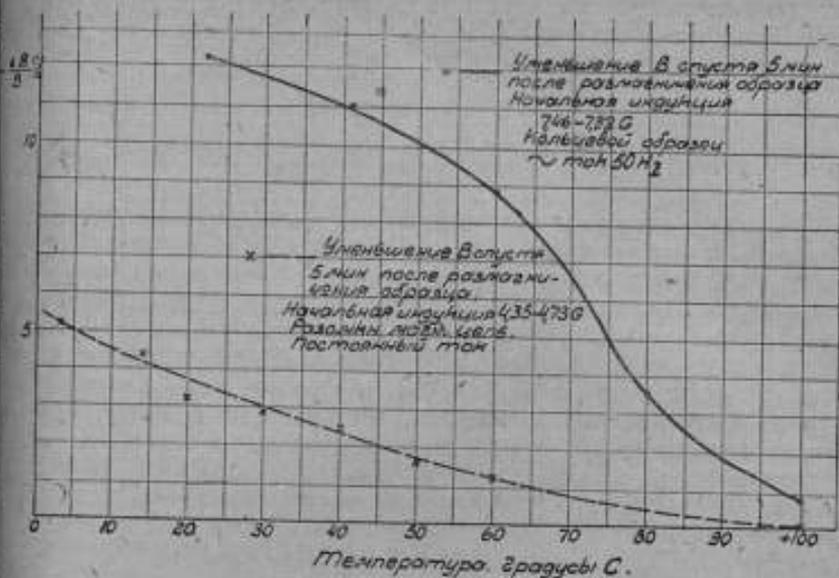


Рис. 4. Уменьшение магнитной индукции за 5 минут при разных температурах.

ТАБЛИЦА III

Пакет полосовых образцов. Намагниченне постоянным током

Температура, градусы C	3	14	20	30	40	50	60	100
Начальная индукция (30 сек. после размагниченния), в гауссах	4,66	4,70	4,60	4,53	4,49	4,42	4,39	4,35
Индукция спустя 300 сек. после размагниченния, в гауссах	4,42	4,50	4,45	4,40	4,38	4,345	4,34	4,35
Уменьшение индукции в %	5,20	4,25	3,26	2,87	2,45	1,70	1,14	0

В таблице IV приведены результаты испытания того же пакета полосовых образцов при разных температурах, причем изменение индукции наблюдалось в течение часа с момента размагниченния образца. Испытание производилось в разомкнутой магнитной цепи на постоянном токе баллистическим методом. На основании

этих данных построена зависимость (рис. 5) процентного уменьшения индукции за 1 час с момента размагничивания образца от температуры образца.

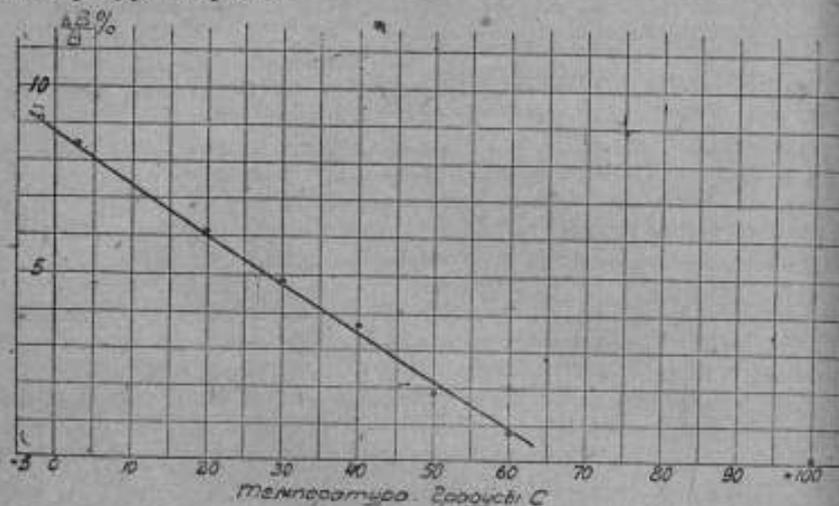


Рис. 5. Уменьшение магнитной индукции за 1 час при разных температурах.

ТАБЛИЦА IV

Пакет полосовых образцов. Намагниченные постоянным током

Температура, градусы С	-2	3	20	30	40	60	100
Начальная индукция (30 сек. после размагничивания), в гауссах	4,73	4,66	4,60	4,53	4,49	4,39	4,35
Индукция, спустя 1 час после размагничивания, в гауссах	4,30	4,27	4,32	4,31	4,33	4,36	4,35
Уменьшение индукции в %	9,1	8,4	6,1	4,9	3,6	0,7	0

Произведенные эксперименты показывают, что температура при которой находился образец, оказывает весьма существенное влияние на изменение проницаемости во времени после размагничивания образца. С повышением температуры процентное изменение проницаемости резко уменьшается по мере приближения к 100° С. Причем в разомкнутой магнитной цепи, как это и следовало ожидать, на основании предыдущих опытов в замкнутой и разомкнутой магнитной цепи, наблюдается значи-

тельно меньшее процентное изменение проницаемости со временем при одних и тех же температурах, чем при намагничении в замкнутой магнитной цепи. Здесь также нужно подчеркнуть, что эти выводы относятся к интервалу времени, начиная с 30 сек. после размагничения.

ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ФАКТОРОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОБРАЗЕЦ ПЕРЕД ИЗМЕРЕНИЕМ ЕГО ПРОНИЦАЕМОСТИ

Настоящие эксперименты имели целью выяснить, является ли размагничение образца единственным фактором воздействия на образец, обуславливающим последующий процесс уменьшения проницаемости во времени. Для этой цели были произведены следующие опыты с пакетом полосовых образцов в разомкнутой магнитной цепи при намагничении постоянным током: 1) образец, помещенный в соленоид, размагничивали переменным током с убывающей до нуля амплитудой и, оставляя его в том же соленоиде, начинали измерения, 2) образец три раза поворачивали на 360° , в земном магнитном поле, затем помещали в соленоид, включали намагничивающий постоянный ток и баллистическим методом измеряли индукцию через разные промежутки времени, 3) образец, помещенный в соленоид, встряхивали вместе с соленоидом, включали намагничивающий ток и начинали измерения, 4) образец, извлекаемый из соленоида, вынимали осторожно и затем обратно вставляли в соленоид, после чего включался намагничивающий ток и приступали к измерениям. Соленоид, в котором производились испытания образца, располагался своей осью перпендикулярно земному полю. Время начала измерений каждый раз отсчитывали с момента того или иного воздействия на образец. Напряженность внешнего магнитного поля во всех случаях была равна $0,03 \text{ Oe}$.

Промежуток времени между первым и последним измерением индукции составлял 45 мин. Начальная величина индукции в отдельных экспериментах колебалась в пределах $4,18-4,37 \text{ G}$. В таблице V приведены процентные изменения индукции за 45 мин. с момента того или иного воздействия на образец.

ТАБЛИЦА V

Пакет полосовых образцов. Намагниченно постоянным током

Процентное уменьшение индукции за 45 мин. после воздействия разных факторов на образец перед началом измерений

Размагничение переменным током	Вращение в земном поле	Встряхивание образца в соленоиде	Образец вынут из соленоида и снова помещен в него
8,5	9,0	7,9	8,5

Полученные результаты показывают, что процесс уменьшения проницаемости во времени может быть вызван не только предварительным воздействием на образец переменного поля с убывающей до нуля амплитудой, но также и другими факторами. Встряхивание образца перед началом измерений вызывает аналогичный эффект как в качественном, так и в количественных отношениях. Некоторые числовые расхождения, приведенные в таблице V, обуславливаются погрешностями измерений, так как наблюдавшиеся изменения индукции составляли всего $0,4G$ при абсолютной величине индукции порядка $4G$. Опыт с вращением образца в земном магнитном поле можно также рассматривать как воздействие на образец циклически изменяющегося по убывающей до нуля. Вынимание образца из соленоида и помещение его обратно хотя и производилось с достаточной осторожностью, без заметных толчков и встряхивания, тем не менее известное механическое воздействие на образец неизбежно при этом имело место и, как показал опыт, этого было достаточно, чтобы вызвать внутреннюю перегруппировку магнитных связей.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Все вышеописанные эксперименты производились с образцами листовой трансформаторной стали. Кроме образцов трансформаторной стали как заграничной, так и советского производства в количестве 11, были исследованы также листовая динамическая сталь, обычное полосовое мягкое железо, декапированное железо, углеродистая не закаленная сталь и муметал. Испытания производились также при индукции порядка $4G$ в разомкнутой магнитной цепи баллистическим методом. Перед испытанием образцы разматывались переменным током с убывающей до нуля амплитудой. Из всех материалов наибольшее изменение проницаемости во времени обнаруживается у трансформаторной стали и именно заграничной с малыми потерями на гистерезис и токи Фуа ($1,1-1,2 \text{ вт/кг}$). Несколько менее интенсивный процесс наблюдается у трансформаторной стали Верх-Исетского завода с повышенными потерями ($1,5 \text{ вт/кг}$). Образцы динамической стали, как правило, дают меньшее процентное изменение проницаемости во времени, причем расхождения между заграничным и советским материалом не наблюдалось. Прочие из вышеперечисленных испытанных материалов заметных изменений проницаемости во времени, в пределах погрешностей измерения, не обнаруживали. Необходимо подчеркнуть, что эта серия экспериментов носила систематического характера и имела целью лишь установить, в какой мере наблюдаемое явление присуще тем или иным материалам. Однако уже на основании этих предварительных опытов можно считать, что химический состав мате-

материала, его структура, обусловленная той или иной обработкой, и в первую очередь термической, оказывают решающее влияние на его поведение при слабом магнитном насыщении.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДРУГИХ АВТОРОВ

В литературе впервые появились указания на это явление в работе Вильда и Перрье,¹ посвященной исследованию материалов для катушек Пулина.

При испытании кольцевых образцов при слабом намагничении они обнаружили, что после размагничивания образца переменным током с убывающей до нуля амплитудой, проницаемость возрастает, а затем уменьшается со временем по показательной кривой, которая может быть представлена уравнением

$$\Delta \mu = \Delta \mu_{\infty} \cdot e^{-\lambda t},$$

где $\Delta \mu$ — изменение проницаемости за время t , $\Delta \mu_{\infty}$ — повышение проницаемости, вызванное процессом „омоложения“ материала (размагничивание), r — некоторая постоянная для данного материала, λ — коэффициент, зависящий как от материала, так и от температуры, при которой производится эксперимент.

При нормальной температуре это явление обнаруживается только для железа, для стали же, начиная с 60°, по мере увеличения температуры, эффект „омоложения“ повышается, достигает максимума при некоторой температуре и затем исчезает при более высокой температуре.

Когда наши исследования в основном подходили уже к концу, появилась работа Аторфа,² посвященная исследованиям, связанным с тем же явлением изменения проницаемости во времени. Хотя условия эксперимента и были отличны от наших, однако полученные результаты в этой работе полностью подтверждают наши исследования.

ВЫВОДЫ

1. Результаты первой нашей работы (см. список в начале статьи), посвященной измерениям магнитной проницаемости в слабых магнитных полях, показали, что после размагничивания образца, перед началом измерений, магнитная проницаемость листового трансформаторной стали для данной неизменной напряженности магнитного поля с течением времени падает.

¹ G. Wild et A. Perrier, Lois du vieillissement et du rajeunissement magnétiques de fers employés dans la technique téléphonique. Arch. des Scienc. Phys. et Natur., 1925, Май-Июнь.

² H. Atof, Die zeitliche Desakkommodation kleiner symmetrischer und unsymmetrischer Hystereseschleife, Zeit. f. Physik, т. 76, № 7, 8; 1932, стр. 513—526.

Настоящая работа, являющаяся развитием первой, дает основание сделать вывод, что это явление обнаруживается не в одинаковой степени в разных материалах. Наиболее резко наблюдается уменьшение проницаемости во времени у листовой кремнистой трансформаторной стали, в меньшей степени у динамной стали и практически незаметно в обычном мягком железе. Таким образом можно считать твердо установленным, что уменьшение проницаемости во времени после размагничивания зависит от материала, его химического состава, обработки и структуры и в количественном отношении проявляется не одинаково у разных ферромагнитных материалов.

2. Явление уменьшения проницаемости во времени, которое можно рассматривать также как временное повышение проницаемости с последующим ее уменьшением, может быть вызвано не только размагничиванием образца перед измерением проницаемости, но также и другими факторами воздействия на образец, как механические сотрясения, удары, даже очень незначительные. После воздействия на образец того или иного фактора, внутренние взаимные магнитные связи в сильной степени нарушаются, и приложенное внешнее намагничивающее поле более легко ориентирует элементарные магнитики в направлении поля, результатом чего и является повышение в первый момент индукции, а следовательно и проницаемости. В последующие моменты под действием внутреннего поля внутренние связи постепенно восстанавливаются, происходит переход элементарных магнитиков в более устойчивое состояние, характеризуемый уменьшением индукции в образце.

3. В замкнутой и разомкнутой магнитной цепи явление уменьшения проницаемости во времени в количественном отношении протекает не одинаково, и чем больше разомкнута магнитная цепь, тем менее интенсивен этот процесс.

В разомкнутой магнитной цепи, при наличии более развитых свободных поверхностей (концы образца), состояние материала после размагничивания в отношении внутренних магнитных связей можно рассматривать таким образом, что внутреннее молекулярное магнитное поле ослаблено по сравнению с тем полем, которое имеет место в замкнутой магнитной цепи. Вследствие этого и уменьшение магнитной индукции во времени обнаруживается не так резко. Чем больше разомкнута магнитная цепь, тем слабее внутреннее магнитное поле и тем меньше в процентном отношении должно наблюдаться уменьшение индукции, что и подтверждается вышеприведенными экспериментами. Действие внутреннего молекулярного поля будет проявляться независимо от того находится ли образец под воздействием внешнего намагничивающего поля или выдерживается в спокойном состоянии без воздействия этого поля. Эксперименты подтверждают и это положение. Действительно, изменение проницаемости во времени, как

это было установлено в первой работе, происходит независимо от того, действует ли внешнее намагничивающее поле все время на образец или оно включается только на момент измерения, а до этого образец выдерживается без воздействия поля.

4. При разных температурах изменение проницаемости во времени в количественном отношении происходит различно, и по мере повышения температуры эти изменения в процентном отношении заметно уменьшаются, практически исчезая при $+100^{\circ}\text{C}$. В данном случае естественно сделать заключение, что при повышенной температуре, вследствие большей разобщенности молекулярных группировок, их магнитные связи в значительной степени ослабевают, внутреннее поле уменьшается, и, после воздействия на образец внешних факторов (например размагничение образца), уменьшение индукции во времени в количественном отношении происходит менее резко.

Предварительное искусственное старение образцов путем нагревания при температуре 120°C в течение 120 час. заметно не сказывается на последующем процессе изменения проницаемости. Явление как в качественном, так и в количественном отношении, протекает так же, как и в образцах, не подвергавшихся предварительно искусственному старению.

LA PERMÉABILITÉ MAGNÉTIQUE À FAIBLE AIMANTATION

par E. G. Shramkov et N. G. Zouieva

(Résumé)

Les résultats des recherches antérieures,¹ consacrées aux méthodes de mesure de la perméabilité magnétique dans les champs magnétiques faibles, ont montré que, après la désaimantation de l'échantillon, effectuée avant le commencement des mesures, la perméabilité magnétique du tôle en acier pour transformateurs diminue avec le temps pour l'intensité constante donnée du champ magnétique.

La recherche actuelle, qui est le développement du travail précédent, permet de conclure que le dit phénomène se manifeste différemment dans les différents matériaux. La diminution de la perméabilité est très forte dans le tôle en acier silicieux pour transformateurs, plus faible dans l'acier pour dynamos et pratiquement nulle dans le fer doux ordinaire. On peut donc considérer comme fermement établi que la diminution de la perméabilité par rapport au temps, observée après la désaimantation, dépend du matériel, de sa composition chimique, de son traitement et de sa structure et qu'elle se manifeste différemment dans les différents matériaux ferromagnétiques. Le phénomène de la diminution de la perméabilité par rapport au temps, qui peut être aussi considéré comme une élévation temporaire de la perméabilité suivie d'une diminution, peut être causé non seulement par la désaimantation de l'échantillon, effectuée avant la mesure de sa perméabilité, mais encore par les autres facteurs influençant l'échantillon, comme les chocs mécaniques, si faibles qu'ils soient (voir tableau V).

Une fois que l'échantillon a subi l'influence de l'un de ces facteurs, les cohésions magnétiques intérieures sont considérablement diminuées et le champ d'aimantation extérieur orienté plus facilement les petits aimants élémentaires dans la direction du champ, ce qui occasionne au premier moment une élévation de l'induction et par conséquent de la perméabilité.

Le phénomène de la diminution de la perméabilité dans le circuit magnétique ouvert ou fermé, par rapport au temps, suit un

¹ E. G. Shramkov. La mesure de la perméabilité du tôle en acier électrotechnique dans les champs magnétiques faibles. L. E. M. I., N° 4, 1934.

marche diverse — plus ouvert le circuit magnétique, moins intense le processus (voir le tableau I et les fig. 1, 2, 3).

Dans un circuit magnétique ouvert, et étant donnée l'existence de surfaces libres plus développées (les bouts de l'échantillon), l'état du matériel, après désaimantation, par rapport aux cohésions magnétiques intérieures peut être expliqué comme suit: le champ magnétique moléculaire intérieur est affaibli comparativement au champ dans le circuit magnétique fermé. Comme conséquence, la diminution de l'induction magnétique par rapport au temps ne se manifeste pas aussi nettement. Plus ouvert le circuit magnétique, plus faible le champ magnétique intérieur et plus faible la diminution de l'induction. Les expériences décrites viennent confirmer cette conclusion (voir tableau I). L'effet du champ moléculaire extérieur se manifesterait toujours, l'échantillon sera-t-il exposé à l'influence du champ d'aimantation extérieur ou maintenu dans un état stable sans influence du champ. Les expériences confirment aussi cette conclusion.

La variation de la perméabilité par rapport au temps s'effectue différemment à des températures différentes; les variations diminuant sensiblement suivant l'élévation de la température et disparaissant pratiquement à 100° C (voir tableaux II, III, et IV et les fig. 4 et 5). Il est donc naturel de conclure que, étant donnée une température élevée, occasionnant une dissociation plus grande des groupements moléculaires, leurs cohésions diminuent sensiblement, le champ intérieur diminue et, l'échantillon ayant subi l'influence des facteurs extérieurs (par exemple, la désaimantation de l'échantillon), la diminution de l'induction par rapport au temps est moins nette.

Le vieillissement artificiel préliminaire des échantillons au moyen d'un échauffement, effectué à une température de 120° C durant 120 heures, semble ne pas influencer sensiblement sur le processus subséquent du changement de la perméabilité. Ce phénomène suit quantitativement et qualitativement la même marche que celle suivie par les échantillons non soumis à un vieillissement préliminaire artificiel.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНОЙ СТАЛИ И ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

Б. М. Яновский и Н. Г. Зуева

I. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Во всех измерительных приборах, основанных на применении постоянных магнитов, для точного определения измеряемой величины необходимо учитывать изменение магнитного потока или магнитного момента магнита в зависимости от температуры. Поэтому для измерительной техники является очень важным и необходимым знание законов, по которым происходят эти изменения, с тем чтобы возможно было или вводить соответствующие поправки на температуру к показаниям прибора, или же компенсировать влияние температуры каким-либо способом. Но, кроме чисто практического значения, изучение свойств постоянных магнитов и вообще магнитных материалов в зависимости от температуры представляет большой теоретический интерес, так как открывает возможности к объяснению тех внутренних процессов, от которых зависят магнитные свойства вещества.

Влияние температуры на магнитные свойства железа и стали было известно еще со времен Гильберта (1540—1603 гг.), который впервые заметил, что железная иголка, нагретая докрасна, не притягивается магнитным железняком, но это свойство вновь восстанавливается, как только температура иголки падает до комнатной.

Однако первые попытки количественных измерений были предприняты только Кулоном (1736—1806 гг.), спустя двести лет после открытия Гильберта. Кулон наблюдал периодические колебания магнитной стрелки в поле определенной напряженности при разных температурах стрелки. Так как период колебания зависит от магнитного момента, то, измеряя периоды, можно было установить и изменение магнитного момента.

В начале XIX столетия увеличение точности измерения земного магнитного поля привело к необходимости более точного изучения влияния температуры на величину магнитного момента постоянного магнита. Первые тщательные эксперименты в этой области были произведены Кристи, который нашел, что наименьшая температура, до которой магнит может быть нагрет без значительной потери магнетизма, является температура 100°C .

и второе, что уменьшение магнитного момента представляет линейную функцию температуры.

Работы Ганстена, Купфера, Ламона, Видемана и других, последовавшие вскоре после этого, точно также имели дело с постоянными магнитами. Так, например, Ламон¹ в 1851 г. нашел, что после 15-кратного нагревания и охлаждения магнита процесс изменения магнитного момента становится обратимым в пределах этих температур, т. е. при нагревании магнитный момент уменьшается, а при обратном охлаждении увеличивается на такую же величину. Видеман² произвел тщательные исследования о влиянии закалки и первоначального намагничивания на температурные изменения. Результаты его опытов приводят к заключению, что для твердой закаленной стали изменение магнитного момента приблизительно пропорционально моменту при 0°С, тогда как для магнита из отожженной мягкой стали отношение изменения к моменту при 0° увеличивается с моментом.

Дальнейшие исследования были направлены к определению всех магнитных свойств не только для постоянных магнитов, но для всех ферромагнитных тел в области температур, при которых тела остаются еще ферромагнитными. Первая попытка такого исследования принадлежит Бауру.³ В течение следующих 10 лет появилась целая серия работ по этому вопросу, из которых наиболее важной является работа Гопкинсона,⁴ который, пользуясь кольцевым методом, определил целый ряд кривых намагничивания для чугуна, железа, мягкой и твердой стали, никеля и кобальта при различных температурах. В случае кованого железа он нашел, что для малых полей, порядка 0,3 Ое, температура, при которой начинается быстрое повышение проницаемости, лежит около 600°. При 775° проницаемость достигает максимума и затем быстро падает до единицы при 782°, тогда как для больших полей она остается практически постоянной до 600° и далее быстро уменьшается до единицы. На рис. 1 даны кривые намагничивания мягкого железа, полученные Гопкинсоном, из которых ясно виден характер изменения намагничивания от температуры.

Между 1890 и 1900 г. появилось большое число работ по вопросу о влиянии температуры на магнитные свойства, но все они в основном явились лишь дополнением к результатам, полученным Гопкинсоном. Среди этих работ классической является работа Кюри,⁵ который изучал не только поведение железа, никеля и кобальта при различных температурах, но

¹ Lamont, Pogg. Ann., t. 82, S. 440, 1851.

² Wiedemann, Pogg. Ann., t. 100, S. 235, 1852; t. 103, S. 563, 1888.

³ Baur, Wild. Ann., t. II, S. 394, 1880.

⁴ Hopkinson, Proc. Roy. Soc., t. 45, S. 318, 1889.

⁵ Curie, Journ. de Phys., t. 5, S. 289, 1845.

и поведение парамагнитных и диамагнитных тел в полях от 0 до 1350 *Oe* и в области температур от 15 до 1400° С. Для железа он нашел точку магнитного превращения в 760°, т. е. несколько ниже, чем у Гопкинсона, и показал, что восприимчивость при этой температуре не равна нулю, как предполагалось раньше, а остается положительной величиной, хотя и малой, и быстро уменьшается около 950°, далее продолжает медленно падать до 1250°, когда внезапное увеличение показывает другую точку превращения.

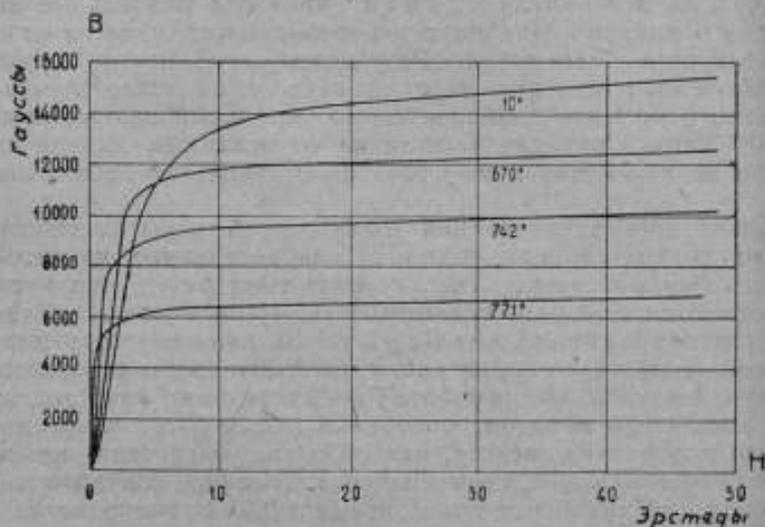


Рис. 1. Кривые намагничивания при разных температурах по Гопкинсону.

С открытием жидкого воздуха Флеминг и Дюар¹ изучали магнитные свойства при низких температурах и нашли, что для отожженных образцов шведского железа проницаемость для всех полей меньше при низких температурах, тогда как для неотожженных и закаленных она увеличивается с понижением температуры, и эффект тем больше, чем тверже железо; потери же на гистерезис не зависят от температуры. Позже Гонда и Шимицу² нашли, что для шведского железа, охлажденного в жидком воздухе, проницаемость и потери на гистерезис уменьшаются для малых полей и увеличиваются для больших. Эти результаты были подтверждены Веггнером³ для малоуглеродо-

¹ Fleming and Dewar, Proc. Roy. Soc., t. 60, S. 83, 1896.

² Honda and Shimizu, Phil. Mag., t. 10, p. 548, 1905.

³ Waggoner, Phys. Rev., t. 28, p. 393, 1909.

дистого железа. В 1910 г. Терри,¹ исследуя действие температуры на магнитные свойства электролитического железа, получил кривые намагничивания, аналогичные кривым Гопкинсона для мягкого железа.

В 1913—1915 гг. Гансу² удалось установить, на основании своих опытов, зависимость между температурой и коэрцитивной силой мягкого железа и стали. Если обозначить H_c^T и H_c^0 —коэрцитивные силы при абсолютных температурах в T° и 0° и через θ —температуру точки Кюри, то эта зависимость выражается следующими формулами:

$$H_c^T = 3 H_c^0 \left[\frac{\text{ctg } hx}{x} - \frac{1}{x^2} \right]$$

$$\frac{T}{\theta} = \text{ctg } hx - \frac{1}{x}$$

Теоретически эти формулы до настоящего времени не получили еще своего объяснения и являются лишь чисто экспериментальными.

В последнее время, с открытием способа получения монокристаллов железа и никеля Дусслером³ была исследована зависимость намагничивания таких кристаллов от температуры. Кривые, приведенные на рис. 2, показывают, что намагничивание кристаллов при различных температурах аналогично намагничиванию обычного железа.

Исследованию влияния температуры на постоянные магниты, со времен Видемана и до настоящего времени, был посвящен целый ряд работ, из которых можно отметить работы Клименича,⁴ Люмиса,⁵ Ашворта,⁶ Гумлиха,⁷ Гевекке⁸ и Меськина.⁹

Клименич изучал зависимость температурного коэффициента постоянных магнитов от размеров магнита. Под температурным коэффициентом μ , в промежутке температуры t_2 — t_1 , понимают величину, определяемую уравнением:

$$-\mu = \frac{M_{t_2} - M_{t_1}}{M_{t_1} (t_1 - t_2)} = \frac{\Delta M}{M_t \Delta t}$$

где M_{t_2} и M_{t_1} —магнитные моменты магнита при температурах t_2 и t_1 , а ΔM и Δt —изменения магнитного момента и температуры.

¹ Terry, Phys. Rev., t. 30, p. 133, 1910.

² R. Gans, Ann. der Phys. B, 42, S. 1065, 1913; B. 48, S. 514, 1915.

³ Dussler, Z. S. für Physik, S. 195, 1928.

⁴ Клименич, Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu Wien, B. 58, S. 49, 1899.

⁵ Loomis, Amer. Journ. of Science, t. 15, p. 179, 1903.

⁶ Ashworth, Phil. Mag., t. 23, p. 36, 1912.

⁷ Gumlich, Ann. der Physik, B. 59, S. 668, 1919.

⁸ Gewecke, Zt. für techn. Physik., B. 9, S. 57, 1928.

⁹ Меськин и Стогов. Труды Института Металлов.

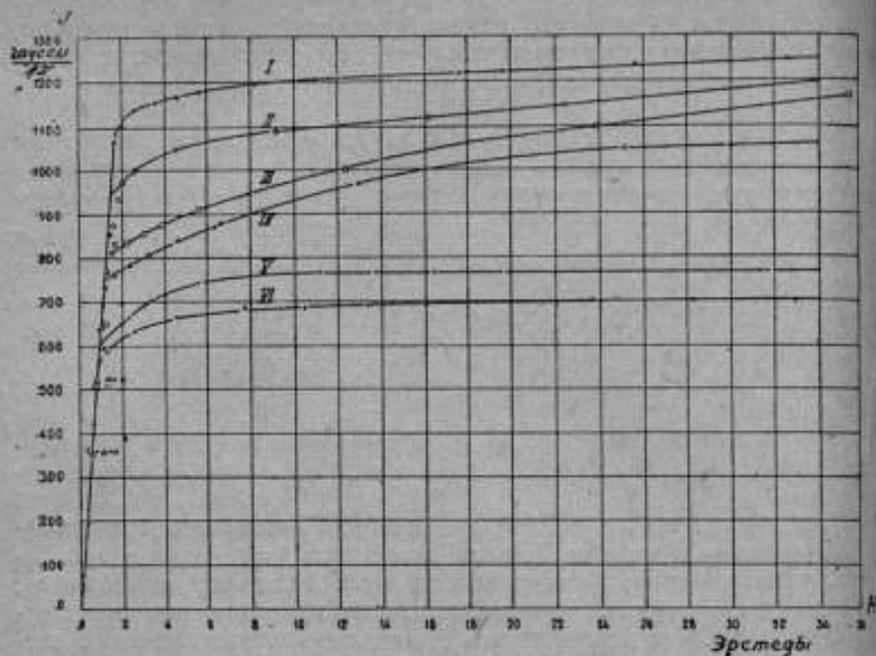


Рис. 2. Намагничивание кристаллов при разных температурах.

Эта величина была введена в науку о магнитных явлениях еще со времен Ламона и до сих пор определяется для каждого магнита из опыта, путем наблюдения магнитных моментов при различных температурах. Клименчичу первому принадлежит попытка установить зависимость μ от размеров магнита, точнее говоря от относительной длины магнита $\lambda = \frac{l}{d}$, где d — диаметр, l — длина магнита. Им были исследованы три группы магнитов из вольфрамовой стали фирмы Белер разных марок, по пять магнитов в каждой группе, одинакового прямоугольного сечения 4×4 мм, но разной длины: в 40, 60, 80, 100 и 150 см, и одна группа из трех магнитов сечением 6×6 мм и длиной в 30, 60 и 90 см.

До опытов Клименчича было известно, что для коротких магнитов температурный коэффициент меньше, чем для длинных. Результаты исследований Клименчича полностью подтверждают этот факт и кроме того устанавливают некоторую закономерность, что температурный коэффициент обратно пропорционален λ . Для некоторых магнитов эта закономерность оправдывается в пределах точности измерений, тогда как для других получаются значительные отклонения, не оправдываемые ошибками наблюдений.

В таблице 1 приведены результаты опытов Клеменчича, из которых можно видеть отступления от этого закона.

ТАБЛИЦА I

Зависимость температурного коэффициента от относительной длины магнита

Марка стан	ρ	T	λ	M	$\rho \times \lambda \times 10^4$
45,4	0,000437	19,5	9,9	106	45,2
45,6	301	19,5	15,2	278	46,5
45,8	213	19,8	20,6	492	43,7
45,10	176	19,7	25,4	746	44,8
45,15	135	20,8	37,7	1 352	51,8
U 1,4	0,000477	19,8	10,1	115	48,1
U 1,6	352	19,6	15,2	286	53,5
U 1,8	257	19,5	20,8	513	53,5
U 1,10	210	19,7	25,3	776	53,2
U 1,15	140	20,0	37,8	1 425	53,2
00,4	0,000275	20,0	10,3	137	28,3
00,6	179	19,8	15,5	309	27,6
00,5	137	20,1	20,3	495	27,6
00,10	155	19,8	25,6	745	39,6
00,15	141	20,4	37,6	1 296	53,0
45,3	0,000707	20,3	5,04	67	35,7
45,6	486	20,1	10,1	327	49,1
45,9	359	19,9	15,2	503	54,5

Тем же вопросом занимались позднее Лумис и Гумлих. Лумис исследовал зависимость температурного коэффициента от длины магнита при одной и той же площади поперечного сечения. Измерения магнитного момента производились при помощи наблюдения периода качания магнита. Результаты, полученные Лумисом и приведенные в таблице II, показывают, что ρ возрастает с уменьшением длины магнита, как это наблюдалось и в опытах Клеменчича, но установить отсюда количественную зависимость между ρ и длиной магнита Лумис не пытался.

К аналогичным результатам пришел Гумлих, измеряя при комнатной температуре и при 100° магнитный момент четырех магнитов различной длины.

Ашворт в 1912 г. нашел зависимость температурного коэффициента от абсолютной температуры точки Кюри. Исследуя железо, никель и кобальт, ему удалось установить, что температурный коэффициент для бесконечно длинных стержней этих металлов в отожженном состоянии обратно пропорционален абсолютной критической температуре.

ТАБЛИЦА II
Зависимость температурного коэффициента от длины магнита

Площадь сечения в см ²	Длина магнита в см	Магнитный момент при 11° С M_{11}	Магнитный момент при 99° С M_{99}	Интенсивность намагничивания при 11° С I	μ	$M_{11} - M_{99}$
0,159	21,53	232,96	219,88	427	0,000635	13,04
"	22,00	207,08	193,64	372	0739	13,44
"	16,40	146,64	136,80	362	0761	9,84
"	16,31	139,76	129,28	338	0852	10,48
"	11,23	94,76	88,04	333	0807	6,72
"	10,80	72,41	65,72	249	1045	6,71
"	8,25	43,04	38,48	208	0,001193	4,56
"	5,49	16,72	14,44	117	1602	2,32
"	5,40	12,04	9,84	88	2502	2,20

С появлением кобальтовой магнитной стали Гевеке определял температурный коэффициент магнитов, изготовленных из этой стали.

Меськин и Стогов в 1928 г., измеряя температурные коэффициенты магнитов одинаковой длины и сечения, но изготовленные из различных сортов стали (вольфрамовой, хромовой и молибденовой) пытались установить зависимость μ от температуры и сорта стали. Но в виду малой точности измерения магнитного потока магнитов (измерения производились баллистическим методом путем сбрасываний катушки с середины образца), результаты оказались очень неопределенными, и никакого заключения из этих опытов сделать не удалось.

II. ЦЕЛЬ И ЗАДАЧИ НАСТОЯЩЕЙ РАБОТЫ

В перечисленных выше работах очень мало уделено внимание исследованию влияния температуры на магнитные свойства стали, идущей на изготовление постоянных магнитов, и связи между изменением этих свойств и температурным коэффициентом постоянных магнитов.

Как известно, критерием качества магнитной стали служит размагничивающая часть гистерезисного цикла, в пределах размагничивающего поля от нуля до коэрцитивной силы, так как свойства постоянного магнита — остаточный магнитный поток, магнитный момент, устойчивость по отношению размагничивающих полей, — зависят от вида и формы этого участка. Например, если известен гистерезисный цикл в этом участке (рис. 3), то остаточная индукция в нейтральном сечении данного магнита

определяется ординатой точки M , получающейся при пересечении гистерезисного цикла с прямой, выходящей из начала координат под углом α к оси абсцисс, тангенс которого равен баллистическому коэффициенту размагничивания магнита.

Поэтому для характеристики постоянных магнитов очень важным является исследование при различных температурах именно этого участка гистерезисной кривой, а не всего цикла и не основной кривой намагничивания.

Настоящая работа имела целью исследование вышеуказанных магнитных свойств различных сортов стали — углеродистой, вольфрамовой и кобальтовой — в пределах температур от -60 до $+700^\circ\text{C}$ и установление связи между изменениями этих свойств и температурным коэффициентом постоянного магнита.

Как известно, свойства магнитной стали от температуры изменяются двояким образом: необратимым и обратимым. В настоящей работе имелись в виду только одни обратимые процессы, и для приведения образцов в обратимое состояние они подвергались предварительному продолжительному нагреванию при максимальной температуре, до которой нагревались образцы при измерениях. Продолжительность нагревания фиксировалась тем, что гистерезисная кривая, получаемая при нормальной температуре до и после нагревания, оставалась без изменения. Для этого оказывалось достаточным нагревать образцы в продолжении 40 час.

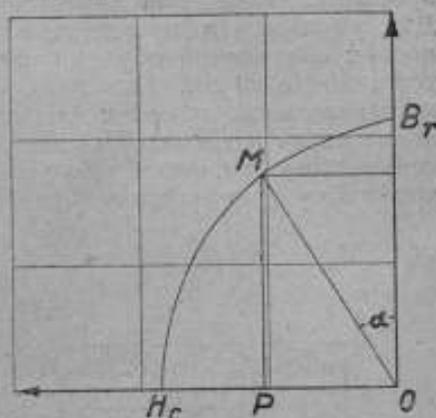


Рис. 3. Размагничивающая часть гистерезисной кривой магнитной стали и определение остаточной индукции магнита.

III. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Методика измерений магнитных величин при различных температурах зависит от интервалов температур, в которых производятся эти измерения.

В настоящей работе были разработаны три метода магнитных измерений для интервалов температур:

- а) от $+15$ до $+200^\circ\text{C}$,
- в) от $+200$ до $+700^\circ\text{C}$,
- с) от -55 до $+15^\circ\text{C}$.

А. Методика измерений и аппаратура для испытаний при температурах от 15 до 200°C . Определение

кривых намагничивания производилось в разомкнутой магнитной цепи в катушке, которая имела нагревательную и намагничивающую обмотки. Схематическое устройство этой катушки показано на рис. 4. Испытуемый образец (5) помещался в фарфоровую трубку (4), внутренний диаметр которой равен 26 мм, а длина 780 мм. На эту трубку бифилярно намотана платиновая проволока, служащая для нагревания от сети переменного тока. Для уменьшения теплоотдачи катушки в окружающую среду поверх платиновой обмотки наложен слой жженой магнезии (3) толщиной в 20 мм. Намагничивающая обмотка (1) удалена от нагревательной обмотки на расстояние 80 мм и для предохранения ее от нагревания со стороны платиновой обмотки, между ней и слоем магнезии пропускался непрерывный поток воды, через латунную рубашку (2).

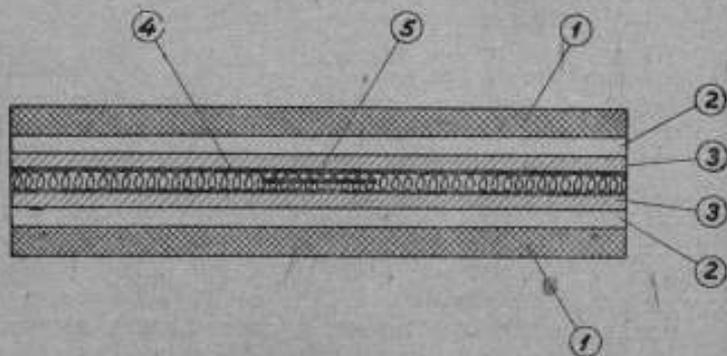


Рис. 4. Эскиз намагничивающей и нагревательной катушки.

Напряженность внешнего магнитного поля вычислялась по силе тока в намагничивающей обмотке и постоянной этой катушки, измеренной в центральной части при помощи калиброванной катушки.

Для измерения индукции на образец наматывалась вторичная обмотка из проволоки диаметром 0,1 мм с двойной шелковой изоляцией, соединяемая с баллистическим гальванометром. Температура образца измерялась термпарой константан-нихром, один из спаев которой помещался непосредственно на образец.

Постоянство температуры поддерживалось при помощи реостата, включенного последовательно с нагревательной обмоткой и регулируемого наблюдателем. Ввиду большой теплоемкости печи и плохой теплопроводности легко можно было подобрать такое сопротивление, чтобы температура в течение 30 мин. не менялась более чем на 5°, благодаря чему погрешность измерения температуры могла быть гарантирована порядка $\pm 2,5^\circ$.

Для каждого испытуемого образца определялась размагничивающая часть гистерезисного цикла и начальная проницаемость. Магнитная индукция вычислялась по формуле:

$$B = \frac{C\alpha}{2s\omega_2}$$

где C — постоянная гальванометра в максвеллах на 1 деление шкалы,

α — отклонение гальванометра при переключении тока, в намагничивающей катушке,

s — сечение образца в кв. сантиметрах,

ω_2 — число витков вторичной обмотки.

Начальная проницаемость μ_0 определялась экстраполяцией для $H=0$, кривой зависимости проницаемости от внешнего поля H , в пределах от 0,5 до 3 Ое. Образец перед измерением подвергался размагничиванию переменным полем с убывающей до нуля амплитудой.

Вначале для каждого образца определялся коэффициент размагничивания N следующим образом: при одной и той же температуре (комнатной) снимались две гистерезисных кривых (размагничивающий участок), одна — в замкнутой магнитной цепи (пермеамetre), другая — в разомкнутой (соленоиде).

Сравнивая полученные кривые, можно было графически найти величину размагничивающего поля H_d , действующего в разомкнутой цепи, и равного разности абсцисс при одинаковой величине ординат точек кривых.

Коэффициент размагничивания вычислялся по формуле

$$N = \frac{H_d}{I}$$

где I — интенсивность намагничивания.

Зная величину N , можно было все кривые, полученные в разомкнутой цепи при различных температурах, привести к замкнутой цепи.

На рис. 5 приведены подобные кривые для двух образцов, размерами $10 \times 20 \times 400$ мм кобальтовой стали. Верхние кривые a и b соответствуют замкнутой цепи, нижние a' и b' — разомкнутой цепи. Линии OM и ON соответствуют коэффициентам размагничивания образцов. По этим кривым производился переход от разомкнутой цепи к замкнутой путем увеличения абсцисс точек кривой для разомкнутой цепи на величину абсцисс точек кривой OB или OK , соответствующих тем же значениям ординат.

Б. Методика измерений при температурах от 200° до 700° по существу не отличалась от методики измерений при более низких температурах; испытания производились той же катушке баллистическим методом. Разница заключалась лишь в измерительной катушке. Так как шелковая изоля-

ция не выдерживает нагревания, то в данном случае проволока для обмотки была взята голой без изоляции и образец от проволоки отделялся тонким слоем слюды, накладываемой на образец. Витки наматывались на некотором расстоянии друг от друга и промежуток между ними заполнялся фарфоровой глиной, отводящая концы помещались в тонкие фарфоровые трубки. Такая обмотка

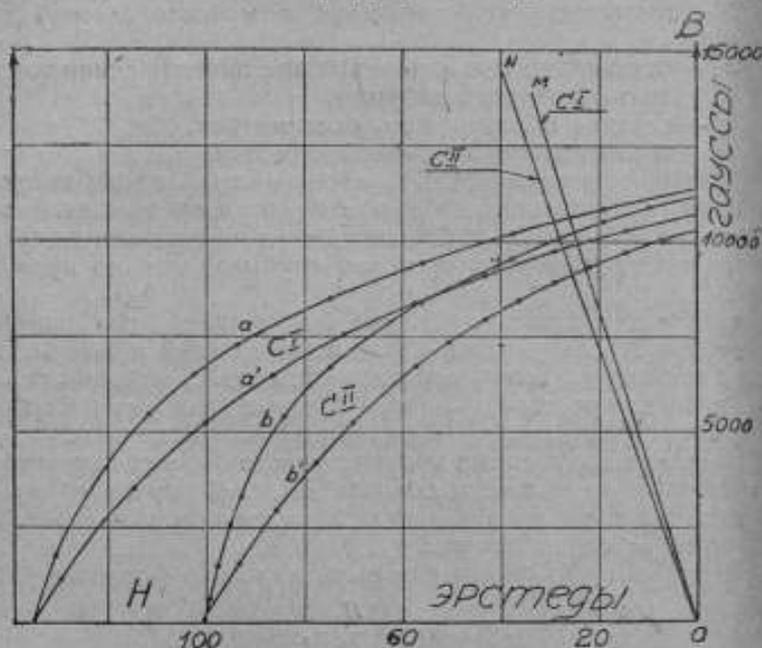


Рис. 5. Размагничивающие части гистерезисных кривых и способ получения коэффициентов размагничивания.

обладала высокими изолирующими свойствами даже при максимальной температуре (700°), что контролировалось устойчивостью нулевого положения гальванометра при полной нагрузке нагревательной обмотки. Температура определялась при помощи платина-платинородиевой термопары.

В. Методика измерений при температурах от -50° до $+15^{\circ}$ C. Измерения при низких температурах точно так же производились баллистическим методом в той же самой катушке. Для получения низких температур в фарфоровую трубку, в которую помещался образец, нагнетали пары жидкого воздуха. Нагнетание производилось при помощи сифона *a* (рис. 6), один конец которого соединялся резиновой трубкой *b* с внутренней частью фарфоровой трубки *B*. Регулировка давления в Дюаровском сосуде *A*, где помещался жидкий воздух, производилась от руки резиновой грушей *C*. Критерием правильности регулировки слу-

или показания термоэлемента. Минимальную устойчивую температуру, при которой можно было производить магнитные измерения при таком способе регулировки, можно было получить около -60° .

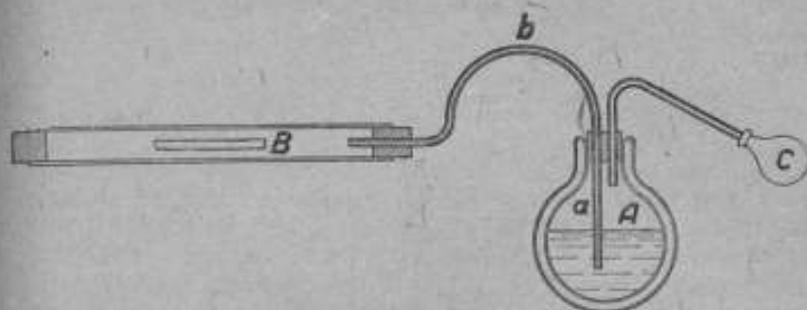


Рис. 6. Схема установки с жидким воздухом.

Температура измерялась термопарой нихром-константан, градуированной в пределах от 0 до 200° ; этой же градуировкой пользовались и для измерения низких температур, причем правильность ее показаний была проверена при температурах -10° и -20° сравнением с ртутным термометром.

Г. Методика измерения температурного коэффициента постоянного магнита. Прибор, при помощи которого производились измерения температурного коэффициента, представляет обычный магнитометр, состоящий из магнита NS (рис. 7) длиной 23 мм, подвешенного на кварцевой нити и установленного, для увеличения чувствительности, перпендикулярно магнитному меридиану, что достигалось путем закручивания нити подвеса. Измеряемый магнит ls помещается на шине магнитометра, разделенной на миллиметры и имеющей общую длину, равную 1 м. Условие равновесия магнитометра, в первом приближении, будет

$$\frac{MM^1}{R^3} \cos \theta = C\theta,$$

где M — магнитный момент отклоняющего магнита,

M^1 — магнитный момент отклоняемого магнита,

θ — угол отклонения магнитометра от положения равновесия,

R — расстояние измеряемого магнита от магнитометра,

C — коэффициент кручения нити подвеса.

Так как углы обычно малы, то:

$$\frac{M}{R^3} = \frac{C}{M^1} \text{tg } \theta.$$

Измерения углов θ производятся методом зеркального отражения шкалы. Поэтому, если обозначить через r расстояние зеркала магнитометра от шкалы, и через n — отсчет по шкале, то

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{n}{2r},$$

поэтому

$$\frac{M}{R^3} = \frac{C}{M^2} \frac{n}{2r}. \quad (2)$$

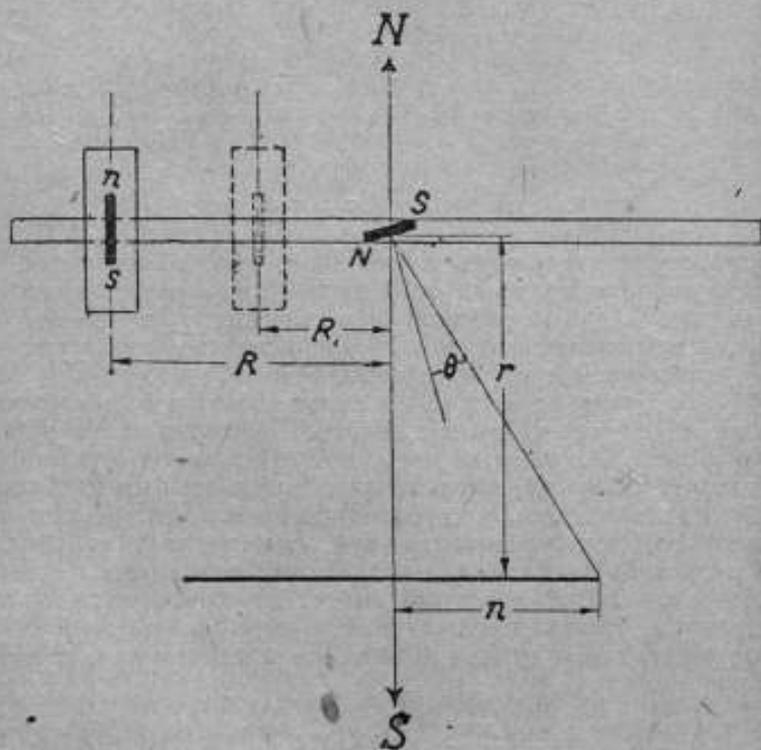


Рис. 7. Схема установки для определения температурного коэффициента магнитов.

Если температура магнита изменится на Δt , то, вследствие изменения магнитного момента, магнитометр даст отклонение Δn делений.

Из уравнения (2) имеем:

$$\frac{\Delta M}{R^3} = \frac{C \Delta n}{M^2 2r}. \quad (3)$$

Сопоставляя уравнения (2) и (3), получим:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta n}{n}$$

Откуда, согласно уравнению (1),

$$\mu = -\frac{\Delta n}{n} \frac{1}{\Delta t}$$

Таким образом для определения температурного коэффициента необходимо произвести измерения отклонения магнитометра при двух различных температурах магнита. Но так как Δn — величина небольшая, то для увеличения точности измерения был принят следующий способ. После измерения отклонения n , вызываемого магнитом, находящимся на расстоянии R , магнит помещается на расстоянии R_1 , вдвое меньшем, чем R . Вследствие этого тангенс угла отклонения θ возрастает в 8 раз, и магнитометр выйдет за пределы шкалы.

Для того, чтобы вернуть его в положение, соответствующее примерно середине шкалы, с противоположной стороны магнитометра помещается компенсирующий магнит на таком расстоянии, чтобы уничтожить или значительно уменьшить отклонение, создаваемое измеряемым магнитом. После компенсации замечается положение магнита по шкале магнитометра — n_1 и производится нагревание измеряемого магнита в термостате и, когда температура установится, производится вторичный отсчет по шкале n_2 . Разность $n_2 - n_1$, обусловленная изменением магнитного момента измеряемого магнита, будет в 8 раз больше, чем при измерении на расстоянии R . Величина μ вычисляется по формуле:

$$\mu = \frac{\Delta n}{8 n \Delta t}$$

Термостат для нагревания магнита представляет латунную коробку, помещенную в деревянный футляр и накрытую плотно прилегающей эбонитовой крышкой. Термостат наполнялся маслом; нагревание производилось спиралью, помещенными в масло и питаемыми переменным током. Чтобы магнит принял нужную температуру, измерения начинались спустя 20—30 мин. после включения тока в термостате.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

А. Исследование в пределах температур от 20 до 100°C. Исследованию были подвергнуты два сорта магнитной стали — вольфрамовая и кобальтовая. Вольфрамовой стали было испытано два образца: № 1 — фирмы Sandwik размерами 10 × 18 × 400 мм, № 2 — Кировского завода диаметром 10 мм и длиной 500 мм. Кобальтовой стали было исследовано 4 образца:

3—фирмы Krupp, марки Coerzit I, Coerzit II и Coerzit III, и один—английской фирмы Sheffield с 20% содержанием кобальта.

Вольфрамовая сталь. Как было указано выше, перед испытанием образцы подвергались нагреванию при температуре 100° для приведения их в устойчивое состояние. Чтобы установить необходимое для этого время, через каждые 8 час. после нагревания определялись в замкнутой магнитной цепи максимальная индукция B_m , остаточная индукция B_r и коэрцитивная сила H_c . Полученные данные для образца № 1, приведенные в таблице III, показывают, что изменения в течение последних 8 час. (от 32-х до 40 час.) крайне незначительны и лежат в пределах погрешностей наблюдений. Поэтому можно считать, что образец после 40 час. нагревания становится практически устойчивым.

ТАБЛИЦА III

Зависимость магнитных характеристик от продолжительности нагрева образца

Продолжительность нагревания в часах	B_m	B_r	H_c эрстеды
	гауссы		
0	16 600	10 600	62,8
8	16 810	10 890	59,3
16	16 820	10 930	57,9
32	16 870	10 910	57,1
40	16 880	11 000	57,0

В таблицах IV и V приведены результаты измерений размагничивающей части гистерезисной кривой как в замкнутой, так и в разомкнутой магнитной цепи, при различных температурах в пределах от 20 до 100°. В последней строчке этих таблиц даны значения коэрцитивной силы.

На рис. 8 даны размагничивающие части кривых гистерезисного цикла, переведенные на замкнутую цепь для образца № 1 при 18 и 100°.

Данные таблицы и рисунки показывают, что с увеличением температуры индукция при одинаковой величине внешнего поля уменьшается, т. е. гистерезисная кривая перемещается почти параллельно самой себе к началу координат. Явление происходит таким образом, что материал с повышением температуры как будто становится более мягким.

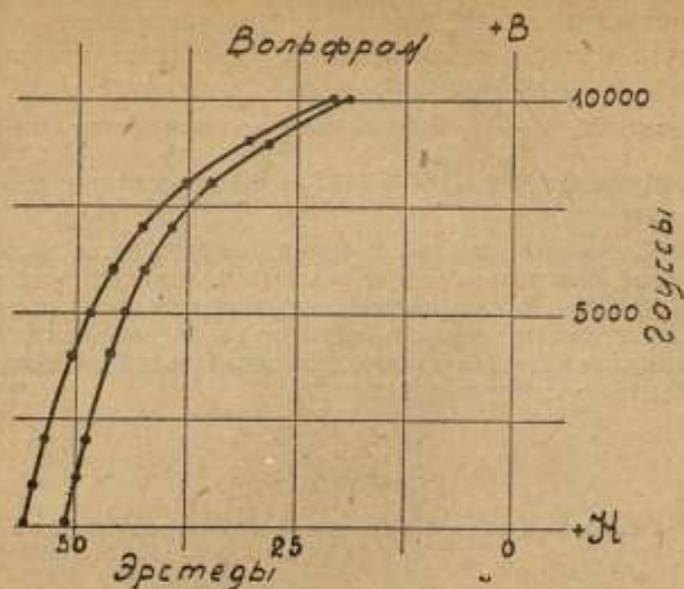


Рис. 8. Размагничивающие части гистерезисных кривых при 18 и 100° С для образцов вольфрамовой стали.

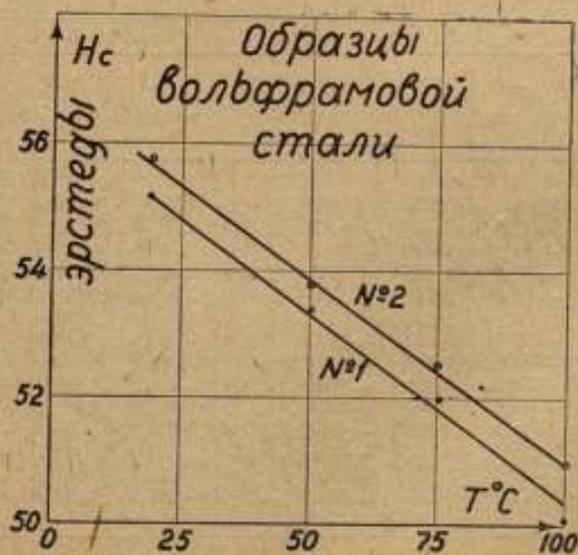


Рис. 9. Зависимость коэрцитивной силы от температуры.

Коэрцитивная сила H_c уменьшается с увеличением температуры почти прямолинейно (рис. 9). Изменение коэрцитивной силы при изменении температуры на 1° :

для образца № 1 $\frac{\Delta H_c}{\Delta t} = 0,065$ или в процентном отношении 0,12%; для образца № 2 $\frac{\Delta H_c}{\Delta t} = 0,057$ или в процентном отношении 0,10%.

Для определения начальной проницаемости были сняты основные кривые намагничивания при различных температурах в поле от 0,5 до 3 Ог. По ним вычислены проницаемости, построены кривые зависимости проницаемости от величины внешнего поля и экстраполяцией при $H=0$ определена начальная проницаемость. Результаты приведены в таблице VI.

ТАБЛИЦА IV

Размагничивающие части гистерезисных кривых от 18 до 100° С.

(образец № 1)

В переметре (замкнутая цепь)		В катушке (разомкнутая цепь)							
$t = 18^\circ$		$t = 18^\circ$		$t = 50^\circ$		$t = 75^\circ$		$t = 100^\circ$	
H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы
300	16 100	369	16 120	369	16 090	369	16 060	369	16 030
0	11 260	+61,5	12 540	+61,5	12 560	+61,5	12 560	+61,5	12 560
-9,4	10 770	+43,0	11 900	+43,0	11 970	+43,0	11 920	+43,0	11 980
-18,8	10 130	+30,8	11 390	+30,8	11 420	+30,8	11 410	+30,8	11 410
-28,1	9 240	+18,0	10 770	+18,0	10 780	+18,0	10 780	+18,0	10 780
-37,5	8 010	0	9 510	0	9 450	0	9 450	0	9 380
-47,2	7 060	-12,3	8 270	-12,3	8 200	-12,3	8 090	-12,3	7 950
-46,9	5 680	-24,6	6 530	-24,6	5 340	-24,6	6 140	-24,6	5 670
-51,6	3 860	-36,9	4 150	-36,9	3 915	-36,9	3 595	-36,9	3 220
-55,3	620	-43,0	2 890	-43,0	2 520	-43,0	2 150	-43,0	1 790
-56,2	-150	-49,2	1 450	-49,2	1 100	-49,2	710	-49,2	260
—	—	-54,7	83	-52,3	310	-51,0	345	-49,8	110
—	—	-55,3	24	-53,5	15	-51,7	80	-50,4	60
—	—	—	—	-54,1	-130	-52,3	-100	—	—
$H_c = 56,1$		$H_c = 55,2$		$H_c = 53,4$		$H_c = 52,0$		$H_c = 50,1$	

ТАБЛИЦА V

Размагничивающие части гистерезисных кривых
от 18 до 100° С.

(образец № 2)

В перемещении (замкнутая цепь)		В катушке (разомкнутая цепь)							
$t = 18^\circ$		$t = 18^\circ$		$t = 50^\circ$		$t = 75^\circ$		$t = 100^\circ$	
<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы	<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы	<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы	<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы	<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы
412,5	15 720	369	15 440	369	15 290	369	15 350	366	15 280
0	10 670	0	10 480	+43,0	11 930	+43,0	11 900	+43,0	11 870
-9,4	10 190	+43,0	11 950	+30,8	11 600	+30,8	11 590	+30,8	11 550
-18,8	9 800	+30,0	11 620	+18,4	11 210	+18,4	11 210	+18,4	11 150
-28,1	8 850	+18,4	11 230	0	10 480	0	10 450	0	10 390
-37,5	7 510	-12,3	9 820	-12,3	9 760	-12,3	9 730	-12,3	9 660
-45,9	4 840	-24,6	8 750	-24,6	8 680	-24,6	8 580	-24,6	8 500
-51,6	2 710	-36,9	6 680	-36,9	6 315	-36,9	6 090	-36,9	5 790
-53,4	1 630	-43,0	4 970	-43,0	4 400	-43,0	3 980	-43,0	3 560
-54,4	1 090	-49,2	2 780	-49,2	1 970	-49,2	1 470	-49,2	860
-55,3	550	-51,0	1 980	-53,5	140	-52,3	86	-49,8	610
-56,2	-75	-55,3	125	-54,0	-120	-52,9	-320	-50,4	340
-	-	-56,0	-108	-	-	-	-	-51,0	45
$H_c = 56,2$		$H_c = 55,7$		$H_c = 53,8$		$H_c = 52,5$		$H_c = 51,0$	

ТАБЛИЦА VI

Основные кривые намагничивания в слабых полях при различных температурах

<i>H</i> эрстеды	Образец № 1				Образец № 2					
	<i>B</i> $t=18^\circ$	<i>B</i> $t=50^\circ$	<i>B</i> $t=84^\circ$	<i>B</i> $t=100^\circ$	<i>B</i> $t=18^\circ$	<i>B</i> $t=50^\circ$	<i>B</i> $t=75^\circ$	<i>B</i> $t=100^\circ$		
	г	а	у	с	с	ы	г	а	у	с
0,52	41,2	41,9	43,7	44,9	42,0	43,8	44,8	45,7		
1,04	41,4	42,6	43,7	44,8	42,9	44,0	44,9	45,8		
1,56	41,4	42,5	44,0	45,3	43,15	44,3	45,2	46,4		
2,08	41,7	42,8	44,3	45,0	43,2	44,4	45,5	46,6		
2,60	41,8	43,0	44,4	45,2	43,5	44,7	45,6	47,2		
3,12	41,9	43,2	44,5	45,4	43,9	44,9	46,2	47,4		
0	42,6	44,0	45,4	46,2	42,3	43,0	44,0	45,3		

экстраполяции

С увеличением температуры начальная проницаемость растет почти прямолинейно и среднее увеличение на 1°:

$$\text{для образца № 1 } \frac{\Delta \mu_0}{\Delta t} = 0,039$$

$$\text{для образца № 2 } \frac{\Delta \mu_0}{\Delta t} = 0,037,$$

что составляет в процентном отношении около 0,1%.

Кобальтовая сталь. Кобальтовая сталь обладает большим разнообразием в магнитных свойствах в зависимости от содержания кобальта, поэтому для исследования были выбраны все, имевшиеся в Ленинграде в момент исследования, марки этих сталей.

Для характеристики материала в таблице VII приведены примерный химический состав исследованных сталей и некоторые магнитные величины по данным фирм.

ТАБЛИЦА VII

Химический состав и магнитные характеристики кобальтовых сталей

Марка стали	C	C ₀	C _r	M _n	B _m гауссы	B _r гауссы	H _c эрстед
Козрцит I	1,0%	30%	5,0%	2,0%	15 000	10 000	200
" II	1,0%	20%	5,0%	2,0%	15 500	9 400	150
" III	1,0%	10%	5,0%	1,0%	16 000	8 900	100
Английская ф. Шеф-фильд	—	20%	—	—	15 700	9 900	160

Все четыре образца были подвергнуты предварительному нагреванию в течение 40 час. при температуре 100°. Для характеристики изменения магнитных свойств от продолжительности нагревания в таблице VIII даны значения магнитных величин для козрцита I.

ТАБЛИЦА VIII

Изменения магнитных характеристик в зависимости от продолжительности нагрева

Продолж. нагрева в час.	B _m при f _н = 1500 O _c	B _r	H _c	Продолж. нагрева в час.	B _m	B _r	H _c
0	17 880	10 070	200,5	24	18 200	10 500	178,2
8	18 100	10 300	183,2	32	18 800	10 400	175,6
16	18 200	10 400	178,2	40	18 400	10 500	175,1

Результаты измерения для размагничивающей части гистерезисных кривых даны в таблицах IX, X, XI и XII.

ТАБЛИЦА IX

Размагничивающие части гистерезисных кривых
от 15 до 100° С (коэффициент I).

В переметре		В к а т у ш к е							
$t = 18^\circ$		$t = 15^\circ$		$t = 43^\circ$		$t = 75^\circ$		$t = 100^\circ$	
<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы								
544	15 230	575	15 230	575	15 185	575	15 140	575	15 080
0	10 810	+36	10 510	+36	10 530	+36	10 490	+36	10 470
-46,9	9 230	0	9 890	0	9 830	0	9 800	0	9 740
-75,0	8 390	-36	8 990	-36	8 920	-36	8 890	-36	8 830
-93,8	7 680	-57,5	8 310	-57,5	8 270	-57,5	8 210	-57,5	8 140
-112,5	6 800	-71,9	7 820	-71,9	7 730	-71,9	7 680	-71,9	7 620
-137,3	5 620	-86,3	7 220	-86,3	7 160	-86,3	7 080	-86,8	6 990
-140,6	4 880	-107,8	6 170	-107,8	6 060	-107,8	5 960	-107,8	5 890
-150,0	4 020	-122,2	5 230	-122,2	5 090	-122,2	5 040	-122,2	4 910
-159,4	2 790	-144,0	3 560	-144	—	-144	3 240	-144	3 080
-168,8	930	-158,2	2 070	-158,2	1 850	-158,2	1 680	-158,2	1 500
-170,6	540	-171,5	135	-171,3	55	-169,7	67	-168,2	86
-172,5	-165	-174,0	-148	-172,8	-173	-171,3	-197	-169,7	-123
$H_c = 172,0$		$H_c = 173,3$		$H_c = 171,5$		$H_c = 170,0$		$H_c = 168,7$	

ТАБЛИЦА X

Образец кобальтовой стали.
Размагничивающие части гистерезисных кривых
от 15 до 100° С (коэффициент II)

В к а т у ш к е (разомкнутая цепь)							
$t = 15^\circ$		$t = 50^\circ$		$t = 75^\circ$		$t = 100^\circ$	
<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы	<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы	<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы	<i>H</i> эрстеды	<i>B</i> гауссы
561	15 500	561	15 425	561	15 320	561	15 250
+14,4	9 810	+14,4	9 770	+14,4	9 620	+14,4	9 560
0	9 430	0	9 280	0	9 256	0	9 140
-14,4	9 050	-14,4	8 880	-14,4	8 844	-14,4	8 770
-28,8	8 580	-28,8	8 440	-28,8	8 380	-28,8	8 330
-43,1	8 080	-43,1	7 920	-43,1	7 850	-43,1	7 790
-57,5	7 460	-57,5	7 310	-57,5	7 260	-57,5	7 210
-71,9	6 680	79,1	6 610	-71,9	6 530	-71,9	6 470
-79,1	6 280	—	—	—	—	—	—
-86,3	5 820	-86,3	5 710	-86,3	5 655	-86,3	5 600
-100,7	4 800	-100,7	4 660	-100,7	4 600	-100,7	4 520
-115,1	3 410	-115,1	3 280	-115,1	3 220	-115,1	3 110
-129,4	1 570	-129,4	1 445	-129,4	1 390	-129,4	1 330
-136,6	577	-136,6	385	-136,6	340	-136,6	250
-139,5	93	-138,1	220	-138,1	153	-138,2	50
-141,0	-114	-139,5	15	-139,5	-80	—	—
$H_c = 140,2$		$H_c = 139,5$		$H_c = 139,1$		$H_c = 138,4$	

ТАБЛИЦА XI
 Образец кобальтовой стали.
 Размагничивающие части гистерезисных кривых
 от 17 до 100° С (коэрцит III)

В к а т у ш к е (разомкнутая цепь)							
$t = 17^\circ$		$t = 50^\circ$		$t = 75^\circ$		$t = 100^\circ$	
H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы
546	16050	546	15990	546	15920	546	15840
+14,4	9520	+14,4	9480	+14,4	9440	+14,4	9320
0	8890	0	8830	0	8780	0	8750
-14,4	8140	-14,4	8070	-14,4	8010	-14,4	7990
-28,8	7240	-28,8	7150	-28,8	7100	-28,8	7065
-43,1	6010	-43,1	5940	-43,1	5860	-43,1	5800
-57,5	4360	-57,5	4240	-57,5	—	-57,5	4117
-64,7	3340	-64,7	3170	-64,7	3130	-64,7	3020
-71,9	2170	-71,9	1970	-71,9	1900	-71,9	1830
-79,1	885	-79,1	685	-79,1	500	-79,1	520
-82,0	335	-82,0	166	-82,0	—	-80,6	255
-83,4	50	-83,4	-160	-83,4	-160	-82,0	-42
$H_c = 87,5$		$H_c = 83,6$		$H_c = 82,9$		$H_c = 82,3$	

ТАБЛИЦА XII
 Размагничивающие части гистерезисных кривых
 от 18 до 100° С.
 Образец кобальтовой стали — английской

Р а з о м к н у т а я ц е п ь							
$t = 18^\circ$		$t = 50^\circ$		$t = 75^\circ$		$t = 100^\circ$	
H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы
546	15680	544	15610	544	15530	544	15440
+14,4	10240	+14,4	10210	+14,4	10160	+14,4	10050
0	9890	0	9850	0	9800	0	9730
-14,4	9530	-14,4	9480	-14,4	9440	-14,4	9340
-28,8	9140	-28,8	9090	-28,8	9020	-28,8	8930
-43,1	8670	-43,1	8630	-43,1	8550	-43,1	8470
-57,5	8140	-57,5	8100	-57,5	8000	-57,5	7910
-71,9	7530	-71,9	7480	-71,9	7390	-71,9	7250
-85,3	6790	-85,3	6720	-85,3	6620	-85,3	6500
-100,7	5900	-100,7	5830	-100,7	5690	-100,7	5600
-115,0	4760	-115,0	4690	-115,0	4540	-115,0	4480
-129,4	3380	-129,4	3270	-129,4	3080	-129,0	2970
-136,6	2580	-143,8	1430	-143,8	1260	-143,8	1025
-143,8	1630	-132,4	134	-151,0	105	-149,6	231
-151,0	620	-153,9	-50	-152,4	-35	-151,0	-10
-155,3	-80						
$H_c = 154,8$		$H_c = 153,0$		$H_c = 152,2$		$H_c = 150,9$	

На рис. 10, 11 и 12 показаны гистерезисные кривые при 18 и 100°, перечисленные на замкнутую цепь для всех четырех образцов.

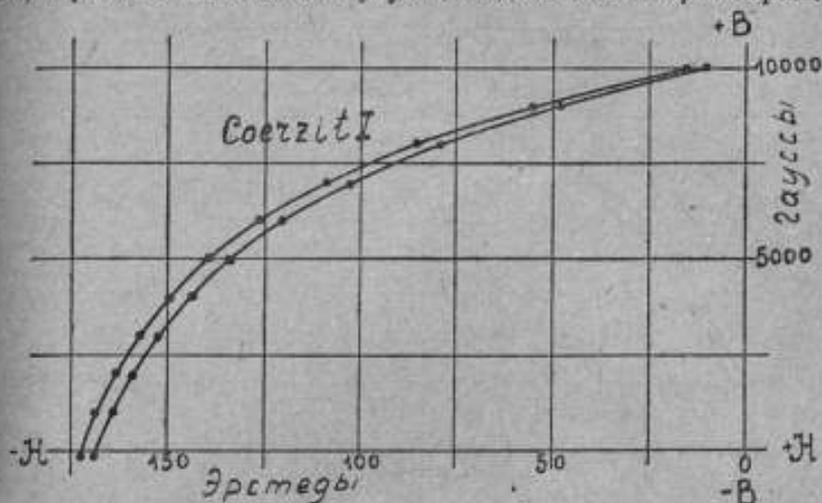


Рис. 10. Размагничивающие части гистерезисных кривых коэрзита I при 18 и 100°С.

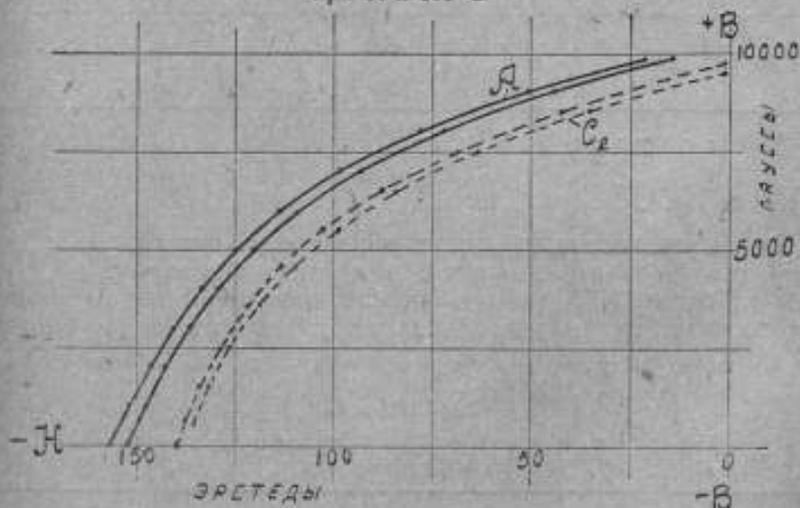


Рис. 11. Размагничивающие части гистерезисных кривых коэрзита II и английской кобальтовой стали при 18 и 100°С.

Результаты исследования показывают, что характер изменения магнитных свойств остается тот же самый, что и у вольфрамовой стали. Изменение коэрцитивной силы по абсолютной величине почти того же порядка, что и для вольфрамовой, за исклю-

чением коэрцита II и III, но в процентном отношении значительно ниже, что можно видеть из таблицы XIII.

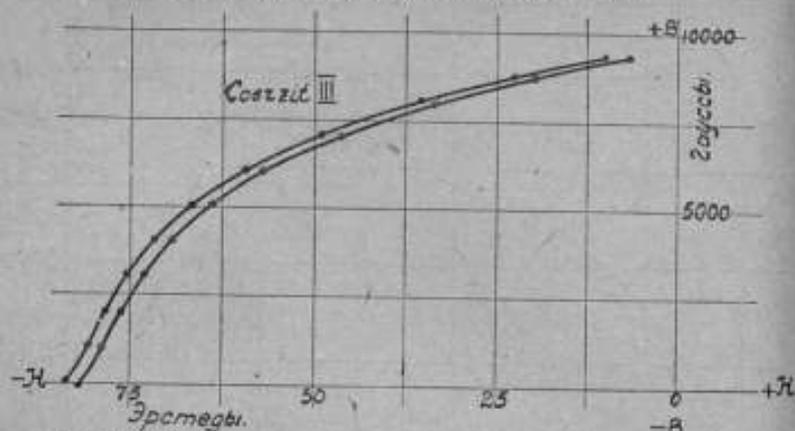


Рис. 12. Размагничивающие части гистерезисных кривых коэрцита III при 18 и 100° С.

ТАБЛИЦА XIII
Относительное изменение H_c при нагревании на 1°С

Марка стали	H_c эрстеги	$\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ эрстеги	$\frac{\Delta H_c}{H_c \Delta t} \cdot 100$ в %
Коэрцит I	173,3	0,054	0,032
• II	140,1	0,021	0,015
• III	83,6	0,0205	0,024
Английская	154,8	0,047	0,031

Изменение начальной проницаемости у всех сортов кобальтовой стали значительно ниже, чем у вольфрамовой.

В таблице XIV даны значения начальной проницаемости, вычисленные путем экстраполяции указанным выше способом для всех четырех образцов.

ТАБЛИЦА XIV
Начальная проницаемость при различных температурах

Сорт стали	μ_a				$\frac{d\mu_a}{dt}$	$\frac{d\mu_a}{\mu_a dt} \cdot 100$ в %
	$t = 18^\circ$	$t = 50^\circ$	$t = 75^\circ$	$t = 100^\circ$		
Коэрцит I	13,9	14,0	14,2	14,25	0,0055	0,026
• II	16,9	17,0	16,9	16,9	0	0
• III	25,3	25,4	25,3	25,4	0,0024	0,01
Английская	13,5	—	—	13,55	0,0012	0,01

Б. Исследование в пределах температур от 100 до 200°. В виду того, что магнитные свойства стали резко меняются необратимым образом при нагревании выше 100°, исследование обратимых температурных зависимостей в пределах от 100° до 200°, при сохранении той же методики измерений, производилось отдельно от исследования в пределах от 18 до 100°. Перед исследованием, как и в предыдущем случае, образцы подвергались продолжительному нагреванию при 200° до получения устойчивых магнитных характеристик.

При исследованиях в этой области температур, у образцов вольфрамовой стали было обнаружено, что гистерезисные кривые при 150 и 200° всеми своими точками почти совпадают друг с другом, т.е. происходит как бы остановка в изменениях магнитных свойств при темп. 150°. Это явление было обнаружено у образцов углеродистой стали и подверглось специальному исследованию.¹ У кобаль-

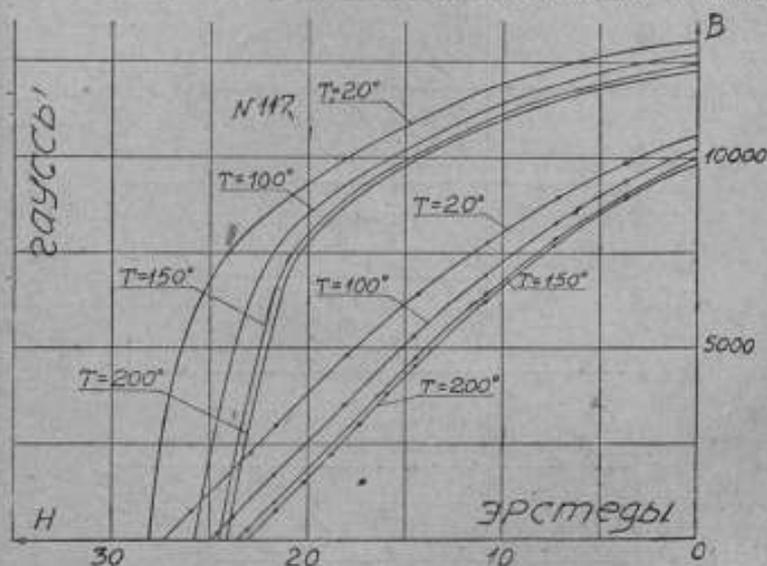


Рис. 13. Размагничивающие части гистерезисных кривых вольфрамовой стали при 20, 100, 150 и 200° С.

товой стали хотя подобного явления и не обнаружено, но существование его теоретически должно было бы иметь место. Вероятнее всего, что явление здесь настолько мало проявляется, что применявшиеся методы измерения не в состоянии были его обнаружить.

Результаты для образцов вольфрамовой стали даны в таблицах XV и XVI и на рис. 13, а для образцов кобальтовой стали — коэрцит I и коэрцит II — в таблицах XVII и XVIII и на рис. 14.

¹ Н. Зуева, Журнал прикладной физики, т. I, вып. 6, 1932.

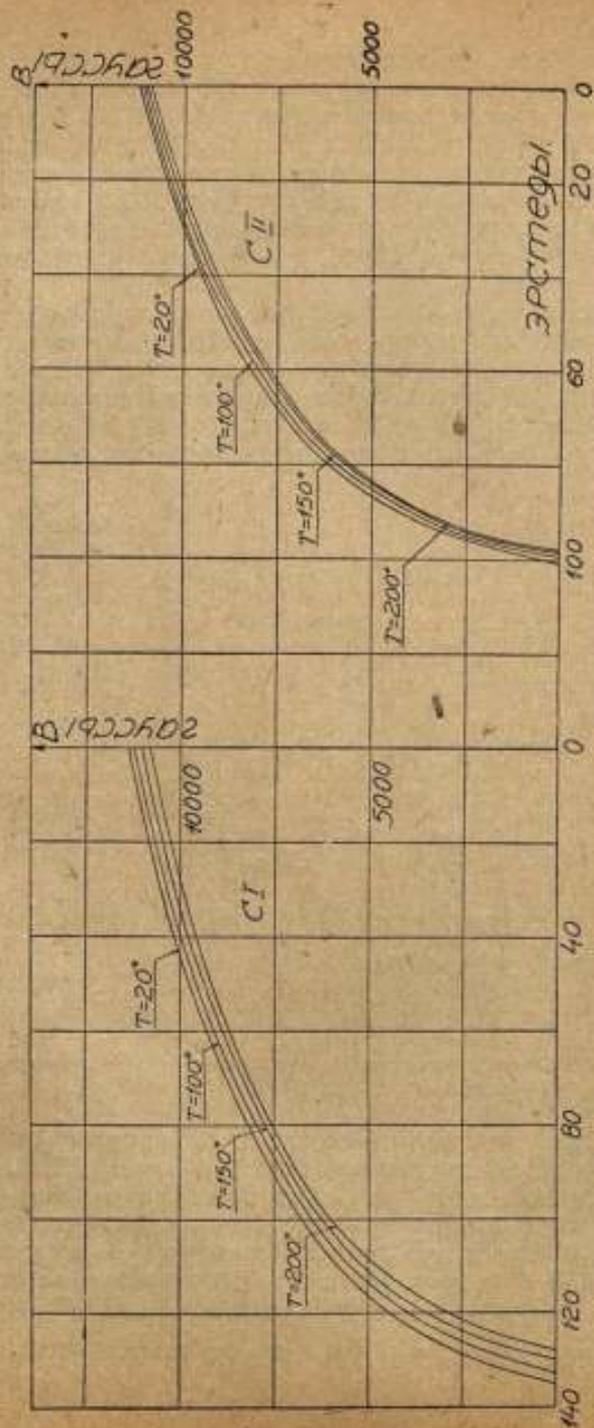


Рис. 14. Размагничивающие части гистерезисных кривых кобальтовой стали при 20, 100, 150 и 200° С.

ТАБЛИЦА XV

Размагничивающие части гистерезисных кривых от 20 до 200° С

Образец вольфрамовой стали № 294

$t = 20^\circ$		$t = 100^\circ$		$t = 150^\circ$		$t = 200^\circ$	
H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы
503	18 940	503	18 580	503	18 490	503	18 280
0	8 230	0	7 800	0	7 650	0	7 660
3,6	7 420	3,6	6 860	3,6	6 700	3,6	6 715
7,2	6 480	7,2	5 880	7,2	5 650	7,2	5 660
10,8	5 390	10,8	4 750	10,8	4 510	10,8	4 500
14,4	4 280	14,4	3 610	14,4	3 320	14,4	3 360
17,9	3 150	17,9	2 420	17,9	2 160	17,9	2 180
19,4	2 630	19,4	1 950	19,4	1 790	19,4	1 660
20,9	2 210	20,9	1 550	20,9	1 240	20,9	1 230
22,3	1 740	22,3	1 070	22,3	750	22,3	823
23,7	1 280	23,7	610	23,7	390	23,7	130
25,2	800	25,2	123	25,2	-272	25,2	-180
26,6	250	26,6	-340	—	—	—	—
$H_c = 28,3$		$H_c = 26,3$		$H_c = 25,4$		$H_c = 25,2$	

ТАБЛИЦА XVI

Размагничивающие части гистерезисных кривых от 0 до 200° С

Образец вольфрамовой стали № 150

$t = 20^\circ$		$t = 100^\circ$		$t = 150^\circ$		$t = 200^\circ$	
H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы
503	19 120	503	18 853	503	18 760	503	18 292
0	7 618	0	6 932	0	6 696	0	6 958
3,6	6 700	3,6	6 021	3,6	5 759	3,6	5 955
7,2	5 790	7,2	4 980	7,2	4 704	7,2	4 917
10,8	4 840	10,8	3 987	10,8	3 615	10,8	3 926
14,4	3 846	14,4	2 947	14,4	2 596	14,4	2 868
15,8	3 413	15,8	—	15,8	—	15,8	—
17,3	2 851	17,3	2 129	17,3	1 671	17,3	1 955
18,7	2 560	18,7	1 686	18,7	1 356	18,7	1 512
20,2	2 124	20,2	1 224	20,2	909	20,2	1 127
21,6	1 703	21,6	762	21,6	499	21,6	754
23,0	1 281	23,0	388	23,0	43	23,0	334
24,5	848	24,5	-80	24,5	-414	24,5	-10
25,9	414	—	—	—	—	—	—
27,4	40	—	—	—	—	—	—
28,8	-410	—	—	—	—	—	—
$H_c = 28,6$		$H_c = 25,6$		$H_c = 24,3$		$H_c = 25,6$	

ТАБЛИЦА XVII

Размагничивающие части гистерезисных кривых
от 20 до 200° С

Образец кобальтовой стали							
$t = 20^\circ$		$t = 100^\circ$		$t = 150^\circ$		$t = 200^\circ$	
H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы
503	16 759	503	16 586	503	16 362	503	16 200
0	10 795	0	10 687	0	10 481	0	10 329
14,4	10 294	14,4	10 206	14,4	10 000	14,4	9 845
28,8	9 757	28,8	9 662	28,8	9 447	28,8	9 275
43,2	9 194	43,2	9 000	43,2	8 775	43,2	8 601
57,6	8 403	57,6	8 246	57,6	8 013	57,6	7 880
72,0	7 575	72,0	7 348	72,0	7 169	72,0	6 992
86,3	6 506	86,3	6 319	86,3	6 098	86,3	5 837
100,7	5 284	100,7	4 979	100,7	4 682	100,7	4 429
115,2	3 574	115,2	3 164	115,2	2 850	115,2	2 527
122,4	2 483	122,4	2 084	122,4	1 642	122,4	1 188
129,6	1 165	129,6	678	129,6	172	129,6	- 251
136,8	- 218	136,8	- 802	—	—	—	—
$H_c = 135,0$		$H_c = 132,4$		$H_c = 130,0$		$H_c = 127,9$	

ТАБЛИЦА XVIII

Размагничивающие части гистерезисных кривых
от 30 до 200° С

Образец кобальтовой стали							
$t = 30^\circ$		$t = 100^\circ$		$t = 150^\circ$		$t = 200^\circ$	
H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы
503	17 374	503	17 177	503	16 975	503	16 749
0	10 354	0	10 251	0	10 136	0	10 015
14,4	9 705	14,4	9 568	14,4	9 437	14,4	9 316
28,8	8 877	28,8	8 750	28,8	8 648	28,8	8 527
43,2	7 940	43,2	7 807	43,2	7 705	43,2	7 594
57,6	6 680	57,6	6 577	57,6	6 476	57,6	6 384
64,7	5 960	64,7	5 849	64,7	5 766	64,7	5 664
72,0	5 078	72,0	4 977	72,0	4 932	72,0	4 821
86,3	2 980	86,3	2 884	86,3	2 742	86,3	2 726
93,5	1 640	93,5	1 464	93,5	1 387	93,5	1 319
100,8	254	100,8	0	100,8	- 29	100,8	- 175
103,7	- 278	103,7	- 592	—	—	—	—
$H_c = 100,7$		$H_c = 99,2$		$H_c = 98,4$		$H_c = 97,8$	

Общий ход изменений гистерезисных кривых с температурой, за исключением указанного выше случая, остается тем же, что и в пределах от 18 до 100°. Индукция при определенном внешнем поле с повышением температуры уменьшается, коэрцитивная сила падает.

Величины изменения коэрцитивной силы с повышением температуры образцов приведены в таблицах XIX и XX. Из этих данных следует, что относительное изменение коэрцитивной силы $\frac{\Delta H_c}{H_c \Delta t}$ у вольфрамовой стали значительно больше, чем у кобальтовой, и по мере увеличения температуры это отношение для образцов вольфрамовой стали уменьшается, а для кобальтовой практически остается постоянным.

ТАБЛИЦА XIX

Относительное изменение коэрцитивной силы вольфрамовой стали в различных интервалах температур

Температура градусы С	Образец № 294				Образец № 150			
	H_c эрстеды	Δt градусы	$\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ эрстеды	$\frac{\Delta H_c}{H_c \Delta t}$ %	H_c эрстеды	Δt градусы	$\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ эрстеды	$\frac{\Delta H_c}{H_c \Delta t}$ %
20	28,3	20—100	0,025	0,09	28,6	20—100	0,038	0,14
100	26,3				25,6			
150	25,4	100—150	0,018	0,07	24,3	100—150	0,026	0,11
200	25,2	150—200	0,004	0,02	25,6	150—200	0,014	0,06

ТАБЛИЦА XX

Относительное изменение коэрцитивной силы кобальтовой стали в различных интервалах температур

Коэрцит I				Коэрцит II			
H_c эрстеды	Δt градусы	$\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ эрстеды	$\frac{\Delta H_c}{H_c \Delta t}$ %	H_c эрстеды	Δt градусы	$\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ эрстеды	$\frac{\Delta H_c}{H_c \Delta t}$ %
135,0	—	—	—	100,7	—	—	—
132,4	20—100	0,036	0,03	99,2	30—100	0,021	0,02
130,0	100—150	0,048	0,04	98,4	100—150	0,012	0,01
127,9	150—200	0,042	0,03	97,8	150—200	0,009	0,01

В. Исследования в пределах температур от 200 до 700°. Исследованию в пределах от 200 до 700° были подвергнуты два образца обычной вольфрамовой стали, предварительно отожженные при 700°. Были сняты основные кривые намагничивания и размагничивающие части гистерезисных циклов при 200, 300, 400, 500, 600 и 700°.

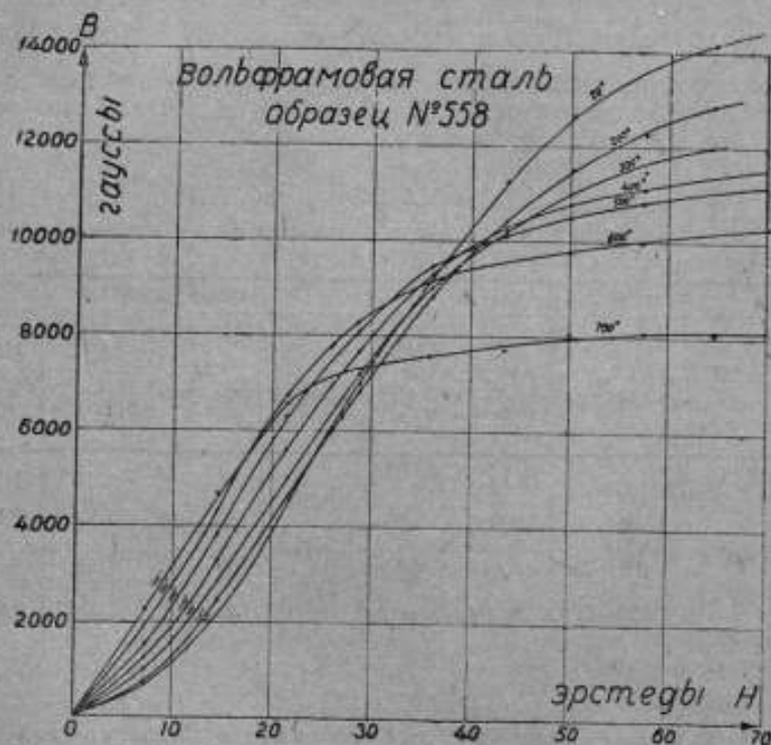


Рис. 15. Основные кривые намагничивания вольфрамовой стали при разных температурах.

Основные кривые намагничивания (рис. 15) дают полное сходство с кривыми, полученными Гопкинсоном для мягкого железа (рис. 1).

Гистерезисные кривые (таблицы XXI и XXII), как видно из рис. 16 и рис. 17, с повышением температуры все более и более приближаются к началу координат, т. е. остаточная индукция и коэрцитивная сила с увеличением температуры уменьшаются. Изменение коэрцитивной силы и остаточной индукции между 200 и 300° меньше, чем в промежутках, лежащих выше и

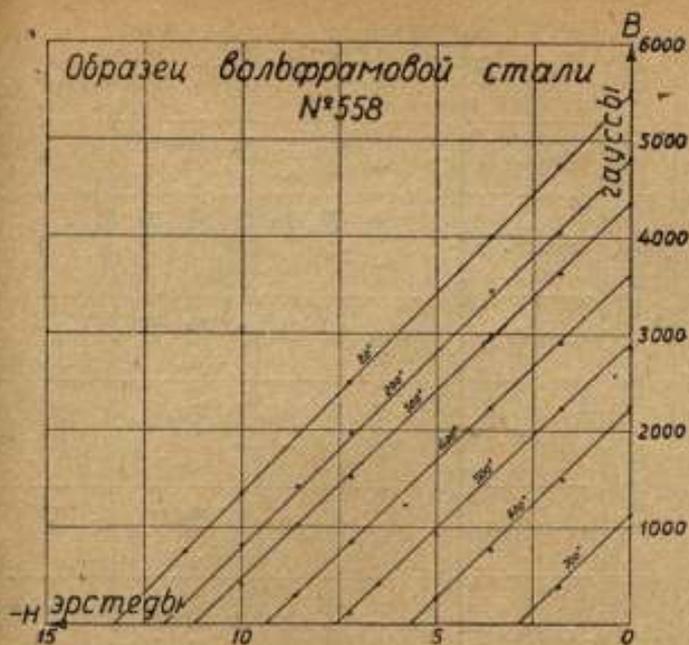


Рис. 16. Размагничивающие части гистерезисных кривых для образца вольфрамовой стали 558 при разных температурах.

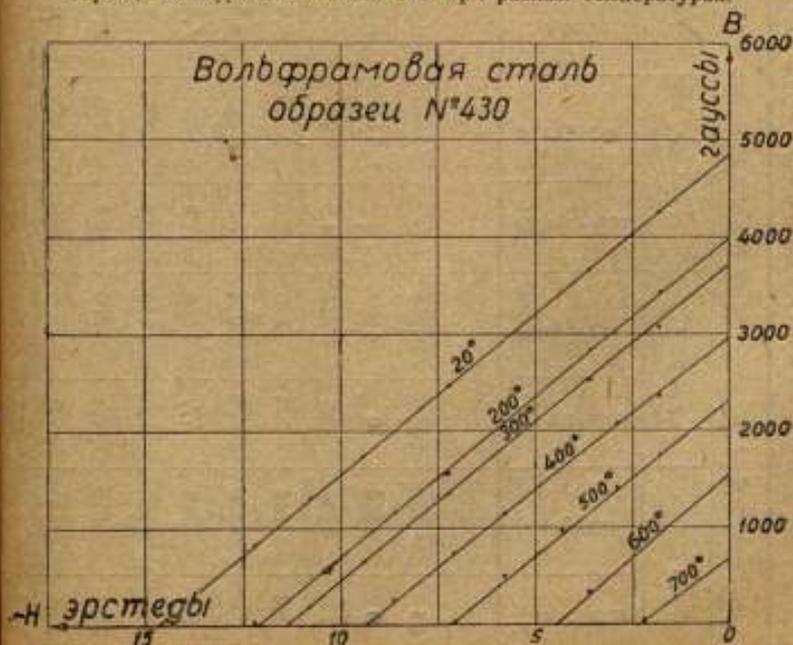


Рис. 17. Размагничивающие части гистерезисных кривых для образца вольфрамовой стали 430 при разных температурах.

ТАБЛИЦА XXI

Разматывающие части гистерезисных кривых от 20 до 700° С

Образец вольфрамовой стали № 410

$t = 20^\circ$		$t = 200^\circ$		$t = 300^\circ$		$t = 400^\circ$		$t = 500^\circ$		$t = 600^\circ$		$t = 700^\circ$	
<i>H</i> эрстем	<i>B</i> гаусс												
503	19 290	503	18 063	503	16 884	503	15 141	503	14 192	503	12 559	503	10 078
0	4 854	0	4 028	0	3 559	0	2 946	0	2 314	0	1 554	0	845
1,8	4 249	1,8	3 438	1,8	3 083	1,8	2 883	1,8	1 763	1,8	959	1,4	285
3,6	3 645	3,6	2 825	3,6	2 529	3,9	2 069	2,9	1 424	2,9	573	2,2	53
7,2	2 460	5,8	2 094	5,0	2 143	4,3	1 620	4,3	967	3,6	339	2,9	-53
9,4	1 761	7,2	1 563	7,2	1 353	5,8	1 162	5,8	498	4,3	14	-	-
10,8	1 310	8,6	1 150	9,4	659	7,2	704	7,2	30	5,0	-70	-	-
12,2	812	10,8	502	10,8	188	8,6	247	7,9	-205	-	-	-	-
13,7	350	12,2	30	12,2	-259	10,0	-200	-	-	-	-	-	-
14,4	113	12,6	-317	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Образцы вольфрамовой стали № 558

$t = 20^\circ$		$t = 200^\circ$		$t = 300^\circ$		$t = 400^\circ$		$t = 500^\circ$		$t = 600^\circ$		$t = 700^\circ$	
Н артеды	В талсы	Н артеды	В талсы	Н артеды	В талсы	Н артеды	В талсы	Н артеды	В талсы	Н артеды	В талсы	Н артеды	В талсы
5,03	18 594	5,03	17 348	5,03	15 875	5,03	14 474	5,03	13 635	5,03	12 355	5,03	9 577
0	5 527	0	4 849	0	4 378	0	3 621	0	2 875	0	2 260	0	1 136
1,8	4 746	1,8	4 063	1,8	3 634	1,8	2 929	1,8	2 225	1,8	1 491	1,8	408
3,6	4 027	3,6	3 448	3,6	3 000	3,6	2 247	3,6	1 515	3,6	782	3,6	— 320
7,2	2 512	7,2	1 976	7,2	1 534	5,0	1 716	5,0	955	5,0	273	—	—
10,0	1 364	8,6	1 422	8,6	1 021	5,8	1 144	6,5	425	5,8	— 16	—	—
11,5	775	10,0	827	10,0	428	7,2	843	7,2	125	—	—	—	—
12,9	188	11,5	242	11,5	— 74	8,6	312	—	—	—	—	—	—
13,7	— 136	13,7	— 463	—	—	10,0	— 250	—	—	—	—	—	—

ниже этих температур, что указывает на существование особых точек (точек превращения) в этих пределах.

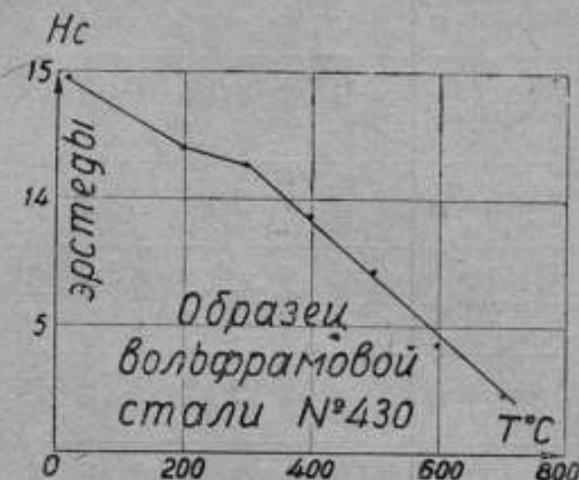


Рис. 18. Зависимость коэрцитивной силы от температуры.

Если построить кривую зависимости коэрцитивной силы от температуры (рис. 18), то зависимость получается почти прямой, исключая промежутка около 200—300°, тогда как результаты исследования Ганса для углеродистой стали и железа дают кривые, выражаемые уравнением, приведенным на стр. 119.

Г. Исследования в области температур от +18 до -55°. В виду трудности поддержания постоянства температуры ниже 0° нижеописанным методом, исследованию подвергались несколько образцов только лишь в отношении некоторых магнитных величин. Основные кривые намагничивания были сняты для образцов углеродистой (0,6%С) и вольфрамовой стали при +20° и -50°. Размагничивающие части гистерезисных кривых сняты для образца вольфрамовой стали (рис. 19 и таблица XXIII) при +12, -10 и -55°. Для образца углеродистой стали 1% С, закаленного и отожженного при 200°, определена коэрцитивная сила при различных температурах в интервале от +10 до -55°.

Данные показывают, что с понижением температуры в области от +20 до -55° характер изменения всех магнитных величин остается тот же, что и в интервале от 20 до 100° С.

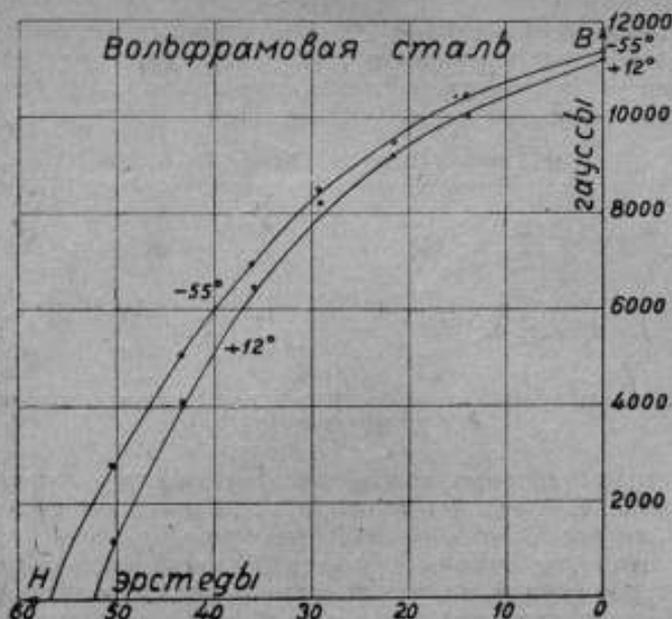


Рис. 19. Размагничивающие части гистерезисных кривых при $+12^\circ$, -10° и -55° для вольфрамовой стали.

ТАБЛИЦА XXIII

Размагничивающие части гистерезисных кривых от $+12^\circ$ до -55° .

Образец вольфрамовой стали

$t = +12^\circ$		$t = -10^\circ$		$t = -55^\circ$	
H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы	H эрстеды	B гауссы
36,0	16 920	36,0	16 920	36,0	16 990
0	11 200	0	11 230	0	11 300
14,4	10 083	14,4	10 170	14,4	10 260
21,6	9 279	21,6	9 440	21,6	9 530
28,8	8 117	28,8	8 320	28,8	8 550
36,0	6 435	36,0	6 730	36,0	7 040
43,1	4 111	43,1	4 570	43,1	5 120
50,3	1 219	50,3	1 840	50,3	2 837
57,5	-1 715	57,5	-1 150	57,5	-400
$H_c = 53,3$		$H_c = 53,8$		$H_c = 56,6$	

Изменение коэрцитивной силы при данных значениях температуры имеет тот же характер, что и для интервала 20 — 200°, а именно: с повышением температуры как абсолютные, так и относительные изменения уменьшаются

$$\Delta t = 12^\circ - (-10^\circ) \quad | \quad \Delta t = -10^\circ - (-55^\circ)$$

$$\frac{\Delta H_c}{\Delta t} = 0,023$$

$$\frac{\Delta H_c}{\Delta t} = 0,062$$

$$\frac{\Delta H_c}{H_c \Delta t} = 0,043$$

$$\frac{\Delta H_c}{H_c \Delta t} = 0,11$$

V. ЗАВИСИМОСТЬ СВОЙСТВ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Свойства постоянных магнитов в зависимости от температуры, как мы видели, изучались многими исследователями, и по этому вопросу имеется уже большой материал, твердо устанавливающий основные законы изменений магнитного момента от температуры. Нашей же целью было установление зависимости между изменениями, происходящими в свойствах магнитной стали при нагревании, и изменениями в свойстве постоянных магнитов, которые характеризуются температурным коэффициентом μ , определяемым уравнением (1)

$$\mu = \frac{\Delta M}{M \Delta t}$$

где ΔM — изменение магнитного момента при изменении температуры t на величину Δt .

Температурный коэффициент постоянного магнита, согласно исследованиям различных авторов, зависит не только от магнитных свойств самого магнита, но также от формы и размеров магнита. Все эти зависимости найдены чисто экспериментальным путем и не вытекали из каких-либо предположений теоретического характера о природе постоянного магнита.

Сделаем теперь попытку представить величину температурного коэффициента в функции магнитных величин, характеризующих магнит, и в функции его размеров и формы.

Если рассматривать приращение температуры бесконечно малым, то в пределе отношение $\frac{\Delta M}{\Delta t}$ переходит в производную функцию. В дальнейшем, не вводя обозначения производной, под этим отношением будем понимать производную функцию от M по t .

Так как

$$M = \int I \delta v,$$

где I — интенсивность намагничивания, Δv — элемент объема, а интегрирование распространяется по всему объему магнита,

$$\frac{\Delta M}{\Delta t} = \int \frac{\Delta I}{\Delta t} \Delta v$$

$$\mu = \frac{1}{M} \int \frac{\Delta I}{\Delta t} \Delta v. \quad (4)$$

Изменение ΔI , вызванное изменением температуры, можно рассматривать как результат действия некоторого внутреннего магнитного поля, связанного с изменением температуры. Величину изменения напряженности этого поля ΔH , соответствующую некоторой разности температур, можно найти, зная изменение ΔI , по формуле

$$\Delta H = \frac{\Delta I}{\chi_1}, \quad (5)$$

где χ_1 — обратимая восприимчивость магнита, так как процессы изменения интенсивности и магнитного момента мы будем рассматривать только обратимого характера и при этом предполагать, что величина χ_1 остается постоянной при изменениях температуры. В действительности, как мы видим (таблица XIV), χ_1 изменяется с температурой, но в первом приближении будем считать ее величиной постоянной.

Обратимая магнитная восприимчивость магнита является функцией размеров и формы магнита, т. е. функцией коэффициента намагничивания N . Если обозначить обратимую восприимчивость, введенную к замкнутой магнитной цепи, через χ , то χ_1 выражается уравнением:

$$\chi_1 = \frac{\chi}{1 + \chi N}, \quad (6)$$

что вытекает из следующих рассуждений.

При появлении добавочной интенсивности ΔI возникает дополнительное внутреннее намагничивающее поле, напряженностью $N\Delta I$. Напряженность общего поля будет

$$\Delta H = N\Delta I.$$

Поэтому

$$\Delta I = \chi (\Delta H - N\Delta I)$$

$$\Delta I = \frac{\chi}{1 + \chi N} \Delta H. \quad (7)$$

Сравнивая уравнение (5) с (7), получим уравнение (6).

Подставляя значение ΔI , определяемое уравнением (7), в уравнение (4), будем иметь

$$\mu = \frac{1}{M} \int \frac{\chi}{1 + \chi N} \frac{\Delta H}{\Delta t} \Delta v. \quad (8)$$

Для случая эллипсоида эта формула переходит в следующую

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{x}{N}} \cdot \frac{\Delta H}{\Delta t},$$

так как у эллипсоида N — величина постоянная во всех точках объема. Точно так же постоянно внутреннее размагничивающее поле, и следовательно можно предположить, что и $\frac{\Delta H}{\Delta t}$ будет тоже постоянной величиной.

Величины, входящие в формулы (8) и (9), за исключением $\frac{\Delta H}{\Delta t}$, характеризуют данный магнит и материал, из которого он изготовлен, и известны из обычных магнитных измерений. Величина $\frac{\Delta H}{\Delta t}$ представляет изменение внутреннего поля при изменении температуры магнита на 1° .

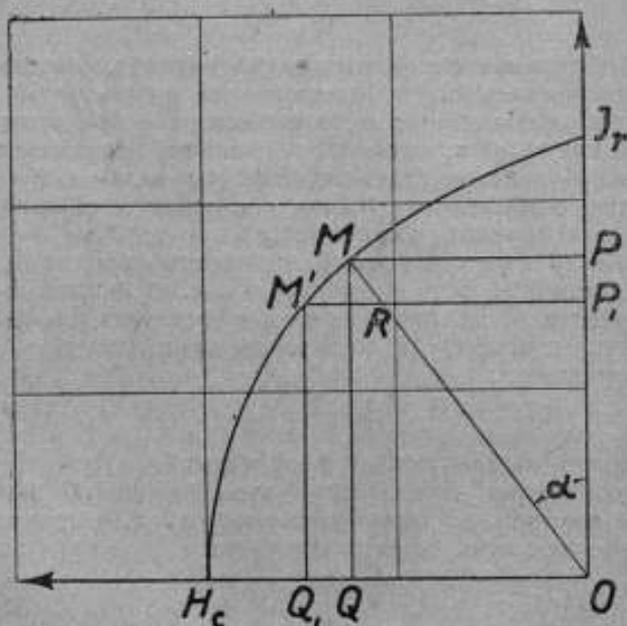


Рис. 20. Размагничивающая часть гистерезисной кривой для нахождения I по заданной величине N .

Что же можно понимать под термином: „изменение внутреннего поля“? Формальная теория магнетизма приводит нас к понятию „внутреннего размагничивающего поля“, которое, как было указано выше, пропорционально интенсивности намагничивания.

Пусть кривая I, M, H_c представляет размагничивающий участок гистерезисного цикла в замкнутой магнитной цепи (рис. 20).

Если тангенс угла MOP равен коэффициенту размагничивания N данного магнита, то MQ будет интенсивность намагничивания магнита, а MP — напряженность его внутреннего размагничивающего поля. Если теперь под влиянием температуры интенсивность уменьшается на величину ΔI , то, предполагая, что это изменение происходит по гистерезисной кривой, мы найдем на этой кривой точку M_1 соответствующую новой интенсивности, при этом $\Delta I = MQ - M_1Q_1$. Проводя из точки M_1 прямую, параллельную оси абсцисс до пересечения с ординатой OI_1 , получим новую величину напряженности размагничивающего поля M_1P_1 . Отрезок M_1R и будет представлять величину изменения внутреннего поля ΔH . Таким образом под термином „изменение внутреннего поля“ с формальной точки зрения надо понимать увеличение или уменьшение размагничивающего поля, которое вызывается соответственным увеличением или уменьшением температуры.

С другой стороны, внутреннее поле можно определить как поле, которое поддерживает в данном магните ту или иную интенсивность. Если опять встать на формальную точку зрения и предположить, что каждой величине интенсивности намагничивания должна соответствовать определенная напряженность магнитного поля, то для постоянного магнита его остаточному намагничению должно точно так же соответствовать определенное магнитное поле. Изменение этого внутреннего поля будет вызывать изменение намагничивания магнита. Поэтому с этой точки зрения увеличение температуры будет вызывать уменьшение внутреннего поля и наоборот. Как же определить это внутреннее поле? Процесс намагничивания ферромагнитных материалов, согласно Гансу, можно рассматривать состоящим из двух частей — обратимого и необратимого. Обратимая часть характеризуется обратной восприимчивостью, которая является функцией интенсивности намагничивания и которая для данной интенсивности I определяется как отношение приращения ΔI к приращению ΔH , т. е.

$$\chi_r = \frac{\Delta I}{\Delta H}, \quad (10)$$

после многократного перемагничивания внешним полем напряженностью ΔH .

Если бы в ферромагнитных материалах удалось устранить необратимый процесс, то намагничение происходило бы по закону, который легко определялся бы из формулы (10), а именно:

$$I = \int \chi_r dH. \quad (11)$$

Чтобы проинтегрировать это выражение, необходимо знать χ_r как функцию от I . Если такая зависимость известна из экспери-

мента, то для нахождения H , при заданном I , необходимо интеграл (11) заменить суммой

$$H = \sum_{i=0}^n \frac{I_i}{x_i} \quad (12)$$

и вычислить по этой формуле для ряда значений I соответствующие значения H ($n=1, 2, 3, \dots$). Кривая, построенная по этим данным, и будет представлять графически зависимость между интенсивностью намагничивания и приложенным полем. Такая кривая очень хорошо совпадает с кривой, полученной по формуле (11), если вместо x , подставить выражение

$$x = x_a \left[\frac{1}{x^2} - \frac{1}{\sin h^2 x} \right],$$

полученное Гансом на основании измерений обратимой проницаемости. После интегрирования получается

$$I = I_s \left[\operatorname{ctg} hx - \frac{1}{x} \right],$$

где I_s — интенсивность намагничивания при насыщении.

На рис. 21 кривая I представляет зависимость между B и H для вольфрамовой стали, полученную авторами из наблюдений обратимой проницаемости при различных B и вычислений по формуле (12).

Интересно отметить, что закон изменения B в функции от H для обратной части процесса совпадает с законом намагничивания парамагнитных тел, установленным Ланжевеном, где процесс тоже обратимый. Истинный же процесс намагничивания происходит, как известно, по „основной кривой“, которая для того же образца вольфрамовой стали показана на рис. 21 (кривая II).

Положим, что к образцу приложено внешнее поле, напряженность которого $H = OP$ (рис. 21), тогда соответствующая этому полю индукция образца будет $MP = B$. Если бы образец имел только обратимый процесс намагничивания, то для получения индукции B , как видно из кривой (I), пришлось бы приложить внешнее поле напряженностью $H_1 = OP_1$. Эту разность $H_1 - H = PP_1$ можно рассматривать как добавочное внутреннее поле, создаваемое самим образцом. И если предположить, что это поле не исчезает с исчезновением внешнего поля, то его можно рассматривать как причину остаточного намагничивания, т. е. как причину гистерезиса.

При этом надо сделать еще одно допущение, чтобы быть в согласии с опытом, что при уничтожении внешнего поля внутреннее поле сохраняется не полностью, а только частично. Например, если от точки M (рис. 21) начать уменьшать внешнее поле до нуля, то индукция будет уменьшаться по гистерезисной кри-

вой MQ и величина $OQ=B$, будет остаточным намагничиванием, которому соответствует внутреннее поле QQ_1 .

Как видно из чертежа, величина QQ_1 меньше MM_1 . Аналогично сделано построение для ряда точек M, M' и M'' и везде остаточное внутреннее поле несколько меньше.

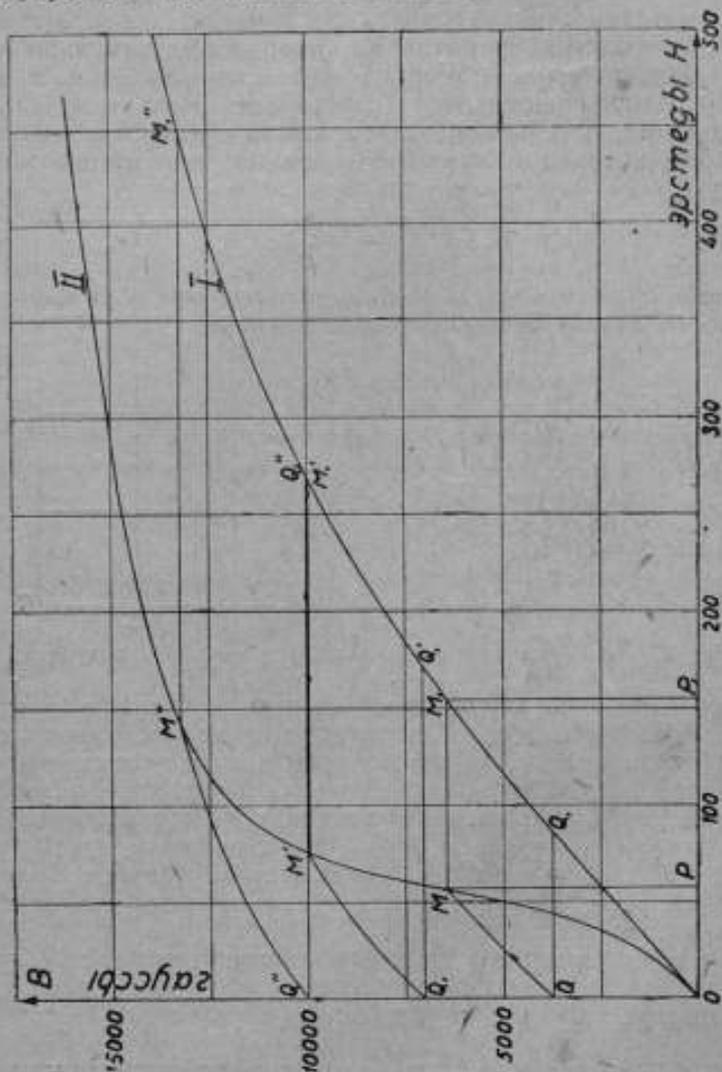


Рис. 21. Основная кривая намагничивания и кривые намагничивания для обратимого процесса.

Из кривых (I) и (II) (рис. 21) легко получить зависимость «внутреннего поля» от B , если для каждого B снять соответствующую разность абсцисс MM_1 .

Кривая на рис. 22 дает такую зависимость внутреннего поля, которое получается в процессе намагничивания, от интенсивности намагничивания. До сих пор мы говорили о внутреннем поле чисто формально, не объясняя его происхождения какой-либо теорией магнетизма. Но если встать на точку зрения молекулярного магнетизма и рассматривать ферромагнитное тело как собрание элементарных магнетиков, которые под влиянием внешнего поля ориентируются в определенном направлении, то в процессе ориентировки они могут действовать друг на друга, и это взаимодействие и есть не что иное, как та добавочная напряженность поля, которая действует на элементарный магнит и заста-

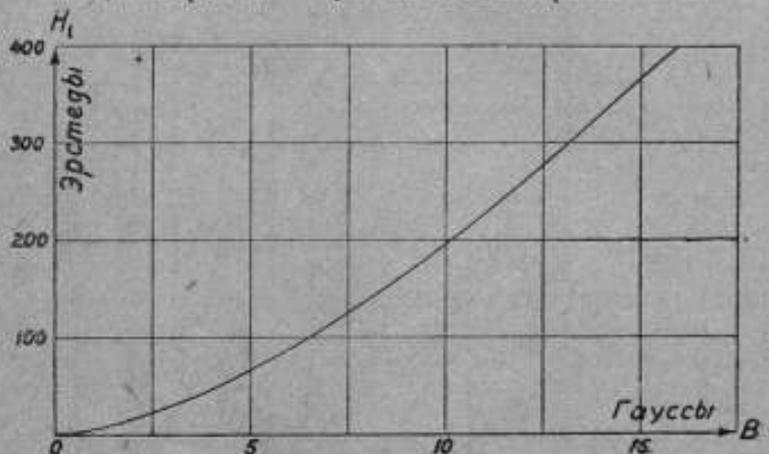


Рис. 22. Зависимость внутреннего поля от магнитной индукции.

вляет его еще более поворачиваться по направлению внешнего поля. Если отнести эту добавочную напряженность поля к единице магнитной массы, то мы получим величину напряженности внутреннего поля. С этой точки зрения внутреннее поле будет тем меньше, чем меньше взаимодействия между элементарными магнетиками. Но мы знаем, что при повышении температуры взаимодействие уменьшается, поэтому и внутреннее поле при увеличении температуры должно уменьшиться, что подтверждается экспериментами.

Такое представление о процессе намагничивания дает объяснение не только температурным изменениям, но и явлениям гистерезиса, по крайней мере качественного характера.

VI. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ФОРМУЛЫ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА

Для экспериментальной проверки формул (8) и (9) необходимо было найти величину изменения внутреннего поля с тем-

температурой, т. е. функцию $\frac{\Delta H}{\Delta t}$, и установить ее зависимость от интенсивности намагничивания или индукции в магните. Все эти величины и зависимости легко можно определить из гистерезисных кривых, полученных при различных температурах. Для этого необходимо лишь измерить разность абсцисс двух точек кривых, соответствующих одной и той же ординате, и разность эту разделить на разность температур, при которых снимались эти кривые. В таблице XXIV даны для различных сортов стали величины $\frac{\Delta H}{\Delta t}$, полученные из кривых, приведенных на рис. 8, 9, 11 и 12.

ТАБЛИЦА XXIV

Значения $\frac{\Delta H}{\Delta t}$ для различных сортов стали

Вольфрамовая сталь №1 (рис. 8)		Кобальт I (рис. 10)		Кобальт II (рис. 11)		Кобальт III (рис. 12)	
<i>B</i> гауссы	$\frac{\Delta H}{\Delta t}$ эрстед градусы	<i>B</i> гауссы	$\frac{\Delta H}{\Delta t}$ эрстед градусы	<i>B</i> гауссы	$\frac{\Delta H}{\Delta t}$ эрстед градусы	<i>B</i> гауссы	$\frac{\Delta H}{\Delta t}$ эрстед градусы
0	0,067	0	0,054	0	0,0215	0	0,021
1250	0,067	1250	0,054	1250	0,0210	1250	0,021
2500	0,067	2500	0,054	2500	0,0252	2500	0,026
3750	0,067	3750	0,054	3750	0,0252	3750	0,028
5000	0,067	5000	0,054	5000	0,028	5000	0,032
6250	0,067	6250	0,054	6250	0,042	6250	0,032
7500	0,061	7500	0,054	7500	0,045	7500	0,032
8750	0,050	8750	0,054	8750	0,050	8750	0,035
10000	0,048	10000	0,054	—	—	—	—

Как видим, в пределах погрешностей измерений величина $\frac{\Delta H}{\Delta t}$ остается постоянной при всех значениях индукций и лишь у вольфрамовой стали немного уменьшается с увеличением индукции, а у кобальтовой стали, коэффициент II, возрастает с увеличением *B*. Поэтому, при вычислениях по формулам (8) и (9), величину $\frac{\Delta H}{\Delta t}$ можно считать постоянной. Абсолютная величина $\frac{\Delta H}{\Delta t}$ больше для вольфрамовой стали, чем для кобальтовой.

Имея эти значения и зная величину χ , можно вычислить значение μ для магнита определенной формы, у которого известен коэффициент размагничивания. Так, например, для цилиндрического магнита с отношением длины к диаметру равным 20, коэффициент размагничивания $N=0,084$. Если такой магнит изгото-

вить из вольфрамовой стали, для которой $x = \frac{44-1}{4\pi} = 3,44$ (таблица VI), а $\frac{\Delta H}{M} = 0,067$, то

$$\mu_1 = \frac{1}{f} \cdot 0,175.$$

Для магнита таких же размеров, изготовленного из кобальтовой стали, например из коэрцита I, у которого

$$x = \frac{20-1}{4\pi} = 1,52 \text{ и } \frac{\Delta H}{M} = 0,054$$

$$\mu_2 = \frac{1}{f} \cdot 0,050.$$

При $l = 400$, $\mu_1 = 0,00044$ и $\mu_2 = 0,000180$ — величины очень близкие к тем, которые получаются из опыта.

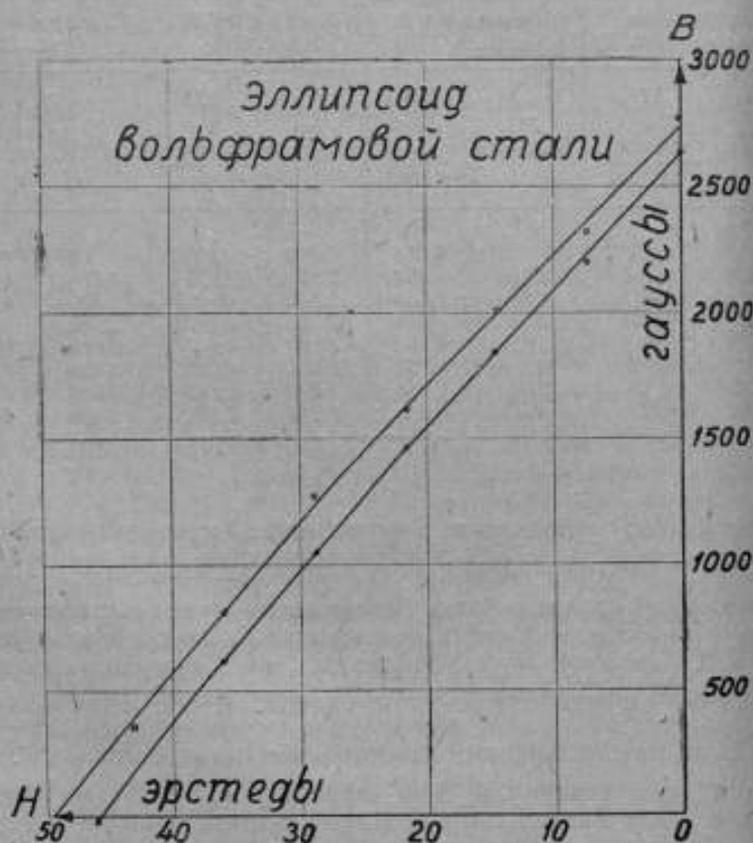


Рис. 23. Размагничивающие части гистерезисных кривых для эллипсоида вращения при температурах 18 и 100° С.

Для более точного выяснения правильности формул (8) и (9), методом, описанным выше, были измерены температурные коэффициенты эллипсоида из вольфрамовой стали с полуосями равными $a=50$ мм и $b=5$ мм и цилиндра длиной 80 мм и диаметром 10 мм из кобальтовой стали и для обоих из них сняты гистерезисные кривые при температурах 18 и 100°.

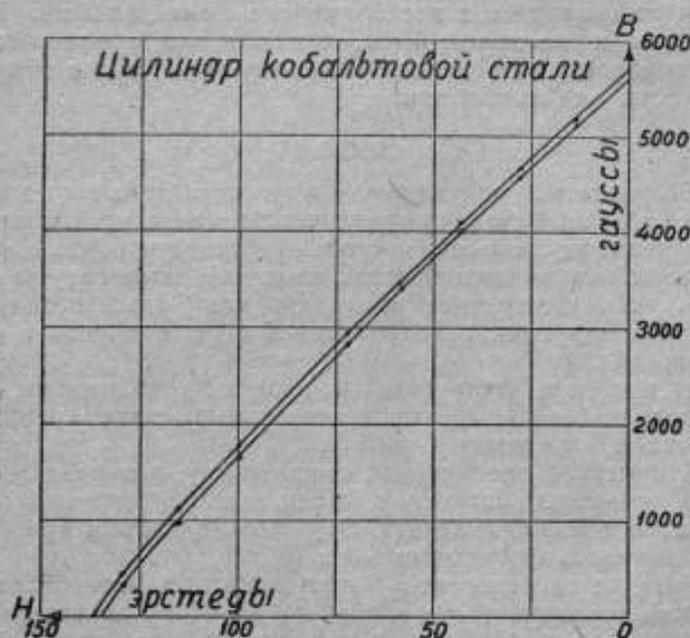


Рис. 24. Размагничивающие части гистерезисных кривых кобальтовой стали при температурах 18 и 100° С.

Гистерезисные кривые даны на рис. 23 и 24, а результаты измерений температурных коэффициентов — в таблице XXV.

ТАБЛИЦА XXV

Цилиндр	Эллипсоид
$l = 445, \mu = 0,0000081$	$l = 200, \mu = 0,000235$
92	160
97	190
среднее $\mu = 0,0000090$	среднее $\mu = 0,000195$

Из гистерезисных кривых получают следующие значения функции $\frac{\partial H}{\partial t}$:

для эллипсоида 0,028,
для цилиндра 0,028.

Принимая величины κ те же, что и в предыдущем случае, т. е. для вольфрамовой стали $\kappa=3,44$, а для кобальтовой — 1,52, и величину коэффициента размагничивания одинаковой для эллипсоида и для цилиндра, равной $N=0,255$, из формулы (9) получим:

для эллипсоида $\mu=0,00025$,

для цилиндра $\mu=0,00007$,

что близко совпадает с экспериментальными данными. Полное совпадения и не может быть, так как мы предполагали, что восприимчивость κ не зависит от температуры, тогда как в действительности она изменяется.

Выводы

1. Результаты, полученные при исследовании магнитных свойств магнитной стали при различных температурах, показывают, что изменение этих свойств настолько значительно, что при точных измерениях нельзя пренебрегать влиянием температуры и нужно вводить соответствующие поправки, для чего необходимо при измерениях индукции и коэрцитивной силы измерять и температуру образца.

Для введения поправок, в первом приближении, можно пользоваться коэффициентами для тех сортов стали, которые были исследованы в настоящей работе.

2. Существует несомненная связь между изменениями в магнитных свойствах магнитной стали и изменениями магнитного момента постоянного магнита. Эту связь в первом приближении можно выразить формулами (8) и (9).

3. Явление гистерезиса в ферромагнитных материалах можно объяснить возникновением в них добавочного внутреннего поля при появлении намагничивания в образце. Это поле имеет направление, одинаковое с направлением внешнего поля, а по величине может быть определено как разность абсцисс точек основной кривой намагничивания и кривой, полученной интегрированием уравнения

$$\frac{dB}{dH} = f(B),$$

где dB — обратимое изменение индукции при изменении внешнего поля на величину dH .

4. Изменения магнитных свойств с изменением температуры, не связанные с изменением обратимой проницаемости, можно объяснить изменением внутреннего поля, которое должно уменьшаться с увеличением температуры, так как при повышении температуры взаимодействие между элементарными магнетиками уменьшается.

L'INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LES PROPRIÉTÉS DE L'ACIER MAGNÉTIQUE ET DES AIMANTS PERMANENTS

par B. M. Janovski et N. G. Zouieva

(Résumé)

L'influence exercée par la température sur les propriétés magnétiques des corps ferromagnétiques, fut étudiée par beaucoup d'investigateurs qui établirent la dépendance des propriétés magnétiques de la température. Le travail actuel examine l'influence exercée par la température sur les propriétés magnétiques de l'acier tungstène et de l'acier de cobalt à des cycles réversibles, c'est à dire dans le cas où les propriétés magnétiques présentent une fonction déterminée de la température. Dans ce but les échantillons furent soumis à un échauffement prolongé à une température maximum correspondant à l'intervalle où avait lieu les recherches.

Les échantillons de l'acier magnétique en forme de barres rectangulaires furent essayés par la méthode balistique dans une bobine spéciale (fig. 4) à enroulement de chauffage, permettant de maintenir la température de l'échantillon de 20° jusqu'à 700° C. Pour l'étude des propriétés magnétiques à des températures au-dessous de 20°, on employa l'air liquide, dont les vapeurs étaient injectées au moyen d'un siphon dans l'intérieur de la même bobine (fig. 6).

On a étudié les régions des courbes d'hystérésis, situées dans la partie magnétisante des deux échantillons en acier tungstène et des quatre échantillons en acier de cobalt, à pourcentage différent du cobalt, dans les limites des températures de 20° à 100°, de 20° à 200°, de 20° à 700° et de 20° à 50°.

Les résultats obtenus sont donnés dans les tables et sur les figures.

On a essayé en outre d'établir la dépendance du coefficient thermique μ des aimants permanents, exprimé par la formule:

$$\mu = \frac{1}{M} \cdot \frac{\Delta M}{\Delta t}$$

des dimensions de l'aimant et des propriétés magnétiques du matériel.

Un simple raisonnement théorique permet d'établir pour un échantillon en forme de l'ellipsoïde de rotation la formule suivante

$$M = \frac{1}{l} \frac{K}{1 + KN} \frac{\Delta H}{\Delta t}$$

ou K — est la susceptibilité magnétique du matériel, N — le coefficient de désaimantation, dépendant d'une manière déterminée des dimensions de l'ellipsoïde, et H — l'intensité du champ démagnétisant intérieur.

En connaissant les courbes d'hystéresis dans la partie démagnétisante à des températures différentes, on peut obtenir la valeur $\frac{\Delta H}{\Delta t}$ du changement de l'intensité du champ démagnétisant en rapport avec le changement de température.

La comparaison des coefficients, obtenus ou directement par l'expérience, ou calculés d'après la formule pour les deux aimants à forme de cylindre et d'ellipsoïde, donne une concordance dans les limites des erreurs possibles.

СТРУКТУРА ПОЛЯ МАГНИТА И РАЗНОСТЬ МАГНИТНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ

А. Н. Бойко

ТЕОРИЯ

Выходящий из тела магнита в воздух поток силовых линий отражает в своей структуре величину и геометрическое распределение намагничивания вещества и форму намагниченного тела. Поэтому поток в воздухе чаще всего является непосредственным объектом измерения для получения характеристики магнита. Но характеристика магнита по одному только суммарному потоку или числу силовых линий получается конечно неполной, аналогично тому, как неполным было бы описание мощности электрической установки только на основе учета силы тока без упоминания о величине напряжения.

Структура магнитного потока в воздухе зависит от распределения разности магнитных потенциалов вдоль тела магнита по его поверхности. Связь между напряженностью поля H и разностью потенциалов U выражается линейным интегралом магнитной силы вдоль отрезка пути AB :

$$U = \int_A^B H \cos \alpha \, dl.$$

В частном случае равномерного поля интеграл вдоль силовой линии приводится к простому выражению:

$$U = H \cdot l,$$

откуда $H = \frac{U}{l}$, т. е. напряженность магнитного поля H , равна падению разности потенциалов на единицу длины.

Магнитный поток Φ в равномерном поле для выделенного нормального сечения s в свою очередь равен

$$\Phi = Hs.$$

Запас магнитной энергии в окружающем пространстве равен

$$W = \frac{1}{8\pi} \cdot \Phi U = \frac{1}{8\pi} Hs \cdot H \cdot l = \frac{1}{8\pi} H^2 v.$$

В более общем случае неравномерного поля магнитная энергия определяется интегрированием по всему объему v

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_v H^2 dv.$$

Источником внешней магнитной энергии является намагниченное состояние вещества магнита, характеристикой которого служат гистерезисные кривые. Применительно к магниту с разомкнутой цепью состояние вещества определяется частью кривой гистерезисного цикла в верхней левой четверти диаграммы (рис. 1).

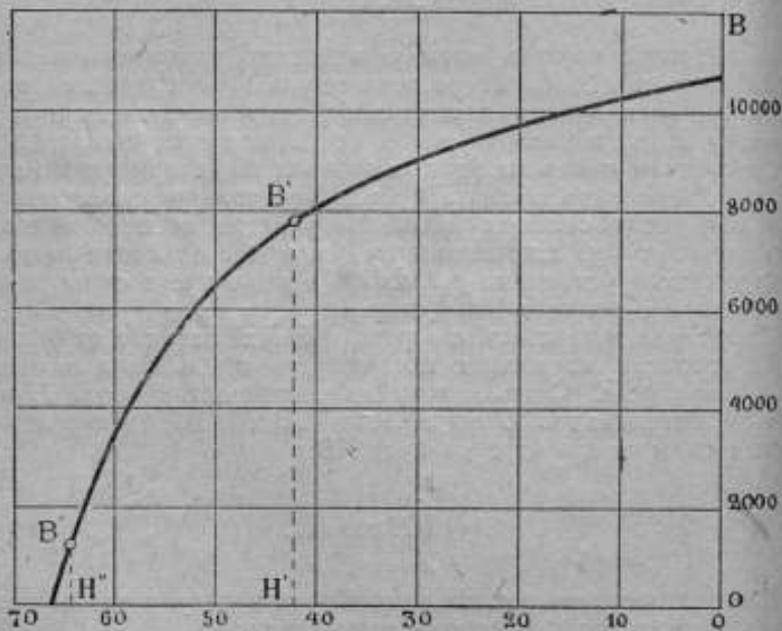


Рис. 1.

Рассмотрим несколько частных случаев постоянных магнитов. Воспользуемся для этого интегральным выражением для разности магнитных потенциалов

$$U = \int_A^B H \cos \alpha dl.$$

Этот интеграл, взятый по замкнутому контуру, обращается в нуль, если с данным контуром не сцепляется какой-либо другой контур с электрическим током. В нашем случае этому усло-

вно удовлетворяет постоянный магнит в отсутствие намагничивающей катушки с током. Будем называть внешним полем магнита поле, образованное потоком воздушных утечек, а внутренним полем — некоторый вектор, направленный внутри магнита против вектора магнитной индукции.

Применим линейный интеграл магнитной силы к эллипсоиду вращения, намагниченному вдоль большой оси. У эллипсоида индукция B по всему объему равномерна и направлена на рис. 2 вправо, внутреннее размагничивающее поле H_i также равномерно и направлено влево. Численно оно равно $H_i = -NI$, где N — коэффициент размагничивания, I — интенсивность намагничивания вещества. Выберем замкнутый контур интегрирования $ABCD$ вдоль поверхности эллипсоида и по координатным осям, проходящим через центр.

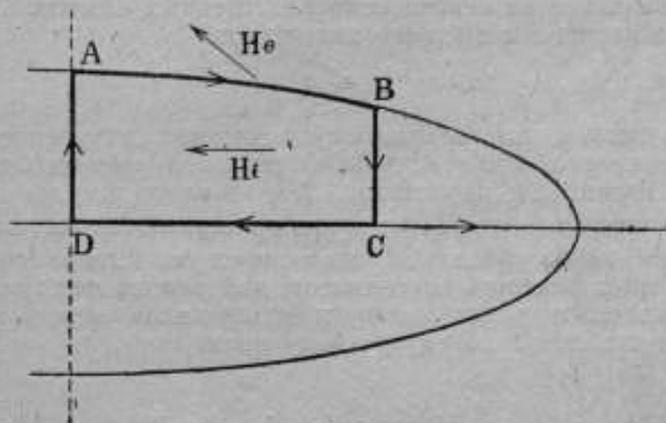


Рис. 2.

Сделаем еще предположение, что пути интегрирования BC , CD и DA проходят внутри вещества в промежутках между отдельными молекулами, не пронизывая орбит молекулярных электрических токов („не сцепляясь с ними“).

Направление интегрирования указано стрелками. Разобьем весь интеграл по замкнутому контуру на четыре интеграла по участкам

$$\int_{ABCD} H \cos \alpha dl = \int_A^B H_1 \cos \alpha_1 dl + \int_B^C H_2 \cos \alpha_2 dl + \\ + \int_C^D H_3 \cos \alpha_3 dl + \int_D^A H_4 \cos \alpha_4 dl = 0.$$

На участках BC и DA линии внутреннего поля H_i образуют прямые углы с выбранными направлениями интегрирования, поэтому $\cos \alpha_2 = 0$ и $\cos \alpha_4 = 0$, и каждый интеграл в отдельности равен нулю. Другие два интеграла могут дать в сумме нуль только при условии, если будут иметь противоположные знаки (путь AB приблизительно равен пути CD). Из них интеграл по участку CD безусловно должен быть взят со знаком плюс, так как направление интегрирования совпадает с направлением внутреннего поля:

$$\int_C^D H_2 \cos \alpha_2 dl + \int_A^B H_1 \cos \alpha_1 dl = A_2 - A_1 = 0.$$

В существовании внешнего поля на поверхности магнита мы можем убедиться на основе непосредственных опытов. Поэтому равенство первого и третьего интегралов

$$A_1 = A_2$$

может служить доказательством существования внутреннего поля и характеристикой его величины. Отсюда получаем вывод: внешнее поле магнита H_e на участке AB направлено в ту же сторону, как и внутреннее поле H_i , но против направления интегрирования, в чем легко убедиться при помощи магнитных спектров. Второй вывод: разность потенциалов, измеренная между точками A и B , численно равна разности потенциалов между точками C и D , вычисленной по внутреннему полю

$$\int_A^B H_1 \cos \alpha_1 dl = \int_C^D H_2 \cos \alpha_2 dl = H_i \int_C^D dl = H_i l = -Nl = U.$$

На участке CD , при выбранном направлении интегрирования $\alpha_2 = 0$, $\cos \alpha_2 = 1$, внутреннее поле H_i согласно особенности эллипсоидального намагничивания, сохраняет постоянную величину и может быть вынесено за знак интеграла. Второй вывод также подтверждается на опыте при сопоставлении величины индукции B (рис. 1) и внутреннего поля эллипсоида. Такие же выводы получим, если распространим интегрирование от нейтрального сечения до конца эллипсоида.

При помощи свойств того же интеграла, взятого по замкнутому контуру, докажем невозможность прямолинейного и параллельного расположения силовых линий в пространстве, если напряженность поля внутри выбранного нормального сечения неравномерна. Представим себе неравномерную плотность силовых линий прямолинейной и параллельной структуры (рис. 3а).

причем поле вблизи линии CD в два раза больше, чем вблизи AB .

Направление интегрирования на участках BC и DA будем считать под прямым углом к силовым линиям.

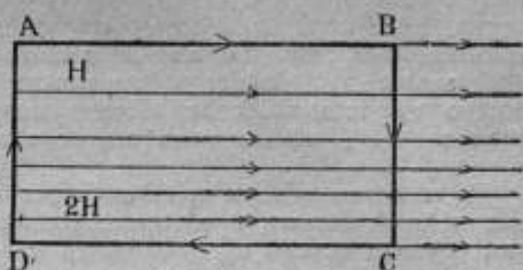


Рис. 3а.

$$\int_{ABCD} H \cos \alpha \, dl = \int_A^B H_1 \cos \alpha_1 \, dl + \int_B^C H_2 \cos \alpha_2 \, dl + \int_C^D H_3 \cos \alpha_3 \, dl + \int_D^A H_4 \cos \alpha_4 \, dl.$$

Тогда на участках BC и DA соответствующие интегралы (второй и четвертый) обращаются в нуль, а остальные два приводят к невозможному равенству:

$$\int_A^B H_1 \cos \alpha_1 \, dl = \int_C^D H_3 \cos \alpha_3 \, dl.$$

$$H \int_A^B dl = 2H \int_C^D dl$$

$$Hl = 2Hl.$$

Очевидно весь интеграл по замкнутому контуру $ABCD$ может обратиться в нуль только при условии, если силовые линии на участке BC будут криволинейно изогнуты в сторону более слабого поля, расходятся веером, как показано на рис. 3б, что в свою очередь приводит к невозможности одинаковой средней напряженности поля в нормальном сечении вблизи линий AB и CD .

Если в ряде последовательных сечений магнита наблюдается убывание магнитной индукции, то в таком случае структура

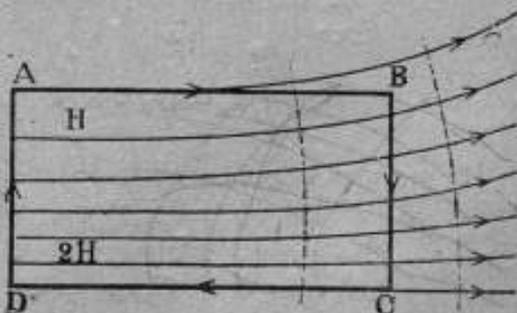


Рис. 3б.

внутреннего поля не может быть представлена в виде системы прямых параллельных линий и соответственно этому эквипотенциальные поверхности не могут быть плоскостями. Их можно представить себе в виде симметричных криволинейных поверхностей, обращенных выпуклостью в сторону убывающих полей.

Рассмотрим теперь призматический или цилиндрический прямолинейный магнит, у которого только в центральном нейтральном сечении можно предположить наличие равномерного и однородного намагничивания. По мере приближения к концу индукции уменьшается и одновременно возрастает напряженность внутреннего размагничивающего поля, в соответствии с гистерезисной кривой, показанной на рис. 1.

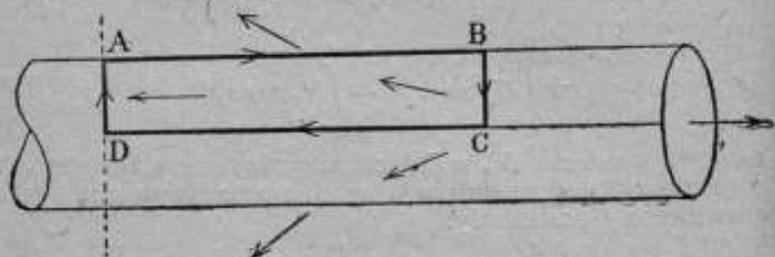


Рис. 4.

Поместим начальную точку интегрирования A в плоскости нейтрального сечения, направление AB — по поверхности магнита, а CD — по геометрической оси, согласно рис. 4. Снова имеем

$$\int_{ABCD} H \cos \alpha dl = \int_A^B H_1 \cos \alpha_1 dl + \int_B^C H_2 \cos \alpha_2 dl + \\ + \int_C^D H_3 \cos \alpha_3 dl + \int_D^A H_4 \cos \alpha_4 dl = 0.$$

Из четырех отдельных интегралов только последний можно положить равным нулю. Тогда

$$\int_A^B H_1 \cos \alpha_1 dl + \int_B^C H_2 \cos \alpha_2 dl + \int_C^D H_3 \cos \alpha_3 dl = 0$$

или

$$A_1 + A_2 + A_3 = 0.$$

Внешнее поле утечки магнита направлено от конца магнита к его середине т. е. против выбранного направления интегрирова-

нии, а потому первому интегралу должен быть приписан знак минус. Согласно предыдущему рассуждению, внутреннее поле по своей структуре на участке BC может быть представлено в виде пучка линий, веером расходящихся в сторону более слабых полей, т. е. образует с направлением BC угол больше 90° , и интегралу для участка BC должен быть приписан знак минус. Интеграл на участке CD сохраняет положительное значение. Отсюда имеем:

$$A_2 - A_1 - A_3 = 0,$$

или

$$A_3 - A_2 = A_1.$$

Получаем вывод: в случае магнита с равномерным сечением, но неравномерным намагничиванием по длине, разность потенциалов между нейтральным сечением и другим произвольным сечением, полученная на основании измерения поля на поверхности магнита (интеграл A_1), должна быть меньше вычисленной по внутреннему размагничивающему полю (интеграл A_2) на величину падения потенциала в направлении второго поперечного сечения (интеграл A_3).

Применим тот же метод к контуру, охватывающему область от нейтрали до конца магнита (рис. 6).

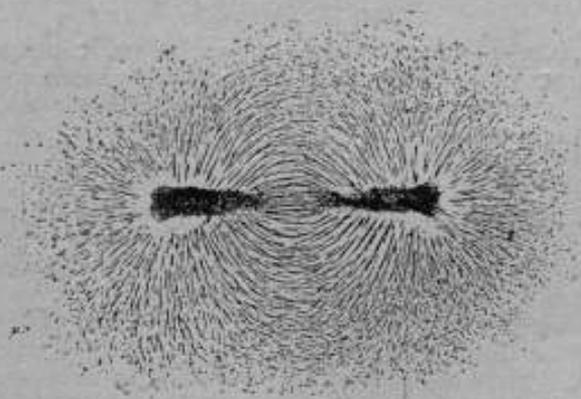


Рис. 5.

Исследование структуры внешнего поля по методу магнитных спектров дает картину направлений отдельных линий, показанную на рис. 5 по фотографическому снимку, и схематически стрелками на рис. 6. На участке AB линий внешнего поля (линии утечек) имеют направление от конца к центру магнита, угол наклона — величина переменная, косинусы углов — отрицательные величины. В некоторой точке B , приблизительно против магнит-

ного полюса P , линии выходят нормально к поверхности. На участке BC силовые линии имеют наклон в сторону направления интегрирования, углы меньше 90° , косинусы — величины положительные. На участке CD линии расходятся веером по отношению к осевой линии, следовательно образуют с направлением CD углы больше 90° , косинусы углов — отрицательные величины. Относительно структуры внутреннего поля сделаем предположение, что на протяжении линии DPE оно направлено от конца магнита к его центру, совпадая с направлением интегрирования,

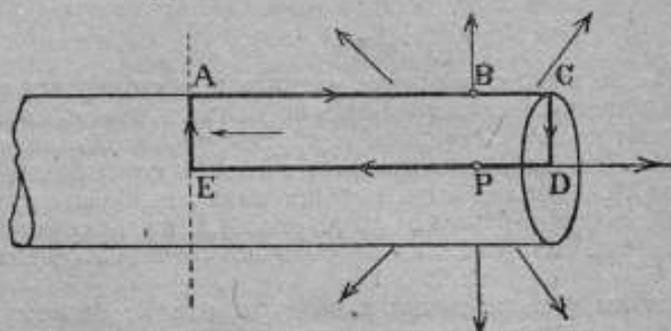


Рис. 6.

и линии поля образуют переменные углы, с осью DPE , величину которых пока не будем учитывать. Выпишем теперь соответствующие интегралы по замкнутому контуру и по участкам с соблюдением знаков

$$\int_{ACDE} H \cos \alpha dl = \int_A^B H_1 \cos \alpha_1 dl + \int_B^C H_2 \cos \alpha_2 dl + \int_C^D H_3 \cos \alpha_3 dl + \\ + \int_D^E H_4 \cos \alpha_4 dl + \int_E^A H_5 \cos \alpha_5 dl = 0$$

$$\int_{ACDE} H \cos \alpha dl = -A_1 + A_2 - A_3 + A_4 + A_5 = 0.$$

Из пяти интегралов последний A_5 обращается в нуль, так как сделано предположение, что в нейтральном сечении индукция и внутреннее размагничивающее поле равномерны, углы равны 90° , а косинусы — нулю.

Сделаем еще оговорку относительно интеграла A_3 на участке CD . Хотя плотность силовых линий на выходе с торцевой поверхности магнита довольно велика, но направление их мало от-

клоняется от нормали, поэтому сумма проекций на направление интегрирования в конечном счете может дать лишь сравнительно малую отрицательную величину, в особенности, если будем иметь в виду длинный магнит малого поперечного сечения. Для упрощения дальнейших рассуждений условно приравняем интеграл A_2 нулю. Тогда получаем:

$$A_4 = A_1 - A_2.$$

Из предыдущего рассмотрения (рис. 4) мы пришли к выводу, что интеграл по линии AB всегда меньше интеграла, взятого по осевой линии CD , на некоторую конечную величину интеграла в поперечном направлении BC . Другими словами, разность потенциалов, измеренная на поверхности, меньше вычисленной по внутреннему полю на основе распределения индукции по длине магнита и гистерезисной кривой материала. В разбираемом теперь случае (рис. 6) из интеграла по поверхности AB необходимо еще сверх прежнего вычесть довольно заметную величину на участке интеграла BC , т. е. A_2 , для удовлетворения равенства обеих половин уравнения. Действительно, плотность силовых линий, выходящих в воздух на конце магнита, велика, наклон к продольной оси также велик, и участок BC оставляет примерно 0,1 часть полной длины магнита или 0,2 линии AC .

Отсюда получается вывод, что и левая часть уравнения, именно интеграл A_4 вдоль осевой линии или разность потенциалов между нейтралью и концом магнита, вычисленная на основе учета величин индукции в различных частях магнита, должна быть выражена в действительности значительно меньшей численной величиной.

Соотношение между величиной индукции B и размагничивающим полем, графически изображенное на рис. 1 и полученное путем испытания стали в замкнутой магнитной цепи в условиях равномерного намагничивания и параллельности векторов поля и индукции, представляет устойчивую характеристику вещества. Нет оснований предполагать, что в разомкнутом магните эти соотношения коренным образом нарушаются. Остается предположить другое, а именно, что вектор внутреннего поля в различных местах магнита наклонен под такими углами к продольной оси магнита (в нашем случае к линии DE), что интегрирование с учетом реальных углов должно дать значительно меньшую величину, против той, какую мы могли бы получить в результате предположения, что вектор внутреннего поля всегда строго параллелен продольной оси.

Из экспериментальных данных в дальнейшем изложении мы увидим, что простое алгебраическое суммирование внутреннего поля по данным индукции и гистерезисной кривой (рис. 1) всегда дает значительно большую величину для разности потенциалов в конце магнита, нежели непосредственное измерение той

же разности потенциалов по поверхности при помощи потенциометрических катушек. Не учитывая направлений вектора внутреннего поля (как например делает Эвершед и его русские последователи), мы вводим заметную ошибку, которая может привести к расхождениям порядка 10—20%. Последовательно рассуждая дальше, мы должны допустить для вектора внутреннего поля любые направления в качестве возможных, в том числе и нормальные к продольной оси и положительные, совпадающие с направлением вектора индукции, не боясь вступить в конфликт с установившимися традиционными представлениями об обратном направлении внутреннего размагничивающего поля. В конце настоящей статьи будут приведены экспериментальные данные, вполне подтверждающие реальную возможность положительного направления внутреннего поля вблизи конца магнита.

На основе высказанных здесь соображений, разбираемый случай (рис. 6) можно уточнить, приписав вектору внутреннего поля определенные направления, как показано стрелками на рис. 7.

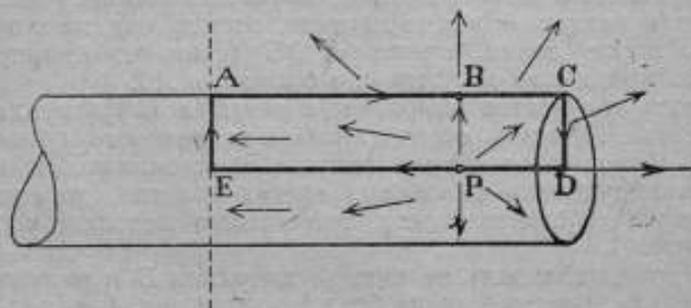


Рис. 7.

Для наглядности, интегрирование по замкнутому контуру разобьем на два характерных участка и представим в виде конечных величин с соблюдением правила знаков:

$$\begin{aligned}
 & - \int_A^B H_1 \cos \alpha_1 dl + \int_B^C H_2 \cos \alpha_2 dl - \int_C^D H_3 \cos \alpha_3 dl = \\
 & = - \int_D^E H_4 \cos \alpha_4 dl - \int_E^A H_5 \cos \alpha_5 dl - \int_E^A H_6 \cos \alpha_6 dl
 \end{aligned}$$

или

$$-A_1 + A_2 - A_3 = +A_4 - A_5 - A_6,$$

т. е. суммирование по полю на поверхности равно суммированию по внутреннему полю.

Последнее равенство иллюстрирует нам тот факт, что в конце магнита имеются условия, замедляющие прирост разности магнитных потенциалов (постепенное увеличение углов наклона линий утечек и вектора внутреннего поля), и прямой переход к величинам противоположных знаков, заметно снижающим расчетные величины разности магнитных потенциалов (участки BC и DP).

Только у магнита в форме эллипсоида вращения возможна строгая параллельность вектора внутреннего поля, благодаря особой кривизне внешней поверхности. У магнитов с постоянным сечением по длине необходимость переменных направлений вектора внутреннего поля вытекает также из условий преломления линий поля при переходе из среды с малой проницаемостью (воздух) в среду с большой проницаемостью (сталь).

Как известно из теоретических курсов по магнетизму,¹ тангенциальные (касательные), по отношению к поверхности раздела, составляющие силы магнитного поля в обеих средах одинаковы. Это выражается уравнением:

$$H_1 \sin \theta_1 = H_2 \sin \theta_2,$$

если брать углы вектора поля с нормалью к поверхности.

Аналогичное ему выражение получим через косинусы, если возьмем углы с касательной (дополнение до 90°):

$$H_1 \cos \alpha_1 = H_2 \cos \alpha_2.$$

Другими словами: проекция внешнего поля на поверхность раздела равняется проекции внутреннего поля на ту же поверхность, или приращение разности потенциалов на элементарном участке поверхности раздела, взятое по внешнему полю, равно приращению по внутреннему полю.

Измеряя с помощью потенциолометрических катушек величину $H_1 \cos \alpha_1$ на поверхности магнита, и вычисляя напряженность внутреннего поля по величине индукции в данном сечении магнита и типичной гистерезисной кривой магнитной стали (рис. 1), можно определить направление вектора внутреннего поля по формуле:

$$\cos \alpha_2 = \frac{H_1 \cos \alpha_1}{H_2}.$$

В качестве примера приводим результаты подобных вычислений для определенного магнита:

Углы внешн. поля (измер.) . . . $10^\circ - 20^\circ - 30^\circ - 40^\circ - 50^\circ - 60^\circ - 70^\circ - 80^\circ - 90^\circ$.

Углы внутр. поля (вычисл.) . . . $1.8^\circ - 4.5^\circ - 8^\circ - 12^\circ - 17^\circ - 23^\circ - 31^\circ - 46^\circ - 90^\circ$.

В той части магнита, где линии воздушной утечки (линии внешнего поля) выходят под прямым углом к поверхности, явле-

¹ Акад. В. Ф. Миткевич. Физические основы электротехники. Изд. 2, стр. 93.

ние преломления исчезает и вектор внутреннего поля должен также идти в направлении внешней нормали, т. е. совпадать с вектором внешнего поля. В прямолинейном магните это случается два раза на боковой поверхности: на расстоянии примерно 0,1 от концов магнита и в центре его торцевой поверхности, как показано на рис. 7.

Явление преломления линий магнитного потока несколько иначе сказывается на векторе индукции внутри магнита. При переходе магнитного потока из среды с магнитной проницаемостью μ_1 в среду с проницаемостью μ_2 , тангенсы углов падения и преломления относятся как магнитные проницаемости соответствующих сред:

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

Вычисленные по этой формуле углы с касательной, для воздуха и магнита из вольфрамовой стали, показаны в следующей табличке.

Углы внешн. поля (измеренные)	0	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Углы индукции с касательной (вычисл.)	0	0,1°	0,3°	0,7°	1°	2°	6°	12,8°	21°	90°

Построенная на основании данных, приведенных в таблице, и наблюдаемых магнитных линий спектра, схема направлений векторов поля и индукции у постоянного прямолинейного магнита показана на рис. 8.

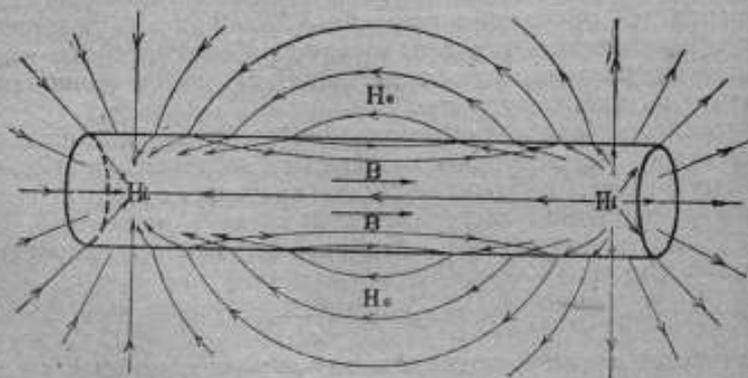


Рис. 8.

Общий вид диаграммы изменения величины касательной составляющей поля вдоль длины реального магнита может быть получен из рассмотрения фиктивного магнита, у которого магнитные массы $+m$ и $-m$ предполагаются сосредоточенными на концах магнита в двух точках на расстоянии l от середины. Возьмем

вид точек на геометрической оси магнита между полюсами и вне их, положение которых задается переменной абсциссой x и постоянной ординатой $y=0$ (магнит в „первом Гауссовом положении“, рис. 9).

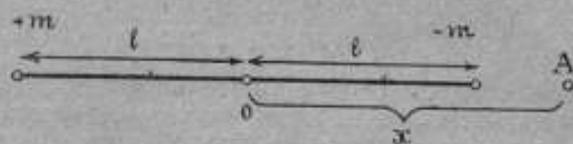


Рис. 9.

Сила взаимодействия между магнитными массами $+m$ и $-m$ и единичной магнитной массой в точке A обратно пропорциональна квадрату расстояния до точки A .

$$H_x = -m \left[\frac{1}{(l-x)^2} + \frac{1}{(l+x)^2} \right]$$

Подстановка численных величин в эту формулу (например полагая $l=1, m=1/2$) дает изменение составляющей поля вдоль оси магнита — функции от переменного расстояния x , показанное на рис. 10. Отрицательные составляющие H_x отложены в определенном масштабе вниз, положительные значения — вверх. В точке прохода полюса наблюдается разрыв непрерывности и переход от отрицательных значений поля к положительным.

В случае реального магнита общий вид диаграммы воспроизводится довольно хорошо, за исключением разрыва непрерывности в точке против полюса (недоходя примерно $1/10$ до конца магнита). Отрицательные составляющие вблизи полюса круто переходят к положительным значениям и убывают дальше со-

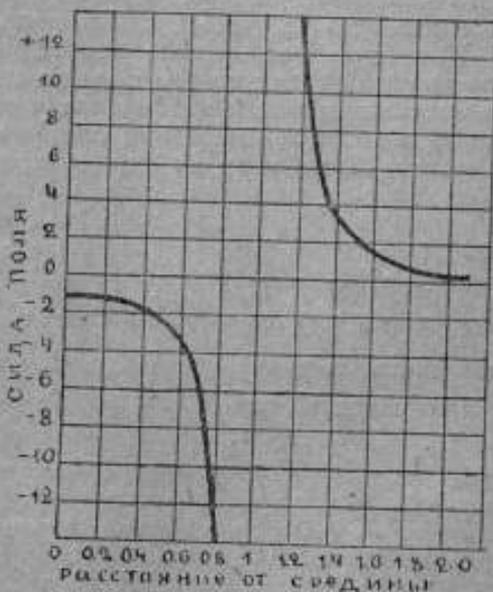


Рис. 10.

Wüschmidt, I., Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung der Magnetisierungskurven, изд. Vieweg und Sohn, Braunschweig, стр. 10

гласно правой части диаграммы. В моих опытах, которые будут изложены дальше, измерения составляющей поля были распространены также и на область вне магнита вдоль его геометрической оси.

ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

В излагаемой здесь работе тщательным испытаниям были подвергнуты магниты в форме прямой полосы, две прямых полосы в паре и подковообразный магнит. Все образцы сделаны из вольфрамовой закаленной стали нормального химического состава (около 5,5% W и 0,7 C). Прямолинейные полосы имели размеры $12 \times 35 \times 400$ мм. Выбор таких длинных магнитов давал возможность испытывать их в качестве нормальных образцов в переметре с замкнутой магнитной цепью, а отсюда знать магнитные характеристики материала исследуемых магнитов. Профиль полосы был строго прямоугольной формы, без искривлений по длине. Особое внимание было обращено на равномерность предварительного намагничивания и устранение воздействий случайных внешних полей во все время наблюдений.

Потенциалометрические катушки для измерения касательной составляющей магнитного поля на поверхности полосы делались из плоских пластин целлулоида и обматывались тонкой проволокой в шелковой изоляции с соблюдением равномерного шага обмотки. Постоянная их определялась баллистическим методом в образцовом соленоиде с равномерным магнитным полем. Чувствительность баллистического гальванометра равнялась примерно 300 М на одно деление шкалы. Подобные катушки при помещении их в неравномерное поле на поверхности магнита дают нам величину $U = \int_A^B H \cos \alpha dl$ на протяжении длины обмотки, или, если разделить на длину, среднее значение касательной составляющей напряженности поля $H = \frac{U}{l}$ на поверхности магнита.

Предварительное исследование выбранной полосы стали показало наличие неравномерного возрастания поля на различных гранях полосы в одной и той же зоне (т. е. на одинаковом расстоянии от нейтрали). Неравномерность могла быть вызвана неоднородным составом стали или неравномерностью закалки, но не дефектами намагничивания, так как не устранялась при различных приемах намагничивания.

Таким образом нельзя было для характеристики данного полюсового магнита ограничиться измерениями на одной какой-либо грани, нужно было измерять среднюю величину по всей зоне, т. е. одновременно по нескольким граням. Для данной цели было построено приспособление из трех плоских катушек, в одной целлулоидной оправе, обеспечивающей плотное пружинящее при-

жимание катушек к двум широким и одной узкой грани. Длина катушек 12 мм, ширина по размерам граней — 12 и 35 мм, толщина 1,5 мм, число витков на каждой катушке 92.

ТАБЛИЦА I

касательная составляющая напряженности поля на различных гранях полосы в одинаковых кольцевых зонах (в эрстедах)

Расстояние от нейтрали в см	Узкая грань	Широкая грань	Узкая грань	Широкая грань	Среднее по всей зоне
0	41,7	42,1	42,9	44,0	42,7
2	41,7	42,1	44,0	45,5	43,3
4	40,6	42,9	45,9	45,9	43,8
6	40,6	42,1	49,4	48,6	45,2
8	40,3	44,0	52,4	50,1	46,7
10	40,2	44,0	56,6	53,6	48,7
12	41,3	46,7	59,3	58,2	50,0
14	39,4	46,7	65,5	60,9	53,0
16	37,9	43,6	68,5	63,2	53,3
18	57,4	57,4	67,7	54,0	59,1

На оправе катушек имелись визирные приспособления для точной установки приспособления против меток по длине полосы. Эскиз приспособления показан на рис. 11.

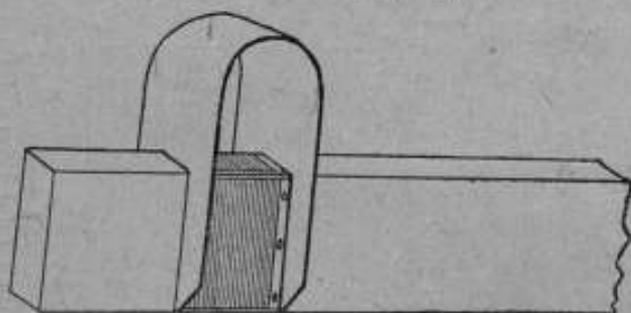


Рис. 11.

При измерении середина катушек, соединенных с гальванометром, устанавливалась против метки на полосе, затем приспособление сдвигалось в перпендикулярном направлении до удаления катушек из области поля магнита и отмечалось отклонение баллистического гальванометра. Катушки давали среднюю величину напряженности поля на поверхности магнита для зоны шириною 12 мм. Более короткие катушки были бы желательнее, но применение их делалось затруднительным в виду недостаточной чувствительности баллистического гальванометра.

С целью проследить, как убывает внешнее поле магнита на продолжении его геометрической оси за пределами стальной

полосы, к ней был приделан деревянный брусок одинакового поперечного сечения, соответственным образом размеченный на сантиметры, и измерения распространены тем же приемом до 10 см от конца магнита (до 30 см от нейтрали).

Результаты измерения даны в таблице II, в которой одновременно приводятся результаты определения остаточной индукции в различных зонах полосы, полученные обычным приемом сбрасывания измерительной катушки в направлении от нейтрали магнита, а также величины внутреннего поля, определенные по гистерезисной кривой, соответствующие данным значениям индукции на рис. I (тот же самый образец).

ТАБЛИЦА II

Средняя величина касательной составляющей напряженности поля на поверхности магнита и напряженность внутреннего поля

Расстояние от нейтрального сечения см	Касательная составляющая эрстеда	Остаточная индукция гаусс	Внутреннее поле эрстеда
0	-42,8	7 776	-42,2
1	-42,9	7 764	-42,4
2	-43,2	7 730	-42,7
3	-43,4	7 676	-43,2
4	-43,8	7 592	-43,9
5	-44,2	7 487	-44,6
6	-44,8	4 359	-45,3
7	-45,5	7 192	-46,5
8	-46,3	7 009	-47,5
9	-47,3	6 794	-48,7
10	-48,2	6 549	-49,9
11	-49,1	6 276	-51,1
12	-50,0	5 947	-52,6
13	-50,7	5 596	-54,0
14	-51,6	5 195	-55,5
15	-52,4	4 733	-57,0
16	-52,7	4 226	-58,2
17	-52,0	3 649	-59,8
18	-49,5	2 993	-61,2
19	-39,7	2 207	-62,9
20	+157,0	1 120	-64,5
на продолжении гребней магнита			
21	+258	—	—
22	+133,6	—	—
23	+ 84,3	—	—
24	+ 55,9	—	—
25	+ 40,1	—	—
26	+ 31,2	—	—
27	+ 24,0	—	—
28	+ 19,5	—	—
29	+ 15,4	—	—
30	+ 12,7	—	—

В таблице II переход от отрицательных значений внешнего поля к положительным намечается между 19 и 20 см, а по картине магнитного спектра несколько раньше 19 см. Здесь сказывается сравнительно большая длина измерительных катушек, дающих вместо напряженности поля в данной точке некоторое среднее значение его на протяжении заметной длины магнита. Графическое изображение полученных результатов дано на рис. 12.

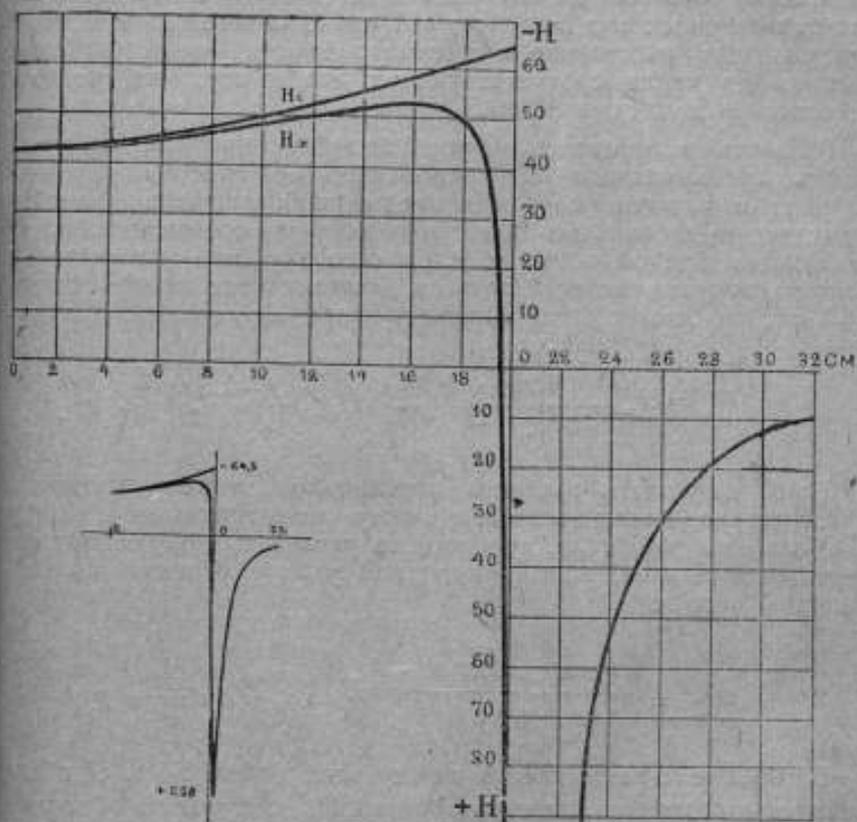


Рис. 12.

Как и следовало ожидать, диаграмма внешнего поля на рис. 12 вполне соответствует диаграмме поля теоретического магнита (рис. 10), за исключением разрыва непрерывности. Внутреннее поле нашего магнита определялось из гистерезисной кривой на основе общепринятого предположения, что оно все время остается строго параллельным продольной оси магнита, что,

как видно из таблиц и диаграммы, приводит к несогласию с опытными данными относительно касательной составляющей поля на поверхности и не удовлетворяет правилу о необходимости равенства касательных составляющих на поверхности раздела двух сред (воздух и сталь). В этом кроется один из источников ошибок при расчете магнитов по методу Эвершеда¹ путем суммирования значений внутреннего поля для получения разности магнитных потенциалов на поверхности магнита. Величину возможных ошибок можно видеть из таблицы III, вычисленной для равномерных зон шириною в 1 см. В таблице III нумерация зон означает расстояние в сантиметрах от нейтральной линии магнита до конца соответствующих зон, к этим же границам относятся и величины H_x и H_r .

Разность потенциалов, начиная от нейтральной линии, вычислялась приближенным интегрированием по способу трапеций. В каждом частном случае к предыдущему значению разности потенциалов добавлялась полусумма значений составляющей поля на концах данной зоны, т. е. среднее значение составляющей поля на протяжении всей зоны, в нашем случае на протяжении $l=1$ см, что может быть выражено формулой

$$U_n = U_{n-1} + \frac{(H_{n-1} + H_n)l}{2} = U_{n-1} + \frac{H_{n-1} + H_n}{2}.$$

Если вычислять разности потенциалов не по отношению к нейтральной линии магнита, а между симметричными зонами по обе стороны нейтральной линии, необходимо удваивать приращение разности потенциалов, взятое по одной зоне, т. е. вести вычисления по формуле

$$U_n = U_{n-1} + \frac{2(H_{n-1} + H_n)l}{2} = U_{n-1} + (H_{n-1} + H_n).$$

В таблице III расхождения между величинами U_x и U_r вблизи нейтральной линии магнита, порядка 1%, могут быть объяснены накоплением ошибок при измерении поля на поверхности и определении внутреннего поля экстраполяцией через гистерезисную кривую. К концу магнита расхождение заметно повышается и достигает 21%, пренебрегать которым уже нельзя при практических расчетах магнитов.

¹ Evershed, Permanent magnets in theory and practice, I.E.E. m. 58, стр. 178, 1920.

ТАБЛИЦА III

Разность магнитных потенциалов полосового магнита по измерениям составляющей напряженности поля на поверхности и по вычисленным через гистерезисную кривую

Расстояние от нейтрали <i>см</i>	По измерениям поля на поверхности		По вычисленным через гистерезисную кривую		$U_r - U_x \cdot 100$ в %
	H_x эрстеды	$U_x = \Sigma H_x$ гильберты	H_r эрстеды	$U_r = \Sigma H_r$ гильберты	
0	-42,8	0	-42,2	0	0
1	-42,9	42,9	-42,4	42,3	- 1,4
2	-43,2	85,9	-42,7	84,8	- 1,3
3	-43,4	129,2	-43,2	127,8	- 1,1
4	-43,8	172,8	-43,9	171,3	- 0,8
5	-44,2	216,8	-44,6	215,6	- 0,6
6	-44,8	261,3	-45,3	260,5	- 0,3
7	-45,5	306,4	-46,5	306,4	0
8	-46,3	352,3	-47,5	353,4	+ 0,3
9	-47,3	399,1	-48,7	401,6	+ 0,6
10	-48,2	446,9	-49,9	450,8	+ 0,8
11	-49,1	495,5	-51,1	501,3	+ 1,2
12	-50,0	545,1	-52,6	553,2	+ 1,5
13	-50,7	595,4	-54,0	606,5	+ 1,9
14	-51,6	646,6	-55,5	661,2	+ 2,3
15	-52,4	698,5	-57,0	717,5	+ 2,7
16	-52,7	751,1	-58,2	775,1	+ 3,2
17	-52,0	803,4	-59,8	834,1	+ 3,8
18	-49,5	854,2	-61,2	894,6	+ 4,7
19	-59,7	898,8	-62,9	956,6	+ 6,4
20	+ 157,0	840,1	-64,5	1 020,3	+ 21,4
на продолжении главной магнитной					
21	+ 258,0	623,6	—	—	—
22	+ 133,6	435,8	—	—	—
23	+ 84,3	327,9	—	—	—
24	+ 55,9	257,8	—	—	—
25	+ 40,1	209,8	—	—	—
26	+ 31,2	174,1	—	—	—
27	+ 24,0	146,5	—	—	—
28	+ 19,5	124,8	—	—	—
29	+ 15,4	107,3	—	—	—
30	+ 12,7	93,3	—	—	—

Иллюстрацией хода разности потенциалов служит рис. 13. На протяжении от 0 до 20 *см* диаграмма характеризует — измерения на поверхности и внутри магнита, от 20 до 30 *см* — на продолжении геометрической оси магнита.

Таким образом, если пользоваться методом Эвершеда, то мы будем вводить заметную ошибку при всех вычислениях потока магнитных утечек, вызываемых разностью магнитных потенциалов между различными частями магнита. Необходимо отдавать предпочтение непосредственно измеренным величинам, они всегда будут ближе к истинным.

Переходной моделью от прямолинейного магнита к подковообразному в моих опытах служил составной магнит из двух одинаковых полос закаленной вольфрамовой стали размером $12 \times 35 \times 400$ мм. При помощи прокладок и винтовых хомутиков

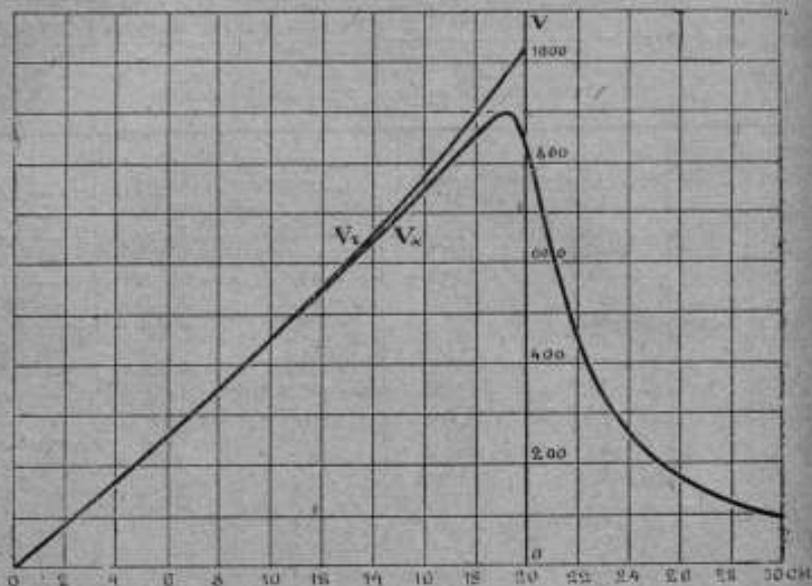


Рис. 13.

из немагнитного материала обе полосы скреплялись таким образом, что по всей длине соблюдалась строгая параллельность полос и выдерживалось расстояние между ними 41,2 мм, как у больших моделей подковообразных магнитов для измеритель-

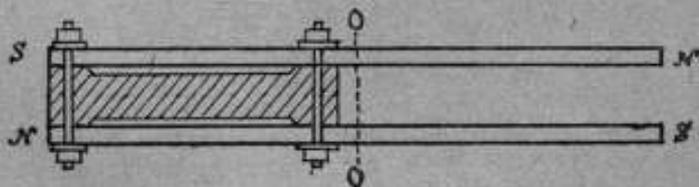


Рис. 14.

ных приборов. По магнитным качествам обе полосы были почти идентичными, что давало возможность применить одну и ту же гистерезисную кривую к обеим частям составного магнита. Эскиз сдвоенных полос дан на рис. 14, а магнитный спектр на рис. 15.

Обе полосы намагничивались до насыщения в отдельности, а затем осторожно сближались до расстояния 41,2 мм с соблюдением строгой параллельности во время сближения. Магнитное состояние образцов в момент намагничивания определялось условиями насыщения в замкнутой магнитной цепи (равномерная индукция по всей длине). После разрыва магнитной цепи состояние образцов определялось некоторыми участками кривой между точками *A* и *B* на гистерезисной кривой (рис. 16); максимум

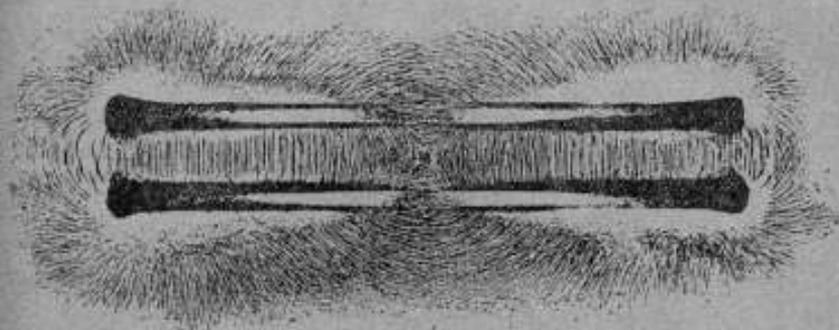


Рис. 15.

индукции в центре, минимум на концах и соответствующие им значения внутреннего поля. В процессе сближения двух полос разноименными полосами коэффициент размагничивания постепенно уменьшался, индукция во всех точках стали постепенно возрастала, следуя уже не по гистерезисной кривой, а по так называемым кривым обратных циклов, которые предварительно были тщательно изучены в пермеамetre с замкнутой магнитной цепью. Этот процесс возрастания индукции и окончательное распределение B и H , показаны на рис. 16 отрезком кривой между точками A_1 и C_1 .

Для точных построений кривой A_1C_1 и получения нужных цифровых данных пользовались диаграммой, тщательно и в большом масштабе вычерченной на миллиметровой бумаге. Значения индукций для этой диаграммы определялись отдельными опытами в замкнутой, разомкнутой цепи и после сближения полос до 41,2 мм. Составляющая поля на поверхности полос измерялась ранее описанными катушками, и кроме того разность магнитных потенциалов непосредственно измерялась в точках против меток на полосе между внутренними гранями двойного магнита при помощи прямой потенциометрической катушки длиной 40,9 мм с введением всех нужных поправок на неплотное прилегание концов катушки к внутренним поверхностям, расстояние между

которыми было 41,2 мм. Катушка непосредственно давала среднюю величину напряженности поля $H_{\text{мед}}$ в междуполосном пространстве. Путем умножения на расстояние, точно измеренное, получалась разность потенциалов

$$U = H_{\text{мед}} \times l.$$

Результаты определений разности потенциалов тремя способами для одних и тех же точек даны в таблице IV (см. стр. 187).

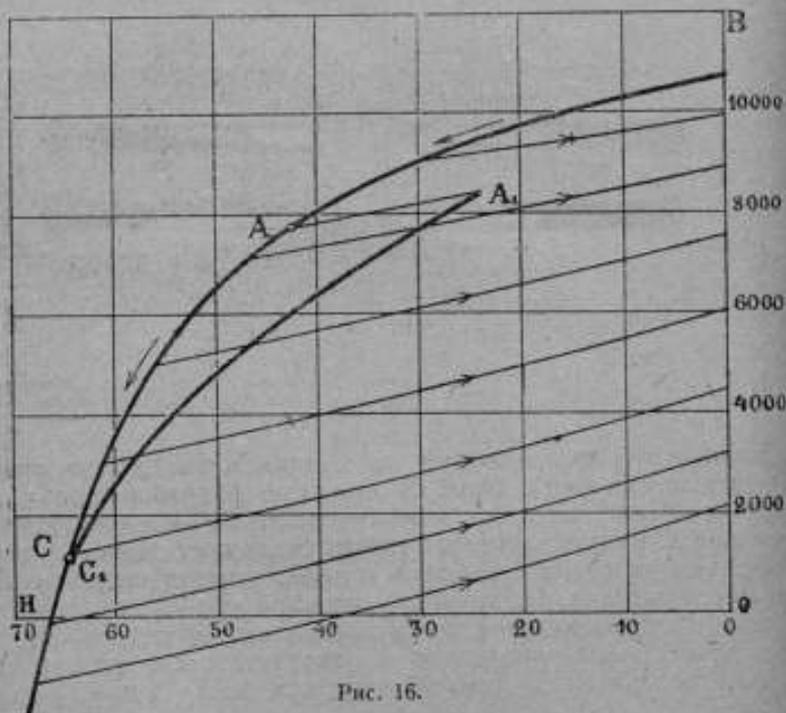


Рис. 16.

Обозначения в таблице: B_{r1} — индукция одиночной полосы, B_{r2} , H_{r2} , U_2 — индукция, внутреннее поле и разность потенциалов полосы после сближения двухполос, H_x — касательная составляющая поля на поверхности, $H_{\text{мед}}$ — среднее значение поля в поперечном направлении между ножками магнита. Появление двойки в выражении $U_2 = 2\sum H_{r2}$ объясняется суммированием одновременно по обеим половинам магнита.

Разности потенциалов, полученные по кривым обратных ходов и по измерениям поля в поперечном направлении, почти совпадают, кроме последних двух зон в конце магнита, где силовые линии в воздухе круто меняют свое направление, как видно из

Разность магнитных потенциалов у магнита с параллельными ножками

Расстояние от нейтральной	Получена по кривым, обратных циклов				Получены по измерениям поля на поверхности		Получены по измерениям поля между внутренними поверхностями	Разность $\frac{U_r - U_s}{U} \cdot 100$	
	B_{r1}	B_{r2}	H_{r2}	$U_r = 2 \sum H_{r2}$	H_x	$U_s = 2 \sum H_x$			
см							H_{int}	$U = H_{int} \times l$	%
0	7776	8475	-22,8	0	-21,4	0	0	0	0
1	7764	8455	-23,2	47,0	-22,0	43,4	11,5	47,5	-1,0
2	7730	8418	-23,7	92,4	-22,8	89,1	22,3	95,0	-2,7
3	7676	8354	-24,4	141,3	-23,6	136,3	33,2	144	-1,9
4	7592	8266	-25,3	191,9	-24,6	185,5	50,3	194	-1,1
5	7487	8148	-26,4	244,7	-25,7	237,0	59,3	244	+0,3
6	7359	8000	-27,8	300,3	-27,1	291,3	76,2	297	-1,1
7	7192	7836	-29,3	359	-28,8	349	85,4	351	-2,3
8	7009	7628	-31,2	420	-30,7	410	105,4	410	-2,4
9	6794	7390	-33,1	486,5	-32,8	476	115,5	473	-2,9
10	6549	7118	-35,4	557	-35,1	546	133,7	544	-2,4
11	6276	6808	-37,8	633	-37,6	621	150,2	620	-2,1
12	5947	6430	-40,4	714	-40,3	702	169,9	700	-2,0
13	5556	6036	-43,2	800	-42,9	788	190,6	786	-1,8
14	5195	5578	-46,2	893	-45,6	879	212,4	875	-2,1
15	4793	5070	-49,3	991	-48,3	975	234,5	968	-2,4
16	4226	4464	-52,4	1096	-50,8	1077	258,0	1067	-2,7
17	3649	3810	-55,6	1207	-52,4	1182	281,7	1173	-2,8
18	2993	3082	-58,9	1325	-53,22	1288	314,3	1285	-3,1
19	2307	2180	-62,0	1449	-44,8	1378	325,3	1343	-7,9
20	1120	1060	-64,7	1578	+146,7	1231	375,0	1505	+4,8

рис. 15. Там же следует обратить внимание на неодинаковые углы выхода силовых линий по отношению к внутренней и внешним поверхностям магнита. Приходится делать предположение, что и внутри магнита вектор внутреннего поля имеет несколько отличную ориентацию вблизи наружной или внутренней поверхности магнита, а потому наружные и внутренние части соответствующих зон магнита, лежащие в одной поперечной плоскости, находятся не под одной и той же разностью потенциалов. Если бы сделаны были поперечные промеры разности потенциалов раздельно по внутренней и наружной грани магнита, мы вероятно не получили бы такого хорошего согласия с вычислениями по гистерезисной кривой (первый и третий способ в таблице IV). Применявшееся мною приспособление для измерения касательной составляющей поля, состоявшее из трех плоских катушек, прилегающих к двум широким (внутри и снаружи) и одной узкой грани магнита, могло давать только средние величины поля, поэтому и $U_x = 2 \Sigma H_x$ есть результат суммирования средних вели-

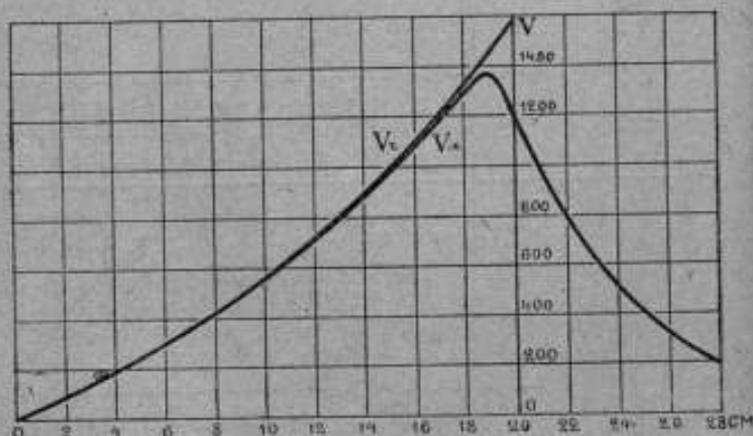


Рис. 17.

чин, у которых возможен неодинаковый ход составляющих по внутренней и внешней грани магнита. Расхождение между потенциалами, вычисленными на основе гистерезисной кривой и измеренными на поверхности магнита, представлено графически на рис. 17.

Переходя теперь к подковообразным магнитам, мы должны заранее отметить затруднительность расчета внутреннего поля на основе гистерезисной кривой, так как форма магнита неблагоприятна для непосредственного снятия гистерезисной характери-

стики материала. Обычно испытывают в пермеамetre прямолинейный образец и его характеристику переносят на подковообразный магнит. Даже в том случае, когда образец и магнит сделаны из одной и той же полосы стали, нельзя поручиться, что в процессе последующей термической обработки мы получим в двух разных изделиях материал одних и тех же магнитных свойств. Как раз такой дефект лежит в основе моих дальнейших измерений подковообразных магнитов. Поэтому не следует придавать большого значения случайному хорошему согласию между различными рядами измерений. Для меня в данном случае важно было выяснить общий ход и приблизительную величину наблюдаемых магнитных величин.

Исследуемый магнит имел следующие размеры: полная высота 125 мм, расстояние между внутренними поверхностями прямых ножек (распор) — 41,2 мм, профиль поперечного сечения $12,8 \times 35,3$ мм. Начиная от нейтрального сечения, вся длина магнита была размечена по наружной поверхности на равные зоны шириною в 1 см с нумерацией от 0 до 14. После намагничивания до насыщения, у разомкнутого магнита были определены величины индукции баллистическим методом путем сбрасывания измерительной катушки с размеченных позиций, затем по гистерезисной кривой более или менее подходящего по магнитным свойствам прямолинейного образца определены величины внутреннего поля и последовательным суммированием найдены величины разности потенциалов. Кроме того в прямолинейной части магнита разность потенциалов определена непосредственно против тех же самых меток между внутренними поверхностями при помощи прямой потенциалометрической катушки, вставленной в поперечном направлении. Были приняты во внимание все поправки на разницу между длиной катушки и расстоянием между внутренними поверхностями магнита. Как и в прежних измерениях, катушка непосредственно давала среднюю напряженность магнитного поля в междуполосном пространстве. Разность потенциалов получалась путем умножения средней величины на точное расстояние между поверхностями в данном месте измерения. В таблице V результаты измерений занимают первую ее половину под общим заголовком „без арматуры“.

Затем в магнит была вставлена „арматура“, состоявшая из обычной системы измерительного прибора в виде железных башмаков и железного цилиндрика с воздушным радиальным зазором 1,9 мм. Снова были повторены измерения остаточной индукции, которая теперь в тех же самых сечениях заметно возросла, по кривым обратных циклов найдены значения внутреннего поля и просуммированы для определения разности потенциалов. В независимой серии измерений при помощи поперечной потенциалометрической катушки найдена разность

ТАБЛИЦА V

Равность магнитных потенциалов у подковообразного магнита

№ токи	Без арматур				С арматурой			
	B_1	H_1	$U_r = 2 \cdot H_1$ вычисл.	U измерен.	B_2	H_2 обр. цикл.	$U = 2 \cdot H_2$ вычисл.	U измерен.
0	5 650	-45,5	0	—	6 340	-29,1	0	—
1	5 620	-45,6	42,3	—	6 330	-28,6	46	—
2	5 600	-45,7	146	—	6 310	-28,5	92	—
3	5 520	-45,9	219	—	6 280	-27,9	137	—
4	5 440	-46,0	293	—	6 230	-27,2	181	—
5	5 320	-46,2	366	—	6 140	-26,7	224	—
6	5 110	-46,9	443	443	6 030	-25,1	266	251
7	4 850	-47,5	540	556	5 890	-23,0	313	302
8	4 540	-48,2	636	662	5 720	-20,5	357	347
9	4 180	-49,2	733	764	5 530	-17,5	395	390
10	3 750	-50,0	832	865	5 300	-13,3	426	430
11	3 240	-50,9	933	1 028	5 060	-8,1 ^a	451 ^a	456 ^a
12	2 650	-52,0	1 036	1 125	—	—	—	464 ^{aa}
13	1 980	-53,6	1 142	1 217	—	—	—	464 ^{aa}
14	1 110	-54,8	1 250	1 246	—	—	—	464 ^{aa}

потенциалов для некоторых пунктов в пределах прямолинейной части ножек до железных башмаков. В таблице V эти измерения занимают вторую половину под заголовком „с арматурой“.

В таблице V величины, помеченные одной звездочкой, получены графической экстраполяцией измерений на предыдущих точках, так как нельзя было измерительную катушку ставить в непосредственной близости к башмакам; отмеченные двумя звездочками — получены при помощи плоской потенциометрической катушки, накладываемой поверх железной арматуры (и потом быстро удаляемой из области магнитного поля). Как и следовало ожидать, железные башмаки, шунтирующие часть ножек магнита, оказались по всей их длине находящимися под одной и той же разностью потенциалов (равной $464 Gb$). Еще одно замечание должно быть сделано по поводу техники вычисления разности потенциалов вдоль изогнутой по кругу средней части магнита. Разметка на равномерные зоны в 1 см была сделана по наружной поверхности большого радиуса, но в расчетах по дуге принималась во внимание длина $0,8 \text{ см}$, характеризующая среднюю ширину зоны в этой части магнита.

Разбирая по существу данные таблицы V, мы должны обратить внимание на следующие обстоятельства. Подковообразный магнит представляет заметно замкнутую магнитную цепь, поэтому наблюдается меньшее убывание индукции от нейтрали к концам магнита, нежели у прямолинейного полосового магнита того же поперечного сечения. Вычисленные и измеренные разности потенциалов близки по величине, но тут больше случайности, чем закономерности, по приведенным раньше соображениям. Замыкание магнита арматурой почти в три раза уменьшает величину разности потенциалов. Но особое внимание мы должны обратить на изменения внутреннего поля при замыкании арматурой. Если начертить диаграмму распределения внутреннего поля в пределах гистерезисной диаграммы, то кривая будет наклонена своим нижним концом в сторону пересечения с вертикальной осью диаграммы ($H=0$) (рис. 19) и довольно близко к ней подходит ($H_c = 8,1$).

Более совершенное замыкание концов магнита сплошным железным якорем должно вызвать пересечение оси и переход части кривой внутреннего поля в область положительных значений, что представляет большой теоретический интерес. Подтверждением подобной возможности служит фотография магнитного спектра на рис. 18, полученная у только что описанного магнита, замкнутого сплошным железным якорем, — замыкание несовершенное, так как воздушные утечки сохранились.

На расстоянии 3 см от концов магнита все линии воздушных утечек направлены в сторону якоря, что соответствует положи-

тельному направлению внешнего и внутреннего полей магнита, согласно доказанных раньше положений.

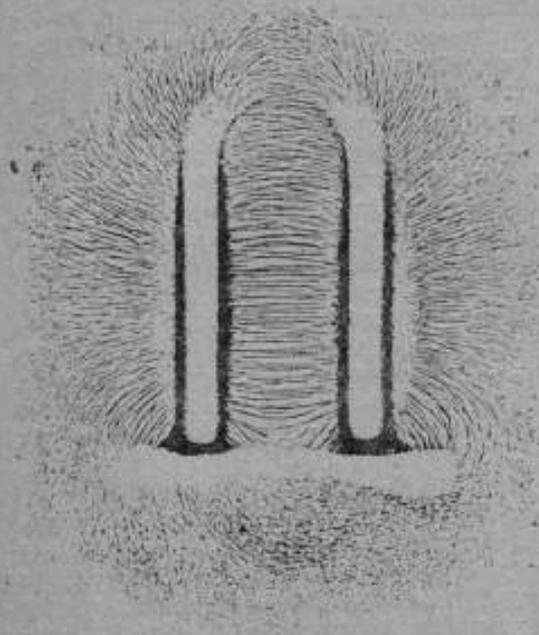


Рис. 18.

Тщательные измерения распределения индукции до и после замыкания якорем и вычисления внутренних полей по методу Эвершеда на основе гистерезисной кривой и кривых обратных циклов полностью подтверждают выводы, получаемые из рассмотрения картины спектра (см. табл. VI).

Остановимся теперь несколько подробнее на существующих представлениях о протекании магнитных процессов во время намагничивания и размагничивания. Когда магнит подвергается первоначальному намагничиванию электрическим током в замкнутой магнитной цепи, состояние всех его частей определяется на гистерезисной кривой точкой максимальной индукции B_m . Прекращение действия намагничивающего поля понижает индукцию до точки B_r и $H=0$. Последующий разрыв магнитной цепи снижает индукцию в нейтральном сечении до точки A , а на концах магнита до точки D . Состояние промежуточных частей магнита обычно изображается частью гистерезисной кривой AD на рис. 19.

Замыкание магнита арматурой измерительного прибора уменьшает размагничивающее действие свободных концов. Индукция возрастает по линии обратных циклов, внутреннее поле соответственно уменьшается. Диаграмма состояний изображена кривой A_1C_1 . Она несколько короче, так как часть длины ножек в нашем опыте была зашунтирована железными башмаками. Замыкание магнита сплошным железным якорем увеличивает индукцию еще больше и переводит часть кривой A_2D_2 в область положительного поля, поскольку прирост индукции велик, а подъем обратных циклов носит пологий характер (приближенно

ТАБЛИЦА VI

Изменения величины B , H , и U при замыкании магнита
железным якорем

№ точек	Магнит разомкнут			Магнит замкнут якорем		
	B_{r1}	H_{r1}	$U_1 = 2 \Sigma H_{r1}$	B_{r2}	H_{r2}	$U_2 = 2 \Sigma H_{r2}$
0	5650	-45,5	0	6582	-23,2	0
1	5620	-45,6	12,3	6560	-23,2	37
2	5600	-45,7	146	6540	-23,2	74
3	5520	-45,9	219	6470	-23,2	111
4	5440	-46,0	293	6440	-22,5	148
5	5320	-46,2	366	6380	-21,4	184
6	5110	-46,9	443	6270	-19,8	232
7	4860	-47,5	540	6160	-17,7	270
8	4540	-48,2	636	6010	-14,7	309
9	4180	-49,2	733	5870	-11,2	328
10	3750	-50,0	832	5740	-6,5	346
11	3240	-50,9	933	5560	-1,2	354
12	2650	-52,0	1036	5420	+6,2	349
13	1980	-53,6	1142	5300	+12,7	330
14	1110	-54,8	1250	5110	+21,6	295

$\mu = 42$ для вольфрамовой стали, около 12 для кобальтовой
еще меньше для никель-алюминиевой). Недостаток подобных

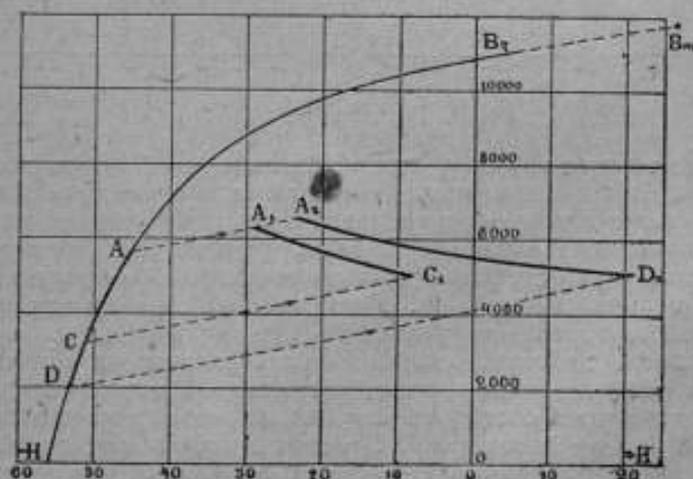


Рис. 19.

элементарных представлений о протекании процессов изменения индукции заключается в том, что гистерезисные характеристики материала, снятые в условиях замкнутой магнитной цепи, в условиях однородного поля и равномерного намагничивания, применяются для описания процессов в разомкнутой цепи, когда индукция распределена вдоль магнита неравномерно и вектор внутреннего поля имеет переменные направления по отношению к геометрической оси магнита, в том числе и положительные. Исключение может быть допущено только для нейтрального сечения магнита, в котором предполагается наличие параллельности векторов индукции и поля по отношению к геометрической оси магнита и для магнита в форме эллипсоида вращения.

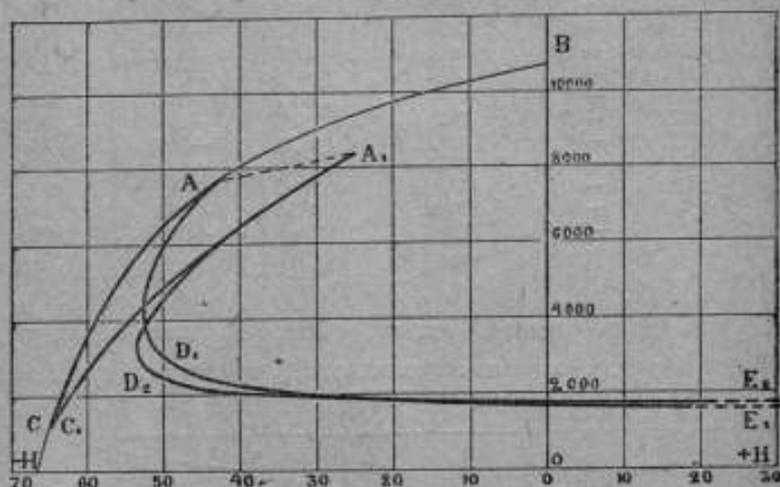


Рис. 20.

Более точную картину, применительно к обычным магнитам, получим, если по горизонтальной оси будем откладывать, вместо неверно вычисленного внутреннего поля, измеренные величины касательной составляющей поля на поверхности магнита и по отношению к ним строить ординаты точек, изображающих наблюдаемые величины индукции. Практически это даст нам возможность непосредственно учитывать те величины, из которых складывается действительная разность магнитных потенциалов между симметричными частями магнита. На рис. 20 даны диаграммы магнитных состояний прямых полосовых магнитов в старом и новом представлении. Отрезок AC на гистерезисной кривой — прямая полоса по таблице II в разомкнутом состоянии, кривая A_1C_1 — две сближенных прямых полосы по таблице IV (явление частичного замыкания магнитной цепи). Нейтральная

точка переместилась из A в A_1 . Индукция на концах в обоих случаях почти совпадает в точках C и C_1 . Те же магниты в новом представлении изображены кривыми AD_1E_1 и $A_1D_2E_2$, переходящими частично в область положительных полей.

В нашем исследовании мы не вводили никаких новых гипотез, а руководствовались только общепринятыми представлениями о свойствах магнитного поля и учетом гистерезисных явлений в стали. Последовательное применение этих начал позволило нам согласовать наблюдаемые факты с теорией магнитных явлений и несколько уточнить учение о внутреннем поле магнита, которое до сих пор удовлетворительно решалось только для эллипсоидальной формы магнита.

LA STRUCTURE DU CHAMP DE L'AIMANT ET LA DIFFÉRENCE DE POTENTIELS MAGNÉTIQUES

par A. N. Boiko

(Résumé)

Les mesures précises de la composante tangentielle du champ magnétique et de la différence de potentiels magnétiques sur la surface de l'aimant, et surtout à proximité de ses extrémités, donnent toujours des divergences notables d'avec les valeurs calculées, si ces calculs sont basés sur cette supposition que la courbe d'hystérésis du matériel détermine avec une parfaite précision le rapport entre le champ démagnétisant intérieur et l'induction magnétique. Les valeurs, mesurées à proximité des extrémités de l'aimant, sont inférieures aux valeurs calculées. La divergence ne peut être expliquée par l'accumulation des erreurs d'observation. La raison de cette divergence s'explique par ce fait que le vecteur du champ intérieur, contrairement au vecteur d'induction, n'est pas, dans la plupart des cas, parallèle à l'axe géométrique de l'aimant, à l'exception d'une région restreinte, située dans la partie médiane neutre de l'aimant, ou de l'aimant affectant une forme de l'ellipsoïde de rotation. Dans l'intérieur de l'aimant le vecteur du champ intérieur est orienté à peu près comme les lignes de dispersion magnétique sur sa surface extérieure. La vraie direction du vecteur dans l'intérieur de l'aimant est déterminée par la loi de réfraction des lignes du champ extérieur pendant leur passage d'un milieu magnétique dans un autre et satisfait à la condition de l'égalité des composantes tangentielles du champ de chaque côté de la surface de séparation des deux milieux. Sur presque toute la longueur de l'aimant, à partir de sa section neutre (fig. 8), le vecteur du champ démagnétisant intérieur est orienté dans une direction négative par rapport au vecteur d'induction, et forme des angles variables comparativement petits avec l'axe géométrique de l'aimant.

A proximité des pôles les angles augmentent rapidement, le vecteur du champ intérieur acquiert une direction perpendiculaire à l'axe géométrique de l'aimant et normale à la surface extérieure et passe ensuite aux directions positives qui coïncident avec la direction du vecteur de l'induction et avec celle des lignes des dispersions extérieures. On observe tout d'abord, à proximité des extrémités de l'aimant, un abaissement ralenti de la différence de potentiels mag-

nétiques et ensuite un abaissement rapide, qu'on ne prend pas ordinairement en considération dans les calculs, basés sur l'application de l'induction et de la courbe d'hystérésis du matériel (v. tabl. II et III).

Théoriquement ces thèses sont démontrées par l'intégration des composantes du champ magnétique le long du contour fermé (intégrale linéaire de la force magnétique), par l'analyse des spectres magnétiques et par les mesures directes du champ et de la différence de potentiels magnétiques dans les aimants rectilignes et en fer à cheval, armés ou non.

En fin de compte on arrive à la conclusion que les dispersions magnétiques aériennes ne peuvent être considérées comme des pertes nuisibles d'énergie magnétique. Bien au contraire elles forment un phénomène magnétique naturel qui témoigne de l'accumulation graduelle, sur toute la longueur de l'aimant, de la différence de potentiels magnétiques, appliquée ensuite dans l'espace interpolaire de l'aimant. Sans fortes dispersions un aimant puissant est physiquement irréalisable.

Un tore aimanté, ne donnant pas de dispersions magnétiques, ne peut pas, physiquement, être considéré comme un aimant.

Le champ démagnétisant intérieur, faisant suite au champ intérieur des dispersions magnétiques, n'est donc plus une fiction mathématique, appliquée seulement à certains calculs de l'état physique de l'aimant.

МЕЖДУЛАБОРАТОРНЫЕ СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ОБРАЗЦОВЫХ КАТУШЕК МАГНИТНОГО ПОТОКА

Н. И. Спиридович

С целью обеспечения единства магнитных измерений, эталонной магнитной лабораторией Всесоюзного института метрологии была проведена работа по сравнению в научно-исследовательских и заводских лабораториях образцовых катушек магнитного потока (катушек взаимной индукции), применяемых для градуировки баллистического гальванометра на магнитный поток.

В конце 1932 г. по расчетам и чертежам магнитной лаборатории в мастерских ВИМС были изготовлены образцовые катушки магнитного потока в форме плоских, цилиндрических мраморных катушек взаимной индукции под № 3, 4 и 5.¹

Измерения коэффициента взаимной индукции этих катушек производились баллистическим методом, путем сравнения с образцовыми катушками взаимной индукции, имеющимися в лаборатории ВИМС по способу: 1) непосредственных отклонений, 2) непосредственных одинаковых или весьма близких отклонений и 3) компенсационным методом.

Катушка № 3, послужившая объектом для междулабораторных сравнительных испытаний, была по изготовлении сравнена указанными выше методами с образцовыми катушками: „Ф1“, изготовленной ВИМС из мрамора в форме сплошного, прямолинейного, цилиндрического соленоида длиной в 1 м с вторичной катушкой и с плоской цилиндрической катушкой фирмы Сименс и Гальске № 2274063.

В измерениях по способу непосредственных отклонений при определенной силе тока в первичной обмотке катушки № 3 наблюдалось, при изменении направления тока, отклонение гальванометра α , и магнитный поток вычислялся по формуле

$$\Phi = C \cdot \alpha, \quad (1)$$

где C — постоянная гальванометра в максвеллах на одно деление шкалы для сопротивления, на которое в данном случае замкнут

¹ См. настоящий сборник, статья „Образцовые катушки взаимной индукции“, А. Н. Бойко и Н. И. Спиридович.

гальванометр. Постоянная предварительно определялась из отклонений гальванометра при переключении тока в первичной цепи, но взамен катушки № 3 включалась образцовая катушка „Ф1“ или катушка № 2274063, коэффициенты взаимной индукции которых определены: для первой в ВИМС в 1931 г. по расчету, а для второй путем измерения в *P. T. Reichsanstalt* в 1927 г. с погрешностью $\pm 0,1\%$.

Постоянная гальванометра в максвеллах вычислялась по формуле

$$C = \frac{M \cdot 2l \cdot 10^8}{a} \quad (2)$$

Было произведено по несколько серий наблюдений, и в каждой из них измерение магнитного потока повторялось до 6—7 раз при различных силах тока. По одной серии наблюдений с катушкой „Ф1“ и катушкой № 2274063 приведено в таблицах I и II. Схема установки дана на рис. 1. Обозначения на схеме: К. В. И. — рабочий эталон магнитного потока, И. К. — испытываемая катушка взаимной индукции. Сила тока при этих наблюдениях измерялась амперметрами.

ТАБЛИЦА I
Измерения с катушкой „Ф1“

I амперы	a мм	Φ	M
		максвеллы	
0,1996	97,7	199 015	997 069
0,2835	138,7	282 532	996 304
0,3192	156,4	318 587	998 080
0,3592	175,1	358 716	998 652
0,3992	195,7	398 638	998 600
0,4396	215,6	439 177	999 037

Среднее 997 957

ТАБЛИЦА II
Измерения с катушкой № 2274063

I амперы	a мм	Φ	M
		максвеллы	
0,2396	122,8	238 846	996 853
0,2796	143,5	279 108	998 240
0,3192	163,9	318 785	998 700
0,3792	194,5	378 302	997 632
0,3992	204,7	397 743	996 349
0,4396	225,7	438 986	998 003

Среднее 997 730

В результате измерений, для средних значений коэффициента взаимной индукции, полученных из наблюдений и вычисленных по формуле

$$M = \frac{\Phi}{2I}; \quad (3)$$

при сравнении с катушкой „ФІ“ имеем $M = 997730$ максвеллов на один ампер силы тока в первичной обмотке, и с катушкой № 2274063 — $M = 997730$ максвеллов.

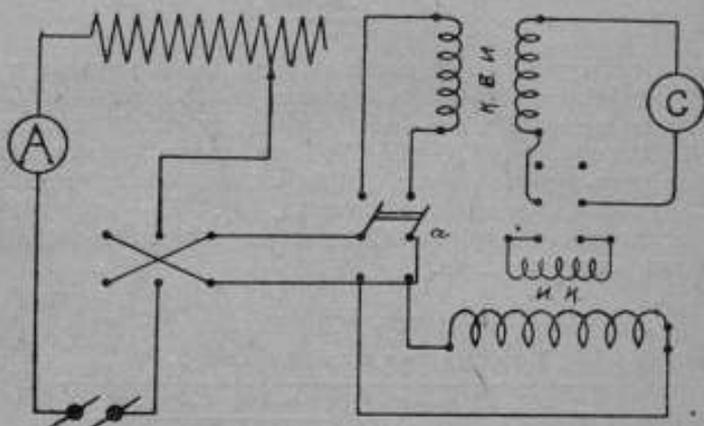


Рис. 1. Схема баллистической установки для измерений по способу непосредственных отклонений.

При измерениях методом непосредственных отклонений относительная погрешность в определении коэффициента взаимной индукции достигает 1%. Если же силу тока измерять потенциометром, то относительная погрешность уменьшается до 0,45%.

Далее, катушка № 3 была сравнена компенсационным методом с образцовой катушкой „ФІ“.

Компенсационный метод осуществлялся на баллистической установке по схеме, приведенной на рис. 2.

Первичные обмотки сравниваемых катушек K_1 и K_2 включаются параллельно. Последовательно с ними включены катушки нормального сопротивления N_1 и N_2 , электродинамические амперметры A_1 и A_2 и реостаты r_1 и r_2 . Источником тока для питания баллистической установки служила отдельная аккумуляторная батарея E . Вторичные обмотки катушек взаимной индукции соединялись с баллистическим гальванометром G и включались навстречу друг другу.

Потенциальные зажимы катушек нормального сопротивления приключались к потенциометру. Реостатами r_1 и r_2 регулировалась сила тока в разветвленных цепях параллельного соединения до

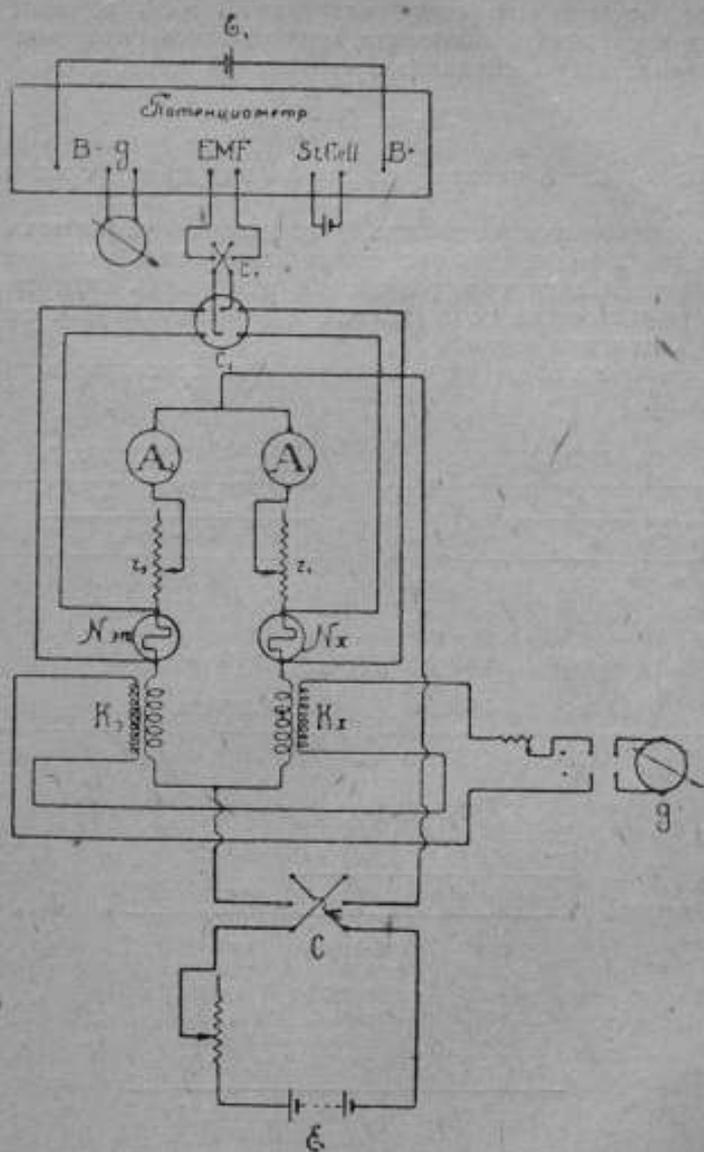


Рис. 2. Схема баллистической компенсационной установки.

тех пор, пока гальванометр при переключении тока переключателем C не давал отклонения. При помощи ртутных переключателей C_1 и C_2 к потенциометру приключались по очереди

катушки нормального сопротивления N_x в N_n и, измерив на зажимах последних напряжение, определялась сила тока в ветвях параллельного соединения первичной цепи, а по формуле

$$M_x = M_n \cdot \frac{I_n}{I_x} \quad (4)$$

вычислялся коэффициент взаимной индукции сравниваемой катушки.

Наблюдение производилось: 1) при переключении тока в цепи (сила тока в разветвленных цепях измерялась амперметрами), 2) при выключении тока (сила тока измерялась амперметрами), 3) при переключении тока (сила тока в разветвленных цепях измерялась потенциометром).

Результаты измерения приведены соответственно в таблицах III, IV и V.

ТАБЛИЦА III

I_n	I_x	M_x
амперы		максвеллы
0,4710	0,1570	1 003 166
0,5712	0,1862	1 013 466
0,6860	0,2230	1 005 331
0,7626	0,2455	1 010 579
0,8287	0,2693	999 328
0,3838	0,2849	1 002 904

Среднее 1 005 795

ТАБЛИЦА IV

I_n	I_x	M_x
амперы		максвеллы
0,3300	0,1090	993 096
0,4600	0,1520	992 702
0,5792	0,1900	999 951
0,6290	0,2080	991 948
0,6620	0,2192	990 636
0,7594	0,2505	994 408

Среднее 993

ТАБЛИЦА V

$2I_n$	$2I_x$	M
амперы		максвеллы
2,988145	0,980560	999 623
2,988290	0,980895	999 295
2,988020	0,980295	999 853
2,988175	0,979935	1000 247
2,986925	0,980720	999 033
2,986735	0,980605	999 098

Среднее 999 525

Необходимо указать, что при измерениях компенсационным методом всегда имеет место некоторая не полная компенсация, в пределах точности наблюдений. В этом случае формула (4) примет вид

$$M_n I_n - M_x I_x = C_x \quad (5)$$

Для определения относительной погрешности измерения по этому методу продифференцируем уравнение (5)

$$\frac{\Delta M_x}{M_x} = \frac{M_0}{M_x} \cdot \frac{\Delta I_0}{I_0} + \frac{I_0}{I_x} \cdot \frac{\Delta M_0}{M_0} - \frac{\Delta I_x}{I_x} - \frac{C}{M_x I_x} \cdot \Delta x.$$

Откуда относительная погрешность определяется равной

$$\frac{\Delta M_x}{M_x} = 0,2\%.$$

Сравнивая относительные погрешности, полученные при определении коэффициента взаимной индукции методом непосредственных отклонений и компенсационным при измерении тока потенциометром, нужно, на основании приведенных выше результатов, отдать предпочтение компенсационному методу, как дающему наименьшую погрешность. Однако этот метод требует более сложной измерительной аппаратуры и схемы, а также большей затраты времени, чем при измерениях методом непосредственных отклонений.

Для междулабораторных сравнительных испытаний был выбран метод несколько менее точный, чем компенсационный, но более легкий выполнимый, а именно метод непосредственных одинаковых или весьма близких отклонений.

В первичную цепь включалась первичная обмотка образцовой катушки ВИМС и при некоторой силе тока, в момент его переключения, наблюдалось отклонение гальванометра (см. схему рис. 1). При одной и той же силе тока производилось три измерения, каждый раз переключая направление тока так, чтобы гальванометр отклонялся в одну и ту же сторону по шкале.

Среднее арифметическое из полученных трех отклонений принималось как результат измерения при данной силе тока в первичной цепи катушки. Подобные наблюдения повторялись при пяти различных силах тока. Далее, взамен первичной обмотки катушки ВИМС включалась первичная обмотка образцовой катушки взаимной индукции, применяемой в данной лаборатории, оставляя схему соединений в остальном неизменной, производились такие же измерения. Сила тока подбиралась так, чтобы получаемые при этом отклонения гальванометра были одинаковы или близки к соответствующим отклонениям, полученным при измерениях с катушкой ВИМС; расхождения в отклонениях не должны были превышать 3%.

Коэффициент взаимной индукции образцовой катушки ВИМС — M_x в международных генри, на основании полученных данных, вычислялся по формуле

$$M_x = M_0 \frac{\Delta I_0 \cdot \alpha_x}{\Delta I_x \cdot \alpha_0}$$

где M_k — коэффициент взаимной индукции сравниваемой образцовой катушки в генри,

ΔI_k — изменение силы тока в первичной цепи при измерениях с сравниваемой образцовой катушкой, в амперах,

ΔI_x — изменение силы тока в первичной цепи при измерениях с катушкой ВИМС в амперах,

α_x — отклонение гальванометра при измерениях с катушкой ВИМС в делениях шкалы,

α_k — отклонение гальванометра при измерениях с сравниваемой образцовой катушкой, в делениях шкалы.

За окончательный результат измерений принималось значение коэффициента взаимной индукции, полученное как среднее арифметическое из всей серии наблюдений.

В сравнительных испытаниях принимали участие 2 лаборатории научно-исследовательских институтов, 6 заводских и 1 вузовская, а именно:

- I — магнитная лаборатория Петрографического института Академии наук,
- II — магнитная лаборатория Института металлов,
- III — физическая лаборатория Кировского завода,
- IV — эталонно-измерительная лаборатория завода „Электросила“,
- V — научно-исследовательская лаборатория завода „Электроприбор“,
- VI — лаборатория электро-магнитных механизмов завода „Красная Заря“,
- VII — лаборатория общих измерений завода им. Кулакова,
- VIII — опытная лаборатория завода им. Казизкого,
- IX — магнитная лаборатория Ленинградского Индустриального института.

Результаты междулабораторных сравнительных измерений приведены в таблице VI.

ТАБЛИЦА VI

Лаборатории	Коэффициент взаимной индукции в международных генри	Расхождение от данных ВИМС в %
ВИМС	0,009995	—
II	0,009996	+ 0,01
IV	0,009989	- 0,06
III	0,009986	- 0,09
IX	0,010021	+ 0,26
V	0,010052	+ 0,57
VI	0,010067	+ 0,72
VIII	0,00992	- 0,75
VII	0,01007	+ 0,75
I	0,00986	- 1,35

Коэффициент взаимной индукции катушки № 3 по окончании междулабораторных сравнительных испытаний был вновь определен в ВИМС и получена величина $M=0,009992$ международных генри; разница по отношению к M до сравнительных испытаний выразилась в 0,03%.

На основании данных, приведенных в таблице VI, можно сказать, что у большинства лабораторий полученная величина коэффициента взаимной индукции весьма близко подходит к величине, определенной в ВИМС, и наблюдающаяся разница лежит в пределах точности измерений примененного метода. Расхождение же у четырех последних лабораторий на 0,5% и более может быть отнесено за счет того, что при измерениях пользовались давно поверенными или вовсе не поверенными измерительными приборами, не применяли поправку к последним, а также за счет непостоянства напряжения источников тока для питания баллистических установок.

COMPARAISONS DES ÉTALONS DU FLUX MAGNÉTIQUE, EFFECTUÉES PAR DIFFÉRENTS LABORATOIRES DE L'URSS

par N. I. Spiridovitch

(Résumé)

L'article contient les résultats des comparaisons des bobines d'induction mutuelle servant d'étalons du flux magnétique et employées pour l'étalonnage des galvanomètres ballistiques.

Ces étalons du flux magnétique sont décrits dans l'article „Les étalons d'induction mutuelle“ (v. p. 33).

Le coefficient de l'induction mutuelle de la bobine N. 3, employée pour les comparaisons, fut déterminé à l'Institut de Métrologie IMS par sa comparaison avec les bobines-étalons d'induction mutuelle de l'IMS d'après les méthodes: 1) des déviations directes du galvanomètre, 2) des déviations égales ou très rapprochées et 3) par la méthode de compensation.

On exécuta plusieurs séries d'observations d'après la méthode des déviations directes à des intensités de courant différentes et mesurées par un ampèremètre (voir les tableaux I et II et fig. 1). Les mesures du coefficient d'induction mutuelle donnèrent une erreur d'environ 1‰.

Dans les tableaux III, IV et V, sont donnés les résultats des comparaisons de la bobine N. 3 avec la bobine-étalon du Laboratoire „Φ1“ par la méthode de compensation sur la disposition ballistique (fig. 2). Les observations furent effectuées: 1) à une commutation du courant dans le circuit, 2) à une mise hors circuit, 3) à une commutation du courant.

Le coefficient d'induction mutuelle de la bobine N. 3 a été trouvé $M = 0,009995$ henrys.

On fit choix pour les comparaisons, effectuées aux différents laboratoires, de la méthode des déviations égales ou très rapprochées. Pour ce cas l'erreur est de 0,8‰ et, en employant le potentiomètre, elle peut être réduite jusqu'à 0,4‰. Le schéma de la disposition est donné sur la fig. 3. Les résultats des comparaisons, effectuées aux 9 laboratoires, sont donnés au tableau VI.

Pour la plupart des laboratoires la valeur du coefficient d'induction mutuelle est très proche de la valeur déterminée par l'IMS

la différence observée étant dans les limites de la précision des mesures.

La divergence dépassant 0,5% peut être attribuée à l'emploi, pour ces mesures, d'instruments, vérifiés depuis longtemps, et aussi à l'instabilité des sources du courant.

МЕЖДУЛАБОРАТОРНЫЕ СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ОБРАЗЦОВ МАГНИТНОЙ СТАЛИ

Н. И. Спиридович

При испытаниях магнитных сталей, идущих на изготовление постоянных магнитов, весьма часто наблюдается разница в результатах измерений, получаемых разными лабораториями не только для образцов одного какого-нибудь сорта стали, но даже для одного и того же образца.

Для обеспечения согласованности результатов магнитных измерений, для выяснения причин расхождения последних и для возможного в дальнейшем их устранения эталонной магнитной лабораторией ВИМС систематически проводятся междулабораторные сравнения образцов магнитных материалов.

В настоящей работе приводятся результаты очередной серии таких испытаний, в данном случае с образцами вольфрамовой магнитной стали.¹

В сравнительных испытаниях приняли участие заводские лаборатории:

- I — физическая лаборатория Кировского завода,
- II — опытная лаборатория завода им. Казинского,
- III — лаборатория общих измерений завода им. Кулакова.

Предназначенные для сравнительных испытаний два образца закаленной вольфрамовой стали с клеймом ГПЗ и ГП4 размерами $8 \times 20 \times 400$ мм первый и $10 \times 10 \times 400$ мм второй, были в магнитной лаборатории ВИМС закалены в воде при температуре 850° , структурно стабилизированы путем кипячения их в чистой воде (100°) в течение 8 час. и испытаны на магнитные свойства, после чего образцы последовательно пересылались в указанные выше лаборатории заводов. По возвращении образцов в ВИМС они были вторично испытаны.

Сравнительные измерения производились согласно инструкции, выработанной ВИМС баллистическим методом в замкнутой магнитной цепи, в обычных пермеаметрах типа Гопкинсона, в лаборатории же I — в пермеетре „мостового типа“ фирмы Кэمبرиджской компании. Измерительная обмотка навивалась непосредственно на образец. Постоянная гальванометра определялась

¹ См. также „Вестник стандартизации“, 1932, № 1.

обычным способом при помощи образцовой катушки взаимной индукции. Напряженность поля вычислялась по формуле

$$H = KI,$$

где K — постоянная намагничивающей катушки пермеметра, т. е. напряженность поля в эрстедах на 1 А силы тока в центре катушки без образца и ярма, измеренная баллистическим методом при помощи калиброванной катушки. I — сила тока в амперах.

В лаборатории I постоянная пермеметра дана фирмой.

Испытания заключались в измерении при максимальной напряженности магнитного поля $H_m = 500 \text{ Oe}$ (лаборатория I производила испытания при $H_m = 400 \text{ Oe}$), остаточной индукции, коэрцитивной силы и размагничивающей части кривой гистерезисного цикла, являющейся одной из главных характеристик при оценке качества стали, идущей на изготовление постоянных магнитов.

Для обоих образцов ВИМС, на основании своих измерений, были даны поперечные сечения, которые и принимались лабораториями при вычислениях магнитной индукции.

Результаты сравнительных испытаний приведены в таблицах I и II. Размагничивающие части кривых гистерезисного цикла изображены на рис. 1 и 2.

Результаты, полученные лабораторией II, весьма близко приближаются к данным ВИМС и имеющееся расхождение лежит в пределах точности измерений. Данные же лабораторий I и III более заметно расходятся с результатами испытаний в ВИМС.

ТАБЛИЦА I

		Лаборатории					
		ВИМС			I	II	III
		До отправки	После отправки	Среднее			
Образец ГП 3	Остаточная индукция в гауссах	11 150	11 150	11 150	10 700	11 020	10 890
	Расхождение от данных ВИМС в %	—	—	—	4,0	1,2	2,3
Образец ГП 4	Остаточная индукция в гауссах	10 300	10 300	10 300	10 000	10 180	10 090
	Расхождение от данных ВИМС в %	—	—	—	2,9	1,2	2,0

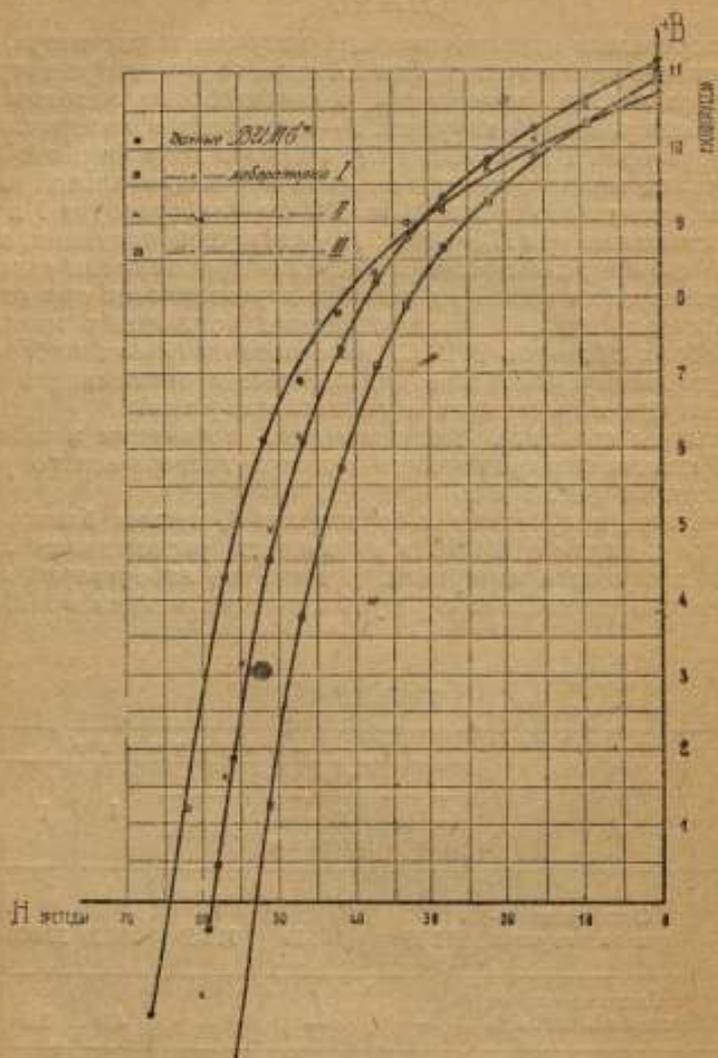


Рис. 1. Размагничивающие части кривых гистерезисных циклов. Образцы закаленной вольфрамовой стали ГП 3.

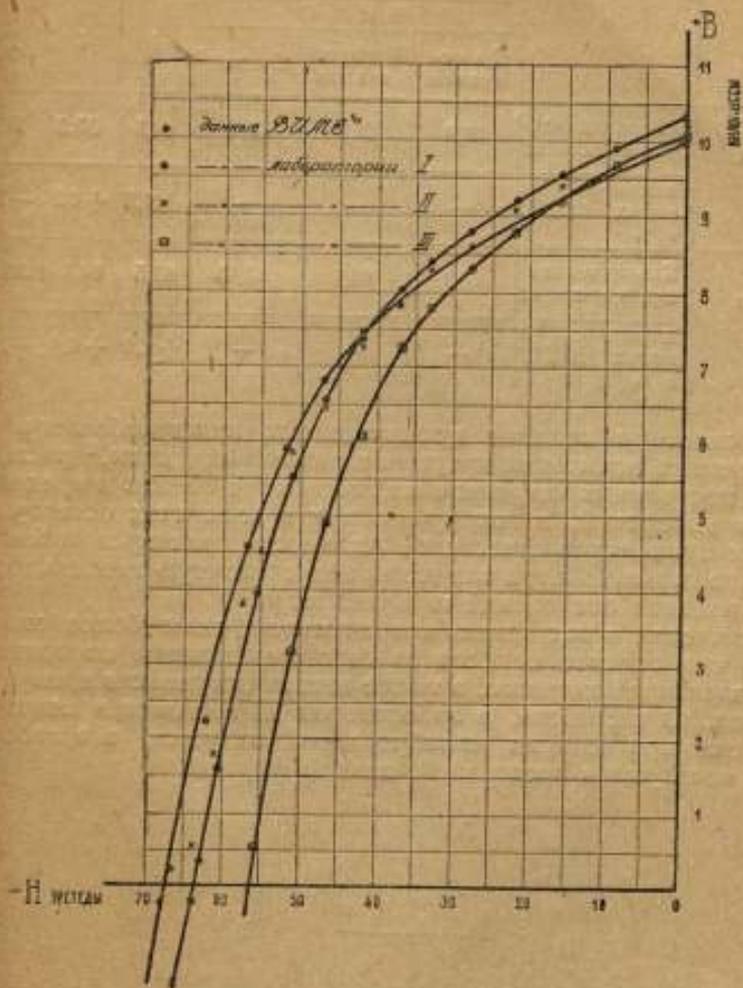


Рис. 2. Размagnицивающие части кривых гистерезисных циклов. Образец закаленной вольфрамовой стали ГП 4.

ТАБЛИЦА II

		Лаборатории					
		В И М С			I	II	III
		До от- правки	После от- правки	Среднее			
Образец ГП 3	Коэрцитивная сила в эрстедах	58,9	58,7	58,8	64,5	59,2	53,3
	Расхождение от данных ВИМС в %	—	—	—	+9,7	+0,7	-9,4
Образец ГП 4	Коэрцитивная сила в эрстедах	63,7	63,6	63,65	67,5	64,0	56,3
	Расхождение от данных ВИМС в %	—	—	—	+6,0	+0,6	-11,6

На основании недавно произведенных междулабораторных сравнительных испытаний катушек взаимной индукции,¹ расхождения в постоянных катушек этих лабораторий лежат в пределах точности измерений, а потому разницу в величинах остаточной индукции приходится отнести на неточность градуировки баллистического гальванометра или же на недостаточную тщательность при наблюдении отклонений гальванометра.

Расхождения в величинах коэрцитивной силы более значительны, что следует отнести за счет определения постоянной намагничивающей катушки, а также магнитных свойств ярма переметров. В частности, в лаборатории III постоянная катушка определена при помощи калиброванной катушки, а в лаборатории I пользуются постоянной, данной фирмой.

¹ См. настоящий сборник, статья „Междулабораторные сравнительные испытания образцовых катушек магнитного потока“, Н. И. Спиридович.

COMPARAISONS DES ÉCHANTILLONS DE L'ACIER MAGNÉTIQUE, EFFECTUÉES PAR DIFFÉRENTS LABORATOIRES DE L'U. R. S. S.

par N. I. Spiridovitch

(Résumé)

Afin de garantir la concordance des résultats des mesures magnétiques, effectuées aux laboratoires scientifiques et industriels de l'U. R. S. S., on fit la comparaison de deux échantillons de l'acier de tungstène, ayant subi un traitement thermique au Laboratoire des Étalons magnétiques de l'Institut de Métrologie (IMS) et essayés aux laboratoires avant et après leur retour à l'IMS.

Les mesures, effectuées dans trois laboratoires industriels, selon l'instruction élaborée par l'IMS, par la méthode balistique, dans un circuit magnétique fermé, avec des perméamètres type Hopkinson, consistaient en la mesure de l'induction rémanente à une intensité maximum du champ magnétique $H_m = 500$ oersteds, de la force coercitive et dans l'obtention de la partie démagnétisante de la courbe du cycle d'hystérésis.

Les résultats des comparaisons et la différence en pour cent, rapportée aux données de l'IMS, sont données dans les tableaux I et II.

Les parties démagnétisantes des courbes du cycle d'hystérésis sont montrées sur les fig. 1 et 2.

Les divergences relativement petites dans les valeurs de l'induction rémanente peuvent être mises sur le compte du peu de précision de l'étalonnage du galvanomètre balistique, ou sur le compte du peu de soin apporté à l'observation de ses déviations.

Les divergences dans les valeurs de la force coercitive furent plus considérables, ce qui peut être expliqué par les différentes méthodes de la détermination de la constante des bobines des perméamètres.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Введение	1
Шрамков Е. Г. Задачи эталонной магнитной лаборатории ВИМС и конкретное их осуществление	7
Бойко А. Н. и Спиридович Н. И. Образцовые катушки взаимной индукции	23
Яновский Б. М. и Спиридович Н. И. Магнитометр для определения магнитных свойств тел с малым магнитным моментом	33
Яновский Б. М. и Чернышев Е. Т. Абсолютный метод определения магнитной восприимчивости горных пород	37
Егоров Г. Е. и Чернышев Е. Т. Коэффициент формы кривой напряжения при измерении потерь на гистерезис и токи Фуко	40
Шрамков Е. Г. и Зуева Н. Г. Магнитная проницаемость при слабом намагничении	44
Яновский Б. М. и Зуева Н. Г. Влияние температуры на магнитные свойства магнитной стали и постоянных магнитов	45
Бойко А. Н. Структура поля магнита и разность магнитных потенциалов	53
Спиридович Н. И. Междолабораторные сравнительные испытания образцов катушек магнитного потока	99
Спиридович Н. И. Междолабораторные сравнительные испытания образцов магнитной стали	108

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано:	Должно быть:
40	18 сверху	$K_1 M_2$	$\frac{k_1 M_2}{2}$
44	18	$H_1' = H_1 - \frac{\partial H_1}{\partial l_1} l_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H_1}{\partial l_1^2} l_1^2$	$H_1' = H_1 - \frac{\partial H_1}{\partial l_1} l_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H_1}{\partial l_1^2} l_1^2$
45	3	$= -\frac{3H}{(R^2 + l^2)^2}$	$= -\frac{3H}{(R^2 + l^2)^2}$
83	13 снизу	$R_a = \frac{2}{3kU_a^{1/2}}$	$R_a = \frac{2}{3kU_a^{1/2}}$
99	Табл. XIII		
19	6 строка		
	1 колонка	10	11

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Введение	3
Шрамков Е. Г. Задачи эталонной магнитной лаборатории ВИМС и конкретное их осуществление	4

Срп

§

е

Цена 4 р.

Заказы направлять:

„СТАНДАРТГИЗ“

Москва, Бульварный мост, 29.
Ленинград, ул. Герцена, 11.

