

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

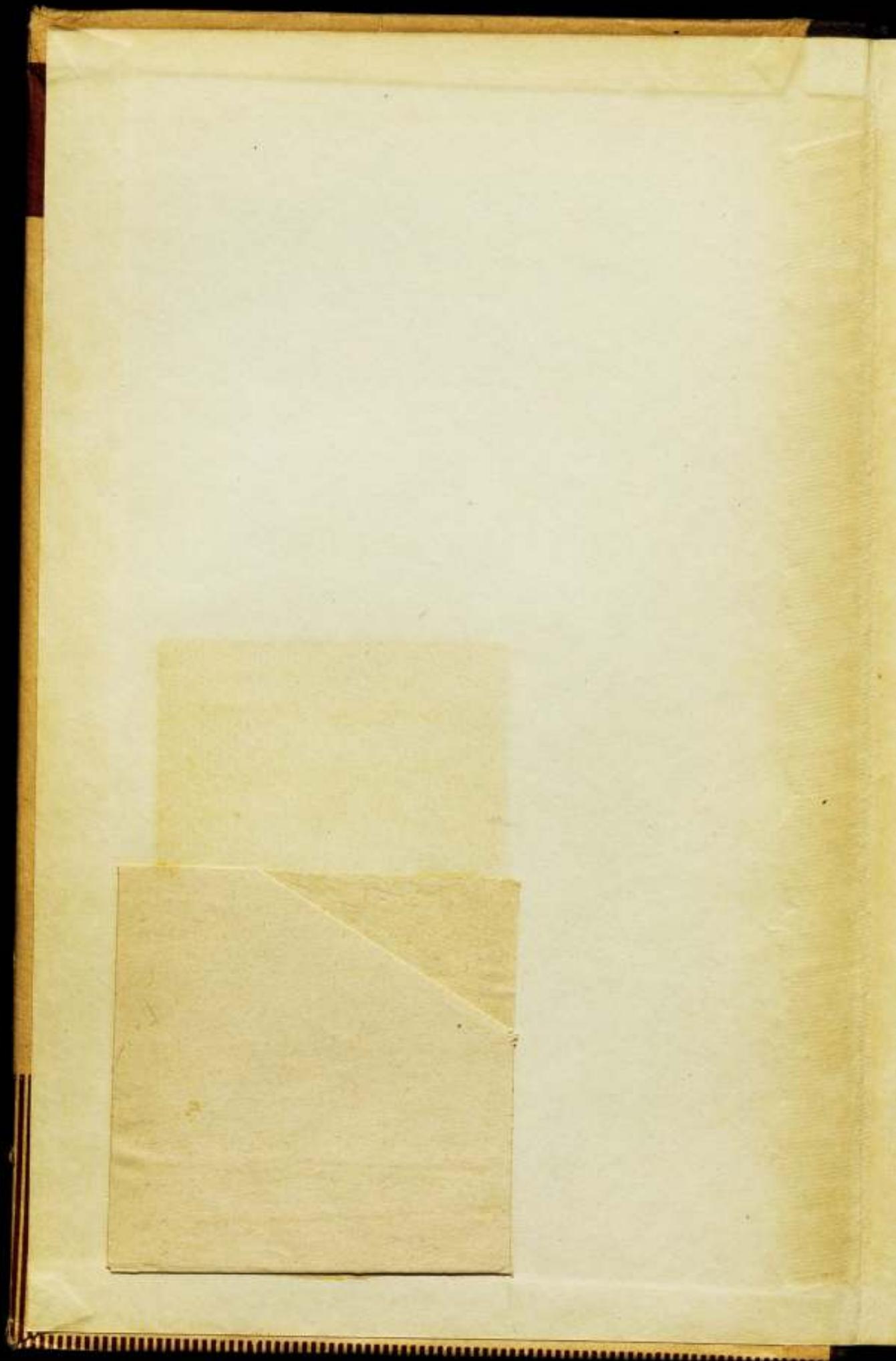
Справ.

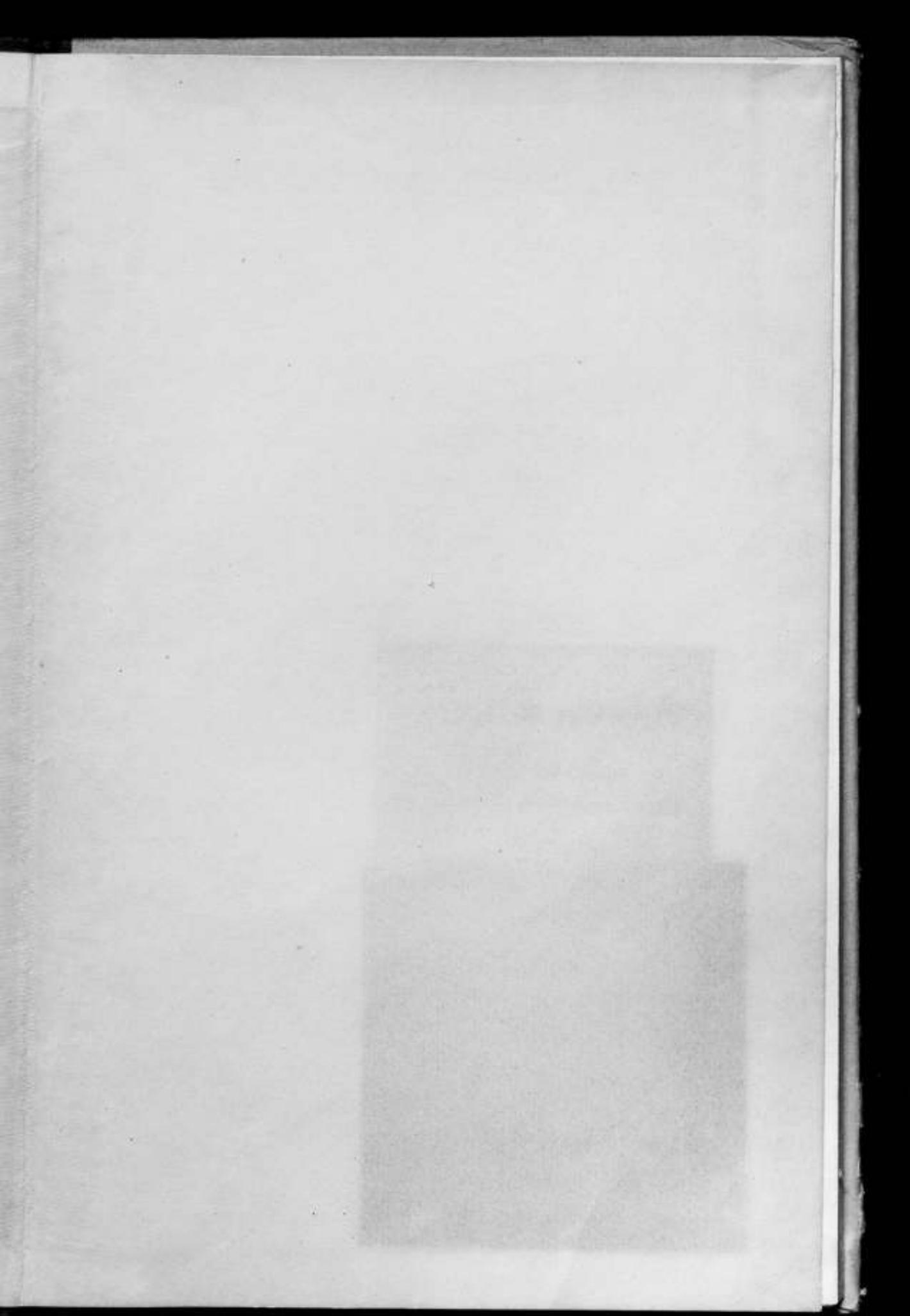
ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

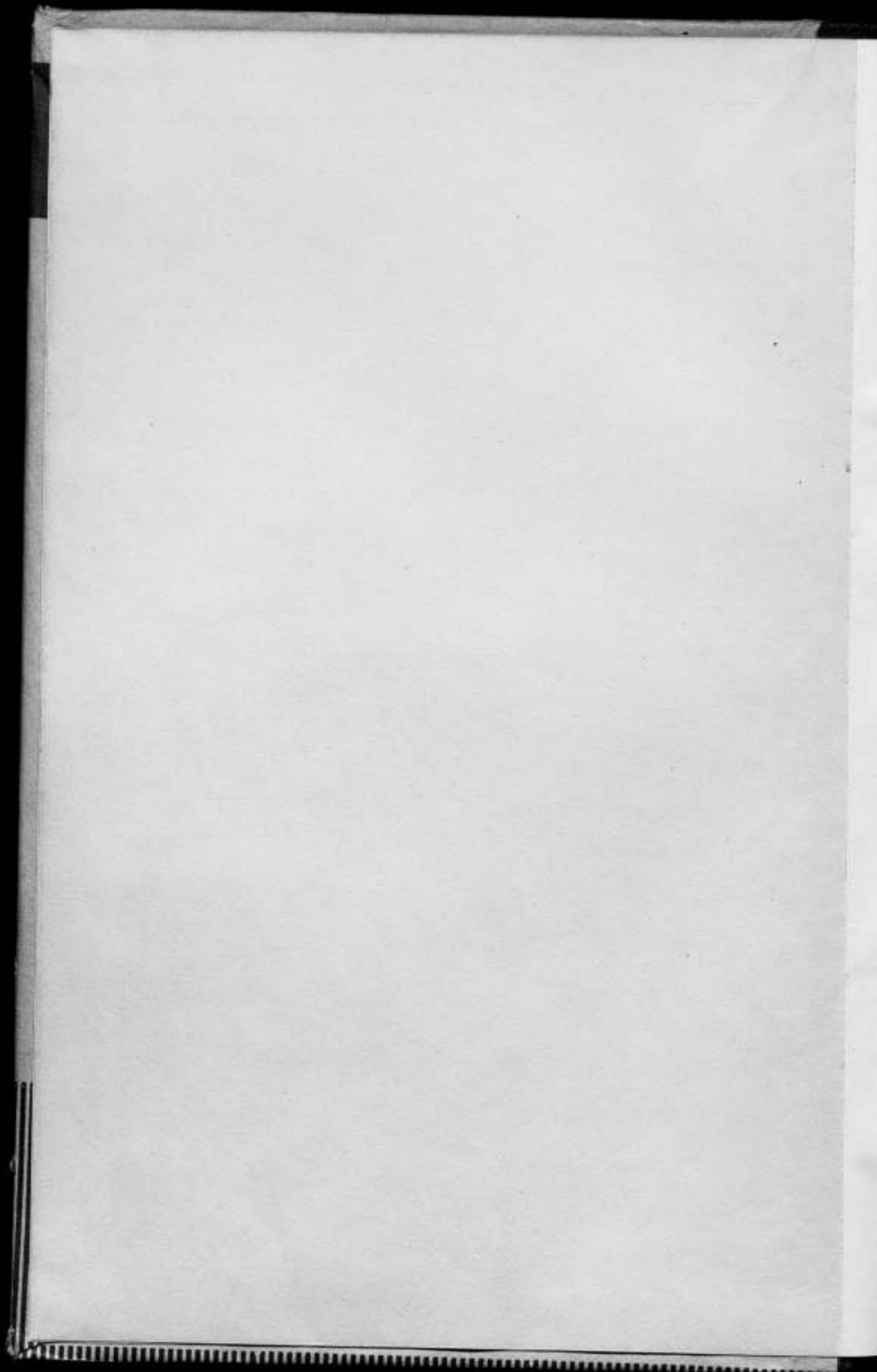
ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 93 (153)









ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 93 (153)

Под редакцией

д-ра техн. наук Е. Т. ЧЕРНЫШЕВА

ж 14004



ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1968

Редакционный совет

П. Н. Агаецкий, Н. Н. Александрова, В. О. Арутюнов,
С. В. Горбачевич, Е. Ф. Долинский, М. К. Жоховский, Л. М. Закс,
В. В. Кандыба, Л. К. Каяк, И. И. Киренков, Д. К. Коллеров,

Е. Т. Чернышев, К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, Б. М. Яновский

2000000

Ответственный редактор

д-р техн. наук проф. В. О. Арутюнов

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем сборнике рассмотрен широкий круг вопросов, относящихся к магнитным измерениям различных направлений.

В большей части статей описана методика испытаний листовых и рулонных магнитных материалов как в постоянных полях, так и в полях звукового и сверхзвукового диапазона частот.

В ряде статей рассмотрена методика испытаний ферритов, магнито-диэлектриков и материалов с прямоугольной петлей гистерезиса.

Большой раздел сборника посвящен исследованиям, связанным с разработкой методов определения напряженности магнитного поля (магнитной индукции), основанных на явлениях ядерного и двойного радиооптического резонанса.

Для специалистов-магнитологов представляют интерес вопросы создания источников однородного магнитного поля. В сборнике приведены расчеты источников полей высокой однородности, а также представлены их конструкции и расчетные формулы.

Сборник рассчитан на широкий круг научных и инженерно-технических работников, занимающихся разработкой новых магнитных материалов, их использованием в различных электромагнитных механизмах и разработкой методики магнитных измерений.

Редактор

ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ИСПЫТАНИЯ МАГНИТНОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

Рассмотрены некоторые вопросы методики испытания магнитномягких материалов на постоянном токе применительно к разработке методических указаний и вопросы, связанные с подготовкой образцов к измерению, формой образцов, а также с измерением начальной проницаемости.

Наиболее важными характеристиками магнитномягких материалов, к которым в соответствии с классификацией, данной в работе [1], относятся материалы с коэрцитивной силой H_c до 120 а/м, являются характеристики, полученные в постоянных магнитных полях. В современных государственных стандартах на материалы эти характеристики до настоящего времени являются почти единственными. К ним относятся: основная кривая намагничивания, начальная и максимальная магнитные проницаемости, индукция технического насыщения, коэрцитивная сила, а также коэффициенты прямоугольности и квадратности предельной петли гистерезиса (см. ГОСТ 9925—61, ГОСТ 802—58, ГОСТ 10160—62 и другие нормативные документы).

Однако в упомянутых выше стандартах СССР и других нормативных документах на магнитномягкие материалы методическая часть практически не разработана. В СССР отсутствуют также специальные методические нормативные документы, аналогичные, например, чехословацкому стандарту на методы испытания магнитномягких материалов или американским стандартам ASTM A341—55 и A34—55, где методика измерения излагается очень подробно.

Все это является причиной произвольного решения методических вопросов, а следовательно, и нарушения единства измерений.

Перед ВНИИМ была поставлена задача создать методические указания по испытанию магнитномягких материалов на постоянном токе. Некоторые вопросы, связанные с разработкой этих методических указаний, и излагаются в данной статье.

При испытании магнитномягких материалов на постоянном токе, как известно, основным в СССР и за рубежом является баллистический метод. Однако некоторые вопросы испытаний этим методом до сих пор полностью не разработаны. К ним, с нашей точки зрения, следует отнести вопросы, связанные с размагничиванием образцов: частота, начальная и конечная амплитуды размагничивающего поля, время как размагничивания, так и выдержки до начала испытаний образцов после размагничивания.

Изучение литературы показало, что эти вопросы либо совсем не освещены, либо по ним отсутствует единая точка зрения. Так, например, в качестве начальной рекомендуется следующая амплитуда размагничивающего поля:

Для образцов электротехнической стали:	
ГОСТ 802—58	300 а/м
методические указания № 184	2000 а/м
Для магнитномягких материалов:	
стандарт ASTM A341—55	800 а/м
чехословацкий методический государственный стандарт	20H _c

Для средне- и высоколегированных сталей и железоникелевых сплавов:

DIN 41—301 (это примерно совпадает с рекомендациями ГОСТ 802—58) $10H_c$

Конечная амплитуда размагничивающего поля нигде в литературе, кроме ГОСТ 802—58 и ГОСТ 9925—61, не указывается. В последних же стандартах указывается, что эта величина должна быть меньше наименьшей напряженности поля, при которой проводится измерение.

В разных как советских, так и зарубежных нормативных документах указывается различное время выдержки образцов после размагничивания до начала измерений:

Для электротехнической стали:
ГОСТ 802—58 и ГОСТ 9925—61 через 10—15 мин
Для магнитномягких материалов:
стандарт ASTM A341—55 через 3 мин
чехословацкий методический государственный стандарт сразу после размагничивания
Для железоникелевых сплавов и электротехнических сталей:
DIN 41—301 через 24 ч

(В DIN имеется оговорка, что выдержка образцов необходима лишь при наличии эффекта последствия.)

Очевидно, что время выдержки образцов после размагничивания следует устанавливать с учетом характера изменения магнитной проницаемости во времени (временным спадом проницаемости). Большая экспериментальная работа по исследованию временного спада проницаемости для образцов железоникелевых сплавов марок 50Н (1—0,1 мм), 79НМ (1—0,2 мм), 80НХС (1—0,1 мм), 65НП (0,2—0,01 мм) и образцов холоднокатаной и горячекатаной электротехнической стали была проведена Институтом прецизионных сплавов ЦНИИЧМ [2]. Для указанных образцов измеряли кривые зависимости магнитной проницаемости от напряженности поля через разные промежутки времени после размагничивания. Результаты работ ЦНИИЧМ приняты нами во внимание при установлении в методических указаниях времени выдержки. Однако для большей полноты и для уточнения этих величин были необходимы некоторые дополнительные исследования. При решении вопроса о времени выдержки были приняты во внимание также данные о временном спаде магнитной проницаемости для горячекатаной электротехнической стали в полях 0,2—10 а/м, полученные Верх-Исетским заводом [3, 4], которые показывают, что рекомендуемое в ГОСТ 802—58 время выдержки 10 мин недостаточно.

Данные о времени размагничивания, имеющиеся в литературе, также противоречивы. Так, для железоникелевых сплавов в ТК 51 МЭК рекомендуется время размагничивания 5 сек, в чехословацком стандарте — 30 сек, а в работе [5] — 2—3 мин и для электротехнической стали — 40—60 сек.

При составлении методических указаний были приняты во внимание и работы Свердловского филиала ВНИИМ о влиянии параметров размагничивающего поля на определение коммутационной кривой намагничивания электротехнической стали [6].

Из сказанного выше ясно, что на основании одних литературных данных невозможно было составить рекомендации для методических указаний, поэтому были проведены некоторые эксперименты.

Экспериментальное исследование влияния параметров размагничивания

При исследовании влияния параметров размагничивания испытания проводили на тороидальных образцах железоникелевых сплавов 50Н (0,5; 0,1 мм) и 79НМ (0,2; 0,05 мм), а также холоднокатаной электротехнической стали (0,2; 0,15; 0,05 мм). Образцы железоникелевых сплавов были изготовлены ЦНИИЧМ, а холоднокатаной электротехнической стали — Ленинградским сталепрокатным заводом. Для размагничивания использовалось устройство индукционного типа с максимальным размагничивающим током 9 а и минимальным $5 \cdot 10^{-5} \div 10^{-4}$ а.

Для всех указанных выше образцов были определены баллистическим методом кривые зависимости $\mu = f(H)$ магнитной проницаемости от напряженности поля. Это позволило в дальнейшем влияние параметров размагничивания исследовать не для всей кривой $\mu = f(H)$, а лишь для нескольких точек, соответствующих ее характерным участкам (начальная область, участок крутого подъема кривой, точка, соответствующая максимальному значению проницаемости, и область за максимумом проницаемости).

Определение влияния времени выдержки после размагничивания

Для исследования влияния времени t_2 выдержки после размагничивания для каждого из образцов была произведена серия измерений индукции (в характерных точках кривой $\mu = f(H)$, о которых говорилось выше) при разных значениях t_2 . Остальные параметры размагничивающего поля (частота, максимальная и минимальная амплитуды, продолжительность размагничивания) оставались постоянными. Размагничивание продолжалось 40—50 сек. Значения начальной и конечной амплитуды размагничивающего поля при этом составляли не менее 550 и не более 0,018 а/м соответственно. На рис. 1 приведены кривые зависимости проницаемости (в процентах от значения, полученного при измерении сразу после размагничивания) от времени выдержки образцов после размагничивания.

В табл. 1 даны значения спада магнитной проницаемости в процентах, полученные при испытаниях образцов различных материалов через 0,5; 2; 12; 24; 48 и 96 ч после размагничивания.

Проведенные эксперименты показали, что:

1. Временной спад у образцов железоникелевых сплавов наблюдается главным образом в области начального участка и крутого подъема кривой $\mu = f(H)$, и для испытанных образцов не превышал 5%. (Для одного из образцов сплава марки 79НМ (0,05 мм) временная зависимость вообще не была обнаружена.) В точке, соответствующей максимуму проницаемости и в области за ним, временной спад практически не наблюдается.

Исходя из полученных результатов, а также данных ЦНИИЧМ по временному спаду, для железоникелевых сплавов, испытываемых по ГОСТ 10160—62, в методических указаниях было принято время выдержки после размагничивания 12 ч.

2. Временной спад проницаемости у образцов холоднокатаной электротехнической стали выражен гораздо сильнее, чем у железоникелевых сплавов. Так, например, для образца с толщиной ленты 0,2 мм проницаемость через 96 ч изменилась на 20%, причем процесс уменьшения ее даже через такой длительный промежуток времени еще не закончился. Так же как и у железоникелевых сплавов, временной спад проницаемости холоднокатаной электротехнической стали зависит от того, в какой области кривой $\mu = f(H)$ производится измерение. Для всех испытанных образцов временной спад сильнее всего был выражен в области начальной проницаемости и отсутствовал в точке, соответству-

Таблица 1

Образец	Выдержка после размагни- чивания, ч	Спад магнитной прои- цаемости $\Delta\mu/\mu_{\text{псх}}$ (%) при напряженности поля H (а/м)			
		$H=$ $=0,144$	$H=$ $=0,662$	$H=1,14$	
Сплав 79НМ (0,2 мм) $\mu_a = 20\ 000$ $\mu_{\text{max}} = 151\ 000$	0,5	0,3	1	0	
	2	1	1,5	0	
	12	1,6	1,6	0	
	24	1,6	1,6	0	
Сплав 50Н (0,5 мм) $\mu_a = 2150$ $\mu_{\text{max}} = 32\ 100$	0,5	$H=$ $=0,460$	$H=9,80$	$H=17,0$	
		0,1	0,7	0,5	
	2	0,4	1,2	0,5	
	12	1,7	3	0,6	
	24	2	3,8	0,6	
	48	2	3,8	—	
Сплав 50Н (0,1 мм) $\mu_a = 3100$ $\mu_{\text{max}} = 30\ 800$	0,5	$H=$ $=0,300$	$H=10,2$	$H=16,5$	
		0,1	0,1	0,1	
	2	0,4	0,3	0,3	
	12	1,8	1,3	0,7	
	24	2,5	1,7	0,9	
	48	2,5	1,8	1	
Холоднокатаная электротехническая сталь (0,2 мм) $\mu_a = 2400$ $\mu_{\text{max}} = 68\ 800$	0,5	$H=$ $=3,000$	$H=0,90$	$H=7,56$	$H=12,1$
		2	0,7	0,3	0
	2	3,6	1,3	0,5	0
	12	8,3	3,8	0,8	0
	24	12,3	6	1,1	0
	48	17,7	9,3	1,2	—
96	20,7	—	1,2	—	
Холоднокатаная электротехническая сталь (0,15 мм) $\mu_a = 3000$ $\mu_{\text{max}} = 35\ 200$	0,5	$H=$ $=0,251$	$H=$ $=0,340$	$H=12,1$	$H=20,0$
		3,5	1,1	0,5	0
	2	6,7	1,8	0,8	0
	12	10,5	2,7	1	0
	24	11	3,5	1,0	0
	48	13	4,4	—	—
96	17	5,3	1,3	—	
Холоднокатаная электротехническая сталь (0,05 мм) $\mu_a = 1300$ $\mu_{\text{max}} = 33\ 500$	0,5	$H=0,79$	$H=4,85$	$H=22,3$	$H=30,4$
		0,6	0,2	0,1	0
	2	1,9	0,5	0,2	0
	12	6	1,4	1,1	0
	24	7,5	1,4	1,5	0
48	7,8	1,4	1,5	—	

Примечание. В последней графе приведены значения $H_{\mu_{\text{max}}}$.

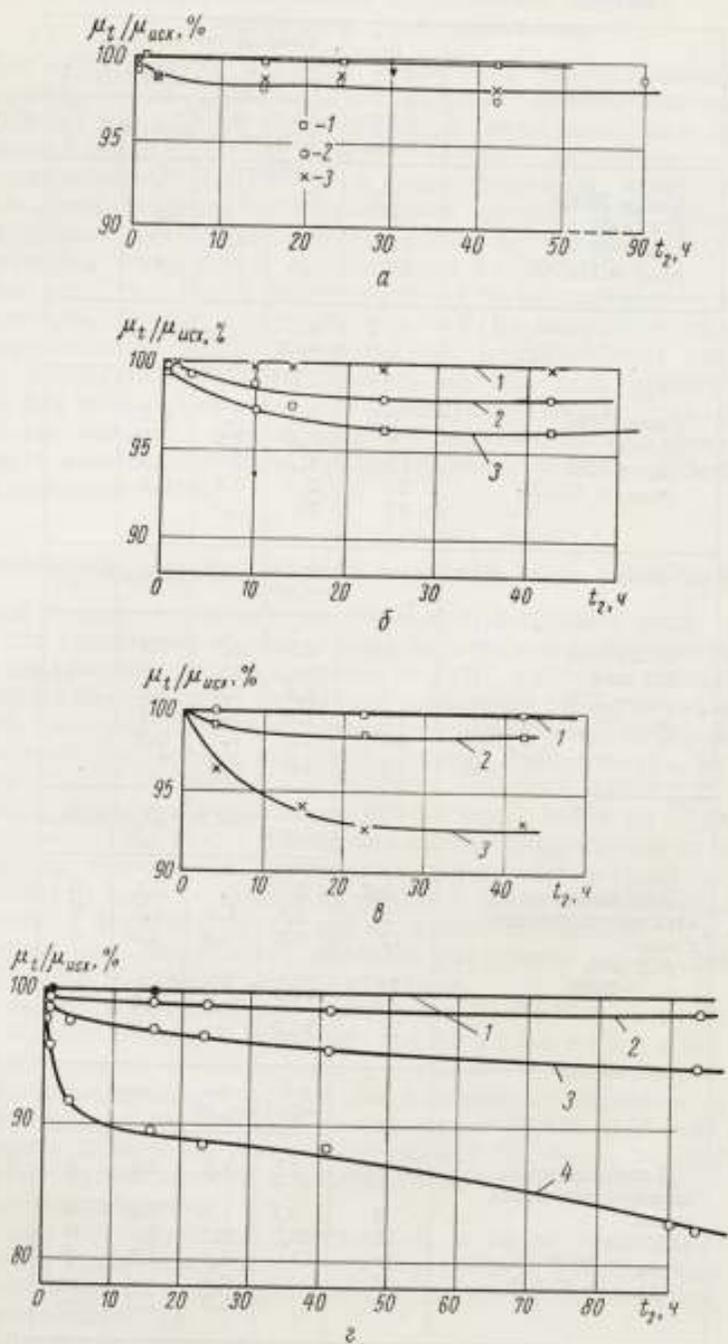


Рис. 1. Зависимость магнитной проницаемости от времени выдержки после размагничивания для образцов разных материалов

а — сплав 79HM (0,2 мм), напряженность 1 — 1,4 ($H_{\mu_{\max}}$); 2 — 0,33; 3 — 0,144 а/м;
 б — сплав 50H (0,5 мм), напряженность 1 — 17 ($H_{\mu_{\max}}$); 2 — 0,46; 3 — 9,8 а/м;
 в — холоднокатаная электротехническая сталь (0,05 мм), напряженность 1 — 30,4 ($H_{\mu_{\max}}$);
 2 — 1,85; 3 — 0,79 а/м;
 г — холоднокатаная электротехническая сталь (0,15 мм), напряженность 1 — 20 ($H_{\mu_{\max}}$);
 2 — 12,1; 3 — 0,84; 4 — 0,251 а/м;
 $\mu_{\text{исх}}$ — магнитная проницаемость непосредственно после размагничивания

ющей ее максимуму, и в области за ним (см. табл. 1). Такая же закономерность была найдена ЦНИИЧМ при исследовании временного спада холоднокатаной электротехнической стали толщиной 0,5; 0,35; 0,2; 0,15; 0,05 мм.

В результате работ, проведенных Верх-Исетским заводом [3, 4], а также ЦНИИЧМ, было установлено, что существенный временной спад для горячекатаной стали наблюдается лишь в области полей до 10 а/м.

Все сказанное выше позволило в методических указаниях рекомендовать для электротехнической стали при испытаниях в полях напряженностью меньше $H_{\mu_{\max}}$ время выдержки после размагничивания 24 ч; при испытаниях же в полях напряженностью, большей $H_{\mu_{\max}}$, измерения допускается начинать сразу после размагничивания.

Определение минимально допустимой начальной амплитуды размагничивающего поля

Для определения минимально допустимой начальной амплитуды размагничивающего поля $H_{r_{\max}}$ для каждого из образцов была проведена серия измерений индукции в упоминавшихся выше характерных точках на кривой $\mu = f(H)$ при различных значениях этой амплитуды. Все остальные параметры размагничивающего поля (конечная амплитуда, время размагничивания и время выдержки после размагничивания) оставались постоянными.

Размагничивание продолжалось 40—50 сек, выдержка после размагничивания образцов электротехнической стали 25—26 ч, а образцы железоникелевых сплавов измеряли сразу после размагничивания. Перед каждым размагничиванием, соответствующим заданной начальной амплитуде размагничивающего поля, образец намагничивали до насыщения.

Построенные по результатам измерения кривые зависимости магнитной проницаемости (в процентах к ее установившемуся значению) от величины начальной амплитуды $H_{r_{\max}}$ (рис. 2) дали возможность определить для каждого образца минимально допустимые значения $H_{r_{\max}}$, приведенные в табл. 2.

Как видно из рис. 2, наиболее чувствительной к изменению $H_{r_{\max}}$ оказалась область крутого подъема кривой $\mu = f(H)$, а менее чувствительными — начальная область, затем — область максимальной проницаемости и область за ней.

Как видно из табл. 2, наибольшее значение $H_{r_{\max}} = 50H_c$ получено лишь для одного образца. Для остальных образцов оно порядка $10H_c$. В соответствии с этим в методических указаниях было рекомендовано значение $H_{r_{\max}}$ не менее $50H_c$.

Определение максимально допустимой конечной амплитуды размагничивающего поля

Чтобы определить максимально допустимую конечную амплитуду размагничивающего поля $H_{r_{\min}}$ для каждого из образцов, была проведена серия измерений значений индукции в характерных точках кривой $\mu = f(H)$ при различных значениях $H_{r_{\min}}$ (остальные параметры размагничивающего поля сохранялись постоянными).

Таблица 2

Марка материала	Толщина проката ленты, мм	$H_{r_{\min}}$ не менее H_c
50Н	0,5	7
50Н	0,1	4
79НМ	0,2	50
79НМ	0,05	4
79НМ	0,03	4
Холоднокатаная электротехническая сталь	0,2	2
То же	0,15	8
» »	0,05	7

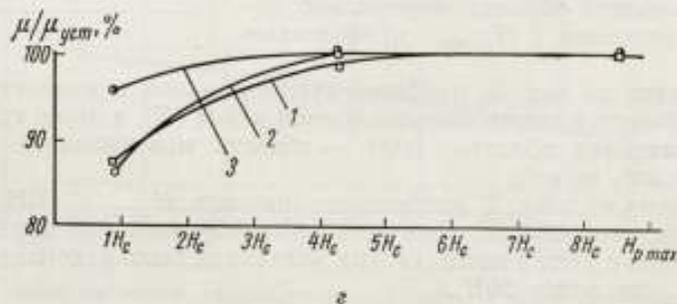
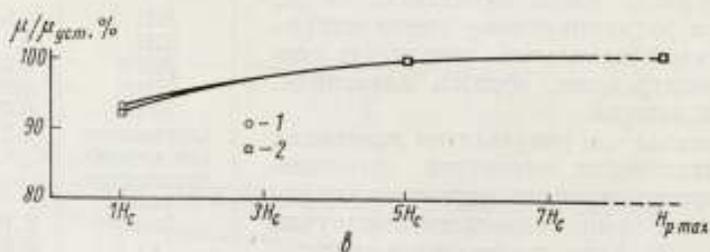
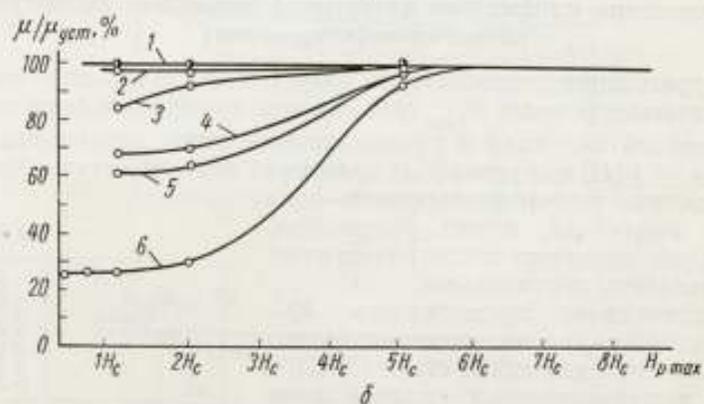
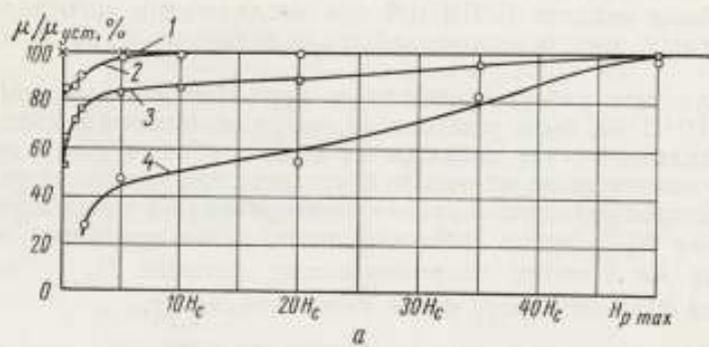


Рис. 2. Зависимость магнитной проницаемости (в процентах к ее установившемуся значению $\mu_{уст}$) от величины начальной амплитуды размагничивающегося поля $H_{р\max}$ для тех же образцов, что на рис. 1

а — сплав 79НМ (0,2 мм), напряженность: 1 — 4,44; 2 — 1,11; 3 — 0,144; 4 — 0,050 а/м;
 б — сплав 50Н (0,5 мм); напряженность: 1 — 32; 2 — 16; 3 — 12,8; 4 — 0,380; 5 — 1,04; 6 — 9,6 а/м;
 в — холоднокатаная электротехническая сталь (0,05 мм), напряженность: 1 — 0,61; 2 — 22,4 а/м;
 г — холоднокатаная электротехническая сталь (0,15 мм), напряженность: 1 — 12,1; 2 — 0,251;
 3 — 20,1 а/м

Так же, как и при определении $H_{p \max}$, образцы перед каждым размагничиванием, соответствующим данному значению $H_{p \min}$, намагничивали до насыщения.

На основании результатов измерений для каждого образца были построены кривые зависимости магнитной проницаемости (в процентах

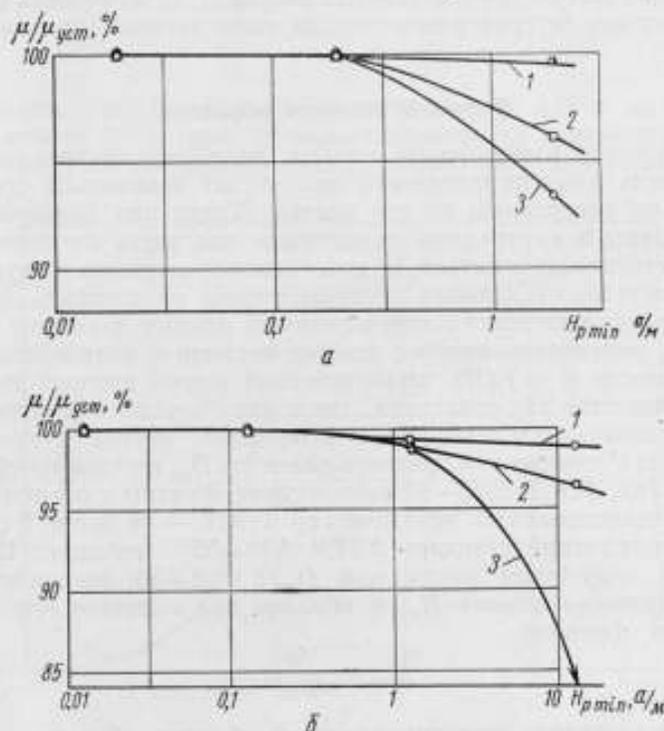


Рис. 3. Зависимость магнитной проницаемости (в процентах к ее установившемуся значению) от конечной амплитуды размагничивающего поля для разных материалов
 а — сплав 79НМ (0,05 мм), напряженность: 1 — 2,14 ($H_{\mu \max}$); 2 — 1,64; 3 — 0,118 а/м; б — сплав 50Н (0,1 мм), напряженность: 1 — 16,5 ($H_{\mu \max}$); 2 — 9,55; 3 — 0,414 а/м

от ее установившегося значения) от величины $H_{p \min}$ (рис. 3). Из полученных кривых видно, что максимально допустимое значение $H_{p \min}$ почти не зависит от напряженности поля H , при которой измеряют магнитную проницаемость (кривые, соответствующие разным значениям H , на рис. 3 сходятся примерно в одной точке).

Значения максимально допустимой конечной амплитуды размагничивающего поля $H_{p \min}$ для испытанных образцов, полученные с помощью упомянутых выше кривых, приведены в табл. 3.

Таким образом, для образцов как высоконикелевого сплава 79НМ, так и низконикелевого сплава 50Н максимально допустимое значение $H_{p \min}$ примерно одинаково и равно приблизительно 0,1 а/м. С электротехнической сталью эксперименты не проводили, но очевидно, что для нее эта величина не может превышать 0,1 а/м.

В методических указаниях рекомендована с известным запасом конечная амплитуда размагничивающего поля 0,03 а/м.

Таблица 3

Материал	Толщина проката ленты, мм	$H_{p \min}$ а/м, не более
50Н	0,5	0,08
50Н	0,1	0,10
79НМ	0,2	0,14
79НМ	0,05	0,12

Определение продолжительности размагничивания

Результаты измерений показали, что практически они не зависят от времени размагничивания при изменении его в пределах 0,5—4 мин. Поэтому мы полагаем, что время размагничивания 1—2 мин наиболее приемлемо для получения стабильных результатов измерений и примерно соответствует как литературным данным, так и данным нормативных документов.

Форма и размеры образцов

Если образец имеет форму кольца, то в радиальном направлении напряженность намагничивающего поля будет изменяться обратно пропорционально расстоянию от его центра. Тогда при большой разности между внешним и внутренним диаметрами плотность магнитного потока будет существенно изменяться, а подсчитанное значение индукции будет являться частным от деления полного потока на площадь поперечного сечения. Это соответствует лишь какому-то одному значению напряженности поля, определить которое сложно в связи с нелинейным характером зависимости $B = f(H)$, аналитическая форма которой не известна.

В большинстве как советских, так и зарубежных нормативных документов по испытаниям магнитных материалов, рекомендуются образцы в виде кольца с отношением среднего диаметра D_{cp} к радиальной ширине b от 8 до 10. Так, ГОСТ 9925—61 рекомендует образцы с отношением D_{cp}/b не менее 8, чехословацкий методический ГОСТ — не менее 9 ($D_{вн}/D_{нар} > 0,8$), американский стандарт ASTM A34—55 — не менее 10.

Найдем, чему будет равна при $D_{cp}/b = 8 \div 10$ погрешность определения среднего значения H_{cp} в образце при подсчете его по обычно применяемой формуле

$$H_{cp} = \frac{I\omega}{\pi D_{cp}},$$

где ω — число витков намагничивающей обмотки образца;

I — ток в обмотке, а.

Действительное значение H в образце в виде кольца, как известно, определяют, исходя из значения среднего гармонического радиуса по формуле

$$H_{cp} = \frac{I\omega}{2\pi(R_{нар} - R_{вн})} \ln \frac{R_{нар}}{R_{вн}},$$

где $R_{нар}$ и $R_{вн}$ — наружный и внутренний радиусы образца соответственно.

Выразив $R_{нар}$ и $R_{вн}$ через R_{cp} и $b/2$, получим

$$H_{cp} = \frac{I\omega}{4\pi\xi} \ln \frac{R_{cp} + \xi}{R_{cp} - \xi},$$

где $\xi = b/2$.

Так как $\xi < R_{cp}$, то, разложив выражение для H_{cp} в ряд, получим

$$H_{cp} = \frac{I\omega}{2\pi R_{cp}} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\xi^2}{R_{cp}^2} + \frac{1}{4} \frac{\xi^4}{R_{cp}^4} + \dots \right).$$

Из этого выражения для любого значения

$$\frac{D_{cp}}{b} = \frac{R_{cp}}{\xi}$$

можно легко определить интересующую нас погрешность, подсчитав поправочные члены. При этом поправочным членом четвертого порядка, очевидно, можно пренебречь, так как даже при $n = \frac{D_{cp}}{b} = 5$ он будет

меньше 0,05%. Ниже приведены результаты подсчета погрешности $\Delta H/H$, допускаемой при расчете напряженности поля в образце по среднему диаметру для нескольких значений отношения среднего диаметра образца к радиальной ширине D_{cp}/b :

$n = D_{cp}/b$	$\Delta H/H, \%$
5	1,3
8	0,5
10	0,3
12	0,2

Как видно, при $D_{cp}/b = 8-10$ погрешность $\Delta H/H$ не превышает 0,5%, что вполне допустимо. Однако погрешность измерения индукции при этом, как уже говорилось выше, может быть значительной и тем

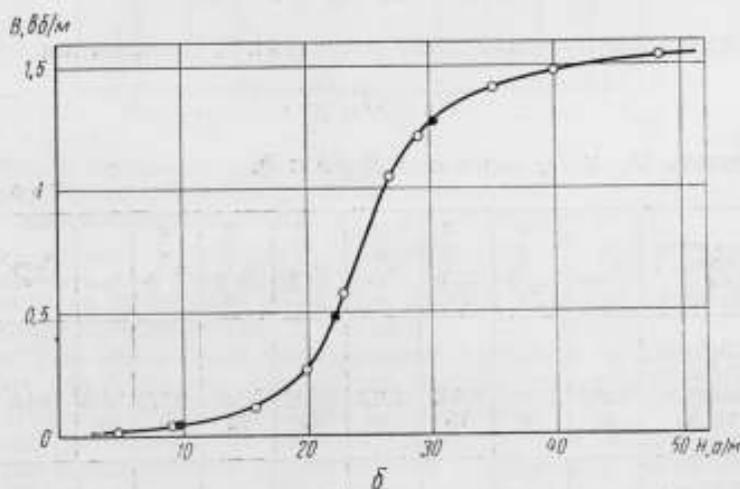
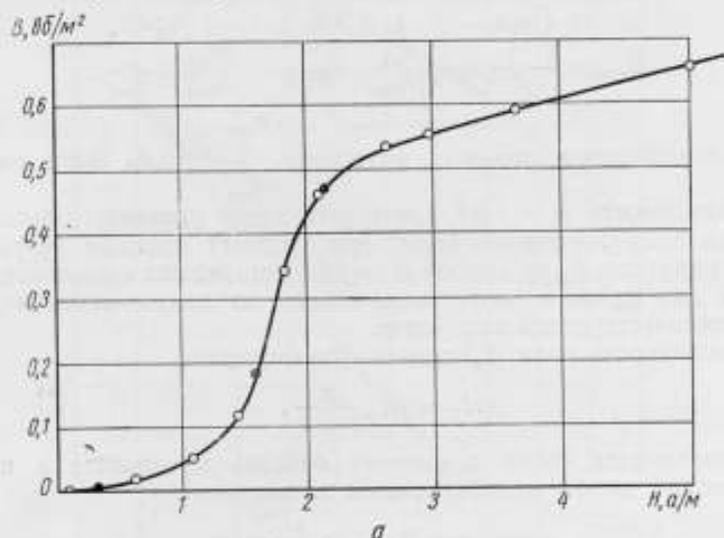


Рис. 4. Зависимость индукции от напряженности поля для образцов: а — сплава 79НМ и б — холоднокатаной электротехнической стали

больше, чем более нелинейный характер имеет кривая $B = f(H)$ (в области насыщения, очевидно, эта погрешность будет незначительной).

Для примера был проведен расчет погрешности $\Delta B/B$ измерения индукции, обусловленной неоднородностью намагничивания по сечению образца в виде кольца для двух типичных материалов: высоконикелевого сплава 79НМ (0,05 мм) и холоднокатаной электротехнической стали

(0,05 мм). Кривые зависимости $B = f(H)$ для образцов этих материалов приведены на рис. 4.

Погрешность из-за неоднородности намагничивания $\Delta B/B$ была определена в трех характерных точках кривой $B = f(H)$ (черные точки на рис. 4) при $D_{\text{ср}}/b$ равном 5, 8, 10, 12 следующим образом.

Погрешность $\Delta B/B$ из-за неоднородности намагничивания будет, очевидно, определяться как $\frac{B_{\text{изм}} - B}{B}$, где $B_{\text{изм}}$ — измеренная баллистическим методом индукция, соответствующая напряженности поля в образце $H_{\text{ср}}$, а B — индукция на кривой $B = f(H)$, соответствующая этой же напряженности поля $H_{\text{ср}}$. При этом

$$B_{\text{изм}} = \frac{\int B_i S_i}{S} = \frac{\int_{R_{\text{ни}}}^{R_{\text{нар}}} B_{\rho} h d\rho}{h(R_{\text{нар}} - R_{\text{ни}})} = \frac{\int_{R_{\text{ни}}}^{R_{\text{нар}}} B_{\rho} d\rho}{R_{\text{нар}} - R_{\text{ни}}}$$

Для определения значения интеграла $\int_{R_{\text{ни}}}^{R_{\text{нар}}} B(\rho) d\rho$ были построены кривые зависимости $B = f(\rho)$, соответствующие указанным выше значениям h для напряженностей поля, при которых находим погрешность. Значения индукции B_{ρ} на кривой $B = f(\rho)$ определяли с помощью кривой $B = f(H)$ для данного материала, исходя из напряженности поля H в точке, соответствующей радиусу ρ .

Напряженность поля H_{ρ} находим по формуле

$$H_{\rho} = H_{\text{ср}} \frac{n}{n+x}, \quad (*)$$

где x — координата точки в сечении образца изменяется в пределах от -1 до $+1$ и определяется из выражения

$$\rho = R_{\text{ср}} + x \frac{b}{2}.$$

Предыдущую формулу можно легко получить и из соотношения

$$H_{\rho} = H_{\text{ср}} \frac{D_{\text{ср}}}{D_{\rho}},$$

если выразить $D_{\text{ср}}$ и D_{ρ} через $n = D_{\text{ср}}/b$ и b .

Таблица 4

Координаты точки в сечении образца x радиус ρ	$R_{\text{нар}}$	$R_{\text{ср}} + 0,3b$	$R_{\text{ср}} + 0,1b$	$R_{\text{ср}}$	$R_{\text{ср}} - 0,1b$	$R_{\text{ср}} - 0,3b$	$R_{\text{ср}} - 0,4b$	-1 $R_{\text{ни}}$	$B_{\text{изм}} \times 10^4 \text{ вб/м}^2$	$\Delta B/B, \%$
При $H = 0,318 \text{ а/м}$, $B = 79 \cdot 10^{-4} \text{ вб/м}^2$: напряженность H_{ρ} индукция B_{ρ}	0,263 64	0,284 69	0,306 75	0,318 79	0,332 83	0,362 92	0,379 97,5	0,398 104	80,8	+2,3
При $H = 1,59 \text{ а/м}$, $B = 1880 \cdot 10^{-4} \text{ вб/м}^2$: напряженность H_{ρ} индукция B_{ρ}	1,32 870	1,42 1070	1,53 1500	1,59 1880	1,66 2300	1,81 3360	1,90 3800	1,99 4230	2140	+13,8
При $H = 2,15 \text{ а/м}$, $B = 4670 \cdot 10^{-4} \text{ вб/м}^2$: напряженность H_{ρ} индукция B_{ρ}	1,79 3220	1,92 3920	2,07 4480	2,15 4670	2,24 4830	2,44 5130	2,555 5250	2,69 5960	4530	-3

В табл. 4 приведены результаты расчета погрешности $\Delta B/B_i^*$ для материала 79НМ при $n = 5$. Кривые зависимости $B = f(\rho)$ для этого случая изображены на рис. 5 (тонкими линиями показаны дополнительные построения для определения площади под кривой $B = f(\rho)$).

Результаты подсчета погрешности $\Delta B/B$, приведенные в табл. 5, показывают, что при $D_{cp}/b = 8 \div 10$ эта погрешность для сплава 79НМ на начальном участке кривой намагничивания и в области максимальной

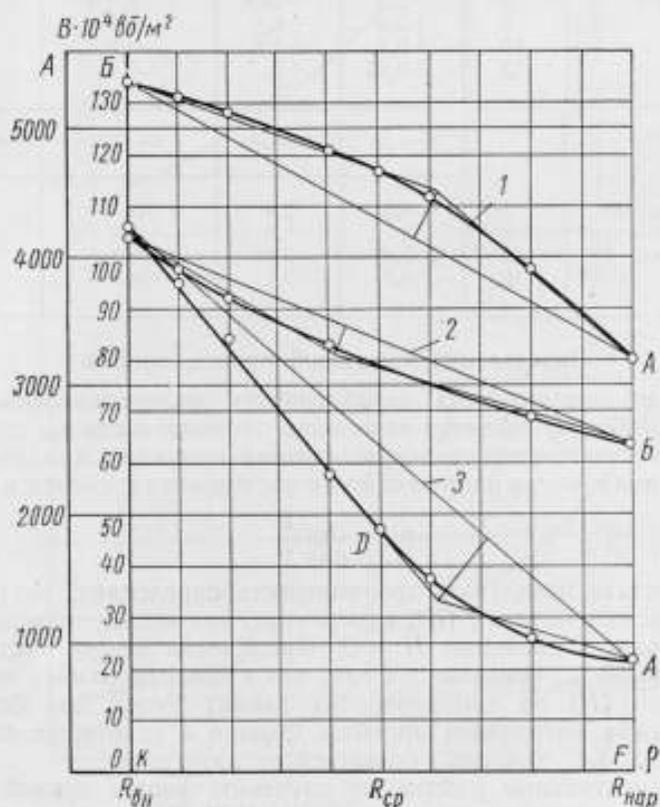


Рис. 5. Зависимость индукции от радиуса в сечении тороидального образца сплава 79НМ (0,05 мм) с отношением $D_{cp}/b = 5$.
Напряженность поля: 1 — 2,15 ($H_{\mu_{max}}$); 2 — 0,318; 3 — 1,59 а/м

проницаемости не превышает 1% и при $D_{cp}/b = 8$ может достигать 6% в месте крутого подъема кривой $B = f(H)$.

В области за максимумом проницаемости погрешность не вычисляли, но, очевидно, она будет еще меньше, так как характер зависимости кривой $B = f(H)$ на этом участке ближе к линейному.

Для электротехнической стали в начале кривой намагничивания и на участке максимальной проницаемости погрешность $\Delta B/B$ не превышает 1—2% и достигает 4—6% в месте крутого подъема кривой $B = f(H)$. В области за максимумом проницаемости эта погрешность, очевидно, также не будет превышать 1—2%.

Так как образцы железоникелевых сплавов в форме кольца по ГОСТ 10160—62 испытывают на начальном участке и в области максимальной проницаемости, а электротехнической стали в кольцах (по ГОСТ 9925—61) — в области за максимумом проницаемости, то, следовательно, в методических указаниях, не допуская погрешности больше 2%, можно рекомендовать образцы с отношением $n \geq 8$.

Образец	Отноше- ние $D_{ср}/b$	Погрешность измерения индукции $\Delta B/B$ (%) при напряженности поля H (а/м)			
		$H=0,318$	$H=1,59$	$H=2,15$ ($H_{\mu \max}$)	
Сплав 79НМ (0,05 мм)	5	+2,3	+13,8	-3	
	8	+0,9	+6,4	-0,85	
	10	+0,4	+2,5	-0,8	
	12	+0,25	+2	-0,43	
Холоднокатаная электротехническая сталь (0,05 мм)		$H=1,59$	$H=9,55$	$H=22,2$	$H=90,2$ ($H_{\mu \max}$)
	5	4,6	2,9	15	-2
	8	2	1,3	6,0	-0,79
	10	1,4	0,26	4,0	-0,4
	12	0,7	0,1	4,0	-0,4

Определение начальной проницаемости

Одной из нормируемых характеристик железоникелевых сплавов (по ГОСТ 10160—62) является начальная проницаемость μ_a , под которой, как известно, понимают предел отношения индукции к напряженности магнитного поля, когда напряженность последнего стремится к нулю:

$$\mu_a = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H}.$$

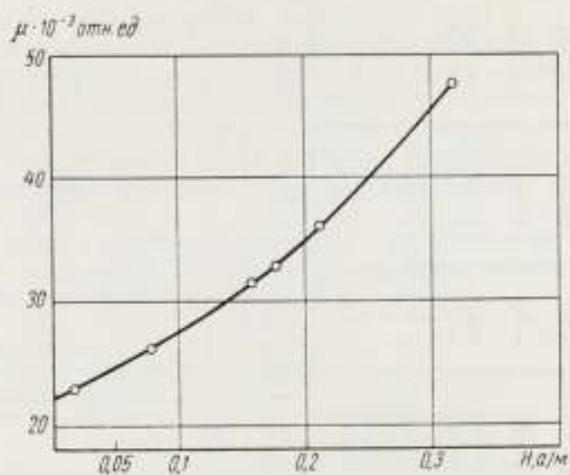
На практике начальную проницаемость определяют, экстраполируя кривую зависимости $\mu = f(H)$, измеренную при малых значениях напряженности поля, к значению $H = 0$. Применение метода экстраполяции для определения μ_a основано на том, что в области слабых полей зависимость $\mu = f(H)$ по эмпирическому закону Релея для большинства магнитномягких материалов линейна. Однако в некоторых случаях эта зависимость может заметно отличаться от линейной.

Экспериментальные работы по изучению формы кривой $\mu = f(H)$ в области слабых полей, проведенные ЦНИИЧМ [7], показывают, что зависимость $\mu = f(H)$ в этой области для некоторых материалов может выражаться кривой, обращенной выпуклостью вниз (при этом проницаемость с увеличением H может изменяться плавно или резко).

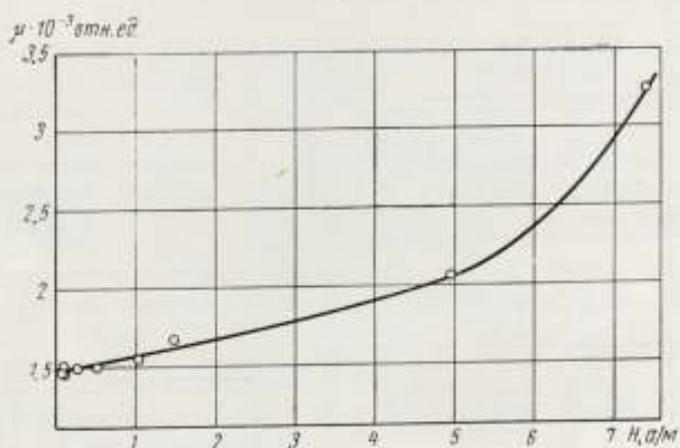
Для некоторых из приводимых в работе [7] кривых применение метода экстраполяции для определения μ_a почти исключено, настолько резко падает проницаемость вблизи напряженности поля $H = 0$.

Сказанное выше позволяет сделать вывод, что метод линейной экстраполяции может быть рекомендован только после достаточно полного ознакомления с формой кривых $\mu = f(H)$ в слабых полях для типичных железоникелевых сплавов. Рекомендую этот метод, необходимо для лучшей воспроизводимости результатов указать значения напряженности поля, при которых следует производить экстраполяцию. С этой целью были измерены начальные участки кривых $\mu = f(H)$ для следующих материалов: 79НМ (0,2; 0,05; 0,03 мм); 80НХС (0,1 мм); 50Н (0,5; 0,02 мм); 50НП (0,25 мм).

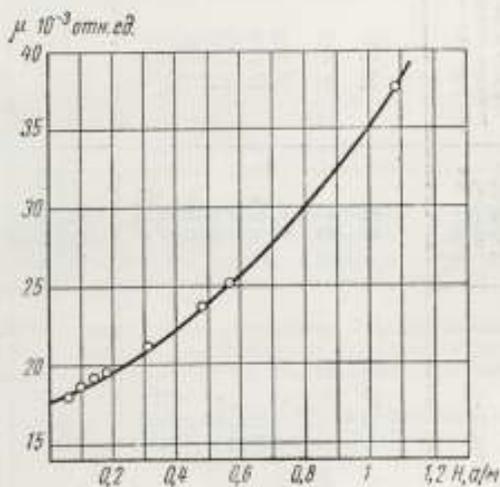
Образцы испытывали баллистическим методом на баллистической установке ВНИИМ непосредственно после размагничивания. Чтобы иметь возможность измерять индукцию в очень слабых полях (меньше 0,1 а/м), приходилось наматывать на образцы измерительные обмотки с числом витков порядка 1000 (при постоянной баллистического гальванометра $4,5 \cdot 10^{-6}$ вб/дел) и площади сечения образцов 0,2—0,25 см²). На рис. 6



а



б



в

Рис. 6. Зависимость магнитной проницаемости от напряженности поля сплавов: а — 79НМ (0,2 мм); б — 50Н (0,02 мм); в — 79НМ (0,05 мм)

Таблица 6

Материал	Толщина проката ленты, мм	Наиболее высокое значение μ_d , отн. ед.	Значение начальной производительности (отн. ед.), полученное линейной экстраполяцией по точкам, соответствующим напряженности поля (σ/μ)									
			0,14—0,18	Δ	0,08—0,12	Δ	0,12—0,16	Δ	0,16—0,2	Δ		
79НМ (образец № 1) 79НМ (образец № 2) 79НМ (образец № 3) 79НМ 80НХС 50Н 50Н 50НП	0,2	22 000	0	21 400	-2,7	20 700	-5,9	20 000	-9,1			
	0,2	22 200	-0,9	21 300	-4,0	20 400	-8,1	18 500	-16,7			
	0,2	18 600	0,5	18 200	-2,1	17 700	-4,8	17 400	-6,4			
	0,05	17 700	0	17 700	0	17 500	-1,1	17 300	-2,2			
	0,03	10 000	0	10 000	0	10 000	0	10 000	0			
	0,1	11 900	0	11 900	0	11 900	0	11 900	0			
	0,02	1 460	0	1 460	0	1 460	0	1 460	0			
	0,5	1 930	0	1 930	0	1 930	0	1 930	0			
	0,025	1 400	0	1 400	0	1 400	0	1 400	0			
	0,2	17 100	-3,4	16 400	-7,3	10 000	0	1 460	1 460	1 360		
79НМ (образец № 1) 79НМ (образец № 2) 79НМ (образец № 3) 79НМ 80НХС 50Н 50Н 50НП	0,2	22 000	0	10 000	0	11 800	-0,84	0	1 800	1 560		
	0,2	20 200	0	11 800	0	1 460	0	1 930	-5,2	1 360		
	0,2	18 600	0	1 460	0	1 460	0	1 380	-1,4	1 360		
	0,05	17 700	0	1 930	0	1 400	0	0	0	0		
	0,03	10 000	0	1 400	0	0	0	0	0	0		
	0,1	11 900	0	0	0	0	0	0	0	0		
	0,02	1 460	0	0	0	0	0	0	0	0		
	0,5	1 930	0	0	0	0	0	0	0	0		
	0,025	1 400	0	0	0	0	0	0	0	0		
	0,2—0,3	Δ	0,3—0,5	Δ	1—2	Δ	2—3	Δ	3—4	Δ		

$$\frac{\Delta \mu_d}{\mu_d} \%$$

Примечание. Δ — относительная погрешность определения начальной производительности линейной экстраполяцией по данным точкам

приведены полученные типичные кривые начального участка зависимости проницаемости от напряженности магнитного поля.

Результаты определения начальной проницаемости линейной экстраполяцией по различным точкам кривой $\mu = f(H)$ приведены в табл. 6. Из таблицы видно, что для низконикелевых пермаллоев начальная проницаемость может быть определена линейной экстраполяцией с погрешностью, не превышающей 1%, по точкам, соответствующим значениям напряженности поля 1—2 а/м, для высоконикелевых пермаллоев — по точкам 0,04—0,08 а/м.

Чтобы оценить наименьшее значение напряженности поля, для которого с помощью баллистического гальванометра может быть измерена индукция, будем исходить из следующих данных:

Постоянная гальванометра C	10^{-4} вб/дел
Число витков измерительной обмотки образца	200
Площадь сечения образца	$0,25 \text{ см}^2$
Наименьшее допустимое отклонение гальванометра	10 дел

При этих условиях наименьшая индукция, которую можно измерить,

$$B = \frac{C\alpha}{2S\omega_2} = 10^{-3} \text{ вб/м}^2.$$

Тогда, приняв в области слабых полей для низконикелевых сплавов $\mu = 2000$ отн. ед., а для высоконикелевых $\mu = 20\,000$ отн. ед. (что соответствует примерно данным ГОСТ 10160—62), получим, что в первом случае наименьшее значение $H = 0,4$ а/м, а во втором $H = 0,04$ а/м.

Исходя из сказанного, можно рекомендовать определять начальную проницаемость линейной экстраполяцией по точкам на кривой $\mu = f(H)$, соответствующим напряженности поля 0,05—0,1 а/м для высоконикелевых сплавов и 0,5—1 а/м — для низконикелевых.

Погрешность при таком способе определения начальной проницаемости, по нашему мнению, в основном не должна превышать 2—3%, что вполне допустимо. Тем не менее, в некоторых случаях [7] применение линейной экстраполяции может привести к большим погрешностям в определении начальной проницаемости. Чтобы избежать этого, следовало бы в стандарте на материал нормировать величину не начальной, а магнитной проницаемости в заданном поле.

Итогом настоящей работы явились рекомендации методических указаний № 268 по испытанию магнитномягких материалов на постоянном токе.

• ЛИТЕРАТУРА

1. Чернышев Е. Т., Чернышева Н. Г., Чечурин Е. Н. Магнитные измерения на постоянном и переменном токе. М., Стандартгиз, 1962.
2. Альтгаузен О. Н., Семенова Н. А. О методике измерения магнитных свойств электротехнической стали в слабых и средних полях 0,002—25 а/см. «Заводская лаборатория», 1959, № 4.
3. Дружинин В. В. Метод измерения магнитных характеристик электротехнических сталей в зависимости от их назначения. «Бюллетень технической информации Всесоюзного научно-технического общества черной металлургии», Свердловск, февраль 1957.
4. Дружинин В. В. Магнитные свойства электротехнической стали. М., Металлургияздат, 1962.
5. Кифер И. И. Испытания ферромагнитных материалов. Госэнергониздат, 1962.
6. Пеньков Н. В. Влияние магнитного последования на определение кривой намагничивания баллистическим методом. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Изд. стандартов, 1964.
7. Альтгаузен О. Н. К методике определения начальной проницаемости современных магнитных сплавов. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 64 (124). М.—Л., Стандартгиз, 1962.

Поступила в редакцию
7/XII 1965 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ ЧАСТОТОЙ 50 Гц

Рассматриваются возможные погрешности измерения на образцовой установке ВНИИМ магнитных характеристик магнитнотвердых материалов в переменном поле

Широкое распространение малогабаритных гистерезисных двигателей в системах автоматического управления поставило вопрос об организации контроля качества материалов роторов этих двигателей, выполняемых обычно из листовых магнитнотвердых материалов типа викаллоя.

Исследования режимов работы гистерезисных двигателей показали [1], что наибольший интерес при определении пригодности материалов для роторов двигателей представляют потери на гистерезис, определенные при различных значениях магнитной индукции или напряженности магнитного поля, и динамическая кривая намагничивания в виде зависимости $B_{\max} = f(H_{\max})$. Для выбора оптимального режима работы двигателей представляет интерес также группа симметричных петель гистерезиса. Определение перечисленных характеристик в постоянных магнитных полях с помощью стандартных баллистических установок очень трудоемко, поэтому во Всесоюзном научно-исследовательском институте электромеханики (ВНИИЭМ) была создана установка, позволяющая определять динамическую кривую намагничивания и потери на образцах викаллоев в форме кольца в переменных полях частотой 50 Гц. Эта установка позволяет определять потери на перемагничивание методом ваттметра и динамическую кривую намагничивания — методом амперметра — вольтметра.

В последние годы подобные же установки стал создавать ряд заинтересованных организаций и возникла необходимость в их поверке. В связи с этим перед ВНИИМ встала задача изучения погрешностей подобных установок и аттестации одной из них в качестве образцовой для определения характеристик нормальных образцов, служащих для поверки установок подобного вида.

Принципиальные схемы, обычно используемые при определении характеристик магнитнотвердых материалов, подобны схемам испытания магнитномягких материалов. Поэтому испытание нормальных образцов производили на стандартной аппаратуре, собранной по описанным в работе [2] схемам для определения характеристик магнитномягких материалов.

На рис. 1 дана принципиальная схема установки ВНИИМ для определения следующих характеристик магнитнотвердых материалов: а) основной кривой намагничивания $B_{\max} = f(H_{\max})$; б) динамических магнитных циклов в виде зависимости магнитной индукции B_i от напряженности магнитного поля H_i , т. е. $B_i = f(H_i)$; в) удельных потерь на перемагничивание в зависимости от максимального значения магнитной индукции $\rho = f(B_{\max})$.

Установка в основном собрана из приборов и узлов, серийно выпускаемых промышленностью. На ней можно испытывать только образцы в форме кольца, для намагничивания которых используют поле прямолинейного провода с током, образуемого одновитковой вторичной обмоткой трансформатора тока Т типа ТК6-05-4.

Чтобы обеспечить удовлетворительный отвод тепла при прохождении больших токов, прямолинейный провод выполнен в виде полых цилиндрических стержней с водяным охлаждением. К установке придан набор таких стержней диаметрами 4, 9, 13 и 20 мм, что позволяет испытывать образцы с внутренним диаметром от 5 мм и выше.

Автотрансформатор *AT* обеспечивает плавную регулировку намагничивающего тока на пределах 10, 30, 100, 250, 1000 и 2000 *a* действующих значений. В соответствии с этим установка ВНИИМ позволяет определять перечисленные выше характеристики на образцах материалов с коэрцитивной силой не более 20 *ка/м*. В случае испытаний материалов с большей коэрцитивной силой обеспечить намагничивание образца до насыщения не удастся. Питается установка от сети переменного тока частотой 50 *гц*, напряжением 220 *в*. Ток, получаемый от сети, не превышает 40 *a*.

Для измерений действующих значений тогов служит амперметр *A* типа Э59/6 класса 0,5, который включается в намагничивающую цепь через измерительный трансформатор тока *ИТ* типа И512. Поскольку класс точности трансформатора 0,05, то его используют и для расширения токовых пределов малокосинусного ваттметра *W*.

При испытании образцов в виде кольца желательно ограничиться минимальным количеством витков измерительной обмотки, поэтому пределы ваттметра должны позволять измерять небольшие напряжения, т. е. в нем должен быть предусмотрен усилитель напряжений *У*. В схеме для этого использован ваттметр типа Ф518 от стандартной установки У5018, предназначенной для испытаний магнитномягких материалов при частотах 200–9600 *гц*. Исследование ваттметра при частоте 50 *гц* для измерения напряжений с коэффициентом формы до 2,5 показало пригодность его для испытания магнитотвердых материалов. С учетом дополнительной фазовой погрешности, вносимой измерительным трансформатором *ИТ*, основная погрешность ваттметра составляет 3%.

Амплитудное значение намагничивающего тока, поскольку он синусоидален, может быть определено через действующее его значение. Для непосредственного измерения мгновенных значений тока (в том числе и амплитудного) используется фазочувствительный вольтметр средних значений $\bar{V}_{ср}$, подключенный к измерительной кольцевой катушке *M* на текстолитовом каркасе, расположенной соосно с намагничивающей шиной. Катушка рассчитана так, что взаимная индуктивность ее с шиной составляет 5 *мкгн*. При этом мгновенное значение намагничивающего тока в момент времени t_1 следует подсчитывать по формуле

$$I_{t_1} = \frac{(E_{Mcp})_{t_1}}{4M}, \quad (1)$$

где $(E_{Mcp})_{t_1}$ — среднее значение э. д. с. (в вольтах) в измерительной катушке, измеренное фазочувствительным вольтметром за полупериод с момента t_1 до $t_1 + T/2$;

$f = \frac{1}{T} = 50$ *гц* — частота намагничивающего тока.

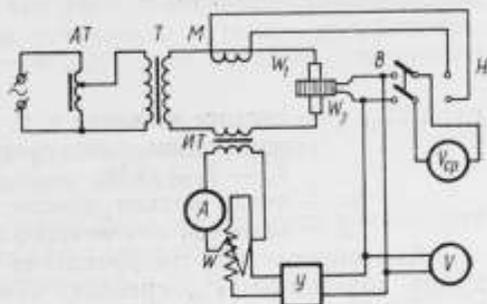


Рис. 1. Принципиальная схема установки ВНИИМ для испытаний листовых магнитотвердых материалов

Собственно напряженность намагничивающего поля определяют по формуле

$$H_{t_1} = \frac{(E_{M_{cp}})_{t_1}}{2\pi r_{cp} M f}, \quad (2)$$

где r_{cp} — средний радиус образца.

В качестве фазочувствительного вольтметра средних значений использован микроамперметр типа М95 и механический выпрямитель от векторметра Ц50, которые вместе с добавочными сопротивлениями представляют собой вольтметр средних значений напряжений класса точности 1,5. Этот же вольтметр используют для измерения средних значений сильно искаженных э. д. с. в измерительной обмотке образца E_{2cp} , по которым подсчитывают мгновенные значения индукции

$$B_{t_1} = \frac{(E_{2cp})_{t_1}}{4fS\omega_2}, \quad (3)$$

где $(E_{2cp})_{t_1}$ — среднее значение э. д. с. в измерительной обмотке образца, измеренное вольтметром V_{cp} за промежуток времени $t_1 - t_1 + T/2$;

ω_2 — число витков измерительной обмотки;

S — площадь поперечного сечения образца.

Для определения коэффициента формы э. д. с. в схеме установки, кроме вольтметра V_{cp} средних значений, предусмотрен вольтметр V типа ВЗ-19, пригодный для измерений действующих значений напряжений, имеющих на частоте 50 гц коэффициент формы, не превышающий 2.

В общем случае использования метода ваттметра удельные потери подсчитывают по формуле

$$\rho = \frac{1}{m} \left(P_W \frac{\omega_1}{\omega_2} - \frac{U^2}{r_2} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_2} \right), \quad (4)$$

где

$$r_2 = \frac{r_V r_W}{r_V + r_W};$$

P_W — показание ваттметра, *вт*.

Поскольку в установке ВНИИМ $\omega_1 = 1$ и входные сопротивления вольтметра и усилителя ваттметра велики по сравнению с сопротивлением r_2 измерительной обмотки, то формула (4) принимает вид:

$$\rho = \frac{P_W}{m\omega_2}, \quad (5)$$

где m — масса образца, *кг*.

Погрешности измерений

Наибольшую инструментальную погрешность измерения B_t , H_t и ρ оценивают дифференцированием формул (2), (3), (5):

$$\frac{\delta H_t}{H_t} = \frac{\delta E_{M_{cp}}}{E_{M_{cp}}} + \frac{\delta M}{M} + \frac{\delta f}{f} + \frac{\delta r_{cp}}{r_{cp}}, \quad (6)$$

$$\frac{\delta B_t}{B_t} = \frac{\delta E_{2cp}}{E_{2cp}} + \frac{\delta S}{S} + \frac{\delta f}{f}, \quad (7)$$

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{\delta P_W}{P_W} + \frac{\delta m}{m}. \quad (8)$$

Ввиду того, что в схеме установки катушку M подгоняли под номинальное значение по образцовому амперметру класса 0,5, то суммарная погрешность $\delta E_{M_{cp}}/E_{M_{cp}} + \delta M/M$ составляет 2%.

Если считать, что

$$\frac{\delta I}{I} < 0,5\%, \quad \frac{\delta r_{\text{ср}}}{r_{\text{ср}}} = \frac{\delta S}{S} = 1\%$$

и, в соответствии с классами измерительных приборов,

$$\frac{\delta E_{\text{зср}}}{E_{\text{зср}}} = 1,5\%, \quad \frac{\delta P_{\text{в}}}{P_{\text{в}}} = 3\%,$$

погрешностью же измерения массы m можно пренебречь, то

$$\frac{\delta H_t}{H_t} = 3,5\%, \quad \frac{\delta B_t}{B_t} = 3\%, \quad \frac{\delta p}{p} = 3\%.$$

Кроме инструментальных погрешностей, на результаты измерений могут влиять некоторые систематические погрешности, появление которых вызвано особенностями конструкции установки, а также погрешности, связанные с магнитными свойствами испытуемого образца. Рассмотрим последовательно эти погрешности.

Влияние эксцентричного расположения образца на токопроводящем стержне

Пусть r — радиус образца; z — расстояние центра токопроводящего стержня от центра кольцевого образца (эксцентриситет).

Поле, создаваемое током I на расстоянии ρ от провода,

$$H_0 = \frac{I}{2\pi\rho}.$$

Однако образец намагничивает составляющая H_r , касательная к средней окружности образца:

$$H_r = H_0 \cos \psi. \quad (9)$$

Из косоугольного треугольника (рис. 2) видно, что

$$\cos \psi = \frac{r + z \cos \theta}{\sqrt{z^2 + r^2 + 2zr \cos \theta}};$$

$$\rho = \sqrt{z^2 + r^2 + 2zr \cos \theta}.$$

Подставив полученные значения в выражение (9) и проинтегрировав его в пределах от 0 до 2π , получим выражение для усредненного значения напряженности поля, намагничивающего образец:

$$H_{\text{ср}} = \frac{I}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \frac{r + z \cos \theta}{z^2 + r^2 + 2zr \cos \theta} \cdot d\theta.$$

Разложив подынтегральную функцию в ряд Тейлора по степеням $\alpha = \frac{z}{r}$ и произведя интегрирование, получим

$$H_{\text{ср}} = \frac{I}{2\pi r} \left(1 - 3 \frac{z^4}{r^4} \right). \quad (10)$$

Следовательно, влияние эксцентриситета определяет член разложения четвертого порядка.

Если считать допустимой дополнительную погрешность от эксцентриситета равной 0,2%, т. е.

$$3 \left(\frac{z}{r} \right)^4 = 0,002,$$

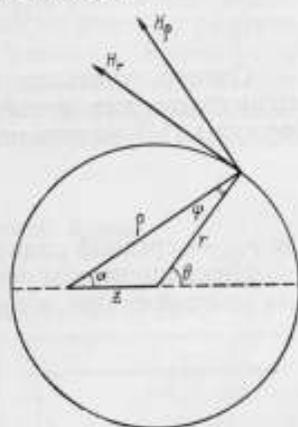


Рис. 2. К расчету погрешности вследствие эксцентричного расположения образца на токопроводящем стержне

то эксцентриситет не должен превышать $z < 0,16r$. Это довольно легко обеспечить, применив два центрирующих конуса, между которыми зажимается образец, что и выполнено в установке ВНИИМ.

Влияние размеров образца и витка вторичной обмотки катушки взаимной индуктивности

На основании закона полного тока

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I,$$

причем для прямолинейного тока

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = 2\pi\rho H,$$

где ρ — расстояние рассматриваемой точки от оси проводника.

Как известно [3], выражение $I = 2\pi\rho H$ справедливо не только для бесконечно тонкого проводника, но и для рассматриваемых случаев сплошного (для катушки M) и полого (для образца) стержней. Поэтому среднее значение напряженности магнитного поля в объеме образца или измерительной катушки M определяется из выражения

$$H_{\text{ср}} = \int_{\rho_n}^{\rho_w} H d\rho = \frac{I}{2\pi(\rho_w - \rho_n)} \ln \frac{\rho_w}{\rho_n}. \quad (11)$$

Однако, учитывая небольшую проницаемость испытуемых образцов магнитотвердых материалов ($\mu < 500$), в большинстве случаев вместо формулы (11) можно пользоваться формулой

$$H_{\text{ср}} = \frac{I}{2\pi\rho_{\text{ср}}}, \quad (12)$$

где $\rho_{\text{ср}}$ — средний радиус образца.

Ниже приведены погрешности определения значения $H_{\text{ср}}$, обусловленные заменой среднего гармонического радиуса образца

$$\rho_r = \frac{\rho_w - \rho_n}{\ln \frac{\rho_w}{\rho_n}}$$

на средний $\rho_{\text{ср}}$ и подсчитанные для внутренних радиусов ρ_n от 0,5 до 4 см:

ρ_w/ρ_n	1,3	1,5	1,8	2
$\delta H/H, \%$	0,2—0,4	1—1,4	2,4—2,6	4—5

Поскольку проницаемости материалов, для которых предназначена установка ВНИИМ, невелики, то дополнительная погрешность измерения индукции, обусловленная погрешностью $\delta H/H$, будет небольшой. При подсчете ее по формуле

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\delta H} = \mu_d \frac{H}{B} \cdot \frac{\delta H}{H} \quad (13)$$

для некоторых видов материалов типа викаллой можно убедиться, что при отношении $\rho_w/\rho_n = 1,3$ погрешностью можно пренебречь и даже при $\rho_w/\rho_n = 1,5$ она в области μ_{max} не превысит 2%. В ряде случаев можно также пользоваться соотношением $\rho_w/\rho_n = 1,8$, если допускается увеличение до 3—4% дополнительной погрешности измерения индукции в области максимума проницаемости.

Для уменьшения погрешности подсчета коэффициента взаимной индуктивности токоведущего стержня и воздушной измерительной катушки

следует учитывать потокосцепление измерительной катушки с каждым витком, т. е.

$$\text{Здесь} \quad M = \frac{\Phi_{\Sigma}}{I}.$$

$$\Phi_{\Sigma} = \mu_0 K_{sw} \int_{R_{в}}^{R_{н}} H dR,$$

где $R_{н}$ и $R_{в}$ — наружный и внутренний радиусы катушки M .

При этом сумму площадей всех витков K_{sw} можно определить, взяв интеграл

$$K_{sw} = \frac{4}{(a_2 - a_1)(b_2 - b_1)} \int_{a_1}^{a_2} \int_{b_1}^{b_2} xy dx dy,$$

где x и y — текущие координаты системы, центр которой совпадает с центром поперечного сечения каркаса измерительной катушки;

a_1 и b_1 — значения координат, соответствующие первому витку катушки;

a_2 и b_2 — значения координат, соответствующие последнему витку.

Значение постоянной катушки M всегда можно рассчитать достаточно точно, так как закон изменения напряженности поля по радиусу известен и не зависит от диаметра токоведущего стержня. Кроме того, в установке ВНИИМ катушка M подгоняется под номинальное значение непосредственно по амперметру A и вольтметру V_{cp} (см. рис. 1), что исключает дополнительную погрешность определения коэффициента взаимной индуктивности.

Влияние на образец поля токопроводящей шины

Напряженность поля в точке A (рис. 3) расположения испытуемого образца, создаваемая участком OB шины, вычисляется по формуле

$$H_A = \frac{I}{2\pi a} (\sin \beta_1 + \sin \beta_2), \quad (14)$$

в то время как напряженность рабочего поля, создаваемого стержнем OC , будет

$$H = \frac{I}{2\pi \rho_{cp}}. \quad (15)$$

Учитывая размеры образца и шины ($a = 20$ см, $\rho_{cp} = 1,5$ см, $OB = 20$ см), получим, что

$$\frac{H_A}{H} = 0,13,$$

т. е. поле, создаваемое перпендикулярным участком шины в области расположения образца, составляет 13% от основного намагничивающего поля. Однако напряженность внутреннего поля, намагничивающего образец в направлении вектора H_A , будет

$$H'_A = H_A - NJ, \quad (16)$$

где N — коэффициент размагничивания образца в направлении вектора H_A ,
 J — намагниченность.

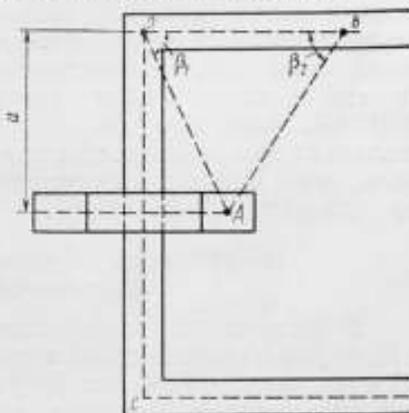


Рис. 3. К расчету погрешности, возникшей из-за влияния токопроводящих участков шины

Коэффициент размагничивания кольца достаточно велик и NJ по величине близко к H_A , т. е. на образец это поле, практически, не влияет. Кроме того, влияние поля H_A ослабляется тем, что оно направлено под углом к вектору основной намагниченности образца, создаваемой рабочим полем H .

Погрешность, обусловленная отклонением формы намагничивающего поля от синусоиды

Как известно, для обеспечения режима синусоидальной напряженности магнитного поля необходимо, чтобы полное сопротивление намагничивающей цепи значительно превышало индуктивное, вносимое образцом.

В установке ВНИИМ полное сопротивление цепи создается витком, который образуют шины и токопроводящий стержень, и обмоткой измерительного трансформатора тока.

Индуктивность L_p витка приблизительно можно подсчитать по формуле для прямоугольной рамки [3]. Учитывая реальные размеры витка установки ВНИИМ, получим

$$L_p = 5 \cdot 10^{-7} \text{ гн.}$$

Приращение же индуктивности, когда образец помещен на токопроводящий стержень, [4]

$$\Delta L = 2h \ln \frac{\rho_n}{\rho_b} (\mu - 1), \quad (17)$$

где h — высота образца;

μ — проницаемость материала.

Подсчет показал, что в рассматриваемом случае

$$\Delta L \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ гн.}$$

Считая, что полное сопротивление цепи без образца $z_u = \omega L_p$, а индуктивное сопротивление, вносимое образцом, $x_{обп} = \omega \Delta L$, получим

$$\frac{z_u}{x_{обп}} = 17.$$

В большинстве случаев такое соотношение достаточно для получения режима синусоидального тока. Исследования показали, что в частном случае испытаний магнитотвердых материалов нарушение режима синусоидального тока, наблюдаемое при испытании некоторых образцов, практически не влияет на результаты измерений характеристик на установке ВНИИМ. Более того, эти характеристики в пределах точности измерений совпадают при режимах как практически синусоидальной напряженности поля, так и близком к синусоидальной магнитной индукции, полученном на установке УМИПТ-1 [5].

Погрешности, обусловленные наличием нелинейных функциональных зависимостей

В связи с тем, что функции $B_t = f(H_t)$, $p = f(B_{max})$, $B_t = f(\omega t)$ и $H_t = f(\omega t)$ нелинейны, их погрешности определяются как формулами (6), (7) и (8), так и значениями аргументов (H_t , B_{max} , ωt) и их инструментальных погрешностей. Последнее может учитываться формулами [6]:

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta H} = \mu_d \frac{H}{B} \cdot \frac{\delta H}{H},$$

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta \varphi} = \text{ctg}(\omega t + \varphi) \sin \Delta \varphi,$$

$$\left(\frac{\delta H}{H}\right)_{\Delta \varphi} = \text{ctg}(\omega t) \cdot \sin \Delta \varphi,$$

$$\left(\frac{\delta p}{p}\right)_{\Delta B} = \frac{\partial p}{\partial B} \cdot \frac{B}{p} \cdot \frac{\delta B}{B},$$

где даны погрешности измерения:

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta H} \text{ — индукции вследствие наличия инструментальной погрешности } \delta H/H;$$

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta \varphi} \text{ и } \left(\frac{\delta H}{H}\right)_{\Delta \varphi} \text{ — магнитной индукции и напряженности магнитного поля в любой точке динамической магнитной петли, обусловленные паразитным фазовым сдвигом } \Delta \varphi \text{ между каналами } H \text{ и } B \text{ (см. рис. 1);}$$

$$\delta p/p \text{ — потеря, обусловленная инструментальной погрешностью } \delta V/V.$$

Исследования установки ВНИИМ для испытаний магнитнотвердых материалов показали, что погрешностями $(\delta B/B)_{\Delta \varphi}$ и $(\delta H/H)_{\Delta \varphi}$ ввиду малости угла $\Delta \varphi$ можно пренебречь, погрешность $(\delta B/B)$ может достигнуть в области максимума дифференциальной проницаемости 7—10%, а погрешность измерения удельных потерь в области максимума производной $\delta p/\delta V$ может составить 6—7%.

Рассмотренные выше погрешности определяются инструментальными погрешностями измерительной аппаратуры. Для оценки же воспроизводимости измерений на установке ВНИИМ были получены ряды измерений, статистическая обработка которых показала, что средняя квадратическая погрешность результата измерений любой из рассмотренных выше величин не превышает 0,6%. Следовательно, установка, собранная из стандартных элементов, обладает достаточно высокой точностью.

Комплексная поверка установки

Комплексная поверка установки ВНИИМ была осуществлена с помощью нормальных образцов викалоя. Для этих образцов были определены на баллистической установке [7] в постоянных полях семейства гистерезисных кривых, такие же семейства кривых были определены на установке ВНИИМ в переменных полях частотой 50 гц, а также измерены потери на перемагничивание методом ваттметра в режиме синусоидальной напряженности поля.

Кроме того, потери были определены планиметрированием гистерезисных кривых. В таблице приведены результаты перечисленных измерений для двух нормальных образцов.

Номер образца	Максимальное значение магнитной индукции, тл	Удельные потери на перемагничивание, ат/кг			Коэрцитивная сила (а/м) в режимах		Остаточная индукция (мл) в режимах	
		по статической петле	по динамической петле	методом ваттметра	статическом	динамическом	статическом	динамическом
9	0,2	3,3	2,9	2,8	920	860	0,074	0,060
	0,6	29,1	30,8	29,3	2720	2820	0,400	0,400
	0,8	48,1	50,0	48,8	3180	3260	0,590	0,583
	1,0	70,2	72,7	69,5	3460	3640	0,782	0,758
10	0,2	2,04	2,04	2,02	640	630	0,039	0,041
	0,6	21,1	20,6	20,7	2180	2150	0,239	0,236
	0,8	32,9	32,0	31,9	2780	2780	0,360	0,365
	1,0	42,6	42,3	43,8	2800	2840	0,395	0,400

Анализ результатов исследований, выполненных на 15 образцах, позволяет сделать следующие выводы.

I. Полученные экспериментально на установке ВНИИМ погрешности меньше предельных теоретических и составляют для индукции и напря-

женности магнитного поля 2—3% и для потерь — 3—4%, что удовлетворяет требованиям, предъявляемым к нормальным образцам магнитных материалов.

2. Динамические магнитные циклы, полученные в режиме синусоидальной напряженности поля, в пределах точности измерений совпадают со статическими циклами, определенными на баллистической установке, т. е. материалы для гистерезисных двигателей можно испытывать в полях частотой 50 гц.

3. Результаты измерения потерь различными методами совпадают между собой, что подтверждает возможность определения гистерезисных потерь для викаллоев на частоте 50 гц в режиме синусоидальной напряженности поля с помощью малокосинусного ваттметра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горжевский И. И. Характеристики материала ротора гистерезисного электродвигателя. «Вестник электропромышленности», 1957, № 6.
2. Чечурин Е. Н. Методы испытаний магнитномягких материалов в постоянных и переменных полях звуковых частот. Лекция заочных курсов усовершенствования ИТР по метрологии. М., НТО Приборпром, 1964.
3. Нейман Л. Р., Калантаров П. Л. Теоретические основы электротехники, ч. III. М.—Л., Госэнергоиздат, 1948.
4. Рабкин Л. И. Высокочастотные ферромагнетики. М., Физматгиз, 1960, стр. 113.
5. Чернышева Н. Г., Чечурин Е. Н. Установка для испытания ферромагнитных материалов на переменном токе частотой до 10 кгц. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 43 (103). М.—Л., Стандартгиз, 1960.
6. Никитина С. Б., Чечурин Е. Н. Феррометр ВНИИМ для определения динамических магнитных циклов материалов. Труды Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 79 (139). М.—Л., Изд. стандартов, 1965.
7. Кифер И. И. Испытания ферромагнитных материалов. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.

Поступила в редакцию
4/XI 1965 г.

ПРИМЕНЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ МОСТОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕРЬ НА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ПРИ БОЛЬШИХ АМПЛИТУДАХ ИНДУКЦИИ

Предложен новый метод учета высших гармоник и внесения поправок при определении потерь на перемагничивание, позволяющий повысить точность измерений при больших индукциях

Обычно мостовой метод измерения потерь на перемагничивание применяется при сравнительно небольших амплитудах магнитной индукции. Это вызвано тем, что испытуемый образец является генератором гармоник [1, 2]. Схема моста для исключения возникающей погрешности, дополненного необходимыми измерительными приборами, описана в работе [3]. Помимо сложности схемы, она имеет тот недостаток, что величина поправки может оказаться одного порядка с измеряемой. Это обстоятельство сказывается на точности измерений потерь. Возможны и другие варианты известных схем мостов, позволяющие снизить эту погрешность, но они резко увеличивают количество элементов в схеме, чем усложняется методика измерения [4]. Известен другой способ [5], позволяющий резко снизить указанную погрешность применением специального усилителя, который дает возможность получить малые нелинейные искажения магнитного потока. Однако применяемая для определения потерь аппаратура громоздка, методика измерений очень сложна.

Ниже описывается отличный от упомянутых ранее резонансный мостовой метод определения потерь на перемагничивание, имеющий ряд преимуществ.

Определение потерь на перемагничивание при отсутствии четкого минимума на зажимах индикатора

Рассмотрим схему резонансного моста (рис. 1), полагая вначале, что в диагональ моста включен индикатор I , показание которого определяется эффективным значением напряжения, а его входная проводимость равна нулю. Независимо от величины емкости C конденсатора мгновенное напряжение на зажимах индикатора

$$u_{bd} = u_{ab} - u_{ad}. \quad (1)$$

С другой стороны, напряжение u_{ad} можно найти из выражения

$$u_{ad} = u_{ac} \frac{r_4}{r_3 + r_4}. \quad (2)$$

Учитывая равенство

$$u_{ac} = u_{ab} + u_{bc}, \quad (3)$$

соотношение (1) можно представить в виде

$$u_{bd} = (1 - q) u_{ab} - q u_{bc}, \quad (4)$$

где

$$q = \frac{r_4}{r_3 + r_4}. \quad (5)$$

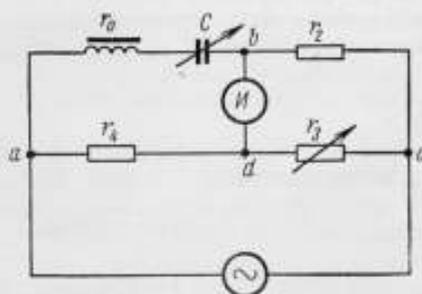


Рис. 1. Схема резонансного моста, в диагональ которого включен индикатор

Возведя обе части соотношения (4) в квадрат и интегрируя по времени за период, нетрудно получить следующий результат:

$$U_{bd}^2 = (1-q)^2 U_{ab}^2 + q^2 U_{bc}^2 - 2q(1-q)r_2 [P_m + P_C + P_{r_0}], \quad (6)$$

где

$$U_{bd}^2 = \frac{1}{T_0} \int_0^T u_{bd}^2 dt,$$

$$U_{ab}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T u_{ab}^2 dt,$$

$$U_{bc}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T u_{bc}^2 dt \text{ — эффективные значения напряжений } u_{bd}, u_{ab} \text{ и } u_{bc} \text{ соответственно;}$$

$$P_m = \frac{1}{T} \int_0^T e_m i_m dt \text{ — потери на перемагничивание;}$$

i_m — ток, протекающий по намагничивающей обмотке;

$$P_C = \frac{1}{T} \int_0^T u_C i_m dt \text{ — потери в конденсаторе;}$$

$$P_{r_0} = \frac{r_0}{T} \int_0^T i_m^2 dt \text{ — расход мощности в намагничивающей обмотке с активным сопротивлением } r_0.$$

Из формулы (6) можно найти значение потерь P_m :

$$P_m = \frac{k^2 U_{ab}^2 + U_{bc}^2 - (1+k)^2 U_{bd}^2}{2kr_2} - P_C - I_m^2 r_0, \quad (7)$$

где

$$k = \frac{r_3}{r_4};$$

I_m — эффективное значение намагничивающего тока.

Если подобрать емкость конденсатора C и сопротивление r_3 или r_4 таким образом, чтобы эффективное значение напряжения U_{bd}^2 было близко к минимальному для выбранного режима намагничивания, то хотя мост не будет уравновешен и по первой гармонике, $[(1+k)U_{bd}]^2$ меньше $(kU_{ab})^2$ по крайней мере на 1—2 порядка вплоть до значений амплитуды индукции, соответствующей «колену» кривой намагничивания испытуемого материала. С другой стороны,

$$U_{bc}^2 = I_m^2 r_2^2, \quad (8)$$

а

$$k < 1/2 \text{ и } r_0 \ll r_2,$$

поэтому разность

$$U_{bc}^2 - 2kr_2 r_0 I_m^2 = I_m^2 r_2 (r_2 - 2kr_0) > 0.$$

Обычно U_{bc}^2 на 1—2 порядка больше $2kr_2 r_0 I_m^2$.

Таким образом, даже при большом содержании гармоник в кривой напряженности поля и синусоидальном изменении магнитной индукции в указанном выше диапазоне значений ее амплитуды использование формулы (7) не сопряжено с вычитанием близких величин, и погрешность, связанная с обработкой результатов измерения, оказывается малой. Итак, для определения потерь P_m достаточно получить возможный минимум U_{bd} и измерить напряжения U_{bd} , U_{ab} и U_{bc} . Значение I_m^2 может быть найдено из формулы (8).

Формула (7) не является единственной для определения потерь P_m . Требуемый результат можно получить, если вместо выражения (1) использовать следующее:

$$u_{bd} = -u_{bc} + u_{dc}. \quad (9)$$

Учитывая, что

$$u_{dc} = mu_{ac}, \quad (10)$$

где

$$m = \frac{r_3}{r_3 + r_4},$$

получим

$$u_{bd} = -u_{bc} + mu_{ac}. \quad (11)$$

Отсюда находим

$$U_{bd}^2 = U_{bc}^2 + m^2 U_{ac}^2 - 2mr_2(P_m + P_C + P_{r_4} + I_2^2 r_2), \quad (12)$$

где I_2 — эффективное значение силы тока, протекающего по сопротивлению r_2 .

Потери на перемагничивание могут быть определены из соотношения

$$P_m = \frac{U_{bc}^2 + m^2 U_{ac}^2 - U_{bd}^2}{2mr_2} - P_C - (I_m^2 r_0 + I_2^2 r_2). \quad (13)$$

Используя соотношение $U_{bc} = I_2 r_2$, эту формулу можно представить в виде

$$P_m = \frac{m^2 U_{ac}^2 - U_{bd}^2 + (q - m) U_{bc}^2}{2mr_2} - P_C - I_m^2 r_0. \quad (14)$$

Если сопротивления r_3 и емкости подбираются таким образом, что напряжение U_{bd} минимально, то в области амплитуд магнитной индукции, меньших величины, соответствующей «колену» кривой намагничивания, имеют место неравенства

$$m \ll q \approx 1 \text{ и } U_{bc}^2 > U_{bd}^2. \quad (15)$$

Поэтому область применения формулы (14) та же, что и выражения (7).

Если используют мост, у которого емкость включена параллельно намагничивающей обмотке образца (рис. 2), то при выбранных обозначениях напряжений формулы (4) и (11) оказываются справедливыми и в данном случае, поэтому несложные преобразования, аналогичные приведенным выше, дают выражение для потерь на перемагничивание, совпадающее с формулами (7) и (14).

Применение формулы (7) оказывается, как правило, более удобным, чем (14), так как входящие в нее значения падений напряжений U_{ab} , U_{bc} , U_{bd} относятся к участкам схемы моста, имеющим общую точку b . Приблизительно можно считать, что в тех случаях, когда феррорезонанс напряжений или токов отсутствует, изменение параметров плеч моста позволяет добиться заметного уменьшения напряжения U_{bd} , так что формулы (7) и (14) не будут включать разности двух близких величин, и погрешность, связанная с обработкой результатов измерений, достаточна мала. Так, для образцов электротехнической стали наибольшая амплитуда индукции, при которой использование формул (7) и (14) дает удовлетворительные результаты, равно 1,0—1,2 тл для частоты перемагничивания 400 гц. Это намного шире области применения мостов по методике, используемой в настоящее время. Следует отметить, что соотношения (6), (13) и (14) не требуют точной настройки в резонанс емкости C и минимума напряжения

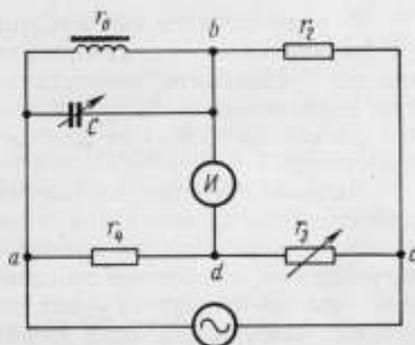


Рис. 2. Схема моста, емкость которого включена параллельно обмотке образца

в диагонали моста bd , достаточно лишь, чтобы U_{bd}^2 оказалось значительно меньше других слагаемых, входящих в формулы (7) и (14). Действительно, при выводе этих формул нигде не использовали ни условие резонанса, ни условие минимума напряжения на зажимах индикатора. С другой стороны, если пренебречь величинами $I_m^2 r_0$, P_C и принять, что $U_{bd} = 0$, то формула (7) приобретает простой вид:

$$P_m = \frac{(kU_{ab})^2 + U_{bc}^2}{2kr_2}. \quad (16)$$

Учитывая, что $U_{bc}^2 = I_m^2 r_2^2$, а при равновесии моста должен наступать резонанс напряжений, и так как $U_{ab} = r_x I_m$, где $r_x = \frac{r_2 r_4}{r_3}$, то получим известное выражение для потерь

$$P_m = \frac{r_2 r_4}{r_3} I_m^2. \quad (17)$$

Таким образом, формула (7) является обобщением известного выражения (17) применительно к случаю неуравновешенного моста.

Аналогично можно показать, что при $I_m^2 r_0 = P_C = 0$ и $U_{bd} = 0$ формула (14) приводится к виду

$$P_m = \frac{r_3}{r_2 r_4} U_{ab}^2. \quad (18)$$

Выражение (18) обычно используют для определения потерь резонансным мостом (рис. 2), когда удается достичь равновесия.

Определение условий минимума напряжения на зажимах индикатора

В ряде случаев область применения обычного резонансного моста с избирательным индикатором может быть существенно расширена, если удастся установить отсутствие напряжения первой гармоники даже при значительном содержании компонентов. Однако следует отметить, что расчетные формулы для определения потерь отличаются от общеизвестных.

Вначале рассмотрим случай определения потерь при минимуме эффективного значения напряжения на зажимах индикатора в предположении, что его входная проводимость равна нулю, а затем дадим оценку погрешности, вызванной применением избирательного индикатора. Покажем, что во многих случаях эта дополнительная погрешность гораздо меньше, чем обычно, если использовать полученные ниже соотношения. Для получения требуемого результата используем приведенные выше соотношения (6) и (12), которые будут верны независимо от того, уравновешен мост или нет.

Условие минимума эффективного значения напряжения U_{bd} может быть найдено дифференцированием обеих частей соотношения (6) по q :

$$\frac{\partial U_{bd}^2}{\partial q} = 0. \quad (19)$$

Отсюда

$$qU_{bc}^2 - (1-q)U_{ab}^2 - (1-2q)r_2(P_m + P_C + P_{r_4}) = 0, \quad (20)$$

и для определения потерь на перемагничивание получаем после несложных преобразований формулу

$$P_m = \frac{kU_{ab}^2 - U_{bc}^2}{(1-k)r_2} - P_C - P_{r_4}. \quad (21)$$

Обычно $k \ll 1$, если измерения проводят в режиме синусоидального изменения магнитного потока. При достижении минимума U_{bd} вели-

чины kU_{ab} и U_{bc} примерно равны, поэтому $U_{bc}^2 \approx k^2 U_{ab}^2 \ll kU_{ab}^2$. Таким образом, в числитель дроби формулы (21) входят величины, отличающиеся друг от друга на 1—2 порядка.

Проводя аналогичные вычисления применительно к соотношению (12), нетрудно найти, что минимуму напряжения U_{bd} соответствует равенство

$$P_m = \frac{mU_{ac}^2 - U_{bc}^2}{r_2} - (P_C + P_{r_3}). \quad (22)$$

Нетрудно показать, что при выполнении соответствующих условий формулы (21) и (22) переходят в формулы (17) и (18). Связь между ними может быть сделана более наглядной, если из формул (21) и (22) исключить U_{ac} и U_{bc} с помощью соотношений (6) и (12), которые остаются справедливыми и в рассматриваемом случае.

Так, исключая U_{ac}^2 из формулы (22) с помощью соотношения (12), находим

$$P_m = \frac{r_4 r_2}{r_3} I_2^2 - \frac{U_{bd \min}^2}{m r_2} - P_C - P_{r_3}, \quad (23)$$

где $U_{bd \min}$ — минимум эффективного напряжения.

С другой стороны, исключая U_{bc} из формулы (21) с помощью соотношения (6), получим

$$P_m = \frac{r_3 U_{ab}^2}{r_4 r_2} - \frac{U_{bd \min}^2}{q r_2} - I_2^2 r_6 - P_C. \quad (24)$$

Следует отметить, что формулы (21)—(24) так же, как и (7) и (12), пригодны для вычисления потерь при использовании любого резонансного моста независимо от способа включения конденсатора.

Наиболее просто и достаточно удобно определять минимальное напряжение U_{bd} с помощью избирательного индикатора. Такой способ не вносит бы никаких погрешностей, если бы амплитуды высших гармоник напряжения U_{bd} не изменялись при регулировке переменных параметров моста. Действительно, снижение амплитуды первой гармоники при неизменных остальных составляющих неизбежно приводит к уменьшению эффективного значения напряжения, и минимуму U_{bd} в этом случае соответствует отсутствие компонента с низшей частотой. Фактически предположение о постоянстве спектрального состава высших гармоник напряжения U_{bd} не оправдывается полностью, поэтому повышение чувствительности схемы приводит к появлению дополнительной погрешности. Однако эта погрешность несравненно меньше, чем при обычной методике определения потерь резонансным мостовым методом.

Оценка погрешности, вызванной применением резонансного индикатора

Погрешность, вызванная применением избирательного индикатора, может быть оценена следующим образом.

Используя ряды Фурье, представим формулу (11) в виде

$$U_{bd} = \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} [mV_n \sin(n\omega t + \psi_n) - U_n \sin(n\omega t + \varphi_n)]. \quad (25)$$

Возводя обе части выражения (25) в квадрат и интегрируя по времени за период, находим

$$U_{bd}^2 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} [m^2 V_n^2 + U_n^2 - 2mU_n V_n \cos(\varphi_n - \psi_n)], \quad (26)$$

где U_n , V_n , φ_n и ψ_n — амплитуды и фазы гармоник напряжения U_{bc} и U_{ac} .

Дифференцируя это равенство по m , можно получить условие минимума напряжения U_{bd} :

$$m \sum_{n=1}^{\infty} V_n^2 = \sum_{n=1}^{\infty} U_n V_n \cos(\varphi_n - \psi_n). \quad (27)$$

Таким образом, параметр m , соответствующий минимуму напряжения U_{bd} , равен

$$m = \frac{\sum_n U_n V_n \cos(\varphi_n - \psi_n)}{\sum_n V_n^2}. \quad (28)$$

При использовании резонансного индикатора уравнивание считается достигнутым, если первая гармоника отсутствует. Применительно к данному случаю это означает, что слагаемое в формуле (28), соответствующее $n = 1$, обращается в нуль. Отсюда

$$mV_1 = U_1 \text{ и } \varphi_1 = \psi_1. \quad (29)$$

Таким образом, вместо требуемого m в формулы (22) и (23) будет подставлена величина m' , определяемая выражением (29). Относительная разность между ними

$$\delta_1 = \frac{m - m'}{m} = \frac{V_1 \sum_{n=1}^{\infty} U_n V_n \cos(\varphi_n - \psi_n) - U_1 \sum_{n=1}^{\infty} V_n^2}{V_1 \sum_n V_n^2}. \quad (30)$$

Поделив числитель и знаменатель выражения (30) на $V_1^2 U_1$ и учитывая, что минимум определяется при резонансе, когда $\psi_1 = \varphi_1$, получим

$$\delta_1 = \frac{\sum_{n>1} a_n b_n \cos(\varphi_n - \psi_n) - I^2}{1 + I^2} \cdot m', \quad (31)$$

где

$$I^2 = \frac{\sum_{n>1} V_n^2}{V_1^2}; \quad a_n = \frac{V_n}{V_1}; \quad b_n = \frac{U_n}{U_1}; \quad a_1 = b_1 = 1.$$

Обычно напряжение U_{ac} источника питания близко к синусоидальному, поэтому $a_n \ll 1$, если $n \neq 1$ и $I^2 \ll 1$. Для оценки погрешности δ_1 примем, что все высшие гармоники, кроме третьей, отсутствуют, а $\varphi_n = \psi_n$. Тогда формулу (31) можно записать так:

$$\delta_1 \approx \frac{I(h-1)m'}{1+I^2}, \quad (32)$$

где $h = \sqrt{\sum_{n>1} b_n^2}$ — коэффициент нелинейных искажений напряжения U_{bc} .

Отбрасывая I^2 в знаменателе выражения (32), находим

$$\delta_1 \approx I(h-1)m'. \quad (33)$$

Для уравновешенного моста при изменении магнитного потока, близком к синусоидальному,

$$m' = \frac{U_1}{V_1} \ll 1,$$

так как падение напряжения U_{bc} на активном сопротивлении r_2 должно быть гораздо меньше напряжения U_{ac} источника питания.

Приняв, что коэффициенты нелинейных искажений равны $h = 100\%$, $l = 5\%$, $m' = 0,1$, получим, что $\delta_1 \approx 0,5\%$. Найденная этим способом относительная разность $\frac{m-m'}{m}$ позволяет оценить погрешность определения потерь на перемагничивание, так как в формулы (22) и (23) входит либо параметр m , либо величины, близкие к нему (например, $\frac{r_2}{r_4} \approx m$).

Таким образом, даже при весьма большом содержании высших гармоник в кривой намагничивающего тока, а следовательно, и напряжения U_{bc} , погрешность, вносимая использованием резонансного индикатора, остается весьма умеренной. В этих же условиях применение обычной методики измерения потерь сопряжено с появлением погрешностей порядка 20—40%.

Что касается использования равенства $\varphi_1 = \psi_1$ при выводе формулы (31), то полученный результат имеет простое объяснение: составляющая $\frac{U_{bd}^2 \min}{m r_2}$ в формуле (23) оказывается наименьшей, если выполнена настройка в резонанс. Ввиду того, что одним из условий равновесия моста с избирательным индикатором является резонанс токов (или напряжений), оценка погрешности приведенным выше способом будет достаточно строгой.

Некоторые экспериментальные данные

Для экспериментальной проверки полученных результатов испытания проводили в основном на образцах электротехнической стали массой 1 кг, составленных из полос толщиной 0,1—0,2 мм, при частоте перемагничивания 400 гц. Определение потерь мостовым методом в подобных условиях представляет довольно большие трудности потому, что коэффициент нелинейных искажений быстро увеличивается с ростом индукции. При амплитуде индукции $B_{\max} < 0,6$ тл для измерений применяли обе схемы и использовали резонансный индикатор, а потери вычисляли по формуле (23). При значениях амплитуды магнитной индукции $0,6 \text{ тл} < B_{\max} < 1,0 \text{ тл}$ применяли мостовую схему, приведенную на рис. 2, позволяющую получить в этих условиях менее искаженную форму кривой магнитного потока. К зажимам индикатора подключали вольтметр для определения эффективного значения напряжения, а потери вычисляли по формуле (7). Найденные таким образом значения потерь сравнивали со значениями, полученными методом ваттметра. Результаты измерения потерь на образце из полос толщиной 0,1 мм приведены в таблице, где в графе $\Delta P_1/P$ приведены разности значений потерь, полученных методами моста и ваттметра, а в графе $\Delta P_2/P$ — соответствующие разности при использовании формулы (23) без учета минимума эффективного значения напряжения, как это делается обычно.

$B_{\max}, \text{ тл}$	$\Delta P_1/P, \%$	$\Delta P_2/P, \%$	$B_{\max}, \text{ тл}$	$\Delta P_1/P, \%$	$\Delta P_2/P, \%$
0,2	+3,6	+3,3	0,6	+2,8	+11
0,3	+2,4	+2,1	0,7	-2,3	+18
0,4	-3,4	+4,2	0,8	+1,7	+22
0,5	-0,8	+6,3	0,9	+2,5	+35
			1,0	+4,3	+45

В таблице знак «плюс» указывает, что потери, найденные при измерениях методом моста, больше полученных методом ваттметра. При определении потерь на образцах, составленных из полос большей толщины, величины $\Delta P_1/P$, $\Delta P_2/P$ несколько снижаются за счет меньшего содержа-

ния гармоник в кривой намагничивающего тока. Ограничения предлагаемого метода вызваны тем, что поправка $I_m^2 r_0$ на расход мощности в обмотке оказывается довольно значительной. Кроме того, при $B_m > 1,0 + 1,2 \text{ тл}$ иногда приходится сталкиваться с феррорезонансом, затрудняющим снижение напряжения U_{0d} и искажающим форму кривой магнитного потока.

Заключение

Формулы (6) и (12), в которых условие минимума напряжения не использовано, имеют некоторое сходство с соотношением, применяемым при определении потерь методом трех вольтметров [6]. Существенным преимуществом предлагаемого способа измерения потерь по сравнению с этим методом является возможность такого подбора параметров моста, когда потери, найденные из формул (7) и (14), не являются разностью близких чисел даже при малом коэффициенте мощности испытуемого образца. Вместе с тем точного уравнивания моста не требуется.

Формулы (21) и (22) основаны на определении минимума напряжения на зажимах индикатора при изменении параметров m и q . Хотя при выводе формул условие резонанса не использовали для более точного определения этих параметров, подбор емкости оказывается весьма желательным, ибо в противном случае минимум напряжения получается нечетким. Другим известным приемом повышения чувствительности мостовой установки является применение резонансного индикатора, причем дополнительная погрешность, как было показано, оказывается весьма умеренной даже при большом числе высших гармоник в кривой намагничивающего тока. Наибольшим затруднением в использовании резонансных индикаторов при большом содержании гармоник является то обстоятельство, что эти индикаторы рассчитаны на небольшие входные сигналы при весьма высокой избирательности. Так, у электронных индикаторов в этом случае появляется перегрузка входной ступени усиления и связанные с этим нелинейные искажения, передаваемые на следующую ступень усиления. Поэтому при больших искажениях кривой напряженности поля (или потока) целесообразно к индикатору подключать линейный пассивный избирательный четырехполюсник, что позволяет избавиться от высокого содержания гармоник в кривой напряжения на зажимах указателя. Так, для этой цели может быть использован резонансный фильтр, аналогичный приведенному в работе [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенблат М. А. Сдвиг фаз между первыми гармониками индукции и напряженности магнитного поля и измерение потерь в стали. «Электричество», 1952, № 4.
2. Astbury. «Proc. of UEE», 1950, pt. II, № 97, p. 120.
3. Гурвич Е. И. Измерение свойств магнитномягких материалов мостовым методом. «Электричество», 1956, № 1.
4. Jung. «Trans. Commun. a. Electronics», 1963, № 69, p. 630.
5. Coofor, Harris. «Journal of Research NBS», 1956, v. 57, № 2, p. 103.
6. Круг К. А. Основы электротехники. М.—Л., ОНТИ, 1937.
7. Рудный Н. М., Векслер А. З., Кобяков И. Ф. Стабилизированный источник синусоидального тока для поверки электроизмерительных приборов. «Труды ВНИИМ», вып. 38 (98). М.—Л., Стандартгиз, 1959.

УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА

Описана установка, позволяющая измерять время перемангничивания и приращение магнитного потока в зависимости от напряженности магнитного поля. Даны формулы, характеризующие работу блоков установки, приведены погрешности измерений.

Магнитопроводы из материалов с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ) часто используют в качестве элементов импульсных устройств, когда перемангничивание происходит под действием импульса тока прямоугольной формы. Для оценки работы таких устройств требуется определять зависимость времени перемангничивания и приращения потока индукции от напряженности поля*. Эти данные могут быть получены с помощью установки**, функциональная схема которой приведена на рис. 1.

Последовательно с первичной обмоткой w_1 образца 3 соединяют активное сопротивление r_1 . Сопротивления r и r' подбирают таким образом, чтобы генераторы импульсов 1 и 2 были оптимально нагружены. Обычно оптимальное сопротивление нагрузки генератора равно 75 ом, причем для уменьшения рассогласования сопротивление $r_1 = 75$ ом. Считая внутреннее сопротивление источника импульсного напряжения равным 75 ом, нетрудно найти, что $r = r' \approx 31$ ом.

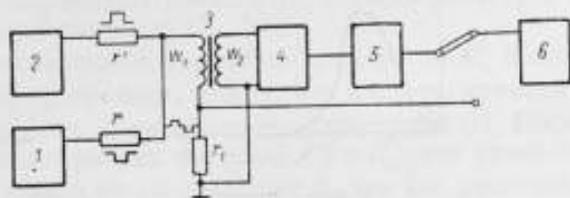


Рис. 1. Функциональная схема установки

Импульсы напряжения генераторов 1 и 2 сдвинуты так, что импульс отрицательной полярности начинается спустя некоторое время после окончания положительного. Форма импульсов тока близка к прямоугольной.

Э. д. с., индуцированная в измерительной обмотке w_2 , поступает на вход импульсного интегратора 4, так что его выходное напряжение оказывается пропорциональным скорости изменения магнитного потока. Однако это напряжение, как правило, небольшое (порядка 1 в), поэтому после интегратора 4 включают широкополосный усилитель 5. Амплитуда сигнала на выходе усилителя измеряется компенсационным вольтметром 6. Для определения амплитуды напряженности поля измеряют падение напряжения на сопротивлении r_1 . Таким образом, для установления зависимости приращения потока от напряженности поля достаточно определить показания вольтметра 6, подключенного вначале к активному сопротивлению r_1 , а затем к выходу усилителя.

При определении зависимости времени перемангничивания τ_n от амплитуды прямоугольного импульса напряженности магнитного поля вначале устанавливают силу тока, достаточную для намагничивания до насыщения. Если τ_n определить как время, необходимое для перемангничи-

* См. стр. 47.

** В наладке устройства принимал участие В. Я. Панов.

вания от $-B_S$ до нуля [1], то чтобы найти эту величину, следует снизить амплитуду импульсов тока положительной полярности так, чтобы напряжение на выходе интегратора уменьшилось вдвое. Измерив падение напряжения на сопротивлении r_1 , можно найти амплитуду напряженности поля, соответствующую длительности импульса тока τ_n .

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ УСТАНОВКИ

Интегратор импульсов э. д. с.

Напряжение, поступающее на вход интегратора, имеет вид короткого импульса прямоугольной формы (рис. 2) с длительностью порядка 1 мксек. Для интегрирования такого напряжения может быть использован каскодный усилитель, анодное сопротивление которого зашунтировано емкостью (рис. 3).

Интегрируемое напряжение $u_1(t)$ подается на вход «нижнего» триода. Тогда переменное напряжение $u_k(t)$ на катодном сопротивлении равно

$$u_k = \frac{Sr_k}{1 + Sr_k} u_1, \quad (1)$$

где S — крутизна нижнего триода;
 r_k — катодное сопротивление.

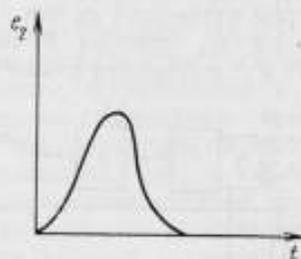


Рис. 2. Форма импульса э. д. с., индуцируемой в измерительной обмотке образца

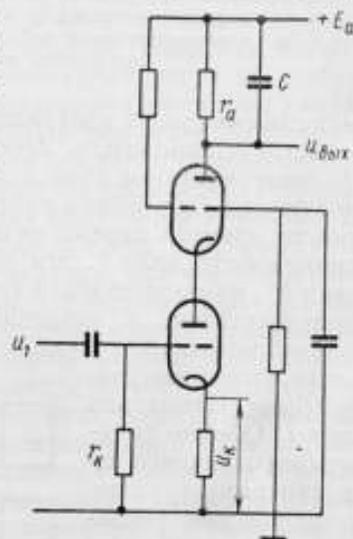


Рис. 3. Схема каскодного интегратора

Сила тока, протекающего по r_k , равная $i_k = \frac{u_k}{r_k}$, будет и на анодной нагрузке иметь такое же значение. Выбрав постоянную времени анодной цепи $r_a C$ много большей длительности импульса, можно принять, что почти весь ток $i_k(t)$ расходуется на заряд конденсатора. Поэтому напряжение на выходе каскодного усилителя можно найти из соотношения

$$u_{\text{вых}} = -\frac{k_n}{r_a C} \int u_1(t) dt, \quad (2)$$

где $k_n = \frac{Sr_k}{1 + Sr_k}$ — коэффициенты передачи катодного повторителя.

Погрешность интегрирования, связанная с величиной $r_a C$ для импульсов прямоугольной формы длительностью τ , определяется выражением

$$\delta_1 = \frac{\tau}{2r_a C}. \quad (3)$$

Сравнивая выражения (2) и (3) с формулами для обычной rC -цепи, можно установить, что применение каскодного интегратора позволяет при той же погрешности δ_1 получить выходное напряжение (без учета знака), в $k_n r_a / r_k$ раз большее. Так как $k_n \approx 1$, а r_a / r_k может быть доведено до 100 и более, то применение каскодного интегратора позволяет получить эквивалентный коэффициент усиления, равный нескольким десяткам. Из

выражения (2) видно, что точность интегрирования определяется стабильностью коэффициента передачи катодного повторителя k_n , емкости конденсатора C и катодного сопротивления r_k . Благодаря большой широкополосности катодного повторителя интегратор пригоден для преобразования коротких импульсов. Это подтверждается анализом влияния емкости сетка-катод катодного повторителя [2]. Однако по сравнению с обычным катодным повторителем предлагаемая схема имеет то преимущество, что к сопротивлению r_k нагрузка не подключается и, следовательно, выходная емкость оказывается меньшей, а рабочая полоса частот в данном случае более широкой, чем у нагруженного катодного повторителя.

Влияние небольшой проходной емкости каскодного усилителя также мало, ибо емкость C , шунтирующая анодную нагрузку, как правило, имеет порядок 10^3 — 10^4 пкф. Если принять, что проходная емкость равна C_0' , то погрешность интегрирования, вызванная ею, для импульсов прямоугольной формы длительностью τ равна

$$\delta_2 = \frac{r_k C_0'}{k_n \tau} \quad (4)$$

При $k_n = 0,8$, $C_0' = 5$ пф, $\tau = 0,3$ мксек, $r_k = 300$ ом, $\delta_2 = 0,6\%$. Поэтому проходная емкость приводит к появлению погрешности интегрирования, не превышающей десятых долей процента. Нетрудно показать, что погрешность такого же порядка возникает из-за емкости нагрузки.

Таким образом, возможность применения интегратора в области длинных импульсов определяется погрешностью δ_1 , а в области коротких импульсов — постоянством коэффициента передачи катодного повторителя, разумеется, при отсутствии нелинейных искажений, зависимостью r_k и C от частоты, а также проходной емкостью C_0' .

Следует отметить, что погрешности, связанные с емкостью C_0' в цепи катода и проходной емкостью C_0' , приводят к тому, что в момент времени τ напряжение на выходе отличается от определяемого формулой (2). После окончания импульса происходит разряд емкостей C_0' и C_0 , что приводит к появлению недостающего заряда на конденсаторе C , так как последний не успевает сколько-нибудь заметно разрядиться за этот промежуток времени (порядка единиц наносекунд).

Таким образом, максимум выходного напряжения интегратора смещается во времени по отношению к амплитуде индукции. Заметим, что полученный вывод представляет собой частный случай общего правила [3], согласно которому усилить заряд может любое линейное устройство, даже если напряжение на входе меняется как δ -функция. Преимуществом выбранной схемы интегратора является весьма небольшая возникающая задержка.

Усилитель и вольтметр

Усилитель представляет собой обычную трехкаскадную «секцию» на пентодах (рис. 4). Он подключается к интегратору и имеет практически неизменный коэффициент усиления вплоть до выходного напряжения 100 в, что достигается применением диодов, шунтирующих анодную нагрузку второй лампы, и катушки индуктивности, соединенной с экранной сеткой выходного пентода [2]. Коэффициент усиления усилителя около 80, снижение коэффициента усиления на 3 дБ происходит при частоте 10 Мгц.

Диодный компенсационный вольтметр собран на лампе 6Д4Ж по схеме, приведенной на рис. 5. Сопротивления, включенные последовательно с источником смещающего напряжения B , позволяют установить требуемый режим работы диода. Небольшая емкость C' , шунтирующая сопротивление r_2 , подключенное к катоду, позволяет снизить влияние емкостного тока, проходящего через закрытый диод.

Для выбора наилучших параметров импульсного амплитудного компенсационного вольтметра ниже приводится упрощенный анализ работы схемы, показанной на рис. 5. Если принять, что импульс имеет почти прямоугольную форму с экспоненциально изменяющимся передним фронтом

$$u = u_0(1 - e^{-t/\theta}), \quad (5)$$

где u_0 — напряжение, соответствующее установившемуся режиму, и θ — постоянная времени нарастания напряжения, нетрудно получить требуемый результат, полагая, что проводимость диода зависит от напряжения на нем следующим образом:

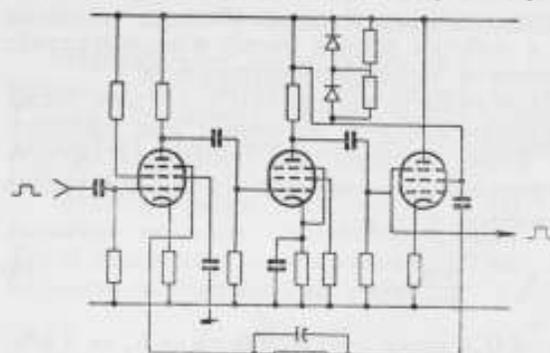


Рис. 4. Схема усилителя

$$1/r_{\text{д}} = \begin{cases} 0, & \text{если } u_{\text{д}} < 0 \\ 1/r_0, & \text{если } u_{\text{д}} \geq 0, \end{cases} \quad (6)$$

где $u_{\text{д}}$ — падение напряжения на диоде;
 r_0 — сопротивление открытого диода.

Эквивалентная схема вольтметра при $u_{\text{д}} < 0$ представлена на рис. 6, так что падение напряжения на сопротивлении r_2 можно найти из уравнений:

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= \frac{\int i_{C'} dt}{C'} + \frac{\int i_1 dt}{C_{\text{д}}}; \\ i_2 + i_{C'} &= i_1; \quad i_2 r_2 = \frac{\int i_{C'} dt}{C'}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где $C_{\text{д}}$ — емкость диода;
 $i_{C'}$, i_1 и i_2 — сила тока, протекающего по емкостям C' , $C_{\text{д}}$ и сопротивлению r_2 соответственно;

$$u_2(t) = u_0(1 - e^{-t/\theta}) - u_{\text{к}}. \quad (8)$$

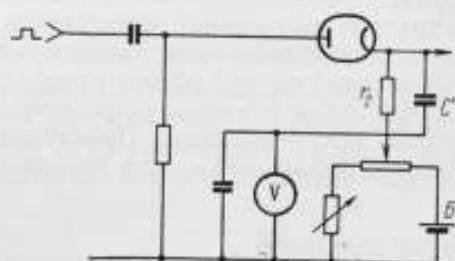


Рис. 5. Схема вольтметра

Здесь $u_{\text{к}}$ — компенсирующее постоянное напряжение.

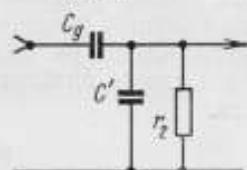


Рис. 6. Эквивалентная схема закрытого диодного вольтметра

Из уравнений (7) легко получить приближенное выражение для напряжения на выходе, если в последнее уравнение системы подставить второе:

$$i_2 r_2 = \frac{\int (i_1 - i_2) dt}{C'}, \quad (9)$$

а для i_1 использовать упрощенное выражение

$$i_1 \approx C_{\text{д}} \frac{du_2}{dt}, \quad (10)$$

получаемое из первого уравнения системы (7).

Такое упрощение допустимо, ибо при закрытой лампе почти все входное напряжение падает на ней.

Используя приведенные соотношения, падение напряжения u_2 на сопротивлении r_2 можно представить в виде

$$u_2(t) = \frac{u_0 \tau_1}{\Theta - \tau_2} (e^{-t/\Theta} - e^{-t/\tau_2}), \quad (11)$$

где

$$\tau_1 = r_2 C_d; \quad \tau_2 = r_2 C'.$$

В момент времени t_1 , приближенно определяемый условием $u_2(t_1) = 0$, диод открывается. Расчет напряжения на выходе вольтметра при открытом диоде можно упростить, если пренебречь током, текущим по емкости C_d . Это допустимо, ибо величина постоянной времени $r_0 C_d$ порядка 1 нсек. Эквивалентная схема вольтметра для этого случая представлена на рис. 7.

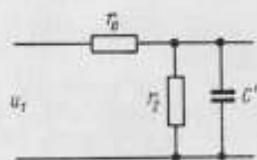


Рис. 7. Эквивалентная схема открытого диодного вольтметра

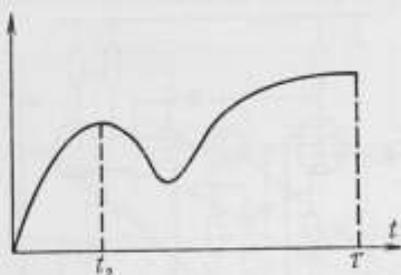


Рис. 8. Форма сигнала на выходе вольтметра

Решая соответствующую систему уравнений, получаем для выходного напряжения выражение

$$u_3(t) = \frac{r_2}{r_2 + r_0} \left\{ (u_0 - u_2) [1 - e^{-\rho_1(t-t_1)}] - \frac{u_0 e^{-\rho_0 t_1}}{r_0(\rho_0 - \rho_1)} [e^{-\rho_1(t-t_1)} - e^{-\rho_0(t-t_1)}] + u_3(t_1) \frac{r_2 + r_0}{r_2} e^{-\rho_1(t-t_1)} \right\}, \quad (12)$$

где $u_3(t)$ — напряжение на выходе схемы в момент t_1 открывания диода;

$$\rho_1 = \frac{1}{r_2 C'}, \quad \rho_0 = \frac{1}{\Theta}, \quad r_3 = \frac{r_0 r_2}{r_0 + r_2}. \quad (13)$$

При закрытом диоде напряжение на выходе вольтметра может изменяться как монотонно, так и немонотонно в зависимости от того, будет ли момент времени, соответствующий максимуму $u_3(t)$, наступать раньше, чем t_1 . Форма импульса выходного напряжения в первом случае показана на рис. 8. Максимум наступает в момент времени t_2 , определяемый условием

$$\frac{du_3}{dt} = 0. \quad (14)$$

Из формулы (11) находим

$$e^{-t_2(1/\tau_2 - 1/\Theta)} = \frac{\tau_2}{\Theta}, \quad (15)$$

откуда

$$t_2 = \frac{\tau_2 \Theta}{\Theta - \tau_2} \ln \frac{\Theta}{\tau_2}, \quad (16)$$

и наибольшее значение выходного напряжения $u_{3 \max}$ при закрытом диоде будет

$$u_{3 \max} = \frac{u_0 \tau_1}{\Theta} x \frac{x}{1-x}, \quad (17)$$

где $x = \tau_2/\Theta$.

Функция $x^{\frac{x}{1-x}}$ монотонно убывает от единицы при $C' = 0$ до нуля при $C' \rightarrow \infty$. Однако делать C' очень большим нельзя, так как иначе напряжение на выходе к моменту окончания импульса будет отличаться от требуемого. Последний вывод относится лишь к случаю, когда момент компенсации определяется амплитудным индикатором. Правда, возможны случаи, когда индикатор определяет среднее, а не амплитудное значение выходного напряжения или тока (например, в вольтметре типа ОКВ-5). Однако показания таких приборов зависят от формы импульсов, поэтому обычно их используют для измерения амплитуды прямоугольных сигналов. При испытании магнитных материалов напряжение, пропорциональное индукции (или, в зависимости от условий, напряженности поля), имеет непрямоугольную форму, что приводит к необходимости использовать амплитудный индикатор.

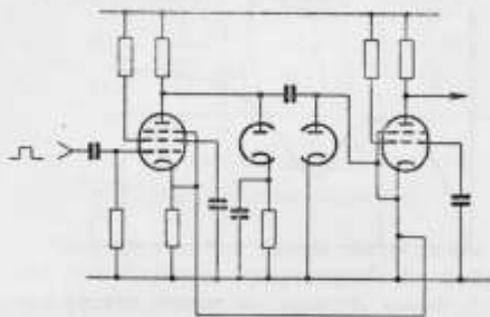


Рис. 9. Схема дискриминатора

Из выражения (12) нетрудно найти, что $u_3(t)$ будет мало отличаться от $u_2 \frac{r_2}{r_0 + r_2}$ при t , близком к τ , если выполнены следующие условия:

- а) $t_1 < \tau$, хотя порядок величины может быть один и тот же,
 б) $p_1(\tau - t_1) \geq 5-6$,

так как $u_2 \frac{r_2}{r_0 + r_2}$ определяет зависимость выходного напряжения от времени при условии, что $C' = C_d = 0$.

Если $\tau - t_1 = 0,2$ мксек, то $p_1 \geq 2,5 \cdot 10^7$ сек⁻¹. Полагая, что $r_2 \approx r_3 = 100$ ом, находим: $C' < 400$ пф.

При измерении напряжения почти прямоугольной формы $\tau/\theta \geq 5$. Отсюда для прежних данных и $C_d = 1$ пф, $u_0 = 100$ в находим: $\theta < 4 \cdot 10^{-8}$ сек, $\tau_2 = (3-4) \cdot 10^{-8}$ сек, $\tau_1 = 10^{-10}$ сек, так что $u_{3 \max} \approx 0,1$ в.

Итак, порог срабатывания индикатора должен быть не менее 0,1 в и достаточно устойчив, так как иначе дополнительная погрешность окажется очень большой.

Требуемая стабильность порога срабатывания может быть оценена исходя из следующих соображений. Если импульс имеет строго прямоугольную форму, то при отсутствии емкостей C_0 и C напряжение на выходе открытого вольтметра

$$u_3 = \frac{u_0 - u_k}{r_0 + r_2} r_2,$$

в то время как некомпенсированное напряжение равно $u_0 - u_k$. Если абсолютная погрешность определения u_3 равна Δu_3 , то относительная погрешность измерения входного напряжения, связанная с этим фактором

$$\delta_3 = \frac{\Delta u_3}{u_0} \cdot \frac{r_2 + r_0}{r_2}. \quad (18)$$

Обычно $r_0 \approx 10^9$ ом, r_2 было выбрано равным 100 ом, а $u_{0 \max} = 100$ в, поэтому при $\delta_3 = 0,5\%$ $\Delta u_3 < 50$ мв.

Требуемым условиям удовлетворяет дискриминатор, собранный по схеме рис. 9 [4]. Отметим, что появление на выходе дискриминатора сигнала большой амплитуды и малой длительности при поступлении на вход напряжения, превышающего пороговое, неудобно для регистрации. Чтобы избежать этого, к выходу дискриминатора подключают обычную триггерную ячейку, причем в анодную цепь одного из триодов должен быть включен миллиамперметр. Частота переброса триггера из одного состояния в другое определяется периодом повторения импульсов на входе вольт-

метра, поэтому длительность импульсов на выходе триггера гораздо больше, чем у измеряемых. Если напряжение на входе дискриминатора меньше порогового, то триггер не переключается и ток, текущий в анодной цепи, равен максимальному или нулю.

При срабатывании дискриминатора ток, регистрируемый прибором, равен половине максимального, что легко позволяет подобрать требуемое компенсирующее напряжение в цепи вольтметра.

Испытание устройства

Для определения погрешности интегратора измеряли амплитуды входного и выходного напряжений, причем форма сигналов первого была близка к прямоугольной. Из формулы (2) видно, что отношение амплитуд выходного и входного напряжений может быть найдено в этом случае из выражения

$$q = \frac{k_n \tau}{r_n C} \cdot \frac{u_{\text{вых}}}{u_{\text{вх}}} - 1 \quad (19)$$

Длительность импульсов τ определяли устройством типа И2-9А на уровне напряжения, составляющем половину максимального. Некоторым недостатком формы импульсного напряжения является его небольшой «подъем» величиной около 5% и длительностью 0,3 мксек, что приводит к необходимости введения соответствующих поправок при $\tau > 0,3$ мксек.

Напряжение $u_{\text{вых}}$ определяли вольтметром, описанным выше, а $u_{\text{вх}}$ — вторым прибором сходной конструкции.

На рис. 10 приведены результаты экспериментального определения значения $\frac{u_{\text{вых}}}{u_{\text{вх}}} - 1$. Наблюдаемое снижение этой величины при $\tau = 2,9$ мксек обусловлено погрешностью интегрирования δ_1 . Следует отметить, что длительность импульсов, измеряемых при магнитных испытаниях, меньше 1 мксек, так что δ_1 в этих условиях будет гораздо ниже. Приведенные на рис. 10 данные позволяют утверждать, что погрешность интегрирования не превышает 3%.

При испытании усилителя, помимо обычных измерений, позволяющих найти нестабильность коэффициента усиления k_y при колебаниях вспомогательного напряжения, была найдена зависимость k_y от амплитуды сигнала на выходе. Как и следовало ожидать, изменение вспомогательного напряжения питания мало влияет на k_y :

$$\frac{\Delta k_y}{k_y} = 0,005 \text{ при } \frac{\Delta U_n}{U_n} = 0,1.$$

Вторую характеристику определяли при длительности импульса 1 мксек описанным выше амплитудным вольтметром, поочередно подключая его ко входу и выходу усилителя. Чтобы между показаниями не было большой разности, напряжение на вход подавали с помощью делителя. Измерения зависимости k_y от входного напряжения показали, что для значений $u_{\text{вх}}$ от 5 до 100 в эта величина изменяется менее чем на 0,5%.

Для определения погрешности показаний вольтметра использовали специальный каскад, позволяющий получить прямоугольный сигнал из-

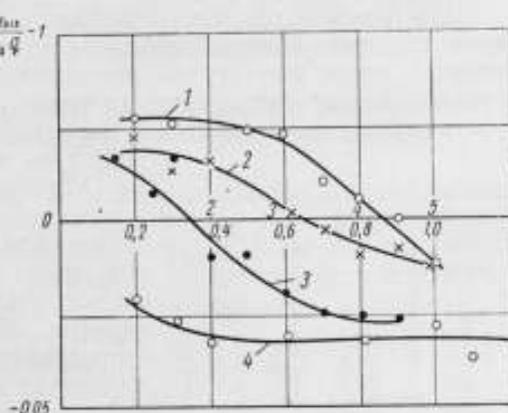


Рис. 10. Зависимость погрешности интегратора от амплитуды и длительности входного напряжения: 1 — $\tau = 0,6$ мксек; 2 — $\tau = 0,4$ мксек; 3 — $\tau = 0,2$ мксек; 4 — $\tau = 2,9$ мксек.

вестной амплитуды. Последний представляет собой обычный реостатный усилительный каскад, собранный на пентоде. Подавая на управляющую сетку лампы достаточно большое напряжение отрицательной полярности, можно «закрыть» лампу и при отсутствии сигнала на входе получить сигнал на выходе с амплитудой, равной падению напряжения на выходном сопротивлении. При отсутствии сигнала на входе это падение напряжения можно измерить прибором постоянного тока. Найденные таким образом погрешности измерения не превышают 0,6—0,8% при длительности импульса не менее 0,2 мксек. К сожалению, измерение более коротких импульсов таким методом затруднено из-за заметной величины емкости кабеля, шунтирующего выходное сопротивление ограничительного каскада.

Определение зависимости времени перемагничивания от напряженности поля

Для определения этой зависимости образец вначале перемагничивали двумя повторяющимися разнополярными импульсами длительностью не меньше 1 мксек, амплитудой, достаточной для полного перемагничивания, и паузой между импульсами не менее 10 мксек. Напряжение на выходе интегрирующего устройства в этом случае пропорционально удвоенной индукции насыщения.

τ , мксек	u_r , в	ξ , %
0,205	35,6	+0,8
0,295	28,7	-2,2
0,374	24,6	+0,4
0,475	21,6	+1,3
0,595	19,56	+0,8
0,705	18,38	-1,2
0,827	17,29	-0,8
0,948	16,36	+1,7

Устанавливая выбранное значение длительности τ импульса тока положительной полярности, регулируют его амплитуду с тем, чтобы получить на выходе интегратора сигнал, вдвое меньший, чем при первом измерении. По падению напряжения u_r на сопротивлении (см. рис. 1) определяют амплитуду напряженности поля H , соответствующую этим условиям перемагничивания. Величины τ и u_r можно связать зависимостью

$$1/\tau = \alpha u_r + \beta, \quad (20)$$

где α и β — некоторые постоянные.

В таблице приведены результаты испытаний одного из образцов с наружным диаметром 3 мм.

Параметры α и β , найденные методом наименьших квадратов, оказались равными: $\alpha = 0,197$ (в·сек)⁻¹; $\beta = -2,18 \cdot 10^6$ сек⁻¹.

В последней графе таблицы приведены относительные разности ξ значений τ^{-1} , найденных по результатам измерений и по формуле (20) с учетом указанных значений α и β . Как видно из этих данных, отступления зависимости τ^{-1} от u_r (а следовательно, и от H) от линейной невелики и, по-видимому, определяются погрешностью измерений. Зная α и β , нетрудно найти значения S_w и H_0 по формуле

$$(H - H_0)\tau = S_w. \quad (21)$$

Они оказались равными $S_w = 14,1$ (а·мксек)/м, $H_0 = 30,7$ а/м.

Следует отметить довольно высокую чувствительность установки: при площади поперечного сечения S испытуемого образца около 0,5 мм² и числе витков $w_2 = 2$ напряжение на выходе усилителя составило 15—35 в. Это позволяет без снижения чувствительности испытывать образцы с параметрами $S = 0,1$ мм² и $w_2 = 10$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. М.—Л., Изд. иностр. литер., 1963.
2. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. М., Физматгиз, 1961.
3. Еремин А. С., Розов Б. С. Об изменении заряда коротких импульсов тока. «Радиотехника и электротехника», 1963, т. VIII, вып. 11.
4. Kandiah K. Proc. IEE, 1954, v. 101, part II, p. 239

Поступила в редакцию
22/IX 1965 г.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИСПЫТАНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ ПРИ ЗАДАННОЙ ФОРМЕ ТОКА

Рассматривается вопрос об определении магнитных характеристик материалов в импульсном режиме и выборе наиболее целесообразных. Приведены принципиальные схемы определения характеристик и соответствующие расчетные формулы. Дан анализ погрешностей измерений.

Выбор магнитных характеристик при испытании материалов с прямоугольной петлей гистерезиса в импульсном режиме

Во многих случаях магнитопроводы из материалов с прямоугольной петлей гистерезиса перемагничиваются импульсами тока, форма которых близка к прямоугольной. Амплитуды следующих друг за другом импульсов тока бывают различны как по величине, так и по знаку, что приводит к большому разнообразию процессов намагничивания. С известной степенью условности возникающие при этом процессы импульсного перемагничивания могут быть разбиты на несколько групп*.

1. Перемагничивание импульсом тока, соответствующее изменению магнитного потока от $-\Phi_r$ до $+\Phi_s$ (рис. 1).

После окончания перемагничивающего импульса тока поток индукции снижается до Φ_r' , а во вспомогательной обмотке w_2 индуцируется импульс э. д. с. $e_2(t)$. Такие импульсы могут возбуждаться периодически, если создавать правильную последовательность двух разнополярных импульсов тока, каждый из которых достаточен для перемагничивания (рис. 2).

2. Магнитопровод намагничивается импульсом, увеличивающим (по абсолютной величине) магнитный поток от Φ_r до Φ_s .

После окончания импульса тока магнитный поток убывает до Φ_r' , причем для повторяющейся последовательности таких намагничивающих импульсов $\Phi_r = \Phi_r'$. Изменение во времени тока и э. д. с., а также зависимость потока от напряженности поля в данном случае могут быть изображены кривыми, показанными на рис. 3.

3. Магнитопровод намагничивается импульсом тока, уменьшающим (по абсолютной величине) магнитный поток, однако амплитуда и длительность этого импульса недостаточны для полного перемагничивания.

Наиболее частым случаем такого намагничивания является последовательность парных импульсов разной полярности, причем амплитуда и длительность одного из них недостаточны для перемагничивания сер-

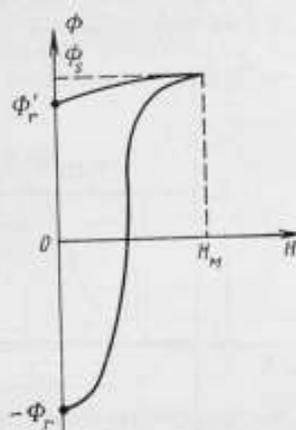


Рис. 1. Зависимость магнитного потока от напряженности поля при перемагничивании импульсами тока

* Ввиду неоднородности намагничивания сердечников далее везде речь идет о магнитном потоке, а не об индукции.

дечника. Форма цикла перемагничивания для последовательности импульсов тока, показанных на рис. 4, а, приведена на рис. 4, б.

В первом случае при перемагничивании магнитопровода из материала с ППГ (прямоугольной петлей гистерезиса) достаточно большой амплитуды и длительности решающую роль играют необратимые процессы смещения областей самопроизвольной намагниченности. После окончания

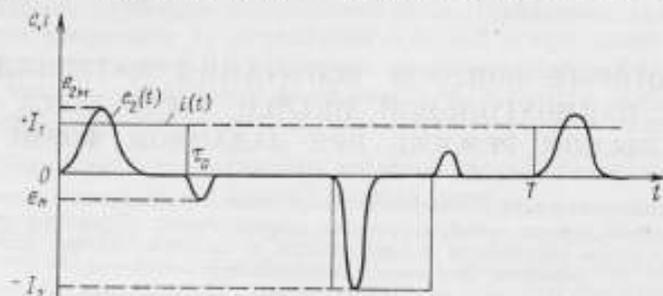


Рис. 2. Зависимость от времени тока и э. д. с., индуцированной во вспомогательной обмотке. Импульс тока $i(t)$ положительной полярности длительностью τ_0 вызывает изменение потока от $-\Phi_r$ до $+\Phi_s$; T — период повторения импульсов

перемагничивающего импульса тока происходит сравнительно быстрое снижение потока индукции от $+\Phi_s$ до $+\Phi_r$, определяемое главным образом обратимыми процессами вращения доменов [1].

Во втором случае как во время прохождения импульсов тока, так и после прекращения их намагничивание также определяется главным образом обратимыми процессами.

Третий случай является промежуточным: уменьшение (по абсолют-

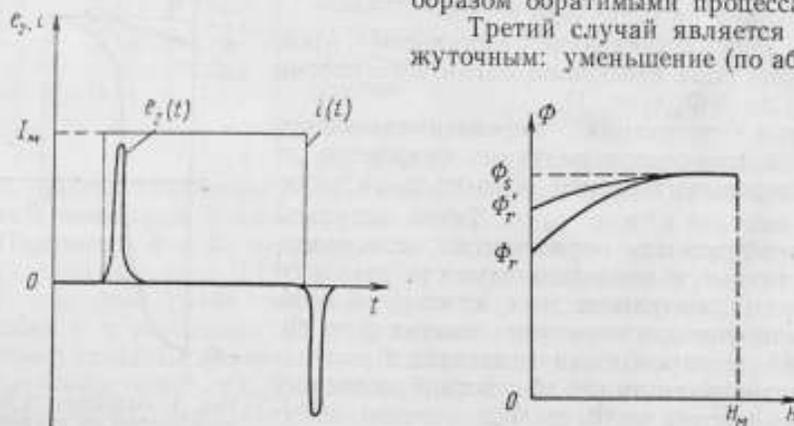


Рис. 3. Зависимость тока и э. д. с. от времени (а), соответствующая изменению потока от Φ_r до Φ_s (б)

ной величине) магнитного потока связано как с обратимыми, так и с необратимыми процессами.

Различие в характере процессов перемагничивания сказывается и в их длительности: необратимые процессы смещения доменов требуют несравненно большего времени, чем обратимые процессы вращения. Поэтому при исследовании процессов перемагничивания у образцов с ППГ требование к крутизне фронта и спада импульса тока менее жестко, чем при определении величин, относящихся к обратимым процессам. В первом случае при определении магнитных характеристик весьма важным является малое изменение «плоской» части импульса тока («скол»), так как в противном случае трудно оценить те условия, которым соответствуют результаты измерений.

Процессы перемагничивания характеризуются приростом индукции $\Delta\Phi_1 = \Phi_s + \Phi_r$ (рис. 1) и временем перемагничивания τ_n , соответствующими заданной амплитуде напряженности поля H_m . Так как импульс э. д. с. обычно изменяется плавно за время намагничивания, то время τ_n требует более четкого определения. Наиболее удачным, по-видимому, является определение τ_n , аналогично определению коэрцитивной силы [1]. Так же, как коэрцитивная сила, определяется величина, характеризующая

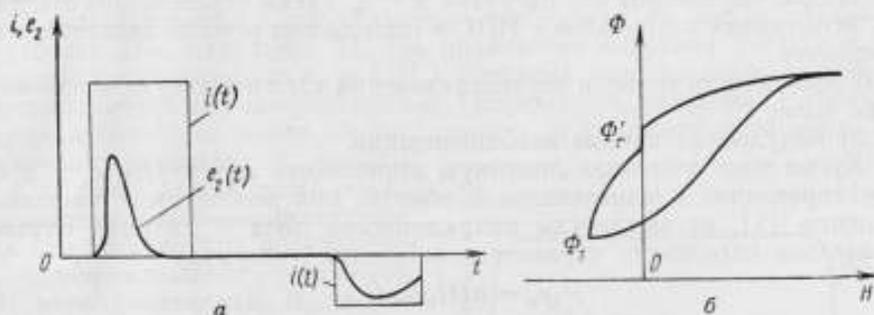


Рис. 4. Зависимости тока и э. д. с. от времени (а), соответствующие изменению потока от Φ_r до Φ_s (б)

поле, требуемое для размагничивания материала, или иначе, для прироста индукции, составляющего половину максимального, τ_n может быть определено как время, необходимое для изменения магнитного потока на $\Delta\Phi_m/2$. Такое определение избавляет от необходимости связывать время перемагничивания с формой импульса э. д. с., что имеет место при нахождении τ_n по времени, затраченному на достижение заданного напряжения [2]. Разницу в двух способах определения τ_n иллюстрирует рис. 5. Величина τ_n' , определяемая как интервал времени, соответствующий двум одинаковым мгновенным значениям э. д. с., равным $0,1e_{m\max}$, оказывается зависящей от формы импульса. Величине τ_n соответствует промежуток времени, при котором прирост потока составил половину максимального. Время перемагничивания при таком определении связано с потоком, а не с э. д. с.

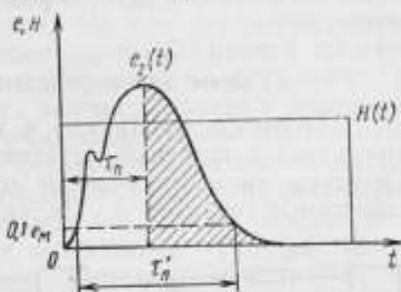


Рис. 5. Определение времени перемагничивания по кривой э. д. с. Площадь заштрихованного участка равна соответствующей величине для незаштрихованного

Если импульсы тока имеют недостаточную для перемагничивания амплитуду, то наиболее полные данные можно получить из импульсных кривых намагничивания, определяющих приращение магнитного потока $\Delta\Phi$ как функцию максимальной напряженности поля H_m и его длительности $\Delta\Phi = f_1(H_m, \tau_H)$. В общем случае второй вспомогательный импульс тока обратной полярности должен иметь строго определенные параметры. Для того чтобы результаты измерений мало зависели от непостоянства этих параметров, желательно иметь столь большую амплитуду и длительность вспомогательного импульса тока, чтобы при его прохождении происходило намагничивание до насыщения.

Обычно длительность импульсов э. д. с., связанных с обратимыми процессами, оказывается менее 0,1 мксек, поэтому форма сигнала, появляющегося во вторичной обмотке, не будет зависеть от длительности фронтов импульса напряженности поля, если последние имеют порядок величины 1–10 нсек. Однако сформированные подобным образом импульсы э. д. с.

будут сильно отличаться от тех, которые возникают обычно в запоминающих и переключающих устройствах, где длительность фронта и спада импульсов тока составляет примерно 0,1 мксек, так что определять амплитуду типа «сигнала помехи» e_n (см. рис. 2), по-видимому, целесообразно на установке, имеющей те же параметры, что и устройство, в котором будет применяться сердечник. Подобные испытания дают результаты, зависящие не только от свойства образца, но и от характеристик импульсного генератора, параметров его нагрузки и т. д. Таким образом, при магнитных испытаниях материалов с ППГ в импульсном режиме целесообразно определять:

а) зависимость времени перемагничивания τ_n от амплитуды напряженности поля;

б) импульсные кривые намагничивания.

Кроме того, учитывая линейную зависимость амплитуды e_m э. д. с., индуцированной в измерительной обмотке при необратимых процессах смещения [3], от амплитуды напряженности поля H_m , в ряде случаев желательно определять параметры, входящие в формулу

$$e_m = a(H_m - H_0), \quad (1)$$

где a — постоянная материала;

H_0 — напряженность «поля трогания».

Параметр H_0 входит также в выражение, связывающее τ_n и H_m :

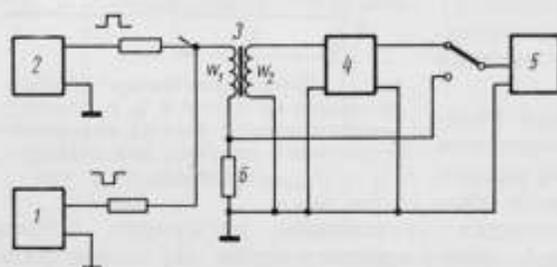
$$\frac{S_w}{\tau} = H_m - H_0. \quad (2)$$

Здесь S_w — коэффициент переключения.

Это позволяет сопоставить результаты измерений, полученные разными способами. Следует отметить, что соотношение (1) оказывается полезным при расчете некоторых переключающих устройств, поэтому параметры, входящие в него, в ряде случаев представляют самостоятельный интерес.

Схемы для определения магнитных характеристик

Зависимость амплитуды э. д. с. от напряженности поля может быть определена с помощью установки, схема которой показана на рис. 6. Импульсы тока, получаемые от генераторов 1 и 2, перемагничивают испытуемый образец 3. Индуцируемая в измерительной обмотке w_2



э. д. с. подается на усилитель 4, а затем — на амплитудный вольтметр 5.

Для определения напряженности поля вольтметр 5 подключают к активному сопротивлению 6. Амплитуду напряженности поля можно найти с помощью известного соотношения

Рис. 6. Схема установки для определения зависимости амплитуды э. д. с. от H_m

$$H_m = \frac{U_m}{r} \cdot \frac{w_1}{l}, \quad (3)$$

где r — сопротивление, включенное последовательно с намагничивающей обмоткой;

l — длина средней силовой линии.

Амплитуда напряжения U_m по порядку величины равна 20—150 в, а импульс тока обычно выбирают длительностью порядка 1 мксек. Амплитуда э. д. с., индуцированной в измерительной обмотке, по порядку величины равна 1 в, причем импульс э. д. с. имеет форму острого пика

(при $H \gg H_0$) и длительность 50—100 нсек. Поэтому к усилителю и вольтметру предъявляют довольно жесткие требования в отношении стабильности их параметров в диапазоне частот порядка нескольких десятков мегагерц.

В ряде случаев устройство может и не иметь усилителя, если амплитудный вольтметр обладает достаточно высокой чувствительностью, а его погрешности при измерениях амплитуды коротких импульсов остаются небольшими [4].

Следует отметить, что указанные требования не всегда учитывают в работах [см. например, 5], где приводятся описания установок для определения зависимости $e_m = f(H_m)$, имеющих измерительные устройства с недостаточной широкополосностью. Погрешность, связанная с этим фактором, довольно сложным образом зависит от напряженности поля. При небольших значениях H_m импульс э. д. с. имеет длительность порядка десятых долей микросекунды, так что погрешность определения e_m обычно оказывается умеренной. По мере увеличения H_m амплитуда e_m растет, а длительность импульса э. д. с. убывает, что приводит к возрастанию упомянутой погрешности.

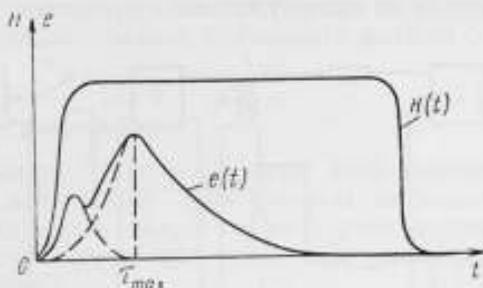


Рис. 7. Форма импульса э. д. с. и его составляющие

Некоторые исследователи утверждают [5, 6], что длительность фронта импульса тока, перемещающего сердечник, должна быть порядка единиц наносекунд. Это требование должно быть уточнено применительно к виду магнитной характеристики. При определении зависимости амплитуды э. д. с. от напряженности поля приведенное выше требование является чрезмерным. Дело в том, что при перемагничивании э. д. с. нарастает, как правило, немонокотонно (рис. 7), причем дополнительный максимум вызывается обратными процессами вращения [1]. Если выделить ту часть импульса э. д. с., которая связана с этими процессами (как это сделано в работе [1]), то оказывается, что формирование большего из максимумов определяется целиком необратимыми процессами. На рис. 7 видно, что в момент прохождения большего из максимумов отсутствуют обратимые процессы намагничивания. Таким образом, наибольшему из экстремумов соответствуют необратимые процессы, причем к этому моменту заканчиваются обратимые. Поэтому длительность фронта импульса тока может иметь величину такого же порядка, что и время, необходимое для завершения обратимых процессов вращения, т. е. составлять сотые доли микросекунды. Требования к форме плоской части импульса тока были указаны выше.

Зависимость τ_n от H_m может быть определена с помощью установки, схема которой показана на рис. 8. Импульсы тока разной полярности от генераторов 1 и 2 намагничивают испытуемый образец 3. Напряжение, снимаемое с измерительной обмотки w_2 , подается на интегрирующий усилитель 4, а затем на амплитудный вольтметр 5. Напряжение на выходе интегрирующего усилителя пропорционально приросту индукции. Действительно, если напряжение w_2 на выходе интегратора связано с э. д. с. e_2 , подаваемой на его вход, соотношением

$$u_2 = \frac{k}{\Theta} \int_0^t e_2(t) dt, \quad (4)$$

где k , Θ — параметры интегратора, то, используя соотношение

$$e_2 = w_2 \frac{d\Phi}{dt}, \quad (5)$$

находим

$$u_2 = \frac{k w_2}{\Theta} [\Phi(t) - \Phi(0)], \quad (6)$$

где $\Phi(0)$ — начальное значение магнитного потока.

Переключив вольтметр 5, можно определить падение напряжения на активном сопротивлении 6, а следовательно, и амплитуду импульса напряженности поля по формуле (3).

Амплитуда и длительность импульсов тока отрицательной полярности должны быть такими, чтобы практически достигалось намагничивание до насыщения. Пауза между импульсами тока отрицательной и положительной полярности должна быть достаточна для окончания переходного процесса. Форма импульса тока отрицательной полярности может отличаться от прямоугольной, достаточно лишь, чтобы было выполнено указанное требование.

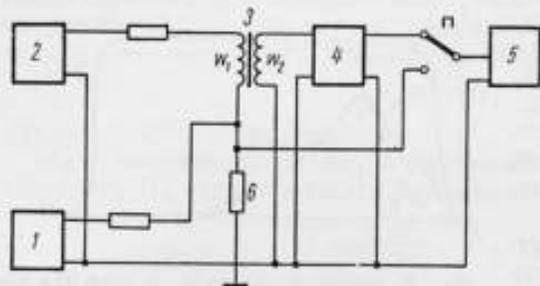


Рис. 8. Схема установки для определения импульсной кривой намагничивания

при длительности импульсов от 0,1 до 1 мксек. Импульсные напряжения на выходе интегрирующего усилителя во многих случаях имеют остроконечную форму. Как известно, измерительные устройства должны иметь в этом случае неизменные параметры в более широком диапазоне частот, чем при определении амплитуды импульсов, имеющих прямоугольную форму. Если это обстоятельство не учитывать, то при измерении амплитуды коротких импульсов будет найдено значение, соответствующее приросту индукции не $\Delta\Phi = \Phi'_2 - \Phi_1$ (см. рис. 4), а скорее $\Delta\Phi'' = \Phi'_2 - \Phi'_1$. Обычно при $\Delta\Phi = (0,3 - 1)\Delta\Phi_m$, где $\Delta\Phi_m$ — максимальное изменение потока, $\Delta\Phi' - \Delta\Phi'' \approx 0,05\Delta\Phi'$, поэтому в указанных условиях недостаточная широкополосность приведет к появлению погрешностей порядка 5%.

Для определения зависимости времени перемагничивания от амплитуды напряженности поля можно использовать установку, схема которой приведена на рис. 6. Измерения проводят следующим образом. Длительность импульса тока положительной полярности устанавливают равной или большей 0,3 мксек, а амплитуда его должна быть достаточной для намагничивания до насыщения. Параметры импульса тока отрицательной полярности должны обеспечивать перемагничивание, так что наименьшее значение магнитного потока должно быть равно $-\Phi_s$. Пауза между импульсами должна быть достаточной для завершения медленных процессов, поэтому к моменту начала следующего импульса тока поток индукции должен быть близок к $\pm\Phi_s$ (см. рис. 1). Если интегрирующий усилитель 4 и амплитудный вольтметр 5 (см. рис. 6) позволяют определять амплитуду импульсов малой длительности, то соответствующие измерения дают возможность найти прирост потока, равный $\Phi_s + \Phi_r$. В противном случае при малой длительности импульса тока положительной полярности результат измерения напряжения оказывается близким к величине, пропорциональной $\Phi_r + \Phi'_r$ (см. рис. 1).

Импульс тока положительной полярности, амплитуда которого определяется вольтметром 5 по падению напряжения на сопротивлении 6, должен иметь прямоугольную форму и известную длительность, так как эти параметры определяют условия намагничивания.

Интегрирующий усилитель и вольтметр должны позволять проводить измере-

После определения прироста потока $\Phi_s + \Phi_r$ (или $\Phi_r + \Phi_s$) изменяют амплитуду импульса тока положительной полярности таким образом, чтобы максимум напряжения u_{2m} на выходе интегратора соответствовал $1/2 (\Phi_s + \Phi_r)$ (или $1/2 (\Phi_r + \Phi_s)$). Устанавливая другую длительность импульса тока положительной полярности и регулируя его амплитуду, вновь добиваются получения напряжения u_{2m} . По этим данным можно найти зависимость от H_m времени перемагничивания. Такие измерения позволяют установить зависимость времени перемагничивания от напряженности поля. В данном случае время перемагничивания совпадает с длительностью импульса тока положительной полярности, а амплитуду находят по падению напряжения на активном сопротивлении b (см. рис. 6). При определении импульсных кривых намагничивания, а также зависимости времени перемагничивания от амплитуды напряженности поля длительность фронтов импульса тока положительной полярности должна составлять единицы наносекунд.

Некоторые погрешности

Погрешность измерения амплитуды напряженности поля определяется точностью амплитудного вольтметра, зависимостью активного сопротивления от длительности импульсов тока, а также формой последних. Следует отметить, что во многих случаях отношение наружного диаметра магнитопровода ко внутреннему заметно больше 1,1—1,2, поэтому напряженность поля оказывается непостоянной и тогда целесообразно вместо нее рассматривать полную магнитодвижущую силу

$$F = \oint H dl. \quad (7)$$

В настоящее время импульсные амплитудные компенсационные вольтметры позволяют определять напряжение с погрешностью, не превышающей 0,5—1% [4]. Активное сопротивление элементов типа ВС остается неизменным в диапазоне частот от 0 до 10—

15 Мгц, что вполне достаточно в подавляющем большинстве случаев. Еще лучшие характеристики имеют элементы типа УНУ, которые можно применять в диапазоне частот от нуля до сотен мегагерц, правда, некоторая нестабильность этих сопротивлений во времени требует сравнительно частой их проверки. Таким образом, соблюдая некоторые предосторожности, можно довести погрешность определения напряженности поля (или м. д. с.), связанную с непостоянством активного сопротивления, до пренебрежимо малой величины.

Влияние формы импульса тока на погрешность той или иной характеристики оказывается довольно сложным.

Если прибор используют для измерения в некоторый момент времени t импульса, имеющего «скол» (рис. 9), а время перемагничивания испытуемого образца равно τ_n , то погрешность можно оценить следующим образом.

Полагая для простоты, что скорость перемагничивания постоянна, получим эквивалентное среднее значение тока, создающего перемагничивание за то же время τ_n :

$$I_{cp} = I_m \left(1 - \frac{q}{2} \cdot \frac{\tau_n}{\tau_0} \right), \quad (8)$$

где $q = \frac{I_m - I_{min}}{I}$ (рис. 9),

τ_0 — длительность импульса тока.

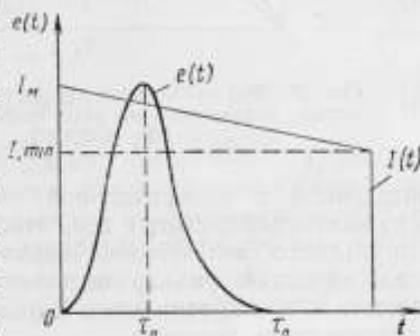


Рис. 9. Форма импульса тока

С другой стороны,

$$I(\tau) = I_m \left(1 - \frac{q}{2} \cdot \frac{\tau}{\tau_0} \right). \quad (9)$$

Отсюда погрешность, вызванная «сколом» импульса, равна

$$\delta_1 = \frac{q}{2} \cdot \frac{\tau - \tau_n}{\tau_0}. \quad (10)$$

Если $q = 0,05$, $\frac{\tau - \tau_n}{\tau_0} = 0,5$, то $\delta_1 = 1,25\%$.

Учитывая, что время перемagnичивания τ_n связано с напряженностью поля зависимостью (2), можно считать, что приведенные выше величины дают погрешности τ_n , вызванные рассматриваемыми факторами.

При определении магнитного потока следует учитывать погрешность, вызванную особенностями формы его импульса, которая в общем случае характеризуется кривой, приведенной на рис. 10. Если искомой величиной является прирост $\Delta\Phi_1$, то после интегрирования импульса э. д. с.,

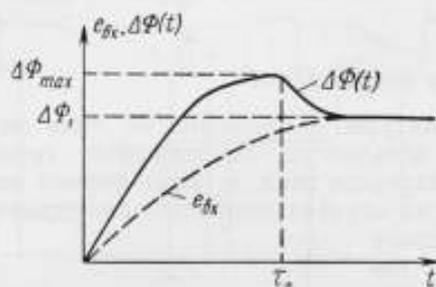


Рис. 10. Форма импульса потока и напряжения, подаваемого на вход вольтметра. $\Delta\Phi_{max} - \Delta\Phi_1 \approx 0,1\Delta\Phi_1$

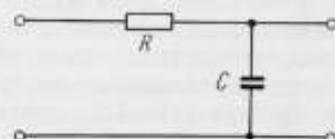


Рис. 11. Схема сглаживающего фильтра

наведенной в измерительной обмотке образца, требуется применить сглаживающий фильтр с тем, чтобы напряжение $e_{\delta x}$, подаваемое на вход импульсного вольтметра, имело форму, показанную на рис. 10. Если сглаживающий фильтр выполнен в виде последовательно соединенных емкости C и сопротивления R (рис. 11), то постоянная времени RC должна удовлетворять условию

$$e^{-\tau_e/RC} \geq 0,1, \text{ т. е. } \tau_e/RC \geq 2,5. \quad (11)$$

Чтобы разница между мгновенным и установившимся значениями напряжения на выходе сглаживающего фильтра не превышала 1%, должно пройти время t , определяемое условием

$$e^{-t/RC} < 0,01. \quad (12)$$

Отсюда для выбранной постоянной времени находим $t \geq 1,9$ мксек.

Если в этих условиях погрешность интегрирующего усилителя должна быть менее 0,5—1%, то эквивалентная постоянная времени Θ последнего должна быть не меньше [7] $\frac{t}{2\Theta} < 0,01$. При $t = 1,9$ мксек $\Theta > 100$ мксек.

При длительности импульса тока $\tau_0 = 1$ мксек $RC \geq 0,4$ мксек.

С другой стороны, при определении прироста магнитного потока $\Phi' - \Phi_1$ (см. рис. 4), возникающего во время прохождения импульса тока, наиболее существенным оказывается требование, чтобы время реакции усилителя, генератора и вольтметра было мало. Дело в том, что измерения амплитуды импульсов, имеющих, например, вид линейно-нарастающего напряжения, требуют большей широкополосности, чем при измерениях соответствующих величин для импульсов прямоугольной формы такой же длительности.

Для простоты рассмотрим усилитель, эквивалентную схему которого для коротких импульсов можно представить последовательно соединен-

ными емкостью и сопротивлением с постоянной времени Θ_2 [8]. Для входных импульсов прямоугольной формы с амплитудой u_0 напряжение на выходе равно

$$u_{\text{вых}} = Ku_0(1 - e^{-t/\Theta_2}), \quad (13)$$

где K — коэффициент усиления.

Если длительность импульса τ_0 , то напряжение на выходе усилителя к этому моменту времени будет отличаться от установившегося на величину $Ku_0 e^{-\tau_0/\Theta_2}$, откуда относительная погрешность

$$\delta_2 = e^{-\tau_0/\Theta_2}, \quad (14)$$

следовательно, постоянная Θ_2 для заданной допустимой погрешности должна удовлетворять неравенству

$$\Theta_2 < \frac{\tau_0}{\ln \delta_2}. \quad (15)$$

Для $\delta_2 = 1\%$ $\tau_0 = 0,3$ мксек, $\Theta_2 < 65$ нсек.

Если напряжение на входе усилителя возрастает линейно

$$u(t) = u_0 \frac{t}{\tau_0}, \quad (16)$$

то выходное напряжение будет определяться формулой

$$u_{\text{вых}} = Ku_0 \frac{\Theta_2}{\tau_0} [t - \Theta_2(1 - e^{t/\Theta_2})], \quad (17)$$

а относительная погрешность равна ($t = \tau_0$),

$$\delta_2 = \frac{\Theta_2}{\tau_0} (1 - e^{-\tau_0/\Theta_2}). \quad (18)$$

При прежних значениях δ_2 и τ_0 , полагая, что $e^{-\tau_0/\Theta_2} \ll 1$, получим $\Theta_2 < 3$ нсек, т. е. требования оказываются более жесткими, чем в предыдущем случае. Таким образом, определение прироста магнитного потока $\Phi_2 - \Phi_1$ (см. рис. 4) сопряжено с появлением погрешностей, вызванных временем реакции применяемых электронных устройств, а определение величин, аналогичных $\Delta\Phi$ (рис. 10), требует достаточно большой постоянной времени интегрирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. М., ИЛ, 1962.
2. Шамаев Ю. М., Пирогов А. И., Белявский Б. Ф. Импульсное перемагничивание ферритов с ППГ. Сб. «Ферриты», изд. АН БССР, 1963.
3. Гурвич Е. И., Щукин Л. В. О выборе системы параметров и методов испытания больших количеств ферритовых сердечников с прямоугольной петлей гистерезиса. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 64 (124). М.—Л., Стандартгиз, 1962.
4. Арменский Е. В., Жирков В. Ф., Рыбин В. М. Полупроводниковый измеритель амплитуды импульсов. «Измерительная техника», 1964, № 12.
5. Пирогов А. И., Шамаев Ю. М. Магнитные сердечники с прямоугольной петлей гистерезиса. М.—Л., изд. «Энергия», 1961.
6. Визун Ю. И. Аппаратура для исследования импульсных свойств магнитных сердечников. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 64 (124). М.—Л., Стандартгиз, 1962.
7. Ицхоки Я. С. Импульсные устройства, изд. «Сов. радио», 1959.
8. Бонч-Бруевич А. М. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. М.—Л., Гостехиздат, 1955.

Поступила в редакцию
23/VII 1965 г.

ОСОБЕННОСТИ ИСПЫТАНИЙ МАГНИТНОМЯГКИХ СПЛАВОВ И СТАЛЕЙ ТОНКОГО ПРОКАТА В ПОЛЯХ СВЕРХЗВУКОВОЙ ЧАСТОТЫ И ИХ МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Описана методика определения при сверхзвуковых частотах магнитных характеристик ленточных магнитномягких материалов толщиной проката от 0,1 до 0,003 мм. Рассмотрены источники погрешностей. Приведены зависимости начальной магнитной проницаемости материалов от частоты намагничивающего поля и удельных потерь — от магнитной индукции.

Магнитномягкие материалы (металлы и сплавы, ферриты, магнитодиэлектрики) применяют для работы в широком частотном диапазоне.

Согласно действующим в настоящее время нормативным документам на ферромагнитные металлы и сплавы приемо-сдаточные испытания их проводят, в основном, по статическим характеристикам, т. е. по характеристикам, определенным при намагничивании металлов и сплавов постоянным магнитным полем (исключение составляют лишь кремнистые стали, у которых измеряют также потери при частотах 50—400 гц).

В зависимости от марки материала, толщины проката листа или ленты, частоты переменного поля динамические характеристики материала в той или иной степени будут отличаться от статических.

Основными магнитными характеристиками магнитномягких материалов, используемых при намагничивании переменными магнитными полями сверхзвуковых частот, являются составляющие μ' и μ'' относительной комплексной магнитной проницаемости μ в функции напряженности магнитного поля H_m и частоты f или динамические кривые намагничивания и удельные потери p в зависимости от максимального значения магнитной индукции B_m при заданной частоте переменного тока. Ввиду необходимости разработки новых нормативных документов и получения справочных данных была поставлена задача исследовать методику испытаний и получить сами характеристики магнитномягких материалов.

Вопросу о динамических характеристиках на повышенных частотах магнитномягких сплавов и сталей посвящен ряд работ как отечественных, так и зарубежных авторов [1—11].

Наиболее полные и систематизированные сведения о поведении отечественных железоникелевых сплавов при звуковых и сверхзвуковых частотах с указанием методов определения их характеристик приведены в статьях Е. И. Гурвича с соавторами [1, 2]. Они исследовали сплавы с высоким (79НМ, 79НМА, 80НХС) и низким (50НХС и 50Н) содержанием никеля на образцах в виде кольца с толщиной ленты от 0,2 до 0,02 мм. Составляющие комплексной начальной магнитной проницаемости μ' и μ'' сплавов 80НХС, 79НМ, 50НХС и 50Н при частотах от 200 гц до 300 кгц определяли мостовым методом. Этим же методом были определены магнитная проницаемость (вычисленная по результатам измерения индуктивности обмотки с испытуемым сердечником) и потери при высоких магнитных индукциях (до 0,6—0,8 тл) в диапазоне частот от 400 гц до 10 кгц. Те же материалы использовали при определении зависимости амплитудной магнитной проницаемости от максимального значения напряженности магнитного поля и удельных потерь — от максимального значения магнитной индукции. Эти значения были определены методом амперметра—вольтметра или двух вольтметров и методом ваттметра; образцы

из ленты толщиной 0,1 мм и выше испытывали при частотах до 10 кГц, а тоньше 0,1 мм — до 100 кГц.

Исследование указанных материалов подтвердило известное положение о том, что относительное уменьшение с частотой упругой составляющей комплексной начальной магнитной проницаемости μ' тем больше, чем выше начальная магнитная проницаемость материала в статическом режиме намагничивания, больше толщина проката материала и меньше его удельное электрическое сопротивление. В соответствии с этим были даны рекомендации о применении при звуковых частотах высоконикелевых сплавов с толщиной ленты 0,05 мм и при сверхзвуковых частотах — 0,02—0,03 мм.

Исследования подтвердили также, что крутизна кривых зависимости $\mu = f(B_{\max})$ с повышением частоты уменьшается. Относительное уменьшение максимальной магнитной проницаемости с ростом частоты, так же как и начальной проницаемости, тем больше, чем выше магнитная проницаемость в статическом режиме намагничивания, больше толщина проката и меньше удельное электрическое сопротивление материала. Удельные потери в образцах высоконикелевых сплавов сокращаются соответственно уменьшению толщины проката, а для низконикелевых сплавов имеется оптимальная толщина проката. В соответствии с этим были рекомендованы сплавы и толщина лент для данных частоты и индукции.

Изучение литературных источников показало, что для разработки методики измерений и составления нормативного документа по испытанию образцов магнитномягких материалов, а также для получения справочных данных о поведении этих материалов при сверхзвуковых частотах, необходимо провести ряд дополнительных экспериментов. К опубликованным данным следовало добавить магнитные характеристики при сверхзвуковых частотах сплавов, разработанных за последние годы, сведений о которых не было в рассмотренных выше работах, а также соответствующие характеристики холоднокатаной электротехнической стали тонкого проката. Кроме того, в ранее приведенных работах [1, 6, 10] имелись данные об образцах, изготовленных из ленты толщиной до 0,020 мм, в то время как необходимо было иметь результаты определения магнитных характеристик на более тонких лентах (до 0,002—0,003 мм). В работе Л. Г. Смирновой [3] приведены сведения о таких образцах, но лишь для области начальной магнитной проницаемости (составляющие комплексной магнитной проницаемости).

Некоторые исследователи [5, 10] ставили перед собой задачу найти на основании экспериментальных данных аналитическую связь между основными магнитными характеристиками материалов (кривая намагничивания на переменном токе, зависимость удельных потерь от магнитной индукции). Так, по результатам определения характеристик образцов электротехнической стали (толщиной проката 0,05 и 0,08 мм) и железоникелевых сплавов марок 50НП и 79НМА толщиной проката 0,02—0,1 мм в диапазоне частот 1200—400 гц А. Я. Каменомосткий [5] получил числовые значения коэффициентов α , β и k_p в формуле для определения потерь

$$p = k_p k_{fp} B^{\beta} f^{\alpha} \quad (1)$$

и коэффициентов σ , λ и k_H в формуле для определения напряженности магнитного поля

$$H = k_H k_{fH} B^{\lambda} f^{\sigma}, \quad (2)$$

где B — магнитная индукция;

f — частота.

В ряде работ как отечественных, так и зарубежных авторов [1, 10, 12] было показано, что зависимости удельных потерь в материале от максимального значения магнитной индукции B_{\max} , изображенные в логарифмическом масштабе, представляют собой ряд параллельных прямых для раз-

ных частот (рис. 1), в соответствии с чем эту зависимость можно записать в виде формулы

$$|p| = aV^n, \quad (3)$$

где n — показатель степени, не зависящий от частоты.

Для выбора измерительной аппаратуры, которую можно рекомендовать для испытания, необходимо было иметь сведения о пределах изменения магнитных характеристик (магнитной проницаемости, удельных потерь, тангенса угла потерь), позволяющие одновременно получить значения

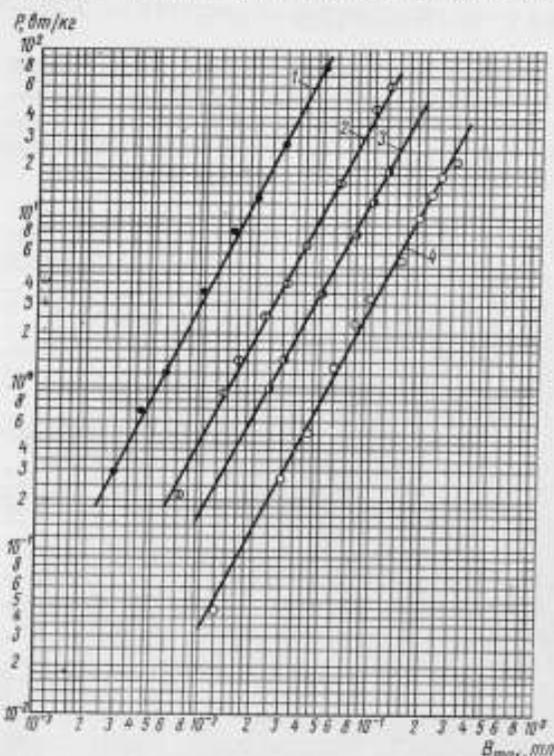


Рис. 1. Зависимость удельных потерь p сплава 79НМ толщиной проката 0,05 мм от максимального значения магнитной индукции B_m при частотах 300 (1), 100 (2), 50 (3) и 20 (4) кГц

кремнистые холоднокатаные электротехнические стали толщиной проката 0,08–0,03 мм.

В связи со значительным развитием вихревых токов в образцах форма кривых как намагничивающего тока (напряженности магнитного поля H_m), так и вторичной э. д. с. (магнитной индукции B_m) имела синусоидальный характер при значениях H_m и B_m , которые могли представлять интерес с точки зрения их соответствия условиям эксплуатации.

Измерения проводили на образцах в форме кольца, изготовленных, в основном, в Институте прецизионных сплавов ЦНИИЧМ, а также на Ленинградском сталепрокатном заводе и в ряде других организаций. Для межвитковой изоляции был применен электрофорез — окись магния, а также тальк. Средние диаметры образцов лежали в пределах 2–6 см, площадь поперечного сечения 0,04–0,6 см² и масса образцов 2–80 г.

При измерении диаметров образцов с погрешностью 0,1 мм (большую точность невозможно получить ввиду рыхлости образцов) и взвешивании их с погрешностью 0,5% наибольшая погрешность определения среднего

значения указанных выше коэффициентов a и показателей степени n для разных материалов и толщины проката при сверхзвуковых частотах. Кроме того, следовало решить чисто методические вопросы (частота размагничивающего поля, выдержка после размагничивания, влияющие емкости обмотки, выбор провода обмотки и учет влияния изменения его сопротивления с частотой, влияние материала каркаса образцов, оценка погрешностей разных методов и т. п.).

В настоящей работе приведены результаты исследования образцов, приготовленных из лент толщиной от 0,1 до 0,0025 мм таких магнитномягких материалов, как широко выпускаемые в СССР железоникелевые сплавы (с высоким и низким содержанием никеля, а также с легирующими элементами, повышающими их удельное электрическое сопротивление и тем самым снижающими потери на вихревые токи) и

диаметра составила 0,5% и площади поперечного сечения 1%. Отношение наружного диаметра образцов к внутреннему не превышало 1,4, при этом различие между средним D_{cp} и гармоническим D_r диаметрами не превосходило 1%.

Чтобы выбрать материал защитных каркасов для образцов, были измерены мостовым методом сопротивления потерь двух катушек (на каркасах в форме кольца, изготовленных из оргстекла и из алюминия с толщиной стенок 0,25 мм) с одинаковыми размерами, проводом и числом витков. Сопротивление катушки на сердечнике из органического стекла измеряли для экспериментального учета влияния поверхностного эффекта в проводе обмотки. На

рис. 2 приведена диаграмма зависимости от частоты сопротивления потерь катушек на алюминиевом каркасе (кривая 1) и на каркасе из органического стекла (кривая 3). Одновременно измеряли и индуктивность этих катушек для оценки и устранения влияния собственной емкости обмотки на результаты измерения сопротивления. Кривая 2 (разность кривых 1 и 3) дает представление о росте сопротивления катушки с частотой только за счет потерь в металлическом каркасе. Следовательно, при испытаниях образцов из очень тонких лент на переменном токе сверхзвуковых частот, особенно в области слабых магнитных полей, когда потери в образцах малы, не допускается помещать их в металлические каркасы.

Для выяснения режима размагничивания перед измерениями был проведен ряд экспериментов на образцах различных марок и различной толщины проката. Прежде всего интересовал вопрос о частоте размагничивающего поля. Мостовым методом определяли относительную магнитную проницаемость μ в зависимости от напряженности магнитного поля H_m после размагничивания полями низкой и высокой частоты совпадали, однако приведенные на рис. 3 кривые для образца из ленты 79НМ толщиной 0,0025 мм свидетельствуют о повышении магнитной проницаемости по мере снижения частоты размагничивающего поля.

Анализ результатов измерений позволил сделать вывод о том, что перед началом их образцы должны быть размагничены переменным магнитным полем частотой 50 гц с убывающей амплитудой. Минимальная амплитуда размагничивающего поля не должна превышать наименьшего значения напряженности его, при котором определяют характеристики. Измерения можно начинать непосредственно после окончания размагничивания (рис. 4).

Для определения магнитных характеристик применяли два метода — мостовой и индукционный.

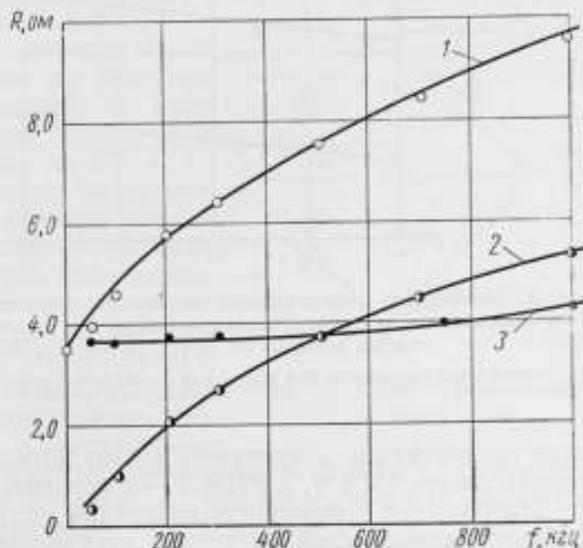


Рис. 2. Изменение сопротивления R обмотки за счет влияния материала защитного каркаса при разных частотах намагничивающего поля:

1 — обмотки на металлическом каркасе; 2 — испытуемый образец в металлическом каркасе; 3 — обмотки на каркасе из органического стекла

При первом методе использовали установки типов УИММ-2 [13] и УИМ-2 [14] по схеме моста переменного тока с последовательным резонансом в одном из плеч (рис. 5). Установка типа УИММ-2 дает возможность измерять индуктивность L_x и сопротивление r_x катушек с ферромагнит-

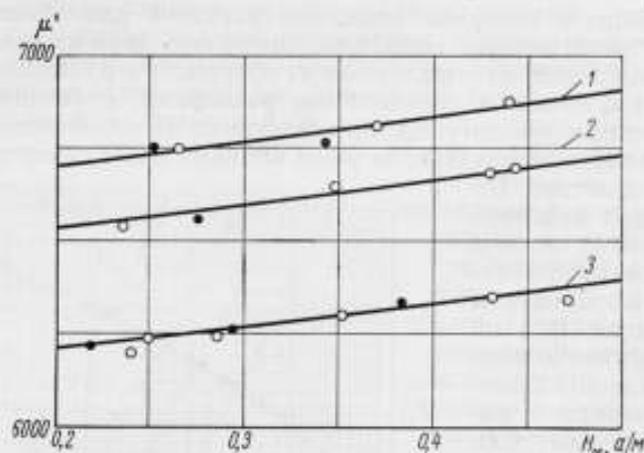


Рис. 3. Зависимость относительной магнитной проницаемости (упругая составляющая) μ' от напряженности намагничивающего поля H_m частоты 50 кГц после размагничивания полями частотой 50 кГц (1), 10 кГц (2), 300 и 1000 кГц (3):

○ — прямой ход (измерения при росте) и ● — обратный ход (при снижении напряженности намагничивающего поля)

ными сердечниками в диапазоне частот 20 кГц ÷ 1 МГц с погрешностями соответственно 1 и 5%, а УИМ-2 — с погрешностями 0,3 и 1%.

Наибольшая погрешность измерения упругой составляющей μ' относительной комплексной магнитной проницаемости составляла 2,5% (при

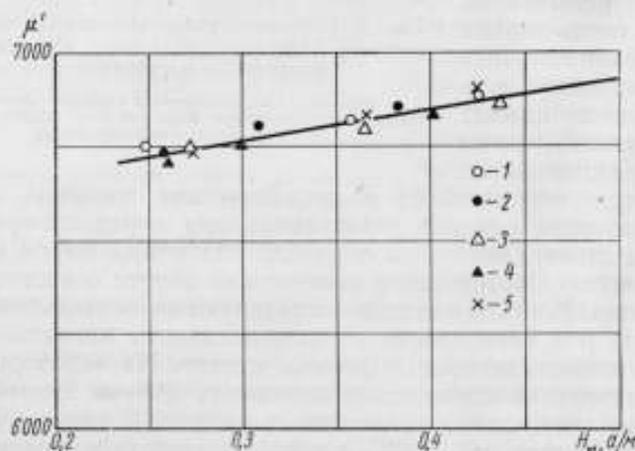


Рис. 4. Зависимость относительной магнитной проницаемости (упругая составляющая) μ' от напряженности намагничивающего поля H_m , определенная:

1 и 2 — непосредственно после размагничивания; 3 и 4 — через 10 мин; 5 — через 45 ч; 1 и 3 — прямой ход; 2 и 4 — обратный ход

погрешностях измерения среднего диаметра, не превышающей 0,5% и определения площади поперечного сечения образцов — 1,0%), а вязкой составляющей μ'' и тангенса угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ — 6—7%. В связи с тем, что питалась установка от генератора с кварцевым резонатором, погрешность частоты можно было не учитывать.

При разработке методики определения магнитных характеристик необходимо было также оценить влияние собственной емкости обмотки на результаты измерения индуктивности и сопротивления потерь обмотки с испытываемым образцом.

Ввиду относительно высокой магнитной проницаемости ленточных образцов обычно не требуется наносить на них большое число витков (в большинстве случаев оно не превышало 30). Как показали результаты определения собственной емкости, она при этом не выше 3 пф. Поправка на собственную емкость при частотах до 300 кГц не превышала 0,2% при подсчете магнитной проницаемости и 0,4% при подсчете сопротивления потерь, и ею можно было пренебречь. Эта поправка при частоте 1 МГц будет соответственно порядка 1 и 2%.

При выборе провода для намотки образцов пренебрегали изменением его сопротивления за счет поверхностного эффекта. Если наматывать образцы проводом диаметром не более 0,25 мм, то при частотах до 300 кГц изменение сопротивления провода по сравнению с его значением на постоянном токе не превысит 1%. С учетом того, что сопротивление провода составляет малую долю сопротивления, обусловленного потерями в образце, указанным изменением его с частотой также можно пренебречь. Действительно, минимальное сопротивление потерь в образце составляло около 2 ом, а сопротивление провода не превышало 0,2 ом. Следовательно, влияние поверхностного эффекта на сопротивление провода по сравнению с сопротивлением потерь в образце, на основании которых подсчитывали удельные потери, составляло десятые доли процента.

При определении характеристик индукционным методом при частотах до 200 кГц были использованы амперметр, вольтметр и ваттметр. Силу тока измеряли амперметром термоэлектрической системы типа Т-13 класса 1,5 или разработанным во ВНИИМ [15] миллиамперметром типа МКТ-1 (также термоэлектрической системы) класса точности 0,5 с пределами измерений 3÷300 мА. Вторичную э. д. с. измеряли электронным вольтметром типа ВЗ-7 класса точности 2 при частотах до 200 кГц.

Удельные потери в материале образца определяли с помощью опытного ваттметра термоэлектрической системы с пределами измерений по напряжению 75÷7500 мВ, по току 10÷1000 мА и с номинальным коэффициентом мощности $\cos \varphi = 1$. Ваттметр имел погрешность $\pm 5\%$ * конечного значения шкалы в номинальной области частот, зависящей, в свою очередь, от пределов измерения и равной 10÷100 кГц. В расширенной области частот (20÷200 кГц) эта погрешность может достигать до 10%*.

Погрешность определения магнитных характеристик индукционным методом была больше, чем при измерениях мостовым методом, и могла достигать при измерениях с указанной выше аппаратурой до 5% при определении магнитной индукции, до 10% — амплитудной магнитной проницаемости и до 20% — удельных потерь. Результаты измерения двумя методами характеристик одних и тех же образцов не показали таких больших расхождений (рис. 6 и 7), так как, во-первых, при таких измерениях исключалась погрешность определения геометрических размеров и массы образцов и, во-вторых, при теоретической оценке погрешностей вычисляли наибольшую погрешность. В связи с этим приводимые ниже данные относятся к измерениям как мостовым, так и индукционным методами (последний метод значительно менее трудоемок).

* За исключением пределов 10 мА и 75 мВ, где погрешности могут достигать до 15 и 20% соответственно в номинальной и расширенной областях частот.

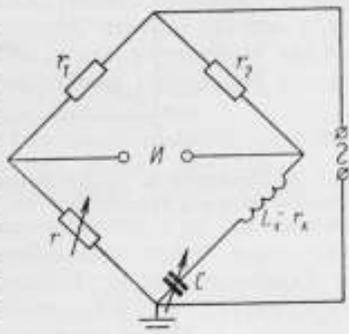


Рис. 5. Схема резонансного моста

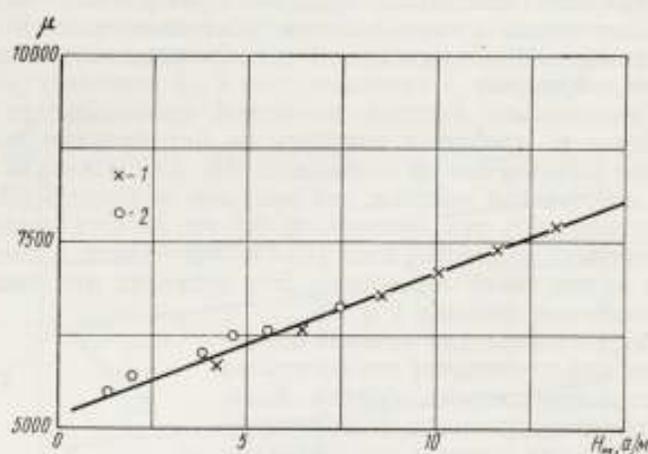


Рис. 6. Зависимость относительной магнитной проницаемости μ от напряженности магнитного поля H_M при частоте $f = 100$ кГц сплава 79HM при толщине ленты 0,005 мм, найденная по результатам измерений:

1 — мостовым и 2 — индукционным методами

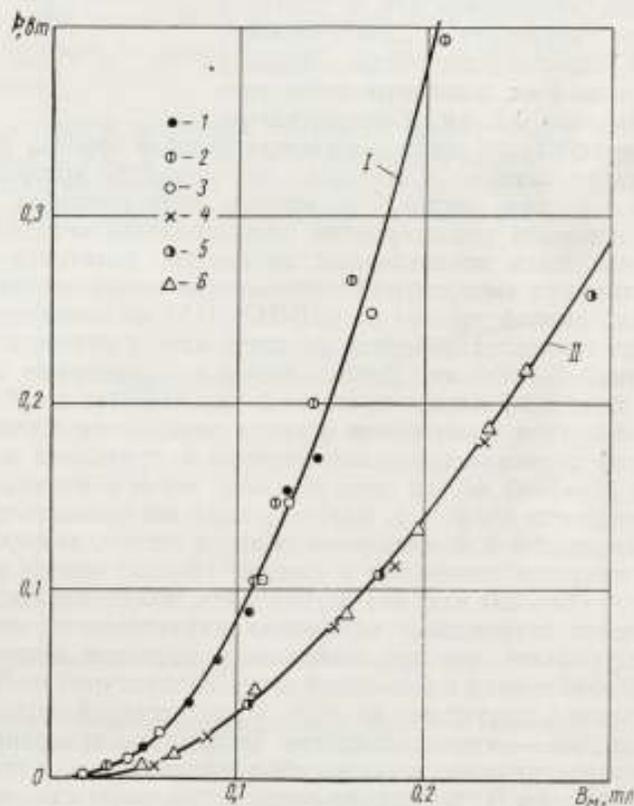


Рис. 7. Зависимость от магнитной индукции B_M потерь P в образце сплава 79HM при толщине ленты 0,005 мм, найденная по результатам измерения мостовым и ваттметровым методами:

I — при частоте 100 кГц: 1 — мост УИМ-2, 2 — мост УИММ-2, 3 — ваттметр; II — при частоте 50 кГц: 4 — мост УИМ-2, 5 — мост УИММ-2, 6 — ваттметр

Как известно, магнитные характеристики магнитных материалов не отличаются большой однородностью, а при испытаниях их на переменном токе к неоднородности материалов добавляется различие в составе и технологии нанесения межвитковой изоляции спирально навитых ленточных образцов.

Однако, как показали испытания одинаковых по марке и толщине проката образцов, изготовленных по одной и той же технологии, их магнитные характеристики в широком диапазоне частот довольно близки (различие составляет 5—10%).

Недостаточно высокое качество межвитковой изоляции приводит к более резкому снижению магнитной проницаемости на переменном токе по сравнению с ее значением в статическом режиме намагничивания. В случае же одинаковой межвитковой изоляции образцов, но при разном качестве материала (по результатам измерений на постоянном токе) наблюдается примерно параллельный ход кривых изменения магнитной проницаемости с частотой.

В связи с этим зависимость от частоты намагничивающего поля при разной толщине проката можно было измерить на любых образцах, в то время как для получения зависимости от толщины ленты одного и того же материала необходимо было иметь образцы, изготовленные по одинаковой технологии из материалов одной плавки. Это требование следует выполнять при накоплении справочных данных о магнитных характеристиках на переменном токе различных частот, предусмотренных ГСССД (Государственная служба стандартных справочных данных).

В дополнение к имеющимся в литературе сведениям на рис. 8—12 приведены магнитные характеристики образцов, из ленты толщиной 0,01 и 0,003 мм железоникелевых сплавов марок 79НМ, 79НМА, 50Н, 65НП, 50НП, 34НКДП, 77НМД и 47НК и холоднокатаной электротехнической стали (толщиной проката 0,08 и 0,03 мм), измеренных при частотах от 20 до 300 кГц, а самых тонких — до 1 МГц. На рис. 8 приведены кривые зависимости относительной магнитной проницаемости от частоты при постоянной напряженности магнитного поля, а на рис. 11 — зависимости удельных потерь от максимального значения магнитной индукции при разных частотах.

Сравнение зависимости магнитной проницаемости от частоты ленточных образцов из сплава марки 79НМ и феррита марки 4000НМ показывает (рис. 9), что при частотах до 300 кГц более целесообразно применять металлические ферромагнетики высокой проницаемости толщиной проката от 0,05 мм и меньше. Этот же вывод подтверждается результатами сравнения удельных потерь (рис. 10) в образцах тех же материалов. Вместе с тем ферриты (с магнитной проницаемостью выше 1500) имеют преимущество перед железоникелевыми сплавами с низким содержанием никеля при любой из рассмотренных толщин проката в диапазоне частот 20—300 кГц (рис. 12). К аналогичному выводу пришли и авторы более ранних работ [16].

Для обобщения полученных результатов были сделаны попытки определения некоторых коэффициентов, позволяющих при расчетах характеризовать материал по потерям.

Так, в линейной области зависимости тангенса угла потерь материала $\operatorname{tg} \delta$ от частоты и напряженности магнитного поля в соответствии с формулой

$$\operatorname{tg} \delta = \rho_r H + \rho_v f + \rho_d \quad (4)$$

такими коэффициентами являются коэффициенты потерь на гистерезис ρ_r , вихревые токи ρ_v и дополнительных потерь ρ_d , позволяющие судить о соотношении при сверхзвуковых частотах отдельных составляющих потерь в материалах разных марок и толщины проката.

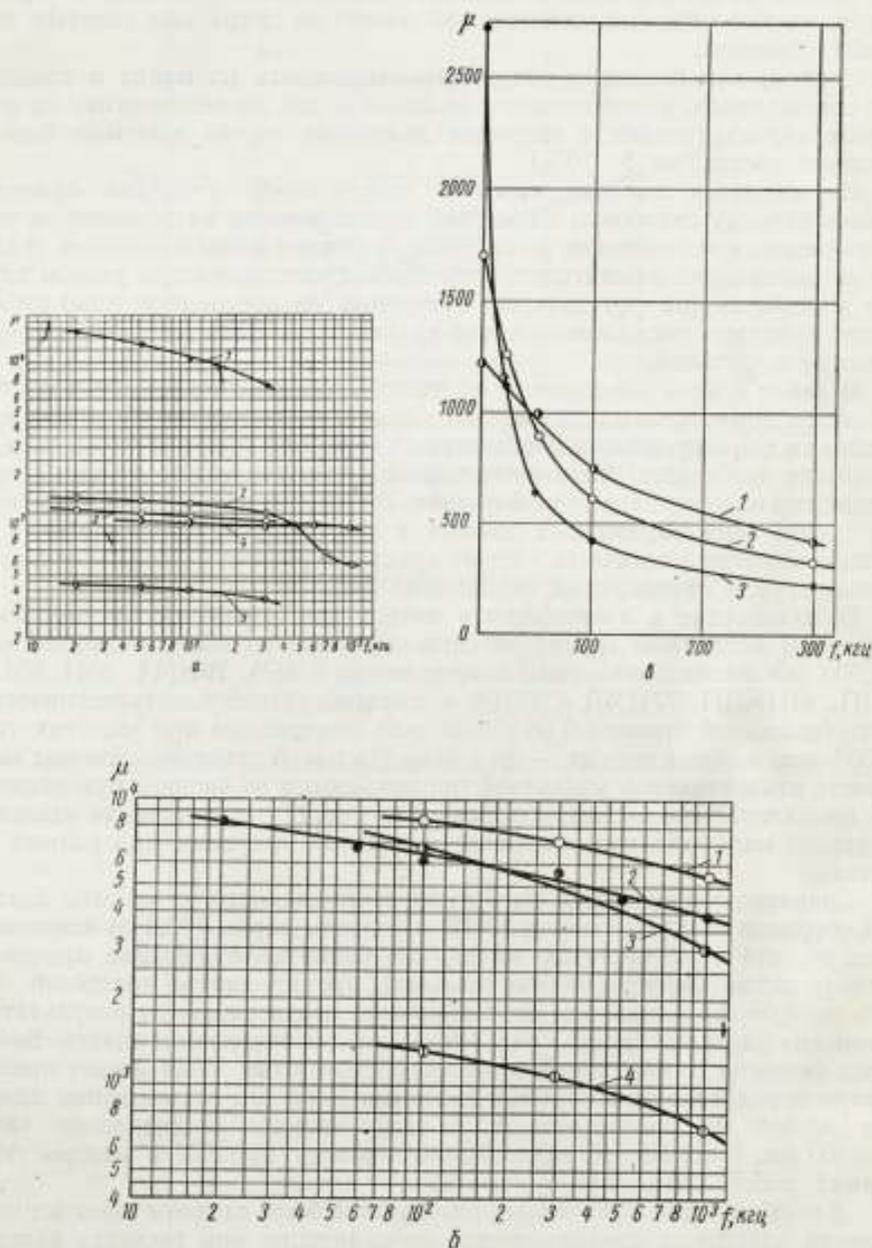


Рис. 8. Зависимость магнитной проницаемости μ от частоты при напряженности магнитного поля $H_M = 1$ а/м железоникелевых сплавов:

а — при толщине ленты 0,01 мм: 1 — 79НМ, 2 — 50НП, 3 — 50Н, 4 — 47НК, 5 — 34НКМП; б — при толщине ленты 0,003 мм: 1 — 79НМА, 2 — 79НМ, 3 — 77НМД, 4 — 50НП; в — холоднокатаной электротехнической стали при толщине ленты: 1 — 0,03 мм, 2 — 0,05 мм, 3 — 0,08 мм

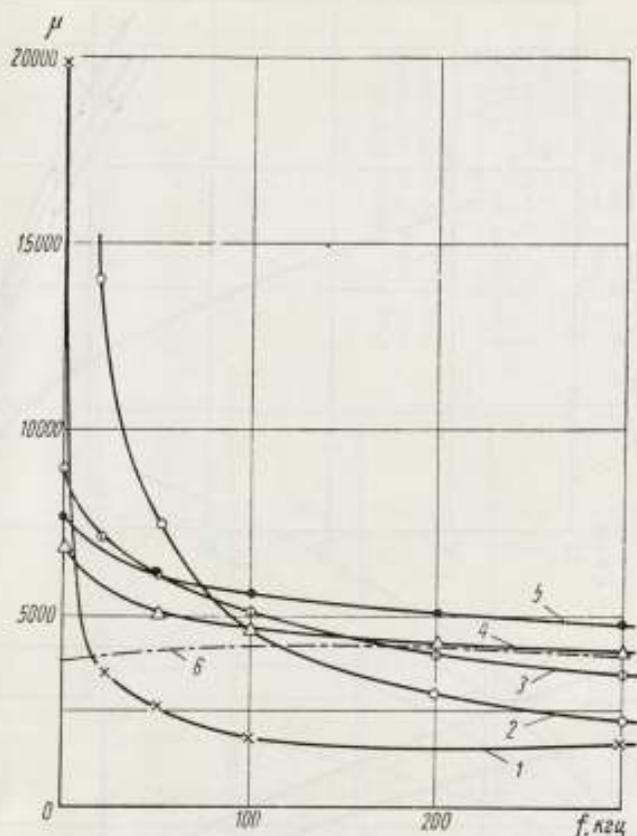


Рис. 9. Зависимость магнитной проницаемости от частоты железоникелевого сплава 79НМ при $H_M = 0,08$ а/м и толщине ленты: 0,1 мм (1); 0,05 мм (2); 0,01 мм (3); 0,005 мм (4); 0,0025 мм (5) и феррита марки 4000НМ (6)

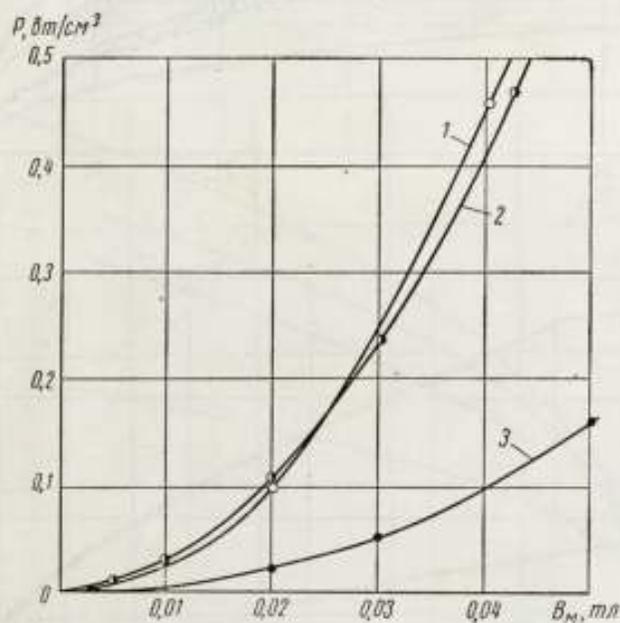
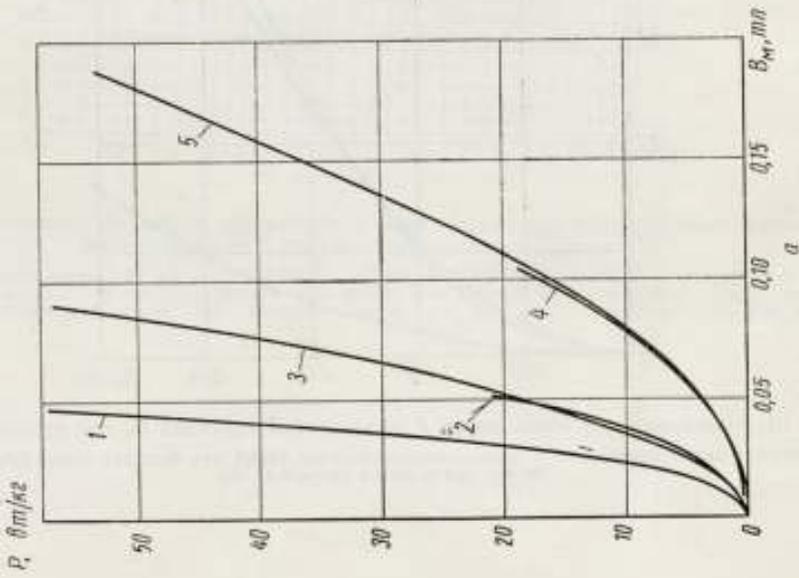
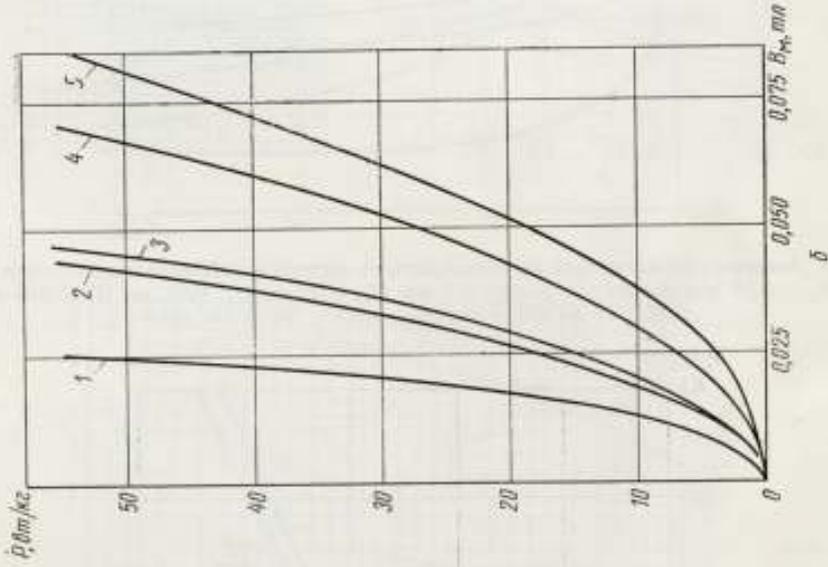
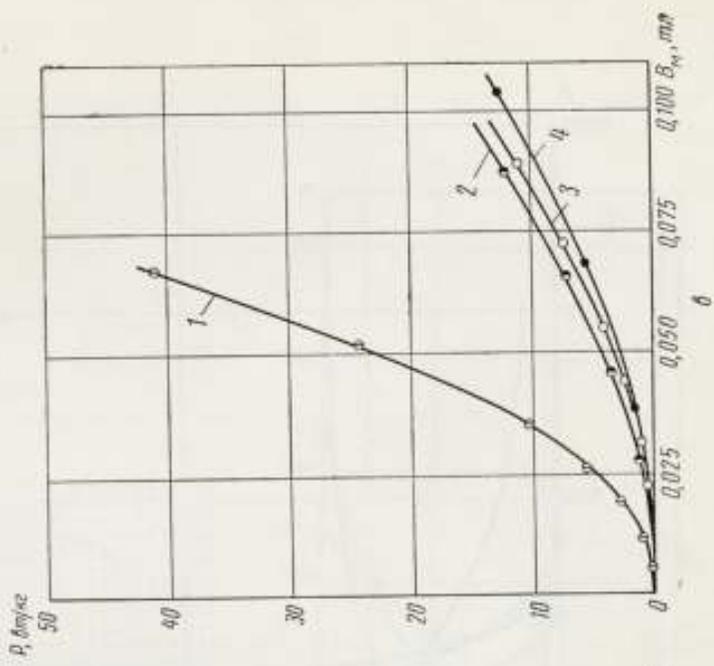


Рис. 10. Зависимость удельных потерь P от магнитной индукции B_M при частоте 300 кГц: 1 — феррит марки 4000НМ; 2 — железоникелевый сплав 79НМ при толщине ленты 0,05 мм; 3 — то же, при толщине ленты 0,01 мм



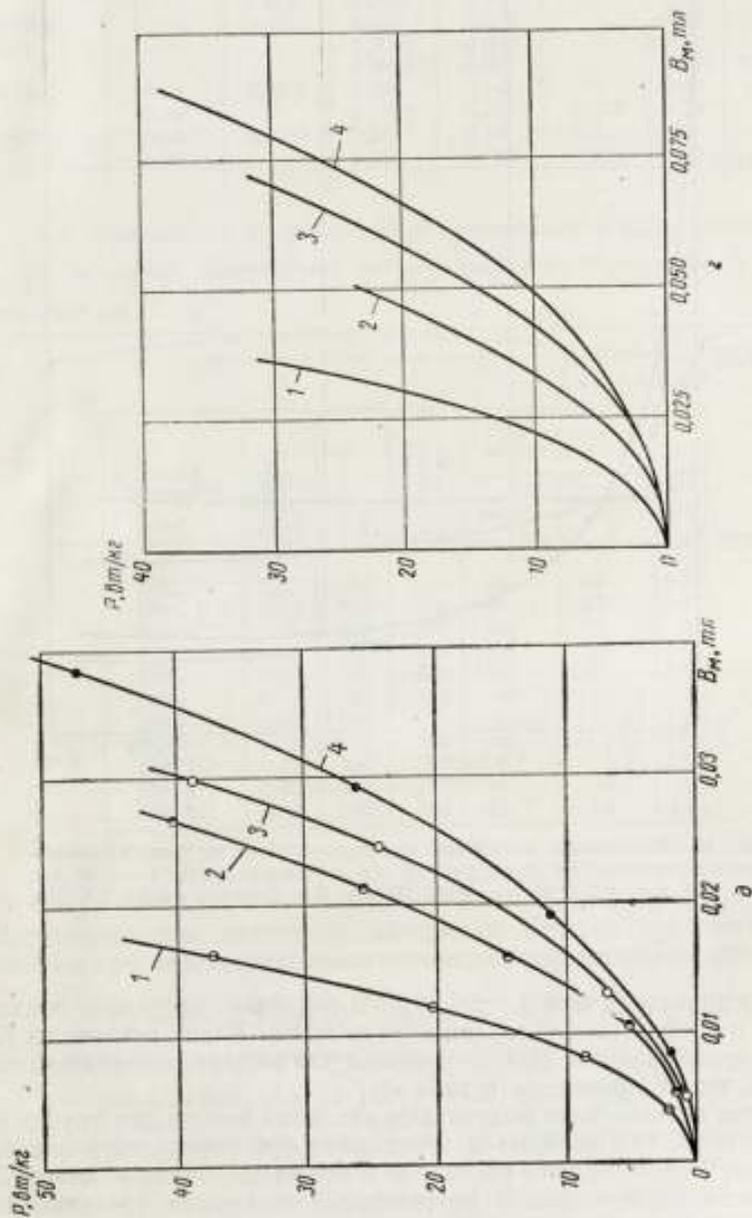


Рис. 11. Зависимость удельных потерь p от магнитной индукции B_m железоникелевых сплавов:

4 — при толщине ленты 0,01 мм и частоте 100 кГц; 1 — 54НМДП, 2 — 50НП, 3 — 50Н, 4 — 47НК, 5 — 79НМ; 6 — 70 жс, при частоте 300 кГц; а — при толщине ленты 0,003 мм и частоте 100 кГц, 1 — 50НП, 2 — 77НМД, 3 — 79НМ, 4 — 79НМА; 2 — 70 жс, при частоте 300 кГц и 3 — при частоте 1 МГц.

При более высокой напряженности магнитного поля, когда нарушается линейность изменения $\operatorname{tg} \delta$ материала с изменением напряженности магнитного поля, для предварительных расчетов могут служить уже не коэффициенты потерь, а коэффициент a и показатель степени n в формуле (3), связывающей удельные потери в материале с максимальной магнитной индукцией.

На основании испытаний 16 образцов железоникелевых сплавов разных марок и электротехнической стали толщиной проката от 0,1 до

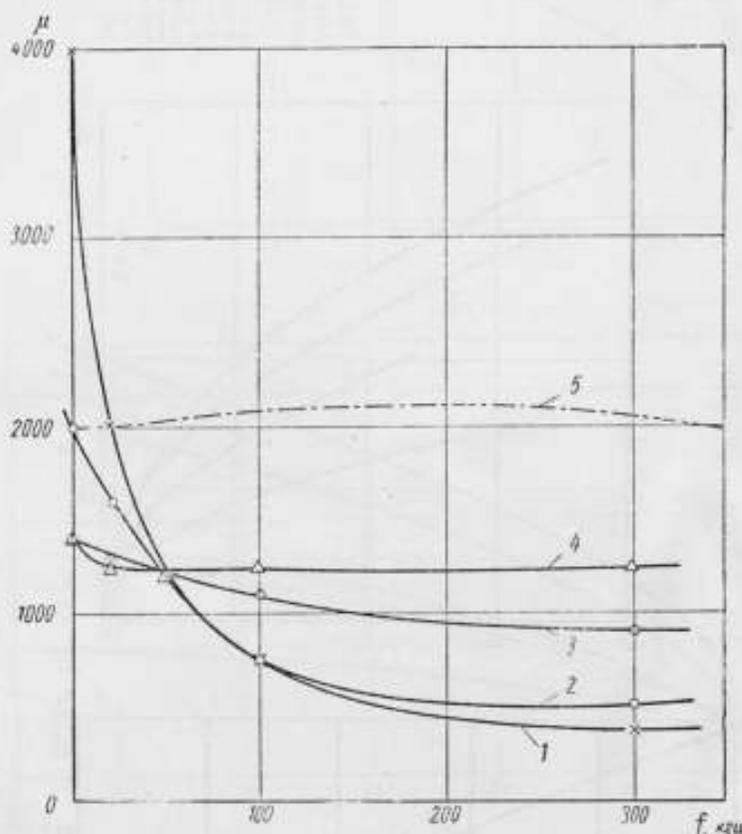


Рис. 12. Зависимость магнитной проницаемости от частоты железоникелевого сплава 50Н при $H_M = 0,4$ а/л и толщине ленты: 1 — 0,08 мм; 2 — 0,05 мм; 3 — 0,02 мм; 4 — 0,01 мм; 5 — феррита марки 2000НМ

0,003 мм в диапазоне частот от 20 до 1000 кГц были определены показатели степени n и коэффициенты a . При этом значение n (как среднее из 72 значений) получено равным 2,04. Значения a для разных материалов, толщины проката и частот приведены в табл. 1.

По этим данным были подсчитаны удельные потери для других образцов, характеристики которых не учитывали при определении значений n и a . В табл. 2 сопоставлены расчетные и экспериментальные данные. Учитывая относительно большие погрешности измерения удельных потерь при сверхзвуковых частотах, можно считать эту точность приемлемой для предварительных ориентировочных расчетов.

Таблица 1

Марка материала	Толщина проката, мм	Коэффициент $a \cdot 10^4$ при частоте f , кГц						
		20	30	100	200	300	500	1000
79НМ	0,1	0,0070	0,030	0,095	—	0,58	—	—
	0,05	0,0027	0,012	0,039	—	0,24	—	—
	0,01	0,00085	0,0038	0,012	—	0,074	—	—
50Н	0,1	0,019	0,086	0,27	—	1,70	—	—
	0,05	0,014	0,064	0,20	—	1,20	—	—
	0,02	0,005	0,023	0,072	—	0,45	—	—
50НП Э340	0,05	0,011	0,052	0,12	—	1,0	—	—
	0,08	0,035	0,15	0,47	—	2,90	—	—
	0,05	0,025	0,11	0,34	—	2,10	—	—
76НХД 47НК	0,03	0,016	0,072	0,22	—	1,30	—	—
	0,05	0,0052	0,023	0,072	—	0,42	0,97	—
	0,02	—	0,0079	0,030	—	0,25	0,67	2,5
80НХС	0,01	—	0,0028	0,011	—	0,091	0,25	0,92
	0,08	0,0091	0,043	0,14	—	0,88	—	—
	0,02	—	0,0052	0,022	0,070	0,14	—	—
50НХС	0,08	0,0098	0,048	0,16	—	0,52	—	—
	0,05	—	0,019	0,062	0,20	0,40	—	—

* Для сопоставления со значениями a , приводимыми в более ранних работах, для вычисления коэффициента $a = \frac{p}{B^2}$ индукция B выражена в системе единиц CGS (ес).

Таблица 2

Марка материала	Толщина проката d , мм	Частота f , кГц	Магнитная индукция, $B_m \cdot 10^4$ тл	Удельные потери p , вт/кг		Расхождение, %
				расчет	эксперимент	
50Н	0,01	100	1000	66	64	+3
50Н	0,08	300	200	70	67	+4
50НП	0,05	500	150	66	75	-12
79НМ	0,05	100	1500	110	95	+16
Э340	0,05	100	500	112	100	+12
Э340	0,08	30	30	0,072	0,062	+16
Э340	0,08	100	10	0,052	0,047	+11
Э340	0,08	300	100	34	31 + 37	± 9
80НХС	0,02	100	500	6,1	5,9	+3
80НХС	0,02	300	300	16	18	11
80НХС	0,08	100	100	15	13	13

Выводы

Магнитномягкие ленточные материалы с толщиной ленты от 0,1 до 0,003 мм при переменном намагничивании полями частот (20 ÷ 300) кГц при

$$B_m = (5 \cdot 10^{-4} \div 4 \cdot 10^{-1}) \text{ тл} \text{ и } H_m = (0,4 \div 80) \text{ а/м}$$

имеют магнитные характеристики, лежащие в пределах:

$$\mu = 200 \div 24000; p = (2 \cdot 10^{-4} \div 2 \cdot 10^2) \text{ вт/кг}; \text{tg } \delta = 0,1 \div 3.$$

При выборе параметров измерительной аппаратуры и условий испытаний (размеры образцов, число витков обмотки и т. п.) можно в дополнение к имеющимся материалам пользоваться приведенными в табл. 1 и на рисунках ориентировочными значениями магнитной проницаемости и удельных потерь в зависимости от максимального значения магнитной индук-

ции некоторых основных магнитномягких материалов тонкого проката в широком диапазоне частот.

Приведенные в статье данные, относящиеся к методике испытаний образцов ленточных магнитномягких материалов на сверхзвуковых частотах, послужили основой для создания соответствующих методических указаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурвич Е. И., Кондорский Е. И., Попова В. П. Проницаемость и потери магнитномягких сплавов разных толщин в переменных полях. Сб. «Труды ЦНИИЧМ. Прецизионные сплавы», вып. 15. М., Metallurgizdat, 1956.

2. Гурвич Е. И. Методы измерения кривых намагничивания и потерь магнитномягких сплавов на звуковых и ультразвуковых частотах. Сб. «Труды ЦНИИЧМ. Прецизионные сплавы», вып. 15. М., Metallurgizdat, 1956.

3. Смирнова Л. Г. Поведение некоторых ферромагнитных материалов в слабых магнитных полях повышенной частоты (10^4 — 10^7 гц). Сб. «Труды ЦНИИЧМ. Прецизионные сплавы», вып. 23. М., Metallurgizdat, 1950.

4. Нейман Л. Р. Поверхностный эффект в ферромагнитных телах. М.—Л., Госэнергоиздат, 1949.

5. Каменомосткий А. Я. Анализ зависимости потерь и магнитной проницаемости магнитномягких материалов от индукции и частоты. «Заводская лаборатория», 1963, № 3.

6. Селицкий Я. П., Матвеев Г. А. Магнитная проницаемость некоторых материалов в слабых полях звуковой и надзвуковой частоты. «Электричество», 1948, № 9.

7. Селицкий Я. П. Материалы и некоторые особенности ленточных сердечников трансформаторов. «Электричество», 1948, № 12.

8. Горюхина К. А. К вопросу о зависимости магнитной проницаемости сплавов типа пермаллой от частоты. ДАН СССР, 1948, т. 61, № 3.

9. Рейнбот Г. Технология и применение магнитных материалов. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.

10. Darratt C. The JIEE, 1936, v. 79, pt. XII, № 480, p. 667.

11. Boll R. Wirbelstrom und Spinrelaxationsverluste. «Zeitschrift für Angewandte Physik», 1960, Bd. 12, H. 5.

12. Steinmetz P. «Elektrotechnische Zeitschrift», 1891, Bd. 12, S. 62; 1892, Bd. 13, S. 43 und 55.

13. Чернышева Н. Г. Установка для испытания образцов ферромагнитных материалов в диапазоне частот 20 кГц— 1 МГц. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 43 (103). М.—Л., Стандартгиз, 1960.

14. Зорин Д. И., Иванова Л. Ф., Чернышева Н. Г., Шрамков Е. Г. Резонансный мост для определения магнитных характеристик высокочастотных магнитномягких материалов. Труды институтов Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов СССР, вып. 79 (139). М.—Л., Изд. стандартов, 1965.

15. Левина Е. Н., Теплинский А. М. Многопредельный миллиамперметр переменного тока повышенной точности типа МКТ-1. Труды институтов Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 79 (139). М.—Л., Изд. стандартов, 1965.

16. Шольц Н. Н. и Пискарев К. А. Сравнительные электромагнитные характеристики оксидных ферромагнетиков и некоторых типовых магнитных материалов. «Изв. АН СССР», т. XVI, № 6, серия физ., 1952.

Поступила в редакцию
6/XII 1965 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ВЫДЕРЖКИ ПОСЛЕ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТОВ И АЛЬСИФЕРОВ И ВЫБОР ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА ПРИ ИСПЫТАНИИ АЛЬСИФЕРОВ

Рассматриваются некоторые вопросы методики испытания магнитномягких материалов на переменном токе. Приводятся результаты экспериментального исследования времени выдержки образцов ферритов и альсиферов после размагничивания и результаты испытания альсиферов в более широком частотном диапазоне.

Перед ВНИИМ была поставлена задача разработать методический нормативный документ на испытания магнитномягких материалов в диапазоне частот 20–1000 кГц. В нормативных документах и их проектах [1] на ферриты и магнитодиэлектрики в разделах, посвященных методике их испытания, либо ничего не говорится о предварительном размагничивании образцов, либо не дано определенных указаний относительно времени выдержки их после размагничивания. Но, как известно, магнитные свойства магнитного материала зависят не только от таких параметров, как напряженность магнитного поля, частота, температура и т. п., но и от его предшествующего магнитного состояния. Поэтому перед каждым изменением образца необходимо размагничивать, чтобы вернуть его в исходное состояние.

Целью исследований было установление минимального времени выдержки образцов после размагничивания, при котором магнитные характеристики материала отличаются от их установившихся значений в пределах погрешностей измерительной аппаратуры. Как было выяснено, характеристики образцов не зависят от длительности самого размагничивания, и их размагничивали в течение 0,5–1 мин переменным током частотой 50 Гц с постепенно уменьшающейся амплитудой.

Были исследованы образцы ферритов с проницаемостью 50–4000 и магнитодиэлектриков на основе альсиферов. Индуктивность и сопротивление потерь, пропорциональные магнитной проницаемости и тангенсу угла потерь образцов, измеряли на установке УИМ-2 [2]. На рис. 1 приведены зависимости индуктивности L , сопротивления R и тангенса угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ образцов от времени выдержки после размагничивания.

Как показали измерения, магнитные характеристики альсиферов практически не зависят от времени выдержки после размагничивания. На рис. 1, а представлены эти зависимости для образца альсифера марки ТЧ90 (с наибольшей для этих материалов магнитной проницаемостью). У образцов альсиферов других марок изменение магнитных характеристик со временем еще меньше. Время выдержки образцов ферритов до достижения установившихся значений магнитных характеристик зависит от их магнитной проницаемости. Для низкопроницаемых образцов с $\mu < 50$ (рис. 1, б) можно ограничиться временем выдержки после размагничивания около 1 ч, для более высокопроницаемых с $\mu > 50$ (рис. 1, в и г) — около 10 ч. При этом после указанной выше выдержки максимальные расхождения характеристик с их установившимися значениями составляют $\pm 0,5\%$ для индуктивности $L \pm 1\%$, для сопротивления R и $\pm 1,5\%$ для $\operatorname{tg} \delta$.

Другим вопросом, возникшим при разработке методического стандарта, было выяснение возможности расширения частотного диапазона испыта-

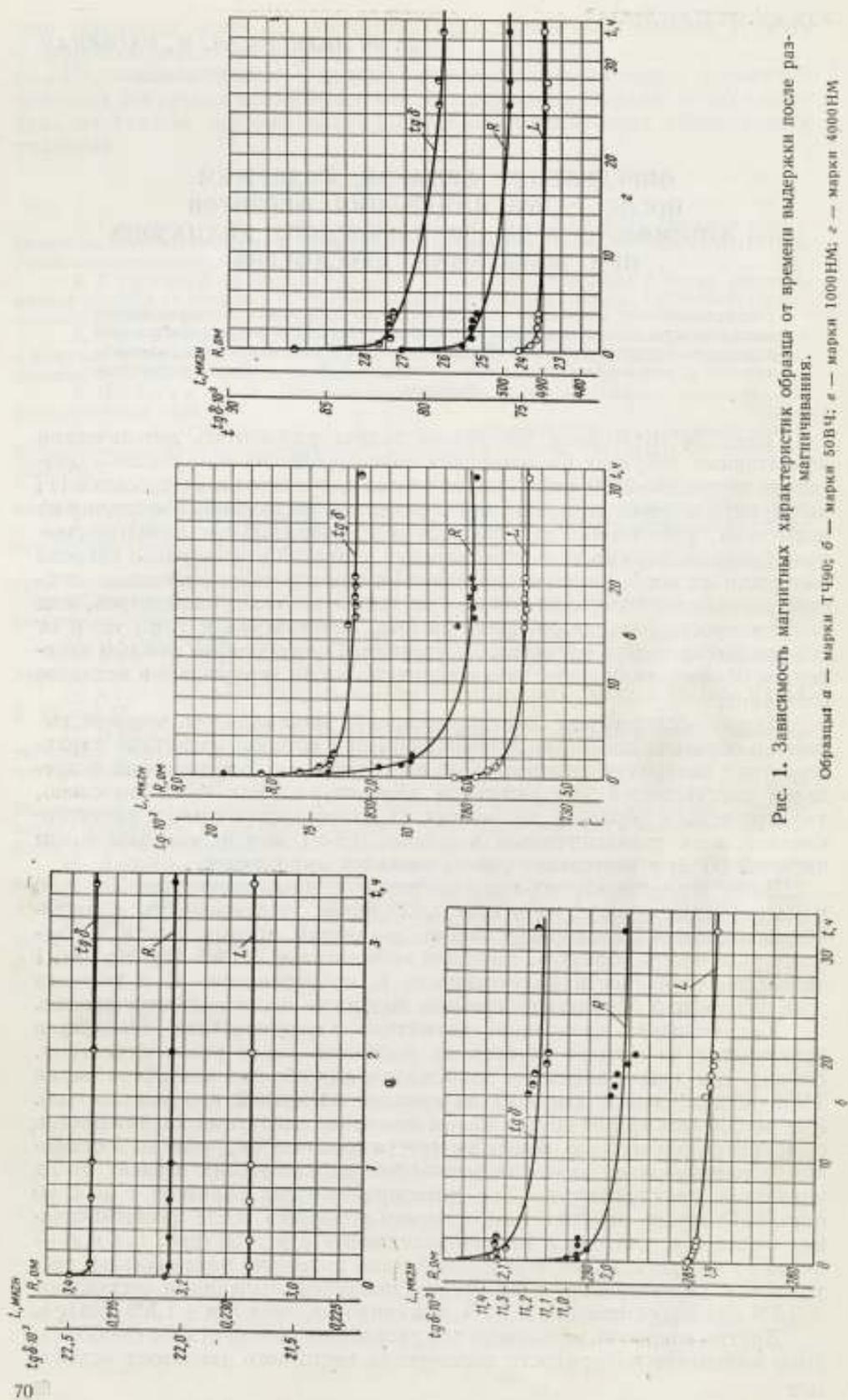


Рис. 1. Зависимость магнитных характеристик образца от времени выдержки после размагничивания.

Образцы а — марки Т490; б — марки 50В4; е — марки 1000НМ; з — марки 4000НМ

ния образцов магнитодиэлектриков на основе альсиферов. В нормативных документах приведены следующие граничные частоты испытания для колец из альсиферов: высокопроницаемых марок до 10 кГц, низкопроницаемых — до 100 кГц. Однако при измерении образцов альсиферов с малыми коэффициентами потерь на вихревые токи в узком диапазоне частот имеют место небольшие приращения сопротивления потерь (около 0,5 ом), что требует очень чувствительной аппаратуры. Поэтому было бы жела-

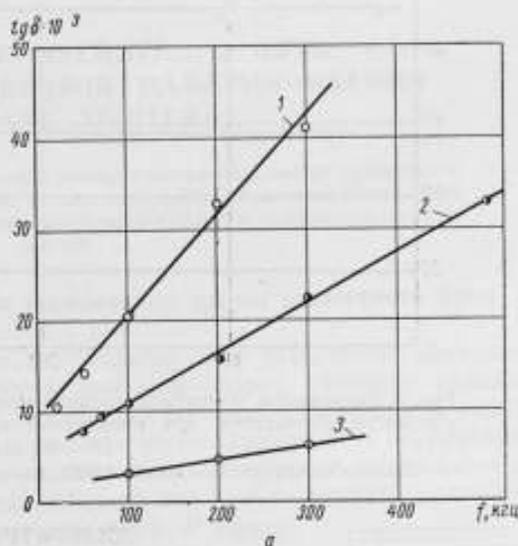
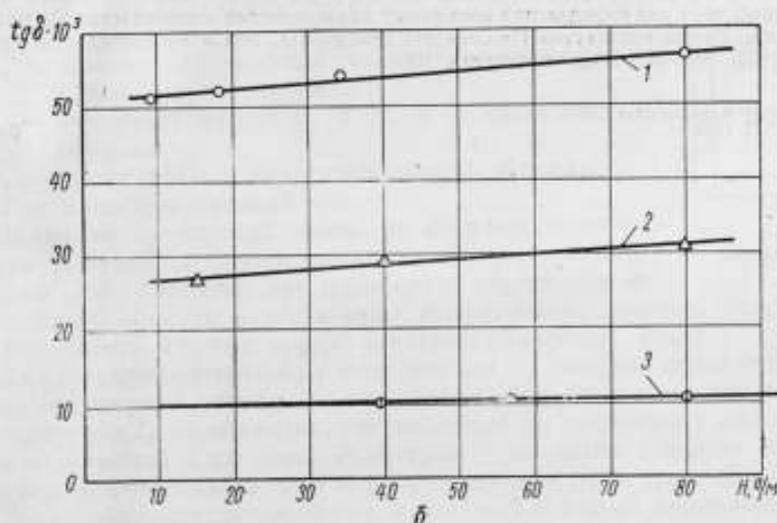


Рис. 2. Зависимость тангенса угла потерь магнитодиэлектриков на основе альсифера: а — от частоты при постоянной напряженности магнитного поля $H = 80 \text{ а/м}$; б — от напряженности магнитного поля при постоянной частоте $f = 500 \text{ кГц}$.

Образцы альсифера: 1 — марки ТЧ90; 2 — марки ТЧK55; 3 — марки BЧK22



тельно с целью повышения точности измерений расширить частотный диапазон измерения магнитных характеристик альсиферов. Эти характеристики были измерены на установке УИМ-2 в диапазоне частот 20–500 кГц (результаты приведены на рис. 2 и 3). Как видно из этих характеристик, проницаемость образцов остается постоянной, а зависимость $\text{tg } \delta = F(f)$ сохраняется линейной, по крайней мере, до частоты 300 кГц. Это дает возможность определять коэффициенты потерь альсиферов в более широком частотном диапазоне, чем разрешается действующими нормативными документами.

Таким образом, в результате проведенной работы было экспериментально определено время выдержки после размагничивания различных материалов и показана возможность определять коэффициенты потерь альсиферов, измеряя их характеристики в расширенном частотном диапазоне.

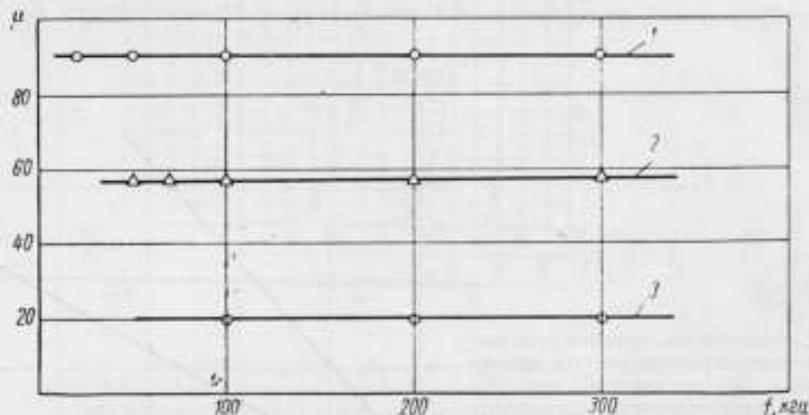


Рис. 3. Зависимость магнитной проницаемости магнитодиэлектриков на основе альсифера от частоты при постоянной напряженности магнитного поля $H = 80$ а/м.

Образцы альсифера: 1 — марки ТЧ90; 2 — марки ТЧК55; 3 — марки ВЧК22

ЛИТЕРАТУРА

- ГОСТ 8763—58 Кольца из альсифера.
- Зорин Д. И., Иванова Л. Ф., Чернышева Н. Г., Шрамков Е. Г. Резонансный мост для определения магнитных характеристик высокочастотных магнитных материалов. Труды институтов Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 79 (139). М.—Л., Изд. стандартов, 1964.

Поступила в редакцию
7/XII 1965 г.

А. И. БУЛАНОВА, А. З. ВЕКСЛЕР, Т. Н. ФАЛАЛЕЕВА
СВЕРДЛОВСКИЙ ФИЛИАЛ ВНИИМ

ВЫБОР ДЛИНЫ МАГНИТНОГО ПУТИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ В АППАРАТЕ ЭПШТЕЙНА

Рассматривается вопрос об испытании электротехнической стали на частотах 50—1000 гц. Приведен подробный анализ двух методов экспериментального определения длины магнитного пути, указывается область применения каждого метода.

Анализ погрешностей методов определения длины магнитного пути

Измерения показывают, что для стандартных испытаний образцов, составленных из полос, наилучшим способом сборки является укладка их внахлестку (рис. 1). При этом достигается хорошая однородность намагничивания полос по длине [1, 2] и высокая воспроизводимость результатов измерения вследствие относительно небольшого магнитного сопротивления угловых участков магнитопровода. Однако его нельзя считать пренебрежимо малым, поэтому напряженность поля H приходится определять по формуле

$$H = \frac{I\omega_1}{l_0 + l_d}, \quad (1)$$

где $l_0 = 0,88$ м для малого аппарата Эпштейна и 1,88 м — для большого;

l_d — учитывает потери м. д. с. в угловых частях образца;

ω_1 — число витков намагничивающей обмотки;

I — намагничивающий ток.

Величина l_d зависит лишь от ширины полосы, частоты переменного тока, индукции, магнитной анизотропии [3]. Поэтому нет надобности определять ее для каждого образца и достаточно использовать данные, относящиеся к определенной группе марок электротехнической стали.

Для экспериментального определения l_d можно использовать два метода [4]: первый основан на применении большого и малого аппаратов и определении l_d на образцах, составленных из идентичных полос длиной 53 см и шириной 3 см (рис. 2), второй — на одновременном измерении силы намагничивающего тока и напряженности поля (рис. 3).

Массы образцов, помещаемых в большой и малый аппараты, должны быть почти одинаковыми. Это позволяет получить близкие значения амплитуды магнитной индукции в обоих магнитопроводах при одинаковых значениях среднего напряжения на зажимах вторичных обмоток и равенстве числа витков в них. Разумеется, концы полос, помещенных в малый аппарат, оказываются вне замкнутой магнитной цепи, однако из-за малого рассеяния магнитного потока это обстоятельство не сказывается на результатах измерений. Включив источник питания, устанавливают требуемое среднее значение э. д. с., индуцированной во вторичной обмотке большого аппарата, и определяют силу намагничивающего тока I_1 . Подключив вольтметр к малому аппарату, устанавливают такие же амплитуды магнит-

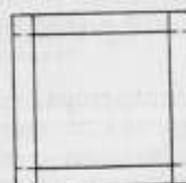
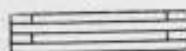


Рис. 1. Сборка «внахлестку»

ного потока, что и в первом случае, и определяют силу тока I_1 . Тогда значения I_d можно найти из выражения [4]

$$I_d = \frac{-1,88\delta + 0,12}{1 + \delta} [м], \quad (2)$$

где

$$\delta = \frac{-I_1' + I_1}{I_1}.$$

Для этого метода измерения характерна высокая чувствительность, так как измеряемой величиной является э. д. с., связанная с переменным потоком индукции. Другим достоинством метода является использование для определения средних значений напряжения вольтметра в качестве

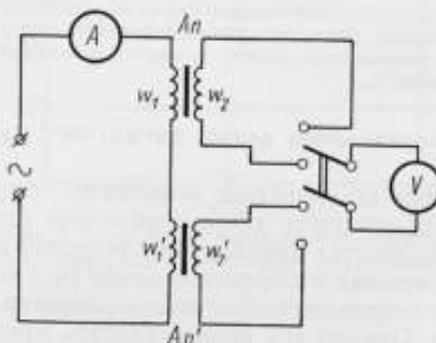


Рис. 2. Схема устройства для определения I_d методом «двух аппаратов». $Aп$ и $Aп'$ — большой и малый аппараты Эшштейна;

A — амперметр для измерения намагничивающего тока; V — вольтметр для измерения среднего значения напряжения

компаратора, так что погрешность измерения соответствующих величин связана лишь с вариацией показаний и неточностью отсчета.

При выбранном отношении чисел витков в намагничивающих обмотках аппаратов ($w_1/w_1' = 2$) величина δ , входящая в формулу (2), оказывается гораздо меньше единицы, так что соответствующие показания амперметра близки друг к другу. Наконец, временная нестабильность магнитной проницаемости, особенно заметная в области малой напряженности магнитного поля, оказывает гораздо меньшее влияние на результаты измерений, чем при втором способе, так как из-за идентичности образцов спад проницаемости, например, сказывается на них одинаково. Поэтому хорошие результаты будут получаться в случаях, когда нет заметного изменения проницаемости за интервал времени порядка 1 мин. Это обстоятельство позволяет резко упростить магнитную подготовку испытуемых образцов.

Вместе с тем метод «двух аппаратов» имеет свои погрешности. Так, ток, потребляемый вольтметром для определения амплитуды магнитной индукции, должен быть меньше намагничивающего, что требует применения приборов с большим входным сопротивлением. Более серьезным недостатком являются затруднения, возникающие при определении I_d в области больших значений напряженности поля ($H > 2500$ а/м). Эти затруднения вызваны неточным определением поправки на поток в воздухе и малой дифференциальной проницаемостью электротехнической стали в сильных полях. Нетрудно показать, что относительное увеличение показаний

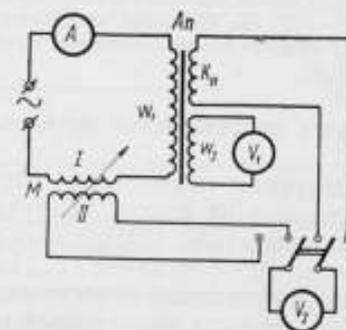


Рис. 3. Схема установки для определения I_d методом измерения H катушкой поля. $Aп$ — малый аппарат Эшштейна;

K_n — плоская катушка для измерения напряженности магнитного поля; M — магазин взаимной индуктивности; V_1 — вольтметр для измерения среднего значения напряжения; V_2 — вольтметр — компаратор; A — амперметр для измерения намагничивающего тока

вольтметра U для определения B_m , вызванное потоком в воздухе, может быть найдено из выражения

$$\frac{\Delta U_1}{U} = \frac{\mu_0 H_m S_a}{B_m S_m}, \quad (3)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м;

H_m, B_m — соответственно амплитуды напряженности поля и индукции;

S_a, S_m — площади поперечного сечения воздушного зазора и магнитопровода.

С другой стороны, из-за невозможности точного определения величины S_a и средней (по сечению воздушного зазора) амплитуды H_m поправка на поток в воздухе может быть найдена в лучшем случае с погрешностью около 10%.

Приняв погрешность определения амплитуды индукции, связанную с неточным определением поправки на поток в воздухе, равной $0,1\Delta U$, можно оценить вызванную этим фактором погрешность в определении напряженности поля:

$$\Delta_1 = \frac{0,1\mu_0 S_a}{S_m \mu_d}, \quad (4)$$

где $\mu_d = \frac{dB}{dH}$.

В области сильных полей μ_d по мере роста H_m убывает, что приводит к возрастанию Δ_1 . Так, если $\Delta_1 < 2\%$ и $S_a/S_m = 5$, то $\frac{\mu_d}{\mu_0} \geq 0,1 \frac{S_a}{S_m \Delta_1} = 25$. Для стали высококачественных марок значение $\mu_d/\mu_0 = 25$ соответствует напряженности поля $H_m = (3 \div 4) \cdot 10^3$ а/м. Это обстоятельство ограничивает область применения метода «двух аппаратов». Кроме того, этот метод нельзя применять при переменном токе высокой частоты. Как было показано*, погрешность определения напряженности поля, вызванная распределенными параметрами аппарата, определяется выражением

$$\Delta_2 = \omega^2 LC, \quad (5)$$

где L — индуктивность аппарата с испытуемым образцом;

C — приведенное к первичной обмотке значение емкости аппарата;

ω — круговая частота.

Если пренебречь влиянием потерь на сдвиг фаз между током и потоком, то напряженность поля можно найти из выражений:

$$\left. \begin{aligned} Hl_1 &= I_1 w_1 (1 + \omega^2 L_1 C_1) \text{ — для большого аппарата;} \\ Hl_2 &= I_2 w_2 (1 + \omega^2 L_2 C_2) \text{ — для малого аппарата, * } \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где w_1 и w_2 — число витков намагничивающей обмотки большого и малого аппаратов Эпштейна соответственно;

L_1, C_1 и L_2, C_2 — индуктивность и емкость большого и малого аппаратов соответственно.

Отсюда находим связь между I_1 и I_2 :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{w_2}{w_1} \cdot \frac{I_1}{I_2} \cdot \frac{1 + \omega^2 L_1 C_1}{1 + \omega^2 L_2 C_2}. \quad (7)$$

Учитывая, что $\frac{w_2}{w_1} = 2$, $\omega^2 L_1 C_1 \ll 1$ и $\omega^2 L_2 C_2 \ll 1$, и вводя δ , находим

$$- \frac{2I_2}{I_1} + 1 \approx \delta + \omega^2 (L_1 C_1 - L_2 C_2). \quad (8)$$

* См. стр. 45.

Для большого аппарата $l_1 = 1,88 + l_x$, для малого $l_2 = 0,88 + l_x$, поэтому можно получить

$$\text{где} \quad \frac{0,12 - l_d}{1,88 - l_d} = \delta_1, \quad (9)$$

$$\text{Отсюда} \quad \delta_1 = \delta + \omega^2 (L_1 C_1 - L_2 C_2). \quad (10)$$

$$l_x = \frac{0,12 - 1,88\delta_1}{1 + \delta_1}. \quad (11)$$

Несложные расчеты показывают, что обычно $L_1 \approx 2L_2$ и $C_1 \approx 4-5C_2$, так что $L_1 C_1$ примерно на порядок больше $L_2 C_2$. Пренебрегая δ_1 по сравнению с единицей в знаменателе формулы (11) и отбрасывая $L_2 C_2$, находим выражение для частотной погрешности σ :

$$\sigma \approx -\omega^2 L_1 C_1 \cdot 1,88 \text{ [м]}. \quad (12)$$

Для повышенных частот ($f \geq 400$ гц) проницаемость материалов, образцы которых испытывают в аппарате, не превышает 0,01 гн/м. Определяя L_1 из формулы

$$L_1 = \mu \frac{S\omega_1^2}{l_1}, \quad (13)$$

где $\mu = 0,01$ гн/м, $S \approx 10^{-4}$ м², $l_1 \approx 2$ м, $\omega_1 = 600$, и приняв $C \approx \approx 3000$ пф, $\omega = 2,5 \cdot 10^3$ гц, находим, что $\sigma \approx 1$ см.

При тех же данных и частоте 1000 гц $\sigma \approx 5$ см. Эта величина оказывается весьма значительной, так как длина магнитного пути для малого аппарата составляет около 90 см. Таким образом, метод «двух аппаратов» можно применять при частотах от нуля до 400—500 гц. Правда, применение этого метода на постоянном токе требует использования других приборов (например, баллистического гальванометра вместо вольтметра), однако методика измерений сходна с описанной выше.

Методу определения длины магнитного пути с помощью катушек для измерения напряженности поля (см. рис. 3) присущи свои особенности, позволяющие использовать его в тех случаях, когда первый метод оказывается непригодным. Так, применение измерительных катушек оказывается особенно удобным в области сильных полей, где удается получить весьма высокую чувствительность. Частотный диапазон применения этого метода, как будет показано далее, оказывается большим, чем у метода «двух аппаратов». Временной спад проницаемости и другие аналогичные факторы практически не сказываются на результатах измерений, так как при этом не требуется определять величины, связанные с потоком индукции. Вместе с тем методу определения длины магнитного пути с помощью катушек сопутствуют определенные погрешности. Ввиду необходимости применения плоских измерительных катушек небольшой толщины полная площадь всех витков оказывается небольшой, поэтому метод не может быть пригодным для слабых магнитных полей. Действительно, среднее значение э. д. с. E_{cp} , индуцированной в измерительных катушках, связано с амплитудой напряженности поля соотношением

$$E_{cp} = 4f\mu_0 K_H H_m, \quad (14)$$

где K_H — суммарная площадь витков катушки;

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}.$$

Если $E_{cp} = 5$ мв, $f = 50$ гц, $K_H = 0,5$ м², то $H_m \approx 20$ а/м. При тех же условиях и частоте $f = 1000$ гц $H_m \approx 1$ а/м. Эти величины примерно на два порядка больше напряженности поля, при котором можно определять длину магнитного пути методом «двух аппаратов». Таким образом, оба метода пригодны для разных диапазонов напряженности поля; как было показано выше, метод «двух аппаратов» нельзя использовать при малой дифференциальной проницаемости, соответствующей H_m . Казалось бы, что чув-

ствительность метода, основанного на применении измерительных катушек, может быть повышена путем использования нуль-индикатора вместо вольтметра, если вторичную обмотку катушки взаимной индуктивности соединить последовательно и встречно с катушками для определения напряженности поля. Однако, как показал опыт, из-за разницы в сдвигах фаз между напряженностью поля и потоком в угловых частях аппарата и внутри намагничивающих катушек не удается достичь полного уравновешивания даже для первой гармоники индуцированных э. д. с. Подобный способ можно применять лишь при измерениях на постоянном токе, когда в качестве нуль-индикатора используют флюксметр или баллистический гальванометр, где факторы, аналогичные упомянутым выше, приводят к появлению так называемых «двухсторонних отбросов», которые можно снять применением конденсаторов, шунтирующих индикатор.

Заметим, что длина магнитного пути при измерениях с помощью катушек может быть найдена из формулы

$$l_0 + l_{\text{ж}} = \frac{K_H \omega_1 \mu_0}{M}, \quad (15)$$

где M — коэффициент взаимной индуктивности.

Это выражение, так же как и выражение (2), пригодно для постоянного и переменного тока.

Вольтметр, применяемый для измерения среднего значения напряжения, в данном случае используют в качестве компаратора, поэтому влияние его погрешностей на точность определения длины магнитного пути может быть сделано пренебрежимо малым.

Весьма существенным фактором оказывается разница между значениями напряженности поля вне и внутри полос испытуемого материала. Даже если катушки для определения напряженности поля располагаются между полосами испытуемого образца, упомянутая разница может составлять 1—2% для амплитуд индукции, соответствующих максимальной проницаемости [2].

Кроме того, следует учитывать погрешности, связанные с распределенной емкостью обмоток аппарата и измерительных катушек. Влияние емкости обмоток аппарата может быть оценено с помощью формулы (5). Если при частоте $f = 1000$ гц использовать намагничивающую обмотку, содержащую 100 витков, то при площади поперечного сечения испытуемого образца 1 см^2 , проницаемости $\mu = 10^{-2}$ гн/м, $l = 1$ м находим из выражения (13), что $L = 0,01$ гн. Поэтому при $C = 3 \cdot 10^{-9}$ ф находим, что $\Delta_2 = 0,1\%$.

Влияние распределенной емкости испытуемых катушек может быть оценено с помощью эквивалентной схемы, приведенной на рис. 4. Э. д. с. E_H , вызванная изменением магнитного потока в катушках, связана с падением напряжения U_1 на зажимах милливольтметра следующим образом:

$$\dot{E}_H = \dot{U} \left[\left(1 + \frac{r - \omega^2 L_k C' r_1}{r_1} \right) + \frac{j\omega}{r_1} (L_k + C' r r_1) \right], \quad (16)$$

где r , L_k , C' — соответственно активное сопротивление, индуктивность и емкость измерительных катушек;

r_1 — внутреннее сопротивление вольтметра.

Отсюда находим связь между модулями E_H и U :

$$E_H \approx U \left[1 + \frac{r - \omega^2 L_k C' r_1}{r_1} + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{r_1} \right)^2 (L_k + C' r r_1)^2 \right]. \quad (17)$$

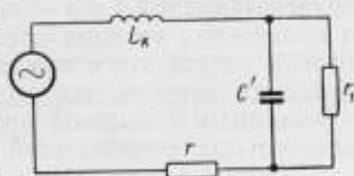


Рис. 4. Схема (эквивалентная) для катушек поля

Следовательно, погрешность отношения их может быть найдена из выражения

$$\Delta_a = - \left[\frac{r}{r_1} - \omega^2 L_k C' + \frac{1}{2} \frac{\omega^2 (L_k + C' r r_1)^2}{r_1^2} \right] \cdot 100 [\%]. \quad (18)$$

Если $r = 1000$ ом, $r_1 = 0,3 \cdot 10^5$ ом, $f = 1000$ гц, $L_k \approx 0,05$ гн, $C' = 10^{-9}$ ф, то $r/r_1 \approx 0,003$, $\omega^2 L_k C' = 0,002$. Остальные слагаемые пренебрежимо малы. Таким образом, при частоте 1000 гц эта погрешность составит десятые доли процента.

Приведенные данные показывают, что каждый из методов имеет определенную область применения. Так, метод «двух аппаратов» пригоден для определения длины магнитного пути при частоте переменного тока, не превышающей 400 гц, и амплитуде магнитной индукции, меньшей 1 тл для горячекатаной и 1,4 тл — для холоднокатаной стали. Метод, основанный на применении катушек для измерения напряженности поля, может дать хорошие результаты и при частоте переменного тока 1000 гц, если э. д. с., наводимая потоком, достаточно велика, однако при испытании неоднородных полос с высокой проницаемостью возможно появление довольно значительных погрешностей [2].

Экспериментальное определение длины магнитного пути

Для определения l_d было испытано 20 образцов электротехнической стали различных марок и различной толщины. Измерения проводили обоими методами в соответствии со схемами рис. 2 и 3 при частотах переменного тока 50, 400, 1000 гц и амплитуде магнитной индукции вплоть

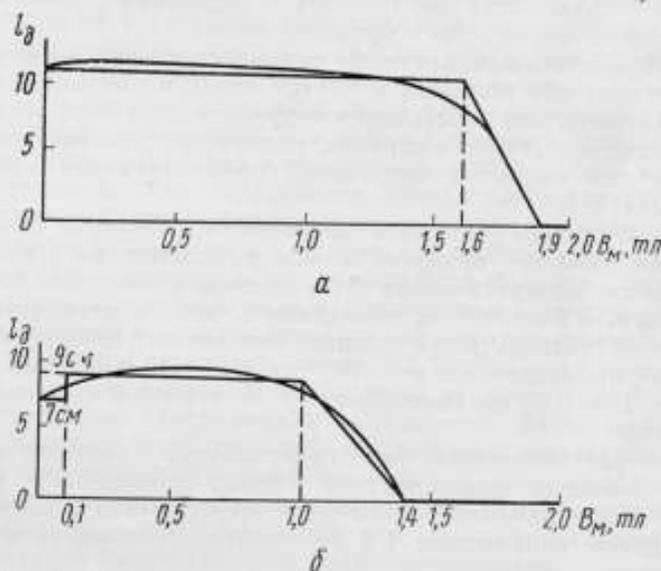


Рис. 5. Зависимость l_d от амплитуды магнитной индукции при частоте 50 гц: а — для текстурованной и б — нетекстурованной стали.

Верхние — экспериментальные и нижние — аппроксимированные кривые

до 1,8 тл в зависимости от частоты и марки стали. Результаты измерений приведены на рис. 5 и 6. На рис. 5 даны кривые зависимости l_d от амплитуды магнитной индукции B_m для текстурованной (а) и нетекстурованной (б) сталей при частоте 50 гц.

При измерениях в области магнитной индукции, меньшей 1 тл, применялся метод «двух аппаратов», а для $B_m \geq 1$ тл — метод измерения

напряженности магнитного поля плоскими катушками. Катушки при измерениях помещали между пластинами испытуемого образца.

Кривые построены по результатам многократных измерений на 9 образцах и являются усредненными в пределах погрешности измерения указанными методами. Эти кривые можно с достаточной степенью точности аппроксимировать ломаными линиями, которые затем использовать при определении напряженности поля по намагничивающему току согласно выражению (1).

На рис. 6 приведены данные для текстурованной (а) и нетекстурованной (б) сталей при частоте 400 гц. Результаты получены на основании испытаний 11 образцов и являются усредненными в пределах погрешности измерений. Испытания на частоте 1000 гц подтвердили вывод о непригодности большого аппарата для измерений длины магнитного пути при частотах перемагничивания выше 400 гц. Так, измеренное значение l_d при $f = 1000$ гц снижалось до 3 см в области наибольшей проницаемости, в то время как по данным второго метода оно составляло около 7 см.

Приведенные данные подтверждают вывод о том, что длина магнитного пути зависит главным образом от магнитной анизотропии, амплитуды индукции и частоты. Так, уменьшение l_d для холоднокатаной стали при $f = 400$ гц по сравнению с аналогичной величиной при $f = 50$ гц объясняется уменьшением анизотропии. Действительно, с повышением частоты разница между значениями проницаемости при намагничивании вдоль и поперек направления прокатки уменьшается, что должно приводить к снижению l_d [3]. Некоторое уменьшение длины магнитного пути для горячекатаной стали объясняется меньшей зависимостью проницаемости от амплитуды индукции [4, 5]: петля перемагничивания приближается к эллипсу, который соответствует постоянным активному сопротивлению и индуктивности.

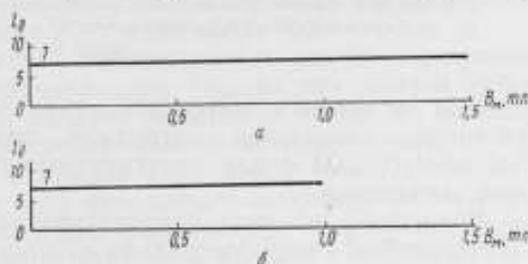


Рис. 6. Зависимость l_d от амплитуды магнитной индукции при частоте 400 гц: а — для текстурованной и б — нетекстурованной стали;

ЛИТЕРАТУРА

1. Дружинин В. В. Магнитные свойства электротехнической стали. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
2. Векслер А. З., Пеньков Н. В. Исследование аппарата для определения кривой намагничивания электротехнической стали в слабых полях. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 72 (132). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
3. Векслер А. З. Теоретическое исследование зависимости длины магнитного пути от напряженности поля. «Новые научно-исслед. работы по метрологии», вып. 5. М.—Л., Изд. стандартов, 1964.
4. Буланова А. И., Векслер А. З. Экспериментальное исследование зависимости длины магнитного пути от напряженности поля. «Новые научно-исслед. работы по метрологии», вып. 5. М.—Л., Изд. стандартов, 1964.
5. Векслер А. З. Выбор параметров магнитопроводов и обмоток при испытании образцов электротехнической стали на переменном токе. Труды институтов Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 79 (139). М.—Л., Изд. стандартов, 1965.

К ВОПРОСУ ОБ ИСПЫТАНИИ МАГНИТНОЖЕСТКИХ МАТЕРИАЛОВ С КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛОЙ БОЛЕЕ 80 кА/М (>1000 Э)

Кратко описана методика определения размагничивающего участка петли гистерезиса высококоэрцитивных материалов с $BH_c > 80$ кА/м [>1000 Э] по приборам непосредственной оценки при плавной регулировке намагничивающего поля.

При испытании магнитножестких материалов необходимо иметь источники, создающие магнитные поля напряженностью порядка 1600 кА/м (20 000 Э) для намагничивания этих материалов до практического насыщения.*

Возможны два вида намагничивания магнитножестких материалов с коэрцитивной силой более 80 кА/м: импульсное намагничивание и намагничивание в замкнутой магнитной цепи. Методика испытания магнитножестких материалов при импульсном намагничивании изложена в статье [1]; в нашей работе мы остановимся на методике, разработанной во ВНИИМ (1960—1962 гг.).

Основными характеристиками магнитножестких материалов являются: остаточная магнитная индукция, коэрцитивная сила и максимальная магнитная энергия, запасенная образцом при намагничивании. Все эти характеристики получают из петли гистерезиса при определении размагничивающего участка в замкнутой магнитной цепи.

Как известно, наиболее точным методом определения петли гистерезиса до настоящего времени является баллистический коммутационный метод, при котором измерения начинают от вершины цикла, соответствующей максимальной напряженности намагничивающего поля, достаточного для достижения практического насыщения.

Установлено [2, 3], что при испытании материалов с коэрцитивной силой порядка 50—60 кА/м достаточна напряженность максимального намагничивающего поля, равная $H_{max} = (5 \div 7) H_c$. Такие материалы испытывают баллистическим коммутационным методом на установке типа БУ-3 в пермеамetre сильных полей (ПСП) типа «ярма перешейка», создающем поле напряженностью 320 кА/м при расстоянии между полюсными наконечниками 50 мм и порядка 600 кА/м при расстоянии 20 мм.

Для испытания материалов с коэрцитивной силой более 80 кА/м во ВНИИМ разработан электромагнит броневое типа Э-1**, аналогичный электромагниту Капицы [4], создающий напряженность поля до 1600 кА/м (20 000 Э) при зазоре между полюсными наконечниками 25 мм. Электромагнит Э-1 позволяет измерять характеристики образцов в замкнутой магнитной цепи по методу «ярма перешейка».

Для измерения магнитной индукции в зазоре электромагнита (напряженности поля над поверхностью образца) разработан электронный тесламетр ЭТ-1*** класса 1,5 с пределами измерения 0,01—2,5 тл, осно-

* Под практическим насыщением понимается насыщение, при котором достигаются постоянные значения B_r и H_c , отличающиеся от значений B_r и H_c при насыщении не более чем на 3%.

** Конструктор Л. С. Левин.

*** Конструктор разработки Л. И. Большакова.

ванный на использовании эффекта Холла. Прибор имеет два датчика в плоской и цилиндрической оправках и рассчитан на работу при температуре окружающего воздуха $25 \pm 10^\circ \text{C}$ и нормальном атмосферном давлении. Описание тесламетра ЭТ-1, являющегося прибором непосредственной оценки, приведено в статье [5].

Метод определения размагничивающего участка петли гистерезиса в электромагните Э-1 при помощи флюксметра и электронного тесламетра ЭТ-1

Во ВНИИМ разработан метод определения размагничивающего участка петли гистерезиса в замкнутой магнитной цепи по приборам непосредственной оценки. Для измерения магнитной индукции в образце служит флюксметр, а для измерения напряженности поля над нейтралью образца — электронный тесламетр ЭТ-1 с датчиком Холла.

В отличие от баллистического коммутационного метода определения петли гистерезиса и ее размагничивающего участка при данном методе петлю гистерезиса определяют, начиная измерения также от вершины цикла, но путем плавной регулировки намагничивающего тока от I_{\max} до $I = 0$, переключая его не в каждой измеряемой точке, а только в точке B_r , т. е. при $I = 0$. При этом записывают показания флюксметра, присоединенного к обмотке, охватывающей образец, и показания электронного тесламетра ЭТ-1 на соответствующем пределе измерения.

Магнитную индукцию в точке B_{\max} подсчитывают по формуле

$$B_{\max} = \frac{C_{\Phi} \alpha_{\max}}{2S_0 \omega_B} - \Delta B,$$

где $\Delta B = \mu_0 H \left(\frac{S_K}{S_0} - 1 \right)$ — поправка на поток в воздушном зазоре между образцом и измерительными витками;

C_{Φ} — постоянная флюксметра, *вб/дел*;

α — отклонение, в делениях шкалы;

S_K — площадь сечения витков измерительной катушки, м^2 ;

S_0 — площадь сечения образца, м^2 ;

μ_0 — магнитная постоянная, равная $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$.

Напряженность магнитного поля определяется выражением

$$\mu_0 H = C_H \alpha,$$

в котором C_H — цена деления шкалы электронного тесламетра.

При сползании стрелки флюксметра необходимо вводить поправку

$$\Delta B' = \frac{B'_{\max} - B_{\max}}{n} m,$$

где m — порядковый номер интервала между точками на кривой;

n — число измерений.

Изменение индукции в точке, соответствующей напряженности поля H_n , определяют по формуле

$$\Delta B_n = \frac{C_{\Phi} \Delta \alpha_n}{S_0 \omega_B},$$

где $\Delta \alpha_n = \frac{\alpha_{\max}}{2} - \alpha_n$; α_n — изменение показаний флюксметра при изменении напряженности поля от H_{\max} до H_n ;

ΔB_n — изменение индукции, соответствующее изменению показаний флюксметра на $\Delta \alpha_n$.

Образец магнитножесткого материала был многократно измерен при помощи флюксметра и тесламетра. При измерениях плавно регулировали намагничивающий ток в пермеатре сильных полей ПСП и в электро-

магните Э-1. Значение напряженности максимального намагничивающего поля было постоянно и равнялось $H_{\max} = 740 \text{ кА/м}$. Размагничивающие участки петли гистерезиса, снятые указанным выше методом и характеризующие воспроизводимость результатов, приведены на рис. 1.

Для сопоставления были проведены измерения двумя методами: баллистическим коммутационным (рис. 2, а) и при плавной регулировке намагничивающего тока (рис. 2, б) при напряженности максимального

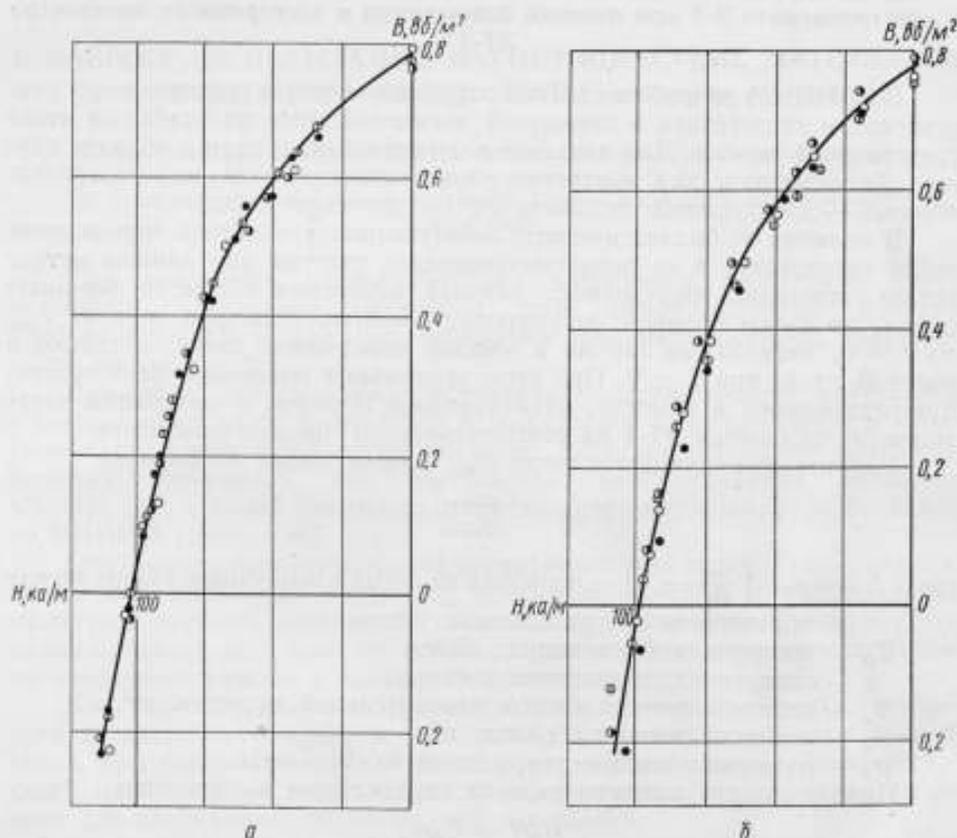


Рис. 1. Воспроизводимость результатов измерений при $H_{\max} = 740 \text{ кА/м}$: а — в ПСП; б — в электромагните Э-1 флюксметром с плавной регулировкой тока

намагничивающего поля $H_{\max} = 740 \text{ кА/м}$ в пермеатре сильных полей ПСП и в электромагните Э-1. Как и следовало ожидать, при этом имелись расхождения, обусловленные медленным нарастанием потока во времени из-за влияния индуктивности намагничивающих обмоток электромагнита.

Результаты измерения характеристик образца в электромагните Э-1 при том же значении $H_{\max} = 740 \text{ кА/м}$ тремя методами: коммутационным при измерении магнитной индукции флюксметром, баллистическим коммутационным при измерении ее баллистическим гальванометром и флюксметром с плавной регулировкой намагничивающего тока без коммутации приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, измерения коммутационным методом флюксметром показали более высокие значения остаточной магнитной индукции (примерно на 10%) по сравнению с двумя другими методами, дающими одинаковое значение B_r .

Как показали приведенные выше результаты (см. рис. 2, а), при определении коэрцитивной силы коммутационным методом с помощью балли-

стического гальванометра получены значения более высокие (примерно на 7%), чем при определении двумя другими методами, показавшими близкие результаты.

Кривые рис. 3 дают возможность установить, что наибольшие расхождения результатов измерения коммутационным методом с помощью баллистического гальванометра и при плавной регулировке тока с помощью флюксметра в электромагните и в ПСП не превышают 7% для B_c и 5% для B_r . Это показы-

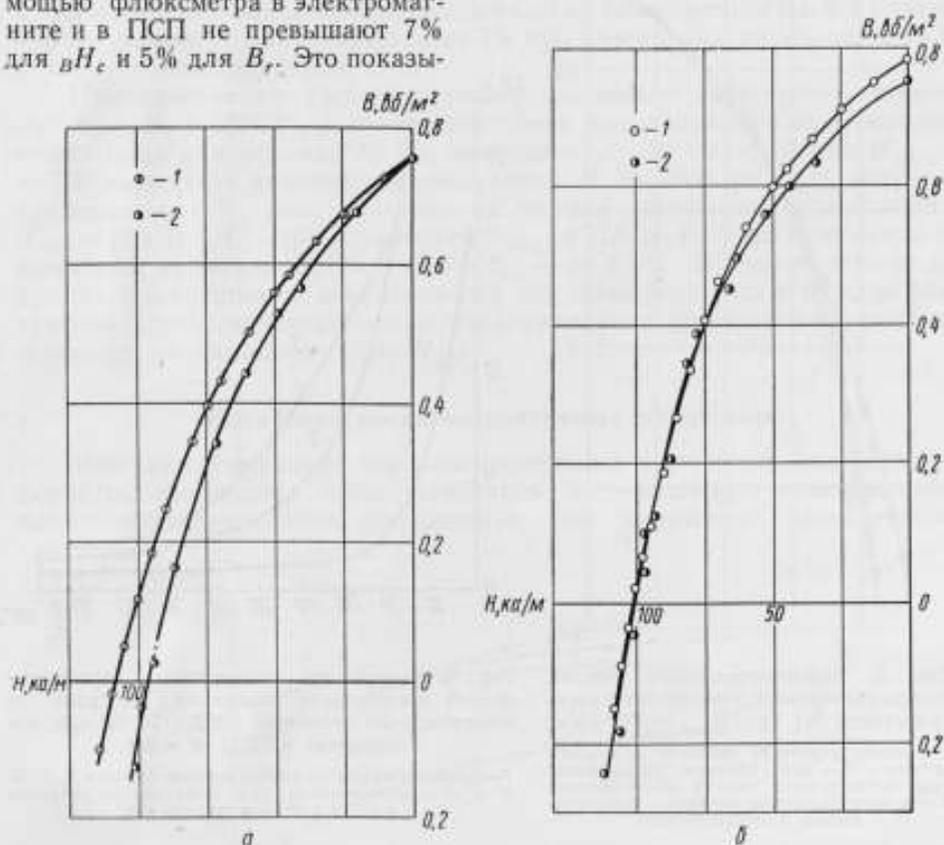


Рис. 2. Размагничивающие участки петель гистерезиса, измеренные при $H_{\text{max}} = 740 \text{ кА/м}$: а — баллистическим коммутационным методом: 1 — в электромагните Э-1; 2 — в пермеамetre сильных полей; б — флюксметром при плавной регулировке тока: 1 — в пермеамetre сильных полей; 2 — в электромагните

вает, что высококоэрцитивные материалы с коэрцитивной силой более 80 кА/м ($> 1000 \text{ э}$) можно испытывать с помощью флюксметра и электронного тесламетра ЭТ-1 в электромагните постоянного тока в замкнутой магнитной цепи при плавной регулировке намагничивающего тока (без его переключения в каждой измеряемой точке).

Для оценки погрешности измерения магнитной индукции в любой точке на кривой размагничивающего участка была при повторных измерениях (см. рис. 2) определена относительная арифметическая погрешность. Кривые, показывающие зависимость относительной арифметической погрешности измерения (повторены пять раз) магнитной индукции от отношения ее в данной точке к остаточной индукции B_r , приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, относительная арифметическая погрешность измерения остаточной индукции не превышает 2% при измерении флюксметром с плавной регулировкой намагничивающего тока и 1% при измерении коммутационным методом баллистическим гальванометром в пермеамetre ПСП и в электромагните. Наименьшую погрешность дают

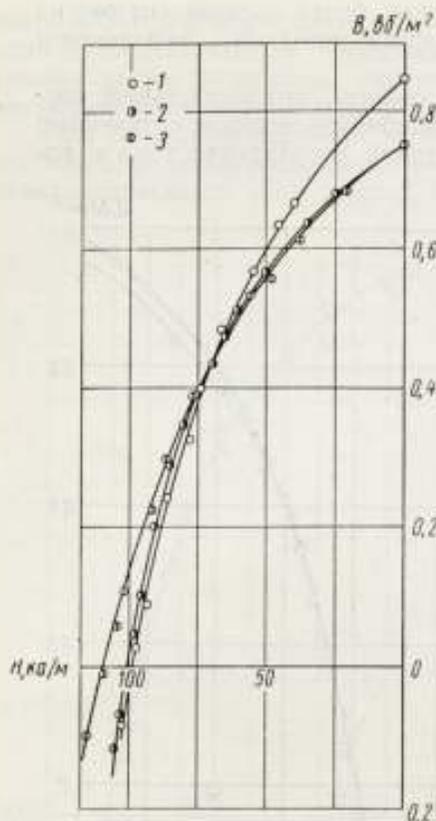


Рис. 3. Размагничивающие участки петель гистерезиса, измеренные в электромагните Э-1 при $H_{\max} = 740$ кА/м: 1 — коммутационным методом с флюксметром; 2 — при плавной регулировке намагничивающего тока с флюксметром; 3 — коммутационным методом с баллистическим гальванометром

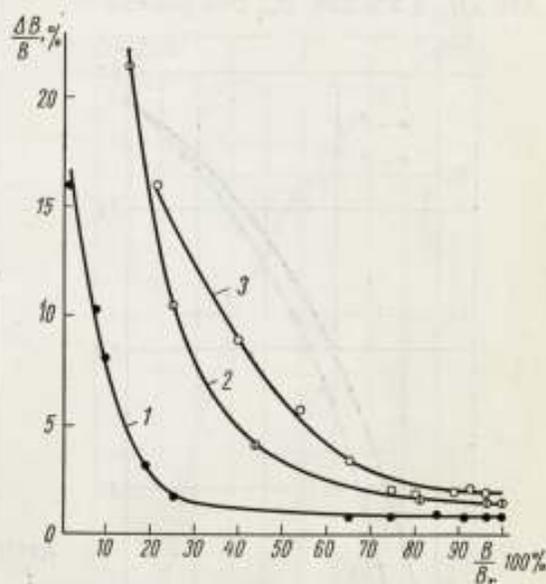


Рис. 4. Зависимость относительной арифметической погрешности измерения индукции от относительной величины $(B/B_r) \cdot 100\%$ при измерениях в ПСП и в Э-1:

1 — баллистическим коммутационным методом в ПСП; 2 и 3 — флюксметром при плавной регулировке в ПСП и Э-1 соответственно

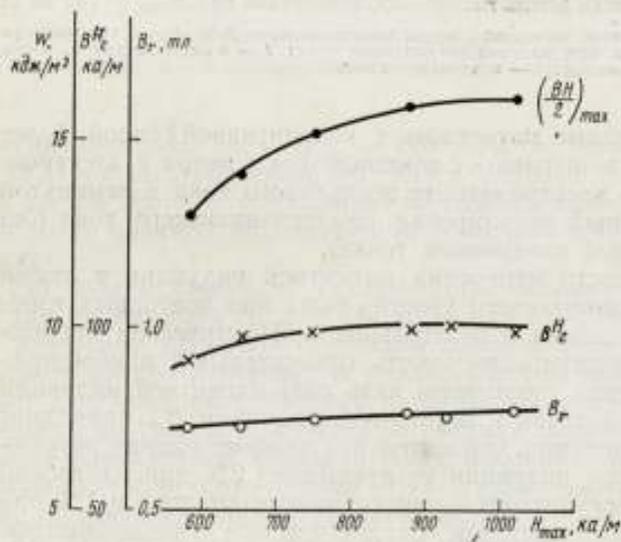


Рис. 5. Зависимости B_r , δH_c и $(\frac{BH}{2})_{\max}$ от H_{\max} , измеренные на образце № 20 в электромагните Э-1 флюксметром при плавной регулировке намагничивающего тока

измерения B , баллистическим коммутационным методом в пермеамetre ПСП (рис. 4). При малых значениях измеряемой индукции эта погрешность, естественно, возрастает. Погрешность измерения индукции флюксметром кл. 1,0 может быть значительно снижена.

Относительная арифметическая погрешность измерения BH_c коммутационным методом баллистическим гальванометром не превышает 5%, а при измерении размагничивающего участка флюксметром кл. 2,5 с плавной регулировкой она не превышает 5% при измерении в пермеамetre ПСП и 7% — в электромагните Э-1.

Приведенные на рис. 5 кривые показывают зависимость изменения B_r , BH_c и $(BH/2)_{max}$ от напряженности максимального намагничивающего поля для образца № 20, имеющего $BH_c = 100$ кка/м при $H_{max} = 750$ кка/м. При дальнейшем увеличении H до 1000 кка/м BH_c возросла примерно на 1%. Это указывает на то, что достаточно устанавливать $H_{max} = (7-8) \cdot BH_c$. При увеличении H_{max} от 750 до 1000 кка/м значение B_r возрастает примерно на 3% и $(BH/2)_{max}$ — до 4,5%. В зависимости от допустимой погрешности измерения той или иной величины в каждом конкретном случае необходимо при намагничивании устанавливать соответствующее максимальное поле H_{max} .

Испытание высококоэрцитивных материалов

При испытании таких высококоэрцитивных материалов, как барьерные ферриты, необходимо было установить напряженность максимального намагничивающего поля, достаточную для достижения практического

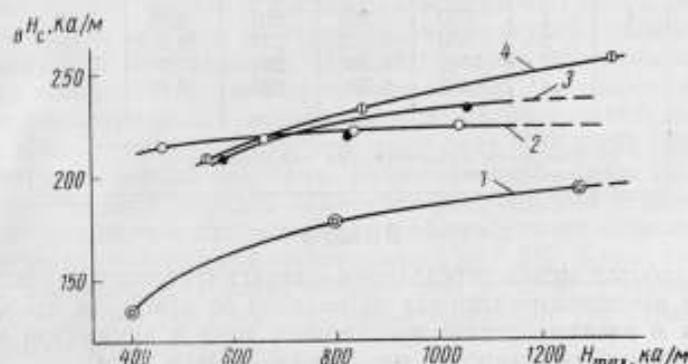


Рис. 6. Зависимости BH_c от напряженности H_{max} , полученные при испытании образцов ферритов в электромагните Э-1. Образцы: 1 — № 1; 2 — № 2; 3 — № 3 и 4 — № 4 (в форме кольца)

насыщения. С этой целью были измерены кривые размагничивания для ряда образцов (табл. 1) с различной коэрцитивной силой при намагничивании их в разных полях H_{max} . Результаты испытания образцов при различных значениях H_{max} приведены в табл. 2. При испытании образца № 4 магнитную индукцию измеряли, встречно включая витки, наклеенные на образец по центральной линии внутренней и наружной поверхностей. Кривые, показывающие зависимость BH_c от H_{max} для каждого образца по данным табл. 2, приведены на рис. 6. Для такого рода ферритов установлено значение напряжен-

Таблица 1

Номер образца	Диаметр, см	Высота, см	Форма образца
1	3,575	0,9	Сплошной
2	3,515	0,9	»
3	3,435	1,8	»
4	Наружный 6,0 Внутренний 2,0	0,8	Кольцевой

ности максимального намагничивающего поля, равное 56 кка/м (7000 э), т. е. примерно $H_{\text{max}} = 3 BH_c$.

По нашим данным для достижения практического насыщения по BH_c при испытании материалов с коэрцитивной силой порядка 200 кка/м необходимо выдерживать соотношение $H_{\text{max}} \geq 5 BH_c$.

Таблица 2

Номер образца	Кривая рис. 6	$H_{\text{max}}, \text{ кка/м}$	$B_r, \text{ тл}$	$BH_c, \text{ кка/м}$	$\left(\frac{BH}{2}\right)_{\text{max}}, \text{ кдж/м}^3$	$\frac{H_{\text{max}}}{BH_c}$
1	1	398	0,225	136	6,04	2,83
	2	796	0,410	178	15,6	4,47
	3	1265	0,610	195	24,0	9,30
2	1	472	0,350	216	13,0	2,18
	2	664	0,405	218	15,3	3,05
	3	836	0,450	223	18,6	3,75
3	1	573	0,220	210	8,0	2,74
	2	810	0,300	220	10,6	3,70
	3	996	0,340	222	16,4	4,50
	4	785	0,320	215	10,8	3,67*
4	1	550	0,250	210	8,40	2,62
	2	850	0,300	233	10,9	3,65
	3	1040	0,420	260	20,3	3,94
	4	1350	0,575	260	24,1	5,18

* Измерения баллистическим гальванометром при коммутации поля.

Выводы

1. Разработан метод определения размагничивающего участка петли гистерезиса высококоэрцитивных материалов по приборам непосредственной оценки в электромагните постоянного тока в замкнутой магнитной цепи при плавной регулировке намагничивающего поля.

2. Установлены зависимости BH_c от максимальной напряженности намагничивающего поля H_{max} для высококоэрцитивных сплавов и ферритов, а именно: для сплавов $H_{\text{max}} = (7 \div 8) BH_c$ при $BH_c = 100 \text{ кка/м}$, для ферритов с коэрцитивной силой 200 кка/м и выше максимальная напряженность намагничивающего поля H_{max} должна быть больше или равна $5 BH_c$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ягола Г. К., Зингерман В. И., Грбовицкий М. И., Сепетый В. Н. Методика испытания образцов магнитотвердых материалов при импульсном намагничивании. «Измерительная техника», 1965, № 1.
2. Шрамков Е. Г., Чернышев Е. Т. Методика и аппаратура для магнитных испытаний материалов для постоянных магнитов. «Магнитные исследования и измерения», вып. 18 (34). ГОНТИ, 1938.
3. Ермакова А. М. Влияние формы баллистического импульса тока на точность измерения магнитных характеристик ферромагнитных материалов. Труды ВНИИМ, вып. 10 (70), М.—Л., Госэнергоиздат, 1952.
4. Капица С. П. Лабораторный электромагнит. ПТЭ, 1958, № 2.
5. Витковский В. Ф., Соколова Е. А. Электронный гауссметр типа ЭГ-1, основанный на использовании эффекта Холла. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 72 (142). М.—Л., Стандартгиз, 1963.

Поступила в редакцию
16/X 1965 г.

АБСОЛЮТНЫЙ АВТОМАТИЧЕСКИЙ ПРЕЦЕССИОННЫЙ МАГНИТОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СОСТАВЛЯЮЩИХ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Кратко описана конструкция ядернопрецессионного магнитометра, служащего для абсолютных измерений составляющих напряженности магнитного поля Земли, а также для автоматической регистрации в цифровом виде их вариаций.

Прогресс в области изучения земного магнетизма тесно связан с повышением технического уровня и совершенствованием методики геомагнитных измерений с использованием последних достижений магнитной измерительной техники. Такие задачи, как экспериментальное исследование пространственного распределения элементов земного магнетизма, изучение их вековых вариаций, должны решаться при помощи аппаратуры, обеспечивающей абсолютные высокоточные методы измерения. Уже достаточно длительное время в практике геомагнитных измерений применяют метод свободной ядерной прецессии, начинает внедряться метод оптической ориентации атомов, однако в настоящий момент магнитные обсерватории Советского Союза все еще не оснащены аппаратурой, удовлетворяющей всем современным требованиям. Нельзя признать достаточным применение метода свободной ядерной прецессии только для абсолютной градуировки магнитометрических вариометров по одной составляющей (вертикальной), в то время как абсолютные измерения остальных составляющих производят устаревшими методами, разработанными более 100 лет назад. Несовершенство этих методов объясняет расхождения абсолютных значений напряженности магнитного поля в обсерваториях Советского Союза, доходящие по горизонтальной составляющей до 0,2%. Кроме того, к основным недостаткам существующих методов следует отнести также невозможность автоматизации как самих процессов измерений, так и очень трудоемкой обработки результатов их.

Одним из методов, который в настоящее время может обеспечить единство измерений во всех магнитных обсерваториях, и позволит автоматизировать все процессы получения геомагнитных данных обсерватории, является метод свободной ядерной прецессии для измерения составляющих напряженностей магнитного поля Земли и их вариаций. Ниже дается описание конструкции автоматического ядернопрецессионного магнитометра для этих измерений, разработанного в 1962—1964 гг.

Известно, что принцип свободной ядерной прецессии позволяет измерять только напряженность полного вектора поля независимо от ориентации в пространстве чувствительного элемента (датчика). Существует несколько методов определения составляющих магнитного поля, отличающихся способом задания вспомогательных стандартных полей на ядернопрецессионный датчик. Из них наиболее универсальным для измерения всех составляющих и наиболее приемлемым для автоматических измерений является метод, предложенный Беконем [1] в 1955 г., использованный в работах [2, 3]. Этот же метод положен в основу описываемого здесь прибора. На рис. 1 представлена схема измерений составляющих напряженности магнитного поля Земли. На датчик ядернопрецессионного магнитометра последовательно накладывают при помощи двух систем катушек взаимно перпендикулярные вспомогательные магнитные

поля h_I и h_D . Сначала включают одно из них, например h_I^+ , вектор которого лежит в плоскости среднего магнитного меридиана и направлен перпендикулярно к полному вектору T напряженности магнитного поля Земли, лежащему в этой плоскости. При этом измеряют суммарный вектор T_I^+ . Затем направление поля изменяют на обратное, строго сохраняя его величину h_I^- , и измеряют суммарный вектор T_I^- . Если измеренные векторы оказываются равными, это значит, что в момент измерения угол магнитного наклона I оказался равным углу наклона I_0 к горизонту системы катушек, создающих поле h_I . При изменении угла наклона будет меняться соотношение между измеренными величинами T_I^+ , T_I^- , T , что определит вариацию угла наклона δI , которую можно определить из соотношения

$$\delta I = \frac{T_I^{+2} - T_I^{-2}}{2\sqrt{2} T \sqrt{T_I^{+2} + T_I^{-2} - 2T^2}}. \quad (1)$$

При наложении на датчик полей h_D в горизонтальной плоскости перпендикулярно плоскости магнитного меридиана измеряют векторы T_D^+ и T_D^- . Вариации угла склонения относительно направления магнитной оси катушек, создающих поля h_D , находят по формуле

$$\delta D = \frac{T_D^{+2} - T_D^{-2}}{2\sqrt{2} \cos I T \sqrt{T_D^{+2} + T_D^{-2} - 2T^2}}. \quad (2)$$

Абсолютные значения магнитного наклона и склонения определяются из значений углов установки

Рис. 1. Схема векторов при измерении составляющих напряженности магнитного поля

I_0 и D_0 систем катушек, задающих вспомогательные поля, и углов δI и δD , вычисленных по формулам (1) и (2):

$$I = I_0 + \delta I; \quad D = D_0 + \delta D. \quad (3)$$

Остальные составляющие напряженности магнитного поля Земли определяют по значениям полного вектора T и углам I и D , вычисленным по формулам (3). Легко показать, что погрешность вычисления углов по формуле (1) при малых δI определяется в основном произведением $\delta D_n \alpha$, где δD_n — вариация склонения в наклонной плоскости, α — угол между направлением векторов h_I и плоскостью магнитного меридиана. Чтобы эта погрешность не превышала двух дуговых секунд, необходимо выполнить неравенство

$$\delta D_n \cdot \alpha < 1 \cdot 10^{-5},$$

возможное, например, при $\delta D_n = 1''$ и $\alpha = 2'$.

Основная погрешность измерения углов δI определяется формулой

$$\Delta \delta I = \frac{\Delta T \sqrt{1 + h_I^2/T^2}}{T \cdot h_I/T}. \quad (4)$$

На рис. 2 приведены кривая зависимости $\Delta \delta I$ от отношения h_I/T при различных ΔT и $T = 48$ а/м (60 000 гамм). Как видно из рисунка, при изменении ΔT от $4 \cdot 10^{-4}$ а/м (0,5 гаммы) до $1,6 \cdot 10^{-3}$ а/м (2 гаммы) погрешность $\Delta \delta I$ измерения углов только на начальных участках кривых

существенно зависит от выбранного отношения h_i/T . При этом h_i/T , начиная от которого $\Delta\delta I$ остается практически постоянной, меняется примерно от 0,4 до 0,7. Погрешности $\Delta\delta D_n$ определяются аналогично. В работе [2] выбрано $h = 0,3T$, при этом автор ориентируется на значение $\Delta T = 8 \cdot 10^{-5} \text{ а/м}$ (0,1 гаммы), которое практически является предельной чувствительностью метода свободной ядерной прецессии. Надо сказать, что такой выбор не обеспечивает надежности измерений. Действительно, для уменьшения влияния быстроты вариаций на результат определения составляющих напряженности магнитного поля необходимо

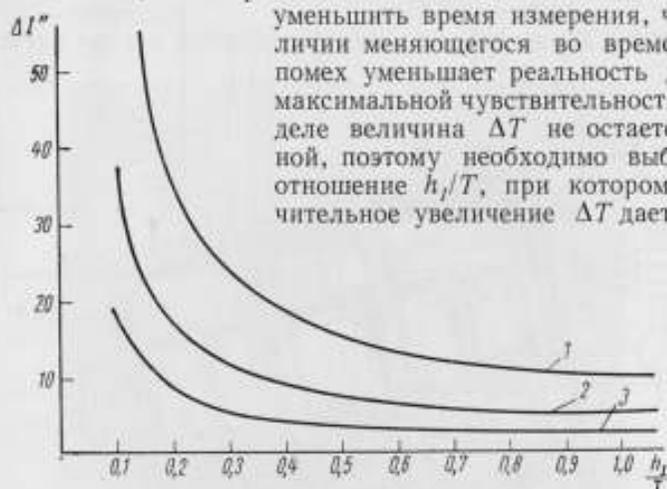


Рис. 2. Зависимость погрешности измерения углов ΔI от величины вспомогательного поля: 1 — при $\Delta T = 2$ гаммам; 2 — при $\Delta T = 1$ гамме и 3 — при $\Delta T = 0,5$ гаммы

уменьшить время измерения, что при наличии меняющегося во времени уровня помех уменьшает реальность достижения максимальной чувствительности. На самом деле величина ΔT не остается постоянной, поэтому необходимо выбрать такое отношение h_i/T , при котором даже значительное увеличение ΔT дает минимальную погрешность измерения углов $\Delta\delta I$ ($\Delta\delta D_n$). Из рис. 2 видно, что оптимальные условия измерения достигаются при значении h_i/T в пределах $0,6 \div 0,7$. Это означает, что в зависимости от напряженности измеряемого магнитного поля, h следует выбирать в пределах $24 \div 32 \text{ а/м}$ ($30\ 000 \div 40\ 000$ гамм).

Остановимся теперь на выборе системы катушек, создающих вспомогательное поле h . Оценим приблизительно допустимую неоднородность поля в объеме датчика. Для этого воспользуемся формулой [4]

$$\frac{1}{T_2'} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_3},$$

где T_2 и T_2' — время поперечной релаксации для идеального однородного поля и с учетом неоднородности соответственно;

$$T_3 = \frac{\pi}{\gamma \delta H};$$

γ — гиромагнитное отношение протона;
 δH — неоднородность в объеме датчика.

Задавшись для воды значениями $T_2 = 3,5 \text{ сек}$, $T_2' = 3 \text{ сек}$, определяем, что $\delta H = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ а/м}$ (0,6 гаммы). Обеспечение такой однородности поля в датчике с рабочим объемом порядка 100 см^3 при помощи колец Гельмгольца требует, чтобы их диаметр был не меньше 1 м. Для уменьшения внешних габаритов системы нужно изготовить катушки с более высокой однородностью поля. Конструкция должна обеспечивать условия, при которых в аналитическом представлении поля катушек обращали в нуль коэффициенты при членах со степенями меньше шестой. В описываемом приборе применена одна из таких систем, а именно система ква-

данных сдвоенных катушек типа катушек Гельмгольца*. Она состоит из большой и малой пар соосных квадратных катушек (основной и корректирующей), включенных в последовательную цепь, но так, что создаваемые магнитные поля вычитаются. Условие обращения в нуль коэффициентов при координатах в шестой степени имеет вид

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \left(\frac{a_1}{a_2} \right)^5,$$

где ω_1 и ω_2 — число витков соответственно в основной и корректирующей катушках;

$2a_1$ и $2a_2$ — длины сторон квадратов обмоток тех же катушек.

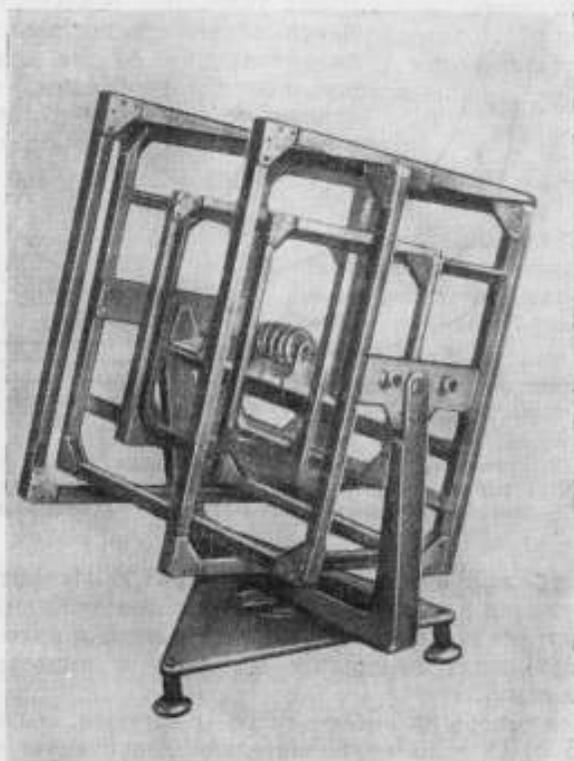


Рис. 3. Общий вид системы катушек

Степень однородности создаваемого магнитного поля можно менять (при заданных внешних размерах) в широких пределах, выбирая соотношения a_2/a_1 длин сторон катушек. В данном случае нужные параметры вспомогательных магнитных полей h_1 и h_2 обеспечены двумя системами сдвоенных квадратных катушек типа катушек Гельмгольца, у которых $2a_1 = 0,49$ и $0,46$ м, $a_2/a_1 = 0,63$.

Система катушек (рис. 3) имеет общие вертикальную и горизонтальную оси вращения и расположена на нивелируемом основании. Это дает возможность устанавливать нулевые углы I_0 и D_0 установки. Каждая система катушек снабжена двумя зеркалами, позволяющими путем наводки в них прецизионного теодолита с высокой точностью определить эти углы. Углы между магнитными осями катушек и оптическими осями соответствующих зеркал определяли при помощи внешнего прецизионного теодолита и деклинатора с нулевой коллимацией магнита, исполь-

* Студенцов Н. В. Авторское свидетельство № 141940 за 1961 г. «Бюллетень изобретений», № 20, 1961 г., стр. 32.

зуемого в качестве индикатора направления магнитной оси. Погрешность определения углов при этом не превышала 5 дуговых секунд.

На рис. 4 представлена блок-схема описываемого ядернопрецессионного магнитометра. Для регистрации вариаций составляющих напряженности магнитного поля Земли программа одного цикла измерений повто-

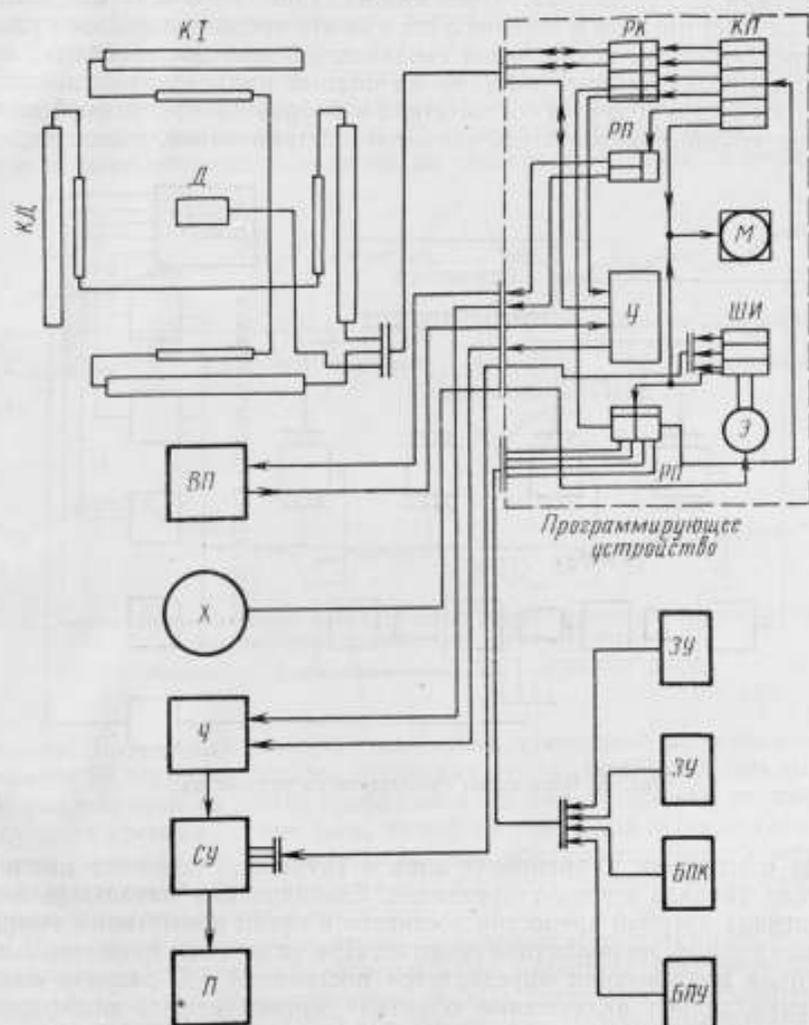


Рис. 4. Блок-схема ядернопрецессионного магнитометра:

П — перфоратор; *СУ* — счетное устройство; *Ч* — частотомер; *Х* — хронометр; *ВП* — выпрямитель поляризации; *Д* — датчик; *КД* и *КИ* — катушки; *ЗУ* — зарядные устройства; *БК* — батарея питания катушки; *БПУ* — батарея программирующего устройства. Программирующее устройство: *РК* — реле катушки; *КП* — кулачковый переключатель; *РП* — реле поляризации; *У* — усилитель; *М* — мотор; *ШИ* — шаговый искатель; *Э* — электромагнит; *РП* — реле питания

ряется через каждые 2 мин, что соответствует интерполяции стандартной магнитограммы точками через 2/3 мм. Этого вполне достаточно для стандартной обработки ее, даже при быстрых магнитных возмущениях. Программа единичного цикла обеспечивает измерение в последовательности: T , T_1^+ , T_1^- , T , T_2^+ , T_2^- , T .

Для уменьшения влияния вариаций поля в период измерений на точность определения составляющих величину полного вектора напряженности магнитного поля измеряют трижды. Принцип работы магнитометра заключается в следующем. Контактный хронометр, задавая темп работы,

дает каждые 5 сек импульс тока в цепь питания обмотки электромагнита. Сердечник электромагнита втягивается и сдвигает на одну ступень двухминутную секцию шагового искателя. Последняя, совершив полный оборот, сдвигает на одну ступень следующую (часовую) секцию, а своими контактами передает двухминутный импульс для печати и включает цепь питания электромотора. Через контакты шагового искателя электромотор получает питание в течение 5 сек и за это время вращением кулачкового переключателя, механически связанного с ним шестеренками, замыкает контакт собственного питания на полный цикл измерения, продолжающегося около 20 сек. В соответствии с выбранной программой измерения кулачковый переключатель управляет поляризацией, включает, пере-

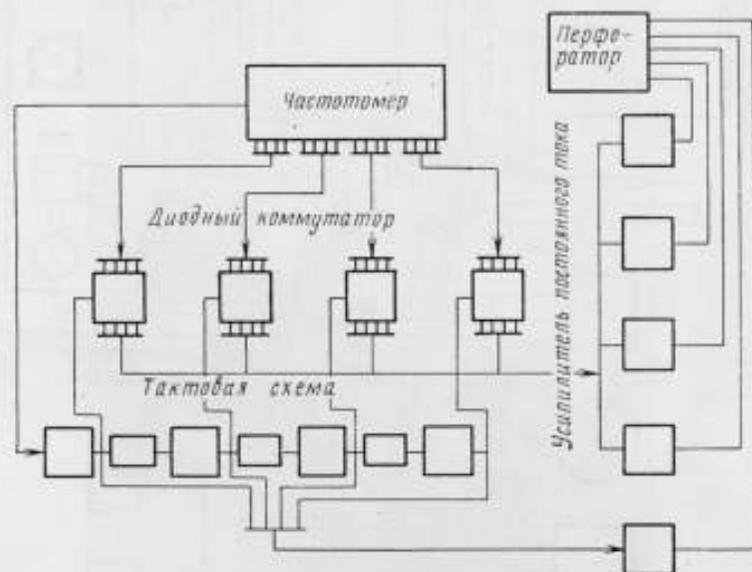


Рис. 5. Блок-схема считывающего устройства

ключает и изменяет направление тока в катушках, изменяет настройку усилителя сигнала ядерной прецессии. Стабилизация начальной амплитуды сигнала ядерной прецессии достигается путем коммутации выпрямителя поляризации по первичной обмотке. При этом время плавного выключения поля поляризации определяется постоянной RC разряда емкости через параллельно включенные обмотки датчика и реле поляризации. Сигнал ядерной прецессии, усиленный до амплитуды около 0,5 в, подается на электронно-счетный частотомер, в качестве которого использован серийный частотомер типа ЧЗ-3, модернизированный для работы в автоматической станции и работающий в режиме измерения периода. В зависимости от величины напряженности измеряемых полей, а также от времени измерений может быть выбрана соответствующая комбинация коэффициента деления частоты прецессии (1024 или 2048) и частоты образцового генератора (300 или 500 кГц). Это дает возможность измерять поля T , T_1 , T_D с погрешностью не хуже $2,4 \cdot 10^{-4}$ а/м (0,3 гаммы) независимо от величины измеряемых полей.

Наряду с интерполяционной визуальной индикацией результата измерения, частотомер имеет выход на печатающее устройство счетных декад, фиксирующих единицы, десятки, сотни и тысячи единиц счета. Регистрация только четырех (из шести) цифр счета оправдывается тем, что они практически всегда полностью характеризуют вариации напряженности магнитного поля Земли.

Результаты измерения записываются серийным телеграфным перфоратором типа ПЛ-20 при помощи считывающего устройства, разработанного на транзисторах (рис. 5). После окончания счета частотомером, задний фронт импульса, задающего время измерения, вырабатывает импульс, запускающий тактовую схему, состоящую из цепочки ждущих мультивибраторов. Тактовая схема последовательно опрашивает состояние каждой из четырех декад частотомера с помощью четырех сдвинутых во времени разрешающих импульсов, подаваемых на усилитель пускового электромагнита и на диодный коммутатор, подключающий выходы одной из четырех декад частотомера ко входам усилителей постоянного тока перфорирующих электромагнитов. Результат измерения фиксируется в виде пробивок в двоично-десятичном коде на телеграфной ленте, имеющей пять

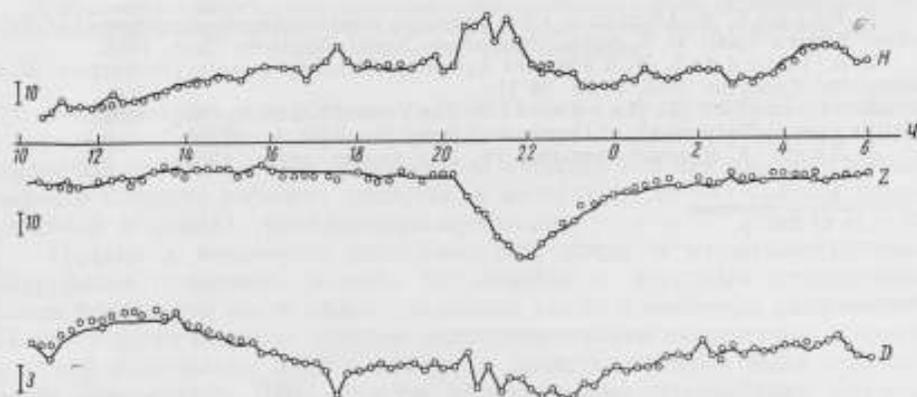


Рис. 6. Записи автоматического ядерного магнитометра (сплошная линия) и стандартных вариометров обсерватории Воейково (точки).

Масштаб H и Z приведен в гаммах, а D — в угловых минутах

дорожек. Единичный двухминутный цикл, состоящий из семи измерений, занимает 28 строк на четырех дорожках ленты. Отдельные циклы измерений разделяются на ленте пробивками на пятой дорожке двухминутных импульсов времени, кроме того, на той же ленте при помощи специальной схемы, управляемой шаговым искателем программирующего устройства, фиксируются импульсы целого часа, а в ноль часов каждого суток перед первым измерением кодируется номер месяца и суток.

Испытания описанного выше автоматического ядернопрецессионного магнитометра подтвердили его высокие качества. Полученные в виде телеграфной ленты данные измерений были введены в электронную вычислительную машину «Урал-2» и обработаны ею. При этом расчетная погрешность измерений составляющих напряженности магнитного поля Земли ядерным магнитометром равнялась:

$$\Delta T = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ а/м (0,3}\gamma), \quad \Delta I = \pm 2'', \quad \Delta D = 7'',$$

$$\Delta H = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ а/м (0,6}\gamma),$$

$$\Delta Z = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ а/м (0,4}\gamma).$$

В этих данных не учтены погрешности определения нулевых углов установки, а также значения гиромангнитного отношения протона.

На рис. 6 приведена запись автоматического ядерного магнитометра, построенная по цифровым данным с периодом 15 мин, и запись стандартных вариометров Тепфера обсерватории Воейково, построенная по тем же точкам, снятым с магнитограммы. Для удобства сопоставления кривые соответствующих элементов совмещены. Детальное сравнение вариаций, зарегистрированных двумя приборами на расстоянии между ними около

100 км, оказалось невозможным, так как на вариации составляющих магнитного поля в обсерватории Воейково накладывается короткопериодная местная помеха, которая не позволяет иметь точные ординаты с магнитограммы. Тем не менее рис. 6 показывает хорошее совпадение зарегистрированных вариаций составляющих напряженности магнитного поля Земли.

Описанный выше магнитометр является абсолютным прибором и обеспечивает высокую точность и стабильность измерений. Связанный с первичным эталоном напряженности магнитного поля, он может служить в качестве образцового для поверки приборов, измеряющих составляющие напряженности магнитного поля Земли.

ЛИТЕРАТУРА

1. В а с о н F. W. Adaption of a free precession magnetometer to measurement of declination. Master's Thesis. U. S. Naval Postgraduate School, Monterey, Calif., 1955.
2. A l l d r e d g e L. B. A Proposed Automatic Standard Magnetic Observatory. «J. of Geophysical Research», 1960, v. 65, № 11.
3. S t o l a r i k I. D., Н е р р н е r I. P. The Vector Field Proton Magnetometer for IGY Satellite Ground Stations. «J. of Geophysical Research», 1960, v. 65, № 3.
4. Лёше А. Ядерная индукция. М., Изд. иностр. литер., 1963.

Поступила в редакцию
16/XI 1965 г.

Г. С. ВАСЮТОЧКИН, В. Д. ЛОМАНЫЙ,
Б. Ф. ПОЛЯКОВ, Л. Н. СИЛИН

ВНИИМ

РЕЖИМЫ РАБОТЫ «НАКАЧИВАЮЩЕЙ» СИСТЕМЫ ПАРОРУБИДИЕВОГО МАГНИТОМЕТРА

Рассматриваются вопросы, связанные со стабилизацией работы «накачивающей» системы парорубидиевого магнитометра и применением неона в качестве заполнителя источников излучения.

В известных модификациях квантовых магнитометров очевидное предпочтение отдается лампам с криптоном, независимо от того, какой щелочной металл (цезий, естественный рубидий или его изотопы) использован в качестве рабочего вещества; в литературе [1—6] имеется немало сведений о лампах, наполненных криптоном.

Однако в некоторых экспериментах, когда в магнитометрическом устройстве применены камеры поглощения с неоновым наполнением, более выгодными могут оказаться лампы также с неоновым наполнением. Поэтому представляют интерес экспериментально полученные характеристики рубидиевых ламп с неоном, в качестве которых были использованы лампы типа BBL, причем варьируемыми параметрами служили количество изотопа рубидия Rb^{87} в баллоне лампы, давление неона и форма самого баллона. Во всех исследованиях испытывались сферические лампы диаметром 11—13 мм, однако следует отметить, что форма и длина отрезка отпайки может оказывать влияние на работоспособность лампы. Наиболее удобными для поддержания основных характеристик лампы в рабочем режиме оказались лампы, содержащие 6—10 мг изотопа при давлении неона в 4—5 тор с широким (диаметр до 1 мм) каналом отрезка отпайки, представляющим собой удобный резервуар для разогретого рубидия.

Разряд в лампе должен быть возбужден высокочастотными электромагнитными колебаниями. Процесс разряда зависит как от особенностей лампы, так и от режима генератора высокочастотных колебаний, для которого горящая лампа является переменной нагрузкой. При разработке схем управления разрядом наиболее важными показателями являются: частота электромагнитного поля и мощность, потребляемая лампой. Допустимая частота лежит в довольно широком диапазоне (15—150 мГц), однако заметное различие оптимальной частоты свидетельствует прежде всего о том, что она изменяется при переходе лампы с одного температурного режима на другой. Температурный оптимум для каждого класса ламп найти очень сложно. При низких температурах давление рубидия оказывается недостаточным, чтобы началось излучение его атомов, тогда как при высоких температурах давление рубидия повышается настолько, что наступает «самообращение», также недопустимое в лампах. Обеспечение должного термического режима лампы усложняется еще и тем, что различные точки поверхности баллона работающей лампы имеют резко отличающиеся температуры.

Указываемые в литературе [2] оптимальные температуры большей частью справедливы лишь для строго определенных видов ламп с конкретными формой баллона, количеством рабочего вещества, типом и давлением газа-посредника. Вместе с тем без исследования термостабилизации лампы невозможно обеспечить поддержание стабильности излучения.

Наблюдения более чем за 50 лампами с неоновым и гелиевым наполнением показали, что процесс возбуждения разряда может быть разделен на несколько последовательных стадий. После того как на лампу начинает поступать высокочастотная энергия, разряд проходит в определенной последовательности ряд фаз, причем возможны два вида переходных стадий, отличающихся количеством фаз разряда и характером смены их. Одна из двух равновозможных переходных стадий насчитывает пять последовательных фаз разряда:

1) поджиг лампы с излучением низкой интенсивности в видимой части спектра;

2) излучение света газом-посредником с повышением общей яркости излучателя;

3) излучение рубидиевого спектра с преобладанием энергии в линиях дублета $7800 \cdot 10^{-10}$ м и $7947 \cdot 10^{-10}$ м и видимой красной области;

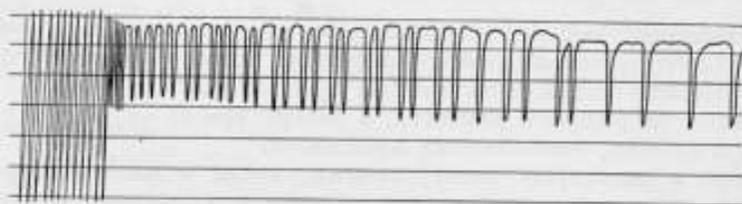


Рис. 1. Смена типа релаксационных колебаний

4) попеременное излучение лампой то рубидиевого, то неоновго (гелиевого) спектров с соответственным чередованием яркости источника;

5) излучение рубидия.

В этой последовательности смена разряда происходит скачком.

С момента возникновения рубидиевого излучения источник способен несколько часов работать в одном из трех наблюдавшихся режимов, условно названных нами режимами релаксирования, перекала и стабильного излучения. Два первых режима не благоприятствуют работе с излучателями и их сохранности.

При испытаниях излучателей в режиме релаксирования оказалось возможным выделить наиболее часто встречающиеся типы низкочастотной релаксации, различающиеся по периоду колебаний интенсивности, глубине этих колебаний и изменению спектра.

Высокочастотные колебания интенсивности, возникавшие только при переходе от режима стабильности к прекращению разряда, продолжают в течение 1—2 мин и не представляют интереса. Рассматриваемые ниже характеристики режима релаксирования относятся главным образом к низкочастотным процессам (с периодом от долей до первых десятков герц).

Наиболее устойчивым является тип релаксирования с изменением спектрального состава излучения. Он выражается в многократно повторяющемся замещении рубидиевого излучения неоновым красным. На рис. 1 изображен момент смены типа релаксационных колебаний лампы. Колебания, происходящие с изменением спектра (Rb—Ne) с периодом 2 сек, уступают место более быстрым колебаниям, размах которых вдвое меньше. Последние происходят уже в чисто рубидиевом излучении, и можно предполагать, что при этом чередуются промежутки наличия и отсутствия инверсии.

В режиме перекала лампа излучает непрерывный спектр. Практически это проявляется в постепенном побелении излучаемого света и резком повышении яркости источника. При этом изменение интенсивности линии D_1 и D_2 не поддается учету, так как, хотя фототок на фотодетекторе

и повышается в 1,5—1,9 раза, нельзя с уверенностью указать, за счет чего произошло это возрастание. Характеристики фильтров позволяют полагать, что возрастание фототока в этом режиме обусловлено появлением излучения в участках, пропускаемых фильтром помимо линии 7947×10^{-10} м. Сигнал двойного резонанса при переходе лампы в режим перекала совершенно пропадает.

Режим перекала — наиболее высокотемпературный. В нем начинают излучать и атомы примесей (кислород, азот и т. п.), которые в ничтожных количествах содержатся в баллоне лампы. В режиме перекала лампа может работать несколько часов и в основном при этом выходит из строя.

Иногда в режиме перекала лампа начинает излучать не белый непрерывный спектр, а интенсивные голубые линии, четко опознаваемые на простейшем спектрометре. Можно предположить, что эти линии появляются при так называемом ступенчатом возбуждении атомов рубидия, когда промежутки между столкновениями одного и того же атома с электронами оказываются того же порядка, что и время возбужденного состояния атома.

Сведения о приуроченности состояний разряда к определенным температурным интервалам по материалам многократно повторенных наблюдений приведены в табл. 1.

Таблица 1

Температура, °С	Фаза разряда
20—70—90	Разогрев объема лампы, предшествующий возбуждению неоновому излучению (для ламп с неоном)
70—90—140—150	Интервал перехода от спектра газа-посредника к рубидиевому с результирующим преобладанием рубидиевого
150—155	Окончательное замещение неоновому излучению (при использовании неоновых ламп) рубидиевым
155—180	Интервал стационарного излучения атомов рубидия
180	Перекал лампы

Параметры сигнала двойного резонанса бывают наилучшими, когда температура лампы поддерживается возле нижней границы интервала стационарности. Этот интервал у ламп как с неоновым, так и с гелиевым наполнением на шкале температуры весьма узок.

Определенный интерес представляет сопоставление состояний лампы с измерениями высокочастотного напряжения и рассеянием мощности на лампе, как на эквивалентном сопротивлении (табл. 2). Экспериментальная кривая (рис. 3, а) отражает изменение высокочастотного переменного напряжения на обмотке возбуждения лампы, начиная с момента включе-

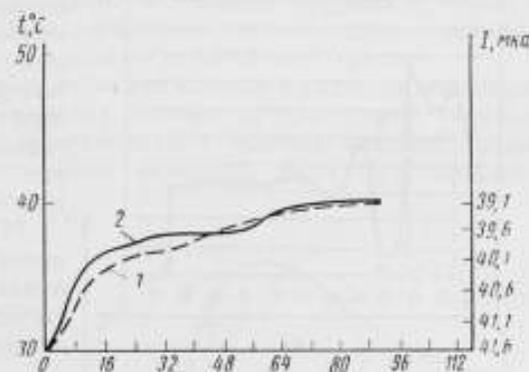


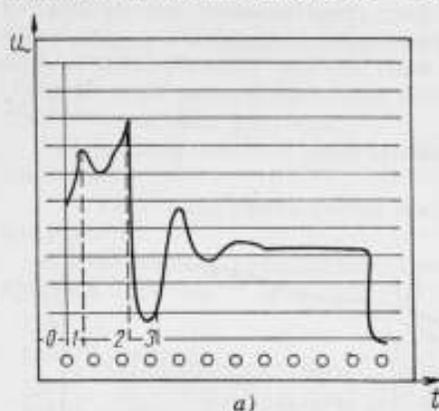
Рис. 2. Связь интенсивности излучения с температурой внутри интервала стационарности:

1 — температура внутри интервала стационарности
2 — интенсивность излучения

Указанные в ней значения температуры измерены непосредственно на баллоне лампы в верхней точке сферы.

Связь интенсивности излучения на расстоянии 2 см сбоку от лампы с температурой внутри самого интервала стационарности отражена на рис. 2. Как показывает этот рисунок, интенсивность линии D_1 почти функционально связана с температурой окружающего баллон воздуха. Причиной понижения интенсивности рабочей линии может явиться постепенное возрастание самообращения.

ния анодного питания генератора, в котором роль индуктивности колебательного контура выполняет сама катушка возбуждения рубидиевой лампы, а кривая на рис. 3, б — генератора, в котором его колебательный контур и контур возбуждения лампы разделены кабельной линией. Очевидное различие кривых (участок правее точки 2) объясняется прежде всего неодинаковой степенью связанности вносимого эквивалентного сопротивления с внутренним режимом генератора, причем для кривой на рис. 3, а эта связь наиболее сильная.



При выяснении условий устойчивого функционирования лампы оказалось, что стабильность ее работы зависит не только от соотношения значений подводимой высокочастот-

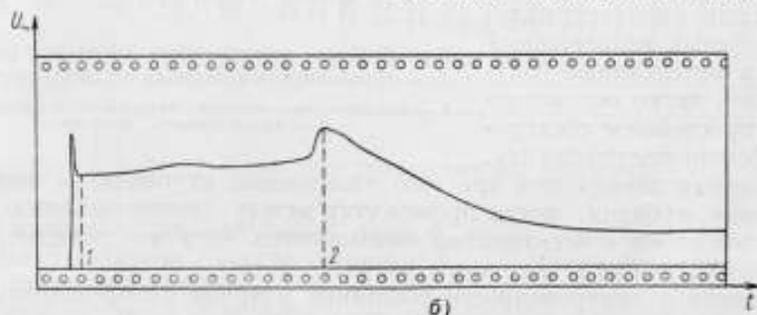


Рис. 3. Изменение высокочастотного переменного напряжения на обмотке возбуждения лампы:

а — с момента включения анодного питания генератора; б — колебательный контур генератора и контур возбуждения лампы разделены кабельной линией

ной энергии и доли этой энергии, отбираемой в виде тепла, но и от характера соответствия выходной мощности генератора эквивалентному сопротивлению лампы. Зависимость выходной мощности генератора от эквивалентной нагрузки характеризует рис. 4. Рассмотрим случай, когда начальная точка 1 находится на левом склоне кривой. Пусть в силу каких-либо причин температура рубидиевой лампы повышается. Это повлечет за собой уменьшение эквивалентного сопротивления R_e (смещение точки влево) и, как следствие, уменьшение выходной мощности генератора, что приведет к понижению температуры баллона. Аналогично можно показать, что работа на правом склоне кривой (например, точка 2) приводит, напротив, к дестабилизирующему эффекту.

Расширить диапазон устойчивой работы источника излучения можно соответствующим выбором конструктивных параметров катушки возбуждения и тепловой камеры излучателя. Электрические параметры этой

Таблица 2

Обозначения стадий на рис. 3, а	Эволюция разряда
0—1	Постепенное повышение температуры газа до зажигания лампы
1—2	Излучение спектра неона с примесью слабых линий рубидиевого спектра; красно-оранжевый цвет излучателя
2—3	Излучение собственно рубидиевого спектра. Исчезновение неоновых компонентов спектра
3 и далее	Излучение рубидиевого спектра несколько пониженной, чем на предыдущей стадии, интенсивности

катушки по данным экспериментов почти не оказывают влияния на расширение диапазона устойчивой работы. В экспериментах добротность применяемых катушек варьировала от 100 до 300, а индуктивность — от 0,18 до 1,5 мкГн. Вместе с тем материал и сечение провода, вид намотки, плотность прилегания витков к стенкам баллона лампы, объем тепловой камеры, защищающей лампу от резких колебаний наружной температуры, и некоторые другие факторы оказывают весьма сильное влияние как на процесс поджига, так и на режим устойчивого горения.

Следует отметить, что функции тепловой камеры и катушки возбуждения почти противоположны. Тепловая камера предназначена главным образом для защиты лампы от изменяющихся условий внешней среды. Катушка возбуждения, помимо своей основной функции — создания высокочастотного поля в объеме лампы, предназначена для регулирования теплоотода непосредственно с поверхности баллона лампы (т. е. служит средством устранения излишнего количества тепла).

Если генератор и источник излучения разнесены и связь между ними осуществляется с помощью кабельной линии связи, необходимо применять согласующие элементы. В этом случае на кабель нагружают сопротивление

$$R_3' = \frac{R_3}{\alpha},$$

где α — коэффициент согласования кабеля с источником излучения;
 R_3 — эквивалентное сопротивление источника излучения;
 R_3' — входное сопротивление согласованного источника излучения.

Чтобы обеспечить стабильный режим горения рубидиевой лампы, необходимо выполнить условие

$$\frac{\rho}{R_3'} = k > 1,$$

где ρ — волновое сопротивление кабеля;
 k — коэффициент стоячей волны (к. с. в.).

Опыт показывает, что к. с. в. должен быть в пределах 1,1—1,3. Это условие относится к режиму стационарного рубидиевого излучения. В начальный момент и в неоновой стадии, когда эквивалентное сопротивление излучателя в несколько раз больше, чем в стационарном режиме, к. с. в. может быть значительно меньше единицы. Здесь возникает задача обеспечить лампу достаточной мощностью для нагрева и возбуждения разряда.

Выводы

Соблюдение рассмотренных выше требований к механизму потребления энергии лампой не исключает целесообразности введения дополнительного автоматического регулирования мощности, отбираемой лампой. Следует ввести двойной автоматический контроль условий стабильности излучения. В первую очередь необходимо, чтобы температура возле поверхности лампы автоматически поддерживалась стабильной в интервале 145—155° С. Для предотвращения инверсии резонансной линии необходим более сложный контроль стабильности рубидиевого излучения. Он может быть обеспечен путем введения соответствующей обратной связи с использованием дополнительного фотодетектора. Наконец, не менее

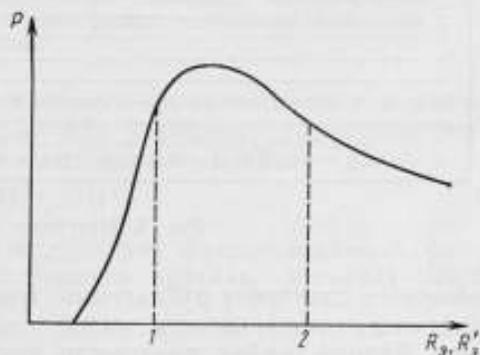


Рис. 4. Зависимость мощности генератора от сопротивления нагрузки

важным условием правильного функционирования лампы является строгая стабилизация питания схемы генератора. Напряжение накала следует поддерживать с точностью до 2% номинального значения.

Постоянство излучения линии D_1 одной из ламп, использованной в ходе исследования макета магнитометра, характеризует рис. 5. Регистрация в данном случае продолжалась 4 ч 20 мин (при скорости движения бумаги 0,03 мм/сек). Регистратор был включен сразу же после замещения

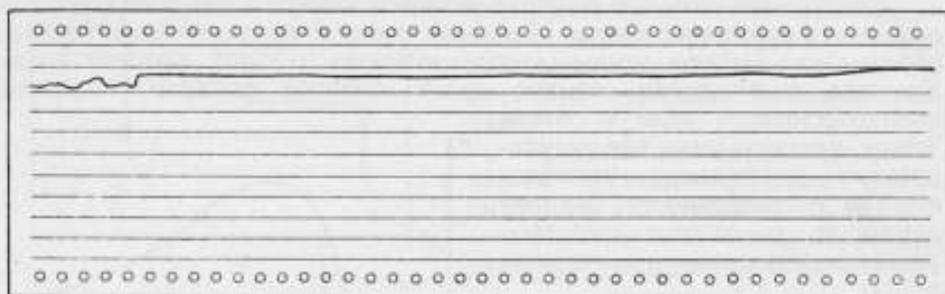


Рис. 5. Излучение линии D_1 лампы

неонового излучения рубидиевым. Вначале наблюдались неперIODические изменения интенсивности малой амплитуды, исчезающие по истечении часа. Данный график, в частности, показывает, что при стабильной в целом работе лампы мы не можем с уверенностью поручиться за безусловную устойчивость их режима в течение первого часа. К работе с магнитометром целесообразно приступать лишь по истечении этого срока «профилактики».

ЛИТЕРАТУРА

1. Bell W., Bloom A., Rev. Sci. Instr., 1961, v. 32, № 7.
2. Brewer R. Rev. Sci. Instr., 1961, v. 32, № 12.
3. Gerard W. J. Sci. Instr., 1962, v. 39, № 5.
4. Gourber J. Quantum electronics Proceedings of the third international Congress Paris, v. 1, 1964.
5. Parsons L., Wiatr Z. J. Sci. Instr., 1962, v. 39, № 6.
6. Usher M., Stuart W., Hall S. J. Sci. Instr., 1964, v. 41, № 9.

Поступила в редакцию
16/XI 1965 г.

В. Д. ЛОМАНЫЙ

ВНИИМ

К ВОПРОСУ ОБ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ ПАРОРУБИДИЕВЫМ МАГНИТОМЕТРОМ

Рассматривается возможность использования квантового парорубидиевого магнитометра для абсолютных измерений слабых постоянных магнитных полей.

Известно, что напряженность внешнего магнитного поля и радиочастота резонансного поглощения датчика квантового парорубидиевого магнитометра связаны между собой соотношением Брейта—Раби [1]

$$\nu = AH + BH^2, \quad (1)$$

где A и B — коэффициенты, включающие ряд фундаментальных физических констант (постоянная Планка, магнетон Бора, ядерный магнетон и др.).

Естественно, что точность расчета коэффициентов A и B и, как следствие, абсолютная погрешность парорубидиевого магнитометра зависят от той точности, с которой были определены фундаментальные постоянные. За последние 15 лет значения этих постоянных метрологи уточняли несколько раз. Так, например, постоянная Планка h и магнетон Бора μ_B последовательно принимали значения, приведенные в табл. 1 и 2. Ввиду этого, значения A и B , предложенные разными авторами, также были различные. Так, в работе [2] коэффициент $A = 669591$, в работе [3] он равен 669632. Представляется необходимым пересчитать коэффициенты, воспользовавшись последними значениями основных физических констант. Постоянные A и B выражаются следующими формулами:

$$A = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\gamma_I + \gamma_J}{2I + 1} - \gamma_I \right); \quad (2)$$

$$B = -\frac{1}{4\Delta\nu} \cdot \frac{4}{(2I + 1)^2} \left(\frac{\gamma_I + \gamma_J}{2\pi} \right)^2 (2m_F - 1), \quad (3)$$

где

$$\frac{\gamma_I}{2\pi} = \frac{\mu_I}{Ih}; \quad \frac{\gamma_J}{2\pi} = \frac{\mu_J}{Jh}.$$

Таблица 1

Значение постоянной Планка $h \cdot 10^{27}$	Автор	Год
$6,6249 \pm 0,000048$	Кэй и Лэби	1948
$6,62363 \pm 0,00016$	Карплус и Крол	1951
6,6252 (5)	Рамзай	1956
$6,62517 \pm 0,00023$	Дю-Монд и Козн	1957
6,62491	Те же	1959
$6,62559 \pm 0,00002$	*	1963

Таблица 2

Значение магнетона Бора $\mu_B \cdot 10^{24}$	Автор	Год
0,92727	Кэй и Лэби	1948
0,92732 (6)	Дю-Монд и Козн	1953
0,92732 (6)	Рамзай	1956
$0,92731 \pm 0,00002$	Дю-Монд и Козн	1957
$0,92732 \pm 0,00002$	Те же	1963

Здесь $\mu_I = g_I \mu_N I$, $\mu_J = g_J \mu_B J$,
 I — ядерный спин;
 γ_I — гиромагнитное отношение для ядра;
 γ_J — гиромагнитное отношение для электрона;
 μ_I — магнитный момент ядра;
 μ_J — магнитный момент электрона;
 μ_N — ядерный магнетон;
 $\Delta\nu$ — постоянная сверхтонкого расщепления для применяемого щелочного металла;
 g_J — фактор Ланде для электрона;
 g_I — фактор Ланде для ядра;
 m_F — магнитное квантовое число.

По последним данным
 $\mu_J = 1,0011596 \mu_B$ [4]; $\Delta\nu = 6\ 834\ 682\ 614$ гц [5];

$$\frac{\gamma_I}{2\pi} = 1397 \text{ гц/э} [6]; I = 3/2, J = 1/2, m_F = 2.$$

Подстановка этих значений в формулу (1) приводит к следующему соотношению между радиочастотой основной (рабочей) линии резонансного поглощения (для изотопа рубидия-87) и напряженностью внешнего магнитного поля:

$$\nu = 699\ 565H - 216H^2 *.$$
 (4)

Подсчет относительных погрешностей определения коэффициента A дает величину порядка $3,2 \cdot 10^{-5}$. Однако следует заметить, что при выводе формул (2) и (3) для коэффициентов A и B не было учтено действие ряда физических факторов (влияние заполненных электронных оболочек на внешний электрон и др.). Отсюда, из-за незнания поправки на влияние этих факторов, возникает насущная необходимость экспериментального определения коэффициентов A и B . Препятствием для этого служат обнаруженные [7] в рабочем веществе камеры поглощения, так называемые световые сдвиги резонансной частоты. Поэтому в формулу (1) должен быть введен поправочный член $\delta\nu$, тогда она принимает вид

$$\nu = AH + BH^2 + \delta\nu.$$
 (5)

Следовательно, эксперимент по определению коэффициентов A и B связан с предварительным определением члена $\delta\nu$.

Установлено, что световые сдвиги зависят от нескольких параметров магнитометрической установки: интенсивности накачивающего излучения, направления циркулярной поляризации излучения, степени поглощения излучения камерой, давления в лампе излучения и камере поглощения.

Так как в парорубидиевом магнитометре при измерениях в полях порядка земного мы используем не единичный сигнал (переход $m_F = -2 \rightarrow m_F = 1$), а всю серию $F = 2$, то в значение $\delta\nu$ входит также смещение центра сигнала из-за наличия остальных переходов внутри серии. Следует заметить, что величина этого смещения меняется в зависимости от величины измеряемого магнитного поля. Работы [8, 9] подтверждают также наличие дополнительного смещения центра сигнала, обусловленного перераспределением интенсивностей линий внутри серии при изменении температуры, интенсивности поляризованного излучения и пр.

Суммарное числовое значение сдвигов частоты в зависимости от перечисленных параметров установки может достигать нескольких десятков герц, что при абсолютных измерениях является значительной величиной. Так, например, световой сдвиг всего в 15 гц в поле порядка 30 а/м дает нам относительную погрешность порядка $5 \cdot 10^{-5}$.

* Все дальнейшие рассуждения проводятся в предположении, что центр рабочего сигнала может быть определен с достаточно высокой степенью точности.

Экспериментальное определение $\delta\nu$ складывается из экспериментов по определению сдвигов за счет каждого из влияющих факторов (интенсивность накачивающего излучения, поляризация и т. д.) и связано с возможностью одновременной стабилизации всех влияющих факторов, за исключением исследуемого. Трудность определения усугубляется не только тонкостью самого эксперимента, но и необходимостью применения метода экстраполяции. Тем не менее подобный эксперимент должен и может быть проведен.

Практика работы с квантовыми магниточувствительными датчиками показала, что с течением времени параметры ламп и камер поглощения меняются, вследствие чего меняется $\delta\nu$. Замена ламп и камер поглощения также влечет за собой изменение характеристик установки (в одной партии ламп разброс по интенсивности излучения может достигать 30—40%). Точное знание коэффициентов A и B даст возможность определять поправку $\delta\nu$ для каждой конкретной квантово-механической парорубидиевой установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kellogg A., Millman S. Rev. of Modern Phys., 1946, v. 18, № 3, p. 323.
2. Скроцкий Г. В., Изюмова Т. Г. Оптическая ориентация атомов и ее применение. УФН, 1961, т. 73, вып. 3.
3. Skillman T., Bender R. J. Geophys., 1958, v. 63, p. 513.
4. Дю-Монд Д. Состояние вопроса об основных константах физики и химии на январь 1959 г. УФН, 1961, т. 73, вып. 2.
5. Bender R. Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 2558.
6. Леше А. Ядерная индукция. М., Изд. иностр. литер., 1963.
7. Scheerer L. Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 512.
8. Ando S. Jap. Appl. Phys., 1965, v. 4, № 10, p. 793.
9. Ломаный В. Д., Яновский Б. М. О точности парорубидиевого магнитометра. «Геофизическая аппаратура», 1966, вып. 31. Изд. «Недра».

Поступила в редакцию
16/XI 1965 г.

ТРЕХСЕКЦИОННАЯ КАТУШКА ДЛЯ СОЗДАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВЫСОКОЙ ОДНОРОДНОСТИ

Приводится расчет параметров создающей магнитное поле высокой однородности трехсекционной круглой катушки с малым соотношением витков и близкими друг к другу радиусами секций.

Наряду с широко применяемыми катушками Гельмгольца в практике магнитных измерений используют более сложные катушки, которые создают однородность магнитного поля выше катушек Гельмгольца. К ним относятся катушки Максвелла, круглые и квадратные катушки из трех секций, а также предложенные Фанзелау катушки из четырех секций. Недостаток этих катушек, мешающий применению их для метрологических целей, заключается в том, что секции катушек имеют различные радиусы и большое число витков в каждой секции. Изготовление таких катушек сложно, а наличие большого числа витков в секциях приводит к невысокой точности измерения их геометрических размеров, вследствие чего катушки нельзя использовать в качестве расчетных эталонов.

В связи с этим было бы целесообразно попытаться найти такие параметры катушек, которые, создавая магнитное поле высокой однородности, имели малое число витков в секциях и одинаковые радиусы секций. В этом случае секции катушек можно наматывать в один слой и располагать на одном каркасе, что открывает возможность с большой точностью как изготавливать катушки, так и измерять их геометрические размеры. Этой задаче и посвящена настоящая статья.

Прежде всего поясним сущность методики нахождения параметров сложных катушек, обеспечивающих ту или иную однородность магнитного поля. Заметим, что условие однородности идентично как для магнитного потенциала, так и для любой из составляющих напряженности магнитного поля. Поэтому мы ограничимся рассмотрением лишь аксиальной составляющей, которая для соосных круглых катушек выражается соотношением

$$H = \frac{I\omega A}{R} \left(1 + \frac{Bg_2}{R^2} + \frac{Cg_4}{R^4} + \frac{Dg_6}{R^6} + \dots \right), \quad (1)$$

где ω — число витков в одной катушке;
 I — сила тока в обмотке;
 R — радиус катушки;
 A, B, C, D — коэффициенты, определяемые геометрическими размерами катушек;
 g_2, g_4, g_6 — полиномы координат второй, четвертой и шестой степени, отсчитываемые от центра симметрии катушек.

Естественно, чем выше показатель степеней координат, с которых начинается разложение, тем выше однородность магнитного поля в центральной области данной системы катушек. Так, параметры катушек Гельмгольца найдены из условия $B = 0$, а для катушек Максвелла выполняется условие $B = 0$ и $C = 0$.

* Яновский Б. М. Земной магнетизм. М.—Л., Гостехиздат, 1953.

Будем искать параметры системы из трех катушек, радиусы которых близки друг к другу, а соотношение витков мало. Однородность же иско- мой системы должна быть такого же порядка, как и у катушек Максвелла.

Выражение (1) справедливо для любой системы соосных круглых катушек с произвольными размерами, которые и определяют коэффи- циенты A, B, C .

Образуем систему из трех соосных последовательно соединенных катушек: одной центральной с радиусом R_1 и двух крайних с радиусом R_2 , расположенных на расстоянии a симметрично относительно центральной катушки.

Напряженность магнитного поля, создаваемая такой системой, выра- зится соотношением

$$H = H_1 + H_2 = I \left[\frac{\omega_1 A_1}{R_1} + \frac{\omega_2 A_2}{R_2} + \left(\frac{\omega_1 A_1 B_1}{R_1^3} + \frac{\omega_2 A_2 B_2}{R_2^3} \right) g_2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\omega_1 A_1 C_1}{R_1^5} + \frac{\omega_2 A_2 C_2}{R_2^5} \right) g_4 + \dots \right], \quad (2)$$

где ω_1 и ω_2 — число витков в центральной и в каждой из крайних кату- шек соответственно.

Для выбранной системы коэффициенты при степенях координат имеют вид:

$$A_1 = \frac{1}{2}; \quad A_2 = \frac{1}{(1 + \alpha^2)^{1/2}}; \\ B_1 = -\frac{3}{4}; \quad B_2 = \frac{3}{4} \cdot \frac{(4\alpha^2 - 1)}{(1 + \alpha^2)^2}; \quad (3) \\ C_1 = \frac{15}{64}; \quad C_2 = \frac{15}{64} \cdot \frac{8\alpha^4 - 12\alpha^2 + 1}{(1 + \alpha^2)^4},$$

где $\alpha = a/R_2$.

Однородность магнитного поля катушки будет наилучшей, если коэф- фициенты при второй и при четвертой степенях координат в выраже- нии (2) обратит в нуль, что с учетом выражения (3) дает:

$$\omega_1/\omega_2 = \frac{2\beta^3(4\alpha^2 - 1)}{(1 + \alpha^2)^{1/2}}; \quad (4)$$

$$\omega_1/\omega_2 = \frac{2\beta^5(12\alpha^2 - 8\alpha^4 - 1)}{(1 + \alpha^2)^{11/2}}, \quad (5)$$

где $\beta = R_1/R_2$.

Уравнения (4) и (5) приводят к соотношениям:

$$\omega_1/\omega_2 = \frac{2(4\alpha^2 - 1)^{1/2}}{(1 + \alpha^2)^{1/2}(12\alpha^2 - 8\alpha^4 - 1)} \quad (6)$$

и

$$\beta = (1 + \alpha^2) \sqrt{\frac{4\alpha^2 - 1}{12\alpha^2 - 8\alpha^4 - 1}}. \quad (7)$$

Выберем радиусы центральной и крайних катушек одинаковыми, т. е. $\beta = 1$. Тогда, решая уравнение (7) относительно α , получим $\alpha = 0,760051$.

При этом $\omega_1/\omega_2 = 0,53146$, что с погрешностью 0,04% можно пред- ставить в виде отношения целых чисел 17 : 32. Это приближение вполне достаточно для практического осуществления конструкции катушки.

Таким образом, полученная система катушек оказывается практич- ной известной системы Максвелла, так как все три обмотки можно нама- тывать на один каркас, а общее минимальное число витков в этой катушке вдвое меньше, чем у катушки Максвелла.

Однако более всего метрологическим целям удовлетворяла бы катушка с отношением $w_1/w_2 = 1/2$ и радиусами секции, близкими по своей величине.

Поскольку для $\beta = 1$ соотношение витков оказывается близким к 0,5, то, очевидно, при $w_1/w_2 = 0,5$ должно иметь место решение, при котором β несущественно отличается от единицы.

Действительно, решив уравнение (6) относительно α при значении $w_1/w_2 = 0,5$, найдем, что $\alpha = 0,753462$. При этом из соотношения (7) имеем $\beta = 0,982714$.

Таким образом, полученные данные открывают возможность создания расчетной однослойной катушки с высокой однородностью магнитного поля, так как вследствие незначительного отклонения радиуса средней обмотки от радиуса крайних обмоток все три обмотки можно навивать на один каркас.

Поступила в редакцию
26/XI 1965 г.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СЕЧЕНИЯ ОБМОТОК КАТУШЕК МАКСВЕЛЛА

Выводятся соотношения для выбора параметров сечения обмоток катушек Максвелла, обеспечивающие наилучшую однородность в центральной области катушки

Катушки Максвелла служат для создания высокооднородного магнитного поля. Они состоят из вписанных в сферу трех катушек: средней и двух одинаковых крайних. Условие, при котором суммарное магнитное поле этих катушек наиболее однородно, получено в предположении, что сечение обмоток катушек бесконечно мало. Поскольку на практике это недостижимо, то однородность магнитного поля реальной катушки отличается от однородности, рассчитанной по формулам, опирающимся на идеальную схему.

Очевидно, наибольшее искажение поля катушки за счет конечного сечения обмоток математически будет определяться членом разложения (по степеням координат) второго порядка, при котором должен стоять коэффициент вида

$$B = M\eta_1^2 + N\eta_2^2 + P\xi_1^2 + Q\xi_2^2, \quad (1)$$

где M, N, P, Q — постоянные коэффициенты;

η_1 и η_2 — полуширина обмотки (крайних и средней);

ξ_1 и ξ_2 — полутолщина обмоток.

Искажающее влияние конечного сечения обмоток будет наименьшим, если $B = 0$. Это равенство еще не означает полной компенсации влияния конечного сечения на распределение напряженности магнитного поля, поскольку сохраняется сравнимые с координатами шестого порядка члены типа

$$\sum_{i=1}^2 (M_i \eta_i^4 + N_i \xi_i^4) g_2; \quad \sum_{i=1}^2 (P_i \eta_i^2 + Q_i \xi_i^2) g_4,$$

где M_i, N_i, P_i, Q_i — коэффициенты;

g_2, g_4 — полиномы координат второй и четвертой степени.

Однако влияние этих членов будет сказываться только в точках, имеющих координаты x и $y \ll \eta_i$ и ξ_i , т. е. близ начала координат. При значениях же x и $y \gg \eta_i$ и ξ_i и условии $B = 0$ напряженность магнитного поля можно рассчитывать по формулам, полученным для идеальных катушек.

Учитывая это обстоятельство, рассчитаем параметры сечения обмоток, обращающих в нуль четырехчлен (1). Для этого воспользуемся выражением для магнитного потенциала [1, 2], создаваемого двумя соосными катушками, обмотки которых имеют конечное сечение (если опустить члены, не зависящие от координат)

$$U = -\frac{I\omega \sin^2 \psi}{\rho} (Ax + Bv_3 + \dots), \quad (2)$$

где I — сила тока;

ω — число витков в одной катушке;

ρ — отрезок прямой, соединяющий начало координат с серединой обмотки;

ψ — угол между осью x и направлением ρ ;

$$v_3 = 2x^3 - 3xy^2;$$

x и y — координаты точки, в которой вычисляют потенциал, отсчитываемые вдоль и поперек оси катушки.

Коэффициенты A и B при этом выражаются только через размеры катушки, ширину (2η) и толщину (2ξ) обмотки:

$$A = 1 + \frac{\xi^2}{6\rho^2} \left(\frac{2}{\sin^2 \psi} - 15 \cos^2 \psi \right) + \frac{1}{2} \frac{\eta^2}{\rho^2} (4 \cos^2 \psi - \sin^2 \psi); \quad (3)$$

$$B = \frac{4 \cos^2 \psi - \sin^2 \psi}{4\rho^2} + \frac{\xi^2}{24\rho^4} [8 \operatorname{ctg}^2 \psi - 12 + 35 \cos^2 \psi \times \\ \times (5 \sin^2 \psi - 4 \cos^2 \psi)] + \frac{15}{24} \frac{\eta^2}{\rho^4} (21 \cos^4 \psi - 14 \cos^2 \psi + 1). \quad (4)$$

Образуем катушку Максвелла, т. е. сложим магнитный потенциал двух катушек: одной средней ($\cos \psi = 0$) и пары крайних ($\cos^2 \psi = 3/7$), взяв значение ρ , равное радиусу средней катушки, и соотношение витков средней и крайней катушек $\omega_2/\omega_1 = 64/49$:

$$U = -\frac{15}{16} \frac{I\omega_2}{\rho} \left\{ \left[1 + \frac{8}{15\rho^2} \left(\frac{2}{3} \xi_2^2 - \eta_2^2 - \frac{41}{48} \xi_1^2 + \eta_1^2 \right) \right] x - \right. \\ \left. - \frac{1}{3\rho^4} \left(\frac{4}{5} \xi_2^2 - \eta_2^2 - \frac{13}{20} \xi_1^2 + \eta_1^2 \right) (2x^3 - 3xy^2) + \dots \right\}. \quad (5)$$

Приравняв нулю коэффициент при члене $2x^3 - 3xy^2$, найдем соотношение между параметрами сечения обмотки, обеспечивающее наилучшую однородность магнитного поля катушек Максвелла,

$$20\eta_2^2 - 16\xi_2^2 = 20\eta_1^2 - 13\xi_1^2. \quad (6)$$

Напряженность магнитного поля в центре катушки при этом выразится соотношением

$$H_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{15}{16} \frac{I\omega_2}{\rho} \left[1 + \frac{8}{15\rho^2} \left(\frac{2}{3} \xi_2^2 - \eta_2^2 - \frac{41}{48} \xi_1^2 + \eta_1^2 \right) + \dots \right]. \quad (7)$$

Ширину и толщину обмоток выбирают в соответствии с уравнением (6) и для введения поправок значение их подставляют затем в соотношение (7). Например, взяв одинаковую ширину обмоток, т. е. $\eta_1 = \eta_2$, найдем соотношение их толщин

$$\xi_2/\xi_1 = \sqrt{\frac{13}{16}} \approx 0,90$$

и поправку для напряженности магнитного поля

$$\frac{\Delta H_x}{H_x} = -\frac{8}{39} \frac{\xi_2^2}{\rho^2}.$$

Другой вариант выбора параметров обмоток, основанный на приравнивании нулю правой и левой частей уравнения (6) в отдельности, что эквивалентно компенсации влияния поперечного сечения каждой из обмоток в отдельности, дает

$$\eta_2/\xi_2 = \sqrt{\frac{4}{5}} \approx 0,895,$$

$$\eta_1/\xi_1 = \sqrt{\frac{13}{20}} \approx 0,807.$$

Для однослойных обмоток, когда $\xi_1 = \xi_2 \approx 0$, должно выполняться равенство $\eta_1 = \eta_2$. Отметим, что в этом случае поправка $\Delta H_x = 0$.

Приведенные вычисления показывают, что конечное сечение обмоток катушек оказывает заметное влияние как на характер распределения напряженности магнитного поля, так и на значение поля в центре катушки.

Для исключения этого влияния на однородность магнитного поля параметры обмоток должны быть выбраны в соответствии с полученным здесь соотношением (6). При этом площади сечения обмоток должны быть примерно одинаковы, а число витков в катушках разное. Единственный путь удовлетворения этих противоречивых требований заключается в применении для обмоток провода различного сечения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М. Земной магнетизм. М.—Л., Гостехиздат, 1953 г.
2. Park A., Peters M. Journal of the Optical Society of America and Review of Scientific Instruments, В, № 1, 1926.

Поступила в редакцию
10/XI 1965 г.

К РАСЧЕТУ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КВАДРАТНЫХ КАТУШЕК

Рассчитываются параметры сечения обмоток многослойных квадратных катушек, обеспечивающие наилучшую однородность магнитного поля

Известно [1], что однородность магнитного поля квадратной катушки с расстоянием между катушками $0,5445056$ стороны квадрата, выше однородности магнитного поля широко применяемых катушек Гельмгольца. Поэтому в ряде случаев, когда требуется высокая однородность магнитного поля, квадратные катушки имеют преимущество перед круглыми. Формулы же, по которым рассчитывают распределение напряженности магнитного поля квадратной катушки, получены в предположении, что линейные размеры сечения обмотки бесконечно малы в сравнении с размерами самой катушки. В то же время эти размеры оказывают влияние на распределение напряженности магнитного поля в рабочем объеме катушки (объеме, окружающем центр симметрии катушки).

Следует отметить, что расчет параметров сечения обмотки квадратной катушки, которые обеспечивают наилучшую однородность магнитного поля, принципиально возможен. Этому вопросу и посвящена настоящая статья.

Воспользуемся выражением магнитного потенциала для двух квадратных контуров с током I , которое в цилиндрической системе координат z , ρ и θ можно представить соотношением

$$V = -\frac{IA}{2\pi a} \left\{ z + \frac{B}{3a^2} (2z^3 - 3z\rho^2) + \frac{1}{a^4} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{Cz^5}{5} - Cz^3\rho^2 + (N + M \sin^2 2\theta) \rho^4 z \right] + \dots \right\}, \quad (1)$$

где

- a — полусторона квадрата контура;
- z , ρ — координаты точки, в которой вычисляется магнитный потенциал, отсчитываемые вдоль и поперек контуров от их центра симметрии;
- θ — полярный угол (между ρ и любой стороной контура);
- A , B , C , M , N — коэффициенты, определяемые только отношением расстояния между контурами $2d$ к стороне контура $2a$, т. е. параметром $\alpha \equiv d/a$.

При этом принято, что

$$A = \frac{8}{(1 + \alpha^2)(2 + \alpha^2)^{1/2}}; \quad (2)$$

$$B = \frac{12\alpha^6 + 36\alpha^4 + 22\alpha^2 - 10}{2(1 + \alpha^2)^2(2 + \alpha^2)^2}. \quad (3)$$

Выражения для коэффициентов C , N , M опустим из-за их громоздкости. Отметим лишь, что для $\alpha = 0,5445$ коэффициент $C = -0,8068$, $N = -0,40017$, $M = 0,19525$ [2].

Определим сначала влияние ширины 2η однослойной обмотки на однородность магнитного поля катушки.

Поправку на конечную ширину обмотки катушки получают обычно, разложив коэффициент B в ряд Тейлора по степеням приращения d и проинтегрировав его по ширине обмотки.

Такой метод пригоден для простых и заранее выбранных соотношений между d и a . Однако можно применить более общий и простой метод, справедливый для любого соотношения между d и a , т. е. для параметра α .

Как видно из рисунка, расстояния d и a двух элементарных участков плотной обмотки, смещенных в одну сторону на одинаковое расстояние x от середины секции, те же, что и двух центральных витков, но начало координат у них смещено относительно центра катушки на величину x .

Поэтому для вычисления магнитного потенциала, создаваемого двумя элементарными участками обмоток в точке P , необходимо в выражение (1) подставить вместо z величину $z + x$, а вместо тока I значение тока в элементарном участке обмотки, т. е. $I \omega dx/2\eta$, где ω — число витков в секции обмотки. Проинтегрировав выражение (1) по x в пределах ширины обмотки, т. е. от $-\eta$ до $+\eta$, получим

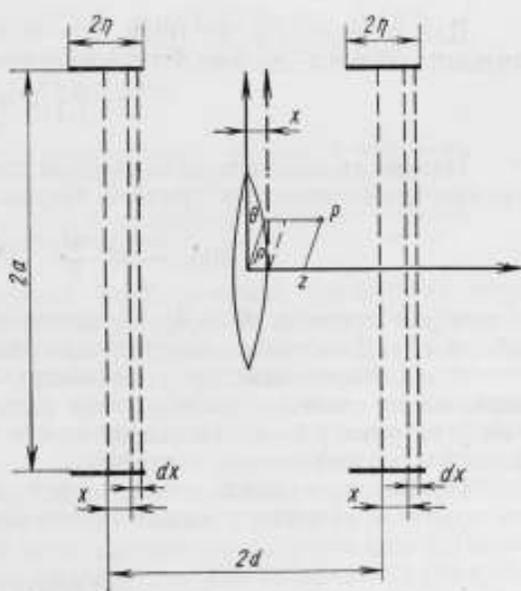


Схема однослойной катушки

$$V = -\frac{A\omega I}{2\pi a} \left\{ \left(1 + \frac{2}{3} \frac{B\eta^2}{a^2} + \frac{C\eta^4}{5a^4} \right) z + \frac{1}{3a^2} \left(B + \frac{C\eta^2}{a^2} \right) \times \right. \\ \left. \times (2z^3 - 3z\rho^2) + \frac{1}{a^4} \left[\frac{Cz^5}{5} - Cz^3\rho^2 + (N + M \sin^2 2\theta) z\rho^4 \right] + \dots \right\}. \quad (4)$$

Построим теперь многослойную катушку, у которой расстояние между центральными витками $2d = 2a \cdot 0,5445 + \Delta$ (где Δ — некоторая малая по сравнению со стороной квадрата величина).

Заметим, что если построить катушку таким образом, то появится возможность компенсировать влияние конечной ширины обмотки на однородность магнитного поля за счет коэффициента $B \neq 0$.

Поправку на конечную толщину 2ξ обмотки можно найти только разложением коэффициента $AB/3a^3$ при члене $2z^3 - 3z\rho^2$ выражения (4) по степеням приращения a и последующим интегрированием по толщине обмотки. Учитывая, что $2d = 2a \cdot 0,5445 + \Delta$, получим

$$V = -\frac{0,64806\omega I}{a} \left\{ \left(1 - 0,5388 \frac{\Delta}{a} - 0,0576 \frac{\xi^2}{a^2} \right) z + \right. \\ \left. + \frac{1}{3a^2} \left(1,428 \frac{\Delta}{a} - 0,807 \frac{\eta^2}{a^2} + \frac{1,596\xi^2}{a^2} \right) (2z^3 - 3z\rho^2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{a^4} \left[\frac{0,807}{5} z^5 - \frac{2,42}{3} z^3\rho^2 + 0,2(2 - \sin^2 2\theta) z\rho^4 \right] + \dots \right\}. \quad (5)$$

Конечные размеры сечения катушки не оказывают влияния на распределение напряженности магнитного поля многослойной катушки, только при условии, что

$$1,428\Delta - 0,807 \frac{\eta^2}{a} + 1,596 \frac{\xi^2}{a} = 0. \quad (6)$$

Уравнение (6) позволяет по произвольно выбранным параметрам сечения обмотки определять расстояние между центральными витками катушки. Если же для центральных витков выполнено условие однородности, т. е. если $\Delta = 0$, то

$$\eta/\xi = \sqrt{\frac{1,596}{0,807}} = 1,406.$$

Для однослойной катушки ($\xi = 0$) расстояние между центральными витками обмотки должно быть увеличено на

$$\Delta = 1,113 \frac{\eta^2}{a}.$$

Интересно отметить качественное совпадение уравнения (6) с аналогичным уравнением для круглой катушки Гельмгольца [3]:

$$30\Delta_r - 36 \frac{\eta_r^2}{R} + 31 \frac{\xi_r^2}{R} = 0,$$

в котором принято: $R + \Delta_r$ — расстояние между центральными витками обмотки, а R — радиус центральных витков обмотки.

В заключение отметим, что геометрические размеры катушек с небольшим числом слоев при изготовлении всегда могут быть выдержаны точнее, чем у катушек с большим числом слоев. При этом ширина обмотки будет в несколько раз больше толщины.

Приведенные здесь соотношения дают возможность осуществить на практике катушки с малым числом слоев.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heller C. Deut. Hydrograph. Zeitschr., 1955, № 8, S. 157.
2. Студенцов Н. В. Расчет напряженности магнитного поля квадратных катушек. Труды института Госкомитета стандартов, вып. 82 (142). М.—Л., Изд. стандартов, 1965.
3. Студенцов Н. В. Расчет источников однородных магнитных полей. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 5. М.—Л., Изд. стандартов, 1964.

Поступила в редакцию
26/XI 1965 г.

К РАСЧЕТУ ОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОЛЕЦ МАКСВЕЛЛА И КАТУШЕК ГЕЛЬМГОЛЬЦА С КОРРЕКЦИЕЙ

Приводятся формулы для расчета напряженности магнитного поля колец Максвелла и двоянных круглых и квадратных катушек Гельмгольца. Даются графики для выбора параметров двоянных катушек. Показывается, что лучшая однородность магнитного поля может быть получена с помощью двоянных квадратных катушек.

Повышение точности измерений напряженности магнитного поля, связанное, в частности, с применением абсолютных методов, основанных на атомных явлениях, предъявляет соответствующие требования к однородности полей, создаваемых катушками различных типов в рабочих объемах чувствительных элементов (датчиков). Очевидно, что значение неоднородности поля в датчике должно быть меньше погрешности измерений данным методом. Погрешность же измерений современными методами составляет около 0,002%, что и объясняет необходимость повышенных требований к однородности измеряемого поля.

Неоднородность магнитного поля какой-либо катушки рассчитывают аналитическим способом. Однако в литературе обычно приводят формулы, по которым можно рассчитать неоднородность магнитного поля только простых катушек, и нет формул, удобных для практических расчетов распределения магнитного поля сложных катушек.

Ниже даются соотношения для расчета распределения напряженности магнитного поля катушек некоторых типов, которые позволяют создать более высокую однородность магнитного поля, чем широко распространенные катушки Гельмгольца.

Рассмотрим систему, состоящую из круглых катушек (кольца Максвелла и кольца Гельмгольца с корректирующей катушкой), и сопоставим ее с системой квадратных катушек.

Как известно, способ повышения однородности магнитного поля основан на подборе таких параметров катушек, чтобы в аналитическом представлении их магнитного поля в виде степенного ряда координат (начало координат в центре симметрии системы) коэффициенты при членах с низкими степенями координат обращались в нуль.

У колец Максвелла (рис. 1) коэффициенты при координатах второго и четвертого порядка равны нулю, что достигается выполнением условий:

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{64}{49}; \quad d = \sqrt{\frac{3}{7}} R; \quad a = \sqrt{\frac{4}{7}} R, \quad (1)$$

где ω_2 и ω_1 — число витков в среднем и каждом из крайних колец, соответственно;

$2d$ — расстояние между крайними кольцами;

R и a — радиусы среднего и крайнего колец соответственно.

Вычислить коэффициент при координатах шестого порядка можно, опираясь на условие Максвелла (1) и выражение для напряженности магнитного поля пары идеальных (с бесконечно тонкой обмоткой) соосных колец (1):

$$H_x = \frac{I\omega R^2}{\rho^3} \left[1 + \frac{P'_3(\cos \psi)}{2\rho^2} (2x^2 - y^2) + \frac{P'_5(\cos \psi)}{8\rho^4} (8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) + \right.$$

$$+ \frac{P'_7(\cos \psi)}{16\rho^6} (16x^6 - 120x^4y^2 + 90x^2y^4 - 5y^6) + \dots \Big]; \quad (2)$$

$$H_y = -\frac{I\omega R^2}{\rho^2} xy \left[\frac{P'_3}{\rho^2} + \frac{P'_5}{2\rho^4} (4x^2 - 3y^2) + \right. \\ \left. + \frac{3}{8} \frac{P'_7}{\rho^6} (8x^4 - 20x^2y^2 + 5y^4) + \dots \right], \quad (3)$$

где H_x и H_y — составляющие напряженности магнитного поля вдоль и поперек оси колец;

I — сила тока в обмотке;

ω — число витков в одном кольце;

R — радиус кольца;

ρ — отрезок прямой, соединяющий центр симметрии колец с обмоткой;

x, y — координаты точки, отсчитываемые от центра системы соответственно вдоль и поперек оси колец;

$P'_n(\cos \psi)$ — первая производная от полинома Лежандра n -го порядка по $\cos \psi$;

ψ — угол между осью колец и ρ .

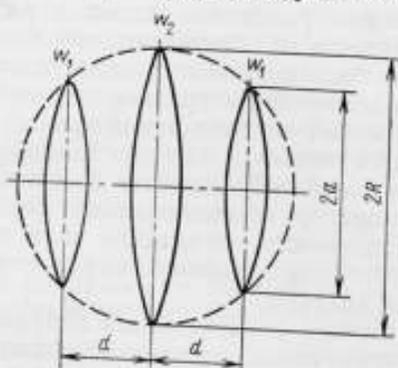


Рис. 1. Схема колец Максвелла

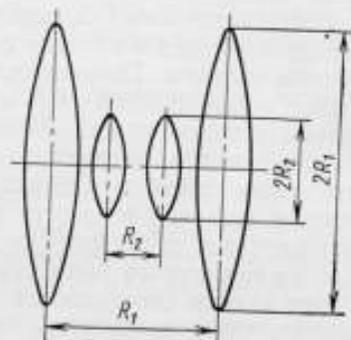


Рис. 2. Схема двояных катушек Гельмгольца

Напряженность поля колец Максвелла складывается из напряженности магнитного поля двух крайних колец ($\cos \psi = \sqrt{\frac{3}{7}}$) и среднего ($\cos \psi = 0$):

$$H_x = 0,9375 \frac{I\omega_2}{R} \left[1 - \frac{0,12767}{R^6} (16x^6 - 120x^4y^2 + 90x^2y^4 - 5y^6) + \dots \right]; \quad (4)$$

$$H_y = 1,026 \frac{I\omega_2}{R^2} xy (8x^4 - 20x^2y^2 + 5y^4) + \dots \quad (5)$$

Получим теперь выражение для напряженности магнитного поля системы коаксиальных колец Гельмгольца, которое также не содержит членов со степенями координат меньше шестого порядка. Этого можно достигнуть, помещая внутри одной пары колец (основных) другую (корректирующую) меньшего размера (рис. 2). Обе системы колец соединяются последовательно таким образом, чтобы напряженности их магнитных полей были направлены навстречу. Исходя из выражений (2) или (3), легко получить условие обращения в нуль коэффициента при координатах четвертой степени*, которое имеет вид:

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^5, \quad (6)$$

* Выражение для напряженности магнитного поля колец Гельмгольца уже не содержит членов со степенями 2-го порядка.

где w_1, w_2 — число витков в основных и корректирующих кольцах;
 R_1, R_2 — радиусы колец.

Соотношения для расчета составляющих напряженности магнитного поля при этом примут вид

$$H_x = 0,7156 \frac{I w_1}{R_1} \left(1 - \frac{R_2^4}{R_1^4}\right) \left[1 + 0,07885 \frac{1 - \frac{R_1^2}{R_2^2}}{1 - \frac{R_2^4}{R_1^4}} \times \right. \\ \left. \times (16x^6 - 120x^4y^2 + 90x^2y^4 - 5y^6) \right] + \dots; \quad (7)$$

$$H_y = 0,3385 \frac{I w_1}{R_1^2} \left(1 - \frac{R_1^2}{R_2^2}\right) xy (8x^4 - 20x^2y^2 + 5y^4) + \dots \quad (8)$$

Очевидно, что степень однородности магнитного поля рассматриваемых колец определяет величина коэффициентов при координатах в шестой степени. Для сдвоенных колец Гельмгольца эти коэффициенты зависят также от соотношения радиусов основных и корректирующих колец. Сопоставим коэффициенты при полиноме координат шестого порядка для колец Максвелла и сдвоенных колец Гельмгольца.

Из соотношений (4) и (7) видно, что если радиус среднего кольца Максвелла равен радиусу основных колец Гельмгольца, то коэффициенты при полиномах шестого порядка (для H_x) будут одинаковы при выполнении равенства

$$0,12767 = \\ = 0,07885 \frac{1 - R_1^2/R_2^2}{1 - R_2^4/R_1^4},$$

или $\frac{R_2}{R_1} = 0,66.$

Изменение коэффициента K при полиноме шестого порядка в зависимости от соотношения радиусов основной и корректирующей пары колец иллюстрирует рис. 3 (кривая 1). Из рисунка видно, что при $R_2 > 0,66R_1$ однородность поля сдвоенных идеальных колец Гельмгольца будет выше однородности поля идеальных колец Максвелла.

На этом же рисунке приведена кривая 2, отражающая уменьшение $\Delta H/H$ (в процентах) поля основной пары колец полем корректирующей. Это уменьшение незначительно, когда отношение R_2/R_1 мало: так, при $R_2/R_1 = 0,3$ оно составляет около 1%, при $R_2/R_1 = 0,5$ — всего 6%. При дальнейшем же увеличении радиуса корректирующей пары колец суммарная постоянная начинает быстро уменьшаться.

Таким образом, увеличение радиуса R_2 приводит, с одной стороны, к повышению однородности поля сдвоенных колец, а с другой — к уменьшению ее постоянной. Поэтому радиус внутренних колец следует выбирать в зависимости от конкретного назначения системы.

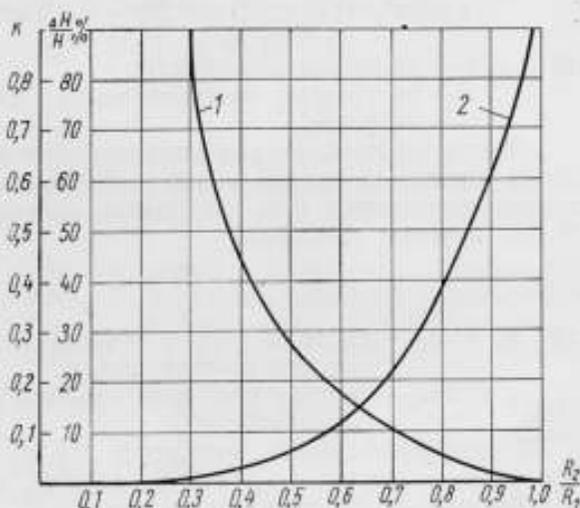


Рис. 3. Зависимость от радиуса корректирующих колец: 1 — коэффициента при полиноме координат шестого порядка для сдвоенных колец и 2 — напряженности магнитного поля колец

Во многих случаях, когда требуется создание слабых, но высокооднородных магнитных полей, величина постоянной не играет существенной роли. В этих случаях при одинаковых внешних габаритах сдвоенных колец и колец Максвелла однородность первых может быть значительно выше. Например, чтобы получить коэффициент при координатах шестого порядка вдвое меньше, чем для колец Максвелла, необходимо взять $R_2/R_1 = 0,8$, при этом постоянная сдвоенных колец уменьшается на 42% (по сравнению с полем основных колец без коррекции).

Рассмотрим далее систему, которая образована из сдвоенных квадратных катушек типа Гельмгольца. Выражение для напряженности магнитного поля такой катушки не содержит координат во второй степени, если расстояние между обмотками равно $0,5445056a$.

Воспользуемся работой [2], в которой получено выражение магнитного потенциала для пары идеальных квадратных катушек. Это соотношение в цилиндрической системе координат без членов с координатами в пятой степени (в дальнейшем они будут обращены в нуль)* при токе в $1 a$ примет вид:

$$V = \frac{0,64806}{a} \left\{ x + \frac{1}{a^2} [0,1036x^2 - 1,088x^2y^2 + 1,847x^3y^4(1 - 0,527 \sin^2 2\theta) - 0,373xy^6(1 - 0,784 \sin^2 2\theta)] \right\}, \quad (9)$$

где y и θ — полярные координаты;

x — расстояние, отсчитываемое от центра симметрии вдоль оси катушки.

Можно показать, что для сдвоенных квадратных катушек типа Гельмгольца условия обращения в нуль коэффициентов при координатах в пятой степени достигаются при выполнении равенства (аналогично равенству (6) для круглых катушек)

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \left(\frac{a_1}{a_2} \right)^5,$$

где ω_1 и ω_2 — число витков в обмотке основной и корректирующей катушек соответственно;

$2a_1$ и $2a_2$ — стороны квадратов основной и корректирующей катушек соответственно.

Продифференцировав выражение (9) по соответствующим переменным, получим выражение для аксиальной H_x и радиальной H_y составляющих напряженности магнитного поля:

$$H_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{0,64806}{a_1} \left(1 - \frac{a_2^4}{a_1^4} \right) \times \left\{ 1 + \frac{1 - a_1^2/a_2^2}{1 - a_2^4/a_1^4} \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{a_1^6} [0,725x^6 - 5,440x^4y^2 + 5,541x^2y^4(1 - 0,527 \sin^2 2\theta) - 0,373y^6 \cdot (1 - 0,784 \sin^2 2\theta)] \right\}; \quad (10)$$

$$H_y = -\frac{\partial V}{\partial y} = \frac{0,64806}{a_1^7} xy [2,176x^4 - (7,388 - 3,895 \sin^2 2\theta) \cdot x^2y^2 + (2,236 - 1,753 \sin^2 2\theta)] y^4]. \quad (11)$$

Из сопоставления соотношений (10) и (7) видно, что коэффициенты при координатах в соответствующих степенях для квадратной катушки меньше, чем для круглой. Отношения этих коэффициентов в зависимости

* В выражении (9) опущен постоянный член (не зависящий от координат), который при вычислении H_x и H_y обратится в нуль.

от угла θ ($0 \div 45^\circ$) имеют значения: 0,58 при x^6 и x^4y^2 , 0,78 \div 0,37 при x^2y^4 , 0,95 \div 0,21 при y^6 . Следовательно, однородность магнитного поля двоякой квадратной катушки выше однородности двоякой круглой катушки Гельмгольца, когда $a_1 = R_1$.

Следует иметь в виду, что выше были рассмотрены идеальные системы катушек, т. е. такие системы, обмотки которых имеют линейные размеры, пренебрежимо малые в сравнении с диаметром катушек. Практически же этого добиться невозможно. Кроме того, точность изготовления катушек всегда ограничена определенными пределами. Следовательно, выражение для напряженности магнитного поля реальных катушек всегда будет иметь конечный коэффициент при координатах как второй, так и четвертой степени, который в той или иной мере отличен от нуля. Влияние конечных размеров катушки на однородность магнитного поля у системы из двух катушек Гельмгольца всегда можно исключить, тогда как у катушек Максвелла это сделать затруднительно. Дело в том, что параметры сечения обмотки, обеспечивающие равенство нулю коэффициентов при координатах второй степени, вычислены только для катушки Гельмгольца.

Путем несложных выкладок можно показать, что если основная и корректирующая катушки Гельмгольца изготовлены таким образом, что выполняется условие

$$30(L - R) - 36 \frac{\eta^2}{R} + 30 \frac{\xi^2}{R} = 0,$$

где η — полуширина обмотки;

ξ — полутолщина обмотки;

L — расстояние между серединами секций катушки,

а относительные параметры обмоток для обеих катушек одинаковы, то коэффициенты при координатах второго и четвертого порядка будут равны нулю [1].

Для вычисления нужных параметров обмотки для двояких квадратных катушек Гельмгольца также принципиальных трудностей нет. Для катушек же Максвелла невозможно найти теоретическим путем такие параметры сечения обмоток, при которых коэффициенты при координатах как второго, так и четвертого порядка были бы равны нулю. Это можно сделать только относительно координат второго порядка. Поскольку такие параметры до сих пор не найдены, то преимущество двояких катушек Гельмгольца очевидно.

Дадим весьма приближенно грубую оценку искажения магнитного поля в реальной катушке Максвелла за счет конечного сечения обмотки.

Допустим, что толщина (или ширина) обмотки η , тогда при члене с координатами во второй степени ($2x^2 - y^2$) появится коэффициент порядка η^2/R^2 .

Если взять, например, $\eta = 0,05R$, а $x = 0,1R$ и сравнить искажение поля катушки Максвелла H_x за счет координат второго и шестого порядка ($y = 0$), то имеем для второго порядка

$$\frac{\eta^2}{R^2} \cdot \frac{2x^2}{R^2} = 5 \cdot 10^{-5}$$

и для шестого

$$0,127 \cdot 16 \frac{x^6}{R^6} = 2 \cdot 10^{-6}.$$

Полученные цифры говорят о том, что расчет напряженности магнитного поля для катушки Максвелла по формулам для идеальных катушек неправилен, если $x < 0,1R$. Очевидно, что влияние конечного сечения обмотки на однородность магнитного поля будет тем меньше, чем меньше η/R и больше x/R или y/R . Поэтому расчет по формулам (4) и (5) будет справедлив для точек, координаты которых удовлетворяют неравенству $(x/R)^6$ или $(y/R)^6 > \eta^2/R^2$.

Таким образом, сравнительный анализ однородности полей, создаваемых катушками трех описанных систем, показывает что при равных габаритах наилучшую однородность магнитного поля могут обеспечить двоянные квадратные катушки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Студенцов Н. В. Расчет источников однородных магнитных полей. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 5. М.—Л., Изд. стандартов, 1964.
2. Fanselau G. und Kautsleben H. Geomagn. Instr. U. Obs. Potsdam—Wismegk, 1958, No 21, S. 46.

Поступила в редакцию
16/XI 1965 г.

Л. П. ГАВРЮЧЕНКОВА, С. С. ИВАНОВ, В. А. КАРАВАЕВА,
М. М. КОТОН, Е. А. СОКОЛОВА

ВНИИМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ХЕЛАТОВ ПОЛИ- α -АЦЕТИЛДЕГИДРОАЛАНИНА С МЕТАЛЛАМИ

Рассматриваются впервые синтезированные в Институте высокомолекулярных соединений АН СССР полимеры, приводится их структурное строение и результаты определения методом взвешивания в однородном магнитном поле магнитной восприимчивости ряда полихелатов

В настоящее время высокомолекулярные (полимерные) соединения приобретают все большее значение как в науке, так и в технике. Быстрое развитие современной техники выдвигает перед химией синтетических высокомолекулярных соединений задачу создания полимерных веществ, обладающих не только высокой теплостойкостью, но и повышенной электропроводностью, магнитной проницаемостью и рядом других свойств.

Поэтому для исследования свойств новых синтетических высокомолекулярных соединений все шире используются физические методы. Изучение магнитохимических свойств полимеров становится крайне необходимым и магнитохимические методы играют значительную роль в исследовании структуры новых полимерных веществ.

Изучение магнитных свойств необходимо также для того, чтобы решить ряд теоретических вопросов, например, о характере химической связи между центральным атомом металла и органической частью (лигандом). Знание магнитных свойств позволяет сделать некоторые выводы относительно реакционной способности этих соединений.

Между тем, сведений, характеризующих магнитные свойства высокомолекулярных соединений, в литературе очень мало. Изучение магнитных свойств полимеров необходимо не только для теоретических, но и для практических (технических) целей.

В настоящей работе исследована магнитная восприимчивость хелатов поли- α -ацетилдегидроаланина с металлами первого переходного периода (Cu^{+2} , Ni^{+2} , Co^{+2} , Fe^{+3} и Zn^{+2}). Хелаты поли- α -ацетилдегидроаланина синтезированы с металлами и описаны нами впервые. В хелатном комплексе центральный атом металла связан с боковыми атомами поли- α -ацетилдегидроаланина — карбоксильной (COOH) и имино ($-\text{NH}-$) группами таким образом, что образует пятичленные клешневидные (хелатные) циклы I и II типов.

Образцы хелатов поли- α -ацетилдегидроаланина синтезированы в лаборатории синтеза новых полимеров Института высокомолекулярных соединений Академии наук СССР. Магнитную восприимчивость этих соединений определяли во ВНИИМ в 1965 г. методом взвешивания в однородном магнитном поле [1, 2]. Данные о магнитной восприимчивости χ хелатов поли- α -ацетилдегидроаланина с металлами (M^{+2}) приведены в таблице.

Из таблицы видно, что α -ацетилдегидроаланин (мономер) и поли- α -ацетилдегидроаланин (полимер) диамагнитны и имеют почти совпадающие значения удельной магнитной восприимчивости, которые не зависят от напряженности намагничивающего поля. Диамагнитен также и поли- α -ацетилдегидроаланат цинка.

Полихелаты меди, никеля, кобальта и железа парамагнитны.

Вещество	Удельная магнитная восприимчивость $\chi \cdot 10^3$ м ³ /кг при напряженности H , кэ/м					Плотность наполне- ния об- разца при испыта- нии, кг/л ³
	190	270	300	340	420	
Ацетилдегидроаланин (мономер)	-4,5		-4,8		-5,1	648
Поли- α -ацетилдегидро- аланин (исходный поли- мер)	-5,8		-4,0		-5,1	372
Поли- α -ацетилдегидро- аланат:						
меди (Cu^{+2})	17,0		19,8	19,6	26,1	1186
кобальта (Co^{+2})	192	213		215	235	1210
железа (Fe^{+2})*	245		206		200	1524
никеля (Ni^{+2})	36,4		52,8		57,8	944
цинка (Zn^{+2})	-5,9		-9,3		-4,6	1326

* В качестве исходного при синтезе было использовано трехвалентное железо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколова Е. А. Определение магнитной восприимчивости золота, серебра и меди. Труды ВНИИМ, вып. 10 (70). М.—Л., Машгиз, 1952.
2. Соколова Е. А. Исследование некоторых источников погрешностей, определяющих точность измерений магнитной восприимчивости методом взвешивания. Труды ВНИИМ, вып. 24 (84). М.—Л., Машгиз, 1954.

Поступила в редакцию
7/XII 1965 г.

Содержание

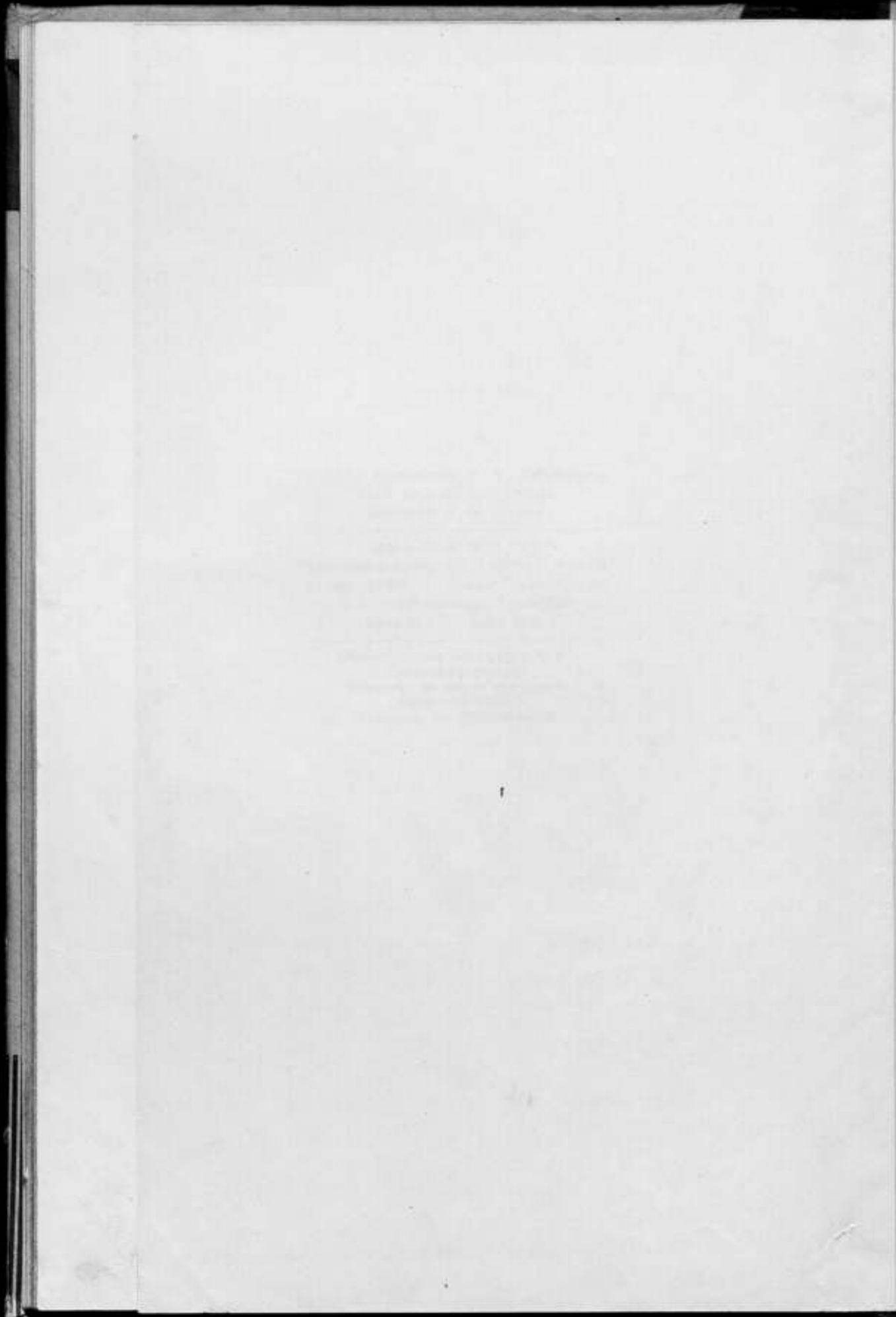
Предисловие	3
В. Л. Куртц, Е. Т. Чернышев. Вопросы методики испытания магнитномягких материалов на постоянном токе	4
С. Б. Семенова, Е. Н. Чечурина. Исследование установки для определения характеристик магнитотвердых материалов в переменном поле частотой 50 гц	20
А. З. Векслер. Применение резонансных мостов для определения потерь на перемагничивание при больших амплитудах индукции	29
А. З. Векслер. Установка для определения характеристик материалов с прямоугольной петлей гистерезиса	37
А. З. Векслер. Некоторые вопросы испытания материалов с прямоугольной петлей гистерезиса в импульсном режиме при заданной форме тока	45
И. А. Оралова, Н. Г. Чернышева. Особенности испытаний магнитномягких сплавов и сталей тонкого проката в полях сверхзвуковой частоты и их магнитные характеристики	54
Л. Ф. Иванова, М. М. Нагорная. Определение времени выдержки после размагничивания ферритов и альсиферов и выбор частотного диапазона при испытании альсиферов	69
А. И. Буланова, А. З. Векслер, Т. Н. Фалалеева. Выбор длины магнитного пути при определении кривой намагничивания в аппарате Эпштейна	73
Е. А. Соколова. К вопросу об испытании магнитножестких материалов с коэрцитивной силой более 80 кэ/м (>1000 э)	80
В. Я. Шифрин. Абсолютный автоматический прецессионный магнитометр для измерения составляющих напряженности магнитного поля Земли	87
Г. С. Васюточкин, В. Д. Ломаный, Б. Ф. Поляков, Л. Н. Сидлин. Режимы работы «накачивающей» системы парорубидиевого магнитометра	95
В. Д. Ломаный. К вопросу об абсолютных измерениях парорубидиевым магнитометром	101
Н. В. Студенцов. Трехсекционная катушка для создания магнитного поля высокой однородности	104
Н. В. Студенцов. Расчет параметров сечения обмоток катушек Максвелла	107
Н. В. Студенцов. К расчету напряженности магнитного поля квадратных катушек	110
Н. В. Студенцов, В. Я. Шифрин. К расчету однородности магнитного поля колец Максвелла и катушек Гельмгольца с коррекцией	113
Л. П. Гаврюченкова, С. С. Иванов, В. А. Караваева, М. М. Котов, Е. А. Соколова. Определение магнитной восприимчивости хелатов поли- α -ацетилдегидроаланина с металлами	119

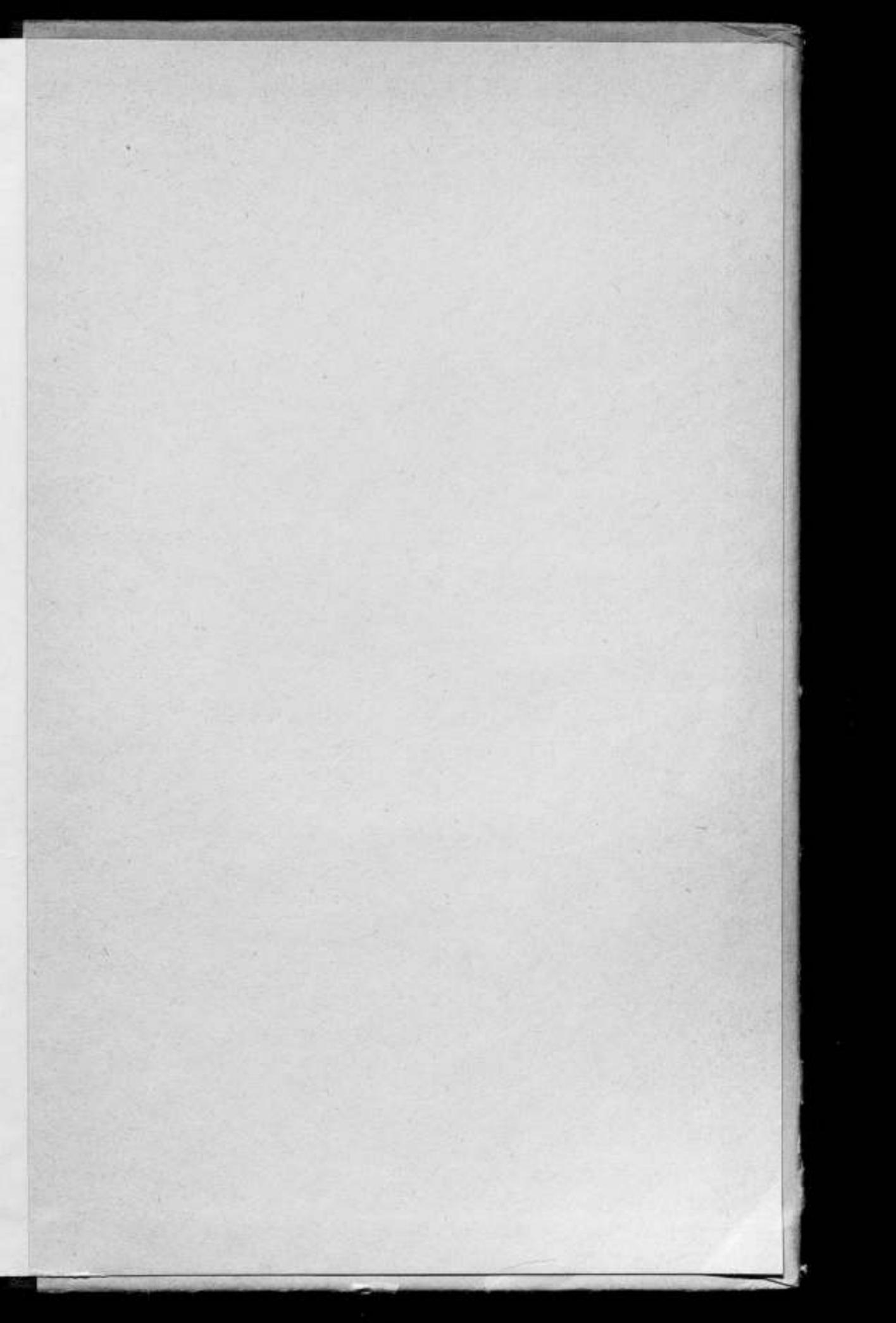
Редактор издательства *Н. Н. Александрова*
Техн. редактор *Е. Г. Кроль*
Корректор *Л. Н. Панина*

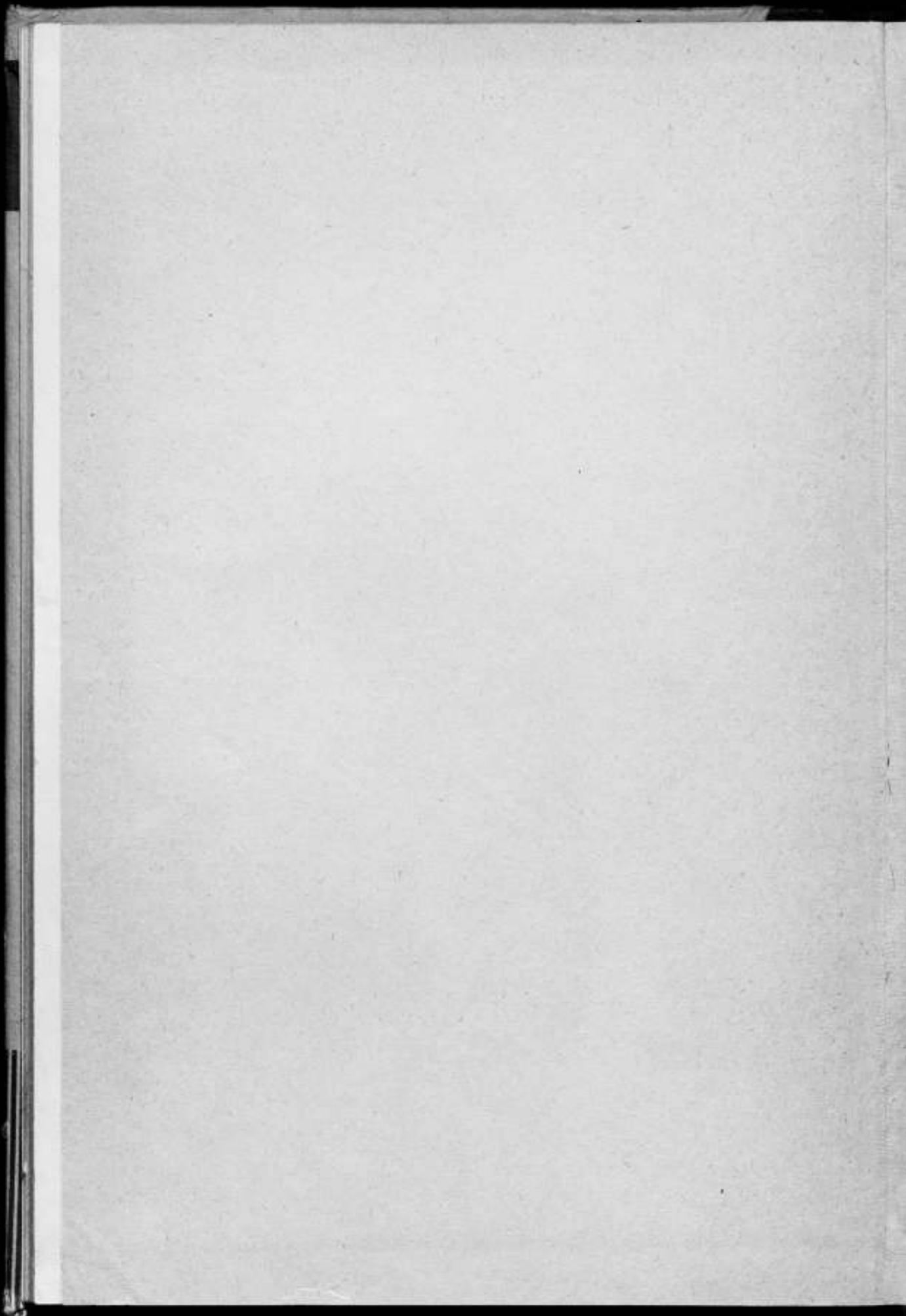
Сдано в набор 25/IV 1967 г.
Подписано к печати 8/XII 1967 г. М-58553
Уч.-изд. л. 9,8. Формат бумаги 70×108
Печ. л. 7,75/10,6 условных. Тираж 2000 экз.
Цена 84 к. Заказ 1569

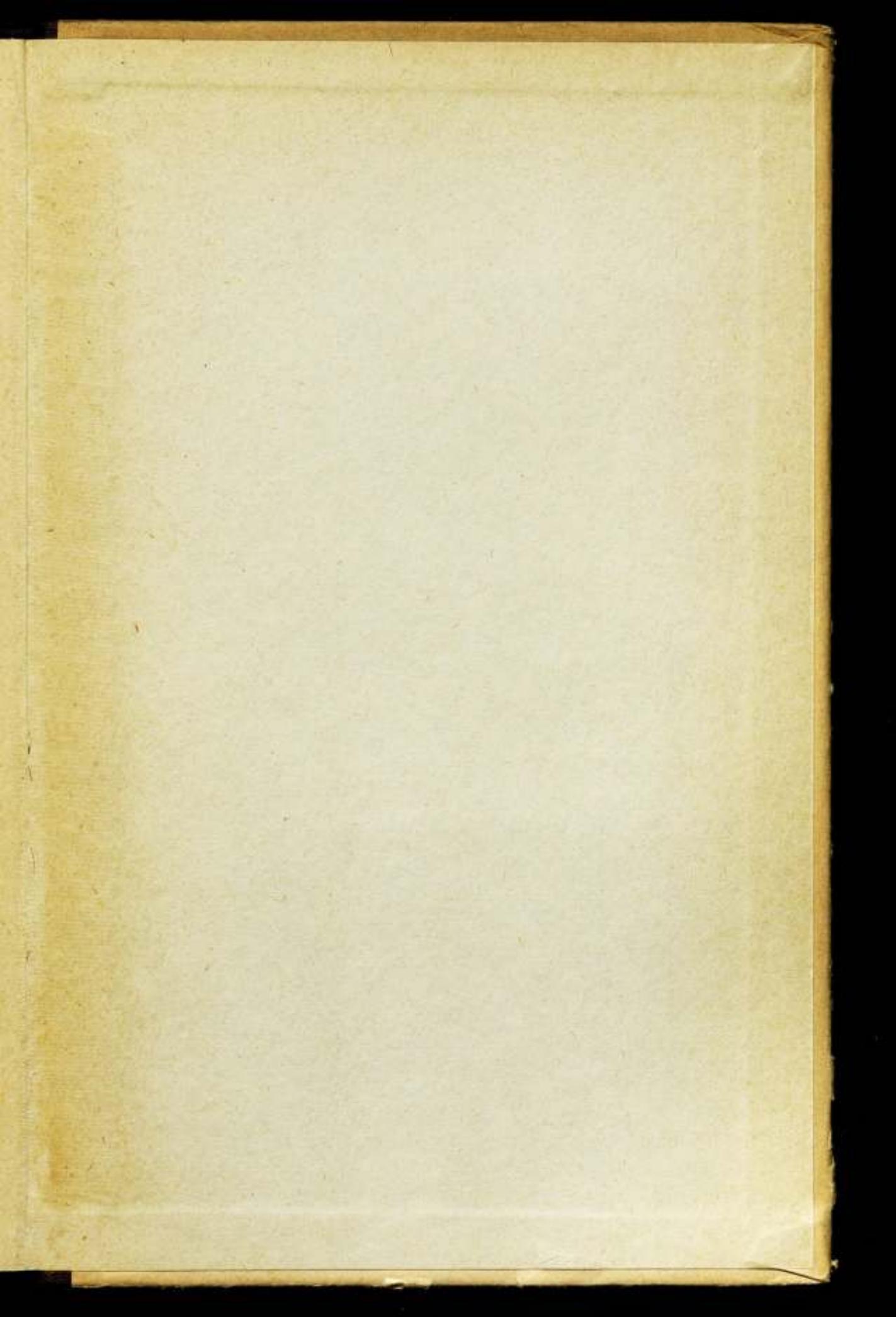
Ленинградская типография № 6
Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете
Министров СССР,
Ленинград, ул. Монсеенко, 10

M









84 к.