

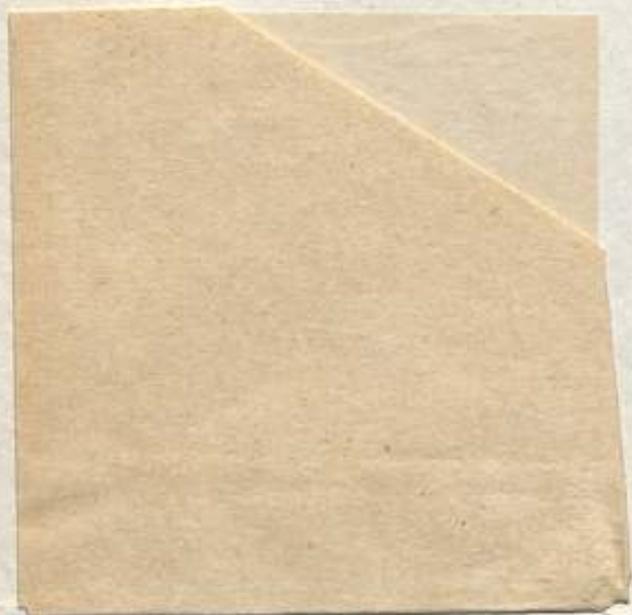
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

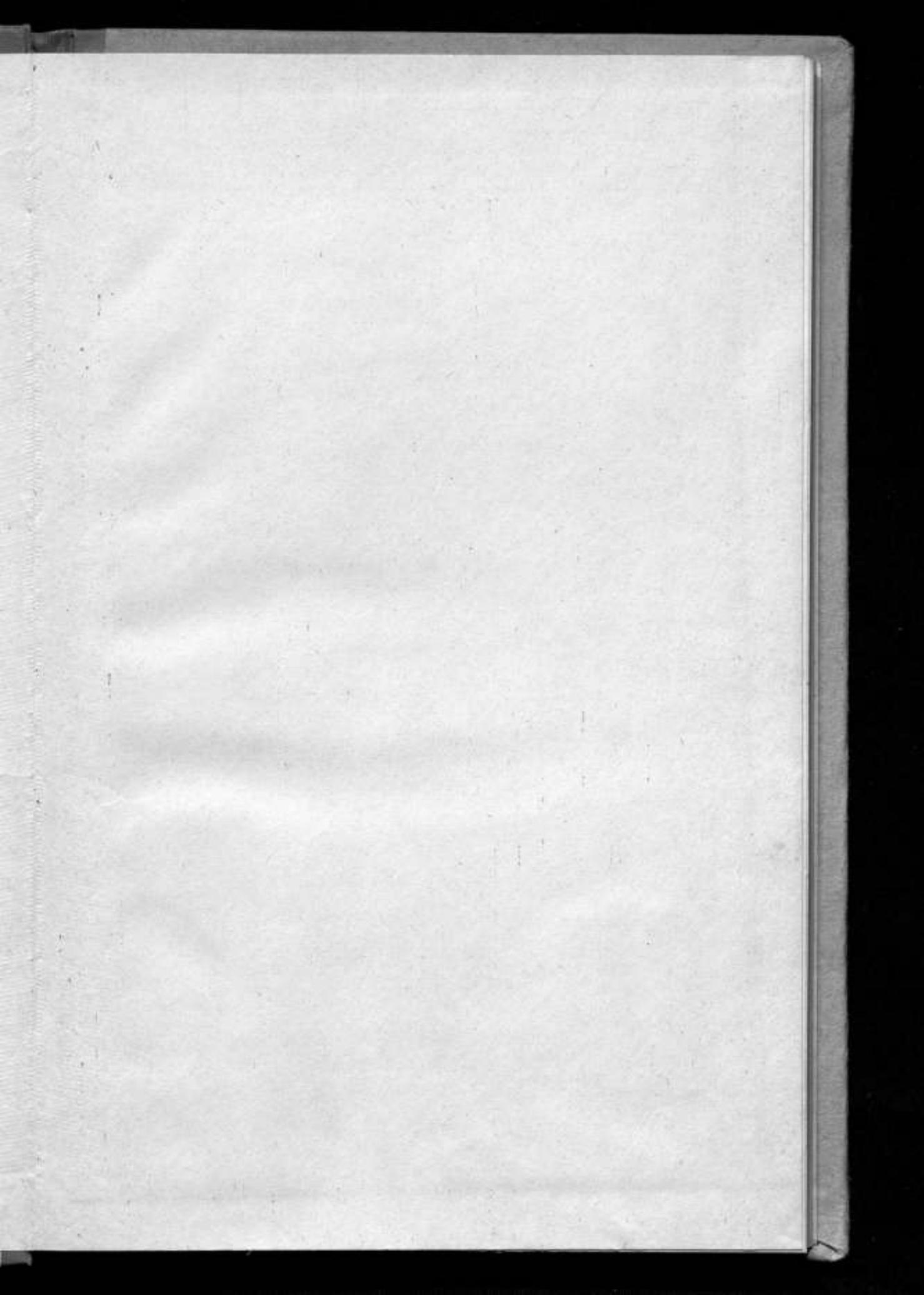
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

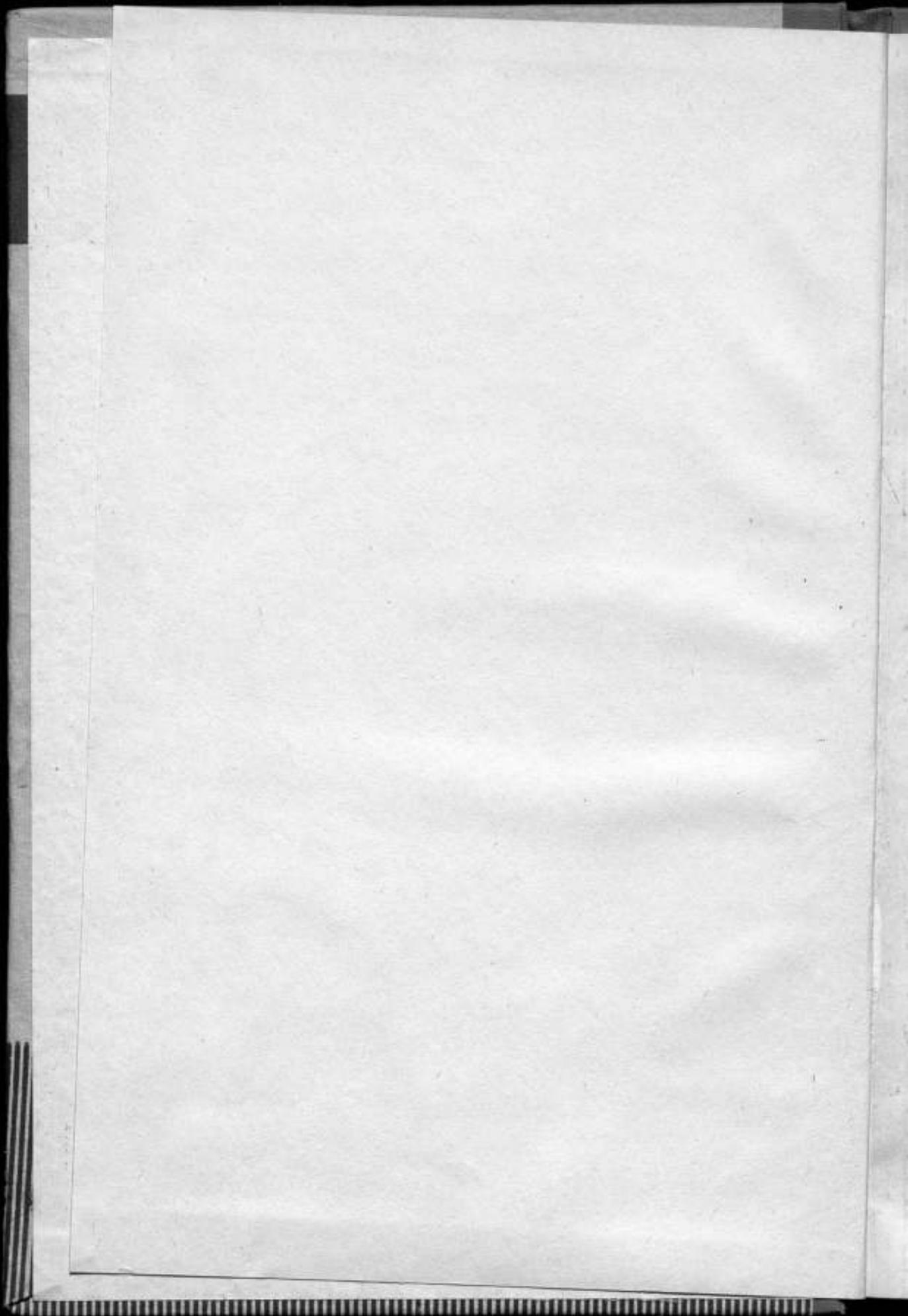
ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 120 (180)









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

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ
СССР

ВЫПУСК 120 (180)



Под редакцией
к. т. н. Е. Н. ЧЕЧУРИНОЙ

ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1971

Редакционный совет

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь), С. В. Горбачевич, А. Н. Гордов, Е. Ф. Долинский, А. И. Карташев, Л. К. Каяк, И. И. Киренков, Д. К. Коалеров, П. П. Кремлевский, И. Н. Кротков, В. Л. Лассан, Б. Н. Олейник (зам. председателя), Л. К. Пеккер, Т. Б. Рождественская, А. М. Федоров, Е. Н. Чечурина, К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, М. Ф. Юдин

Ответственный редактор

д-р техн. наук проф. В. О. Арутюнов

ПРЕДИСЛОВИЕ

Сборник посвящен памяти крупных метрологов — заслуженного деятеля науки РСФСР, доктора физико-математических наук, профессора Б. М. Яновского и доктора технических наук, профессора Е. Т. Чернышева, научная деятельность которых изложена в двух первых статьях сборника.

В ряде помещенных в сборнике статей учениками Б. М. Яновского и Е. Т. Чернышева развиваются начатые этими учеными работы. Это прежде всего описание результатов нового определения гиромагнитного отношения протона и применения этой константы в метрологии, описание исследований, связанных с испытаниями ферромагнитных материалов в переменных полях звукового и ультразвукового диапазонов частот и др.

Группа статей посвящена рассмотрению методов и аппаратуры для передачи единиц магнитных величин образцовым и рабочим мерам и приборам, расчету мер магнитной индукции и описанию новых видов образцовых приборов и преобразователей, созданных для измерения индукции постоянных магнитных полей.

Во второй группе статей приведены теоретические и экспериментальные определения магнитных характеристик различных материалов в широком диапазоне частот и при импульсном намагничивании, даны результаты исследования погрешностей новых видов приборов и установок для испытаний магнитных материалов.

Сборник рассчитан на широкий круг научных и инженерно-технических работников, занимающихся разработкой методов магнитных измерений, магнитоизмерительной аппаратуры, а также новых магнитных материалов и их использованием.

Редактор

Е. Н. ЧЕЧУРИНА

ВНИИМ

НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ Б. М. ЯНОВСКОГО КАК МЕТРОЛОГА

Метрологическими исследованиями Б. М. Яновский занимался в Главной палате мер и весов (ныне ВНИИМ) с 1926 г. до последних дней своей жизни. Он прошел путь от лаборанта до директора ВНИИМ.



Борис Михайлович Яновский
1894—1967

Первые работы Бориса Михайловича во ВНИИМ посвящены исследованию магнитных свойств различных материалов [1]. В них приведены результаты исследований магнитных характеристик сталей отечественных заводов и произведено сопоставление их со сталями зарубежных фирм.

До настоящего времени представляют интерес работы, посвященные методике определения идеальной кривой намагничивания. Б. М. Яновский впервые доказал, что идеальная кривая намагничивания, получаемая по методу Штейнгауза и Гумлиха, является непосредственным результатом гистерезиса [2].

В результате исследования идеальной кривой намагничивания был предложен метод намагничивания постоянных магнитов одновременным наложением постоянного и убывающего до нуля переменного магнитных полей [3]. Этот метод успешно применяется и в настоящее

время, так как позволяет доводить до насыщения материалы даже при сравнительно небольших мощностях источника питания.

Ряд работ Бориса Михайловича посвящен расчету и исследованию стабильности постоянных магнитов.

Он разработал наиболее общий и в то же время наиболее точный метод расчета постоянных магнитов прямолинейной формы [4].

Интересна работа, посвященная методам магнитного старения постоянных магнитов, в которой Б. М. Яновский исследует устойчивость во времени магнитного момента магнита, работающего в разомкнутой магнитной цепи в магнитометрах, а также влияние внешних магнитных полей, ударов, температуры и других причин [5—8]. К этому же циклу работ относится исследование влияния температуры на магнитные свойства сталей и постоянных магнитов [9].

В 30—40-х годах, не покидая работы во ВНИИМ, Борис Михайлович занимается и геомагнитными измерениями, участвуя в магнитных съемках Южного Урала, Казахстана [10] и Среднего Урала [11]. Естественно, что геомагнитные измерения были связаны с исследованием и усовершенствованием магнитоизмерительной аппаратуры. Б. М. Яновский работает над определением коэффициентов распределения [12], исследует возможность применения стержней из пермаллоя для измерения вертикальной составляющей напряженности магнитного поля Земли методом Ламона [13], создает прибор для измерения индукционных и температурных коэффициентов постоянных магнитов [14]. Цикл наблюдений элементов магнитного поля Земли он проводит в 1930—31 гг. в Слуцкой магнитной обсерватории. К таким работам относится, например, сравнение основных приборов Слуцкой обсерватории и обсерватории Руде-Сков при помощи кварцевого Н-магнитометра [15], выполненное для повышения точности геомагнитных измерений.

Геомагнитные исследования и измерения оказались тесно связанными с изучением магнитных свойств горных пород. Этим исследованиям и был посвящен ряд работ Б. М. Яновского. Им был создан магнитометр для определения магнитных свойств тел с малым магнитным моментом [16], который имел астатическую систему из двух плоских магнитов размерами $2 \times 5 \times 15$ мм, подвешенных на тонкой кварцевой нити.

Одновременно совместно с Е. Т. Чернышевым был разработан абсолютный метод определения магнитной восприимчивости горных пород [17], основанный на применении астатического магнитометра, отклонения подвижной части которого производятся испытуемыми образцами цилиндрической формы, намагничиваемыми полем колец Гельмгольца. Несколько позднее был создан переносный магнитометр для определения проницаемости горных пород [18]. Первые отечественные астатические магнитометры системы Б. М. Яновского отличались высокой чувствительностью и сравнительно небольшими габаритами. Они до настоящего времени служат образцовыми приборами для сличений мер магнитных моментов намагниченных тел.

Интересно, что еще в 1938 г. Б. М. Яновский рассчитал новую систему с внутрирамочным магнитом [19] для магнитоэлектрических приборов, которая в последнее десятилетие получила широкое распространение в приборостроении.

В это же время Б. М. Яновский, основываясь на способе Гуи, разработал методику измерений магнитной восприимчивости материалов в сравнительно сильных полях. Были установлены нормальные образцы магнитной восприимчивости пара- и диамагнитных тел [20, 21].

Работы по определению магнитных свойств горных пород Борис Михайлович продолжал и после 1960 г. В 1965 г. по принципу Телье была создана индукционная установка для измерений малых магнитных моментов образцов горных пород.

Сличения образцов на индукционной установке и на астатических магнитометрах показали хорошую сходимость результатов, даже для образцов с малым магнитным моментом (порядка 10^{-5} а·м²).

Цикл работ по исследованию магнитных свойств материалов, выполненных во ВНИИМ лично Б. М. Яновским или под его непосредственным руководством, закончился в 1962 г. разработкой нескольких уникальных установок для измерения коэффициента магнитострикции в постоянных магнитных полях [22]. Отличительной особенностью этих установок является возможность измерять магнитострикцию не только в зависимости от напряженности магнитного поля, но и от намагниченности испытуемого образца [23]. Последнее было обеспечено встроенным в установку аstaticким магнитометром.

Несмотря на большой вклад Б. М. Яновского в разработку новых методов и аппаратуры для исследований магнитных материалов, имя его как метролога больше связано с созданием и усовершенствованием эталонов электрических и магнитных единиц и определением физических констант. Свои работы по созданию эталона напряженности магнитного поля Борис Михайлович начал в 1930—1935 гг. [24]. Он предложил в качестве эталона напряженности магнитного поля использовать катушки в виде колец Гельмгольца с измерительными катушками в центре и разработал метод расчета таких колец [25].

В 1932 г. Б. М. Яновский разработал метод создания эталонов магнитного момента в абсолютных единицах.

Перед войной был создан эталон магнитного момента, состоящий из семи кобальтовых магнитов эллипсоидальной формы, магнитный момент которых в абсолютной мере был определен на магнитном теодолите методом Гаусса—Ламона [26].

Точные измерения магнитного момента и горизонтальной составляющей напряженности магнитного поля Земли обусловили введение поправок на вариации, что потребовало создания весьма чувствительных — Н- и Д-вариометров приборов для регистрации этих вариаций. Первые отечественные приборы были выполнены заводом «Эталон» по эскизам Б. М. Яновского [27—29]. Цена деления вариометров горизонтальной составляющей достигала 0,5 гамм*

Работы по воспроизведению единиц электрических и магнитных величин в абсолютной мере ученый продолжал и в послевоенный период [30, 31].

Под руководством и при непосредственном участии Б. М. Яновского были созданы эталоны, воспроизводящие единицу силы тока (ампер) [32] в виде токовых весов и единицу электрического сопротивления (ом) через расчетную катушку взаимной индуктивности [33]. В результате этих работ отечественная метрология в части электрических измерений достигла уровня США.

В настоящее время ВНИИМ располагает многими эталонами единиц, выраженными в абсолютной мере (силы тока, магнитной индукции и др.).

Созданный заводом «Эталон» в 1938—1941 гг. под руководством Б. М. Яновского уникальный магнитный теодолит для абсолютных измерений до настоящего времени является одним из основных образцовых приборов ВНИИМ.

К исследованиям по воспроизведению единиц электрических и магнитных величин в виде эталонов примыкает работа, посвященная рассмотрению систем единиц измерений [34].

В послевоенный период огромное значение для развития магнитных измерений имело открытие явлений свободной и вынужденной ядерной прецессии, что позволило установить связь между измеряемой индукцией магнитного поля и частотой электрических колебаний. Поскольку частоту

* 1 гамма = 10^{-5} эрстеда.

можно измерить с весьма высокой степенью точности, то внедрение методов ядерной прецессии позволило более чем на два порядка повысить точность измерения индукции магнитного поля.

По инициативе и под руководством Б. М. Яновского во ВНИИМ была создана образцовая аппаратура, основанная на методе ядерной прецессии [35—37].

Дальнейшее повышение точности этих измерений потребовало экспериментального определения физической константы — гиромагнитного отношения протона γ_p .

В отличие от аналогичных определений за рубежом, проводившихся в сильных и средних магнитных полях, Б. М. Яновский предложил определить гиромагнитное отношение в слабом поле расчетных катушек Гельмгольца [38—42], что было особенно интересно в связи с имевшимися предположениями о различии величин γ_p , определенных в слабых и сильных полях.

Эти исследования были начаты в 1959 г., а закончены уже в 1968 г. учеником Б. М. Яновского Н. В. Студенцовым.

Еще в 1959 г. Борис Михайлович подчеркнул важность определения гиромагнитного отношения протона не только для магнитных, но и для электрических измерений, указав на возможность воспроизведения единицы силы тока с использованием гиромагнитного отношения протона [40,42].

Эти работы продолжают сейчас ученики Бориса Михайловича. Полученные новые определения гиромагнитного отношения протона дают возможность вычислить поправки, вносимые в размер вольта, хранимого национальными эталонами СССР.

Определением фундаментальных физических констант Борис Михайлович занимался не только при проведении работ по определению гиромагнитного отношения протона, но и при изучении ускорения силы тяжести в пункте ВНИИМ [43].

Он был также инициатором исследования метода оптической ориентации атомов и применения его для метрологических работ [44].

Перечисленные работы далеко не исчерпывают вклада, который внес Б. М. Яновский как ученый и создатель новых оригинальных конструкций магнитоизмерительных приборов.

Ему принадлежат капитальные труды в области абсолютных электрических и магнитных измерений. Он создал школу специалистов-метрологов в области точных измерений магнитных полей и разработки эталонов магнитных единиц.

Общее количество опубликованных трудов Б. М. Яновского только по вопросам метрологии магнитных и электрических измерений превышает 50 наименований в отечественной литературе и 5 в зарубежных журналах.

Следует отметить, что ученый всю свою творческую жизнь параллельно с метрологией занимался геофизикой. Имя его широко известно как в СССР, так и за рубежом в связи с исследованиями в той и другой областях.

Широко известен капитальный труд Б. М. Яновского «Земной магнетизм», выдержавший три издания [45—47], в котором освещены вопросы теории геомагнитных измерений и дан обзор существующей аппаратуры и методики этих измерений.

Советское правительство высоко оценило заслуги Б. М. Яновского перед Родиной, наградив его орденами Ленина, Трудового Красного Знамени, «Знак Почета», медалями «За оборону Ленинграда», «За доблестный труд в Великой Отечественной войне» и присвоив ему звание Заслуженного деятеля науки и техники РСФСР.

Ученики Б. М. Яновского продолжают его работу, совершенствуя методы и аппаратуру магнитных измерений.

Не только прямые ученики и сотрудники Бориса Михайловича, работавшие с ним во ВНИИМ, но и научные сотрудники всех метрологических институтов СССР с большой благодарностью и теплотой вспоминают выдающегося ученого, оставившего после себя большое научное наследие и добрую память обаятельного и отзывчивого человека.

ЛИТЕРАТУРА

1. Спиридович Н. И. и Яновский Б. М. К вопросу о технических нормах для магнитной стали, идущей на изготовление постоянных магнитов. «Поверочное дело», 1929, № 2(13).
2. Яновский Б. М. Идеальная кривая намагничивания как результат обычных гистерезисных циклов. «Временник Главной палаты мер и весов», 1929, вып. 3/15.
3. Яновский Б. М. Намагничивание постоянных магнитов одновременным действием постоянного и переменного токов. «Электричество», 1928, № 1—2.
4. Яновский Б. М. Расчет постоянных магнитов прямолинейной формы. «Временник Главной палаты мер и весов», 1929, вып. 3/15.
5. Яновский Б. М. О намагничивании и магнитном старении постоянных магнитов в измерительных магнито-электрических приборах. «Электричество», 1928, № 17—18.
6. Яновский Б. М. Методы изучения устойчивых магнитов. «Геофизика и метеорология», 1929, т. 6.
7. Яновский Б. М. Методы изучения устойчивых магнитов в магнитометрах для измерения горизонтальной составляющей земного поля. «Геофизика и метеорология», 1929, т. VI, вып. 1.
8. Schlagskow E. und Janowsky B. Magnetisierung und Magnetische Alterung von Dauermagneten für elektrische Messinstrumente. Zeitschrift für techn. Physik, 1930, № 10.
9. Яновский Б. М. и Зуева Н. Г. Влияние температуры на магнитные свойства магнитной стали и постоянных магнитов. «Труды ВИМС», вып. 7/23, 1935.
10. Яновский Б. М. Магнитные наблюдения на опорных пунктах в районе Южного Урала. «Временник Главной палаты мер и весов», 1929, вып. 3/15.
11. Яновский Б. М., Спиридович Н. И. Магнитные наблюдения в районе Среднего и Южного Урала, произведенные летом 1928 гг., «Временник Главной палаты мер и весов», 1929, вып. 3 (15).
12. Яновский Б. М. и Калитина Г. Н. Об определении коэффициентов распределения. «Труды ГГО», вып. 5, 1936.
13. Яновский Б. М. Применение пермаллоя для измерения вертикальной составляющей земного магнитного поля методом Ламона. «Труды ГГО», № 1—2, 1932.
14. Яновский Б. М. Прибор для определения индукционных и температурных коэффициентов постоянных магнитов и для измерения магнитных полей. «Известия ГГО», 1934, № 2—3.
15. Яновский Б. М. Сравнение основных приборов Слуцкой магнитной обсерватории с абсолютными приборами Руде-Сков при помощи кварцевого Н-магнитометра системы Ла-Кур. «Информационный сборник по земному магнетизму и атмосферному электричеству», 1937, № 3.
16. Яновский Б. М. и Спиридович Н. И. Магнитометр для определения магнитных свойств тел с малым магнитным моментом. «Труды ВИМС», вып. 28 (7), 1935.
17. Яновский Б. М. и Чернышев Е. Т. Абсолютный метод определения магнитной восприимчивости горных пород. «Труды ВИМС», вып. 7 (23), 1935.
18. Яновский Б. М. Переносной магнитометр для определения проницаемости горных пород. «Труды ВНИИМ», вып. 18 (34), 1938.
19. Яновский Б. М. Новая магнитная система для магнитоэлектрических приборов. «Труды ВНИИМ», вып. 18 (34), 1938.
20. Яновский Б. М. и Спиридович Н. И. Об установлении нормальных образцов магнитной восприимчивости парамагнитных тел, ч. I. «Труды ВНИИМ», вып. 1 (43), 1940.
21. Яновский Б. М. Об установлении нормальных образцов магнитной восприимчивости парамагнитных тел, ч. II. «Труды ВНИИМ», вып. 1 (56), 1947.
22. Яновский Б. М., Соколова Е. А. Интерференционная установка для измерения магнитоэлектрики ферромагнитных материалов. «Измерительная техника», 1956, № 5.
23. Яновский Б. М., Соколова Е. А., Гегин В. С. Установка для измерения магнитоэлектрики в интервале температур от -180 до $+440^{\circ}\text{C}$. «Измерительная техника», 1959, № 4.

24. Яновский Б. М. К вопросу о методике абсолютных магнитных измерений. «Труды ВНИИМ», вып. 18 (34), 1938.
25. Яновский Б. М. Катушка Гельмгольца как эталон напряженности магнитного поля и магнитного потока. «Известия ГГО», вып. № 3, 1932.
26. Яновский Б. М. К вопросу об установлении эталонов магнитного момента в абсолютных единицах. «Труды ВИС», вып. 1 (17), 1932.
27. Яновский Б. М. Магнитограф для записи вариаций вертикальной составляющей земного магнитного поля. «Труды ГГО», вып. 5, 1936.
28. Яновский Б. М. Температурная компенсация вариометров при помощи каллалоя. «Информационный сборник по земному и атмосферному электричеству», 1937, № 4.
29. Яновский Б. М. Магнитографы новой системы. «Труды ВНИИМ», вып. 18 (34), 1938.
30. Яновский Б. М. Работы Главной палаты мер и весов и ВНИИМ в области установления и поддержания эталонов электрических единиц. «Труды ВНИИМ», вып. 6 (66), 1949.
31. Яновский Б. М. Работы ВНИИМ по созданию эталонов абсолютных электрических величин. «Труды институтов Госкомитета», вып. 76 (136), М.—Л., Изд. стандартов, 1965.
32. Яновский Б. М., Горбачев С. В., Волков Н. А. Абсолютные измерения силы тока. «Труды ВНИИМ», вып. 15 (75), М.—Л., Госэнергоиздат, 1953.
33. Яновский Б. М., Амагуни Н. Л., Горбачев С. В. Воспроизведение единицы сопротивления по расчетам взаимной индуктивности. «Труды ВНИИМ», вып. 31 (91), М.—Л., Стандартгиз, 1957.
34. Яновский Б. М. Системы единиц электрических и магнитных величин. «Измерительная техника», 1956, № 6.
35. Яновский Б. М., Студенцов Н. В., Тихомирова Т. Н. Применение магнитного ядерного резонанса для измерения постоянной катушек напряженности магнитного поля. «Труды институтов Комитета», вып. 43 (103), М., Стандартгиз, 1960.
36. Яновский Б. М., Студенцов Н. В., Тихомирова Т. Н. Измерение составляющих напряженности магнитного поля Земли методом свободной ядерной индукции. «Труды институтов Комитета», вып. 43 (103), М., Стандартгиз, 1960.
37. Яновский Б. М., Студенцов Н. В. Расчет напряженности магнитного поля однослойных колец Гельмгольца. «Труды институтов Комитета», вып. 43 (103), М., Стандартгиз, 1960.
38. Яновский Б. М., Ломаный В. Д., Прокофьев А. Г. Измерение компонент магнитного поля Земли методом протонного резонанса. «Ученые записки ЛГУ», сер. физ. и геол. наук, № 303, 1962.
39. Яновский Б. М., Студенцов Н. В. Абсолютное определение гиромангнитного отношения протона в слабом магнитном поле. «Труды институтов Комитета», вып. 54 (114), М.—Л., Стандартгиз, 1961.
40. Яновский Б. М., Студенцов Н. В., Тихомирова Т. Н. К измерению значения гиромангнитного отношения протона в слабом магнитном поле. «Измерительная техника», 1959, № 2.
41. Яновский Б. М., Студенцов Н. В. Определение гиромангнитного отношения протона методом свободной ядерной индукции. «Измерительная техника», 1962, № 6.
42. Яновский Б. М., Маляревская Т. Н. Воспроизведение единицы силы тока и использование гиромангнитного отношения. «Труды институтов Госкомитета», вып. 79 (139), М.—Л., Изд. стандартов, 1965.
43. J a n o w s k y В. М. Über die absolute Schwerebestimmung in Punkt VNIIM (Leningrad). Sonderdruck aus Freiburger Forschungshefte, с 100.
44. Ломаный В. Д., Яновский Б. М. О точности парорубидиевого магнитометра. «Геофизическая аппаратура», вып. 31, Л., Изд. «Недра», 1967.
45. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Изд. «Севморпуть», 1941.
46. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Изд. 2-е М.—Л., Гостехиздат, 1953.
47. Яновский Б. М. Земной магнетизм. ч. I и II, Изд. ЛГУ, 1963.

Е. Г. ШРАМКОВ
ВНИИМ

Е. Т. ЧЕРНЫШЕВ КАК УЧЕНЫЙ-МЕТРОЛОГ

Е. Т. Чернышев за 40 лет работы во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева прошел путь от лаборанта до профессора, доктора технических наук, руководителя крупнейшего



Евгений Титович Чернышев
1907—1967

отдела электрических и магнитных измерений, а в отдельные периоды руководил всей научной деятельностью ВНИИМ в качестве заместителя директора по научной работе.

Магнитные измерения, как известно, имеют свою специфику: с одной стороны, практика требует измерения магнитных величин, характеризующих магнитное поле, с другой стороны, необходимо оценивать магнитные характеристики всего многообразия веществ и материалов, используемых в самых различных условиях их эксплуатации. Роль лабораторий магнитных измерений ВНИИМ и других институтов системы Комитета стандартов, мер и измерительных приборов заключается в поддержании единства измерений в обоих указанных направлениях.

Е. Т. Чернышев внес

существенный вклад в создание и последующее совершенствование магнитных измерений в СССР.

В начальный период своей работы магнитная лаборатория ВНИИМ должна была удовлетворять насущные нужды практики, касающиеся надежной оценки качества магнитных материалов, иначе говоря, разрабатывать соответствующие методы и аппаратуру для исследования так

называемых нормальных образцов (с известными характеристиками) магнитных материалов. Ряд работ этого направления [1—6] посвящен теоретическому и экспериментальному обоснованию погрешностей измерения и областей применения различных типов пермеаметров, разработке методики и аппаратуры для определения статических магнитных характеристик нормальных образцов как в замкнутой (пермеаметры), так и в разомкнутой магнитной цепи. Результаты этих исследований легли в основу последующих разработок методических нормативных документов по определению статических магнитных характеристик магнитных материалов. Расширение области применения магнитных материалов в условиях переменного намагничивания, а также сложного намагничивания постоянным и переменным магнитными полями потребовали аттестации нормальных образцов в отношении их динамических характеристик.

В работе [7] дан анализ различных методов определения кривых намагничивания (применение компенсаторов, мостов, электронных вольтметров, осциллографов). Практическим результатом этой и последующих работ данного направления [8—10] явилось создание образцовых установок для исследования нормальных образцов магнитномягких материалов в переменных периодических полях частотой до 20 кГц с расширением в дальнейшем диапазона частот до 1 МГц. Разработка соответствующей образцовой аппаратуры [11] позволила создать метрологическую базу для исследования потерь при перемагничивании образцов ферромагнитных материалов на повышенных частотах. Эти приборы до настоящего времени остаются единственной образцовой аппаратурой, основанной на абсолютном методе измерения потерь на повышенных и высоких частотах.

В 1962 г. была опубликована статья Е. Т. Чернышева [12], подводятся итоги работы по созданию образцовой аппаратуры для исследования нормальных образцов различного вида материалов — от электротехнической листовой стали до ферритов и магнитодиэлектриков при намагничивании в периодических переменных полях и наложении постоянного поля в диапазоне частот от 50 Гц до 1 МГц. Эти установки нашли применение в лабораториях промышленных предприятий и научно-исследовательских организаций, разрабатывающих и использующих магнитные материалы.

Доклад по этим работам был представлен на Международной конференции по измерительной технике (ИМЕКО) и опубликован в Трудах этой конференции в 1961 г.

Важнейшей задачей при оценке свойств магнитных материалов и в первую очередь нормальных образцов этих материалов является установление характеристик и условий их определения. Эти вопросы неизменно находились в сфере научной деятельности Е. Т. Чернышева и нашли отражение в ряде работ, посвященных выбору характеристик при переменном намагничивании и наложении постоянного поля [14, 15]. В этих работах на основе анализа физических процессов намагничивания ферромагнитных материалов, оценки практической значимости тех или иных характеристик для расчетных целей и возможности их экспериментального определения с помощью наиболее рациональных технических средств даны рекомендации по установлению соответствующих магнитных характеристик. Эти рекомендации широко использованы в различного рода нормативных документах, относящихся как к исследованию нормальных образцов, так и к приемо-сдаточным испытаниям магнитных материалов.

Существенный вклад Е. Т. Чернышев внес в создание первичных и рабочих эталонов магнитных единиц и соответствующей образцовой аппаратуры. Как известно, эталоны и образцовые меры предназначены для воспроизведения единиц измерения и передачи их значений рабочим мерам и приборам. В этой связи важной задачей явилось детальное исследование

погрешностей передачи значений магнитных единиц на базе существующих во ВНИИМ эталонов и образцовых мер и изучение возможных путей повышения точности в связи с возрастающими требованиями науки и техники. В работе [16] дан анализ погрешностей передачи значений единиц магнитного потока и магнитной индукции (напряженности поля) для всех звеньев поверочной схемы. Обоснованы важнейшие параметры эталонов и образцовых мер всех ступеней при данном состоянии эталонной базы лаборатории ВНИИМ. Работа [17] посвящена анализу возможных средств передачи размеров магнитных единиц, в частности, верхних звеньев поверочной схемы — первичных эталонов с использованием новейших данных, в том числе гиромангнитного отношения протона при осуществлении эталона единицы магнитной индукции. Полученные в работе результаты легли в основу используемой в настоящее время схемы передачи значений магнитных единиц. В последние годы Е. Т. Чернышевым опубликована работа [18], в которой проанализированы вопросы метрологии, касающиеся отмеченных выше двух направлений магнитных измерений, и намечены пути развития эталонной базы с использованием физических констант, а также атомных и внутриатомных процессов. Следует отметить выводы работы об уровне метрологических исследований в СССР и за рубежом как в части эталонов и образцовых мер, так и в части образцовой аппаратуры для исследования нормальных образцов магнитных материалов. Эти данные показывают, что в области метрологических работ по магнитным измерениям СССР занимает одно из первых мест в мире. И в этом большая заслуга Е. Т. Чернышева.

Обобщение научных работ Е. Т. Чернышева и его ближайших сотрудников нашло отражение в монографии «Магнитные измерения на постоянном и переменном токе», опубликованной в 1962 г. [19] (второе, посмертное издание — в 1969 г.). Эта монография является единственной в том отношении, что в ней рассматриваются вопросы, относящиеся к обоим вышеотмеченным направлениям: измерениям параметров магнитных полей и характеристикам магнитных материалов, а приводимый в ней материал в значительной своей части научно апробирован собственными работами авторов и освещается с метрологических позиций.

Характерной чертой Е. Т. Чернышева, как ученого — метролога, являлось умение найти главные, перспективные проблемы и целеустремленно работать над их решением.

Е. Т. Чернышев неоднократно представлял советскую метрологию на международных научных совещаниях и симпозиумах по метрологии и стандартизации: в консультативных комитетах по электричеству и термометрии при Международном бюро мер и весов (Париж), в Международной организации по стандартизации по вопросам международной системы единиц (Копенгаген), на совещаниях социалистических стран по вопросам развития метрологии (Варшава, Берлин, Москва) и др.

Неоспоримый научный авторитет лаборатории магнитных измерений ВНИИМ в значительной мере создавался научными трудами Е. Т. Чернышева, его научно-организационной деятельностью в качестве руководителя лаборатории, а впоследствии руководителя отдела электрических и магнитных измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чернышев Е. Т. Пермеметры с непосредственным измерением магнитного поля. Труды ВИМС, М.—Л., Гос. изд. «Стандартизация и рационализация», 1934.
2. Чернышев Е. Т. Методика и аппаратура для магнитных испытаний материалов для постоянных магнитов. Труды ВНИИМ, вып. 18 (34), Л.—М., Гос. объединенное научно-техническое изд-во, 1938.

3. Чернышев Е. Т. Определение коэрцитивной силы в разомкнутой магнитной цепи. Труды ВНИИМ, вып. 18 (34), М.—Л., Гос. объединенное научно-техническое издательство, 1938.
4. Чернышев Е. Т. Некоторые электромагнитные процессы при испытании магнитных материалов в пермеэтрах. Труды ВНИИМ, вып. 1 (43), Л., 1940.
5. Чернышев Е. Т. Определение коэффициентов размагничивания полосовых образцов. Труды ВНИИМ, вып. 1 (43), Л., 1940.
6. Чернышев Е. Т. Определение магнитной неоднородности образцов магнитных сталей. Труды ВНИИМ, вып. 10 (70), М.—Л., Госэнергоиздат, 1952.
7. Чернышев Е. Т. Исследование методики магнитных измерений в области звуковых частот. Труды ВНИИМ, вып. 29 (89), М.—Л., Машгиз, 1956.
8. Чернышев Е. Т. Особенности методики испытания листовой электротехнической стали по ГОСТ 802—54. «Стандартизация», 1957, № 2.
9. Чернышев Е. Т. Стандартизация способов оценки магнитных свойств электротехнических сталей. «Проблемы производства и применения электротехнических сталей», ЦГТИ, Свердловск, 1960.
10. Чернышев Е. Т. Магнитные характеристики и аппаратура для их измерения в области звукового и ультразвукового диапазона, т. V, Будапешт, 1961.
11. Чернышев Е. Т. Определение полных потерь в образцах ферромагнитных материалов калориметрическим способом. Труды институтов Комитета, вып. 43 (103), М.—Л., Стандартиз, 1960.
12. Чернышев Е. Т. Работы ВНИИМ в области создания методов и аппаратуры для испытания нормальных образцов ферромагнитных материалов на переменном токе. Труды институтов Комитета, вып. 64 (124), М.—Л., Стандартиз, 1962.
13. Чернышев Е. Т. Магнитные характеристики и их измерение при переменном намагничивании. «Физика металлов и металловедение», вып. 1, т. 1, 1955.
14. Чернышев Е. Т. Выбор магнитных характеристик ферромагнитных материалов в переменных магнитных полях. Труды ВНИИМ, вып. 29 (89), М.—Л., Машгиз, 1956.
15. Чернышев Е. Т. О выборе магнитных характеристик ферромагнитных материалов при одновременном намагничивании постоянным и переменным магнитными полями. Труды ВНИИМ, вып. 29 (89), М.—Л., Машгиз, 1956.
16. Чернышев Е. Т. Передача значений магнитных единиц от эталона рабочим мерам. Труды ВНИИМ, вып. 29 (89), М.—Л., Машгиз, 1956.
17. Чернышев Е. Т. Принципы построения различных схем передачи значений магнитных единиц. Труды институтов Комитета, вып. 43 (103), М.—Л., Стандартиз, 1960.
18. Чернышев Е. Т. Состояние и перспективы развития метрологии в магнитных измерениях. «Измерительная техника», 1964, № 12.
19. Чернышев Е. Т. Магнитные измерения на постоянном и переменном токе. М.—Л., Стандартиз, 1962.

Поступила в редакцию
19.III.1969 г.

Т. Н. МАЛЯРЕВСКАЯ, Н. В. СТУДЕНЦОВ, В. Я. ШИФРИН
ВНИИМ

РАБОТЫ ВНИИМ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ ПРОТОНА

Измерением значения гиромагнитного отношения протона γ'_p (без диамагнитной поправки) ведущие метрологические учреждения передовых стран занимаются с 1949 г.

Во ВНИИМ работы по определению гиромагнитного отношения протона были начаты в 1958 г. Первые измерения [1] проводили в магнитном поле (индукция $7 \cdot 10^{-5}$ тл) одной катушки Гельмгольца на кварцевом основании. Полученный результат, выраженный в единицах, хранимых эталонами СССР, составил $(267\,520 \pm 15) \cdot 10^3$ рад·сек⁻¹ тл⁻¹. Погрешность измерений (0,0056%) в основном определялась случайными погрешностями и была получена суммированием утроенной погрешности результата измерений (0,0045%), погрешности воспроизведения ампера (0,001%) и погрешности определения постоянной катушки Гельмгольца (0,003%). Низкая точность этих измерений объясняется тем, что поле Земли и его вариации не компенсировались. Последующие измерения были проведены в 1961 г. [2] и 1962 г. [3] с вновь изготовленными катушками Гельмгольца. В 1961 г. при измерениях использовали семь катушек Гельмгольца, создающих магнитную индукцию $5,7 \cdot 10^{-5}$ тл. В 1962 г. было добавлено еще три катушки, причем две из них создавали магнитную индукцию около $1,2 \cdot 10^{-4}$ тл. Измерения проводили на новой установке с применением автоматической компенсации вариаций поля Земли, фотоэлектрической стабилизации тока в обмотке катушки, компенсирующей земное поле, и других усовершенствований [3]. Результаты измерений γ'_p , выраженные в единицах, хранимых эталонами СССР, составили $267\,508 \cdot 10^3$ рад·сек⁻¹ тл⁻¹ в 1961 г. и $267\,506 \cdot 10^3$ рад·сек⁻¹ тл⁻¹ в 1962 г. Погрешность определения γ'_p с одной катушкой была сведена к 0,0003%. Однако расхождения между результатами γ'_p , полученные с разными катушками, превышали теоретически обоснованные и свидетельствовали, как отмечалось в работах [2, 3], о наличии неучтенных систематических погрешностей при определении постоянной каждой из катушек Гельмгольца.

Уменьшение значения γ'_p на 0,00075% в 1962 г. по сравнению с 1961 г. обусловлено введением трех дополнительных катушек.

В 1958—1961 гг. были опубликованы результаты работ НБЭ (США) [4] и НФЛ (Англия) [5] по определению γ'_p этим же методом свободной прецессии в магнитном поле с индукцией, на порядок большей, чем во ВНИИМ. При этом оказалось, что если результаты НБЭ и НФЛ согласуются в пределах допустимых погрешностей, то результат ВНИИМ от-

личается от них на 0,004%, т. е. на величину, превосходящую погрешность измерений. Это расхождение можно объяснить либо зависимостью измеряемого значения γ_p' от величины магнитной индукции, либо неучтенными систематическими погрешностями в любой из работ.

Для выяснения этого вопроса во ВНИИМ с 1963 по 1968 гг. были проведены эксперименты, направленные на выявление возможных источников погрешностей. Прежде всего были детально исследованы частотоизмерительные устройства.

Статистическая обработка экспериментального материала позволила оценить возможные погрешности измерения частоты затухающего переменного напряжения в 0,0003—0,0004%. При определении суммарной погрешности эта погрешность была отнесена к случайным и принята равной 0,00035%.

Кроме экспериментов с частотоизмерительными приборами, были проведены опыты по обнаружению других источников систематических погрешностей. Одна из работ была посвящена проверке экранирующего действия массивной поляризующей катушки. Сигнал прецессии наблюдался после выбрасывания образца из зазора панцирного электромагнита в приемную катушку и поворота вектора намагниченности на 90°. Экранирующее действие поляризующей катушки оказалось ниже уровня случайных погрешностей измерений.

Наиболее тщательно исследовали источники погрешностей, связанные с определением постоянных катушек, с целью выявления погрешностей, приводящих к расхождению значения γ_p' , определенного с разными катушками. Как показал анализ, наиболее вероятными причинами погрешностей могли быть: несоответствие температурного коэффициента постоянной катушки температурному коэффициенту кварцевого основания; отклонение формы катушек от идеальной; влияние проводников, соединяющих секции катушки и подводящих к ним ток; неточность измерения геометрических размеров обмоток катушек.

Температурный коэффициент постоянной катушек проверяли, повышая температуру одной из катушек на 5—8°С. Увеличение температуры катушки на 8°С привело к уменьшению ее постоянной на 0,0003%, что находится в пределах случайных погрешностей и подтверждает правильность теоретических исследований.

Погрешность, вызванную отклонением формы катушки от идеальной, т. е. неравномерностью диаметра витков катушки и шага намотки, можно определить довольно просто. Если при расчете постоянной катушки не вводить поправки на неравномерность диаметра и шага намотки (на практике так и делалось), а рассчитывать ее по среднему расстоянию между витками и среднему диаметру катушки, то дисперсия среднего (из совокупности всех измерений) диаметра и среднего расстояния между витками определит погрешность постоянной катушки. При этом автоматически учитываются случайные погрешности измерительных устройств, поскольку расхождения результатов отдельных измерений параметров катушки обуславливаются как неидеальностью формы обмотки, так и несовершенством измерительных инструментов. Эти погрешности составили около 0,0004% для одной катушки.

Точное определение погрешности, вызванной влиянием проводников, проводящих ток к секциям катушки, затруднено. На основании экспериментальных и теоретических исследований она была оценена в 0,0005%.

В дальнейших экспериментах исследовали установку для измерения диаметра и расстояния между витками секций катушек Гельмгольца. Выяснилось, что установка для измерения диаметра катушек обеспечивает

Таблица 1

№ катушки	Год измерений	Гиромангнитное отношение протона, $\text{рад}\cdot\text{сек}^{-1}\cdot\text{мл}^{-1}\cdot 10^{-2}$		V_L^2 $\text{рад}^2\cdot\text{сек}^{-2}\times$ $\times\text{мл}^{-2}\cdot 10^{-4}$	Среднеквадратическая погрешность ряда измерений σ $\text{рад}\cdot\text{сек}^{-1}\times$ $\times\text{мл}\cdot 10^{-2}$
		измеренное значение	отклонение от среднего значения V_L		
4	1960	2 675 167	—	—	—
5	1960	2 675 131	-21	441	
	1961	56	+4	16	
	1962	68	+16	256	
		ср. 2 675 152		713	19
6	1960	2 675 148	-14	196	
	1963	75	+13	169	
		ср. 2 675 162		365	19
7	1960	2 675 160	+2	4	
	1961	77	+19	361	
	1962	35	-23	529	
	1966	53	-5	25	
	1967	64	+6	36	
		ср. 2 675 158		955	15
8	1962	2 675 125	-12	144	
	1967	50	+13	169	
		ср. 2 675 137		313	18
9	1960	2 675 147	-15	225	
	1961	61	-1	1	
	1962	83	+21	441	
	1966	82	+20	400	
	1967	36	-26	676	
		ср. 2 675 162		1732	21
10	1961	2 675 136	-10	100	
	1962	28	-18	324	
	1966	49	+3	9	
	1967	69	+23	529	
		ср. 2 675 146		962	18
11	1962	2 675 153	-11	121	
	1966	47	-17	289	
	1967	91	+27	729	
		ср. 2 675 164		1137	24
12	1968	2 675 156	—	—	—
13	1962	2 675 179	-1	1	
	1966	73	-7	49	
	1967	88	+8	64	
			ср. 2 675 180		114

№ катушки	Год измерений	Гиромангнитное отношение протона, $\text{рад}\cdot\text{сек}^{-1}\cdot\text{мл}^{-1}\cdot 10^{-2}$		V_i^2 $\text{рад}^2\cdot\text{сек}^{-2}\cdot$ $\times\text{мл}^{-2}\cdot 10^{-4}$	Среднеквадратическая погрешность ряда измерений σ $\text{рад}\cdot\text{сек}^{-1}\cdot$ $\times\text{мл}\cdot 10^{-2}$
		измеренное значение	отклонение от среднего значения V_i		
14	1962	2 675 197	-3	9	
	1966	181	-19	361	
	1967	239	+39	1521	
	1968	183	-17	289	
		ср. 2 675 200		2180	27
15	1962	2 675 179	-25	625	
	1963	41	+13	169	
	1965	63	-3	9	
	1966	66	0	0	
	1967	79	+13	169	
	ср. 2 675 166		972	16	

хорошую воспроизводимость результатов и надлежащую точность; установка же для измерения расстояния между витками, у которой недостаточно хорошо был выдержан принцип Аббе, вносит как случайную, так и систематическую погрешность (в несколько микрон). Эти погрешности и приводили к расхождению значений γ_p , измеренных с разными катушками, а также к систематическому смещению среднего значения.

В 1966—1967 гг. была создана новая установка, при помощи которой вновь определяли расстояния между витками всех катушек. После этого были внесены поправки в постоянные катушек и значение γ_p , измеренное с этими катушками в прежние годы.

В табл. 1 приведены исправленные результаты предыдущих измерений и данные новых измерений с некоторыми из катушек, а также с вновь изготовленными катушками № 13, 14 и 15. Мы сочли необходимым использовать результаты прежних измерений, полагая, что в этом случае погрешность измерения частоты затухающего сигнала, а также погрешности ежегодных сличений нормальных элементов и катушки сопротивления с соответствующими эталонами проявятся как случайные и тем самым в меньшей мере отразятся на усредненном результате.

В табл. 2 приведены усредненные результаты измерений γ_p с каждой катушкой за несколько лет. Как видно из табл. 2, наибольшее отклонение от среднего составляет 0,0009%. Возможное отклонение от среднего может быть оценено теоретически по случайным погрешностям измерения γ_p с одной катушкой.

На основании табл. 2 среднеквадратическая погрешность ряда измерений по всем катушкам составляет

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum V_i^2}{n-1}} = 16 \cdot 10^2 \text{ рад}\cdot\text{сек}^{-1}\cdot\text{мл}^{-1}$$

и

$$\sigma_{\text{отн}} = \frac{\sigma}{\gamma_p} = 6,0 \cdot 10^{-6}$$

Среднеквадратическая погрешность полученного результата равна

$$S = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = 4,7 \cdot 10^2 \text{ рад}\cdot\text{сек}^{-1}\cdot\text{мл}^{-1} \text{ и } S_{\text{отн}} = 1,7 \cdot 10^{-6}$$

Таблица 2

№ катушки	Гидромагнитное отношение протона, $\text{рад}\cdot\text{сек}^{-1}\cdot\text{мл}^{-1}\cdot 10^{-2}$		$V_L^2, \text{рад}^2\cdot\text{сек}^{-2}\cdot\text{мл}^{-2}\cdot 10^{-4}$
	измеренное значение	отклонение от среднего значения, V_L	
4	2 675 167	+4,5	20,25
5	152	-10,5	110,25
6	162	-0,5	0,25
7	158	-4,5	20,25
8	137	-25,5	650,25
9	162	-0,5	0,25
10	146	-16,5	272,25
11	164	+1,5	2,25
12	156	-6,5	42,25
13	180	+17,5	306,25
14	200	+37,5	1406,25
15	166	+3,5	12,25
	2 675 162,5		$\Sigma = 2843$

Случайные погрешности (для среднего из 16 измерений) определения γ_p с одной катушкой, обусловленные различными источниками, составляли:

Сравнение частоты опорного генератора с частотой образцового генератора	$0,3 \cdot 10^{-6}$
Конечное отношение сигнала к шуму	$2,0 \cdot 10^{-6}$
Разрешающая способность частотомера	$0,4 \cdot 10^{-6}$
Фазовые искажения, связанные с затухающим характером сигнала протонной прецессии	$3,5 \cdot 10^{-6}$
Нестабильность силы тока в катушке, компенсирующей поле Земли	$0,1 \cdot 10^{-6}$
Неполная компенсация э. д. с. нормального элемента	$0,2 \cdot 10^{-6}$
Температурные поправки	
нормальный элемент	$0,5 \cdot 10^{-6}$
катушка сопротивления	$0,2 \cdot 10^{-6}$
кварцевое основание катушки	$0,05 \cdot 10^{-6}$
Неполная компенсация вариаций поля Земли	$2,00 \cdot 10^{-6}$
Неточность установки образца в центр катушки Гельмгольца	$2,0 \cdot 10^{-6}$

Суммарная погрешность равнялась $5,0 \cdot 10^{-6}$. Случайные погрешности определения постоянной катушки для различных источников были равны:

Неравномерность диаметра и шага катушки	$1 \cdot 10^{-6}$
Влияние проводников, подводящих ток к секциям катушки	$5 \cdot 10^{-6}$
Измерение линейных размеров катушки	$1 \cdot 10^{-6}$

Суммарная погрешность составила $6,5 \cdot 10^{-6}$. Из приведенных данных прежде всего следует, что если погрешности оценены правильно, то расхождение между сериями (из 16 измерений) при определении γ_p с одной катушкой не должны превышать 0,0005%, что, как правило, подтверждается практикой (расхождения бывают несколько больше при сопоставлении серий измерений, проведенных в разные годы). Расхождение же между значениями γ_p , полученными с разными катушками, должно соответствовать

величине $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}/n$, где σ_1 и σ_2 — суммарные погрешности определения γ_p' и постоянной катушки; n — число серий измерений.

Весьма приближенно для каждого значения γ_p' из табл. 2 получим $n \approx 12$, что дает $\sigma = 7 \cdot 10^{-6}$. Экспериментальная среднеквадратическая погрешность определения γ_p' с одной катушкой (см. табл. 2) оказалась равной $6 \cdot 10^{-8}$. Следовательно, можно считать, что расхождения γ_p' , полученные с разными катушками, удовлетворительно согласуются с данными теоретических и экспериментальных исследований.

Таким образом, полученное значение гиромангнитного отношения протона без диамагнитной поправки в единицах, хранимых эталонами СССР, равно $2,675162 \cdot 10^6 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1} \text{ тл}^{-1}$, имеет среднеквадратическую погрешность 0,00026%.

Систематические погрешности измерений γ_p' для различных источников следующие:

Измерение геометрических размеров катушки	
расстояние между витками	$1,0 \cdot 10^{-6}$
диаметр	$1,0 \cdot 10^{-6}$
Сравнение частоты прецессии протонов с частотой образцового генератора	$0,1 \cdot 10^{-6}$
Затухающий характер сигнала протонной прецессии (фазовые искажения усилительного тракта оценить не удалось)	$2,0 \cdot 10^{-6}$
Сличение нормального элемента с эталоном вольта	$1,0 \cdot 10^{-6}$
Сличение катушки сопротивления с эталоном ома	$1,0 \cdot 10^{-6}$
Определение температурных поправок	$1,0 \cdot 10^{-6}$

Суммарная погрешность была равна $3,0 \cdot 10^{-6}$.

Для того чтобы сравнить полученный результат со значениями γ_p' в других работах, необходимо все значения выразить через одинаковый размер единицы силы тока, сравнение же с результатом измерений γ_p' в сильном магнитном поле (ХГНИИМ) возможно лишь после приведения значений гиромангнитного отношения протона к абсолютному амперу.

В табл. 3* приведены данные, полученные при сличении в МБМВ результатов измерений γ_p' в США, Англии, Японии и СССР [6].

Значения γ_p' , полученные в США, Англии и Японии, приведены к абсолютному амперу на основании воспроизведения последнего в США

* Значения γ_p' , приведенные к амперу МБМВ, несколько отличаются от полученных в работе [6], однако их средние значения совпадают.

Таблица 3

Место измерений	Год измерений	Отклонение от единиц МБМВ национальных единиц $\times 10^6$			Отклонение от γ_p' в единицах МБМВ	Значение гиромангнитного отношения протона γ_p' , $\text{рад} \cdot \text{тл}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot 10^{-6}$			Отклонение от среднего значения γ_p'	ν_p'	
		ома	вольты	ампера		в национальных единицах	в единицах МБМВ				в абсолютных единицах
							2 675 138	2 675 145			
Япония, НТЛ США, НБЭ Англия, НФЛ СССР, ВНИИМ СССР, ХГНИИМ	1968	+0,06	-2,66	-2,7	+7,3	2 675 138	2 675 145	2 675 116	-5,2	27	
	1967	-0,19	-2,58	-2,4	+6,4	153	159	130	+8,8	77	
	1961	-3,4	+5,10	+8,6	-23,0	171	148	119	-2,2	5	
	1960—1968	-0,7	+7,3	+8,0	-21,1	162	141	120	-	1	
	1966	-0,7	+7,3	+8,0	+21,1	079	100	ср. 121	-1,2		

и Англии ($1 \text{ амебв} = 1-11 \cdot 10^{-6} \text{ а}_{\text{вс}}$). В СССР за значение γ'_p принято среднегеометрическое значений, полученных во ВНИИМ и ХГНИИМ, которое не зависит от размера единицы силы тока, используемой в экспериментах, и выражается в абсолютных единицах.

Консультативный комитет рекомендует применять для измерительной техники $\gamma'_p = 2,675120 \cdot 10^8 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{тл}^{-1}$. Если полагать, что измерения γ'_p в разных странах равноточны и независимы друг от друга, то по табл. 2 можно вычислить среднеквадратическую погрешность (0,0001%).

В заключение следует отметить, что точность измерения гиромагнитного отношения протона в слабом магнитном поле нескольких катушек Гельмгольца можно повысить, уменьшив погрешность измерения частоты затухающего напряжения. Хотя это сопряжено с некоторыми техническими трудностями, в принципе можно получить сигнал прецессии протонов, который вначале усиливается, а затем затухает. Однако наиболее целесообразно проводить измерения γ'_p в магнитном поле расчетной катушки с индукцией $(8 \div 12) \cdot 10^{-4} \text{ тл}$, так как в этом случае затухающий характер свободной прецессии протонов практически не вносит дополнительных погрешностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М., Студенцов Н. В., Тихомирова Т. Н. К измерению значения гиромагнитного отношения протона в слабом магнитном поле. «Измерительная техника» 1959, № 2.
2. Студенцов Н. В., Яновский Б. М. Абсолютные определения гиромагнитного отношения протона в слабом магнитном поле. Труды институтов Комитета, вып. 54 (114), М.—Л., Стандартгиз, 1961.
3. Яновский Б. М., Студенцов Н. В. Определение гиромагнитного отношения протона гамма-методом свободной ядерной индукции. «Измерительная техника», 1962, № 6.
4. Bender P. L., Driscoll R. L. IRE Trans. Instr. v. 1—7, 1958.
5. Vigoureux P. Proc. Roy. Soc. A. v. 270, 1962.
6. Terrien J. Metrologia, 1965, July, v. 1, № 3.

Поступила в редакцию
28.IV. 1969 г.

Н. В. СТУДЕНЦОВ

ВНИИМ

РОЛЬ ТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ ПРОТОНА В МЕТРОЛОГИИ

Открытие явления ядерного магнитного резонанса (ЯМР) привело к созданию приборов для измерения магнитной индукции, нашедших широкое применение в измерительной технике. Высокая точность таких приборов (более чем на два порядка выше применявшихся ранее) объясняется тем, что измерения магнитной индукции этим методом сводятся к измерению радиочастоты (частоты прецессии ядер). Применение ЯМР в метрологической практике позволило, в первую очередь, значительно упростить передачу размера единицы магнитной индукции от эталона рабочим мерам и приборам.

Однако метрологическая роль ЯМР этим не ограничивается. Он может быть применен для воспроизведения единицы силы тока — ампера.

Воспроизведение ампера, или абсолютные измерения силы тока, основаны на измерении силы взаимодействия двух проводников с током. На практике измеряется взаимодействие двух катушек, обтекаемых током. При этом не обязательно пропускать одинаковые токи по катушкам, т. е. соединять их обмотки последовательно. В принципе токи могут быть разными, но в этом случае необходимо осуществить еще относительные измерения этих токов, что позволит вычислить силу обоих токов.

Действительно, для случая двух прямолинейных проводников с токами I_1 и I_2 будем иметь два уравнения *

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{l}{r} I_1 I_2 \quad (1)$$

$$I_2/I_1 = P, \quad (2)$$

где F — сила взаимодействия проводников, приходящаяся на длину l ;
 r — расстояние между проводниками;
 μ_0 — магнитная постоянная;
 P — отношение двух токов.

Из этих выражений вычисляем I_1 и I_2 в амперах. Такая схема воспроизведения ампера может оказаться выгодной, поскольку, с одной стороны, относительные измерения силы тока могут быть произведены весьма точно, а с другой — увеличение силы тока в неподвижном проводнике (практически в катушке) приведет к увеличению силы взаимодействия проводников с током (катушек) и может в известной мере окупить услож-

* В системе единиц СИ по определению $I_1 = I_2 = 1$ а, когда $l = r = 1$ м, а $\mu_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ гн/м ($F = 2 \cdot 10^{-7}$ н).

нение эксперимента (относительные измерения токов, повышенный нагрев катушки).

Воспроизведение ампера с применением эффекта ЯМР может быть осуществлено с помощью двух установок, служащих в настоящее время для измерения гиромангнитного отношения протона в сильном магнитном поле электромагнита и слабом магнитном поле расчетной катушки.

В этом случае аппаратура, основанная на ЯМР, с одной стороны, позволяет выразить (отношением частот) магнитную индукцию в зазоре электромагнита через магнитную индукцию расчетной катушки (длинного прямолинейного проводника), а с другой — в сотни раз увеличить силу воздействия на подвижной проводник. В остальном это те же токовые весы, служащие для классического воспроизведения ампера.

Связь между частотой прецессии протонов ω и магнитной индукцией B выражается формулой

$$\omega = \gamma_p B,$$

где γ_p — гиромангнитное отношение протона.

При измерении в слабом магнитном поле расчетной катушки γ_p находится из соотношения

$$\gamma_p = \frac{\omega_1}{\mu_0 K I_1}, \quad (3)$$

где K — постоянная катушки, определяемая по ее геометрическим размерам;

ω_1 — частота свободной прецессии протонов;

I_1 — сила тока в обмотке катушки.

При измерении в сильном магнитном поле электромагнита γ_p вычисляется по формуле

$$\gamma_p = \frac{\omega_2 I_2}{mg}, \quad (4)$$

где I_2 — сила тока в рамке, служащей для измерения индукции;

g — ускорение силы тяжести;

m — масса гири, уравновешивающей силу втягивания рамки;

l — ширина рамки.

Если обе установки синтезированы, т. е. по рамке и расчетной катушке пропускается один и тот же ток I ($I_1 = I_2$), то из уравнений (3) и (4) вычисляют γ_p и I . Если же установки разнесены в пространстве ($I_1 \neq I_2$), то необходимо осуществить еще относительные измерения токов, т. е. должно быть известно их отношение

$$\frac{I_2}{I_1} = P. \quad (5)$$

Из уравнений (3), (4) и (5) находим

$$\gamma_p = \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2 I P}{\mu_0 m g K}}, \quad (6)$$

$$I_1 = \sqrt{\frac{\omega_1 m g}{\omega_2 \mu_0 K I P}}, \quad (7)$$

$$I_2 = P I_1. \quad (8)$$

Следовательно, по результатам наблюдений времени (частоты), массы и длины можно вычислить силу токов I_1 и I_2 в амперах и значение γ_p , т. е. осуществить воспроизведение ампера и абсолютные измерения γ_p .

Однако вычислений по формулам (6)—(8) (в которые входят экспериментальные данные, полученные на двух разнесенных установках) можно избежать и воспользоваться готовыми результатами измерений γ_p на обеих установках, если осуществлять измерения сил токов I_1 и I_2 в произвольных, но одинаковых для обоих опытов единицах.

Действительно, пусть размер единицы силы тока, применяемой для измерения токов I_1 и I_2 , больше ампера СИ в c раз. Тогда на основании уравнений (3) и (4) результаты, полученные в слабом γ_{p1} и сильном γ_{p2} магнитном поле будут связаны со значением гиромангнитного отношения протона γ_p , выраженного в единицах СИ, следующими равенствами:

$$\gamma_{p1} = \gamma_p c \quad (9)$$

и

$$\gamma_{p2} = \frac{\gamma_p}{c} \quad (10)$$

Отсюда

$$\gamma_p = \sqrt{\gamma_{p1} \gamma_{p2}},$$

$$c = \sqrt{\frac{\gamma_{p1}}{\gamma_{p2}}},$$

или, поскольку в практике размер единицы силы тока, воспроизводимый с помощью эталонов вольты и ома, незначительно отличается от ампера СИ, с погрешностью расчета до 10^{-10} получим

$$\gamma_p = \frac{\gamma_{p1} + \gamma_{p2}}{2} = \gamma_{p\text{ср}},$$

$$c = 1 + \frac{\Delta\gamma_p}{2\gamma_{p\text{ср}}},$$

где $\Delta\gamma_p = \gamma_{p1} - \gamma_{p2}$.

Таким образом, точные измерения в сильном и слабом магнитном поле гиромангнитного отношения протона (или какого-либо другого ядра) играют чрезвычайно важную роль в метрологической практике, так как по существу сводятся к воспроизведению единицы силы тока, принятой в системе единиц СИ за основную единицу.

Помимо этого обе установки (и особенно, благодаря своей простоте, установка с расчетной катушкой) являются эффективным измерительным средством для определения стабильности отношения э. д. с. нормального элемента к сопротивлению катушки сопротивления, т. е. для поддержания ампера.

Е. Н. ЧЕЧУРИНА, В. Я. ШИФРИН
ВНИИМ

ПРИНЦИПЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБСЛУЖИВАНИЯ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ В ОБЛАСТИ ГЕОМАГНЕТИЗМА

В последнее десятилетие значительно повысилась точность измерения напряженности постоянного магнитного поля. Это объясняется появлением высокоточных методов измерения, основанных на внутриатомных явлениях, и новых, более совершенных расчетных эталонов напряженности магнитного поля (магнитной индукции). Погрешность воспроизведения и измерения напряженности магнитного поля теперь может быть уменьшена до 0,001%.

Повышение точности прежде всего должно благоприятно отразиться на геофизике, где широко используются магнитные измерения, в частности, измерения напряженности магнитного поля Земли [1]. Приборы, предназначенные для этих целей, можно разделить на три основные категории: применяемые в обсерваториях, в «пунктах векового хода» (ПВХ) и для геологоразведочных работ.

Комплекс аппаратуры для измерений в обсерваториях состоит из приборов непрерывного действия, регистрирующих вариации составляющих напряженности магнитного поля Земли, и приборов, служащих для привязки непрерывной записи вариаций к абсолютным значениям измеряемых величин. Приборы этой группы, как правило, стационарны.

Аналогичные задачи решаются на ПВХ, но наблюдения на них ведутся в течение коротких промежутков времени (5—10 дней) и повторяются через 2—5 лет. Здесь используется переносная аппаратура.

Приборы, применяемые для геологоразведочных работ, составляют наиболее многочисленную группу. При наземных и аэромагнитных геологоразведочных работах чаще всего применяют приборы, измеряющие вращения составляющих, и реже — приборы для определения модуля полного вектора напряженности магнитного поля Земли.

Требования геофизики к точности измерений напряженности магнитного поля чрезвычайно высоки. Особенно это относится к измерениям в геомагнитных обсерваториях и на ПВХ, наблюдения составляющих напряженности магнитного поля на которых позволяют, в частности, исследовать цикличность изменений земного магнитного поля во времени (вековые вариации). Во многих точках Земли эти вариации настолько незначительны, что находятся на уровне погрешностей измерений.

В то же время на пунктах наблюдения элементов земного магнитного поля (обсерватории, ПВХ) в разных странах и даже в пределах одной страны измерения ведутся с помощью различных приборов, иногда имеющих различные принципы действия. Чтобы правильно определить характер земного магнитного поля, необходимо прежде всего достигнуть един-

ства измерений и высокой точности, соответствующей современным достижениям измерительной техники.

До настоящего времени единство измерений в области геомагнетизма обеспечивалось сличением абсолютных приборов обсерваторий непосредственно, либо с помощью специальных переносных приборов — кварцевых магнитометров. Такие работы проводились без участия метрологических институтов, и сличаемые приборы в СССР не были привязаны к эталону, воспроизводящему единицу напряженности (индукции) магнитного поля. Кроме того, упомянутые сличения коснулись лишь приборов одинаковой точности, поэтому при оценке их показаний можно было ожидать расхождений результатов измерений в пределах суммы погрешностей сличаемых приборов. Это расхождение могло быть еще большим, если для сличений пользовались третьим (переносным) прибором. Следует также заметить, что для многих геофизических приборов не оценивают погрешность их абсолютных измерений, ограничиваясь определением среднеквадратического отклонения, характеризующего лишь случайные погрешности. Наличие систематических погрешностей можно установить только сличением с образцовой мерой или прибором.

Внедрение в практику измерений методов, основанных на внутриатомных явлениях, несомненно, служит основной предпосылкой для повышения точности измерений. Особенно важно применение этих методов в поверочных целях.

Ранее такие приборы обсерваторий, как магнитные теодолиты, имели погрешность абсолютных измерений, равную 0,01—0,02%. Несколько лет тому назад такой же была погрешность воспроизведения единицы напряженности магнитного поля эталоном, а погрешность передачи значений единицы индукционно-баллистическим методом достигала 0,05%. Естественно, что такая метрологическая база не отвечала требованиям геомагнитного приборостроения.

Использование внутриатомных явлений в метрологических работах позволило значительно повысить точность образцовой аппаратуры. Метод свободной ядерной прецессии, обеспечивающий наибольшую точность измерений, нашел применение также при разработке новых приборов для обсерваторий и для других геофизических работ. Однако и здесь были выявлены дополнительные погрешности, в частности, возникающие при измерении частоты затухающего сигнала ядерной прецессии [2]. Как показали исследования, проведенные во ВНИИМ, величина этих погрешностей может достигать 0,01% и зависит от типа элементов схемы усилительной и измерительной частей приборов.

Дополнительные погрешности могут внести и элементы преобразователя (зонда), материал которых имеет магнитную восприимчивость более $5 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ.

Метод оптической ориентации атомов находится в стадии исследования, и его ценность для абсолютных измерений окончательно не выяснена. Однако уже сейчас можно сказать, что едва ли следует ожидать погрешностей менее 0,003% для лучших образцов с жесткой системой контроля влияющих факторов. Из этого можно сделать вывод, что применение методов, основанных на внутриатомных явлениях, еще не обеспечивает высокую точность измерений. Ее можно достигнуть, опираясь на абсолютную меру — эталонную катушку напряженности (индукции) магнитного поля, воспроизводящую значение единицы магнитной индукции через абсолютные единицы — метр и ампер.

Следует отметить, что принятое до сего времени в геофизике выражение «измерение напряженности магнитного поля Земли» не строго, так как, согласно определению, напряженность магнитного поля — это физи-

ческая величина, характеризующая магнитное поле, созданное движущимися зарядами и токами, и не зависящая от магнитных свойств среды. Измерения же всегда проводятся в среде с определенными магнитными свойствами, поэтому следует говорить об «измерении магнитной индукции поля Земли». С переходом на международную систему единиц СИ применительно к геофизическим измерениям гораздо удобнее пользоваться единицей магнитной индукции (тесла), чем напряженности магнитного поля (a/m), так как $1 \text{ э} = \frac{10^3}{4} a/m$, а $1 \text{ гс} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ тл}$ и, следовательно, напряженность магнитного поля в 1 гамму соответствует индукции этого поля 1 нтл (10^{-9} тл)^{*}. Таким образом, при измерении магнитной индукции приборами, градуированными в гаммах, не потребуется вводить пересчетный коэффициент, изменится только название единицы измерения.

В последние годы удалось воспроизвести единицу магнитной индукции в слабых полях посредством катушек Гельмгольца, выполненных на кварцевых цилиндрических каркасах диаметром 30 см с погрешностью 0,001%. Этот эталон магнитной индукции связан с эталонами основных единиц длины (геометрические размеры катушки определены на образцовых приборах сличением с образцовыми мерами первого разряда с погрешностью 1 мкм) и силы тока. В установке для воспроизведения единицы индукции магнитного поля применены образцовые меры э. д. с. и сопротивления 1-го разряда, которые сличены непосредственно с рабочими эталонами с погрешностью 0,0001%. Естественно, что национальные эталоны воспроизводят значения единиц с некоторыми погрешностями. Однако систематически проводимые метрологическими институтами сличения эталонов длины, э. д. с. и сопротивления всегда позволяют учесть отличие национальных эталонов. До недавнего времени эталоны магнитной индукции имелись только в СССР, сейчас они появились в НБС (США), Румынском институте метрологии и др. Теперь нет необходимости производить сличения непосредственно приборов (в том числе геофизических) разных стран, а правильнее опираться на национальные эталоны соответствующей единицы физической величины.

Чтобы обеспечить передачу значения единицы магнитной индукции от эталона геофизическим приборам, необходимо разработать единую систему такой передачи, опирающуюся на комплекс образцовой аппаратуры, осуществляющей измерения с максимальной точностью. Такая система определяется в метрологии поверочными схемами. До настоящего времени геофизические приборы, измеряющие элементы магнитной индукции (напряженности) поля Земли (МИПЗ), не были охвачены метрологическим обслуживанием, что соответственно не отражалось и в поверочной схеме [3].

В табл. 1 приведены краткие технические характеристики основных приборов, применяемых в СССР для геомагнитных измерений. Указаны также допустимые погрешности образцовых мер и приборов, предназначенных для проверок рабочих приборов. Ввиду большого разнообразия методов, величин и погрешностей измерений требования к поверочной аппаратуре также различны. Если при поверках приборов 1 и 3-й групп нужны меры относительно невысокого класса точности (с погрешностью 0,1—0,02%), то остальные группы требуют поверочной аппаратуры чрезвычайно высокой точности, достигающей уровня эталона. Для того чтобы образцовая аппаратура была в несколько раз точнее поверяемой, необходимо разработать методы, обладающие наименьшей погрешностью, т. е. свести к минимуму потери точности при передаче значения единицы от эталона.

^{*} Различием постоянной μ_0 в воздухе и в пустоте пренебрегаем.

Таблица 1

Приборы, применяемые при геофизических исследованиях

Тип прибора	Принцип измерения	Измеряемая величина	Пределы измерения, мкТл	Погрешность измерения, %	Допустимая погрешность образцовых мер или приборов, %	Область применения
М-2, М-14, М-18, М-23, М-27, М-17	оптико-механический феррозондовый	приращение вертикальной составляющей (ΔZ) ИМПЗ	3—36 5—60	0,1—1	мера 0,02—0,2	наземная магниторазведка, на ПВХ в качестве измерителей значения вертикальной составляющей Z
М-15	отклонение магнита на закрученной кварцевой нити	приращение и полное значение горизонтальной составляющей и склонения ИМПЗ	3—30	0,01—0,1 (20°)	0,002—0,02 (10°)	измерение значения горизонтальной составляющей H и склонения в обсерваториях, сланчение магнитных теодолитов обсерваторий, ПВХ, наземная магниторазведка
АЭМ-49 АМ-13 АЯАМ-6	феррозондовый	приращение модуля ИМПЗ	5—20	0,5—2	мера 0,01—0,1	аэромагниторазведка и геологическое картирование
ПМ-5 М-20Э	ядерно-прецессионный	модуль полного вектора ИМПЗ	30—70	0,01—0,005	мера-прибор 0,002	аэромагниторазведка и геологическое картирование
ПМ-1	ядерно-прецессионный	модуль полного вектора ИМПЗ	35—70	0,01—0,005	мера-прибор 0,002	ПВХ, сланчение магнитных обсерваторий, магниторазведка
магнитные теодолты Шиндта, Фрайберга, Шасселона и др., деклинаторы	метод Гаусса-Дамона	полное значение горизонтальной составляющей ИМПЗ, склонение (углы)	35—70	0,005—0,003	мера-прибор 0,0015	измерение модуля полного вектора ИМПЗ в обсерваториях
ядерные измерители составляющих ИМПЗ	ядерно-прецессионный со вспомогательными полями	полное значение вертикальной и горизонтальной составляющих ИМПЗ	3—30 —	0,1—0,01	мера-прибор 0,02—0,005 прибор 10°	измерение полного значения горизонтальной составляющей и склонения в магнитных обсерваториях
			15—60	0,03—0,003	мера-прибор 0,01—0,0015	измерение полного значения вертикальной и горизонтальной составляющих ИМПЗ в магнитных обсерваториях

Из табл. 1 следует, что для обеспечения передачи значения единицы магнитной индукции непосредственно от эталона необходимы образцовые приборы на уровне рабочих эталонов, основные характеристики которых должны соответствовать данным, приведенным в табл. 2.

Таблица 2

Измеряемая величина	Постоянные мер магнитной индукции	Модуль полного вектора магнитной индукции	Составляющие вектора магнитной индукции		Магнитное склонение
			вертикальная	горизонтальная	
пределы измерений	$0,5-10 \times 10^{-4} \text{ тл/а}$	$0,3-0,6 \times 10^{-4} \text{ тл}$	$0,3-0,6 \times 10^{-4} \text{ тл}$	$0,03-0,4 \times 10^{-4} \text{ тл}$	—
погрешность измерений	0,002%	0,001%	0,0015—0,003%	0,03—0,005%	10"

На рисунке приведена предполагаемая схема передачи значения единицы магнитной индукции от первичного эталона различным мерам и приборам в области слабых магнитных полей. Основное ее назначение — метрологическое обслуживание аппаратуры для геомагнитных измерений.

Сюда же включены данные поверки приборов, работающих в полях несколько ниже ($0,001-0,03 \cdot 10^{-4} \text{ тл}$) и выше земного ($0,6-200 \cdot 10^{-4} \text{ тл}$), так как верхние звенья схемы передачи для них те же, что и для геофизической аппаратуры.*

Во главе схемы стоит эталон, от которого значение единицы магнитной индукции передается образцовым и рабочим мерам и приборам по двум направлениям. В левой части схемы происходит передача приборам, измеряющим значения составляющих индукции магнитного поля. Она производится образцовым ядерно-прецессионным измерителем составляющих индукции магнитного поля и установкой для сличений [4]. Ядерно-прецессионный измеритель исследуют при помощи эталонной катушки, от которой он получает значение национальной единицы магнитной индукции. Специальная система катушек, позволяющая определять направление магнитного поля при помощи этого измерителя, снабжена угломерными устройствами, поверяемыми по образцовым мерам плоского угла. Поверку образцовых измерителей составляющих индукции производят непосредственным сличением с образцовым прибором в установке, компенсирующей вариации магнитного поля Земли. Погрешность передачи в этой установке — не более 0,001%.

Наименьшая погрешность передачи достигается при непосредственном сличении приборов для обсерваторий и других измерителей с образцовым прибором. Если же эти приборы стационарны, то их приходится поверять через посредника — переносные измерители (например, кварцевые магнитометры). Погрешность передачи при этом возрастает и будет в основном определяться погрешностью переносного измерителя.

Можно предположить, что старая трудоемкая система обсерваторских наблюдений будет заменена системой автоматических измерений и обработки данных. Появятся автоматические магнитные обсерватории, которые потребуют специальных средств поверки. Образцовый ядерно-пре-

* Предлагаемая схема передачи публикуется с целью ее обсуждения как специалистами геофизиками, так и метрологами для последующего утверждения в качестве поверочной, охватывающей геомагнитное приборостроение.

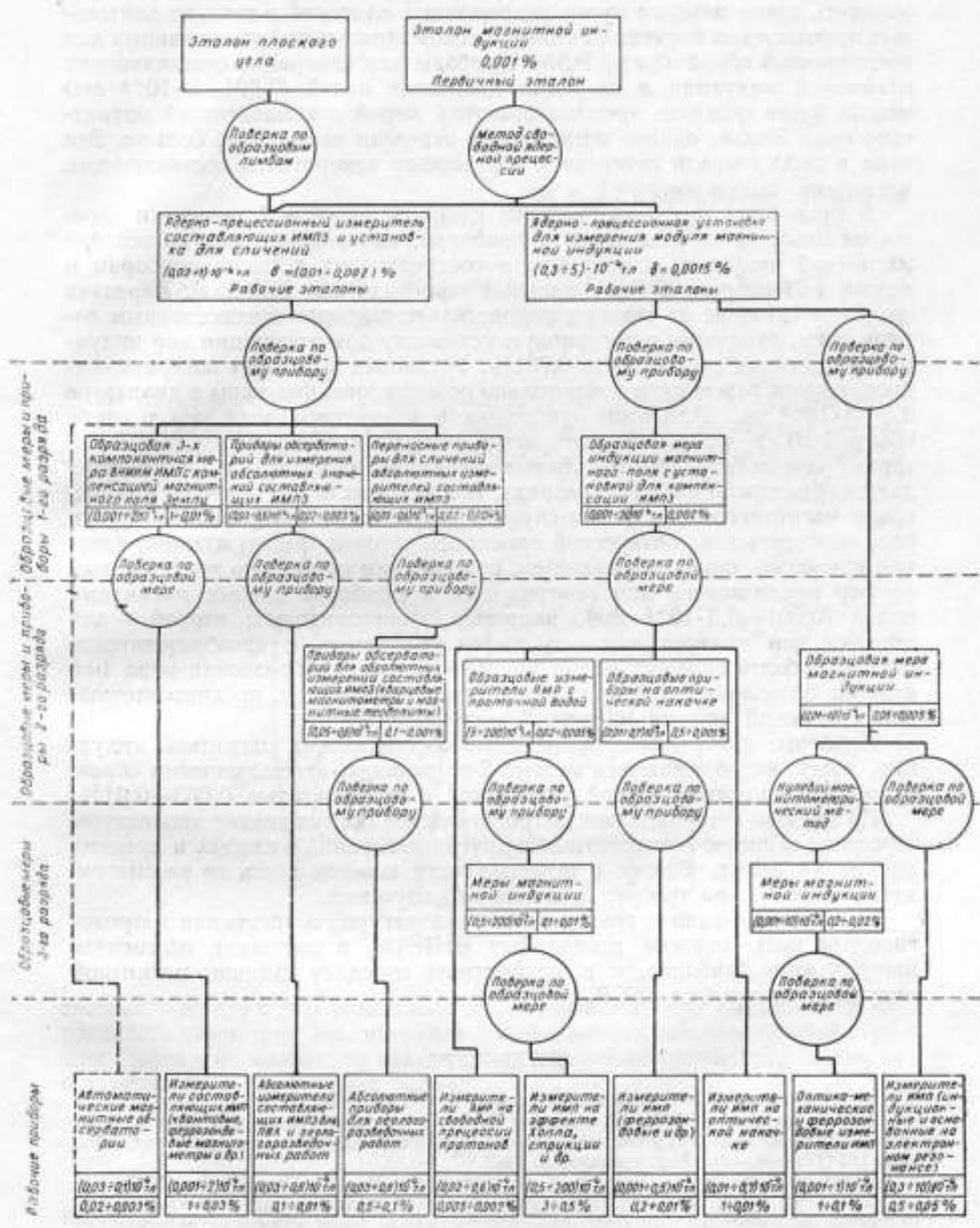


Схема передачи значения единицы индукции магнитного поля мерам и приборам слабых полей.

цессионный измеритель составляющих магнитной индукции позволит производить такие поверки путем непрерывных сличений в течение длительных промежутков времени с автоматической записью цифровых данных для последующей обработки на ЭВМ. Приборы для измерения составляющих магнитной индукции в широком диапазоне полей ($0,001-2 \cdot 10^{-4}$ тл) можно будет поверять трехкомпонентной мерой с компенсацией магнитного поля Земли, однако погрешность передачи здесь будет больше. Эта мера в свою очередь поверяется образцовым измерителем составляющих магнитной индукции.

В правой части схемы значение единицы магнитной индукции передается некоординатным мерам и приборам, измеряющим модуль вектора магнитной индукции и приращение составляющих а также приборам и мерам, работающим в более сильных полях (до $200 \cdot 10^{-4}$ тл). Передача значения единицы от эталона осуществляется ядерно-прецессионным измерителем, входящим в образцовую установку для аттестации мер индукции и имеющим погрешность 0,001%. Установка позволяет поверять стационарные и переносные произвольно ориентированные меры в диапазоне $0,3-3 \cdot 10^{-4}$ тл. При этом однородность магнитного поля мер в сфере объемом 20 см^3 не должна быть менее $5 \cdot 10^{-9}$ тл. Погрешность такой поверки будет не более 0,002%. Значение единицы магнитной индукции передается образцовой мере 1-го разряда, которая вместе с установкой компенсации магнитного поля Земли служит для аттестации образцовых приборов, основанных на оптической ориентации атомов и вынужденной ядерной прецессии, с преобразователем, содержащим проточную воду. Первый прибор предназначен для поверки мер и приборов слабых магнитных полей ($0,001-0,3 \cdot 10^{-4}$ тл), например, феррозондовых; второй — для поверки мер и через них — приборов (например, с преобразователем Холла) в более сильных полях (до $200 \cdot 10^{-4}$ тл). Образцовая мера 1-го разряда позволяет поверять также ядерные измерители, предназначенные для измерений модуля магнитной индукции.

Приборы, измеряющие приращение составляющих магнитной индукции, поверяют образцовыми мерами 2-го разряда, аттестованными образцовой ядерно-прецессионной установкой с погрешностью 0,003—0,01%.

По мнению авторов, такое метрологическое обслуживание аппаратуры обеспечит единство геомагнитных и других измерений в слабых и средних магнитных полях. Вопрос о периодичности поверок здесь не рассматривается, так как он требует специального изучения.

Как показал анализ геомагнитной аппаратуры, современная метрологическая база, которой располагает ВНИИМ, в состоянии обеспечить поверку этих приборов, т. е. осуществить передачу единицы магнитной индукции от эталона СССР.

ЛИТЕРАТУРА

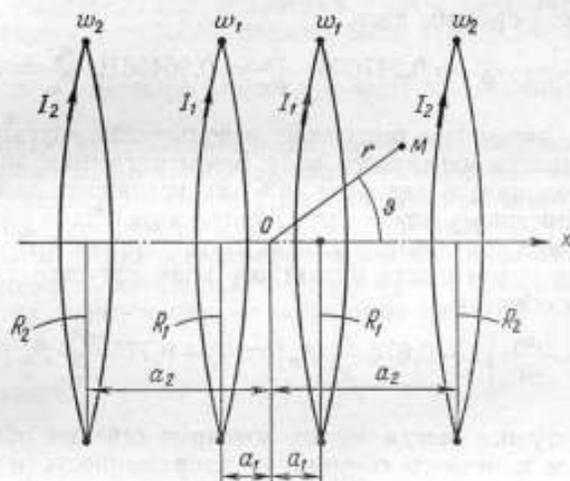
1. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Изд. ЛГУ, 1963, т. 2.
2. Студенцов Н. В., Шифрин В. Я. Погрешности измерения частоты затухающего сигнала ядерной прецессии протонов. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 113 (173), М.—Л., Изд. стандартов, 1969.
3. Поверочные схемы. Под ред. К. П. Широкова. М.—Л., Стандартгиз, 1965.
4. Шифрин В. Я. Абсолютный автоматический прецессионный магнитометр для измерения составляющих напряженности магнитного поля Земли. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 93 (153) М.—Л., Изд. стандартов, 1968.

Поступила в редакцию
1.XI.1968 г.

Н. В. СТУДЕНЦОВ, В. Н. ХОРЕВ
ВНИИМ

КАТУШКА ДЛЯ СОЗДАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВЫСОКОЙ ОДНОРОДНОСТИ

Из различных типов катушек, создающих однородное магнитное поле, наибольший интерес для метрологической практики представляют устройства, изготовленные с высокой точностью. Этим требованиям отвечает



система* из двух пар коаксиальных катушек с током, имеющих общую плоскость симметрии (см. рисунок). Если полагать сечение обмоток катушек бесконечно малым, то наилучшая однородность магнитного поля наблюдается при выполнении условий:

$$\frac{R_1}{R_2} = 1; \quad \frac{a_1}{R_1} = 0,243186; \quad \frac{a_2}{R_2} = 0,940731; \quad \frac{I_1 w_1}{I_2 w_2} = 0,442391, \quad (1)$$

где w_1 , R_1 , a_1 и w_2 , R_2 , a_2 — число витков, радиус и расстояние от центра катушки для каждой из средних и крайних секций соответственно.

* Крисюк Э. М., Латышев Г. Д. Компенсация магнитного поля Земли. «Изв. АН СССР», сер. физ. 1958, т. XXII, № 8.

При этом осевая составляющая напряженности магнитного поля в точке M представляется в виде ряда

$$H_x = 1,790864 \frac{I w_1}{R_1} \left[1 - 0,560 \frac{r^8}{R_1^8} P_8(\cos \theta) + \right. \\ \left. + 1,062 \frac{r^{10}}{R_1^{10}} P_{10}(\cos \theta) + \dots \right], \quad (2)$$

где P_n — полиномы Лежандра степени n .

Высокая однородность магнитного поля такой системы объясняется тем, что разложение по степеням координаты r начинается лишь с восьмого порядка. Так, на расстоянии $0,3R_1$ от центра системы вдоль оси x изменение напряженности магнитного поля составит лишь $0,004\%$, в то время как для известных колец Гельмгольца оно равно $1,4\%$. Однако система обладает существенным недостатком: токи в каждой паре секций значительно отличаются друг от друга, что делает ее малоприменимой для практических целей. Этот недостаток можно устранить, если, исходя из условий однородности, составить систему уравнений для последовательно соединенных четырех катушек с заданным простым соотношением витков $w_1 : w_2 = 1 : 2$.

Решение такой системы дает

$$I_1 = I_2; \quad \frac{w_1}{w_2} = \frac{1}{2}; \quad \frac{a_1}{R_1} = 0,247606; \quad \frac{a_2}{R_2} = 0,964261; \quad \frac{R_1}{R_2} = 1,040069. \quad (3)$$

Полученные параметры позволяют использовать катушку в качестве меры напряженности магнитного поля (меры магнитной индукции). Незначительное различие в радиусах (4%) не усложняет конструкцию катушки; она по-прежнему может быть намотана на общий цилиндрический каркас, но канавки под обмотку должны быть различной глубины. Осевая составляющая напряженности магнитного поля катушки для бесконечно тонких сечений обмоток

$$H_x = 1,690546 \frac{I_1 w_1}{R_1} \left[1 - 0,676 \frac{r^8}{R_1^8} P_8(\cos \theta) + 0,775 \frac{r^{10}}{R_1^{10}} P_{10}(\cos \theta) \right]. \quad (4)$$

Реальные катушки всегда имеют конечные сечения обмоток. Чтобы оценить влияние конечного сечения на напряженность и однородность магнитного поля, необходимо общее выражение для напряженности магнитного поля катушки проинтегрировать по сечению обмоток и подставить значения параметров (3). Считая, что обмотка имеет лишь ширину $2l$, одинаковую для всех секций, получим

$$H_x = 1,690546 \frac{I_1 w_1}{R_1} \left[A_0 + A_2 \frac{r^2}{R_1^2} P_2(\cos \theta) + A_4 \frac{r^4}{R_1^4} P_4(\cos \theta) + \dots \right], \quad (5)$$

где

$$A_0 = 1 - 0,0751\lambda^8 + 0,0705\lambda^{10} + \dots;$$

$$A_2 = -2,70\lambda^6 + 3,88\lambda^8 + \dots;$$

$$A_4 = -9,47\lambda^4 + 23,3\lambda^6 + \dots;$$

$$A_6 = -6,31\lambda^2 + 32,6\lambda^4 + \dots;$$

$$A_8 = -0,676 + 11,6\lambda^2 + \dots;$$

$$\dots \dots \dots$$

$$\lambda = \frac{l}{R_1}.$$

Из соотношения (5) видно, что конечная ширина обмотки незначительно влияет как на величину напряженности поля в центре системы, так и на однородность магнитного поля. Так, в сфере $r = 0,3R_1$ при $\lambda = 0,1$ изменение напряженности магнитного поля за счет конечной ширины обмоток не превышает 0,008%.

Оценим влияние конечной толщины обмотки. Обозначив толщину обмоток средних секций $2d_1$, а крайних $2d_2$, получим выражение с точностью до членов второго порядка относительно λ , δ_1 и δ_2

$$H_x = 1,690546 \frac{I_1 w_1}{R_1} \left[(1 + 0,107\delta_1^2 - 0,134\delta_2^2) + (-0,29\delta_1^2 + 0,21\delta_2^2) \times \right. \\ \left. \times \frac{r^2}{R_1^2} P_2(\cos \theta) + (-1,29\delta_1^2 + 0,96\delta_2^2) \frac{r^4}{R_1^4} P_4(\cos \theta) + \dots \right], \quad (6)$$

где $\delta_1 = \frac{d_1}{R_1}$; $\delta_2 = \frac{d_2}{R_2}$;

R_1 и R_2 — средние радиусы обмоток.

Если принять $\delta_2 = 2\delta_1$, что соответствует двухслойной намотке крайних секций и однослойной намотке средних секций проводом одинакового диаметра, то, например, для получения поля с неоднородностью 0,01% в сфере с радиусом $r = 0,3R_1$ должно быть $\delta_1 \leq 0,04$, а для $r = 0,1R_1$ необходимо $\delta_1 \leq 0,14$.

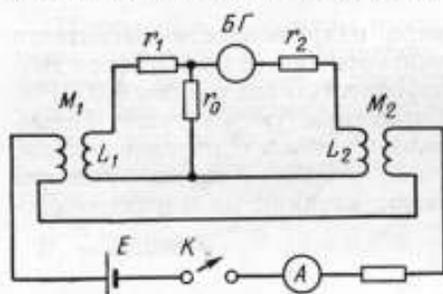
Практически осуществить описанную меру напряженности магнитного поля не трудно.

Изготовленная экспериментальная мера напряженности магнитного поля с диаметром 150 мм позволила получить магнитное поле в сфере диаметром 30 мм, характеризующееся неоднородностью всего лишь 0,0001%. Это дало возможность заменить ею ранее применявшуюся катушку Гельмгольца диаметром 750 мм, создающую такой же объем однородного поля. У четырехсекционной катушки $\lambda = 0,05$ и $\delta_1 = 0,002$. Конечные размеры сечения обмоток практически не оказывают влияния на характер распределения поля.

Поступила в редакцию
2.XII.1968 г.

В. Н. ХОРЕВ
ВНИИМУСТРАНЕНИЕ ДВУСТОРОННЕГО ОТБРОСА
БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ГАЛЬВАНОМЕТРА
ПРИ СЛИЧЕНИИ МЕР МАГНИТНОГО ПОТОКА
НУЛЕВЫМ ИНДУКЦИОННО-БАЛЛИСТИЧЕСКИМ
МЕТОДОМ

Сличение мер магнитного потока, имеющих различные номинальные значения постоянных (коэффициентов взаимной индуктивности) M_1 и M_2 , производится по схеме, представленной на рисунке*. Обмотки включают так, чтобы импульсы тока от обеих вторичных обмоток при замыкании



(размыкании) ключа K были направлены встречно. Изменяя значение сопротивления r_1 (или r_0), добиваются минимального отклонения баллистического гальванометра $БГ$. Точнее, необходимо, чтобы суммарное количество электричества q , протекающее через $БГ$, было равным нулю. Тогда

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{r_0}{r_0 + r_1}, \quad (1)$$

так как количество электричества, протекающего во вторичной цепи катушки магнитного потока, прямо пропорционально коэффициенту взаимной индуктивности M ее обмотки и обратно пропорционально сопротивлению, на которое замкнута вторичная обмотка.

Уравнение (1) служит для определения неизвестного коэффициента взаимной индуктивности по известному.

При сличениях часто оказывается, что точно зафиксировать значение r_1 , при котором $q = 0$, практически невозможно, так как отброс баллистического гальванометра не удается свести к нулю. Объясняется это тем, что импульс тока $I(t)$ в цепи $БГ$ резко изменяет свою величину и направление, гальванометр «не успевает» проинтегрировать ток $I(t)$ и дает двусторонний отброс, ограничивающий чувствительность схемы и снижающий точность сличений.

В настоящей работе предложен способ ликвидации двустороннего импульса путем введения в разрыв цепи последовательно с r_0 магазина индуктивности L_0 (на схеме не показана).

* Е. Г. Шрамков, Е. Т. Чернышев. Передача значений магнитных единиц от эталона рабочим мерам. Труды ВНИИМ, вып. 29 (89), М.—Л., Стандартгиз, 1956.

Покажем, что при оптимальном выборе L_0 (при равенстве постоянных времени L_1/r_1 и L_0/r_0) двойной импульс тока исчезает. Для этого предположим, что в первичной цепи вместо источника постоянной э. д. с. E и ключа K включен источник синусоидальной э. д. с., создающий ток с амплитудой I_0 и частотой ω . Тогда комплексная амплитуда I_1 тока, возникающего в цепи $БГ$ от одной катушки с постоянной M_1 (при $M_2 = 0$), будет равна (по закону Ома для синусоидального тока)

$$I_1 = \frac{\dot{e}_1 z_0}{z_0 z_1 + z_1 z_2 + z_2 z_0},$$

где $\dot{e}_1 = -i\omega M_1 I_0$;
 $z_k = i\omega L_k + r_k$ ($k = 0, 1, 2$);
 L_1 и L_2 — индуктивности вторичных обмоток соответствующих мер;
 i — корень квадратный из -1 .

Точно так же комплексная амплитуда тока, возникающего в цепи $БГ$ от катушки с постоянной M_2 , будет равна

$$I_2 = \frac{\dot{e}_2 (z_0 + z_1)}{z_0 z_1 + z_1 z_2 + z_2 z_0},$$

где $\dot{e}_2 = -i\omega M_2 I_0$.
 Общий ток в цепи $БГ$ будет

$$I = I_1 - I_2 = -i\omega I_0 \frac{M_1 z_0 - M_2 (z_0 + z_1)}{z_0 z_1 + z_1 z_2 + z_2 z_0},$$

откуда при $q = 0$, т. е. при выполнении равенства (1),

$$I = \frac{\omega^2 I_0 M_1 (r_1 L_0 - r_0 L_1)}{(z_0 z_1 + z_1 z_2 + z_2 z_0) (r_0 + r_1)}.$$

Из последнего равенства следует, что $I = 0$ при

$$\frac{L_0}{r_0} = \frac{L_1}{r_1}. \quad (2)$$

Заметим, что соотношение (2) не определяется ни амплитудой тока I_0 , ни частотой ω , т. е. не зависит от частотного спектра тока первичной цепи. Это значит, что при произвольной форме тока в первичной цепи будет $I(t) \equiv 0$, если выполнено соотношение (2).

Поступила в редакцию
 12.11.1969 г.

В. А. КАРАВАЕВА, В. Н. ХОРЕВ
ВНИИМ

ВЛИЯНИЕ КОМПЕНСАЦИОННОЙ КАТУШКИ НА ТОЧНОСТЬ СЛИЧЕНИЙ ВТОРИЧНЫХ ЭТАЛОНОВ С ПЕРВИЧНЫМ ЭТАЛОНОМ ЕДИНИЦЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА

Первичный эталон единицы магнитного потока представляет собой катушку типа Кемпбелла с обозначением КЭМП-2 [1, 2]. На рис. 1 дано схематическое изображение первичного эталона и компенсационной катушки, применяемой при сличениях.

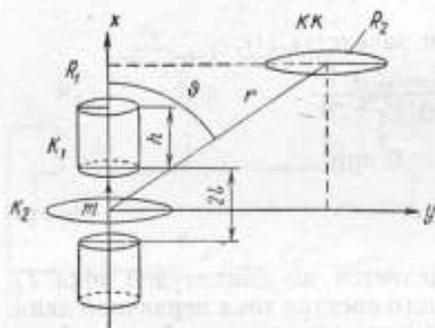


Рис. 1

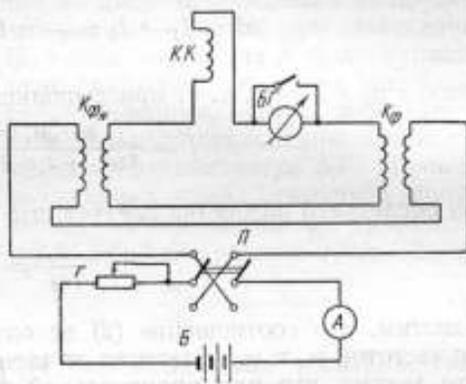


Рис. 2.

Первичная обмотка K_1 эталона, имеющая w_1 витков, состоит из двух одинаковых однослойных соленоидов радиусом R_1 и шириной h каждый, имеющих общую вертикальную ось. Соленоиды расположены на расстоянии $2l$ один от другого и соединены последовательно.

Вторичная обмотка K_2 — многослойная с малым поперечным сечением. Она расположена симметрично между секциями первичной обмотки и соосно с ними.

Значение постоянной по потоку первичного эталона, полученное расчетным путем, составляет $K_{\Phi N} = 0,0100176$ вб/а с предельной погрешностью $\delta_{пр} = 0,003\%$.

Номинальные значения постоянных по потоку рабочих эталонов равны $0,01$ вб/а.

Передача размера единицы магнитного потока от первичного эталона вторичным производится разностным индукционно-баллистическим методом [3] по схеме, представленной на рис. 2. Обмотки эталонов соединяют так, чтобы при изменении (включении, выключении или переключении

переключателем Π) тока в первичной цепи отклонение указателя баллистического гальванометра $БГ$ было пропорционально разности магнитных потоков от сличаемых мер.

Постоянную по потоку K_{Φ} вторичного эталона определяют по формуле

$$K_{\Phi} = K_{\Phi_N} + \frac{c_6 \alpha}{\Delta I}, \quad (1)$$

где c_6 — постоянная баллистического гальванометра;

α — среднее из нескольких отклонений $БГ$;

ΔI — изменение тока в первичной цепи.

Чтобы достигнуть высокой точности при сличениях, следует устранить помехи, искажающие результат измерения, возникающие вследствие взаимной индукции обмотками сличаемых мер, а также из-за вариаций внешнего магнитного поля. Для исключения паразитной взаимной индуктивности вторичный эталон устанавливают на достаточном удалении от первичного и ориентируют так, чтобы витки его вторичной обмотки лежали в одной плоскости с осью обмоток первичного эталона.

Что касается вариаций поля, то обычно их уровень делает сличения невозможными, если не принять специальных мер. При этом основное влияние обусловлено э. д. с., возникающей во вторичной обмотке катушки КЭМП-2, которая имеет большую суммарную площадь витков ($8 \cdot 10^5 \text{ см}^2$). Для исключения влияния этой э. д. с. применяют компенсационную катушку $КК$ (рис. 1) с такой же суммарной площадью витков, как и у вторичной обмотки катушки КЭМП-2. Ее включают так, чтобы наведенная в ней э. д. с. компенсировала наводки во вторичной обмотке, т. е. встречно со вторичной обмоткой. Применение компенсационной катушки практически устраняет колебания указателя баллистического гальванометра около нулевой отметки шкалы.

Так как на компенсационную катушку $КК$ должна действовать та же составляющая вариаций внешнего магнитного поля, что и на вторичную обмотку катушки КЭМП-2, оси обеих катушек должны быть параллельны. В этом случае в компенсационной катушке возникает добавочный магнитный поток, создаваемый первичной обмоткой катушки КЭМП-2. Обозначим отношение этого потока к току в первичной цепи через ΔK_{Φ_N} . Величина ΔK_{Φ_N} добавляется к K_{Φ_N} ; она уменьшается с увеличением расстояния между катушкой КЭМП-2 и компенсационной катушкой. Однако удалить компенсационную катушку на необходимое расстояние не всегда позволяют размеры помещения. Кроме того, магнитные помехи от близких источников при значительном удалении компенсационной катушки могут оказаться некомпенсированными.

В настоящей работе приводится формула для вычисления ΔK_{Φ_N} с погрешностью, не превышающей расчетную погрешность первичного эталона. Величина ΔK_{Φ_N} является поправкой к правой части формулы (1).

Введем систему координат x, y с началом в центре симметрии катушки КЭМП-2 и осью x , направленной вдоль оси катушки (рис. 1).

Если центр компенсационной катушки находится в точке с координатами x, y , то

$$\Delta K_{\Phi_N} = -\mu_0 \frac{w_2}{I} \int_{S_2} H_x dS_2,$$

где μ_0 — магнитная постоянная;

S_2 и w_2 — соответственно площадь и число витков компенсационной катушки;

H_x — проекция на ось x напряженности магнитного поля, создаваемого током I в первичной обмотке.

Знак минус в формуле объясняется тем, что витки компенсационной катушки включены встречно по отношению к виткам вторичной обмотки катушки Кемпбелла. Обозначим S_1 площадь витка первичной обмотки, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ — расстояние между центрами эталонной и компенсационной катушек. Приближенную формулу для ΔK_{Φ_N} можно получить, если заменить магнитное поле первичной обмотки H_x полем H_x^0 магнитного диполя с моментом $p_m = IS_1 \omega_1$, направленным по оси x , и пренебречь распределением H_x^0 по объему компенсационной катушки

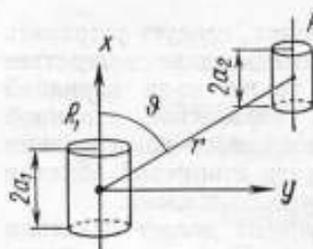


Рис. 3.

$$\begin{aligned} \Delta K_{\Phi_N} &\approx -\mu_0 \frac{\omega^2}{I} H_x^0 S_2 = -\frac{\mu_0 p_m S_2 \omega_2 (2x^2 - y^2)}{4\pi r^3} = \\ &= -\frac{\mu_0 S_1 \omega_1 S_2 \omega_2}{4\pi r^2} (3 \cos^2 \phi - 1), \end{aligned} \quad (2)$$

где ϕ — угол между векторами r и p_m .

Величина ΔK_{Φ_N} по существу является коэффициентом взаимной индукции между первичной обмоткой катушки КЭМП-2 и компенсационной катушкой, которому приписан знак, учитывающий полярность включения этой катушки.

Чтобы оценить погрешность определения поправки ΔK_{Φ_N} по формуле (2), выведем строгое выражение для взаимной индуктивности M двух параллельных соленоидов (рис. 3).

Пусть ϕ_1 — телесный угол, под которым из точки с координатами x, y виден круговой контур радиуса R_1 с осью x , находящийся на расстоянии a от начала координат. Тогда при $r^2 > a^2 + R_1^2$

$$\phi_1 = \int_{S_1} \frac{x}{\rho_1^3} dS_1 = 2\pi \sum_{n=0}^{\infty} B_n(\alpha) R_1^{n+2} \omega_{n+1}(x, y), \quad (3)$$

где S_1 — площадь контура;

ρ_1 — расстояние от dS_1 до точки с координатами x, y ;

$$\alpha = \frac{a}{R_1};$$

$B_n(\alpha)$ — некоторые многочлены степени n от α ;

$$\omega_n(x, y) = \frac{p_n(\cos \phi)}{r^{n+1}};$$

$$\cos \phi = \frac{x}{r};$$

$$r^2 = x^2 + y^2;$$

p_n — полиномы Лежандра степени n ;

Многочлены $B_n(\alpha)$ можно вычислить по формулам

$$B_{n+2}(\alpha) = \frac{n+3}{n+4} \left[\frac{2n+5}{n+2} \alpha B_{n+1}(\alpha) - (1+\alpha^2) B_n(\alpha) \right], \quad n = 0, 1, \dots;$$

$$B_0(\alpha) = \frac{1}{2}$$

$$B_1(\alpha) = \alpha.$$

Производные от $B_n(\alpha)$ и $\omega_n(x, y)$ удовлетворяют соотношениям

$$\frac{\partial B_n(\alpha)}{\partial \alpha} = (n+1) B_{n-1}(\alpha)$$

и

$$\omega_n(x, y) = \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial \omega_{n-1}}{\partial x} = \frac{(-1)^n}{n!} \cdot \frac{\partial^n}{\partial x^n} \left(\frac{1}{r} \right). \quad (4)$$

Напряженность \bar{H}' магнитного поля, создаваемого круговым током I , определяется, как известно, выражением

$$\bar{H}' = -\frac{I}{4\pi} \text{grad } \theta_1$$

или для составляющей поля вдоль оси x

$$\bar{H}'_x = -\frac{I}{4\pi} \cdot \frac{\partial \theta_1}{\partial x} = \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{\partial \theta_1}{\partial a}.$$

Рассмотрим теперь вместо поля H'_x кругового тока напряженность магнитного поля H'_x широкого пояса (соленоида), имеющего ширину $2a_1$, принимая, что центр соленоида расположен в начале координат:

$$\begin{aligned} H'_x &= \frac{\omega_1}{2a_1} \int_{-a_1}^{a_1} H'_x da = \frac{I\omega_1}{4\pi} \cdot \frac{\theta_1(a_1) - \theta_1(-a_1)}{2a_1} = \\ &= \frac{I\omega_1}{2} \sum_{n=0, 2, 4, \dots} \frac{B_{n+1}(a_1)}{a_1} R_1^{n+2} \omega_{n+2}(x, y), \end{aligned}$$

где ω_1 — число витков соленоида;

$$\alpha_1 = \frac{a_1}{R_1}.$$

Воспользовавшись соотношениями (3) и (4), проинтегрируем выражение для напряженности поля H'_x по площади витков второго соленоида с радиусом R_2 и шириной $2a_2$, ось которого параллельна оси x , а центр находится в точке с координатами x, y

$$\begin{aligned} \psi &= \mu_0 \frac{\omega_2}{2a_2} \int_{-a_2}^{a_2} \left(\int_{S_2} H'_x dS_2 \right) db = \frac{I\omega_1\omega_2}{2} \sum_{n=0, 2, 4, \dots} \frac{B_{n+1}(a_1)}{a_1} R_1^{n+2} \frac{(-1)^{n+2}}{(n+2)!} \times \\ &\times \frac{\partial^{n-1}}{\partial x^{n-1}} \left[-\frac{1}{2a_2} \int_{-a_2}^{a_2} \frac{\partial \theta_2}{\partial x} db \right], \end{aligned}$$

где ψ — магнитный поток, пронизывающий второй соленоид;

S_2 — площадь одного витка второго соленоида;

b — переменное расстояние от центра соленоида радиуса R_2 до плоскости витка;

$$\theta_2 = \int_{S_2} \frac{x}{\rho_2^3} dS_2;$$

ρ_2 — расстояние от начала координат до dS_2 .

Применив выражение (3) к θ_2 , используя соотношение $d\theta_2/dx = -d\theta_2/db$ и обозначив $\alpha_2 = a_2/R_2$, получим

$$\begin{aligned} \psi &= \mu_0 I \omega_1 \omega_2 \pi \sum_{k, n=0, 2, 4, \dots} \frac{(n+k+2)!}{(n+2)! (n+k)!} \cdot \frac{B_{n+1}(a_1)}{a_1} \times \\ &\times \frac{B_{k+1}(a_2)}{a_2} R_1^{n+2} R_2^{k+2} \omega_{n+k+2}(x, y), \end{aligned}$$

а затем окончательную формулу для взаимной индуктивности параллельных соленоидов

$$M = \frac{\Psi}{I} = \frac{\mu_0}{\pi} \cdot \frac{S_1 \omega_1 S_2 \omega_2}{r^3} \sum_{n, k=0, 2, 4, \dots} \frac{(n+k+2)!}{(n+2)!(k+2)!} \cdot \frac{B_{n+1}(\alpha_1)}{\alpha_1} \cdot \frac{B_{k+1}(\alpha_2)}{\alpha_2} \times \\ \times \left(\frac{R_1}{r}\right)^n \left(\frac{R_2}{r}\right)^k \rho_{n+k+2}(\cos \theta). \quad (5)$$

Здесь величины $B_n(\alpha)/\alpha$ представляют собой при нечетных n многочлены степени $n-1$:

$$\frac{B_1(\alpha)}{\alpha} = 1, \quad \frac{B_3(\alpha)}{\alpha} = \frac{1}{2}(4\alpha^2 - 3), \quad \frac{B_5(\alpha)}{\alpha} = \frac{3}{8}(8\alpha^4 - 20\alpha^2 + 5), \dots$$

а четные полиномы Лежандра равны соответственно

$$\rho_0 = 1, \quad \rho_2(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1), \quad \rho_4(\cos \theta) = \\ = \frac{1}{8}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3), \dots$$

Осталось применить выражение (5) к интересующему нас случаю взаимной индуктивности M_0 первичной обмотки катушки КЭМП-2 и компенсационной катушки. Первичная обмотка представляет собой соленоид с разрывом (рис. 1), который можно представить как соленоид с шириной $2(l+h)$ без средней части — соленоида с шириной $2l$.

Учитывая, что плотность витков одинакова по длине, получим

$$M_0 = \frac{l+h}{h} M(l+h) - \frac{l}{h} M(l);$$

$$\Delta K_{\Phi N} = -M_0 = -\frac{\mu_0}{\pi} \cdot \frac{S_1 \omega_1 S_2 \omega_2}{r^3} \sum \frac{(n+k+2)!}{(n+2)!(k+2)!} \times \\ \times \frac{B_{n+1}(\alpha_1') - B_{n+1}(\alpha_1'')}{\alpha_1' - \alpha_1''} \cdot \frac{B_{k+1}(\alpha_2)}{\alpha_2} \left(\frac{R_1}{r}\right)^n \left(\frac{R_2}{r}\right)^k \rho_{n+k+2}(\cos \theta), \quad (6)$$

где $\alpha_1' = \frac{l}{R_1}$;

$$\alpha_1'' = \frac{l+h}{R_1}.$$

Формула (6) совпадает с выражением (2), если отбросить старшие члены. Перейдем теперь к конкретному выражению для имеющегося эталона магнитного потока. Для этого случая $\alpha_1' = 0,536$; $\alpha_1'' = 1,361$; $\alpha_2 = 0$ и

$$\Delta K_{\Phi N} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{S_1 \omega_1 S_2 \omega_2}{r^3} \left\{ (3 \cos^2 \theta - 1) + \left[8,8 \left(\frac{R_1}{r}\right)^2 - 3 \left(\frac{R_2}{r}\right)^2 \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{8} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) + \dots \right\}. \quad (7)$$

В силу случайного совпадения радиус R_2 имеющейся компенсационной катушки примерно удовлетворяет равенству $8,8R_1^2 - 3R_2^2 = 0$, поэтому поправочные члены в формуле (7) при $r \geq 2$ м меньше $10^{-3} K_N$. Это значит, что $\Delta K_{\Phi N}$ можно вычислить по формуле (2), не вводя никаких уточнений.

При аттестации вторичного эталона компенсационную катушку располагают на одном горизонтальном уровне с вторичной обмоткой первичного эталона, что соответствует случаю $x = 0$ ($\theta = \frac{\pi}{2}$).

На рис. 4 приведена зависимость (1) поправок ΔK_{Φ_N} от r для этого случая. Там же приведены зависимости (2 и 3) погрешности δ определения ΔK_{Φ_N} при $\Delta r = 10$ см и $\Delta r = 5$ см соответственно, где Δr — погрешность измерения расстояния r .

Используя выражение (2), погрешность δ можно вычислить по формуле

$$\delta = \frac{\partial \Delta K_{\Phi_N}}{\partial r} \Delta r =$$

$$= 3 \Delta K_{\Phi_N} \frac{\Delta r}{r}.$$

Как видно из рис. 4, при обычных значениях $r = 2,5 \div 4$ м поправка $\Delta K_{\Phi_N}/K_{\Phi_N}$ составляет 0,08—0,02%, т. е. без ее учета измерения имеют значительную систематическую погрешность, сравнимую с предельной погрешностью аттестации вторичного эталона, составляющей 0,03%.

Так как в дальнейшем предусмотрено повышение точности передачи размера единицы магнитного потока от первичного эталона вторичным на порядок, что соответствует уменьшению погрешности передачи до 0,003%, то без учета поправки на взаимные влияния компенсационную катушку потребуется устанавливать на расстоянии более 7 м от эталона, что, как указано выше, не всегда возможно.

В таблице приведены результаты сличений рабочего эталона с первичным эталоном магнитного потока и поправок, учитывающих расстояние между эталонами.

Расстояние между первичным эталоном и компенсационной катушкой, см	Значение постоянной рабочего эталона, полученное в результате сличений без учета поправки, вб/а	Значение поправки, вб/а	Значение постоянной рабочего эталона с учетом поправки, вб/а
280	0,0099901	0,0000051	0,0099952
310	0,0099904	0,0000038	0,0099942
210	0,0099827	0,0000119	0,0099946
210	0,0099823	0,0000119	0,0099942
211	0,0099829	0,0000119	0,0099948
363	0,0099918	0,0000025	0,0099943
			0,0099946

Разброс значений постоянной вторичного эталона объясняется случайными погрешностями измерения магнитного потока и погрешностью измерения расстояния между эталонами.

Как видно из таблицы, введение поправки позволяет заметно снизить погрешность передачи размера единицы магнитного потока вторичным эталонам.

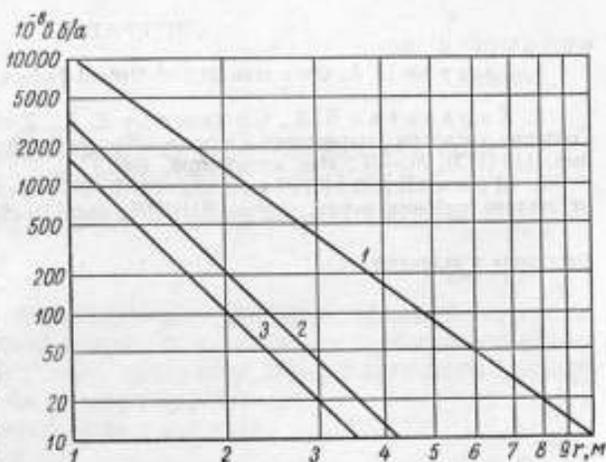


Рис. 4.

В заключение следует заметить, что, располагая соответствующим образом компенсационную катушку в пространстве, можно добиться, чтобы при всех значениях r выполнялось условие $\Delta K_{\Phi_N} = 0$. Для этого необходимо, чтобы $2x^2 - y^2 = 0$, т. е. $\cos^2 \theta = 1/3$, и тогда не потребуется вычислять поправки к формуле (1). Наименьшее расстояние r при этом определяется погрешностями измерения x и y .

ЛИТЕРАТУРА

1. Campbell A. On a standard of Mutual Inductance. «Proc. Roy. Soc.», 1907, A., v. 79.
2. Караваева В. А., Соколова Е. А., Хорев В. Н., Шрамков Е. Г. Создание эталона магнитного потока. Труды метрологических институтов СССР, вып. 113 (173), М.—Л., Изд. стандартов, 1969.
3. Шрамков Е. Г., Чернышев Е. Г. Передача значений магнитных единиц от эталона рабочим мерам. Труды ВНИИМ, вып. 29 (89), М.—Л., Стандартгиз, 1956.

Поступила в редакцию
12.11.1969 г.

В. Я. ШИФРИН

ВНИИМ

МЕТОДИКА И АППАРАТУРА ДЛЯ ПОВЕРКИ МЕР И ПРИБОРОВ, ИЗМЕРЯЮЩИХ ИНДУКЦИЮ СЛАБЫХ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Для метрологического обслуживания приборов высокой точности, измеряющих модуль магнитной индукции в диапазоне слабых постоянных магнитных полей (10^{-6} — 10^{-4} тл), требуются меры различного размера и конструкции, которые бы воспроизводили величину индукции магнитного поля с погрешностью до 0,001%*.

Для поверки таких мер и приборов во ВНИИМ разработана аппаратура, блок-схема которой представлена на рис. 1. С целью обеспечения наибольшей точности измерений в основу поверочной аппаратуры положен ядерно-прецессионный измеритель. Диапазон измеряемых индукций магнитного поля составляет $(0,25 \div 2,5) \cdot 10^{-4}$ тл.

Обычно ядерно-прецессионные приборы применяют для измерения индукции магнитного поля Земли [1]. Используемые при этом преобразователи с объемом рабочей жидкости не менее 100 см^3 не пригодны для измерения индукции магнитного поля катушек. В описываемом здесь приборе объем рабочей жидкости преобразователя равен 20 см^3 . Размер его определяется однородностью поля [2], создаваемого эталонной катушкой Гельмгольца (радиус 15 см), при помощи которой исследуется и поверяется описываемая аппаратура. Преобразователь представляет собой стеклянный сферический сосуд радиусом 1,7 см с дистиллированной водой, непосредственно на который намотана обмотка, состоящая из 1200 витков очищенного от ферромагнитных примесей медного провода сечением $0,5 \text{ мм}^2$. Как показывают расчеты, амплитуда э. д. с. сигнала ядерной прецессии, снимаемая с такого преобразователя, примерно в два раза больше амплитуды, которую можно снять с преобразователя цилиндрической формы с такими же объемом образца и числом витков обмотки.

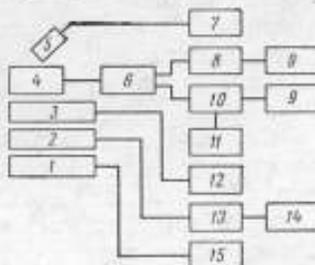


Рис. 1. Блок-схема образцового ядерно-прецессионного измерителя модуля индукции магнитного поля.

1 — катушка компенсации вариаций ИМПЗ; 2 — поверяемая мера; 3 — кольца компенсации ИМПЗ; 4 — чувствительный элемент ядерно-прецессионного измерителя; 5 — чувствительный элемент нуля-индикатора поля; 6 — предварительный усилитель; 7 — измерительная схема нуля-индикатора поля; 8 — узкополосный усилитель; 9 — электронный частотомер; 10 — смеситель; 11 — прецессионный декадный генератор; 12 — стабилизатор тока компенсации ИМПЗ; 13 — регулировочное устройство схемы измерения тока поверяемой меры; 14 — измеритель тока поверяемой меры; 15 — схема автокомпенсации вариаций ИМПЗ.

* Стр. 24.

Преимуществом образца сферической формы является и то, что средняя величина магнитной индукции в его объеме равна индукции в центре симметрии любой меры с круглой формой витков, например, с каркасами в виде цилиндра, шара или эллипсоида.

При разработке усилителя были учтены факторы, которые вызывают погрешности, обусловленные затухающим характером сигнала свободной ядерной прецессии [3]. В схеме отсутствуют элементы с ферромагнитными сердечниками, избирательность усилителя достигается применением активного двойного Т-образного моста. Полоса пропускания усилителя в режиме измерения составляет 1%, в режиме настройки — 3% от значения резонансной частоты. Оконечный каскад обеспечивает достаточно большую амплитуду линейного усиления (20 в при коэффициенте нелинейных искажений менее 0,5%). Начальная амплитуда сигнала на выходе — около 4 в, отношение сигнал—шум равно 60 при магнитной индукции $5 \cdot 10^{-5}$ тл. Погрешность за счет изменения усилителем фазы сигнала ($\Delta\varphi$) за время измерения частоты сигнала прецессии не превышает $4 \cdot 10^{-4}\%$. Стабилизация начальной амплитуды сигнала достигается питанием цепи поляризации от сетевого источника, коммутируемого по первичной цепи трансформатора. При включении источника поляризации напряжение на выходном конденсаторе большой емкости (а следовательно, и на обмотке датчика и реле поляризации, включенных параллельно выходу источника) исчезает не мгновенно, а адиабатически, по экспоненте вплоть до момента отпущения реле, который наступает после уменьшения тока поляризации в 5 раз (за 20 мсек). Нестабильность начальной амплитуды сигнала при таком способе включения не превышает 2%.

Сигнал с выхода усилителя сигнала ядерной прецессии подается на электронно-счетный частотомер, работающий в режиме измерения времени 500, 1000, 2000, 4000 периодов сигнала (частота меток времени 1 МГц). Обычное время измерения составляет 0,5—1 сек. При уровне напряжения запуска формирующего устройства частотомера 20 мв погрешность за счет различия амплитуды сигнала в начале и конце измерения (ΔW_ϕ) не превышает $2 \cdot 10^{-4}\%$. Суммарная погрешность единичного измерения индукции магнитного поля определяется выражением

$$\frac{\Delta B}{B} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta W_m}{W_m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta W_\rho}{W_\rho}\right)^2 + \left(\frac{\Delta W_\phi}{W_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta W_\tau}{W_\tau}\right)^2 + \left(\frac{\Delta W_0}{W_0}\right)^2}, \quad (1)$$

где $\frac{\Delta \gamma}{\gamma}$, $\frac{\Delta W_m}{W_m}$, $\frac{\Delta W_\tau}{W_\tau}$ и $\frac{\Delta W_0}{W_0}$ — соответственно погрешности принятого значения гиромангнитного отношения протона ($5 \cdot 10^{-4}\%$); конечной величины отношения сигнал—шум ($8 \cdot 10^{-4}\%$); отсчета электронного частотомера ($2 \cdot 10^{-4}\%$) и установки опорной частоты ($1 \cdot 10^{-4}\%$).

Подставив приведенные значения погрешностей в формулу (1), получим $\Delta B/B = 11 \cdot 10^{-4}\%$.

Погрешности ΔW_m и ΔW_τ носят случайный характер и при достаточном количестве измерений могут быть сведены к пренебрежимо малой величине. Тогда погрешность ряда измерений, определяемая остальными составляющими, будет равна $7 \cdot 10^{-4}\%$.

При поверке мер необходимо измерять индукцию магнитного поля, созданного мерой при прохождении через нее известного тока. Поскольку измерения приходится производить в магнитном поле Земли, то для того чтобы оно не вносило заметной погрешности, его ком-

пенсируют в объеме преобразователя полем специальной катушки. После компенсации магнитного поля Земли измеренную магнитную индукцию поля поверяемой меры при двух противоположных направлениях тока в ее обмотке можно выразить через суммарные индукции B_1 и B_2

$$B_k = \frac{B_1 + B_2}{2} \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{y^2}{B_1 B_2} - \dots \right], \quad (2)$$

где y — поперечная к направлению B_k составляющая индукции нескомпенсированного остатка поля Земли вдоль оси поверяемой меры.

Продольная составляющая исключается измерением при противоположных направлениях тока, а поперечная вносит погрешность, которая становится меньше $10^{-4}\%$ при $y \leq 4 \cdot 10^{-7}$ тл на нижнем пределе измеряемых индукций. Для проверки стационарных и переносных произвольно ориентированных мер, создающих магнитную индукцию в диапазоне $(0,25-25) \cdot 10^{-4}$ тл (при степени неоднородности в объеме сферы с радиусом 1,7 см не менее $5 \cdot 10^{-9}$ тл), в описываемом приборе служат компактные кольца компенсации модуля индукции магнитного поля Земли, которые вместе с ядерно-прецессионным преобразователем прибора вставляют в поверяемую меру. Кольца представляют собой четырехсекционную меру с диаметром витков около 15 см, неоднородность магнитного поля которых не превышает 10^{-9} тл в объеме образца датчика. Такая высокая однородность обеспечивается за счет соотношений между числом витков и геометрическими размерами секций, при которых в аналитическом выражении магнитной индукции исключаются координатные члены со степенями до 6-го порядка.

Катушка установлена на ориентирующей подставке и питается от транзисторного стабилизатора тока, который имеет нестабильность менее 0,002% за 30 мин и позволяет изменять величину стабилизуемого тока в пределах $\pm 15\%$. Перед измерениями на место ядерно-прецессионного преобразователя в центр катушки помещают чувствительный элемент феррозондового нуля-индикатора, который позволяет ориентировать кольца компенсации по направлению модуля индукции магнитного поля Земли и выбрать ток компенсации так, чтобы нескомпенсированный остаток не превышал 10^{-8} тл. При этом погрешность от недокомпенсации будет менее $10^{-4}\%$. Затем преобразователь ставят на место в совмещенный центр колец компенсации и поверяемой меры и измеряют частоту прецессии протонов, соответствующих противоположным направлениям тока, протекающего по обмотке меры. На рис. 2 показаны кольца компенсации и поверяемая мера в рабочем положении. В зависимости от заданной погрешности проверки состав аппаратуры, участвующей в измерениях, различен. При наиболее точных измерениях, таких как аттестация образцовых



Рис. 2. Кольца компенсации и поверяемая мера в рабочем положении.

мер первого разряда (кроме описанной выше аппаратуры), применяют систему компенсации вариаций (14 и 15 на рис. 1) составляющей индукции магнитного поля Земли, вдоль которой направлена ось поверяемой меры. Измерение тока в этом случае производят либо компенсационной установкой, либо тем же ядерно-прецессионным измерителем с использованием

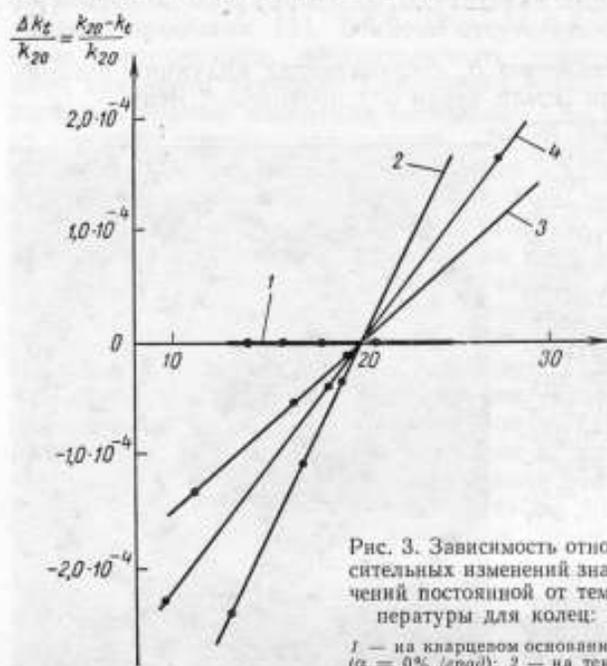


Рис. 3. Зависимость относительных изменений значений постоянной от температуры для колец:

1 — на кварцевом основании ($\alpha = 0\%$ /град); 2 — на текстолитовом основании с диаметром 60 см ($\alpha = 0,0035\%$ /град); 3 — для таких же колец, но другой конструкции ($\alpha = 0,0015 \cdot 10^{-3}\%$ /град); 4 — на дюралюминиевом основании с диаметром 65 см ($\alpha = 0,0022 \cdot 10^{-3}\%$ /град).

специальной измерительной катушки индукции магнитного поля и нуль-индикатора тока поверяемой меры. В обоих случаях погрешность измерения тока не превышает $10^{-3}\%$. Общая погрешность определения постоянных мер ΔK_M составляет не более $1,2 \cdot 10^{-3}\%$. Когда нет необходимости в том, чтобы погрешность поверки была менее $0,01\%$ (имеются в виду измерения в условиях загородной лаборатории), систему компенсации вариаций индукции магнитного поля Земли можно не применять, а для измерений величины электрического тока пользоваться потенциометром соответствующего класса точности (например, Р 309).

Всю аппаратуру исследовали и поверяли при помощи эталонных кварцевых колец Гельмгольца, величину электрического тока в обмотке которых измеряли компенсационной установкой. Результаты измерений, проведенных при индукции магнитного поля $0,6$ и $1,2 \cdot 10^{-4}$ тл, указаны в таблице.

№ катушки	Значение постоянной, $\times 10^4$ тл/а	
	измеренное	вычисленное по геометрическим размерам
10	$0,576396 \pm 0,000005$	$0,576402 \pm 0,000005$
14	$1,152280 \pm 0,00001$	$1,152276 \pm 0,00001$

В процессе поверки колец Гельмгольца различных типов была изучена зависимость значения их постоянных от температуры. На рис. 3 приведена зависимость относительных изменений значения постоянной от температуры для некоторых мер. Температурный коэффициент значений постоянных различен для мер различной конструкции. Например, для колец Гельмгольца на кварцевом основании $\alpha = 0\%$ (град) он вообще не был обнаружен, так как величина изменений постоянной с температурой лежит ниже погрешностей относительных измерений (в данном случае $2 \cdot 10^{-4}\%$). В то же время у других колец температурный коэффи-

циент легко определяется с погрешностью менее 10%. В измеряемом диапазоне температур (5÷35° С) значения постоянной для любой температуры выражаются формулой

$$k_t = k_{20} [1 + \alpha (t - 20)], \quad (3)$$

где k_{20} — значения постоянной меры при 20° С;
 t и α — соответственно температура меры и ее температурный коэффициент.

Таким образом, для поверки меры индукции магнитного поля с погрешностью менее 0,02% необходимо определить температурный коэффициент ее постоянной.

Описанную аппаратуру вместе с исследованной образцовой мерой (с большим объемом однородного поля) и установкой для компенсации индукции магнитного поля

Земли можно использовать для поверки с высокой точностью приборов, измеряющих модуль индукции магнитного поля в широком диапазоне. Для этого чувствительный элемент поверяемого прибора помещают в центр образцовой меры, где скомпенсировано магнитное поле Земли, а электрический ток, проходящий по обмотке меры, пропускают (последовательно)

по обмотке другой образцовой меры, в которую помещают преобразователь образцового ядерно-прецессионного измерителя. При этом величина индукции магнитного поля Земли должна быть также скомпенсирована. Ядерно-прецессионный измеритель со своими мерами (образцовой и компенсирующей) удаляют на достаточное расстояние, чтобы исключить их взаимные влияния с поверяемым прибором.

Величину магнитной индукции в мере поверяемого прибора определяют по формуле

$$B_n = \frac{k_1}{k_2} \cdot \frac{W \mu_0}{\gamma}, \quad (4)$$

где k_1 и k_2 — постоянные образцовых мер поверяемого и образцового приборов.

Значение магнитной индукции B_n выбирают так, чтобы охватить необходимые для поверки прибора диапазоны. Погрешность магнитной индукции определяют из выражения

$$\frac{\Delta B_n}{B_n} = \sqrt{\left(\frac{\Delta k_0}{k_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta W}{W}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma}\right)^2}, \quad (5)$$

где $\frac{\Delta k_0}{k_0}$ — погрешность определения отношения постоянных образцовых мер.

Величина $\frac{\Delta k_0}{k_0}$ может быть определена с погрешностью не более $4 \cdot 10^{-4} \%$, тогда $\frac{\Delta B_n}{B_n} = 8 \cdot 10^{-4} \%$. Пределы измерения ядерно-прецессионного прибора ограничены $(0,25-25) \cdot 10^{-4} \text{ тл}$, поэтому, чтобы использовать его для поверки приборов в более широком диапазоне индукции $[(0,01 \div 20) \cdot 10^{-4} \text{ тл}]$, следует применять схему, представленную на рис. 4.

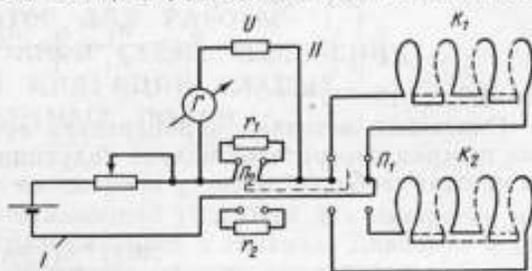


Рис. 4. Схема поверки приборов, измеряющих модуль индукции слабого постоянного магнитного поля.

Ток в образцовой мере K_1 поверяемого прибора устанавливают в цепи I при помощи образцового сопротивления r_1 и элементов цепи II, состоящей из источника стабильных опорных напряжений U и чувствительного гальванометра G (нуль-индикатора тока). Изменяя опорное напряжение в цепи II, можно установить любой нужный ток в цепи I. После измерений в мере K_1 при помощи переключателей P_1 и P_2 в цепь I включают меру K_2 образцового ядерно-прецессионного измерителя и образцовое сопротивление r_2 . Изменяя величину тока в цепи I, добиваются возвращения индикатора гальванометра в цепи II на отметку нуля и производят измерение в мере K_2 . Сопротивление r_2 выбирают так, чтобы значение магнитной индукции меры K_2 лежало в диапазоне измерения ядерно-прецессионного прибора.

Значение индукции меры K_1 вычисляют в этом случае так:

$$B_n = \frac{K_1}{K_2} \cdot \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{\omega \mu_0}{\gamma}, \quad (6)$$

где $\Delta B_n = 10^{-3}\%$.

Описанная методика и аппаратура предназначены главным образом для проверки измерителей модуля индукции магнитного поля, основанных на методах свободной ядерной прецессии и оптической ориентации атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М. Земной магнетизм, т. I, II. Изд. ЛГУ, 1963.
2. Студенцов Н. В. Меры основных магнитных величин и методика определения их значений. М., НТО приборостроительной промышленности, 1965.
3. Студенцов Н. В., Шифрин В. Я. Погрешности измерения частоты свободной прецессии протонов. Труды метрологических институтов СССР, вып. 113 (173), М.—Л., Изд. стандартов, 1969.

Поступила в редакцию
11.XII.1968 г.

А. С. ЗАЙКА, Д. И. ЧЕБУРКОВ, Г. К. ЯГОЛА

ВНИИФТРИ

МАГНИТНО-МОДУЛЯЦИОННЫЙ НУЛЬ —
ИНДИКАТОР ДЛЯ РАБОТЫ
В КОМПЕНСАЦИОННОЙ СХЕМЕ ИЗМЕРЕНИЯ
МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ СЛАБЫХ
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В работе [1] описана компенсационная установка для измерения магнитной индукции слабых магнитных полей в экранах. Диапазон и погрешности измерений на этой установке определяются в основном чувствительностью, смещением и нестабильностью нулевых показаний нуль-индикатора. Последний должен обеспечивать надежную фиксацию равенства индукции измеряемого и компенсирующего полей. В качестве нуль-индикатора в установке применен магнитно-модуляционный преобразователь (ММП) с электронной схемой питания и индикации.

Условия измерений в ограниченных объемах магнитных экранов потребовали разработки малогабаритного и высокочувствительного ММП, измерительный сигнал которого не зависел бы от влияния окружающих его ферромагнитных масс. Вместе с тем необходимо было обеспечить возможности низкий порог чувствительности и минимальное смещение нулевых показаний прибора.

Как известно, нижний предел порога чувствительности ММП, ограниченный магнитными шумами в его сердечниках, может составлять 1×10^{-11} тл и менее [2]. Чувствительность преобразователя в значительной степени определяется кратковременными изменениями тока возбуждения, паразитных гармоник и помех, а также флуктуациями фазы этих сигналов. Лучшие образцы магнитно-модуляционных преобразователей имеют порог чувствительности в пределах нескольких единиц на 10^{-8} тл. Эту величину можно уменьшить, если устранить влияние фазы флуктуирующих сигналов в электронной схеме.

Более трудно уменьшить смещения нулевых показаний прибора, которые могут достигать более 10^{-8} тл. Смещения нулевых показаний вызваны неоднородностью измеряемого и компенсирующего полей, потерями на перемангнивание, непараллельностью и неидентичностью ферромагнитных сердечников, нелинейными искажениями, фазовыми характеристиками и другими факторами. Степень их влияния зависит от размеров и качества изготовления преобразователя, а также от параметров электронной схемы. Обычно схемы чувствительных приборов с магнитно-модуляционными преобразователями содержат генератор тока возбуждения частоты f_0 , избирательный усилитель рабочего сигнала частоты $2f_0$, фазовый детектор и выходной измерительный прибор. При таком построении электронной схемы основными факторами, определяющими положение нуля,

являются фазочувствительность электронной схемы и нелинейные искажения в генераторе тока возбуждения и в избирательном усилителе.

Влияние нелинейных искажений можно уменьшить, применив избирательные фильтры, ослабляющие вторую гармонику в токе возбуждения и первую гармонику в рабочем сигнале. Кроме того, остаточное смещение нуля-пункта можно исключить путем двух измерений с поворотом датчика на 180° в измеряемом поле [1].

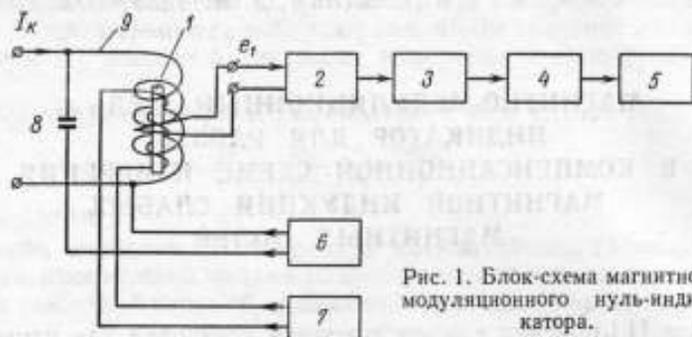


Рис. 1. Блок-схема магнитно-модуляционного нуля-индикатора.

Смещение нуля, обусловленное фазочувствительностью схемы за счет квадратурной части сигнала, исключить таким образом не удастся. Наиболее рационально в этом случае использовать электронные схемы, нечувствительные к фазе сигнала.

Для работы в компенсационной схеме измерения магнитной индукции поля в экранах потребовалось создать нуля-индикатор со следующими характеристиками:

Порог чувствительности	менее $1 \cdot 10^{-9}$ тл
Уровень переменных и постоянных полей рассеивания в окружающем пространстве	не более сотых долей процента
Фазочувствительность	отсутствует
Ослабление паразитных гармоник	более чем в $5 \cdot 10^6$ раза
Длина сердечников преобразователя	менее 20 мм

Приборы, работающие на основе ММП, не могут быть использованы для этих целей из-за фазочувствительности электронной схемы, значительного уровня полей рассеивания и больших размеров преобразователя.

Блок-схема разработанного во ВНИИФТРИ нуля-индикатора приведена на рис. 1. Нуль-индикатор содержит магнитно-модуляционный преобразователь 1 с компенсационной катушкой 9 и два генератора — переменного тока возбуждения 7 и тока низкой частоты 6. Дополнительное низкочастотное поле модуляции создает компенсационная катушка, которая питается от генератора 6 через конденсатор 8. Рабочий сигнал e_1 , состоящий из двух синфазных составляющих, пропорциональных индукции остаточного внешнего поля и поля дополнительной модуляции, усиливается усилителем 2. Огибающая этого сигнала, выделенная амплитудным детектором 3, содержит первую гармонику частоты дополнительной модуляции, величина и знак которой определяются индукцией внешнего поля и не зависят от квадратурной части сигнала. Равенство нулю этой составляющей, соответствующее нулевой разности между индукциями измеряемого и компенсирующего полей, после усиления и детектирования в избирательном усилителе 4 определяют по шкале выходного прибора 5.

Низкочастотная модуляция и амплитудное детектирование позволяют обеспечить низкий порог чувствительности и устранить влияние фазовых характеристик схемы на смещение нулевых показаний.

Описываемый магнитно-модуляционный нуль-индикатор отличается от известных феррозондовых измерителей напряженности магнитных полей специальным магнитно-модуляционным преобразователем, генератором низкой частоты, амплитудным детектором и низкочастотным избирательным усилителем.

Магнитно-модуляционный преобразователь имеет два ферромагнитных сердечника из пермаллоя марки 79НМА размерами $15 \times 1,5 \times 0,01$ мм³ каждый. Обмотки возбуждения (число витков — по 600 в каждой, ПЭВ диаметром 0,07 мм) расположены равномерно по всей длине сердечников. Измерительная обмотка (число витков 2000, ПЭВ диаметром 0,025 мм)

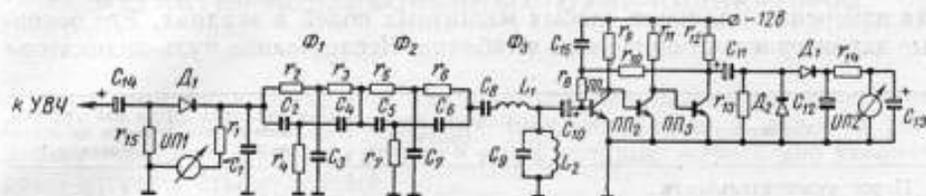


Рис. 2. Схема избирательного низкочастотного усилителя.

$r_1 - 2$ ком; $r_{2-8} - 8$ ком; $r_9 - 4$ ком; $r_{10-11} - 8$ ком; $r_{12} - 4$ ком; $r_{13} - 22$ ком; $r_{14} - 10$ ком; $r_{15} - 51$ ком; $C_1 - 4$ ком; $C_2 - 3,3$ ком; $C_3 - 5,6$ ком; $C_4 - 2$ ком; $C_5 - 5,6$ ком; $C_6 - 1$ мкф; $C_7 - 0,5$ мкф; $C_8 - 0,4$ мкф; $C_9 - 0,2$ мкф; $C_{10} - 0,8$ мкф; $C_{11} - 80$ мкф; $C_{12-15} - 10$ мкф; $C_{16} - 2000$ мкф; $L_1 - 80$ эг; $L_2 - 0,8$ эг; ИП1-2-М265М; ПП1-3-П101; Д1-3ДЖ-9

сосредоточена в центре на участке длиной 3 мм. Для уменьшения поля рассеивания компенсационные катушки ($K \approx 2 \cdot 10^{-4}$ тл/а) выполнены в виде софоксных эллипсоидов вращения. Ослабление переменного поля возбуждения вне ММП обеспечивается медным экраном. ММП при длине 38 мм и наружном диаметре 20 мм имеет относительную величину напряженности переменных полей рассеивания не более 0,02%.

Генератор тока возбуждения выполнен по двухтактной схеме на лампе 6НЗП. Для ослабления четных гармоник в нем предусмотрен двухзвенный пассивный LC-фильтр, так что уровень второй гармоники в 10^6 раз меньше по сравнению с первой. Рабочая частота тока возбуждения f_0 , равная 10 кГц, была выбрана исходя из необходимой чувствительности и стабильности нуля прибора с ММП. Двухтактный усилитель сигнала второй гармоники с резонансной частотой 20 кГц на лампах 6НЗП имеет коэффициент усиления $k = 10^3$. Предварительное ослабление нечетных гармоник осуществляет двухзвенный LC-фильтр. В целом ослабление первой гармоники с учетом ослабления в ММП равно 10^6 .

Генератор низкой частоты собран по схеме симметричного мультивибратора на полупроводниковых триодах. Нестабильность по частоте — менее 0,3%. Частота генерации 20 гц выбрана, исходя из необходимого ослабления влияния помех от промышленной сети. Ток генератора создает в компенсационной обмотке преобразователя поле около $1 \cdot 10^{-8}$ тл. Избирательный усилитель (рис. 2) — наиболее ответственный узел магнитно-модуляционного нуля-индикатора. Эффективность подавления в нем низкочастотных помех в значительной степени определяет порог чувствительности нуля-индикатора. Огибающая сигнала второй гармоники, выделенная на выходе амплитудного детектора (D_1, r_1, C_1), содержит, кроме первой, рабочей, большую по величине вторую гармонику и большой уровень сигнала частоты 100 гц, обусловленный помехами от промышлен-

ной сети. Эти помехи ослабляются пассивными фильтрами; два из них (Φ_1 и Φ_2) — двойные Т-образные мосты, настроенные соответственно на 40 и 100 гц, а третий (Φ_3) — LC-фильтр типа К с полосой пропускания 4 гц и ослаблением 20 дб на одну октаву предназначен для выделения рабочего сигнала 20 гц. Такой трехзвенный фильтр практически исключает влияние низкочастотных помех на порог чувствительности нуль-индикатора.

Для предварительной компенсации измеряемой индукции в низкочастотном тракте предусмотрен прибор ИП1, реагирующий лишь на средний уровень амплитуды второй гармоники частоты 20 кГц. Такой прибор необходим потому, что при значительной разности индукции измеряемого и компенсирующего полей сигнал низкочастотной модуляции ограничивается усилителем сигнала 20 кГц. Прибор ИП2 используют только для точного определения момента компенсации.

Разработанный нуль-индикатор используют в компенсационной схеме для измерения индукции слабых магнитных полей в экранах. Его основные характеристики приведены в таблице. Исследование нуль-индикатора

Характеристика	Единица измерения	При амплитудном детектировании	При фазочувствительном детектировании *
Порог чувствительности	мГ	$5 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$
Цена деления	мГ	$2 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$
Относительный уровень полей рассеивания в окружающем пространстве	%	0,06	—
Уход нуля за сутки	мГ	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Смещение нуля за счет фазовых характеристик сигнала	мГ	$5 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$

* Для рабочего сигнала 20 кГц.

было выполнено при расположении магнитно-модуляционного преобразователя внутри магнитного экрана, описание которого приведено в работе [3]. Результаты исследований свидетельствуют о его повышенной помехозащищенности, большей чувствительности и стабильности нулевых показаний по сравнению с нуль-индикатором при фазочувствительной электронной схеме. Низкий порог чувствительности нуль-индикатора при сравнительно небольших размерах ММП и небольшой уровень полей рассеивания позволяют использовать его в компенсационной схеме для точных измерений индукции слабых магнитных полей в экранах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ягола Г. К., Чебурков Д. И. Установка для измерения магнитной индукции поля в магнитных экранах. «Измерительная техника», 1968, № 7.
2. Ягола Г. К., Чебурков Д. И. Измерение магнитной индукции поля в магнитных экранах. «Измерительная техника», 1967, № 9.
3. Ягола Г. К., Чебурков Д. И., Зайка А. С. Устройство для градуировки и поверки технических измерителей слабых магнитных полей, «Измерительная техника», 1968, № 11.

Поступила в редакцию
3.XII.1968 г.

Д. И. ЧЕБУРКОВ, Г. К. ЯГОЛА
ВНИИФТРИ

ОЦЕНКА СМЕЩЕНИЯ НУЛЕВЫХ ПОКАЗАНИЙ МАГНИТНО-МОДУЛЯЦИОННЫХ НУЛЬ-ИНДИКАТОРОВ

При измерении магнитной индукции слабых магнитных полей приборами с магнитно-модуляционными преобразователями важную роль играет оценка возможных смещений нуля, которые значительно увеличивают погрешность измерений.

Анализ влияния различных факторов на смещение нуля таких приборов приведен в работах [1—3]. При использовании магнитно-модуляционных преобразователей (ММП) в качестве нуль-индикаторов в компенсационной схеме измерения магнитной индукции возникают дополнительные факторы, которые необходимо учитывать при оценке смещения нулевых показаний ММП. Величину смещения нуля можно представить в виде

$$\delta = \delta_0 + \delta_1 + \delta_2, \quad (1)$$

где δ_0 — смещение нуля при отсутствии измеряемого (с индукцией B_n) и компенсирующего (с индукцией B_k) магнитных полей ($B_n = B_k = 0$);

δ_1 — смещение нуля, обусловленное неоднородностью измеряемого и компенсирующего полей по длине сердечников ММП ($B_n = B_k = 0$);

δ_2 — смещение нуля, обусловленное потерями на перемагничивание сердечников полем возбуждения ($B_n = B_k = 0$).

Смещения нулевых показаний магнитно-модуляционного нуль-индикатора зависят от качества его узлов и условий работы: нелинейных искажений и фазовых характеристик электронной схемы, неоднородности магнитного поля в объеме ферромагнитных сердечников, потерь на вихревые токи и на перемагничивание. Влияние этих факторов на составляющие выражения (1) может быть рассмотрено на основе уравнения для э. д. с. второй гармоники ММП

$$\dot{E}_{\text{вмх}} = \int_0^{2L} K(x) e^{j\psi(x)} \frac{B(x)}{\mu_0} dx, \quad (2)$$

где L — длина ферромагнитного сердечника;
 $K(x) e^{j\psi(x)}$ — коэффициент преобразования участка сердечника dx на расстоянии x от его начала;
 $B(x)$ — магнитная индукция внешнего поля, действующего на участок dx ;
 μ_0 — магнитная постоянная.

При измерении магнитной индукции компенсационным методом величина $B(x)$ определяется как разность индукций измеряемого и компенсирующего полей на отдельных участках сердечников, обусловленная неоднородностью полей. Учитывая неравномерность параметра $K(x) I^{(x)}$, а также нелинейные искажения и возможные фазовые сдвиги в усилительно-преобразовательных трактах, получим следующие уравнения:

$$\delta_0 \approx \left(H_{m1} \frac{k_{2f}'}{d} \cos \Delta\Phi' + H_{m1} \frac{k_{2f}''}{d} \cos \Delta\Phi'' \right), \quad (3)$$

где H_{m1} — амплитуда напряженности первой гармоники поля возбуждения;

k_{2f}' — коэффициент нелинейных искажений электронной схемы для первой гармоники;

d — коэффициент ослабления первой гармоники;

$\Delta\Phi'$ — изменение фазы рабочего сигнала второй гармоники частоты возбуждения за счет фазовых характеристик основных узлов прибора по отношению к фазе опорного напряжения фазового детектора;

k_{2f}'' — клирфактор по второй гармонике тока возбуждения;

$\Delta\Phi''$ — изменение фазы паразитного сигнала второй гармоники тока возбуждения по отношению к фазе опорного напряжения фазового детектора;

$$\delta_1 \approx \int_0^{2L} \frac{k_x}{k} \Delta B_x dx, \quad (4)$$

где \bar{k} — среднее значение коэффициента преобразования ММП ($\Delta K_x = K(x) - \bar{k}$);

$k(x)$ — модуль коэффициента преобразования участка сердечника dx на расстоянии x от его начала;

ΔB_x — разность между индукциями измеряемого и компенсирующего полей на участке dx ;

$$\delta_2 \approx \left[\int_0^{2L} \Delta B_x \sin \Delta\varphi_x dx \right] \sin (\Delta\psi + \Delta\bar{\varphi}), \quad (5)$$

где $\Delta\varphi_x = \varphi(x) - \Delta\bar{\varphi}$;

$\varphi(x)$ — фаза коэффициента преобразования участка сердечника dx на расстоянии x от его начала;

$\Delta\bar{\varphi}$ — среднее значение фазы э. д. с. второй гармоники ММП, определяемое потерями на перемагничивание и вихревые токи;

$\Delta\psi$ — сдвиг фазы в усилительно-преобразовательных трактах.

Приведенные соотношения позволяют определить влияние различных факторов на составляющие нулевого смещения магнитно-модуляционного нуля-индикатора, дать количественную оценку, наметить методику их учета или исключения.

Как следует из выражения (3), величина δ_0 определяется амплитудой поля возбуждения, коэффициентом ослабления первой гармоники поля возбуждения, нелинейными искажениями в электронной схеме, фазовыми соотношениями и не зависит от вектора магнитной индукции. Анализ работы магнитно-модуляционных измерителей показывает, что эта величина может составлять $(3+50) \cdot 10^{-9}$ тл. Погрешность δ_0 удается исключить, выполняя два измерения при повороте ММП в измеряемом поле на 180° [4].

Составляющая δ_1 , обусловленная изменением коэффициента преобразования, согласно выражению (4), зависит от степени неоднородности и величины магнитной индукции, а также от размеров сердечника преобразователя. Так, например, для ММП длиной 15 мм при измерении поля, имеющего индукцию $1 \cdot 10^{-6}$ тл и неоднородность $1 \cdot 10^{-8}$ тл/см, значение δ_1 оценивается в $5 \cdot 10^{-10}$ тл. Составляющая δ_1 обусловлена тем, что при компенсации измеряемой магнитной индукции поля по нулевому уровню э. д. с. во вторичной обмотке ММП результирующее значение индукции измеряемого и компенсирующего полей в отдельных участках сердечников не равно нулю. Изменение коэффициента передачи по длине сердечников в свою очередь зависит от их размеров и взаимного расположения, размещения витков измерительной обмотки, качества отжига, однородности поля возбуждения и других факторов. Знак составляющей δ_1 определяется знаком изменения индукции вдоль сердечников ММП, поэтому при повороте преобразователя на 180° она исключается. Как показал опыт, этой величиной практически можно пренебречь при измерениях в поле с градиентом $\Delta B_{\parallel} / B_{\parallel} \Delta x$, меньшим 5%/см. Величина δ_2 обусловлена квадратурной частью сигнала и зависит от фазы э. д. с. второй гармоники по отношению к опорному напряжению фазового детектора, а также (согласно [5]) от неоднородности поля. При условиях, приведенных в качестве примера для δ_1 , значение δ_2 достигает $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ тл. Уменьшить влияния этой составляющей можно посредством амплитудного детектирования, устраняющего фазочувствительность электронной схемы нуль-индикатора. Однако, как известно, амплитудное детектирование приводит к резкому увеличению порога чувствительности вследствие влияния квадратурной составляющей сигнала. Этот недостаток можно устранить дополнительной низкочастотной модуляцией поля. Первая гармоника частоты дополнительной модуляции, выделенная после амплитудного детектирования измерительного сигнала, не зависит от квадратурной составляющей.* Как следует из выражения (5), δ_2 зависит от магнитной индукции, и поворот преобразователя в измеряемом поле не исключает δ_2 подобно δ_1 .

Значения δ_1 и δ_2 зависят прежде всего от характера индукции как измеряемого, так и компенсирующего полей в пространстве, занимаемом сердечниками ММП. При измерении в однородных магнитных полях δ_1 и δ_2 равны нулю.

Влияние возможной неоднородности поля в компенсирующей катушке ММП практически исключается, если при определении постоянной катушки в однородном поле [4] и проведении измерений магнитного поля режим возбуждения ММП остается неизменным. Для определения влияния различных факторов на составляющие δ_1 и δ_2 , смещения нулевых показаний магнитно-модуляционных нуль-индикаторов и выявления возможности их исключения были измерены индукции однородного и неоднородного магнитных полей при различных режимах возбуждения. Измерения производили магнитно-модуляционным нуль-индикатором, постоянную компенсационной катушки которого определяли в однородном поле катушки Гельмгольца. Однородное магнитное поле создавалось ферромагнитным экраном с катушкой поля, описанной в работе [5], а неоднородное поле — дополнительной катушкой.

Результаты измерений представлены в таблице. При измерениях индукции однородного магнитного поля ($\delta_1 = \delta_2 = 0$) основное влияние на смещение нулевых показаний оказывала составляющая δ_0 . В зависимости от частоты и амплитуды напряженности переменного поля возбу-

* Стр. 62.

Изменение параметров поля возбуждения от номинального режима, %		Измеренное значение магнитной индукции однородного поля, $\times 10^6$ тл		Измеренное значение магнитной индукции неоднородного поля с градиентом $1,8 \cdot 10^{-7}$ тл/см, $\times 10^6$ тл		
$\Delta I/I$	$\Delta H/H$	без исключения δ_0	с исключением δ_0	без исключения δ_0	с исключением δ_0	с исключением δ_0 и δ_2
-5	0	1,675	1,782	3,503	3,559	3,573
0	0	1,752	1,785	3,533	3,549	3,569
+5	0	1,740	1,783	3,559	3,600	3,570
0	+5	1,730	1,785	3,519	3,540	3,568
0	-5	1,720	1,783	3,549	3,550	3,569

ждения ее величина находилась в пределах $(30 \div 100) \cdot 10^{-9}$ тл. В экспериментах индукцию магнитного поля исключали, выполняя два измерения с поворотом преобразователя на 180° .

При измерениях неоднородного поля $B_n = 3,570 \cdot 10^{-6}$ тл (см. таблицу) после исключения δ_0 существенное влияние оказывала лишь составляющая δ_2 , уровень которой при градиенте поля $1,8 \cdot 10^{-7}$ тл/см достигал $3 \cdot 10^{-8}$ тл. Применение амплитудного детектирования с дополнительной низкочастотной модуляцией уменьшало δ_2 до пренебрежимо малых значений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов Л. Д., Чеблов И. В. К вопросу о нестабильности нуля феррозондов. «Геофизическое приборостроение», вып. 18, Л., Изд. «Недра», 1964.
2. Чеблов И. В. Остаточные напряжения в двухстержневом феррозонде и методы их уменьшения. «Геофизическое приборостроение», вып. 7, Л., Изд. «Недра», 1960.
3. Михайловский В. Н. Современные возможности измерения и контроля магнитных величин при помощи магнитомодуляционных датчиков, Магнитные элементы автоматики, телемеханики, измерительной и вычислительной техники. Труды Всесоюзного научно-технического совещания, Киев, Изд. «Наукова думка», 1964.
4. Ягола Г. К., Чебурков Д. И. Установка для измерения магнитной индукции поля в магнитных экранах. «Измерительная техника», 1968, № 7.
5. Ягола Г. К., Чебурков Д. И., Зайка А. С. Устройство для градуировки и проверки технических измерителей слабых магнитных полей, «Измерительная техника», 1968, № 11.

Поступила в редакцию
26.X.1968 г.

Д. И. ЧЕБУРКОВ
ВНИИФТРИ

ПРИМЕНЕНИЕ ДВУХЧАСТОТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МАГНИТНО-МОДУЛЯЦИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПРИБОРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

При создании магнитно-модуляционных измерителей индукции слабых постоянных магнитных полей необходимо обеспечить низкий порог чувствительности, большое ослабление паразитных гармоник и высокий коэффициент усиления [1].

Снижение устойчивости высокочастотного усилителя с ростом коэффициента усиления и большая избирательность его по нечетным гармоникам магнитной индукции поля возбуждения увеличивают влияние помех и изменения фазовых характеристик узлов прибора на постоянство нулевых показаний прибора. Дополнительное усиление по постоянному току несколько уменьшает чувствительность электронной схемы к фазовым флуктуациям [2]. Возможность повышения помехозащищенности схемы в этом случае ограничена нестабильностью нулевых уровней фазового детектора и усилителя постоянного тока. В ряде случаев эти недостатки можно устранить амплитудным детектированием высокочастотного сигнала с последующим усилением по низкой частоте.

В общем случае напряженность магнитного поля возбуждения, действующего на ферромагнитный сердечник, будет

$$H_z = H_0 + H(t) \cos \omega_0 t + h, \quad (1)$$

где $H_0 = \frac{B_0}{\mu_0}$ — напряженность постоянного магнитного поля;
 B_0 — измеряемая магнитная индукция;
 μ_0 — магнитная постоянная;
 $H(t)$ — амплитуда напряженности магнитного поля возбуждения, изменяющегося с круговой частотой ω_0 ;
 $h = h \cos \omega_1 t$ — напряженность дополнительного низкочастотного переменного поля;
 h — амплитуда напряженности низкочастотного магнитного поля;
 ω_1 — круговая частота дополнительного поля.

Для кусочно-линейной аппроксимации кривой намагничивания сердечника [3] с учетом изменения угла отсечки амплитуды за период перемагничивания α , д. с. второй гармоники может быть выражена в виде

$$E_2 \approx \left[E_2(h_-) + \frac{dE_2}{dh_-} H_0 \right] \sin 2\omega_0 t, \quad (2)$$

где E_2 — э. д. с. второй гармоники для сердечника феррозонда с продольным полем возбуждения;

$$E_2(h_-) \approx AH(t) \left\{ \left[\frac{3}{2} \cdot \frac{m(2H_s + m)}{H(t)^2} - \frac{9}{8} \cdot \frac{m(2H_s + m)h^2}{H(t)^4} - \frac{3}{8} \cdot \frac{m(m^3 + 4H_s m^2 + 6H_s^2 m + 4H_s^3)}{H(t)^4} \right] + \left[\frac{3(2H_s + m)}{H(t)^2} - \frac{3}{2} \cdot \frac{m^3 + 3H_s m^2 + 3H_s^2 m + 2H_s^3 + \frac{3}{2} H_s h^2 + \frac{3}{4} m h^2}{H(t)^4} \right] h \cos \omega_1 t - \left[\frac{9}{8} \cdot \frac{m(m + 2H_s)}{H(t)^4} \right] h^2 \cos 2\omega_1 t - \left[\frac{3}{8} \cdot \frac{2H_s + m}{H(t)^4} \right] h^3 \cos 3\omega_1 t \right\};$$

$$A = \frac{4W\omega_0 S \mu_0 \mu_r}{3\pi};$$

где W — число витков измерительной обмотки;

S — сечение ферромагнитного сердечника;

μ_r — относительная магнитная проницаемость тела;

H_s — напряженность магнитного поля, соответствующая переходу в режим насыщения сердечника;

m — изменение амплитуды напряженности магнитного поля возбуждения за время $\Delta t = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\omega_0}$;

$$\alpha_1 = \arccos \frac{H_s - H_0 - h_-}{H(t)};$$

$$\alpha_2 = \arccos \frac{H_s + H_0 + h_- + m}{H(t)};$$

$$\frac{dE_2}{dh_-} H_0 \approx \frac{6AH_s}{H(t)} H_0 \left\{ \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{H_s^2}{H(t)^2} - \frac{H_s^4}{8H(t)^4} - \frac{3}{4} \cdot \frac{h^2}{H(t)^2} - \frac{5}{32} \cdot \frac{H_s^2 h^2}{H(t)^4} - \frac{15}{64} \cdot \frac{h^4}{H(t)^4} \right] - \frac{1}{4} \left[\frac{3}{H(t)^2} + \frac{5}{2} \cdot \frac{H_s^2}{H(t)^4} + \frac{5}{4} \cdot \frac{h^2}{H(t)^4} \right] h^2 \cos 2\omega_1 t - \left[\frac{5}{64} \cdot \frac{1}{H(t)^4} \right] h^4 \cos 4\omega_1 t \right\}.$$

Из выражения (2) следует, что спектр амплитуд сигнала второй гармоники состоит из двух частей. Одна из них — $E_2(h_-)$, связана с дополнительным низкочастотным полем и содержит постоянную составляющую и гармоники с частотами ω , $2\omega_1$, $3\omega_1$, а другая — $\frac{dE_2}{dh_-} H_0$ зависит от измеряемой магнитной индукции и содержит только постоянную составляющую и четные гармоники $2\omega_1$, $4\omega_1$, ...

Постоянная составляющая и четные гармоники в спектре $E_2(h_-)$, обусловленные изменением амплитуды поля возбуждения, вызывают дополнительное смещение нуля измерителя.

Смещение нуля в ряде случаев может быть уменьшено до уровня магнитных шумов ферромагнитного сердечника путем выбора формы возбуждающего поля и частоты модуляции. Вместе с тем такой спектральный

состав (2) позволяет дополнительно использовать отдельные составляющие (или их комбинации) сложного амплитудно-модулированного сигнала E_2 . В этом случае возможно разделение функций избирательности (высокочастотный канал) и усиления (низкочастотный канал). При соответствующем выборе составляющих спектра и частот возбуждения можно не только устранить влияние крутизны фазовой характеристики высокочастотного канала на стабильность нуля магнитно-модуляционного измерителя, но и улучшить его помехозащищенность, так как основное усиление сигнала производится после детектирования в низкочастотном канале при хорошем отношении сигнал—помеха. Рассмотрим наиболее характерные частные случаи.

1. Одночастотное возбуждение

$$H(t) \cos \omega_0 t = H \cos \omega_0 t; \quad h_{\sim} = 0, \quad m = 0.$$

Выражение (2) преобразуется к виду

$$E_2 \approx \frac{6AH_s}{H} H_0 \left[1 - \frac{H_s^2}{2H^2} \right] \sin 2\omega_0 t, \quad (3)$$

тогда чувствительность к напряженности исследуемого магнитного поля можно записать так:

$$G = \frac{dE_{2m}}{dH_0} = \frac{8W\omega_0 S \mu_0 \mu_r}{\pi} \cdot \frac{H_s}{H} \sqrt{1 - \left(\frac{H_s}{H}\right)^2}, \quad (4)$$

где

$$E_{2m} = \frac{6AH_s}{H} H_0 \left[1 - \left(\frac{H_s}{2H}\right)^2 \right].$$

Выражение (4) согласуется с формулами работы [4].

2. Возбуждение двумя магнитными полями

$$H' = H_1 \cos \omega_1 t \text{ и } H'' = H_2 \cos \omega_2 t$$

с близкими по величине частотами и амплитудами

$$H_p \approx H(t) \cos \omega_0 t, \quad (5)$$

где H_p — результирующая напряженность поля возбуждения, действующего на ферромагнитный сердечник;

$$H(t) = H \cos \Omega t;$$

$$H = H_1 + H_2;$$

$$\Omega = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2};$$

$$\omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}.$$

Изменение амплитуды напряженности магнитного поля возбуждения составит

$$m = \frac{dH(t)}{d(t)} \Delta t, \quad (6)$$

где

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2}\pi}{\omega_1 + \omega_2}.$$

Составляющие выражения (2) с учетом $k \ll 1$ после подстановки (5, 6) преобразуются к виду

$$E_2(h_-) = A \left[3H_s k \operatorname{tg} \Omega t - \frac{3}{2} \cdot \frac{H_s^3}{H^2} k \frac{\operatorname{tg} \Omega t}{\cos^2 \Omega t} \right], \quad (7)$$

$$\frac{dE_2}{dh_-} H_0 = 6A \frac{H_s}{H} H_0 \left[\frac{1}{\cos \Omega t} - \frac{1}{2} \cdot \frac{H_s^2}{H^2} \cdot \frac{1}{\cos^3 \Omega t} \right], \quad (8)$$

где

$$n\pi + \arccos \frac{H_s}{H} > \Omega t > n\pi - \arccos \frac{H_s}{H}; \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

$$k = -\frac{\pi(\omega_1 - \omega_2)}{(\omega_1 + \omega_2)}.$$

Низкочастотный спектр сигнала E_2 состоит из ряда гармоник круговой частоты Ω и нечетных гармоник, зависящих от измеряемой магнитной индукции B_0 .

Наличие составляющих спектра (7) может вызвать дополнительное смещение нуля—пункта измерителя, что следует учитывать при использовании данного режима возбуждения.

3. Возбуждение полем круговой частоты ω_0 при наличии дополнительного низкочастотного поля

$$\left. \begin{aligned} H(t) \cos \omega_0 t &= H \cos \omega_0 t \\ h_- &= h \cos \omega_1 t \\ m &= 0, \quad \omega_0 \gg \omega_1 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Составляющая выражения (2) после подстановки (9) преобразуется к виду

$$E_2(h_-) = AH \left\{ \left[\frac{6H_s}{H^2} - \frac{3H_s^3}{H^4} - \frac{9}{4} \cdot \frac{H_s h^2}{H^4} \right] h \cos \omega_1 t - \left[\frac{3}{4} \cdot \frac{H_s}{H^4} \right] h^3 \cos 3\omega_1 t \right\}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_2}{dh_-} H_0 &= \frac{6AH_s H_0}{H} \left\{ \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{H_s^2}{H^2} - \frac{H_s^4}{8H^4} - \frac{3}{4} \cdot \frac{h^2}{H^2} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{5}{32} \cdot \frac{H_s^2 h^2}{H^4} - \frac{15}{64} \cdot \frac{h^4}{H^4} \right] - \frac{1}{2} \left[\frac{3}{2} \cdot \frac{1}{H^2} + \frac{5}{4} \cdot \frac{H_s^2}{H^4} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{5}{8} \cdot \frac{h^2}{H^4} \right] h^2 \cos 2\omega_1 t - \left[\frac{5}{64} \cdot \frac{1}{H^4} \right] h^4 \cos 4\omega_1 t \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Как следует из уравнений (10 и 11), гармоники, зависящие от H_0 , нечетные, причем первая из них с круговой частотой $2\omega_1$ имеет достаточно большую величину. Однако использовать эту гармонику для последующего усиления нецелесообразно. При h , соизмеримом с H , гармоники (11) ограничиваются высокочастотным трактом, так как в этом случае они в десятки тысяч раз меньше составляющих спектра (10)

При $h \ll H$ (слабое низкочастотное магнитное поле) выражение (2) с учетом (10, 11) преобразуется к виду

$$E_2 = [A(h) \cos \omega_1 t + A(H_0)] \sin 2\omega_0 t, \quad (12)$$

где

$$A(h) = \frac{6AH_s}{H} h \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{H_s^2}{H^2} \right);$$

$$A(H_0) = \frac{6AH_s}{H} H_0 \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{H_s^2}{H^2} \right).$$

Такой режим работы ($h \ll H$) можно использовать при $h > H_0$, что выполняется при измерении полей менее 10^{-7} мЛ и в магнитно-модуляционных нуль-индикаторах. В этом случае сигнал второй гармоники (12) является амплитудно-модулированным с перемодуляцией $M = \frac{h}{H_0} > 1$ и равен сумме двух э. д. с., амплитуда одной из которых определяется напряженностью поля частоты ω_1 , а другой — постоянным полем $A(H_0)$. Очевидно, что после амплитудного детектирования и выделения огибающей сигнала (12) низкочастотный сигнал будет состоять из полукосинусоид с периодом следования в первом приближении $T = \frac{\pi}{\omega_1}$ и разницей в амплитудах $A(H_0)$. В аналитическом виде сигнал на выходе амплитудного детектора будет

$$E_2' = \begin{cases} k[A(h) \cos \omega_1 t + A(H_0)] & \text{при } 0 \leq \omega t \leq \frac{\pi}{2}, \\ -k[A(h) \cos \omega_1 t + A(H_0)] & \text{при } \frac{\pi}{2} \leq \omega t \leq \frac{3}{2}\pi, \\ k[A(h) \cos \omega_1 t + A(H_0)] & \text{при } \frac{3}{2}\pi \leq \omega t \leq 2\pi, \end{cases}$$

где k — коэффициент передачи амплитудного детектора. Разложив выражение для E_2 в ряд Фурье, имеем

$$E_2' \approx \frac{2kA(h)}{\pi} + kA(H_0) \cos \omega_1 t - \frac{4kA(h)}{\pi} \times \\ \times \left[\frac{\sin 2\omega_1 t}{1 \cdot 3} + \frac{\cos 4\omega_1 t}{3 \cdot 5} + \frac{\cos 6\omega_1 t}{5 \cdot 7} + \dots \right]. \quad (13)$$

В данном случае амплитуда гармоники ω_1 определяется величиной H_0 ; ее используют для дальнейшего усиления и преобразования.

Чувствительность магнитно-модуляционного преобразователя по изменению поля H_0 в данном режиме работы определяется выражением (4), т. е. равна чувствительности при одночастотном возбуждении.

Наличие дополнительного слабого низкочастотного поля не вызывает смещения нуля измерителя, как это наблюдается при возбуждении ферромагнитного сердечника двумя магнитными полями (случай 2). При этом не только исключается влияние фазовых характеристик электронной схемы на стабильность нуля (благодаря амплитудному детектированию сигнала) и повышается устойчивость усилительно-преобразовательного тракта (ввиду частотного разделения в усилительном тракте), но и исключается влияние квадратурной части сигнала как на порог чувствительности, так и на величину смещений нуля и его стабильность.

Известно, что квадратурная составляющая сигнала, вызываемая неоднородностью внешних магнитных полей в объеме датчика, при обычном режиме работы магнитно-модуляционного преобразователя ($h = 0$) ограничивает порог чувствительности в случае амплитудного детектирования сигнала и приводит к смещению нуля при фазочувствительном детектировании. С учетом квадратурной составляющей сигнал э. д. с. второй гармоники E_2 при $h = 0$ можно представить в виде

$$E_2^* = a_1 \sin 2\omega_0 t + a_2 \cos 2\omega_0 t, \quad (14)$$

где

$$a_1 \approx A(H_0);$$

a_2 — амплитуда квадратурной части сигнала.

Наличие дополнительного слабого низкочастотного поля $h \cos \omega_1 t$ не приводит к существенному изменению в сигнале $a_2 \cos 2\omega_0 t$, так как абсолютная величина неоднородности поля в объеме преобразователя за счет низкочастотного поля при $h \ll H$ пренебрежимо мала и лежит значительно ниже порога чувствительности. Поэтому э. д. с. сигнала с учетом э. д. с. низкочастотного поля и квадратурной части сигнала можно записать

$$E_2^* = a_1 \sin 2\omega_0 t + a_2 \cos 2\omega_0 t + a_3 \sin 2\omega_0 t, \quad (15)$$

где $a_3 = A(h) \cos \omega_1 t$,

или

$$E_2^* = \sqrt{(a_1 + a_3)^2 + a_2^2} \sin \left(2\omega_0 t + \arctg \frac{a_2}{a_1 + a_3} \right). \quad (16)$$

Как следует из выражения (16), при $a_1 = 0$ ($H_0 = 0$) амплитуда сигнала E_2^* не зависит от знака a_3 , т. е. в момент компенсации или отсутствия измеряемого поля квадратурная составляющая не вызывает появления нечетных гармоник частоты ω_1 в спектре сигнала на выходе амплитудного детектора. Таким образом, наличие квадратурной составляющей не приводит к смещению нуля, если в качестве рабочего сигнала после амплитудного детектирования использовать первую гармонику частоты ω_1 . Результат очевиден, так как рабочие сигналы с амплитудами a_1 и a_3 имеют не только одну частоту, но и одинаковую фазу, потому что потери на вихревые токи и перемагничивание для частоты сигнала ω_1 при $\omega_1 \ll \omega_0$ и $h \ll H$ пренебрежимо малы. Следует заметить, что выражение (16) не может быть получено при обычной модуляции сигнала E_2 , определяемом, согласно формуле (14), сигналом a_3 в усилительном тракте. Выражение для амплитудно-модулированного сигнала в этом случае будет

$$E_2^* = \sqrt{a_3^2 + (a_1 + a_2)^2} \sin 2\omega_0 t. \quad (17)$$

Здесь появление нечетных гармоник в огибающей амплитуды сигнала E_2^* связано как с амплитудой сигнала a_1 , так и с амплитудой квадратурной части сигнала a_2 .

Сделав несложные преобразования выражения (16) и пренебрегая влиянием члена a_3 , для сигнала первой гармоники частоты ω_1 на выходе амплитудного детектора получим

$$E_2 \approx kA(H_0) \cos \omega_1 t. \quad (18)$$

Это выражение совпадает с величиной рабочего сигнала частоты ω_1 выражения (13), выведенного без учета квадратурной составляющей сигнала. Квадратурная составляющая сигнала приводит только к измене-

нию уровня постоянной составляющей и четных гармоник низкочастотного сигнала, определенных формулой (15), которые не оказывают влияния на нуль и порог чувствительности прибора.

Таким образом, использование возбуждения ферромагнитного сердечника двумя магнитными полями с близкими по величине частотами и амплитудами или дополнительного слабого низкочастотного поля (метод низкочастотной модуляции) исключает влияние фазовых характеристик электронной схемы на нестабильность нуля, так как для обоих режимов работы ферромагнитного сердечника возможно амплитудное детектирование рабочего сигнала с последующим усилением по низкой частоте.

Вместе с тем при построении высокочувствительных магнитно-модуляционных нуль-индикаторов или измерителей весьма слабых магнитных полей предпочтение следует отдать методу дополнительного слабого низкочастотного поля, так как в этом случае устраняется влияние и квадратурной части сигнала.

С целью экспериментальной проверки возможности построения высокочувствительных приборов для измерения магнитной индукции при воздействии на сердечники слабого низкочастотного поля и эффективности устранения влияния неустойчивости схемы и фазовых характеристик узлов на стабильность нуля была собрана установка, состоящая из двух каналов. Первый канал представлял собой измеритель магнитной индукции с феррозондовым преобразователем в режиме одночастотного возбуждения. Он состоял из датчика, избирательного усилителя второй гармоники 20 кГц, фазового детектора и цепей компенсации измеряемого поля и имел порог чувствительности по магнитной индукции измеряемого поля $6 \cdot 10^{-10}$ тл. Второй канал был собран по блок-схеме измерителя с дополнительным усилением по низкой частоте и состоял из датчика, избирательного усилителя второй гармоники, амплитудного детектора, избирательного усилителя низкой частоты У2-6, настроенного на частоту 20 гц, и цепей компенсации внешнего магнитного поля. Порог чувствительности его составлял $2 \cdot 10^{-10}$ тл. В качестве источников переменных магнитных полей были использованы два генератора ЗГ-10. Дополнительная модуляция подавалась в компенсационную обмотку преобразователя.

Основные элементы обоих каналов, а именно: магнитно-модуляционный преобразователь [5], избирательный усилитель второй гармоники 20 кГц, генератор поля возбуждения, цепи компенсации — общие, причем отсчет результатов измерения производится одновременно по каждому из каналов. При измерениях магнитно-модуляционный преобразователь и катушку, используемую для создания индукции магнитного поля известной величины $K = 11,89 \cdot 10^{-4}$ тл/а, располагали вдоль продольной оси ферромагнитного экрана ($K_s \approx 1 \cdot 10^{-4}$). Ось экрана устанавливали перпендикулярно полному вектору магнитной индукции внешнего поля. Измерения производили по методике, описанной в работе [5].

Для сравнительной оценки стабильности нуля была произведена запись величины его смещения во времени для обоих каналов. Как следует из

Таблица 1

Время, мин	Смещение нуля, тл·10 ⁶	
	в канале без низкочастот- ной модуля- ции	в канале с низкочастот- ной модуля- цией
0	25,0	0,4
15	24,0	0,6
30	21,0	0,6
45	21,5	2,0
60	21,6	-0,2
480	0	0,2
1260	4,0	2,0
1280	14,0	-2,0
1295	16,0	-0,4
1310	8,0	-0,5
1400	12,2	-0,6

табл. 1, суточная нестабильность нуля при использовании низкочастотной модуляции была на порядок меньше, чем при одночастотном возбуждении, и не превышала $2 \cdot 10^{-9}$ тл. Повышенная стабильность нулевого уровня канала, использующего низкочастотную модуляцию, связана с устранением дестабилизирующих влияний фазовых характеристик схемы.

Для выявления этого влияния на погрешность измерений была определена магнитная индукция, величина которой задавалась током, пропускаемым по катушке ($I = 1,5 \cdot 10^{-3}$ а), при разных частотах поля возбуждения магнитномодуляционного преобразователя. Результаты измерений представлены в табл. 2.

Изменение частоты возбуждения в пределах $\pm 10\%$ при использовании низкочастотной модуляции практически не влияет на погрешность измерения магнитной индукции, что свидетельствует об устранении влияния фазовых

Таблица 2

Частота возбуждения, кГц	Значение индукции, тл $\cdot 10^9$	
	измеренное без низкочастотной модуляции	измеренное с низкочастотной модуляцией
9,90	1,798	1,785
9,95	1,796	1,786
10,00	1,790	1,786
10,05	1,880	1,786
10,10	1,875	1,786

характеристик электронной схемы на величину смещений нуля прибора и его стабильность. При тех же условиях погрешность измерений при одночастотном возбуждении преобразователя составляет единицы процента.

Таким образом, теоретический анализ и экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что использование низкочастотной модуляции исключает влияние фазовых характеристик электронной схемы на величину смещений и стабильность нуля и может быть рекомендовано при создании высокочувствительных приборов для измерения индукции слабых магнитных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ягола Г. К., Чебурков Д. И. Измерение магнитной индукции поля в магнитных экранах. «Измерительная техника», 1967, № 9.
2. Алексанян Л. М., Ерошенко Е. Г., Жузгов Л. Н., Фаустовский У. Ф. Магнитометрическая аппаратура космической станции. «Космические исследования», 1966, вып. 2.
3. Мизюк М. Г., Мизюк Л. Я. Об измерении напряженности слабых переменных магнитных полей с помощью магнитомодуляционных датчиков. «Электричество», 1963, № 12.
4. Розенблат М. А. К расчету магнитомодуляционных датчиков магнитного поля. «Электричество», 1957, № 7.
5. Ягола Г. К., Чебурков Д. И. Установка для измерения магнитной индукции поля в магнитных экранах. «Измерительная техника», 1968, № 7.

Поступила в редакцию
2.XII.1968 г.

А. П. НАУМОВ
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ПАРОРУБИДИЕВОГО МАГНИТОМЕТРА В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

При работе с магнитометром, основанным на оптической ориентации атомов Cs и Rb, в магнитных полях с индукцией менее $1 \cdot 10^{-4}$ тл приходится использовать неразрешенный суммарный сигнал серии $F = 2$, $\Delta m_F = \pm 1$, чтобы получить более сильный сигнал резонанса. Уменьшение амплитуды поля радиочастоты и интенсивности света позволяет добиться разрешения для составляющих зеемановых переходов Rb—87 даже в земном магнитном поле ($0,54 \cdot 10^{-4}$ тл) [1]. Тем не менее большой практический интерес при работе на неразрешенном сигнале $F = 2$ представляет длительная нестабильность показаний магнитометра и погрешность измерения магнитной индукции по регистрируемой частоте резонанса при использовании в реальных условиях ячеек как с буферным газом, так и с буферным покрытием.

С этой целью в течение 1967 и 1968 гг. исследовалась работа магнитометра, основанного на оптической ориентации атомов Rb—87, в магнитном поле с индукцией $0,5 \cdot 10^{-4}$ тл. Показания рубидиевого магнитометра сравнивали с показаниями ядерно-прецессионного магнитометра. Измерения проводили по следующей методике. В центре колец Гельмгольца диаметром 2,5 м, создающих однородное магнитное поле в направлении магнитного меридиана, на расстоянии около 20 см друг от друга помещали ядерно-прецессионный и парорубидиевый преобразователи. Показания магнитометров фиксировались одновременно. Затем преобразователи меняли местами, причем ядерно-прецессионный поворачивали на 180° , чтобы избежать систематической ошибки за счет индуктивной намагниченности преобразователя в направлении измеряемого вектора индукции, после чего измерения повторяли. Предварительно оба преобразователя тщательно проверяли на астатическом магнитометре, чтобы убедиться в отсутствии остаточной магнитной поляризации (по крайней мере до $0,2$ нтл). У магнитометра на оптической накачке производили двойные измерения частоты резонанса: для σ^+ — и σ^- — поляризаций света (смену знака поляризации света осуществляли поворотом четвертьволновой пластины циркулярного поляризатора). Результат показаний рубидиевого магнитометра определяли из полусуммы двух таких измерений. Обычно серия включала не менее 12—15 двойных измерений. Для каждой пары измерений ядерно-прецессионного и парорубидиевого магнитометров вычисляли отношение показаний приборов, а затем определяли среднеарифметическое всех отношений и среднеквадратическую погрешность его определения. Во время всего цикла измерений ток в кольцах Гельмгольца поддерживали постоянным и контролировали с помощью потен-

циометра Р-309. Вертикальную составляющую индукции земного магнитного поля компенсировали до величины не более 100 нТл. Естественные вариации поля Земли подавляли в центре колец Гельмгольца в 60 раз.

Результаты измерений представлены в табл. 1, причем результат серии № 10 от 4/2 1968 г. условно принят за 1,00000, так как он ближе всего к среднему всех серий. Конструкция магнитометра с оптической накачкой позволяла контролировать и поддерживать режим работы прибора в следующих пределах:

температура ячейки	$60 \pm 2^\circ \text{C}$
интенсивность света накачки	$0,7 \cdot 10^{14} \text{ фотон} \times$ $\times \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \pm$ $\pm 10\%$
напряженность циркулярно-поляризованного радиочастотного магнитного поля	$0,019 \text{ а/м} \pm 10\%$

Источником излучения служила сферическая лампа с изотопом Rb-87 и неоном при давлении 3 мм рт. ст.

Ячейка поглощения представляла собой цилиндр диаметром 30 мм с изотопом Rb-87 и неоном при давлении 50 мм рт. ст. Измерения проводили в различное время суток, главным образом в ночные часы (с 2 до 5 ч), когда помехи были минимальны.

Простейший анализ данных табл. 1 показывает, что грубых ошибок в измерениях нет (отсутствуют результаты с погрешностями, превышающими 3σ). Однако значительные расхождения наблюдались между среднеарифметическими значениями отдельных серий, например, $48,5 \cdot 10^{-6}$ — для серий № 7 и 15, тогда как среднеквадратический разброс результатов в каждой отдельной серии был равен $(4 \div 14) \cdot 10^{-6}$. Анализ результатов измерений с помощью *t*-критерия [2] заставляет оценить расхождения средних значений 7 и 15, 17 и 18 серий как статистически значимые и дает

Таблица 1

Дата измерений	№ серии	Результат вычислений	Остаточная погрешность, $\sigma_i \cdot 10^6$	$\sigma_i^2 \cdot 10^{12}$
24.7.1967	1	1,0000043	+3,9	15,21
28.7.1967	2	1,0000142	+13,8	190,44
22.12.1967	3	0,9999985	-1,9	3,61
27.1.1968	4	0,9999928	-7,6	57,76
30.1.1968	5	1,0000014	+1,0	1,0
	6	0,9999957	-4,7	22,09
	7	1,0000214	+21,0	441,0
4.2.1968	8	1,0000043	+3,9	15,21
	9	1,0000043	+3,9	15,21
	10	1,0000000	-0,4	0,16
9.2.1968	11	1,0000014	+1,0	1,0
10.2.1968	12	0,9999957	-4,7	22,09
11.2.1968	13	1,0000043	+3,9	15,21
12.2.1968	14	1,0000043	+3,9	15,21
13.2.1968	15	0,9999729	-27,5	756,26
	16	0,9999943	-6,1	37,21
13.2.1968	17	1,0000200	+19,6	384,16
14.2.1968	18	0,9999764	-23,7	561,69
3.3.1968	19	1,0000014	+1,0	1,0
		Среднее 1,0000004	+76,9 -76,6 $\sum \sigma_i = 0,3$	2555,1 $\sigma = \sqrt{\frac{2555,1}{18}} \approx$ $\approx 12 \cdot 10^{-4}$

основания предположить о существовании незначительной неучтенной погрешности, имеющей систематический характер для отдельных серий измерений. Для ряда, составленного из средних значений серий, эта погрешность проявляется как случайная.

Как известно [3], функциональная зависимость частота—индукция для магнитометра выражается формулой

$$f_0 = AB \pm \alpha B^2, \quad (1)$$

где f_0 — наблюдаемая частота резонанса;

A — линейный член формулы Брейта—Раби;

B — магнитная индукция;

α — эмпирический коэффициент, определяемый для каждого прибора индивидуально. Знак (—) берется в том случае, когда распространение света параллельно вектору B , (+) — когда антипараллельно.

Производя два измерения частоты резонанса f_1 и f_2 при $B = \text{const}$ и двух противоположных положениях преобразователя, получим

$$f_{\text{ср}} = \frac{f_1 + f_2}{2} = AB. \quad (2)$$

Если индукция магнитного поля известна, то можно определить величину A и наоборот. В связи с этим методика измерений была следующей. Два преобразователя (оптической накачки и ядерно-прецессионный) помещали рядом на поворотном столике так, чтобы при повороте столика на 180° они менялись местами. До поворота столика луч света накачки был параллелен вектору индукции B . Производили серию одно-временных измерений на обоих магнитометрах. Затем столик поворачивали на 180° и луч света оказывался антипараллельным вектору B . Производили вторую серию измерений. Поворотный столик был тщательно проверен на отсутствие остаточной намагниченности. При этом разница значений магнитной индукции между положениями двух преобразователей не превышала $1-2 \text{ нтл}$ и автоматически исключалась при такой методике. По показаниям магнитометра с оптической накачкой определяли среднюю частоту обеих серий, а по показаниям ядерно-прецессионного магнитометра через гиромангнитное отношение $\gamma = 2,675123 \cdot 10^8 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{мл}^{-1}$ [4] — значение индукции B . Результаты измерений коэффициента A для преобразователя с ячейкой со смесью 45% Ag и 55% Ne при давлении 26 мм рт. ст. и с фильтрацией D_1 компоненты тонкого дублета [5] представлены в табл. 2, а для преобразователя с ячейкой с парафиновым покрытием без фильтрации тонких компонент — в табл. 3. Измерения проводили в дневные часы, когда промышленные помехи (главным образом на частоте 50 гц) иногда достигали 30 нтл . Это отразилось на результатах измерений: среднеквадратическое отклонение в каждой отдельной серии достигало $(8-15) \cdot 10^{-6}$.

Учитывая, что число измерений невелико, погрешность результата следует определять, пользуясь распределением Стьюдента. При 99% доверительной вероятности доверительный интервал, совместимый с данными табл. 2, будет выражен в относительных единицах $19 \cdot 10^{-6}$, а совместимый с данными табл. 3 — в относительных единицах $10 \cdot 10^{-6}$.

Анализ результатов обеих таблиц с помощью t -критерия позволил оценить расхождения средних серий как случайные и сделать вывод, что выбор ячейки (с буферным газом или с буферным покрытием) не влияет на коэффициент A в пределах погрешности эксперимента.

Таблица 2

Дата измерения	№ серии	$A, \text{гц} \cdot \text{мл}^{-1}$	$B, \text{мл}$	Остаточная погрешность $V_i \cdot 10^4, \text{гц} \cdot \text{мл}^{-1}$	$\sigma_i^2 \cdot 10^8, \text{гц}^2 \cdot \text{мл}^{-2}$
17.4.1968	1	69,9571	$1,0 \cdot 10^{-4}$	-11,3	127,69
18.4.1968	2	69,9587	$1,0 \cdot 10^{-4}$	+4,7	22,09
3.5.1968	3	69,9585	$0,5 \cdot 10^{-4}$	+2,7	7,29
27-29.5.1968	4	69,9594	$0,5 \cdot 10^{-4}$	+11,7	136,89
13.6.1968	5	69,9601	$0,5 \cdot 10^{-4}$	+18,7	349,69
9.7.1968	6	69,9576	$0,5 \cdot 10^{-4}$	-6,3	39,69
29.7.1968	7	69,9578	$0,5 \cdot 10^{-4}$	-4,3	18,49
10.8.1968	8	69,9563	$0,5 \cdot 10^{-4}$	-19,3	372,49
4.9.1968*	9	69,9586	$0,2 \cdot 10^{-4}$	+3,7	13,69
		Среднее 69,95823		+41,5 -41,2 $\sum v_i = 0,3$	1088,01 $\sigma =$ $= \sqrt{\frac{1088,01}{8}}$ = 11,7

Таблица 3

Дата измерений	№ серии	$A, \text{гц} \cdot \text{мл}^{-1}$	$B, \text{мл}$	Остаточная погрешность $v_i \cdot 10^4, \text{гц} \cdot \text{мл}^{-1}$	$\sigma_i^2 \cdot 10^8, \text{гц}^2 \cdot \text{мл}^{-2}$
8.7.1968	1	69,9577	$0,5 \cdot 10^{-4}$	-2,4	5,76
9.7.1968	2	69,9590	$0,5 \cdot 10^{-4}$	+10,6	112,36
9.7.1968	3	69,9578	$0,5 \cdot 10^{-4}$	-1,4	1,96
28.7.1968	4	69,9576	$0,5 \cdot 10^{-4}$	-3,4	11,56
28.7.1968	5	69,9571	$0,5 \cdot 10^{-4}$	-8,4	70,56
30.7.1968	6	69,9568	$0,5 \cdot 10^{-4}$	-11,4	129,96
3.8.1968	7	69,9589	$0,5 \cdot 10^{-4}$	+9,6	92,16
9.8.1968	8	69,9590	$0,5 \cdot 10^{-4}$	+0,6	0,36
10.8.1968	9	69,9583	$0,5 \cdot 10^{-4}$	+3,6	12,96
29.8.1968*	10	69,9580	$0,2 \cdot 10^{-4}$	+0,6	0,36
4.9.1968*	11	69,9582	$0,2 \cdot 10^{-4}$	+2,6	6,76
		Среднее 69,95794		+27,6 -27,0 $\sum v_i = 0,6$	444,76 $\sigma =$ $= \sqrt{\frac{444,76}{10}}$ = 6,7

Средневзвешенное значение коэффициента A из среднего табл. 2 и 3 с учетом среднеквадратической погрешности будет равно $(699580 \pm 6) \times 10^{-4} \text{ гц} \cdot \text{мл}^{-1}$. Учитывая погрешность определения индукции магнитного поля ($10 \cdot 10^{-9}$), можно записать:

$$A = (699580 \pm 9) \cdot 10^{-4} \text{ гц} \cdot \text{мл}^{-1}.$$

* В этих сериях применялось циркулярно-поляризованное радиополе для разделения сверхтонких компонентов.

Этот результат согласуется со значением, полученным в работе [6], где $A = (699578 \pm 4) \cdot 10^{-4} \text{ гц} \cdot \text{мл}^{-1}$, и в работе [7], где $A = (699576 \pm 3) \cdot 10^{-4} \text{ гц} \cdot \text{мл}^{-1}$ на разрешенной структуре Rb-87.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bender P., Skillman T. Measurement of the earth's magnetic field with rubidium vapour magnetometer. *J. of Geophys. Res.* v. 63, № 3, 1958.
2. Налимов В. В. Применение математической статистики при анализе вещества. М., Физматгиз, 1960.
3. Козлов А. Г. Квантовые магнитометры для геомагнитных исследований. Автореферат диссертации. ИЗМИР, Изд. АН СССР, М., 1965.
4. Горбачевич С. В., Залужная Т. Л. Важнейшие физические константы. Методы определения и числовые значения. «Измерительная техника», 1967, № 1.
5. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М.—Л., Физматгиз, 1963.
6. Bender P. *Phys. Rev.* v. 128, 1962 (2218).
7. Driscoll R. Electronic g-factor of Rubidium. *Phys. Rev.*, v. 136, 1964 (A54).

Поступила в редакцию
5.11.1969 г.

В. Г. САВЕНКО, А. П. ЩЕЛКИН
ВНИИМ

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ИЗ АНТИМОНИДА ИНДИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО НИКЕЛЕМ

В технических устройствах, наряду с эффектом Холла, большую роль играет эффект Гаусса, заключающийся в изменении сопротивления проводящих тел в магнитном поле (эффект магнитосопротивления). Такие магнитосопротивления (магниторезисторы) в некоторых случаях могут конкурировать с транзисторами, так как они позволяют отделить в схемах электрически регулируемое сопротивление от управляющего сигнала.

Магнитосопротивления используют в магнитометрах для генерирования, модулирования или усиления электрических колебаний, в преобразователях тока, умножителях частоты, в мостовых схемах и др.

Основными параметрами магнитосопротивлений являются: сопротивление при отсутствии магнитного поля r_0 , относительное его изменение в магнитном поле $\frac{\Delta r}{r_0}$ и температурный коэффициент сопротивления α .

Известно, что относительное изменение сопротивления $\frac{\Delta r}{r_0}$ зависит от подвижности носителей используемого полупроводника и формы преобразователя. Наиболее лучшей формой с точки зрения получения максимального значения $\frac{\Delta r}{r_0}$ является диск Корбино, так как в нем отсутствует эффект Холла. По литературным данным [1, 2], при изменении поля от 0 до 1 тл относительное изменение сопротивления для дисков Корбино из арсенида индия (InAs) составляет 5,5, а для дисков из антимонида индия (InSb) — более 10.

Магнитосопротивления в виде дисков Корбино имеют два существенных недостатка. Во-первых, поскольку для их изготовления используют полупроводники с высокой подвижностью носителей (преимущественно группы АIIIВV), то сопротивление дисков, как правило, не превышает долей ома. Во-вторых, припайка одного из электродов в центре круга намного увеличивает толщину диска.

Все это заставило исследователей искать такую форму магнитосопротивлений, которая позволила бы увеличить сопротивление, по возможности сохранив относительное изменение его в магнитном поле. Предложено, например [3], выполнять магнитосопротивления в виде прямоугольных пластинок, а чтобы при этом за счет эффекта Холла заметно не уменьшалось $\frac{\Delta r}{r_0}$, наносить поперечные пропайки — растры. В работах [4, 5]

* Величину $\frac{\Delta r}{r_0}$ обычно называют чувствительностью преобразователя.

приведены параметры магнитосопротивлений из InSb прямоугольной формы и в виде «меандра» с r_0 до 30 ом и $\frac{\Delta r}{r_0} \approx 6$ при изменении магнитной индукции от 0 до 1 тл.

Приведенные данные показывают, что у магнитосопротивлений в форме «меандра», имеющих растры, $\frac{\Delta r}{r_0}$ примерно в 2 раза меньше,

Форма магнитосопротивлений и размер активной пластины, мм ²	r_0 , ом	$\frac{\Delta r}{r_0}$ в поле с магнитной индукцией 1 тл	α , %/°C	$\frac{\Delta (\Delta r/r_0)}{(\Delta r/r_0)_{20^\circ \text{град}} \Delta T}$, %/°C
Прямоугольная, 4×2×0,02	12,0	7,2	-0,60	0,8
	11,0	8,0	-0,60	0,8
	20,5	7,9	-0,60	0,8
	8,0	9,5	-0,65	0,8
	8,2	8,7	-0,65	0,8
в виде «меандра», 8×8×0,02	35,0	9,5	-0,60	0,8
	60,0	7,0	-0,60	0,8
	38,0	8,0	-0,70	0,8
	42,0	8,5	-0,65	0,8
	41,0	9,0	-0,65	0,8

чем у дисков Корбино, в то время как значение r_0 возрастает в десятки и сотни раз. Однако нанесение растров весьма трудоемкий и сложный процесс. Кроме того, поскольку растры наносятся только на поверхность полупроводниковой пластины, они, естественно, не могут свести на нет эффект Холла внутри полупроводника, что заметно снижает значение $\frac{\Delta r}{r_0}$.

В последние годы ведутся работы по созданию полупроводников, легированных проводящими материалами, например, никелем. При этом легирующая добавка вводится таким образом, чтобы отдельные кристаллы никеля, имеющие игольчатую форму, располагались в строго определенном направлении. Это позволяет при соответствующем раскрое полупроводникового слитка практически пренебречь влиянием эффекта Холла на сопротивление в магнитном поле и получить у прямоугольных сопротивлений значение $\frac{\Delta r}{r_0}$ почти такое же, как и у дисков Корбино.

Из слитков антимонида индия, легированного никелем, полученных в Государственном институте редкометаллической промышленности, во ВНИИМ был изготовлен и исследован ряд магнитосопротивлений, основные параметры которых приведены в таблице.

На рис. 1 показана зависимость $\frac{\Delta r}{r_0} = f(B)$ для полученных магнитосопротивлений. С целью сравнения здесь же приведена зависимость $\frac{\Delta r}{r_0} = f(B)$ для дисков Корбино из InSb. Из сопоставления кривых видно, что относительное изменение магнитосопротивлений из InSb, легированного никелем, лишь немного меньше, чем у дисков Корбино. В то же время зависимость $\frac{\Delta r}{r_0} = f(B)$ у дисков Корбино и магнитосопротивлений прямоугольной формы носит различный характер. Если у дисков Корбино сопротивление меняется в поле по закону, близкому к квадратичному, то у прямоугольных магнитосопротивлений этот закон выполняется только до 0,2 тл; дальнейшее изменение сопротивления с ростом B носит практически линейный характер.

На рис. 2 приведена температурная зависимость $\frac{\Delta r/r_0}{(\Delta r/r_0)_{20 \text{ град}}} = f(t)$ для изготовленных магнитосопротивлений.

Таким образом, можно сделать вывод, что магнитосопротивления из антимолида индия, выполненные в виде дисков Корбино (с $\Delta r/r_0$ порядка 10) и обладающие наибольшей чувствительностью, имеют существенные недостатки по сравнению с магнитосопротивлениями прямоугольной формы

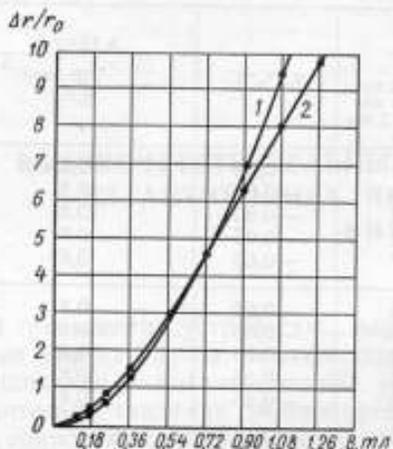


Рис. 1. Зависимость относительных изменений сопротивлений разработанных преобразователей от магнитной индукции.

1 — диск Корбино; 2 — диск в форме «меандра».

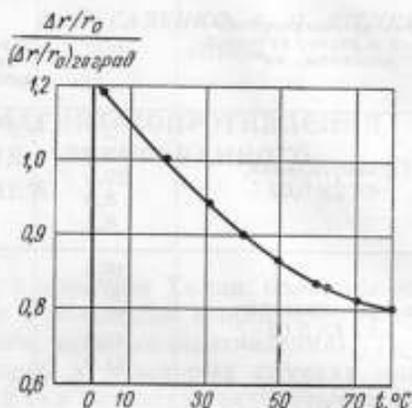


Рис. 2. Зависимость относительного изменения магнитосопротивления в магнитном поле от температуры.

или в виде «меандра», а именно: малым сопротивлением и неудобной конструкцией. Последние же значительно уступают дискам Корбино в чувствительности к магнитному полю. Использование антимолида индия, легированного никелем, позволяет увеличить относительное изменение сопротивлений до $\Delta r/r_0 = 9,5$, т. е. повысить чувствительность преобразователей прямоугольной формы или в форме «меандра» более чем в 1,5 раза по сравнению с такими же преобразователями из антимолида индия, но не легированными никелем.

Дальнейшие исследования в этой области должны вестись в направлении уменьшения температурных зависимостей (температурного коэффициента сопротивления α и $\frac{\Delta(\Delta r/r_0)}{(\Delta r/r_0)_{20 \text{ град}}}$ магнитосопротивлений) путем дополнительного легирования, например, теллуром.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weiss H. Leitschrift Naturforschung, 1957, Bd. 12A, № 1.
2. Kobus A. Crausotron z antimonki indowego. Przegl. elektroniki, 1962, t. 3, № 4.
3. Агнев Я. и Мосанов О. Методы увеличения магнитосопротивления. Изв. АН СССР, сер. физико-техн., хим и геол. наук, 1966, № 1.
4. Погодин В. И. Преобразователи магнитосопротивления в электрической мостовой схеме. «Измерительная техника», 1966, № 9.
5. Котенко Г. И., Погодин В. И. Аналоговые элементы на магниторезистивных преобразователях. «Измерительная техника», 1967, № 1.

Поступила в редакцию
14. XI. 1968 г.

В. С. ИВЛЕВА, В. Г. САВЕНКО, А. П. ЩЕЛКН
ВНИИМ

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ДРЕЙФ НУЛЕВОГО СИГНАЛА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ХОЛЛА

Преобразователи Холла находят все более широкое применение в различных областях науки и техники. Они с успехом используются в приборах для измерения магнитной индукции, функциональных преобразователях, потокосчитывающих магнитных головках и т. д.

С разработкой полупроводниковых материалов группы $A_{III}V_V$, обладающих чрезвычайно высокой подвижностью носителей заряда, появилась возможность создать измерительные устройства на эффекте Холла с низким порогом чувствительности, ограниченным практически только температурным дрейфом нулевого сигнала преобразователей. Так, например, порог чувствительности современных избирательных усилителей, используемых для усиления э. д. с. преобразователей Холла, равен тысячным долям микровольта [1], в то время как температурный дрейф нулевого сигнала преобразователей Холла имеет значение от единиц до десятков и сотен микровольт на градус [2, 3].

В литературе имеются весьма скудные сведения о природе температурного дрейфа нулевого сигнала. Попытка выяснить причины, вызывающие температурный дрейф нулевого сигнала преобразователей Холла, была сделана Д. Д. Воейковым [3, 4]. По его мнению, основными факторами, определяющими значение дрейфа, являются неэквивипотенциальность холловских электродов, качество контактов, под которым автор подразумевает их выпрямляющее действие, и неоднородность материала, возникающая при пайке контактов. В связи с этим Д. Д. Воейков рекомендует снижать температуру плавления припоя.

Следует отметить, что при надлежащей конструкции преобразователя (например, такой, как описана в работе [2]) площадь холловских электродов может быть сделана достаточно большой. В этом случае коэффициент выпрямления, как показывает опыт, имеет ничтожно малое значение. Кроме того, выпрямляющее действие электродов проявляется в двух случаях: если ток питания преобразователя переменный, а измеряемая величина постоянна или наоборот. При этом постоянная составляющая напряжения на выходе преобразователя может быть легко отделена от переменной холловской э. д. с. с помощью частотонизбирательной цепи и, следовательно, не может влиять на параметры измерительного устройства.

Что касается неоднородности полупроводника, то она действительно существует и при том еще до пайки контактов. Она объясняется технологией выращивания полупроводника и зависит от направления вытягивания слитка. Появление же существенной дополнительной неоднородности при

сравнительно слабых местных перегревах не находит удовлетворительного объяснения. Правда, при нагревании некоторых весьма чистых полупроводников с концентрацией примесей порядка 10^{14} см^{-3} происходит инверсия знака проводимости. Предполагают, что она обусловлена попаданием в чистый материал акцептора (предположительно меди), обладающего большим коэффициентом диффузии. Однако чистые полупроводники с очень малой концентрацией примесей для изготовления преобразователей Холла, как правило, не применяют вследствие сильной температурной зависимости параметров. Кроме того, температура, при которой происходит изменение знака проводимости, равна $450-500^\circ \text{C}$, что намного превышает температуру плавления используемых припоев.

Цель настоящей работы заключалась в том, чтобы установить функциональную связь между температурным дрейфом нулевого сигнала пре-

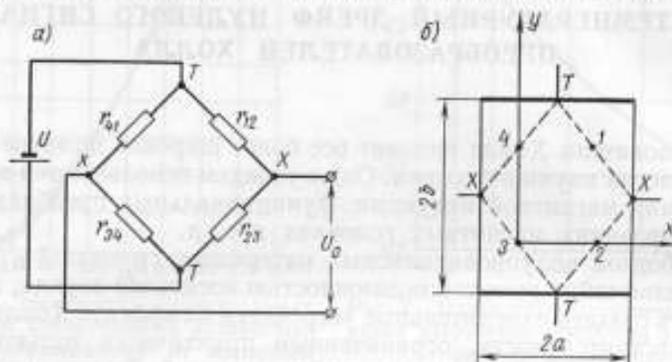


Рис. 1. Эквивалентная мостовая схема преобразователя Холла.

образователей Холла и степенью неоднородности полупроводника и на основании анализа этой связи дать рекомендации относительно выбора направления выращивания и раскроя полупроводниковых слитков.

Как известно, преобразователь Холла может быть представлен в виде эквивалентной мостовой схемы, изображенной на рис. 1а, где r_{12} , r_{23} , r_{34} и r_{41} — сопротивления плеч преобразователя, α_{12} , α_{23} , α_{34} и α_{41} — их температурные коэффициенты. В работах [5, 6] выведены приближенные выражения для изменения нулевого сигнала преобразователей Холла ΔU_0 , соответствующего изменению температуры ΔT :

при питании от источника напряжения

$$\Delta U_0 = U (1 - \chi) \alpha_{cp} \Delta T; \quad (1)$$

при питании от источника тока

$$\Delta U_0 = U (1 - \chi) \frac{\alpha_{cp} \Delta T}{1 + \alpha_{cp} \Delta T},$$

где $\alpha_{cp} = \frac{\alpha_{12} + \alpha_{23} + \alpha_{34} + \alpha_{41}}{4}$ — среднее значение температурного коэффициента сопротивления;

$\chi = \frac{2(\alpha_{23} + \alpha_{41})}{\alpha_{12} + \alpha_{23} + \alpha_{34} + \alpha_{41}}$ — коэффициент, определяемый неоднородностью полупроводникового материала;

U — напряжение источника питания.

При $\alpha_{12} = \alpha_{23} = \alpha_{34} = \alpha_{41}$ имеем $\chi = 1$ и $\Delta U_0 = 0$.

Из выражений (1) видно, что температурный дрейф нулевого сигнала стремится к нулю, если выполняется хотя бы одно из условий: $\alpha_{cp} \rightarrow 0$ или $\chi \rightarrow 1$.

В работе [5] показано, что имеется практическая возможность получить полупроводники с температурным коэффициентом сопротивления, близким к нулю в области комнатных температур (например, InSb с концентрацией примесей $n_e = 1,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Преобразователи Холла, изготовленные из такого материала, обладают весьма малым температурным дрейфом нулевого сигнала.

Дальнейшее снижение температурного дрейфа нулевого сигнала возможно за счет уменьшения множителя $1 - \chi$. Для определения условий, при которых $\chi \rightarrow 1$, выразим χ через параметры полупроводника и геометрические размеры преобразователя Холла. Для этого свяжем координатные оси x и y с плоскостью преобразователя так, как показано на рис. 1 б, и примем следующие допущения:

- 1) распределение примесей по сечению полупроводникового слитка не случайно, а подчинено определенному закону, зависящему от технологии изготовления полупроводника и направления выращивания кристалла;
- 2) функция $n_e = f(x, y)$ монотонна в пределах сечения слитка;
- 3) геометрические размеры преобразователя Холла много меньше размеров слитка, из которого он изготовлен.

На основании первых двух допущений можно предположить, что температурные коэффициенты плеч преобразователя равны температурным коэффициентам в некоторых средних точках — 1, 2, 3, 4. С учетом этого, выражение для коэффициента χ можно записать

$$\chi = \frac{2(\alpha_2 + \alpha_4)}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4}. \quad (2)$$

Обозначим $\alpha_3 = \alpha_0$; $\alpha_1 = \alpha_0 + \Delta\alpha_1$; $\alpha_2 = \alpha_0 + \Delta\alpha_2$; $\alpha_4 = \alpha_0 + \Delta\alpha_4$ и предположим, что функция $\alpha = \varphi(n_e, T)$ известна. Поскольку она должна быть дифференцируема во всем диапазоне изменений n_e , можно записать

$$d\alpha = \frac{\partial \varphi(n_e, T)}{\partial n_e} dn_e = \varphi_n' dn_e,$$

или, переходя к конечным приращениям,

$$\Delta\alpha_1 = \varphi_n' \Delta n_{e1}; \quad \Delta\alpha_2 = \varphi_n' \Delta n_{e2}; \quad \Delta\alpha_4 = \varphi_n' \Delta n_{e4}. \quad (4)$$

Подставив выражения (4) и (3) в (2), получим

$$\chi = \frac{1 + \varphi_n' / 2\alpha_0 (\Delta n_{e2} + \Delta n_{e4})}{1 + \varphi_n' / 4\alpha_0 (\Delta n_{e1} + \Delta n_{e2} + \Delta n_{e4})}. \quad (5)$$

Если известна функция $n_e = f(x, y)$, то на основании второго и третьего допущений получим

$$\Delta n_{e1} = \sqrt{\left(\frac{\partial n_e}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial n_e}{\partial y} \Delta y\right)^2},$$

$$\Delta n_{e2} = \frac{\partial n_e}{\partial x} \Delta x,$$

$$\Delta n_{e4} = \frac{\partial n_e}{\partial y} \Delta y.$$

При длине пластины датчика Холла $2b$ и ширине $2a$

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_e &= \sqrt{\left(\frac{\partial n_e}{\partial x}\right)^2 a^2 + \left(\frac{\partial n_e}{\partial y}\right)^2 b^2}, \\ \Delta n_{e_x} &= \frac{\partial n_e}{\partial x} a, \\ \Delta n_{e_y} &= \frac{\partial n_e}{\partial y} b. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Подставив выражения (6) в формулу (5), получим

$$\chi = \frac{1 + \frac{\Phi_n}{2\alpha_0} \left(\frac{\partial n_e}{\partial x} a + \frac{\partial n_e}{\partial y} b \right)}{1 + \frac{\Phi_n}{4\alpha_0} \left[\frac{\partial n_e}{\partial x} a + \frac{\partial n_e}{\partial y} b + \sqrt{\left(\frac{\partial n_e}{\partial x}\right)^2 a^2 + \left(\frac{\partial n_e}{\partial y}\right)^2 b^2} \right]} \quad (7)$$

Анализируя последнее выражение, можно показать, что $\chi \rightarrow 1$ в трех случаях:

- 1) $\frac{\partial n_e}{\partial x} \rightarrow 0$ и $\frac{\partial n_e}{\partial y} \rightarrow 0$, т. е. полупроводник однороден,
- 2) $a \gg b$ или $b \gg a$ и $\frac{\partial n_e}{\partial x}$ соизмеримо с $\frac{\partial n_e}{\partial y}$,
- 3) $\frac{\partial n_e}{\partial x} \gg \frac{\partial n_e}{\partial y}$ или $\frac{\partial n_e}{\partial y} \gg \frac{\partial n_e}{\partial x}$ и a соизмеримо с b .

Соотношения $a \gg b$ или $b \gg a$ противоречат оптимальному отношению длины к ширине 1,5—2, установленному Куртом из условия получения максимальной чувствительности, и поэтому не могут быть рекомендованы. Что касается соотношений $\frac{\partial n_e}{\partial x} \gg \frac{\partial n_e}{\partial y}$ или $\frac{\partial n_e}{\partial y} \gg \frac{\partial n_e}{\partial x}$, то в ряде случаев они могут быть выполнены при правильном раскрое полупроводниковых слитков.

Итак, из формулы (7) следует, что при выполнении условий $\frac{\partial n_e}{\partial x} \gg \frac{\partial n_e}{\partial y}$ или $\frac{\partial n_e}{\partial y} \gg \frac{\partial n_e}{\partial x}$ коэффициент $\chi \rightarrow 1$ и $\Delta U_0 \rightarrow 0$ даже при больших градиентах n_e . Таким образом, представляет интерес выяснение закона распределения примесей у полупроводников, наиболее часто применяемых для изготовления гальваномагнитных преобразователей.

В качестве объекта исследований был выбран антимонид индия—полупроводник, обладающий очень большой подвижностью носителей заряда.

Из слитков антимонида индия, легированного теллуром, выращенных в различных направлениях, вырезали по три шайбы: из верхней, средней и нижней частей слитка. Так как точность измерения концентрации примесей весьма ограничена, то измеряли удельное сопротивление полупроводника в различных точках по координатным осям x и y , связанных с поверхностью шайб. Измерение удельного сопротивления вместо концентрации примесей вполне обосновано, поскольку связь между этими двумя величинами для одного и того же образца однозначна. Измерения производили четырехзондовым методом на установке Государственного института редкометаллической промышленности. Результаты измерений представлены на рис. 2 и 3.

В задачу настоящей статьи не входит объяснение причин, вызывающих неоднородность распределения легирующих примесей по объему полупроводниковых слитков. Этому вопросу посвящено достаточно работ в отечественной и зарубежной литературе [7]. Представляет интерес анализ

проведенных измерений, на основании которого можно сделать следующие выводы о наилучшем (с точки зрения получения минимального температурного дрейфа нулевого сигнала) направлении выращивания полупроводниковых слитков и дать рекомендации относительно их раскроя.

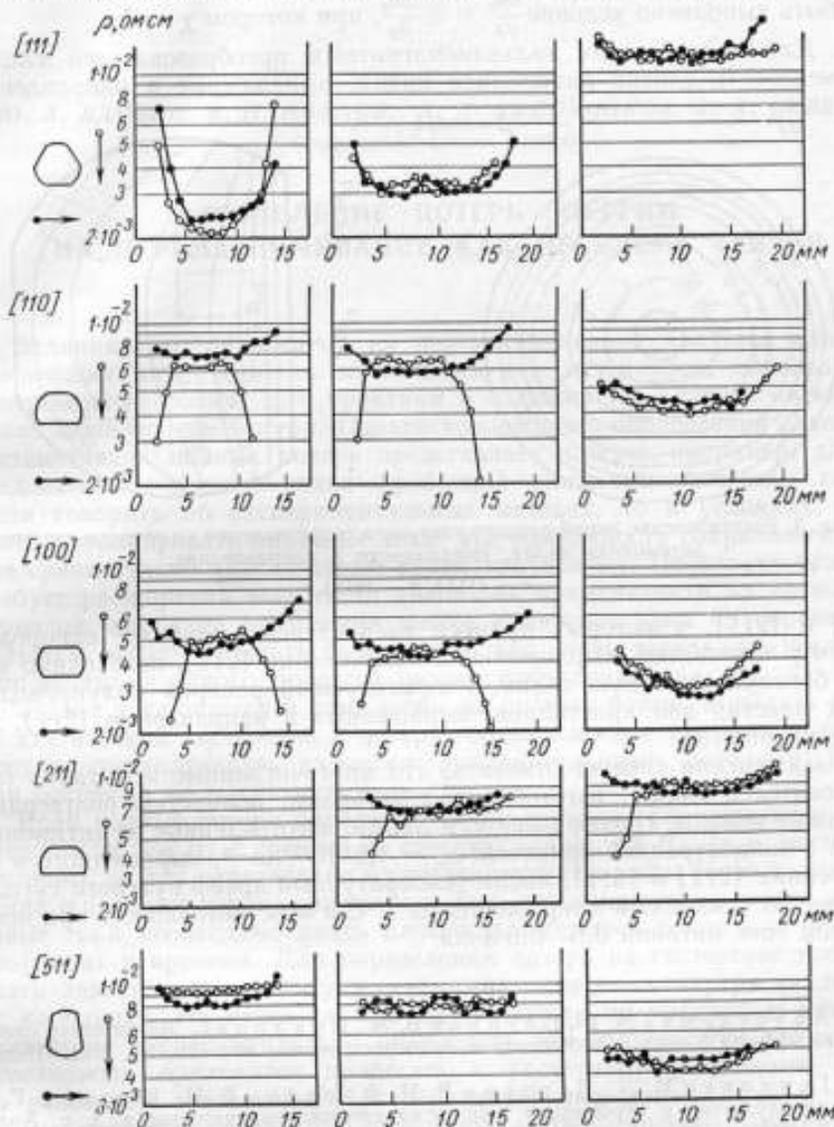


Рис. 2. Графики изменения удельного сопротивления по сечению слитков антимида индия, выращенного в различных направлениях.

1. Как показали исследования, распределение примесей по объему слитков антимида индия носит закономерный характер, зависящий от направления выращивания полупроводника.

2. Наибольшей неоднородностью обладают слитки, выращенные в направлениях $[111]$ и $[100]$ (рис. 2). Однако температурный дрейф нулевого сигнала преобразователей Холла, изготовленных из таких слитков, может быть значительно уменьшен при рациональном раскрое полупро-

водниковой пластины. На рис. 3а показано распределение линий равного удельного сопротивления для пластины, вырезанной из слитка, вытянутого в направлении [111]. Из рис. 3 видно, что при радиальном расположении преобразователей по отношению к полупроводниковой пластине может быть выполнено условие $\frac{\partial n_e}{\partial x} \gg \ll \frac{\partial n_e}{\partial y}$, при котором $\chi \rightarrow 1$.

3. Для изготовления гальваномагнитных преобразователей следует рекомендовать слитки антимонида индия, выращенные в направлениях

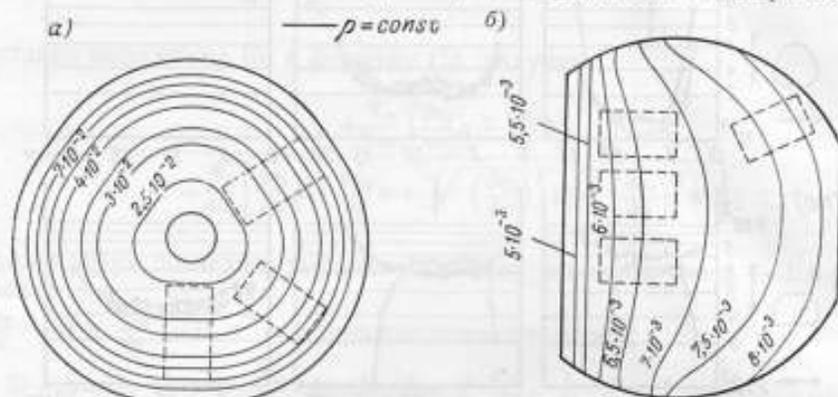


Рис. 3. Распределение линий равного удельного сопротивления по сечению слитков антимонида индия, выращенного в направлениях:

а — [111]; б — [211].

[511] и [211], у которых примеси распределены наиболее однородно, причем у кристаллов, выращенных в направлении [211], необходимо удалить боковую фасетную грань. Рекомендуемый раскрой полупроводниковых пластин для кристаллов, выращенных в направлении [211], показан на рис. 3б.

В заключении следует отметить, что многочисленные испытания преобразователей Холла, изготовленных авторами, полностью подтвердили сделанные выводы. Преобразователи Холла, изготовленные из антимонида индия с концентрацией примесей $n_e = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, выращенного в направлениях [211] и [511], имели температурный дрейф нулевого сигнала не выше десятых долей микровольта на 1°C и чувствительность при номинальном токе питания 0,5—0,6 в/мл.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арустамова М. В., Петин В. М., Суханов С. Магнитометр слабых полей на эффекте Холла. «Геофизическое приборостроение», вып. 26, М., Изд. «Недра», 1965.
2. Герловин И. Л., Погодин В. И., Фоменко Е. И., Юрьева Г. А. Режим эксплуатации и упрощенная технология изготовления датчиков э. д. с. Холла. М., ГОСИНТИ, 1963.
3. Воейков Д. Д. Методы повышения стабильности уравновешивания датчиков э. д. с. Холла, ЖТФ, 1958, № 10.
4. Воейков Д. Д. Некоторые вопросы конструирования датчиков э. д. с. Холла. «Известия ЛЭТИ им. В. И. Ульянова (Ленина)», вып. XLIII, 1960.
5. Савенко В. Г., Щелкин А. П. О температурном дрейфе нулевого сигнала преобразователей Холла. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 113 (173), М.—Л., Изд. стандартов, 1969.
6. Погодин В. И., Щелкин А. П., Юрьева Г. А. Выбор температуры термостатирования датчиков э. д. с. Холла. «Приборы и системы управления», 1969, № 1.
7. Полупроводники. Под ред. Н. Б. Хеннея. М., ИИЛ, 1962.

Поступила в редакцию
21.11.1969 г.

Ю. А. ВДОВИН, В. П. ИВАНОВ, А. И. КАДОЧНИКОВ, А. А. СИВЕНЦЕВ

Свердловский филиал ВНИИМ

РАЗДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ
НА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ КАК ПРОБЛЕМА ТЕОРИИ

Величина потерь энергии на перемагничивание является одной из важнейших характеристик магнитномягких материалов, используемых в переменных полях. Для практики в большинстве случаев имеют значение лишь полные потери. Однако возможность определения отдельных составляющих полных потерь представляет интерес, например, для исследователей, занимающихся проблемой снижения величины потерь. Если говорить об экспериментальных методах, то в условиях, когда нельзя игнорировать вихревые токи, эта возможность сохраняется лишь для сравнительно низких частот перемагничивания. Поскольку практика требует расширения частотного диапазона применимости магнитных материалов, проблема разделения потерь с каждым днем приобретает все большую остроту. Решить ее можно только путем детального исследования динамики самого процесса перемагничивания.

Задача заключается в том, чтобы из полных потерь выделить потери на статический гистерезис и потери, обусловленные вихревыми токами. Третью составляющую называют дополнительными потерями [1—4], или потерями на магнитную вязкость.

Если полные потери определяются по существу зависимостью между внешним полем H_e и средней по сечению индукцией B_{cp} (т. е. магнитным потоком), то для определения их составляющих нужны более полные сведения о процессе перемагничивания. Так, для нахождения потерь на вихревые токи необходимо знать плотность вихревых токов как функцию координат и времени. Для определения потерь на гистерезис требуется знать зависимость амплитуды напряженности поля внутри сердечника от координат. Не менее сложно найти потери на магнитную вязкость. Поскольку экспериментально определить эти зависимости практически невозможно, приходится прибегать к расчетному разделению потерь по некоторой совокупности экспериментальных данных.

Рассмотрим тороидальные сердечники с отношением наружного и внутреннего радиусов, близким к единице изготовленные в виде спирально намотанной ленты. Пусть толщина ленты 2δ значительно меньше ее ширины, а переменное внешнее магнитное поле $H_e(t)$ направлено вдоль ее длины. Силовые линии индукции замыкаются через изоляционный слой между витками ленты. Таким образом, сердечник распадается на систему почти одинаковых одновитковых колец с поперечным зазором, равным толщине изоляции. Будем рассматривать одно из них, пренебрегая влиянием зазора.

Наконец, чтобы еще более упростить постановку задачи, будем считать, что это кольцо эквивалентно помещенной в продольное однородное

магнитное поле плоскопараллельной пластине с конечной толщиной 2δ и бесконечными шириной a и длиной L (рис. 1). То же самое можно полагать в случае тороидальных сердечников, набранных из плоских колец.

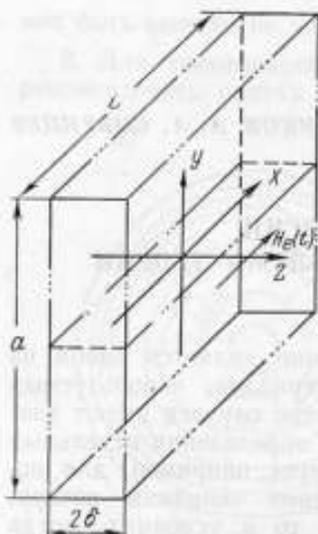


Рис. 1. Исследуемая пластина и расположение системы координат.

Поместим начало координат в середине поперечного сечения пластины, а ось Z направим перпендикулярно ее наибольшим боковым поверхностям. Введя относительную координату $z = Z/\delta$ и полагая, что удельная электропроводность γ материала пластины достаточно велика, чтобы можно было пренебречь токами смещения, из уравнений Максвелла получим

$$\frac{\partial^2 H(z, t)}{\partial z^2} = \gamma \delta^2 \frac{\partial B(z, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

где $H(z, t)$ и $B(z, t)$ — соответственно напряженность магнитного поля и магнитная индукция внутри пластины как функции координаты z и времени t . Заметим, что здесь рассматриваются только случаи, когда материал пластин можно считать макроскопически однородным.

Потери на статический гистерезис с определяют в настоящее время по площади соответствующей статической петли гистерезиса или путем экстраполяции кривой зависимости полных потерь от частоты к нулевой частоте. Не ставя целью сопоставлять эти методы, остановимся лишь на одном из их общих недостатков.

Если при заданных условиях перемагничивания (частоте, амплитуде поля и т. д.) динамическая петля гистерезиса не имеет острых вершин, т. е. точка, соответствующая максимальному полю, не совпадает с точкой максимальной индукции, то результаты таких измерений будут зависеть от того, сохраняем ли мы амплитуду поля равной максимальному полю исходной динамической петли или амплитуду индукции равной максимальной индукции динамической петли. Это уже само по себе означает, что действительные потери на гистерезис могут не совпадать с результатами измерений данными методами.

Вследствие влияния вихревых токов амплитуда напряженности магнитного поля в середине пластины $H_{\max}(0)$ меньше амплитуды внешнего поля. Если при заданных условиях перемагничивания $H_{\max}(0)$ превышает значение поля H_p , при котором «раскрытие» статической петли, соответствующей амплитуде напряженности внешнего поля $H_{\max e}$ (рис. 2), пренебрежимо мало, то площадь статической петли будет одинакова при всех значениях z . В этом случае оба метода (по крайней мере, первый из них) дают принципиально правильный результат. Если данное условие не выполняется, т. е. частота перемагничивания настолько велика, что $H_{\max}(0) < H_p$, то потери на гистерезис, определенные ука-

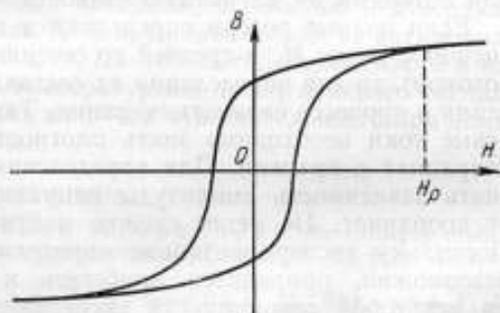


Рис. 2. К определению напряженности поля H_p .

занными методами, могут значительно отличаться от действительных. Полученные значения будут, например, завышенными, если при измерениях амплитуду напряженности поля сохраняем равной H_{\max} , так как статические петли, соответствующие внутренним точкам материала, имеют меньшую площадь, чем статическая петля с амплитудой H_{\max} .

Чтобы определить действительные потери на гистерезис, надо знать зависимости амплитуды напряженности поля от координаты $H_{\max}(z)$ и площади петли гистерезиса (гистерезисного цикла) P_u от амплитуды напряженности поля H_{\max} .

Тогда искомые потери на гистерезис P_r за единицу времени в единице объема будут равны

$$P_r = f \int_0^l P_u[H_{\max}(z)] dz, \quad (2)$$

где f — частота перемагничивания.

Так как в общем случае определение $H_{\max}(z)$ представляет собой весьма трудную расчетную задачу, ограничимся случаем, когда при всех z

$$H_{\max}(z) \geq H_p. \quad (3)$$

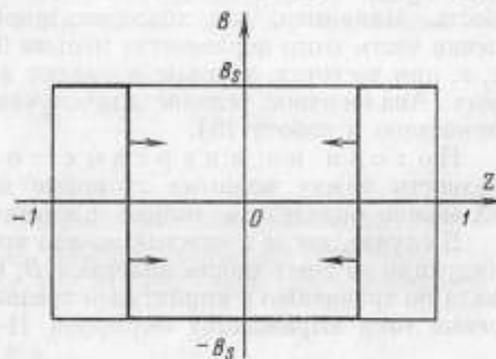


Рис. 3. Предельно-нелинейный случай перемагничивания (смещение от поверхностей внутрь пластины двух крутых фронтов индукции высотой $2B_s$).

Однако чтобы показать, насколько действительные потери на гистерезис могут отличаться от измеренных, рассмотрим следующий случай. Для материалов с прямоугольной петлей гистерезиса при достаточно большой частоте и амплитуде внешнего поля перемагничивание происходит путем смещения двух крутых фронтов индукции высотой $2B_s$ от поверхностей внутрь пластины (рис. 3) [5—8, 11]. В течение полупериода фронты могут сойтись в середине пластины или проникнуть лишь на некоторую глубину $(l - z_0)$, причем в обоих случаях в каждый новый полупериод от внешних поверхностей внутрь пластины будут перемещаться два новых крутых фронта. Если амплитуда B_{\max} средней по сечению индукции B_{cp} меньше B_s , то фронты успевают проникать лишь на глубину $(l - z_0) = B_{\max}/B_s$ [7]. Таким образом, внутренняя область пластины (при $|z| < z_0$) не перемагничивается и, следовательно, не вносит вклада в потери на гистерезис, а вклад внешних областей (при $l \geq |z| \geq z_0$) пропорционален площади предельной статической петли и разности $(l - z_0)$.

Если при определении потерь на статический гистерезис указанными методами мы сохраняем амплитуду поля равной максимальному полю исходной динамической петли, то действительные потери будут меньше измеренных в B_{\max}/B_s раз, т. е. во сколько глубина проникновения индукции меньше полутолщины пластины. Если же мы сохраняем амплитуду индукции равной максимальной индукции динамической петли, то действительные потери будут больше измеренных примерно во столько раз, во сколько коэрцитивная сила на этой частной статической петле меньше коэрцитивной силы на предельной статической петле. Заметим, что рассмотренный случай не так уж далек от практики.

Когда магнитная вязкость сказывается не слишком сильно, можно пользоваться критериями, полученными в работах [7, 8]. В работе [7]

показано, что при синусоидальной средней индукции крутые фронты имеют место при условии

$$\frac{1,6}{\gamma \delta^2 \omega \mu_{д \max}^{ст}} \ll \left(\frac{B_{\max}}{B_s} \right)^2,$$

где $\mu_{д \max}^{ст}$ — максимальная статическая дифференциальная проницаемость. Например, для холоднокатаной стали Э330 толщиной 0,35 мм левая часть этого неравенства меньше 0,05 при частотах, больших 700 Гц, т. е. при частотах, которые попадают в диапазон практически используемых. Аналогичное условие для случая синусоидального внешнего поля приведено в работе [8].

Потери на вихревые токи могут составлять лишь часть разности между полными потерями и потерями на гистерезис, тогда их можно определить только расчетным путем.

В случае, когда в каждый момент времени разность между значениями индукции на поверхности пластины $B_s(t)$ и в средней ее плоскости $B(0, t)$ мала по сравнению с амплитудой средней индукции B_{\max} , потери на вихревые токи выражаются формулой [1—3]

$$P_v = \frac{\gamma \delta^2 \omega}{6\pi} \int_t^{t+T} \dot{B}_{ср}^2(t) dt = \frac{4k_\phi^2}{3\pi^2} \gamma \delta^2 \omega^2 B_{\max}^2, \quad (4)$$

где k_ϕ — коэффициент формы электродвижущей силы во вторичной обмотке;

$$\omega = 2\pi f;$$

T — период.

Следовательно, при известных γ , δ и ω потери P_v могут быть определены по результатам измерения B_{\max} и k_ϕ . В частности, при синусоидальной средней индукции

$$P_v = \frac{1}{6} \gamma \delta^2 \omega^2 B_{\max}^2. \quad (5)$$

Формула (4) имеет ограниченное применение. Проиллюстрируем это на примере синусоидальной средней индукции. Как показано в работе [7], достаточное условие применимости (5) можно записать так:

$$\frac{1}{2} \gamma \delta^2 \omega \mu_{д \max}^{ст} \ll 1.$$

Однако это условие может оказаться слишком жестким. Для установления необходимого условия воспользуемся тем, что в линейной теории (при $\mu = \text{const}$) для перехода точной формулы потерь на вихревые токи [9, 20] в формулу (5) требуется выполнение неравенства $1/160 \gamma^2 \delta^4 \omega^2 \mu^2 \ll 1$. Естественно сделать вывод, что при $\mu \neq \text{const}$ во всяком случае необходимо выполнение неравенства

$$\frac{1}{160} \gamma^2 \delta^4 \omega^2 \mu_{д \max}^2 \ll 1. \quad (6)$$

где статическая средняя дифференциальная проницаемость $\bar{\mu}_d$ определяется формулой

$$\bar{\mu}_d = \frac{1}{2B_{\max}} \int_{-B_{\max}}^{+B_{\max}} \mu_d(B) dB.$$

Если условие (6) не выполняется, то формула (5) может привести к значительной ошибке. Так, в случае перемагничивания с крутыми фронтами индукции при $B_{cp} = B_{\max} \sin \omega t$ вместо выражения (5) имеем [7]

$$P_n = \frac{\gamma \delta^2 \omega^2}{4B_s} B_{\max}^3, \quad (7)$$

т. е. кубическую зависимость P_n от B_{\max} .

При $\frac{B_{\max}}{B_s} > \frac{2}{3}$ формула (7) дает более высокое значение потерь, чем (5).

В общем случае для вычисления потерь на вихревые токи необходимо определить плотность этих токов $j(z, t)$ как функцию координаты z и времени t . Тогда

$$P_n = \frac{j}{V} \int_0^T \int_0^l j^2(z, t) dt dz. \quad (8)$$

Вычисление $j(z, t)$ затруднено не только нелинейностью статической магнитной характеристики, но и зависимостью от магнитной вязкости, поскольку вихревые токи возбуждаются вследствие изменения индукции, которое в свою очередь определяется не только внешним полем и полем вихревых токов, но и вязкостными свойствами вещества. Ниже будет приведен пример вычисления $j(z, t)$ и соответствующего значения P_n .

Перейдем к потерям на магнитную вязкость.

Явление магнитной вязкости заключается в том, что каждая точка (малая область) материала под воздействием внешнего поля $H_e(t)$ и поля вихревых токов $H_n(z, t)$ перемагничивается не по статической петле гистерезиса (что происходит при отсутствии вязкости), а по более широкой динамической петле вследствие того, что индукция отстает от изменения напряженности поля, т. е. от значений индукции, соответствующих статическому равновесию.

В этом случае связь между B и H в каждой точке следует выражать, как предложено в работе [12], не статическим уравнением $B = B_{ст}(H)$, а динамическим дифференциальным уравнением

$$F\left(H, \frac{dH}{dt}, \frac{d^2H}{dt^2}, \dots, B, \frac{dB}{dt}, \frac{d^2B}{dt^2}, \dots\right) = 0, \quad (9)$$

содержащим время. После установления конкретного вида уравнения (9) полный расчет процесса перемагничивания сводится к решению этого уравнения совместно с уравнением (1) при заданных начальных и краевых условиях. Имея такое решение, можно вычислить потери на вихре-

* В работе [10] для того же случая ошибочно получена квадратическая зависимость P_n от B_{\max} . Разъяснение этой ошибки дано в работе А. И. Кадочникова «О зависимости потерь на вихревые токи от амплитуды индукции» («Электротехника», 1969, № 9).

вые токи по формуле (8), поскольку $j(z, t) = -\frac{1}{\delta} \cdot \frac{\partial H(z, t)}{\partial z}$, и сумму потерь на магнитную вязкость $P_{\text{вяз}}$ и гистерезис P_r по формуле

$$P_{\text{вяз}} + P_r = \int_0^{\tau} \int_0^1 H(z, t) \frac{\partial B(z, t)}{\partial t} dt dz \quad (10)$$

или

$$P_{\text{вяз}} + P_r = \int_0^{\tau} \int_0^1 B(z, t) \frac{\partial H(z, t)}{\partial t} dt dz. \quad (11)$$

Так как потери на гистерезис P_r могут быть определены независимо, $P_{\text{вяз}}$ можно вычислить из выражения (10) или (11).

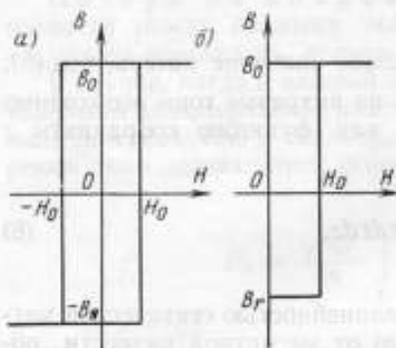


Рис. 4. Прямоугольные аппроксимации статической петли гистерезиса.

Установление конкретного вида уравнения (10) на базе теоретических исследований и обработки экспериментальных данных в общем случае представляет собой открытую задачу. Для материалов с прямоугольной статической петлей гистерезиса в работах [13, 14] было предложено следующее «уравнение вязкости» (для восходящей ветви динамической петли в точке)

$$\frac{dB}{dt} = s \left(1 - \frac{B}{B_0}\right) (H - H_0), \quad (12)$$

где s — константа вязкости; B_0 и H_0 — параметры прямоугольной аппроксимации статической петли гистерезиса (рис. 4, а).

В работах [15, 16] в результате обработки экспериментальных данных для ферритовых сердечников, в которых вихревые токи при достаточно низких частотах практически не влияют на динамическую петлю и, следовательно, не затрудняют исследование, было сделано заключение, что перемагничивание ферритов подчиняется уравнению (для восходящей ветви)

$$\frac{dB}{dt} = r \left(1 - \frac{B^2}{B_0^2}\right) (H - H_0), \quad (13)$$

где r — константа вязкости.

В ряде работ [15—19] уравнение (13) полагают применимым и для металлических ферромагнетиков с прямоугольной петлей гистерезиса. Мы принимаем это уравнение, поскольку оно имеет некоторое экспериментальное и теоретическое обоснование. Надо, однако, заметить, что выражение (13) имеет следующий недостаток. Если в начальном состоянии $B(z, t_0) = -B_0$, то с помощью конечных полей сердечник не выйдет из этого состояния, так как $dB/dt = 0$. Поэтому приходится полагать, что к моменту, когда поле достигнет значения H_0 , индукция будет больше. Уравнение (12) свободно от этого недостатка.

В работе [18] дано совместное решение уравнений (1) и (13) для следующего случая.

а) в начальный момент времени $t = t_0$ внешнее поле $H_e(t) = H_0$, а индукция $B(z, t_0) = -B_r$, где остаточная индукция $B_r < B_0$. Таким

образом, статическая характеристика полагалась в виде, данном на рис. 4, б, а не 4, а;

б) задано некоторое изменение напряженности внешнего поля во времени $H_e(t)$, причем $H_e(t_0) = H_0$, а функция $H_e(t)$ такова, что наиск внешнему полю

$$Q_e(t) = \int_{t_0}^t (H_e - H_0) dt \quad (14)$$

монотонно возрастает в течение всего рассматриваемого промежутка времени. Так, в случае $H_e(t) = H_{\max e} \sin \omega t$ имеем

$$\omega t_0 = \arcsin(H_0/H_{\max e}) \text{ и } \omega t_0 \leq \omega t \leq \pi - \arcsin(H_0/H_{\max e}).$$

Предложенное решение имеет вид

$$B_{cp}(t) = B_r + B_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma \delta^2 r}} \sqrt{\ln \frac{\operatorname{ch}(q_e - \beta_r)}{\operatorname{ch}(q_0 - \beta_r)} + \frac{B_r}{B_0}(q_e - q_0)}, \quad (15)$$

где

$$\beta_r = \operatorname{Arth}(B_r/B_0); \quad q_e(t) = \frac{r}{B_0} Q_e(t);$$

$$q_0(t) = \frac{r}{B_0} \int_{t_0}^t [H(0, t) - H_0] dt,$$

причем величины q_0 и q_e связаны соотношением

$$\int_{q_0}^{q_e} \frac{dq}{\sqrt{\ln \frac{\operatorname{ch}(q - \beta_r)}{\operatorname{ch}(q_0 - \beta_r)} + \frac{B_r}{B_0}(q - q_0)}} = \sqrt{2\gamma \delta^2 r}. \quad (16)$$

Расчет динамической петли по формулам (15) и (16) заключается в том, чтобы в каждый выбранный момент времени t вычислить: вначале q_e , затем из выражения (16) — соответствующее значение q_0 и, наконец, по формуле (15) — $B_{cp}(t)$. Поскольку напряженность внешнего поля задана, то вычисление соответствующего значения $H_e(t)$ не представляет труда. Расчет осложняется тем, что интеграл в выражении (16) несобственный. Нами был разработан алгоритм этого счета на вычислительной машине. Однако на основании экспериментальных данных необходимо предварительно определить коэффициент вязкости r . Для этого был разработан соответствующий алгоритм, основанный на условии совпадения расчетной динамической коэрцитивной силы с экспериментальным ее значением.

На рис. 5 приведены экспериментальная динамическая петля для пермаллоя 50НП толщиной 0,02 мм при синусоидальном внешнем поле частотой 1000 гц, измеренная с помощью феррометра, и соответствующая расчетная петля. При расчете было принято $H_0 = H_c$, $B_0 = B_{\max e}$ (где $B_{\max e}$ — амплитудное значение индукции на поверхности пластины, а H_c — статическая коэрцитивная сила). Величина $\gamma \delta^2 r$ оказалась равной 0,545. Аналогичные графики были получены для нескольких марок пермаллоя с разной толщиной (до 0,05 мм).

Как видно из рис. 5, наблюдается некоторое расхождение между экспериментальной и расчетной динамической петлей, которое, по-видимому, можно устранить путем уточнения вида динамического уравнения. В настоящей работе мы постулируем уравнение (13) с тем, чтобы сосредоточить внимание на принципиальных вопросах расчетного разделения потерь.

В работе [12] автор ограничивается вычислением динамической петли гистерезиса, т. е. некоторой интегральной характеристики сердечника. Между тем для разделения потерь необходимо вычислить функции $j(z, t)$, $H(z, t)$ и $B(z, t)$, т. е. определить, как происходит перемагничивание в каждой точке сердечника. Для этого можно воспользоваться следующим алгоритмом:

- а) вычислить $q_e(t)$, используя заданную функцию $H_e(t)$;
- б) вычислить $q_0(t)$ по формуле (17);
- в) вычислить $q(z, t)$ по приведенной в работе [18] формуле

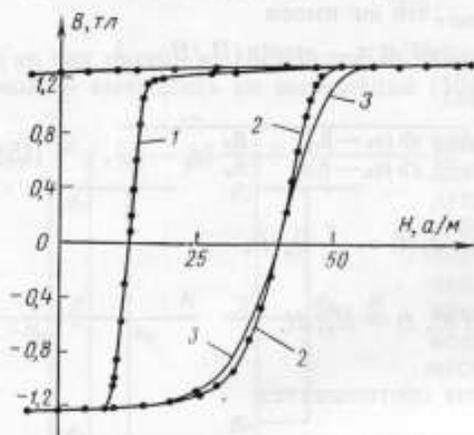


Рис. 5. Петли гистерезиса для образца пермаллоя 50НП толщиной 0,02 мм:

1 — экспериментальная статическая; 2 — экспериментальная динамическая в синусоидальном внешнем поле частоты 1000 гц; 3 — динамическая, рассчитанная с использованием уравнения магнитной вязкости.

Практически мы использовали более сложный алгоритм, чтобы избежать численного дифференцирования и преодолеть трудности, связанные с тем, что интегралы в формулах (16) и (17) являются несобственными.

Перейдем к практическому разделению потерь. Чтобы не усложнить задачу, будем считать, что на восходящей ветви динамической петли средняя индукция $B_{ср}$ практически достигает значения $B_0 = B_{max e}$ еще до того, как внешнее поле начнет убывать, а на нисходящей ветви она достигает значения $-B_0 = -B_{max e}$ еще до того, как напряженность внешнего поля начнет возрастать. Иными словами: динамическая петля гистерезиса имеет «уголки» (для этого амплитуда напряженности внешнего поля должна быть достаточно велика) и выполняется условие (3).

Будем считать также (с целью удовлетворения начального условия), что дальнейшее перемагничивание из состояния $+B_{max e}$ в состояние $+B_r$ (а через полпериода из состояния $-B_{max e}$ в состояние $-B_r$) происходит по соответствующему участку статической петли гистерезиса (рис. 5). Для этого необходимо, чтобы на этом участке выполнялось условие слабого поверхностного эффекта, которое при синусоидальном внешнем поле, согласно работе [8], имеет вид

$$\frac{1}{2} \gamma \delta^2 \omega \mu_d^2 (H_e) \frac{H_{max e}}{B_{max e}} \ll 1,$$

где $\mu_d(H_e)$ — дифференциальная проницаемость на рассматриваемом участке статической петли.

$$\int_{q_0}^q \frac{dq}{\sqrt{\ln \frac{\operatorname{ch}(q - \beta_r)}{\operatorname{ch}(q_0 - \beta_r)} + \frac{B_r}{B_0} (q - q_0)}} = \sqrt{2\gamma \delta^2 r z}; \quad (17)$$

г) вычислить $H(z, t)$ и $j(z, t)$ соответственно по формулам

$$H(z, t) = \frac{B_0}{r} \cdot \frac{\partial q(z, t)}{\partial t}$$

$$\text{и } j(z, t) = -\frac{1}{\delta} \cdot \frac{\partial H(z, t)}{\partial z};$$

д) вычислить $B(z, t)$ по формуле

$$B(z, t) = B_0 \operatorname{th} |q(z, t) - \beta_r|,$$

которую можно получить путем интегрирования выражения (13) с учетом начального условия.

Полагаем далее, что при убывании напряженности внешнего поля $H_e(t)$ от нуля до $-H_c$ во всех точках сердечника остается $B(z, t) = +B_r$, а через полпериода при возрастании $H_e(t)$ от нуля до $+H_c$ остается $B(z, t) = -B_r$. Тогда, принимая во внимание, что динамическое уравнение (13) относится только к восходящей ветви, запишем формулу (8) для вычисления потерь на вихревые токи следующим образом:

$$P_n = \frac{2f}{\gamma} \int_{z_0}^{z_1} \int_0^1 j^2(z, t) dt dz. \quad (18)$$

Формула (10) для вычисления суммы потерь на магнитную вязкость и гистерезис примет вид

$$P_{\text{вяз}} + P_r = 2f \left\{ \int_{z_0}^{z_1} \int_0^1 H(z, t) \frac{\partial B(z, t)}{\partial t} dt dz - \int_0^{H_{\text{max}}} [B_{\text{max}} - B_{\text{ст}}(H)] dH \right\}, \quad (19)$$

где $j(z, t)$, $H(z, t)$ и $B(z, t)$ — функции, которые вычисляются по вышеприведенным формулам; $B_{\text{ст}}(H)$ — участок нисходящей ветви статической петли гистерезиса при $0 \leq H \leq H_{\text{max}}$. Что касается потерь на гистерезис, то при данных условиях они равны произведению частоты на площадь статической петли гистерезиса материала.

Заметим, что можно вычислить также полные потери по формуле

$$P_{\text{полн}} = 2f \left\{ \int_{z_0}^{z_1} H_e(t) \frac{dB_{\text{ст}}(t)}{dt} dt - \int_0^{H_{\text{max}}} [B_{\text{max}} - B_{\text{ст}}(H)] dH \right\}, \quad (20)$$

Если разделение потерь произведено правильно, то сумма $P_n + P_{\text{вяз}} + P_r$, вычисленная по формулам (18) и (19), должна равняться $P_{\text{полн}}$, найденному из выражения (21).

Для вышеуказанного сердечника из пермаллоя 50НП толщиной 0,02 мм, динамическая петля гистерезиса которого при синусоидальном поле частоты 1000 гц изображена на рис. 5, выполнение описанной программы расчета привело к следующим результатам:

а) потери на вихревые токи, вычисленные по формуле (18), оказались равными $15 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^3$. Если же эти потери определить по классической формуле (4), то получим $20 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^3$. По формуле предельно-нелинейной теории [8] $P_n = 36 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^3$;

б) сумма потерь на магнитную вязкость и гистерезис, вычисленная по формуле (19), составила $174 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^3$. Поскольку для данного сердечника $P_r = 62 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^3$ (определено планиметрированием статической петли гистерезиса), то $P_{\text{вяз}} = 112 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^3$;

в) полные потери, вычисленные по формуле (20), составляют $189 \times 10^3 \text{ вт/м}^3$, что равно сумме составляющих $P_n + P_{\text{вяз}} + P_r$, вычисленных по формулам (18) и (19).

Аналогичные результаты были получены и для других марок пермаллоя.

Следует заметить, что если для какого-либо материала будет доказано, что уравнение (13) удовлетворительно описывает динамику перемагничивания, то для разделения потерь по описанной методике уже не нужно будет иметь полную динамическую петлю гистерезиса, а достаточно измерить одну—две характерные точки на этой петле (не считая, разумеется, ее вершин). Кроме того, конечно, требуется знать параметры статической петли.

Таким образом, разделение потерь трансформируется в расчетную задачу, а использование вычислительной техники позволяет разработать удовлетворительные методы разделения потерь при условии определения действительного вида динамического уравнения перемагничивания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дружинин В. В., Янус Р. И. Неоднородность ферромагнетиков как причина дополнительных потерь энергии при их перемагничивании. «ЖТФ», 1947, 17, № 6.
2. Дружинин В. В., Бурдакова Ю. П., Королева В. Н. Изучение дополнительных потерь в электротехнической стали. «Физика металлов и металловедение», 1955, том I, № 1.
3. Дружинин В. В., Бурдакова Ю. П. О соотношении потерь на гистерезис и вихревые токи в электротехнической стали. «Электричество», 1956, № 8.
4. Дружинин В. В. Магнитные свойства электротехнической стали М., Госэнергоиздат, 1962.
5. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах М.—Л., ОНТИ, ч. I, 1934, ч. 2, 1936.
6. Аркадьев В. К. Два способа вычисления скин-эффекта в ферромагнетиках. «Избранные труды», Изд. АН СССР, 1961.
7. Вдовин Ю. А., Кадочников А. И., Половникова Л. А., Хан Е. Б. К проблеме контроля качества мягких магнитных материалов по динамическим характеристикам. «Дефектоскопия», 1966, № 3.
8. Кадочников А. И., Коробейникова И. Е., Соколова М. Г. К теории поверхностного эффекта в ферромагнитной пластине, находящейся в синусоидальном магнитном поле. «Труды института физики металлов АН СССР», вып. 26, Свердловск, 1967.
9. Шимонн К. Теоретическая электротехника. М., изд. «Мир», 1964.
10. Александров Ф. И. Параметры ленточных сердечников, перемагничиваемых от источника переменного напряжения прямоугольной формы. «Электротехника», 1966, № 12.
11. Розенблат М. А. Динамические характеристики сердечников с прямоугольной статической петлей гистерезиса (влияние вихревых токов). «Автоматика и телемеханика» 1958, 19, № 1.
12. Поливанов К. М. Динамические характеристики элементов электрических цепей. ДАН СССР, 1958, 118, № 1.
13. Поливанов К. М. Ферромагнетика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957.
14. Поливанов К. М., ДАН СССР, 1957, СХVI № 6.
15. Шамаев Ю. М., Лисицын Г. Ф., Пирогов А. И. Статические и динамические характеристики ферритовых сердечников с прямоугольной петлей гистерезиса. «Электромеханика и автоматика», 1958, № 3.
16. Шамаев Ю. М., Дятлов В. Л., Пирогов Н. И. Динамические характеристики ферритов. «Электромеханика и автоматика», 1959, № 1.
17. Пирогов А. И., Шамаев Ю. М. Магнитные сердечники с прямоугольной петлей гистерезиса. М., изд. «Энергия», 1964.
18. Дятлов В. Л. Учет вихревых токов и вязкости при перемагничивании ленточных сердечников в больших полях. «Электромеханика и автоматика», 1959, № 2.
19. Дятлов В. Л. Параметры ленточных сердечников с прямоугольной петлей гистерезиса, при которой необходимо учитывать вязкость. Изв. вузов СССР «Электромеханика», 1960, № 7.
20. Нейман Л. Р., Калантаров П. Л., Теоретические основы электротехники. М., Госэнергоиздат, 1959, ч. 2 и 3.

Поступила в редакцию
21.1.1969 г.

А. И. БУЛАНОВА, А. З. ВЕКСЛЕР
СВЕРДЛОВСКИЙ ФИЛИАЛ ВНИИМ

УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕРЬ НА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ МАЛЫХ ОБРАЗЦОВ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СТАЛИ

Определение потерь на перемагничивание малых образцов электро-технической стали связано с двумя трудностями. Это, прежде всего, малое значение определяемой мощности, требующее для измерений высоко-чувствительной аппаратуры. Вторая трудность обусловлена необходи-мостью использовать специальные намагничивающие устройства при ис-пытании анизотропных мате-риалов в виде листов или ленты толщиной 0,2 мм и более, для которых применение витых кольцевых сердечников нежела-тельно. Специальное намагни-чивающее устройство должно обеспечивать достаточно равно-мерное намагничивание образца и определение расхода мощ-ности во вспомогательных эле-ментах.

Намагничивающее устройство. Вполне удовлетворительную равномер-ность намагничивания можно получить в пермеамetre обычной конструи-ции, содержащем два ярма [1]. Однако, так как расход мощности может быть и не очень малым, а образец намагничивается по длине неоднородно, пермеамetre снабжается специальными сменными катушками, а отдельные элементы ярем выполняются подвижными. Их положение и перемещение определяется двумя микрометрическими винтами.

Измерения проводят следующим образом. Подвижные элементы ярем располагают так, чтобы намагничивался весь образец в виде полоски длиной 50 и шириной 5 мм (рис. 1, а). Для измерений используют смен-ную катушку с намагничивающей и измерительными обмотками. После измерений катушку заменяют более короткой, но с тем же числом витков в обмотках, в результате чего создается другая конфигурация элементов ярем (рис. 1, б). Затем снова измеряют потери на перемагничивание. Результаты этих двух измерений отличаются из-за того, что во втором случае некоторые участки ярем не намагничиваются. Однако, так как это расхождение не превышает 1 мквт, в то время, как измеряемая ве-личина не бывает ниже 300 мквт, оно может не учитываться.

Ярма пермеаметра изготовлены из холоднокатаной стали с удельными потерями на перемагничивание $P_{1,0/50} \approx 0,5$ вт/кг.

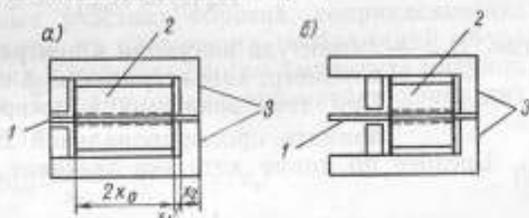


Рис. 1. Пермеамetre с образцом:

а) намагничена полностью, б) частично
1 — испытуемый образец; 2 — катушка; 3 — ярма.

Все обмотки содержат по 600 витков и имеют активное сопротивление от 10 до 35 ом. При амплитуде индукции 1 мТл сила тока, протекающего по намагничивающей обмотке, лежит в пределах 10—75 мА в зависимости от качества испытуемого образца. Среднее значение э. д. с., наводимой в измерительной обмотке, составляет около 0,2—0,3 в для полосок толщиной 0,35—0,5 мм соответственно.

При оценке удельных потерь, на перемагничивание в случае испытания образца в пермеатре следует учитывать следующие потери:

на участке образца длиной $2x_0$, расположенном внутри намагничивающей катушки;

на двух участках образца длиной x_1 каждый, расположенных вне катушки и не соприкасающихся с ярмами;

в остальных частях образца длиной $2x_2$;

в пермеатре.

Погрешность, связанная с первой составляющей, обусловлена неравномерным намагничиванием участка образца внутри катушки. Непосредственные измерения показали, что амплитуда индукции участка образца у края катушки ниже соответствующей величины в средней части полоски на 10—15%.

Для оценки можно принять, что измерение амплитуды индукции по длине образца, согласно соотношению, приведенному в работе [2], определяется формулой

$$B_m(x) = B_{om} [1 - \alpha(x - x_0)^2], \quad (1)$$

где B_{om} — амплитуда индукции в центре образца при $x = x_0$;

α — параметр, характеризующий изменение магнитной индукции.

При этом зависимость потерь на перемагничивание можно принять пропорциональной B_m^2 .

Среднее по длине катушки значение амплитуды индукции равно

$$B_{cp\ m} = \frac{1}{2x_0} \int_0^{2x_0} B_m(x) dx = B_{om} \left[1 - \frac{\alpha}{3} x_0^2 \right], \quad (2)$$

где $2x_0$ — длина участка полоски, расположенного внутри катушки.

Соответствующие этой индукции потери на перемагничивание должны быть равны

$$P_0 = 2sx_0\gamma\beta B_{cp\ m}^2, \quad (3)$$

где s — площадь поперечного сечения испытуемого образца;

γ — плотность материала;

β — удельные потери.

Действительное значение потерь на перемагничивание определяется следующим образом:

$$P_{1\lambda} = s\gamma\beta \int_0^{2x_0} B_m^2(x) dx = 2s\gamma\beta x_0 \left[1 - \frac{2\alpha x_0^2}{3} + \frac{\alpha^2 x_0^4}{5} \right] B_{om}^2. \quad (4)$$

Отсюда нетрудно найти относительную разность потерь

$$\xi_1 = \frac{P_{1\lambda} - P_0}{P_0} \approx \frac{4}{45} (\alpha x_0^2)^2 = \frac{4}{45} (\delta B)^2, \quad (5)$$

где

$$\delta B = \frac{B_{om} - B_m(2x_0)}{B_{om}}.$$

Принимая $\delta B = 0,9$, находим, что $\xi_1 = 0,1\%$. Величина δB зависит от того, насколько сильно стянуты ярма. Это отношение может изменяться в зависимости от магнитного сопротивления отдельных участков цепи, но при этом ξ_1 остается значительно меньше 1%.

Вторая составляющая потеря связана с низкой амплитудой индукции на участках образца, расположенных вне катушки и не соприкасающихся с ярмами. Протяженность этих участков составляет около 4 мм, что очень ощутимо для полоски длиной 50 мм. Приняв для простоты амплитуду индукции на этих участках постоянной и равной $B_{1m} = B_m(0)$, находим

$$P_{2x} = s x_1 \gamma \beta B_{1m}^2. \quad (6)$$

Аналогично формуле (3) при амплитуде индукции B_{cpm} имеем

$$P_{20} = s x_1 \gamma \beta B_{cpm}^2. \quad (7)$$

Сопоставляя величины P_{20} и P_{2x} , введем эквивалентную длину этого участка

$$x_{13} = x_1 \frac{P_{2x}}{P_{20}} = \left[\frac{1 - \alpha x_0^2}{1 - \frac{\alpha x_0^2}{3}} \right]^2 x_1. \quad (8)$$

Если $\alpha x_0^2 = 0,1$, а $x_1 = 4$ мм, то $x_{13} = 3,5$ мм.

Наконец, потери в остальных участках образца, соприкасающихся с ярмами, можно оценить, исходя из следующих соображений. Будем считать, что по мере приближения к концам полоски амплитуда индукции линейно убывает от B_{1m} до нуля. Тогда потери на перемагничивание двух участков можно найти из формул

$$B_m(x) = B_{1m} \frac{x_2 - x}{x_2}, \quad (0 \leq x \leq x_2) \quad (9)$$

и

$$P_{3д} = 2s\beta\gamma \frac{B_{1m}^2}{x_2^2} \int_0^{x_2} (x_2 - x)^2 dx = \frac{2}{3} s\beta\gamma B_{1m}^2 x_2, \quad (10)$$

где $x_2 = 5$ мм — длина каждого участка.

Вводя аналогично выражению (8) эффективную длину

$$x_{23} = \frac{P_{3д}}{s\beta\gamma B_{cpm}^2} = \frac{2}{3} \left[\frac{1 - \alpha x_0^2}{1 - \frac{\alpha x_0^2}{3}} \right]^2 x_2, \quad (11)$$

находим, что в данном случае $x_{23} \approx 3$ мм.

Таким образом, эффективная длина образца равна

$$l_{эфф} = 2x_0 + \left[\frac{1 - (\beta B)^2}{1 - \frac{(\beta B)^2}{3}} \right]^2 \left(x_1 + \frac{2}{3} x_2 \right) \quad (12)$$

Приведенные данные еще не определяют полной величины потерь на перемагничивание. Помимо перечисленных, известную роль играют потери в пермеатре, а также потери на вихревые токи, возникающие при переходе потока из полосы в ярма и обратно, аналогично тому, как это происходит в аппарате Эпштейна, когда полосы уложены внахлестку [3]. Возникают также потери, связанные с гистерезисом, однако их влияние

невелико, так как индукция оказывается сравнительно низкой, а эквивалентная толщина равна ширине полосы, что резко увеличивает влияние вихревых токов. Так, для образцов толщиной 0,35 мм потери на вихревые токи составляют около 10 мквт, а при толщине 0,5 мм — несколько десятков микроватт.

Что касается потерь на перемагничивание пермеамтра, то они составляют несколько микроватт и в дальнейшем могут не учитываться, так как расход мощности в испытуемом образце, как правило, не менее 300 мквт.

Сравнительно небольшая величина этих добавок к расходу мощности в образце, которые остаются практически постоянными для групп марок стали одной толщины, и слабая зависимость длины $l_{эф}$ от свойств испытуемого материала делают целесообразным описанный ниже способ экспериментального определения удельных потерь на перемагничивание.

При замене катушки с обмотками более короткой и смещении подвижных частей ярем таким образом, чтобы общая длина участков образца между ярмами и катушкой равнялась x_1 , получим другое значение потерь. Однако в соответствии с приведенными расчетами изменение потерь при этом определяется разностью длин катушек.

Остальные составляющие потерь на перемагничивание остаются неизменными, поэтому удельные потери можно найти из выражения

$$P_{уд} = \frac{P_1 - P_2}{l_1 - l_2} \cdot \frac{l_n}{m}, \quad (13)$$

где P_1 и P_2 — потери на перемагничивание при первом и втором измерениях соответственно;

l_1 и l_2 — длины катушек;

m и l_n — масса и длина полоски соответственно.

Установка для измерения потерь на перемагничивание. Для того, чтобы удельные потери на перемагничивание определялись с удовлетворительной точностью, величины P_1 и P_2 , входящие в формулу (13), должны быть измерены также достаточно точно. Существующая аппаратура для определения потерь на перемагничивание ваттметровым методом, основанная на использовании высокочувствительных приборов (например, ваттметра Ф-530), не позволяет найти эти величины с общей погрешностью, меньшей 7—10%. В этом случае погрешность будет раза в три больше приведенных величин, что совершенно неприемлемо.

В последнее время для измерения этих потерь даже при стандартных испытаниях применяют мосты переменного тока, позволяющие определить эквивалентные параметры испытуемого образца в виде параллельно соединенных индуктивности и сопротивления. Так, стандарт DIN 50462 рекомендует определять потери на перемагничивание с помощью моста, описанного в работе [4]. Национальное бюро стандартов (США) рекомендует для этой цели мост Хэя со вспомогательными элементами, позволяющими исключить влияние сопротивления намагничивающей обмотки на результат измерения. При выполнении необходимых предосторожностей потери на перемагничивание при частоте 50 гц могут быть измерены с достаточной точностью: до 1,6 мл — для холоднокатаной стали и 1,2 мл — для горячекатаной. Большим преимуществом мостов переменного тока, определяющих потери на перемагничивание электротехнической стали по измеренному значению эквивалентной проводимости g_x и действительному значению напряжения U на измерительной обмотке (число витков всех обмоток одинаковое), согласно формуле

$$P_{уд} = g_x U^2, \quad (14)$$

является слабая зависимость g_x от амплитуды индукции. Действительно, удельные потери на перемагничивание зависят от амплитуды индукции B_m следующим образом [5]:

$$P_{yx} = \beta B_m^k, \quad (15)$$

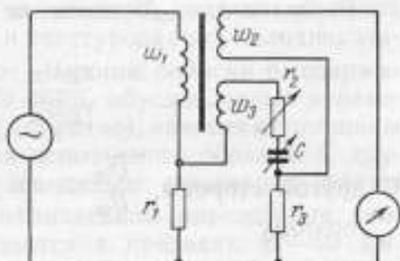
где k — лежит в пределах 1,8—2,0 для $B_m \approx 1$ тл.

С другой стороны, величина U^2 приблизительно пропорциональна квадрату амплитуды индукции, поэтому g_x обычно изменяется на 10—15% при увеличении B_m вдвое.

Недостаток указанных мостов — отсутствие общей точки соединения индикатора с источником питания, затрудняющее защиту от утечек. Это приходится учитывать, когда напряжение на отдельных элементах установки не превышает 200÷300 мв.

Для измерений использовали схему уравновешивания, показанную на рис. 2, а число витков в обмотках выбрали одинаковым. Благодаря этому условия равновесия приводят к следующему выражению для проводимости

$$g_x = \frac{r_2}{r_1 r_3}. \quad (16)$$



Сопротивление r_1 выбрали равным 5 или 20 ом, а $r_3 = 20\,000$ ом.

Общая точка соединения индикатора с генератором позволяет защитить схему от утечек с помощью простейших мер.

Удельные потери на перемагничивание можно определить, согласно формулам (13), (14) и (16), из выражения

$$P_{yx} = \frac{I_n}{m(l_1 - l_2) r_1 r_3} (U_{21}^2 r_{21} - U_{22}^2 r_{22}'), \quad (17)$$

где U_{21} , U_{22}' — действительные значения напряжений при измерениях с длинной и короткой катушками соответственно при одинаковом коэффициенте формы кривой э. д. с., наведенной в измерительной обмотке;

r_{21} , r_{22}' — значения сопротивления r_2 , найденные при уравновешивании моста в этих же условиях.

Переходя от действительных значений напряжения к средним и учитывая, что поправка на поток в воздухе для катушек неодинакова, формулу (17) можно привести к виду

$$P_{yx} = \frac{I_n U_{21}^2}{m(l_1 - l_2) r_1 r_3} [r_{21} - r_{22}'(1 + 2\delta U_{cp})], \quad (18)$$

где

$$\delta U_{cp} = \frac{\Delta U_{xcp} - \Delta U_{1cp}}{U_{1cp}};$$

$$U_{1cp} = \frac{U_{21}}{k_1};$$

k_1 — коэффициент формы кривой э. д. с., наведенной в измерительной обмотке;

ΔU_{xcp} и ΔU_{1cp} — поправки на поток в воздухе для короткой и длинной катушек соответственно.

В действительности, при измерении с короткой катушкой k_2 несколько отличается от k_1 и эту небольшую разницу можно приближенно учесть следующим образом. Измеренному значению потерь во втором случае соответствует равенство

$$\frac{U_{22}^2 r_{22}}{r_1 r_2} = P_r + P_n \frac{k_2^2}{1,11^2},$$

вместо требуемого условия

$$\frac{U_{22}^2 r_{22}}{r_1 r_2} = P_r + P_n \left(\frac{k_1}{1,11} \right)^2,$$

где P_r и P_n — составляющие потерь на гистерезис и вихревые токи. Разделив одно соотношение на другое, найдем

$$\frac{r_{22} U_{22}}{r_{22} U_{22}} = \frac{P_r - P_n \left(\frac{k_1}{1,11} \right)^2}{P_r + P_n \left(\frac{k_2}{1,11} \right)^2}.$$

С другой стороны, $\frac{U_{22}}{U_{22}} = \frac{k_1}{k_2}$,
поэтому

$$r_{22} = r_{22} \frac{P_r/k_1^2 + P_n/1,11^2}{P_r/k_2^2 + P_n/1,11^2}. \quad (19)$$

Путем несложных преобразований можно определить разность между r_{22} и r_{22}'

$$r_{22}' \approx r_{22} \left[1 + \frac{2P_r}{P_n} \cdot \frac{k_2 - k_1}{k_1} \right], \quad (20)$$

где полные потери на перемагничивание

$$P_n = P_r + P_n \left(\frac{k_2}{1,11} \right)^2. \quad (21)$$

Подставив выражение (21) в формулу (18), найдем

$$P_{yx} = \frac{U_{21}^2 l_n}{m (l_1 - l_2) r_1 r_2} \left\{ r_{21} - r_{22}' \left[1 + 2\delta U_n - 2 \frac{P_r (k_1 - k_2)}{P_n k_1} \right] \right\}. \quad (22)$$

Обычно последнее слагаемое, умноженное на r_{22}' , составляет всего несколько процентов от величины в фигурных скобках, поэтому определить долю потерь на гистерезис можно лишь весьма приближенно.

Последнее выражение использовали для определения потерь.

Измерение потерь на перемагничивание в пермеатре затрудняется прежде всего необходимостью определить разность $r_{21} - r_{22}'$, которая заметно меньше r_{22}' . Кроме того, смена катушек при испытании каждого образца крайне неудобна, поэтому при испытании образцов с близкими потерями целесообразно определять эффективную длину $l_{эф}$, которую можно найти следующим образом.

Эффективная масса образца с потерями P_1 составит

$$m_s = \frac{P_1}{P_{yx}}, \quad (23)$$

а

$$P_1 = \frac{U_{21} r_{21}}{r_1 r_2}. \quad (24)$$

С другой стороны, масса полоски, приходящаяся на единицу длины, равна m/l_n , откуда

$$l'_{эфф} = \frac{m_2}{m} l_n = \frac{P_1}{P_{уд}} \cdot \frac{l_n}{m}. \quad (25)$$

Подставив в последнее выражение величины P_1 и $P_{уд}$ из формул (16) и (24), получим

$$l'_{эфф} = \frac{l_1 - l_2}{1 - \frac{r_{22}}{r_{21}} \left[1 + 2\delta U_n - 2 \frac{P_r (k_1 - k_2)}{P_n k_1} \right]}. \quad (26)$$

Интересно отметить, что величина $l'_{эфф}$ не зависит от напряжения U , массы m и длины l_n .

Экспериментально была определена величина $l_{эфф}$ для образцов толщиной 0,35 и 0,5 мм из горячекатаной и текстурованной холоднокатаной стали. Установлено, что $l_{эфф}$ зависит от толщины полоски и содержания кремния, так как потери на вихревые токи, обусловленные переходом магнитного потока из ярма в полоски (и обратно), зависят от толщины и удельного электрического сопротивления испытуемого образца. С другой стороны, величина $l'_{эфф}$ существенно зависит от искажений формы образца (изгибов), поэтому при экспериментальном определении значения эффективной длины образцов находится в пределах 42—50 мм. Когда образцы близки по свойствам и достаточно однообразны по форме, определение эффективной длины магнитного пути оказывается целесообразным, так как она почти не меняется. Отличие экспериментальных значений $l'_{эфф}$ от расчетных обусловлено в основном двумя факторами. Во-первых, определение линейного изменения амплитуды индукции на участках образца, зажатых ярмами, довольно неточно. Так, например, если амплитуда индукции убывает пропорционально $\sqrt{x_2 - x}$, то вместо $x_{23} = 3$ мм получим 5 мм. Во-вторых, довольно сильная зависимость дополнительных потерь от толщины полосы, не может не повлиять на $l'_{эфф}$.

Кроме того, как уже отмечалось, экспериментально определяемая эффективная длина образца несколько зависит от дополнительных вихревых токов.

Зная эффективную длину, можно определить удельные потери на перемагничивание, т. е.

$$P_{уд} = \frac{U_{21}^2 r_{21} l_n}{r_1 l_3 m l'_{эфф}}. \quad (27)$$

Необходимость проводить два измерения с каждым образцом отпадает при использовании короткой и длинной намагничивающих катушек.

Установлено, что потери на перемагничивание значительно зависят от степени зажатия образца в пермеамetre. Для оценки влияния этого фактора измеряли потери при разных положениях подвижного ярма. Как и следовало ожидать, потери возрастают при сильном зажатии образца, достигая иногда 10% и более. На основании экспериментальных данных уточнено положение подвижного ярма, обеспечивающее однородное намагничивание без деформаций. Правильность положения подвижного ярма контролируют с помощью микрометрического приспособления.

Погрешности определения удельных потерь с помощью установки обусловлены следующими факторами:

влиянием нелинейных искажений магнитного потока на точность измерения мостом переменного тока;

неоднородностью намагничивания при использовании короткой и длинной катушек;

погрешностью определения U_{21} , r_{22} , r_{21} и других параметров;

погрешностью, вносимой остаточной реактивностью активных сопротивлений и углом потерь конденсаторов моста;

погрешностью, вносимой емкостными и индуктивными связями между элементами моста;

погрешностью, связанной с перегрузкой индикатора напряжением высших гармоник, поступающим на его входные зажимы.

Соответствующие меры предосторожности и надлежащий монтаж [6] позволяют свести две последние погрешности к пренебрежимо малой величине.

Устранять перегрузку индикатора от напряжения высших гармоник посредством включения промежуточного пассивного фильтра нет смысла, так как при этом заметно снижается чувствительность схемы к составляющей основной частоты. Целесообразнее использовать резонансный индикатор типа Ф-510, ограничиваясь сравнительно умеренной чувствительностью. При этом относительная погрешность δr_2 определения сопротивления r_2 в момент равновесия, не превышает $0,7 \div 1\%$.

Следует учитывать погрешность за счет нелинейных искажений кривых напряженности поля и индукции, обусловленных непостоянством магнитной проницаемости испытуемого материала. Можно показать, что эта погрешность приблизительно пропорциональна квадрату коэффициента нелинейных искажений $k_n^2 = \left(\frac{U_n}{U}\right)^2$, где U_n^2 — сумма квадратов высших гармоник. Для выбранных параметров моста эта погрешность будет составлять около 3% при $k_n \approx 30\%$ и 0,3% при $k_n \approx 10\%$. Таким образом, при значительных искажениях магнитного потока она может быть весьма заметной.

Наконец, существенную роль играет погрешность, связанная с неточным определением r_{22} и r_{21} и других параметров, которая может быть оценена обычным образом. Исходя из формулы (22), получим

$$\delta P_{уд} = 2(\delta U_{21}) + \delta l_n + \delta m + \delta(l_1 - l_2) + \delta r_1 + \delta r_n + \delta p, \quad (28)$$

где

$$p = r_{21} - r_{22} \left(1 + 2\delta U_n - \frac{2P_r}{P_n} \cdot \frac{k_1 - k_2}{k_1}\right). \quad (29)$$

Относительные погрешности δm , δl_n , δr_1 , δr_2 определения массы, длины полосы, сопротивлений r_1 и r_2 могут быть оценены величиной около 0,3% каждая. Для измерения действительного значения напряжения использовали прибор, имеющий основную погрешность 0,5%, поэтому погрешность была равна 0,5%. Величина $(l_1 - l_2)$, равная 12 мм, может быть определена с погрешностью около 0,1 мм, что объясняется в первую очередь зазором и другими дефектами подвижной системы пермеметра, поэтому погрешность определения $\delta(l_1 - l_2)$ составляет около 1%.

Погрешность δp обусловлена в основном неточным определением разности $r_{21} - r_{22}$.

Так как $\frac{r_{21} - r_{22}}{r_{22}} \approx \frac{1}{3}$, то определив r_{21} и r_{22} с погрешностью 0,7—1%, получим в наиболее неблагоприятном случае значение $\delta(r_{21} - r_{22})$ около 2÷3%. Что касается второго слагаемого, то здесь следует учитывать приближенный характер вводимой поправки.

Квадратическая зависимость потерь на вихревые токи от коэффициента формы кривой э. д. с. носит приближенный характер, однако, учитывая,

что речь идет о потерях при двух близких значениях коэффициентов k_1 и k_2 , такое упрощение представляется оправданным.

Суммарная относительная погрешность определения удельных потерь может быть оценена примерно в 5% (без учета влияния нелинейных искажений э. д. с., которое было оценено выше).

По описанной выше методике были измерены потери на перемагничивание у образцов холоднокатаной электротехнической стали, содержащей 3% кремния, и горячекатаной, имеющей 4% кремния. Масса образцов составляла 0,7—1,0 г при толщине полос 0,35—0,5 мм. При амплитуде индукции 1 тл и частоте перемагничивания 50 гц удельные потери составляли 0,45—3 вт/кг. Большие значения удельных потерь были получены на образцах холоднокатаной текстурованной стали толщиной 0,5 мм, подвергнутых специальной обработке.

Измерение коэффициента нелинейных искажений э. д. с., наведенной в измерительной обмотке, показало, что погрешность, обусловленная этим фактором, составляет менее 1% при $P_{уд}$ не более 1,5 вт/кг и около 3% — при $P_{уд} = 3$ вт/кг.

К сожалению, из-за отсутствия иных способов определения удельных потерь на перемагничивание подобных образцов, полученные результаты пришлось сопоставлять с результатами измерения потерь на образцах холоднокатаной стали, нарезанной из листов толщиной 0,35 мм под углами 0, 90 и 55° к направлению прокатки. Как показали испытания стандартных образцов массой 1 кг, из-за неоднородности материала удельные потери отдельных образцов, нарезанных вдоль направления прокатки, могут варьировать приблизительно на $\pm 5\%$. Данные об изменении потерь от одной полоски к другой отсутствовали. Измеряемые образцы были нарезаны из тех же листов, что и стандартные полосы длиной 280 и шириной 30 мм. Для полосок, нарезанных в одном и том же направлении к прокатке, полученные значения потерь отличались друг от друга приблизительно на 15%, а разница между усредненными значениями для группы полосок и соответствующих стандартных образцов не превышала 5—7%.

ЛИТЕРАТУРА

1. К р и г W. «Archiv f. Eisenhüttenwesen», Bd. 27, H. 3 (1956).
2. В е с к е r L. «Elektries», Bd. 1, № 1 (1961).
3. W i l k i n s F. J. «Proc. Instit. Elektr. Engrs», v. 112, № 4, (1965), p. 771.
4. Н о h l e W. «Archiv f. Elektrotechnik», Bd. 25 (1931), s. 813.
5. Д р у ж и н и н В. В. Магнитные свойства электротехнической стали, М., Металлургиядат, 1962.
6. В о л д и М. Л. Паразитные связи и наводки, М., Изд. «Советское радио», 1965.

Поступила в редакцию
11. XII. 1968 г.

М. М. НАГОРНАЯ, Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА
ВНИИМ

АППАРАТУРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОДНОВИТКОВОМ
НАМАГНИЧИВАНИИ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ
1—100 кГц

При определении магнитной проницаемости и тангенса угла потерь ферритов мостовым методом в качестве намагничивающего устройства чаще всего используют однослойную многовитковую обмотку.

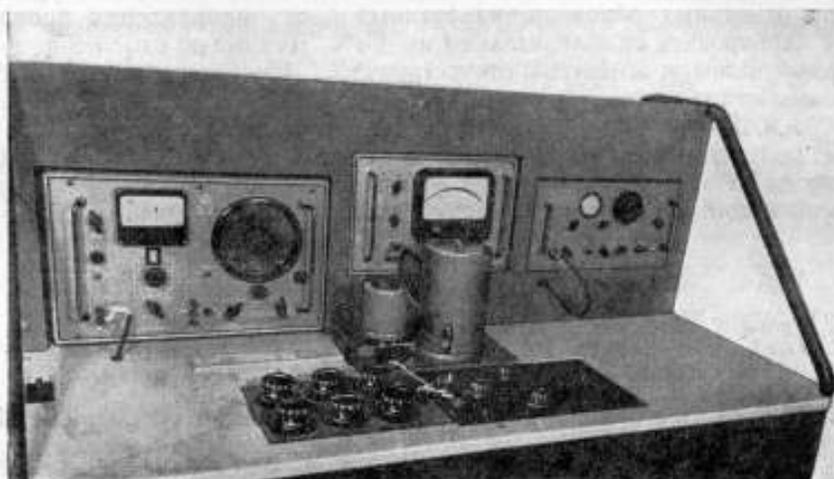


Рис. 1. Установка МО-1.

Однако этот метод трудоемок и требует внесения в результаты измерения поправок на влияния, обусловленные обмоткой (особенно при сверхзвуковых частотах), что снижает точность измерений. В последнее время все большее применение находит аппаратура для измерения магнитных характеристик ферритов при одновитковом намагничивании. В связи с этим перед ВНИИМ была поставлена задача создать аппаратуру для аттестации нормальных образцов, испытываемых при одновитковом намагничивании, с погрешностью измерения индуктивности L_x не более 1% и сопротивления r_x — не более 5%. Согласно работе [1], наибольшее число марок ферритов испытывают в диапазоне частот 1—100 кГц при напряженности намагничивающего поля 0,4—8 а/м. Это ферриты с отно-

сительной магнитной проницаемостью 100—6000 и тангенсом угла потерь 10^{-3} —1. Пределы измеряемых индуктивностей и сопротивлений для данных образцов ферритов со средним диаметром 5—60 мм составляют соответственно 10^{-2} —10 мкГн и 10^{-6} —1 Ом.

В основу разработанной установки МО-1 (рис. 1) положена схема моста Максвелла—Вина, изображенная на рис. 2. Условия равновесия моста следующие:

$$L_x = C_1 r_2 r_3 \quad (1)$$

и

$$r_x = \frac{r_2 r_3}{r_1} \quad (2)$$

Здесь C_1 и r_1 — переменные величины.

Для непосредственного отсчета по r_x целесообразно заменить сопротивление r_1 проводимостью y_1 . В этом случае равенство (2) можно записать так:

$$r_x = r_2 r_3 y_1 \quad (2a)$$

Пределы регулируемых параметров моста C_1 и r_1 , а также значения постоянных сопротивлений r_2 , r_3 были определены из условий равновесия моста и диапазона измеряемых L_x и r_x : $C_1 = 100$ пФ \div 0,1 мкФ; $y_1 = (1 \div 10^{-6})$ СИМ; $r_2 = 1$ Ом; $r_3 = 1, 10$ или 100 Ом.

С учетом квадратурных составляющих элементов схемы условия равновесия моста можно записать в виде формул:

$$L_x = C_1 r_2 r_3 [1 - \omega^2 \tau_2 \tau_3 + \operatorname{tg} \delta_x (\omega \tau_2 + \omega \tau_3 - \omega \tau_1)], \quad (3)$$

$$r_x = y_1 r_2 r_3 \left[1 - \omega^2 (\tau_2 \tau_3 + \tau_1 \tau_2 - \tau_1 \tau_3) - \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_x} (\omega \tau_2 + \omega \tau_3 + \operatorname{tg} \delta_x) \right], \quad (4)$$

где τ_1, τ_2, τ_3 — постоянные времени магазина проводимости и сопротивлений r_2, r_3 соответственно;

$\operatorname{tg} \delta_c$ и $\operatorname{tg} \delta_x$ — тангенсы углов потерь соответственно конденсаторов магазина емкости и испытуемого образца.

Теоретический анализ показал, что для определения L_x и r_x с погрешностями соответственно не более 1 и 5% к отдельным элементам схемы предъявляются особые требования. Так, при измерении малых значений $\operatorname{tg} \delta_x$ (порядка 10^{-3}) постоянные времени сопротивлений r_2 и r_3 и магазина проводимости МП не должны превышать $2 \cdot 10^{-9}$ сек, а тангенс угла потерь конденсаторов магазина емкости МЕ должен быть не более $2 \cdot 10^{-5}$ на частоте 100 кГц. Для обеспечения этих условий сопротивления 1 и 10 Ом были выполнены бифилярной намоткой из манганина в виде ленты. Для изготовления сопротивления 100 Ом была использована встречная намотка. Окончательную подгонку постоянных времени сопротивлений производили при проверке схемы по образцовым мерам индуктивности и сопротивления путем шунтирования сопротивлений соответствующими емкостями на частоте 100 кГц. Для уменьшения постоянной времени магазина проводимости предусмотрена возможность подключения его со стороны как малых, так и больших проводимостей. Кроме того, в магазине применены карусельные декады, в которых при неподвижных щет-

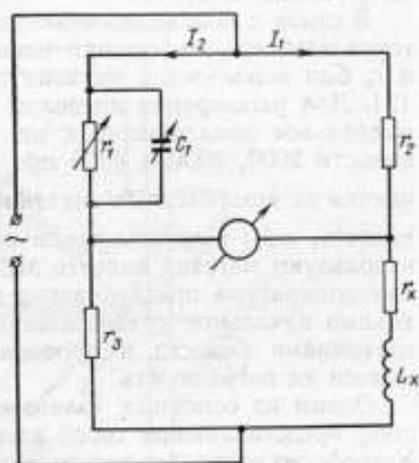


Рис. 2. Принципиальная схема установки.

ках переключением курбеля в электрическую цепь вводится только одно сопротивление и, таким образом, индуктивность каждой декады постоянна относительно выводов магазина. Магазин проводимости имеет шесть декад — от $10 \cdot 10^{-1}$ до $10 \cdot 10^{-6}$ сим, собранных из непроволочных сопротивлений типа УЛИ с номинальными значениями от 1 ом до 1 Мом. Погрешность магазина (по результатам измерений на постоянном токе) не превышает 0,5%.

В связи с необходимостью иметь минимальный угол потерь конденсаторов магазина емкости при испытании образцов с малыми значениями L_x и r_x был использован магазин воздушных емкостей от 100 до 11000 пф [2]. Для расширения пределов магазина до 0,02 мкф предусмотрено параллельное подключение к нему воздушных конденсаторов постоянной емкости 2000, 3000 и 4000 пф. Емкости отдельных конденсаторов отличаются от номинальных значений не более чем на $0,05 \left(1 + \frac{100}{C}\right) \%$ (C — емкость, пф). При измерении образцов с индуктивностью более 1 мкГн используют магазин емкости МЕ-4 от 100 пф до 1 мкф. Так как созданная аппаратура предназначена для измерения малых импедансов, необходимо начальное уравнивание схемы. Оно осуществляется теми же магазинами емкости и проводимости, благодаря чему несколько снижается их погрешность.

Одним из основных узлов моста является намагничивающее устройство, представляющее собой закороченный отрезок коаксиальной линии. Устройство позволяет испытывать образцы ферритов тороидальной формы с минимальным внутренним диаметром 6 мм и максимальным наружным диаметром 70 мм. Разрыв цепи для помещения образца в держатель сделан в плече Z_2 ($r_2 = 1$ ом), так как плечо Z_x имеет малое сопротивление (до 10^{-4} ом), и в нем недопустимо наличие переходных сопротивлений [3]. Как показали испытания коаксиального держателя, вариации переходного сопротивления не превышают $1 \cdot 10^{-4}$ ом, что по отношению к сопротивлению r_2 составляет 0,01%.

В качестве индикатора I использован электронно-лучевой указатель равновесия типа ЭЛУР-7 с чувствительностью около 2 мм/мкв. При выборе источника питания исходили из максимальной требуемой мощности.

$$P_{\max} = I_{\max}^2 r_{\text{вх}}$$

где I_{\max} — ток, необходимый для создания максимальной напряженности поля;

$r_{\text{вх}}$ — максимальное входное сопротивление моста.

Получено значение P_{\max} , равное 4 Вт. Особых требований к точности измерения частоты и ее стабильности по отношению к генератору Γ не предъявляется, так как в уравнения равновесия частота непосредственно не входит (входит только в поправочные члены). Исходя из этого, был выбран серийно выпускаемый генератор типа ГЗ-33 с диапазоном частот 20 гц — 200 кГц. Ток в плече с неизвестным Z_x определяли по падению напряжения на сопротивлении $r_2 = 1$ ом, которое измеряли вольтметром B типа ВЗ-7 класса 2,5.

Влияние паразитных емкостей было уменьшено за счет экранирования моста (рис. 3). Благодаря такой схеме экранирования почти все паразитные емкости шунтируют источник питания или указатель равновесия, либо совсем закорочены.

Теоретический анализ и экспериментальные исследования показали, что в диапазоне частот 1—100 кГц установка позволяет измерять индуктивность в пределах 0,01—10 мкГн и сопротивление в пределах 0,0001—1 ом.

М. М. ЧЕРВИНСКИЙ, Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА,
О. И. ШЕЛДУКОВ

ВНИИМ

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Использование ферритовых изделий в радиотехнике и радиоэлектронике при температурах, отличных от комнатной, требует точного определения зависимости их магнитных характеристик от температуры.

Рассмотрим резонансный (генераторный) метод измерения температурных коэффициентов магнитной проницаемости ферритов*

Сущность метода заключается в следующем. Исследуемый ферритовый образец в виде сердечника катушки индуктивности или тороида с обмоткой включают в качестве индуктивности в контур генератора. Поместив катушку индуктивности контура в камеру термостата, по изменению частоты генератора в зависимости от температуры в камере можно судить о магнитной проницаемости феррита и вычислить ее температурный коэффициент по формуле

$$\beta = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1 (t_2 - t_1)} \approx \frac{f_1^2 - f_2^2}{f_2^2 (t_2 - t_1)}, \quad (1)$$

где μ_1 и f_1 — соответственно магнитная проницаемость и частота генерации при температуре t_1 ;

μ_2 и f_2 — то же при температуре t_2 .

Преимущество метода заключается в том, что определение температурного коэффициента магнитной проницаемости β сводится к измерению частоты, что можно производить с высокой точностью (погрешность 2×10^{-6} — $5 \cdot 10^{-6}$). Кроме того, установка для определения β является сравнительно простой и надежной.

Проанализируем погрешности этого метода.

Исходя из формулы (1), получим выражение для относительной погрешности измерения β

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{t_2 - t_1} + 2 \frac{\Delta f_2}{f_2} + 2 \frac{f_1 \Delta f_1 + f_2 \Delta f_2}{f_1^2 - f_2^2}. \quad (2)$$

Оценим последовательно числовые значения составляющих выражения (2). Специально сконструированный термостат для измерения β в диапазоне от -60 до $+160^\circ \text{C}$ обеспечивает установку и поддержание заданной температуры с точностью до $0,1^\circ \text{C}$. Если в соответствии с нор-

* Ферриты и магнитоэлектрики. Под ред. Н. Д. Горбунова и Г. А. Медведева. М., Изд. «Советское радио», 1968.

малью определить величину β для ферритов при изменении температуры на 40 град, то первый член этого выражения даст погрешность 0,5%. Второй член определяется погрешностью применяемого частотомера, которую при использовании электронно-счетного частотомера (например, типа ЧЗ-4А) можно свести к пренебрежимо малой (менее $5 \cdot 10^{-4}\%$) величине. Рассмотрим последний член выражения (2). Учитывая, что при измерении малых значений β частота f_1 равна примерно f_2 , выражение для этого члена упрощается, т. е.

$$2 \frac{f_1 \Delta f_1 + f_2 \Delta f_2}{f_1^2 - f_2^2} \approx \frac{\Delta f_1 + \Delta f_2}{f_1 - f_2}. \quad (3)$$

Абсолютная погрешность измерения частоты генератора Δf_1 при температуре t_1 , обусловленная погрешностью частотомера, не превышает

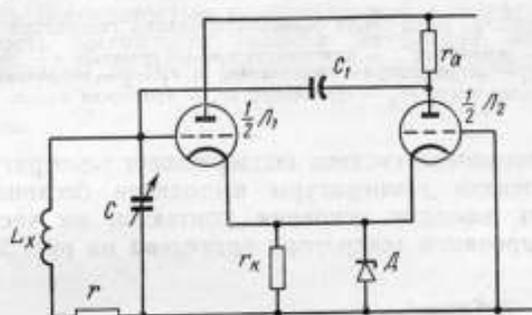


Рис. 1. Схема генератора.

L_x, C — элементы колебательного контура.

$5 \cdot 10^{-6} f_1$. Нестабильность частоты лампового генератора в относительных единицах обычно составляет около 10^{-4} . Собственная нестабильность генератора должна войти в абсолютную погрешность измерения частоты f_2 при температуре в конце эксперимента, т. е. $\Delta f_2 = 10^{-4} f_1 - 5 \cdot 10^{-6} f_2$. Таким образом, учитывая, что $f_1 \approx f_2$, имеем

$$\frac{\Delta f_1 + \Delta f_2}{f_1 - f_2} = \frac{5 \cdot 10^{-6} f_1 + 1 \cdot 10^{-4} f_1 + 5 \cdot 10^{-6} f_1}{f_1 - f_2} \approx \frac{1 \cdot 10^{-4} f_1}{f_1 - f_2} + \frac{1 \cdot 10^{-5} f_1}{f_1 - f_2}. \quad (4)$$

Следовательно, основной вклад в погрешность определения частоты вносит собственная нестабильность генератора и если она составляет около 10^{-4} , то погрешность определения β за счет третьего члена выражения (2) составит около 50%.

Для уменьшения последней погрешности были опробованы различные схемы автогенераторов. Наиболее подходящей оказалась схема Паунда, в которую были внесены некоторые изменения (рис. 1). Для стабилизации положения рабочей точки сопротивление катодной цепи r_k зашунтировано стабилитроном D , что повышает стабильность частоты генератора. В качестве конденсатора связи C_1 использован подстроечный конденсатор, емкость которого (5—10 пкф) подбирается экспериментально. Генератор собран на лампе 6Н6П и работает в диапазоне 200 кГц — 15 МГц. Частотомер подключали через катодный повторитель, собранный в одном блоке с генератором.

Для определения напряженности намагничивающего поля в контур последовательно с исследуемым образцом включали безреактивное сопротивление r в 1 ом, измеряющее ток через обмотку образца.

В обмотке образца можно получить ток от $2 \cdot 10^{-3}$ до 1 а (в зависимости от полного сопротивления контура) путем регулирования анодного напряжения генератора. Генератор получает питание от стабилизированного выпрямителя. Блок генератора помещен в термостат, в котором

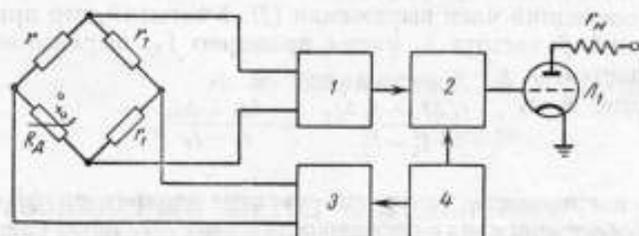


Рис. 2. Блок-схема термостатирования генератора.

1, 3 — усилители; 2 — фазочувствительный детектор; 4 — генератор; r_H — сопротивление нагревателя; r, r_1, r_2, r_3 — сопротивления плеч моста (r_D — термистор); L_1 — проходная лампа.

специальная электронная система поддерживает температуру $50 \pm 0,1^\circ \text{C}$. Система поддержания температуры выполнена бесконтактной с тем, чтобы исключить влияние искрения контактов на частотомер. Блок-схема термостатирования генератора приведена на рис. 2. Как показали

Таблица 1

Время, мин	Частота, гц
0	1 001 692
30	1 001 690
55	1 001 694
70	1 001 692
90	1 001 691

Таблица 2

Материал образца	Колесания частоты, гц
Карбонильное железо	40—50
Феррит марки 20 ВЧ	150—180
Феррит марки 700 НМ	170—200

результаты измерений, собственная нестабильность генератора (табл. 1) в относительных единицах не превышает $4 \cdot 10^{-6}$. Измерения проводили на катушке индуктивности L на фарфоровом каркасе в течение 90 мин (после прогрева генератора в термостате в течение 1 ч).

Таблица 3

Объект измерения	Температура, $^\circ\text{C}$	Частота, гц	β , град $^{-1}$	$\Delta\beta/\beta$, %	$\Delta\beta''/\beta$, %
Карбонильное железо	29,0	1 333 720	$5,9 \cdot 10^{-4}$	1,2	2,8
	65,0	1 332 304			
	94,7	1 329 805	$12,6 \cdot 10^{-5}$	1,1	4,8
Феррит марки 20ВЧ	28,8	1 341 508	$4,9 \cdot 10^{-4}$	1,2	1,5
	66,5	1 328 886	$6,8 \cdot 10^{-4}$	1,4	1,4
	96,4	1 315 171			
Феррит марки 700НМ	30,5	1 109 966	$2,2 \cdot 10^{-3}$	0,7	0,8
	67,5	1 065 782			
	97,2	1 021 201	$2,8 \cdot 10^{-3}$	0,8	0,9
Катушка индуктивности	29,4	1 924 251	$2,8 \cdot 10^{-6}$	13	—
	67,0	1 924 150			

В этих условиях погрешность измерения температурного коэффициента магнитной проницаемости β , равного $1 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$, составляет менее 10%.

Экспериментально были определены значения β для ряда образцов ферритов и магнитодиэлектриков, а также для катушки индуктивности. При этом учитывали также погрешность определения β образца с учетом разброса частоты генератора в течение 1 ч при работе с образцом ферромагнитного материала в условиях постоянства температуры и напряженности магнитного поля. В последнем случае к собственной нестабильности частоты генератора добавляется величина, характеризующая нестабильность магнитных свойств исследуемого материала (табл. 2).

Исходя из данных табл. 2, можно рассчитать погрешность $\Delta\beta''/\beta$, обусловленную нестабильностью свойств ферромагнитных образцов.

В табл. 3 приведены значения $\Delta\beta''/\beta$, а также погрешности $\Delta\beta'/\beta$, вызванной лишь погрешностью измерительной аппаратуры.

Нестабильность магнитных свойств материала образцов обуславливает, таким образом, наличие некоторого предела точности измерений β .

Поступила в редакцию
2.XII.1968 г.

Г. Г. КАРБЕЛАШВИЛИ
ВНИИМТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ УГЛА ПОТЕРЬ
И ЕГО СОСТАВЛЯЮЩИХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ

Известно, что в магнитодиэлектриках на основе карбонильных ферропорошков были обнаружены потери энергии на перемагничивание, довольно сильно зависящие от температуры [1]. В ряде случаев температурную зависимость $\operatorname{tg} \delta$ или его температурный коэффициент (если температурный диапазон невелик) определить очень трудно. При малых напряженности поля и частоте магнитодиэлектрики могут обладать такими малыми потерями, само определение которых связано с большими техническими трудностями, не говоря уже о температурном изменении потерь.

Во ВНИИМ был проведен теоретический анализ температурных зависимостей составляющих и суммарных потерь магнитодиэлектриков с последующей экспериментальной проверкой полученных результатов.

В слабых полях низкой частоты (в области Релея) $\operatorname{tg} \delta$ пропорционален напряженности магнитного поля H_m и частоте f

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_{\text{дн}} + \operatorname{tg} \delta_{\text{вт}} + \operatorname{tg} \delta_r = \operatorname{tg} \delta_n + \operatorname{tg} \delta_4 + \operatorname{tg} \delta_r = \\ = \rho_n + f(\rho_n + \rho_{\text{вт}}) + H_m \rho_r, \quad (1)$$

где $\operatorname{tg} \delta_{\text{дн}} = \operatorname{tg} \delta_n + f \rho_n$, $\operatorname{tg} \delta_{\text{вт}} = f \rho_{\text{вт}}$, $\operatorname{tg} \delta_r = H_m \rho_r$ — соответственно тангенсы углов потерь: дополнительных, на вихревые токи, на гистерезис;

$\operatorname{tg} \delta_n = \rho_n$ — тангенс угла начальных потерь (постоянная составляющая угла дополнительных потерь, так называемое магнитное последствие Иордана, не зависящее от температуры и частоты);

$\operatorname{tg} \delta_4 = f \rho_4 = f(\rho_n + \rho_{\text{вт}})$ — тангенс угла частотных потерь; $\operatorname{tg} \delta_n = f \rho_n$ — составляющая тангенса угла дополнительных потерь, пропорциональная частоте (магнитное последствие, зависящее от температуры и частоты — потери типа Рихтера);

$\rho_n, \rho_n, \rho_{\text{вт}}, \rho_4$ — соответственно коэффициенты начальных потерь, потерь на последствие, на вихревые токи и на гистерезис.

Согласно работам [2, 3], выражение (1) применительно к магнитодиэлектрикам можно представить в виде соотношения

$$\operatorname{tg} \delta = P \frac{\mu_{\text{вт}}}{\mu_{\text{н}}} + P \frac{4a}{3\pi\mu_{\text{н}}} H_m + \omega \left[P \left(\tau + \frac{1}{10} \mu_{\text{н}} \mu_{\text{вт}} \sigma \tau^2 \right) + \mu_{\text{н}} \mu_{\text{вт}} \sigma_m f(a, b) \right], \quad (2)$$

где $P \frac{\mu_{n2}}{\mu_{n1}} = \operatorname{tg} \delta_n$; $H_m P \frac{4a}{3\pi\mu_n} = \operatorname{tg} \delta_r$ и $\omega [P(\dots) + \dots] = \operatorname{tg} \delta_q$ — соответственно тангенсы угла потерь: начальных, на гистерезис и частотных;

P — объемная концентрация исходного ферромагнетика;
 μ_{n1} и μ_{n2} — действительная и мнимая части комплексной начальной магнитной проницаемости исходного ферромагнетика;

a — постоянная Релея;

μ_n — начальная магнитная проницаемость исходного ферромагнетика;

$\omega = 2\pi f$ — круговая частота;

τ — постоянная времени в уравнении вязкости;

μ_0 — магнитная постоянная;

σ — удельная электрическая проводимость исходного ферромагнетика;

r — радиус феррочастицы;

μ_{m0} — начальная магнитная проницаемость магнитодиэлектрика;

σ_m — удельная электрическая проводимость магнитодиэлектрика;

$f(a, b)$ — функция размеров сердечника.

В результате рассмотрения температурных изменений каждой составляющей $\operatorname{tg} \delta$ в выражении (2) были получены следующие соотношения:

$$a) \beta (\operatorname{tg} \delta_n) = 3 (1 - P) (\alpha' - \alpha'') + (\beta\mu_{n2} - \beta\mu_{n1}), \quad (3)$$

где β — температурный коэффициент соответствующей величины;
 α' и α'' — коэффициенты линейного расширения ферромагнитной основы и диэлектрика.

Численные данные величин, приведенных в работе [4] и входящих в выражение (3), дали возможность установить, что

$$3 (1 - P) (\alpha' - \alpha'') < -0,1 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1};$$

$$(\beta\mu_{n2} - \beta\mu_{n1}) < 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}.$$

Так как эти величины малы, примерно равны и противоположны по знаку, подтверждается положение [5] о том, что начальные потери типа Иордана не зависят от температуры.

$$b) \beta (\operatorname{tg} \delta_r) = 3 (1 - P) (\alpha' - \alpha'') + A (\beta\mu_m - \beta\mu_n), \quad (4)$$

где μ_m — максимальная магнитная проницаемость ферромагнитной основы;

$$A = \frac{\mu_m}{\mu_m - \mu_n} \approx 1 + 1,2 \text{ — постоянный коэффициент.}$$

Согласно работе [6], для технического железа, применяемого в магнитодиэлектриках в качестве ферромагнитной основы, температурные коэффициенты магнитной проницаемости равны

$$\beta\mu_m \approx (2 + 2,5) \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1};$$

$$\beta\mu_n \approx 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}.$$

Следовательно, можно предположить, что температурные изменения $\operatorname{tg} \delta_r$ обусловлены практически только $\beta\mu_m$.

Известно, что удельные потери на гистерезис W_r уменьшаются с увеличением температуры, т. е. $\beta(W_r)$ — отрицательная величина [6], чис-

ловое значение которой составляет примерно $(-2 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1})$. В области Релея $\text{tg } \delta_r$ прямо пропорционален W_r , поэтому $\beta(\text{tg } \delta_r)$ — также отрицательная величина.

Были рассмотрены изменения с температурой трех составляющих тангенса частотных потерь:

$\omega P\tau$ — магнитного последействия (потерь типа Рихтера); $\frac{\omega \mu_0 r^2}{10} P \mu_m \sigma$ и $\omega \mu_0 f(a, b) \mu_m \sigma_m$ — потерь, обусловленных вихревыми токами соответственно в феррочастицах (микровихревые токи) и в теле всего магнетодиелектрика (макровихревые токи).

Основными параметрами, зависящими от температуры, в этих выражениях являются τ , σ_m и σ . Изменение τ и σ_m с температурой происходит по экспоненциальному закону [1, 6]

$$\tau = ce^{\frac{E_\tau}{kT}}, \quad \sigma_m = ce^{-\frac{E_\rho}{kT}},$$

где c — постоянная, равная $5 \cdot 10^{-18}$;

E_τ и E_ρ — соответственно энергия активации магнитной релаксации и процесса электропроводности;

k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура.

В силу равенства энергий активации магнитной релаксации и процесса электропроводности [5] температурные зависимости τ и σ_m взаимно исключаются.

Таким образом, $\beta(\text{tg } \delta_u)$ зависит только от $\beta\sigma$. Удельная электрическая проводимость исходного ферромагнетика карбонильного ферропорошка снижается с увеличением температуры, т. е. температурный коэффициент ее является отрицательной величиной. Следовательно, температурный коэффициент удельного электрического сопротивления исходного ферромагнетика является величиной положительной. Поэтому справедливо соотношение

$$\beta(\text{tg } \delta_u) \approx -\beta\sigma = \beta z, \quad (5)$$

где z — удельное электрическое сопротивление исходного ферромагнетика.

Для карбонильного железа, применяемого в качестве ферромагнитной основы магнетодиелектриков [4], $\beta z \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$. Следовательно, $\beta(\text{tg } \delta_u) \approx \beta z \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$.

Таким образом, суммарный температурный коэффициент $\text{tg } \sigma$ (без учета соотношения между составляющими) будет

$$\begin{aligned} \beta(\text{tg } \delta) &\approx \beta(\text{tg } \delta_r) + \beta(\text{tg } \delta_u) \approx -\beta\mu_m + \beta z \approx -2 \cdot 10^{-3} + 6 \cdot 10^{-3} \approx \\ &\approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Отсюда можно заключить, что на долю составляющей тангенса угла частотных потерь приходится наибольшая часть температурного изменения $\text{tg } \delta$. Поэтому характер температурной зависимости $\text{tg } \delta$ в основном должен определяться температурным изменением удельного электрического сопротивления z .

Однако, кроме удельного веса указанных составляющих в температурном изменении $\text{tg } \delta$, $\beta(\text{tg } \delta)$ должен зависеть также от соотношения между составляющими самого $\text{tg } \delta$. Это предположение было подтверждено экспериментально полученной зависимостью $\beta(\text{tg } \delta)$ от частоты и напряженности поля (изменение частоты и напряженности поля в данном случае

соответствует изменению соотношения между составляющими тангенса угла потерь).

В связи с этим в выражение (6) следует ввести некоторые коэффициенты соотношения k_c для каждой составляющей

$$\beta(\operatorname{tg} \delta) \approx k_{c_r} \beta(\operatorname{tg} \delta_r) + k_{c_u} \beta(\operatorname{tg} \delta_u), \quad (7)$$

где k_{c_r} и k_{c_u} — коэффициенты, определяющие долю соответствующей составляющей в $\operatorname{tg} \delta$, т. е.

$$k_{c_r} = \frac{\operatorname{tg} \delta_r}{\operatorname{tg} \delta} \quad \text{и} \quad k_{c_u} = \frac{\operatorname{tg} \delta_u}{\operatorname{tg} \delta}.$$

Сделанное предположение при $f = 10^4$ гц и $H_m = 16$ а/м подтверждается на примере подсчета $\beta(\operatorname{tg} \delta)$ магнитодиэлектрика на основе карбонильного железа с коэффициентами потерь $\rho_r = 0,0011 \cdot 10^{-3}$ м/а, $\rho_n = 0,06 \cdot 10^{-3}$ и $\rho_u = 6,0 \cdot 10^{-9}$ гц $^{-1}$.

С помощью полученных в результате теоретического рассмотрения $\beta(\operatorname{tg} \delta_r) \approx -0,2\%/град$ и $\beta(\operatorname{tg} \delta_u) \approx 0,6\%/град$ были подсчитаны температурные изменения составляющих $\operatorname{tg} \delta$ по формулам

$$(\operatorname{tg} \delta_r)_{t_2} = (\operatorname{tg} \delta_r)_{t_1} [1 + \beta(\operatorname{tg} \delta_r)(t_2 - t_1)]$$

и

$$(\operatorname{tg} \delta_u)_{t_2} = (\operatorname{tg} \delta_u)_{t_1} [1 + \beta(\operatorname{tg} \delta_u)(t_2 - t_1)]$$

и на основании этого определены $\beta(\operatorname{tg} \delta)$ для ряда частот и напряженностей поля

$$\beta(\operatorname{tg} \delta) = \frac{(\operatorname{tg} \delta)_{t_2} - (\operatorname{tg} \delta)_{t_1}}{(\operatorname{tg} \delta)_{t_1} (t_2 - t_1)}.$$

Приращение температуры было принято равным 50°C .

Значения $\beta(\operatorname{tg} \delta)$ были получены также подсчетом с помощью коэффициентов k_{c_r} и k_{c_u} по формуле (7). Результаты подсчетов приведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что начиная с 100 кгц основную роль играет частотная составляющая $\operatorname{tg} \delta$, и следовательно, $\beta(\operatorname{tg} \delta)$ определяется, главным образом, температурным коэффициентом составляющей тангенса частотных потерь $\beta(\operatorname{tg} \delta_u)$. Подобные данные можно получить также и для других коэффициентов потерь магнитодиэлектриков.

Таблица 1

Примечание	$t_1 = 20^\circ \text{C}$ $t_2 = 70^\circ \text{C}$	
	$\beta(\operatorname{tg} \delta) / \%$	$\beta(\operatorname{tg} \delta) / \%$
$\rho_{\text{одн}} / \%$	0,23 0,53 0,57 0,60	0,53 0,50 0,47
$b_{\text{д}}$	0,43 0,89 0,98 0,99	0,89 0,85 0,82
$\beta_{\text{д}}$	0,13 0,03 0,006 0,003	0,03 0,06 0,10
$\rho_{\text{одн}} / \%$	0,23 0,53 0,58 0,59	0,53 0,50 0,47
$\rho_{01} \cdot \beta_1 / \%$	0,154 0,856 3,98 7,88	0,856 0,880 0,903
$\rho_{01} \cdot \beta_2 / \%$	0,078 0,780 3,90 7,80	0,780 0,780 0,780
$\rho_{01} \cdot \beta_3 / \%$	0,016 0,016 0,016 0,016	0,016 0,040 0,063
$\rho_{01} \cdot \beta_4 / \%$	0,138 0,678 3,08 6,08	0,68 0,70 0,73
$\rho_{01} \cdot \beta_5 / \%$	0,060 0,60 3,0 6,0	0,60 0,60 0,60
$\rho_{01} \cdot \beta_6 / \%$	0,018 0,018 0,018 0,018	0,018 0,044 0,070
$\rho_{01} \cdot \beta_7 / \%$	0,06 0,06 0,06 0,06	0,06 0,06 0,06
$n_{\text{д}}$	10^4 10^5 $5 \cdot 10^5$ 10^6	10^5 10^5 10^5
n/p	16 16 16 16	16 40 64

Для экспериментальной проверки результатов подсчета на установке УИМ-2 были определены значения $\operatorname{tg} \delta$ трех образцов магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа при температурах 24;

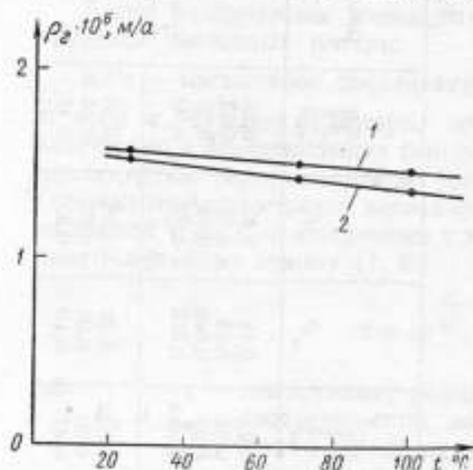


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента потерь на гистерезис при частоте:

1 — 600 и 2 — 200 кГц

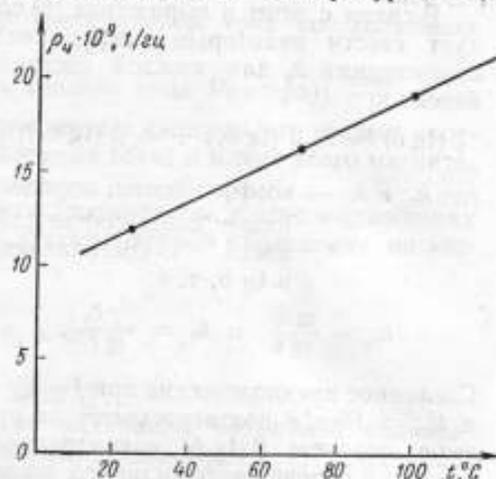


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента частотных потерь в диапазоне 200–600 кГц.

70,5 и 100° С. Измерения проводили на частоте 200, 600 и 1000 кГц при напряженности поля 16,2; 40,5 и 64,8 а/м.

На основании данных измерений были определены коэффициенты потерь ρ_r и ρ_u при каждой температуре, а затем температурные коэффициенты $\operatorname{tg} \delta$ и его составляющих.

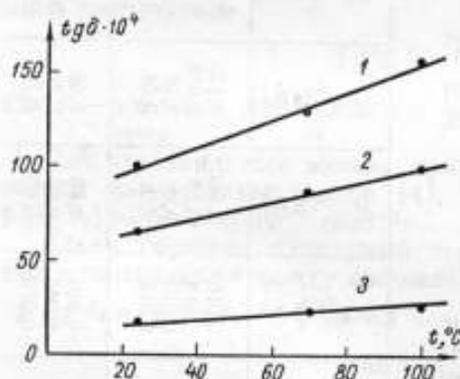


Рис. 3. Температурная зависимость суммарного $\operatorname{tg} \delta$ потерь при частоте:

1 — 1000; 2 — 600 и 3 — 200 кГц

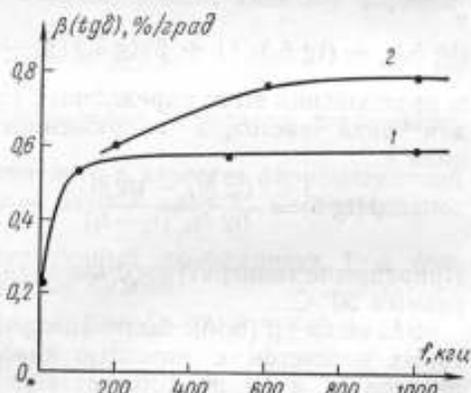


Рис. 4. Зависимость температурного коэффициента суммарного тангенса угла потерь от частоты намагничивания ($H = \text{const}$):

1 — теоретические и 2 — экспериментальные данные

В табл. 2 приведены данные для одного из трех исследованных образцов.

На рис. 1–3 даны зависимости коэффициентов потерь и $\operatorname{tg} \delta$ от температуры, полученные на основании экспериментальных данных. Из приведенных зависимостей видно, что частотная составляющая $\operatorname{tg} \delta$ возрастает с повышением температуры, а составляющая потерь на гисте-

Таблица 2

t_1 , °C	t_2 , °C	l , мм	$H_{мг}$, а/м	$\lg \delta \cdot 10^4$	β ($\lg \delta$), %/град	β ($\lg \delta_r$), %/град	β ($\lg \delta_{\phi}$), %/град
24	—	200	16,2	15,4		—0,15	0,80
—	100	200	16,2	22,5	0,60		
24	—	200	40,5	15,8			
—	100	200	40,5	22,8	0,58		
24	—	200	64,8	16,2			
—	100	200	64,8	23,1	0,56		
24	—	600	16,2	63,1		—0,10	
—	100	600	16,2	99,4	0,76		
24	—	600	40,5	63,5			
—	100	600	40,5	99,7	0,75		
24	—	600	64,8	63,9			
—	100	600	64,8	100,0	0,74		
24	—	1000	16,2	99,4		—0,10	
—	100	1000	16,2	156,0	0,79		
24	—	1000	40,5	99,8			
—	100	1000	40,5	157,0	0,76		
24	—	1000	64,8	100,0			
—	100	1000	64,8	157,0	0,74		
<hr/>							
24	—	200	16,2	15,4		—0,15	0,80
—	70,5	200	16,2	20,5	0,71		
24	—	200	40,5	15,8			
—	70,5	200	40,5	20,8	0,69		
24	—	200	64,8	16,2			
—	70,5	200	64,8	21,2	0,68		
24	—	600	16,2	63,1		—0,10	0,80
—	70,5	600	16,2	86,1	0,79		
24	—	600	40,5	63,5			
—	70,5	600	40,5	86,5	0,78		
24	—	600	64,8	63,9			
—	70,5	600	64,8	86,9	0,77		
<hr/>							
70,5	—	200	16,2	20,5		—0,15	0,60
—	100	200	16,2	22,5	0,33		
70,5	—	200	40,5	20,8			
—	100	200	40,5	22,8	0,32		
70,5	—	200	64,8	21,2			
—	100	200	64,8	23,1	0,30		
70,5	—	600	16,2	86,1		—0,10	
—	100	600	16,2	99,4	0,52		
70,5	—	600	40,5	86,5			
—	100	600	40,5	99,7	0,51		
70,5	—	600	64,8	86,9			
—	100	600	64,8	100,0	0,50		
70,5	—	1000	16,2	128,0		—0,10	0,80
—	100	1000	16,2	156,0	0,77		
70,5	—	1000	40,5	128,0			
—	100	1000	40,5	157,0	0,76		
70,5	—	1000	64,8	128,0			
—	100	1000	64,8	157,0	0,76		

резис — падает. Как видно из рис. 3, первая зависимость выражена гораздо резче, чем вторая, поэтому $\text{tg } \delta = F(f)$ в основном определяется температурной зависимостью составляющей частотных потерь.

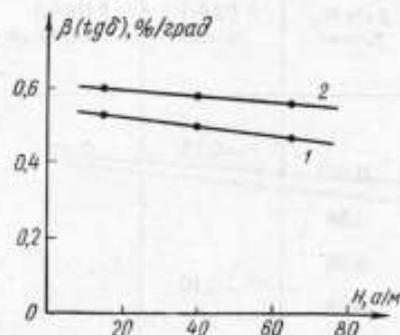


Рис. 5. Зависимость температурного коэффициента суммарного тангенса угла потерь от напряженности магнитного поля;

1 — теоретические и 2 — экспериментальные данные

На рис. 4 и 5 приведены зависимости $\beta(\text{tg } \delta)$ от частоты и напряженности поля, полученные экспериментально и на основании теоретического анализа. Очевидно, что характер температурных зависимостей $\text{tg } \delta$ и его составляющих и порядок их величин, полученных на основании теоретического рассмотрения, подтверждаются.

Таким образом, проделанный теоретический анализ с последующим экспериментальным подтверждением дает возможность оценить с достаточной для практики точностью малые температурные коэффициенты составляющих угла потерь и малого суммарного $\text{tg } \delta$ магнитодиэлектриков, не прибегая к их непосредственному измерению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабкин Л. И. Высоочастотные ферромагнетики. М., Физматгиз, 1960.
2. Поливанов К. М., Колли Я. Н., Соболева Л. П. Проницаемость и потери магнитодиэлектриков. Изв. АН СССР, сер. физ., вып. 25, № 3, 1959.
3. Толмасский И. С. Проницаемость и потери в магнитодиэлектриках на основе карбонильных ферропорошков. «Известия вузов СССР», «Электромеханика», 1961, № 6.
4. Сборник физических констант, М., ОНТИ, 1937.
5. Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш. Ферриты, Изд. «Энергия», 1968.
6. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.—Л., ИИЛ, 1956.

Поступила в редакцию
2.XII. 1968 г.

А. З. ВЕКСЛЕР

Свердловский филиал ВНИИМ

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЕ КРИВОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И Э. Д. С.

В качестве элементов импульсных устройств широко используют такие магнитомягкие материалы как ферриты с прямоугольной и непрямоугольной петлей гистерезиса, пермаллой и электротехническую сталь в виде ленты толщиной от сотых до десятитысячных долей миллиметра. Эти материалы применяют в двух режимах намагничивания: первому соответствует прямоугольная форма импульсов напряженности магнитного поля, второму — такой же вид сигналов э. д. с., связанной с изменением магнитного потока. Первый режим намагничивания применяют в элементах запоминающих, переключающих и логических устройств, а второй — в импульсных трансформаторах, некоторых типах магнитных формирователей напряжения, магнитно-транзисторных преобразователях и ряде устройств аналого-цифровой техники [1].

Хотя процессы импульсного перемагничивания в режиме заданной э. д. с. (а следовательно, и магнитного потока) начали исследовать довольно давно [2, 3], подробно изучен лишь режим намагничивания током прямоугольной формы [1, 4—7]. Наибольший интерес в обоих случаях представляет зависимость между усредненной по сечению испытуемого образца скоростью изменения магнитного потока и напряженностью магнитного поля. В том случае, когда петля гистерезиса имеет прямоугольную форму, а магнитная вязкость определяется лишь процессами вращения областей самопроизвольной намагниченности, даже при заметном поверхностном эффекте эта зависимость выражается уравнением [5]

$$\frac{d\bar{B}}{dt} = r(\bar{B})(H - H_0), \quad (1)$$

где \bar{B} — средняя по сечению образца магнитная индукция;

t — время;

$r(\bar{B})$ — «эквивалентное сопротивление», обусловленное вязкостью и вихревыми токами;

H — напряженность магнитного поля в динамическом режиме перемагничивания;

H_0 — постоянная напряженности магнитного поля.

Выражение [1] наиболее полно исследовано применительно к ферритам, при этом экспериментальные данные с достаточной точностью аппроксимируются формулой вида [8, 9]

$$r(\bar{B}) = f\left(\frac{\bar{B}}{B_s}\right), \quad (2)$$

причем $r(0) = r(B_s) = 0$, где B_s — индукция насыщения,

Если импульсы намагничивающего тока имеют прямоугольную форму, то соотношение [1] позволяет установить зависимость

$$(H - H_0) \tau = S_w, \quad (3)$$

где τ — время перемагничивания;

S_w — коэффициент переключения.

Для случая перемагничивания кольцевого сердечника следует отметить некоторые особенности динамического цикла, наблюдающиеся при периодической последовательности двух импульсов прямоугольной формы разной полярности.

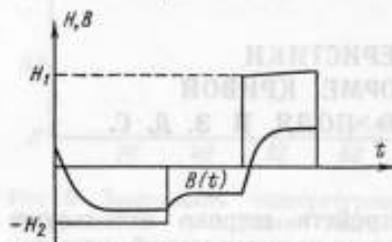


Рис. 1. Зависимость напряженности магнитного поля и индукции от времени.

Если учесть, что поток не может изменяться со сколь угодно большой скоростью, то $\bar{B}(t)$ даже в момент начала очередного импульса напряженности поля будет непрерывной функцией времени (рис. 1).

При прохождении импульса тока положительной полярности, которому соответствует напряженность поля H_1 , индукция будет возрастать от $-B_r$ до B_s (рис. 2).

Заметим, что напряженность поля скачкообразно возрастает от нуля до H_1 , и динамическая коэрцитивная сила совпадает с последней величиной. Таким образом, параметры динамического цикла перемагничивания можно связать с потерями в единице объема

$$P = f(B_s + B_r)(H_1 - H_2), \quad (4)$$

где f — частота повторения программы импульсов.

При перемагничивании импульсами э. д. с. прямоугольной формы магнитная индукция изменяется во времени линейно, и напряженность поля не претерпевает скачкообразных изменений. Если процесс намагничивания описывается уравнением (1), а экстремальные значения индукции по абсолютной величине близки к B_s , то динамический цикл перемагничивания может иметь следующую особенность. Дело в том, что эквивалентное сопротивление $r(\bar{B})$ обращается в нуль при $\bar{B} = B_s$, что объясняется характером процесса перемагничивания. Если в какой-то момент времени магнитная индукция равна B_s , а скорость размагничивания постоянна, то для материала с прямоугольной петлей гистерезиса этому должна соответствовать большая напряженность магнитного поля. Подобному исходному состоянию соответствует однородно намагниченный материал, причем перемагничивание начинается, например, за счет роста клиновидных областей, имеющих первоначально небольшой объем. По мере перемагничивания эти области увеличиваются, и спустя некоторое время происходит лишь простое смещение границ, разделяющих области с различными направлениями намагниченности. Последнее наиболее характерно для момента, когда величина модуля магнитной индукции у ферритов существенно меньше B_s . Очевидно, что при постоянной средней скорости изменения потока рост сравнительно малого числа клиновидных областей небольшого

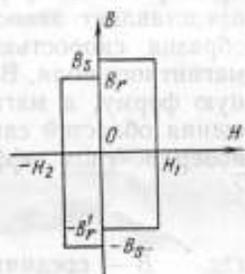


Рис. 2. Цикл перемагничивания для импульсов напряженности магнитного поля прямоугольной формы.

объема должен происходить с большей скоростью, чем простое смещение границ. Поэтому начальной стадии перемагничивания будет соответствовать напряженность поля, значительно превышающая динамическую коэрцитивную силу. Это приводит к появлению добавочных экстремумов в кривой напряженности магнитного поля, а также к своеобразной форме динамического цикла перемагничивания (рис. 3).

В различных устройствах импульс э. д. с. часто имеет прямоугольную форму лишь в течение короткого промежутка времени, когда материал перемагничивается, например, по восходящей ветви динамической петли. Во время перемагничивания в противоположном направлении скорость может быть постоянной, и после этого процесс может повторяться. В ряде случаев напряженность магнитного поля во время импульсного перемагничивания не изменяет знака, что приводит к необходимости использовать материалы с малым коэффициентом прямоугольности петли гистерезиса.

Разумеется, при оценке качества магнитных материалов невозможно учесть все многообразие условий применения. При намагничивании разнополярными импульсами можно использовать периодическую последовательность сигналов э. д. с. прямоугольной формы с амплитудами $E_{1 \max}$ и $E_{2 \max}$, соответствующими длительностям τ_1 и τ_2 . При этом должно выполняться условие

$$E_{1 \max} \tau_1 = E_{2 \max} \tau_2. \quad (5)$$

Для данного случая формулу (1) запишем

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_1 = \frac{\Delta B_{\max}}{\tau_1} \text{ для } 0 < t < \tau_1;$$

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_2 = \frac{\Delta B_{\max}}{\tau_2} \text{ для } \tau_1 < t < \tau_1 + \tau_2, \quad (6)$$

где ΔB — максимальный прирост магнитной индукции для выбранного цикла перемагничивания.

Полагая в формуле (1) $\bar{B} = 0$, что соответствует напряженности магнитного поля, равной динамической коэрцитивной силе $H_{\text{дин}}$ с учетом выражений (6), получим

$$(H_{\text{дин}} - H_0) \tau_k = S_0 \quad (k = 1, 2), \quad (7)$$

где $S_0 = \frac{\Delta B_{\max}}{r(0)}$, причем $r(0)$ — эквивалентное сопротивление, соответствующее $B = 0$.

Величину S_0 по аналогии с параметром S_w , определяемым в режиме заданного изменения тока, можно назвать коэффициентом переключения по напряжению. Аналогия может быть еще более полной, когда пауза между импульсами напряженности поля отсутствует. Тогда к началу импульса напряженности поля положительной полярности магнитная индукция будет равна $-B_s$. В данном случае напряженность поля H_1 совпадает с динамической коэрцитивной силой, поэтому, интегрируя

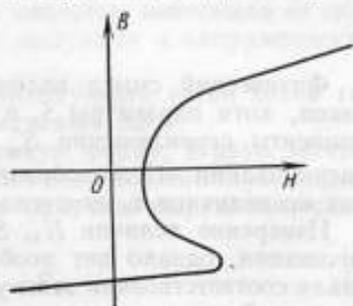


Рис. 3. Форма восходящей ветви цикла перемагничивания для случая, когда импульсы э. д. с. имеют прямоугольную форму.

выражение (1) за время от 0 до τ_3 , соответствующее приросту индукции $\Delta B = B_s$, находим

$$(H - H_0) \tau_3 = S'_w, \quad (8)$$

где

$$S'_w = \int_{-B_s}^0 \frac{dB}{r(B)}. \quad (9)$$

Физический смысл величин H_1 и $H_{сдин}$, τ_k и τ_3 соответственно одинаков, хотя параметры S_v и S_w в общем случае различны, так как коэффициенты переключения S'_w и S'_v относятся к различным режимам перемагничивания. Целесообразность определения времени перемагничивания по величине τ_3 отмечена в работе [10].

Измерение величин H_0 , S_v , S_w требует определенного режима намагничивания, однако нет необходимости, чтобы обе ветви динамического цикла соответствовали этим условиям. Этот режим можно создать только для одной ветви динамического цикла, если одно из состояний образца соответствует индукции насыщения. При испытаниях в режиме заданной (прямоугольной) формы кривой намагничивающего тока, как правило, оба экстремальных состояния образца соответствуют индукции, близкой к $\pm B_s$ или к $\pm B_0$. В этом случае к моменту времени τ_3 достигается прирост индукции, равный, например, B_s . Таким образом, требуется измерить мгновенные значения магнитной индукции или (при испытании в режиме заданного изменения магнитного потока) соответствующую напряженность магнитного поля, применяя осциллоскопические методы или так называемые линейные пропускатели. В режиме намагничивания с прямоугольными импульсами напряженности поля определение величин, входящих в формулу (9), можно облегчить созданием условий, когда одному из импульсов тока в программе соответствует изменение индукции на B_s . В этом случае требуется определить лишь амплитуды импульсов напряжения, что можно выполнить со значительно большей точностью, чем измерение мгновенного значения напряжения [7]. Необходимые условия создают подбором амплитуды импульса напряженности поля заданной длительности τ_3 , которой соответствует прирост магнитного потока, вдвое меньший максимального. Найденное значение напряженности поля будет равно H_1 .

Аналогично можно определить величины, входящие в формулу (7), но при этом нужно создать такой режим намагничивания, чтобы одному из экстремальных состояний соответствовала индукция $-B_s$, а другому — отсутствие магнитного потока. Как и в предыдущем случае, величина τ совпадает с длительностью импульсов (здесь — импульсы э. д. с.), а соответствующая экстремальная величина напряженности поля — с динамической коэрцитивной силой.

Как показано выше, формулы (7) и (9) основаны на выражении (1), при выводе которого обычно исходят из предположения о пропорциональности между скоростью движения границ доменов и разностью $(H - H_0)$ (1), что исключает необходимость определять явный вид функции $r(B)$. В действительности, это предположение выполняется далеко не всегда, в частности, при небольшой разности $H - H_0$ зависимость скорости движения границ от напряженности магнитного поля более сложна [11, 12]. Кроме того, если движение границ происходит с очень большим ускорением, то последним пренебрегать нельзя [13]. Учет

ускоренного движения границ доменов позволяет вместо формулы (1) [14] с известным приближением получить выражение

$$R_0(\Delta B) C(\dot{B}, H) \frac{d^2 B}{dt^2} + \frac{dB}{dt} = R_0(\Delta B) [H(t) - H_{cr}(\Delta B)] \quad (10)$$

где $R_0(\Delta B)$ — приведенное «динамическое сопротивление», зависящее от приращения индукции ΔB ;

$C(\dot{B}, H)$ — приведенная «динамическая емкость», зависящая от скорости изменения магнитных индукции и напряженности поля;

$H_{cr}(\Delta B)$ — напряженность поля, соответствующая ветви петли гистерезиса для прироста индукции ΔB .

Для случая, когда э. д. с. имеет прямоугольную форму, а двум экстремальным значениям напряженности магнитного поля соответствует индукция $\pm B_s$, используя формулу (10), можно получить выражение, сходное с (7)

$$(H_{сдин} - H_c) \tau_1 = \frac{2B_s}{R_0(B_s)} = S'_c, \quad (11)$$

где H_c — коэрцитивная сила для статической петли гистерезиса.

Этот результат очевиден, если учесть, что в данном случае $d^2 B/dt^2 \equiv 0$, а $dB/dt = 2B_s/\tau_1$ и к моменту достижения напряженностью магнитного поля величины динамической коэрцитивной силы прирост индукции $\Delta B = B_s$. Однако, если учесть характер зависимости скорости движения границ доменов при малой разности $H - H_0$, то в реальных условиях возможно отступление от соотношения (11). С другой стороны, отсутствие зависимости динамической коэрцитивной силы от «ускорения» $d^2 B/dt^2$ позволяет надеяться на выполнение соотношений (11) и при малых значениях τ .

Следует отметить, что формула (11) остается в силе и при любом другом изменении индукции, если выполняется условие

$$\frac{d^2 B}{dt^2} = 0 \text{ при } B = 0. \quad (12)$$

Простейшим примером является изменение магнитной индукции во времени

$$B(t) = -B_s \cos \omega t, \quad (13)$$

позволяющее получить выражение, отличающееся от формулы (11) лишь некоторыми параметрами.

При перемагничивании импульсами тока прямоугольной формы с различными значениями H_1 моментам времени, для которых вторая производная $d^2 B/dt^2$ обращается в нуль, соответствуют неодинаковые величины ΔB . В ряде случаев это различие невелико (9) и тогда на основании формулы (10) можно получить

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{\max} = R_0(\Delta B_0) [H_1 - H_{cr}(\Delta B_0)]. \quad (14)$$

Из-за непостоянства $R_0(\Delta B_0)$ возможны отступления от линейной зависимости между максимальной скоростью изменения индукции и напряженностью поля, в частности, при малых значениях разности $H_1 - H_{cr}$ или большом значении второй производной $d^2 B/dt^2$. Что касается влияния вихревых токов на время перемагничивания, то существует [1] ряд режимов намагничивания материалов с прямоугольной

петлей гистерезиса, для которых выполняются соотношения, аналогичные формулам (7) и (9). Для этого используем уравнение

$$\frac{d^2 H}{dx^2} = -\sigma \frac{dB}{dt}, \quad (15)$$

где σ — проводимость материала испытываемого образца.

Полагая, что речь идет о перемагничивании пластины толщиной $2a$, проинтегрируем уравнение (15) от $-x$ до $+x$

$$\frac{dH}{dx} + f_1(t) = -\sigma \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (16)$$

где $\Phi(x, t) = \int_0^x B(x', t) dx'$;

$f_1(t)$ — функция времени;

x' — текущая координата.

Заметим, что $\Phi(x, t)$ и $\partial H/\partial x$ — нечетные функции переменной x . Повторное интегрирование уравнения (16) в тех же пределах приводит к выражению

$$H(x, t) - H(-x, t) + 2xf_1(t) + f_2(t) = -\sigma \frac{\partial}{\partial t} [\varphi(x, t) - \varphi(-x, t)], \quad (17)$$

где $\varphi(x, t) = \int_0^x \Phi(x', t) dx'$;

$f_2(t)$ — функция времени.

Следует учитывать, что функции $\varphi(x, t)$ и $H(x, t)$ являются четными по отношению к переменной x , поэтому последнее уравнение дает

$$2xf_1(t) + f_2(t) = 0. \quad (18)$$

Такое условие при произвольных значениях x и t возможно лишь, когда $f_1(t) \equiv f_2(t) = 0$. Учитывая этот результат и интегрируя уравнение (16) в пределах от 0 до a , находим

$$H(a, t) - H(0, t) = -\sigma \frac{\partial \varphi(a, t)}{\partial t}. \quad (19)$$

Функция $\varphi(a, t)$, как и средняя по сечению образца магнитная индукция

$$\bar{B}(t) = \frac{1}{a} \int_0^a B(x, t) dx$$

зависит лишь от времени, поэтому ее можно представить как функцию индукции $\varphi_1(\bar{B})$ и уравнение (19) записать так:

$$H(a, t) - H(0, t) = -\sigma \frac{d\varphi_1}{d\bar{B}} \cdot \frac{d\bar{B}}{dt}. \quad (20)$$

Если скорость изменения индукции $\frac{d\bar{B}}{dt} = \frac{\Delta B_{\max}}{\tau_1}$ принять постоянной, а $B = 0$, то $H(a, t) = H_{\text{сдин}}$ и формула (20) примет вид

$$\tau_1 [H_{\text{сдин}} - H(0, t_1)] = -\sigma \left(\frac{d\varphi_1}{d\bar{B}} \right)_{\bar{B}=0} \Delta B_{\max}, \quad (21)$$

где t_1 — момент времени, которому соответствует $B = 0$.

Нетрудно показать, что подобный результат можно получить при синусоидальном изменении средней индукции во времени.

Остановимся подробнее на величине $H(0, t)$. Если время τ_1 достаточно велико, то поверхностный эффект проявляется слабо и $H_{сдин} \approx H_c$, причем $H_{сдин} > H_c$. Ввиду того, что при $t = t_1$ $\bar{B} = 0$, то $H(0, t_1) < H_c$, ибо $B(H_{сдин}) > 0$ (рис. 4), где $B(H_{сдин})$ — значение индукции при $H = H_{сдин}$. В этих условиях моменту времени t_1 соответствует высокая магнитная проницаемость поверхностного слоя материала. По мере уменьшения τ_1 поверхностный эффект усиливается, что приводит к увеличению $H_{сдин}$ и снижению $H(0, t_1)$. Полагая, что $H(0, t_1)$ является функцией $1/\tau_1$, для оценки можно использовать два слагаемых ряда

$$H(0, t_1, \frac{1}{\tau_1}) \approx H_{01} - \frac{b_1}{\tau_1}. \quad (22)$$

При достаточно больших значениях $1/\tau_1$ величине $H(0, t_1)$ будет соответствовать более низкая проницаемость, чем в первом случае, поэтому при сильно выраженном поверхностном эффекте можно использовать выражение

$$H(0, t_1, \frac{1}{\tau_1}) \approx H_{20} - \frac{b_2}{\tau_1}, \quad (23)$$

причем $H_{20} \neq H_{10}$.

Применительно к рассмотренным случаям формулу (21) можно представить в виде

$$\tau_1 [H_{сдин} - H_{0к}] = -\sigma \left(\frac{d\varphi_1}{dB} \right)_{B=0} \Delta B_{max} + b_k \quad (k=1,2), \quad (24)$$

где b_k — постоянная величина.

Таким образом, в этих двух крайних случаях зависимость динамической коэрцитивной силы от $1/\tau_1$ можно принять линейной.

Была определена зависимость динамической коэрцитивной силы от длительности импульсов э. д. с. прямоугольной формы. Испытания проводили на образцах из пермаллой марок 50 НП, 79 НМ, горячекатаной и холоднокатаной электротехнической стали. Для получения требуемой формы кривой э. д. с. в качестве источника переменного напряжения использовали магнитно-транзисторный преобразователь [1] с малым внутренним сопротивлением. Благодаря этому «скол» импульсов практически отсутствовал, причем длительность фронта не превышала 10—15 мксек. Правда, импульсы напряжения имели довольно значительные выбросы, но длительность их составляла небольшую часть полупериода. Следует отметить еще одно преимущество магнитно-транзисторных преобразователей, состоящее в том, что требуемая форма кривой э. д. с. может быть получена при большой амплитуде индукции. Так, при частоте повторения импульсов около 3,5 кГц удалось получить требуемый режим намагничивания, когда амплитуда магнитной индукции составляла примерно 1,1 тл для образца горячекатаной стали.

Несмотря на отсутствие подмагничивания постоянным полем форма динамического цикла перемагничивания для материалов с прямоугольной петлей гистерезиса в некоторых случаях имела несколько несимметричный вид. Возможно, это вызвано несимметрией «половин» магнитно-

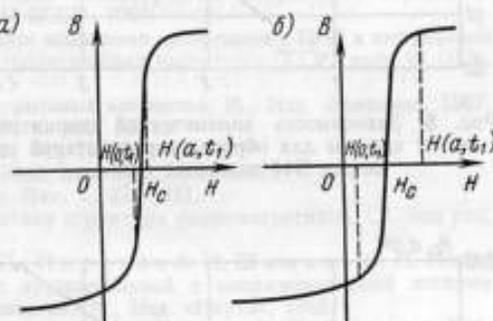


Рис. 4. Значения напряженности магнитного поля $H(0, t_1)$:

а — при слабом и б — сильном поверхностном эффекте

транзисторного преобразователя и недостаточным предварительным размагничиванием образцов. Следует отметить, что даже размагниченному «в среднем» образцу с прямоугольной петлей гистерезиса иногда соответствует намагничивание его частей в разных направлениях [15].

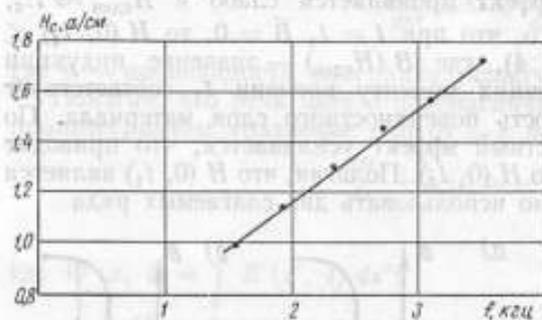


Рис. 5. Зависимость динамической коэрцитивной силы от частоты для образца горячекатаной стали марки Э44 толщиной 0,2 мм.

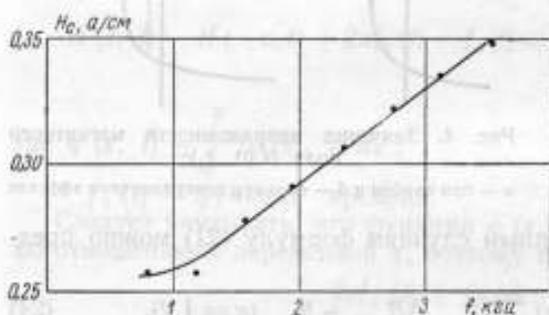


Рис. 6. Зависимость динамической коэрцитивной силы от частоты для образца холоднокатаной стали марки Э340 толщиной 0,08 мм.

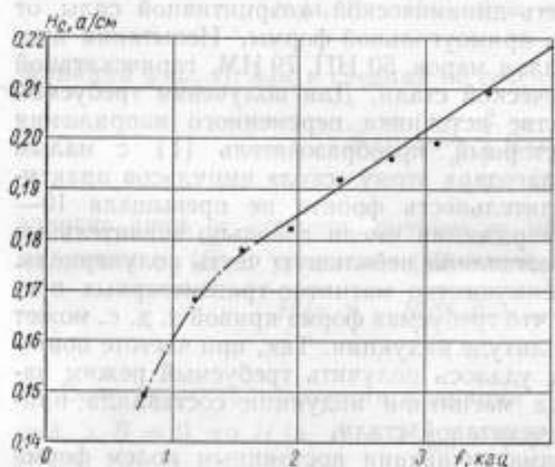


Рис. 7. Зависимость динамической коэрцитивной силы от частоты для образца из пермаллой марки 50НП толщиной 0,02 мм.

Динамическую коэрцитивную силу определяли по падению напряжения на активном сопротивлении, включенном последовательно с намагничивающей обмоткой образца (рис. 5—7). Напряжение измеряли осциллографом, используемым в качестве компарирующего устройства [16]. Как видно из рис. 5—7, начиная с определенной частоты наблюдается линейная зависимость между динамической коэрцитивной силой и величиной $1/\tau$. Интересно отметить, что такая зависимость получена для образца горячекатаной стали, форма петли гистерезиса у которого далека от прямоугольной. Увеличение наклона кривой по отношению к оси абсцисс при малых частотах можно объяснить влиянием магнитной вязкости [1].

Разумеется, значение динамической коэрцитивной силы при частоте перемагничивания, стремящейся к нулю, должно совпадать с соответствующей величиной для статической петли перемагничивания. Поэтому такие измерения позволяют путем экстраполяции определить коэрцитивную силу с довольно высокой точностью.

С другой стороны, если увеличение наклона кривой $H_{едви} = f(1/\tau)$ по мере уменьшения частоты обусловлено магнитной вязкостью, то подобные измерения позволяют оценить их влияние на свойства материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М., Изд. «Наука», 1966.
2. Детали и элементы радиолокационных станций. Под ред. Р. А. Брейтбарта, Изд. «Советское радио», 1949.
3. Melville W. S. Proc. IEE, 1950, v. 97, № 56.
4. Поливанов К. М. Поверхностный эффект в ферромагнитных материалах с прямоугольной петлей. «Изв. вузов СССР. Электротехника», 1958, № 5.
5. Дятлов В. Л. Учет вихревых токов и вязкости при перемагничивании ленточных сердечников в больших полях. Научные доклады Высшей школы. «Электромеханика и автоматика», 1959, № 2.
6. Пирогов А. И., Шамаев Ю. М., Лисицын Г. Ф. Методика и результаты экспериментального определения динамических характеристик импульсного перемагничивания ферритов. Сб. «Ферриты», Изд. АН БССР, 1960.
7. Векслер А. З. Некоторые вопросы испытания материалов с ППГ в импульсном режиме при заданной форме тока. Труды метрологических институтов СССР, вып. 93 (153), М.—Л., Изд. стандартов, 1968.
8. Нитсон П. Анализ и расчет ферритовых элементов. М., Изд. «Энергия», 1967.
9. Lingsey C. H. Proc. IEE, 1959, v. 100, № 10.
10. Смит Х. и Вейн Я. «Ферриты», М., ИИЛ, 1962.
11. Dijkstra L. I., Sjoen I. L. Phil. Res. Rep. v. 4, 1949.
12. Sixtus K. L., Tonks T. Phys. Rev. v. 37, 1931.
13. Киттель Ч. и Галт Я. Магнитная структура ферромагнетиков. Сб. под ред. В. С. Вонсовского, М., ИИЛ, 1959.
14. Бородкин Е. А., Ионов И. П., Пирогов А. И., Шамаев Ю. М. Новые данные о характеристиках сердечников с прямоугольной и непрямоугольной петлями гистерезиса. Сб. «Магнитные цифровые элементы», М., Изд. «Наука», 1968.
15. Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики. Под ред. В. К. Аркадьева. Изд. АН СССР, 1946.
16. Василевский Ю. М. Определение амплитуды напряжения с помощью осциллографа С1—15 «Измерительная техника», 1966, № 6.

Поступила в редакцию
11.XII.1968 г.

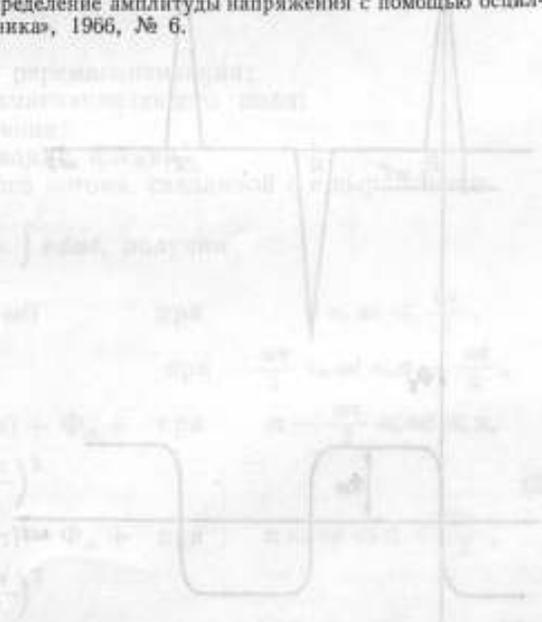


Рис. 1. Сравнение экспериментальной (верхняя кривая) и расчетной (нижняя кривая) волн напряжений на сердечнике с ППГ. Верхняя кривая — экспериментальная волна напряжения, нижняя кривая — расчетная волна напряжения. Показаны амплитуды и фазы волн.

В. Г. СЕМЕНОВ
в. н. и. м.

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ
УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА НА ПОГРЕШНОСТЬ
ИЗМЕРЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ КРИВЫХ
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

При определении динамических характеристик тонких магнитных пленок широко применяют осциллографический метод для визуального наблюдения и измерения э. д. с. перемангничивания e и магнитного потока Φ_t .

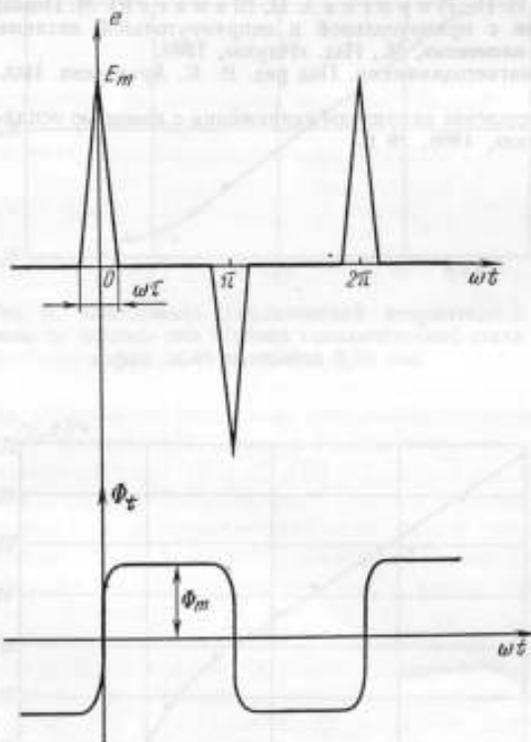


Рис. 1. Аппроксимированные кривые э. д. с. и магнитного потока тонких магнитных пленок.

Для точного определения погрешности необходимо знать аналитические выражения для э. д. с. перемангничивания тонких магнитных пленок. Однако известные аналитические выражения [1] не позволяют определить коэффициенты тригонометрического ряда непосредственно, минуя численное интегрирование. Более того, сами исходные выражения, связанные

Из-за малых амплитуд эти сигналы должны быть усилены перед подачей на отклоняющие пластины осциллографа. Проходя через усилитель, сигналы будут подвергаться частотным, фазовым и нелинейным искажениям. При малых значениях входного сигнала нелинейными искажениями можно пренебречь. С другой стороны, степень искажения будет зависеть от формы и длительности самого входного сигнала.

Определим ширину полосы пропускания усилительного тракта как частотный диапазон, внутри которого коэффициент усиления остается постоянным, а фазовый сдвиг меняется по линейному закону, и оценим погрешность измерения мгновенных значений э. д. с. перемангничивания e и магнитного потока Φ_t в зависимости от ширины полосы пропускания усилительного тракта.

с целым рядом допущений, носят приближенный характер. По-видимому, точное вычисление погрешности в данном случае не оправдывает объема и сложности вычислительной работы. Определим погрешность приближенным способом.

Визуальное наблюдение э. д. с. тонких магнитных пленок при перемагничивании синусоидальным полем частотой 5—1000 кГц и напряженностью 1,2—4 Н_с при ширине полосы пропускания усилительного тракта 25 МГц показало, что во многих случаях форма э. д. с. перемагничивания близка к треугольной равнобедренной.

Аппроксимируем э. д. с. перемагничивания импульсом треугольной равнобедренной формы (рис. 1)

$$e = \begin{cases} \frac{2E_m}{\omega\tau} \left(\frac{\omega\tau}{2} - \omega t \right) & \text{при } 0 \leq \omega t \leq \frac{\omega\tau}{2} \\ 0 & \text{при } \frac{\omega\tau}{2} \leq \omega t \leq \pi - \frac{\omega\tau}{2} \\ \frac{2E_m}{\omega\tau} \left(\pi - \frac{\omega\tau}{2} - \omega t \right) & \text{при } \pi - \frac{\omega\tau}{2} \leq \omega t \leq \pi \\ \frac{2E_m}{\omega\tau} \left(\omega t - \pi + \frac{\omega\tau}{2} \right) & \text{при } \pi \leq \omega t \leq \pi + \frac{\omega\tau}{2} \\ 0 & \text{при } \pi + \frac{\omega\tau}{2} \leq \omega t \leq 2\pi - \frac{\omega\tau}{2} \\ \frac{2E_m}{\omega\tau} \left(\omega t - 2\pi + \frac{\omega\tau}{2} \right) & \text{при } 2\pi - \frac{\omega\tau}{2} \leq \omega t \leq 2\pi \end{cases} \quad (1)$$

где E_m — амплитуда э. д. с. перемагничивания;

ω — угловая частота намагничивающего поля;

$\omega\tau$ — угол перемагничивания;

τ — время перемагничивания пленки.

Тогда для кривой магнитного потока, связанной с e выражением

$$\Phi_i = \int e d\omega t, \text{ получим}$$

$$\Phi_i = \begin{cases} 4\Phi_m \frac{\omega t}{\omega^2\tau^2} (\omega\tau - \omega t) & \text{при } 0 \leq \omega t \leq \frac{\omega\tau}{2}, \\ \Phi_m & \text{при } \frac{\omega\tau}{2} \leq \omega t \leq \pi - \frac{\omega\tau}{2}, \\ 4\Phi_m \frac{\omega t}{\omega^2\tau^2} (2\pi - \omega\tau - \omega t) + \Phi_m + & \text{при } \pi - \frac{\omega\tau}{2} \leq \omega t \leq \pi, \\ + \frac{4\Phi_m}{\omega^2\tau^2} \left(\pi - \frac{\omega\tau}{2} \right)^2 & \\ 4\Phi_m \frac{\omega t}{\omega^2\tau^2} (\omega t - 2\pi + \omega\tau) - \Phi_m + & \text{при } \pi \leq \omega t \leq \pi + \frac{\omega\tau}{2}, \\ + \frac{4\Phi_m}{\omega^2\tau^2} \left(\pi + \frac{\omega\tau}{2} \right)^2 & \\ - \Phi_m & \text{при } \pi + \frac{\omega\tau}{2} \leq \omega t \leq 2\pi - \frac{\omega\tau}{2}, \\ 4\Phi_m \frac{\omega t}{\omega^2\tau^2} (\omega t - 4\pi + \omega\tau) - \Phi_m + & \text{при } 2\pi - \frac{\omega\tau}{2} \leq \omega t \leq 2\pi, \\ + \frac{4\Phi_m}{\omega^2\tau^2} \left(2\pi + \frac{\omega\tau}{2} \right)^2 & \end{cases} \quad (2)$$

где $\Phi_m = \frac{E_m\omega\tau}{4}$ — максимальное значение потока.

Кривая Φ , также представлена на рис. 1. Выражения (1) и (2) представляют собой периодические, кусочно-гладкие и непрерывные функции. Для них существуют ряды Фурье, сходящиеся при всех значениях ωt к e и Φ . Частичные суммы рядов Фурье для e и Φ , имеют вид

$$S_{ne} = \frac{8E_m}{\pi\omega\tau} \sum_{n=1}^m \frac{1}{n^2} \left(1 - \cos n \frac{\omega\tau}{2}\right) \cos n \omega t, \quad (3)$$

$$S_{n\Phi} = \frac{32\Phi_m}{\pi\omega^2\tau^2} \sum_{n=1}^m \frac{1}{n^3} \left(1 - \cos n \frac{\omega\tau}{2}\right) \sin n \omega t, \quad (4)$$

где $n = 1, 3, 5, 7, 9 \dots$,

$m = \frac{2\pi f_n}{\omega}$ — приведенная полоса пропускания;

f_n — полоса пропускания устройства в герцах.

Относительное среднеквадратическое отклонение частичной суммы (3) от кривой e , приведенное к E_m , на участке импульса будет

$$\sigma_1 = \sqrt{\frac{2}{\omega\tau} \int_0^{\frac{\omega\tau}{2}} \left[\frac{2}{\omega\tau} \left(\frac{\omega\tau}{2} - \omega t\right) - \frac{8}{\pi\omega\tau} \sum_{n=1}^m \frac{1}{n^2} \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \cos n \frac{\omega\tau}{2}\right) \cos n \omega t \right]^2 d\omega t.} \quad (5)$$

Аналогично для восходящего и ниспадающего участков (2) получим

$$\sigma_2 = \sqrt{\frac{2}{\omega\tau} \int_0^{\frac{\omega\tau}{2}} \left[\frac{4\omega t (\omega\tau - \omega t)}{\omega^2 - \tau^2} - \frac{32}{\omega^2\tau^2\pi} \sum_{n=1}^m \frac{1}{n^3} \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \cos n \frac{\omega\tau}{2}\right) \sin n \omega t \right]^2 d\omega t.} \quad (6)$$

а для прямолинейного участка

$$\sigma_3 = \sqrt{\frac{1}{\pi - \omega\tau} \int_{\frac{\omega\tau}{2}}^{\pi - \frac{\omega\tau}{2}} \left[1 - \frac{32}{\omega^2\tau^2\pi} \sum_{n=1}^m \frac{1}{n^3} \left(1 - \cos n \frac{\omega\tau}{2}\right) \sin n \omega t \right]^2 d\omega t.} \quad (7)$$

Выражения (5)–(7) описывают относительные приведенные среднеквадратические погрешности, зависящие от угла переключения ωt и приведенной полосы пропускания m .

Для определения наиболее характерных значений ωt воспользуемся экспериментальными данными работы [2]. При кратности намагничивающего поля $H_m/H_c = 1 \div 4$ перемагничивание определяется смещением доменных стенок за время $\tau = 0,5 \div 0,25$ мксек, при $H_m/H_c = 4 \div 6$ происходит неоднородное вращение за время $0,25 \div 0,1$ мксек, а при $H_m/H_c =$

Рис. 2. Относительная средне-
квadraticческая погрешность σ_2 , %
в функции приведенной ширины
полосы пропускания m при зна-
чениях $\omega\tau$, равных:

1 — $0,5\pi$; 2 — $0,2\pi$; 3 — $0,1\pi$ и 4 — $0,05\pi$

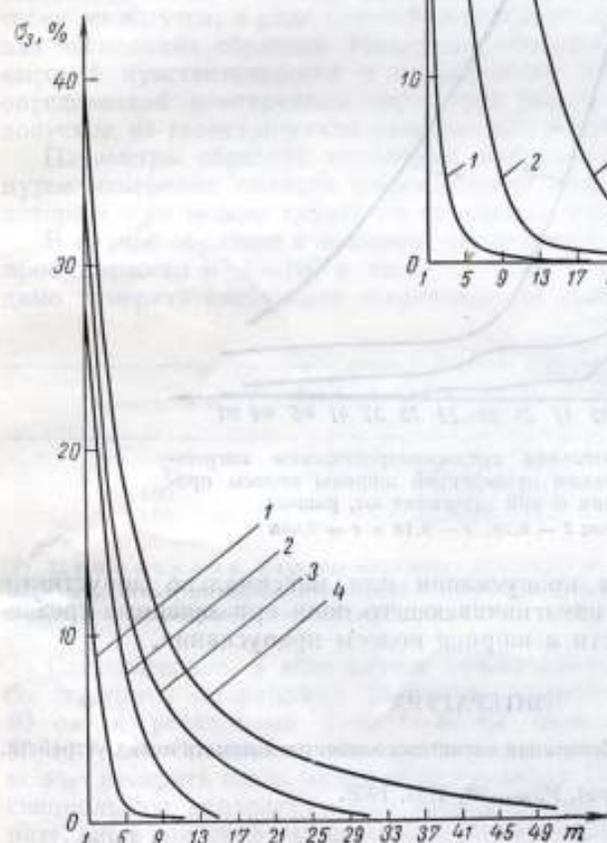
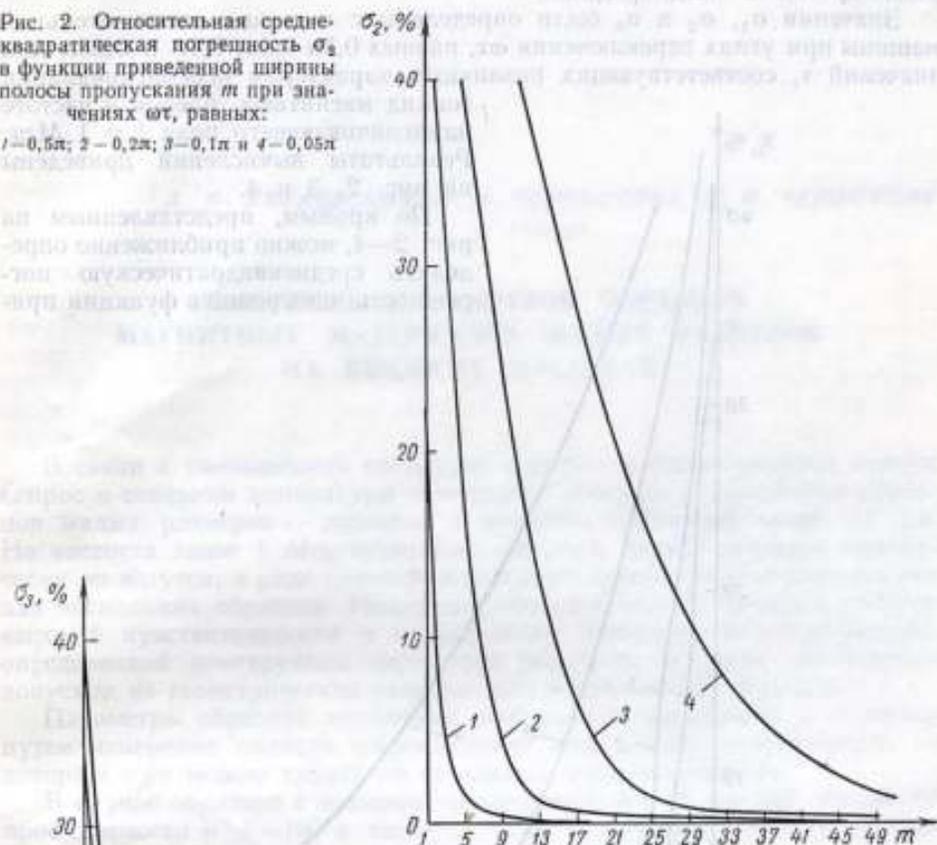


Рис. 3. Относительная средне-
квadraticческая погрешность σ_3 в функции приве-
денной ширины полосы про-
пускания m при значе-
ниях $\omega\tau$, равных:

1 — $0,5\pi$; 2 — $0,2\pi$; 3 — $0,1\pi$ и
4 — $0,05\pi$

$= 6-10$ за $0,1-0,05$ мксек. В этом случае вращение может быть как однородным, так и неоднородным.

Значения σ_1 , σ_2 и σ_3 были определены с помощью вычислительной машины при углах переключения ωt , равных $0,5\pi$, $0,2\pi$; $0,1\pi$ и $0,05\pi$ для значений τ , соответствующих различным характеристикам перемагничивания тонких магнитных пленок и частоте намагничивающего поля $f = 1$ МГц. Результаты вычислений приведены на рис. 2, 3 и 4.

По кривым, представленным на рис. 2-4, можно приближенно определить среднеквадратическую погрешность измерений в функции при-

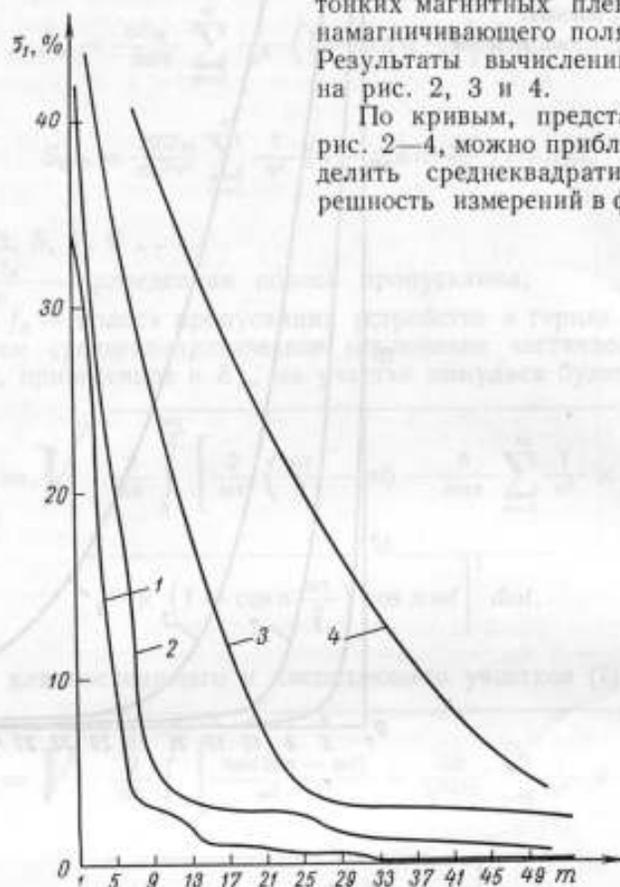


Рис. 4. Относительная среднеквадратическая погрешность σ_1 в функции приведенной ширины полосы пропускания m при значениях ωt , равных:
1 — $0,5\pi$; 2 — $0,2\pi$; 3 — $0,1\pi$ и 4 — $0,05\pi$

веденной ширины полосы пропускания или максимально допустимые частоту и напряженность намагничивающего поля при заданных среднеквадратической погрешности и ширине полосы пропускания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иконников С. Н. Испытания магнитных элементов автоматических устройств. Л., Изд. «Энергия», 1968.
2. Hagerdon F. V. J Appl. Phys., 29, 274s, 1958.

Поступила в редакцию
1.XI.1968 г.

А. Ф. КУГАЕВСКИЙ, Н. Н. ЧЕРНОУСОВА, Л. П. ЧЕРНОУСОВ

СНИИМ

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

В связи с уменьшением габаритов электро- и радиоприборов возник вопрос о создании аппаратуры и методики измерения параметров образцов малых размеров — торондов с внешним диаметром менее 10 мм. На частотах выше 1 Мгц измерения образцов малых размеров практически не ведутся, в ряде случаев определяют только усредненные данные для нескольких образцов. Измерения образцов малых размеров требуют высокой чувствительности и стабильности измерительной аппаратуры, определенной конструкции держателя образцов, а также уменьшения допусков на геометрические размеры при изготовлении образцов.

Параметры образцов магнитных материалов определяют в основном путем измерения полного сопротивления или полной проводимости, по которым уже можно судить об остальных характеристиках.

В случае образцов с внешним диаметром менее 10 мм при магнитной проницаемости $\mu' 1-100$ и тангенсе угла потерь $\text{tg } \delta_{\mu} 0,001-1$ необходимо измерять следующие сопротивления (табл. 1).

Таблица 1

Частота, Мгц	Сопротивления, ом	
	реактивное	активное
1	$1,8 \cdot 10^{-4}-0,5$	$1,8 \cdot 10^{-2}-0,52$
100	$1,8 \cdot 10^{-2}-51,6$	$1,8 \cdot 10^{-2}-51,6$
150	$0,026-77,5$	$2,6 \cdot 10^{-4}-77,5$

Примечание. Размеры образцов соответствуют нормам НПО.707.000 «Сердечники кольцевые из оксидно-магнитных материалов». Размеры рассчитывались образцы с внешним диаметром $1,5 \div 10,0$ мм.

Следовательно, в этом случае нужна аппаратура, которая позволила бы измерять приращения активных сопротивлений порядка $2 \cdot 10^{-7}-80$ ом и реактивных $2 \cdot 10^{-4}-80$ ом (или индуктивности $2 \cdot 10^{-11}-80 \cdot 10^{-9}$ гн). Однако так как при помощи существующих приборов невозможно измерить столь малые сопротивления [1], необходимо разработать специальную аппаратуру или расширить пределы существующих измерительных приборов в сторону измерений малых сопротивлений с помощью различного рода трансформирующих устройств [2].

Создание необходимой аппаратуры затруднено тем, что у большинства высокочастотных образцов магнитных материалов реактивная

составляющая полного сопротивления значительно больше активной (табл. 2), т. е. приходится измерять малые активные сопротивления на фоне большой реактивности.

Как известно, малые приращения полных сопротивлений наиболее точно определяют мостовым методом. В частности, на частотах выше 1 МГц успешно применяют Т-образные мостовые схемы [3—6]. Путем расчета чувствительности и соответствующего выбора параметров элементов, входящих в схему двойного Т-образного моста (рис. 1), можно испытывать образцы с внешним диаметром 5 мм и более в диапазоне частот 40—200 МГц.

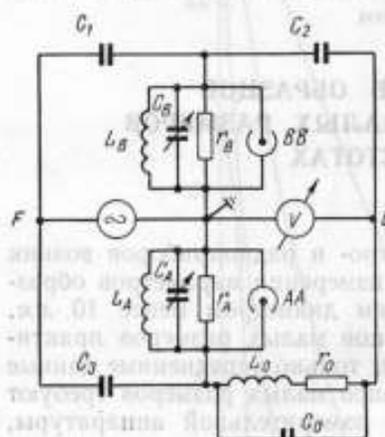


Рис. 1. Схема двойного Т-образного моста.

Для частот ниже 40 МГц наиболее приемлема схема одинарного Т-образного моста. В применявшихся ранее одинарных Т-образных схемах [7] в качестве отсчетного элемента использовали магазины сопротивлений или проводимостей, которые на частотах выше 10 МГц имеют большую частотную погрешность. Компенсация паразитных индуктивностей и емкостей в принципе возможна на фиксированной частоте, но это усложнит конструкцию приборов. Наиболее удобно в этом случае измерять активную составляющую при уравнивании моста изменением образцовой емкости (рис. 2). Тогда неизвестные составляющие проводимости можно выразить формулами

$$g_x = \frac{\omega^2 C_1}{g} (C_1' - C_4) = \frac{\omega^2 C_1}{g} \Delta C_4,$$

и

$$b_x = \omega [(C_1' - C_4) + C_3' - C_3] = \omega (\Delta C_3 + \Delta C_4),$$

где C_1, C_3, C_4 — емкости без испытуемого образца;

C_1', C_3', C_4' — то же с образцом.

В этом случае нет отдельного баланса по активной и реактивной составляющим. Устранить этот недостаток позволяет емкость C_2 , соединенная параллельно с C_3 и компенсирующая изменение емкости C_4 (рис. 3). Тогда формулы для неизвестных составляющих проводимости примут вид

$$g_x = \frac{\omega^2 C_1}{g} \Delta C_4$$

и

$$b_x = \omega \Delta C_3.$$

Таблица 2

Марка феррита	Частота, МГц	Сопротивления, ом		Размеры образцов, мм
		реактивное	активное	
20ВЧ	40	2,6	0,026	10×6×3
30ВЧ	40	4,5	0,004	10×6×3
50ВЧ	40	8,6	0,680	10×6×3
20ВЧ	90	1,8	0,800	5×3×1
30ВЧ	90	1,9	0,002	5×3×1
50ВЧ	90	3,6	2,860	5×3×1

Достигнуть отдельной регулировки активной составляющей можно также применением сдвоенного конденсатора C_1 и C_4 . Сдвоенный блок переменных конденсаторов должен обеспечивать постоянство суммы емкостей $C_1 + C_4$ (рис. 4). Активная и реактивная составляющие в этом случае определяются выражениями

$$g_x = \frac{\omega^2}{g} [\Delta C (C_1 - C_4) - \Delta C^2]$$

и

$$b_x = \omega \Delta C_3,$$

где ΔC — изменение сдвоенной емкости C_1 и C_4 .

Приведенные схемы одинарных Т-образных мостов имеют несомненные преимущества перед аналогичными мостами, в которых отсчет активной составляющей производится по магазину проводимостей. Они проще по конструкции, имеют более широкий частотный диапазон и большую точность измерения.

Одинарные Т-образные схемы, как и двойные, позволяют измерять параметры образцов ферромагнетиков внешним диаметром более 5 мм с погрешностью по μ' , равной 2—5%, и по $\text{tg } \delta_\mu$ с погрешностью 10—15% [9]. В этом случае исследуемый образец чаще всего помещают в отрезок коаксиальной линии [8]. Коаксиальные линии служат не только намагничивающим устройством, но и выполняют роль трансформаторов, увеличивающих сопротивления, вносимые образцами, до величины сопротивления (проводимости), измеряемого мостом. Таким образом, применение коаксиальных линий позволяет измерять практически любые малые сопротивления.

Однако для образцов малых размеров и тем более образцов с малыми магнитными потерями применение держателей образцов в виде линий требует усложнения формул и введения многих поправок.

Отдельные параметры магнитных материалов малых размеров проще измерять генераторным методом (рис. 5). Магнитную проницаемость μ' и ее температурный коэффициент $\beta_{\mu'}$ определяют по уходу частоты Δf (при небольших отклонениях) или по изменению емкости контура ΔC_x

$$\mu' = \frac{2(f_1 - f_2)}{f_1^2} \cdot \frac{1}{4\pi^2 L_n C} K,$$

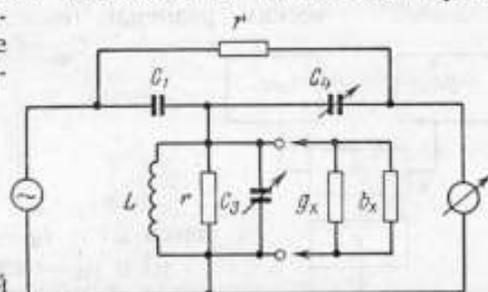


Рис. 2. Схема одинарного Т-образного моста. Измерение активной составляющей производится путем изменения емкости C_4 .

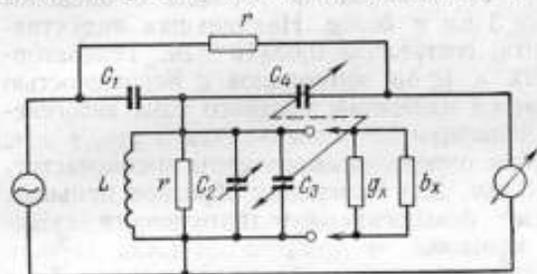


Рис. 3. Схема одинарного Т-образного моста с блоком конденсаторов C_4 и C_1 .

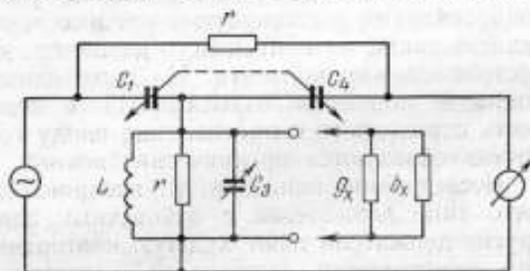
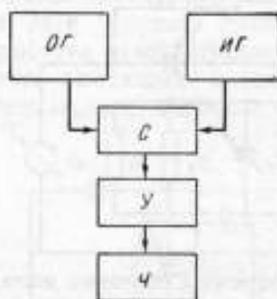


Рис. 4. Схема одинарного Т-образного моста с блоком конденсаторов C_1 и C_4 .

где f_1 и f_2 — соответственно частота измерительного генератора без образца и с образцом;

L_k — индуктивность образца, вычисленная по его геометрическим размерам (геометрическая индуктивность);

C — емкость контура генератора;



$$K = \frac{(f_1 + f_2) f_1}{2f_2^2};$$

$$\beta\mu' = \frac{\mu_2' - \mu_1'}{\mu_1 \Delta t},$$

здесь $\Delta t = t_2 - t_1$;

μ_1 и μ_2' — магнитная проницаемость соответственно при температуре t_1 и t_2 .

Рис. 5. Блок-схема генераторного метода.

ОГ — опорный генератор;
ИГ — измерительный генератор;
С — смеситель; У — усилитель; Ч — частотомер

Погрешность измерения μ' генераторным методом для большей части высокочастотных ферромагнетиков составляет не более 5%. Это подтвердилось при сравнении измерений, проведенных при помощи разработанного измерительного генератора и мостов, собранных по Т-образным схемам [10, 11]. Измерялись образцы с внешним диаметром 3 мм и более. Наименьшая индуктивность, которую удалось измерить, составляла $0,08 \cdot 10^{-9}$ гн. Генераторный метод позволяет определить и $\lg \delta\mu$ материалов с погрешностью не более 30%. При этом определяется изменение анодного тока автогенератора, вызванное испытуемым образцом.

Все известные методы позволяют определять параметры высокочастотных образцов размерами более 3 мм. Для измерения образцов меньших размеров необходимо дальнейшее повышение чувствительности существующих и разработка новых методов.

Измерение малых величин составляющих полного сопротивления $Z_n = r_n + jX_n$ требует создания устройства для подключения к измерительной схеме, которое должно иметь малое переходное сопротивление и хорошую воспроизводимость (более $1 \cdot 10^{-7}$ по r и $1 \cdot 10^{-5}$ по X). Общим недостатком всех держателей является нестабильность переходного сопротивления контакта, которую очень трудно определить. Такая нестабильность объясняется влиянием множества факторов на величину переходного сопротивления и сложностью процессов, происходящих в контакте. Она зависит также от контактного давления, динамической нестабильности и местоположения контакта. Но даже одинаковое контактное давление и покрытие контактов из благородного металла не устраняют нестабильность переходного сопротивления ввиду того, что на контактных поверхностях образуются органические пленки.

Исследования показали, что воспроизводимость измерений для наилучшего типа держателей с байонетным замком достигает $10^{-6} - 10^{-5}$ ом; другие держатели дают худшую повторяемость. Все это требует изменения конструкции держателей — уменьшения контактных переходных сопротивлений или создания бесконтактных держателей.

Другой особенностью измерения параметров образцов является то, что в формулу расчета входят геометрические размеры образца, чаще всего геометрическая индуктивность L_k

$$L_k = 4,6 \lg \frac{D}{d} h \cdot 10^{-9} \text{ гн},$$

где D и d — внешний и внутренний диаметры образца;
 h — высота образца.

Согласно нормам НПО.707.000, все образцы разделяются по диаметрам. Рассмотрим некоторые из них (табл. 3)

Таблица 3

Размеры феррита	Диаметр, мм		Высота образца, мм
	наружный	внутренний	
K10×6×3	10±0,2	6±0,2	3±0,2
K7×4×2	7±0,2	4±0,15	2±0,15
K5×3×1	5±0,15	3±0,1	1±0,1

Определим погрешность геометрической индуктивности образца при $L_k = 4,6 \lg \frac{D}{d} h \cdot 10^{-9}$ гн. Если погрешность $\lg D/d$ обозначить через k , то предельная относительная погрешность примет вид

$$\delta_{L_k} = \frac{dk}{k} + \frac{dh}{h},$$

Таблица 4

где, согласно работе [10],

$$\frac{dk}{k} = \frac{1}{2 \lg \frac{D}{d}} \left(\frac{\varepsilon_1}{D} + \frac{\varepsilon_2}{d} \right),$$

здесь $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — абсолютные погрешности измерительного инструмента.

Если не учитывать геометрические размеры каждого феррита, то предельная погрешность измерения L_k по допускам нормам НПО.707.000 (табл. 4) составит 19—25%.

Погрешность можно уменьшить, если измерять в отдельности размеры каждого образца, в этом случае она будет зависеть от точности измерительного инструмента. Исходя из точности измерительного инструмента были рассчитаны погрешности измерения L_k (табл. 5).

Значительную трудность представляет определение внутреннего диаметра, который практически измеряется с погрешностью 0,1 мм. Как видно из табл. 4, геометрические размеры нужно измерять особенно точно, так как чем меньше размеры, тем больше погрешность за счет их измере-

Примечание. Среднеквадратическая погрешность рассчитана по закону накопления средних погрешностей при косвенных измерениях.

Таблица 5

Погрешность измерительного инструмента	Относительная погрешность измерения величины L_k , %	Размеры феррита		
		K10×6×3	K7×4×2	K5×3×1
Расчет согласно допускам на размеры нормам НПО.707.000	предельная функции	19	22	25
	среднеквадратическая	14	16	18
Измерение D, d и h феррита штангенциркулем с погрешностью 0,1 мм	предельная функции	9,2	11	22
	среднеквадратическая	5,2	6,6	13,2
Измерение D и h феррита микрометром с погрешностью 0,01 мм	предельная функции	4,3	5,6	9,1
	среднеквадратическая	3,6	5,2	7,8

ния. Для средних размеров, взятых из нормали НПО.707.000, можно допустить $\delta_{L_k} = 19-25\%$, а среднеквадратическая погрешность $\sigma = 14-18\%$. Эти погрешности в основном и ограничивают точность измерения при массовом контроле ферритов, так как процесс измерения геометрических размеров является относительно длительным. При более точных исследованиях образцы необходимо измерять по каждому параметру не менее чем в десяти точках в связи с тем, что они неодинаковы по периметру, и брать среднеарифметическое измеряемой величины.

Измерение каждого образца в отдельности даже с погрешностью 0,01 мм дает $\delta_{пред} = 9-4\%$ и $\delta_{ср.пл} = 8-4\%$.

При изготовлении и аттестации образцов малых размеров такое значение погрешности явно велико. Однако измерять геометрические размеры образца с погрешностью менее 0,01 мм не имеет смысла, поскольку допуски на обработку поверхностей гораздо больше. В связи с этим необходимо, чтобы нормальные образцы были изготовлены наиболее тщательно и с меньшими допусками.

В заключение можно сделать следующие выводы.

Измерение образцов магнитных материалов малых размеров требует высокой чувствительности и стабильности измерительной аппаратуры. Для отдельных образцов необходимо определять активную составляющую, близкую к $1 \cdot 10^{-7}$ ом, и индуктивность — около $10^{-10}-10^{-11}$ гн.

Повторяемость переходных сопротивлений держателя должна быть не менее $1 \cdot 10^{-7}$ ом по активной составляющей и 10^{-11} гн по индуктивности.

При точных измерениях параметров, в частности при аттестации стандартов образцов малых размеров образцы должны изготавливаться по специальному заказу с допусками меньшими, чем предусмотрено в нормали НПО.707.000.

Начальную магнитную проницаемость и тангенс угла магнитных потерь нормальных ферритовых образцов малых размеров можно измерять в диапазоне частот 1—50 Мгц при помощи мостов, собранных по одинарной, а в диапазоне частот 20—200 Мгц при помощи мостов, собранных по двойной Т-образной схеме.

Для производственных измерений в указанном частотном диапазоне наиболее пригодны измерительные генераторы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эпштейн С. Л. Измерение характеристик конденсаторов. М.—Л., Изд. «Энергия», 1965.
2. Грохольский А. Л., Кугаевский А. Ф. Определение магнитной проницаемости и угла потерь ферромагнетиков куметром. «Заводская лаборатория», 1963, № 9.
3. Грохольский А. Л. Измерители добротности — куметры. Новосибирск, Изд. «Наука», 1966.
4. Choudhury G. K. Magnetic Measurements with Bridged—T network, Electronics and Radio Engineer, 1959, v. 36, № 11.
5. Choudhury G. K. Aen, P. L. Magnetic Measurements with T—Bridged network, J. of Scientific Instruments, v. 35, № 41958.
6. Posel Py. K. Generalized Bridged—T Configuration. Electronic Technology, August, 1962.
7. Кугаевский А. Ф., Микитинский М. С., Талько-Гринцевич П. П. Т-образный мост для магнитных измерений на частоте 10 Мгц. «Измерительная техника», 1966, № 8.
8. Кугаевский А. Ф. Определение комплексной магнитной проницаемости ферритов в диапазоне метровых волн. «Измерительная техника», 1962, № 2.
9. ГОСТ 12636—67. Материалы магнитомягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот 1—200 Мгц. 1967.
10. Щеглов Б. М. Математическая обработка результатов наблюдения. М., Физматгиз, 1962.
11. Момот Е. Г. Радиотехнические измерения. М., Изд. «Энергия», 1957.

Поступила в редакцию
11.11.1969 г.

П. П. ТАТЬКО-ГРИНЦЕВИЧ

СНИИМ

О МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ПОЛОСКОВЫХ РЕЗОНАТОРАХ

При измерении тензорной проницаемости ферромагнетиков на частотах 100—500 Мгц для получения одних и тех же характеристик различные авторы пользуются различной методикой и аппаратурой. Наиболее часто применяют два метода: полоскового резонатора и скрещенных линий.

Исследования, проведенные в СНИИМ, показали относительно малую пригодность метода скрещенных линий и практическую универсальность метода полоскового резонатора. Во втором случае важное значение приобретает правильный выбор и учет формы образца, отсутствие излучения с краев линии и однородность поля, в котором находится образец.

Оценим влияние формы и положения образца в полосковой системе на точность измерения тензорной магнитной проницаемости.

На частотах сантиметрового и нижней части дециметрового диапазонов волн компоненты тензора магнитной проницаемости измеряют, помещая образец ферромагнитного гиротропного вещества в волновод или объемный резонатор. В этих системах электромагнитная волна может быть поляризована различным образом, и гиротропное тело, взаимодействуя с ней, разделяет ее на обыкновенную и необыкновенную (двойное лучепреломление). В результате чего происходит поворот плоскости поляризации волны, проявляющийся как «расщепление резонансного пика», т. е. положение резонансного максимума или экстремального значения стоячей волны различно для волн различной поляризации. Методика этих измерений изложена в работах [1 и 2].

В диапазоне метровых волн, где применение объемных резонаторов практически исключено, обычные коаксиальные и полосковые системы не допускают существования в них кругополяризованных колебаний, вследствие чего значительно усложняется связь параметров резонатора с характеристиками исследуемого вещества.

Не останавливаясь на выводе, приведем формулу гиротропного возмущения резонатора, содержащего образец гиротропного вещества в виде эллипсоида и возбуждаемого колебаниями типа ТЕМ, при условии малой «электрической длины» образца

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{1}{W} \int_{V_0} \left\{ \frac{(\mu-1) [1 + k^2 N_x N_y / (1 + N_x (\mu-1))] [1 + N_y (\mu-1) - k^2 N_x N_y]}{1 + N_y (\mu-1)} - \frac{k^2 N_x}{[1 + N_x (\mu-1) [1 + N_y (\mu-1)] - k^2 N_x N_y]} \right\} |\vec{h}|^2 dV, \quad (1)$$

где

$$W = \int_{V_0} (\vec{E}^* \vec{E}^{*'} + \vec{h}^* \vec{h}^{*'}) dV = 2 \int_{V_0} \vec{h}^* \vec{h}^{*'} dV,$$

\vec{E}^* и \vec{h}^* — соответственно напряженности внешнего переменного электрического и магнитного полей;

N_x и N_y — коэффициенты размагничивания вдоль оси x и y ;

V_0 — объем резонатора;

$\Delta\omega$ — комплексный сдвиг частоты;

ω — круговая частота;

* — комплексносопряженная величина;

μ и k — соответственно диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости.

Постоянное поляризующее поле приложено перпендикулярно переменному магнитному полю.

Из всех возможных форм образцов рассмотрим бесконечную пластину, для которой, как известно, один из коэффициентов размагничивания равен единице, а остальные — нулю. Здесь возможны два случая: когда плоскость пластины ориентирована вдоль постоянного магнитного поля ($N_x = N_y = 0, N_z = 1$) и когда она ориентирована перпендикулярно постоянному магнитному полю ($N_x = N_y = 0, N_z = 1$).

В первом случае

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu} \text{ const},$$

во втором

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = (\mu - 1) \text{ const}.$$

Через const обозначен результат интегрирования в формуле (1).

Практически образец можно уподобить пластине лишь с некоторым приближением, определяемым отношением стороны пластины к ее толщине. Если коэффициент размагничивания $N_y = N_x = \delta$ мало отличается от нуля, то $N_z = 1 - \delta$ мало отличается от единицы (для первого случая). Подставив эти значения в выражение (1), с точностью до величины δ^2 получим

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left[\frac{\mu^2 - k^2}{\mu} - 1 - \delta \left(\mu - 1 - \frac{\mu - 1}{\mu} - \frac{k^2}{\mu} \right) \right] \text{ const}.$$

Во втором случае при $N_z = 1 - \delta, N_x = N_y = \delta$ будет

$$\frac{\omega}{\Delta\omega} = \left(\frac{1}{\mu - 1} + \delta \right) \text{ const}.$$

Правая часть полученного равенства аналогична выражению для проницаемости тела с коэффициентом размагничивания N

$$\frac{1}{\mu_{эфф}} = \frac{1}{\mu} + N.$$

Следовательно, необходимо выбрать такую форму образца, при которой коэффициент размагничивания вдоль переменного магнитного поля минимален. Кроме того, надо определить допуск на искривление силовых линий магнитного поля, который не приводил бы к погрешностям, больше заданных. Иначе говоря, следует определить поле на краях полосковой линии при помещении туда намагниченного гиротропного тела в форме трехосного эллипсоида.

Прямое решение этой задачи невозможно, поэтому приведем лишь некоторые оценочные соображения. В работе [3] предложен следующий подход к краевой задаче: пусть имеется полосковый резонатор с параметрами поперечного сечения $b-t$ и W , где $2b$ — расстояние между заземленными пластинами, $2t$ и $2W$ — соответственно толщина и ширина среднего электрода (рис. 1, а). Хотя форма поля в поперечном сечении такой системы достаточно сложна, сделав конформное отображение поперечного сечения на прямоугольник, можно все свести к классической задаче о полосковом волноводе — системе, образованной двумя бесконечными плоскостями, между которыми могут распространяться ТЕМ-волны. Сделав обратный переход, установим связь между параметрами резонатора, свойствами образца и изменением частоты. Ясно, что правильность таких построений зависит от возможности перехода к прямоугольной форме поперечного сечения. Для этого высокочастотное поле должно затухать к краям, т. е. излучение с краев линии должно отсутствовать.

Для выполнения условия однородного намагничивания необходимо изготовить образец такой формы, чтобы силовая линия «не пронзала» его боковую стенку, так как плотность силовых линий на среднем электроде выше, чем на заземленных пластинах. Поскольку выполнить такой образец невозможно, допускается погрешность [3], равная четвертой степени отношения основания образца (в форме прямоугольного бруска) к расстоянию между заземленными пластинами.

Если, следуя работе [3], отобразить на прямоугольнике $TRQP$ (рис. 1, б) первый квадрант поперечного сечения симметричной полосковой линии (остальные получаются зеркальным отражением первого), то для первого случая (на отображении) поляризующее поле должно быть перпендикулярно заземленным плоскостям, а толщина образца в направлении, перпендикулярном плоскости прямоугольника, мала. Сделав обратный переход, легко установить, что это возможно, если линии подмагничивающего и высокочастотного переменного электрического полей совпадают. Ввиду того, что такое намагничивание получить трудно, постоянное поле прикладывают перпендикулярно заземленным пластинам, а размеры образца выбирают, исходя из требования малой неоднородности отображенного

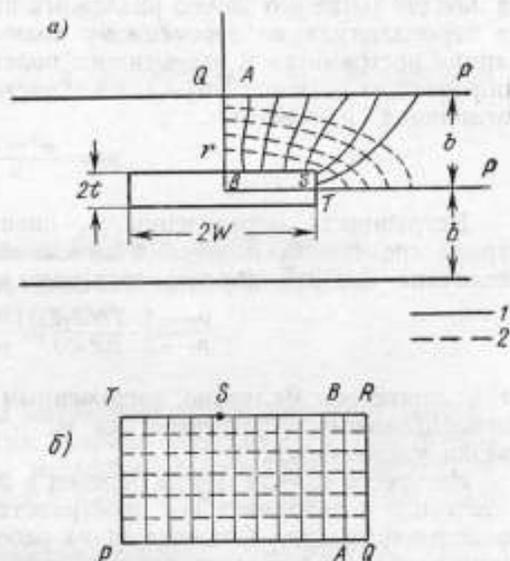


Рис. 1. Отображение силовых линий поля на прямоугольник

1 — 2 — силовые линии переменных электрического и магнитного полей соответственно

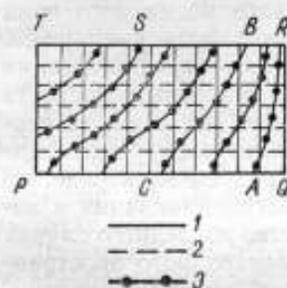


Рис. 2. Отображение картины поля в полосковом тракте при наличии внешнего поляризующего поля, приложенного перпендикулярно пластинам.

1, 2, 3 — силовые линии переменного электрического, переменного магнитного и постоянного магнитного полей соответственно

поляризуемого поля в объеме образца. Из рис. 2, на котором дано отображение поляризуемого поля на прямоугольник $TRQP$, видно, что параллельные силовые линии постоянного поля изогнулись так, что в каждой точке его можно разложить на две составляющие: параллельно и перпендикулярно переменному полю. В области $TSCP$, где силовые линии постоянного и переменного полей совпадают, реакция резонатора определится величиной $\mu_3 - 1$, а в области $BRQA$, где они ортогональны, — величиной $\mu_1 - 1$

$$\mu_1 = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}$$

Погрешность определения μ_1 оценивается вкладом областей, где, кроме «полезной», имеется и «мешающая» поляризация, относительная величина которой определяется выражением

$$\frac{\mu_3 - 1}{\mu_1 - 1} \cdot \frac{TBVA}{BRRQ} = \frac{\mu_3 - 1}{\mu_1 - 1} \cdot \frac{TB}{BR}, \quad (2)$$

т. е. критерием Валдрона, умноженным на $\mu_3 - 1 / \mu_1 - 1$. Но так как для намагниченного ферромагнетика $\mu_3 \rightarrow 1$, погрешность определения μ_1 резко уменьшается.

Интересен случай когда образец в форме пластины лежит на среднем электроде и заполняет все пространство между ним и заземленной пластиной тракта. Как следует из работы [4], размагничивающие факторы необходимо учитывать даже тогда, когда образец больше, чем объем поля в нем. Следовательно, в формуле (2) $\mu_3 - 1$ надо заменить на $\mu^{-1} - 1$ и μ_1 на μ , так как погрешность в этом случае становится чрезвычайно малой.

Таким образом, можно сделать вывод, что наилучшей формой образца для измерения компонентов тензора магнитной проницаемости в метровом диапазоне волн является пластина. При этом возникают два вида погрешностей: за счет конечных размеров образца и за счет краевого поля в полосковом тракте. Первая погрешность полностью определяется коэффициентом размагничивания в направлении переменного магнитного поля и при заданных форме и размерах образца не может быть уменьшена. Погрешность за счет краевого поля различна для различной ориентации образца относительно полоскового тракта. Так, для пластины, плоскость которой лежит в плоскости поперечного сечения тракта, она равна четвертой степени отношения ее длинной стороны к расстоянию между заземленными плоскостями. Если же пластина лежит на среднем электроде, то указанная величина умножается на коэффициент размагничивания в направлении плоскости пластины-образца. Преимущество последнего случая заключается в том, что при заполнении всего межэлектродного пространства резко упрощаются расчетные формулы, так как коэффициент, учитывающий отношение сечений образца и резонатора, обращается в единицу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1963.
2. Никольский В. В. «Радиотехника и электроника», 1957, № 4.
3. Waldron R. A. *Magn. Rev.*, v. XXVII, № 152, First quarter, 1964 (42).
4. Ферромагнитный резонанс. Сб. под ред. В. С. Воиновского М., Физматгиз, 1967.

Поступила в редакцию
9. X. 1968 г.

А. А. ГЕРБЕР, А. Ф. КУГАЕВСКИЙ

СНИИМ

АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ОБРАТИМОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Одновременное намагничивание магнитномягких материалов высокочастотными и постоянными полями широко применяют в различных областях техники. Магнитномягкие материалы в этом случае характеризуются зависимостью действительной и мнимой составляющих обратной магнитной проницаемости от напряженности подмагничивающего поля и частоты. Однако аппаратура, позволяющая измерять обратимую проницаемость магнитномягких материалов в диапазоне частот 0,5—300 МГц, практически отсутствует.

В данной статье рассматривается созданная в СНИИМ аппаратура для измерения обратной магнитной проницаемости на высоких частотах.

Для измерения обратной магнитной проницаемости в диапазоне 0,5—50 МГц разработан высокочастотный пермеаметр специальной конструкции.

Измерение на частотах 10—300 МГц проводят с помощью нескольких типов резонаторов. Создание подмагничивающего устройства, не искажающего результаты измерений, связано с необходимостью разделить измерительные и подмагничивающие цепи. У высокочастотного пермеаметра в качестве фильтра между измерительной и подмагничивающей цепью использован настроенный параллельный колебательный контур. У резонаторов для этой цели используют четвертьволновые отрезки коаксиальных линий с подвижным закорачивающим поршнем.

Общий вид пермеаметра для измерения обратной магнитной проницаемости показан на рис. 1.

В этом варианте конструкции пермеаметра вектор \vec{H}_0 напряженности подмагничивающего поля коллинеарен вектору \vec{H}_1 высокочастотного поля.

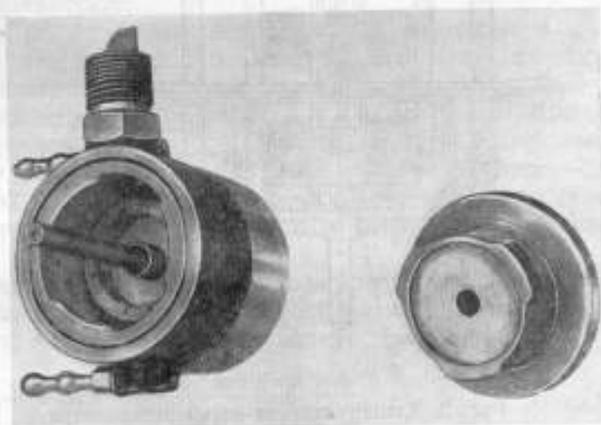


Рис. 1. Пермеаметр для измерения обратной магнитной проницаемости.

Более детальное представление об устройстве предлагаемого пермеметра дает рис. 2. Первичная тороидальная обмотка 19 выполнена на вспомогательном сердечнике 20 из магнитного материала с малыми потерями. Выводы первичной обмотки припаяны к контактным штырям 1. В качестве первичного сердечника желательнее использовать сердечник из карбонильного железа параметры которого в меньшей степени, чем у ферритовых сердечников, подвержены влиянию постоянных магнитных полей. Наличие этих полей определяется близлежащими проводниками с током, питающим подмагничивающее устройство.

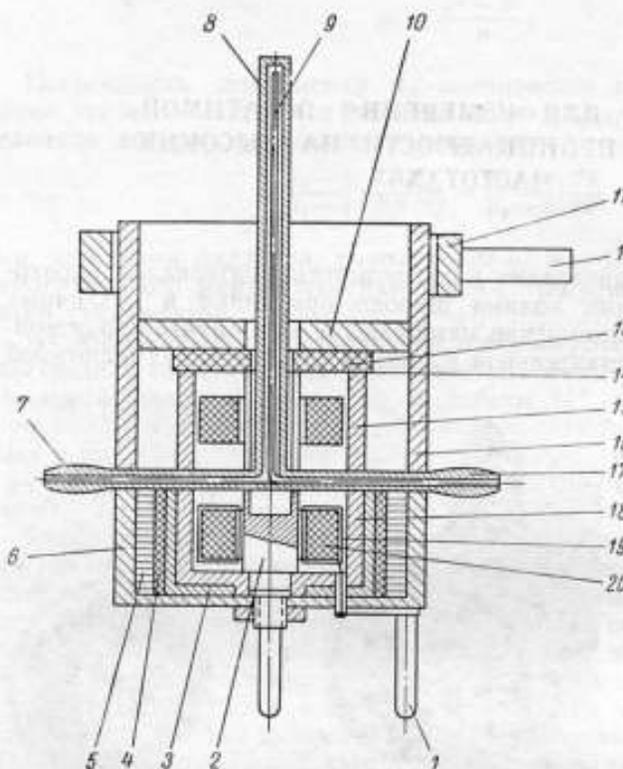


Рис. 2. Конструктивная схема пермеметра.

Массивный вторичный виток пермеметра разборный и представляет собой медный стакан, состоящий из двух частей 15 и 18 со средним стержнем 2 и закорачивающим медным диском 14. Контакт закорачивающего диска со стаканом обеспечивается прижимным устройством, показанным на рис. 2 схематически в виде шайбы 10 и резиновой прокладки 13.

Подмагничивающее устройство пермеметра состоит из разборного короткозамкнутого коаксиального проводника, состоящего из деталей 8 и 16 и сопряженного с основной полостью пермеметра так, как показано на рис. 2.

В связи с тем, что через подмагничивающее устройство протекают токи до нескольких сотен ампер, в конструкции пермеметра предусмотрена система охлаждения. Элементами ее являются штуцеры 7, 17 и трубка 9, обеспечивающая циркуляцию воды.

Массивное латунное кольцо 11 соединяется с деталью 16 в двух диаметрально противоположных точках для обеспечения более равномерного растекания подмагничивающего тока, источник которого присоединяется при помощи гибких проводников большого сечения и специальных переходных устройств к стержням 8 и 12.

Для защиты первичного сердечника от внешних паразитных полей нижняя часть пермеметра заключена в экранирующую полость, состоящую из внутреннего пермаллового экрана 3, распорной немагнитной втулки 4 и внешнего экрана 5, выполненного в виде пакета шайб из трансформаторной стали. Экранирующее действие оказывает также стальной полукорпус 6. Внешний развязывающий фильтр с помощью цангового зажима подсоединяется к стержню 8.

В качестве развязывающего фильтра между измерительным контейнером и цепью подмагничивания, как уже указывалось, выбран настраиваемый параллельный колебательный контур. Для намотки катушки индуктивности контура использована двоянная трехмиллиметровая медная трубка, через которую пропускается вода. Настройку контура осуществляют с помощью керамического подстроечного конденсатора.

Эквивалентная схема пермеаметра, учитывающая действие внешней цепи подмагничивания, изображена на рис. 3. Здесь z_{21} — эквивалентное сопротивление первичной обмотки пермеаметра; z_{22} — эквивалентное сопротивление вторичной обмотки пермеаметра; z_{12} — эквивалентное передаточное сопротивление; z_n — комплексные сопротивления измерительного контейнера и сопротивление испытуемого образца; $z_{\text{вн}}$ — комплексное сопротивление, внесенное в измерительный контейнер пермеаметра цепью подмагничивания; $z_{\text{вн}}$ может быть определено из выражения

$$z_{\text{вн}} \approx \frac{x_{\text{св}}}{z_{\text{рц}}},$$

(1)

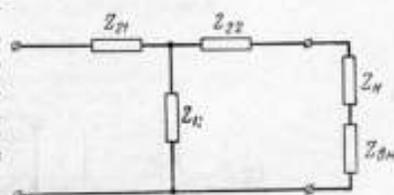


Рис. 3. Эквивалентная схема пермеаметра.

где $x_{\text{св}}$ — сопротивление связи между цепью подмагничивания и измерительным контейнером;

$z_{\text{рц}}$ — сопротивление цепи подмагничивания, включающее в себя эквивалентное сопротивление колебательного контура развязывающего фильтра.

Учитывая, что эквивалентное сопротивление колебательного контура составляет несколько десятков килоом, а $x_{\text{св}}$ не превышает 0,5 ома, влиянием внешней цепи при выводе расчетных формул пренебрегаем. Как показывает анализ, такое пренебрежение дает дополнительную погрешность менее 0,5% по магнитной проницаемости и менее 1% — по углу потерь.

При применении пермеаметра совместно с измерителем полных сопротивлений расчетные выражения для упругой составляющей комплексной магнитной проницаемости и угла магнитных потерь имеют вид

$$\mu_{\text{об}}' - 1 = \frac{L_{2x}(r_{\text{фкз}} r_{\text{xx}} \phi + x_{\text{xx}} x_{\text{xf}})}{L_a (r_{\text{xx}}^2 \phi + x_{\text{xx}}^2 \phi)} \quad (2)$$

и

$$\text{tg } \delta = \frac{a + Q_{2x} b}{b + Q_{2x} a} \cdot \frac{\mu_{\text{об}}' - 1}{\mu_{\text{об}}'} \quad (3)$$

где

$$a = x_{\text{фкз}} r_{\text{xx}} \phi - x_{\text{xx}} \phi r_{\text{фкз}};$$

$$b = r_{\text{фкз}} r_{\text{xx}} \phi - x_{\text{фкз}} x_{\text{xf}} \phi;$$

L_{2x} , Q_{2x} — постоянные пермеаметра, определяемые при его калибровке;
 L_a — геометрическая индуктивность образца.

$$x_{\text{фкз}} = x_{\text{ф}} - x_{\text{кз}};$$

$$x_{\text{xx}} \phi = x_{\text{xx}} - x_{\text{ф}};$$

$$r_{\text{фкз}} = r_{\text{ф}} - r_{\text{кз}};$$

$$r_{\text{xx}} \phi = r_{\text{xx}} - r_{\text{ф}};$$

r_{xx} и x_{xx} — входные активное и реактивное сопротивления пермеаметра при разомкнутой вторичной обмотке;

$r_{кз}$ и $x_{кз}$ — входные активное и реактивное сопротивления пермеаметра при замкнутой вторичной обмотке;

r_{ϕ} и x_{ϕ} — входные активное и реактивное сопротивления пермеаметра, когда вторичная обмотка замкнута и в нее вложен испытуемый образец.

В случае применения пермеаметра совместно с куметром значение проницаемости и тангенса угла магнитных потерь определяют из соотношений

$$\mu_{об} - 1 = \frac{k}{L_a} \cdot \frac{C_{кз} - C_{\phi}}{C_{\phi} - C_{xx}} \quad (4)$$

и

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\mu_{об} - 1}{\mu_{об}} \left(\frac{1}{Q_{\phi}} \left[\frac{Q_{xx} - Q_{\phi}}{Q_{xx}} - \frac{Q_{\phi} - Q_{кз}}{Q_{кз}} \right] + \operatorname{tg} \delta_0 \right), \quad (5)$$

где k , $\operatorname{tg} \delta_0$ — постоянные пермеаметра;

$C_{кз}$ — емкость куметра, необходимая для настройки измерительного контура в резонанс при замкнутой вторичной обмотке пермеаметра;

C_{xx} — то же при разомкнутой вторичной обмотке;

C_{ϕ} — то же, но вторичная обмотка замкнута и в нее вложен испытуемый образец;

$Q_{кз}$ и Q_{xx} — добротность пермеаметра при замкнутой и разомкнутой вторичной обмотке соответственно;

Q_{ϕ} — добротность пермеаметра в случае, когда вторичная обмотка замкнута и в нее вложен испытуемый образец.

Высокочастотные пермеаметры можно применять для измерения комплексной проницаемости магнитных материалов на частотах до 40—50 МГц [1].

При измерении комплексной проницаемости на более высоких частотах желательно помещать образец в отрезок закороченной на конце линии. В этом случае можно использовать системы с распределенными параметрами. Наибольшее распространение при этом получили коаксиальные резонаторы [2].

Недостаток систем с распределенными постоянными заключается в том, что при конструировании резонаторов на частоту порядка 50 МГц размеры установок получаются недопустимо большими. В связи с этим применяют коаксиальные резонаторы, нагруженные на сосредоточенную емкость, либо открытые на конце и настраиваемые на нечетное число четвертей длины волны [3, 4].

В СНИИМ для испытаний образцов магнитных материалов при подмагничивании постоянным полем на частотах 50—300 МГц создан макет установки, с помощью которой измерения проводятся по схеме резонатора, нагруженного на емкость, либо по схеме четвертьволнового резонатора.

На рис. 4 схематически показано устройство установки с коаксиальным резонатором, нагруженным на емкость. Закарачивающий поршень 1 перемещается реечной парой, снабженной нониусным отсчетным устройством, позволяющим измерять смещение поршня с погрешностью не более 0,05 мм. Нагрузочная емкость 5 выполнена переменной и служит для настройки резонатора на диапазон частот.

Для разделения по высокой частоте измерительного резонатора и внешней подмагничивающей цепи, состоящей из источника тока 2 и регулирующего устройства 3, служит четвертьволновый отрезок коаксиальной линии, обладающий большим входным сопротивлением и настраиваемый с помощью поршня 4.

Для ослабления шунтирующего действия внешней подмагничивающей цепи на измерительный резонатор, точка *a* должна быть максимально сдвинута в сторону закорачивающего поршня. Допустимый сдвиг определяется проницаемостью образца 6, подлежащего испытанию.

При использовании установки для измерения по схеме четвертьволнового резонатора нагрузочную емкость 5 отсоединяют.

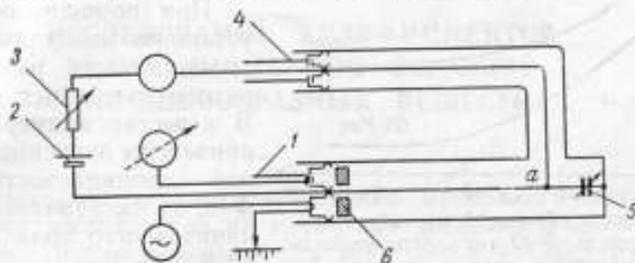


Рис. 4. Принципиальная схема резонатора.

Составляющие комплексной магнитной проницаемости образца, испытываемого с помощью резонатора, нагруженного на емкость, можно определить из соотношений

$$\mu_{об}^* = \frac{1}{\beta_0 d} \cdot \frac{1 - Z_0 C_0 \omega \operatorname{tg} \beta_0 (l_0 - \Delta l_0 - d)}{Z_0 C_0 \omega + \operatorname{tg} \beta_0 (l_0 - \Delta l_0 - d)} \quad (6)$$

и

$$\mu_{об}^* = \frac{\delta l}{d} \cdot \frac{1 + Z_0^2 C_0^2 \omega^2}{\cos \beta_0 (l_0 - \Delta l_0 - d) [Z_0 C_0 \omega + \operatorname{tg} \beta_0 (l_0 - \Delta l_0 - d)]}, \quad (7)$$

где $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ — фазовая постоянная;

Z_0 — волновое сопротивление пустого резонатора;

C_0 — емкость конденсатора;

Δl_0 — изменение резонансной длины резонатора при внесении образца в область максимума магнитного поля;

d — толщина образца;

δl — изменение ширины резонансной кривой на половинном уровне.

Выражения для составляющих комплексной магнитной проницаемости при измерении по схеме четвертьволнового резонатора принимают вид

$$\mu_{об}^* = \frac{1}{\beta_0 d} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_0 (l_0 - \Delta l_0 - d)}; \quad (8)$$

$$\mu_{об}^* = \frac{\delta l}{d} - \frac{l_0}{2Q_0 d} + \frac{\mu'}{2Q_0} - \frac{1}{Q_0}; \quad (9)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\mu_{об}''}{\mu_{об}'}, \quad (10)$$

где Q_0 — добротность пустого резонатора.

Резонатор, нагруженный на емкость, используют в СНИИМ на частотах 50—150 Мгц; на частотах выше 150 Мгц применяют четвертьволновый резонатор.

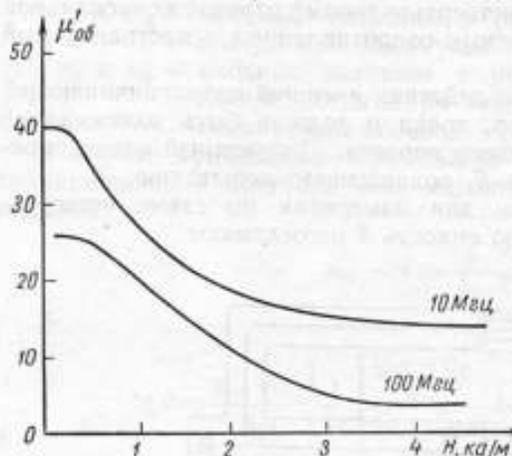


Рис. 5. Зависимость обратимой магнитной проницаемости феррита Ф-40 от напряженности подмагничивающего поля и частоты.

Погрешности измерения магнитной проницаемости в диапазоне частот 0,5—300 Мгц составляют для большей части высокочастотных магнитных материалов 3—5%, погрешности измерения тангенса угла потерь равны 15—20% + $5 \cdot 10^{-4}$.

При помощи описываемых установок измеряли обратимую проницаемость различных образцов магнитных материалов. В качестве примера на рис. 5 приведены зависимости магнитной проницаемости феррита Ф-40 от напряженности подмагничивающего поля на частотах 10 и 100 Мгц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грохольский А. Л., Кугаевский А. Ф. Определение магнитной проницаемости и угла потерь ферромагнетиков куметром. «Заводская лаборатория», 1963, № 9.
2. Кугаевский А. Ф., Яцынина Н. Л. Установка для измерения частотных спектров магнитных материалов. «Вопросы радиоэлектроники», вып. 6, 1965.
3. Плодунин Б. В. Коаксиальные диапазонные резонаторы. М., Изд. «Советское радио», 1965.
4. Hoer C. A. and Harrington R. D. Parallel Reversible Permeability Measurement Techniques From 50 kc/s to 3 Ge/s. J. of Res N. B. S. v. 67c, N 3, 1963.

Поступила в редакцию
21.IV.1968 г.

В. Г. АНТОНОВ

ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ ОБРАЗЦОВ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ВЕЩЕСТВ

Распространенным методом определения минералогического состава пород является исследование их магнитной восприимчивости при каротаже скважин. Предназначенная для этих целей аппаратура пригодна для исследования как слабо-, так и сильномагнитных руд. Диапазон измерения магнитной восприимчивости составляет $3 \cdot 10^{-5}$ — $300\,000 \times 10^{-5}$ ед. СИ.

Перед началом работ аппаратура должна быть проградуирована на всех пределах измерения с помощью комплекта нормальных образцов магнитной восприимчивости. Нормальные образцы изготавливаются из смеси магнитной и немагнитной компонент и имеют форму куба, призмы или цилиндра.

Магнитную восприимчивость вещества, состоящего из магнитной и немагнитной компонент, можно рассчитать методом, приведенным в работах [1, 2], однако для этого необходимо знать восприимчивость и форму зерна магнитной компоненты. В противном случае восприимчивость вещества образцов определяют экспериментально.

Магнитную восприимчивость смеси κ , из которой изготовлены образцы, обычно измеряют на магнитометрах. В соответствии с работой [3], ее вычисляют по формуле

$$\kappa = \frac{\kappa_r}{1 - N\kappa_r}, \quad (1)$$

где κ_r — восприимчивость образца (тела), измеренная на магнитометре;
 N — коэффициент размагничивания образца.

При $\kappa < 1000 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ произведением $N\kappa_r$ в формуле (1) можно пренебречь и считать $\kappa = \kappa_r$. При $\kappa > 1000 \cdot 10^{-5}$ величина $N\kappa_r$ может значительно повлиять на результат определения восприимчивости вещества, причем численное значение коэффициента размагничивания и погрешность его определения в значительной степени определяют точность вычисления κ по формуле (1). В формуле (1) коэффициент размагничивания можно представить в виде суммы

$$N = N_{\text{ин}} + N_{\text{ф}}, \quad (2)$$

где $N_{\text{ин}}$ — внутренний коэффициент размагничивания вещества образца;
 $N_{\text{ф}}$ — коэффициент, зависящий от формы и геометрических размеров образца (назовем его внешним коэффициентом размагничивания).

Сходство внутреннего и внешнего коэффициентов размагничивания проявляется в том, что они характеризуют размагничивающее поле, действующее внутри образца. Результирующая напряженность магнитного поля H в образце меньше внешней напряженности H_e на величину NJ

$$H = H_e - NJ,$$

где J — намагниченность образца.

Различие внутреннего и внешнего коэффициентов размагничивания состоит в том, что первый из них, как бы велик он ни был, при однородной и изотропной смеси практически не влияет на однородность намагничивания образца. Внутренний коэффициент размагничивания постоянен для всех точек образца, исключая тонкий поверхностный слой, влияние которого невелико. Величина $N_{\text{вн}}$ смеси определяется в соответствии с работой [4] из выражения

$$N_{\text{вн}} = N_m + N_0(1 - v), \quad (3)$$

где N_m — внутренний коэффициент размагничивания магнитной компоненты в чистом виде;

N_0 — коэффициент размагничивания зерна магнитной компоненты в смеси;

v — объемная концентрация магнитной компоненты.

Коэффициент размагничивания зерна магнитной компоненты в свою очередь зависит от v и может быть рассчитан приближенно [4]. Так, для сферической формы зерна

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= \left(\frac{1,25}{\sqrt[3]{v}} - 1 \right) \frac{1}{4\pi} \quad \text{при } 1,0 > v > 0,015^* \\ N_0 &= \frac{1}{3} \quad \text{при } v < 0,015 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Величина N_0 для любой точки в общем случае зависит от геометрических размеров и формы образца, его магнитных характеристик и положения точки внутри образца и может быть точно рассчитана только для тел, ограниченных поверхностью вращения второго порядка. Для всех остальных тел коэффициент размагничивания находится опытным путем.

Были определены коэффициенты размагничивания образцов порошкообразного магнетита в разомкнутой магнитной цепи с целью выяснения возможности создания нормальных образцов магнитной восприимчивости в диапазоне $1000 - 300\,000 \cdot 10^{-6}$ ед. СИ. Исследовали цилиндрические и сферические образцы магнетитового концентрата Абагурского месторождения с весовой концентрацией магнетита $v_p = 0,87$.

Коэффициенты размагничивания цилиндрических образцов определяли по безгистерезисной кривой намагничивания, а намагниченность образца измеряли методом сбрасывания измерительной катушки с образца [5]. На рисунке приведены кривые безгистерезисного намагничивания

* Здесь и далее формулы приведены применительно к рационализованной форме уравнений электромагнитного поля.

образцов магнетита с различным отношением длины образцов λ к диаметру. Коэффициенты размагничивания рассчитывали по формуле

$$N = \frac{H_e}{J} = \frac{\nu H_e}{J_{\text{изм}}}, \quad (5)$$

где J — намагниченность магнетита образца;

$J_{\text{изм}}$ — средняя намагниченность образца, рассчитанная по показаниям микровеберметра.

Зная объемную концентрацию магнетита в образцах, ориентировочно можно оценить внутренний коэффициент размагничивания по формулам (3) и (4). При средней объемной концентрации магнетита в образцах $\nu = 0,5$ и внутреннем коэффициенте размагничивания магнетита $N_m = 0,017$ (по данным работы [6]) $N_{\text{вн}} = 0,04$.

В таблице приведены значения коэффициентов размагничивания N и ориентировочные расчетные значения внешнего коэффициента размагничивания $N_\phi = N - N_{\text{вн}}$ цилиндрических образцов в зависимости от λ . Для сферического образца принято $N_\phi = 0,333$, а $N = N_\phi + N_{\text{вн}}$.

Ввиду существенного различия измеренных значений коэффициентов размагничивания N и величин N_ϕ при подсчетах магнитной восприимчивости вещества недостаточно пользоваться табличными значениями N_ϕ для образцов разных форм и размеров, а необходимо определять суммарный коэффициент размагничивания N конкретного образца.

Оценим погрешности определения коэффициентов размагничивания.

Наибольшая погрешность для цилиндрических образцов подсчитывается на основании формулы (5)

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta \nu}{\nu} + \frac{\Delta H_e}{H_e} + \frac{\Delta J_{\text{изм}}}{J_{\text{изм}}}.$$

При $\frac{\Delta \nu}{\nu} = 3\%$, $\frac{\Delta H_e}{H_e} = 1,0\%$ и $\frac{\Delta J_{\text{изм}}}{J_{\text{изм}}} = 3\%$ получим $\frac{\Delta N}{N} = 7\%$.

Для сферического образца при небольших отклонениях от сферичности [2]

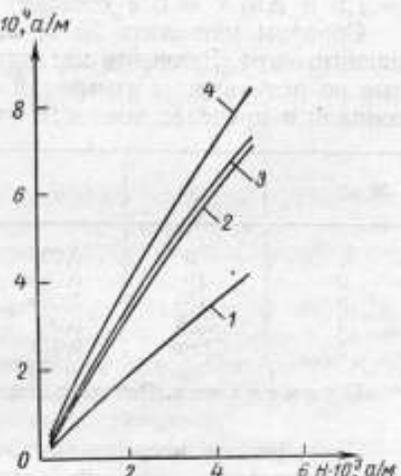
$$N_\phi = \frac{1}{3[1 + 0,8(\lambda - 1)]}.$$

При $\Delta\lambda/\lambda = 3\%$ получим $\Delta N_\phi/N_\phi = 2\%$.

Если принять погрешность оценки $N_{\text{вн}}$ по формуле (4) равной 10—15%, то погрешность коэффициента размагничивания сферического образца составит $\Delta N/N = 3\%$.

Исходя из формулы (1), найдем погрешность определения магнитной восприимчивости вещества κ

$$\frac{\Delta \kappa}{\kappa} = \frac{\Delta \kappa_\tau}{\kappa_\tau} + \frac{N \Delta \kappa_\tau}{1 - N \kappa_\tau} + \frac{\kappa_\tau \Delta N}{1 - N \kappa_\tau}. \quad (6)$$



Кривые безгистерезисного намагничивания образцов магнетита при значениях λ , равных: 5 (1); 10 (2); 15 (3) и 43,5 (4).

Для цилиндрического образца с отношением длины к диаметру 10 : 1

$$N = 0,057 \text{ и } \Delta N = 0,057 \cdot 0,07 = 0,004.$$

Вторым членом в формуле (6) ввиду его малости можно пренебречь. Тогда для $\kappa_T = 2,9$ при $\Delta\kappa_T/\kappa_T = 1,5\%$ будем иметь

$$\frac{\Delta\kappa}{\kappa} = 1,5\% + \frac{2,9 \cdot 0,004 \cdot 100\%}{1 - 0,057 \cdot 2,9} = 3\%.$$

Погрешность определения κ на образце сферической формы при $\kappa_T = 1,5$ и $\Delta N/N = 3\%$ составит 7%.

Образцы магнетита № 1, 2, 3 и 5 были испытаны на астатическом магнитометре. Значения магнитной восприимчивости вещества, вычисленные по результатам измерений κ_T и коэффициентов размагничивания N , совпали в пределах точности измерений (см. таблицу).

№ образца	λ	N	N_ϕ	κ_T	κ
1	5	0,096	0,056	2,58	3,44
2	10	0,057	0,017	2,92	3,50
3	15	0,050	0,010	3,06	3,62
4	43,5	0,041	0,001	—	—
5	Сфера	0,373	0,333	1,51	3,45

Примечание. Значения κ и N даны в единицах международной системы СИ.

Проведенные исследования показали, что при измерении магнитной восприимчивости вещества следует определять суммарный коэффициент размагничивания $N = N_{\text{вн}} + N_\phi$, который с удовлетворительной точностью можно получить экспериментально по безгистерезисной кривой намагничивания. Для аттестации нормальных образцов восприимчивости вещества с $\kappa > 1000 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ необходимо знать коэффициент размагничивания каждого конкретного образца с точностью тем большей, чем больше коэффициент размагничивания N и восприимчивость вещества κ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондорский Е. И. К теории магнитных свойств конгломератов и порошков. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., 1950, т. XIV № 4.
2. Кондорский Е. И. К теории магнитных свойств горных пород и порошков. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1952 № 5.
3. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах, ч. I, ОНТИ, М.—Л., 1934.
4. Петрова Г. Н. Внутренний размагничивающий фактор. Изв. АН, сер. географ. и геофиз., 1949, т. XIII, № 4.
5. Чернышев Е. Т., Спиридович Н. И. Определение коэффициентов размагничивания полосовых образцов. Труды ВНИИМ, вып. I (43), Изд. ВНИИМ, Л., 1940.
6. Петрова Г. Н. Идеальное намагничивание как одна из причин высокого остаточного намагничивания горных пород. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., 1948, т. XII, № 5.

Поступила в редакцию
19.11.1969 г.

С. Б. СЕМЕНОВА

ВНИИМ

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИСПЫТАНИЯ МАГНИТОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

Системы автоматического управления производственными процессами, системы звукозаписи, фототелеграфии и связи требуют применения электродвигателей малой мощности. Наиболее широко распространены синхронные двигатели, в частности гистерезисные.

Для изготовления роторов двигателей используют магнитотвердые материалы. Чтобы обеспечить наибольший вращающий момент и наименьшие размеры двигателя при заданной мощности, ротор необходимо изготавливать из материала с большими потерями на гистерезис в относительно слабых полях, обеспечиваемых статором.

Как известно [1], для расчета и проектирования гистерезисных двигателей важно знать не только площадь петли гистерезиса на частном цикле (в области максимальной магнитной проницаемости), но и ее форму, характеризуемую коэффициентом выпуклости K_v , коэрцитивной силой H_c и остаточной индукцией B_r .

Проведенные в 1956 г. во ВНИИЭМ испытания образцов викаллой марки 52КФВ [2] показали, что магнитные свойства этого материала можно определять не во вращающихся, а в периодически изменяющихся полях частотой 50 гц. В СССР разработаны и изготовлены установки для испытания магнитотвердых материалов в переменных полях частотой 50 гц при одновитковом намагничивании кольцевых образцов [3—5].

Аналогичная аппаратура разработана и исследована во ВНИИМ с целью применения в качестве образцовой при проверке нормальных образцов магнитотвердых материалов [6]. Кроме того, для обеспечения единства измерений в стране потребовалось уточнить методику испытаний магнитотвердых материалов. Были исследованы образцы сплавов 52КФВ и 12КМВ на баллистической установке и на разработанных во ВНИИМ установках УМТМ.

Установки УМТМ позволяют определять в режиме синусоидального изменения во времени напряженности магнитного поля динамическую кривую намагничивания магнитотвердых материалов, характеризующую зависимость амплитудного значения индукции B_m от амплитудного значения напряженности поля H_m , зависимость полных потерь P на перемагничивание от магнитной индукции и динамический магнитный цикл в виде зависимостей мгновенных значений магнитной индукции B_i от напряженности поля H_i , а также его параметры H_d и B_d .

Погрешность определения магнитных характеристик на этих установках с учетом влияния внешних факторов не превышает 4% по напряженности магнитного поля и 5% по магнитной индукции и потерям.

На установках УМТМ можно испытывать кольцевые образцы с внутренним диаметром более 4 мм, наружным диаметром менее 80 мм и высотой не более 40 мм. При этом отношение наружного диаметра к внутреннему не должно превышать 1,5, в противном случае из-за неоднородности намагничивания образца по радиусу дополнительная погрешность превысит инструментальную погрешность аппаратуры.

Перед испытаниями образец необходимо размагнитить в переменном магнитном поле частотой 50 гц с убывающей (практически до нуля) амплитудой. Направление размагничивающего поля должно совпадать с направлением поля при испытаниях.

Максимальная напряженность размагничивающего поля должна более чем в три раза превышать коэрцитивную силу материала образца. Для установления этого соотношения на баллистической установке определяли основные кривые намагничивания $B = f(H)$ двух образцов из сплава 52КФВ с различными температурами термообработки после размагничивания их полем, превышающим по напряженности коэрцитивную силу H_c в 2—5 раз.

При $H_{разм} \geq 3H_c$ основные кривые намагничивания различались в пределах точности измерений.

В связи с тем, что при размагничивании магнитотвердых материалов в магнитном поле Земли можно намагнитить образец в направлении вектора напряженности этого поля*, были проведены дополнительные исследования.

Действительно, при испытаниях на магнитометре размагниченного в магнитном поле Земли сплава 52КФВ было обнаружено образование полюсов у образца. Однако при последующем определении магнитных характеристик материала при индукциях более 0,2 тл не наблюдалось различия этих характеристик в зависимости от того, размагничен образец в поле Земли или в области, где оно скомпенсировано. Следовательно, образцы из рассматриваемых магнитотвердых материалов можно размагничивать в земном поле, если их характеристики определяются при индукциях более 0,2 тл.

Размагничивание образцов производили в специальном устройстве с выдвижным сердечником и на установке УМТМ. Измерение динамических циклов на установке УМТМ показало пригодность обоих методов. При этом было установлено, что можно размагничивать образцы, даже предварительно намагнитенные постоянным полем.

Для установления времени выдержки образца после размагничивания были определены основные кривые намагничивания, а также потери и параметры гистерезисной петли на образцах как непосредственно после размагничивания, так и спустя 30 мин; 1,5; 3,5 и 40 ч. Оказалось, что воспроизводимость результатов измерений в пределах точности установки не зависит от времени между измерениями и размагничиванием образцов. Следовательно, для магнитотвердых материалов время выдержки не критично, и образцы можно испытывать сразу же после размагничивания.

Для установления необходимой напряженности намагничивающего поля магнитотвердых материалов определяли частные гистерезисные циклы. Зависимости коэрцитивной силы и остаточной индукции от амплитуды намагничивающего поля показаны на рис. 1 и 2. При $H_m > 3H_c$ коэрцитивная сила и остаточная индукция практически сохраняются неизменными, т. е. для намагничивания рассматриваемых материалов

* Такое намагничивание объясняется изменением магнитного состояния материала по идеальной кривой намагничивания, если в присутствии слабого постоянного поля размагничивать образец переменным полем с убывающей до нуля амплитудой.

достаточны поля с напряженностью, превышающей коэрцитивную силу материала в 3—4 раза. Таким образом, при испытании образцов с коэрцитивной силой до 20 кА/м необходимо обеспечить поля напряженностью

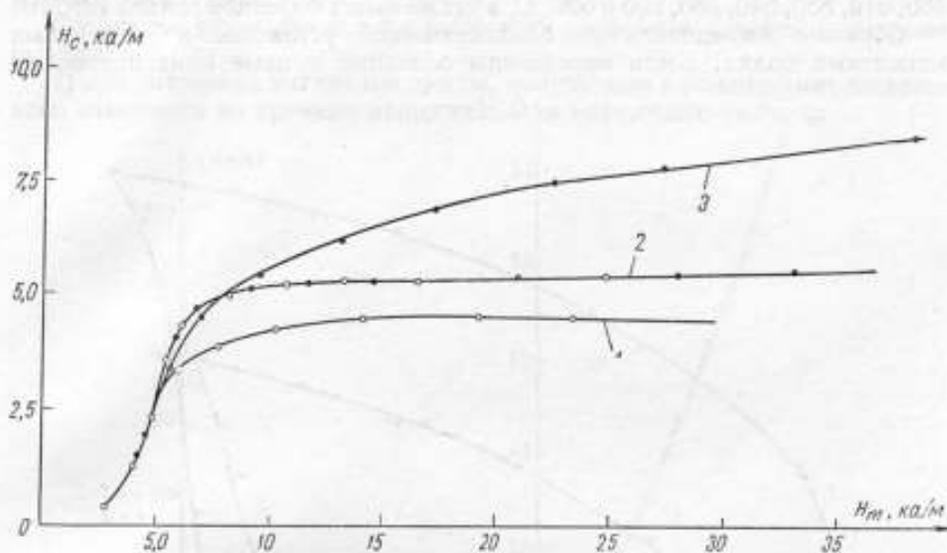


Рис. 1. Зависимость коэрцитивной силы от напряженности магнитного поля: 1 — статической для образца сплава 12КМВ; 2 — статической и динамической для образца сплава 52КФВ; 3 — динамической для этого же образца сплава 12КМВ

не менее 60—80 кА/м. Получить такие постоянные поля при намагничивании кольцевых образцов не удастся. На установках же УМТМ можно намагнитить до насыщения только образцы средним диаметром 12—14 мм.

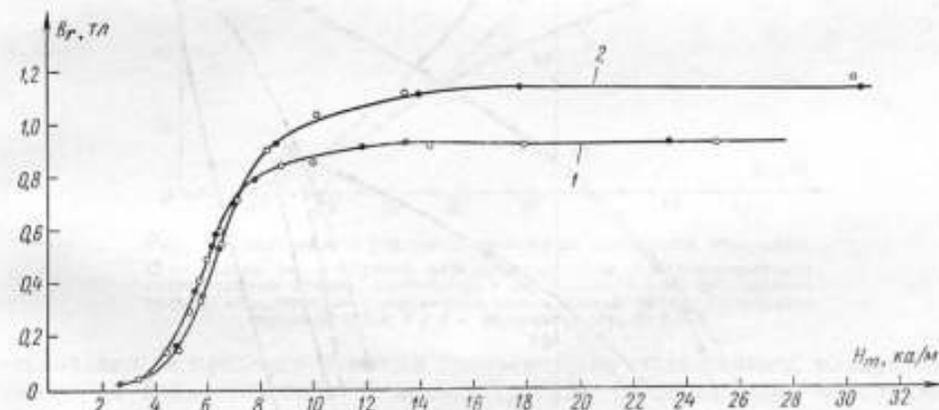


Рис. 2. Зависимость статической и динамической остаточной индукции от напряженности магнитного поля: 1 — для образца сплава 52КФВ; 2 — для образца сплава 12КМВ

Однако магнитотвердые материалы чаще всего испытывают в поле с напряженностью, соответствующей максимальной магнитной проницаемости, т. е. при испытаниях достаточны поля напряженностью $1-2H_c$. Установка УМТМ обеспечивает создание этих полей.

Во ВНИИМ магнитотвердые материалы исследовали на образцах сплавов 52КФВ и 12КМВ. Испытаниям было подвергнуто около сорока образцов викаллой после термообработки (и без нее) при температуре 480, 510, 530, 540, 560, 600 и 620° С, а также шесть образцов сплава 12КМВ.

Образцы исследовали на баллистической установке в постоянных магнитных полях. Были определены основные кривые намагничивания

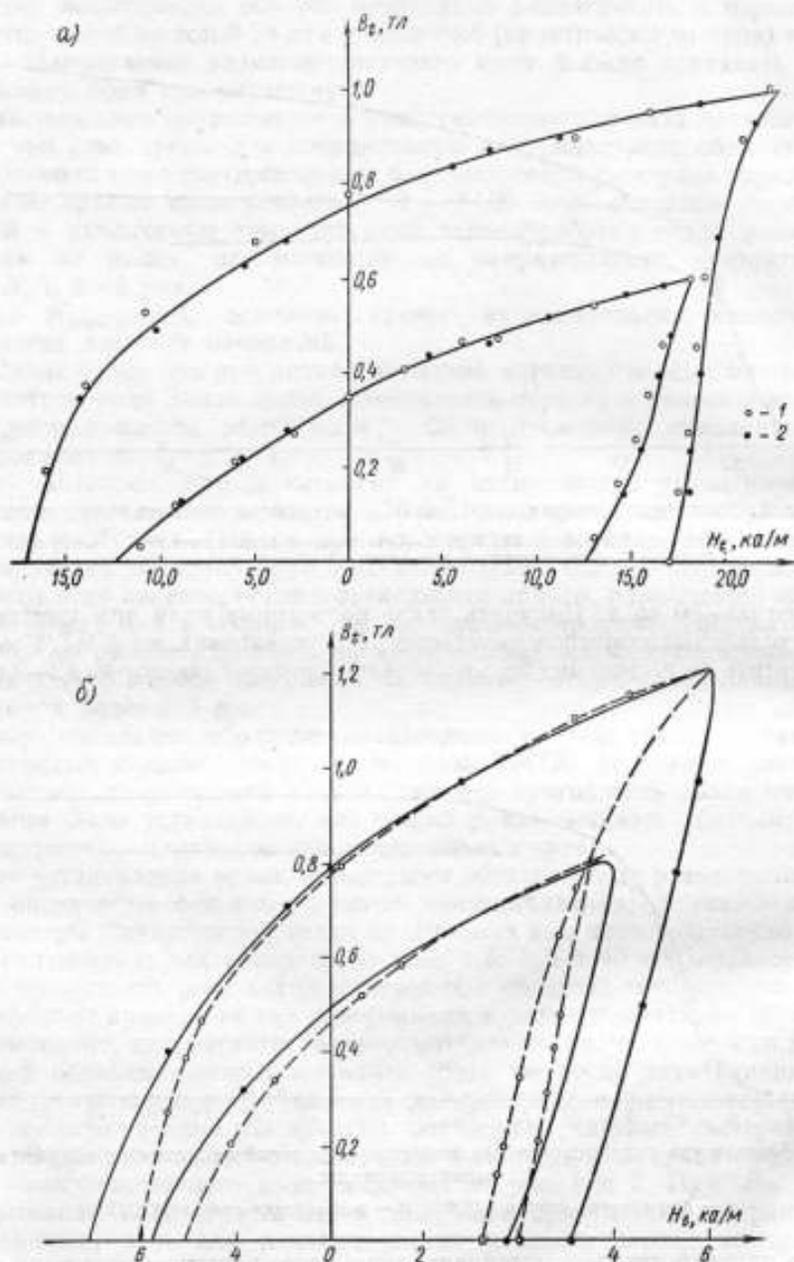


Рис. 3. Статические (гистерезисные) и динамические магнитные циклы магнитотвердых материалов для образцов:

а — сплава 52КФВ; б — сплава 12КМФ. 1 — петли гистерезиса, определенные в постоянном поле; 2 — динамические магнитные циклы на частоте 50 гц

и петли гистерезиса для индукций 0,2—1 (1,5) тл, а затем по ним рассчитаны потери на гистерезис путем планиметрирования частных циклов. Аналогичные испытания были проведены на установках УМТМ в переменных магнитных полях.

Сравнение результатов этих измерений позволило сделать следующие выводы:

1) динамические магнитные циклы, полученные в режиме синусоидального изменения во времени напряженности магнитного поля,

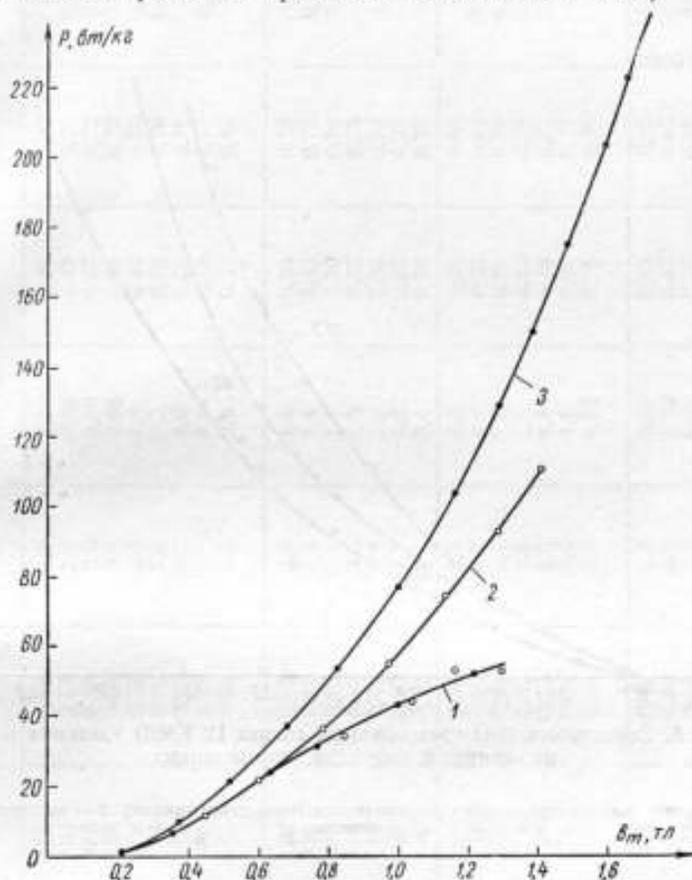


Рис. 4. Зависимость удельных потерь от магнитной индукции. \circ — потери на гистерезис, определенные путем планиметрирования гистерезисных циклов, полученных в постоянных полях; \bullet — полные потери, определенные в переменном поле частотой 50 гц; 1 — образец сплава 52 КФВ; 2 и 3 — образцы сплава 12 КМВ.

совпадают (в пределах точности измерений) со статическими, определенными на баллистической установке (рис. 3), следовательно, материалы для гистерезисных двигателей со слабыми вихревыми токами можно испытывать в полях частотой 50 гц;

2) результаты измерения потерь различными методами совпадают в пределах точности установок (рис. 4), что подтверждает возможность определения потерь на гистерезис для викаллоев (52КФВ) на частоте 50 гц в режиме синусоидального изменения во времени напряженности магнитного поля малокосинусным ваттметром.

Как показали испытания, свойства образцов сплава 12КМВ в постоянных и переменных магнитных полях различны: коэрцитивная сила и потери

на гистерезис в постоянных полях меньше динамической коэрцитивной силы и полных потерь на перемагничивание, а динамические циклы значительно шире статических петель гистерезиса. Последнее объясняется развитием в этом сплаве значительных вихревых токов. Следовательно, по испытаниям образцов из сплава 12КМВ в переменных полях частотой 50 гц нельзя судить о характеристиках этих материалов в постоянных магнитных полях.

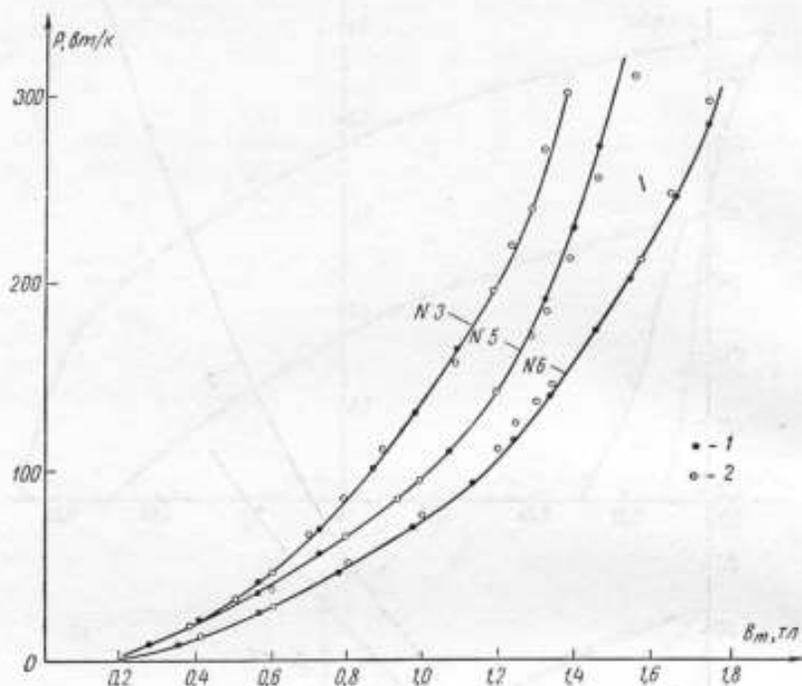


Рис. 5. Зависимость (для трех образцов сплава 12 КМВ) удельных потерь от магнитной индукции, определенных:

1 — путем планиметрирования динамических магнитных циклов; 2 — ваттметровым методом.

Подобно испытаниям образцов из викаллой были проведены сравнительные измерения полных потерь на перемагничивание образцов сплава 12КМВ ваттметровым методом и путем планиметрирования динамических магнитных циклов.

Как видно из рис. 4, результаты измерений по двум методам практически совпадают. Проведенные исследования показали, что при определении полных потерь на перемагничивание для всех видов магнитотвердых материалов наиболее целесообразно применять ваттметры, позволяющие значительно сократить время измерений и обработки результатов.

Как показали испытания образцов викаллой на установках УМТМ полученные данные можно использовать в качестве справочных. Все результаты сведены в таблицу, в которой отражены средние значения указанных величин. Практически технологический разброс характеристик достигает 15—30%.

Область ос- новной кри- сталлической магнит- ной фазы, в которой опре- дешлись магнитные циклы	Амплитудное значение		Относитель- ная магнит- ная прож- иваемость	Остаточная индукция лЛ	Коэффици- ент κ , ка/м	Удельные потери за цикл пере- магничи- вания, вт/кг-цк	Коэффициент			Температура термооб- работки, °С	
	напряжен- ности маг- нитного поля, ка/м	магнитной индукции, лЛ					выпускности	прямоуголь- ности	квадратности		
$H = H_{H_{max}}$	4,7	0,9	155	0,66	2,9	1,0	0,48	0,73	—	480	
	4,3	0,8	150	0,57	2,8	0,84	0,49	0,71	0,50	510	
	4,1	0,8	155	0,58	3,0	0,86	0,52	0,72	0,50	530	
	4,1	0,8	155	0,58	3,0	0,88	0,54	0,72	0,46	540	
	7,8	1,0	100	0,76	5,0	1,9	0,49	0,76	0,53	560	
	10,5	1,0	76	0,76	7,0	2,7	0,52	0,76	0,54	580	
	15	1,0	53	0,76	10	4,0	0,53	0,76	—	600	
	23	1,0	35	0,77	17	6,4	0,56	0,77	0,52	620	
	6,2	0,6	77	0,25	2,2	0,4	0,21	0,42	—	без термо- обработки	
$H \approx 2H_c$	7,2	1,1	120	0,80	3,2	1,4	0,34	0,73	0,56	480	
	7,1	1,1	120	0,81	3,3	1,4	0,45	0,73	0,63	510	
	6,6	1,1	130	0,82	3,4	1,1	0,30	0,74	0,58	530	
	8,7	1,2	110	0,90	3,5	1,6	0,32	0,75	0,59	540	
	13	1,2	74	0,90	5,2	2,6	0,33	0,76	0,59	560	
	18	1,2	53	0,92	7,7	3,8	0,35	0,77	—	580	
	24	1,2	40	0,92	12	5,4	0,38	0,77	—	600	
$H \approx 3H_c$	14	1,3	74	0,86	3,4	1,6	0,18	0,66	—	480	
	14	1,3	74	0,90	3,7	1,7	0,21	0,69	0,61	510	
	14	1,3	74	0,91	3,7	1,8	0,20	0,70	0,61	530	
	14	1,3	74	0,92	3,6	1,8	0,20	0,71	0,60	540	
	23	1,3	56	0,92	5,5	2,6	0,18	0,71	0,60	560	
	29	1,3	36	0,94	8,0	4,0	0,21	0,72	—	580	
	14	1,0	59	0,38	2,7	0,82	0,15	0,38	—	без термо- обработки	
$H \approx 0,9H_c$	3,6	0,6	135	0,40	2,5	0,52	0,48	0,66	0,32	480	
	3,7	0,6	130	0,39	2,5	0,52	0,47	0,65	0,41	510	
	3,6	0,6	135	0,40	2,5	0,54	0,50	0,66	0,36	530	
	3,6	0,6	135	0,40	2,6	0,54	0,50	0,66	—	540	
	5,3	0,6	90	0,39	3,8	0,78	0,44	0,65	0,28	560	
	7,7	0,6	62	0,38	5,3	1,06	0,46	0,63	0,33	580	
	11	0,6	44	0,36	7,1	1,4	0,42	0,60	—	600	
	18	0,6	26	0,35	12	2,4	0,44	0,58	0,26	620	

ЛИТЕРАТУРА

1. Горжевский И. И. Характеристики материала ротора гистерезисного двигателя. «Вестник электропромышленности», 1967, № 6.
2. Горжевский И. И. Исследование характеристик магнитотвердых материалов при эллиптическом перемагничивании. Научные доклады высшей школы. «Электромеханика и автоматика», 1958, № 1.
3. Вевюрко И. А., Горжевский И. И., Подольский И. Д. Установка для испытания магнитотвердых материалов на переменном токе. «Передовой научно-технический и производственный опыт», № 2—60—31/4, М, ГОСИНТИ, 1960.
4. Левицкая Н. В., Звенигородская А. И. Установка для испытания магнитотвердых материалов на переменном токе. «Передовой научно-технический и производственный опыт», № 2—66—660/84, М., ГОСИНТИ, 1966.
5. Подольский И. Д. Магнитоизмерительная аппаратура для исследования магнитотвердых материалов в динамическом режиме. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 95 (155), М.—Л., Изд. стандартов, 1967.
6. Семенова С. Б., Чечурин Е. Н. Исследование установки для определения характеристик магнитотвердых материалов в переменном поле частотой 50 гц. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 93 (153), М.—Л., Изд. стандартов, 1968.

Поступила в редакцию
17.X.1968 г.

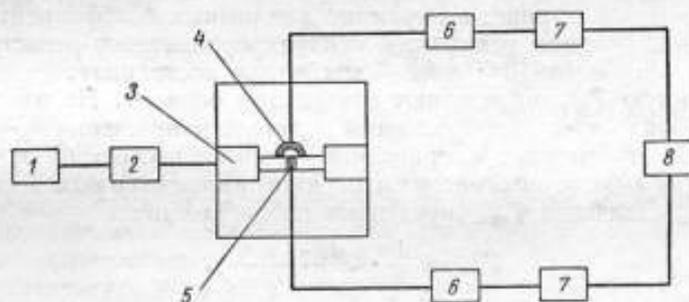
С. Б. СЕМЕНОВА, И. В. СИЛЬВАНСКИЙ, Е. Н. ЧЕЧУРИНА, А. Я. ШИХИН

ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТАНОВКИ МЭИ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ СТАТИЧЕСКИХ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА МАГНИТНОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

Широкое применение постоянных магнитов в устройствах и приборах автоматики и радиоэлектроники требует разработки новых методов и устройств для контроля свойств магнитотвердых материалов.

В данной работе приведены методика и результаты исследования принципиально новой установки АРСПГ-2 для автоматической регистра-



ции статических петель гистерезиса магнитотвердых материалов, разработанной в Московском ордена Ленина энергетическом институте [1]. Установка (см. рисунок) состоит из устройства, задающего форму кривой намагничивающего тока 1, управляемого источника тока 2 для питания электромагнита 3, индукционных преобразователей напряженности магнитного поля 4 и магнитной индукции 5, предварительных усилителей сигналов этих преобразователей 6, интеграторов 7 и двухкоординатного регистрирующего прибора 8.

Принцип действия установки АРСПГ-2 описан в работах [1—3]. Установка предназначена для записи статических петель гистерезиса и кривых возврата образцов в виде стержней прямоугольного и круглого сечения из магнитотвердых материалов. Технические характеристики образцов, которые могут быть испытаны на данной установке, приведены в табл. 1.

Результаты измерений регистрируются на двухкоординатном приборе ДРП-2 класса 0,2 с полем записи $300 \times 400 \text{ мм}^2$.

Таблица 1

Ориентировочные размеры образцов		Пределы измерения по	
площадь поперечного сечения, см ²	длина, см	коэффициентной силы H_c , ка/м	остаточной индукции B_r , тл
0,5—3 0,2—0,3	2—5 1—1,5	40—200 ≤320	0,75—1,5 0,4—0,8

Напряженность магнитного поля и магнитную индукцию определяют по формулам

$$H = \frac{I_H T_{\text{экв}H}}{\mu_0 (\omega S)_H} \quad (1)$$

и

$$B = \frac{I_B T_{\text{экв}B}}{\omega_B S}, \quad (2)$$

где I_H и I_B — отклонения пера двухкоординатного регистратора по горизонтали и вертикали, пропорциональные величинам H и B при записи статической петли гистерезиса; $(\omega S)_H$ — постоянная преобразователя напряженности магнитного поля;

ω_B — число витков преобразователя магнитной индукции;

S — площадь поперечного сечения образца;

$T_{\text{экв}H}$ и $T_{\text{экв}B}$ — постоянные градуировки каналов H и B установки, заранее измеренные для разных коэффициентов усиления усилителей и двухкоординатного регистратора;

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

Постоянную $T_{\text{экв}}$ определяют следующим образом. На вход измерительного блока через калиброванный делитель напряжения r_d-r подают прямоугольный импульс напряжения с длительностью $t_{\text{гр}}$ и амплитудой $U_{\text{гр}}$, а на выходе интегратора измеряют приращение выходного напряжения $U_{\text{вых}}$. Значение $T_{\text{экв}}$ определяют из выражения

$$T_{\text{экв}} = \frac{1}{k} \cdot \frac{t_{\text{гр}} U_{\text{гр}}}{U_{\text{вых}}} \cdot \frac{r}{r_d + r}, \quad (3)$$

где k — коэффициент усиления регистрирующего прибора ДРП-2.

Величину $T_{\text{экв}}$ определяют как среднеарифметическое повторных градуировочных операций. Для всестороннего исследования установки была разработана программа испытаний, включающая теоретические исследования погрешностей отдельных узлов, оценку неисключенных систематических погрешностей, экспериментальное исследование суммарной и случайных погрешностей.

Максимальную относительную погрешность определения магнитной индукции или напряженности магнитного поля при записи статической петли гистерезиса можно определить по формуле

$$\delta = \delta_{\text{ис}} + \delta_{\text{п}} + \delta_{\text{из}} + \delta_{\text{рп}}, \quad (4)$$

где $\delta_{\text{ис}}$, $\delta_{\text{п}}$, $\delta_{\text{из}}$, $\delta_{\text{рп}}$ — относительные погрешности, вызванные соответственно отличием квазистатической петли гистерезиса от статической; преобразователем магнитной индукции или напряженности магнитного поля; измерительным блоком установки; регистрирующим прибором.

Погрешность $\delta_{\text{кв}}$, определенная по результатам расчета петли гистерезиса при циклическом перемагничивании испытуемых образцов, не превышает 0,1%.

Погрешность $\delta_{\text{пв}}$, вносимая преобразователем магнитной индукции, определяется неточностью измерения площади поперечного сечения образца и магнитным потоком между поверхностью образца и витками измерительной катушки и не превышает 0,4%.

Погрешность $\delta_{\text{пн}}$ измерения тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля из-за удаленности преобразователя H от поверхности образца и неоднородности магнитного поля в объеме образца и преобразователя определяется по результатам измерений топографии магнитного поля в рабочем зазоре электромагнита в присутствии испытуемого образца. Она составляет не более 0,2%, а с учетом минимальной погрешности определения постоянной (суммы площадей всех витков) преобразователя напряженности магнитного поля — не более 0,7%.

Погрешность $\delta_{\text{из}}$ состоит из погрешностей, вызванных нестабильностью коэффициента усиления предварительного компенсационного усилителя $\delta_{\text{ку}}$, нелинейностью преобразования (интегрирования) $\delta_{\text{ин}}$ и дрейфом выходного напряжения интеграторов $\delta_{\text{др}}$.

Для экспериментальных исследований этих составляющих использовали самопишущий потенциометр ЭПП-0,9, цифровые вольтметры ЭЦВ-3 и Р339 и частотомер Ф-519.

Исследования показали, что эти погрешности, соответственно не превышающие 0,2; 0,5 и 0,5%, могут быть отнесены к разряду случайных (величина и знак погрешности произвольно изменяются при повторных измерениях), поэтому

$$\delta_{\text{из}} = \sqrt{\delta_{\text{ку}}^2 + \delta_{\text{ин}}^2 + \delta_{\text{др}}^2} \leq 0,8\%. \quad (5)$$

Статическая и динамическая погрешности регистрирующего прибора типа ДРП-2 по паспорту составляют 0,2%, а при использовании половины поля записи они могут возрасти до 0,4%.

Наибольшие суммарные погрешности определения магнитной индукции и напряженности магнитного поля, рассчитанные по формуле (4), составляют соответственно 1,7 и 2%.

Дополнительную погрешность измерения B и H , соответствующих гистерезисному циклу, может внести паразитный сдвиг фаз $\Delta\phi$ между каналами [4].

Идентичное построение каналов измерения и регистрации B и H , а также коррекция фазо-частотных характеристик усилителей позволили исключить паразитный фазовый сдвиг сигналов, пропорциональных магнитной индукции и напряженности магнитного поля. Отсутствие фазового сдвига между каналами проверяли при подключенных к входам каналов B и H преобразователях, помещенных в зазор электромагнита, форма кривой тока которого соответствовала типовой при записи статической петли гистерезиса. Фазовый сдвиг между каналами с точностью до толщины линии записи ДРП-2 отсутствовал, так как в результате записи получилась прямая линия.

Экспериментальное определение суммарной погрешности измерения каналов H и B основано на сравнении результатов измерения приращений напряженности магнитного поля в зазоре электромагнита, выполненных с помощью исследуемой установки с преобразователями, подключенными к ее измерительным каналам H и B , а также посредством точного измерительного прибора с ядерно-прецессионным преобразователем. Для определения изменения напряженности поля в зазоре электромагнита в качестве

образцового применяли прибор Е11-2 класса 0,05. Преобразователи H и B находились в зазоре электромагнита в области однородного поля одновременно с преобразователем прибора Е11-2. Измерив отклонения пера регистрирующего прибора ДРП по вертикали или горизонтали, соответствующие заданному изменению напряженности магнитного поля ΔH , и зная постоянные $T_{\text{жв}}$ каналов, вычисляли $H_{\text{изм}}$. Результаты этих измерений приведены в табл. 2. Сопоставляя результаты измерений на уста-

Таблица 2

Номер преобразователя	Предел канала	Напряженность магнитного поля, измеренная		Погрешность измерения, %
		прибором Е11-2 ($H_{\text{обр}}$), ка/м	установкой АРСПГ-2 ($H_{\text{изм}}$), ка/м	
Канал H				
9	4—50	120,6	120	-0,5
9	4—50	121,0	119	-1,8
4	5—25	145,3	144	-0,9
4	5—25	145,0	142	-1,8
13	4—10	124,0	123	-0,6
13	4—10	121,5	121	-0,7
Канал B				
9	3—25	123,5	122	-1,2
9	3—25	121,2	121	-0,3
4	4—25	149,5	149	-0,3
4	4—25	149,9	149	-0,6
13	3—10	121,5	121	-0,4
13	3—10	121,1	120	-1,2

новке АРСПГ-2 с данными измерений прибором Е11-2, получили суммарную погрешность определения магнитной индукции и напряженности поля с помощью исследуемой установки. Такой метод позволил оценить суммарную погрешность установки, обусловленную измерительным блоком $\delta_{\text{из}}$, регистрирующим прибором $\delta_{\text{рп}}$ и неточностью определения постоянных преобразователей $\delta_{\text{п}}$.

Теоретическая оценка показала, что максимальные погрешности для каналов B и H соответственно равны 1,6 и 1,9%.

Как видно из табл. 2, первая погрешность не превышает 1,2%, а вторая — 1,8%, т. е. экспериментальное исследование установки подтвердило теоретическую оценку ее погрешностей.

Для оценки суммарной погрешности установки в рабочих условиях измеряли магнитные характеристики предварительно исследованных во ВНИИМ четырех нормальных образцов (№ 4, 7, 10, 16) литых магнитнотвердых материалов размерами $10 \times 10 \times 40$ (50) мм.

Погрешность определения индукции и напряженности магнитного поля на гистерезисной кривой для этих образцов не превышала 1,0%. При этом не учитывали погрешность определения поперечного сечения образца, так как она исключается при сличении поверяемой и образцовых установок.

Напряженность магнитного поля на поверхности образца определяли с помощью измерительных катушек различных форм и размеров и дуговых потенциалометров, которые сличали непосредственно с рабочим эталоном магнитного потока нулевым импульсно-индукционным методом с погрешностью 0,5%.

Результаты измерений для каждой точки гистерезисной кривой на образцах были получены как среднееарифметическое ряда повторных измерений с разными измерительными катушками на двух образцовых баллистических установках.

В табл. 3 сопоставлены результаты измерений характеристик нормальных образцов на установках ВНИИМ и на установке АРСПГ-2 № 01. Из табл. 3 видно, что расхождение результатов по коэрцитивной силе H_c и остаточной индукции B_r не превышает 1,3%, т. е. лежит в пределах теоретической оценки точности измерений. По максимальной магнитной энергии ω_m это расхождение увеличивается до 3,5%, что вполне допустимо, так как оно определяется суммой погрешностей измерения магнитной индукции и напряженности магнитного поля и неточностью нахождения точки максимальной энергии.

Таблица 3

Номер образца	Номер преобразователя канала H	Остаточная индукция B_r , тл		Коэрцитивная сила H_c , кА/м		Максимальная магнитная энергия ω_m , кДж	
		по данным МЭИ	по данным ВНИИМ	по данным МЭИ	по данным ВНИИМ	по данным МЭИ	по данным ВНИИМ
4	3	0,747	0,74	50,5	50,6	6,5	6,6
	9	0,743		50,5	50,5	6,5	
7	9	1,29	1,29	53,8	54,3	21,4	20,9
	3	1,30		53,8		21,2	
16	9	1,24	1,24	54,8	55,5	20,5	21,3
	3	1,24		55,5		22,2	
	2а	1,24		55,0		21,0	

Метод оценки суммарной погрешности с помощью нормального образца позволяет, кроме $\delta_{\text{из}}$, $\delta_{\text{рл}}$ и погрешности определения постоянной преобразователя канала H , учесть также погрешности δ_d , $\delta_{\text{пв}}$, влияние неоднородности магнитного поля в объеме преобразователя канала H и функциональные погрешности измерений [5]. Таким образом, поверка по нормальному образцу учитывает все составляющие суммарной погрешности, рассмотренные при теоретической оценке точности установки.

Воспроизводимость измерения магнитных величин является важной характеристикой при массовых испытаниях образцов и сплавов при разработке новых магнитотвердых материалов. Поскольку при определении магнитных характеристик обычно производят однократную запись статической петли гистерезиса, то наилучшей оценкой точности таких определений служит среднеквадратическая погрешность ряда повторных измерений, рассчитанная по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum V_i^2}{n-1}}, \quad (6)$$

где V_i — отклонение от среднееарифметического значения.

Среднеквадратическую погрешность ряда повторных измерений определяли при записи статической петли гистерезиса двух образцов — ЮНДК-25 ($H_c = 55$ кА/м и $B_r = 1,25$ тл) и ЮНДК-42Т8 ($H_c = 155$ кА/м и $B_r = 0,73$ тл). При этом сравнивали результаты записи, полученные в один день при неизменном положении образца и датчика, с результатами записи в разные дни с разными преобразователями. Установлено,

что среднеквадратическая погрешность записи гистерезисных кривых не превышает 0,3%. Гистерезисные кривые, записанные при неизменном положении образца и преобразователя в зазоре электромагнита, совпадают с точностью до толщины линии записи, т. е. с погрешностью не более 0,1%. Следовательно, случайная погрешность значительно меньше неисключенных остатков систематических погрешностей, т. е. установка будет обладать высокой точностью при относительных измерениях, например, при исследовании температурных характеристик образцов магнитотвердых материалов как из феррита бария, так и из литых магнитотвердых материалов типа ЮНДК.

Таким образом, наряду со стандартными баллистическими установками БУ-3 и У5022 автоматический регистратор АРСПГ-2 может быть использован для определения в квазистатическом режиме гистерезисных циклов магнитотвердых материалов с коэрцитивной силой H_c не более 200 кА/м на образцах длиной 2—5 см и площадью поперечного сечения 0,5—3 см² с погрешностью по каналам B и H не выше 2% при воспроизводимости результатов измерений до 0,3%.

Установка АРСПГ-2 может быть использована также для измерения температурных коэффициентов магнитного потока на образцах магнитотвердых материалов и исследования влияния различных присадок при разработке новых типов материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сильванский И. В., Митяев В. В. Автоматический регистратор статических петель гистерезиса МТМ. «Измерительная техника», 1965, № 11.
2. Шихин А. Я., Сильванский И. В. Автоматическое намагничивающее устройство с бесконтактным задатчиком формы кривой намагничивающего тока. Авторское свидетельство № 190981. «Бюллетень изобретений», 1967, № 3.
3. Коген-Далин В. В., Сильванский И. В., Шихин А. Я. Устройство для исследования параметров магнитных материалов с записью на масштабной бумаге. Авторское свидетельство № 219015. «Бюллетень изобретений», 1968, № 18.
4. Никитина С. Б., Чечурин Е. Н. Феррометр ВНИИМ для определения динамических магнитных циклов материалов. «Труды институтов Госкомитета», вып. 79 (139), М.—Л., Изд. стандартов, 1965.
5. Шрамков Е. Г. Погрешности измерения магнитных характеристик ферромагнитных материалов, «Труды ВНИИМ», вып. I (56), М.—Л., Изд. стандартов, 1947.

Поступила в редакцию
5.11.1969 г.

Ю. А. ВДОВИН, Г. И. ДМИТРИЕВ,
А. И. КАДОЧНИКОВ, А. Н. КУЗНЕЦОВ

Свердловский филиал ВНИИМ

УСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СИНУСОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОТОКА

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в разработке методов и аппаратуры для испытания магнитномягких материалов на переменном токе. В этом большая заслуга Е. Т. Чернышева и его школы. Наша промышленность осваивает выпуск новых приборов и установок для определения динамических магнитных характеристик ферромагнитных материалов. Повышается класс точности этих приборов, расширяется их частотный диапазон.

Одним из условий повышения точности приборов является обеспечение определенного режима перемагничивания, поскольку динамические характеристики обуславливаются как амплитудой внешнего магнитного поля или потока, так и формой кривой зависимости их от времени.

Требования практики вынуждают ориентироваться на режим синусоидального магнитного потока. Однако из-за нелинейности магнитной характеристики материала намагничивающий ток при синусоидальной форме кривой приложенной э. д. с. имеет искаженную форму. При наличии индуктивности рассеяния и активного сопротивления цепи намагничивания это неизбежно вызывает появление высших гармоник магнитного потока. Задача состоит в том, чтобы свести к минимуму искажающее действие этих гармоник. Очевидно, что обеспечение в испытуемых образцах синусоидального магнитного потока с заданной точностью тем сложнее, чем большие амплитуды индукции требуются при испытаниях. Это нашло соответствующее отражение в ГОСТах на электротехническую сталь. Если ГОСТ 802—58 требовал лишь производить пересчет результатов испытания для того, чтобы они были «отнесены к синусоидальному изменению индукции», то в ГОСТе 12119—66, во-первых, содержится требование, чтобы коэффициент формы кривой э. д. с., индуцированной в измерительной обмотке, отличался от 1,11 не более чем на 2%, а во-вторых, в стандартной схеме для измерений на переменном токе рекомендуется подключать конденсатор параллельно источнику питания «для компенсации реактивной мощности и улучшения формы кривой потока». Поскольку при повышенных индукциях эта мера может оказаться недостаточной, ГОСТ 12119—66 допускает «применение других устройств, например, фильтров, позволяющих получить требуемый коэффициент формы кривой э. д. с.» Однако и в этом ГОСТе для случая, когда коэффициент формы кривой э. д. с. все же превышает требуемый уровень, по-прежнему сохранена рекомендация производить соответствующий пересчет, что объясняется отсутствием средств, гарантирующих получение синусоидального потока с требуемой точностью.

Разумеется, не только при приемо-сдаточных испытаниях, но и в научных исследованиях, в частности, при изучении динамики перемагничивания материалов, необходимо синусоидальное изменение потока индукции.

В первом приближении задача получения синусоидального потока магнитной индукции может быть решена обеспечением малого омического сопротивления намагничивающей обмотки по сравнению с наименьшим значением ее индуктивного сопротивления. Частным случаем такого решения можно считать применение фильтров в цепи намагничивания [1], но даже при оптимальном выборе их параметров этот способ позволяет получить синусоидальный поток лишь при сравнительно малых полях.

Были попытки решить данную задачу методом компенсации, когда включением дополнительных источников напряжения в цепи намагничивания стремились снизить влияние высших гармонических составляющих. Но этот трудоемкий способ, требующий дополнительных источников напряжения и высокой точности регулировки их по амплитуде и фазе, в конечном счете признан нерациональным.

Недавно было предложено [2] получать синусоидальный поток магнитной индукции с помощью управляемого активного сопротивления, включенного в намагничивающую цепь последовательно с обмоткой. Путем математического моделирования на аналоговых машинах показана возможность осуществления следящей системы, управляющей таким сопротивлением. Однако этот способ еще не нашел применения в практике.

При повышенной индукции синусоидальный поток можно получить, используя усилитель с внешней отрицательной обратной связью для компенсации высших гармоник э. д. с. Этот метод гармонической коррекции потока является наиболее рациональным. Усилитель можно считать генератором напряжения сложной формы волны, обусловленной формами входного сигнала и сигнала обратной связи с выхода исследуемого четырехполюсника. Несколько разработок, основанных на этом принципе, выполнено за рубежом [3, 4, 5]. Аналогичная идея была высказана в отечественной литературе [6]. Этот же принцип используется в установке У5021, выпускаемой заводом «Точэлектроприбор» и предназначенной для определения магнитных свойств целых листов электротехнической стали.

При конструировании усилителя необходимо учитывать следующее: компенсация высших гармоник будет тем лучше, чем больше коэффициент усиления усилителя при наличии необходимого запаса устойчивости;

при изменении величины тока намагничивания изменяются нагрузка усилителя и обратная связь;

во избежание фазовых искажений частотного спектра сигнала обратной связи неравномерность частотной характеристики усилителя не должна превышать 1 дБ;

чтобы увеличить эффективность усилителя, следует установить заградительный фильтр в цепи обратной связи для основной гармоники намагничивания;

выходное сопротивление усилителя не должно превышать 3—5 ом;

выходная мощность определяется материалом и весом перемагничиваемого образца;

введение регулируемой обратной связи позволяет регулировать степень компенсации.

В Свердловском филиале ВНИИМ создан усилитель в виде отдельного прибора с индивидуальным блоком питания для получения синусоидального потока в образцах из электротехнической стали, который удовлетворяет перечисленным требованиям. Усилитель (рис. 1) выполнен

на электронных лампах. Выходная мощность усилителя — не менее 100 *вт*. Выходной каскад выполнен на модуляторных лампах Λ_6, Λ_7 (ГМ-70). Потребляемая мощность усилителя 400 *вт*. Усилитель рассчитан

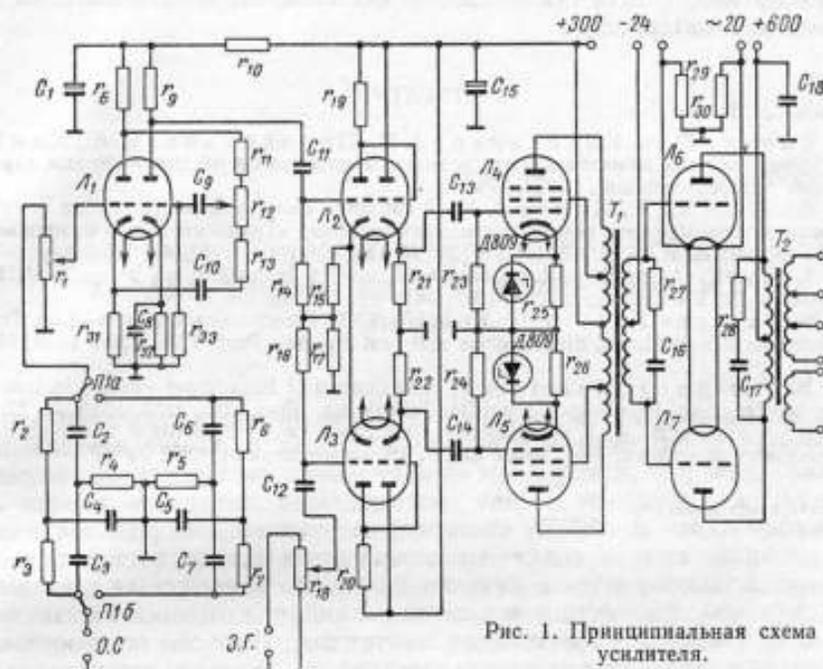


Рис. 1. Принципиальная схема усилителя.

на подключение нагрузки с комплексным сопротивлением 1; 10; 100 и 1000 *ом*. Коэффициент усиления на средних частотах при разомкнутой цепи обратной связи равен 1000. Полоса пропускания — от 5 *гц* до 10 *кгц*.

Для сложения сигнала генератора с сигналом обратной связи использованы два входа фазоинверсной схемы на лампах Λ_2, Λ_3 типа 6Н1П с общим катодным сопротивлением r_{15}, r_{17} .

Глубокую обратную связь обеспечивает дополнительный каскад усиления по высшим гармоникам на лампе Λ_1 , 6Н1П. Сигнал обратной связи проходит через фильтры $r_2, r_3, r_4; C_2, C_3, C_4; r_5, r_6, r_7; C_5, C_6, C_7$, настроенные на 50 и 500 *гц*.

При этом испытываемые образцы могут быть тороидальной формы, а также в виде отдельных полосок. Как показали лабораторные испытания, усилитель позволяет получить практически синусоидальный поток (с коэффициентом нелинейных искажений не более 2%) на частоте 50 *гц* с амплитудой до 2 *тл* и на частоте 500 *гц* с амплитудой до 1,7 *тл*. При-

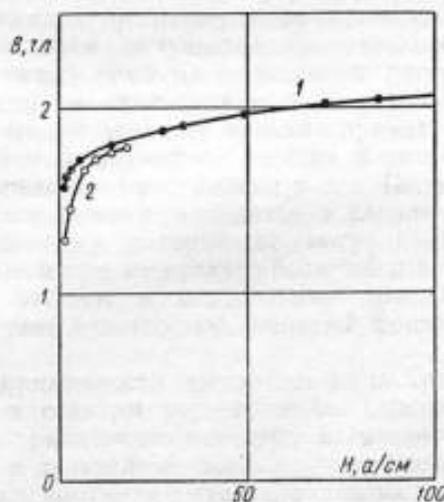


Рис. 2. Кривые намагничивания, снятые на образцах из электротехнической стали на частотах перемангничивания:

1 — 50 *гц*; 2 — 500 *гц*

веденные на рис. 2 кривые намагничивания сняты на образцах размером 30—250 мм из электротехнической стали Э-330 при частотах перемагничивания 50 и 500 гц.

Прибор может быть рекомендован для лабораторных испытаний магнитномягких материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вдовин Ю. А., Кадочников А. И., Половникова Л. А., Хан Е. Б. К проблеме контроля качества мягких магнитных материалов по динамическим характеристикам. «Дефектоскопия», 1966, № 3.
2. Вдовин Ю. А., Попов Э. И. О создании синусоидального потока индукции в ферромагнитном образце с помощью следящей системы. «Труды института физики металлов АН СССР», вып. 26, 1967.
3. Krug V. Aufrechterhaltung der sinusförmigen Induktion bei hohen Feldstärken in Prüfjochen für Elektroleche. ATM 1962, №№ 11, 12, 1963 № 1.
4. McFarlane J., Milne P., Darby I. K. Direct-Reading Iron-Loss Testing Equipment for Single Sheets, Single Strips and Test Squares. Proc. IEE, 1958, 105A, № 22, 385.
5. McFarlane J., Harris M. J. The Control of Flux Wave-Forms in Iron Testing by Application of Feed-Back Amplifier Techniques. Proc. IEE, 1958, 105A, № 22, 395.
6. Кутяшов В. А. К определению магнитных свойств листовой стали на целых или отдельных пластинках. Изв. вузов СССР. «Электротехника», 1958, № 4.

Поступила в редакцию
29. X. 1968 г.

Б. В. СЕМАКОВ

ВНИИМ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕР В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЪЕКТАХ

При изучении строения молекул веществ и материалов, особенно вновь синтезируемых, а также целого ряда физических и химических процессов, происходящих в веществах на молекулярном уровне, большую роль играют измерения характеристик ядер в молекулах, получаемых из спектров ядерного магнитного резонанса (ЯМР). К таким характеристикам относятся прежде всего константы экранирования магнитных моментов ядер электронной оболочкой молекул в месте расположения ядра и константы взаимного влияния магнитных моментов ядер молекул через ее электронную оболочку (магнитные параметры). Поскольку речь идет о молекулярных объектах, то физическая природа указанных величин — это квантовые пара- и диамагнитные эффекты в молекуле. Их измерение производится на ЯМР-спектрометрах, построенных на принципе избирательного поглощения радиоволн ядрами, помещенными в сильное постоянное магнитное поле.

В случае простых, симметричных молекул, а также молекул, содержащих слабосвязанные в магнитном отношении ядра, при развертке по частоте или напряженности внешнего магнитного поля получается сравнительно простой спектр. Измеряя расстояния между линиями поглощения, легко находят константы экранирования ядер и спин-спинового взаимодействия. В более сложных случаях квантовый характер явления приводит к значительно более сложным спектрам, содержащим десятки и сотни линий поглощения, недостаточно разрешенные мультиплеты и т. д. Положение и интенсивность таких линий поглощения находятся в сложной зависимости от магнитных параметров ядер, которые не могут быть получены прямым путем из спектра. Несмотря на наличие большой измерительной информации трудоемкие расчеты и специальные приемы позволяют определить значения констант с точностью, меньшей фактической точности ЯМР-спектрометров.

Во многих случаях повышение напряженности магнитного поля превращает спектры сложных веществ в спектры первого типа. Однако в современных ЯМР-спектрометрах напряженность внешнего магнитного поля достигает уже 1200—1880 кэ/м и дальнейшее повышение ее очень сложно. Так, например, были попытки получить поля напряженностью до 4000 кэ/м путем использования в ЯМР-спектрометрах сверхпроводящих соленоидов. Трудности возрастают в связи с тем, что необходимо создать магнитные поля, однородность и стабильность которых достигает $2 \cdot 10^{-9}$ напряженности.

Другим путем решения этой же проблемы, по-видимому, может стать создание методов более совершенного получения значений магнитных параметров ядер из спектров. При этом исходной информацией являются положения и интенсивность всех линий поглощения, форма сигнала ядер, распределение интенсивности в недостаточно разрешенном мультиплете и т. д.

Сложность математической стороны таких задач требует применения быстродействующих ЦВМ. С другой стороны, совместная работа ЯМР-спектрометра с вычислительной машиной позволит автоматизировать управление универсальным ЯМР-спектрометром, накопить полезный сигнал для повышения чувствительности, автоматизировать необходимые расчеты с целью обеспечения их оптимальной точности и т. д.

В последние годы в ряде зарубежных научно-исследовательских лабораторий, применяющих ЯМР-спектрометры, созданы программы для ЦВМ, позволяющие получать из экспериментальных ЯМР-спектров значения магнитных параметров ядер в исследуемых веществах [1—5]. Недавно опубликовано сообщение [6] о создании одной из отечественных программ по типу описанной в работе [2]. В работах [1—6] предусматривается использование ЦВМ с оперативной памятью в 4096 слов, что в применении к отечественному парку вычислительных машин означает использование программ лишь в сравнительно крупных вычислительных центрах.

Не менее перспективным было бы создание методов получения значений магнитных параметров ядер в молекулах, позволяющих использовать небольшие вычислительные машины, даже несмотря на то, что программирование в таких случаях становится более сложным и затраты машинного времени увеличиваются.

В последние годы в отечественных и зарубежных научных журналах публикуются данные о магнитных параметрах ядер молекул тысяч вновь исследуемых веществ. В большинстве случаев это легко анализируемые спектры первого типа. Трудность в этих случаях чаще всего заключается в отнесении линий поглощения к тем или иным ядрам молекулы и невозможности определить ряд магнитных параметров, не влияющих на простые спектры. Меньшую группу составляют исследования ЯМР-спектров веществ, требующих сложной обработки, которая позволяет произвести полную расшифровку спектров. Сбор и анализ данных по магнитным параметрам ядер для этой группы за 1967—1968 гг. показывает, что отечественные исследовательские лаборатории часто не используют возможности анализа сложных спектров лишь из-за отсутствия необходимых вспомогательных средств. Создание машинных методов обработки ЯМР-спектров позволит извлекать из спектров любых веществ более полную и точную информацию, эффективнее использовать ЯМР-аппаратуру. В качестве первого шага во ВНИИМ предпринята попытка разработать ряд методов расчета магнитных параметров ядер в молекулах из экспериментальных спектров применительно к созданию программ для ЦВМ, а также методов, позволяющих получать более полную и точную информацию из ЯМР-спектров. По этим методам на языке АЛГОЛ-60 составлено и отработано несколько программ для ЦВМ. При помощи транслятора их можно перевести на язык конкретной ЦВМ и использовать в машинах с памятью оперативного запоминающего устройства в 2048 слов и более.

Рассмотрим программу расчета теоретического ЯМР-спектра молекулы по значениям магнитных параметров. Такой расчет необходим для сравнения теоретического спектра с экспериментальным, определения правильности расшифровки спектра, проверки достоверности значений магнитных параметров, вычитания из спектра смеси веществ спектра известного вещества и т. д. Программа такого расчета как составная часть входит

в более сложные программы. Составлено два варианта такого рода программы. Первый эффективно использует соответствие между двоичной системой счисления, применяемой в машинах, и двумя дискретными состояниями магнитного момента изолированного ядра со спином $1/2$ в магнитном поле.

Это позволяет формировать с большой экономией оперативной памяти машины спиновые функции системы ядер в виде целого двоичного числа путем последовательного добавления единицы в последнем разряде и последующего выбора числа, соответствующего нужному значению магнитного момента системы. При помощи поразрядных логических операций легко формируется матрица состояний, которая затем диагонализуется методом Якоби для определения ее собственных значений и собственных векторов. Затем вычисляют разности собственных значений — положения линий поглощения ЯМР-спектра и по собственным векторам интенсивности для всех подматриц, значения квантовых магнитных моментов которых отличаются на единицу. С целью экономии машинной памяти и времени при расчете интенсивности используют спиновые функции. Входными данными являются число сильно связанных магнитных ядер в молекуле и их магнитные параметры. Выходными данными машины являются частота и интенсивность линий поглощения (если интенсивность превосходит заданный предел), а также порядковый номер линии поглощения с учетом пропускаемых из-за пренебрежимой интенсивности. Наличие информации о номере линии дает целый ряд преимуществ при работе с двойным резонансом и для описанной ниже программы. Расчет молекул, содержащих до шести сильно связанных ядер, можно производить без использования внешней памяти машины, а содержащих семь ядер — с ее использованием. Положенный в основу метод расчета позволяет после небольшого видоизменения программы использовать ее на машинах с оперативной памятью в 1024 слова.

Для случаев, когда невозможно осуществить поразрядные логические операции, создан второй вариант программы, использующий в основном ту же логическую схему счета, но формирующий спиновые функции в виде массива вещественных чисел. Этот вариант требует большего объема оперативной памяти, но при небольших модификациях с использованием внешней памяти позволяет эффективнее рассчитывать спектры с большим числом магнитно-эквивалентных ядер в симметричных молекулах по типу описанных в работах [6 и 7].

Разработана также программа расчета значений магнитных параметров, дающих наилучшее совпадение теоретического спектра с экспериментальным. Точно определить магнитные параметры ядер из сложных экспериментальных спектров, даже если известны их ориентировочные значения и расшифрован спектр, при помощи рассмотренной программы очень трудно. Она предполагает подбор несколько измененных значений магнитных параметров, расчет нового теоретического спектра и сравнение его с экспериментальным, подбор значений магнитных параметров, обеспечивающих лучшее совпадение спектров и т. д. К серьезным недостаткам такого метода относятся также отсутствие четкого критерия для выбора оптимальных значений параметров и медленная сходимость результатов.

Кроме того, следует иметь в виду, что из-за неизбежных экспериментальных погрешностей набор измеренных ЯМР-спектрометром положений и интенсивностей линий поглощения в принципе не может точно совпадать с теоретическим спектром. Наилучшие значения магнитных параметров — такие, которые дают наименьшее значение суммы квадратов разностей экспериментальных и теоретических значений. Возможность экспериментально измерить в сложных ЯМР-спектрах набор положений линий

поглощения, значительно превышающий число определяемых параметров ядер, позволяет сформировать и решить систему нормальных уравнений для определения необходимых добавок к параметрам. Этот процесс повторяется до тех пор, пока улучшается совпадение спектров или пока не выполнено заданное число итераций.

В принципе такой метод расчета совпадает с приведенным в работе [3], но внесенные усовершенствования позволили применить его к меньшим машинам и сократить время расчета. В программе формируется система нормальных уравнений для определяемых добавок к параметрам для всех теоретических линий поглощения, номера которых совпадают с заданными экспериментально.

Программа позволяет рассчитывать на машинах с оперативной памятью в 2048 слов значения магнитных параметров молекул, содержащих до шести сильно связанных в магнитном отношении ядер. Входными данными являются число ядер, предполагаемые значения их магнитных параметров, положения и номера линий в экспериментальном спектре. Выдается набор магнитных параметров ядер в молекуле, при котором теоретический спектр наилучшим образом совпадает с экспериментальным.

Эта программа от описанной в работах [2 и 6] несколько отличается исходными данными, методом расчета и во многих случаях проще в применении. В дальнейшем она может быть перестроена на оперативную память в 1024 слова.

Для исследования недостаточно разрешенных мультиплетов создана программа разложения мультиплета на составляющие его линии поглощения. Сложное распределение интенсивности поглощения вызвано слиянием соседних линий в неразрешенный мультиплет. Причиной появления мультиплетов могут быть как чрезмерно близко расположенные линии поглощения (когда для их разрешения недостаточно максимально достижимой однородности магнитного поля спектрометра), так и процессы в веществе, чрезмерно уширяющие линию поглощения. Визуальные оценки числа линий поглощения, их положений и интенсивности в недостаточно разрешенном мультиплете обычно дают очень неточные значения. При этом визуальные оценки используют лишь очень малую часть информации из имеющейся в записанном ЯМР-спектре (обычно лишь максимумы недостаточно разрешенного мультиплета). Использование всей доступной информации (распределения интенсивности в мультиплете, формы одиночной линии и т. п.), естественно, повышает точность результатов, но требует машинных методов расчета [5]. Если экспериментально измеренное распределение интенсивности в мультиплете зависит от шумов или нестабильности спектрометра, то при обработке таких результатов необходимо, кроме того, использовать метод наименьших квадратов. Разработанная программа для ЦВМ в качестве исходных данных использует экспериментальные значения интенсивности, взятые через заданный интервал частот (распределение интенсивности в мультиплете). Используя предполагаемые положения и интенсивность компонент мультиплета, вычисляют значения теоретического распределения интенсивности с учетом формы одиночной ЯМР линии поглощения. Затем составляют и решают систему нормальных уравнений для определения добавок к рассчитываемым параметрам компонент мультиплета, обеспечивающих наилучшее совпадение вычисленного распределения с экспериментальным. Этот процесс повторяется до тех пор, пока не уменьшится сумма квадратов разностей экспериментальных и вычисляемых значений интенсивности. Выходными данными являются положение и интенсивность каждой компоненты мультиплета и разность экспериментального и наилучшего вычисленного распределения интенсивности в нем. Эту разность можно исполь-

зовать для нахождения добавочных компонент мультиплета, обеспечивающих более хорошее совпадение. Программа может быть применена для определения столь малых значений магнитных параметров ядер в молекулах (например, констант дальней связи), что их прямое измерение из ЯМР-спектров невозможно из-за недостаточной однородности и стабильности магнитного поля спектрометра. В работе [4] подобного типа программа использована для получения такого количества экспериментальных линий поглощения, которое позволяет применять метод, описанный в работе [2]. Для мультиплетов, в которых можно пренебречь нестабильностью и шумами, возможна модификация последней программы. В этом случае обработка по методу наименьших квадратов не нужна, и освобождающееся машинное время может быть использовано для поиска набора линий, обеспечивающего экспериментальное распределение интенсивности с заданной точностью.

В настоящее время исследуется применение рассмотренных программ в практике ЯМР-спектроскопии с целью создания вариантов с менее жесткими требованиями к исходным данным. Предполагается также разработать рекомендации по усовершенствованию существующих ЯМР-спектрометров для более эффективного использования возможностей вычислительной техники в ЯМР-исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Swalen J. D., Progr. in NMR spectr. I (1966).
2. Swalen J. D., Reilly C. A., J. Chem., 37, 21 (1962).
3. Castellano S., Bothner — By A. A., J. Chem. Phys., 41, 3863 (1964).
4. Stone H., J. Opt., Soc. Amer., 52, 998 (1962).
5. Keller W. D., Lusenbrink T. R., Sederholm C. H., J. Chem. Phys., 44, 782 (1966).
6. Фомичев А. А. Программы для анализа сложных спектров ЯМР высокого разрешения. «Журнал структурной химии», 1968, № 4.
7. Ferguson R. C., Marquardt D. W., J. Chem. Phys., 41, 2087 (1964).

Поступила в редакцию
20.V.1969 г.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ В СБОРНИКЕ

УДК 389. (092)

Научная деятельность Б. М. Яновского как метролога

Е. Н. Чечурина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г. стр. 4—9.

Освещена научная деятельность доктора физико-математических наук профессора Б. М. Яновского в области метрологии. Дан краткий анализ основных работ ученого, посвященных этому вопросу и являющихся большим вкладом в развитие советской метрологии.

Библиографий 47.

УДК 389 (092)

Е. Т. Чернышев как ученый-метролог

Е. Г. Шрамков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120(180), 1971 г., стр. 10—13

В статье освещены работы Е. Т. Чернышева в области магнитных измерений, дан перечень трудов ученого, посвятившего 40 лет своей жизни вопросам, связанным с магнитными измерениями.

Библиографий 19.

УДК 539.125.081

Работы ВНИИМ по определению
гиромангнитного отношения протона

Т. М. Малаяревская, Н. В. Студенцов, В. Я. Шифрин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120(180), 1971 г., стр. 14—20

Статья посвящена определению одной из важнейших физических констант — гиромангнитного отношения протона.

Дан анализ результатов работ в этом направлении, проводившихся во ВНИИМ с 1958 по 1968 гг.

Таблиц 3, библиографий 6.

УДК 621.317.31.081.3:538.242

**Роль точных измерений гироманнитного
отношения протона в метрологии**

Н. В. Студенцов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г.,
стр. 21—23.

Показано, что измерения гироманнитного отношения про-
тона в слабом магнитном поле расчетной катушки и зазоре
электромагнита являются по существу абсолютными измерениями
силы тока, т. е. воспроизведением ампера.

УДК 621.318.42:550.38

**Принципы метрологического обслуживания
приборостроения в области геомагнетизма**

Е. Н. Чечурина, В. Я. Шифрин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 24—30

На основании анализов, применяемых в геомагнитных ис-
следованиях приборов, сформулированы требования к образцо-
вой аппаратуре, предназначенной для их поверки. В отдельных
случаях требуемая точность достигает уровня современных тех-
нических возможностей (0,001 %).

Показано, что методы, основанные на внутриатомных явле-
ниях, еще не гарантируют единство и высокую точность изме-
рений. Этого можно достигнуть, применяя абсолютную меру —
эталонную катушку, вещественно воспроизводящую через еди-
ницу длины и силы тока единицу индукции магнитного поля.

Предложена схема передачи значения единицы индукции
магнитного поля в области слабых магнитных полей ($10^{-6} +$
 $+ 2 \cdot 10^{-2}$ тл), основным назначением которой является обеспе-
чение единства геомагнитных измерений. Дано краткое описание
отдельных звеньев схемы и показано, что предлагаемые методы
поверки и образцовая аппаратура обеспечивают требуемую точ-
ность передачи единицы.

Таблиц 2, иллюстраций 1, библиографий 3.

УДК 621.318.42

**Катушка для создания магнитного поля высокой
однородности**

Н. В. Студенцов, В. Н. Хорев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 31—33

Разработана мера магнитной индукции с высокой степенью
однородности (лучшей, чем у катушки Максвелла).

Мера имеет вид четырехсекционной катушки с параметрами:
 $\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{1}{2}$; $\frac{a_1}{R_1} = 0,247606$; $\frac{a_2}{R_2} = 0,964261$ и $\frac{R_1}{R_2} = 1,040069$
(ω_1, R_1, a_1 и ω_2, R_2, a_2 — число витков, радиус и расстояние от
центра катушки для каждой из средних и крайних секций соот-
ветственно).

Определено влияние поперечного сечения обмоток на одно-
родность магнитного поля катушки.

Иллюстраций 1.

УДК 621.3.013.1.083.3:621.317.715

Устранение двустороннего отброса баллистического гальванометра при сличении мер магнитного потока нулевым индукционно-баллистическим методом

В. Н. Хорев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (120), 1971 г., стр. 34—35

Предложен способ устранения двустороннего отброса баллистического гальванометра путем включения во вторичную цепь измерительной схемы дополнительной индуктивности. Иллюстраций 1.

УДК 621.3.013.1.089.68:621.318.4

Влияние компенсационной катушки на точность сличений вторичных эталонов с первичным эталоном единицы магнитного потока

В. А. Караванова, В. Н. Хорев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 36—42

Оценено влияние расстояния между первичным эталоном магнитного потока и компенсационной катушкой на значение постоянной вторичного эталона. Рекомендуется вводить соответствующие поправки, существенно снижающие погрешность передачи единицы магнитного потока.

Приведены результаты сличений рабочего эталона с первичным с учетом подсчитанных поправок.

Таблиц 1, иллюстраций 4, библиографий 3.

УДК 621.317.445.089.6

Методика и аппаратура для поверки мер и приборов, измеряющих индукцию слабых постоянных магнитных полей

В. Я. Шифрин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 43—48

Дано описание ядерно-прецессионного прибора с малогабаритным чувствительным элементом и катушкой компенсации модуля индукции магнитного поля Земли. Прибор предназначен для поверки с высокой точностью (до 0,001%) мер и приборов, измеряющих индукцию слабого постоянного магнитного поля в широком диапазоне индукций.

Предложена методика поверки этих приборов.

Таблиц 1, иллюстраций 4, библиографий 3.

УДК 621.317.445:621.317.736

**Магнитно-модуляционный нуль-индикатор для работы
в компенсационной схеме измерения магнитной индукции
слабых магнитных полей**

А. С. Зашка, Д. И. Чебурков, Г. К. Ягола

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 49—52

Дано описание магнитно-модуляционного нуль-индикатора с порогом чувствительности $5 \cdot 10^{-10}$ тл при относительном уровне полей рассеивания в пространстве менее 0,06%, предназначенного для работы в компенсационной схеме при измерении поля в магнитных экранах.

Таблиц 1, иллюстраций 2, библиографий 3.

УДК 621.317.445.:621.317.736

**Оценка смещения нулевых показаний
магнитно-модуляционных нуль-индикаторов**

Д. И. Чебурков, Г. К. Ягола

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 53—56

Выведены формулы для основных составляющих смещения нуль-пункта магнитно-модуляционных нуль-индикаторов и рассмотрены пути их исключения. Экспериментально обоснована предлагаемая методика учета смещения нулевых показаний ММП, используемых в компенсационной схеме измерения индукции слабых магнитных полей.

Таблиц 1, библиографий 5.

УДК 621.317.445:(621.3.013.8:621.318.132)

**Применение двухчастотного возбуждения магнитно-
модуляционных преобразователей приборов
для измерения слабых магнитных полей**

Д. И. Чебурков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120(180), 1971 г., стр. 57—64

Выведено выражение для спектра амплитуд сигнала второй гармоники при двухчастотном возбуждении ферромагнитного сердечника. Показана возможность уменьшения влияния фазовых характеристик электронной схемы на нестабильность нуля измерителей магнитной индукции. Приведены экспериментальные данные.

Таблиц 2, библиографий 5.

УДК 621.317.444:669.885:538.222

Исследование работы парорубидиевого магнитометра
в слабых магнитных полях

А. П. Наумов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 65—69

Проведено сравнение работы ядерно-прецессионного и квантового магнитометров в магнитных полях с индукцией $\leq 1 \cdot 10^{-4}$ тл. Определен линейный член формулы Брейта—Раби для рубидия—87

$$A = (699580 \pm 9) \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1} \cdot \text{тл}^{-1}.$$

Таблиц 3, библиографий 7.

УДК 621.317.44:598.212:669.872'24

Высокочувствительные магнитосопротивления из антимонида
индия, легированного никелем

В. Г. Савенко, А. П. Щелкин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 70—72

Приведены результаты исследования магниторезисторов, изготовленных из сурьмянистого индия, легированного никелем. Новые магниторезисторы имеют повышенную чувствительность к изменению магнитного поля и сопротивление, значительно превышающее сопротивление существующих чувствительных магниторезисторов.

Таблиц 1, иллюстраций 2, библиографий 5.

УДК 538.632.087.92:621.315.592

Влияние неоднородности полупроводника на температурный
дрейф нулевого сигнала преобразователей Холла

В. С. Иалева, В. Г. Савенко, А. П. Щелкин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 73—78

Приведены результаты исследования влияния неоднородности полупроводника на температурный дрейф напряжения неэквивалентности преобразователей Холла. Даны рекомендации относительно выбора направления выращивания и раскроя полупроводниковых слитков, предназначенных для изготовления преобразователей.

Иллюстраций 3, библиографий 7.

УДК 621.317.43.001.24

**Разделение потерь энергии на перемагничивание как
проблема теории**

*Ю. А. Вдовин, В. П. Иванов, А. И. Кадошников, А. А. Си-
венцев*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120(180), 1971 г., стр. 79—88

Для материалов с прямоугольной статической петлей гистерезиса разработана методика расчетного разделения потерь энергии на перемагничивание на основе динамического уравнения (уравнение магнитной вязкости) в случае заданного внешнего поля с достаточно большой амплитудой при известной экспериментальной динамической петле.
Иллюстраций 5, библиографий 20.

УДК 621.317.43.088:669.14

**Установка для определения потерь на перемагничивание
малых образцов электротехнической стали**

А. И. Буланова, А. З. Векслер

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120(180), 1971 г., стр. 89—97

Создана установка для определения потерь на перемагничивание образцов как текстурованной, так и нетекстурованной стали массой 0,5—1 г. Установка состоит из намагничивающего устройства специальной конструкции, позволяющего исключить влияние потерь во вспомогательных элементах, а также моста переменного тока. Рассмотрены особенности работы установки и условия намагничивания образца, дана оценка погрешности измерений.

Иллюстраций 2, библиографий 6.

УДК 621.317.4:538.24

**Аппаратура для определения магнитных характеристик
материалов при одновитковом намагничивании
в диапазоне частот 1—100 кГц**

М. М. Нагорная Н. Г. Чернышева,

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120(180), 1971 г., стр. 98—101

Разработана установка для определения параметров образцов ферритов тороидальной формы при одновитковом намагничивании, позволяющая определять магнитную проницаемость тангенс угла потерь и температурные коэффициенты (при подключении термокамеры) ферритов с проницаемостью 100—6000 в диапазоне частот 1—100 кГц.

Иллюстраций 3, библиографий 3.

УДК 621.317.411.083.2:621.318.134.023:536.5

Резонансный метод определения температурных коэффициентов магнитной проницаемости высокочастотных ферромагнитных материалов

М. М. Червинский, Н. Г. Чернышева, О. И. Шелудков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 102—105

Рассмотрен резонансный метод определения температурного коэффициента магнитной проницаемости. Описаны способы уменьшения неустойчивости частоты автогенератора.

Показано, что неустойчивость частоты напряжения на контуре с образцом ферромагнетика, обусловленная нестабильностью свойств материала, создает предел точности измерений температурного коэффициента магнитной проницаемости.

Таблиц 3, иллюстраций 2.

УДК 621.318.151:621.317.431:536.5

Температурные зависимости угла потерь и его составляющих магнитодиэлектриков

Г. Г. Карбелашвили

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 106—112

В результате рассмотрения температурных зависимостей угла потерь и его составляющих магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа сделан аналитический подсчет температурных коэффициентов потерь, не прибегая к их экспериментальному определению.

Таблиц 2, иллюстраций 5, библиографий 6.

УДК 621.318.1:538.12:538.114

Магнитные характеристики при прямоугольной форме кривой напряженности магнитного поля и э. д. с.

А. Э. Векслер

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 113—121

Рассмотрены особенности перемагничивания материалов при прямоугольной форме импульсов тока и э. д. с., а также установлена связь между магнитными характеристиками. В определенных условиях связь между временем перемагничивания и динамической коэрцитивной силой в обоих случаях имеет один и тот же вид. Рассмотрена роль вихревых токов при импульсном намагничивании. Приведены результаты экспериментального определения зависимости динамической коэрцитивной силы от времени перемагничивания.

Иллюстраций 7, библиографий 16.

УДК 621.317.43.088:621.318.1—416:538.565.2

Влияние ширины полосы пропускания усилительного тракта на погрешность измерения динамических кривых перемещения тонких магнитных пленок

В. Г. Семенов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 122—127

Исследованы искажения э. д. с. перемещения и потока тонких магнитных пленок в функции ширины полосы пропускания усилительного тракта. Приведены кривые зависимости среднеквадратической погрешности от ширины полосы пропускания, а также от частоты и напряженности намагничивающего поля при треугольной форме э. д. с. Рассмотрены среднеквадратические погрешности э. д. с. и магнитного потока при форме э. д. с., отличной от треугольной.

Иллюстраций 5, библиографий 2.

УДК 621.318.1.023:621.317.4

Измерение параметров образцов магнитных материалов малых размеров на высоких частотах

А. Ф. Кузнецкий, Н. Н. Черноусова, Л. П. Черноусов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 128—133

Измерение параметров образцов малых размеров связано с определенными трудностями: высокими требованиями к чувствительности и стабильности измерительной аппаратуры и конструкции держателей образцов, уменьшением допусков на геометрические размеры при изготовлении образцов. В статье рассматриваются методы и аппаратура для измерения параметров образцов с внешним диаметром 5 мм и более в частотном диапазоне 1—150 МГц при помощи мостов, собранных по одинарной и двойной Т-образным схемам, а также при помощи измерительного генератора.

Таблиц 5, иллюстраций 5, библиографий 11.

УДК 538.213.08:621.372.41

О методике измерения компонент тензора магнитной проницаемости в полосковых резонаторах

П. П. Талько—Гринцевич

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 134—137

Выведены расчетные формулы для образцов гиротропного тела в форме пластины при различных положениях их в резонаторе. Оценены погрешности, вызванные пренебрежением коэффициентом размагничивания вдоль плоскости пластины и неоднородным намагничиванием образца в краевом поле.

Иллюстраций 2, библиографий 4.

УДК 621.317.411:621.318.13.023

**Аппаратура для измерения обратимой магнитной
проницаемости на высоких частотах**

А. А. Гербер, А. Ф. Кугаевский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120(180), 1971 г., стр. 138—
143

Разработан высокочастотный пермеаметр для измерения
обратимой магнитной проницаемости магнитномягких материа-
лов в диапазоне частот 0,5—50 Мгц.

Для диапазона частот 50—300 Мгц применена схема уста-
новки, работающей либо как резонатор, нагруженный на емкость,
либо как четвертьволновый резонатор.

Приводятся расчетные формулы и графики зависимости упру-
гой составляющей комплексной магнитной проницаемости μ' от
напряженности постоянного подмагничивающего поля и ча-
стоты.

Иллюстраций 5, библиографий 4.

УДК 621.318.1—492.2:538.247

**Исследование коэффициентов размагничивания образцов
порошкообразных веществ**

В. Г. Антонов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 144—
147

Экспериментально определены коэффициенты размагничи-
вания цилиндрических образцов порошкообразного магнетита
в разомкнутой магнитной цепи. Проведено сопоставление вну-
треннего коэффициента размагничивания с коэффициентами,
зависящими от внешней конфигурации образцов. Даны реко-
мендации по созданию нормальных образцов вещества с магнит-
ной восприимчивостью $\kappa = 1000 \cdot 10^{-5} - 300\,000 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ.

Таблиц 1, иллюстраций 1, библиографий 6.

УДК 621.318.12:620.179.14

**Некоторые особенности испытания магнитотвердых
материалов**

С. Б. Семенова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 148—
155

Показано, что для намагничивания и размагничивания
кольцевых образцов листовых магнитотвердых материалов необ-
ходимы магнитные поля с напряженностью, превышающей коэр-
цитивную силу материала не менее чем в три раза. Испытания
можно производить на образцах сразу после их размагничива-
ния. Приведены результаты испытания образцов сплавов 52КФВ
и 12КМВ в постоянных и переменных полях частотой 50 гц.

Таблиц 1, иллюстраций 4, библиографий 6.

УДК 621.317.63.087.61:621.318.12

Исследование установки МЭИ для автоматической регистрации статических петель гистерезиса магнитотвердых материалов

*С. Б. Семенова, И. В. Сильванский, Е. Н. Чечурина,
А. Я. Шихин*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120(180), 1971 г., стр. 156—161

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование установки для автоматической записи на двухкоординатном самписце статических петель гистерезиса образцов в виде стержней прямоугольного и круглого сечения из магнитотвердых материалов с коэрцитивной силой менее 320 кА/м. Установка разработана в Московском ордена Ленина энергетическом институте. Исследования установки проводили сотрудники МЭИ и ВНИИМ.

Таблиц 3, иллюстраций 1, библиографий 5.

УДК 621. 3.013:621.318.435.3

Усилитель для получения синусоидального магнитного потока

*Ю. А. Вдовин, Г. И. Дмитриев, А. И. Кадошников,
А. Н. Кузнецов*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 162—165

Описан электронный усилитель с внешней обратной связью, предназначенный для получения синусоидального магнитного потока в образцах из электротехнической стали в лабораторных условиях. Приведены требования к техническим характеристикам усилителя, принципиальная схема, экспериментальные данные. Иллюстраций 2, библиографий 6.

УДК 621.317.4:539.14

Некоторые вопросы измерения магнитных характеристик ядер в молекулярных объектах

Б. В. Семаков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 120 (180), 1971 г., стр. 166—170

Разработан метод получения магнитных параметров ядер в молекулах из сложных спектров ядерного магнитного резонанса. Описаны используемые при расчете программы для ЦВМ. Библиографий 7.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Чечурина Е. Н. Научная деятельность Б. М. Яновского как метролога	4
Шрамков Е. Г. Чернышев Е. Т. как ученый-метролог	10
Малыревская Т. Н., Студенцов Н. В., Шифрин В. Я. Работы ВНИИМ по определению гироманнитного отношения протона	14
Студенцов Н. В. Роль точных измерений гироманнитного отношения протона в метрологии	21
Чечурина Е. Н., Шифрин В. Я. Принципы метрологического обслуживания приборостроения в области геомагнетизма	24
Студенцов Н. В., Хорев В. Н. Катушка для создания магнитного поля высокой однородности	31
Хорев В. Н. Устранение двустороннего отброса баллистического гальванометра при сличении мер магнитного потока нулевым индукционно-баллистическим методом	34
Караваяева В. А., Хорев В. Н. Влияние компенсационной катушки на точность сличений вторичных эталонов с первичным эталоном единицы магнитного потока	36
Шифрин В. Я. Методика и аппаратура для проверки мер и приборов, измеряющих индукцию слабых постоянных магнитных полей	43
Зайка А. С., Чебурков Д. И., Ягола Г. К. Магнитно-модуляционный нуль-индикатор для работы в компенсационной схеме измерения магнитной индукции слабых магнитных полей	49
Чебурков Д. И., Ягола Г. К. Оценка смещения нулевых показаний магнитно-модуляционных нуль-индикаторов	53
Чебурков Д. И. Применение двухчастотного возбуждения магнитно-модуляционных преобразователей приборов для измерения слабых магнитных полей	57
Наумов А. П. Исследование работы парорубидиевого магнитометра в слабых магнитных полях	65
Савенко В. Г., Щелкин А. П. Высокочувствительные магнитосопротивления из антимонида индия, легированного никелем	70
Ивлева В. С., Савенко В. Г., Щелкин А. П. Влияние неоднородности полупроводника на температурный дрейф нулевого сигнала преобразователей Холла	73
Вдовин Ю. А., Иванов В. П., Кадочников А. И., Сивенцев А. А. Разделение потерь энергии на перемагничивание как проблема теории	79
Буланова А. И., Векслер А. Э. Установка для определения потерь на перемагничивание малых образцов электротехнической стали	89
Нагорная М. М., Чернышева Н. Г., Аппаратура для определения магнитных характеристик материалов при одновитковом намагничивании в диапазоне частот 1—100 кГц	98
Червинский М. М., Чернышева Н. Г., Шелдуков О. И. Резонансный метод определения температурных коэффициентов магнитной проницаемости высокочастотных ферромагнитных материалов	102
Карбелашвили Г. Г. Температурные зависимости угла потерь и его составляющих магнитодиэлектриков	106
Векслер А. Э. Магнитные характеристики при прямоугольной форме кривой напряженности магнитного поля и э. д. с.	113
Семенов В. Г. Влияние ширины полосы пропускания усилительного тракта на погрешность измерения динамических кривых перемагничивания тонких магнитных пленок	122

Кугаевский А. Ф., Черноусова Н. Н., Черноусов Л. П. Измерение параметров образцов магнитных материалов малых размеров на высоких частотах	128
Талько — Гриневич П. П. О методике измерения компонент тензора магнитной проницаемости в полосковых резонаторах	134
Гербер А. А., Кугаевский А. Ф. Аппаратура для измерения обратимой магнитной проницаемости на высоких частотах	138
Антонов В. Г. Исследование коэффициентов размагничивания образцов порошкообразных веществ	144
Семенова С. Б. Некоторые особенности испытания магнитотвердых материалов	148
Семенова С. Б., Сильванский И. В., Чечурин Е. Н., Шихин А. Я. Исследование установки МЭИ для автоматической регистрации статических петель гистерезиса магнитотвердых материалов	156
Вдовин Ю. А., Дмитриев Г. И., Кадочников А. И., Кузнецов А. Н. Усилитель для получения синусоидального магнитного потока	162
Семаков Б. В. Некоторые вопросы измерения магнитных характеристик ядер в молекулярных объектах	166
Рефераты статей, опубликованных в сборнике	171

КОНТАКТЫ ДИСТРИБУТОРОВ

СООБЩЕНИЕ ДИСТРИБУТОРАМ

ОБЪЯВЛЕНИЕ

СВЕДЕНИЯ ОБ ИЗМЕНЕНИИ АДРЕСОВ

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 120 (180)

Редактор издательства *Н. Н. Александрова*
Техн. редактор *Э. Г. Вагер*

Сдано в набор 2/VII 1970 г. Подписано в печать 13/VIII 1971 г.
Формат бумаги 70×108/16 печ. л. 11,5 Уч.-изд. л. 12,5
М-43228. Тираж 2000 экз. Цена 1 р. 37 к. Заказ № 977.

Издательство стандартов
Москва, К-1, ул. Щусева, 4

Ленинградская типография № 6 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Ленинград, С-144, ул. Моисеенко, 10



MEMORANDUM FOR THE
SECRETARY OF DEFENSE

DATE: 11/11/54

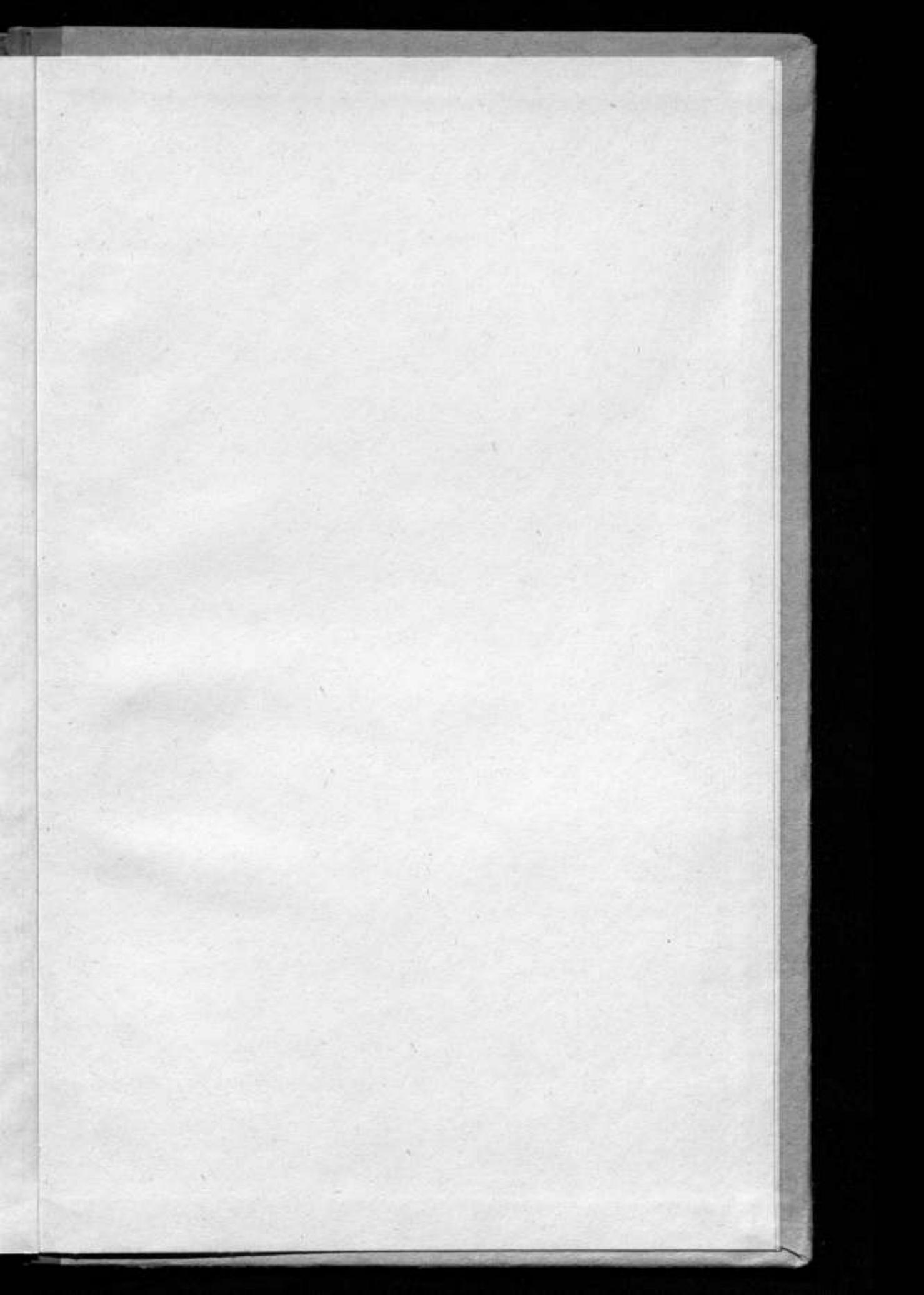
TO: SECRETARY OF DEFENSE

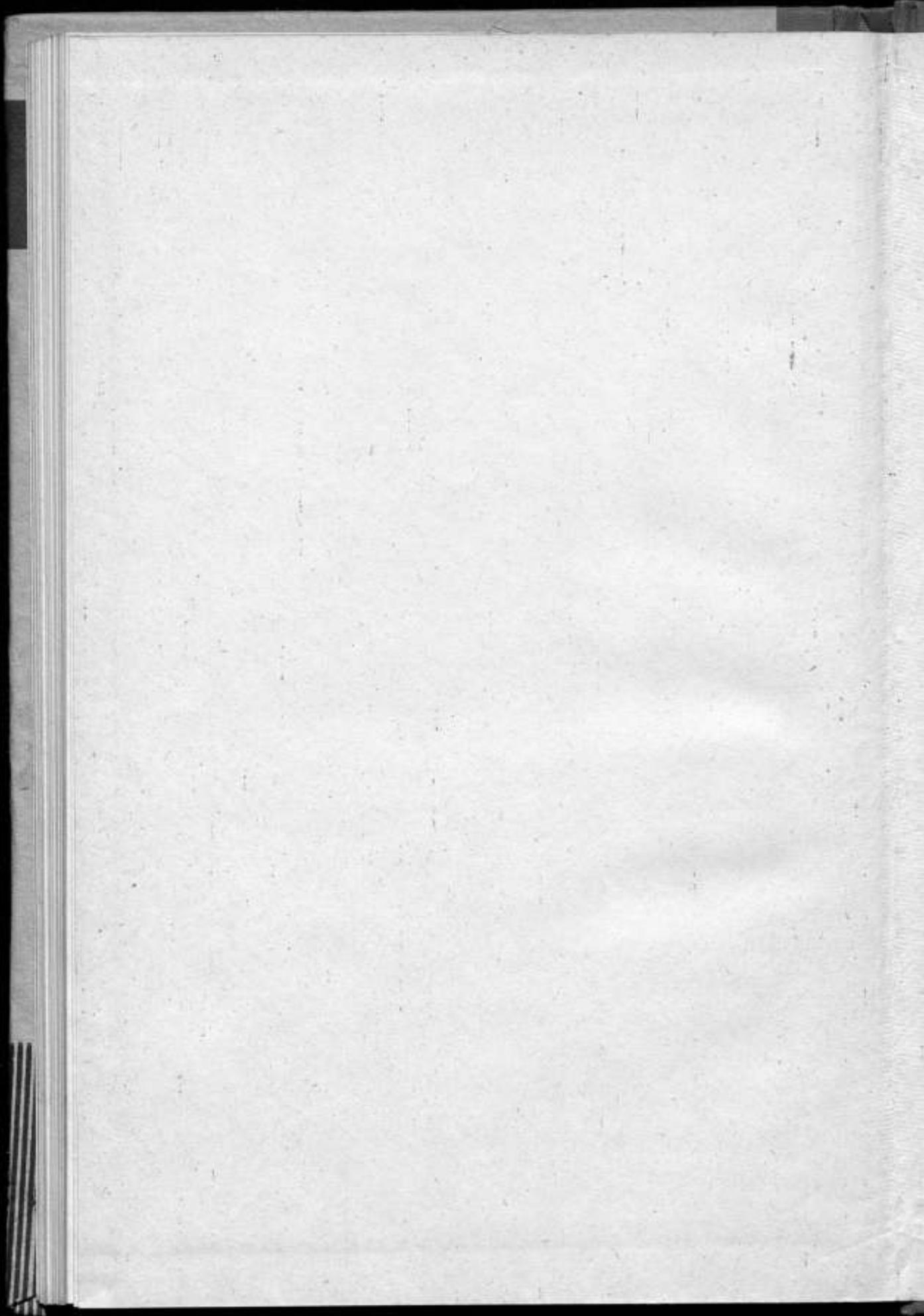
FROM: [Illegible]

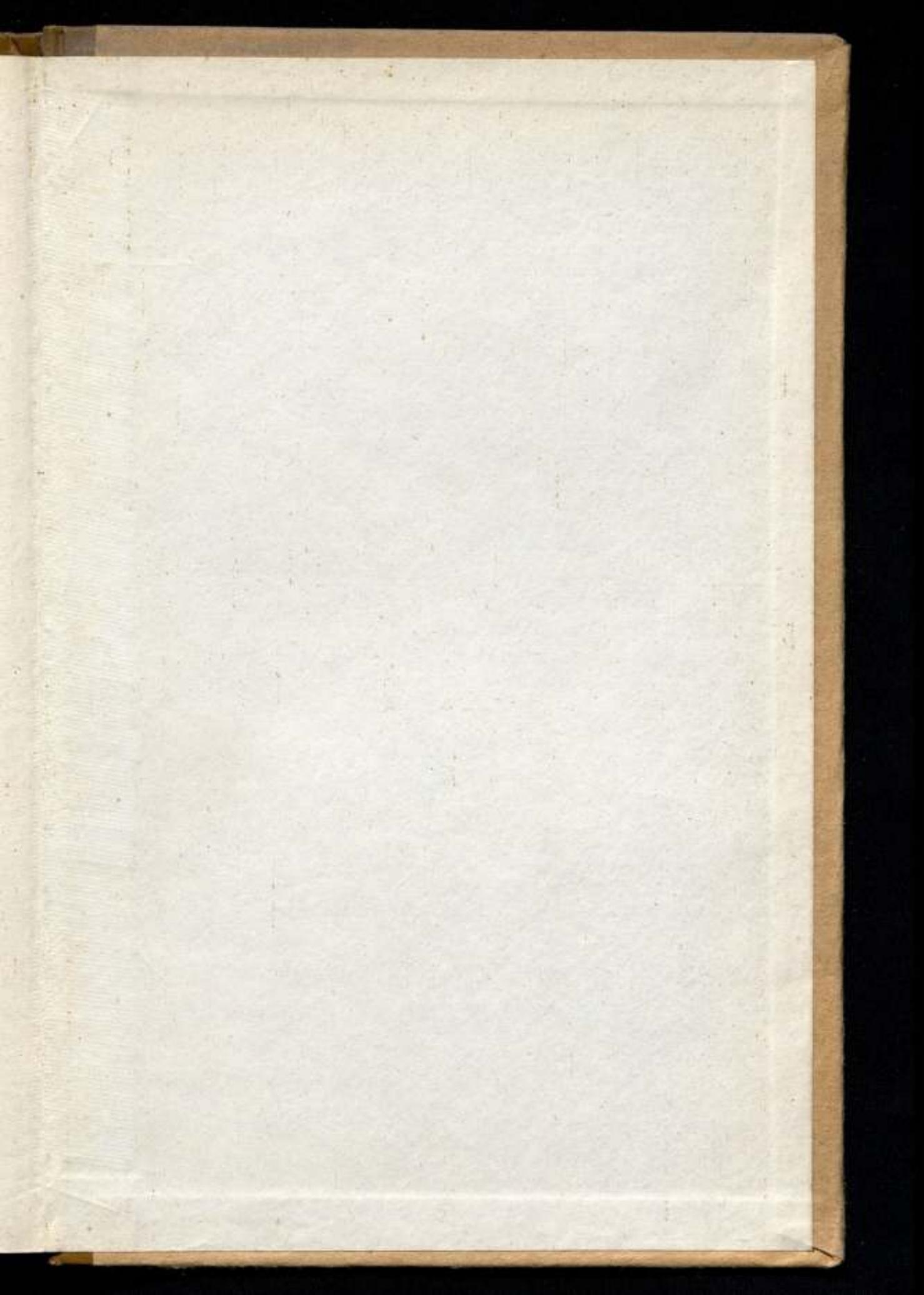
[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]







1 р. 37 к.