

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ,
МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ СССР

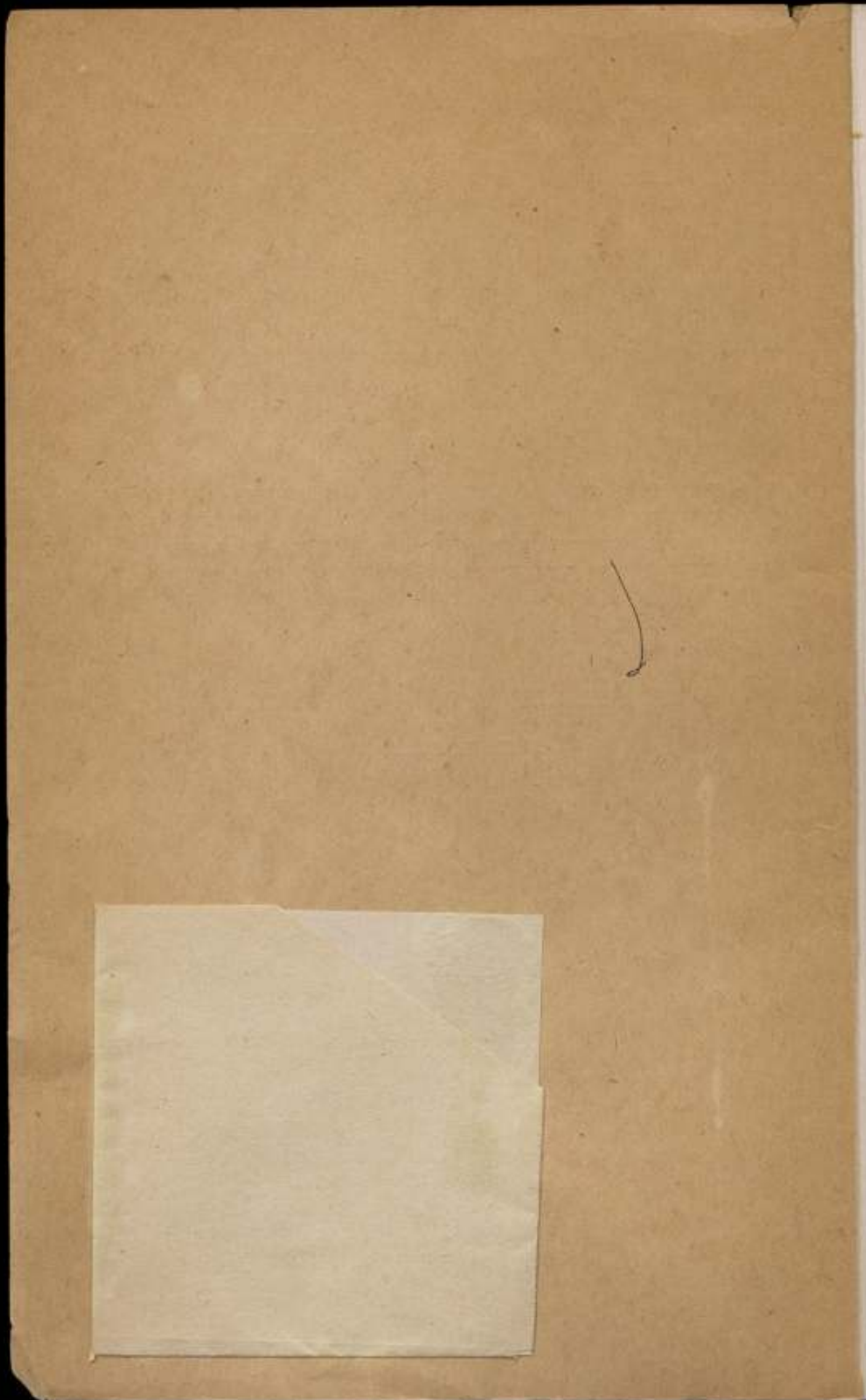
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ ГОСКОМИТЕТА

ВЫПУСК 79 (139)





ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ ГОСКОМИТЕТА

ВЫПУСК 79 (139)

Под редакцией
д-ра техн. наук Е. Т. ЧЕРНЫШЕВА

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследова-
тельского института метрологии
имени Д. И. Менделеева

ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1965

13371/2

Редакционный совет

П. Н. Агалецкий, Н. Н. Александрова, В. О. Арутюнов,
С. В. Горбачевич, Е. Ф. Долгиский, М. К. Жоховский,
Л. М. Закс, В. В. Кандыба, Л. К. Каяк, И. И. Киренков,
Д. К. Коллеров, Е. Т. Чернышев, К. П. Широков,
Е. Г. Шрамков, Б. М. Яновский

1934-5
19361

Ответственный редактор
д-р техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник объединяет труды магнитных лабораторий четырех институтов системы Государственного комитета стандартов, мер и измерительных приборов, относящиеся к вопросам воспроизведения и передачи единиц магнитных величин и к методике их определения.

В сборнике представлены работы Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им. Д. И. Менделеева в Ленинграде, его Свердловского филиала, Новосибирского и Харьковского институтов мер и измерительных приборов.

Среди задач магнитных измерений в настоящее время весьма ответственное место занимает определение константы гиромагнитного отношения протона.

В настоящем сборнике этому вопросу посвящено несколько статей. Здесь даются как методы самого определения названной константы, так и перспективы ее метрологического использования для создания новых эталонов электрического тока.

К этим исследованиям относятся статьи проф. Б. М. Яновского и Т. И. Маляревской, статьи к. т. н. И. В. Студенцова и статьи В. И. Зингермана, В. Н. Сепетого и Я. А. Зильберштейна.

К вопросу воспроизведения магнитных единиц образцовыми расчетными мерами относятся статьи к. т. н. Н. Л. Амадуни и Б. В. Васильева.

В практической магнитометрии все большее значение имеют вопросы измерений магнитных свойств материалов на повышенных и высоких частотах. Эти измерения имеют ряд трудностей для материалов с малыми составляющими потерь, в особенности, при необходимости их отдельного определения.

Вопросам аппаратуры и методики измерений на повышенных и высоких частотах посвящены статьи к. т. н. Д. И. Зорина, Л. Ф. Ивановой, к. т. н. Н. Г. Чернышевой, проф. Е. Г. Шрамкова, Н. В. Горбунова, к. т. н. А. Ф. Кугаевского, В. П. Петрова и П. П. Талько-Гринцевича.

Наряду с измерениями при повышенных частотах большое значение имеют определения динамических характеристик магнитномягких материалов при промышленных частотах звукового диапазона, представленные в сборнике статьями С. Б. Никитиной, к. т. н. Е. Н. Чечуриной и к. т. н. А. З. Векслера.

Остальные работы относятся к различным вопросам магнитных измерений.

Сборник продолжает публикацию исследований, представленных в трудах ВНИИМ № 67(127) и № 72(132) за 1962 и 1963 годы.

Редактор

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЕДИНИЦЫ СИЛЫ ТОКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ ПРОТОНА

Рассмотрены теоретические возможности воспроизведения единицы силы тока с использованием гиромагнитного отношения протона; перечислены преимущества предлагаемого метода по сравнению с эталонной установкой, воспроизводящей ампер, — «ампер-весы». Предлагается принципиальная схема установки, детально рассмотрен вопрос о соленоиде — источнике расчетного поля, являющемся наиболее ответственным элементом установки. Выведена формула для расчета магнитного поля реального соленоида. Предлагается метод улучшения однородности поля соленоида.

Принципиальное обоснование метода

Международная система единиц СИ, как и система СГС, определяет единицу силы тока, исходя из закона взаимодействия между двумя проводниками, по которым протекает ток. Вследствие этого эталоном, воспроизводящим ампер, служит установка под названием «ампер-весы», позволяющая измерять абсолютным методом силу взаимодействия между двумя соленоидами.

Международный опыт воспроизведения ампера при помощи такой установки (в СССР, США, Англии) показал, что наименьшая погрешность получаемого значения силы тока составляет $3 \cdot 10^{-6}$ измеряемой величины, а в большинстве случаев она достигает $1 \cdot 10^{-5}$.

Однако для того, чтобы обеспечить такую точность, необходима затрата большого труда и времени, что значительно снижает эффективность результатов. Особенно это наблюдается в тех случаях, когда «ампер-весы» используются для проверки стабильности нормальных элементов, служащих эталонами э. д. с.

Ампер-весы, установленные во ВНИИМ, дают погрешность при относительных измерениях силы тока, а следовательно, и э. д. с., порядка $5 \cdot 10^{-6}$. Это равносильно тому, что стабильность нормальных элементов может быть определена с такой же погрешностью. Между тем при относительных измерениях (при сравнении одного элемента с другим) погрешность более чем на порядок меньше. Поэтому естественно было искать новые методы абсолютных измерений силы тока, погрешность которых была бы одного порядка с погрешностью относительных измерений. Однако все эти методы требуют наличия катушек (соленоидов) взаимной индуктивности, взаимная индуктивность которых должна определяться в зависимости от геометрических размеров. При этом наибольшая погрешность в измерении силы тока обуславливается погрешностью

определения взаимной индуктивности, связанной, в свою очередь, с отклонением формы реальной катушки от идеальной (геометрически правильной), требуемой для теоретических расчетов.

При современной технике изготовления таких катушек вряд ли возможно достичь совпадения реальной формы с идеальной так, чтобы отличие между ними не влияло на точность расчетов взаимной индуктивности.

Вторая погрешность такого же порядка при этих методах вызывается погрешностью измерения силы взаимодействия, которая может быть определена в абсолютной мере лишь через массу и ускорение силы тяжести.

Таким образом, разработка и усовершенствование методов абсолютных измерений силы тока (а следовательно, и воспроизведение эталонов) с целью получения точности, определяемой погрешностью порядка 10^{-6} — 10^{-7} , требуют больших усилий и большой затраты времени.

Между тем метод абсолютных измерений силы тока может быть значительно упрощен и одновременно повышена его точность, если за исходные величины принять длину, время и физическую константу — гиромагнитное отношение γ .

Известно, что гиромагнитное отношение связано с напряженностью магнитного поля H зависимостью

$$\omega = \gamma H,$$

где ω — угловая частота прецессии протона, а напряженность поля связана с силой тока I соотношением

$$H = kI,$$

где k — постоянная катушки, по которой протекает ток I , образующий внутри нее поле H .

Величина k имеет размерность, обратную размерности длины и определяется из геометрических размеров катушки.

Сравнение этих формул дает

$$I = \frac{\omega}{\gamma k}. \quad (1)$$

Следовательно, для того чтобы определить I в единицах СИ (амперах), необходимо измерить частоту прецессии ω в герцах и определить k^{-1} в метрах.

Значение же гиромагнитного отношения должно быть известно из независимых определений и принято раз навсегда одним и тем же.

Выражение (1) показывает, что при неизменном значении γ погрешность определения I складывается лишь из погрешности измерения частоты ω и погрешности определения k и может быть представлена формулой

$$\frac{\Delta I}{I} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \omega}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2}. \quad (2)$$

Если сопоставить выражение (1) с выражением для силы тока, определяемого при помощи ампер-весов, которое имеет вид:

$$I^2 = \frac{mg}{M}, \quad (3)$$

где M — взаимная индуктивность;

m — масса, уравновешивающая на весах силу взаимодействия между катушками;

g — ускорение силы тяжести.

то можно видеть, что в формулу (3) входят три параметра M , m и g , требующие определений, тогда как формула (1) имеет всего лишь два параметра k и ω . Поэтому погрешность $\delta I/I$ в этом случае должна быть выражена соотношением

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\delta M}{M}\right)^2 + \left(\frac{\delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\delta g}{g}\right)^2}. \quad (4)$$

На первый взгляд эта погрешность мало чем отличается от погрешности, выражаемой формулой (2), разница заключается лишь в том, что в формулу (4) входит дополнительный член $\delta g/g$ — погрешность определения ускорения силы тяжести. Однако погрешности параметров $\delta \omega/\omega$, $\delta k/k$ в формуле (2) и $\delta m/m$, $\delta M/M$ в формуле (4) существенно разнятся между собой. Так, погрешность $\delta \omega/\omega$ измерения частоты почти на два порядка меньше погрешности $\delta m/m$ измерения массы. Точно так же погрешность $\delta k/k$ определения постоянной при одинаковых условиях изготовления катушек магнитного поля и катушек взаимной индуктивности всегда меньше погрешности $\delta M/M$ определения взаимной индуктивности.

Кроме того, в формулу (4) входит постоянная погрешность $\delta g/g$, являющаяся как бы систематической, величина которой, в соответствии с абсолютными измерениями g , производимыми в последнее время в ряде стран, достигает $\delta g = \pm(2-3)$ мгал, что составляет $2 \cdot 10^{-6}$ измеряемой величины. Вследствие этого и возникла идея перейти от эталона ампер-весов к эталону, представляющему собой установку для измерения силы тока, основанную на измерении напряженности магнитного поля методом свободной ядерной прецессии.

Принципиальная схема установки

В соответствии с формулой (1) установка для воспроизведения абсолютного ампера должна содержать: катушку в форме соленоида, внутри которой магнитное поле должно быть однородным, датчик, воспринимающий частоту ω прецессии протонов, измеритель частоты и измеритель силы тока I . Поэтому схематически такая установка может быть представлена в виде, изображенном на рис. 1.

Катушка магнитного поля (соленоид) K включается последовательно в цепь источника постоянного тока E_1 , катушки нормального сопротивления R_N и регулирующего сопротивления R_1 . Параллельно R_N подключается нормальный элемент E_N и гальванометр G для измерения силы тока I потенциометрическим методом. Внутри соленоида помещается датчик D , состоящий из ампулы, наполненной водой, поляризационной катушки PK , ось которой перпендикулярна оси соленоида K и индукционной катушки IK , присоединенной к измерителю частоты $ИЧ$. Ампула находится внутри катушки IK , а сама катушка IK — внутри PK . Ток в катушку PK подается от независимого источника E_2 . Для регулирования и измерения его включается сопротивление R_2 .

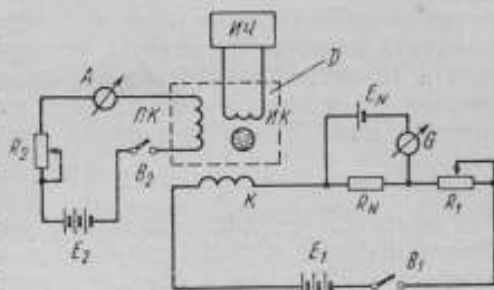


Рис. 1. Принципиальная схема установки для воспроизведения единицы силы тока.

и амперметр A . Включение и выключение токов в цепях соленоида и катушки PK производится при помощи выключателей B_1 и B_2 .

В соответствии с этой схемой процесс наблюдений силы тока в абсолютных единицах должен состоять из непосредственных измерений I при помощи потенциометрической схемы и одновременного измерения напряженности поля H в соленоиде методом свободной ядерной прецессии.

В первом случае

$$I = \frac{E_N}{R_N}, \quad (5)$$

а во втором, согласно формуле (1)

$$I = \frac{\omega}{\gamma R},$$

откуда

$$\frac{E_N}{R_N} = \frac{\omega}{\gamma R}. \quad (6)$$

Так как R_N может быть измерено в абсолютных единицах независимыми методами, то э. д. с. E_N нормального элемента, как и в методе ампер-весов, определяется в абсолютных единицах.

Значение гиромангнитного отношения

В предлагаемом методе, как было указано выше, гиромангнитное отношение γ принимается заранее заданным из независимых определений.

Такие определения, произведенные в последнее десятилетие в ряде стран (СССР, США, Англии, ФРГ), дали значения γ , отличия между которыми достигают $1 \cdot 10^{-5}$, в то время как погрешность каждого определения, получаемая как результат статистической обработки, не превосходит $2 \cdot 10^{-6}$. Поэтому судить о том, какие из этих определений более, какие менее точны еще преждевременно, вопрос о том, что следует принимать в качестве константы, остается открытым.

На 12 ассамблее Международного союза геодезии и геофизики, состоявшейся в июле 1960 г., было рекомендовано при измерениях магнитного поля Земли принимать значение γ , равное

$$\gamma = 267\,513 \cdot 10^9 \text{ м.л.}^{-1} \text{ сек}^{-1}$$

как обязательное для всех стран, входящих в Международный союз. Такое значение γ было получено в лаборатории НБЭ в США и было принято как близкое к среднему значению из определений, полученных в разных странах. Подобного международного соглашения в отношении других областей измерения H до настоящего времени не существует, однако работа в этом направлении ведется. При Международном консультативном комитете по электричеству создана рабочая комиссия, в задачу которой входит обобщение результатов определений γ в различных странах и подготовка рекомендаций для ближайшей Международной конференции по мерам и весам, которая и должна установить значение γ .

Тот факт, что до сих пор нет установленного значения γ в международном масштабе, не может задержать разработку нового метода воспроизведения эталона ампера, так как величина γ , являясь постоянной, не может оказать какого-либо влияния ни на методику воспроизведения,

ни на величину случайных погрешностей. Приняв то или иное значение γ , которое будет отличаться от принятого в дальнейшем на величину $\Delta\gamma$, мы тем самым внесем в результаты измерений силы тока систематическую погрешность, которая легко может быть исправлена по формуле

$$\Delta I = \frac{I}{\gamma} \Delta\gamma.$$

В качестве временного значения γ может быть принято рекомендованное 12 ассамблеей Международного союза геодезии и геофизики.

Относительная погрешность $\Delta\gamma/\gamma$, с которой будет установлено международное значение γ , будет тем минимальным значением, с каким величина ампера, воспроизводимая предлагаемым методом, будет отличаться от «абсолютного ампера».

В настоящее время ампер, воспроизводимый при помощи ампер-весов, отличается от абсолютного, по всей вероятности, не менее чем на $5 \cdot 10^{-6}$ его значения. Насколько велика будет эта разница при окончательно установленном значении γ , сказать трудно, но, во всяком случае, она будет не более, а вероятнее всего менее существующей в настоящее время. Дело в том, что методы определения γ принципиально те же, что и методы измерения силы тока, поэтому точность, с которой определяется γ , та же, что и точность воспроизведения ампера при помощи ампер-весов.

Однако основное преимущество нового метода, как уже указывалось выше, заключается не столько в большей степени достоверности абсолютного значения силы тока, сколько в большей точности относительных измерений, позволяющих согласно формуле (6) следить за постоянством э. д. с. нормальных элементов. В этом случае относительная погрешность измерения E_N будет равна лишь относительной погрешности измерения частоты ω , ввиду того что k и R_N наравне с γ , практически остаются величинами постоянными.

Интересным является еще и то, что гиромангнитное отношение как неизменная константа, может быть принята в качестве основной или исходной величины для построения новой системы единиц МС γ , основанной на единицах длины — метра, времени — секунде и гиромангнитного отношения. Вследствие этого значение γ в такой системе становится произвольным, не имеющим погрешности. В этом случае вся система единиц МС γ будет основываться на естественных физических константах: длине световой волны, периоде обращения Земли вокруг Солнца (или периоде колебания молекул) и гиромангнитном отношении. Единицы всех остальных величин, в том числе и массы, будут производными, размерность которых будет функцией размерности М, С и γ . Хотя значение γ может быть выбрано каким угодно, но для сохранения существующего значения эталона массы — килограмма, а следовательно, и эталонов всех других величин размерность которых зависит от массы, значение γ должно быть принято как можно более близким к значению, выражаемому в единицах СИ. Поэтому практически при существующей точности измерений никакой заметной разницы при пользовании системой МС γ не будет, так как все эталоны и измерительные приборы останутся теми же. Отличительная же особенность системы МС γ по сравнению с системой СИ, будет заключаться в том, что величина гиромангнитного отношения не будет иметь погрешности, в то время как эталон массы — килограмм, будет определяться через γ с некоторой погрешностью δm .

Катушка (соленоид) магнитного поля

Основным элементом всей установки является катушка (рис. 1), внутри которой создается однородное магнитное поле. Форма и размеры катушки определяются тем полем, которое должно быть в ней создано. При выбранной нами схеме сила тока в катушке должна выражаться соотношением (5), а так как $E_N = 1,0183$ в и $R_N = 1$ ом, то $I = 1,0183$ а. Напряженность же поля при этом токе должна быть, с одной стороны, не особенно большой, чтобы иметь возможность применить метод свободной ядерной прецессии, а с другой — достаточно высокой по сравнению с вариациями магнитного поля Земли. Таким условиям могут удовлетворять поля порядка 1000 а/м.

Наиболее удобными для этой цели могут служить катушки в форме однослойных соленоидов, магнитное поле которых является достаточно однородным и напряженность которого порядка 1000 а/м при токе 1,0183 а легко может быть подобрана соответствующим выбором параметров соленоида.

Дальнейшие теоретические расчеты магнитного поля ограничиваются расчетом поля соленоида, который и предлагается в качестве источника однородного поля.

Зависимость напряженности поля H соленоида от его геометрических размеров можно получить, вычислив составляющие вектора H по направлению оси соленоида H_x и по направлению оси H_y , перпендикулярной к ней.

Соленоид, имеющий длину $2l$, радиус R и общее число витков W , можно с достаточным приближением рассматривать как совокупность

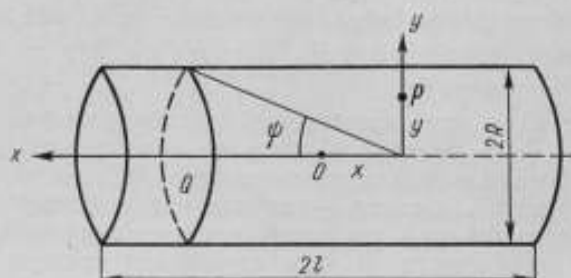


Рис. 2. Геометрическая схема соленоида.

Будем искать H_x и H_y в какой-либо точке P внутри соленоида (рис. 2). Обозначим dH_x и dH_y составляющие вектора dH , создаваемого каким-либо круговым контуром Q , который находится на расстоянии ξ от точки P и по которому протекает ток dI . Поместим начало координат в центр соленоида и обозначим далее координаты точки P через x и y . В таком случае для нахождения H_x и H_y достаточно проинтегрировать dH_x и dH_y по всей длине соленоида, т. е.

$$H_x = \int_{-(l+x)}^{l-x} dH_x, \quad H_y = \int_{-(l+x)}^{l-x} dH_y, \quad (7)$$

Выражения для составляющих dH_x и dH_y кругового контура в виде ряда, расположенного по степеням ξ/ρ и R/ρ , где $\rho^2 = R^2 + \xi^2$, могут быть представлены следующим образом [1]:

$$\left. \begin{aligned} dH_x &= \frac{1}{2} dl \sum (-1)^{n-1} \frac{y^{n-1}}{\rho^n} \sin^2 \psi P_{n-1}(0) P'_n(\cos \psi) \\ dH_y &= \frac{1}{2} dl \sum (-1)^{n-1} \frac{y^{n-1}}{\rho^n} \sin^2 \psi P_n(0) P'_n(\cos \psi), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где $\cos \psi = \frac{\xi}{\rho}$, $\sin \psi = \frac{R}{\rho}$ (рис. 2), $P'_n(\cos \psi)$ — производная от полиномов Лежандра по $\cos \psi$, а $P_n(0)$ — полиномы Лежандра от нулевого аргумента, равные

$$P_{2n}(0) = (-1)^n \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2n-1)}{2^n n!} \quad \text{и} \quad P_{2n-1}(0) = 0.$$

Подставляя выражения (8) в уравнения (7) и принимая во внимание, что $P_{2n-1}(0) = 0$, $dl = l \omega d\xi$, получим

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{1}{2} l \omega \sum (-1)^{2n} y^{2n} P_{2n}(0) \int \frac{\sin^2 \psi P'_{2n+1}(\cos \psi)}{\rho^{2n+1}} d\xi, \\ H_y &= \frac{1}{2} l \omega \sum (-1)^{2n+1} y^{2n-1} P_{2n}(0) \int \frac{\sin^2 \psi P'_{2n}(\cos \psi)}{\rho^{2n}} d\xi. \end{aligned}$$

Обозначим интегралы в правой части уравнений через A_n и заменим в нем переменные ψ и ρ через ξ и R , тогда

$$A_n = (-1)^{n-1} \frac{1}{R^{n-1}} \int_{\psi_1}^{\pi-\psi_2} \sin^n \psi P'_n(\cos \psi) d\psi$$

и, следовательно,

$$H_x = \frac{l \omega}{2} \sum_{n=0}^{\infty} y^{2n} P_{2n}(0) A_{2n+1}; \quad H_y = -2\pi l \omega \sum_{n=1}^{\infty} y^{2n-1} A_{2n} P_{2n}(0). \quad (9)$$

Общее выражение для полиномов Лежандра имеет следующий вид:

$$P_n(\cos \psi) = \sum_{k=0}^{\frac{n}{2}, \frac{n-1}{2}} a_n^k \cos^{n-2k} \psi,$$

где

$$a_n^k = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots [2n - (2k + 1)]}{2 \cdot 4 \cdots 2k (n - 2k)}.$$

Поэтому производная $P'_n(\cos \psi)$ выразится как

$$P'_n(\cos \psi) = \sum_{k=0}^{\frac{n}{2}, \frac{n-1}{2}} (n - 2k) a_n^k \cos^{n-2k-1} \psi.$$

Подставляя это значение производной в выражение для A_n , будем иметь

при n — четном

$$A_{2n} = \frac{1}{R^{2n-1}} \int_{\psi_1}^{\pi-\psi_2} \sin^{2n} \psi \sum 2(n-k) a_{2n}^k (1 - \sin^2 \psi)^{n-k-1} d \sin \psi;$$

при n — нечетном

$$A_{2n} = \frac{1}{R^{2n}} \int (1 - \cos^2 \psi)^n \sum (2n - 2k + 1) a_{2n+1}^k \cos^{2(n-k)} d \cos \psi.$$

Как видно, в обоих случаях подынтегральные выражения представляют собой полиномы четных степеней — в первом случае от $\cos \psi$, а во втором — от $\sin \psi$, и поэтому в результате интегрирования, которое легко выполняется, получаются полиномы нечетных степеней $\sin \psi$ и $\cos \psi$ со степенями на единицу больше. Так, для первых пяти членов

$$A_0 = 0; \quad A_1 = \cos \psi_2 + \cos \psi_1, \quad A_2 = \frac{3}{R} (\sin^3 \psi_1 - \sin^3 \psi_2),$$

$$A_3 = \frac{3}{2R^2} [(\cos^5 \psi_1 + \cos^5 \psi_2) - 2(\cos^3 \psi_1 + \cos^3 \psi_2) + (\cos \psi_1 + \cos \psi_2)],$$

$$A_4 = \frac{5}{8R^3} [(\sin^7 \psi_1 - \sin^7 \psi_2) + \frac{4}{5} (\sin^5 \psi_1 - \sin^5 \psi_2)],$$

$$A_5 = -\frac{5}{8R^4} [7(\cos^9 \psi_1 + \cos^9 \psi_2) - 24(\cos^7 \psi_1 + \cos^7 \psi_2) + 30(\cos^5 \psi_1 + \cos^5 \psi_2) - 16(\cos^3 \psi_1 + \cos^3 \psi_2) + 3(\cos \psi_1 + \cos \psi_2)].$$

Нетрудно видеть, что при $\psi_1 = \psi_2 = 0$, т. е., когда соленоид имеет бесконечную длину, $A_1 = 2$, а члены A_0, A_2, A_3, A_4, A_5 обращаются в нуль. Можно показать, что и в общем случае любой член ряда A_n при $\psi_1 = \psi_2 = 0$ равен нулю.

При этом

$$H_x = I\omega, \quad H_y = 0,$$

т. е. напряженность поля внутри бесконечно длинного соленоида не зависит от координат x и y , иначе говоря, поле становится однородным.

Ограничиваясь в выражениях (9) первыми членами разложения и заменяя A_1, A_2, A_3 их значениями, будем иметь

$$H_x = \frac{I\omega}{2} \left[\cos \psi_1 + \cos \psi_2 - \frac{3}{4} \frac{y^2}{R^2} (\cos \psi_1 + \cos \psi_2 - 2\cos^3 \psi_1 - 2\cos^3 \psi_2 + \cos^5 \psi_1 + \cos^5 \psi_2) \right],$$

$$H_y = \frac{I\omega}{4} \frac{y}{R} (\sin^3 \psi_1 - \sin^3 \psi_2).$$

Для расстояний $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, близких к центру соленоида, т. е. когда $\frac{x}{\rho_0} \ll 1$ и $\frac{y}{\rho_0} \ll 1$, косинусы и синусы можно разложить в ряд по степеням x и y , пользуясь формулой Тейлора.

Ограничиваясь членами четвертого порядка относительно x/ρ_0 и y/ρ_0 , будем иметь

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{I\omega l}{\rho_0} \left[1 - \frac{3}{2} \frac{R^2}{\rho_0^4} x^2 + \frac{3}{4} \frac{R^2}{\rho_0^4} y^2 + \frac{5}{64} \frac{R^2(3R^2 - 4l^2)}{\rho_0^6} \times \right. \\ &\quad \left. \times (8x^2 - 24x^2y^2 + 3y^4) \right], \\ H_y &= -\frac{3}{2} \frac{I\omega l R^2}{\rho_0^3} xy. \end{aligned} \right\} (10)$$

Эти формулы дают возможность определять, на каком расстоянии x от центра соленоида при заданных его размерах поле будет однородным с той или иной степенью точности.

Ясно, что чем меньше радиус и чем больше длина соленоида, тем большую однородность поля можно получить внутри него. Однако как

уменьшение радиуса, так и увеличение длины ограничено практически возможными изготовлением соленоида. Радиус его должен быть таких размеров, чтобы можно было внутри поместить датчик, состоящий, по крайней мере, из индукционной катушки и ампулы с водой, длина же ограничена техническими средствами изготовления (размерами токарного и шлифовального станков).

Эти ограничения совместно с условием напряженности поля 1000 а/м при силе тока в 1 а привели к совершенно определенным размерам соленоида, независимым от требования большой однородности поля. Расчеты показали, что диаметр его не может быть меньше 28 см и длина не больше 80 см. При таких размерах соленоида расстояние x , на котором поле будет отличаться от поля в центре на 10^{-6} его значения (необходимая степень однородности поля), должно быть порядка 1,2 мм. Между тем половина длины ампулы с водой, в объеме которой поле должно быть однородным, не может быть менее 10 мм. Поэтому для достижения однородности поля необходимо специальное устройство, которое компенсировало бы члены второго порядка в выражении (10). Таким устройством могут служить два кольцевых тока радиусом r , помещенных внутри соленоида соосно и на одинаковом расстоянии a от его центра.

Напряженность поля H_{kx} вдоль оси x , создаваемая такими кольцами на расстоянии a от центра, как известно, выражается формулой

$$H_{kx} = \frac{I_k W_k}{2} \left(\frac{r^2}{[(a+x)^2 + r^2]^{3/2}} + \frac{r^2}{[(a-x)^2 + r^2]^{3/2}} \right),$$

где W_k — число витков в одном из колец и I_k — сила тока в них.

Разлагая последнее выражение, аналогично предыдущему, в ряд Тейлора по степеням x/ρ_k , где $\rho_k^2 = r^2 + a^2$, и ограничиваясь членами четвертого порядка, будем иметь

$$H_{kx} = \frac{I_k W_k r^2}{\rho_k^3} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{4a^2 - r^2}{\rho_k^4} x^2 - \frac{3}{4} \frac{4a^2 - r^2}{\rho_k^4} y^2 + \frac{15}{64} \frac{8a^4 - 12a^2 r^2 + r^4}{\rho_k^8} \times \right. \\ \left. \times (8x^4 - 24x^2 y^2 + 3y^4) \right], \quad (11)$$

следовательно, первый член разложения в формуле (10) может быть компенсирован при условии

$$\frac{I W R^2}{(R^2 - l^2)^{5/2}} = \frac{I_k W_k r^2 (4a^2 - r^2)}{(a^2 + r^2)^{7/2}},$$

где W — полное число витков соленоида.

Введем обозначения

$$\frac{a}{r} = \alpha; \quad \frac{l}{R} = \beta; \quad \frac{r}{R} = \gamma.$$

В таком случае предыдущее равенство принимает вид

$$\frac{I_k W_k}{I W} \left(\frac{R}{r} \right)^3 = \frac{(a^2 + 1)^{7/2}}{(4a^2 - 1)(\beta + 1)^{5/2}} = f(\alpha). \quad (12)$$

Из уравнений (10) и (11) имеем

$$\frac{H_k}{H} = \frac{I_k W_k r^2}{I W} \cdot \frac{(R^2 + l^2)^{1/2}}{(r^2 + a^2)^{3/2}} = \frac{I_k W_k R (1 + \beta^2)^{1/2}}{I W r (1 + \alpha^2)^{3/2}}. \quad (13)$$

Перемножив почленно уравнения (12) и (13), получим

$$\frac{H_k}{H} \left(\frac{R}{r} \right)^2 = \frac{(1 + \alpha^2)^2}{(4\alpha^2 - 1)(1 + \beta^2)^2},$$

откуда

$$r^2 = \frac{H_k}{H} \frac{R^2 (4\alpha^2 - 1)(1 + \beta^2)^2}{(1 + \alpha^2)^2}. \quad (14)$$

Таким образом, выбор радиуса r колец, которые компенсировали бы неоднородность поля соленоида, зависит от отношения H_k/H и расстояния между кольцами, равного $2a$, так как β — величина постоянная.

Поле колец H_k должно составлять лишь часть поля соленоида с тем, чтобы определять его можно было с меньшей точностью чем H . Поэтому поставим условие, чтобы $H_k/H = 5 \cdot 10^{-4}$, т. е. было величиной постоянной, не зависящей от α . В таком случае из уравнения (14) можно найти отношение α , при котором радиус r был бы наибольшим.

Приравняв производную от r^2 по α нулю, получим $\alpha = 1,225$.

При заданном отношении полей H_k/H равном $5 \cdot 10^{-4}$ для ряда соленоидов были рассчитаны корректирующие кольца с максимальным радиусом r . Результаты этих расчетов приведены в таблице.

Номер соленоидов	Размеры, см			
	корректирующие кольца		соленоидов	
	$2r$	$2a$	$2R$	$2l$
1	4,0	4,9	28,5	70,2
2	4,5	5,5	28,0	74,4
3	4,8	5,9	26,0	75,0
4	5,0	6,1	25,0	75,0
5	5,1	6,2	28,5	80,0
6	5,6	6,8	25,0	79,7
7	5,8	7,1	20,9	75,1

Из таблицы видно, что диаметр корректирующих колец при уменьшении диаметра соленоида увеличивается, а при уменьшении длины соленоида уменьшается.

Эта же таблица дает возможность выбрать размер соленоида, который должен, как мы видим, иметь наименьшую длину и наибольший диаметр и одновременно однородное поле на протяжении по крайней мере 2—3 см.

При наличии корректирующих колец однородность поля должна определяться малостью членов четвертого порядка в формуле (10). Этим условиям, как показали расчеты, может удовлетво-

рить соленоид № 2 в таблице, т. е. имеющий длину 74,4 см и диаметр 28,0 см.

Действительно, по формуле (10) при $x = 1$ см, $y = 0$, $W = 730$ витков, $I = 1,018$ а получим для соленоида

$$H_{cx} = 934,56 - 11,075 \cdot 10^{-2} - 0,92 \cdot 10^{-5} \text{ а/м}. \quad (15)$$

Для корректирующей же катушки при $\alpha = 1,225$, $\beta = 2,65$, $2a = 5,5$ и $2r = 4,5$ на основании формулы (13)

$$I_k W_k = 0,0835, \quad (16)$$

откуда, пользуясь формулой (11), получим

$$H_{kx} = 0,466 + 10,959 \cdot 10^{-2} + 85,78 \cdot 10^{-5} \text{ а/м}. \quad (17)$$

Складывая почленно выражения (15) и (17), будем иметь

$$H_x = 935,03 - 1,16 \cdot 10^{-3} + 0,85 \cdot 10^{-3} = 935,03 - 3,1 \cdot 10^{-4} \text{ а/м}.$$

Отсюда видно, что поле H на расстояниях в 1 см в ту и другую сторону от соленоида отличается от поля в центре всего лишь на

$3,5 \cdot 10^{-7}$. Среднее же значение H на протяжении 2 см будет почти на порядок меньше, что дает возможность избежать при измерении погрешности, вызываемой неоднородностью поля, а следовательно, и тока I , которая больше 10^{-7} измеряемой величины.

Соотношение (16) дает указание на то, каким током следует питать компенсирующие кольца при заданном числе витков или наоборот, какое число витков должны иметь кольца при заданном токе I_k . Так, при $W_k = 10$, сила тока должна быть равна $0,0035 \text{ а}$.

Выражения для H_x и H_y были получены в предположении, что соленоид представляет собой кварцевый цилиндр, на поверхности которого нанесен из проводящего материала бесконечно тонкий слой. По этому слою протекает ток в направлении, перпендикулярном к образующей цилиндра.

В действительности же ток течет по винтообразной намотке и необходимо установить, насколько применима формула (10) для реального соленоида.

Согласно закону Био—Савара, элемент dl (рис. 3), по которому протекает ток, вызывает образование составляющей напряженности dH_x по оси x , выражаемой формулой

$$dH_x = \frac{Idl}{4\pi\rho^2} \sin\theta,$$

где θ — полярный угол.

Заменяя $dl = R d\theta$ и $\sin\theta = \frac{R}{\rho}$, будем иметь

$$dH_x = \frac{IR^2}{4\pi\rho^3} d\theta.$$

Если обозначить шаг винта через p , радиус-вектор выразится через составляющие по оси x и оси R как

$$\rho^2 = \left(x + \frac{r\theta}{2\pi}\right)^2 + R^2.$$

Подставляя это выражение в предыдущую формулу и интегрируя ее по всей длине соленоида $2l$ будет иметь

$$H_x = \frac{IR^2}{4\pi} \int_{-2\pi l}^{2\pi l} \frac{d\theta}{\left[\left(x + \frac{r\theta}{2\pi}\right)^2 + R^2\right]^{3/2}} = \frac{I}{2p} \left(\frac{l+x}{p_1} + \frac{l-x}{p_2}\right). \quad (18)$$

Так как шаг винта $p = \frac{l}{w}$, то разложив в ряд по степеням x выражение (18), получим формулу, полностью совпадающую с формулой (10) для случая $y = 0$.

Следовательно, для расчета напряженности магнитного поля реального соленоида за длину его следует принять расстояние между началом и концом обмотки.

* * *

Рассмотрение вопроса о расчетном источнике поля показывает, что следует выбирать соленоид с компенсированием неоднородности в центральной части парой колец с соответственно выбранным радиусом и расстоянием между ними.

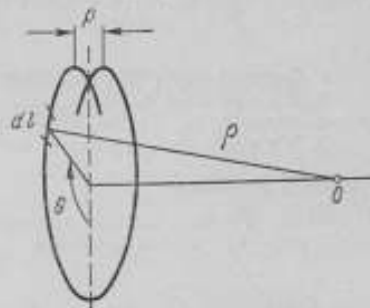


Рис. 3. Геометрическая схема винтового контура.

Такой соленоид позволит создать поле порядка 1000 а/м, которое является наиболее целесообразным при использовании ядерной свободной индукции в городских условиях.

Создание аппаратуры для воспроизведения единицы силы тока уже сейчас позволит следить за постоянством отношения E_N/R_N и воспроизводить силу тока с погрешностью, определяемой в настоящее время погрешностью гиромангнитного отношения. В том случае, когда гиромангнитному отношению протона будет придано определенное значение, обязательное для всех стран, мы будем готовы к воспроизведению ампера в системе, в которой гиромангнитное отношение может быть взято в качестве основной единицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М., Земной магнетизм, т. II, ЛГУ, 1963.
2. Яновский Б. М., Горбачевич С. В., Волков Н. А., Абсолютные измерения силы тока, Труды ВНИИМ, вып. 15(75), 1963.
3. Эндрю Э., Ядерный магнитный резонанс, ИЛ, 1957.

Поступила в редакцию
15/XII 1964 г.

К РАСЧЕТУ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОДНОСЛОЙНОГО СОЛЕНОИДА

Рассматривается методика расчета напряженности магнитного поля однослойных соленоидов, применяемых для метрологических работ. Получены аналитические выражения для поправок на конечное сечение провода винтовой обмотки соленоида, на эллиптичность, неравномерность радиуса и плотности обмотки.

В метрологической практике однослойный соленоид применяется для создания однородной напряженности магнитного поля, значение которой может быть определено с высокой степенью точности по геометрическим размерам соленоида и силе тока, протекающего по его обмотке.

Формулы для расчета напряженности магнитного поля соленоида обычно выводятся на основе идеальной схемы, в которой соленоид принимается совокупностью бесконечно большого числа линейных круговых контуров. Реально же однослойный соленоид отклоняется от идеальной схемы: обмотка его имеет винтообразность и конечное сечение провода, кроме того, она может быть овальной с неравномерным диаметром и шагом обмотки.

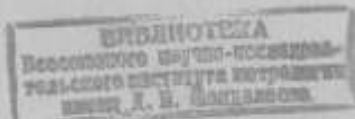
Рассмотрим, в какой мере каждый из перечисленных факторов влияет на напряженность магнитного поля соленоида. При этом мы будем рассматривать только аксиальную составляющую напряженности магнитного поля H_x , так как радиальная составляющая H_r не вносит заметного изменения в значение полного вектора напряженности магнитного поля соленоида H , если линейные размеры рабочего объема соленоида (т. е. пространства, в котором расположен чувствительный элемент) значительно меньше его радиуса, что имеет место на практике.

Поправка на конечное сечение провода винтовой обмотки

Аксиальная составляющая напряженности магнитного поля винтовой линии выражается соотношением*

$$H_x = \frac{I}{2p} \left[\frac{l+x}{\sqrt{(l+x)^2 + R^2}} + \frac{l-x}{\sqrt{(l-x)^2 + R^2}} \right], \quad (1)$$

* См. стр. 15.



где p — шаг обмотки;

$2l$ — длина соленоида, т. е. расстояние от начала до конца обмотки;

R — радиус;

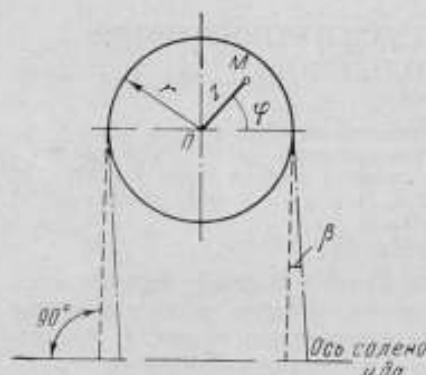
I — сила тока;

x — координата точки (на оси соленоида), в которой вычисляется напряженность магнитного поля.

Разложим выражение (1) в ряд по степеням x и приращению радиуса R на некоторую малую величину ξ :

$$H_x = \frac{I}{p\sqrt{l^2 + R^2}} \left[1 - \frac{3R^2x^2}{2(l^2 + R^2)^2} + \frac{(2R^2 - l^2)\xi^2}{2(l^2 + R^2)^2} + \dots \right]. \quad (2)$$

Если соотношение (1) выражает напряженность магнитного поля винтовой линии, проходящей через центр сечения провода O (см. рисунок), то выражение (2) позволяет вычислить напряженность магнитного поля на оси соленоида, создаваемую винтовой линией, проходящей через точку M . Для этого необходимо в формуле (2) вместо координаты x поставить величину $x - z \cos \varphi$, а величину ξ заменить величиной $z \sin \varphi$. Вырежем из сечения провода обмотки элементарное сечение $dS = z dz d\varphi$.



К расчету поправки на конечное сечение провода винтовой обмотки.

Если распределение тока I равномерно по всему сечению провода, то сила тока, проходящего по элементарному сечению такой винтовой линии, будет $I dS / \pi r^2$, где r — радиус провода обмотки.

Напряженность магнитного поля H_x винтовой обмотки с конечным сечением может быть, таким образом, найдена из выражения

$$H_x = \frac{I}{\pi r^2 p \sqrt{l^2 + R^2}} \int_0^r \int_0^{2\pi} \left[1 - \frac{3}{2} \frac{R^2 (x - z \cos \varphi)^2}{(l^2 + R^2)^2} + \frac{(2R^2 - l^2) z^2 \sin^2 \varphi}{2(l^2 + R^2)^2} + \dots \right] z dz d\varphi \quad (3)$$

или после интегрирования

$$H_x = \frac{I\omega}{\sqrt{l^2 + R^2}} \left[1 - \frac{r^2}{8(l^2 + R^2)} + \frac{3}{2} \frac{R^2 x^2}{(l^2 + R^2)^2} + \dots \right], \quad (4)$$

где ω — число витков соленоида.

Анализ показывает, что при современном техническом уровне изготовления кварцевого основания наиболее целесообразные размеры соленоида, обеспечивающего достаточно хорошую однородность магнитного поля и высокую точность расчета, лежат приблизительно в пределах $2R = 250 \div 300$ мм, $2l = 600 \div 900$ мм.

В качестве примера приведем поправку на конечное сечение провода обмотки для центра соленоида с параметрами $2l = 900$ мм, $2R = 300$ мм, $2r = 0,9$ мм

$$\frac{1}{8} \frac{r^2}{(l^2 + R^2)} \approx 1,2 \cdot 10^{-7}.$$

Учет неравномерности шага и радиуса обмотки

Воспользуемся выражением для аксиальной составляющей напряженности магнитного поля кругового контура*, взяв только четные члены разложения (нечетные в конечном результате из-за симметричности системы обратятся в нуль):

$$H_x = \frac{IR^2}{2(a^2 + R^2)^{3/2}} \left[1 + \frac{3}{4} \frac{(4a^2 - R^2)}{(a^2 + R^2)^2} g_2 + \frac{15}{64} \frac{8a^4 - 12a^2R^2 + R^4}{(a^2 + R^2)^4} g_4 + \dots \right], \quad (5)$$

где I — сила тока в контурах;

R — радиус контура;

a — расстояние от контура до начала координат;

$g_2 = 2x^2 - y^2$;

$g_4 = 8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4$;

x и y — координаты точки, в которой определяется напряженность магнитного поля, отсчитываемые вдоль и поперек оси контура (соленоида).

Неравномерность шага и диаметра обмотки соленоида обычно невелика. Поэтому достаточно учесть влияние этой неравномерности только для напряженности магнитного поля в центре соленоида, так как незначительное изменение из-за неравномерности шага и диаметра коэффициентов при малых членах g_2 и g_4 несущественно.

Напряженность магнитного поля в центре соленоида для случая, когда радиус соленоида и плотность витков являются функцией расстояния a , от его центра, может быть вычислена из соотношения

$$H_x = I \int_{-l}^l \frac{\omega(a) R^2(a) da}{2[a^2 + R^2(a)]^{3/2}} = I \int_{-l}^l \omega(a) K(a) da, \quad (6)$$

где $\omega(a)$ — плотность витков соленоида;

$$K(a) = \frac{R^2(a)}{2[a^2 + R^2(a)]^{3/2}}.$$

Представим зависимость плотности витков $\omega(a)$ и радиуса $R(a)$ от расстояния a в виде малых отклонений от соответствующих средних значений, вычисленных по результатам измерений геометрических размеров соленоида, т. е.

$$\omega(a) = \omega_{cp} + \Delta\omega(a),$$

$$R(a) = R_{cp} + \Delta R(a),$$

где $\Delta\omega(a)$ и $\Delta R(a)$ — соответственно отклонения плотности обмотки и радиуса от средних значений для витков, расположенных на расстоянии a от центра соленоида.

Поскольку радиус соленоида имеет небольшие приращения относительно R_{cp} , то величину $K(a)$ можно представить в виде

$$K(a) = K(a, R_{cp}) + A(a, R_{cp}) \Delta R(a), \quad (7)$$

где

$$A(a, R_{cp}) = \frac{\partial K}{\partial a} = R_{cp} \frac{(2a^2 - R_{cp}^2)}{2(a^2 + R_{cp}^2)^{5/2}}. \quad (8)$$

* Яновский Б. М., Земной магнетизм, Гостехиздат, 1953.

При этом соотношение (6) без члена малости второго порядка примет вид

$$H_x = I \left\{ \int_{-l}^l K(a, R_{cp}) \omega_{cp} da + \int_{-l}^l K(a, R_{cp}) \Delta \omega(a) da + \int_{-l}^l \omega_{cp} A(a, R_{cp}) \Delta R(a) da \right\}. \quad (9)$$

Интегрирование выражения (9) с учетом (8) дает

$$H_x = \frac{I \omega}{\sqrt{l^2 + R^2}} \left[1 + \frac{\omega_{cp} R_{cp}}{2K_0} \int_{-l}^l \frac{(2a^2 - R_{cp}^2) \Delta R(a) da}{(a^2 + R_{cp}^2)^{5/2}} + \frac{R_{cp}^2}{2K_0} \int_{-l}^l \frac{\Delta \omega(a) da}{(a^2 + R_{cp}^2)^{3/2}} \right], \quad (10)$$

где

$$K_0 = \frac{I \omega_{cp}}{\sqrt{l^2 + R_{cp}^2}}.$$

Интегралы в квадратных скобках могут быть подсчитаны приближенно путем замены интегрирования суммированием. Для этого необходимо всю длину соленоида разбить на n одинаковых участков шириной Δa и взять для каждого участка среднее приращение ΔR и $\Delta \omega(a)$. В этом случае поправочные члены выразятся равенствами

$$\delta_R = \frac{\omega_{cp} R_{cp} \Delta a}{2K_0} \sum_{i=1}^n \frac{(2a_i^2 - R_{cp}^2) \Delta R_i}{(a_i^2 + R_{cp}^2)^{5/2}}, \quad (11)$$

$$\delta_\omega = \frac{R_{cp}^2 \Delta a}{2K_0} \sum_{i=1}^n \frac{\Delta \omega}{(a_i^2 + R_{cp}^2)^{3/2}}. \quad (12)$$

Чтобы представить количественно возможные поправки для реальных соленоидов, например, вычислим поправку для соленоида, центральная часть обмотки которого длиной l , отклоняется от среднего значения на $+\Delta R$, а крайние части (каждая длиной $l/2$) на $-\Delta R$. Интегрирование первого поправочного члена формулы (10) дает

$$\delta_R = \frac{\Delta R}{R} \left[\frac{1}{1 + \alpha^2} - \sqrt{\frac{1 + \alpha^2}{\left(1 + \frac{\alpha^2}{4}\right)^3}} \right], \quad (13)$$

где $\alpha = l/R$.

Поскольку для рассматриваемых соленоидов $l/R \approx 3$, то подставляя это значение в выражение (13) имеем $\delta_R = -0,44 \Delta R/R$.

Если „уступ“ обмотки соленоида составит по радиусу около 6 мкм, то поправка для рассматриваемого соленоида станет равной $-2 \cdot 10^{-5}$.

Рассмотрим еще один пример, более близкий к реальному случаю. Предположим, что радиус убывает (или возрастает) по направлению от концов к центру по закону $\Delta R(a) = ka$, где k — коэффициент наклона.

Поправка в этом случае будет иметь вид:

$$\delta_R = - \frac{R_{cp}(2l^2 + R^2)}{l(l^2 + R^2)} k.$$

Для соленоида с параметрами $2R = 300$ мм, $2l = 900$ мм и при максимальном $\Delta R = 6$ мкм $\delta_R = -8 \cdot 10^{-6}$.

Поправка на овальность обмотки

Если обмотка в сечении, соответствующем плотности витка, имеет овальную форму, то в первом приближении ее можно принять за эллипс, уравнение которого можно привести к виду

$$\frac{1}{R^2} = \frac{\cos^2 \theta}{(R_{cp} + \eta)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(R_{cp} - \eta)^2}, \quad (14)$$

где R — переменный радиус;

R_{cp} — среднее значение радиуса, равное полусумме большей $R_{cp} + \eta$ и меньшей $R_{cp} - \eta$ полуосей;

θ — полярный угол.

Для того чтобы вычислить напряженность магнитного поля в центре соленоида с эллиптической обмоткой, необходимо сначала найти выражение напряженности магнитного поля H_k для эллиптического контура с током I из формулы*

$$dH_k = \frac{IR^2 d\theta}{4\pi (a^2 + R^2)^{3/2}}. \quad (15)$$

Так как $\eta \ll R$, то переменный радиус R может быть выражен в виде степенного ряда параметра $\gamma = \eta/R$

$$R^2 = R_{cp}^2 \{1 + (4 \sin^2 \theta - 2)\gamma + [(4 \sin^2 \theta - 2)^2 - 3]\gamma^2 + \dots\}. \quad (16)$$

Подставив из формулы (16) значение R^2 в выражение (15), получим

$$dH_k = \frac{IR_{cp}^2 d\theta}{4\pi (a^2 + R_{cp}^2)^{3/2}} \left\{ 1 + \frac{(2a^2 + R_{cp}^2) A \gamma}{2(a^2 + R_{cp}^2)} + \frac{4(2a^4 + R_{cp}^2 a^2 - R_{cp}^4) B \gamma^2 + 3(R^4 - 4R_{cp}^2 a^2) \gamma^2}{8(a^2 + R_{cp}^2)^2} + \dots \right\}. \quad (17)$$

где

$$A = 4 \sin^2 \theta - 2; \quad B = (4 \sin^2 \theta - 2)^2 - 3.$$

Интегрирование выражения (17) по θ в пределах от 0 до 2π дает

$$H_k = \frac{IR_{cp}^2}{2(a^2 + R_{cp}^2)^{3/2}} \left[1 + \frac{5R_{cp}^4 - 14R_{cp}^2 a^2 - 4a^4}{4(a^2 + R_{cp}^2)^2} \gamma^2 + \dots \right]. \quad (18)$$

Принтегрировав выражение (18) по параметру a , т. е. по всей длине соленоида, получим

$$H_x = \frac{Iw}{\sqrt{l^2 + R_{cp}^2}} \left[1 + \frac{R_{cp}^2 (2l^2 - 5R_{cp}^2) \gamma^2}{4(a^2 + R_{cp}^2)^2} + \dots \right]. \quad (19)$$

* Формулу (15) легко получить из закона Био-Савара-Лапласа.

Полученным результатом можно воспользоваться для определения допустимого значения эллиптичности обмотки. Вычислим его для соленоида, у которого $l/R = 3$. Поправка будет пренебрежимо малой, если она не превосходит $10^{-6}\%$, т. е. если

$$\frac{2x^2 + 5}{4(1 + x^2)^2} \gamma^2 \leq 10^{-8},$$

откуда $\gamma \leq 4 \cdot 10^{-4}$.

Следовательно, для соленоида с $R = 150$ мм допустимая эллиптичность, характеризуемая параметром γ , составляет 60 мкм.

Проведенный анализ показывает, что для реальных однослойных соленоидов поправка на конечное сечение провода обмотки и ее эллиптичность могут из-за своей малости не вводиться, в то время как поправки на неравномерность радиуса и шага обмотки, достигающие заметных значений, должны учитываться.

Помимо этого, можно сделать практически важный вывод: поскольку эллиптичность обмотки в известных пределах не сказывается на напряженности магнитного поля в центральной области соленоида, то его диаметр можно измерять в вертикальном положении, а применять в установках в горизонтальном, не опасаясь при этом последствий деформации основания (как правило кварцевого) соленоида.

Поступила в редакцию
21/XII 1964 г.

КАТУШКА НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В ВИДЕ ДВУХ КОРОТКИХ СООСНЫХ СОЛЕНОИДОВ

Рассматривается простой способ определения параметров однослойной катушки, состоящей из двух коротких соосных соленоидов, которая обладает высокой однородностью магнитного поля.

Известно, что высокая точность определения напряженности магнитного поля обеспечивается только однослойными катушками. Для этой цели применяются либо катушки Гельмгольца, либо соленоиды. Катушки Гельмгольца, обладая высокой однородностью, создают слабое магнитное поле, тогда как соленоиды создают более сильное, но менее однородное магнитное поле.

Однако возможно сконструировать промежуточный тип катушки, обладающей достоинствами как соленоида, так и катушки Гельмгольца*. В настоящей статье дается простая методика определения параметров такой катушки.

Напряженность магнитного поля катушки, состоящей из двух коротких соосных соленоидов (секций), можно рассматривать, как разность напряженностей двух соленоидов: длинного длиной $2l_2$ и короткого длиной $2l_1$. Предполагается, что плотность витков ω обоих соленоидов одинакова.

На основании формул для напряженности магнитного поля соленоида** имеем:

$$H_x = I\omega \left[\left(\frac{l_2}{\sqrt{R^2 + l_2^2}} - \frac{l_1}{\sqrt{R^2 + l_1^2}} \right) + P_2 g_2 + P_4 g_4 + \dots \right], \quad (1)$$

$$H_y = \frac{3}{2} I\omega xy [P_2 - 2P_4(4x^2 - 3y^2) + \dots], \quad (2)$$

* Vigovzeux B. P., Proc. Roy. Soc., v. 72, 1962, p. 270.

** См. стр. 12.

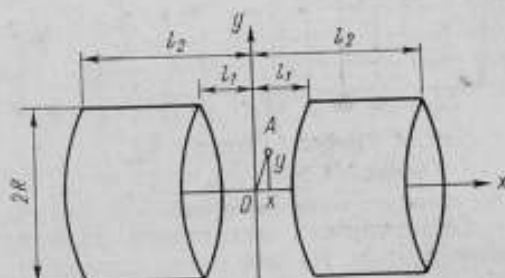


Рис. 1. Геометрическая схема однослойной катушки.

где H_x и H_y — соответственно аксиальная и радиальная составляющие напряженности магнитного поля катушки;

I — сила тока в обмотке катушки;

R — радиус обмотки;

$$P_2 = -\frac{3}{4} R^2 \left[\frac{l_2}{(R^2 + l_2^2)^{5/2}} - \frac{l_1}{(R^2 + l_1^2)^{5/2}} \right]; \quad (3)$$

$$P_4 = \frac{5}{64} R^2 \left[\frac{(3R^2 - 4l_2^2)l_2}{(R^2 + l_2^2)^{9/2}} - \frac{(3R^2 - 4l_1^2)l_1}{(R^2 + l_1^2)^{9/2}} \right]; \quad (4)$$

$$g_2 = 2x^2 - y^2; \quad (5)$$

$$g_4 = 8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4. \quad (6)$$

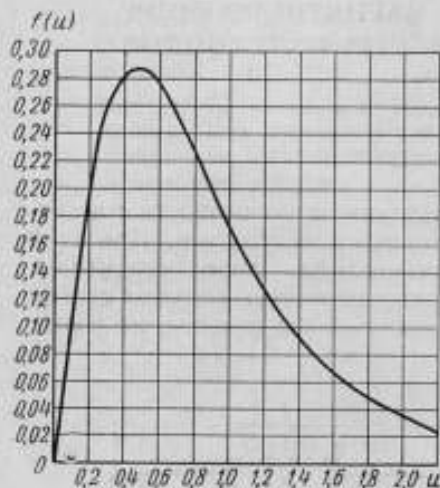


Рис. 2. График функции $f(u) = u(1 + u^2)^{-5/2}$.

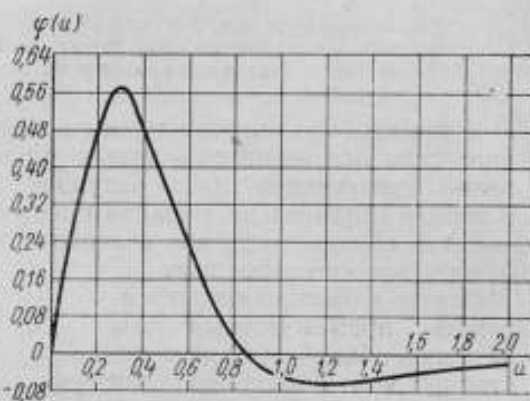


Рис. 3. График функции $\varphi(u) = u(3 - 4u^2)(1 + u^2)^{-9/2}$.

Однородность магнитного поля катушки будет наилучшей, когда коэффициент P_2 при члене разложения второго порядка координат g_2 обращается в нуль, что приводит к соотношению

$$\frac{u_2}{(u_2^2 + 1)^{5/2}} = \frac{u_1}{(u_1^2 + 1)^{5/2}}, \quad (7)$$

где u_1 и u_2 соответственно равны l_1/R и l_2/R , т. е. расстоянию от центра катушки до начала и конца секций, выраженному в единицах радиуса.

Из равенства (7) следует, что функция вида $f(u) = u(u^2 + 1)^{-5/2}$ должна принимать одно и то же значение при двух различных значениях аргумента $u = u_1$ и $u = u_2$. Это на самом деле и имеет место.

Для быстрого определения параметров катушки удобно пользоваться графиком функции $f(u)$, приведенным на рис. 2. Этот график позволяет по заданной ширине секций обмотки, т. е. по $u_2 - u_1$, найти расстояние между секциями обмотки u_1 . В частности, из графика видно, что для узких обмоток ($u_2 \approx u_1$) значение u_1 и u_2 приблизительно равно 0,5, что соответствует катушке Гельмгольца, а для очень широких обмоток значение u_1 стремится к нулю, что соответствует соленоиду. С помощью этого же графика можно по заданной длине катушки, т. е. по пара-

метру u_2 , определить как ширину обмотки, так и расстояние между обмотками.

Рассмотрим простой способ определения коэффициента P_4 . Из формулы (1) очевидно, что неоднородность магнитного поля рассмотренной катушки определяется членом $P_4 g_4$, который обычно является величиной малой. Поэтому численное значение коэффициента P_4 может быть определено с небольшой точностью (практически достаточно два знака), что удобно производить графически.

Представим коэффициент P_4 в виде произведения

$$P_4 = \frac{5}{64} R^4 [\varphi(u_2) - \varphi(u_1)] = \frac{5}{64 R^4} C. \quad (8)$$

Коэффициент C , таким образом, может быть найден из графика (рис. 3) функции

$$\varphi(u) = u(3 - 4u^2)(1 + u^2)^{-3/2}$$

по известным значениям аргументов u_1 и u_2 , которые находим из рис. 2, т. е. из условия однородности.

Поступила в редакцию
10/XII 1964 г.

**ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ КАТУШКИ
ВЗАИМНОЙ ИНДУКТИВНОСТИ**

Даются формулы для расчета катушки взаимной индуктивности в безразмерной форме. На основе этих формул дан критерий выбора и приведен алгоритм выбора оптимальной геометрии катушки взаимной индуктивности на ЭЦВМ.

Абсолютные методы измерения в некоторых случаях (определения сопротивления, магнитного потока) требуют в качестве исходной меры использовать катушку взаимной индуктивности. При этом необходимо знать с возможно меньшей погрешностью значение взаимной индуктивности катушки, рассчитанное по ее геометрическим размерам.

Расчет взаимной индуктивности катушки Кемпбелла [1] показал возможность находить такое соотношение диаметров обмоток и числа витков отдельных секций первичной обмотки, при котором влияние ошибки в определении диаметра вторичной обмотки будет наименьшим.

Рассматривая распределение магнитных полей, можно выделить три основных случая:

а) первичная обмотка состоит из двух одинаковых секций, расположенных по краям соленоида. В этом случае вторичная обмотка оказывается в зоне, где либо нет магнитного поля, либо оно сильно ослаблено;

б) первичная обмотка состоит из трех секций. Центральная секция включена согласно, т. е. ток и магнитный поток ее совпадают по направлению с током и потоком крайних секций;

в) первичная обмотка состоит из трех секций, но центральная ее секция включена навстречу по отношению к крайним секциям.

Во всех случаях размеры и положение зоны с ослабленным магнитным полем будет зависеть от размеров катушки взаимной индуктивности. Задача состоит в том, чтобы при выбранных размерах эта зона была наибольшей по объему.

Исходные данные для анализа

Известно [2], что взаимная индуктивность между однослойным соленоидом, имеющим обмотку высотой $2h$, и коаксиальным витком, расположенным на средней линии соленоида, может быть подсчитана

по формуле

$$2M_h = 16\pi n_0 r_1 \frac{r_2 h}{\sqrt{(r_1 + r_2)^2 + h^2}} p^2 \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \varphi \cos^2 \varphi d\varphi}{(1 - p^2 \sin^2 \varphi) \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}, \quad (1)$$

где $n_0 = \frac{w_h}{h}$ — число витков на единицу длины соленоида,

$$k^2 = \frac{4r_1 r_2}{(r_1 + r_2)^2 + h^2} \text{ и } p^2 = \frac{4r_1 r_2}{(r_1 + r_2)^2}.$$

Здесь r_1 — радиус однослойного соленоида;

r_2 — радиус коаксиального витка;

φ — переменная интегрирования.

Взаимную индуктивность катушки, имеющей три обмотки (рис. 1), можно, очевидно, определить как сумму взаимных индуктивностей этих обмоток, т. е.

$$M = 2(M_{h1} - M_{h2} \pm M_{h3}). \quad (2)$$

Знак перед M_{h1} зависит от способа включения средней обмотки: при согласном включении средней и крайних обмоток будет знак плюс, при встречном — знак минус, а при отсутствии средней обмотки $M_{h1} = 0$.

Критерием для нахождения зоны с ослабленным магнитным полем будет малое изменение значения M как при изменении радиуса вторичной обмотки, так и при смещении вторичной обмотки со средней линии соленоида.

Для получения сравнимых данных при различных размерах катушки оказалось удобным перейти к безразмерной величине μ .

Введем безразмерные величины $\alpha = r_2/r_1$ и $\beta = h/r_1$. Тогда равенство (1) примет вид:

$$\begin{aligned} M_h &= 8\pi n_0 r_1^2 \frac{\frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{h}{r_1}}{\sqrt{\left(1 + \frac{r_2}{r_1}\right)^2 + \left(\frac{h}{r_1}\right)^2}} p^2 \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \varphi \cos^2 \varphi d\varphi}{(1 - p^2 \sin^2 \varphi) \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} = \\ &= 8\pi n_0 r_1^2 \frac{\alpha \beta}{\sqrt{(1 + \alpha)^2 + \beta^2}} \int_0^{\pi/2} \frac{p^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi d\varphi}{(1 - p^2 \sin^2 \varphi) \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$p^2 = \frac{4r_1 r_2}{(r_1 + r_2)^2} = \frac{4\alpha}{(1 + \alpha)^2}, \quad k^2 = \frac{4r_1 r_2}{(r_1 + r_2)^2 + h^2} = \frac{4\alpha}{(1 + \alpha)^2 + \beta^2}$$

или, вводя величину μ_p , равную

$$\mu_p = \frac{\alpha \beta}{\sqrt{(1 + \alpha)^2 + \beta^2}} \int_0^{\pi/2} \frac{p^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi d\varphi}{(1 - p^2 \sin^2 \varphi) \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}, \quad (4)$$

имеем

$$M_h = 8\pi n_0 r_1^2 \mu_p.$$

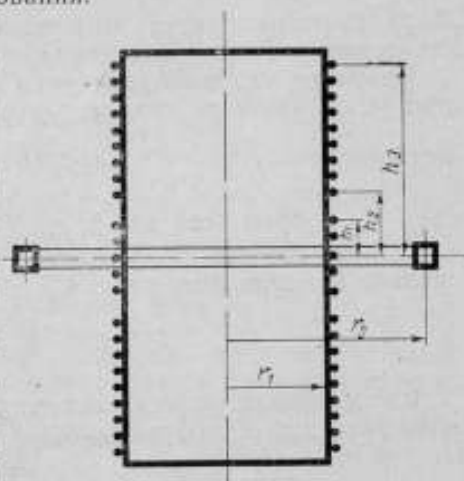


Рис. 1. Расположение обмоток катушек взаимной индуктивности.

Таким образом, величина μ_3 может служить для определения взаимной индуктивности обмоток. При этом на величину μ_3 оказывают влияние только относительные размеры обмоток, что позволяет оценивать все геометрически подобные катушки.

Как было сказано выше, критерием при поиске оптимальных размеров катушки взаимной индуктивности будет малое изменение значения M при изменении r_2 или, переходя к относительным единицам, малое изменение μ , которое для симметричного положения витка вторичной обмотки будет определяться как

$$\mu = 2(\mu_{3s} - \mu_{3z} \pm \mu_{3l}),$$

а при смещении витка вторичной обмотки μ необходимо определять как сумму взаимных индуктивностей верхней и нижней частей обмоток.

Наиболее удобным критерием постоянства величины μ в пространстве (α, β) является градиент μ в указанном пространстве

$$\text{grad } \mu = \frac{\partial \mu}{\partial \alpha} \bar{i} + \frac{\partial \mu}{\partial \beta} \bar{j}, \quad (5)$$

где \bar{i} и \bar{j} — орты осей α и β .

Однако интерес представляет не столько направление градиента, сколько его величина, равная

$$|\text{grad } \mu| = \sqrt{\left(\frac{\partial \mu}{\partial \alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \beta}\right)^2}. \quad (6)$$

Рассматривая относительное изменение взаимной индуктивности в направлении dl , получим

$$\xi = \frac{|\text{grad } \mu| dl}{\mu} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\partial \mu}{\partial \alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \beta}\right)^2}}{\mu} dl \quad (7)$$

или, переходя к конечным разностям при равных приращениях Δ по осям α и β и полагая в первом приближении

$$\frac{\partial \mu}{\partial \alpha} \approx \frac{\Delta \mu}{\Delta}, \quad \frac{\partial \mu}{\partial \beta} \approx \frac{\Delta \mu}{\Delta},$$

$$dl = \sqrt{d\alpha^2 + d\beta^2} = \sqrt{\Delta^2 + \Delta^2} = \Delta \sqrt{2},$$

имеем

$$\xi = \frac{\sqrt{\left(\frac{\Delta \mu}{\Delta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mu}{\Delta}\right)^2} \Delta \sqrt{2}}{\mu} = \frac{\sqrt{(\Delta \mu)^2 + (\Delta \mu)^2}}{\mu} \sqrt{2}.$$

Или получаем выражение для критерия постоянства величины μ в пространстве (α, β)

$$\xi = \frac{\sqrt{(\Delta \mu)^2 + (\Delta \mu)^2}}{\mu}, \quad (8)$$

где $\Delta \mu$ и $\Delta \mu$ — соответственно изменения величины μ при изменении α и β на достаточно малую величину Δ .

Кроме критерия ξ для сравнения катушек, сформулируем способ их «конструирования», т. е. метод задания основных параметров катушек программой в электронной цифровой вычислительной машине (ЭЦВМ).

Во-первых, каждый параметр (высоты катушек первичных обмоток $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ и радиус вторичной обмотки α) выбирается случайно из некоторого интервала задания соответствующего параметра, задаваемого центром и величиной интервала. Очевидно, что область изменения каждого параметра определится неравенствами

$$\left. \begin{aligned} \beta_{01} - \frac{\Delta\beta_1}{2} < \beta_1 < \beta_{01} + \frac{\Delta\beta_1}{2}; \\ \beta_{02} - \frac{\Delta\beta_2}{2} < \beta_2 < \beta_{02} + \frac{\Delta\beta_2}{2}; \\ \beta_{03} - \frac{\Delta\beta_3}{2} < \beta_3 < \beta_{03} + \frac{\Delta\beta_3}{2}; \\ \alpha_0 - \frac{\Delta\alpha}{2} < \alpha < \alpha_0 + \frac{\Delta\alpha}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где $\beta_{01}, \beta_{02}, \beta_{03}, \alpha_0$ — центры,

$\Delta\beta_1, \Delta\beta_2, \Delta\beta_3, \Delta\alpha$ — значения интервалов.

Поэтому, если ϵ — случайная величина, имеющая равномерный закон распределения в интервале $\left(-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\right)$, то величина $\beta_i = \Delta\beta_i \epsilon + \beta_{0i}$ будет распределена равномерно, но уже на отрезке $\left[\beta_{0i} - \frac{\Delta\beta_i}{2}; \beta_{0i} + \frac{\Delta\beta_i}{2}\right]$, т. е. будет удовлетворять условиям (9).

Во-вторых, конструкция катушки налагает жесткие условия на соотношения между высотами отдельных обмоток (рис. 1), а именно $\beta_3 > \beta_2 > \beta_1 > \Delta$. Последнее условие ($\beta_1 > \Delta$) накладывалось для упрощения вычислений μ при смещении вторичного витка на величину Δ вдоль оси катушки.

В связи с изложенным, в алгоритме программы выбора оптимальных размеров катушки взаимной индуктивности можно выделить следующие крупные блоки:

- 1) выбор (случайный) параметров катушки, удовлетворяющих условиям (9);
- 2) вычисление значений взаимной индуктивности одного витка в центре вторичной обмотки и на ее краях;
- 3) вычисление критерия ξ_j и сравнение его с критерием ξ_{j-1} для ранее выбранной катушки.

При выборе более удачной катушки (т. е. $\xi_j < \xi_{j-1}$) параметры ее выводятся на печать и запоминаются в багажнике. Если выбранная катушка обладает худшим значением критерия ξ_j , то переходим к выбору и анализу очередной катушки. Указанную процедуру, в соответствии с заданием, прекращают либо после просмотра заданного числа катушек, либо получив катушку с удовлетворительным значением критерия.

В одном из вариантов программ, осуществляющих описанный алгоритм, происходит не отбор лучшего варианта в багажник, а проверка полученной конструкции катушки на способ включения:

$$\text{встречное включение обмоток } \mu = \mu_{\beta_3} - \mu_{\beta_2} - \mu_{\beta_1},$$

$$\text{согласное включение } \mu = \mu_{\beta_3} - \mu_{\beta_2} + \mu_{\beta_1},$$

$$\text{включение без центральной обмотки } \mu = \mu_{\beta_3} - \mu_{\beta_2}.$$

В этой программе происходит проверка конструкции на качество при различных включениях и при получении лучшего варианта для данного

включения выводятся на печать: код включения, значение критерия, значение μ и параметры катушки $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \alpha$.

В оперативной памяти ЭЦВМ сохраняется только значение наилучшего (последнего выбранного) варианта катушки по каждому включению.

Результаты вычислений оптимальных размеров катушки

По данным программам на ЭЦВМ был произведен расчет размеров катушки для различных вариантов включения средней обмотки. Наиболее интересные результаты приведены в табл. 1.

Программа определения оптимальной конструкции катушки обеспечивает выбор ее параметров случайным образом, что может привести к неточному выбору оптимального варианта. Полученный по этой программе критерий ξ находится в некоторой окрестности (в пространстве $\alpha, \beta_1, \beta_2, \beta_3$) около оптимальной точки. При этом окрестность и вероятность попадания в нее уменьшаются с уменьшением критерия ξ . Кроме того, большая величина приращения по α и β (т. е. Δ) могла привести к неточностям в определении критерия ξ .

Исходя из этого, для уточнения полученных результатов была составлена новая программа. По этой программе оптимальный вариант конструкции получался для уже выбранных параметров $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ (табл. 1) изменением на некоторую величину $\Delta\alpha$ только параметра α и поиска наиболее выгодного направления изменения α . Критерием в этом случае была случайная величина $\xi_{\alpha} = \frac{\Delta\alpha\mu}{\mu}$. Шаг поиска устанавливался переменным, т. е. если оказывалось, что заданная величина шага $\Delta\alpha$ не приводит к улучшению конструкций в обоих направлениях ($\alpha + \Delta\alpha$ и $\alpha - \Delta\alpha$), то $\Delta\alpha$ уменьшалось вдвое, и поиск продолжался.

При некотором минимальном значении $\Delta\alpha$ уточнение конструкции прекращалось и выдавался уточненный вариант, а также несколько точек в окрестности максимума для выбранного варианта.

Таблица 1*

№ катушки	α	β_1	β_2	β_3	μ	$\xi, \%$	Включение
1	2,925666	0,3280358	0,6997595	1,5	0,1732079	0,1500	Встречное
2	3,285874	4189542	0,8632825	2,0	2144332	0180	
3	3,135368	3839393	0,6126897	2,0	3502592	2900	
4	4,330870	5835619	1,1607830	3,0	2748009	0065	
5	4,199607	3526195	1,4508430	3,0	2654961	0088	
6	4,821471	4855501	1,4229700	3,0	2260798	0690	
7	3,366866	5854735	0,6614674	3,0	4651926	0280	
8	1,628866	1101230	1,1763700	2,0	3927521	0560	Согласно
9	2,653261	1745800	1,7234830	3,0	4190446	0190	
10	1,813457	0719270	1,5182800	2,0	2129469	0270	
11	1,491033	1017413	2,4300200	3,0	1747366	0024	
12	2,090953	—	1,1278920	1,5	1643125	0390	Без оптимальной обмотки $\beta_1 = 0$
13	2,141804	—	1,2150290	1,5	1219602	0460	
14	2,016028	—	0,7290208	2,0	5549531	0270	
15	2,789607	—	1,6666730	2,0	1074894	0130	
*См. примечание к табл. 2.							

По полученным данным были построены кривые (рис. 2) изменения взаимной индуктивности катушек в зависимости от радиуса центрального витка вторичной обмотки α . Эти кривые были использованы при вычислении критерия ξ_α для различных случаев включения средней обмотки.

Критерий ξ_β , характеризующий смещение витка обмотки по направлению оси катушки, был получен по данным машины, которая рассчитывала $\Delta\mu_\beta$ при смещении витка на определенную величину $\Delta\beta$. Результаты вычислений представлены в табл. 2.

Из рассмотрения данных табл. 2 прежде всего следует, что катушка, не имеющая центральной обмотки, дает наибольшее изменение μ как по α , так и по β и, следовательно, в этом случае ошибка в определении диаметра вторичной обмотки будет сказываться при расчете μ в очень сильной степени. Таким образом, предпочтение нужно отдавать катушке, имеющей три обмотки.

Полученные результаты позволяют говорить о том, что как при встречном, так и при согласном включении средней обмотки изменение μ может быть получено достаточно малым (0,0051 ÷ 0,0063%). При окончательном выборе варианта катушки необходимо учитывать абсолютное значение взаимной индуктивности, приходящейся на один виток вторичной обмотки, и диаметр вторичной обмотки.

Таблица 2

№ катушки	α	β_1	β_2	β_3	μ	$\Delta\mu_\alpha \cdot 10^3$	$\xi_\alpha \%$	$\Delta\mu_\beta \cdot 10^3$	$\xi_\beta \%$	Включение
1	2,787441	0,3280358	0,6997595	1,5	0,1737170	3,49	0,0200	3,48	0,0200	Встречное
2	3,315624	4189542	0,8632825	2,0	2144518	2,67	120	2,67	120	
3	2,720993	3839393	0,6126897	2,0	3571466	6,13	170	6,11	170	
4	4,343075	5835617	1,1607810	3,0	2748044	1,74	063	1,74	063	
5	4,229357	3526195	1,4508430	3,0	2655121	1,67	063	1,67	063	
6	4,608971	4855501	1,4229700	3,0	2265647	1,29	057	1,29	057	
7	3,430616	5854735	0,6614674	3,0	4653537	4,09	086	4,12	088	
8	1,837115	1101229	1,1763690	2,0	3936845	3,31	084	3,33	085	Согласное
9	2,610761	1745800	1,7234830	3,0	4190746	2,20	051	2,30	055	
10а	1,690207	0719270	1,5182800	2,0	2127842	1,81	083	1,78	084	
10б	1,962207	0719270	1,5182800	2,0	2131090	1,19	056	1,19	056	
11	2,491033	1017413	2,4300200	3,0	1747368	0,410	023	0	0	
12	2,131327	—	1,1278910	1,5	1643637	3,61	220	3,61	220	
13	2,188553	—	1,2150280	1,5	1220134	2,53	210	2,53	210	
14	2,043653	—	0,7290208	2,0	5550395	11,8	210	11,8	210	
15	2,800232	—	1,6666730	2,0	1074905	1,23	110	1,22	110	

Примечание. В табл. 1 и 2 принято:

$$\alpha = \frac{r_2}{r_1}; \quad \beta_1 = \frac{h_1}{r_1}; \quad \beta_2 = \frac{h_2}{r_1}; \quad \beta_3 = \frac{h_3}{r_1}; \quad \mu = 2(\mu_{\beta_3} - \mu_{\beta_2} \pm \mu_{\beta_1});$$

$$\Delta\mu_\alpha - \text{изменение } \mu \text{ при } \Delta\alpha = 0,034; \quad \xi_\alpha \% = \frac{\Delta\mu_\alpha}{\mu} \cdot 100;$$

$$\Delta\mu_\beta - \text{изменение } \mu \text{ при смещении вторичной обмотки на } \Delta\beta = 0,034$$

$$\text{и } \xi_\beta \% = \frac{\Delta\mu_\beta}{\mu} \cdot 100.$$

Взаимная индуктивность определяется так $M = 8\pi h_0 r_1^2 \mu$.

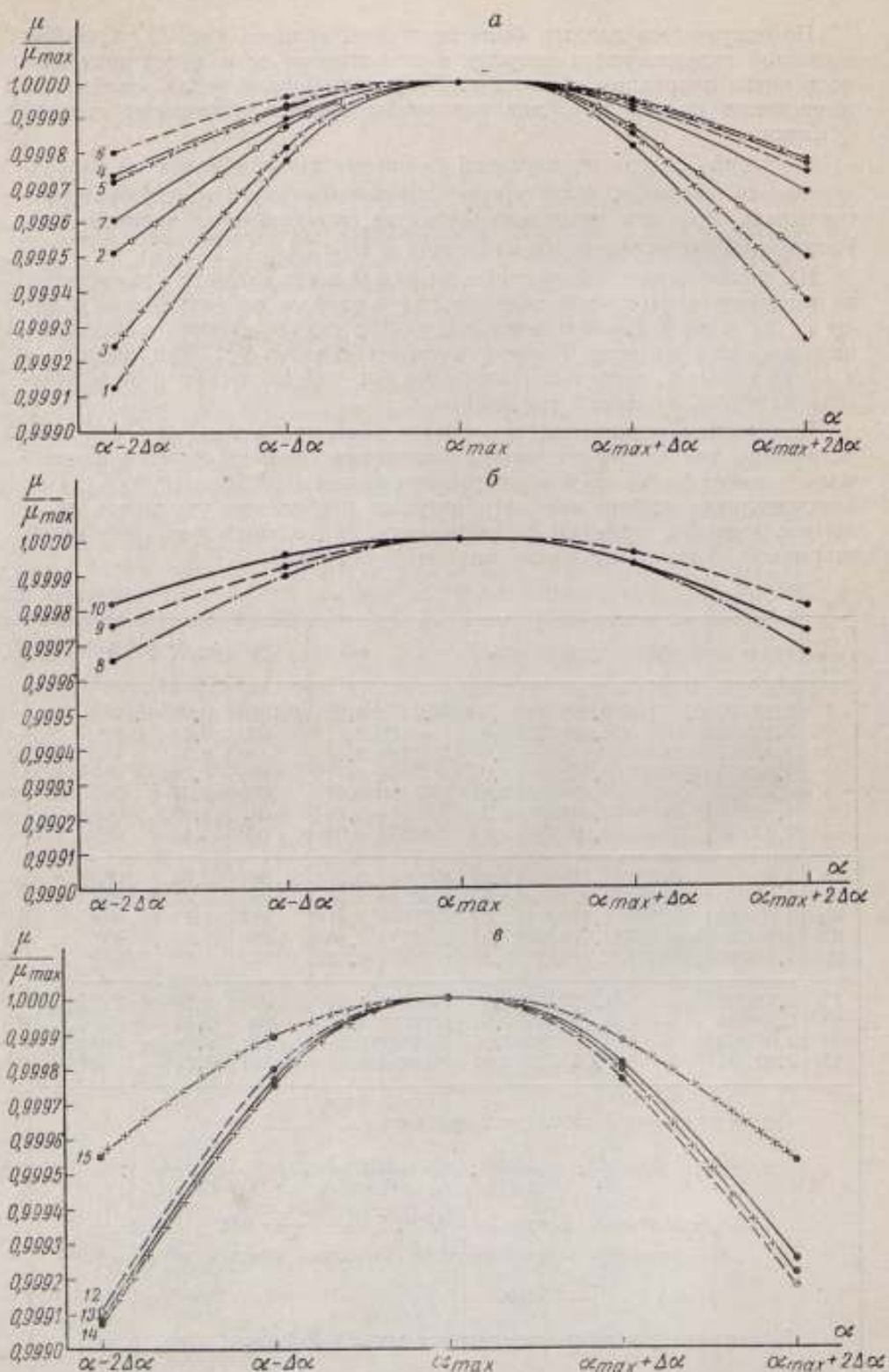


Рис. 2. Кривые изменения взаимной индуктивности катушек (табл. 1).
 Включенные: а) — встречное центральной секции; б) — согласное центральной секции; в) — без центральной секции.

Сравнивая все результаты, полученные для встречного и согласного включения, приведенные в табл. 2, видим, что наиболее благоприятный вариант (согласное включение, катушка № 10) будет, когда $\xi = 0,0056\%$ при достаточно малом диаметре вторичной обмотки $x = 1,962207$, и $\mu = 0,2131090$, и $\beta_0 = \frac{h_2}{r_1} = 2$. Безусловно лучшие результаты получаются при $\beta_2 = 3$. В этом случае уменьшается ξ и увеличивается μ , но применение однослойного соленоида, имеющего высоту в 3 раза большую, чем диаметр, создает затруднения как при изготовлении, так и при измерении его геометрических размеров.

В заключение установим допустимую погрешность при измерении радиуса витка вторичной обмотки. Рассматривая, например, вариант согласного включения средней обмотки однослойного соленоида (табл. 2, катушка № 10), для которого $\xi_s = \xi_3 = 0,0056\%$, при $r_1 = 15$ см получим $\Delta r_2 = \Delta x r_1 = 0,034 \cdot 15 = 0,51$ см и $r_2 = x r_1 = 1,962207 \times 15 = 29,4331$ см.

Таким образом, при изменении радиуса вторичной обмотки на 0,51 см взаимная индуктивность изменится на 0,0056%. Уменьшение Δr_2 , т. е. ошибки в определении радиуса, в 10 раз — до 0,05 см снизит ошибку в определении взаимной индуктивности не менее чем в 10 раз — до 0,0005%.

Следовательно, в данном случае можно допустить погрешность измерения вторичной обмотки катушки взаимной индуктивности до 0,1 мм. При этом погрешность во взаимной индуктивности будет не более $1 \cdot 10^{-4}\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Campbell A., Proc. Roy. Soc. (London), 79, 1907, p. 428.
2. Thomas J. L., Peterson C., Cooter J. L., Kotter F. R., J. of Research NBS, v. 43, № 4, 1949.

Поступила в редакцию
17/VII 1964 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЗАИМНОЙ ИНДУКТИВНОСТИ ОБРАЗЦОВЫХ КАТУШЕК МАГНИТНОГО ПОТОКА

Дается краткое описание нового метода измерения взаимной индуктивности по известному сопротивлению. Рассмотрены возможные источники систематических погрешностей и даны способы устранения их. Приведены результаты измерения взаимной индуктивности катушки и показано, что погрешность измерения не превышает 0,01%.

В настоящее время погрешность магнитных измерений превышает 0,1%. Такая высокая погрешность объясняется прежде всего погрешностью образцовой меры магнитного потока (катушки взаимной индуктивности), которая является исходной мерой при многих магнитных измерениях.

В связи с этим была поставлена задача найти такой метод, который позволил бы измерить взаимную индуктивность образцовой катушки с погрешностью, не превышающей 0,01%.

Из существующих методов измерения взаимного тока. Однако измерения с их помощью требуют снятия частотной характеристики и последующей экстраполяции полученной кривой к нулевой частоте. Экстраполяция вносит дополнительные погрешности и, кроме того, сами измерения требуют выполнения сложных и трудоемких операций.

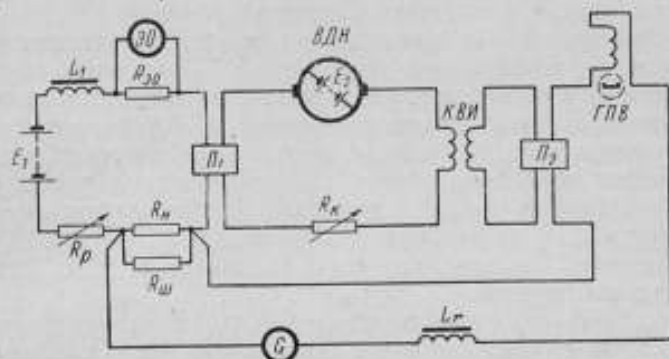
Во ВНИИМ для аттестации образцовых катушек взаимной индуктивности применяется метод сравнения их с эталоном магнитного потока. Но самые тщательные и многократные измерения обеспечивают определение взаимной индуктивности с погрешностью не менее 0,05%.

Исследования, проведенные во ВНИИМ, [1, 2] показали возможность применения для измерения взаимной индуктивности метода, в котором э. д. с., возникающую во вторичной обмотке катушки, компенсируют падением напряжения на сопротивлении, известном с большой степенью точности. Принципиальная схема установки, осуществляющей этот метод, показана на рисунке.

Батарея E_1 является источником тока в цепи сопротивления IR_m , в которую может входить и первичная обмотка катушки взаимной индуктивности $KВИ$.

Величину и направление тока в первичной обмотке $KВИ$ можно изменять с помощью вращающегося делителя напряжения $ВДН$. Ток от $+I_m$ до $-I_m$ изменяется по заданному закону в течение приблизительно $2/6$ периода. За это время переключатель Π_1 замыкает цепь

сопротивления R_n и цепь первичной обмотки $KВИ$. В момент замыкания ток в цепи сопротивления R_n не меняет своего значения, так как замыкание между равнопотенциальными зажимами не нарушает режима работы цепи. Когда ток в первичной обмотке $KВИ$ достигает наибольшего значения, переключатель Π_1 последовательно соединяет цепи сопротивления и первичной обмотки $KВИ$. Последовательное соединение продолжается приблизительно в течение $1/6$ периода, и, следовательно, в продолжение этого времени через первичную обмотку $KВИ$ и через цепь сопротивления R_n будет протекать один и тот же ток.



Принципиальная схема установки ВНИИМ для измерения взаимной индуктивности образцовых катушек магнитного потока.

При изменении тока в первичной обмотке $KВИ$ во вторичной обмотке возникает э. д. с., среднее значение которой за половину периода будет

$$E_{ср} = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} M \frac{di}{dt} dt = \frac{2}{T} M \int_{-I_m}^{+I_m} di = 4MnI_m, \quad (1)$$

где M — взаимная индуктивность $KВИ$;

T — период, т. е. время полного изменения тока в первичной обмотке $KВИ$;

$n = \frac{1}{T}$ — число перемен тока или число оборотов делителя напряжения за 1 сек;

i — мгновенное значение тока;

t — время, независимая переменная.

Переключатель Π_2 выпрямляет возникающую во вторичной обмотке $KВИ$ э. д. с., которая компенсирует падение напряжения на сопротивлении R_n .

При полной компенсации, достигаемой изменением сопротивления $R_{ш}$, шунтирующего сопротивление R_n , будем иметь равенство

$$I_1 R_n = 4MnI_m, \quad (2)$$

где I_1 — ток в цепи образцового сопротивления R_n ;

$$R_n = \frac{R_n R_{ш}}{R_n + R_{ш}};$$

I_m — наибольший ток в первичной обмотке катушки, взаимной индуктивности.

Если $I_1 = I_m$, то

$$M = \frac{R_2}{4n} \quad (3)$$

Формула (3) дает возможность определить взаимную индуктивность катушки по сопротивлению и скорости вращения делителя напряжения ВДН.

Погрешность результата измерения взаимной индуктивности с помощью предлагаемого метода в большой степени зависит от того, с какой погрешностью можно установить равенство токов I_1 и I_m .

Анализ уравнения (2) показывает, что для измерения взаимной индуктивности с погрешностью порядка 0,01% равенство токов I_1 и I_m следует установить с погрешностью, не превышающей, хотя бы 0,001%.

ВДН изменяет в цепи первичной обмотки КВИ напряжение так, что кривая изменения тока во времени в этой цепи получает вид трапеции. Такое изменение тока необходимо, с одной стороны, чтобы обеспечить выравнивание токов I_1 и I_m и, с другой, — чтобы получить необходимую форму кривой э. д. с. во вторичной обмотке КВИ. При таком изменении тока во вторичной обмотке катушки возникает э. д. с., меняющаяся по прямоугольной кривой.

Генератор ГПВ, возбуждение которого создается постоянными магнитами, служит для сглаживания выпрямленной э. д. с. вторичной обмотки. Кривая э. д. с. генератора имеет такую форму, что при сложении э. д. с. генератора и вторичной обмотки КВИ получается прямая линия с небольшой пульсацией. Ротор ГПВ и делитель напряжения ВДН приводятся во вращение, так же как и переключатели Π_1 и Π_2 , синхронным двигателем. Последний питается от эталона частоты (1000 гц).

В качестве индикатора, регистрирующего момент компенсации падения напряжения на сопротивлении R_m э. д. с., возникающей во вторичной обмотке КВИ, использован магнитоэлектрический гальванометр G .

Для сглаживания пульсации тока последовательно с гальванометром включена катушка индуктивности L_r со стальным сердечником.

Величину и форму кривой тока, проходящего через первичную обмотку КВИ, можно изменить с помощью реостата R_k .

При измерениях был принят следующий порядок операций:

а) при помощи двигателя постоянного тока пускается в ход и синхронизируется с сетью эталонной частоты (1000 гц) синхронный двигатель;

б) регулировкой реостатов R_p и R_k устанавливается равенство токов I_1 и I_m ;

Электронным осциллографом ЭО контролируется форма кривой тока;

в) через гальванометр G , равновесие которого достигается изменением сопротивления шунта $R_{ш}$, замыкается цепь вторичной обмотки КВИ;

г) измерения повторяются при обратном направлении тока в схеме.

Измерение взаимной индуктивности катушки предложенным методом существенно отличается от измерений ее всеми известными методами. Если при других методах необходимо сравнивать взаимную индуктивность поверяемой катушки с образцовыми катушками взаимной индуктивности или индуктивности, то этот метод дает возможность использовать при сравнении образцовые катушки сопротивления, сопротивление которых известно с большой степенью точности.

Анализ систематических погрешностей

Формула (3), по которой определялась взаимная индуктивность, дает достаточно точный результат лишь в том случае, если $I_1 = I_m$. Для выполнения этого равенства последовательно соединяют цепи сопротивления R_n и первичной обмотки КВИ с помощью переключателя Π_1 .

Переходные процессы в этих цепях определяются при коротком замыкании — постоянной времени каждой цепи, а при последовательном соединении — постоянной времени общей цепи.

Осциллограмма переходного процесса в цепи сопротивления R_n показала, что для осуществления равенства токов I_1 и I_m с точностью, при которой разность их не вызывала погрешности в определении взаимной индуктивности более тысячных долей процента, необходимо, чтобы индуктивность цепи сопротивления R_n во много раз была больше, чем индуктивность цепи первичной обмотки КВИ.

При исследовании влияния погрешности от неравенства токов I_1 и I_m выяснилось, что если соотношение токов установлено таким образом, что ток I_1 несколько (приблизительно на 0,01%) больше тока I_m , то погрешность в этом случае в 2—3 раза меньше, чем при обратном соотношении токов. Следовательно, устанавливая равенство токов по электронному осциллографу, необходимо, чтобы кривая имела вид, соответствующий некоторому превышению тока I_1 по отношению к I_m . В цепь сопротивления R_n включена индуктивность $L_1 = 60$ мГ; при этом неисключенная систематическая погрешность от неравенства токов будет порядка 0,001%.

Возможна также погрешность от сопротивления R_0 эквивалентного сопротивлением R_n и $R_{ш}$. В качестве R_n использована катушка сопротивления с номинальным значением в 1 ом, рассчитанная на рассеиваемые мощности в 20 вт. Ее сопротивление известно с погрешностью, не превышающей $(2 \div 3) \cdot 10^{-10}\%$.

Параллельно сопротивлению R_n включен штепсельный магазин сопротивления на 100 000 ом, аттестованный с погрешностью 0,1%. Такая точность для $R_{ш}$ вполне достаточна, так как для определения R_0 с погрешностью в несколько тысячных процента $R_{ш}$ должно быть известно с погрешностью не более 0,5% при $R_{ш}$, равном 300—500 ом.

Систематическая погрешность при определении скорости вращения переключателей Π_1 и Π_2 и ВДН может быть в том случае, если возникнет качание ротора однофазного синхронного двигателя, который приводит их во вращение. Кроме того, на постоянство скорости вращения двигателя влияет стабильность частоты питающего его напряжения.

Теоретические исследования, подтвержденные осциллограммами тока возбуждения и тока статора двигателя, показали, что качания ротора однофазного синхронного двигателя в том случае, если ток возбуждения выбран правильно, имеют малый период. Колебания э. д. с. вторичной обмотки КВИ, вызываемые качанием ротора, не влияют на показания гальванометра. Кроме того, колебания имеют синусоидальный характер и поэтому не могут изменить среднего значения э. д. с. вторичной обмотки.

Двигатель питается от рабочего эталона частоты ВНИИМ, имеющего погрешность по частоте порядка $10^{-6}\%$. Следовательно, скорость его определяется с ничтожно малой погрешностью того же порядка.

Систематическая погрешность, обусловленная появлением т. э. д. с. в различных частях установки, колеблется в пределах 0,005—0,03%.

Однако влияние т. э. д. с. полностью исключается измерениями при различных направлениях тока в схеме.

Изменение направления тока в схеме осуществлялось переключением полярности как батарей E_1 и E_2 , так и обмотки статора генератора с постоянным возбуждением. Среднее двух измерений при различных направлениях тока свободно от ошибок, вносимых т. э. д. с.

Исследования показали, что кроме постоянно действующих т. э. д. с., при вращении переключателя P_2 появляются кратковременные т. э. д. с. от случайных перегревов, которые возникают в угольных щетках из-за инородных вкраплений. Эти т. э. д. с. имеют кратковременный характер и поэтому не вносят систематической погрешности.

При выпрямлении э. д. с., индуктированной во вторичной обмотке $KВН$, возможно появление систематической погрешности. Это объясняется тем, что в момент выпрямления ток в первичной обмотке $KВН$ не строго постоянен, а следовательно, во вторичной обмотке будет возникать некоторая э. д. с. Изменение тока происходит в результате переходного процесса при последовательном соединении цепей сопротивления R_n и первичной обмотки $KВН$. Следовательно, ток изменяется незначительно. На основании анализа осциллограмм определено, что погрешность от неправильного выпрямления не превышает 0,002% и может быть снижена путем увеличения постоянной времени цепи сопротивления R_n .

Погрешность, вносимая генератором с постоянным возбуждением, возможна в том случае, если магнитный поток создается током, проходящим по обмотке возбуждения генератора.

В установке используется генератор, магнитный поток которого создается постоянными магнитами. Появление погрешности при этом полностью исключается.

Результаты измерений

Для определения величины случайных погрешностей при измерении взаимной индуктивности катушки и для получения более достоверных значений взаимной индуктивности образцовых катушек взаимной индуктивности был проведен ряд измерений.

1. Измерена взаимная индуктивность образцовой катушки ВИМС № 4 в различных условиях и на различных установках:

а) На установке для измерения взаимной индуктивности. В результате ряда серий измерений было получено значение взаимной индуктивности

$$M = 0,0099804 \pm 2 \cdot 10^{-7} \text{ гн},$$

где $\pm 2 \cdot 10^{-7}$ — наибольшая возможная погрешность результата измерений.

Неисключенная суммарная систематическая погрешность, складывающаяся из неисключенных систематических погрешностей, составляет 0,004%. Таким образом, взаимная индуктивность катушки с учетом этих неисключенных систематических погрешностей равна

$$M = 0,0099804 \pm 5 \cdot 10^{-7} \text{ гн}.$$

б) На той же установке при различных температурах в интервале от 17 до 27° С. Найдено значение взаимной индуктивности катушки, приведенное к 20° С:

$$M = 0,0099798 \pm 5 \cdot 10^{-7} \text{ гн},$$

где $\pm 5 \cdot 10^{-7}$ гн — наибольшая погрешность результата, учитывающая неисключенные систематические погрешности.

в) В лаборатории эталонов электрических единиц им. М. Ф. Маликова с помощью моста переменного тока:

$$M = 0,009978 \pm 2 \cdot 10^{-6} \text{ гн.}$$

г) В лаборатории магнитных измерений дифференциальным баллистическим методом:

$$M = 0,00998 \pm 1 \cdot 10^{-5} \text{ гн.}$$

Сравнение результатов измерений, полученных в других лабораториях, с результатами измерений на нашей установке показывают, что они совпадают в пределах точности этих методов.

2. Измерена взаимная индуктивность катушки ВИМС № 4, на вторичную обмотку которой были наложены дополнительные витки (взаимная индуктивность возросла приблизительно до 0,0125 гн), на различных установках и в различных условиях:

а) На установке для измерения взаимной индуктивности. Измерения в этом случае производились по трем катушкам сопротивления. Расхождение результатов измерений при этом не превышало $6 \cdot 10^{-7}$ гн, т. е. $5 \cdot 10^{-3}\%$, что находится в пределах погрешности метода.

Применение катушки Л-3, рассчитанной на рассеивание мощности в 20 вт, дало возможность принять неисключенные систематические погрешности от неправильного определения температуры катушки Л-3 равными 0,002% и получить окончательный результат для взаимной индуктивности с учетом неисключенных систематических погрешностей равным

$$M = 0,0124825 \pm 5 \cdot 10^{-7} \text{ гн.}$$

Следовательно, наибольшая погрешность результата не превышает 0,004%.

б) На той же установке при различных температурах от 17 до 27° С. Найдено значение взаимной индуктивности, приведенное к температуре 20° С:

$$M = 0,0124814 \pm 4 \cdot 10^{-7} \text{ гн.}$$

в) В лаборатории эталонов электрических единиц с помощью моста переменного тока. Найдено

$$M = 0,0124820 \pm 6 \cdot 10^{-7} \text{ гн.}$$

Таким образом, результаты измерений взаимной индуктивности катушки двумя различными методами согласуются между собой в пределах до 0,005%, что соответствует точности этих методов.

Исследование предложенного метода убедительно показывает возможность измерения катушек магнитного потока (катушек взаимной индуктивности) с погрешностью до 0,01%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas J. L., Peterson C., Cooter J. L., Kotter F. R., An absolute measurement of resistance, J. of Research, NBS, v. 43, № 4, 1949.
2. Яновский Б. М., Амагуни Н. Л., Горбачев С. В., Воспроизведение единицы электрического сопротивления по расчетной взаимной индуктивности и частоте, Труды ВНИИМ, вып. 31(91), 1957.

ИССЛЕДОВАНИЕ И КОМПЕНСАЦИЯ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ ДЛЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ РАБОТ

Показаны методы компенсации полей рассеяния электромагнитов применительно к работе магнитных весов при определении гиромагнитного отношения для протона.

В последнее время многие научные лаборатории ряда стран проводят работы по абсолютному определению гиромагнитного отношения протона γ_p [1—7]. Большой интерес к этим работам вызван тем, что определение с высокой точностью значения γ_p , выраженного через единицы длины, массы, времени и тока, является важным для современной науки и техники. В области электрических и магнитных единиц эти работы дадут возможность перейти к атомному эталону, основанному на фундаментальной физической константе γ_p . При этом существенно упростится процесс передачи рабочим измерительным приборам значений единиц магнитной индукции и напряженности магнитного поля. В измерительной технике окажется возможным на основе известного значения γ_p осуществлять простые и высокоточные абсолютные измерения магнитной индукции и напряженности магнитного поля при помощи вполне удобной для применения в научных и заводских лабораториях аппаратуры, использующей явление ядерного магнитного резонанса. Особую важность имеет определение константы γ_p для современной физики. Поэтому для повышения надежности значения гиромагнитного отношения протона оно должно быть определено несколькими различными методами в полях с разной магнитной индукцией.

Значение γ_p в полях с магнитной индукцией в несколько десятых долей тесла определяется на магнитных весах. При этом магнитные поля должны отвечать ряду особых требований. Они должны отличаться однородностью в большом объеме, воспроизводимостью распределения поля в течение длительных промежутков времени, высокой точностью определения картины поля, известным направлением векторов магнитной индукции, наличием области, в которой компенсировано действие полей рассеяния. Недостаточно тщательное выполнение этих требований могло явиться при некоторых определениях γ_p [5—6] серьезным источником погрешностей.

При определении результата измерений магнитной индукции магнитными весами необходимо знать распределение магнитного поля магнита не только вдоль нижней стороны витка с током, но также и вдоль боковой и верхней сторон этого витка. В то время как нижняя сторона витка располагается в однородном поле между полюсами магнита, большая часть длины боковых сторон и вся верхняя сторона находятся вне пределов этого поля. Таким образом, в электромагните, предназначенном для метрологических работ, наряду с однородным полем в рабочем межполюсном зазоре должны быть изучены также поля рассеяния. Наибольший интерес, естественно, представляет распределение поля рассеяния в вертикальной плоскости симметрии магнита, параллельной полюсным поверхностям (плоскость $z = 0$), поскольку в этой плоскости располагается виток магнитных весов с током.

Распределение поля рассеяния зависит, в основном, от конфигурации магнитной цепи и размеров намагничивающих катушек. На рис. 1 показаны зависимости магнитной индукции от расстояния y до центра зазора вдоль вертикальных боковых сторон витков в плоскости $z = 0$ ($x = 5$ см) для электромагнитов, использованных при определении γ_p в ХГИМИП [7] и в работе Томаса, Дрисколла и Хиппла [5]. Как видно из графика, характер зависимости для обоих магнитов одинаков. Магнитная индукция в пределах сравнительно небольшого участка (порядка 100 мм от края полюсного наконечника) уменьшается до десятой доли значения в рабочем зазоре, а при дальнейшем удалении от полюса изменяется медленно.

Точность измерения магнитной индукции в этих частях поля, т. е. вдоль боковых сторон витков магнитных весов, будет определять необходимую точность изготовления витков. Как показано в работе [7], требования к точности изготовления витков не будут чрезмерно высокими уже при погрешностях измерения магнитной индукции, не превышающих 2—3%. При значениях индукции в пределах $0,01 \div 1,0$ тл измерения с такой точностью могут быть выполнены серийными измерителями, использующими эффект Холла, например, типа ИМИ-3, и не требуют разработки каких-либо специальных измерительных средств.

Погрешность измерения магнитными весами, обусловленная магнитным полем у верхней стороны витка, будет определяться как относительной погрешностью измерения магнитной индукции, так и отношением значений этой индукции B_z и индукции B_0 у нижней стороны витка. Как показано в работе [7], относительная погрешность определения некоего расчетного параметра $X_{эф}$, обусловленная систематическими

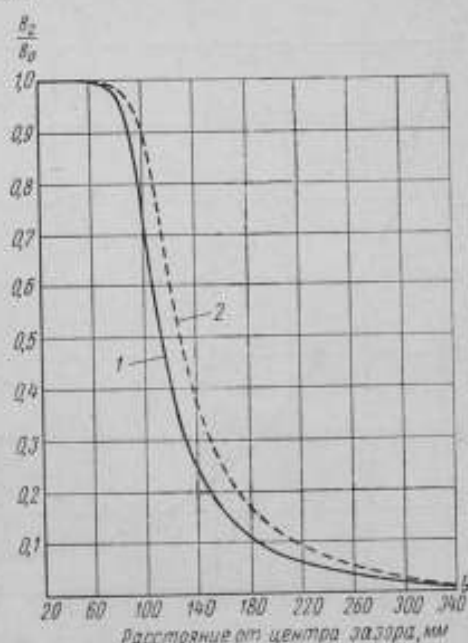


Рис. 1. Поля рассеяния магнитов ХГИМИП и НБЭ (Томас, Дрисколла, Хиппла)

1 — магнит ХГИМИП; 2 — магнит НБЭ.

погрешностями измерения магнитной индукции вдоль верхней части витка, равна

$$\delta X = \frac{\sum_{i=p}^{m-1} \frac{1}{2} (\Delta K_i + \Delta K_{i+1}) dx_i}{X_{эф}},$$

где ΔK_i — погрешность измерения K_i , причем $K_i = \frac{B_{zi}}{B_0}$,

dx_i — расстояние между точками, в которых измеряются K_i и K_{i+1} .

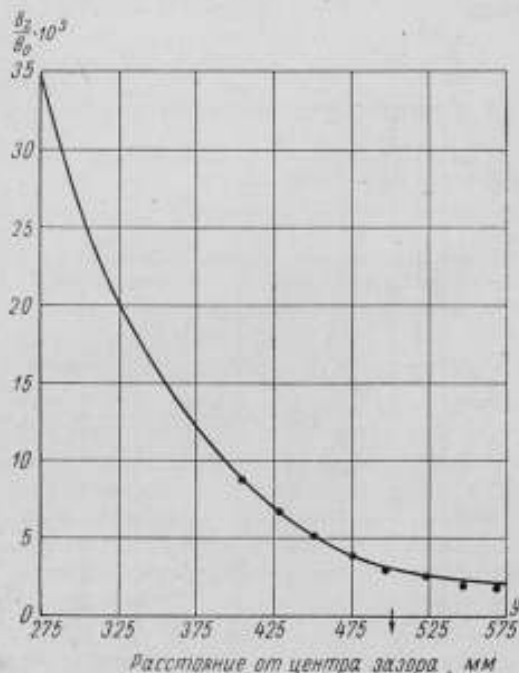


Рис. 2. Поле рассеяния магнита ХГИМИП. Участок оси y от 275 до 575 мм. Индукция в центре зазора $B_0 = 0,2350$ тл. Стрелкой указан верх рамы магнитных весов.

В первом приближении магнитная индукция одинакова вдоль всей верхней стороны витка, т. е. $K_{i+1} \approx K_i \approx K_0$. Тогда, учитывая, что

$$\sum_{i=p}^{m-1} dx_i = X_{эф},$$

получим

$$\delta X \approx \Delta K.$$

Как видно из рис. 2, при длине витка по оси y , равной 500 мм, $K_0 = \frac{B_z}{B_0} = 3 \cdot 10^{-3}$.

Для того чтобы значение δX не превышало $3 \cdot 10^{-6}$, относительная погрешность измерения индукции у верхней стороны витка не должна превышать

$$\delta K = \frac{\Delta K}{K} = 10^{-3}.$$

Такая высокая точность измерения индукции неоднородного магнитного поля при существующих средствах измерения практически недостижима.

Дополнительные трудности возникают также в связи с тем, что магнитное поле в рассматриваемой области нельзя считать неизменным в направлении y . Так, например, у верхней стороны витка ($y = 500$) градиент $\frac{dK}{dy} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ мм}^{-1}$. В этом случае погрешность в 0,1 мм в определении положения витка в магнитном поле приведет к погрешности результата измерений магнитными весами, равной $3 \cdot 10^{-6}$. Значительные геометрические размеры измерительных зондов и изменение положения витка при качаниях коромысла весов в процессе взвешивания делают невозможным согласование положения измерительного зонда и витка с погрешностью в десятые доли миллиметра.

Из приведенных соображений следует, что для повышения точности измерения магнитными весами необходимо уменьшить в зоне расположения верхней стороны витка горизонтальную составляющую магнитной индукции. Наиболее рациональным способом уменьшения магнитной индукции является компенсация в заданной области существующего поля рассеяния равным ему по величине и противоположным по направлению полем каких-либо вспомогательных устройств. При этом, естественно, желательно осуществить такую компенсацию во всех точках рассматриваемой области.

Для выбора и расчета формы и конструкции источника компенсирующего магнитного поля необходимо знать конфигурацию компенсируемого поля рассеяния и, в частности, распределение в пространстве горизонтальной составляющей его магнитной индукции. На рис. 3 показаны

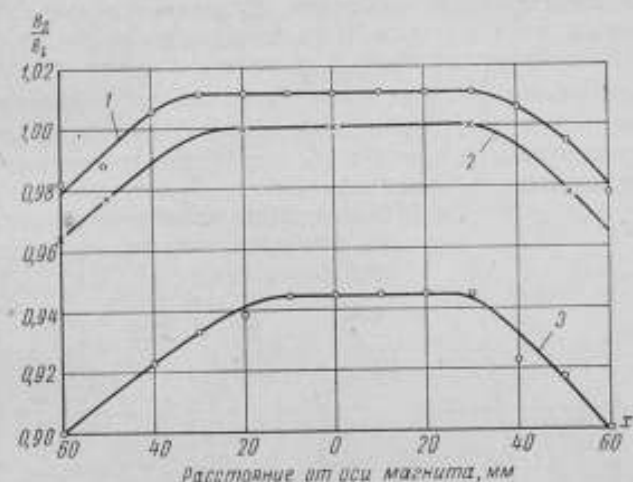


Рис. 3. Распределение вдоль оси x составляющей B_x поля рассеяния магнита ХГИМИП.

$B_1 = 3,4 \cdot 10^{-3} B_0$; $B_0 = 0,4696$ т.л.
 $y = -3, z = 0$ (кривая 1); $y = -3, z = 3$ (кривая 2); $y = 6, z = 0$ (кривая 3).

значения этой составляющей в различных точках области, прилежащей к верхней стороне витка магнитных весов с током. За точку с $y = 0$ принят центр сечения провода верхней стороны витка, а за B_1 — индукция в точке с $x = 0$; $y = 0$; $z = 0$. Из рис. 3 видно, что в направлении, параллельном плоскости полюсов x индукция в пределах средней части витка (примерно 50 мм) остается практически неизменной. Независимость индукции от координаты x позволяет считать подлежащее компенсации поле рассеяния плоскопараллельным.

В работе с магнитными весами [5] авторы применили для компенсации поля рассеяния катушки Гельмгольца. Применение таких катушек нельзя признать удачным, поскольку они, во-первых, не создают плоскопараллельного поля, а, во-вторых, в использованной их центральной части нет участка с таким же, как у поля рассеяния электромагнита, изменением индукции вдоль оси y .

Катушки, предложенные Гаррисом [8], создают поле, близкое к плоскопараллельному, и поэтому более приемлемы в качестве компенсационных устройств, однако и в них изменение индукции вдоль оси y не совпадает с распределением поля рассеяния электромагнита.

Существенное влияние компенсации поля рассеяния на работу магнитных весов, а также необходимость при некоторых других физических экспериментах иметь вблизи электромагнита участок, свободный от поля рассеяния, приводят к необходимости найти форму катушек с током, создающих в заданной области магнитное поле, близкое по конфигурации к полю рассеяния электромагнита.

Для того чтобы получить компенсацию поля в области, окружающей некоторую точку O с координатами x_0, y_0, z_0 , необходимо добиться не только равенства магнитных индукций B_1 компенсируемого и B_2 компенсирующего полей в этой точке, но также и равенства соответствующих производных этих двух индукций в той же точке O . Поскольку поле рассеяния магнита, как уже было сказано, на интересующем нас расстоянии от полюсов приближается к плоскопараллельному, компенсируемая индукция B_1 является функцией только двух переменных y и z и может быть разложена на две составляющие B_{1y} и B_{1z} . Компенсирующее поле B_2 в этом случае также должно быть плоскопараллельным и должно иметь такие же составляющие B_{2y} и B_{2z} .

Предположим, что при равенстве в точке O индукций компенсируемого и компенсирующего полей и их производных первого и второго порядков компенсация в заданной области будет удовлетворительной.

Основными уравнениями магнитного поля на эти производные налагаются дополнительные связи

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial B_{1y}}{\partial y} &= -\frac{\partial B_{1z}}{\partial z}, \quad \frac{\partial B_{1y}}{\partial z} = \frac{\partial B_{1z}}{\partial y}; \\ \frac{\partial^2 B_{1y}}{\partial y^2} &= -\frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y \partial z} = -\frac{\partial^2 B_{1y}}{\partial z^2}; \\ \frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial z^2} &= -\frac{\partial^2 B_{1y}}{\partial y \partial z} = -\frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y^2}; \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Отсюда следует, что для задания всех производных первого и второго порядков достаточно дать только четырех из них, например,

$$\frac{\partial B_{1z}}{\partial y}, \quad \frac{\partial B_{1z}}{\partial z}, \quad \frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y \partial z}.$$

Рис. 4. К расчету системы компенсационных катушек. Схема расположения проводов.

$AE = EB = CF = FD = b$; $EO = OF = c$.

Поскольку область, в которой необходимо компенсировать поле рассеяния, лежит вблизи плоскости симметрии магнитного поля ($z=0$), задачу можно упростить, приняв $z=0$ в точке O . Тогда в этой точке

$$(B_{1y})_0 = 0; \quad \left(\frac{\partial B_{1z}}{\partial z}\right)_0 = 0 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y \partial z}\right)_0 = 0.$$

Естественно, что компенсирующее поле должно быть также выбрано симметричным относительно плоскости $z=0$. Следовательно, для получения заданной компенсации магнитного поля вблизи плоскости $z=0$ достаточно выполнить условия:

$$(B_{2z})_0 = (B_{1z})_0; \quad \left(\frac{\partial B_{2z}}{\partial y}\right)_0 = \left(\frac{\partial B_{1z}}{\partial y}\right)_0; \quad \left(\frac{\partial^2 B_{2z}}{\partial y^2}\right)_0 = \left(\frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y^2}\right)_0. \quad (2)$$

Таким образом, задача сводится к нахождению системы проводов с током, создающей магнитное поле, симметричное относительно некоторой плоскости $z=0$ и удовлетворяющее условиям (2).

Следует отметить, что при этом оказывается возможным ограничиться исследованием лишь составляющих B_z векторов индукции компенсируемого и компенсирующего полей, так как составляющие B_x компенсируются автоматически при компенсации составляющих B_z , как это следует из соотношений (1).

Рассмотрим возможность использования для создания компенсирующего поля системы из четырех длинных прямолинейных параллельных проводников A, B, C, D , обтекаемых каждый током I и расположенных, как показано на рис. 4. Направление тока на рисунке указано возле проводников точками и крестиками. Для точек, лежащих на оси y ($z=0$), магнитную индукцию B_{2z} и ее производные можно выразить как

$$B_{2z} = \frac{\mu_0 I}{\pi} \cdot \frac{1}{l} N; \quad (3)$$

$$\frac{\partial B_{2z}}{\partial y} = \frac{\mu_0 I}{\pi} \cdot \frac{1}{l^2} N'; \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 B_{2z}}{\partial y^2} = \frac{\mu_0 I}{\pi} \cdot \frac{1}{l^3} N''; \quad (5)$$

где N, N' и N'' — безразмерные функции переменных $s = \frac{c}{l}$; $v = \frac{y}{l}$ и α ;

$$N = \frac{\cos \alpha - v}{(s + \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha - v)^2} + \frac{\cos \alpha + v}{(s - \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha + v)^2}; \quad (6)$$

$$N' = \frac{(\cos \alpha - v)^2 - (s + \sin \alpha)^2}{[(s + \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha - v)^2]^2} - \frac{(\cos \alpha + v)^2 - (s - \sin \alpha)^2}{[(s - \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha + v)^2]^2}; \quad (7)$$

$$N'' = 2 \left\{ (\cos \alpha - v) \frac{(\cos \alpha - v)^2 - 3(s + \sin \alpha)^2}{[(s + \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha - v)^2]^3} + (\cos \alpha + v) \frac{(\cos \alpha + v)^2 - 3(s - \sin \alpha)^2}{[(s - \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha + v)^2]^3} \right\}. \quad (8)$$

Пусть для точки O в поле рассеяния, вокруг которой компенсируется поле, известны величины

$$(B_{1z})_0; \quad \left(\frac{\partial B_{1z}}{\partial y} \right)_0 = A \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y^2} \right)_0 = D.$$

Тогда, если исходить из выражений (2) и (3)–(5), в компенсирующем поле должны выполняться следующие условия:

$$\left(\frac{\partial B_{2z}}{\partial y} \right)_0 = \frac{1}{l} \left(\frac{N'}{N} \right)_0 = A; \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial^2 B_{2z}}{\partial y^2} \right)_0 = \frac{1}{l^2} \left(\frac{N''}{N} \right)_0 = D.$$

Отсюда следует, что при компенсации должно иметь место следующее равенство

$$\left(\frac{N'' N}{(N')^2} \right)_0 = \frac{D}{A^2}. \quad (10)$$

Рассмотрение полей рассеяния ряда электромагнитов с конфигурацией магнитной цепи, аналогичной магниту ХГИМИП, показывает, что для каждого из них в широком интервале значений y величина D/A^2 изменяется в пределах всего лишь нескольких десятков процентов, т. е. в первом приближении может быть принята постоянной и равной

$$\frac{D}{A^2} = \frac{\frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y^2} \cdot B_{1z}}{\left(\frac{\partial B_{1z}}{\partial y}\right)^2} = a.$$

Решив это дифференциальное уравнение при $a \neq 1$, найдем

$$B_{1z} = c_1 (y + c_2)^{\frac{1}{1-a}}. \quad (11)$$

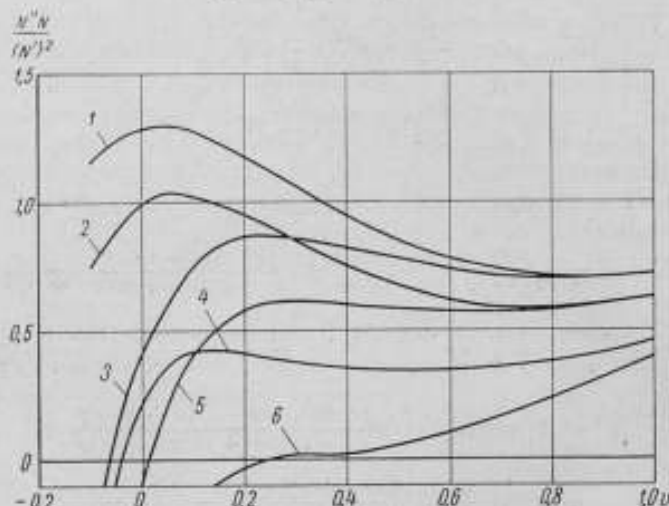


Рис. 5. К расчету системы компенсационных катушек. Семейство кривых $s = \text{const}_1$; $\alpha = \text{const}_2$.

- 1) $s = 1$, $\cos \alpha = 0,643$; 2) $s = 1$, $\cos \alpha = 0,707$;
 3) $s = 1,1$, $\cos \alpha = 0,643$; 4) $s = 1$, $\cos \alpha = 0,800$;
 5) $s = 1,1$, $\cos \alpha = 0,707$; 6) $s = 1$, $\cos \alpha = 0,850$.

У рассмотренных электромагнитов значения a лежали в пределах $0,6 \div 1,3$. В электромагните установки ХГИМИП на участке y от 275 до 575 (рис. 2) среднее значение a равно 1,1. Если для определения коэффициентов c_1 и c_2 принять, например, значения индукции при $y_1 = 275$ и $y_2 = 424$, то представленная на рис. 2 зависимость B_{1z}/B_0 от y аппроксимируется формулой

$$\frac{B_{1z}}{B_0} = \frac{7,16 \cdot 10^{27}}{(y + 578)^{0,9}}$$

где B_0 — индукция в рабочем зазоре.

Значения B_{1z}/B_0 определенные по этой формуле, во всем интервале y от 275 до 575 отличаются от значений, найденных экспериментально, меньше чем на 3%, т. е. на величину, не превышающую погрешность измерения.

Следовательно, для создания компенсирующего поля необходимо найти такие соотношения s , v и α , при которых, во-первых, выполнялось бы условие (10), а во-вторых, обеспечивалась малая зависимость значения $N''N/(N')^2$ от v . Семейство кривых на рис. 5 показывает возможность

получения при значениях s , близких к единице, требуемых значений $N''N/(N')^2$. Эти же кривые позволяют установить значения $\cos \alpha$ и диапазон ν , обеспечивающие малую зависимость $N''N/(N')^2$ от ν . Найдя значения s , ν и $\cos \alpha$, удовлетворяющие предъявленным требованиям, можно из выражений (6) и (7) вычислить N и N' , а затем по заданному значению A из выражения (9) определить размер l и из (3) — необходимый ток I .

Поскольку при любых комбинациях s , ν и $\cos \alpha$ величина $N''N/(N')^2$ не является независимой от ν , компенсацию поля рассеяния можно получить только в некотором интервале значений y . Однако, как показывают вычисления, произведенные для ряда соотношений s и $\cos \alpha$, при изменениях значений $N''N/(N')^2$ в зависимости от ν , наблюдающихся на кривых рис. 5, возможно получить компенсирующее поле, незначительно отличающееся от компенсируемого поля в значительном интервале по оси y . Так, например, на рис. 2 точками обозначены значения магнитной индукции поля, созданного системой проводов с $s=1$, $\cos \alpha=0,643$, $l=117,5$ мм, причем ток I подобран так, чтобы обеспечить полную компенсацию при $y=475$ мм (в этой точке принято $\nu=0,3$). Такая система создает в интервале y от 400 до 510 мм поле, магнитная

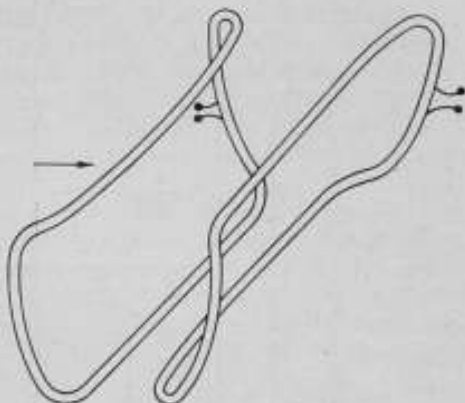


Рис. 6. Компенсационные катушки. Стрелка указывает направление компенсируемого поля.

индукция которого B_{2z} отличается от магнитной индукции B_{1z} поля рассеяния на величину, меньшую 1% B_{1z} . Для сравнения интересно отметить, что при использовании в качестве компенсационного обычно применяемого однородного магнитного поля компенсация с той же точностью (1%) будет соблюдаться только в пределах 1 мм. Этот пример показывает принципиальную возможность создания простыми средствами магнитного поля, обеспечивающего компенсацию полей рассеяния, значительно более совершенную, чем получаемая с помощью систем с однородными магнитными полями.

Используемые в предлагаемой методике формулы выведены для четырех бесконечно длинных проводников. Практически компенсационная система должна содержать, кроме проводов A , B , C , D конечной длины, еще провода, соединяющие провод A с проводом B и провод C с проводом D . Гаррисом [8] была предложена форма этих соединительных проводов, обеспечивающая при $\cos \alpha=1$ неизменность поля в направлении x в заданном интервале значений x . Эксперименты, проведенные при компенсации полей рассеяния электромагнитов, показывают, что, придавая проводникам, соединяющим A с B , и C с D , форму, близкую к найденной Гаррисом, и изгибая сами провода A , B , C , D в пределах нескольких миллиметров, можно обеспечить необходимое распределение магнитной индукции в направлении x также и при $\cos \alpha \neq 1$.

На рис. 6 показана практически удобная форма компенсационных катушек, позволяющих достаточно просто получить требуемые по расчетам соотношения размеров. Такие катушки целесообразно выполнять бескаркасными и устанавливать с помощью подвижных креплений. Кон-

тролируя величину остаточного поля с помощью измерительного генератора, можно непосредственно на месте установки, изгибая катушки, придать им форму, обеспечивающую требуемую степень компенсации полей рассеяния электромагнита.

При работе с магнитными весами достаточно компенсировать поле рассеяния в пределах 4—5 мм по осям y и z , так как верхние провода контура с током магнитных весов не выходят за пределы этой области. Для получения компенсации в такой области можно не требовать выполнения условия

$$\left(\frac{\partial^2 B_{2z}}{\partial y^2}\right)_0 = \left(\frac{\partial^2 B_{1z}}{\partial y^2}\right)_0$$

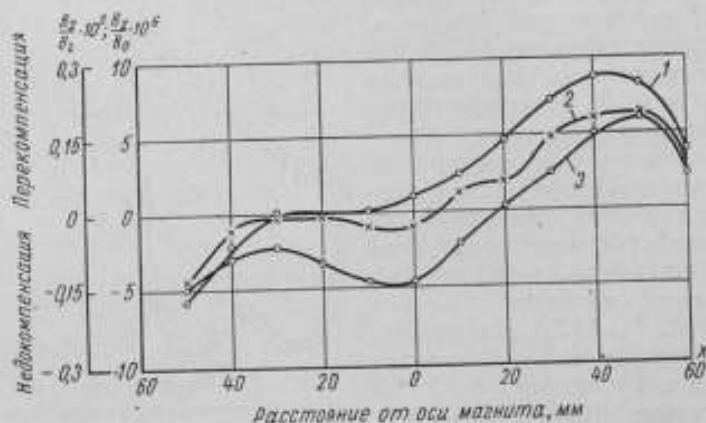


Рис. 7. Поле рассеяния магнита ХГИМИП после компенсации.
 $y = 0; z = -2,5$ (кривая 1); $y = 2; z = -1,2$ (кривая 2); $y = -2; z = -1,2$ (кривая 3).
 Индукция в центре зазора $B_0 = 0,4686$ тл.

и ограничиться в центре области только лишь выполнением условий

$$(B_{2z})_0 = (B_{1z})_0 \text{ и } \left(\frac{\partial B_{2z}}{\partial y}\right)_0 = \left(\frac{\partial B_{1z}}{\partial y}\right)_0$$

Ограничение числа условий облегчает выбор конструктивно удобных соотношений размеров катушек. Хорошие результаты могут быть достигнуты с помощью катушек, имеющих значение s , близкое к единице, и $\cos \alpha = 0,85$. Для этих катушек значение N'/N мало изменяется в интервале значений v от 0,1 до 0,6, что облегчает их юстировку относительно компенсируемого поля. Кроме того, расстояние между проводами

$$BD = 2l(s - \sin \alpha) = 2 \left(\frac{N'}{N}\right)_0 \cdot \frac{1}{A} (s - \sin \alpha)$$

у этих катушек больше, чем у катушек с меньшим углом α , и поэтому они в меньшей мере закрывают доступ сверху к рабочему зазору между полюсами электромагнита.

О степени компенсации поля рассеяния, достигнутой в установке ХГИМИП с помощью катушек, имевших $l = c = 85$ мм, $\cos \alpha \approx 85$ и длину в направлении x , равную 350 мм, позволяет судить рис. 7. Полная компенсация подбиралась в точке $x = 0; y = 500; z = 0$ путем регулирования тока, причем для этой точки было установлено $v = 0,3$. Каждая из катушек имела 900 витков провода ПЭЛ диаметром 0,64 мм. Необходимый ток при этом не превышал 1 а и обеспечивался питанием от аккумуляторной батареи с напряжением 120 в. Приведенные на рис. 7 кривые подтверждают целесообразность применения катушек

предлагаемой формы, обеспечивших в пределах 100 мм по оси x и 4 мм по осям y и z компенсацию поля рассеяния до величины, не превышающей 0,25% от значения магнитной индукции поля компенсации.

Магнитная индукция поля рассеяния электромагнита в заданной точке пространства зависит при данном значении индукции в межполюсном воздушном зазоре от распределения токов между различными обмотками электромагнита.

В связи с этим при необходимости компенсации полей рассеяния с высокой точностью ток в главных обмотках электромагнита при наличии дополнительных обмоток, питающихся от стабилизатора магнитного поля, основанного на эффекте ядерного магнитного резонанса, должен поддерживаться постоянным. В электромагните ХГИМИП, например, при индукции в рабочем зазоре, равной 0,4696 тл, изменение главного тока на 0,17% приводило к изменению индукции поля рассеяния на 0,08% в точке с $y = 500$; $x = 0$; $z = 0$, в то время как за счет работы стабилизатора относительные изменения индукции в рабочем зазоре при этом были меньше 10^{-6} .

При работе с магнитными весами в ХГИМИП после подбора в компенсационных катушках тока, обеспечивающего необходимую компенсацию, этот ток поддерживался неизменным с точностью до $\pm 0,01\%$, а ток в главных обмотках — с точностью до $\pm 0,02\%$. Благодаря этому компенсация поля рассеяния сохранялась с высокой точностью в течение длительного периода времени, как это видно, например, из приведенной таблицы.

Время измерения	Остаточное поле $\frac{B}{B_0} \cdot 10^6$ при x , мм										
	-51	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40	50
После включения	-4	-4,5	-3,5	-2,5	0	0	0	0	-1	-1	+2,5
Через 6 часов	-4,5	-5,5	-4,5	-3,5	-1	0	0	0	-1	-1	+2,5

Примечание. Знак минус указывает на совпадение направлений остаточного поля и поля рассеяния до компенсации.

Распределение полей рассеяния в пространстве при заданной конфигурации магнитной системы зависит от магнитной индукции в межполюсном зазоре и от магнитного состояния магнитопровода. С изменением индукции и магнитного состояния магнитопровода значение коэффициента $\frac{D}{A^2}$, по которому рассчитывается форма компенсационных катушек, изменяется незначительно. В связи с этим при изменении рабочей индукции компенсация может быть достигнута при неизменной форме катушек путем подбора в них тока. Однако при повторных включениях электромагнита при заданных значениях магнитной индукции в межполюсном зазоре и тока в главных обмотках индукция поля рассеяния в данной точке пространства не остается неизменной. Это явление может быть качественно объяснено при рассмотрении путей потоков рассеяния, показанных на рис. 8, где схематически изображены магнитная система и ее схема замещения. Как видно из схемы, при неизменном значении магнитного потока Φ_0 в межполюсном зазоре поток рассеяния Φ_1 зависит от сопротивления R_1 пути этого потока, которое определяется в некоторой степени величиной по-

тока Φ_3 . Увеличение магнитного сопротивления ярма R_8 при неизменном значении потока Φ_0 приводит к увеличению разности потенциалов между точками A и B и к увеличению потока Φ_3 . Это увеличение потока Φ_3 влечет за собой вытеснение потока Φ_1 , увеличение сопротивления R_1 и уменьшение магнитной индукции в области этого потока.

В электромагнитах с диаметром намагничивающих обмоток большим относительно диаметра сердечника границу между потоками Φ_3 и Φ_1 в вертикальной плоскости симметрии обнаружить трудно, так как эта граница находится на большом расстоянии от центра полюса. Однако, в некоторых магнитах такая граница может быть четко отмечена. Так,

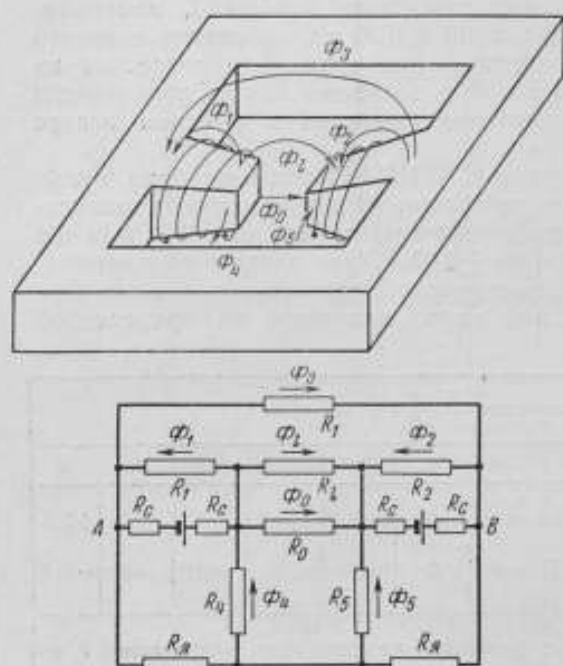


Рис. 8. Схема замещения магнитной цепи. Сопротивления: R_0 — межполюсного зазора; R_1, R_2, R_3 — путей потоков рассеяния; R_4 — участков ярма; R_5 — участков сердечников.

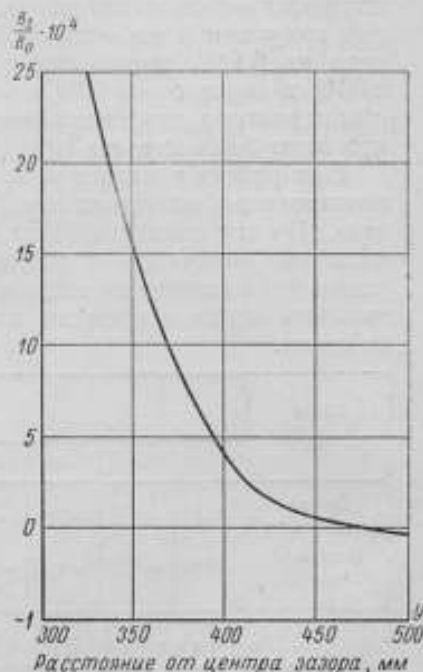


Рис. 9. Поле рассеяния магнита с малым диаметром катушек.

Индукция в центре зазора $B_0 = 0,2350$ тл.

например, на рис. 9 показана зависимость магнитной индукции потоков рассеяния на линии $x=0, z=0$ от расстояния y до центра зазора в электромагните с диаметром полюсов 250 мм и отношением внешнего диаметра намагничивающих катушек к диаметру полюса, равным 1,8. Как видно из рисунка, при $y=475$ магнитная индукция равна нулю и при больших расстояниях магнитный поток имеет направление, обратное направлению потока в межполюсном зазоре.

Приведенные рассуждения подтверждаются также следующим экспериментом.

В установке ХГИМИП была измерена в точке $x=0, y=500$ и $z=0$ магнитная индукция полей рассеяния B_1 при заданном значении магнитной индукции $B_0 = 0,4696$ тл в межполюсном зазоре и токе I_c в главных обмотках электромагнита. Затем путем соответствующей магнитной подготовки сопротивление магнитопровода было увеличено. В результате при заданных B_0 и I_c возрос ток в стабилизирующих обмотках

электромагнита и суммарное значение ампер-витков обмоток увеличилось на 0,28%. Магнитная индукция B_1 поля рассеяния в рассматриваемой точке вследствие этого уменьшилась на 0,70%. Наличие описанного явления приводит к тому, что компенсацию полей рассеяния следует проверять заново после каждого изменения состояния магнитопровода, т. е. после каждого изменения тока в главных обмотках электромагнита, имевшего следствием необратимое изменение тока в стабилизирующих обмотках.

Выводы

1. При использовании магнитов для работы с магнитными весами необходимо тщательно исследовать поля рассеяния магнита и компенсацию этих полей в некоторой части пространства. Компенсация должна осуществляться в области с большой протяженностью и сохраняться продолжительное время.

2. Зависимость индукции полей рассеяния от расстояния до центра полюсов электромагнита может быть аппроксимирована простыми формулами.

3. Разработанная методика расчета компенсационных катушек позволяет при изучении компенсируемого плоскопараллельного поля ограничиться рассмотрением лишь одной из составляющих вектора магнитной индукции.

4. В электромагните, предназначенном для работ по определению гиромангнитного отношения протона, компенсацию полей рассеяния в большом объеме и с высокой точностью можно осуществить с помощью простых устройств.

5. На поля рассеяния оказывает влияние соотношение между токами в главных обмотках магнита и в обмотках ядерного стабилизатора магнитного поля. Разработанная методика позволяет сохранять потоки рассеяния неизменными на протяжении длительных промежутков времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bender P. L., Driscoll R. L., IRE Trans. of Instruments, v. 1-7, № 3-4, 1958.
2. Wilhelmy W., Annalen der Physik, B. 19, 1957.
3. Студенцов Н. В., Яновский Б. М., Абсолютные определения гиромангнитного отношения протона в слабом магнитном поле, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 54 (114), 1961.
4. Vigoureux P., Proc. Roy. Soc., A, v. 270, 1962, p. 72.
5. Thomas H. A., Driscoll R. L., Hipple J. A., Journ. Res. NBS, v. 44, 1950, p. 569.
6. Carptuller H., Zeitschrift für Instrumentenkunde, B. 69, 1961, S. 133.
7. Зингерман В. И., Селеты Й. В. Н., Ягола Г. К., Абсолютные определения гиромангнитного отношения протона в сильных магнитных полях, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 72 (132), 1963.
8. Harris F. K., Journ. Res., v. 13, 1934, p. 391.

Поступила в редакцию
23/VI 1964 г.

РАСЧЕТ МОДУЛЯЦИОННЫХ КАТУШЕК ЯДЕРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Приводятся результаты исследований магнитного поля модуляционных катушек ядерных измерителей, зонды которых расположены близко к полюсным наконечникам электромагнитов и постоянных магнитов.

При использовании явления ядерного магнитного резонанса для измерения магнитных полей на измеряемое постоянное магнитное поле обычно накладывается переменное поле низкой частоты и небольшой напряженности, обеспечивающее возможность непрерывного наблюдения резонансного сигнала. Это поле в большинстве случаев создается катушками с током, размещенными непосредственно внутри зондов измерителей. Иногда при исследовании топографии высокостабильных однородных магнитных полей такие катушки используются также для наложения на измеряемое поле небольшого по напряженности местного постоянного поля, которое позволяет достичь в измеряемой точке резонансных условий, удовлетворяющих некоторой эталонной частоте [1, 2]. Форма этих катушек должна при минимальных габаритах зонда обеспечить, с одной стороны, необходимую однородность создаваемых ими полей и, с другой стороны, малую зависимость этих полей от положения зонда в исследуемом поле.

При выборе рациональной формы катушек обычно исходят из уравнений, описывающих магнитное поле в пространстве, удаленном от ферромагнитных масс. Между тем поле катушек с током, помещенных в воздушный зазор магнита, существенно отличается от их поля в бесконечном однородном изотропном пространстве. Поэтому катушки, создающие вдали от ферромагнитных деталей однородное поле, могут оказаться неудобными по тем или иным причинам при использовании их в зазорах магнитов с железным магнитопроводом.

Правильно выбрать рациональную форму катушек, предназначенных для использования в зазорах между железными полюсами магнитов, можно с помощью соотношений, приведенных в работе [3]. В ней показано, что перпендикулярная поверхностям полюсов составляющая H_z напряженности поля катушки с током в зазоре магнита может быть рассчитана по формулам:

$$H_z = \frac{K + R}{h} I \omega, \quad (1)$$

если магнит не имеет стабилизатора поля;

$$H_z = \frac{K - K_a}{h} I \omega, \quad (2)$$

если магнит имеет стабилизатор поля.

Здесь K , K_a и R — безразмерные коэффициенты;

h — высота катушки в направлении, перпендикулярном поверхностям полюсов;

$I \omega$ — ампер-витки катушки.

При расчете изменений магнитного поля в зонде под действием поля катушек достаточно ограничиться рассмотрением малых полей катушек и учесть в каждой точке лишь составляющую H_z , так как другие составляющие этого поля оказывают влияние второго порядка малости на напряженность результирующего поля. В связи с тем, что размеры используемых катушек очень малы по сравнению с размерами рабочего зазора магнита, возможно пренебречь влиянием на поле катушек изменения состояния магнитной цепи нестабилизированного магнита под действием магнитного момента катушки и в формуле (1) принять $R = 0$. С другой стороны, при исследовании поля стабилизированного магнита обычно зонд измерителя находится на значительном расстоянии от зонда стабилизатора, так что оказывается возможным пренебречь влиянием поля катушек измерительного зонда на зонд стабилизатора и в формуле (2) положить $K_a = 0$. Следовательно, соотношение между напряженностью поля катушки и током в ее витках может быть описано одной общей для всех магнитов формулой

$$H_z = \frac{K}{h} I \omega. \quad (3)$$

Из конструктивных соображений во всех измерителях длина катушки в направлении оси ампулы зонда выбирается существенно большей, чем ширина $2b$ катушки в направлении, перпендикулярном оси ампулы и параллельном полюсной поверхности (рис. 1). В большинстве измерителей катушка разделена на две половины с расстоянием между ними $2l$, что, по мнению их авторов, должно создавать в рабочем объеме более однородное магнитное поле по сравнению с катушкой, витки которой сосредоточены вблизи одной плоскости. Для таких катушек имеем

$$K = \frac{h}{4} \left[\frac{\text{sh } \pi (b - r \sin \varphi)}{\text{ch } \pi (b - r \sin \varphi) - \cos \pi (l - r \cos \varphi)} + \frac{\text{sh } \pi (b - r \sin \varphi)}{\text{ch } \pi (b - r \sin \varphi) - \cos \pi (2l + l + r \cos \varphi)} + \frac{\text{sh } \pi (b + r \sin \varphi)}{\text{ch } \pi (b + r \sin \varphi) - \cos \pi (l - r \cos \varphi)} + \frac{\text{sh } \pi (b + r \sin \varphi)}{\text{ch } \pi (b + r \sin \varphi) - \cos \pi (2l + l + r \cos \varphi)} + \frac{\text{sh } \pi (b - r \sin \varphi)}{\text{ch } \pi (b - r \sin \varphi) - \cos \pi (l + r \cos \varphi)} + \frac{\text{sh } \pi (b - r \sin \varphi)}{\text{ch } \pi (b - r \sin \varphi) - \cos \pi (2l - l + r \cos \varphi)} + \frac{\text{sh } \pi (b + r \sin \varphi)}{\text{ch } \pi (b + r \sin \varphi) - \cos \pi (l + r \cos \varphi)} + \frac{\text{sh } \pi (b + r \sin \varphi)}{\text{ch } \pi (b + r \sin \varphi) - \cos \pi (2l - l + r \cos \varphi)} \right]. \quad (4)$$

В формуле (4) линейные размеры h , b , l , t и r выражены в долях длины межполюсного расстояния l_0 .

С помощью соотношений (3) и (4) можно рассчитать, как изменяется магнитное поле катушек при неизменном токе, если помещать их в воздушные зазоры магнитов с различными межполюсными расстояниями l_0 или перемещать вдоль силовой линии в зазоре длиной l_0 . Такие расчеты позволяют оценить целесообразность применения катушек той или иной формы. На рис. 2 в качестве примера показана зависимость магнитного поля, создаваемого двойными катушками зондов прибора ИМП-2 [4], от величины межполюсного расстояния (кривая 2). Кривая 1 показывает такую же зависимость для одиночной катушки, примененной в зондах прибора ИМП-3.* Катушки расположены симметрично относительно

полюсов магнита и имеют следующие размеры: $2b = 11$ мм; $2l = 6,5$ мм, $h = 1,5$ мм — у прибора типа ИМП-2 и $2b = 7$ мм, $2l = 0$, $h = 1,5$ мм — у прибора типа ИМП-3.

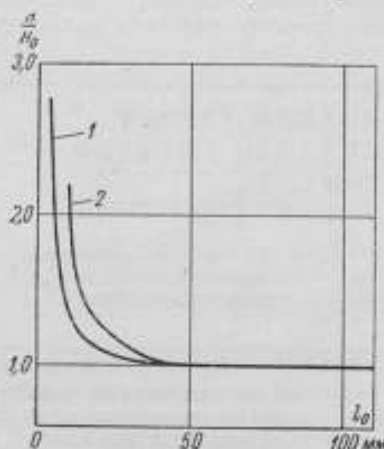


Рис. 2. Зависимость напряженности магнитного поля в центре катушек от длины воздушного зазора (H_0 — при $l_0 \rightarrow \infty$).

1 — зонды прибора ИМП-3; 2 — то же, прибора ИМП-2.

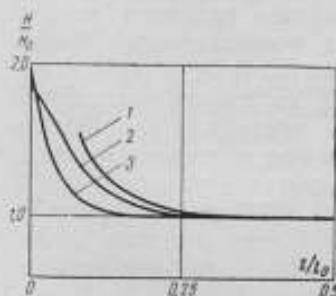


Рис. 3. Зависимость напряженности магнитного поля в центре катушки от расположения катушек относительно полюсных поверхностей (H_0 — в центре зазора).

1 — зонды прибора ИМП-2; 2 и 3 — одиночные катушки с $b = 0,13l_0$ (3) и $b = 0,595l_0$ (2).

Из приведенных кривых видно, что с уменьшением межполюсного зазора возрастает напряженность магнитного поля, создаваемого катушками при заданном токе. В зазорах, меньших 30 мм, эта зависимость очень резкая, причем меньшие изменения происходят при одиночной малогабаритной катушке.

На рис. 3 показано возрастание напряженности поля катушек при приближении датчика к полюсной поверхности.

Из приведенных на графиках зависимостей можно сделать вывод о преимуществах одиночной катушки, поскольку создаваемое ею поле меньше зависит от величины межполюсного зазора и расположения в нем катушки. Этот вывод позволяет уменьшить размеры зонда в направлении силовых линий магнитного поля. Для прибора типа ИМП-3, в частности, оказалось возможным изготовить зонды толщиной 4 мм, причем этот размер определялся уже не размерами модуляционных катушек, как во всех известных измерителях, а необходимостью удалить катушку высокочастотного контура от экрана, понижающего ее добротность.

Магнитное поле, создаваемое описываемыми катушками, оказывается неоднородным внутри рабочего объема ампулы зонда. Неоднород-

* См. стр. 56.

ность поля возрастает по мере приближения катушки к полюсу магнита. При этом наибольшие изменения магнитного поля наблюдаются в направлении, перпендикулярном поверхности полюса. На рис. 4 показано распределение магнитного поля в этом направлении в зондах приборов типов ИМП-2 и ИМП-3, расположенных в зазоре магнита с $l_0 = 42$ мм на минимально возможном для зонда прибора типа ИМП-2 расстоянии от полюса. Из графиков видно, что неоднородность поля катушек при расположении их вблизи полюсной поверхности имеет существенное значение. При этом для одиночной катушки в пределах объема с радиусом $r = 1,3$ мм (ампула прибора типа ИМП-3) средняя по объему неоднородность меньше, чем для двойных катушек. Таким образом, и в этом отношении одиночная катушка выгоднее двойной.

Выводы

1. Расчеты полей модуляционных катушек зондов ядерных измерителей напряженности магнитного поля показывают целесообразность использования одиночной катушки вместо широко применяемых двойных катушек. В связи с этим появляется возможность значительно уменьшить габариты зондов.

2. Напряженность модулирующего поля при неизменной силе тока существенно изменяется при перемещении зонда относительно полюсных поверхностей. В связи с этим при проверке ядерных измерителей напряженности магнитного поля должно быть заранее оговорено, при каких положениях зонда в зазоре необходимо определять предельно возможную амплитуду модулирующего поля.

3. При исследовании топографии магнитного поля методом наложения в исследуемой точке дополнительного поля постоянная катушек (отношение напряженности поля в центре катушки к току) должна определяться отдельно в каждой из плоскостей, параллельных полюсным поверхностям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas H. A., Driscoll R. L., Hipple J. A., Journ. Res. NBS, v. 44, n. 6, 1950.
2. Зингерман В. И., Сепетый В. Н., Ягола Г. К. Абсолютные определения гиромангнитного отношения протона в сильных магнитных полях, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 72 (132), 1963.
3. Сепетый В. Н., Ягола Г. К., Зингерман В. И. Изменение магнитной индукции в зазоре магнита при внесении в зазор слабомангнитных деталей измерительных устройств. «Измерительная техника», № 10, 1963.
4. Богатырев Е. Е. Ядерный измеритель напряженности магнитного поля высокой точности. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 67 (127), 1962.

Поступила в редакцию
25/VI 1963 г

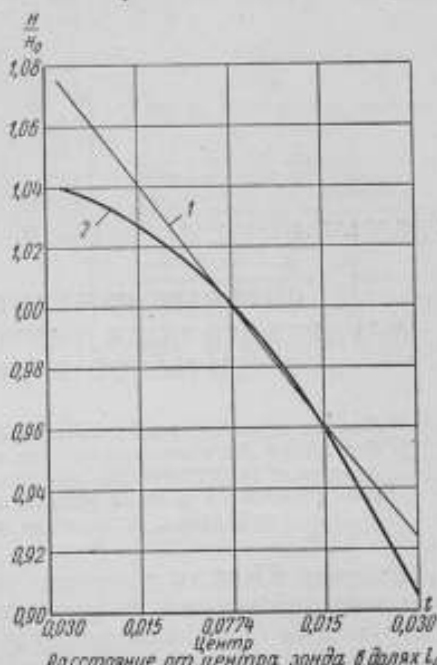


Рис. 4. Распределение магнитного поля катушек в направлении, перпендикулярном поверхности полюса (H_0 — в центре катушки).
1 — зонды прибора ИМП-2; 2 — то же прибора ИМП-3.

**ЯДЕРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ НАПРЯЖЕННОСТИ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ С АВТОМАТИЧЕСКОЙ ПОДСТРОЙКОЙ
И МАЛОГАБАРИТНЫМИ ЗОНДАМИ**

Описан разработанный в ХГИМИП ядерный измеритель типа ИМП-3. Прибор может быть использован при поверке приборов, предназначенных для измерения напряженности магнитного поля. В измерителе автоматически поддерживаются условия резонанса и может быть использована частотная модуляция. Измеритель имеет малогабаритные зонды.

Высокая точность измерений напряженности магнитного поля методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и ряд других достоинств этого метода обуславливают непрерывное увеличение количества находящихся в эксплуатации различного вида измерителей напряженности магнитного поля, в которых используется метод ЯМР. Для проверки этих измерителей в ХГИМИП был разработан прибор типа ИМП-2 [1]. Опыт эксплуатации этого прибора и серийно выпускаемых в СССР приборов типа ИМИ-2 [2] показал, что они имеют ряд недостатков; основные из них следующие:

- а) велики габариты зондов,
- б) условия резонанса поддерживаются вручную,
- в) при измерениях магнитное поле модулируется,
- г) резонанс ядер Li^7 и D^2 используется в сравнительно слабых полях и отношение сигнала к шуму при этом мало,
- д) невозможна работа в одном зазоре магнита одновременно двух измерителей на близких частотах.

Устранение этих недостатков позволило бы не только облегчить применение приборов типа ИМП-2 в качестве образцовых, но также значительно расширило эксплуатационные возможности рабочих приборов, использующих эффект ЯМР.

В ХГИМИП разработан ядерный измеритель типа ИМП-3 (рис. 1 и 2), в котором большая часть указанных недостатков устранена полностью, а габариты зондов значительно уменьшены. Этот измеритель предназначен для использования в качестве как образцового прибора при поверке других измерителей, основанных на эффекте ЯМР, так и в качестве рабочего прибора высокой точности. Измеритель ИМП-3 имеет пределы измерения $40 \div 1280$ кА/м; погрешность измерений $0,002 \div 0,004\%$; диаметр зондов 4 мм. При медленных изменениях напряженности измеряемого магнитного поля условия ЯМР поддерживаются автоматически; измерения могут производиться без модуляции магнитного поля.

Диапазон измеряемых прибором ИМП-3 напряженностей несколько сужен по сравнению с приборами типов ИМП-2 и ИМИ-2. При использовании прибора ИМП-3 в качестве образцового выбранные пределы измерения оказываются достаточными для поверки рабочих приборов на всех диапазонах.

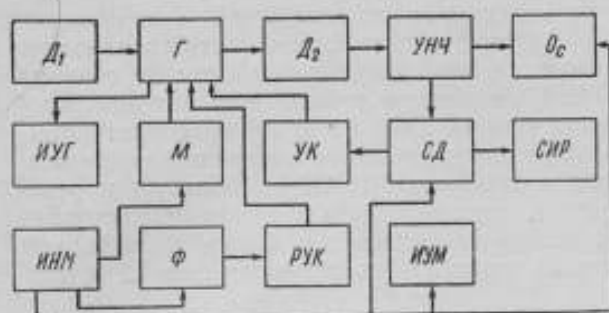


Рис. 1. Блок-схема измерителя ИМП-3.

D_1 — датчик, G — генератор, D_2 — детектор; $УНЧ$ — усилитель низкой частоты, Os — осциллограф, $ИУГ$ — индикатор уровня генерации, M — модулятор, $УК$ — управляемый конденсатор, $СД$ — стробоскопический детектор, $СИР$ — стрелочный индикатор резонанса, $ИИМ$ — источник напряжения модуляции, Φ — фазовращатель, $РУК$ — регулятор уровня конденсатора, $ИУМ$ — индикатор уровня модуляции.

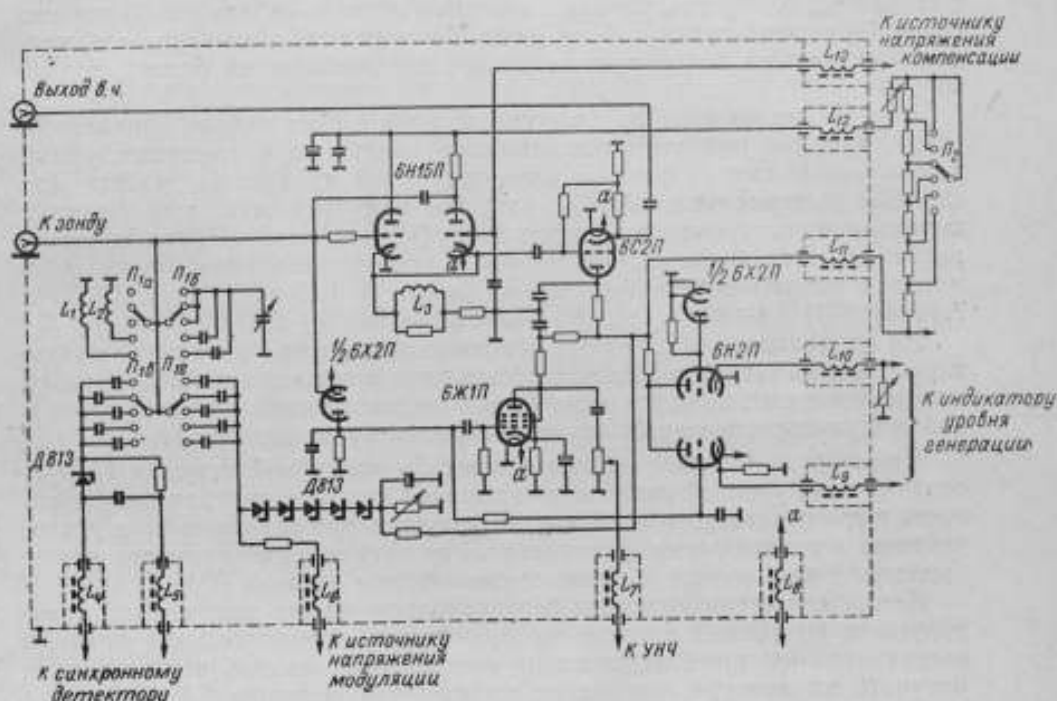


Рис. 2. Схема высокочастотного блока измерителя ИМП-3.

Схема и конструкция прибора

Генератор измерителя ИМП-3 собран на лампе 6Н15П по схеме, аналогичной схеме Паунда и Найта [5]. Достоинства этой схемы, подробно исследованные при создании измерителя ИМП-2, особенно существенны для измерителя типа ИМП-3. Отсутствие реактивных элементов в цепи обратной связи приводит к значительно меньшей, по сравнению с другими схемами, зависимости амплитуды колебаний от частоты. Схема способна генерировать при малой добротности контура, которая в мало-

габаритных датчиках ИМП-3 уменьшается по сравнению с обычными датчиками за счет близкого расположения экранов к контурной катушке, малого диаметра провода и большого коэффициента заполнения катушки рабочим веществом. Шумовые свойства схемы на двойном триоде 6Н15П лучше, чем у транзитронной схемы, у которой зависимость амплитуды колебаний от частоты также мала.

Верхняя граница частоты генерируемых колебаний в измерителе типа ИМП-3 выбрана равной 43 Мгц. Это дает возможность производить все измерения напряженности поля, необходимые при проверке серийно выпускаемых измерителей ИМИ-2, используя только лишь резонанс протонов. Отказ от применения резонанса ядер Li^7 и D^2 позволяет повысить точность и упростить процесс проверки. Для измерения напряженностей поля, больших 800 кВ/м, в измерителе ИМП-3 используется резонанс ядер Li^7 . В полях с такой напряженностью отношение сигнала к шуму при прочих равных условиях примерно в 4 раза больше, чем в полях, для измерения которых используется резонанс ядер Li^7 в приборах ИМИ-2.

Зонд, содержащий контурную катушку генератора, присоединяется к основному блоку измерителя с помощью отрезка кабеля РК-50 длиной 80 см. При такой длине кабеля, даже при коротком замыкании его, наибольшая частота генерируемых колебаний оказывается равной только 30 Мгц.

Повышение частоты за счет уменьшения длины кабеля нецелесообразно, так как при этом осложняются измерения в труднодоступных зазорах магнитов. Поэтому для получения требуемых частот (до 43 Мгц) в измерителе ИМП-3 катушки индуктивности подключаются параллельно настроенному конденсатору [4]. Диапазон требуемых частот разбит на следующие поддиапазоны с учетом необходимого для нормальной работы перекрытия между ними: I) 1,85÷3,8 Мгц; II) 3,7÷7,6 Мгц; III) 7,4÷16,3 Мгц; IV) 14,3÷30,4 Мгц; V) 29,7÷44,7 Мгц.

На поддиапазонах I, II и III используются зонды с различной индуктивностью, на III, IV и V используется один и тот же зонд, а диапазоны частот изменяют, подключая на IV и V поддиапазонах катушки различной индуктивности параллельно настроенному конденсатору.

Применение зондов с малым диаметром контурной катушки требует особо низких уровней напряжения высокой частоты, так как напряженность высокочастотного поля внутри катушки при заданном токе увеличивается с уменьшением ее диаметра. Увеличение напряженности может привести к насыщению образца и уменьшению сигнала ЯМР.

Для обеспечения плавного регулирования малых напряжений генерируемых колебаний в схеме предусмотрена дополнительная плавная регулировка анодного напряжения генераторной лампы, что позволило получать на контуре генератора напряжения меньшие 0,1 в.

В подавляющем большинстве известных ядерных измерителей в процессе измерения применяется модуляция измеряемого магнитного поля. Такая система модуляции требует значительных размеров датчиков и вносит неоднородность в измеряемое поле. Устранение этих недостатков возможно при замене магнитной модуляции модуляцией частоты генерируемых колебаний. До настоящего времени этот вид модуляции не находил, однако, широкого применения в измерителях из-за сопровождающей ее паразитной модуляции амплитуды высокочастотного напряжения. Амплитудная модуляция приводит к появлению на выходе детектора низкочастотного сигнала, который при необходимой глубине частотной модуляции может превзойти по величине сигнал ЯМР и сделать наблюдение ЯМР чрезвычайно затруднительным.

В приборе ИМП-3 приняты специальные меры для устранения паразитной амплитудной модуляции.

Для модуляции частоты генерируемых колебаний применены в качестве управляемых конденсаторов кремниевые стабилитроны типа Д813, на которые подается переменное напряжение с частотой 50 гц. Эти диоды подключены параллельно колебательному контуру генератора через конденсаторы малой емкости. Рабочая точка диодов выбрана (с помощью постоянного напряжения) так, что изменение емкости при подаче на них переменного напряжения происходит линейно.

При подборе конденсаторов и числа диодов исходили из условия, что внесенная начальная емкость будет минимальной и в то же время будет обеспечен необходимый для получения заданной глубины модуляции диапазон изменения емкости в контуре. Глубина частотной модуляции регулируется величиной переменного напряжения, подаваемого на стабилитроны. Наибольшая глубина модуляции может быть установлена равной 0,1%.

Для устранения паразитной модуляции амплитуды на сетку генераторной лампы подается напряжение от источника переменного тока, служащего для управления стабилитронами. Регулируя с помощью фазовращающего звена и делителя величину и фазу этого напряжения, можно полностью компенсировать изменения амплитуды генерируемого напряжения, сопровождающие частотную модуляцию. Эта схема оказывается надежной и достаточно удобной в эксплуатации.

При измерениях в полях с повышенной неоднородностью или нестабильностью, когда глубина модуляции должна быть больше 0,2%, применение частотной модуляции становится затруднительным. Для таких случаев в измерителе ИМП-3 предусмотрена возможность использования магнитной модуляции путем подачи в модуляционные катушки специальных зондов тока частотой 50 гц. Применение как для частотной, так и для магнитной модуляции частот 50 гц исключает необходимость в отдельном генераторе модулирующего напряжения.

При измерениях напряженности магнитного поля с погрешностями, меньшими 0,01%, поддержание условий ядерного магнитного резонанса требует большой затраты труда, так как приходится непрерывно изменять емкость настроенного конденсатора, компенсируя самопроизвольные изменения частоты генерируемых колебаний и возможную нестабильность измеряемого поля. С большими неудобствами связано также изучение топографии магнитных полей, поскольку после каждого перемещения датчика необходимо заново создавать условия резонанса.

Для устранения этих неудобств, сокращения времени измерения и уменьшения, тем самым, погрешностей, связанных с нестабильностью частоты и напряженности магнитного поля, в измерителе ИМП-3 условия резонанса поддерживаются автоматически.

В этой схеме сигнал ЯМР после детектирования и усиления подается на фазовый детектор, собранный по схеме Шустера [4]. На выходе фазового детектора появляется напряжение постоянного тока, величина и знак которого определяются величиной и знаком разности между частотой генерируемых колебаний и частотой, соответствующей условиям ЯМР в измеряемом поле. Такое напряжение может быть получено не только при модуляции поля или частоты на величину, меньшую ширины резонансной линии, но также и при большей ширине модуляции.

В измерителе типа ИМП-3 для работы схемы автоподстройки используется модуляция частоты или поля на величину, большую ширины линии ЯМР. При этом, во-первых, увеличивается зона, в пределах которой может осуществляться автоматическое регулирование, и, во-вторых,

повышается устойчивость к толчкам частоты или напряженности поля. Напряжение с выхода фазового детектора подается на стабилизатор Д813, подключенный через конденсаторы параллельно настроенному конденсатору генератора (рис. 3). За счет изменения емкости стабилизатора частота генератора изменяется, приближаясь к резонансной. Эксперименты показали, что при отношении сигнал/шум порядка 4÷5 примененная схема работает устойчиво, обеспечивая автоматическое регулирование частоты при колебаниях напряженности поля до 0,1÷0,15%. Коэффициент стабилизации составляет 100÷150 и погрешность установления условий резонанса при этом не превышает 0,001%. На передней панели измерителя установлен вольтметр, показания кото-

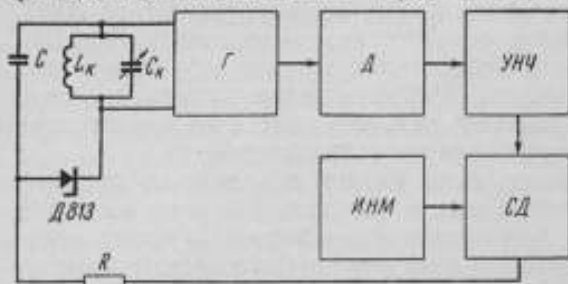


Рис. 3. Блок-схема цепи автоматического регулирования.

Г — генератор, Д — детектор, УНЧ — усилитель низкой частоты, ИИМ — источник напряжения модуляции, СД — синхронный детектор.

рого пропорциональны регулируемому напряжению. Если это напряжение достигает значений, близких к пределу нормальной работы автоподстройки, частоту генерируемых колебаний можно изменить вручную.

Эксперименты показали, что при отношении сигнал/шум порядка 4÷5 примененная схема работает устойчиво, обеспечивая автоматическое регулирование частоты при колебаниях напряженности поля до 0,1÷0,15%. Коэффициент стабилизации составляет 100÷150 и погрешность установления условий резонанса при этом не превышает 0,001%. На передней панели измерителя установлен вольтметр, показания кото-

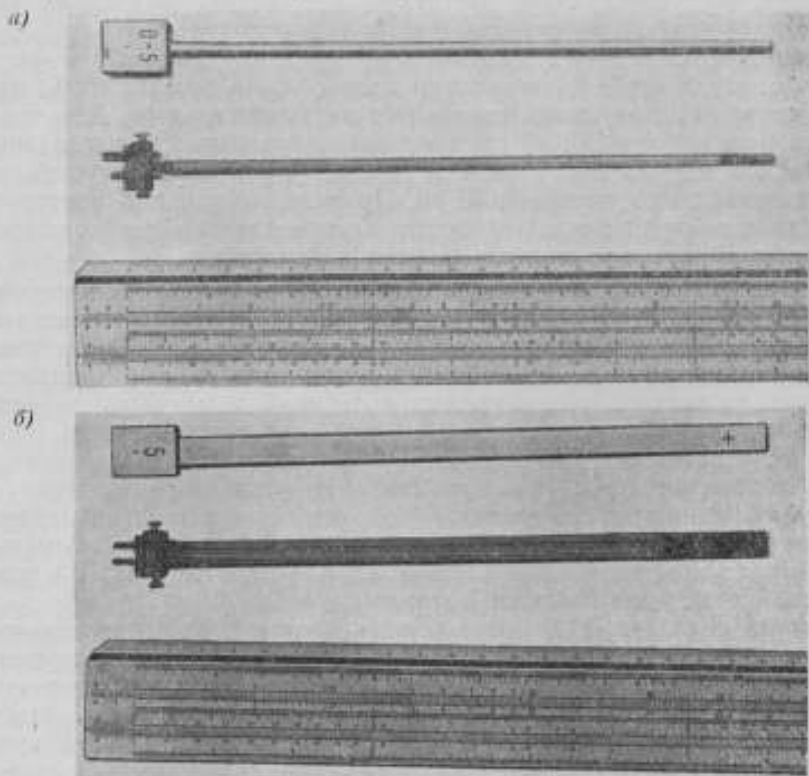


Рис. 4. Зонды ИМП-3, предназначенные для работы при частотной (а) и при магнитной (б) модуляции.

рого пропорциональны регулируемому напряжению. Если это напряжение достигает значений, близких к пределу нормальной работы автоподстройки, частоту генерируемых колебаний можно изменить вручную.

перестроив настроенный конденсатор. Благодаря этому при медленных изменениях измеряемого поля погрешность полного регулирования может удерживаться меньше 10^{-5} .

Измеритель снабжен зондами: 1) предназначенными для работы при частотной модуляции (рис. 4а) и 2) с катушками для магнитной модуляции (рис. 4б).

В качестве рабочего вещества в зондах, предназначенных для использования резонанса протонов, применен 0,1 м водный раствор NiSO_4 , который был изучен при исследовании измерителя типа ИМП-2. Этот раствор обеспечивает хорошее отношение сигнал/шум, ампулы с ним не дают заметного объемного экранирующего поля [1].

В таблице приведены конструктивные данные контурных катушек зондов, принятые в соответствии с результатами экспериментов.

Все катушки намотаны проводом ПЭВ и пропитаны раствором плексигласа в дихлорэтаноле.

Контурные катушки погружены непосредственно внутрь ампул с раствором, что увеличивает как коэффициент заполнения зондов, так и расстояние катушки до экрана и несколько повышает добротность. Внешний диаметр ампул 3 мм, внутренний — 2,5 мм, длина — 10 мм. Относительно большая длина ампул принята для удобства их заполнения и закупорки. Они укреплены на плексигласовых планках длиной 120 мм, заканчивающихся колодкой для присоединения к кабелю. Благодаря таким длинным планкам, кабель РК-50, имеющий большой внешний диаметр, не препятствует помещению зондов в длинные узкие межплоские зазоры. Экраны зондов медные, покрыты серебром. Внешний диаметр экранов зондов без модуляционных катушек 4 мм, а зонды с модуляционными катушками имеют прямоугольные экраны с внешними размерами 4×8 мм.

Модуляционные катушки (по 200 витков провода ПЭВ диаметром 0,08 мм) представляют собой плоские прямоугольники размером 7×20 мм.

Применение плоских катушек* позволило сохранить одинаковой толщину зондов с магнитной и с частотной модуляцией.

Ток как к контурным, так и к модуляционным катушкам подводится двухпроводными линиями по поверхности плексигласовых планок, благодаря чему он не обтекает экраны.

Детектирование сигнала ЯМР осуществляется лампой 6Х2П. Полученный низкочастотный сигнал усиливается трехкаскадным услителем на лампах 6Ж1П и 6Н2П и подается через двухтактный усилитель на лампе 6Н1П на пластины вертикального отклонения электронно-лучевой трубки для визуального наблюдения и через усилитель на лампе 6Ж3П — на фазовый детектор схемы автоматического поддержания условий резонанса. Общее усиление по каждому из трактов порядка 10^6 .

Для работы в комплекте с частотомером-счетчиком типа ЧЗ-1 в измерителе ИМП-3 имеется усилитель, который обеспечивает во всем диапазоне используемых частот и при любых необходимых для наблюдения ЯМР уровнях генерируемых колебаний напряжение, большее 0,1 в.

Поддиапазон	Катушка			Диаметр провода, мм
	Диаметр внешней, мм	Длина, мм	Число витков	
I	2	2,5	135	0,03
II	2	2	67	0,05
III-V	2	1	11	0,12

* См. стр. 52.

т. е. достаточное для нормальной работы частотомера. Для наблюдения за уровнем высокочастотных колебаний имеется ламповый вольтметр. Конструктивно прибор типа ИМП-3, в отличие от измерителей ИМИ-2, ИМП-2 и измерителей зарубежных фирм, оформлен в виде

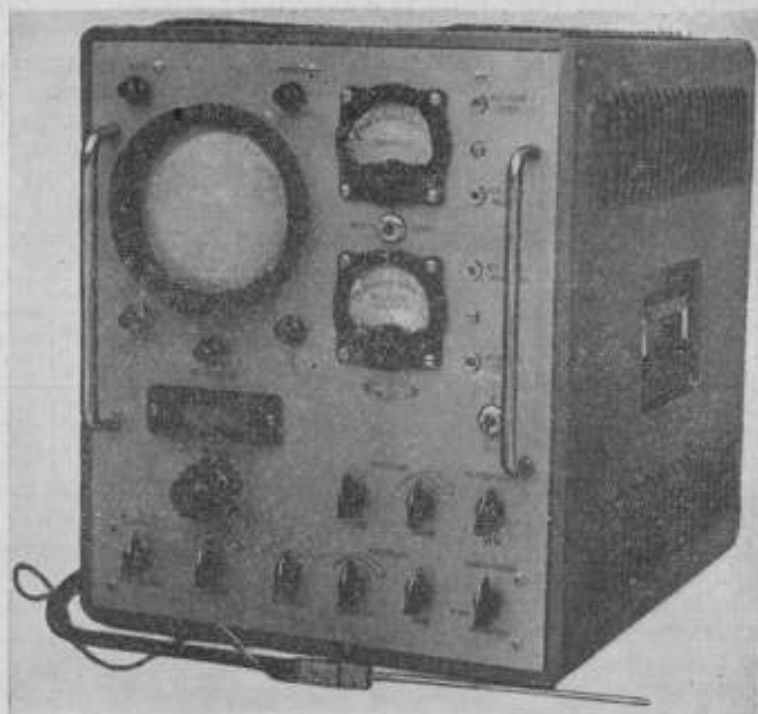


Рис. 5. Общий вид прибора.

одного блока (рис. 5), в котором заключены все необходимые элементы, включая стабилизированные выпрямители цепей питания и осциллограф.

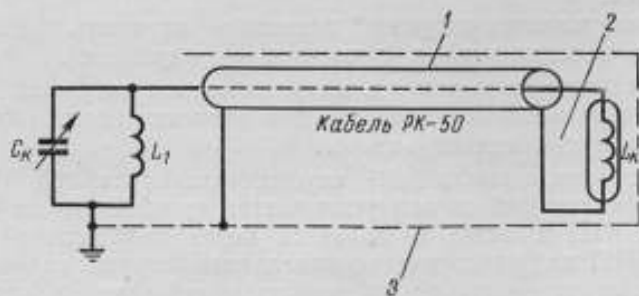


Рис. 6. Схема экранирования зонда с соединительным кабелем.

1 — кабель РК-50; 2 — зонд; 3 — внешний экран.

При монтаже измерителя ИМП-3 приняты меры для уменьшения его связи с работающими на той же частоте и в непосредственной близости другими приборами. С этой целью ряд элементов схемы внутри прибора заключен в отдельный хорошо экранированный блок, все электрические входы которого имеют высокочастотные фильтры. Кабель, соединяющий блок с зондом, имеет второй экран (рис. 6), не обтекаемый током

и соединенный с общей системой экранов. Такая система экранирования позволяет располагать при измерениях в межполюсном зазоре зонды прибора ИМП-3 вплотную к зондам других приборов. Благодаря этому при использовании измерителя ИМП-3 в качестве образцового прибора измерение может быть выполнено одновременно поверяемым и образцовым приборами, что снижает требования к стабильности источников магнитного поля и сокращает время, затрачиваемое на поверку.

Погрешности измерителя типа ИМП-3

Из анализа погрешностей измерения напряженности магнитного поля методом ЯМР следует, что относительная погрешность измерения $\Delta H/H$ может быть найдена, как

$$\frac{\Delta H}{H} = \sqrt{\left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Sigma H_i}{H}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Sigma f_i}{f}\right)^2 + \delta^2},$$

где γ — гиромагнитное отношение используемых атомных ядер;
 ΣH_i — суммарное дополнительное поле;
 Σf_i — сдвиг частоты в процессе обнаружения резонанса;
 δ — относительная случайная погрешность.

Для измерителя ИМП-3 остаются справедливыми выводы, сделанные при исследовании погрешностей прибора ИМП-2 и показывающие, что значениями $\frac{\Delta \Sigma H_i}{H}$ и $\frac{\Delta \Sigma f_i}{f}$ можно пренебречь по сравнению с $\frac{\Delta \gamma}{\gamma}$. При использовании частотомера ЧЗ-1 пренебрежимой является также погрешность $\frac{\Delta f}{f}$, равная $\pm 3 \cdot 10^{-6}$.

Случайная погрешность δ при работе автоподстройки определяется, в основном, погрешностью самой автоподстройки, равной в худшем случае $1 \cdot 10^{-5}$. При выключенной автоподстройке и малом отношении сигнал/шум эта погрешность определяется ошибками в фиксации условий резонанса, наблюдаемого по экрану осциллографа.

При полях невысокой однородности к перечисленным погрешностям необходимо добавить погрешность, вызванную невозможностью без специального сложного анализа в каждом отдельном случае установить, какой точке внутри контурной катушки соответствует вершина наблюдаемой широкой резонансной линии. Эту погрешность можно с запасом принять равной половине относительного изменения напряженности измеряемого поля в пределах контурной катушки.

При наибольшем размере контурной катушки датчиков прибора ИМП-3, равном 2,5 мм, неоднородность поля 0,003% на 1 см, принятая в магнитах для поверочных целей, не внесет погрешности, большей $5 \cdot 10^{-6}$. В полях с наибольшей неоднородностью, еще доступной для измерений методом ЯМР и равной 0,2% на 1 см, указанная погрешность может достигать $2,5 \cdot 10^{-4}$.

Следовательно, в однородных полях (неоднородность не более 0,01% на 1 см) суммарная погрешность измерений прибором ИМП-3 при работе автоподстройки не будет превышать

$$\frac{\Delta H}{H} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma}\right)^2 + \delta_1^2 + \delta_2^2} = 3,3 \cdot 10^{-5}.$$

где $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 3 \cdot 10^{-5}$ для протона (по рекомендациям Консультативного комитета по электричеству Международного комитета мер и весов);

$\delta_1 = \delta_2 = 1 \cdot 10^{-5}$ — погрешность автоподстройки и погрешность из-за неоднородности магнитного поля.

В неоднородных полях основной составляющей погрешности следует считать погрешность из-за неопределенности возникновения резонанса.

При использовании измерителя типа ИМП-3 в качестве образцового для поверки измерителей, основанных на использовании эффекта ЯМР, погрешность, вносимая в результат поверки этим прибором, будет меньше $2 \cdot 10^{-5}$. Это будет иметь место, когда погрешность определения гиромагнитного отношения протона входит в равной мере в результаты измерений образцовым и поверяемым приборами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богатырев Е. Е., Ядерный измеритель напряженности магнитного поля высокой точности, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 67 (127), 1962.
2. Герцигер Л. И., Измеритель магнитной индукции типа ИМИ-2, «Приборостроение», № 5, 1959.
3. Pound R. V., Knight W. D., A radiofrequency spectrograph and simple magnetic field meter, Rev. Sci. Instr., v. 21, 1950, p. 219.
4. Schuster N. A., A phase-sensitive detector circuit having high balance stability, Rev. Sci. Instr., v. 22, 1951, p. 254.

Поступила в редакцию
23/VI 1964 г.

РЕЗОНАНСНЫЙ МОСТ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ

Описана разработанная во ВНИИМ аппаратура, предназначенная для исследования образцов магнитодиэлектриков и ферритов с наивысшей точностью, доступной при современном уровне техники. Дан анализ точности измерений и приведены рекомендации, позволяющие достигнуть при измерениях наименьшей погрешности.

Основными характеристиками таких высокочастотных ферромагнитных материалов, как магнитодиэлектрики и ферриты, являются начальная проницаемость μ и тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ при заданных значениях напряженности магнитного поля H и его частоты f или в некотором интервале их изменения.

На основании этих данных могут быть определены и другие характеристики: например, коэффициенты потерь (на гистерезис δ_h , вихревые токи δ_v и дополнительных потерь δ_z), коэффициент амплитудной неустойчивости α и т. п. Наибольшие трудности с точки зрения испытания магнитных материалов возникают при определении составляющих потерь.

Анализ погрешностей определения коэффициентов потерь наиболее высококачественных магнитомягких материалов (т. е. обладающих минимальными потерями) показывает, что измерять тангенсы углов потерь этих материалов необходимо в широком диапазоне частот (с верхней границей не менее 1 МГц) и напряженностей поля (до 100 а/м). Это обеспечит практически требуемую точность измерения коэффициентов потерь (погрешность порядка 10%).

Для определения коэффициентов с такой погрешностью необходимо измерять сопротивление потерь r_n с погрешностью не выше 1%.

Сопротивления потерь весьма малы, и их измерение представляет значительные трудности, в частности, и потому, что активное сопротивление обмотки образца превышает сопротивление его потерь. В табл. 1 приведены значения $\operatorname{tg} \delta$ и соответствующих им сопротивлений потерь образца карбонильного железа при разных частотах и напряженностях магнитного поля.

Таблица 1

$H, \text{ а/м}$	$f, \text{ гц}$	$\operatorname{tg} \delta \cdot 10^4$	$r_n, \text{ ом}$
0,08	$1 \cdot 10^4$	2,1	0,0025
	$1 \cdot 10^5$	3,0	0,036
	$1 \cdot 10^6$	12,0	1,44
8	$1 \cdot 10^4$	2,2	0,0026
	$1 \cdot 10^5$	3,1	0,037
	$1 \cdot 10^6$	12,1	1,44
80	$1 \cdot 10^4$	3,1	0,0037
	$1 \cdot 10^5$	4,0	0,048
	$1 \cdot 10^6$	13,0	1,56

Как видно из этой таблицы, даже при частоте 1 Мгц и напряженности магнитного поля 100 а/м сопротивление составляет 1,56 ом.

Практически для определения магнитных характеристик высокочастотных магнитомягких материалов при намагничивании переменным периодическим полем чаще всего применяют мостовые цепи. Однако известные нам мостовые установки не удовлетворяют указанным выше требованиям. Так, разработанная ранее во ВНИИМ установка типа УИММ-2 [1], основанная на резонансном мосте, не может обеспечить измерение сопротивлений с погрешностью меньше $\pm 5\%$.

Аналогичная аппаратура, изготавливаемая в Чехословакии (мост М-20) [2], предназначена для работы при частотах от 3 до 250 кгц и, таким образом, не дает возможности определять магнитные характеристики на частотах до 1 Мгц с малой погрешностью.

Измерительная установка, ее описание и исследование

В связи с изложенным, потребовалось создать новую аппаратуру. В основу разработанной во ВНИИМ установки (УИМ-1) положена схема резонансного моста, изображенная на рис. 1.

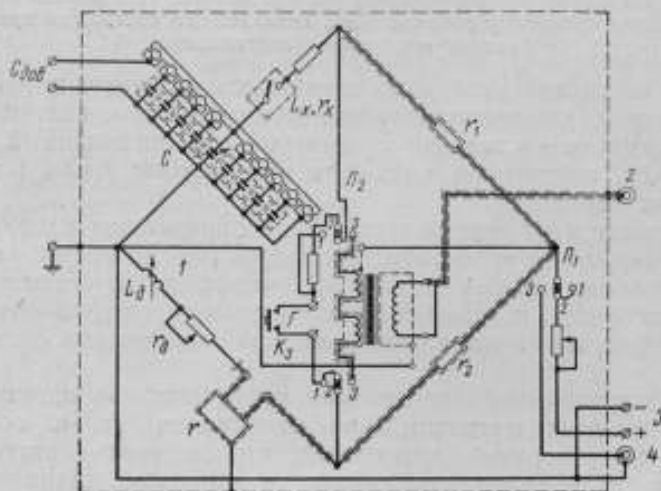


Рис. 1. Схема резонансного моста.

1 — компенсация; 2 — индикатор; 3 — батарея; 4 — генератор

Теоретический анализ этой схемы показал, что для решения поставленной задачи необходимо, чтобы отдельные элементы мостовой установки удовлетворяли весьма высоким требованиям. Наиболее ответственными ее элементами являются магазины емкостей и сопротивлений. Оба они должны обладать высоким классом точности и вносить минимальные погрешности, обусловленные квадратурными составляющими их параметров при частотах до 1 Мгц (минимальные углы потерь конденсаторов, минимальные индуктивности и сопротивления монтажных проводов, их постоянство при включении разных конденсаторов и элементов сопротивлений и т. п.).

Изготовленный магазин емкостей состоит из набора воздушных конденсаторов постоянной емкости на 11 000 пф (составленных из конденсаторов на 4000, 3000, 2000, 1000, 400, 300, 200 и 100 пф).

Емкости отдельных конденсаторов отличаются от их номинальных значений не более чем на $0,05 \left(1 + \frac{100}{C}\right) \%$, где C — емкость в пикофарадах.

При изготовлении конденсаторов особое внимание было обращено на качество пластин (тщательное обезжиривание, полирование, хромирование) и их изоляцию. Изоляторы изготовлены из высококачественного кварца.

Перечисленные выше меры дали возможность при частотах до 1 Мгц получить $\lg \delta$ конденсаторов не выше $5 \cdot 10^{-5}$, а сопротивление их — не менее 10^{12} ом .

В центре магазина емкостей помещен конденсатор переменной емкости, а конденсаторы постоянной емкости, включенные параллельно ему, расположены по кругу (рис. 2). Такая конструкция обеспечивает постоянство (до $0,1 \text{ мквк}$) индуктивности магазина при разных включенных емкостях и относительно малое обусловленное монтажом сопротивление (порядка 1 мом).

Отдельные конденсаторы магазина включаются с помощью штепселей из фторопласта с латунными наконечниками, у которых для получения минимального переходного сопротивления сделана винтовая нарезка, чтобы ввинчивать их в соответствующие гнезда на колодках.

Магазин сопротивлений — рычажный, четырехдекадный $10 \cdot (1 + 0,1 + 0,01 + 0,001) \text{ ом}$. Чтобы иметь возможность получить столь малые приращения сопротивлений, две последние декады сделаны шунтированными. Это обусловило относительно большое начальное сопротивление ($0,3 \text{ ом}$) магазина. Погрешности магазина, по результатам измерения на постоянном токе не превышают $0,05 \cdot \left(1 + \frac{2}{r}\right) \%$.

Для уменьшения поверхностного эффекта применен многожильный марганцовый провод с таким диаметром жил, чтобы возрастание сопротивления жилы с частотой протекающего по ней тока (до 1 Мгц) не превышало $0,1 \%$.

В магазине примечены карусельные декады, в которых при неподвижных щетках поворотом рычага вводится в электрическую цепь только одно сопротивление, выполненное в виде отрезка прямого провода. Включенные в цепь сопротивления магазина располагаются друг против друга, а прямой и обратный монтажные провода — бифилярно. Это позволило получить относительно малую начальную индуктивность (порядка $0,5 \text{ мквк}$) и постоянство ее (в пределах $0,1 \text{ мквк}$) при включении разных сопротивлений.

Для компенсации начальных сопротивлений и индуктивности магазина сопротивлений и монтажных проводов в мосте предусмотрено предварительное уравнивание цепи.

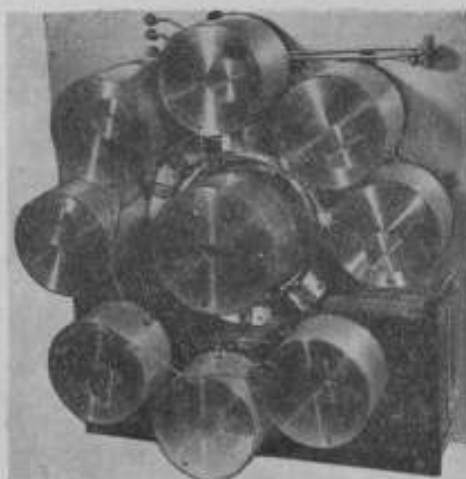


Рис. 2. Общий вид магазина емкостей.

Оно осуществляется с помощью дополнительно включенных в одно из плеч моста переменных сопротивления r_2 и индуктивности L_2 (рис. 1) с верхними пределами соответственно порядка 0,4 ом и 1 мкги. Сопротивление r_2 представляет собой реохорд в виде бифилярной марганцовой ленты.

Индуктивность L_2 выполнена в виде спирали из нескольких витков медной, покрытой серебром проволоки. Для изменения индуктивности щетку перемещают по виткам спирали.

Плечи отношений r_1 и r_2 представляют собой два одинаковых отрезка марганцовой проволоки, наклеенных на слюдяную пластину.

Каждое сопротивление подгоняется к номинальному значению, равному 5 ом, с погрешностью 0,05% и с одинаковым знаком допуска, а постоянные времени составляют не более $5 \cdot 10^{-8}$ сек и отличаются они друг от друга не более чем на $1 \cdot 10^{-8}$ сек.

Для измерений при частотах менее 100 кГц предусмотрена возможность включения дополнительного магазина емкостей $C_{доб}$ с декадами $10 \times 0,1$ и $10 \times 0,01$ мкф. Этот магазин выполнен из слюдяных герметизированных конденсаторов класса 0,1. Тангенсы углов потерь отдельных конденсаторов, измеренные при частоте 1 кГц, не превышают $2 \cdot 10^{-4}$.

В качестве источника питания моста применен генератор мощностью порядка 10 Вт с кварцевым резонатором на ряд фиксированных частот (10, 20, 30, 50, 60, 100, 200, 300, 500, 600 и 1000 кГц). Наибольшее напряжение составляет 7 В при нагрузке 5 ом. Указателем равновесия моста служит усилитель супергетеродинного типа в диапазоне частот 20 кГц ÷ 1 МГц с чувствительностью 3 ÷ 20 дел/мкВ (для разных частот). Включается он через симметрирующий разделительный трансформатор, выполненный на ферритовом сердечнике.

Таблица 2

f, кГц	H		$\delta_{\Sigma} \cdot f$	$\delta_T \cdot H$	tg δ
	α	α/m			
10^4	0,001	0,08	10^{-5}	10^{-7}	$2,1 \cdot 10^{-4}$
	0,01	0,8	10^{-5}	10^{-6}	$2,1 \cdot 10^{-4}$
	0,1	8,0	10^{-5}	10^{-5}	$2,2 \cdot 10^{-4}$
	1,0	80	10^{-5}	10^{-4}	$3,1 \cdot 10^{-4}$
10^5	0,001	0,08	10^{-4}	10^{-7}	$3 \cdot 10^{-4}$
	0,01	0,8	10^{-4}	10^{-6}	$3 \cdot 10^{-4}$
	0,1	8,0	10^{-4}	10^{-5}	$3,1 \cdot 10^{-4}$
	1,0	80	10^{-4}	10^{-4}	$4 \cdot 10^{-4}$
10^6	0,001	0,08	10^{-3}	10^{-7}	$12 \cdot 10^{-4}$
	0,01	0,8	10^{-3}	10^{-6}	$12 \cdot 10^{-4}$
	0,1	8,0	10^{-3}	10^{-5}	$12 \cdot 10^{-4}$
	1,0	80	10^{-3}	10^{-4}	$13 \cdot 10^{-4}$
10^7	0,001	0,08	10^{-2}	10^{-7}	$1 \cdot 10^{-2}$
	0,01	0,8	10^{-2}	10^{-6}	$1 \cdot 10^{-2}$

Коэффициенты потерь: $\delta_{\Sigma} = 1 \cdot 10^{-9}$ мд⁻¹ ;
 $\delta_T = 1,25 \cdot 10^{-6}$ м/а; $\delta_d = 2 \cdot 10^{-4}$

Для измерения тока в обмотке образца и подсчета напряженности магнитного поля в неразветвленную часть цепи включается измеритель тока, который при симметричной схеме моста измеряет удвоенное значение тока в обмотке. Ввиду того что погрешность определения напряженности магнитного поля играет существенную роль при определении коэффициентов потерь на гистерезис, к измерителю тока предъявляются высокие требования.

Для оценки условий, при которых необходимо обеспечить малую погрешность определения напряженности магнитного поля, были подсчитаны составляющие tg δ различных высокочастотных ферромагнитных материалов, приведенные в табл. 2 (магнетодизлектрики на основе карбонильного железа) и табл. 3 (ферриты).

Таблица 3

Марка феррита	Коэффициенты потерь (ориентировочно)	$f, \text{ Гц}$	H		$\delta_r \cdot H$	$\delta_b \cdot f$	δ_a	$\text{tg } \delta$
			δ	a/m				
НЦ-3000	$\delta_r = 4 \cdot 10^{-2} \text{ м/а}$ $\delta_b = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ эц}^{-1}$ $\delta_a = 50 \cdot 10^{-3}$	10^4	0,01	0,8	$3 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-2}$
			0,1	8,0	$3 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-1}$
		10^5	0,01	0,8	$3 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$
			0,1	8,0	$3 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-1}$
НЦ-1000	$\delta_r = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м/а}$ $\delta_b = 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ эц}^{-1}$ $\delta_a = 6 \cdot 10^{-3}$	10^4	0,01	0,8	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$
			0,1	8,0	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$
		10^5	0,01	0,8	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$
			0,1	8,0	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$
НЦ-100	$\delta_r = 9 \cdot 10^{-5} \text{ м/а}$ $\delta_b = 4 \cdot 10^{-9} \text{ эц}^{-1}$ $\delta_a = 5 \cdot 10^{-3}$	10^5	0,01	0,8	$7 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$
			0,1	8,0	$7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$
		10^6	0,01	0,8	$7 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$9,1 \cdot 10^{-3}$
			0,1	8,0	$7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$9,7 \cdot 10^{-3}$
ВЧ-50 ВЧ-20	$\delta_r = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м/а}$ $\delta_b = 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ эц}^{-1}$ $\delta_a = 0,5 \cdot 10^{-3}$	10^6	0,01	0,8	$1 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
		10^7	0,01	0,8	$1 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$

Из рассмотрения этих таблиц видно, что при испытании образцов магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа для определения суммарного тангенса и коэффициентов потерь на гистерезис существенна лишь погрешность определения напряженности поля (тока) значением примерно от 10 до 100 а/м (0,1–1э) при частотах 10 кГц ÷ 1 МГц.

При испытаниях ферритов, у которых не требуется измерять коэффициенты потерь, для определения суммарного тангенса также существенна лишь погрешность определения напряженности поля порядка 1 ÷ 10 а/м (0,01 ÷ 1 э) при частотах ниже 1 МГц.

При более высоких частотах, когда высокочастотные материалы испытываются в полях напряженностью не выше 1 а/м (порядка 0,01 э), значение последнего может быть определено лишь приближенно, и погрешность не играет существенной роли. Это объясняется тем, что зависящей от напряженности поля составляющей потерь на гистерезис в суммарном $\text{tg } \delta$ материала можно пренебречь.

В соответствии с этими выводами были составлены требования к измерителю тока для испытания высокочастотных материалов и разработан термоэлектрический миллиамперметр с калибровкой тока по нормальному элементу, снабженный электронным предохранителем.

Миллиамперметр имеет пределы измерений от 3 до 300 ма (3, 5, 15, 30, 50, 150, 300 ма). Приведенная погрешность его во всем диапазоне частот до 1 МГц не превышает $\pm 0,5\%$ (за исключением предела 300 ма, где она составляет 1%).

При определении $\operatorname{tg} \delta$ сопротивление потерь в образце подсчитывается как разность измеренного сопротивления обмотки с образцом и активного сопротивления самой обмотки.

Это последнее сопротивление определяется по сопротивлению, измеренному на постоянном токе и исправленному путем внесения поправки на влияние поверхностного эффекта. Для измерения сопротивления обмотки на постоянном токе используется описанный выше мост, для чего магазин емкостей замыкают накоротко, а в диагональ моста с помощью переключателя Π включают источник постоянного тока и соответствующий указатель равновесия (гальванометр Γ).

Экранирование элементов моста показано на рис. 1. Внешний вид установки изображен на рис. 3.*

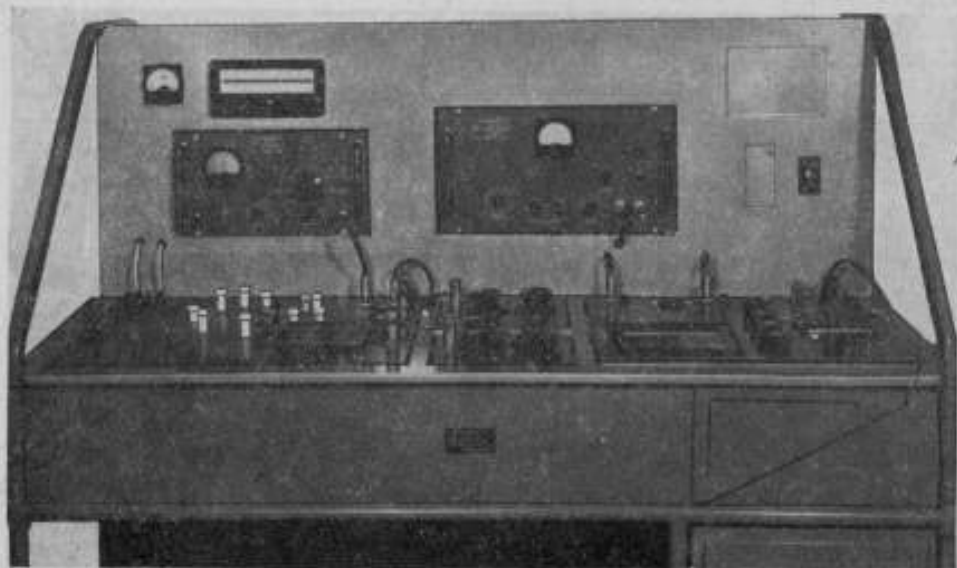


Рис. 3. Внешний вид установки.

Кроме поэлементной поверки, установка в целом была исследована с помощью катушек индуктивности, аттестованных в широком диапазоне частот как по их индуктивности, так и по сопротивлению с погрешностью соответственно $\pm 0,1\%$ и $\pm 0,02$ ом.

Исследование показало, что результаты измерений индуктивности с помощью исследуемой установки отличаются от данных аттестации катушек не более чем на $0,2$ мкГн при воспроизводимости измерений $0,03\%$. При измерении сопротивлений от 1 до 10 ом расхождения достигают до $0,01$ ом при воспроизводимости измерений $0,2\%$.

Результаты исследования установки позволяют сделать вывод о том, что она дает возможность измерять в диапазоне частот 20 кГц \div 1 МГц индуктивность с погрешностью $\pm 0,2 \left(1 + \frac{100}{L} \right) \%$, где L — индуктивность (мкГн), и сопротивление от 1 до 10 ом с погрешностью $\pm 1\%$.

* Конструкция установки разработана КБ ВНИИМ под руководством Л. С. Левина.

Методика определения магнитных характеристик

Имеется в виду, что на описанной установке будут определяться магнитные характеристики ферромагнитных высокочастотных материалов на кольцевых образцах. Здесь в первую очередь следует остановиться на поправках, обусловленных наличием намагничивающей обмотки.

При подсчете числа витков обмотки исходят из допустимых погрешностей измерений. Для того чтобы погрешность измерений индуктивности не превышала 0,5%, катушка с испытуемым образцом должна обладать индуктивностью не менее 70 мкГн.

С другой стороны, необходимо учитывать пределы магазина емкостей моста и требуемый частотный диапазон измерений.

Для обмотки выбирают такой провод, чтобы диаметр отдельной жилы литцендрата обеспечивал минимальное изменение сопротивления с ростом частоты. В то же время наружный диаметр многожильного провода должен быть таким, чтобы обмотка уложилась в один слой. В противном случае возрастет собственная емкость обмотки и увеличится поправка на ее влияние. Этим условиям удовлетворяет, например, провод марки ЛЭШО $12 \times 0,07$ или ЛЭШО $21 \times 0,05$.

Изменение сопротивления провода в зависимости от частоты может быть подсчитано по формуле [3]

$$B = \frac{r'_0}{r_0} = N + K \left(\frac{nd_x}{d_0} \right)^2 G,$$

где r'_0 — активное сопротивление провода при данной частоте;

r_0 — сопротивление, измеренное на постоянном токе;

n — число жил провода;

d_x — диаметр отдельной жилы;

d_0 — диаметр всего провода;

K — коэффициент, зависящий от n ;

N и G — коэффициенты, зависящие от x .

Для медного провода

$$x = 10,65 \cdot d_x \sqrt{f},$$

где f — частота (МГц),

d_x — диаметр жилы (мм).

Графики зависимостей N и G от x и K от n приведены в справочной литературе [3].

В табл. 4 в качестве примера даны результаты подсчета изменения сопротивления провода марки ЛЭШО $12 \times 0,07$ с ростом частоты.

Из таблицы видно, что при частоте 1 МГц изменение сопротивления провода составляет более 5% и его необходимо учитывать, так как сопротивление обмотки может быть сравнено с сопротивлением потерь в образце.

Второй поправкой, которую необходимо вводить в результаты измерений, является поправка на влияние собственной емкости C_L обмотки в соответствии с известными формулами:

$$L'_x = L_x (1 - \omega^2 L_x C_L) = L_x (1 - A_1).$$

Таблица 4

f , кГц	x	N	G	B
100	0,25	1,0000	0,00006	1,000
200	0,34	1,0000	0,00020	1,002
300	0,41	1,0000	0,00035	1,004
500	0,53	1,0000	0,00122	1,013
600	0,58	1,0005	0,00175	1,020
1000	0,75	1,0015	0,0048	1,054

и

$$r_x^* = r_x(1 - \omega^2 L_x C_L) = r_x(1 - A_2),$$

где L_x и r_x — измеренные значения индуктивности и сопротивления;
 $L_x^* - r_x^*$ — исправленные значения тех же величин.

Для определения собственной емкости на кольцевой образец тех же размеров, что и испытуемый, но изготовленный из органического стекла, наносили такую же обмотку (по числу витков и марке провода), что и на испытуемый образец.

На описанной установке была измерена индуктивность катушки с образцом при двух частотах и вычислена собственная емкость по формуле

$$C_L = \frac{L_{\omega_2} - L_{\omega_1}}{L_{\omega_1} L_{\omega_2} (\omega_2^2 - \omega_1^2)}.$$

Для проверки влияния материала сердечника было вычислено значение C_L по результатам измерений индуктивности обмотки на образце магнитодиэлектрика на основе карбонильного железа. Полученные данные совпали между собой с погрешностью до $\pm 5\%$, причем собственная емкость оказалась равной 8 пф. При такой собственной емкости были вычислены поправки на ее влияние для индуктивности $L_x = 200$ мкги (эта индуктивность наиболее удобна при испытаниях на данной аппаратуре в частотном диапазоне до 1 Мгц).

Поправочные множители для индуктивности L_x и сопротивления r_x при разных частотах приведены в табл. 5.

Таблица 5

f , кГц	$1 - A_1$	$1 - A_2$
100	0,999	0,999
200	0,998	0,995
300	0,994	0,989
500	0,984	0,968
600	0,977	0,954
1000	0,937	0,870

Таблица 6

f , кГц	$\text{tg } \delta_{C \cdot \omega L_x}$ о.м
100	0,006
200	0,01
300	0,02
500	0,03
600	0,04
1000	0,06

Третьим поправочным членом для подсчета сопротивления является член r_C , обусловленный углом потерь магазина емкостей, в соответствии с формулой

$$r_x = r - r_C = r - \frac{\text{tg } \delta_C}{\omega C} = r - \text{tg } \delta_C \cdot \omega L_x,$$

где r — отсчет по магазину сопротивлений;

$\text{tg } \delta_C$ — тангенс угла потерь магазина емкостей;

C — отсчет по магазину емкостей.

В табл. 6 приведены ориентировочные значения этого поправочного члена для данной аппаратуры.

На основании результатов измерения индуктивности и сопротивления обмотки с образцом вычисляются магнитная проницаемость μ

и коэффициенты потерь материала сердечника, имеющего сечение S и средний диаметр d_{cp} , по формулам

$$\mu = \frac{10^7 L_x' d_{cp}}{4S\omega^2} = \frac{10^7 L_x (1 - A_1) d_{cp}}{4S\omega^2};$$

$$r_n = r_x' - r_0' = r(1 - A_2) - r_0 B - \operatorname{tg} \delta_c \cdot \omega L_x (1 - A_2);$$

$$\delta_n = \frac{\operatorname{tg} \delta_{f_2} - \operatorname{tg} \delta_{f_1}}{f_2 - f_1} = \frac{1}{2\pi(f_2 - f_1)} \left(\frac{r_{f_2}}{f_2 L_x} - \frac{r_{f_1}}{f_1 L_x} \right);$$

$$\delta_r = \frac{\operatorname{tg} \delta_{H_2} - \operatorname{tg} \delta_{H_1}}{H_2 - H_1} = \frac{1}{2\pi f (H_2 - H_1) L_x} (r_{H_2} - r_{H_1}),$$

где L_x' и r_x' — индуктивность и сопротивление обмотки с сердечником с учетом влияния собственной емкости (табл. 5);

r_0' — активное сопротивление провода при данной частоте (табл. 4);

r_{f_2} и r_{f_1} — сопротивления потерь r_n , определенные соответственно при частотах f_2 и f_1 и одной и той же напряженности поля;

r_{H_2} и r_{H_1} — сопротивление потерь r_n , определенные соответственно при напряженностях магнитного поля H_2 и H_1 и одной и той же частоте f .

Анализ погрешностей определения магнитных характеристик

Согласно табл. 5, поправочный член $A_1 = \omega^2 L_x C_L$ в выражении для L_x' составляет при наивысшей для данной аппаратуры частоте 1 Мгц около 6%.
 Как было сказано выше, собственная емкость обмотки C_L определена с погрешностью $\pm 5\%$ и это может внести дополнительную погрешность в определении индуктивности порядка 0,3%.

Таким образом, наибольшая погрешность единичного определения индуктивности, а следовательно, и магнитной проницаемости для данного образца на описанной установке оценивается в 0,6% (0,3% — погрешность измерения индуктивности L_x).

Если же учитывать погрешность определения среднего диаметра и площади поперечного сечения образца (что не зависит от установки), равные соответственно 0,2 и 2%, то предельная погрешность единичного определения магнитной проницаемости будет равна 2,8%.

Погрешность определения коэффициента потерь на вихревые токи подсчитывается по формуле

$$\Delta \delta_n = \frac{f_2^{-1} \Delta r_{f_2} + f_1^{-1} \Delta r_{f_1}}{f_2^{-1} r_{f_2} - f_1^{-1} r_{f_1}},$$

причем погрешностью измерения частоты, как незначительной, пренебрегается. Для получения минимальной погрешности определения этого коэффициента измерения следует производить при частотах, отличающихся друг от друга не менее чем на 500 кгц (при испытании материалов с $\delta_n \approx 10^{-2} \text{ эд}^{-1}$).

В соответствии с приведенной выше формулой, выражение для предельной абсолютной погрешности определения сопротивления потерь может быть записано в виде

$$\Delta r_n = r \Delta A_2 + (1 - A_2) \Delta r + r_0 \Delta B + B \Delta r_0 + \omega L_x (1 - A_2) \Delta \operatorname{tg} \delta_c.$$

Для конкретного примера измерения характеристик образца магнито-диэлектрика на основе карбонильного железа (катушка с индуктивностью $L_x = 200 \text{ мкГн}$) при двух значениях частот получим значения погрешностей определения r_n , приведенные в табл. 7.

Таблица 7

f_{\pm} кГц	r_0 ом	Δr_0 , ом	r_x ом	r_f ом	Δr_x , ом	A_0	ΔA_0	B	ΔB	$\Delta \text{tg } \delta_C$	$\Delta r_n \cdot 10^2$, ом
300	2,5	$2,5 \cdot 10^{-3}$	2,7	0,2	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,01	0,0005	1,004	0,0004	$5 \cdot 10^{-5}$	2,7
1000	2,5	$2,5 \cdot 10^{-3}$	4,0	1,5	$3,0 \cdot 10^{-3}$	0,13	0,007	1,05	0,005	$5 \cdot 10^{-5}$	10

Отсюда предельная относительная погрешность определения коэффициента потерь на вихревые токи составит

$$\frac{\Delta \delta_n}{\delta_n} \approx 24\%.$$

Для получения большей точности определения этого коэффициента обычно вычисляют его не из результатов измерения сопротивления потерь при двух частотах, а строят график зависимости $\text{tg } \delta$ от частоты при постоянной напряженности поля и по усредненным значениям находят $\text{tg } \delta$ (метод Иордана). Как показывают результаты измерений, погрешность δ_n в этом случае составляет около 10%.

Аналогичным образом была оценена предельная относительная погрешность определения коэффициента потерь на гистерезис в соответствии с формулой

$$\frac{\Delta \delta_r}{\delta_r} = \frac{2\Delta r_n}{r_{H_2} - r_{H_1}} + \frac{2\Delta H}{H_2 - H_1} + \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta L_x}{L_x}.$$

Погрешностями измерения частоты (0,01%) и индуктивности (0,3%) в данном случае можно пренебречь.

Погрешность определения напряженности магнитного поля определяется погрешностью измерения тока, которая в нашем случае составляет $\pm 0,5\%$.

Принимая $H_2 = 100 \text{ а/м}$ и $H_1 = 10 \text{ а/м}$ (очевидно, что чем больше разница в значениях H_2 и H_1 , тем меньше погрешность), получим

$$\frac{2\Delta H}{H_2 - H_1} = 1,1\%.$$

Так как при определении коэффициента потерь на гистерезис измерения производятся при одной и той же частоте, то все частотные погрешности не входят в погрешность сопротивления r_x .

Следовательно, погрешность Δr_x обусловлена только классом точности магазина сопротивлений, т. е.

$$\Delta r_x = (0,0005 r + 0,001) \text{ ом}.$$

Приращение сопротивления, обусловленное потерями на гистерезис, составляет малую долю общего сопротивления обмотки с образцом, так что погрешность Δr определяется только погрешностью этого приращения сопротивления ($r_{H_2} - r_{H_1}$).

Оценим составляющую погрешности определения коэффициента потерь на гистерезис, зависящую от погрешности измерения сопротивления.

Для $H_2 = 100$ а/м и $H_1 = 10$ а/м и измерениях при частоте 1 Мгц образца с $\delta_r = 1 \cdot 10^{-6}$ м/а будем иметь

$$r_{H_2} - r_{H_1} = \delta_r (H_2 - H_1) \omega L = 1 \cdot 10^{-6} \cdot 90 \cdot 6 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{-4} = 0,11 \text{ ом.}$$

Тогда

$$\frac{2\Delta r}{r_{H_2} - r_{H_1}} \approx 20\%.$$

Следовательно, суммарная погрешность

$$\frac{\Delta \delta_r}{\delta_r} \approx 30\%.$$

При измерениях на частоте 500 кгц она возрастает примерно до 5%.

Выражение для погрешности определения коэффициента дополнительных потерь имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta \delta_x &= \Delta \operatorname{tg} \delta + \Delta \delta_r H + \delta_r \Delta H + \Delta \delta_n f + \delta_n \Delta f \approx \\ &\approx \frac{\Delta r_n}{\omega L} + \Delta \delta_r H + \delta_r \Delta H + \Delta \delta_n f + \delta_n \Delta f. \end{aligned}$$

Подставляя числовые значения входящих в это выражение величин, в соответствии с данными табл. 7, для частот, например, 300 кгц и 1 Мгц и напряженности магнитного поля 100 а/м получим коэффициент дополнительных потерь с погрешностью соответственно около 50% и 100%, что для практических целей испытания высококачественных высокочастотных материалов с малым значением дополнительных потерь, естественно, является неприемлемым.

Выводы

Как показали изложенные выше теоретические и экспериментальные исследования установки, разработанной на принципе резонансного моста, она удовлетворительно решает задачи определения магнитной проницаемости, тангенса угла суммарных потерь и коэффициентов потерь на гистерезис и вихревые токи высокочастотных магнитомягких ферромагнитных материалов, в том числе и современных высококачественных материалов с малыми значениями потерь.

В то же время с помощью этой установки не представляется возможным с требуемой погрешностью порядка (10%) определять коэффициент дополнительных потерь у материалов с малым значением этого коэффициента (порядка 10^{-4}).

Для решения последней задачи во ВНИИМ разработана, изготовлена и внедрена в практику установка по схеме моста со взаимной индуктивностью*.

В комплекте обе мостовые установки по схеме с взаимной индуктивностью и по резонансной схеме (описанной в данной статье), полностью удовлетворяют требованиям в отношении исследования магнитных характеристик современных магнитомягких ферромагнитных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чернышева Н. Г., Установка для испытания образцов ферромагнитных материалов в диапазоне частот 20 кгц — 1 Мгц, Труды ВНИИМ, вып. 43 (103), 1960.
2. ГОСТ 34 5675, СССР.
3. Справочник по радиотехнике, под ред. Б. А. Смиренина, Госэнергоиздат, 1964, стр. 38.

Поступила в редакцию
19/VIII 1964 г.

* См. стр. 76.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА ПО СХЕМЕ МОСТА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА СО ВЗАИМНОЙ ИНДУКТИВНОСТЬЮ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОНИЦАЕМОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОТЕРЬ

Описана установка для определения проницаемости и коэффициентов потерь на гистерезис и дополнительных высокочастотных магнетомягких материалов, обладающих малыми потерями. Дается оценка погрешностей определения этих характеристик материалов.

Одной из особенностей высокочастотных ферромагнитных материалов являются малые потери энергии при намагничивании их переменными магнитными полями, что эквивалентно большому сопротивлению потерь r_n материала образца. При этом сопротивление обмотки на образце может в несколько раз превышать сопротивление потерь (например, при частоте 100 кГц и напряженности поля 10 а/м сопротивление потерь в образцах магнетодиэлектриков на основе карбонильного железа составляет менее 10% сопротивления обычно применяемой обмотки). Сопротивление потерь, как известно, определяется как разность между измеренным сопротивлением r_s обмотки с образцом и сопротивлением самой обмотки r_0 , поэтому очевидна большая погрешность его определения. Эта особенность обуславливает дополнительные требования к измерительной аппаратуре.

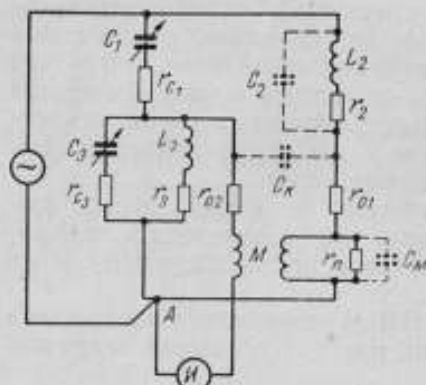


Рис. 1. Принципиальная схема моста взаимной индуктивности.

M — взаимная индуктивность катушки с образцом; L_2 и L_0 — индуктивности сопротивлений r_2 и r_0 .

Сопротивления: r_{11} — потеря сердечника; r_{01} — первичной обмотки образца; r_{02} — вторичной обмотки образца; r_{C1} и r_{C3} — потери магнитных емкостей C_1 и C_3 .

Емкости: C_k — связи между обмотками образца; CM — распределенная первичной обмотки образца; C_n — шунтирующая сопротивление r_n .

Применение для испытаний ферромагнитных материалов при сверхзвуковых частотах таких распространенных схем, как резонансная или схема Максвелла — Вина, не дает возможности получить с требуемой точностью малые коэффициенты потерь на гистерезис 10^{-6} м/а, вихревые токи 10^{-9} гц⁻¹ и дополнительных 10^{-4} .

76

Для решения данной задачи целесообразно применять схему (рис. 1), в которой испытуемый образец является сердечником катушки взаимной индуктивности *. Уравнения равновесия в этом случае имеют вид

$$M_x = C_1 r_2 r_3 \left(1 + \frac{r_0}{r_2} \right);$$

$$r_n = r_2 \frac{C_1}{C_3} \left(1 + \frac{r_0}{r_2} \right).$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\omega M_x}{r_n} = \omega C_3 r_3.$$

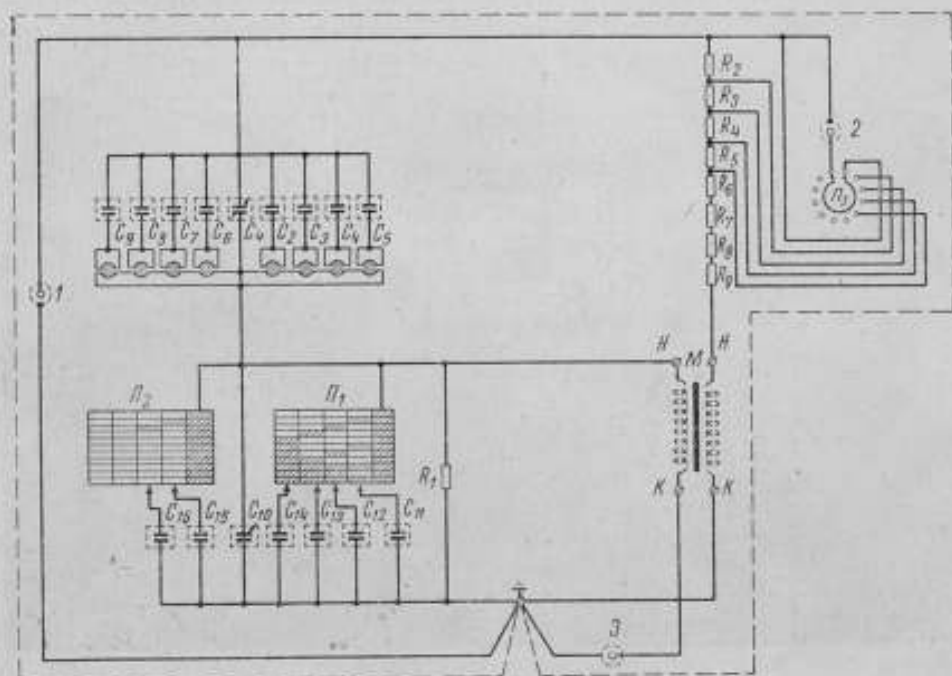


Рис. 2. Принципиальная схема установки УВИМ-1.

1 — генератор; 2 — вольтметр; 3 — индикатор; П₁—П₂ — переключатели; М — взаимная индуктивность между обмотками образца; Н и К — начало и конец обмотки.

Из рассмотрения этих уравнений видно, что сопротивление обмотки r_0 входит в выражения для подсчета коэффициента взаимной индуктивности M_x и сопротивления потерь r_n лишь как поправочный член, а тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ вообще не зависит от сопротивления обмотки.

При достаточно большом сопротивлении r_2 влиянием изменения сопротивления r_0 , вследствие изменения температуры окружающей среды, частоты намагничивающего тока, собственной емкости обмотки и т. п. можно пренебречь.

Вторым преимуществом данной схемы является то, что переменными элементами могут служить только емкости, а следовательно, отпадает необходимость изготовления безреактивных магазинов сопротивлений.

Наличие общей заземленной точки генератора и индикатора дает возможность не применять разделительный экранированный трансформатор и значительно упростить экранирование моста. Действительно, в соответствии со схемой рис. 2, емкости между элементами схемы и их

* Wilde H., AEU, Bd. 6, 1952, S. 354.

экранами параллельны либо емкостям C_3 и C_1 , либо источнику питания. Первые легко могут быть учтены при их градуировке, а вторые не влияют на условия равновесия.

Анализ схемы с учетом квадратурных составляющих элементов моста (индуктивности рассеяния обмотки образца, емкости связи между обмотками и т. п.) показал, что все они пренебрежимо мало влияют на результат измерения взаимной индуктивности (при малом значении $\text{tg} \delta$ в материале испытуемого образца) и могут вызвать значительные погрешности определения $\text{tg} \delta$, если не принять специальных мер. Так, например, должны быть предъявлены жесткие требования к углам потерь конденсаторов магазина емкостей C_1 , так как $\text{tg} \delta$ этого магазина входит как поправочный член в измеряемый $\text{tg} \delta$.

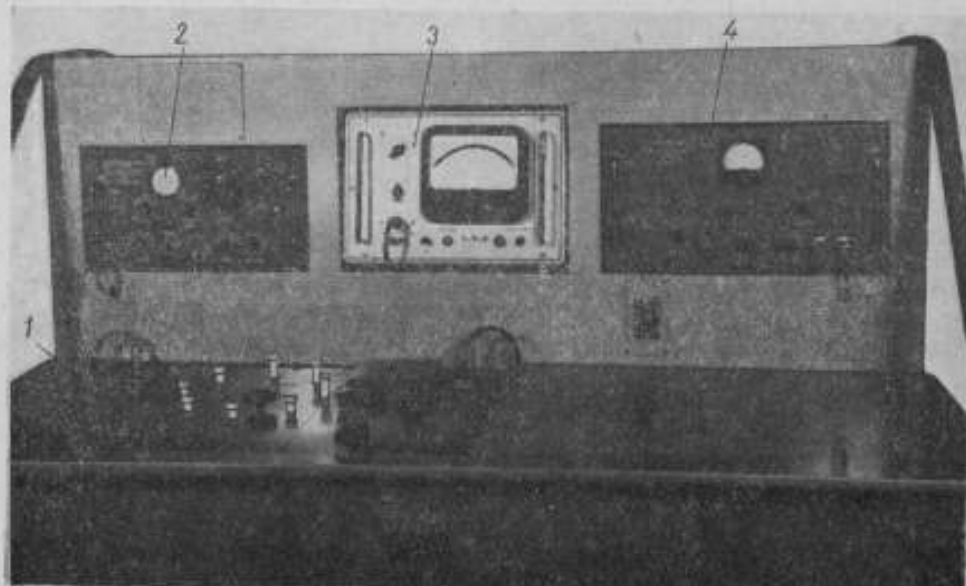


Рис. 3. Внешний вид установки УВИМ-1.

1 — мост взаимной индуктивности МВМ-1М; 2 — указатель равновесия ЭЛУР-7; 3 — вольтметр типа ВЗ-7; 4 — генератор ГКСУ.

Описанная выше схема была положена в основу установки (рис. 3)* для определения магнитных характеристик магнитодиэлектриков и некоторых ферритов, у которых относительная магнитная проницаемость лежит в пределах $10 \div 60$, а минимальные для современных материалов коэффициенты потерь на гистерезис составляют $1 \cdot 10^{-6}$ м/а и дополнительные потери $2 \cdot 10^{-4}$.

Как было сказано выше, наиболее ответственным элементом моста является магазин емкостей C_1 , в качестве которого был применен магазин с воздушными конденсаторами общей емкостью $11\ 150$ пф**. Магазин имеет два экрана, один из которых является общим экраном моста.

Вторым регулируемым элементом моста является магазин емкостей C_3 с пределами $50 \div 2000$ пф. В связи с тем, что к этому магазину не предъявляются высоких требований в отношении угла потерь, его конденсаторы имеют в качестве диэлектрика слюду. Класс точности

* Конструкция установки разработана КБ ВНИИМ под руководством Л. С. Левина.

** См. стр. 66.

этого магазина равен $0,1 (1 + 100/C) \%$, где C — емкость ($n\phi$). При выборе сопротивлений r_2 и r_3 исходили из мощности источников питания, требуемых значений напряженности поля, указанных выше пределов магазинов емкостей, а также из удобств подсчета результатов измерений.

С учетом ряда причин были выбраны сопротивления $r_2 = 314,2 \text{ ом}$ и $r_3 = 159 \text{ ом}$ с постоянными времени τ не более $1 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$. В этом случае для подсчета M_x и $\text{tg } \delta$ будем иметь

$$M_x = 5 \cdot 10^{-8} C_1 \text{ и } \text{tg } \delta = 10^{-6} f C_3,$$

где C_1 и C_3 — отсчеты по соответствующим магазинам емкостей ($n\phi$); f — частота намагничивающего тока (кГц).

Сила тока в первичной обмотке образца определяется по падению напряжения на зажимах последовательно с ней включенного сопротивления. Для этой цели используется сопротивление r_2 , которое сделано секционированным. Напряжение измеряется вольтметром типа ВЗ-7, имеющим в диапазоне частот $40 \text{ Гц} \div 50 \text{ кГц}$ класс точности 2.

Как показал анализ схемы, чувствительность ее к изменению взаимной индуктивности значительно выше, чем к сопротивлению потерь. Для получения необходимой точности определения коэффициентов потерь потребовалось применить электронно-лучевой указатель равновесия типа ЭЛУР-7 с порогом чувствительности порядка $0,2 \div 0,5 \text{ мкВ}$.

Чувствительность схемы к измеряемым параметрам в известной мере определила нижнюю границу частотного диапазона применимости моста, так как напряжение на диагонали с индикатором пропорционально частоте питающего мост тока. Сверху же этот частотный диапазон ограничен пределами, а следовательно, и отсчетными возможностями магазина емкостей C_3 (в соответствии с формулой $\text{tg } \delta = \omega C_3 R_3$). Отсюда частный диапазон моста составляет $10 \text{—} 50 \text{ кГц}$. Ввиду того что в уравнении равновесия моста входит частота, в качестве источника питания использован генератор с кварцевым резонатором мощностью порядка 10 Вт , обеспечивающий возможность получения тока до 100 ма в обмотке образца, необходимого для создания магнитных полей напряженностью до 100 а/м .

С указанными выше параметрами элементов пределы измерений моста по взаимной индуктивности составляют $50 \div 500 \text{ мкГн}$ и по углу потерь $2 \cdot 10^{-4} \div 1 \cdot 10^{-2}$.

Ввиду того что комплектная поверка аппаратуры не могла быть проведена из-за отсутствия мер взаимной индуктивности с аттестованными углами потерь при сверхзвуковых частотах, были проанализированы погрешности на основании известных параметров отдельных ее элементов.

Мост может иметь значительные угловые погрешности, обусловленные квадратурными составляющими его элементов, т. е. иметь «собственный угол потерь», искажающий результаты измерений $\text{tg } \delta$ материала образца. Принципиально было бы возможно внести соответствующую поправку путем испытаний воздушной катушки взаимной индуктивности, обладающей весьма малыми потерями. Однако для сохранения неизменными паразитных элементов моста (индуктивности рассеивания, емкости связи между обмотками) необходимо иметь воздушную катушку тех же размеров и с тем же числом витков, что и испытываемые образцы. Это представляет затруднение, так как, во-первых, на установке должны испытываться разные образцы (как по размерам, так и по числу вит-

ков), а, во-вторых, взаимная индуктивность воздушной катушки будет в μ раз меньше индуктивности катушки с сердечником, и, следовательно, уменьшится и пропорциональная ей чувствительность схемы. Однако при $\mu=10$ схема находилась на пределе чувствительности. Таким образом, этот метод повышения точности аппаратуры оказался неприменимым.

Второй способ снижения погрешностей заключается во введении в схему дополнительной емкости, с помощью которой осуществляется предварительная компенсация собственного угла потерь моста. Уравновешивание схемы ведется при включенном образце с известным значением коэффициента потерь на вихревые токи δ_a так, чтобы этот коэффициент, измеренный на установке, был равен известному. Очевидно, что и этот способ применить затруднительно, так как он требует индивидуальной настройки для каждого образца, у которого должен быть заранее известен коэффициент потерь на вихревые токи.

Для исключения погрешностей, связанных с собственными углами потерь моста, была применена следующая методика измерений.

На испытуемый кольцевой образец наносится обмотка двойным скрученным проводом, число витков которой задается таким, чтобы взаимная индуктивность находилась в пределах измерений моста.

Ввиду того, что пределы применимости аппаратуры по частоте относительно низки, для выполнения обмотки не требуется многожильный провод (литцендрат). При этом в формулах для подсчета M_x и r_n в поправочных членах можно с достаточной степенью точности вместо активного сопротивления провода при данной частоте подставлять его сопротивление r_0 , измеренное на постоянном токе. Обычно сопротивление обмотки не превышает 1 ом, а следовательно, при $r_2=314$ ом поправочный член составит 0,3%.

Затем схему уравновешивают при двух значениях частот и постоянной напряженности поля. Это дает возможность исключить из результатов измерений частотозависимые члены, так как погрешности, вызванные реактивностью сопротивлений, индуктивностью рассеивания обмотки, емкостью связи между обмотками и т. п., зависят от первой степени частоты, т. е.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta &= \omega C_0 r_n - \omega \frac{L_S}{r_2} - \omega \tau_{r_1} - \omega \tau_{r_2} - \omega C_0 r_0 = \omega (C_0 r_n - K); \\ \operatorname{tg} \delta_1 &= \delta_r H + \delta_n f_1 + \delta_a = \omega_1 [C_{3(f_1)} r_n - K]; \\ \operatorname{tg} \delta_2 &= \delta_r H + \delta_n f_2 + \delta_a = \omega_2 [C_{3(f_2)} r_n - K]. \end{aligned}$$

При определении из этих выражений членов, не зависящих от частоты, исключается частотная погрешность моста, т. е. сумма этих членов при $r_n = 159,2$ ом может быть определена по формуле

$$\delta_a + \delta_r H = 10^{-6} \frac{f_2 f_1}{f_2 - f_1} [C_{3(f_1)} - C_{3(f_2)}],$$

где f_1 и f_2 — частота (кГц);

$C_{3(f_1)}$ и $C_{3(f_2)}$ — отсчеты емкости C_3 (нФ), соответствующие углам потерь при частотах f_1 и f_2 .

Для определения коэффициентов потерь на гистерезис мост уравновешивают при двух значениях напряженности магнитного поля одной и той же частоты.

В этом случае

$$\delta_e = \frac{\operatorname{tg} \delta_2 - \operatorname{tg} \delta_1}{H_2 - H_1} = \frac{10^{-6} [C_{3(H_2)} - C_{3(H_1)}] f}{H_2 - H_1},$$

где $C_{3(H_2)}$ и $C_{3(H_1)}$ — отсчеты емкости C_3 ($n\phi$), соответствующие углам потерь при напряженности магнитного поля H_2 и H_1 .

Вычитая из результатов измерений, произведенных при двух значениях частот, $\operatorname{tg} \delta$ на гистерезис в соответствии с приведенными выше формулами, получаем коэффициент дополнительных потерь, т. е.

$$\delta_a = [\delta_a + \delta_r H] - \delta_r H,$$

где H — напряженность поля, при которой определялась не зависящая от частоты составляющая $\operatorname{tg} \delta$.

Для кольцевых образцов напряженность поля H (ее максимальное значение) подсчитывается по формуле

$$H_m = \frac{\omega_1 \cdot 1,41 \cdot I}{\pi D_{cp}} = \frac{\omega_1 \cdot 1,41 \cdot U}{\pi D_{cp} r'_2} \text{ (а/м)},$$

где ω_1 — число витков первичной обмотки на образце;

D_{cp} — средний диаметр кольцевого образца (m);

U — напряжение на зажимах сопротивления r'_2 , являющегося частью сопротивления r_2 , (θ).

Для определения относительной магнитной проницаемости используется известная формула

$$\mu = \frac{10^7 M_x D_{cp}}{4 S \omega_1^2},$$

где M_x — измеренное значение коэффициента взаимной индуктивности ($z\mu$);

S — площадь поперечного сечения образца (m^2).

Подсчитанные основные погрешности определения коэффициента взаимной индуктивности, вызванные погрешностями градуировки и поверки элементов моста, составляют

$$\frac{\Delta M_x}{M_x} = \frac{\Delta C_1}{C_1} + \frac{\Delta r_2}{r_2} + \frac{\Delta r_3}{r_3} = 0,05 + 0,05 + 0,05 = 0,15\%.$$

Кроме того, необходимо оценить погрешности, обусловленные основными квадратурными составляющими элементов схемы (в соответствии с рис. 1). Эти погрешности имеют следующие числовые значения:

$$\gamma_1 = \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \delta_{C_1} = 1 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^{-5} = 5 \cdot 10^{-5} \%;$$

$$\gamma_2 = \operatorname{tg} \delta \cdot \operatorname{tg} \delta_{C_2} = 1 \cdot 10^{-2} \cdot 1 \cdot 10^{-3} = 1 \cdot 10^{-3} \%;$$

$$\gamma_3 = \operatorname{tg} \delta \cdot \operatorname{tg} \delta_{r_2} = \operatorname{tg} \delta \cdot \omega \tau_{r_2} = 1 \cdot 10^{-2} \cdot 6,28 \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot 10^{-8} = 3 \cdot 10^{-3} \%;$$

$$\gamma_4 = \operatorname{tg} \delta \cdot \operatorname{tg} \delta_{r_3} = \operatorname{tg} \delta \cdot \omega \tau_{r_3} = 1 \cdot 10^{-2} \cdot 6,28 \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot 10^{-8} = 3 \cdot 10^{-3} \%;$$

$$\gamma_5 = \operatorname{tg} \delta \cdot \frac{\omega L_S}{r_2} = 1 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{6,28 \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^{-6}}{314} = 2 \cdot 10^{-3} \%;$$

$$\gamma_6 = 1 - \frac{1}{1 + M_x \omega^2 C_M} = 1 - \frac{1}{1 + 500 \cdot 10^{-6} \cdot 40 \cdot 25 \cdot 10^8 \cdot 20 \cdot 10^{-12}} = 0,1\%.$$

Следовательно, предельная погрешность определения коэффициента взаимной индуктивности M_x (с учетом погрешностей, вызванных перечисленными выше квадратурными составляющими элементов моста) не превысит 0,3%.

Аналогичным образом были оценены погрешности определения коэффициентов потерь.

Коэффициент потерь на гистерезис равен

$$\delta_r = \frac{\operatorname{tg} \delta_{H_2} - \operatorname{tg} \delta_{H_1}}{H_2 - H_1} = \frac{2\pi f r_3 [C_{3(H_2)} - C_{3(H_1)}]}{H_2 - H_1}$$

и относительная погрешность его определения составит

$$\frac{\Delta \delta_r}{\delta_r} = \frac{2\Delta H}{H_2 - H_1} + \frac{\Delta r_3}{r_3} + \frac{2\Delta C_3}{C_{3(H_2)} - C_{3(H_1)}}$$

Погрешность определения напряженности поля в данном случае равна погрешности измерения тока, т. е. складывается из погрешности измерения напряжения (вольтметром с погрешностью 2%) и погрешности сопротивления r'_2 . Так как сопротивления r'_2 изготовлено по классу 0,05, то при $H_2 = 100$ а/м и $H_1 = 10$ а/м составляющая погрешности будет

$$\frac{2\Delta H}{H_2 - H_1} = 4,5\%$$

В емкости C_3 значительную часть составляет емкость, уравновешивающая потери в сердечнике на вихревые токи и дополнительные потери. При определении коэффициентов потерь на гистерезис, т. е. при измерениях при нескольких значениях напряженности поля, эта часть емкости остается постоянной, а уравновешивание моста при разных значениях H осуществляется только изменением емкости воздушного конденсатора переменной емкости. Таким образом, при оценке погрешностей определения коэффициента потерь на гистерезис следует погрешность емкости постоянных конденсаторов заменить их нестабильностью, которая составляет за время измерений примерно 0,01%. Тогда

$$\Delta C_3 = 0,0001 \cdot C_3 + 0,1 \text{ пф} = 0,0001 (C_3 + 1000) \text{ пф.}$$

Для подсчета члена

$$\frac{2\Delta C_3}{C_{3(H_2)} - C_{3(H_1)}}$$

необходимо оценить, какая часть C_n общей емкости C_3 уравновешивает угол потерь δ_n , обусловленный квадратурными составляющими элементов моста и другими паразитными элементами, т. е. найти

$$\operatorname{tg} \delta_n = \omega \left(\frac{L_S}{r_2} + \tau_{r_2} + \tau_{r_2} + C_k r_0 \right).$$

Подставляя их числовые значения, равные $\tau_{r_2} = \tau_{r_2} = 10^{-8}$ сек, $L_S \approx 2$ мкГн, $r_0 \approx 1$ ом и $C_k \approx 200$ пф, получаем

$$\operatorname{tg} \delta_n = 2,7 \cdot 10^{-8} \omega$$

и

$$C_n = \frac{\operatorname{tg} \delta_n}{\omega r_2} = \frac{2,7 \cdot 10^{-8}}{159} \approx 170 \text{ пф.}$$

При определении коэффициентов потерь на гистерезис под C_H понимается величина $C_3 = C_{3(H_2)} - C_{3(H_1)} + C_H$.

Тогда

$$\Delta C_H = 0,0001 [C_{3(H_2)} - C_{3(H_1)} + 170 + 1000] \text{ пф.}$$

В табл. 1 приведены ориентировочные значения погрешностей и их составляющих определения коэффициента потерь на гистерезис при нескольких частотах.

Таблица 1

$f, \text{ кгц}$	$C_{3(H_2)} - C_{3(H_1)}$ пф	$\frac{2\Delta C_3}{C_{3(H_2)} - C_{3(H_1)}}$ %	$\frac{2\Delta H}{H_2 - H_1}$ %	$\frac{\Delta \delta_r}{\delta_r}$ %
10	9,0	2,6		7,1
20	4,5	5,2	4,5	9,7
30	3,0	7,8		12,3
50	1,8	13		17,5

Из таблицы видно, что для получения минимальных погрешностей определения коэффициентов потерь на гистерезис необходимо измерения производить при более низких частотах (до 30 кгц).

Переходя к оценке погрешностей определения коэффициента дополнительных потерь, следует подчеркнуть, что описанная выше методика исключения частотных погрешностей моста справедлива лишь в том случае, если напряженность магнитного поля при измерениях на двух частотах постоянна.

В противном случае появляется погрешность Δ_H , которая может быть определена из формул

$$\omega_1 [C_{3(f_1)} r_3 - k] = \delta_r (H \pm \Delta H) + \delta_n f_1 + \delta_x;$$

$$\omega_2 [C_{3(f_2)} r_3 - k] = \delta_r (H \pm \Delta H) + \delta_n f_2 + \delta_x;$$

$$\Delta H = \pm \Delta H \delta_r \frac{\omega_2 + \omega_1}{\omega_2 - \omega_1} = \pm \Delta H \delta_r \frac{f_2 + f_1}{f_2 - f_1}.$$

Погрешность определения частотонезависимого члена $\Delta(\delta_x + \delta_r H)$ равна

$$\Delta(\delta_x + \delta_r H) = \Delta_H + 2\Delta C_3 \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_2 - \omega_1} r_3 + C_H \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_2 - \omega_1} \Delta r_3.$$

Членом $C_H \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_2 - \omega_1} \Delta r_3$, вызванным погрешностью подгонки сопротивления r_3 , можно пренебречь ввиду его малости.

Таким образом, относительная предельная погрешность определения коэффициента дополнительных потерь может быть оценена по формуле

$$\frac{\Delta \delta_x}{\delta_x} = \frac{\Delta(\delta_x + \delta_r H) + (\gamma_{\delta_r} + \gamma_H) \cdot \delta_r H}{\delta_x}.$$

В табл. 2 приведены значения погрешностей и их составляющих в зависимости от напряженности магнитного поля и соотношения частот.

Таблица 2

H а/м	$\frac{f_1}{f_2}$	f_2 кГц	f_1 кГц	$\Delta H \cdot 10^6$	$25 C_2 \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_2 - \omega_1} r_2 \cdot 10^6$	$\Delta (\delta_d + \delta_r H) \cdot 10^6$	$\frac{\Delta \delta_d}{\delta_d} \%$
8	1,5	20	30	1	30	31	16
	3	10	30	0,4	7,5	7,9	5
	5	10	50	0,3	6,0	6,3	4
40	1,5	20	30	5	30	35	20
	3	10	30	2	7,5	9,5	8
	5	10	50	1,5	6,0	7,5	7
80	1,5	20	30	10	30	40	26
	3	10	30	40	7,5	12	12
	5	10	50	3	6,0	9	10

Из данных табл. 2 видно, что для того, чтобы погрешность определения коэффициента дополнительных потерь не превышала 10%, необходимо иметь соотношение частот не менее 3 и производить измерения в возможно более слабых полях.

Исследования показали, что весьма существенным для уменьшения погрешности определения коэффициента дополнительных потерь является соединение генератора и указателя равновесия конструктивно в одной точке моста (точка А на рис. 1). В противном случае падение напряжения, обусловленное протеканием тока генератора по проводу, соединяющему генератор с указателем равновесия, изменяет условия равновесия моста.

Кроме приведенного выше анализа погрешностей, на основании данных поэлементной поверки было произведено сравнение характеристик образцов магнитодиэлектриков из карбонильного железа, полученных на исследуемом мосте и на аттестованном ранее резонансном мосте.

Как показал теоретический анализ (исходя из параметров элементов аппаратуры с учетом примененной методики измерений коэффициентов потерь) и подтвердила экспериментальная поверка, погрешности измерений магнитной проницаемости не превышают $\pm 0,5\%$, коэффициентов потерь из гистерезиса ($\delta_r > 1 \cdot 10^{-5}$ м/а) и дополнительных потерь ($\delta_d > 2 \cdot 10^{-4}$) не превышает $\pm 10\%$.

Поступила в редакцию
10/VIII 1964 г.

**МНОГОПРЕДЕЛЬНЫЙ
МИЛЛИАМПЕРМЕТР ПЕРЕМЕННОГО ТОКА
ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ ТИПА МКТ-1**

Описан разработанный во ВНИИМ миллиамперметр, который по своей точности и количеству пределов превосходит выпускаемые промышленностью аналогичные измерительные приборы.

При разработке установки для определения магнитных характеристик высокочастотных материалов* выявилась потребность в многопредельном (3, 5, 15, 30, 50, 150, 300 мА) миллиамперметре переменного класса 0,5, который позволил бы измерять действующее значение переменного тока в диапазоне частот до 1 МГц. В приборах такого типа часто возникает необходимость не только при магнитных, но и при различных видах электротехнических и радиотехнических измерений. Наиболее пригодными в этих случаях оказываются приборы термоэлектрической системы, однако промышленные образцы миллиамперметров имеют лишь один-два предела измерения и низкую точность (класс точности 1,5).

Основным препятствием к повышению точности термоэлектрических приборов является температурная нестабильность термопреобразователей. С целью устранения влияния температуры на показание прибора его калибруют непосредственно перед началом измерений. Один из способов калибровки описан в литературе**.

Прибор калибруют с помощью измерителя магнитоэлектрической системы, включаемого сначала в цепь калибровочного постоянного тока, а затем на выход термодпары термопреобразователя. Исследуемый измеритель должен обладать достаточной точностью, для того чтобы его погрешность не оказывала существенного влияния на суммарную погрешность прибора. Однако при измерении малых токов возникают трудности, связанные с тем, что э. д. с. серийных термопреобразователей (типа ТВБ) мала. Так, например, э. д. с. преобразователя на 3 мА не превышает 5 мВ. Приборы магнитоэлектрической системы с верхним пределом измерения 5 мВ имеют класс точности 0,5 и принципиально не могут быть использованы для калибровки миллиамперметра, так как погрешность калибровки должна быть не более $\frac{1}{3} \div \frac{1}{5}$ значения погрешности

* См. стр. 65.

** Безикович А. Я., Зорин Д. И., Вольт-ампер-вольтметр для звуковых и ультразвуковых частот, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 74 (134), 1963.

прибора. Поэтому А. М. Теплинским была предложена другая схема калибровки (рис. 1) с применением нормального элемента III класса и малогабаритного стрелочного гальванометра низкой чувствительности (3 мм/мкА).

Миллиамперметр калибруется следующим образом. Нажимая кнопку K и регулируя калибровочный постоянный ток I_k реостатом r_1 , добиваются нулевого отклонения стрелки гальванометра G , которое имеет место при равенстве падения напряжения $I_k \cdot r_n$ и э. д. с. нормального элемента E_N . Значение калибровочного сопротивления r_k выбирают в зависимости от значения требуемого тока.

Как показывает расчет, калибровочный ток может быть установлен с погрешностью не более $\pm 0,05\%$. Регулируя ток I_n реостатом r_2 , устанавливают указатель измерителя I на требуемую отметку шкалы. Затем переключателем Π нагреватель термопреобразователя H включают в цепь измеряемого переменного тока I_x .

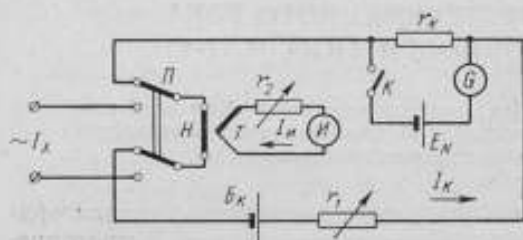


Рис. 1. Схема калибровки.

Предложенный способ калибровки устраняет температурную нестабильность термопреобразователя и магнитоэлектрического измерителя.

Неясным оставался ряд вопросов, связанных со свойствами измерительного механизма магнитоэлектрической системы, ответы на которые можно было получить только экспериментальным путем. Был изготовлен

макет прибора, испытание которого показало, что: 1) погрешность из-за механического гистерезиса растяжек измерителя не превышает $0,01 \div 0,03\%$; 2) стабильность калибровки прибора достаточно велика (калибровку можно проводить всего 2—3 раза в течение рабочего дня); 3) при применении приборов класса 0,5 в качестве измерителя общая погрешность, вносимая им, не превышает $0,1 \div 0,2\%$.

С учетом полученных экспериментальных данных во ВНИИМ был сконструирован и изготовлен семипредельный миллиамперметр термоэлектрической системы типа МКТ-1.

При конструировании были приняты во внимание следующие соображения:

1. Многопредельные приборы могут быть выполнены в двух вариантах:

а) для всех пределов измерений используется один преобразователь; на нижнем пределе термопреобразователь используется без шунта, на остальных пределах нагреватель термопреобразователя шунтируется безреактивными шунтами;

б) для каждого предела измерения используется термопреобразователь с соответствующим номинальным током нагревателя.

Первый вариант проще в эксплуатации, так как при этом требуется один термопреобразователь и набор безреактивных шунтов. Второй вариант сложнее из-за необходимости иметь набор термопреобразователей, но верхний частотный предел прибора значительно выше, так как отсутствует влияние собственных емкостей и индуктивностей замкнутого контура «нагреватель — шунт».

Миллиамперметр типа МКТ-1 конструировался с учетом использования обоих вариантов.

Конструктивно он спроектирован в виде ящика, на верхней панели которого размещены измеритель типа М1200, гальванометр М117/3, нормальный элемент, а также зажимы для подключения прибора и ряд рукояток переключателей и реостатов.

К прибору прилагаются:

1) набор термопреобразователей типа ТВБ, смонтированных в специальном кожухе;

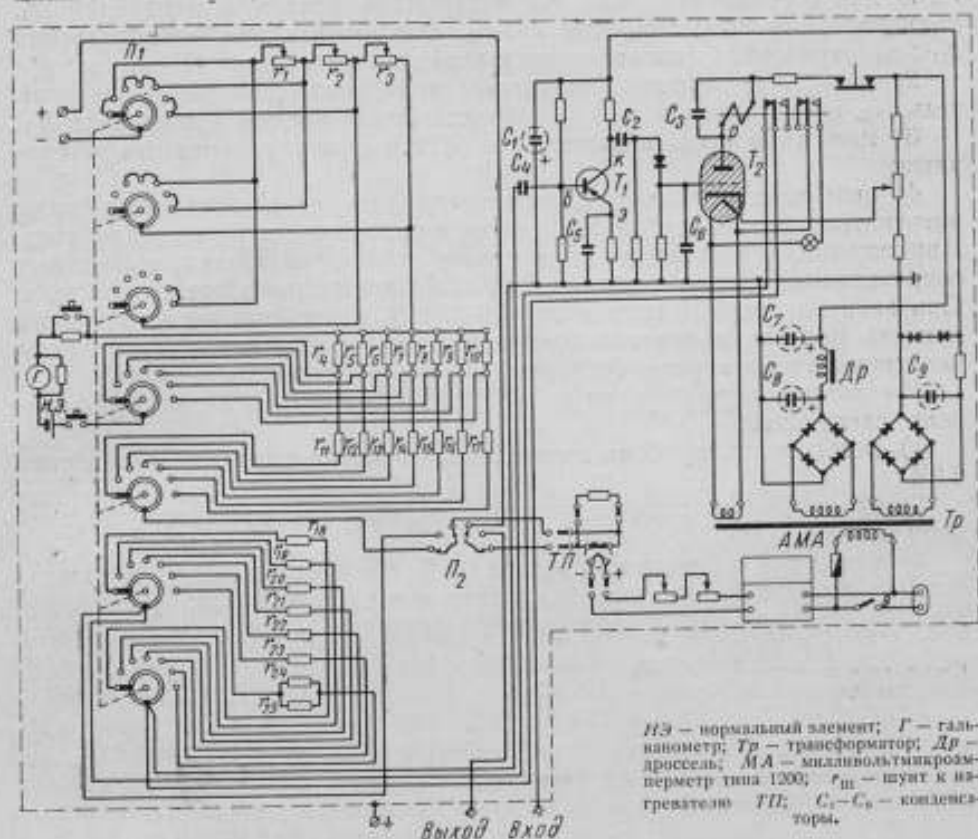


Рис. 2. Принципиальная схема миллиамперметра.

- 2) набор безреактивных шунтов;
- 3) набор пересчетных линеек.

2. Для термоэлектрических преобразователей, терморпара T которых нагружена измерителем, зависимость угла отклонения α измерителя связана с током в нагревателе I_x зависимостью вида $\alpha = kI_x^n$.

Показатель степени n для различных преобразователей может принимать значения от 1,8 до 2,2. Это обстоятельство требует применения индивидуальных шкал измерителя для каждого отдельного термопреобразователя. В разработанном во ВНИИМ миллиамперметре измеритель имеет равномерную шкалу, а значение измеряемого тока определяется с помощью пересчетной линейки.

3. В качестве измерителя был выбран магнитоэлектрический прибор типа М1200 с верхним пределом 2,5 мв, что позволило использовать в миллиамперметре серийные термопреобразователи при токах примерно в два раза меньших, чем их номинальный ток. Это позволило уменьшить

температуру нагревателя и увеличить допускаемую перегрузку током до 250÷300%.

4. Для защиты от перегрузки термопреобразователя используется также и электронный предохранитель, смонтированный внутри прибора.

Принципиальная схема прибора приведена на рис. 2. Электрическая цепь его имеет четыре цепи:

1) цепь калибровочного постоянного тока; в нее входят реостаты r_1 , r_2 , r_3 для регулировки тока, переключатель пределов измерений $П_1$, калибровочные сопротивления r_4 ÷ r_{10} , ограничивающие сопротивления r_{11} ÷ r_{17} , стрелочный гальванометр и нормальный элемент III класса;

2) цепь измеряемого переменного тока, включающую переключатель $П_2$, сопротивления r_{18} ÷ r_{25} , переключатель пределов измерения $П_3$;

3) цепь термопары и измерителя М1200 с регулировочными реостатами;

4) цепь электронного предохранителя, которая служит для защиты нагревателя термопреобразователя от перегрузки на переменном токе. Напряжение, создаваемое переменным током, снимается с зажимов сопротивлений r_{18} ÷ r_{25} и подается на вход электронного предохранителя. При значении переменного тока 110÷130% от номинального значения данного предела измерения предохранитель срабатывает, и контакты электромагнитного реле P размыкают цепь переменного тока.

Миллиамперметр испытан во ВНИИМ и результаты испытаний показали следующее:

1) погрешность прибора на последней отметке шкалы не превышает 0,2%;

2) на остальных отметках шкалы погрешности соответствуют прибору класса 0,5;

3) частотная погрешность свыше 0,5% обнаружилась при использовании термопреобразователя без шунта при частоте 5 мГц; при использовании шунтированных термопреобразователей — при частоте 400 кГц.

Поступила в редакцию

15/Х 1964 г.

ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Приводится методика измерения напряженности магнитного поля на высоких частотах, позволяющая оценить как величину напряженности поля, так и его однородность в различных намагничивающих устройствах (высокочастотном пермеамetre, компенсационном держателе, коаксиальном резонаторе и т. п.).

Недостатком большинства высокочастотных методов измерения характеристик магнитных материалов (например, метод высокочастотных пермеаметров) является то, что в них не определяется напряженность магнитного поля в месте расположения образца. Измерение напряженности поля высокой частоты имеет, прежде всего, самостоятельное значение и, кроме того, незнание его может являться источником * дополнительных погрешностей измерений и неполноты сведений об испытываемых материалах. Методика измерения, позволяющая исключить погрешности этого рода, описывается ниже.

Обычно для измерения напряженности переменного магнитного поля используют катушки, имеющие известные числа витков и площадь поперечного сечения, или датчики Холла [1, 2], подключаемые к той или иной схеме, измеряющей переменное напряжение или ток.

Первый метод применяется в лучшем случае на частотах не выше нескольких сотен килогерц [2]. Датчики Холла, хотя и могут быть использованы для измерения полей в широком диапазоне частот (примерно до 10^{12} гц), но имеют довольно малую чувствительность: они позволяют измерять напряженность поля, начиная примерно с 10 а/м и выше. В высокочастотных же магнитных измерениях есть необходимость измерять поля порядка единиц ампера на метр и менее.

Для оценки напряженности поля на высоких частотах можно исходить из следующих предположений: пусть индукция поля, создаваемая некоторым контуром в вакууме, будет B , она связана с напряженностью поля H соотношением

$$\mu_0 H = B,$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

* При относительно малых значениях высоких частот и достаточно больших напряженностях поля.

Значение магнитного потока для контура с самоиндукцией L можно записать в виде

$$\Phi = LI,$$

отсюда выражение для H будет

$$H = \frac{LI}{\mu_0 S},$$

где S — площадь контура.

Так как ток I создается за счет падения напряжения U на контуре, сопротивление которого ωL , то

$$H = \frac{U}{\mu_0 S \omega}.$$

Полученное выражение показывает, что напряженность возможно легко оценить прибором, который может измерить э. д. с.

$$|e| = \left| \frac{dH}{dt} \right|.$$

Если в испытуемом и известном полях наводимое в чувствительном элементе прибора напряжение одинаково, то напряженности их равны с точностью до постоянных составляющих. Это позволяет принять для измерения высокочастотных магнитных полей блок-схему, представленную на рис. 1.

Рис. 1. Блок-схема метода измерения.

ВП — выходной прибор; ИВН — индикатор выходного напряжения; ИП — измерительный приемник; Д — датчик (катушка с малым числом витков); ОП — образцовое поле; ГСС — генератор стандартных сигналов; ПИ — поле измеряемое.

Конструкция построенного в НИИ-МИП измерителя напряженности высокочастотных магнитных полей приведена на рис. 2. В металлическом корпусе-экране 2 помещен калиброванный на постоянном токе соленоид 3 на который подается напряжение от генератора стандартных сигналов. На внешней стороне корпуса находятся гнезда 75-омных разъемов, из которых средний 1 предназначен для соединения соленоида с генератором стандартных сигналов, один из крайних (на рис. 2 не показаны) — для соединения соленоида с вольтметром, второй — для частотомера. Вольтметр и частотомер применяются, если в качестве источника э. д. с. применен не генератор стандартных сигналов, а какой-либо другой.

Возможность подключения дополнительных контрольных приборов позволяет включить между генераторами и соленоидом усилители и аттенюаторы.

К измерителю полей придается зонд (рис. 3) с высокочастотным кабелем, снабженным стандартным разъемом. Зонд представляет собою

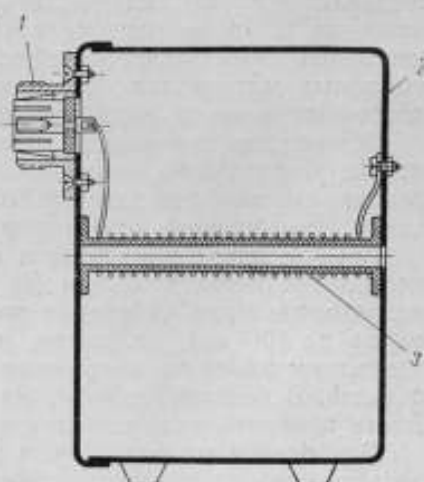


Рис. 2. Конструкция измерителя напряженности магнитного поля. 1 — средний разъем; 2 — корпус-экран; 3 — соленоид.

катушку с малым числом витков, которую можно поворачивать вокруг оси и фиксировать в двух взаимно-перпендикулярных положениях.

Методика работы с прибором следующая:

1. При помощи кабеля соединяют генератор и соленоид и, в случае необходимости, к соленоиду подключают вольтметр и частотомер.

2. Зонд соединяют с приемником.

3. Согласно инструкции по эксплуатации включают и приводят в рабочее состояние перечисленные выше приборы.

4. После прогрева приборов катушку зонда поворачивают и фиксируют в таком положении, чтобы силовые линии измеряемого поля были перпендикулярны плоскости витков катушки, и зонд вводят в измеряемое поле.

5. Приемник настраивают на частоту измеряемого поля и замечают максимальное отклонение стрелки его выходного прибора.

6. Генератор, питающий соленоид, настраивают на частоту измеряемого поля и зонд переносят в соленоид. При этом катушку зонда надо повернуть и зафиксировать в положении, обеспечивающем такое же потокосцепление ее с соленоидом, как и с измеряемым полем.

7. Вращая ручку «установка уровня выхода» генератора, добиваются такого же отклонения стрелки выходного прибора приемника, как и в измеряемом поле.

8. Напряженность поля определяют по формуле

$$H = \frac{U \cdot 10^7}{4\pi S \omega} a/m,$$

где U — напряжение на соленоиде (θ);

S — площадь поперечного сечения соленоида (m^2);

$\omega = 2\pi f$;

f — частота сигнала.

Преимуществом настоящего метода является его простота, а также фактическое отсутствие влияния погрешности самого измерительного прибора, поскольку измерения проводятся, по существу, нулевым методом, а в расчетную формулу входит площадь поперечного сечения калибровочного соленоида, которую можно получить, аттестовав его на постоянном токе с погрешностью не более $\pm 0,1\%$. Пример использования этого метода приведен в таблице, показывающей распределение напряженности поля в пермеамetre

Расстояние от закорачивающей крышки пермеаметра до зонда, см	Значение H , а/м при измерении			среднее
	первом	втором	третьем	
0,5	0,027	0,026	0,027	0,027
1,0	0,035	0,035	0,034	0,035
1,5	0,035	0,035	0,036	0,035
2,0	0,035	0,035	0,036	0,036
2,3	0,036	0,036	0,037	0,036

ПВЧ № 6100 с площадью поперечного сечения соленоида $0,65 \text{ см}^2$ и при частоте сигнала 1 МГц по высоте. Изменение напряженности поля при этом не превосходит $\pm 0,009 \text{ а/м}$. Аналогичное измерение поля по радиусу (рис. 4) показало, что изменение напряженности поля в этом случае гораздо больше. Однако максимальная напряженность поля $H = 0,012 \text{ а/м}$ находится еще в области линейного участка кривой первоначального намагничивания.

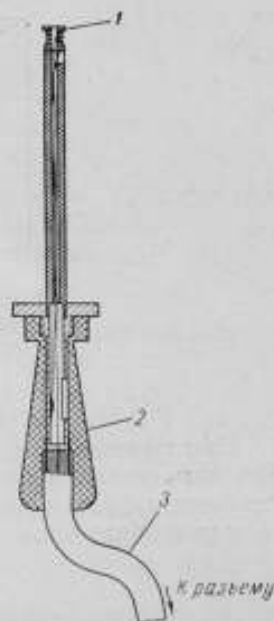


Рис. 3. Зонд.

1 — катушка с малым числом витков; 2 — ручка; 3 — кабель.

Малые размеры датчика позволяют использовать его и в других измерительных устройствах, например в компенсационном держателе [3], различного рода коаксиальных резонаторах.

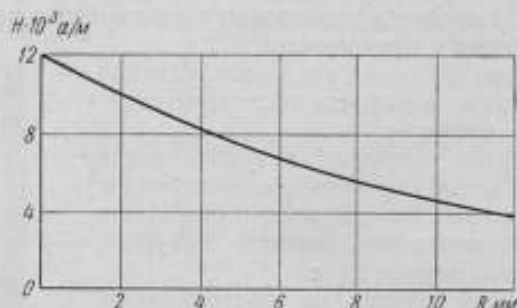


Рис. 4. Измерение напряженности магнитного поля H по радиусу R высокочастотного пермеметра при частоте сигнала $f = 1$ МГц.

При помощи описанной методики всегда можно ответить на вопрос: как изменяется напряженность магнитного поля по сечению образца, соответствует ли это поле тому, в котором проводилась аттестация нормальных образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кифер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, Госэнергоиздат, 1962.
2. Чечерников В. И., Магнитные измерения, Изд. МГУ, 1963.
3. Кугаевский А. Ф., Измерение комплексной диэлектрической и магнитной проницаемостей материалов на куместре, «Приборы и техника эксперимента», № 2, 1962.

Поступила в редакцию
23/VI 1964 г.

КАМЕРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Приводятся результаты разработки специальных камер-криостатов для определения с их помощью магнитных свойств ферромагнетиков при температурах до -180° .

В связи с все возрастающим применением ферромагнитных материалов в различных областях электро- и радиотехники, а также в других отраслях народного хозяйства изучение температурных зависимостей

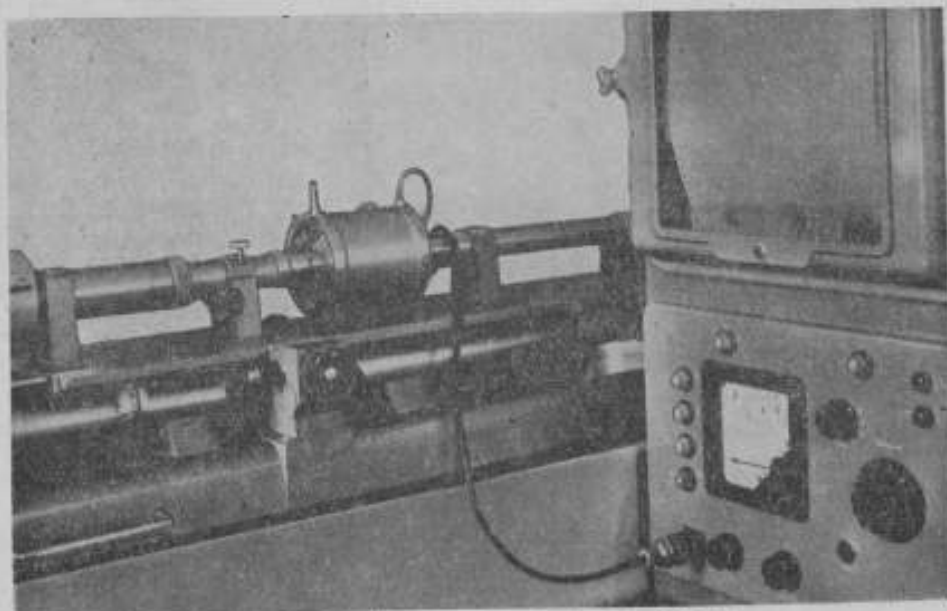


Рис. 1. Общий вид установки с криокамерой.

этих материалов в широком спектре частот представляет весьма большой интерес.

Описанные ниже температурные камеры (криокамеры), позволяют исследовать изменение электромагнитных характеристик ферромагнетиков при температурах до $93,15^{\circ}\text{K}$ (-180°C).

Криокамеры разработаны применительно к описанному ранее коаксиальному резонатору переменной длины [1], позволяющему определять комплексные магнитную и диэлектрическую проницаемости ферромагнетиков и диэлектриков в диапазоне частот $200 \div 1000$ Мгц. Довольно простая конструкция этих камер дает возможность использовать их

совместно с другими измерительными устройствами в другом диапазоне частот. Так, например, они могут быть использованы вместе с держателем, описанным в работе [2], с различного рода измерительными линиями, измерителями полных сопротивлений и т. д., ко входу которых можно подключать отрезок коаксиль-

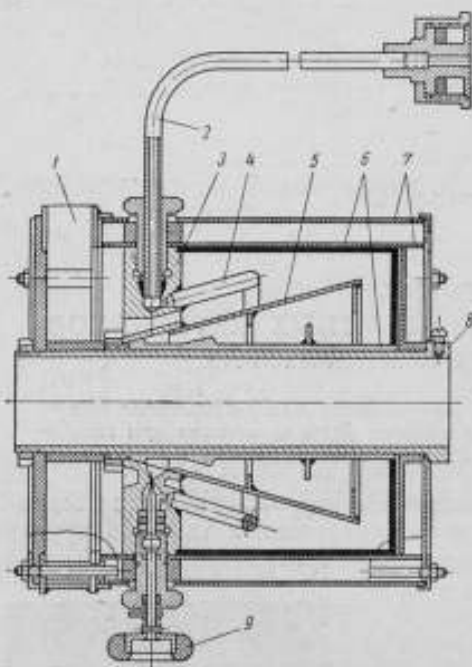


Рис. 2. Криокамера углекислотная.



Рис. 3. Общий вид углекислотной криокамеры.

ной линии с помещенным в нее образцом исследуемого материала. Общий вид установки с криокамерой изображен на рис. 1.

Для удобства пользования разработаны две конструкции камер: до $213,15^\circ \text{K}$ (-60°C) с охлаждением углекислотой (рис. 2 и 3), до $93,15^\circ \text{K}$ (-180°C) с охлаждением жидким азотом.

На основании 3 смонтированы трубопровод 2 для подсоединения к баллону (ГОСТ 949—41), распределительный коллектор 4, дроссели 9, раструб 5, корпус 6. В корпус вставлена соединительная втулка 8, на которой укреплены тепловая изоляция 7 и выхлопной патрубок 1.

Жидкая углекислота, поступающая под давлением из баллона по трубопроводу 2, распределяется коллектором в три параллельных потока, которые управляются тремя дросселями 9, расположенными по окружности через 120° . Проходя через отверстие дросселя, размеры которого регулирует оператор при помощи запорной иглы, жидкая углекислота испаряется вследствие понижения давления. Для более равномерного распределения зоны охлаждения по длине камеры выход холодного газа выполнен в виде расширяющегося кольцеобразного канала, образованного раструбом 5 и корпусом 6, и имеет выступы и перегородки для перемешивания газа и увеличения поверхности охлаждения. На конце раструба поток изменяет свое направление, огибая его, проходит через отверстия в основании 3, попадая в патрубок 1, который отводит струю газа в сторону от рабочего места оператора.

Теплоизоляция камеры в виде двойной рубашки, разделенной воздушной прослойкой, выполнена из листового текстолита толщиной 1 мм. Основное достоинство криокамеры при сравнительно несложной конструкции — ее малая инерционность. Она позволяет снизить температуру до 213° К в течение нескольких минут.

Конструкция камеры с охлаждением жидким азотом изображена на рис. 4, общий вид — на рис. 5. Корпус 8 камеры выполнен в виде эксцентричного цилиндра, в толстых стенках которого сделаны три открытых канала для испарения азота. Каналы соединены между собой перемычками и закрыты по торцам текстолитовыми дисками тепловой изоляции. В центральной части среднего канала укреплен патрубок 6,

на котором смонтирована система подачи жидкого азота из дьюара в камеру. Тепловая изоляция камеры выполнена в виде двойной тек-

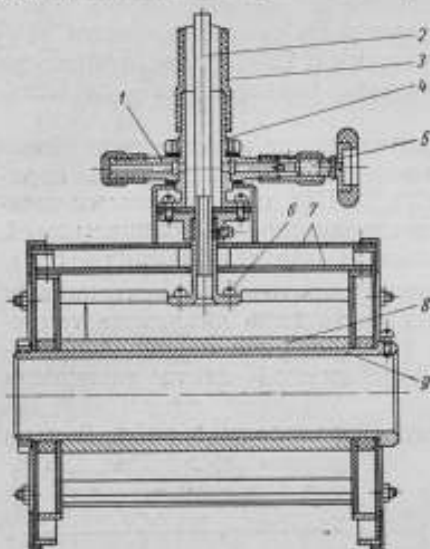


Рис. 4. Криокамера азотная.



Рис. 5. Общий вид азотной криокамеры.

столитовой рубашки 7. Она крепится к корпусу с помощью соединительной втулки 9, проходящей через отверстие в корпусе. Внутренняя поверхность тепловой изоляции образует с корпусом симметричный расширяющийся канал для выхода холодного газа через окно в нижней части рубашки. Постепенное увеличение сечения канала способствует дополнительному охлаждению корпуса камеры.

Система подачи жидкого азота состоит из двух коаксиальных трубок. Внутренняя полиэтиленовая трубка 2 одним концом закреплена в отверстии патрубка, другой ее конец опускается на дно дьюара. Наружная резиновая трубка 3 надевается на штуцеры камеры и дьюара. Штуцер 4 камеры, навинченный и застопоренный на трубке, имеет два отверстия. Через одно из них при помощи регулировочной иглы 5 понижают давление в дьюаре, через другое 1 — повышают его. При закрытых отверстиях давление в дьюаре растет за счет испарения азота и вытесняет жидкий азот во внутреннюю трубку, которая, быстро охлаждаясь, пропускает жидкий азот в корпус камеры. Воздушная прослойка между трубками и сами трубки обеспечивают достаточно хорошую тепловую изоляцию потока жидкого азота от окружающей среды. Для уменьшения потока жидкого азота нужно открыть спусковое отверстие с помощью рукоятки на игле.

При разработке криокамер большое внимание обращалось на то, чтобы изменение температуры не изменяло электрических параметров

того устройства, с которым данная термокамера используется, например коаксиального резонатора. Это значительно упрощает и ускоряет процесс исследования температурных свойств материалов, так как не требует повторных измерений собственных параметров резонатора: измеряются только параметры резонатора с образцом. В табл. 1 приводятся результаты измерения собственной добротности резонатора, которые подтверждают сказанное выше.

Таблица 1

Температура t°С	Добротность резонатора
+18	1300
-60	1350
-90	1310
-120	1350
-150	1290
-180	1305

Исследование показало, что перепад температур по диаметру образца относительно его среднего диаметра не превышает 9°. Температура вдоль образца оставалась практически постоянной. Инерционность криокамеры можно характеризовать такими данными: температура 93,15° К (начинали с 293° К) достигалась за 20÷25 мин; более высокие температуры — за меньшее время.

При помощи описанных выше криокамер в Новосибирском государственном институте мер и измерительных приборов (НГИМИП) исследованы зависимости магнитной и диэлектрической ϵ проницаемостей, а также угла магнитных и диэлектрических ($\text{tg}\delta_s$) потерь, различных групп ферритов и диэлектриков от температуры на высоких и сверхвысоких частотах в диапазоне температур 293÷93° К. Температуру в месте расположения образца определяют термпарой, записывая ее на диаграммной ленте самописца ЭПП-09.

Некоторые из полученных результатов приведены в табл. 2 и на рис. 6.

Таблица 2 $\mu \text{tg}\delta_\mu \cdot 10^{-3}$

Стеклотекстолит			Текстолит		
t°С	ϵ	$\text{tg}\delta_\epsilon$	t°С	ϵ	$\text{tg}\delta_\epsilon$
+20	3,96	0,0150	+18	4,01	0,013
+2	3,96	0,0150	+2	4,01	0,013
-20	3,96	0,0150	-30	4,01	0,014
-30	3,96	0,0154	-50	4,01	0,010
-50	3,96	0,0143	-60	3,70	0,009
-60	4,06	0,0127	-100	3,70	0,006
-80	3,96	0,0132			
-90	3,96	0,0102			
-100	3,96	0,0078			
-120	4,27	0,0062			
-150	3,82	0,0032			
-180	3,83	0,0015			

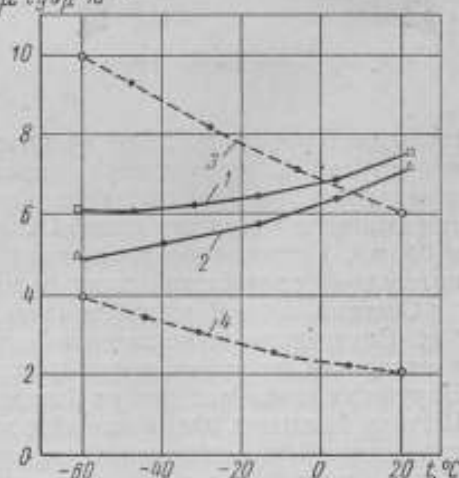


Рис. 6. Зависимость магнитной проницаемости и угла потерь ферроксиана от температуры.

1 — магнитная проницаемость при $f = 400$ МГц; 2 — при 200 МГц; 3 — угол магнитных потерь $\text{tg}\delta_\mu$ при $f = 200$ МГц и 4 — при $f = 400$ МГц.

Как видно из рис. 6, начальная проницаемость ферроксиана (в общем это характерно для ферритов с гексагональной кристаллической структурой [3]) имеет обычную форму, т. е. при повышении темпе-

ратуры μ_0 растет. Угол потерь при понижении температуры увеличивается, что объясняется, по всей вероятности, релаксационными процессами.

Диэлектрическая проницаемость стеклотекстолита и текстолита, как и угол их потерь, уменьшается с уменьшением температуры:

ЛИТЕРАТУРА

1. Кугаевский А. Ф., Коаксиальный резонатор переменной длины для определения электромагнитных параметров материалов при нормальных и повышенных температурах, «Измерительная техника», № 11, 1963.
2. Кугаевский А. Ф., Измерение комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей на куметре, «Приборы и техника эксперимента», № 2, 1962.
3. Вейн Х., Смит Я., Ферриты, ИЛ, 1962.

Поступила в редакцию
23/VI 1964 г.

МИЛЛИТЕСЛАМЕТР С ДАТЧИКОМ ХОЛЛА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ИСПЫТАНИИ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

Дано описание миллитесламетра достаточно простого, но точного прибора, позволяющего измерять напряженность поля на поверхности образцов магнитотвердых материалов. Малый объем датчика позволяет производить испытания весьма малых образцов магнита.

Стандартным для определения размагничивающей кривой постоянных магнитов является баллистический метод. Недостатки этого метода — длительность измерения и возможность получения только усредненного значения напряженности поля в объеме относительно большой измерительной катушки.

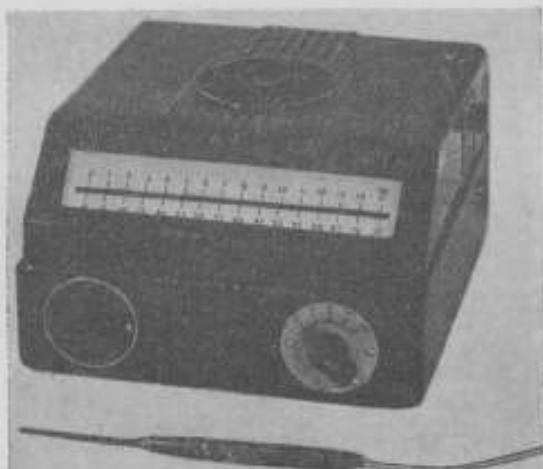


Рис. 1. Внешний вид миллитесламетра и датчика Холла.

Если при определении размагничивающей кривой нормальных образцов стандартных размеров допустимо пользоваться измерительными катушками объемом не менее 800 мм^3 , то при измерении той же размагничивающей кривой на небольших магнитах различной формы требуется катушка объемом не более 30 мм^3 .

Изготовить такую катушку с достаточно большой постоянной (суммой площадей всех витков) очень сложно, а допустить уменьшение постоянной нельзя, так как стандартные баллистические гальванометры не обладают

высокой чувствительностью. Весьма удобны для таких измерений приборы с датчиком Холла, размеры которого малы ($1 \times 1,5 \times 0,12 \text{ мм}$).

Во ВНИИМ для определения напряженности поля на поверхности магнитов малых размеров был разработан миллитесламетр (рис. 1 и 2) на базе микроамперметра типа М-95. Электрическая цепь датчика Холла (Д. Х.) смонтирована в приборе внутри микроамперметра.

В качестве материала для датчика взят мышьяковистый индий (InAs), характеризуемый приблизительно в пять раз меньшим, чем у германия, температурным коэффициентом, в связи с чем температурная стабилизация не вводилась [1, 2]. Прибор рассчитан на работу в нормальных температурных условиях ($20 \pm 5^\circ \text{C}$). Дополнительная погрешность прибора вследствие изменения температуры на 5°C значительно меньше основной и входит составной частью в основную погрешность.

Малая зависимость показаний миллитесламетра от температуры обусловлена также включением последовательно с датчиком, имеющим между электродами сопротивление $1,2 \text{ ом}$, марганцевого сопротивления r_1 порядка 200 ом [3].

Для контроля рабочего тока в датчике используется микроамперметр типа М-95, который подключается к комбинированному шунту, состоящему из сопротивлений $r_0 = 0,1 \text{ ом}$, $r_{10} = 4 \text{ ком}$ и $r_{11} = 110 \text{ ом}$.

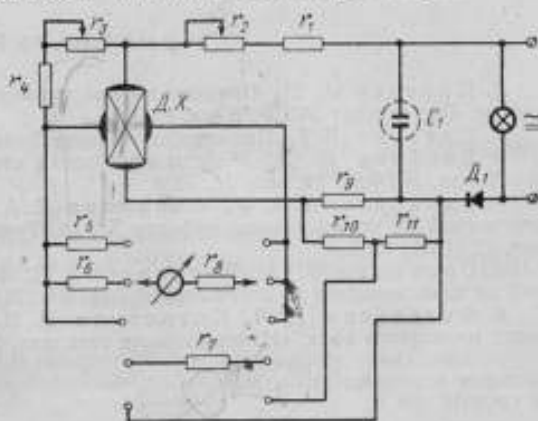


Рис. 2. Принципиальная схема миллитесламетра.

Параметры комбинированного шунта подобраны таким образом, что присоединение к сопротивлению r_{11} микроамперметра типа М-95 изменяет общее сопротивление цепи рабочего тока всего лишь на $6 \cdot 10^{-5} \%$.

Неэквипотенциальность припайки контактов компенсируется в приборе регулированием сопротивлений r_3 и r_4 , включенных между токовыми и потенциальными контактами датчика.

Добавочные сопротивления r_5 и r_6 включаются в потенциальную цепь датчика Холла при переходе на второй и третий диапазоны. Эти сопротивления подгоняются при градуировке прибора. Сопротивление r_7 , равное 100 ом , подключается параллельно микроамперметру при установке его нуля и обеспечивает затухание колебаний подвижной части микроамперметра, r_8 — подгоночное сопротивление.

Рабочий ток в цепи датчика, устанавливаемый сопротивлением r_2 , поддерживается постоянным и равным 30 ма .

Для питания цепи рабочего тока датчика Холла использована осветительная цепь напряжением 6 в микроамперметра типа М-95. Если он питается от сети $220-127 \text{ в}$, то напряжение 6 в получают с помощью понижающего трансформатора. В этом случае переменное напряжение выпрямляется диодом D_1 и фильтруется емкостью C_1 . Миллитесламетр градуирован в единицах магнитной индукции (миллитеслах) и имеет три предела измерения: $15, 75, 150 \text{ мтл}$ [4-6].

Поскольку магнитная индукция в свободном пространстве связана с напряженностью поля соотношением $B_0 = \mu_0 H$, где μ_0 — магнитная постоянная, равная $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$, то, измерив с помощью миллитесламетра индукцию вблизи поверхности испытуемого магнита, легко подсчитать напряженность размагничивающего поля в амперах на метр.

Благодаря малым размерам датчика Холла, смонтированного в оправу с размерами $1 \times 3 \times 60 \text{ мм}$, измерять индукцию можно в очень небольших измеряемых объемах непосредственно у поверхности испытуемого образца.

Проверка миллитесламетра по образцовым приборам, основанным на методе ядерного резонанса, показала, что погрешность его не превышает на всех шкалах $\pm 1,0\%$.

Применение разработанного миллитесламетра позволило приблизительно вдвое сократить время определений размагничивающей кривой магнитотвердых материалов при сохранении точности измерений, соответствующей баллистическому методу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пинскер А. П. Применение полупроводниковых генераторов Холла в автоматике, Гостехиздат УССР, Киев, 1961.
2. Савенко В. Г. Применение эффекта Холла в технике связи, Связьиздат, 1963.
3. Воейков Д. Д. Методы повышения стабильности уравновешивания датчиков Холла, ЖТФ, т. 28, вып. 10, 1958.
4. Витковский В. Ф., Соколова Е. А. Электронный гауссметр типа ЭГ-1, основанный на использовании эффекта Холла, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 72 (132), 1963.
5. Соколова Е. А., Витковский В. Ф. Электронный тесламетр, основанный на использовании эффекта Холла, ПНТНО. ГОСИНТИ № 34—63—571/4, 1963.
6. Фогельсон Р. Л., Котосов Н. В. Прибор для измерения напряженности магнитного поля, «Измерительная техника», № 6, 1963.

Поступила в редакцию
25/VI 1964 г.

**ФЕРРОМЕТР ВНИИМ
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ЦИКЛОВ
МАТЕРИАЛОВ**

Описана созданная во ВНИИМ аппаратура для определения динамических магнитных циклов ферромагнитных материалов при частотах до 10 кГц.

Интенсивное развитие автоматики, измерительной и вычислительной техники выдвигает новые задачи в области определений магнитных характеристик материалов. Большинство магнитных элементов, применяемых в устройствах упомянутых отраслей техники, работает в динамических режимах намагничивания; в аналогичных условиях производится и испытание материалов.

Особый интерес для практики в последнее время стал представлять динамический магнитный цикл (который часто называют динамическим гистерезисным циклом), наиболее полно характеризующий поведение магнитных материалов в условиях намагничивания переменными полями. Отдельные характеристики динамического цикла — коэффициент прямоугольности, коэффициент квадратности, полуширина цикла * — используются для контрольных испытаний материалов.

В связи с изложенным в технике получили широкое распространение приборы для определения динамических гистерезисных циклов, особенно основанные на применении электронного осциллографа, на экране которого непосредственно наблюдается динамическая магнитная петля. Когда эту характеристику определяли в основном качественно, приборы с электронными осциллографами (ферротестеры) удовлетворяли потребности практики. В настоящее время, в связи с необходимостью получения количественных данных, встал вопрос о разработке и обеспечении поверки более точной аппаратуры.

Созданная для этой цели отечественная аппаратура либо очень сложна [1], либо не обладает удовлетворительной точностью [2]. При этом отсутствовала методика поверки приборов, служащих для определения динамических магнитных циклов. Как показали исследования, наибольшую точность можно получить, используя для этих целей либо метод стробоскопического осциллографирования [1], либо вольтметры средних значений с механическими фазочувствительными выпрямителями типа установки У-542. Последние приборы более просты, однако

* Полуширину динамического цикла по аналогии со статической гистерезисной кривой обычно называют динамической коэрцитивной силой.

узкий частотный диапазон приборов с механическими выпрямителями существенно ограничивает их применение. Построенный по принципу вольтметра средних значений феррометр МЭИ [3] также имеет узкий частотный диапазон (40—60 и 400—600 гц).

Во ВНИИМ в период 1961—1963 гг. был разработан феррометр Ф-2М, пригодный для работы в диапазоне частот 200 гц ÷ 10 кгц, в основу схемы которого положен фазочувствительный вольтметр средних значений с полупроводниковыми выпрямителями. Принцип действия подобных приборов применительно к магнитным измерениям достаточно полно освещен в литературе [3—5].

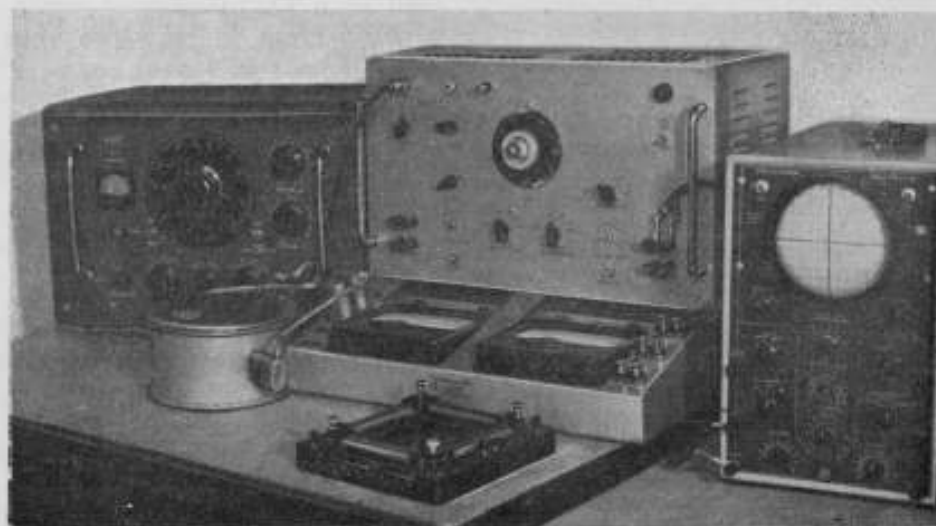


Рис. 1. Общий вид феррометра ВНИИМ.

С помощью двух вольтметров феррометра одновременно измеряются средние значения э. д. с. в измерительной обмотке на образце и во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности, первичная обмотка которой включена в намагничивающую цепь. Благодаря наличию фазочувствительных выпрямителей эти средние значения могут быть измерены, начиная с произвольного момента времени t_1 . Соотношения между измеренными значениями э. д. с. и мгновенными значениями индукции B_t и напряженности поля H_t на динамическом магнитном цикле имеют вид:

$$[E_{2cp}]_{t_1 \div (t_1 + T/2)} = 4fS\omega_2 B_t, \quad (1)$$

$$[E_{Mcp}]_{t_1 \div (t_1 + T/2)} = 4fM \frac{l_{cp}}{w_1} H_t, \quad (2)$$

где f — частота намагничивающего поля ($f = T^{-1}$);

S — площадь сечения образца;

l_{cp} — средняя длина пути магнитного потока в образце;

w_1 и w_2 — числа витков намагничивающей и измерительной обмоток образца;

M — коэффициент взаимной индуктивности катушек.

На рис. 1 представлен общий вид феррометра, а на рис. 2 — его блок-схема, в которой собственно феррометр обведен пунктиром. Феррометр ВНИИМ состоит из двух измерительных блоков, пред-

ставляющих собой вольтметры для измерений средних значений искаженных напряжений (вольтметры средних значений), состоящие из выпрямительных мостов DT_H и DT_B , делителей напряжений D_H и D_B и показывающих приборов E_{Mcp} и E_{2cp} . В качестве последних использованы микроамперметры класса 0,5 с пределом измерения 50 μA (тип M252 или M109).

Управление работой выпрямителя осуществляется посредством напряжения $U_{упр}$, с прямоугольной формой кривой. Для обеспечения равенства частот управляющего и измеряемых напряжений блок формирования управляющего напряжения питается от того же генератора G .

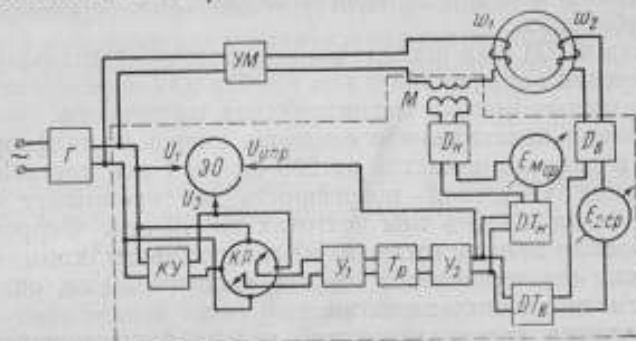


Рис. 2. Блок-схема феррометра ВНИИМ.

что и усилитель мощности $УМ$, обеспечивающий достаточный для намагничивания образца ток. Изменение фазы $U_{упр}$ в пределах $0 \div 360^\circ$ осуществляется при помощи кольцевого реостата $КР$, на который подаются четыре равных по величине напряжения, сдвинутых по фазе квадратурным усилителем $КУ$ относительно друг друга на 90° [6]. Равенство напряжений U_1 на входе квадратурного усилителя и U_2 на выходе его контролируется при помощи электронного осциллографа $ЭО$, причем последний служит также для наблюдения формы управляющего напряжения $U_{упр}$. Снимаемое с кольцевого реостата синусоидальное напряжение подается на усилитель $У_1$, а затем на триггер Шмидта $Тр$, формирующий напряжение прямоугольной формы, усиливаемое двухтактным усилителем $У_2$. Напряжение, являющееся управляющим по отношению к выпрямительному мосту, снимается с анодов лампы усилителя $У_2$, что обеспечивает возможность работать в схеме с симметричными мостами. Измерительные блоки феррометра, являющиеся вольтметрами средних значений, имеют пределы измерений 3—7,5—15 и 30 в .

Катушки взаимной индуктивности M оформлены в виде отдельных блоков. Всего к феррометру Ф-2М прилагаются три катушки: $M_1 = 2,5 \text{ мкн}$, $M_2 = 500 \text{ мкн}$ и $M_3 = 150 \text{ мкн}$ для работы в диапазонах частот соответственно $50 \div 1000 \text{ гц}$; $1 \div 5$ и $5 \div 10 \text{ кгц}$.

Чем больше коэффициент взаимной индуктивности катушки, тем ниже частота, при которой эта катушка работает. Объясняется это тем, что с увеличением числа витков обмоток катушки снижается собственная резонансная частота обмотки и увеличивается емкость между обмотками. Поэтому для получения наибольшего значения коэффициента взаимной индуктивности при наименьшем числе витков катушки площадь последних была увеличена за счет высоты каркаса ($d_{cp} = 60 \text{ мм}$, $h = 100 \text{ мм}$).

В тех случаях, когда монтаж каналов H (включая катушку M) и B выполнялся недостаточно симметрично по отношению к земле и между

каналами возникал паразитный фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, первичную обмотку катушки взаимной индуктивности выполняли экранированным проводом, причем среднюю точку экрана заземляли.

Для испытания полосовых образцов к феррометру придается миниатюрный прибор Эпштейна, рассчитанный на испытание полосовых образцов листовой электротехнической стали длиной 160 мм, шириной 10 мм и общей массой от 20 до 50 г. Нормальные образцы в виде таких полосок, аттестованные с помощью феррометра ВНИИМ, применялись для проверки различных феррографов и ферротестеров, например, типа 2738/S-3 (Венгерская народная республика), FO-731 (ГДР) и других, предназначенных для определений динамических магнитных циклов на полосовых образцах.

Феррометр Ф-2М был исследован как фазочувствительный вольтметр средних значений напряжений и как прибор для определения динамических гистерезисных кривых магнитомягких материалов.

Исследования показали, что основная погрешность феррометра как вольтметра в диапазоне частот от 200 гц до 1 кгц составляет $\pm 1,5\%$. Дополнительная частотная погрешность не превышает $-1,5\%$ при частотах $1 \div 5$ кгц и -3% при частотах до 10 кгц. Феррометр может быть использован при частотах от 50 гц, но ввиду того, что питание прибора также осуществляется от сети частотой 50 гц, он работает на этой частоте недостаточно надежно.

При измерении средних значений сильно искаженных напряжений с коэффициентом формы $k_b \leq 2$ погрешность измерений не превышает основной. Если же коэффициент формы $3 > k_b > 2$, то может появиться дополнительная отрицательная погрешность до 3%. Эта погрешность связана с имеющейся частотной погрешностью прибора и объясняется большим удельным весом высших гармоник в спектре искаженных кривых. Для правильного интегрирования э. д. с. за полпериода необходимо, чтобы выпрямитель открывался на время, строго равное половине периода измеряемого напряжения. С этой целью была выбрана прямоугольная форма кривой управляющего напряжения, формируемая электронной схемой феррометра из синусоидального напряжения той же частоты, что и частота тока, намагничивающего образец. В приборе предусмотрена регулировка длительности положительного и отрицательного импульсов управляющего напряжения, т. е. меандра.

Исследования показали, что нарушение меандра всего на $5 \div 6\%$ ощутимо сказывается на погрешности, которая при измерении синусоидального напряжения может увеличиться в этом случае на $1 \div 2\%$. При достаточно аккуратной установке меандра эта погрешность входит составной частью в основную погрешность прибора.

При определении основной кривой намагничивания значение имеют, в основном, инструментальные погрешности и погрешность, обусловленная наличием нелинейной функциональной зависимости $B_{\max} = f(H_{\max})$.

Выражения для наибольших возможных погрешностей определения магнитной индукции и напряженности поля, обусловленных инструментальными погрешностями приборов, в соответствии с формулами (1) и (2) будут иметь вид:

$$\left(\frac{\Delta B}{B}\right)_{\text{инстр}} = \frac{\Delta E_{\text{ср}}}{E_{\text{ср}}} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta f}{f}, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\Delta H}{H}\right)_{\text{инстр}} = \frac{\Delta E_{M_{\text{ср}}}}{E_{M_{\text{ср}}}} + \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta I_{\text{ср}}}{I_{\text{ср}}}. \quad (4)$$

Реальные погрешности измерений обычно меньше рассчитанных по формулам (3) и (4).

Инструментальные погрешности измерения произвольных значений магнитной индукции и напряженности поля, соответствующих динамической петле гистерезиса, оцениваются, как и для основной кривой, по формулам (3) и (4).

При определении реальных погрешностей измерений необходимо учитывать погрешности, обусловленные наличием функциональной зависимости $B_t = f(H_t)$.

Если отнести последнюю погрешность к индукции и определить, какую дополнительную погрешность $(\delta B/B)_{II}$ вносит в результат измерения магнитной индукции инструментальная погрешность $(\delta H/H)_{инстр}$, то выражение для этой погрешности будет иметь вид

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{II} = \mu_d \frac{H_{t_1}}{B_{t_1}} \cdot \left(\frac{\delta H}{H}\right)_{инстр}, \quad (5)$$

где μ_d — дифференциальная проницаемость в рассматриваемой точке петли гистерезиса с координатами B_{t_1} и H_{t_1} .

При измерении B_t и H_t , соответствующих динамическому гистерезисному циклу, весьма существенную дополнительную погрешность может внести паразитный сдвиг фаз $\Delta\varphi$ между каналами H и B . Обозначим эту погрешность $(\delta B/B)_{\Delta\varphi}$ и получим ее выражение для произвольной индукции B_{t_1} , предположив синусоидальный характер изменения индукции во времени.

Если

$$B_{t_1} = B_{max} \sin \omega t_1, \quad (6)$$

то возможные предельные значения индукции в момент времени t_1 , обусловленные паразитным фазовым сдвигом, будут

$$B'_{t_1} = B_{max} \sin(\omega t_1 - \Delta\varphi), \quad (7)$$

$$B''_{t_1} = B_{max} \sin(\omega t_1 + \Delta\varphi) \quad (8)$$

Поскольку

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta\varphi} = \frac{B'_{t_1} - B''_{t_1}}{2B_{t_1}},$$

то, подставив в эту формулу соответствующие значения из выражений (6)—(8) и проведя простейшие преобразования, получим

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta\varphi} = \frac{\cos \omega t_1 \sin \Delta\varphi}{B_{t_1}/B_{max}}. \quad (9)$$

Учитывая, что

$$\cos \omega t_1 = \sqrt{1 - \sin^2 \omega t_1},$$

равенство (9) можно представить в виде, более удобном для подсчета погрешности,

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta\varphi} = \frac{\sqrt{1 - (B_{t_1}/B_{max})^2}}{B_{t_1}/B_{max}} \cdot \sin \Delta\varphi. \quad (10)$$

Аналогичная погрешность определения напряженности магнитного поля будет иметь вид

$$\left(\frac{\delta H}{H}\right)_{\Delta\varphi} = \frac{\sqrt{1 - (H_{t_1}/H_{max})^2}}{H_{t_1}/H_{max}} \sin \Delta\varphi. \quad (11)$$

Выражения (10) и (11) показывают, что влияние паразитного сдвига фаз $\Delta\varphi$ тем больше, чем больше отношения

$$B_{\max}/B_{r\lambda} \text{ и } H_{\max}/H_{r\lambda}.$$

В качестве примера в таблице даны погрешности измерения для динамических „коэрцитивной силы“ ($H_{r\lambda}$) и „остаточной индукции“ ($B_{r\lambda}$) при различных отношениях

$$B_{r\lambda}/B_{\max} \text{ и } H_{r\lambda}/H_{\max}.$$

Фазовый сдвиг между каналами H и B , град	Погрешность* измерения (%), при отношениях $B_{r\lambda}/B_{\max}$ и $H_{r\lambda}/H_{\max}$ равных			
	2	3	5	10
1	3	6	8	17
2	6	11	16	35
5	15	27	40	89

* $(\delta B_{r\lambda}/B_{r\lambda})_{\Delta\varphi}$ или $(\delta H_{r\lambda}/H_{r\lambda})_{\Delta\varphi}$.

Наибольшие погрешности $(\delta H_{r\lambda}/H_{r\lambda})_{\Delta\varphi}$ и $(\delta B_{r\lambda}/B_{r\lambda})_{\Delta\varphi}$ могут получаться при испытании материалов типа ферритов, имеющих ланцетовидную петлю гистерезиса, так как такая петля характеризуется большими отношениями $B_{\max}/B_{r\lambda}$ и $H_{\max}/H_{r\lambda}$. При испытании листовых материалов (в том числе с прямоугольной петлей гистерезиса) на повышенных частотах эти отношения малы, т. е. погрешности $(\delta B/B)_{\Delta\varphi}$ и $(\delta H/H)_{\Delta\varphi}$ невелики — обычно они не превышают 3% при $\Delta\varphi = 1$ град.

Выше были рассмотрены погрешности, обусловленные паразитным фазовым углом $\Delta\varphi$ в случае синусоидального характера изменения величин B и H . В общем случае искажения кривых B и H формулы для погрешностей будут иметь вид

$$\left(\frac{\delta H}{H}\right)_{\Delta\varphi} = \frac{\partial H}{\partial t} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\omega t_1} \cdot \frac{\omega t_1}{H_{r\lambda}}, \quad (12)$$

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta\varphi} = \frac{\partial B}{\partial t} \cdot \Delta\varphi \cdot B_{r\lambda}, \quad (13)$$

где $\partial B/\partial t$ и $\partial H/\partial t$ — производные зависимостей

$$B = f(\omega t) \text{ и } H = f(\omega t) \text{ в момент времени } t_1.$$

Погрешность, обусловленная углом $\Delta\varphi$ между каналами H и B , характерна не только для феррометра ВНИИМ и аналогичных приборов (установка У542, феррометр фирмы Сименс и др.), но и для любых прочих установок, в которых каналы H и B неидентичны (различные установки с электронными осциллографами, установки со стробоскопическими преобразователями и др.).

Формула для наибольшего из возможных значений суммарной погрешности измерения магнитной индукции в любой точке гистерезисного цикла будет иметь вид:

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Sigma} = \left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\text{инстр}} + \left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\delta H} + \left(\frac{\delta B}{B}\right)_{\Delta\varphi}. \quad (14)$$

Поскольку функциональная погрешность $(\delta B/B)_{\text{дн}}$ была отнесена к величине магнитной индукции, то выражение для суммарной погрешности определения напряженности поля будет иметь вид:

$$\left(\frac{\delta H}{H}\right)_{\Sigma} = \left(\frac{\delta H}{H}\right)_{\text{инстр}} + \left(\frac{\delta H}{H}\right)_{\Delta\tau} \quad (15)$$

Для феррометра ВНИИМ ориентировочные значения инструментальных погрешностей в диапазоне частот 200 гц ÷ 10 кГц составляют 4 ÷ 7%.

На феррометре, кроме динамических основной и гистерезисной кривых, можно достаточно быстро определять отдельные характеристики: динамическую «коэрцитивную силу», «остаточную индукцию» и коэффициент прямоугольности.

На рис. 3 приведены в качестве иллюстрации динамические магнитные петли, полученные в режиме синусоидальной напряженности поля на образце из сплава 50Н при толщине проката 0,05 мм с помощью феррометра при частоте 400 гц.

Выводы

1. Исследование существующих методов определения динамических магнитных циклов показало, что наименьшей погрешностью обладают методы стробоскопического осциллографирования и вольтметра средних значений с фазочувствительным выпрямителем.

2. Феррометр ВНИИМ, основанный на принципе полупроводникового вольтметра средних значений с фазочувствительным выпрямителем, обеспечивает определение основных и гистерезисных кривых намагничивания на тороидальных и полосовых образцах ферромагнитных материалов в диапазоне частот 200 гц ÷ 10 кГц.

3. Основная погрешность феррометра как вольтметра средних значений составляет $\pm 1,5\%$. Дополнительная частотная погрешность в диапазоне 1 ÷ 10 кГц составляет 3%.

4. Феррометр допускает измерение средних значений напряжений, характеризуемых коэффициентом формы $k_{\Phi} \leq 2$. В случае измерений более искаженных напряжений ($2 < k_{\Phi} < 3$) может возникнуть дополнительная погрешность порядка 3%.

5. Наибольшее влияние на погрешность результата измерений гистерезисной петли с помощью феррометра оказывает паразитный фазовый сдвиг между каналами H и B , вносимый катушкой взаимной индуктивности и образцом. Наибольшая погрешность измерений, обусловленная этим явлением, получается при повышенных частотах на ферритах с ланцетовидной гистерезисной кривой, наименьшая — на образцах пермаллоев с прямоугольной петлей гистерезиса.

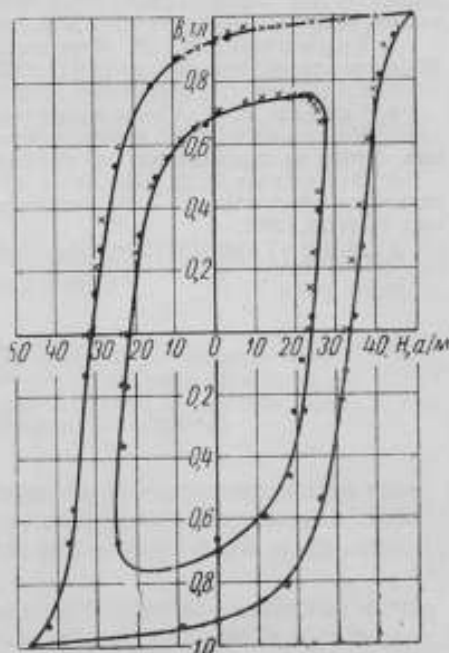


Рис. 3. Динамические магнитные петли в режиме синусоидальной напряженности поля.

6. Феррометр ВНИИМ в комплекте с миниатюрным прибором Эпштейна пригоден для поверки феррографов и ферротестеров, предназначенных для определения динамических магнитных циклов на отдельных полосках листового материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мительман Л. В., Двухкоординатная широкополосная установка типа ДСШУ-М для записи кривых намагничивания ферромагнитных материалов в динамическом режиме, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 64 (124), 1962.
2. Гориштейн Г. Л., Феррометр для повышенных частот, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 64 (124), 1962.
3. Кифер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, Госэнергоиздат, 1962.
4. Гейгер В. А., Схемы магнитных усилителей, Госэнергоиздат, 1958.
5. Чечурин Е. Н., Фазочувствительный вольтметр для определения гистерезисных кривых на переменном токе, «Измерительная техника», № 6, 1962.
6. Вейсбрут А. Д., Колтик Е. Д., Метод использования фигур Лиссажу для получения сдвинутых по фазе напряжений, Труды институтов Комитета стандартов, вып. 52 (112), 1961.

Поступила в редакцию
21/VII 1964 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛА
НА ГОТОВЫХ МАГНИТАХ

Даются основные результаты исследования постоянных магнитов различных форм, применяемых в электроизмерительных приборах. Показано, что при правильном выборе методики измерений возможно определять характеристики материала непосредственно на магнитах.

Определение магнитных свойств материала непосредственно на готовых изделиях — таких, как сердечники трансформаторов, детали электромагнитных реле, постоянные магниты различных форм и др., представляет весьма ответственную задачу.

Решение этой задачи позволяет производить приемо-сдаточные испытания многих изделий непосредственно по предусмотренным в стандартах магнитным свойствам материалов. Особенно остро стоит вопрос разработки таких методов для испытаний постоянных магнитов, которые позволили бы вести приемо-сдаточные испытания их, базируясь на характеристиках сплавов, предусмотренных в ГОСТ 9575—60 и ГОСТ 4402—48.

Сотрудниками АН УССР была выявлена возможность определения магнитных свойств двух типов магнитов [1]: подковообразной формы и цилиндрических с отверстием вдоль оси цилиндра. При этом для первого вида магнитов была предложена методика непосредственного измерения размагничивающей кривой, а для цилиндрических магнитов даны формулы, позволяющие ввести в результаты измерения поправки, учитывающие влияние потока в отверстии магнита. Подобное введение поправок усложняет измерения и не может быть рекомендовано при массовых приемо-сдаточных испытаниях.

В период 1963—1964 гг. ВНИИМ совместно со Всесоюзным научно-исследовательским институтом электроизмерительных приборов (ВНИИЭП) провел работу по изысканию методов определения размагничивающих кривых непосредственно на магнитах, применяемых в щитовых электроизмерительных приборах.

Для изучения было выбрано 14 разновидностей магнитов, некоторые из которых показаны на рис. 1. Ввиду внедрения в последние годы систем с внутрирамочными магнитами (рис. 1з) особое внимание было уделено исследованию их. Поставленная перед ВНИИМ задача заключалась в разработке методики определения непосредственно

на самом магните следующих свойств его материала: остаточной индукции B_r , коэрцитивной силы H_c , максимальной магнитной энергии единицы объема $(BH/2)_{\max}$, значения индукции B_d и напряженности поля H_d в точке размагничивающей кривой, в которой магнитная энергия достигает максимума. Испытания производились на баллистической установке [2] в замкнутой магнитной цепи в пермеамetre сильных магнитных полей. Измерительная катушка индукции, охватывающая нейтральное сечение магнита, имела такую же форму, как это сечение. Например, при испытании магнитов *a* (рис. 1) изолированные витки катушки укладывали с помощью клея БФ-2 на нейтральное сечение магнита в форме полукольца. При испытании магнитов вида *b* измерительная катушка индукции также имела форму, соответствующую нейтральному сечению магнита.

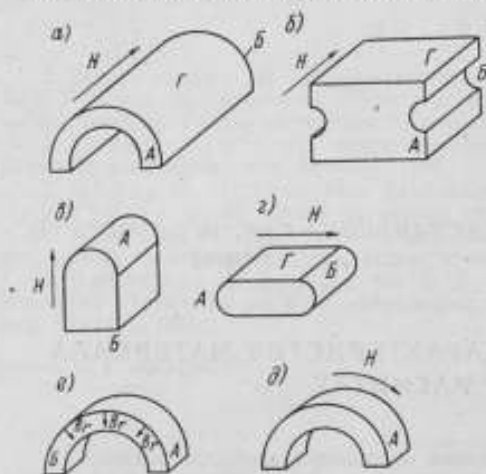


Рис. 1. Виды исследованных магнитов.

катушек прямоугольного (для магнитов *b*) или круглого (для магнитов *a*) сечения может внести дополнительную погрешность измерения индукции. В случаях испытаний магнитов вида *b* погрешность эта невелика и в зависимости от соотношения площадей прямоугольной катушки и магнита колеблется от 2 до 5%. Однако площадь катушки не должна превышать площадь сечения магнита более чем на 20%. В случаях испытаний магнитов вида *a* эта погрешность значительно больше — для сплавов марки ЮНДК24 она составляет 3—5%, а для сплавов ЮНД8 — достигает 20%. Последнее и заставило сделать вывод о необходимости в общем случае соответствия формы измерительной катушки индукции форме нейтрального сечения магнита. Так, например, при испытании цилиндрического магнита с отверстием вдоль оси необходимо применять две обмотки индукции с одинаковым числом витков w' и w'' . Витки w' при этом накладываются на нейтральное сечение снаружи (рис. 2), а витки w'' — на вогнутую цилиндрическую поверхность отверстия. Затем через отверстие в специальной полюсной накладке концы обмотки w'' выводятся наружу, где и включаются в цепь баллистического гальванометра последовательно, но встречно с витками w' .

При измерениях особенно важен выбор метода определения напряженности размагничивающего поля.

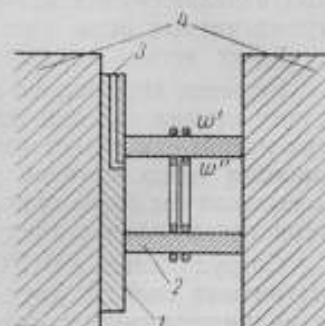


Рис. 2. Испытание цилиндрического магнита с отверстием вдоль оси.

1 — полюсная накладка; 2 — магнит; 3 — отверстие для вывода w'' ; 4 — полюсы пермеаметра.

В практике измерений, кроме плоских измерительных катушек напряженности поля, применяют дугообразные потенциометры и датчики Холла [2, 3].

Сопоставление результатов измерений размагничивающей кривой даже на магнитах простейших форм типов *a* и *b* (в случае применения различных устройств для измерения напряженности поля) показало, что наибольшая погрешность получается с дуговым потенциалометром, а наименьшая — с миниатюрными плоскими измерительными катушками.

Если магнит вида *b* зажать в пермеамetre гранями *A* и *B*, то напряженность поля у его поверхности (грань *Г*) можно измерять даже с помощью стандартных плоских измерительных катушек от установки БУ-3 [4]. Единственным условием, обеспечивающим достаточную точность измерений в этом случае, является превышение площади грани *Г* магнита не менее чем в 3—4 раза по сравнению с площадью соприкосновения с ней измерительной катушки.



Рис. 3. Стандартные измерительные катушки и миниатюрные катушки.

Совершенно непригодны для испытания полуцилиндрических магнитов вида *a* стандартные измерительные катушки объемом около 800 мм^3 . Если такую катушку расположить в центре цилиндрической поверхности *Г*, то погрешность измерения напряженности поля может достигнуть 10%. Результаты измерения напряженности поля посредством миниатюрных катушек объемом до 40 мм^3 и датчика Холла размером $3 \times 3 \times 1,5 \text{ мм}$ на магнитах видов *a*, *b* и *v* совпадает в среднем в пределах 5%. Малую измерительную катушку можно рекомендовать и при испытании магнитов видов *d*, *e* и при исследовании внутрирамочных магнитов вида *z*.

Применение дугового потенциалометра при точных измерениях рекомендовать нельзя, так как весьма сложно обеспечить в нем равномерность намотки и постоянство площади сечения витков.

Наиболее универсальным средством являются миниатюрные измерительные катушки. На рис. 3 показаны стандартная измерительная катушка от установки БУ-3 и миниатюрные катушки, используемые для исследований магнитов различных форм. Ориентировочные размеры таких катушек не должны превышать $5 \times 3 \times 2,5 \text{ мм}$, а сопротивление ее не должно превышать 100 ом . Как показали исследования, при испытании магнитов щитовых электронизмерительных приборов с успехом можно использовать также миниатюрные катушки круглого сечения, внешний диаметр которых не превышает 4 мм . Все эти катушки наматываются проводом диаметром до $0,07 \text{ мм}$ в эмалистой изоляции. В случае применения баллистических гальванометров с постоянной не более 10^{-5} вб/дел , постоянная измерительной катушки (сумма площадей всех ее витков) должна быть не менее 50 см^2 .

Наряду с маленькими измерительными катушками для определения напряженности поля у поверхности магнита при исследованиях использовался также прибор класса 1,0 с датчиком Холла.*

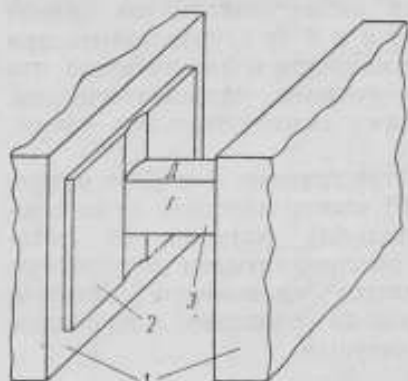


Рис. 4. Внутрирамочный магнит зажатый в пермеаметре.
1 — полюсы пермеаметра; 2 — полюсная наконечники; 3 — магнит.

кладками). Для обеспечения минимального добавочного магнитного сопротивления цепи, вносимого полюсным наконечником, последний должен иметь минимальную толщину (позволяющую обеспечить только необходимую жесткость его) и достаточно большую площадь поперечного сечения, причем он должен быть изготовлен из отожженной низкоуглеродистой электротехнической стали (железа «армко»).

На рис. 5 показаны характерные для внутрирамочных магнитов кривые размагничивания, полученные с малыми 3 и большими 1 наконечниками. Площадь сечения малых наконечников в 1,5 раза, а больших — в 9,5 раз больше площади нейтрального сечения магнита. Погрешность измерения напряженности поля с малыми наконечниками доходит до 20% в области коэрцитивной силы, если сравнивать результаты измерений с данными вырезанного из магнита образца. Погрешность же определения максимальной энергии достигает в этом случае 40%. Погрешность может еще увеличиться в случае применения наконечников из менее магнитомягкого материала, чем железо «армко». Следует заметить, что даже в случае применения больших полюсных наконечников могут иметь место погрешности из-за неоднородного намагничивания магнита, так

Сопоставление результатов измерения с данными прямоугольного образца, вырезанного из исследованных магнитов, показало, что более достоверные результаты получены были с миниатюрными измерительными катушками. Несколько видоизменяется методика измерений в тех случаях, когда либо одна (рис. 1 в), либо обе поверхности (рис. 1 г), которыми магнит зажимается в пермеаметре, не плоские. Для обеспечения замкнутой магнитной цепи в этом случае следует применять полюсные наконечники. Выбор размеров их весьма существенно влияет на точность измерений.

На рис. 4 показан внутрирамочный магнит, зажатый в пермеаметре вместе с полюсными наконечниками (на-

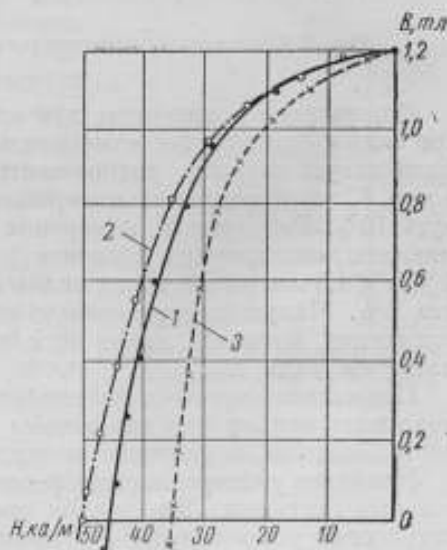


Рис. 5. Кривые размагничивания, характерные для внутрирамочных магнитов.

* См. стр. 98.

как в рассматриваемом случае испытания внутрирамочных магнитов различна длина магнита между эквипотенциальными поверхностями полюсных наконечников.

Если l_1 и l_2 соответственно наименьшая и наибольшая длины магнита в направлении намагничивания, то напряженность поля $H_1 = F/l_1$ и $H_2 = F/l_2$, где F — магнитодвижущая сила между полюсными накладками, являющимися эквипотенциальными поверхностями, т. е. $H_1 > H_2$.

Поскольку магнит намагничивается неоднородно, то измеряемое обычным способом значение индукции является средним для нейтрального сечения магнита. Соответствующее ему среднее значение напряженности поля следовало бы получить интегрированием

$$H_{cp} = \frac{2}{b} \int_{x=1}^{x=b/2} H_i dx,$$

где b — ширина магнита. В определенной степени такое усреднение выполняет малая измерительная катушка, ширина которой немногим меньше ширины магнита.

Если измерить напряженность поля H_1 на грани Γ (рис. 4), то значение ее будет существенно (до 10%) отличаться от среднего значения напряженности поля, измеренной на грани D при том же токе в катушке пермеамметра. При подобных измерениях напряженности поля на грани Γ можно получить кажущееся повышение качества магнита (кривая 2 на рис. 5).

В то же время, если измерять поле в точке, расположенной у центра поверхности D , то можно получить кажущееся ухудшение качества магнита. Именно ввиду неоднородности намагничивания, особенно при использовании миниатюрных датчиков Холла, измеряющих поле в очень малом объеме, на некоторых внутрирамочных магнитах были получены заниженные значения напряженности размагничивающего поля.

Экспериментальные исследования подтвердили, что наибольшую верность определения размагничивающей кривой на внутрирамочных магнитах можно получить, если применять миниатюрную измерительную катушку, которая позволяет измерить среднее в небольшом объеме значение напряженности поля у поверхности D образца (рис. 4).

Полюсные наконечники целесообразно применять также при испытании магнитов вида δ (рис. 1) для того, чтобы обеспечить более однородное намагничивание магнита. Полюсный наконечник в последнем случае должен охватывать около $1/4$ поверхности A магнита, заполняя собою воздушное пространство между магнитом и полюсом пермеамметра (рис. 6).

Ввиду того что обеспечить достаточно однородное намагничивание в рассматриваемом случае сложно, погрешность измерений может увеличиться до 5—6%.

Некоторые из приведенных на рис. 1 магнитов изготовлены из сплавов ЮНДК18, ЮНДК24 и ЮНДК24Т2, т. е. подвергаются термической обработке в магнитном поле.

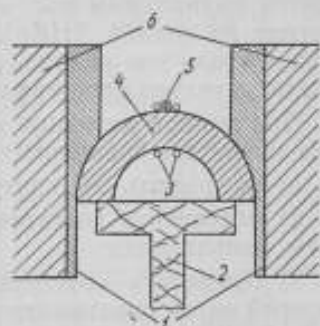


Рис. 6. Испытание магнитов полукруглой формы.

1 — полюсная накладка; 2 — подставка; 3 — измерительная катушка на магнитной пластине; 4 — магнит; 5 — измерительная катушка напряженности поля; 6 — полюс пермеамметра.

Направление этого магнитного поля, так же как и направление намагничивающего поля, при испытании магнита должно соответствовать направлению вектора остаточной индукции B_r в магните в его рабочем состоянии. На рис. 1 показано направление магнитного поля H , которым должны намагничиваться текстурованные магниты рассмотренных видов.

Если магнит изготовлен из изотропного сплава (ЮНД4, ЮНД12, ЮНД8), также желательно, чтобы направление магнитного поля при испытании соответствовало рабочим условиям. Однако в отдельных случаях испытаний магнитов особенно сложных форм можно отступить от этого.

Например, магнит вида e (рис. 1) в рабочих условиях намагничивается радиальным полем, но, учитывая то, что изготавливается такой магнит из сплава АНК01, можно при испытании намагничивать его полем вдоль оси кольца, т. е. испытывать как магнит вида a (рис. 1), предварительно прошлифовав поверхности B .

При выборе методики определений магнитных характеристик на готовом магните в большинстве случаев необходимо следующее:

- 1) обеспечить замкнутую магнитную цепь магнита в пермеамetre;
- 2) обеспечить достаточно однородное намагничивающее поле нужного направления;
- 3) применить конструкцию измерительной катушки индукции, при которой витки охватывают нейтральное сечение собственно магнита;
- 4) применить измерительную катушку напряженности поля таких размеров, при которых она располагается в достаточно однородном поле как можно ближе к поверхности магнита.

Для подтверждения правильности этой методики из всех исследованных магнитов были вышлифованы образцы прямоугольной формы и на них были повторно определены размагничивающие кривые. Всего таким образом было исследовано около 70 различных магнитов (по 5 каждого вида), в том числе более 30 внутрирамочных магнитов. Для всех магнитов были найдены для размагничивающей кривой предусмотренные стандартом характеристики: B_r , H_c , $(BH/2)_{max}$, B_d и H_d .

На основании обработки полученных результатов составлена таблица, в которой приведены (в процентах) значения отклонений характеристик, измеренных на готовых магнитах, от характеристик вырезанных образцов (графы 6 и 7) и усредненные значения отклонения характеристик, полученных на конкретных магнитах, от данных стандарта на сплавы тех же марок, из которых изготовлены упомянутые магниты (графа 8).

В графе 9 таблицы показан наибольший разброс между характеристиками отдельных магнитов одной марки материала, представленных на исследование заводами электронизмерительных приборов.

Исследования показали, что в подавляющем большинстве случаев данные вырезанного образца в пределах точности измерений совпадают с данными, полученными непосредственно на магните. Однако имеются несколько большие отклонения: для массивных полуцилиндрических магнитов до 7% по энергии и для отдельных внутрирамочных магнитов — до 12% по индукции (см. таблицу).

Исследования показали при этом, что расхождения для полуцилиндрических магнитов объясняются различием свойств образцов, вырезанных в разных участках одного и того же магнита. Так, образец, вырезанный из середины полуцилиндра одного из магнитов, обладает магнитной

Вид магнита в соответствии с рис. 1	Марка сплава	Измеряемая характеристика	Расхождение, %					
			Разброс результатов измерений с датчиком Холла и измерительной катушкой, %		длинных, полученных на готовых магнитах и на вырезанных образцах		средних результатов измерений с датчиком ГОСТ	наибольшие характеристики отдельных магнитов
			от	до	от	до		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
а	ЮНД8 и ЮНДК24	B_r	-1	+2	+3	+6	+3	7
		H_c	-4	+0,6	-3	-4	+15	12
		B_d	-2	+2	+3	+5	-1	7
		H_d	-3	+0,5	-1	-2	+2	20
		$\left(\frac{BH}{2}\right)_{\max}$	-4	+0,6	+0,3	+7	+12	3
б	ЮНДК18 и ЮНДК24	B_r	-1	+0,2	-2	-6	+6	4
		H_c	-0,6	+7	+0,5	+1	+1	9
		B_d	+1	+2	-6	+0,3	+13	11
		H_d	0	+7	0	+4	+10	10
		$\left(\frac{BH}{2}\right)_{\max}$	+4	+10	-5	+4	+21	17
в	ЮНДК24	B_r	0	-1	0	+2	-4	9
		H_c	-1	-4	0	+1	+16	10
		B_d	-0,5	-4	-0,1	+2	-3	8
		H_d	-1	-4	0	+2	+19	15
		$\left(\frac{BH}{2}\right)_{\max}$	-2	-5	0	+3	+17	25
г	ЮНД12 ЮНДК15 ЮНДК24 ЮНДК24Т2	B_r	0	-5	0	+10	+12	9
		H_c	-5	+4	-4	+3	-10	10
		B_d	-5	+4	0	+12	+13	32
		H_d	-2	+6	-3	+4	-4	28
		$\left(\frac{BH}{2}\right)_{\max}$	-4	+8	-4	+12	+10	48

энергией, отличающейся на 20% от энергии образцов, вырезанных с концов этого же магнита.

Такая разница наблюдается не на всех магнитах и объясняется, по-видимому, несоблюдением требований технологического процесса при плавке или термомагнитной обработке.

Следует заметить, что в тех случаях, когда разница в магнитных свойствах наблюдается по объему магнита, то характеристики, полученные на готовом магните являются приблизительно средними из значительно различающихся характеристик, измеренных на образцах, вырезанных из разных участков магнита.

При исследовании небольших внутрирамочных магнитов в отдельных случаях наблюдается уменьшение индукций B_r и B_d на вышлифованных образцах.

Детальное исследование этого явления показало, что оно вызывается наличием небольших зазоров в магнитной цепи вследствие перекоса полюсов при зажимании их. Ввиду очень малых размеров вырезанных образцов (менее 5 мм) эти небольшие зазоры (до 0,1 мм) могут вызвать появление потоков рассеяния, в результате чего на образце можно получить кажущееся занижение магнитной индукции и завышение коэрцитивной силы.

При тщательном устранении зазора расхождение результатов измерений на магните и на образце не превышало 5%.

Все сказанное выше заставляет сделать вывод о целесообразности определения свойств сплавов непосредственно на готовых магнитах и лишь в отдельных случаях особо сложных форм магнитов испытание целесообразнее вести на вырезанных из них прямоугольных образцах.

Погрешности определений магнитных характеристик на готовых магнитах (на основании теоретических расчетов и сопоставления результатов измерений с данными, полученными на вырезанном из магнита образце) ориентировочно составляют — для магнитной индукции $\pm 3\%$, для напряженности размагничивающего поля $\pm (3 \div 5)\%$, для магнитной энергии $\pm (5 \div 7)\%$.

Указанный уровень точности измерений вполне удовлетворяет в настоящее время требованиям промышленности, так как реальный разброс магнитных характеристик для одной и той же марки материала, как показывает графа 9 таблицы, в несколько раз превышает погрешность измерений.

Так, например, для внутрирамочных магнитов вида ϵ (рис. 1) расхождение (по энергии) данных на магните и на вышлифованном образце составляет от -4 до $+5\%$, в то время как разброс этой же характеристики на отдельных магнитах разных плавки достигает 48%. В то же время проведенные исследования показали (графа 8 таблицы), что в ряде случаев средние характеристики материала магнита удовлетворяют требованиям, предъявляемым стандартом к данной марке сплава. Однако ввиду большого разброса свойств от плавки к плавке много магнитов приходится забраковать как не соответствующих стандартным данным.

Выводы

1. Проведенные исследования указывают на возможность использования предложенной методики для определения магнитных свойств материала магнита непосредственно на большинстве готовых магнитов электронизмерительных приборов.

2. Погрешность измерений магнитных свойств на готовых магнитах составляет по индукции и напряженности поля $2 \div 5\%$ и по максимальной магнитной энергии $5 \div 7\%$.

3. Исследование ряда магнитов показало наличие больших разбросов по магнитным свойствам (до 50%) между магнитами одной марки материала, но разных плавов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Февралева Н. Е., Непокрытый Я. Ф., Ольховский Б. Ф., Испытание магнитов сложной формы, Сборник «Вопросы магнитных измерений», изд. АН УССР, 1961, стр. 84—89.

2. Кифер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, Госэнергоиздат, 1962.

3. Февралева Н. Е., Применение эффекта Холла для измерения напряженности поля при испытании постоянных магнитов, Сборник «Вопросы магнитных измерений», изд. АН УССР, 1961, стр. 53—57.

4. Методические указания № 225 по проверке установок типа БУ-3 и У-541 для испытаний магнитных материалов на постоянном токе баллистическим методом, Изд. стандартов, 1964.

Поступила в редакцию
11/XII 1964 г.

**НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРОРУБИДИЕВОГО
МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ДАТЧИКА**

Рассматриваются вопросы, связанные с работой парорубидиевого датчика — центральной части квантомеханической магнитометрической установки.

За последние несколько лет метод магнитного резонанса в оптически ориентировочных атомах щелочных металлов зарекомендовал себя как весьма перспективный в магнитометрии. Он обладает важными метрологическими преимуществами, к числу которых прежде всего относятся: сравнительно высокая частота резонанса, на два порядка превосходящая частоту ядерного резонанса и ядерной свободной прецессии, непрерывность и малая продолжительность процесса инверсирования заселенностей магнитных уровней, обязательно предшествующего наступлению резонанса, значительное преобладание сигнала над шумом и более высокая разрешающая способность по измеряемой величине (приращениям магнитного поля). Поэтому разработка магнитометрических устройств, использующих названный метод, открывает большие перспективы в изучении слабых магнитных полей.

Однако в отечественной литературе вопросы конструирования и действия магниточувствительных блоков еще не получили сколько-нибудь подробного освещения. Конкретные сведения о некоторых параметрах сигнала и свойствах рабочей установки даны лишь в работах Е. Б. Александрова [1, 2], Е. И. Дашевской и А. Н. Козлова [3].

В настоящей статье приводятся данные о работе основной части магнитометрической установки — парорубидиевого датчика. Он отличается от рассмотренных в упомянутых выше статьях рабочим веществом, режимом, управлением и другими параметрами.

Излагаемые здесь результаты получены при работе с двумя экспериментальными установками — ВНИИМ и Всесоюзного института разведочной геофизики (ВИРГ).

Как известно [4], оптическая ориентация атомов осуществляется резонансным излучением того же элемента, который выступает в качестве рабочего вещества. Источник излучения — рубидиевая лампа ВВЛ характеризуется интенсивностью светового потока с ее поверхности. Был найден вид зависимости светового потока от температурного режима и режима генератора безэлектродного поджига лампы. Зависимость светового потока от температуры возле поверхности лампы показана на

рис. 1 а. Приемником излучения служило высокочувствительное селено-кадмиевое фотосопротивление ФС-Д.

Из приведенной зависимости следует, что близ поверхности лампы целесообразно поддерживать температуру около 85°C . Для поддержания температуры близкой к оптимальной дополнительно обогревали небольшой объем воздуха, окружающего лампу. Однако позднее удалось обойтись без искусственного обогрева. Действующая лампа сама излучает тепло в окружающее пространство, причем динамика тепло-расхода такова, что, если поместить лампу в небольшой стеклянный стакан с тонкими стенками, то температура возле ее поверхности поднимается до необходимого значения.

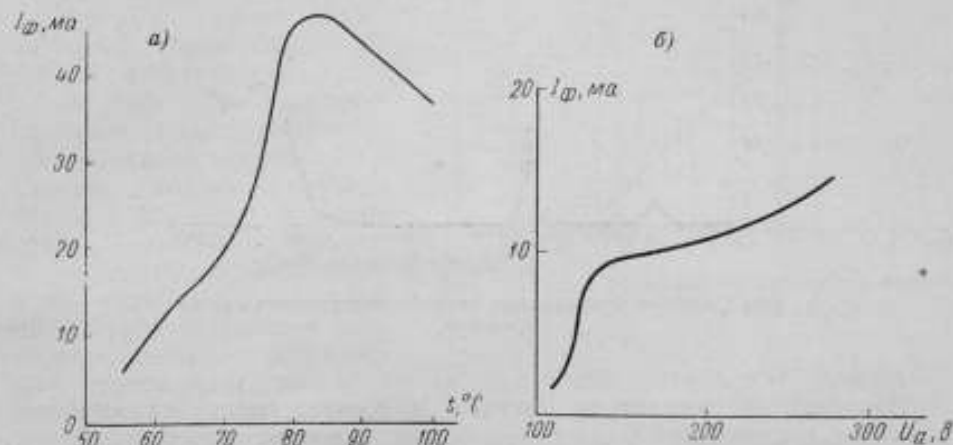


Рис. 1. График зависимости светового потока лампы: а — от температуры и б — от анодного напряжения генератора.

I_{ϕ} — интенсивность излучаемого потока в условных единицах; U_a — напряжение на аноде; t — температура в $^{\circ}\text{C}$.

Другим фактором, влияющим на интенсивность потока рабочей линии спектра, является режим генератора лампы. Возможны различные варианты генераторов. Для управления режимом излучения достаточно удобен, например, двухтактный генератор с электронной обратной связью на лампе 6Н1П, работающей на частоте 100 мГц. Зависимость светового потока рабочей линии от анодного напряжения этого генератора показана на рис. 1 б. Напомним, что непосредственно регистрируемой величиной является фототок селено-кадмиевого фотосопротивления ФС-Д и, таким образом, интенсивность излучения характеризуется косвенно.

Рассматривая параметры ламп, следует упомянуть, что наилучшие данные были получены для ламп, содержащих Rb^{87} и в качестве буфера Ne под давлением 530 н/м^2 . Они отличались быстротой зажигания, стабильностью и наибольшим потоком рабочей линии.

В магнитометрической установке ячейка поглощения представляет собой основной магниточувствительный элемент. Все исследуемые ячейки имели форму цилиндра высотой 75 и диаметром 32 мм. В качестве антирелаксационных веществ использовались аргон и неон. Варьируемым параметром было давление инертного газа в ячейке. Максимальный сигнал был получен при работе с ячейкой, содержащей около 10 мг Rb^{87} и Ne под давлением $6,625 \cdot 10^3 \text{ н/м}^2$. Простейшей характеристикой сигнала является так называемый «процент накачки», представляющий собой амплитуду сигнала магнитного резонанса, выраженную в про-

центах от общего светового потока, прошедшего через ячейку. В ячейке с приведенными выше параметрами он достигал 10—11%. Получение столь высокого «процента накачки» может быть объяснено прежде всего наличием обогащенного продукта с очень низким содержанием примесей и безусловным преобладанием изотопа Rb^{87} (95,6%) над изотопом Rb^{85} (4,4%). «Процент накачки» находится в прямой зависимости также от свойств интерференционного фильтра. Имевшийся в нашем распоряжении экземпляр его пропускал 58% излучения при $\lambda = 7947 \cdot 10^{-10}$ м и надежно «гасил» линию при $\lambda = 7800 \cdot 10^{-10}$ м (рис. 2).

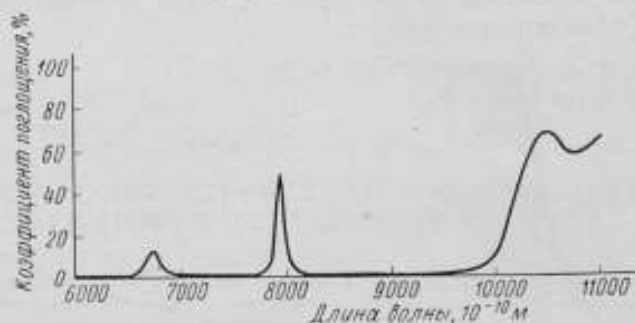


Рис. 2. Кривая пропускания интерференционного светофильтра.

Наконец, на амплитуду сигнала и соответственно на «процент накачки» существенно влияет амплитуда радиочастотных колебаний, выбранная приблизительно равной 100 мв для катушек прямоугольной формы, имеющих по 10 витков размером 120×90 мм.

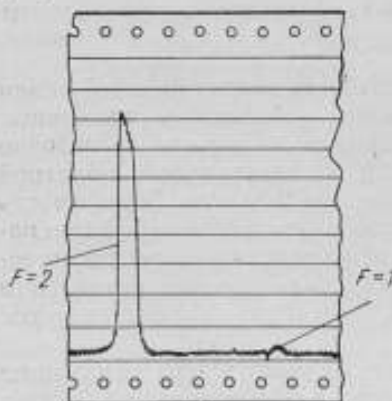


Рис. 3. Разрешение уровней $F=2$ и $F=1$.

Важной характеристикой сигнала, непосредственно используемой при определении точности измерений, является ширина линии магнитного резонанса. Наличие в городской лаборатории наводок и помех, а также больших градиентов, обусловленных присутствием в непосредственной близости от установки, электромагнитных приборов и железных масс, затрудняет определение истинной ширины линии резонанса. Ширина в полу-максимуме наблюдаемой в городской лаборатории линии магнитного резонанса оказывается близкой к 1,5 кГц.

Первые определения истинной ширины линии для неоновых ячеек ВНИИМ выполнил А. Н. Козлов в немагнитном павильоне Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР. По его наблюдениям истинная ширина по уровню 0,7 не превосходила 140—150 гц при внешнем магнитном поле около 40 а/м. Позднее эти данные подтвердились при работе с установкой в загородном павильоне магнитной лаборатории ВНИИМ. На рис. 3 видно четкое разрешение сверхтонких уровней $F=2$ и $F=1$.

Наблюдаемый резонансный сигнал состоит из четырех неразрешенных линий магнитного резонанса внутри уровня $F=2$. Уровень $F=1$

в расчет не принимается. Для Rb^{87} частоты магнитных переходов отстоит одна от другой на 36 гц, и расстояние между крайними линиями магнитного резонанса внутри уровня $F=2$ равно $36 \times 4 = 144$ гц, что вполне согласуется с данными наблюдений.

Расстояние между сверхтонкими уровнями $F=2$ и $F=1$, определенное по временным отметкам, оказалось равным 1,5 кгц, что также находится в согласии с теоретическим расчетом. Из формулы Брайта — Раби для собственных значений оператора энергии атома в магнитном поле следует, что для Rb^{87} при внешнем магнитном поле 40 а/м расстояние между крайними линиями магнитного резонанса уровней $F=2$ и $F=1$ равно 1469 гц.

Для регистрации сигнала использован самописец уровня электрических сигналов типа Н119. Ориентировочное представление о ширине линии исследуемого сигнала можно получить также с помощью осциллографа, сравнивая ширину непосредственно наблюдаемого сигнала с известной амплитудой модуляции магнитного поля, осуществляемой генератором пилообразных колебаний. Отношение сигнал/шум достаточно велико (150—200).

При изучении параметров сигнала возникает также задача оптимизации нагрузки выхода, при которой снимаемое переменное напряжение в цепи фотодетектора было бы наибольшим. На рис. 4 в логарифмическом масштабе показана зависимость от сопротивления нагрузки R_n

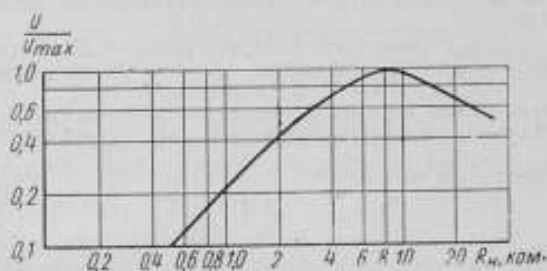


Рис. 4. График зависимости выходного напряжения от сопротивления нагрузки.

выходного напряжения, приведенного к максимальному. Из рассмотрения рис. 4 следует, что в магнитометрической установке с продольной низкочастотной модуляцией внешнего поля оптимальной является нагрузка 7,5—8,0 ком. Этот оптимум справедлив для конкретной цепи фотодетектора, в которую входят собственная емкость 12-метрового двужильного кабеля и кремниевый фотодиод, работающий в вентильном режиме.

Улучшить полученные результаты можно главным образом за

счет увеличения эффективного диаметра ячейки-резонатора и элементов оптической схемы, повышения (до 80%) коэффициента пропускания интерференционного фильтра, замедления процессов релаксации в рабочей ячейке и обеспечения более устойчивого теплового режима в ее окрестности. При использовании для измерений магнитного поля магнитометрической установки возникает необходимость удалить генератор поджига лампы на значительное расстояние от магниточувствительного блока. Также решена задача переноса по кабелю энергии, необходимой для осуществления и поддержания разряда в лампе. На рис. 5 приво-

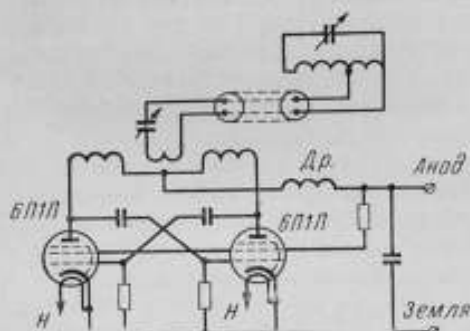


Рис. 5. Схема высокочастотного генератора.

дится схема генератора высокой частоты с подстраиваемым контуром.

В экспериментах принимали участие сотрудники ВНИИМ Г. С. Попов и В. А. Якимова и сотрудник ВИРГ Л. Г. Ухватава.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров Е. Б., Об оптической ориентации изотопов рубидия, «Оптика и спектроскопия», т. 13, вып. 3, 1962.

2. Александров Е. Б. и Ходовой В. А., Обнаружение изотопа K^{40} с помощью метода оптической ориентации атомов, «Оптика и спектроскопия», т. 13, вып. 5, 1962.

3. Дашевская Е. И., Козлов А. Н., Магнитометрическое устройство с использованием метода оптической накачки, «Геомagnetизм и аэрономия», т. 3, № 1, 1963.

4. Скилман Т. Л. и Бендер Р. Л., Измерение магнитного поля Земли парорубидиевым магнитометром, Сборник переводов № 25 Особого конструкторского бюро Министерства геологии и охраны недр СССР, 1959.

Поступила в редакцию

15/X 1964 г.

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОПРОВОДОВ И ОБМОТОК ПРИ ИСПЫТАНИИ ОБРАЗЦОВ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СТАЛИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

Рассматриваются особенности испытаний образцов электротехнической стали на переменном токе, связанные с параметрами магнитопроводов и обмоток. Дана оценка погрешностей, определяемых расходом мощности в измерительных приборах и распределенными параметрами. Приводятся рекомендации, позволяющие снизить эти погрешности до приемлемых для практики значений.

Необходимость правильного выбора параметров электромагнитных цепей, создаваемых при испытании нормальных образцов электротехнической стали, связана с тем, что ряд погрешностей определения кривой намагничивания на переменном токе и потерь определяется такими факторами, как распределенная емкость обмоток, число витков в них, масса образца и т. д. Правильная оценка влияния этих факторов на точность магнитных испытаний позволяет, в частности, решить вопрос о параметрах аппарата, пригодного для измерений в широком диапазоне значений амплитуды магнитной индукции и частоты переменного тока.

Хотя в литературе [1] имеются некоторые данные о влиянии отдельных параметров на точность определения потерь на перемагничивание, однако в ней не рассматриваются все основные факторы. Действующие в настоящее время нормативные документы (стандарты, технические условия и т. д.) вообще не учитывают влияние этих параметров, что может привести к большой разнице в результатах определения магнитных характеристик на переменном токе ввиду некоторой неопределенности условий испытаний.

Размагничивающее действие тока, потребляемого вольтметром

Для определения амплитуды индукции, как правило, к измерительной обмотке испытуемого образца подключается вольтметр, причем напряженность магнитного поля рассчитывается по измеренной силе тока, протекающего в первичной цепи. Нетрудно оценить влияние этого тока на результаты определения эффективного значения напряженности поля H . Используем соотношение

$$i_1 = i_0 + \frac{w_2}{w_1} i_2, \quad (1)$$

где i_1 , i_2 , i_0 — соответственно мгновенные значения сил токов, протекающих по первичной и вторичной обмоткам, а также намагничивающего тока;

w_1 , w_2 — числа витков в намагничивающей и измерительной обмотках соответственно.

После возведения i_1 в квадрат и интегрирования за период получим

$$I_1^2 = I_0^2 + I_2^2 + \frac{2w_2}{w_1 T} \int_0^T i_0 i_2 dt, \quad (2)$$

где T — период колебаний переменного тока;

$I_2 = I_2 \frac{w_2}{w_1}$ — приведенное к первичной обмотке эффективное значение тока I_2 ;

I_1 , I_2 , I_0 — соответственно эффективные значения сил токов, протекающих по первичной и вторичной обмоткам, а также намагничивающего тока.

Если принять, что сопротивление прибора, подключенного к измерительной обмотке, является чисто активным и равным r , то

$$i_2 = \frac{e_2}{r} = \frac{w_2}{w_1} \cdot \frac{e_1}{r}, \quad (3)$$

где e_1 — э. д. с., связанная с созданием переменного магнитного потока;

e_2 — э. д. с., индуцируемая во вторичной обмотке.

Поэтому

$$\frac{1}{T} \int_0^T i_0 i_2 dt = \frac{w_2}{w_1} \cdot \frac{P}{r}, \quad (4)$$

где P — потери на перемагничивание.

Отсюда относительная погрешность, связанная с действием тока вторичной обмотки, будет определяться следующим образом:

$$\delta_1 \approx \frac{I_1^2 - I_0^2}{2I_0^2} = \frac{I_2^2 + \frac{2P}{r} \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2}{2I_0^2} \quad (5)$$

Обычно расходуемая прибором мощность, которая определяется величиной $I_2^2 r$, много меньше потерь на перемагничивание. Поэтому с достаточной точностью формулу (5) можно заменить более простой

$$\delta_1 \approx \frac{P}{I_0^2 r} \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \quad (6)$$

Если принять, что потери на перемагничивание связаны квадратичной зависимостью с амплитудой магнитной индукции

$$P = k B_{\max}^2, \quad (7)$$

(где k — коэффициент пропорциональности), а поток изменяется во времени синусоидально, то, используя соотношение

$$I_0 w_1 = H l, \quad (8)$$

где l — длина магнитного пути;

H — эффективное значение напряженности поля,

из формулы (6) после несложных преобразований нетрудно получить следующее:

$$H > \sqrt{\frac{kP_{\text{пр}}}{2\delta_{\text{max}}}} \cdot \frac{1}{\pi f V}, \quad (9)$$

где $P_{\text{пр}}$ — расход мощности в приборе;

δ_{max} — наибольшая допустимая погрешность определения напряженности поля, связанная с рассматриваемым фактором;

V — объем магнитопровода;

f — частота переменного тока.

Если использовать совместно с механическим выпрямителем (например, векторметром Ц-50) милливольтметр типа М82 (или М1109) с наименьшим пределом измерения 15 мв при силе тока 150 мка, то для

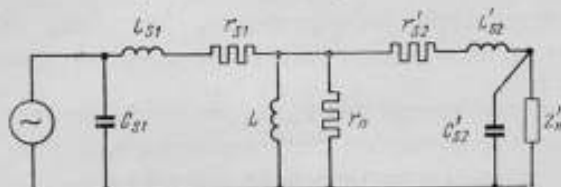


Рис. 1. Эквивалентная схема испытуемого образца с обмотками.

малого аппарата с образцом массой 1 кг и $k=2$ формула (9) дает следующий результат:

$$H > 2 \text{ а/м при } \delta_{\text{max}} = 0,2\%.$$

Полагая, что напряженности поля $H=2 \text{ а/м}$ соответствует значение индукции $B_{\text{max}}=0,01 \text{ тл}$, получим следующее значение для числа витков w_2 измерительной обмотки

$$w_2 = \frac{E_{\text{зср}}}{2fSB_{\text{max}}} = 120,$$

где S — площадь поперечного сечения;

$E_{\text{зср}}$ — среднее значение э. д. с., индуктированной во вторичной обмотке.

При этом было принято, что $f=50 \text{ гц}$ и $S=1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ и происходит однополупериодное выпрямление. Погрешность δ_i может быть резко снижена, если амплитуду индукции определить вольтметром с электронным усилителем, однако такие вольтметры являются более сложными устройствами и имеют более низкую точность при $f=50 \text{ гц}$ по сравнению с приборами, имеющими механически управляемый выпрямитель.

При выборе числа витков обмоток испытуемого образца приходится учитывать не только технические характеристики используемых приборов и размагничивающее действие тока, протекающего во вторичной цепи, но и некоторые другие факторы, среди которых наиболее важное место занимают распределенные параметры образца. Для того чтобы определить влияние этих факторов, рассмотрим эквивалентную схему для испытуемого образца (рис. 1).

Когда речь идет об определении кривой намагничивания, целесообразно найти величину

$$Y_{12} = \frac{I_1}{U_2}, \quad (10)$$

имеющую размерность проводимости, и сравнить ее с аналогичной величиной для случая, когда $L_{s1} = L_{s2} = r_{s1} = r_{s2} = C_{s1} = C_{s2} = 0$. Несложные, но довольно громоздкие преобразования приводят к следующему результату:

$$Y_{12} = (g + aZ_0^{-1})(1 + j\omega C_{s1}Z_{s1}) + j\omega C_{s1}a; \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \text{где} \quad g &= (Z_H')^{-1} + j\omega C_{s2}', \quad a = 1 + gZ_{s2}' \\ Z_{s1} &= r_{s1} + j\omega L_{s1}', \quad Z_{s2}' = r_{s2}' + j\omega L_{s2}' \\ Z_0^{-1} &= \frac{1}{r_n} + \frac{1}{j\omega L}; \end{aligned}$$

Z_H' — эквивалентное сопротивление приборов, подключенных к измерительной обмотке;

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

L_{s1}, L_{s2}' — соответственно индуктивность рассеяния первичной обмотки и приведенная индуктивность рассеяния вторичной обмотки;

C_{s1}, C_{s2}' — то же для распределенных значений емкости обмоток;

r_{s1}, r_{s2}' — то же для активных сопротивлений обмоток;

L — индуктивность испытуемого образца;

r_n — эквивалентное сопротивление потерь на перемагничивание.

Когда $r_{s1} = r_{s2}' = L_{s1} = L_{s2}' = C_{s1} = C_{s2}' = 0$,

то $Y_{12}^{(0)} = Z_0^{-1}$. (12)

Отсюда находим

$$\delta_2 = \frac{Y_{12} - Y_{12}^{(0)}}{Y_{12}^{(0)}} \approx Z_0 [(Z_H')^{-1} + j\omega(C_{s1} + C_{s2}')] + j\omega C_{s1}Z_{s1} + gZ_{s2}'. \quad (13)$$

Так как

$$C_{s1} \approx C_{s2}' \approx 10^{-8} \div 10^{-9} \text{ ф}, \quad L_{s1} \approx L_{s2}' \approx 10^{-6} \text{ гн}, \quad r_{s1} \approx r_{s2}' \approx 1 \text{ ом},$$

то для звукового диапазона частот формула (12) может быть упрощена, если отбросить величины второго порядка малости, что приводит к следующему результату:

$$\delta_2 \approx Z_0 Z_H'^{-1} - \omega^2 LC, \quad (13)$$

где $C = C_{s1} + C_{s2}'$.

Так как первое слагаемое учитывает размагничивающее действие тока вторичной обмотки, то его рассматривать не надо. Итак, погрешность, связанная с распределенными параметрами, определяется главным образом значением эквивалентной емкости C , индуктивностью испытуемого образца и частотой перемагничивания.

Отсюда нетрудно определить число витков w_1 в намагничивающей обмотке, исходя из следующих соображений. Величина C в основном связана с емкостью между обмотками, которая определяется их размерами, но не числами витков [2]. Полагая емкость C известной (для аппаратов эта величина имеет порядок $2 \div 5 \cdot 10^{-9} \text{ ф}$), нетрудно найти наибольшее допустимое число витков w_1 по заданной максимальной погрешности δ_2 :

$$w_1 \leq \frac{1}{w} \sqrt{\frac{\delta_2 l}{S_{\text{ж}} C}}, \quad (14)$$

где l — длина магнитного пути аппарата;

S — площадь поперечного сечения испытуемого образца;

μ — его проницаемость.

Так, если $l = 1$ м, $\delta_2 = 0,2\%$, $\omega = 6,3 \cdot 10^3$ гц, $S = 1,2 \cdot 10^{-4}$ м², $\mu = 10^{-2}$ гн/м, $C = 5 \cdot 10^{-9}$ ф, то $\omega_1 = 100$.

Таким образом, если предполагается испытывать в аппарате магнитные материалы, проницаемость которых при частоте $f = 1000$ гц меньше или равна 10^{-2} гн/м, то намагничивающая обмотка аппарата должна иметь не более 100 витков для того, чтобы погрешность, вызванная распределенной емкостью, не превысила $0,2\%$. Аналогичные данные могут быть получены и для тороидальных образцов.

Что касается потерь на перемагничивание, то соответствующие расчеты, основанные на использовании эквивалентной схемы, приведенной на рис. 1, дают следующий результат:

$$\delta_3 \approx \alpha (r_{n1} + r'_{s2}) + \operatorname{tg} \varphi \omega \cdot (\alpha L'_{s2} + r_{s1} C_{s1} + r'_{s2} C'_{s2}) - \omega^2 [C_{s1} L_{s1} + (\beta + C'_{s2}) L'_{s2}], \quad (15)$$

где δ_3 — погрешность определения потерь, вызванная распределенными параметрами;

$$\operatorname{tg} \varphi = r_n / \omega L, \quad (Z_H)^{-1} = \alpha + j\omega\beta.$$

Ввиду того, что в выражении (15) первое слагаемое гораздо больше остальных, то $\delta_3 \approx \alpha (r_{n1} + r'_{s2})$, т. е. погрешность определяется главным образом расходом мощности в цепи вторичной обмотки. Этот результат показывает, что влияние распределенных параметров на точность определения потерь на перемагничивание при звуковых частотах весьма незначительно. Подобный результат является почти очевидным, ибо емкостный ток, например, вообще не связан с расходом мощности; даже при измерениях потерь на перемагничивание резонансным ваттметровым методом [1] погрешность, связанная с применением емкости, весьма невелика.

Аналогично весьма малым оказывается влияние индуктивностей рассеяния и активных сопротивлений R_s . Последнее обстоятельство было подробно рассмотрено в диссертации Н. М. Рудного [1], поэтому далее этот вопрос не рассматривается.

При выборе числа витков в обмотках следует учитывать необходимость получения режима изменения магнитного потока во времени, близкого к синусоидальному. Этот режим намагничивания тем легче реализовать, чем больше полное сопротивление аппарата с образцом. Наибольшее значение индуктивности аппарата с образцом будет определяться условием

$$\omega_{1 \max} = \frac{U_n}{4K_f S f B_{\max}}, \quad (16)$$

где U_n — наибольшее эффективное значение напряжения, создаваемого источником питания;

K_f — коэффициент формы кривой этого напряжения;

B_{\max} — наибольшее значение амплитуды магнитной индукции, требуемое для проведения испытаний.

Если учесть, что у серийно выпускаемых электронных усилителей, используемых в качестве источников питания, $K_f \approx 1,11$, $U_n = 120$ в,

то для образца холоднокатаной стали ($S = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $B_{\text{max}} = 1,5 \text{ тл}$, $f = 400 \text{ гц}$) наибольшее число витков в намагничивающей обмотке равно $w_1 \approx 370$. Практически число витков должно быть несколько меньше, так как имеется некоторое падение напряжения на зажимах приборов, включенных последовательно с намагничивающей обмоткой аппарата.

Кроме рассмотренных факторов, при выборе числа витков необходимо учитывать, что при испытаниях образцов электротехнической стали на переменном токе низкой частоты ($f = 50 \text{ гц}$) напряжение на зажимах вторичной обмотки должно быть не менее $10 \div 15 \text{ в}$ при $B_{\text{max}} = 1,0 \text{ тл}$ с тем, чтобы можно было использовать для определения потерь серийно выпускаемые ваттметры. Требуемое число витков может быть найдено из формулы, аналогичной выражению (16), приближенно оно равно 600 (при $U = 15 \text{ в}$).

Для получения достаточно большого отклонения указателя многопредельного прибора целесообразно дополнить аппарат обмотками в 200 и 400 витков. Это позволит также получить удобный коэффициент трансформации 1:1 для определения потерь и кривой намагничивания при частоте переменного тока 50 гц и амплитуде магнитной индукции большей или равной 1 тл. Таким образом, целесообразно снабдить аппарат обмотками, содержащими 100; 200; 400 и 600 витков, что позволит проводить испытания образцов, составленных из полос электротехнической стали, в диапазоне частоты переменного тока 50 ÷ 1000 гц.

Приведенные выше соображения позволяют составить таблицу чисел витков обмоток аппарата.

Число витков аппарата (ориентировочно)	Испытание образцов при	
	$f, \text{ гц}$	$B_{\text{max}}, \text{ тл}$
$w_2 = 600$	50	$B_{\text{max}} > 1$
$w_1 = 300$	400	$B_{\text{max}} < 1,5$
$w_2 = 100$	50	$B_{\text{max}} > 0,01$
$w_1 = 100$	1000	$\mu < 10^{-2} \text{ гн/м}$

Ввиду снижения проницаемости материала с ростом частоты такой аппарат возможно использовать в ряде случаев для испытаний образцов магнитных материалов и при $f > 1000 \text{ гц}$. Достаточно, чтобы соотношение (14) было выполнено.

Помимо аппарата рассмотрим образцы из ленты холоднокатаной стали малой толщины в виде кольцеобразного сердечника с соответствующими обмотками. Параметры образца должны быть выше, чтобы избежать погрешности от распределенной емкости и индуктивности и обеспечить большую полную мощность, расходуемую на перемагничивание. Последнее требование связано с необходимостью получения такого режима намагничивания, когда магнитный поток изменяется во времени почти синусоидально.

Минимальная мощность перемагничивания может быть найдена с помощью эквивалентной схемы, приведенной на рис. 2, характеризующей намагничивающую цепь. Полагая, что источник питания вырабатывает синусоидальную э. д. с., получим уравнение

$$ir_1 + L_1 \frac{di}{dt} + w_1 \frac{d\Phi}{dt} = E_0 \sin \omega t, \quad (17)$$

где r_1 и L_1 — соответственно полное активное сопротивление и индуктивность, включенные в намагничивающую цепь.

Уравнение (17) может быть использовано для оценки искажения формы кривой магнитного потока.

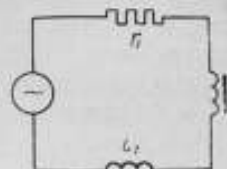


Рис. 2. Эквивалентная схема намагничивающей цепи установки.

Если искать решение уравнения (17) с помощью рядов, то, вводя обозначения:

$$\left. \begin{aligned} i &= \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} I_n \sin(n\omega t + \varphi_n), \\ \omega_1 \frac{d\Phi}{dt} &= \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \sin(n\omega t + \psi_n) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

можно найти связь между амплитудами гармоник, тока и потока.

Вычисления приводят к следующему результату:

$$E_n^2 = I_n^2 [r^2 + (n\omega L)^2]. \quad (19)$$

Определим коэффициент нелинейных искажений k_n э. д. с. $e = \omega_1 \frac{d\Phi}{dt}$ следующим образом:

$$k_n = \frac{\sqrt{\sum_{n>1} E_n^2}}{E_1}. \quad (20)$$

Если при оценке порядка величины k_n пренебречь всеми слагаемыми, кроме первого ($n=3$), то после преобразований получим

$$k_n \approx \frac{k_I I_1^2 Z_3}{m W}, \quad (21)$$

где $k_I = \frac{I_3}{I_1}$;

m — масса образца;

$Z_3 = \sqrt{r^2 + 9\omega^2 L^2}$;

$W = \frac{E_1 I_1}{m}$ — полная удельная мощность перемагничивания.

Значение $I_1^2 Z_3$ определяется мощностью, расходуемой приборами, включенными в намагничивающую цепь. Так, в установке типа У-5011 ваттметр имеет верхние пределы измерения по току от 0,5 а и выше. Индуктивность прибора для наименьшего из пределов измерения по току равна 0,6 мГн, $r=0,5$ ом, т. е. $Z_3=4,5$ ом для $f=400$ Гц. Если определяются потери на перемагничивание у образца холоднокатаной стали при $B_{\max}=1,5$ тл, $f=400$ Гц, $W=40$ ва/кг, $m=0,1$ кг (по ГОСТ 9925-61), то при $k_I=1$ находим, что $k_n=0,30$, т. е. 30%. Столь большое значение коэффициента нелинейных искажений не может быть допущено. Очевидно, что для снижения значения k_n в данных условиях следует увеличить массу образца. При $m=0,3$ кг и прочих равных условиях k_n не превысит 10%, что соответствует отличию коэффициента формы кривой э. д. с. от 1,11 менее, чем на $\pm 0,03$. Таким образом, условия испытаний можно считать вполне приемлемыми, если внутреннее сопротивление источника питания пренебрежимо мало.

Ввиду того что при частоте переменного тока, превышающей 1000 Гц, коэффициент нелинейных искажений формы кривой намагничивающего тока для всех сортов стали много меньше единицы в рабочем диапазоне значений амплитуды магнитной индукции, для испытаний в этих условиях может быть взят образец с массой равной 100 г.

Что касается числа витков в измерительной обмотке, то необходимость определения кривой намагничивания при $H > 10^3$ а/м с помощью вольтметров, потребляющих ток до 3 ма, приводит к необходимости снизить ω_2 до 100-150, так как иначе погрешность δ_1 (см. формулу 6) превысит 0,5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рудный Н. М. Исследование ваттметрового метода измерения потерь на перемагничивание. Автореферат диссертации, ВНИИМ, Стандартгиз, 1952.
2. Лэини Р., Справочник радионженера, Госэнергоиздат, 1960.

Поступила в редакцию
28/X 1964 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Т. Н. Мазаревская, Б. М. Яновский, Воспроизведение единицы силы тока с использованием гиромангнитного отношения	5
Т. Н. Мазаревская, Н. В. Студенцов, К расчету напряженности магнитного поля однослойного соленоида	17
Н. В. Студенцов, Катушка напряженности магнитного поля в виде двух коротких соосных соленоидов	23
Н. Л. Амадуни, Б. В. Васильев, Выбор оптимальных размеров катушки взаимной индуктивности	26
Н. Л. Амадуни, Измерение взаимной индуктивности образцовых катушек магнитного потока	34
В. И. Зингерман, В. Н. Сепетый, Исследование и компенсация полей рассеяния электромагнитов для метрологических работ	40
В. И. Зингерман, В. Н. Сепетый, Расчет модуляционных катушек ядерных измерителей напряженности магнитного поля	52
Я. А. Зильберштейн, В. И. Зингерман, Ядерный измеритель напряженности магнитного поля с автоматической подстройкой и малогабаритными зондами	56
Д. И. Зорин, Л. Ф. Иванова, Н. Г. Чернышева, Е. Г. Шрамков, Резонансный мост для определения магнитных характеристик высокочастотных магнитомягких материалов	65
Д. И. Зорин, Л. Ф. Иванова, Н. Г. Чернышева, Измерительная установка по схеме моста переменного тока со взаимной индуктивностью для определения проницаемости и коэффициентов потерь	76
Е. Н. Левина, А. М. Тендинский, Многопредельный миллиамперметр переменного тока повышенной точности типа МКТ-1	85
А. Ф. Кугаевский, П. П. Таалько-Гринцевич, Измерение напряженности магнитного поля на высоких частотах	89
Н. В. Горбунов, А. Ф. Кугаевский, В. П. Петров, Камеры для исследования ферромагнитных материалов при пониженных температурах	93
В. Ф. Витковский, Миллитесламетр с датчиком Холла для измерения магнитных полей при испытании постоянных магнитов	98
С. Б. Никитина, Е. Н. Чечурина, Феррометр ВНИИМ для определения динамических магнитных циклов материалов	101
М. Ф. Астафёнок, Г. Я. Игнатовская, Е. Н. Чечурина, Определение магнитных характеристик материала на готовых магнитах	109
Г. С. Васюточкин, В. Д. Ломаный, Б. Ф. Поляков, Некоторые характеристики парорубидиевого магниточувствительного датчика	118
А. Э. Векслер, Выбор параметров магнитопроводов и обмоток при испытании образцов электротехнической стали на переменном токе	123

Редактор издательства *Н. Н. Александрова*

Техн. редактор *К. М. Волчок*

Корректор *Э. Г. Вазер*

Подписано к печати 24/IX 1965 г.

М-27075.

Уч.-изд. л. 11,55.

Формат бумаги 70×108^{1/16}

Печ. л. 8,25.

Тираж 2000 экз.

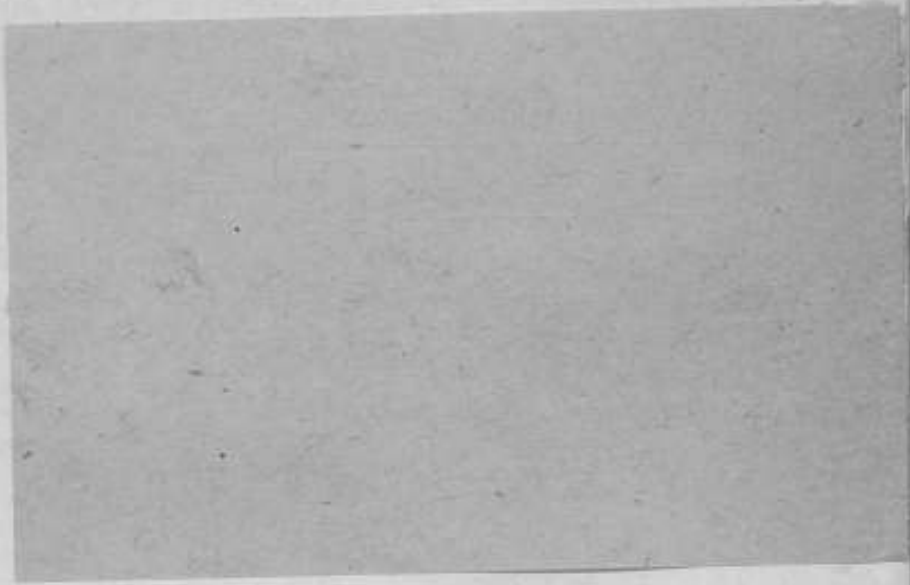
Цена 81 коп.

Заказ 385

Картифабрика ВМФ

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
69	15 стр.	1 э	0,1 э
70	9 стр.	переключателя II	переключателей II_1 и II_2
72	2 стр.	$-\omega^2 L_1 C_L$	$-2\omega^2 L_1 C_L$
76	15 стр.	большому	малому при последовательной схеме
81	8 стр.	$\lg \delta r_1$	$\lg \delta r_2$



Редактор-издательства *Н. Н. Александрова*

Техн. редактор *К. М. Волков*

Корректор *З. Г. Вазер*

Подписано к печати 24/IX 1965 г.

М-27075.

Уч.-изд. л. 11,55.

Формат бумаги 70x108¹/₁₆

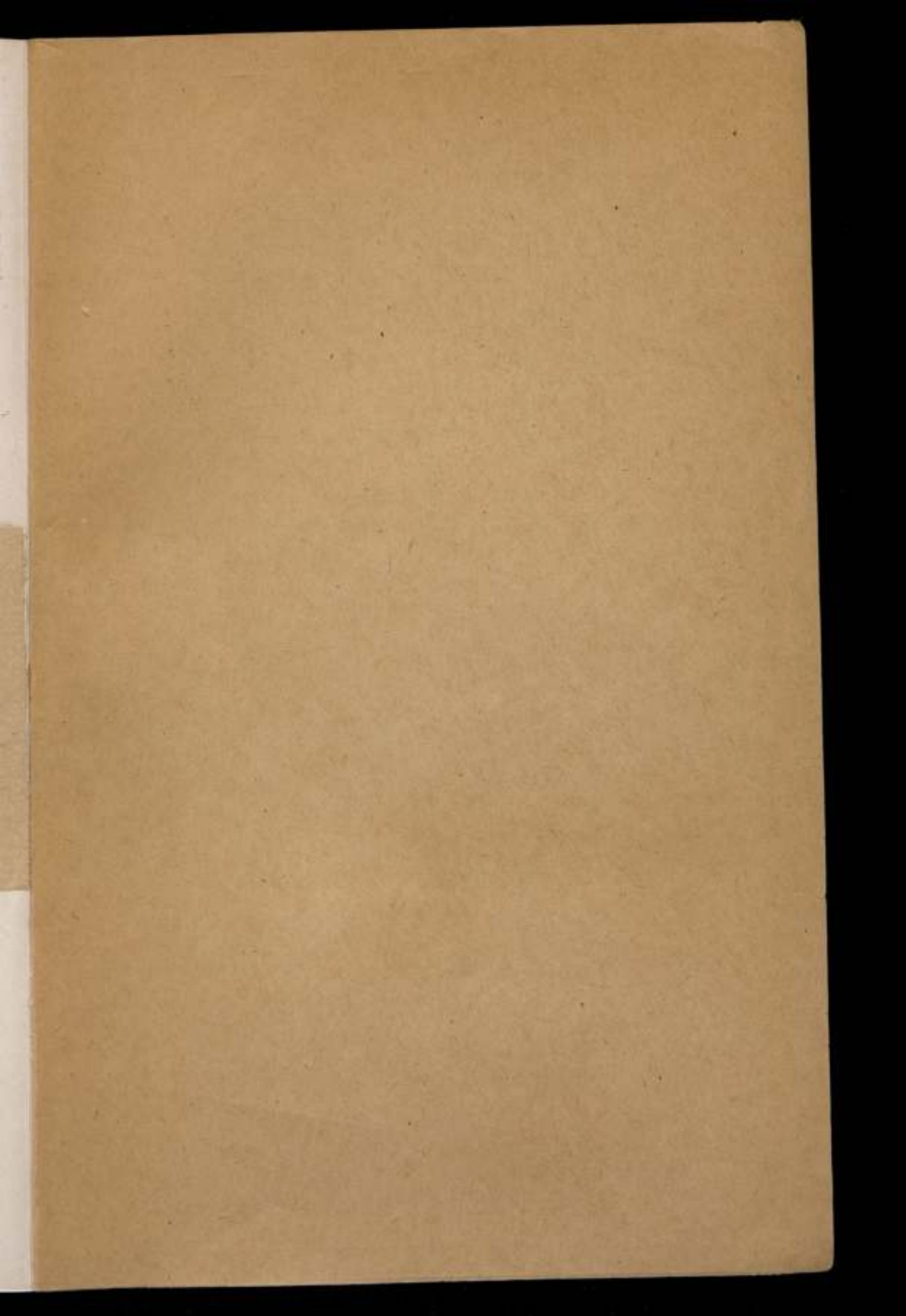
Печ. л. 8,25.

Тираж 2000 экз.

Цена 81 коп.

Заказ 985

Картфабрика ВМФ



Цена 81 коп.