

ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

7/x-75

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 180 (240)





9
100

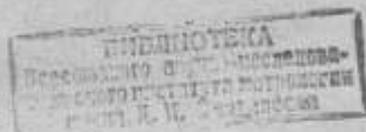
ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
имени Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 180 (240)

Под редакцией
канд. техн. наук Е. Н. ЧЕЧУРИНОЙ



ЭНЕРГИЯ
Ленинградское отделение
1975

Ж
м-16380

Настоящий сборник посвящен результатам работ в области магнитных измерений, выполненных в 1972—1974 гг.

Сборник открывается статьями, описывающими теоретические и экспериментальные исследования новых эталонов, обеспечивших существенное повышение точности воспроизведения единицы магнитной индукции. Несколько работ посвящено совершенствованию мер магнитной индукции и повышению точности ее измерения приборами с различными принципами действия.

Большое число статей посвящено определению магнитных характеристик материалов в постоянных и переменных магнитных полях. Формулируются задачи метрологического обеспечения испытаний магнитных материалов в переменных полях звукового диапазона частот и описываются некоторые виды образцовых средств для определения магнитных характеристик материалов. Рассматриваются новые методы и средства измерения параметров магнитной анизотропии, удельных потерь на перемагничивание, магнитных параметров тонких пленок и др.

Описываются исследования погрешностей определения магнитных характеристик материалов.

Сборник рассчитан на научных и инженерно-технических работников, занимающихся разработкой, эксплуатацией и проверкой средств магнитных измерений.

К. К. Баракхин, В. Л. Русанова,
Н. В. Студенцов, В. Н. Хорев, В. Я. Шифрин
ВНИИМ

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЕРВИЧНОГО ЭТАЛОНА ЕДИНИЦЫ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Новый первичный эталон единицы магнитной индукции воспроизводит единицу со средним квадратическим отклонением $5 \cdot 10^{-6}$ при неключенной систематической погрешности $4 \cdot 10^{-6}$. Среднее квадратическое отклонение результата передачи размера единицы рабочему эталону составляет $3 \cdot 10^{-6}$. Воспроизведение единицы магнитной индукции — теслы сводится к измерению эталонной катушки и силы тока, протекающего в ее обмотках. В состав первичного эталона входят: набор из трех эталонных катушек магнитной индукции (№ 7, 15, 16) с постоянными $0,576409 \cdot 10^{-4}$; $1,15487 \cdot 10^{-4}$ и $7,53852 \cdot 10^{-4}$ Т/А, намотанных на кварцевом каркасе; установка для измерения силы тока в обмотках катушек, включающая нормальные элементы и катушку электрического сопротивления; ядерно-прецессионная установка для передачи размера единицы магнитной индукции рабочему эталону. Эталонные катушки № 7 и 15 представляют собой катушки типа Гельмгольца с десятью и двадцатью витками в секции соответственно, а катушка № 16 — соленоид с разрывом обмотки в центральной части (для повышения однородности магнитного поля), содержащий 159 витков в каждой секции. Все три катушки — четвертого порядка, т. е. математическое выражение их магнитной индукции в виде четного степенного ряда координат (начало координат в центре катушки) начинается с членов четвертого порядка, что и определяет степень однородности магнитного поля в их центральной (рабочей) области.

Постоянная катушек Гельмгольца вычисляется по формуле

$$K_T = \frac{1,6\omega}{\sqrt{5} R_{cp}} \left[1 - 0,6 \frac{L_{cp} - R_{cp}}{R_{cp}} - 0,05 \frac{r^2}{R_{cp}^2} - \right. \\ \left. - 0,64\eta^2 \frac{L_{cp} - R_{cp}}{R_{cp}^3} - 0,23 \frac{\eta^4}{R_{cp}^4} + \dots \right], \quad (1)$$

где ω — число витков в секции; R_{cp} — средний радиус обмотки; L_{cp} — среднее расстояние между витками; r — радиус провода обмотки; η — полуширина обмотки.

Расчет постоянной соленоида с разрывом обмотки в центральной части производится по формуле

$$K_c = K_0 + \theta_D + \theta_x + \theta_t + \theta, \quad (2)$$

где K_0 — постоянная «идеального» соленоида; θ_D и θ_τ — поправки, учитывающие неравномерность диаметра и шага катушки; θ_{jt} — поправка на распределение тока по сечению провода.

Постоянная K_0 вычисляется по формуле

$$K_0 = \frac{1}{D} \left(\frac{w_2}{\sqrt{1 + \alpha_2^2}} - \frac{w_1}{\sqrt{1 + \alpha_1^2}} \right), \quad (3)$$

где D — диаметр катушки по центру провода; w_1 — число витков, приходящееся на незаполненную центральную часть катушки; w_2 — число витков между выводами по всей обмотке; $\alpha_1 = \frac{w_1 \tau}{D}$; $\alpha_2 = \frac{w_2 \tau}{D}$; τ — шаг катушки.

При расчете поправок θ_D и θ_τ витки обмотки разбиваются на несколько групп и для каждой j -й группы находятся усредненные отклонения $\bar{\Delta} D_j$ диаметра от среднего диаметра D и расстояний между симметричными витками от «идеального» расстояния $\bar{\Delta} j$, рассчитанного в предположении равномерности шага:

$$\theta_D = \sum_{j=1}^m n_j \frac{\partial K}{\partial D_j} (\bar{\Delta} D_{jn} + \bar{\Delta} D_{ju}); \quad (4)$$

$$\theta_\tau = \sum_{j=1}^m n_j \frac{\partial K}{\partial z_j} \bar{\Delta} j, \quad (5)$$

где m — число групп витков в одной секции; n_j — число витков в j -й группе; K — постоянная одного кругового витка диаметром D , расположенного на расстоянии z_j от центра; $\frac{\partial K}{\partial D_j}$ — средняя производная от K по D для j -й группы; $\frac{\partial K}{\partial z_j}$ — средняя производная от K по z для j -й группы витков; D_{jn} и D_{ju} — средние диаметры j -й группы витков верхней и нижней секций.

При небольшой ширине группы витков в качестве $\frac{\partial K}{\partial D_j}$ и $\frac{dK}{dz_j}$ можно принять $\frac{dK}{dD}$ и $\frac{dK}{dz}$ в точке z , соответствующей средней части группы. При большом количестве витков в группе точнее принять

$$\frac{\partial K}{\partial D_j} = \frac{1}{z_{2j} - z_{1j}} \int_{z_{1j}}^{z_{2j}} \frac{\partial K}{\partial D} dz, \quad (6)$$

где z_{1j} и z_{2j} — начало и конец катушки в j -й группе.
При этом

$$\theta_D = \frac{1}{\tau} \sum_{j=1}^m \int_{z_{1j}}^{z_{2j}} \frac{\partial K}{\partial D} dz (\Delta D_{jn} + \Delta D_{ju}), \quad (7)$$

Таким образом, при расчете поправок θ_D и θ_τ необходимо учитывать влияние сдвига группы витков относительно «идеального» положения. Поправка на сечение провода обмотки вычисляется путем интегрирования

плотности тока по сечению провода. При этом распределение тока по сечению принимается обратно пропорциональным квадрату расстояния от оси катушки. Формула для θ_d имеет вид

$$\theta_d = -\frac{3}{8} \cdot \frac{\partial K}{\partial D} \cdot \frac{d^2}{D} \quad (8)$$

Подставив вычисленные значения поправок в формулу (2), получим $K_c = 599,8866 + 0,0046 - 0,0122 + 0,0004 + \theta = (599,8794 + \theta) \text{ л/м}$.

Среднее квадратическое отклонение S результата определения постоянной K_c находится как

$$S = \sqrt{S_D^2 + S_\tau^2 + S_d^2 + S_\theta^2 + \Delta^2} \quad (9)$$

где S_D , S_τ , S_d , S_θ — не исключенные остатки систематических погрешностей.

Погрешности S_D и S_τ вычисляются из выражений

$$S_D = \sqrt{\sum_{j=1}^m \left(n_j \frac{\partial K}{\partial D_j} \right)^2 \sigma_{D_j}^2} \quad (10)$$

$$S_\tau = \sqrt{\sum_{j=1}^m \left(n_j \frac{\partial K}{\partial z_j} \right)^2 \sigma_{z_j}^2} \quad (11)$$

где σ_{D_j} — среднее квадратическое отклонение результата измерений, полученное из разброса диаметра в j -й группе витков; σ_{z_j} — то же для разброса расстояний между соответствующими витками в j -й группе. Число групп m при расчете θ_D и θ_τ выбирается разным и таким, чтобы σ_{D_j} и σ_{z_j} было примерно одинаковым для всех j групп. Погрешность S_d вычисляется по формуле $S_{dm} = 0,13 \theta_d$, в которой значение коэффициента определяется приближенным характером распределения плотности тока по «закону обратных квадратов».

Результаты измерений геометрических размеров трех катушек и их постоянные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер катушки	L_{cp} , мм	D_{cp} , мм	d , мм	m	$K \cdot 10^4$, т/А
7	156,0187	311,9240	0,800	10	57,6409
15	156,0364	310,4856	0,790	20	115,4872
16	27,6000*	292,0600	0,753	159	753,8253
	409,200				

Для катушки № 7 значения R и L получены по результатам 240 измерений D и L обмотки, для катушки № 15 — по результатам 420 измерений и для № 16 — по 2000 измерениям. Каждое значение D и L обмотки измерилось не менее пяти раз разными операторами.

* Числитель соответствует расстоянию между секциями, а знаменатель — длине обмотки.

Согласно теоретической оценке, предполагающей, что изменения размеров обмотки определяются температурными изменениями размеров кварцевого каркаса, изменение постоянной катушки должно описываться формулой $\frac{\Delta K}{K} = \epsilon_t \Delta t$, где ϵ_t — температурный коэффициент кварца. Для

проверки этого теоретического положения были проведены эксперименты с одной из кварцевых катушек, температура которой изменялась на 5 К от нормальной. В пределах случайных погрешностей измерений изменения постоянной катушки не обнаружено.

При воспроизведении единицы магнитной индукции сила тока в эталонной катушке определяется компенсационным методом. Установка для измерений силы тока включает в себя: катушку сопротивления, два сдвоенных нормальных элемента, источник стабилизированного постоянного напряжения, позволяющий поддерживать в цепи эталонной катушки ток около 1 А с нестабильностью не более $5 \cdot 10^{-6}$ А/ч, автокомпенсационный микровольтнаноамперметр. Катушка сопротивления с номинальным значением 1 Ом изготовлена из манганинового провода сечением $3 \times 1,31$ мм² и рассчитана на номинальную мощность 20 Вт. Она выполнена в виде цилиндра с двойными стенками, пространство между которыми заполнено гелем. Катушка расположена в масляном термостате, температура в котором поддерживается постоянной и измеряется с погрешностью 0,02 К. Нормальные элементы помещены в воздушный термостат с двухступенчатой регулируемой температуры. Электронное устройство с термосопротивлениями в качестве чувствительных элементов поддерживает в термостате заданную температуру с нестабильностью не более 0,007 К.

Температура нормальных элементов измеряется платиновым термометром с погрешностью 0,005 К.

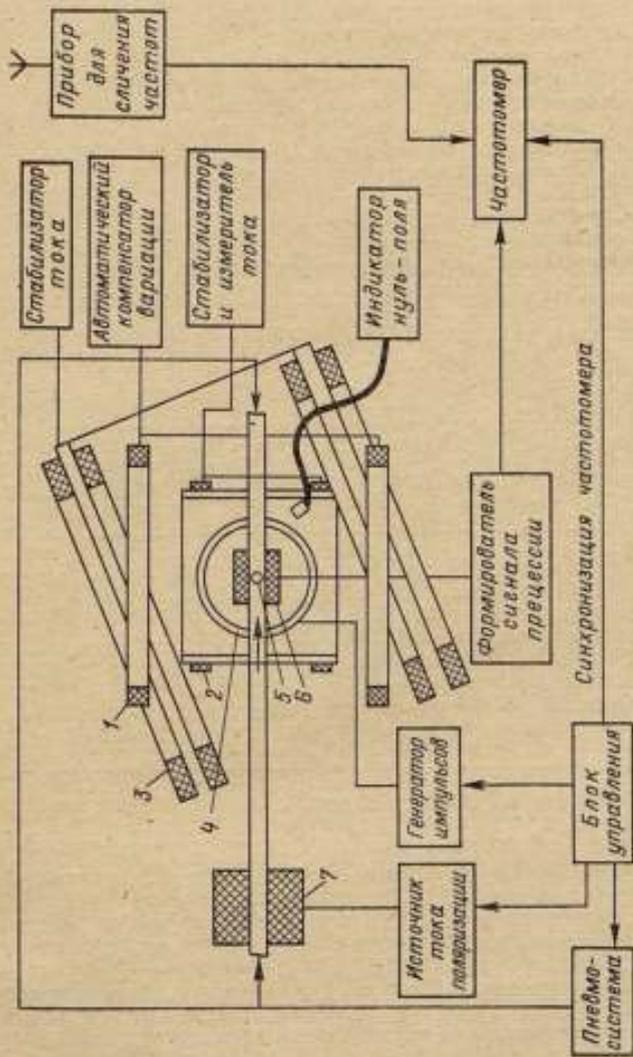
Функциональная схема средства измерений, входящих в состав первичного эталона, представлена на рисунке.

Ядерно-прецессионная установка для передачи размера единицы магнитной индукции состоит из поляризующей катушки, в которой намагничивается шаровой протонсодержащий образец; пневматического устройства с воздухопроводом для перемещения образца из поляризующей катушки в приемную и обратно; катушки для поворота вектора ядерной намагниченности на 90°; блока автоматического управления процессами; усилителя сигнала ядерной прецессии с электронно-счетным частотомером; системы компенсации магнитного поля Земли и его вариаций. Шаровой образец в виде ампулы с дистиллированной водой имеет объем около 10 см³. Поляризующая катушка создает напряженность магнитного поля около $1,5 \cdot 10^6$ А/м. С целью исключения искажения поля, создаваемого эталонными катушками, провод обмотки намотан из электролитической меди чистотой 99,9950 %. Кроме того, поляризующая катушка вынесена из рабочего объема эталонной катушки. Блок автоматического управления запускается нажатием кнопки и вырабатывает ряд последовательных команд, обеспечивающих одновременное включение и выключение поляризующей катушки, перенос шарового образца, поворот вектора ядерной намагниченности, запуск частотомера.

Усилитель сигнала протонного тесламетра усиливает напряжение, снимаемое с приемной катушки, в 10^6 раз. Устройство для компенсации поля Земли и его вариаций позволяет уменьшить магнитное поле Земли в 100000 раз. Четырехсекционная катушка для компенсации постоянной составляющей поля Земли питается от стабилизатора тока, имеющего нестабильность не более 0,001 %. Катушка устанавливается своей магнитной осью по направлению вектора магнитной индукции Земли. Неоднородность магнитного поля ее составляет не более 0,3 нТ в сфере диаметром 100 мм [4].

Погрешность воспроизведения теслы посредством описанного выше эталона определяется систематическими и случайными погрешностями. Значения неисключенных остатков систематических погрешностей даны в табл. 2

Случайные погрешности воспроизведения теслы и их значения даны в табл. 3.



Функциональная схема первичного эталона единицы магнитной индукции

Таблица 2

Источник систематических погрешностей	Относительная погрешность $\times 10^0$
Меры длины и измерения геометрических размеров катушки:	
диаметра	1,0
длины	2,0
Измерения диаметра провода обмотки	1,0
Неравномерность шага и диаметра обмотки	2,5
Сличения нормального элемента с эталоном вольта	1,0
Сличение катушки сопротивления с эталоном ома	1,0
Определение температурных поправок	1,0
Суммарная погрешность	3,9

Таблица 3

Источник случайных погрешностей	Относительная погрешность $\times 10^0$
Неточность отсчета температуры кварцевого основания:	0,005
нормального элемента	0,2
катушки сопротивления	0,2
Неполная компенсация э. д. с. нормального элемента	0,5
Влияние проводников, подводющих ток к катушке	4,5
Суммарная погрешность	5

Все перечисленные погрешности, кроме последней, могут быть снижены при увеличении числа измерений. Последняя погрешность может быть уменьшена путем усреднения нескольких измерений, полученных при повторном монтаже проводников, подводющих ток к катушке и соединяющих ее в секции, но это делать нецелесообразно во избежание порчи витков обмотки. Погрешность, обусловленная влиянием проводников, соединяющих секции обмоток и подводющих к ним ток, определялась путем повторного монтажа соединительных проводников на экспериментальной катушке и имитационной катушке с помощью двух пласти (обмотки), соединенных коаксиальным проводом. В последнем случае имитационное устройство располагалось на кварцевой катушке и подсоединялось последовательно в цепь ее обмотки вдали от катушки. Затем проводились две серии измерений при противоположных направлениях тока в имитационном устройстве.

Случайные погрешности размера единицы найдены экспериментально путем снятия показаний и вычисления среднего квадратического отклоне-

ния. Суммарная погрешность определяется конечным отношением сигнала к шуму, разрешающей способностью частотомера и неполной компенсацией вариаций магнитного поля Земли. Эксперименты показали, что среднее квадратическое отклонение ряда измерений колеблется от $1,5 \cdot 10^{-6}$ до $3 \cdot 10^{-6}$ в зависимости от активности магнитного поля Земли. Поэтому при серии измерений из 25 наблюдений эта погрешность снижается до $(0,3 + 0,5) \cdot 10^{-6}$.

Систематические погрешности передачи размера единицы обусловлены неточностью сравнения частоты опорного генератора с частотой образцового генератора ($0,3 \cdot 10^{-6}$), неточностью установки образца в центре эталонной катушки и затуханием протонной прецессии. Невыявленная систематическая погрешность передачи размера теслы определяется двумя последними погрешностями и составляет $2,8 \cdot 10^{-6}$. Объединив ее со случайной погрешностью и округлив, получим $3 \cdot 10^{-6}$.

Дальнейшее усовершенствование эталона возможно путем создания новых эталонных катушек, погрешность изготовления которых должна быть менее 1 мкм, а однородность магнитного поля в центральной области катушки порядка 10^{-6} в сфере диаметром 6 см. При этом необходимо получить магнитную индукцию порядка $1 \cdot 10^{-3}$ Т, так как это позволит снизить погрешности воспроизведения и передачи единицы магнитной индукции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Студенцов Н. В. Меры основных магнитных величин и методика определения их значений. Изд. НТО Приборпром, 1965, 64 с.
2. Студенцов Н. В., Маляревская Т. Н., Шифрин В. Я. Измерение значения гиромангнитного отношения протона в слабом магнитном поле. — «Измерительная техника», 1968, № 11, с. 29—31.
3. Студенцов Н. В., Шифрин В. Я. Погрешности измерения частоты свободной прецессии протонов. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 113 (173), М., Изд-во стандартов, 1971, с. 51—53.
4. Студенцов Н. В., Хорев В. Н. Катушка для создания магнитного поля высокой однородности. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 120 (180), М., Изд-во стандартов, с. 31—33.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.421.089.68

*В. Н. Калабин, Т. А. Комышева,
Н. В. Студенцов, В. Е. Чернышев*

ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕЦИАЛЬНОГО ЭТАЛОНА ЕДИНИЦЫ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЯ

Широкое использование измерений в области переменных магнитных полей потребовало создания метрологической базы для обслуживания средств измерений магнитной индукции. С этой целью в период с 1969 по 1973 гг. во ВНИИМ был проведен ряд научно-исследовательских работ по созданию эталонных и образцовых средств измерений. Комитетом стандартов 30.08.1973 был утвержден государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений магнитной индукции переменного поля.

Эталон состоит из катушки магнитной индукции переменного поля КМИПП № 1 и компенсационной установки УПМИ № 1 для передачи размера единицы образцовым средствам измерений. Катушка представляет собой однослойный соленоид с кусочно-переменной плотностью намотки. При

определенных соотношениях геометрических размеров в ней может быть получено магнитное поле очень высокой однородности [1, 2]. Параметры катушек (диаметр, число витков и шаг намотки) рассчитывались на ЭВМ из условия получения однородного магнитного поля в возможно большем рабочем объеме. Обмотка катушки состоит из центральной части, содержащей 82 витка с шагом намотки 4,8 мм, и двух одинаковых боковых частей, состоящих из 21 витка с шагом 1,6 мм каждая. Диаметр обмотки 269,14 мм.

По результатам линейных измерений катушки была рассчитана ее постоянная по магнитной индукции K_B в центре, равная $2,4598 \cdot 10^{-4}$ Т/А. Значение магнитной индукции в любой точке внутреннего пространства катушки с точностью до членов разложения VI * порядка определяется выражением

$$B = K_B I [1 + 2,7 \cdot 10^{-5} x - 2,3 \cdot 10^{-5} (2x^2 - y^2) - 1,1 \times 10^{-5} (8x^4 - 24x^2 y^2 + 3y^4) - 3,7 \cdot 10^{-4} (16x^6 - 120x^4 y^2 + 90x^2 y^4 - 5y^6) + \dots]. \quad (1)$$

где B — значение магнитной индукции (Т) K_B — постоянная катушки по магнитной индукции в центре (Т/А); I — ток в обмотке (А); x, y — координаты точки, выраженные в долях радиуса катушки ($x = \frac{X}{R}$ и $y = \frac{Y}{R}$).

С целью проверки результатов расчетов постоянная магнитной индукции K_B сличалась в постоянном поле с государственным первичным эталонным магнитной индукции. Отличие результатов измерений от расчетного значения составило + 0,004%, причем погрешность измерений не превышала 0,002%.

Распределение магнитного поля вдоль оси катушки было исследовано методом ЯМР и относительным индукционным методом на переменном токе. Относительное изменение постоянной в исследуемой точке ($K_{вк}$) и в центре катушки (K_B) приведено в табл. 1.

Таблица 1

Метод определения	$\frac{K_{вк} - K_B}{K_B} \cdot 10^4$ при расстоянии от центра, мм						
	60	40	20	0	-20	-40	-60
Расчет по результатам линейных измерений	-62	-16	-5,5	0	2,5	0	-38
Измерение методом ЯМР	-70	-26	-6	0	2,5	0	-30
Относительные измерения индукционным методом на переменном токе	-70	-22	-5	0	3	-4	-37

Измеренная неоднородность магнитного поля (0,01% в сфере радиусом 60 мм) хорошо согласуется с расчетной. Был проведен теоретический анализ возможных причин появления частотной зависимости постоянной катушки по магнитной индукции. Наиболее существенными оказались влияние то-

* Теоретически разложение в ряд должно начинаться с членов VI порядка. Появление членов I, II и IV порядков связано с неточностью изготовления катушки, однако коэффициенты при этих членах, как видно из (1), имеют малое значение.

ков смещения (емкостных токов, проходящих через шунтирующие емкости между жилами подводящего кабеля, между витками обмотки и между обратным проводом и обмоткой) и эффект близости, заключающийся в несимметричном распределении плотности тока по сечению провода под влиянием переменного магнитного поля катушки. Поверхностный эффект, заключающийся в симметричном вытеснении переменного тока к поверхности провода, не влияет на K_D , поскольку положение «центра тяжести» по сечению провода не изменяется. При анализе влияния токов смещения использовались методы теории цепей переменного тока [3], эквивалентная схема однослойной катушки [4] и методика расчета [6]. Влияние эффекта близости определялось на основании результатов, полученных для однородного переменного поля [7], причем методика расчета была распространена на случай неоднородного магнитного поля. Проведенные расчеты показали, что изменение постоянной K_D катушки государственного эталона на высшей частоте диапазона в основном обусловлено емкостными токами подводящего кабеля (порядка 0,1%) и емкостью обратного провода ($1 \cdot 10^{-2}\%$); межвитковая емкость приводит к изменению постоянной на $3 \cdot 10^{-3}\%$, а эффект близости — на $2 \cdot 10^{-3}\%$. Введение частотной поправки имеет смысл лишь на частотах выше 3 кГц; значения поправки приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения частотной поправки, %	Частота, кГц	Значения частотной поправки, %	Частота, кГц
$3,4 \cdot 10^{-4}$	0,5	$3,4 \cdot 10^{-2}$	5,0
$1,4 \cdot 10^{-3}$	1,0	$8,7 \cdot 10^{-2}$	8,0
$5,4 \cdot 10^{-3}$	2,0	0,136	10,0
$1,2 \cdot 10^{-2}$	3,0		

Анализ составляющих погрешностей (с учетом погрешностей введения частотной поправки) показал, что катушка государственного специального эталона воспроизводит единицу магнитной индукции переменного поля со средним квадратическим отклонением 0,02% при неисключенной систематической погрешности 0,03%. Значения отдельных составляющих случайной и систематической погрешностей приведены соответственно в табл. 3 и 4.

Таблица 3

Источник случайной погрешности	Значение погрешности, %
Линейные измерения	0,002
Неоднородность магнитного поля катушки	0,015
Температурные измерения	0,002
Суммарная погрешность	0,02

Таблица 4

Источник систематической погрешности	Значение погрешности, %
Компарирование при линейных измерениях	0,002
Введение частотной поправки	0,02
Влияние материалов каркаса и конфигураций подводных проводов	0,005
Суммарная погрешность	0,03

Анализ уровня точности магнитометрической и токоизмерительной аппаратуры в диапазоне частот 0—10 кГц показал нецелесообразность передачи размера единицы методом прямого измерения значения магнитной индукции, воспроизводимого катушкой эталона. Был разработан относительный компенсационный метод, заключающийся в выравнивании по амплитуде и фазе значений магнитной индукции катушки эталона и сличаемой с ним образцовой меры 1-го разряда, постоянная которой определяется по соотношению токов, протекающих по их обмоткам.

Широкий диапазон частот не позволяет использовать единую токоизмерительную и генераторно-усилительную аппаратуру. Схема установки для передачи размера единицы в звуковом диапазоне частот 20—10000 Гц представлена на рис. 1. Переменное напряжение с выхода генератора ГЗ—35 поступает на усилитель мощности ТУ—100. После усиления по мощности переменный ток разделяется на две цепи. В цепи I ток протекает по образцовому магазину сопротивлений № 1 типа Р517, первичной обмотке магазина взаимной индукции, амперметру А1 и регулировочному магазину сопротивлений № 3 типа Р517. В цепи II ток протекает по образцовому магазину сопротивлений № 2 типа Р517, по обмотке второй из сличаемых мер, амперметру А2 и регулировочному магазину индуктивности типа Р567. В центре каждой из сличаемой мер помещены пассивные индукционные преобразователи SW, включенные встречно. Разностный сигнал попадает на селективный индикатор нуля типа Ф510. Изменяя сопротивление и индуктивность магазинов и переключая в случае необходимости магазин индуктивности Р567 в цепь I, добиваются нулевого разностного сигнала, снимаемого с индукционных преобразователей SW, что соответствует (при строго одинаковых индукционных преобразователях) равенству магнитных индукций. После достижения равенства магнитных индукций в мерах необходимо добиться равенства падений напряжений на образцовых магазинах сопротивлений № 1 и 2, что фиксируется подключением к ним нуль-индикатором Ф510. Если фазы токов, протекающих в цепях I и II, не равны, то нулевых показаний нуль-индикатора добиться невозможно, поэтому последовательно с его входом включена вторичная обмотка магазина взаимной индуктивности. Уравновешивания можно добиться изменением сопротивлением образцового магазина Р517М № 1 и взаимной индуктивности магазина Р538. Проводя несколько раз указанные операции, можно также достичь равенства магнитных индукций мер и равенства падений напряжений на образцовых магазинах сопротивлений № 1 и 2, при этом отношение постоянных определяется выражением

$$\frac{K_{B I}}{K_{B II}} = \frac{R_1 + j \cdot 2\pi f M}{R_{II}} \quad (2)$$

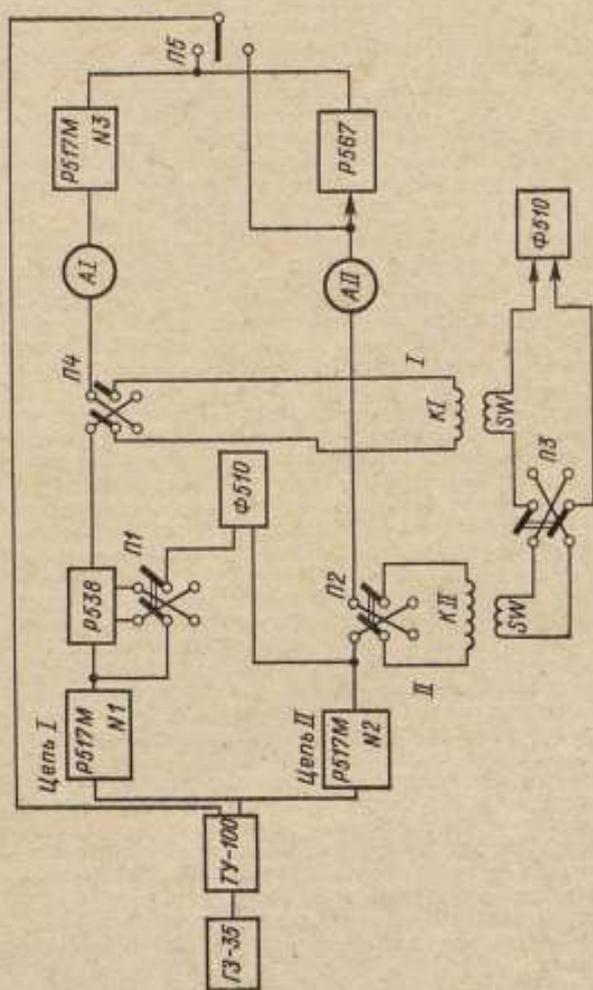


Рис. 1. Блок-схема установки для передачи размера единицы при работе в звуковом диапазоне частот

где $K_{В I}$ — постоянная меры, включенной в цепь I (катушки эталона), T/A; $K_{В II}$ — постоянная меры, включенной в цепь II (образцовой меры 1-го разряда, сличаемой с эталоном), T/A; R_I, R_{II} — сопротивления образцовых магазинов сопротивлений № 1 и 3 соответственно, Ом; M — взаимная индуктивность магазина P538, Гц; f — частота, Гц.

Для исключения влияния на результат измерения магнитных полей, создаваемых токами, протекающими по цепям внутри установки, влияния полей рассеяния одной меры на преобразователь, помещенный в другую меру, и неидентичности индукционных преобразователей необходимо произвести восемь измерений. При этом для устранения влияния необходимо произвести установкой, необходимо сделать два измерения, одновременно изменив направления токов в обеих мерах. Еще два измерения проводят, изменяя направление тока одной меры (с одновременным переключением концов индукционного преобразователя), при этом устраняется влияние мер друг на друга. Указанные коммутации осуществляются переключателями П2, П3 и П4. Для устранения влияния неидентичности индукционных преобразователей необходимо еще раз провести описанные выше четыре измерения, поменяв преобразователи, и результат вычислить по формуле

$$\frac{K_{В I}}{K_{В II}} = \frac{1}{4} \sqrt{(A_1 + A_2 + A_3 + A_4)(A_5 + A_6 + A_7 + A_8)} \quad (3)$$

где A_1, A_2, A_3, A_4 — измеренные отношения постоянных при одном положении индукционных преобразователей; A_5, A_6, A_7, A_8 — измеренные отношения постоянных при другом положении индукционных преобразователей.

Индукционные преобразователи подобраны таким образом, чтобы суммарные площади их витков отличались друг от друга не более чем на 0,1% во всем рабочем диапазоне частот. При этом результат измерения может вычисляться как среднее арифметическое восьми единичных измерений. В инфразвуковом диапазоне частот 1—20 Гц принцип передачи размера единицы сохраняется, но вместо пассивных преобразователей используется ферроимпульсионный преобразователь (ФМП) с вспомогательной мерой сравнения (рис. 2). Источником переменного тока служит декадный генератор типа ГЗ—39 и усилитель мощности постоянного тока УМ—25. Мера сравнения выполнена в виде соленоида с кусочно-непрерывным шагом намотки, внутри соленоида жестко закреплен ФММ. Передача размера единицы производится в два этапа: от катушки эталона катушка сравнения, а от нее — образцовой меры. Генератором частоты возбуждения ферроимпульсионного преобразователя (120 Гц) служит генератор ГЗ—35, для узкополосного усиления сигнала второй гармоники используется индикатор нуля Ф510. К выходу усилителя удвоенная частота возбуждения ФПМ7. Выделенное первым синхронным детектором низкочастотное напряжение подается на второй синхронный детектор, опорным напряжением которого служит выходное напряжение генератора ГЗ—39, синхронное с токами сличаемых мер. Сигнал на выходе второго синхронного детектора, пропорциональный разности магнитных индукций сличаемых мер, измеряется стрелочным прибором. Магнитное поле Земли компенсируется с помощью отдельной обмотки, размещенной внутри ФМП. Как и в звуковом диапазоне частот, измерение отношения токов мер заменяется измерением сопротивлений образцовых магазинов № 1 и 2 в момент достижения равенства падений напряжений на них. Это фиксируется устройством, состоящим из преобразователя инфразвукового напряжения в модулированное низкочастотное напряжение (120 Гц) и усилителя, в качестве которого используется индикатор нуля Ф 510, детектора и стрелочного прибора.

Поверочная схема подразделяется на пять полей: эталон, образцовые средства измерений, заимствованные из других поверочных схем, образцовые средства измерений 1-го разряда, образцовые средства измерений 2-го разряда, рабочие средства измерений. Предел допустимых погрешностей образцовых мер 1-го разряда составляет 0,5%, 2-го разряда — 1,5%, а рабо-

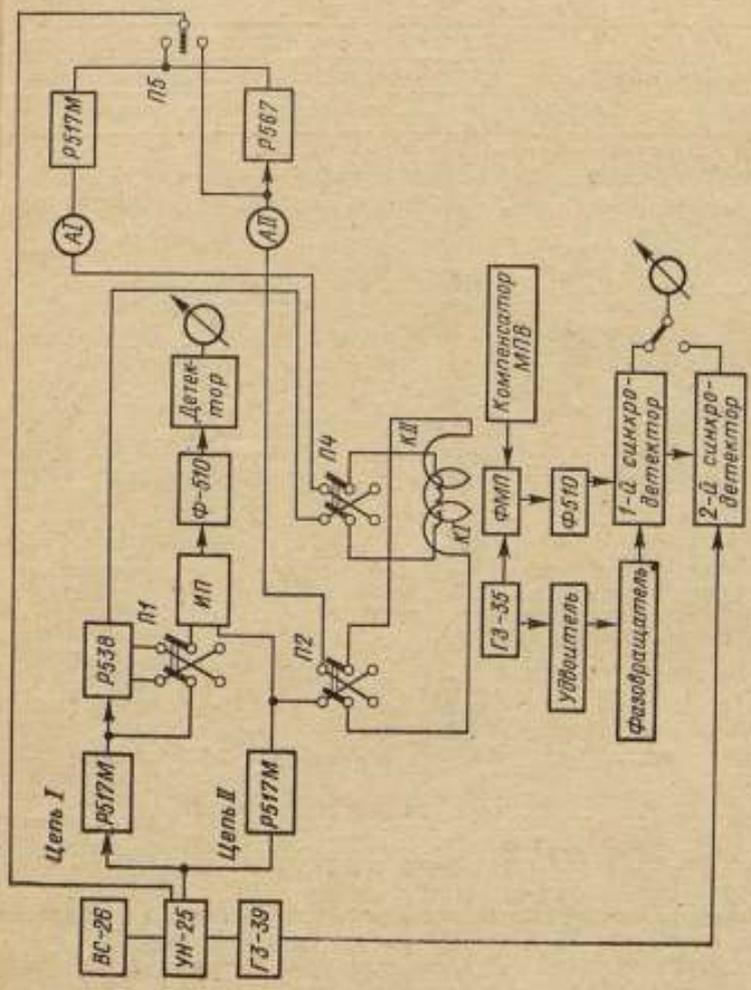


Рис. 2. Блок-схема установки для передачи размера единицы при работе в инфракрасном диапазоне частот

чих мер и приборов 5—10%. Эталон позволяет производить аттестацию образцовых средств измерений магнитной индукции переменного поля 1-го разряда с постоянными по магнитной индукции 10^{-3} — 10^{-5} Т/А.

Применяемая методика и аппаратура позволяют осуществлять передачу размера единицы с погрешностью не более 0,3%. Составляющие погрешностей приведены в табл. 5.

Таблица 5

Погрешности, %	Частота, Гц					
	Инфразвуковой диапазон			Звуковой диапазон		
	1	5	20	20	1000	10000
Случайные:						
Неполная компенсация магнитной индукции	0,04	0,04	0,04	0,05	0,001	0,001
Ориентация преобразователей и мер	0,05	0,05	0,05	0,0015	0,0015	0,0015
Неполная компенсация по току	0,015	0,015	0,015	0,001	0,001	0,001
Влияние электромагнитных помех и наводок	0,14	0,07	0,03	0,015	0,04	0,14
Температурная погрешность образцовых сопротивлений						
Цель I	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
Цель II	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
Суммарное среднее квадратическое отклонение	0,17	0,11	0,09	0,08	0,07	0,15
Систематические:						
Влияние реактивных составляющих образцовых сопротивлений	—	—	—	—	—	0,04
Систематическая погрешность образцовых сопротивлений						
Цель I	0,07	0,07	0,07	0,07	0,07	0,07
Цель II	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09
Влияние монтажных проводов	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,12
Суммарный неисключенный остаток	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,18

ЛИТЕРАТУРА

1. Студенцов Н. В. Меры основных магнитных величин и методика определения их значения. М., Изд. НТО Приборпром, 1965, 63 с.
2. Gurret M. W. Thick cylindrical coil systems for strong magnetic fields with field of gradient homogeneities of the 6 to 20th order. «Journal Appl. Phys.», 1967, v 38, N 6, pp. 2563—2580.
3. Нейман Л. Р., Калантаров П. Л. Теоретические основы электротехники, ч. III, М., Госэнергоиздат, 1959, 232 с.
4. Bornes S., Holst W. Die Frequenzabhängigkeit des Scheinwiderstandes von einlagigen zylindrischen Luftspulen. «Frequenz», 1965, N 5, pp. 169—175, N 6, pp. 191—200.
5. Кротков И. Н. Точное измерение электрических емкости и индуктивности. М., Изд-во стандартов, 1966, 272 с.

6. Чернышев В. Е. Расчет частотной погрешности мер магнитной индукции, вызванной токами смещения. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 140 (200), М., Изд-во стандартов 1972, с. 37—42.

7. Buchholz H. Scheinurderstand und wirbelstromverluste eines hohlen krnnszylindrischen Leiters im magnetischen wechselfeld, «Archiv für Electrotechnik», XXII, 1929, s. 360—374.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.421.088

В. Н. Хорев, А. П. Щелкин
вним

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ВБЛИЗИ БОЛЬШИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАСС С ПОМОЩЬЮ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Повышение класса точности гальваномагнитных тесламетров и расширение диапазона измерения в сторону малых значений магнитной индукции требует изучения целого ряда погрешностей, не учитывавшихся ранее из-за относительно высокого порога чувствительности и малой разрешающей способности магнитометрической аппаратуры. Одним из таких источников является магнитное поле, создаваемое током питания I , протекающего по пластине гальваномагнитного преобразователя. До настоящего времени считалось, что оно не вызывает аддитивной погрешности, так как поток нормальной составляющей магнитной индукции B_{\perp} , пронизывающий пластину преобразователя и вызываемый током I , равен нулю вследствие нечеткого характера ее распределения по пластине преобразователя в поперечном направлении (перпендикулярно направлению тока).

Между тем в ряде случаев при измерении магнитной индукции вблизи ферромагнитных масс выходной сигнал гальваномагнитного преобразователя зависит от магнитной индукции добавочного поля, создаваемого ферромагнетиком, намагничиваемым полем тока питания преобразователя. При этом среднее значение B_{\perp} , равное

$$B_{\perp, \text{ср}} = \frac{1}{S} \int_{-a}^a \int_{-b}^b B_{\perp}(x, y) dx dy,$$

(где $2a$ и $2b$ — ширина и длина пластины; $S = 4ab$ — ее площадь) обращается в нуль только в том случае, если гальваномагнитный преобразователь достаточно удален от ферромагнитных масс или если его пластина помещена в плоскопараллельный зазор. В остальных случаях $B_{\perp, \text{ср}}$ в принципе не равно нулю и является аддитивной погрешностью измерения. Кроме того, при использовании в качестве гальваномагнитного преобразователя магнитосопротивления, реагирующего на модуль B_{\perp} , аддитивная погрешность измерения, обусловленная током питания преобразователя, может возникать и при $B_{\perp, \text{ср}} = 0$.

Определим $B_{\perp, \text{ср}}$ для преобразователя Холла, пластина которого и проводящие провода расположены в непосредственной близости и перпендикулярно к ферромагнитной полуплоскости (см. рис. 1). Такое расположение преобразователя характерно, например, для измерения тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля вблизи поверхности ферромагнитных масс [1]. Для этого воспользуемся методом зеркальных изображений: ферромагнитную плоскость заменим системой намагничивающих токов, зеркально отображенных относительно этой плоскости. Нормальную состав-

ляющую добавочной магнитной индукции B'_\perp будем рассматривать как создаваемую током, протекающим по пластине, имеющей те же геометрические размеры, что и пластина преобразователя Холла (зеркальное изображение и расположенной от нее на расстоянии $2l$

$$B'_\perp = \frac{\mu - 1}{\mu} \cdot \frac{1}{2a} \int_{-a}^a \int_{-b}^b dB' dx',$$

где μ — магнитная проницаемость ферромагнетика; dB' — магнитная индукция, создаваемая элементарным током, протекающим в направлении z .

По закону Био-Савара

$$dB' = -\mu_0 \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{(2l + x' - x) dy'}{[(2l + x' - x)^2 + (y - y')^2]^{3/2}},$$

где μ_0 — магнитная постоянная. Усредняя магнитную индукцию B'_\perp по пластине преобразователя Холла, получим для искомой величины

$$B'_{\perp, \text{ср}} = \frac{1}{4ab} \int_{-a}^a \int_{-b}^b B'_\perp dx dy = -\frac{\mu_0 I}{32\pi a^2 b} \times \\ \times \frac{\mu - 1}{\mu} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \int_{-a}^a \int_{-b}^b \frac{(2l + x' - x) dx dy dx' dy'}{[(2l + x' - x)^2 + (y' - y)^2]^{3/2}}$$

Если магнитная проницаемость ферромагнетика $\mu \gg 1$, что выполняется для большинства ферромагнитных материалов в состоянии, далеком от насыщения, то после интегрирования предыдущее выражение приводится к виду

$$B'_{\perp, \text{ср}} = \mu_0 \frac{I}{4\pi l} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{l}{b}\right)^2} - \frac{l}{b} \right] h\left(\frac{a}{l}, \frac{b}{l}\right),$$

где h — коэффициент, зависящий от отношения $\frac{a}{l}$ и $\frac{b}{l}$. Полное выражение для этого коэффициента приводить нецелесообразно ввиду его громоздкости. Графическая зависимость $h\left(\frac{a}{l}\right)$ при различных значениях отношения b/l выбранного в качестве параметра, показана на рис. 2. При $\frac{a}{l} < 0,5$ и $h \approx 1$

(если также $b \gg l$) $B'_{\perp, \text{ср}} \approx \frac{\mu_0 I}{4\pi l}$, т. е. в этих условиях аддитивная погрешность, создаваемая полем тока преобразователя Холла, численно равна магнитной индукции на расстоянии l от бесконечно длинного проводника с током. С помощью этого же метода можно вывести выражения для аддитивных погрешностей $B'_{\perp, \text{ср}}$ преобразователя Холла, помещенного в неплоскопараллельный зазор, расположенного частично в зазоре и т. д. При измерении тангенциальной составляющей магнитной индукции на поверхности ферромагнитных масс значение аддитивных погрешностей, обусловленных полем тока питания преобразователя Холла, может быть весьма велико, особенно если учесть, что измеряемая составляющая магнитной индукции сравнительно невелика. Так, в работе [1] для измерения тангенциальной составляющей магнитной индукции порядка 10^{-4} Т используется преобразователь Холла со следующими размерами: $2a = 0,17$ мм, $2b = 0,3$ мм, минимальное расстоя-

ние центра преобразователя от поверхности изделия $l = 0,13$ мм, ток питания $I = 0,05$ А. Расчетное значение аддитивной погрешности $B'_{\perp \text{ ср}} = 0,13 \cdot 10^{-4}$ Т, что составляет 13% от значения измеряемой величины. Таким образом, теоретически установлена возможность появления аддитивной погрешности, обусловленной полем тока питания преобразователя Холла, расположенного вблизи ферромагнитных масс. Рассмотрим наиболее часто встречающийся случай, когда гальваномангнитный преобразователь используется для измерения магнитной индукции в узком плоскопараллельном зазоре, образованном, например, полюсами электромагнита. При этом если используется преобразователь магнитосопротивлений, реагирующий на модуль $B_{\perp \text{ ср}}$, аддитивная погрешность, обусловленная током питания, может

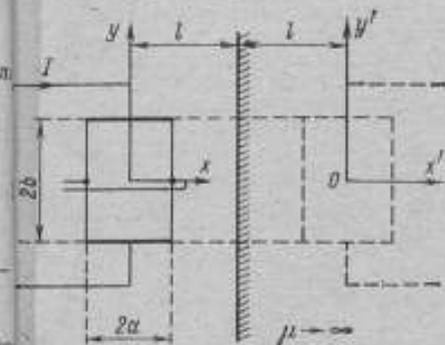


Рис. 1. Ортогональное расположение плоскостей преобразователя Холла и ферромагнетика

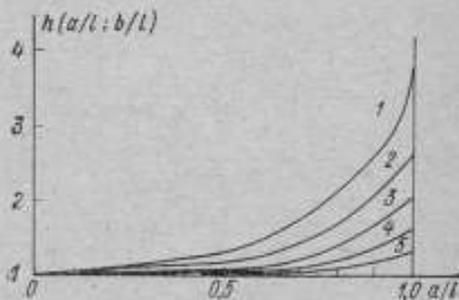


Рис. 2. Зависимость поправочного множителя от величины a/l при отношении b/l , равном: 1 — 0; 2 — 0,5; 3 — 1,0; 4 — 2,0; 5 — ∞

оказаться не равной нулю. Вполне очевидно, что $|B_{\perp \text{ ср}}| \neq 0$, если даже преобразователь удален от ферромагнитных масс, и что $|B_{\perp \text{ ср}}|$ зависит от значения тока питания. При расположении преобразователя магнитосопротивления вблизи ферромагнитных масс, в частности, в плоскопараллельном зазоре

$$|B_{\perp \text{ ср}}| = |B_{\perp}^0|_{\text{ ср}} + |B'_{\perp}(d)|_{\text{ ср}},$$

где $|B_{\perp}^0|_{\text{ ср}}$ — среднее значение модуля составляющей B_{\perp} при отсутствии ферромагнитных масс; $|B'_{\perp}(d)|_{\text{ ср}}$ — среднее значение модуля составляющей B_{\perp} , обусловленной наличием зеркальных изображений при ширине зазора $2d$.

Если градуировка преобразователя магнитосопротивления производилась при ширине зазора $2d_1$, а магнитная индукция измерялась при ширине зазора $2d$, то аддитивная погрешность измерения составит

$$\Delta |B_{\perp \text{ ср}}| = |B'_{\perp}(d_1)|_{\text{ ср}} - |B'_{\perp}(d)|_{\text{ ср}},$$

при $d_1 \gg d$

$$\Delta |B_{\perp \text{ ср}}| = |B'_{\perp}(d)|_{\text{ ср}}.$$

По аналогии со случаем, рассмотренным выше,

$$B'_\perp(d)|_{\text{ср}} = \frac{1}{2bc^2} \cdot \frac{\mu-1}{\mu} \int_0^c \int_{-b}^b \int_{-b}^b \frac{I}{4\pi} \times \\ \times \frac{(z-z') dy' dx' dy dx}{[(2d+x-x')^2 + (z'-z)^2]^{3/2}}$$

где ось z направлена перпендикулярно направлению тока (рис. 3). Интегрирование последней формулы приводит к чрезвычайно громоздким выражениям, поэтому ограничимся рассмотрением удлиненного преобразователя, приняв для упрощения $b \gg a$ (что вполне допустимо для оценки порядка погрешности). Тогда при $(\mu-1)/\mu \approx 1$ последнее выражение принимает вид

$$|B'_\perp(d)|_{\text{ср}} = \mu_0 \frac{I}{4\pi a} \times \\ \times \left[\ln \frac{d^2 + a^2}{a^2 + a^2} - 2 \frac{d}{a} \operatorname{arctg} \frac{d}{a} \right] \times \\ \times \frac{a^3}{d(4d^3 + 3a^2)}$$

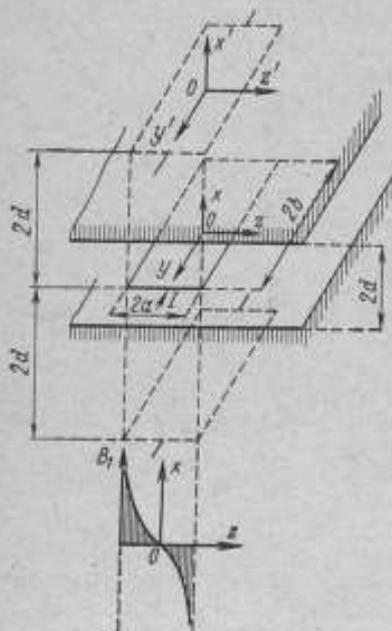


Рис. 3. Параллельное расположение плоскостей преобразователя магнитосопротивления и ферромагнетика

Максимальное значение рассматриваемой погрешности будет наблюдаться при одновременном выполнении условий $d_1 \gg d$ и $d \rightarrow 0$

$$|B'_\perp(d)|_{\text{ср max}} = \mu_0 \frac{I}{4\pi a} \ln 4.$$

Например, для преобразователя магнитосопротивления, имеющего размер $a = 1$ мм и ток питания 0,1 А, аддитивная погрешность будет равна

$$|B'_\perp(d)|_{\text{ср max}} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{0,1}{4\pi \cdot 10^{-3}} \ln 4 \approx 0,14 \cdot 10^{-4} \text{ Т.}$$

Поскольку в большинстве случаев преобразователи магнитосопротивления используются для измерения сильных полей, то указанная погрешность не может заметно исказить результат измерения. Однако с разработкой гальваноманниторекомбинационных преобразователей магнитосопротивления, обладающих высокой чувствительностью и линейностью градуировочной кривой, с аддитивной погрешностью, обусловленной током питания преобразователя, в ряде случаев, придется считаться.

С целью проверки изложенной методики расчета была измерена аддитивная погрешность, обусловленная полем тока питания гальваномагнитного преобразователя, предназначенного для измерения тангенциальной составляющей магнитной индукции на поверхности ферромагнитного изделия. Преобразователь Холла из InSb, имеющий размеры $2a = 2$ мм и $2b = 4$ мм и питаемый током 0,1 А, устанавливался перпендикулярно плоской грани размагниченного ферритового кольца с относительной начальной магнитной проницаемостью $\mu = 4000$ на расстоянии 0,1 мм. Для того, чтобы избежать последующего намагничивания кольца полем Земли, эксперимент проводился в бесполовом пространстве, создаваемым трехкомпонентной мерой магнитной индукции и устройством для компенсации магнитного поля Земли. Геометрические размеры кольца были существенно больше геометрических размеров преобразователя Холла. Измеренное значение $B_{\perp \text{ ср}}$ составило $0,15 \cdot 10^{-4}$ Т. Расчет, произведенный по выведенной формуле, дает

$$B'_{\perp \text{ ср}} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{0,1}{4\pi \cdot 1,1 \cdot 10^{-3}} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2} \right) 1,7 = 0,12 \cdot 10^{-4} \text{ Т.}$$

что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Необходимое в ряде случаев снижение аддитивной погрешности $B_{\perp \text{ ср}}$ может быть достигнуто как методически, так и конструктивно. В первом случае измерение следует производить при двух противоположных направлениях тока через преобразователь с последующим нахождением среднего значения измеряемой величины, что выдвигает определенные требования к конструкции магнитометрического прибора. Тот же результат может быть достигнут и выбором рациональной конструкции гальваномагнитного преобразователя, при которой один из токовых электродов преобразователя, имеющий ту же форму, что и активная пластина преобразователя, укладывается напротив нее с противоположной стороны подложки. При этом магнитная индукция поля питания преобразователя во всех точках окружающего пространства близка к нулю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вассерман М. И., Щелкин А. П. Новые приборы для измерения магнитной индукции, основанные на эффекте Холла. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 152 (212), М., «Энергия», 1974, с. 17—24.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.421 : 538.632

М. И. Вассерман, Н. В. Студенцов, А. П. Щелкин
вним

ТЕСЛАМЕТР ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ НА ЭФФЕКТЕ ХОЛЛА

Для измерения магнитной индукции постоянных полей широко применяются тесламетры, основанные на эффекте Холла. Они отличаются простой конструкции, высокой надежностью и малыми размерами измерительного зонда, позволяющими производить измерение магнитной индукции в малых объемах и узких зазорах (до десятых долей миллиметра). Однако точность холловских тесламетров не всегда удовлетворяет требованиям практики. Большинство из них [1—6] имеют основную погрешность 1—2,5% в диапазоне 0,01—2 Т. Например, у тесламетра Ф4354/1 она равна 2,5% при 0,15; 0,3 и 0,6 Т и 10% — при 1,5 Т. Увеличение погрешности по мере расширения пределов измерения связано с нелинейностью градуировочной кривой пре-

образователя Холла, которая даже для приборов одного типа не остается постоянной. Немаловажным фактором является также значительная дополнительная погрешность, вызываемая температурной зависимостью параметров преобразователей Холла.

Для уменьшения основной погрешности тесламетра, связанной с нелинейностью градуировочной кривой преобразователя Холла, применяются различные схемы линейризации, а для уменьшения дополнительной температурной погрешности — термостатирование преобразователя Холла. Однако и эти меры не всегда позволяют создать тесламетр, имеющий класс выше 1,0 (например, тесламетр Холла Е11—3, снабженный устройствами линейризации и термостатирования, имеет класс 1,5). Некоторые зарубежные тесламетры имеют погрешности измерения магнитной индукции 0,1—0,25% (например, гауссметр фирмы «Beil» модель 660, основная погрешность которого 0,25). Однако эти приборы очень сложны и дороги.

Во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева разработан и изготовлен простой высокоточный тесламетр Холла Т—5, предназначенный для измерения

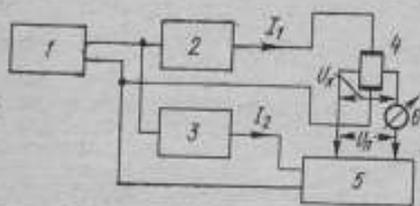


Рис. 1. Блок-схема тесламетра
1 — стабилизатор напряжения;
2, 3 — стабилизаторы тока; 4 — преобразователь Холла; 5 — потенциометр,
6 — нуль-индикатор

магнитной индукции постоянных полей в зазорах электромагнитов в диапазоне 0,1—2 Т с погрешностью $0,1\% \pm 10^{-4}$ Т. Отличительной особенностью прибора является отсутствие каких-либо устройств для температурной компенсации. Повышение точности обеспечивается в основном за счет применения преобразователя Холла, обладающего высокой линейностью градуировочной кривой, малыми значениями температурного дрейфа напряжения неэквивалентности и температурного коэффициента постоянной Холла, что, в свою очередь, достигается выбором рациональной формы преобразователя, концентрации носителей заряда, направления выращивания полупроводникового слитка, из которого изготовлен преобразователь [7, 8].

Преобразователь Холла изготовлен из легированного сурьмой индия (In Sb) с концентрацией примесей $n = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и имеет следующие основные параметры: размер активной пластины $2 \times 0,5 \times 0,01 \text{ мм}^3$, входное и выходное сопротивление — 2 Ом, чувствительность $S = 1 \text{ В/Т} \cdot \text{А}$, температурный коэффициент постоянной Холла $\delta_X = 0,005\%/\text{град}$, температурный дрейф напряжения неэквивалентности $\gamma < 1 \text{ мВ/град}$, нелинейность градуировочной кривой в диапазоне магнитной индукции 0—2 Т — не более 0,5%.

Преобразователь Холла смонтирован в зонд, рабочая часть которого имеет габариты $1 \times 4 \times 120 \text{ мм}^3$. Зонд закреплен на специальном поворотном устройстве, позволяющем ориентировать пластину преобразователя перпендикулярно вектору измеряемой магнитной индукции.

В тесламетре, блок-схема которого приведена на рис. 1, применен компенсационный метод измерения напряжения Холла. Выходное напряжение U_X преобразователя Холла 4 компенсируется напряжением U_0 , снимаемым с магазина сопротивлений 5. Разность этих напряжений подается на нуль-индикатор 6, в качестве которого используется измеритель М1210/И6. В момент компенсации, когда $U_X = U_0$, имеем $S I_1 B = I_2 R'$, откуда

$$B = \frac{I_2}{I_1} \frac{1}{S} R'$$

где S — удельная чувствительность преобразователя Холла; I_1 — ток питания преобразователя; I_2 — ток, протекающий через магазин сопротивлений; R' — сопротивление части магазина сопротивлений, с которой снимается компенсирующее напряжение. Таким образом, в момент компенсации значение измеряемой магнитной индукции B пропорционально сопротивлению R' , которое определяется с помощью отсчетного устройства, состоящего из четырех декадных курбелей, и отношению токов I_2/I_1 . Следовательно, декады магазина сопротивлений могут быть градуированы в единицах магнитной индукции. Для поддержания указанного отношения токов постоянным преобразователь Холла и магазин сопротивлений питаются от двух одинаковых источников тока, состоящих из стабилизатора напряжения U , выполненного на транзисторах Т1—Т3, и двух идентичных стабилизаторов тока 2 и 3 на транзисторах Т4—Т6 и Т7—Т9 (рис. 2). Коэффициент стабилизации тока по напряжению сети и сопротивлению нагрузки $M \approx 2000$. Напряжение стабилизируемого тока с температурой не превышает $0,01\%/град$. Выбранная схема магазина сопротивлений обеспечивает постоянство нагрузки для стабилизатора тока, питающего магазин сопротивлений, что улучшает режим работы последнего. Магазин сопротивлений содержит четыре декады. Первая (X0,1T) и вторая (X0,01T) декады соединены последовательно. Два резистора второй декады шунтируются третьей (X0,001T). Таким же образом к третьей декаде подключается четвертая (X0,0001T).

Ввиду того, что нелинейность градуировочной кривой преобразователей Холла не удается получить менее $0,5\%$, не уменьшая их чувствительности ниже допускаемого предела, в тесламетре осуществлена ее компенсация. Для этого резисторы первой декады в процессе градуировки шунтируются дополнительными резисторами $R^*5—R^*23$, значения которых зависят от степени нелинейности градуировочной кривой. При этом, чтобы «вес» остальных декад не изменился, одновременно с переключением резисторов первой декады вторая шунтируется соответствующими резисторами $R^*24—R^*42$.

В тесламетре предусмотрен контроль отношения токов I_2/I_1 посредством сравнения падений напряжений на резисторах $R1$ и $R2$. Регулировка этого отношения осуществляется с помощью резистора $R4$. Резистор $R3$ служит для установки нуля прибора.

Основная погрешность тесламетра складывается из погрешности градуировки $\delta_{гр}$ и погрешности, обусловленной временной нестабильностью отношения токов питания преобразователя Холла и магазина сопротивлений δ_I . Так как коэффициенты стабилизации токов достаточно велики, а сами стабилизаторы токов идентичны (это обеспечивает одинаковое изменение силы токов с изменением напряжения сети), то при изменении напряжения питания на $\pm 10\%$ изменение отношения токов будет, по крайней мере, на порядок меньше изменения тока в одной из цепей, которое равно

$$\frac{10\%}{M} = \frac{10\%}{2000} = 0,005\%.$$

Таким образом, основная погрешность тесламетра определяется, в основном, погрешностью градуировки, которая, в свою очередь, обусловлена погрешностью образцового ядерного тесламетра, используемого при градуировке, неточностью установки преобразователя Холла по отношению к вектору магнитной индукции, неточностью подбора резисторов потенциометра и отчасти временной нестабильностью образцового источника магнитной индукции. Значение основной погрешности, определенное экспериментально, не превышало $0,1\%$.

Дополнительная температурная погрешность тесламетра равна

$$\delta_t = \delta_{tS} + \delta_{tI},$$

где δ_{tS} — составляющая дополнительной температурной погрешности, обусловленная температурным коэффициентом удельной чувствительности, численно равным температурному коэффициенту постоянной Холла; δ_{tI} — составляющая дополнительной температурной погрешности, определяемой

изменением отношения токов I_2/I_1 с температурой. Ввиду идентичности обоих стабилизаторов тока погрешностью δ_{II} можно пренебречь. Следовательно, $\delta_I \approx \delta_X = 0,005\%/град$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воейков Д. Д. Компенсационный магнитометр с термостатированным датчиком Холла. ПТЭ, 1959, № 4, с. 100—110.
2. Витковский В. Ф., Соколова Е. А. Электронный гауссметр типа ЭГ—1, основанный на использовании эффекта Холла. — «Труды метрологических институтов Комитета», вып. 72 (132), М.—Л., Изд-во стандартов, 1969, с. 94—100.
3. Steuerungstechnik. «Gaussmeter», 1971, 4, № 12, 442.
4. Nonnig H. Volltransistoresiertes Magnetfeldmeßgerät mit Hallgenerator. Radio — Fernsehen — Elektronik, 1970, № 18, pp. 602—604.
5. Хомерики О. К. Применение гальваномангнитных датчиков в устройствах автоматики и измерений. М., «Энергия», 1971, 115 с.
6. Кобус А., Гушнский Я. Датчики Холла и магниторезисторы. М., «Энергия», 1971, 352 с.
7. Савенко В. Г., Щелкин А. П. О температурном дрейфе нулевого сигнала преобразователей Холла. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 113 (173), М.—Л., «Энергия», 1971, с. 80—82.
8. Савенко В. Г., Щелкин А. П. Влияние неоднородности полупроводника на температурный дрейф нулевого сигнала преобразователей Холла. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 120 (180), М.—Л., Изд-во стандартов, 1971, с. 73—78.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 538.63 : 538 : 521

В. Н. Хорев, В. Я. Шифрин, Т. И. Чхикадзе

ВНИИМ

МЕТОДИКА КОРРЕКТИРОВКИ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КАТУШЕК МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Катушки (меры) малой магнитной индукции (типа Гельмгольца, Максвелла, Браумбека и др.) являются основной частью образцовых средств измерений и широко применяются в магнитометрии. Одним из основных требований, предъявляемых к таким катушкам, является поддержание заданной однородности магнитного поля. Исходя из него рассчитывается количество секций и размеры обмоток катушек. Для расчета катушек и последующей обработки результатов измерений однородности используются аналитические выражения для «идеальных» катушек.

Как показывает опыт ВНИИМ, неточности, допущенные при изготовлении катушек, существенно снижают однородность магнитного поля, что в ряде случаев делает их непригодными для метрологических исследований.

Предлагаемая методика корректировки позволяет на основании экспериментальных данных о распределении магнитного поля в рабочем объеме катушки устранить неоднородность магнитного поля, связанную с неточностью ее изготовления. В качестве примера рассмотрим квадратную катушку Гельмгольца. Магнитное поле, создаваемое парой одинаковых контуров с током, расположенных на расстоянии $2a$, имеет наибольшую однородность при выполнении условия Гельмгольца $\alpha = \frac{c}{a} = 0,5454$, где $2a$ — сторона

квадрата. При этом составляющая B_z магнитной индукции вдоль оси Oz (рис. 1) записывается в виде

$$B_z = \frac{\mu_0 I \omega A_{001}(\alpha)}{2\pi a} \left\{ 1 + \frac{1}{a^4} \cdot \frac{A_{203}(\alpha)}{A_{001}(\alpha)} \left[3(x^2 + y^2)z^2 - \frac{1}{2}(x^4 + y^4) - z^4 \right] + \dots \right\}, \quad (1)$$

где I, ω — сила и число витков в одной секции;

$$A_{001}(\alpha) = \frac{8}{(1 + \alpha^2)(2 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}} = 4,0718;$$

$$A_{203}(\alpha) = \frac{1408\alpha^2 + 2712\alpha^4 + 1120\alpha^6 - 580\alpha^8 - 560\alpha^{10} - 120\alpha^{12} - 172}{(1 + \alpha^2)^3(2 + \alpha^2)^{\frac{9}{2}}}.$$

Изготовить идентичные секции катушки Гельмгольца (особенно больших размеров с несколькими многослойными обмотками), а также точно измерить расстояние между серединами обмоток практически невозможно. В связи с этим в (1) появляются координатные члены первого и второго порядков

$$B_z = \frac{\mu_0 I \omega A_{001}(\alpha)}{2\pi a} \left\{ 1 + \frac{\Delta_1}{a} (-4z) + \frac{\Delta_2}{a^2} (x^2 + y^2 - 2z^2) + \frac{1}{a^4} \cdot \frac{A_{203}(\alpha)}{A_{001}(\alpha)} \left[3(x^2 + y^2)z^2 - \frac{1}{2}(x^4 + y^4) - z^4 \right] + \dots \right\}, \quad (2)$$

снижающие однородность создаваемого магнитного поля.

Подавая в одну из секций катушки ток $I_1 = I$, отличающийся по величине от тока $I_2 = I - \Delta I$ в другой секции, можно выбрать такое значение ΔI , при котором коэффициент перед членом первого порядка в (2) станет равным нулю, а регулируя расстояние между секциями (т. е. заменяя α на $\alpha + \Delta\alpha$), можно добиться обращения в нуль коэффициента перед членом второго порядка. Чтобы определить ΔI и $\Delta\alpha$, запишем выражение для B_z с точностью до членов высшего порядка малости

$$B_z = \frac{\mu_0 I \omega A_{001}(\alpha)}{2\pi a} \left\{ 1 + \frac{1}{a} \left(\Delta_1 + \frac{A_{203}(\alpha)}{A_{001}(\alpha)} \cdot \frac{\delta I}{2} \right) (-4z) + \frac{1}{a^2} \left(\Delta_2 + \frac{A_{201}(\alpha)}{A_{001}(\alpha)} \Delta\alpha \right) (x^2 + y^2 - 2z^2) + \frac{1}{a^4} \cdot \frac{A_{203}(\alpha)}{A_{001}(\alpha)} \times \left[3(x^2 + y^2)z^2 - \frac{1}{2}(x^4 + y^4) - z^4 \right] + \dots \right\}, \quad (3)$$

$$\text{где } \delta I = \frac{\Delta I}{I}; \quad A_{201}^1(\alpha) = \frac{\partial A_{201}(\alpha)}{\partial \alpha} = \frac{\alpha(240\alpha^8 + 360\alpha^6 + 336\alpha^4 + 256\alpha^2 - 1032)}{(1 + \alpha^2)^4(2 + \alpha^2)^{\frac{7}{2}}};$$

Δ_1 и Δ_2 — коэффициенты при первом и втором порядках координат, появившиеся из-за ошибок изготовления.

Из условия обращения в нуль соответствующих коэффициентов находим

$$\delta I = -\frac{2A_{001}(\alpha)}{A_{200}(\alpha)} \Delta_1 = 8,0886 \Delta_1, \quad (4)$$

$$\Delta \alpha = -\frac{A_{001}(\alpha)}{A'_{201}(\alpha)} \Delta_2 = 0,4579 \Delta_2. \quad (5)$$

Применив метод наименьших квадратов, можно найти значения Δ_1 и Δ_2 , подставив их в (4) и (5), определить δI и $\Delta \alpha$. Чтобы обеспечить заданную относительную разность токов δI , протекающих по секциям катушки, одну из секций шунтируем сопротивлением $R_{ш}$, рассчитанным по формуле

$$R_{ш} = \frac{1 - \delta I}{\delta I} R_k \approx \frac{1}{\delta I} R_k, \quad (6)$$

где R_k — сопротивление шунтируемой секции обмотки.

Описанная выше методика была использована для корректировки магнитного поля катушки Гельмгольца со стороной $2a \approx 196$ см, разработанной и исследованной во ВНИИМ.

На рис. 2, (кривая 1) показано распределение магнитной индукции катушки до коррекции (в относительных единицах). Измерения проводились в точках, лежащих на оси z .

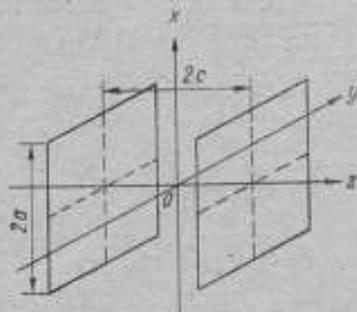


Рис. 1. Катушки Гельмгольца

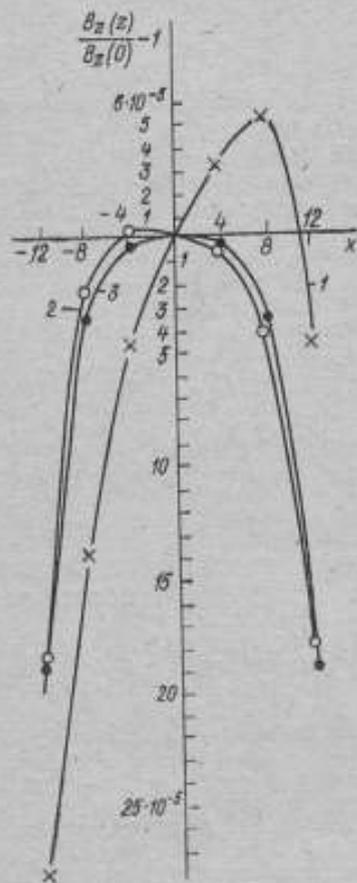


Рис. 2. Распределение магнитной индукции

1 — до коррекции; 2 — после коррекции; 3 — «идеальная» кривая

Для каждой точки измерения на основании выражения (2) были составлены уравнения относительно неизвестных Δ_1 и Δ_2 .

$$\frac{B_z(z) - B_z(0)}{B_z(0)} = \frac{1}{a} \Delta_1 (-4z) + \frac{\Delta_2}{a^2} (-2z^2) + \frac{A_{203}(\alpha)}{a^4 A_{001}(\alpha)} (-z^4) + \dots$$

$$x = y = 0.$$

Таким образом были выведены следующие уравнения ($x = y = 0$)

$$\begin{aligned} -28,0 \cdot 10^{-5} &= -1,23 \cdot 10^{-1} \Delta_1 - 3,75 \cdot 10^{-3} \Delta_2 - 18,7 \cdot 10^{-5} (z = -12 \text{ см}); \\ -13,8 \cdot 10^{-5} &= -0,82 \cdot 10^{-1} \Delta_1 - 1,41 \cdot 10^{-3} \Delta_2 - 3,7 \cdot 10^{-5} (z = -8 \text{ см}); \\ -4,7 \cdot 10^{-5} &= -0,41 \cdot 10^{-1} \Delta_1 - 0,42 \cdot 10^{-3} \Delta_2 - 0,2 \cdot 10^{-5} (z = -4 \text{ см}); \\ 3,3 \cdot 10^{-5} &= 0,41 \cdot 10^{-1} \Delta_1 - 0,42 \cdot 10^{-3} \Delta_2 - 0,2 \cdot 10^{-5} (z = 4 \text{ см}); \\ 5,5 \cdot 10^{-5} &= 0,82 \cdot 10^{-1} \Delta_1 - 1,41 \cdot 10^{-3} \Delta_2 - 3,7 \cdot 10^{-5} (z = 8 \text{ см}); \\ -4,6 \cdot 10^{-5} &= 1,23 \cdot 10^{-1} \Delta_1 - 3,75 \cdot 10^{-3} \Delta_2 - 18,7 \cdot 10^{-5} (z = 12 \text{ см}) \end{aligned}$$

После решения этой системы уравнений было получено $\Delta_1 = 2,5551 \cdot 10^{-4}$
 $\Delta_2 = 5,3065 \cdot 10^{-4}$.

Из (4) и (5) находим $\delta l = 2,06 \cdot 10^{-3}$ и $\Delta \alpha = 2,60 \cdot 10^{-4}$. Зная сопротивление шунтируемой обмотки $R_x = 27,5$ Ом и длину ребра секции $2a = 196$ см определим $R_{ш} = 13,5$ кОм и $2\Delta c \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см. Кривая 2 показывает распределение магнитной индукции после шунтирования одной из секций сопротивлением $R_{ш} = 13,5$ кОм и увеличения расстояния между секциями на $2\Delta c = 5 \cdot 10^{-2}$ см. Сравнение кривых показывает, что однородность магнитного поля катушки в рабочей зоне (± 12 см) существенно повысилась и распределение магнитной индукции стало близким к идеальному (кривая 3).
 Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.411 : 621

Ю. В. Афанасьев

ВНИИМ

ОБ АНИЗОТРОПИИ, ВНОСИМОЙ В СЕРДЕЧНИКИ ФЕРРОЗОНДА ПОЛЕМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Как известно, процессы, протекающие в феррозондах* с продольным и поперечным полем возбуждения, имеют значительное сходство и могут быть описаны в рамках единой теории. Этому в немалой степени способствуют параметрические представления. Согласно последним, определяющее влияние на магнитные свойства сердечников феррозонда и протекающие в них процессы оказывает поле возбуждения, напряженность которого H_1 выбирает из условия $H_1 \gg H_0$, где H_0 — напряженность измеряемого магнитного поля. Определяющее влияние поля возбуждения сохраняется как для параллельных ($H_0 \parallel H_1$), так и для перпендикулярных ($H_0 \perp H_1$) магнитных полей. При безгистерезисных аппроксимациях кривой $B(H)$ выходную э. д. с. феррозонда в первом случае связывают с временной зависимостью $\mu_0(t) = \mu_0[H_1(t)]$, во втором — с зависимостью $\mu(t) = \mu[H_1(t)]$, где

* В соответствии с проектом ГОСТ «Средства измерений магнитных величин. Термины и определения» термин «феррозонд» следует заменить термином «ферромультипликаторный преобразователь».

$\mu_d = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dB}{dH}$ — дифференциальная и $\mu = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B}{H}$ — нормальная относительные магнитные проницаемости сердечника (тела) [1—7].

Известным теоретическим обобщением явилась работа [8], в которой введено понятие анизотропии, вносимой в сердечник полем H_1 , и получено наиболее общее выражение для суммарной магнитной индукции

$$B_{\Sigma} = \mu_0 (\mu H_1 + \hat{\mu} H_0), \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная; $\hat{\mu}$ — тензор, матрица которого образована коэффициентами $\mu_{ik} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial B_i(H)}{\partial H_k}$; i и k — индексы направлений. Когда вектор H_1 направлен вдоль одной из главных осей, например, вдоль оси x , то $\mu_{ik} = 0$ при $i \neq k$ и матрица тензора $\hat{\mu}$ становится диагональной

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

причем $\mu_{xx} = \mu_d$, а $\mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu$.

Ниже с учетом (1) и (2) дано выражение для выходной э. д. с. и чувствительности феррозонда при произвольной ориентации векторов H_1 и H_0 , уточнено понятие о магнитной оси феррозонда, а также найдены коэффициенты пропорциональности между чувствительностью феррозондов с продольным и поперечным возбуждением.

Выражение для выходной э. д. с. феррозонда

В качестве исследуемой модели возьмем феррозонд с сердечниками в форме тонких пермаллоевых или ферритовых дисков, окруженных встречно включенными обмотками возбуждения w_1, w_1' и согласно включенными измерительными обмотками w_2, w_2' (рис. 1). Если подать в обмотки возбуждения ток $I_1(t) = I_m \sin \omega t$, то на выходных клеммах идеально сбалансированного феррозонда появится э. д. с., зависящая от вектора H_0 , действующего в плоскости дисков. Задача состоит в том, чтобы найти эту э. д. с. не только в зависимости от значения H_1 , но и в зависимости от ориентации векторов H_1, H_0 i° , где i° — нормаль к плоскости витков измерительных обмоток.

Совместим, как и ранее, вектор H_1 с осью x и обозначим $\alpha = \widehat{H_0, H_1}$ и $\beta = \widehat{i^\circ, H_1}$ (рис. 2). Тогда, имея в виду, что материал дисков изотропен, для прира-

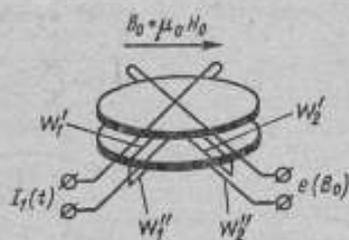


Рис. 1. Модель феррозонда с дисковыми сердечниками

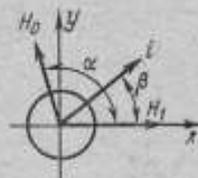


Рис. 2. Векторная диаграмма

щения B , обусловленного вектором H_0 , с учетом (1) получим (компонент μ_{22} тензора μ пренебрегаем)

$$B(H_0) = \mu_0 \begin{vmatrix} \mu_{\Sigma} & 0 \\ 0 & \mu \end{vmatrix} H_0.$$

Очевидно, что вследствие анизотропии, вносимой полем H_1 , $B \neq H_0$, хо при пренебрежении потерями суммарный вектор магнитной индукции всег параллелен вектору суммарной напряженности поля, $B_{\Sigma} \parallel H_{\Sigma}$.

Проекция вектора B на единичный вектор i^0 будет

$$B_i = \mu_0 H_0 (\mu_{\Sigma} \cos \alpha \cos \beta + \mu \sin \alpha \sin \beta).$$

Отсюда для случая $H_0 = \text{const}$ находим

$$\epsilon_i = -2\omega_2 s \frac{dB_i}{dt} = -2\omega_2 s \mu_0 H_0 \frac{d}{dt} (\mu_{\Sigma} \cos \alpha \cos \beta + \mu \sin \alpha \sin \beta),$$

где $\omega_2 = \omega_2 + \omega_0$; s — площадь диаметрального сечения одного диска.

Выражение (3) является достаточно общим. Оно переходит в известные выражения для выходной э. д. с. феррозондов с продольным и поперечным возбуждением соответственно при $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 90^\circ$. Вместе с тем оно позволяет найти выходную э. д. с. и при произвольной ориентации векторов H_0 и i^0 .

Амплитудное значение э. д. с. какой-либо четной гармоники ϵ_{i2n} , а следовательно, и чувствительность феррозонда $G_{i2n} = \left| \frac{d\epsilon_{i2n}}{dB_0} \right|$, где $B_0 = \mu_0 H_0$

могут быть определены из (3), если предварительно найдены зависимости $\mu_{\Sigma}(t)$ и $\mu(t)$. Последние при условии $H_1 \gg H_0$ совсем не обязательно искать в виде функций от суммарной напряженности поля $H_{\Sigma}(t)$ [9], а достаточно

только от $H_1(t)$. Эти же зависимости, т. е. $\mu_{\Sigma}[H_1(t)]$ и $\mu[H_1(t)]$ могут быть использованы и для нахождения спектра э. д. с. небаланса содержащего нечетные гармоники [10].

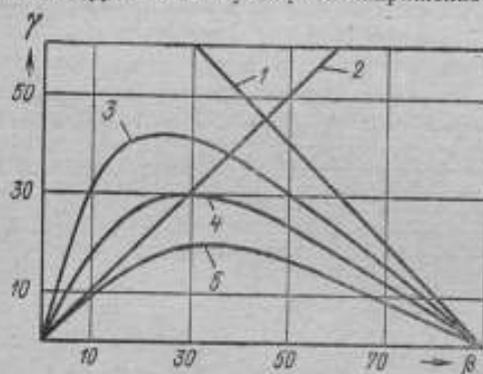


Рис. 3. Графики функции угла несоосности при ν , равной: — 1; 1; — 1,5; — 2 и — 3 (соответственно кривые 1—5)

Анизотропия и магнитная ось феррозонда

Анализируя (3), нетрудно заметить, что режим продольного и поперечного возбуждения реализуется в рассматриваемой модели феррозонда при значениях $\beta = 0$ и $\beta = 90^\circ$. Поворачивая вектор H_0 в плоскости дисков, получаем диаграмму направленности, которая в первом случае ($\beta = 0^\circ$) имеет максимум при $\alpha = 0, 180^\circ$ и нуль при $\alpha = 90^\circ, 270^\circ$, а во втором ($\beta = 90^\circ$) — максимум при $\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ и нуль при $\alpha = 0^\circ, 180^\circ$. В обоих случаях диаграмма направленности будет косинусоидальной, причем единичный вектор i^0 оказывается совмещенным с так называемой магнитной осью i_M^0 феррозонда. Однако в общем случае $i_M^0 \neq i^0$. Выражение для угла не-

соосности можно получить из (3), приравняв сумму, стоящую в скобках, нулю

$$\left| \widehat{i_{m1}^0, i^0} \right| = \frac{\pi}{2} - \left| \operatorname{arctg} \frac{\frac{\mu_0 + \mu}{\mu_0 - \mu} + \cos^2 \beta}{\sin 2\beta} \right|.$$

Графики функций (4) для различных значений $\frac{\mu_0 + \mu}{\mu_0 - \mu} = \nu$ показаны на рис. 3. Видно, что угол несоосности $\left| \widehat{i_{m1}^0, i^0} \right| = \gamma$ является нелинейной функцией угла β , причем максимум γ определяется не только значением β , но и значением ν . Лишь в двух случаях, когда $\nu = -1$ ($\mu \gg \mu_0$) и $\nu = 1$ ($\mu_0 \gg \mu$), функция $\gamma(\beta)$ будет линейной.*

Наблюдаемая несоосность, $i_{m1}^0 + i^0$ является следствием анизотропии, вносимой полем H_1 . Заметим, что, если бы мы использовали модель (рис. 1) для одновременного измерения двух компонент вектора B_0 , разместив вокруг дисков две пары соответствующим образом ориентированных измерительных обмоток, то из-за указанной анизотропии наблюдалась бы неортогональность магнитных осей I_{m1} и I_{m2} , которая сохранилась бы и при строгой взаимной ортогональности векторов i_1^0 и i_2^0 , при условии, что последние не совпадают с направлениями главных осей.** Поэтому в так называемых двух- и трехосных феррозондах на одном сердечнике указанная неортогональность может быть устранена за счет строгой ориентации векторов i^0 в направлении главных осей.

Соотношение чувствительностей феррозондов

Вспользуемся моделью (рис. 1) и выражением (3) для нахождения коэффициента пропорциональности между чувствительностями феррозондов с продольным и поперечным возбуждением.

Амплитудное значение какой-либо четной гармоники э. д. с. с учетом (3) и при условии $\alpha = \beta$ может быть найдено из выражения

$$e_{i2n} = 4\pi\omega\omega_2 B_0 \mu_{2n} \left(\frac{\mu_{02n}}{\mu_{2n}} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \right), \quad (5)$$

поэтому

$$G_{\parallel 2n} = \frac{\mu_{02n}}{\mu_{2n}} G_{\perp 2n}, \quad (6)$$

где $\frac{\mu_{02n}}{\mu_{2n}}$ — искомый коэффициент.

Поскольку μ_0 и μ являются функциями от H_1 то в общем случае и коэффициент $\frac{\mu_{02n}}{\mu_{2n}}$ будет функцией от H_1 . При некоторых аппроксимациях кривой $B(H)$ или $\mu(H)$ этот коэффициент может быть доведен до целого числа, при других — можно указать пределы его изменения. Так, например, для безгистерезисной аппроксимации вида

$$B = aH - bH^2, \quad (7)$$

* Для феррозондов со стержневыми сердечниками.

** Неортогональность будет увеличиваться, если наряду с анизотропией, вносимой полем H_1 существует анизотропия материала и формы сердечника.

где a и b — положительные коэффициенты, и синусоидальной напряженности поля возбуждения находим $\frac{\mu_{\partial 2}}{\mu_2} = 3$. Этот результат совпадает с полученным ранее в рамках нелинейной теории [11]. Более точный результат можно получить, используя трехчлен [12]

$$B = aH - bH^3 + cH^5.$$

В этом случае

$$\frac{\mu_{\partial 2}}{\mu_2} = \frac{3b - 5cH_m^2}{b - cH_m^2} = 3 + 5,$$

где H_m — амплитуда синусоидальной напряженности поля возбуждения. Такой же результат получается и при других аппроксимациях (см. таблицу).

Можно показать, что при синусоидальной напряженности поля возбуждения коэффициент пропорциональности для любой четной гармоники находится в пределах

$$\frac{\mu_{\partial 2n}}{\mu_{2n}} = (2n + 1) + (2n + 3), \quad (6)$$

т. е. различие между чувствительностями феррозондов с продольным и поперечным возбуждением возрастает с увеличением номера используемой четной гармоники э. д. с.

Отметим, что коэффициент $\frac{\mu_{\partial 2n}}{\mu_{2n}}$ зависит от формы волны поля возбуждения. Например, для прямоугольной волны (рис. 4) взамен (5) имеем

$$\varepsilon_{2n} = \frac{8}{\pi} \omega \omega_2 s B_0 \sin 2n \theta \left[\mu_{\max} - \mu_{\min} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\mu_{\partial \min}}{\mu_{\min}} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \right) \right], \quad (10)$$

где θ — так называемый угол насыщения, изменяющийся от 0 до $\pi/2$. Поскольку при $H_1 \rightarrow \infty$ значения $\mu_{\partial \max}$ и $\mu_{\partial \min}$ стремятся к нулю или единице, то, пренебрегая последней по сравнению с $\mu_{\max} = \mu_{\partial \max}$, находим

$$\varepsilon_{2n} |_{H_1 \rightarrow \infty} = \frac{8}{\pi} \omega \omega_2 s B_0 \mu_{\max} \sin 2n \theta, \quad (11)$$

т. е. в данном случае независимо от номера используемой четной гармоники э. д. с. различие в чувствительности феррозондов с продольным и поперечным возбуждением становится минимальным.

Таким образом, вносимая полем H_1 анизотропия может быть снята или по крайней мере существенно уменьшена за счет мгновенного изменения напряженности поля возбуждения от 0 до H_{\max} , определяемого из соотношения

$$H_{\max} \gg H_S = \frac{B_S}{\mu_0 \mu_{\max}}, \quad \text{где } B_S \text{ — индукция насыщения сердечников.}$$

В заключение отметим, что введенное в [8] понятие об анизотропии, вносимой сильным полем, применимо и для изучения других явлений. Уста-

* Выражение (7) удовлетворительно описывает ход кривой $B(H)$ лишь до значений $H_1 < \sqrt{\frac{a}{3b}}$. При $H_1 > \sqrt{\frac{a}{3b}}$ сначала μ_{∂} , а затем и μ принимает отрицательные значения, что противоречит действительности.

Таблица

Графические за- дания функций $V(H)$ или $\mu(H)$	Аналитическое задание функции $V(H)$	Разложение функции $V(H)$ в ряд	Значение μ_2/μ_0 для трех членов ряда	μ_2/μ_0	
				$H_{ит} \rightarrow 0$	$H_{ит} \rightarrow \infty$
	$V = a \cdot \arctg bH$; $a = \frac{2}{\pi} \delta_2$, $b = \frac{\pi}{2H_0}$; $\mu \delta_{H=0} = \frac{ab}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\delta_2}{H_0}$; $\lim_{H \rightarrow \infty} V = \delta_2$	$V = a \left(bH - \frac{b^3 H^3}{3} + \frac{b^5 H^5}{5} - \dots \right)$	$15 - 15b^2 H^2 + 15b^4 H^4$ $15 - 5b^2 H^2 + 3b^4 H^4$	3	5
	$V = aH - b \delta_2 H$; $\mu \delta_{H=0} = \frac{a-b}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\delta_2}{H_0}$	$V = aH - b \left(H + \frac{H^3}{3!} + \frac{H^5}{5!} + \dots \right)$	$a-b \left(1 + \frac{3H^2}{3!} + \frac{5H^4}{5!} \right)$ $a-b \left(1 + \frac{H^2}{3!} + \frac{H^4}{5!} \right)$	3	5
	$V = a \ln H$; $\mu \delta_{H=0} = \frac{a}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\delta_2}{H_0}$	$V = a \left(H - \frac{H^3}{3} + \frac{2H^5}{15} - \dots \right)$	$15 - 15H^2 + 10H^4$ $15 - 5H^2 + 2H^4$	3	5
	$V = aHe^{-bH^2}$; $\mu \delta_{H=0} = \frac{a}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\delta_2}{H_0}$	$V = a \left(H - \beta^2 H^3 + \frac{\beta^4 H^5}{2} - \dots \right)$	$2 - 6\beta^2 H^2 + 5\beta^4 H^4$ $2 - 2\beta^2 H^2 + \beta^4 H^4$	3	5

новлено [1, 5], что наложение на сердечник сильного постоянного или переменного поля в продольном направлении сопровождается уменьшением стержневых явлений в поперечном направлении. Установлено также, что наложение на сердечник сильного постоянного и умеренного переменного полей в продольном направлении приводит к выполнению условия $\mu_d > \mu_{\perp}$ при котором сохраняется достаточно высокая чувствительность преобразователя к измеряемому поперечному полю и резко снижается уровень шумов Баркгаузена. Такой способ подавления шумов может быть использован

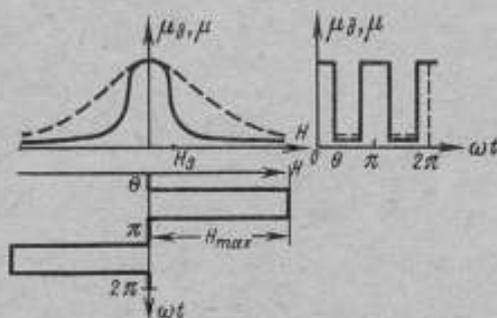


Рис. 4. Работа феррозонда при прямоугольной волне поля возбуждения.

построения низкочастотных феррозондов и магнитных усилителей звуковых и ультразвукового диапазона [13]. Нет сомнений также и в том, что понятие магнитной анизотропии, вносимой сильным полем, будет использовано для построения общей теории феррозондов и магнитных усилителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горелик Г. С. О некоторых нелинейных явлениях, происходящих при суперпозиции взаимноперпендикулярных магнитных полей, Изв. АН СССР, сер. физ., 1944, т. 8, № 4, с. 172—188.
2. Serson P. H., Hannaford L. W. A Portable Electrical Magnetometer—«Canadian Journal of Technology», 1956, 34, № 4, pp. 232—243.
3. Янус Р. И., Фридман Л. Х., Дрожжина В. И. К теории дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением.— «Геофизическое приборостроение», вып. 3, ОКБ МГ и АН СССР, 1959, с. 73—95.
4. Лысенко П. А. О высших четных гармониках э. д. с. феррозондов и магнитных модуляторов.— «Геофизическое приборостроение», вып. 1960, с. 16—24.
5. Пономарев Ю. Ф. Исследование электромагнитных явлений магнитных модуляторов. Автореф. дис. ИФМ АН СССР, Свердловск, 1966, 24 с.
6. Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники, М., «Наука», 1966, 719 с.
7. Афанасьев Ю. В. Феррозонды, М—Л., «Энергия», 1969, 166 с.
8. Лангваген Е. Н. Методы экспериментального определения дифференциальных магнитных проницаемостей ферромагнетиков при сложном намагничивании.— Изв. вузов СССР, «Электромеханика», 1970, № 3, с. 250—256.
9. Мизюк Л. Я. Входные преобразователи для измерения напряженности низкочастотных магнитных полей, Киев, «Наукова думка», 1964, 168 с.
10. Афанасьев Ю. В. О параметрической трактовке процессов, протекающих в феррозондах и магнитных усилителях.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 152 (212), М., Изд-во стандартов, с. 78—81.
11. Розенблат М. А. Магнитные усилители, М., «Советское радио», 1965, 824 с.

12. Литкенс Е. С. Аппроксимация кривых намагничивания стержней высокой проницаемости. — «Геофизическое приборостроение», вып. 14. Гостоптехиздат, 1962, с. 126—131.

13. Мари Ж. Низкочастотные параметрические усилители с ортогональным магнитным управлением (пер. с фр.) М., «Мир», 1967. 232 с.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.42.087

А. В. Зайцев, В. М. Минабаев,
Е. Ш. Нудельман, В. Г. Семенов
вним

О ПОГРЕШНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ МНОГОКАНАЛЬНЫМИ МАГНИТОИЗМЕРИТЕЛЬНЫМИ СИСТЕМАМИ

К точности измерения напряженности переменного магнитного поля предъявляются довольно высокие требования. Так, например, при измерении процессов, изменяющихся в диапазоне частот 0—5, Гц, основная погрешность прибора не должна превышать $\pm 1,0\%$. Однако требуемая точность результатов измерений напряженности переменных магнитных полей при регистрации процессов с помощью самописцев не обеспечивается. Вследствие этого результаты измерения параметров магнитных полей принято характеризовать основными приведенными погрешностями, устанавливаемыми по показывающему прибору измерительного пульта, и по самописцу, а также дополнительной частотной погрешностью самописца. Так как для каждой из трех указанных погрешностей вносятся свои допуски, то весьма трудно судить о действительных значениях погрешностей результатов измерения.

Нецелесообразность использования самописцев объясняется также тем, что в многоканальных магнитоизмерительных системах применяются многоканальные регистрирующие приборы, позволяющие располагать регистрируемые процессы на магнитограмме в любом сочетании. Кроме того, для исключения возможных ошибок и обеспечения удобства обработки магнитограмм с записью нескольких процессов последние требуют привязки к определенным условиям опыта, а это связано с фиксацией дополнительных служебных отметок. К таким отметкам в первую очередь относятся номера первичных измерительных преобразователей, предел измерения и регистрируемая компонента напряженности магнитного поля. Таким образом, при выборе регистрирующего прибора необходимо учитывать не только требования к точностным характеристикам, но и удобство регистрации и обработки записей. Практика динамических измерений показывает, что наиболее перспективными для регистрации параметров магнитных полей являются светолучевые осциллографы, точностные характеристики которых не регламентированы. Рассмотрим погрешности регистрации, являющиеся одной из составляющих погрешности измерений.

Общая погрешность светолучевого осциллографа складывается из погрешностей, вносимых вибратором, оптической системой и лентопротяжным механизмом.

Погрешности лентопротяжного механизма может иметь место при неравномерном или поперечном движении фотоленты. Последнее может быть вызвано наличием допусков на изготовление фотоленты определенной ширины, а также при натяжке ее на барабан кассеты с некоторым перекосом. Погрешностью от поперечного движения фотоленты можно пренебречь, если одновременно с регистрацией исследуемого процесса с помощью вибратора записывать на магнитограмме базовую линию H_0 . Погрешностью от неравно-

мерности движения фотоленты можно также пренебречь, так как она приводит к неустойчивости масштаба времени, определяющему количество секунд в единице длины магнитограммы, а при отсчете времени по временным отсчетам она автоматически учитывается. Однако с точки зрения погрешности результатов обработки магнитограмм здесь имеется своя специфика. Суть ее, как показано на рис. 1, базовая линия может быть нанесена либо в стороне от регистрируемого процесса, либо совмещаться с нулевой линией записи. Очевидно, что в первом случае определение ординат h , пропорциональных значениям измеряемого параметра, связано с измерением ординат H и H_0 , которые при этом вычисляются как разность $H - H_0$, так как измерение ординат связано со снятием отсчета по шкале линейки, то погрешность его можно определить, исходя из распределения погрешностей по закону равной вероятности.

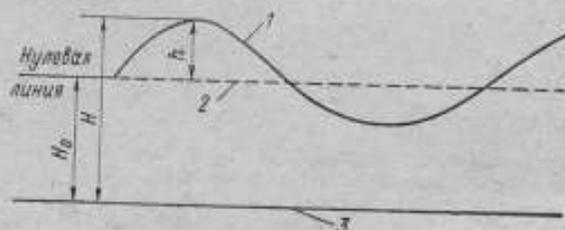


Рис. 1. Магнитограмма записи рабочего процесса

1 — зарегистрированный процесс; 2 — базовая линия, совмещенная с нулевой линией процесса; 3 — базовая линия

При этом среднее квадратическое отклонение σ будет равно

$$\sigma = \frac{\Delta}{\sqrt{3}}$$

где Δ — предельная погрешность снятия отсчета.

Погрешность определения h как разности H и H_0 можно найти, исходя из распределения погрешностей по закону Симпсона (композиция двух основных законов равной вероятности). В этом случае среднее квадратическое отклонение σ_1 будет равно

$$\sigma_1 = \frac{\Delta}{\sqrt{3}} \sqrt{2}.$$

Таким образом, совмещение базовой линии с нулевой линией регистрируемого процесса ($H_0 = 0$) приводит к уменьшению погрешностей в $\sqrt{2}$ раза.

Погрешности, вносимые оптической системой осциллографа, вызываемые во-первых, тем, что фотолента перемещается не по дуге, радиус которой равен длине луча, а по плоскости, и, во-вторых, преломлением светового луча, проходящего через фокусирующую цилиндрическую линзу. Эти погрешности оптической системы осциллографа и для каждого его вибратора являются систематическими и могут быть учтены при обработке магнитограммы. Учет основывается на осциллографировании градуировочной характеристики либо калибровочного сигнала совместно с кривой исследуемого процесса. В этом случае количественная оценка записанного параметра производится методом сравнения ординаты кривой h_p записанного процесса с ординатой калибровочного сигнала h_k .

Очевидно, что калибровочный сигнал и зарегистрированный процесс записаны с одинаковыми систематическими погрешностями, а поэтому при обработке магнитограммы последние исключаются. Остается неупущенной часть систематической погрешности, связанная с погрешностью количественной оценки калибровочного сигнала и носящая случайный характер. Если пренебречь погрешностью средства воспроизведения калибровочного сигнала (или градуировочной характеристики) ввиду ее незначительной величины, то эта часть будет определяться погрешностью измерения на магнитограмме ординаты калибровочного сигнала. Исходя из опыта обработки магнитограмм, прием предельную погрешность измерения ординат равной $\pm 0,25$ мм. В этом случае при ординатах H_p порядка 80 мм, обеспечиваемых вибраторами светолучевых осциллографов, среднее квадратическое отклонение ординат будет равно $\sigma_n = 0,18\%$.

При оценке погрешности измерения ординат необходимо учитывать также влияние неперпендикулярности измеряемых ординат базовой линии осциллограммы, как показано на рис. 3. При отклонении направления ординат на угол $\pm \varphi$ возникают погрешности $\pm \Delta y$. При малых величинах Δx

$$\Delta y = \frac{dy}{dx} \Delta x.$$

Простые преобразования приводят к зависимости

$$\Delta y = y \frac{\frac{dy}{dx}}{\frac{1}{\varphi} - \frac{dy}{dx}}$$

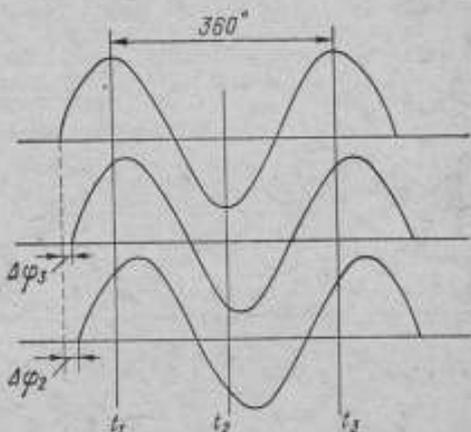


Рис. 2. Схематическая запись компонент индукции магнитного поля

На практике скорость протяжки фотоленты выбирается такой, чтобы крутизна фронта регистрируемых кривых была не более 45° , когда в предельном случае

$$\frac{dy}{dx} = 1 \text{ и } \Delta y = y \frac{1}{\frac{1}{\varphi} - 1}.$$

Обычно обеспечивается возможность проведения на магнитограмме ординат с предельным отклонением от нормали к базовой линии, равным $\pm 10^\circ$.

Тогда при $\frac{dy}{dx} = 1$ и $\varphi = \pm 0,0029$; $\Delta y = \pm 0,003 y$ будем иметь $\frac{\Delta y}{y} = \pm 0,3\%$.

Считая, что полученная предельная погрешность равна трем средним квадратическим отклонениям, значение среднего квадратического отклонения измерения ординат от неперпендикулярности направления измерения к базовой линии σ_n получим равным $0,1\%$. Так как составляющие полной погрешности измерения ординат σ_n и σ_n независимы, то среднее квадратическое отклонение измерения ординат будет равно $0,21\%$

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_n^2}$$

Отметим, что при обработке магнитограмм имеют место погрешности, как при измерении ординат калибровочного сигнала, так и при измерении ординат зарегистрированного процесса. В связи с этим среднее квадратическое отклонение обработки магнитограмм составит $\sigma_{обр} = \sigma_n \sqrt{2}$, т.е. 0,29%.

Погрешности вибратора являются следствием того, что его подвижная система, имея определенную массу, обладает инерционностью. Только в статических измерениях, когда первая и вторая производные измеряемой величины равны нулю, воспроизведение ее вибратором осуществляется без искажений. При регистрации динамических процессов погрешность воспроизведения измеряемой величины зависит от отношения частот измеряемых процессов к частоте свободных колебаний подвижной системы вибратора от степени успокоения колебаний этой системы ξ . Отношение результата измерения y к измеряемой величине y_d , обозначаемое через λ и называемое коэффициентом динамической восприимчивости, зависит от отношения частот измеряемых процессов ω к частоте свободных колебаний подвижной системы вибратора ω_0 и степени успокоения колебаний ξ . Как следует из количественной оценки этой зависимости, представленной в табл. 1 [2], коэффициент динамической восприимчивости может быть равен единице при $\xi = 0,7$ отношении $\frac{\omega}{\omega_0}$, не превышающем 0,2.

Таблица

$\frac{\omega}{\omega_0}$	λ при ξ				
	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
0,1	1,005	1,003	1,000	0,997	0,994
0,2	1,020	1,011	1,000	0,988	0,975
0,3	1,044	1,022	0,998	0,972	0,945

Поэтому степень успокоения колебаний, характеризующая коэффициентом $\xi = 0,7$, является оптимальной. Однако в реальных условиях измерения величина ξ может отличаться от оптимальной и находиться в пределах 0,6—0,8. В этих случаях для получения погрешности измеряемой величины в пределах $\pm 0,3\%$ необходимо иметь $\frac{\omega}{\omega_0}$ не более 0,1, что легко достигается выбором соответствующего типа вибратора.

Поэтому относительную предельную погрешность вибратора будем считать равной $\pm 0,3\%$. Так как эта погрешность является случайной и, как показывает опыт, подчиняется нормальному закону распределения, то среднее квадратическое отклонение дуга вибратора примем равным $\sigma_n = 0,1\%$.

Исходя из независимости погрешностей вибратора и обработки магнитограмм, среднее квадратическое отклонение метода светолучевой осциллографии определим из зависимости

$$\sigma_0 = \sqrt{\sigma_{обр}^2 + \sigma_n^2}.$$

Следовательно, $\sigma_0 \approx 0,3\%$. Предельную погрешность метода светолучевой осциллографии можно вычислить, исходя из следующих зависимостей:

$$\left. \begin{aligned} \Delta h &= \sqrt{(\sigma_n \sqrt{3})^2 + (3\sigma_n)^2} \\ \Delta_{обр} &= \Delta h \sqrt{2} \\ \Delta_0 &= \sqrt{\Delta_{обр}^2 + (3\sigma_n)^2} \end{aligned} \right\}$$

где Δh , $\Delta_{обр}$, Δ_0 — предельные погрешности измерения ординат, обработки и метода светолучевой осциллографии соответственно.

При вышеустановленных значениях σ_x , σ_y и σ_h искомые значения предельных погрешностей равны: $\Delta h \approx \pm 0,5\%$; $\Delta_{обр} \approx \pm 0,7\%$; $\Delta_0 \approx \pm 0,8\%$. Таким образом, доминирующей составляющей в суммарной погрешности метода светолучевой осциллографии является погрешность обработки осциллограмм. Современные светолучевые осциллографы обеспечивают возможность фиксации на магнитограмме вспомогательных продольных и поперечных линий. При этом поперечные линии наносятся отметчиком времени, а продольные — фиксируются с вполне определенным интервалом между ними (обычно 2 мм). Так, например, у светолучевого осциллографа типа К-115 (Н-115) при ширине фотоленты 120 мм на осциллограмме фиксируется 60 продольных линий. Это создает удобства при обработке магнитограмм и позволяет уменьшить погрешности метода светолучевой осциллографии. Действительно, если луч, фиксирующий ординату калибровочного сигнала, строго совмещать с одной из продольных линий магнитограммы (с по-

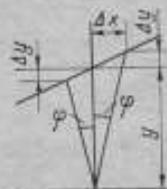


Рис. 3. К определению погрешности от неперпендикулярности измеряемых ординат к базовой линии

мощью потенциометра в цепи вибратора до записи калибровочного сигнала), то необходимость в измерении ординат калибровочного сигнала отпадает и при этом устанавливается цена деления продольного графления магнитограмм в единицах измеряемого параметра. В результате погрешность $\Delta_{обр}$ снижается до $\Delta h = 0,5\%$ и одновременно погрешность метода светолучевой осциллографии уменьшается до $\pm 0,6\%$. Кроме того, если зафиксированные ординаты совпадают с линиями продольного графления, то необходимость в их измерении отпадает, а процесс обработки сводится к подсчету числа интервалов и их умножению на цену деления интервала. В этих случаях погрешность метода светолучевой осциллографии составляет $\pm 0,3\%$.

Применение метода светолучевой осциллографии при измерении параметров магнитных полей с помощью многоканальных магнитоизмерительных систем характеризуется необходимостью учета фазовых погрешностей вибраторов, в особенности при измерениях с помощью трехкомпонентных измерительных преобразователей с последующим определением вектора индукции магнитного поля. При наличии фазовых погрешностей происходит сдвиг во времени регистрируемых кривых, что влечет за собой погрешность в количественной оценке записанных параметров, привязанных к одинаковым моментам времени. На рис. 2 схематически показана запись трех компонент индукции магнитного поля, причем условно принято, что запись первого процесса осуществлена без фазовой погрешности. Для количественной оценки фазовых погрешностей и их влияния на амплитудные погрешности регистрируемых процессов прием следующие условия: отношение частот регистрируемых процессов к частоте собственных колебаний вибраторов лежит в пределах 0,1—0,3, т. е. когда динамические погрешности вибраторов малы; коэффициент успокоения колебаний исследуемых вибраторов составляет от 0,5 до 0,8, что может иметь место в практике измерений; регистрируемые процессы имеют синусоидальный характер.

Для принятых условий ординаты регистрируемых кривых

$$h_i = h_{max} \sin \frac{2\pi}{T} t_i$$

где T — период регистрируемых кривых.

Примем частоту регистрируемых процессов, равной 5 Гц, что соответствует периоду 0,2 с. Отставание по фазе определяется зависимостью

$$\Delta t_i = \frac{T}{360} \Delta \varphi = 0,1 \frac{\Delta \varphi}{180}$$

Примем $h_{\max} = 1$. Тогда с учетом отставания по фазе

$$h_i = \sin \frac{2\pi}{T} \left(\frac{T}{4} - \Delta t_i \right)$$

Очевидно, что при $\Delta t_i = 0$ имеем $h_i = 1$. Тогда $\Delta h = 1 - h_i$. Результаты вычислений величин Δh_i по приведенным зависимостям указаны в табл. 2.

Таблица

Номер процесса	$\frac{\omega}{\omega_0}$	ξ	Угол сдвига фазы $\Delta \varphi_i$, град.	Δt_i , с	h_i , мм	Δh_i , мм	Δh_i , %
Процесс 2	0,3	0,8	26	0,0145	0,899	0,101	10,1
Процесс 3	0,1	0,5	4	0,0022	0,997	0,003	0,3

Как видно из табл. 2, при наличии фазовых погрешностей сравниваемые в один и те же моменты времени ординаты зарегистрированных кривых могут существенно отличаться от действительных. Это различие может достигать 10% от величины зарегистрированных ординат.

Из изложенного следует важный практический вывод: для уменьшения фазовой погрешности необходимо при подготовке эксперимента тщательно проверять вибраторы и выбирать для каждого осциллографа вибраторы с коэффициентом успокоения колебаний, близким к 0,7, и частотой собственных колебаний, при которой отношение частот регистрируемых процессов к частоте собственных колебаний будет минимальным и не превышающим 0,1. Если в комплекте осциллографа имеются вибраторы с различными коэффициентами успокоения колебаний и отличающимися от 0,7, их следует использовать для записи нулевых линий и различных служебных отметок. Это обеспечит практически одинаковый фазовый сдвиг для всех регистрируемых кривых и следовательно, и их минимальное взаимное смещение.

УДК 539.22 : 538

К. А. Карнешкин

ВНИИМ

ОБЗОР МЕТОДОВ И СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ

Изучение магнитной анизотропии — одного из основных свойств магнитоупорядоченных веществ имеет большое теоретическое и практическое значение. Как известно, магнитная анизотропия зависит от химического состава и кристаллической структуры вещества и во многом определяет процессы перемангничивания. Особый интерес к анизотропии возник в связи с развитием вычислительной техники, где широко применяются тонкопленочные элементы памяти большой информационной емкости. В настоящее время ведется интенсивное изучение магнитных свойств тонких магнитных пленок (ТМП) и, в частности, их анизотропии.

Различают несколько типов магнитной анизотропии, каждая из которых вносит свой вклад в энергетическое состояние магнитного вещества.

Анизотропия формы, обуславливаемая различной величиной коэффициентов намагничивания для различных направлений. Энергия анизотропии формы определяется как:

$$W_{\text{форм}} = \frac{1}{2} NJ, \quad (1)$$

где N — коэффициент намагничивания; J — намагниченность образца. Для эллипсоида вращения, например, при насыщении

$$W_{\text{форм}} = \frac{1}{2} J_S^2 (N_a \cos^2 \varphi + N_b \sin^2 \varphi) = \frac{1}{2} J_S^2 N_a + K_{\text{форм}}^{\text{эфф}} \sin^2 \varphi, \quad (2)$$

где J_S — намагниченность насыщения; φ — угол между вектором намагниченности и большой полуосью эллипса; N_a, N_b — коэффициенты намагничивания вдоль осей; $K_{\text{форм}}^{\text{эфф}} = \frac{1}{2} J_S^2 (N_b - N_a)$ — эффективный параметр анизотропии формы.

Кристаллографическая магнитная анизотропия, зависящая от кристаллического строения вещества. Ее энергия в общем виде выражается рядом по возрастающим степеням направляющих конусов [1]

$$W_a = K_{n_x, n_y, n_z} \alpha_x^{n_x} \alpha_y^{n_y} \alpha_z^{n_z}, \quad (3)$$

где K_{n_x, n_y, n_z} — параметры анизотропии; $\alpha_i^{n_i}$ — направляющие конусы. Например, для ферромагнитного кристалла с кубической решеткой, если энергию намагничивания вдоль легкой оси W_0 не учитывать, выражение (3) примет вид

$$W_a^{nub} = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (4)$$

Существуют различные типы анизотропии, вызванные напряжениями, а также обменная анизотропия, поверхностная анизотропия и др. Все эти типы анизотропии наблюдаются и в ТМП. Однако для ТМП характерны и некоторые специфические типы анизотропии, связанные с особенностью их свойства и процесса получения. Это анизотропия, введенная напылением, величина и направление которой зависят от угла и направления напыления; анизотропия, вызванная механическими напряжениями, обусловленными механической связью пленки с подложкой; анизотропия, введенная приложением магнитного поля в процессе напыления; перпендикулярная анизотропия.

Для исследования магнитной анизотропии применяется целый ряд методов. Рассмотрим наиболее распространенные из них.

1. *Метод вращающихся моментов* [3]. Если магнитоанизотропный образец поместить в магнитное поле, на него будет действовать момент сил, стремящийся повернуть образец так, чтобы ось легчайшего намагничивания располагалась параллельно вектору напряженности приложенного магнитного поля H . Если этот момент уравновесить, например, моментом кручения нити подвеса, то последний будет связан с энергией анизотропии соотношением

$$L = - \frac{\partial W_a}{\partial \varphi}, \quad (5)$$

где L — механический момент, действующий на образец; φ — угол между направлением поля H и осью легчайшего намагничивания. Зная конкретный вид выражения для W_a , можно найти параметры анизотропии. Например,

если железный образец вырезан в плоскости (100) и к нему приложено поле достаточно сильное для того, чтобы вектор J_z был параллелен ему, то

$$Z = -\frac{K_1}{2} \sin 4\varphi. \quad (6)$$

Для определения L измеряется угол закручивания нити φ и упругая постоянная нити C , т. е.

$$L = C\varphi. \quad (7)$$

Часто в образцах одновременно наблюдается несколько типов анизотропии. Для их разделения строят кривую зависимости механического момента от угла поворота образца $L(\varphi)$ и проводят гармонический анализ с помощью метода Фурье [4], определяя при этом параметры анизотропии. Анизометры, реализующие этот метод, имеют следующие преимущества: 1) позволяют изучать анизотропию всех типов как в массивных образцах, так и в ТМП; 2) образец можно сравнительно просто вакуумировать; 3) легко проводить температурные измерения; 4) установки просты в изготовлении.

На погрешность определения параметров анизотропии влияют следующие факторы: 1) визуальный отсчет угла поворота образца; 2) упругие свойства нити подвеса и качество ее крепления; 3) вибрации подвесной системы; 4) наличие в подвесной системе ферромагнитных примесей; 5) несимметричность крепления образца; 6) ошибка ориентирования оси легкого намагничивания при установке образца. Многие из этих недостатков, однако, относятся и к другим типам анизометров.

Для ускорения процесса измерений метод вращающих моментов можно в значительной степени автоматизировать. Для этого луч света от зеркала, жестко связанного с образцом, направляют на чувствительный элемент фоторезисторного моста, связанного с подвесной системой электрической обратной связи [5]. На образец действует вращающееся магнитное поле, и ток компенсации поворота образца, проходящий по цепи обратной связи через рамку, жестко связанную с образцом, пропорциональный механическому моменту, поступает на вход самописца. С помощью анизометра такого типа можно также измерять параметры петель гистерезиса, температуры Кюри и Нееля, потери на вращательный гистерезис, магнитный момент, магнитное последствие.

3. Метод ферромагнитного резонанса [ФМР]. Явление ФМР состоит в том, что если к образцу вдоль оси легчайшего намагничивания приложить сильное магнитное поле, а перпендикулярно последнему — слабое высокочастотное поле, то в результате начнется прецессия спинов, и когда частота переменного поля станет равна частоте прецессии, наступит резонансное поглощение энергии высокочастотного поля. При этом условии резонанса [1,6]

$$\omega_0 = \gamma \left[\left[H + (N_x + N_x^e - N_z) J_z \right] \left[H + (N_y + N_y^e - N_z) J_z \right] \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

где ω_0 — резонансная частота; $\gamma = g \frac{e}{2mc}$; g — фактор Ланде; e и m — заряд и масса электрона; c — скорость света; N_x, N_y, N_z — коэффициенты размагничивания в направлениях x, y, z ; J_z — составляющая намагниченности в направлении z ; N_i^e — величины, зависящие от параметров анизотропии.

Например, для магнитоодноосного кристалла (8) принимает вид

$$\omega_0 = \gamma \left\{ \left[H + \left(N_x - N_z + \frac{2K_1}{J_z^2} \right) J_z \right] \times \right. \\ \left. \times \left[H + \left(N_y - N_z + \frac{2K_1}{J_z^2} \right) J_z \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Преимуществом метода является возможность исследования, наряду с параметрами анизотропии, некоторых других величин, в частности g -фактора. К недостаткам относятся относительная сложность аппаратуры, ограниченность размеров образцов, большая погрешность измерения за счет погрешности при ориентировании оси легкого намагничивания образца и ширины резонансного пика, обычно превышающая 10%, а также трудоемкость процесса вычисления.

3. *Метод колеблющегося образца.* Образец, колеблющийся в магнитном поле H , наводит в измерительной катушке э. д. с., пропорциональную напряженности поля анизотропии H_K [7]

$$l(\alpha_0) = c_1 \omega \Delta\alpha \frac{V J_S H_K(\alpha_0)}{H}, \quad (10)$$

где $e(\alpha_0)$ — индуцируемая э. д. с.; c_1 — постоянная, зависящая от геометрии катушки; α_0 — начальное значение угла между направлением H и осью легкого намагничивания; $\Delta\alpha$ и ω — амплитуда и частота колебаний образца; V — объем образца.

По результатам измерения $e(\alpha_0)$ для различных α_0 строят кривую $H_K(\alpha_0)$, затем анализируют ее методом Фурье и находят параметры анизотропии. Этим методом можно измерять также магнитный момент образца. Метод имеет ряд преимуществ: относительная простота конструкции установки, хорошая чувствительность. Однако можно отметить и ряд недостатков: трудно добиться стабильности амплитуды колебаний образца и для достижения необходимой точности измерений приходится вводить дополнительную электронную аппаратуру; в различных частях установки могут возникать паразитные резонансные колебания, резко увеличивающие погрешность измерения; с уменьшением размеров измерительной катушки затрудняется определение c_1 .

4. *Измерение параметров анизотропии с помощью сильных импульсных магнитных полей.* Метод был предложен Джекобсом и Лоуренсом и применен в нашей стране Левитиным и Пономаревым [8]. Он является модификацией метода вращающихся моментов. Импульс создается батареей конденсаторов, подключенной к катушке, в которую заключен образец, жестко соединенный с преобразователями, реагирующими на его поворот. Сигнал с преобразователей поступает на y -аход осциллографа; на x -аход подается предварительно проинтегрированный э. д. с., возбуждаемая в измерительной катушке, помещенной рядом с образцом. Для расшифровки получаемой на экране осциллографа кривой установка предварительно градуируется по образцу с известными характеристиками. Левитиным и Пономаревым [8] были получены импульсы магнитного поля напряженностью в 10^7 А/м длительностью 0,01 с. Преимуществами метода являются: возможность получения сильных магнитных полей; быстрота проведения эксперимента; относительная простота установки; отсутствие вибраций. К недостаткам относятся большая погрешность измерения, обусловленная инерционностью механической связи образца с пьезопреобразователями, неточностью измерения сильных магнитных полей и погрешностью осциллографа.

5. *Метод Хейджворна* [9] основан на измерении приведенного магнитного потока. Образец помещается в быстро вращающееся магнитное поле (500 Гц), напряжение, снимаемое с измерительной катушки, охватывающей образец, пропорционально параметрам анизотропии и намагниченности образца. Например, в случае магнитоодноосного образца

$$e = -H_0 J_{xy} (\cos \omega t \cos \theta + \sin \omega t \sin \theta) + K_H \sin^2(\theta - \alpha), \quad (11)$$

где H_0 — напряженность вращающегося поля; θ — угол между составляющей намагниченности J_{xy} и фиксированным направлением; α — угол между осью легкого намагничивания и этим же направлением; K_H — параметр одноосной анизотропии. Отсутствие в анизотроме подвижных частей исключает погрешность, обусловленную вибрациями. Кроме того, этим методом можно измерять не только анизотропию, но и намагниченность. В то же

время он имеет недостатки: амплитуда напряженности магнитного поля мала (менее 10^4 А/м); сравнительно велика погрешность измерения (градуировка прибора с погрешностью в несколько процентов трудноосуществима).

Рассмотрим особенности измерения параметров анизотропии ТМП. В связи со спецификой ТМП к анизометрам для их изучения предъявляются особые требования. Основным из них является высокая чувствительность. Это обусловлено чрезвычайно малым объемом образцов и, следовательно, малыми значениями полной энергии анизотропии. Погрешность измерения параметров анизотропии ТМП увеличивается вследствие значительных погрешностей определения объема образцов. В лучшем случае она составляет не менее 7—8%. Вообще же погрешность измерения даже при чувствительности 10^{-4} дн·см/дел превышает 10% [12]. Основными методами исследования анизотропии ТМП являются методы вращающихся моментов и ФМР. Представляет также интерес магнитооптический метод [11]. В этом методе две пары взаимно перпендикулярных катушек Гельмгольца создают в плоскости пленки магнитные поля: регулируемое постоянное поле $H_{\perp 1}$, направленное под углом θ к легкой оси образца; переменное поле $H_{\perp 2}$ (400 Гц) и сильное постоянное поле $H_{\perp 0} \gg H_{\perp 1}$, перпендикулярное $H_{\perp 1}$. Падающий от источника через поляризатор звук, отразившись от пленки и пройдя через анализатор, попадает в ФЭУ, выходной сигнал с которого подается на фазочувствительный резонансный усилитель. Величину $H_{\perp 1}$ регулируют до тех пор, пока изменения магнитного потока с частотой $H_{\perp 2}$ перестают наблюдаться. При этом

$$\frac{\partial W_a(\theta, H_{\perp 1})}{\partial \theta} = J H_{\perp 1}. \quad (12)$$

Определив значения $\frac{\partial W_a(\theta, H_{\perp 1})}{\partial \theta}$ для разных θ , строят кривую зависимости производной от θ , откуда и определяют параметры анизотропии. Например, в случае одноосной анизотропии

$$H_{\perp 1} = \frac{K_a}{J} \sin 2\theta. \quad (13)$$

С помощью этого метода можно изучать локальные характеристики ТМП, хотя построение кривых требует значительных затрат времени.

Магнитооптические методы определения параметров анизотропии описаны также в работах [14, 15]. Остальные методы определения параметров магнитной анизотропии либо имеют весьма ограниченное применение, либо еще недостаточно разработаны [2, 5 и др.].

В заключение следует отметить, что сравнение методов измерения параметров анизотропии как массивных образцов, так и ТМП довольно затруднительно. Это объясняется прежде всего тем, что в большинстве работ не даны значения погрешностей измерений, хотя результаты измерений выражаются часто тремя, а то и четырьмя цифрами. Там же, где значения погрешностей приведены, они не обоснованы. Лишь в работе [13] дано теоретическое обоснование некоторых параметров торсионных анизометров, необходимых для достижения заданной точности измерения. Сравнить методы и выбрать наиболее удобные и перспективные можно по следующим признакам: чувствительность; быстродействие; возможность автоматизации измерений; универсальность; простота аппаратуры. Наибольшей чувствительностью отличаются установки на основе методов вращающихся моментов, ФМР, Хейджорна. К аппаратуре, легко поддающейся автоматизации, можно отнести анизометры, основанные на методах вращающихся моментов, колеблющегося образца; можно, очевидно, автоматизировать методы ФМР, Бяма и Сигла, Хейджорна. Выделяется универсальностью метод вращающихся моментов. Две и более

магнитные характеристики можно также измерять с помощью методов ФМР, колеблющегося образца, Хейджорна. Простотой аппаратуры отличаются методы вращающихся моментов, сильных импульсных магнитных полей. Таким образом, можно сделать вывод, что методы вращающихся моментов и ФМР являются оптимальными для определения параметров магнитной анизотропии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С. В. Магнетизм, М., «Наука», 1971, 1032 с.
2. Боровик Е. С., Мильнер А. С. Лекции по магнетизму. Изд. ХГУ. 1966, 360 с.
3. Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М., Изд-во ГИТТЛ, 1939, 187 с.
4. Смирнов В. И. Курс высшей математики М., «Наука», 1969, 655 с.
5. Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок. Под ред. Киренского Л. В. Изд-во СО АН СССР, 1968: 461 с.
6. Ферромагнитный резонанс. Под ред. Вонсовского С. В. М., ИИЛ, 1952, 349 с.
7. Frank V., Nielsen O. V. — «Jorn. of Phys E. Sci. Just». 1971, v. 4, N 5, pp. 346—350.
8. Левитин Р. З., Пономарев Б. К. Измерение анизотропии в сильных полях. ПТЭ 1967, № 3 с. 171—173.
9. Хейджорн Ф. Б. Магнитометр с вращающимся полем для исследования магнитоанізотропных материалов. ПНИ, 1967, № 5, с. 14—20.
10. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. М., ГИТТЛ, 1948, 816 с.
11. Бим У., Сигл У. Определение констант магнитной анизотропии магнитооптическим методом. ПНИ, 1965, № 5, с. 61—64.
12. Малек З., Шюппель В. Магнитокристаллическая и наведенная анизотропия. — «Тонкие ферромагнитные пленки», М., «Мир», 1964, 259 с.
13. Шюппель В., Штеме О., Андре В. и др. Метод непосредственного измерения анизотропии в тонких слоях. — «Физика металлов и металловедение», вып. VIII, 1959, 74—77.
14. Chambers A., Pomfret D., Prutton M. A novel method for the measurement of crystal anisotropy in magnetic films. — «Jorn. Sci. Instr.», 1967, v. 44, N 2, pp. 181—183.
15. Shumate P. W. Extension of the analysis for an optical magnetometer to include cubic anisotropy in detail. — «Jorn. Appl. Phys.», 1973, N 7, part II, pp. 3323—3324.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.411.2 : 621.318.4

*М. М. Нагорная,
Н. Г. Чернышева, О. И. Шелдуков*
ВНИИМ

СРЕДСТВА ПОВЕРКИ АППАРАТУРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА НАЧАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Температурный коэффициент начальной магнитной проницаемости μ_n таких высокочастотных ферромагнитных материалов, как магнитодиэлектрики и ферриты термостабильных марок, является одной из основных характеристик при приемосдаточных испытаниях по ГОСТ 8763—58, ГОСТ 13610—68, ГОСТ 17141—71. Практически измерение температурного коэффициента μ_n этих материалов заменяется измерением температурного

коэффициента индуктивности намагничивающего устройства с сердечником из испытуемого материала. Так как для определения температурного коэффициента μ_m используются средства, позволяющие измерять малые приращения индуктивности, то для проверки этой аппаратуры и поддержания единства измерения можно применять меры температурного коэффициента индуктивности. В связи с этим была рассмотрена возможность использования установки ТК-1, разработанной во ВНИИМ и обладающей достаточной чувствительностью, для определения значений температурного коэффициента индуктивности [1]. Погрешность определения этого коэффициента складывается из погрешностей определения относительного изменения индуктивности $\frac{L_2 - L_1}{L_1}$ и разности температур t_2 и t_1 , при которых измеряются индуктивности L_2 и L_1 .

Для оценки погрешности определения относительного приращения индуктивности $\frac{L_2 - L_1}{L_1}$ на установке ТК-1 использовалось несколько пар воздушных катушек индуктивностей HF-L-Normal TYP-0020 с различными номинальными значениями. Относительная разность значений индуктивности катушек предварительно определялась (на основании многократных измерений индуктивности катушек L_1 и L_2) на образцовой установке УИМ-2 [2] и имитировала малое приращение индуктивности за счет изменения температуры. Учитывая условие равновесия моста ($L = \frac{1}{\omega^2 C}$), а также то, что

измерения индуктивностей L_1 и L_2 проводились на одной частоте (нестабильность частоты не превышала 0,01%), можно заключить, что погрешность определения относительной разности индуктивностей в основном зависит от погрешности определения разности ΔC соответствующих емкостей C_1 и C_2 . Оценка погрешности измерения емкости проводилась только по среднему квадратическому отклонению S ряда из 10 измерений, так как систематические погрешности при практически одновременном измерении двух близких значений емкости можно не учитывать. Усредненные значения емкостей при измерении индуктивности нескольких пар катушек и погрешности определения относительной разности индуктивностей на установке УИМ-2 приведены в табл. 1. Из табл. 2, где сопоставлены усредненные результаты измерения относительной разности индуктивностей катушек на установках УИМ-2 и ТК-1, следует, что погрешность ее определения при одной температуре на установке ТК-1 не превышает 5%.

Таблица 1

$L_{\text{ном}}$ мкГ	f , кГц	C_1 ср. пФ	C_2 ср. пФ	S , пФ	$\delta \left(\frac{L_2 - L_1}{L_1} \right) = \frac{2S}{C_2 - C_1}$ %
10	1000	2487,00	2509,30	0,05	0,5
20	1000	1231,80	1252,65	—	0,5
50	500	2005,06	2015,75	—	1,0
100	500	993,77	1003,99	—	1,0

При измерении температурного коэффициента индуктивности могут возникать дополнительные погрешности, обусловленные как изменением емкости металлической камеры установки ТК-1 с изменением температуры, так и погрешностью измерения температуры и ее нестабильностью. Усредненные результаты сравнительных измерений в металлической и стеклянной камерах, приведенные в табл. 3, дают основание считать, что значения температурного коэффициента индуктивности, измеренные на установке ТК-1, свободны в пределах погрешности измерений от влияния изменений емкости камеры с изменением температуры.

Таблица 2

$L_{\text{ном}}$ мкГ	f , кГц	$\frac{L_2 - L_1}{L_1}$		Расхождение результатов измерений, %
		УИМ-2	ТК-1	
10	1000	0,00874	0,00830	5
20	1000	0,0166	0,0158	5
50	500	0,00481	0,00475	1,5
100	500	0,0101	0,0106	-5

Таблица 3

Номер образца	Температурный коэффициент индуктивности, $\times 10^{-4}$ /град.	Провероч- ная установка	Камера
5	65	ТК-1	стеклянная
	64		металлическая
	63	МО-1	стеклянная
3	89	ТК-1	металлическая
	89	УИМ-2	стеклянная

Погрешность определения заданного значения температуры и поддержания ее в камере не превышает $+0,2^\circ\text{C}$, что дает дополнительную погрешность 0,6% при определении температурного коэффициента индуктивности в интервале температур 30—100°С.

Как уже указывалось, установка использовалась для определения температурного коэффициента мер индуктивности. В качестве сердечников мер были выбраны кольца из магнитодieleктриков на основе карбонильного железа, так как этот материал обладает достаточно высокой временной и температурной стабильностью магнитной проницаемости. Для того, чтобы избежать влияния изменения влажности окружающей среды, образцы с обмоткой из 30 витков помещались в каркас из фторопласта и заливались эпоксидной смолой. При этом заметно снизилось влияние окружающей среды на результат измерения температурного коэффициента индуктивности (табл. 4).

Таблица 4

Образец	Температурный коэффициент индуктивности $\times 10^4$ /град. намеренный			
	Без предохра- нительного прогрева образца	После воздействия влаги	После воз- действия отрицатель- ных температур	После предохра- нительного прогрева образца до 100°С
Без каркаса	94	103	103	85
С каркасом	99	99	97	98

Данные воспроизводимости результатов измерения температурного коэффициента индуктивности двух катушек, изготовленных указанным способом, показывают, что среднее квадратическое отклонение в этом случае превышает $\pm 2 \cdot 10^{-6}$ 1/град (табл. 5). Изучение стабильности во времени аналогичных мер с различными значениями температурного коэффициента индуктивности будет проводиться в ближайшие годы.

Таблица

Номер образца	Дата измерений	Температурный коэффициент индуктивности $\times 10^6$ 1/град	Номер образца	Дата измерений	Температурный коэффициент индуктивности $\times 10^6$ 1/град	
1	2.11.1973 г.	101	2	14.11.1973 г.	43	
	6.11.1973 г.	98		19.11.1973 г.	39	
	14.11.1973 г.	96		23.11.1973 г.	40	
	19.11.1973 г.	102		27.11.1973 г.	40	
	23.11.1973 г.	101		30.11.1973 г.	43	
	27.11.1973 г.	99		10.12.1973 г.	39	
	27.11.1973 г.	98		11.12.1973 г.	41	
	30.11.1973 г.	97		13.12.1973 г.	42	
	10.12.1973 г.	100		20.12.1973 г.	43	
	13.12.1973 г.	98				
	02.01.1974 г.	102				

ЛИТЕРАТУРА

1. Шелдуков О. И. Методика определения малых значений температурных коэффициентов индуктивности. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 152 (212), М., Изд-во стандартов, 1973, с. 115—119.
2. Зорин Д. И., Иванова Л. Ф., Чернышева Н. Г., Шрамков Е. Г. Резонансный мост для определения магнитных характеристик высокочастотных магнитномягких материалов. — «Труды институтов Комитета», вып. 79 (139), М., Стандартгиз, 1965, с. 65—76.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.318.132 : 538.614

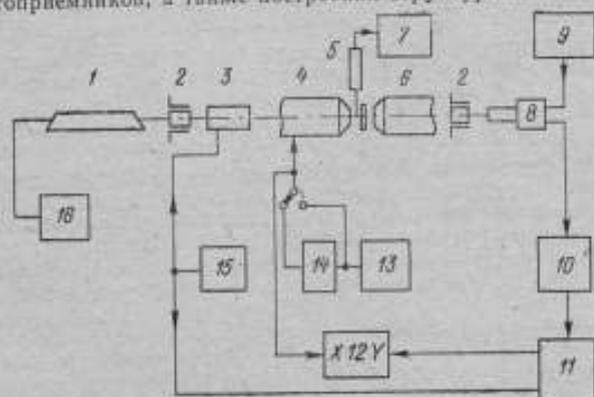
М. М. Червинский, С. Ф. Глаголев
И. П. Горбунов, В. А. Жуков, Н. А. Симонян

МАГНИТОПОЛЯРИМЕТР ФАРАДЕЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Исследование и широкое применение магнитных материалов в виде прозрачных в некотором спектральном диапазоне образцов потребовало разработки точных магнитополяриметров (МПП), основанных на магнитооптическом (МО) эффекте Фарадея. Такие МПП выполнялись в нескольких вариантах [1—5] и применялись для измерений различных характеристик прозрачных ферромагнитных образцов. Однако в литературе до сих пор нет доста-

точно подробного описания МПМ Фарадея и анализа их особенностей с точки зрения достижения максимальной чувствительности и точности измерений.

В качестве материалов для МО-устройств памяти применяются тонкие пленки никеля, пермаллоя, кобальта, манганата висмута, пластинки редкоземельных гранатов, ортоферритов и некоторых других материалов, в частности низкотемпературных ферромагнетиков. Могут найти применение и материалы с полосовыми доменами (закритические пленки пермаллоев и монокристаллические ферритовые пленки). В связи с различием оптических и магнитных параметров этих материалов к аппаратуре предъявляются дополнительные требования с точки зрения диапазона напряженности перемещающих полей, спектрального диапазона источников потока излучения и фотоприемников, а также построения структурной схемы.



Блок-схема магнитополяриметра

1 — лазер ЛГ-56; 2 — поляризатор (анализатор); 3 — модулятор; 4 — электромагнит; 5 — образец; 6 — зонд тесламетра; 7 — тесламетр Т-1; 8 — ФЭУ-27; 9 — источник питания Б5-24; 10 — микровольтметр В6-4; 11 — преобразователь напряжения В9-2; 12 — двухкоординатный самописец Endim Б20.04; 13 — источник питания Б5 (1) — 21; 14 — блок управления током в электромагните; 15 — звуковой генератор Г3-33; 16 — источник питания СВП-5

Разработанный во ВНИИМ МПМ Фарадей предназначен для аттестации стандартных образцов ферромагнитных материалов, прозрачных в видимом и ближнем инфракрасном спектральном диапазонах. С помощью МПМ можно определять также магнитные параметры отдельных участков образцов.

Блок-схема МПМ, построенного в соответствии со схемой [5], приведена на рисунке. МПМ обеспечивает определение магнитных параметров магнитнотвердых, а также магнитномягких образцов (вектор спонтанной намагниченности которых лежит в плоскости образца) при намагничивании нормально к плоскости образца. Для обеспечения измерений любых магнитномягких образцов электромагнит может замениться системой катушек Гельмгольца. Конструкция электромагнита 4 выбрана в соответствии с требованием минимальной напряженности поля рассеяния. Напряженность поля в зазоре $1 \cdot 10^{-2}$ м составляет 10^3 кА (м) при токе около 5А, не вызывающем в продолжении нескольких часов работы сколько-нибудь заметного нагрева электромагнита. Поток излучения проходит через отверстия в полюсных наконечниках, на одном из которых размещается препаратодержатель с держателем образца 5, обеспечивающим его фиксацию в центре зазора. Препаратодержатель позволяет перемещать образец в его плоскости во взаимно перпендикулярных направлениях на $20 \cdot 10^{-3}$ м, что обеспечивает измерения во всех точках образца. Питание электромагнита производится от стабилизированного источника Б5 (1) — 21 13 или от блока управления током в электромагните 14. Напряженность поля в зазоре измеряется тесламетром 7 Т-1 (с гальваномагнитным преобразователем Холла), разработанным во

ВНИИМ [7]. Цена наименьшего деления составляет $1 \cdot 10^{-4}$ Т. В качестве источника потока излучения выбран оптический квантовый генератор ЛГ—3 / с длиной волны 632,8 нм.

Для работы на излучении с другой длиной волны предусмотрен модифицированный монохроматор УМ—2 со специальным осветителем. Стабилизация интенсивности излучения производится с помощью дополнительной электромеханической системы.

Чувствительность МПМ повышается за счет модуляции азимутального угла плоскости поляризации потока излучения, осуществляемой с помощью ячейки Фарадея 3, которая состоит из соленоида и прозрачного ферромагнитного рабочего тела. Параметры соленоида обеспечивают работу модулятора в резонансном режиме на частоте 583 Гц. В качестве рабочего тела модулятора использована призма из стекла ТФ—10, позволяющего получить амплитуду модуляции $3 \cdot 10^{-2}$ рад. На торцовой стороне кожуха модулятора размещается поляризатор 2. Питание модулятора осуществляется от генератора ГЗ—33 15. Для непосредственного измерения МО-угла вращения плоскости поляризации потока излучения, прошедшего через ферромагнитный образец, служит специальное устройство, позволяющее отсчитывать угол поворота по лимбу с ценой наименьшего деления $5 \cdot 10^{-6}$ рад. Основным элементом отсчетного устройства является анализатор, компенсирующий поток излучения, прошедшего через образец при его перематничивании. В качестве анализатора применена поляризованная призма Глауба. Фотоприемником служит ФЭУ—27 8. Из нескольких экземпляров был выбран один, обладающий наименьшими шумом в данной полосе частот и чувствительностью к полям рассеяния электромагнита (последние находятся на уровне шумов). ФЭУ размещен в экранирующем кожухе и питается от стабилизированного источника Б5—24 9. Сигнал с ФЭУ поступает на селективный микроволновый метр В6—4 10 (или селективный усилитель У2—5) и синхронный детектор В9—2 11. Измерения могут производиться на двух режимах работы МПМ. При работе по первому (компенсационному) режиму на отсчетном устройстве определяется угловое положение анализатора в зависимости от магнитного состояния образца. При этом синхронный детектор служит нуль-индикатором, указывающим момент исчезновения первой гармоники сигнала, а петля гистерезиса строится в координатах МО-угол вращения — напряженность магнитного поля. Второй режим (регистрация первой гармоники фототока) целесообразно использовать при определении магнитных параметров образца: максимальный МО-угол вращения которого превышает 0,1 рад. Предусмотрена регистрация петель гистерезиса на двухкоординатном самопишущем приборе, для чего выполнен специальный блок управления электромагнитом; регулирующий скорость изменения напряженности магнитного поля. В качестве регистрирующего прибора выбран самопишущий прибор с погрешностью записи менее $1 \cdot 10^{-2}$. Работа в этом режиме при использовании источника ЛГ—56 возможна лишь при условии применения упомянутого ранее электромеханического стабилизатора интенсивности потока излучения.

Магнитополяриметр ВНИИМ позволяет определять следующие характеристики:

МО-угол вращения при магнитном насыщении $\theta_S = (1,5 \cdot 10^{-3} + 5 \cdot 10^{-1})$ рад;
коэрцитивную силу $H_c = (80 + 250000)$ А/м;
эффективную намагниченность насыщения для образцов, вектор намагниченности которых лежит в их плоскости $J_{\text{эфф. } S} = (10 + 500)$ кА/м.

Кроме того, МПМ обеспечивает регистрацию кривых намагничивания и перематничивания по предельному и частным циклам, что позволяет определять коэффициенты прямоугольности и квадратности, а также благодаря высокой чувствительности МПМ находить распределение скачков Баргаузенна на различных участках петли гистерезиса. Перечисленные характеристики определяются как на макроучастках с диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ м, так и на микроучастках с диаметром $50 \cdot 10^{-6}$ м.

При наличии образцового анизометра, позволяющего учесть поправку в $J_{\text{эф. } S}$, обусловленную магнитной анизотропией, можно определить также намагниченность насыщения и постоянную Кундта (коэффициент пропорциональности между МО-углом вращения и намагниченностью). После оснащения МПМ температурной камерой можно найти температуры фазовых переходов материалов и температурные характеристики остальных параметров. Наконец МПМ обеспечивает определение постоянной Верде (коэффициент пропорциональности между МО-углом вращения и напряженностью магнитного поля): $V > 3 \cdot 10^{-8}$ рад/А. Оценка погрешности определения основных характеристик b_S , H_C , $J_{\text{эф. } S}$ может быть произведена лишь для конкретных образцов различных материалов. Однако, согласно выражениям, полученным в [7], максимальная погрешность определения b_S и H_C не превышает соответственно $20 \cdot 10^{-6}$ и $5 \cdot 10^{-2}$ рад. Максимальная погрешность определения $J_{\text{эф. } S}$ обусловлена погрешностью определения напряженности магнитного поля и составляет $2 \cdot 10^{-2}$.

Оценка погрешности определения характеристик была проведена после оптимизации аппаратуры. Оптимизация заключалась, с одной стороны, в выборе режимов работы ФЭУ и модулятора в зависимости от дискретной оптической плотности образцов, причем критерием было достижение максимальной чувствительности. С другой стороны, она состояла в автоматической компенсации систематической погрешности, возникающей из-за влияния на модулятор поля рассеяния электромагнита, и в снижении на выходе ФЭУ за счет двойного лучепреломления в рабочем теле модулятора. Кроме того, были приняты меры для исключения погрешности, связанной с различной чувствительностью участков фотокатода ФЭУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Раймер Л. Новый метод измерения магнитных свойств тонких пленок с помощью эффекта Фарадея. — В сб. «Магнитная структура ферромагнетиков», М., ИИЛ, 1959, с. 452—454.
2. Эдельман И. С., Сырова Н. И. Установка для измерения эффекта Фарадея в ТМП. В сб. — «Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок», Изд-во СО АН СССР, 1968, с. 137—141.
3. Шимко А. А. Установка для измерения эффекта Фарадея в тонких магнитных пленках. — Информ. листок № 73—0409, Всесоюзн. НИИ межотрасл. информ., 1973, с. 17—21.
4. Suits T. Magneto-optical rotation and ellipticity. measurements with a spinning analyzer. — «Rev. Sci. Instrum.», 1971, N 1, pp. 19—22.
5. Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Горбунов И. П. Особенности регистрации петель гистерезиса одноосных ферромагнетиков при помощи магнитооптического эффекта Фарадея. — «Измерительная техника», 1973, № 9, с. 30—32.
6. Вассерман М. И., Щелкин А. П. Новые приборы для измерения магнитной индукции, основанные на эффекте Холла. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 152 (212). Изд-во стандартов 1974, с. 72—78.
7. Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Горбунов И. П. О погрешностях измерений магнитных характеристик высокоанизотропных пленок металлических сплавов и ферритов на магнитополяриметре Фарадея. — «Физика пластичности, упругости металлов и электродинамические явления в ферритах», Изд. Куйбышевского политехнического ин-та, 1974, с. 24—32.

Поступила в редакцию 20.08.1974 г.

ЦИФРОВОЙ ВОЛЬТМЕТР СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ

При испытаниях магнитных материалов в диапазоне звуковых частот перемagnичивания для определения амплитуды магнитного потока применяются вольтметры средних значений [1]. Используемые для этой цели аналоговые электронные вольтметры уже не соответствуют возрастающим требованиям по классу точности и не позволяют автоматизировать процесс измерения.

В работах [2, 3] рассматривалась возможность создания цифровых вольтметров средних значений на основе метода статистических испытаний

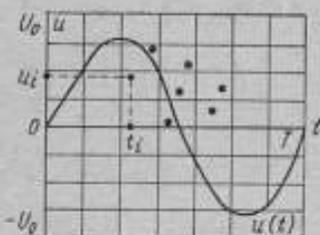


Рис. 1. Схема модифицированного метода статистических испытаний

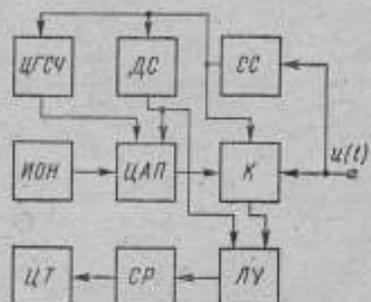


Рис. 2. Функциональная схема вольтметра

Недостатком этого метода является медленная сходимость: при повышении точности измерения на порядок число испытаний увеличивается на два порядка. Известно применение метода статистических испытаний с повышенной скоростью сходимости для вычисления определенных интегралов [4]. Схема реализации этого метода при измерении среднего значения периодического напряжения приведена на рис. 1. Прямоугольник R ($0 < t < T, -U_0 < u < U_0$), где T — период входного напряжения $u(t)$ и U_0 — напряжение, превышающее максимум модуля входного сигнала, в координатах u и t , разбивается равномерной сеткой на N ячеек. В каждую ячейку помещается равновероятно распределенная в ее площади случайная точка $u_c(t_i), i = 1, 2, \dots, N$. Затем подсчитывается число точек n , удовлетворяющих следующим условиям

$$0 < u_c(t_i) < u(t_i); \quad (1)$$

$$0 > u_c(t_i) > u(t_i). \quad (2)$$

Результат измерения n , согласно центральной предельной теореме теории вероятностей, является нормально распределенной случайной величиной с математическим ожиданием и средним квадратическим отклонением соответственно

$$M[n] = \frac{\bar{u}}{2U_0N}, \quad (3)$$

где $\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T |u(t)| dt$ — среднее значение входного напряжения;

$$\sigma = \frac{0,6 |u'|_{\max} T}{u N} \quad (4)$$

где $|u'|_{\max}$ — максимум модуля первой производной входного напряжения.

В таблице приведена зависимость от N предела относительной методической погрешности δ_{\max} при доверительной вероятности 0,997 на основании выражения (4) для входных сигналов $u = U_0 \sin \omega t$ и $u = U_0 \sin^k \omega t$ с коэффициентами формы $k_\Phi = 1,1$ и $k_\Phi = 2,5$ соответственно.

N	$\delta_{\max}, \%$	
	$k_\Phi = 1,1$	$k_\Phi = 2,5$
10^3	0,02	0,5
10^4	0,002	0,05
10^7	0,0002	0,005

Функциональная схема вольтметра, реализующего рассмотренный метод, изображена на рис. 2. Разбиение области интегрирования равномерной сеткой по напряжению производится путем преобразования в старших разрядах цифро-аналогового преобразователя ЦАП кода двоичного счетчика ДС, причем емкость последнего равна числу ячеек сетки по оси ординат. Разбиение по периоду производится путем подачи импульсов с выходе схемы синхронизации СС, изменяющих состояние двоичного счетчика и, следовательно, выходное напряжение ЦАП в моменты времени, разбивающие период входного напряжения на необходимое число отрезков. При этом частота входного напряжения может превышать среднюю частоту синхримпульсов.

Задача генерирования случайной точки в пределах элемента сетки решается аналогично. Случайная флуктуация по напряжению в пределах элемента сетки осуществляется путем преобразования в младших разрядах ЦАП случайного двоичного числа на выходе цифрового генератора случайных чисел ЦГСЧ. Последний выполнен на основе регистра сдвига с обратными связями, генерирующего последовательность максимальной длины [5] и изменяющего свое состояние после окончания каждого синхримпульса. Случайный сдвиг по времени в пределах элемента сетки производится путем случайной задержки импульсов в схеме синхронизации. В момент появления синхримпульса напряжение с выхода ЦАП, пропорциональное цифровому коду на его входах и выходному напряжению источника образцового напряжения ИОН, сравнивается в компараторе К с входным напряжением. При выполнении условий (1) и (2) в момент подачи синхримпульса на выходе логического устройства ЛУ появляется импульс и содержимое счетчика результата СР увеличивается на единицу. Информация о знаке напряжения u_c на выходе ЦАП поступает в логическое устройство с выхода старшего триггера двоичного счетчика. После проведения N сравнений процесс измерения заканчивается. Результат индицируется на цифровом табло ЦТ.

На основе рассмотренной функциональной схемы был изготовлен макет вольтметра со следующими параметрами:

Пределы измерения	0,5; 5 В
Частотный диапазон	20 Гц — 20 кГц
Время измерения	1—2 с
Входное сопротивление	1 Мом
Потребляемая мощность	30 Вт
Габариты	240×340×540 мм

Макет выполнен на интегральных схемах. Индикатор пятизначный. Исследовались методическая и инструментальные погрешности макета.

1. Методическая погрешность была исследована на ЭЦВМ на математической модели аналогично [3]. Для сигналов с коэффициентом формы $k_{\Phi} = 3$ в серии из 5000 измерений при $N = 10^4$ она составила $\delta_1 < 0,03\%$.

2. Частотная погрешность определялась по формуле [3]

$$\delta = \frac{(\pi f \tau)^2}{6},$$

где τ — время операции сравнения в компараторе; f — частота входного напряжения.

Быстродействие компаратора составило 30 нс. Следовательно, рассматриваемая погрешность на частотах до 100 Гц будет $\delta_2 < 0,002\%$.

3. Экспериментально определенная погрешность *НОИ* составила $\delta_3 < 0,02\%$.

4. Приведенная погрешность *ЦАП*, исследованная экспериментально составила $\delta_4 < 0,02\%$.

5. Погрешность компаратора вследствие дрейфа нуля и недостаточного подавления синфазного сигнала (около 70 дБ) δ_5 сводилась до пренебрежимо малой величины путем переключения входов компаратора в течение второй половины времени измерения.

6. Приведенная погрешность от дискретности результата составляет $\delta_6 < 0,002\%$.

Определяя общую погрешность на основании перечисленных составляющих δ_i по формуле

$$\delta = \sqrt{\delta_1^2 + 3 \sum_{i=2}^6 \delta_i^2}.$$

получим $\delta < 0,06\%$.

Предварительные испытания макета вольтметра в диапазоне звуковых частот показали, что приведенная погрешность измерения не превышает 0,06%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чернышев Е. Т., Чечурин Е. Н., Чернышева Н. Г., Студенцов Н. В. Магнитные измерения. М., Изд-во стандартов, 1969, 249 с.
2. Каплан Л. М. Исследование математической модели цифрового вольтметра для магнитных измерений. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 152 (212), М., Изд-во стандартов, 1974, с. 162—169.
3. Метод статистических испытаний (Метод Монте-Карло). Под ред. Ю. А. Шрейдера, М., ГИФМЛ, 1962, 381 с.
4. Цифровые методы в космической связи. Под ред. С. Голомба, М., «Связь», 1969, 271 с.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

К РАСЧЕТУ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФОРМЫ СЕРДЕЧНИКОВ ФЕРРОЗОНДОВ *

В последние годы в феррозондах,** помимо стержневых сердечников, применяются сердечники в форме прямоугольных рамок, колец, эллипсов и спиралей. Сердечники подобной формы оказываются замкнутыми по отношению к циркуляционному полю возбуждения, но по отношению к измеряемому однородному полю они, как и разомкнутые (стержневые), характеризуются так называемой проницаемостью тела μ^* , являющейся функцией проницаемости вещества μ и формы m [1-3]

$$\mu^* = \frac{\mu m}{m + \mu - 1} \quad (1)$$

Поскольку сердечники изготавливаются из высокопроницаемых сплавов, то, как правило, $\mu \gg m$, что равносильно переходу к пределу $\lim_{\mu \rightarrow \infty} \mu^* = m$ (индекс ∞ в дальнейшем будем опускать). Рассмотрим предельные значения проницаемости формы, отнесенные к центру сердечника. Установив связь между проницаемостью формы кольцевых и стержневых сердечников, получим формулу, учитывающую влияние поперечных размеров тела на искомое значение m замкнутых сердечников.

Остановимся на некоторых формулах, рекомендуемых для расчета проницаемости формы кольцевых сердечников. В работе [4] в формулу

$$m_k = 4 \left(\frac{D}{\sqrt{S_2}} \right)^{1.5} \quad (2)$$

введен средний диаметр кольца D и суммарная площадь S_2 его поперечного сечения. Авторы установили удовлетворительное согласие этой формулы с экспериментом: в диапазоне $\frac{D}{\sqrt{S_2}}$ от 2 до 70 расхождение вычисленных значений m_k от измеренных не превышает 10%.

В работе [5] получена аналитическая формула

$$m_k = 4 \frac{\lambda_2^2}{\ln 4\lambda_2} \quad (3)$$

где $\lambda_2 = \frac{D}{d_2}$ — относительная протяженность; $d_2 = 2 \sqrt{\frac{S_2}{\pi}}$ — эквивалентный диаметр кольца. Сопоставив эту формулу с формулой (2), авторы высказали предположение о пригодности ее для более широкого диапазона изменения $\frac{D}{\sqrt{S_2}}$.

В работе [6] в формулу

$$m_k = \left(\frac{L}{d_2} \right)^{1.72} \quad (4)$$

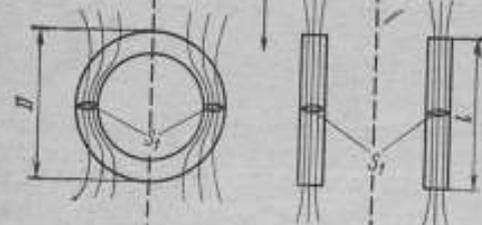
* Статья написана по материалам доклада, прочитанного на IX сессии Всесоюзного семинара по проблемам построения и использования магнитометрической аппаратуры, г. Саранск, май 1973 г.

** В проекте ГОСТ «Средства измерений магнитных величин. Термины и определения» термин «феррозонд» заменен термином «ферромультипликатор» (прим. ред.)

введен параметр L — полудлина окружности кольца. Авторы указывают, что расхождение вычисленных значений m_k с экспериментальными не превышает 10%. Общим недостатком формул (2) — (4) состоит в том, что в них учтено влияние, оказываемое на искомое значение m_k отношением поперечных размеров сердечника. Как показали исследования стержневых [3] и кольцевых сердечников [7, 8], в ряде случаев такое влияние весьма значительно и поэтому должно учитываться в практических расчетах.

В плане решаемой задачи наибольший интерес представляет формула (4). Она может быть сопоставлена с аналогичными по структуре и достаточно точными формулами для расчета проницаемости формы стержневых сердечников.

Рассмотрим кольцевой сердечник с круглым сечением. Принимая во внимание, что



$L = \frac{\pi D}{2}$, а также заменив па

раметры S_2 на S_1 , d_2 на d_1 и λ_2 на λ_1 (как видно из рис. 1, кольцевой сердечник эквивалентен двум стержневым), получим

$$m_k = 1,21\lambda_1^{1,72} \quad (4a)$$

Рис. 1. Сопоставляемые кольцевой и стержневые сердечники

где $\lambda_1 = \frac{D}{d_1}$ (индекс 1 в дальнейшем будем опускать).

Формулу (4a) можно сопоставить с известной формулой для проницаемости формы $m_{ц}$ цилиндрических сердечников [9, 10]

$$m_{ц} = 1,19\lambda^{1,7}$$

Результаты, вычисленные по этой формуле, удовлетворительно согласуются с экспериментальными лишь для цилиндров с $\lambda = \frac{l}{d} < 20$. Для цилиндров с $\lambda \geq 20$ формула дает завышенный результат. Однако именно в диапазоне $\lambda = 30 + 300$ и лежат интересные для нас значения m сердечников феррозондов. Для указанного диапазона можно использовать формулу

$$m_{ц} = 0,99\lambda^{1,72} \quad (5)$$

В этой формуле коэффициент 0,99 и показатель степени 1,72 найдены в результате приближения аппроксимирующей функции к измеренным значениям $m_{ц, изм}$ по методу наименьших квадратов. В качестве измеренных значений брались средние по данным [2, 3, 11]. Как видно из табл. 1, погрешность приближения не превышает 2%. Это позволяет использовать формулу (5) не только для сопоставления с формулой (4a), но и для непосредственного вычисления значений $m_{ц}$.

В результате сопоставления формул (5) и (4a) находим коэффициент связи

$$v_k = \frac{m_k}{m_{ц}} = (1,22 \pm 0,15) \quad (6)$$

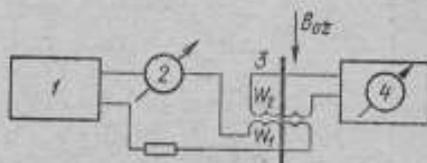
Значение v_k вычислено здесь с погрешностью 12%. Основной вклад в нее вносит погрешность (порядка 10%) нахождения m_k по формуле (4) или (4a).

С целью уточнения коэффициента v_k были сопоставлены реальные характеристики кольцевых и стержневых (дифференциальных) феррозондов при прочих равных условиях.

Измерительная схема для снятия характеристик (рис. 2) содержит генератор, питающий обмотку возбуждения W_1 испытуемого феррозонда синусоидальным током частоты f , и селективный вольтметр, настроенный на частоту $2f$ и подключаемый к измерительной обмотке феррозонда W_2 . С сердечником феррозонда (одним кольцевым или двумя стержневыми) непосредственно связана только обмотка W_1 . Обмотка W_2 является общей для всех испытуемых сердечников и имеет вид жесткой рамки. Измерения проводились в магнитном поле Земли, в направлении его вертикальной компоненты $B_{0z} = 4,8 \cdot 10^{-5}$ иТ. Отклонения от этого значения с учетом вариаций и промышленных помех не превышали 0,7%. Снимались характеристики $U_2 = \varphi(I_1)$, где U_2 — эффективное значение выходного напряжения второй гармоники и I_1 — эффективное значение тока возбуждения для кольцевых и стержневых феррозондов с проволоочными сердечниками. Использовалась пермаллоевая проволока 80НХС диаметром $d = 0,2 \pm 0,3$ мм. Размеры сердечников составляли $D = l$ и $\lambda = 110 \pm 175$, причем нижняя граница λ была выбрана

Рис. 2. Схема снятия характеристик $u_2 = \varphi(I_1)$ испытуемых феррозондов

1 — генератор возбуждения; 2 — измеритель тока (миллиамперметр); 3 — испытуемый феррозонд; 4 — селективный вольтметр (анализатор гармоник)



с учетом практически допустимого различия формы волны поля возбуждения [12], а верхняя — с учетом выполнения соотношения $\mu \gg m$ и сохранения номинальной чувствительности феррозондов в поле Земли с указанным выше значением.

Коэффициент ν_k с погрешностью, не превышающей нескольких процентов, в указанном диапазоне λ (при $\mu > 10^3$) можно найти из соотношения

$$\nu_k = \frac{m_k}{m_{\Sigma}} \approx \frac{U_{2k}}{U_{2\Sigma}}$$

Результаты измерений сведены в табл. 2. Среднее значение коэффициента ν_k (по данным сопоставления десяти пар характеристик в точке максимальной чувствительности феррозонда при частотах возбуждения 0,7 и 1 кГц) оказалось равным 1,28. Экспериментально установлено также, что коэффициент $\nu_k = 1,28$ может быть распространен и на эллиптические сердечники. Испытаниям подвергались три феррозонда: один с кольцевыми и два с эллиптическими сердечниками. Сердечники имели одинаковую протяженность в продольном направлении (совпадающем с направлением измеряемой компоненты поля B_{0z}) и разную в поперечном (см. рис. 3). Как видно из приведенных характеристик, чувствительность феррозондов практически одинакова для любой напряженности поля возбуждения. Таким образом, на проницаемость формы замкнутых сердечников, как и стержневых, в основном влияет относительная протяженность сердечника в заданном направлении. Именно поэтому введение в формулы (2) и (3) параметра D (диаметр кольца) представляется более обоснованным, чем введение в формулу (4) параметра L (полуудлиня окружности). Распространив формулу (4) на исследуемые эллиптические сердечники, мы получили бы заведомо неверный результат: проницаемость формы такого сердечника в одном случае оказалась бы меньше, а в другом — больше проницаемости формы кольцевого сердечника.

Испытаниям подвергались также феррозонды с сердечниками в виде квадратных рамок. Такие феррозонды обладают наибольшей чувствительностью, а коэффициент связи их ν_p со стержневыми сердечниками в диапазоне $\lambda =$

$= 100 + 200$ составляет 1,41.* Отметим в этой связи, что поперечные участки рамочных, а также и любых других замкнутых сердечников, выполняют роль дополнительных концентраторов магнитного поля. Именно благодаря им чувствительность феррозондов возрастает, а коэффициент связи ν становится больше единицы. Здесь наблюдается тот же эффект, что и у стержневого сердечника с ферромагнитными дисками на торцах [13]. При переходе от кольца к эллипсу к прямоугольной рамке происходит скачок в значении m , связанный с искажением поля вблизи сердечников. Он может быть объяснен при рассмотрении граничных условий на поверхности раздела двух сред.

Для расчета формы кольцевых сердечников воспользуемся формулой Розенблата, в которой учитывается влияние поперечных размеров сердечника

на значения m [3]. Полагая, что искомые значения m замкнутых сердечников можно вычислить, по крайней мере, для диапазона $\lambda = 100 + 200$ по формуле $m = \nu m_{ст}$, находим

$$m = \nu \frac{\lambda^2}{\ln \frac{kl_{\parallel}}{a+b} - 1} \quad (7)$$

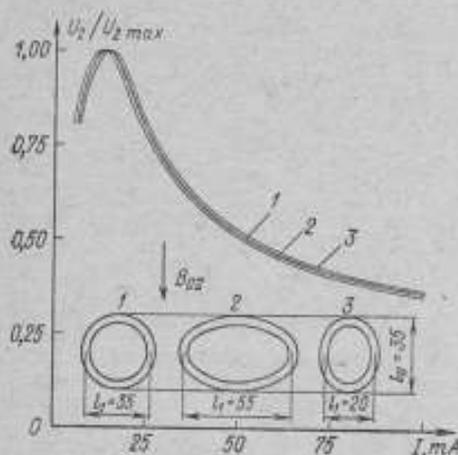


Рис. 3. Характеристики феррозондов с замкнутыми сердечниками, имеющими разное отношение l_{\parallel}/l_{\perp} .

где $\lambda = l_{\parallel}/2\sqrt{S/\pi}$; l_{\parallel} — протяженность (длина) сердечника в направлении измеряемого поля; S — площадь поперечного сечения; a и b поперечные размеры; ν и k — коэффициенты (см. табл. 3).

Формула (7) пригодна для расчета проницаемости формы стержневых, кольцевых, эллиптических и рамочных сердечников с любым профилем поперечного сечения и любым отношением поперечных размеров. Сопоставим формулы (7) и (2) — (4) с формулой

$$m = \nu_k m_{ст} = 1,27\lambda^{1,72} \quad (5a)$$

полученной с учетом того, что $\nu_k = 1,28$ из формулы (5), а также с формулой Лаунгвагена для колец прямоугольного сечения

$$m_k = 2 \frac{\lambda^2}{\ln \frac{D}{b} + 1,1} \quad (8)$$

* Может возникнуть мысль, что коэффициент связи определяется выражением $\nu = \sqrt{\frac{L}{l_{\parallel}}}$, где L — полупериметр сердечника и l_{\parallel} — его протяженность в направлении измеряемого поля. Действительно, для квадратной рамки $\nu_p = \sqrt{2} = 1,41$. Для кольца $\nu_k = \sqrt{\pi/2} = 1,25$, что довольно близко к найденному значению 1,28. Однако эксперименты, проведенные с эллиптическими сердечниками, заставляют усомниться в универсальности данной формулы.

полученной (при выполнении условий $D/b > 4$ и $b \gg a$) из более общего выражения для цилиндрических экранов [7]. Можно сделать вывод, что для сердечников круглого сечения (табл. 4) наименьшее расхождение с формулой (7) дает формула (5а),* а для сердечников прямоугольного сечения (табл. 5) расхождение достигает 25%, причем оно тем значительнее, чем больше отношение b/a . Исключение составляет формула (8), которая хотя и дает завышенные результаты, но правильно отражает зависимость m от отношения D/b . При замене в ней множителя 2 на множитель 1,6 расхождение с формулой (7) составит всего лишь 1–2%.

Таблица 1

λ	Значение проницаемости формы сплошных цилиндров		
	измеренное (среднее)	вычисленное по формуле (5)	γ , %
30	348	343	-1,4
50	824	825	+0,2
100	2 704	2 730	+1,0
200	9 235	9 200	-0,4
250	13 171	13 200	+0,3

Примечание. γ — погрешность приближения функции (5) к измеренным значениям.

Таблица 2

λ	U_1 (при $I_1 = I_{\text{отт}}$), мВ		$\nu = \frac{U_{\text{ЭК}}}{U_{\text{ЭК}}} = \frac{m_{\text{К}}}{m_{\text{Д}}}$
	Двух-стержневой ферромагнит	Кольцевой ферромагнит	
110	13,0	17,0	1,31
110	15,2	21,0	1,39
140	18,0	23,3	1,30
140	12,8	17,3	1,35
140	15,0	19,2	1,28
175	19,3	23,5	1,22
175	12,2	14,5	1,19
175	14,4	18,7	1,30
175	15,0	18,0	1,20
175	13,3	16,8	1,27

$$\nu_{\text{ср}} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \nu_i = 1,28$$

* Это указывает лишь на хорошее совпадение формулы (5) для цилиндров с соответствующей формулой Розенблата.

Таблица 3

Сердечники	v	K	
		Круглое и эллиптическое сечение	Прямоугольное сечение
Стержневые	1		
Кольцевые и эллиптические*	1,28	2,4	3,6
Рамочные (квадратные)	1,41		

* При соотношении осей $\frac{1}{3} < \frac{l_{||}}{l_{\perp}} < 1,5$

Таблица 4

λ	N	Проницаемость формы кольцевых сердечников круглого сечения, вычисленная по формуле									
		(7)	(2)	γ ₁ %	(3)	γ ₂ %	(4a)	γ ₃ %	(5a)	γ ₄ %	
30	900	446	526	+17,9	405	-0,2	420	-5,8	441	-1,1	
50	2 500	1 034	1 131	+9,4	1 008	-2,5	1 012	-2,1	1 062	+2,7	
100	10 000	3 380	3 200	-5,3	3 538	+4,7	3 333	-1,4	3 498	+3,5	
150	22 500	6 869	5 879	-14,4	7 428	+8,1	6 694	-2,5	7 026	+2,3	
200	40 000	11 427	9 051	-20,8	12 607	+10,3	10 979	-3,9	11 523	+0,8	
250	62 500	17 008	12 649	-26,6	19 029	+11,9	16 115	-5,2	16 915	-0,5	
300	90 000	23 577	16 628	-29,5	26 662	+15,1	22 051	-6,6	23 145	-1,8	

Примечание. $\gamma_i = \frac{m_i - m}{m}$

Таблица 5

b, мм	l = D, мм	Проницаемость формы кольцевых сердечников прямоугольного сечения с $\lambda = D/2 \sqrt{ab/\pi} = 100$ толщиной a = 0,1 мм, вычисленная по формуле										
		(7)	(2)	γ ₁ %	(3)	γ ₂ %	(4a)	γ ₃ %	(5a)	γ ₄ %	(8)	γ ₅ %
1	35,7	3404		-6,0		+4,0		-2,1		+2,8	4283	+25,8
2	50,5	3699		-13,5		-4,3		-9,9		-5,4	4619	+24,0
3	61,8	3914	3200	-18,3	3540	-9,6	3333	-14,8	3498	-10,6	4854	+24,0
5	79,8	4224		-24,3		-16,2		-21,1		-17,2	5168	+22,3

Примечание. $\gamma_i = \frac{m_i - m}{m}$

В заключение отметим, что введенный в формулу коэффициент ν нуждается в более тщательной экспериментальной проверке. Он определен косвенным путем (по характеристикам феррозондов) в диапазоне $\lambda = 110 \div 175$. Прямые измерения значений m замкнутых сердечников в более широком диапазоне λ позволяют не только точнее определить коэффициент ν , но и выявить зависимость $\nu(\lambda)$. Должна быть исследована также возможная зависимость ν от профиля поперечного сечения сердечников.

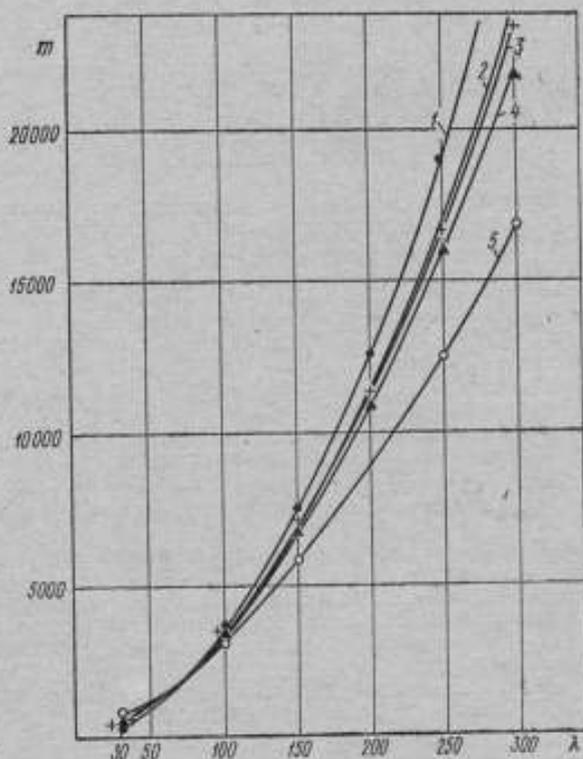


Рис. 4. Характеристики $m = \varphi(\lambda)$ для кольцевых сердечников с круглым сечением; кривые 1—5 построены соответственно по формулам: (3), (7), (5а), (4а), (2)

Несмотря на известную неопределенность численного значения коэффициента ν , формула (7) может быть рекомендована для практических расчетов. Функция (7) при найденных значениях ν занимает некоторое среднее положение среди функций, описываемых другими формулами (рис. 4). Наблюдаемое расхождение объясняется, по-видимому, прежде всего тем, что в сопоставляемых формулах не отражено влияние формы сечения и отношения поперечных размеров тела. Напротив, возможность достаточного сопряжения формулы (7) с формулой (8) указывает, что рекомендуемая формула верно отражает закономерности намагничивания замкнутых сердечников в однородном поле и что введенные в нее коэффициент ν или функции $\nu(\lambda)$ остаются неизменными при изменении поперечных размеров тела.

С учетом экспериментальных данных (см. табл. 2) погрешность определения проницаемости формы замкнутых сердечников по формуле (7) для диапазона $\lambda = 100 \div 200$ может быть оценена в 7—10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аркадьев В. К. Магнитные коэффициенты формы, вещества и тела. «Журнал русск. физ.-хим. общ-ва», вып. 1, 1914, с. 22—42.
2. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах, М., ОНТИ, 1934. 230 с.
3. Розенблат М. А. Коэффициенты размагничивания стержней высокой проницаемости, ЖТФ, 1954, № 24, с. 637—661.
4. Беркман Р. Я., Мартынюк-Лотоцкий Р. Е., Спектор Ю. И. Особенности расчета феррозондов с кольцевыми сердечниками. — «Автоматический контроль и измерительная техника», вып. 8, Киев, «Наукова думка», 1964, с. 95—99.
5. Афанасенко М. П., Беркман Р. Я. Магнитные элементы с кольцевым сердечником во внешнем магнитном поле. — «Отбор и передача информации», вып. 27, Киев, «Наукова думка», 1971, с. 93—98.
6. Gordon D. I., Brown R. E. Recent Advances in Fluxgate Magnetometry. — «IEEE Trans. on Magn.», v. Mag-8, 1972, N 1, p. 76—83.
7. Лангварен Е. Н. Расчет магнитных экранов, подмагничиваемых переменным полем. — Изв. вузов СССР, «Электромеханика», 1969, № 12, с. 1306—1312.
8. Краснитский Ю. А. Эффективная магнитная проницаемость кольцевого сердечника в однородном поле. — В сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 50, Д., «Недра», 1972, с. 37—41.
9. Хомич В. И. Приемные ферритовые антенны, М., Госэнергоиздат, 1960. 94 с.
10. Fränkel H., Ferrite und ihre Anwendung. — «Radio und Fernsehen», 1962, 20, 625—628.
11. Бурцев Г. А. Расчет коэффициента размагничивания цилиндрических стержней. — «Дефектоскопия», 1971, № 5, м. 20—30.
12. Беркман Р. Я., Мартынюк-Лотоцкий Р. Е. Некоторые особенности физической картины работы магнитных модуляторов, кольцевых и стержневых феррозондов. — «Магнитные элементы промышленной автоматики», М., «Наука», 1966, с. 107—112.
13. Walker D. F. Improvement in the Magnetic Defecting Power of Iron-cored Search Coils, «Natures», 1959, N 17, p. 173—174.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.318.1.012.6

Е. Н. Чечурина, Л. М. Каплан

ВНИИМ

ЗАДАЧИ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТ

Широкое применение изделий из ферромагнитных материалов (ФММ) в промышленности привело к созданию целого ряда установок для определения динамических характеристик ФММ. Все они, за редким исключением, используют законы электромагнитной индукции и полного тока, связывающие параметры переменного магнитного поля в образце ФММ с параметрами токов и э. д. с. в его обмотках. Измерение указанных характеристик сводится при этом к определению электрических величин. В связи с сильной величиной

ностью многих характеристик ФММ, обуславливающей существенное отличие измеряемых электрических сигналов от синусоидальных, особые требования предъявляются к комплектующим электроизмерительным приборам. Сложность и многообразие магнитоизмерительных установок и большое количество определяемых с их помощью магнитных характеристик затрудняет метрологическое обеспечение рассматриваемой области магнитных измерений. В данном случае нельзя ограничиваться поэлементной проверкой средств измерений, входящих в установки, во-первых, потому, что могут оказаться неучтенными некоторые методические погрешности и, во-вторых, при приемодаточных испытаниях образцов ФММ в условиях заводских лабораторий и цехов приходится производить оценку точности установок чаще, чем это предусмотрено сроком проверки комплектующих приборов. Проверку такого рода установок удобно производить с помощью стандартных образцов (СО), которые при этом являются многозначными мерами магнитных параметров. Проверки самих СО требуют выполнения по крайней мере двух условий:

а) достаточная стабильность характеристик СО в течение времени между поверками и неизменность этих характеристик после воздействия магнитного поля при проверке собственно СО и в процессе его эксплуатации;

б) определение характеристик СО с погрешностью, по крайней мере, в 3—5 раз меньшей погрешности проверяемых установок, которая в настоящее время составляет 1—2% и более.

Кроме погрешности измерения электрических величин, на определение таких магнитных параметров СО, как магнитная индукция и напряженность магнитного поля, большое влияние оказывает неточность определения длины пути магнитного потока в образце, площади его поперечного сечения, неоднородность намагничивания образца и др. Последние погрешности постоянны и входят в результат измерения как на образцовой, так и на поверочной установке, т. е. исключаются при оценке инструментальных и методических погрешностей поверяемой установки. Более того, при различии установок можно вместо зависимости индукции от напряженности магнитного поля $B = f(H)$ использовать зависимость потокоцепления от амперантков $\Phi = f(\omega I)$. Таким образом, при создании СО необходимо исходить из задач: 1) повышения точности средств измерения параметров электрических сигналов и точности аттестации применяемых мер; 2) повышения стабильности характеристик СО путем совершенствования технологии их изготовления. Обе задачи неразрывно связаны между собой, однако решение первой является необходимым условием решения второй, так как лишь с помощью средств измерений высокой точности (погрешность 0,1—0,2%) можно научить стабильность СО и, следовательно, контролировать технологические способы ее повышения. Следовательно, первоочередными задачами являются создание точных средств измерений параметров электрических сигналов для поверки СО, автоматизация измерений и регистрации результатов с целью устранения субъективных ошибок и повышения производительности труда, обработка результатов измерений на ЭЦВМ с целью реализации высокой точности средств измерений.

В качестве определяемых магнитных характеристик были выбраны семейство динамических циклов магнитного гистерезиса, динамическая кривая намагничивания и мощность потерь на перемагничивание. Как показано в [1—3], достаточно высокую точность измерения параметров электрических сигналов при испытаниях образцов ФММ в переменных полях можно получить с помощью метода статистических испытаний.

Основной образцовой автоматической поверочной установкой высшей точности [4] для поверки СО в диапазоне звуковых частот при этом является следующие цифровые приборы:

1. Фазочувствительный вольтметр средних значений с погрешностью не более 0,1%, реализующий модифицированный метод статистических испытаний с повышенной скоростью сходимости [2] и используемый для измерения мгновенного и амплитудного значения потокоцепления. Время измерения составляет ~ 2 с при примерно 10^6 операциях сравнения. Результат

индицируется на пятнадцатичном индикаторе. Имеется выход на цифрочасть в коде 8—4—2—1.

2. Амперметр мгновенных и максимальных значений периодических сигналов на основе аналого-цифрового преобразователя поразрядного уравнивания [5] с погрешностью 0,1% и временем измерения не более 13 периодов измеряемого сигнала плюс 10 мс, используемый для измерения

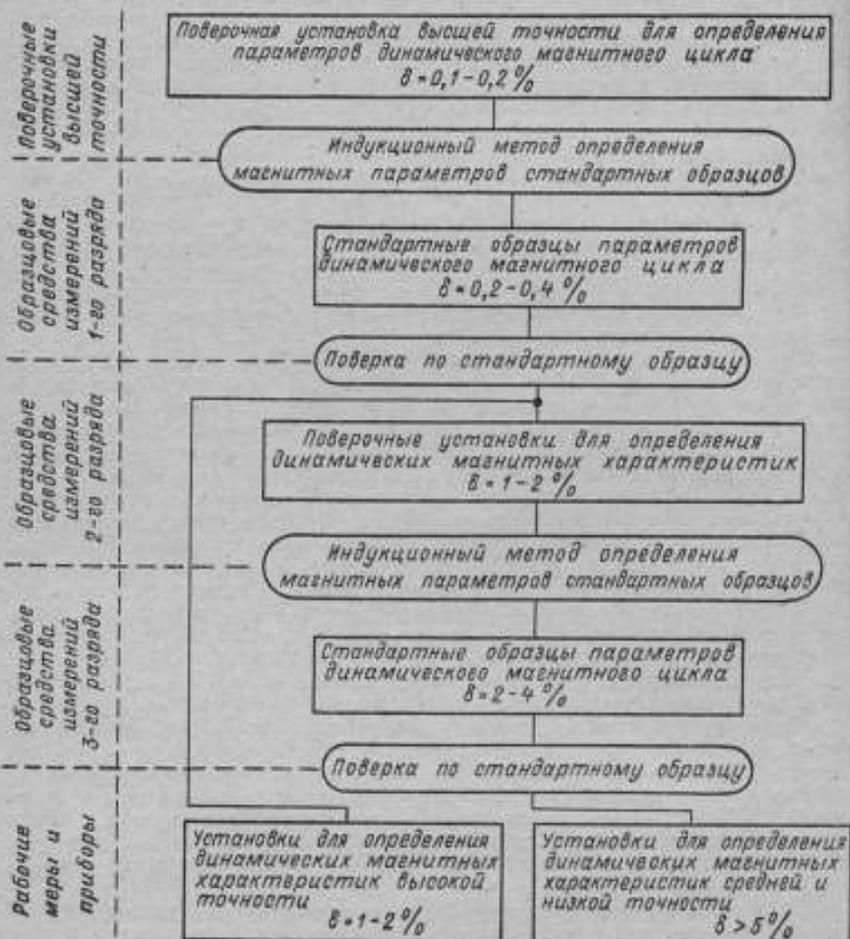


Рис. 1. Вариант поверочной схемы

мгновенного и максимального значения ампервитков в намагничивающей цепи. Индикатор четырехзначный. Предусмотрен выход на цифрочасть в коде 8—4—2—1.

3. Ваттметр активной мощности, совмещающий модифицированный и базовый [3] методы статистических испытаний, с погрешностью не более 0,2% и временем измерения ~ 1 мин. Измерение мощности потерь происходит параллельно измерению координат нескольких десятков точек динамического цикла гистерезиса и заканчивается в момент окончания измерения

координат последней точки определяемого цикла. Таким образом, время измерения мощности потерь совпадает с временем определения цикла гистерезиса. Результаты измерения в виде пар координат точек семейства динамических циклов гистерезиса или основной кривой намагничивания, а также значения мощности потерь на перемагничивание регистрируются в цифровом виде для дальнейшей обработки на ЭЦВМ по однажды разработанной программе.

Вариант схемы поверок магнитовзмерительных установок и образцов по магнитным параметрам динамического цикла, опирающийся на упомянутую поверочную установку высшей точности, показан на рис. 1. Значения погрешностей даны без учета погрешностей определения геометрических размеров испытываемых образцов для координат потокоцепления — ампервитки. Поверочная установка высшей точности подлежит поэлементной поверке по образцовым мерам соответствующих разрядов, заимствованным из других схем (образцовые нормальные элементы, образцовые катушки сопротивления, рабочие стандарты частоты). Кроме этого, следует проводить теоретический, а если возможно, и экспериментальный анализ ее погрешностей при измерении параметров сигналов, сильно отличающихся от синусоидальных. Для установок низших разрядов необходимо производить поэлементную поверку и поверку по СО, являющемуся мерой высшего разряда. В процессе поверки рабочих средств измерений по некоторой характеристике СО, определенной на более высокой ступени поверочной схемы с погрешностью, пренебрежимой по сравнению с погрешностью поверяемой установки, и по совокупности экспериментально определенных с помощью последней координат этой же характеристики необходимо вычислить погрешность установки. Уже отмечалось [6], что наиболее удобно оценивать погрешность определения функциональных зависимостей в виде одного числа. Предположим, что известна зависимость индукции от напряженности поля $B = f(H)$, полученная при поверке СО (рис. 2). Предположим далее, что определяя на поверяемой установке с некоторыми погрешностями значения магнитной индукции и напряженности поля, соответствующие точке M , лежащей на упомянутой кривой, получим точку A .

Абсолютные и относительные погрешности определения индукции и напряженности поля соответственно равны

$$\left. \begin{aligned} \Delta B &= CM = B_A - B_M \\ \delta_B &= \frac{\Delta B}{B_M} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta H &= DM = H_A - H_M \\ \delta_H &= \frac{\Delta H}{H_M} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Будем считать погрешностью поверяемой установки при значениях H_A и B_A величину

$$\delta = \sqrt{\delta_H^2 + \delta_B^2} \quad (3)$$

Однако этого определения недостаточно для нахождения значений δ , поскольку не указано, как определять координаты точки M .

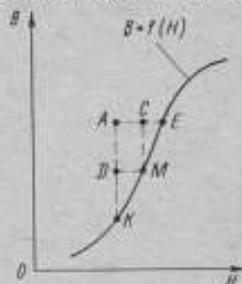


Рис. 2. К определению функциональной погрешности

За точку M будем принимать такую пару координат, удовлетворяющих уравнению $B = f(H)$, при которых значение δ минимально. Сделаем также следующие допущения:

$$\delta_H = \frac{\Delta H}{H_M} \approx \frac{\Delta H}{H_A} \quad (4)$$

и

$$\delta_B = \frac{\Delta B}{B_M} \approx \frac{\Delta B}{B_A} \quad (5)$$

Будем считать кривую $B = f(H)$ линейной в окрестности точки A , т. е., что точки K, M, E лежат на одной прямой, совпадающей с кривой $B = f(H)$ на отрезке KE .

С учетом (4) и (5) выражение (3) примет вид

$$\delta = \sqrt{\left(\frac{\Delta H}{H_A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B_A}\right)^2} \quad (6)$$

Из подобия треугольников CEM и $AЕК$ на рис. 2 имеем

$$\frac{CM}{AE - AC} = \frac{AK}{AE}$$

откуда

$$CM = \frac{(AE - AC)AK}{AE}$$

Обозначив $AK = \beta$, $AE = \alpha$ и учитывая (1) и (2), получим

$$\Delta B = \frac{\beta(\alpha - \Delta H)}{\alpha} \quad (7)$$

Подставив значение ΔB в (6), найдем

$$\delta = \sqrt{\left(\frac{\Delta H}{H_A}\right)^2 + \left[\frac{\beta(\alpha - \Delta H)}{\alpha B_A}\right]^2}$$

Приравняв производную по ΔH последнего выражения к нулю получим

$$\frac{\Delta H}{H_A^2} - \frac{\beta(\alpha - \Delta H)}{\alpha^2 B_A^2} = 0.$$

Решая его, найдем значение ΔH

$$\Delta H = \frac{\alpha \left(\frac{\beta}{B_A}\right)^2}{\left(\frac{\alpha}{H_A}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{B_A}\right)^2} \quad (8)$$

Исходя из (7) и (8), определим ΔB

$$\Delta B = \frac{\beta \left(\frac{\alpha}{H_A}\right)^2}{\left(\frac{\alpha}{H_A}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{B_A}\right)^2} \quad (9)$$

И, наконец, из (6), (8), (9) получим значение искомой погрешности

$$\delta = \frac{\frac{\alpha}{H_A} \frac{\beta}{B_A}}{\sqrt{\left(\frac{\alpha}{H_A}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{B_A}\right)^2}} \quad (10)$$

В качестве иллюстрации проведем сравнительный анализ оценок погрешностей на основе испытаний образца из пермаллоя 50Н на различных установках. За «истинную» зависимость $B = f(H)$ принята усредненная по всем измерениям кривая.

Сравним общепринятые оценки относительной погрешности: по индукции

$$\delta_1 = \frac{AK}{B_A} = \frac{\beta}{B_A};$$

по напряженности

$$\delta_2 = \frac{AE}{H_A} = \frac{\alpha}{H_A}$$

и предложенную (10).

Как видно из таблицы, оценка погрешности (10) практически постоянна во всей области определения $B = f(H)$, что выгодно отличает ее от общепринятых δ_1 и δ_2 . В области максимальной проницаемости (при $\frac{H}{H_{\max}} \approx 0,5$)

δ совпадает с δ_2 , так как из (10) следует $\lim_{\alpha/\beta \rightarrow 0} \delta = \frac{\alpha}{H_A}$. В области насыщения

(при $\frac{H}{H_{\max}} > 0,9$) δ совпадает с δ_1 , так как из (10) следует $\lim_{\alpha/\beta \rightarrow \infty} \delta = \frac{\beta}{B_A}$.

Таким образом, предложенная оценка имеет еще одно преимущество: в характерных областях функциональных зависимостей она дает значения погрешностей определения соответствующих координат.

Таблица

$\frac{H}{H_{\max}}$	$\delta_1, \%$	$\delta_2, \%$	$\delta, \%$	$\frac{H}{H_{\max}}$	$\delta_1, \%$	$\delta_2, \%$	$\delta, \%$
0,3	15	3,3	3,2	0,7	4,3	5,1	3,2
0,4	25	3,0	3,0	0,8	3,9	5,2	3,1
0,5	9,0	2,8	2,6	0,9	3,7	6,2	3,2
0,6	6,0	3,3	2,9	1,0	2,9	5,8	2,6

ЛИТЕРАТУРА

1. Каплан Л. М. Исследование математической модели цифрового вольтметра для магнитных измерений. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 152 (212), М.—Л., Изд-во стандартов, 1974, с. 162—169.

2. Селезнев Ю. В., Мовсенов Б. А., Каплан Л. М. К вопросу измерения удельной мощности потерь в магнитных материалах методом статистических испытаний (Монте-Карло). — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 133 (193), М., Изд-во стандартов, 1971, с. 307—311.

3. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). Под ред. Шрейдера Ю. А., М., ГИФМЛ, 1962, 268 с.

4. Селетый В. И., Зингерман В. И., Ягола Г. К. О погрешностях функциональной зависимости $B(H)$ для кривой размагничивания магнитотвердого материала. — «Измерительная техника», 1968, № 2, с. 58—60.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.318.124 : 538.22

С. Ф. Глаголев, М. М. Червинский

ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНЕТИКА

В последние годы для регистрации квазистатических петель гистерезиса микроучастков тонких магнитных пленок (ТМП) и объемных образцов используется магнитооптической (МО) эффект Керра [1]. Однако до сих пор нет достаточно строгого обоснования МО-методов регистрации петель гистерезиса. В некоторых работах применяется упрощенная модель ферромагнетика, по которой образец перемагничивается лишь путем изменения площадей противоположно намагниченных доменов [2]. Настоящая работа была проведена с целью изучения возможностей использования меридионального эффекта Керра (МЭК) для регистрации петель гистерезиса при перемагничивании ТМП как движением доменных границ, так и вращением векторов намагниченности.

Рассмотрим применяемую обычно для наблюдения МЭК оптическую схему (рис. 1), состоящую из источника линейно поляризованного света, образца, анализатора и фотоприемника. Анализ схемы целесообразно провести с помощью метода Джонса [3] для меридионального намагничивания и s -поляризованного падающего потока излучения, так как в этом случае отсутствует экваториальный эффект Керра [1]. Определим вектор Джонса для света, прошедшего анализатор (при этом предполагаем, что ТМП намагничена до насыщения)

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \sin^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_s e^{i\delta_s} & r_K e^{i\delta_K} \\ -r_K e^{i\delta_K} & r_p e^{i\delta_p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= E \left(r_s \sin \theta e^{i\delta_s} - r_K \cos \theta e^{i\delta_K} \right) \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (1) \end{aligned}$$

где E_s , E_p — составляющие напряженности электрического поля в волне, прошедшей анализатор; E — напряженность электрического поля падающей волны; θ — угол отклонения анализатора от скрещенного положения; r_s , r_p — коэффициенты отражения Френеля для s - и p -поляризованных составляющих соответственно; r_K — коэффициент отражения Керра; δ_s , δ_p , δ_K — изменение фазы соответствующих составляющих E при отражении от образца.

Поток излучения, поступающий на фотоприемник, с учетом (1) составит

$$\Phi = PS \left[r_s^2 \sin^2 \theta + r_K^2 \cos^2 \theta - r_s r_K \sin 2\theta \cos(\delta_s - \delta_K) \right], \quad (2)$$

где P — плотность потока падающего излучения; S — освещенная поверхность.

С учетом несовершенства анализатора и деполаризации потока излучения, возникающей при отражении от ТМП и при прохождении оптических элементов, запишем (2) следующим образом:

$$\Phi = T_1^2 P S [r_S^2 \sin^2 \theta + r_K^2 \cos^2 \theta + r_S^2 (c^2 + d^2) \cos^2 \theta - r_S r_K \sin 2\theta \cos (\delta_S - \delta_K)], \quad (3)$$

где T_1 , T_2 — максимальный и минимальный амплитудные коэффициенты пропускания анализатора соответственно; $c = \frac{T_2}{T_1}$ — коэффициент, характеризующий качество анализатора; d — амплитудный коэффициент, учитывающий деполаризацию. Коэффициенты пропускания остальных оптических элементов принимаем близкими к единице.

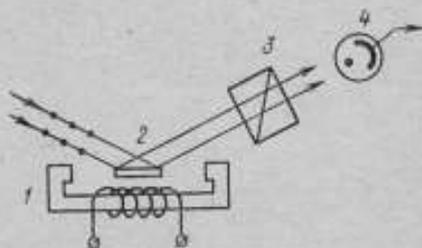


Рис. 1. Схема наблюдения меридионального эффекта Керра. Вектор E нормален к плоскости чертежа
1 — намагничивающая система; 2 — образец; 3 — анализатор; 4 — фотоприемник

При учете сквозной доменной структуры ТМП используем следующую модель. На равномерно освещенной площади находятся n различных доменов, каждый из которых имеет площадь S_i и намагниченность J_S (рис. 2, а). Векторы намагниченности отдельных доменов составляют с направлением магнитного поля (ось x) угол α_i (рис. 2, б). Отметим, что для МЭК ось x одновременно лежит в плоскости образца.

Из рис. 2, б видно, что проекции намагниченности i -го домена на координатные оси составляют

$$J_{x_i} = J_S \cos \alpha_i; \quad J_{y_i} = J_S \sin \alpha_i, \quad (4)$$

Проекция результирующей намагниченности на координатные оси в объеме U равны

$$J_x = \frac{J_S}{V} \sum_{i=1}^n V_i \cos \alpha_i; \quad J_y = \frac{J_S}{V} \sum_{i=1}^n V_i \sin \alpha_i, \quad (5)$$

где U_i — объем i -го домена.

Под эффективной V в данном случае понимается объем, в котором происходит взаимодействие падающей волны с веществом. Приняв $V_i = S_i l$, где l — глубина проникновения света в ТМП, получим из (5)

$$J_x = \frac{J_S}{S} \sum_{i=1}^n S_i \cos \alpha_i; \quad J_y = \frac{J_S}{S} \sum_{i=1}^n S_i \sin \alpha_i. \quad (6)$$

При отражении света от площади, намагниченной под углом α_i к оси x в плоскости xy , коэффициент отражения Керра равен

$$r_{K_i} = r_K \frac{J_{x_i}}{J_S} = r_K \cos \alpha_i. \quad (7)$$

Учитывая (7) и (3), найдем отраженный поток излучения от i -го домена

$$\Phi_i = T_1^2 P S_i \left[r_S^2 \sin^2 \theta + r_K^2 \cos^2 \alpha_i \cos^2 \theta + r_S^2 (c^2 + d^2) \cos^2 \theta - r_S r_K \cos \alpha_i \sin 2\theta \cos (\delta_S - \delta_K) \right] \quad (8)$$

Поток излучения со всей освещенной площади в этом случае составит

$$\Phi = \sum_{i=1}^n \Phi_i = T_1^2 P S \left[r_S^2 \sin^2 \theta + r_K^2 (1-L) \cos^2 \theta + r_S^2 (c^2 + d^2) \times \right. \\ \left. \times \cos^2 \theta - r_S r_K \frac{J_x}{J_S} \sin 2\theta \cos (\delta_S - \delta_K) \right] \quad (9)$$

где $\frac{J_x}{J_S} = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n S_i \cos \alpha_i$; $L = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n S_i \sin^2 \alpha_i = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n S_i \frac{J_{y_i}^2}{J_S^2}$

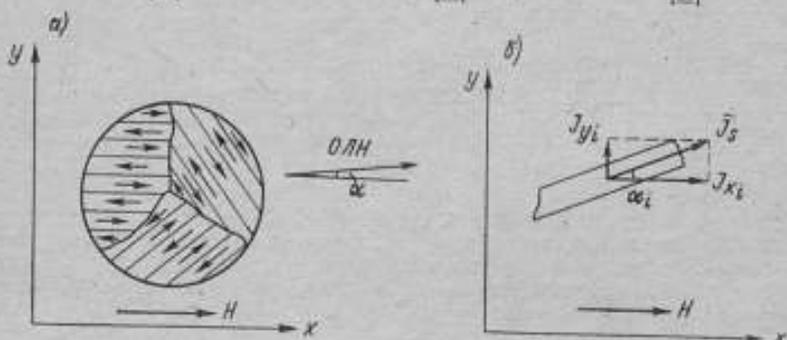


Рис. 2. К расчету сигнала при перемагничивании ТМР: а — доменная структура произвольной конфигурации в пределах освещенного пятна; б — один из доменов

Выражение (9) содержит член, линейно зависящий от относительной величины намагниченности, а также второй член, который сложным образом зависит от намагниченности. Величина L удовлетворяет неравенству

$$0 < L < 1. \quad (10)$$

При этом для ТМР, ось легкого намагничивания (ОЛН) которой расположена в ее плоскости и перпендикулярна к плоскости падения, $L = 1$ при $H = 0$, поскольку в остаточном состоянии после перемагничивания в направлении, перпендикулярном ОЛН, пленка разбивается на домены, в идеальном случае параллельные ОЛН. С другой стороны $L = 0$ при любом H в случае перемагничивания вдоль ОЛН, либо при любом расположении ОЛН и намагничивании до насыщения. Таким образом, если $L \neq 0$ в какой-либо момент перемагничивания, то это свидетельствует о вращении вектора намагниченности. Запишем составляющую светового потока, зависящую от намагниченности следующим образом:

$$\Delta \Phi = -T_1^2 P S \left[r_K^2 L \cos^2 \theta + r_S r_K \frac{J_x}{J_S} \sin 2\theta \cos (\delta_S - \delta_K) \right] \quad (11)$$

При амплитудной модуляции, а также при модуляции путем периодического перемагничивания образца следует рассматривать член, содержащий L , как составляющую методической погрешности МО-метода при регистрации петель гистерезиса. Эту погрешность можно оценить по отношению нелинейной части к линейной при $J_x = J_S$

$$\gamma = \frac{r_K L \cos \theta}{2r_S \sin \theta \cos(\delta_S - \delta_K)} \quad (12)$$

Для пермаллоевых пленок, согласно [4], $r_K = 0,71 \cdot 10^{-3}$, $r_S = 0,82$, $\cos(\delta_S - \delta_K) = 0,83$. Типичный угол установки анализатора $\theta \approx 10^{-2}$ рад. Тогда $\gamma = 5 \cdot 10^{-2} L$, что приводит к значительной погрешности. Для исключения ее можно использовать двухканальную оптическую схему, позволяющую отраженный от образца поток излучения разделить на два равных потока, каждый из которых проходит через отдельный анализатор, установленный под углом $\pm \theta$ к плоскости поляризации падающего потока. Результирующий сигнал образуется путем вычисления сигналов обоих каналов. Запишем разность излучения

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_1 - \Delta\Phi_2 = T_1^2 P S r_S r_K \frac{J_x}{J_S} \sin 2\theta \cos(\delta_S - \delta_K). \quad (13)$$

Отсюда видно, что результирующий сигнал свободен от упомянутой погрешности. Однако исключение ее фактически затруднено из-за необходимости точно разделить поток излучения, зафиксировать углы установки анализаторов и подобрать приемники излучения одинаковой чувствительности для каждого канала. Последнее требование, однако, снимается при поочередной подаче обоих потоков через прерыватель на один приемник.

Указанную погрешность можно значительно уменьшить также путем модуляции потока излучения при периодическом изменении плоскости поляризации [5]. При этом регистрируется первая гармоника, амплитуда которой равна

$$\Phi_1 = T_1^2 P S B_1(2\theta_0) \cos 2\theta_0 \left[r_S^2 (1 - c^2 - d^2) - r_K^2 (1 - L) \right] \times \\ \times \left[\operatorname{tg} 2\theta_0 - 2r_S r_K \frac{J_x}{J_S} \cos(\delta_S - \delta_K) \right], \quad (14)$$

где B_1 — функция Бесселя; θ_0 — амплитуда модуляции по азимуту плоскости поляризации; θ_0 — начальный угол отклонения анализатора от скрещенного положения с плоскостью поляризации. Из (14) следует, что при $\theta_0 = 0$ погрешность от члена, содержащего L , отсутствует.

Обычно в магнитополяриметрах с небольшим поворотом анализатора от скрещенного положения добиваются равенства нулю первой гармоники сигнала при намагничивании образца до насыщения, т. е. $\Phi_1 = 0$ при $J_x = -J_S$, тогда

$$\operatorname{tg} 2\theta_0 = - \frac{2r_S r_K \cos(\delta_S - \delta_K)}{r_S^2 (1 - c^2 - d^2) - r_K^2} \quad (15)$$

и первая гармоника сигнала при любом J_x равна

$$\Phi_1 = -2T_1^2 P S J_1(2\theta_0) \cos 2\theta_0 r_S r_K \cos(\delta_S - \delta_K) \times \\ \times \left[1 + \frac{r_K^2 L}{r_S^2 (1 - c^2 - d^2) - r_K^2} + \frac{J_x}{J_S} \right]. \quad (16)$$

Отношение нелинейной части к линейной составит

$$\beta = \frac{r_K^2 L}{r_S^2 (1 - c^2 - d^2) - r_K^2} \approx \frac{r_K^2 L}{r_S^2} \quad (17)$$

Сравнивая (17) и (12), легко заметить, что при тех же значениях r_K и r_S будет $\beta \approx 1 \cdot 10^{-6} L$, т. е. γ превышает β на четыре порядка. Таким образом, погрешность из-за нелинейного члена можно не учитывать при регистрации петли гистерезиса на магнитополариметре с модуляцией потока излучения по плоскости поляризации. Тем не менее регистрация сигнала, пропорционального L , оказывается целесообразной, когда необходимо разделить процессы перемагничивания в образце, связанные с движением доменных стенок либо с вращением намагниченности. Рассмотрим ТМП, в которой ОЛН



Рис. 3. Перемагничивание ТМП: а — идеализированная петля гистерезиса закритической ТМП; б — схема перемагничивания; в — зависимость $\Delta\Phi(L)$ от H

составляет с осью x угол α (рис. 2). Очевидно, что величина L не изменится при перемагничивании путем смещения доменных стенок

$$L = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^N S_i \sin^2 \alpha = \sin^2 \alpha \quad (18)$$

Изменения же величины L будут характерны для процессов вращения векторов намагниченности.

Регистрация сигнала, пропорционального L , может быть осуществлена при скрещенном положении поляризатора и анализатора и модуляции путем периодического изменения внешнего поля. Тогда, используя (11), можно записать

$$\Delta\Phi = -T_1^2 p S r_K^2 L \quad (19)$$

Зависимость $L(H)$ имеет гистерезисный характер. Ее вид для идеализированной петли гистерезиса закритической ТМП (рис. 3, а) показан на рис. 3, в. Последовательные стадии процесса перемагничивания показаны на рис. 3, б. В точке 1 имеем $L = 0$, поскольку $J_y = 0$ и образец намагничен до насыщения в направлении оси x . Перемагничивание на участке 1—2 происходит путем однородного вращения и L возрастает с увеличением α . Затем на участке 2—4 образец перемагничивается смещением доменных границ и $L = \text{const}$. На завершающем участке 4—5 перемагничивание вновь идет путем однородного вращения, а L снижается до нуля. При изменении знака H процесс имеет гистерезисный характер, присущий таким четным по H эффектам, как, например, магнитострикция, магниторезистивный эффект и т. п.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов А. В. Оптические свойства металлов, М., ГИФМЛ, 1961, 464 с.
2. Lins S. Dynamic magneto-optic detector for analog readout. — «IEEE Trans. Magnetics», 1967, № 4, pp. 599—605.
3. Шерклифф У. Поляризованный свет, М., «Мир», 1955, 264 с.
4. Dove D. The longitudinal Kerr effect signal—to noise ratio. — «J. Appl. Phys.», 1964, № 6, pp. 1991—2002.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.421.089.62

*К. К. Баракнин,
А. А. Блюмгарт, В. Я. Шифрин*
в. н. и. м.

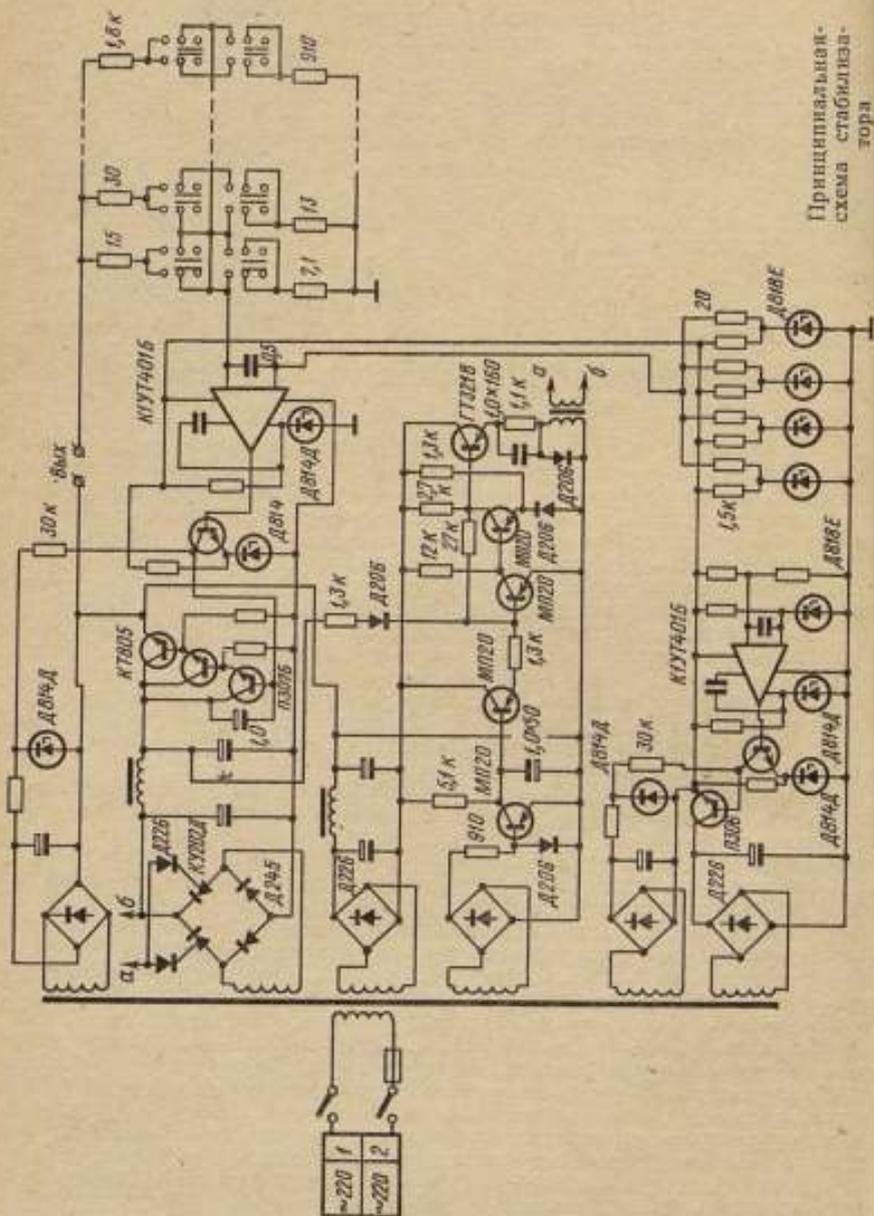
СТАБИЛИЗИРОВАННЫЙ ИСТОЧНИК ТОКА ДЛЯ ПИТАНИЯ МЕР МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

При проверке средств измерений магнитной индукции силу тока, питающего меры, необходимо поддерживать с высокой точностью. Кроме того, это должно осуществляться автоматически, так как обмотки катушек обычно выполнены из провода с большим температурным коэффициентом сопротивления. Однако выпускаемые промышленностью стабилизаторы тока не отвечают указанным требованиям ни по стабильности, ни по диапазону рабочих токов. В связи с этим потребовалась разработка стабилизатора тока специально для питания катушек, а также компенсации магнитной индукции поля Земли и обмоток образцовых и поверяемых мер. Принципиальная схема такого стабилизатора приведена на рисунке. Стабилизатор тока состоит из вспомогательного стабилизатора напряжения, питающего управляющие каскады стабилизатора тока; выпрямителя, управляемого напряжением на регулирующем транзисторе; усилителя постоянного тока, управляющего регулирующим транзистором; устройства регулировки температуры в объеме, занимаемом опорными стабилизаторами и резисторами.

Вспомогательный стабилизатор напряжения создан на основе последовательного стабилизатора напряжения с УПТ и устройством сравнения. Коэффициент стабилизации этой части устройства при изменении напряжения сети на $\pm 15\%$ составляет $5 \cdot 10^4$.

Собственно транзисторный стабилизатор тока состоит из схемы сравнения, УПТ и составного регулирующего транзистора, в эмиттерную цепь которого включается нагрузка стабилизатора. В качестве схем сравнения в стабилизаторе тока и во вспомогательном стабилизаторе напряжения применены интегральные операционные усилители. Характерной особенностью прибора является применение в нем в качестве опорного элемента напряжения устройства, состоящего из четырех каскадов параметрических стабилизаторов напряжения со стабилизаторами Д818Е, соединенных с входом устройства сравнения через уравнивающие резисторы. Другой вход устройства сравнения подключен к опорному сопротивлению, находящемуся в цепи обратной связи. Диапазон токов стабилизации, составляющий 0,05—1 А, переключается путем изменения сопротивления опорного резистора 12-позиционным кнопочным переключателем, обеспечивающим шаг дискретности регулирования тока в 1 мА, и тремя переменными резисторами, повышающими плавность регулирования тока до 1 мкА.

Нормальная работа прибора обеспечивается при подключении к нему нагрузки с сопротивлением от 0 до $\frac{100U}{I_n}$, где U — напряжение; I_n — ток



Принципальная схема стабилизатора

нагрузки. При этом заданный режим работы регулирующего транзистора поддерживается автоматически методом двойного регулирования.

Собственно стабилизатор тока питается от выпрямителя, управляемого напряжением между коллектором и эмиттером регулирующего транзистора. В качестве управляемого выпрямителя применяется схема на тиристорах, угол включения которых задается транзисторным реле, сравнивающим напряжение на регулирующем транзисторе с опорным пилообразным напряжением, получаемым от отдельной обмотки силового трансформатора. Большой коэффициент усиления по мощности тиристора позволяет применить мало-мощную схему управления. Благодаря двойному регулированию, повышающему коэффициент использования регулирующего транзистора, резко сокращается расход мощности, и исключается балластное сопротивление, включаемое обычно последовательно с нагрузкой. Кроме того, облегчается работа оператора, так как устраняется опасность выхода из строя регулирующего транзистора.

Устройства сравнения стабилизатора тока и стабилизатора напряжения помещены в термостат, в котором поддерживается температура $(30 \pm 0,1)^\circ\text{C}$.

Описываемый стабилизатор тока обеспечивает коэффициент стабилизации до 10^4 при изменении напряжения в пределах $220 \pm 15\%$.

Коэффициент стабилизации тока, определяемый как отношение относительного приращения тока к относительному приращению сопротивления нагрузки, составляет $2 \cdot 10^6$.

Температурный коэффициент стабилизатора равен $0,0015\%/^\circ\text{C}$. Дрейф после часа прогрева не превышает $0,001\%$.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.4 : 681.332.35

Э. И. Орденко
в.и.и.и.

ИНТЕГРАТОР ДЛЯ СТРОБОСКОПИЧЕСКОЙ МАГНИТОИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ АППАРАТУРЫ

При разработке магнитоизмерительной аппаратуры, основанной на стробоскопическом принципе, для запоминания уровня измеряемых напряжений, получения медленного развертывающего напряжения высокой линейности и определения интегральных параметров испытуемых ферромагнитных образцов применяются интеграторы, обладающие стабильностью и высокой линейностью характеристик. Усилитель постоянного тока (УПТ) этих устройств должен иметь высокое входное сопротивление, большой коэффициент усиления и малый температурный дрейф нуля. Интегрирующая емкость должна быть максимальной и в то же время иметь большое сопротивление утечки. Наиболее с этих точек зрения являются интеграторы, в которых применены конденсаторы с полистирольной изоляцией, и УПТ, входные каскады которых выполнены на электрометрических лампах, содержат каналы модуляции — демодуляции (МДМ) или другие устройства уменьшения дрейфа [1, 2]. Однако такие усилители имеют сложную конструкцию, дороги в изготовлении, их настройка представляет определенные трудности. Получившие в последнее время широкое распространение интегральные УПТ с малым дрейфом нуля из-за недостаточно высоких входного сопротивления и коэффициента усиления непригодны для использования в интеграторах с большим временем интегрирования [3]. Характеристики интегратора с подобным УПТ могут быть существенно улучшены, если его охватить положительной обратной связью так, как это показано на рис. 1.

На эквивалентной схеме (рис. 2) усилитель с дифференциальным входом, коэффициентом усиления A и коэффициентом положительной обратной

связи k заменен двумя инвертирующими усилителями с коэффициентами $-A$ и $-k$ соответственно.

Динамическое равновесие схемы определяется системой уравнений [4]

$$\left. \begin{aligned} I_1 - I_2 - I_{вх} &= 0, \\ I_2 + I_{н} - I_{вых} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\text{где } I_1 = \frac{(U_1 - kU_2 - \epsilon)}{Z_1}; \quad I_2 = \frac{(\epsilon - U_2)}{Z_2}; \quad I_{вх} = \frac{\epsilon}{Z_{вх}}; \quad I_{н} = -\frac{U_2}{Z_{н}};$$

$$I_{вых} = \frac{(U_2 + \epsilon A)}{Z_{вых}};$$

ϵ — напряжение относительно земли в суммирующей точке.

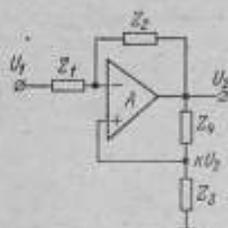


Рис. 1. Принципиальная схема интегратора с положительной обратной связью

Z_1 — сопротивление входного резистора; $Z_2 = \frac{R_{ут}}{1 + pCR_{ут}}$ — сопротивление параллельного соединения интегрирующей емкости C и ее сопротивления утечки $R_{ут}$; Z_3, Z_4 — делитель обратной связи; $k = \frac{Z_3}{Z_3 + Z_4}$ — коэффициент положительной обратной связи; A — коэффициент усиления УПТ с разомкнутой петлей обратной связи

Функциональная характеристика интегратора определяется решением системы (1) относительно U_2

$$U_2 = \frac{U_1}{Z_1} \cdot \frac{k}{Z_1 - \frac{1}{Z_2} + \frac{\left(\frac{1}{Z_{н}} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_{вых}}\right) \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_{вх}}\right)}{\frac{1}{Z_2} - \frac{A}{Z_{вых}}}$$

В большинстве практических случаев можно принять $Z_{вых} = 0$. Тогда

$$U_2 = \frac{U_1}{Z_1} \cdot \frac{k}{Z_1 - \frac{1}{Z_2} - \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_{вх}}\right) / A}$$

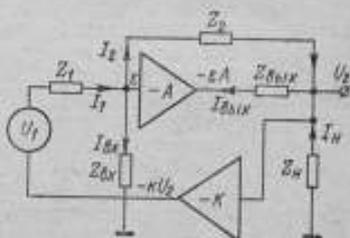


Рис. 2. Эквивалентная схема интегратора

С учетом соотношений $Z_1 = R_1$, $Z_{вх} = R_{вх}$, $Z_{н} = R_{н}$ и $Z_2 = \frac{R_{ут}}{1 + pCR_{ут}}$, передаточная функция интегратора будет

$$H(p) = \frac{U_2(p)}{U_1(p)} = -\frac{A}{(A+1)Tp + 1 + R_1/R_{вх} + R_1(A+1)/R_{ут} - kA} \quad (2)$$

где $T = R_1C$ — постоянная времени интегратора.

Для получения «идеальной» передаточной функции необходимо выполнение равенства

$$1 + R_1/R_{вх} + R_1(A+1)/R_{ут} - kA = 0$$

или

$$k = \frac{1 + R_1/R_{вх} + R_1(A+1)/R_{ут}}{A} \quad (3)$$

Тогда

$$H(p) = -\frac{A}{(A+1)Tp} \quad (4)$$

Таким образом, интегратор, охваченный положительной обратной связью, глубина которой определяется выражением (3), имеет передаточную функцию «идеального» интегрирующего устройства, и при стабилизированном напряжении питания его погрешность будет определяться в основном температурным дрейфом усилителя.

Составляющая выходного напряжения, определяемая дрейфом, находится из выражения

$$\Delta U_2 = e_{др} + \frac{1}{T} \int_0^t e_{др} dt + \frac{1}{c} \int_0^t I_{др} dt = e_{др} \left(1 + \frac{t}{T}\right) + \frac{\Delta(I_{вх1} - I_{вх2})t}{T}$$

где $e_{др}$ — потенциальная составляющая напряжения дрейфа; $I_{др} = \Delta(I_{вх1} - I_{вх2})$ — токовая составляющая дрейфа, определенная как нестабильность разности входных токов; t — время интегрирования.

Интегратор, выполненный на УПТ типа 1УТ401Б и предназначенный для генерирования медленно линейно изменяющегося напряжения, при изменении температуры на 1° имеет следующие параметры: $e_{др} = 20$ мкВ; $I_{др} = 3 \cdot 10^{-9}$ А, $T = 10$ с, $t = 1000$ с.

При этом выходное напряжение, обусловленное дрейфом, будет составлять 0,33 В.

Относительная погрешность при генерировании линейного напряжения амплитудой $U_m = 15$ В составляет 2%.

Результаты эксперимента хорошо совпали с основными теоретическими выводами. Таким образом, применение положительной обратной связи позволяет существенно улучшить линейность выходного напряжения интегратора. При этом время интегрирования значительно увеличивается и ограничивается лишь допустимой погрешностью, вызванной дрейфом нуля применяемого УПТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смолов В. Б. Аналоговые вычислительные машины. М., «Высшая школа», 1972, 408 с.
2. Корн Г., Корн Т. Электронные аналоговые и аналогоцифровые вычислительные машины. М., «Мир» 1968, 462 с.
3. Бристоу. Использование операционных усилителей для увеличения постоянной времени. — «Электроника», 1972, № 9, с. 59—61.
4. Менджицкий Е. Операционные усилители. М., «Энергия», 1967, 136 с.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
МАГНИТНОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ
ПРИ ИХ КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ

Основные параметры магнитотвердых материалов: коэрцитивная сила H_c , остаточная магнитная индукция B_r и максимальная магнитная энергия W_{\max} — определяются по статической предельной петле гистерезиса (СППГ), при построении которой используется баллистический метод измерения. Увеличение производства и повышение качества постоянных магнитов потребовало разработки новых методов испытания магнитотвердых материалов, позволяющих повысить производительность измерений. В последние годы широкое распространение получил метод испытания в медленно изменяющихся магнитных полях, позволяющий автоматизировать процесс измерений [1, 2]. В работе [3] получено выражение для зависимости удельной мощности вихревых токов (за цикл перемагничивания) от формы кривой магнитного потока в ферромагнетике. С уменьшением частоты перемагничивания увеличивается диапазон изменения коэффициента формы кривой магнитного потока, в пределах которого величина удельной мощности изменяется незначительно, т. е. при испытании магнитотвердых материалов нет необходимости поддерживать линейно изменяющийся магнитный поток. Следовательно, можно подобрать такую форму кривой магнитного потока, которая во-первых, незначительно влияет на удельную мощность вихревых токов по сравнению с режимом $\frac{d\Phi}{dt} = \text{const}$ и, во-вторых, более просто реализуется.

Определим влияние степени отличия формы кривой магнитного потока от линейно изменяющейся на погрешность измерения магнитных параметров магнитотвердых материалов. Для этого рассмотрим методическую погрешность определения СППГ, обусловленную динамикой перемагничивания испытуемого образца.

Величину этой погрешности определим как

$$\delta = \frac{s_k - s_c}{s_c} = \frac{\Delta s}{s_c} \quad (1)$$

где s_k — площадь КСПГ; s_c — площадь СППГ.

Поскольку площади Δs и s_c пропорциональны соответственно мощности вихревых токов и мощности на гистерезис, то выражение (1) примет вид

$$\delta = \frac{P_v}{P_r} = \frac{\int P dv}{P_r} \quad (2)$$

где P_v — потери мощности на вихревые токи за цикл перемагничивания; P_r — потери мощности на гистерезис за цикл перемагничивания; v — объем исследуемого образца.

Учитывая, что потери мощности на вихревые токи при линейно изменяющейся форме кривой магнитного потока минимальны по сравнению с другими формами кривых, оценку методической погрешности проведем относи-

тельно режима $\frac{d\Phi}{dt} = \text{const}$. Тогда выражение (2) запишем следующим образом:

$$\delta = \frac{\int_v P_d \frac{P}{P_d} dv}{P_r}, \quad (3)$$

где P_d — удельная мощность вихревых токов при линейно изменяющемся магнитном потоке.

Поскольку отношение $\frac{P}{P_d}$ от пространственных координат не зависит, представим (3) как

$$\delta = \frac{P}{P_d} \cdot \frac{\int_v P_d dv}{P_r} = \frac{P_{\text{вкл}}}{P_r} \cdot \frac{P}{P_d} = \delta_1 \delta_2, \quad (4)$$

где $\delta_1 = \frac{P_{\text{вкл}}}{P_r}$ — составляющая результирующей погрешности, обусловленная отличием КСПП при линейно изменяющемся магнитном потоке от СППГ; $\delta_2 = \frac{P}{P_d}$ — составляющая, обусловленная отличием выбранной формы кривой магнитного потока от линейно изменяющейся.

Составляющая δ_1 определяет степень отличия КСПП в режиме $\frac{d\Phi}{dt} = \text{const}$ от СППГ и зависит от частоты перематгничивания, формы, материала и размеров образца и в конкретных случаях может быть определена как с помощью известных эмпирических формул Штейнмеца, Андерсена, Гумдиха и выражения [3], так и опытным путем. Составляющая δ_2 , определяемая степенью отличия формы кривой магнитного потока от линейно изменяющейся, не зависит от ча-

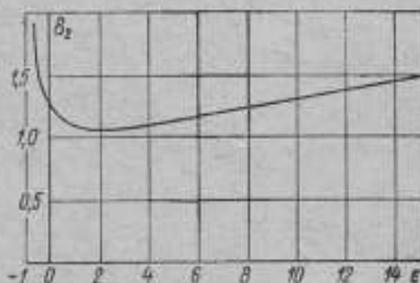


График функции коэффициента формы кривой магнитного потока

сты перематгничивания и при использовании функции Иордана может быть выражена как функция коэффициента формы кривой магнитного потока. График этой функции представлен на рисунке. Анализ $\delta_2(\epsilon)$ показывает, что выпуклые формы кривых магнитного потока относительно линейно изменяющейся приводят к более быстрому росту δ_2 , чем вогнутые.

По заданной погрешности измерения магнитных параметров магнитотвердых материалов, варьируя значениями указанных составляющих и используя рисунок, можно выбрать форму кривой магнитного потока, которая более просто реализуется, например, с помощью специального устройства [2].

Допустим, что при определении характеристик МТМ в медленно изменяющихся полях необходимо, чтобы отличие кривых разматгничивания, полученных в этих полях, от соответствующих кривых, полученных на образцовых баллистических установках, не превышало 3–5%. Тогда, приняв максимальное отличие кривых разматгничивания СППГ, найденных эксперимен-

тально на баллистических установках с $\frac{d\Phi}{dt} = \text{const}$, равным $\pm 2,5\%$ [1], получим $\delta_2 = 1,2 + 2$. Такому значению δ_2 отвечает $\epsilon = -0,75 \pm 30$. При этом, как видно из [3], форма кривой магнитного потока незначительно отличается от линейно изменяющейся и реализуется значительно легче [2], чем в [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Сильванский И. В., Шихин А. Я., Яковлев В. В. Исследование ферромагнитных материалов в условиях медленно изменяющегося магнитного поля. — «Труды метрологических институтов СССР», 1972, вып. 33 (193), М., Изд-во стандартов, 1971, с. 151—169.
2. Маслов Ю. Н., Селезнев Ю. В., Фридман М. Н. Источник тока инфранизкой частоты для перематгничивания образцов магнитотвердых материалов. — «Научные труды Ивановского энергетического ин-та», 1972, вып. 23, с. 107—109.
3. Маслов Ю. Н., Мовенко Б. А., Фридман М. Н. К вопросу исследования влияния формы магнитного потока на величину удельной мощности вихревых токов при квазистатическом перематгничивании магнитотвердых материалов. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 152 (212), М., Изд-во стандартов, 1974, с. 143—148.

Получила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.4

Ю. Н. Маслов

Владимирский политехнический институт

ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ В КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ И СИНУСОИДАЛЬНЫХ РЕЖИМАХ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

Разработанное в ВПИ бесконтактное устройство квазистатического перематгничивания высококоэрцитивных магнитотвердых материалов [1] создано в зазоре переметра при дифференциальном включении намагничивающих обмоток напряженность магнитного поля, равную

$$H_{\text{рез}} = 2H_m \lambda(t) = 2H_m \frac{u_y(t)}{U_{\text{max. доп}}}, \quad (1)$$

где $\lambda(t)$ — относительное изменение управляющего сигнала.

Как показали исследования, устройство отличается простотой схемного решения, линейностью передаточной характеристики и независимостью напряженности магнитного поля в рабочем зазоре от напряжения источника питания (при идентичности изготовления намагничивающих обмоток). К недостаткам намагничивающего устройства следует отнести неполное использование ампервитков, которое, однако, можно устранить при выполнении мощного выходного каскада по мостовой схеме. Если в такой схеме намагничивающие обмотки включены согласно и параллельно, то напряженность магнитного поля в зазоре намагничивающего устройства при том же источнике питания увеличится вдвое

$$H_{\text{рез}} = 4H_m \lambda(t), \quad (2)$$

Намагничивающее устройство, обеспечивающее квазистатические режимы перематывания, имеет следующие технические характеристики:

Амплитуда напряженности магнитного поля в рабочем зазоре величиной 10 мм (с электромагнитом ФЛ-1, разработанным кафедрой магнетизма МГУ (2))	не менее 1240 кА/м
Частотный диапазон	0—1 Гц
Отклонение напряженности магнитного поля от номинального значения при изменении напряженности сети на $\pm 10\%$	не более $\pm 0,5\%$
Нестабильность амплитуды напряженности магнитного поля в течение 8-часовой непрерывной работы	не более $\pm 1,0\%$
Форма кривой напряженности магнитного поля	любая заданная в рабочем зазоре электромагнита

Намагничивающее устройство испытывалось также в комплекте с магнитоизмерительной аппаратурой. Проверилась повторяемость измерений квазистатической предельной петли образца из материала ЮНДК25БА. Петля регистрировалась на самописце ПДС—021. Отклонение текущих значений магнитной индукции и напряженности магнитного поля петли гистерезиса 20 циклов перематывания образца не превышало толщины записи пера самописца. Методика измерений с помощью намагничивающих устройств приведена на стр. 78—80.

Исследования намагничивающих устройств, обеспечивающих магнитные измерения при синусоидальном законе изменения магнитной индукции в диапазоне частот 20 Гц—20 кГц, позволили рекомендовать использовать в качестве усилителя мощности источника питания широкополосный усилитель с бестрансформаторным выходом, охваченным последовательной обратной связью по напряжению [3]. Предложены новые устройства для создания синусоидального режима перематывания ферромагнитных образцов вплоть до индукций, близких к насыщению, при 20 Гц—20 кГц. В основе одного из таких устройств лежит эквивалентная схема нелинейной цепи с дополнительным генератором [4].

Для получения синусоидальной формы кривой магнитной индукции в ферромагнитном сердечнике авторами разработано устройство с дополнительным ферромагнитным сердечником, служащим генератором высших гармоник, которые корректируют намагничивающий сигнал. Оно позволяет получать синусоидальную форму кривой магнитной индукции в ферромагнитных образцах, работающих в режимах, близких к насыщению, в широком диапазоне частот намагничивающего тока [5]. Создано также устройство, работа которого основана на том, что из высших гармонических составляющих наибольшую амплитуду имеет третья гармоника, оказывающая основное влияние на форму кривой индукции. Искажения формы кривой магнитной индукции в исследуемом образце компенсируются за счет генерирования вспомогательного синусоидального сигнала с частотой третьей гармоники и подачи его в противофазе третьей гармонической составляющей напряжения на намагничивающей обмотке [7].

Были проведены исследования зависимости $S_{вых} = f_1(R_n, \chi_{нл}) = f_2(f)$ при $R_n = \text{const}$ и $U_{вых, \text{max}} = \text{const}$ и определена величина выходного сопротивления в функции частоты. Снимались амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики. Результаты показали, что устройства обладают широким динамическим диапазоном при хорошей линейности частотной и фазовой характеристик. Выходное сопротивление устройств составляет 0,1 Ом. Определялись магнитные характеристики $B_m = f_3(H_m)$, $B_m =$

$= I_a(H)$, $p_{уд} = I_a(B_m)$ ряда стандартных образцов тороидальной формы из сплавов 50Н, 79ММ, 80НХ, а также из электролитической стали марок Э—360 и Э—44. Установлено, что в режиме синусоидального изменения магнитной индукции коэффициент нелинейных искажений последней не превышает 4—5% (при индукциях в сердечнике до 90—98%) от индукции насыщения на постоянном токе.

Выходная мощность разработанных и исследованных источников питания для магнитных измерений свыше 100 В/А позволяет намагничивать образцы стандартных размеров до режимов, близких к насыщению. Технические характеристики этих устройств приведены в таблице.

Однако в связи с освоением очень тонкого проката магнитомягких сплавов с высокой магнитной проницаемостью частотный диапазон их применения расширился до 100—200 кГц. Для этих целей разработано несколько вариантов намагничивающих устройств, обеспечивающих синусоидальную форму кривой магнитной индукции, диапазон частот которых доходит до 100—200 кГц при заданном искажении этой кривой.

Малое выходное сопротивление намагничивающего устройства для обеспечения магнитных измерений в указанном диапазоне частот получено при применении диодно-резисторного моста [8], в котором в цепь отрицательной обратной связи включены два транзистора. Транзисторы соединены по схеме составного эмиттерного повторителя. На выходе устройства подключен усилитель мощности.

Наиболее широкое применение в бестрансформаторных намагничивающих усилителях мощности находит последовательное включение мощных транзисторов. Однако такое включение требует жесткой стабилизации постоянного потенциала средней точки. Для этих целей разработана схема автоматического регулирования, уменьшающая искажения и обеспечивающая максимальную амплитуду выходного напряжения.

При испытаниях малых образцов сплавов с высокой магнитной проницаемостью большое влияние могут оказать утечки токов выходных конденсаторов. Одним из методов их уменьшения является питание намагничивающего усилителя от двух источников, при котором выходной конденсатор оказывается под нулевым постоянным потенциалом. При построении намагничивающих устройств для магнитных измерений по подобным схемам входные каскады намагничивающего усилителя выполняются по дифференциальной схеме, при которой упрощается и метод введения обратной связи.

Разработаны также устройства для испытания ферромагнитных материалов при изменении напряженности магнитного поля по синусоидальному закону. Одной из них является схема с генератором опорного напряжения при отсутствии тока в его цепи.

Разработано также электронное устройство для создания синусоидальной формы кривой напряженности магнитного поля, позволяющее получать синусоидальный ток в намагничивающей цепи образца в режимах, близких к насыщению [9]. Принцип действия его основан на использовании в качестве источника намагничивающего сигнала генератора тока. Генератором тока служит двухтактный транзисторный усилитель с последовательной отрицательной обратной связью по току, что позволяет получить высокое выходное сопротивление при незначительном коэффициенте нелинейных искажений намагничивающего тока. Однако для создания напряженности магнитного поля с синусоидальной формой кривой необходимо применение двух индуктивных намагничивающих обмоток. С целью устранения этого недостатка разработано намагничивающее устройство на основе усилителя мощности, рассчитанного на ток до 50 А и обеспечивающего диапазон частот 20 Гц—20 кГц [10]. Намагничивающая обмотка здесь, как и обычно, одна и выполняется из 1—2 витков.

Как показали экспериментальные исследования, устройства для испытания магнитомягких материалов при синусоидальной форме кривой напряженности магнитного поля имеют значительную выходную мощность, достаточную величину выходного сопротивления (более 1 кОм) и хорошую линейность амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик.

Устройство, организация разработчик	Режим перемагничивания	$S_{\text{нах}}^*$ БЛ	$U_{\text{нах}}^*$ В	$I_{\text{нах}}^*$ А	$f_{\text{ц}}$	$\tau_{\text{нах}}^*$ ОН
ТУ — 600	$B_{\text{эл}}$	600	50—120	12,0—4,5	60—8 000	0,5—2,5
СМУ250 × 3	То же	250	0—120	2,1	50—12 000	1,0
Источник синусоидального напряжения (СНИИМ)	→ ток	140	10—300	14—0,85	50—10 000	0,4—25
	→ ток	140	420—14	0,2—10	70—5 000	50—3000
Источник питания от 1 до 20 кГц*	$M_{\text{эл}}$	100	0—14	0—8	20—20 000	0,1
	$B_{\text{эл}}$	120	0—15	0—8	20—20 000	0,08—0,14
	→ 2 × 30 кГц	100	15—65	10—2,5	50—20 000	0,1—0,15
	→ 3 × 20 кГц	140	0—20	0—9	20—20 000	свыше 2500
→ до 20 кГц	140	0—4	20—35	50—20 000	→ 1000	
Специализированное намагничивающее устройство	$M_{\text{эл}}$	100	0—15	0—6,5	20·10 ³ — 200·10 ³	0,05—0,3
	То же	220	0—28	0—8	0,02·10 ³ — 200·10 ³	0,1—0,2
Намагничивающее устройство для испытаний повышенных образцов	→	200	0—25	0—8	0,02·10 ³ — 200·10 ³	0,1—0,2
	→	35	35—7	5	50—80	0,1
Намагничивающее устройство квазистатического намагничивания	$\frac{d\Phi}{dt} = \text{const}$	150	50—60—70— 80—90—100	до 15	0—0,3 (с ФЭП)	—

* Здесь и ниже разработчик — Владимирский политехнический институт.

Продолжение табл.

Устройство, организационно-разработчик	Режим перемещения	U фон, мВ	H макс при $\leq 3\%$, А/м	Масса образца, г	Выход	Исполнен	Масса прибора, кг
ТУ-600	B_{sin}	300	—	—	Трансформаторный То же	На лампах То же	177
СМУ-750 × 3	То же	100	—	—	*	*	83
Источник синусоидального напряжения (СНИИМ)	H_{sin}	8—100	—	—	*	*	70
* ток (СНИИМ)	H_{sin}	5—200	—	—	*	*	70
* питания от 1 до 20 кГц*	H_{sin}	2—3	до 2500	до 100	Бестрансформаторный То же	На трансформаторах То же	35
* * * 2 * 20 кГц	То же	1,5—5	* 2500	—	*	*	30
* * * 3 * 20 кГц	*	1—2	* 3000	—	*	*	35
* * * до 20 кГц	H_{sin}	1,5—10	* 300	—	*	*	35
Специализированное намагничивающее устройство	То же	5—10	* 900	—	*	*	30
Источник питания от 1 до 200 кГц	B_{sin}	5—10	* 450	—	*	*	30
* * * 2 * 200 кГц	То же	5—10	* 550	—	*	*	30
* * * 3 * 200 кГц	*	5—10	* 550	—	*	*	30
Намагничивающее устройство для испытания полюсовых образцов	*	30	* 1000	—	*	*	30
Намагничивающее устройство квазистационарного перемещения	$\frac{d\Phi}{dt} = const$	—	до 1200 кА/м	—	*	*	20
					*	*	25

* Здесь и ниже разработчик — Владимирская политехническая институт.

При магнитных измерениях свойств магнитномягких материалов 79НМ, 50 Н, 80НХС, Э-360, Э-44 на тороидальных образцах снимались зависимости $B_m = f_6(H_m)$, $B_m = f_7(H)$ и $\rho_{уд} = f_8(B_m)$. Устройства обеспечивают рабочий диапазон частот намагничивающего тока в пределах 20 Гц — 20 кГц при коэффициенте нелинейных искажений формы кривой напряженности магнитного поля, не превышающем 4—5% при индукциях вплоть до 90—95% от насыщения на постоянном токе.

Для формирования синусоидальной формы кривой магнитной индукции в локальной области листа при измеренных магнитных параметрах с помощью магнитноканальных или игольчатых преобразователей разработано намагничивающее устройство, в котором режим синусоидального изменения формы кривой обеспечивается автоматически путем моделирования намагничивающего напряжения сложной формы [11]. В качестве генератора высших гармоник используется устройство, подобное первичному преобразователю.

Исследовались технические характеристики намагничивающего устройства, обеспечивающего контроль магнитных параметров листовых и полосовых материалов в локальной области при синусоидальной форме кривой магнитной индукции. Испытания, проводившиеся на образцах из электротехнической стали марок Э330 и Э0300 толщиной 0,35 мм на частоте 50 Гц, показали, что действие обратной связи довольно эффективно. Значение коэффициента нелинейных искажений формы кривой магнитной индукции не превышало 5% при индукциях 1,7—1,8 Т.

Проводилась метрологическая оценка источников питания, обеспечивающих синусоидальные режимы перемагничивания. Измерялись потери образца (материал 79НМ, толщина ленты 0,1 мм, средний диаметр 2,5 см, масса 12 г) на частоте 1 кГц при намагничивании от источника, обеспечивающего режим синусоидальной формы кривой магнитной индукции и при преднамеренном искажении формы кривой известным методом двух замеров при различных коэффициентах формы. Анализ результатов показал, что уже при индукции, равной 0,64 В_н, погрешность измерения потерь при отсутствии источников питания достигает 6%.

Таким образом, устройства квазистатического перемагничивания и устройства, обеспечивающие синусоидальные режимы перемагничивания, позволяют повысить точность магнитных измерений и могут быть рекомендованы для широкого применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маслов Ю. Н., Селезнев Ю. В., Фридман М. Н. Источник тока низкочастотной частоты для перемагничивания образцов магнитотвердых материалов. — «Научные труды Ивановского энергетического ин-та», 1972, вып. 23, с. 107—109.
2. Чечерников В. И. Магнитные измерения. Изд-во МГУ, 1969, 215 с.
3. Маслов Ю. Н., Музюкин В. А. Источники питания для магнитных измерений при синусоидальных режимах перемагничивания. — «Материалы Всесоюзного IV научно-технического совещания по проблемам магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуры», Ленинград, 1972, с. 177—182.
4. Селезнев Ю. В., Мовенко Б. А., Музюкин В. П. Установка для создания синусоидальной индукции и напряженности в ферромагнитных образцах. — «Научные труды Владимирского политехнического ин-та», 1970, вып. 10, с. 23—27.
5. Селезнев Ю. В., Маслов Ю. Н., Музюкин В. П. Устройства для формирования синусоидальной индукции в ферромагнитных образцах. Авт. свид. № 336623. — «Бюллетень изобретений», 1972, № 14.
6. Маслов Ю. Н., Музюкин В. П. К вопросу разработки устройств для получения синусоидальной магнитной индукции в ферромагнитных образцах. — «Научные труды Владимирского политехнического ин-та», 1970, вып. 10, с. 8—19.

7. Маслов Ю. Н., Савин В. В. Источник питания для магнитных измерений с двудно-резисторным мостом. — «Научные труды Ивановского энергетического ин-та», 1972, вып. 23, с. 110—111.

8. Маслов Ю. Н., Музюкин В. П. Электронное устройство для испытания ферромагнитных образцов при синусоидальной напряженности магнитного поля. — «Научные труды Владимирского политехнического ин-та», 1970, вып. 10, с. 20—22.

9. Маслов Ю. Н., Музюкин В. П., Васильев Э. С. Намагничивающие устройства для испытания ферромагнитных сердечников в динамических режимах. — «Материалы областной научно-технической конференции по автоматизации и прогрессивным методам контроля и испытания изделий в машиностроении и приборостроении», Владимир, 1973, с. 39—44.

10. Маслов Ю. Н., Солодкин В. Е. Получение синусоидальной формы магнитной индукции в локальной области листовых ферромагнитных материалов. — «Научные труды Ивановского энергетического ин-та», 1972, вып. 23, с. 38—42.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.43 : 669.14.012.6

Е. Н. Чечурина,
В. Л. Куртц, Э. М. Плотникова
ВНИИМ

ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СТАЛИ ПРИ ПОДМАГНИЧИВАНИИ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫМ ПОСТОЯННЫМ ПОЛЕМ

При работе некоторых электротехнических устройств, например, управляемых ферромагнитных аппаратов энергетического назначения [1], детали и узлы из электротехнической стали намагничиваются взаимно перпендикулярными полями — переменным частотой 50 Гц и постоянным. В связи с этим при конструировании таких устройств необходимо знание магнитных характеристик электротехнических сталей, определенных в этих же условиях.

Изучению магнитомягких материалов в условиях намагничивания ортогональными полями посвящено всего несколько работ [2—9], причем в некоторых из них [3, 4, 6] рассматривается намагничивание лишь во взаимно перпендикулярных постоянных полях. Как показывают результаты исследований, динамическая кривая намагничивания материала с увеличением напряженности постоянного подмагничивающего поля становится более пологой, т. е. уменьшается динамическая магнитная проницаемость. Работ, посвященных изучению зависимости потерь на перемагничивание в переменном магнитном поле от напряженности ортогонального подмагничивающего поля, значительно меньше [9], и, кроме того, результаты их невозможно сопоставить.

В настоящей работе определялись следующие динамические характеристики горячекатаной электротехнической стали Э—44 в магнитном поле частотой 50 Гц:

а) семейство зависимостей удельных потерь на перемагничивание от магнитной индукции B_y , создаваемой перпендикулярным постоянным подмагничивающим полем при поддержании постоянной амплитуды индукции переменного поля $B_{x\max}$, $p_x = f(B_y)$ при $B_{x\max} = \text{const}$, $B_y < 1,6$ Т, $B_{x\max} < 1,1$ Т;

б) семейство динамических кривых намагничивания $B_{x\max} = f(H_{x\max})$ при $B_y = \text{const}$, $H_{x\max} < 10$ кА/м, $B_y < 1,5$ Т;

в) семейство динамических циклов магнитного гистерезиса $B_{xt} = f(H_{xt})$ при $B_{x\max} = \text{const}$ и различных значениях B_y , $B_{x\max} = 0,47$ Т, 0,84 Т; 1,13 Т; $B_y < 1,5$ Т.

Испытанию подвергался образец в форме полого цилиндра (наружный диаметр 3 см, внутренний 2,5 см, высота 5 см), навитого из ленты толщиной 0,2 мм. Предварительно проверялось соответствие магнитных характеристик образца требованиям ГОСТ 802-58, а изотропности — справочным данным

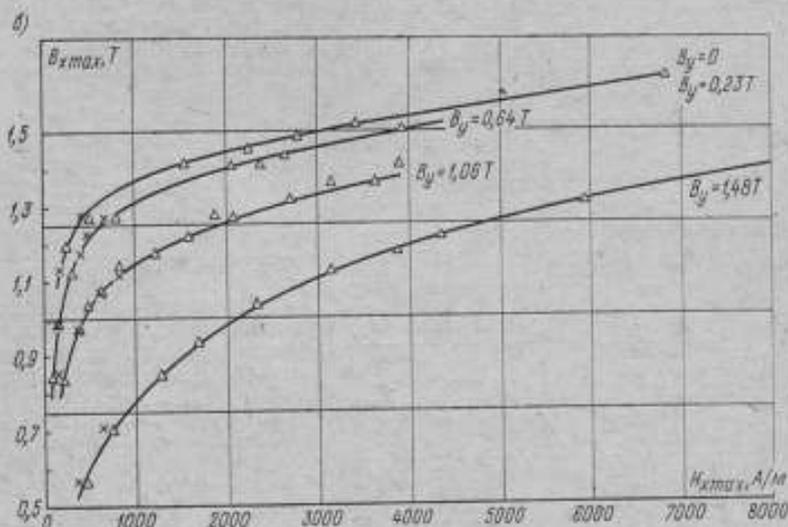
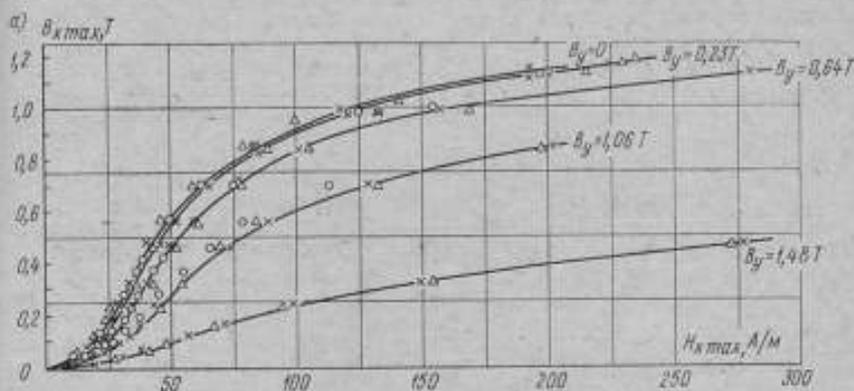


Рис. 1. Семейство динамических кривых намагничивания при $B_y = \text{const}$ для диапазонов напряженности поля: а — 0—300 А/м; б — 300—8000 А/м, определенных на установках

х, о — УММПТ (в режимах H_{sin} и B_{sin} соответственно); Δ — УМТМ (в режиме H_{sin})

[10]. Переменное магнитное поле создавалось в циркулярном направлении х. Намагничивание осуществлялось многослойной обмоткой при напряженностях поля $H_x \text{ max} < 600$ А/м и устройством для одновиткового намагничивания на токи до 2000 А при $H_x \text{ max} < 10000$ А/м.

Постоянное магнитное поле создавалось в направлении оси цилиндра с помощью пермеметра типа ярма-перешейка при использовании многослой-

ковой обмотки для намагничивания переменным полем и с помощью соленоида — при использовании одновиткового устройства.

Динамические магнитные характеристики определялись индукционным методом в соответствии с ГОСТ 18334—73, регламентирующим методы испытания магнитномягких материалов в диапазоне частот 50 Гц — 10 кГц, с помощью следующих приборов непосредственной оценки: вольтметра средних значений Ф564, ваттметра Ф518 с трансформатором тока и фазочувствительного вольтметра с механическим выпрямителем типа ВСЗ.

Указанные приборы входят в комплект поверочных установок типов УММПТ и УМТМ, в последней из которых используется устройство для одновиткового намагничивания.

Магнитная индукция B_y , создаваемая постоянным магнитным полем, определялась веберметром М1119. Для этого на центральную плоскость поперечного сечения образца по внутренней и наружной окружностям цилиндра накладывались коаксиальные обмотки, которые соединялись встречно. С целью исследования неоднородности намагничивания образца по длине аналогичные пары обмоток были наложены по его краям (в дальнейшем под индукцией B_y понимается индукция в центральном сечении). Как показали экспери-

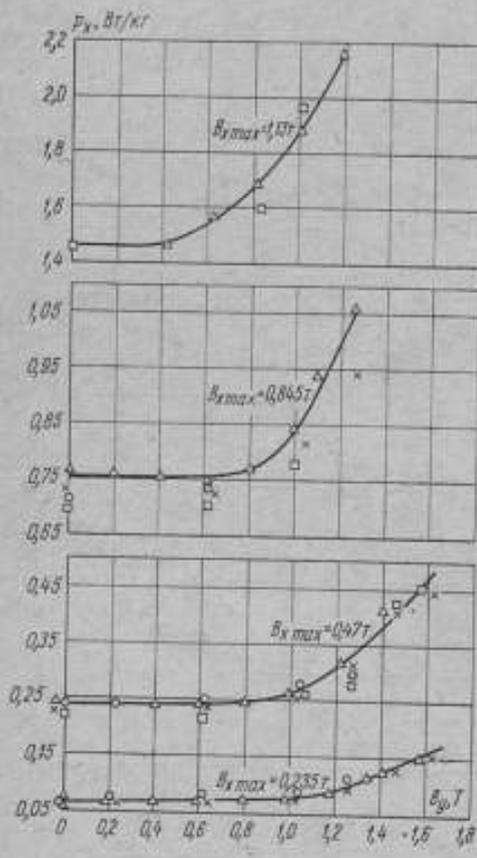


Рис. 2. Семейство зависимостей удельных потерь на перемагничивание от B_y при $B_{x\max} = \text{const}$, определенных на установках

Δ, \circ — УМТМ с помощью плазматрирования цикла и ваттметра соответственно в режиме H_{\sin} ; \times, \square — УММПТ в режимах H_{\sin} и B_{\sin}

менты, при $H_y = \text{const}$ магнитная индукция B_y в диапазоне от 0,004 до 1,9 Т не зависит от амплитуды индукции $B_{x\max}$, изменяющейся от 0,004 до 1,6 Т. Установлено также, что размагничивание образца в направлении оси y достаточно проводить только перед началом определения каждого семейства динамических характеристик, если при этом переходить от меньших значений B_y к большим.

Полученные семейства динамических кривых намагничивания и зависимостей потерь от индукции B_y приведены на рис. 1 и 2. Результаты определения параметров неопределенных динамических циклов магнитного гистерезиса (коэрцитивной силы H_{cf} , остаточной индукции B_r и напряженности магнитного поля, $H_{x\max}$, соответствующей $B_{x\max}$) при синусоидальной форме кривой напряженности поля приведены в таблице. На рис. 3 изображено семейство динамических циклов магнитного гистерезиса при $B_{x\max} = 0,47$ Т.

B_y, T	$B_{x \text{ max}} = 0,47 \text{ T}$			$B_{x \text{ max}} = 0,84 \text{ T}$			$B_{x \text{ max}} = 1,33 \text{ T}$		
	B_{ef}, T	$H_{ef}, \text{A/m}$	$H_{c \text{ max}}, \text{A/m}$	B_{ef}, T	$H_{ef}, \text{A/m}$	$H_{c \text{ max}}, \text{A/m}$	B_{ef}, T	$H_{ef}, \text{A/m}$	$H_{c \text{ max}}, \text{A/m}$
0	0,30	24	40	0,61	39	82	0,61	54	200
0,50	0,28	24	42	0,57	39	92	0,76	54	250
0,80	0,27	25	52	0,54	40	120	0,72	56	350
1,00	0,25	26	65	0,50	42	170	0,66	65	730
1,30	0,22	31	122	0,37	53	470	0,49	83	1980
1,40	0,19	34	172	0,32	61	730	0,40	96	2480
1,45	0,17	36	214	0,28	66	880	0,33	115	2760

Как видно из рис. 1 и 2, результаты определения динамических кривых намагничивания и потерь, полученные на различных измерительных установках и различными методами (планиметрированием динамического цикла и ваттметровым), совпадают в пределах погрешностей измерения. Следует отметить, что разные установки соответствуют разным намагничивающим устройствам (УМТМ — соленоид, УММП — переметр) и, следовательно, разной степени однородности намагничивания в направлении оси y , из чего следует, что эта неоднородность не оказывает существенного влияния на результаты измерений.

Полученный характер изменения динамических кривых намагничивания и неопределяемых динамических циклов магнитного гистерезиса при ортогональном подмагничивании подтверждает выводы большинства опубликованных работ. Характер зависимости $p_x = f(B_y)$, соответствующий кривым на рис. 2 и совпадающий с результатами работы [9], можно объяснить следующим образом. Как указывалось, в процессе эксперимента поддерживается неизменной проекция амплитуды суммарного вектора магнитной индукции

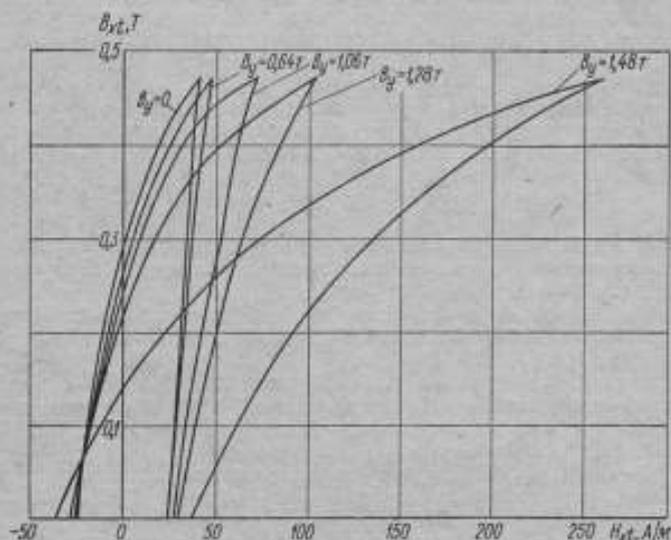


Рис. 3. Семейство динамических циклов магнитного гистерезиса при $B_{x \text{ max}} = 0,47 \text{ T}$ и разных значениях B_y .

на ось x ($B_{x \max} = \text{const}$). При этом с увеличением B_y растет амплитуда суммарного вектора индукции $B_{\Sigma} = \sqrt{B_{x \max}^2 + B_y^2}$. Естественно, что увеличению B_{Σ} должно соответствовать увеличение амплитуды суммарной напряженности магнитного поля $H_{\Sigma} = \sqrt{H_{x \max}^2 + H_y^2}$. При этом относительное увеличение $H_{x \max}$ и H_y различно в зависимости от области кривой намагничивания, которой соответствуют значения H_{Σ} и B_{Σ} . Если B_{Σ} соответствует области кривой, где $\mu_{\Sigma} = \frac{B_{\Sigma}}{H_{\Sigma}} < \mu_{\max}$, то величина B_{Σ} с ростом B_y увеличивается в основном за счет роста магнитной проницаемости μ_{Σ} . В этом случае H_{Σ} увеличивается вследствие роста составляющей H_y , величина же $H_{x \max}$ остается практически неизменной, в следовательно, не изменяются и потери, определяемые выражением $p_x = \frac{f}{D} \oint H_{xt} dB_{xt}$ (где f — частота

магнитного поля, D — удельная плотность материала). Это подтверждается начальными участками кривых $p_x = f(B_y)$. При существенном увеличении B_y , когда B_{Σ} приближается к области насыщения, и магнитная проницаемость материала падает, увеличение B_{Σ} достигается за счет увеличения составляющей $H_{x \max}$, с чем и может быть связан рост потерь. Этим можно объяснить различие в кривых $p_x = f(B_y)$ на рис. 2 при малых и больших значениях $B_{x \max}$: чем больше амплитудное значение $B_{x \max}$, тем при меньших значениях B_y суммарная индукция будет достигать насыщения и тем раньше начнется рост потерь.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

- 1) динамические кривые намагничивания с увеличением магнитной индукции B_y становятся более пологими, магнитная проницаемость падает;
- 2) потери на перемагничивание при $B_{x \max} = \text{const}$ растут с увеличением B_y , начиная с определенного, зависящего от $B_{x \max}$, значения B_y , при этом чем больше $B_{x \max}$, тем раньше начинается рост потерь;
- 3) неопределенные динамические циклы магнитного гистерезиса при $B_{x \max} = \text{const}$ с увеличением B_y деформируются таким образом, что остаточная индукция уменьшается, коэрцитивная сила растет и уменьшается наклон циклов к оси абсцисс, при этом изменения циклов выражены более резко при больших значениях $B_{x \max}$ и начинаются тем раньше, чем больше $B_{x \max}$;
- 4) характер изменения динамических кривых в режиме синусоидальной формы кривой напряженности поля (режим H_{\sin}) и синусоидальной формы кривой магнитной индукции (режим B_{\sin}) одинаков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Либкинд М. С., Дорошко Л. И. Электромагнитные характеристики управляемого реактора с поперечным подмагничиванием. — «Электричество», 1967, № 1, с. 56—61.
2. Goldschmidt R. Die verkleinerung der Hystereseverluste durch ströme hoher Frequenz und das verhalten des Eigens bei Längs und Quer magnetisierung. — ETZ, 1910, N 9, 218—221.
3. Горелак Г. С., Горонина К. А., Жукова И. С. Об изменении кривой продольного намагничивания ферромагнитной проволоки под действием текущего по ней постоянного тока. — ДАН СССР, 1944, т. XLIV, № 6, с. 257—258.
4. Зайцев И. А. Магнитные характеристики железа при наличии добавочного поперечного намагничивания. — «Труды ЛПИ», 1947, № 2, с. 109—120.
5. Рахимов Г. Р. Характеристики электромагнитных цепей при продольно поперечном намагничивании. — ДАН Узб. ССР, 1954, № 3, с. 86—89.
6. Hermann Dietrich. Magnetisches verhalten ferromagnetischer werkstoffe in gekreuzten magnet feldern. — «ETZ», 1969, Bd. 90, N 6, s 133—137.

7. Beck F., Keffy G. Magnetization in Perpendicular superposed Direct and Alternating Fields.— «Journ. of appl. Phys», 1948, 19, N 6, p. 551—562.

8. Дорошко Л. И. Попережное подмагничивание как способ управления ферромагнитными аппаратами большой мощности. Автореф. дисс., М., ЭНИИ им. Г. М. Кржижановского, 1969, 36 с.

9. Choudhury J. Mondal R. Bhattacharyya Alternatic magnetic testing under superposed tranverse polarizing field.— «The Institution of Engineers (India). Div». 1967, v. 47 N 8, p. 253—261.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.318.12

В. Г. Антонов

ВНИИМ

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОТВЕРДЫХ ПОКРЫТИЙ ИМПУЛЬСНО-ИНДУКЦИОННЫМ МЕТОДОМ

При записи информации в качестве магнитной основы носителей широко применяются тонкие магнитотвердые покрытия. Как правило, они выполняются из сплава металлов или конгломерата мелких ферромагнитных частиц на связующей основе; толщина их находится в пределах 0,1—20 мкм, коэрцитивная сила составляет 10—100 кА/м при намагниченности насыщения материала 100—1000 кА/м.

Наиболее простым методом определения магнитных характеристик магнитотвердых покрытий является импульсно-индукционный. Он не требует специальной измерительной аппаратуры и при определенной конструкции измерительных устройств может обеспечить необходимую чувствительность и точность измерений.

Измерение магнитных параметров покрытий на установке ВНИИМ производят на образцах, форма и размеры которых определяются типом намагничивающего устройства и конструкцией индукционного преобразователя. При коэрцитивной силе материала покрытия до 25 кА/м в качестве намагничивающего устройства используется соленоид, максимальная величина напряженности магнитного поля которого, равная 100—120 кА/м, достаточна для насыщения материала, измерения же осуществляются посредством индукционного преобразователя в виде витка, охватывающего образец (рис. 1, а). При коэрцитивной силе материала покрытия выше 25 кА/м испытания проводят в магнитном поле электромагнита, а индукционный преобразователь выполняют из двух встречно включенных и лежащих в одной плоскости витков, на которые накладывается испытуемый образец (рис. 1, б). Для испытания единичных образцов магнитных покрытий, т. е. для измерения магнитных потоков в несколько нановолберов, обмотки преобразователей сделаны многовитковыми, а в качестве показывающего прибора используется микроволберметр Ф190. При измерении столь малых магнитных потоков на фоне больших напряженностей магнитного поля образец удаляют из измерительной обмотки при неизменной величине тока намагничивающего устройства.

Если в качестве последнего используется соленоид, то обмотки преобразователя делается аstaticной и состоит из двух одинаковых встречно включенных катушек, в которых импульс напряжения, пропорциональный потоку в образце, возникает при перемещении образца из одной катушки в другую.

При конструировании индукционных преобразователей необходимо учитывать, что часть магнитного потока образца вследствие того, что обмотка имеет конечные размеры, с ней не сцепляется. В результате измеренный по-

ток меньше потока в образце, и их отношение, называемое коэффициентом потокоосцепления, всегда меньше единицы. Коэффициент потокоосцепления зависит как от геометрических размеров обмотки и испытуемого образца, так и от их взаимного расположения; ошибки в его определении оказывают решающее влияние на точность измерений.

Коэффициент потокоосцепления k_{Φ} обмотки и образца тонкого магнитного покрытия (магнитной пленки) можно рассчитать или определить экспериментально.

При расчетах k_{Φ} намагниченную пленку аппроксимируют диполем с осью $2a$, равной длине пленки. Обмотку (рис. 1, а) представляют в виде бесконечно длинного витка, провода которого расположены параллельно и симметрично плоскости пленки на расстоянии y от нее. Обмотку же, изображенную на рис. 1, б, заменяют витками, плоскость которых расположена

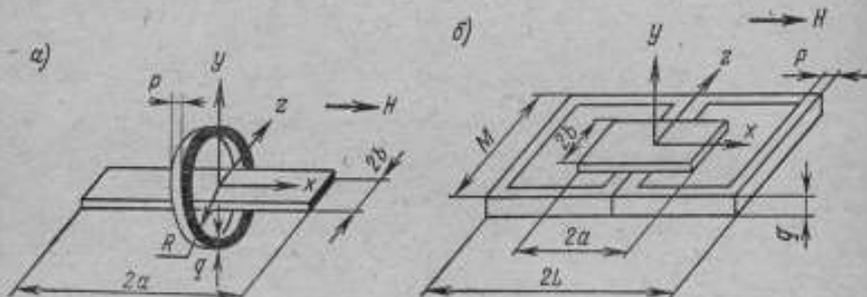


Рис. 1. Конструкции индукционных преобразователей: а — для испытаний образцов в соленоидальной намагничивающей системе; б — для испытаний в электромагните

на расстоянии y от плоскости пленки, а размеры L и M бесконечны. В этих случаях k_{Φ} вычисляют по формуле [1]

$$k_{\Phi} = \frac{1}{\pi} \left(\arctg \frac{a-x}{y} + \arctg \frac{a+x}{y} \right),$$

где x — координата места расположения плоскости витка (рис. 1, а) или центрального провода (рис. 1, б).

С учетом конечной площади витка значения коэффициентов потокоосцепления могут быть получены в результате расчета k_{Φ} с использованием модели «элипсоидного магнитного заряда». При этом следует отметить, что границы применимости этой модели для пленок большой толщины, каковыми являются магнитотвердые покрытия, не установлены.

В общем случае коэффициенты потокоосцепления следует вычислять с учетом конечных размеров образцов и обмоток. Для многovitковых обмоток необходимо учитывать еще и их толщину, что значительно усложняет расчеты.

Ввиду практической невозможности точного расчета k_{Φ} при выборе размеров образцов и обмоток преобразователей используются ориентировочные значения, рассчитываемые по приведенной выше формуле, а при определении магнитного потока — значения k_{Φ} , полученные экспериментальным путем.

Обмотка преобразователя (рис. 1, а) состоит из двух катушек с числом витков, равным 500 в каждой, и размерами (в миллиметрах): $R = 6$, $p = 10$, $q = 1,0$. Расчетное значение коэффициента потокоосцепления преобразователя и образца длиной 150 мм составляет 0,95. Обмотка второго преобразователя (рис. 1, б) выполнена из двух катушек, намотанных медным проводом диаметром 0,06 мм по 100 витков в каждой, и имеет следующие размеры

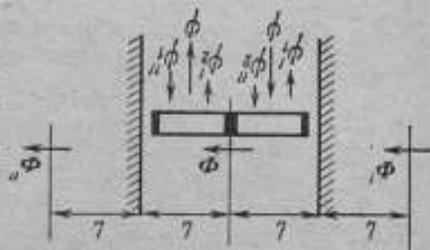
(в миллиметрах): $2L = 48$; $M = 20$; $p = 1,0$; $q = 0,6$. Расчетное значение коэффициента потокоцепления этого преобразователя и образца длиной 25 мм составляет 0,97. При использовании в качестве намагничивающего устройства переметра сильных магнитных полей, входящего в комплект серийно выпускаемой баллистической установки, максимальная напряженность магнитного поля при расстоянии между полюсными наконечниками 50 мм составляет 400 кА/м, что позволяет испытывать практически любые магнитные покрытия.

Сопротивление преобразователей не превышает 100 Ом, и их можно подключать к микроамперметру Ф190.

Экспериментальное определение коэффициентов потокоцепления проводилось путем сравнения результатов измерений параметров покрытий импульсно-индукционным и магнитометрическим методами. Во втором случае измерения проводились на астатическом магнитометре и магнитометрической вибраторной установке. Значения коэффициентов потокоцепления

Рис. 2. К расчету эффекта «зеркальных изображений» при испытании образцов в электромагните

Φ , Φ' , Φ'' — потоки образца и его зеркальных изображений; ϕ , ϕ' , ϕ'' — потокоцепления образца и его зеркальных изображений с обмоткой



оказались равными 1,0 для первого преобразователя и 0,92 — для второго при погрешности их определения 2%.

Исследование зависимости коэффициента потокоцепления от толщины магнитного покрытия образцов показало, что в диапазоне толщины 0,5—20 мм k_{ϕ} практически не меняется (в пределах точности измерительной аппаратуры), что дает возможность для этих толщин считать k_{ϕ} постоянным.

Для вычисления допусков на геометрические размеры образцов исследовалась зависимость k_{ϕ} от их длины и ширины. Полученные результаты показали возможность значительного варьирования размеров образцов при постоянстве коэффициентов потокоцепления. В первом случае для обмотки, охватывающей образец, длина его может находиться в пределах 100—150 мм, причем верхнее значение ограничивается лишь размерами рабочей области намагничивающего устройства, во втором случае — в пределах 22—28 мм. Ширина образцов в обоих случаях не должна превышать 10 мм.

При испытании образцов в сильных магнитных полях возможным источником ошибок измерений может быть влияние полюсных наконечников электромагнита, заключающееся в искажении ими магнитного потока образца, что равноценно возникновению в обмотке преобразователя дополнительной э. д. с. от «зеркальных изображений» образца, расположенных в полюсных наконечниках симметрично их плоскостям. На рис. 2 п-е число изображений заменено двумя, расположенными на месте ближайших к образцу изображений, с потоками, равными

$$\Phi' = \Phi'' = \Phi \frac{\mu - 1}{\mu + 1},$$

где μ — магнитная проницаемость полюсных наконечников электромагнита; Φ — поток образца. Такая замена возможна благодаря тому, что влияние даже ближайших к образцу изображений невелико.

Суммарное потокоцепление с обмоткой равно

$$\Psi_{\Sigma} = \Phi_{\omega} \left[k_{\psi} - \frac{\mu - 1}{\mu + 1} (k_{\psi 1} - k_{\psi 2}) \right],$$

где k_{ψ} , $k_{\psi 1}$, $k_{\psi 2}$ — коэффициенты потокоцеплений образца и его зеркальных изображений; ω — число витков обмотки преобразователя. Так как $k_{\psi 1} > k_{\psi 2}$, то измеренное значение потокоцепления Ψ_{Σ} будет меньше действительного Φ .

Наибольшая погрешность измерений вследствие эффекта зеркальных изображений (при условии $\frac{\mu - 1}{\mu + 1} \approx 1$, т. е. $\mu \rightarrow \infty$) была вычислена по рассчитанным значениям коэффициентов $k_{\psi 1}$ и $k_{\psi 2}$, по формуле

$$\delta_{\mu \rightarrow \infty} = - \frac{k_{\psi 1} - k_{\psi 2}}{k_{\psi}} \cdot 100.$$

Величина погрешности не превысила 1% и согласуется с экспериментальными данными, полученными путем сравнения результатов измерений остаточного магнитного потока образцов при снятых полюсных наконечниках электромагнита и в рабочем положении. Магнитный поток испытуемого образца составляет:

при испытаниях в соленоиде

$$\Phi = \frac{k}{2k_{\psi}\omega};$$

при испытаниях в электромагните

$$\Phi = \frac{\Psi}{k_{\psi}\omega},$$

где ψ — значение потокоцепления, измеренное микроверберметром. Погрешность определения потока, обусловленная погрешностями микроверберметра и экспериментального определения k_{ψ} , не превышает 5%. При испытаниях в электромагните дополнительная погрешность определения магнитного потока из-за влияния полюсных наконечников может быть учтена внесением поправок.

Разработанные измерительные устройства совместно с микроверберметром Ф190 позволяют испытывать образцы с магнитным потоком от 1 нВб и более и коэрцитивной силой до 100 кА/м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reardon B. C. Flux linkage of magnetic thin film with rectangular coupling loop. — «Brit. J. Appl. Phys», 1968, N 1, pp. 211—216.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.318.132.089.62

В. Г. Антонов, Г. С. Кусков, В. Н. Хорев
ВНИИМ

УСТАНОВКА С ВИБРАЦИОННЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ СТАНДАРТНЫХ ОБРАЗЦОВ

В последние годы в практике магнитных измерений широкое распространение получили приборы с вибрационным преобразователем — магнитометры с вибрирующим образцом или катушкой. Вибрационные магнитометры, использовавшиеся вначале преимущественно для измерения намагниченности

насыщения [1], благодаря высокой чувствительности и хорошей воспроизводимости результатов измерений применяются сейчас для определения магнитных параметров широкого круга материалов [2—4].

Несмотря на большое разнообразие конструкций, общим для магнитометров с вибрационным преобразователем является необходимость градуировки с целью снижения систематических погрешностей измерений [5]. Практически единственным способом градуировки является градуировка по образцу с известным магнитным моментом. Обычно такие образцы изготавливаются из чистого никеля или другого материала, намагниченность насыщения которого может быть рассчитана. Однако оценка погрешности расчета магнитного момента, которая рядом авторов [1] принимается в пределах 1—2%, представляется сомнительной, а погрешности измерений — недостаточно обоснованными. В связи с этим целесообразно создать средства измерений и стандартные образцы для градуировки и проверки подобных приборов. Поставленную задачу в значительной степени решает разработанная во ВНИИМ установка с вибрационным преобразователем, предназначенная для испытаний и аттестации в качестве стандартных образцов слабомагнитных материалов, магнитных пленок и магнитотвердых покрытий, а также для определения намагниченности насыщения различных материалов. Функциональная схема установки показана на рис. 1.

Испытуемый образец 3 с помощью штока 5 помещается в измерительный преобразователь 4, расположенный в соленоиде 1, магнитное поле которого создается током источника 2. Генератор 6 и электродинамический вибратор 10 приводят образец и меру магнитного момента — катушку с током 8, расположенную на штоке в измерительном преобразователе 9, в колебательное движение. Индуцированные в преобразователях э. д. с. поступают на вход электронной схемы, состоящей из аттенюатора 11, усилителя 12 и фазового детектора 13, работа которой основана на компенсационном методе измерений с ручным уравновешиванием. Грубое уравновешивание производится переменным аттенюатором со ступенчатой регулировкой, который в зависимости от величины магнитного момента образца включается в цепь преобразователей 4 или 9. Точное уравновешивание осуществляется регулировкой тока источника 7, питающего катушку.

При равенстве э. д. с. преобразователей магнитный момент образца M пропорционален току I катушки 8 и коэффициенту делений ступени аттенюатора α и в зависимости от того, включен ли аттенюатор в цепь преобразователя 4 или 9, вычисляется по формуле

$$M = k\alpha I$$

или

$$M = k \frac{1}{\alpha} I,$$

где k — градуировочный коэффициент.

Благодаря конструктивным особенностям отдельных узлов на установке можно испытывать образцы разных размеров, формы и величины магнитного момента. Основной частью магнитометра является вибрационный преобразователь, состоящий из индукционного измерительного преобразователя и вибратора. Конструкция измерительного преобразователя во многом определяет как воспроизводимость результатов измерений, так и возможность испытаний образцов разных размеров; основной его характеристикой

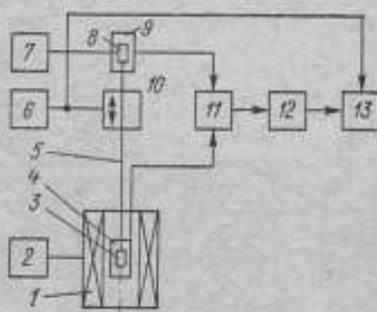


Рис. 1. Функциональная схема установки

являются размеры рабочей зоны — пространства, где постоянная преобразователя * одинакова в пределах допустимой погрешности.

В вибрационных магнитометрах с намагничивающим устройством в виде соленоида в качестве измерительного преобразователя используют катушку из двух встречно включенных кольцевых секций [6]. Рабочая зона такого преобразователя представляет собой сферу диаметром около 1/5 диаметра катушек при отклонении постоянной от номинального значения порядка 0,3%, т. е. ее объем составляет менее 1/100 объема самого преобразователя. При таком использовании объема преобразователя размеры испытуемых образцов, определяемые размерами рабочей зоны, ограничиваются несколькими миллиметрами, что усложняет применение вибрационных магнитометров. Используемый в установке измерительный преобразователь имеет рабочую зону с объемом около 1/2 объема преобразователя при отклонении постоянной от номинального значения не более $\pm 0,2\%$ (по расчету $\pm 0,05\%$). Форма рабочей зоны преобразователя близка к цилиндру длиной 50 мм и диаметром 20 мм. Преобразователь представляет собой соленоид с обмоткой диаметром 27 мм, длиной 75 мм и сопротивлением 50 Ом. Существенное увеличение размеров рабочей зоны при ограниченных размерах преобразователя достигается за счет применения обмотки в виде 16 равноудаленных друг от друга секций, состоящей из одинаковых половин, но с разными направлениями намотки. Число витков в секциях каждой половины, считая от центра преобразователя, представляет собой возрастающую арифметическую прогрессию. В нескольких крайних секциях уложены корректирующие витки, число которых рассчитано на ЭВМ из условия максимальной однородности постоянной преобразователя. Общее число витков преобразователя распределено по секциям следующим образом: $82 + 25 + 21 + 19 + 14 + 10 + 6 + 2 + 2 + 6 + 10 + 14 + 19 + 21 + 25 + 82$.

Вибрирование испытуемого образца и меры момента на частоте 130 Гц осуществляется с помощью электродинамического вибратора, питаемого от генератора ГЗ-34. Высокий коэффициент полезного действия вибратора позволяет при небольшой подводимой мощности (1 Вт) получить значительную амплитуду вибрации, практически не зависящую (в пределах 0,1%) от массы испытуемых образцов.

Э. д. с. преобразователей поступает на вход восьмиступенчатого П-образного резистивного аттенюатора с коэффициентом деления до 10^4 , используемого для расширения пределов измерения магнитного момента образцов компенсационным методом. Необходимость применения аттенюатора объясняется тем, что магнитный момент катушки с током может быть на несколько порядков меньше, чем у образца того же объема. Аттенюатор выполнен на проволочных многооборотных резисторах с регулируемым коэффициентом деления каждой ступени; его входное сопротивление равно 50 Ом. Коэффициенты деления определялись путем уравнивания э. д. с. в цепи испытуемого образца как отношение токов в катушке при отключенной и включенной в цепь образца ступени аттенюатора. При измерении токов в катушке потенциометром и разрешающей способности компенсационного метода, равной 0,1%, погрешность определения коэффициентов деления не превышает 0,2%. Разностный сигнал преобразователей на выходе аттенюатора усиливается избирательным усилителем типа У2-6 и регистрируется выходным прибором фазового детектора В9-2. Электронная схема в сочетании с вибрационным преобразователем позволяет измерять магнитные моменты образцов до $10 \text{ А} \cdot \text{м}^2$ при наименьшей цене деления $10^{-7} \text{ А} \cdot \text{м}^2$. Применение компенсационной схемы измерения делает градуированный коэффициент независимым от параметров вибрации, повышая тем самым точность измерений по сравнению с методом непосредственного отсчета.

* В качестве постоянной преобразователя принимается величина индуцируемой в его обмотке э. д. с. при равных единице магнитном моменте меры или образца, находящихся в рабочей зоне преобразователя, амплитуде и частоте вибрации.

Испытуемые образцы намагничиваются магнитным полем соленоида с водяным охлаждением. Конфигурация обмотки соленоида, показанная на рис. 2, рассчитана из условия получения максимальной протяженности области однородного (до $\pm 0,05\%$) магнитного поля при минимальной длине соленоида. Использование соленоида небольшой длины позволяет значительно уменьшить длину штока, на котором крепится образец, что снижает до минимума паразитные колебания, перпендикулярные направлению вибрации. Экспериментальное определение параметров соленоида показало, что на длине 50 мм магнитное поле однородно в пределах $\pm 0,1\%$, а на длине 40 мм — в пределах $\pm 0,05\%$. Обмотка соленоида намотана проводом диаметром 1,3 мм, ее сопротивление 18 Ом, а постоянная, определенная методом ядерного магнитного резонанса с погрешностью 0,05%, равна $21,8 \cdot 10^9$ 1/м.

Соленоид питается от стабилизированного источника тока, построенного на основе магнитного усилителя [7]. Полезная мощность источника 3 кВт при максимальном токе 10 А обеспечивает получение магнитных полей напряженностью до 220 кА/м. Плавающая регулировка тока от максимального значения до 10 мА позволяет снимать кривые намагничивания образцов. Градуировка установки производилась по мерам магнитного момента — катушкам с током, постоянные которых были определены в образцовых мерах магнитной индукции сравнением с рабочим эталоном единицы магнитного потока [8]. Такой способ позволяет свести до минимума систематическую погрешность

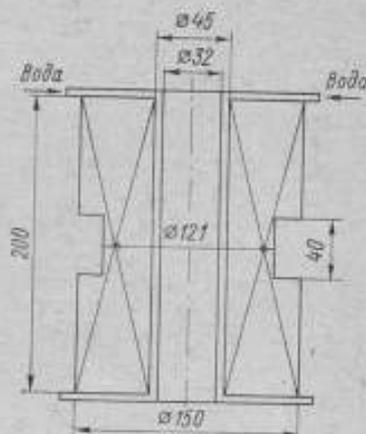


Рис. 2. Профиль соленоида с водяным охлаждением для получения однородного магнитного поля

Источник погрешности	Погрешность, %
Определение постоянной SW градуировочной катушки	0,3
Класс точности потенциометра при измерении тока I_{SW} градуировочной катушки	0,1
Класс точности потенциометра при измерении тока в катушке — мере магнитного момента при градуировке	0,1
Непараллельность направления вибрации к оси соленоида	0,15
Класс точности амперметра, используемого при измерении тока в мере магнитного момента	0,2
Изменение постоянной преобразователя в рабочей зоне	0,2
Определение коэффициента деления ступеней attenuатора	0,2
Ограниченная чувствительность метода	0,03
Установка фазы	0,1
Вариация показаний амперметра	0,2
Собственные шумы электронной схемы при наименьшей цене деления $c = 10^{-7}$ А·м ²	$\frac{c}{2M} \cdot 100$

измерений и достоверно оценить ее величину. В результате градуировки определяется коэффициент

$$k = \frac{SW/ISW}{I'}$$

где SW и ISW — постоянная градуировочной катушки и ток в ней; I' — ток в катушке — мере магнитного момента в процессе градуировки установки.

Погрешность измерений на установке может быть оценена в результате экспериментального исследования источников систематических и случайных погрешностей, перечисленных в таблице. Первые семь погрешностей являются систематическими, остальные четыре — случайными. Принимая распределение систематических погрешностей в указанных пределах равновероятным, оценим в соответствии с [9] суммарную систематическую погрешность измерений с доверительной вероятностью 0,99 по формуле

$$\delta = 1,4 \sqrt{\sum_{i=1}^7 \delta_i^2} = 0,7\%$$

Высокое значение доверительной вероятности выбрано в связи с тем, что установка является образцовой. Случайная погрешность при четырехкратном измерении магнитного момента образца и той же доверительной вероятности оценивается предельной величиной

$$\delta_{сл} = 2,6 \sqrt{\frac{\delta_8^2 + \delta_9^2}{4}} = 0,2\% \text{ при } M > 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{м}^2$$

(погрешностью от собственных шумов можно пренебречь, а погрешность из-за вариации показаний амперметра исключается). Эта оценка подтверждается воспроизводимостью результатов при повторных измерениях: разброс результатов измерений не превышает 0,2%. Таким образом, погрешность аттестации стандартного образца с размерами не более $50 \times 10 \times 10$ мм по магнитному моменту в диапазоне $(5 \cdot 10^{-5} + 10) \text{ А} \cdot \text{м}^2$ составляет не более 0,8%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кусков Г. С., Ларионов Л. В. Измерение намагниченности насыщения СВЧ — материалов вибрационными магнитометрами. — «Обзоры по электронной технике», сер. «Ферритовая техника», М., Изд. ЦНИИЭлектроника, 1970, вып. 4, с. 29.
2. Jahn L. Ein empfindliches vibrationsmagnetometer zur Messung der Magnetisierungskurven hochkoerzitiver Einbezirksteilchen. — «Exp. Techn. Phys», 1972, 20, 3, ss. 249 + 258.
3. Бажан А. Н., Боровик-Романов А. С., Крейцес Н. М. Магнитометр для определения величины и направления намагниченности в анизотропных кристаллах. — ПТЭ, 1973, № 1, с. 149—151.
4. Julliere M. Un magnetometre á echantillon vibrant pour l'etude de films minces. — «J. Phys. E Sci. Instr», 1973, 6, 9, pp. 819 + 821.
5. Case W. E., Harrington R. D. Calibration of Vibrating-Sample Magnetometers. — «J. Res. N. B. S.», 1966, 70C, 4, pp. 255 + 262.
6. Поливанов К. М., Казулия Е. И., Криваксин А. И. Оптимальная конфигурация приемных катушек вибрационного магнитометра. — ПТЭ, 1971, № 5, с. 203—205.
7. Ястребов С. С., Лазарев Н. В., Козодаев А. М. Широкодиапазонные стабилизаторы тока. — ПТЭ, 1968, № 4, с. 213—216.
8. Чернышев Е. Т., Чечурин Е. Н., Чернышева Н. Г., Студенцов Н. В. Магнитные измерения. М., Изд-во стандартов, 1969, 246 с.
9. Методы обработки результатов наблюдений при измерениях. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 134 (194), М.—Л., Изд-во стандартов, 1972, 117 с.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ
СЕТОЧНЫХ СЕРДЕЧНИКОВ ФЕРРОЗОНДОВ

В последние годы в практике магнитных измерений применяются феррозонды с сердечниками в виде изогнутых ферромагнитных стержней, расположенных на поверхности цилиндрического корпуса [1, 2]. Стержни намагничиваются до насыщения в продольном направлении циркулярным полем, создаваемым переменным током в тороидальной обмотке возбуждения сердечника. Одна, две или три ортогонально расположенные измерительные обмотки феррозонда охватывают сердечник с корпусом и обмоткой возбуждения. Под действием компонент вектора магнитной индукции внешнего поля в измерительных обмотках наводятся пропорциональные им четногоармонические э. д. с., которые затем усиливаются, детектируются и измеряются. Характер изгиба стержней лежит в основе расчета магнитной проницаемости формы сердечника, а через нее — чувствительности феррозонда. С другой стороны, изгиб стержней сердечника зависит от симметричного расположения их отдельных участков относительно трех взаимно перпендикулярных направлений, при котором обеспечивается полная компенсация помех в виде нечетногоармонической э. д. с. цепи возбуждения в выходном сигнале феррозонда. При выборе угла наклона стержней к образующей цилиндра исходят из условия обеспечения одинаковой чувствительности по всем компонентам измеряемого магнитного поля. Кроме того, стержни располагают на цилиндрическом корпусе таким образом, чтобы сердечник имел форму сплошной трубки с максимальным объемом ферромагнитного материала. Благодаря этому магнитные шумы сердечника снижаются на величину, равную примерно корню квадратному из указанного объема материала [3]. В отличие от сердечника в виде отрезка трубы, в рассматриваемом сердечнике не существует режима поперечного возбуждения ни по одной из компонент измеряемого поля, снижающего чувствительность и повышающего уровень помех в выходном сигнале феррозонда [4]. Все указанные требования, предъявляемые к конструкции сердечника с изогнутыми стержнями, при заданных габаритах цилиндрического корпуса и размерах самих стержней могут быть учтены на основании расчетных данных. Однако из-за отсутствия методики расчета таких сердечников остаются невыясненными параметры сердечника и объем материала стержней, которые бы обеспечивали оптимальные метрологические характеристики феррозонда.

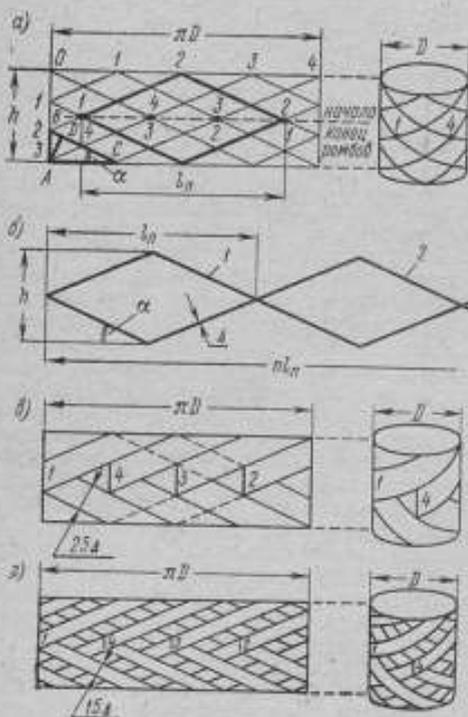
В предлагаемой методике расчета сердечника число стержней n соответствует числу равных отрезков, укладываемых по периметру сердечника с диаметром D . При этом высота сердечника h определяется $(n-1)$ равными отрезками. После соединения противолежащих отрезков периметра прямыми линиями, как показано на рис. 1, а, на развертке образующей поверхности корпуса получим сетку (на рис. 1 число отрезков n равно четырем). Эту сетку можно представить в виде наложенных со смещением последовательно один на другой и соединенных в цепочку идентичных ромбов (рис. 1, б). Одна диагональ ромбов равна высоте сердечника, другая, по которой соединены ромбы, меньше периметра сердечника на отрезок, длина которого обратно пропорциональна числу ромбов n . Расположение ромбов по периметру сердечника определяется навивкой цепочки ромбов на корпус в направлении диагоналей, по которым они соединены. Например, при двух ромбах в цепочке на ферромагнитной проволоке получим сердечник в виде двух замкнутых эллиптических витков, укрепленных на цилиндрическом корпусе ортогонально друг другу и под углом 45° к образующей цилиндра [1].

Рассмотрим на рис. 1, а прямоугольный треугольник ABC . Сторона AC равняется длине одного из отрезков периметра

$$AC = \frac{\pi D}{n} \quad (1)$$

а сторона AB равна одному из $(n-1)$ отрезков, отложенных по высоте сердечника

$$AB = \frac{h}{n-1} \quad (2)$$



Угол ACB , обозначенный на рис. 1, а через α и определяющий наклон сторон всех ромбов к образующей цилиндра, равен

$$\alpha = \arctg \frac{AB}{AC} = \arctg \frac{nh}{(n-1)\pi D} \quad (3)$$

Толщина используемого ферромагнитного материала обычно меньше диаметра цилиндрического корпуса, поэтому незначительное увеличение периметра сердечника вследствие увеличения толщины его материала можно не учитывать при

Рис. 1. Сеточный сердечник с расчетным треугольником ABC : а — сетка сердечника из ферромагнитной проволоки; б — цепочка ромбов; в — сетка сердечника из ферромагнитной ленты максимальной ширины; г — то же при ширине ленты меньше максимальной

расчете угла α через диаметр корпуса, так как получаемая ошибка находится в пределах допуска.

Расстояние между двумя параллельными линиями на рис. 1, а соответствует ширине полосы ферромагнитного материала Δ , если цепочка ромбов на рис. 1, б выполнена методом перегиба ферромагнитной ленты под углом α . Поэтому длина перпендикуляра AD из точки A треугольника ABC на диагональ BC соответствует ширине ленты Δ . Из треугольника ADC с учетом равенства (1) будем иметь

$$\sin \alpha = \frac{AD}{AC} = \frac{\pi \Delta}{\pi D} \quad (4)$$

В результате совместного решения уравнений (3) и (4) получаем формулу для расчета необходимой ширины ленты через другие параметры сердечника

$$\Delta = \frac{\pi D}{n} \sin \alpha = \frac{\pi D h}{V[(n-1)\pi D]^2 + (nh)^2} \quad (5)$$

В зависимости от способа изготовления сердечник феррозонда имеет два или кратное двум число слоев, прилегающих и переходящих одна в другую отрезков ленты, ромбические отверстия между которыми, свободные от ферромагнитного материала, сведены к минимальным размерам (см. рис. 1, б). Это обеспечивает максимально возможный объем ферромагнитного материала для заданных габаритов сердечника трубчатой формы. В двухслойном трубчатом сердечнике из n ромбов конец цепочки ромбов, совпадающий с началом, сваривается.

При выбранных параметрах сердечника α , h и D ширина ленты Δ может оказаться слишком большой, в результате чего будет создаваться нежелательное поперечное возбуждение сердечника по какой-либо компоненте вектора измеряемого поля. В этом случае следует уменьшить ширину ленты при неизменных остальных параметрах. В результате этого на боковой поверхности трубчатого сердечника появятся ромбические отверстия (см. рис. 1, е), расположенные симметрично в трех взаимно перпендикулярных направлениях [2], которые уменьшают объем ферромагнитного материала сердечника. Такой сердечник целесообразно использовать для крупногабаритных феррозондов.

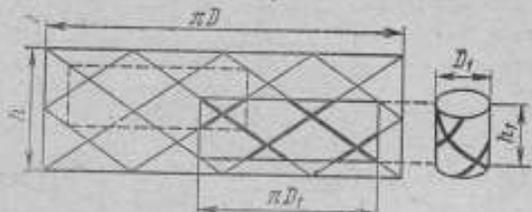


Рис. 2. Конструктивная связь сеточного и стержневого сердечников с цилиндрическим корпусом

Развертка образующей поверхности сердечника (рис. 1, а) в виде сетки имеет участки, которые соответствуют развертке образующей поверхности сердечника в виде $2n_1$ разомкнутых стержней, укрепленных по винтовым линиям постоянной крутизны (рис. 2). Указанные стержни расположены попарно в противоположных направлениях и сдвинуты относительно друг друга по окружности на угол π/n_1 (где n_1 — число пар стержней.) Они крепятся на корпусе и могут перемещаться по винтовым линиям при балансировке нечетногармонической э. д. с. цепи возбуждения в выходном сигнале феррозонда.

Из рис. 2 видно, что высота и диаметр исходной сетки, изображенной слева, в два раза больше полученного из нее стержневого сердечника, а число ромбов равно числу стержней $2n_1$. При указанных соотношениях параметров все расчетные формулы для сеточного или трубчатого сердечника справедливы и для стержневого сердечника.

Общая длина l ферромагнитной ленты или проволоки, которая расходуется на изготовление сердечника, согласно рис. 1 и выражению (4), вычисляется по формуле

$$l = \frac{2nh}{\sin \alpha} = \frac{2\pi D h}{d} = \frac{2\pi D h}{\Delta} \quad (6)$$

где d — диаметр ферромагнитной проволоки, равный толщине ленты δ .

Как видно, общая длина ферромагнитного материала увеличивается пропорционально высоте h и диаметру D сердечника и обратно пропорционально ширине ленты Δ или диаметру проволоки d . Она характеризует объем ферромагнитного материала сердечника при заданных его параметрах. После несложных преобразований из выражения (6) получим соотношение для расчета объема проволоки V_n или ленты V_s ферромагнитного материала через объем сердечника V_c

$$V_n = \frac{2\pi d}{D} V_c; \quad V_s = \frac{8\delta}{D} V_c \quad (7)$$

Например, при $d = \delta = 0,05$ мм и $h = D = 10$ мм

$$\frac{V_n}{V_c} = 3,14\%; \quad \frac{V_n}{V_c} = 4\%.$$

С уменьшением n раз расчетной ширины ленты или диаметра проволоки, когда на боковой поверхности трубчатого сердечника появляются ромбические отверстия, во столько же раз уменьшается объем ферромагнитного материала. Этот объем при прочих равных условиях для сердечников в виде изогнутых по винтовым линиям стержней в два раза меньше, чем для сердечника из наложенных один на другой и смещенных ромбов.

На рис. 3 представлены зависимости угла α наклона сторон ромбов или образованных из них изогнутых стержней к образующей цилиндра от их

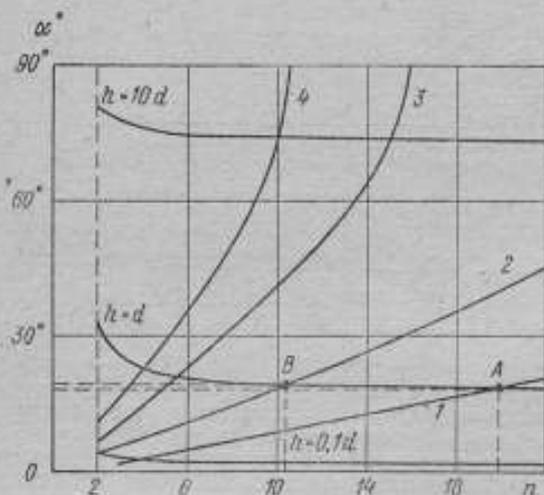


Рис. 3. Две группы расчетных кривых зависимостей угла α наклона сторон ромбов или стержней к образующей цилиндра от их числа n при Δ/D , равном: 1 — 0,05; 2 — 0,1; 3 — 0,2; 4 — 0,3

числа n , рассчитанные по формулам (3), (4) и (5) для сердечников с цилиндрическим корпусом. Кривые охватывают большинство практических случаев расчета сердечников и разбиты на две группы. Кривые первой группы, с которых начинается расчет, отражают зависимость угла α от n при заданном отношении высоты h к диаметру D сердечника для любой ширины Δ его ферромагнитного материала. При $\frac{h}{D} > 10$ эти зависимости используются для

расчета трубчатых сердечников однокомпонентных феррозондов, при $\frac{h}{D} = 1$ — для трехкомпонентных феррозондов на едином сердечнике, а при $\frac{h}{D} < 0,1$ — для расчета двухкомпонентных феррозондов с сердечником в виде кольца. Величина угла α для заданного отношения h/D слабо зависит от n . Кривые второй группы ограничивают возможную ширину Δ ферромагнитного материала сердечника через отношение Δ/D : чем больше это отношение, т. е. чем больше Δ при заданном D , тем меньше число n ромбов или изогнутых стержней используется для изготовления сердечника и тем больше зависимость угла α от n . Переход, например, из точки пересечения кривых первой и второй групп A в точку B с сохранением отношения Δ/D , равным 0,05, ведет к уменьшению числа ромбов n сердечника с 20 до 10, уменьшению в два раза ширины ленты Δ при неизменном диаметре D , незначительному увеличению угла α (с $18^\circ 30'$ до $19^\circ 30'$) и образованию ромбических отверстий

на боковой поверхности трубчатого сердечника. Пропорционально уменьшению ширины ленты Δ уменьшается объем ферромагнитного материала сердечника.

Таким образом, для различных типов и модификации феррозондов с единым сердечником [1, 2] нового типа со специальной формой изгиба ферромагнитных стержней на цилиндрическом корпусе существует единая методика расчета конструктивных параметров. Она устанавливает зависимость угла наклона симметричных отрезков изогнутых стержней к образующей цилиндра от их числа в сердечнике при заданной его высоте и диаметре, а также заданной ширине или диаметре самих стержней. Установлена зависимость объема ферромагнитного материала от объема всего сердечника для различной его формы и габаритов. Данная методика проиллюстрирована кривыми графика, охватывающими большинство практических случаев расчета сердечников феррозонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В., Бушуев Л. Я. Феррозонд. Авт. свид. № 368559. — «Бюллетень изобретений», 1973, № 9.
2. Бушуев Л. Я. Трехкомпонентный феррозонд. Авт. свид. № 415620. — «Бюллетень изобретений», 1974, № 6.
3. Дрожжина В. Н., Реутов Ю. Я., Янус Р. И. О магнитных шумах кольцевых магнитных модуляторов. — Исследования в области теоретического и прикладного магнетизма. Изд. АН СССР, ИФМ, Свердловск, 1967, с. 82—85.
4. Афанасьев Ю. В., Беркман Р. Я., Кадиская Л. Г. К расчету феррозонда с поперечным возбуждением. — «Геофизическая аппаратура», вып. 40, Л., «Недра», 1969, с. 30—37.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 621.317.43

Е. Н. Чечурина, Д. Л. Беридзе
вним

СТРОБОСКОПИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УДЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ НА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ВАТТМЕТРОВЫМ МЕТОДОМ

Одним из путей расширения области применения ваттметрового метода определения потерь по частоте является использование стробоскопических преобразователей в цепях тока и напряжения ваттметра [1]. Однако схема входных цепей (рис. 1) электронных малокосинусных ваттметров не позволяет подключать их к выходам стробоскопических преобразователей. Дело в том, что для правильного измерения ваттметром активной мощности потерь в испытуемом образце э. д. с. с измерительной обмотки последнего (или сигнал пропорциональный ей) и/или необходимо подавать между входами I (тока) и U (напряжения) ваттметра [2], чтобы исключить возможность «заземления» одного из концов обмотки, а для этого нужно изолировать от «земли» стробоскопического преобразователя канал напряжения. Однако последнее нежелательно по следующим причинам: резко увеличивается уровень шумов и

наводок; появляется необходимость в применении отдельных генераторов стробимпульсов для стробоскопических преобразователей каналов тока и напряжения, что не только усложнит схему, но и может вызвать паразитные фазовые сдвиги между каналами; возникает паразитная емкость преобразователя — «земля», что также приводит к паразитному фазовому сдвигу.

Подключение ваттметра к выходам стробоскопических преобразователей возможно при наличии дополнительного согласующего устройства. Принцип работы устройства основан на предварительном суммировании выходных сигналов стробоскопических преобразователей каналов (рис. 1). Если на вход ваттметра u относительно «земли» подать напряжение $u_B + u_{ш}$ (где $u_{ш}$ — падение напряжения на шунте $R_{ш}$, создаваемое намагничивающим током i_n), то напряжение между входами I и u будет составлять u_d , что является необходимым условием работы ваттметра. При этом принято допущение, что $R_d \gg R_{ш}$ и падение напряжения $u_{ш}$ вызвано лишь намагничивающим током i_n (R_d — входное сопротивление канала напряжения ваттметра).



Блок-схема устройства, реализующего такой метод включения ваттметра, с электрометром для определения удельных потерь на перемагничивание приведена на рис. 2.

Рис. 1. Схема входных цепей малоиндуктивных ваттметров с электрометрами

Для такой схемы мгновенное значение вращающего момента индикаторного устройства ваттметра-электрометра равно [2]:

$$m_{вр} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial C}{\partial \alpha} (u_{13}^2 - u_{12}^2) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial C}{\partial \alpha} [u_{13}^2 - (u_{13} - u_{23})^2]. \quad (1)$$

Напряжения u_{13} и u_{23} можно выразить через u_B , i_n и коэффициенты передачи отдельных блоков

$$u_{13} = k_1 k_3 k_4 u_B + k_3 k_5 k_6 i_n R_0; \quad (2)$$

$$u_{23} = k_4 k_6 k_5 R_0 i_n. \quad (3)$$

При выводе этих выражений предполагалось, что в устройстве выполнены условия $k_2 = 1$, $k_7 = 1$ и $k_8 = k_9$.

В схеме ваттметра $2k_3 = k_4$, поэтому

$$u_{23} = 2k_3 k_6 k_5 R_0 i_n. \quad (4)$$

Подставив (2) и (4) в (1), получим

$$m_{вр} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial C}{\partial \alpha} [u_{13}^2 - (u_{13} - u_{23})^2] = \frac{\partial C}{\partial \alpha} k_1 k_3 k_4 k_5 k_6 k_8 R_0^2 i_n = k u_B i_n. \quad (5)$$

При $u_B = U_B \sin \omega t$ и $i_n = I_n \sin(\omega t - \varphi)$:

$$M_{вр} = \frac{1}{T} \int_0^T k u_B i_n dt = k U_B I_n \cos \varphi = k P, \quad (6)$$

т. е. показание ваттметра будет пропорционально измеряемой активной мощности потерь на перемагничивание в испытуемом образце.

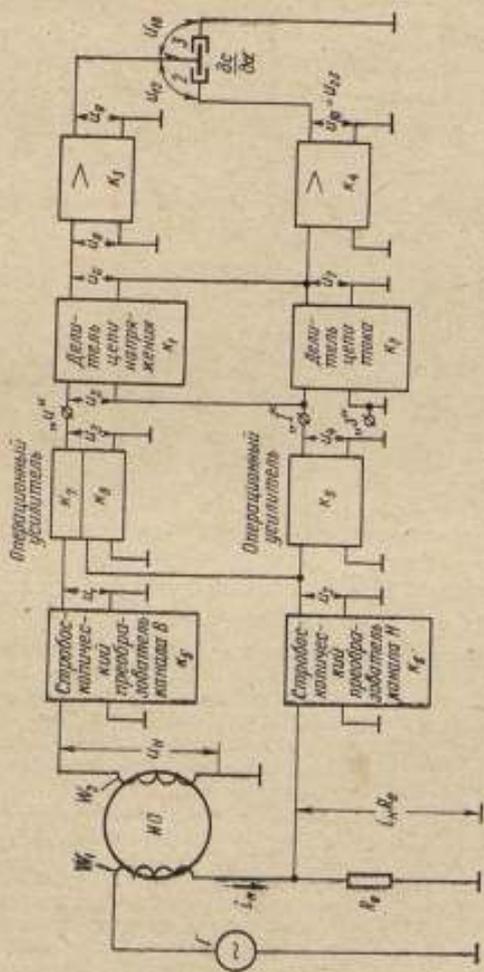


Рис. 2. Блок-схема согласующего устройства для включения ваттметра к выходам стробопреобразователей

Принципиальная схема согласующего устройства для включения ваттметра приведена на рис. 3. В качестве элемента, суммирующего сигналы $u_1 \equiv u_D$ и $u_2 \equiv u_{ш}$, применяется операционный усилитель на базе УПТ. Для сохранения идентичности каналов операционный усилитель включается

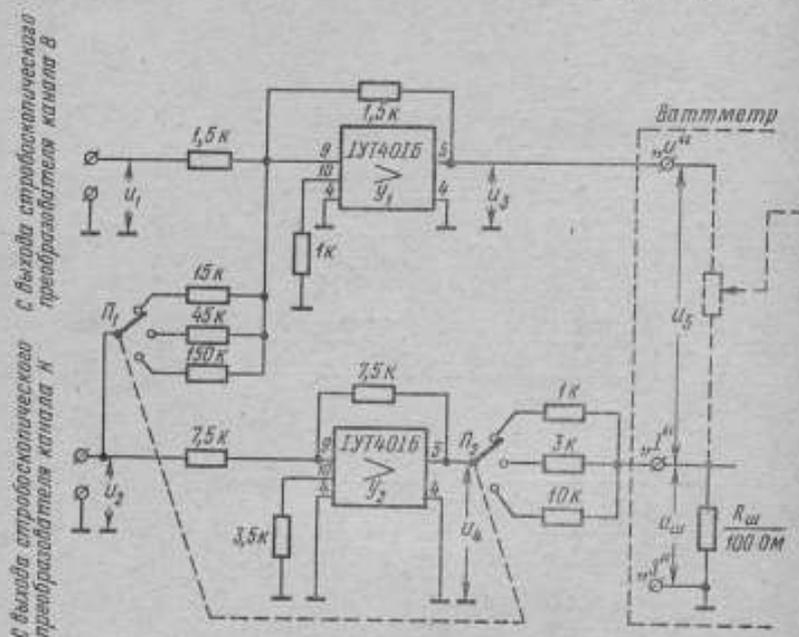


Рис. 3. Принципиальная схема согласующего устройства

и в цепь тока ваттметра, где он выполняет функцию масштабного усилителя с коэффициентом усиления, равным единице. Переключение пределов ваттметра по току осуществляется переключателем Π_2 путем изменения коэффициента деления делителя на выходе операционного усилителя канала тока,

и, следовательно, изменения коэффициента передачи K_2 . При этом для сохранения условий $k_1 = k_2$, где k_1 — коэффициент передачи сигнала u_2 операционным усилителем канала напряжения, осуществляется ступенчатая регулировка k_2 совместно с k_1 посредством переключателя Π_1 , спаренного с Π_2 . Такая схема включения ваттметров позволяет включать их на выходах стробоскопических преобразователей каналов, что в свою очередь дает возможность одновременно с определением потерь находить и динамическую кривую намагничивания, а также контролировать величину B_{max} без применения дополнительной измерительной обмотки.

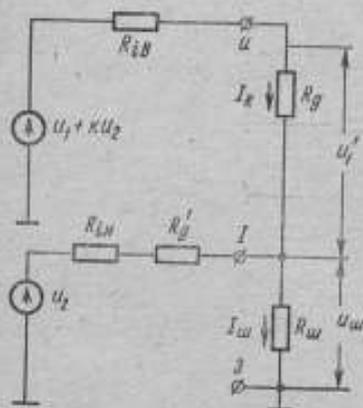


Рис. 4. Эквивалентная схема согласующего устройства

Эквивалентная схема согласующего устройства показана на рис. 4. За меру погрешности согласующего устройства ваттметра для канала напряжения примем отличие напряжения между входами U и I ваттметра от напряжения на выходе стробоскопического преобразователя канала магнитной индукции u_1 . Считая постоянными коэффициенты передачи операционных усилителей и пренебрегая членами высоких порядков малости, для относительной погрешности передачи напряжения u_1 можно записать

$$\frac{\delta u_1}{u_1} = \frac{u_2}{u_1} \left(1 - \frac{R_{in} + R'_d}{R_{in} + R'_d + R_m} \right), \quad (7)$$

где R_{in} — выходное сопротивление операционного усилителя канала тока; R'_d — сопротивление делителя на выходе операционного усилителя канала тока.

Аналогично для относительной погрешности передачи операционным усилителем напряжения u_2 к шунту можно записать

$$\frac{\delta u_2}{u_2} = 1 - \frac{R_m}{R_m + R'_d} \left(1 - \frac{R_{in} + R'_d}{R_{in} + R'_d + R_m} \right). \quad (8)$$

Для схемы, приведенной на рис. 3, $\frac{\delta u_1}{u_1} < 1 \cdot 10^{-3}$ и $\frac{\delta u_2}{u_2} < 1 \cdot 10^{-3}$.

Рассмотрим погрешности согласующего устройства, связанные с нестабильностью коэффициентов передачи операционных усилителей.

Для относительной погрешности передачи напряжения u_1 можно записать

$$\frac{\delta u_1}{u_1} = \frac{\delta k_2}{k_2} + \frac{u_2}{u_1} \left(\frac{\delta k_3}{k_3} + \frac{\delta k}{k} \right), \quad (9)$$

где k_2 и k_3 — коэффициенты передачи операционного усилителя канала напряжения для сигналов u_1 и u_2 соответственно; k — коэффициент передачи операционного усилителя канала тока.

Аналогично для относительной погрешности передачи u_m

$$\frac{\delta u_m}{u_m} = \frac{\delta k}{k} + \frac{\delta k_3}{k_3}, \quad (10)$$

где k_3 — коэффициент деления делителя, равный $\frac{R_m}{R_m + R'_d}$.

Относительные погрешности коэффициентов передач k_2 , k_3 и k_0 можно определить из выражения [3]

$$\frac{\delta k_i}{k_i} = \frac{\delta R_{1i}}{R_{1i}} + \frac{\delta R_2}{R_2} + \frac{1}{k_y} + \frac{1 + \frac{R_{вых}}{R_{in}} + \frac{R_{вых}}{R_2}}{k_y k_B \left(1 - \frac{R_{вых}}{R_2 k_y} \right)}, \quad (11)$$

где R_{1i} и R_2 — элементы цепи обратной связи операционного усилителя; k_y и k_B — коэффициенты, характеризующие обратные связи усилителя.

Для схемы (рис. 3) погрешность, рассчитанная по выражению (9), составляет $4 \cdot 10^{-3}$, а по выражению (10) — $2 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, применение согласующего устройства позволяет подключать ваттметр к стробоскопическому преобразователю без существенного повышения погрешности измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беридзе Д. Л., Орденко Э. И., Харатишани Л. С., Чечурина Е. Н. Расширение пределов и повышение точности определения магнитных характеристик путем применения способа стробоскопического преобразования сигналов. — В сб. «Доклады II республиканской научно-технической конференции по метрологии», Тбилиси, 1972, с. 244—251.
2. Зеленевский В. С., Борисенко Н. А., Пидатовский Г. И. Автокомпенсационный малокосянусный ваттметр Ф585. — «Приборы и системы управления», 1971, № 10, м. 45—46.
3. Половинков Д. Е. Решающие усилители. М., «Энергия», 1973, 247 с.

Поступила в редакцию 20.06.1974 г.

УДК 535.343.2 : 538.12

А. П. Наумов
вним

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА КВАНТОВЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ В ПОСТОЯННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

При оптической ориентации атомов свет выполняет две функции: накачку ансамбля атомов (создание неравновесной заселенности атомов и ориентация их в направлении магнитного поля) и регистрацию сигнала магнитного резонанса (например, сигнала с частотой прецессии спинов).

Процесс накачки весьма наглядно и точно описывается в терминах вероятности поглощения света и перехода на i -й подуровень щелочным атомом со спином I . Для атома вероятность p_k перехода в состояние k может быть определена решением $2(2I+1)$ одновременных дифференциальных уравнений вида

$$\dot{p}_k = - \sum_{j=1}^{2(2I+1)} (b_{kj} + w_{kj}) p_k + \sum_{i=1}^{2(2I+1)} (b_{ik} + w_{ik}) p_i, \quad (1)$$

где b_{ij} — вероятность того, что атом из подсостояния i перешел в подсостояние j основного состояния посредством поглощения и вторичного излучения фотона; w_{ij} — вероятность соответствующего перехода, вызванного релаксацией. (В формуле стрих указывает на то, что выражения с $j = k$ и $i = k$ при подведении итога должны быть опущены). В работе [1] дано графическое решение уравнения (1) для вещества со спином $I = 3/2$ (Na, K, ^{87}Rb).

Регистрируемый фотодетектором сигнал пропорционален разности заселенностей подуровней, которая в свою очередь определяет макроскопическую намагниченность ансамбля атомов. В теории магнитного резонанса [2] поведение ориентированной двухуровневой системы в магнитном поле описывается уравнениями Блоха, используемыми и для описания ансамблей спинов с $I > 1/2$.

Применение уравнений Блоха при описании поведения ориентированных щелочных атомов значительно упрощает рассмотрение явления. Такое приближенное описание ансамбля как системы гипотетических щелочных атомов со спином $1/2$ можно считать удовлетворительным для слабых магнитных полей (например, МПЗ), когда речь идет об атомах изотопов рубидия или о цезии. По крайней мере, это справедливо с погрешностью до 20% от ширины линии, если нас интересует форма резонансного сигнала поглощения или частота резонанса.

Наблюдаемые сигналы S_x и S_z в направлениях x и z пропорциональны соответствующим компонентам намагниченности при условии медленного прохождения резонанса.

Однако уравнения Блоха дают лишь качественное описание поведения ансамбля атомов при оптической ориентации. Количественные зависимости, получаемые из классического решения этих уравнений, приводят в ряде случаев к неверным результатам, так как влияние многоквантовых переходов, более интенсивных, чем одноквантовые, может оказаться решающим.

В работах [3, 4] на основе решений уравнений Блоха при наличии модулирующего поля амплитудой B_M и частотой Ω_M аналитически определяются

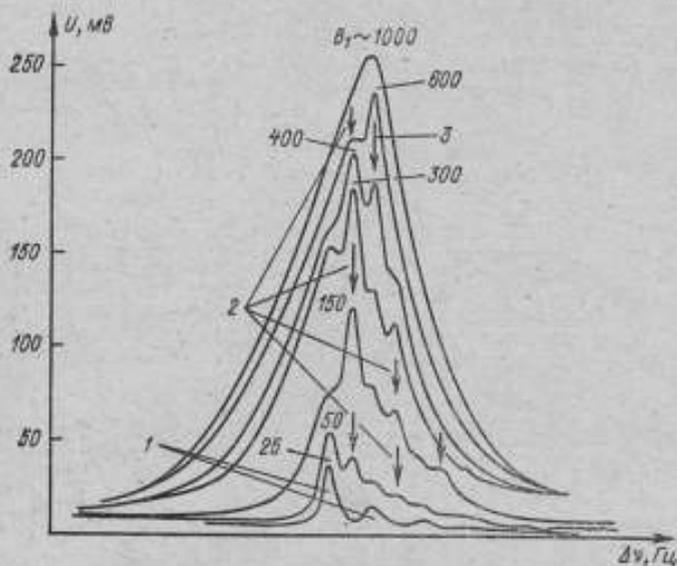


Рис. 1. Форма сигнала поглощения ^{87}Rb ; стрелками отмечены многоквантовые переходы при Δm , равном: 1, 2 и 3 — (кривые 1, 2, 3 соответственно); индукция B_1 дана в относительных единицах

некоторые оптимальные значения B_1 и B_M как функции времени релаксации $T^* = \frac{1}{\gamma \Delta B_c^*}$, где ΔB_c^* — «естественная» ширина линии резонанса. Так, максимум чувствительности магнитометра с оптической накачкой соответствует, по мнению авторов, соотношению $B_1 = \sqrt{2} \Delta B_c^*$ и $B_M = \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta B_c^*$. Такое решение предполагает уширение линии резонанса за счет амплитуды радиополя в виде классического соотношения

$$\Delta \nu^* = \sqrt{(\gamma \Delta B_c^*)^2 + (\gamma B_1)^2}, \quad (2)$$

которое экспериментально не подтверждается для оптической накачки щелочей в МПЗ. Для иллюстрации на рис. 1 приведена экспериментально снятая зависимость формы сигнала резонансного поглощения света ^{87}Rb (с буферным газом) в поле 250 мкТ (2,5 Гс) при различных значениях B_1 радио-

поля; отмечены резонансы с изменением квантового числа на $\Delta m = 2,3$, более интенсивные и острые, чем с $\Delta m = 1$. Аналогичная картина происходит и в МПЗ. В работе [5] это показано на примере изменения параметра несимметрии линии поглощения рубидия с увеличением амплитуды индукции ра-

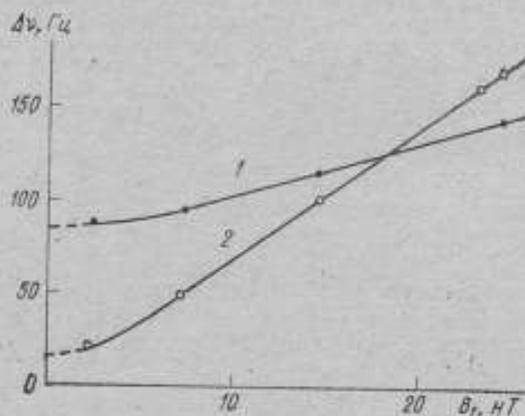


Рис. 2. Зависимость ширины резонансной линии поглощения света $\Delta\nu$ от индукции радиополя B_1 в полях с B_0 равном: 1 — 55 мкТ; 2 — 15 мкТ

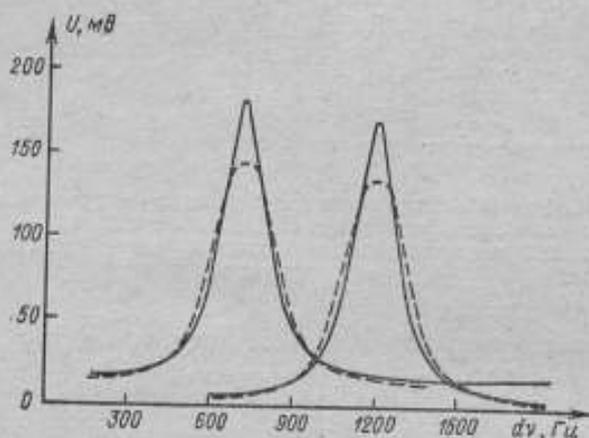


Рис. 3. Изменение кривой поглощения света при включении (пунктир) обогрева преобразователя ($f = 1$ кГц, $B = 150$ нТ)

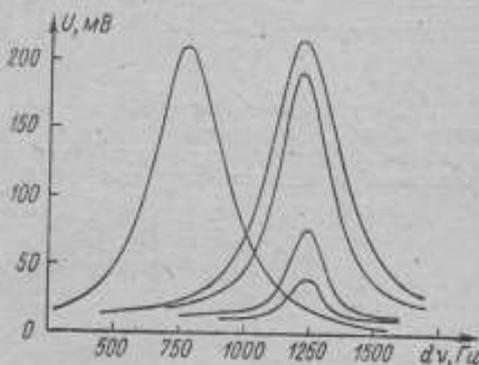
диополя. Экспериментально снятая зависимость уширения резонансной линии поглощения ^{87}Rb с 200 торр гелия в МПЗ при двух его значениях приведена на рис. 2. Меньший наклон кривой в поле 55 мкТ может быть объяснен значительным вкладом в сигнал резонансов с $\Delta m = 2,3$ и даже $\Delta m = 4$, регистрируемых при больших амплитудах радиополя B_1 , тогда как в поле 15 мкТ велик вклад резонансов с $\Delta m = 1$ (подуровни перекрываются) и линии больше уширяются при больших значениях B_1 .

В общем случае для различных щелочных металлов, буферных газов и покрытий уширение резонансной линии, согласно формуле (2), является скорее исключением, чем правилом. Поэтому максимум чувствительности магнитометра с оптической накачкой можно определять из максимума отношения $S_2/\Delta\nu^*$, получаемого экспериментально при медленном прохождении резонанса.

Величину γB_1 выбирают примерно равной полуширине линии $\frac{\Delta\nu}{2}$ на уровне 0,5, где наблюдается максимум крутизны резонанса.

Необходимая величина индукции радиополя при этом получается всегда большей, чем из условия $B_1 = \sqrt{2} B_0^*$. Такой выбор является благоприятным и потому, что увеличение B_1 влечет за собой при прочих равных условиях уменьшение сдвигов нерасщепленного сигнала из-за выравнивания заселенностей лодуровней [6]. Форма сигнала при медленном прохождении резонанса является решающей и в ряде других случаев. Например, при выборе частоты обогрева преобразователя целесообразно знать форму сигнала в области резонанса; помимо наблюдаемого небольшого сдвига частоты резонанса, происходит потеря чувствительности преобразователя (см. рис. 3, частота тока обогрева около 1 кГц).

Рис. 4. Сигналы медленного прохождения резонанса (S_2) при различных значениях радиополя B_1 и $B_0 = 50$ мкТ



Сигналы медленного прохождения резонанса при различных значениях γB_1 , представленные на рис. 4, полностью характеризуют качество изготовления квантового преобразователя. Таким образом, метод медленного прохождения резонанса может быть положен в основу установки для определения основных характеристик преобразователя: S_2 и T .

На рис. 5 приведена блок-схема разработанной во ВНИИМ установки. Применение установки в городских лабораторных условиях не позволяет получить $T > 0,005$ с даже при $\gamma B_1 \rightarrow 0$. Тем не менее при интенсивном свете накачки и поглощения около 2—3% от падающего света удается получать сигналы в сотни милливольт при соотношении сигнал/шум 100 и более. В условиях загородной лаборатории (пос. Токсово) без использования ферромагнитных экранов можно наблюдать время релаксации около 0,2 с при экстраполяции света и радиополя к нулю. В установке, как обычно в квантовых магнитометрах, для регистрации сигнала поглощения используются кремниевые фотодиоды типа ФД—7К. Максимальная чувствительность фотодиода наблюдается при $\lambda \approx 100$ нм. Для рубидия чувствительность в несколько раз меньше, чем для цезия, и составляет 0,04 мВ/мВт.

В экспериментах оптической ориентации полученная зависимость максимума S_2 сигнала от амплитуды B_1 для ^{87}Rb имеет характерный вид логистической кривой (рис. 6).

Амплитуда поперечного сигнала сильно зависит от частоты ω и частотных свойств конкретного фотодиода. Так, при изменении регистрируемой частоты в диапазоне от 40 до 400 кГц амплитуда поперечного сигнала падает более чем в 10 раз, не превышая в конце диапазона 5—15 мВ. Установка позволяет определять характеристики поглощения резонансного света квантовыми преобразователями в слабом постоянном поле и при отсутствии магнит-

ного поля. Сигнал в отсутствие поля наблюдается за счет инверсии заселенностей подуровней при медленном прохождении нуль-поля и не требует наличия вспомогательного поперечного переменного поля с индукцией B_1 . Переменное поле в таких экспериментах необходимо для получения боковых сигналов резонанса, удобных при калибровке ширины резонансной линии поглощения.

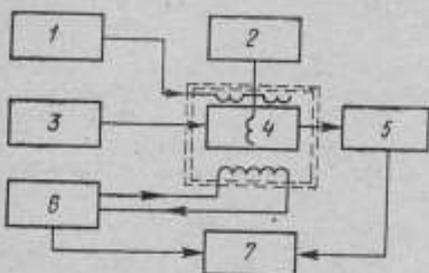


Рис. 5. Блок-схема установки для определения амплитуды продольного сигнала (S_z) и времени релаксации (T)

1 — источник питания (Б5-12); 2 — генератор радиополя B_1 (Г3-44); 3 — блок питания квантового преобразователя; 4 — квантовый преобразователь (в магнитном экране); 5 — усилитель тока (И-37); 6 — генератор ИМЧ (Г3-32); 7 — самописец (ПДС — 621)

Установка может использоваться при исследовании качества преобразователей и формы перасцеленного сигнала поглощения света. Можно утверждать, что связь магнитной индукции с частотой (или спектром частот) радиополя определяется погрешностью, с которой известна форма сигнала

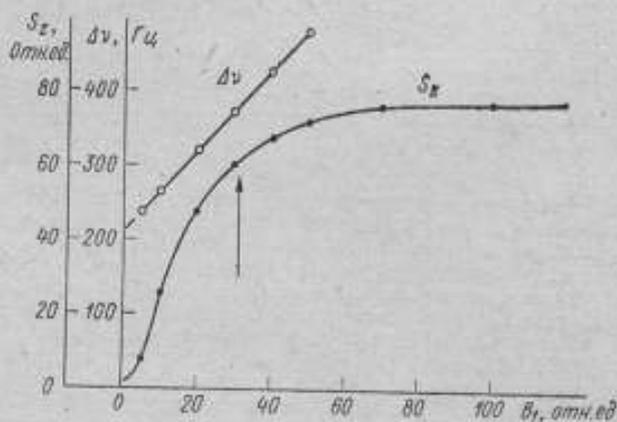


Рис. 6. Экспериментальные кривые зависимости максимума сигнала ($\Delta\omega = 0$) и полуширины линии поглощения от амплитуды радиочастотной индукции B_1 для ^{87}Rb при $B_0 \approx 50$ мкТ и $T^* = 0,0048$ с. Стрелкой отмечено

максимальное значение $\frac{S_z}{\Delta\nu}$

поглощения, и уравнения Блоха являются лишь первым удачным приближением, отражающим эту зависимость. Все методические приемы уменьшения погрешностей при измерениях квантовыми магнитометрами (смена знака поляризации света, разворот на 180° преобразователя или смена направления измеряемой индукции) сводится, в конечном итоге, к улучшению формы сигнала резонансного поглощения света.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fransen W., Emslly A. Atomic Orientation by Optical Pumping.— «Phys. Rev.», 1957, v. 108, N 6, pp. 1453—1458.
2. Абрагам А. Ядерный магнетизм. М., ИИЛ, 1963, 550 с.
3. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скрябин Г. В. Физические основы квантовой магнитометрии. М., «Наука», 1972, 420 с.
4. Рыжков В. М., Недоводис Г. П. Условия максимальной чувствительности магнитометра, основанного на оптической ориентации атомов.— «Геофизическая аппаратура», № 26, М.-Л., «Недра», 1965, с. 25—31.
5. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. М.-Л., «Энергия», 1972, 320 с.
6. Дашевская Е. Н., Козлов А. Н., Пестов Е. Г. Сдвиги частоты квантового цезиевого магнитометра в земном магнитном поле.— «Приборы и методы измерения магнитных полей». Фрунзе, ИЛИМ, 1968, с. 91—98.

Поступила в редакцию 20.05.1974 г.

СОДЕРЖАНИЕ

К. К. Барахнин, В. Л. Русанова, Н. В. Студенцов, В. Н. Хорев, В. Я. Шифрин. Результаты исследований первичного эталона единицы магнитной индукции	3
В. Н. Калабин, Т. А. Комышева, Н. В. Студенцов, В. Е. Чернышев. Исследование специального эталона единицы магнитной индукции переменного поля	9
В. Н. Хорев, А. П. Щелкин. Повышение точности измерения магнитной индукции вблизи больших ферромагнитных масс с помощью гальваномагнитных преобразователей	17
М. И. Вассерман, Н. В. Студенцов, А. П. Щелкин. Тесламетр повышенной точности на эффекте Холла	21
В. Н. Хорев, В. Я. Шифрин, Т. И. Чхиквадзе. Методика корректировки неоднородности магнитного поля катушек магнитной индукции	25
Ю. В. Афанасьев. Об анизотропии, вносимой в сердечники феррозонда полем возбуждения	28
А. В. Зайцев, В. М. Минабаев, Е. Ш. Нудельман, В. Г. Семенов. О погрешности регистрации параметров переменного магнитного поля многоканальными магнитовзмерительными системами	35
К. А. Каркешкин. Обзор методов и средств измерения параметров магнитной анизотропии	40
М. М. Нагорная, Н. Г. Чернышева, О. И. Шелдуков. Средства поверки аппаратуры для определения температурного коэффициента начальной магнитной проницаемости	45
М. М. Червинский, С. Ф. Глаголев, И. П. Горбунов, В. А. Жуков, Н. А. Симонянц. Магнитополяриметр Фарадея для определения квазистатических магнитных параметров ферромагнитных материалов	48
Л. М. Каплан. Цифровой вольтметр средних значений	52
Ю. В. Афанасьев, В. Н. Горобей. К расчету проницаемости формы сердечников феррозондов	55
Е. Н. Чечурина, Л. М. Каплан. Задачи метрологического обеспечения испытаний магнитных материалов в переменных полях звуковых частот	62
С. Ф. Глаголев, М. М. Червинский. Исследование методической погрешности определения магнитооптическим методом магнитных характеристик ферромагнетика	68
К. К. Барахнин, А. А. Блюмгардт, В. Я. Шифрин. Стабилизированный источник тока для питания мер магнитной индукции	73
Э. И. Орденко. Интегратор для стробоскопической магнитоизмерительной аппаратуры	75
Ю. Н. Маслов, Б. А. Мовенко, М. Н. Фридман. Исследование методической погрешности определения магнитных характеристик магнитнотвердых материалов при их квазистатическом перемагничивании	78
Ю. Н. Маслов. Источники питания для магнитных измерений параметров материалов в квазистатических и синусоидальных режимах перемагничивания	80

<i>Е. Н. Чечурина, В. Л. Куртц, Э. М. Плотникова.</i> Динамические магнитные характеристики электротехнической стали при подмагничивании перпендикулярным постоянным полем	86
<i>В. Г. Антонов.</i> Измерительные устройства для определения параметров магнитнотвердых покрытий импульсно-индукционным методом	91
<i>В. Г. Антонов, Г. С. Кусков, В. Н. Хорев.</i> Установка с вибрационным преобразователем для измерения магнитных параметров стандартных образцов	94
<i>Л. Я. Бушнев.</i> Методика расчета конструктивных параметров сеточных сердечников феррозондов	99
<i>Е. Н. Чечурина, Д. Л. Беридзе.</i> Стробоскопическое устройство для определения удельных потерь на перемагничивание ваттметровым методом	103
<i>А. П. Наумов.</i> Экспериментальное исследование характеристик поглощения света квантовыми преобразователями в постоянных магнитных полях	108
Рефераты публикуемых статей	116

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 621.317.421.089.68

Результаты исследований первичного эталона единицы магнитной индукции. *Барахнин К. К., Рузанова В. Л., Студенцов Н. В., Хорев В. Н., Шафрин В. Я.* — Труды метрологических институтов СССР «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 3—9.

Приводятся результаты исследований первичного эталона единицы магнитной индукции, воспроизводящего ее со средним квадратическим отклонением $5 \cdot 10^{-6}$ при неисключенной систематической погрешности $4 \cdot 10^{-6}$. Таб. 3. Ил. 1. Библ. 4.

УДК 621.317.421.089.68

Исследование специального эталона единицы магнитной индукции переменного поля. *Калабин В. Н., Ковышева Т. А., Студенцов Н. В., Чернышев В. Е.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 9—17.

Описывается эталонный комплекс измерительных средств для воспроизведения и передачи образцовым средствам единицы магнитной индукции переменного поля в диапазоне частот 0—10 кГц. Эталонный комплекс состоит из катушки на кварцевом основании с повышенной однородностью магнитного поля и компенсационной установки для передачи размера единицы. Значение постоянной по магнитной индукции и частотной поправки получены единицы. Погрешность определения постоянной не превышает 0,05% во всем диапазоне частот. Компенсационная установка позволяет производить сравнение с эталонной катушкой образцовых мер магнитной индукции с постоянными 10^{-5} — 10^{-3} Т/А. Погрешность передачи размера единицы составляет не более 0,3% во всем диапазоне частот. Табл. 5. Ил. 2. Библ. 7.

УДК 621.317.421.088

Повышение точности измерения магнитной индукции вблизи больших ферромагнитных масс с помощью гальваномангнитных преобразователей. *Хорев В. Н., Щелкин А. П.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 17—21.

Показано, что при измерении магнитной индукции гальваномангнитными преобразователями вблизи ферромагнитных масс может возникать дополнительная аддитивная погрешность, обусловленная магнитным полем тока питания преобразователя и достигающая $1,5 \cdot 10^{-5}$ Т. Приведены рекомендации по ее уменьшению. Ил. 3. Библ. 1.

УДК 621.317.421 : 538.632

Тесламетр повышенной точности на эффекте Холла. *Вассерман М. И., Студенцов Н. В., Щелкин А. П.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 21—25.

Описан холловский тесламетр повышенной точности. Основная погрешность прибора равна 0,1% в диапазоне магнитной индукции 0,1—1 Т. Преобразователь Холла изготовлен из InSb с концентрацией носителей заряда $7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ и имеет малый температурный коэффициент постоянной Холла и температурный дрейф напряжения неэквивалентности. Э. д. с. Холла измеряется компенсационным методом. Магниты сопротивлений и преобразователь Холла питаются от идентичных стабилизаторов тока, собранных на транзисторах. Ил. 2. Библ. 8.

УДК 538.63 : 538.621

Методика корректировки неоднородности магнитного поля катушек магнитной индукции. *Хоров В. Н., Шафрин В. Я., Чичикова Г. И.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 25—28.

Рассматривается методика корректировки неоднородности магнитного поля, обусловленной неточностью изготовления катушек, путем шунтирования обмоток и небольшого сдвига секций. Методика проверена экспериментально на квадратной катушке Гельмгольца со стороной 2 м. Ил. 2.

УДК 621.317.411 : 621

Об анизотропии, вносимой в сердечники феррозонда полем возбуждения. *Афанасьев Ю. В.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 29—35.

Дано общее выражение для выходной в. д. с. феррозонда при произвольной ориентации векторов измеряемого и возбуждающего магнитных полей. Показано, что анизотропия, вносимая в сердечник полем возбуждения, оказывает влияние на положение магнитной оси феррозонда. Найдены коэффициенты пропорциональности между чувствительностями феррозондов с продольным и поперечным возбуждением. Табл. 1. Ил. 4. Библ. 9.

УДК 621.317.42.087

О погрешности регистрации параметров переменного магнитного поля многоканальными магнитоизмерительными системами. *Забия А. В., Малибаев В. М., Иудельман Е. Ш., Семенов В. Г.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 35—40.

Обоснован самовозврат многоканальных магнитоизмерительных систем и рассмотрены его погрешности. Применительно к светодуцевому осциллографу оценены систематические и случайные погрешности. Оценены погрешности метода светодуцевой осциллографии и даны практические рекомендации по ее снижению. Табл. 2. Ил. 3.

УДК 539.22 : 538

Обзор методов и средств измерения параметров магнитной анизотропии. *Кармешкин К. А.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 40—45.

Рассматриваются наиболее распространенные методы измерения параметров анизотропии в массивных образцах и ТМЛ. В результате сравнения методов сделан вывод, что наиболее перспективными с точки зрения достижимой точности являются методы вращающих моментов и ФМР. Библ. 15.

УДК 621.317.411.2 : 621.318.4

Средства поверки аппаратуры для определения температурного коэффициента начальной магнитной проницаемости. *Нагорная М. М., Чернышова Н. Г., Шелдуков О. И.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 45—48.

Приводятся результаты исследования установки для аттестации образцов, температурного коэффициента магнитной проницаемости, используемых при поверке рабочих приборов. Показана возможность создания мер температурного коэффициента индуктивности в виде катушек с ферромагнитными сердечниками. Табл. 5. Библ. 2.

УДК 621.318.132 : 538.614

Магнитоупряметр Фарадея для определения квазистатических магнитных параметров ферромагнитных материалов. *Чернышова Н. Г., Галахова С. Ф., Горбунов И. П., Жуков В. А., Сильванен Н. А.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 48—51.

Описывается магнитоупряметр Фарадея, предназначенный для аттестации стандартных образцов ферромагнитных материалов, прозрачных и видимом и ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. Прибор позволяет определять магнитные параметры отдельных участков образцов; магнитооптический угол вращения, коэрцитивную силу и эффективную намагниченность насыщения. Кроме того, магнитоупряметр позволяет регистрировать прямые намагничивания и перемагничивания по предельному и частям циклам, а также находить распределение скачков Баркгаузена из различных участков петли гистерезиса. Приводятся диаграммы характеристик и погрешности их определения. Ил. 1. Библ. 8.

УДК 621.317.735.083.92

Цифровой вольтметр средних значений. *Калман Л. М.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 52—54.

Рассматривается функциональная схема цифрового вольтметра средних значений для звукового диапазона частот на основе модифицированного метода статистических испытаний с повышенной скоростью сходимости. Сравниваются расчетные и экспериментальные погрешности. Табл. 1. Ил. 2. Библ. 3.

УДК 621.317.411 : 621.318.4

К расчету проицдаемости формы сердечников феррозондов. *Афанасьев Ю. В., Горюбий В. Н.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 55—62.

Анализируются влияние отношения размеров поперечного сечения на проицдаемость формы замкнутых сердечников. Установлена связь между проицдаемостями форм замкнутых и стержневых сердечников. На основе известной формулы Розенблатта предложена универсальная формула для расчета проицдаемости формы сердечников в различной конфигурации. Табл. 5. Ил. 4. Библ. 13.

УДК 621.318.1.012.6

Задачи метрологического обеспечения испытаний магнитных материалов в переменных полях звуковых частот. *Чечурина Е. Н., Калман Л. М.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 62—66.

Предложена поверочная установка высшей точности для средств определения динамических магнитных циклов с погрешностью на порядок меньшей, чем у рабочих средств измерения. Рассмотрен метод оценки погрешностей магнитоизмерительных установок при поверке их по стандартному образцу, магнитная характеристика которого предварительно определена с достаточно высокой точностью. Табл. 1. Ил. 2. Библ. 5.

УДК 621.318.124 : 538.22

Исследование методической погрешности определения магнитооптическим методом магнитных характеристик ферромагнетика. *Глазово С. Ф., Червинский М. М.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 68—73.

Анализируется работа магнитооптического прибора для определения магнитных характеристик тонких магнитных пленок. Впервые показано, что магнитооптический сигнал, регистрируемый при квазистатическом перемагничивании, содержит нелинейный член, свидетельствующий о вкладе в процесс перемагничивания прядель вектора намагниченности. Нелинейный член при регистрации петель гистерезиса следует рассматривать как методическую погрешность. Исключение этой погрешности достигается применением двухлучевой схемы магнитооптического прибора, либо использованием модуляции по азимуту плоскости поляризации. Ил. 3. Библ. 4.

УДК 621.317.421.089.62

Стабилизированный источник тока для питания мер магнитной индукции. *Борзанин К. К., Бажаларов А. А., Шифрин В. Я.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 73—75.

Описывается стабилизатор тока для питания мер магнитной индукции в диапазоне 0,05—1 А с температурной стабильностью 0,0015 %/град. Стабилизатор обеспечивает коэффициент стабилизации до 10^4 при изменении напряжения сети в пределах 220 ± 15 В и коэффициент стабилизации $2 \cdot 10^4$ при изменении сопротивления нагрузки.

УДК 621.317.4 : 681.332.35

Интегратор для стробоскопической магнитоизмерительной аппаратуры. *Орденко Э. Н.* — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 75—77.

Описывается интегратор с положительной обратной связью, выполненный на основе усилителя постоянного тока. Он применяется для интегрирования медленно меняющихся сигналов или для получения медленного линейного напряжения. Во втором случае схема прибора состоит всего из пяти элементов и имеет погрешность не более 2% при интегрировании в течение 1000 с. Выведена формула для расчета интегратора с положительной обратной связью. Ил. 1. Библ. 4.

УДК 621.317.4

Исследование методической погрешности определения магнитных характеристик магнитотвердых материалов при их квазистатическом перемагничивании. Маслов Ю. Н., Мозенко Б. А., Фридман М. И. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 78—80.

Показано, что результирующая погрешность определения магнитных характеристик при квазистатическом перемагничивании состоит из двух составляющих: 1) отношения приращении площади петли гистерезиса, обусловленного вихревыми токами в режиме линейно заменяющегося магнитного потока, к площади статической петли гистерезиса; 2) отношения удельной мощности вихревых токов при произвольной форме кривой индукционного потока к удельной мощности вихревых токов в режиме $\frac{d\Phi}{dt} = \text{const}$. Ил. 3.

Библи. 3.

УДК 621.317.4

Источники питания для магнитных измерений параметров материалов в квазистатических и синусоидальных режимах перемагничивания. Маслов Ю. Н. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 80—86.

Описываются источники питания, обеспечивающие квазистатические режимы перемагничивания при измерении параметров магнитотвердых материалов и синусоидальные — при перемагничивании магнитомягких. Приводятся технические характеристики источников питания. Табл. 1. Библи. 11.

УДК 621.317.43 : 669.14.012.6

Динамические магнитные характеристики электротехнической стали при подмагничивании перпендикулярным постоянным полем. Чечурин Е. Н., Курец В. Л., Плотников З. М. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 86—91.

Представлены результаты определения основных динамических характеристик электротехнической стали 344 на промышленной частоте в условиях подмагничивания ортогональным постоянным полем. Установлены качественные зависимости потерь на перемагничивание, динамической магнитной проницаемости и параметров динамического магнитного цикла от магнитной индукции, создаваемой постоянным полем. Табл. 1. Ил. 3. Библи. 10.

УДК 621.318.12

Измерительные устройства для определения параметров магнитотвердых покрытий импульсно-индукционным методом. Антонов В. Г. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 91—94.

Обсуждается расчет и конструирование измерительных устройств для испытаний тонких магнитотвердых покрытий импульсно-индукционным методом. Описывается методика измерений. Приводятся результаты экспериментального определения коэффициентов потокоослабления испытываемых образцов и измерительных преобразователей. Оцениваются погрешности измерений, обусловленные неточностью определения коэффициентов потокоослабления и эффектом «зеркальных изображений». Ил. 2. Табл. 1.

УДК 621.318.132.089.62

Установка с вибрационным преобразователем для измерения магнитных параметров стандартных образцов. Антонов В. Г., Курцов Г. С., Хорев В. Н. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений», 1975, вып. 180 (240), с. 94—98.

Описывается магнитометрическая установка с вибрирующим образцом, предназначенная для испытаний и аттестации в качестве стандартных образцов разнообразных ферромагнитных материалов. Образцы намагничиваются магнитным полем соленоида с водяным охлаждением, а магнитный момент их измеряется компенсационным методом. Рассматривается конструкция нового измерительного преобразователя, позволяющего существенно увеличить размеры испытываемых образцов. Описывается способ градуировки установки, оцениваются погрешности измерений. Ил. 3. Библи. 9. Табл. 1.

УДК 621.318.4 : 620.179.143

Методика расчета конструктивных параметров сеточных сердечников феррозондов. Бушнев Л. Я. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 99—103.

Различные типы феррозондов с сеточными сердечниками рассмотрены в рамках единой методики расчета их конструктивных параметров. Она устанавливает зависимость угла наклона отрезков стержней к образующей цилиндра от числа изогнутых стержней в сердечнике при заданной его высоте и диаметре, а также при заданной ширине или диаметре самих стержней. Приведены расчетные формулы и графики для сердечников феррозондов с различными метрологическими характеристиками. Ил. 3, Выбл. 4.

УДК 621.317.43

Стробоскопическое устройство для определения удельных потерь на перемагничивание ваттметровым методом. Уечурин Е. Н., Беридзе Д. Л. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 103—108.

Описывается стробоскопическое устройство для измерения потерь на перемагничивание в образцах ферромагнитных материалов, позволяющее расширить область применения малокосинусных ваттметров. Приводится схема согласующего устройства к ваттметрам типов Ф530 и Ф583, обеспечивающего требование заземления элементов стробоскопического преобразователя, позволяющего подключать ваттметр к стробоскопическому преобразователю без существенного повышения погрешности измерений. Ил. 4, Выбл. 3.

УДК 535.343.2 : 538.12

Экспериментальное исследование характеристик поглощения света квантовыми преобразователями в постоянных магнитных полях. Наумен А. П. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области магнитных измерений». 1975, вып. 180 (240), с. 108—113.

Наданы результаты экспериментального исследования формы сигналов резонансного поглощения света в щелочных металлах и показаны причины расхождения их с аналитическими кривыми, полученными решением уравнений Блоха. Даны рекомендации по оценке качества квантовых преобразователей методом медленного прохождения резонанса. Ил. 6, Выбл. 6.

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 180 (240)

Редактор Л. Ф. Сидовская
Технический редактор Э. Г. Маммова

Сдано в набор 23/IV 1975 г. Подписано к печати 15/VIII 1975 г.
М-53321. Формат 60×90¹⁶/₃₂. Бумага типографская № 3. Печ.
л. 7,5. Уч.-изд. л. 9,9. Тираж 1000 экз. Заказ № 866.
Цена 99 коп.

Ленинградское отделение издательства «Энергия»
19204, Ленинград, Марсово поле, 1.

Ленинградская типография № 4 Союзполиграфпрома при
Государственном комитете Совета Министров СССР по делам
издательства, полиграфии и книжной торговли. 196126,
Ленинград, Ф-126, Социалистическая ул., 14.

18.
19

20
21
22
23

24
25
26

27
28
29
30
31

32
33
34

35
36
37
38

Цена 99 коп.