

621.3
П 16

В. В. ПАНИН, Б. М. СТЕПАНОВ

ПРАКТИЧЕСКАЯ МАГНИТОМЕТРИЯ

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ С ПОМОЩЬЮ
ПАССИВНЫХ ИНДУКЦИОННЫХ И ХОЛЛОВСКИХ
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ



Москва
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»
1978

Глава 1

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ И ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ МАГНИТОМЕТРИИ

1.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В теории Максвелла под магнитным полем понимается одна из форм проявления электромагнитного поля; магнитное поле проявляется в некоторой системе координат в виде механических (пондеромоторных) сил, действующих только лишь на движущиеся электрически заряженные частицы и тела [3, 4, 9, 12, 14].

Основными характеристиками электромагнитного поля являются напряженность электрического поля E и магнитная индукция B .

Напряженность электрического поля E определяется соотношением

$$dF = dq E,$$

где dF — сила, действующая на некоторый неподвижный достаточно малый (элементарный) заряд dq .

Магнитная индукция B определяется соотношением

$$dF = I [d\ell \cdot B],$$

где dF — сила, действующая на элемент проводника $d\ell$, по которому протекает электрический ток силою I .

При рассмотрении электромагнитных полей в средах, где поле создается как внешними источниками, так и электрической поляризацией и намагничением этих сред, для удобства описания введены еще две характеристики электромагнитного поля: электрическая индукция D

$$D = \epsilon E \quad (1.1)$$

и напряженность магнитного поля H с помощью соотношения

$$\mu H = B. \quad (1.2)$$

В соотношениях (1.1) и (1.2) ϵ и μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Значения ϵ и μ зависят для данной среды от используемой системы единиц.

В том случае, если в качестве системы единиц измерения используется система единиц СИ, то

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r; \quad (1.3)$$

$$\mu = \mu_0 \mu_r, \quad (1.4)$$

где ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость среды; μ_r — относительная магнитная проницаемость среды; ϵ_0 — электри-

ческая постоянная, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$; μ_0 — магнитная постоянная, $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ Г/м}$.

Теория электромагнитного поля, позволяющая решать задачи, связанные с определением электрических и магнитных полей, создаваемых определенным распределением электрических зарядов и токов, формулируется в виде уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} H = j + \frac{\partial D}{\partial t}; \quad (1.5) \quad \operatorname{div} B = 0; \quad (1.7)$$

$$\operatorname{rot} E = - \frac{\partial B}{\partial t}; \quad (1.6) \quad \operatorname{div} D = q, \quad (1.8)$$

где q — плотность свободных электрических зарядов; j — плотность тока проводимости; $\frac{\partial D}{\partial t}$ — плотность тока смещения (система единиц измерения СИ).

Система уравнений Максвелла (1.5), (1.6), (1.7) и (1.8) дополняется так называемыми материальными уравнениями

$$D = \epsilon_r \epsilon_0 E; \quad (1.9)$$

$$B = \mu_r \mu_0 H; \quad (1.10)$$

$$j = \sigma (E + E_{\text{стор}}), \quad (1.11)$$

где σ — удельная электропроводность среды; $E_{\text{стор}}$ — напряженность сторонних электродвигущих сил, не относящихся к силам, создаваемым электромагнитным полем.

На границе раздела двух сред 1 и 2 выполняются граничные условия

$$D_{n2} - D_{n1} = v; \quad (1.12) \quad E_{t1} = E_{t2}; \quad (1.14)$$

$$B_{n1} = B_{n2}; \quad (1.13) \quad [n, H_2 - H_1] = s, \quad (1.15)$$

где n — нормаль к поверхности раздела, проведенная из среды 1 в среду 2; v — поверхностная плотность свободных зарядов; s — поверхностная плотность тока; E_t — тангенциальная составляющая вектора E на границе раздела; D_n и B_n — нормальные составляющие векторов D и B соответственно на границе раздела; нижний индекс 1 и 2 у компонент векторов указывает на то, к какой из сред (1 или 2) относится рассматриваемая характеристика на границе раздела.

Для наглядности описания свойств магнитного поля (как и в случае электрического поля) часто прибегают к рассмотрению силовых линий. Дифференциальное уравнение этих линий имеет вид

$$\frac{dx}{dH_x} = \frac{dy}{dH_y} = \frac{dz}{dH_z},$$

где H_x , H_y и H_z — проекции вектора H на оси OX , OY и OZ соответственно.

При графическом изображении магнитного поля магнитные силовые линии проводят обычно таким образом, чтобы число линий, пересекающих перпендикулярную к ним любую площадку с еди-

ничной площадью поверхности, было пропорциональным величине $|H|$.

Кратко остановимся на вопросе употребления единиц измерения магнитных величин.

Наиболее распространенными единицами измерения магнитных величин в настоящее время являются единицы СИ и гауссовой системы [13].

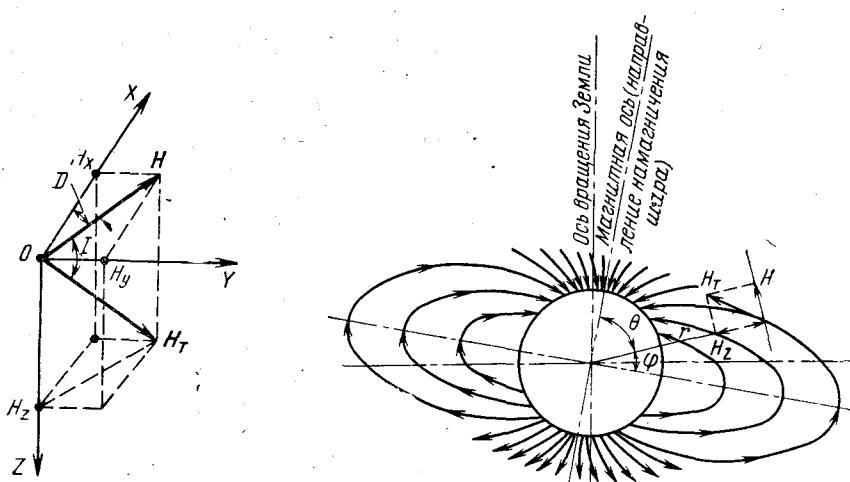


Рис. 1.1. Элементы земного магнетизма

Рис. 1.2. Магнитное поле Земли, рассматриваемое как поле однородно намагниченного шара

В табл. 1.1 приведены единицы измерения магнитных величин в системе СИ и в гауссовой системе, а также приведены соотношения между ними [13].

Для измерения напряженности слабых и сверхслабых магнитных полей широко применяются также внесистемные единицы измерения гамма (γ) и миллиэрстед ($m\text{Э}$):

$$1\gamma = 10^{-5} \text{Э} = \frac{10^{-2}}{4\pi} \text{ А/м}; \quad 1 \text{мЭ} = 10^{-3} \text{Э} = \frac{1}{4\pi} \text{ А/м.}$$

Для измерения напряженности сильных и сверхсильных магнитных полей широко применяются также внесистемные единицы измерения килоэрстед (kЭ) и мегаэрстед (MЭ):

$$1 \text{кЭ} = 10^3 \text{Э} = \frac{10^6}{4\pi} \text{ А/м}; \quad 1 \text{МЭ} = 10^6 \text{Э} = \frac{10^9}{4\pi} \text{ А/м.}$$

В технике измерений магнитного поля Земли приняты следующие определения (рис. 1.1): точка O — точка пространства, в которой происходит наблюдение магнитного поля Земли; прямоугольная правовинтовая система координат $OXYZ$ ориентирована отно-

сительно земного шара так, что ее ось OX направлена вдоль географического меридiana на Север, ось OY направлена вдоль географической параллели на Восток, а ось OZ — вертикально, вдоль земного радиуса. Напряженность магнитного поля Земли H_T в точке O выражается через свои проекции H_x , H_y и H_z на оси OX , OY и OZ :

$$H_T = H_x i + H_y j + H_z k,$$

где i , j и k — единичные базисные векторы, направленные вдоль осей OX , OY и OZ соответственно. Горизонтальная составляющая H напряженности магнитного поля Земли представляется в виде

$$H = H_x i + H_y j,$$

причем

$$|H| = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}.$$

Таблица 1.1

Физическая величина	Обозначение, принятые в книге	Единица измерения в СИ (МКСА)		Единица измерения в гауссовой системе (СГС)		Соотношение с единицей СИ
		Наимено-вание	Обозна-чение	Наимено-вание	Обозна-чение	
Магнитный поток	Φ	вебер	Вб	максвэлл	Мкс	$1 \text{ Мкс} = 10^{-8} \text{ Вб}$
Магнитная индукция	B	tesla	Т	гаусс	Гс	$1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Т}$
Напряженность магнитного поля	H	ампер на метр	A/m	эрстед	\mathcal{E}	$1 \mathcal{E} = 10^3/(4\pi) \times A/m = 79,577 \text{ A/m}$

Угол между плоскостью магнитного меридиана, определяемой осью OZ и горизонтальной составляющей H , и плоскостью географического меридиана XOZ называется магнитным склонением и обозначается буквой D . Угол D считается положительным, если H отклоняется к востоку от оси OX , и отрицательным в противоположном случае. Угол между векторами H_T и H называется магнитным наклонением и обозначается буквой I . Наклонение I положительно, когда $H_z > 0$ (что имеет место в южном магнитном полушарии), и отрицательно при $H_z < 0$ (что имеет место в северном магнитном полушарии).

Величины H_x , H_y , H_z , D и I носят название элементов земного магнетизма * [8, 18].

* В литературе по геомагнетизму вместо обозначений $|H_T|$, H_x , H_y и H_z обычно применяются обозначения T , X , Y и Z соответственно.

Линия, проходящая через те точки поверхности Земли, в которых годы сильной солнечной активности, которая имеет периодичность $H_z = 0$, называется магнитным экватором. Точки Земли, где $H_x = H_y = 0$, называются магнитными полюсами.

Многочисленными исследованиями показано, что в первом приближении магнитное поле Земли можно рассматривать как поле однородно намагниченного шара, ось намагничения которого отклоняется от оси его вращения приблизительно на $11,5^\circ$ (рис. 1.2). Величина $|H_t|$ достигает своего наибольшего значения на магнитных полюсах ($0,66 \text{ Э}$) и наименьшего — на магнитном экваторе ($0,33 \text{ Э}$). H_z изменяется от $0,66 \text{ Э}$ на полюсах до 0 Э на экваторе. $|H|$ изменяется от 0 Э на полюсах до $0,33 \text{ Э}$ на экваторе [8, 18].

Магнитное поле Земли, представляющее как поле однородно намагниченного шара, имеющего радиус R_3 и магнитный момент M_3 , называют нормальным полем Земли ($R_3 = 6,37 \cdot 10^3 \text{ км}$ — средний радиус земного шара, $M_3 = 8,3 \cdot 10^{25} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ — экспериментально определенный магнитный момент Земли).

Отклонения реальных значений элементов земного магнетизма от их нормальных значений для данной местности называются магнитными аномалиями. Как правило, физическими причинами существования таких аномалий являются породы, обладающие значительным остаточным намагничением. Аномальные магнитные поля могут быть большими и меньшими, чем нормальное поле Земли. Например, в районе Курской магнитной аномалии величина напряженности магнитного поля в некоторых участках достигает 2 Э . В同一 время в районе Ангаро-Илимских магнитных аномалий имеются участки, в которых напряженность магнитного поля имеет направление противоположное напряженности нормального магнитного поля Земли [8, 10, 18].

Наблюдения за элементами земного магнетизма показали, что ни один из них не остается постоянным во времени: все они непрерывно меняются, их временные изменения носят в первом приближении периодический характер. Эти изменения называются вариациями элементов земного магнетизма.

Вариации по характеру их изменения во времени принято делить на быстротечные — суточные (солнечные и лунные) вариации и медленные вариации — вековые вариации, имеющие периодичность 500—600 лет [10].

Солнечные суточные вариации имеют амплитуды, достигающие $\approx 40 \mu$; лунные суточные вариации имеют амплитуды $\approx 1 \mu$; вековые вариации таковы, что существуют области, в которых максимальная скорость изменения напряженности магнитного поля может составлять величину $\approx 100 \mu$ в год [8, 18].

В периоды солнечной активности имеют место возмущения магнитного поля Земли — магнитные бури. Во время сильной магнитной бури склонение изменяется на несколько градусов, а вертикальная и горизонтальная составляющие напряженности магнитного поля Земли — на тысячи гамм и более.

Магнитные бури обычно возникают в период весеннего и осеннего равноденствий. Сильные магнитные мировые бури возникают

В картине возникновения магнитных бурь также проявляется 27-суточная периодичность, равная периодичности вращения Солнца вокруг собственной оси.

Остановимся еще на одном виде возмущений магнитного поля Земли — магнитных полях, сопровождающих молнию. Величина индукции этих полей зависит от силы тока, протекающего в стволе молнии, и от расстояния от ствола молнии до точки наблюдения. Зарегистрированы максимальные токи, протекающие в стволе молний, составляющие сотни килоампер. Минимальные времена нарастания этих токов до максимального значения зависят от вида молний и заключены в интервале от нескольких сотен наносекунд до единиц микросекунд. Максимальные времена спада этих токов от максимального значения до нуля заключены в интервале от десятков микросекунд до единиц миллисекунд [11, 16].

Магнитные поля, создаваемые с помощью специальных устройств (источников магнитных полей), весьма широко используются в самых различных областях науки, техники, быта.

Магнитные поля можно охарактеризовать в первую очередь следующими показателями:

значением индукции или напряженности;

характером изменения во времени; постоянные поля и переменные поля (периодически изменяющееся поле, например, изменяющееся по гармоническому закону, или апериодически изменяющееся поле, например, поле имеющее вид однократных импульсов);

занимаемым полезным объемом (так называемым рабочим объемом), т. е. объемом, в пределах которого поле имеет требуемые характеристики;

характером поведения магнитных силовых линий в рабочем объеме (например, однородные и неоднородные поля).

Постоянные магнитные поля с заданными пространственными характеристиками, получаемые с помощью постоянных магнитов с железными сердечниками, имеют напряженность, не превышающую 20 кЭ (из-за насыщения железа). Постоянные магниты без железных сердечников, имеющие специальные системы охлаждения обмоток, позволяют получать поля с напряженностью в сотни килоэрстед [5].

Получение постоянных магнитных полей с напряженностью более 1 МЭ в ближайшем будущем, по-видимому, ожидать не следует. Лишь импульсные магнитные поля, получаемые в настоящее время, имеют напряженность более 1 МЭ [6].

Импульсные магнитные поля с напряженностью в единицы МЭ уверенно получаются в настоящее время на установках, состоящих из накопителя энергии (емкостного или индуктивного — магнитного), первичного источника энергии и витков специальной конструкции. Эти установки работают следующим образом. В течение сравнительно длительного времени (минуты, десятки минут) накопитель энергии заряжается от источника энергии, а затем с помощью спе-

циального коммутирующего устройства накопитель подключается к виткам и разряжается на них. Импульс тока, протекающий при этом по виткам, создает импульс магнитного поля. Длительность такого импульса может составлять величину от единиц до десятков и сотен миллисекунд, а передний фронт — от десятков до сотен и более наносекунд [6]. Рабочие объемы, в которых получаются такие магнитные поля, составляют единицы кубических сантиметров.

Еще более сильные магнитные поля получают при помощи так называемых магнитокумулятивных генераторов. Сначала способом описанным выше, получают начальное поле с напряженностью не сколько МЭ в некотором исходном объеме, а затем путем взрыва взрывчатого вещества осуществляется быстрое сжатие («схлопывание») этого объема, вследствие чего резко возрастает напряженность магнитного поля. Наиболее сильные магнитные поля, получаемые таким образом, имели максимальную напряженность около 25 МЭ [6].

Магнитные (электромагнитные) поля, специально создаваемые в различного рода установках для достижения определенных целей, обычно простираются далеко за пределы рабочих объемов этих установок и являются, как правило, помехонесущими магнитными (электромагнитными) полями для другой аппаратуры. В некоторых случаях эти поля могут быть использованы для определения местоположения источника электромагнитного излучения и получения некоторой полезной информации о нем.

Другим важным видом магнитных (электромагнитных) помехонесущих или разрушающих полей являются поля, не специально создаваемые, а возникающие при различного рода взрывных явлениях. Так, в частности, известно, что взрыв химического вещества, атомный или термоядерный взрывы сопровождаются возникновением электромагнитного импульса [17].

При определении характера зависимости индукции \mathbf{B} от радиус-вектора \mathbf{r} различают однородные поля

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \equiv \text{const}(\mathbf{r})$$

и неоднородные

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{var}(\mathbf{r}).$$

При рассмотрении характера зависимости индукции \mathbf{B} от времени t различают постоянные поля

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \equiv \text{const}(t)$$

и переменные

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{var}(t).$$

Распространенными случаями переменных магнитных полей являются так называемые импульсные магнитные поля, которые в зависимости от характера изменения во времени индукции \mathbf{B} , могут быть периодическими или непериодическими. Частным случаем импульсных непериодических магнитных полей являются однократные

всплески, исследование характеристик которых — наиболее трудное дело.

Условно и довольно произвольно в зависимости от величины B магнитные поля могут быть классифицированы (табл. 1.2):

Таблица 1.2

Диапазон	Нижняя граница, Гс	Верхняя граница, Гс
Весьма слабые поля	Менее 10^{-3}	10^{-3}
Слабые поля	10^{-3}	10^3
Средние поля	10^3	10^4
Сильные поля	10^4	10^5
Очень сильные поля	10^5	10^6
Сверхсильные поля	10^6	Более 10^6

1.2. МАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ (МАГНИТОМЕТРИЯ). ОСНОВНЫЕ ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Предмет магнитометрии. Две ее ветви

В настоящее время термин «магнитные измерения» или употребляемый вместо него эквивалентный термин «магнитометрия» применяют в двояком смысле.

Во-первых, под магнитными измерениями понимаются измерения параметров или характеристик магнитных полей, например, таких, как проекций вектора магнитной индукции \mathbf{B} , модуля этого вектора $|B|$, проекций вектора $\text{grad } |B|$, направляющих косинусов вектора \mathbf{B} в некоторой системе координат и т. д.

Во-вторых, под магнитными измерениями понимаются измерения характеристик магнитных материалов или характеристик их магнитного состояния, например, таких, как намагниченности J , магнитной восприимчивости χ , магнитной проницаемости μ , коэрцитивной силы и т. д. [19].

Настоящая книга посвящена изложению методов и средств измерения характеристик магнитных полей, поэтому в дальнейшем термин «магнитные измерения» или «магнитометрия» мы будем употреблять именно в этом смысле.

Магнитометрический преобразователь. Магнитометр

Допустим, что имеется пространство, заполненное магнитным полем, которое характеризуется вектором магнитной индукции

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t),$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор; t — время.

Предположим, что имеется столь малое по размерам устройство, в пределах объема которого с допустимой погрешностью вектор $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r})$ можно считать постоянным. Пусть это устройство расположено в точке пространства, определяемой радиусом-вектором (т. е. точка \mathbf{r} находится внутри объема, занятого устройством). Допустим, что выходной сигнал устройства y зависит определенным образом от индукции $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$.

Устройство, реализующее с допустимой погрешностью определенную связь между (входной) величиной $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ и выходной

$$y = \varphi[\mathbf{B}] = \varphi[\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)],$$

где φ — некоторый оператор, сопоставляющий векторной функции времени \mathbf{B} скалярную функцию времени y , будем называть магнитометрическим преобразователем, а процесс его работы — измерительным преобразованием.

Заметим, что выходной сигнал y может достаточно просто зависеть от \mathbf{B} , например, возможна зависимость

$$y = A(\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_0), \quad (1.16)$$

где A — константа; \mathbf{n}_0 — единичный вектор, характеризующий направление некоторой оси, жестко связанной с телом магнитометрического преобразователя. Соотношение (1.16) может быть представлено в виде

$$y = \Psi(\mathbf{B}),$$

где Ψ — скалярная функция векторного аргумента \mathbf{B} .

В то же время возможна и более сложная зависимость величины y от \mathbf{B} , например, возможна зависимость

$$y = A_1 \int_0^t \Psi_1(\mathbf{B}) dt + A_2 \Psi_2(\mathbf{B}) + A_3 \frac{d}{dt} \Psi_3(\mathbf{B}), \quad (1.17)$$

где A_i — константы; Ψ_i — некоторые скалярные функции векторного аргумента ($i=1, 2, 3$).

При проектировании магнитометрических преобразователей приходится, как правило, стремиться к достижению простейших связей между y и \mathbf{B} . Это обстоятельство является одной из причин того, что мы условились выше рассматривать лишь малые по размерам преобразователи.

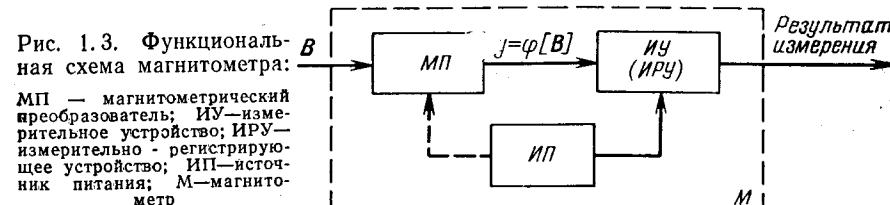
Процессы измерительного преобразования величины вида $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ в некоторую (например, электрическую) величину $\varphi[\mathbf{B}]$ и последующего измерения величины φ с допустимой погрешностью будем называть магнитными измерениями.

Результатом измерения величины $\varphi[\mathbf{B}]$ является получение информации о некоторой характеристике магнитного поля в точке \mathbf{r} , характеристика магнитного поля, о которой получается информация, определяется конкретным видом зависимости $\varphi[\mathbf{B}]$ и способом последующей обработки результатов измерений.

Устройства, позволяющие производить с допустимой погрешностью магнитные измерения и получать информацию о некоторой

характеристике магнитного поля в заданной точке пространства в требуемой форме, будем называть магнитометрическими приборами или магнитометрами.

На рис. 1.3 приведена упрощенная функциональная схема магнитометра.



Некоторые задачи, связанные с измерением параметров магнитных полей

При проведении магнитных измерений в точке пространства с помощью магнитометрических преобразователей обычно имеют место следующие случаи:

а) преобразователь типа 1. Измеряется проекция B_n вектора магнитной индукции \mathbf{B} на некоторую ось n (рис. 1.4), которая жестко связана с телом преобразователя:

$$B_n = (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_0),$$

где \mathbf{n}_0 — единичный вектор, направленный вдоль оси n ; W — передаточная функция, характеризующая преобразователь как линейную систему (если входным сигналом считать $B_n(t)$);

б) преобразователь типа 2. Измеряется модуль вектора магнитной индукции $|\mathbf{B}|$.

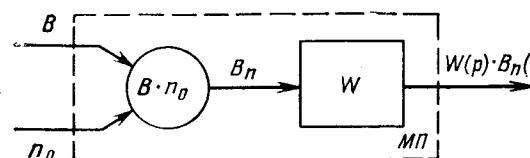


Рис. 1.4. Функциональная схема магнитометрического преобразователя (МП) типа 1

С помощью трех преобразователей типа 1, жестко смонтированных на общей платформе, можно, например, провести измерения трех проекций вектора магнитной индукции B_x , B_y и B_z , в некоторой системе координат $OXYZ$, связанной с этой платформой.

Имея результаты измерений трех проекций B_x , B_y и B_z , можно далее вычислить $|\mathbf{B}| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$, а затем направляющие косинусы вектора \mathbf{B} :

$$\cos \alpha = \frac{B_x}{|\mathbf{B}|}; \quad \cos \beta = \frac{B_y}{|\mathbf{B}|}; \quad \cos \gamma = \frac{B_z}{|\mathbf{B}|},$$

зная которые, можно решить задачу ориентации подвижной платформы определенным образом относительно направления вектора \mathbf{B} в точке r .

Кроме этого, например, с помощью двух преобразователей типа 1, способных измерять B_n и расположенных друг от друга вдоль оси n_0 на расстоянии Δn , можно определить величину

$$\frac{\partial}{\partial n_0} B_n = \frac{\partial}{\partial n_0} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_0) \approx \frac{B_{n1} - B_{n2}}{\Delta n},$$

где B_{n1} — показание одного первичного преобразователя, а B_{n2} — показание другого.

С помощью достаточного числа первичных преобразователей типа 1, расположенных определенным образом в некотором объеме, можно исследовать конфигурацию магнитного поля в этом объеме.

Применяя преобразователи типа 2, можно способом, подобным описанному выше, вычислить величину $\frac{\partial}{\partial n_0} |\mathbf{B}|$, а также с помощью достаточного числа преобразователей типа 2 можно исследовать поведение функции $|\mathbf{B}| = |\mathbf{B}(r, t)|$ в некотором заданном объеме.

1.3. МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Основные характеристики магнитометрических преобразователей

A. Передаточная функция, частотная характеристика, амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики

Для исследования свойств магнитометров (например, пассивных индукционных магнитометров) удобным является аппарат передаточных функций, широко применяемый в теории автоматического регулирования [15].

Если на вход линейного устройства, т. е. устройства, работа которого описывается линейными дифференциальными уравнениями с постоянными коэффициентами, поступает сигнал $x(t)$, являющийся скалярной функцией времени и оригиналом, а выходным сигналом является $y(t)$, то, записывая дифференциальное уравнение устройства в операторном виде (при нулевых начальных условиях), можно найти

$$Y(p) = W(p)X(p),$$

где $X(p)$ и $Y(p)$ — преобразование Лапласа $x(t)$ и $y(t)$ соответственно, а $W(p)$ — дробно-рациональная функция дифференциального оператора p , вид которой полностью определяется видом дифференциального уравнения устройства [15].

Функция $W(p)$ является передаточной функцией устройства.

В теории автоматического регулирования установлен и исследован ряд типовых передаточных функций, соответствующих некоторым простейшим типовым устройствам — так называемым типовым звеньям [15].

Применительно к магнитометрическим преобразователям передаточные функции могут использоваться лишь в том случае, если выходной сигнал преобразователя $y(t)$ оказывается зависящим от некоторой характеристики вектора $\mathbf{B}(t)$, являющейся скалярной функцией времени и оригиналом, например, изображение выходного сигнала преобразователя $Y(p) = W(p)B_n(p)$, где $B_n(p)$ — изображение проекции вектора \mathbf{B} на ось, направление которой задается вектором n_0 ; $W(p)$ — передаточная функция преобразователя по отношению к входному сигналу $B_n(t)$.

Если в выражении $W(p)$ заменить оператор p на произведение $j\omega$, где $j^2 = -1$, а ω — круговая частота, то функция $W(j\omega)$ будет называться частотной характеристикой. Запишем $W(j\omega)$ в показательной форме:

$$W(j\omega) = |W(j\omega)| e^{j \arg W(j\omega)},$$

где $|W(j\omega)|$ — амплитудно-частотная характеристика, а $\arg W(j\omega)$ — фазочастотная характеристика.

Б. Чувствительность

В интервале рабочих частот (f_n , f_v) измерительного преобразователя, являющегося линейной системой, т. е. в интервале частот, в пределах которого находится спектр преобразуемого сигнала, с допустимой погрешностью должны выполняться следующие условия:

$$W(j\omega) = W \equiv \text{const}(j\omega) \quad \left. \begin{array}{l} \arg W(j\omega) = 0^* \\ \end{array} \right\} \text{при } f_n \leq \frac{\omega}{2\pi} \leq f_v.$$

При этом вещественную величину W называют чувствительностью; f_n и f_v — нижняя и верхняя соответственно граничные частоты интервала рабочих частот.

Иногда на частоте $f = \omega/2\pi$ чувствительностью называют величину $|W(j\omega)|$.

Величину $W(0) = W_c$ обычно называют статической чувствительностью.

В. Порог чувствительности

При отсутствии сигнала на входе преобразователя $x(t) = 0$, его выходной сигнал $y(t) = y_0(t)$ обычно не равен тождественно нулю:

$$y_0(t) \neq 0.$$

В общем случае $y_0(t)$ можно представить как сумму неслучайной составляющей $y_{0n}(t)$ и случайной составляющей $y_{0c}(t)$:

$$y_0(t) = y_{0n}(t) + y_{0c}(t).$$

* В более общем случае $\arg W(j\omega)$ должна быть линейной функцией частоты.

Именно наличие $y_{0c}(t)$ и порождает такую ситуацию, когда малым входным сигналам преобразователя соответствуют неразличимые сигналы на его выходе. Обычно $y_{0c}(t)$ называют шумом преобразователя.

Часто $y_{0c}(t)$ может рассматриваться как эргодический случайный процесс с нулевым средним, который может быть охарактеризован величиною $\overline{y_{0c}^2} = \int_{f_n}^{f_B} S(f) df$, где $S(f)$ — спектральная плотность мощности процесса $y_{0c}(t)$.

Чтобы количественно охарактеризовать нечувствительность преобразователя к малым входным сигналам, обусловленную наличием шумов, преобразователь характеризуют порогом чувствительности.

Обычно под порогом чувствительности преобразователя понимают тот минимальный входной сигнал x_{\min} , который порождает различимый с определенной вероятностью q на фоне шумов выходной сигнал преобразователя. При этом считается определенной процедура различения и в этом случае можно записать

$$x_{\min}(q) = \frac{K(q)\sqrt{\overline{y_{0c}^2}}}{W},$$

где $K(q)$ — коэффициент, зависящий от вероятности q , от статистических свойств случайного процесса $y_{0c}(t)$ и от установленной процедуры различения.

При малых входных сигналах в характере их преобразования может играть определенную роль нелинейность в зависимости $y = y(x)$, которой можно было пренебречь при больших входных сигналах. Например, возможна нелинейность зависимости $y(x)$ типа «звено нечувствительности» [15]. В этом случае порог чувствительности преобразователя начинает зависеть сложным образом не только от перечисленных выше факторов, но и от конкретного характера нелинейности в зависимости $y = y(x)$ при малых x .

Г. Динамический диапазон

Обычно преобразователь характеризуется не только порогом чувствительности x_{\min} , но и максимальным входным сигналом x_{\max} , до которого нелинейные искажения на выходе еще не превышают допустимых при определенном способе измерения этих искажений.

Как правило, преобразователь характеризуется динамическим диапазоном, который определяется либо в виде интервала (x_{\min}, x_{\max}) , либо в виде отношения $D = x_{\max}/x_{\min}$.

Д. Диаграмма направленности

Магнитометрические преобразователи могут быть преобразователями направленного и ненаправленного действия. Преобразова-

тель направленного действия — это преобразователь, выходной сигнал которого зависит от направления вектора B в некоторой системе координат, жестко связанной с его телом. В противном случае преобразователь называется преобразователем ненаправленного действия.

Можно указать некоторую ось, связанную с телом преобразователя направленного действия. От угла между осью и вектором B зависит выходной сигнал преобразователя. При этом выходной сигнал максимальен, когда вектор B направлен вдоль этой оси, и минимальен, когда B перпендикулярен к ней. Такая ось называется магнитной осью магнитометрического преобразователя.

Пусть направление магнитной оси характеризуется единичным вектором n_0 . В плоскости, определяемой векторами B и n_0 , можно построить в полярных координатах график зависимости модуля результирующей чувствительности $W_{\text{рез}}$ магнитометрического преобразователя от угла θ между векторами B и n_0 , т. е. $|W_{\text{рез}}| = |W_{\text{рез}}(\theta)|$. Этот график обычно называют диаграммой направленности магнитометрического преобразователя. $W_{\text{рез}}$ находится по отношению к гармоническому входному сигналу $B(t)$, характеризующему полностью вектор $B(t)$, при условии, что последний постоянно направлен вдоль одной и той же прямой (т. е. $B(t)$ является проекцией вектора $B(t)$ на эту прямую).

В случае преобразователя ненаправленного действия $W_{\text{рез}} = \text{const}(\theta)$ и диаграмма направленности является окружностью.

Если при $|B| \neq 0$ $W_{\text{рез}} = A \frac{B}{|B|} n_0$, где A — некоторая константа, то диаграмма направленности имеет вид восьмерки (см. рис. 2.5).

Е. Погрешности преобразования

В силу ряда причин измерения проводятся с некоторыми погрешностями. Абсолютная погрешность Δx определяется как разность между значением величины $x_{\text{из}}$, полученным в результате измерений, и истинным значением измеряемой величины x , т. е. $\Delta x = x_{\text{из}} - x$; относительная погрешность измерений определяется как отношение $\Delta x/x$; измерительные преобразователи также часто характеризуют приведенной погрешностью измерений: $\frac{|\Delta x|_{\text{макс}}}{|x|_{\text{макс}}} \cdot 100\%$, где $|\Delta x|_{\text{макс}}$ — максимальное по модулю значение абсолютной погрешности измерений, а $|x|_{\text{макс}}$ — максимальное (пределное) по модулю значение величины, измеряемой прибором.

В зависимости от характера и причин их возникновения погрешности измерений могут быть разделены на систематические и случайные.

Погрешности измерений, остающиеся постоянными или изменяющимися по детерминированному закону при повторных измерениях одной и той же величины, называются систематическими. Эти погрешности могут быть изучены, определены и учтены путем введения поправок в результаты измерений.

Случайными погрешностями измерений называются погрешности, изменяющиеся случайным образом при повторных измерениях одной и той же величины. Случайные погрешности не могут быть полностью устраниены из результатов измерений, однако в результате обработки данных нескольких измерений с помощью методов теории вероятностей и математической статистики можно получить более точный результат по сравнению с результатом, получаемым при единичном измерении.

Значение абсолютной погрешности измерений может зависеть или не зависеть от значения измеряемой величины. В первом случае погрешность называют мультипликативной, а во втором — аддитивной. Часто на практике значение мультипликативной погрешности измерений линейным образом зависит от значения измеряемой величины. Мультипликативные и аддитивные погрешности измерений могут быть систематическими и случайными.

Погрешность измерений, возникающая при нормальных условиях, соответствующих условиям, при которых производилась градуировка преобразователя, называется основной погрешностью.

Погрешность, которая возникает только при проведении измерений в условиях, отличных от нормальных, называется дополнительной погрешностью. Например, из-за изменения температуры может возникнуть дополнительная температурная погрешность.

Рассмотрим далее в качестве примера погрешности магнитометра направленного действия, измеряющего проекцию вектора \mathbf{B} на магнитную ось n . Допустим, что нам нужно измерить этим прибором проекцию \mathbf{B} на некоторую ось в пространстве, определяемую единичным вектором i . Для этого мы ориентируем магнитометр таким образом, чтобы вектор n_0 совпал с вектором i . Очевидно, что установка прибора будет выполнена с некоторой погрешностью. Пусть $\Delta\alpha$ — угол между n_0 и i . Измеренный выходной сигнал прибора y_{iz} связан с его входным сигналом \mathbf{B} соотношением $y_{iz} = W(\mathbf{B} \cdot n_0) + y_0$, где W — реальная чувствительность прибора; y_0 — смещенный нуль прибора. В идеальном случае должно было бы быть $y = B_i W = W_n (\mathbf{B} \cdot i) = W_n |\mathbf{B}| \cos \alpha$, где W_n — номинальная чувствительность прибора, которой согласно ранее проведенной градуировке должен обладать прибор; α — угол между векторами \mathbf{B} и i . Абсолютная ошибка измерений в данном случае будет выражаться соотношением

$$\Delta B_i = \frac{y_{iz} - y}{W_n} \approx |\mathbf{B}| \cos \alpha \frac{\Delta W}{W_n} - |\mathbf{B}| \sin \alpha \cdot \Delta\alpha + \frac{y_0}{W_n},$$

где $\Delta W = W - W_n$; B_i — проекция \mathbf{B} на ось i .

Мультипликативная погрешность $|\mathbf{B}| \cos \alpha (\Delta W / W_n)$ вызвана отличием реальной чувствительности прибора от его номинальной чувствительности. Причины этого отличия могут быть самыми разнообразными: разрегулировка узлов прибора, изменение внешних условий работы (например, изменение температуры) и т. д. Важно отметить, что данная погрешность измерений может быть связана с линейными (частотными) и нелинейными искажениями сигнала преобразователем.

Мультипликативная погрешность — $|\mathbf{B}| \sin \alpha \cdot \Delta\alpha$ вызвана погрешностью ориентации магнитной оси n .

Аддитивная погрешность y_0 / W_n обусловлена смещением нуля прибора.

Если погрешности ΔW , $\Delta\alpha$ и y_0 имеют случайный характер, то числовые характеристики случайной величины ΔB_i (математическое ожидание, дисперсия и т. д.) выражаются через числовые характеристики случайных величин ΔW , $\Delta\alpha$ и y_0 согласно соответствующим результатам теории вероятностей.

В общем случае в точке расположения магнитометрического преобразователя могут действовать некоторые скалярные или векторные физические величины (помимо магнитной индукции), например, может действовать разность температур $\Delta T^\circ = T^\circ - T_n^\circ$ (где T° — истинная температура, T_n° — температура, соответствующая нормальным условиям), или напряженность электрического поля E .

По отношению к скалярной величине, например, разности температур ΔT° может быть введена чувствительность преобразователя $W_T(j\omega) = \Delta y_T(j\omega) / \Delta T^\circ(j\omega)$, где Δy_T — приращение выходного сигнала преобразователя, обусловленное действием ΔT° .

Если приращение выходного сигнала преобразователя, обусловленное действием в точке его расположения векторной величины E , зависит от направления вектора E в некоторой системе координат, жестко связанной с телом преобразователя, то можно найти такое направление E , при котором приращение выходного сигнала преобразователя (для фиксированной величины $|E|$) будет наибольшим. Для этого направления можно ввести чувствительность

преобразователя $W_E(j\omega) = \frac{\Delta y_E(j\omega)}{\Delta E(j\omega)}$, где Δy_E — приращение выходного сигнала преобразователя, обусловленное приращением $\Delta E = \Delta |E|$.

Согласно вышеизложенной терминологии Δy_T и Δy_E являются дополнительными погрешностями. Обычно при проектировании преобразователя ставится условие, ограничивающее величину дополнительной погрешности при его эксплуатации в реальных условиях.

При измерениях быстропеременных магнитных полей (например, импульсных) вопрос экспериментального определения величины Δy_E приобретает особую актуальность, так как возможен такой случай, когда эта величина оказывается соизмеримой с величиной полезного сигнала.

Основные физические законы и явления, применяемые для построения магнитометрических преобразователей

В данном разделе будут перечислены некоторые физические законы и явления, наиболее широко применяемые при построении магнитометрической аппаратуры. Такими законами и явлениями являются следующие [2].

Закон электромагнитной индукции Фарадея состоит в том, что в контуре, находящемся в магнитном поле с индукцией \mathbf{B} , возникает электродвижущая сила \mathcal{E} , равная взятой со знаком минус производной по времени от потока магнитной индукции через (движущийся и деформируемый в общем случае) контур:

$$\mathcal{E} = \int_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S},$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля; t — время, первый интеграл вычисляется по контуру C ; второй интеграл вычисляется по любой гладкой поверхности S , натянутой на контур C ; $d\mathbf{l}$ — элемент контура; $d\mathbf{S}$ — элемент поверхности.

Эффект Холла состоит в возникновении поперечной разности потенциалов (ЭДС Холла) в металле или полупроводнике, по которым протекает электрический ток, при их помещении в магнитное поле, перпендикулярное к направлению тока; например, если в магнитное поле помещена металлическая или полупроводниковая длинная и тонкая пластина, по которой течет продольный электрический ток I , а поле перпендикулярно к плоскости пластины, то на противоположных ее краях возникает разность потенциалов

$$U = R_h \frac{B_z I}{d},$$

где d — толщина пластины; R_h — постоянная Холла, которая зависит лишь от свойств вещества, из которого выполнена пластина; B_z — составляющая \mathbf{B} , нормальная к плоскости пластины.

Эффект магнитосопротивления (или эффект Гаусса) состоит в наличии зависимости удельного сопротивления металла или полупроводника от магнитного поля; например, в случае полупроводников, имеющих носители зарядов одного знака, справедливо соотношение

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = A \mu^a B^a,$$

где μ — подвижность носителей тока; в случае слабых полей ($\mu B \ll 1$) $a \approx 2$; в случае сильных полей ($\mu B \gg 1$) $a \approx 1$; A — коэффициент формы; B — индукция магнитного поля.

Ядерным парамагнитным резонансом называется явление избирательного поглощения (излучения) электромагнитного поля веществом во внешнем постоянном магнитном поле, обусловленное переходами ядер вещества между зеемановскими энергетическими подуровнями. Резонансная частота $v_{\text{я.пр}}$ поглощаемого (излучающего) электромагнитного поля для переходов, подчиняющихся правилу отбора для магнитного (внутреннего) квантового числа m_J , $\Delta m_J = \pm 1$, равна

$$v_{\text{я.пр}} = \frac{g \mu_{\text{яд}} H}{h},$$

где g — фактор расщепления для ядра; $\mu_{\text{яд}}$ — ядерный магнетон; H — напряженность внешнего магнитного поля; h — постоянная Планка (в гауссовой системе) [2].

Электронным парамагнитным резонансом называется явление избирательного поглощения (излучения) электромагнитного поля веществом во внешнем магнитном поле, обусловленное переходами атомных электронов вещества между зеемановскими энергетическими подуровнями. Резонансная частота $v_{\text{э.пр}}$ поглощаемого (излучающего) электромагнитного поля для переходов, подчиняющихся правилу отбора по магнитному квантовому числу m , $\Delta m = \pm 1$, выражается соотношением

$$v_{\text{э.пр}} = \frac{g \mu_B H}{h},$$

где g — фактор Ланде; μ_B — магнетон Бора; H — напряженность внешнего постоянного магнитного поля; h — постоянная Планка.

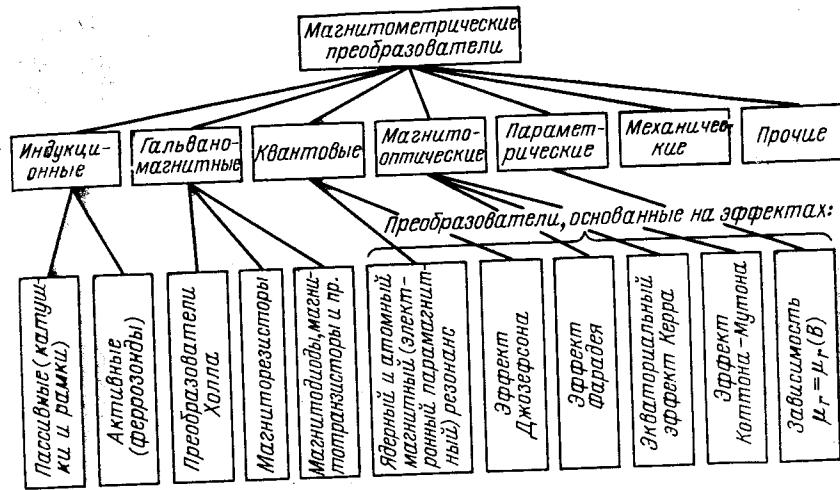


Рис. 1.5. Классификация магнитометрических преобразователей по принципу различия используемого физического явления

Магнитооптическим эффектом Фарадея называется явление вращения оптически неактивным веществом под действием магнитного поля плоскости поляризации света, распространяющегося вдоль направления магнитного поля. Угол поворота плоскости поляризации ϕ :

$$\phi = VIB,$$

где B — индукция однородного магнитного поля; l — длина пути света в веществе; V — постоянная Верде, значение которой в общем случае зависит от природы и температуры вещества и от длины волны света. Знак вращения отсчитывается для наблюдателя, смотрящего вдоль магнитного поля; положительное направление вращения соответствует вращению по часовой стрелке.

Эффектом Джозефсона называют явление протекания сверхпроводящего тока через тонкий слой диэлектрика, разделяющий два сверхпроводника.

Если ток через слой диэлектрика (контакт Джозефсона) не превышает определенной величины, называемой критическим током, то падение напряжения на контакте равно нулю (стационарный эффект Джозефсона); в противном случае на контакте возникает отличное от нуля падение напряжения U и контакт начинает излучать электромагнитное поле частоты $v = 2eU/h$, где e — заряд электрона; h — постоянная Планка; последний случай соответствует нестационарному эффекту Джозефсона.

Так как критический ток оказывается зависящим от внешнего магнитного поля, то открывается возможность использования эффекта Джозефсона в магнитометрии [7].

Существует еще ряд физических явлений, которые могут быть использованы для измерения параметров магнитных полей, однако на практике они используются в магнитометрии гораздо реже по сравнению с перечисленными выше явлениями [2].

Магнитометрические преобразователи обычно классифицируют по виду физического закона или явления, положенного в основу их функционирования (рис. 1.5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. — Л.: Энергия, 1972. — 272 с.
2. Вонсовский С. В. Магнетизм. — М.: Наука, 1971. — 1032 с.
3. Джексон Дж. Классическая электродинамика. — М.: Мир, 1965. — 702 с.
4. Зоммерфельд А. Электродинамика. — М.: ИЛ, 1958. — 502 с.
5. Карцев В. П. Магнит за три тысячелетия. — М.: Атомиздат, 1972. — 160 с.
6. Кислпель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972. — 392 с.
7. Кулик И. О., Янсон И. К. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. — М.: Наука, 1970. — 272 с.
8. Логачев А. А., Захаров В. П. Магниторазведка. — Л.: Недра, 1973. — 352 с.
9. Никольский В. В. Электродинамика и распространение волн. — М.: Наука, 1973. — 608 с.
10. Почтарев В. И. Земля — большой магнит. — Л.: Геометеоиздат, 1974. — 160 с.
11. Сингер С. Природа шаровой молнии. — М.: Мир, 1973. — 240 с.
12. Смайт В. Электростатика и электродинамика. — М.: ИЛ, 1954. — 604 с.
13. Таблицы физических величин: Справочник/ Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. — 1008 с.
14. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1976. — 616 с.
15. Теория автоматического регулирования/ Под ред. В. В. Солодовникова, книга I. — М.: Машиностроение, 1976. — 768 с.
16. Юман М. Молния. — М.: Мир, 1972. — 328 с.
17. Ядерный взрыв в космосе, на земле и под землей: Сб. статей/ Под ред. С. Л. Давыдова. — М.: Воениздат, 1974. — 236 с.
18. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Т. I. — Л.: Изд. ЛГУ, 1964. — 440 с.
19. Чернышев Е. Т. и др. Магнитные измерения. — М.: Издательство Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при СМ СССР, 1969. — 248 с.

Глава 2

ПАССИВНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ

К пассивным индукционным магнитометрическим преобразователям относятся приборы, работа которых основана на использовании явления возникновения ЭДС электромагнитной индукции $e(t)$ в контуре, пронизываемом потоком магнитной индукции $\Phi(t)$:

$$e(t) = -\frac{d\Phi}{dt},$$

где t — время, причем источником энергии выходного сигнала первичного пассивного индукционного магнитометрического преобразователя является электромагнитное поле. Первичным пассивным индукционным магнитометрическим преобразователем обычно является либо один виток металлической проволоки, либо совокупность витков — катушка, которая может иметь или не иметь ферромагнитный сердечник-концентратор магнитного поля.

Частным случаем пассивных индукционных магнитометрических преобразователей является преобразователь переменного тока, широко известный под названием «пояс Роговского».

В данной работе рассматриваются лишь пассивные индукционные магнитометрические преобразователи, линейные размеры элементов первичных преобразователей которых (общая длина провода катушки, размеры собственно катушки, размеры ферромагнитного сердечника) малы по сравнению с длиной волны электромагнитного поля, магнитная индукция которого измеряется. При измерении индукции магнитных полей, имеющих значительные пространственные градиенты, линейные размеры первичных преобразователей должны быть столь малыми, чтобы в пределах объемов, ими занимаемых, изменения индукции не превышали некоторой, наперед заданной, малой величины, т. е. чтобы измерения были точечными.

2.1. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА И ПАРАМЕТРЫ КАТУШКИ

Эквивалентная схема катушки

На рис. 2.1 изображена структурная схема первичного пассивного индукционного магнитометрического преобразователя, состоящего в общем случае из каркаса, с расположенной на нем обмоткой (из катушки) и концентратора магнитного поля, т. е. сердечника. Не нарушая общности рассмотрения, можно считать, что выходной сигнал первичного преобразователя снимается с помощью коаксиального кабеля, нагруженного на резистор, сопротивление которого равно волновому сопротивлению кабеля R_B . Таким обра-

зом, можно считать, что отражения сигнала в кабеле со стороны резистора R_b отсутствуют.

Катушка с сердечником С, обмотка которой имеет w витков металлической проволоки (в частном случае $w=1$), представляет

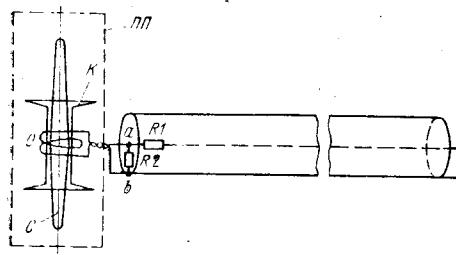


Рис. 2.1. Структурная схема первичного пассивного индукционного магнитометрического преобразователя:
ПП—первичный преобразователь; К—каркас; О—обмотка; С—сердечник

собой в общем случае диэлектрический каркас, изготовленный из материала с малым углом электрических потерь. Выводы катушки обычно (это особенно важно при измерениях индукции сильных импульсных магнитных полей) плотно скручиваются в возможно более короткую «косичку», чтобы минимизировать площади паразитных контуров, пронизываемых магнитным полем; концы a , b скрученных выводов обмотки катушки подсоединяются к центральной жиле кабеля через резистор, имеющий сопротивление R_1 , и к оплётке кабеля соответственно; к концам a , b также подсоединяется резистор, имеющий сопротивление R_2 (в частном случае каждый из указанных резисторов может отсутствовать: $R_1=0$, $R_2=\infty$). Резисторы R_1 и R_2 обычно выбираются миниатюрными, а кабель крепится к концам катушки с помощью разъема. Тщательное выполнение конструкции этого узла (концы обмотки катушки a , b , резисторы R_1 и R_2 , разъем, конец коаксиального кабеля) должно обеспечить минимизацию площади паразитных контуров, пронизываемых магнитным полем.

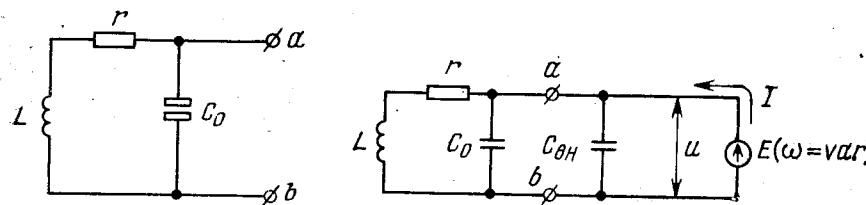


Рис. 2.2. Эквивалентная схема катушки:

r —активное сопротивление катушки; L —индуктивность катушки; C_0 —собственная емкость катушки

Рис. 2.3. Схема эксперимента по определению параметров катушки (измерители U и I не показаны)

В качестве материала провода катушки чаще всего выбирается материал с высокой электропроводностью (меди, в некоторых случаях алюминий). Ферромагнитные сердечники (если они имеются) обычно бывают пермаллоевыми (при измерениях параметров

низкочастотных слабых и весьма слабых магнитных полей) или ферритовыми (при измерениях параметров высокочастотных слабых магнитных полей).

Катушка или один виток, рассматриваемые со стороны своих выводов a , b как нагрузка для некоторого источника ЭДС или тока, представляют собою некоторое комплексное сопротивление, количественные характеристики которого могут быть отражены с помощью эквивалентной схемы катушки, изображенной на рис. 2.2.

Доказать правильность представления комплексного сопротивления катушки с помощью эквивалентной схемы (см. рис. 2.2) не просто; более того при слишком высоких частотах для многослойных катушек, не удовлетворяющих ранее сформулированным нами требованиям, такая схема может вообще неправильно отражать характер комплексного сопротивления катушки. При более детальном анализе оказывается, что емкостные связи между отдельными элементами обмотки катушки носят существенно распределенный характер, что особенно проявляется на высоких частотах при работе с многослойными катушками, когда представление катушки эквивалентной схемой с сосредоточенной емкостью C_0 может приводить к неправильному отражению реального характера комплексного сопротивления катушки. Тем не менее на практике при выполнении оговоренных выше условий работы преобразователя приближение, даваемое рассматриваемой эквивалентной схемой катушки, является вполне удовлетворительным.

Определенным аргументом в пользу представления катушки рассматриваемой эквивалентной схемой является то обстоятельство, что если к выводам катушки подключить дополнительный внешний конденсатор, имеющий емкость $C_{\text{вн}}$ (рис. 2.3), то характер экспериментально наблюдаемой зависимости $Z_{ab}(j\omega)=\frac{U(j\omega)}{I(j\omega)}$ как раз и может быть объяснен справедливостью обсуждаемой эквивалентной схемы. Однако при значительном уходе вверх за частоту, соответствующую первому резонансу, особенно в случае многослойных катушек, иногда приходится наблюдать еще несколько резонансов: именно в этой области частот обсуждаемая эквивалентная схема перестает быть справедливой.

Если при двух близких известных значениях емкостей $C_{\text{вн}1}$ и $C_{\text{вн}2}$, отличающихся друг от друга на несколько процентов, экспериментально определить резонансные частоты f_{p1} и f_{p2} , то на основе известного соотношения

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L(C_0 + C_{\text{вн}})} - \frac{r^2}{L^2}} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{L(C_0 + C_{\text{вн}})}} \quad (2.1)$$

(при $r \ll \sqrt{L(C_0 + C_{\text{вн}})}$)

можно определить L и C_0 . Иногда L определяют другим способом, а затем, зная L и определяя f_p для одного известного значения $C_{\text{вн}}$, на основании соотношения (2.1) находят C_0 .

Следует заметить, что при более детальном анализе оказывает-

ся, что имеется слабая зависимость между значением C_0 , найденным описанным выше способом, и значением $C_{\text{вн}}$ (иными словами между C_0 и интервалом частот, в котором производится определение C_0). Однако при выполнении оговоренных ранее условий работы первичного преобразователя наличием этой слабой зависимости на практике можно пренебречь. В дальнейшем, учитывая сделанные оговорки, будем считать, что приведенная эквивалентная схема катушки является приемлемой. Для некоторых конфигураций катушек оказывается возможным найти аналитические зависимости L и C_0 от числа витков катушки ω и от геометрических параметров катушки (см. приложение 2.2).

Активное сопротивление катушки

Активное сопротивление катушки r может быть представлено в виде

$$r = r_{\text{пр}} + r_{\text{п}},$$

где $r_{\text{пр}}$ — сопротивление провода обмотки катушки, обусловленное потерями в проводе при прохождении по нему тока. В случае, когда скин-эффектом можно пренебречь, $r_{\text{пр}} = 4\sigma l / \pi d^2$, где σ — удельное сопротивление материала провода, d — диаметр провода, l — длина провода. С ростом частоты это сопротивление растет из-за скин-эффекта [3, 10]; $r_{\text{п}}$ — сопротивление потерь, которое обусловлено: потерями в диэлектриках (в каркасе катушки, в изоляции проводов, в ряде расположенных деталях из диэлектрика); потерями, обусловленными возникновением вихревых токов в рядом расположенных деталях из проводящего материала (шасси, соседние провода, экраны и т. д.); при наличии ферромагнитных сердечников — потерями в них; в эти потери входят потери на гистерезис, потери на вихревые токи и так называемые дополнительные потери; потерями на электромагнитное излучение. Все перечисленные выше составляющие $r_{\text{п}}$ растут с ростом частоты. Точный расчет $r_{\text{п}}$ является затруднительным, однако согласно [10, 13] для прикидочных расчетов можно полагать, что $0,3r_{\text{пр}} \leq r_{\text{п}} \leq 2r_{\text{пр}}$.

После того, как на основании прикидочных расчетов катушка изготовлена, можно провести экспериментальное определение ее параметров. Сначала описанным ранее способом определяются параметры L и C_0 , а затем по той же схеме эксперимента (см. рис. 2.3) определяется активное сопротивление r катушки следующим способом. Для некоторого значения $C_{\text{вн}}$ определяется резонансная частота f_p и добротность катушки (контура) Q , а затем на основании известных из радиотехники соотношений для высокодобротного контура определяется активное сопротивление катушки:

$$r = r_{\text{пр}} + r_{\text{п}} \approx \frac{1}{2\pi f_p Q (C_0 + C_{\text{вн}})} = \frac{2\pi f_p L}{Q}.$$

Согласно вышесказанному при этом будет иметься некоторая слабая зависимость найденного таким способом значения r от значения $C_{\text{вн}}$, т. е. будет иметься зависимость значения r от интервала частот, в котором проводятся измерения.

В сильных магнитных полях сопротивление $r_{\text{пр}}$ возрастает вследствие проявления эффекта магнитосопротивления.

В заключение данного раздела подчеркнем, что активное сопротивление r уединенной катушки всегда не больше активного сопротивления неуединенной катушки.

Индуктивность катушки

При протекании по уединенной катушке, имеющей индуктивность L , тока $I(t)$ возникает потокосцепление Ψ ($\Psi = \sum_{i=1}^w \Phi_i$, где Φ_i — поток магнитной индукции, пронизывающий контур, образованный i -м витком; w — число витков катушки), которое выражается соотношением $\Psi(t) = LI(t)$.

Энергия W_m возникающего при этом магнитного поля выражается соотношением $W_m = \frac{1}{2}LI^2$, а наводимая в катушке ЭДС самоиндукции \mathcal{E} имеет вид $\mathcal{E} = -\frac{d\Psi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}$ (здесь мы имеем в виду, что L не зависит от t).

Индуктивность проводящего тела L (при отсутствии намагничающих сред) может быть выражена в виде

$$L = \frac{10^{-7}}{I^2} \iint_{VV'} \frac{j(r)j(r')}{|r-r'|} dV dV', \quad (2.2)$$

где L выражается в генри; интегрирование распространяется по всему объему $V(V')$ проводника, по которому протекает постоянный ток I ; $r(r')$ — радиус-вектор; $j(j')$ — плотность тока [16]. Таким образом из (2.2) вытекает, что индуктивность проводящего тела зависит в общем случае от его конфигурации, размеров и от расположения электропроводности по объему проводника и не зависит от силы тока I , протекающего по проводящему телу [16]. При однородном проводнике индуктивность проводящего тела зависит лишь от его конфигурации и размеров.

Допустим теперь, что рассматриваемая катушка окружена другими проводящими телами, в которых могут наводиться токи Фуко. Рассмотрим влияние этих токов на параметры катушки с помощью частотных методов анализа.

Допустим, что исследуемая катушка (рис. 2.4), обладающая индуктивностью L и активным сопротивлением r (собственной емкостью катушки мы здесь пренебрегаем), индуктивно связана с другой катушкой, обладающей индуктивностью L' , активным сопротивлением r' и подключенной к нагрузке $Z_H = R_H + jX_H$. Пусть M — взаимная индуктивность катушек.

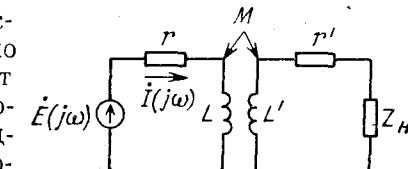


Рис. 2.4. Индуктивно связанные катушки

В этом случае можно показать, что под действием источника ЭДС величины $\dot{E}(j\omega)$ в исследуемой катушке будет протекать ток

$$I(j\omega) = \frac{\dot{E}(j\omega)}{(r + R_{\text{вн}}) + j(\omega L' - X_{\text{вн}})}, \quad (2.3)$$

где $R_{\text{вн}}$ и $X_{\text{вн}}$ — вносимые из вторичного контура в первичный активные и реактивные сопротивления, которые выражаются соотношениями

$$R_{\text{вн}} = \frac{\omega^2 M^2 (r' + R_{\text{н}})}{(r' + R_{\text{н}})^2 + (\omega L' + X_{\text{н}})^2}; \quad (2.4)$$

$$X_{\text{вн}} = \frac{\omega^2 M^2 (\omega L' + X_{\text{н}})}{(r' + R_{\text{н}})^2 + (\omega L' + X_{\text{н}})^2}. \quad (2.5)$$

Из выражений (2.3), (2.4), (2.5) следует, что если рассматриваемая катушка будет окружена проводящими телами, то из-за токов Фуко, наводимых в них, ее активное сопротивление и индуктивность будут (по отношению к генератору $E(j\omega)$) меняться из-за вносимых сопротивлений: активное сопротивление возрастает на величину $R_{\text{вн}}$, а индуктивность уменьшится на величину $X_{\text{вн}}/\omega$ [3].

Наличие вблизи катушки тел, состоящих из намагничиваемых веществ, приводит к увеличению индуктивности катушки.

Например, если плоская петля произвольной формы лежит на плоской поверхности полубесконечного пространства, заполненного веществом с относительной магнитной проницаемостью μ_r , то, пренебрегая полем внутри провода, можно показать, что индукция этой петли увеличивается в $2\mu_r/(\mu_r+1)$ раз по сравнению со случаем уединенной петли [15].

Собственная емкость катушки

Собственная емкость C_0 катушки, за исключением простейших случаев, не поддается расчету.

Собственная емкость C_0 катушки зависит в общем случае от конфигурации катушки, числа ее витков и способа их укладки, материала каркаса катушки и его диаметра, наличия ферромагнитного сердечника и его диаметра, от наличия пропитки обмотки и вида пропитывающих веществ, от наличия электростатического экрана и его конфигурации.

Собственная емкость C_0 однослойной катушки, у которой длина не превышает ее диаметра, примерно прямо пропорциональна диаметру катушки [3, 10, 11].

Более плотная укладка соседних витков катушки (уменьшение шага намотки) сопровождается увеличением C_0 , поэтому с целью уменьшения C_0 в многовитковых катушках применяют секционную намотку [10, 11, 13].

Многовитковые и многослойные катушки могут иметь собственную емкость, составляющую сотни пФ; в то же время маловитко-

вые однослойные катушки могут иметь собственную емкость, составляющую единицы, десятки пикофарад.

Величина собственной емкости катушек с гладким каркасом на (10...40%) меньше собственной емкости катушек, каркасы которых имеют нарезку под витки.

Собственная емкость C_0 катушки растет с ростом диэлектрической проницаемости материала каркаса катушки, а также с ростом диаметра сердечника, когда он становится близким к диаметру витков обмотки.

Собственная емкость C_0 может возрасти в несколько раз после пропитки ее обмотки некоторыми видами лаков и компаундов.

При наличии электростатического экрана собственная емкость C_0 катушки в общем случае возрастает и возрастает тем сильнее, чем ближе участки внутренней поверхности экрана к виткам катушки.

Диаграмма направленности и эффективная площадь катушки

ЭДС \mathcal{E} , наводимая в плоском неподвижном произвольной формы витке тонкого металлического провода внешним магнитным полем, имеющим индукцию $\mathbf{B}(t)$, при условии малости линейных размеров этого витка выражается соотношением

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{S}) = -S \frac{d}{dt}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_0) = -S \frac{dB_n}{dt}, \quad (2.6)$$

где Φ — поток магнитной индукции, пронизывающий виток; S — вектор, модуль которого $|S|$ равен площади S контура, охватываемого витком, а направление характеризуется единичным вектором $\mathbf{n}_0 = S/S$, который нормален к плоскости витка; B_n — проекция вектора \mathbf{B} на направление \mathbf{n}_0 .

Легко показать, что результирующая передаточная функция рассматриваемого витка

$$W_{\text{рез}}(p) = \frac{\mathcal{E}(p)}{B(p)} = -pS \cos \theta,$$

где θ — угол между векторами \mathbf{B} и \mathbf{n}_0 , а вектор \mathbf{B} изменяется по величине вдоль одного и того же направления по закону $B(t)$, поэтому диаграмма направленности рассматриваемого витка $|W_{\text{рез}}| = |W_{\text{рез}}[\theta]|$ имеет вид правильной восьмерки, а магнитной осью может быть названа ось, нормальная к плоскости витка и проходящая, например, через его центр тяжести (рис. 2.5).

Введем теперь прямоугольную систему координат $OXYZ$, ось OZ которой направим вдоль \mathbf{n}_0 , начало системы координат O поместим, например, в центр тяжести рассматриваемого контура, а ось

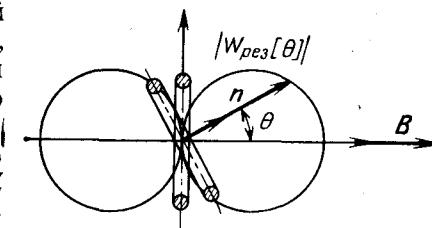


Рис. 2.5. Диаграмма направленности плоского витка

OX расположим произвольным образом в плоскости витка. Сформируем несколько витков (для упрощения рассмотрения близких перегибов провода, что в конечном итоге неважно) так, чтобы виток стал неплоским. ЭДС \mathcal{E} , наводимая магнитным полем деформированного витка, будет выражаться соотношением

$$\mathcal{E} = -\frac{d}{dt} \int_{\Omega} B d\sigma = -\frac{d}{dt} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{S}) = -S \frac{d}{dt} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_{01}) = -S \frac{d\mathbf{B}_n}{dt}, \quad (2.7)$$

где S — вектор, проекции которого выражаются соотношениями

$$S_a = \int_{\Omega} d\sigma_a, \quad a = x, y, z;$$

Ω — некоторая произвольная гладкая поверхность, натянутая на деформированный контур; $d\sigma_x$, $d\sigma_y$ и $d\sigma_z$ — проекции ориентированного элемента $d\sigma$ поверхности Ω ; поверхностный интеграл в случае необходимости вычисляется отдельно по частям поверхности Ω так, чтобы на этих частях элемент поверхности $d\sigma$ был однозначной функцией координат x, y, z ;

$$n_{01} = S / |S|, \quad S = |S| = \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2}.$$

Из сравнения выражений (2.6) и (2.7) можно сделать вывод о том, что деформированный контур (в смысле вычисления наводимой в нем ЭДС \mathcal{E} внешним магнитным полем) можно заменить некоторым эквивалентным плоским контуром, площадь S которого и нормаль n_{01} полностью определяются конфигурацией деформированного контура.

Рассмотрим теперь катушку в некоторой системе координат $OXYZ$, ось OZ которой направлена, например, вдоль геометрической оси катушки, центр O совпадает с центром тяжести катушки, а ось OX расположена произвольным образом в плоскости, перпендикулярной к оси OZ ; пусть катушка имеет w витков, каждый из которых характеризуется вектором S_i , не совпадающим в общем случае по направлению с осью OZ ; в этом случае результирующая ЭДС \mathcal{E} , наводимая внешним магнитным полем в обмотке катушки, будет выражаться соотношением

$$\mathcal{E} = \sum_{i=1}^w -\frac{d}{dt} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{S}_i) = -\frac{d}{dt} \left(\mathbf{B} \sum_{i=1}^w \mathbf{S}_i \right) = -\frac{d}{dt} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{S}_k), \quad (2.8)$$

$$\text{где } S_k = \sum_{i=1}^w S_i.$$

Из выражения (2.8) следует, что катушку (в смысле вычисления в ней ЭДС, наведенной внешним магнитным полем) можно заменить некоторым эквивалентным плоским контуром, имеющим площадь $S_k = |S_k| = \left| \sum_{i=1}^w S_i \right|$ и магнитную ось, определяемую единицным вектором $\mathbf{n}_0 = S_k / |S_k|$. Таким образом, мы видим, что магнитная ось реальной катушки в общем случае может не совпадать с ее геометрической осью.

Магнитные сердечники и их влияние на параметры катушки

Для увеличения чувствительности первичных пассивных индукционных преобразователей часто используют концентраторы магнитного поля — сердечники катушки, изготовленные из веществ, магнитная проницаемость которых $\mu_r \gg 1$. Обычно при измерениях низкочастотных магнитных полей используют пермаллоевые сердечники, а при измерениях высокочастотных магнитных полей — ферритовые.

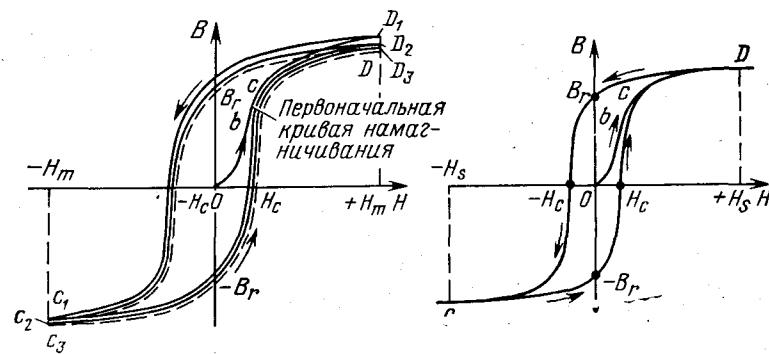


Рис. 2.6. Явление гистерезиса [14]

На рис. 2.6 изображена петля гистерезиса ферромагнетика (ферримагнетика), которая характеризует свойства магнитного материала и может быть получена экспериментально, например, с помощью кольцевого образца с намагничающей обмоткой [19].

Основными параметрами установившейся петли гистерезиса, получаемой при циклическом перемагничивании вещества, являются максимальная величина намагничающего (размагничающего) поля H_m ($-H_m$), остаточная индукция B_r и коэрцитивная сила H_c .

Если H_m больше некоторой величины H_s , называемой полем насыщения, то при циклическом перемагничивании вещества точка (B, H) , изображающая состояние вещества, будет перемещаться по некоторому предельному гистерезисному циклу; при этом B_r и H_c принимают максимальные (пределные) значения, которые являются характеристиками магнитного вещества.

Если мы начнем движение из точки O , то изображающая точка (B, H) будет перемещаться по первоначальной кривой намагничивания $O - b - c$ (см. рис. 2.6).

Если же, начав движение из точки O , мы будем далее совершать циклическое перемагничивание вещества при размахе пере-

магничивающего поля $\pm H_m$, то при $0 < H_m < H_s$ установившийся цикл (при некоторой заданной погрешности измерений) будет достигаться уже не сразу, а лишь после достаточно большого числа перемагничиваний.

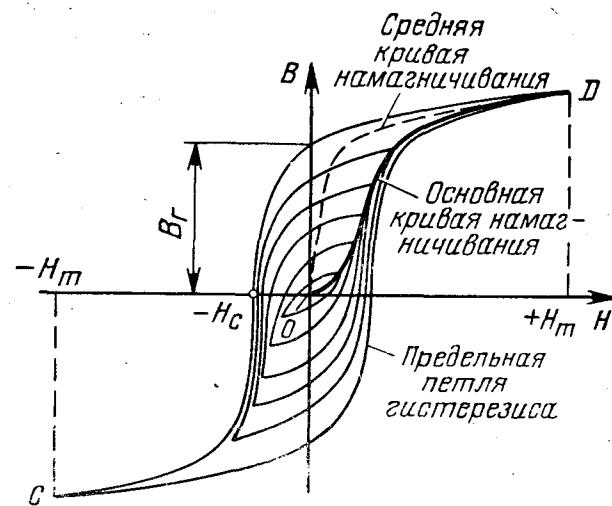


Рис. 2.7. Симметричные петли гистерезиса, образующиеся при циклическом перемагничивании вещества [14]

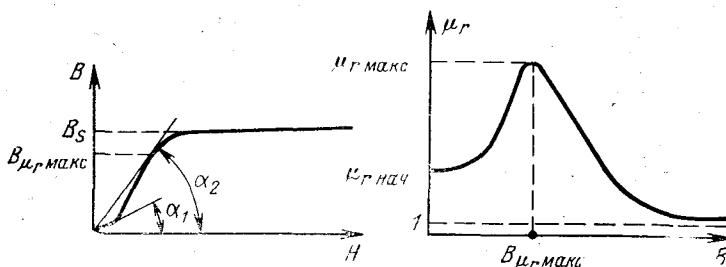


Рис. 2.8. Кривые относительной магнитной проницаемости вещества:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \mu_r \text{ нач}; \operatorname{tg} \alpha_2 = \mu_r \text{ макс}$$

При $B_r/B_s \rightarrow 1$ форма петли гистерезиса становится близкой к прямоугольной, в связи с чем в случае веществ с прямоугольной петлей гистерезиса отношение B_r/B_s называют коэффициентом прямоугольности петли гистерезиса.

На рис. 2.7 показано семейство симметричных петель гистерезиса, образующихся при циклическом перемагничивании вещества при различных H_m . Начиная с $H_m = H_s$ при дальнейшем увеличении H_m площадь, заключенная внутри петли гистерезиса, перестает увеличиваться; петля гистерезиса, соответствующая значению

$H_m \geq H_s$ называется предельной петлей гистерезиса или предельным гистерезисным циклом. Кривая, соединяющая вершины вложенных друг в друга симметричных петель гистерезиса, называется основной кривой намагничивания.

Относительная магнитная проницаемость вещества $\mu_r(H) = \frac{1}{\mu_0} \frac{B(H)}{H}$ обычно находится по основной кривой намагничивания $B = B(H)$ (рис. 2.8). На этом рисунке отмечены начальная относительная магнитная проницаемость $\mu_r \text{ нач} = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B(H)}{H}$ и максимальная относительная магнитная проницаемость $\mu_r \text{ макс}$, которые являются также характеристиками магнитного вещества.

Неоднозначная в общем случае зависимость $B = B(H)$ усложняет описание свойств преобразователей с магнитными сердечниками. Поэтому часто при достаточно узкой предельной петле гистерезиса материала прибегают к упрощению, состоящему в том, что магнитную индукцию считают однозначной нечетной функцией напряженности магнитного поля: $B = -B(-H)$. Так, в качестве однозначной функции $B = B(H)$ иногда выбирают основную кривую намагничивания или среднюю кривую намагничивания, определяемую как

$$B(H) = \frac{\vec{B}(H) + \vec{B}(H)}{2},$$

где $\vec{B}(H)$ и $\vec{B}(H)$ соответствуют восходящей и нисходящей ветвям предельной петли гистерезиса (см. рис. 2.7) [14].

Часто для анализа формы кривой выходного напряжения катушки с магнитным сердечником необходимо знать величину $\mu_d = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}$, которая называется дифференциальной магнитной проницаемостью. Дифференциальную магнитную проницаемость находят обычно по средней кривой намагничивания или по основной кривой намагничивания.

В табл. 2.1 приведены характеристики некоторых марок железоникелевых сплавов (пермаллоев) (см. ГОСТ 10160—62).

Таблица 2.1

Марка сплава	$\mu_r \text{ нач}$	$\mu_r \text{ макс}$	H_c , А/м	B_s , Т	Q_s , мкОм·м
74НМД	(2...4)·10 ⁴	(0,8...1,1)·10 ⁵	1...3	0,6	0,65
76НХД	(1,5...2)·10 ⁴	(1...1,5)·10 ⁵	2...3	0,75	0,57
79НМ	(2...3)·10 ⁴	(1,2...1,6)·10 ⁵	1...2	0,85	0,55
79НМ-У	(3...5)·10 ⁴	(1,5...3)·10 ⁵	0,5...1,0	0,75	0,58
80НХС	(3...7)·10 ⁴	(1,5...3)·10 ⁵	0,8...1,6	0,65	0,62

В табл. 2.2 приведены характеристики некоторых марок ферритов — неметаллических соединений из смеси окислов железа, никеля, цинка, марганца, меди и других металлов [18].

Таблица 2.2

Марка материала	$\mu_{\text{нач}}$	$\mu_{\text{макс}}$	Параметры петли гистерезиса при $H_m = 800 \text{ А/м}$			$f_{\text{кр}}, \text{ МГц}$	$Q, \text{ Ом} \cdot \text{м}$
			$B_m, \text{ Т}$	$B_r, \text{ Т}$	$H_c, \text{ А/м}$		
6000НМ	4800...8000	10000	0,355	0,135	6	0,005	0,1
3000НМ	2700...3500	5200	0,37	0,10	10	0,15	0,5
1000НМ	800...1200	2000	0,35	0,11	28	0,7	0,5
1000НН	800...1200	3000	0,28	0,083	30	0,4	20
200НН	130...250	300	0,19	0,096	96	3,0	10^3
150ВЧ	130...170	350	0,27	0,13	200	25,0	10^4

В табл. 2.2 индукция, соответствующая напряженности магнитного поля H_m , обозначена через B_m . Частота, на которой тангенс угла потерь феррита достигает значения 0,1, обозначена через $f_{\text{кр}}$.

При помещении сердечника эллипсоидальной формы из однородного изотропного магнитного материала с относительной магнитной проницаемостью $\mu_r \gg 1$ во внешнее однородное магнитное поле внутри сердечника магнитное поле оказывается также однородным (строго говоря, это справедливо для постоянных и медленно меняющихся магнитных полей). Связь в этом случае между индукцией \mathbf{B} внутри сердечника и напряженностью \mathbf{H} внешнего магнитного поля записывается в виде матричного соотношения

$$\begin{pmatrix} B_a \\ B_b \\ B_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_0 \mu_a & 0 & 0 \\ 0 & \mu_0 \mu_b & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \mu_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_a \\ H_b \\ H_c \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

где a , b и c — длины полуосей эллипсоидального сердечника; μ_i ($i=a, b, c$) — проницаемость сердечника вдоль i -й полуоси; B_i и H_i ($i=a, b, c$) — проекции векторов \mathbf{B} и \mathbf{H} на соответствующие полуоси эллипсоида. При этом справедливы соотношения [1]:

$$\mu_i = \frac{\mu_r}{1 + N_i(\mu_r - 1)}; \quad (2.10)$$

$$N_a + N_b + N_c = 1, \quad (2.11)$$

где N_i — коэффициент размагничивания сердечника вдоль i -й полуоси; $i=a, b, c$.

Таким образом, из (2.9) следует, что

$$B_a = \mu_0 \mu_a H_a; \quad B_b = \mu_0 \mu_b H_b; \quad B_c = \mu_0 \mu_c H_c.$$

Если сердечник имеет форму вытянутого эллипсоида вращения ($a \geq b = c$), то справедливы соотношения

$$N_a = \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} \ln (\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1}) - 1; \quad N_b = N_c = \frac{1 - N_a}{2},$$

где $\lambda = a/b = a/c \geq 1$.

Если $\lambda \gg 1$, то $N_a \ll 1$, а $N_b = N_c \approx 0,5$; если при этом $N_a \mu_r \gg 1$, то $\mu_a \approx N_a \gg 1$, а $\mu_b = \mu_c \approx 2$.

В табл. 2.3 приведены значения N_a и $N_b = N_c$ для некоторых значений λ .

Таблица 2.3

λ	N_a	$N_b = N_c$
1,0	1/3	1/3
10	$1,99 \cdot 10^{-2}$	0,49005
100	$4,3 \cdot 10^{-4}$	0,4998
1000	$6,601 \cdot 10^{-6}$	0,499997

Пусть θ — угол между вектором \mathbf{B} и большей полуосью эллипсоида, а φ — угол между вектором \mathbf{H} и той же полуосью; легко показать, что справедливо следующее соотношение

$$\theta = \arctg \left(\frac{\mu_b}{\mu_a} \operatorname{tg} \varphi \right). \quad (2.12)$$

При $\lambda \gg 1$ и $N_a \mu_r \gg 1$, как следует из соотношения (2.12), $\theta = \arctg \left(\frac{2}{N_a^{-1}} \operatorname{tg} \varphi \right)$. Например, при $\varphi \leq \pi/4$ и $N_a^{-1} \geq 10^3$ угол $\theta < 2 \cdot 10^{-3}$ рад; таким образом, мы видим, что вектор \mathbf{B} внутри эллипсоида отклоняется по отношению к вектору \mathbf{H} в сторону большей полуоси; однако при конечных λ и μ_r и при $\varphi \rightarrow \pi/2$ угол $\theta \rightarrow \pi/2$.

Из выражения (2.10) следует, что в случае эллипсоида вращения

$$\mu_a < \mu_r, \quad \mu_b = \mu_c < \mu_r,$$

однако при $\mu_r \rightarrow \infty$ $\mu_i \rightarrow \frac{1}{N_i}$ ($i=a, b, c$).

При наличии дестабилизирующих факторов, изменяющих величину μ_r на величину $\Delta \mu_r$, величина μ_a изменяется на величину $\Delta \mu_a$, удовлетворяющую соотношению

$$\frac{\Delta \mu_a}{\mu_a} \approx \frac{1 - N_a}{[1 + N_a(\mu_r - 1)]} \frac{\Delta \mu_r}{\mu_r}. \quad (2.13)$$

Из (2.13) вытекает, что при не слишком больших λ , когда $N_a \mu_r \gg 1$,

$$\Delta \mu_a / \mu_a \ll \Delta \mu_r / \mu_r.$$

Например, при $\lambda=100$ ($N_a \approx 4,3 \cdot 10^{-4}$) и $\mu_r \approx 10^5$

$$\Delta\mu_a/\mu_a \approx 2,2 \cdot 10^{-2} \Delta\mu_r/\mu_r.$$

Таким образом, увеличивая λ , мы, с одной стороны, выигрываем в величине μ_a , но при этом проигрываем в ее стабильности.

Пусть материал сердечника характеризуется идеализированной зависимостью $B=B(H)$, изображенной на рис. 2.9 (наличием петли гистерезиса мы здесь для упрощения рассмотрения пренебрегаем). На этом рисунке B_s — индукция насыщения, а H_s — напряженность магнитного поля в веществе, соответствующая наступлению насыщения материала. Определим вид зависимости $B_a=B_a(H_a)$ для сердечника, имеющего форму эллипсоида вращения.

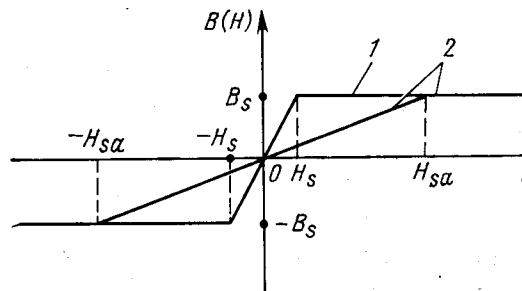


Рис. 2.9. Кривая связи между индукцией внутри сердечника и внешним полем (2); характеристика материала сердечника (1)

Обозначим через H_{sa} напряженность внешнего магнитного поля, направленного вдоль большей полуоси эллипсоида, соответствующую наступлению насыщения материала сердечника. Очевидно, что в этом случае

$$\frac{1}{\mu_0} B_s = H_s \mu_r = H_{sa} \mu_a$$

или

$$H_{sa} = \frac{\mu_r}{\mu_a} H_s = [1 + N_a(\mu_r - 1)] H_s.$$

При $N_a \mu_r \gg 1$ $H_{sa} \gg H_s$ (см. рис. 2.9), однако при $\lambda \rightarrow \infty$ ($N_a \rightarrow 0$) $H_{sa} \rightarrow H_s$.

Все сказанное о свойствах эллипсоидальных сердечников может быть отнесено и к случаю сердечников неэллипсоидальной формы, для которых аналогично вводится понятие магнитной проницаемости сердечника, например, проницаемости для большей полуоси μ_a .

Важно отметить, что в случае пермаллоевых сердечников магнитное поле Земли является столь большим, что при значительных λ способно насыщать материал сердечников; так, в [2] приведены данные о том, что при $\lambda=740$ ($\mu_a \approx 9 \cdot 10^4$ при отсутствии насыщения) чувствительность пассивного индукционного преобразователя уменьшалась приблизительно на порядок под воздействием магнитного поля Земли, параллельного магнитной оси преобразователя; в то же время при $\lambda=127$ ($\mu_a \approx 4 \cdot 10^3$ при отсутствии насыщения) чувствительность преобразователя практически не зависела от его ориентации в магнитном поле Земли.

Выбирать материал магнитного сердечника измерительной катушки и его геометрические размеры необходимо исходя из того условия, чтобы на высших частотах измеряемой магнитной индукции влияние вихревых токов на проникновение магнитного поля во внутренние области тела сердечника было минимизировано; это условие заведомо будет выполнено, если толщина скин-эффекта $\delta = 2/V^{2\mu_0\mu_r\omega}$ (где μ_r — относительная магнитная проницаемость вещества сердечника; σ — электропроводность вещества; ω — круговая частота изменения поля) будет существенно больше минимального поперечного размера сердечника.

При помещении во внешнее однородное магнитное поле магнитного сердечника не эллипсоидной формы поле внутри него уже не будет однородным, поэтому такие сердечники принято характеризовать некоторым средним для данного участка сердечника коэффициентом размагничивания N_y , который будет также зависеть в общем случае от относительной магнитной проницаемости μ_r вещества сердечника. Однако при $\mu_r \rightarrow \infty$ $N_y \rightarrow N_{y\infty}$, где $N_{y\infty}$ есть некоторая предельная величина, зависящая лишь от формы сердечника и от параметров участка усреднения на нем.

В том случае, если участок усреднения расположен симметрично относительно среднего сечения сердечника (рис. 2.10), для сплошных и полых цилиндров, сплошных и наборных стержней прямоугольного сечения и эллипсоидов справедливо соотношение [14]:

$$\frac{1}{N_{y\infty}} = \frac{\pi \left(l^2 - \frac{C}{3} l_w^2 \right)}{4s \left(\ln \frac{kl}{a+b} - 1 \right)},$$

где l — длина сердечника; a и b — поперечные размеры сердечника; l_w — длина участка усреднения (длина обмотки катушки), значения коэффициентов k и C для различных форм сердечников приведены в табл. 2.4.

Таблица 2.4

Форма сердечника	k	C
Цилиндр	2,4	0,8...0,85
Стержень прямоугольного сечения	3,6	0,75
Эллипсоид	4	0

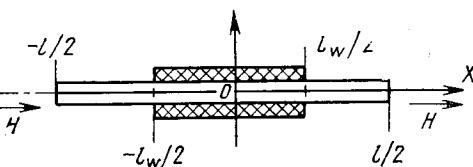


Рис. 2.10. Участок усреднения магнитной индукции внутри сердечника ($-l_w/2, l_w/2$)

эффективная суммарная площадь витков катушки с сердечником; в простейшем случае согласно выражению (2.14) $S_a = \mu_a S_k$.

Рассмотрим влияние магнитного сердечника на индуктивность катушки. Пусть индуктивность катушки с сердечником L выражается через индуктивность катушки без сердечника L_0 соотношением

$$L = k_L L_0,$$

где k_L — коэффициент, характеризующий влияние магнитного сердечника на индуктивность катушки. Можно показать, что коэффициент k_L удовлетворяет следующему соотношению:

$$1 < k_L < \mu_a.$$

Влияние магнитного сердечника на индуктивность катушки зависит от соотношения диаметра и длины катушки. При более длинных катушках магнитный сердечник вызывает увеличение их индуктивности в большей мере, чем при коротких катушках. Увеличение диаметра катушки с сердечником при постоянстве ее остальных параметров сопровождается ростом индуктивности катушки. Минимальной индуктивностью при прочих равных условиях обладают катушки с диаметром, близким к диаметру сердечника [16].

В [10] приведены формулы и графические зависимости, позволяющие оценить величину k_L в некоторых случаях.

Если катушка однослойная, а диаметр ее витков близок к диаметру сердечника, то эффективная суммарная площадь витков катушки S_k увеличивается в μ_a раз. ЭДС $e(t)$, наводимая в катушке внешним однородным магнитным полем с индукцией $B(t)$, может быть выражена соотношением

$$e(t) = -\frac{d}{dt} \{ \mu_a S_k (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_0) \}, \quad (2.14)$$

где \mathbf{n}_0 — единичный вектор, характеризующий направление магнитной оси катушки (при этом мы имеем в виду, что большая ось сердечника практически совпадает с магнитной осью катушки без сердечника); S_k — эффективная площадь катушки без сердечника.

Допустим теперь, что магнитная ось катушки без сердечника AF (рис. 2.11, а) и ось сердечника PQ непараллельны и угол между ними равен β . Допустим также, что практически весь поток магнитной индукции, пронизывающий эффективную площадь катушки, проходит через сердечник. Пусть сердечник характеризуется магнитной проницаемостью $\mu_{\parallel} = \mu_a$ для направления PQ и проницаемостью $\mu_{\perp} < \mu_{\parallel}$ для направления, перпендикулярного оси PQ .

Обозначим через H_{\parallel} и H_{\perp} составляющие вектора напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H} , направленные соответственно вдоль оси PQ и вдоль перпендикулярного оси PQ направления. Пусть ожидаемое положение магнитной оси катушки с сердечником характеризуется осью GD , составляющей углы β' и β'' с осями AF и PQ соответственно. Очевидно, что $\beta' + \beta'' = \beta$.

ЭДС $e(t)$, наводимая в катушке с магнитным сердечником внешним магнитным полем, может быть выражена соотношением

$$e(t) = -\frac{d}{dt} [S \mu_0 (\mu_{\perp} H_{\perp} \cos(90^\circ - \beta) + \mu_{\parallel} H_{\parallel} \cos \beta)].$$

Условие того, что ось GD действительно является магнитной осью катушки с сердечником, может быть выражено соотношением $e(t) = 0$ при \mathbf{H} , перпендикулярном оси GD . Это условие в развернутом виде записывается как

$$\begin{aligned} e(t) = -\frac{d}{dt} S_k \mu_0 [& |H| \mu_{\perp} \sin \beta \sin(90^\circ + \beta'') + \\ & + |H| \mu_{\parallel} \cos \beta \cdot \cos(90^\circ + \beta'')] = 0. \end{aligned} \quad (2.15)$$

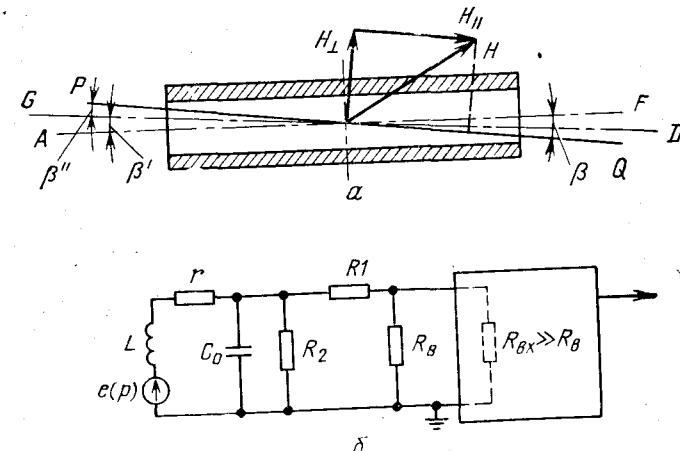


Рис. 2.11. Эквивалентная схема первичного пассивного индукционного преобразователя, нагруженного на согласованный кабель:

L — индуктивность катушки; C_0 — собственная емкость катушки; r — активное сопротивление катушки; $e(p)$ — изображение ЭДС электромагнитной индукции; R_1, R_2 — резисторы на входном конце кабеля; R_B — волновое сопротивление кабеля; $R_{Bx} \gg R_B$ — входное сопротивление устройства, на которое подается сигнал с согласованного кабеля

Из (2.15) при условии, что S_k, μ_{\perp} и μ_{\parallel} не зависят от времени, а $|H(t)|$ меняется по произвольному закону, получаем

$$\operatorname{tg} \beta'' = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} \operatorname{tg} \beta \ll \operatorname{tg} \beta.$$

Таким образом, магнитная ось катушки с сердечником практически совпадает с осью (большой) сердечника.

2. 2. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА И ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ ПЕРВИЧНОГО ПАССИВНОГО ИНДУКЦИОННОГО МАГНИТОМЕТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ, НАГРУЖЕННОГО НА СОГЛАСОВАННЫЙ КАБЕЛЬ

Эквивалентная схема

На рис. 2.11, б изображена эквивалентная схема первичного пассивного индукционного преобразователя, нагруженного на согласованный кабель. Следует заметить, что эта схема не учитывает затухания, вносимого кабелем (что впрочем важно лишь при достаточно больших длинах кабеля и может быть в случае необходимости учтено).

Заметим, что при измерении быстропеременных магнитных полей обсуждаемая эквивалентная схема (при $R_1=0$ и $R_2=\infty$), как экспериментально показано в [21], годится, по крайней мере, до частот ≈ 30 МГц.

Для вычисления ЭДС $e(t)$, наводимой в катушке внешним магнитным полем, сделаем некоторые допущения. Пусть катушка без сердечника характеризуется эффективной площадью S_k . Допустим, что средний диаметр витков катушки и диаметр сердечника являются близкими величинами. Будем считать, что ось сердечника и ось катушки без сердечника практически совпадают, пусть n_0 — единичный вектор, характеризующий направление магнитной оси катушки с сердечником; допустим, что магнитная проницаемость сердечника под витками постоянна и равна μ_a . Будем считать, что линейные размеры преобразователя столь малы, что магнитное поле в пределах объема, занятого преобразователем, можно считать однородным. В дальнейшем будем также считать, что суммарная длина провода обмотки катушки является пренебрежимо малой по сравнению с минимальной длиной волны электромагнитного поля, индукция которого измеряется.

Итак, при выполнении перечисленных выше условий $e(t)$ может быть представлена соотношением (2.14).

Считая, что n_0 , S_k и μ_a не зависят от времени, можем написать

$$e(t) = -\mu_a S_k \frac{d}{dt} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_0) = -\mu_a S_k \frac{dB_n}{dt}, \quad (2.16)$$

где B_n — проекция вектора \mathbf{B} на направление n_0 .

Используя операционное исчисление и имея в виду нулевые начальные условия, запишем

$$e(p) = -p B_n(p) S_k \mu_a, \quad (2.17)$$

где p — дифференциальный оператор.

Заметим, что в рассматриваемом случае энергия выходного сигнала U первичного преобразователя черпается из электромагнитного поля, характеристики которого измеряются, именно поэтому рассматриваемые преобразователи и называются пассивными.

В том случае, если n_0 , S_k и μ_a будут меняться под действием каких-то побочных факторов, то это согласно (2.14) может при-

вести к возникновению дополнительных погрешностей. Поэтому при разработке и эксплуатации пассивных преобразователей необходимо позаботиться об обеспечении надлежащей стабильности во времени параметров n_0 , S_k и μ_a .

Передаточная функция

Согласно выражению (2.16) ЭДС электромагнитной индукции $e(t)$ оказывается пропорциональной производной по времени проекции B_n . Считая в схеме (см. рис. 2.11) $B_n(p)$ — входной величиной, подлежащей измерению, а $U(p)$ — выходной величиной преобразователя при нулевых начальных условиях, найдем передаточную функцию $W(p)$ первичного пассивного преобразователя, нагруженного на согласованный кабель,

$$\begin{aligned} W(p) &= \frac{U(p)}{-B_n(p)} = \frac{\frac{e(p)}{1 + pC_0R_3}}{-B_n(p) \left[pL + r + \frac{R_3}{1 + pC_0R_3} \right]} \frac{R_b}{R_1 + R_b} = \\ &= \frac{pS_k\mu_aR_3}{(pL + r)(1 + pC_0R_3) + R_3} \frac{R_b}{R_1 + R_b} = \frac{Kp}{T^2p^2 + 2\xi Tp + 1}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где

$$R_3 = \frac{(R_b + R_1)R_2}{R_b + R_1 + R_2}; \quad (2.19) \quad K = \frac{S_k\mu_aR_3}{(r + R_3)} \frac{R_b}{R_1 + R_b}; \quad (2.20)$$

$$T = \sqrt{\frac{LC_0R_3}{r + R_3}}; \quad (2.21) \quad \xi = \frac{L + rC_0R_3}{2\sqrt{LC_0R_3(r + R_3)}}. \quad (2.22)$$

Найденная нами передаточная функция $W(p)$ первичного пассивного индукционного преобразователя имеет существенно различные свойства (с точки зрения решения задачи создания магнитометрического преобразователя с требуемыми метрологическими характеристиками) в двух следующих случаях: при $\xi \leq 1$ и при $\xi \gg 1$.

Заметим здесь же, что величина R_3 удовлетворяет следующим очевидным неравенствам:

$$\frac{R_1R_2}{R_1 + R_2} < R_3 < R_2,$$

согласно которым при заданной величине R_b величина R_3 регулируется в широких пределах; на самом деле:

$$R_3 \rightarrow 0 \text{ при } R_2 \rightarrow 0;$$

$$R_3 \rightarrow \infty \text{ при } R_1 \rightarrow \infty \text{ и } R_2 \rightarrow \infty.$$

Поэтому, если уже выбрана катушка с фиксированными параметрами r , L и C_0 , мы все же можем регулировать в определен-

ных пределах параметр ξ передаточной функции $W(p)$. Действительно:

$$\xi = \xi(R_s) \rightarrow \infty \text{ при } R_s \rightarrow 0$$

$$\text{и } \xi = \xi(R_s) \rightarrow \frac{r}{2} \sqrt{\frac{C_0}{L}} \text{ при } R_s \rightarrow \infty.$$

Важно также заметить, что в общем случае мы не имеем возможности менять величины r , L и C_0 независимо друг от друга, что и обуславливает известные трудности решения в общем виде задачи синтеза пассивного индукционного магнитометрического преобразователя с требуемыми метрологическими характеристиками.

Однако иногда (например, в случае плоского кругового витка) удается установить сравнительно простые аналитические зависимости между параметрами r , L и C_0 , что облегчает решение задачи синтеза преобразователя с требуемыми свойствами.

2.3. ВАРИАНТ, ПРИ КОТОРОМ ИНТЕГРИРОВАНИЕ СИГНАЛА ВЫПОЛНЯЕТСЯ НА СОБСТВЕННЫХ РЕАКТИВНОСТЯХ КАТУШКИ

Магнитометрический преобразователь

Рассмотрим первичный пассивный индукционный магнитометрический преобразователь, нагруженный на согласованный кабель, когда $\xi \gg 1$; при этом будем считать, что сигнал U поступает далее на вторичное электронное устройство (осциллограф, дискретный регистратор и т. п.), входное сопротивление которого много больше R_b (см. рис. 2.11).

При $\xi > 1$ передаточную функцию $W(p)$, представляющую соотношением (2.18), можно преобразовать к виду

$$W(p) = \frac{K_p}{T^2 p^2 + 2\xi T p + 1} = \frac{K_p}{(T_1 p + 1)(T_2 p + 1)}, \quad (2.23)$$

где

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T} (\xi - \sqrt{\xi^2 - 1}); \quad (2.24) \quad \frac{1}{T_2} = \frac{1}{T} (\xi + \sqrt{\xi^2 - 1}). \quad (2.25)$$

При $\xi \gg 1$ $1/T_1 \approx 1/2T\xi$; $1/T_2 \approx 2\xi/T$.

На рис. 2.12 изображена логарифмическая амплитудно-частотная характеристика (ЛАХ) [17], соответствующая передаточной функции $W(p)$, представленной соотношением (2.23). Из вида этой ЛАХ следует, что имеется интервал частот $(\omega_n/2\pi, \omega_b/2\pi)$, в пределах которого $|W(j\omega)|$ (с заданной точностью) является постоянной величиной, т. е. в этом интервале частот имеется линейная зависимость между выходным сигналом первичного преобразователя $U(t)$ и проекцией $B_n(t)$ вектора индукции \mathbf{B} внешнего магнитного поля на магнитную ось n_0 преобразователя.

Из рассмотрения ЛАХ легко определить следующие метрологические характеристики преобразователя.

Нижняя граничная частота f_n полосы рабочих частот первичного преобразователя, определяемая при погрешности непостоянства $|W(j\omega)| \leq 3$ дБ [17], выражается соотношением

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{1}{2\pi T_1} = \frac{1}{2\pi T} (\xi - \sqrt{\xi^2 - 1}). \quad (2.26)$$

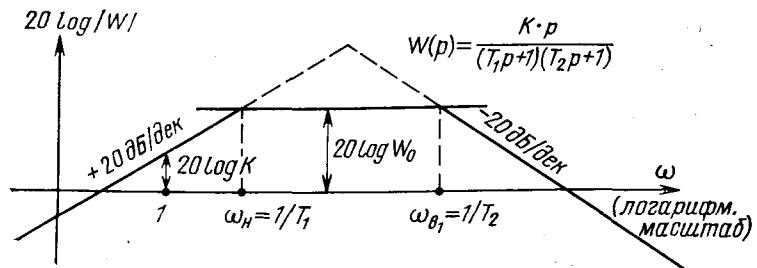


Рис. 2.12. ЛАХ магнитометрического преобразователя, имеющего передаточную функцию $W(p) = \frac{K_p}{T^2 p^2 + 2\xi T p + 1}$ при $\xi > 1$

Значение верхней граничной частоты f_b пассивного преобразователя малых размеров с вторичным электронным устройством может определяться одной из следующих величин:

$$a) f_{b1} = \frac{1}{2\pi T} (\xi + \sqrt{\xi^2 - 1}), \quad (2.27)$$

которая определяется при погрешности непостоянства $|W(j\omega)| \leq 3$ дБ (см. рис. 2.12);

$$b) f_\lambda = a \frac{c}{l_\Sigma},$$

где c — скорость света; λ — длина волны электромагнитного поля, магнитная составляющая которого измеряется; l_Σ — суммарная длина провода катушки, $a = \frac{l_\Sigma}{\lambda} \ll 1$ (достаточно выполнения условия $a \leq 0,1$); в) $f_{b,k}$ — верхняя граничная частота полосы пропускания концентратора магнитного поля; г) f_a — верхняя граничная частота полосы пропускания вторичного электронного устройства.

Общее выражение для f_b имеет вид

$$f_b = \min \{f_{b1}, f_\lambda, f_{b,k}, f_a\}. \quad (2.28)$$

Заметим, что в [17] приведены таблицы, позволяющие уточнить значения f_n и f_b , даваемые соотношениями (2.26) и (2.27), при любой желаемой погрешности непостоянства $|W(j\omega)|$ в интервале рабочих частот.

При $f_b = f_{b1}$ ширина полосы рабочих частот преобразователя $\Delta f = f_b - f_n$ дается выражением

$$\Delta f = f_b - f_n = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) = \frac{\sqrt{\xi^2 - 1}}{\pi T}. \quad (2.29)$$

При $\xi \rightarrow 1$, $\Delta f \rightarrow 0$ и измерение проекции $B_n(t)$, имеющей конечную ширину спектра частот, без применения специального электронного интегратора становится невозможным.

Чувствительность преобразователя W_0 внутри интервала рабочих частот (f_h, f_b) с точностью до ≈ 3 дБ [17] выражается соотношением

$$W_0 = |W| \simeq K/T_1. \quad (2.3)$$

Оценим теперь средний квадрат амплитуды шумов на выходе рассматриваемого магнитометрического преобразователя \bar{E}_w^2 и его порог чувствительности B_{n0} .

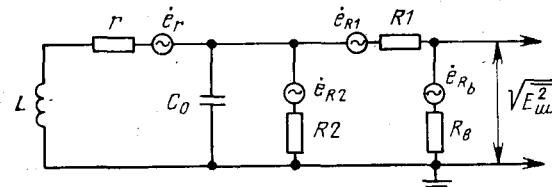


Рис. 2.13. Эквивалентная схема с генераторами шумов

Средний квадрат амплитуды шумов на выходе пассивного индукционного преобразователя определяется шумами сопротивления r и резисторов R_1, R_2 и R_b . На эквивалентной схеме, изображенной на рис. 2.13, генераторы ЭДС $e_r(j\omega), e_{R1}(j\omega), e_{R2}(j\omega)$ и $e_{Rb}(j\omega)$ отражают наличие этих шумов.

Если основной составляющей шумов активных сопротивлений является тепловой шум, то средний квадрат амплитуды шумов \bar{E}_w^2 на выходе преобразователя может быть представлен в виде

$$\bar{E}_w^2 = 4k \int_{f_h}^{f_b} (T_r r |W_r|^2 + T_{R1} R_1 |W_{R1}|^2 + T_{R2} R_2 |W_{R2}|^2 + T_{Rb} R_b |W_{Rb}|^2) df,$$

$$f_h = \frac{1}{2\pi T_1}, \quad f_b = \frac{1}{2\pi T_2},$$

где T_r, T_{R1}, T_{R2} и T_{Rb} — абсолютные температуры соответствующих сопротивлений, а W_r, W_{R1}, W_{R2} и W_{Rb} — частотные характеристики, определяемые соотношениями

$$W_x(j\omega) = \frac{e_x(j\omega)}{U_x(j\omega)},$$

где $U_x(j\omega)$ — составляющая выходного напряжения преобразователя, обусловленная действием генератора ЭДС $e_x(j\omega)$ ($x = r, R1, R2$ и R_b).

Порог чувствительности B_{n0} рассматриваемого преобразователя, обусловленный наличием шумов сопротивления r и резисторов R_1, R_2 и R_b , может быть представлен в виде

$$B_{n0} \simeq \frac{(3 \dots 5) \sqrt{\bar{E}_w^2}}{W_0}.$$

Максимальный входной сигнал B_n макс, а следовательно, и динамический диапазон рассматриваемого пассивного индукционного преобразователя практически ограничивается лишь характеристиками последующего электронного устройства, к входу которого подключен преобразователь, а в случае сверхсильных магнитных полей — еще и эффектами, происходящими в обмотке катушки.

Пояс Роговского

Остановимся еще на одной важной разновидности пассивных индукционных преобразователей — на пассивном индукционном преобразователе, применяемом для измерения переменных электрических токов. Такой преобразователь обычно называют «поясом Роговского».

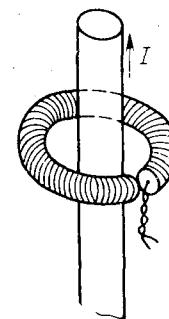


Рис. 2.14. Пояс Роговского

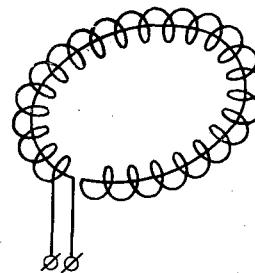


Рис. 2.15. Компенсационный виток

Пояс Роговского является, по существу, катушкой, имеющей конфигурацию, топологически эквивалентную тору (рис. 2.14). В том случае, когда катушка пояса Роговского намотана на немагнитный каркас, и если пояс Роговского охватывает проводник с измеряемым током, то результат измерений (при выполнении некоторых дополнительных условий) не зависит от относительного положения пояса и проводника с измеряемым током, а также от конфигурации самого пояса.

Допустим, что катушка пояса Роговского намотана на немагнитный каркас, длина катушки l , площадь поперечного сечения катушки постоянна по ее длине и равна S , а число витков обмотки катушки w ; допустим, что индукция $\mu_0 H$ магнитного поля, порожденного измеряемым током $I(t)$, постоянна по площади S любого поперечного сечения катушки; пусть плотность намотки витков катушки постоянна по ее длине и равна ω/l ; предположим, что суммарная длина провода обмотки катушки является пренебрежимо малой по сравнению с минимальной длиной волны электромагнитного поля, порожденного измеряемым током. При выполнении пере-

численных условий ЭДС $e(t)$, наводимая в катушке пояса Роговского, охватывающей проводник с измеряемым током $I(t)$, может быть выражена соотношением

$$e(t) = -\frac{d}{dt} \oint_l \mu_0 \frac{w}{l} dl \iint_S \mathbf{H} dS = -\mu_0 \frac{w}{l} S \frac{d}{dt} \oint_l \mathbf{H} dl = -\mu_0 \frac{w}{l} S \frac{dI}{dt}. \quad (2.31)$$

Используя операционное исчисление и имея в виду нулевые начальные условия, можно записать

$$e(p) = -\mu_0 \frac{wS}{l} pI(p). \quad (2.32)$$

Предположим, что катушка пояса Роговского характеризуется параметрами L , C_0 и r , а пояс Роговского нагружен на согласованный кабель. Очевидно, что в этом случае эквивалентная схема пояса Роговского, нагруженного на согласованный кабель, будет аналогична схеме, представленной на рис. 2.11, с тем лишь отличием, что в рассматриваемом случае $e(p)$ выражается соотношением (2.32).

Вводя передаточную функцию

$$W(p) = \frac{U(p)}{-I(p)}$$

и проводя соответствующие вычисления, найдем

$$\dot{W}(p) = \frac{K}{T^2 p^2 + 2\xi T p + 1},$$

где

$$K = \frac{\mu_0 w R_s S}{l(r + R_s)} \frac{R_b}{R_1 + R_b}, \quad (2.33)$$

а T и ξ выражаются соотношениями (2.21) и (2.22) соответственно.

Предположим, что $\xi \gg 1$, тогда

$$W(p) = \frac{K}{(T_1 p + 1)(T_2 p + 1)},$$

где $1/T_1$ и $1/T_2$ выражаются соотношениями (2.24) и (2.25) соответственно. Все дальнейшие выводы и соотношения предыдущего раздела (за исключением выражения для K) годятся для рассматриваемого случая.

Иногда, когда желательно снизить значение нижней граничной частоты f_n полосы рабочих частот пояса Роговского, катушку пояса мотают на ферритовый тороидальный сердечник. В этом случае параметр K при выполнении приведенных выше условий будет выражаться соотношением

$$K = \frac{\mu_0 \mu_r w R_s S}{l(r + R_s)} \frac{R_b}{R_1 + R_b}, \quad (2.34)$$

где μ_r — относительная магнитная проницаемость вещества сердечника; l — средняя длина тороидального сердечника катушки.

Индуктивность L катушки пояса Роговского в рассматриваемом случае может быть выражена соотношением

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r w^2 S}{l}.$$

При выполнении дополнительных условий

$$r \ll R_s \text{ и } r \ll \frac{L}{C_0 R_s}$$

выражение для коэффициента передачи W_0 пояса Роговского, имеющего тороидальный ферритовый сердечник, в полосе рабочих частот упрощается и принимает (с точностью до малых параметров) вид

$$W_0 = |W| \simeq \frac{R_s}{w} \frac{R_b}{R_1 + R_b}. \quad (2.35)$$

Таким образом, непосредственно измеряемому на сопротивлении R_b напряжению U соответствует ток I , который выражается соотношением

$$I(t) = \pm w \left(1 + \frac{R_1}{R_b} \right) \frac{U(t)}{R_s}.$$

Однако уменьшение f_n при введении ферритового сердечника обычно сопровождается также и некоторым снижением f_b ; при этом новое значение f_b определяется уже не длиной волны, равной по порядку величины всей длине провода, образующего пояс [4], а частотными свойствами ферритового сердечника. При наличии ферритового сердечника выражение (2.27) может давать существенно завышенные значения верхней граничной частоты f_b .

Следует заметить, что сама обмотка пояса Роговского образует дополнительный (паразитный) виток. Если этот виток пронизывается некоторым переменным потоком магнитной индукции, то возникает дополнительная погрешность измерений. Существуют следующие основные методы борьбы с этой погрешностью: использование бифилярной намотки катушки пояса и создание дополнительного компенсационного витка одним из выводов обмотки катушки пояса Роговского (рис. 2.15).

2.4. ВАРИАНТ, ПРИ КОТОРОМ ИНТЕГРИРОВАНИЕ СИГНАЛА ВЫПОЛНЯЕТСЯ СПЕЦИАЛЬНЫМ ИНТЕГРАТОРОМ

Магнитометрический преобразователь

Допустим, что передаточная функция первичного пассивного индукционного преобразователя имеет параметр ξ , удовлетворяющий условиям $\xi < 1$ или $\xi \approx 1$, включая и соотношение $\xi > 1$.

Рассмотрим вначале случай $\xi < 1$. При этом условии передаточная функция преобразователя $W(p) = \frac{Kp}{T^2 p^2 + 2\xi T p + 1}$ является произведением передаточных функций усиительного звена K , дифференцирующего звена p и колебательного звена $\frac{1}{T^2 p^2 + 2\xi T p + 1}$.

На рис. 2.16 приведен вид типичных ЛАХ, соответствующих передаточной функции $W(p)$ при различных значениях ξ . Из сопротивления этих ЛАХ следует, что при $\xi < 1$ не существует полной частоты, в которой бы величина $|W(j\omega)|$ была практически постоянной величиной.

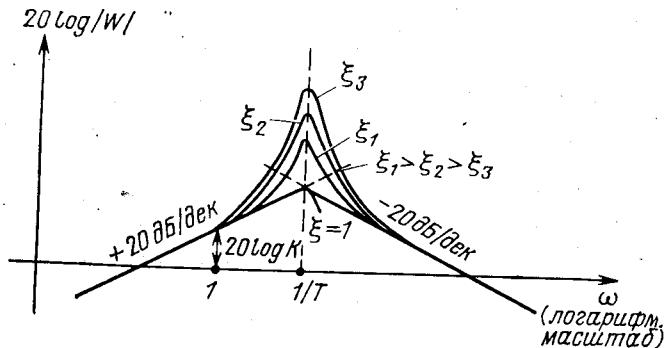


Рис. 2.16. ЛАХ преобразователя, имеющего передаточную функцию $W(p) = \frac{K_p}{T^2 p^2 + 2\xi T p + 1}$ при $\xi < 1$

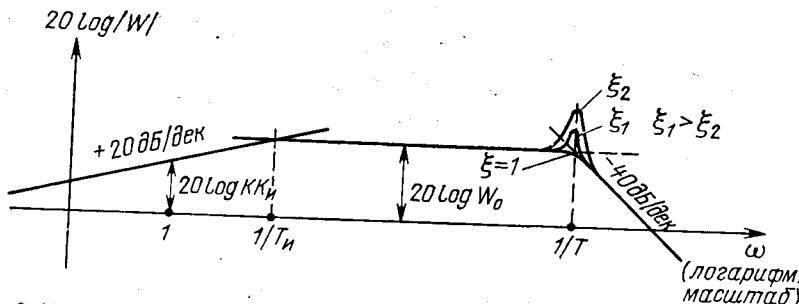


Рис. 2.17. ЛАХ преобразователя, имеющего передаточную функцию $W_{об}(p) = \frac{KK_n p}{(T^2 p^2 + 2\xi T p + 1)(T_n p + 1)}$, с интегратором при $\xi < 1$

Если теперь напряжение $U(t)$, возникающее на R_v , подать интегрирующее устройство, входное сопротивление которого много больше R_v , а передаточная функция $W_u(p)$ имеет вид

$$W_u(p) = \frac{K_u}{T_u p + 1}, \quad (2.2)$$

то общая передаточная функция всего устройства $W_{об}(p)$ будет выражаться соотношением

$$W_{об}(p) = W(p) W_u(p) = \frac{KK_n p}{(T^2 p^2 + 2\xi T p + 1)(T_n p + 1)}. \quad (2.3)$$

При условии, что $T_u > T$, передаточной функции $W_{об}(p)$ соответствуют типичные ЛАХ, изображенные на рис. 2.17. Рассматрив-

ется ЛАХ, можно видеть, что при $T_u \gg T$ наверное существует интервал частот (f_n, f_v) , в пределах которого величина $|W_{об}(j\omega)|$ является постоянной величиной. Так, из рассмотрения рис. 2.17 можно получить следующие соотношения.

Нижняя граничная частота f_n интервала рабочих частот преобразователя с интегратором (определенная при погрешности непостоянства $|W_{об}(j\omega)| \leq 3$ дБ) выражается соотношением

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{1}{2\pi T_u}. \quad (2.38)$$

Значение верхней граничной частоты f_v пассивного преобразователя с интегратором выражается соотношением (2.28), в котором теперь частота f_v , определяемая при погрешности непостоянства $|W(j\omega)| \leq 3$ дБ, дается выражением

$$f_v = \frac{\omega_v}{2\pi} = \frac{\varrho(\xi)}{2\pi T}, \quad (2.39)$$

где $\varrho = \varrho(\xi)$ — коэффициент, значения которого приведены в табл. 2.5 [17].

Таблица 2.5

ξ	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\varrho(\xi)$	0,54	0,55	0,58	0,64	1,00	1,00	1,00	1,00	0,87	0,75	0,64

При $f_v = f_n$ ширина полосы рабочих частот преобразователя f , внутри которой чувствительность W_0 (с точностью не хуже 3 дБ) остается постоянной, выражается соотношением

$$\Delta f = f_v - f_n = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\varrho(\xi)}{T} - \frac{1}{T_u} \right) = \frac{1}{2\pi} \frac{\varrho(\xi) T_u - T}{T T_u}. \quad (2.40)$$

Естественно, что последнее выражение для Δf следует считать справедливым при условии, что $\Delta f \geq 0$. Чувствительность преобразователя при этом W_0 выражается соотношением

$$W_0 = |W| \simeq \frac{KK_n}{T_u}. \quad (2.41)$$

Средний квадрат амплитуды тепловых шумов всего устройства, его порог чувствительности B_{no} могут быть найдены способом, аналогичным изложенному выше, однако при этом необходимо еще учесть собственные шумы интегрирующего устройства.

Максимальный входной сигнал, а следовательно, и динамический диапазон рассматриваемого первичного преобразователя с интегратором, будет определяться динамическим диапазоном интегрирующего устройства, а при сверхсильных магнитных полях возможны еще и физическими эффектами в катушке.

Таблица 2.

Схема	$W(p) = U(p)/U_1(p)$	$U(t) = U[U_1(t)]$	$U_1 = \begin{cases} 0, t \notin (0, t_i) \\ V_0, t \in (0, t_i) \end{cases}$
	$W(p) = \frac{b}{1 + p\tau};$ $W \rightarrow \frac{b}{p\tau}$ при $p\tau \rightarrow \infty:$ ($t \rightarrow 0$ или $\tau \rightarrow \infty$)	$U = \frac{b}{\tau} \int_0^t \times \times U_1(z) e^{-\frac{t-z}{\tau}} dz$	при $t < t_i$ $U = bV_0 \times \times \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \approx bV_0 \left[\frac{t}{\tau} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 + \dots \right]$
	$W(p) = \frac{b}{1 + p\tau};$ $W \rightarrow \frac{b}{p\tau}$ при $p\tau \rightarrow \infty:$ ($t \rightarrow 0$ или $\tau \rightarrow \infty$)	$U = \frac{b}{\tau} \int_0^t \times \times U_1(z) e^{-\frac{t-z}{\tau}} dz$	при $t < t_i$ $U = bV_0 \times \times \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \approx bV_0 \left[\frac{t}{\tau} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 + \dots \right]$
	$W(p) = \frac{k}{1 + p\tau(1-k)};$ $W \rightarrow \frac{k}{p\tau(1-k)}$, при $p\tau(1-k) \rightarrow \infty:$ ($t \rightarrow 0$ или $\tau \rightarrow \infty$ или $-k \rightarrow \infty$)	$U = \frac{k}{\tau(1-k)} \times \times U_1(z) \times \times e^{-\frac{t-z}{\tau(1-k)}} dz$	при $t < t_i$ $U = kV_0 \times \times \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau(1-k)}} \right] \approx kV_0 \left[\frac{t}{\tau(1-k)} - \frac{1}{2} \frac{t^2}{\tau^2(1-k)^2} + \dots \right]$

В табл. 2.6 приведены схемы некоторых типов интегрирующих устройств и их характеристики.

Заметим, что применение электронных интеграторов возможно и в том случае, когда $\xi > 1$ и в то же время $\xi \approx 1$. На рис. 2.18 для этого случая представлен пример типичной ЛАХ, соответствующей передаточной функции

$$W_{06}(p) = \frac{KK_{ip}}{(T^2 p^2 + 2\xi T p + 1)(T_{ip} p + 1)} = \frac{KK_{ip}}{(T_1 p + 1)(T_2 p + 1)(T_{ip} p + 1)}$$

Как следует из рис. 2.18, в рассматриваемом случае справедливы следующие соотношения:

$$f_b = \frac{1}{2\pi T_{ip}}; \quad f_{b1} = \frac{1}{2\pi T_1} = \frac{1}{2\pi T} (\xi - \sqrt{\xi^2 - 1}); \quad (2.42)$$

$$W_0 = |W| \approx \frac{KK_{ip}}{T_{ip}}.$$

В заключение данного раздела сделаем следующее замечание.

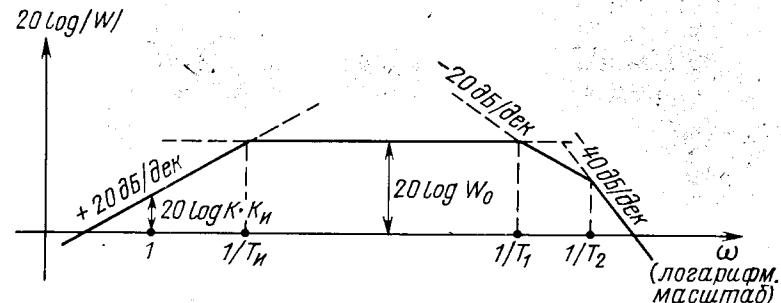


Рис. 2.18. ЛАХ преобразователя, имеющего передаточную функцию $W(p) = \frac{KK_{ip}}{(T^2 p^2 + 2\xi T p + 1)(T_{ip} p + 1)}$, с интегратором при $\xi \approx 1$

На практике при проектировании пассивного индукционного преобразователя для измерения слабых медленно меняющихся магнитных полей обычно стремятся идти по пути увеличения S_k и L , что приводит к соответствующему росту C_0 и r . При этих условиях обычно имеется возможность выбрать величину R_s такую, чтобы выполнялось соотношение $\xi \gg 1$; при этом интегрирование сигнала выполняется с помощью собственных реактивностей катушки.

В то же время при необходимости измерения сильных импульсных магнитных полей часто с целью уменьшения диаметра провода, уменьшения величины полезного сигнала (т. е. уменьшения S_k), увеличения быстродействия и увеличения пространственного разрешения идут по пути создания микрокатушек. Получающиеся при этом величины L , C_0 и r оказываются такими, что при реальных значениях R_s (которое определяется величиной R_b , так как в этом случае для минимизации дополнительных паразитных площадей, образуемых выводами катушки, выводы плотно скручиваются в «косичку»; при этом $R_1=0$ и $R_2=\infty$) величина ξ оказывается меньшей или приблизительно равной единице. При этом необходимо применять специальную интегрирующую схему.

Пояс Роговского

В том случае, когда параметр ξ в выражении (2.22) для передаточной функции $W(p)$ пояса Роговского, нагруженного на согла-

сованный кабель, оказывается меньшим или приблизительно равным единице, приходится применять специальную интегрирующую схему. При этом будут справедливы все выводы предыдущего раздела книги с тем лишь отличием, что в качестве выражения для K необходимо использовать выражение (2.33) или (2.34).

Пояс Роговского при наличии специальной интегрирующей схемы позволяет производить измерения токов в более широких диапазонах из значений и частот по сравнению со случаем, когда интегрирование сигнала выполняется на собственных реактивностях катушки пояса, однако наличие специальной интегрирующей схемы усложняет все измерительное устройство.

2.5. ЭКРАНИРОВАНИЕ ПЕРВИЧНЫХ ПАССИВНЫХ ИНДУКЦИОННЫХ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Погрешности, обусловленные электрическими полями

При воздействии переменного однородного электрического поля на первичный пассивный индукционный магнитометрический преобразователь на его выходе, если не предпринято специальных мер, появляется электрический сигнал $U(t)$; это обстоятельство может обуславливать возникновение дополнительной погрешности

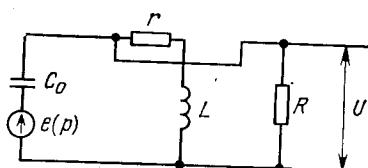


Рис. 2.19. Эквивалентная схема преобразователя при воздействии на него электрического поля

при проведении измерений параметров магнитных полей, если им сопутствуют электрические поля. Чтобы количественно охарактеризовать сигнал $U(t)$ при заданном электрическом поле $E(t)$, введем передаточную функцию $W_E(p)$ пассивного индукционного магнитометрического преобразователя по отношению к составляющей напряженности $E_n(p)$ электрического поля E , действующей вдоль направления нормального к обкладкам некоторого плоского конденсатора, эффективное расстояние между обкладками которого h , а емкость равна собственной емкости измерительной катушки C_0 . Можно показать, что величина h не превышает максимального линейного размера первичного преобразователя.

На рис. 2.19 изображена эквивалентная схема магнитометрического преобразователя, на который действует электрическое поле $E(t)$. Методика составления этой эквивалентной схемы совершенно аналогична методике, использованной в приложении 2.1. ЭДС $e(p)$, действующая в эквивалентной схеме, выражается соотношениями

$$e(p) = \frac{\epsilon_0 S}{C_0} E_n(p) = h E_n(p),$$

где S — эффективная площадь обкладок плоского конденсатора.

Определим теперь интересующую нас передаточную функцию

$$W_E(p) = \frac{U(p)}{E_n(p)} = \frac{K(T_1 p + 1)p}{T^2 p^2 + 2\xi T p + 1},$$

где

$$K = \frac{RrC_0}{R+r} h; \quad T_1 = \frac{L}{r}; \quad T = \sqrt{\frac{RLC_0}{R+r}};$$

$$\xi = \frac{RrC_0 + L}{2\sqrt{(R+r)RLC_0}}.$$

Очевидно, что $|W_E(j\omega)| \rightarrow 0$ при $\omega \rightarrow 0$ и $|W_E(j\omega)| \approx 0$ при $\omega > \omega_0$,

$$\text{где } \omega_0 = \begin{cases} \max \left\{ \frac{1}{T_1}, \frac{1}{T} \right\} & \text{при } \xi \leq 1 \\ \max \left\{ \frac{1}{T_1}, \frac{1}{T} (\xi + \sqrt{\xi^2 - 1}) \right\} & \text{при } \xi > 1. \end{cases}$$

Таким образом мы видим, что в общем случае $|W_E(j\omega)| \neq 0$ следовательно, дополнительная погрешность, обусловленная действием электрического поля, существует.

Для уменьшения влияния электрического поля на выходной сигнал первичного пассивного индукционного магнитометрического преобразователя обычно применяют металлический экран коаксиальной конструкции из немагнитного материала с высокой проводимостью, который имеет разрезы вдоль силовых линий измеренного магнитного поля (назначение разрезов — не допустить возникновение токов Фуко); толщина стенок экрана выбирается обычно меньшей толщины скин-слоя на высшей частоте в спектре изучаемого поля. Физический механизм действия этих экранов аналогичен механизму действия электростатических экранов, поэтому в литературе такие экраны часто называют электростатическими.

Экранированные рамки

В данном разделе речь пойдет о рамках малых размеров.

В теории антенн хорошо изучены так называемые рамочные антенны [5, 9, 20]. В магнитометрии также используются аналогичные по устройству первичные пассивные индукционные преобразователи. Однако в магнитометрии, в отличие от радиотехники, преобразователи применяются для измерения магнитных полей, имеющих сравнительно широкий спектр частот. Так, например, такие преобразователи (мы их также для краткости в дальнейшем будем называть рамками) могут применяться для измерения фронтов нократных импульсов магнитной индукции, время нарастания фронта которых может составлять единицы нс, а длительность может быть порядка и более превышать время нарастания фронта.

В этом случае также может иметь место так называемый «рамочный эффект» или «эффект ненаправленности рамки», если п

скость рамки расположена вертикально, а ее отдельные взаимно симметричные части расположены несимметричным образом относительно окружающих предметов (земли). Результатом такого расположения рамки является нарушение ее электрической симметрии, вследствие чего диаграмма направленности рамки (восьмерка в случае уединенной рамки) искажается: нули делаются нечеткими, а их направления могут меняться. Этот эффект достаточно хорошо изучен, так как он определяет точность работы некоторых пеленгационных приборов [5, 9, 20].

В случае магнитометрии это явление также может являться источником погрешностей при наличии вертикальной составляющей электрического поля.

Наиболее эффективным способом борьбы с эффектом ненаправленности рамки является применение металлических трубчатых экранов с узким разрезом [5, 9, 20]. Однако трактовка физического механизма действия такого экрана в литературе бывает различной.

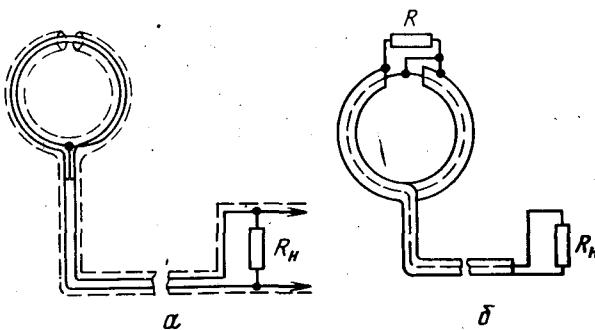


Рис. 2. 20. Экранированные рамки

На рис. 2. 20, *a* изображена экранированная рамка. Вследствие наличия заземленного «электростатического» экрана емкость взаимно симметричных частей рамки становится симметричной относительно ее окружения — экрана; а так как экран имеет тонкий разрез, то он не препятствует проникновению потока магнитной индукции через контур рамки. Таким образом, причина возникновения антенного эффекта оказывается устраненной и диаграмма направленности симметрированной рамки становится близкой к восьмерке.

В магнитометрии используют также экранированные рамки другой конструкции, в которых проявление антенного эффекта минимизировано (см. рис. 2. 20, *b*).

2. 6. ЭФФЕКТЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

При измерениях сверхсильных импульсных магнитных полей могут проявляться различные физические эффекты, что способно

привести, если не предпринято специальных мер, к возникновению значительных дополнительных погрешностей и даже к выходу из строя индукционного преобразователя.

Можно показать, [6], что поверхность тонкого немагнитного изолированного проводника диаметром $d \ll S_\varphi = \sqrt{t/\mu_0 \sigma_0}$ ($t > 0$), помещенного в импульсное магнитное поле ($H(t) \equiv 0$ при $t \leq 0$), нагревается до температуры θ , измеряемой в градусах Цельсия, которая определяется соотношением

$$\theta \approx \frac{1}{2C_v} (d/S_\varphi) \mu_0 H^2 \text{ при } t > 0,$$

где C_v — удельная теплоемкость материала проводника; S_φ — «толщина скин-слоя магнитного потока»; t — текущее время; σ_0 — электропроводность материала провода при нормальных условиях; μ_0 — магнитная постоянная.

Для того чтобы предотвратить испарение материала провода измерительной катушки, идут либо по пути выбора материала провода с малой электропроводностью, либо (что делается более часто) по пути использования медного провода с малым диаметром d , величина которого обычно заключена в интервале (0,01...0,005) мм.

Другим важным эффектом, имеющим место при измерениях сверхсильных импульсных магнитных полей, является изменение активного сопротивления r измерительной катушки преобразователя.

При изменении r все результаты приведенного выше анализа метрологических характеристик преобразователя остаются справедливыми, если осуществляется одна из возможностей:

$$a) \Delta r \ll r;$$

$$b) r \ll \max \left\{ R_s = R_b; \frac{L}{C_0 R_b} \right\}.$$

Увеличение сопротивления r катушки, намотанной медным проводом, из-за его нагрева до температур, близких к температуре плавления ($\tau_{пл} \approx 1084,5^\circ\text{C}$ при нормальном давлении), составляет около 100 %.

Степень увеличения сопротивления r измерительной катушки из-за эффекта магнитосопротивления зависит от температуры провода и от ориентации катушки с током в магнитном поле. Показано, что при полях, составляющих единицы МЭ, сопротивление катушки, намотанной медным проводом, при условии отсутствия специального теплоотвода от провода изменяется всего лишь на несколько процентов [6].

Другим эффектом сверхсильных импульсных магнитных полей является большая величина сигналов, снимаемых с измерительной катушки. Так, в частности, для реально используемых катушек, имеющих эквивалентную площадь S_k , составляющую несколько мм^2 , при измерениях импульсных магнитных полей со скоростью изменения $10^{12} \dots 10^{13} \text{ Э/с}$ этот сигнал может составить единицы кВ, что

в свою очередь может вызвать необходимость уменьшения величины этого сигнала.

Реально используемые для измерения полей мегаэрстедного диапазона микрокатушки имеют приблизительно следующие параметры:

диаметр медного провода	0,01 ... 0,005 мм
высота катушки	от одного до нескольких мм
внешний диаметр	от долей до единиц мм
число витков	от единиц до десятков
активное сопротивление	от единиц до десятков Ом
индуктивность	единицы мкГ
собственная емкость	единицы ... десятки пФ

2.7. ПРИМЕРЫ ПРАКТИЧЕСКИХ СХЕМ ПАССИВНЫХ ИНДУКЦИОННЫХ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ И ИХ РАСЧЕТА

Преобразователь для измерения сильных импульсных магнитных полей

В работе [6] описан типичный индукционный датчик, используемый для измерения импульсных магнитных полей, величина индукции которых достигает 50 кГс. Измерительная катушка имеет 60 витков медной проволоки диаметром 0,04 мм; высота катушки — 1 мм; ее внешний диаметр — 0,7 мм; $r = 21$ Ом; $L = 1,14$ мкГ; $C_0 = 15,5$ пФ. Измерительная катушка нагружена на согласованный кабель с $R_{\text{вх}} = 197$ Ом; длина кабеля такова, что ослаблением сигнала в нем можно пренебречь (см. рис. 2.11).

Пользуясь изложенной выше методикой, доопределим параметры интегрирующего устройства K_i и T_i , а также найдем f_v всей магнитометрической схемы, исходя из изложенных выше данных, а также из дополнительных условий $R_{\text{вх}} \gg R_v$; нижняя граничная частота f_n , исследуемого сигнала, равна 10 Гц; максимальный выходной сигнал интегратора должен быть равным 3 В.

Используя приведенные выше выражения, найдем:

$$1. \xi = \frac{1}{2} \frac{L + rC_0R_v}{\sqrt{LC_0R_v(r + R_v)}} \approx 0,69 < 1.$$

$$2. T_i = \frac{1}{2\pi f_n} \approx 1,59 \cdot 10^{-2} \text{ с.}$$

$$3. K = \frac{\omega S R_v \mu_{\text{эфф}}}{r + R_v} \approx 2,08 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2.$$

$$4. K_i = \frac{T_i}{B_{\max} K} \approx 458.$$

$$5. f_{v1} = \frac{1}{2\pi T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{r + R_v}{LC_0R_v}} \approx 39,8 \text{ МГц,}$$

если реально используемый электронный интегратор имеет верхнюю граничную частоту диапазона рабочих частот f_{v2} , то искомая верхняя граничная частота f_v всего устройства выражается соотношением

$$f_v = \min \{f_{v1}, f_{v2}\}.$$

Преобразователь для измерения слабых магнитных полей

Описан экспериментально испытанный преобразователь для измерения слабых магнитных полей [7]. Измерительная катушка преобразователя имеет эффективную площадь $S_k = 100 \text{ м}^2$; $r = 330$ Ом; $L = 50$ Г; $C_0 = 800$ пФ. Усилитель расположен в непосредственной близости от измерительной катушки и имеет ступенчато-изменяющееся входное сопротивление: $R_{\text{вх}} = 1$ кОм; 5 кОм; 10 кОм. Согласованный кабель в устройстве не используется.

Требуется определить чувствительность W_0 и интервал рабочих частот (f_n , f_v) первичного преобразователя для указанных трех значений $R_{\text{вх}}$. В табл. 2.7 приведены результаты соответствующих расчетов, выполненных на основе использования выведенных выше соотношений.

Таблица 2.7

$R_{\text{вх}}$, кОм	$\xi = \frac{1}{2} \times$ $\times \frac{L + rC_0R_{\text{вх}}}{\sqrt{LC_0R_{\text{вх}}(r + R_{\text{вх}})}}$	$W_0 =$ $= \frac{S_k}{L/R_{\text{вх}} + rC_0}$, $B/\text{Гс}$	$f_n \approx \frac{1}{4\pi T \xi}$, Гц	$f_v \approx \frac{\xi}{\pi T}$, Гц
1	≈ 107	$\approx 0,20$	$\approx 4,2$	$\approx 187 \cdot 10^3$
5	$\approx 24,2$	$\approx 1,0$	$\approx 17,5$	$\approx 39,6 \cdot 10^3$
10	$\approx 17,2$	$\approx 2,0$	$\approx 23,6$	$\approx 27,7 \cdot 10^3$

Как следует из табл. 2.7, полученные расчетные результаты полностью совпадают с результатами [7] определения чувствительности W_0 . Расхождения в определении диапазонов рабочих частот магнитометра обусловлены различными значениями допускаемой неравномерности W_0 (в [7] допускается «несколько процентов», в данной работе допускается ± 3 дБ).

Пояс Роговского с ферритовым сердечником

Был исследован пояс Роговского, ферритовый сердечник которого имел параметры: средний диаметр — 60 мм, площадь поперечного сечения $S = 0,9 \text{ см}^2$, относительная магнитная проницаемость вещества $\mu_r = 2000$ (феррит марки 2000HM1); обмотка, выполненная медным проводом, имела 124 витка; $r = 0,5$ Ом; $L = 11$ мГ; $C_0 = 14$ пФ. Резистор R_2 имел сопротивление 1 Ом, резистор R_1 отсутствовал (см. рис. 2.11). Пояс был нагружен на согласованный 75-омный кабель ($R_{\text{вх}} = 75$ Ом).

Ниже приведены результаты расчетов основных параметров пояса Роговского, выполненных по приведенной выше методике.

$$1. R_3 = R_2 R_{\text{вх}} / (R_2 + R_{\text{вх}}) \approx 0,99 \text{ Ом.}$$

$$2. \xi = \frac{1}{2} \frac{L + rC_0R_3}{\sqrt{LC_0R_2(r + R_3)}} \approx 1,15 \cdot 10^4 \gg 1.$$

$$3. T = \sqrt{\frac{LC_0R_3}{r + R_3}} \approx 3,2 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

$$4. f_n = \frac{1}{4\pi T \xi} \approx 21,5 \text{ Гц.}$$

$$5. f_v = \min \left\{ \frac{\xi}{\pi T}; \quad \alpha \frac{c}{l_\Sigma}; \quad f_{v,k} \right\} \text{ Гц} = \min \{ 1, 14 \cdot 10^{10}; 7,5 \cdot 10^6; \approx 4,0 \cdot 10^6 \} \text{ Гц} \approx \approx 4,0 \text{ МГц.}$$

$$6. K = \frac{\mu_0 \alpha \omega S R_3}{l(r + R_3)} \approx 9,89 \cdot 10^{-7} \text{ Г.}$$

$$7. W_0 = K / 2T \xi \approx 13,35 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} = 13,35 \text{ мВ/А.}$$

Интересно отметить, что в данном примере общая длина провода обмотки пояса Роговского с ферритовым сердечником $l_\Sigma \approx 4$ м и оценка частоты f_λ дает величину $\approx 7,5$ МГц, однако марка использованного феррита не допускает такой частоты.

Экспериментальные исследования описанного пояса Роговского (при абсолютной погрешности измерений в эксперименте не превышающей 10%) дали следующие результаты:

$$1. f_n \lesssim 20,0 \text{ Гц.} \quad 2. f_v \gtrsim 5,0 \cdot 10^6 \text{ Гц.} \quad 3. W_0 \approx 10,0 \text{ мВ/А.}$$

Воздушный пояс Роговского

Исследовался воздушный пояс Роговского — пояс без сердечника.

Схема устройства изображена на рис. 2.11. Параметры схемы: $w=512$; $S \approx 19,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$; $l \approx 0,29 \text{ м}$; $r=1,5 \text{ Ом}$; $l_\Sigma \approx 8,04 \text{ м}$; $L=25 \text{ мкГ}$; $C_0=34 \text{ пФ}$; $R_1=0 \text{ Ом}$; $R_2=0,25 \text{ Ом}$; $R_v=75 \text{ Ом}$; затухание, вносимое кабелем, пренебрежимо мало.

Результаты расчета по описанной методике:

$$1. R_3 = \frac{R_2 R_v}{R_2 + R_v} = 0,249 \text{ Ом.}$$

$$2. \xi = \frac{1}{2} \frac{L + r C_0 R_3}{\sqrt{L C_0 R_3 (r + R_3)}} \approx 0,65 \cdot 10^3.$$

$$3. K = \frac{\mu_0 \omega S R_3}{l(r + R_3)} \approx 6,19 \cdot 10^{-8} \text{ Г.}$$

$$4. T = \sqrt{\frac{L C_0 R_3}{r + R_3}} \approx 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

$$5. f_n \approx \frac{1}{4\pi T \xi} \approx 11,1 \cdot 10^3 \text{ Гц} = 11,1 \text{ кГц.}$$

$$6. f_v = \min \left\{ \frac{\xi}{\pi T}; \quad \alpha \frac{c}{l_\Sigma} \right\} \text{ Гц} = \min \{ 1,88 \cdot 10^{10}; 3,73 \cdot 10^6 \} \text{ Гц} = 3,73 \text{ МГц.}$$

$$7. W_0 = \frac{K}{2T\xi} \approx 0,43 \cdot 10^{-3} \frac{\text{В}}{\text{А}} = 0,43 \text{ мВ/А.}$$

Экспериментально при погрешности измерений, не превышающей 10%, были получены следующие результаты:

$$1. W_0 \approx 0,4 \text{ мВ/А.} \quad 2. f_n \lesssim 12 \text{ кГц.} \quad 3. f_v \gtrsim 4 \text{ МГц.}$$

Магнитометр с выводом результатов измерений по стекловолокну

Исследовался магнитометр с передачей измерительной информации от первичного преобразователя через область, заполненную помехонесущим полем, в приборный отсек с помощью электронно-оптической системы передачи данных.

Первичный преобразователь описываемого магнитометра представляет собою цилиндрическую однослойную катушку из медного провода с ферритовым сердечником; параметры катушки: число витков $w=68$, диаметр провода $\varnothing=0,9 \text{ мм}$, длина катушки $l_w=70 \text{ мм}$; длина ферритового стержня $l=161 \text{ мм}$, его диаметр $d=8 \text{ мм}$, марка феррита — M400HN; $r \approx 0,05 \text{ Ом}$, $L \approx 300 \text{ мкГ}$, $C_0=4 \text{ пФ}$; параметры схемы включения первичного преобразователя: $R_1=0 \text{ Ом}$, $R_2=1 \text{ Ом}$; соединительный кабель отсутствует; входное сопротивление ПЧ электронно-оптической системы $R_{v,x} \gg R_2$.

Расчетные характеристики первичного преобразователя:

$$\xi = \frac{L + r C_0 R_2}{2 \sqrt{L C_0 R_2 (r + R_2)}} \approx 4,22 \cdot 10^3.$$

$$2. T = \sqrt{\frac{L C_0 R_2}{r + R_2}} \approx 3,36 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

$$3. f_n \approx \frac{1}{4\pi T \xi} \approx 560 \text{ Гц.}$$

$$4. f_v = \min \left\{ \frac{\xi}{\pi T}, \quad f_{v,\Phi} \right\} = \min \{ 3,99 \cdot 10^{10}, \quad f_{v,\Phi} \} = f_{v,\Phi},$$

где $f_{v,\Phi}$ — верхняя граничная частота, при которой согласно паспортным данным еще допускается использование феррита выбранного типа; в рассматриваемом случае $f_{v,\Phi}$ составляет несколько МГц.

$$5. \mu_a \approx \frac{1}{N_{y,\infty}} \approx 174.$$

$$6. K = S_k \mu_a \approx 56,6 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2.$$

$$7. W_0 = \frac{K}{T_1} \approx 1,74 \cdot 10^3 \frac{\text{В}}{\text{T}} = 174 \text{ мВ/Гс.}$$

Параметры электронно-оптической системы передачи данных, которая использовалась как составная часть магнитометра: сквозной коэффициент передачи напряжения был равен единице; нижняя граничная частота диапазона рабочих частот системы $f_{n,c} < 5 \text{ Гц}$, верхняя граничная частота $f_{v,c} \geq 5 \text{ МГц}$; максимальная амплитуда (биполярного) входного сигнала $\approx 3 \text{ В}$, динамический диапазон системы — не менее 40 дБ. Как преобразователи электрического сигнала в световой поток использовались светодиоды типа АЛ106 В; линия связи была выполнена из многожильных стекловолоконных световодов, длина которых достигала 10 м при затухании не хуже 2 дБ/м; в качестве преобразователя светового потока использовался фотодиодный умножитель типа ФЭУ-28.

Первичный преобразователь магнитометра, вместе с передающей частью электронно-оптической системы и блоком аккумуляторных батарей типа 10Д-0,25, обеспечивающим не менее 10 часов непрерывной работы ПЧ; расположена в общем корпусе — электромагнитном экране; в экране имеются разрезы, препятствующие возникновению за счет токов Фуко искажений измеряемой индукции.

Экспериментально при погрешности измерений, не превышающей 10%, были получены следующие характеристики всего магнитометра:

$$1. W_0 \approx 180 \text{ мВ/Гс.}$$

$$2. f_n \lesssim 0,7 \text{ кГц.} \quad 3. f_v \gtrsim 5 \text{ МГц.}$$

4. Динамический диапазон не хуже 40 дБ. 5. Максимальный входной сигнал $B_{max} \gtrsim 15 \text{ Гс.}$

Приложение 2.1

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ (ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ)

На рис. П2.1 изображен упрощенный вид конструкции электрометрического преобразователя, а на рис. П2.2 — его эквивалентная схема. ЭДС, действующая в этой эквивалентной схеме, $e(p) = \frac{q_b(p)}{C_0} = \frac{\sigma(p)S}{C_0}$, в то же время на поверхности проводника $E_n(p) = \frac{\sigma(p)}{\epsilon_0}$, поэтому $e(p) = \frac{\epsilon_0 S}{C_0} E_n(p)$, где $\sigma(p)$ — плотность зарядов; S — площадь одного диска; C_0 — емкость между дисками.

С учетом последнего соотношения передаточная функция преобразователя выражается в виде $W(p) = \frac{U(p)}{E_n(p)} = \frac{K_p}{T^2 p^2 + 2\xi T p + 1}$,

$$\text{где } K = \epsilon_0 R S; T = \sqrt{C_0 R C_r}; \xi = \frac{C_0 R + C_0 r + C R}{2\sqrt{C C_0 R r}} \geq 1.$$

Из характера зависимости $W=W(p)$ следует, что в данном случае будут справедливы все соотношения, описывающие характеристики пассивного индукционного магнитометра при $\xi > 1$.

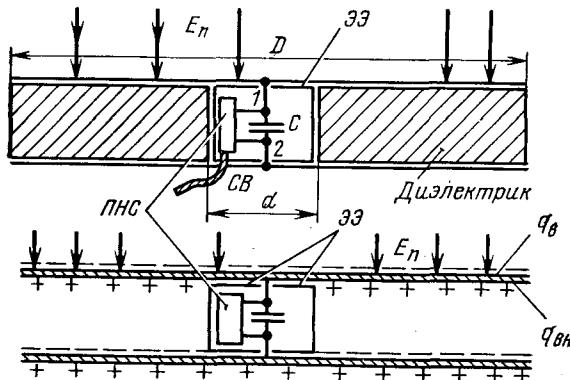


Рис. П2.1. Упрощенный вид конструкции электрометрического преобразователя:

СВ — световод; ЭЭ — электромагнитный экран; ПНС — преобразователь напряжения — свет; E_n — нормальные к плоскости пластины конденсатора составляющая электрического поля; q_b , q_{vn} — плотность наведенных зарядов на внешней и внутренней сторонах обкладки

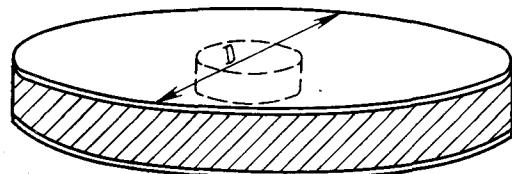
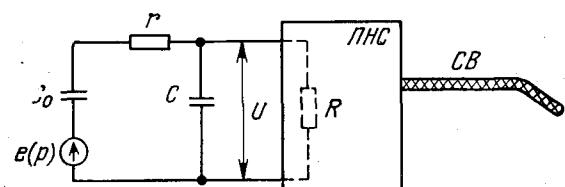


Рис. П2.2. Эквивалентная схема первичного электрометрического преобразователя:

ПНС — преобразователь напряжения — свет; СВ — световод



Приложение 2.2

ПАРАМЕТРЫ КАТУШЕК

Конфигурация катушки	Индуктивность катушки L , намотанной проводом из немагнитного материала	Собственная емкость катушки C_0
1. Круговой плоский виток: D — диаметр витка; d — диаметр провода; $d/D \ll 1$	$L = 2^{-1} \mu_0 D \times \left[\ln \frac{8D}{d} - 1,75 \right] [15]$	$C_0 = \frac{\epsilon_0}{6} \frac{\pi^2 D}{\ln D/d}$ В качестве емкости C_0 рассчитывается емкость между полуокружностями витка [20]
2. Тонкий соленоид с малым шагом намотки: D — диаметр соленоида; l — длина соленоида; N — число витков; b — толщина намотки; $b/D \ll 1$	$L = \frac{1}{3} \mu_0 N^2 D \{ \operatorname{cosec} \alpha \times \left[(\operatorname{tg}^2 \alpha - 1) E + K \right] - \operatorname{tg}^2 \alpha \},$ $\frac{D}{l} = \operatorname{tg} \alpha; K \text{ и } E \text{ — полные эллиптические интегралы модуля } \sin \alpha [15].$ Упрощенные соотношения (при погрешности, не превышающей единицы процентов) для однослойной катушки [8]: $L \approx 10 \cdot 10^{-6} N^2 D^2 / (4D + 11l);$ $l < 0,4D$ $\approx 20 \cdot 10^{-6} N^2 D^2 / (9D + 20l);$ $l > 0,4D$ $0,99 \cdot 10^{-6} N^2 D^2 / l, l \gg D$	Для однослойной катушки, у которой $l < D$ (при погрешности, не превосходящей 50%): $C_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-12} D [3]$
3. Многослойная катушка: D — средний диаметр катушки; l — длина намотки; b — толщина намотки; N — число витков	$L = 2 \cdot 10^{-6} N^2 D^2 / (D + 2l + 1,3b/D) [8]$	$C_0 = \frac{11,8 \cdot 10^{-12} p \epsilon_r}{nh},$ где p — длина окружности среднего витка; ϵ_r — средняя величина относительной диэлектрической проницаемости изоляции между слоями; n — число слоев; h — толщина изоляции между слоями [8]

Продолжение

Конфигурация катушки	Индуктивность катушки L , намотанной проводом из немагнитного материала	Собственная емкость катушки C_0
4. Тороидальная катушка круглого сечения: D — средний диаметр тороида; d — диаметр сечения; N — число витков	$L = 2^{-1} \mu_0 N^2 (D - \sqrt{D^2 - d^2})$ [8]	

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аркадьев В. К. Магнитные коэффициенты, формы, вещества и тела: Изд. труды: — Изд-во АН СССР, 1961. — 331 с.
- Белов С. В. и др. Влияние постоянного магнитного поля Земли на проницаемость сердечника. — В кн.: Геофизическое приборостроение, вып. 44. — Л.: Недра, 1970. — с. 41—47.
- Верзунов М. В. Проектирование радиопередающих устройств малой и средней мощности. — Л.: Энергия, 1967. — 376 с.
- Диагностика плазмы. /Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. — М.: Мир, 1967. — 516 с.
- Драбкин А. Л., Зузенко В. Л., Кислов А. Г. Антенно-фидерные устройства. — М.: Советское радио, 1974. — 536 с.
- Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972. — 392 с.
- Кореневский Л. Н. К расчету индуктивных преобразователей переменного электромагнитного поля. — Измерительная техника, № 5, 1966, с. 19—24.
- Краткий физико-технический справочник. Т. III. /Под ред. К. П. Яковлевой. — М.: Физматгиз, 1962. 688 с.
- Лавров А. С., Резников Г. Б. Антенно-фидерные устройства. — М.: Советское радио, 1974. — 368 с.
- Мизюк Л. Я. Входные преобразователи для измерения напряженности низкочастотных магнитных полей. — Киев: Наукова думка, 1964. — 168 с.
- Нестеренко А. Ф. Основы расчета электроизмерительных схем уравновешивания. — Киев, Изд-во АН УССР, 1960. — 716 с.
- Преображенский А. А. Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы. — М.: Высшая школа, 1972. — 288 с.
- Проволочные резисторы. /Под ред. М. Т. Железнова и Л. Г. Ширшева. — М.: Энергия, 1970. — 239 с.
- Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. — М.: Наука, 1974. — 768 с.
- Смайт В. Электростатика и электродинамика. — М.: ИЛ, 1954. — 604 с.
- Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1976. — 616 с.
- Теория автоматического регулирования. Кн. I. /Под ред. В. В. Соловьевника. — М.: Машиностроение, 1976. — 768 с.
- Ферриты и магнитодиэлектрики: Справочник. /Под ред. Н. Д. Горбунова и Г. А. Матвеева. — М.: Советское радио, 1968. — 175 с.
- Чернышев Е. Т. и др. Магнитные измерения. — М.: Издательство Комитета Стандартов при СМ СССР, 1969. — 248 с.
- Щелкунов С., Фринс Г. Антенны. — М.: Советское радио, 1955. — 604 с.
- Serge S. E., Allen J. E. Journ. Sci. Instr., Magnetic Probes of High Frequency Response. 37, 369 (1960).

Глава 3

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

3.1. СВОЙСТВА ДАТЧИКОВ ХОЛЛА

Коэффициент Холла и чувствительность

На рис. 3.1 изображена пластина датчика Холла, имеющая размеры $(a \times b \times d)$. Допустим, что пластина изготовлена из полупроводникового материала, имеющего лишь электронную проводимость; постоянный ток I_x для любого x имеет постоянную плотность по сечению $(a \times d)$ пластины и образован monoэнергетичными электронами, имеющими скорость v , направленную вдоль оси OX ; ток I_y вдоль оси OY в стационарных условиях отсутствует из-за неизменности внешней электрической цепи. Пусть n — концентрация свободных электронов. Магнитное поле включается в момент времени $t=t_0$, при $t>t_0$ направлено вдоль оси OZ и является постоянным:

$$B_z(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < t_0; \\ B_z = \text{const} & \text{при } t \geq t_0. \end{cases}$$

После включения магнитного поля под действием силы Лоренца

$$F_L = -e[v \cdot B],$$

где e — элементарный заряд; движущиеся вдоль оси OX электроны отклоняются к одному из краев пластины, вследствие чего их концентрация там увеличивается и между противоположными краями пластины после окончания переходного процесса возникает постоянная разность потенциалов U_H , так называемая ЭДС Холла. Время протекания переходного процесса лежит в интервале значений $(10^{-13} \dots 10^{-11})$ с.

Так как после окончания переходного процесса ток $I_y(t) \equiv 0$, то должно выполняться соотношение

$$-e[v \cdot B] = \frac{-eU_H}{a}$$

или

$$U_H = av_x B_z,$$

где v_x и B_z проекции векторов v и B на соответствующие оси.

Так как $I_x = -(ev_x n)ad$, то

$$U_H = -\frac{1}{en} \frac{1}{d} B_z I_x = \frac{R_{Hn}}{d} B_z I_x, \quad (3.1)$$

где

$$R_{Hn} = -1/en$$

— коэффициент Холла.

Если же пластина изготовлена из полупроводника *p*-типа, то коэффициент Холла

$$R_{H,p} = 1/ep,$$

где *p* — концентрация дырок.

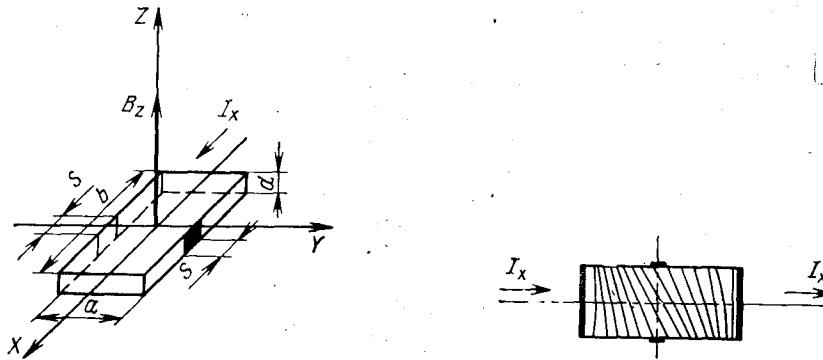


Рис. 3.1. Пластина датчика Холла

Рис. 3.2. Эквипотенциальные линии на поверхности датчика Холла

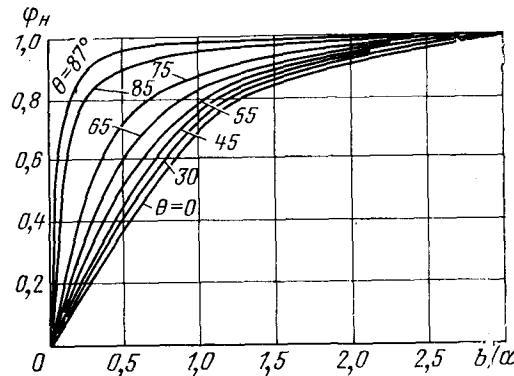


Рис. 3.3. Зависимость поправочной функции ϕ_H от отношения b/a и угла θ

В случае полупроводника со смешанной проводимостью и подвижностью электронов и дырок μ_n и μ_p соответственно коэффициент Холла принимает вид [11]:

$$R_H = \frac{1}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}, \quad (3.3)$$

а ЭДС Холла выражается соотношением

$$U_H = \frac{1}{d} R_H B_z I_x. \quad (3.4)$$

Табл. 3.1 содержит значения R_H для полупроводниковых материалов (кроме пленки из InSb), уровень легирования которых соответствует малой температурной зависимости параметров полупроводникового материала; пленка из InSb обладает собственной проводимостью [6].

Таблица 3.1

Материал	$-R_{H,n}$, см ³ /Кл	μ_n , см ³ /(В·с)	Материал	$-R_{H,p}$, см ³ /Кл	μ_p , см ³ /(В·с)
Металл	$\sim 10^{-4}$	~ 10	InSb	55	55 000
Si	10^6	1900	InAs (пленка)	~ 100	10 000
Ge	10^3	3900	InSb (пленка)	~ 400	12 000
InAs	102	27000			

Учет рассеяния носителей тока в кристаллической решетке приводит к умножению правой части выражения (3.2) на коэффициент r_H , называемый холл-фактором, величина которого зависит от механизма рассеяния носителей и находится в интервале значений 1...2 [10, 14]. Более строгая теория приводит к зависимости коэффициента Холла от индукции магнитного поля, однако при выполнении условия

$$B_z \ll \max \left\{ \frac{1}{\mu_n}, \frac{1}{\mu_p} \right\}$$

выражение (3.3) оказывается (с учетом холл-фактора) справедливым [28].

Угол θ между вектором напряженности электрического поля E в рассматриваемой полупроводниковой пластине и осью OX называется углом Холла; он может быть выражен соотношением

$$\theta = \arctg \frac{E_y}{E_x} = \arctg \frac{(R_{Hn}/ad) B_z I_x}{(I_x/ad)/\sigma} = \arctg (\sigma_n R_{Hn} B_z) = \arctg (-\mu_n B_z), \quad (3.5)$$

где E_x и E_y — проекции вектора E на оси OX и OY соответственно; $\sigma_n = (en\mu_n)$ — удельная электрическая проводимость полупроводникового материала *n*-типа.

Реально ток I_x подводится к пластине датчика Холла с помощью токовых электродов, а выходное напряжение U_H снимается с помощью холловских электродов, выполненных из металла (рис. 3.2). Металлические электроды представляют собою практически эквипотенциальные поверхности как при наличии магнитного поля, так и без него, поэтому выражение (3.1), а следовательно, и выражение (3.4) верно описывают выходное напряжение датчика Холла U_H , обусловленное возникновением ЭДС Холла U_H , лишь в том случае, если $b \gg a$ и $s \ll a$ [41].

Практически используемые датчики Холла имеют $b/a \approx 2 \dots 3$ и точечные холловские электроды, при этом отклонение от результата, даваемого соотношением (3.4), составляет в худшем случае единицы процентов (рис. 3.3). Для учета шунтирующего действия электродов датчика Холла вводят поправочную функцию

$$\varphi_n = \varphi_n(a/b, s/b, \theta),$$

где s — ширина холловских электродов [11]; при этом ЭДС Холла выражается соотношением

$$U_H = \frac{R_H \varphi_n}{d} I_x B_z,$$

однако, учитывая, что обычно на практике φ_n близко к единице или слабо меняется, в последующем изложении материала мы будем там, где это несущественно, опускать φ_n в выражении для ЭДС Холла U_H .

Величина

$$\gamma^* = \frac{U_y}{I_x B_z} = \frac{R_H}{d} \quad (3.6)$$

называется чувствительностью датчика Холла. Величина

$$\gamma = \frac{U_y}{B_z} = \frac{R_H I_x}{d} \quad (3.7)$$

называется обычно магнитной (или вольтовой) чувствительностью.

В магнитометрии (во всяком случае при измерениях слабых магнитных полей) наибольший интерес представляет именно магнитная чувствительность γ .

Определим теперь максимальное значение КПД η_{\max} датчика Холла, изготовленного из полупроводникового материала n -типа и работающего в режиме согласованной нагрузки:

$$r_n = R_y = a\xi/bd\sigma,$$

где r_n — сопротивление нагрузки; R_y — выходное сопротивление датчика Холла; ξ — коэффициент, учитывающий искривление линий вектора плотности тока j_y в датчике Холла; значение ξ заключено в интервале от 2 до 5 [46]. Искомая величина будет

$$\eta_{\max} = \frac{I_y^2 (a\xi/\sigma bd)}{I_x^2 (b/\sigma ad)} = \frac{R_H^2 \sigma^2}{4\xi} B_z^2 = \frac{\mu_n^2 B_z^2}{4\xi}.$$

Согласно [11] при $B_z = 10^3$ Гс и $\xi = 4$ для достаточно чистых полупроводниковых материалов значение η_{\max} заключено в интервале $1,5 \dots 0,0012\%$. Датчик Холла, работающий в режиме, близком к режиму холостого хода, будет, естественно, обладать еще меньшим значением η .

Если ΔT — допустимое превышение температуры датчика Холла над окружающей средой, определяемое, например, из условий достаточно малых относительных отклонений значений характеристик полупроводникового вещества σ и R_H от соответствующих значений

при нормальных условиях, то увеличивать I_x можно лишь до значения

$$I_{x \max} = a V \sqrt{2d\nu\sigma\Delta T}, \quad (3.8)$$

где ν — коэффициент теплопередачи через поверхность $S=2 (a \times b)$ датчика Холла в окружающую среду; это обусловлено тем, что практически все джоулево тепло, выделяемое током I_x , выводится из датчика посредством теплопередачи через поверхность S .

Сочетая выражения (3.7) и (3.8), найдем магнитную чувствительность, соответствующую току $I_{x \max}$,

$$\gamma(I_{x \max}) = (a V \sqrt{2/d}) V \bar{\nu} (R_H V \sqrt{\sigma \Delta T}). \quad (3.9)$$

Так как в общем случае удельная электрическая проводимость полупроводникового материала

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) = \sigma_n + \sigma_p, \quad (3.10)$$

то из выражения (3.9) следует, что максимальное значение $\gamma(I_{x \max})$ зависит от геометрии пластины, условий теплоотвода и свойств полупроводникового вещества (в частности, от концентрации носителей тока и их подвижности).

Так как для датчиков Холла обычно $b/a \approx 2 \dots 3$, то $\gamma(I_{x \max})$ оказывается пропорциональной величине корня квадратного из площади грани датчика ($a \times b$); с уменьшением толщины d датчика $\gamma(I_{x \max})$ растет, поэтому кристаллические датчики Холла, у которых d порядка нескольких десятков или сотен мкм, в общем случае при прочих равных условиях имеют меньшую магнитную чувствительность, чем пленочные датчики, у которых d составляет единицы мкм. Однако рост $\gamma(I_{x \max})$ с уменьшением d происходит лишь до определенных пределов, и, начиная с некоторых значений d , прекращается. Это согласно [24, 42] связано с увеличением рассеяния носителей заряда на дефектах поверхности и соответствующим уменьшением подвижности носителей, в связи с чем уменьшается удельная электрическая проводимость, см. (3.9) и (3.10).

Улучшая условия теплоотвода, можно увеличить мощность, выделяемую током I_x и рассеиваемую датчиком на порядок и более. Например, датчик Холла из InAs с параметрами $R_H = -120 \text{ см}^3/\text{К}$, $b = 15 \text{ мм}$, $a = 7 \text{ мм}$ и $d = 0,05 \text{ мм}$, при $\Delta T = 35^\circ\text{C}$ рассеивал 0,4 Вт, будучи свободно подвешенным в воздухе (конвективное охлаждение), рассеивал 0,9 Вт при помещении в керамический корпус и рассеивал 4,5 Вт при нахождении в тепловом контакте с полюсами электромагнита [40].

Однако в некоторых случаях при значительном улучшении условий теплоотвода (при отсутствии перегрева датчика Холла) рост U_H с ростом I_x , начиная с некоторых значений, замедляется, а затем совсем прекращается.

Для увеличения магнитной чувствительности $\gamma(I_{x \max})$ необходимо также выбирать полупроводниковый материал, имеющий наибольшее значение фактора $R_H V \sqrt{\sigma \Delta T}$.

Если мы имеем полупроводник *n*-типа, то, учитывая выражения (3.2) и (3.10), получим

$$R_H \sqrt{\sigma_n \Delta T} \sim \sqrt{\Delta T (\mu_n / n)}.$$

В среднем по всем материалам $\Delta T \approx 120^\circ\text{C}$ [6]. Вычисляя по характеристикам различных полупроводниковых материалов [11], найдем, что

$$\sqrt{\Delta T_{\max} / \Delta T_{\min}} \approx \sqrt{300/25} \approx 3.46.$$

Отсюда следует, что для увеличения фактора $\sqrt{\Delta T (\mu_n / n)}$ необходимо в первую очередь выбирать полупроводниковый материал с малой концентрацией основных носителей заряда и с высокой подвижностью этих носителей [6]. Однако концентрация (примесных) носителей должна оставаться все же больше концентрации собственных носителей полупроводника во избежание усиления зависимости R_H и σ материала от температуры (рис. 3.4), уменьшения $\gamma(I_x \max)$, а следовательно, и возможного уменьшения $\gamma(I_x \max)$ (рис. 3.5). В частности, выбор полупроводникового материала с большим значением ширины запрещенной зоны E_g уменьшает концентрацию собственных носителей заряда и, следовательно, дает

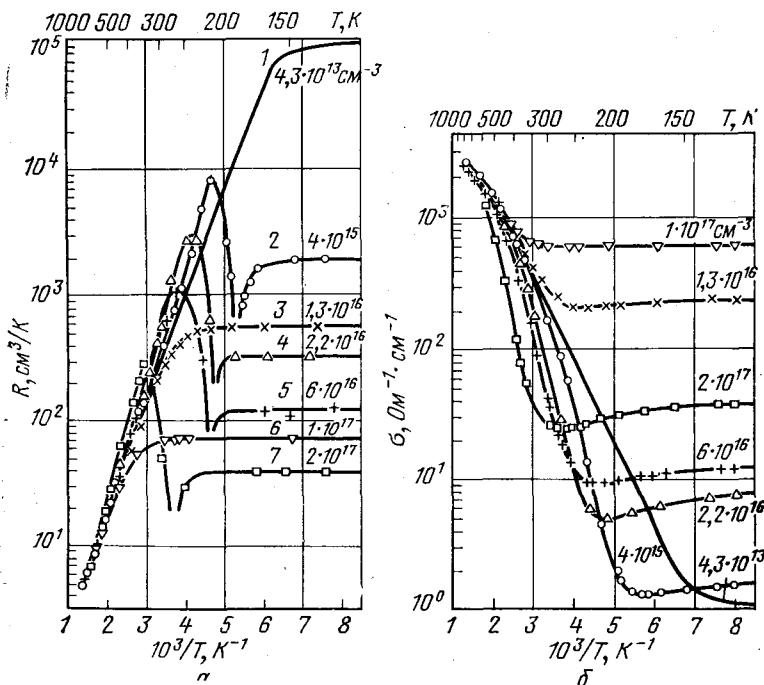


Рис. 3.4. а—зависимость постоянной Холла в InSb для образцов *n*- и *p*-типа от температуры при различной концентрации примесей; 2, 4, 5, 7 (сверху) — акцепторы; 1, 3 — доноры, см^{-3} ; б — зависимость удельной проводимости InSb от температуры; обозначения см. в подсказке к рис. а)

возможность увеличить $\gamma(I_x \max)$ снижением концентрации примеси.

На рис. 3.5 приведены результаты расчета зависимости фактора $R_H \sqrt{\sigma \Delta T}$ от концентрации носителей заряда для Ge, Si, InAs и InAsP; расчет проведен в предположении, что при допустимом перегреве ΔT величина $\left| \frac{1}{R_H} \frac{dR_H}{dT} \right|$ не превосходит $0.3\% / \dots ^\circ$ [11].

В том случае, если при нормальных условиях превалирует примесная проводимость, а энергия активации примесных уровней существенно меньше энергии kT (здесь k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура), удельная электрическая проводимость полупро-

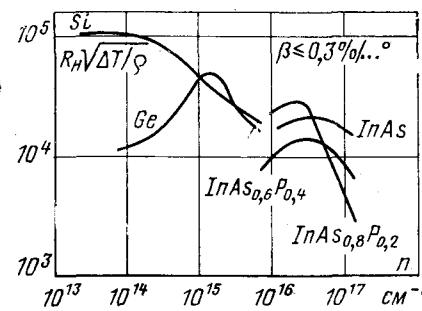


Рис. 3.5. Зависимость фактора $R_H \sqrt{\Delta T / Q}$ от концентрации носителей тока в материалах, применяемых для изготовления датчиков Холла

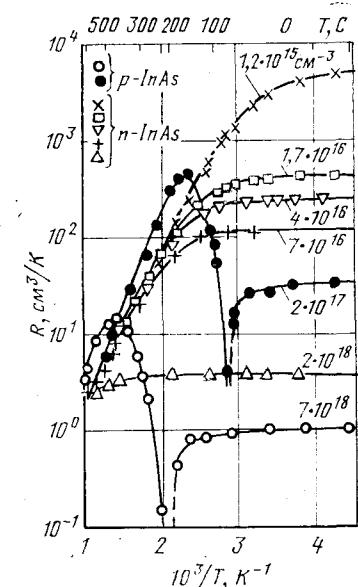


Рис. 3.6. Зависимость постоянной Холла в InAs от температуры

водникового материала слабо зависит от температуры. Однако с повышением температуры концентрация собственных носителей растет, и с некоторых значений температуры начинает иметь место собственная проводимость, поэтому коэффициент Холла R_H практически не зависит от температуры в области примесной проводимости и существенно меняется с ростом температуры в области собственной проводимости.

При полупроводнике *n*-типа коэффициент Холла R_H с ростом температуры монотонно уменьшается по модулю, сохраняя свой знак. При полупроводнике *p*-типа коэффициент Холла сначала уменьшается до 0, меняет свой знак, далее растет по модулю до некоторого максимального значения, а затем вновь начинает спадать (см. рис. 3.4 и 3.6).

При низких температурах некоторые полупроводники имеют значения коэффициента Холла существенно большие, чем при нор-

мальных условиях (рис. 3.7). Это обстоятельство было использовано авторами работы [43] при создании магнитометра для измерения слабых магнитных полей.

Как уже отмечалось выше, в общем случае коэффициент Холла R_H зависит от индукции магнитного поля [6]:

$$R_H = \frac{\sigma_n^2 R_{Hn} (1 + \sigma_p^2 R_{Hp}^2 B_z^2) + \sigma_p^2 R_{Hp} (1 + \sigma_n^2 R_{Hn}^2 B_z^2)}{(\sigma_n + \sigma_p)^2 + \sigma_n^2 \sigma_p^2 (R_{Hn} + R_{Hp})^2 B_z^2}. \quad (3.11)$$

При $B_z \rightarrow \infty$

$$R_H \rightarrow \begin{cases} 1/e(p-n) & \text{при } p \neq n \\ (1/ne)[(\mu_p - \mu_n)/(\mu_p + \mu_n)] & \text{при } p=n=n_i, \end{cases}$$

где n_i — собственная концентрация носителей заряда.

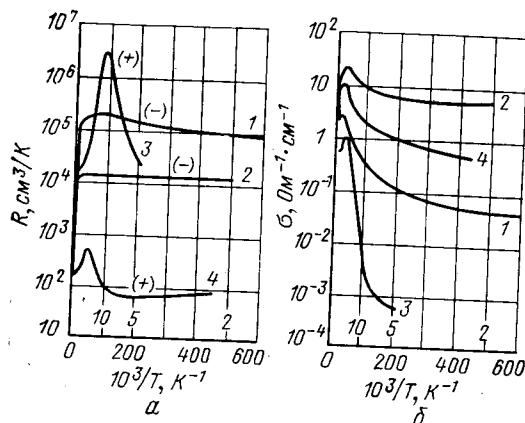


Рис. 3.7. Зависимости коэффициента Холла (а) и удельной проводимости (б) в InSb при низких температурах от температуры. Эффективная концентрация доноров, см^{-3} :

1—5 · 10¹³; 2—5 · 10¹⁴; 3—4 · 10¹⁴; 4—4 · 10¹⁶; [(+)] и [(-)] означают знаки коэффициента Холла

Результаты экспериментальных исследований зависимости коэффициента Холла R_H от магнитной индукции B_z согласуются с теорией.

В частности, в случае кристаллических датчиков Холла из InAs коэффициент Холла (в материале с $R_H = 100 \text{ см}^3/\text{Кл}$) почти не зависит от индукции в диапазоне значений 0...170 кГс, в то время как для материала InSb коэффициент Холла уменьшается от $R_H \approx 350 \text{ см}^3/\text{Кл}$ до $R_H \approx 300 \text{ см}^3/\text{Кл}$ в диапазоне значений индукции 40 кГс...170 кГс [29].

Согласно [35, 36] пленочные датчики Холла из InSb и InAs имеют чувствительность γ , не зависящую от индукции магнитного поля в полях с индукцией до $\approx 6 \text{ кГс}$; описаны пленочные датчики

Холла из InAs для измерения магнитных полей с индукцией до $\approx 100 \text{ кГс}$ [7].

Некоторые сведения о характеристиках датчиков Холла, выпускаемых отечественной промышленностью, читатель найдет в послесловии переводчиков в [6].

Сопутствующие эффекты и вызываемые ими дополнительные ЭДС на выходе датчика Холла

Помимо эффекта Холла еще ряд эффектов влияет на величину выходного напряжения U_y датчика Холла [3, 6, 11, 26]. Будем считать, что датчик Холла в общем случае питается от генератора тока постоянным или переменным током I_x и работает в режиме холостого хода (такой режим предпочтительнее других режимов по ряду причин [6, 11]) так, что изменения ЭДС Холла U_H , обусловленные магниторезистивным эффектом Гаусса, являются пренебрежимо малыми; пренебрегая также ЭДС термомагнитных эффектов, эффекта Тауца и других более слабых эффектов [1, 11, 14], запишем уравнение для выходного напряжения датчика Холла U_y в виде

$$U_y = U_H + (U_{\text{нэ}} + U_{\text{тэ}} + U_{\text{ш}} + U_{\text{e}} + U'_{\text{э.н}} + U''_{\text{э.н}}), \quad (3.12)$$

где в скобки взята сумма дополнительных ЭДС, обусловленных действием сопутствующих эффектов; при этом мы считаем, что с момента включения датчика Холла прошло времени много больше некоторой постоянной, характеризующей инерционность тепловых процессов в теле датчика.

Дадим краткую характеристику всех слагаемых правой части выражения (3.12).

U_H — напряжение Холла, являющееся полезным сигналом, в общем случае искажается суммой слагаемых, взятых в скобки в выражении (3.12).

$U_{\text{нэ}}$ — напряжение неэквипотенциальности, обусловленное асимметрией геометрии пластины датчика, наличием неоднородностей распределения удельного сопротивления полупроводникового вещества по объему пластины и зависимостью удельного сопротивления вещества от его температуры. При постоянном токе $I_x(t) \equiv \text{const}$

$$U_{\text{нэ}} = r'_0 I_x + r'_1 I_x^3 + \dots, \quad (3.13)$$

где r'_0 и r'_1 — коэффициенты; обычно вторым слагаемым в выражении (3.13) можно пренебречь. Для датчиков из InSb и InAs $r'_0 \in (10^{-3} \dots 10^{-2}) \text{ В/А}$; для датчиков из Si $r'_0 \in (10^{-2} \dots 10) \text{ В/А}$ [11].

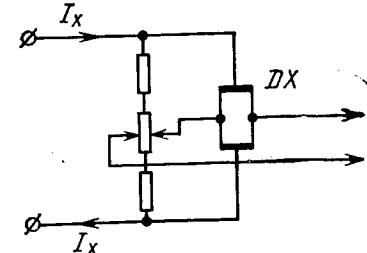


Рис. 3.8. Схема компенсации напряжения неэквипотенциальности $U_{\text{нэ}}$

Линейная часть $U_{\text{но}}$ может быть скомпенсирована схемным путем, например, так, как это показано на рис. 3.8; при питании датчика Холла от генератора тока эта же схема позволяет скомпенсировать все $U_{\text{но}}$.

Заметим, что если $I_x(t)$ — периодическая функция времени, а ее период τ много меньше некоторой постоянной времени, характеризующей инерционность тепловых процессов в теле датчика Холла, то выражение (3.13) принимает вид

$$U_{\text{но}} = (r'_{01} + r'_{02} I_{x\text{д}}^2) I_x(t) + \dots, \quad (3.14)$$

где $\sqrt{\frac{1}{\tau} \int_0^\tau I_x^2(t) dt} = I_{x\text{д}}$ — действующее значение тока $I_x(t)$.

$U_{\text{тэ}}$ — термоэлектрическое напряжение, обусловленное разностью температур ΔT_y холловских электродов, возникающей из-за неравномерного выделения по объему пластины джоулева тепла вследствие неоднородности материала, из-за эффекта Пельтье, из-за неравномерного по поверхности пластины отвода тепла от датчика Холла, из-за термомагнитных эффектов. Согласно теории эффекта Зеебека

$$U_{\text{тэ}} = \varphi \Delta T_y, \quad (3.15)$$

где φ — коэффициент, называемый удельной дифференциальной термоэлектродвижущей силой; обычно для реально используемых датчиков Холла значение φ находится в интервале $0,1 \dots 1 \text{ мВ/}^\circ\text{C}$.

При постоянном токе $I_x(t) \equiv \text{const}$

$$U_{\text{тэ}} = k_{t1} I_x^2 + k_{t2} I_x^4 + \dots, \quad (3.16)$$

где k_{t1} и k_{t2} — коэффициенты пропорциональности. В табл. 3.2 приведены значения k_{t1} для датчиков Холла из Ge, InAs и HgTe [11].

Таблица 3.2

Материал	$I_x \text{ макс, мА}$	$k_{t1}, \text{ В/А}$
Ge	50	0,4
InAs	100	0,01
HgTe	40	0,1

Если $I_x(t)$ — периодическая функция времени, а ее период τ много меньше некоторой постоянной времени, характеризующей инерционность тепловых процессов в теле датчика Холла, то выражение (3.16) принимает вид

$$U_{\text{тэ}} = k_{t1} I_{x\text{д}}^2 + k_{t2} I_{x\text{д}}^4 + \dots, \quad (3.17)$$

где $I_{x\text{д}}$ — действующее значение тока $I_x(t)$. $U_{\text{ш}}$ — напряжение шумов датчика Холла, которые имеют в своем составе следующие основные компоненты.

Тепловой шум, обусловленный локальными флуктуациями концентрации носителей тока, имеет спектральную плотность мощности S_t , которая выражается формулой Найквиста:

$$S_t = 4kT R_y(T), \quad (3.18)$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура тела датчика; $R_y(T)$ — выходное сопротивление датчика Холла при тем-

пературе T (в более общем случае $R_y = R_y(T, f)$, где f — частота, а R_y — активная составляющая выходного комплексного сопротивления датчика Холла). Как следует из (3.18), при фиксированном R_y величина теплового шума не зависит от типа полупроводникового вещества; верхняя граница полосы частот, в которой справедлива формула Найквиста, составляет около 10^{13} Гц [9, 16].

Токовый шум (шум $1/f$, фликкер-шум, избыточный шум) обусловлен рядом физических явлений, возникающих в поверхностном слое полупроводника при протекании по нему тока; спектральная плотность мощности этого шума при постоянном токе $I_x(t) \equiv \text{const}$ и постоянном магнитном поле $B_z(t) \equiv \text{const}$ выражается соотношением [1, 14, 19]:

$$S_t = A I_x^2 [1 + m(U_{\text{но}}^2 + U_H^2)] [\arctg \omega \tau_2 - \arctg \omega \tau_1] \omega^{-1}, \quad (3.19)$$

где A , τ_1 , τ_2 , m — константы для данного типа датчика, $\omega = 2\pi f$. При выполнении условий

$$\omega \tau_1 \ll 1 \ll \omega \tau_2,$$

что реально имеет место, спектральная плотность мощности токового шума обратно пропорциональна частоте f :

$$S_t \sim 1/f,$$

откуда и происходит одно из названий этого шума. Однако при выполнении тех же условий

$$S_t \rightarrow A I_x^2 [1 + m(U_{\text{но}}^2 + U_H^2)] (\tau_2 - \tau_1), \text{ при } \omega \rightarrow 0.$$

Токовый шум превалирует над тепловым в высокоомных и поликристаллических пленочных материалах; в монокристаллических образцах уровень токового шума ниже уровня теплового шума [6, 31, 44]. Согласно [30] шум типа $1/f$ не является стационарным процессом.

Шум температурных флуктуаций обусловлен пространственно-временными вариациями распределения температуры в объеме пластины датчика Холла, возникающими из-за флуктуаций температуры окружающей среды и непостоянства условий теплообмена между датчиком Холла и окружающей средой. Основную роль в этом шуме играет нестабильность напряжения $U_{\text{но}}$, а не $U_{\text{тэ}}$. Шум температурных флуктуаций имеет спектр частот от единиц Гц и ниже [6, 11].

Шум холловских и токовых контактов, обусловленный дрейфом величины их переходных сопротивлений, может усилить временной дрейф напряжения неэквипотенциальности и увеличить порог чувствительности холловского преобразователя [1, 11].

Литературные данные о соотношении перечисленных выше составляющих $U_{\text{ш}}$ датчика Холла различны.

Уровень $1/f$ шума на 3...4 порядка выше уровня остальных шумов [30] (имеется в виду теплового и дробового, о последнем выше не говорилось ввиду его малости), кроме того, он растет с ростом I_x , а также линейно растет с ростом индукции магнитного поля.

Шум $1/f$ незначителен даже при высоких плотностях тока; его можно вообще не принимать во внимание при малых управляющих токах. Так, в полупроводниковой пластине с плотностью тока $\approx 50 \text{ A/cm}^2$ уровень шума $1/f$ имел тот же порядок, что и уровень теплового шума, однако в пленках из InSb и InAs, полученных испарением, он оказался выше [6, 44].

Спектр шумов датчика Холла из InAs ($R_H = -100 \text{ см}^3/\text{Кл}$) в полосе частот $400 \dots 5000 \text{ Гц}$ оказался практически постоянным; при $\mu_n = 20 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и входной мощности $\approx 100 \text{ мВт}$ порог чувствительности датчика Холла составил по расчету $\approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$ [6].

Однако при измерении низкочастотных магнитных полей со спектром частот, захватывающим область от единиц Гц и ниже, основную роль начинают играть не токовый и тепловой шумы, а шум температурных флюктуаций, наличие которого приблизительно на два порядка увеличивает порог чувствительности датчика Холла, который на более высоких частотах определяется тепловым и токовым шумами. Здесь же может сыграть свою отрицательную роль и шум токовых и холловских контактов [1, 6, 14].

Заслуживают внимания и дальнейшего развития исследования по уменьшению шума температурных флюктуаций путем стабилизации температуры датчика Холла, описанные в [5, 6].

U_c — напряжение собственного эффекта Холла, обусловленное воздействием на датчик Холла магнитного поля, создаваемого питающим его током I_x . Если подводка тока I_x и сам датчик являются симметричными, то U_c практически отсутствует. Однако если подводка питающего тока асимметрична, а датчик Холла расположен в узком зазоре магнитопровода, то при $I_x \approx 50 \text{ мА}$ и величине воздушного зазора $\approx 50 \text{ мкм}$ среднее по поверхности датчика значение индукции собственного магнитного поля тока I_x составляло $\approx 6 \text{ Гс}$ [6]. Если питающий ток $I_x(t) = I_m \cos \omega_x t$, то среднее по поверхности датчика значение индукции собственного магнитного поля будет $B_m \cos \omega_x t$, и тогда

$$U_c = \frac{1}{2} \frac{R_H}{d} B_m I_m + \frac{1}{2} \frac{R_H}{d} B_m I_m \cos 2\omega_x t.$$

$U'_{\text{э.н}}$ — напряжение электромагнитной наводки со стороны цепи питания на выходную цепь возникает только при питании датчика Холла переменным током. Например, при $I_x(t) = I_m \cos \omega_x t$ среднее значение индукции рассеяния $B_m \cos \omega_x t$ и на выходных электродах возникает напряжение электромагнитной наводки

$$U'_{\text{э.н}} = \pm \omega_x s_{\text{э.н}} B_m \sin \omega_x t = \pm U'_{\text{э.н.м}} \sin \omega_x t, \quad (3.20)$$

где $s_{\text{э.н}}$ — некоторая эквивалентная площадь витка, образованного телом датчика и холловскими выводами, пронизываемого индукцией рассеяния. Выбор знака в выражении (3.20) зависит от способа укладки выводов датчика. Например, экспериментально было определено значение $U'_{\text{э.н.м}} \approx 500 \text{ мВ}$ при условиях: исследовался датчик Холла типа X212 из InAs, который питался синусоидальным током, имеющим частоту 50 МГц и амплитуду 100 мА ; знак $U'_{\text{э.н}}$

в выражении (3.20) выбирался по желанию; при этом измеряемым полям соответствовали значения $U_{\text{Н.м}}$ от единиц до десятков микровольт (здесь имеется в виду, что $U_{\text{Н}}(t) = U_{\text{Н.м}} \cos \omega_x t$).

$U'_{\text{э.н}}$ — напряжение электромагнитной наводки, создаваемое переменным магнитным полем, индукция которого измеряется, в выходной цепи датчика Холла. Если датчик Холла питается от генератора тока, то

$$U'_{\text{э.н}} = -s_{\text{э.н}} \frac{dB_z}{dt},$$

где $s_{\text{э.н}}$ — некоторая эквивалентная площадь витка, образованного телом датчика и его холловскими выводами, пронизываемого измеряемым магнитным полем. Величина $s_{\text{э.н}}$ определяется способом укладки холловских выводов датчика; в лучшем случае минимальное значение $s_{\text{э.н}}$ около 10^{-2} см^2 ; при этом, если измеряемое поле является синусоидальным, то напряжение $U'_{\text{э.н}}$ оказывается соизмеримым по величине с $U_{\text{Н}}$ уже при частотах $(5 \dots 10) \text{ кГц}$.

Частотные свойства

Инерционность собственно эффекта Холла определяется постоянной времени

$$\tau_D = \epsilon_r \epsilon_0 / \sigma,$$

называемой временем релаксации. Полупроводники, используемые для создания датчиков Холла, обладают значениями τ_D , заключенными в интервале $(10^{-13}, 10^{-12}) \text{ с}$. Таким образом, эффект Холла позволяет измерять магнитные поля в полосе частот от нуля Гц до сотен ГГц и единиц ТГц [6, 33]. Однако при попытке использовать датчик Холла для измерения высокочастотных магнитных полей оказывается, что имеется ряд физических эффектов, которые на самом деле и ограничивают сверху его полосу рабочих частот. К таким эффектам в первую очередь относятся: возникновение ЭДС электромагнитной наводки $U'_{\text{э.н}}$ в холловских выводах датчика, скрин-эффект, имеющий место при питании датчика Холла высокочастотным синусоидальным током, и возникновение токов Фуко в теле датчика.

Как уже отмечалось, возникновение ЭДС $U'_{\text{э.н}}$ ограничивает сверху полосу рабочих частот датчика Холла значениями частот $(5 \dots 10) \text{ кГц}$.

При питании датчика Холла постоянным током I_x было предложено несколько способов минимизации величины $U'_{\text{э.н}}$ [3, 11]. Суть этих способов сводится к вычитанию из $U'_{\text{э.н}}$ приблизительно равной ей другой ЭДС электромагнитной индукции, возникающей под действием того же магнитного поля в специальных проволочных витках или в холловских выводах другого датчика Холла. Применение этих способов позволяет расширить полосу рабочих частот датчика Холла приблизительно на порядок.

Достичь практически полного избавления от $U_{\text{вн}}$ позволяет применение метода частотной селекции полезного сигнала. Суть метода состоит в том, что датчик Холла питается синусоидальным током

$$I_x(t) = I_m \sin \omega_x t = I_m \sin 2\pi f_x t, \quad (3.21)$$

частота изменения которого

$$f_x = \frac{\omega_x}{2\pi} \gg \frac{\Omega}{2\pi} = f_z, \quad (3.22)$$

где f_z — верхняя граничная частота спектра измеряемого магнитного поля; при этом спектр $U_{\text{вн}}$ оказывается расположенным в области частот меньших Ω , спектр полезного сигнала (ЭДС Холла) оказывается расположенным в области высоких частот ($\omega_x = \Omega$, $\omega_x + \Omega$), так как ЭДС Холла в данном случае является амплитудно-модулированным сигналом; поэтому имеется возможность, применив специальную фильтрующую схему, отделить полезный сигнал от ЭДС $U_{\text{вн}}$.

При измерениях быстроменяющихся магнитных полей с помощью датчика Холла, питаемого как постоянным, так и переменным

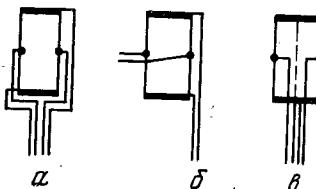


Рис. 3.9. Схемы некоторых способов укладки выводов датчика Холла

током I_x , необходимо стремиться уменьшить паразитные площади петель, образуемых токовыми и холловскими выводами и телом датчика. При применении метода частотной селекции это необходимо делать во избежание выделения в датчике дополнительной мощности, что особенно важно при измерениях импульсных магнитных полей с крутыми фронтами.

На рис. 3.9 представлены некоторые способы укладки выводов датчика Холла. Способ укладки выводов, изображенный на рис. 3.9, а, приводит к большим паразитным площадям петель и не может быть рекомендован для измерения быстропеременных магнитных полей. Способ укладки выводов, представленный на рис. 3.9, в [11], имеет минимальные площади паразитных петель, однако он имеет и превосходство по сравнению с предыдущим способом в том, что ему соответствуют при прочих равных условиях меньшие значения электромагнитной наводки $U_{\text{вн}}$, так как входные и выходные цепи в данном случае оказываются более разнесенными; именно для этого способа укладки выводов были приведены числовые данные о величине $U_{\text{вн}}$ в предыдущем разделе. Существуют другие способы укладки выводов датчика Холла [17].

Естественно предполагать, что возможности расширения полосы рабочих частот датчика Холла с помощью метода частотной селекции полезного сигнала ограничиваются скрин-эффектом и эффектом возникновения токов Фуко в пластине датчика.

Согласно выражению (3.22) увеличение верхней граничной частоты f_z спектра измеряемого магнитного поля должно сопровож-

даться ростом f_x — частоты синусоидального тока питания $I_x(t)$, что, в свою очередь, должно приводить к возникновению скрин-эффекта и, следовательно, к изменению эффективной толщины пластины датчика. При выполнении условия

$$d \ll \delta(f_x) = 1/V \pi \mu_0 \sigma f_x, \quad (3.23)$$

где $\delta(f_x)$ — толщина скрин-слоя на частоте f_x , влиянием скрин-эффекта на величину ЭДС Холла U_H можно пренебречь [38]. В табл. 3.3 для некоторых значений σ и f_x приведены значения толщины скрин-слоя δ в мкм согласно выражению

$$\delta(f_x) = \frac{503}{V \sigma f_x} \text{ м} = \frac{503}{V \sigma f_x} 10^6 \text{ мкм}. \quad (3.24)$$

Таблица 3.3

Материал	Ge, Si	InAs _{0,6} P _{0,4}	InAs, InSb	InSb
	$\sigma (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$			
$f, \text{ Гц}$	10^2	10^3	10^4	10^5
10^6	$50,3 \cdot 10^3$	$15,9 \cdot 10^3$	$50,3 \cdot 10^2$	$15,9 \cdot 10^2$
10^8	$50,3 \cdot 10^2$	$15,9 \cdot 10^2$	$50,3 \cdot 10$	$15,9 \cdot 10$
10^{10}	$5,03 \cdot 10^2$	$15,9 \cdot 10$	$5,03 \cdot 10$	$1,59 \cdot 10$
10^{12}	$5,03 \cdot 10$	$1,59 \cdot 10$	$5,03$	$1,59$

Были проведены исследования влияния скрин-эффекта на величину ЭДС U_H датчика Холла типа X212 из InAs. При частотах синусоидального тока питания $f_x \leq 800$ Гц для магнитных полей с индукцией $|B_z| \leq 100$ Гс и с верхней граничной частотой спектра $f_x \leq 10$ МГц, при погрешности измерений, не превосходящей 5%, влияния скрин-эффекта на величину U_H обнаружено не было.

Согласно [11] результаты экспериментов с датчиками Холла из InSb в полосе частот управляющего тока и магнитного поля 2,4 Гц ... 3 ГГц свидетельствуют об отсутствии в пределах погрешности измерений зависимости ЭДС Холла от частоты поля и тока.

Если на симметричный датчик Холла, питаемый током $I_x(t)$, воздействует магнитное поле с индукцией

$$B_z(t) = B_m \sin \Omega t = B_m \sin 2\pi f_z t \quad (3.25)$$

и в то же время на частоте f_z толщина скрин-слоя

$$\delta(f_z) \gg d,$$

то с учетом возникновения токов Фуко результирующие плотность тока $j_z(y, t)$ и составляющая магнитной индукции $B_{z2}(t)$ при $x=0, z=0$ и $y=\text{var}$ (см. рис. 3.1) могут быть представлены выражениями

$$j_z(y, t) = j_0 + \Delta j_\phi(y) \sin(\Omega t + \varphi_1), \quad (3.26)$$

$$B_{z2}(y, t) = B_m \sin \Omega t + \Delta B_c(y, I_x) + \Delta B_{m\phi}(y) \sin(\Omega t + \varphi_2), \quad (3.27)$$

где $\Delta j_\phi(y)$ — амплитуда плотности вихревого тока; $\Delta B_c(y, I_x)$ — индукция собственного магнитного поля, порожденного током I_x ; $\Delta B_{m\phi}(y)$ — амплитуда индукции магнитного поля, порожденного токами Фуко; φ_1 и φ_2 — фазовые сдвиги, зависящие в общем случае от геометрии пластины, ее материала и частоты f_z .

Легко видеть, что j_0 , B_m и $\Delta B_{m\phi}$ — четные, а Δj_ϕ , ΔB_c — нечетные функции аргумента y , поэтому

$$U_H = \int_{-a/2}^{a/2} R_H j_\Sigma(y, t) B_{z\Sigma}(y, t) dy = \frac{R_H}{d} I_x B_m \sin \Omega t + \\ + \left[R_H \left[\int_{-a/2}^{a/2} \Delta j_\phi \Delta B_c dy \right] \sin(\Omega t + \varphi_1) + R_H \left[\int_{-a/2}^{a/2} j_0 \Delta B_{m\phi} dy \right] \times \right. \\ \left. \times \sin(\Omega t + \varphi_2) \right], \quad (3.28)$$

где сумма слагаемых в фигурных скобках представляет собою изменение ЭДС Холла U_H , обусловленное токами Фуко. Определение точного выражения изменения ЭДС Холла через геометрические параметры пластины, характеристики вещества и частоту f_z в общем случае является сложной задачей. Однако при некоторых дополнительных, упрощающих задачу условиях ее решение оказывается возможным.

Изменение U_H из-за возникновения токов Фуко может быть значительным, если пластина датчика имеет сравнительно большую ширину, а датчик помещен в узкий зазор магнитопровода [39]. Так, для датчика из InSb при $a=6$ мм, помещенного в узкий зазор между ферритовыми стержнями, на частоте $f_z=1,5$ МГц приращение U_H составило $\approx 35\%$; однако при $a=3$ мм и при тех же остальных условиях приращение U_H не наблюдалось. Не наблюдалось также приращение U_H в случае, когда a было равно 6 мм, но воздушный зазор был увеличен до 1,2 мм. В то же время, если датчик не помещается в зазор магнитопровода, то приращение U_H из-за токов Фуко экспериментально не наблюдается на частотах магнитного поля, достигающих сотен МГц и ГГц.

Динамический диапазон

Обозначим динамический диапазон датчика Холла через

$$D = \frac{B_{z\max}}{B_{z\min}}, \quad (3.29)$$

где $B_{z\max}$ — максимальное значение измеряемой индукции, при котором нелинейность преобразования $U_y = U_y(B_z)$ еще не превышает допустимого значения, а $B_{z\min}$ — порог чувствительности датчика. Пусть датчик питается от генератора постоянного тока и работает в режиме холостого хода; пусть имеется схема компенсации напряжения неэкивипотенциальности на выходе датчика, а спектр измеряемой индукции B_z лежит в интервале частот (f_n, f_b) . Обозначим через $U_{y0}(t)$ выходное нескомпенсированное схемным путем

напряжение датчика Холла при отсутствии магнитного поля, а через $S_{y0}(f)$ — спектральную плотность мощности этого напряжения. На основании выражения (3.12) напряжение U_{y0} можно представить в виде

$$U_{y0} = \Delta U_{n\alpha} + \Delta U_{t\alpha} + \Delta U_w + \Delta U_c, \quad (3.30)$$

где под $\Delta U_{n\alpha}$, $\Delta U_{t\alpha}$, ΔU_w и ΔU_c понимается отклонение соответствующих величин от некоторых постоянных значений, которые они имели в начальный момент времени t_0 , соответствующий условию компенсации

$$U_y(t_0) = U_{n\alpha}(t_0) + U_{t\alpha}(t_0) + U_w(t_0) + U_c(t_0). \quad (3.31)$$

Допустим теперь, что f_b не слишком велико (так, что в выражении (3.12) можно пренебречь слагаемым $U_{\alpha,n}$ по сравнению с U_H), что в выражении (3.19) коэффициент m мал, что на выходе датчика Холла стоит фильтр с полосой пропускания (f_n, f_b) и на выходе фильтра производится наблюдение за полезным сигналом. Допустим также для общности рассмотрения, что применяются концентраторы магнитного поля, увеличивающие измеряемую индукцию B_z в K_k раз. Тогда на основании выражения для порога чувствительности и (3.7) напряжение $B_{z\min}$ можно представить в виде

$$B_{z\min} = [(3 \dots 5)/K_k] \left[\sqrt{\int_{f_n}^{f_b} S_{y0}(f) df / \gamma(I_x)} \right] = \\ = [(3 \dots 5)/K_k] \left[d \sqrt{\int_{f_n}^{f_b} S_{y0}(f) df / R_H I_x} \right]. \quad (3.32)$$

Следует заметить, что для конкретного датчика и при выбранных режиме и условиях его работы величина $B_{z\min}$ согласно выражению (3.32) зависит от длины ($f_b - f_n$) интервала частот (f_n, f_b) и от положения этого интервала на частотной оси. Учет этого обстоятельства в ряде случаев позволяет правильно решить вопрос о необходимости применения метода частотной селекции (так, например, для проведения измерений слабых магнитных полей в полосе частот $10^2 \dots 10^3$ Гц удобно выбрать более простую схему с питанием датчика Холла постоянным током). В общем случае величина порога чувствительности определяется значением K_k и фактором

$$d \sqrt{\int_{f_n}^{f_b} S_{y0}(f) df / R_H I_x} = \sqrt{\int_{f_n}^{f_b} S_{y0}(f) df / \gamma(I_x)}, \quad (3.33)$$

величина которого зависит от типа датчика, схемы его включения, от режима и условий его работы.

При фиксированном интервале частот (f_n, f_b), при выбранном токе питания I_x и при прочих равных условиях меньшая величина $\int_{f_n}^{f_b} S_{y0}(f) df$ — у низкоомных (моноокристаллических) датчиков Хол-

ла, работающих с применением температурной стабилизации.

Наличие конечного значения коэффициента m в выражении (3.19) увеличивает значение порога чувствительности датчика.

Интересен распространенный случай, когда проводят измерение слабого магнитного поля δB_z на фоне постоянного поля, индукция которого B_{z0} удовлетворяет условию

$$|B_{z0}| \gg |\delta B_z|.$$

При этом в отличие от выражения (3.30) новое выражение для U_{y0} должно содержать еще дополнительное слагаемое

$$\delta U_{y0} = \frac{\delta R_H}{d} B_{z0} I_x + \frac{R_H}{d} B_{z0} \delta I_x - \frac{R_H I_x B_{z0}}{d} \frac{\theta^2}{2}, \quad (3.34)$$

где δR_H и δI_x — вариации коэффициента Холла и тока питания соответственно; $1 \gg \theta = \theta$ — угол между направлением магнитной оси датчика Холла и осью OZ (т. е. угол между нормалью к поверхности пластины датчика и осью OZ), кроме этого при конечной величине коэффициента m согласно выражению (3.19) из-за роста шума $1/f$ в новом выражении для U_{y0} возрастет ЭДС $\Delta U_{\text{ш}}$:

$$U_{y0} = \delta U_{y0} + \Delta U_{\text{нэ}} + \Delta U_{\text{тз}} + \Delta U_{\text{ш}} + \Delta U_{\text{с}}. \quad (3.35)$$

Если спектр δU_{y0} расположен в интервале частот $(f_{\text{n}}^*, f_{\text{v}}^*)$ и этот интервал не перекрывается с интервалом $(f_{\text{n}}, f_{\text{v}})$, то возрастание порога чувствительности $B_{z\min}$ из-за индукции B_{z0} будет незначительным (оно будет определяться еще значением коэффициента m в выражении (3.19)), тем не менее по ряду дополнительных соображений бывает возможно и целесообразно компенсировать величину B_{z0} схемным путем. Эта компенсация может быть ручной или автоматической, осуществляющейся с помощью отрицательной обратной связи. Если же интервалы $(f_{\text{n}}^*, f_{\text{v}}^*)$ и $(f_{\text{n}}, f_{\text{v}})$ перекрываются и условия работы магнитометрического прибора таковы, что компенсацию поля B_{z0} осуществить не имеется возможности, то величина порога чувствительности холловского преобразователя, определенная при указанных выше условиях, возрастает за счет части δU_{y0} , определяемой пересечением интервалов $(f_{\text{n}}^*, f_{\text{v}}^*)$ и $(f_{\text{n}}, f_{\text{v}})$. Меры минимизации слагаемых правой части выражения (3.35) — стабилизация температуры датчика, стабилизация тока питания, борьба с механическими вибрациями.

Приведем некоторые количественные экспериментальные данные о величине порога чувствительности магнитометрических преобразователей с датчиком Холла, питаемым постоянным током.

В схеме для измерения постоянных и медленно меняющихся магнитных полей с термостабилизированным датчиком Холла из InAs, мощность питания которого составляла ≈ 100 мВт, при проведении долговременных измерений (несколько часов) величина порога чувствительности составила $\approx 2 \cdot 10^{-3}$ Гс [6].

Магнитометрический преобразователь с датчиком Холла из InSb, питаемым током 350 мА, при температуре 78 К и с концентраторами магнитного поля из мю-металла имел чувствительность ~ 1 В/Гс при полосе рабочих частот $0 \dots 10^4$ Гц; при проведении

долговременных измерений порог чувствительности составил $\approx 10^{-5}$ Гс [43].

Была исследована схема магнитометрического преобразователя с пленочным датчиком Холла из InSb с ферритовыми концентраторами магнитного поля; при токе питания датчика Холла 10 мА и полосе рабочих частот $10^2 \dots 10^3$ Гц магнитометрический преобразователь имел чувствительность $\approx 4,5$ В/Гс и порог чувствительности $\approx 1,5 \cdot 10^{-5}$ Гс.

При питании датчика Холла синусоидальным током

$$I_x(t) = I_m \cos \omega_x t$$

и при условии, что верхняя граничная частота спектра измеряемой индукции $B_z(t)$ удовлетворяет условию

$$f_v = \frac{\omega_v}{2\pi} \ll \frac{\omega_x}{2\pi},$$

ЭДС Холла $U_H(t)$ является АМ — ПН-сигналом:

$$U_H(t) = \Phi_{\text{ам-пн}}(t) = [R_H K_{\text{к}} I_m B_z(t)/d] \cos \omega_x t,$$

при этом модулирующий сигнал $r(t)$ имеет вид

$$r(t) = R_H K_{\text{к}} I_m B_z(t)/d.$$

Однако результирующий выходной сигнал датчика Холла $U_y(t)$ в этом случае согласно выражению (3.12) в интервалах частот $(\pm \omega_x - \omega_v, \pm \omega_x + \omega_v)$ имеет более сложный вид

$$U_y(t) = \left\{ \frac{R_H K_{\text{к}} I_m B_z(t)}{d} \cos \omega_x t \pm U_{\text{нэ}m} \cos \omega_x t \pm U'_{\text{э.н.м}} \sin \omega_x t \right\} + [n_t(t) + n_{\phi}(t)], \quad (3.36)$$

где $U_{\text{нэ}m}$ — амплитуда напряжения неэквипотенциальности; $U'_{\text{э.н.м}}$ — амплитуда напряжения электромагнитной наводки на холловские электроды датчика, создаваемой питающим током $I_x(t)$; $n_t(t)$ и $n_{\phi}(t)$ — напряжение тепловых и фликкер-шумов ($1/f$ шумов).

Выделить полезный сигнал $B_z(t)$ из напряжения $U_y(t)$ можно либо непосредственно с помощью синхронного детектора, либо после предварительного преобразования напряжения $U_y(t)$ с помощью детектора огибающей.

Величина порога чувствительности магнитометрического преобразователя при измерениях магнитных полей, нижняя граничная частота спектра которых удовлетворяет условию

$$f_v = \frac{\omega_v}{2\pi} \ll 1 \text{ Гц},$$

определяется в первую очередь температурными флуктуациями величины $U_{\text{нэ}m}(t)$, тепловыми шумами $n_t(t)$ и фликкер-шумами $n_{\phi}(t)$.

Следует заметить, что в настоящее время отсутствуют данные о зависимости характеристик $1/f$ шума от частоты питающего тока ω_x . Однако согласно [11] следует выбирать ω_x больше, чтобы ми-

нимизировать влияние шума $1/f$ на величину порога чувствительности.

В том случае, если имеет место соотношение

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} \gtrsim 1 \text{ Гц},$$

то величина порога чувствительности магнитометрического преобразователя определяется шумами $n_t(t)$ и $n_\Phi(t)$.

При использовании более простого детектора огибающей предварительно к сумме слагаемых, стоящих в фигурных скобках в правой части выражения (3.36), добавляют схемным путем такое дополнительное напряжение $U_{dt} \cos(\omega_x t + \Psi)$, чтобы результирующая сумма в этих скобках имела вид, близкий к виду АМ-колебаний:

$$\left[A + \frac{R_H K_n I_m B_z(t)}{d} \right] \cos(\omega_x t + \theta(t)),$$

где $\theta(t) \ll 1$.

Выбор достаточного большого A , обеспечивающего выполнение «условия малого шума» [16], позволит в результате применения детектора огибающей получить по отношению к аддитивному шуму ту же помехоустойчивость магнитометрического устройства, что и при использовании синхронного детектора.

Заметим, что при наличии временных нестабильностей — вариаций $\{\delta I_m(t)\}$ амплитуды I_m синусоидального тока питания датчика Холла, спектр которых имеет ту же полосу частот, что и полезный сигнал $B_z(t)$, метод измерений с детектированием АМ-колебания детектором огибающей проигрывает методам измерений с детектированием АМ — ПН-сигнала синхронным детектором или с детектированием АМ-сигнала балансным детектором огибающей в жесткости требования к стабильности амплитуды тока питания I_m . На самом деле, в то время как в первом случае вариации $\{\delta I_m(t)\}$ непосредственно накладываются на полезный сигнал на выходе детектора огибающей, в двух последних случаях при идеальном давлении несущей или при идеальной симметрии балансного детектора огибающей вариации $\{\delta I_m(t)\}$ вообще не проходят на выходы синхронного или балансного детекторов.

При измерении датчиком Холла, ток питания $I_x(t)$ которого является периодической последовательностью прямоугольных импульсов со скважностью τ/T , медленно меняющихся магнитных полей (настолько, что напряжением $U_{\varphi,n}$ можно пренебречь) выходное напряжение датчика согласно (3.12) имеет вид

$$\begin{aligned} U_y(t) &= U_H + U_{n\varphi} + U_{t\varphi} + U'_{\varphi,n} + U_m = \frac{K_n R_H B_z(t)}{d} I_x(t) + \\ &+ k_{n\varphi}(t) I_x(t) + \left\{ U_{t\varphi} + k'_{\varphi,n} \frac{dI_x}{dt} + n_t(t) + n_\Phi(t) \right\} = \\ &= \frac{K_n R_H}{d} \left[B_z(t) + \frac{d}{R_H K_n} k_{n\varphi}(t) \right] I_x(t) + n_2(t) = \end{aligned}$$

$$= \frac{K_n R_H}{d} [B_z(t) + n_1(t)] I_x(t) + n_2(t), \quad (3.37)$$

где

$$n_1(t) = \frac{d}{R_H K_n} k_{n\varphi}(t), \quad (3.38)$$

$$n_2(t) = \left\{ U_{t\varphi} + k'_{\varphi,n} \frac{dI_x}{dt} + n_t(t) + n_\Phi(t) \right\}.$$

Относительно фликкер-шума $n_\Phi(t)$ в данном случае следует сделать то же замечание, что и в случае питания датчика Холла синусоидальным током.

Из выражения (3.38) следует, что отношение мощностей сигнала и шума N_{Bz}/N_{n1} не зависит от скважности питающего тока τ/T .

Можно показать, что при ограничении мощности, подводимой к датчику Холла, при $\tau/T \ll 1$ и при использовании расширителя импульсов перед обработкой сигнала на составном фильтре чувствительность преобразователя увеличивается в $\sqrt{T/\tau}$ раз, а отношение мощностей сигнала и шума N_{Bz}/N_{n2} увеличивается в T/τ раз. Следует заметить, что это справедливо лишь при выполнении операции стробирования на входе расширителя импульсов с целью устранения дополнительных скачков напряжения, обусловленных дифференцированием фронтов импульсов [член $k'_{\varphi,n} \frac{dI_x}{dt}$ в выражении (3.37)].

Величина максимальной индукции B_z , измеряемой с помощью датчика Холла, определяется в первую очередь зависимостью коэффициента Холла R_H от B_z и зависит от типа датчика (кристаллический он или пленочный), а также от материала датчика.

Дополнительная температурная погрешность измерений Погрешности, обусловленные магниторезистивным и планарным эффектами Холла

На рис. 3.10 изображена простейшая схема измерения магнитной индукции B_z с помощью датчика Холла, питаемого постоянным током I_x и нагруженного на сопротивление R .

Напряжение на нагрузке U , обусловленное возникновением ЭДС Холла U_H , выражается соотношением

$$U = U_H \frac{R}{R + R_y} = \frac{E_r B_z R_H}{d R_g} \frac{1}{(1 + R_y/R)} \frac{1}{(1 + R_x/R_g)}, \quad (3.39)$$

где R_g — выходное сопротивление источника ЭДС E_r ; R_x и R_y — входное и выходное сопротивления датчика Холла.

При изменении температуры T тела датчика Холла вследствие зависимостей

$$R_H = R_H(T) \quad (3.40)$$

$$\varrho = \varrho(T) \quad (3.41)$$

(см. табл. 3.4) возникает дополнительная погрешность измерений.

Очевидно, что при

$$R_y/R \ll 1 \quad (3.42)$$

$$R_x/R_r \ll 1 \quad (3.43)$$

и температурная погрешность, обусловленная зависимостью (3.41), становится незначительной.

Таблица 3.4 [6, 11]

Параметр	Материал					
	InSb	InAs	Si	Ge	InSb (пленочн.)	InAs (пленочн.)
Интервал темпера- тур, °C	0...50	0...100	0...100	0...60	0...50	0...100
$-R_H, \frac{\text{см}^3}{\text{Кл}}$	400	120	14750	2500	~400	~100
$\frac{1}{R_H} \frac{dR_H}{dT}, \frac{\%}{\text{...}^\circ}$	-2,2	-0,07	-0,001	-0,001	-1,5	-0,1
$\rho, \Omega \cdot \text{см}$	-	$6 \cdot 10^{-3}$	0,5	0,8	-	-
$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}, \frac{\%}{\text{...}^\circ}$	-1,8	0,2	0,8	0,5	-1,5	0,1

Для компенсации температурной погрешности, обусловленной зависимостью (3.40), при применении датчиков из InSb иногда

применяют схему с питанием датчика Холла от источника ЭДС; в этом случае с ростом температуры влияние уменьшения коэффициента Холла на выходное напряжение U схемы компенсируется ростом тока I_x из-за уменьшения входного сопротивления датчика R_x (см. табл. 3.4). Для компенсации температурной погрешности при применении датчиков Холла из InAs применяют различные схемы с терморезисторами. Указанные меры позволяют приблизительно на порядок уменьшить температурные погрешности [6].

Вследствие эффекта магнитосопротивления (эффекта Гаусса)

$$R_x = R_x(B_z), R_y = R_y(B_z)$$

и согласно выражению (3.39) в достаточно сильных магнитных полях будет нарушаться линейная зависимость выходного напряжения рассматриваемой измерительной схемы U от измеряемой величины B_z .

Степень проявления эффекта магнитосопротивления в датчиках Холла зависит, с одной стороны, от материала датчика, который характеризуется зависимостью

$$\rho = \rho(B_z)$$

(физический эффект магнитосопротивления), и, с другой стороны, зависит от геометрических параметров датчика (геометрический эффект магнитосопротивления [6, 11]).

Например, в датчиках Холла из InAs с отношением $b/a = 2,5$ в магнитном поле с индукцией $B_z = 10$ кГс прирост сопротивления датчика составляет приблизительно 50% [11].

Очевидно, что при выполнении условий (3.42) и (3.43) нелинейность характеристики $U = U(B_z)$, обусловленная эффектом магнитосопротивления, может быть сделана незначительной.

С учетом планарного эффекта Холла выходное напряжение датчика Холла (за вычетом рассмотренных выше других побочных напряжений) может быть представлено в виде

$$U_y = \frac{R_H I_x}{d} \left[B_z + \frac{\rho_0 m}{R_H a} B_x B_y \right], \quad (3.44)$$

где m — коэффициент, характеризующий физический эффект магнитосопротивления в материале датчика; ρ_0 — удельное сопротивление материала датчика при отсутствии магнитного поля; физический эффект магнитосопротивления характеризуется в этом случае соотношением

$$\rho(B) = \rho_0(1 + mB^2),$$

при этом имеется в виду, что вектор B и вектор плотности тока J в пластине взаимно перпендикулярны. Из (3.44) следует, что планарный эффект Холла выражен слабее в датчиках из материала с незначительным эффектом магнитосопротивления.

Если вектор магнитной индукции B полностью лежит в плоскости пластины датчика, то $|U_y|$ достигает своего максимального значения при

$$|B_x| = |B_y| = 0$$

и $|U_y|$ равно нулю при

$$B_x B_y = 0.$$

При этом согласно [6] в случае датчика Холла толщиной 50 мкм из InSb n -типа [$\sigma = 750 (\Omega \cdot \text{см})^{-1}$] при $|B| = 10$ кГс ($B_z = 0$) максимальное значение $|U_y|$, обусловленное планарным эффектом Холла, составляет 240 мкВ; тогда как при $B_z = 10$ кГс и $B_x = B_y = 0$ обычное напряжение Холла

$$|U_H| = \left| \frac{R_H I_x}{d} B_z \right| = 130 \text{ мВ.}$$

Эквивалентная схема и диаграмма направленности датчика Холла

Простейшей эквивалентной схемой датчика Холла, питаемого током I_x от генератора тока и работающего в режиме, близком к режиму холостого хода, является мостовая схема, представленная на рис. 3.11. При переменном токе питания эта схема годится для таких максимальных частот спектра питающего тока I_x , при которых еще не сказывается наличие реактивностей.

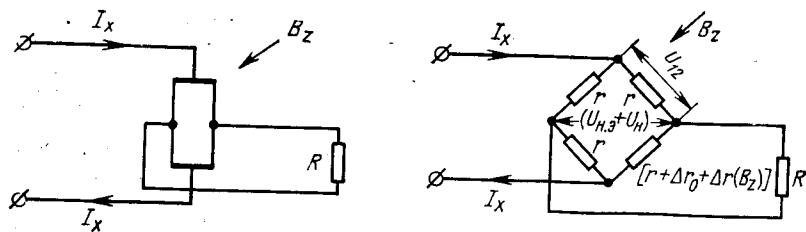


Рис. 3.11. Эквивалентная мостовая схема датчика Холла

Величина ЭДС неэквипотенциальности $U_{\text{не}}$ на выходе датчика Холла в этой эквивалентной схеме определяется начальным разбалансом моста Δr_0 . Величина ЭДС Холла $U_H(B_z)$ определяется дополнительным разбалансом моста $\Delta r(B_z)$.

Таким образом, для полного описания рассматриваемой эквивалентной схемы необходимо определить r , Δr_0 и вид функции $\Delta r(B_z)$ на основании результатов измерений электрических величин I_x , $U_{\text{не}}$ и напряжения на одном из плеч моста, которое имеет постоянное сопротивление r , например, напряжения U_{12} .

Следующие соотношения позволяют решить эту задачу (при условии, что $\Delta r_0/r \ll 1$ и $\Delta r/r \ll 1$):

$$r = \frac{2U_{12} + U_{\text{не}}}{I_x} + \frac{\Delta r_0^2}{16r} \approx \frac{2U_{12} + U_{\text{не}}}{I_x} \quad (\text{при } B_z = 0);$$

$$\Delta r_0 = \frac{4U_{\text{не}}}{I_x} + \frac{\Delta r_0^2}{4r} \approx \frac{4U_{\text{не}}}{I_x} \quad (\text{при } B_z = 0);$$

$$\Delta r(B_z) = \frac{4U_H}{I_x} + \frac{\Delta r^2}{4r} \approx \frac{4R_H B_z}{d}.$$

Учет реактивностей плеч моста, обусловленных наличием распределенных емкостей, и индуктивностей выводов датчика в его эквивалентной схеме для практических расчетов является затруднительным.

Диаграмма направленности датчика Холла, питаемого от генератора тока и работающего в режиме, близком к режиму холостого хода, при слабых и средних магнитных полях близка к правильной восьмерке, если постоянная составляющая напряжения неэквипо-

тенциальности датчика при отсутствии магнитного поля скомпенсирована.

Однако в сильных магнитных полях из-за эффекта магнитосопротивления имеет место нарушение компенсации постоянной составляющей напряженности неэквипотенциальности, вследствие чего происходит искажение диаграммы направленности, и она становится асимметричной. Искажения диаграммы направленности в полях с индукцией 1...2 Т могут достигать десятков процентов [1].

Наличие планарного эффекта Холла приводит в сильных полях к дополнительному искажению диаграммы направленности, нули которой при определенных условиях ее снятия в полях с индукцией ≈ 1 Т вообще могут исчезнуть, а $|W_{\text{рез}}(\theta)|_{\min}$ может составлять единицы процентов от $|W_{\text{рез}}(\theta)|_{\max}$, где θ — угол между вектором магнитной индукции \mathbf{B} и нормалью к плоскости пластины датчика Холла.

О некоторых способах уменьшения порога чувствительности и увеличения чувствительности преобразователей с датчиками Холла

Для увеличения чувствительности преобразователя с датчиком Холла или в ряде случаев для уменьшения его порога чувствительности используются концентраторы потока магнитной индукции.



Рис. 3.12. Схема концентратора

При измерениях постоянных и сравнительно медленно изменяющихся магнитных полей применяются концентраторы из мю-металла; при этом верхняя граничная частота полосы рабочих частот преобразователя может достигать ≈ 10 кГц [43]. При измерениях магнитных полей, верхняя граничная частота спектра которых может достигать единиц МГц, применяются ферритовые концентраторы [21].

Обычно концентратор потока магнитной индукции состоит из двух соосно расположенных одинаковых стержней (круглых или прямоугольного сечения), в узкий зазор между параллельными торцевыми гранями которых помещается датчик Холла.

Предположим, что бесконечно тонкий датчик Холла наклеен на торец одного из стержней, а второй стержень может перемещаться вдоль оси x так, что величина воздушного зазора между торцевыми поверхностями стержней δ может меняться (рис. 3.12). Пусть $K_k(\delta)$ — коэффициент усиления магнитной индукции B_z концентратором (т. е. K_k есть отношение величин магнитной индукции полей, действующих на датчик Холла при наличии и отсутствии концентратора).

Легко показать, что

$$\partial K_k(\delta) / \partial \delta < 0;$$

$$K_{k,\max}(\delta) = K_k(0) = \frac{\mu_r}{0,765 \left(1 + \mu_r \frac{\ln 4\lambda - 1}{4\lambda^2} \right)};$$

$$K_{k,\min}(\delta) = K_k(\infty) = \frac{0,235\mu_r}{0,765 \left(1 + \mu_r \frac{\ln 2\lambda - 1}{\lambda^2} \right)},$$

где $\lambda = l/d$ — отношение длины стержня к его диаметру; μ_r — проницаемость вещества стержня. Так как реальный датчик Холла имеет конечную толщину, то значение $K_k(\delta)$ меньше, чем $K_k(0)$.

К примеру, в случае ферромагнитных стержней диаметром 6 мм и длиной 200 мм при $\mu_r \gg 1$ $K_k(0) \approx 1490$, $K_k(\infty) \approx 106$; в то же время при $\delta = 0,5$ мм $K_k(\delta) \approx 250$ (рис. 3.13).

Получение аналитического выражения $K_k = K_k(\delta)$ на основании решения уравнений Максвелла затруднительно. Однако возможно построение эмпирического соотношения

$$K_k = K_k(\lambda, \mu_r, \delta/d).$$

На рис. 3.13 приведены результаты экспериментальных исследований зависимости $K_k = K_k(\delta)$ [39].

В результате применения концентраторов чувствительность магнитометрических преобразователей с датчиками Холла увеличивается в K_k раз; приблизительно во столько же раз уменьшается их порог чувствительности; уменьшается также влияние планарного эффекта Холла на погрешность измерений и диаграмму направленности преобразователей.

При применении концентраторов из мю-металла на практике достижимы значения $K_k \approx 500 \dots 600$ при величинах воздушного зазора $\delta \approx 0,2 \dots 0,3$ мм и при соответствующих размерах стержней концентратора. При использовании ферритовых концентраторов серийных марок $K_k \approx 100 \dots 250$, что является, в первую очередь, следствием меньших значений λ и μ_r .

При применении концентраторов с большими значениями K_k необходимо во избежание возникновения дополнительных погрешностей измерений создавать виброустойчивые механические конструкции-держатели стержней. При использовании ферритовых концентраторов возможно возникновение дополнительной температурной погрешности.

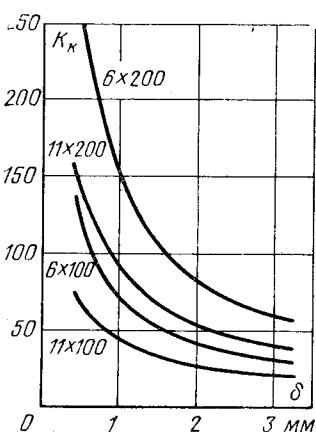


Рис. 3.13. Зависимость усиления индукции K_k от ширины воздушного зазора при различных размерах стержней (диаметр и длина в мм приведены на кривых)

торов возможно возникновение дополнительной температурной погрешности.

Дальнейшее развитие технологии получения полупроводниковых материалов с более высоким значением фактора $R_H V \sigma \Delta T$ и усовершенствование технологии изготовления монокристаллических и пленочных датчиков Холла позволяют при прочих равных условиях увеличить чувствительность и снизить порог чувствительности холловских преобразователей.

При измерениях слабых постоянных или медленно меняющихся магнитных полей снижение порога чувствительности холловских преобразователей можно добиться, применяя модуляцию измеряемой индукцией B_z некоторой несущей периодически изменяющейся во времени функции [27]. Это может быть сделано, например, при периодическом насыщении стержней концентраторов вспомогательным магнитным полем, индукция которого B_B перпендикулярна измеряемой индукции B_z и имеет достаточно большое амплитудное значение.

Применение модуляции несущей функции, измеряемой индукцией B_z , позволяет полностью освободиться от шума температурных флуктуаций, а также заменить усилитель постоянного тока усилителем переменного тока. Этот способ снижения порога чувствительности нуждается в дальнейшей технической разработке. Результирующий порог чувствительности такого рода устройств может зависеть от магнитных шумов периодически перемагничиваемого сердечника [12] и от остаточного намагничивания.

Как уже отмечалось ранее, при низких температурах полупроводниковый материал InSb n -типа ($n \approx 10^{13} \dots 10^{14} \text{ см}^{-3}$) имеет значения коэффициента Холла $|R_H|$ существенно большие, чем при нормальных условиях. Это обстоятельство может быть использовано для увеличения чувствительности и снижения порога чувствительности при температуре жидкого азота 78 К [43].

Для уменьшения порога чувствительности преобразователя Холла в том случае, когда он обусловлен в основном шумом температурных флуктуаций, можно взять квадратный датчик Холла и использовать то обстоятельство, что эквивалентная схема такого датчика может быть представлена симметричной мостовой схемой (рис. 3.14). Следует заметить, что согласно данным раздела «Свойства датчика Холла» значение поправочной функции Φ для такого датчика уже не будет близким к единице.

Легко видеть, что при питании квадратного датчика Холла током I_x , протекающим от точки 1 к точке 2, выходное напряжение датчика, снимаемое между точками 3 и 4,

$$U_{3-4} = U_H + U_{n\phi},$$

где U_H — напряжение Холла; $U_{n\phi}$ — напряжение неэквипотенциальности. При питании датчика Холла током той же величины I_x , что и в предыдущем случае, протекающим от точки 3 к точке 4, выходное напряжение датчика Холла, снимаемое между точками 2 и 1,

$$U_{2-1} = U_H - U_{n\phi}.$$

Суммируя два этих выходных напряжения, получим

$$U_{3-4} + U_{2-1} = 2U_H.$$

Таким образом, напряжение $U_{H\alpha}$ в идеальном случае квадратного датчика Холла при описанном способе выделения полезного сигнала оказалось полностью скомпенсированным. Возможны различные схемы, реализующие изложенный способ компенсации напряжения $U_{H\alpha}$. Реальный датчик Холла точно не представляется мостовой схемой и поэтому полной компенсации $U_{H\alpha}$ получить не удается.

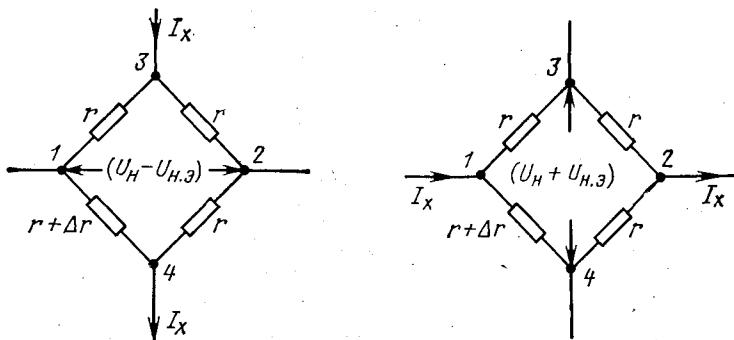


Рис. 3.14. Схема компенсации напряжения неэквипотенциальности

При измерениях слабых постоянных и медленно изменяющихся магнитных полей применение импульсного питания датчика Холла позволяет достичь увеличения чувствительности преобразователя, заменить усилитель постоянного тока на усилитель переменного тока и в некоторых случаях при соответствующем методе выделения полезного сигнала уменьшить порог чувствительности преобразователя. Применение в этом же случае синусоидального тока питания также иногда может способствовать некоторому уменьшению порога чувствительности преобразователя, так как при этом из выходного напряжения преобразователя устраняется термоэлектрическое напряжение U_{te} и открывается возможность замены усилителя постоянного тока усилителем переменного тока.

Улучшение теплоотвода дает возможность увеличивать чувствительность холловских преобразователей. Применение термостабилизации способствует снижению уровня шумов температурного дрейфа.

Существуют другие способы увеличения чувствительности и снижения порога чувствительности холловских преобразователей [1, 6, 11].

3.2. ИЗМЕРЕНИЕ СЛАБЫХ ПОСТОЯННЫХ И МЕДЛЕННО ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Магнитометрический преобразователь с динамическим диапазоном $5,0 \cdot 10^{-5} \dots 10$ Гц и полосой рабочих частот $100 \dots 1000$ Гц

Решалась задача измерения индукции магнитного поля в диапазоне значений $1,0 \cdot 10^{-5} \dots 10$ Гц и в диапазоне частот $100 \dots 10^3$ Гц. Измерения должны вестись на фоне помех, спектр которых расположен в полосе частот $0,1 \dots 20$ Гц, а максимальная амплитуда имеет величину около 0,5 Гс. Отсюда следует, что измерительное устройство должно иметь полосу пропускания $100 \dots 1000$ Гц и затухание на частотах ниже 20 Гц не менее 114 дБ.

Величину порога чувствительности магнитометрического преобразователя могут определять следующие основные факторы: собственные шумы датчика Холла, шумы усилителя и помехи.

В диапазоне частот $100 \dots 1000$ Гц наибольший вклад в шум датчика Холла дает тепловой шум. В схеме использовался пленочный датчик Холла из InSb, выходное сопротивление которого $R_y \approx 500$ Ом. При комнатной температуре среднее квадратичное значение напряжения теплового шума

$$\sqrt{\overline{U_{sh,t}^2}} = 0,13 \sqrt{\Delta f \text{ (кГц)} \times R_y \text{ (кОм)}} \text{ мкВ} = 0,087 \text{ мкВ.}$$

При использовании в первом каскаде усилителя малошумящего транзистора можно согласно расчету [9] достичь среднего квадратичного значения напряжения шума усилителя, приведенного к его входу,

$$\sqrt{\overline{U_{sh,y}^2}} = 0,28 \text{ мкВ.}$$

Устранить влияние помех на порог чувствительности магнитометрического преобразователя можно с помощью использования фильтра с надлежащими характеристиками, а также в результате расширения динамического диапазона усилителя.

Для снижения порога чувствительности преобразователя до требуемой величины необходимо использовать концентратор магнитного поля. При чувствительности датчика Холла $\gamma = 50 \text{ мВ/(Гс} \cdot \text{А)}$ и при максимальном допустимом токе питания $I_x \text{ макс} = 10 \text{ мА}$ коэффициент усиления концентратора должен удовлетворять соотношению

$$K_K \geq 1,8 \cdot 10^3.$$

При этом, если воздушный зазор между стержнями концентратора $\delta = 0,5 \text{ мм}$ и диаметр стержней $d \approx 11 \text{ мм}$, то длина стержней концентратора

$$l > 250 \text{ см.}$$

Таким образом, измерение полей с индукцией $1,0 \cdot 10^{-6}$ Гс с помощью датчика Холла, питаемого постоянным током, затруднено в рассматриваемом случае именно из-за шума усилителя.

При питании датчика Холла синусоидальным током частоты $f_x = 1,0 \cdot 10^4$ Гц среднее квадратичное значение напряжения шума усилителя в частотном диапазоне $9,0 \cdot 10^3 \dots 11 \cdot 10^3$ Гц

$$\sqrt{\overline{U_{sh,y}^2}} = 0,25 \text{ мкВ.}$$

При использовании синхронного детектора можно улучшить отношение сигнал/шум в $\sqrt{2}$ раз, что эквивалентно новому среднему квадратичному значению напряжения шума усилителя

$$\sqrt{\overline{U_{sh,y}^2}} = \frac{0,25}{\sqrt{2}} \text{ мкВ} = 0,18 \text{ мкВ.}$$

При этом минимальный необходимый коэффициент усиления концентратора магнитного поля

$$K_{k,\min} = 1,1 \cdot 10^3,$$

что достижимо при длине стержней концентратора

$$l \approx 150 \text{ см.}$$

Таким образом, при питании датчика Холла переменным током ценой усложнения схемы можно значительно уменьшить требуемую длину стержней концентраторов.

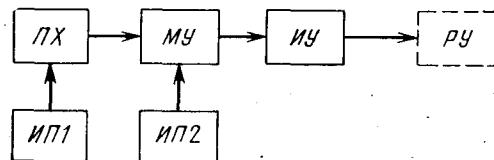


Рис. 3.15. Структурная схема магнитометрического преобразователя

Если же при питании датчика Холла постоянным током (что предполагает более простую электронную схему) использовать концентратор из ферритовых стержней (более распространенных), имеющих диаметр $d=8 \text{ мм}$ и длину $l=160 \text{ мм}$, то достижимо значение коэффициента усиления концентратора $K_k=1,5 \cdot 10^2$. При этом порог чувствительности магнитометрического преобразователя составит величину $\approx 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$. Структурная схема такого преобразователя представлена на рис. 3.15, где приняты следующие обозначения:

ПХ — преобразователь Холла с концентратором; МУ — малошумящий усилитель; ИУ — избирательный усилитель; ИП1 — источник питания преобразователя Холла; ИП2 — источник питания электронной схемы; РУ — регистрирующее устройство.

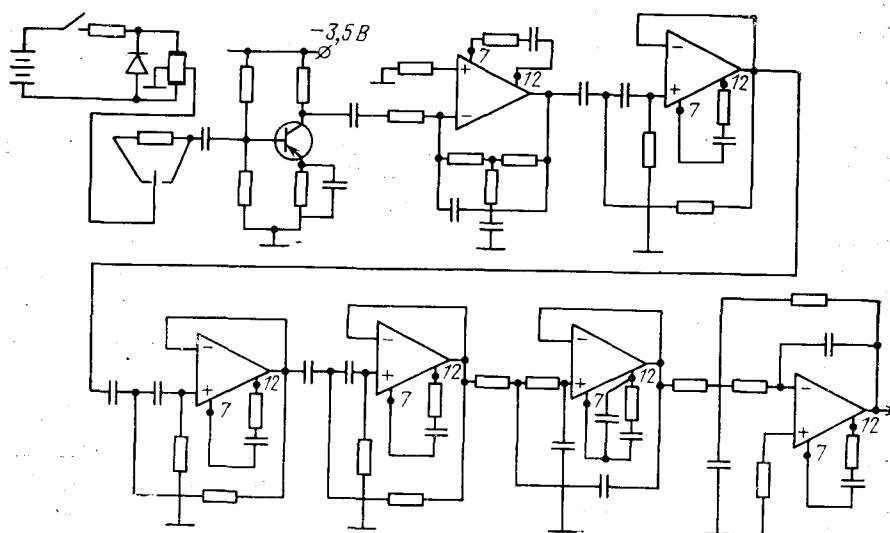


Рис. 3.16. Принципиальная схема преобразователя

На основе этой схемы был изготовлен магнитометрический преобразователь, принципиальная схема которого приведена на рис. 3.16. Пленочный датчик Холла из InSb имел $R_x=R_y=400 \Omega$ и чувствительность $\gamma=48 \text{ мВ}/(\text{Гс} \cdot \text{А})$; максимальный ток питания $I_x \text{ макс} \approx 10 \text{ мА}$. Магнитометрический преобразователь имеет следующие экспериментально найденные характеристики:

порог чувствительности	$1,5 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$
динамический диапазон	от $5,0 \cdot 10^{-5}$ до 10 Гс
частотный диапазон	от 100 до $1,0 \cdot 10^3 \text{ Гц}$
сопротивление нагрузки	$\geq 5 \text{ к}\Omega$
число рангов чувствительности	2
максимальный выходной сигнал	$1,5 \text{ В}$
основная погрешность измерения	$< 2,5\%$
чувствительность	0,15 или $4,5 \text{ В}/\text{Гс}$

Измерение слабых магнитных полей в диапазоне частот от 0,01 до 20 Гц

В интервале частот $0,01 \dots 20 \text{ Гц}$ основными составляющими напряжения шума на выходе датчика Холла будут:

шум температурного дрейфа напряжения неэквипотенциальности, уровень которого можно определить лишь экспериментально для конкретного датчика при заданных условиях его эксплуатации;

шум типа $1/f$, уровень которого также следует оценивать экспериментально;

тепловой шум, который в случае датчика Холла из InSb с $R_y \approx 500 \Omega$ в диапазоне частот от $0,01$ до 20 Гц характеризуется средним квадратичным значением напряжения $\sqrt{\overline{U_{ш,t}^2}} = 0,013 \text{ мкВ}$;

шум, обусловленный дрейфом термоэлектрического напряжения $U_{т\phi}$, который устраняется при питании датчика переменным током.

Следующим фактором, который может определять значение порога чувствительности магнитометрического преобразователя, является шум усилителя. При питании датчика Холла постоянным током при использовании малошумящих транзисторов среднее квадратичное значение напряжения шума усилителя, приведенного к его входу в полосе частот $0,01 \dots 20 \text{ Гц}$, составляет величину

$$\sqrt{\overline{U_{ш,y}^2}} = 0,52 \text{ мкВ.}$$

Если даже не учитывать дрейф неэквипотенциальности, то для измерения индукции 10^{-6} Гс коэффициент усиления концентратора должен удовлетворять условию $K_k \geq 3,3 \cdot 10^3$, что практически трудно реализуемо.

В случае питания датчика Холла синусоидальным током частоты $f_x = 3 \text{ кГц}$ сигнал должен усиливаться в полосе частот от $(3000 - 20)$ Гц до $(3000 + 20)$ Гц. В этом случае уровень шума усилителя, приведенного к его входу, $\sqrt{\overline{U_{ш,y}^2}} = 0,036 \text{ мкВ}$, а при использовании синхронного детектора новое эффективное значение уровня шума

$$\sqrt{\overline{U_{ш,y}^2}} = 0,025 \text{ мкВ.}$$

поэтому в смысле минимизации влияния напряжения шума усилителя на порог чувствительности магнитометрического преобразователя предпочтение следует отдать в рассматриваемом случае схеме с питанием датчика Холла синусоидальным током частоты $f_x \approx 3$ кГц.

Если бы шум датчика, питаемого синусоидальным током, определялся бы лишь его тепловым шумом, то для измерения магнитной индукции $B = 10^{-6}$ Гс, требовался бы минимальный коэффициент усиления концентратора $K_{k, \min} = 160$, а при $K_k = 1000$ порог чувствительности преобразователя имел бы значение $1.6 \cdot 10^{-7}$ Гс. Однако наличие шума теплового дрейфа напряжения неэквипотенциальности и шума типа $1/f$ существенно меняет приведенные величины.

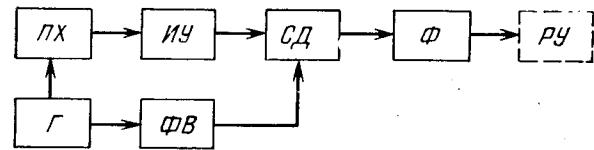


Рис. 3.17. Структурная схема преобразователя с синусоидальным током питания холловского преобразователя

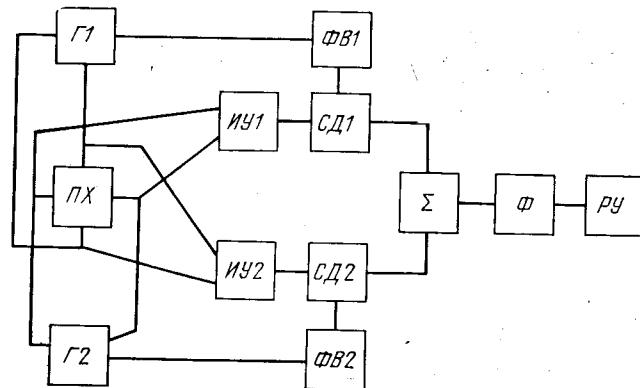


Рис. 3.18. Структурная схема преобразователя с компенсацией $U_{из}$

Так, при испытаниях, проведенных с пленочным датчиком Холла из InSb, питаемого переменным током, в диапазоне частот $0,01 \dots 20$ Гц был получен результат: среднее квадратичное отклонение выходного напряжения датчика Холла имело величину порядка 10^{-4} Гс.

На рис. 3.17 приведена структурная схема магнитометрического преобразователя с питанием датчика Холла синусоидальным то-

ком. На этом рисунке приняты обозначения: ПХ — преобразователь Холла с концентратором; ИУ — избирательный усилитель; СД — синхронный детектор; Ф — фильтр с полосой пропускания от 0,01 до 20 Гц; РУ — регистрирующее устройство; Г — генератор синусоидального напряжения; ФВ — фазовращатель.

При нижней граничной частоте измеряемого магнитного поля $f_n \ll 0,01$ Гц следует ожидать увеличения температурного дрейфа напряжения неэквипотенциальности [6].

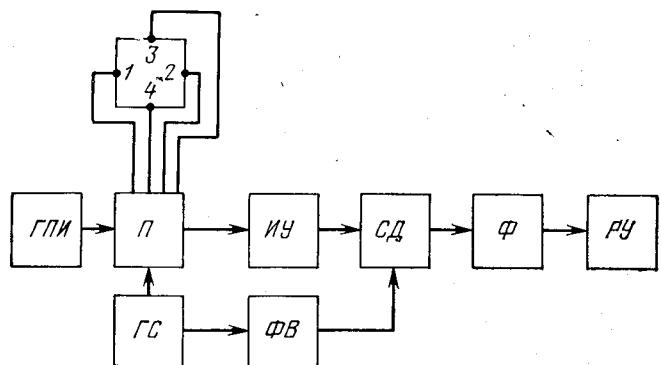


Рис. 3.19. Структурная схема преобразователя с переключением электродов преобразователя Холла

Для уменьшения температурного дрейфа напряжения неэквипотенциальности можно применить две простейшие схемы [4, 23, 32], в которых производится компенсация напряжения $U_{из}$.

На рис. 3.18 приведена структурная схема магнитометрического преобразователя с питанием датчика Холла синусоидальными токами двух частот f_{x1} и f_{x2} . На этом рисунке приняты обозначения: Г1 — генератор синусоидального тока частоты f_{x1} ; Г2 — генератор синусоидального тока частоты f_{x2} ; ПХ — преобразователь Холла с концентратором; ИУ1 — избирательный усилитель, настроенный на частоту f_{x1} и подавляющий частоту f_{x2} ; ИУ2 — избирательный усилитель, настроенный на частоту f_{x2} и подавляющий частоту f_{x1} ; ФВ1, ФВ2 — фазовращатели; СД1, СД2 — синхронные детекторы; Σ — сумматор; Ф — фильтр; РУ — регистрирующее устройство.

На рис. 3.19 приведена структурная схема магнитометрического преобразователя с переключением контактов холловского преобразователя. На этом рисунке приняты следующие обозначения: ПХ — преобразователь Холла с концентратором; ГС — генератор синусоидального тока; ФВ — фазовращатель; ИУ — избирательный усилитель; СД — синхронный детектор; Ф — фильтр; ГПИ — генератор периодической последовательности прямоугольных импульсов со скважностью 2; П — переключатель, управляемый ГПИ и имеющий два состояния; в первом состоянии П контакты ПХ 1, 2 подключены к генератору ГС, а контакты 3, 4 — к ИУ; во втором

состоянии П — контакты ПХ 1, 2 подключены к ИУ, а контакты 3, 4 — к ГС.

Принцип работы преобразователей, имеющих только что описанные две схемы, изложен ранее (см. рис. 3.14). Схемы преобразователей с компенсацией напряжения $U_{\text{нз}}$ требуют дальнейшего исследования.

Малопотребляющий преобразователь с импульсным питанием датчика Холла для измерения магнитной индукции в диапазоне значений 0,020 ... 2,0 Гц и в диапазоне частот 0 ... 20 Гц

Решалась задача создания магнитометрического преобразователя, имеющего малую потребляемую мощность, для измерения магнитной индукции в диапазоне значений 0,020 ... 2,0 Гц и в диапазоне частот 0 ... 20 Гц. Питание преобразователя должно осуществляться от источника постоянного напряжения с ЭДС, равной 6 В.

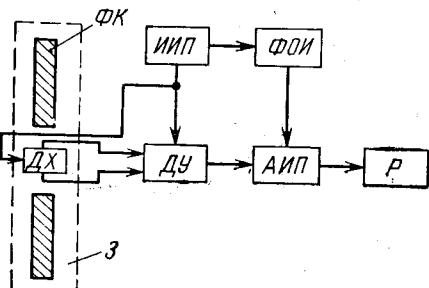


Рис. 3.20. Структурная схема преобразователя с импульсным питанием датчика Холла

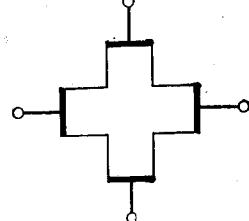


Рис. 3.21. Схема датчика Холла крестообразной формы

На рис. 3.20 изображена структурная схема преобразователя с импульсным питанием датчика Холла. На этом рисунке приняты следующие обозначения:

З — зонд; ФК — ферритовый концентратор; ДХ — датчик Холла; ДУ — дифференциальный усилитель; ИИП — импульсный источник питания; ФОИ — формирователь опорных импульсов; АИП — амплитудно-импульсный преобразователь; Р — регистратор.

В магнитометрическом преобразователе использовался пленочный датчик Холла из InSb крестообразной формы (рис. 3.21); достоинство холловских преобразователей такой формы состоит в незначительном влиянии ширины холловских электродов на значения поправочной функции φ_n (см. рис. 3.3), что особенно ценно при изготовлении малогабаритных датчиков [26]. Параметры применен-

ного датчика Холла: $R_x = R_y \approx 130$ Ом, чувствительность $y = 10$ мВ/(А·Гс), коэффициент неэквипотенциальности $k_{n\theta} = 2,5 \times 10^{-3}$ В/А.

Магнитометрический преобразователь функционирует следующим образом.

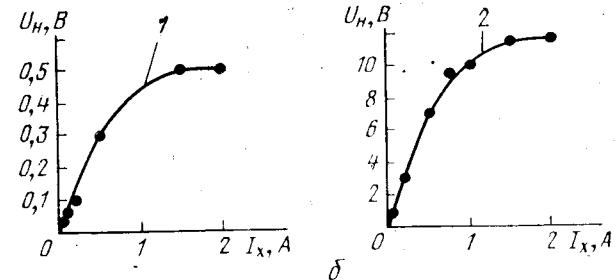
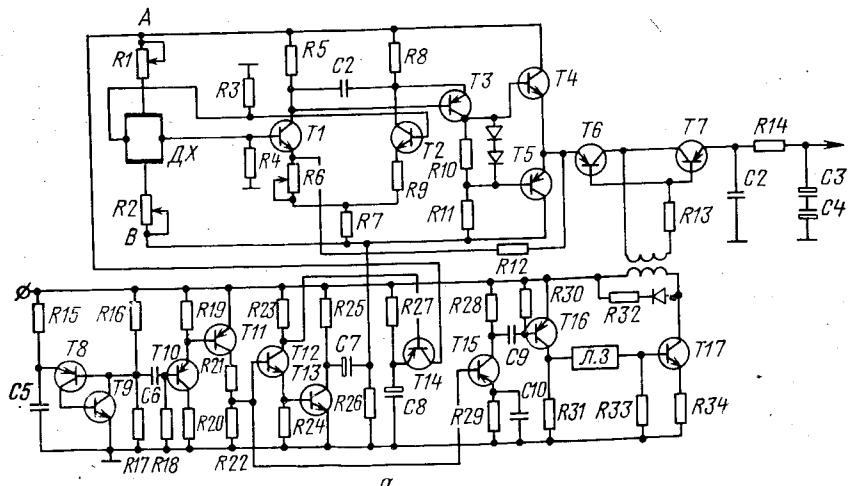


Рис. 3.22. Принципиальная схема преобразователя с импульсным питанием датчика Холла:

1 — кристаллический датчик из InAs ($B_z = 0,1$ Т; $R_x = 120$ Ом при $I_x = 0,05$ А); 2 — пленочный датчик из InSb ($B_z = 0,1$ Т; $R_x = 560$ Ом при $I_x = 0,05$ А)

Датчик Холла питается от ИИП током $I_x(t)$, имеющим во времени форму периодической последовательности прямоугольных импульсов. Частота следования импульсов $F = 200$ Гц, их длительность $t_{ii} = 5$ мкс, скважность последовательности импульсов $Q = (Ft_{ii})^{-1} = 1000$, амплитуда импульсов $I_{xm} = 30$ мА.

При воздействии на ДХ магнитной индукции $B_z(t)$ на его выходе возникает АИМ напряжение, которое затем усиливается ДУ. Напряжение питания подается на ДУ от того же ИИП и имеет ту же временную форму, что и ток питания датчика Холла $I_x(t)$.

Поэтому во время поступления на вход ДУ с ДХ импульсов жения, пропорциональных $B_z(t)$, ДУ находится в активном ме и усиливает эти импульсы. Усиленные импульсы с ДУ, а опорные импульсы с ФОИ поступают на АИП, который вь из АИМ-напряжения сигнал, пропорциональный $B_z(t)$. О импульсы, поступающие с ФОИ, управляют работой АИП жат для исключения погрешностей, обусловленных изменени тельности импульсов и их фронтов.

В преобразователе был применен концентратор из фер нитных стержней с проницаемостью материала $\mu_r \approx 400$, им длину $l = 160$ мм и диаметр $d = 8$ мм; при величине воздушного зора $\delta = 0,5$ мм коэффициент усиления концентратора $K_k \approx$

Минимальные и максимальные значения холловского напряжения, соответствующие минимальному и максимальному значению измеряемой индукции, будут равны

$$U_{H\min} = 0,6 \text{ мВ}, \quad U_{H\max} = 60 \text{ мВ}.$$

Так как напряжение собственных шумов датчика Холла ляется микровольты [6, 11], то в данном случае шумы датчика можно не учитывать.

На рис. 3.22, а приведена принципиальная схема магнитического преобразователя.

ИИП реализован на транзисторах T8...T14. Задающий генератор импульсов собран на транзисторах T8, T9. Развязывающие электронные ключи, реализованные на транзисторах T10 формируют необходимые фронты импульсов. На эмиттере и коллекторе транзистора T12 формируются разнополярные импульсы, которые управляют умножителем напряжения, собранном на транзисторах T13 и T14. Импульсы выходного напряжения ИИП как А и В разнополярны относительно «земли» и имеют одинаковую амплитуду.

ДУ собран на транзисторах T1...T5.

Принцип действия АИП основан на заряде (разряде) конденсатора в течение длительности импульса до амплитуды этого импульса и на последующем «запоминании» этой амплитуды на время длительности паузы.

В АИП применен составной электронный ключ, собранный на транзисторах T6 и T7; C2 — накопительный конденсатор; R1, C4 — фильтр низких частот.

ФОИ реализован на транзисторах T15...T17. Импульсы,ступающие с ИИП, укорачиваются до 3 мкс формирователем коротких импульсов, собранном на транзисторе T15. Импульсы, вязывающие ключа T16 задерживаются на 1 мкс линией задержки L3. Задержанные импульсы поступают далее на выходной формирователь, собранный на транзисторе T17, вторичная обмотка выходного трансформатора которого соединена с АИП.

Экспериментально найденные характеристики магнитометрического преобразователя при измерении индукции в диапазоне 0,020...2,0 Гс:

чувствительность W_0	$138 \pm 4 \text{ мВ/Гс}$
верхняя граничная частота f_v	25 Гц
максимальная потребляемая мощность	$\leq 1,5 \text{ мВт}$
основная погрешность измерений	$\leq 5\%$

Имеются некоторые публикации, посвященные вопросу импульсного питания датчика Холла. Так, например, сообщается, что применением импульсного питания удалось увеличить чувствительность датчика Холла в 80 раз.

На рис. 3.22, б приведены результаты экспериментальных исследований зависимости чувствительности плечевых и кристаллических датчиков Холла от тока питания I_x . Уменьшение чувствительности датчика Холла из-за его разогрева в эксперименте было обнаружено, так как датчик питался однократным прямоугольным импульсом тока длительностью 1 мкс. Максимальный перегрев датчика над температурой окружающей среды в эксперименте не превышал 5° С. Измерения проводились при индукции поля $B_z = 1 \text{ Т}$. Из графиков, приведенных на рис. 3.22, б, следует, что уменьшение тока питания I_x более 0,8 А для кристаллического датчика и более 1 А для плечевого нецелесообразно, так как это не ведет к увеличению чувствительности. Нелинейность зависимости U_H от тока в области больших токов объясняется инжеекцией неосновных носителей в тело датчика, что эквивалентно уменьшению R_H [14].

Измерение слабых магнитных полей с использованием низких температур

Как уже отмечалось, полупроводниковый материал InSb имеет значительно большие значения коэффициента Холла R_H при низких температурах. Это обстоятельство было положено в основу создания магнитометрического преобразователя авторами некоторых работ.

В [43] описан магнитометрический преобразователь, в котором используется датчик Холла из InSb, охлаждаемый до температуры жидкого азота. Критерий выбора полупроводникового материала для изготовления датчика Холла отличается в данном случае от критерия, приведенного выше.

На самом деле, так как

$$U_H = \frac{R_H I_x B_z}{d}$$

предводимый к датчику Холла поток джоулева тепла

$$Q = I_x^2 R_x = I_x^2 \frac{bQ}{ad},$$

сочетая эти выражения и учитывая, что $R_H = \mu Q$, получим

$$\frac{U_H}{B_z} = \mu Q^{1/2} \left[\frac{Q}{d(b/d)} \right]^{1/2}.$$

Так как в данном случае ограничена величина теплового потока Q , отводимого охладителем от пластины датчика, то выбор материала датчика Холла делается на основании оптимизации фактора $\mu Q^{1/2}$.

На рис. 3.23 изображена структурная схема разработанного магнитометрического преобразователя. В преобразователе использовался датчик Холла из полупроводникового материала InSb с параметрами:

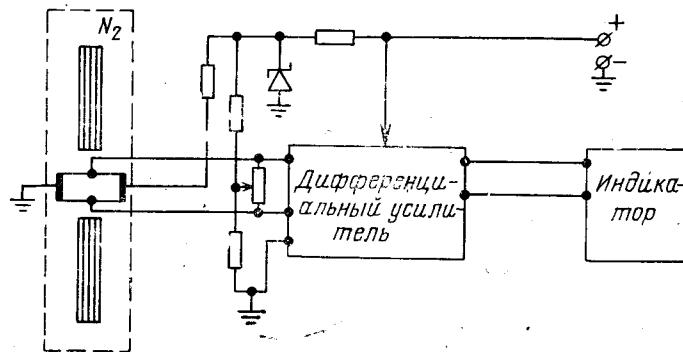


Рис. 3.23. Структурная схема магнитометра с охлаждаемым датчиком Холла

$R_H = 27 \cdot 10^3 \text{ см}^3 / (\text{A} \cdot \text{с})$; подвижность электронов $\mu_n = 459 \cdot 10^3 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$; удельное сопротивление $\rho = 0,058 \Omega \cdot \text{см}$; фактор $\mu Q^{1/2} = 110 \cdot 10^3 \text{ (см}^5 / (\text{Дж} \cdot \text{с})^{1/2}$. Геометрические размеры пластины датчика: $b = 5,1 \text{ мм}$; $a = 2,5 \text{ мм}$; $d = 0,10 \text{ мм}$. Датчик питался постоянным током $I_x = 350 \text{ мА}$. Коэффициент усиления концентратора из мю-металла $K_k = 100$.

Основные характеристики магнитометрического преобразователя:

полоса пропускания	$0 \dots 10 \cdot 10^3 \text{ Гц}$
чувствительность	$1,0 \text{ В/Гс}$
долговременный дрейф	10^{-5} Гс

Авторы работы приводят соображения, показывающие, что в результате выбора материала датчика Холла с большим значением фактора $\mu Q^{1/2}$ и в результате применения концентратора с большим значением коэффициента усиления K_k достижима чувствительность преобразователя 100 В/Гс.

В другой работе [22], посвященной исследованию возможности создания магнитометра с охлаждаемым датчиком Холла из InSb-типа для измерения слабых магнитных полей, сообщается, что расчетным путем показана возможность получения чувствительности магнитометра 10^{-6} Э и выше без использования концентраторов магнитного поля. Однако с предпосылками, использованными в этой работе, нельзя согласиться: например, в работе учитываются только тепловые шумы датчика Холла и т. п.

3.3. ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКЦИИ ПОСТОЯННЫХ, ПЕРЕМЕННЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭФФЕКТА ХОЛЛА С ПРИМЕНЕНИЕМ ЧАСТОТНОЙ СЕЛЕКЦИИ

Магнитометрический преобразователь с амплитудным детектором

Как уже отмечалось, частотный диапазон преобразователей с датчиками Холла, питаемыми постоянным током, составляет в лучшем случае $0 \dots 10 \text{ кГц}$. Причиной этого является наведение паразитных ЭДС электромагнитной индукции в токовых и холловских выводах датчика в переменном магнитном поле. Радикальным методом, позволяющим устранить влияние этих ЭДС на величину выходного сигнала магнитометрического преобразователя с датчиком Холла, является метод частотной селекции, который состоит в следующем.

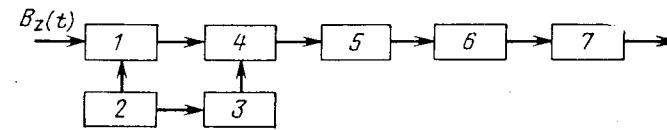


Рис. 3.24. Структурная схема преобразователя с амплитудным детектором

Датчик Холла питается синусоидальным током достаточно высокой частоты. На выходе датчика, помещенного в переменное магнитное поле, возникает напряжение, изменяющееся с частотой тока питания, модулированное по закону изменения индукции $B_z(t)$, и напряжение индукционной наводки. Глубина модуляции первого напряжения зависит от соотношения амплитуд ЭДС Холла и напряжения неэквипотенциальности. Паразитные напряжения на выходе датчика Холла, возникающие при питании датчика постоянным током вследствие термомагнитных и побочных гальваномагнитных эффектов, при использовании рассматриваемого метода практически могут быть полностью устранены. Информация о полезном сигнале $B_z(t)$ целиком содержится в амплитудно-модулированном напряжении, индукционная же наводка имеет спектр, определяющийся только законом изменения $B_z(t)$, поэтому, если верхняя частота такого спектра является достаточно малой по сравнению с частотой тока питания преобразователя, возможно создание селективной системы, выделяющей полосу частот модулированного сигнала и подавляющей индукционную наводку. Применив затем детектор с фильтром низких частот и (при необходимости) разделительный конденсатор, можно выделить напряжение $U(t)$, пропорциональное измеряемой индукции $B_z(t)$:

$$U(t) = k B_z(t),$$

где $k(t) = \text{const.}$

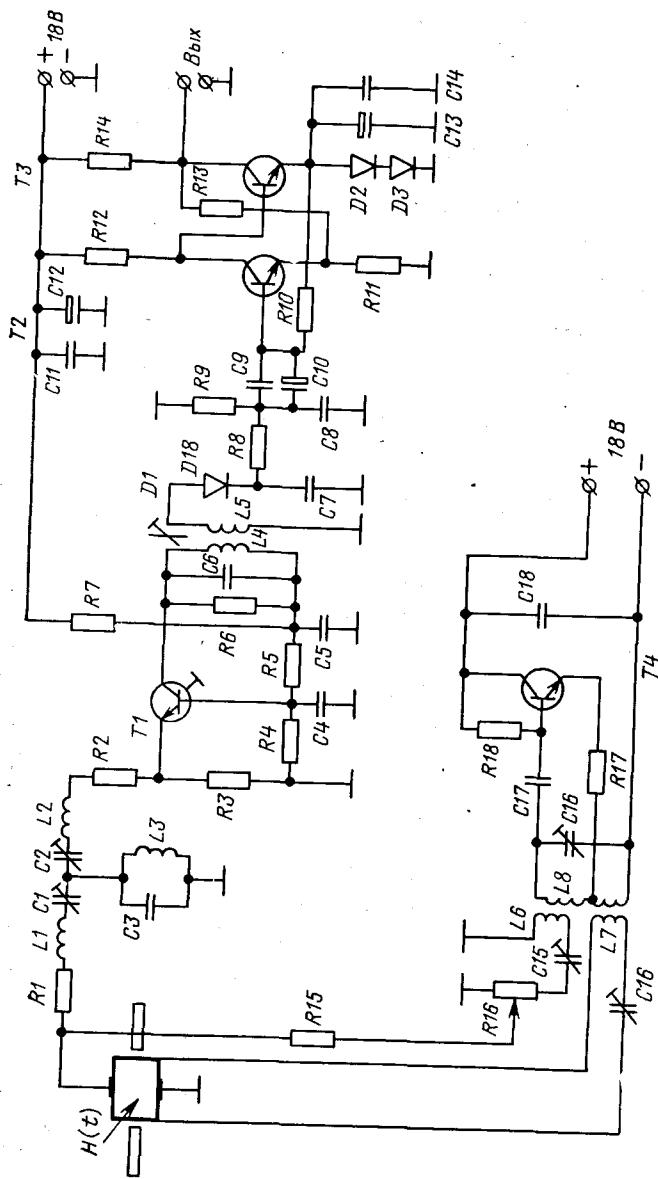


Рис. 3.25. Принципиальная схема преобразователя с амплитудным детектором

На рис. 3.24 представлена структурная схема магнитометрического преобразователя [20, 21]. На датчик Холла 1 (InAs, геометрические размеры $4 \times 2 \times 0,15$ мм) от генератора синусоидальных колебаний 2 подается ток питания частотой 40 МГц. Модулированное по амплитуде высокочастотное напряжение, содержащее информацию об измеряемой индукции $B_z(t)$, и напряжение индукционной наводки поступают на вход селективной системы, которая состоит из полосового фильтра 4 и избирательного усилителя 5 и имеет полосу пропускания 36...44 МГц. Усиленное модулированное напряжение детектируется амплитудным детектором 6. Широколосный усилитель 7 с полосой пропускания 1 Гц...4,5 МГц усиливает выделенную огибающую сигнала и дает возможность наблюдать ее форму на экране осциллографа. Аттенюатор-фазорегулятор 3, дающий возможность изменять глубину модуляции сигнала, позволяет устанавливать надлежащий режим работы амплитудного детектора, при котором компенсируется воздействие на преобразователь посторонних постоянных магнитных полей и обеспечивается возможность измерения разнополярных импульсов.

На рис. 3.25 приведена принципиальная схема магнитометрического преобразователя.

Динамический диапазон преобразователя 40 дБ. При изменении измеряемой индукции 1,26...126 Гс напряжение на выходе преобразователя изменяется от $3 \cdot 10^{-2}$ до 3 В. Два ферритовых стержня длиной 160 мм и диаметром 8 мм, используемые в качестве концентратора магнитного поля, позволяют достичь порога чувствительности 0,01 Гс. Нижняя граничная частота преобразователя $\approx 1,0$ Гц, верхняя граничная частота $\approx 4,0$ МГц. Основная погрешность преобразования фронта импульса длительности $t_{\text{фр}} = 0,1$ мкс не хуже 20%; основная погрешность преобразования амплитуды в полосе рабочих частот не хуже 5%.

Преобразователь имеет автономное питание, что позволяет, например, использовать его в совокупности с электронно-оптической системой передачи данных для измерений магнитных полей, проникающих в замкнутые металлические оболочки.

Переход к радиочастотам тока питания датчика Холла требует тщательно продуманного монтажа электронных узлов магнитометрического преобразователя, исключающего электромагнитное влияние цепей питания преобразователя на усилительные схемы. В разработанном преобразователе была применена система экранов отдельных электронных узлов, ликвидирующая их взаимное влияние.

Магнитометрический преобразователь с синхронным детектором

Описана структурная схема магнитометрического преобразователя, в котором используется синхронный детектор [2]. На рис. 3.26 изображена структурная схема преобразователя, где приняты следующие обозначения: ДХ — датчик Холла; ГВЧ — генератор высокой частоты; СУП — симметрирующее устройство цепи пита-

ния; ФВЧ — фильтр верхних частот; СУС — симметрирующее устройство цепи сигнала; П — прерыватель; А — аттенюатор; УВЧ — избирательный усилитель высокой частоты; СД — синхронный детектор; ФНЧ — фильтр низких частот; КП — катодный повторитель; УУН — устройство установки нуля.

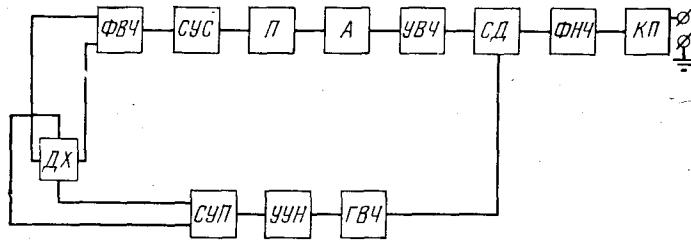


Рис. 3.26. Структурная схема преобразователя с синхронным детектором

В преобразователе использовался пленочный датчик Холла из InAs с чувствительностью 10 мкВ/Гс ; частота тока, питающего датчик, 30 МГц ; ширина полосы рабочих частот 5 МГц ; в полосе рабочих частот и в диапазоне индукций $100 \text{ Гс} \dots 20 \text{ кГс}$ погрешность порядка 5% .

Магнитометрический преобразователь с амплитудно-балансным детектором

В работах [2, 21] особое внимание уделялось исключению взаимного электромагнитного влияния отдельных электронных узлов магнитометра на несущей частоте. Это достигалось тщательным экранированием всех узлов магнитометра. Дальнейшее расширение частотного диапазона измеряемых магнитных полей и переход в более высокочастотную область встретили серьезные трудности, связанные с необходимостью согласования и симметрирования цепей датчика, линейного детектирования, стабилизации параметров прибора [2].

В описываемой разработке эти трудности устранены исключением усилителя высокой частоты, применением балансного детектора и схемы включения датчика Холла с общей точкой, позволяющей осуществить раздельный съем сигналов с выходных электродов датчика.

На рис. 3.27 приведена блок-схема магнитометрического преобразователя. На датчик Холла от генератора через согласующий фильтр подается синусоидальный ток питания частоты $\approx 100 \text{ МГц}$. С выходов датчика Холла модулированные по амплитуде высокочастотные напряжения, содержащие информацию об измеряемом магнитном поле, по кабельным линиям связи поступают через согласующий фильтр высоких частот на вход амплитудно-балансного

детектора. Широкополосные усилители I и II ранга чувствительности преобразователя с полосой пропускания $0 \text{ Гц} \dots 10 \text{ МГц}$ усиливают выделенную фильтром низких частот огибающую АМ-сигнала.

Принципиальная схема магнитометрического преобразователя приведена на рис. 3.28. Кристаллический датчик Холла из InAs типа X212 включен по схеме с общей точкой. Датчик через согласующий фильтр питается синусоидальным током от генератора, собранного на транзисторах T1, T2. Частота генерации ($\approx 100 \text{ МГц}$) устанавливается с помощью конденсатора C6. Температурная стабилизация амплитуды генерируемого тока питания обеспечивается резистором R3, стабилизирующим токи эмиттеров. Питание генератора производится от высокостабилизированного источника с напряжением 30 В .

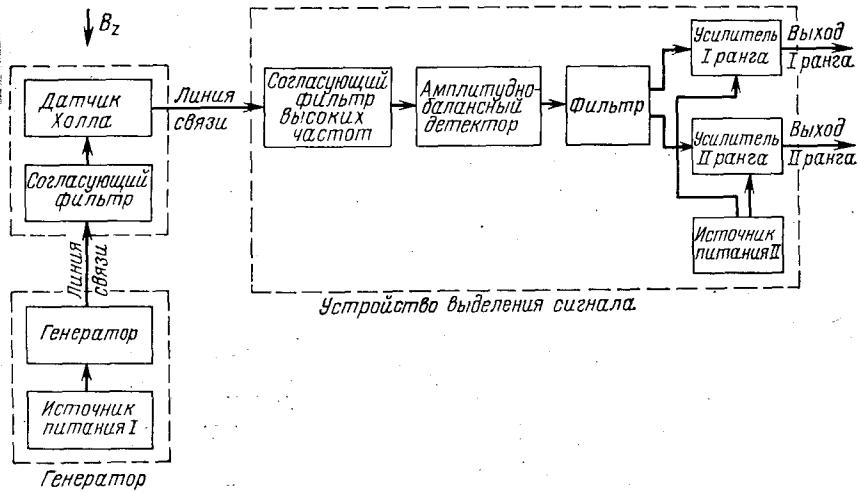


Рис. 3.27. Структурная схема преобразователя с амплитудно-балансным детектором

По кабельной линии связи длиной до 25 м высокочастотное питание подается через согласующий фильтр L3C7L4 на датчик Холла. Резисторы R6, R7 служат для защиты холловских электродов датчика от выгорания, конденсаторы C8, C9 — для компенсации индуктивности выводов датчика Холла. Вместо конденсаторов C8, C9 можно включить также резисторы, сопротивления которых должны быть такими, чтобы уровень несущей на холловских электродах датчика составлял $\approx 1,5 \text{ В}$.

Сигналы с выходов датчика по кабельной линии связи длиной до 25 м подаются через многозвездный согласующий фильтр высоких частот (L5 … L16, C10 … C17) на вход амплитудно-балансного детектора. Резисторы R8, R9 служат для компенсации неэквипотенциальности датчика Холла и разницы в коэффициентах пере-

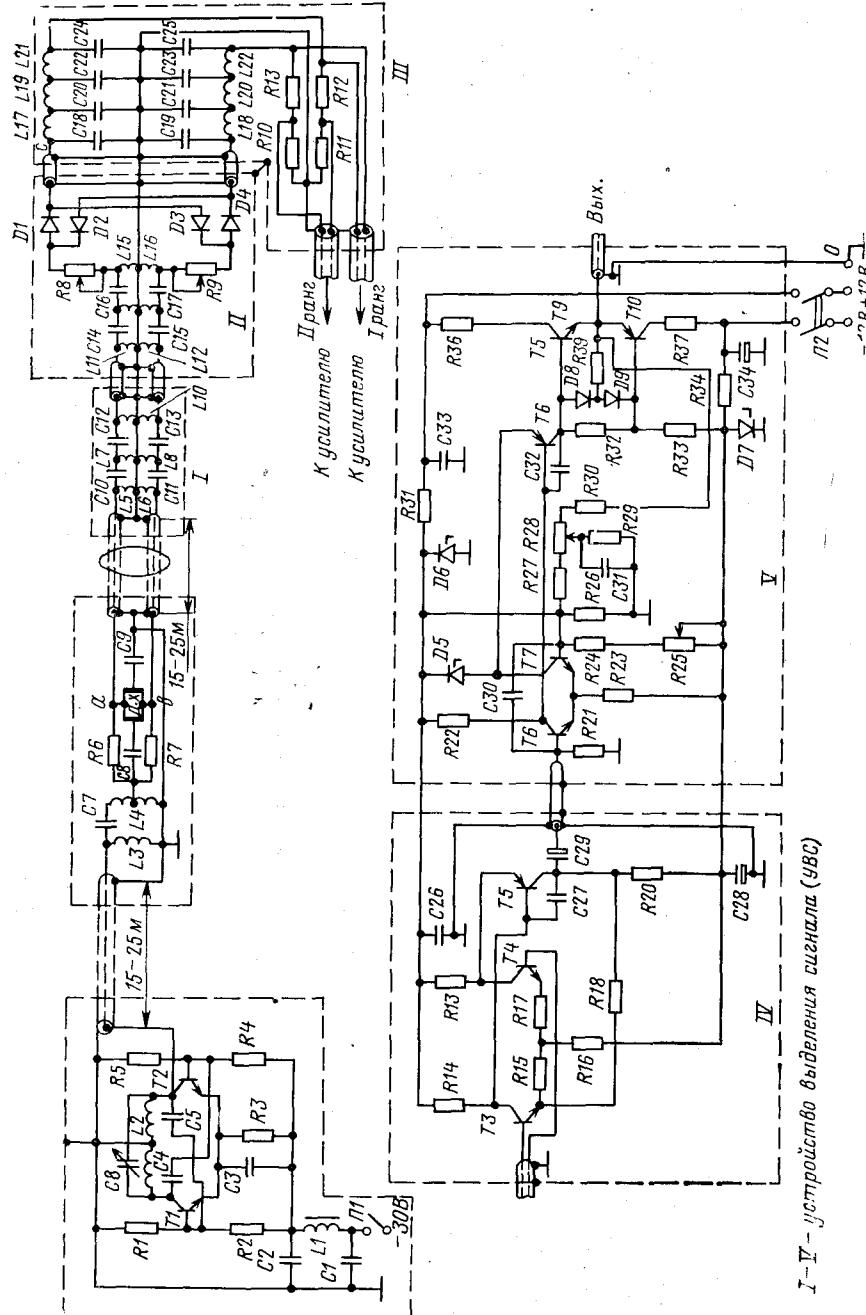


Рис. 3.28. Принципиальная схема преобразователя с амплитудно-балансным детектором

дачи кабельных линий связи и согласующих фильтров высоких частот. Двухполупериодный амплитудно-балансный детектор, собранный на диодах $D_1 \dots D_4$, совместно с фильтром низких частот ($C_{18} \dots C_{25}$, $L_{17} \dots L_{25}$) выделяют огибающую АМ колебаний, пропорциональную величине измеряемой индукции.

С выхода фильтра низких частот сигнал поступает на усилитель I ранга и через делитель 1 : 100 на усилитель II ранга. Усилитель имеет потенциальный дифференциальный вход и состоит из двух секций (IV и V), имеющих либо потенциальную связь, либо разделенных конденсатором C_{29} (в случае, например, измерения импульсных однократных полей). Коэффициент усиления регулируется в пределах от 800 до 1200 переменным резистором R_{28} . Верхняя граничная частота (≈ 10 МГц) корректируется конденсатором C_{32} , нижняя граничная частота при отсутствии потенциальной связи между секциями IV и V определяется цепочкой R_{21} , C_{29} . Мощный выход позволяет получить на нагрузке 75 Ом выходной сигнал ± 3 В и на нагрузке 50 Ом ± 2 В. Нуль на выходе усилителя при отсутствии входного сигнала устанавливается резистором R_{25} . Питание усилителей осуществляется от стабилизированного источника питания ± 12 В с заземленной средней точкой.

Экспериментально найденные характеристики преобразователя:

динамический диапазон	80 дБ
полоса частот (без концентраторов)	0 Гц ... 10 МГц
порог чувствительности без концентраторов	10 Гс
основная погрешность	порядка 5 %

Так как фильтры верхних частот на частотах выше рабочей также являются согласованными, работа магнитометра была проверена на частотах питания датчика Холла до 820 МГц и при верхней частоте спектра измеряемой индукции, не превышающей 10 МГц. Эти исследования позволяют считать, что возможно создание преобразователей по описанной схеме с еще более широкой полосой рабочих частот.

Применение ферритовых концентраторов уменьшает верхнюю частоту полосы рабочих частот до ≈ 5 МГц, но при этом позволяет уменьшить порог чувствительности до $\approx 0,05$ Гс.

Заметим, что при измерениях сильных импульсных магнитных полей с крутыми фронтами иногда оказывается невозможным ввод металлических кабелей (даже при использовании дополнительных фильтров) в приборный отсек; в этом случае выходной сигнал описанной системы следует (непосредственно около приборного отсека) преобразовать в интенсивность света и воспользоваться стекловолоконной линией связи.

3.4. ИЗМЕРЕНИЕ СИЛЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В УСЛОВИЯХ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

В современной экспериментальной физике часто возникают задачи измерения сильных магнитных полей при температуре жидкого гелия или водорода.

ИСТОЧНИКИ ОБРАЗЦОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Если техника создания образцовых мер постоянных или слабо-переменных магнитных полей в настоящее время хорошо развита [1], то техника создания образцовых мер быстропеременных магнитных полей имеет значительно более низкий уровень развития. Это обстоятельство обусловлено, в первую очередь, трудностью учета влияния паразитных реактивностей элементов систем на процесс ветвления в них быстропеременных электрических токов.

Создание холловских преобразователей для этих целей наталкивается на ряд трудностей, основными из которых являются: в широком интервале значений индукции ряду материалов соответствуют значительные нелинейности зависимости $U_H = U_H(B_z)$; некоторые материалы при этих условиях характеризуются возникновением квантовых осцилляций коэффициента Холла R_H при изменении индукции; необходимость создания конструкции датчика, устойчивой к большому количеству температурных циклов.

В [15] приведены данные о свойствах пленочных (поликристаллических) датчиков Холла из InAs в сильном постоянном магнитном поле (до 107 кЭ) при 4,2 К: чувствительность $\gamma = 100 \dots 200 \text{ мкВ/Гс}$, средний температурный коэффициент в интервале температур от 4,2 до 300 К равен $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ \% / } \dots \text{ }^{\circ}\text{C}$; квантовые осцилляции коэффициента Холла R_H , наблюдавшиеся в аналогичных условиях у датчиков Холла из InSb, в данном случае отсутствуют.

В [13] приведены данные о свойствах датчиков Холла из InSb ($\mu = 20000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{см})$, $n \approx (6 \dots 7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в сильном магнитном поле ($B_z \leq 100 \cdot 10^3 \text{ Гс}$) и при температуре жидкого гелия: чувствительность $\gamma = 0,16 \dots 0,24 \text{ мкВ/Гс}$; изменения ЭДС Холла при изменении температуры от гелиевой до комнатной не превышают $1 \dots 3 \text{ \%}$, нелинейность зависимости $U_H = U_H(B_z)$ для температуры жидкого гелия имеет разброс $\pm 0,9 \text{ \%}$.

Согласно [45] в низкотемпературных датчиках Холла (например, напыленные в вакууме пленки из InAs) зависимость $U_H = U_H(B_z)$ имеет значительные (несколько процентов) нелинейности в полях с индукцией $0 \dots 50 \text{ кГс}$. Лучшей линейностью этой зависимости обладают датчики Холла из сильно легированного InSb. Однако при температурах жидкого водорода и гелия линейность зависимости $U_H(B_z)$ этих датчиков в сильных магнитных полях ухудшается из-за возникновения при изменении индукции квантовых осцилляций коэффициента Холла R_H , обусловленных эффектом Шубнико-ва — де Хааза. Коэффициент Холла R_H этих датчиков практически не зависит от температуры в диапазоне от гелиевых до водородных температур (в районе осцилляций речь идет о средней составляющей зависимости $R_H(B_z)$). В то же время квантовые осцилляции уменьшаются с увеличением температуры.

В [45] описан используемый при дифференциальных измерениях низкотемпературный датчик Холла из InSb с концентрацией доноров 10^{17} см^{-3} , который подогревается до температуры 43 К нагревателем из бифилярно намотанного тонкого манганинового провода, по которому протекает ток силою 140 мА. Датчик с нагревателем помещен в керамический корпус с размерами $2,5 \times 10 \times 15 \text{ мм}$. Параметры датчика при температуре окружающей среды $T = 4,2 \text{ К}$: $R_H = 12,3 \text{ см}^{-3}/(\text{А} \cdot \text{с})$; входное сопротивление $R_x = 0,40 \text{ Ом}$ при $B_z = 0$; $R_x = 1,8 \text{ Ом}$ при $B_z = 50 \text{ кГс}$; ток питания датчика $I_x = 100 \text{ мА}$. Сопротивление нагревателя при этом равнялось 35 Ом. При дифференциальных измерениях осцилляции составляли менее 0,1% от монотонной (средней) составляющей разностного сигнала, т. е. были пренебрежимо малыми.

$$B = k_{\Phi} I_L,$$

где k_{Φ} — коэффициент, величина которого зависит от конфигурации основного элемента.

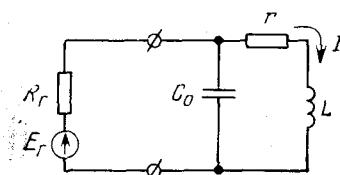


Рис. П. 3.1. Структурная схема источника образцового магнитного поля, питаемого от источника ЭДС

Рис. П. 3.2. Структурная схема источника образцового магнитного поля, питаемого от источника тока

В общем случае основной элемент источника магнитного поля питается либо от источника ЭДС $\mathcal{E}(p)$ с выходным сопротивлением R_r , либо от источника тока $I(p)$ (рис. П.3.1 и рис. П.3.2).

Передаточная функция $W_{\mathcal{E}}(p)$ в случае источника ЭДС имеет

$$\text{вид } W_{\mathcal{E}}(p) = \frac{B(p)}{\mathcal{E}(p)} = \frac{k_{\Phi} I_L(p)}{\mathcal{E}(p)} = \frac{K_1}{T_1^2 p^2 + 2\xi_1 T_1 p + 1},$$

$$\text{где } K_1 = \frac{k_{\Phi}}{R_r + r}; \quad T_1 = \sqrt{\frac{LC_0 R_r}{r + R_r}}; \quad \xi_1 = \frac{L + r C_0 R_r}{2\sqrt{LC_0 R_r(r + R_r)}}.$$

Передаточная функция $W_I(p)$ в случае источника тока имеет

$$\text{вид } W_I(p) = \frac{B(p)}{I(p)} = \frac{k_{\Phi} I_L(p)}{I(p)} = \frac{K_2}{T_2^2 p^2 + 2\xi_2 T_2 p + 1},$$

$$\text{где } K_2 = \frac{k_{\Phi} R_r}{R_r + r}; \quad T_2 = \sqrt{\frac{C_0 R_r L}{R_r + r}}; \quad \xi_2 = \frac{L + C_0 R_r r}{2\sqrt{C_0 R_r L(R_r + r)}}.$$

Зная передаточную функцию источника и измерив экспериментально ток или напряжение, подводимое к основному элементу, можно рассчитать индукцию $B(t)$.