



8
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.З. Персов, Э.М. Трахтенберг

**КОНСТРУИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
УСТРОЙСТВ**

ПРЕПРИНТ 91-58



НОВОСИБИРСК

Конструирование электромагнитных устройств

Б.З. Персов, Э.М. Трахтенберг

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Настоящая работа продолжает серию «Рекомендации для конструкторов», в которой ранее вышли работы Б.З. Персова «Учет тепловых нагрузок при конструировании» и Э.М. Трахтенберга «Вакуумные элементы электрофизических установок».

В работе содержатся основные сведения по расчету и конструированию электромагнитных элементов физических установок. В первой части изложены общие вопросы проектирования устройств, использующих электромагнитные поля, вторая часть посвящена характерным особенностям расчета и конструирования отдельных видов электромагнитных устройств. В Приложении содержится значительное количество справочных данных, необходимых конструктору в практической работе.

ВВЕДЕНИЕ

Едва ли не самыми распространенными элементами большинства электрофизических установок являются устройства для создания тех или иных магнитных полей. Устройства эти отличаются, как правило, большим разнообразием как по назначению и конструктивному исполнению, так и по методам конструирования и расчета. Вопросам их разработки посвящено большое число книг и статей, охватить которые при выполнении каждой конкретной работы практически невозможно. В то же время в Институте ядерной физики накоплен значительный опыт конструирования магнитных устройств самого различного назначения. Стремление обобщить этот опыт и сохранить его для использования в будущих разработках и явилось причиной появления настоящей работы, посвященной расчету и конструированию ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ устройств, то есть устройств, в которых источником магнитного поля является текущий по проводнику электрический ток. Не затрагиваются здесь магнитные системы с постоянными магнитами, а также электромагнитные СВЧ-устройства и сверхпроводящие электромагнитные системы—эти специфические вопросы требуют отдельного рассмотрения.

В первой части работы излагаются общие вопросы, касающиеся теории, расчета и конструирования электромагнитных устройств: магнитное поле в пространстве и веществе, магнитные материалы, расчет основных параметров магнитных цепей и т.д. Рассмотрены специфические проблемы, связанные с тепловыделе-

нием и теплоотводом в электромагнитных устройствах, а также вопросы согласования проектируемого устройства с источником питания.

Вторая часть посвящена характерным особенностям и методам расчета и конструирования электромагнитных устройств различного назначения — поворотных магнитов, корректоров траекторий движения заряженных частиц, тяговых электромагнитов и т.д.

Все приводимые в работе расчетные формулы даются, как правило, в виде, удобном для практических конструкторских расчетов. Большинство формул соответствует Международной системе единиц СИ; в случаях, когда это по тем или иным соображениям представлялось нецелесообразным, сделаны специальные оговорки и приведены размерности входящих в формулы величин. Наиболее важные справочные данные, необходимые конструктору в практической работе, приведены в Приложении.

1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСТРОЙСТВ.

1.1. Магнитное поле.

1.1.1. Основные понятия и определения

Наличие в пространстве магнитного поля проявляется в виде силового воздействия на проводник с током. Экспериментально установлено, что сила F этого воздействия прямо пропорциональна длине проводника l и силе протекающего по нему тока I . Таким образом, количественной характеристикой магнитного поля может служить отношение силы, действующей на проводник, к произведению величины тока на длину проводника:

$$B = \frac{F}{Il}. \quad (1.1.1)$$

Эту величину называют **МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИЕЙ**. Единицей ее измерения в системе СИ является Тесла $\left(\text{Тл} = \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}} = \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м}^2} \right)$, в системе CGS — Гаусс (Гс).

Произведение магнитной индукции на площадь поперечного сечения магнитного поля называется **МАГНИТНЫМ ПОТОКОМ**. В общем случае магнитный поток через площадь S определяется выражением:

$$\Phi = \int_S B_n ds, \quad (1.1.2)$$

где: Φ — магнитный поток;

S — площадь поперечного сечения магнитного поля;

B_n — нормальная к площадке ds составляющая вектора магнитной индукции B .

Для однородного поля последнее выражение приобретает вид:

$$\Phi = BS \cos \alpha, \quad (1.1.2')$$

где α — угол между вектором B и нормалью к поверхности S . Если вектор B перпендикулярен к поверхности S , то $\alpha = 0$ и

$$\Phi = BS. \quad (1.1.2'')$$

Единица измерения магнитного потока в системе СИ — Вебер ($Вб = В \cdot с$). В соответствии с выражением (1.1.2'') магнитную индукцию B часто называют ПЛОТНОСТЬЮ МАГНИТНОГО ПОТОКА.

Часто для характеристики магнитного поля вводят еще одну величину — НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ H , которая в системе СИ измеряется в «Амперах на метр» (А/м). Величины B и H в вакууме связаны зависимостью

$$B = \mu_0 H, \quad (1.1.3)$$

где μ_0 — магнитная постоянная, характеризующая магнитные свойства вакуума. В системе СИ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м (или $В \cdot с / А \cdot м$), в системе CGS $\mu_0 = 1$; таким образом, в системе CGS в вакууме (как и в других неферромагнитных средах) B и H численно равны друг другу:

$$B \equiv H, \quad (1.1.3')$$

где B измеряется в Гауссах (Гс), а H — в Эрстедах (Э). Легко получить соотношение между единицами H в системах CGS и СИ:

$$1 \text{ Э} = \frac{1 \text{ Гс}}{\mu_0} = \frac{10^{-4} \text{ Тл}}{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}} = 79,6 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м}^2} \cdot \frac{\text{А} \cdot \text{м}}{\text{В} \cdot \text{с}} = 79,6 \text{ А/м} \approx 0,8 \text{ А/см.}$$

1.1.2. Закон полного тока

Количественно электрический ток и создаваемое им магнитное поле связаны ЗАКОНОМ ПОЛНОГО ТОКА:

$$\oint H dl = \Sigma I, \quad (1.1.4)$$

где H — напряженность магнитного поля на участке dl замкнутого контура (рис. 1,а), а ΣI — алгебраическая сумма токов, пронизывающих этот контур. Для катушки с числом витков ω и током I (рис. 1,б) закон полного тока может быть записан в виде:

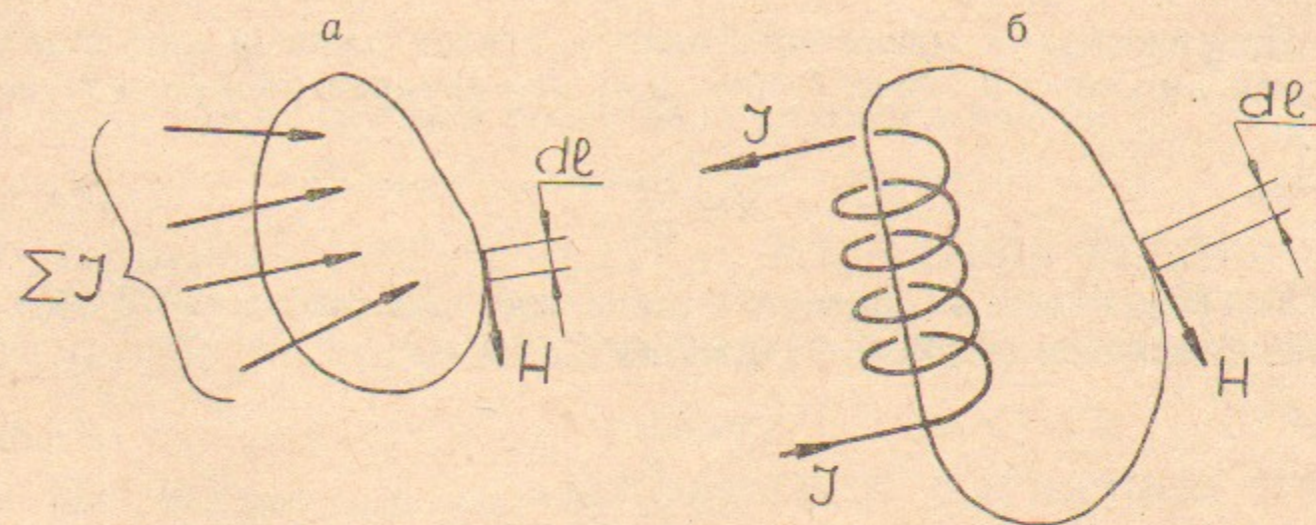


Рис. 1.

$$\oint H dl = I \omega. \quad (1.1.4')$$

Величину $\oint H dl$ часто называют МАГНИТОДВИЖУЩЕЙ СИЛОЙ; измеряется она в Амперах или — в соответствии с выражением (1.1.4') — в «Ампервитках».

1.1.3. Напряженность магнитных полей простых конфигураций

Напряженность магнитного поля на расстоянии r от длинного прямолинейного проводника с током I (рис. 2,а) составляет:

$$H = \frac{I}{2\pi r}, \quad (1.1.5)$$

или — в системе CGS (H — Эрстеды, I — Амперы, r — см) —

$$H \approx \frac{0,2I}{r}. \quad (1.1.5')$$

Напряженность магнитного поля на оси кругового витка радиуса r с током I (рис. 2,б):

— на расстоянии l от плоскости витка:

$$H = \frac{Ir^2}{2(r^2 + l^2)^{3/2}}, \quad (1.1.6)$$

— в плоскости витка (то есть при $l=0$):

$$H_0 = \frac{I}{2r}. \quad (1.1.6')$$

Напряженность магнитного поля в центре плоской катушки с числом витков ω и током I (рис. 2, б) при среднем радиусе катушки r :

$$H = \frac{I\omega}{2r} \quad (1.1.7)$$

Напряженность магнитного поля между шинами плоского двухшинного фидера шириной b при токе I (рис. 2, г):

$$H = \frac{I}{b} \quad (1.1.8)$$

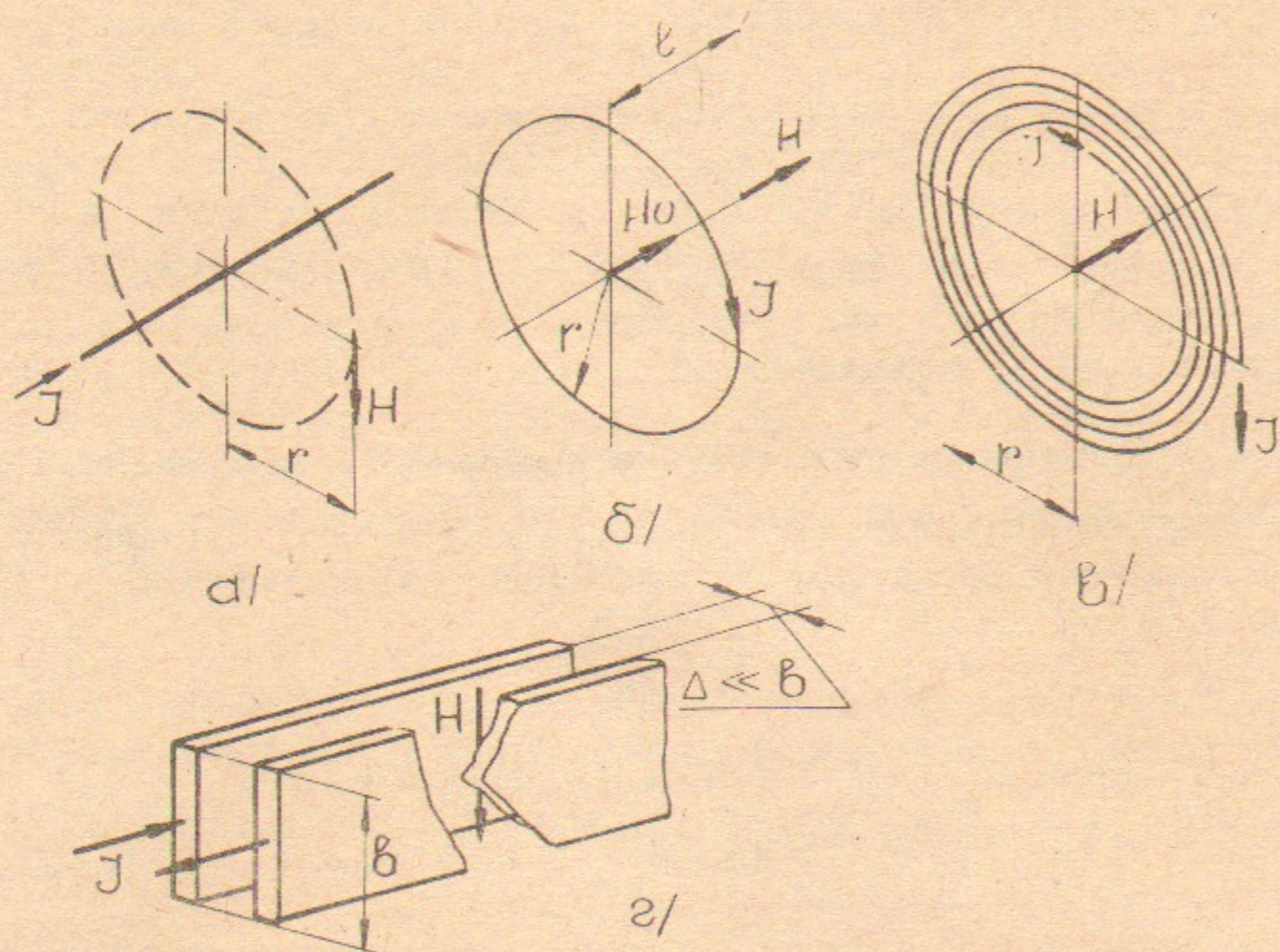


Рис. 2.

Напряженность магнитного поля внутри цилиндрического соленоида с длиной l и числом витков ω при токе I составляет

$$H = \frac{I\omega}{l} \quad (1.1.9)$$

1.2. Магнитные материалы

При внесении в магнитное поле все вещества намагничиваются. Их намагниченность J увеличивается с ростом напряженности внешнего (намагничивающего) поля H :

$$J = \chi H, \quad (1.2.1)$$

а магнитная индукция в веществе оказывается равной

$$B = \mu_0(H + J) = \mu_0(H + \chi H) = \mu_0(1 + \chi)H. \quad (1.2.2)$$

В выражениях (1.2.1) и (1.2.2) χ — МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ вещества. Величину $1 + \chi = \mu$ называют ОТНОСИТЕЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ вещества:

$$B = \mu_0 \mu H, \quad (1.2.2')$$

а произведение $\mu_0 \mu = \mu_a$ — АБСОЛЮТНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ вещества:

$$B = \mu_a H. \quad (1.2.2'')$$

По величине относительной магнитной проницаемости μ материалы могут быть разделены на три основные группы:

- материалы с магнитной проницаемостью μ , незначительно превышающей единицу, — ПАРАМАГНИТНЫЕ. Сюда относятся, например, платина ($\mu \approx 1,0003$), алюминий ($\mu \approx 1,00002$), некоторые стали аустенитного класса;
- материалы с $\mu < 1$ — ДИАМАГНИТНЫЕ. Это такие материалы, как серебро, медь, висмут и др. Однако, отличие μ от единицы у этих веществ, как и у парамагнитных, невелико, — например, у висмута $\mu \approx 0,99984$, — и за исключением особых случаев для этих материалов, как и для парамагнитных, можно принимать $\mu = 1$;
- материалы с магнитной проницаемостью $\mu \gg 1$ — ФЕРРОМАГНИТНЫЕ. Это железо, никель, кобальт, гадолиний и ряд сплавов на их основе.

При нагреве выше определенной температуры ферромагнетики становятся парамагнетиками. Эта температура зависит от вида материала и называется его ТОЧКОЙ КЮРИ.

Для ферромагнетиков значение относительной магнитной проницаемости μ зависит от величины магнитной индукции B . Обычно эта зависимость характеризуется кривой намагничивания материала $B = f(H)$.

Для полностью размагниченного материала рост индукции B с ростом H идет по кривой I (рис. 3) вплоть до значения $B = B_{\max}$, после чего рост H уже не дает значительного увеличения B . Это значение индукции — B_{\max} — называется ИНДУКЦИЕЙ НАСЫЩЕНИЯ материала. Кривая I — ОСНОВНАЯ, или НАЧАЛЬНАЯ кривая намагничивания материала.

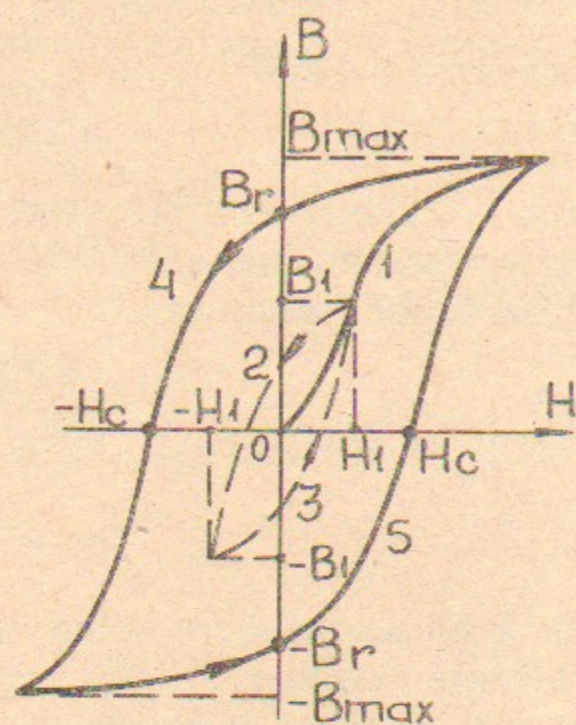


Рис. 3.

Если в некоторой точке кривой 1 (например, при $H=H_1$ и $B=B_1$) начать уменьшать напряженность магнитного поля H , индукция B будет снижаться не по кривой 1, а по кривой 2, по которой, снижая напряженность до $H=-H_1$, можно дойти до значения индукции $B=-B_1$. Если в этот момент начать снова увеличивать напряженность H , индукция B , увеличиваясь по кривой 3, при $H=H_1$ снова достигнет величины B_1 . Замкнутая кривая 2-3 представляет собой ЧАСТНЫЙ ЦИКЛ НАМАГНИЧИВАНИЯ материала и иллюстрирует присущее ферромаг-

нетикам явление МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА. Площадь внутри этой кривой равна энергии, которую необходимо затратить на осуществление полного цикла перемагничивания материала при $B=\pm B_1$. В материале эта энергия выделяется в виде тепла.

Если размагничивание материала начинать не от $B=B_1$, а от $B=B_{max}$ (доводя, соответственно, до $B=-B_{max}$), то получим ПРЕДЕЛЬНЫЙ ЦИКЛ НАМАГНИЧИВАНИЯ этого материала (кривая 4-5). Его характерные точки — ОСТАТОЧНАЯ ИНДУКЦИЯ $\pm B_r$ (магнитная индукция в материале при $H=0$) и КОЭРЦИТИВНАЯ СИЛА $\pm H_c$ (то есть напряженность магнитного поля, которую необходимо создать для уменьшения магнитной индукции в материале до нуля). Легко видеть, что аналогичные точки существуют и на каждом частном цикле намагничивания, однако, в качестве характеристик магнитных материалов используются лишь остаточная индукция и коэрцитивная сила, соответствующие предельному циклу намагничивания.

Коэрцитивная сила и форма петли гистерезиса характеризуют свойство материалов сохранять остаточную намагниченность и определяют области применения ферромагнетиков.

Материалы с широкой петлей гистерезиса и, соответственно, с большой коэрцитивной силой называются МАГНИТОТВЕРДЫМИ или МАГНИТОЖЕСТКИМИ и используются для изготовления постоянных («перманентных») магнитов. К этой группе относятся

различные материалы на основе железа, вольфрама, алюминия, редкоземельных материалов (например, самарий, празеодим). Подробные характеристики этих материалов содержатся в работах [1, 2] и др.

Материалы, характеризующиеся узкой петлей гистерезиса и малой коэрцитивной силой, — МАГНИТОМЯГКИЕ. Это — железо, малоуглеродистые стали, электротехнические стали и т.д. Область применения магнитомягких материалов — самые различные электромагнитные устройства от поворотных магнитов ускорителей до трансформаторов и иных устройств, где по условиям работы происходит перемагничивание в переменных полях.

Из общей группы магнитомягких материалов обычно выделяют так называемые МАТЕРИАЛЫ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА. Это широкий класс различных сплавов, в основном, на основе железа, никеля и кобальта (например, 65НП, 40НКМП и др.). Для этих материалов характерны резкие скачки индукции от B_{max} до $-B_{max}$ и обратно при достаточно малых значениях коэрцитивной силы. В результате форма петли гистерезиса оказывается близкой к узкому прямоугольнику с малой площадью, означающей малые потери в этих материалах за цикл перемагничивания. Основная область применения таких материалов — импульсные устройства с большими амплитудными значениями индукции B .

Характеристики магнитомягких материалов содержатся в справочной (например, [2, 3]) и нормативной ([4—11]) литературе, а кривые намагничивания ряда распространенных марок материалов приведены в Приложении П1.

1.3. Коэффициент рассеяния магнитного потока

В любом электротехническом устройстве некоторая доля ампервитков обмотки расходуется на «проталкивание» магнитного потока через замыкающее («обратное») ярмо магнитопровода. Чтобы эта доля была возможно меньшей, железо ярма не должно насыщаться магнитным потоком, то есть магнитная индукция в ярме не должна превышать определенной величины (например, для малоуглеродистых сталей — $1,2 \div 1,5$ Тл). Для этого площадь сечения обратного ярма в соответствии с выражением (1.1.2'') должна быть равна:

$$S = \frac{\Phi_{\sigma}}{B}. \quad (1.3.1)$$

Здесь B — выбранное значение магнитной индукции в ярме, Тл, S — площадь сечения ярма, м², Φ_{σ} — полный магнитный поток, Вб, проходящий через ярмо, равный:

$$\Phi_{\sigma} = \Phi_{\text{раб}} + \Phi_{\text{рас}} = \Phi_{\text{раб}} \left(1 + \frac{\Phi_{\text{рас}}}{\Phi_{\text{раб}}} \right) = \sigma \Phi_{\text{раб}}. \quad (1.3.2)$$

В последнем выражении:

$\Phi_{\text{раб}}$ — магнитный поток в рабочей зоне устройства (например, в рабочем зазоре электромагнита);

$\Phi_{\text{рас}}$ — суммарный поток рассеяния, определяемый геометрией устройства;

σ — коэффициент рассеяния магнитного потока.

Таким образом, необходимая площадь обратного ярма проектируемого устройства должна определяться выражением:

$$S = \sigma \frac{\Phi_{\text{раб}}}{B}, \quad (1.3.3)$$

где коэффициент рассеяния σ рассчитывается, исходя из конфигурации разрабатываемого устройства. Обычно геометрия полюсных частей электромагнитных устройств представляет собой совокупность плоских граней и ребер, образованных пересечением этих граней. В этом случае коэффициент рассеяния σ удобно определять, как

$$\sigma = 1 + \frac{\Sigma G_i}{G_0}, \quad (1.3.4)$$

где: G_0 — магнитная проводимость рабочей зоны устройства;

ΣG_i — сумма магнитных проводимостей элементарных трубок потока рассеяния.

Так, например, для призматических полюсов, изображенных на рис. 4, магнитная проводимость рабочего зазора определяется формулой:

$$G_0 = \mu_0 \frac{S_{\text{полюса}}}{h} = \mu_0 \frac{a \cdot b}{h}, \quad (1.3.5)$$

а величина ΣG_i должна включать в себя магнитные проводимости следующих фигур:

— двух сплошных полуцилиндров 2 с диаметром h и длиной a ;

- двух сплошных полуцилиндров 2 с диаметром h и длиной b ;
- двух полых полуцилиндров 3 с внутренним диаметром h , наружным $h + 2m$ и длиной a ;
- двух полых полуцилиндров 4 с внутренним диаметром h , наружным $h + 2m$ и длиной b ;
- четырех четвертей сплошного шара 5 с диаметром h ;
- четырех четвертей полого шара 6 с внутренним диаметром h и наружным $h + 2m$.

Размер m обычно принимается равным $(0,5 \div 1)h$.

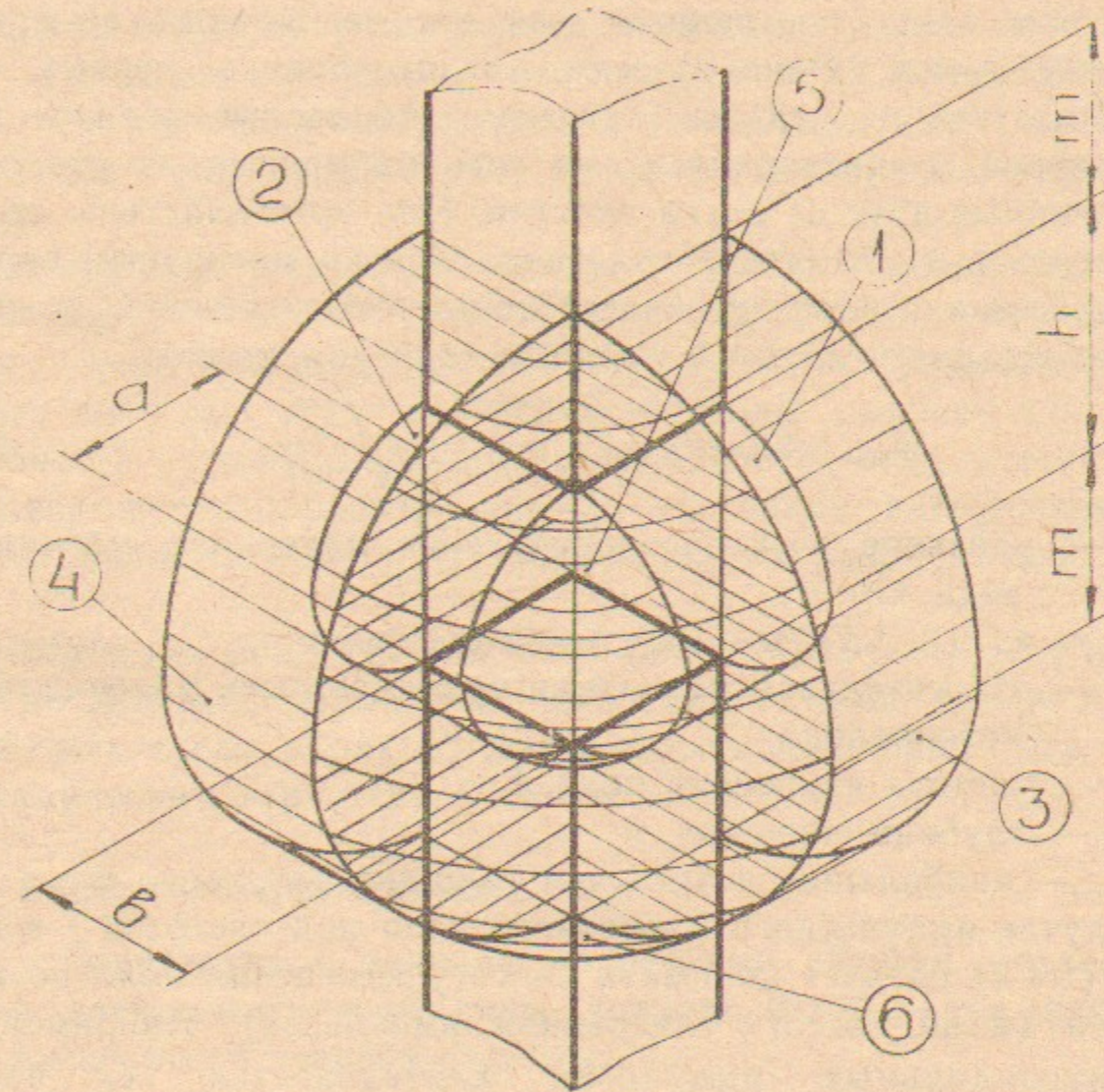


Рис. 4.

Конечно, этот пример является предельно простым, предназначенным лишь для иллюстрации подхода к задаче, и никак не исчерпывает возможного многообразия конфигураций магнитных систем.

Формулы для расчета магнитных проводимостей G_i элементарных трубок потока приведены в Приложении П2.

Численные значения коэффициента рассеяния магнитного потока σ для магнитных систем различных конфигураций колеблются, как правило, в широких пределах — от ~ 1 до $3 \div 5$ и более, — и пренебрежение им может серьезно сказаться на работоспособности изделия.

1.4. Постоянные и переменные поля

Все сказанное относится в равной мере к электромагнитным устройствам как с постоянным, так и с переменным во времени магнитным полем. Однако, если магнитопроводы первых могут изготавливаться из цельных заготовок, то вторые должны иметь магнитопроводы шихтованные, то есть набранные из отдельных, изолированных друг от друга пластин. При этом пластины должны располагаться в магнитопроводе параллельно магнитным силовым линиям. Толщина пластин зависит от частоты изменения поля и не должна превышать двойной толщины скинслоя, то есть

$$\delta_{\max} = 2\delta_{\text{ск}} = 2 \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu_0 f}} \approx \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0 f}}, \quad (1.4.1)$$

где: ρ — удельное электросопротивление материала магнитопровода, Ом·м;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная;

μ — относительная магнитная проницаемость материала магнитопровода;

f — частота изменения поля, Гц;

$\delta_{\text{ск}}$ — глубина скинслоя, м;

δ_{\max} — наибольшая возможная толщина пластины, м.

В случае импульсного магнитного поля под частотой f в выражении (1.4.1) следует понимать частоту изменения поля во время импульса (а не частоту следования импульсов). Например, при полусинусоидальных импульсах длительностью τ_n частота $f = 1/(2\tau_n)$, а максимальная толщина пластин шихтовки оказывается равной

$$\delta_{\max} \approx \sqrt{\frac{2\tau_n \rho}{\mu_0}}, \text{ м.} \quad (1.4.1')$$

Например, магнитопровод из электротехнической стали с $\rho = 50 \cdot 10^{-8}$ Ом·м и $\mu = 1000$ при длительности импульса $\tau_n = 0,5 \cdot 10^{-3}$ с должен изготавливаться из пластин толщиной не более

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-3} \cdot 50 \cdot 10^{-8}}{1000 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}} = 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 0,63 \text{ мм.}$$

1.5. Силовое действие магнитного поля.

1.5.1. Предварительные замечания

На элементы конструкции электромагнитного устройства магнитное поле оказывает определенное силовое воздействие. При этом проводники с током испытывают усилия как во внешних полях, так и будучи уединенными и находясь в поле собственного тока. Действуют электромагнитные силы и на расположенные в магнитном поле ферромагнетики — в этом случае имеет место взаимодействие с магнитным полем суммы элементарных токов в материале.

Направление электромагнитных сил всегда таково, чтобы вызываемые ими деформации увеличивали индуктивность системы. Что касается величины этих сил, то при больших напряженностях магнитного поля они могут достигать значений, опасных для работоспособности устройства. Поэтому определение этих усилий и анализ напряженно-деформированного состояния нагруженных ими деталей является одной из важных задач разработчика устройства.

Необходимо отметить, что если нагрузки, создаваемые постоянными во времени полями, являются статическими, то при переменных и импульсных полях серьезное внимание должно быть уделено и динамическим характеристикам конструкции.

1.5.2. Расчет электромагнитных сил

В соответствии с законом сохранения энергии механическая работа электромагнитной силы должна быть равна изменению электромагнитной энергии системы:

$$dA = dW. \quad (1.5.1)$$

В выражении (1.5.1):

$dA = F \cdot dx$ — механическая работа, Дж, электромагнитной силы F , Н, на элементарном участке деформации dx ;

$dW = d\left(\frac{I^2 L}{2}\right) = \frac{I^2}{2} dL$ — изменение электромагнитной энергии

(L — индуктивность системы, Гн, I — ток, А).

Подставляя эти значения в (1.5.1), получаем величину электро-

магнитной силы в виде:

$$F = \frac{I^2}{2} \cdot \frac{dL}{dx}, \quad (1.5.2)$$

где $\frac{dL}{dx}$ — производная от индуктивности системы по той координате, в направлении которой действует искомая сила.

Покажем применение этого метода расчета на ряде характерных, часто встречающихся случаев.

ДЛИННЫЙ СОЛЕНОИД. Индуктивность соленоида длиной l и диаметром $2r$ с числом витков ω составляет, как известно,

$$L = \frac{\mu_a \omega^2 \pi r^2}{l}, \quad (1.5.3)$$

где μ_a — абсолютная магнитная проницаемость среды, Гн/м (для воздуха и вакуума $\mu_a = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м). Тогда сила, действующая вдоль оси соленоида, оказывается равной:

$$F_l = \frac{I^2}{2} \cdot \frac{dL}{dl} = - \frac{\pi \mu_a r^2 \omega^2 I^2}{2l^2}, \text{ Н.} \quad (1.5.4)$$

Здесь I — ток в соленоиде, А, а знак «—» говорит о том, что сила F_l сжимает соленоид, то есть увеличению его индуктивности соответствует уменьшение длины.

Таким же путем найдем суммарную силу, действующую на внутреннюю цилиндрическую поверхность соленоида:

$$F_r = \frac{I^2}{2} \cdot \frac{dL}{dr} = \frac{\pi \mu_a r \omega^2 I^2}{l}, \text{ Н.} \quad (1.5.5)$$

Сила F_r оказалась положительной, что говорит об увеличении диаметра соленоида под действием магнитного поля.

Интересно определить распределенные давления, действующие на торец и на внутреннюю поверхность соленоида:

$$\begin{aligned} p_l &= \frac{F_l}{\pi r^2} = - \frac{\mu_a \omega^2 I^2}{2l^2}, \text{ Па} \\ p_r &= \frac{F_r}{2\pi r l} = \frac{\mu_a \omega^2 I^2}{2l^2}, \text{ Па} \end{aligned} \quad (1.5.6)$$

Оказывается, торцевое и радиальное давления отличаются лишь

знаком, то есть направлением действия, а численно равны друг другу. Объясняется это тем, что давление на поверхность проводника в магнитном поле всегда равно объемной плотности магнитной энергии:

$$p = W_{уд} = \frac{B \cdot H}{2} = \frac{\mu_a H^2}{2}, \quad (1.5.7)$$

где H — напряженность магнитного поля в зоне расположения проводника, А/м. Подставив в оба выражения (1.5.6) значение тока I , определенное из (1.1.9), убедимся, что

$$p = p_r = -p_l = \frac{\mu_a H^2}{2}, \text{ Па.} \quad (1.5.8)$$

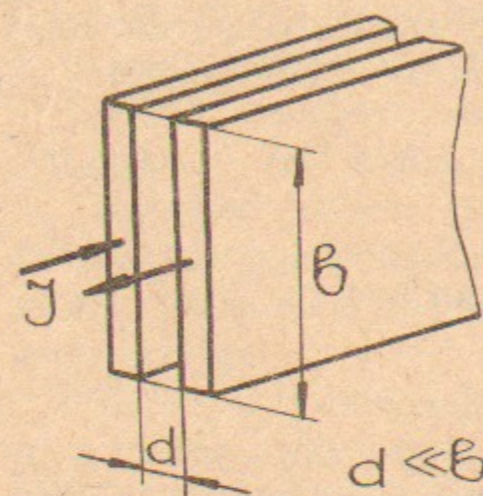


Рис. 5.

Для воздуха и вакуума, где $\mu_a = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, последнее выражение может быть записано в виде:

$$p \simeq \left(\frac{H}{5000} \right)^2, \text{ атм,} \quad (1.5.8')$$

где H — напряженность магнитного поля в Эрстедах.

ДВУХШИННАЯ ЛИНИЯ. Индуктивность линии, показанной на рис. 5, на единицу ее длины равна:

$$L_{уд} = \frac{\mu_a d}{b}, \text{ Гн/м,} \quad (1.5.9)$$

а погонная сила, действующая на единицу длины шины, в соответствии с (1.5.2) составит:

$$F_{пog} = \frac{I^2}{2} \cdot \frac{dL_{уд}}{dd} = \frac{\mu_a I^2}{2b}, \text{ Н/м.} \quad (1.5.10)$$

Давление же на поверхность шины оказывается равным:

$$p = \frac{F_{пog}}{b} = \frac{\mu_a I^2}{2b^2}, \text{ Па,} \quad (1.5.11)$$

что с учетом выражения (1.1.8) снова приводит к выражениям (1.5.8) и (1.5.8').

ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ МАГНИТ. Для магнита с плоскими параллельными полюсами (рис. 6) расчет описанным выше



Рис. 6.

методом показывает, что давление магнитного поля на полюса такого магнита составляет

$$p = -\frac{\mu_0 H^2}{2} \text{ (Гн/м, А/м, Па),} \quad (1.5.12)$$

что для воздуха и вакуума дает:

$$p = -\left(\frac{H}{5000}\right)^2 \text{ (Э, атм).} \quad (1.5.12')$$

Таким образом, численное значение давления совпадает с выражениями (1.5.8) и (1.5.8'), а знак «—» говорит о том, что под действием этого давления полюса стремятся сблизиться.

Конечно, рассмотренные простые примеры не охватывают всего возможного многообразия конструкций электромагнитных устройств, однако, хорошо иллюстрируют подход к задаче. Формулы же для расчета электромагнитных сил в самых разнообразных схемах, полученные как описанным, так и другими методами, широко приводятся в соответствующей литературе (например, [12]).

1.5.3. Устройства с переменными магнитными полями

В системах с постоянным во времени полем электромагнитные силы приложены постоянно, и наибольшие деформации и напряжения в деталях определяются статическим действием этих сил. В устройствах же с переменным магнитным полем наибольшие деформации деталей и соответствующие им напряжения могут быть как меньше, так и больше статических, соответствующих постоянному действию таких же по величине полей.

В таких устройствах расчет деформаций и напряжений удобно вести по **КОЭФФИЦИЕНТУ ДИНАМИЧНОСТИ** по формулам (предполагается, что наибольшие напряжения не превышают предела текучести материала):

$$\begin{aligned} x_{\max} &= x_{\text{ст}} \cdot \nu, \\ \sigma_{\max} &= \sigma_{\text{ст}} \cdot \nu, \end{aligned} \quad (1.5.13)$$

где: x_{\max} и σ_{\max} — наибольшие реальные деформация и напряжение в конструкции;

$x_{\text{ст}}$ и $\sigma_{\text{ст}}$ — деформация и напряжение в этой же конструкции при статическом приложении силы, равной амплитудному значению реальной переменной силы;

ν — коэффициент динамичности, зависящий от характера действия внешних сил и от динамических параметров конструкции.

Большое количество случаев динамического нагружения различных систем подробно рассмотрено в [13]. Здесь же мы остановимся лишь на двух, особенно характерных для электрофизической аппаратуры.

Системы с синусоидально меняющимся в рабочей зоне магнитным полем подвержены воздействию **ГАРМОНИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕЙСЯ СИЛЫ**. В этом случае коэффициент динамичности равен

$$\nu = \frac{1}{\left|1 - \left(\frac{f_{\text{вн}}}{f_c}\right)^2\right|}, \quad (1.5.14)$$

где: $f_{\text{вн}}$ — частота изменения внешней силы (равная частоте изменения поля), Гц;

f_c — частота собственных колебаний системы, Гц.

Как следует из (1.5.13) и (1.5.14), реальная деформация системы x_{\max} и соответствующее ей напряжение σ_{\max} могут быть как много меньше (при $f_{\text{вн}}/f_c \gg 1$), так и много больше (при $f_{\text{вн}}/f_c \sim 1$) статических значений. Поэтому вопрос о соотношении частот $f_{\text{вн}}$ и f_c должен быть предметом серьезного внимания разработчика.

В импульсных системах и в системах с магнитными полями ударного действия имеют место **КРАТКОВРЕМЕННЫЕ, БЫСТРО ИСЧЕЗАЮЩИЕ СИЛЫ**. В этих условиях коэффициент динамичности определяется выражением:

$$\nu = 2 \sin\left(\pi \frac{a}{T}\right), \quad (1.5.15)$$

где: a — время действия силы;

T — период собственных колебаний системы.

Как видим, здесь наибольшее возможное значение коэффициента динамичности равно 2 (при $a/T = 0,5$), то есть быстро исчезающие силы не вызывают деформаций и напряжений, более, чем вдвое, превышающих статические.

Следует отметить, что характер изменения силы в течение времени ее действия (то есть при $0 \leq \tau \leq a$) не имеет существенного

значения, а поведение системы определяется лишь величиной импульса S действующей силы $P(\tau)$:

$$S = \int_0^a P(\tau) d\tau. \quad (1.5.16)$$

1.5.4. О порядке расчета напряженно-деформированного состояния электромагнитных устройств

Исходя из всего изложенного, можно предложить следующую последовательность расчета деформаций и напряжений в деталях электромагнитных устройств:

- определяется напряженность магнитного поля в рассматриваемой зоне устройства;
- определяются по выражениям (1.5.4) — (1.5.12) давления или (при необходимости) полные силы, действующие на детали устройства;
- находятся деформации и напряжения в деталях устройства при статическом действии найденных давлений и сил;
- для устройств с переменными или импульсными полями определяется собственная частота колебаний и коэффициент динамичности, а затем — по формулам (1.5.13) — реальные деформации деталей и соответствующие им напряжения.

Данные для расчета частот собственных колебаний различных систем приводятся в литературе (см. [14, 15, 16]).

Особенности поведения систем в СВЕРХСИЛЬНЫХ импульсных магнитных полях и методы расчета и проектирования таких систем рассмотрены в работах [17, 18].

1.6. Тепловой режим электромагнитных устройств.

1.6.1. Тепловые потери

В процессе работы в элементах электромагнитного устройства выделяется определенная тепловая мощность. В принципе эти тепловые потери могут складываться из:

- омических потерь в обмотке;
- потерь в железе магнитопровода;
- диэлектрических потерь в изоляционных материалах конструкции.

Последнее слагаемое — диэлектрические потери в изоляционных материалах — учитывается лишь в устройствах, работающих при

частотах в десятки, сотни кГц и выше. При более низких частотах эти потери, как правило, малы, и ими пренебрегают, при постоянных же полях они просто отсутствуют.

Потери в железе имеют место в устройствах, работающих при переменных магнитных полях, и складываются из потерь на перемагничивание («потери на гистерезис») и потерь на вихревые токи. Например, в современной холоднокатаной электротехнической стали толщиной $\sim 0,35$ мм 25 ÷ 35% полных потерь составляют потери на гистерезис и 75 ÷ 65% — на вихревые токи [19]. На практике эти потери экспериментально определяют, не разделяя, на частоте 50 Гц в зависимости от индукции B , Тл. Данные об удельных потерях сталей в виде таблиц или кривых $p = f(B)$ широко приводятся в справочной и нормативной литературе ([2—11], [19, 20]). С изменением индукции и частоты удельные потери меняются, и пересчет может делаться по формуле:

$$\frac{p}{p_{\text{таб}}} = \left(\frac{B}{B_{\text{таб}}}\right)^m \left(\frac{f}{f_{\text{таб}}}\right)^n, \quad (1.6.1)$$

где: $p_{\text{таб}}$ — табличное значение потерь, Вт/кг, в данном материале при табличных значениях индукции $B_{\text{таб}}$ и частоты $f_{\text{таб}}$;
 p — потери в данном материале при реальных индукции B и частоте f .

Показатели степени в выражении (1.6.1) равны [19]:

- для холоднокатаной электротехнической стали $n = 1,25$, $m = 2$ при $B = 1,0 \div 1,5$ Тл и $n = 1,25$, $m = 3$ при $B = 1,5 \div 1,8$ Тл;
- для горячекатаной электротехнической стали $n = 1,3$, $m = 2$ при $B = 1,0 \div 1,5$ Тл.

Наконец, омические потери в обмотках присутствуют во всех видах электромагнитных устройств. Определяются они по обычной формуле:

$$P = I_{\text{эфф}}^2 \cdot R, \quad (1.6.2)$$

где: P — полная мощность потерь, Вт;
 R — сопротивление обмотки, Ом;
 $I_{\text{эфф}}$ — эффективное значение тока в обмотке, А.

При определении сопротивления R необходимо учитывать рост удельного электросопротивления материала провода при увеличении температуры:

$$\rho_t = \rho_0 (1 + \alpha_s \Delta t), \quad (1.6.3)$$

где: ρ_0 — удельное сопротивление, Ом·м, при начальной температуре t_0 , °C;

ρ_t — удельное сопротивление, Ом·м, при рабочей температуре t , °С;

$\Delta t = t - t_0$ — превышение рабочей температуры над начальной (нагрев обмотки во время работы);

α_s — температурный коэффициент удельного сопротивления материала провода, 1/К.

Так как для основных проводниковых материалов — меди и алюминия — $\alpha_s > 4 \cdot 10^{-3}$ 1/К, то при рабочей температуре обмотки, например, 70°С сопротивление обмотки и выделяющаяся в ней мощность оказываются (при начальной температуре $t_0 = 20^\circ\text{C}$) ~ на 20% больше рассчитанных без учета нагрева. Поэтому при оценочных расчетах целесообразно принимать удельное сопротивление меди равным $2 \cdot 10^{-8}$ Ом·м вместо величины $1,78 \times 10^{-8}$ Ом·м, соответствующей температуре 20°С, а алюминия — $3,2 \cdot 10^{-8}$ Ом·м вместо $2,8 \cdot 10^{-8}$ Ом·м.

Эффективное значение тока $I_{\text{эфф}}$, как известно, определяется выражением:

$$I_{\text{эфф}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T I^2(\tau) d\tau}, \quad (1.6.4)$$

где: $I(\tau)$ — закон изменения тока со временем;

T — период изменения тока.

Для синусоидально меняющегося тока последнее выражение принимает вид:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{I_a}{\sqrt{2}}, \quad (1.6.4')$$

где I_a — амплитудное значение тока.

1.6.2. Теплоотвод и распределение температур

После определения всех тепловых потерь задачей конструктора становится:

- для заданной конструкции — расчет процессов теплоотвода для определения рабочих температур деталей и сравнения их с допустимыми значениями;
- для вновь разрабатываемой конструкции — создание путей теплоотвода, обеспечивающих рабочие температуры деталей на допустимом уровне.

При решении этих вопросов необходимо иметь в виду следующие обстоятельства.

Хотя проектируемое устройство может работать в постоянном, переменном или импульсном режиме, процессы теплоотвода и распределение температур в устройстве в большинстве случаев определяются СРЕДНЕЙ мощностью тепловых потерь

$$P_f = \frac{P_\Sigma}{\nu}, \quad (1.6.5)$$

где: P_Σ — полная мощность тепловых потерь, определяемая в соответствии с рекомендациями раздела 1.6.1;

ν — СКВАЖНОСТЬ, равная для импульсного режима отношению периода следования импульсов к длительности импульса; для устройств непрерывного действия $\nu = 1$ и $P_f = P_\Sigma$.

Исключением могут являться лишь системы с мощными и редкими импульсами, где средняя мощность мала и температуры, определяемые ею, как правило, невелики. Однако, при большой ИМПУЛЬСНОЙ мощности температура нагрева ЗА ВРЕМЯ ИМПУЛЬСА может быть высокой и даже опасной для деталей устройства.

Наибольшие же температуры, допустимые в различных зонах устройства, могут определяться:

- предельными рабочими температурами для примененных в устройстве материалов. Эти данные имеются в литературе, а для ряда материалов, характерных для электромагнитных устройств, приведены в Приложении ПЗ;
- возможными тепловыми деформациями конструкции и ее деталей. Как правило, эти соображения не являются определяющими, но в ряде случаев именно они диктуют, например, предельно допустимую неравномерность температуры по изделию;
- в импульсных безжелезных магнитах — требуемым сроком службы конструкции. Дело в том, что в таких системах импульсные токи, формирующие магнитное поле и текущие в тонких скинслоях, нагревают практически только металл в этих скинслоях, так как за малое время импульса тепло не успевает значительно распространиться вглубь детали. В результате на границе нагретого слоя и холодной остальной части детали возникают циклические механические напряжения, величина которых тем больше, чем больше температура нагрева за импульс. При некоторой температуре эти напряжения становятся

ся достаточными для создания в металле микроразрушений, которые, накапливаясь приводят в конце концов к разрушению материала. Методика оценки срока службы конструкций в таких режимах описана, например, в [21];

— соображениями о наибольших температурах наружных поверхностей изделия, допустимых с точки зрения существующих санитарных норм и удобства работающего в помещении персонала.

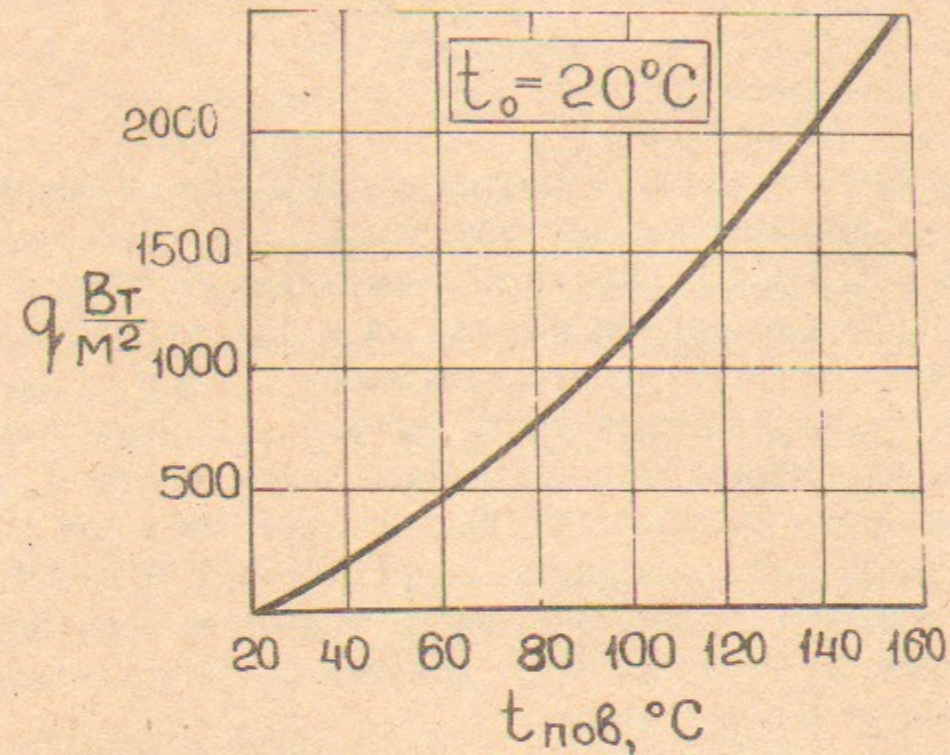


Рис. 7.

Важным вопросом конструирования является выбор способа охлаждения разрабатываемого устройства. Охлаждение может быть естественным или принудительным, а количественным критерием для выбора может служить величина удельного теплового потока на наружной поверхности устройства:

$$q = \frac{P_f}{S_{охл}} \text{ Вт/м}^2, \quad (1.6.6)$$

где $S_{охл}$ — поверхность устройства, участвующая в процессе естественной конвекции.

При естественном теплоотводе в окружающую среду с температурой $t_0 = 20^\circ\text{C}$ связь между температурой поверхности изделия $t_{пов}$ и удельным тепловым потоком q с его поверхности может быть представлена в виде:

$$q \approx 10(t_{пов} - 20) + 0,06(t_{пов} - 20)^2, \quad (1.6.7)$$

где $t_{пов}$ — температура поверхности устройства, $^\circ\text{C}$. Графически зависимость (1.6.7) представлена на рис. 7. Если значение $t_{пов}$, соответствующее выр. (1.6.7.) и рис. 7, устраивает разработчика, — может быть принята конструкция с естественным охлаждением, если нет — следует вводить принудительное охлаждение или пересматривать конструкцию в сторону уменьшения q и, следовательно, $t_{пов}$.

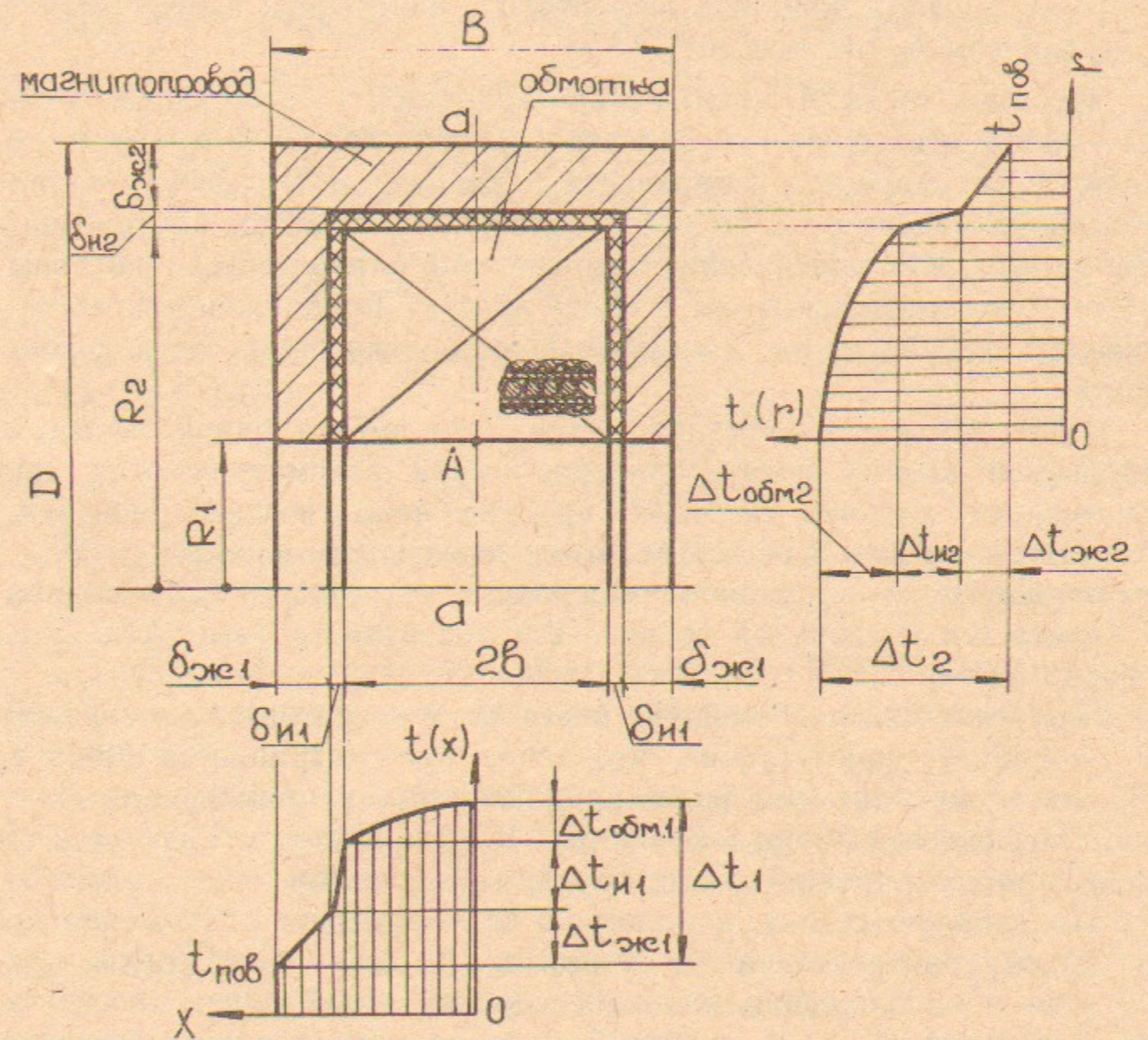


Рис. 8.

Расчет распределения температуры внутри устройства ведется обычными методами, описанными в литературе, например, в [21, 22]. Так, для линзы в магнитопроводе, изображенной на рис. 8, порядок этого расчета может быть следующим:

— по мощности потерь P_f и поверхности охлаждения $S_{охл} \approx$

$\approx 2\pi D^2/4 + \pi DB$ определяется удельный тепловой поток с поверхности (выражение (1.6.6)) и соответствующая ему температура поверхности линзы $t_{\text{пов}}$ (выражение (1.6.7) или рис. 7); предположим, что полученное значение $t_{\text{пов}}$ устраивает разработчика, и принят вариант естественного охлаждения с теплоотдачей в окружающую среду;

— определяется суммарный температурный перепад внутри линзы. В симметричной относительно плоскости $a-a$ конструкции, изображенной на рис. 8, наиболее горячей точкой будет точка A (в предложении, что теплоотвод с внутренней поверхности с радиусом R_1 отсутствует).

Из зоны точки A тепло распространяется в двух направлениях — вдоль оси линзы (в обе стороны от плоскости $a-a$) и по радиусу (к наружной поверхности с диаметром D). Это серьезно усложняет задачу расчета распределения температуры внутри линзы, однако, для определения температуры наиболее горячей зоны может быть предложен достаточно простой приближенный метод, дающий, тем не менее, достаточную для инженерных оценок точность.

Существо метода состоит в том, что вместо одной сложной двумерной задачи распространения тепла рассматриваются две одномерные задачи, имеющие простые аналитические решения. Для линзы на рис. 8 расчет ведется в следующем порядке:

- определяется наружная температура устройства $t_{\text{пов}}$, которая считается постоянной по всей его поверхности (выр. (1.6.7) и рис. 7);
- определяется наибольший перепад температуры Δt_1 внутри устройства при условии, что тепло распространяется лишь в одном из двух реальных направлений, — например, для рассматриваемой линзы — вдоль оси. В этом случае мы имеем дело с простой задачей расчета теплопроводности через плоскую трехслойную стенку, в одном из слоев которой равномерно по объему распределена вся мощность P_f . Для нашей линзы при этом предположении наиболее горячей зоной будет плоскость симметрии $a-a$, а искомый перепад температуры окажется равным:

$$\begin{aligned} \Delta t_1 = t_{\text{max1}} - t_{\text{пов}} &= \Delta t_{\text{обм1}} + \Delta t_{\text{ил}} + \Delta t_{\text{ж1}} = \\ &= \frac{P_f \cdot b}{4\pi\lambda_{\text{с1}}(R_2^2 - R_1^2)} + \frac{P_f \cdot \delta_{\text{ил}}}{2\pi\lambda_{\text{ил}}(R_2^2 - R_1^2)} + \frac{P_f \cdot \delta_{\text{ж1}}}{2\pi\lambda_{\text{ж}}(R_2^2 - R_1^2)} = \end{aligned}$$

$$= \frac{P_f}{2\pi(R_2^2 - R_1^2)} \left(\frac{b}{2\lambda_{\text{с1}}} + \frac{\delta_{\text{ил}}}{\lambda_{\text{ил}}} + \frac{\delta_{\text{ж1}}}{\lambda_{\text{ж}}} \right); \quad (1.6.8)$$

— определяется наибольший перепад температуры Δt_2 внутри устройства при условии распространения тепла только вдоль второй оси, то есть в нашем случае — по радиусу линзы к ее наружной поверхности. Это — задача теплопроводности через трехслойную цилиндрическую стенку, в которой мощность равномерно распределена по объему внутреннего слоя. Наиболее горячая зона здесь — цилиндрическая поверхность радиуса R_1 . Для нее, считая, что $\delta_{\text{ил2}} \ll R_2$ и $\delta_{\text{ж2}} \ll R_2$, получим (см. [22]):

$$\begin{aligned} \Delta t_2 = t_{\text{max2}} - t_{\text{пов}} &= \Delta t_{\text{обм2}} + \Delta t_{\text{ил2}} + \Delta t_{\text{ж2}} \approx \\ &\approx \frac{P_f}{8\pi\lambda_{\text{с2}}b} \left(1 - \frac{2R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \ln \frac{R_2}{R_1} \right) + \frac{P_f \cdot \delta_{\text{ил2}}}{4\pi\lambda_{\text{ил2}}bR_2} + \frac{P_f \cdot \delta_{\text{ж2}}}{4\pi\lambda_{\text{ж}}bR_2} = \\ &= \frac{P_f}{4\pi b R_2} \left[\frac{R_2}{2\lambda_{\text{с2}}} \left(1 - \frac{2R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \ln \frac{R_2}{R_1} \right) + \frac{\delta_{\text{ил2}}}{\lambda_{\text{ил2}}} + \frac{\delta_{\text{ж2}}}{\lambda_{\text{ж}}} \right]; \quad (1.6.9) \end{aligned}$$

— определяется температура в наиболее горячей точке катушки — в точке A :

$$t_{\text{max}} = t_{\text{пов}} + \frac{\Delta t_1 \cdot \Delta t_2}{\Delta t_1 + \Delta t_2}. \quad (1.6.10)$$

Попутно отметим, что реальная наиболее горячая точка катушки — точка A — входила в наиболее горячие зоны при определении Δt_1 и Δt_2 .

Допустимые эксплуатационные температуры для ряда широко применяемых материалов, как уже говорилось, приведены в Приложении ПЗ.

В выражениях (1.6.8) — (1.6.10), кроме известных обозначений: Δt_1 и Δt_2

- перепады температуры по линзе при рассмотрении теплоотвода только вдоль оси или вдоль радиуса, K ;
- $\Delta t_{\text{обм1}}$ и $\Delta t_{\text{обм2}}$ — перепады температуры по обмотке линзы в тех же схемах теплоотвода, K ;
- $\Delta t_{\text{ил1}}$ и $\Delta t_{\text{ил2}}$ — перепады температуры по слоям изоляции между обмоткой и магнитопроводом в рассмотренных одномерных задачах, K ;
- $\Delta t_{\text{ж1}}$ и $\Delta t_{\text{ж2}}$ — перепады температуры по железу магнитопровода в тех же случаях, K ;
- $\lambda_{\text{ил1}}$ и $\lambda_{\text{ил2}}$ — коэффициенты теплопроводности материалов изо-

ляции на торцах и наружной поверхности обмотки, Вт/м·К;

$\lambda_{ж}$ — коэффициент теплопроводности железа магнитопровода, Вт/м·К;

$\lambda_{\vartheta 1}$ и $\lambda_{\vartheta 2}$ — ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ коэффициенты теплопроводности обмотки соответственно в ОСЕВОМ и РАДИАЛЬНОМ направлениях, Вт/м·К.

Последние величины — $\lambda_{\vartheta 1}$ и $\lambda_{\vartheta 2}$ — требуют пояснения.

Дело в том, что обмотка в сечении представляет собой сложную структуру из провода с его изоляцией, прокладок межслоевой изоляции и среды, заполняющей пространство между проводами. Расчет процессов распространения тепла в такой структуре очень сложен. Поэтому обычно на практике обмотка рассматривается как однородное тело с равномерно распределенной по объему мощностью P_f , имеющее различные (в общем случае) по направлениям коэффициенты теплопроводности: $\lambda_{\vartheta 1}$ вдоль оси и $\lambda_{\vartheta 2}$ — по радиусу. Значения коэффициентов $\lambda_{\vartheta 1}$ и $\lambda_{\vartheta 2}$ не могут быть произвольными, а должны выбираться так, чтобы рассчитанное по ним распределение температур в обмотке совпадало с реальным. Метод расчета удовлетворяющих этому требованию значений эквивалентных коэффициентов теплопроводности обмотки из круглого провода описан в [23] и состоит в следующем.

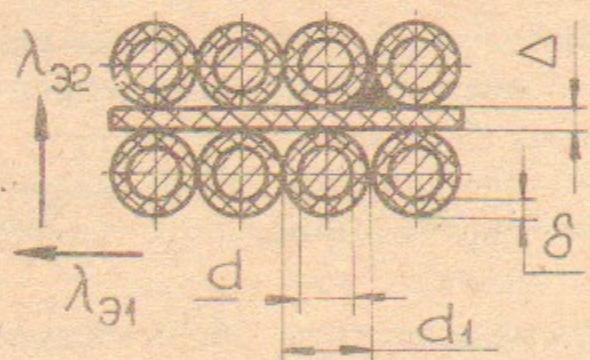


Рис. 9.

Определяется приведенный коэффициент теплопроводности изоляции обмотки:

$$\lambda_{и} = \frac{2\delta + c + \Delta}{\frac{2\delta}{\lambda_{\delta}} + \frac{c}{\lambda_{c}} + \frac{\Delta}{\lambda_{\Delta}}}, \quad (1.6.11)$$

где:

δ — толщина изоляции провода (рис. 9);

Δ — толщина межслоевой изоляции;

c — эквивалентная толщина участка, заполненного воздухом или компаундом (на рис. 9 один такой участок зачернен);

λ_{δ} , λ_{c} и λ_{Δ} — коэффициенты теплопроводности соответственно изоляции провода, среды между проводами и межслоевой изоляции (для ряда распространенных материалов приведены в Приложении П4).

Величина c рассчитывается по формулам:

— для рядовой намотки:

$$c = 0,5d_1 \left[2 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^2} - \frac{d}{d_1} \arcsin \frac{d}{d_1} \right] \quad (1.6.12)$$

— для шахматной намотки:

$$c = 0,5d_1 \left[2 - 0,5 \sqrt{4 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^2} - \frac{2d_1}{d} \arcsin \frac{d}{2d_1} \right]. \quad (1.6.12')$$

Эквивалентные коэффициенты теплопроводности $\lambda_{\vartheta 1}$ и $\lambda_{\vartheta 2}$ определяются в зависимости от $\lambda_{и}$:

$$\lambda_{\vartheta 1} = k_1 \lambda_{и}, \quad \lambda_{\vartheta 2} = k_2 \lambda_{и}, \quad (1.6.13)$$

для чего входящие в (1.6.13) коэффициенты k_1 и k_2 находятся из выражений:

— для рядовой намотки:

$$k_{1p} = \frac{1+\beta}{1+\beta+\gamma} \left[\frac{1+\beta}{\sqrt{2\beta}} \left(\arcsin \frac{1}{1+\beta} + \frac{\pi}{2} \right) - \frac{\pi}{2} \right],$$

$$k_{2p} = \frac{1+\beta+\gamma}{1+\beta} \left[\frac{1+\beta+\gamma}{\sqrt{2(\beta+\gamma+\beta\gamma)}} \left(\arcsin \frac{1}{1+\beta+\gamma} + \frac{\pi}{2} \right) - \frac{\pi}{2} \right] \quad (1.6.14)$$

— для шахматной намотки:

$$k_{1ш} = \frac{1}{\sqrt{3+4\chi}} \left\{ \left[\frac{1+\beta+\gamma}{\sqrt{2(\beta+\gamma+\beta\gamma)}} \left(\arcsin \frac{1-6,4(\beta+\gamma)}{1+7,4(\beta+\gamma)} + \frac{\pi}{2} \right) - \frac{\pi}{6} \right] + 2 \left[\frac{1+\beta}{\sqrt{2\beta}} \left(\arcsin \frac{1-6,4\beta}{1+7,4\beta} + \frac{\pi}{2} \right) - \frac{\pi}{6} \right] \right\},$$

$$k_{2ш} = \sqrt{3+4\chi} \left[\frac{1+\beta+\gamma}{\sqrt{2(\beta+\gamma+\beta\gamma)}} \left(\arcsin \frac{1-6,4(\beta+\gamma)}{1+7,4(\beta+\gamma)} + \frac{\pi}{2} \right) - \frac{\pi}{6} \right]. \quad (1.6.15)$$

В последних выражениях:

$$\gamma = \Delta/d; \quad \chi = 2\Delta/d_1, \quad (1.6.16)$$

а параметр β определяется зависимостями:

— для рядовой намотки:

$$\beta_p = \frac{d_1}{d} \sqrt{\frac{k_p/k_y}{1+\Delta/d_1}} - 1, \quad (1.6.17)$$

— для шахматной намотки:

$$\beta_{ш} = \frac{d_1}{d} \left(\frac{3}{3 + 4 \frac{\Delta}{d_1} + \left(\frac{\Delta}{d_1} \right)^2} \right)^{1/4} \cdot \sqrt{k_p/k_y} - 1, \quad (1.6.17')$$

где: k_y — коэффициент укладки провода при намотке;
 k_p — коэффициент «разбухания» обмотки в радиальном направлении.

Основываясь на таком же подходе, можно получить и формулы для расчета эквивалентных коэффициентов теплопроводности катушек из провода прямоугольного сечения. В этом случае

$$\lambda_{\vartheta 1} = k_1 \lambda_{и1}, \quad \lambda_{\vartheta 2} = k_2 \lambda_{и2}, \quad (1.6.18)$$

где: $\lambda_{\vartheta 1}$ и $\lambda_{\vartheta 2}$ — эквивалентные коэффициенты теплопроводности обмотки соответственно в осевом и радиальном направлениях;

$\lambda_{и1}$ и $\lambda_{и2}$ — приведенные коэффициенты теплопроводности изоляции обмотки в осевом и радиальном направлениях, равные:

$$\lambda_{и1} = \frac{2\delta + \Delta + (a + 2\delta)(1 - k_y)/k_y}{\frac{2\delta}{\lambda_{\delta}} + \frac{\Delta}{\lambda_{\Delta}} + \frac{(a + 2\delta)(1 - k_y)/k_y}{\lambda_c}},$$

$$\lambda_{и2} = \frac{2\delta + \Delta + (b + 2\delta + \Delta)(k_p - 1)}{\frac{2\delta}{\lambda_{\delta}} + \frac{\Delta}{\lambda_{\Delta}} + \frac{(b + 2\delta + \Delta)(k_p - 1)}{\lambda_c}}. \quad (1.6.19)$$

Коэффициенты пропорциональности в (1.6.18) — k_1 и k_2 — определяются из выражений:

$$k_1 = 1 + \frac{ab}{(b + 2\delta + \Delta)[a(1 - k_y) + 2\delta]} \cdot \frac{k_y}{k_p},$$

$$k_2 = 1 + \frac{ab}{(a + 2\delta)[b(k_p - 1)/k_p + 2\delta + \Delta]} \cdot \frac{k_y}{k_p}. \quad (1.6.20)$$

В выражениях (1.6.19) и (1.6.20) a и b — размеры поперечного сечения провода (без изоляции) соответственно в параллельном и перпендикулярном к оси намотки направлениях.

Коэффициенты k_y и k_p зависят как от объективных факторов — типа и диаметра провода, типа и толщины межслоевой изоляции, — так и от субъективных — выбранной технологии намотки и квалификации исполнителя. Рекомендации для определения k_y и k_p

даются в литературе (например, [24—26]). В Приложении П5 приведен график для нахождения величин k_y , k_p и Δ в зависимости от диаметра провода d , рекомендуемый в [24].

Кроме определения по формулам (1.6.11) ÷ (1.6.20), эквивалентные коэффициенты теплопроводности катушек могут рассчитываться по программе КАТУШКА на IBM PC. Пример такого расчета приведен в Приложении П6.

Конечно, конструкция катушки, изображенная в качестве примера на рис. 8, не является единственно возможной.

Так, если перепад температуры вдоль оси внутри катушки $\Delta t_{обм1}$ (рис. 8) оказывается недопустимо большим, в обмотку могут вводиться специальные металлические диски 1 (рис. 10), принудительно охлаждаемые через трубки 2 [27]. Способ этот весьма эффективен — при n равномерно расположенных по длине катушки дисках перепад $\Delta t_{обм1}$ уменьшается, как $1/(n+1)^2$, то есть введение даже одного диска снижает $\Delta t_{обм1}$ вчетверо!

Сильноточные же катушки выполняются, как правило, не из провода, а из водоохлаждаемых шин. В этом случае охлаждение — классический конвективный теплообмен, рассчитываемый обычными способами (см., например, [21, 22]).

В заключение отметим одно важное обстоятельство.

При использовании принудительного охлаждения всегда существует опасность перегрева устройства при отказе в системе охлаждения. В таких устройствах необходимо обеспечивать контроль режима работы с целью их отключения при недопустимом перегреве или при прекращении потока теплоносителя. Обычно для этого используются реле расхода теплоносителя на сливной магистрали или термодатчики в зонах возможного роста температуры в аварийном режиме. Второй путь предпочтительнее (реле расхода трудоемки и дороги), однако требует выделения в конструкции специальных легко доступных мест для установки датчиков. В особо ответственных случаях применяются оба способа контроля одновременно.

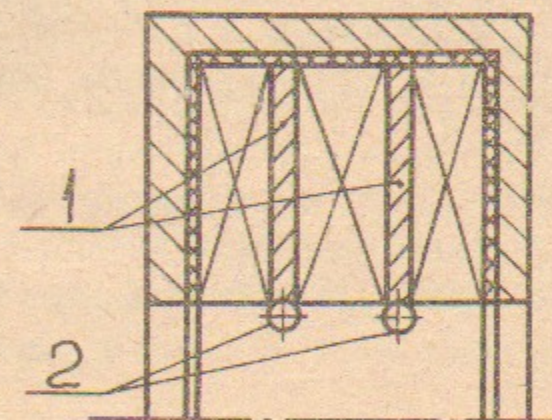


Рис. 10.

1.7. Электромагнитные устройства и источники питания

Всякое электромагнитное устройство предполагает наличие соответствующего источника питания. Эти источники часто проектируются специально для конкретных элементов — поворотных магнитов, линз и т.п., — тогда параметры источника полностью определяются требованиями разрабатываемого электромагнитного устройства. В ряде же случаев оказывается целесообразным для питания электромагнитного устройства использовать имеющийся, ранее разработанный или серийно выпускающийся источник питания. В этих случаях конструирование обмотки электромагнитного устройства должно вестись с учетом особенностей выбранного источника питания. Как это делается, покажем на примере системы с источником постоянного тока.

Для создания в устройстве магнитного поля с требуемой стабильностью во времени источник питания должен в рабочем режиме давать стабилизированный постоянный ток $I_{\text{раб}}$. Развиваемое же источником в рабочем режиме напряжение определяется этим током и сопротивлением обмотки устройства при рабочей температуре R_l :

$$U_{\text{раб}} = I_{\text{раб}} \cdot R_l. \quad (1.7.1)$$

При этом, естественно, должны выполняться соотношения:

$$I_{\text{раб}} \leq I_{\text{max}}, \quad U_{\text{раб}} \leq U_{\text{max}}, \quad (1.7.2)$$

где I_{max} и U_{max} — наибольшие паспортные значения тока и напряжения данного источника.

Выполнения условий 1.7.2 достаточно для нормального функционирования устройства в рабочем режиме. Однако, в ряде аварийных ситуаций возможны случаи, когда обмотка электромагнитного устройства оказывается под полным напряжением источника U_{max} . При этом линейно (в первом приближении) растет ток в обмотке и квадратично — тепловыделение в ней. Естественно, при достаточно большом отношении $U_{\text{max}}/U_{\text{раб}}$ существует серьезная опасность выхода обмотки из строя из-за перегрева. Избежать этого можно одним из трех способов:

- организация системы блокировочной защиты, отключающей питание обмотки при увеличении какого-то параметра (ток, напряжение, температура и т.д.) выше некоторого допустимого уровня;

- включение последовательно с обмоткой дополнительного сопротивления R_d , обеспечивающего выполнение соотношения

$$U_{\text{раб}} = I_{\text{раб}}(R_l + R_d) = (0,85 \div 0,9) U_{\text{max}}. \quad (1.7.3)$$

В этом случае превышение аварийного тепловыделения над рабочим составит не более 20 ÷ 30%, на что обмотка может быть предварительно рассчитана;

- проектирование обмотки таким образом, чтобы выполнялось соотношение

$$U_{\text{раб}} = I_{\text{раб}} \cdot R_l = (0,85 \div 0,9) U_{\text{max}}. \quad (1.7.4)$$

На практике применяются все три способа, а выбор того или иного диктуется самыми различными соображениями, вплоть до чисто технологических. Тем не менее, очевидно, что первые два сопряжены с усложнением как самой системы, так и управления ею. Предпочтительным с этой точки зрения является третий путь — подбор параметров обмотки, отвечающих условию (1.7.4). Обычно подбор этот осуществляется в несколько приемов методом последовательных приближений, что для практического конструирования не очень удобно. В то же время может быть предложен способ однозначного определения характеристик обмотки, отвечающих конкретному источнику питания с параметрами I_{max} , U_{max} и P_{max} (P_{max} — максимальная мощность источника). В этом случае расчет ведется в следующем порядке:

- на основе функционального назначения и требуемых параметров разрабатываемого устройства определяются необходимые ампервитки $I\omega$ (см. расчет устройств различного назначения в Части 2);
- по предполагаемым габаритам устройства и принятому способу охлаждения определяется допустимая мощность P (см. разделы 1.6.1 и 1.6.2);
- по мощности $P_{\text{max}} > P$ выбирается источник питания; его параметры — наибольший ток I_{max} , наибольшее напряжение U_{max} ;
- определяется рабочий ток обмотки:

$$I_{\text{раб}} = \frac{P}{(0,85 \div 0,9) U_{\text{max}}}. \quad (1.7.5)$$

Здесь необходимо иметь в виду следующее. Каждый источник характеризуется определенной величиной погрешности стабилизации тока. Задается эта погрешность обычно в процентах от

наибольшего тока I_{\max} . Поэтому, чем меньше рабочий ток $I_{\text{раб}}$ относительно наибольшего I_{\max} , тем относительная погрешность стабилизации тока выше;

— определяется число витков обмотки:

$$\omega = \frac{I\omega}{I_{\text{раб}}}; \quad (1.7.6)$$

— вычисляется необходимая площадь поперечного сечения провода обмотки:

$$S_{\text{пр}} = I_{\text{раб}} \frac{\rho_l l_{\text{ср}}(I\omega)}{P}, \quad (1.7.7)$$

где, кроме известных обозначений:

ρ_l — удельное электросопротивление материала провода обмотки при рабочей температуре, Ом·м—см. вып. (1.6.3);

$l_{\text{ср}}$ — средняя длина витка обмотки, м—определяется из конструктивных соображений;

$S_{\text{пр}}$ — площадь сечения провода, м²;

— выбирается провод требуемого типа, конструируется обмотка, и для ее окончательного варианта проверяется выполнение соотношений (1.7.2) и (1.7.4).

Характеристики распространенных в ИЯФ СО АН СССР источников постоянного тока приведены в Приложении П7.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ УСТРОЙСТВА РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ.

2.1. Поворотные магниты

Основные параметры поворотного магнита—радиус r траектории движения частиц и индукция B магнитного поля—связаны с параметрами движущейся частицы выражением [28]:

$$Br = \frac{\sqrt{T^2 + 2TE_0}}{0,300 \cdot Z}, \quad (2.1.1)$$

где: Z — отношение заряда частицы к заряду электрона;

T — кинетическая энергия частицы, МэВ;

E_0 — энергия покоя частицы, МэВ;

r — радиус поворота, см;

B — необходимая на радиусе r индукция магнитного поля, кГс.

Для электронов $Z=1$, $E_0=0,511$ МэВ, для протонов $Z=-1$, $E_0=938$ МэВ (отрицательное значение Z говорит о взаимно противоположных направлениях вектора B в протонном и электронном магнитах при одинаковых направлениях поворота).

В релятивистском случае $T \gg E_0$, и

$$Br \approx \frac{T}{0,300 \cdot Z}. \quad (2.1.1')$$

Радиус поворота частицы обычно или задается, или выбирается из конструктивных соображений. Естественное стремление к его уменьшению требует увеличения магнитной индукции B , ограниченной насыщением железа магнитным потоком. На практике величину B принимают, как правило, не выше 15 кГс (реже 17—18 кГс).

Принятое значение B и обычно задаваемый межполюсный зазор магнита h_0 позволяют определить необходимую для создания поля с индукцией B магнитодвижущую силу (МДС):

$$I\omega = H_{ж} l_{ж} + H_0 h_0, \quad (2.1.2)$$

где: h_0 — межполюсный зазор магнита, м;
 $l_{ж}$ — длина силовой линии в железе магнита, м;
 $H_0 = B/\mu_0$ — напряженность магнитного поля в межполюсном зазоре, А/м ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная);
 $H_{ж}$ — средняя напряженность магнитного поля в железе магнита, равная $H_{ж} = B/(\mu_0 \mu_{ж})$, А/м ($\mu_{ж}$ — относительная магнитная проницаемость железа);
 I — ток в обмотке магнита, А;
 ω — число витков обмотки.

Для ненасыщенного железа ($B \leq 13 \div 15$ кГс) величина $\mu_{ж}$ велика (обычно — сотни и тысячи), и, следовательно, $H_{ж} l_{ж} \ll H_0 h_0$. Поэтому для первоначальных оценок МДС можно использовать выражение:

$$I\omega \simeq H_0 h_0. \quad (2.1.2')$$

В системе CGS последнее выражение имеет вид:

$$I\omega \simeq 0,8 H_0 h_0, \quad (2.1.2'')$$

где H_0 — в Э, h_0 — в см. Полученное по (2.1.2') или (2.1.2'') значение $I\omega$ после окончательного выбора конструкции магнита следует увеличить на $0,8 H_{ж} l_{ж}$, где $l_{ж}$ определяется принятой конструкцией магнита, а $H_{ж}$ находится по зависимости $B = f(H_{ж})$ для выбранного материала магнита (см. Приложение П1). На практике достаточным обычно оказывается запас по ампервиткам в 5—10% сверх рассчитанных по (2.1.2') или (2.1.2'').

Выбор рабочего значения тока I (и, следовательно, числа витков обмотки ω) производится, исходя из данных конкретного источника питания; при этом следует оставлять резерв ~ 15 —20% по предельному току и мощности источника.

К важнейшим характеристикам поворотного магнита относится и показатель спада магнитного поля

$$n = - \frac{dB/B}{dr/r}, \quad (2.1.3)$$

представляющий собой отношение относительного изменения вели-

чины поля к относительному изменению радиуса (знак «—» в выражении 2.1.3 стоит чисто условно — для получения положительного значения n в магнитах со спадающим по радиусу полем).

Показатель спада магнитного поля характеризует фокусирующие свойства магнита.

При $0 < n \leq 1$ имеет место слабая фокусировка движущихся частиц полем как в радиальном, так и в вертикальном направлении.

При $n > 1$ и $n < -1$ — сильнофокусирующие магниты. В этом случае фокусировка в одном направлении — по радиусу или по вертикали — сопровождается дефокусировкой по другому направлению.

И, наконец, при $n = 0$ имеем «плоский» магнит с постоянным по радиусу магнитным полем. Здесь движущиеся частицы фокусируются по радиусу, но могут свободно смещаться по вертикали.

В соответствии с (2.1.3) при выбранном значении n зависимость магнитного поля от радиуса должна иметь вид (при $|r - r_0| \ll r_0$):

$$B(r) = B_0 (r_0/r)^n, \quad (2.1.4)$$

где: B_0 — индукция магнитного поля на равновесном радиусе магнита r_0 ,

$B(r)$ — индукция поля на некотором радиусе r .

Для реализации этого закона изменения магнитного поля по радиусу профиль полюсов магнита должен выполняться по гиперболе, описываемой выражением:

$$(a - r_1)h = ah_0, \quad (2.1.5)$$

где (рис. 11,а):

r_1 — текущий радиус магнита, отсчитываемый от равновесной орбиты радиуса r_0 ;

h — вертикальная апертура магнита на радиусе r_1 ;

h_0 — вертикальная апертура магнита на равновесном радиусе r_0 (то есть $r_1 = 0$);

$a = r_0/n$ — расстояние от равновесной орбиты до асимптоты гипербол полюсов (иногда здесь располагают так называемый нейтральный полюс).

В слабофокусирующих магнитах, особенно при относительно малых радиальных апертурах (то есть при $\Delta r_0/r_0 \ll 1$), гиперболические поверхности могут быть заменены коническими с углом 2α (рис. 11,б).

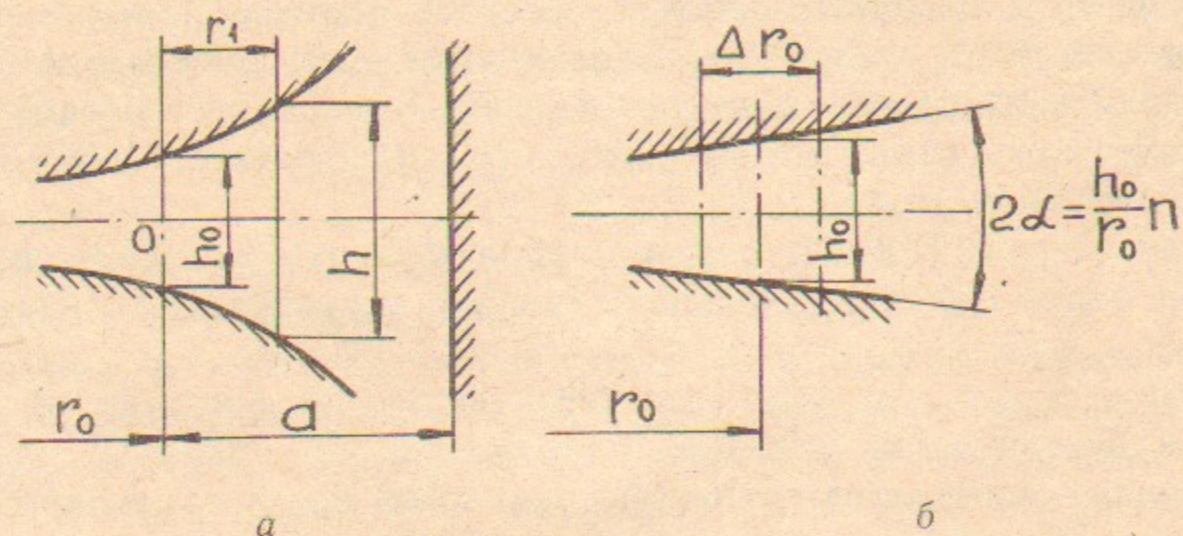


Рис. 11.

Выбор конкретного варианта конструкции магнита должен проводиться с учетом следующих основных требований:

- во-первых, магнит должен обеспечивать в пределах заданной радиальной апертуры Δr_0 требуемое распределение магнитного поля с довольно высокой точностью. Так, в магните с плоским полем ($n=0$) неоднородность магнитного поля, как правило, не должна превышать $10^{-3} \div 10^{-4}$;
- во-вторых, конструкция магнита должна давать возможность доступа к вакуумной камере с целью размещения связанных с ней различных систем и устройств установки. В частности, в ускорителях это элементы вакуумной системы, различные пробники, каналы вывода синхротронного излучения и т. д.;
- наконец, важными моментами при выборе конструктивной схемы магнита являются его габариты и масса, а также технологичность основных его элементов.

С этих позиций основные конструктивные схемы поворотных магнитов можно охарактеризовать следующим образом.

О-образный магнит (поперечное сечение показано на рис. 12) является наиболее компактным, обладающим наименьшими габаритами и массой при заданных вертикальной h_0 и радиальной Δr_0 апертурах. В нем «зоной хорошего поля» (то есть имеющей поле требуемой

однородности) является практически все пространство между обмотками (Δr_0 на рис. 12). К достоинствам этой схемы следует отнести и то, что замкнутая конструкция ярма хорошо воспринимает силовые нагрузки (которые при высоких значениях B могут быть существенными) и обеспечивает надежную радиационную защиту.

Серьезными недостатками О-образной схемы являются сложная и нетехнологичная конструкция торцевых участков обмотки и сложность доступа к вакуумной камере, что особенно важно для магнитов большой длины.

В Ш-образном магните (поперечное сечение такого магнита с плоским полем показано на рис. 13) получение требуемого распределения поля в заданной радиальной апертуре Δr_0 требует увеличения ширины полюсов на величину вертикальной апертуры h_0 с каждой стороны. Кроме того, полюса с каждой стороны должны иметь фаски $\Delta \times \alpha$, предохраняющие края полюсов от насыщения. Ориентировочные размеры этих фасок в зависимости от соотношения рабочей индукции поля магнита B_0 и индукции насыщения железа $B_{нас}$ приведены в таблице на рис. 13.

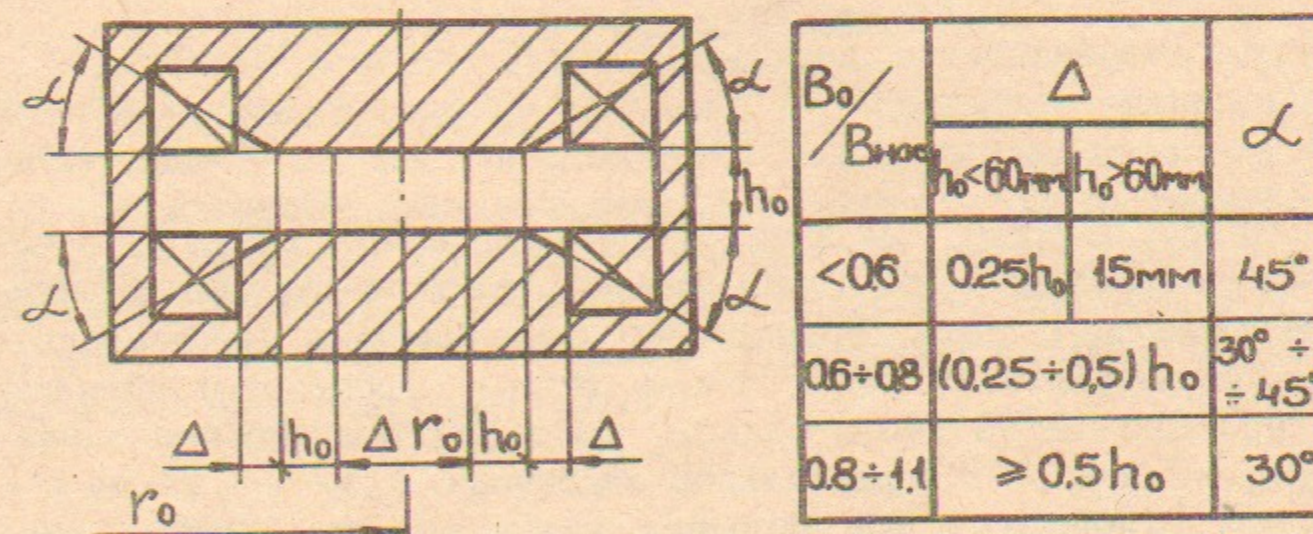


Рис. 13.

Все это приводит к значительному увеличению магнитного потока и, следовательно, к увеличению сечения обратного ярма магнита. В результате по габаритам и массе такой магнит значительно превышает О-образный. Зато обмотки здесь просты и технологичны, а межобмоточное пространство позволяет размещать внутри ярма необходимые устройства (системы откачки, выводы СИ и др.), хотя это и сопряжено с определенными конструктивными трудностями. Замкнутое ярмо обладает необходимой жесткостью и является хорошей радиационной защитой.

Кроме того, как видно из таблицы (рис. 13), фаски на полю-

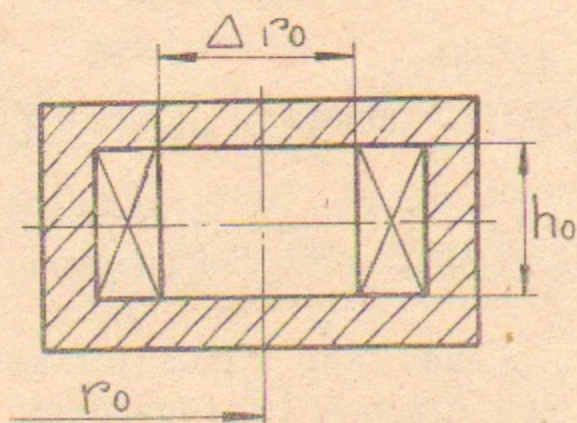


Рис. 12.

сах позволяют получать в зазоре магнита поля, иногда даже превышающие индукцию насыщения железа $B_{нас}$.

Самые широкие возможности доступа к вакуумной камере и размещения на ней всех необходимых устройств дает С-образная схема магнита (рис. 14), причем обмотки этого магнита так же просты, как у Ш-образного. Такие же, как у Ш-образного, и фаски $\Delta \times \alpha$.

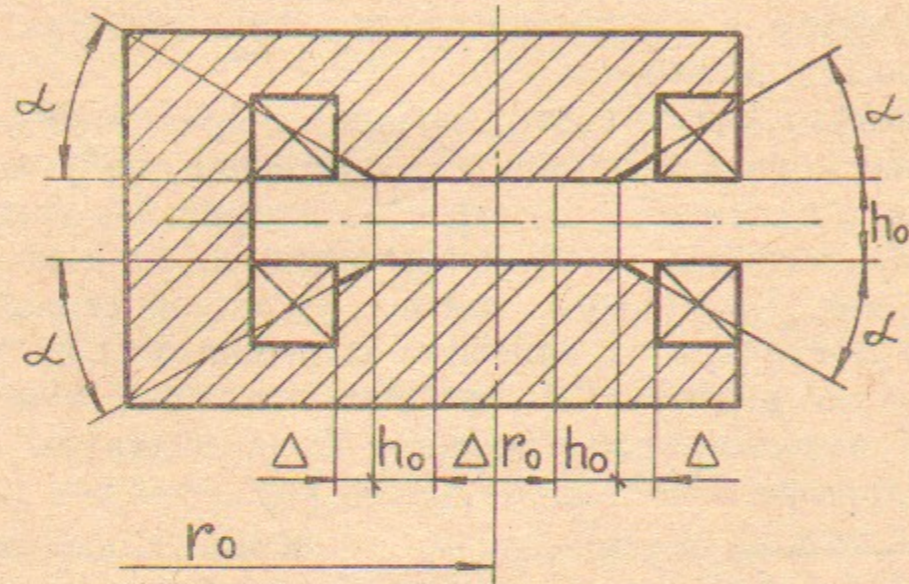


Рис. 14.

Однако, широкие, как и при Ш-образной схеме, полюса в сочетании с наибольшим из рассмотренных схем коэффициентом рассеяния магнитного потока приводят к самым большим массогабаритным характеристикам такой схемы. Масса С-образного магнита, как правило, на 30—40% больше, чем у О-образного при одинаковых радиальной и вертикальной апертурах. Хуже эта схема и в силовом отношении—при больших индукциях B_0 такой магнит может давать значительные деформации, что, например, в магнитах с переменным по радиусу полем может приводить к недопустимому искажению показателя спада поля n . Кроме того, открытая конструкция ярма не обеспечивает радиационной защиты.

И, наконец, при конструировании магнита следует иметь в виду, что из-за «вываливания» поля на торцах магнита его азимутальная длина по железу магнитопровода отличается от физической длины $R\varphi$ (R —радиус поворота частиц, φ —угол поворота); отличие это составляет около половины межполюсного зазора на равновесной орбите— $h_0/2$ —с каждого торца.

2.2. Корректоры

Частным случаем поворотного магнита является корректор—устройство для поворота пучка частиц на малый угол (обычно $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ рад и менее).

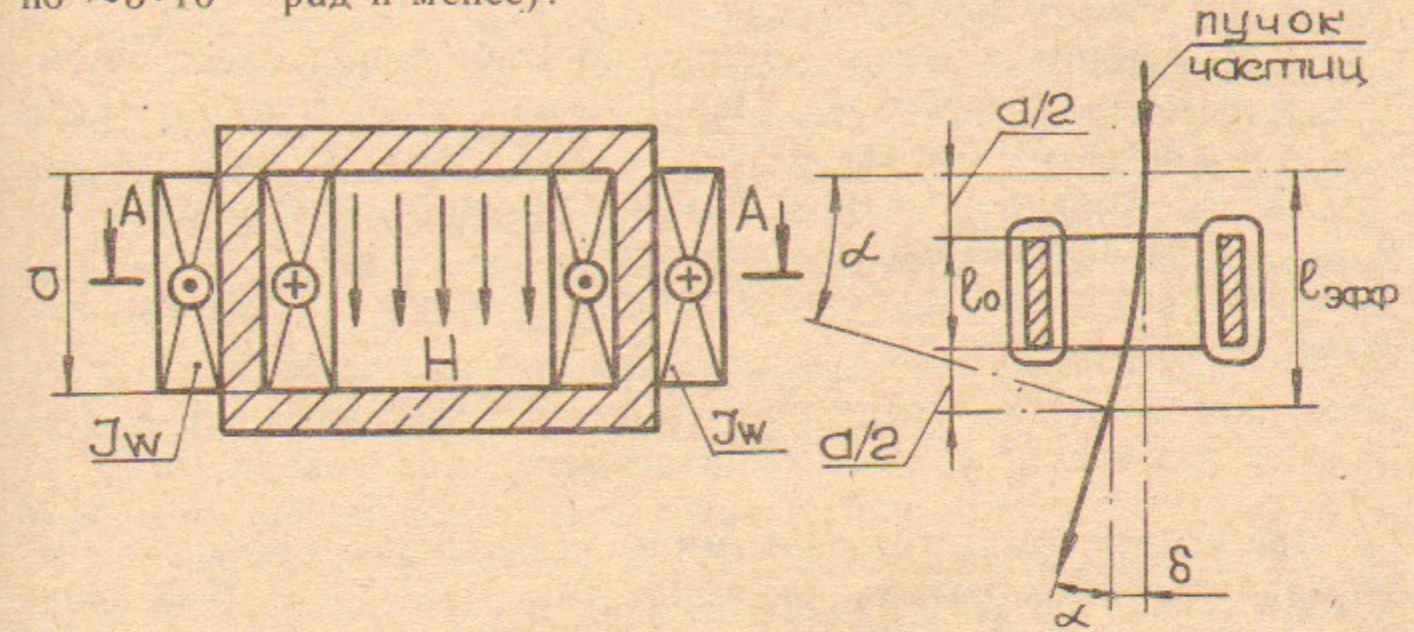


Рис. 15.

На рис. 15 показана схема корректора, отклоняющего пучок в горизонтальной плоскости на угол α . Корректор представляет собой прямоугольный магнитопровод, на двух противоположных стенках которого расположены одинаковые по числу витков w катушки, питаемые одинаковым током I . Включены катушки так, чтобы направление тока в них соответствовало значкам \oplus и \ominus на рис. 15. При этом в корректоре создается плоскопараллельное магнитное поле с напряженностью

$$H = \frac{Iw}{a}, \quad (2.2.1)$$

однородное во всем пространстве между катушками.

Торцы магнитопровода, как правило, выполняются параллельными друг другу. Объясняется это, с одной стороны, тем, что корректор должен обеспечивать отклонение пучка в обе стороны (на $\pm \alpha$), а с другой—малостью угла α и смещения пучка δ при прохождении через корректор.

Число ампервитков в каждой катушке корректора может быть определено по формуле:

$$I\omega = \frac{\alpha \sqrt{T^2 + 2TE_0}}{375Z(1 + l_0/a)}, \quad (2.2.2)$$

где: T — кинетическая энергия частицы, эВ;
 E_0 — энергия покоя частицы, эВ;
 Z — кратность заряда частицы по отношению к электрону;
 l_0 и a — соответственно длина магнитопровода и магнитная апертура корректора;
 $I\omega$ — число ампервитков каждой катушки, необходимое для отклонения частицы на угол α , рад.

Для релятивистского случая ($T \gg E_0$) выражение (2.2.2) упрощается:

$$I\omega \approx \frac{\alpha T}{375Z(1 + l_0/a)}. \quad (2.2.2')$$

Два корректора с одинаковыми по величине, но противоположно направленными полями, расположенные последовательно вдоль оси пучка (рис. 16), обеспечивают его параллельное смещение. Легко показать, что величина этого смещения составляет:

$$\Delta \approx A\alpha, \quad (2.2.3)$$

где A — расстояние между средними плоскостями корректоров.

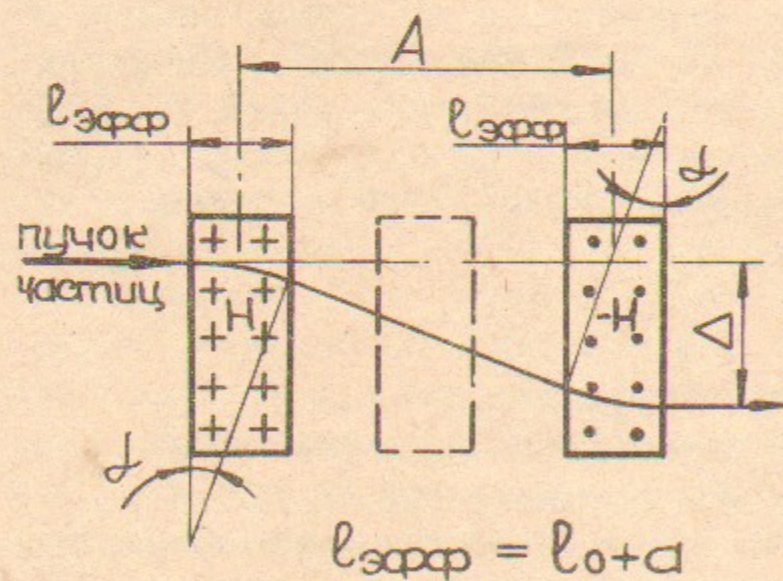


Рис. 16.

Если между этими двумя корректорами поместить еще один (на рис. 16 он показан пунктиром), то наряду с параллельным смещением пучку можно независимо сообщать и угол. Правда,

такого же эффекта можно добиться и двумя корректорами, но тогда запитывать их нужно по-разному, и управление системой усложняется. Тем не менее, применяются и двух-, и трехэлементные схемы.

Все сказанное относилось к корректорам, отклоняющим пучок в одной плоскости (например, в горизонтальной на рис. 15). Однако, если на свободные стороны прямоугольного магнитопровода поместить еще две катушки (тоже одинаковые по числу витков и запитанные одинаковыми токами — рис. 17), то получим «двухплоскостный» корректор, позволяющий за счет комбинации полей, создаваемых разными парами катушек, отклонять пучок в любой плоскости, проходящей через ось корректора.

Все сказанное выше об «одноплоскостном» корректоре справедливо и для «двухплоскостного», но смещения по углу и координате, определяемые выражениями (2.2.2) и (2.2.3), в таком корректоре пучок может получать в любом направлении.

Конструкция корректора должна обеспечивать параллельность полюсов (как правило, с точностью не хуже 0,05 мм), точное равенство чисел витков в катушках, создающих поле одного направления (иначе короткозамкнутый магнитопровод может быть насыщен магнитным потоком), и минимальные зазоры в стыках магнитопровода. Корректоры же со слабым (~ 10 Эрстед) магнитным полем рекомендуется выполнять с цельным — без стыков — магнитопроводом во избежание перекоса поля из-за разных зазоров в стыках.

Материалом для магнитопроводов обычно служат малоуглеродистые стали типа 10895 ГОСТ 3836-73 («Армко», 0006), 05кп и 08кп ГОСТ 1050-74, в менее ответственных случаях — сталь 10 ГОСТ 1050-74. Не рекомендуется сталь Ст3, как имеющая сравнительно большую коэрцитивную силу.

2.3. Осесимметричные магнитные линзы

Распространенным фокусирующим элементом различных установок (линейных ускорителей, электроннооптических каналов и т.п.) являются осесимметричные магнитные линзы. Такая линза представляет собой цилиндрическую катушку с током, магнитное поле которой симметрично относительно оси и относительно средней плоскости катушки, перпендикулярной оси. Индукция этого поля имеет как продольную, так и радиальную составляющую, что и определяет фокусирующее действие линзы.

Основным физическим параметром такой линзы является ее фокусное расстояние f , то есть расстояние от средней плоскости линзы до точки на оси, где сходится параллельный на входе в линзу пучок заряженных частиц (рис. 18). Фокусное расстояние может быть соизмеримым с длиной поля линзы (условное расстояние, на которое поле линзы простирается вдоль оси), а может быть значительно больше этой длины. Первые линзы принято считать **ДЛИННЫМИ**, вторые — **КОРОТКИМИ**. В этом разделе рассматриваются короткие осесимметричные магнитные линзы, как наиболее распространенные.

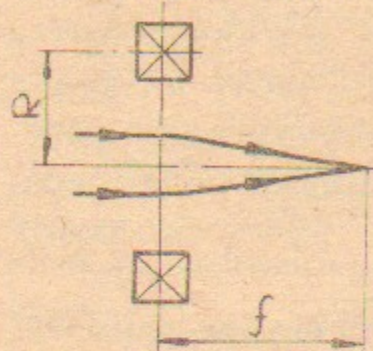


Рис. 18.

формуле [29, 30]:

$$I\omega = \sqrt{\frac{256m_0}{3\mu_0^2 e} \cdot \frac{R}{f} \cdot U_0 \left(1 + \frac{e}{2m_0 c^2} U_0\right)}, \quad (2.3.1)$$

где: e — заряд частицы, К;

m_0 — масса покоя частицы, кг;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная;

$c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света;

R — средний радиус линзы, м;

f — требуемое фокусное расстояние, м;

U_0 — напряжение, ускорившее пучок, В.

Для электронов, у которых $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К и $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, последнее выражение принимает вид:

$$I\omega \approx 10 \sqrt{\frac{R}{f} U_0 (1 + 10^{-6} U_0)}. \quad (2.3.1')$$

Отметим, что член $\left(1 + \frac{e}{2m_0 c^2} U_0\right)$ учитывает релятивистские эффекты [30], а величина $e/(2m_0 c^2)$, равная для электронов $\sim 10^{-6}$, имеет размерность 1/В. Видно, что при энергиях электронов, например, 50 ÷ 100 кэВ поправка, вносимая этим членом, невелика, но уже при $U_0 = 10^6$ В необходимое число ампервитков возрастает в $\sqrt{2}$.

Выражения (2.3.1) и (2.3.1') показывают, что короткофокусные системы требуют большого количества ампервитков. При этом

резко возрастает радиус катушки R , что также ведет к увеличению $I\omega$. Поэтому обмотки 1 (рис. 19,а) короткофокусных линз обычно заключают в магнитопровод 2, имеющий кольцевую щель s . В таких линзах магнитное поле концентрируется в районе щели, и протяженность его вдоль оси составляет величину порядка $s + 2R$, где R — радиус отверстия в магнитопроводе.

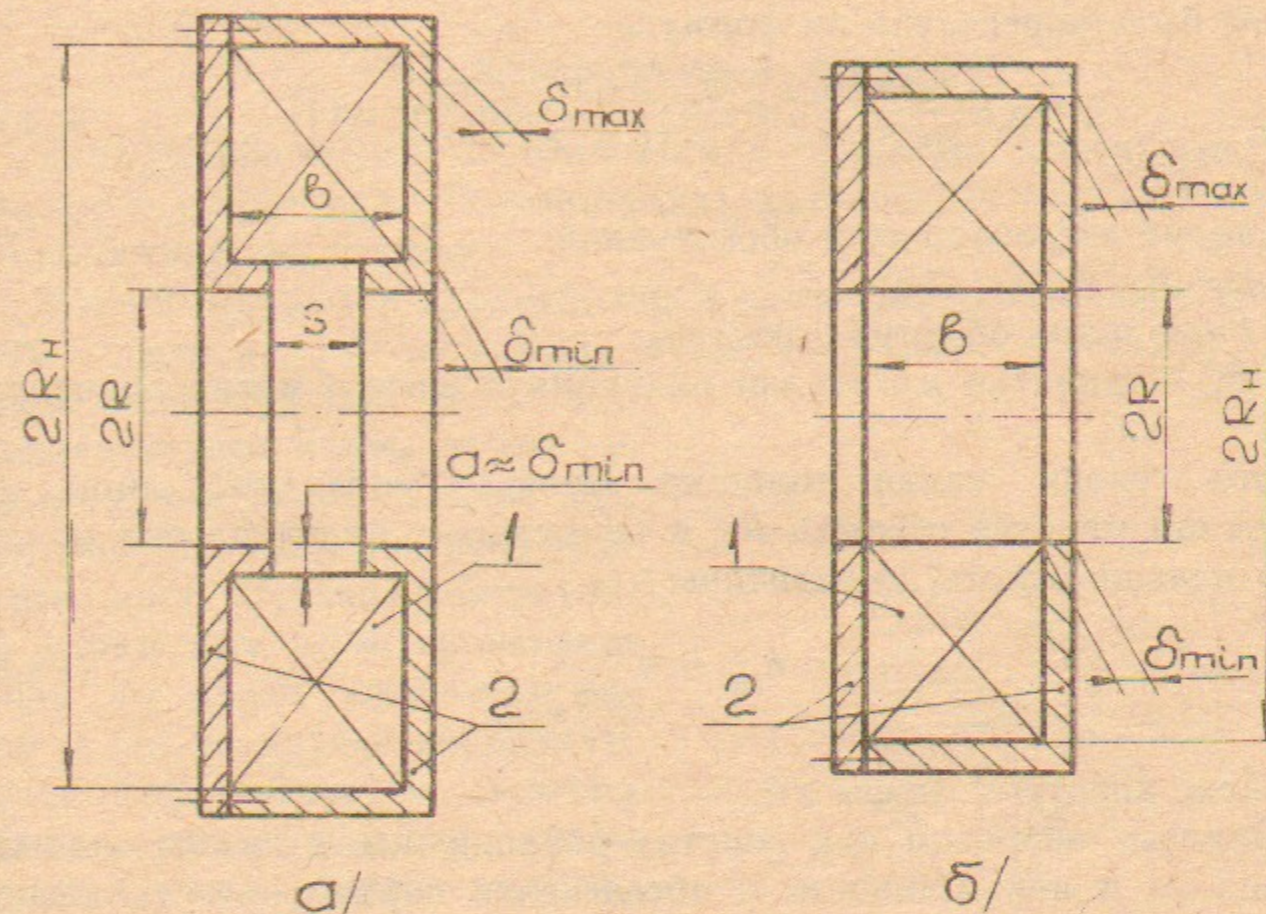


Рис. 19.

Часто применяются и линзы с $s = b$ (рис. 19,б). Обмотка в таких линзах вплотную приближена к апертуре, что позволяет при той же апертуре несколько уменьшить габариты.

Для учета влияния магнитопровода в выражения (2.3.1) и (2.3.1') вводят дополнительный множитель k , после чего, например, выражение (2.3.1') принимает вид:

$$I\omega \approx 10k \sqrt{\frac{R}{f} U_0 (1 + 10^{-6} U_0)}. \quad (2.3.1'')$$

Для одновитковых катушек без магнитопровода $k = 1$, для многослойных катушек, длиной которых по сравнению с радиусом пренебречь нельзя, $k = 1,05 \div 1,15$, для линз с магнитопроводом $k \approx 0,7$ [31].

К числу ампервитков линзы, полученному по выражениям

(2.3.1) — (2.3.1''), должна быть добавлена некоторая величина, необходимая для проведения магнитного потока через железо магнитопровода. Чтобы эта добавка была относительно небольшой, магнитная индукция в железе не должна превышать $1 \div 1,2$ Тл. А толщина железа, необходимая для обеспечения в нем заданной магнитной индукции, для линзы, изображенной на рис. 19,а, может быть определена по формуле:

$$\delta \approx R \frac{\mu_0 I w}{2 \alpha s B_{ж}} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{s}{b} \left[\frac{1}{2} \alpha (\alpha + 1) - 1 \right] \right\}, \quad (2.3.2)$$

где, кроме встречавшихся обозначений:

$\alpha = R_{н}/R$ (рис. 19);

b — ширина обмотки (рис. 19);

$B_{ж}$ — принятая магнитная индукция в железе магнитопровода, Тл.

Строго говоря, такая толщина железа необходима лишь на наружном радиусе обмотки $R_{н}$, а на меньших радиусах она может быть меньше вплоть до величины

$$\delta_{\min} \approx R \frac{\mu_0 I w}{2 s B_{ж}} \quad (2.3.3)$$

в районе апертуры линзы $2R$.

Важным вопросом при конструировании линзы является выделяющаяся в ней мощность и обеспечение нормального теплового режима работы.

Применение магнитопровода существенно снижает потребляемую линзой мощность; однако, с изменением отношения s/R эта мощность меняется, и предпочтительным соотношением с этой точки зрения является [31]

$$s/R = 1. \quad (2.3.4)$$

А одной из распространенных технологий, обеспечивающих, как правило, удовлетворительный тепловой режим, является следующая. Намотанная катушка пропитывается в специальной форме эпоксидным или иного типа компаундом и после полимеризации клеивается в магнитопровод одним из клеев холодного или горячего отверждения. Разновидностью этого же метода является пропитка катушки компаундом непосредственно в магнитопроводе, что также достаточно широко используется на практике. В обоих случаях тепло от обмотки через слой клея (или компаунда) передает-

ся на магнитопровод, который охлаждается естественно или — при необходимости — принудительно. Выбираемые компаунды и клеи должны иметь возможно более высокий коэффициент теплопроводности, а слой клея нужно стремиться сделать минимальным. Расчет теплового режима работы линзы ведется в соответствии с рекомендациями раздела 1.6.

2.4. Квадрупольные линзы

Квадрупольные линзы относятся к основным магнитным элементам в ускорителях (накопителях) заряженных частиц и электронно-оптических каналах.

Магнитное поле в квадрупольной линзе должно линейно нарастать от центра, где оно равно нулю, по радиусу (рис. 20). При такой конфигурации поля чем дальше от оси линзы пролетает частица, тем более сильное воздействие со стороны поля она испытывает. Однако, фокусировка пучка при этом происходит лишь по одной координате — x или y , — а по другой координате пучок дефокусируется. Поэтому обычно квадрупольные линзы применяются комплектами из двух или трех линз с полем в каждой, повернутым относительно соседних линз на 90° . Часто две или три линзы конструктивно оформляются в виде единого блока — дублета или триплета.

Из сказанного ясно, что основным параметром квадрупольной линзы является скорость нарастания магнитного поля по радиусу — ГРАДИЕНТ ПОЛЯ:

$$g = \frac{B_0}{a}, \quad (2.4.1)$$

где B_0 — индукция магнитного поля на наибольшем радиусе апертуры линзы a (и, следовательно, на поверхности полюсного накопника). Размерность градиента в системе СИ — Тл/м («Тесла на метр»), в системе CGS — Гс/см («Гаусс на сантиметр»).

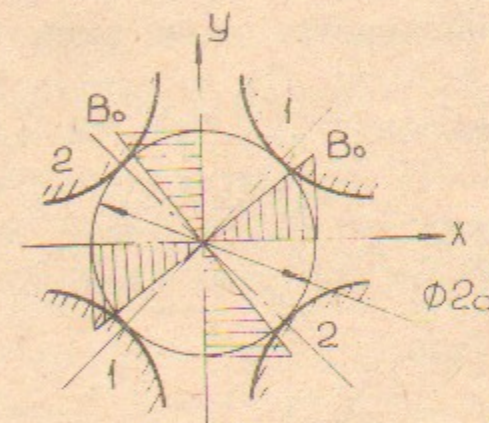


Рис. 20.

Важной характеристикой линзы является постоянство градиента g по радиусу, то есть **ЛИНЕЙНОСТЬ** нарастания магнитного поля. Для выполнения этого требования полюса линзы должны иметь форму гипербол, описываемых уравнениями:

$$\begin{aligned} \text{— полюса 1 (рис. 20): } & y = a^2/(2x), \\ \text{— полюса 2: } & y = -a^2/(2x). \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

Так как обработка гиперболических поверхностей представляет определенные технологические трудности, часто на практике полюса обрабатывают по окружности (рис. 21) с радиусом

$$R = 1,15a. \quad (2.4.3)$$

Область «хорошего поля» (то есть поля с требуемой линейностью нарастания) во многом зависит от места обрыва гиперболы (или заменяющей ее окружности) — точки B на рис. 21. В соответствии с [32] при угле полюса, равном 90° (рис. 21), уже обеспечивается поле, очень близкое к квадрупольному, на радиусах до $0,9a$. На практике профили полюсов обычно заканчивают прямолинейными участками $\Delta = 3 \div 5$ мм, а размеры $2a$ и A (рис. 21) задают со сравнительно жесткими допусками (от нескольких сотых до одной десятой миллиметра), что существенно облегчает контроль взаимного расположения полюсов.

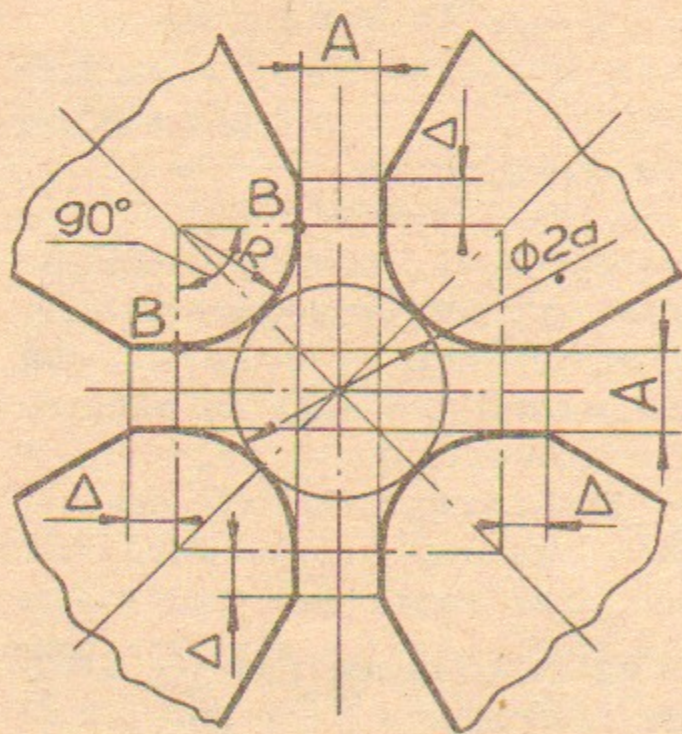


Рис. 21.

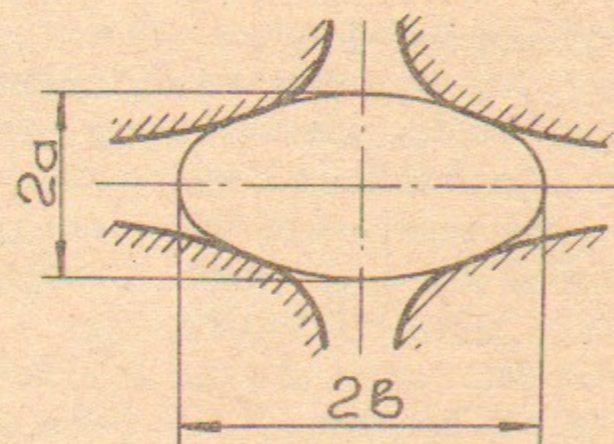


Рис. 22.

Все сказанное относилось к линзам с апертурой в виде круга диаметром $2a$. Однако, применяются и линзы с различными по вертикали и горизонтали апертурами (рис. 22). В этом случае профиль каждого полюса состоит из двух различных сопряженных в средней точке кривых. Однако, для нашего изложения это не имеет принципиального значения, и дальше мы снова будем говорить о линзах с круговой апертурой.

Магнитное поле в квадрупольной линзе создается током, протекающим по обмоткам, расположенным на полюсах. Необходимое число ампервитков каждой из четырех катушек может быть найдено, как:

— в системе СИ:

$$Iw = \frac{ga^2}{2\mu_0}, \text{ A}; \quad (2.4.4)$$

— в системе CGS:

$$Iw \approx 0,4ga^2, \text{ A}. \quad (2.4.4')$$

В выражении (2.4.4) g — в Тл/м, a — в м, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; в выражении (2.4.4') g — в Гс/см, a — в см.

На практике полученное значение Iw увеличивают на $\sim 5\%$, чтобы учесть сопротивление магнитной цепи, конструкция которой должна обеспечивать индукцию в железе замыкающего ярма на уровне $1 \div 1,5$ Тл. При этом числа витков всех четырех катушек линзы должны быть строго одинаковыми.

Предельный градиент, который может быть получен в квадрупольной линзе, ограничивается насыщением полюсов. При этом необходимо учитывать вклад полей рассеяния в зонах между полюсами и «вываливающихся» полей на торцах линзы (последнее особенно существенно для коротких линз, у которых отношение длины к диаметру апертуры не превышает трех). На практике обычно индукция поля на краю полюса $B_0 = ga$ не превышает $1,1 \div 1,2$ Тл.

Наличием на торцах линзы вываливающихся полей объясняется и то, что физическая длина линзы всегда больше длины ее магнитопровода; отличие это составляет $\sim a/2$ с каждого торца.

Конструктивно квадрупольная линза может быть выполнена в одном из двух основных вариантов:

- осесимметричная линза — рис. 23,а;
- линза с открытой медианной плоскостью («разрезная» линза) — рис. 23,б.

Полюсные наконечники 1 с обмотками 2 устанавливаются на магнитопроводе 3 (в осесимметричных линзах полюса часто изготавливаются заодно с соответствующими участками магнитопровода — рис. 23,а), после чего отдельные части линзы собираются. В разрезной линзе для разделения верхней и нижней половин используются специальные вставки 4 из неферромагнитного мате-

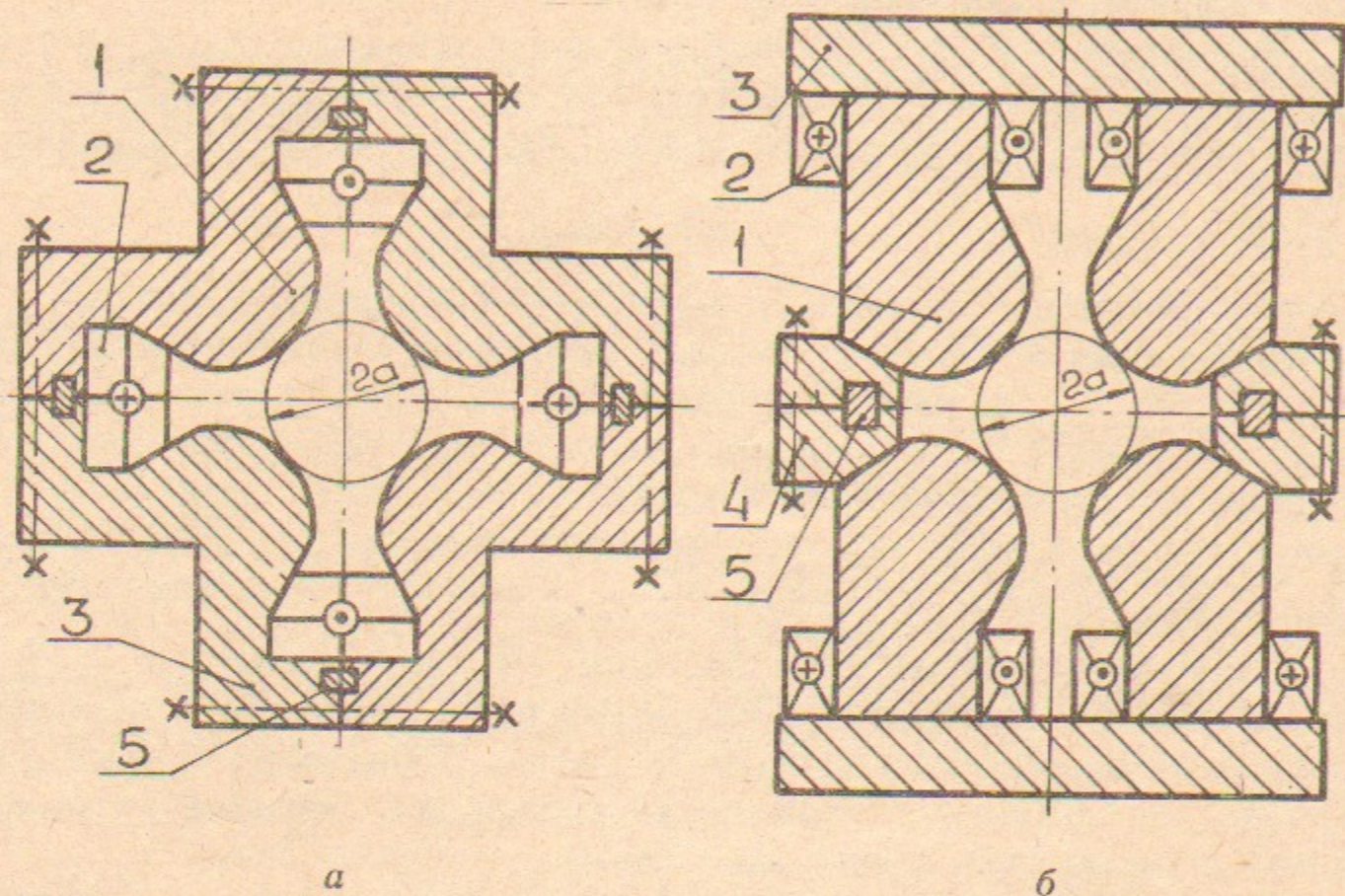


Рис. 23.

риала (например, из стали 12X18H10T). Для обеспечения требуемой точности расположения полюсов последние, как правило, обрабатываются совместно с плоскостями разъема магнитопровода или — в разрезных линзах — с плоскостями разъема вставок 4. Точность сборки отдельных частей линзы между собой обеспечивается применением шпонок 5, количество и места расположения которых определяются применительно к каждому конкретному случаю.

Обработка профиля полюсных наконечников по принятой в ИЯФ технологии обычно производится специальным фасонным резцом, который изготавливается на профилешлифовальном станке с точностью до 0,01 мм. Профиль резца обрабатывается по таблице координат, в которую при необходимости может быть заложена и требуемая коррекция профиля линзы. Таким путем может быть

получена точность обработки полюса до 0,03 мм, а окончательная погрешность с учетом неточностей сборки не превышает 0,05 мм.

Сравнивая изображенные на рис. 23 конструктивные варианты линз, отметим, что осесимметричная конструкция позволяет получить минимальные массогабаритные характеристики, что особенно важно для квадрупольных линз в промежутках встречи накопителей заряженных частиц. Но такие линзы имеют существенно более сложные технологически обмотки.

Разрезные линзы предпочтительны в накопителях — источниках синхротронного излучения (удобно организовывать вывод СИ), а также в случаях, когда вертикальная и горизонтальная апертуры линзы значительно различаются. В такой конструкции сильно растут масса и вертикальный габарит, зато обмотки представляют собой простые катушки, закрепленные на полюсах.

Наконец, следует отметить одно обстоятельство, касающееся коммутации катушек линзы. Обычно коммутация выполняется на одном из торцев линзы, где ток, подходя к линзе через подвод 1 (рис. 24), далее через перемычки 2 переходит последовательно от катушки к катушке. Таким образом, перемычки 2 образуют на торце линзы круговой виток с током, создающий в зоне пролета пучка продольное магнитное поле. Для исключения (или значительного уменьшения) этого эффекта отвод тока от линзы рекомендуется осуществлять через кольцевой виток 3 с током, противоположным по направлению току в перемычках 2.

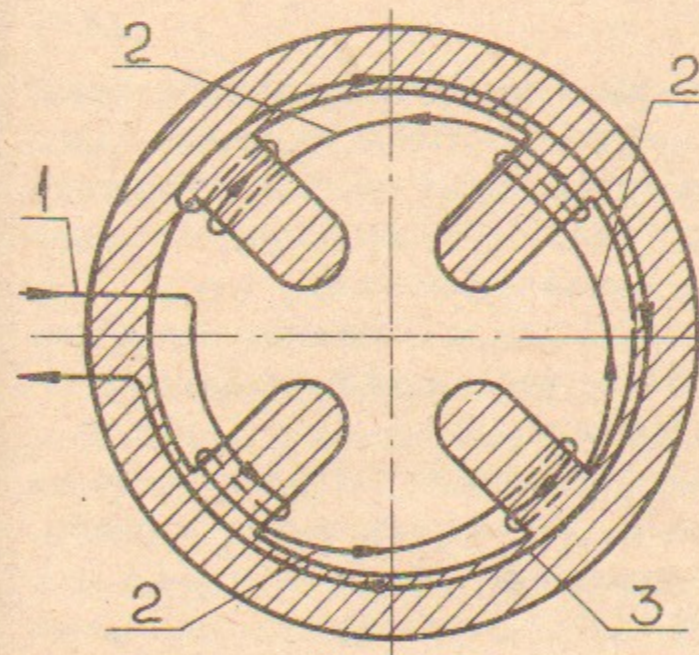


Рис. 24.

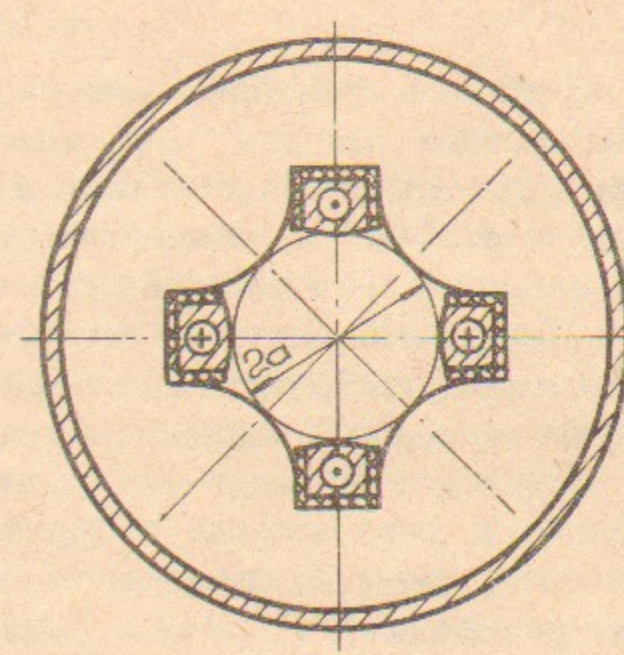


Рис. 25.

Особый тип конструкции представляет собой одновитковые

импульсные квадрупольные линзы, поле в которых формируется как профилем полюсов, так и скиновыми поверхностями токоведущих шин (рис. 25). Особенно часто такие линзы применяются в электроннооптических каналах ускорительных комплексов. Эти линзы обладают целым рядом серьезных достоинств:

- практически все межполюсное пространство является «зоной хорошего поля»;
- почти полностью отсутствуют поля рассеяния, что уменьшает сечение магнитопровода и габариты линзы;
- торцевая коммутация в импульсных линзах оказывается значительно компактней, что уменьшает осевой габарит линзы;
- легко регулируется магнитная длина линзы путем введения в апертуру втулки, непрозрачной для импульсного поля;
- при большой скважности резко уменьшается потребляемая мощность, и во многих случаях удается отказаться от принудительного охлаждения.

К недостаткам таких линз следует отнести более сложную систему питания и необходимость специального штампа для изготовления пластин шихтованного магнитопровода.

Очевидно, что ток в шинах такой линзы должен быть вдвое больше определяемого по выражениям (2.4.4) и (2.4.4'), то есть, например, в системе CGS (g —Гс/см, a —см):

$$I \approx 0,8ga^2, \text{ А.} \quad (2.4.5)$$

Толщина стенки вакуумной камеры в импульсных квадрупольных линзах должна быть много меньше глубины скинслоя. Так, при длительности импульса в пределах $0,001 \div 0,003$ с толщина стенки вакуумной камеры из стали 12Х18Н10Т обычно принимается равной $0,3 \div 0,5$ мм при глубине скинслоя $2 \div 3$ см.

Потери мощности в такой линзе рассчитываются обычными для импульсных устройств способами [21] с учетом эффективного значения тока, глубины скинслоя и скважности.

Линейное градиентное магнитное поле может быть получено не только в классических квадрупольных линзах, имеющих гиперболические (или —цилиндрические) полюсные наконечники, но и в так называемых ЛИНЗАХ ПАНОВСКОГО. Принципиальная схема такой линзы изображена на рис. 26. Легко показать, что при указанных на рисунке направлениях токов в обмотках и одинаковых числах ампервитков во всех четырех обмотках магнитное поле в центре линзы—в точке O —равно нулю, а по обеим координатам— r и z —линейно нарастает. При бесконечно тонких обмотках

I и параллельных противоположных и перпендикулярных смежных стенках магнитопровода 2 теоретически обеспечивается поле с постоянным градиентом во всем пространстве внутри магнитопровода. На практике катушки имеют конечную толщину и поле с требуемой линейностью реализуется лишь в пространстве между обмотками. Реальные требования по параллельности и перпендикулярности стенок магнитопровода находятся на уровне нескольких сотых долей миллиметра.

Основное достоинство линз Пановского—их конструктивная и технологическая простота. Использование их особенно рекомендуется при малых градиентах поля g и в случае значительной разницы горизонтальной и вертикальной апертур.

Число ампервитков в каждой из обмоток может быть найдено по формулам:

— в системе СИ:

$$Iw = \frac{2gab}{\mu_0}, \text{ А;} \quad (2.4.6)$$

— в системе CGS:

$$Iw \approx 1,6gab, \text{ А.} \quad (2.4.6')$$

Размерности величин в последних выражениях те же, что и в выражениях (2.4.4) и (2.4.4').

Конструктивно линзы Пановского часто выполняются как двухплоскостные корректоры (рис. 17), однако, катушки при этом должны быть скоммутированы так, чтобы обеспечить направление токов, показанное на рис. 26.

Удачным представляется и конструктивное решение, при котором катушки изготавливаются из пластин фольгированного стекло-текстолита по технологии изготовления печатных плат с коммутацией на торце линзы. Такие конструкции оказываются наиболее компактными, однако, их применение ограничивается выделяющейся в тонких витках мощностью (максимальная толщина фольги—0,3 мм, гальванически ее можно увеличить до $\sim 0,5$ мм). Тем не менее, когда мощность позволяет, в таком блоке можно объеди-

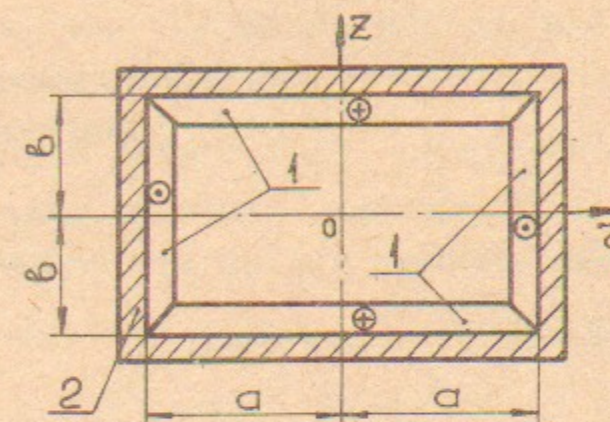


Рис. 26.

нить корректор, линзу Пановского и секступольную линзу (см. раздел 2.5).

Как и обычные квадрупольные линзы, линзы Пановского могут быть постоянными и импульсными. В последнем случае магнитопровод должен быть шихтованным с толщиной пластин, соответствующей скинслою (см. выражения 1.4.1. и 1.4.1').

2.5. Многополюсные осесимметричные магнитные элементы

Достаточно часто в циклических ускорителях и накопителях заряженных частиц применяются многополюсные осесимметричные

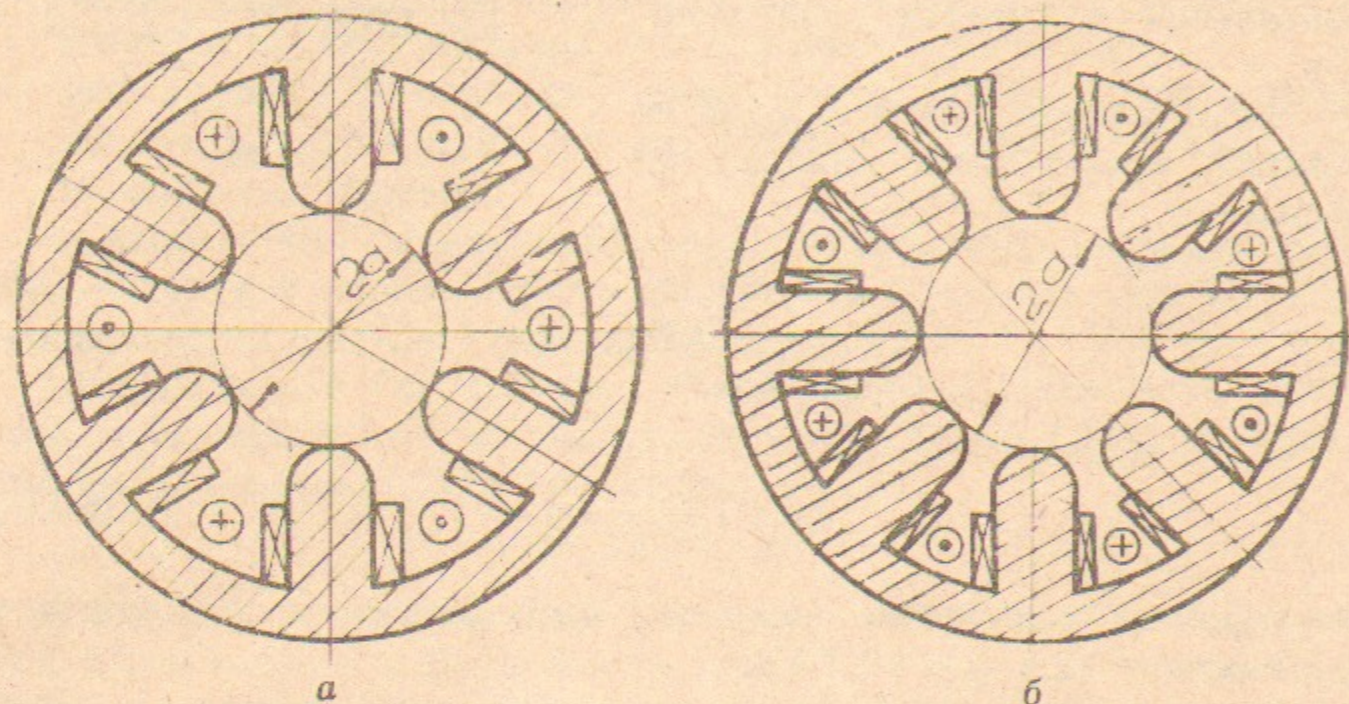


Рис. 27.

магнитные элементы, — в первую очередь, такие, как секступольные (рис. 27,а) и октупольные (рис. 27,б) линзы.

Секступольная линза обеспечивает квадратичный рост индукции поля с радиусом:

$$B(r) = B_0(r/a)^2, \quad (2.5.1)$$

а октупольная — кубичный:

$$B(r) = B_0(r/a)^3. \quad (2.5.2)$$

В приведенных выражениях B_0 — магнитная индукция на поверхности полюсного наконечника (при $r=a$), равная:

$$\text{— для секступольной линзы: } B_0 = \frac{B'' a^2}{2}, \quad (2.5.3)$$

$$\text{— для октупольной линзы: } B_0 = \frac{B''' a^3}{6}. \quad (2.5.4)$$

Величины $B'' = \frac{d^2 B}{dr^2}$ и $B''' = \frac{d^3 B}{dr^3}$ при проектировании обычно входят в число исходных данных.

Число ампервитков каждой катушки может быть определено, как:

— для секступольной линзы:

$$I\omega = \frac{B'' a^3}{6\mu_0} \quad (\text{в системе СИ}) \quad (2.5.5)$$

$$\text{или } I\omega \simeq 0,8 \frac{B'' a^3}{6} \quad (\text{в системе CGS}); \quad (2.5.5')$$

— для октупольной линзы:

$$I\omega = \frac{B''' a^4}{24\mu_0} \quad (\text{в системе СИ}) \quad (2.5.6)$$

$$\text{или } I\omega \simeq 0,8 \frac{B''' a^4}{24} \quad (\text{в системе CGS}). \quad (2.5.6')$$

В выражениях (2.5.5) и (2.5.6) B'' — Тл/м², B''' — Тл/м³, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, a — м; в выражениях (2.5.5') и (2.5.6') B'' — Гс/см², B''' — Гс/см³, a — см.

Ампервитки каждой катушки могут быть определены и через индукцию на полюсе B_0 :

— для секступольной линзы:

$$I\omega = \frac{B_0 a}{3\mu_0} \quad (\text{в системе СИ}) \quad (2.5.7)$$

$$\text{или } I\omega \simeq 0,8 \frac{B_0 a}{3} \quad (\text{в системе CGS}) \quad (2.5.7')$$

— для октупольной линзы:

$$I\omega = \frac{B_0 a}{4\mu_0} \quad (\text{в системе СИ}) \quad (2.5.8)$$

$$\text{или } I\omega \simeq 0,8 \frac{B_0 a}{4} \quad (\text{в системе CGS}). \quad (2.5.8')$$

Из конструктивных особенностей рассматриваемых линз по сравнению с квадрупольными следует отметить следующие.

Во-первых, профильная часть полюсов этих линз обычно выполняется по цилиндрической поверхности или аппроксимируется плоскостью с фасками.

Во-вторых, требования по точности расположения полюсов здесь существенно ниже как по диаметральному размеру ($2a$), так и по неравномерности размещения по окружности (обычно измеряются азимутальные зазоры между полюсами). Оба эти требования находятся здесь, как правило, на уровне $\pm 0,1$ мм.

И, наконец, при определении длины магнитопровода можно считать, что магнитное поле на торцах «вываливается» на $a/6$ с каждого торца секступольной линзы и на $a/8$ — с каждого торца октупольной.

2.6. Тяговые электромагниты

Назначение тяговых электромагнитов — производство за счет электромагнитной энергии механической работы по перемещению исполнительного элемента на заданную длину при заданном усилии.

В электрофизической аппаратуре наиболее распространены два типа таких электромагнитов — КЛАПАННЫЕ (с поворачивающимся якорем) и ПРЯМОХОДОВЫЕ (с поступательнодвигающимся якорем). Выбор того или иного типа магнита при проектировании производится по КОНСТРУКТИВНОМУ ФАКТОРУ КФ:

$$КФ = \frac{\sqrt{Q}}{\delta}, \quad (2.6.1)$$

где Q — требуемое усилие, H ;

δ — необходимый ход магнита, м.

В соответствии с рекомендациями, содержащимися в [26, 33, 34], клапанные электромагниты целесообразно применять при $КФ = 800 \div 8000$, прямоходовые же могут применяться при любых значениях КФ.

2.6.1. Клапанные электромагниты

Схема такого электромагнита представлена на рис. 28. Основными его элементами являются магнитопровод 1, качающийся якорь 2 и катушка 3. Мощность таких магнитов, как правило, невелика, достаточно мал и ход $\delta = Ra$.

Так как напряженность магнитного поля в рабочем зазоре на радиусе R равна

$$H(R) \approx \frac{I\omega}{R\alpha},$$

то полное усилие, обеспечиваемое таким электромагнитом, составит:

$$Q \approx \frac{\mu_0 [H(R)]^2}{2} S = \frac{\mu_0 (I\omega)^2}{2R^2 \alpha^2} S, \quad (2.6.2)$$

где: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная;

R — расстояние от оси поворота якоря до центра полюсного наконечника, м;

α — угол поворота якоря, рад;

ω — число витков катушки;

I — ток в катушке, А;

S — эффективная площадь якоря, несколько превышающая (из-за потоков рассеяния) номинальную площадь S_0 полюсного наконечника. Однако, в случаях, когда рабочий зазор δ невелик по сравнению с поперечными размерами полюсного наконечника, можно принимать $S = S_0$ с погрешностью, идущей в запас расчета (фактическое усилие будет несколько больше расчетного).

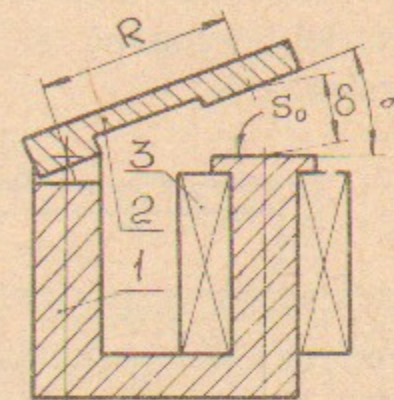


Рис. 28.

2.6.2. Прямоходовые электромагниты

Наиболее распространенные схемы прямоходовых электромагнитов показаны на рис. 29. На рис. 29,а,б изображены КОРОТКОХОДОВЫЕ магниты, имеющие, как правило, ход [33]

$$\delta = (0,05 \div 0,1) l_k. \quad (2.6.3)$$

Редко — в маломощных системах — эта величина может приниматься

$$\delta = (0,12 \div 0,15) l_k. \quad (2.6.3')$$

Короткоходовые магниты могут выполняться «с плоским стопом» (рис. 29,а) или с «коническим стопом» (рис. 29,б). При прочих равных условиях (одинаковых материалах, размерах и ампер-

витках катушки) торцевая составляющая тягового усилия (см. выр. 2.6.5) в магните с коническим стопом меньше, чем в магните с плоским, в $1/\sin^2 \alpha$ (α — половина угла конуса). Однако, магнит с коническим стопом имеет более пологую механическую характеристику — усилие в нем меньше меняется по мере перемещения якоря.

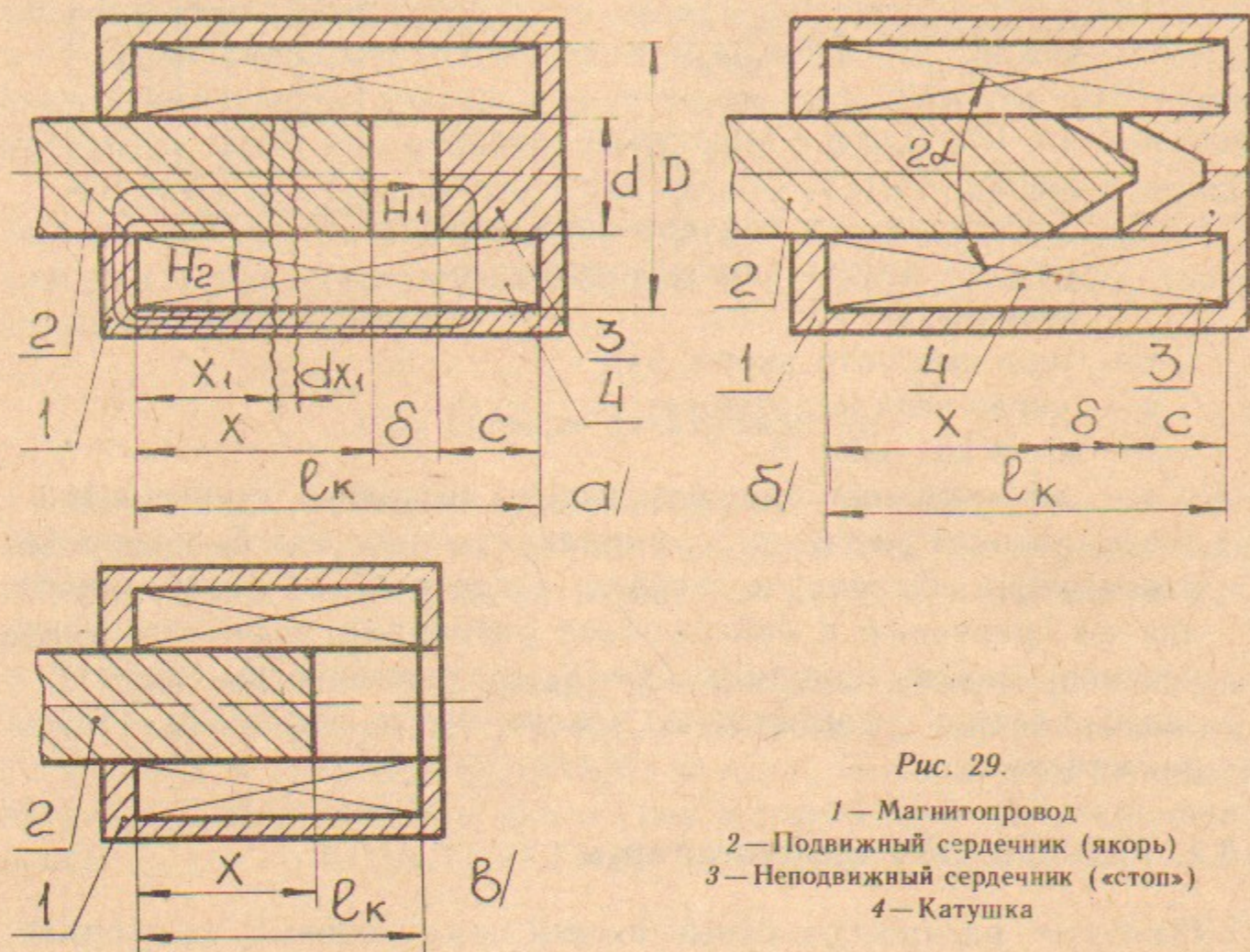


Рис. 29.

- 1 — Магнитопровод
2 — Подвижный сердечник (якорь)
3 — Неподвижный сердечник («стоп»)
4 — Катушка

На рис. 29,в показан ДЛИННОХОДОВОЙ магнит, величина хода которого может находиться в пределах [33]

$$\delta = (0,2 \div 0,6) l_k \quad (2.6.4)$$

Реально существуют длинноходовые системы с ходом $\delta = 200$ мм.

Хотя, как сказано выше, прямоходные магниты могут применяться при любых значениях конструктивного фактора КФ, последний определяет форму стопа, которая выбирается по табл. 1 [33, 34].

Таблица 1

КФ	Форма стопа	α
< 400	Без стопа	—
400 — 1600	Коническая	30°
1600 — 5200	Коническая	45°
5200 — 29000	Плоская	90°

В прямоходовых электромагнитах тяговое усилие имеет две составляющих. Первая — торцевая Q_T — связана с магнитным полем H_1 в зазоре δ (рис. 29), вторая — соленоидная Q_C — определяется магнитным полем рассеяния H_2 между якорем и магнитопроводом. Определим Q_T и Q_C для изображенного на рис. 29,а состояния — когда подвижный сердечник вдвинут в катушку на величину x .

Расчет торцевой силы $Q_T(x)$ не представляет трудностей:

$$Q_T(x) = \frac{\mu_0 [H_1(x)]^2 \cdot \pi d^2}{2 \cdot 4} = \frac{\pi d^2 \mu_0}{8} \left(\frac{Iw}{l_k - c - x} \right)^2 = \frac{\pi \mu_0 (Iw)^2}{8} \cdot \frac{(d/l)^2}{(1 - c/l_k - x/l)^2} \quad (2.6.5)$$

Соленоидная же сила $Q_C(x)$, как производная от энергии магнитного поля рассеяния, составит:

$$Q_C(x) = \frac{dW_p}{dx} = \frac{I^2}{2} \cdot \frac{dL_p(x)}{dx}, \quad (2.6.6)$$

где I — ток в катушке;

$L_p(x)$ — индуктивность рассеяния в изображенном на рис. 29,а положении подвижного сердечника.

Определяя индуктивность, как отношение потокосцепления к току, получим:

$$L_p(x) = \frac{\Psi_p(x)}{I} = \frac{\omega(x) \Phi_p(x)}{I} = \omega \frac{x}{l_k} \cdot \frac{\Phi_p(x)}{I},$$

откуда:

$$Q_C(x) = \frac{Iw}{2l_k} \cdot \frac{d}{dx} [x \Phi_p(x)], \quad (2.6.7)$$

где ω — полное число витков катушки;

$w(x) = w \frac{x}{l_k}$ — число витков на участке катушки длиной x ;

$\Phi_p(x)$ — магнитный поток рассеяния на участке x , выражение для которого получим следующим образом.

Легко показать, что магнитная проводимость коаксиала длиной l с диаметрами D и d равна

$$G_m = \frac{2\pi\mu_0 l}{\ln(D/d)}$$

Тогда на участке коаксиала длиной dx_1 (рис. 29,а) магнитный поток рассеяния составит:

$$d\Phi_p(x_1) = Iw(x_1)dG_m(x_1) = \frac{2\pi\mu_0 Iw}{l_k \ln(D/d)} x_1 dx_1,$$

откуда:

$$\Phi_p(x) = \int_0^x d\Phi_p(x_1) = \frac{\pi\mu_0(Iw)}{l_k \ln(D/d)} x^2. \quad (2.6.8)$$

Подставляя полученное выражение в (2.6.7), имеем:

$$Q_c(x) = \frac{Iw}{2l_k} \cdot \frac{d}{dx} \left[\frac{\pi\mu_0(Iw)}{l_k \ln(D/d)} x^3 \right] = \frac{3\pi\mu_0}{2\ln(D/d)} (Iw)^2 \left(\frac{x}{l_k} \right)^2. \quad (2.6.9)$$

Полное же тяговое усилие прямоходового электромагнита с плоским стопом составит:

$$Q(x) = Q_T(x) + Q_c(x) = \frac{\pi\mu_0}{8} (Iw)^2 \left[\frac{(d/l_k)^2}{(1-c/l_k-x/l_k)^2} + \frac{12}{\ln(D/d)} \left(\frac{x}{l_k} \right)^2 \right]. \quad (2.6.10)$$

Для электромагнита с коническим стопом в выражение (2.6.5) и в первое слагаемое в квадратной скобке выражения (2.6.10) следует добавить множитель $\sin^2\alpha$ (α — см. рис. 29,б).

ПРИМЕР: Определить тяговое усилие в электромагните постоянного тока, выполненном по схеме рис. 29,б при следующих размерах: $D=60$ мм; $d=20$ мм; $l_k=80$ мм; $c=10$ мм; $\delta=10$ мм; $2\alpha=45^\circ$.

Обмотка электромагнита имеет 2200 витков и питается током 1 А.

РЕШЕНИЕ:

1. По (2.6.5) с учетом угла конусности стопа находим торцевую составляющую усилия:

$$Q_T = \frac{\pi\mu_0(Iw)^2}{8} \cdot \frac{(d/l_k)^2 \sin^2\alpha}{[1-c/l_k-(l_k-c-\delta)/l_k]^2} = \frac{\pi \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} (1 \cdot 2200)^2}{8} \left[\frac{(20/80) \cdot \sin^2 22^\circ 30'}{1-10/80-(80-10-10)/80} \right]^2 = 1,4 \text{ Н.}$$

2. По (2.6.9) определяем соленоидную составляющую усилия:

$$Q_c = \frac{3\pi\mu_0}{2\ln(D/d)} (Iw)^2 \left(\frac{l_k-c-\delta}{l_k} \right)^2 = \frac{3\pi \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}{2\ln(60/20)} (1 \cdot 2200)^2 \left(\frac{80-10-10}{80} \right)^2 = 14,7 \text{ Н.}$$

3. Полное тяговое усилие электромагнита:

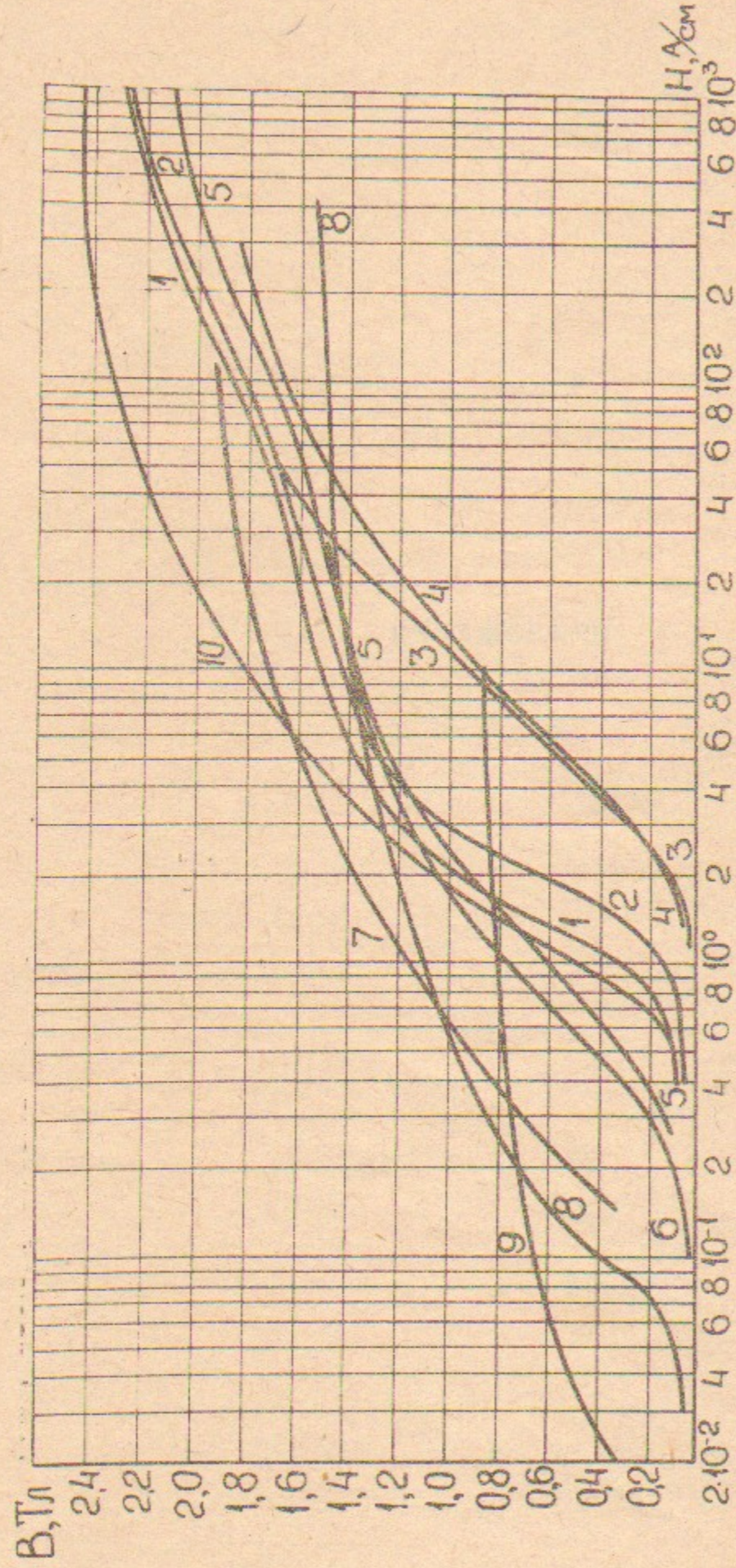
$$Q = Q_T + Q_c = 1,4 + 14,7 = 16,1 \text{ Н.}$$

Суммарная тяговая сила, конечно, могла бы быть определена сразу по (2.6.10); однако, отдельный расчет ее составляющих позволяет увидеть, что в рассмотренном примере основную долю искомого усилия составляет соленоидная сила. Именно так обстоит дело и в большинстве практических случаев.

2.6.3. Электромагниты переменного тока

Все сказанное относилось к электромагнитам постоянного тока. Однако, достаточно широко применяются и электромагниты, питаемые переменным током. По сравнению с рассмотренными они обладают рядом недостатков. Так, например, при одной и той же максимальной индукции в железе магнитопровода тяговое усилие у них вдвое меньше [33, 35]. Кроме того, их магнитопровод должен выполняться шихтованным, что сложнее технологически. Тем не менее, эти соображения не всегда оказываются решающими при выборе варианта питания электромагнита, особенно, если он может питаться от обычной сети с частотой 50 Гц и не требует разработки и изготовления специального источника питания.

П1. Кривые намагничивания материалов



1(1) — Сталь 10864 («Армко»), отожженная; 2(1) — Сталь 10, отожженная; 3(1) — Сталь 20, отожженная; 4(2) — Сталь Ст3, отожженная; 5(3) — Сталь 1413(Э33); 6(3) — Сталь 1521(Э44) толщ. 0,35 мм; 7(1) — Сталь 3413(Э330); 8(1) — Низкоуглеродистый пермаллой 50Н; 9(1) — Высокоуглеродистый пермаллой 79НМ; 10(1) — Пермендюр.

Источники (в скобках после номеров кривых): 1. Юревич Е.И. Электромагнитные устройства автоматики: — М. — Л.: Энергия, 1964; 2. Измерения ИЯФ СОАН СССР; 3. Справочник по магнитным и электрическим свойствам горячекатанной электротехнической стали. — М.: Изд. Госкомстандарт СМ СССР, 1971 г.

П2. Магнитные проводимости элементарных трубок потока

№	Форма трубки	Проводимость
1	<p>Призма</p>	$G_1 = \mu_0 \frac{ab}{\delta}$
2	<p>Цилиндр</p>	$G_2 = \mu_0 \frac{\pi d^2}{4\delta}$
3	<p>Полуцилиндр</p>	$G_3 = \mu_0 \cdot 0,26a$
4	<p>Четверть цилиндра</p>	$G_4 = \mu_0 \cdot 0,52a$
5	<p>Половина полого цилиндра</p>	$G_5 = \mu_0 \frac{2a}{\pi(\frac{\delta}{m} + 1)}$ $m = (1 \div 2)\delta$
6	<p>Четверть полого цилиндра</p>	$G_6 = \mu_0 \frac{2a}{\pi(\frac{\delta}{m} + 0,5)}$

П2. Продолжение

NN m/m	Форма трубки	Проводимость
7	Тело вращения (полутор) 	$G_7 = M_0 \cdot 0,815d$
8	Тело вращения (полый полутор) 	$G_8 = M_0 \frac{2d}{\delta/m + 1}$
9	Четверть сферы 	$G_9 = M_0 \cdot 0,077\delta$
10	Половина четверти сферы 	$G_{10} = M_0 \cdot 0,308\delta$
11	Четверть сферической оболочки 	$G_{11} = M_0 \frac{\pi}{4}$
12	Половина четверти сферической оболочки 	$G_{12} = M_0 \frac{\pi}{2}$

П3. Эксплуатационные температуры материалов

МАТЕРИАЛ	ПАРАМЕТР	ТЕМПЕРАТУРА, °C	ИСТОЧНИК
Провода обмоточные:			
ПЭВ		105	1
ПЭТВЛ		120	1
ПЭТВ		130	1
ПБД		105	1
ПСД		155	1
ПСДК		180	1
Пленочные материалы:		Максимальные	
полиэтиленовые	рабочие	65 ÷ 75	1
поливинилхлоридные	температуры	65 ÷ 75	1
полистирольные		75 ÷ 80	1
лавсановые		120 ÷ 130	1
фторопластовые — Ф3		100 ÷ 120	1
	Ф4	250	1
полиимидные		220	1
Гетинакс, текстолит		—60 ÷ +105	1
Стеклотекстолиты:			
СТ	Диапазоны	—60 ÷ +130	1
СТЭФ	рабочих	—60 ÷ +150	1
СТК	температур	—60 ÷ +180	1
Компаунды, герметики:			
ЭЛАСТОСИЛ		—60 ÷ +200	2
ЭПК-1	Максимальные	70 ÷ 78	3
ЭПК-2	рабочие	105 ÷ 110	3
ЭКК-1	температуры	70 ÷ 80	3

ИСТОЧНИКИ: 1. Электротехнический справочник. — Т. I. М.: Энергия, 1974.
 2. Кремнийорганические клеи-герметики «ЭЛАСТОСИЛ». — Изд. лаборатории полиграфии, отд. НИИТЭХИМ, г. Черкассы, 1974.
 3. ИС.02.00.00 Эпоксидные компаунды. — Стандарт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1978.

П6. Расчет эквивалентных коэффициентов теплопроводности катушки по программе «КАТУШКА»

П6.1. Задача

Определить эквивалентные коэффициенты теплопроводности катушки, намотанной проводом ПЭВ-2 диаметром (по меди) 1,12 мм с межслоевой изоляцией из одного слоя кабельной бумаги К-120. Намотка рядовая, коэффициент укладки провода в ряду $K_y=0,91$, коэффициент разбухания обмотки $K_p=1,11$ (см. Приложение П5, $B/A=1$). Катушка пропитана компаундом ЭПК-1.

П6.2. Дополнительные данные:

- изоляция провода: тип — эмалевая; коэффициент теплопроводности — $0,25 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$; толщина — $0,05 \text{ мм}$;
- коэффициент теплопроводности компаунда ЭПК-1 — $0,16 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$;
- коэффициент теплопроводности межслоевой изоляции — $0,16 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$.

П6.3. Решение

ЭКРАН (ИНФОРМАЦИЯ И ВОПРОСЫ)	ОТВЕТ
РАСЧЕТ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ КАТУШКИ	
ВКЛЮЧИТЕ CapsLock!	
Задайте намоточные коэффициенты:	
коэффициент укладки провода: $KU=?$.91
коэффициент разбухания обмотки: $KR=?$	1.11
Межслоевая изоляция:	
толщина, мм: $TI=?$.12
коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$: $LT=?$.16
Коэффициент теплопроводности среды между проводами, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$:	
$LC=?$.16

П6.3. Продолжение

ЭКРАН (ИНФОРМАЦИЯ И ВОПРОСЫ)	ОТВЕТ
Изоляция провода:	
толщина, мм: $T=?$.05
коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$: $LT=?$.25
Тип провода: круглый — $M=1$, прямоугольный — $M=2$	
$M=?$	1
Диаметр провода без изоляции, мм: $D=?$	
Тип намотки: рядовая — $P=1$, шахматная — $P=2$	1.12
$P=?$	1
ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ	
Намотка рядовая, провод круглый $D=1.12 \text{ мм}$	
Изоляция провода: толщина $T=.05 \text{ мм}$	
коэффициент теплопроводности $LT=.25 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	
Межслоевая изоляция: толщина $TI=.12 \text{ мм}$	
коэффициент теплопроводности $LT=.16 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	
Среда между проводами: коэффициент теплопроводности $LC=.16 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	
Намоточные коэффициенты: укладки — $KU=.91$, разбухания обмотки — $KR=1.11$	
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОБМОТКИ	
в осевом направлении — $LE1=.6357075 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	
в радиальном направлении — $LE2=.5120741 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	
БУДЕТЕ МЕНЯТЬ ПАРАМЕТРЫ (N/D)?	
	N

**П7. Источники постоянного тока,
применяемые в ИЯФ СО АН СССР**

Тип источника	На одном канале				Число каналов
	I_{\max} , А	U_{\max} , В	P_{\max} , кВт	$\Delta I/I$, %	
УМ-4	±10	±20	0,2	0,2	32
УМ-6	±6	±40	0,24	0,1	32
УМ-7	6	70	0,42	0,1	32
ТИР-25	±20	±50	1,0	0,1	6
ТИР-25	±5	±200	1,0	0,1	6
ТИР-25М	±20	±200	4,0	0,1	6
В1000×15	1000	15	15,0	0,1	4
В600×25	600	25	15,0	0,1	4
В800×12	±800	±12	10	0,1	4
В2000×6	2000	6	12,0	0,1	4
ИСТ 500×48	500	48	24,0	0,01	
ИСТ 500×230	500	230	115,0	0,01	
ИСТ 500×460	500	460	230,0	0,01	
ИСТ1000×115	1000	115	115,0	0,01	
ИСТ1000×230	1000	230	230,0	0,01	
ИСТ1000×460	1000	460	460,0	0,01	
ИСТ2500×48	2500	48	120,0	0,01	

ЛИТЕРАТУРА

1. Постоянные магниты.—Справочник.—П/ред. д.т.н. проф. Ю.М. Пятина.—М.: Энергия, 1980.
2. Справочник по электротехническим материалам.—П/ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева.—Т.З.-Л.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Материалы в приборостроении и автоматике.—Справочник.—П/ред. д.т.н. проф. Ю.М. Пятина.—М.: Машиностроение, 1982.
4. ГОСТ 3836-83 Сталь электротехническая нелегированная тонколистовая и ленты. Технические условия.
5. ГОСТ 10160-75 Сплавы прецизионные магнитомягкие. Технические условия.
6. ГОСТ 11036-75 Сталь сортовая электротехническая нелегированная.
7. ГОСТ 21427.0-75 Сталь электротехническая тонколистовая. Классификация и марки.
8. ГОСТ 21427.1-83* Сталь электротехническая холоднокатанная анизотропная тонколистовая. Технические условия.
9. ГОСТ 21427.2-83 Сталь электротехническая холоднокатанная изотропная тонколистовая. Технические условия.
10. ГОСТ 21427.3-75* Сталь электротехническая горячекатанная тонколистовая.
11. ГОСТ 21427.4-78* Лента стальная электротехническая холоднокатанная анизотропная.
12. Новиков Ю.Н. Теория и расчет электрических аппаратов.—Л.: Энергия, 1970.
13. Пановко Я.Г. Основы прикладной теории упругих колебаний.—М.: Машиностроение, 1967.
14. Ананьев И.В., Тимофеев П.Г. Колебания упругих систем в авиационных конструкциях и их демпфирование.—М.: Машиностроение, 1965.
15. Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У. Колебания в инженерном деле.—Пер. с англ.—М.: Машиностроение, 1985.
16. Прочность, устойчивость, колебания.—П/ред. И.А. Биргера и Я.Г. Пановко.—Т.З.—М.: Машиностроение, 1968.
17. Кнопфель Г. Сверхсильные магнитные поля.—Пер. с англ.—М.: Мир, 1972.
18. Монгомери Д.Б. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов.—Пер. с англ.—М.: Мир, 1971.
19. Тихомиров П.М. Расчет трансформаторов.—М.: Энергоатомиздат, 1986.
20. Справочник по магнитным и электрическим свойствам горячекатанной электротехнической стали.—Изд. Гос. ком. стандартов СМ СССР.—М.: 1971.
21. Персов Б.З. Учет тепловых нагрузок при конструировании.—Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-116, Новосибирск, 1982.
22. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи.—М.: Энергия, 1971.
23. Любчик М.А. Расчет эквивалентного коэффициента теплопроводности обмоток электрических устройств.—Изв. вузов по разд. «Электромеханика», № 2, 1958.
24. Бальян Р.Х. Трансформаторы для радиоэлектроники.—М.: Сов. радио, 1971.
25. Белопольский И.И., Пикалова Л.Г. Расчет трансформаторов и дросселей малой мощности.—М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963.
26. Сливинская А.Г. Электромагниты и постоянные магниты.—М.: Энергия, 1972.
27. Кузнецов Г.Ф., Лившиц А.А., Персов М.Б. и др. Конструкция катушек концевой магнитной системы установки АМБАЛ-М.—Труды международной конференции по магнитной технологии.—24—28 июня 1991, г. Ленинград (в печати).

28. *Ливингуд Дж.* Принципы работы циклических ускорителей. — М.: Изд. Иностран. лит., 1963.
29. *Зинченко Н.С.* Курс лекций по электронной оптике. — Харьков: Изд. ХГУ, 1961.
30. *Хокс П.* Электронная оптика и электронная микроскопия. — М.: Мир, 1974.
31. *Бонштедт Б.Э., Маркович М.Г.* Фокусировка и отклонение пучков в электронно-лучевых приборах. — М.: Сов. радио, 1967.
32. *Бенфорд А.* Транспортировка пучков заряженных частиц. — М.: Атомиздат, 1969.
33. *Ступель Ф.А.* Электромеханические реле. — Харьков: Изд. ХГУ, 1956.
34. *Юревич Е.И.* Электромагнитные устройства автоматики. — М.-Л.: Энергия, 1964.
35. Основы теории электрических аппаратов. — П/ред. проф. д.т.н. *Б.Г. Буткевича.* — М.: Высшая школа, 1970.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСТРОЙСТВ	5
1.1. Магнитное поле	5
1.1.1. Основные понятия и определения	5
1.1.2. Закон полного тока	6
1.1.3. Напряженность магнитных полей простых конфигураций	7
1.2. Магнитные материалы	8
1.3. Коэффициент рассеяния магнитного потока	11
1.4. Постоянные и переменные поля	14
1.5. Силовое действие магнитного поля.	15
1.5.1. Предварительные замечания	15
1.5.2. Расчет электромагнитных сил	15
1.5.3. Устройства с переменными магнитными полями	18
1.5.4. О порядке расчета напряженно-деформированного состояния электромагнитных устройств.	20
1.6. Тепловой режим электромагнитных устройств.	20
1.6.1. Тепловые потери	20
1.6.2. Теплоотвод и распределение температур	22
1.7. Электромагнитные устройства и источники питания	32
2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ УСТРОЙСТВА РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ	35
2.1. Поворотные магниты	35
2.2. Корректоры	41
2.3. Осесимметричные магнитные линзы	43
2.4. Квадрупольные линзы	47
2.5. Многополюсные осесимметричные магнитные элементы	54
2.6. Тяговые электромагниты	56
2.6.1. Клапанные электромагниты	56
2.6.2. Прямоходовые электромагниты.	57
2.6.3. Электромагниты переменного тока	61
ПРИЛОЖЕНИЯ	63
П1. Кривые намагничивания материалов	64
П2. Магнитные проводимости элементарных трубок потока	65
П3. Эксплуатационные температуры материалов	67
П4. Коэффициенты теплопроводности материалов	68
П5. Намоточные коэффициенты	69
П6. Расчет эквивалентных коэффициентов теплопроводности катушки по программе «КАТУШКА»	70
П7. Источники постоянного тока, применяемые в ИЯФ СО АН СССР	72
ЛИТЕРАТУРА.	73

Б.З. Персов, Э.М. Трахтенберг

Конструирование электромагнитных устройств

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 4 июня 1991 г.
Подписано в печать 5 июня 1991 г.
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 4,3 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 58

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*