

ВОПРОСЫ ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ БЕТАТРОНОВ

И. В. ШИПУНОВ

(Представлено научным семинаром физико-технического факультета)

Бетатрон из прибора физической лаборатории, каким он был еще недавно, всё больше становится установкой заводского типа, где применяется для дефектоскопии толстостенных металлических изделий, установкой медицинских клиник, где используется для лечения тяжёлых заболеваний.

Безусловно, в самое ближайшее время должно быть налажено серийное производство индукционных ускорителей заряженных частиц.

Перед конструкторами ускорительных установок ставятся задачи создания совершенных во всех отношениях аппаратов, отвечающих требованиям эксплуатации их как в физических лабораториях, так и в промышленности, медицине и других отраслях народного хозяйства страны.

Одним из важнейших требований к ускорительной установке типа бетатрона является возможность его работы длительное время без опасного повышения температуры в любой точке электромагнита.

Вопросам конструирования электромагнитов индукционных ускорителей посвящен ряд работ. О тепловом режиме ускорительных установок нет ни одного специального исследования ни в отечественной, ни в иностранной литературе.

В работах, описывающих конструкции созданных бетатронов, приводятся некоторые данные о тепловых нагрузках активных поверхностей магнитопроводов и намагничивающих обмоток, о принятых системах охлаждений, некоторые данные превышений температур стали магнитопровода и меди обмотки. Опубликованные данные столь немногочисленны, бессистемны и отрывочны, что не дают возможности конструктору новой установки технически правильно выбрать и обосновать температурный режим электромагнита бетатрона—указать на особо слабые места, с точки зрения нагрева, выбрать систему охлаждения.

Обычно для тепловых расчетов электромагнитов бетатронов используют методы и способы, заимствованные из трансформаторостроения и электромашиностроения. В этих отраслях техники накоплен богатый опыт конструирования электромагнитов.

Существует ряд моментов, который отличает условия нагревания и охлаждения электромагнита бетатрона от нагревания электромагнита трансформатора.

Магнитопровод бетатрона имеет большой воздушный зазор для помещения в нем вакуумной ускорительной камеры. Это меняет ход тепло-

вых потоков в магнитопроводе. Необходимо отметить, что именно эта часть магнитопровода, примыкающая к воздушному зазору, больше всего выделяет тепла на единицу объема.

Полюса электромагнита набираются из пластин электротехнической стали, расположенных радиально. Этим обеспечивается необходимая для бетатронного ускорения точная круговая симметрия магнитного поля. Это обстоятельство также обуславливает своеобразное распределение магнитных потоков в ярме магнитопровода, потерь в отдельных его частях и температур.

Большинство бетатронов имеет Ш-образный магнитопровод. В статье все расчеты проведены применительно к этому типу магнитопровода.

Эксперименты проводились также с бетатронами, имеющими Ш-образный тип магнитопровода.

После сооружения и запуска Керстом первого бетатрона (1940 г.) индукционные ускорители совершенствовались в направлении увеличения энергии ускоренных электронов. Были сооружены громоздкие и тяжелые электромагниты, предлагались проекты еще более крупных установок. Появление принципиально новых ускорителей заряженных частиц привело к тому, что сооружать бетатроны на энергии свыше 50 Мэв теперь не выгодно.

В настоящее время большинство совершенствований и разработок направлены на увеличение интенсивности жесткого излучения, даваемого бетатроном, и на уменьшение габаритов и веса бетатрона.

Ниже дается ряд зависимостей—веса стали магнитопровода, потерь энергии и удельных тепловых нагрузок от основных параметров бетатрона. Эти уравнения могут помочь в выборе некоторых исходных данных для расчета, в выборе системы охлаждения, в тепловом расчете электромагнита бетатрона.

В качестве исходных формул используются уравнения, приведенные в [1].

Выясним, как зависит вес отдельных частей Ш-образного магнитопровода бетатрона от основных его параметров—энергии ускоренных электронов A Мэв, радиуса равновесной орбиты r_0 см, индукции в центральной части воздушного зазора.

Центральные вкладыши в конструкциях бетатронов Томского политехнического института и в ряде других конструкций представляют из себя цилиндрические диски. Вес такого вкладыша определяется выражением:

$$G = \pi \cdot r_c^2 h_c \cdot \kappa_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3}, \text{ кг},$$

где r_c — радиус центральных вкладышей, см,

h_c — высота, см,

κ_c — коэффициент заполнения вкладышей сталью.

Значения величин радиуса и высоты определяются из уравнений:

$$r_c = A B, \text{ см},$$

где A — энергия ускоренных электронов, Мэв,

$$B = \frac{6,7 \cdot 10^{-3}}{B_{cm} \cdot \sin \alpha_p} \text{ — постоянная бетатрона,}$$

$$h_c = \frac{\delta_b - \delta_c}{2} \text{ см},$$

где δ_c — величина воздушного зазора на радиусе r_c , см,
 δ_0 — величина воздушного зазора, определяемая выражением

$$\delta_0 = \delta_c \frac{r_c^n}{r_0^n};$$

в последнем выражении:

δ_0 — величина воздушного зазора на радиусе r_0 , см,

n — показатель степени спада магнитного поля.

После подстановки значений r_c и h_c имеем:

$$G_c = \pi \cdot A^2 B^2 \frac{\delta_0 - \delta_c}{2} \cdot \kappa_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3}, \text{ кг}$$

$$\text{или } G_c = \pi \cdot A^2 B^2 \cdot \frac{\delta_0}{2} \left(\frac{r_c^n}{r_0^n} - \frac{B_{0m}}{B_{cm}} \right) \cdot \kappa_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3}, \text{ кг},$$

где B_{0m} — значение напряженности магнитного поля на радиусе равновесной орбиты, определяемое из уравнения:

$$B_{0m} = \frac{0,5 B_{cm}}{\gamma},$$

$$\text{где } \gamma = \frac{r_0}{r_c}.$$

Выражение для веса центральных вкладышей принимает вид:

$$G_c = \pi A^2 \frac{a^2}{B_{cm}^2} \cdot \frac{\delta_0}{2} \cdot \left[\left(\frac{1}{\gamma} \right)^n - \frac{0,5}{\gamma} \right] \cdot \kappa_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3}, \text{ кг},$$

$$\text{где } a = \frac{6,7 \cdot 10^3}{\sin \alpha_p}.$$

Величину воздушного зазора на радиусе равновесной орбиты можно определить приблизительно по формуле, которая учитывает отношение амплитуд вертикальных и радиальных колебаний пучка ускоренных электронов в камере бетатрона:

$$\delta_0 = 2b_0 \sqrt{\frac{1-n}{n}}, \text{ см},$$

где b_0 — полуразмер рабочей зоны (см) который, в свою очередь, определяется равенством:

$$b_0 = \beta r_c = \beta A \frac{a}{B_{cm}}, \text{ см},$$

где

$$\beta = \gamma - 1.$$

После подстановки значений δ_0 и δ_c имеем:

$$G_c = K_{cv} \frac{A^3}{B_{cm}^3}, \text{ кг},$$

$$\text{где } K_{cv} = 1,2 \cdot \pi \cdot a^3 \sqrt{\frac{1-n}{n}} \cdot \frac{(\gamma-1) \cdot (1-0,5 \gamma^{n-1})}{\gamma^n} \cdot \kappa_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3}.$$

Вес полюса достаточно точно выражается уравнением:

$$G_n = \pi r_n^2 h_n k_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3}, \quad \text{кг},$$

$$\text{где } r_n = r_0 + b_0 = A \frac{a}{B_{cm}} (1 + 2\beta), \text{ см.}$$

Высота полюса h_n не может быть связана математической зависимостью с такими параметрами установки, как энергия A , индукция B_{cm} и др.

Будем считать высоту полюса равной высоте „окна“ под намагничивающую обмотку, как это обычно и бывает.

Площадь „окна“ под обмотку определяется известным уравнением

$$S_{ок} = h_n a_{ок} = \frac{A W_{2 \text{эф}}}{2 \Delta_{ок}}, \quad \text{см}^2,$$

где $A W_{2 \text{эф}}$ — необходимые ампервитки намагничивающей обмотки;

$$\Delta_{ок} — \text{плотность тока в окне, } \frac{a}{\text{см}^2}.$$

После подстановки значения ампервитков будем иметь для площади „окна“ следующее выражение [1]:

$$S_{ок} = 0,31 \cdot 1,2 \cdot \frac{\beta}{\gamma} \cdot \frac{aA}{\Delta_{ок}} \cdot \sqrt{\frac{1-n}{n}}, \quad \text{см}^2.$$

Введем обозначение $c = \frac{a_{ок}}{h_n}$, после чего высота полюса выразится

равенством:

$$h_n = \sqrt{\frac{S_{ок}}{c}}, \quad \text{см} \quad \text{или} \quad h_n = 0,61 \frac{\beta^{0,5} a^{0,5}}{c^{0,5} \Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{0,5}}, \quad \text{см.}$$

Если принять средние значения величин a и k_c , которые изменяются незначительно, и подставить все найденные величины в формулу для определения веса полюса, получим следующее:

$$G_n = 54,7 \cdot 10^6 \cdot \frac{(1 + 2\beta)^2 \beta^{0,5}}{c^{0,5} \Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{0,5}} \sqrt{\frac{1-n}{n}} \cdot \frac{A^{5/2}}{B_{cm}^2}, \quad \text{кг.}$$

В Ш-образной конструкции магнитопровода бетатрона два ярма (горизонтальные части и две стойки. Расчет весов удобнее вести отдельно для ярма и стоек.

Вес одного ярма определяется формулой:

$$G_{я} = v_{я} h_{я} L_{я} k_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3} \quad \text{кг},$$

где $v_{я}$ — ширина ярма, см,

$h_{я}$ — высота ярма, см,

$L_{я}$ — длина ярма, см,

k_c — коэффициент.

Длина ярма определяется из уравнения

$$L_{я} = 2 (r_n + a_{ок} + h_{ст}), \quad \text{см},$$

где $h_{ст}$ — горизонтальный размер стойки вдоль пластин.

Высота ярма определяется следующим образом:

$$h_{я} = \frac{S_{я}}{b_{я}} = \frac{\sigma_{об} \cdot \Phi_{п}}{2 \cdot B_{я} \cdot b_{я}} = \frac{\sigma_{об} \cdot B_{п ср} \cdot S_{п}}{2 \cdot B_{я} \cdot b_{я}}, \text{ см},$$

где $\sigma_{об}$ — коэффициент рассеяния магнитного потока обмотки,

$\Phi_{п}$ — магнитный поток полюса, мкс;

$B_{я}$ — средняя индукция в ярье, гс;

$B_{п ср}$ — средняя индукция в полюсе, гс;

$S_{п}$ — сечение полюса, см².

Введем обозначение $\frac{B_{п ср}}{B_{я}} = d$ и подставим значение остальных величин в выражение для высоты яря:

$$h_{я} = \frac{\pi}{4} \sigma_{об} d a (1 + 2\beta) \frac{A}{B_{см}}, \text{ см}.$$

Обычно $h_{я} = h_{см}$. Таким образом, выражение, определяющее длину яря, принимает вид:

$$L_{я} = \left[2 a (1 + 2\beta) + \frac{\pi}{2} \sigma_{об} d a (1 + \beta) \right] \frac{A}{B_{см}} + \\ + 1,22 \left[\frac{a \beta c}{\Delta_{ок} \gamma} \right]^{0,5} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} \cdot A^{\frac{1}{2}}, \text{ см}.$$

После этого вес одного яря определяется из уравнения:

$$G_{я} = 88 \cdot 10^8 (1 + 2\beta)^3 d (1 + 0,87 d) \frac{A^3}{B_{см}^3} + \\ + 6,4 \cdot 10^7 d (1 + 2\beta)^2 \left(\frac{c \beta}{\Delta_{ок} \gamma} \right)^{0,5} \cdot \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} \cdot \frac{A^{2,5}}{B_{см}^2},$$

причем приняты усредненные значения a и $\sigma_{об}$.

Вес одной стойки определяется аналогично приведенному выше вычислению веса яря:

$$G_{см} = l_{см} h_{см} b_{см} \cdot k_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3}, \text{ кг},$$

где $b_{см}$ — ширина стойки, см, причем

$$b_{см} = b_{я} = 2r_{н} = 2 a (1 + 2\beta) \frac{A}{B_{см}}, \text{ см},$$

$h_{см}$ — высота стойки, см

$$h_{см} = h_{я} = \frac{\pi}{4} \sigma_{об} a d (1 + 2\beta) \frac{A}{B_{см}}, \text{ см},$$

$l_{см}$ — длина стойки,

$$l_{см} = 2h_{п} + \delta_0 = 2 \cdot 0,61 \left(\frac{a \beta}{c \Delta_{ок} \gamma} \right)^{0,5} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} \cdot A^{\frac{1}{2}} + \\ + 2 a \beta \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} \cdot \frac{A}{B_{см}}, \text{ см}.$$

Вес стойки в кг получим после подстановки всех значений (l_{cm} , h_{cm} , b_{cm}), причем все линейные размеры выражаются в см, энергия в Мэв, а индукция в гс.

$$G_{cm} = 88 \cdot 10^8 d \beta (1 + \beta)^2 \sqrt{\frac{1-n}{n}} \frac{A^3}{B_{cm}^3} + \\ + 63,5 d (1 + 2\beta)^2 \left(\frac{\beta}{c \Delta_{ок} \gamma} \right)^4 \sqrt{\frac{1-n}{n}} \cdot \frac{A^{2,5}}{B_{cm}^2}.$$

Формулой, подобной последней, можно записать вес всего магнитопровода бетатрона:

$$G_{мп} = 40 \cdot 10^9 \gamma^5 \frac{A^3}{B_{cm}^3} + 22 \cdot 10^6 \gamma^4 \frac{A^{2,5}}{B_{cm}^2}, \quad \text{кг},$$

где усреднены следующие величины: $c = 2$; $\Delta_{ок} = 30 \frac{a}{\text{см}^2}$; $n = 0,7$ и $d = 1$.

На рис. 1 и 2 показана зависимость веса магнитопровода от значений B_{cm} и γ для бетатронов с энергиями ускоренных электронов: $A = 15$ Мэв и $A = 25$ Мэв. С помощью этих графиков легко выбрать значение индукции в центре воздушного зазора, если вес электромагнита заранее задан.

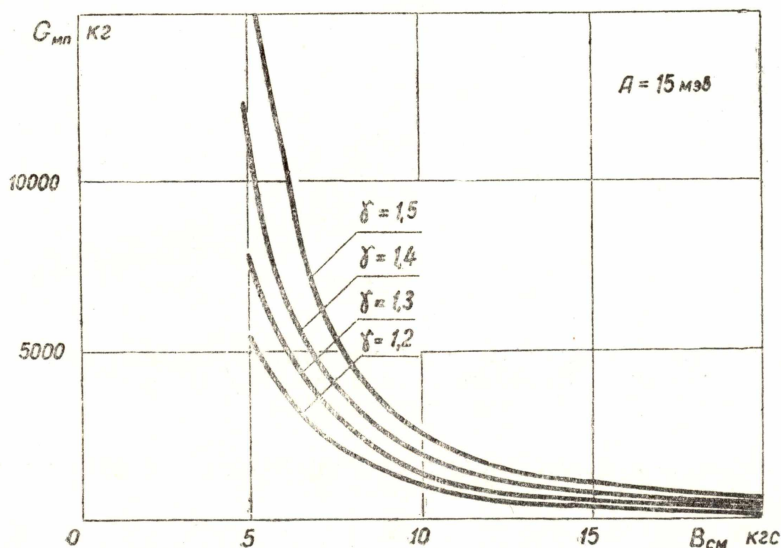


Рис. 1. Зависимость веса магнитопровода бетатрона с энергией ускоренных частиц $A = 15$ Мэв от величины индукции B_{cm}

Для теплового расчета электромагнита бетатрона обязательно знание потерь энергии в отдельных частях магнитопровода.

Потери в одном из двух центральных вкладышей легко определяются из уравнения:

$$P_c = p_{уд} G_c, \text{ вт},$$

где $p_{уд}$ — удельные потери в стали центральных вкладышей, $\frac{\text{вт}}{\text{кг}}$.

Удельные потери связаны с величиной индукции в центральной части междуполюсного пространства следующим соотношением:

$$p_{уд} = p_{10} \left(\frac{f}{50} \right)^{1,3} \left(\frac{B_{cm}}{k_c 10000} \right)^2, \quad \frac{\text{вт}}{\text{кг}},$$

где p_{10} — удельные потери в стали при индукции 10000 гс и частоте $f = 50$ гц.

После подстановки соответствующих величин получено выражение, определяющее потери в одном из вкладышей:

$$P_c = p_{10} \left(\frac{f}{50} \right)^{1,3} \frac{1,2 \pi a^3}{k_c \cdot 10^8} \sqrt{\frac{1-n}{n}} \frac{(\gamma-1)(1-0,5 \gamma^{n-1})}{\gamma^n} \times \\ \times 7,6 \cdot 10^{-3} \frac{A^3}{B_{cm}}, \text{ вт.}$$

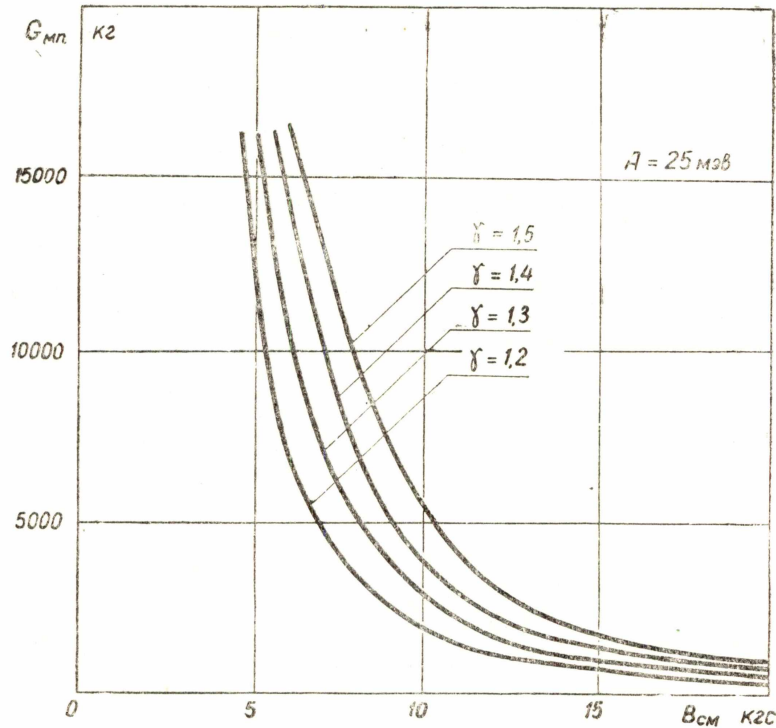


Рис. 2. Зависимость веса магнитопровода бетатрона с энергией ускоренных частиц $A = 25 \text{ МэВ}$ от величины индукции B_{cm}

Потери энергии в стали полюса подсчитываются подобным же образом.

$$P_n = P_{y\partial} G_n = p_{10} \left(\frac{f}{50} \right)^{1,3} \left[\frac{\sigma_n}{k_c (2\gamma - 1) \cdot 10^4} \right]^2 \times \\ \times 54,7 \cdot 10^6 \frac{(1 + 2\beta)^2 \beta^{0,5}}{c^{0,5} \Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{0,5}} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} A^{2,5} \cdot \text{вт.}$$

Среднее значение индукции в полюсе определяется не только значением B_{cm} , но и величиной $\gamma = \frac{r_0}{r_c}$, поскольку

$$B_{ncp} = \frac{2\sigma_n}{k_c} \frac{r_0}{r_H} B_{om}, \text{ гс.}$$

В свою очередь, $\frac{r_0}{r_H} = \frac{\gamma}{2\gamma - 1}$ и $B_{om} = 0,5 \frac{B_{cm}}{\gamma}$.

Таким образом, $B_{ncp} = \frac{\sigma_n B_{cm}}{k_c (2\gamma - 1)}, \text{ гс.}$

Характерно, что величина потерь в стали полюса не зависит от значения индукции в центральной части воздушного зазора $B_{см}$ при $A = \text{const}$ и очень резко меняется с изменением энергии ускоренных электронов. Определяем потери энергии в стали ярма и стойки магнитопровода

$$P_{я} = p_{уд} \cdot G_{я} \text{ и } P_{ст} = p_{уд} G_{ст}.$$

После подстановки значений всех величин имеем:

$$P_{я} = 230 \frac{(1 + 2\beta)(1 + 0,87d)}{d} \frac{A^3}{B_{см}} +$$

$$+ 1,67 \frac{1}{d} \left(\frac{c\beta}{\Delta_{ок}\gamma} \right)^{0,5} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} A^{2,5}, \text{ вт},$$

$$P_{ст} = 230 \frac{\beta}{d} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} \frac{A^3}{B_{см}} +$$

$$+ 1,67 \cdot \frac{1}{d} \left(\frac{\beta}{c \cdot \Delta_{ок} \gamma} \right)^{0,5} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} A^{2,5}, \text{ вт}.$$

И, наконец, общие потери в магнитопроводе бетатрона определяются из уравнения:

$$P_{мп} = \frac{2100\gamma - 1200}{\sqrt{d}} \cdot \frac{A^3}{B_{см}} + \frac{2,53\gamma^{1,5}}{d^{0,8}\Delta_{ок}^{0,5}} A^{2,5}, \text{ вт}.$$

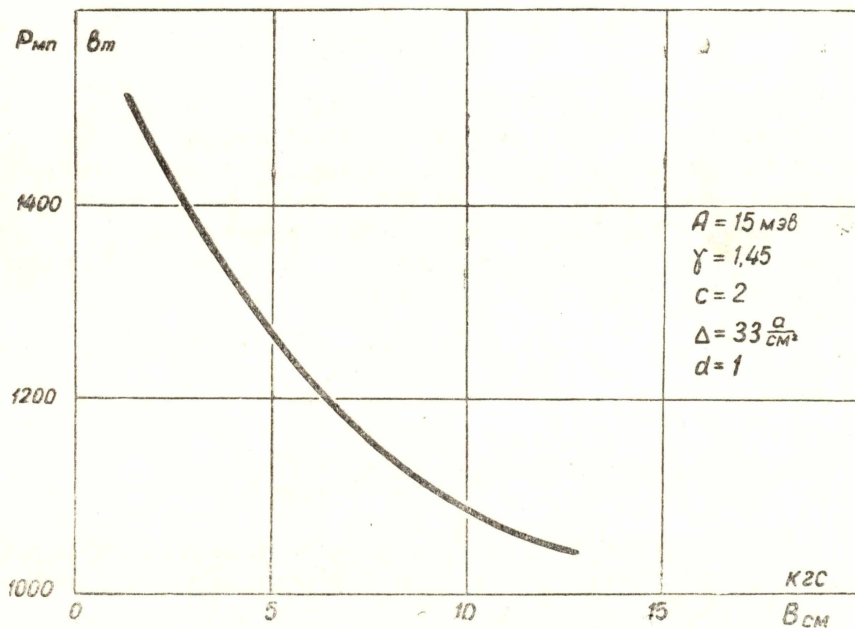


Рис. 3. Зависимость потерь энергии в стали магнитопровода бетатрона ($A = 15 \text{ МэВ}$) от значения индукции $B_{см}$

Из последней формулы следует, что повышение индукции в воздушном зазоре между вкладышами ($B_{см}$) ведет к снижению потерь при неизменных γ , d , $\Delta_{ок}$, A (величина c очень незначительно влияет на потери).

Для иллюстрации этой зависимости на рис. 3 изображен график $P_{мп} = f(B_{см})$.

Определенные выше потери энергии в магнитопроводе еще не характеризуют тепловой режим электромагнита индукционного ускорителя. Чтобы судить о нагреве той или иной части электромагнита, необходимо знать условия охлаждения: какие поверхности и насколько активно отводят выделяющееся тепло. Для теплового расчета необходимо определить удельную тепловую нагрузку, т. е. отношение величины потерь к размерам охлаждающей поверхности.

В общем случае удельная тепловая нагрузка, как известно, определяется выражением:

$$q = \frac{P}{S_{охл}} \quad , \quad \frac{вт}{см^2} \quad ,$$

где P —потери энергии, $вт$,

$S_{охл}$ — активная поверхность охлаждения, $см^2$.

Для центральных вкладышей охлаждающими поверхностями следует считать вертикальные, так как между вкладышами, а также между полюсами и вкладышами проложены диски из немагнитного материала (картон, текстолит). Толщина слоя изолирующего материала зависит от величины воздушного зазора, причем толщины этой всегда достаточно, чтобы теплоизолировать вкладыши от полюсов.

Для удельной тепловой нагрузки одного вкладыша имеем:

$$q_c = \frac{p_{уд} \cdot G_c}{2 \pi r_c h_c} = 3,8 p_{уд} k_c r_c \cdot \frac{вт}{см^2}$$

$$\text{или } q_c = 3,8 \cdot 10^{-11} p_{10} \left(-\frac{f}{50} \right)^{1,3} \frac{a}{k_c} \cdot A \cdot B_{см} \cdot \frac{вт}{см^2} .$$

Таким образом, для вкладышей, которые находятся в наихудших условиях охлаждения, связь между произведением энергии ускоренных электронов на значение индукции в центральной части воздушного зазора и удельной тепловой нагрузкой вполне однозначна. Зная коэффициент теплоотдачи для выбранной системы охлаждения и величину максимальной установившейся температуры нагрева (τ_m), легко подсчитать допустимую тепловую нагрузку из соотношения:

$$q = \tau_m \alpha \cdot \frac{вт}{см^2} \quad ,$$

где α —коэффициент теплоотдачи, $\frac{вт}{см^2 \cdot C}$

После этого выбор величины индукции в центральной части воздушного зазора ($B_{см}$) не представляет труда, поскольку энергия ускоренных электронов задана при конструировании ускорителя.

Например, для бетатрона с энергией ускоренных электронов $A=15$ Мэв коэффициент теплоотдачи с поверхностей вкладышей определен опытом и составляет $\alpha = 0,8 \cdot 10^{-3} \frac{вт}{см^2 \cdot C}$. Величину перегрева стали вкладышей

принимая $\tau_m = 60^\circ C$. Определим значение допустимой удельной тепловой нагрузки:

$$q_c = 0,8 \cdot 10^{-3} \cdot 60 = 0,048 \frac{вт}{см^2} .$$

Величина допустимой индукции $B_{см}$ при естественном охлаждении после этого определяется по формуле:

$$B_{см} = \frac{q_c}{45 \cdot 10^{-8} \cdot A} = \frac{0,048}{15 \cdot 45 \cdot 10^{-8}} = 7100 \text{ гс.}$$

Удельная тепловая нагрузка для охлаждающей поверхности полюса определяется равенством:

$$q_n = \frac{P_n}{\pi (r_n^2 - r_c^2)}, \quad \frac{вт}{см^2}.$$

Для Ш-образного магнитопровода за охлаждающую поверхность полюса следует принимать профилированную его часть. Полюс в такой конструкции представляет отдельную деталь и крепится к ярму с помощью болтов и шпилек. Между полюсом и ярмом обязательно прокладывается несколько слоев картона. Полюс притягивается к ярму значительным усилием. Большая часть радиально расположенных пластин полюса пересекает пластины ярма. Картон между полюсом и ярмом предохраняет пластины ярма от замыкания, которое недопустимо из-за увеличения вихревых токов в железе ярма.

Разница температур в полюсе и ярме обычно невелика; слой картона представляет значительное тепловое сопротивление. Расчеты показывают, что практически все тепло отводится только поверхностями, обращенными к воздушному зазору.

Вертикальные поверхности полюса отводят настолько незначительную часть тепла, выделяющегося в полюсе, что принимать их в расчет как охлаждающие нельзя.

После подстановки значений величин, входящих в выражение удельной тепловой нагрузки поверхности полюса, получаем:

$$q_n = \frac{4,65 \cdot 10^{-11} \cdot p_{10} \cdot \left(\frac{f}{50}\right)^{1,3} \sigma_n^2 \beta^{0,5} a^{0,5} \sqrt{\frac{1-n}{n}}}{[(1+2\beta)^2 - 1] k_c c^{0,5} \Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{0,5}} A^{0,5} B_{см}^2, \quad \frac{вт}{см^2}.$$

Допустимая индукция в центральной части междуполюсного пространства по нагреву полюса при естественном охлаждении определяется из равенства:

$$B_{см} = 2,6 \cdot 10^3 \frac{[(1+2\beta)^2 - 1]^{0,5} (c \Delta_{ок} \gamma)^{0,25}}{\beta^{0,25}} \cdot \frac{1}{A^{0,25}}, \quad \text{гс,}$$

причем $f = 50$ гц и сталь марки Э42, толщиной 0,35 мм.

При расчете удельной тепловой нагрузки ярма принимаем следующие допущения, которые значительно упрощают тепловой расчет:

1) ярмо нагревается независимо от полюса и намагничивающей обмотки;

2) охлаждающей считается только горизонтальная поверхность ярма; влияние торцевых поверхностей может быть учтено увеличением коэффициента теплоотдачи;

3) считается, что индукция и потери энергии равномерно распределены по всему ярму.

Значение тепловой нагрузки после этих упрощений можно выразить следующим образом:

$$q_{я} = \frac{P_{я}}{S_{охл}} = \frac{p_{уд} G_{я}}{S_{охл}} = p_{уд} k_c \cdot 7,6 \cdot 10^{-3} h_{я}, \quad \frac{вт}{см^2}$$

$$\text{или } q_{\text{я}} = 7,6 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot p_{10} \cdot \left(\frac{f}{50}\right)^{1,3} \cdot \frac{\sigma_n \cdot \sigma_{об} a (1 + 2\beta)}{d k_c (2\gamma - 1)^2} \cdot A B_{см}, \frac{вт}{см^2}.$$

Для стали Э42 толщиной 0,35 мм, при частоте питающего электромагнит тока $f = 50$ гц и средних значениях величин $k_c = 0,95$, $\sigma_n = 1,15$, $\sigma_{об} = 1,05$, $a = 7,2 \cdot 10^3$ и $d = 1$ имеем

$$q_{\text{я}} = 81,5 \cdot 10^{-8} \frac{1}{2\gamma - 1} \cdot A \cdot B_{см}, \frac{вт}{см^2}.$$

Коэффициент теплоотдачи в спокойный воздух с горизонтальной поверхности ярма составляет приблизительно $\alpha = 1 \cdot 10^{-3}, \frac{вт}{см^2 \cdot ^\circ\text{C}}$, но если, учесть отдачу тепла с торцевых поверхностей, то следует принять:

$$\alpha = 1,2 \cdot 10^{-3}, \frac{вт}{см^2 \cdot ^\circ\text{C}}.$$

После этого значение индукции в центре воздушного зазора $B_{см}$ определяется из уравнения:

$$B_{см} = 0,9 \cdot 10^5 \cdot \frac{2\gamma - 1}{A}, \text{ гс},$$

причем $\tau_m = 60^\circ\text{C}$.

Если провести аналогичные рассуждения, получим выражение для определения удельной тепловой нагрузки поверхностей стоек магнитопровода

$$q_{ст} = 40 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{1}{2\gamma - 1} \cdot A \cdot B_{см}, \frac{вт}{см^2}.$$

Одна из охлаждающих поверхностей стойки обращена к обмотке электромагнита, поэтому ее охлаждающая способность значительно меньше, чем охлаждающая активность поверхности ярма. Средний коэффициент теплоотдачи, определенный опытно, составляет для поверхностей стойки $\alpha = 0,7 \cdot 10^{-3}, \frac{вт}{см^2 \cdot ^\circ\text{C}}$.

Если определять значение индукции $B_{см}$ по нагреву стойки, получим выражение:

$$B_{см} = 1,05 \cdot 10^5 \frac{2\gamma - 1}{A}, \text{ гс}.$$

Из последнего равенства следует, что сечение стойки можно взять на 10—15% меньше, чем сечение ярма, нагрев стали стойки при этом будет равным нагреву стали ярма.

Значения индукции в центральной части междупольного пространства могут получиться несколько разными, если их определять по условиям нагрева полюса, центральных вкладышей, ярма и стоек. При конструировании можно свести к минимуму разницу в расчетных температурах отдельных частей магнитопровода, изменяя, например, высоту полюса, ярма, размер „окна“ под обмотку и т. д.

Пользуясь приведенными выше формулами, можно установить предел для энергии ускоренных в бетатроне электронов, до которой возможно сооружение бетатронов с естественным охлаждением электромагнита. Такой предел может быть установлен ориентировочно, так как предвари-

тельно необходимо установить минимум для индукции в центральной части воздушного зазора.

Свыше 10—15 Мэв сооружать бетатроны с естественным охлаждением электромагнита нецелесообразно, так как использование материала электромагнита очень низкое, вес электромагнита слишком растет.

Следует отметить, что наиболее резкая зависимость возможной при естественном охлаждении энергии ускоренных электронов от изменения

$$B_{cm} \text{ существует для полюсов } \left(A \sim \frac{1}{B_{cm}^4} \right).$$

Из этого следует, что, применив искусственное охлаждение одних полюсов, возможно брать индукцию B_{cm} порядка 12—14 кГс для энергии 10—12 Мэв.

Воспользовавшись формулой $\alpha = 0,6 \cdot 10^{-3} v^{0,8} \cdot \frac{vt}{cm^2 \text{ } ^\circ C}$ для определения коэффициента теплоотдачи с обдуваемой поверхности (v в м/сек), можно рассчитать возможную энергию ускоренных электронов при разных индукциях в центральной части воздушного зазора без недопустимого перегрева стали полюса.

Намагничивающая обмотка электромагнита бетатрона разделяется на две катушки, условия нагревания и охлаждения для которых приблизительно одинаковы.

Для упрощения расчетов полагаем, что каждая из катушек занимает все „окно“. На самом деле между обмоткой и стойкой, обмоткой и полюсом есть зазоры. Допущение это внесет незначительную погрешность (менее 5%).

Охлаждающими поверхностями считаем только горизонтальные поверхности катушек.

Размеры „окна“ выражаются через величины, ранее принятые в расчете:

$$a_{ок} = 0,61 \frac{c^{0,5} (\gamma - 1)^{0,5} a^{0,5}}{\Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{0,5}} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} A^{0,5}, \quad cm,$$

$$b_{ок} = 0,61 \frac{a^{0,5} (\gamma - 1)^{0,5}}{c^{0,5} \Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{0,5}} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} A^{0,5}, \quad cm.$$

Потери энергии в меди одной катушки можно выразить уравнением, обычно применяемым в расчетах трансформаторов:

$$P_M = 2,4 \cdot 10^{-4} \Delta_M^2 G_M, \quad вт,$$

где Δ_M — эффективная плотность тока в меди, $\frac{a}{cm^2}$;

G_M — вес меди, кг.

Удельная тепловая нагрузка выражается равенством:

$$q = \frac{2,4 \cdot 10^{-7} \cdot V \Delta_M^2 \cdot 8,5 \cdot K_3}{S' \cdot K_{закр}}, \quad \frac{вт}{cm^2},$$

где V — объем, занимаемый катушкой, cm^3 ;

K_3 — коэффициент заполнения катушки медью;

$K_{закр}$ — коэффициент закрытия поверхности охлаждения;

S' — общая поверхность охлаждения.

Можно показать, что $\frac{V}{S'} = \frac{b_{ок}}{2}$, т. е.

$$q = \frac{6,2 \cdot 10^{-7} \Delta_m^2 k_3 (\gamma - 1)^{0,5} a^{0,5}}{K_{закр} \cdot c^{0,5} \Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{0,5}} \sqrt[4]{\frac{1-n}{n}} A^{0,5}, \quad \frac{вт}{см^2}.$$

Последнее уравнение связывает удельную тепловую нагрузку с энергией ускоренных электронов A , характеристикой междуполюсного пространства $\gamma = \frac{r_0}{r_c}$, параметрами обмотки: Δ_m , k_3 , c , $K_{закр}$, $\Delta_{ок}$. Величины $a^{0,5}$ и

$\sqrt[4]{\frac{1-n}{n}}$ можно ввести в численный коэффициент, поскольку они очень незначительно отличаются у бетатронов в диапазоне энергий $A=10 \div 40$ Мэв.

После этого основное уравнение несколько упрощается:

$$q = 0,425 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta_m^2 k_3 (\gamma - 1)^{0,5}}{K_{закр} c^{0,5} \Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{0,5}} A^{0,5}, \quad \frac{вт}{см^2},$$

($\sin \alpha_p = 0,95$; $n = 0,7$).

Легко показать, что $\Delta_{ок} = \Delta_m k_3$. Следовательно, для удельной тепловой нагрузки можно написать еще одно выражение:

$$q = 0,132 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta_m \Delta_{ок}^{0,5} \gamma^{1,5}}{K_{закр} c^{0,5}} A^{0,5}, \quad \frac{вт}{см^2},$$

где $\gamma = 1,2 \div 2$.

Таким образом, при прочих равных условиях удельная тепловая нагрузка поверхности намагничивающей катушки бетатрона увеличивается с ростом $\gamma = \frac{r_0}{r_c}$.

Из приведенной ниже таблицы видно, что произведение $\gamma^{1,5} A^{0,5}$ у бетатронов с энергиями от 5 до 25 Мэв меняется незначительно [2].

A Мэв	γ	$\gamma^{1,5}$	$A^{0,5}$	$\gamma^{1,5} A^{0,5}$	Место сооружения бетатрона
5	2,09	3,02	2,24	6,77	СССР Томск
15	1,45	1,75	3,86	6,77	СССР Томск
20	1,33	1,54	4,46	6,90	США
25	1,31	1,50	5,00	7,50	СССР Томск

Если считать $\gamma^{1,5} A^{0,5} \approx 7$, погрешность в определении удельной тепловой нагрузки, обусловленная этим усреднением, не превысит нескольких процентов.

Уравнение для удельной тепловой нагрузки в этом случае можно записать:

$$q = 0,925 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta_m \Delta_{ок}^{0,5}}{K_{закр} c^{0,5}} = 0,925 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta_m^{1,5} k_3^{0,5}}{K_{закр} c^{0,5}}, \quad \frac{вт}{см^2}.$$

Величина коэффициента заполнения „окна“ медью имеет оптимальное значение и зависит от высоты катушки.

Отношение $c = \frac{a_{ок}}{b_{ок}}$ изменяется в нешироких пределах ($c = 2 \div 3$).

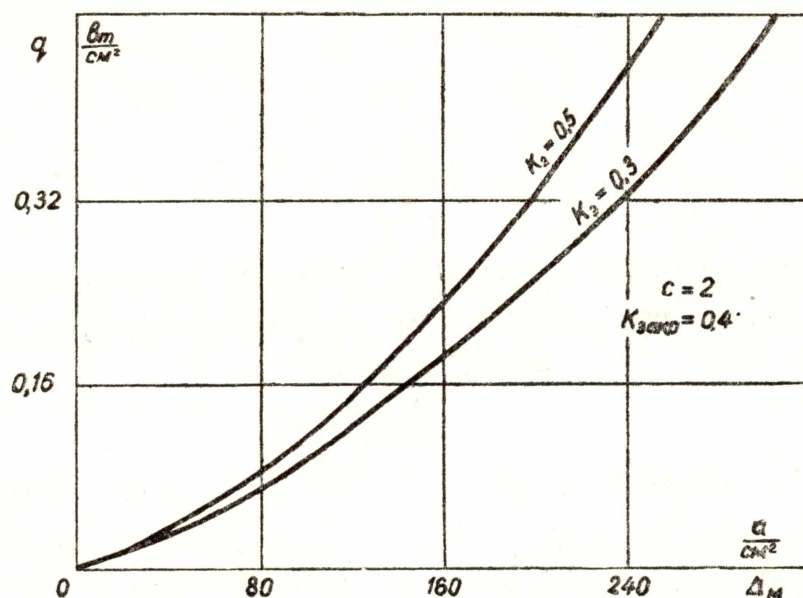


Рис. 4. Зависимость величины удельной тепловой нагрузки поверхности намагничивающей обмотки от величины эффективной плотности тока в меди

На рис. 4 построены графики функции $q = f(\Delta_m)$, по которым может быть выбрана плотность тока в меди намагничивающей обмотки электромагнита бетатрона. Графики соответствуют значениям $\kappa_3 = 0,3$ и $c = \frac{a_{ок}}{b_{ок}} = 2$. В случае, если конструкция обмотки отличается от той, для которой построен график, то необходимо по формуле подсчитать значение удельной тепловой нагрузки. Опыт установлено, что при $q < 2000 \frac{bt}{M^2}$ достаточно естественное воздушное охлаждение.

Расчет с искусственным охлаждением ничем не будет отличаться от приведенного выше, следует лишь для каждого режима знать коэффициент теплоотдачи поверхности обмотки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов М. Ф. О выборе радиуса равновесной орбиты бетатрона. Известия ТПИ, т. 87, 1957
2. The Proceedings of the Institution of electrical Engineers. Part A. Vol 102, 1955.