

原子能译丛

基本粒子加速器

2

1958

“原子能”編譯委員編
科学出版社出版



目 录

(編者註:这一期是从苏联“原子能”杂志副刊第4期 «Приложение № 4 к журналу “Атомная энергия” за 1957 г.» 翻譯来的)

苏联编辑部說明

100 亿电子伏特同步稳相加速器建造的物理基础(維克斯勒、柯洛明斯基、彼图霍夫、拉宾諾維奇).....	1
联合原子核研究所 100 亿电子伏的同步稳相加速器的磁場特征(茹拉夫列夫、柯馬尔、莫扎列夫斯基、莫諾斯仲、斯托洛夫)	11
分段式迴旋加速器(莫洛斯,拉宾諾維奇)	23
大能量电子迴旋加速器的若干特点(柯洛明斯基、列別捷夫)	27
电子在同步加速器中的不相干輻射以及它在研究加速器方面的若干应用(阿多、切連柯夫)	43
苏联科学院物理研究所 280 兆电子伏特同步加速器的特性(別雅克、維克斯勒、卡努尼柯夫、契連柯夫、亚布洛柯夫)	51
在电子加速器加速状态下粒子俘获理論的实驗基础(洛班諾夫、彼图霍夫)	67
用橫断透鏡系統来使直綫加速器中的粒子束聚焦的理論(沙尔沙諾夫)	77

100 亿电子伏同步稳相加速器 建造的物理基础

維克斯勒 (В. И. Векслер) 柯洛明斯基 (А. А. Коломенский)

彼圖霍夫 (В. А. Петухов) 拉賓諾維奇 (М. С. Рабинович)

現時同步穩相加速器型的迴旋加速器保證得到現代技術所能達到的最高能量的質子。所有在工作中的和建造中的能量超過 10 億電子伏的質子加速器都是同步穩相加速器^{*)}。強聚焦的應用在多數情況下也是跟同步穩相加速方法的使用聯繫起來的。

我們在 1948—1950 年所建立的同步穩相加速器理論, 以及由研究在蘇聯科學院列別杰夫物理研究所運轉的 180 兆電子伏同類加速器和建造 100 億電子伏同步穩相加速器所累積起來的經驗, 提供了設計這類加速器的可靠基礎。

在這篇報告里, 敘述蘇聯科學院 100 億電子伏質子同步穩相加速器建造的物理基礎^{**)}, 我們將要討論下面的一些問題:

1) 在加速循環的各個階段中粒子運動一般理論的結果: 當粒子從入射加速器引進時, 當粒子入射 (俘獲) 時, 在加速工作狀態時, 當粒子引出時;

2) 各種擾動的影響; 電子加速器式振盪及同步加速器式振盪的諧振;

3) 確定各種參數的允許誤差;

4) 對於輔助裝置的基本要求。

此外, 有一系列這裡關涉到的問題, 在幾篇關於科學院物理研究所建造並經研究的能量為 180 兆電子伏的質子同步穩相加速器模型的報

^{*)} 在蘇聯文獻中習慣稱具有恒定半徑、可變磁場及可變加速電壓頻率的環形自動穩相加速器為同步穩相加速器。

^{**)} 如所周知, 這個加速器已經移交給聯合原子核研究所, 是在 1957 年 4 月開始運轉的。

告中討論过。

我們列举了本文用到的苏联科学院加速器的若干基本特性:

粒子的最大能量	100 亿电子伏
注入粒子的能量	~9 兆电子伏
加速一次循环持續時間	3.3 秒
粒子运行一周平均能量增加	~2.2 仟电子伏
軌道半径	28 米
直綫地段的数量	4
每个直綫段的长度	~8 米
真空室的孔径	200 × 36 厘米 ²
在补偿繞組接通时工作区域宽度 (磁場指数 $n=0.55 \div 0.75$);	
a) 当粒子注入时	~135 厘米
б) 在加速末了时	~90 厘米

电子加速器式振盪

把瞬时閉合軌道和軌道的法綫看作坐标綫族, 我們在这样的座标系統中討論粒子运动的情形。可以証明, 在这个情况下振盪方程式具有下列的形式:

$$x'' + x^2(\sigma)g(\sigma)x = 0, \quad x = \rho, z, \quad (1)$$

其中 ρ, z 相应为径向和軸向坐标, 撇表示对长度 σ 沿軌道取的微分;

$$x^2(\sigma) = \begin{cases} 1 - n(\sigma) & \text{—— 对于径向振盪,} \\ n(\sigma) & \text{—— 对于軸向振盪;} \end{cases}$$

x 是偏离軌道的值; $g(\sigma) = \frac{1}{R^2(\sigma)}$; $R(\sigma)$ 是曲率半径。 $g(\sigma)$ 是周期为 σ_0 的周期性函数。在对实际有意义的情况下 (远离諧振时), 方程式 (1) 的解可以写成

$$x = De^{i\frac{\sigma}{\sigma_0}} \varphi(\sigma) + \text{к. с. } ^*), \quad (2)$$

这里 $\varphi(\sigma)$ 是周期性函数 (弗洛凱复变函数)。

我們將函数 $\varphi(\sigma)$ 和共軛复变函数 $\varphi^*(\sigma)$ 归一化, 使它們的符隆斯

*) к. с. 即共軛复数。

金算子 (Вронскиан) 等于 $-2i$, 这样两个函数的模具备一系列有意思的特点在任何方位角 σ 下粒子最大偏差可以用下式表示:

$$A^2 = \frac{\phi(\sigma)}{\phi(\sigma_i)} [x_{\text{初始}}^2 + \phi^2(\sigma_i) (\gamma_{\text{初始}} - \gamma_{\text{适宜}})^2],$$

$$\gamma_{\text{适宜}} = \frac{x_{\text{初始}}}{2} \left(\frac{d \ln \phi}{d\sigma} \right)_{\sigma_i}, \quad (3)$$

这里 $\gamma_{\text{适宜}}$ 是适宜的角偏轉值。 $\phi^2(\sigma_i)$ 一值, 可以看作设备的有效半径, 表征著聚焦作用。当 $\phi^2(\sigma_i)$ 减小时, 可能有不增加振盪幅度的大角偏轉。在 $\gamma = \gamma_{\text{适宜}}$ 时振盪最小, $\gamma_{\text{适宜}}$ 与 $x_{\text{初始}}$ 有关。这在持續入射时, 当 $x = \rho$ 从 0 改变到 $\rho_{\text{入射}}$ ——入射器極到平均軌道的距离时, 具有重要的意义。

对于这里討論的同步稳相加速器,

$$\phi(\sigma_i) = \frac{R^2}{1-n} - 1.1,$$

从这里可以看到, 由于存在着直綫間节, 聚焦仅仅变坏 5%。因此, 如果直綫段的影响仅仅改变聚焦值, 那末可以把这些段增长几倍。经过入射時間 $\gamma_{\text{适宜}}$ 从 0 变到 $3'$ 。如果考虑到引焦角誤差为 $\sim 10'$ 时, 粒子已經不能納入加速工作状态, 那末这个值算是显著的了。

磁場畸变对粒子运动的影响

如果在方程式 (1) 的右端加上函数 $q = q(\sigma)$, 那末磁場的畸变可以計算出来。找出一个畸变閉合軌道就足以描写任何 (非共振的) 扰动。在方程式 (1) 的所有解中, 我們感兴趣的仅是周期性解, 即

$$x_M(\sigma) = \frac{\psi(\sigma) e^{iN\mu}}{2i(1 - e^{iN\mu})} \int_0^{\sigma + \Pi} q(\varepsilon) \psi^*(\varepsilon) d\varepsilon + \text{K. C.}, \quad (4)$$

其中 $\psi(\sigma)$ 是弗洛凱函数; N 量直綫間节数; Π 是軌道的周长; μ 是特征指数。

公式对实际运算并不方便, 因此最好把解 (4) 分解为富氏級数, 或按公式 (1) 的本征函数分解为級数。

对于 100 亿电子伏的加速装置, 这个方程式的本征函数已經編列

成表。它們用来进行关于磁場畸变对于粒子运动影响的校核計算。

这里我們將只討論几个例子。令解(4)分解成为富氏級数。已知，在圓形加速器中（無直綫段），第一个諧波有着决定性的影响。在軌道畸变值的式子中有諧振乘子在：

$$M_{\rho} = \frac{1}{x_{\text{諧振}}^2 - x^2} = \frac{1}{1 - (1-n)} = \frac{1}{n} \quad \text{—— 径向振盪；}$$

$$M_z = \frac{1}{x_{\text{諧振}}^2 - x^2} = \frac{1}{1-n} \quad \text{—— 軸向振盪。}$$

迴轉頻率取为 1。所以第一乘子相应于 $n_{\text{諧振}} \approx 0$ 的径向振盪諧振，而第二乘子相应于 $n_{\text{諧振}} \approx 1$ 的軸向振盪諧振。在圓形加速器中，这二諧振处在稳定区域的边緣；而当有直綫間节存在时，这二諧振向內推移。例如，在 100 亿电子伏的同步稳相加速器上，对于径向振盪 $n_{\text{諧振}} = 0.16$ ，对于軸向振盪 $n_{\text{諧振}} = 0.84$ 。

从諧振乘子 $M_{\rho, z}$ 的式子中可以明白，由于 $(n_{\text{諧振}})_{\rho, z}$ 值因为有直綫段存在而改变的緣故，磁場扰动影响大大地增加了。和無直綫地段的相应加速器相比較，瞬时閉合軌道的畸变在其他相同的条件下要大 30—40%，而平中心面畸变甚至要大出 2—3 倍。

模型的計算及試驗指出，应当認為制备軌道畸变在径向不超过 ±20 厘米在軸向不超过 ±6 厘米的磁鉄是现实的。这些要求在直綫地段长度 ~8 米时能够滿足，这个长度从另外一些观点（安置無綫电頻率装置，粒子引出系統等等）看来也是合宜的。进一步的增加直綫地段的长度，将大大提高对磁場精确度的要求。

快(电子加速器的)振盪的諧振

快振盪的諧振是十分危险的。这个現象的研究結果預定了特别是磁場指数 n 正确数值的选择。

以 $Q_{\rho, z} = \frac{N_{\mu, \rho, z}}{2\pi}$ 表示粒子繞行一圈所完成的电子感应加速振盪次数。

在周期性磁場系統中（上述有直綫段的弱聚焦加速器也就属于这种系統），当綫性近似时出現下列諧振：簡單(外)諧振与参数諧振一起

($Q_{\rho,z} \approx k$, k 为整数); 参数谐振 ($Q_{\rho,z} \approx k \pm 1/2$); 并合谐振 ($Q_{\rho} \pm Q_z \approx k$)—— Q 值之和与差。

特征数 $\mu_{\rho,z}$ 具有形式:

$$\cos \mu_{\rho,z} = \cos \frac{2\pi x}{N} - \frac{xL}{2R} \sin \frac{2\pi x}{N}, \quad (5)$$

这里 L 是直线间节的长度。

在简单谐振与参数谐振一起时 ($Q \approx 1$):

$$(n_{\text{谐振}})_z \approx 1 + \frac{NL}{2\pi R}, \quad (n_{\text{谐振}})_\rho \approx \frac{NL}{2\pi R}, \quad (6)$$

这样 $(n_{\text{谐振}})_z = 0.84$ 。 ρ 向运动 ΔH_z 的第一、第二本征函数(谐波), z 向运动 H_ρ 的第一谐波和 ρ 向及 z 向运动 Δn 的第二谐波都是谐振的 (ΔH_z , H_ρ , Δn 描述扰动)。

在参数谐振时 ($Q \approx \frac{1}{2}$),

$$(n_{\text{谐振}})_\rho \approx 0.75 + \frac{NL}{8\pi R}, \quad (n_{\text{谐振}})_z \approx 0.25 - \frac{NL}{8\pi R}, \quad (7)$$

这样 $(n_{\text{谐振}})_\rho = 0.79$, $(n_{\text{谐振}})_z = 0.16$ 。 ρ 向运动 ΔH_z 及 Δn 的第一谐波和 z 向运动 Δn 的第一谐波都是谐振的。

在大同步稳相加速器 ($N=4$) 中, 包括在上述加速器中, (6) 及 (7) 的数值可以看出是相近的:

$$(n_{\text{谐振}})_{\rho,z} \approx 0.8, \quad (n_{\text{谐振}})_{\rho,z} \approx 0.2.$$

在振盪能量从径向运动转为轴向运动或者相反时出现的差动谐振, 当 ρ 向与 z 向振盪频率相等时, 相应

$$n_{\text{谐振}} \approx 0.5, \quad (8)$$

当有间节存在时, 除 (8) 之外, 还出现两个 $n_{\text{谐振}}$ 的值, 处在稳定区域范围之内, 但是十分接近边界:

$$n_{\text{谐振}} \approx \left(\frac{NL}{4\pi R} \right)^2, \quad n_{\text{谐振}} \approx 1 - \left(\frac{NL}{4\pi R} \right)^2. \quad (9)$$

在圆形加速器上, 总和谐振仅仅在稳定区域边界发生 ($n_{\text{谐振}}=0$, $n_{\text{谐振}}=1$)。在有满足普通条件 $ML/4\pi R \ll 1$ 的直线地段存在时, 在弱聚焦磁铁中不可能产生谐振。

在一定的条件下,除了綫性諧振之外,若干非綫性諧振也可能是危险的,例如 $n \approx 0.2$ 相应于 $Q_p = 2Q_z$ 的諧振在稳相加速器中就起着重要的作用。

研究表明,在一定的装置中滿足条件

$$0.55 < n < 0.75$$

的区域是安全地带(就諧振的影响講)。

計算过与扰动值关系很大的諧振寬度,也估計了在入射时刻,在束的指示时刻(束折到某个靶上)和在束引出室时諧振的搖摆程度(或諧振阻尼)。

由所有这些数据可以估計对加速器空隙中磁場結構的要求。

我們指出,在加速过程中諧振的作用各各不同。已經探明,在一定条件下某几个諧振的影响,其中如 $n \approx 0.79$, $n \approx 0.84$, $n \approx 0.5$ 时,譬如說,对于提高入射效率或是当粒子从室内引出时,可以是有利的。

同步加速振盪的諧振搖摆和噪音搖摆

我們討論了在加速过程中同步加速器振盪的諧振搖摆問題。理論上的推导和加速質子到能量 180 兆电子伏的同步稳相加速器工作模型上所做的实验作了对照。应当注意到,由于基本相位方程式的非綫性,在分析計算时在数学上發生了巨大的困难。計算是在波郭留波夫(Н.Н. Боголюбов)和米特洛波尔斯基(Ю. М. Митропольский)的工作中發展的非綫性力学的近似方法的基础上进行的。

在綫性近似的情形下,相振盪通过諧振后的幅度具有下列的形式:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\max}^{\text{綫性}} &= \sqrt{\frac{\pi}{2|\dot{\omega}_\phi|}} \cdot \frac{\omega_0}{(1-n)\tau} \cdot \frac{h_j}{H}, \left(\tau = 1 + \frac{L}{2\pi R} \right); \\ \alpha_{\max}^{\text{綫性}} &= \sqrt{\frac{\pi}{2|\dot{\omega}_\phi|}} c_j; \\ \alpha_{\max}^{\text{綫性}} &= \sqrt{\frac{\pi}{2|\dot{\omega}_\phi|}} \omega_\phi \operatorname{ctg} \varphi_0 b_j, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中 h_j, c_j, b_j 是 H, ω_0, V_0 的諧振諧波振幅; ω_0 是諧振幅等于 V_0 的加速电压的振盪頻率; ω_ϕ 是同步加速器小相位振盪的頻率; φ_0 是平衡相位。

在非线性情况下, 我们求得适用于 H 振荡的近似式:

$$\alpha_{\max}^{\text{非线}} \approx \frac{4.8}{1 + \frac{5}{3} \operatorname{ctg}^2 \varphi_0} \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\omega_0}{\omega_{\phi}} \cdot \frac{h_j}{H} \cdot \frac{1}{(1-n)\tau} \right]^{1/3}. \quad (11)$$

根据公式 (10), (11) 确定了谐振谐波 h_j, c_j, b_j 的允许误差, 在这样的误差情形下相振荡幅度不超过一个弧度 (从 φ_0 向右偏的程度为 ~ 1.5 弧度)。

加速器磁铁绕组的供电用六相全波整流器, 这使得在磁场中出现频率为 600 周的第一谐波。因此, 研究了磁场纹波的示波器图形。

下面列出这些曲线 (不用消除纹波的特殊线路得到的曲线) 分析为富氏级数的结果^{*)}:

$$h_{600} = 3.5 \cdot 10^{-2} \text{ 奥};$$

$$h_{1200} = 10^{-2} \text{ 奥};$$

$$h_{1800} = 3.5 \cdot 10^{-2} \text{ 奥}.$$

计算指出, 虽然这些谐波的振幅很小, 却能够使相振荡发生显著的摇摆。在无线电频率的装置中能够在加速过程里控制 V_0 , 使得频率 ω_{ϕ} 不超过 600 和 1800 周。

因此, 最危险的是频率为 1200 周的谐波, 而通过这个谐波是不能避免的。由这个谐波所引起的相振荡振幅的计算结果列入下表。在表中还列举了相应于各个固定 V_0 值的数据。

消除纹波的专门电路能够减小共振谐波的振幅 6—7 倍。

在磁场中, 在加速电压的振幅和频率中的噪音能够成为加速器工作的严重威胁。由于噪音所引起的相振荡 (在加速结束时) 的均方根值

^{*)} 按照最新的数据, 纹波振幅有如下的值 (写作基本磁场 H 的百分率):

磁 场 强 度, 奥	频 率, 周		
	600	1200	1800
150	2.3	0	0.3
4000	5	2	1
11600	7.8	3	1.5

V_0 千伏	$\cos \varphi_0$	$\alpha_{\max}^{\text{精}}$ 弧度	$\alpha_{\max}^{\text{非精}}$ 弧度
9.6	0.25	0.9	0.70
5.8	0.40	1.3	0.85
4.8	0.48	1.5	1.00
4.0	0.57	2.2	1.05

由下列公式表示。

$$\langle x^2 \rangle^{1/2} \approx \frac{K}{\omega_0} (\pi \Phi T)^{1/2}, \quad (12)$$

式中 T 是加速时间; K ——由噪音的型式决定 (例如对于磁场的噪音 $K = -\frac{\omega_0}{H} \cdot \frac{1}{(1-n)\tau}$); Φ 是噪音的谱密度, 由下式决定。

$$\int_0^\infty \Phi(\omega) d\omega = \frac{1}{T} \int_0^T I^2(t) dt, \quad (13)$$

式中 $I(t)$ 是噪音 (例如 $H = H_0 + I(t)$, H_0 是计算的磁场), 根据 $\alpha_{\max} \leq 1$ 弧度的要求, 对于 H, ω_0, V_0 , 可以得到噪音的许可谱密度为:

$$\Phi_H \approx 2.5 \cdot 10^{-9} \frac{\text{奥}^2}{\text{弧度/每秒}},$$

$$\Phi_{\omega_0} \approx 1 \text{ 弧度/秒},$$

$$\Phi_{V_0} \approx 9 \cdot 10^{-9} \text{ 秒}.$$

应当强调指出, 在计算时所采用的方法不能够彻底解决由于共振谐波和噪音的存在而引起的粒子相稳定损耗的复杂的数字问题。理论的结果应当由实验数据来充实。

入射与俘获到加速状态

曾经研究了各种入射方法: 电子感应加速器的入射方法, 同步稳相加速器的入射方法以及其他的方法。在研究结果的基础上, 采取了两个阶段的入射。

第一阶段——瞬时轨道的弯曲在加速场断开时约延长 200—300 微秒。第二阶段——接入加速电压和俘获到加速状态的时间持续约为同步加速器振荡的一个周期 (约为 1 毫秒)。

在专门的分析理论基础上, 曾经计算了在不同的初始条件和束的各种特性以及在 V_0 和其他参数的不同数值下的入射效率。为了提高入射效率, 考虑到可以调整(补偿)方位角不对称的第一, 第二次谐波和磁中心面扰动的第一次谐波, 以及在约 ± 0.1 的工作区范围内调整数值 n 。

粒子引入真空室

选择了能量为 $W=9$ 兆电子伏的质子直线加速器(带有 600 千电子伏的初级入射器)作为入射加速器。这个入射加速器能够满足俘获条件所提出的下列要求: 输出粒子能量的单一性是 10% 的粒子具有 $\frac{\Delta W}{W} \leq 0.003$; 束直径 ~ 1 公分; 角散射 $\sim 0.1^\circ$ 。

为了达到俘获的最好条件, 在直线加速器与同步稳相加速器的真空室之间, 以改变束的角散射和束的横向大小(沿 ρ 和 ϕ), 以及改变输出点本身对真空室轴而言的位置来调整束。

此外还可以改变束轴在水平和垂直方向倾斜的角度。

在联结入射器与具有山形磁铁的加速器的各种可能方案中, 采取了下列的方案: 由直线加速器出来的束起先垂直于直线间节运动, 束通过偏转磁扇面($\sim 75^\circ$)和偏转电容器($\sim 15^\circ$)之后, 一共偏转了 90° 同时束还附加地通过双磁铁正器(为了使束平行地移动)和使束轴弯曲的调整电容器的系统以及聚焦透镜的系统。磁偏转扇面同时还作为附加的透镜。由于有了能调整极面的倾斜和扇形面顶部边沿的专用设备, 就可以在很宽的范围内独立地变化水平与垂直平面上的焦距。

粒子束的引出

加速器的结构允许在引出的质子束中以及在真空室内靶上产生的中子和介子束中做实验。为了这个目的而用的靶沿半径与磁场的变化同步地移动。这保证了束在由于磁场饱和效应而缩小了的工作区域内击中靶。

直线间节的几何形状允许引出(往半径大的方向)能量几乎为最大可能的, 亦即大约 90 亿电子伏的负介子。能量为 45 亿电子伏的正介

子在原則上能够引出(往半径小的方向)到环形加速器的内部。引出的介子束被同步稳相加速器的磁場分析和部分地聚焦。为了进一步聚焦 建議采用四極透鏡。引出能量相当小的二次粒子可以通过磁铁軌上的窗戶。窗戶里放有附加聚焦的透鏡。

曾經研究了利用由于粒子在靶上能量損失所引起的軌道摆动和利用了偏轉磁铁引出質子束的可能性。以計算的方法詳細地研究了从同步稳相加速器真空室內引出的束的参数与靶上粒子散射能量的涨落和靶上粒子“斑点”大小之間的关系。說明了采取不均匀磁場的偏轉磁铁引出束到直綫間节时的特性大大改善:減小了束的截面和水平面上的角分散。并且在每平方厘米上束密度約增加 10 倍。

在加速电压的振幅慢慢減小时将束弯向靶可以“拉长”脉冲到 100 微秒,这对于一系列用束的实驗是很必要的。

联合原子核研究所 100 亿电子伏的 同步稳相加速器的磁場特征

茹拉夫列夫 (А. А. Журавлев)

柯馬尔 (Е. Г. Комар)

莫札列夫斯基 (И. А. Мозалевский)

莫諾斯仲 (Н. А. Моноссон)

斯托洛夫 (А. М. Столов)

总 論

联合原子核研究所的同步稳相加速器的磁場特征具有下列基本数据:

在平衡軌道上 ($R_0 = 28$ 米)

的最大磁場强度 $\dots\dots\dots H_{\max} = 13,000$ 奥

入射时磁場强度 $\dots\dots\dots H_0 = 150$ 奥

在平衡軌道上極間縫隙的高度 $\dots\dots\dots \delta = 40$ 厘米

極寬 $\dots\dots\dots b = 200$ 厘米

磁場質量的表征是降落指数 $n = -\frac{dH}{dr} \cdot \frac{R}{H}$ 近似地保持常数值的加速区域的相对尺寸 (按它的寬度計)、方位角磁場不均匀性的大小、以及磁对称面 (在那里 $H_r = 0$) 离开加速室中間平面的偏差 ($r = R - R_0$ ——离开 R_0 的径向座标的偏差)。

加速器能量的增加和在平衡軌道上的半径与磁場强度之比值的增长有关, 这就要求更为严格地遵守已經給定的沿着半径方向的磁場强度的变化規律, 因为磁場强度如果略微离开了給定值就将引起指数 n 的剧烈变化。

引起磁場强度“梯度” $\frac{dH}{dr}$ 的畸变是縫隙表面加工不精确、由于磁場强度在時間上的变化而引起的剩磁及动态效应的影响。由于表面加工不精确而引起的 n 的变化随着比值 $\frac{\delta}{R}$ 的减小而增大起来。在联合研究所的同步稳相加速器的电磁鉄上, 縫隙的相对值是比較小的, 它占

31.43%。在磁场系统内剩磁和动态过程的影响正比于 $\frac{R}{H_0 \delta_0}$ 。入射时的磁场强度 H_0 一般是随着加速器最大能量的增加而减少的。在比较弱的入射磁场和比较小的比值 $\frac{\delta}{R}$ 时，剩磁和动态过程的畸变影响就会增大起来。

由于加速室的径向尺寸不大，它占了半径的 7%，就严重地提高了对方位角磁场均匀性的要求。

加速器的气隙尺寸比较小就限制了加速器磁对称面离开平面的可能的偏差，这就对于极靴歪斜和结构的各个元件中的涡流（例如在加速室的垂直壁上）提出了比较严格的公差。

鉴于必须得到能够满足十分严格要求的磁场特征，需要在建造加速器前研究校正磁场的有效方法。为了预先研究磁场特征，就做了一个小的模型，在每块代表环形电磁铁的 $\frac{1}{48}$ 的某些铁块上进行了对磁场特征的从头到尾的研究和校正磁场方法的探讨。

静态特征

沿半径方向必须的磁场降落是由极靴的斜锥形表面（图 1）（张开角度 $\alpha = 9.3 \times 10^{-3}$ 弧度）和二端的突角产生的。在图 2 上列出了当磁场强度由 2 到 13 千奥时在铁块上得到的沿电磁铁缝隙宽度的降落指数 n 的变化曲线。测量是在静态下在磁铁的中间平面上进行的（当铁

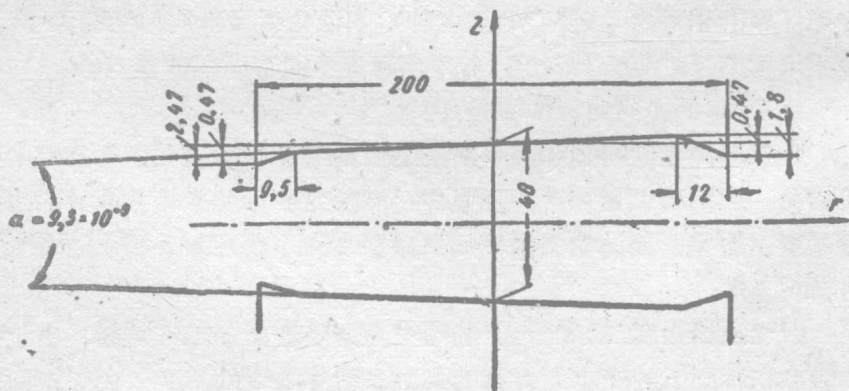


图 1. 电磁铁的磁极表面(尺寸以厘米计)

(图中数字间的逗号即为小数点,下同)

塊的激磁繞組通以直流时)。当加速室中心的磁場强度为 $H_c = 2000$ 奥时,表征着足够离开了共振点 ($0.55 < n < 0.75$) 的有效工作区域的宽度将近有 150 厘米。由实验得到的磁場分布曲线相当好地符合于假定导磁系数 $\mu = \infty$ 而求得的计算结果。当磁場强度为 10,000 奥时工作区域的宽度是 90 厘米; 当 13,000 奥时——85 厘米。使用装在加速室内部的繞組就能扩大有效工作区域的尺寸, 当 13,000 奥时达到 80 厘米, 这在加速末期是完全够了。

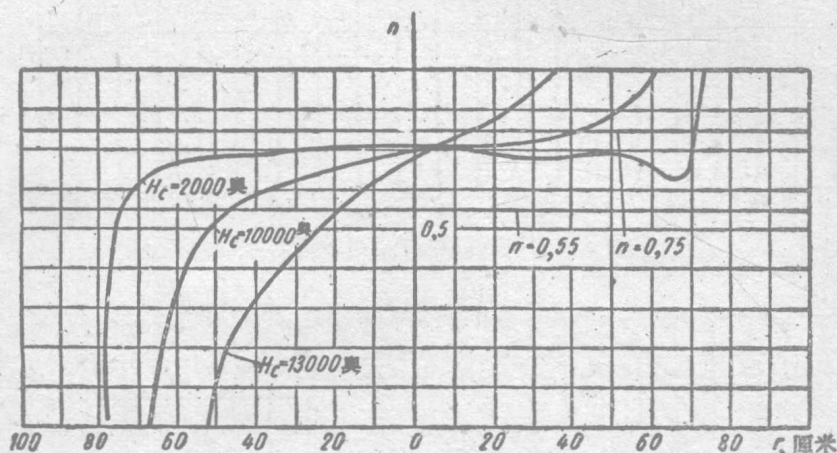


圖 2. 在靜態下在电磁鉄縫隙中磁場降落指数的測量

在圖 3 上表出了在激励电磁鉄繞組前早就存在的各种剩磁場强度 H_0 时得到的磁場强度 150 奥时的降落指数大小。当慢慢减低电流时剩磁場的大小是 43 奥。此时由于剩磁場带来的畸变使入射初期的工作区域的尺寸小得超过容許限度。

利用振幅逐渐衰减的交流电激励繞組的方法来去磁得以显著地减低剩磁場的大小以及它的畸变作用。当剩磁場强度为 3 奥时工作区域的宽度在加速室中心磁場 $H_c = 150$ 奥时达到了 150 厘米。为了减少在工作情况下的剩磁場, 制定了特殊的能在加速循环的休息時間內自动作用的設備。設備能够改变去磁工作状态并以必要的精确度保証工作状态的重复性。

在靜態下当各种不同大小的磁場强度时在加速器的电磁鉄的鉄塊

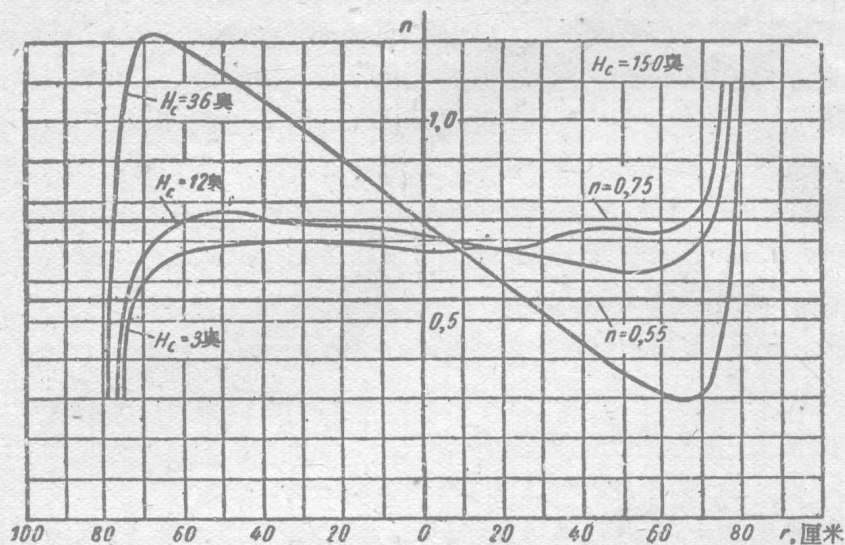


圖 3. 去磁对磁場降落指数的影响

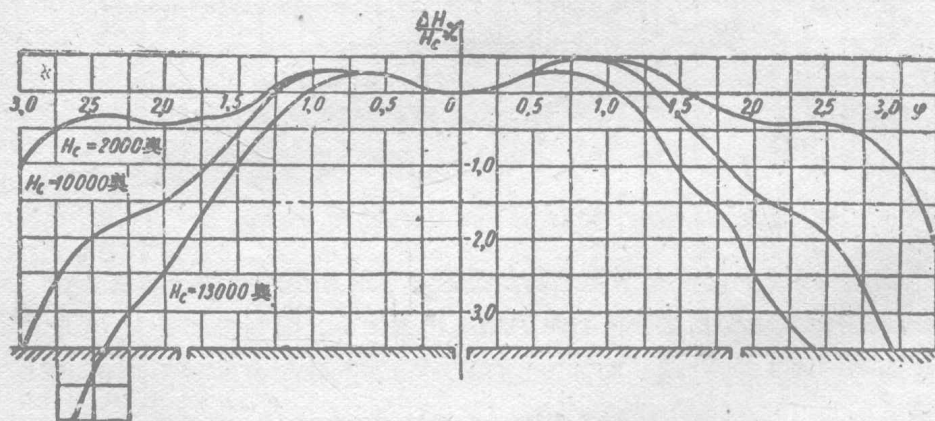


圖 4. 在靜態下沿方位角磁場的变化

上得到的沿方位角磁場强度的变化圖表于圖 4 上。分布曲綫含有数值不大的高周諧波，实际上并不影响到加速过程。在电磁鉄的铁心上裝置有特殊的繞組可以抵偿基波和二次諧波的方位角不均匀性。对于这二种諧波的任何一种，有了二个在相位上互差 90° 的繞組，就可以改变校正磁場的振幅和相位。

鑒于对方位角磁場均匀性的严格要求，必須考虑到由繞組冷却水

的泄漏电流引起的不均匀磁场。因此电磁铁的各象限間連結綫路的选择要使泄漏电流不致引起不均匀磁场 ΔH 中的基波。

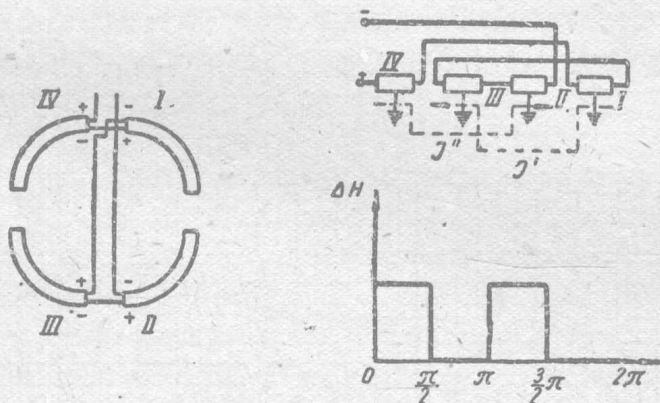


圖 5. 各象限間繞組連結綫路圖和泄漏电流对方位角磁场分布的影响

在圖 5 上表示了各象限間繞組的連結綫路圖和繞組冷却水的泄漏电流引起的方位角不均匀磁场 ΔH 的性質圖形。

动态特征

在动态下研究电磁铁的鉄塊是用能产生三角形脉冲的特殊电源来激励繞組的。磁场增长的速度 $\dot{H}$ 差不多等于 3,000 和 1,500 奥/秒。从圖 6 中可見，在动态下方位角的磁场强度的分布本質上和静态下的磁

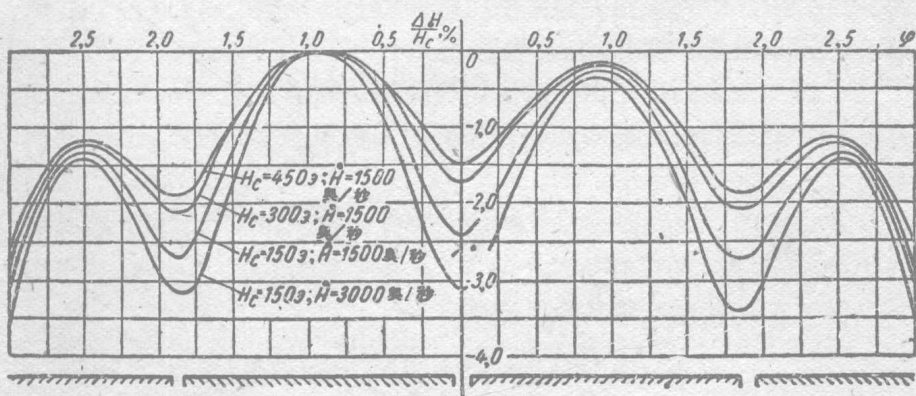


圖 6. 在动态下方位角磁场分布