

Rhodotron 型加速器粒子动力学研究

陈勇¹⁾ 黄文会 唐传祥

(清华大学工程物理系 北京 100084)

摘要 Rhodotron 是一种新型的 CW 电子加速器,已经广泛应用于辐照加工的很多领域. 本文利用 Parmela 程序研究其动力学特性,深入分析了束团的同步条件、相聚过程以及在 CW 工作状态下束团相遇碰撞等一系列纵向动力学问题;并详细探讨了空间电荷效应、横向聚焦过程的实现、初始参量对横向束流特性的影响等横向动力学问题. 在上述研究基础上,计算出束流损失功率的分布,并比较了模拟计算结果与 Rhodotron 原型机的实际参数,两者的结果基本一致,由此证明了这种研究方法的可行性.

关键词 Rhodotron Parmela 纵向动力学 横向聚焦 束流损失功率分布

1 引言

近年来,辐照加工在工业生产中发展迅速,广泛应用于医用及食品卫生、环境污染的控制、聚合体的研制等众多领域^[1]. 辐照加工主要利用电子束产生 X 射线或者直接利用电子束,因此,研制产生高平均功率的 CW 电子束的加速器是目前加速器设计领域的一个热点.

Jacques Pottier 提出一种新型的加速结构——Rhodotron^[2],其利用二分之一波长的同轴谐振腔的 TEM 模式来加速电子的. 见图 1,其电场和磁场都只有横截面内的分量;并且在腔的中央截面处电场最强,磁场最弱,基本为零. 电子束在此横截面内沿径向注入,受到径向电场加速,经过中间的空腔结构,避开减速相位,再次得到径向电场的加速,直至出至腔外. 接着,电子束被偏转磁铁偏转回腔中,继续得到加速,如此循环. 最终,电子束的输出能量范围为 1—20MeV、输出功率高至 500kW,很适用于辐照加工的各个领域. 此后,日本和韩国也相继采用类似的原理研制了 Ridgetron^[3]和 Fantron^[4]. 它们都

是利用加速腔周边的偏转磁铁使电子束流多次穿越加速腔,反复得到加速;差别仅在于采用的加速结构和模式不同.

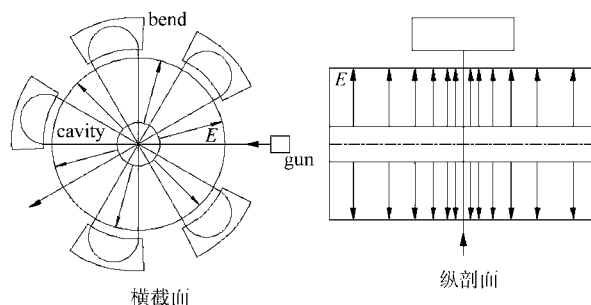


图 1 Rhodotron 加速结构图

目前国内辐照加工的需求也很大,但是国外商业产品价格限制了这方面科研及应用的开展,因此自主研发高平均功率的 CW 电子加速器有着重要的应用前景和实际意义. 本文将针对 Rhodotron 这种具有代表性的 CW 电子加速器,探讨其动力学研究方法,为此类加速器的设计和制造奠定基础.

2004-06-03 收稿

1) E-mail: chenrong98@mails.tsinghua.edu.cn

2 Rhodotron 纵向动力学分析

2.1 研究方法

Parmela 是直线加速器动力学计算的成熟工具. 对于 Rhodotron, 可以将理想粒子的运动轨迹定义为模拟计算的纵轴, 即电子每通过加速腔一次, 被视为通过一个加速腔, 不同的加速腔之间为保证电子返航加速的偏转磁铁. 加速腔的三维电磁场由 Mafia 来计算.

在 CW 工作状态时, 加速腔中将同时存在多个束团. 将束团近似为带电椭球, 考虑空间距离最接近的两个束团的作用, 其作用力与平均加速场强相比, 约为 10^{-4} . 因此 Rhodotron 在 CW 工作模式下时, 束团之间的相互作用对束流动力学的影响可以忽略.

2.2 同步条件

Rhodotron 加速束流的同步条件主要靠调节谐振腔外偏转区域的参量来实现. 每次粒子进入加速腔, 对应初始入射能量总存在一个使得粒子获得最大能量的理想入射相位和出射相位, 这两个相位的大小可通过单粒子跟踪的方法来确定. 要想使粒子总处在理想加速相位, 则粒子在偏转区域运动的时间必须满足适当的关系,

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{in}}^{(m+1)} - \varphi_{\text{out}}^{(m)} &= \omega(t_{\text{bend}} + 2t_{\text{gap}})^{(m)} + \\ 2p\pi &= 2\pi \left[p + f \frac{l_{\text{bend}}^{(m)} + 2l_{\text{gap}}^{(m)}}{v_{\text{out}}^{(m)}} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$m = 1, 2, \dots$ $p = 0, 1, \dots$ (p 一般取 0); 其中 $\varphi_{\text{in}}^{(m)}$, $\varphi_{\text{out}}^{(m)}$ 分别对应粒子第 m 次穿越谐振腔的理想初始相位、出射相位, t_{bend} , t_{gap} 分别对应粒子通过偏转磁铁、通过磁铁与腔间空隙所需的时间, l_{bend} , $l_{\text{gap}}^{(m)}$ 分别对应粒子第 m 次在偏转磁铁、磁铁与腔间空隙中走过的路程, f 为谐振腔工作频率. 再结合几何关系, 可得到两个重要的参量偏转磁铁与腔间空隙 l_{gap} 、偏转磁铁的磁感应强度 B ,

$$l_{\text{gap}}^{(m)} = \frac{\frac{\Delta\varphi^{(m)}}{2\pi/\lambda} \cdot \frac{\sqrt{(\gamma_{\text{out}}^{(m)})^2 - 1}}{\gamma_{\text{out}}^{(m)}} - \frac{n+1}{n} \pi \tan \frac{\pi}{2n} R_{\text{cavity}}}{2 + \frac{n+1}{n} \pi \tan \frac{\pi}{2n}}, \quad (2)$$

$$B_{(m)} = c \frac{m_e \sqrt{(\gamma_{\text{out}}^{(m)})^2 - 1}}{e (R_{\text{cavity}} + l_{\text{gap}}^{(m)}) \tan \frac{\pi}{2n}}. \quad (3)$$

2.3 纵向模拟

谐振腔的尺寸及初始参量可参考 Rhodotron 原型机的设计参数^[2]. 谐振腔的电磁场分布,

$$\begin{cases} \mathbf{E} = E_r \hat{r} = \frac{U_m}{r} \cdot \sin \beta z \cdot \sin(\omega t + \phi) \hat{r} \\ \mathbf{B} = B_\theta \hat{\theta} = \frac{\beta}{\omega} \cdot \frac{U_m}{r} \cdot \cos \beta z \cdot \cos(\omega t + \phi) \hat{\theta} \end{cases}, \quad (4)$$

其中 U_m 为常数. Rhodotron 的单粒子纵向动力学可通过 Runge-Kutta 方法来求解. 选择 360° 全相位 (-180° — 180°) 注入粒子, 每隔 1° 跟踪单粒子的加速过程, 找到理想粒子的入射、出射相位以及在偏转区运动的速率, 利用它们结合 (2), (3) 式可确定满足同步条件的偏转区域参量. 然后, 跟踪模拟粒子加速到出口能量的全过程, 研究粒子相位的相聚过程. 结果显示, 围绕在理想相位周围注入的粒子保持稳定地向纵向加速, 见图 2, 粒子的俘获相位区间为 -64° — 68° , 相位俘获率可达 36.9%, 出射相位区间为 246° — 356° .

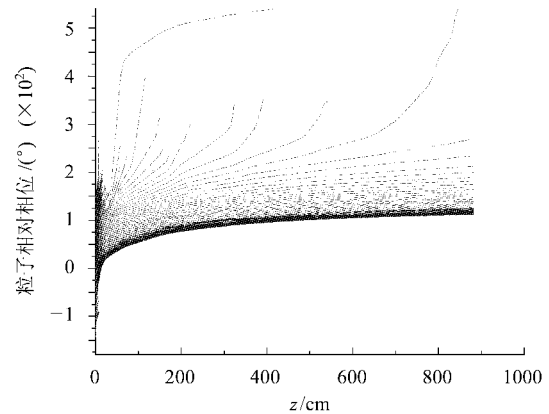


图2 360° 全相位注入的相聚过程

利用 Runge-Kutta 方法, 计算出理想粒子的轨道, 结果如下: 以 28° 初始相位注入理想粒子, 最终获得 3.73MeV 的能量. 为了更精确地研究多粒子束团的动力学过程, 进一步选用 Parmela 程序进行模拟计算. 如图 3, Parmela 模拟得到的理想粒子的能量增益与 Runge-Kutta 方法吻合得非常好, 说明利用 2.1 节提到的方法研究 Rhodotron 的动力学问题是合适的.

在一个谐振周期内将粒子束团均匀连续地注入谐振腔中, 其中心注入相位为 28° , 利用 Parmela 模拟多粒子束团的纵向动力学过程, 结果如下: 理想粒子

能量为 3.70MeV,束团的平均能量为 3.67 MeV,粒子俘获率为 34.4%. 由于此时还没有考虑 CW 工作状态下加速系统参数的调整,模拟的结果与原型机的实际参数^[2]相比,输出能量偏高.

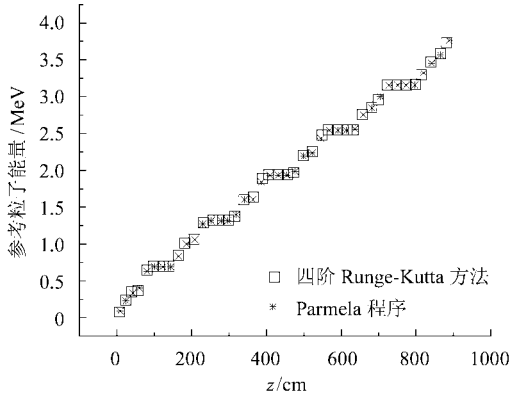


图 3 Parmela 模拟与 Runge-Kutta 方法计算对比

2.4 CW 状态束团分布研究

利用 Parmela 程序模拟在 CW 模式工作状态下的束流的稳态分布,待系统稳定后,束流聚束成 5 个束团,均匀分布在理想轨道上. 从跟踪束团的结果中发现,5 个束团会在谐振腔的中心区域同时相遇. 这是由于高能束流在接近光速后进入谐振腔的相位也趋于一致,因此,这些束团会不可避免地同时到达谐振腔的中心区域. 考虑到这些束团彼此间相向运动,如果它们同时相遇,那必然会由于相互碰撞而对束流品质造成破坏性的影响. 为了解决这个问题,必须调整偏转区域的参数,改变束团进入谐振腔的初始相位. 虽然这会导致束团牺牲一定的能量增益,但是,各个束团到达谐振腔中心区域的时间会彼此间隔开,从而避免了相遇的可能.

研究理想粒子的相位,发现其速度接近光速后,每次穿越谐振腔中心区域,相位变化 50°左右;也就是说,想要避免束团相遇,必须使得各个束团进入谐振腔的初始相位彼此间隔成 50°. 然而实际情况无法实现,因为注入相位的加速有效区间仅仅为 -64°—170°;所以,只能采取一个原则,运动方向相差大于 90°的束团,入射相位差保持在 40°以上,运动方向相差小于 90°的束团,入射相位差保持在 20°左右. 这样,仅仅牺牲束团少许的能量增益,就保证了整个加速过程中不同束团都不会相遇. 最终,调整好的束团相位、出腔能量如表 1 所示.

表 1 束团参量调整前后对比

进入谐振腔次数	调整前		调整后	
	入射相位/(°)	出腔能量/MeV	入射相位/(°)	出腔能量/MeV
No.1	14	0.67	14	0.66
No.2	76	1.30	78	1.30
No.3	80	1.92	35	1.74
No.4	81	2.53	96	2.28
No.5	82	3.14	53	2.87
No.6	82	3.75	114	3.38

3 Rhodotron 横向动力学分析

3.1 横向聚焦

束流横向聚焦主要依靠两方面的作用来实现,

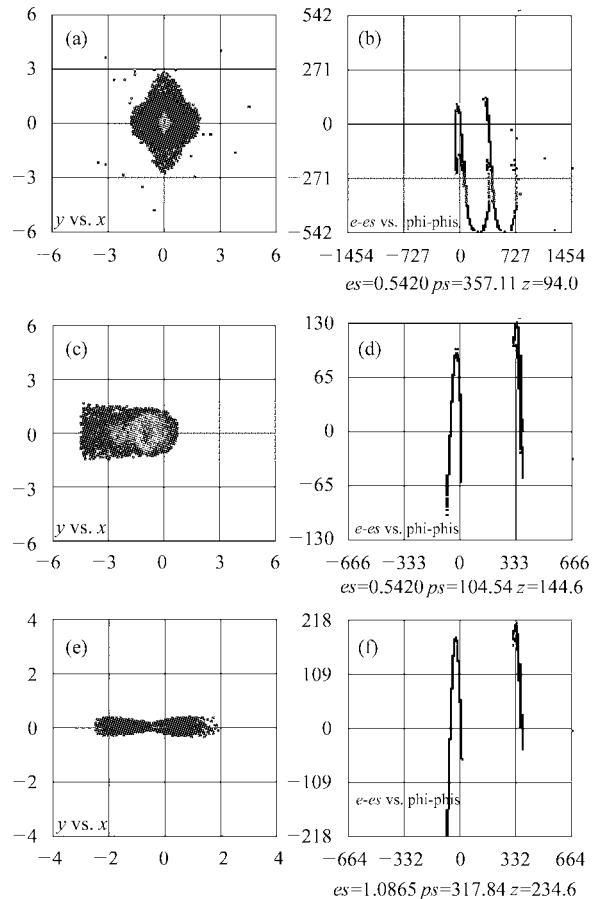


图 4 束流截面及能散变化对比图

(a)第一次穿过谐振腔出口处束流截面;(b)第一次穿过谐振腔出口处束流能散;(c)第一块偏转磁铁出口处束流截面;(d)第一块偏转磁铁出口处束流能散;(e)第二次穿过谐振腔出口处束流截面;(f)第二次穿过谐振腔出口处束流能散.

x, y 轴单位:cm;phi-phis 轴 单位:(°);e-es 轴 单位:keV.

一个来自谐振腔辐射状的加速场,另一个则来自偏转磁铁.束流在谐振腔的中央截面处沿径向运动,而加速场的电力线也是向中心汇聚,这自然就产生了聚焦的效果.从图 4 中可以明显地看出,束流穿过谐振腔加速场后,束团中的大部分粒子都得到明显地会聚.

定义平行于谐振腔轴线的方向为束流横向运动的竖直方向,另一横向运动方向为水平方向.通常,偏转磁铁的边缘场效应可以提供束流竖直方向的聚焦作用;束流在偏转磁铁中偏转的角度超过 180°,也

会实现几何意义上的水平方向的聚焦^[5].实际情况表明,设置偏转磁铁的边缘角,见表 2,可以产生边缘场效应,其确实给束流的竖直方向提供了聚焦的作用;然而,虽然束流的偏转角有 210°,但是束流的水平方向聚焦却没有实现,其原因在于:在进入偏转磁铁前,束团的能散较大,而利用偏转角实现水平方向聚焦的前提条件就是束团的能散不能过大,否则几何意义上的聚焦难以实现.这些从图 4 中得到清楚地反映.

表 2 偏转磁铁的边缘角

偏转磁铁编号	No.1		No.2		No.3		No.4		No.5	
位置	入射	出射	入射	出射	入射	出射	入射	出射	入射	出射
角度/(°)	10	10	2	2	7	7	12	12	1	1

3.2 注入电压和馈入功率的影响

Rhodotron 的电子注入电压和馈入功率直接影响着束流动力学的横向特性.增加电子的注入电压有利于初始入射处俘获相位区间的增大;但是粒子

的能散也会随之增大.从 Parmela 模拟束流动力学的结果来看,在第一块偏转磁铁区域丢失的粒子占了整个加速过程丢失粒子总数的一半多;而在初始加速阶段,低能粒子的较大的能散正是造成粒子丢失在第一块偏转区域的主要原因.因此,当电子注入电压增大超过一定的阈值后,总的粒子俘获率反而随之减小,见图 5,最佳的电子注入电压为 15keV.

改变馈入功率,即改变加速场的强弱,也会影响粒子俘获率的大小.从图 5 中明显看到,馈入功率过高和过低都会降低粒子的俘获率.其原因在于:馈入功率过低,加速场强较小,其对粒子的横向聚束作用也会降低,故而丢失的粒子也较多;馈入功率过高,加速场强较大,粒子的能散也会随之增大,故而粒子会较多地丢失在偏转磁铁区域.见图 5,馈入功率在 100kW 左右,粒子的俘获率最高.然而实际情况是,在同样的能量要求下,馈入功率较大,束流穿越加速场的次数会减少,功率利用率会随之降低;所以,最终设计需要的馈入功率要低于 100kW.

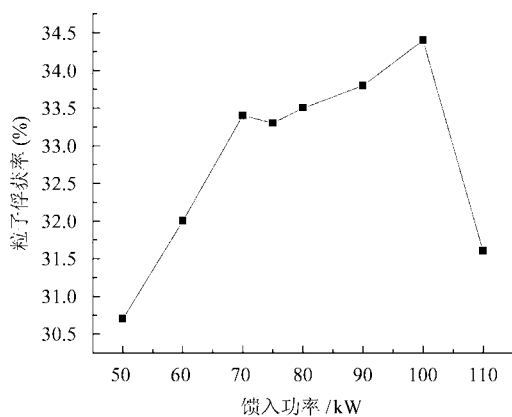
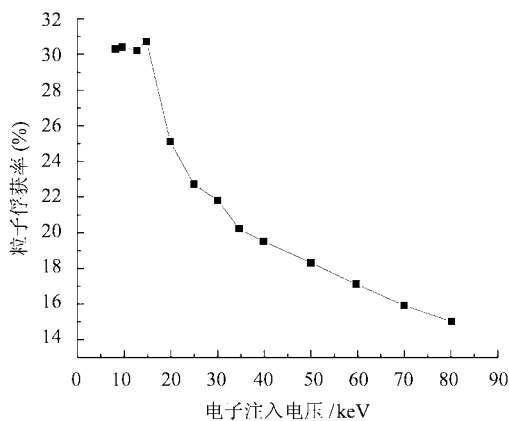


图 5 粒子俘获率受初始参量的影响

3.3 空间电荷效应

束团在低能量状态运动时需要考虑空间电荷效应, Parmela 程序可以方便地研究空间电荷效应对束流动力学特性的影响.从模拟的结果来看,束流发射度在加上空间电荷效应前后基本不变,这是由于辐射状加速场具有的聚束作用要远大于束团内部空间电荷效应的排斥作用.因此,空间电荷效应对束流品质的影响不大.

4 束流损耗及其他

4.1 束流损耗分布状态

利用 Parmela 程序计算出在 CW 工作状态下束流损耗功率在 Rhodotron 各区域分布的情况(按束流运动时间轴展开),见图 6,束流的功率主要丢失在偏转磁铁区域. 其中,第一块偏转磁铁处束流功率丢失的最多,这也是辐射屏蔽首要考虑的区域. 另外,在出口前的区域,束流损耗的功率也较多,而且损耗粒子的能量偏高.

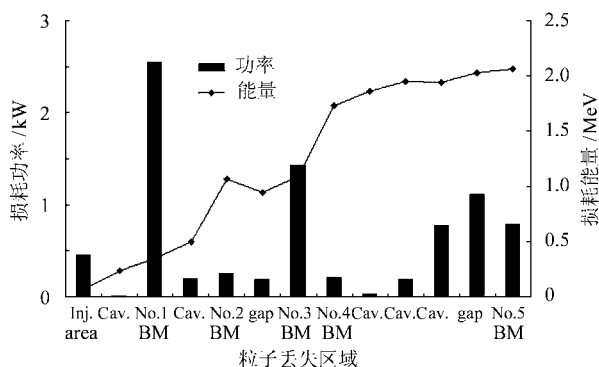


图 6 束流功率损耗分布图

Inj. Area:束流初始注入区域;gap:偏转磁铁与腔间的空隙;
Cav.:谐振腔;BM:偏转磁铁.

4.2 Rhodotron 模拟结果与实际参数比较

以下参考的数据都来自 Rhodotron 的 Prototype^[2]:
谐振腔尺寸:内径11.25cm,外径45.00cm,腔长

86.67cm;谐振频率:180MHz;束流穿越谐振腔次数:6次.

比较 Parmela 模拟计算的最终结果与 Prototype 的实际参数见表 3.

表 3 模拟计算与实际参数对比

	Parmela 模拟 结果	Prototype 实际 参数
电子枪注入电压/kV	15	—
馈入功率/kW	77.8	70
束流输出流强/mA	6.3	6.1
束流平均能量/MeV	3.2	3.3
束流输出功率/kW	20	20
束流损耗功率/kW	8.2	—
束流初始发射度/(mm·mrad)	4 π	—
束流射出发射度/ (cm·mrad)	19 π	—
水平方向	—	—
竖直方向	2 π	—

5 总结

本文针对 Rhodotron——这种新型的 CW 电子加速器,做全面的动力学研究,总结出一套可行的研究方法. Rhodotron 的束流动力学主要通过 Parmela 程序来分析计算. 文中详细分析了束流的相聚过程、束团相遇碰撞等纵向动力学问题,同时,又探讨了束流的横向聚焦过程、不同参量对束流横向特性的影响等一系列横向动力学问题. 综合各种因素影响,模拟得到的计算结果与实际的 Rhodotron 原型机实际参数基本一致. 此外,利用这套研究方法,我们也正在开展新型 CW 加速结构的研究.

参考文献 (References)

- Machi S. Role of Radiation Processing for Sustainable Development. In: IAEA. IAEA-TECDOC-1386, Emerging Applications of Radiation Processing. Austria: IAEA, 2004. 5
- Pottier J. Nucl. Instrum. Methods, 1989, **B40/41**:943
- Hayashizaki N, Hattori I, Odera M. Nucl. Instrum. Methods, 1999, **A427**:28
- Kwon H J et al. Proc. of PAC'99. 1999, **4**:2558—2560
- Rossbach J, Schmüser P. Basic Course on Accelerator Optics. In: Tumer S ed.. CAS Fifth General Accelerator Physics Course. Geneva: CERN, 1994. 17

Dynamics Study of the Rhodotron Accelerator

CHEN Yong¹⁾ HUANG Wen-Hui TANG Chuan-Xiang

(Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract A new CW electron accelerator with a single compact RF cavity, the Rhodotron, has been applied widely in many fields of industrial irradiation. The paper focuses on dynamics characteristics of the Rhodotron. The longitudinal and transverse dynamics simulations have been performed with the Parmela code. In this paper, synchronous condition of beam acceleration is deduced and the process of longitudinal phase capture is also studied. The problem that bulks overlap each other in the center of the RF cavity under the CW mode is solved by adjusting the parameters of bending magnets. The process that the major transverse focusing is achieved using the bending magnets is analyzed carefully. It is generalized how the space charge effect and the variation of initial parameters impact on transverse beam stability. The distribution of beam losing power is calculated for the radiation protection of this machine. The simulation results agree with the operational parameters of the Rhodotron's prototype, which confirm the research method's feasibility.

Key words Rhodotron, Parmela, longitudinal dynamics, transverse focusing, beam loss power distribution