

利用散束器减小 RFQ 加速器的束流能散

罗 紫 华

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文将讨论利用散束器减小 RFQ 加速器的束流能散, 给出散束器作用后的能散分布曲线方程, 并将描述有关散束器参数计算和选择。

一、引 言

RFQ 加速器是高频四极场加速结构, 以下简称 RFQ。它的束流强度可达几毫安至上百毫安, 其最宜加速粒子能量范围是对应每个核子不超过 $(1-2) \text{MeV}/n$ 。RFQ 可用作漂移管型直线加速器的和重粒子加速器的注入器, 也可用作核物理研究、粒子束及重粒子聚变反应研究、等离子体加热及诊断等方面应用的一种装置。

当能散为零的连续束流注入到 RFQ 里, 受高频电场作用得到横向聚焦和纵向加速后, 其中绝大多数的粒子都作相振荡, 使得从 RFQ 出来的束流中绝大多数粒子的能散都不为零。输出束流在 $(\Delta W, \Delta \varphi)$ 相平面上的分布有一定区域, 其大小与 RFQ 所选用的参数(如: 极间电压, 极尖调变参量, 极尖离器轴距离, 腔工作频率、加速粒子种类, 同步相角变化规律, 等等)有关。当 RFQ 用在核物理研究时, 为了实验的准确性, 总希望 RFQ 输出的束流能散尽量小。美国的 LASL 实验室已设计出一种能加速多种粒子 (He^+ , C^{3+} , O^{4+} , Ne^{5+} , ...) 供核物理研究用的 RFQ^[1], 计算表明, 其输出束流强度为 9mA , 束流相宽为 $\pm 26^\circ$, 能量为 $1 \text{MeV}/n$, 最大能散为 $\pm 5 \text{keV}/n$, 束流能散度为 $\Delta W/W = 0.005$ 。根据 RFQ 的束流运动固有特性, 如果光从参数选择上使其能散再度减小, 那是有困难的, 以至实际上难以实现。一种可行的办法, 是在上述 RFQ 后面加一个散束器将能散再度减小。这样, 便可得到流强高达毫安级以上, 能散度约 0.0017 的束流, 将更好地提供核物理研究等方面应用。下面就讨论有关这类散束器的一些问题。

二、散束器作用后的能散曲线方程

RFQ 出口处的粒子在 $(\Delta W, \Delta \varphi)$ 相平面上的分布通常是相宽较窄的正椭圆(见图 1)。为了便于计算, 先将这种有面积大小的椭圆、近似成面积为零的与坐标轴 ΔW 相重合的线段, 其中 p_0 为标准粒子, p_1 为能散最大的非标准粒子, 当束团从 RFQ 出口到达散

束器位置时,如果无散束器,则该处的粒子分布为图2的直线段 W_1 ,其 p_2 与 p_0 之间的相宽称为漂移相宽 $\Delta\varphi_d$;如果有散束器,其高频电压对应的能量波形为图2的 W_2 ,散束器作用后的束流能散分布曲线为图2的 W_3 。显然,此时的能散得到改善。

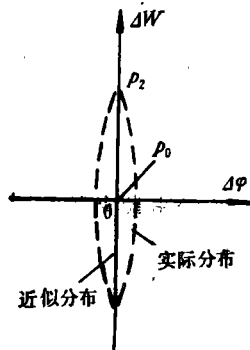


图1 RFQ出口处粒子分布

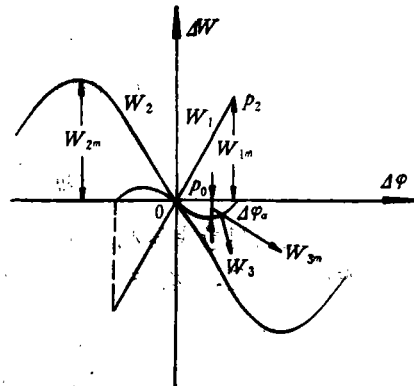


图2 散束器处粒子分布

如果希望原来能散最大的 p_2 粒子,经散束器作用后其能散变为零,则应有 $W_{2m} = W_{1m} / \sin(\Delta\varphi_d)$,束流能散分布曲线可写成

$$W_3 = \left[\frac{\Delta\varphi}{\Delta\varphi_d} - \frac{\sin(\Delta\varphi)}{\sin(\Delta\varphi_d)} \right] W_{1m}. \quad (1)$$

这里 W_{1m} , W_{2m} 分别是RFQ出口的最大能散和散束器电压峰值对应的能量值。将上式对 $\Delta\varphi$ 求导数,并令导数为零,便可得到 W_3 的极值 W_{3m} 。为了描述散束器对束流能散改善程度,引入能散改善因子 K ,它的定义是散束器作用前后能散最大値之比。当束流分布近似为直线段分布情况下,其 K 记作 $K_{\text{直}} = W_{1m} / W_{3m}$ 。给定 $\Delta\varphi_d$ 后,利用(1)式就很容易求得 $K_{\text{直}}$ 。表I列出几种 $\Delta\varphi_d$ 下的 W_{2m} 、 W_{3m} 、 $K_{\text{直}}$ 。

表 I

$\Delta\varphi_d$	$K_{\text{直}}$	W_{2m}	W_{3m}
120°	1.98	1.154 W_{1m}	0.5049 W_{1m}
90°	4.74	1 W_{1m}	0.211 W_{1m}
60°	12.62	1.154 W_{1m}	0.0792 W_{1m}
30°	58.82	2 W_{1m}	0.017 W_{1m}
20°	128.2	2.92 W_{1m}	0.0078 W_{1m}

三、散束器的有关参数及其选择

(一) 漂移距离 L_d 。它是指RFQ出口处至散束器加速间隙中心之间的距离。它满足关系式

$$L_d = \frac{\beta^3 \lambda m_0 c^2}{\Delta W} \left(\frac{\Delta\varphi_d}{2\pi} \right), \quad (2)$$

其中 $\beta = v/c$ 为标准粒子的相对速度, ΔW 为 RFQ 的输出束流最大能散 (MeV), m_0c^2 为加速粒子的静止质量 (MeV), λ 为散束器的高频场波长 (米). 如果输出束流的标准能量为 $1\text{MeV}/n$ 、能散为 $0.005\text{MeV}/n$ 、 λ 为 1.5 米的 RFQ, 当 $\Delta\varphi_d$ 为 30° 和 60° 时, 用上式求得的 L_d 分别为 2.28 米和 4.56 米.

(二) 散束器的高频参数. 这里指散束高频腔的工作频率、工作模式、工作电压及几何尺寸等.

散束腔的工作频率必须与 RFQ 腔的工作频率相同, 才可能对从 RFQ 出来的所有束团都起到减小能散作用. 如果两者频率不同, 则不同的束团中心到达散束器中心时所处的高频相位不同, 故有的束团能散可以减小, 有的束团能散却反而增大, 当然, 这是不希望的.

散束腔的工作模式可选用类似圆柱腔的 TM_{010} 模式, 其轴上电场最强, 对束流作用效率最高.

散束器的工作电压峰值 V_{2m} , 应由最大能散对应的电压值 V_{1m} 和 $\Delta\varphi_d$ 决定, 它满足关系式 $V_{2m} = V_{1m}/\sin(\Delta\varphi_d)$. 当 $V_{1m} = 5\text{kV}$, $\Delta\varphi_d = 30^\circ$ 和 60° , 分别求得 $V_{2m} = 10\text{kV}$ 和 5.77kV . 这电压与通常 200MHz 漂移管型直线加速器所用的 Alvarez 腔的工作电压峰值 (约 136kV) 相比, 小得很多.

散束腔的几何尺寸和形状, 它的选择必须保证腔共振在所要的频率上, 并有好的电性能和机械性能, 还希望散束腔的内径与 RFQ 腔的内径比较接近, 以便加工安装等. 其几何形状宜选 Alvarez 腔 (如图 3 所示), 尺寸可由 LAC 程序^[2]算得. 不过, 应当指出, 在具有同样共振频率情况下, RFQ 后面散束腔的横向尺寸与直线加速器 Alvarez 腔的横向尺寸相比, 可以小得多. 这是因为前一种腔比后一种腔的工作电压低得多, 所以, 在维持相同的共振频率及不发生电击穿的前提下, 散束高频腔的 g 和 D 、 d 都允许取得较小.

(三) 能散改善因子 K . 表 I 中已列出在假定束流在纵向相平面上分布为一直线段情况下的 $K_{\#}$. 但实际的束流在相平面分布应有一定带宽 (见图 4 和 5), 其相应的 K 分别记作 $K_{\#}$ 和 $K_{\#}$. 显然, 它们与 $K_{\#}$ 不相等, 束流在相平面上分布的带越宽, 它们之间的差别就越大. 在图 4 和图 5 所示束流分布情况下 K 值, 可用作图法得到. 由图可知 $K_{\#} \approx c_1/c_2$ 和 $K_{\#} \approx c_3/c_4$, 它们近似地由散束器处, 在散束器不起作用下的束流分布来决定. 这里的 c_1 和 c_3 分别为两种分布下的最大能散, c_2 和 c_4 分别为两种分布下与纵坐标轴 ΔW 交点对应的能散值. 对于输出能量为 $1\text{MeV}/n$, 能散为 $\pm 0.005\text{MeV}/n$, 相散为 $\pm 26^\circ$ 的 RFQ 束流, 当 $\Delta\varphi_d = 60^\circ$ 时, 利用作图法求得的 $K_{\#} \approx K_{\#} \approx 3$.

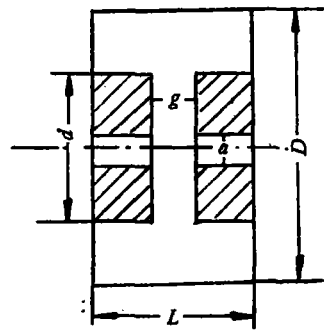


图 3 高频腔

(四) 漂移相宽 $\Delta\varphi_d$. 它是一个重要参数, 它与散束器工作电压、RFQ 至散束器之间束流输运段长度以及散束器减小能散作用大小有着密切关系. $\Delta\varphi_d$ 越小, L_d 越短, V_{2m} 就越大, $K_{\#}$ 越大. 一般情况, 宜选 $\Delta\varphi_d = 30^\circ - 60^\circ$.

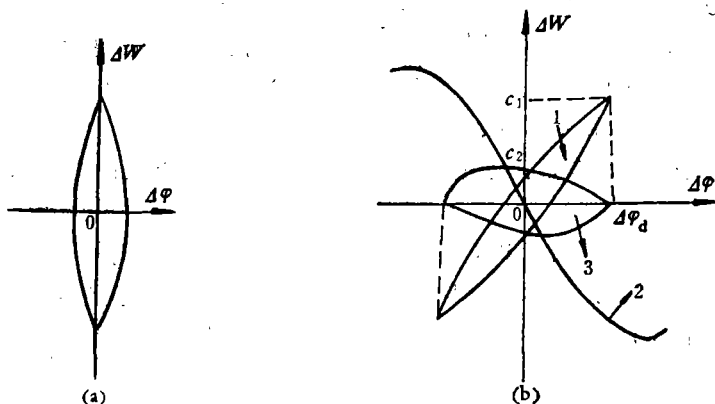


图4 粒子在相平面上分布

(a) 在 RFQ 出口处

(b) 在散束器处

1 为无散束器作用时 2 为散束器电压波形
3 为散束器作用后

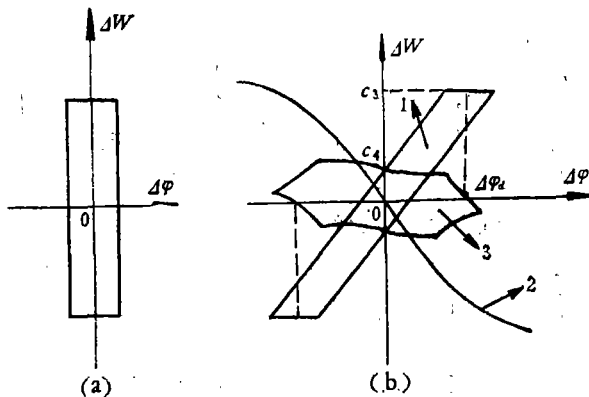


图5 粒子在相平面上分布

(a) 在 RFQ 出口处

(b) 在散束器处

1 为无散束器作用时 2 为散束器电压波形
3 为散束器作用后

四、小 结

从上述讨论可知：(一) 现已给出散束器作用后的能散曲线方程，以及漂移距离与某些参数关系。(二) 对于输出能量为 $1\text{MeV}/n$ 和能散度为 0.005 的 RFQ 束流，可利用散束器将其能散度减小到约为 0.0017 。散束器的工作电压峰值为 $10\text{kV}-5.77\text{kV}$ 。漂移距离为 $2.28-4.56$ 米，漂移相宽为 $30^\circ-60^\circ$ 。

本工作曾得到罗应雄和魏开煜等同志关心和帮助，作者表示衷心感谢。

参 考 文 献

[1] P. Wangler and H. Stokes "The Radio-frequency quadrupole linear accelerator" LA-UR-80-

313.

- [2] Wang Shu-hung Lo Tzu-hua Chang Yi-jin Lo Ying-hsong, "Design study of the Beijing 200MeV proton Linac" Proc. of the 1979 proton linear Accelerator Conference, p. 5.

REDUCTION OF THE BEAM ENERGY SPREAD OF RFQ BY DEBUNCHER

LUO ZI-HUA

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper reduction of the beam energy spread of RFQ for nuclear physics by debuncher is discussed. The equation of the curve of the beam energy spread after debuncher effect is presented. The choice and the calculation of the debuncher parameters are also described.