

通过准直器的束流传输的计算

毛 羽 王志山

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

讨论了束流通过双孔准直器的传输因子以及准直器光路的计算方法, 并与测量数据作了比较, 得到了较好的符合。

关键词: 准直器 传输因子

一、前 言

为了开展背散射、沟道效应、弹性反冲及核反应离子束分析等工作, 4MV 静电加速器实验室, 建立了一条具有双孔准直器的束流管道, 其提供的束流达到: 束径 0.5—1mm; 散角 0.5 mrad; 束流 50—100 nA; 能量稳定度 2.5×10^{-4} ; 束点在靶上位置应保持不变。双孔准直器是由两只相距 2 m 的可调光阑组成, 当两只光阑孔各为 1 mm 时, 在靶上的束流品质便达到预定要求。该束流线已经提供了上述品质的 He^+ 、p 束。

高稳定性的静电加速器提供的束流一般在 5 μA 左右, 小型串列加速器则小于 2 μA 。因此, 在设计束流线时必须考虑束流的传输效率, 双孔准直器是影响传输效率的主要部件。

通常的计算方法是画出双孔准直器的接收相图, 并画出相应位置束流的发射相图, 作接收和发射的匹配处理^[1]。这样的处理方法不够直接。我们试图用解析式计算双孔准直器的束流传输因子, 这样, 当知道准直器入口处的束流便可计算靶上的束流大小和发射角。为了得到较高的传输因子, 提出了束流线最后一个聚焦单元(例如四极透镜)所应达到的设计要求, 即束腰的位置及大小和束包络在第一个光阑孔处的尺寸。我们根据已导出的束流传输因子, 计算了 4 MV 静电加速器一条束流线的准直器所传输的束流, 同时, 依照束流传输因子要求设计了束包络线, 该束流线已经投入使用, 并与计算结果基本一致。

二、束粒子在几何空间的分布

带电粒子束由大量的带电粒子构成, 每个带电粒子都处在自己的某一个运动状态, 这个运动状态由该粒子的位置和相应的动量表示, 如果横向动量很小($p_x/p, p_y/p \ll 1$), 而且不存在相对论效应, 我们就用 x', y' ($x' = dx/dz, y' = dy/dz$) 代替 p_x, p_y 。大量的束粒子在相空间内有大量的相应代表点, 我们通过束粒子在相空间的分布来掌握束特性。

束粒子的相空间分布已经有了大量的研究^[2], 在我们的情况下, 只需研究四维相空间分布, 而且四维相空间的图形在相应平面上的投影是二维相空间的图形(假定它们之间不存在偶合)。带电粒子束在相空间的分布有各种形式, 通常认为带电粒子束的相空间图形为四维超椭球, 而在相应的二维相平面上的投影为椭圆。

在四维超体积内粒子代表点的分布函数为 $f(x, x', y, y')$, 其中 x, x', y, y' 是带电束粒子的

位置坐标和相应的斜率,那么以 x, x', y, y' 为中心的体积元 $dx dx' dy dy'$ 之内的粒子数

$$dN = f(x, x', y, y') dx dx' dy dy'$$

在束截面上粒子密度

$$\rho = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, x', y, y') dx' dy' \quad (1)$$

我们可以讨论带电粒子束在相空间的分布和相应的束流横截面上的分布^[2]。

如果带电束粒子在四维椭球内均匀分布($f=f_0$),我们可以获得带电粒子在束截面 XY 上的密度分布

$$\rho(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_0 dx' dy'$$

由此得

$$\rho(x, y) = \frac{\pi f_0 \epsilon_x \epsilon_y}{XY} \left[1 - \left(\frac{x}{X} \right)^2 - \left(\frac{y}{Y} \right)^2 \right] \quad (2)$$

从公式(2)可知带电粒子在四维超椭球内均匀分布时,它在束横截面 XY 平面上的密度分布为抛物线型。将常数 $f_0 \pi \epsilon_x \epsilon_y / XY$ 以 A 表示,如果束是旋转对称束 $X=Y=B, x^2+y^2=r^2$,那么公式(2)变为

$$\rho = A \left(1 - \frac{r^2}{B^2} \right) \quad (3)$$

三、束流通过准直器的传输因子计算

1. 单孔准直器的束流传输因子

束流通过一个半径为 r_a 的单孔光阑,在接近光阑的靶上可以取得近似光阑孔径的束点。如果束包络半径大于 r_a ,则只有一部分束通过光阑孔,束流大小 $I_a = \int_0^{r_a} \rho(r) 2\pi r dr$;在光阑处的总束流(r 为束半径) $I = \int_0^r \rho(r) 2\pi r dr$ 定义通过光阑孔的传输因子 f 为

$$f = \frac{\int_0^r \rho(r) 2\pi r dr}{\int_0^r (r) 2\pi r dr} \quad (4)$$

如果用 $R=r_a/r (0 < R < 1)$ 代入(4)式则

$$f = \frac{\int_0^R \rho(R) R dR}{\int_0^1 \rho(R) R dR} \quad (5)$$

对上式中的 $\rho(r)$ ($\rho(R)$) 用束密度分布形式计算传输因子。

(1) 几何空间的均匀分布:

$$f_u = \frac{A \int_0^R R dR}{A \int_0^1 R dR} \quad (0 < R < 1) \quad (6)$$

(2) 几何空间的抛物线分布:

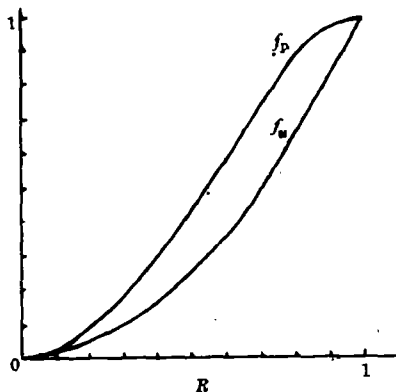


图 1 单孔光阑的传输因子和 R 的关系
Fig. 1 Transmission factor through a single aperture as a function of R

$$f_p = \frac{A \int_0^R (1 - R^2) R dR}{A \int_0^1 (1 - R^2) R dR} = \frac{\frac{1}{2} R^2 - \frac{1}{4} R^4}{\frac{1}{4}} = R^2 (2 - R^2) \quad (7)$$

上两式中, f_u, f_p 为束流通过单孔光阑的传输因子, f_u, f_p 与 R 的关系如图 1 所示。

上面已经看到, 单孔光阑可以限定束径的大小, 作为一个例子, 我们选择在束腰处加一个半径 r_a 的光阑(图 2 所示), 这个光阑反映在图上为两条垂直线。使束径变为 r_a , 但是束的发射角依然为 r' , 如果在距束腰一定距离处另设置一个光阑, 那么它在图 2 上反映出 AB 和 CD 两条斜线。显然, 通过两个光阑后, 不但束径得到了控制, 而且发射角也得到了控制。所以双孔准直器比单孔光阑功能更好。

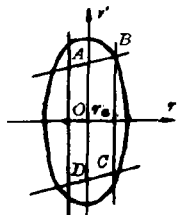


图 2 单孔接收相图
Fig. 2 Acceptance of single aperture

2. 双孔准直器的束流传输因子

双孔准直器的第一孔在 S_1 处, 孔径为 a_1 , 第二孔在 S_2 处, 孔径为 a_2 , 它们之间的距离为 L , 束成腰于 O 点处。在 S_1, S_2 及 O 点的系统接收相图如图 3 所示。

从 O 点到 S_1 和 S_2 的距离分别为 Z_1 和 Z_2 。在通常情况下, 用 S_2 处光阑孔的大小控制所要求的束流的靶点大小, 相应地用 S_1 处光阑孔调节准直器出口处束流的散角。如图得到通过准直器的出射束流最大散角

$$\alpha = (a_1 + a_2)/L \quad (8)$$

这个系统的接收相面积

$$A = 4a_1 a_2 / L \quad (9)$$

当束在 O 点处成腰, 此处束包络半宽度为 r_0 , 发射角为 r'_0 , 则发射度为 $e = r_0 r'_0$ 。当 a_2 和 Z_2 给定, 如果束流在 S_1 处取得最小的束包络半宽度 $r_1 = \sqrt{2} r_0$, 由(7)可知, 通过准直器的束流得到最大传输, 由束包络方程得到在 S_2 处的束包络半宽度

$$r_2^2 = r_0^2 + \frac{e^2 Z_2^2}{r_0^2} = e Z_1 + \frac{e^2 Z_2^2}{e Z_1} = e \frac{Z_1^2 + Z_2^2}{Z_1}$$

$$r_2 = \sqrt{\frac{e}{Z_1} (Z_1^2 + Z_2^2)} \quad (10)$$

由图 3 可以得到

$$a_1/Z_1 = a_2/Z_2 \quad (11)$$

因此, 不难得到束流通过 S_1, S_2 两处光阑时各自的传输因子。首先计算 R_1 和 R_2

$$R_1 = \frac{a_1}{r_1} = \frac{a_1}{\sqrt{2eZ_1}} = \frac{a_2 \sqrt{Z_1}}{\sqrt{2eZ_2}} \quad 0 < R_1 \ll 1 \quad (12)$$

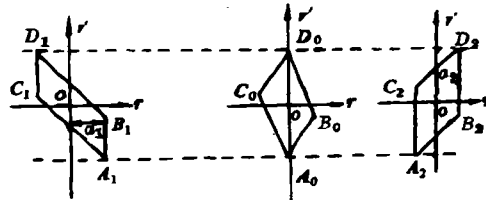
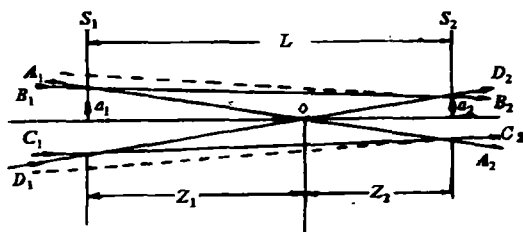


图 3 双孔系统接收相图

Fig. 3 Acceptance of a pair of apertures

$$R_2 = \frac{a_2}{r_2} = \frac{a_2}{\sqrt{\frac{e}{Z_1}(Z_1^2 + Z_2^2)}} = \frac{a_2 \sqrt{Z_1}}{\sqrt{e(Z_1^2 + Z_2^2)}} \quad 0 < R_2 \ll 1 \quad (13)$$

S_1, S_2 处光阑各自的传输因子为 $f_1 = R_1^2(2 - R_1^2)$; $f_2 = R_2^2(2 - R_2^2)$ 。两个光阑组成的准直器的传输因子为

$$f = R_1^2 R_2^2 (2 - R_1^2)(2 - R_2^2) \quad (14)$$

(12)、(13)、(14)式表明,给定 a_2, Z_2 , 传输因子 f 是 Z_1 和 e 的函数。图 4 给出了当 $a_2 = 0.5\text{mm}$, $Z_2 = 1000\text{mm}$, 在不同的发射度 e 时, 传输因子和 Z_1/Z_2 的关系曲线。

从曲线的形状可知:随着束发射度增大, 也就是说束流品质变差, 传输因子随之变小, 通过准直器的束流减小; 对于给定发射度 e , 传输因子随 Z_1/Z_2 的变化出现最大值, 尤其在发射度较小的情况下更加突出。同时还观察到传输因子随 Z_1/Z_2 的变化比较平坦, 尤其在发射度较大的情况下。因此, 对于束腰在准直器中的位置并不要求非常严格。

3. 4MV 静电加速器实验室用于沟道效应、弹性反冲实验的束流管道中双孔准直器的计算和对束流的测试

我们利用原有加速器与分析-开关磁铁之间的四极透镜作为这条管道的聚焦单元。根据离子源实验获得的发射度数据计算 3 条束包络。其束的归一化发射度 $e = 1.48\text{mm} \cdot \text{mrad} \cdot \text{MeV}^{1/2}$, 将束腰置于准直器中心, 束腰的半宽度 $r_0 = 1\text{mm}$ 。准直器的两个孔分别

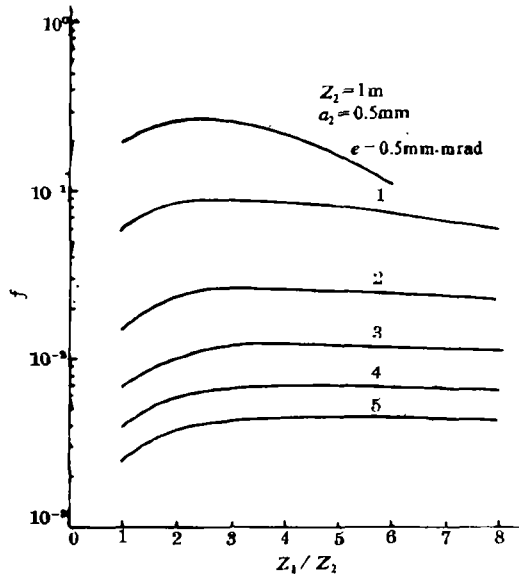


图 4 通过两孔系统的传输因子

Fig. 4 Transmission factor through two apertures

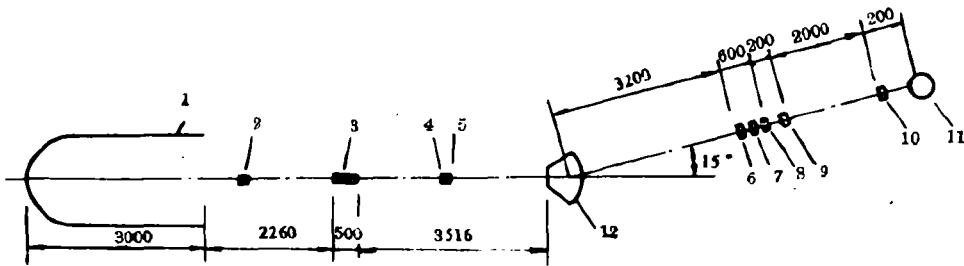


图 5 加速器和 15° 束流线光学元件

1. 加速器 2. X, Y 导向器 3. 四极磁透镜 4, 7. 束流剖面仪
5, 8. 法拉第筒 6. 单缝 9, 10. 孔光阑 11. 靶室 12. 分析-开关磁铁

Fig. 5 Beam optics elements of the accelerator and the beam line

1. 4UH accelerator 2. X, Y steerers 3. Quadrupole lens 4, 7. Profile monitors
5, 8. Faraday cups 6. Single slit 9, 10. Diaphragms 11. Target
12. Switching magnet

距束腰1m,在第一孔处,束包络半宽度 $r_1=1.5\text{mm}$ 。以上数据基本满足 $r_0=\sqrt{eZ_1}$ 和 $R_1=\sqrt{2}R_0$ 条件(能量为2MeV时发射度 $e=1.05\text{mm}\cdot\text{mrad}\doteq 1\text{mm}\cdot\text{mrad}$)。当两个孔的大小为1mm(即 $a_2=0.5\text{mm}$)时,由图4得到束流通过准直器的传输因子 $f=0.055$,就是说有 $1\mu\text{A}$ 的束流在第一孔处束径约3—4mm,在靶上可得到55nA束流,此时通过准直器的束流发射角为0.5mrad,靶上束径为1mm。如果两个孔为0.5mm,则准直器传输因子为 3.78×10^{-3} ,当 $1\mu\text{A}$ 的束流通过准直器可获得3.78nA束流,散角为0.25mrad,束径为0.5mm。4MV静电加速器可以提供 $5\mu\text{A}$ 束流,因此在上述两种情况下,分别得到270nA、散角0.5mrad和20nA、散角0.25mrad的束流。图5给出了4MV静电加速器及束流管道中束流光学部件的布置。

这条束流管道已经使用。在调试过程中,我们在能量为2MeV的 $2\mu\text{AHe}^+$ 束情况下测试了上述计算的各种束流参数。束流截面由束流剖面仪测量,按计算在此处束流宽度为3.4mm,当实际束流宽度为4mm,准直器两孔均为1mm,测得通过准直器的束流为130nA。而准直器两孔均为0.5mm,测得束流为9nA。按照理论计算,上述两种情况下,束流应分别为110nA和7.5nA。由此可知,理论计算值和实测值基本一致。但是,加速器运行400h后,在同样条件下,只能得到20—30nA的束流,而且由束流剖面仪监测束流剖面的密度分布时发现束流密度分布也发生严重变形,出现不规则形状。产生这种现象的主要原因是离子源经过长时间运行,吸极孔发生变形和孔道变大,导致发射度变差、发射图形扭曲。当更换离子源吸极系统后,束流又恢复到最佳状态。

四、结 论

1. 上述工作只是用两个圆孔作计算,而且束也是圆柱对称的。如果是方孔和平面对称束,那么必须用(2)式分别计算 $\rho(x)\rho(y)$,然后计算传输因子 f_x, f_y ,再用卷积计算总的传输因子 f 。如果对于脉冲化的束流,必须使用六维空间相的分布,然后消除 x', y', z, z' ,计算束在XY平面的密度分布,由此计算传输因子方法基本与上述过程相同。

2. 束流管道最后一级聚焦元件必须根据束流在靶上的要求设计相应的准直器,使束包络满足公式 $r_1=\sqrt{2}r_0$ 的条件,并且 $0<R<1$,以便得到较好的传输效果。

3. 我们仅仅选用了带电束粒子在相空间的椭球内均匀分布的情况计算传输因子。当然采用不同的分布会得到不同的结果。例如在计算有空间电荷存在时的束流传输问题,常用带电束粒子在超椭球表面上的均匀分布,在计算二孔准直器传输因子时,应当使用由此分布所得到的传输因子表达式。

参 考 文 献

- [1] Banford A P. The transport of charged particle beams, London: spon, 1966;
- [2] Lichtenberg A J. Phase space dynamics of particles. New York: John Wiley, 1969;
- [3] 郁庆长: 强流离子光学原理, 北京: 原子能出版社, 1982;

Calculation of beam transportation through a collimator

Mao Yu Wang Zhishan

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, Shanghai 201800)

Abstract

The beam transmission factor through a collimator and calculation method of ion beam optics for a beam line are discussed. Comparisons are given between the calculated and the experimental results, showing a good agreement with each other.

Keywords: Callimator Transmission factor

(1991 年 8 月 16 日收到)

(1992 年 2 月 24 日修回)