第4卷 第6期 高能物理与核物理 Vol. 4, No. 6
1980年11月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS Nov., 1980

单聚束器系统的参数和电公差分析

魏开煜
（中国科学院高能物理研究所）

摘　要

本文分析了单聚束器系统的参数关系，计算了预注入器和聚束器的电公差，并讨论了这些公差对直线加速器束流能谱的影响。

一、引　言

目前世界上大多数质子同步加速器的低能束流输运系统，是采用单聚束器结构．这种结构比较简单，容易调整，缺点是聚束效率(即直线加速器对束流的捕获效率)要比双聚束器结构低10—20%．

本文比较系统地研究了单聚束器各物理参数之间的约束关系，导出了一组供选择参数用的约束方程式．根据这些方程并考虑到直线加速器的捕获效率，束流能谱，以及对预注入器和聚束器电公差的要求等因素，讨论了参数的较佳范围．计算结果表明，在单聚束器情况下，直线加速器的较佳捕获效率大致在58%—65%．

本文还用了一种迄今尚未看到过的分析方法，导出了预注入器电压稳定度和聚束器电公差同直线加速器束流的能谱宽度之间的关系式．根据这些关系式的计算表明，对公差的容忍度与系统设计参数的选择有关．当束流的捕获效率为58%左右时，可以容忍最大的公差．随着捕获效率的提高，对公差的要求就越来越严．本文未计入束流空间电荷效应，所导公式可用于弱束流系统设计；对强束流系统，可以用来为电子计算机程序提供较准确的零级试探参数，避免猜值的盲目性．

二、选择聚束参数的约束方程

取系统的中心轨道为纵坐标轴 Z，定义沿中心轨道运动，能量准确等于设计值，并且在聚束电场的零相位通过聚束间隙的粒子为标准粒子．它的纵坐标为 Z_c，其他粒子与标准粒子的纵向位置之差为 $\bar{z} = Z - Z_c$，我们用归一化变数 z 描述粒子的运动：

$$z = \bar{z}\sqrt{\gamma^3\beta}. \tag{2.1}$$

其中 $\gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$；$\beta = \dfrac{v}{c}$，$v$ 为束流输运速度，c 为光速．

假定聚束场是正弦波，聚束间隙长度远小于聚束漂移距离 L，那么容易求得在直线

加速器入口束流的相曲线为

$$\begin{pmatrix} z \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_0 \\ -\chi \sin(Qz_0) + z_0' \end{pmatrix}. \tag{2.2}$$

式中 z_0 是 z 在聚束间隙出口的值，$z' = \dfrac{dz}{dZ_c}$，并且有

$$Q = \frac{2\pi}{\gamma^{3/2}\beta^{3/2}\lambda}, \tag{2.3}$$

$$\chi = \frac{eV}{m_0c^2\gamma^{3/2}\beta^{3/2}}. \tag{2.4}$$

其中 V 是有效聚束电压幅度，λ 为聚束场的波长．容易证明 (z, z') 同粒子的相位 ϕ，能量差 ΔW 和动量差 ΔP 之间有如下关系：

$$Qz = \phi, \tag{2.5}$$

$$z' = \frac{\gamma - 1}{\gamma^{3/2}\beta^{3/2}}\left(\frac{\Delta W}{W}\right) = \left(\frac{\beta}{\gamma}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta P}{P}, \tag{2.6}$$

这里 W 和 P 分别为能量和动量的设计值．(2.2)式中的 $z_0' = (\gamma - 1)\left(\dfrac{\Delta W}{W}\right)_0 \Big/ (\gamma^{3/2}\beta^{3/2})$，$\left(\dfrac{\Delta W}{W}\right)_0$ 为预注入器的输出能散度．

通常在直线加速器的第一个加速间隙中心，纵向规一化接收度在线性近似下为一正椭圆

$$\frac{z^2}{\theta_{11}} + \frac{z'^2}{\theta_{22}} = 1. \tag{2.7}$$

考虑理想情况下的注入匹配，令 $z_0' = 0$，使束流曲线 (2.2) 与椭圆 (2.7) 有两个且只有两个对称的交点 $(z_P, -z_P')$ 和 $(-z_P, z_P')$．根据文献 [1] 中所阐述的观点，只要使 z_P 满足

$$z_P \leqslant \frac{2\alpha_x\alpha_y}{3}\sqrt{\theta_{11}}. \tag{2.8}$$

那么，$|z| \leqslant z_P$ 中的粒子就可以全部被直线加速器捕获．这里 α_x 和 α_y 分别为束流通过聚束间隙时，在水平和垂直两个横方向发射度的增长系数的平方根．假定束流的横向均方根发射度不变，可以导出 $\alpha_x = \alpha_y = \dfrac{\sqrt{5}}{2}$，否则，也可为其他数值，这可以通过实验测得．在上述匹配概念下，我们导出了如下的参数约束方程式

$$\begin{cases} \left(\dfrac{\pi}{2} + \phi_c\right)\sin\left[Q\alpha\sqrt{\theta_{11}} + QL\sqrt{\theta_{22}(1-\alpha^2)}\,\right] - QL\sqrt{\theta_{22}(1-\alpha^2)} = 0, & (2.9) \\ \pi\eta = Q\alpha\sqrt{\theta_{11}} + QL\sqrt{\theta_{22}(1-\alpha^2)}, & (2.10) \\ Q\chi L = \dfrac{\pi}{2} + \phi_c. & (2.11) \end{cases}$$

式中 ϕ_c 的取值范围为

$$-\alpha Q\sqrt{\theta_{11}} \leqslant \phi_c \leqslant \phi_{c\max}, \tag{2.12}$$

$$\left\{\left(\frac{\pi}{2}+\phi_{c\max}\right)^2-1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\sqrt{\left(\frac{\pi}{2}+\phi_{c\max}\right)^2-1}-\cos^{-1}\frac{1}{\frac{\pi}{2}+\phi_{c\max}}\right]^2\right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$=Q\sqrt{\theta_{22}}L. \tag{2.13}$$

上述方程组中 η 是直线加速器的捕获效率. ϕ_c 是束流曲线上峰值 $z'_{\max}=\chi$ 所对应的相位. $\alpha=\frac{2}{3}\alpha_x\alpha_y$.

三、束流的能谱和聚束参数选择的关系

束流在被直线加速器捕获之前,并没有确切的纵向发射度. 可以认为,在接收度椭圆(2.7)中任意划一个同心的相似椭圆,则这个椭圆就是它所包围的那部分束流的初始纵向规一化发射度. 假如我们以 A_i 和 A'_i 分别表示任一个同心相似椭圆(以下简称相似椭圆)在 z 和 z' 方向的半轴,那么根据直线加速器中粒子线性相振荡的理论,有

$$A_kA'_k=A_iA'_i, \tag{3.1}$$

这里"k"表示变换到直线加速器出口的值. 并且 A_i 和 A_k 所对应的相宽度 ϕ_i 和 ϕ_k 之间有下列关系

$$\left(\frac{\phi_i}{\phi_k}\right)=\left(\frac{\gamma_k\beta_k}{\gamma_i\beta_i}\right)^{3/4}. \tag{3.3}$$

利用关系式(3.1)、(3.2)、(2.3)、(2.5)和(2.6),即可求得注入到相似椭圆 $A_iA'_i$ 中的那部分束流在直线加速器出口的能散度为

$$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_k=\frac{(\gamma_i\beta_i\gamma_k\beta_k)^{3/4}}{\gamma_k-1}A'_i. \tag{3.4}$$

由椭圆的相似条件可知 A'_i 可以通过该椭圆上任一点的坐标 (z_i, z'_i) 表示为

$$A'_i=\sqrt{z'^2_i+\frac{\theta_{22}}{\theta_{11}}z^2_i}. \tag{3.5}$$

当 $A'_i=\sqrt{\theta_{22}}$ 时,得到全部束流的边界能散度为

$$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{k\max}=\frac{1}{\gamma_k-1}(\gamma_i\beta_i\gamma_k\beta_k)^{3/4}\sqrt{\theta_{22}}. \tag{3.6}$$

它完全由直线加速器本身的参数决定. 然而,衡量束流性能优劣的尺度并不是束流的边界能散度,因为能谱边沿的粒子数很少. 重要的是包括80%束流的能散度,我们定义这部分能散度为束流的能谱心半宽度. 假定束流对 z_0 是均匀分布的,那么在束流曲线的二峰值 $z'_{\max}=\pm\chi$ 之间的粒子数占整个束的50%,假如捕获率为60%,那么二峰值之间的束流就占被捕获束流的80%. 因而,正好把二峰值之间的线段全部包住的相似椭圆就决定能谱心的宽度. 二峰值所处的椭圆为

$$A'_{i\chi}=\sqrt{\chi^2+\frac{\theta_{22}}{\theta_{11}}\left(\frac{\phi_c}{Q}\right)^2}. \tag{3.7}$$

在二峰值之间束流曲线有一对 $z=z_{\max}$ 极值,所处的椭圆为

$$A'_{im} = \sqrt{\chi^2\left[1-\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)^2\right]+\frac{\theta_{22}}{\theta_{11}Q^2}\left[\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)-\sqrt{(Q\chi L)^2-1}\right]^2}. \qquad (3.8)$$

显然，当 $A'_{i\chi} = A'_{im}$ 时，包括 80% 束流的发射度为最小值．在此情况下，获得最佳能谱，即能谱心宽度为最小．我们以 $\phi_c = \bar{\Phi}_c$ 表示这种状态，由 (2.11)、(3.7) 和 (3.8) 得到 $\bar{\Phi}_c$ 的方程为

$$\left\{\cos^{-1}\left(\frac{1}{\frac{\pi}{2}+\bar{\Phi}_c}\right)-\sqrt{\left(\frac{\pi}{2}+\bar{\Phi}_c\right)^2-1}\right\}^2-\bar{\Phi}_c^2 = \frac{\theta_{11}}{\theta_{22}L}. \qquad (3.9)$$

将方程 (3.9) 和方程组 (2.9)—(2.13) 联立，即可得到相应的参数 L, χ, η，从而得到 V．我们称这一参数选择为“最佳能谱”选择．在此情况下 $A'_i = A'_{i\min}$，

$$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_k = \left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{k\min}.$$

当 $\phi_c < \bar{\Phi}_c$ 和 $\phi_c > \bar{\Phi}_c$ 时，皆有 $A'_i > A'_{i\min}$，亦即束流的能谱心加宽．计算结果表明，$\phi_c < \bar{\Phi}_c$ 的区域捕获效率 η 较小，而 $\phi_c > \bar{\Phi}_c$ 的区域 η 较大．就是说，$\phi_c < \bar{\Phi}_c$ 的区域能谱心又宽效率又低，是不可取的．而 $\phi_c > \bar{\Phi}_c$ 的区域虽然能谱心也要加宽，但可获得较高的捕获效率，是可取的较佳参数区．在此参数区，束流的能谱心宽度由 A'_{im} 决定．显然，只要束流的能谱心不超过极限 (3.6)，就不会显著降低捕获率 η，也就不会降低直线加速器的束流强度．于是比值 $K = \left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{k\max}\Big/\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_k = \sqrt{\theta_{22}}/A'_{im}$ 代表束流的安全系数．K 值越大能谱越好，束流也越不容易损失．利用 (3.8) 得：

$$K = \frac{QL\sqrt{\theta_{22}}}{\sqrt{(Q\chi L)^2-1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\sqrt{(Q\chi L)^2-1}-\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)\right]^2}}. \qquad (3.10)$$

在“最佳能谱”选择下 $K = K_{\max}$，最安全；另一个极限是 $K = 1$，在此情况下得到最大捕获效率 $\eta_{\max}$，但处于安全区的边沿．稍有公差就会引起束流损失．不难证明 $K = 1$ 时 $\phi_c = \phi_{c\max}$．我们以 ϵ 表示能谱心中束流的发射度同整个束流的边界发射度之比，则有

$$\epsilon = \frac{1}{K^2}. \qquad (3.11)$$

四、各种电公差对束流能谱的影响

预注入器和聚束器的电公差主要是引起直线加速器束流的能谱心的加宽．并不增大整个束流的边界能散度．我们以 $K_j (j = 1, 2, 3, \cdots, n)$ 表示第 j 类电公差所引起的能谱心加宽系数．那么按照一种最保险的算法是认为总的加宽系数为

$$K_r = \prod_{j=1}^{n} K_j \qquad (4.1)$$

限制公差的条件应该是 $K_r \leqslant K$．即最多把安全系数全部“吃掉”．下面分别讨论各种公差．

1. 预注入器的电压稳定度

当 $z_0' \neq 0$ 时,由 (2.2) 和 (3.5) 可以求得

$$A_i'(z_0') = \sqrt{\left[-\chi\sqrt{1-\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)^2}-|z_0'|\right]^2+\frac{\theta_{22}}{\theta_{11}Q^2}\left[\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)-\sqrt{(Q\chi L)^2-1}-QL|z_0'|\right]^2}. \tag{4.2}$$

将 (4.2) 除以 (3.8) 即得 z_0' 所引起的能谱心的加宽系数

$$K(z_0') = \sqrt{\frac{[\sqrt{(Q\chi L)^2-1}+QL|z_0'|]^2+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)-\sqrt{(Q\chi L)^2-1}-QL|z_0'|\right]^2}{(Q\chi L)^2-1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)-\sqrt{(Q\chi L)^2-1}\right]^2}}. \tag{4.3}$$

当 z_0' 分别为预注入器电压的快、慢稳定度引起的波动时,我们有

$$K(z_0') = \begin{cases} K_{Pf}, & 当\ z_0' = \dfrac{\gamma_i-1}{(\gamma_i\beta_i)^{3/2}}\left(\dfrac{\Delta W}{W}\right)_{Pf} \\ K_{Ps}, & 当\ z_0' = \dfrac{\gamma_i-1}{(\gamma_i\beta_i)^{3/2}}\left(\dfrac{\Delta W}{W}\right)_{Ps}, \end{cases} \tag{4.4}$$

式中 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Pf}$ 和 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Ps}$ 分别为预注入器电压的快稳定度和慢稳定度.

2. 聚束器的电公差

(i) 聚束电压稳定度　当聚束电压的波动为 $\frac{\Delta V}{V_0}$ 时,由 (2.4) 得

$$\chi = \chi_0\left(1+\frac{\Delta V}{V_0}\right), \tag{4.5}$$

式中 χ_0 为设计值. 将(4.5)代入(3.8)式,并将所得结果除以当 $\Delta V = 0$ 时所得到的 A_{im}' 的表达式,即可得到 $\frac{\Delta V}{V_0}$ 所引起的能谱心加宽系数 K_{BV},

$$K_{BV} = \sqrt{\frac{(Q\chi_0L)^2\left(1+\frac{\Delta V}{V_0}\right)^2-1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\cos^{-1}\frac{1}{(Q\chi_0L)\left(1+\frac{\Delta V}{V_0}\right)}-\sqrt{(Q\chi_0L)^2\left(1+\frac{\Delta V}{V_0}\right)^2-1}\right]^2}{(Q\chi_0L)^2-1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\cos^{-1}\frac{1}{Q\chi_0L}-\sqrt{(Q\chi_0L)^2-1}\right]^2}}. \tag{4.6}$$

(ii) 聚束电场的相位稳定度　当聚束电场的相位波动为 $\Delta\varphi$ 时,束流曲线的 $z_{\max}$ 极值变为

$$Qz_{\max} = \cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)-\sqrt{(Q\chi L)^2-1}+\Delta\varphi,$$

$$Qz'|_{z=z_{\max}} = -Q\chi\sqrt{1-\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)^2}. \tag{4.7}$$

利用 (4.7) 和 (3.5) 并考虑到 $\Delta\varphi$ 可取正负值得

$$A'_{B\varphi} = \sqrt{\chi^2\left[1-\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)^2\right]+\frac{\theta_{22}}{\theta_{11}Q^2}\left[\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)-\sqrt{(Q\chi L)^2-1}-|\Delta\varphi|\right]^2}. \tag{4.8}$$

将 (4.8) 除以 (3.8) 得

$$K_{B\varphi} = \sqrt{\frac{(Q\chi L)^2-1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)-\sqrt{(Q\chi L)^2-1}-|\Delta\varphi|\right]^2}{(Q\chi L)^2-1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)-\sqrt{(Q\chi L)^2-1}\right]^2}}. \tag{4.9}$$

3. 聚束漂移距离安装公差

聚束漂移距离 L 的安装公差 ΔL 所引起的束流曲线的平移，可以通过调整聚束场同加速场之间的相位延迟量而校正。这里只考虑 ΔL 所引起的束流曲线的变形。

令
$$L = L_0\left(1+\frac{\Delta L}{L_0}\right), \tag{4.10}$$

代入 (3.8) 式，并将所得结果除以当 $\Delta L = 0$ 时所得到的 A'_{im} 的表达式，即得到能谱心加宽系数为

$$K_{BL} = \sqrt{\frac{(Q\chi L_0)^2-\frac{1}{\left(1+\frac{\Delta L}{L_0}\right)^2}+\frac{\theta_{22}L_0^2}{\theta_{11}}\left[\cos^{-1}\frac{1}{Q\chi L_0\left(1+\frac{\Delta L}{L_0}\right)}-\sqrt{(Q\chi L_0)^2\left(1+\frac{\Delta L}{L_0}\right)^2-1}\right]^2}{(Q\chi L_0)^2-1+\frac{\theta_{22}L_0^2}{\theta_{11}}\left[\cos^{-1}\frac{1}{Q\chi L_0}-\sqrt{(Q\chi L_0)^2-1}\right]^2}}. \tag{4.11}$$

五、计 算 结 果

1. 较佳参数范围的计算举例

取聚束场的波长为 $\lambda = 1.4896M$ (频率为 201.25 兆周)，预注入器能量为 $W_i = 750$ keV。为直观起见将 θ_{11} 与 θ_{22} 换为相应的相位半宽度 ϕ_i 及能量差半宽度 ΔW_i，它们是 $\phi_i = Q\sqrt{\theta_{11}}$，$\Delta W_i = \frac{(\gamma_i\beta_i)^{3/2}}{\gamma_i-1}W_i\sqrt{\theta_{22}}$，对不同的 ϕ_i 及 $|\Delta W_i|$ 值，所得较佳参数范围如表 1。

2. 较佳参数区内各参数之间数量关系的举例

我们以 $\phi_i = 30°$，$\Delta W_i = 47.05$ keV 为例子，计算出了捕获效率 η，聚束电压 V，聚束漂移距离 L，束流在 200MeV 时的能谱心宽度 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_k$，安全系数 K，以及能谱心发射度与束流边界发射度之比 ε 等参数的对应关系，所得结果如表 2。

表 1

线性接收度参数		最佳能谱极限			最大捕获效率极限		
ϕ_i	ΔW_i (keV)	L (cm)	V (kV)	η (%)	L_{max} (cm)	V_{max} (kV)	η_{max} (%)
32°	57.27	62.8	33.08	59.3	70.6	35.45	64.8
31°	54.66	65.9	31.45	58.9	74.0	33.60	64.4
30°	52.09	69.1	29.83	58.3	77.4	31.72	63.7
30°	47.05	76.5	26.96	58.4	85.7	28.67	63.8
29°	49.55	72.7	27.41	58.0	81.3	29.96	63.2
28°	47.05	76.6	26.03	57.5	85.4	28.23	62.7

表 2 $\phi_i = 30°$, $\Delta W_i = 47.05\text{keV}$

ϕ_c	L(cm)	V(kV)	η(%)	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_k \cdot 10^3$	K	ε
−6.96°	76.5	26.96	58.4	1.21	1.62	0.38
−6.26°	77	27.03	58.7	1.26	1.58	0.40
−4.72°	78	27.17	59.3	1.32	1.50	0.45
−3.36°	79	27.25	59.9	1.38	1.43	0.49
−1.50°	80	27.49	60.4	1.47	1.35	0.55
0.179°	81	27.67	61.0	1.55	1.28	0.61
1.91°	82	27.85	61.6	1.63	1.22	0.68
3.70°	83	28.06	62.2	1.72	1.15	0.75
5.55°	84	28.27	62.8	1.81	1.10	0.83
7.46°	85	28.49	63.4	1.91	1.04	0.93
8.91°	85.7	28.67	63.8	1.98	1.00	1.00

3. 公差计算

我们以 $\phi_i = 30°$, $\Delta W_i = 47.05\text{ keV}$ 为例子，计算了单项公差和公差的配合。具体分为以下三种情况：(i) 聚束器电公差为零的情况下允许预注入器电压的最大波动 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{P\max}$，这里 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_P$ 为快稳定度 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Pf}$ 与慢稳定度 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Ps}$ 之和. (ii)聚束器电压稳定度为 $\frac{\Delta V}{V_0} = \pm 1\%$，相位稳定度为 $\Delta\varphi = \pm 1°$，聚束漂移距离安装公差为 $\frac{\Delta L}{L_0} = \pm 0.1\%$ 的情况下，允许的预注入器电压稳定度 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_P$. (iii) 当 $\frac{\Delta V}{V_0} = \pm 1\%$，

表 3 $\frac{\Delta V}{V_0} = \pm 1\%$, $\Delta\varphi = \pm 1°$, $\frac{\Delta L}{L} = \pm 0.1\%$ 引起的能谱心加宽量

η (%)	58.4	58.7	59.3	59.9	60.4	61.0	61.6	62.2	62.8	63.4	63.8
$K_{BV} - 1$ (%)	3.28	3.25	3.18	3.13	3.06	2.99	2.93	2.87	2.81	2.75	—
$K_{B\varphi} - 1$ (%)	4.06	4.01	3.88	3.78	3.63	3.50	3.37	3.25	3.12	3.00	—
$K_{BL} - 1$ (%)	0.282	0.280	0.276	0.273	0.269	0.265	0.261	0.257	0.253	0.249	—
$K_B - 1$ (%)	7.78	7.56	7.49	7.32	7.09	6.88	6.68	6.49	6.29	6.10	—

$\Delta\varphi=\pm1°$, $\frac{\Delta L}{L_0}=\pm0.1\%$ 并假定 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Pf}=\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Ps}$ 的情况下，所允许的 $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Pf}$.

为了计算的方便，我们由 (3.8)、(4.3) 和 (4.4) 诸式联立解出

$$\left.\begin{aligned}&\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_P=\frac{(\gamma_i\beta_i)^{3/2}}{(\gamma_i-1)QL}\left[\frac{\sqrt{b^2+\left(1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\right)(QLA'_{im})^2(K_P^2-1)}-b}{1+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}}\right],\\&b=\sqrt{(Q\chi L)^2-1}+\frac{\theta_{22}L^2}{\theta_{11}}\left[\sqrt{(Q\chi L)^2-1}-\cos^{-1}\left(\frac{1}{Q\chi L}\right)\right].\end{aligned}\right\}\tag{5.1}$$

对于快稳定度和慢稳定度，只要将 (5.1) 式中的下标 P 分别改为 Pf 和 Ps 就行了．并且有

$$K_P=\frac{K}{K_B},\quad K_B=K_{BV}K_{B\varphi}K_{BL}.\tag{5.2}$$

在第 (iii) 种计算情况下有

$$K_{Pf}=K_{Ps}=\sqrt{K_P}\tag{5.3}$$

关于 K_B 的计算结果列在表 3 中，预注入器电压稳定度的计算结果列在表 4 中．

表 4　各种情况下可容忍的预注入器电压稳定度

情况	公差 \ η (%)	58.4	58.7	59.3	59.9	60.4	61.0	61.6	62.2	62.8	63.4	63.8
1	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_P\cdot10^3$	5.31	5.05	4.51	4.03	3.39	2.83	2.23	1.67	1.07	0.46	0
2	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_P\cdot10^3$	4.34	4.11	3.50	3.14	2.54	2.00	1.46	0.91	0.34	0	0
3	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Pf}\cdot10^3$	1.99	1.90	1.67	1.48	1.21	0.96	0.71	0.44	0.17	0	0

1. $\frac{\Delta V}{V_0}=0$, $\Delta\varphi=0$, $\frac{\Delta L}{L_0}=0$,
2. $\frac{\Delta V}{V_0}=\pm1\%$, $\Delta\varphi=\pm1°$, $\frac{\Delta L}{L_0}=\pm0.1\%$,
3. $\frac{\Delta V}{V_0}=\pm1\%$, $\Delta\varphi=\pm1°$, $\frac{\Delta L}{L_0}=\pm0.1\%$, $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Pf}=\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{Ps}$

六、基 本 结 论

由上面的分析和计算可以得出以下的基本结论：

1. 单聚束器情况下，束流的捕获效率 η 的较佳选择范围大致在两个极限值之间：其下限对应于直线加速器束流的能谱为最佳，这时能谱心宽度最小，80% 的束流集中在边界发射度中心约 40% 的相面积之内；其上限对应于直线加速器的束流强度为最大，但束流能谱较差．当直线加速器的初始平衡相位 ϕ_i 为 30° 时，捕获效率 η 的较佳范围大致是 58—64%，当 ϕ_i 增大时，η 的上下限增加得很缓慢，例如当 ϕ_i 为 32° 时，η 的较佳范围仅增至 59—65%，由此可见，直线加速器的初始平衡相位 ϕ_i 取得太大并不一定合算．

2. 预注入器和聚束系统的电公差的主要影响，是使直线加速器束流的能谱心变宽，过

大时会造成束流损失．由表4所列的数据可以看出，当捕获效率η取下限值时，可以容忍最大的公差．η越大要求的公差越严．

最后，需要说明的是，本文在讨论聚束器和预注入器电公差对束流能谱宽度的影响时，没有计入直线加速器结构的不均匀性，非线性效应，加速效应，空间电荷效应以及直线加速器本身参数的公差影响等因素．因此，本文所给出的能谱宽度公式，聚束器和预注入器电公差公式，都只是一种线性计算公式．这些公式可供设计工作者较方便地用手动计算机进行有关参数的数量级估计，但是，更精确的结果需要用计入上述各种因素的电子计算机程序去进行计算．

参考文献

[1] 魏开煜等，高能物理与核物理，4(1980)，

THE PARAMETERS AND ELECTRICAL TOLERANCE ANALYSIS FOR THE SINGLE BUNCHER SYSTEMS

WEI KAI-YU

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

This paper has analysed the relation of the parameters of single buncher systems and has calculated the electrical tolerance deviations of buncher and preinjector, and the paper also has discussed the effect of the electrical errors to the energy spectrum of Linac beam.