

注入聚束腔的离子束的能量分散对直线 加速器输出束流波形的影响

张华颖

(中国科学院高能物理研究所, 北京, 100039)

关键词 质子直线加速器, 聚束。

一、理论分析

众所周知, 在质子直线加速器前常用聚束腔来提高加速器的捕获效率。从聚束腔至加速器入口有一段聚束漂移空间, 如图1所示。

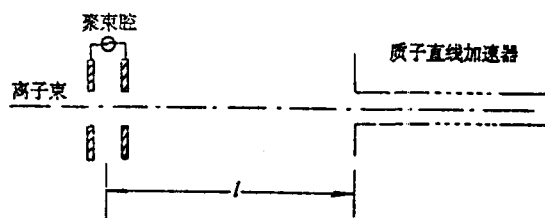


图1 直线加速器用聚束腔示意图

Fig. 1 Schematic diagram of bunch tank for linac

典型的预注入器是高压倍加器。由于脉冲束流负载, 预注入器的高压在脉冲期间几乎直线下跌, 高压下跌的数值可由下式估算:

$$\Delta V = \Delta Q / C \approx I_p \tau / C \quad (1)$$

其中 I_p 是高压电源的脉冲负载电流, τ 是束流脉冲宽度, C 是高压头部对地的电容。作为一个例子, 如在 35 MeV 北京质子直线加速器中, $I_p = 250$ mA, $\tau = 100$ μ s, $C \approx 700$ pF, 所以脉冲期间高压下跌约为 36 kV; 也就是说注入聚束腔的离子的能量将由脉冲头部的 750 keV 下降至脉冲尾部的 714 keV。

假如注入聚束腔的束流是电流强度为 i_0 的方波脉冲, 则当不估计纵向空间电荷效应时在直线加速器入口处的束波形 $i(t)$ 为^[1]:

$$i(t) \approx \frac{i_0}{1 - \frac{A \cos \alpha t}{(1 + a \sin \alpha t)^{3/2}}} \quad (2)$$

其中 $\alpha = E_m/E_0$, $A = \alpha\omega l/2v_0$, E_0 和 v_0 分别为聚束腔入口处离子的能量和速度, l 是由聚束腔至直线加速器入口间的漂移距离, ω 是聚束电压的圆频率. 经聚束间隙后离子能量得到的调制为

$$\Delta E_0 = E_m \sin\omega t \quad (3)$$

通常 $\alpha < 0.1$, 此时式 (2) 能近似为

$$i(t) \doteq \frac{i_0}{1 - A \cos\omega t} \quad (4)$$

所以在直线加速器入口处束流波形 $i(\omega t)$ 如图 2 所示 (此处 A 值典型地取为 $\pi/4$).

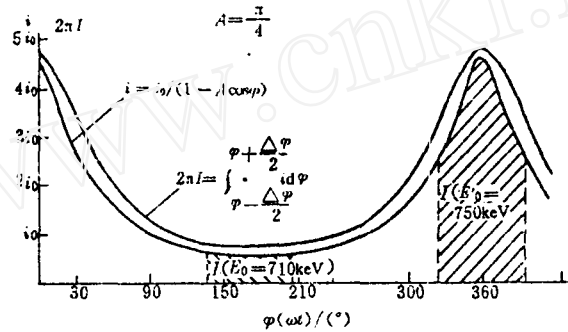


图 2 注入直线加速器的束流波形 $i(\omega t)$ 和被直线加速器捕获的束流 I 与聚束腔和直线腔间相位差 φ 的关系

Fig. 2 The beam current waveform, $i(\omega t)$, injecting into linac and the beam current, I , captured by linac vs. the phase difference between the bunch tank and linac tank

已知, 直线加速腔仅能捕获一定相角范围内的束流 ($\varphi^* \pm \frac{\Delta\varphi}{2}$), 所以能为直线加速器捕获的束流 I 由下式确定:

$$I(\varphi) \doteq \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi + \frac{\Delta\varphi}{2}} i(\omega t) d\varphi \doteq \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi + \frac{\Delta\varphi}{2}} \frac{i_0}{1 - A \cos\varphi} d\varphi$$

$$\doteq \frac{i_0}{2\pi} \left\{ \frac{2}{\sqrt{1-A^2}} \tan^{-1} \frac{\sqrt{1-A^2} \tan \frac{\varphi + \frac{\Delta\varphi}{2}}}{1-A} - \frac{2}{\sqrt{1-A^2}} \tan^{-1} \frac{\sqrt{1-A^2} \tan \frac{\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2}}}{1-A} \right\}$$

$$(\varphi + \frac{\Delta\varphi}{2} < \pi, \varphi - \frac{\Delta\varphi}{2} > -\pi) \quad (5)$$

典型结果也表示在图 2 中.

不同能量的离子由聚束腔飞行至加速器入口的时间是不同的, 这种飞行时间的差可按下式作近似估算:

$$\Delta t = \frac{1}{2} \frac{\Delta E_0}{E_0^*} t^* \quad (6)$$

其中 t^* 是能量为 E_0^* 离子的飞行时间, ΔE_0 是注入离子的能量差. 对于北京质子直线加速器, $l=106$ cm, $E_0^* = 750$ keV, 则脉冲头尾不同能量对应的飞行时间差如表 1 所示.

表 1 飞行时间差

Table 1 Difference in flight time

E_0 / keV	750	740	730	720	710
$\Delta t / \text{ns}$	0	0.6	1.2	1.8	2.4
$\omega \Delta t / (^{\circ})$	0	43.2	86.5	130	173

聚束腔与直线腔的高频相位只能调整到适合于某个离子的能量, 此时注入直线腔的电流值 $i(\omega t)$ 的最大值正处于直线腔的中心同步相位 φ^* , 对于这个注入能量的离子被直线腔捕获的几率为最大。然而, 此时对于其它注入能量的离子处在捕获范围 $(\varphi^* \pm \frac{\Delta\varphi}{2})$ 内的电流 $i(\omega t)$ 就较小, 结果使直线加速器输出电流随注入能量的改变而改变。

假如聚束腔入口处束流波形为方脉冲, 如图 3 (a) 所示, 并且聚束腔的相位调整到使脉冲头部具有 750 keV 能量的离子为最佳, 此时加速器对于 750 keV 注入能量的离子束团的捕获束流为图 2 中标有 $E_0 = 750 \text{ keV}$ 斜线区域的面积; 根据公式 (5), 被捕获束流 $I = I_{\text{max}} \approx 0.76 i_0$ 。在脉冲尾部, 离子能量约为 710 keV, 对应加速器捕获的束流为图 2 中标有 $E_0 = 710 \text{ keV}$ 斜线区域的面积, 被捕获的束流下降为 $I \approx 0.12 i_0$ 。因此, 100 μs 的束流输出波形如图 3 (b) 所示。反之, 若聚束腔相位被调整到使脉冲尾部能量为 710 keV 的离子最佳时,

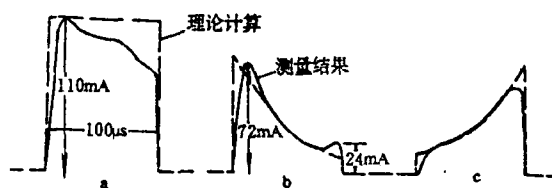


图 3 理论计算(虚线)和实验测得(实线)的束流波形

Fig. 3 Theoretically calculated (the dotted line) and measured (solid line) beam current wave form

- (a) — The beam current waveform at the entrance of bunch tank;
- (b), (c) — The output beam current waveform from linac.

则束流波形如图 3 (c) 所示。

顺便指出, 用上述分析方法同样可以定量地讨论聚束腔高频电场幅度和相位的波动对加速器输出束流的影响。例如, 假定聚束腔相位调整到正确值 (对应公式 (5) 中 $\varphi = 0$), 束能量稳定, 则由方程 (4) 可以导出直线加速器的输出束流近似为

$$I \approx \frac{2i_0}{\pi \sqrt{1-A^2}} \tan^{-1} \left[\sqrt{\frac{1+A}{1-A}} \tan \frac{\Delta\varphi}{4} \right] \quad (7)$$

其中 A 是与聚束腔内高频场强成正比的数。所以很容易导出高频电场 E_m 对束流波动的影响

为

$$\frac{\Delta I}{I} \doteq \left\{ \frac{A^2}{b^2} \left[1 + \frac{kb}{(k^2 + b^2) \tan^{-1}(\frac{k}{b})} \right] \right\} \frac{\Delta E_m}{E_m}$$

$$k = \tan \frac{\Delta\varphi}{4}, \quad b = \sqrt{1 - A^2} \quad (8)$$

例如典型地取 $A = \frac{\pi}{4}$, $\Delta\varphi = 70^\circ$, 则 $\Delta I/I \doteq 3\Delta E_m/E_m$ 。

尽管上述理论推导中忽略了空间电荷的纵向效应, 但作为一级近似估算是足够的。因为, 曾就空间电荷纵向效应对聚束的影响作了计算, 表明在所述一般参数下, 空间电荷的纵向效应可以通过适当升高聚束腔的电压来补偿^[22]。

二、实验证明

以上讨论的现象首先是在实验中发现的, 在调整北京质子直线加速器时观察到的束流波形如图 3 所示, 发现直线加速器输出脉冲的最大峰值位置随聚束腔的相移而改变, 可以处于脉冲的头部(如图 3(b))、中部或尾部(如图 3(c))任意位置, 而且脉冲波形与理论估计基本符合。以下的实验进一步证明了上述分析的正确性。首先使用一非常短的脉冲(如 30 μ s)将加速器调整到在预注入器的能量为 750 keV 下最佳, 然后将预注入器的能量逐渐降低至 710 keV, 测到的直线加速器输出束流与能量的关系和按上述理论计算的关系符合得很好, 如图 4 所示(当不用聚束腔时没有这种急剧的下降)。

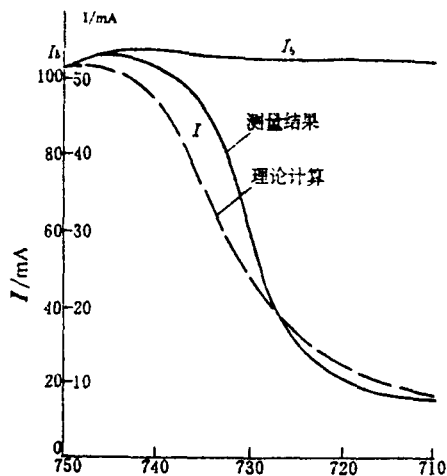


图 4 预注入器能量对输出束流的影响

Fig. 4 The effects of beam energy of preinjector on the output beam current from linac (I_0 is the beam current injecting into bunch tank)

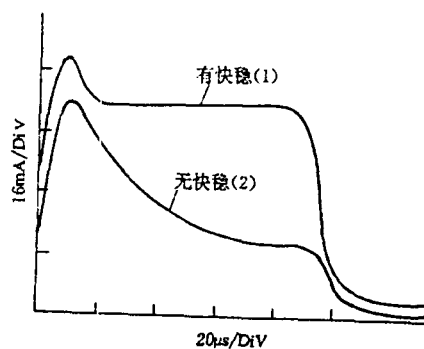


图 5 高压补偿前后的束流波形 (I_0 为聚束腔输入电流)

Fig. 5 The different beam current waveforms with high-voltage compensation and without high-voltage compensation.

这一问题严重影响加速器输出的平均束流, 后经研制一台能在大电流下工作的高压下

跌快稳补偿线路后得到满意的解决。图 5 中表示了在下落 30keV 时的波形(曲线 2)和高压补偿后的波形(曲线 1)。

三、结 语

综上所述,从实验和理论上证实了预注入器的能量波动对有聚束腔的直线加速器的输出束流的影响,并给出一级近似下两者定量关系的分析表达式。利用推导的公式还可分析聚束腔高频电场的幅度和相位的波动对加速器输出束流的影响等。

作者感谢高能所质子直线加速器室全体同志在进行上述实验时给予的合作、帮助和支持。

参 考 文 献

[1] Dandy, D. , Hammond, D. P. , *Nucl. Instrum. Methods*, **30**, 23(1964).

[2] 魏开煜著,带电束流传输理论,科学出版社,北京,174(1986)。

(编辑部收稿日期:1989年12月12日)

THE EFFECT OF ENERGY SPREAD OF IONS INJECTING INTO THE BUNCHER ON THE OUTPUT BEAM CURRENT WAVEFORM OF LINAC

ZHANG HUASHUN

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, P. O. Box 918, Beijing, 100039*)

ABSTRACT

It has been discovered by experiment and quantitatively proved by theoretical deduction that the energy spread of ions injecting into the buncher effects on the output beam current waveform of linac. The analytical relations of the effects of the energy spread of ions injecting into buncher, the instabilities of the amplitude and phase of the high frequency electric field in buncher tank on the output beam current from linac are given.

key words Linac, Buncher.