第4卷 第3期 高能物理与核物理 Vol. 4, No. 3
1980年5月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS May, 1980

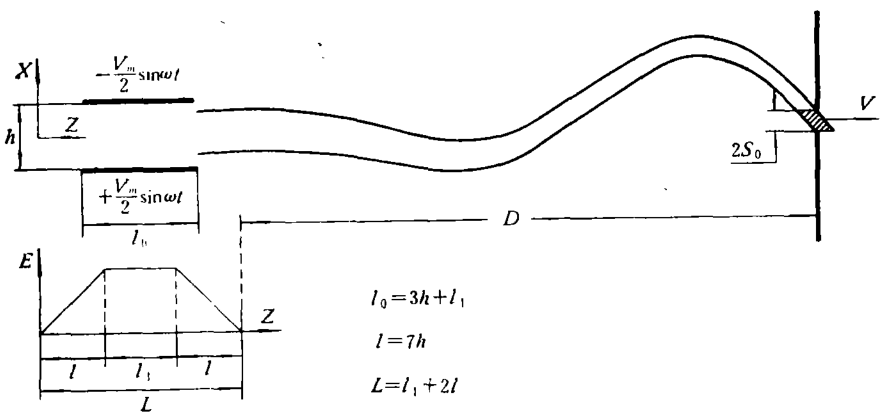
离子在射频扫描切割器中的运动

陈 佳 洱
(北 京 大 学)

摘 要

本文推导了具有边缘场的射频扫描切割器中束流包络线的表述式，在此基础上给出了“魔相”的解析关系式及有关的数例，对消除脉冲束轴倾斜的方法进行了讨论.

射频扫描切割器(如图)是获取脉冲化离子束的重要器件之一. 关于离子在射频切割器中的运动，Turner[1] 曾就“硬边界”均匀场的情况给出了有关的表述式. 不过，他的某些近似适用于快速的轻离子，对荷质比低、速度慢的重离子误差较大. 近年来 Livingood[2] 考虑了扫描电极的边缘场分布，仔细地计算了离子的运动. 他的处理方法比前者更切合实际，同时还第一次提出了存在着某种使脉冲束轴与几何轴重合的所谓“魔相”的概念. 可惜文中所得的表述式十分繁复，运用不便；而且作者在推演中还遗弃了仅当边缘区很窄时才能忽略的一些项次，从而得出了一些误差较大的曲线和数据. 我们改进了该文的不足，在保留全部项次下得到了一个新的简洁、严正的表述式. 利用此式可十分方便地写出扫描离子束的瞬态包迹以及“魔相”条件的解析关系式等有趣结果.



射频扫描切割器及离子束在飘移空间中的瞬态包迹示意图

考虑到场的边缘效应，我们以梯形分布的有效电场逼近实际电场[2]，梯形顶点伸入实际电极区 1.5h，梯形斜边延伸 7h. 此时扫描电场可写为:

本文 1979 年 1 月 19 日收到.

$$
\begin{cases}
E_1 = \dfrac{V_m}{h}\cdot\dfrac{Z}{l}\cdot\sin\omega\left(t_0+\dfrac{Z}{v}\right), & 0\leqslant Z\leqslant l\\
E_2 = \dfrac{V_m}{h}\cdot\sin\omega\left(t_0+\dfrac{Z}{v}\right), & l\leqslant Z\leqslant l+l_1\\
E_3 = \dfrac{V_m}{h}\cdot\left[1-\dfrac{Z-(l+l_1)}{l}\right]\sin\omega\left(t_0+\dfrac{Z}{v}\right), & l+l_1\leqslant Z\leqslant L\\
E_4 = 0. & L\leqslant Z
\end{cases}
\tag{1}
$$

式中 V_m 和 h 分别是扫描电压幅值和扫描极电隙；t_0 是离子进入电场(即 $Z=0$)的时间；ω 是射频电场的角频率；v 是离子的轴向速度，束流满足傍轴条件时 $v\doteq$常数；l、l_1 及 L 参见图.

由解横向运动方程 $\dfrac{d^2x}{dZ^2}=\dfrac{Q}{mv^2}E$ (Q 和 m 分别是离子的电荷和质量)，并恰当整理所得结果后可将飘移段中离子的运动状态写为：

$$
\begin{cases}
x = x_0 + x_0'Z + A\cdot\left(Z-\dfrac{L}{2}\right)\cdot K\cdot T_F\cdot\sin\left[\omega\left(t_0+\dfrac{L}{2v}\right)-\delta(Z)\right],\\
x' = x_0' + A\cdot T_F\cdot\sin\omega\left(t_0+\dfrac{L}{2v}\right). \qquad Z\geqslant L
\end{cases}
\tag{2}
$$

式中 x_0, x_0' 是离子进入电场时横向的初始位置和散角；$A=\dfrac{V_m(l+l_1)}{2V_0h}$，其中 $Q\cdot V_0$ 是离子的初始动能；渡越因子

$$
T_F=\left(\frac{\sin\dfrac{\omega l}{2v}}{\dfrac{\omega l}{2v}}\right)\cdot\left(\frac{\sin\dfrac{\omega(l+l_1)}{2v}}{\dfrac{\omega(l+l_1)}{2v}}\right);
$$

系数 $K=[1+\tan^2\delta(Z)]^{1/2}$；相角

$$
\delta(Z)=\tan^{-1}\left\{\frac{v}{\omega\left(Z-\dfrac{L}{2}\right)}\left[\left(1-\frac{\omega(l+l_1)}{2v}\cdot\cot\frac{\omega(l+l_1)}{2v}\right)+\left(1-\frac{\omega l}{2v}\cdot\cot\frac{\omega l}{2v}\right)\right]\right\}.
$$

式(2)表明，对于傍轴束，扫描电场的作用仅仅在于使束轴发生周期性波动. 由此，如进一步假定无扫描电场时束的‘腰位’在 Z_a 处，腰的宽度为 $2a$，特征长度为 λ_0[3]，并注意到 t_0 时刻进入电场的离子，行进至 Z 处的时间为 t，$t=t_0+\dfrac{Z}{v}$，则离子束在飘移空间区中的瞬态包迹为

$$
X=\pm a\left[1+\left(\frac{Z-Z_a}{\lambda_0}\right)^2\right]^{1/2}+A\cdot\left(Z-\frac{L}{2}\right)\cdot K\cdot T_F\cdot\sin\left[\omega\left(t-\frac{Z}{v}\right)+\frac{\omega L}{2v}-\delta(Z)\right].
\tag{3}
$$

式中第一项取“+”值时，$X_{(+)}$ 表示束流外廓的上边界，“−”值表下边界.

利用(3)式容易求得切割器出口处的束流脉冲宽度. 试考察一个自下而上扫动的束

通过 $Z=(D+L)$ 处的一个宽度等于 $2S_0$ 的狭缝的过程：$t=t_i$ 时束流包迹上界 $X_{(+)}=-S_0$，于是束流开始通过狭缝；此后 $t=t_c$ 时，$X_{(+)}=a\left[1+\frac{(D+L-Z_a)^2}{\lambda_0^2}\right]^{1/2}$，束心与几何轴重合；$t=t_f$ 时，束流包迹下边界 $X_{(-)}=S_0$，于是束流全部截止. 因此，束流的脉冲半宽度便为

$$\tau_c=\frac{1}{\omega}\sin^{-1}\frac{b}{A\cdot K\cdot|T_F|\cdot\left(D+\frac{L}{2}\right)}. \tag{4}$$

式中
$$b=s_0+a\left[1+\frac{(D+L-Z_a)^2}{\lambda_0^2}\right]^{1/2};\quad \tau_c=t_c-t_i=t_f-t_c;$$

$$t_c=\frac{\left(D+\frac{L}{2}\right)}{v}+\frac{\delta(D+L)}{\omega}.$$

如果不考虑边缘场，即令 $l=0$，且离子速度足够高使 $\tan\frac{\omega l_1}{2v}\simeq\frac{\omega l_1}{2v}$，$K\simeq 1$，则当 $\omega\tau_c\approx\sin\omega\tau_c$ 时，(4) 近似为

$$\tau_c\doteq\left[\frac{mvbh}{QV_m}\right]\times\left[(2D+l_1)\sin\frac{\omega l_1}{2v}\right]^{-1}, \tag{5}$$

此即 Turner[1] 所给出的近似公式.

值得注意的是一般情况下 (2) 式中 $\delta(Z)\neq 0$，因而当束心通过狭缝中心 ($x=0$) 时，其轨道斜率将不为零. 这就是说由切割器得到的脉冲化束，其束轴往往是倾斜的，倾角为 α

$$\alpha=\tan^{-1}[A\cdot T_F\cdot\sin(n\pi+\delta(Z_t))], \tag{6}$$

离子束往上扫时，式中 $n=0,2,4,\cdots$，向下扫时 $n=1,3,5,\cdots$. 脉冲束轴的倾斜，显然不利于束的输运. 克服这一困难的办法之一是使切割器具有 $\delta\equiv 0$ 的特性；由式 (2)，这要求 l，l_1 满足关系式：

$$\frac{\omega(l+l_1)}{2v}\cdot\cot\frac{\omega(l+l_1)}{2v}+\frac{\omega l}{2v}\cdot\cot\frac{\omega l}{2v}=2, \tag{7}$$

此即 Livingood 提出的所谓"魔相"所要求的条件，不过这里我们可用简明的解析式表述而不必求助于数量众多的曲线. 表 1 上列举了几种典型场分布的"魔相"及其相应的渡越因子.

表上所列数据与文献[2]中相应的曲线或数例相比，只有 $l=0$，即无边缘场时，完全吻合. 其余的均有明显差异. 尤其是 $l_1=0$ 时二者基本不同. 这是由于文献[2]的作者遗弃了诸如 $\frac{\omega l}{v}\sin\frac{\omega l}{v}$，$\left(1-\cos\frac{\omega l}{v}\right)$等只有在 $l\to 0$ 时才能忽略不计的项所致.

由表可见，除 $l=l_1=0$ 之外，"魔相" 所对应的渡越因子明显的小于 1，且随"魔相"的增大迅速减小. 这表明，倘若利用"魔相"条件使出射的脉冲化束合轴的话，就必需以大幅度地增加扫描电压为代价. 另一方面如 "魔相" 条件不满足，而离子在电场中的渡越角却不大，$\sin\frac{\omega(l+l_1)}{2v}\approx\frac{\omega(l+l_1)}{2v}$，那么出射束的倾角

$$\alpha \simeq \frac{b}{8v\tau_c}\left[\frac{l^2 + (l + l_1)^2}{\left(D + l + \frac{l_1}{2}\right)^2}\right],$$

这表明出射束束轴的倾斜可因飘移距离D的增长而迅速减小到允许的范围之内．这个特点显然可以用来改善脉冲束的质量．

表 1

1.无边缘场 $l=0$		2.梯形分布 $\frac{\omega l_1}{v}=\pi$		3.梯形分布 $\frac{\omega l}{v}=\pi$		4.三角形分布 $l_1=0$	
$\frac{\omega l_1}{v}$	T_F	$\frac{\omega l}{v}$	T_F	$\frac{\omega l_1}{v}$	T_F	$\frac{\omega l}{v}$	T_F
0	1	4.64403	−0.05518	5.407917	−0.13489	0	1
8.98682	−0.21723	7.46562	0.02338	12.0515	0.081042	8.98682	0.04719
15.4505	0.12838	10.9614	−0.01293	18.4838	−0.057895	15.4505	0.01648
21.8082	−0.091325	13.9079	0.008214	24.8488	0.045031	21.8082	0.008340
28.1324	0.070913	17.2560	−0.005681	31.1839	−0.036844	28.1324	0.005029

参 考 文 献

[1] C. M. Turner, *R. S. I.*, **29**(1958), 480.

[2] J. J. Livingood, *Particle Accelerators*, 7(1976), 223.

[3] A. P. Banford, The Transport of Charged Particle Beams, 1966. p. 24; E. F. N. Spon Ltd. London.

THE MOTION OF IONS IN RF ION BEAM CHOPPERS

CHEN JIA-ER

(*Peking University*)

ABSTRACT

A formula describing the ion beam envelope in RF choppers with frinviny field is derived. An analytical expression for "Magic ϕ" and related examples are given. Methods for eliminating the inclination of the chopped beam are discussed.