

三 电 极 离 子 枪

任文彬 郁庆长

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文用建立在傍轴方程基础上的线性光学理论,并考虑了 A_1-A_2 区域均匀加速电场和空间电荷对束流轨迹的影响,导出了在 A_2 出口处计算束流斜率和半径的公式,以及计算 d_2 的公式.并用数值计算了一个特例和比较了它们的结果.

一、引 言

离子枪和电子枪的最大区别之一,就是电子枪有一个固定的、形状规则的电子发射表面——阴极,而离子枪则由于离子的发射表面与真空没有一个严格的分界面,因此把离子加速区域和等离子体分开的面是最本质的.对于确定了导流系数的皮尔斯离子枪系统,要形成满足皮尔斯离子枪系统的离子发射表面的位置和形状,只是考虑离子发射表面附近的金属电极形状,以及它们的位置安排是不够的,它还取决于离子源的所有放电参量和吸极电压^[1].然而多电极皮尔斯离子枪系统,当它的导流系数和结构确定后,则每个电极上的电位也就固定了,这样要使离子发射表面的位置和形状满足皮尔斯离子枪系统所提出的要求,在不用栅网的情况下,唯一的办法就是用改变等离子体的浓度来实现^[2].本文的目的,不只是为了节约多电极皮尔斯离子枪系统(加速管)中的电极,同时还可以用改变吸极电压的办法,来满足皮尔斯离子枪所提出的离子发射表面形状及位置的要求.这样多了一个调节因素,可使系统变得灵活些.当然这时离子枪的电流,束腰大小及腰的位置都要改变,但仍能获得会聚束.本文是用建立在傍轴方程基础上的线性光学理论,并考虑了 A_1-A_2 区域均匀加速电场以及束流自身空间电荷对束流轨迹的影响,并用数值求解了一个特例,比较了它们的结果.

二、三电极离子枪线性离子光学

1. 线性离子光学 图1是我们所描述三电极离子枪系统,图中 $C-A_1$ 是一个产生平行圆柱束或圆锥束的皮尔斯离子枪,它们之间的距离为 d_1 , C 为形成电极, A_1 为吸极, A_2 为加速电极, A_1-A_2 组成平行板电极系统,它们之间的距离为 d_2 . $C-A_1$ 之间的电位

差为 V_1 , 且在一定范围内可调, C 与 A_2 之间始终维持电位差 V_2 . A_2 之后是等位空间, A_1, A_2 电极上的小孔, 当导流系数不大时, 可以用薄透镜处理^[2], 这时它们的焦距分别是

$$f_1 = \frac{4V_1}{E_1 - E_2} \text{ 和 } f_2 = \frac{V_2}{E_2}.$$

当 $C-A_1$ 是产生平行圆柱束的皮尔斯离子枪时, $E_1 = -\frac{4}{3} \frac{V_1}{d_1}$, 而当 $C-A_1$ 是产生圆锥束的皮尔斯离子枪时, $E_1 = -\frac{4}{3(-\alpha)} \frac{V_1}{R_a} p$, 式中

$$p = 1 + 0.6 \ln \frac{R_c}{R_a} + 0.225 \left(\ln \frac{R_c}{R_a} \right)^2 + \dots,$$

以及

$$\alpha = \ln \frac{R_c}{R_a} - 0.3 \left(\ln \frac{R_c}{R_a} \right)^2 + 0.075 \left(\ln \frac{R_c}{R_a} \right)^3 - \dots.$$

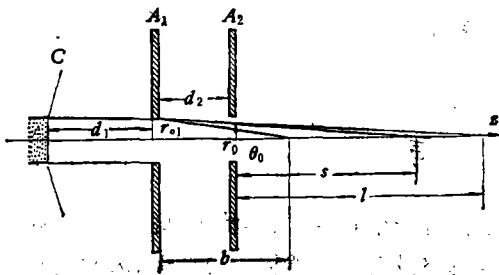


图1 C ——形成电极, A_1 ——吸极;
 A_2 ——加速电极

假定 A_1-A_2 区域的电位分布是线性的, 则 $E_2 = -\frac{V_2 - V_1}{d_2}$. 而 V_1, V_2 分别用来近似 A_1, A_2 小孔中心轴上的电位.

首先讨论 $C-A_1$ 是产生圆锥束的皮尔斯离子枪, 先不考虑 A_1 小孔透镜以及 A_1-A_2 区域均匀加速电场及空间电荷等对束流轨迹的影响, 离子束则依着它们在 $C-A_1$ 空间的原来的轨道方向, 直交球心 O 点, O 点到 A_1 的距离为 R_a , O 点就是 A_1 透镜的

物点, 因而像距 $b = \frac{f_1 R_a}{f_1 + R_a}$. 若 $C-A_1$ 是产生平行圆柱束的皮尔斯离子枪, 则物距为 ∞ , 因而像距 $b = f_1$. 若 $f_1 > 0$, 则 b 为正, 成实像. 离子离开 A_1 小孔时的斜率为

$$\text{tg } \theta_0 = -\frac{r_a}{b}. \quad (1)$$

式中 r_a 为束流在 A_1 小孔处的半径. 考虑 A_1-A_2 区间的均匀加速电场, 以及束流自身空间电荷对束流轨迹的影响, 则束流到达 A_2 小孔时, 它们的斜率变为

$$\text{tg } \theta = \frac{\text{tg } \theta_0}{\nu} + \left(\frac{d_2}{r_a} \right) \frac{\sqrt{2}}{K^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\nu^2} \right)^{3/2}}. \quad (2)^D$$

式中 $\nu = \sqrt{\frac{V_2}{V_1}}$, $K = \left(\frac{2\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta} V_2^{3/2}}{I} \right)^{1/2}$, I 为离子电流, 它由 $C-A_1$ 皮尔斯离子枪的导流系数及加到它上面的电压 V_1 来决定. (2) 式右边第一项是 A_1-A_2 空间均匀加速电场引起的, 第二项则是该区间内束流自身空间电荷的贡献. 束流到达 A_2 小孔处的半径为

$$r_0 = r_{0l} + \Delta r_{sc} = r_a + \frac{2d_2 \text{tg } \theta_0}{\nu + 1} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{K^2} \frac{d_2^2}{r_a} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\nu^2} \right)^{3/2}}. \quad (3)^D$$

1) (2)、(3) 式推导见附录.

和前面的处理一样,先不考虑 A_2 透镜的作用,由(2)、(3)两式立即可以确定离子束流离开 A_2 时它的轨迹的切线与 Z 轴的交点位置

$$S = -\frac{r_0}{\operatorname{tg} \theta} \quad (4)$$

S 可以看作是 A_2 透镜的物距,它是从 A_2 量起的,这样像距就是

$$l = \frac{S f_2}{S + f_2} \quad (5)$$

式中 $f_2 = \frac{4d_2 v^2}{1 - v^2}$, 考虑了 A_2 透镜的作用后,这时束流离开 A_2 小孔时的斜率为

$$\left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=0} = -\frac{r_0}{l} \quad (6)$$

或者

$$\left. \frac{dR}{dZ} \right|_{Z=0} = R'_0 = K \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=0} \quad (7)$$

2. 电极 A_2 位置的确定 将(3)、(5)式代入(7)式,当 $C-A_1$ 是产生平行圆柱束的皮尔斯离子枪时,这时有

$$R'_0 = \frac{K}{4d_2 v^2} \left\{ \frac{4\sqrt{2}v^2 + \frac{v^2-1}{\sqrt{2}}}{K^2 r_{a1} \left(1 + \frac{1}{v^2}\right)^{3/2}} d_2^2 + \left(2v - \frac{2}{3}\right) \frac{r_{a1}}{d_1} d_2 - \frac{3r_{a1}}{2} (v^2-1)(v-1) \right\} \quad (8)$$

当 $C-A_1$ 是产生圆锥束的皮尔斯离子枪时,这时有

$$R'_0 = \frac{K}{4d_2 v^2} \left\{ \frac{4\sqrt{2}v^2 + \frac{v^2-1}{\sqrt{2}}}{K^2 r_{a1} \left(1 + \frac{1}{v^2}\right)^{3/2}} d_2^2 + \left(\frac{2pr_{a1}(3v-1)}{3(-\alpha)R_s} + \frac{r_{a1} - 13r_{a1}v}{3R_s} \right) d_2 - \frac{3r_{a1}}{2} (v^2-1)(v-1) \right\} \quad (9)$$

(8)、(9)式是 $C-A_1$ 为上述两种离子枪时,束流离开 A_2 小孔时的斜率. 因此当我们规定了 R'_0 , V_1 , V_2 , r , $(-\alpha)$, R_s 和 $C-A_1$ 离子枪的导流系数之后,由(8)或(9)式就能解出 d_2 ;

$$d_2 = \frac{-B + \sqrt{B^2 + 4HG}}{2H} \quad (10)$$

式中

$$H = \frac{1}{K^2 r_{a1} \left(1 + \frac{1}{v^2}\right)^{3/2}} \left\{ 4\sqrt{2}v^2 + \frac{v^2-1}{\sqrt{2}} \right\}, \quad G = \frac{3r_{a1}}{2} (v^2-1)(v-1). \quad (11)$$

当 $C-A_1$ 是产生平行圆柱束的皮尔斯离子枪时

$$B = \left(2v - \frac{2}{3}\right) \frac{r_{a1}}{d_1} - \frac{4v^2}{K} R'_0 \quad (12)$$

当 $C-A_1$ 是产生圆锥束的皮尔斯离子枪时

$$B = \frac{2pr_{a1}(3\nu - 1)}{3(-\alpha)R_a} + \frac{r_{a1} - 13r_{a1}\nu}{3R_a} - \frac{4\nu^2}{K} R'_0 \quad (13)$$

因为 d_2 不能为负, 所以 (10) 式右边取正号. 若要求得到会聚束, 可使 (8) 或 (9) 式中的 R'_0 取负值, 若要求得到平行圆柱束输出, 则使 (8) 或 (9) 式中的 $R'_0 = 0$.

3. r_{\min} 和 z_{\min} 的确定 离子束离开 A_2 小孔后, 立即进入到等位空间, 这时离子束在自身空间电荷作用下而散开. 这里假定离子柱的每一个截面上电流密度是均匀的, 所有的离子均具有相等的轴向速度 $v_z = v_0$, 以及每个离子所具有的径向速度正比于它离开轴的距离. 这样就可以直接引用文献 [3] 已有的结论. 对于我们上面讨论的情况, 当 $C-A_1$ 是产生平行圆柱束的皮尔斯离子枪时, 束腰大小及它离开 A_2 的距离是

$$r_{\min} = r_{a1} \left\{ 1 - \frac{3d_1(\nu^2 - 1) - 4d_2}{6(1 + \nu)d_1} + \frac{1}{\sqrt{2}(Kr_{a1})^2} \frac{d_2^2}{\left(1 + \frac{1}{\nu^2}\right)^{3/2}} \right\} e^{-R_0'^2}, \quad (14)$$

$$z_{\min} = 2r_{a1} \left\{ 1 - \frac{3d_1(\nu^2 - 1) - 4d_2}{6(1 + \nu)d_1} + \frac{1}{\sqrt{2}(Kr_{a1})^2} \frac{d_2^2}{\left(1 + \frac{1}{\nu^2}\right)^{3/2}} \right\} K e^{-R_0'^2} \int_{R_0'}^0 e^{u^2} du. \quad (15)$$

当 $C-A_1$ 是产生圆锥束的皮尔斯离子枪时, 它们是

$$r_{\min} = r_{a1} \left\{ 1 - \frac{2d_2}{6(\nu + 1)R_a} - \frac{\nu - 1}{2} + \frac{2pd_2}{3(\nu + 1)(-\alpha)R_a} + \frac{1}{\sqrt{2}(Kr_{a1})^2} \frac{d_2^2}{\left(1 + \frac{1}{\nu^2}\right)^{3/2}} \right\} e^{-R_0'^2}, \quad (16)$$

$$z_{\min} = 2r_{a1} \left\{ 1 - \frac{2d_2}{6(\nu + 1)R_a} - \frac{\nu - 1}{2} + \frac{2pd_2}{3(\nu + 1)(-\alpha)R_a} + \frac{1}{\sqrt{2}(Kr_{a1})^2} \frac{d_2^2}{\left(1 + \frac{1}{\nu^2}\right)^{3/2}} \right\} K e^{-R_0'^2} \int_{R_0'}^0 e^{u^2} du. \quad (17)$$

当然设计会聚束三电极系统时, 总是希望束腰尽可能远离 A_2 , 由文献 [3] 知道, 当 $R'_0 = -0.92$ 时, 束腰离开 A_2 的距离最远, 将此值代入 (10) 式及 (14)、(15) 或 (16)、(17) 等式, 就能求得所谓的最佳 d_2 及相应的 r_{\min} 和 z_{\min} .

必须指出, 当 $R_a \rightarrow \infty$ 时, 以上讨论的所有 $C-A_1$ 的两种情况就合而为一了. 可以说产生平行圆柱束的皮尔斯离子枪, 是产生圆锥束的皮尔斯离子枪, 当 $R_a \rightarrow \infty$ 时的一个特例, 这也正是我们所预期到的.

三、数值计算

利用数值计算方法可以研究上述三电极离子枪, 计算过程是: 先假定离子枪中空间电荷密度处处为 0, 解拉普拉斯方程得到电位分布; 然后求解离子运动方程算出离子轨迹和空间电荷密度分布; 接着再解泊松方程重新得到电位分布; 这样重复计算下去直到计算

结果收敛到满意的程度为止。离子发射面的形状通过逐步修改的方法来确定。

计算时采用程序 YAN^[5], 它类似于 Bate 的程序^[6]。

在完成离子轨迹计算后可以得到离子束的包络线, 由此确定束流在离开 A_2 小孔时的半径和斜率。图 2 是一组计算结果, 它表示束流在离开 A_2 小孔时的斜率与束流强度的关系。计算时采用的参数为 $d_1 = 150\text{mm}$, $d_2 = 100\text{mm}$, $r = 12\text{mm}$, $V_2 = 750\text{kV}$,

$$I = \frac{4\pi\epsilon_0\sqrt{2\eta}}{9} \left(\frac{r}{d_1}\right)^2 V_1^{3/2},$$

并假定 $V_1 = 375\text{kV}$ 时 $I = I_c$ 。图 3 是用解析法得到的, 比较两图可见, 它们基本上是相似的。

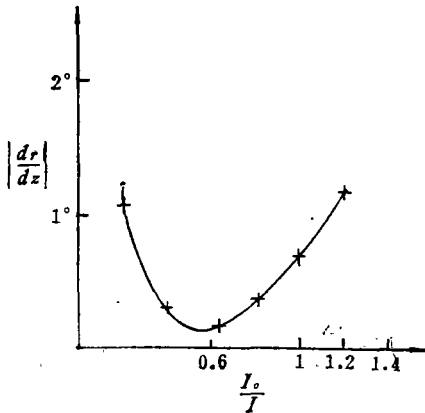


图 2

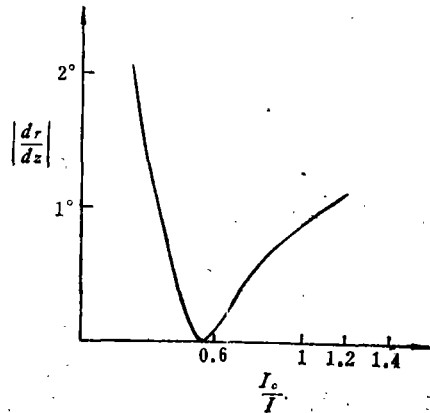


图 3

附 录

1. A_1-A_2 区域均匀加速电场对离子轨迹的修正

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} = -eE_z, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{dZ}{dr} \right) = -\frac{eE_z}{mv_z^2} = -\beta. \quad (2)$$

边界条件是 $Z = 0$ 时 $r = r_{a1}$, $\left. \frac{dZ}{dr} \right|_{Z=0} = \frac{1}{\text{tg } \theta_0}$, (2) 式的第一次积分是

$$\frac{dZ}{dr} = -\beta r + \beta r_{a1} + \frac{1}{\text{tg } \theta_0}. \quad (3)$$

(3) 式再积分一次得

$$Z = -\frac{1}{2} \beta r^2 + \left(\beta r_{a1} + \frac{1}{\text{tg } \theta_0} \right) r - \left(\frac{1}{2} \beta r_{a1}^2 + \frac{r_{a1}}{\text{tg } \theta_0} \right). \quad (4)$$

注意到 $v_r = v_{z0} \text{tg } \theta_0$, $\frac{1}{2} m v_{z0}^2 = eV_1$ 以及 $E_z = -\frac{V_2 - V_1}{d_2}$, 当 $Z = d_2$ 时, 由 (4) 式可得

$$r = r_{a1} + \frac{2d_2 \text{tg } \theta_0}{1 + \nu}. \quad (5)$$

(5) 式代入 (3) 式得

$$\text{tg } \theta = \frac{\text{tg } \theta_0}{\nu}. \quad (6)$$

2. A_1-A_2 区间空间电荷对离子轨迹的影响

假定初速为 v_0 , 电荷密度为 ρ , 半径为 r 的圆柱束流。在无场空间离子的径向运动方程由文献 [3] 是

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} = \frac{1}{2R}. \quad (7)$$

式中

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad Z = \left(\frac{I}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta} V_0^{3/2}} \right)^{1/2} \frac{Z}{r_{a1}}.$$

边界条件是 $Z=0, R'_0=0, R=1$, (7) 式的第一次积分是

$$R'^2 = \ln R, \quad (8)$$

引入 $u = \frac{dR}{dZ} = R'$, (8) 式再积分一次就是

$$Z = 2 \int_0^{\sqrt{\ln R}} e^{u^2} du, \quad (9)$$

因为

$$F(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{u^2} du.$$

当 x 很小时, 上积分近似为^[2]

$$F(x) = x,$$

而我们的情况是, 在 A_1-A_2 加速区域 $k \approx 1$, 因而

$$\ln R = \ln \frac{r}{r_{a1}} = \ln \left(\frac{r_{a1} + \Delta r_{sc}}{r_{a1}} \right) \approx \frac{\Delta r_{sc}}{r_{a1}}.$$

(9) 式两边同乘以 $e^{-\ln R}$, 并注意到上面情况, 最后可得

$$\Delta r_{sc} = \frac{1}{4} \frac{1}{k'^2} \frac{Z^2}{r_{a1}^2}, \quad \frac{dr}{dz} = \frac{1}{2k'^2} \frac{z}{r_{a1}}. \quad (10)$$

式中

$$k' = \left(\frac{2\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta} V_0^{3/2}}{I} \right)^{1/2}.$$

当 A_1-A_2 区间有均匀加速电场时, V_0 要作相应的修正, 因为 A_1-A_2 之间的电位差为 $V_2 - V_1$, 所以取平均值, 又因为离子通过 A_1 时已具有 eV_1 的动能, 所以这时 V_0 应修改为^[4]

$$V_0 = V_1 + \frac{1}{2} (V_2 - V_1) = \frac{1}{2} (V_2 + V_1) = \frac{1}{2} V_2 \left(1 + \frac{1}{\nu^2} \right). \quad (11)$$

将 V_0 之值代入 (10) 式, 并使 $z = d_2$, 可得

$$\Delta r_{sc} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{K^2} \frac{d_2^2}{r_{a1}} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\nu^2} \right)^{3/2}}, \quad (12)$$

$$\frac{dr}{dz} = \frac{d_2}{r_{a1}} \frac{\sqrt{2}}{K^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\nu^2} \right)^{3/2}}. \quad (13)$$

最后把 (5) 和 (12) 相加, (6) 和 (13) 相加, 就得到第二节中的 (2) 式和 (3) 式。

参 考 文 献

- [1] A. Septier, "Focusing of Charged particles", Vol. II, Academic press, New York, 1967.
 [2] J. R. Pierce, "Theory and design of electron Beams", D. Van Nostrand Co, New York, 1954.
 [3] Н. С. Зинченко «Курс лекций по электронной оптике» Изд. харького университета, 1961. (中译本)

- 尼·谢·任晴科,“电子光学教程”,清华大学译,人民教育出版社,1961)。
[4] Jinchoon Kim, J. H. Wealton and Gerd Schilling, J. A. P., Vol. 49, No. 1—2, 1978, p. 517.
[5] YAN—离子源引出系统离子轨迹计算程序 (高能所内部资料) 1979。
[6] D. G. Bate, QLN 155, 1960.

AN ION GUN WITH THREE ELECTRODES

REN WEN-BIN YU QING-CHANG

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The formulae of calculating the slope and the radius of the ion beam in the A_2 exit hole and the distance d_2 between the two accelerating electrodes is derived based on the theory of parallel axis linear optics. The influence of the uniform accelerating electric field and the space charge in the A_1 — A_2 region on the particle trajectory is considered.

An example is calculated numerically and compared with analytic results.