

任意截面柱面静电系统中电子运动的分析*

刘 威 綱 刘 世 明

(成都电讯工程学院)

提 要

本文讨论电子在任意截面形状柱面静电系统中的运动,求得了平衡运动要求的条件和平衡运动的稳定条件. 研究了空间电荷存在的情况,求得系统用作电子注的聚束系统时的极限电流;为了估计系统的最大聚束能力,引入最大导流因子 g_M .

应用所提供的理论,研究了共轴圆柱系统,所得结果与文献 [3, 4] 所给完全一致. 对于不共轴圆柱系统的讨论,为分析偏心对共轴圆柱系统的影响提供了计算基础;所给曲线表明,偏心使静电旋行聚束系统的最大聚束能力降低.

一、引 言

共轴圆柱静电系统的电子光学性质和它对电子注的聚束能力,已被详细研究过了^[1-11],并且已获得广泛的应用^[3-11]. 看来,这方面的工作目前还在继续深入^[12-14].

但是,直到目前为止,人们还仅限于讨论共轴的圆柱系统. 严格地说,理想共轴在实际上是办不到的,总不免有或多或少的偏心;因而必须考虑偏心的影响. 此外,问题还可提得更广泛一些:电子在任意截面形状的静电柱面系统中的运动情况如何? 所提问题的研究是有理论和实际意义的.

本文利用正交柱面坐标系中的场方程及拉格朗日方程,分析电子在任意静电柱面系统中的运动情况,求得了电子作平衡运动所要求的条件和平衡运动的稳定条件. 讨论了空间电荷效应,求得系统能聚束的极限电流. 为了估计系统的最大聚束能力,引入最大导流因子 g_M ,它只和系统的结构、尺寸及电子注的厚度和位置有关.

应用所得结果讨论了共轴和不共轴圆柱系统. 对于共轴圆柱系统所得结果,和文献 [3, 4] 完全一致. 对于不共轴圆柱系统的讨论,为分析偏心对共轴圆柱聚束系统的影响提供了基础.

二、任意截面形状柱面静电系统中电子的平衡运动

1. 考虑由两个任意截面形状的柱面电极组成的静电系统. 若选择一组适当的正交坐标系 (ξ, η, z) , 使 $\xi = \xi_1$, $\xi = \xi_2$ 两柱面分别和导体 1 及导体 2 的表面重合. 这时,等位线和电力线就分别由 $\xi = \text{常数}$, $\eta = \text{常数}$ 的曲线表示.

设柱面坐标 (ξ, η, z) 与笛氏坐标有以下关系:

* 1963 年 11 月 20 日收到, 1964 年 10 月 18 日收到修改稿.

$$\left. \begin{aligned} x &= f_1(\xi, \eta), \\ y &= f_2(\xi, \eta), \\ z &= z, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

则相应的度量系数可表为

$$\left. \begin{aligned} h_1^2 &= \left(\frac{\partial f_1}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial f_2}{\partial \xi} \right)^2, \\ h_2^2 &= \left(\frac{\partial f_1}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial f_2}{\partial \eta} \right)^2, \\ h_3^2 &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

设导体 1 和导体 2 的电位分别为 U_1 和 U_2 , 且 $U_1 > U_2$, 则 $U_1 - U_2 = U_0$ 表示两导体间的电位差. 因为 U 与 z 无关, 所以电位函数 U 满足拉普拉斯方程

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{h_2}{h_1} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{h_1}{h_2} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right) = 0. \quad (3)$$

由于 ξ 为常数是等位线, 故 U 又与 η 无关, (3) 式化简为

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{h_2}{h_1} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right) = 0. \quad (4)$$

附加的边界条件是

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \xi_1, \quad U = U_1; \\ \xi &= \xi_2, \quad U = U_2; \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

电场强度则为

$$\mathbf{E} = - \frac{1}{h_1} \frac{\partial U}{\partial \xi} \mathbf{i}_\xi; \quad (6)$$

$\mathbf{i}_\xi$ 表示 ξ 方向的单位矢量.

2. 为了研究上述系统中电子的运动, 可利用拉格朗日方程

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial L}{\partial x_j} \dot{x}_j - \dot{\mathbf{p}} = 0, \quad (7)$$

式中令 $x_1 = \xi$, $x_2 = \eta$, $x_3 = z$.

不计相对论修正, 拉格朗日函数 L 可表为

$$L = \frac{1}{2} m_0 [(\dot{\xi})^2 + (\dot{\eta})^2 + \dot{z}^2] + eU, \quad (8)$$

此处电子电荷的负号已计入, $e > 0$.

(7) 式中广义动量 $\mathbf{p}$ 的定义为

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} \quad (i = 1, 2, 3). \quad (9)$$

将 (8), (9) 代入方程 (10), 即得电子的运动方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} (h_1^2 \dot{\xi}) - \left(h_1 \dot{\xi}^2 \frac{\partial h_1}{\partial \xi} + h_2 \dot{\eta}^2 \frac{\partial h_2}{\partial \xi} \right) &= \frac{e}{m_0} \frac{\partial U}{\partial \xi}, \\ \frac{d}{dt} (h_2^2 \dot{\eta}) - \left(h_1 \dot{\xi}^2 \frac{\partial h_1}{\partial \eta} + h_2 \dot{\eta}^2 \frac{\partial h_2}{\partial \eta} \right) &= 0, \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

3. 现在来分析运动方程(10), 讨论电子运动的平衡和稳定问题.

因为 $h_1, h_2, \frac{\partial h_1}{\partial \xi}, \frac{\partial h_1}{\partial \eta}, \frac{\partial h_2}{\partial \xi}, \frac{\partial h_2}{\partial \eta}$ 均不恒为零, 因此, 由方程(10)不难看到, 电子的运动轨道与 ξ 为常数的曲线重合:

$$\ddot{\xi} = 0, \dot{\xi} = 0, \xi = \xi_0 = \text{常数}, \quad (11)$$

即电子的运动达到平衡时所要求的条件是

$$h_2 \dot{\eta}^2 \frac{\partial h_2}{\partial \xi} = - \frac{e}{m_0} \frac{\partial U}{\partial \xi}, \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt} (h_2^2 \dot{\eta}) = h_2 \dot{\eta}^2 \frac{\partial h_2}{\partial \eta}. \quad (13)$$

由能量守恒定律, 当 $\dot{\xi} = 0$ 时, 有

$$(h_2 \dot{\eta})^2 = \frac{2e}{m_0} (U - U_z), \quad (14)$$

此处设电子从零电位的阴极出发, 且令 $z^2 = \frac{2e}{m_0} U_z$.

将方程(14)代入后, 式(12)可写成

$$\frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial \xi} = - \frac{1}{2(U - U_z)} \frac{1}{h_1} \frac{\partial U}{\partial \xi}. \quad (15)$$

但由文献[15]得

$$-\frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial \xi} = R_1^{-1}, \quad (16)$$

R_1 表示 ξ 为常数曲线的曲率半径. 于是由(15)可以得到

$$\frac{1}{R_1} = - \frac{E_n}{2(U - U_z)}, \quad (17)$$

可见条件(12)和电子光学理论中熟知的关系式一致.

方程(15)的特解给出

$$U - U_z = \frac{p(\eta)}{h_2^2}, \quad (18)$$

式中 $p(\eta)$ 仅是 η 的函数, 利用能量守恒定律(14), 可得

$$p(\eta) = \left(\frac{m_0}{2e} \right) (h_2^2 \dot{\eta})^2, \quad (19)$$

即 $p(\eta)$ 正比与广义动量的平方. 方程(19)表明, 在平衡的情况下, 广义动量仅是 η 的函数¹⁾.

4. 为了研究电子在平衡位置附近运动的稳定性问题, 我们作如下的考虑.

设由于微扰, 平衡运动所要求的条件未能满足, 于是

$$\xi = \xi_0 + \delta. \quad (20)$$

运动方程(10)的一次变分方程可化为

$$\frac{d^2 \delta}{dt^2} = K \delta, \quad (21)$$

1) 关于方程(18), (19)在文献[16]中有较详细的讨论.

式中

$$K = \frac{1}{h_1^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \left[-\frac{1}{h_1} \frac{\partial h_1}{\partial \xi} (h_1 \xi)^2 - \frac{2}{h_2} \frac{\partial h_1}{\partial \eta} (h_1 \xi)(h_2 \eta) + \frac{1}{h_2} \frac{\partial h_2}{\partial \xi} (h_2 \eta)^2 + \frac{e}{m_0} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right] \right\}_{\xi \approx \xi_0}. \quad (22)$$

所以稳定的条件是¹⁾

$$K < 0. \quad (23)$$

5. 现在来讨论空间电荷的情况。根据以上分析,在平衡状态下,电子可以沿等位线运动。这样,我们可以假定,空间电荷分布在 $\xi = \xi_a$ 和 $\xi = \xi_b$ 的环内, ξ_a, ξ_b 就表示空间电荷的内外边界。在一般情况下,这样的空间电荷分布可以不改变电位函数 U 与 η 的关系,仅改变 U 与 ξ 的关系。

为了求得系统中的场与电荷和电流之间的关系,可以利用高斯定律

$$\left. \begin{aligned} \oint E_1 h_2 d\eta &= \frac{Q + q_1}{\varepsilon_0}, \\ \oint E_2 h_2 d\eta &= \frac{Q - q_2}{\varepsilon_0}, \\ \oint E_3 h_2 d\eta &= \frac{1}{\varepsilon_0} \left[(Q + q_1) + \int_{\xi_a}^{\xi} \oint \rho h_1 h_2 d\xi d\eta \right]; \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

式中 ρ 表示空间电荷密度; E_1, E_2, E_3 分别表示在 ξ_1 和 ξ_a 之间、 ξ_b 和 ξ_2 之间以及 ξ_a 和 ξ_b 之间的场强; q 表示单位长度系统内空间电荷量, q_1, q_2 分别表示电荷 q 在内外导体上所感应的电荷; Q 表示由于内外导体间的电位差而建立的内导体上的电荷。因此,按静电感应原理

$$q + q_1 + q_2 = 0, \quad (25)$$

而

$$q = \int_{\xi_a}^{\xi_b} \oint \rho h_1 h_2 d\eta d\xi. \quad (26)$$

导体 1 与导体 2 间的电压 U_0 可表为

$$\int_{\xi_1}^{\xi_a} E_1 h_1 d\xi + \int_{\xi_a}^{\xi_b} E_3 h_1 d\xi + \int_{\xi_b}^{\xi_2} E_2 h_1 d\xi = -U_0. \quad (27)$$

已知空间电荷密度分布,由 (24)–(27) 就可求得电场和电荷量及系统几何尺寸间的关系。在很多情况下,为了计算简单起见,可以假定空间电荷密度为常数²⁾。这样, $\rho =$ 常数,引入以下记号:

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= \oint \frac{h_2}{h_1} d\eta, \\ J_2 &= \int_{\xi_a}^{\xi} \oint h_1 h_2 d\xi d\eta, \\ J_3 &= \int_{\xi_a}^{\xi_b} \oint h_1 h_2 d\xi d\eta, \\ J_4 &= \int_{\xi_a}^{\xi_b} J_2 d\xi, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

1) 原则上可以利用李雅普诺夫第二方法来讨论稳定性问题,这里仅限于利用一次近似方法。

2) 当电子层不太厚时,这一假定是允许的。

代入后联立求解方程(24)–(27), 即可得到

$$E_1 = \frac{1}{h_1(\xi_2 - \xi_1)} \left\{ U_0 + \frac{I_0}{J_1 \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_0} U_z}} \left[(\xi_2 - \xi_b) + \frac{J_4}{J_3} \right] \right\}, \quad (29)$$

$$E_2 = \frac{1}{h_1(\xi_2 - \xi_1)} \left\{ U_0 - \frac{I_0}{J_1 \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_0} U_z}} \left[(\xi_b - \xi_1) - \frac{J_4}{J_3} \right] \right\}, \quad (30)$$

$$E_3 = E_1 - \frac{I_0}{h_1 J_1 \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_0} U_z}} \frac{J_2}{J_3}, \quad (31)$$

式中电流 I_0 为

$$I_0 = -q \sqrt{\frac{2e}{m_0} U_z}. \quad (32)$$

不难看出, 在考虑空间电荷效应时, 电子运动方程、平衡条件及稳定条件形式上均保持不变, 只需令 $(-h_1 E)$ 代替 $\frac{\partial U}{\partial \xi}$ 即可.

6. 我们来考虑一种特殊情形, 即空间电荷足够大, 以致完全屏蔽了从高电位的内导体出发的电场. 这时有

$$E_2 = 0. \quad (33)$$

在这种情况下, 外层电子的运动失去控制, 电流不可能再增加. 因此, 由方程(30) 即可得到系统的极限电流

$$I_{\max} = \frac{J_1 \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_0} U_z} U_0}{(\xi_b - \xi_1) - \frac{J_4}{J_3}}. \quad (34)$$

定义

$$g_M = \frac{J_1}{2\pi \left[(\xi_b - \xi_1) - \frac{J_4}{J_3} \right]} \quad (35)$$

为系统的最大导流因子, 则

$$I_{\max} = g_M p_0 \sqrt{U_z U_0}, \quad (36)$$

$$p_0 \approx 33.3 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}.$$

三、应用举例

现在利用以上所得结果, 研究两种有实际意义的系统.

1. 共轴圆柱系统

如图 1 所示. 在共轴圆柱的情形下, 取圆柱坐标系 (r, θ, z) , 因而 $h_1 = 1$, $h_2 = r$, $h_3 = 1$. 电位及电场强度表为:

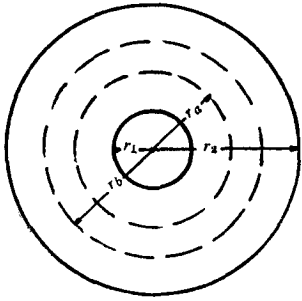


图 1

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{U_0}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln \frac{r_2}{r_1}, \\ E &= \frac{U_0}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{1}{r}. \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

代入有关方程即得平衡条件

$$\left. \begin{aligned} p_\theta &= r^2 \dot{\theta} = \text{常数}, \\ \frac{p_\theta^2}{r_0^3} &= \frac{e}{m_0} \frac{U_0}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{1}{r_0}. \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

由稳定条件(23)得

$$K = \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{p_\theta^2}{r^3} - \frac{e}{m_0} \frac{U_0}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{1}{r} \right\} \bigg|_{r=r_0} < 0, \quad (39)$$

即平衡运动 $r = r_0$ 是稳定的.

再由(28)式得

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= 2\pi, \\ J_2 &= \pi(r^2 - r_a^2), \\ J_3 &= \pi(r_b^2 - r_a^2), \\ J_4 &= \frac{1}{4}(r_b^2 - r_a^2) - \frac{1}{2} r_a^2 \ln \frac{r_b}{r_a}. \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

因而就可求得场强

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= \frac{1}{r \ln \frac{r_2}{r_1}} \left\{ U_0 + \frac{I_0}{p_0 \sqrt{U_s}} \left[\frac{1}{2} + \ln \frac{r_2}{r_b} - \frac{r_b^2}{r_b^2 - r_a^2} \ln \frac{r_b}{r_a} \right] \right\}, \\ E_2 &= \frac{1}{r \ln \frac{r_2}{r_1}} \left\{ U_0 - \frac{I_0}{p_0 \sqrt{U_s}} \left[\ln \frac{r_b}{r_1} - \frac{1}{2} + \frac{r_a^2}{r_b^2 - r_a^2} \ln \frac{r_b}{r_a} \right] \right\}, \\ E_3 &= \frac{1}{r \ln \frac{r_2}{r_1}} \left\{ U_0 - \frac{I_0}{p_0 \sqrt{U_s}} \left[\ln \frac{r_2}{r_b} + \frac{1}{2} - \frac{r_a^2}{r_b^2 - r_a^2} \ln \frac{r_b}{r_a} - \frac{r^2 - r_a^2}{r_b^2 - r_a^2} \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

最大导流系数 g_M 就可表为

$$g_M = \left\{ \ln \frac{r_b}{r_1} - \frac{1}{2} + \frac{r_a^2}{r_b^2 - r_a^2} \ln \frac{r_b}{r_a} \right\}^{-1}. \quad (42)$$

以上所得结果同文献 [3, 4] 所给一致.

2. 不共轴圆柱系统

在上述共轴圆柱静电旋行聚束系统中, 如果内导体有偏心, 就成为不共轴圆柱系统. 为了研究这种系统, 以讨论偏心的影响, 采用双极坐标 (ξ, η, z) , 它与笛氏坐标有以下关系:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{a \operatorname{sh} \xi}{(\operatorname{ch} \xi - \cos \eta)}, \\ y &= \frac{a \sin \eta}{(\operatorname{ch} \xi - \cos \eta)}. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

度量系数表为

$$h_1 = h_2 = h = \frac{a}{(\operatorname{ch} \xi - \cos \eta)}. \quad (44)$$

如图 2 所示, $2a$ 表示极距, 它与偏心 δ_1 等有以下关系:

$$a^2 = D_1^2 - r_1^2 = D_2^2 - r_2^2, \\ D_1^2 = \left(\frac{\delta_1^2 + r_1^2 - r_2^2}{2\delta_1} \right)^2, \quad D_2^2 = \left(\frac{\delta_1^2 + r_2^2 - r_1^2}{2\delta_1} \right)^2.$$

δ_1 又可表为

$$\delta_1 = |D_1 - D_2|.$$

在双极坐标中, 拉普拉斯方程取简单形式

$$\frac{d^2 U}{d\xi^2} = 0. \quad (45)$$

考虑到边界条件后, 其解为

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{\xi - \xi_2}{\xi_1 - \xi_2} U_0, \\ E &= -\frac{1}{h} \frac{U_0}{(\xi_1 - \xi_2)}. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

为了估计偏心的影响, 引入相对偏心

$$\delta'_1 = \frac{\delta_1}{(r_2 - r_1)}.$$

设内外导体间的最大间隔及最小间隔为 Δ_1 和 Δ_2 , 比值 Δ_1/Δ_2 和 δ'_1 的关系示于图 3 中.

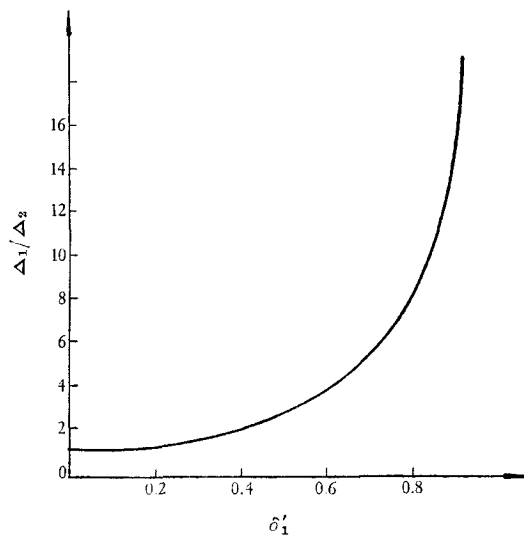


图 3

由图可见,当相对偏心不大以及电子注不太厚时,与共轴系统一样,仍假定空间电荷密度 $\rho = \text{常数}$,不致引起较大的误差. 这样,就可代入公式计算出

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= 2\pi, \\ J_2 &= \pi a^2 \left[\frac{1}{\text{sh}^2 \xi} - \frac{1}{\text{sh}^2 \xi_a} \right], \\ J_3 &= \pi a^2 \left[\frac{1}{\text{sh}^2 \xi_b} - \frac{1}{\text{sh}^2 \xi_a} \right], \\ J_4 &= -\pi a^2 \left[\text{cth} \xi_a - \text{cth} \xi_b + \frac{\xi_a - \xi_b}{\text{sh}^2 \xi_a} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

可以求出最大导流因子

$$g_M = \left\{ (\xi_1 - \xi_b) + \frac{(\xi_a - \xi_b) \text{sh}^2 \xi_b - \frac{1}{2} \text{sh}^2 \xi_a \text{sh}^2 \xi_b + \frac{1}{2} \text{sh} 2\xi_a \text{sh} 2\xi_b}{\text{sh}^2 \xi_a - \text{sh}^2 \xi_b} \right\}^{-1}. \quad (48)$$

利用极限运算,可以验证,当 $\delta'_1 \rightarrow 0$ 时,所有的结果均同共轴圆柱系统的结果一致. 例如

$$\lim_{\delta'_1 \rightarrow 0} g_M = \left[\ln \frac{r_b}{r_1} - \frac{1}{2} + \frac{r_a^2}{r_b^2 - r_a^2} \ln \frac{r_b}{r_a} \right]^{-1}. \quad (49)$$

3. 现在引入一些数字计算,说明偏心对共轴圆柱系统的影响,着重讨论 g_M 的改变.

图 4 表示 g_M 与 δ'_1 的关系,由图可见, g_M 随 δ'_1 的增加而下降. 图 5, 图 6 表示在 $\frac{r_2}{r_1} =$

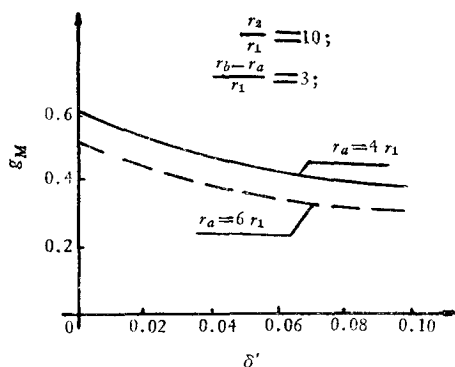


图 4

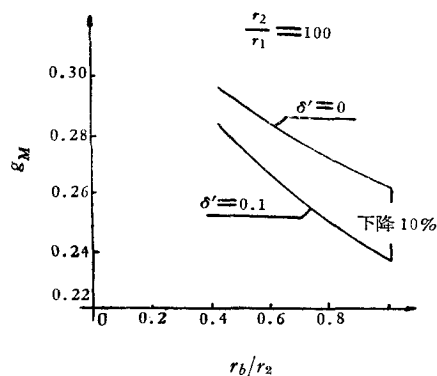


图 6

$= 10$ 和 $\frac{r_2}{r_1} = 100$ 时 g_M 与 $\frac{r_b}{r_2}$ 的关系. 当 $\frac{r_2}{r_1} = 10$, 偏心 $\delta'_1 = 0.1$ 时, g_M 至少降低 21%; 而当 $\frac{r_2}{r_1} = 100$, 则仅降低 10%; 也就是说,

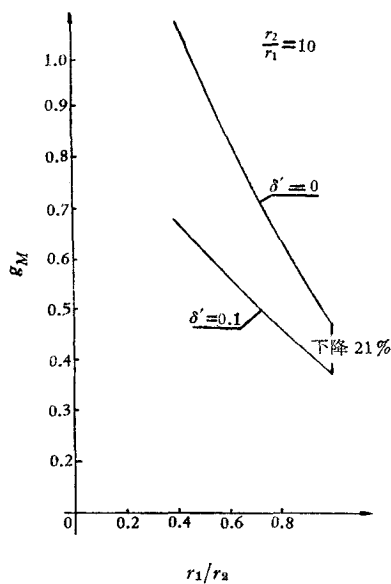


图 5

当内外导体的半径相差不太大时,偏心的影响较严重。这点在物理上是可以理解的。

根据以上结果,可以断定,偏心将使聚束系统的聚束能力显著下降。

四、結 語

1. 在任意截面形状的柱面静电系统中,电子的运动有可能达到平衡,平衡所要求的条件由(12),(13)确定。如果同时满足稳定条件,则平衡运动是稳定的。

2. 当把上述系统用来聚束强电流电子注时,系统的最大聚束能力可以用 g_M 来估计, g_M 仅与系统的几何结构、电子注的尺寸有关。

3. 本文对于不共轴圆柱静电系统的分析,为研究静电旋行聚束系统中内导体偏心的影响提供了计算基础。给出的计算曲线表明,偏心使静电旋行聚束系统的聚束能力显著下降。

参 考 文 献

- [1] Гринберг, Г. А., Избранные вопросы математической теорий электрических и магнитных явлений, гл. 24, (1943).
- [2] Pierce, J. R., Theory and Design of Electron Beams, Chap. 4, (1954).
- [3] Чернов, З. С., Радиотехника и электроника, **1** (1956), 1428.
- [4] 刘盛纲, 物理学报, **15** (1959), 575.
- [5] Берношевский, Г. А., Новский, Г. А., Радиотехника и электроника, **3** (1958), 1218.
- [6] Tchernow, Z. S., Proc. IEE, **105** (1958), 594.
- [7] Watkins, D. A., Wada, G., Proc. IRE, **46** (1958), 1700.
- [8] Crumly, C. B., IRE Trans., **ED-3** (1956), 62.
- [9] Wada, G., Pantell, R., IRE Wescon Conv. Rec., Pt 3, (1959), 92.
- [10] Бахрах, Л. Э., Радиотехника и электроника, **4** (1959), 2091.
- [11] Nuun, W. M., Rowe, J. E., IRE Trans., **ED-8** (1961), 508.
- [12] Коростель, Г. Н., Изв. вузов МВО, СССР., Радиотехника, **3** (1960), 445.
- [13] Коростель, Г. Н., Радиотехника и электроника, **8** (1963), 116.
- [14] 刘盛纲, 物理学报, **21** (1965), 390.
- [15] Morse, P. M., and Feshbach, H., Methods of Theoretical Physics (1953), 27.
- [16] 刘盛纲, “静电系统中电子运动轨迹的理论”(尚未发表)。

АНАЛИЗ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С ЛЮБЫМ СЕЧЕНИЕМ

Лю Син-гон Лю Ши-мин

(Чэндуский радиотехнический институт)

Резюме

В данной статье разработано обобщенное уравнение равновесного движения электронов в цилиндрической электростатической системе с любым сечением и условием устойчивости движения. Выведен расчет предельного потока фокусирующего и приведен параметр g_M , характеризующий способность фокусировки системы. В качестве примера, даны расчеты для двух систем—система ПЭФ и система биполярная.