

导电箔对于相对论环形束的约束作用分析 及其对束流群聚过程影响的初步实验结果

王平山 黄 华 陈天才 夏连胜

(成都应用电子学研究所, 成都 610003)

陶祖聪

(中国工程物理研究院, 成都 610003)

(1995年6月7日收到)

分析导电箔上的镜像电荷对环形束的约束作用, 给出了可用于设计选择聚焦环形束的导电箔几何尺寸的计算结果. 利用已有的 X 波段相对论速调管(RKA)进行了初步的镜像电荷聚焦 RKA 的实验. 虽然实验中的导电箔对电子束的通过率只有 0.88, 但结果表明导电箔对 RKA 的束流有一定聚焦作用, 不影响束流群聚过程.

PACC: 7210; 4170; 1220

1 引 言

导电箔可用于实心强流相对论电子束的约束传输^[1-3], 并有可能用于相对论速调管以取代聚焦磁场系统, 从而得到一种新的相对论速调管, 即镜像电荷聚焦相对论速调管^[4]. 与磁场聚焦的相对论速调管相比, 这种相对论速调管有许多特点^[4]. Humphries, Jr. 等分析并实验证实了导电箔对强流相对论实心束的聚焦作用^[1-3]. 然而导电箔是否可用于强流相对论环形束的约束? 其约束作用与对实心束的约束作用有何差别以及如何选择导电箔的几何尺寸等. 本文试图从理论上回答这些问题.

此外, 文献[4]利用一维空间电荷波理论得到的结果表明导电箔的存在不影响 RKA 中的束流群聚过程, 这是需要实验验证的. 本文给出了利用现有 X 波段 RKA 和适当导电箔所进行的镜像电荷聚焦 RKA 的初步实验结果.

2 导电箔对相对论环形束的约束作用

对无限长的漂移管中传输的相对论环形束, 假定: 束中电子的运动轨迹是平行于束轴线的, 电子的运动速度相同; 电子平均密度沿轴线是不变的, 且具有轴对称性; 束流及电子密度沿径向均匀分布. 此外, 束包络振荡很小, 不考虑束流中的横向不稳定性. 考虑层流模型, 使环形束包络上的电子扩散的径向空间电场力为

$$eE_r = (r_{b2}^2 - r_{b1}^2)e^2n_0/2\epsilon_0r_{b2}, \quad (1)$$

式中 r_{b1} , r_{b2} 分别为环形束内、外半径; en_0 为电荷密度. 束流的自身磁场力为:

$$e\mathbf{V} \times \mathbf{B}_\theta = -\beta^2 E_r \mathbf{e}_r. \quad (2)$$

束流自身电场力与自身磁场力相抵消的结果是束流外包络的电子所受净的使束扩散的空间电荷力减小为原空间电场力的 $1/\gamma^2$. 这里 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$, c 为光速. 与实心相对论电子束一样, 对如图 1 所示的相对论环形束, 利用垂直于束流轴线的周期排列的导电箔可以周期性地局部中和空间电荷场的作用而对自身磁场并无什么大的影响, 从而利用自身磁场形成的“磁透镜”约束束流传输. 为分析镜像电荷对相对论环形束的约束作用, 将均匀分布的环形束的电荷密度分布写成:

$$\rho(r, z) = \sum_m \sum_n \left\{ \frac{8en_0 \sin(n\pi/2) J_0(x_m r/r_w) \cos(n\pi z/D)}{\pi x_m n J_1^2(x_m) r_w} \right. \\ \left. \times [r_{b2} J_1(x_m r_{b2}/r_w) - r_{b1} J_1(x_m r_{b1}/r_w)] \right\}, \quad (3)$$

式中 J_1 , J_0 分别为一阶和零阶贝塞尔函数, x_m 为零阶贝塞尔函数的第 m 个根. 这样, 空间电位分布可以展开为

$$\varphi = \sum_m \sum_n A_{mn} J_0(x_m r/r_w) \cos(n\pi z/D). \quad (4)$$

将(3), (4)式代入泊松方程可得

$$A_{mn} = \frac{8en_0 \sin(n\pi/2)}{\pi \epsilon_0 x_m n J_1^2(x_m) r_w \{ (x_m/r_w)^2 + (n\pi/D)^2 \}} \\ \times \{ r_{b2} J_1(x_m r_{b2}/r_w) - r_{b1} J_1(x_m r_{b1}/r_w) \}, \quad (5)$$

在束包络处求 $-\partial\varphi/\partial r$ (即 E_r), 并在两相临导电箔之间的区域内取平均, 然后用无限长漂移管情况下的空间电荷场归一化, 有:

$$f = \frac{\langle E_r \rangle}{(r_{b2}^2 - r_{b1}^2) en_0 / 2r_{b2} \epsilon_0} = \sum_m \sum_n \left(\frac{32}{\pi^2} \right) \frac{\sin^2(n\pi/2) J_1(x_m r_{b2}/r_w)}{n^2 J_1^2(x_m) [x_m^2 + (\pi r_w/D)^2]} \\ \times \frac{r_{b2}}{r_{b2}^2 - r_{b1}^2} \{ r_{b2} J_1(x_m r_{b2}/r_w) - r_{b1} J_1(x_m r_{b1}/r_w) \}. \quad (6)$$

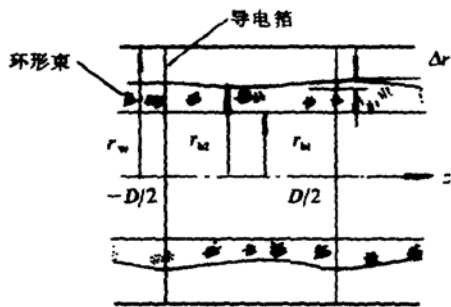


图1 导电箔约束相对论环形束传输的原理示意图

当束内径为零时 ($r_{b1} = 0$), 环形束成为实心束, (6)式还原为文献[1]的式(4). 可见(6)式是更普遍的结果. 由(6)式可见经导电箔作用后, 空心束自身空间电荷场被抵消掉 $1-f$, 只要选择适当的导电箔间距 D , 满足 $(1-f) \geq 1/\gamma^2$, 则相应的传输束流不扩散. 图2给出了因子 $1-f$ 与 D/r_b 的关系, 同时也给出了相应于实心束的情况. 可见导电箔对环形束的约束作用比其对实心束的约束作用弱.

(6)式所得结果与束电荷密度无关, 这是可以理解的, 因为镜像电荷的量也与束电荷密度

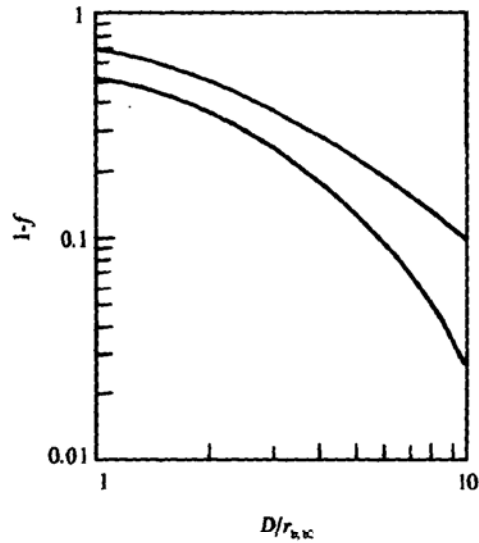


图2 径向电场缩减因子与箔间距的关系($r_b/r_w=0.5$) 上面的曲线对应于 $r_b=2.35$ cm 的实心束,下面的曲线对应于外、内半径分别为 2.35 cm, 1.8 cm 的环形束

成正比.不过要满足前面推导中所列假设条件,必然要求两箔之间束包络振荡与束半径相比很小.若电子速度很高, $\beta \approx 1$, 且 $\Delta r/r_{b2} \approx 1$, 从束腰到箔之间束半径变化

$$\frac{\Delta r}{r_{b2}} \approx \frac{eI(D/2r_{b2})^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^3 \gamma^3}, \quad (7)$$

当 $\Delta r/r_{b2}=0.1$ 时, (7) 式给出

$$D/r_{b2} \leq 82 \sqrt{\frac{\gamma^3}{I}}. \quad (8)$$

这些结果与实心束的结果类似. (8) 式的结果绘于图 3.

类似于实心束的情况, 当空心束平均空间电荷场被导电箔减小到小于层流束的条件后, 有一定发射度的电子束也可以传输. 借用相空间分布为椭圆分布的实心束的发射度作用于束包络的等效作用力的表达式

$$F_e = \epsilon^2 \gamma m_0 c^2 \beta^2 / r_{b2}^3, \quad (9)$$

式中 ϵ 为非归一化发射度, 考虑导电箔作用下空心束外包络的净聚焦力

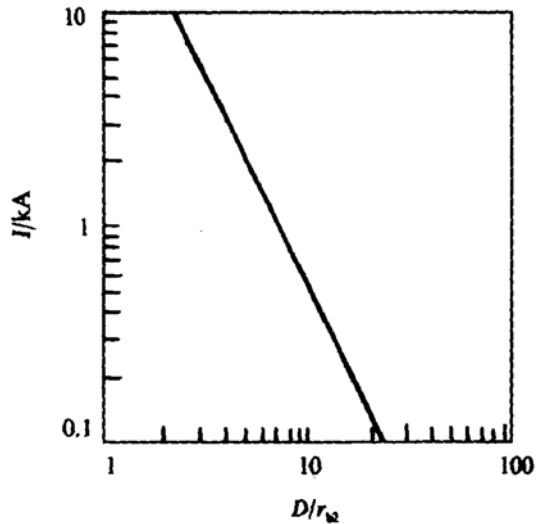


图3 理论模型适用范围与箔参数及束流的关系(束能量 511 keV). 在直线段左端, 束包络振荡小于束半径的 10%

$$F_f = \frac{e^2 n_0 (r_{b2}^2 - r_{b1}^2) (f - \beta^2)}{2 \epsilon_0 r_{b2}}. \quad (10)$$

两力平衡即可给出可约束束流发射度的上限

$$\epsilon = \sqrt{\frac{2 r_{b2}^2 I}{\beta^2 I_A}} (\beta^2 - f), \quad (11)$$

其中 I_A 为阿尔芬电流,

$$I_A = (4 \pi \epsilon_0 m_0 c^3 / e) \beta \gamma. \quad (12)$$

3 导电箔对电流群聚过程影响的初步实验结果

文献[4]表明导电箔的存在不影响小振幅情况下束流的群聚过程. 若导电箔对相对论电子束的电子通过率为 p , 则群聚段通过 n 个导电箔情况下的小信号群聚电流为

$$\begin{vmatrix} \tilde{v} \\ \tilde{j} \end{vmatrix} = \frac{p^n}{w_{p1} - w_{p2}} \begin{vmatrix} w_{p1} \theta_{p1} - w_{p2} \theta_{p2} & \frac{v_0 w_{p1} w_{p2}}{w_{j0}} (\theta_{p2} - \theta_{p1}) \\ \frac{w_{j0}}{v_0} (\theta_{p1} - \theta_{p2}) & w_{p1} \theta_{p2} - w_{p2} \theta_{p1} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \tilde{v}_0 \\ \tilde{j}_0 \end{vmatrix}, \quad (13)$$

其中, $\theta_{p1,2} = \exp(i \int_0^z \beta_{p1,2} dz)$, $\beta_{p1,2} = w_{p1,2} / v_0$, $w_{p1,2} = \frac{1}{2a} (b \mp (b^2 - 4ac)^{1/2})$,

$a = i(\gamma_0 + \gamma_0^3 \beta_0^2)$, $b = 3pv_0 \cdot (4/3 + \gamma_0^2 \beta_0^2) \sin(w_1 z - w_1 D/2)$, $p = \frac{|e|}{mc^2} \cdot \frac{w_0^2}{w_1 \cos(w_1 D/2)}$,

$w_1^2 = \frac{|ej_0|}{\epsilon_0 mc^3 \gamma_0^3}$, $w_0^2 = \frac{|j_0|}{w_0 c (1 + 1/2 \gamma_0^2)}$, $c = -i w_p^2$, $w_p^2 = \frac{e \rho_0}{m \epsilon_0}$. 电子束参数的下标“0”表示未受扰动或初始时的值, “~”表示扰动量.

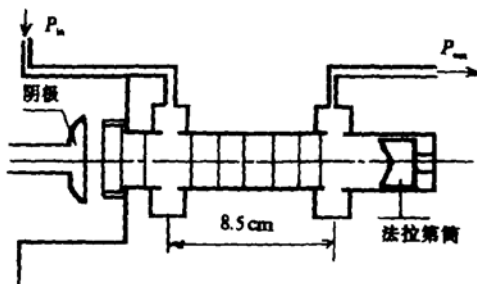


图4 X波段镜像电荷聚焦相对论速调管原理实验示意图
漂移管中垂直于束通道的细实线为导电箔, 加导电箔后束流通道直径变小, 图中尺寸不按比例

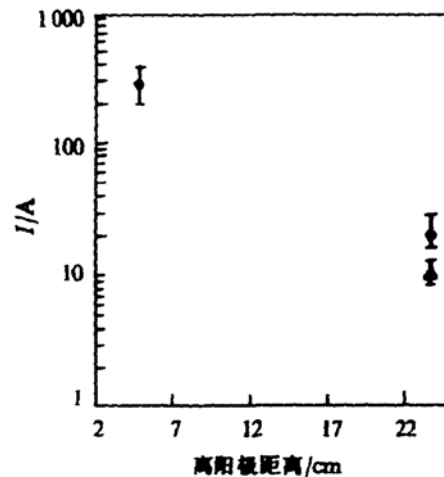


图5 束流传输实验结果 “Δ”为有箔时的传输束流, 实验中束能量约为 500 keV

利用现有的 X 波段 RKA^[5] 的输入腔与输出腔部件初步进行了镜像电荷聚焦 RKA 的实验,以研究导电箔的存在是否会完全破坏束流的群聚过程.实验系统如图 4 所示.由于该管的漂移管直径很小(10 mm,这也是不加钨网时的束流直径),加了钨网后的束流通道直径只有 6 mm,且我们现有钨网的电子通过率较低(为 0.88),加上由于结构限制不能按镜像电荷聚焦电子束的要求来放置钨网.因此钨网的存在对束流的传输与不加网时比较反而变坏,如图 5 所示.但若近似假定束流沿横截面均匀分布,倘钨网没有任何约束束流的能力,则通过 8 个钨网后的束流应为约 $3 \pm 1\text{A}$,而实验测得的加了钨网后的传输束流为 $10 \pm 1\text{A}$,这说明虽然由于结构的限制,钨网没有完全起到约束束流的作用,但仍然部分起到了约束束流的作用.

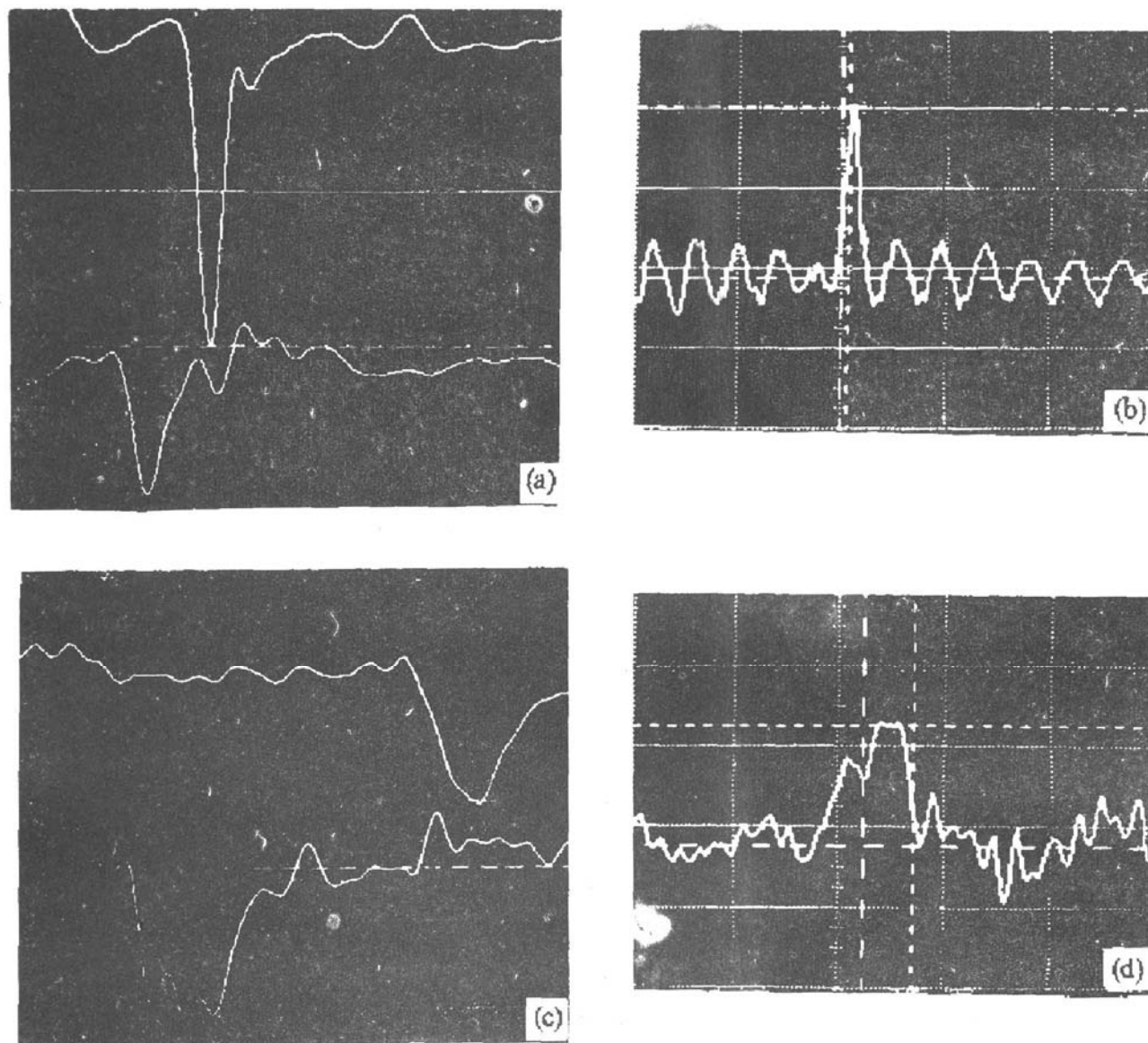


图 6 典型束电流、电压及辐射波形 (a) 无网时传输束流及相应二极管电压波形, 100 ns/div, 上: 束流(6.25 A/div; 下: 束电压 360 kV/div); (b) 无网时辐射输出波形, 200 ns/div, 100 W/div; (c) 有网时传输束流及相应二极管电压波形, 40 ns/div, 上: 束流(6.25 A/div; 下: 束电压 360 kV/div); (d) 有网时辐射输出波形; 50 ns/div, 40 W/div

图 6 为加网与不加网情况下的典型传输束流波形及相应的辐射波形. 图 7 给出了两种情况下辐射功率的比较. 由于这时的群聚过程可看成小振幅过程, 辐射近似地与束流成

正比. 图 5, 7 表明这一规律近似满足. 由此认为: 导电箔的存在对 RKA 中的群聚过程没有大的影响.

利用环形束进行的实验也得出相似的结果.

4 结 语

导电箔对相对论环形束也具有聚焦作用, 并能约束具有一定发射度的相对论环形束. 初步的镜像电荷聚焦相对论速调管实验表明, 导电箔的存在对 RKA 中的束流有约束作

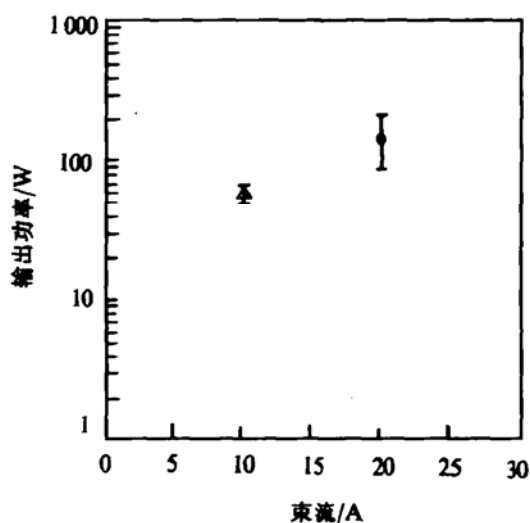


图 7 有网“ Δ ”及无网时的输出微波功率; 输入信号功率约为 10kW, 频率为 9365 MHz

用, 且在小振幅状态下对群聚过程没有大的不良影响.

感谢杜祥琬教授对本项研究工作的关心和鼓励.

- [1] Stanly Humphries, Jr., *Part. Accelerators*, **13**(1983), 249.
- [2] Stanly Humphries, Jr. *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **63**(1988), 583.
- [3] Stanly Humphries, Jr. *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1986), 2195.
- [4] 王平等, 强激光与粒子束, 待发表.
- [5] 夏连胜等, 强激光与粒子束, **8**(1996), 1.

ANALYSIS OF THE FOCUSING EFFECTS OF CONDUCTING FOILS ON THE RELATIVISTIC ANNULAR BEAMS AND FIRST EXPERIMENT RESULTS OF THE EFFECTS OF THE FOILS ON BEAM BUNCHING

WANG PING-SHAN HUANG HUA CHEN TIAN-CAI XIA LIAN-SHENG

(*Institute of Applied Electronics, Chengdu 610003*)

TAO ZU-CONG

(*China Academy of Engineering Physics, Chengdu 610003*)

(Received 7 June 1995)

ABSTRACT

The focusing ability of the image charges on annular beams is analyzed, and the image charge is on the conducting foils which are placed perpendicular to the beam axis. The given calculating results can be employed to select the geometrical parameters of the foils for annular beam focusing. The first image charge focusing relativistic klystron amplifier experiment was done to study the effects of the foils on the bunching process. Although the transparency of the foils to the beam is only 0.88, the results show that the foils do not affect the beam bunching process.

PACC: 7210; 4170; 1220