

# 扇形多注强流相对论电子束的产生与传输研究

吴涛<sup>1)2)†</sup> 黄华<sup>2)</sup> 王淦平<sup>2)</sup> 金晓<sup>2)</sup> 刘振帮<sup>2)</sup> 陈昭福<sup>2)</sup>  
任屹灏<sup>1)2)</sup> 陈永东<sup>2)</sup> 王清源<sup>1)</sup>

1) (电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

2) (中国工程物理研究院应用电子学研究所高功率微波技术实验室, 绵阳 621900)

(2012年1月1日收到; 2012年2月27日收到修改稿)

多注相对论速调管相对于常规相对论速调管, 每注电子束具有更低的导流系数和更低的空间电荷力, 却具有更高的束波转换效率. 本文基于这方面的需求, 通过三维软件模拟与实验研究了扇形多注强流相对论电子束的产生与传输. 通过建立电子枪的三维模型, 分析了阴极端面静电场的分布及其对电子束产生的影响; 通过粒子模拟获得了发射束流, 然后通过粒子跟踪仿真, 得到了电子束在空心漂移管和多扇形孔漂移管中传输的束斑图, 并对其进行了理论分析与解释. 模拟和实验结果表明, 电子束在空心漂移管传输过程中不仅绕束自身中心旋转, 还绕系统的中心旋转, 通过旋转多扇形孔漂移管实现对中的方法可提高传输效率.

**关键词:** 强流相对论多注电子束, 相对论速调管, 束流产生, 束流传输

**PACS:** 42.85.Ja, 41.85.Qg

## 1 引言

相对论速调管 (RKA) 在高能粒子加速器、高功率雷达、新型通信系统等方面有着重要的应用. 传统单注速调管可以获得较高的输出功率, 但其在强流工作时会产生强空间电荷作用力, 进而使电子注聚焦困难、增加噪声及阴极负载并降低器件效率. 多注相对论速调管采用多个电子注并联工作, 可以保证每个电子注的导流系数较小, 从而减小电子注内部的空间电荷效应, 有利于基波束流分量的提高, 以获得较高的束波转换效率; 同时, 还可以得到较大的总电子注束流, 进而可以从一定程度上解决强流与高效率之间的矛盾<sup>[1-5]</sup>, 若同时采用尽可能高的工作电压, 就能在较高效率的情况下获得很高功率的长脉冲或连续波输出. 正因为如此, 美国、法国、日本都相继投入了很大的人力和财力用于发展高功率、高效率的长脉冲或连续波多注速调管. 法国研制了 50 MW 的 L 波段多注速调管,

日本正在研制 150 MW 的 X 波段多注速调管, 美国的 SLAC 已经计划研制 2 GW 的 L 波段长脉冲多注速调管. 在国内, 中国科学院电子学研究所也正在研制 L 波段 10 MW 和 X 波段 50 MW 的多注速调管<sup>[6-8]</sup>. 得益于各个电子注中相对较低的空间电荷力, 多注相对论速调管对聚焦磁场的要求也要低于常规相对论速调管, 有利于降低速调管的制造和运行成本<sup>[9]</sup>.

本文是基于相对论速调管放大器的需求而进行的. 相对论速调管放大器是微波输出功率在 GW 量级的高功率微波器件之一<sup>[10]</sup>, 电压为几百 kV, 束流为数 kA. RKA 中的束流较大, 导致空间电荷效应较强, 限制了其效率的提高, 同时, 由于空心漂移管的空间电荷限制流较小, 限制了束流的进一步增大, 阻碍了 RKA 向更高功率发展. 为了降低电子束的空间电荷效应, 降低电子束所需聚焦磁场强度, 提高束波转换效率, 在研究中希望采用同轴漂移管来克服上述不足; 为了使电子束在谐振腔中场强最强处通过, 提高谐振腔的  $R/Q$  值, 研究中采用同轴谐

† E-mail: wt.101@sohu.com

振腔<sup>[7]</sup>作为其高频系统;为了防止腔体中的杂模在漂移管中传输从而对束波相互作用造成影响,在同轴漂移管中加入导体片,使得漂移管成为一个多扇形孔漂移管,可以有效防止杂模在漂移管中的传输.通过模拟与实验研究了八注扇形强流相对论电子束的产生及其在空心漂移管与多扇形孔漂移管中的传输,并对观察到的现象进行了理论分析与解释,以便希望为多注 RKA 提供符合要求的多注电子束.

## 2 基本理论

### 2.1 带状束理论

扇形电子注可近似为带状注,如图 1 所示.设粒子电荷  $q$ ,束流在  $z$  方向和  $y$  方向无限扩展.粒子只在  $z$  方向有平均运动,且粒子均匀分布.粒子局限在  $\pm x_0$  之间,电荷密度为  $n_0$ .由于并不需要了解束流截面上粒子运动的全部细节,则可以用包络方程来对其进行描述<sup>[11]</sup>,则电子束产生的自场为

$$E_{x0} = J/2\varepsilon_0 v_z = J/2\varepsilon_0 \beta c, \quad (1a)$$

$$B_{y0} = \mu_0 J/2, \quad (1b)$$

式中  $J = 2qn_0 v_z x_0 = 2qn_0 \beta c x_0 = 2j x_0$  是电子注的线电流密度,  $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$  F/m 是自由空间的介电常数,  $\beta$  是纵向相对论速度因子,  $j$  是电流密度,  $v_z$  是电子束轴向运动速度.带状束包络上,束流产生的电场力和磁场力分别为

$$F_{ex0} = eJ/2\varepsilon_0 \beta c, \quad (2a)$$

$$F_{mx0} = -e v_z B_y \\ = -e \mu_0 \beta c J/2 = -e \beta J/2\varepsilon_0 c, \quad (2b)$$

$$F_{mx}/F_{ex} = -\beta^2. \quad (3)$$

由(3)式知,在相对论电子束中,束流产生的磁场力和电场力大部分相互抵消,这可保证强相对论束流的顺利传输.

图 2 给出了矩形盒中带状束截面上的等位线<sup>[11]</sup>,在  $y$  方向尺寸是有限的.可以看到,除边缘附近外,场的变化主要集中在  $x$  方向.由图可知电场主要是由边沿指向束的中心.由此可得出当电子束沿  $z$  方向传输时,电子束将会绕束的中心旋转,旋转速度为

$$v = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2, \quad (4)$$

(4)式中,  $\mathbf{E}$  为作用于电子注横截面的电场,  $\mathbf{B}$  为轴向磁场.

当沿  $z$  方向传输距离为  $\Delta z$  时,电子束的旋转路程与角度为

$$\Delta l = v \cdot \Delta z/\beta c, \quad (5)$$

$$\Delta \theta = 360 \cdot \Delta l/\pi D, \quad (6)$$

(6)式中,  $D$  为旋转系统的直径.

假设带状电子束沿  $z$  方向前进,  $y$  方向是无限延展的,束宽随轴向位置变化的径向轨迹方程<sup>[11]</sup>  $X(z)$  为

$$X'' = -(\gamma' X'/\gamma \beta^2) - (\gamma''/\gamma \beta^2) X \\ - (q B_z/\gamma m_0 \beta c)^2 X + K_x + \varepsilon_x^2/X^3, \quad (7)$$

式中,  $\gamma$  是相对论因子,  $\gamma'' = \partial^2 \gamma/\partial z^2$ ,  $K_x$  是带状束归一化导流系数,

$$K_x = \frac{qJ}{2\varepsilon_0 m_0 (\gamma \beta c)^3},$$

式右侧第一项表明束加速时 ( $\gamma' > 0$ ) 束包络角将减小,第二项代表加速间隙横向场分量或单透镜的静电聚焦作用,第三项代表磁透镜的聚焦作用,第四项表示束产生力的散焦作用,最后一项代表了发射度的影响.

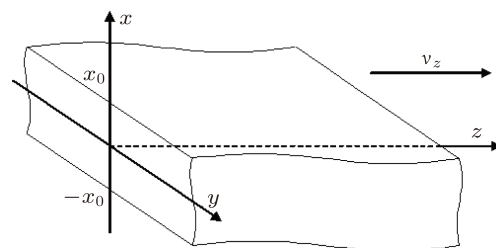


图 1 沿  $z$  方向传输的带状束的几何形状

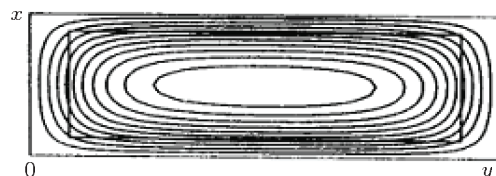


图 2 带状束在矩形金属盒内产生静电势的等位线

## 2.2 发射机制

因为本文所述的电子束为强流相对论电子束,故选择爆炸发射阴极,它是目前能提供几  $\text{kA}/\text{cm}^2$  束流密度的主要发射阴极之一,且对真空环境的要求不高,具有简单、易用、需要较少的辅助设备等优点<sup>[12,13]</sup>. 阴极材料选用石墨,它具有放气率较低,重复性好,寿命长等优点,可以在长脉冲和重复频率条件下运行<sup>[13]</sup>.

石墨阴极爆炸发射物理过程如下<sup>[13,14]</sup>: 在石墨阴和阳极之间加一高压脉冲,在电压脉冲前沿,即在电压迅速上升的期间,阴极表面的局部尖端或微凸处具有很高的场强,发生场致发射. 场致发射束流随电压的增加而增加,在场发射束流密度增加到一定程度,由于发射束流对微尖的加热,使微尖达到接近融化的温度,致使其迅速汽化爆炸,尖端材料分子向空间蒸发,随即被发射电子电离,形成阴极亮斑,电离产生的正离子抵消电子空间电荷作用,促使发射束流的增加,束流的增加又使尖端材料被加热,进一步产生爆炸、蒸发、电离、亮斑的过程,致使阴极亮斑迅速膨胀扩展,同时无数个亮斑合并,很快形成等离子鞘层,并覆盖阴极表面. 最后,等离子体以一定速度的膨胀运动,使二极管达到闭合,完成一次爆炸发射. 但又由于在尖端爆炸发射过程中,尖端处在局部熔融状态下,因此在强电场作用下,又会产生新的微尖或微凸起,以便下一个高压脉冲来时提供场致发射束流.

## 3 模拟仿真

### 3.1 静电仿真

本文设计的电子枪阴极横截面结构如图 3 所示,扇形阴极外半径  $R_1$  为 18 mm、内半径  $R_2$  为 16.5 mm、扇形阴极之间的距离  $D$  为 7.4 mm,电子枪阴阳极间距为 32 mm,对此结构进行静电仿真,得到阴极端面与纵剖面的电场分布图,如图 4 所示. 由图 4(a) 可知,扇形端面电场分布不均匀,扇形的端角、外边沿与侧边沿电场强度较大,电子发射时也主要由这些地方发射. 图 4(b) 也可以清晰地看出外边沿电场强度较大.

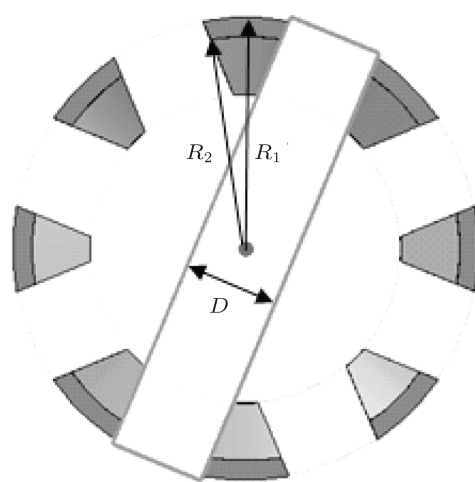


图 3 电子枪阴极横截面结构

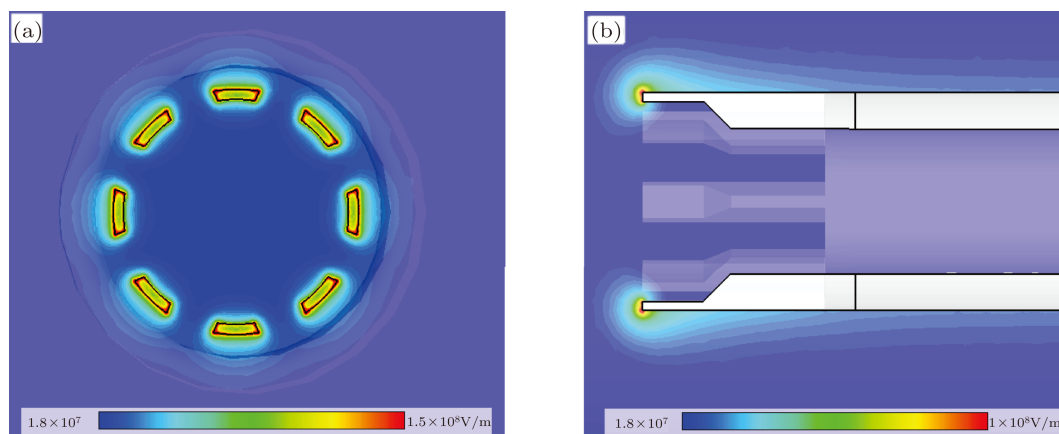


图 4 阴极电场分布图 (a) 阴极端面电场分布图; (b) 阴极纵剖面电场分布图

### 3.2 粒子模拟 (PIC) 与粒子跟踪仿真

首先进行 PIC 仿真, 由于采用的是浸没流聚焦方式, 可以直接设置轴向磁场为 1 T; 阴极选用爆炸发射方式, 阈值设置为  $1.8 \times 10^7$  V/m; 二极管电压设置为 600 kV 的矩形脉冲信号, 当阴极极间距为 32 mm 时, 对其进行 PIC 仿真, 可以得到阴极的发射束流为 3.7 kA. 然后由以上数据进行粒子跟踪仿真, 得到纵向相对论速度因子  $\beta = 0.892$ , 束流密度  $j \approx 3.2 \times 10^7$  A/m<sup>2</sup>, 电子束在空心漂移管中的通过率为 100%. 粒子轨迹如图 5 所示.

图 6 给出了八注扇形强流相对论电子束在空心漂移管中传输的束斑图, 由图可观察到电子束不仅绕自身中心旋转, 还以整个系统为中心旋转. 根据图 7 可知, 电子束在传输过程中产生了很强的径向电场, 因而发生了  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  旋转, 这里即为绕角向

旋转. 同时, 对比图 7, 可以发现电场最强位置与电子束是同步的, 即电场最强位置是随电子束的移动而移动. 这是因为电子束在传输过程中的电场主要由两部分组成, 一是电子束的自电场, 二是电子束在传输过程中会在管壁上产生感应电荷, 因而产生了感应电场.

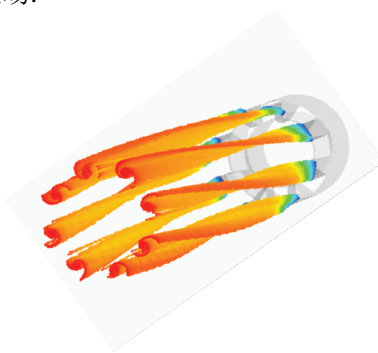


图 5 三维粒子轨迹

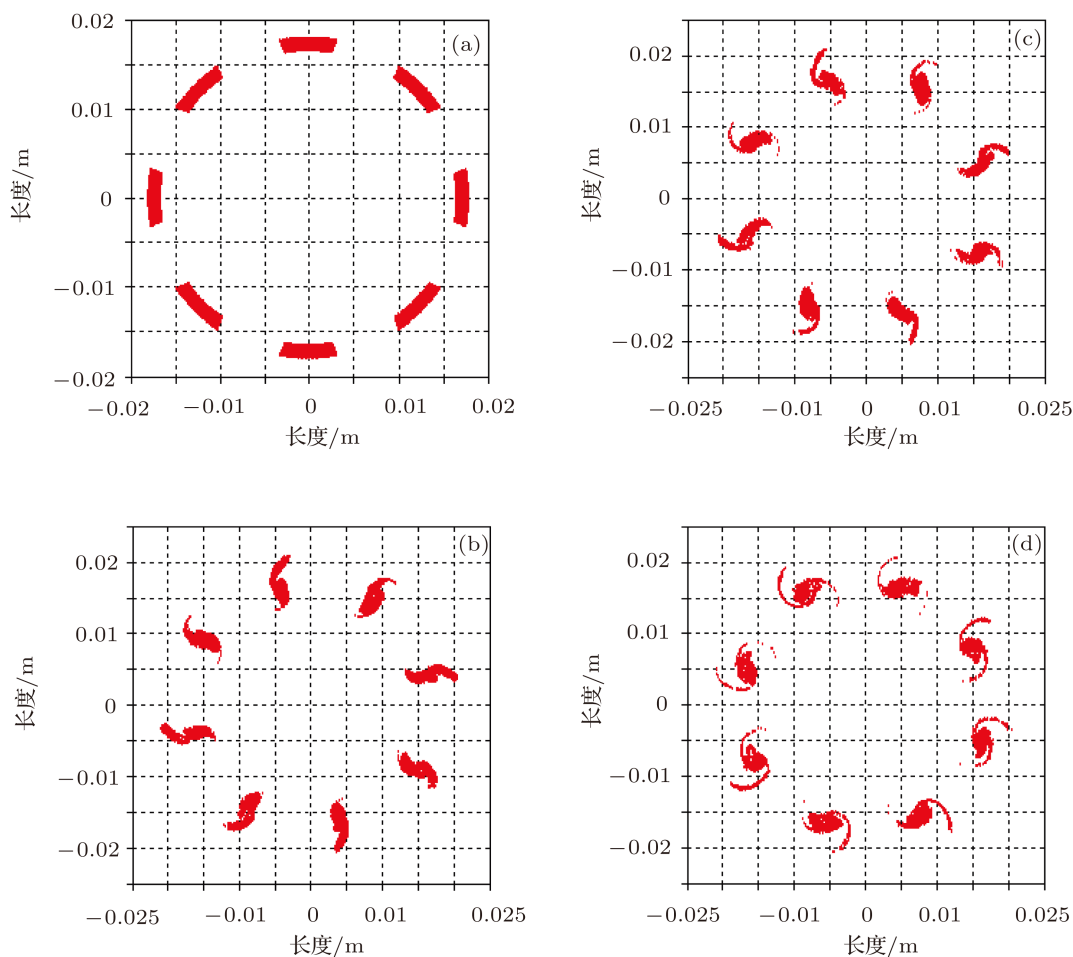


图 6 八注扇形束在空心漂移管中传输的束斑图 (a) 发射端面; (b) 距漂移管入口 100 mm; (c) 距漂移管入口 150 mm; (d) 距漂移管入口 260 mm

由 (1a) 式可得自电场强度  $E_{x0} \approx 7 \times 10^6$  V/m, 而通过粒子跟踪仿真得到靠近圆心一侧的电场强度为  $E_i \approx 6.7 \times 10^6$  V/m, 而靠近圆心一侧感应电场的影响基本可以忽略, 因此为电子束的自电场, 说明理论计算与仿真得到的结果比较吻合; 仿真得到靠近管壁一侧的总电场强度为  $E_o \approx 1.32 \times 10^7$  V/m, 结合以上分析可得感应电场强度为  $E_m \approx 6.5 \times 10^7$  V/m, 由此可以说明自电场与感应电场大小相近. 两电子束之间的电场强度为  $E_b \approx 7 \times 10^6$  V/m, 说明电子束将会绕整个系统旋转.

对比图 6(b) 与图 6(c), 电子束传输距离为  $\Delta z = 50$  mm, 电子束以自身为中心旋转了大约  $45^\circ$ , 绕整个系统旋转的路程约为 1 mm; 通过 (4)—(6) 式, 并将  $E_o \approx 1.32 \times 10^7$  V/m,  $D = 6$  mm 代入其中, 可得  $\Delta\theta = 46.7^\circ$ , 这与图 6 观察到的非常接近, 则说明电子束绕自身中心旋转是自电场与感应电场共同作用的结果. 电子束绕整个系统旋转, 更多的则是由于自电场的影响, 因为感应电场在电子束正对着管壁的那侧才非常强. 将  $E_i \approx 6.7 \times 10^6$  V/m 代入 (4) 和 (5) 式可得旋转路程  $\Delta l = 1.24$  mm.

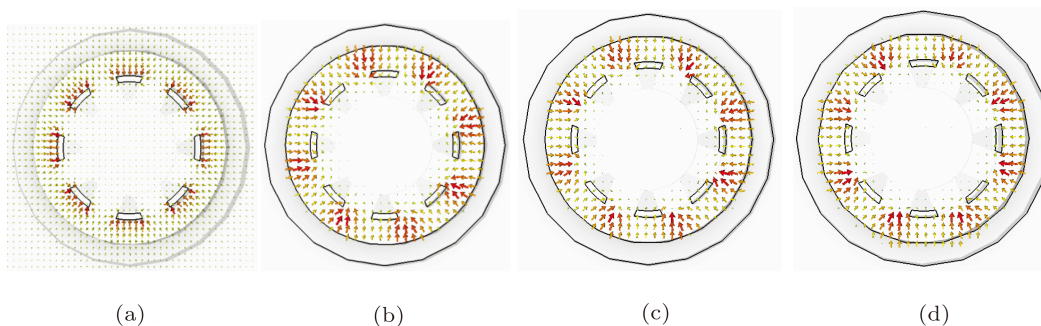


图 7 电子束传输过程中电场分布横截面图 (a) 发射端面; (b) 距漂移管入口 100 mm; (c) 距漂移管入口 150 mm; (d) 距漂移管入口 260 mm

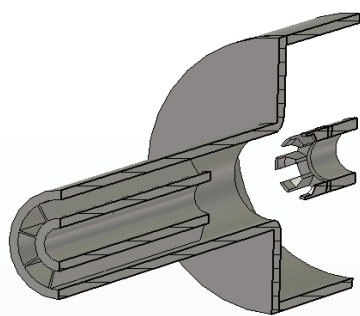


图 8 加多扇形孔漂移管后的电子枪

图 8 给出的是在长度 100 mm 空心漂移管后再加长度 200 mm 多扇形孔漂移管的 3D 模型图, 其中扇形孔的外半径为 21 mm, 内半径为 14 mm, 扇形孔之间的隔板厚度为 1 mm, 并且将多扇形孔漂移管绕电子束旋转的方向旋转了  $10^\circ$ . 轴向磁场设置为 1 T, 据图进行粒子跟踪仿真, 得到其多扇形孔漂移管中的束斑图如图 9 所示, 模拟得到多扇形

孔漂移管入口处束流为 3.7 kA, 在距多扇形孔漂移管入口处 50, 100, 160 mm 处束流皆为 3643 A, 这说明电子束在多扇形孔漂移管传输过程中没损失; 比 3.7 kA 小, 是因为多扇形孔漂移管旋转没完全到位, 导致极少部分电子从空心漂移管进入多扇形孔漂移管时打在了各通道间的隔板上. 由图还可知, 电子束在多扇形孔漂移管传输阶段, 它在绕其自身的中心旋转, 但电子束并没有绕整个系统的旋转, 这是因为多扇形孔漂移管中每个通道是独立的, 自电场之间的相互影响被隔绝了.

根据图 8 多扇形孔漂移管的尺寸, 当阳极全部由多扇形孔漂移管组成时, 轴向磁场设置为 1 T, 对其进行粒子跟踪仿真, 得到其多扇形孔漂移管中的束斑图如图 10 所示. 可以看出电子束在各自的通道绕自身中心旋转, 但却并没有绕整个系统旋转; 并且还可以得到多扇形孔漂移管入口处的束流为 3695 A, 距离多扇形孔漂移管入口 400, 600, 700 mm 处束流分别为 3685, 3641, 3494 A. 虽然在



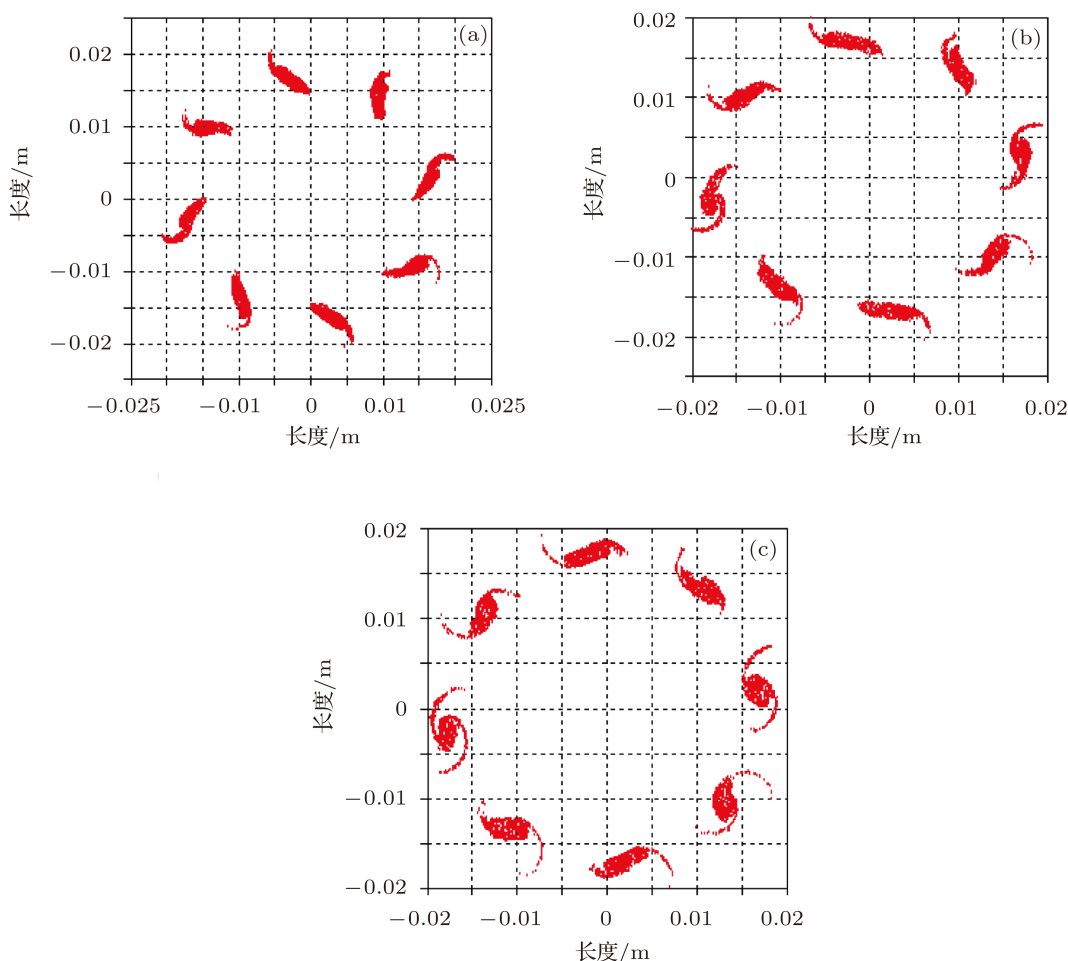


图9 扇形多注电子束在多孔扇形漂移管中传输到不同位置的束斑图 (a) 距多扇形孔漂移管入口 50 mm; (b) 距多扇形孔漂移管入口 100 mm; (c) 距多扇形孔漂移管入口 160 mm

距多扇形孔漂移管入口 700 mm 处其束流通过率为 94.6%, 但观察图 10(d) 可以发现, 其束斑已经开始扩散, 不利于束波转换, 故电子束在多扇形孔漂移管中的有效传输距离为 700 mm.

#### 4 实验结果及讨论

采用紧凑型 LTD 脉冲功率源<sup>[15-17]</sup> 展开了相关的实验研究, 该 LTD 加速器额定功率为 6 GW, 匹配电压 600 kV, 阻抗 45 Ω, 脉宽 150 ns, 最高重复频率 50 Hz. 实验中电压、束流分别采用电容分压器和电阻环进行测量. 聚焦磁场采用螺线管聚焦, 轴向磁场为 1 T, 实验中采用的阴极与图 3 结构一致.

电子束在轴向引导磁场的约束下传输, 为了

判断电子束的运动轨迹, 在空心漂移管末端放置金属靶片, 让电子束轰击金属靶片, 得到束斑图. 图 11 给出的是在阴阳极间距为 22 mm、金属靶片置于离漂移管入口 200 mm 处的束斑图. 从图中可看出模拟与实验基本一致, 二者皆绕束的中心旋转. 同时, 模拟得到电子束以系统为中心旋转了约 20°, 实验得到的电子束以整个系统为中心旋转了约 18°. 二者有所差异, 可能是因为实际的电压、束流与模拟的有微小差异, 以及实验测量具有一定的误差.

实验中通过法拉第筒测得的束流波形如图 12 所示, 当电容分压器测得电子束的总电压为 618 kV, 电阻环测得的总束流为 4.05 kA 时, 法拉第筒测得的通过空心漂移管的束流为 3.85 kA, 则得电子束通过率为 95%.

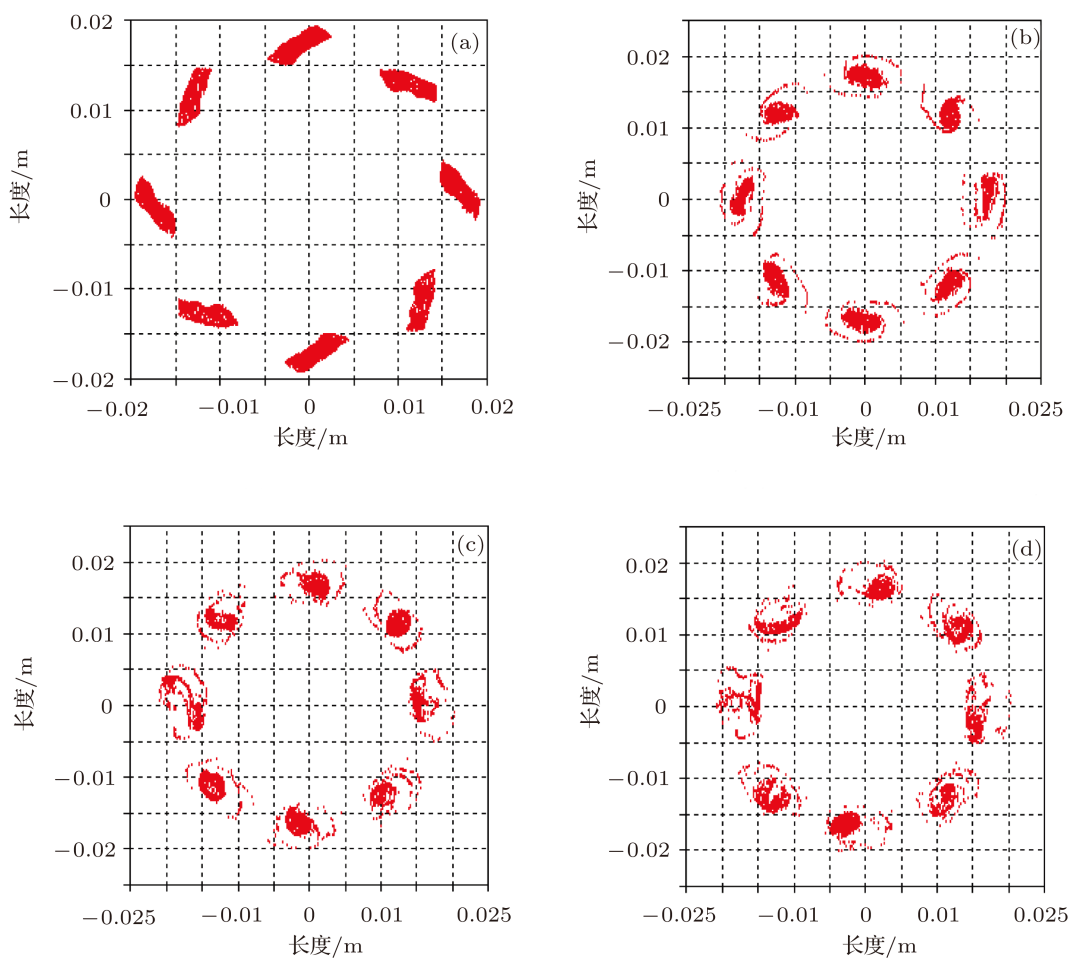


图 10 扇形多注电子束在阳极全为多扇形孔漂移管中传输到不同位置的束斑图 (a) 漂移管入口; (b) 距漂移管入口 400 mm; (c) 距漂移管入口 600 mm; (d) 距漂移管入口 700 mm

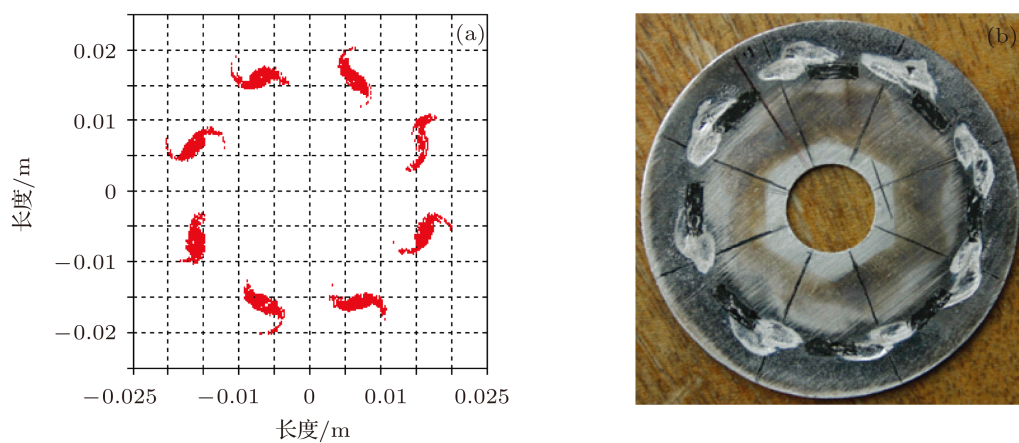


图 11 阴阳间距为 22mm 时的束斑图 (a) 模拟图; (b) 实验图

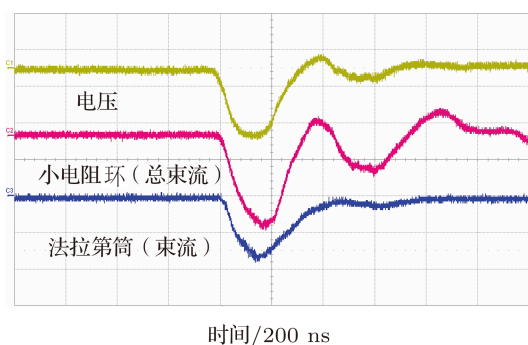


图 12 多注电子束电压和束流实验波形

## 5 结论

本文基于相对论速调管的需求, 通过模拟与实验研究了八注扇形强流相对论电子束的产生与传

输过程, 并对其中观察的现象进行了理论分析与解释. 扇形多注电子束, 在空心漂移管传输过程中不仅会绕自身中心旋转, 还绕整个系统的中心旋转; 这是因为强流相对论电子束有很强的自电场, 并且在传输过程中在管壁上产生感应电荷, 进而产生了感应电场, 二者的叠加, 使强流相对论电子束以自身为中心产生了  $E \times B$  角向旋转; 以整个系统为中心的角向旋转更多的则是因为自电场作用的结果. 电子束在多注扇形漂移管中只以自身为中心旋转, 不会以整个系统为中心旋转, 因为多扇形孔漂移管中每个通道是相互独立的, 自电场之间的相互影响被隔绝了. 以上分析可知, 当电子束从阳极筒以及空心漂移管出来后, 已经产生了一定的绕整个系统中心的旋转, 我们则可以通过旋转多扇形孔漂移管使其与电子束对中, 以提高传输效率.

- [1] Ding Y G, Zhu Y S, Yin X L, Sun X X, Shen B, Miao Y Z, Wang C Y 2007 *IEEE Trans. Electron Devices* **54** 624
- [2] Nguyen K T, Pershing D E, Abe D K, Levush B, Wood F N, Calame J P, Pasour J A, Petillo J J, Cusick M, Cattelino M J, Wright E L 2004 *IEEE Trans. Plasma Science* **32** 1212
- [3] Joshi L M, Nandy P S, Karim R, Kant D, Pal D, Nangru S C, Lamba O S, Ghildiyal A, Verma M K 2008 *International Conference of Recent Advances in Microwave Theory and Applications* Jaipur, November 21–24, 2008 p188
- [4] Zhang R, Wang Y 2007 *Vacuum Electronics* **25** (in Chinese) [张瑞, 王勇 2007 真空电子技术 **25**]
- [5] Zhang R, Wang Y 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 1519 (in Chinese) [张瑞, 王勇 2006 强激光与粒子束 **18** 1519]
- [6] JenSen J, Syrathev I 2006 *AIP Conference Proceedings* **807** p99
- [7] Yu S J, Ding Y G, Jiang Z B, Deng F, Wang C Y 2004 *The 5th International Vacuum Electron Sources Conference* Beijing, September 6–10, 2004 p340
- [8] Ding Y G, Liu P K, Zhan Z Z, Wang Y 2009 *IEEE International Vacuum Electronics Conference Rome*, April 28–30, 2009 p49
- [9] Korolyov A N, Gelvich E A, Zhary Y V, Zakurdayev A D, Poognin V I 2004 *IEEE Trans. Plasma Science* **32** 1109
- [10] Liu Z B, Huang H, Jin X, Chen H B 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 2162 (in Chinese) [刘振帮, 黄华, 金晓, 陈怀璧 2011 强激光与粒子束 **23** 2162]
- [11] Humphries S 1999 *Charged Particle Beams* (1st Ed.) (Beijing: Atomic Energy Press) p106 (in Chinese) [小斯坦利·汉弗莱斯 1999 带电粒子束 (第一版) (北京: 原子能出版社) 第 106 页]
- [12] Baker R J, Schamiloglu E 2005 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (1st Ed.) (Beijing: Tsinghua University Press) p282 (in Chinese) [Baker R J, Schamiloglu E 2005 高功率微波源与技术 (第一版) (北京: 清华大学出版社) 第 282 页]
- [13] Zhong W L 2008 *M. S. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [钟文丽 2008 硕士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [14] Shiffler D, Ruebush M, LaCour M, Golby K, Umstatted R, Clark M C, Luginsland J, Zagar D, Sena M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 2871
- [15] Wang G P, Xiang F, Tan J, Luo M, Kang Q, Cao S Y 2010 *High Power Laser and Particle Beams* **22** 2437 (in Chinese) [王淦平, 向飞, 谭杰, 罗敏, 康强, 曹绍云 2010 强激光与粒子束 **22** 2473]
- [16] Huang H, He H, Lei L R, Liu Z B, Jin X, Wang G P, Guo Y H 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 1583 (in Chinese) [黄华, 何琥, 雷禄容, 刘振帮, 金晓, 王淦平, 郭焱华 2011 强激光与粒子束 **23** 1583]
- [17] Xiang F, Tan J, Zhang Y H, Wang G P, Luo M, Cao S Y, Kang Q, Gong S G, Luo G Y, Li C X, Jin H, Zhang B Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4620 (in Chinese) [向飞, 谭杰, 张永辉, 王淦平, 罗敏, 曹绍云, 康强, 龚胜刚, 罗光耀, 李春霞, 金晖, 张北镇 2010 物理学报 **59** 4620]



# The generation and transmission research of the fan-shaped multi-beam intense relativistic electron beams

Wu Tao<sup>1)2)†</sup> Huang Hua<sup>2)</sup> Wang Gan-Ping<sup>2)</sup> Jin Xiao<sup>2)</sup> Liu Zhen-Bang<sup>2)</sup>  
Chen Zhao-Fu<sup>2)</sup> Ren Yi-Hao<sup>1)2)</sup> Chen Yong-Dong<sup>2)</sup> Wang Qing-Yuan<sup>1)</sup>

1) (*School of Physical Electronic, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

2) (*High Power Microwave Laboratory, Institute of Applied Electronic, CAEP, Mianyang 621900, China*)

(Received 1 January 2012; revised manuscript received 27 February 2012)

## Abstract

Compared with the beam of conventional relativistic klystron, each beam of the multi-beam relativistic klystron has a low perveance and low space charge force, but it has a high conversion efficiency of beam-wave. According to these requirements, in this paper we investigate the generation and transmission of fan-shaped multi-beam intense relativistic electron beams by the experiment and the simulation with using the three-dimensional software, and analyse the electrostatic field distribution of the cathode end and the influence on the generation of the electron beams by establishing a three-dimensional model of electron gun. The emission currents by the particle-in-cell simulation, then the beam spot pictures of electron beam transmission in a hollow drift tube and multiple fan-shaped hole drift tube by the particle tracking solver are obtained. The theoretical analysis and explanation with the aid of the sheet beam theory are presented. The simulation and experimental results show that the beams rotate not only around their own center, but also around the center of the system in the transmission process of the electron beams in the hollow drift tube. Thus we can increase the transmission efficiency by rotating multiple fan-shaped hole drift tube to align the beams.

**Keywords:** intense relativistic multiple electron beam, relativistic klystron, electron beams generation, electron beam transmission

**PACS:** 42.85.Ja, 41.85.Qg

---

† E-mail: wt\_101@sohu.com