

强流相对论多注电子束在空心圆柱波导中的漂移

王淦平 金晓 黄华 刘振帮

Angular drift of the high current relativistic multi-beam in the hollow cylindrical waveguide

Wang Gan-Ping Jin Xiao Huang Hua Liu Zhen-Bang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 044102 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.044102

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044102>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I4>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强流碳纳米管阴极快脉冲重频发射特性

Fast-pulse repetitive frequency emission characteristic of high current carbon nanotubes cathode

物理学报.2015, 64(16): 164103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164103>

低能电子穿越玻璃直管和锥管动力学研究

Dynamics of slow electrons transmitting through straight glass capillary and tapered glass capillary

物理学报.2016, 65(20): 204103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204103>

## 强流相对论多注电子束在空心圆柱波导中的漂移\*

王淦平<sup>1)2)†</sup> 金晓<sup>1)</sup> 黄华<sup>1)</sup> 刘振帮<sup>1)</sup>

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

2)(中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

(2016年8月26日收到; 2016年11月18日收到修改稿)

建立了多注电子束在空心圆柱波导中传输的理论模型, 定量分析了多注电子束自电磁场力与镜像电磁场力对其角向运动的影响, 并推导了考虑镜像束流影响下多注电子束的布里渊磁场. 开展了模拟仿真研究, 模拟与理论计算结果基本一致. 研究发现: 当电子束注数较少且靠近波导管壁传输时, 镜像电磁场力是影响多注电子束角向漂移的主要因素; 随着电子束注数或电子束与波导管壁间距的增加, 镜像电磁场力迅速减小并趋近于零, 此时自电磁场力起主导作用; 在一般情况下, 漂移角速度的变化百分比只与加速电压有关, 与多注电子束的注数、空间位置关系等参数无关. 在输出电压约 670 kV, 电流约 7 kA, 空心圆柱波导长约 100 mm 的平台上开展了实验研究, 研究发现多注电子束存在明显的畸变, 通过进一步的分析认为多注阴极柱的侧面发射是导致电子束畸变的一个主要因素, 并且二极管加速区的角向漂移不可忽视. 提出并模拟验证了采取倾斜多注阴极柱的方法可提高电子束的引入效率.

**关键词:** 强流多注电子束, 镜像束流, 电子束角向漂移, 束斑畸变

**PACS:** 41.75.Ht, 41.85.Ja, 41.85.Qg

**DOI:** 10.7498/aps.66.044102

## 1 引言

在目前的高功率微波 (HPM) 器件中, 相对论速调管放大器 (RKA) 具有功率高、效率高、相位和幅度稳定等优点, 并且具有宽带的潜力, 是一类应用非常广泛的 HPM 器件<sup>[1,2]</sup>. 为了提高 HPM 器件的品质因子  $Pf^2$  (功率与频率平方的乘积), 需要微波源具有更高的微波输出功率和频率<sup>[3-6]</sup>, 采用普通圆波导漂移管的 RKA 由于受几何尺寸、空间电荷力及高压击穿等因素的制约, 使 RKA 输出微波功率受到限制<sup>[7]</sup>. 基于多电子注技术的多注速调管 (MBK) 采用多个电子束同时驱动 RKA, 可在较低的工作电压和引导磁场下获得较高的电子束电流及导流系数, 明显提高了器件效率和输出微波功率, 具有良好的发展前景<sup>[8]</sup>.

在强流相对论 MBK 中, 多注电子束通常会在

空心漂移管、输入腔等空心圆柱形波导内传输一段距离, 在空间电磁场的作用下多注电子束整体绕系统轴心产生角向漂移运动, 导致电子束引入多注漂移管时束流的损失<sup>[9]</sup>. 经进一步研究发现, 引起束流角向漂移的电磁场不仅来自于多注电子束本身, 在某些情况下更取决于镜像束流. 本文理论分析了考虑镜像束流影响下多注电子束在空心圆柱波导内的角向漂移, 并开展了模拟验证、实验研究及优化设计, 为 MBK 放大器的研究提供技术支持.

## 2 多注电子束的空间电磁场

## 2.1 计算模型

多注电子束在环形空心金属空心圆柱波导中传输的横截面如图 1 所示. 其中, 系统以  $z$  轴为中心轴, 轴心穿过圆心  $O$ ,  $n$  注电子束沿角向均匀分布, 相邻电子束的夹角  $\phi = 2\pi/n$ , 电子束沿  $z$  轴正

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11475158) 和中国物理研究院科学发展基金 (批准号: 2014B0402068) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wanggpcaep@163.com

方向(垂直纸面向外)传输. 在脉冲平顶期间电子束的运动特性与直流状态相似, 所以这里研究直流状态下多注电子束绕轴心的漂移, 可认为电子束和波导沿  $z$  轴无限延长.

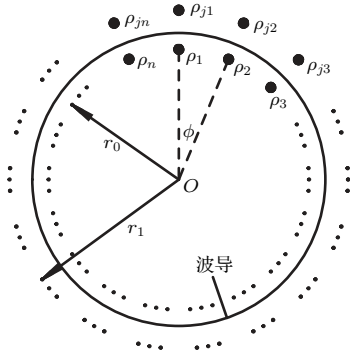


图1 多注电子束在空心圆柱波导中的分布  
Fig. 1. The distribution of multi-beam in the hollow cylindrical waveguide.

通常情况下与波导尺寸相比每注电子束束斑很小, 为了简化计算, 在理论分析空间电磁场对多注电子束的作用时忽略每注电子束的尺寸, 即认为每注电子束具有线电荷密度. 设束  $t$  (第  $t$  注电子束) 的线电荷密度为  $\rho_t$ , 电流为  $I_t$ , 考虑空心圆柱金属波导管壁的静电边界条件 ( $E_\theta = 0$ , 即感应电荷只受到径向的力),  $\rho_t$  的镜像电荷线密度为  $\rho_{jt}$ , 且有  $\rho_{jt} = -\rho_t$ ,  $r_1 r_0 = a^2$ , 其中  $a$  为波导管壁的内半径,  $r_0, r_1$  分别为多注电子束和镜像电荷到轴心的距离, 且轴心、原电荷和镜像电荷同面. 对于实际应用中的空心圆柱漂移管来说, 漂移管壁上都有与多注电子束总电流  $I_0$  等值反向的电流, 这与无限长空心圆柱波导类似, 考虑金属波导管壁的静磁边界条件 ( $B_r = 0$ , 即壁电流只受到径向的力),  $I_t$  的镜像电流为  $I_{jt}$ , 且有  $I_{jt} = -I_t$ , 镜像电流与原电流的空间位置关系和镜像电荷与原电荷的空间位置关系一致. 所以束  $t$  在波导内的电磁场可由束  $t$  和镜像束  $t$  来  $\mathbf{F}_1 = \mathbf{F}_{1E} + \mathbf{F}_{1B}$  计算, 镜像束  $t$  到轴心的距离为  $r_1$ , 电荷线密度为  $\rho_{jt}$ , 电流  $I_{jt}$  与束  $t$  的电流等值相反.

多注电子束在传输过程中主要受三部分力的作用: 自电磁场力(每注电子束受到其他电子束的电磁场力)、镜像电磁场力(每注电子束受到镜像束的电磁场力)以及外加磁场提供的洛伦兹力(多注电子束绕轴心的转动受到的力). 首先对自电磁场力和镜像电磁场力进行分析, 然后根据受力平衡计算出多注电子束绕轴的转动速度. 不失一般性, 可

以通过研究图 1 最上方束 1 的受力及运动来反映整个多注束的状态.

### 2.2 自电磁场力

设多注电子束在束 1 处产生的自电磁场力为  $\mathbf{F}_1 = \mathbf{F}_{1E} + \mathbf{F}_{1B}$ , 其中  $\mathbf{F}_{1E}, \mathbf{F}_{1B}$  分别为多注电子束在束 1 处产生的自电场力和自磁场力. 首先计算自电场力, 考虑每注电子束线电荷密度相同的情况, 由于对称性束 1 处的自电场力只有径向方向的分量, 根据库仑定律和多注束的空间几何关系, 可得到束  $t$  在束 1 处产生的自电场的径向分量为

$$\begin{aligned} E_{r1t} &= \frac{\rho_t}{4\pi\epsilon_0 r_0 \sin\left[\frac{(t-1)}{2}\varphi\right]} \sin\left[\frac{(t-1)}{2}\varphi\right] e_r \\ &= \frac{I_0}{4\pi\epsilon_0 r_0 n v_z} e_r, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $I_0$  为多注电子束总电流,  $v_z$  为电子束的轴向速度,  $\epsilon_0$  为真空中介电常数, 当电子束加速电压  $U_0$  确定时, 根据  $(\gamma - 1)m_0 c^2 = eU_0$  可得  $v_z = c\sqrt{1 - \left(\frac{eU_0}{m_0 c^2} + 1\right)^{-2}}$ , 其中  $\gamma$  为相对论因子,  $m_0$  为电子静止质量,  $c$  为真空中的光速,  $e$  为一个电子的电量. 由 (1) 式得  $n$  注电子束在束 1 处的自电场和自电场力为

$$\mathbf{E}_{r1} = \frac{I_0(n-1)}{4\pi\epsilon_0 r_0 v_z n} e_r, \quad (2)$$

$$\mathbf{F}_{1E} = \frac{-eI_0(n-1)}{4\pi\epsilon_0 r_0 v_z n} e_r. \quad (3)$$

由 (3) 式可知: 由于  $I_0$  为负值, 所以束 1 受到自电场力由圆心指向外; 自电场力与加速电压成反比, 与总电流强度成正比.

对于自磁场力来说, 考虑每注电子束电流相同的情况, 由于对称性束 1 处的自磁场力只有径向分量, 根据安培环路定律和多注束的空间几何关系, 可得到束  $t$  在束 1 处产生的自磁场的角向分量为

$$\begin{aligned} B_{\theta 1t} &= \frac{\mu_0 I_t}{4\pi r_0 \sin\left[\frac{(t-1)}{2}\varphi\right]} \sin\left[\frac{(t-1)}{2}\varphi\right] e_\theta \\ &= \frac{\mu_0 I_0}{4\pi r_0 n} e_\theta, \end{aligned} \quad (4)$$

$\mu_0$  为真空中的磁导率. 由上式可得  $n$  注电子束在束 1 处产生的自磁场为

$$\mathbf{B}_{\theta 1} = \frac{\mu_0 I_0(n-1)}{4\pi r_0 n} e_\theta. \quad (5)$$

束1受到的自磁场力为

$$\mathbf{F}_{1B} = -e\mathbf{v}_z \times \mathbf{B}_{\theta 1} = \frac{ev_z\mu_0 I_0(n-1)}{4\pi r_0 n} \mathbf{e}_r. \quad (6)$$

由(6)式可知: 由于 $I_0$ 为负值, 所以束1受到的自磁场力指向圆心; 自磁场力与加速电压和总电流强度均成正比; 自磁场力方向与自电场力相反, 幅值为自电场力的 $(v_z/c)^2$ 倍. 可见在相对论情况下自磁场力的作用不可忽略. 由(3)和(6)式可得束1受到的自电磁场力为

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_1 = F_1 \mathbf{e}_r &= \frac{-eI_0(n-1)}{4\pi\epsilon_0 r_0 v_z n} \mathbf{e}_r + \frac{ev_z\mu_0 I_0(n-1)}{4\pi r_0 n} \mathbf{e}_r \\ &= \left[ 1 - \left( \frac{v_z}{c} \right)^2 \right] \mathbf{F}_{1E}. \end{aligned} \quad (7)$$

可见多注电子束的自电磁场力与自电场力同向, 且与加速电压成反比, 与总电流强度成正比; 自电磁场力使多注电子束半径扩大, 电子轴向速度越

大, 自电磁场力越趋于零, 多注电子束越易于稳定; 在多注电子束加速电压、总电流及多注电子束到轴心的距离 $r_0$ 不变的情况下, 电子束注数越多, 每注电子束感受到的自电磁场力越大, 为了实现电子束的稳定传输, 对外加引导磁场的要求越高.

### 2.3 镜像电磁场力

设多注电子束的镜像束在束1处产生的镜像电磁场力为 $\mathbf{F}_{j1} = \mathbf{F}_{j1E} + \mathbf{F}_{j1B}$ , 其中 $\mathbf{F}_{j1E}$ ,  $\mathbf{F}_{j1B}$ 分别为镜像束在束1处产生的镜像电场力和镜像磁场力. 同样考虑每注电子束线电荷密度和电流相同的情况, 由于对称性束1处的镜像电场力只有径向方向分量, 根据库仑定律和多注束的空间几何关系, 可得到镜像束 $t$ 在束1处产生的镜像电场的径向分量为

$$\begin{aligned} E_{r1jt} &= \frac{-\rho_{jt}}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[(t-1)\varphi]}} \frac{r_1 \cos[(t-1)\varphi] - r_0}{\sqrt{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[(t-1)\varphi]}} \mathbf{e}_r \\ &= \frac{I_0 \{r_1 \cos[2\pi(t-1)/n] - r_0\}}{2\pi\epsilon_0 n v_z \{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[2\pi(t-1)/n]\}} \mathbf{e}_r, \end{aligned} \quad (8)$$

上式中各参数的含义及关系如前文所述. 总的镜像束在束1处产生的镜像电场为

$$\mathbf{E}_{jr1} = \sum_{t=1}^n \frac{I_0 \{r_1 \cos[2\pi(t-1)/n] - r_0\}}{2\pi\epsilon_0 n v_z \{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[2\pi(t-1)/n]\}} \mathbf{e}_r, \quad (9)$$

束1受到的总镜像电场力为

$$\mathbf{F}_{j1E} = \sum_{t=1}^n \frac{-eI_0 \{r_1 \cos[2\pi(t-1)/n] - r_0\}}{2\pi\epsilon_0 n v_z \{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[2\pi(t-1)/n]\}} \mathbf{e}_r. \quad (10)$$

同理, 镜像束 $t$ 在束1处产生的镜像磁场的角向分量为

$$\mathbf{B}_{\theta 1jt} = \frac{\mu_0 I_0 \{r_1 \cos[2\pi(t-1)/n] - r_0\}}{2\pi n \{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[2\pi(t-1)/n]\}} \mathbf{e}_\theta, \quad (11)$$

总的镜像束在束1处产生的镜像磁场为

$$\mathbf{B}_{j\theta 1} = \sum_{t=1}^n \frac{\mu_0 I_0 \{r_1 \cos[2\pi(t-1)/n] - r_0\}}{2\pi n \{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[2\pi(t-1)/n]\}} \mathbf{e}_\theta, \quad (12)$$

束1受到的总镜像磁场力为

$$\mathbf{F}_{j1B} = -e\mathbf{v}_z \times \mathbf{B}_{j\theta 1} = \sum_{t=1}^n \frac{-ev_z\mu_0 I_0 \{r_1 \cos[2\pi(t-1)/n] - r_0\}}{2\pi n \{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[2\pi(t-1)/n]\}} \mathbf{e}_r. \quad (13)$$

由(10)和(13)式可知镜像电磁场力之间的关系与自电磁场力相同, 镜像磁场力与镜像电场力反向, 幅值为镜像电场力的 $(v_z/c)^2$ 倍, 镜像电磁场力为

$$\mathbf{F}_{j1} = F_{j1} \mathbf{e}_r = \left[ 1 - \left( \frac{v_z}{c} \right)^2 \right] \mathbf{F}_{j1E}. \quad (14)$$

由上式可知镜像电磁场力与镜像电场力同向, 且与加速电压成反比, 与总电流强度成正比; 电子轴向速度越大, 镜像电磁场力越趋于零, 多注电子束越易于稳定.

### 2.4 合力分析

在有外加轴向磁场引导的多注电子束传输系统中, 自电磁场力和镜像电磁场力共同作用在每注电子束上, 这里定义镜像电磁场力与自电磁场力之和为合成电磁场力, 二者的比值为镜像因子, 通过数值计算可以对自电磁场力和镜像电磁场力的大小及占的比重进行分析. 根据实际应用选取参数, 设加速电压  $U_0$  为 620 kV, 总电流  $I_0$  为  $-7$  kA: 保持波导半径  $a$  为 40 mm 不变, 改变  $r_0$  和电子束注数  $n$ , 多注束的空间电磁场力如图 2(a)—(d) 所示; 保

持多注电子束到轴心的距离  $r_0$  为 25 mm, 改变  $a$  和  $n$  的计算结果如图 3(a)—(d) 所示.

从计算结果可以看出: 镜像电磁场力与自电磁场力同向, 当  $n$  较小时, 镜像电磁场力随着电子束和波导管壁间距的减小而急速增加, 其大小可以远大于自电磁场力 (镜像因子  $\gg 1$ ), 如图 2(d) 和图 3(a) 所示, 即此时的多注电子束的横向运动由镜像束主导; 随着  $n$  的增大, 由于镜像束的相互抵消作用, 镜像电磁场力迅速减小且幅值趋于零, 如图 2(b) 和图 3(a) 所示, 此时多注束的自电磁场力决定着电子束的横向运动.

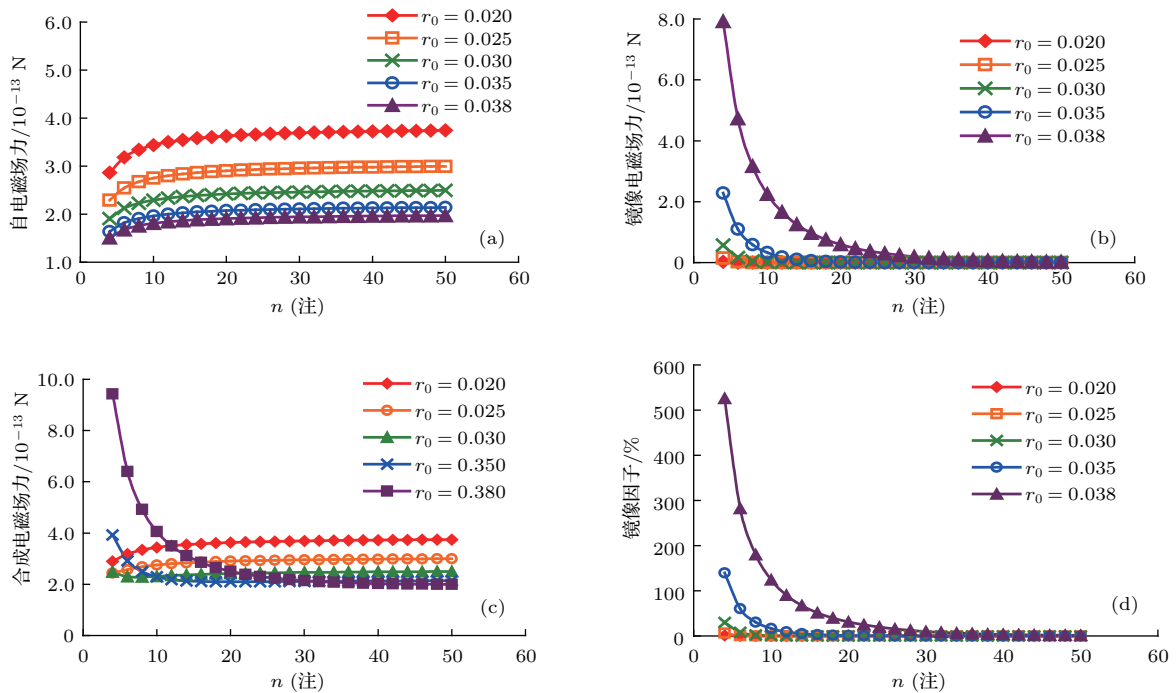


图 2 (网刊彩色) 计算结果 ( $a = 40$  mm) (a) 自电磁场力与  $r_0$  和  $n$  的关系; (b) 镜像电磁场力与  $r_0$  和  $n$  的关系; (c) 合成电磁场力与  $r_0$  和  $n$  的关系; (d) 镜像因子与  $r_0$  和  $n$  的关系

Fig. 2. (color online) The results of calculation: (a) Self-electromagnetic force vs  $r_0$  and  $n$ ; (b) mirror-image electromagnetic force vs  $r_0$  and  $n$ ; (c) synthetic electromagnetic force vs  $r_0$  and  $n$ ; (d) mirror-image factor vs  $r_0$  and  $n$ .

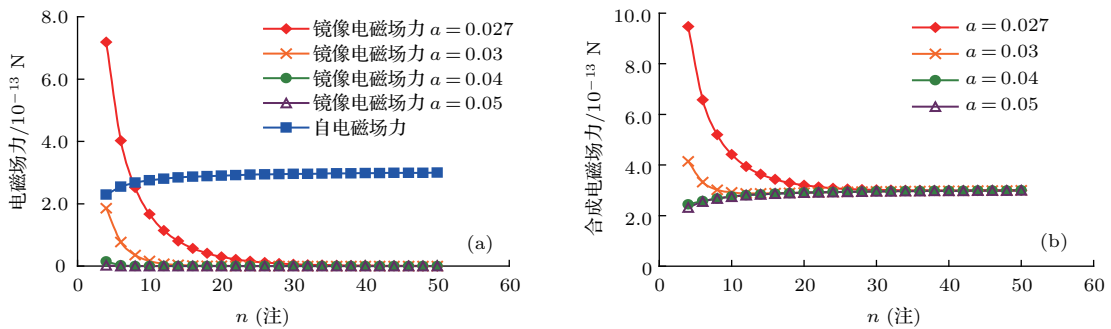


图 3 (网刊彩色) 计算结果 ( $r_0 = 25$  mm) (a) 电磁场力与  $a$  和  $n$  的关系; (b) 合成电磁场力与  $a$  和  $n$  的关系

Fig. 3. (color online) The results of calculation: (a) Electromagnetic force vs  $a$  and  $n$ ; (b) synthetic electromagnetic force vs  $a$  and  $n$ .



### 3 多注电子束的漂移

多注电子束在空心圆柱波导内传输时, 不仅受到自电磁场力和镜像电磁场力的作用, 还会受到外加轴向引导磁场提供的洛伦兹力, 电子束在电磁场中的运动方程为  $\frac{d(\gamma m_0 \mathbf{v})}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , 其中  $\mathbf{v}$  为电子运动的速度矢量,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  分别为空间电场和磁场矢量. 将 (7) 和 (14) 式代入, 得运动方程的横向分量方程为

$$\gamma m_0(\ddot{r}_0 - r_0 \dot{\theta}^2) = F_1 + F_{j1} - er_0 \dot{\theta} B_z, \quad (15)$$

$\dot{\theta}$  为电子角向运动的角速度,  $B_z$  为外加轴向引导磁场强度. 对于理想聚焦, 在无外高频扰动的情况下多注电子束到轴心的距离应保持不变, 此时需要径向力保持平衡, 即

$$\ddot{r}_0 = \frac{F_1 + F_{j1} - er_0 \dot{\theta} B_z}{\gamma m_0} + r_0 \dot{\theta}^2 = 0,$$

其平衡条件方程为

$$\dot{\theta}^2 - \frac{eB_z}{\gamma m_0} \dot{\theta} + \frac{F_1 + F_{j1}}{\gamma m_0 r_0} = 0. \quad (16)$$

该方程有两个解, 即有两个平衡速度, 但只有较小的一个是有实际意义的 [10], (16) 式的解为

$$\dot{\theta} = \frac{1}{2} \left[ \frac{eB_z}{\gamma m_0} - \sqrt{\left( \frac{eB_z}{\gamma m_0} \right)^2 - \frac{4(F_1 + F_{j1})}{\gamma m_0 r_0}} \right]. \quad (17)$$

当两解相同时, 它所对应的外引导磁场是能平衡空间电磁场力的最小磁场, 即为多注电子束的布里渊磁场  $B_B = \frac{2}{e} \sqrt{\frac{\gamma m_0 (F_1 + F_{j1})}{r_0}}$ .

(17) 式说明为了维持多注电子束的稳定传输, 电子束需要提供一个角速度  $\dot{\theta}$ , 其值与加速电压成反比, 与总电流强度成正比, 该角速度在不同的情况下具有不同的含义: 对于热阴极来说, 可以通过阴极处的电磁场优化来实现具有该角速度的电子束 [10], 也就是说电子只有绕系统轴心的旋进运动; 但对于产生强流相对论多注电子束的冷阴极来说, 爆炸发射机制很难使电子束具有统一的角速度 [11], 产生的电子束根据自身速度的不同绕磁场做旋进运动, 同时在空间电磁场力的作用下会发生  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  的漂移, 正是该漂移机制最终产生了一个电子束绕轴心的角速度  $\dot{\theta}$ , 该角速度保证了电子束的宏观稳定传输. 计算得到的多注电子束角速度如图 4(a)—(b) 所示, 其中引导磁场  $B_z$  为 1 T, 其他参

数与 1.4 节相同. 从结果来看, 角速度具有与合成电磁场力相似的变化趋势, 因为电子受到的合成电磁场力越大, 所需引导磁场提供的洛伦兹力越大, 其沿角向的运动速度自然越大; 电子束离波导管壁越近、注数越少其角速度越大, 随着电子束离波导管壁距离的增加或电子束注数的增多, 镜像电磁场力快速趋近于零, 此时角速度与  $r_0$  成反比关系.

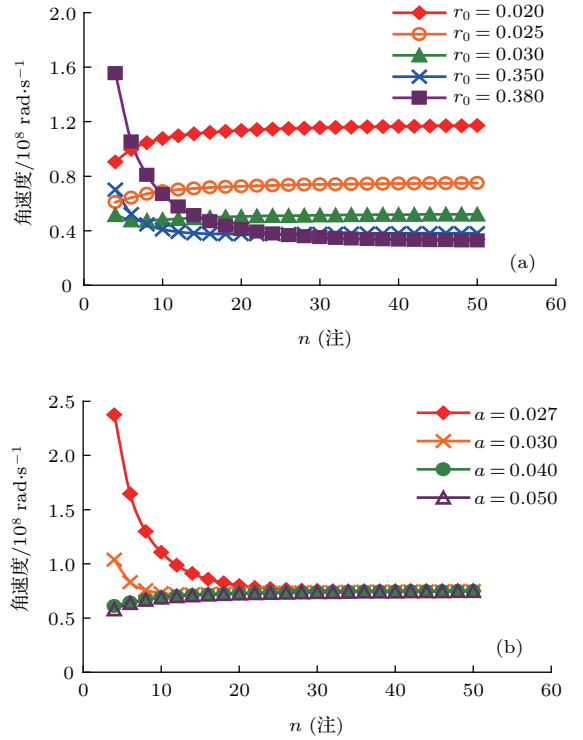


图 4 (网刊彩色) 计算结果 (a) 角速度与  $r_0$  和  $n$  的关系 ( $a = 40 \text{ mm}$ ); (b) 角速度与  $a$  和  $n$  的关系 ( $r_0 = 25 \text{ mm}$ )  
Fig. 4. (color online) The results of calculation: (a) The angular speed vs  $a$  and  $n$ ; (b) the angular speed vs  $r_0$  and  $n$ .

对于相对论 MBK 器件来说, 多注电子束需引入多注漂移管来实现束波互作用. 当改变脉冲功率源输出电压来调节多注电子束功率时, 因为多注漂移管的位置固定, 电子束在不同的功率下其角速度会发生变化, 这将导致多注电子束与多注漂移管的相对位置改变, 这不仅不利于器件的调试, 严重时电子束将会轰击多注漂移管入口端部, 造成束流损失甚至截止 [12,13]. 通过分析可得到角速度与电子束功率的近似关系, 将 (17) 式化简得

$$\dot{\theta} = \frac{eB_z}{2\gamma m_0} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{4\gamma m_0 (F_1 + F_{j1})}{r_0 e^2 B_z^2}} \right]. \quad (18)$$

在一般情况下镜像因子最大值不超过 10, (18) 式右端根号下第二项为一小量 ( $<0.1$ ), 将其展开取一级

近似并代入(7)式, (14)式得

$$\begin{aligned} \dot{\theta} &= \frac{eB_z}{2\gamma m_0} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{4\gamma m_0(F_1 + F_{j1})}{r_0 e^2 B_z^2}} \right] \\ &= \frac{-I_0}{v_z \gamma^2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r_0 n B_z} \left[ \frac{n-1}{r_0} \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{t=1}^n \frac{r_1 \cos[2\pi(t-1)/n] - r_0}{r_0^2 + r_1^2 - 2r_0 r_1 \cos[2\pi(t-1)/n]} \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

因为二极管结构固定, 在实际的功率调节范围内可认为阻抗近似不变, 电子束加速电压、电流均以相同的比例变化, 设调节前后多注电子束的加速电压、电流、相对论因子及角速度分别为  $U_{01}, I_{01}, \gamma_1, \dot{\theta}_1$  和  $U_{02}, I_{02}, \gamma_2, \dot{\theta}_2$ , 得角速度比值  $k$  为

$$k = \frac{\dot{\theta}_2}{\dot{\theta}_1} = \frac{U_{02} \gamma_1 \sqrt{\gamma_1^2 - 1}}{U_{01} \gamma_2 \sqrt{\gamma_2^2 - 1}}. \quad (20)$$

由上式可见在一般情况下比值  $k$  只与加速电压有关, 与多注电子束的注数、空间位置关系等参数无关, 也就是说角速度越小电子束受加速电压变化的影响越小, 越有利于多注电子束引入多注漂移管. 设调节前后电子束加速电压、电流分别为 620 kV, -7 kA 和 868 kV, -9.8 kA,  $a$  为 40 mm, 当  $r_0$  取 20, 25 和 38 mm 且  $n$  取 4, 6, 8, 10,  $\dots$ , 50 时, 根据(17)和(20)式计算得到的  $k$  分别为  $(90.1 \pm 0.01)\%$  和 90.47%, 二者基本符合, 可见角速度的一级近似不仅使  $k$  的计算简化, 更关键的是找到了影响  $k$  的因素.

### 4 模拟计算

多注电子束产生及传输系统如图5所示, 其中阳极筒为零电位, 当施加一个负脉冲高电压于多注阴极时, 多注电子束主要从多注阴极柱端面发射, 在外加同轴磁场的引导下经过空心漂移管进入多注漂移管.

由于存在电子束到多注漂移管的引入问题, 所以多注电子束经过空心漂移管后的角向漂移距离是最值得关注的问题, 采用3D电磁模拟软件进行了仿真计算, 根据实际阳极筒转接段以及RKA输入腔的结构, 主要研究多注电子束经过长度为  $L$  的空心漂移管后的角向漂移距离  $S$ . 为了实现具有线电荷密度的电子束, 仿真模型中的每根阴极柱在横向上只占据一个网格, 角向漂移距离的理论值易从

前述角速度等参数求出, 即  $S = r_0 \dot{\theta} L / v_z$ , 仿真与理论计算的结果见表1和表2.

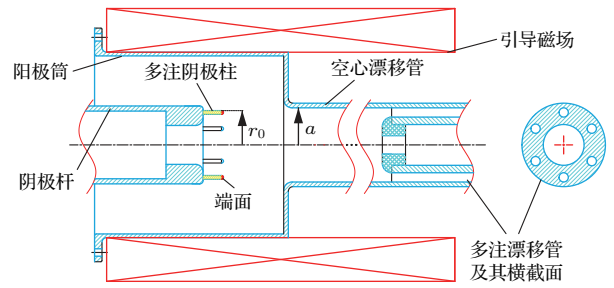


图5 (网刊彩色) 多注电子束产生及传输系统结构示意图  
Fig. 5. (color online) The construction of multi-beam system.

表1 计算结果 ( $a = 40$  mm,  $U_0 = 620$  kV,  $I_0 = -7$  kA,  $L = 100$  mm)

Table 1. The results of calculation.

$r_0$ /mm	$n$ /注	角速度/ $10^7$ rad·s $^{-1}$		$S$ /mm	
		仿真	理论	仿真	理论
25	6	5.88	6.43	0.55	0.60
25	16	6.66	7.17	0.62	0.67
30	6	4.38	4.77	0.50	0.53
30	16	4.66	4.98	0.52	0.56
38	6	11.41	10.55	1.62	1.50
38	16	4.79	4.69	0.68	0.67

表2 功率恒定改变加速电压的计算结果 ( $a = 30$  mm,  $r_0 = 25$  mm,  $n = 16$ ,  $L = 100$  mm)

Table 2. The results of calculation with different voltage under the constant power.

$U_0$ /kV	$I_0$ /kA	功率/GW	角速度/ $10^7$ rad·s $^{-1}$		$S$ /mm	
			仿真	理论	仿真	理论
434	-10	4.34	14.62	15.7	1.48	1.56
620	-7	4.34	7.01	7.21	0.66	0.67
886	-4.9	4.34	3.38	3.16	0.30	0.28

从计算结果可以看出: 仿真与理论计算的误差小于10%, 考虑到仿真中非无限长理想模型以及网格精度的问题, 二者结果基本符合; 在相对论情况下, 由于轴向速度大, 传输100 mm后的角向漂移距离在1 mm左右, 这有利于电子束引入多注漂移管; 表1中  $r_0 = 38$  mm,  $n = 6$  的仿真结果明显反映出了镜像电磁场力作用; 表2的仿真结果与理论分析一致, 反映了多注电子束的漂移与加速电压和

总电流的关系;同时仿真中引入了多注漂移管,由于多注漂移管的屏蔽作用,多注电子束绕系统轴心的角向漂移消失,对于具有一定尺寸的电子束(即具有面电荷密度)来说,此时每注电子束呈现出绕自身轴心的旋进运动<sup>[9]</sup>.

### 5 初步实验与讨论

在LTD型脉冲功率源平台上开展了初步的实验研究,根据理论和仿真计算的结果,并考虑与器件的配合问题,研制的多注二极管系统参数 $n, a, r_0$ 分别为16, 30, 25 mm,电子束的加速电压和电流分别为620 kV和7 kA,多注阴极柱长约15 mm,半径为2 mm,阳极筒半径为70 mm.多注电子束经过阴阳极加速后,通过100 mm空心漂移管轰击到不锈钢靶片形成的束斑如图6(a)所示,图6(b)—(d)为相应的模拟结果.

从实验结果来看电子束截面发生了明显畸变,由圆形变成了斜椭圆形,以图6(a)中斜椭圆束斑的中心为参考点,经过100 mm空心漂移管后每注电子束中心沿角向漂移距离约2 mm.经分析认为电子束截面畸变的主要原因有两个:首先由于受引

导磁场物理尺寸的限制,阳极筒的半径不能做得很大,这导致每个多注阴极柱外侧的电场很强并形成爆炸发射,多注阴极柱产生的电子在进入阴阳极间加速区之前,首先要在引导磁场和柱外侧的强电场的作用下首先要运动到阴极柱端面,由于在这个过程中电场径向分量远大于轴向分量,导致电子具有较大的角向漂移速度和较小的轴向速度,最终导致电子运动到阴极柱端面时产生了一个明显的角向漂移(图6(b)中蓝色与红色部分分别代表多注阴极柱外侧和端面发射的电子);其次,为了使电场分布均匀阴极柱端面进行了倒圆,即便如此电场分布仍是外侧大于内侧,并且阴阳极间的加速电场也具有同样特点,这样使得电子束经过阴阳极加速后外侧电子的漂移大于内侧电子,导致理想的圆形电子束截面由于发射强度以及空间电场强度的径向差异变成斜椭圆形,同时,电子束以近似零初始速度经过阴阳极加速区间,这导致电子束的轴向速度沿加速区间分布差异很大,当电子束速度较低时,为了满足电流守恒其电荷密度相比高速电子束更大,产生的径向电场更强,再加上阴阳极结构分布引入的径向电场,电子束在低速时会有更强烈的角

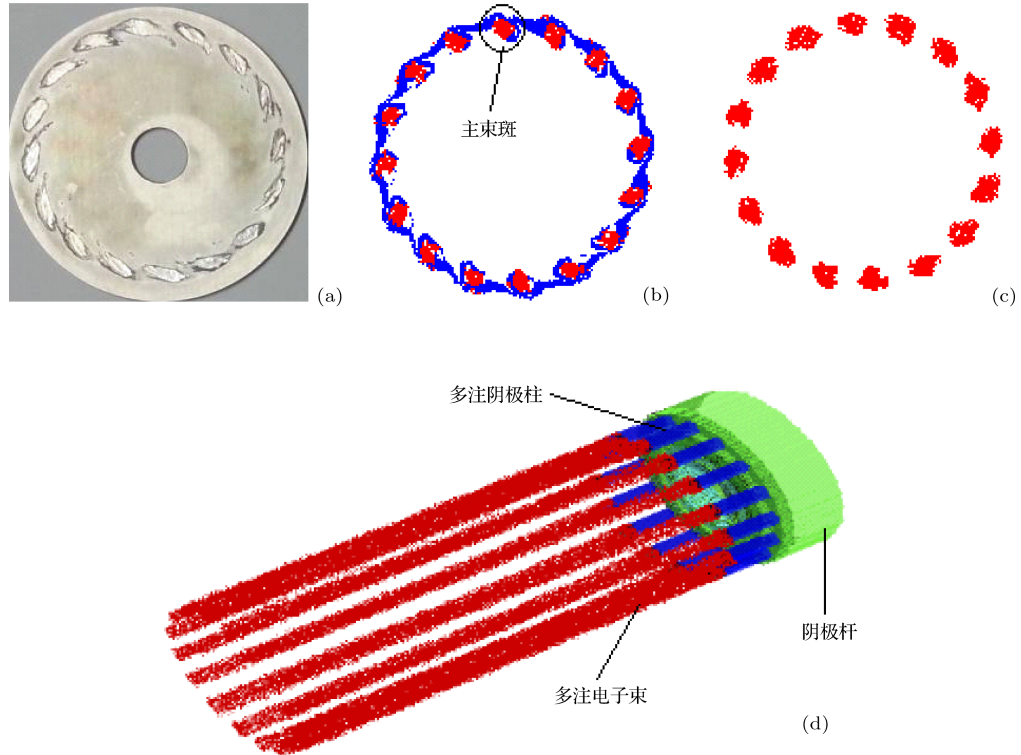


图6 (网刊彩色) 电子束斑 (a) 实验结果; (b) 模拟结果(柱发射); (c) 模拟结果(柱不发射); (d) 三维图像  
 Fig. 6. (color online) Spot of multi-beam: (a) Experiment; (b) simulation with rod emission; (c) simulation with no rod emission; (d) 3D image.



向漂移, 只不过整个加速区间较短(约 20 mm)角向漂移距离不大. 模拟得到的多注电子束经过加速区间后(即在空心漂移管入口处)每注电子束主束斑(如图 6(b)所示)沿角向漂移的距离约 1.4 mm, 随后经过 100 mm 空心漂移管的角向漂移距离约 0.7 mm, 可见二极管区产生的角向漂移距离为漂移管内的 2 倍, 总的漂移距离约 2.1 mm, 这与实验结果基本一致. 图 6(c)为不考虑阴极柱电子发射的模拟结果, 与图 6(b)相比其电子束斑畸变明显减弱, 但电子束角向漂移距离差别很小, 这也说明电子束在二极管加速过程中的角向漂移不容忽视.

针对不同尺寸的阴极柱及阳极筒对多注电

子束的角向漂移和发射情况进行了模拟分析, 其中阴极柱半径  $R_c$  分别取 1, 2 和 3 mm, 阳极筒半径  $R_a$  分别取 50, 70 和 100 mm, 加速电压和电流分别为 620 kV 和 7 kA. 模拟得到的电子束斑如图 7(a)–(i) 所示, 从模拟结果来看这几种情况中多注阴极柱都存在电子发射, 并且阴极柱越细电子束斑畸变越严重, 当  $R_c = 1$  时电子束斑已经基本失去了圆形特征. 图 8 为模拟得到的角向漂移距离与  $R_c, R_a$  的关系, 从结果可知, 随着电子束尺寸的增大, 电子束的角向漂移距离呈现减小趋势, 这在一定程度上是由电子束的畸变情况决定的; 同时, 角向漂移距离与阳极筒半径呈反比关系, 这与理论

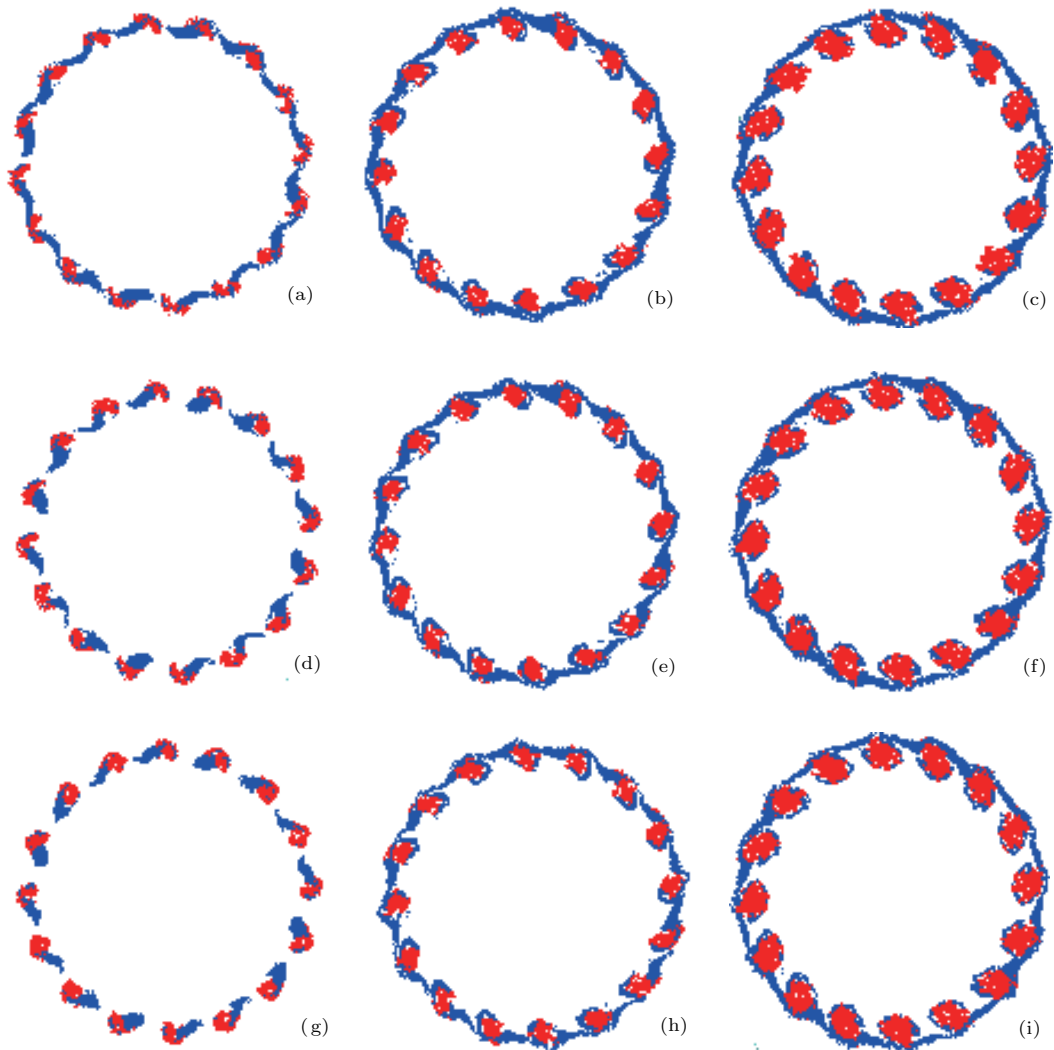


图 7 (网刊彩色) 模拟电子束斑 (a)  $R_c = 1$  mm,  $R_a = 50$  mm; (b)  $R_c = 2$  mm,  $R_a = 50$  mm; (c)  $R_c = 3$  mm,  $R_a = 50$  mm; (d)  $R_c = 1$  mm,  $R_a = 70$  mm; (e)  $R_c = 2$  mm,  $R_a = 70$  mm; (f)  $R_c = 3$  mm,  $R_a = 70$  mm; (g)  $R_c = 1$  mm,  $R_a = 100$  mm; (h)  $R_c = 2$  mm,  $R_a = 100$  mm; (i)  $R_c = 3$  mm,  $R_a = 100$  mm

Fig. 7. (color online) Beam-spot in simulation: (a)  $R_c = 1$  mm,  $R_a = 50$  mm; (b)  $R_c = 2$  mm,  $R_a = 50$  mm; (c)  $R_c = 3$  mm,  $R_a = 50$  mm; (d)  $R_c = 1$  mm,  $R_a = 70$  mm; (e)  $R_c = 2$  mm,  $R_a = 70$  mm; (f)  $R_c = 3$  mm,  $R_a = 70$  mm; (g)  $R_c = 1$  mm,  $R_a = 100$  mm; (h)  $R_c = 2$  mm,  $R_a = 100$  mm; (i)  $R_c = 3$  mm,  $R_a = 100$  mm.

分析结果相符. 模拟得到的侧面发射率(多注阴极柱侧面发射电流占总电流的百分比)与二极管结构尺寸的关系如图9所示, 当 $R_c$ 一定时侧面发射率随着 $R_a$ 的增加而减小, 这显然是因为 $R_a$ 的增大使阴极柱侧面电场强度减小, 发射电流强度自然减弱; 当 $R_a$ 取不同值时, 在 $R_c = 2\text{ mm}$ 处均出现了最大值, 经分析认为多注阴极柱侧面发射的电流强度应是侧面场强与侧面有效发射面积的函数, 在 $R_c$ 所取的3种数值中,  $R_c = 2\text{ mm}$ 时阴极柱的侧面场强和有效发射面积均位居第二, 总的效果就是此时侧面发射电流强度在三者中最强.

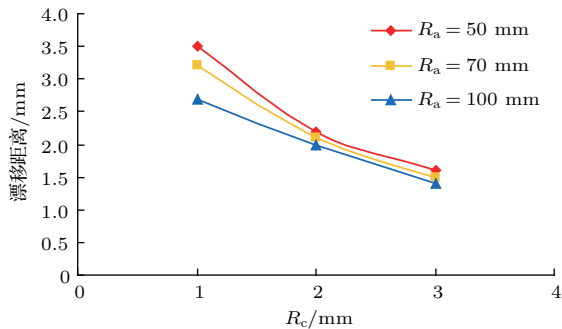


图8 (网刊彩色) 漂移距离与 $R_c$ 和 $R_a$ 的关系

Fig. 8. (color online) The drift distance vs  $R_c$  and  $R_a$ .

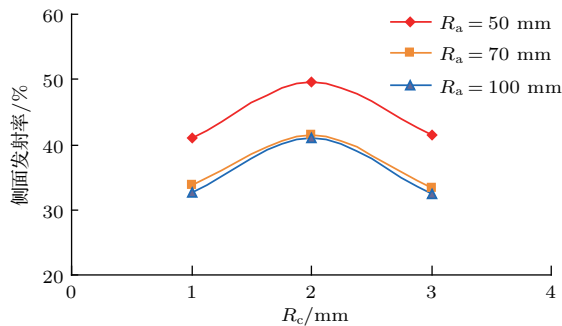


图9 (网刊彩色) 侧面发射率与 $R_c$ 和 $R_a$ 的关系

Fig. 9. (color online) The side emission rate vs  $R_c$  and  $R_a$ .

从模拟分析的结果来看, 在解决阴极柱端面电子束发射均匀性的前提下, 增大电子束半径是抑制侧面发射和减小束斑畸变的有效办法. 另外, 根据阴极柱侧面发射电子束的运动特性, 可将多注阴极柱根据束流的漂移方向进行角向倾斜, 希望阴极柱外侧发射的电子束运动到阴极柱端面时与端面发射的电子束重合. 根据研制的多注阴极参数进行了仿真, 模拟分析不同倾斜角度对电子束进入多注漂移管时的引入效率的影响, 结果如图10所示, 可见

该模型中多注阴极柱沿角向正方向倾斜 $14^\circ$ 时效果最佳, 引入效率可超过92%. 图11为阴极柱未倾斜与倾斜 $14^\circ$ 时模拟得到的多注电子束经过多注漂移管后的束斑图像, 可见倾斜 $14^\circ$ 后阴极柱发射的电子束有很大一部分与端面发的射电子束重合(电子束斑略有增大且更趋于圆形), 这样减少了阴极柱发射的电子在进入多注漂移管时的损失, 提高了整个束流的传输效率, 同时电子束斑也略有增大.

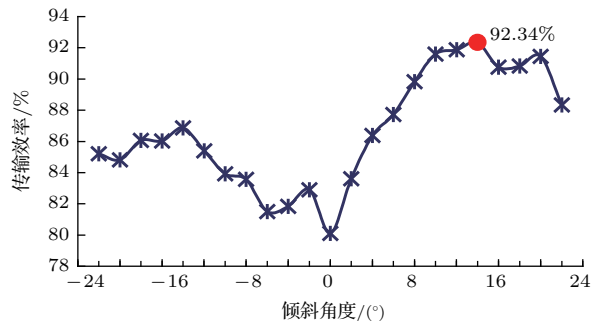


图10 (网刊彩色) 阴极柱倾斜角度与引入效率的关系

Fig. 10. (color online) Transmission efficiency vs inclining angular.

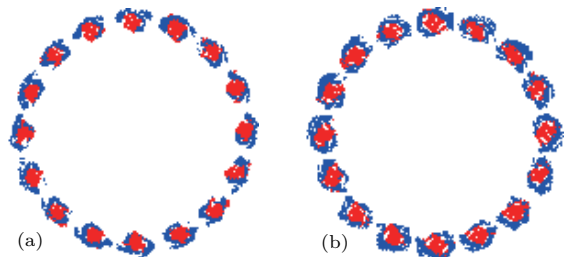


图11 (网刊彩色) 模拟电子束斑 (a) 无倾斜; (b) 倾斜 $14^\circ$

Fig. 11. (color online) Beam-spot in simulation: (a) No inclining; (b) inclining  $14^\circ$ .

## 6 结 论

本文主要研究了强流相对论多注电子束在空心圆柱漂移管中的角向漂移, 分析了在不同情况下镜像电磁场力对电子束角向运动的影响, 并通过模拟计算进行了验证. 研究发现, 当加速电压为620 kV, 电流为7 kA时, 多注电子束传输100 mm产生的角向漂移距离不超过2 mm. 对实验结果中电子束斑畸变进行了分析, 提出了通过倾斜多注阴极柱来提高电子束引入效率的措施, 并采用粒子模拟方法进行了验证, 该措施可将电子束的引入效率提高5%以上.

## 参考文献

- [1] Friedman M, Fernsler R, Slinker S, Hubbard R, Lampe M 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1214
- [2] Ding Y G 2010 *Design, Manufacture and Application of High Power Klystron* (Beijing: National Defense Industry Press) pp7–13 (in Chinese) [丁耀根 2010 大功率速调管的制造和应用 (北京: 国防工业出版社) 第7—13页]
- [3] Benford J, Swegle J A 2008 *High Power Microwave* (2nd Ed.) (Beijing: National Defense Industry Press) pp3–5 (in Chinese) [Benford J, Swegle J A 著 2009 高功率微波 (第二版) (中译本) (江伟华, 张弛译)(北京: 国防工业出版社) 第3—5页]
- [4] Liu Z B, Zhao Y C, Huang H, Jin X, Lei L R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 108404 (in Chinese) [刘振帮, 赵欲聪, 黄华, 金晓, 雷禄容 2015 物理学报 **64** 108404]
- [5] Liu L W, Wei Y Y, Wang S M 2013 *Chin. Phys. B* **22** 108401
- [6] Luo J R, Cui J, Zhu M, Guo W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 067803
- [7] Wang Y, Ding Y G, Liu P K, Xie J X, Zhang R 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **8** 1133 (in Chinese) [王勇, 丁耀根, 刘濮鲲, 谢敬新, 张瑞 2005 强激光与粒子束 **8** 1133]
- [8] Khanh T N, Dean E P, David K A, George M 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 685
- [9] Liu Z B, Jin X, Huang H, Chen H B, Wang G P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 238402 (in Chinese) [刘振帮, 金晓, 黄华, 陈怀璧, 王淦平 2012 物理学报 **61** 238401]
- [10] Xie J L, Zhao Y X 1966 *Bunching Theory of Klystron* (Beijing: Science Press) pp105–107 (in Chinese) [谢家麟, 赵永翔 1966 速调管群聚理论 (北京: 科学出版社) 第105—107页]
- [11] Robert J B, Edl S 2005 *High Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua University Press) pp282–289 (in Chinese) [Robert J B, Edl S 2005 高功率微波源与技术 (中译本) (北京: 清华大学出版社) 第282—289页]
- [12] Huang H, Luo X, Lei L R, Luo G Y, Zhang B Z, Jin X, Tan J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1907 (in Chinese) [黄华, 罗雄, 雷禄荣, 罗光耀, 张北镇, 金晓, 谭杰 2010 物理学报 **59** 1907]
- [13] Robert J B, Edl S 2005 *High Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua University Press) pp78–79 (in Chinese) [Robert J B, Edl S 2005 高功率微波源与技术 (中译本) (北京: 清华大学出版社) 第77—79页]

# Angular drift of the high current relativistic multi-beam in the hollow cylindrical waveguide\*

Wang Gan-Ping<sup>1)2)†</sup> Jin Xiao<sup>1)</sup> Huang Hua<sup>1)</sup> Liu Zhen-Bang<sup>1)</sup>

1) (*Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)  
( Received 26 August 2016; revised manuscript received 18 November 2016 )

## Abstract

Multi-beam klystron (MBK) is a promising high power microwave device with the traits of high power, high efficiency, high frequency, etc. For the high power relativistic MBK, the multi-beam rotation around an axis may reduce the transmission efficiency obviously due to the effect of space electromagnetic field. In previous researches, the influence of mirror-image electromagnetic field is ignored, which can play a leading role in some cases. In this study, we present a method by taking into account the mirror-image effect to analyze the angular drift of multi-beam in the hollow cylindrical waveguide. The hollow cylindrical waveguide is a part of relativistic MBK such as input cavity and transition section, which is just behind the diode. In this method, the equation of the multi-beam angular drift is deduced and analyzed quantitatively. Based on the equation, the expression of the angular velocity about the multi-beam in the waveguide is derived, meanwhile the minimum equilibrium magnetic field, called Brillouin magnetic field, is obtained. To verify the effectiveness of the method, numerical simulations are carried out by the three-dimensional (3D) code and the results show good agreement with the theoretical results. The theoretical analysis and simulation results show that the mirror-image electromagnetic field can dominate the multi-beam angular motion in some conditions, especially when the number of the multi-beams and the distance between the conducting wall and the multi-beam are both small. In this case, the mirror-image electromagnetic field can be much higher than the self-induced electromagnetic field. Nevertheless, as the the number of the multi-beams or the distance between the conducting wall and the multi-beam increases, the mirror-image electromagnetic field decreases and approaches to zero rapidly and the self-induced electromagnetic field controls the angular movement. Interestingly, in general cases, it is found that the change rate of the angular speed is not related to the number of multi-beams, nor the radius of waveguide, nor the distance between the multi-beam, nor waveguide, etc, except for the accelerating voltage. In addition, we experimentally investigate the angular drift of the multi-beam at a voltage of about 670 kV, current of about 7 kA and length of waveguide about 100 mm. The experimental results show that the multi-beam distorts obviously, which changes the beam spot shape from circle to ellipse. To solve this problem, we simultaneously investigate the multi-beam emission and transmission in simulation experiment. The analogue results not only reveal that the distortion is mainly caused by the emission of the multi-cathode rods, but also provide a new phenomenon that the angular drift distance in the accelerating gap of the diode is twice as large as that in the cylindrical hollow waveguide due to the low beam speed along the axis and high electrostatic field in the accelerating region. It is also found that the distortion is more evident as the rod radius decreases. Furthermore, we propose an optimization design to improve the relativistic multi-beam system by inclining the multi-cathode rods, which is proved to be effective by simulation. This study could provide theoretical basis for studying the relativistic MBK.

**Keywords:** intense multi-beam, mirror-image beams, angular drift of multi-beam, spot distortion

**PACS:** 41.75.Ht, 41.85.Ja, 41.85.Qg

**DOI:** 10.7498/aps.66.044102

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11475158) and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2014B0402068).

† Corresponding author. E-mail: wanggpcaep@163.com