

## X 波段三重轴相对论速调管放大器的设计

刘振帮<sup>1)2)†</sup> 黄华<sup>2)</sup> 金晓<sup>2)</sup> 陈怀璧<sup>1)</sup>

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900)

(2010 年 11 月 24 日收到; 2011 年 7 月 4 日收到修改稿)

分析了同轴腔体间隙束流与电场的相互作用, 推导了同轴腔体间隙的耦合系数和电子负载电导, 并设计了  $10^4$  W 级注入微波驱动的 X 波段三重轴相对论速调管放大器, 产生了 GW 级的微波功率输出. 通过三维粒子模拟, 设计了工作频率为 9.37 GHz 的三重轴相对论速调管放大器, 在注入微波功率为 70 kW、束压为 600 kV、束流为 5 kA 的条件下, 获得的输出微波功率达到 1.1 GW, 效率为 37%, 增益为 42 dB.

**关键词:** 同轴腔体, 束波相互作用, X 波段, 三重轴相对论速调管放大器

**PACS:** 84.40. Fe, 41.20.-q, 41.20. jb, 52.59. Ye

## 1. 引言

在过去三十年里, 相对论速调管放大器 (RKA) 在加速器、高功率雷达等领域中得到了广泛的发展和应用<sup>[1]</sup>. 但是对于常规结构的 RKA, 由于空间电荷限制流, 对一定结构尺寸的漂移管存在传输束流的上限值, 因此限制了 RKA 往高频段方向的发展. 为了提高 RKA 的效率与工作频率, 美国海军实验室的 Friedman 等<sup>[2]</sup> 提出了三重轴相对论速调管放大器 (TRKA). 理论上, 只要同轴漂移管内外导体的间距足够小, TRKA 就可以截止所有的横磁波 (TM), 因而其工作频率没有上限, 即对于高频段 TRKA 也能够采用较大的漂移管半径, 而且 TRKA 同轴漂移管允许的空间电荷限制流几乎为相同尺寸空心漂移管的两倍, 电子束具有更低的势能, 有利于增大 TRKA 的束波转换效率<sup>[3]</sup>. 但是大半径的 TRKA 不能够截止横电磁波及高阶的横电波, 并且由于腔体中增加了内导体, 所需要的工作模式与主要干扰模式之间的频率间隔较小, 容易产生自激振荡, 使得实际的实验效率较低<sup>[4]</sup>. 本文对同轴腔体间隙束流与电场的相互作用进行分析, 推导了同轴腔体间隙的耦合系数和电子负载电导, 并设计了  $10^4$  W 级注入微波驱动的 X 波段 TRKA, 能够产生 GW 级的微波功率输出.

## 2. 同轴腔体间隙束流与电场相互作用的分析

## 2.1. 同轴腔体间隙的耦合系数

同轴谐振腔的结构如图 1 所示, 图中  $a$  和  $b$  分别为电子束的内半径和外半径,  $c$  和  $d$  分别为漂移管的内半径和外半径,  $l$  为谐振腔的间隙宽度. 只考虑任意轴对称电场分布的情况, 而且假定电子只有纵向运动并忽略空间电荷效应. 因为对于相对论速调管, 电子束的纵向速度远大于其横向速度; 并且由于谐振腔的振荡电场很强, 空间电荷场对整个场的影响不大, 空间电荷效应对耦合系数的修正不大于 10%<sup>[5]</sup>.

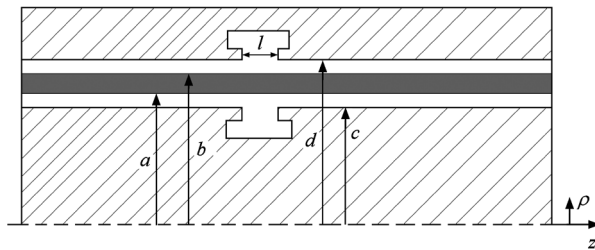


图 1 同轴腔体结构示意图

耦合系数  $M$  表示电子所受到的加速电压振幅

† E-mail: liuzb08@gmail.com

与加在间隙上的实际电压振幅之比. 任意间隙的耦合系数表达式为<sup>[5]</sup>

$$M = \frac{\Delta T}{|e\hat{V}|} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f(z) \exp(j\beta_e z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} f(z) dz} = \frac{1}{l} \int_{-\infty}^{\infty} f(z) \exp(j\beta_e z) dz. \quad (1)$$

这里  $\Delta T$  为穿过间隙的电子的动能增量;  $\hat{V}$  为间隙电压的幅值;  $f(z)$  为间隙的归一化场分布;  $\beta_e$  为轴向传播常数,  $\beta_e = \omega/v_0$ , 其中  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  为速调管的工作频率,  $v_0$  为电子运动速度. (1) 式的推导中暂时没有考虑相对论效应. 将  $f(z)$  用傅里叶积分表示, 有

$$f(z) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\beta) \exp(-j\beta z) d\beta,$$

耦合系数可写为

$$M = \frac{2\pi}{l} g(\beta_e). \quad (2)$$

对于轴对称系统, 在柱坐标系中, 场不仅与坐标轴  $z$  有关, 也与  $\rho$  有关, 因此分布函数为  $f(z, \rho)$ . 同轴结构系统中麦克斯韦方程的通解为<sup>[6]</sup>

$$[AI_0(\tau\rho) + BK_0(\tau\rho)] \exp(j(\omega t - \beta z)). \quad (3)$$

这里

$$\tau^2 = \beta^2 - k^2, \\ k^2 = \omega^2 \mu \epsilon.$$

间隙场分布写为可取之解的和或积分的形式

$$f(z, \rho) = \int_{-\infty}^{\infty} [A(\beta)I_0(\tau\rho) + B(\beta)K_0(\tau\rho)] \times \exp(-j\beta z) d\beta, \quad (4)$$

式中系数  $A(\beta)$  和  $B(\beta)$  由边界条件决定.

$A(\beta)I_0(\tau\rho) + B(\beta)K_0(\tau\rho)$  为  $f(z, \rho)$  的像函数

$$A(\beta)I_0(\tau\rho) + B(\beta)K_0(\tau\rho) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(z, \rho) \exp(j\beta z) dz = g(\beta, \rho). \quad (5)$$

将边界条件  $\rho = c, \rho = d$  代入(5)式, 可得耦合系数为

$$M = \frac{2\pi}{l} \left( \frac{I_0(\tau_e \rho) [K_0(\tau_e d) - K_0(\tau_e c)]}{2\pi [I_0(\tau_e c) K_0(\tau_e d) - I_0(\tau_e d) K_0(\tau_e c)]} \times \int_{-\infty}^{\infty} f(z, c) \exp(j\beta_e z) dz \right.$$

$$\left. - \frac{K_0(\tau_e \rho) [I_0(\tau_e d) - I_0(\tau_e c)]}{2\pi [I_0(\tau_e c) K_0(\tau_e d) - I_0(\tau_e d) K_0(\tau_e c)]} \times \int_{-\infty}^{\infty} f(z, d) \exp(j\beta_e z) dz \right), \quad (6)$$

式中

$$\tau_e = \sqrt{\beta_e^2 - k^2}.$$

为将(6)式简化, 设定

$$a_1 = K_0(\tau_e d) - K_0(\tau_e c),$$

$$a_2 = I_0(\tau_e c) - I_0(\tau_e d),$$

$$a_3 = I_0(\tau_e c) K_0(\tau_e d) - I_0(\tau_e d) K_0(\tau_e c).$$

当同轴漂移管内外半径之间的距离远小于漂移管的半径, 即  $d - c \ll d$  时, 可以假定内外间隙边缘处的场分布近似相同, 即有

$$f(z, c) \approx f(z, d),$$

则(6)式化简为

$$M = \frac{2\pi}{l} g(\beta_e) = \frac{1}{l} \frac{I_0(\tau_e \rho) a_1 + K_0(\tau_e \rho) a_2}{a_3} \times \int_{-\infty}^{\infty} f(z, c) \exp(j\beta_e z) dz. \quad (7)$$

令

$$M = M_r M_z,$$

将耦合系数分为纵向耦合系数  $M_z$  和横向耦合系数  $M_r$ , 其中

$$M_z = \frac{1}{l} \int_{-\infty}^{\infty} f(z, c) \exp(j\beta_e z) dz, \\ M_r = \frac{I_0(\tau_e \rho) a_1 + K_0(\tau_e \rho) a_2}{a_3}.$$

在非相对论的情况下,  $v_0 \ll c, k^2 \ll \beta_e^2, \tau_e^2 \approx \beta_e^2$ . 由于同轴腔体间隙的纵向耦合系数  $M_z$  与圆柱腔体的相同, 则仅考虑横向耦合系数  $M_r$  随  $\rho/d$  的变化, 当设定同轴漂移管内半径与外半径之比  $c/d = 0.8$  时, 横向耦合系数  $M_r$  随  $\rho/d$  的变化如图 2(a) 所示. 圆柱腔体横向耦合系数  $M_r$  的表达式为<sup>[5]</sup>

$$M_r = \frac{I_0(\tau_e \rho)}{I_0(\tau_e d)},$$

其中  $d$  为圆柱结构漂移管的半径, 其横向耦合系数  $M_r$  随  $\rho/d$  的变化如图 2(b) 所示. 比较图 2(a) 与 (b) 可知, 对于同轴腔体间隙与圆柱腔体间隙, 若电子束的束压和束流相等, 电子束为空心束且两者电子束的内径和外径都相同, 并且两者漂移管的外径

也相等,同轴腔体间隙的横向耦合系数  $M_r$  要比圆柱腔体间隙的  $M_r$  大,即同轴腔体结构更有利于束流与腔体内电场的相互作用。

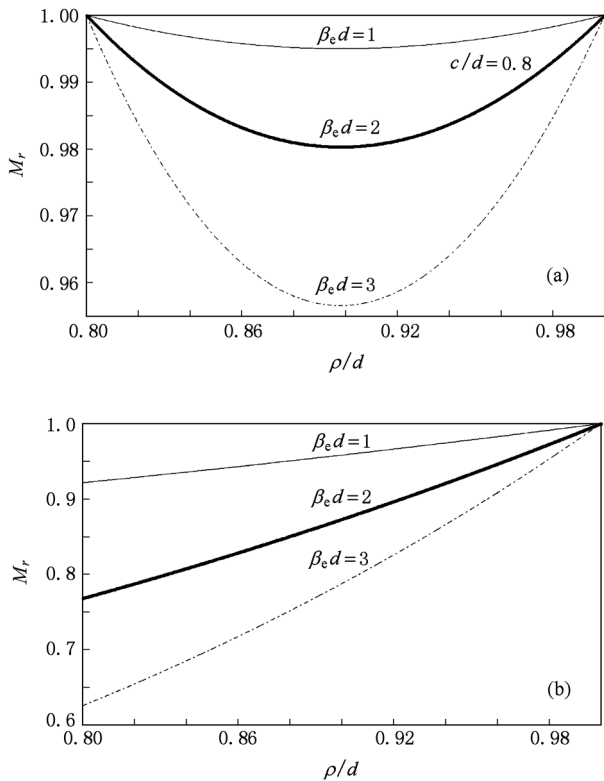


图2 同轴间隙和圆柱间隙的横向耦合系数随  $\rho/d$  的变化 (a)同轴间隙, (b)圆柱间隙

### 2.2. 同轴腔体间隙的电子负载电导

任意间隙的电子负载电导  $G_e$  可表示为<sup>[5]</sup>

$$G_e = \frac{2P_r}{|\hat{V}|^2} = -\frac{G_0}{2} \beta_e M \frac{\partial M}{\partial \beta_e}, \quad (8)$$

式中  $G_0 = I_0/V_0$  为电子束的电导,  $V_0$  为电子束的束压,  $I_0$  为电子束的束流. 对于同轴腔体间隙,同一截面上各点的电场不相等,电子吸收或放出的功率也不相等,因此间隙的电子负载电导  $G_e$  应对截面求平均,

$$\begin{aligned} \frac{G_e}{G_0} &= -\frac{1}{2 * \pi (d^2 - c^2)} \int_c^d \beta_e M \frac{\partial M}{\partial \beta_e} 2\pi\rho d\rho \\ &= -\frac{1}{4} \left( \overline{M_r^2 \beta_e} \frac{\partial \overline{M_r^2}}{\partial \beta_e} + \overline{M_r^2} \theta_d \frac{\partial \overline{M_z^2}}{\partial \theta_d} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

由(7)式推导可得

$$\begin{aligned} \overline{M_r^2} &= \frac{a_1^2}{(d^2 - c^2) a_3^2} [d^2 (I_0^2(\tau_e d) - I_1^2(\tau_e d)) \\ &\quad - c^2 (I_0^2(\tau_e c) - I_1^2(\tau_e c))] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{a_1 a_2}{(d^2 - c^2) a_3^2} \left[ -1.23c^2 - 2c^2 \ln\left(\frac{1}{\tau_e \rho}\right) \right. \\ &\quad - 0.091\tau_e^2 c^4 - 0.25\tau_e^2 c^4 \ln\left(\frac{1}{\tau_e c}\right) \\ &\quad + 1.23d^2 + 2d^2 \ln\left(\frac{1}{\tau_e \rho}\right) + 1.091\tau_e^2 d^4 \\ &\quad \left. + 1.25\tau_e^2 d^4 \ln\left(\frac{1}{\tau_e d}\right) \right] \\ &+ \frac{a_2^2}{(d^2 - c^2) a_3^2} [d^2 (K_0^2(\tau_e d) - K_1^2(\tau_e d)) \\ &\quad - c^2 (K_0^2(\tau_e c) - K_1^2(\tau_e c))] \end{aligned} \quad (10)$$

将(10)式与  $M_z$  的表达式代入(9)式,即可得到  $\frac{G_e}{G_0}$  的解析式. 对于纵向耦合系数  $M_z$ , 若间隙处为均匀场,则

$$M_z = \frac{\sin\theta_d/2}{\theta_d/2},$$

其中  $\theta_d$  为腔体间隙渡越角,

$$\theta_d = \frac{\omega l}{v_0};$$

若间隙处的场为刀刃场,则

$$M_z = J_0(\theta_d/2).$$

$G_e/G_0$  随间隙渡越角  $\theta_d$  的变化如图3所示. 比较图3(a), (b)可知,对于同轴腔体间隙与圆柱腔体间隙,若电子束的束压和束流相等,电子束为空心束且两者电子束的内径和外径都相同,并且两者漂移管的外径也相等,在通常所选取间隙渡越角  $1 < \theta_d < 1.5$  的范围内,同轴腔体间隙的电子负载电导  $G_e$  的绝对值要比圆柱腔体间隙的  $G_e$  绝对值大. 根据电子负载电导的定义  $P_e = \frac{1}{2} |\hat{V}|^2 G_e$  可知,同轴腔体结构更有利于电子束与场相互作用,可以提高电子束与场相互作用的效率. 这里  $P_e$  为电子束从场吸收的功率.

### 3. TRKA 模拟设计

根据大功率速调管和RKA设计理论<sup>[7]</sup>,模拟设计了X波段TRKA,采用三维粒子模拟计算软件进行粒子模拟设计,所使用的软件与文献[3]所用软件相同,对于速调管的模拟设计,该软件模拟计算得到的结果与实验结果很接近. 设计的TRKA纵向剖面图和漂移管的横向剖面图以及束流轨迹如图4所示. 整管一共采用4个谐振腔,输入腔与第一个中

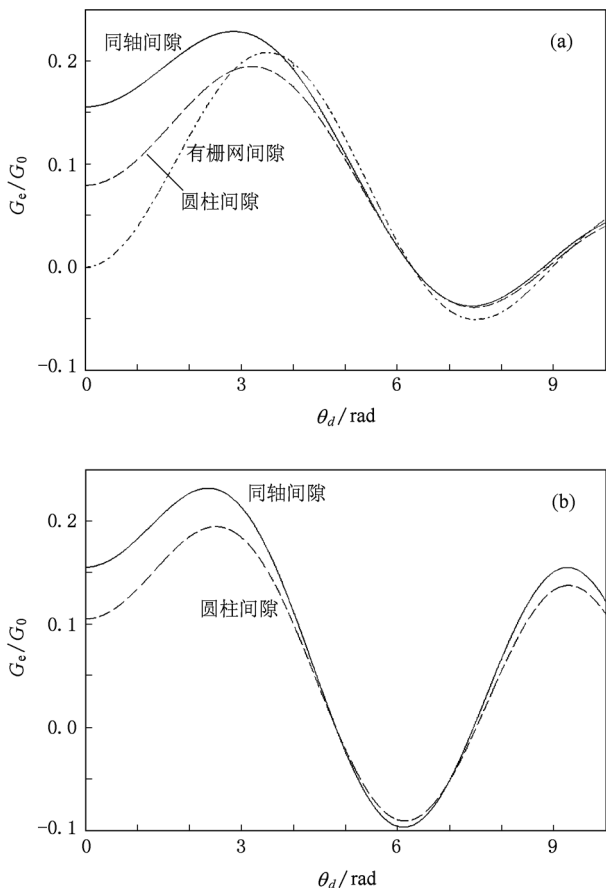


图3 纵向电场分别为均匀场和刀刃场时  $G_e/G_0$  随间隙过渡角  $\theta_d$  的变化  $c/a=1, b/d=1, c/d=0.8$ . (a) 均匀场, (b) 刀刃场

间腔为单重入单间隙腔,工作模式为同轴  $TM_{01}$  模式;末前腔为环形腔,工作模式为同轴  $TM_{01}$  模式,将该腔体分为三间隙有助于增大工作模式与主要干扰模式之间的频率间隔,同时增大腔体间隙的耦合系数,有利于束波相互作用;输出腔采用双间隙输出结构,输出腔内两间隙上的  $E_z$  场方向相反,工作模式为  $\pi$  模驻波场. 前三个腔之间距离的选择通过粒子模拟计算来确定,使得基波调制束流深度达到最大,最后在基波调制束流深度最大位置处放置输出腔. 为了抑制横电磁波的产生以及使漂移管对工作模式附近的横电波截止,在漂移管中增加导体片,将束流分成8束,并且对于每一束而言,其导流系数降低,有利于提高速调管的效率. 漂移管中增加的导体片过于靠近谐振腔,会对谐振腔的场分布造成影响,使得工作模式下的电场沿角向分布不均匀,从而影响束波相互作用;另一方面,若漂移管中导体片远离腔体间隙,会存在“模式泄漏”问题,并且容易激励起干扰模式. 在实际设计中,需要对两个因

素进行综合考虑,设计中选择导体片与间隙的距离约为  $\lambda/8$ ,  $\lambda$  为 TRKA 工作频率下的波长.

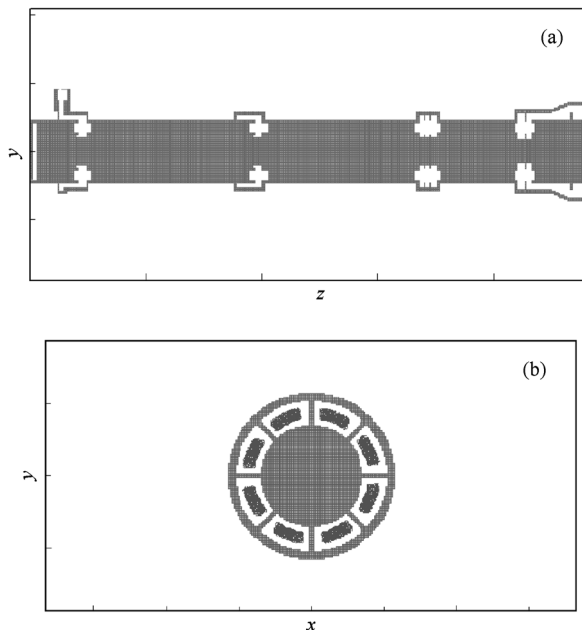


图4 腔体剖面图和漂移管剖面图及束流轨迹 (a) 腔体  $y-z$  剖面图, (b) 漂移管  $x-y$  剖面图及束流轨迹

### 3.1. 束流调制的模拟设计

三维粒子模拟的参数如下:工作频率  $f=9.37$  GHz,输入微波功率  $P_{in}=70$  kW,束压  $V_0=600$  kV,束流  $I_0=5$  kA,轴向引导磁感应强度为 1 T. 输入腔采用横向馈入微波的方式,并且为了使得腔体与束流作用间隙处的电场沿角向尽量均匀,采用了对称开耦合孔的结构. 为了使输入速调管的高频能量全部被束流与谐振腔所吸收,腔体设计需要满足如下关系<sup>[7]</sup>:

$$\frac{1}{Q_{ex}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} \quad (11)$$

这里  $Q_{ex}$  为输入腔的外观品质因数;  $Q_0$  为输入腔的固有品质因数;  $Q_e$  为输入腔的电子有载品质因数,其表达式为  $Q_e = \frac{1}{G_e(R/Q)}$ , 其中  $R/Q$  为输入腔的特性阻抗. 计算时,考虑相对论效应下的电子负载电导的修正因子  $k_M$ , 其表达式为<sup>[5]</sup>

$$k_M = \frac{2}{\sigma_0(\sigma_0 + 1)}, \quad (12)$$

式中  $\sigma_0 = 1 + \frac{|eV_0|}{m_0c^2}$ ,  $m_0c^2$  为电子的静止能量. 在设计束流参数条件下,利用公式(9)计算得到  $G_e/G_0$

$= 0.1682$ , 设定腔体所采用的材料为铜, 可得到  $Q_0 = 5 \times 10^3$ ,  $R/Q = 6.7$ , 即可计算得到设计的输入腔外观品质因数  $Q_{ex} = 104.4$  时输入腔参数匹配.

由于在进行理论推导时做了不少近似设定, 因此理论推导所得到的  $Q_{ex}$  只能作为设计的参考值, 最佳的设计值需要模拟计算来进行优化确定. 图 5 所示为输入微波功率  $P_{in}$  随时间  $t$  的变化, 其中图 5(a) 为  $Q_{ex} = 104$  时的输入微波的波形, 图 5(b) 为经过优化设计  $Q_{ex} = 118$  匹配时的输入微波波形. 模拟计算中设定输入微波为负方向, 当设计的输入腔参数匹配, 输入速调管的高频能量全部被束流与谐振腔所吸收, 没有微波反射时, 所监测到的输入微波波形在稳定后其幅度包络上限值应为零. 优化所得到的  $Q_{ex}$  最佳值与理论推导值之间存在一定差别, 但两者差别较小, 理论计算的  $Q_{ex}$  可以作为设计的初始参考值. 在输入微波功率为 70 kW 时, 输入腔的基频调制束流  $I_1 = 195$  A, 调制深度为 3.9%.

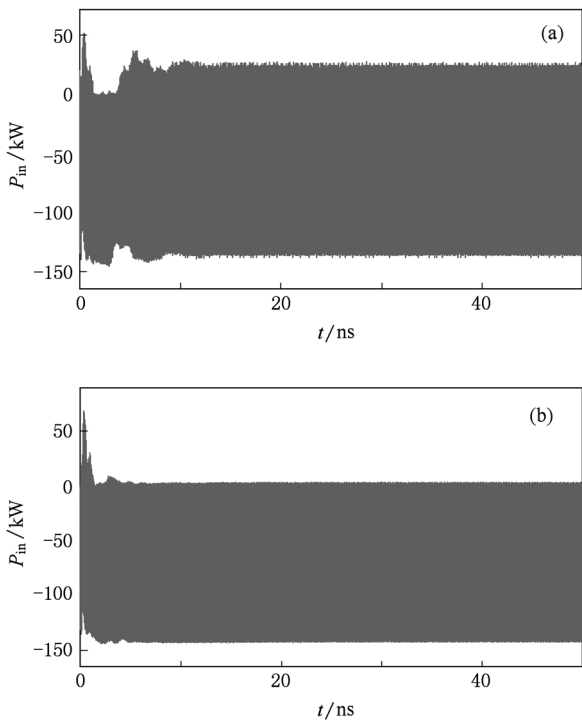


图 5 输入微波功率  $P_{in}$  随时间  $t$  的变化 (a) 不匹配时的输入微波波形, (b) 匹配时的输入微波波形

由于输入微波功率较小, 设计时使用了两个中间腔, 以提高速调管的增益, 同时也可有效减小漂移管的长度, 使整体结构更紧凑<sup>[8]</sup>. 中间腔之后调制束流  $I$  的波形及频谱如图 6 所示, 此时调制束流

的峰值为 16 kA, 包含有直流分量、基频分量、二倍频以及其他高次倍频分量. 图 7 所示为基频调制束流  $I_1$  随轴向距离  $z$  的变化. 从图 7 可以看出, 经过两个中间腔的群聚, 在距离输入腔 380 mm 处基频调制束流达到最大. 根据整管模拟计算, 基频调制束流最大值可达 5.8 kA, 基频调制深度为 116%.

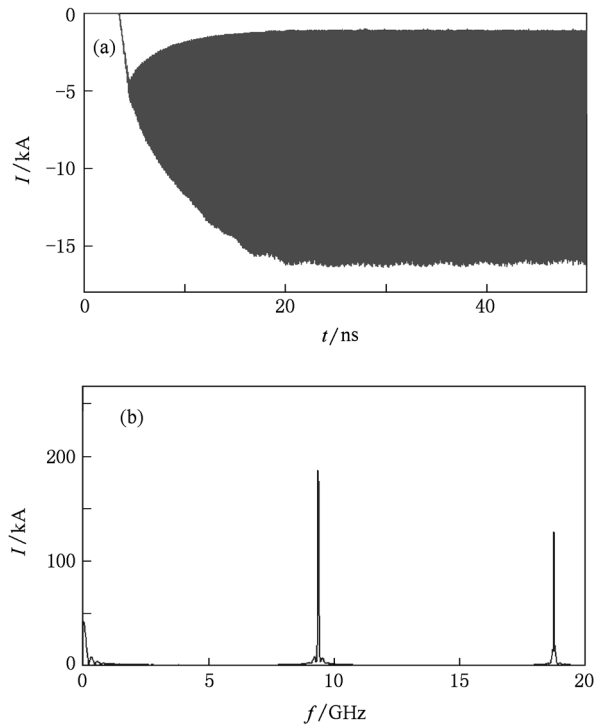


图 6 中间腔之后的调制束流波形及频谱 (a) 调制束流波形, (b) 调制束流频谱

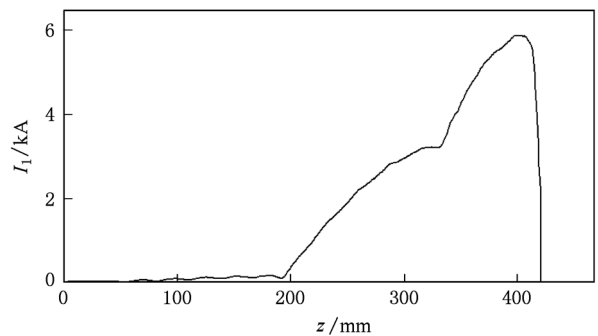


图 7 基频调制束流的变化

### 3.2. 微波提取的模拟设计

为了减小输出腔作用间隙处的电场强度、避免间隙电场击穿以及提高输出效率, 输出腔采用双间

隙结构. 同时,为了抑制角向不均匀模式的产生,输出耦合孔采用开环形结构. 图 8 为模拟计算时间  $t = 50 \text{ ns}$  时,电子的动量  $P_z$  随轴向距离  $z$  的变化. 图 9 所示为输出微波功率  $P_{\text{out}}$  随时间  $t$  的变化. 图 10 所示为输出腔微波输出间隙处电压  $V_{\text{out}}$  随时间  $t$  的变化以及间隙电压的频谱.

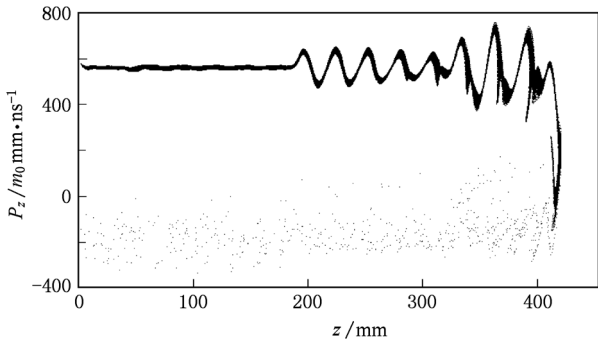


图 8 电子动量随轴向距离  $z$  的变化

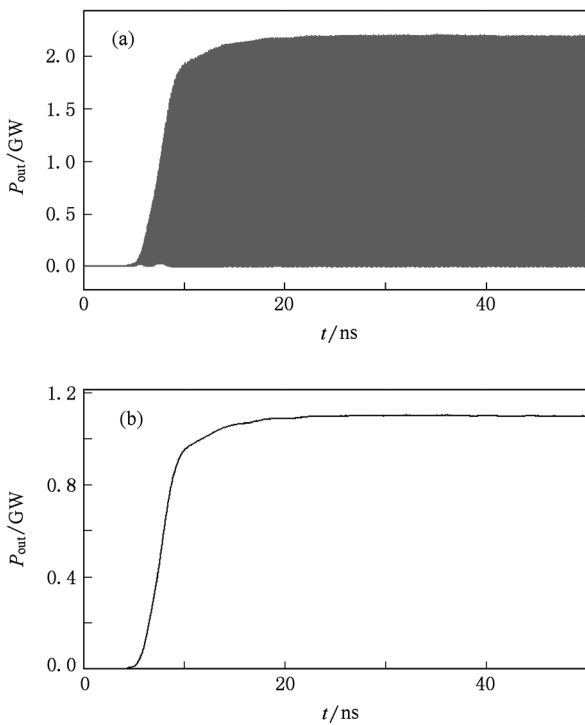


图 9 输出微波功率  $P_{\text{out}}$  随时间  $t$  的变化 (a) 微波波形, (b) 微波功率

从图 8 可以看出,有少量电子的动量  $P_z < 0$ ,即电子发生了反射. 这是由于这部分电子进入输出腔间隙时,正好处于高频场的最大减速时刻而减速过多,造成电子反向运动;但绝大部分电子的动量在输出腔间隙位置减小很多,说明大多数电子失去能

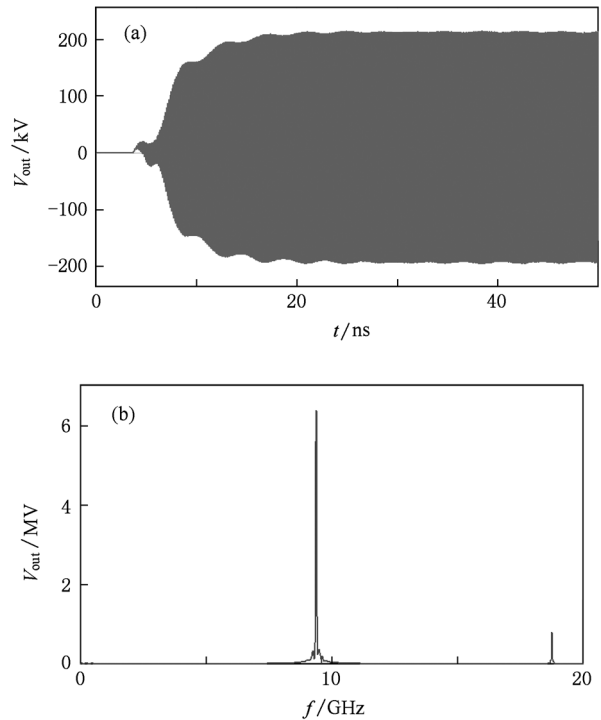


图 10 微波输出间隙电压波形及频谱 (a) 电压波形, (b) 电压频谱

量,总的效果是电子失去的能量转化成了微波. 由图 10 可知,输出微波没有其他杂波分量. 模拟得到输出微波功率约为  $1.1 \text{ GW}$ ,效率为  $37\%$ ,在同轴传输区,辐射场的分量主要为  $E_r$  和  $B_\phi$ , 输出微波的模式是横电磁波模式.

#### 4. 结 论

本文对同轴腔体间隙束流与电场的相互作用进行了分析,推导了同轴腔体间隙的耦合系数和电子负载电导. 结果发现,同轴腔体结构更有利于束流与腔体内电场的相互作用,可以提高束流与场相互作用的效率. 采用三维粒子模拟计算软件设计了  $10^4 \text{ W}$  级注入微波驱动的 X 波段 TRKA,产生了 GW 级的微波功率输出. 开展了 TRKA 的三维粒子模拟设计,工作频率为  $9.37 \text{ GHz}$ ,在注入微波功率为  $70 \text{ kW}$ 、束压为  $600 \text{ kV}$ 、束流为  $5 \text{ kA}$  的条件下,获得的输出微波功率达到  $1.1 \text{ GW}$ ,效率为  $37\%$ ,增益为  $42 \text{ dB}$ . 同时,输出微波没有杂频扰动,反射电子很少,有利于避免输出微波脉冲缩短以及抑制自激振荡的产生. 后续的实验研究还在进行中.

- [1] Benford J, Swegle J A 2008 *High Power Microwave* (2nd ed) (Beijing: National Defense Industry Press) pp35—82 (in Chinese) [Benford J, Swegle J A 2008 高功率微波(第二版)(中译本)(北京:国防工业出版社)第35—82页]
- [2] Friedman M, Pasour J, Smithe D 1999 *Am. Inst. Phys. Conf. Proc.* **474** 373
- [3] Huang H, Meng F B, Fan Z K, Li Z H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5344 (in Chinese) [黄华、孟凡宝、范植开、李正红 2006 物理学报 **55** 5344]
- [4] Pasour J, Smithe D, Ludeking L 2003 *Am. Inst. Phys. Conf. Proc.* **691** 141
- [5] Xie J L, Zhao Y X 1966 *Bunching Theory of Klystron* (Beijing: Science Press) pp24—45, 73—75, 201—211 (in Chinese) [谢家麟、赵永翔 1966 速调管群聚理论(北京:科学出版社)第24—45, 73—75, 201—211页]
- [6] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp387—392 (in Chinese) [张克潜、李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论(北京:电子工业出版社)第387—392页]
- [7] Electronic Tube Design Handbook Editorial Committee 1979 *High Power Klystron Design Handbook* (Beijing: National Defense Industry Press) pp45, 46 (in Chinese) [电子管设计手册编辑委员会 1979 大功率速调管设计手册(北京:国防工业出版社)第45, 46页]
- [8] Li Z H, Huang H, Chang A B, Meng F B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1564 (in Chinese) [李正红、黄华、常安碧、孟凡宝 2005 物理学报 **54** 1564]

## Design of X-band tri-axial relativistic klystron amplifier

Liu Zhen-Bang<sup>1)2)†</sup> Huang Hua<sup>2)</sup> Jin Xiao<sup>2)</sup> Chen Huai-Bi<sup>1)</sup>

1) (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 24 November 2010; revised manuscript received 4 July 2011)

### Abstract

In this paper, we analyze the interaction between electron beam and microwave in the coaxial cavity, and obtain the coupling coefficient of the coaxial cavity and the electronic load conductance. The X-band tri-axial relativistic klystron amplifier is designed and simulated. Simulation results show that coaxial cavity can increase the efficiency. With an input microwave power of 70 kW, electron beam voltage of 600 kV, and electron beam of 5 kA, we obtain a microwave with a power of 1.1 GW, frequency of 9.37 GHz, and an efficiency of 37%.

**Keywords:** coaxial cavity, the interaction of electron beam and microwave, X-band, tri-axial relativistic klystron amplifier

**PACS:** 84.40.Fe, 41.20.-q, 41.20.jb, 52.59.Ye

† E-mail: liuzb08@gmail.com