

栅控电子枪中轮辐栅网截止放大系数的研究*

李飞¹⁾²⁾ 肖刘¹⁾ 刘濮鲲^{1)†} 易红霞¹⁾²⁾ 万晓声¹⁾²⁾

1) (中国科学院电子学研究所, 中国科学院高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2011年4月27日收到; 2011年7月28日收到修改稿)

本文首先建立轮辐栅网结构模型, 分区计算其屏蔽系数和单个栅格内栅丝半径与该栅格面积之比, 结合 Spangenberg 书中的结论给出了轮辐栅网截止放大系数的新表达式, 然后详细地研究了栅丝半径、各环区所对球心角以及径向栅丝数目对截止放大系数的影响, 并计算了温度升高之后截止放大系数的变化, 最后给出了设计轮辐栅网的步骤和具体实例. 结果显示, 根据新表达式设计的栅网具有更好的稳定性和可靠性, 能够很好地解决平板正方形栅格近似中存在的问题.

关键词: 栅控电子枪, 轮辐栅网, 截止放大系数, 屏蔽系数

PACS: 85.45.Bz, 82.45.Fk, 79.10.-n

1 引言

球形电子枪在微波真空器件电子光学系统中扮演着重要的角色^[1-7]. 其中球形栅控电子枪由于体积小、重量轻和电流控制灵活等优点而在脉冲行波管中得到了广泛的应用. 作为栅控枪核心部件之一, 栅网及其特性的研究就显得十分重要, 而对于栅网截止放大系数的研究就成为重中之重.

截止放大系数是电极几何结构的函数, 通常的定义是: 当阳极加上额定电压 U_a 时, 使阴极电流为零 (或者是一个很小的量的时候) 所需的栅极负电压称为栅极截止电压 U_{c0} , U_a 与 U_{c0} 的绝对值之比即为截止放大系数

$$\mu_{c0} = \frac{U_a}{|U_{c0}|}. \quad (1)$$

在三极管中, 截止放大系数表征了阳极电压和栅极电压控制阴极电流的相对效能, 由于栅极离阴极较阳极近很多, 所以在栅极上加一个远小于阳极电压的负电压就可以将阴极电流截止, 从而实现小电压控制大电压的目的. 在相同的阳极电压下, 栅网的截止放大系数越大, 说明其对阴极电流的控制能力就越强.

早在上个世纪初期, Schottky^[8], Abraham^[9],

Laue^[10] 和 King^[11] 就在栅丝直径很小的假设下给出了平板三极管截止放大系数的计算公式, 随后 Vogdes 和 Elder 给出了在栅丝直径与栅丝之间的距离相比较, 而与栅极—阳极之间距离相比则很小的情况下三极管放大系数的计算公式^[12]. 1942年 Bernard Salzberg 计算了 Vogdes 和 Elder 假设条件不成立时平板三极管和圆柱三极管的截止放大系数^[13], 使理论预测向实际情况更靠近了一步, 同年 Eaglesfield 给出了具有正方形栅格三极管放大系数的经验结果^[14], 使得对栅网的研究开始细化. 在此之后到 1948 年之前关于三极管及其放大系数的研究成果都被总结在 Spangenberg 的著作中^[15]. 可以看出, 1948 年之前所研究的三极管结构都是平板或者是圆柱, 这是因为在数学上圆柱可以通过保角变换转换到平面上处理, 从而大大降低了问题的复杂程度, 而球三极管就不能通过简单的数学变形转换到平面上来处理, 所以球三极管的问题就只能在某些特殊情况下等效成平板或者圆柱来解决. 1960 年, Wolkstein^[16] 研究了脉冲行波管中栅控电子枪的特性, 利用文献 [15] 中给出的截止放大系数的公式并将栅格等效成正方形网格而得到了球三极管中截止放大系数的近似表达式, 理论预测结果与实验测量之间获得了较好的一致

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 60801030, 60931001) 资助的课题.

† E-mail: pkliu@mail.ie.ac.cn

性. 近 30 年对栅控电子枪中栅网截止放大系数的研究基本上沿用了以前的结论, 1981 年由电子管设计手册编辑委员会出版的著作^[17]以及 Molokosky 和 Sushkov 的著作中^[18], 都采用了 Spangenberg 书中的结论和 Wolkstein 的近似来研究栅控枪行波管. 最近几年美国的 UMRE (University of Maryland Electron Ring) 开展了一系列的实验来研究致密电子注的物理特性, 其中就包括对栅控电子枪的研究, 但其中的电子枪是平板三极管电子枪, 采用的栅格形状是正方形^[19-23].

当前对轮辐栅网截止放大系数进行研究很有必要, 这是因为: 1) 轮辐栅网是球面栅网, 其中栅格不是正方形, 用正方形来等效将会带来误差, 同时也不容易将栅网的设计与半锥角和栅网曲率半径联系起来; 2) 由于阴极表面电场和温度的不均匀导致了阴极面发射电流的不均匀, 这就相应地要求栅网的截止放大系数也是不均匀的, 而用平板正方形栅格近似则无法考虑这种不均匀性; 3) 横向栅丝半径、径向栅丝半径、径向栅丝数目以及各环区所以对球心角对栅网截止放大系数的影响是不同的, 而平板正方形栅格近似不能够区分这些差别; 4) 随着栅丝加工技术的提高, 从理论上设计更细的栅丝来防止阴极—栅极打火失效势在必行. 正是基于以上考虑, 本文将采用 Spangenberg 的书中提到的截止放大系数的表达式, 建立轮辐栅网的结构模型, 通过计算其屏蔽系数和单个栅格内栅丝半径与该栅格面积之比来给出轮辐栅网的截止放大系数, 并对此做了详细分析. 近年来对轮辐栅网的热分析表明^[24-27]在高温情况下其栅网曲率半径、栅丝半径以及栅极—阳极之间距离都会发生变化, 所以本文也计算了高温条件下轮辐栅网截止放大系数的增量并分析其影响因素. 最后给出了结合栅控电子枪特性参量设计轮辐栅网的一般步骤和具体实

例并与正方形栅格近似的结果做了比较.

2 轮辐栅网模型及其截止放大系数

在栅控枪中采用平板三极管近似把球形栅网截止放大系数表示成下面的形式^[15-17]:

$$\mu_{co} = \frac{2\pi d_{ga} k_g - \ln \cosh(\pi S_g)}{\ln \coth(\pi S_g)}, \quad (2)$$

其中 d_{ga} , k_g 和 S_g 分别表示栅极与阳极之间的距离、网孔中栅丝长度与栅孔面积之比以及屏蔽系数, 然后再根据正方形栅格近似得出 (2) 式中的 k_g 和 S_g 的近似表达式如下:

$$k_g \approx \frac{2}{d}, \quad S \approx \frac{4r_g}{d}, \quad (3)$$

其中 r_g 和 d 分别为栅丝半径和栅丝节距. 为了更准确地描述轮辐栅网, 建立如图 1 所示的轮辐栅网模型, 给出三个环区内 k_g 和 S_g 的表达式.

2.1 新的轮辐栅网截止放大系数表达式

如图 1 所示, 半径为 R_g 的半球面代表栅网面, 在栅网面上以 O 点为中心划分三个环带, 由内向外分别为第一、第二和第三横向栅丝环, 其横向环栅丝半径分别为 r_{g1} , r_{g2} 和 r_{g3} . 第一横向栅丝环及其内部为第一环区, 该区所以对球心角为 θ_1 ; 第二环区为第一横向栅丝环以外、第二栅丝环及其内部的球面部分, 所以对球心角为 θ_2 ; 同理第三环区包括第二横向栅丝环以外、第三横向栅丝环及其内部的球面部分, 所以对球心角为 θ_3 . 第一环区内的径向栅丝数目为 0, 网孔数目为 1, 而第二和第三环区内的径向栅丝数目和网孔数目分别为 N_2 和 N_3 , 而径向栅丝半径分别为 r_{v2} 和 r_{v3} .

第一环区内只有一个网孔, 根据 k_g 和 S_g 的定义, 该环区内两者的表达式如下:

$$k_{g1} = \frac{2\pi R_g \sin \theta_1}{4\pi R_g^2 \frac{1 - \cos \theta_1}{2}} = \frac{1}{R_g} \operatorname{ctg} \frac{\theta_1}{2}, \quad (4)$$

$$S_{g1} = \frac{4\pi R_g^2 \left[\frac{1 - \cos \theta_1}{2} - \frac{1 - \cos(\theta_1 - 2r_{g1}/R_g)}{2} \right]}{4\pi R_g^2 \cdot \frac{1 - \cos \theta_1}{2}} = \frac{\cos(\theta_1 - 2r_{g1}/R_g) - \cos \theta_1}{1 - \cos \theta_1}. \quad (5)$$

将 (4) 和 (5) 式代入 (2) 式就得到第一环区内截止放大系数的表达式

$$\mu_{co1} = \frac{2\pi \frac{d_{ga}}{R_g} \operatorname{ctg} \frac{\theta_1}{2} - \ln \cosh \left[\pi \cdot \frac{\cos(\theta_1 - 2r_{g1}/R_g) - \cos \theta_1}{1 - \cos \theta_1} \right]}{\ln \coth \left[\pi \cdot \frac{\cos(\theta_1 - 2r_{g1}/R_g) - \cos \theta_1}{1 - \cos \theta_1} \right]}. \quad (6)$$

第二环区内网孔数和径向栅丝数都为 N_2 , k_g 和 S_g 的表达式如下:

$$k_{g2} = \frac{\theta_2 R_g + \frac{2\pi R_g \cdot \sin(\theta_1 + \theta_2)}{N_2} - 2r_{g2}}{4\pi R_g^2 \left[\frac{1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)}{2} - \frac{1 - \cos\theta_1}{2} \right]} = \frac{N_2 \theta_2 + 2\pi \sin(\theta_1 + \theta_2) - 2N_2 \frac{r_{g2}}{R_g}}{2\pi R_g [\cos\theta_1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)]}, \quad (7)$$

$$S_{g2} = \frac{4\pi R_g^2 \left[\frac{1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)}{2} - \frac{1 - \cos(\theta_1 + \theta_2 - 2r_{g2}/R_g)}{2} \right] + N_2 (\theta_2 - 2\frac{r_{g2}}{R_g}) R_g \cdot 2r_{v2}}{4\pi R_g^2 \left[\frac{1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)}{2} - \frac{1 - \cos\theta_1}{2} \right]} = \frac{\pi \cdot \left[\cos\left(\theta_1 + \theta_2 - \frac{2r_{g2}}{R_g}\right) - \cos(\theta_1 + \theta_2) \right] + N_2 \left(\theta_2 - \frac{2r_{g2}}{R_g}\right) \cdot \frac{r_{v2}}{R_g}}{\pi \cdot [\cos\theta_1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)]}. \quad (8)$$

同时 N_2 必须满足 $N_2 \times 2r_{v2} < 2\pi R_g \sin\theta_1$, 即

$$N_2 < \pi \sin\theta_1 \cdot \frac{R_g}{r_{v2}}, \quad N_2 \in N^+. \quad (9)$$

将 (7) 和 (8) 式代入 (2) 式就得到第二环区内截止放大系数的表达式.

第三环区内网孔数和径向栅丝数都为 N_3 , 通过在 (7) 和 (8) 式中作下列代换:

$$N_2 \rightarrow N_3, \theta_1 \rightarrow \theta_1 + \theta_2, \theta_2 \rightarrow \theta_3, \theta_1 + \theta_2 \rightarrow \theta_1 + \theta_2 + \theta_3, r_{g2} \rightarrow r_{g3}, r_{v2} \rightarrow r_{v3}, \quad (10)$$

就可以得到第三个环区内 k_g 和 S_g 的表达式及截止放大系数的表达式 μ_{co3} . 同时 N_3 必须满足 $N_3 \times 2r_{v3} < 2\pi R_g \sin(\theta_1 + \theta_2)$, 即

$$N_3 < \pi \sin(\theta_1 + \theta_2) \cdot \frac{R_g}{r_{v3}}, \quad N_3 \in N^+. \quad (11)$$

同理可得第 $i (i > 1)$ 个区域的 k_g 和 S_g , 代入 (2) 式就可以得到该环区的截止放大系数的表达式.

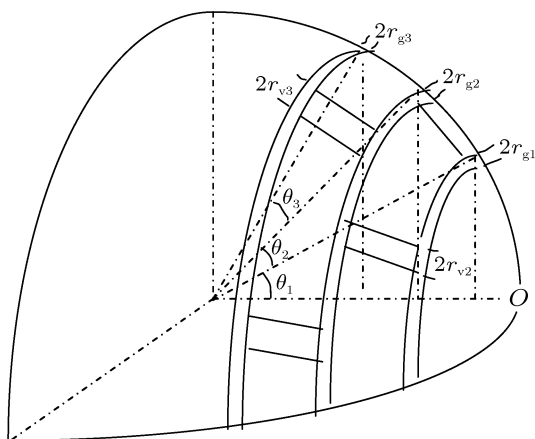


图 1 轮辐栅网示意图

2.2 栅网中栅丝半径、径向栅丝数目和环区所对球心角对其截止放大系数的影响

与正方形栅格近似不同, 在新的截止放大系数表达式中, 可以很清楚地研究栅丝半径、径向栅丝数目和环区所对球心角的影响.

从图 2(a) 可以看出, 在各个环区内随着径向栅丝数目和栅丝半径的增加, 截止放大系数增加. 第一环区内由于径向栅丝数目为零而对截止放大系数的影响相对较小. 第二环区和第三环区则不同, 当归一化栅丝半径超过 0.005 或者径向丝数目超过 18 时, 截止放大系数会随着栅丝半径的增加迅速增加. 而观察右边的局部放大图 (图 2(b)), 当归一化栅丝半径小于 0.0015 或者各个环区内径向栅丝数目不超过 10 时, 各个环区内的截止放大系数相差不大并且随栅丝半径的变化十分平缓.

从物理上解释上述关系就是, 当径向栅丝数目和栅丝半径增加的时候, 栅更多地屏蔽了阴极, 那么控制阴极电流的能力就进一步增强, 所以截止放大系数就会变大; 但是当径向栅丝数目较小 (不超过 10) 时, 由于栅丝半径远远小于栅网曲率半径, 随着栅丝半径的增加, 栅网的屏蔽面积不会显著增加, 所以栅网对阴极电流的控制能力不会显著增强, 截止放大系数也就不会迅速增加, 而当径向栅丝数目较大时, 栅网屏蔽阴极的面积会对栅丝半径的变化非常敏感, 所以栅丝半径的增加会导致截止放大系数迅速增加.

当改变横向栅丝与径向栅丝的半径时, 截止放大系数的变化情况如图 3 和图 4 所示. 由于第一环区内没有径向栅丝, 所以在图 4 中就没有出现该环区的截止放大系数. 对比图 3 和图 4 可以看出, 当归一化栅丝半径小于 0.005 时, 横向栅丝半径与径

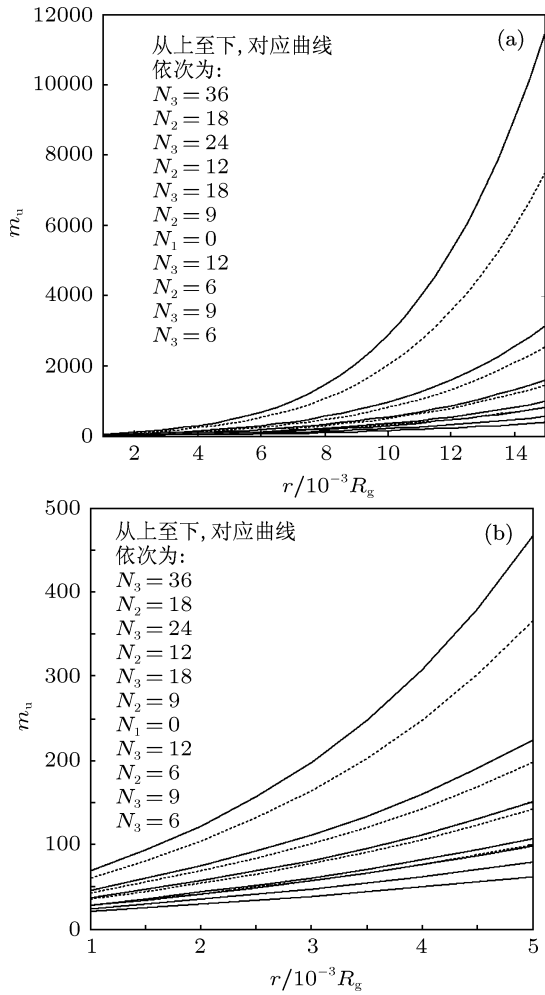


图2 (a) 截止放大系数 (m_u) 随归一化栅丝半径 (r) 的变化 ($r_{g2} = r_{g3} = r_{v2} = r_{v3} = r, \theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 5^\circ, R_g = 8.1788$ cm); (b) 截止放大系数随归一化栅丝半径 (r) 的变化 ($r_{g2} = r_{g3} = r_{v2} = r_{v3} = 5^\circ, R_g = 8.1788$ cm)

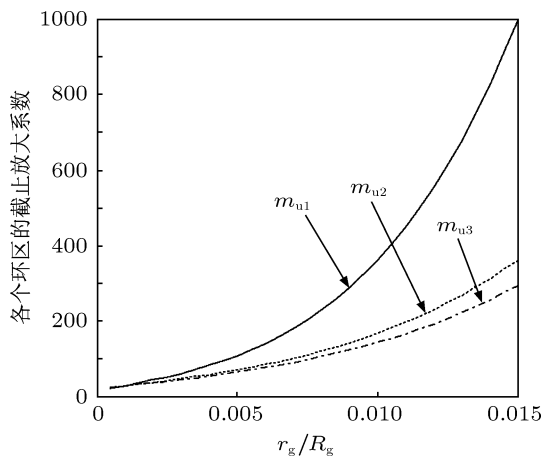


图3 截止放大系数随归一化横向栅丝半径 (r_g) 的变化 ($r_{g2} = r_{g3} = r_g, \theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 5^\circ, r_{v2}/R_g = r_{v3}/R_g = 0.001, N_2 = 6, N_3 = 12$)

向栅丝半径的变化对两个环区内的截止放大系数基本上没有影响, 当归一化栅丝半径大于 0.005 时,

横向栅丝半径对两个环区内截止放大系数的影响要比径向栅丝半径的影响大很多. 值得注意的是在图 3 中第二环区的截止放大系数比第三环区的更大一些, 而在图 4 中这个顺序正好相反. 这就说明当横向栅丝半径确定之后, 调整径向栅丝半径会对第三环区的截止放大系数产生更大的影响, 这是第三环区栅丝数目较多的缘故. 可以设想如果第三环区的径向栅丝数目再增加一些, 那么该环区内的截止放大系数对径向栅丝半径的变化会更敏感一些; 而当径向栅丝半径确定之后, 调整横向栅丝半径会引起第二环区截止放大系数更多的变化.

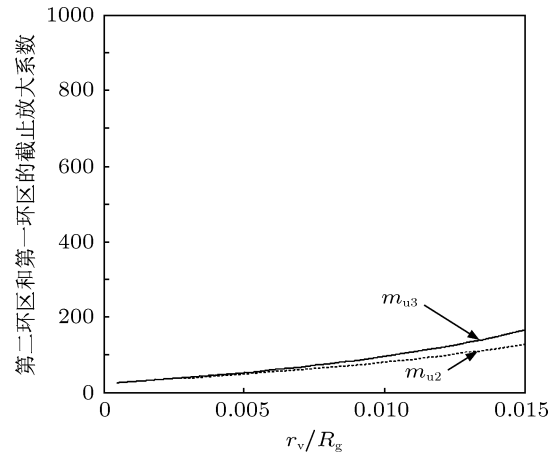


图4 截止放大系数随归一化径向栅丝半径 (r_v) 的变化 ($r_{v2} = r_{v3} = r_v, \theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 5^\circ, r_{g2}/R_g = r_{g3}/R_g = 0.001, N_2 = 6, N_3 = 12$)

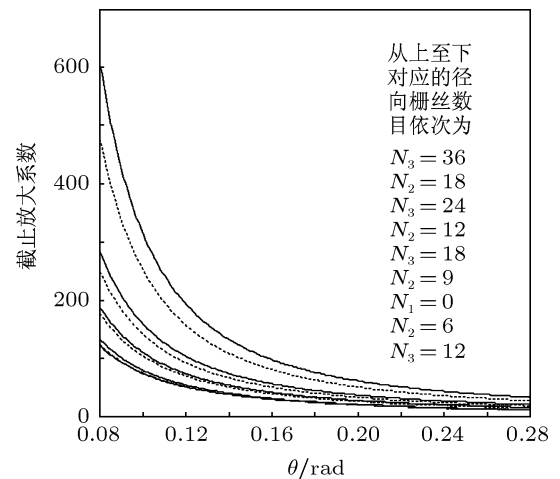


图5 截止放大系数随各个环区球心角 (θ) 的变化 ($r_{g2} = r_{g3} = r_{v2} = r_{v3} = r, \theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \theta, r/R_g = 0.005$)

截止放大系数随各个环区球心角的变化曲线绘制在图 5 中. 从图中可以看出, 三个环区内的截止放大系数都随着环区所对球心角的增加而降低, 当三个环区所对球心角较大 (接近 0.28 rad) 时, 各环区截止放大系数都降到了 100 以内, 径向栅丝数

目的影响也就大大减弱. 这是因为在栅丝半径远小于栅网曲率半径的情况下, 随着所对球心角的增加, 各个环区的栅网面积迅速增加而屏蔽面积却增加得很少, 栅格变大, 使得栅网控制阴极电流的能力下降而反映为截止放大系数的减小.

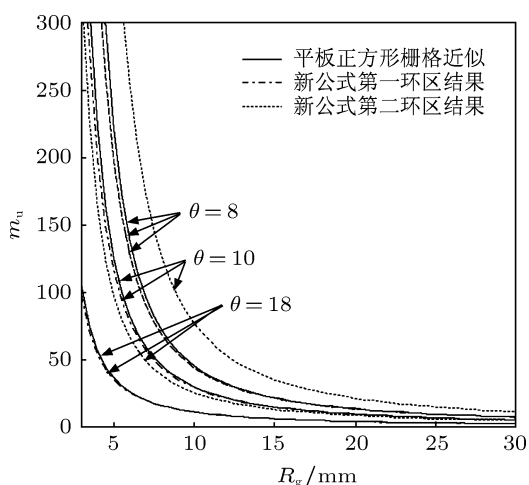


图 6 截止放大系数随栅网曲率半径和半锥角改变 ($r_{g1} = r_{g2} = r_{v2} = r_g = 0.0234 \text{ mm}$, $N_2 = 19$)

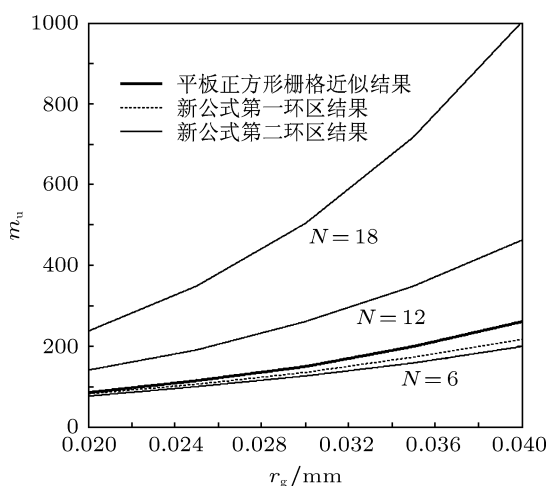


图 7 截止放大系数随栅丝半径以及径向栅丝数目的变化 ($\theta_1 = \theta_2 = \theta = 4^\circ$, $R_g = 6.728 \text{ mm}$, $d_{ga} = 2.318 \text{ mm}$)

2.3 正方形栅格近似与新公式的比较

为了比较平板正方形栅格近似与新公式得到的预测结果, 文章假设每一个轮辐栅网都划分为球心角相同的两个环区, 其中的横向环栅丝半径与径向栅丝半径都相等. 用正方形栅格近似所得结果中的栅丝节距为栅网曲率半径与该环所对球心角乘积, 于是在两个环区内用平板正方形栅格所预测的截止放大系数值相同. 将截止放大系数随栅网曲率半径和阴极半锥角改变而变化的曲线绘于图 6 中, 将截止放大系数随栅丝半径和径向栅丝数目改变

而变化的曲线绘于图 7 中.

观察图 6 可以看出, 不论是在哪一个环区, 随着栅网曲率半径变大, 正方形栅格近似与新公式预测的结果趋于相同, 这是因为平板是球面曲率半径无限大时的极限情况. 图 7 则显示随着栅丝半径的增加, 正方形栅格近似与新公式的预测值偏离越来越大. 比较两图可以看出, 随着半锥角和径向栅丝数目的增加, 由平面正方形栅格近似引起的误差越来越大, 这主要由近似误差的积累所致, 这也就是图中正方形栅格近似结果与新公式第一环区所得结果最为接近的原因. 另外需要注意的一点是图 7 中当径向栅丝数目较小时, 正方形栅格近似的结果要高于新公式预测的结果, 而当栅丝数目较大时的情况却正好相反.

3 受热之后轮辐栅网的截止放大系数增量

3.1 热形变引起的截止放大系数增量

根据 (2) 式, 将第一环区、第二环区和第三环区的截止放大系数统一写成下面的形式:

$$\mu_{coi}(d_{ga}, k_{gi}, S_{gi}) = \frac{2\pi d_{ga} k_{gi} - \ln \cosh(\pi S_{gi})}{\ln \coth(\pi S_{gi})}, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (12)$$

利用下面的求导公式:

$$\begin{aligned} (\cosh x)' &= \sinh x, \\ (\coth x)' &= 1 - (\coth x)^2, \end{aligned} \quad (13)$$

对 (12) 式求全微分得到

$$\begin{aligned} d\mu_{coi} &= \frac{\partial \mu_{coi}}{\partial d_{ga}} \cdot \Delta d_{ga} + \frac{\partial \mu_{coi}}{\partial k_{gi}} \cdot \Delta k_{gi} + \frac{\partial \mu_{coi}}{\partial S_{gi}} \cdot \Delta S_{gi} \\ &= \frac{2\pi k_{gi}}{\ln \coth(\pi S_{gi})} \cdot \Delta d_{ga} + \frac{2\pi d_{ga}}{\ln \coth(\pi S_{gi})} \\ &\quad \times \Delta k_{gi} + \pi \ln \coth(\pi S_{gi}) \left[\frac{2\mu_{coi}}{\sinh(2\pi S_{gi})} \right. \\ &\quad \left. + \tanh(\pi S_{gi}) \right] \cdot \Delta S_{gi}, \quad (i = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (14)$$

从 (14) 可以看出, 截止放大系数的增量由 Δd_{ga} , Δk_{gi} 和 ΔS_{gi} 三个增量来共同决定. 为了研究这三个增量, 令

$$\theta'_i = \theta_1 + \dots + \theta_i, \quad (i = 1, 2, 3), \quad (15)$$

结合 (2), (3) 和 (15) 式可以求得第一环区内 d_{ga} , k_g

和 S_g 的增量

$$\Delta k_{g1} = -\text{ctg} \frac{\theta_1}{2} \cdot \frac{\Delta R_g}{R_g^2}, \quad (16)$$

$$\Delta S_{g1} = \frac{2 \sin(\theta_1 - 2r_{g1}/R_g)}{1 - \cos \theta_1} \times \left(\frac{r_{g1}}{R_g^2} \cdot \Delta R_g - \frac{1}{R_g} \cdot \Delta r_{g1} \right). \quad (17)$$

因为在栅控枪中 $r_{g1} \ll R_g$, 所以 (17) 式中的第一项就可以忽略不计, 于是就有

$$\Delta S_{g1} \approx -\frac{2 \sin(\theta_1 - 2r_{g1}/R_g)}{R_g(1 - \cos \theta_1)} \cdot \Delta r_{g1}. \quad (18)$$

将 (16) 式和 (18) 式代入 (14) 式就得到第一环区截止放大系数的增量

$$d\mu_{co1} = f_{11} \cdot \frac{\Delta d_{ga}}{R_g} + f_{12} \cdot \frac{\Delta R_g}{R_g}$$

$$+ f_{13} \cdot \frac{\Delta r_{g1}}{R_g}, \quad (19)$$

其中

$$f_{11} = \frac{2\pi \text{ctg}(\theta_1/2)}{\ln \coth(\pi S_{g1})}, \quad (19a)$$

$$f_{12} = -\frac{2\pi \text{ctg}(\theta_1/2)}{\ln \coth(\pi S_{g1})} \cdot \frac{d_{ga}}{R_g}, \quad (19b)$$

$$f_{13} = -\frac{2\pi \sin(\theta_1 - 2r_{g1}/R_g) \ln \coth(\pi S_{g1})}{1 - \cos \theta_1} \times \left[\frac{2\mu_{co1}}{\sinh(2\pi S_{g1})} + \tanh(\pi S_{g1}) \right]. \quad (19c)$$

结合 (7), (8) 和 (15) 式得到第二环区内 d_{ga} , k_g 和 S_g 的增量

$$\Delta k_{g2} = \frac{1}{2\pi R_g(\cos \theta_1 - \cos \theta'_2)} \left\{ \left[4N_2 \frac{r_{g2}}{R_g} - (N_2 \theta_2 + 2\pi \sin \theta'_2) \right] \frac{\Delta R_g}{R_g} - 2N_2 \cdot \frac{\Delta r_{g2}}{R_g} \right\}, \quad (20)$$

$$\Delta S_{g2} = \left\{ \left[2\pi \frac{r_{g2}}{R_g} \sin \left(\theta'_2 - 2 \frac{r_{g2}}{R_g} \right) - N_2 \theta_2 \frac{r_{v2}}{R_g} \right] \frac{\Delta R_g}{R_g} - 2 \left[\pi \sin \left(\theta'_2 - 2 \frac{r_{g2}}{R_g} \right) + N_2 \frac{r_{v2}}{R_g} \right] \frac{\Delta r_{g2}}{R_g} + N_2 \left(\theta_2 - 2 \frac{r_{g2}}{R_g} \right) \frac{\Delta r_{v2}}{R} \right\} \left[\pi(\cos \theta_1 - \cos \theta'_2) \right]^{-1}. \quad (21)$$

由 $r_{g2} \ll R_g$, $r_{v2} \ll R_g$ 并且结合 (11) 式, (21) 式中已经略去了高阶小量 $N_2 r_{g2} \cdot r_{v2} \cdot \Delta R_g / R_g^3$. 将 (20) 和 (21) 式代入 (14) 式就得到第二环区截止放大系数的增量

$$d\mu_{co2} = f_{21} \cdot \frac{\Delta d_{ga}}{R_g} + f_{22} \cdot \frac{\Delta R_g}{R_g} + f_{23} \cdot \frac{\Delta r_{g2}}{R_g} + f_{24} \cdot \frac{\Delta r_{v2}}{R_g}, \quad (22)$$

$$f_{21} = \frac{N_2 \theta_2 + 2\pi \sin \theta'_2 - 2N_2(r_{g2}/R_g)}{(\cos \theta_1 - \cos \theta'_2) \ln \coth(\pi S_{g2})}, \quad (22a)$$

$$f_{22} = \frac{1}{(\cos \theta_1 - \cos \theta'_2)} \left\{ \frac{(d_{ga}/R_g)}{\ln \coth(\pi S_{g2})} \left[4N_2 \frac{r_{g2}}{R_g} - (N_2 \theta_2 + 2\pi \sin \theta'_2) \right] + \ln \coth(\pi S_{g2}) \right. \\ \left. \times \left[\frac{2\mu_{co2}}{\sinh(2\pi S_{g2})} + \tanh(\pi S_{g2}) \right] \left[2\pi \frac{r_{g2}}{R_g} \sin \left(\theta'_2 - 2 \frac{r_{g2}}{R_g} \right) - N_2 \theta_2 \frac{r_{v2}}{R_g} \right] \right\}, \quad (22b)$$

$$f_{23} = -\frac{2}{(\cos \theta_1 - \cos \theta'_2)} \left\{ \frac{N_2 \cdot (d_{ga}/R_g)}{\ln \coth(\pi S_{g2})} + \ln \coth(\pi S_{g2}) \right. \\ \left. \times \left[\frac{2\mu_{co2}}{\sinh(2\pi S_{g2})} + \tanh(\pi S_{g2}) \right] \left[\pi \sin \left(\theta'_2 - 2 \frac{r_{g2}}{R_g} \right) + N_2 \frac{r_{v2}}{R_g} \right] \right\}, \quad (22c)$$

$$f_{24} = \frac{N_2 \ln \coth(\pi S_{g2})}{(\cos \theta_1 - \cos \theta'_2)} \left[\frac{2\mu_{co2}}{\sinh(2\pi S_{g2})} + \tanh(\pi S_{g2}) \right] \left(\theta_2 - \frac{2r_{g2}}{R_g} \right). \quad (22d)$$

通过在 (22a)—(22d) 式中做下列替换:

$$N_2 \rightarrow N_3, \theta_2 \rightarrow \theta_3, \theta_1 \rightarrow \theta'_2, \theta'_2 \rightarrow \theta'_3, r_{g2} \rightarrow r_{g3}, \\ r_{v2} \rightarrow r_{v3}, S_{g2} \rightarrow S_{g3}, \mu_{co2} \rightarrow \mu_{co3}, \quad (23)$$

就可以得到第三环区截止放大系数的增量 $d\mu_{co3}$ 中相应的系数 $f_{31}, f_{32}, f_{33}, f_{34}$.

3.2 受热形变后各个量的变化对截止放大系数的影响

在电子枪工作过程中, 阴极温度最高, 栅极次之, 阳极最低, 三者的形变也可以按此顺序排列, 所以可以忽略阳极和半锥角的热形变. 在高温下, 由

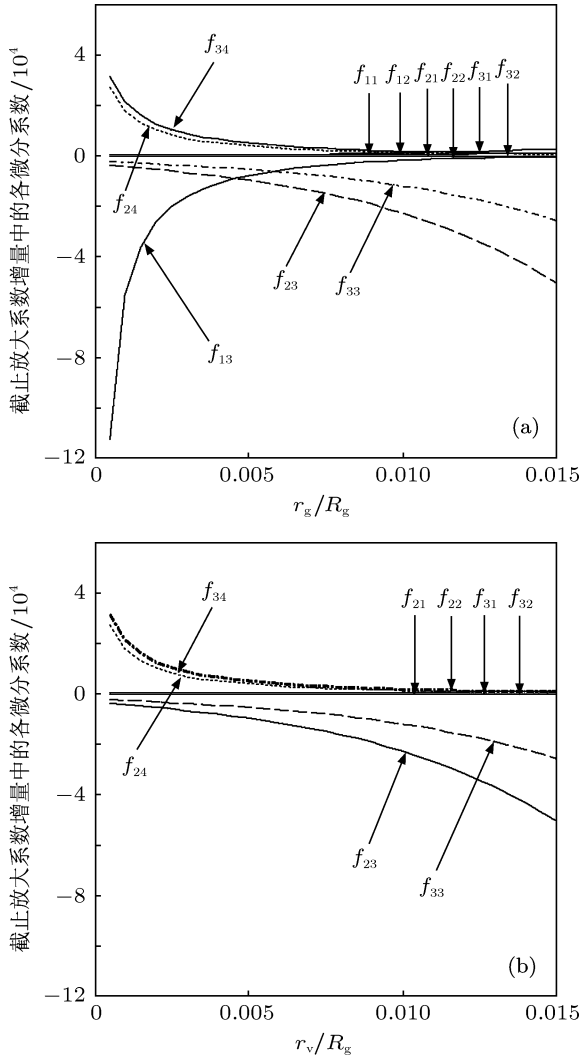


图 8 (a) 截止放大系数增量中各微分系数随归一化横向栅丝半径的变化 ($r_{v2} = r_{v3} = r_v$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 5^\circ$, $r_{v2}/R_g = r_{v3}/R_g = 0.001$, $N_2 = 6, N_3 = 12$); (b) 截止放大系数增量中各微分系数随归一化径向栅丝半径的变化 ($r_{v2} = r_{v3} = r_v$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 5^\circ$, $r_{g2}/R_g = r_{g3}/R_g = 0.001$, $N_2 = 6, N_3 = 12$)

于阴极筒的热膨胀系数比阴极材料的热膨胀系数大, 所以阴极组件的热膨胀就主要由阴极筒的热膨胀造成, 从而使阴极和栅极的距离缩短, 同时阴极边缘的热形变要大于阴极中心的热膨胀, 所以使得阴极凹面要发生变化. 这个变化的效果等效于阴极的曲率半径变小, 同时阴极的径向形变会导致阴极截面半径增大, 所以热形变之后阴极的热发射电流会变大. 栅极与阴极很近, 栅极温度比阴极温度要低但是两者很接近. 与阴极不同的是, 栅丝的热形变受到温度较低的聚焦极限制, 只能向阴极方向膨胀, 这就使得栅极与阴极的距离减小, 栅极的曲率半径 R_g 减小 ($\Delta R_g < 0$), 而栅极与阳极之间的距离 d_{ga} 以及栅丝半径 r_g 和 r_v 都会增大 ($\Delta d_{ga} > 0$,

$\Delta r_g > 0, \Delta r_v > 0$). 假设上述各个量的归一化变化量的绝对值是相等的, 那么由这些量的变化而引起的截止放大系数的变化就决定于它们前面的系数.

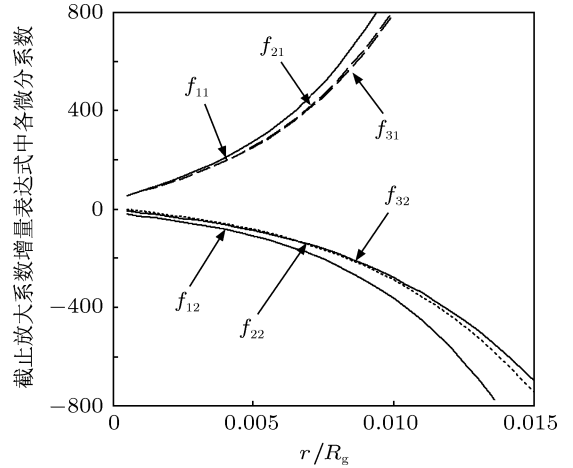


图 9 截止放大系数增量表达式中各微分系数随归一化栅丝半径的变化 (局部) ($r_{g2} = r_{g3} = r_{v2} = r_{v3} = r$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 5^\circ$, $R_g = 8.1788$ cm, $N_2 = 6, N_3 = 12$)

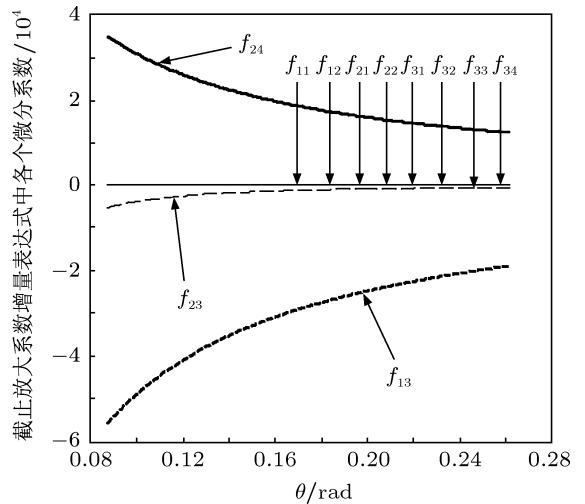


图 10 截止放大系数增量表达式中各个微分系数随各环区所对球心角的变化 ($r_{g2} = r_{g3} = r_{v2} = r_{v3} = r$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \theta$, $r/R_g = 0.0001$, $d_{ga}/R_g = 0.39658385$, $N_2 = 12, N_3 = 24$)

观察图 8 可以看出, 栅网受热形变后截止放大系数的变化主要由栅丝半径的变化引起, 虽然各个微分系数随横向栅丝半径和径向栅丝半径的变化趋势基本相同, 但它们的变化对截止放大系数的影响却是不同的. 横向栅丝半径的增加使得截止放大系数降低, 而且当归一化横向栅丝半径小于 0.005 时, 主要影响第一环区的截止放大系数, 当归一化横向栅丝半径大于 0.005 时, 更多地使第二和第三环区的截止放大系数降低; 与横向栅丝不同, 径向栅丝半径的增加使得栅网截止放大系数升高, 而且

其影响范围主要集中在横向栅丝半径小于 0.01 的范围内. 发生上述现象的主要原因是横向栅丝半径的增加更多地使栅网的面积增加, 而径向栅丝半径的增加更多地使屏蔽面积增加. 相对于栅丝半径增加的影响, 栅网曲率半径和栅极 — 阳极距离的变化对其截止放大系数的影响要小得多. 综合上述各个量的效果可以知道温度升高会使得栅网的截止放大系数降低.

在图 8 中我们无法看清楚栅极 — 阳极距离和栅网曲率半径的变化对各个微分系数的影响, 而从图 9 的局部放大图中却可以看到这一点. 值得注意的是, 因为 $\Delta R_g < 0$, 虽然在图 9 中看到代表栅网曲率半径变化的微分系数 f_{12}, f_{22} 和 f_{32} 为负值 (曲线向下弯曲), 但是栅网受热之后的变化却是使得截止放大系数增加. 于是, 栅网受热形变之后栅极 — 阳极距离的增加和栅网曲率半径的减小都使其截止放大系数升高了, 升高的幅度随栅丝半径的增加而增加.

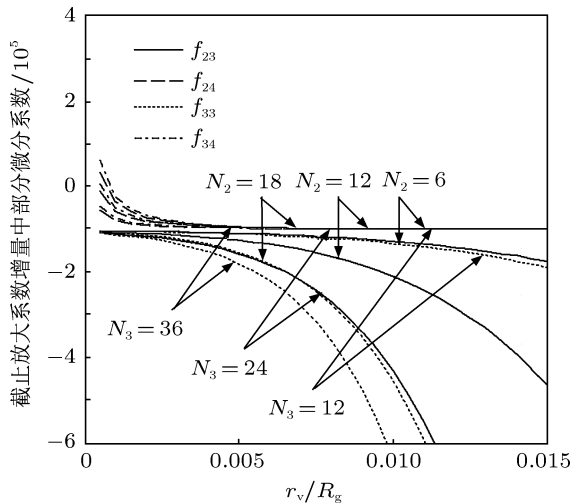


图 11 截止放大系数增量中各微分系数在径向栅丝数目变化时随归一化栅丝半径变化 ($r_{g2} = r_{g3} = r_{v2} = r_{v3} = r$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 5^\circ$, $R_g = 8.1788$ cm, $d_{ga}/R_g = 0.39658385$)

截止放大系数增量随各环区所对球心角的变化如图 10 所示. 一个很值得注意的地方是第三环区的截止放大系数增量中各系数不随球心角的变化而变化, 这主要是因为第三环区内径向栅丝数目较多, 从而所对球心角的变化导致的栅网面积的变化与栅丝屏蔽面积的变化对截止放大系数的影响相互抵消. 不论在哪一个环区, 截止放大系数的变化随着所对球心角的增加而减小. 从图 11 中可以看出, 不论在第二环区还是在第三环区, 径向栅丝数目越多, 就会使截止放大系数随横向栅丝半径增

加而下降的速度越快, 但是径向栅丝半径增加带来的影响随径向栅丝数目的变化很不明显. 这就说明在设计轮辐栅网的时候, 在栅丝数目越多的环区, 其截止放大系数受热后会降低的越多, 所以在开始时该环区截止放大系数的设计值就要高于要求值.

需要指出的是, 栅丝半径变化对栅网截止放大系数的影响最大这个结论是在栅网曲率半径、阴极 — 阳极距离、横向栅丝半径和径向栅丝半径等各个变化量的绝对值都相等的情况下得出的. 但是在实际的微波管中栅丝半径是远远小于栅极 — 阳极距离和栅网曲率半径的, 因此其受热之后的变化量也会远远小于后者的变化量, 因此栅网受热之后其截止放大系数是升高还是降低, 还要取决于两者热形变的相对大小, 若后者的热形变远大于前者, 受热之后栅网的截止放大系数也有可能是升高而不是降低.

4 辐栅网的设计

4.1 轮辐栅网的设计步骤

通常栅控电子枪中栅网的设计都是在无栅枪的基础上进行的 [5,16]. 当无栅枪设计好以后, 电子枪半锥角 θ 、截止放大系数 μ_{co} 、阴极半径 R_c 以及阳极半径 R_a 都已经确定下来, 在确定栅极 — 阳极距离 d_{ga} 之后就可以选择一个屏蔽系数值 S_g 进行栅网的设计. 基于第二部分和第三部分的讨论, 在这里轮辐栅网的设计分三个区域来考虑, 在每一个区域内要确定环区所对球心角、横向栅丝半径以及径向栅丝半径和数目.

先来看第一环区的情况. 在该环区内径向栅丝数目为零, 因此无需考虑径向栅丝半径; 下面就来确定 μ_{co1} , r_{g1} 和 θ_1 . 虽然截止放大系数 μ_{co} 已经确定下来, 但是从前面的讨论知道温度升高之后横向栅丝半径的增加会使得截止放大系数降低, 所以该环区内截止放大系数的设计值 μ_{co1} 要稍大于 μ_{co} ; 当该环区内的屏蔽系数和截止放大系数值都确定下来之后, 根据 (2) 式可以把 k_{g1} 确定下来, 然后根据 (4) 式确定该环区所对球心角 θ_1 , 最后从 (5) 式得到横向栅丝半径 r_{g1} . 将上述过程用式子表示如下:

$$k_{g1} = \frac{\mu_{co1} \cdot \ln \coth(\pi \cdot S_{g1}) + \ln \cosh(\pi \cdot S_{g1})}{2\pi \cdot d_{ga}},$$

$$\theta_1 = 2\text{arccotg}(k_{g1} \cdot R_g),$$

$$r_{g1} = R_g \left\{ \theta_1 - \arccos \left[S_{g1} (1 - \cos \theta_1) \right] \right.$$

$$+ \cos \theta_1 \Big] \Big\} / 2. \quad (24)$$

在第二环区内要确定 $N_2, \mu_{co2}, r_{g2}, r_{v2}$ 和 θ_2 . 该环区所对的球心角可以通过近似利用 $\theta_2 = (\theta - \theta_1)/2$ 而得到; 但由图 5 第二环区所对球心角应该比第三环区所对球心角稍微小一些; 由第三部分的分析知道: 温度升高之后栅丝的形变会引起截止放大系数的降低, 而且降低的幅度随着径

向栅丝数目的增加而增大, 因此该环区截止放大系数 μ_{co2} 就应该稍大于 μ_{co1} , 当然第三环区的截止放大系数值比 μ_{co2} 更大一些, 则由 (2) 式就可以确定 k_{g2} , 然后根据 (7) 式就得到该环区横向栅丝半径的表达式, 由该表达式中分子大于零结合 (9) 式确定径向栅丝数目 N_2 , 最后通过 (8) 式得到该环区内的径向栅丝半径. 上述过程用式子表达如下:

$$k_{g2} = \left[\mu_{co2} \cdot \ln \coth(\pi \cdot S_{g2}) + \ln \cosh(\pi \cdot S_{g2}) \right] / 2\pi \cdot d_{ga},$$

$$\frac{2\pi \{ k_{g2} \cdot R_g [\cos \theta_1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)] - \sin(\theta_1 + \theta_2) \}}{\theta_2} < N_2 \leq \pi \sin \theta_1 \cdot \frac{R_g}{r_{v2}}, \quad (25)$$

$$r_{g2} = R_g \cdot \{ N_2 \theta_2 + 2\pi \sin(\theta_1 + \theta_2) - 2\pi \cdot k_{g2} \cdot R_g \cdot [\cos \theta_1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)] \} / 2N_2,$$

$$r_{v2} = \frac{\pi R_g \{ S_{g2} [\cos \theta_1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)] - [\cos(\theta_1 + \theta_2) - 2r_{g2} R_g] - \cos(\theta_1 + \theta_2) \}}{N_2(\theta_2 - 2r_{g2}/R_g)},$$

其中栅丝数目一般取 (25) 式第二式范围内的最小正整数即可. 同理在 (25) 式中通过如 (10) 式的代换并且结合 (11) 式就可以得到第三环区的各个参量.

径也更细. 为了检验两种方法设计所得栅网的性能, 我们比较了当阴极 — 栅极距离发生变化时, 两个栅网截止放大系数的变化情况, 如图 12 和图 13 所示. 两图明确地显示不论是在 Muller 型电子枪中还是功率行波管电子枪中, 由新方法设计的栅网在栅极 — 阴极距离发生变化时, 其截止放大系数更接近要求值, 这就说明用新公式设计的栅网稳定性和可靠性更好. 至于在图 12 中平板正方形栅格近似结果比新公式设计结果偏高, 而在图 13 中情况正好相反, 这是由两个栅网中径向栅丝数目的不同而导致的, 很明显功率行波管中栅网的径向栅丝数目比 Muller 型电子枪中栅网的径向栅丝数目多得多, 由图 7 中结论就可以解释上述问题.

4.2 设计实例及结果比较

根据上节中提到的轮辐栅网的设计步骤, 我们用新旧两种方法设计了某 Muller 型电子枪和某功率行波管电子枪中的两个球面栅网并比较了两者的性能, 两把电子枪的特性参量及两种方法的设计结果列在表格 1 中.

观察表 1 中数据可以看出, 与平板正方形栅格近似所得结果相比, 新公式的设计结果充分考虑了栅网截止放大系数的不均匀性, 而且得到的栅丝半

表 1 用两种方法对两把电子枪中栅网进行设计的结果

所需条件和设计结果	电子枪类型		某 Muller 型电子枪			某功率行波管电子枪		
	第一环区	第二环区	第三环区	第一环区	第二环区	第三环区		
截止放大系数 μ_{co}	50			100				
阴极半锥角 $\theta/(^\circ)$	18.5			23.6				
栅网曲率半径 R_g/mm	26.68			6.728				
栅极 — 阳极距离 d_{ga}/mm	12.98			2.318				
屏蔽系数 S_g	0.1			0.2				
正方形栅格近似设计结果	栅丝节距 d/mm	2.09		栅丝节距 d/mm	0.63			
	栅丝半径 r_g/mm	0.105		栅丝半径 r_g/mm	0.0315			
新公式设计结果	μ_{co}	51	55	58	105	107	109	
	$\Theta/(^\circ)$	5.76	5.76	6.98	4.00	9.10	10.50	
	N		8	21		19	47	
	r_g/mm	0.069	0.044	0.048	0.0249	0.0234	0.0299	
	r_v/mm		0.092	0.068		0.0233	0.0207	

5 结论

新的表达式与原来的近似表达式相比具有以下几个优点:

1. 平板正方形栅格近似认为在整个栅网上截止放大系数是均匀的, 然而根据 Gilmour 书中 [28] 的结论: 由于阴极电场及温度分布的不均匀性, 阴极中心要先于阴极边缘截止, 所以栅网各个区域内的截止放大系数也是不均匀的. 新的表达式将整个轮辐栅网的截止放大系数分区计算, 可以充分考虑到上述不均匀性, 如果想把这种不均匀性讨论地更为详细, 只需要按照相同的方法将球栅网划分为更多的环区即可. 从表 1 的结果来看, 新公式将栅网分成三个环区进行设计, 而且三个环区的截止放大系数由内向外依次升高, 这与 True^[29] 在不增加径向栅丝数目的前提下将阴极边缘处的栅丝半径逐渐加宽而使得截止电压几乎降低一半的做法是殊途同归的.

2. 与原来的表达式相比, 新的表达式将栅网的设计与无栅电子枪的特性紧密联系起来. (2) 式中的 k_g 和 S_g 只与栅丝节距 d 以及栅丝半径 r_g 有关系, 而在新的表达式中各个环区内的 k_g 和 S_g 不仅与栅网曲率半径有关系, 而且还与该环区所对球心角、径向栅丝环半径、横向栅丝环半径以及径向栅丝数目建立了关系. 正因为有了上述关系, 在设计的时候才可以对横向栅丝环半径与径向栅丝环半径分别进行设计, 而不像原来的表达式中只能假设所有的栅丝半径都是相同的.

3. 新的表达式中把每一环径向栅丝数目的设计与栅网曲率半径、径向栅丝半径、当前环区以及前一个环区所对的球心角联系起来, 这就为更灵活地选取径向栅丝数目提供了依据, 而这在原来的近似表达式中是没有的.

4. 与原来公式设计的结果相比, 新公式设计的栅丝直径更细. 栅网中栅丝太粗, 则会使栅极电子截获率过高. 阴极热辐射加上电子轰击, 栅丝温度就会很高. 栅丝热膨胀受到温度较低的聚焦极的限制, 只能向阴极方向膨胀. 长此以往, 就会形成向阴极方向尖变的永久性形变, 从而产生阴极—栅极打火等失效现象. 据报道, 微波管钨栅丝直径可以做到 $7.5 \mu\text{m}$ ^[30], 这就使得加工更细的栅丝成为

可能. 而文章所提出的新公式为设计更细的栅丝提供了理论依据.

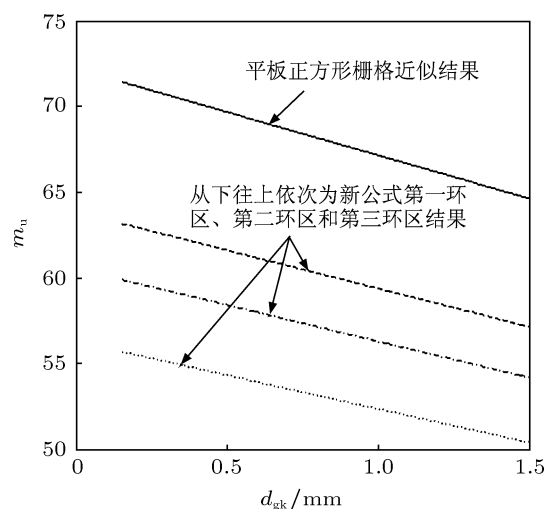


图 12 Muller 型电子枪中栅网尺寸固定的情况下截止放大系数随阴极—栅极距离的变化

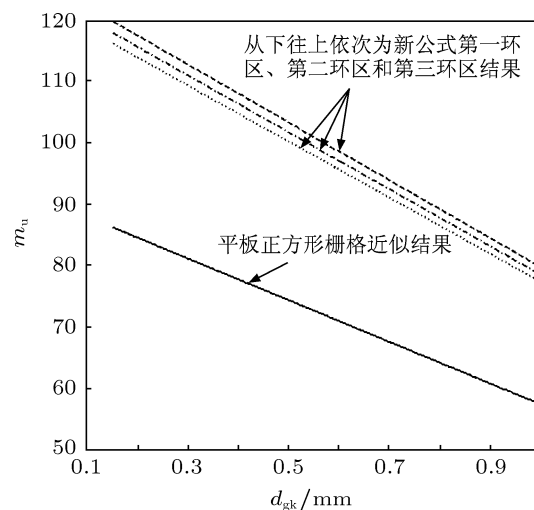


图 13 某功率行波管中栅网尺寸固定的情况下截止放大系数随阴极—栅极距离的变化

综合上述四点, 新表达式解决了原来平板正方形栅格近似中存在的问题. 虽然截止放大系数只是一个几何参量, 但在电子枪工作的时候, 栅网也会对其发射特性产生影响 [31]. 当我们将栅网进行如图 1 所示的划分时, 实际上我们是将阴极也分成了几个不同的小的栅控电子枪, 这样就可以更准确、更方便地讨论栅控电子枪的电子注特性, 这对于更好地设计脉冲行波管中栅控电子枪和进一步提高其效率 [32] 具有十分重要的意义.

- [1] Sun F Y, Wu Z H and Zhang K C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1721 (in Chinese) [孙富宇, 吴振华, 张开春 2010 物理学报 **59** 1721]
- [2] Liu G Z, Huang W H, Shao H, Xiao R Z 2006 *Chin. Phys.* **15** 600
- [3] Liu G Z and Shao H 2003 *Chin. Phys.* **12** 204
- [4] Liu G Z, Yang Z F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 075207
- [5] Zhou L W, Gong H, Zhang Z Q, Zhang Y F, 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5459 (in Chinese) [周立伟, 公慧, 张智詮, 张轶飞 2010 物理学报 **59** 5459]
- [6] Liao Fujiang Li Shuhan Qian Lijun 2002 *3rd International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology Proceedings*, 102—105
- [7] Li F, Xaio L, Liu P K, Yi H X, Wan X S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 097901 (in Chinese) [李飞, 肖刘, 刘濮鲲, 易红霞, 万晓声 2011 物理学报 **60** 097901]
- [8] Schottky W 1919 *Archiv. für Elktrotech.* **8** 1
- [9] Abraham M 1919 *Archiv. für Elktrotech.* **8** 42
- [10] Laue M V 1919 *Ann. der Phys.* **59** 465
- [11] King R W 1920 *Phys. Rev.* **15** 256
- [12] Vogdes F B, Elder F R 1924 *Phys.Rev.* **24** 683
- [13] Bernard Salzberg 1942 *Proc.Inst.Radio.Engrs.* **30** 134
- [14] Eaglesfield C C 1942 *Wireless Engr.* **19** 447
- [15] Spangenberg K R 1948 *Vacuum Tubes* (McGraw-Hill, New York)
- [16] Wolkstein H J 1960 *RCA Rev.* **21** 389
- [17] Electron tube design handbook compiling committees 1981 *A handbook for design of electron optics system in microwave tube* (First edition) (Beijing: National defense industry press) p56—66 (in Chinese) [电子管设计手册编辑委员会 1981 微波管电子光学系统设计手册 (第一版) (北京: 国防工业出版社) 第 56—66 页]
- [18] Molokosky S I, Sushkov A D 2005 *Intense electron and ion beams* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg(printed in Germany)) pp145—155
- [19] Harris J R 2005 *Ph.D. Dissertation* (Univ. Maryland, College Park, MD.) [Online].Available: <http://hdl.handle.net/1903/2906>
- [20] Harris J R, Neumann J G, O'Shea P G 2005 *Free-Electron Laser Conf. Stanford CA*, pp21—26, THPP062
- [21] Haber I 2005 *Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee* pp2908—2910
- [22] Haber I 2004 *Nuclear Instruments and Methods A* **519** 396
- [23] O'Shea P G 2001 *Nucl.Instrum. Methods Phys. Res. A Accel. Spectrom. Detect. As soc. Equip.* **464** 646
- [24] Liucong Yao, Xiaobao Su, Wei Lv 2010 978-1-4244-7099-0/10/\$26.00 © 2010 IEEE. pp163—164
- [25] Behnke L K, Montgomery K L, Whaley D R, True R B 2006 1-4244-0108-9/06/\$20.00 t 2006 IEEE. pp41—42
- [26] Zhang K 2010 *Master Thesis* (UESTC) (in Chinese) [张锴 2010 硕士学位论文 (电子科技大学)]
- [27] Zhou X 2006 *Master Thesis* (UESTC) (in Chinese) [周蔚 2006 硕士学位论文 (电子科技大学)]
- [28] Gilmour A S 1994 Jr., *Principles of Traveling Wave Tubes*. Norwood, MA: Artech House
- [29] True R B, Laycock D E, U.S. Patent 4,737,680, Filed April 10, 1986, Issued April 12, 1988
- [30] Guo K Z 2008 *Development technology of Traveling Wave Tube* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p25—32 (in Chinese) [郭开周 2008 行波管研制技术 (北京: 电子工业出版社) 第 25—32 页]
- [31] Amitava Roy 2011 *IEEE Transactions on Electron Devices* **58** 553
- [32] Yi H X, Xiao L, Liu P K, Hao B L, Li F, Li G C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 068403 (in Chinese) [易红霞, 肖刘, 刘濮鲲, 郝保良, 李飞, 李国超 2011 物理学报 **60** 068403]

A study on the cut-off amplification factor of the grid with film sphere and porous structure in grid-controlled electron gun*

Li Fei¹⁾²⁾ Xiao Liu¹⁾ Liu Pu-Kun^{1)†} Yi Hong-Xia¹⁾²⁾ Wan Xiao-Sheng¹⁾²⁾

1) (Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 27 April 2011; revised manuscript received 27 July 2011)

Abstract

Although the grid with film sphere and porous structure plays a very important role in sphere grid-controlled electron gun, its cut-off amplification factor can be obtained only in the plane-square-mesh approximation. Due to the lack of consideration for non-uniformity of cut-off amplification factor and information about cathode half-angle and radius of curvature of grid, the designs of sphere grid and electron gun cannot be related by the plane-square-mesh approximation, which is unusable as theory basis for fabricating thinner grid wires. In this paper, we model the grid with film sphere and porous structure and obtain the new expression for cut-off amplification factor by recalculating the screening factors and the ratios of the radius of grid wire to the area of this single mesh in different ring areas. In combination with the conclusion of cut-off amplification factor given in Spangenberg's book, the effects of grid wire's radius, sphere center angle and the number of radial grid wires on the cut-off amplification factor, and the variation of the cut-off amplification factor with temperature rising are obtained. Finally, the steps for the design of grid with film sphere and porous structure and some specific examples are presented. The results show that the grid devised by new expression is more stable and reliable, and problems existing in plane-square-mesh approximation are solved.

Keywords: grid-controlled electron gun, grid with film sphere and porous structure, cut-off amplification factor, screening factor

PACS: 85.45.Bz, 82.45.Fk, 79.10.-n

* Project supported by the Key program of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60801030, 60931001).

† E-mail: pkliu@mail.ie.ac.cn