

多间隙耦合腔中注-波同步与耦合

崔健^{1)2)†} 罗积润¹⁾ 朱敏¹⁾ 郭炜¹⁾

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)

(2010年5月20日收到; 2010年6月22日收到修改稿)

本文基于空间电荷波理论, 导出了 N 间隙耦合腔中注-波耦合系数和电子注电导计算公式. 通过计算分析多间隙耦合腔中工作模式 (2π 模) 耦合系数和归一化电子注电导随间隙数目 N 、直流电压和导流系数的变化, 研究多间隙耦合腔中注-波耦合和同步关系, 对分布互作用速调管的理论研究有指导意义.

关键词: 多间隙耦合腔, 耦合系数, 电子注电导, 同步与耦合

PACS: 11.25.-w, 11.40.-q, 33.15.Vb

1. 引言

分布互作用速调管 (EIK) 和分布互作用振荡器 (EIO) 是在高频率条件下实现高增益、宽带宽和高功率的一种重要真空微波器件, 而多间隙耦合腔是其提高增益带宽积和功率容量的关键技术^[1-8]. 多间隙耦合腔可以大大增加腔体的内表面积, 使管子在高频段工作时仍具有更大的功率容量. 同时, 由于腔内存在多个间隙, 使每个间隙上的电场强度大大降低, 减少了高频间隙击穿的可能, 有利于峰值功率的提高.

文献[1, 2]提出用空间电荷波理论来研究分布互作用速调管的效率和带宽, 并把计算结果与实验结果作了比较, 证实了其理论的有效性, 但是关于注-波同步和耦合计算仅局限于一维有栅间隙的情况, 并且没有考虑空间电荷参数变化对于注-波同步和耦合的影响. 文献[9]在文献[1]基础上推导了双间隙耦合腔中电子注电导在无栅间隙情况下的计算公式, 并以此来判定模式的稳定性, 不过间隙数目仅限于2, 对多间隙耦合腔中注-波互作用机理难以全面体现.

随着间隙数目 N 的增加, 腔与腔之间除了由漂移管连接之外, 还通过耦合槽进行耦合, 因此扩展互作用速调管的谐振腔之间存在直接的电磁耦合, 这使得多间隙耦合腔存在多个谐振模式. 本文从空

间电荷波理论出发, 推导 N 间隙耦合腔中谐振模式注-波耦合系数和电子注电导的一般公式, 并以 2π 模为例, 通过计算分析耦合腔中其耦合系数和电子注电导, 讨论间隙数目和各种参量变化对注-波同步及耦合的影响.

2. 理论模型

图1所示是多间隙耦合腔电路的基本模型, 由若干个重入式谐振腔通过单耦合槽耦合而成, 相邻耦合槽的位置相差 180° 交错排列. 通常把它看作是两端短路的慢波结构, 其电场是由幅值相同、传播方向相反的前向波和返向波叠加组成的驻波. 图1中 r 为腔半径, r_a 和 r_c 分别为漂移管内、外半径, d 为间隙宽度, d_s 为耦合槽宽度, r_s 为耦合槽中心线半径, 耦合槽张角为 θ , t 为腔壁厚, $l_{1,n}$ 是第一个间隙中心与第 n 个间隙中心之间的距离.

本文基于 Wessel-Berg 空间电荷波理论, 对于有限长度的谐振腔间隙, 在高频场和空间电荷场同时存在的前提下, 从连续性方程、电子运动方程和麦克斯韦方程出发, 得到高频场对电子注电流作用的基本方程^[10]

$$\frac{\partial^2 i_1}{\partial z^2} + 2j\beta_e \frac{\partial i_1}{\partial z} - (\beta_e^2 - \beta_q^2) i_1 = \frac{j\beta_q}{Z_0} E_c, \quad (1)$$

其中 $\beta_e = \omega/v_0$, $\beta_q = \omega_q/v_0$, v_0 是电子注直流速度, ω 是角频率, ω_q 是缩减等离子体频率; $Z_0 = \frac{2V_0 \beta_q}{I_0 \beta_e}$ 定

† E-mail: cuijian513420@sohu.com

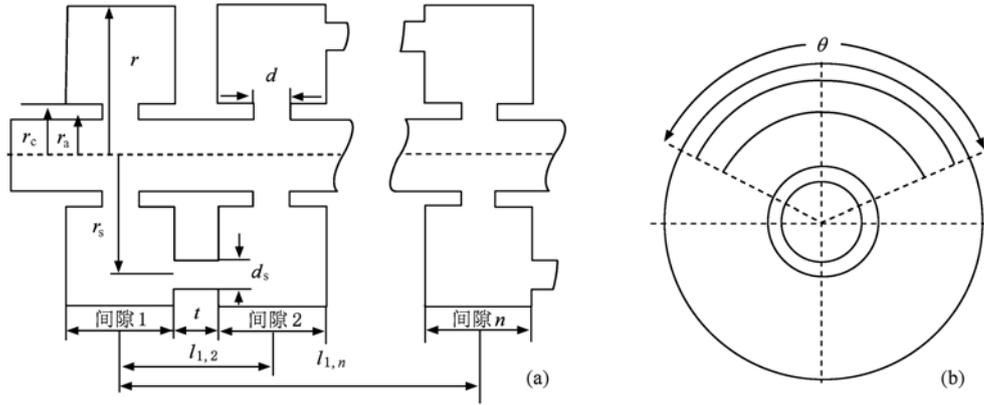


图1 多间隙耦合腔示意图 (a)内部纵截面图; (b)内部横截面图

义为空间电荷波的波阻抗; V_0 和 I_0 分别是直流电压和直流电流; E_c 是高频电场. 由(1)式计算得到群聚电流

$$i_1(z) = \frac{1}{2Z_0} \int_{-\infty}^z E_c(\xi) (e^{-j(\beta_c - \beta_q)(z - \xi)} - e^{-j(\beta_c + \beta_q)(z - \xi)}) d\xi. \quad (2)$$

电子注吸收的总功率为

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_c(z) i_1^*(z) dz = \frac{1}{4Z_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^z E_c(z) E_c^*(\xi) e^{j\beta_c(z - \xi)} \times (e^{-j\beta_q(z - \xi)} - e^{j\beta_q(z - \xi)}) d\xi dz, \quad (3)$$

电子注吸收的有功功率为

$$P_r = \frac{P + P^*}{2} = \frac{1}{8Z_0} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} E_c(z) e^{j(\beta_c - \beta_q)z} dz \left[\int_{-\infty}^{\infty} E_c(\xi) e^{j(\beta_c - \beta_q)\xi} d\xi \right]^* - \int_{-\infty}^{\infty} E_c(z) e^{j(\beta_c + \beta_q)z} dz \left[\int_{-\infty}^{\infty} E_c(\xi) e^{j(\beta_c + \beta_q)\xi} d\xi \right]^* \right\}. \quad (4)$$

根据耦合系数定义, 得到快空间电荷波、慢空间电荷波耦合系数分别为

快空间电荷波耦合系数

$$M(\beta_c - \beta_q) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_c(z) e^{j(\beta_c - \beta_q)z} dz}{V};$$

$$M(\beta_c + \beta_q) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_c(z) e^{j(\beta_c + \beta_q)z} dz}{V}. \quad (5)$$

其中 V 是多间隙耦合腔的有效电压. 把(5)式代入(4)式得

$$P_r = \frac{V^2}{8Z_0} (|M(\beta_c - \beta_q)|^2 - |M(\beta_c + \beta_q)|^2). \quad (6)$$

由电子注电导定义 $G_b = \frac{2P_r}{V^2}$, 得

$$G_b = \frac{1}{4Z_0} (|M(\beta_c - \beta_q)|^2 - |M(\beta_c + \beta_q)|^2). \quad (7)$$

在多间隙耦合腔中, 高频电场 $E_c(z)$ 在间隙处为驻波场, 在漂移管处为零, 这样在给定场的前提下, 由方程(5)和(7)式计算得到多间隙耦合腔电子注电导. 对于 N 间隙耦合腔而言, 存在 N 个腔模和 $N - 1$ 个槽模^[11], 不同模式对应的场型不同, 各个间隙电压大小、方向也不同, 各个间隙高频场型和其耦合系数也会不同, 此时总电压不能用各间隙电压之和来表示, 而采用各个间隙电压绝对值相加表示的有效电压^[12]: $V = |V_1| + |V_2| + \dots + |V_n| + \dots + |V_N|$, V_n 是第 n 个间隙电压. 为了进一步描述多间隙耦合腔中电子注电导表达式, 需要知道每个间隙的高频电场及其分布. 以第一个间隙中心作为坐标系原点, 假设第 n 个间隙宽度为 d_n , 间隙中心与第一个间隙中心距离为 $l_{1,n}$, 间隙处高频电场为 $E_{c,n}(z - l_{1,n})$, 间隙外高频电场为零, 其耦合系数为

$$M_{g,n} = \frac{1}{|V_n|} \int_{l_{1,n} - d_n/2}^{l_{1,n} + d_n/2} E_{c,n}(z - l_{1,n}) e^{j\beta_c(z - l_{1,n})} dz.$$

整个多间隙耦合腔高频电场为

$$E_c(z) = \begin{cases} \sum_{n=1}^N E_{c,n}(z - l_{1,n}), & l_{1,n} - d_n/2 \leq z \leq l_{1,n} + d_n/2, \\ 0, & \text{其他.} \end{cases} \quad (8)$$

计算得到 N 间隙耦合腔的耦合系数

$$\begin{aligned}
 M_N(\beta_e) &= \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E_c(z) e^{i\beta_e z} dz}{V} \\
 &= \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^N E_{c,n}(z - l_{1,n}) e^{i\beta_e z} dz}{\sum_{n=1}^N |V_n|} \\
 &= \frac{\sum_{n=1}^N M_{g,n}(\beta_e) V_n e^{i\beta_e l_{1,n}}}{\sum_{n=1}^N |V_n|}. \quad (9)
 \end{aligned}$$

以上推导是在假定只有纵向电场的条件下得到的, 实际间隙中还存在横向电场, 此时电子会有横向运动, 引起电子注与高频场能量交换^[13], 但在强磁场下能量交换非常少, 甚至可以忽略^[14]. 对于无栅间隙的纵向电场, 不仅与纵轴 (z) 有关, 还与横轴 (r) 有关, 所以一般电场分布函数为 $E_c(z, r)$. 如果知道间隙边缘 ($r = r_a$) 电场分布 $E_c(z, r_a)$, 根据场的唯

一性定理, 就可以确定系统内任一点的场. 因此把第 n 个间隙耦合系数分为纵向耦合系数 M_z 和横向耦合系数 M_r ^[15], 即

$$M_{g,n}(\beta_e, r) = M_z(\beta_e, r_a) \cdot M_r(\beta_e, r), \quad (10)$$

其中

$$M_z(\beta_e, r_a) = \frac{1}{|V_n|} \int_{l_{1,n}-d_n/2}^{l_{1,n}+d_n/2} E_{c,n}(z - l_{1,n}, r_a) e^{i\beta_e(z-l_{1,n})} dz$$

是纵向耦合系数;

$$M_r(\beta_e, r) = \frac{I_0(\gamma(\beta_e) r)}{I_0(\gamma(\beta_e) r_a)}$$

是横向耦合系数. 假设电子注半径为 r_b , $M_r^2(\beta_e, r)$ 在电子注横截面上求均值得

$$\begin{aligned}
 \bar{M}_r^2(\beta_e) &= \frac{1}{\pi r_b^2} \int_0^{r_b} M_r^2(\beta_e, r) 2\pi r dr \\
 &= \frac{I_0^2(\gamma(\beta_e) r_b) - I_1^2(\gamma(\beta_e) r_b)}{I_0^2(\gamma(\beta_e) r_a)}. \quad (11)
 \end{aligned}$$

考虑到径向耦合系数影响, 则第 n 个间隙耦合系数改写为

$$M_{g,n}(\beta_e) = \frac{\sqrt{\frac{I_0^2(\gamma(\beta_e) r_b) - I_1^2(\gamma(\beta_e) r_b)}{I_0^2(\gamma(\beta_e) r_a)}} \int_{l_{1,n}-d_n/2}^{l_{1,n}+d_n/2} E_{c,n}(z - l_{1,n}, r_a) e^{i\beta_e(z-l_{1,n})} dz}{|V_n|}, \quad (12)$$

其中 $\gamma(\beta_e) = \sqrt{\beta_e^2 - k^2}$, $k = \omega/c$ 是自由空间电磁波数, I_0 和 I_1 分别是零阶和一阶修正贝塞尔函数.

3. 计算结果与分析

在这些模式中, 2π 模与其他模式相比具有更大的特性阻抗 R/Q , 通常把它作为工作模式. 假设耦合腔中各个间隙宽度相同, 即 $d_n = d$; 相邻间隙中心之间的距离均为 l (周期长度); 纵向高频驻波电场为周期分布, 且只存在于间隙处, 在漂移管处截止, 此时耦合腔中各个间隙电压相同, 即 $V_n = V_g$; 在各个间隙边缘处 ($r = r_a$) 具有相同的纵向电

$$E_{c,n}(z - l_{1,n}, r_a) = \frac{2V_g}{\pi d \sqrt{1 - \left(\frac{2(z - l_{1,n})}{d}\right)^2}}$$

(如图 2 所示), 各个间隙有相同的单间隙耦合系数 $M_{g,n} = M_g$. 考虑到 M_N 可能是复数, 通常用其模的平方 $|M_N|^2$ 来表示电子注与间隙电场能量耦合的强

弱, 则(9)式可以改写为

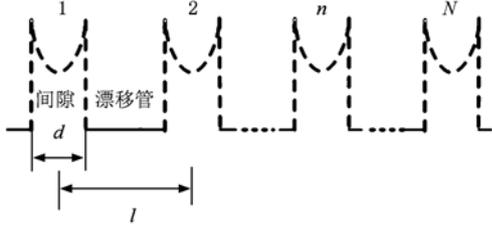
$$\begin{aligned}
 |M_N(\beta_e)|^2 &= \bar{M}_r^2(\beta_e) J_0^2\left(\frac{\beta_e d}{2}\right) \left(\frac{\sin\left(\frac{N}{2}\beta_e l\right)}{N \sin\left(\frac{\beta_e l}{2}\right)}\right)^2 \\
 &= |M_g(\beta_e)|^2 \Phi^2(\beta_e), \quad (13)
 \end{aligned}$$

其中 $|M_g(\beta_e)|^2 = \bar{M}_r^2(\beta_e) J_0^2\left(\frac{\beta_e d}{2}\right)$ 是单间隙耦合

系数模的平方, $\Phi^2(\beta_e) = \left(\frac{\sin\left(\frac{N}{2}\beta_e l\right)}{N \sin\left(\frac{\beta_e l}{2}\right)}\right)^2$ 体现了多

间隙对耦合系数的影响.

以 Ku 波段休斯型耦合腔为例, 选择特性阻抗 R/Q 比较大的 2π 模, 假设其工作参数为: 漂移管内半径 $r_a = 1.2$ mm, 电子注半径 $r_b = 0.8$ mm, 2π 模的谐振频率 $f_0 = 16.8$ GHz, 间隙宽度 $d = 1.2$ mm, 间隙数目 $N = 1-7$. 由(13)式得到耦合系数模的平方 $|M_N|^2$, 在不同的周期长度 l 下随直流电压 V_0 的变化曲线. 如图 3 所示, 在单间隙情况下 ($N = 1$), Φ^2


 图2 2π 模纵向电场 $E_c(z, r_a)$ 在 $r = r_a$ 处分布示意图

恒为1, 此时 $|M_N|^2 = |M_g|^2$, 而 J_0^2 的大小取决于电子间隙渡越角 $\beta_e d$, 对于一定形状的间隙, d 一定, 直流电压越大, 间隙渡越角越小, J_0^2 和 \bar{M}_r^2 都会增加, 所以 $|M_N|^2$ 随直流电压的增大而增加; 在多间隙情况下 ($N \geq 2$), 由于 Φ^2 的影响, $|M_N|^2$ 先增加后减小, 并且随着间隙数目 N 增加, 它们的最大值趋于某一定值, 曲线两侧变化越来越陡峭. 根据(13)式, 在 N 间隙休斯型耦合腔中, $|M_N|^2$ 的大小是由 M_g^2 和 Φ^2 的乘积决定. 根据弗洛奎定理, 周期系统中空间谐波相速为 $v_p = \frac{\omega}{\beta}$. 对于休斯型耦合腔, 通常设计工作在-1次谐波上, 当工作在 2π 模时, 相邻腔电场相位相同, 如图2所示, 即 $\beta l = 2\pi$, 此时 $v_p = \frac{\omega_0 l}{2\pi} = f_0 l$. 代入(13)式中的 Φ^2 得

$$\Phi^2 = \left(\frac{\sin\left(N\pi \frac{v_p}{v_0}\right)}{N \sin\left(\pi \frac{v_p}{v_0}\right)} \right)^2. \quad (14)$$

可见, Φ^2 的大小取决于 2π 模相速与电子速度之比, 与 2π 模相速相关的是相邻间隙中心距离, 与电子速度相关的是直流电压. 当电子速度与 2π 模的相速相等时, 即 $v_0 = v_p = \frac{\omega_0 l}{2\pi}$, 此时 $\beta_e l = 2\pi$, 有 $\Phi_{\max}^2(\beta_e) = 1$, 2π 模同步电压为

$$V_0 = \frac{(f_0 l)^2}{2\eta}, \quad (15)$$

其中 $\eta = \left| \frac{e}{m} \right|$ 是电子荷质比, 把不同周期长度 l 代入(15)式得到 $V_0|_{l=4.2 \text{ mm}} = 14.15 \text{ kV}$, $V_0|_{l=4.6 \text{ mm}} = 16.98 \text{ kV}$, $V_0|_{l=5.0 \text{ mm}} = 20.06 \text{ kV}$, $V_0|_{l=5.4 \text{ mm}} = 23.40 \text{ kV}$. 当 l 增加, 2π 模相速 v_p 也随之增加, 因此对应的同步电压也随着增大. 当 N 比较小时(相互作用结构比较短), Φ^2 在其最大值两侧变化较缓, 而 $|M_g|^2$ 却随直流电压增加而增大, 所以 $|M_N|^2$ 最大值会出现在大于同步电压的位置. 但是随着间隙数

目 N 增加, Φ^2 对于同步性要求变高, 当 $v_0 \neq v_p$ 时, Φ^2 的值下降得非常快, 所以 $|M_N|^2$ 的最大值会趋向于同步电压处. 当 N 趋于无穷大时, 有

$$\lim_{N \rightarrow \infty} |M_N|^2 = |M_g|^2 \delta(\beta_e l - 2m\pi), \quad (16)$$

其中函数 $\delta(x) = \begin{cases} 1, & x = 0, \\ 0, & \text{其他} \end{cases}$, 当 $m = 1, 2, \dots$ 时, 表示只有电子速度与 2π 模一次谐波或二次谐波的相速相等时, 才会产生耦合作用.

根据修正等离子体频率定义^[16]

$$\omega_q = \frac{1.03 \times 10^8 \times F \times V_0^{1/2} \times P_{er}^{1/2}}{r_b},$$

其中 F 是缩减等离子体因子. 实际上如果导流系数不变, ω_q 随 $\frac{V_0^{1/2}}{r_b}$ 变化不大^[17], 它的大小主要取决于导流系数 P_{er} . 假设 $P_{er} = 0.2$, 对应空间电荷参数

$$\frac{\beta_q}{\beta_e} = \frac{\omega_q}{\omega_0} = 0.0366. \quad \text{由(5), (7)和(13)式计算得到}$$

归一化电子注电导 $g_b = \frac{G_b}{G_0} = \frac{G_b}{I_0/V_0}$, 在不同周期 l 随直流电压 V_0 的变化曲线. 如图4所示, 在单间隙下 ($N = 1$), g_b 变化平缓且一直大于零; 当间隙数目增加后 ($N \geq 2$), g_b 随着直流电压变化加剧, 并在同步电压两侧出现一个最大值和一个最小值, 两极值的幅值随着间隙数目增加而增大, 对应电压值也向 2π 模同步电压靠拢.

当直流电压略小于同步电压, 即电子速度略小于慢波结构中 2π 模相速时, 此时主要是快空间电荷波与 2π 模一次谐波发生作用, 电子注从间隙电场获得能量, 计算得到电子注电导为正. 当快空间电荷波相速与 2π 模一次谐波相速相等时, 即 $v_{fp} = \frac{v_0}{1 - \beta_q/\beta_e} = \frac{\omega_0 l}{2\pi} = v_p$, 此时 $(\beta_e - \beta_q)l = 2\pi$, 有 $\Phi_{\max}^2(\beta_e - \beta_q) = 1$, 快空间电荷波的同步电压为

$$V_0 = \frac{(f_0 l)^2 \left(1 - \frac{\beta_q}{\beta_e}\right)^2}{2\eta}. \quad (17)$$

把不同周期长度 l 代入(17)式得到 $V_0|_{l=4.2 \text{ mm}} = 13.14 \text{ kV}$, $V_0|_{l=4.6 \text{ mm}} = 15.76 \text{ kV}$, $V_0|_{l=5.0 \text{ mm}} = 18.62 \text{ kV}$, $V_0|_{l=5.4 \text{ mm}} = 21.72 \text{ kV}$.

反之, 电子速度略大于慢波结构中 2π 模相速时, 此时主要是慢空间电荷波与 2π 模一次谐波发生作用, 电子注释放能量, 电子注电导为负. 当慢空间电荷波相速与 2π 模一次谐波相速相等时, 即 v_{sp}

$= \frac{v_0}{1 + \beta_q/\beta_e} = \frac{\omega_0 l}{2\pi} = v_p$, 此时, $(\beta_e + \beta_q)l = 2\pi$, 有 $\Phi_{\max}^2(\beta_e + \beta_q) = 1$, 慢空间电荷的同步电压为

$$V_0 = \frac{(f_0 l)^2 (1 + \beta_q/\beta_e)^2}{2\eta}. \quad (18)$$

把不同周期长度 l 代入(18)式得到 $V_0|_{l=4.2 \text{ mm}} = 15.21 \text{ kV}$, $V_0|_{l=4.6 \text{ mm}} = 18.24 \text{ kV}$, $V_0|_{l=5.0 \text{ mm}} = 21.55 \text{ kV}$, $V_0|_{l=5.4 \text{ mm}} = 25.14 \text{ kV}$.

由于 $\beta_q/\beta_e = 0.0366$, 快空间电荷波和慢空间电荷波相速差别不大, 当间隙数目 N 比较小时, 从图3可以看出在同步电压附近较大的范围内, 耦合系数模的平方 $|M_N|^2$ 随直流电压变化平缓, 对于同步性要求并不高, 快、慢空间电荷波对应耦合系数模的平方 $|M_N(\beta_e - \beta_q)|^2$ 和 $|M_N(\beta_e + \beta_q)|^2$ 比较接近, 由(7)式知, g_b 是两者之差, 所以其幅值随直流电压变化缓慢, 实际电子转换效率并不高; 当间隙数目 N 增大后, 耦合系数模的平方 $|M_N|^2$ 对于同步性的要求变高, 并且间隙数目越大, g_b 随着直流电压变化更加陡峭, 其最大值和最小值对应的电压值分别趋于快空间电荷波的同步电压和慢空间电荷波的同步电压. 当 $N \rightarrow \infty$ 时, 有

$$\begin{aligned} \lim_{N \rightarrow \infty} g_b &= \frac{1}{8} \frac{\beta_e}{\beta_q} |M_g(\beta_e - \beta_q)|^2 \\ &\times \delta((\beta_e - \beta_q)l - 2m\pi) \\ &- \frac{1}{8} \frac{\beta_e}{\beta_q} |M_g(\beta_e + \beta_q)|^2 \\ &\times \delta((\beta_e + \beta_q)l - 2m\pi). \end{aligned} \quad (19)$$

只有当 $(\beta_e - \beta_q)l = 2m\pi$, 即快空间电荷波的相速与 2π 模 m 次谐波的相速相等时, 快空间电荷波才会与 2π 模 m 次谐波发生作用, 此时 $g_b = \frac{1}{8} \frac{\beta_e}{\beta_q} |M_g(\beta_e - \beta_q)|^2$; 而当 $(\beta_e + \beta_q)l = 2m\pi$, 即慢空间电荷波的相速与 2π 模 m 次谐波的相速相等时, 慢空间电荷波才会与 2π 模 m 次谐波发生作用, 此时 $g_b = -\frac{1}{8} \frac{\beta_e}{\beta_q} |M_g(\beta_e + \beta_q)|^2$.

假设周期长度 $l = 5 \text{ mm}$, 间隙宽度 $d = 1.2 \text{ mm}$, 计算得到归一化电子注电导 g_b 在不同导流系数下随直流电压的变化曲线. 如图5所示, 当导流系数增大, g_b 的两个极值逐步减小, 且其对应的电压距离也变大. 由(17)和(18)式得, 快空间电荷波同步电压为

$$V_0|_{P_{cr}=0.5 \mu\text{p}} = 17.80 \text{ kV},$$

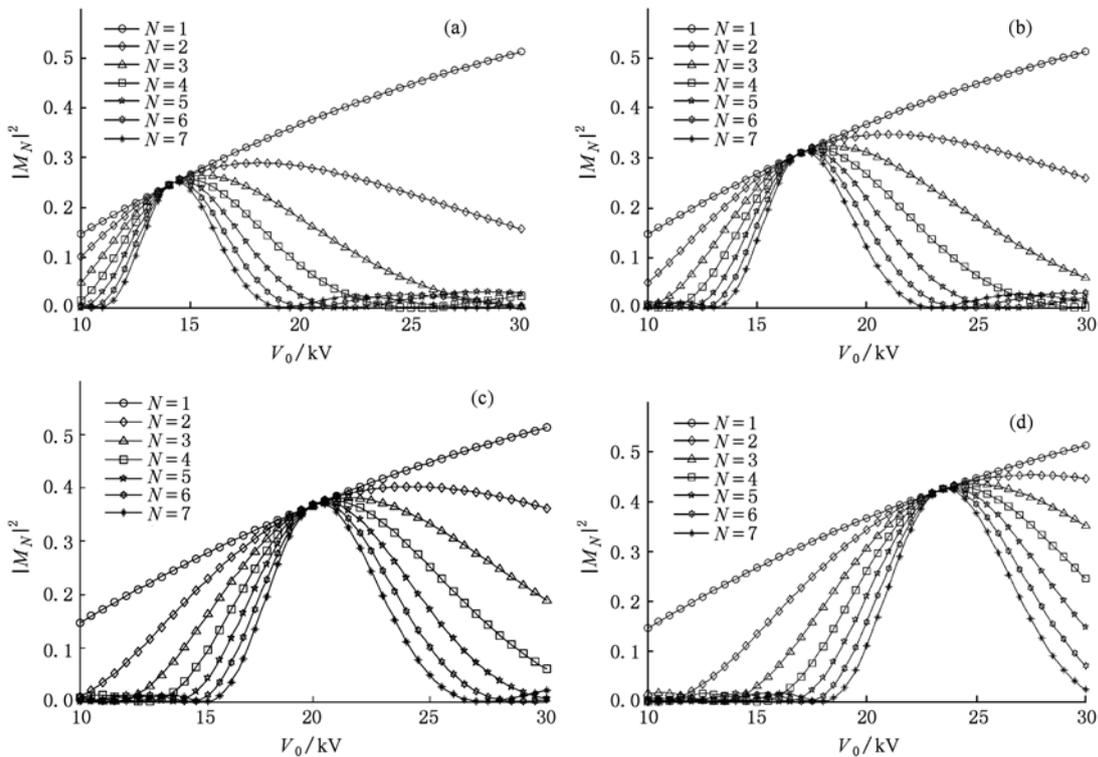


图3 在不同周期长度 l 下, 2π 模耦合系数模的平方 $|M_N|^2$ 随直流电压 V_0 的变化曲线 (a) $l = 4.2 \text{ mm}$; (b) $l = 4.6 \text{ mm}$; (c) $l = 5.0 \text{ mm}$; (d) $l = 5.4 \text{ mm}$

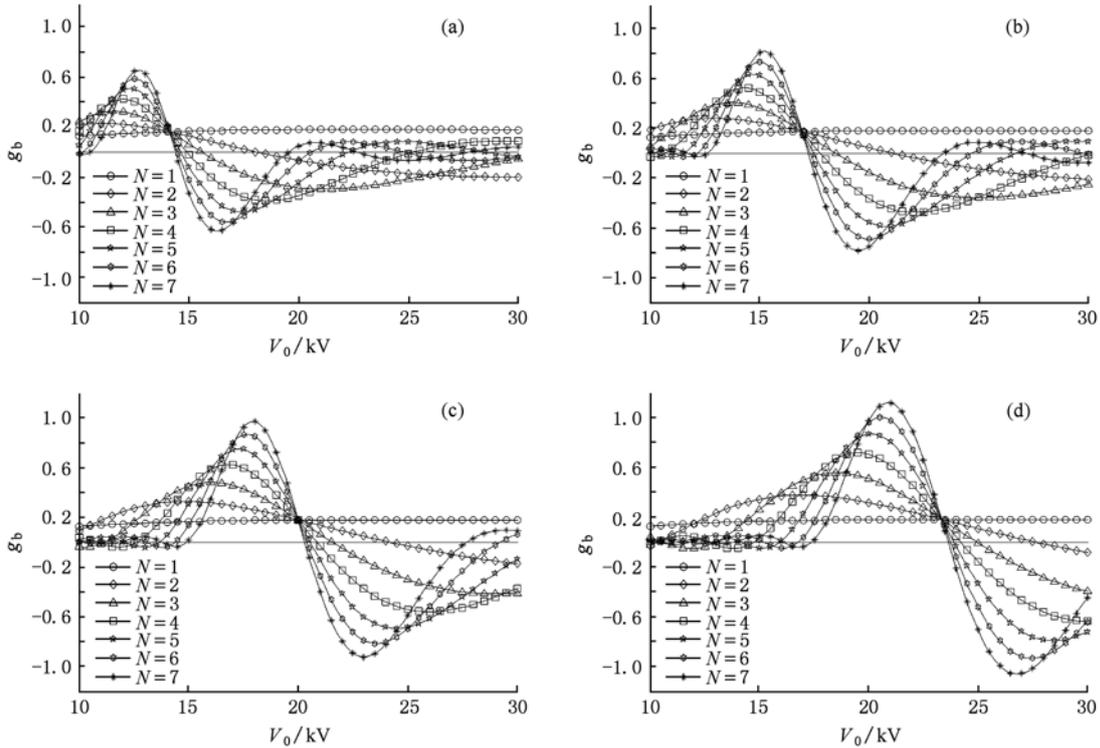


图4 在不同周期长度 l 下,归一化电子注电导 g_b 随直流电压 V_0 的变化曲线 (a) $l=4.2$ mm; (b) $l=4.6$ mm; (c) $l=5.0$ mm; (d) $l=5.4$ mm

$$\begin{aligned}
 V_0 |_{P_{er}=1.0 \mu p} &= 16.91 \text{ kV}, \\
 V_0 |_{P_{er}=1.5 \mu p} &= 16.24 \text{ kV}, \\
 V_0 |_{P_{er}=2.0 \mu p} &= 15.68 \text{ kV}.
 \end{aligned}$$

慢空间电荷波同步电压为

$$\begin{aligned}
 V_0 |_{P_{er}=0.5 \mu p} &= 22.45 \text{ kV}, \\
 V_0 |_{P_{er}=1.0 \mu p} &= 23.48 \text{ kV}, \\
 V_0 |_{P_{er}=1.5 \mu p} &= 24.28 \text{ kV}, \\
 V_0 |_{P_{er}=2.0 \mu p} &= 24.97 \text{ kV}.
 \end{aligned}$$

可见空间电荷参数 β_q/β_e 随导流系数变大后,快空间电荷波对应的同步电压降低,慢空间电荷波对应的同步电压升高.此外,导流系数变大后,电荷密度也变大,空间电荷斥力随之增大,由于库仑排斥力引起的去聚作用使得速度零散增加,影响了电子注与间隙处高频电场的能量交换,使得电子的转换效率变低, g_b 幅值立即减小.

从图5还可以看出,在一定的导流系数下, g_b 两个极值并不是完全随着间隙数目增加一直增大,而是增大到一定值后趋于不变.这是由于随着间隙数目增大(相互作用长度增加),一方面,电子能获得更好的群聚,使电子转换效率增大;另一方面,电子

群聚到一定程度后,库仑排斥力会使电子转换效率降低,所以在一定导流系数下,间隙数目增加到一定个数后,间隙处高频电场对电子注调制作用达到饱和,如果间隙数目再增加,电子转换效率基本不变,对应 g_b 两极值变化非常小,并且导流系数越大,达到饱和的所需的间隙数目越少.

从图4和图5可以看到,归一化电子注电导 g_b 除了跟间隙数目相关外,还受直流电压 V_0 、周期长度 l 和导流系数 P_{er} 影响.其中直流电压和周期长度分别与电子注速度与慢波电路中 2π 模的固有相速相关,它们之间的相对关系直接决定了注波相互作用程度.导流系数不仅影响归一化电子注电导 g_b 极值的大小及其对应的电压,还决定达到饱和所需的间隙个数.

在输入回路和群聚回路中,工作模式(2π 模)通常工作在电子注电导为正的直流电压附近,通过图4可以看出,对于一定周期长度休斯型耦合腔,可以选择直流电压 V_0 工作在同步电压左侧,使电子注电导为正,从而避免发生自激振荡.在输出回路中,工作模式(2π 模)通常工作在电子注电导为负且其幅值最大的直流电压附近,这样电子转换效率比较大.

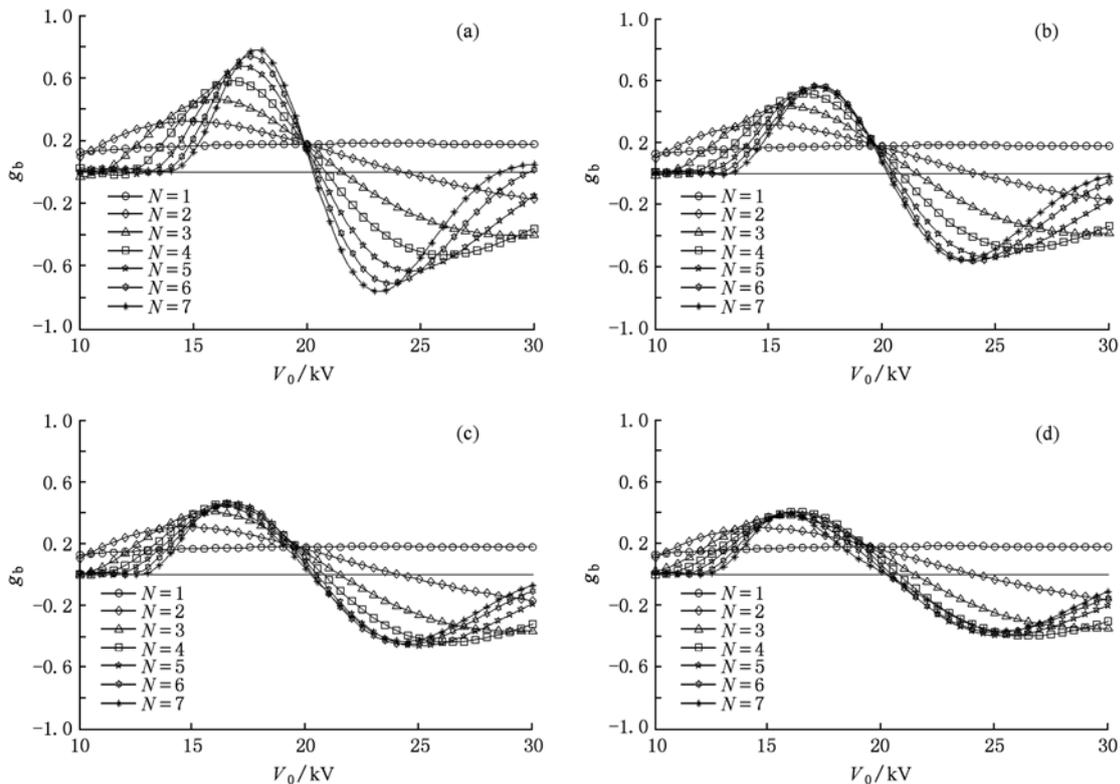


图5 在不同导流系数 P_{er} 下, 归一化电子注电导 g_b 随直流电压 V_0 的变化曲线 (a) $P_{er} = 0.5 \mu p$; (b) $P_{er} = 1.0 \mu p$; (c) $P_{er} = 1.5 \mu p$; (d) $P_{er} = 2.0 \mu p$

4. 结 论

本文从空间电荷波理论出发, 得到了多间隙耦合腔中的注-波耦合系数和电子注电导计算公式. 以 2π 模为例, 研究了多间隙耦合腔中注-波互作用的同步和耦合机理. 结果表明, 单间隙耦合系数模的

平方 $|M_N|^2$ 和归一化电子注电导 g_b 随直流电压变化平缓; 当 $N \geq 2$ 时, $|M_N|^2$ 和 g_b 的变化加剧, $|M_N|^2$ 出现一个最大值, g_b 在同步电压两侧出现一个最大值和一个最小值, 且随着间隙数目增加, 这些极值大小增加, 同时对应的电压向同步电压靠拢; 导流系数的增加会使 g_b 两个极值减小、极值之间电压差别增大、注-波耦合转换效率下降.

[1] Wessel-Berg T 1957 *Microwave Lab Stanford Univ. Tech. Rep.* 376
 [2] Chodorow M, Wessel-Berg T 1961 *IRE Trans. ED* **8** 44
 [3] Shin Y M, Park G S 2004 *J. Korean Phys. Soc.* **44** 1239
 [4] Roitman A, Horoyksi P, Hyttinen M, Berry D, Steer B 2006 *Proc. IEEE International Vacuum Electronics Conference* 191
 [5] Roitman A, Berry D, Steer B 2005 *IEEE Trans. ED* **52** 895
 [6] 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、雷禄容、罗光耀、张北镇、金晓、谭杰 2010 物理学报 **59** 1907]
 [7] Zhang K C, Wu Z H, Liu S G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3402
 [8] Nguyen K T, Pershing D E, Abe D K, Levush B 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 576
 [9] Quan Y, Ding Y, Wang S 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **137** 30
 [10] Chodorow M, Susskind C 1964 *Fundamentals of Microwave Electronics* (New York: McGraw-Hill Book Co.) p158
 [11] Kantowitz F, Tammaru I 1988 *IEEE Trans. ED* **35** 2018
 [12] Haikov A Z (translated by Huang G N) 1980 *Klystron Amplifiers* (Beijing: National Defense Industry Press) p93 (in Chinese) [哈依柯夫 A 3 著 黄高年译 1980 速调管放大器(北京:国防工业出版社)第93页]
 [13] Pierce J R, Shepherd W G 1947 *J. Bell System Tech.* **26** 663
 [14] Branch G M 1961 *IRE Trans. ED* **8** 193

- [15] Xie J L, Zhao Y X 1966 *Bunching Theory of Klystrons* (Beijing: Science Press) p31 (in Chinese) [谢家磨、赵永翔 1966 速调管群聚理论(北京:科学出版社)第31页]
- [16] Branch G M, Mihran T G 1955 *IRE Trans. ED* **2** 3
- [17] Chodorow M, Kulke B 1966 *IEEE Trans. ED* **13** 439

Beam-wave synchronization and coupling in a multi-gap coupled cavity

Cui Jian^{1)2)†} Luo Ji-Run¹⁾ Zhu Min¹⁾ Guo Wei¹⁾

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 20 May 2010; revised manuscript received 22 June 2010)

Abstract

The analytical expressions of the beam-wave coupling coefficients and the beam-loaded conductance in an N -gap coupled cavity are derived based on space-charge wave theory. Through calculating the relations of the beam-wave coupling coefficient and the normalized beam-loaded conductance to the gap number, beam voltage and perveance for 2π mode, the mechanism of the beam-wave synchronization and coupling in the multi-gap coupled cavity are discussed. The results show that, with the increase of N (≥ 2), the beam-wave coupling efficiency and the normalized beam-loaded conductance vary with beam voltage more rapidly and there is a maximum value for the absolute squared value of the coupling coefficient $|M_N|^2$ and a maximum value and a minimum value for the normalized beam-loaded conductance g_b . The magnitudes of these extrema increase with the increase of gap number N , and the corresponding voltage is close to the synchronization voltage. The increase of the perveance could make the voltage difference between two extremums of g_b increase, the magnitudes of these extrema decrease, and the beam-wave coupling efficiency fall.

Keywords: multi-gap coupled cavity, coupling coefficient, beam-loaded conductance, synchronization and coupling

PACS: 11.25.-w, 11.40.-q, 33.15.Vb

† E-mail: cuijian513420@sohu.com