

任意时间分布电子束与单间隙微波腔的 非线性自洽过程研究*

李正红 黄 华 常安碧 孟凡宝

(中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900)

(2004 年 5 月 31 日收到, 2004 年 11 月 19 日收到修改稿)

将电子束作为激励源, 根据 Maxwell 方程和电子受到的洛伦兹力, 给出了描述工作模式在电子束作用下的激励方程和电子束电子在工作模式作用下的运动方程(即微波谐振腔中电子束与微波场相互作用的自洽方程组). 根据该自洽方程组, 进一步研究了任意时间分布电子束与单间隙微波腔的相互作用. 通过分析微波腔中电子束与微波作用的线性和非线性过程, 给出了电子束调制深度、微波腔作用间隙对微波输出功率的影响. 最后从理论上给出了影响微波输出功率的综合物理参量.

关键词: 微波腔, 模式, 自洽方程, 单间隙微波腔

PACC: 4100, 0200

1. 引 言

在高功率微波(HPM)的研究中, 电子束与微波腔中微波场相互作用是大家所关心的问题, 这涉及到微波腔的效率和峰值输出功率. 微波腔中电子束与微波场的相互作用, 同摇摆器中电子束与自由电子激光(FEL)辐射场的相互作用类似^[1], 微波场影响电子的运动, 同时电子束作为电流源也产生辐射, 影响微波场, 它是一个闭环系统. 与 FEL 相比, 不同微波腔的微波场不同, 电子束与微波场的相互作用形式也不相同, 但是在微波场作用下电子束群聚, 群聚的电子束反过来影响微波场的自洽过程是一致的.

理论上, 微波腔中的微波场可以按其模式展开, 微波腔本身有很多模式(如基模、高阶模), 不同模式与电子束之间的相互作用不同^[2,3], 而且这些作用互相影响. 在作为 HPM 器件的微波腔中, 电子束与工作模式的相互作用是主要的, 而非工作模式的影响很小, 可以忽略, 尤其是单间隙微波腔. 在 HPM 器件中(如相对论速调管^[4]), 电子束通常是环形电子束, 而且受到强引导磁场约束, 电子束沿轴向运动. 针对 HPM 器件, 本文基于三点假设(1)忽略非工作模式的影响(2)只考虑电子束的轴向运动(3)电子束沿

轴向分为很多小段, 每段中电子受到的作用相同. 然后给出了描述工作模式在电子束作用下的激励方程和电子束电子在工作模式作用下的运动方程(即微波谐振腔中电子束与微波场相互作用的自洽方程组). 从自洽方程组出发, 通过深入研究任意时间分布电子束(即调制电子束)与单间隙微波腔的相互作用过程, 从理论上给出了影响微波输出功率的物理参量, 为这类微波器件设计提供了较为深入的理论依据.

2. 理论和模型

2.1. 微波腔中的微波场

根据 Maxwell 方程, 微波腔中的微波场可以按微波腔的模式^[5,6]给出,

$$\begin{aligned} E(\mathbf{r}, t) &= \sum_{n=1} a_n(t) \mathbf{E}_n(\mathbf{r}), \\ B(\mathbf{r}, t) &= \sum_{n=1} b_n(t) \mathbf{B}_n(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $a_n(t)$ 和 $b_n(t)$ 为展开系数. 根据 Maxwell 方程, 可以得到关于展开系数 $a_n(t)$ 和 $b_n(t)$ 的方程, 同时微波腔中电场和磁场是相关的, 由电场可以确定磁场, 因而在这里只讨论关于展开系数 $a_n(t)$ 满足的

* 国家高技术研究发展计划(批准号 863-803-4-3)资助的课题.

方程,该方程为^[7-9]

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 a_n(t)}{dt^2} + \omega_{0n}^2 a_n(t) \\ &= -\frac{\omega_{0n} c}{\mu} \int_s (\mathbf{E} \times \mathbf{B}_n) \cdot d\mathbf{s} + c^2 \frac{d}{dt} \int_s (\mathbf{B} \times \mathbf{E}_n) \cdot d\mathbf{s} \\ & - \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_n dV, \end{aligned} \quad (2)$$

式中, ω_{0n} 是模式 E_n 所对应的本征频率, \mathbf{J} 是微波腔中激励源电流密度分布.

在微波腔中,由于束波相互作用区通常与输出边界有一定距离,输出边界对微波腔中束波相互作用区的场分布影响较小,通常可以忽略.忽略这种影响时,则可以用微波腔的品质因子表示开放边界对微波腔中微波场的影响^[10].同时忽略非工作模式的影响,只考虑工作模式和电子的轴向(一维)运动时,则方程(2)可以表示为

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 a_0(t)}{dt^2} + \omega_0^2 a_0(t) + \frac{\omega_0}{Q} \frac{da_0}{dt} \\ &= -\frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_L I_z(z, t) E_{0z}(z) dz. \end{aligned} \quad (3)$$

这里,品质因子 Q 包含负载影响,即

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{0n}} + \frac{1}{Q_{ex}},$$

其中, Q_0 为微波腔本征品质因子, Q_{ex} 为负载品质因子; ω_0 为工作模式本征频率; $E_{0z}(z)$ 为工作模式本征电场的轴向分量; $I(z, t)$ 为微波腔中电子束束流; L 为微波腔作用间隙长度.

2.2. 电子运动方程

只考虑工作模式,一维(轴向)情况下微波腔中电子运动方程为

$$\frac{dmv}{dt} = ea_0(t)E_{0z}(z) + eE_z^{sc}, \quad (4)$$

式中, $v = \frac{dz}{dt}$ 为电子在微波腔中的运动速度, E_z^{sc} 为空间电荷场的轴向分量.

根据微波腔微波场,由(4)式可以得到微波腔中第 j 个电子束段中电子在 t 时刻的运动状态为 (v_j, z_j) , 则在微波腔中电子束的电荷和电流在轴向的时空分布为

$$\begin{aligned} \rho(z, t) &= e \sum_j^{N_e} \rho_j \delta(z - z_j(t)), \\ I(z, t) &= e \sum_j^{N_e} \rho_j v_j(t) \delta(z - z_j(t)), \end{aligned} \quad (5)$$

式中, N_e 为 t 时刻微波腔中的电子束段数, ρ_j 为第 j 个电子束段(其初始状态为 (t_{0j}, v_{0j}))的电荷量.

2.3. 电子束与微波场相互作用的自洽方程

根据电子束的初始状态 $\rho_0(t_0, v_0)$ 和微波腔的工作模式电场场分布 $E_{0z}(z)$, 由方程(3)~(5)可以得到微波腔中微波场的变化和电子束的运动过程.当微波频率接近工作模式本征频率 ω_0 , 即 $\omega \approx \omega_0$ 时,令

$$a_0(t) = -ja_0(t) e^{j(\omega t + \beta_0(t))},$$

则电子束与微波场相互作用的自洽方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\omega_0 \alpha'_0}{Q} + (\omega_0^2 - \omega^2 - 2\omega\beta'_0) \alpha_0 \\ &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_t^{t+\frac{2\pi}{\omega}} JJ'(t') \cos(\omega t' + \beta_0) dt', \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} & 2\omega\alpha'_0 + \frac{\omega_0 \alpha_0 \beta'_0}{Q} + \frac{\omega_0 \omega}{Q} \alpha_0 \\ &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_t^{t+\frac{2\pi}{\omega}} JJ'(t') \cos(\omega t' + \beta_0) dt', \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\frac{dmv}{dt} = e\alpha_0 E_{0z}(z) \sin(\omega t + \beta) + eE_z^{sc}, \quad (6c)$$

式中

$$JJ(t) = \int_L I(z, t) E_{0z}(z) dz.$$

电子束束流可以按谐波展开,即

$$I(z, t) = \sum_{n=0} I_n(z) e^{-jn\phi(z)}, \quad (7)$$

式中

$$I_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(\varphi_0, v_0) e^{jn\phi(z)} d\varphi_0 dv_0,$$

$$\phi(z) = \omega t,$$

$$\varphi_0 = \omega t_0,$$

$$I(\varphi_0, v_0) = \rho(\varphi_0, v_0) v_0$$

其中 φ_0 为注入相位, $\rho(\varphi_0, v_0)$ 为电子束进入微波腔时在 (φ, v) 相空间的密度分布.由(7)式可知,

$$JJ(t) = \sum_{n=0} JJ_n e^{j(n\omega t + \beta_n)}, \quad (8)$$

式中

$$JJ_n = \int_L I_n(z) E_{0z}(z) dz.$$

为了求解(8)式,将方程(6c)表示为

$$\frac{d\gamma}{dz} = e\alpha_0 E_{0z}(z) \sin(\varphi + \beta) + eE_z^{sc}, \quad (9a)$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}. \quad (9b)$$

方程初始条件 ($z = 0$) 为

$$1/\gamma = \sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2},$$

$$\varphi = \varphi_0.$$

由于电子束中高次谐波频率与微波腔频率相差较大, 通常情况下其影响可以忽略. 忽略高次谐波影响, 则方程 (6a) 和 (6b) 可以表示为

$$\frac{\omega_0 \alpha_0'}{Q} + (\omega_0^2 - \omega^2 - 2\omega\beta_0') \alpha_0 = \frac{\omega}{\epsilon_0} JJ_1 \cos(\beta_0 - \beta_1), \quad (10a)$$

$$2\omega\alpha_0' + \frac{\omega_0 \alpha_0 \beta_0'}{Q} + \frac{\omega_0 \omega}{Q} \alpha_0 = \frac{\omega}{\epsilon_0} JJ_1 \sin(\beta_0 - \beta_1), \quad (10b)$$

式中

$$JJ_1 = \int_L I_1(z) E_{0z}(z) dz,$$

$$I_1(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} K(\varphi_0, \nu_0) e^{j\varphi(z)} d\varphi_0 d\nu_0.$$

平衡状态时, 方程 (10a) 和 (10b) 为

$$\alpha_0 = \frac{\omega_0 Q}{\epsilon_0} JJ_1 \sin(\beta_0 - \beta_1), \quad (11a)$$

$$\alpha_0 = \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)\epsilon_0} JJ_1 \cos(\beta_0 - \beta_1). \quad (11b)$$

由此按电子束的初始状态 $\rho(t_0, \nu_0)$ 和微波腔的模式 E_{0z} , 根据方程 (7) (9) 和 (10), 即可得到微波腔中微波场的变化和电子束的运动过程, 该方程组成为微波谐振腔中电子束与微波场相互作用的自治方程组. 同时微波腔储能 W 决定于 α_0 , 由 (1) 式可得

$$W = \frac{1}{2} \epsilon \alpha_0^2. \quad (12)$$

根据微波腔负载品质因子 Q_{ex} 可以得到微波腔的输出功率为

$$P_{out} = \frac{\omega \epsilon \alpha_0^2}{2Q_{ex}}. \quad (13)$$

3. 单间隙双重入结构谐振腔及其工作模式场分布

图 1 为单间隙双重入结构谐振腔, 这种微波腔

在相对论速调管中应用很多, 工作模式为 TM 模, 在作用间隙微波场分布 (图 2) 近似均匀场^[11], 即

$$E_z(z) = E_0,$$

$$E_r(z) = E_\theta(z) = 0, \quad (14)$$

$$B_z(z) = B_r(z) = B_\theta(z) = 0,$$

式中 E_0 由微波腔的具体结构决定, 根据微波腔中储能 W 和作用区某一点的场强 E 可以得到, 即

$$E_0 = \sqrt{\frac{\epsilon E^2}{W}}, \quad (15)$$

其中, W 的单位为 J, E 的单位为 V/m, E_0 的单位为 $m^{-3/2}$.

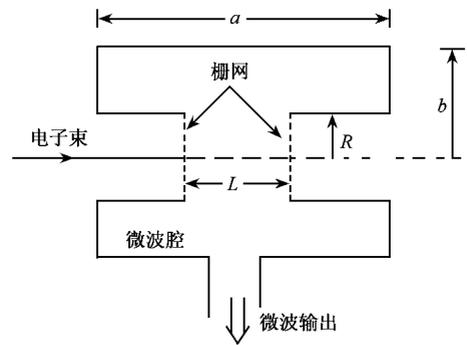


图 1 单间隙双重入结构谐振腔示意图

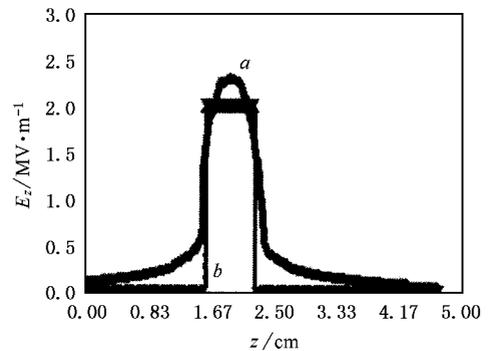


图 2 单间隙谐振腔作用区场分布, 曲线 a 为实际场分布, 曲线 b 为近似场分布

表 1 为 X 波段单间隙双重入结构谐振腔的模拟参量. 根据 (15) 式可得图 1 结构中的 E_0 为 $5.95 \times 10^2 m^{-3/2}$.

表 1 X 波段微波腔模拟参量

参量	腔长 a/cm	外径 b/cm	漂移管半径 R/cm	作用长度 L/cm	谐振频率 f_0/GHz	储能 W/mJ	间隙场强 $E_0/MV \cdot m^{-1}$
取值	5	3	1	1	8.0	0.10	2.0

4. 腔互作用

4.1. 忽略间隙效应

由于作用间隙 $d \ll \lambda_p$ (λ_p 表征空间电荷效应的电子束等离子波长), 空间电荷场在轴向运动上的影响很小^[12], 为了进一步简化, 忽略空间电荷场的作用, 由方程(9)可得

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{e\alpha_0 E_0}{m_0 c_0^2} z \sin(\varphi_0), \quad (16)$$

$$\varphi \approx \varphi_0.$$

在相对论微波器件中, 电子进入微波腔时运动速度接近光速, 而且由于作用间隙很小, 初始速度分散度对束腔互作用影响很小, 可忽略其影响, 将初始电子束近似为单能束时, 其束流可以表示为

$$K(\varphi_0) = \sum_{n=1} I_n e^{-jn\varphi_0 + j\varphi_0'}$$

由(8)式可得

$$JJ_1 = I_1 E_0 L e^{j\varphi_0'}, \quad (17)$$

式中 I_1 为电子束进入微波腔时的一次谐波分量, φ_0' 为谐波分量相位。

当束波互作用达到饱和状态时, 由(13)式可得

$$\alpha_0 = \frac{Q I_1 E_0 L}{\omega \epsilon_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} \right)^2} Q^2}. \quad (18)$$

由此可得, 微波输出功率为

$$P = \frac{I_1 V}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} \right)^2} Q^2}, \quad (19)$$

式中 $V = \alpha_0 E_0 L$ 为间隙电压。

当调制电子束的微波频率与微波腔频率一致时, 由(19)式可以得到忽略间隙效应时调制电子束通过微波时输出的微波功率, 即

$$P = \frac{I_1 V}{2}. \quad (20)$$

4.2. 考虑间隙效应

为了进一步简化, 忽略空间电荷场的作用时, 方程(9)的一级近似解为

$$\gamma \approx \gamma_0 + \frac{e\alpha_0 E_0}{m_0 c_0^2} z \sin(\varphi_0), \quad (21a)$$

$$\varphi \approx \varphi_0 + \frac{\alpha(V)}{2L^2} z^2 \sin(\varphi_0), \quad (21b)$$

式中

$$\alpha = \frac{2\pi e\alpha_0 E_0 L^2}{\lambda m_0 c_0^2} \frac{1}{\sqrt{(\gamma_0^2 - 1)^3}},$$

(α 定义为归一化作用因子, 表征微波场对电子的作用) 取 $V = \alpha_0 E_0 L$ 时, 可表示为

$$\alpha = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{eV}{m_0 c_0^2} \frac{1}{\sqrt{(\gamma_0^2 - 1)^3}}, \quad (22)$$

其中 V 为作用间隙电压。

图3为不同作用间隙电压 V 下单间隙谐振腔出口处电子相位随注入相位的变化曲线, 图中 V_b 为电子束束压, 可以表示为 $eV_b = m_0(\gamma_0 - 1)c^2$; 虚线为方程9的计算解, 实线为方程(9)的近似解(即(21)式)。由图3可以看出, 当 $V < 0.5V_b$ 时, 计算解和近似解基本一致; 当 $V > 0.5V_b$ 时, 在注入相位 0° 附近的电子, 其计算解和近似解有一定差距, 然而在其他区域(大多数电子)的计算解和近似解基本一致, 所以可以采用(21)式来研究电子在微波腔中的运动。

根据图3不同作用间隙电压 V 下单间隙谐振腔出口处电子相位计算解和近似解的比较(21)式近似反映了电子在谐振腔中运动状态。由图3还可以看出随着微波场的增加, 在微波腔出口处大多数电子相位分布在一个愈来愈小的相位范围, 反映了电子在微波腔中的群聚随微波场的增加而加强。由(8)和(21)式可得

$$JJ_1 = E_0 \sum_n I_n \int_0^L \int_0^{2\pi} \exp(j(1-n)\varphi_0 + j \frac{\alpha}{2L^2} z^2 \sin \varphi_0 + j\varphi_0') d\varphi_0 dz,$$

式中 I_n 为电子束进入微波腔时第 n 次谐波分量, 利用

$$\exp(jx \sin \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} j^m J_m(x) \exp(jm\varphi),$$

就有

$$JJ_1 = E_0 \exp(j\varphi_0') \sum_{n=0} I_n j^{n-1} \int_0^L J_{n-1} \left(\frac{\alpha}{2L^2} z^2 \right) dz. \quad (23)$$

这里 $J(x)$ 为 Bessel 函数。

为了简化问题, 只考虑平衡状态, 由(11)式可得微波场强为

$$\alpha = \frac{QE_0 L}{\omega \epsilon_0} \left(\sum_{n=0} I_n F(n, \alpha) \sin(\beta_0 - \varphi_0' - (n-1)\frac{\pi}{2}) \right), \quad (24a)$$

$$\alpha_0 = \frac{\omega E_0 L}{(\omega_0^2 - \omega^2) \epsilon_0} \left(\sum_{n=0} I_n F(n, \alpha) \cos \left(\beta_0 - \varphi'_0 - (n-1) \frac{\pi}{2} \right) \right), \quad (24b)$$

式中 $F(n, \alpha)$ 定义为谐波相互作用因子,

$$F(n, \alpha) = \int_0^1 J_{n-1} \left(\frac{\alpha}{2} t^2 \right) dt.$$

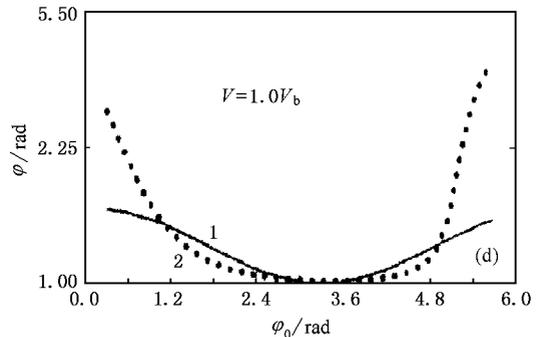
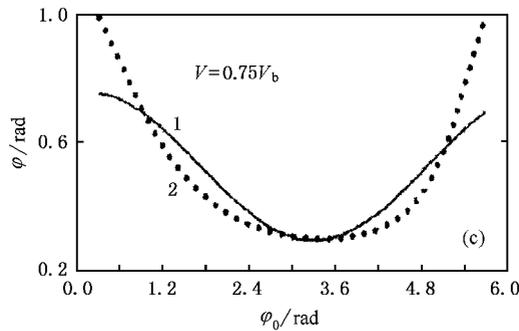
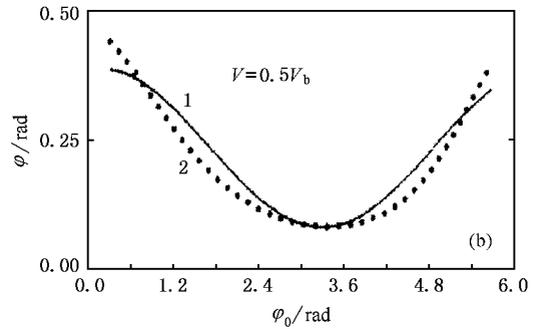
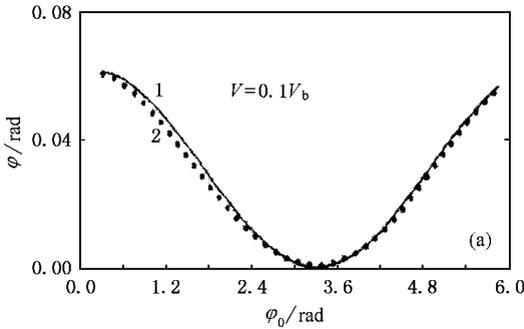


图 3 不同间隙电压 V 下单间隙谐振腔出口处电子相位随注入相位变化曲线 间隙电压 V 分别为 (a) $0.1V_b$ (b) $0.5V_b$, (c) $0.75V_b$ (d) $1.0V_b$

图 4 为不同谐波相互作用因子 $F(n, \alpha)$ 随归一化作用因子 α 的变化曲线. 由图 4 可以看出, 谐波相互作用因子随谐波阶次增加而递减, 基波的作用随归一化作用因子 α 增加而减小, 而高次谐波则相反.

5. 归一化束波相互作用因子

为了进一步说明问题, 只考虑直流、基波和二次谐波分量. 由 (11) 式可得

$$\alpha_0 = \frac{QE_0 L}{\omega \epsilon_0} [I_1 F(1, \alpha) \sin(\beta_0 - \varphi'_0) - (I_0 + I_2) F(2, \alpha) \cos(\beta_0 - \varphi'_0)], \quad (25a)$$

$$\alpha_0 = \frac{\omega E_0 L}{(\omega_0^2 - \omega^2) \epsilon_0} [I_1 F(1, \alpha) \cos(\beta_0 - \varphi'_0) - (I_0 + I_2) F(2, \alpha) \sin(\beta_0 - \varphi'_0)], \quad (25b)$$

对 (25) 式合并处理后得到

$$\alpha_0 = \frac{LE_0 \sqrt{(I_1 F(1, \alpha))^2 + ((I_0 + I_2) F(2, \alpha))^2}}{\epsilon_0 \sqrt{\left(\frac{\omega}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2}\right)^2}}. \quad (26)$$

由 (22) 和 (26) 式可得

$$\alpha = k \sqrt{(i_1 F(1, \alpha))^2 + ((1 + i_2) F(2, \alpha))^2}, \quad (27)$$

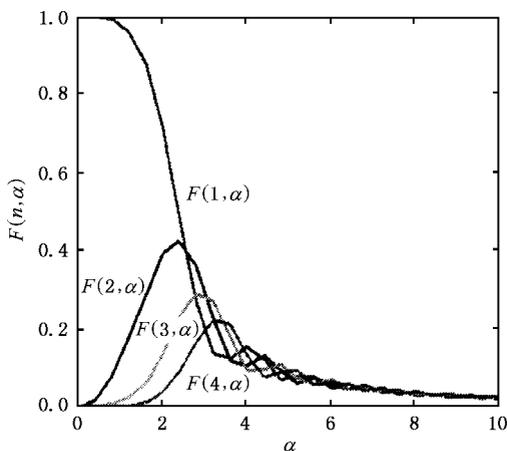


图 4 不同谐波相互作用因子 $F(n, \alpha)$ 随归一化作用因子 α 的变化曲线

式中

$$k = \frac{eI_0}{4\pi m_0 c^2 \epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{(\gamma_0^2 - 1)^3}} \frac{QE_0^2 L^3}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2}\right) Q^2}}$$

定义 k 为归一化束波相互作用因子(表征微波腔与电子束之间的相互作用),将 $I_A = \frac{4\pi m_0 c^3 \epsilon_0}{e}$ 代入后可得

$$k = \frac{I_0}{I_A} \frac{1}{\sqrt{(\gamma_0^2 - 1)^3}} \frac{QE_0^2 L^3}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2}\right) Q^2}} \quad (28)$$

由(27)式可以看出,归一化作用因子 α 是 k 、电流基波调制深度 $i_1 = \frac{I_1}{I_0}$ 和二次谐波调制深度 $i_2 = \frac{I_2}{I_0}$ 的函数。

当调制电子束的微波频率与微波一致时,由(28)式可得

$$k = \frac{I_0}{I_A} \frac{QE_0^2 L^3}{\sqrt{(\gamma_0^2 - 1)^3}} \quad (29)$$

根据方程(27)得到的归一化作用因子 α ,由(13)和(22)式可以得到微波输出功率

$$P_{\text{out}} = \frac{I_A^2}{32\pi^3} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda}{E_0^2 L^4} \frac{\alpha^2}{Q_{\text{ex}}} (\gamma^2 - 1)^3 \quad (30)$$

图5为不同电流调制深度下归一化作用因子 α 随归一化束波相互作用因子 k 的变化曲线(根据(27)式)。由图5可以看出,在不同电流调制深度下表示微波场强的归一化作用因子 α 随归一化束波相互作用因子 k 的增加而增加,然后趋于同一饱和值(该值近似为3)。图6为微波腔 $Q = 40$ 时,不同电流调制深度下微波输出功率 P_{out} 随微波作用长度 L 的变化曲线。由图6可以看出,对应不同的电子束调制深度存在不同最佳微波作用长度,而且该长度随调制深度增加而降低。图7给出了不同归一化束波相互作用因子下归一化作用因子随电流调制深度的变化曲线。由图7可以看出,当归一化束波相互作用因子较大时,归一化作用因子随调制深度提高而迅速增长,达到饱和值(~ 3);而归一化束波相互作用因子较小时,归一化作用因子随调制深度提高而线性增长。

根据(26)和(30)式,可以得到微波输出功率随调制电子束微波频率的变化关系。图8和图9分别为低归一化束波相互作用因子和高归一化束波相互作用因子时,不同电流调制深度下微波输出功率随调制

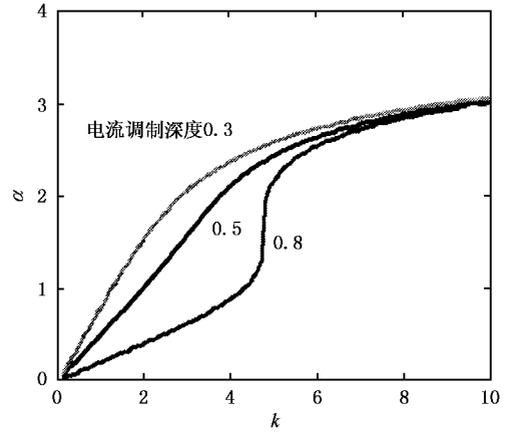


图5 不同电流调制深度下归一化作用因子 α 随归一化束波相互作用因子 k 的变化曲线

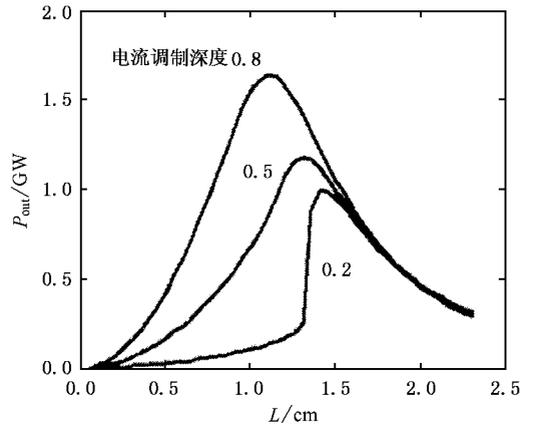


图6 不同电流调制深度下微波输出功率随作用长度的变化曲线($Q = 40$)

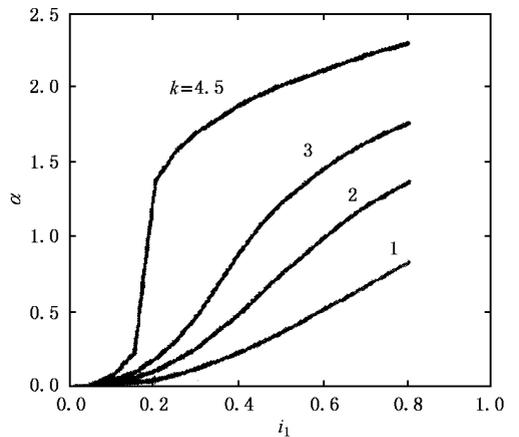


图7 不同归一化束波相互作用因子下归一化作用因子随电流调制深度 i_1 的变化曲线

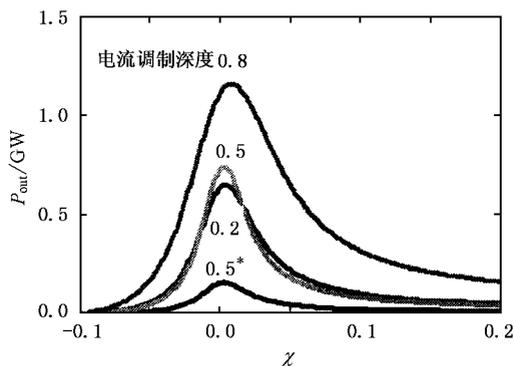


图 8 不同电流调制深度微波输出功率随电子束调制频率的变化曲线 ($k=2, Q=50$) 带星号者为忽略间隙效应

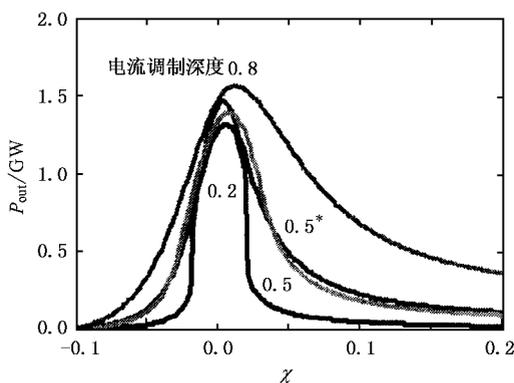


图 9 不同电流调制深度下微波输出功率随电子束调制频率的变化曲线 ($k=4, Q=50$) 带星号者为忽略间隙效应

电子束微波频率的变化曲线 ($\chi = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2}$)。从图 8 可以看出, 归一化束波相互作用因子较小时间隙效应不明显, 效应使微波输出功率略有降低。从图 9 可以看出, 当归一化束波相互作用因子较大时间隙效应明显, 微波输出功率受电流调制深度的影响较小。然而, 微波输出带宽是随着电流调制深度增加而增加。

6. 结 论

通过上述分析可以看出, 微波输出功率不仅与电子束的调制深度、微波腔有关, 而且腔与电子束的影响互相关联, 因而在腔的设计中不仅要考虑腔的特性, 还要考虑电子束调制的影响。这些影响与间隙效应有关, 在单间隙谐振腔的束波相互作用中间隙效应不仅改变微波输出功率, 还改变谐振腔的工作带宽。对 HPM 器件, 当作用间隙的微波场很强时, 这种效应随场强提高而更加显著。针对这些影响, 在具体器件(如相对论速调管输出腔)的设计中, 根据要求的微波功率、电子束参数及调制深度, 由(29)(31)和(32)式可以确定最佳微波腔参数(如微波作用长度和 Q 值等)。

- [1] Hui Z X, Yang Z H 1990 *Free Electron Laser* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [惠钟锡、杨振华 1990 自由电子激光(北京: 科学出版社)]
- [2] Li Z H, Hu K S, Zhang H 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 99 (in Chinese) [李正红、胡克松、张红 2002 强激光与粒子束 **14** 99]
- [3] Chen Y, Mitra R, Harms P 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 832
- [4] Huang H, Fan Z K, Tan J et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1129 (in Chinese) [黄华、范植开、谭杰等 2004 物理学报 **53** 1129]
- [5] Zhang K Q, Li D J 1994 *Electromagnetic Theory for Microwave and Optoelectronics* (Beijing: Electronic Industry Press) (in Chinese) [张克潜、李德杰 1994 微波与光电子学中的电磁场理论(北京: 电子工业出版社)]
- [6] Liang K M 1978 *Mathematic Method for Physics* (Beijing: People Education Press) (in Chinese) [梁昆淼 1978 数学物理方法(北

京: 人民教育出版社)]

- [7] Slater J C 1950 *Microwave Electronics* (New York: D. Van Nostrand Press)
- [8] Huang H J 1965 *Principle of Microwave* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [黄宏嘉 1965 微波原理(北京: 科学出版社)]
- [9] Wang S H, Luo Z H, Luo Y X 1980 *Principle of Proton Linac* (Beijing: Atomic Energy Press) (in Chinese) [王书鸿、罗紫华、罗应雄 1980 质子直线加速器原理(北京: 原子能出版社)]
- [10] Li Z H, Meng F B, Chang A B et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3627 (in Chinese) [李正红、孟凡宝、常安碧等 2004 物理学报 **53** 3627]
- [11] Zhu M, Wu H S 1987 *Acta Electr. Sin.* **4** 8 (in Chinese) [朱敏、吴鸿适 1987 电子学报 **4** 8]
- [12] Wu H S 1986 *Microwave Electronics* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [吴宏适 1986 微波电子学(北京: 科学出版社)]

Investigation of nonlinear self-consistent interaction progress between microwave and electron beam in RF cavity^{*}

Li Zheng-Hong Huang Hua Chang An-Bi Meng Fan-Bao

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

(Received 31 May 2004 ; revised manuscript received 19 November 2004)

Abstract

The motion of electrons is affected by microwave in RF cavity. Meanwhile electrons can also generate radiation and have influence on microwave in the cavity. According to Maxwell theory, RF field in the RF cavity can be expressed by modes. So equations about such actions are established according to Maxwell theory and Lorentz force acting on electrons in the cavity. These equations are also called self-consistent equations for action between microwave and electron beam in RF cavity. Based on the equations, the single-gap RF cavity is investigated one-dimensionally (including how microwave increases and saturates in the cavity) and the factors influencing the output power are also studied. It is concluded that nonlinear action is very important, and that output power is not only determined by cavity structure but also by the beam modulation.

Keywords : RF cavity, mode, self-consistent equation, single-gap RF cavity

PACC : 4100, 0200

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 863-803-4-3).