

# 介质加载的矩形截面 Cerenkov 脉塞中带状电子注与慢波结构相互作用的研究\*

陈晔<sup>1)2)†</sup> 赵鼎<sup>1)</sup> 王勇<sup>1)</sup>

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7月3日收到; 2011年9月8日收到修改稿)

本文建立了介质加载的矩形截面 Cerenkov 脉塞中带状电子注与慢波结构相互作用的三维物理模型. 采用 Borgnis 函数法和场匹配法求解了多层介质中场的匹配问题, 获得了注波相互作用结构的混合模热色散方程 (含电子注) 及其近似解. 通过数值计算, 分析了热态下介质层厚度、电子注电压、电流密度、电子注厚度及电子注与介质层间隙距离等主要结构和电参数对注波相互作用增长率的影响.

**关键词:** Cerenkov 脉塞, Borgnis 函数法, 场匹配法, 热色散方程

**PACS:** 41.60.Bq, 94.20.wj

## 1 引言

矩形截面的 Cerenkov 脉塞 (rectangular Cerenkov maser, RCM) 采用相对论带状电子注与平面慢波结构中的电磁模式相互作用实现波的放大. 相对于传统环形电子注圆柱对称型 Cerenkov 脉塞而言, RCM 中带状注的空间电荷力较小, 电子注的聚焦可由周期永磁结构实现. 对工作于毫米波段的情形, RCM 在维持电子注一个横向尺度具有小的数值以与毫米波电路的净空间匹配的同时, 另一个横向尺度仍可被加大以使电子注获得较大的流强, 兼顾了对器件工作频率和输出功率的要求. 因此, 带状注 RCM 在通信系统、粒子加速器、等离子体加热、高功率毫米波雷达以及核武器效应模拟等领域都具有良好的应用前景<sup>[1-5]</sup>.

RCM 中常采用介质衬里或金属格栅慢波结构. 与采用金属结构的情形相比, 采用介质衬里结构可以避免器件在强流状态下的间隙打火问题, 且加工制造过程简单. 同时, 使用较厚的介质衬里还能够使 Cerenkov 脉塞具有超宽带 (可达一个倍频程) 的

工作能力<sup>[6]</sup>. 其不足之处在于器件在强流状态下可能存在介质击穿的问题, 这会引起脉冲缩短的现象. 20 世纪 80 年代起, 国内外相继发表了一系列关于介质加载的 RCM 的理论与实验方面的研究成果. 1988 年, Walsh 等人实现了介质 Cerenkov 脉塞在远红外区域 100  $\mu\text{m}$  波长工作<sup>[7]</sup>. 1990 年, Garate 等人首次成功运行了 X 波段介质 Cerenkov 脉塞放大器, 在 21 cm 的相互作用长度上测得放大器的功率增益为 11 dB<sup>[8]</sup>. 1992 年, Kosai 等人有关 Cerenkov 脉塞放大器的实验结果为: 输入功率 4.5 kW, 在 56 cm 相互作用长度上测得 24 dB 的增益, 最大微波输出功率 1.15 MW, 效率为 12%, 信号频率为 10.3 GHz<sup>[9]</sup>. 21 世纪初期, 美国洛斯阿拉莫斯国家实验室的 Carlsten 提出了将 RCM 应用于低功率通信领域的设计方案<sup>[10]</sup>. 在使用 2.5 维 PIC 程序的模拟计算中, 他将 140 kV, 15A 的功率相对较高的电子注注入到高度为 2 mm 的波导中, 介质衬里的厚度为 0.54 mm, 相对介电常数为 30, 该项研究在频率 28.7 GHz 处获得了最高达 1.2 dB/cm 的增益, 对不包含渐变段的情形, 效率为 15%—25%.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60801031) 资助的课题.

† E-mail: chenye07@mails.gucas.ac.cn

国外的学者对介质加载的 RCM 已经做了不少实验与仿真方面的工作. 在国内, 对 RCM 慢波结构和注波相互作用过程的研究还很少见, 尤其是带状注与 RCM 的三维线性与非线性注波相互作用理论仍很缺乏.

本文建立了带状电子注与双介质层加载的 RCM 中慢波结构相互作用的三维物理模型. 采用 Borgnis 函数法和场匹配法求解了注波相互作用系统的本征值问题, 得到了注波相互作用结构的混合模热色散方程, 并在采用稀疏电子注假设的条件下, 得到了热色散方程的近似解. 通过数值计算, 分析了主要结构和电参数对相互作用增长率的影响.

## 2 物理模型与色散方程的推导

图 1 是 RCM 慢波结构与带状电子注相互作用的三维模型. 它由一个高为  $b$ , 宽为  $a$  的双层介质衬里矩形波导组成. 上下介质层厚度分别为  $d_1, d_2$ . 厚度为  $t$  的带状电子注与结构中的电磁波相互作用, 电子注与上、下介质层的间隙距离分别为  $\Delta$  和  $\delta$ . 沿  $z$  轴方向施加足够大的磁场, 使得电子注以均匀速度  $v_0$  沿  $z$  轴运动.

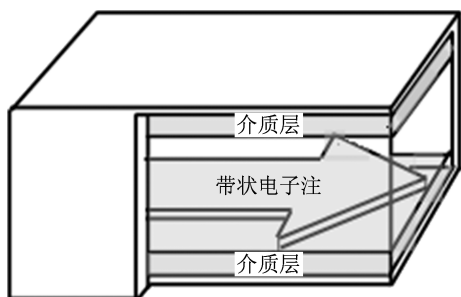


图 1 介质加载的 RCM 慢波结构与带状注的相互作用模型

如果选取  $z$  轴作为纵向, 则结构中的电磁模式是同时包含场分量  $E_z$  和  $H_z$  的混合模式, 该混合模是 TE 模和 TM 的叠加. 然而, 这里讨论的混合模式可以简单地表示为将  $y$  轴取为纵向时的横磁模  $TM_y^{[11]}$ . 联立电子运动方程和麦克斯韦方程, 可求解 RCM 与带状注相互作用问题的本征解. 如图 2 所示, 整个相互作用区域可划分为 5 个不同的场区. 1—5 区分别对应  $d_2 < y < 0$ ,  $0 < y < \delta$ ,  $\delta < y < \delta + t$ ,  $\delta + t < y < b - d_2 - d_1$ ,  $b - d_2 - d_1 < y < b - d_2$  五个区域. 电子注所在的 3

区可视为具有如下介电系数的等效介质层<sup>[12]</sup>:

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + \chi_b \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中, 磁化率  $\chi_b = \frac{-\omega_p^2}{\gamma^3(\omega - v_0 k_z)^2}$ , 表征了电子注在扰动场分量  $E_z$  作用下的极化特性.  $\omega_p, k_z$  和  $\gamma$  分别表示等离子体频率,  $z$  向传播常数和相对论因子. 因此, 对注波相互作用结构本征值问题的求解可以等效为多层介质中场的匹配问题.

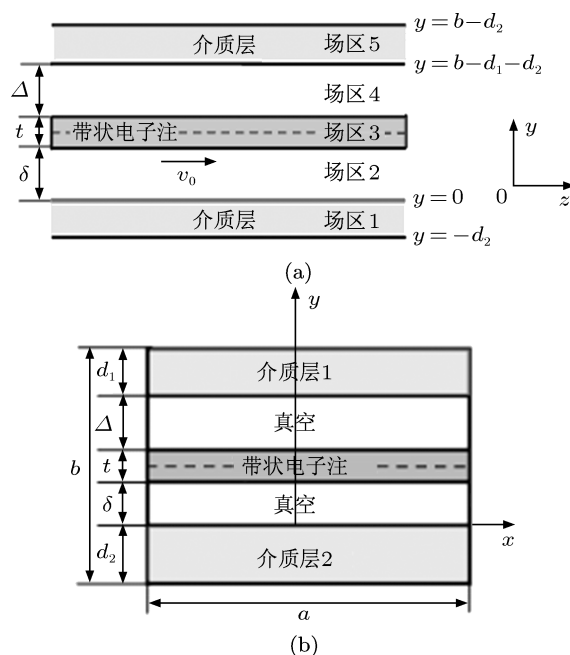


图 2 带状注与介质加载的 RCM 慢波结构的相互作用截面图 (a) 纵向截面图; (b) 横向截面图

基于以上分析, 针对介质加载 RCM 中存在的  $TM_y$  模式, 由 Borgnis 函数法可知  $V_y = 0$ ,  $U_y \neq 0^{[13]}$ . 使用分离变量法, 各场区  $U$  函数可以表示为

$$U_{yi} = (A_i^+ e^{jk_i y} + A_i^- e^{-jk_i y}) \times \sin k_x \left( x + \frac{a}{2} \right) e^{-j\omega t + jk_z z}, \quad (2)$$

其中,  $k_i (i = 1-5)$  分别为 1—5 场区的  $y$  向传播常数,  $A_i^+, A_i^- (i = 1-5)$  分别对应各场区正向和反向幅值常数,  $k_x, k_z$  分别为相互作用结构的  $x$  向、 $z$  向传播常数. 相关参数如下:

$$\begin{aligned} k_1 &= k_d, & k_2 &= -jk_0, & k_3 &= -jk_0, \\ k_4 &= -jk_0, & k_5 &= k_d, \end{aligned} \quad (3)$$

$$k_b = \sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \sqrt{\frac{k_x^2 + Sk_z^2}{k_x^2 + k_z^2}}, \quad \times e^{-2k_b t} = 0, \quad (11)$$

$$k_d = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_r - k_x^2 - k_z^2},$$

$$k_0 = \sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}. \quad (4)$$

$$k_x = \frac{l\pi}{a} \quad l = 1, 2, \dots,$$

$$S = \begin{cases} 1 + \chi_b & \text{电子注 3 区,} \\ 1 & \text{其他场区,} \end{cases}$$

$$\chi_b = \frac{-\omega_p^2}{\gamma^3(\omega - v_0 k_z)^2}. \quad (5)$$

由 Borgnis 位函数与电磁场各分量的关系<sup>[13]</sup>可知各场区  $E_z$  和  $H_x$  分量为

$$E_{zi} = \frac{jk_z}{k_x^2 + Sk_z^2} \frac{\partial U_{yi}}{\partial y}, \quad (6)$$

$$H_{xi} = \frac{-\omega \varepsilon S k_z}{k_x^2 + Sk_z^2} U_{yi}. \quad (7)$$

运用场匹配法, 利用  $y = -d_2$  及  $y = b - d_2$  平面上电场切向分量为零的边界条件及各场区交界处切向场分量的连续性条件

$$E_{z1}|_{y=-d_2} = 0, \quad E_{z5}|_{y=b-d_2} = 0; \quad (8)$$

$$(E_{z1} = E_{z2})|_{y=0}, \quad (H_{x1} = H_{x2})|_{y=0},$$

$$(E_{z2} = E_{z3})|_{y=\delta}, \quad (H_{x2} = H_{x3})|_{y=\delta}; \quad (9)$$

$$(E_{z3} = E_{z4})|_{y=t+\delta}, \quad (H_{x3} = H_{x4})|_{y=t+\delta},$$

$$(E_{z4} = E_{z5})|_{y=b-d_1-d_2},$$

$$(H_{x4} = H_{x5})|_{y=b-d_1-d_2}. \quad (10)$$

经过繁琐的代数运算, 可得到注波相互作用结构的热态色散方程如下:

$$D(\omega, k_z, \chi_b) = \frac{k_b(\Phi_1 + 1) + Sk_0(\Phi_1 - 1)}{k_b(\Phi_1 + 1) - Sk_0(\Phi_1 - 1)} - \frac{k_b(\Phi_2 + 1) + Sk_0(\Phi_2 - 1)}{k_b(\Phi_2 + 1) - Sk_0(\Phi_2 - 1)}$$

$$D(\omega, k_z, \chi_b) = D(\omega, k_z, \chi_b) \Big|_{(\omega_{\text{res}}, k_{z\text{res}}, \chi_b=0)} + \delta k_z \frac{\partial D(\chi_b=0)}{\partial k_z} \Big|_{(\omega_{\text{res}}, k_{\text{res}})} + \chi_b \frac{\partial D}{\partial \chi_b} \Big|_{(\omega_{\text{res}}, k_{z\text{res}}, \chi_b=0)}. \quad (16)$$

将 (11), (3), (4) 和 (5) 式代入 (16) 式可以得到

$$\delta k_z = \left[ \frac{(\omega_p/\gamma)^2 \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial D(k_z, \chi_b)}{\partial \chi_b}}{\frac{\partial D(k_z, \chi_b)}{\partial k_z}} \right]^{1/3}, \quad (17)$$

其中

$$\Phi_1 = \frac{\varepsilon_r k_0 - k_d \tan k_d d_2}{\varepsilon_r k_0 + k_d \tan k_d d_2} e^{2k_0 \delta}, \quad (12)$$

$$\Phi_2 = \frac{\varepsilon_r k_0 - k_d \tan k_d d_1}{\varepsilon_r k_0 - k_d \tan k_d d_1} e^{-2k_0 \Delta}. \quad (13)$$

其他相关参数如 (3)—(5) 式所示.

当磁化率  $\chi_b$  和上介质层厚度  $d_1$  无限趋于零时,  $k_b$  趋于  $k_0$ ,  $S$  趋于 1,  $\Phi_2$  趋于  $e^{-2k_0 \Delta}$ , 则 (11) 式可简化为

$$\frac{\varepsilon_r k_0 - k_d \tan k_d d_2}{\varepsilon_r k_0 + k_d \tan k_d d_2} e^{2k_0 \delta} = e^{-2k_0 \Delta} e^{-2k_b t}. \quad (14)$$

将  $b - d_2 = t + \delta + \Delta$  带入上式并利用双曲函数的性质化简, 则 (14) 式简化为单介质层加载 RCM 冷态色散方程 (无电子注)

$$\varepsilon_r k_0 \tan k_0 (b - d_2) = k_d \tan k_d d_2. \quad (15)$$

方程 (15) 与参考文献 [14] 中介质部分填充的矩形波导色散关系是一致的.

### 3 色散方程的近似解

通常, 通过数值求解超越方程 (11) 可以获得注波相互作用结构的复传播常数. 然而, 当采用稀电子注假设时, 我们可以相对容易地得到色散方程 (11) 的一个近似解. 在带状注 RCM 相互作用结构中, 同时存在两种波: 导行电磁波和空间电荷波. 根据耦合模理论<sup>[15]</sup>, 当这两种波的相速度彼此接近时, 它们之间的耦合变强, 这也正是注波相互作用系统的同步条件. 系统的耦合场分量是未耦合的导行电磁波各场量的修正. 由于电子注是稀疏的 ( $\chi_b \ll 1$ ), 所以由耦合产生的场量修正是均匀的. 基于这样的分析, 我们运用泰勒级数在  $\chi_b = 0$  和共振点  $(\omega_{\text{res}}, k_{z\text{res}})$  处展开色散方程 (11),

其中

$$\frac{\partial D(k_{z\text{res}}, \chi_b)}{\partial \chi_b} \Big|_{\chi_b=0} = \frac{F \cdot \partial E / \partial \chi_b - E \cdot \partial F / \partial \chi_b}{F^2}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{H \cdot \partial G / \partial \chi_b - G \cdot \partial H / \partial \chi_b}{H^2} e^{-2k_0 t} \\
 & + \sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \frac{k_z^2 t e^{-2k_0 t}}{k_x^2 + k_z^2} \frac{G}{G}; \quad (18)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial D(k_{z\text{res}}, \chi_b = 0)}{\partial k_z} \\
 & = \frac{\partial \Phi_1}{\partial k_z} - \frac{\partial \Phi_2}{\partial k_z} e^{-2k_0 t} + \frac{2t e^{-2k_0 t} k_z}{k_0} \Phi_2; \quad (19)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E & = 2k_0 \Phi_1, \\
 \frac{\partial E}{\partial \chi_b} & = \frac{\partial k_b}{\partial \chi_b} (\Phi_1 + 1) + k_0 (\Phi_1 - 1); \quad (20)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F & = 2k_0, \\
 \frac{\partial E}{\partial \chi_b} & = \frac{\partial k_b}{\partial \chi_b} (\Phi_1 + 1) - k_0 (\Phi_1 - 1); \quad (21)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 G & = 2k_0 \Phi_2, \\
 \frac{\partial G}{\partial \chi_b} & = \frac{\partial k_b}{\partial \chi_b} (\Phi_2 + 1) + k_0 (\Phi_2 - 1); \quad (22)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H & = 2k_0, \\
 \frac{\partial H}{\partial \chi_b} & = \frac{\partial k_b}{\partial \chi_b} (\Phi_2 + 1) - k_0 (\Phi_2 - 1); \quad (23)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Phi_1 & = \frac{\varepsilon_r k_0 - k_d \tan k_d d_2}{\varepsilon_r k_0 + k_d \tan k_d d_2} e^{2k_0 \delta}, \\
 \Phi_2 & = \frac{\varepsilon_r k_0 + k_d \tan k_d d_1}{\varepsilon_r k_0 - k_d \tan k_d d_1} e^{-2k_0 \Delta}; \quad (24)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 k_0 & = \sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}, \\
 \frac{\partial k_b}{\partial \chi_b} & = \frac{1}{2} \sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \frac{k_z^2}{k_x^2 + k_z^2}. \quad (25)
 \end{aligned}$$

(17) 式的虚部即为互作用结构的线性增长率.

## 4 数值计算与分析

作为线性相互作用理论的应用, 这里考察了带状电子注与双介质层加载 RCM 中  $\text{TM}_{y10}$  模相互作用的情况. 相关数值计算参数如表 1 所示.

表 1 带状电子注与 RCM 漫波结构互相作用的数值计算参数

结构参数	电参数
波导宽度 $a/\text{mm}$	22.86
波导高度 $b/\text{mm}$	10.16
上介质层厚度 $d_1/\text{mm}$	3
下介质层厚度 $d_2/\text{mm}$	4
电子注与下介质层距离 $\delta/\text{mm}$	0.5
工作频率 $f/\text{GHz}$	20
电子注电压 $V_b/\text{kV}$	30
电流密度 $J_b/\text{A}/\text{cm}^2$	10
电子注厚度 $t/\text{mm}$	1
相对介电常数 $\varepsilon_r$	10

图 3 是冷态 RCM 中  $\text{TM}_{y10}$  模电场分量  $E_z$  的归一化幅值随  $y$  的变化, 这里的纵向位置  $z =$

20 mm, 横向位置  $x = 0$  mm. 其中, 虚线表示数值计算的结果, 点虚线表示 Ansoft HFSS 软件仿真的结果. 图 3 中, 在  $y = -4$  mm 和  $y = 6.16$  mm 处,  $E_z$  的幅值均为零, 满足理想导体表面上切向电场为零的边界条件; 在  $y = -0.4$  mm 处,  $E_z$  的幅度达到最大值. 数值计算曲线与仿真曲线有很好的一致性. 由此可见, 介质加载的 RCM 中存在沿介质层表面传播的电磁波, 纵向耦合电场  $E_z$  的幅度最大值出现在介质层表面附近, 并以场强最大值位置为中心向  $y$  轴正负方向逐渐减弱.

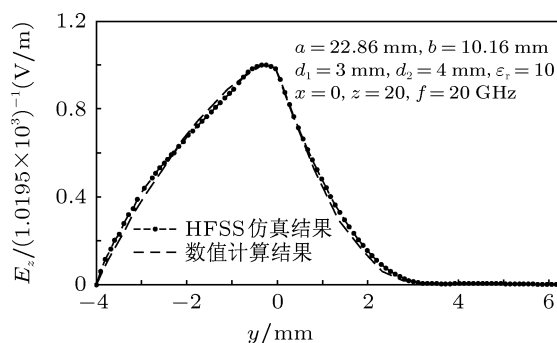


图 3 纵向耦合电场分量的归一化幅值随  $y$  的变化曲线

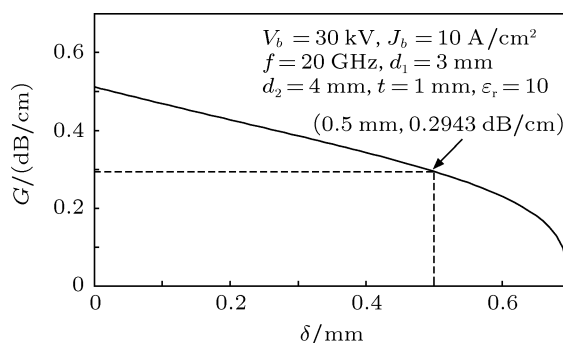


图 4 线性增长率随电子注与下介质层间隙距离的变化曲线

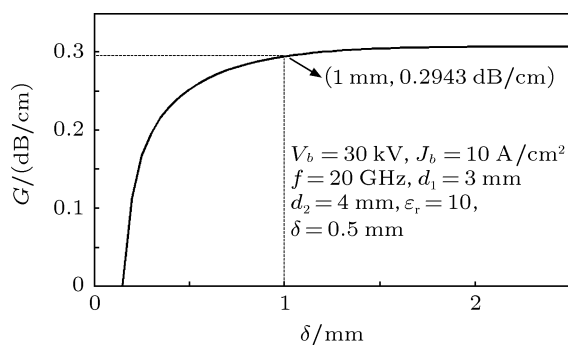


图 5 线性增长率随电子注厚度的变化曲线

如图 4 所示, 当电子注厚度  $t$  为 1 mm, 上、下介质层厚度  $d_1, d_2$  分别为 3 mm, 4 mm 时, 互作用

线性增长率  $G$  随电子注与下介质层间隙距离  $\delta$  的增大而减小, 这是因为间隙距离的增大削弱了导行电磁波与空间电荷波之间的耦合. 图 5 为电子注与下介质层间隙距离  $\delta$  保持为 0.5 mm 时, 相互作用线性增长率  $G$  随电子注厚度  $t$  的变化曲线. 在图 5 中, 当电子注厚度小于 0.5 mm 时, 线性增长率随电子注厚度的增加而快速增长; 当注厚度超过 0.8 mm 时, 其增长的速率明显减慢, 且随着注厚度的继续增加而逐渐趋于饱和值. 这表明: 电磁波能量主要集中在介质层表面附近, 其数值随  $y$  轴上距离的增加呈现出较快地衰减. 因此, 电子注厚度的持续增加并不能持续提高系统的增益. 图 6 中实线和虚线分别代表相对介电常数  $\epsilon_r$  为 10 和 80 时, 相互作用线性增长率  $G$  随电流密度  $J_b$  的变化曲线. 如图 6 所示, 在工作频率和结构参数一定时, 线性增长率随电流密度的增加而增加. 图 4—图 6 采用表 1 中的结构参数, 当电子注电压为 30 kV、电流密度为 10 A/cm<sup>2</sup> 时, 相互作用结构在工作频率 20 GHz 处获得了 0.2943 dB/cm 的线性增长率.

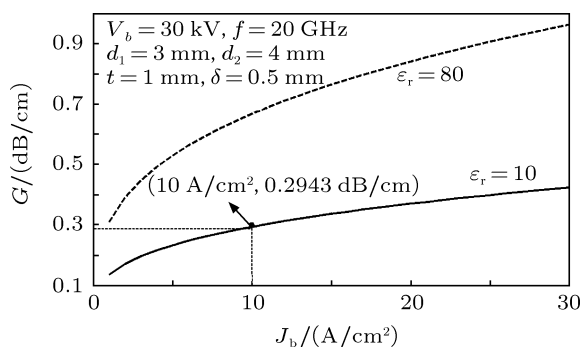


图 6 线性增长率随电流密度的变化曲线

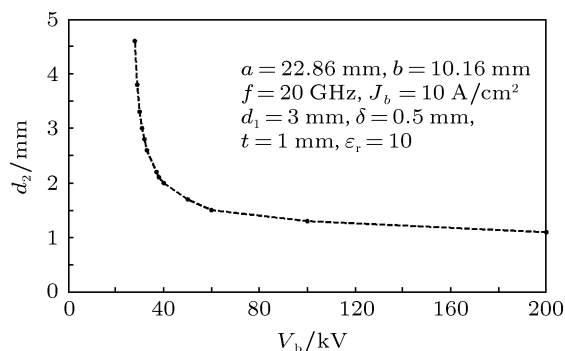


图 7 同步状态时下介质层厚度随电子注电压的变化曲线

图 7 为上介质层厚度  $d_1$  保持为 3 mm 时, 同步

状态下注波相互作用结构的下介质层厚度  $d_2$  随电子注电压  $V_b$  的变化曲线. 这里的  $d_2$  是联立求解相互作用结构冷态色散方程 ( $\chi_b = 0$  时的方程 (11)) 和一维空间电荷波方程获得的. 曲线上的点满足相互作用系统的同步条件. 图 7 表明, 当电子注电压相对较低时 ( $V_b < 40$  kV), 相互作用系统的介质层厚度  $d_2$  较敏感于注电压的变化, 且敏感度随注电压的继续增加而下降, 并逐渐趋于稳定. 将图 7 中  $d_2$  与  $V_b$  的对应关系代入 (17) 式, 即可求得同步状态下对应的相互作用线性增长率. 如图 8 所示, 当电子注电压小于 50 kV 时, 线性增长率  $G$  随注电压的增加而快速增长; 当注电压在 50 kV—90 kV 之间变化时, 线性增长率的增长速率减慢, 且在注电压 90 kV 左右时达到最大值; 当注电压大于 90 kV 时, 增长率随注电压的持续增加而逐渐减小, 图 8 采用表 1 中的结构参数, 当电流密度为 10 A/cm<sup>2</sup>、电子注电压为 90 kV 左右时, 相互作用结构在工作频率 20 GHz 处可获得 0.72 dB/cm 的最大线性增长率.

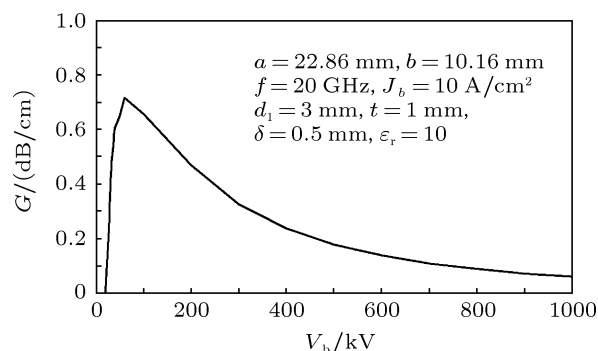


图 8 同步状态时线性增长率随电子注电压的变化曲线

## 5 结论

本文建立了带状注与双介质层加载的 RCM 慢波结构相互作用的三维物理模型. 通过求解带状注与混合模式线性相互作用的等效多层场问题, 得到了相互作用的热 (含电子注) 色散方程. 并在低电流密度的极限条件下, 研究了注波相互作用同步区的线性增长率问题. 通过数值计算, 考察了主要工作参数对相互作用线性增长率的影响, 并在工作频率为 20 GHz、电子注电压为 30 kV、电流密度为 10 A/cm<sup>2</sup> 的条件下, 获得了 0.2943 dB/cm 的线性增长率.

- [1] Zhao D, Ding Y, Wang Y, Ruan C 2010 *Physics of Plasmas* **17** 113110
- [2] He J, Wei Y Y, Gong Y B, Duan Z Y, Wang W X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2843 (in Chinese) [何俊, 魏彦玉, 宫玉彬, 段兆云, 王文祥 2010 物理学报 **59** 2843]
- [3] Li Y B, Zhu D J, Liu S G 2008 *Journal of University of Electronic Science and Technology of China* **37** 730 (in Chinese) [李悦宝, 祝大军, 刘盛纲 2008 电子科技大学学报 **37** 730]
- [4] Shu W, Wang Y, Zhao D 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 1574 (in Chinese) [舒雯, 王勇, 赵鼎 2011 强激光与粒子束 **23** 1574]
- [5] Dai L 2009 *Ph.D Thesis* (University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [代磊 2009 博士学位论文, (电子科技大学)]
- [6] Shlapakovskii I A S, Chixko K A 1994 *IEEE Trans. Plasma. Sd.* **22** 544
- [7] Walsh J E, Shaughnessy C H, Layman R, Dattoli G, Gallerano G P, Renieri A 1988 *Nucl. Instr. and Meth. A* **272** 132
- [8] Garate E, Kosai H, Evans K, Fisher A, Cherry R, Main W 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1092
- [9] Kosai H, Garate E, Fisher A, Main W 1992 *IEEE Trans on Plasma Science* **20** 288
- [10] Carlsten B E 2002 *Physics of Plasmas* **9** 1790
- [11] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (1st ed) (Beijing: Electronics Industry Press) (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第六章)(北京: 电子工业出版社) 第 309 页]
- [12] Lawson J D 1988 *The Physics of Charged Particles* (Chap.6) (Oxford, UK Clarendon) p293
- [13] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (1st ed) (Beijing: Electronics Industry Press) (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第六章)(北京: 电子工业出版社) 第 182 页]
- [14] David M P 2006 *Microwave Engineering* (3rd ed) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p98 [David M P 著, 张肇仪, 周乐柱, 吴德明 译 2006 微波工程基础 (第三版) (北京: 电子工业出版社) 第 98 页]
- [15] Huang H C 1984 *Coupled Mode Theory* (VNU Science Press BV)

# Study on the interaction between a sheet electron beam and the slow-wave structure for dielectric-loaded rectangular Cerenkov maser\*

Chen Ye<sup>1)2)†</sup> Zhao Ding<sup>1)</sup> Wang Yong<sup>1)</sup>

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 3 July 2011; revised manuscript received 8 September 2011)

## Abstract

A three-dimensional model for the interaction between a sheet electron beam and the slow-wave structure of dielectric-loaded rectangular Cerenkov maser is proposed. Based on this model, the hybrid-mode dispersion equation and its analytical solution are derived by using the field-match method and the Borgnis function method. Through numerical calculations, the effects of dielectric layer thickness, beam voltage, current density, beam thickness and beam-dielectric layer gap on the linear growth rate are analyzed.

**Keywords:** Cerenkov maser, Borgnis function method, field-match method, dispersion equation

**PACS:** 41.60.Bq, 94.20.wj

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60801031).

† E-mail: chenye07@mails.gucas.ac.cn