

考虑电子注与场自洽互作用的 奥罗管的大信号分析***

郭开周 宋文淼

(中国科学院电子学研究所, 北京)

摘要 本文仅对于简化模型探讨了关于奥罗管 (orotron) 的效率 (起振问题), 导出了影响效率的重要参量 Z_0 , 给出了关于这种器件的电子注与场互作用的大信号自洽解, 并举例对实际参量进行了数值计算. 计算结果指出, 为了保证奥罗管能在宽频范围内调谐的前提下研制实用的器件, 在设计准光腔的时候, 不仅应追求高的品质因数, 还应使与电子注作用的光栅上的模斑还能伸长和展宽, 对于所采用的紧贴光栅表面掠过的电子注, 应尽可能提高其电流值.

关键词 毫米波器件; 奥罗管; 大信号分析; 电子效率

一、引言

奥罗管 (orotron) 是一种利用电子注与准光腔互作用, 能工作在毫米波和亚毫米波段的新器件. 由于它有极宽的频带宽度, 且工作电压不高, 对于聚焦磁场值要求相对较低, 因此作为毫米波和亚毫米波的可调谐功率源, 它越来越受到重视^[1-3].

但是, 奥罗管的主要问题至今仍是效率不高, 有的结构还难于起振. 这与以往理论所预示的差距甚大. 人们迫切需要使理论分析与实验研究密切联系起来. 本文的目的便是力图对现有的实验研究给出有用而直观的计算结果. 为了突出关键的效率和起振问题, 我们的分析对实际情况进行了简化. 假定腔中只存在一种模式, 采用一维模型并忽略空间电荷的影响. 在文献[4]的基础上, 本文给出了奥罗管大信号分析的自洽解.

二、场分量之间的关系

我们可以选定电磁场的极化方向, 使磁场矢量沿光栅的指向 (x 轴方向), 并假定空间只存在横向磁场 H_x , 而电场的 x 方向分量为零, 即 $E_x = 0$. 图1给出了奥罗管的示意图.

计算相互作用时, 我们忽略沿 x 方向的场分布, 认为场仅沿 y 方向呈高斯分布. 于是可以写出腔中场分量的表达式:

* 1985年7月19日收到, 1985年10月14日修改定稿.

** 中国科学院科学基金资助课题.

$$E_y = E_0 \left[2 \sin k(z - z_0) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{\Gamma_n}{k} \cos \left(\frac{2n\pi y}{l} \right) e^{-\Gamma_n z} \right] \exp[-A(y - D)^2] \quad (1)$$

$$H_x = ic\epsilon_0 E_0 \left[2 \cos k(z - z_0) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos \left(\frac{2n\pi y}{l} \right) e^{-\Gamma_n z} \right] \exp[-A(y - D)^2] \quad (2)$$

$$\Gamma_n = \left[\left(\frac{2n\pi}{l} \right)^2 - k^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

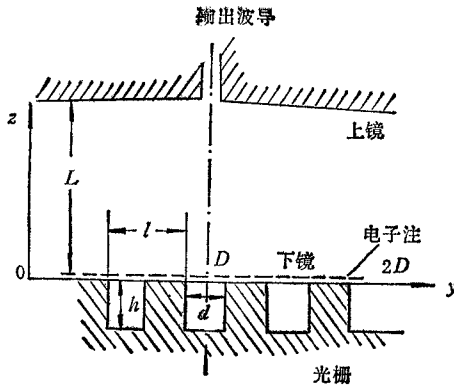


图1 奥罗管示意图

z 轴垂直于纸面方向向外， l 为周期， d 为槽宽， h 为槽深， L 为两镜间距， D 为光栅在 y 方向的中心点坐标

至于磁场的匹配，这里采用在槽口的中心处点缝合的办法，可求出场系数之间余下的关系。

引进系数 F ：

$$F = 2 \left(\frac{d}{L} \right) \frac{\sin k h \frac{\sin \frac{n\pi d}{l}}{n\pi d} e^{-\Gamma_n z}}{\frac{\sin \frac{n\pi d}{l}}{n\pi d}} \sqrt{\left(\cos k h - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k}{\Gamma_n} 2 \frac{d}{l} \sin k h \frac{\sin \frac{n\pi d}{l}}{n\pi d} \right)^2 + \left(\frac{d}{l} \right)^2 \sin^2 k h} \quad (7)$$

于是(1)式可写为：

$$E_y = \left[2 E_0 \sin k(z - z_0) + \sum_{n=1}^{\infty} 2 E_0 F \cos \left(\frac{2n\pi y}{l} \right) \right] \exp[-A(y - D)^2] \quad (8)$$

当电子注与腔中的场相互作用时，我们认为电子注是紧贴光栅表面掠过的。电子注有厚度，在一维的假定下，可以认为与电子注作用的场是与光栅表面距离为 $\Delta/2$ 的场。另外，我们只对 $n=1$ 的空间谐波感兴趣。在利用(3)式时因为 k^2 项很小，可以将它忽略掉。于是系数 F 可以写成：

式中： A 为场沿 y 方向高斯分布的常数；
 $k = \omega/c$ 为自由空间波数； D 为光栅在 y 方向的中心点坐标； z_0 为有效的光栅位置。

光栅槽中的场可以表为下式：

$$E_y = B \sin k(z + h) \quad (4)$$

$$H_x = ic\epsilon_0 B \cos k(z + h) \quad (5)$$

在 $z=0$ 处槽中电场的幅值为：

$$E_y|_{z=0} = \begin{cases} B \sin kh, & \text{槽口} \\ 0, & \text{齿的顶端} \end{cases} \quad (6)$$

然后把他们展开成傅里叶级数，使腔中的电场与槽中的电场在 $z=0$ 处匹配^[5]，从而可以求出场系数之间的若干关系。至于

$$F = 2 \left(\frac{d}{l} \right) \frac{\sin \frac{2\pi h}{\lambda} \left(\sin \frac{\pi d}{l} / \frac{\pi d}{l} \right) e^{-\frac{\pi}{l} x}}{\sqrt{\left(\cos \frac{2\pi h}{\lambda} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2d}{n\lambda} \sin \frac{2\pi h}{\lambda} \cdot \sin \frac{n\pi d}{l} / \frac{n\pi d}{l} \right)^2 + \left(\frac{d}{l} \right)^2 \sin^2 \frac{2\pi h}{\lambda}}} \quad (9)$$

忽略衍射损耗和腔壁的欧姆损耗, 腔的有载品质因数为:

$$Q_H = 2\pi \frac{\int_V \frac{\epsilon_0 |E|^2}{2} dV}{\eta_e I_0 V_0 T} \quad (10)$$

式中, V 为腔体积, $\epsilon_0 = 0.8854 \times 10^{-11}$ F/m, 为真空介电常数; E 为电场; η_e 为电子效率; $I_0 V_0$ 为电子注电流乘电压, 即直流功率; T 为高频周期。

由于空间谐波场离开光栅表面后按指数衰减, 因此在计算储能时可忽略空间谐波的储能。但是这里应考虑 x 方向的分布。若沿 x 方向也为高斯分布, 则可求出腔中的储能为:

$$\int_V \frac{\epsilon_0 |E|^2}{2} dV = \int_0^{2D_x} \int_0^{2D} \int_{x_0}^L \frac{\epsilon_0}{2} [2E_0 \sin k(z - z_0)]^2 e^{-2A(y-D)^2} \cdot e^{-2A_x(x-D_x)^2} dx dy dz \quad (11)$$

式中, A_x 为场沿 x 方向高斯分布的常数; D_x 为光栅在 x 方向的中心点坐标。

由(10), (11)式代入器件的尺寸、直流参量和电子效率可求出 $2E_0$ 。 $2E_0$ 乘上 F 便得到空间谐波的幅值。经过归一化后, 导出用于大信号计算的参量 F_0 为:

$$F_0 = Z_c \eta_e^{1/2}, \quad (12)$$

$$Z_c = F \left[\frac{Q_H I_0 W}{f^2 q \left(2D + \sum_n \frac{(-1)^n 2^{(n+1)} A^n D^{(2n+1)}}{n!(2n+1)} \right) \left(2D_x + \sum_n \frac{(-1)^n 2^{(n+1)} A_x^n D_x^{(2n+1)}}{n!(2n+1)} \right)} \right]^{1/2} \quad (13)$$

其中

$$W = \frac{c}{m} \frac{1}{2\pi^3 c \epsilon_0} \quad (14)$$

式中, $\frac{e}{m} = 1.759 \times 10^{11}$ C/kg, 为电子的荷质比; $c = 3 \times 10^8$ m/s, 真空中的光速; f 为奥罗管的工作频率; q 为两镜面之间的半波长数, 即 z 方向长度 $= q \frac{\lambda}{2}$, q 为稍大的正整数。

三、大信号互作用方程

文献[4]中已给出了奥罗管的一维大信号互作用方程式, 在忽略空间电荷场情况下进行了计算和讨论。这里仅给出有关的参量和式子: 归一化距离

$$X = \frac{\omega y}{u_0} \quad (15)$$

初始相位

$$\varphi_0 = \omega t_0 \quad (16)$$

这里, y 为电子注运动方向上的距离; ω 为角频率; u_0 为电子注的初始速度。归一化电子速度 u 定义为:

$$\frac{dy}{dx} = u_0 u(X, \varphi_0) \quad (17)$$

而电子相位定义为:

$$\varphi(y, \varphi_0) = \omega t \quad (18)$$

非同步参量

$$b = \frac{u_0 - v_\varphi}{v_\varphi} \quad (19)$$

场的相速

$$v_\varphi = \frac{\omega l}{2\pi} \quad (20)$$

在上述归一化条件下,只计算一次空间谐波中的直波的作用,电场可表示为:

$$E_y = E_1 e^{-A'(X-D')^2} \text{Re}\{e^{i[\varphi-(1+b)X]}\} \quad (21)$$

$$E_1 = \frac{m\omega u_0}{e} F_0 \quad (22)$$

最终可写出用于大信号计算的公式:

$$\frac{\partial(u^2)}{\partial X} = 2F_0 e^{-A'(X-D')^2} \text{Re}\{e^{i[\varphi-(1+b)X]}\} \quad (23)$$

从上式算出 u 后,由(17)式可计算相位 φ :

$$\frac{d\varphi}{dX} = \frac{1}{u} \quad (24)$$

而电子注与场互作用的效率可表示为:

$$\eta_c = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 - u^2) d\varphi_0 \quad (25)$$

利用(12),(13),(14)式和大信号互作用方程,我们便可以进行迭代,从而给出关于奥罗管大信号互作用的自洽解。

四、计算结果

本文中用于计算的尺寸参数为:

$$\frac{d}{l} = 0.5, \quad \frac{d}{\lambda} = 0.0714, \quad h/\lambda = 0.214, \quad \frac{\Delta}{l} = 0.1, \quad D = D_x = 0.032 \text{ (已归一化)}.$$

$q = 6$, 设 $A = A_x$, 频率 $f = 30 \text{ GHz}$

在图 2—图 4 中给出了随非同步参量 b 改变效率 η_c 变化的曲线,以 Z_c 为参变量。可以看到 η_c 随 b 的加大而上升,但到最大值后 η_c 跌落迅速。 Z_c 小时奥罗管工作的非同步参量 b 的范围明显变窄。为了更清楚地看出曲线的意义,在各 Z_c 值的旁边括号里给出了

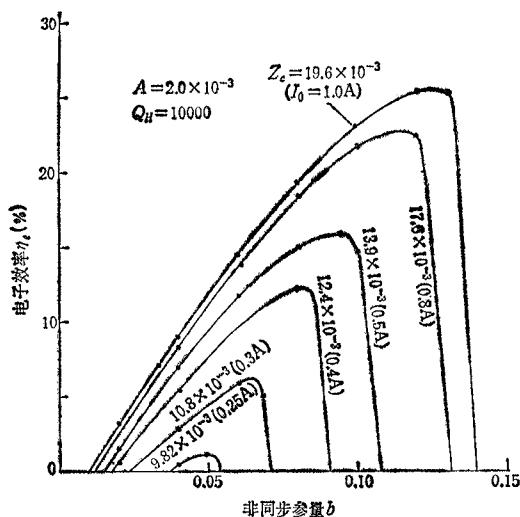


图2 电子效率与非同步参数的关系
($A = 2.1 \times 10^{-3}$)

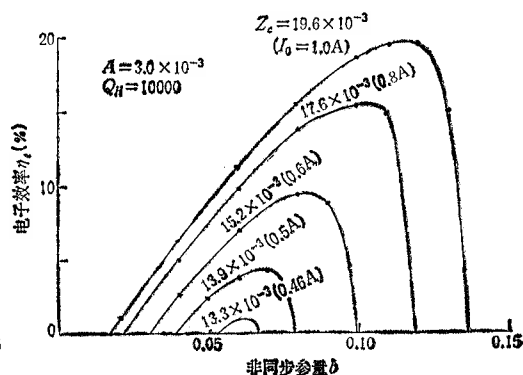


图3 电子效率与非同步参数的关系
($A = 3.0 \times 10^{-3}$)

对应的电流值 ($Q_H = 10,000$).

图5给出了 Z_c 与电子效率最大值的关系。可以看到提高 Z_c 值对于改善效率是至关重要的。在 $\eta_e \leq 25\%$ 范围内, η_e 随 Z_c 的增加而迅速提高。在计算中发现 $\eta_e \geq 40\%$ 后明显地出现反向电子,此时奥罗管达到饱和。

由图6可以看出高斯分布常数 A 对效率 η_e 有明显的影响,效率 η_e 随 A 的上升而下降, Z_c 小时此趋势更快一些。

图7给出了调非同步参数 b 得到最大效率为1%时的 Z_c 与 A 的关系。若奥罗管的 Z_c 小于曲线所对应的 Z_c 值,则很难起振。这条曲线可以看成是奥罗管的起振电流与 A 的关系曲线。起振电流随着 A 的增大迅速上升。

通过以上分析计算,我们可以得出结论:为了研制出实用的奥罗管,首要的任务是设

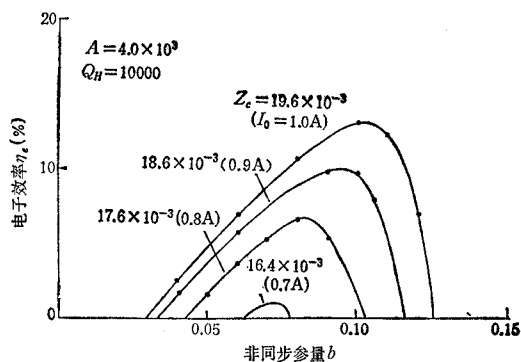


图4 电子效率与非同步参数的关系
($A = 4.0 \times 10^{-3}$)

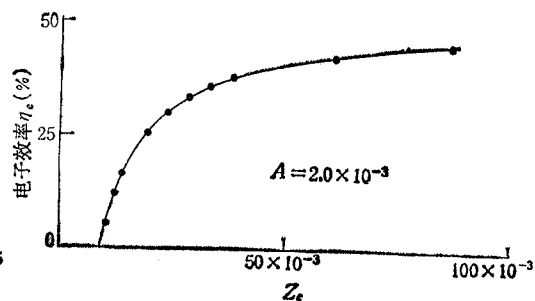


图5 电子效率最大值与参数 Z_c 的关系

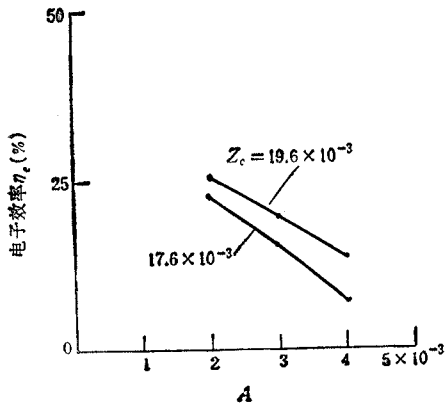


图6 电子效率最大值与参量 A 的关系,
以 Z_c 为参变量.

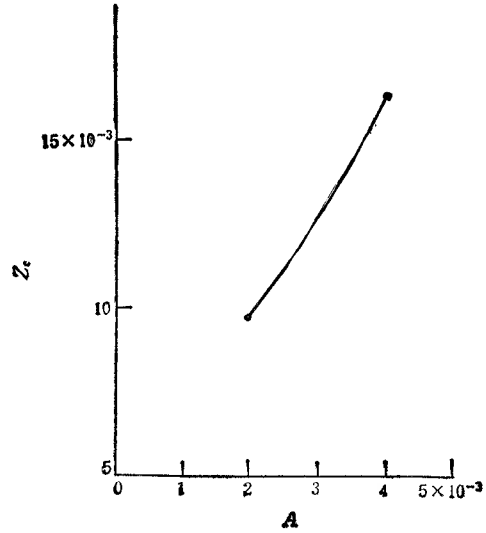


图7 电子效率最大值为1%时,
 Z_c 与 A 的关系

计一个品质因数 Q_H 高, 高斯分布常数 A 小, 即与电子注相互作用的场扩展的范围尽可能大的准光腔, 并采用足够大电流值的薄层电子注, 使其尽量紧贴光栅表面掠过。

另外, 奥罗管在调谐过程中效率的起伏很大^[3], 应该说这是奥罗管固有的现象。因为在调谐时, 频率 f 、以半波长表示的镜间距 q 、品质因数 Q_H 、以及高斯分布常数 A 都要变化, 这会使 Z_c 发生相应的改变, 于是导致效率 η_e 上下起伏。若能设计奥罗管使上述诸因素变化时造成 Z_c 的改变保持到最低限度, 则可得到较为平坦的调谐曲线。

若能通过冷测测出 Q_H , A , A_x 与频率的关系, 原则上可以计算出奥罗管的频带宽度。

近年来文献[6]提出的同轴式开放谐振腔奥罗管由于能够采用大电流的薄筒形圆电子注, 因此有希望获得较高效率。但是怎样去实现宽频带调谐, 尚无实际可行的办法。

参 考 文 献

- [1] V. K. Korncenkov, A. A. Peturshin, et al., *Radiophys. Quantum Electron.*, 20(1977), 197.
- [2] K. Mizuno, S. Ono, Y. Shibata, *IEEE Trans. on ED*, ED-20(1973), 749.
- [3] D. E. Wortman, H. Drophin, et al., *IEEE J. of QE*, QE-17(1981), 1341.
- [4] 宋文森、郭开周, 电子科学学刊, 9(1987), 213.
- [5] Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов, *Электроника Больших Мощностей*, Сборник 5, Издательство Наука, Москва, 1968, p38.
- [6] Ю. В. Гуляев, А. А. Кураев, et al., *Радиотехника и Электроника*, 28(1983), 1791.

LARGE SIGNAL SELF-CONSISTENT SOLUTION FOR OROTRON

Guo Kaizhou, Song Wenmiao

(Institute of Electronics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT A large signal self-consistent solution of orotron for a simplified model is given. In this model the electron beam is modulated by the field and the field is excited by the electron beam inversely. A parameter Z_c , which is very important for the efficiency (as well as for getting oscillation), is deduced. By means of this simplified model calculation is carried out for some practical parameters of orotron. It is shown that for producing a practical orotron in wide frequency range, it is necessary to design a quasi-optical resonator not only with a high Q_H but also with a wide and long enough mode spot on the grating. And for the electron beam, a very small thickness is needed and it ought to pass by the grating as closely as possible, and a high enough value of current is also very necessary.

KEY WORDS Millimeter wave device; Orotion; Electron efficiency; Large signal analysis