

在电子束控制放电激光器中的 传输线阻抗失配效应

郑承恩 霍芸生 包智香

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文讨论了在电子束控制放电激光器中, 由于传输线与放电阻抗失配所引起的放电特性的变化。

Mismatch effect between transmission line and discharge impedance in electron beam controlled discharge gas lasers

Zheng Chenen Huo Yunsheng Bao Zhixiang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: This paper discusses the change of discharge properties due to mismatch effect between transmission line and discharge impedance in electron beam controlled discharge gas lasers.

一、引言

Bacov 等人根据串联 RLC 等效放电回路讨论了回路电感 L 对电子束控制放电 $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ 激光器放电特性的影响^[1], 这种集中参数的描述方法在一定程度上反映了主放电过程的某些规律性, 可是在实际的放电回路中, 通常具有分布参数的性质, 这种情况使放电过程具有一些新的特点, 本文就是用波传输的方法讨论传输线与放电阻抗不匹配时(简称为失配)对放电特性所引起的效应。

二、放电过程分析与计算方法

设主放电电源与放电室之间的输能线用

特征阻抗为 Z_c 、长度为 L 的传输线以及开关 S 所描述。主放电电源输出端电压为 U_0 , 并设在整个放电过程中保持不变。设放电室等效电阻为 Z , 不考虑放电室与开关 S 的电感与电容效应, 如图 1 所示。

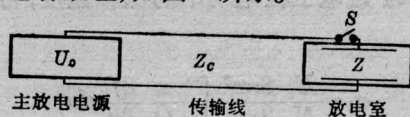


图 1 主放电回路简图

当高能电子束注入放电室使气体内部建立起稳态的电子密度 n_0 时, 开关 S 接通, 设此时时间 $t=0$, 于是在电阻 Z 上发生电压反射波, 其幅度

$$V_1 = r_1 U_0 \quad (1)$$

式中 r_1 是在时间 0 到 2τ 内的电压波在 Z 上

收稿日期: 1979 年 3 月 16 日。

的反射系数, $\tau = \frac{L}{C} \sqrt{\epsilon}$ 是电磁波沿传输线单程传播所需要的时间, C 是真空中光速, ϵ 是传输线介电常数。当反射波沿传输线抵达电源时, 波电压立即变为 U_0 , 维持边界条件不变, 这相当于从电源发出一个新的幅度为 $-V_1$ 的电压波, 此波抵达放电室时又产生新的反射, 过程如此重复下去, 由此即得在放电室两电极间的电压 $V(t)$ 为

$$\frac{V(t)}{U_0} = \theta(t) + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m+1} \left(\prod_{j=1}^m r_j \right) \{ \theta[t - 2(m-1)\tau] - \theta[t - 2m\tau] \} \quad (2)$$

式中 $\theta(t)$ 是 Heaviside 阶跃函数, r_j 是在时间 $2(j-1)\tau$ 与 $2j\tau$ 之间波在放电室阻抗 Z 上的电压反射系数, $r_j = \frac{-Z}{Z+Z_0}$, 在 $j \geq 2$ 时

$$r_j = \frac{Z_j - Z_0}{Z_j + Z_0} \quad (3)$$

若在整个放电过程中, 放电阻抗 Z 保持不变, 式(2)在 $Z \ll Z_0$ 时可表为

$$V(t)/U_0 = \frac{1+r}{2\pi i} \int_0^{e^{it}} \frac{dz}{z} \cdot \frac{dz}{1+re^{-2\pi\tau z}} \quad (4)$$

式中积分回路沿横坐标向下绕过原点。可是在大多数情况, 放电阻抗是放电场强的函数, 因此随放电时间而变化, 这时可把放电室的等效电阻写为

$$Z = V(t) / (en_0 v_d S) \quad (5)$$

式中 v_d 是电子在电场中的漂移速度, 可表示为

$$v_d = \frac{E}{N} \frac{8\pi e^2}{3m_e^2} \int_0^{\infty} \frac{u}{Q} \frac{\partial f}{\partial u} du,$$

S 是电极面积, e , m_e 分别是电子的电荷与质量, N , n_0 分别是气体粒子密度与电子密度, Q 是放电气体的电子动量传输截面, f 是电子的速度 V 的分布函数, 它归一为 $\int f dV = 1$ 。

因此为求出放电阻抗, 必须求解有外电场条件下的放电气体的玻尔兹曼微积分方程。

由上述分析可知, 在时刻 t 的放电电压

$V(t)$ 或放电场强 $E(t)$ 是由时刻 t 以前的 m_t 个电压波反射系数决定的, 这里 $m_t = \text{entier}(t/2\tau) + 1$ 是大于数值 $t/2\tau$ 的最小整数, 因此必须在这一系列的时间间隔为 2τ 的时间内, 联立求解方程(2)、(3)与(5), 才能得到放电场强随时间的变化规律。

三、计算结果

在 $Z_0 < Z$ 时, 由式(2)可以知道, 在开关 S 接通后, 放电电压围绕 U_0 发生周期为 2τ 的衰减振荡, 其最大幅度为 $\frac{Z(Z+3Z_0)}{(Z+Z_0)} U_0$, 它使放电室承受了比 U_0 大的瞬态电压, 对整个放电回路提出了比下边一种情况更高的耐压要求。在 $Z_0 > Z$ 时, 放电电压随时间增加而上升, 逐渐逼近 U_0 , 从耐压角度考虑宁可选择这种条件更为有利。本文以这种情况为例进行计算。计算是对具有 1 米放电长度与方形放电截面(即电极宽度与两电极的间距相等)的放电室进行的, 这是电子束控制放电 $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ 激光器以及惰性气体卤化物激光器的典型设计尺寸。

图 2 与图 3 给出了在几种不同的失配条件下的放电场强随时间的变化规律。

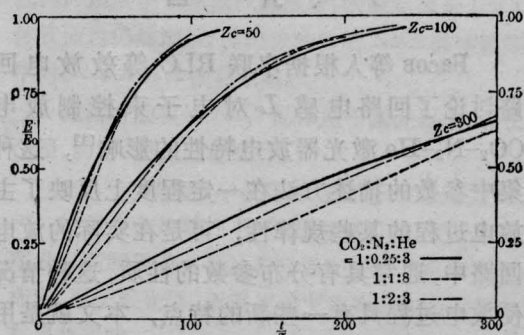


图 2 在电子束控制放电 $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ 激光器中, 不同的气体比情况下的放电场强随时间的发展

图中参变数 Z_0 是特征阻抗。放电长度 1 米, 放电电极宽度 10 厘米, 极间距 10 厘米。
 $E/P = 4000$ 伏/厘米·大气压, $P = 1$ 个大气压,
 $n_0 = 3 \times 10^{13}$ 个/厘米³。

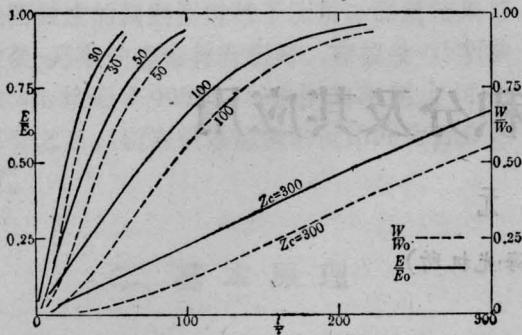


图3 在电子束控制放电 $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ 激光器中,放电场强与放电功率随时间的发展

放电长度1米,放电电极宽度10厘米,极间距10厘米, $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:3$, $E_0/P=4000$ 伏/厘米·大气压,总气压 $P=1$ 个大气压, $n_0=\times 310^{13}$ 个/厘米³。

由图2显见,在感兴趣的比份变化范围内,比份变化对场强变化的影响不显著。图3以 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:3$ 为例进一步又给出了 Z_0 变化对放电功率与场强变化规律的影响。在这些图中时间坐标都以 $\tau = \frac{L\sqrt{\epsilon}}{C}$ 为单位画出。在这种运转条件下,计算指出, $E=4$ 千伏/厘米时的放电阻抗约1.9欧姆,在完全匹配时,即 $Z=Z_0$,放电场强与放电功率的前沿在本文近似下应为0。随 Z_0 的变大,失配越来越严重,电压波必须在传输线中来回反射更多的次数才能使放电场强达到一定数值,因此放电场强与功率随时间上升越来越慢。例如, $Z_0=100$ 欧, $L=1$ 米, $\epsilon=1$,放电电压上升到 U_0 的80%需历时0.43微秒,相应的放电功率上升约0.5微秒。

图4给出了在不同的失配条件下电子束控制放电纯氩器件的放电场强与放电功率随时间的发展,其中 $E_0/P=2000$ 伏/厘米·大气压, $P=2$ 个大气压, $n_0=3 \times 10^{14}$ 个/厘米³,这相应于高能电子束流密度10安培/厘米²的数量级,在惰性气体卤化物器件中(例如

KrF^* 激光器),通常采用同一数量级的束流密度^[2]。

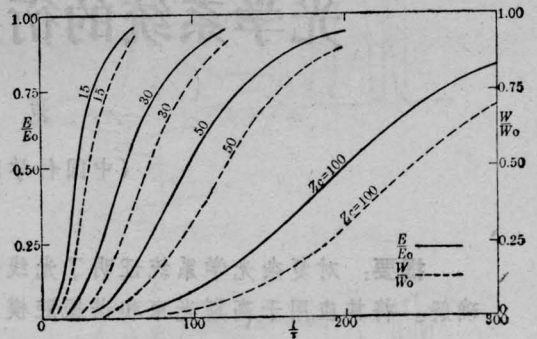


图4 电子束控制纯氩放电中,放电场强与放电功率随时间的发展

放电长度1米,放电电极宽度10厘米,极间距10厘米

图5进一步给出放电场强上升时间(定义为放电电压上升到 U_0 的80%所需要的时间)同 Z_0 与 n_0 的关系。显见,除 Z_0 较小的范围外, ΔT 正比于 Z_0 。

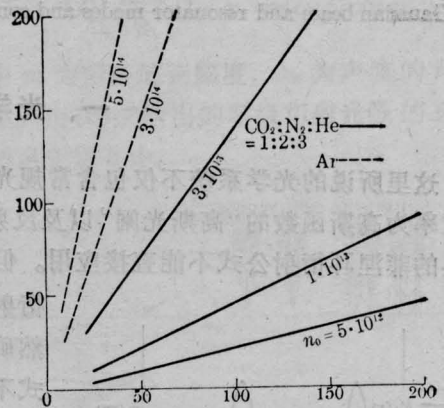


图5 放电场强上升时间与传输线特征阻抗以及电子密度的关系。

其它实验条件同图3、4

参 考 文 献

- [1] Н. Г. Васов и др., ЖТФ, 43, 2357 (1970).
- [2] M. Rokni et al., IEEE J. Quant. Electr., QE-14, 464 (1978).