

# 三喷管型连续波 HF 化学激光器性能的数值模拟研究

华卫红 姜宗福 赵伊君

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

**提要** 利用压缩比例(compressible scaling)方法模拟了三喷管型连续波 HF 化学激光器的喷管流场和光腔流场,研究了气体组分质量流量对激光器性能的影响,给出了光腔流场中平均腔压、平均辐射强度的分布以及激光器功率、化学效率的变化规律。

**关键词** 连续波 HF 化学激光,数值模拟,CS 方法

CW DF/HF 化学激光器是很有前途的高功率化学激光器,有较好的大气传输和远场聚焦性能,近年来功率已有显著的提高。但是 CW DF/HF 化学激光器光腔中化学反应产生的低压废气必须借助真空系统来排放,这就使其体积不可避免地庞大起来。为了获得效率高、体积小、有实际应用价值的 CW DF/HF 化学激光器,要解决的关键问题之一是如何实现 DF/HF 化学激光器的高腔压运转。人们已对二喷管型(如图 1(a) 所示) DF/HF 激光器进行了广泛的研究<sup>[1-8]</sup>,先后采用有限差分方法、蒙特卡罗方法,对喷管流场和光腔流场进行了二维和三维的数值模拟,分析了喷管结构、气体组分质量流量及配比等对化学激光器性能的影响。理论研究发现,化学激光器光腔压力提高后,激活区长度大大缩短,激光器的功率受到严重制约。这里我们将指出一种三喷管型化学激光器可以较好地解决这一矛盾。这种三喷管型化学激光器的喷

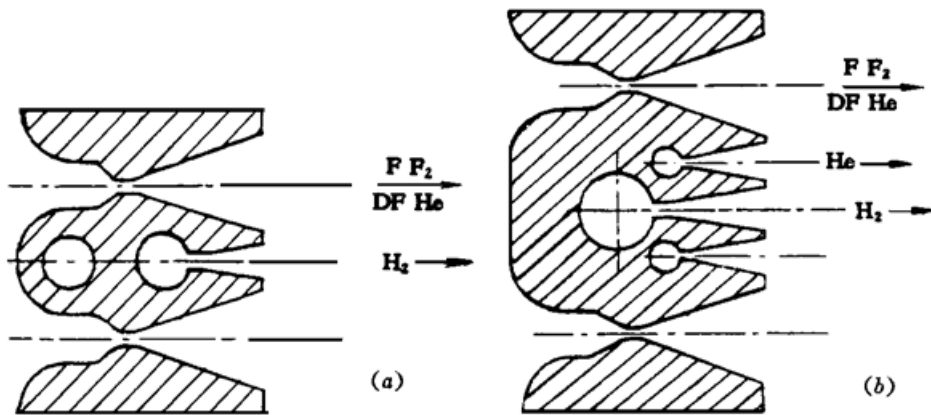


图 1 喷管组件的几何结构

a) 二喷管型化学激光器喷管阵列的几何结构; (b) 三喷管型化学激光器喷管阵列的几何结构

Fig. 1 The geometrical structure of nozzle modules

(a) 2-slot chemical laser; (b) 3-slot chemical laser

管列阵是由俄罗斯的 Egorov 等提出的<sup>[9,10]</sup>,其结构如图 1(b) 所示,与二喷管型化学激光器喷管列阵的结构不同,在氧化剂喷管和燃料喷管之间增加了一个稀释剂喷管。本文将利用 CS 方法<sup>[11]</sup>与辐射强度的全隐式算法<sup>[12]</sup>对这种类型激光器的喷管流场和光腔流场进行数值模拟,着重研究总质量流量和稀释剂质量流量对这种三喷管型 CW HF 化学激光器性能的影响,给出气体组分的质量流量发生变化后,光腔流场中腔压和激光辐射强度沿流场的分布曲线,以及相应的激活区、激光输出耦合功率及化学效率的变化规律。

## 1 数值模型与计算方法

### 1.1 控制方程

CW HF 化学激光器中,喷管和光腔流场的多组分气体混合和化学反应过程,可以用二维 Navier-Stokes 方程来描述,其守恒型为

连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

动量方程

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \vec{V}) + \nabla P - \nabla \cdot \vec{\tau} = 0 \quad (2)$$

能量方程

$$\frac{\partial (\rho H - P)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} H) + \nabla \cdot \vec{q} - \nabla \cdot (\vec{\tau} \cdot \vec{V}) + \sum_{k=1}^{N_v} \alpha_k I_k = 0 \quad (3)$$

有激射时组分方程

$$\frac{\partial \rho C_K}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} C_K) + \nabla \cdot \vec{J}_K - \sum_{s=1}^{N_r} W_{KS}^0 - \left[ \frac{m_{HF}}{h N_A} \right] \cdot \left[ \frac{\alpha_K I_K}{\gamma_K} - \frac{\alpha_{K-1} I_{K-1}}{\gamma_{K-1}} \right] = 0 \quad (4)$$

(K = 1, 2, \dots, N\_v + 1)

无激射时组分方程

$$\frac{\partial \rho C_K}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} C_K) + \nabla \cdot \vec{J}_K - \sum_{s=1}^{N_r} W_{KS}^0 = 0 \quad (K = N_v + 2, \dots, N_s) \quad (5)$$

理想气体状态方程

$$\rho = \frac{Pm}{RT} \quad m = \left[ \sum_{k=1}^{N_s} \frac{C_k}{m_k} \right]^{-1} \quad (6)$$

激射条件 
$$\int_b^{b+OPT} \alpha_k dy = -\frac{1}{2} \ln r_1 r_2 \quad (K = 1, 2, \dots, N_v) \quad (7)$$

其中,  $N_v$  是 HF 分子振动激发态间的跃迁数。各 HF ( $v$ ) ( $v = 0, 1, \dots, N_v$ ) 分子被当作独立的化学组分处理,与组分  $K = 1, 2, \dots, N_v + 1$  相对应。 $N_s$  是总的混合组分数。 $N_r$  是基元反应数, HF ( $v$ ) 分子的  $V-V$  和  $V-T$  弛豫也被当作独立的反应来处理。 $W_{KS}^0$  是组分  $K$  在第  $S$  个反应中的净生成率。 $m_{HF}$  是 HF 分子的摩尔质量,  $h$  是普朗克常数,  $N_A$  是 Avogadro 数。 $\alpha_k, I_k, \gamma_k$  分别是 ( $V + 1, J - 1$ )  $\rightarrow$  ( $V, J$ )  $P$  支振动跃迁的增益系数、光强和辐射频率,其中转动量子数  $J$  是由

“ $J$  转移”方法确定的。 $\vec{\tau}$  是粘性应力张量,  $\vec{q}$  是热通量矢量,在二维情况下,它们分别为

$$\vec{\tau} = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} \end{bmatrix} \quad \vec{q} = q_x \vec{i} + q_y \vec{j} = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i} + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j}$$

$$\text{其中 } \tau_{xx} = \frac{2}{3}\mu \left[ 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right], \quad \tau_{yy} = \frac{2}{3}\mu \left[ \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right], \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left[ 2 \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right]$$

$\vec{J}_K$  是组分  $K$  的扩散通量矢量, 满足 Stephan-Maxwell 方程, 即

$$\sum_{l=1}^{N_s} \frac{m^2}{\rho m_K m_l D_{Kl}} (C_K \vec{J}_l - C_l \vec{J}_K) = \vec{G}_K \quad (8)$$

$$\vec{G}_K = \frac{m}{m_K} \nabla C_K + \frac{C_K}{m_K} \nabla m + \left[ \frac{m}{m_K} - 1 \right] C_K \nabla \ln P - \sum_{l=1}^{N_s} \frac{m^2}{\rho m_K m_l D_{Kl}} (C_K D_l^T - C_l D_K^T) \nabla \ln T \quad (9)$$

$m_K$  是组分  $K$  的摩尔质量,  $m$  是混合气体的摩尔质量,  $D_{Kl}$  和  $D_K^T$  分别是二元扩散系数和组分  $K$  的热扩散系数。在激射条件中的  $L_{\text{OPT}}$  是光腔的长度,  $r_1, r_2$  分别是光腔两面镜子的反射率。

## 1.2 计算方法

控制方程是通过 CS 方法<sup>[11]</sup>和辐射强度全隐式算法<sup>[12]</sup>相耦合而求解的。

CS 方法主要用于求解粘性可压缩流体力学方程组的稳态解, 尤其对于 Mach 数很小,  $M_0 \ll 1$  甚至  $M_0 = 0$  的极限情况, 不仅收敛速度快, 而且对松弛因子选择的依赖性小, 是求解 Laval 喷管等跨音速流场的一种有效方法。其主要思想是通过调节时间偏导系数矩阵中与  $M_0$  有关的压缩系数, 消除非定常可压缩 Navier-Stokes 方程在  $M_0 \ll 1$  的情况下所表现出来的病态特性, 使数值方法有效。具体作法是引入一个无量纲动压力  $\bar{P}'$ , 代替变量  $\rho$ , 令

$$\bar{P}' = (P - P_0) / \rho_0 U_0^2 \quad (10)$$

于是由无量纲理想气体状态方程可得

$$\bar{P} = (1 + \gamma_0 M_0^2 \bar{P}') \bar{m} / T \quad \bar{m} = \left[ \sum_{K=1}^{N_s} \frac{C_K}{\bar{m}_K} \right]^{-1} \quad (11)$$

将控制方程无量纲化后简记为

$$\bar{A} \frac{\partial \vec{g}}{\partial \alpha} + B(\vec{W} + \vec{S}) + \vec{\pi} = 0 \quad (12)$$

以下为书写方便, 无量纲量的上标 “ $\bar{\phantom{x}}$ ” 均已省略。在方程(12)中,

$$\vec{g} = [P', \vec{V}, h, C_K]^T, \vec{W} \text{ 是控制方程中有关对流与扩散的部分, } \vec{S} = [0, 0, 0, -\sum_{K=1}^{N_s} W_{KS}]^T$$

$$B = \left[ \frac{\partial(\rho, \rho \vec{V}, \rho H, \rho C_K)}{\partial(\rho, \vec{V}, h, C_K)} \right]^{-1} \text{ 是由守恒型到非守恒型转换的雅可比行列式。}$$

$$\vec{\pi} = \left[ \frac{m}{T} \frac{dP_0}{dt}, 0, -\frac{\gamma_0 - 1}{\rho \gamma_0} \frac{dP_0}{dt}, 0 \right]^T$$

$$A = \begin{bmatrix} \frac{\gamma_0 M_0^2 m}{T} & 0 & -\frac{\rho}{C_p T} & \rho \left[ \frac{h_K}{C_p T} - \frac{m}{m_K} \right] \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{(\gamma_0 - 1) M_0^2}{\rho} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (13)$$

是时间偏导系数矩阵, 其中  $\gamma_0 = \frac{C_{p0}}{C_{p0} - \frac{R}{m_0}}$ ,  $M_0^2 = \frac{U_0^2}{\frac{\gamma_0 R T_0}{m_0}}$ 。下标 “0” 表示该物理量的特征

值。由(12), (13) 可见, 当  $M \ll 0$  时,  $\det A = 0$ , 时间偏导系数矩阵是奇异的。此时方程(12)的本征值  $|\lambda_{\max}| / |\lambda_{\min}| \gg 1$ , 数值方法失效。为了消除方程(12)的这种病态特性, 将时间偏导系数

矩阵中的压缩系数  $\frac{\partial \rho}{\partial P'}$ ,  $= \frac{\gamma_0 M_0^2 m}{T}$  用  $\frac{\partial \rho}{\partial P'} = \frac{\alpha \gamma_0 m}{T}$  代替,  $\alpha$  是压缩调节参数,

$$\alpha(\vec{r}) = \begin{cases} M_0^2 & M(\vec{r}) \geq 1 \\ \frac{M_0^2}{\max\{\epsilon, M(\vec{r})\}} & M(\vec{r}) < 1, \epsilon > 0 \end{cases} \quad (14)$$

方程(12)修改之后,记为 
$$\bar{A} \frac{\partial \vec{g}}{\partial x} + B(\vec{W} + \vec{S}) = 0 \quad (15)$$

$$\bar{A} = \begin{pmatrix} \frac{\alpha \gamma_{0m}}{T} & 0 & -\frac{\rho}{C_p T} & \rho \left[ \frac{h_K}{C_p T} - \frac{m}{m_K} \right] \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (16)$$

其中,能量方程非定常项的压缩系数  $-\frac{(\gamma_0 - 1)M_0^2}{\rho}$  已被省略,  $\vec{\pi}$  也被略去,它们对计算结果没有影响。由(15), (16)可见,当  $M \rightarrow 0$  时,  $\det \bar{A} = 0(1)$ , 这说明方程(15)与方程(12)有相同的定常解  $\vec{W} + \vec{S} = 0$ 。并且此时方程(15)的所有本征值都有相同的量级,于是方程(12)的病态特性消除了,方程(15)对于任意 Mach 数都有定常解。

辐射强度全隐式算法主要用来确定各振动-转动谱线的辐射强度。根据增益梯度与各振动-转动跃迁辐射强度之间的关系,可以得到关于辐射强度  $I$  的线性方程组。方程组的系数则是通过由 CS 方法求出的流场参数确定。于是通过 CS 方法与辐射强度全隐式算法相耦合,我们就得到了各支跃迁的辐射强度。闭腔功率可由下式求得:

$$P_P = \sum_{K=1}^{N_r} \int_{x_0}^{x_e} \alpha_K I_K \bar{A} dx \quad (17)$$

$\bar{A}$  是流场横截面面积,  $x_0$  是激射起始位置,  $x_e$  是激射终止位置。化学效率为:

$$\eta = \frac{P_P'}{7m_F} \times 100\% \quad (18)$$

$m_F$  是氧化剂质量流量。输出耦合功率  $P_P' = f P_P$ ,  $f$  是与镜子的折射率和反射率有关的耦合因子

$$f = \frac{t_1(r_2)^{1/2} + t_2(r_1)^{1/2}}{[(r_1)^{1/2} + (r_2)^{1/2}][1 - (r_1 r_2)^{1/2}]} \quad (19)$$

### 1.3 计算单元与初边值条件

CW DF/HF 化学激光器中,喷管组件的排列是有周期性的,因此可取图1(b)中由燃料和氧化剂喷管的对称平面所围成的区域作为计算单元。由于光腔流场对上游喷管流场的影响并不深入<sup>[11]</sup>,因此可以将喷管流场的计算和光腔流场的计算分开执行,从而大大地提高了计算效率。

根据边界的对称性,计算单元的边界条件为  $y = 0, y = y_{\max}$ :  $\frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0$ ,  $\varphi$  是任意待求变量。光腔流场的入口参数分布由喷管流场的出口参数分布给定。壁面采用固壁条件。在计算单元的出口处采用平滑条件  $\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$ 。于是,给定  $t = 0$  时刻待求变量的空间分布  $\varphi(0, x, y)$  之后,就可由时间近似法求得非定常方程的稳态解<sup>[10]</sup>。

## 2 计算结果与讨论

我们把计算条件分成两组(分别见表1及表2)。第一组条件研究了在气体组分配比不变的情况下,燃料、氧化剂及稀释剂的总质量流量改变对激光器的腔压、激活区长度、输出耦合功

率及化学效率的影响。表 1 中所给燃料、氧化剂及稀释剂之间的配比是经过多次计算得到的最佳配比。第二组条件研究了在氧化剂和燃料的质量流量不变的条件下稀释剂质量流量的改变对化学激光器性能的影响。图 2、图 3 分别给出了这两组计算条件下腔压、辐射强度、输出耦合功率及化学效率的变化规律。

表 1 组分配比不变时的总质量流量

Table 1 Total mass flow rate of constant component ratio

Mass flow rate	$m_{tot}$	$m_{H_2}$	$m_{He}$	$m_{oxi}$
1	2.0209	0.5418	0.7060	0.7731
2	2.7048	0.7357	0.9523	1.0168
3	4.0709	1.1278	1.4174	1.5257
4	6.1245	1.7227	2.1502	2.2516
5	8.1695	2.3212	2.8828	2.9655

表 2 稀释剂质量流量的变化

Fig. 2 Variation of diluent mass flow rate

Mass flow rate	$m_{tot}$	$m_{H_2}$	$m_{He}$	$m_{oxi}$
1	3.7890	1.1278	1.1354	1.5257
2	3.9292	1.1278	1.2757	1.5257
3	4.0709	1.1278	1.4174	1.5257
4	4.3574	1.1278	1.7038	1.5257
5	4.5018	1.1278	1.8481	1.5257

由图 2(a), (b) 可见, 在气体组分配比不变的情况下, 激光器的腔压随着气体总质量流量的增加而增加, 激活区峰值位置略向下游移动, 激活区长度并未缩短。当总质量流量由 2.02 kg/(m · s) 增加到 8.17 kg/(m · s) 时, 腔压由 332.5 Pa 提高到 1.13 kPa, 激活区峰值位置向下游移动了 1.5 cm, 激活区长度(从半宽度看)由 5 cm 增长到 7 cm, 延长了约 2 cm。在气体组

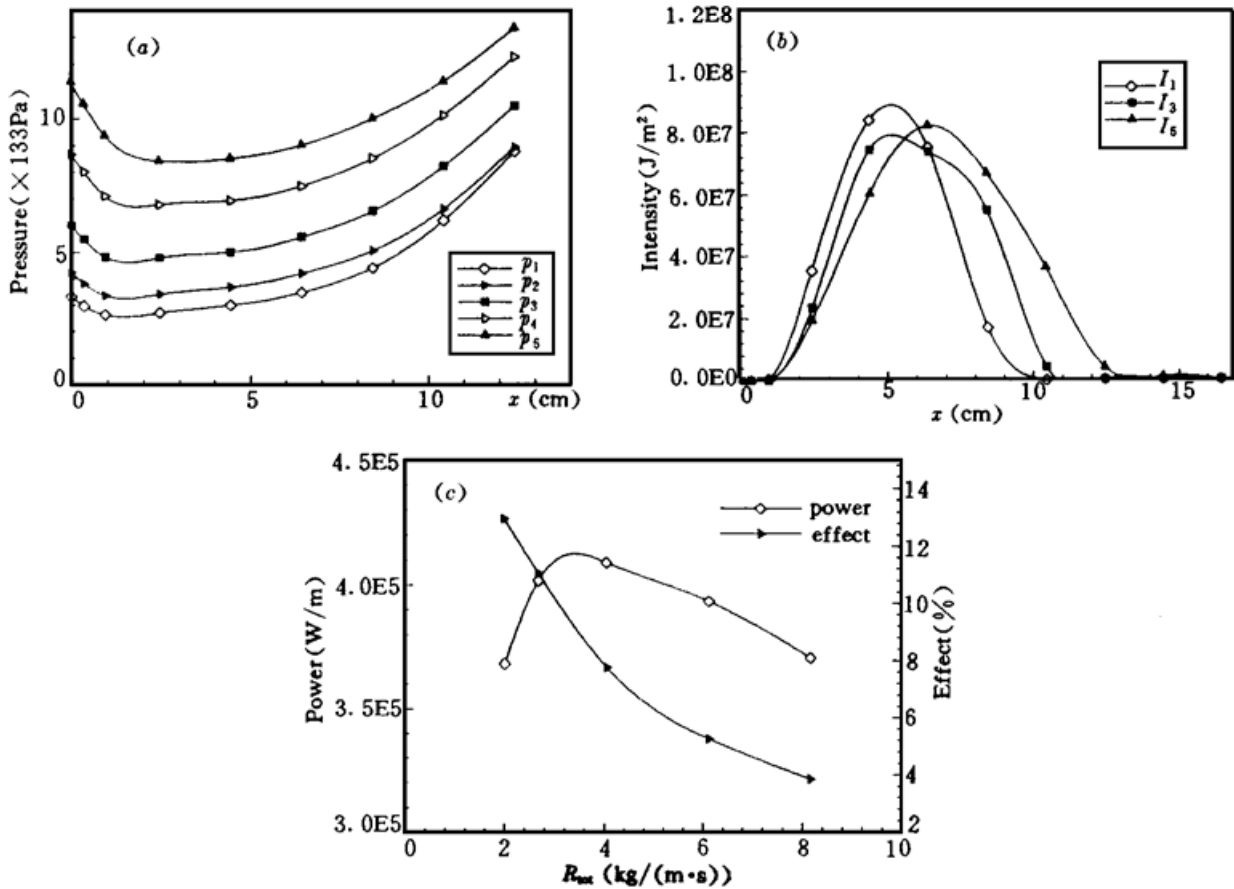


图 2 不同总质量流量的计算结果

(a) 腔压沿流场的分布; (b) 辐射强度沿流场的分布; (c) 功率和效率随总质量流量的变化

Fig. 2 Calculation results of different total mass flow rates

(a) Mean cavity pressure distribution along the flow; (b) Mean radiation intensity distribution along the flow; (c) Coupling output power and chemical efficiency varied with total mass flow rate

分配比不变的条件下,总质量流量的增加意味着氧化剂、燃料及稀释剂质量流量的相应增加,使得喷管出口处混合气体间的压力梯度随之增加,而三喷管型激光器的氧化剂流与燃料流在喷管出口处是被稀释剂流隔开的,稀释剂质量流量的相应增加有效地缓和了压力梯度的增加,从而保证激活区的长度。由此可见,这种三喷管型 HF 化学激光器是有可能实现高腔压运转的。

由图 3(a), (b) 可见,在氧化剂和燃料质量流量不变的条件下,稀释剂质量流量的增加对腔压的提高没有贡献,因为稀释剂(He)的原子量比氧化剂(F)的原子量要小得多,稀释剂流量增加一倍,对于总的质量流量影响不大。因此,激光器腔压提高主要取决于氧化剂的质量流量的增加。但激活区的峰值位置及激活区长度对稀释剂质量流量的变化非常敏感。当稀释剂质量流量由  $1.1 \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$  增加到  $1.9 \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$  时,激活区的峰值位置向下游移动了  $5 \text{ cm}$ ,激活区长度增加了  $1 \text{ cm}$ 。因为在氧化剂和燃料质量流量不变的条件下,三喷管型激光器的稀释剂质量流量的变化直接改变着喷管出口处的压力梯度,所以通过调节稀释剂的质量流量可以方便地控制激活区的位置和长度。

图 2(c) 及图 3(c) 分别给出了两组条件下激光输出功率及化学效率随气体组分质量流量改变而变化的规律。由图 2(c) 可见,随着总质量流量的增加激光器的效率迅速下降,而激光器的输出耦合功率却存在一个最大值。这是因为腔压的增加促进了振动激发态 HF 分子的碰撞去激活反应,抑制了振动激发态 HF 分子的受激辐射,使得激光器输出耦合功率下降。因此这种三喷管型化学激光器虽然能实现高腔压运转,但腔压的提高要受化学激光器效率的限制,在本例中,总质量流量应小于  $4 \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ ,否则,激光器的效率就太低了。图 3(c) 的结果表明,

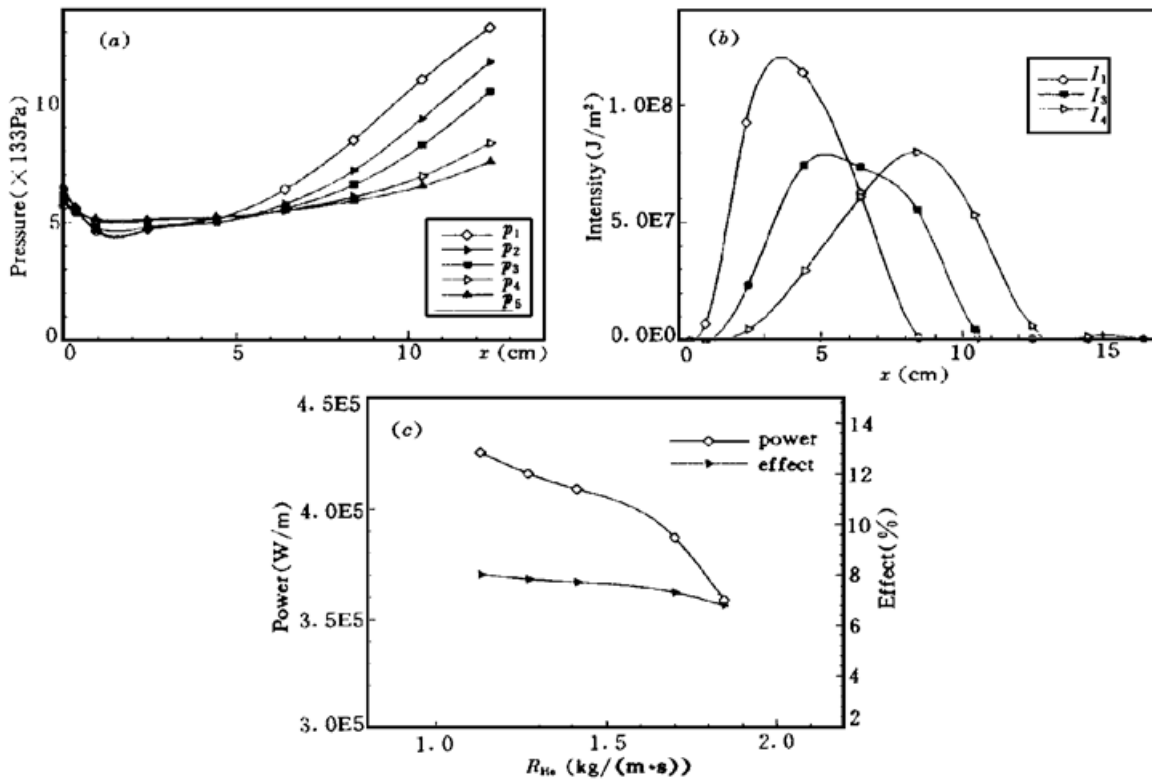


图 3 不同稀释剂质量流量的计算结果

(a) 腔压沿流场的分布; (b) 辐射强度沿流场的分布; (c) 功率和效率随稀释剂质量流量的变化

Fig. 3 Calculation results of different diluent mass flow rates

(a) Mean cavity pressure distribution along the flow; (b) Mean radiation intensity distribution along the flow;

(c) Coupling output power and chemical efficiency varied with diluent mass flow rate

激光器输出耦合功率和化学效率随着稀释剂质量流量的增加而下降。因为稀释剂的增加阻止了氧化剂和燃料的快速混合,影响了产生振动激发态 HF 分子的泵浦反应。因此在保证一定的激活区长度条件下,适当降低稀释剂的质量流量,可以获得激光器的高功率、高效率运转。

数值计算结果表明:对于三喷管型 CW HF 化学激光器,激活区峰值位置不紧靠于喷管的出口处,而在距离喷管出口 3~ 10 cm 处;腔压主要地取决于氧化剂的质量流量,增加氧化剂的质量流量是提高激光器腔压的有效途径;输出耦合功率相对总质量流量存在一个最大值,腔压的提高要受功率和效率的制约;此外,这种激光器激活区的位置和长度可以通过改变反应气体组分的质量流量来调节,这就克服了二喷管型化学激光器的腔压提高后激活区长度急剧减少的弱点。三喷管型化学激光器的设计将极大地改善光腔结构,使激光器高腔压运转成为可能。本文虽然是以 HF 化学激光器为例,其所得结果同样适用于 DF 化学激光器。

致谢 本文的完成得到了 M. Shur 教授的热情指导,在此深表谢意。

### 参 考 文 献

- 1 R. W. F. 格罗斯, J. F. 博特. 化学激光手册. 第一版. 北京: 科学出版社. 1987, 338~ 358
- 2 L. E. Wilson, D. L. Hook. Deuterium Fluoride CW chemical lasers. AIAA-76344
- 3 G. W. Buter *et al.*. Flow model of the HF laser. AIAA-86-1401
- 4 W. L. Hendricks, R. R. Mikatarian, B. J. Gross *et al.*. Solutions of the full Navier-Stokes equations for reacting three-dimensions chemical laser cavity and diffuser flow fields. AIAA-81-1133
- 5 N. L. Rapagnani. The effect of heat release in a chemical laser cavity. AIAA-84-1619
- 6 Zhou Xuehua, Chen Liyin, Chen Haitao. Characteristics of a CW HF chemical laser calculation from a simplified two-dimensional model. *Laser and Particle Beam*, 1986, 4(2): 167~ 181
- 7 Harold Mirels. Translational and rotation nonequilibrium effects in CW chemical lasers. *SPIE-GLC*, 1988, 1031: 248~ 258
- 8 L. H. Sentman *et al.*. A comparative study of CW HF chemical laser Feby-Perot and stable resonator performance. Proceeding of the International Conference on Lasers '85, 1985, December
- 9 Yu. E. Egorov, M. L. Shur. Navier-Stokes simulation of supersonic combustion in CW chemical laser with account of upwind influence of cavity process on nozzle array flow. *Numer. Methods in Thermal Problems*, 1991, 7(2): 1185~ 1195
- 10 Y. Egorov, A. Kuznetsov, M. Shur *et al.*. Navier-Stokes modeling of 2D and 3D reactive nozzle flow on the basis of compressibility scaling method. S. Wagner, E. H. Hirschel *et al.*. Computational Fluid Dynamics '94, Stuttgart, Germany, 1994, 815~ 821
- 11 M. Strelet, M. Shur. Compressibility scaling method for arbitrary mach number steady-state Navier-Stokes calculates. *U. S. S. R. Comput. Maths*, 1988, 1: 165~ 173
- 12 Y. Lapin, M. Strelets, M. Shur. Numerical simulation of cavity processes in HF CW chemical laser. *Phys. Goren. I. Vzryva*, 1982, 5: 89~ 96

## Numerical Study of the 3-slot CW HF Chemical Laser

Hua Weihong Jiang Zongfu Zhao Yijun

(Department of Applied Physics, National University of Defence Technology, Changsha 410073)

**Abstract** A compressible scaling method (CSM) is used to simulate the nozzle flow field and optical flow field of the 3-slot CW HF chemical laser. The effects of gas components' mass flow rate on the laser's properties are studied. The mean cavity pressure, the radiation intensity distribution along the flow and the corresponding variations of the coupling output power and chemical efficiency are also given.

**Key words** CW HF chemical laser, numerical simulation, CSM