

文章编号: 0258-7025(2001)01-0019-03

DF/HF 化学激光器喷管设计和数值模拟^{*}

袁圣付 华卫红 姜宗福 赵伊君

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

摘要 简述了喷管作用和单个喷管型面设计中存在的问题,根据气动理论提出了一种喷管设计新方法,介绍了 DF/HF 激光器喷管流动数值模拟的控制方程、初边值条件和 CS 方法。

关键词 喷管设计,DF/HF 激光器,数值模拟,CS 方法

中图分类号: TN 248.5 文献标识码: A

Nozzle Design and Numerical Simulation Method of Nozzle Flow in DF/HF Chemical Lasers

YUAN Sheng-fu HUA Wei-hong JIANG Zong-fu ZHAO Yi-jun

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

Abstract Functions of nozzles and problems existing in designing wall geometry of single nozzle are simply demonstrated. A new method to design nozzle has been given based on the aerodynamic theory. The equations controlling nozzle flow in DF/HF chemical lasers, initial boundary conditions and a Compressible Scaling Method (CSM) used to simulate the nozzle flow have been introduced.

Key words nozzle design, DF/HF chemical laser, numerical simulation, Compressible Scaling Method (CSM)

1 引 言

喷管组件是化学激光器获得有效激射的关键部件之一。喷管“冻结”F 原子,提供氟氧化剂流和氙/氢燃料流在腔中快速混合、反应而产生激发态的 DF/HF^[1];喷管出口气流具有一定的横向速度 u_y ,可提高混合效率,如 Deflector 喷管^[2]等,但如果 u_y 过大,氧化剂流和燃料流混合、反应过快使得光腔内沿流场方向迅速升温至激射终止温度(800 K^[1]),同时也会导致喷管出口和基区间存在很强的膨胀激波,从而导致激活区缩短和输出功率下降。超音速喷管为光腔入口气流提供了极大的纵向速度 u_x ,以便拉长激活区长度,可能使激光器输出功率得到提高^[3],并使其有潜在的恢复压力。喷管还为光腔中抽运反应建立适当的压力、温度和组份^[1]。所以,DF/HF 激光器喷管具有不同于风洞喷管的设计指标:F 原子的“冻结”效率,喷管气流

的横向速度 u_y ,纵向速度 u_x ,喷管出口的气流的速度、压力分布等。

DF/HF 激光器氧化剂喷管由收缩段、等截面段、扩张段(以膨胀转折点为界分为前扩张段和后扩张段)组成^[4]。喉部等截面段设计不同于风洞喷管喉部结构,在 DF/HF 激光器中,等截面段可以防止高温、高压气体烧蚀喷管喉部而使喉道高度变大、保持喷管设计性能并延长其使用寿命等。等截面段长度 l 与音速线形状密切相关,而音速线假设不当,喉部下游过度膨胀引起喷管出口处边界层分离和产生激波^[5]。因为喉道高度 h^* 很小,相应的 Reynold 数就小,边界层发展很快,所以 l 不应该太长,但 l 的最佳长度未见报道。我们对不同等截面段长度 l 的简单型面喷管进行数值模拟,考察音速线的变化,给出 l 的最佳值。

前扩张段设计不当,容易造成喉部附近膨胀过快,喉部侧壁边界层迅速增厚而引起边界层分离和产生喉道激波^[5],这将会降低喷管的设计性能参数,同时也会加剧喷管出口的边界层分离和激波产生,造成气体回流,而由于基态 DF/HF 的去激活作

^{*} 国家自然科学基金(编号 69788003)资助项目。

收稿日期:1999-04-12;收到修改稿日期:1999-10-18

用和吸收作用,回流气体对激光器的性能有着决定性的影响^[1],造成比功率的大大下降和激活区的大大缩短。在超音速喷管的设计中,扩张段完全由音速线和前扩张段线型确定,并用特征线法进行求解。前扩张段通常是经验给出的^[6],我们采用理论上可以克服边界层分离和激波产生的方法确定前扩张段线型并设计喷管(NOZ2)进行数值模拟,同时还模拟了采用 Foelsch 方法^[3,5]设计的喷管(NOZ1)简单型面的楔型喷管(NOZ3);分析、比较了三种喷管的性能参数、边界层分离和激波产生的可能性,证明了本设计方法的优越性。

2 喷管设计

在直音速线假设条件下,根据气动理论来设计前扩张段:由普朗特-迈耶函数 $\bar{\omega}(M)$ 的物理意义^[7](声速气流膨胀到马赫数大于 1 时的气流转折角)

$$\bar{\omega}(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}(M^2-1)} - \tan^{-1} \sqrt{M^2-1} \quad (1)$$

并假设喉部附近侧壁边界层分离是由于壁面扩张角 θ 过大引起的^[8];当满足 $\theta \leq \alpha(M)\bar{\omega}(M)$ 时,气流在喷管前扩张段内不会分离。其中 θ 为壁面转折角,马赫数 M 由面积比 y/h^* 唯一确定, $\alpha(M)$ 是考虑到真实流场而引入的修正函数, M 是马赫数。先假定 $\alpha(M) = 1$ (考虑理想情况),设计过程为:先给定 γ 和 dy_0 ,令 $y_k = h^* + k dy_0$,然后由面积比公式解出 $M_k (1 \leq M_k \leq M_B)$, B 为膨胀转折点,再由(1)求出 $\bar{\omega}(M_k)$,令壁面转折角 $\theta_k = \alpha(M_k)\bar{\omega}(M_k)$,则 $dx_k = k dy_0 / \tan \theta_k$,所以 $x_k = \sum_{i=1}^k dx_i$ 。值得注意的是, dy_0 不宜取得太小。计算表明,NOZ2 的前扩张段曲率半径递减,喉部有较大的曲率半径。此外,本方法对前扩张段的设计满足 Foelsch 方法的所有假设^[3]。为了比较,NOZ2 后扩张段是 NOZ1 平移而成。NOZ3 是简单型面的楔型喷管,其出口高度和扩张段长度与 NOZ2 相同。三种喷管下列设计参数相同:亚音速段线型, $h^* = 0.3 \text{ mm}$,出口马赫数 $M_{\text{exit}} = 5.0$,边界层修正 $\delta^* = 0.087x$ (考虑到 DF/HF 喷管流场边界层很厚,所以系数较文献^[3]提高 10 倍,计算结果也证明如此)。

3 数值模拟

3.1 控制方程

Laval 喷管内多组份有反应的混合气体使用二维 Navier-Stokes 方程组描述,即:

连续方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2)$$

动量方程:

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u} + p \vec{E} - \vec{\tau}) = 0 \quad (3)$$

能量方程:

$$\frac{\partial (\rho H - p)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} H + \vec{q} - \vec{\tau} \cdot \vec{u}) = 0 \quad (4)$$

组份方程:

$$\frac{\partial \rho C_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} C_k + \vec{J}_k) - \sum_{s=1}^{N_R} \dot{\omega}_{ks} = 0 \quad (5)$$

其中粘性应力张量

$$\vec{\tau} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} \end{pmatrix}$$

$$\tau_{xx} = -\tau_{yy} = \frac{2}{3} \mu \left(2 \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{\partial u_y}{\partial y} \right)$$

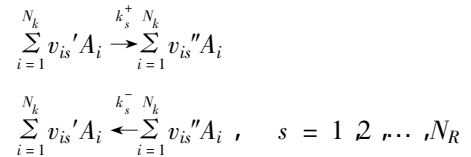
$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(2 \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)$$

热通量矢量 $\vec{q} = -\lambda \nabla T + \sum_{k=1}^{N_k} h_k \vec{J}_k$, k 组份比焓 $h_k = \int_{T_0}^T C_{pk} dT + h_k^0$, T 为温度,质量通量矢量 $\vec{J}_k = -\rho D_k \nabla C_k$, k 组份扩散系数

$$D_k = \left(\frac{1}{m} - \frac{C_k}{m_k} \right) \left/ \sum_{i=1, i \neq k}^{N_k} c_i / m_i D_{ki} \right.,$$

$$k = 1, 2, \dots, N_k,$$

N_k 为气体组份总数;设第 s 个化学反应的反应式为



N_R 为参加反应的气体组份总数。第 s 个化学反应产生的 k 组份的生成速度为

$$\dot{\omega}_{ks} = m_k (v_{is}'' - v_{is}') [k_s^+(T) \prod_{i=1}^{N_k} (\rho c_i / m_i)^{y_{is}'} - k_s^-(T) \prod_{i=1}^{N_k} (\rho c_i / m_i)^{y_{is}''}]$$

$$k_s^-(T) \prod_{i=1}^{N_k} (\rho c_i / m_i)^{y_{is}''}, \quad k = 1, 2, \dots, N_k$$

混合气体的粘性系数 μ , 热传导系数 λ 和二元扩散系数 D_{ij} 都是根据气体分子动力学理论^[9]计算得到的,分子间相互作用势取“612”的 Lennard-Jones 势。此外定义 $H = h + u^2/2$ 并假设混合气体为理想气

体 ;为了使控制方程封闭 ,补充关系式 :

$$p = \rho \frac{R}{m} T$$

3.2 初、边值条件

取一维等熵流解析解作为计算的初始值。二维平面 Laval 喷管具有对称性 ,所以计算时有四种边界条件 ,分别为 :

亚音速入口边界条件 :

$u_\tau / u_{\tau \max} = f(\vec{\tau}), u_n / u_\tau = f_x(\vec{e}), c_k = c_{k \text{ in}}(\vec{e}), k = 1, 2, \dots, N_k, \partial^2 u_{\tau \max} / \partial \tau^2 = 0, T / T_{\text{stagn}} = [1 + M^2 \chi (\gamma - 1) / 2]^{-1}, p / p_{\text{stagn}} = [1 + M^2 \chi (\gamma - 1) / 2]^{-\gamma / (\gamma - 1)}$ $f(\vec{e})$ 和 $f_x(\vec{e})$ 为假设的入口速度分布 ,如抛物型或常数型 , τ 和 n 分别表示单位矢量 \vec{e} 的切向和法向。

曲形固壁边界条件 : $u_\tau = u_n = 0, T = T_w, J_{k\tau} = 0, k = 1, 2, \dots, N_k$;

对称边界条件 : $u_\tau = 0, \partial \phi / \partial \tau = 0, \phi = u_n, p, T, c_k$;

超音速出口边界条件 : $\partial^2 \phi / \partial \tau^2 = 0, \phi = u_n, u_\tau, p, h, c_k$ 。

计算是针对氧化剂喷管进行的 ,计算中假设壁面是绝对催化的 ,可以发生 F 重合和 F₂ 分解。总压 $p_{\text{stagn}} = 0.9e + 05 \text{ Pa}$,总温 $T_{\text{stagn}} = 3.309e + 03 \text{ K}$ 。

3.3 计算方法

控制方程是通过以下思路进行求解的。

3.3.1 控制方程的无量纲化

对密度 ρ ,引入无量纲动压 $p = (p - p_0) / \rho_0 u_{x0}^2 = (\bar{p} - 1) / \gamma_0 M_0^2$ 来实现无量纲化 ,其中 p, ρ_0 和 \bar{p} 分别对应于静压、滞止压力和无量纲静压 , ρ_0, u_{x0}, γ_0 和 M_0 对应于密度、纵向速度、比热比和马赫数的特征参量。其余变量 (u_x, u_y, h, c_k) 按通用的方法进行无量纲化。

3.3.2 差分方程的建立

采用算子分裂方法 ,将控制方程组中的定常项按物理过程、空间方向、平流项(对空间的一阶导数项)和粘性项(对空间的二阶导数项)分裂得到差分方程(五个方程)。

3.3.3 差分方程的 CS 方法处理

CS(Compressibility scaling)方法是为了克服求

解跨声速流动中出现的“声学刚性”而提出的一种有效方法 ,求解收敛速度快 ,对定常解没有影响。具体的方法过程参考文献 [10, 11]。

3.3.4 差分格式

为了保证求解收敛 ,差分方程采用全隐格式。对粘性项 ,采用中心差分格式 ,对平流项 ,根据计算中的流场参数 ,采用了一阶迎风、二阶迎风和中心差分的组合格式 ,与 NNDS 格式 [12] 具有一定的相似之处 ,对激波有较高的分辨率。

Egorov 等曾利用上述控制方程、计算方法和计算网格得到了与实验观察一致的数值模拟结果 [4]。

参 考 文 献

- 1 R. W. F. Gross, J. F. Bott. Handbook of Chemical Lasers. Beijing: Science Press, 1987. 267276 (in Chinese)
- 2 F. Voignier, F. Merat, H. Brunet. Mixing diagnostic in a CW DF chemical laser operating at high cavity pressure. SPIE, 1990, 1397: 297301
- 3 Tan Hong, Li Zonghou. Technology of GDL. Beijing: National Press of Defence Industry, 1977. 912, 296313 (in Chinese)
- 4 Yu. E. Egorov, M. A. Rotinian, M. Kh. Streletes et al.. 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 (Part 2): 11851195
- 5 Wu Chuanbao, Yu Gang. Design of Nozzle Array for GDL. Collected Papers of 2nd National Conference for Fluid Dynamics (in Chinese)
- 6 Zucrow Maurice J., Hoffman Joe D.. Gas Dynamics. Beijing: National Press of Defence Industry, Volume. 1. 463491, Volume. 2, 83122 (in Chinese)
- 7 Pan Jinshan. Basis of Gas Dynamics. Xi'an: Northwest Industry University Press, 1995. 4653, 183202 (in Chinese)
- 8 H. Schlichting. Theory of Boundary Layer. Beijing: Science Press, 1988, Volume. 1. 29, 38 (in Chinese)
- 9 J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss, R. B. Bird. Molecular Theory of Gases and Liquids. New York: Wiley and Sons, 1954. 543603
- 10 Hua Weihong, Jiang Zongfu, Zhao Yijun. Numerical study of the 3-slot CW HF Chemical Laser. Chinese J. Lasers (中国激光), 1997, A24(3): 221227 (in Chinese)
- 11 M. Streletes, M. Shur. Compressibility scaling method for arbitrary mach number steady-state Navier-Stokes calculates. USSR Comput Maths., 1988, 1: 165173
- 12 Zhang Hanxin. Non-oscillatory and non-free-parameter dissipation difference scheme. Acta Aerodynamica Sinica (空气动力学学报), 1988, 6(2): 143165 (in Chinese)