

无隙锥形旋流器燃烧室流场 分叉现象的数值研究*

清华大学 陈利如** 焦树建

【摘要】 分别对冷态条件下, 无隙锥形旋流器燃烧室前扩压器内流场的分叉现象以及燃烧室内燃烧空间的流场分叉现象进行了数值模拟计算。希望通过流场的数值模拟计算, 从流体力学的角度寻找流场产生分叉现象的原因。流场的数值计算结果与实验测量结果符合较好。

主题词: 流场 分叉现象 数值计算 旋流式燃烧器

分类号: O643.21

1 物理模型与基本方程组

通过实验, 已发现在安装了无隙锥形旋流器的燃烧室中, 在起始条件和边界条件不变的情况下, 燃烧室内存在两种结构完全不同的流场, 它们各自都是稳定的, 且在不同的扰动情况下, 可以相互转化, 称这种现象为流场分叉现象。通过大量实验, 已经了解了这两种流场各自的分布特性及相互转化的条件^[1]。这里将主要对这两种稳态的流场结构进行模拟计算, 通过流场数值计算的方法来分析探讨流场产生分叉现象的原因。

由于燃烧室前的扩压段部分为一圆锥形直管道, 其流道平直, 只在扩压段出口处, 会因旋流器的影响, 出现不太强的旋流, 因而对这部分流场的计算可直接采用 $k-\epsilon$ 湍流模型。但对于燃烧空间的旋转射流流场来说, 由于它属于强旋流, 直接采用 $k-\epsilon$ 湍流模型将是不合适的。在计算中发现: 假如采用 $k-\epsilon$ 湍流模型的话, 无论如何只能计算出与第 2 种稳态工况相似的流场结构(内回流区大而外回流区小), 而无法计算出第 1 种稳态工况下的流场结构(内回流区小而外回流区大)。经过大量研究和调试后, 在计算旋转射流流场时, 最终放弃了 $k-\epsilon$ 湍流模型, 而采用直接代入流场湍流粘性系数 μ_t 场的方法。那时, 在联立方程组中将略去 k, ϵ 两个方程, 由于 μ_t 值给定, 方程组仍然是封闭的。

拟计算定常状态下扩压器及燃烧室内冷态湍流流场。计算时所有物理量都是时均值。在轴对称的圆柱坐标系中, 其通用守恒方程的表达式为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(\rho Q \mathcal{V}_r - \Gamma_\varphi \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial r} \right) \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(r \left(\rho Q \mathcal{V}_z - \Gamma_\varphi \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial z} \right) \right) = S_\varphi \quad (1)$$

在不同内容的守恒方程式中, 变量 Q 扩散系数 Γ_φ 和源项 S_φ 的相应表达关系可综合如表 1 所示。研究表明, 在计算燃烧空间的强旋流流场时必须考虑流场中湍流粘性场各向异性的特点, 对不同的动量方程应代入不同的 μ_t 场。由于有 3 个动量方程, 因而对于每一流场需 3 个湍

流粘性系数场。这些正确的湍流粘性系数场是根据流场的实测数据通过大量的数值实验调试出来的。两种稳态工况下流场的湍流粘性系数的大小及其分布规律是不同的,其中轴向和径向动量方程中的湍流粘性系数分布规律相差不是太大,但在切向动量方程中的 μ_t 分布规律却相差较大。对于第1稳态工况来说,流场在旋流器出口附近的切向动量方程中的 μ_t 值($10^{-1} \sim 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$)要比相应条件下第2稳态流场的 μ_t 值($10^{-3} \sim 10^{-5} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$)大很多。具体的调试方法和所得的两种稳态工况下的流场 μ_t 的分布规律,见文献[2, 3]。

表 1 各守恒方程式中的 $\mathcal{Q}\Gamma_{\alpha}S_{\varphi}$

方程名称	φ	$\Gamma\varphi$	S_{φ}
连 续	1	0	0
θ -动量	V_{θ}	μ_{eff}	$-(\rho V_r V_{\theta}/r) - \mu_{eff} (V_{\theta}/r^2)$
r -动量	V_r	μ_{eff}	$-(\partial p/\partial r) + (\rho V_{\theta}^2/2) - (2\mu_{eff} V_r/r^2) + S_r$ $S_r = (1/r)(\partial/\partial r) [r\mu_{eff}(\partial V_r/\partial r)] + \partial/\partial z [\mu_{eff}(\partial V_z/\partial r)]$
z -动量	V_z	μ_{eff}	$-(\partial p/\partial z) + S_z$ $S_z = (1/r)(\partial/\partial r) [r\mu_{eff}(\partial V_r/\partial z)] + \partial/\partial z [\mu_{eff}(\partial V_z/\partial z)]$
湍流脉动动能	k	μ_{eff}/σ_k	$G_k - C_D\rho\epsilon$ $G_k = \mu_t \{ 2 [(\partial V_r/\partial r)^2 + (\partial V_z/\partial z)^2 + (V_r/r)^2] + (\partial V_r/\partial z + \partial V_z/\partial r)^2 + [(\partial/\partial r)(V_{\theta}/r)]^2 + (\partial V_{\theta}/\partial z)^2 \}$
湍流脉动动能耗散率	ϵ	$\mu_{eff}/\sigma_{\epsilon}$	$(\epsilon/k)(C_1 G_k - C_2 \rho\epsilon)$

其中: $\mu_t = C_{\mu}\rho k^2/\epsilon$, $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ 。通常: $C_{\mu} = 0.09$, $C_1 = 1.42 \sim 1.44$, $C_2 = 1.92$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_{\epsilon} = 1.22 \sim 1.314$, $C_D = 1$ 。

计算中采用SIMPLER算法,使用交错网格,每个工况迭代900次,收敛精度 $\epsilon \leq 10^{-3}$ 。

2 计算结果与结论

本文主要对两种稳态工况下,扩压器内流场结构和燃烧空间的流场结果进行了计算。两种稳态工况下,燃烧空间流场的计算域及数值计算所得流场的轴向速度分布如图1所示(1—外侧回流区边界;2—内侧回流区边界;实线为计算结果;虚线为测量结果)。计算所得的流场分布、回流区边界位置与实验测量值是符合得较好的。

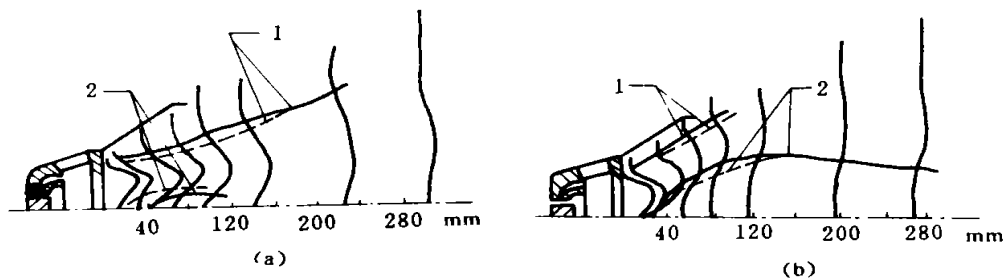


图 1 (a)第1稳态工况(b)第2稳态工况下燃烧空间中的轴向速度场

从计算中可以看出,在两种稳态条件下,流场域的大小、速度场的分布、压力场的分布等因素都差别很大。而且这两种稳态工况下流场中湍流粘性系数场也存在着本质的区别。也就是说,流场在两种稳态工况间相互转换时,其湍流粘性系数场势必也发生了突变,如果所采用的湍流模型不合适(如若采用 $k-\epsilon$ 湍流模型)是不可能计算出正确的流场结构的。

燃烧空间中流场的变化,其根本原因在于旋流器内部流场的变化。通过实验我们得知,在相同的气流量条件下,旋流器内部流场的变化主要是由于从内隙缝流入的平面射流气流量与由旋流叶片流入的旋转射流量之间的分配关系发生了变化的结果。在第 1 稳态工况下,内隙射流速度和流量都要比相应条件下第 2 稳态者高。据初步分析:造成这种情况的原因是由于不同的扰动,造成了旋流器顶部涡流的变化及内隙前后压差的变化。而涡流的不同结构形式及内隙前后压差的变化,又影响着内隙射流的大小,从而影响到整个流场体系的变化。

为了分析旋流器顶部涡流的变化,对扩压器内的流场进行了计算。

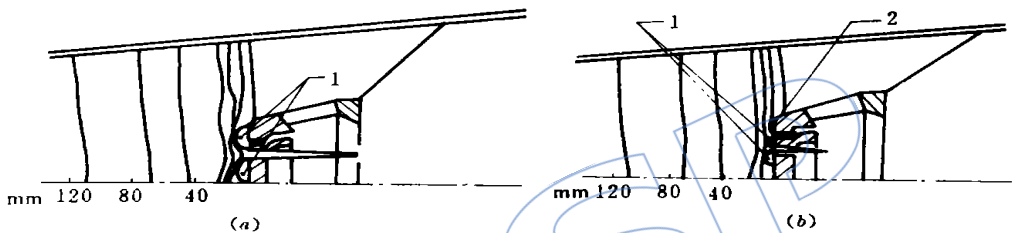


图 2 (a)第 1 稳态工况(b)第 2 稳态工况下扩压器出口附近流场的轴向速度分布

扩压器部分的计算域选在从扩压器进口至无隙锥形旋流器顶部。

图 2 分别为两种稳态工况下,扩压器内流场的结构(图 a 中的 1——在强内隙射流条件下产生的稳定涡,图 b 中的 1——由弱内隙射流产生的涡;2——附着于旋流器顶部上方的不稳定涡)。从计算结果可以看出,两种稳态工况下,在扩压器进口开始的很长一段区域内,其流场结构是相似的,只是在靠近旋流器附近部分,由于两种稳态工况下,内隙射流速度的不同,才会形成有本质差别的两种流场结构。

从图 2 中可以看到,在流场中有两类涡流。一个存在于旋流器顶部的上方,它是由气流旋转效应和流道突变而产生的,它是极不稳定的,受到外侧流到旋流叶片中去的主气流的冲刷,它会不断地产生和脱落,由此造成流场强烈脉动。

另一个涡则是由内隙平面射流产生的,它是由气流从大流道突然进入小流道时,由于受到流过旋流器顶部的高速气流绕流的影响而诱导产生的。当内隙平面射流速度越大时,诱导产生的涡就越大,相对来说它是比较稳定的。

在第 1 种稳态工况下,由于内隙平面射流速度较大,其产生的涡较大,且与顶部的不稳定涡相连接,这样可以使原先不稳定的位于旋流器顶部上方的涡稳定下来。而在第 2 稳态工况下,由于内隙平面射流速度小,因诱导产生的涡也较小,它不能与外侧不稳定的涡相连,致使旋流器顶部上方的不稳定涡仍然会不断产生与脱落,故整个流场是不稳定的。那时气流脉动较强烈,它向四周扩散而呈现出内回流区大、外回流区小和噪声大的第 2 稳态特性。但在第 1 稳态工况下,由于旋流器前涡流不易脱落,因而整个流场较为稳定,在较强的内隙平面射流的影响下,气流集中,不易向周围发散,故呈现内回流区小,外回流区大和噪声也小的特性。

旋流器前的两种不同形态的涡与旋流器的内隙缝间隙共同组成了产生流动分叉现象的反馈条件。当燃烧空间的流场受到扰动时,旋流器内的压力场首先发生变化,它促使流经隙缝的平面射流流量以及旋流器前涡的形态发生变化。这种交替的变化才能为燃烧空间流场分叉现象的形成提供前提。

参 考 文 献

- 1 焦树建等. 无隙锥形旋流器燃烧室流场分叉现象. 航空动力学报, 1993, 8(3)
- 2 陈利如. 无隙锥形旋流器燃烧室流场分叉现象的研究: [学位论文]. 清华大学, 1994
- 3 焦树建等. 无隙锥形旋流器燃烧室中流场分叉现象成因的探讨. 航空动力学报, 1994, 9(2)

(责任编辑 魏星禄)

本刊变更订购处启事

自 1995 年 6 月 1 日起, 欲订阅《航空动力学报》的订户, 请直接与“天津市陈塘庄电子部四十六所半导体杂志社 联合征订处 300220”联系订购《航空动力学报》事项。

《航空动力学报》编辑部不再受理订购, 只负责向订户邮发学报。如订户未按期收到《航空动力学报》, 可向《航空动力学报》编辑部(北京市学院路 37 号《航空动力学报》编辑部, 邮编 100083, 电话: 2017251-935) 查询。

《航空动力学报》编辑部
一九九五年三月十五日

NUMERICAL STUDY ON BIFURCATION PHENOMENON IN A COMBUSTOR WITH A NON-SLOT CONICAL SWIRLER

Chen Liru and Jiao Shujian

(Dept. of Thermal Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084)

ABSTRACT

The numerical simulations of bifurcation phenomena in a combustor with a non-slot conical swirler and in a diffuser fixed before the non-slot conical swirler have been carried out. The results of the simulations show that there are two different kinds of vortex emerged before the conical swirler, that may be one of the feed-back factors controlling bifurcation phenomenon, and the characteristics of the turbulent flow in the combustion zone must be changed abruptly as the bifurcation phenomenon occurs. These conclusions may reveal the causation of bifurcation phenomenon in this combustor from the viewpoint of aerodynamics. The calculated results are consistent with the experimental data.

Key words Numerical computation Flow field Bifurcation

STUDY ON COOLING PARAMETERS OF A NEW SEMI-TRANSPARATION COOLING SCHEME

Li Wei, Li Changlin, Tang Ming, Yan Chuanjun

(7th Dept. Northwestern Polytechnical University, Xian 710072)

ABSTRACT

The mat-wall cooling is a new semi-transpiration cooling scheme. A heat transfer model of the mat-wall cooling is established and a numerical iteration method is employed to calculate its cooling parameters (i. e. thermal effectiveness and wall-temperature ratio) in the porosity range from 0.0204 to 0.0625. It is shown that the cooling parameters are affected mainly by the porosity and coolant flow number, and the boundary conditions have insignificant effect. The calculated results are consistent with the existed experimental data. This fact indicates that the presented heat transfer model is principally adequate, but must be further improved for more accurate prediction.

Key words Heat transfer computation Parameters Transpiration cooling

MODEL-BASED FAULT DIAGNOSIS ALGORITHM FOR LIQUID PROPULSION SYSTEM

Cui Dingjun and Zhang Zhenpeng

(Institute of Astroautics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083)

ABSTRACT

A quasi-dynamical mathematical method of fault simulation and a diagnosis algorithm based on Grey Relational Analysis are given for a liquid rocket engine (LRE) system with series double-turbine pump-feed structure. By use of this algorithm, numerical simulations of various typical fault modes have been carried out for a certain system determined by adjustment calculation, the fault mode database for this system was obtained in advance, a group of parameters collected from the engine tests were diagnosed in real-time by use of the above database and model to determine the health conditions of the engine. In consequence it is possible to take measures in good time to enhance the safety and reliability of the engine.

Key words Fault diagnosis Mathematical model Liquid propellant rocket engine