

二维凹腔超声速流动的混合 RANS/LES模拟*

孙明波, 梁剑寒, 王振国

(国防科技大学 航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘 要: 基于 Menter 的 $k-\omega$ SST 湍流模型构建了一种混合 RANS/LES 模拟方法, 通过采用一个与到壁面距离相关的衔接函数将处理近壁区的 SST 模型过渡到处理主流区的 Yoshizawa 一方方程亚格子模型。利用此方法对用于超燃冲压发动机的凹腔的二维超声速流动进行模拟, 模拟结果再现了二维凹腔剪切层的拟序结构, 计算得到的凹腔自激振荡频率、时均统计的压力分布以及压力剖面与实验结果吻合较好。

关键词: 超音速冲压喷气发动机; 湍流; 凹腔; 超声速流动⁺; 数值仿真

中图分类号: V435.12 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2006) 02-0119-05

Hybrid RANS / LES simulation of the supersonic flow over two-dimensional cavities

SUN Ming-bo LIANG Jian-han WANG Zhen-guo

(Inst. of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defence Technology, Changsha 410073, China)

Abstract A hybrid RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) /LES (Large Eddy Simulation) approach based on Menter's $k-\omega$ SST model was developed using a distance-dependent blending function to shift the turbulence closure from SST model near solid surfaces to a Yoshizawa one-equation subgrid closure in free shear layer regions. The hybrid methodology was conducted to investigate the supersonic flow over two-dimensional open cavities for scram jet applications. Coherent structures of cavity flow fields are revealed by calculation. Numerical results agree well with the experimental data for dominant frequencies and time-averaged surface pressure profiles inside the cavity.

Key words Supersonic combustion ram jet engine; Turbulent flow; Cavity; Supersonic flow⁺; Numerical simulation

1 引 言

对于湍流流动, 通常认为 LES (Large Eddy simulation) 可以取得比 RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) 更加精确的结果, 但是对于诸如高雷诺数流动、壁面湍流流动等问题, 大涡模拟因为其巨大的计算耗费在工程应用上不切实际。自 20 世纪 90 年代中期以来, 许多研究人员^[1-3]都提出了采用 RANS 与 LES 相结合的方法以有效节约计算耗费。最早 Spalart^[1]根据大涡和小涡的不同特性, 提出可以将 LES 和 RANS 结合起来, 在以耗散为主要特征的流动区域采用 RANS, 在大涡输运为主要特征的区域采用 LES, 两者通过比较当地网格尺度与 RANS 计算得到

的湍流混合长进行自动切换, 这就是 DES (Detached Eddy Simulation) 的基本思想。虽然 DES 在工程中获得了广泛的应用, 但是 DES 在处理某些问题时存在有缺陷^[2,3], 譬如当壁面附近网格单元各方向尺度基本相同而且足够小时, DES 会误判并将该单元用 LES 处理, 这样壁面附近的湍流粘性会被严重低估。混合 RANS/LES 则不存在这样的问题, 所以尽管采用混合 RANS/LES 方法得到的结果仍不能完全尽人意, 几年来国际上还是有越来越多的研究者采用该方法研究湍流问题, 这已成为 LES 工程化的一个主流趋势, 但国内这方面的报道仍是空白。

在超燃发动机燃烧室的设计过程中, 提高燃料与空气的混合率和火焰稳定性是一个重要问题。成功

* 收稿日期: 2005-06-12 修订日期: 2005-10-28

基金项目: 国防科技预研基金 (51413040901KG0145)。

作者简介: 孙明波 (1980—), 男, 博士生, 研究领域为高超声速推进技术。E-mail: wind_flowcf@163.com

的燃料混合方案必须使燃料和空气快速混合, 燃烧火焰稳定, 且不会有较大的总压损失。凹腔是解决该难题的一个重要途径, 本文的目的就在于发展一种可行的混合 RANS/LES 方法, 为深入研究凹腔作为混合增强装置以及火焰稳定器的特征性能打下基础。

2 控制方程

为了得到可压流动大尺度涡运动的控制方程, 需要将大涡和小涡分离开来。大涡模拟就是通过对 N-S 方程进行过滤, 也就是在一定区域内对湍流变量进行某种加权平均, 从而保留大于滤波尺度的涡信息, 对小于滤波尺度的涡则通过建立亚格子模型来模拟。得到的大涡模拟控制方程如下

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho} u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} u_i u_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij})}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} E)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} E + P) u_i}{\partial x_i} = \\ \frac{\partial(\bar{q}_i + Q_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial[u_i(\bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij})]}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $\bar{\tau}_{ij} = 2\mu_j S_{ij}$, $\tau_{ij} = 2\mu_i^{sgs} S_{ij} - \frac{2}{3} \rho_k \delta_{ij}$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right|$$

为了能够准确的模拟壁面湍流, 将壁面区域用两方程时均湍流 $k-\omega$ SST^[4] 模型来模拟, 为了能够实现与时均湍流模型的结合, 本文采用 Yoshizawa 的一方程亚格子模型^[5], 控制方程相结合的过程如下:

$k-\omega$ SST 湍流模型对应的湍动能方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_t + \frac{\mu_t^{k-\omega SST}}{\sigma_{k_1}} \right] \frac{\partial k}{\partial x_j} + \\ P_k - C_{d_1} \bar{\rho} k \omega \end{aligned} \quad (4)$$

Yoshizawa 一方程亚格子模型对应的湍动能方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_t + \frac{\mu_t^{sgs}}{\sigma_{k_2}} \right] \frac{\partial k}{\partial x_j} + \\ P_k - C_{d_2} \bar{\rho} \frac{k^2}{\Delta} \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $\mu_t^{sgs} = C_{\mu_2} \bar{\rho} k^{\frac{1}{2}} \Delta$, $\Delta = (\Delta x \Delta y)^{1/2}$

两个方程的形式类似, 参照湍流模型 $k-\omega$ SST 的构造方法, 采用一个衔接函数 F 来衔接两个方程的

计算区域, 从而得到的控制方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right] \frac{\partial k}{\partial x_j} + \\ P_k - \left[F C_{d_1} k \omega + (1-F) C_{d_2} \frac{k^2}{\Delta} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} \omega)}{\partial t} + \mu_j \frac{\partial(\bar{\rho} \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_t + \frac{C_{\mu_1} \bar{\rho} (k/\omega)}{\sigma_\omega} \right] \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \\ P_\omega - C_{\omega t} \bar{\rho} \omega^2 \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $\mu_t = \bar{\rho} [F \mu_t^{k-\omega SST} + (1-F) \mu_t^{sgs}]$, $\frac{1}{\sigma_k} = \frac{F}{\sigma_{k_1}} + \frac{1-F}{\sigma_{k_2}}$ 并且 $P_\omega = C_{\omega p} (\omega/k) P_k$ 。

式 (1) ~ (7) 中的符号含义以及常数对应值见文献 [4] 和 [5]。同时 Baurle R A^[3] 经过计算后发现 C_{μ_2} 按照 Yoshizawa 的取值计算剪切层时的耗散过大了, 本文按 Baurle 的取法取 $C_{\mu_2} = 0.008232$ 。

壁面区域与主流区域的衔接函数 F 的取法并不绝对, 研究人员根据不同问题提出了不同的衔接函数, 例如 Thomas Fan^[2] 完全类比 $k-\omega$ SST 的构建过程构造 F , Xudong Xie^[6] 则按照亚格子模型和湍流模型的混合长的比值近似给出, Baurle^[3] 在 Thomas Fan 的基础上进一步考虑了网格尺度对 LES 的影响。

本文采用类似于 Thomas Fan^[2] 的方法构造衔接函数, 令 $F = \tanh(\eta^4)$, 式中 $\eta = \max \left[\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega \Delta}, \frac{500 \Delta}{\omega \Delta^2} \right]$

3 数值模拟方法

3.1 数值离散格式

对于 LES 的误差研究表明其数值离散格式需要慎重选择。文献 [7] 的研究表明二阶精度的一类格式以及三阶精度的 WENO 格式的模拟结果都明显低估了湍流动能, 流动的大尺度结构也因为高数值耗散而严重受损, 而五阶精度的 WENO 格式的计算结果甚至与 DNS 的结果都十分符合。基于此本文选用五阶精度的 WENO 格式对控制方程的无粘项进行离散。

WENO (W eighted Essentially Non-O scillatory) 格式通过选择性地对 ENO 重构值进行加权处理, 以在光滑区满足更高阶的计算要求, 而在间断区保持原有的 ENO 性质。具体的算法参见文献 [8]。

所有的粘性通量用二阶中心差分离散, 在时间推进上采用二阶时间精度的具有 TVD 保持性质的 Runge-Kutta 方法^[9]。CFL 数取为 0.5。

为了便于采用有限差分, 从物理域转换到计算

域, 即 $(x, y) \Rightarrow (\xi, \eta)$ 。对原方程进行变换还要有

$$\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \left| \frac{\partial \xi}{\partial x} \right| \frac{\partial}{\partial \xi} + \left| \frac{\partial \eta}{\partial x} \right| \frac{\partial}{\partial \eta}$$

3.2 边界条件

壁面采用无滑移绝热条件。对于出口用超声速出口条件, 流动物理量进行二阶外推。对于出口用超声速出口条件, 流动物理量进行二阶外推。对应于五阶 WENO 格式, 壁面附近的第一、二层网格物理量的计算模板补充值采用镜像法处理, 镜像点的速度值与对应点的横向速度值相反, 其它物理量对应相等。滑移面条件也采用镜像法, 镜像点流向速度与对应点要相同。入口、出口的一、二层网格物理量的计算模板补充值均采用一阶外推。采用多区网格时, 区域之间的交界处为了保证 WENO 计算的精度, 将各个区域向交接区域中外推三层网格。

4 结果和讨论

采用混合 RANS/LES 的方法计算了两种凹腔流动: (1) Gruber 等人超燃试验中用的凹腔^[10], (2) Settles 等人实验的带有斜坡后缘的凹腔^[11]。第一种凹腔的计算主要是为了验证混合 RANS/LES 对凹腔剪切层振荡特性的计算能力, 并且将得到的凹腔自激振荡频率与修正的 Rossiter 经验公式^[12]给出的结果相对比。第二种凹腔主要是验证程序对凹腔时均结果的计算能力。

4.1 Gruber 凹腔自激振荡频率计算

图 1 是 Gruber 凹腔的计算区域和网格示意图。计算区域为 $0 \leq x \leq 11.52$, $0 \leq y \leq 3.82$, x, y 是以凹腔深度 D 的无量纲长度。网格分为三区, 凹腔上游网格数 41×107 , 凹腔 301×167 , 下游 81×107 。凹腔 $LD = 7.76$ 来流条件为: $Ma = 2.0$ 总压和总温分别是 344.74 kPa 和 300 K 。

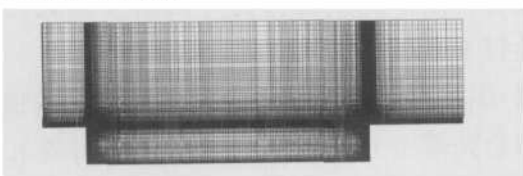


Fig 1 Schematic of the Gruber cavity mesh

图 2 给出了剪切层的一次振荡历程, 可以看出凹腔流动具有非常复杂的流场结构: 自由剪切层不断的有涡脱落, 脱落的涡通过合并形成更大尺度的涡, 大涡结构撞碎在凹腔的后缘, 后缘产生的压力波在凹腔中向前传播, 在前缘反射后又与剪切层耦合并诱导

出新的脱落涡。这种剪切层的振荡特性显然有助于增强燃料和空气的混合。

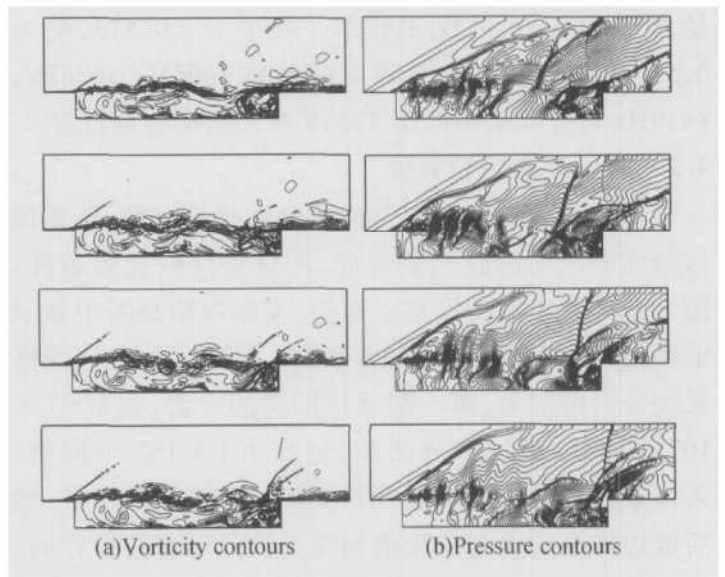


Fig 2 Snapshots of flow fields of cavity flow with $Ma = 2.0$ and $LD = 7.76$ at four different times

图 3 给出了凹腔后缘距底壁 0.75 处以及底壁上距前缘 1.94 处的压力振荡历程。时间单位 $t_c = D / U_\infty$, 凹腔后缘的压力振荡比底壁上要强烈, 这是剪切层大涡结构在凹腔后缘撞碎导致的。对压力振荡过程进行富里叶变换并作出功率谱密度与频率的关系图 (见图 4)。

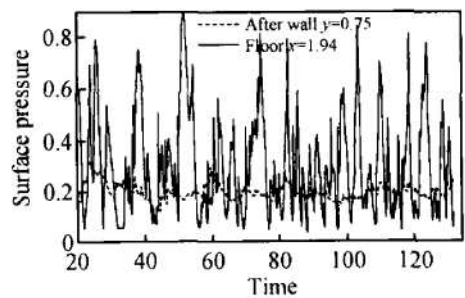


Fig 3 Monitored pressure history on the wall

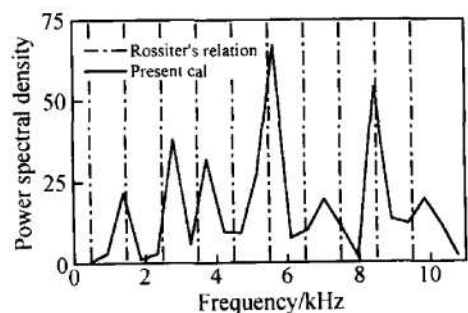


Fig 4 Calculated dominant frequencies of the cavity

根据凹腔自激振荡的修正 Rossiter 公式^[12]

$$f_n = \frac{U_\infty}{L} \frac{n - \alpha}{M_\infty / \sqrt{1 + [(\gamma_\infty - 1)/2] M_\infty^2 + 1} K_v}$$

给出 $n = 1 \sim 10$ 的模式频率。其中 $\alpha = 0.513 K_v = 0.57$, 从图 4 看出, 计算得到的频率 1406Hz, 5626Hz, 8439Hz 和公式给出的第 2, 5, 8 模式频率吻合较好。

4.2 Settles 的凹腔实验

为了与 Settles G S^[11] 的实验结果相对照, 计算区域与实验用的凹腔完全对应, 计算条件取实验条件。图 5 是计算区域的网格示意图, 实际网格是图中显示的两倍, 图中 D 指凹腔的深度, 值为 2.54cm。该网格系统分为两部分, 第一部分是凹腔的上游, 包括 37×107 个网格, 第二部分凹腔, 包括 401×187 个网格。入口条件是通过用 $k-\omega$ SST 计算二维平板剪切层, 然后取边界层厚度与实验值相符处的流动参数得到的。入口的马赫数、静压和静温分别是 2.92, 21240Pa 和 95.37K。入口的边界层厚度为 0.29cm。

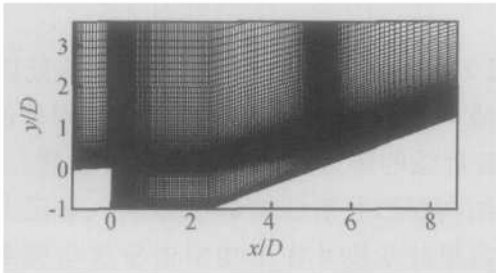


Fig 5 Cavity near-field grid for the Settles configuration

图 6 给出了凹腔流动的瞬时温度场, 从图中可以明显看出凹腔剪切层的拟序结构。将凹腔的混合 RANS/LES 的时均统计结果与 Settles 实验结果相对照, 在剪切层再附后的压力恢复区域, 混合 RANS/LES 计算得到的压力时均分布 (图 7)、压力时均剖面结果 (图 8) 均要略好于二维 SST 的结果。这主要是因为该区域湍流的大尺度结构得到了很好的再现, 其时均结果也更符合实验结果。图中 x' 代表的是从凹腔后缘底部开始的距离, δ 为当地边界层的厚度, p_{inf} 为来流静压。通过比较可以看出, 混合模型能够更好的处理大涡结构发展充分的凹腔剪切层再附区。

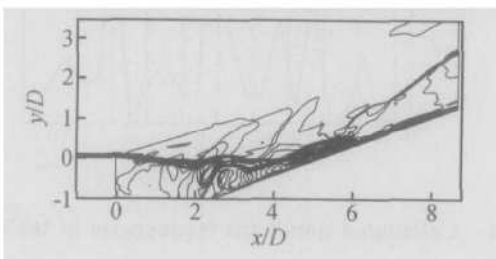


Fig 6 Instantaneous temperature contours

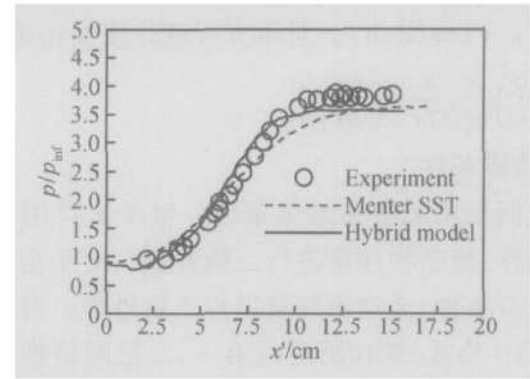


Fig 7 Wall pressure in recovery region

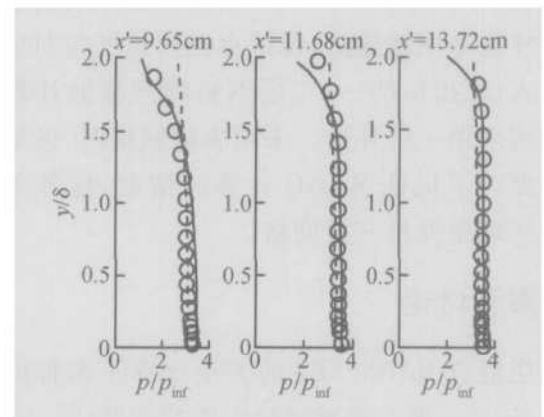


Fig 8 Pressure profiles in recovery region

4 结 论

本文基于 Menter 的 $k-\omega$ SST 湍流模型构建了一种混合 RANS/LES 模拟方法, 采用一个与到壁面距离相关的衔接函数将处理近壁区的 $k-\omega$ SST 模型过渡到处理主流区的 Yoshizawa 一方格子模型。将此方法用于超燃冲压发动机的凹腔的二维超声速流动的模拟, 模拟结果再现了二维凹腔剪切层的拟序结构, 计算得到的凹腔自激振荡频率、时均统计的压力分布以及压力剖面与实验结果吻合较好, 这表明本文所采用的混合 RANS/LES 方法对湍流的数值模拟是切实可行的。此项工作为今后深入研究凹腔的各项特性打下基础。

致 谢: 国防科技大学航天与材料工程学院侯中喜副教授和金亮博士分别提供了本研究所用的五阶 WENO 格式和 Menter $k-\omega$ SST 计算程序, 在此对他们表示感谢!

参考文献:

- [1] Spalart P R, Jou Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach[R]. 1st Air Force Office of Scientific Research International Conf on DNS/LES, 1997.

- [2] Thomas C Fan, Ming Tian. Validation of a hybrid Reynolds-averaged/large eddy simulation method for simulating cavity flameholder configurations[R]. *AAA* 2001-2929.
- [3] Baurle R A, Tam C J Hybrid simulation approach for cavity flows: blending, algorithm, and boundary treatment issues[J]. *AAA Journal* 2003, 41(8): 1463~ 1480.
- [4] Menter F R. Two equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *AAA Journal* 1994, 32(8): 1598~ 1605.
- [5] Yoshizawa A, Horiti K. A statistically-derived subgrid scale kinetic energy model for Large-eddy simulation of turbulent flows[J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 1985, 54.
- [6] Xudong Xia, Edwards J R. Inflow boundary conditions for hybrid large eddy/Reynolds averaged Navier-Stokes simulations[J]. *AAA Journal* 2003, 41(8): 1481~ 1489.
- [7] Blin L, Hadjadj A, Vervisch L. Large eddy simulations of compressible turbulent flows[R]. *AAA* 99-0787.
- [8] Shu C W. High order ENO and WENO schemes for computational fluid dynamics[A]. In Barth T J, Deconinck H, editors, *High-Order Methods for Computational Physics*[M]. Springer-Verlag 1999, 439~ 582.
- [9] Shu C W, Osher S. Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes II[J]. *Journal of Computational Physics* 1989, 83(1): 32~ 87.
- [10] Gribner M R, Baurle R A. Fundamental studies of cavity-based flameholder concepts for supersonic combustors [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2001, 17(1): 146~ 153.
- [11] Settles G S, Williams D R. Reattachment of a compressible turbulent free shear layer[J]. *AAA Journal* 1982, 20(1): 60~ 67.
- [12] Heller H H, Bliss D B. The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression[R]. *AAA* 75-491.

(编辑:梅 瑛)

(上接第 118 页)

(4) 涡轮总绝热效率随出口背压的增加而降低; 高压转子的功负荷基本不受出口背压的影响, 而低压转子的功负荷却随出口背压的增加而下降, 致使高低压轴出功比上升, 总功率下降;

(5) 出口背压的变化对高压动叶出口马赫数及气流角的影响很小; 出口背压的提高会造成低压动叶出口气流角减小, 涡轮出口轴向马赫数下降。

参考文献:

- [1] 季路成. 关于复杂流场计算及对转涡轮设计与实验方案的初步研究[D]. 北京: 中国科学院工程热物理研究所, 2000.
- [2] 季路成, 钟文涛, 徐建中. 关于 $1+1/2$ 对转涡轮的基本分析和初步设计[J]. *工程热物理学报*. 2001, 22(2).
- [3] Ji Lu-cheng, QUAN Xiao-bq, LIW ej et al. A vaneless counter-rotating turbine design towards limit of specific work ratio[R]. *ISABE* 2001-1062, 2001.
- [4] 季路成, 陈 江, 黄海波, 等. $1+1/2$ 对转涡轮应用中的关键技术问题[J]. *工程热物理学报*. 2003, 24(1).
- [5] 季路成, 肖 祥, 陈 江, 等. $1+1/2$ 对转涡轮设计及控制方法探索[C]. 中国工程热物理学会热机气动热力学学术会议论文, 2003.
- [6] Ji Lu-cheng, XIANG Lin, HUANG Hai-bq et al. The revelations from the research about the vaneless counter-rotating turbine[R]. *ISABE* 2003-1040, 2003.
- [7] 赵庆军, 王会社, 赵晓路, 等. $1+1/2$ 对转涡轮三维流场数值分析[C]. 中国工程热物理学会热机气动热力学学术会议论文, 2004.
- [8] 王会社, 赵庆军, 赵晓路, 等. $1+1/2$ 对转涡轮中激波叶排相互作用的数值研究[C]. 中国工程热物理学会热机气动热力学学术会议论文, 2004.
- [9] 陶文铨. 计算传热学的近代进展[M]. 北京: 科学出版社, 2000.

(编辑:朱立影)