

文章编号: 1000-8055(2003)02-0258-06

长尾喷管中粒子运动轨迹的数值模拟

淡林鹏¹, 张振鹏¹, 赵永忠², 张同表², 李家玉³

(1 北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100083;

2 内蒙古动力机械研究所, 内蒙古 呼和浩特 010010;

3 中国三江航天集团 设计所, 湖北 武汉 430034;)

摘要: 利用颗粒轨道模型计算了长尾喷管两相流流场, 确定了在与壁面发生完全弹性和完全非弹性碰撞情况下不同尺寸粒子的运动轨迹, 比较了不同尺寸粒子之间以及完全弹性碰撞和非弹性碰撞之间长尾喷管中粒子运动的差异, 得出了长尾喷管中粒子运动的某些规律。

关键词: 航空、航天推进系统; 轨道模型; 两相流; 数值模拟; 喷管

中图分类号: V 435⁺. 23

文献标识码: A

Numerical Study of Particle Trajectories in a Nozzle with a Tail Pipe

DAN Lin-peng¹, ZHANG Zhen-peng¹, ZHAO Yong-zhong²,
ZHANG Tong-biao², LI Jia-yu³

(1. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China;

2. Inner Mongolia Power Machinery Research Inst., Huhhot 010010, China;

3. China San-jiang Space Group Design Inst., Wuhan 430034, China)

Abstract: Two-phase flow field in a nozzle with a tail pipe is studied by using the trajectory model to define particle trajectories of different sizes under both fully elastic bounce and fully non-elastic bounce. Both particles of different sizes and particles under fully elastic bounce or fully non-elastic bounce are traced to find out the properties of particles flowing. Some of rules of particles flowing in a nozzle with a tail pipe have been obtained.

Key words: aerospace propulsion; trajectory model; two-phase flow; numerical simulation; nozzle

1 前言

现代固体火箭发动机广泛采用含金属复合推进剂, 特别是含铝复合推进剂, 旨在提高发动机比冲和抑制高频振荡不稳定燃烧。铝的燃烧产物氧化铝粒子加入燃气中形成典型的两相流动。在长尾喷管的两相流动中, 粒子会撞击到喷管壁面上, 加剧了热防护材料的烧蚀。因此, 研究长尾喷管中

粒子运动轨迹有着重要意义。

目前, 主要有两种两相流动数值模拟模型应用比较广泛, 即双流体模型(欧拉—欧拉模型)和颗粒轨道模型(欧拉—拉格朗日模型)。双流体模型把两相系统中的各项都看成是连续的, 根据连续性理论引入欧拉型基本方程。该模型的优点是可以全面考虑颗粒的湍流输运作用, 用统一的方法处理颗粒相和流体相。缺点是处理颗粒相时会

收稿日期: 2002-04-05; 修订日期: 2002-09-30

作者简介: 淡林鹏(1970-), 男, 山西芮城人, 北京航空航天大学宇航学院博士生

产生伪扩散,当颗粒组份较多时需要的计算内存过大,计算不易收敛。颗粒轨道模型只把气相看作是连续相,把颗粒相看作是离散的,对每个粒子在拉格朗日坐标下进行跟踪。在计算时气相采用欧拉型方程,颗粒相采用拉格朗日型方程。该模型的主要优点是:数值计算过程中不会产生伪扩散,对于多分散颗粒群不需要增加过多的计算内存,容易引入颗粒蒸发、燃烧、碰撞、聚集和破碎等复杂的过程。

Hwang C J^[1]用 MacCormack 格式和颗粒轨道模型计算了普通拉瓦尔喷管中的气体和固体粒子的流动。高波^[2]采用双流体模型和交错网格的 SIMPLE 方法,在非正交贴体坐标系中用有限差分计算了某型号固体火箭发动机旋转时前封头区域燃气—固体颗粒的两相湍流流动。本文采用颗

粒轨道模型和有限体积的 Jamenson 格式计算了长尾喷管中的两相湍流流动,研究了不同尺寸的固体粒子及其在不同碰壁条件下的运动轨迹。

2 数学模型

求解固体发动机喷管流场时,通常认为它是定常的^[1~3]。在本文,长尾喷管流场气相流场的控制方程采用二维轴对称非定常雷诺平均 N-S 方程^[4],用时间推进法求得它的定常解。对于颗粒相作如下假设^[5]:颗粒呈球形,采用确定轨道模型,不考虑颗粒的湍流扩散;颗粒按初始尺寸分组,各组颗粒由一定的初始位置出发沿各自的轨道运动,互不相干。

2.1 气相流场的控制方程

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial r} + H = Q \tag{1}$$
$$U = [\rho, \rho u, \rho v, e]^T$$
$$H = [0, 0, -p + \tau_{\theta\theta}, 0]^T$$
$$F = [\rho u, \rho u^2 + p - \tau_{xx}, \rho uv - \tau_{xr}, (e + p)u - \tau_{xu} - \tau_{rv} - q_x]^T$$
$$G = [\rho v, \rho uv - \tau_{rx}, \rho v^2 + p - \tau_{rr}, (e + p)v - \tau_{xu} - \tau_{rv} - q_r]^T$$
$$Q = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{\Omega} \sum N_p \frac{F_p}{|V - V_p|} (u_p - u) \\ \frac{1}{\Omega} \sum N_p \frac{F_p}{|V - V_p|} (v_p - v) \\ - \frac{1}{\Omega} \sum N_p [Q_p + F_p (V - V_p)] \end{bmatrix}$$
$$e = \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) + \frac{p}{\gamma - 1}$$

式中: u, v 分别是气相速度在轴向、径向的分量; x, r 分别是轴向、径向坐标; p, T 分别是压力和温度; τ, q 分别是粘性项和热通量; γ, ρ 分别是比热常数和密度; e 是单位体积总内能, Ω 是网格的体积, V, V_p 分别是气相和颗粒相的速度矢量。

2.2 湍流模型

本文计算中,湍流模型采用 Baldwin-Lomax 代数模型^[6],层流粘性系数由 Sutherland 公式给出。

2.3 方程的离散和迭代格式

将 N-S 方程在某一固定区域 S 上积分,并根据散度定理将通量项的面积分变成线积分后,可得 N-S 方程的积分形式如下:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int U ds + \oint \vec{E} \cdot \vec{n} dl = 0 \tag{2}$$

其中, $\vec{E} = F \vec{i} + G \vec{j}$, Γ 为 S 的边界, $\vec{n}$ 为边界 Γ 上的单位外法向量。

将计算区域划分成许多小四边形,在各个小四边形上应用公式(2)进行离散后,可得:

$$\frac{d}{dt} (S_{i,j} U_{i,j}) + Q_{i,j} = 0 \tag{3}$$

$$Q_{i,j} = \sum_{k=1}^4 (\vec{E} \cdot \vec{L})_k \tag{4}$$

式中: $\vec{E}, \vec{L}$ 分别是四边形某一边上的通量和外法线矢量, $S_{i,j}$ 是四边形的面积, $U_{i,j}$ 是该四边形中心点的值。

上述格式相当于二阶中心差分格式,会产生数值振荡,影响控制方程数值解的收敛。实际计算

中往往需要在公式(2)右端添加数值耗散修正量,即人工粘性项 $D_{i,j0}$ 。本文在计算过程中采用 Jamenson 格式^[7],迭代公式如下:

$$\left. \begin{aligned} U^{(0)} &= U^{(n)} \\ U^{(k)} &= U^{(0)} + \alpha_k \Delta t D^{(k-1)} \\ U^{(n+1)} &= U^{(4)} \end{aligned} \right\} \quad (k = 1, \dots, 4) \quad (5)$$

计算中,一般取 $\alpha = (1/4, 1/3, 1/2, 1)$ 。

2.4 颗粒相的控制方程

粒子的瞬时速度由下面的运动公式来确定:

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = F_p \quad (6)$$

式中 m_p 为粒子的质量, F_p 为拖拽力。粒子的位置可以由下面的公式来计算:

$$X_p = X_p^0 + \int_{t^0}^{t^+} V_p dt \quad (7)$$

X_p^0 是 t 时刻粒子的初始位置矢量。

$$F_p = \frac{\pi}{8} \rho d_p^2 C_D |V - V_p| (V - V_p)$$

式中: ρ 是气相密度, d_p 是粒子的直径, C_D 为拖拽系数。

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} \left[1 + \frac{Re_d^{2/3}}{6} \right] & Re_d < 1000 \\ 0.424 & Re_d > 1000 \end{cases}$$

式中雷诺数定义为:

$$Re_d = \frac{\rho |V - V_p| d_p}{\mu}$$

对式(6)进行数值积分,就可以获得粒子的轨迹。

3 边界条件

3.1 气相边界条件

(1) 喷管进口处气流为亚音流,给定燃气总温、总压和气流方向角,进口处各参数由内场按一阶外推和气动关系确定。

(2) 喷管内壁面为无滑移、绝热条件,即:

$$u = v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial n} = 0$$

(3) 轴线为对称边界条件,即径向速度为零,其它参数按一阶外推得到。

(4) 喷管出口处燃气流为超声速,各参数按二阶外推得到。

3.2 颗粒相边界条件

(1) 取长尾喷管入口处每个网格边的中点作为粒子加入位置。在入口处应该给出初始粒径分布、粒子初速度的大小和方向以及粒子加入率。在长尾喷管入口截面上,由于燃气是粘性流动,因此气流速度沿径向分布是不同的。计算中假定在每个粒子加入位置粒子初速的大小、方向以及温度与当地的气相保持一致。

(2) 因为长尾喷管的轴对称性,取喷管的一半作为计算域。在发动机实际工作过程中,计算域中有些粒子与壁面发生弹性碰撞后会越过中心线进入到另一侧,相应地就会有粒子从另一侧越过中心线进入计算域。因为流场的对称性,计算中认为粒子和中心线发生完全弹性碰撞。

(3) 壁面边界条件分为完全弹性碰撞和完全非弹性碰撞两种情况。粒子与壁面发生完全非弹性碰撞后将附在壁面上,计算中认为该粒子消失,不再进行计算。粒子与壁面发生完全弹性碰撞后,粒子的速度大小不变,方向改变。本文中分别采用了两种边界条件进行计算。

(4) 在出口边界对粒子不加任何限制条件,粒子到达出口及停止该粒子的计算。

4 算例及讨论

对具有图1所示结构的长尾喷管两相流流场进行了计算,模拟了粒子的运动轨迹。在长尾喷管进口处,燃气总温 3500 K、总压 3.8 MPa、气流方向角 0° ;粒子的直径分别取 1, 10, 50 μm ,粒子的质量分数为 30%。沿径向划分了 10 个网格,取入

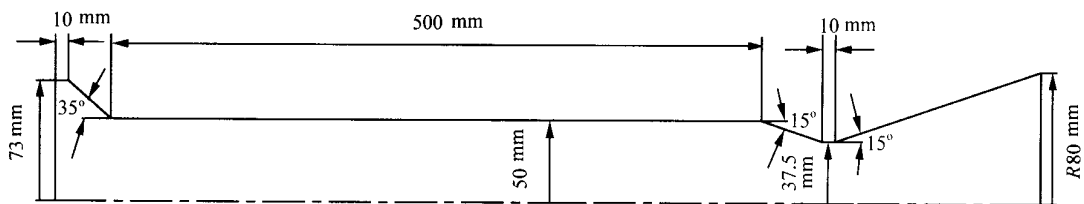


图 1 长尾喷管结构示意图

Fig 1 The configuration of nozzle

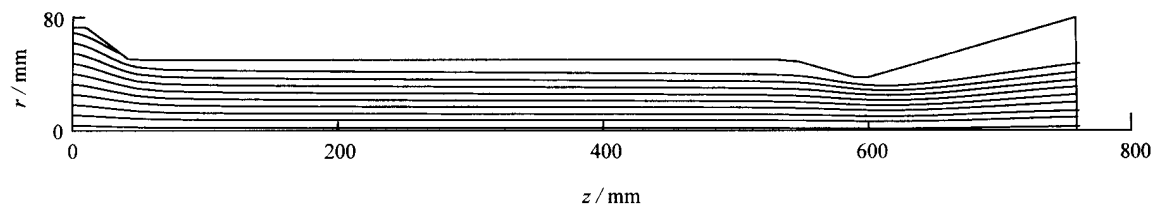


图 2 非弹性碰撞条件下 $1\text{ }\mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹
Fig 2 Trajectories for $1\text{ }\mu\text{m}$ particle with non-elastic bounce

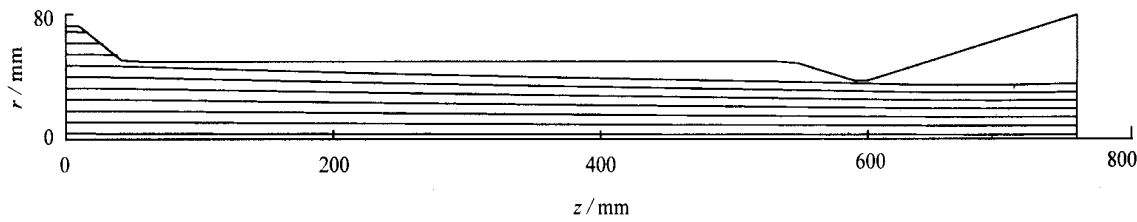


图 3 非弹性碰撞条件下 $10\text{ }\mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹
Fig 3 Trajectories for $10\text{ }\mu\text{m}$ particle with non-elastic bounce

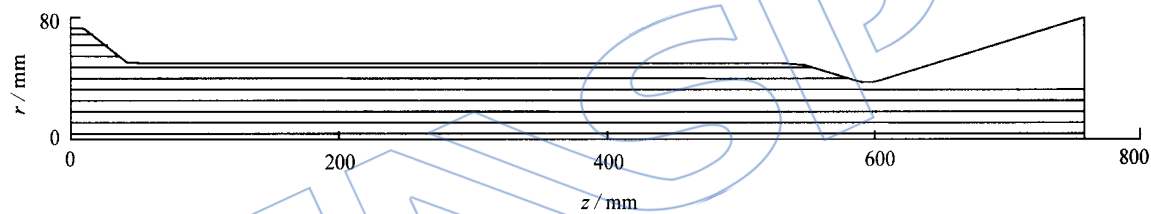


图 4 非弹性碰撞条件下 $50\text{ }\mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹
Fig 4 Trajectories for $50\text{ }\mu\text{m}$ particle with non-elastic bounce

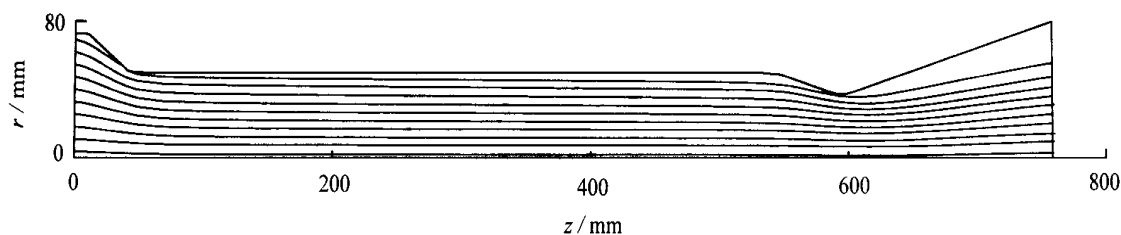
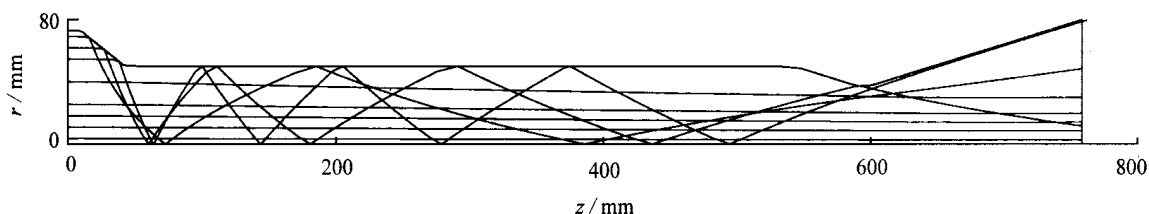
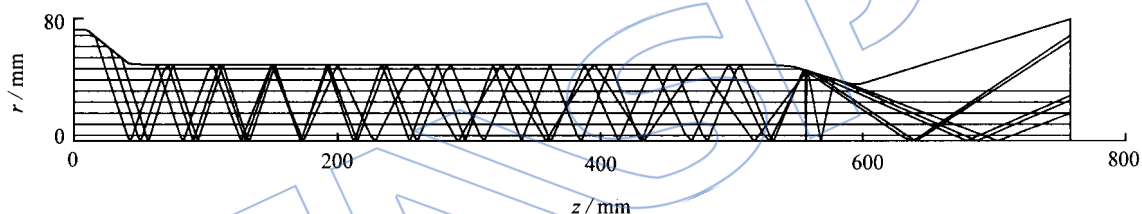
口处每个网格边的中点作为粒子加入位置。

图 2~ 图 4 分别示出了直径为 $1, 10, 50\text{ }\mu\text{m}$ 的三种粒子与壁面发生完全非弹性碰撞后的运动轨迹。从图 2 可看出: 在长尾喷管入口处, 直径为 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子除了从最靠近壁面那一层网格进入喷管会撞到壁面外, 其余的运动方向能随气流很快发生转折, 不会撞击到壁面; 进入直筒段后, 粒子充满了整个直筒段; 进入扩张段后又能随气流的膨胀而较好地扩散开, 形成的无粒子区较小。从图 3、图 4 中可看出: 从靠近壁面的三层网格进入喷管的直径为 $10, 50\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子会撞击到并附着在入口处的壁面上, 其余的粒子进入长尾喷管的直筒段, 直径为 $10\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子由于惯性较小, 在直筒段流动中逐渐向轴线聚集, 最终流出喷管出口(图 3 所示); 直径为 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子由于惯性较大, 在喷管中的轨迹近乎为直线, 因此一些粒子还会撞击并附着在喉部附近的收敛段壁面上(图 4 所示)。对比图 2~ 图 4 还可看出: 在长尾喷管的扩张段, 直径为 $10\text{ }\mu\text{m}$ 和 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子形成的无粒

子区比直径为 $1\text{ }\mu\text{m}$ 粒子形成的无粒子区要大。以上的分析说明, 对于不同尺寸的粒子, 直径越小, 惯性就越小, 随流性越好。

从图 5 可看出直径为 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子与壁面发生完全弹性碰撞后的运动轨迹。在长尾喷管入口处, 从靠近壁面那一层网格进入喷管的粒子会撞击到壁面, 由于碰撞的角度以及粒子的惯性较小等因素, 与壁面发生弹性碰撞后, 很快能随气流改变运动方向进入直筒段, 不会越过中心线进入喷管另一侧, 其余的粒子在入口处的运动方向能随气流很快发生转折, 不会撞击到壁面。粒子进入到直筒段后, 运动轨迹和非弹性碰撞条件下的运动轨迹相同(图 2 所示)。

图 6 和图 7 分别示出了直径为 $10\text{ }\mu\text{m}$ 和 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的粒子与壁面发生完全弹性碰撞后的运动轨迹。从靠近壁面的三层网格进入长尾喷管的粒子与入口处的壁面发生弹性碰撞后会越过中心线撞击另一侧的直筒段壁面, 发生弹性碰撞后又越过中心线回到该侧并撞击该侧的直筒段壁面, 如

图 5 完全弹性碰撞条件下 $1\ \mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹Fig 5 Trajectories for $1\ \mu\text{m}$ particle with elastic bounce图 6 完全弹性碰撞条件下 $10\ \mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹Fig 6 Trajectories for $10\ \mu\text{m}$ particle with elastic bounce图 7 完全弹性碰撞条件下 $50\ \mu\text{m}$ 粒子的运动轨迹Fig 7 Trajectories for $50\ \mu\text{m}$ particle's with elastic bounce

此反复直至离开喷管。从图 6 和图 7 中还可看出: $10\ \mu\text{m}$ 和 $50\ \mu\text{m}$ 的粒子与直筒段壁面发生弹性碰撞的相邻两次撞击点间的距离沿着轴线方向逐渐增大, 在直筒段靠近入口处不同尺寸粒子撞击壁面的位置比较集中, 这是因为气体的速度沿轴线方向逐渐增大, 牵引着粒子沿轴线方向的速度也增大的原因。

对比图 6 和图 3、图 7 和图 4 可看出: 在弹性碰撞条件下, 从长尾喷管入口近壁处进入长尾喷管的大尺寸粒子会反复撞击直筒段壁面; 未与壁面发生碰撞的粒子的运动轨迹和非弹性碰撞条件下的运动轨迹相同。对比图 6 和图 7 可看出, 在粒子沿长尾喷管流动过程中, 直径 $50\ \mu\text{m}$ 的粒子反复撞击直筒段壁面的次数大于 $10\ \mu\text{m}$ 粒子的撞击次数。与直径 $50\ \mu\text{m}$ 的粒子相比, 直径 $10\ \mu\text{m}$ 粒子的惯性较小, 粒子速度的轴向分量能够较快地随气流速度增加而增加, 粒子运动方向较易随气流方向发生改变, 因此它能经过较少的几次碰壁后就能流出长尾喷管。直径 $50\ \mu\text{m}$ 的粒子惯性

较大, 粒子的运动方向不易随气流发生改变, 在沿喷管流动过程中会多次撞击直筒段壁面。

实际上长尾喷管发动机地面试验后, 解剖长尾喷管会发现直筒段上距离入口处一定距离的部位烧蚀较其余部位严重, 而且有的直筒段还会在发动机未工作完毕就从这个部位烧穿, 这不仅是因为高温燃气对直筒段壁面的烧蚀, 更主要的原因是固体颗粒撞击到壁面上引起的冲蚀。这与在弹性碰撞条件下计算得到的粒子会与直筒段壁面发生反复碰撞, 以及在直筒段上靠近入口处不同尺寸粒子撞击壁面的位置比较集中的分析一致。这说明: 对于直筒段来说, 粒子与壁面发生弹性碰撞的假定比非弹性碰撞的假定更符合实际情况。

5 结束语

通过研究, 本文得到如下几点结论:

- (1) 粒子的直径越小, 惯性越小, 随流性也越好。
- (2) 粒子的直径越大, 入口处的收敛角度越

大, 粒子撞击到直筒段的位置就越靠近入口。

(3) 对于小直径的粒子 ($1\ \mu\text{m}$) 来说, 完全非弹性碰撞和完全弹性碰撞的假设对粒子的轨迹影响不大。

(4) 在与壁面发生完全弹性碰撞的情况下, 较大尺寸的粒子在流动中将反复撞击到壁面上, 加剧了热防护层的烧蚀, 在进行热防护设计时应给予考虑。

(5) 对于直筒段来说, 粒子与壁面发生弹性碰撞的假定比非弹性碰撞的假定更符合实际情况。

(6) 粒子与喷管壁面发生碰撞的机理比较复杂, 既会发生完全弹性碰撞和完全非弹性碰撞, 也会发生介乎完全弹性和完全非弹性之间的碰撞, 同时在碰撞过程中还常常伴随有粒子的破碎等现象, 应该进一步开展粒子与壁面的碰撞机理研究。

参考文献

[1] Hwang C J. Numerical Study of Gas-Particle Flow in a Solid Rocket Nozzle[J]. AIAA Journal, 1987, 26(6): 682- 689

[2] 高波. 旋转固体发动机燃烧室气—固两相湍流流动数值模拟[D]. 北京: 航天科技集团一院, 1999

[3] 侯晓. 固体火箭喷管两相湍流的数值模拟[D]. 西安: 西北工业大学, 1990

[4] 吴子牛. 计算流体力学基本原理[M]. 北京: 科学出版社, 2001

[5] 周力行. 湍流气粒两相流动和燃烧的理论及数值模拟[M]. 北京: 科学出版社, 1994

[6] Baldwin B S, Lomax H. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows[R]. AIAA 78 - 257

[7] Janenson A, Schmidt W, Turkel E. Numerical Solution of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time Stepping Schemes[R]. AIAA 81- 1259