

超声速弱欠膨胀冲击射流流场结构*

崔新光, 姚朝晖

(清华大学 航天航空学院, 北京 100084)

摘 要: 为了对超声速弱欠膨胀冲击射流的流场结构细节进行研究, 使用大涡模拟方法对其进行了数值模拟。利用三阶迎风和四阶对称紧致格式对无量纲化轴对称可压缩滤波 N-S 方程进行空间离散, 时间上推进采用的是三阶精度的 TVD 型 Runge-Kutta 法。亚格子尺度模型采用的是修正 Smagorinsky 涡粘性模型。通过与经典的冲击射流实验比较, 证明了程序的可靠性。数值模拟得到了剪切层以及壁面射流中的涡结构和主射流中的激波结构, 并且在此基础上对涡合并和板前激波和涡干扰现象进行了深入研究。发现涡合并现象主要出现在流场的上游, 越往下游出现的几率越小; 涡和板前激波的相互作用会引起激波位置和强度以及冲击平板上冲击区的压强的显著变化, 同时也会导致涡的变形。

关键词: 超声速冲击射流; 紧致格式; 大涡模拟; 涡合并; 激波涡干扰

中图分类号: TP601 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2008) 06-0684-06

Flow field structure of moderately under-expanded supersonic impinging jet

CUI Xing-guang YAO Zhao-hui

(School of Aerospace, Tsinghua Univ., Beijing 100084, China)

Abstract To study the details of flow structure of moderately under-expanded supersonic impinging jet numerical simulation was conducted with large-eddy simulation. A third-order upwind compact difference and a fourth-order symmetric compact scheme were employed to discretize the nondimensional axisymmetric compressible Favre-filtered Navier-Stokes equations in space, while the third-order Runge-Kutta method with property of TVD was adopted to deal with the temporal discretization. The sub-grid scale model was formulated according to the modified Smagorinsky Eddy-viscosity model. The code was demonstrated by experimental data. The numerical simulation successfully captured the shock wave structure in the jet plume and vortex structure with different scales in the shear layer and in the wall jet. The result shows that vortex merging occurs more frequently upstream in the shear layer than that does downstream. The interaction between plate shock wave and vortex makes intensity and location of the shock wave vary greatly. It also causes the significant change of the pressure of impinging zone on the plate and vortex distortion.

Key words Supersonic impinging jet; Compact scheme; Large-eddy simulation; Vortex merging; Shock-vortex interaction

1 引 言

冲击射流使飞行器在地面附近悬停时, 遭受许多负面的作用, 包括升力损失、声疲劳引起的喷嘴排气装置的结构破坏、冲击表面承受极大的热载荷和受到强烈的腐蚀以及高温的径向的壁面射流吸入发动机

而降低发动机的效率等等^[1]。此外, 超声速冲击射流的流场结构极其复杂, 包括亚声速和超声速区域, 具有复杂的波系结构和涡结构, 激波与激波之间、激波与剪切层之间存在着强烈的相互作用^[1]。

近几十年来, 国内外对超声速冲击射流展开了广泛深入的研究。在国外, Iwamoto J 等人采用两步的

* 收稿日期: 2007-09-27; 修订日期: 2008-05-08。

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10572074)。

作者简介: 崔新光 (1982-), 男, 博士生, 研究领域为流体声学。E-mail: loneboard@gmail.com

Lax-Wendroff 格式, 求解了冲击面为平面的无粘欠膨胀轴对称冲击射流^[2]。Alvi F S 和 Ladd J A 使用 WND 计算程序计算了超声速冲击射流的流场。计算揭示了射流冲击区滞止泡以及复杂的激波结构和高速的径向壁面射流等流动特征的存在^[3]。Loh Ching Y 利用 CE/SE 方法求解了冲击面为平面的欠膨胀超声速冲击射流的近场噪声, 数值结果与实验定性上吻合^[4]。在国内, 何枫、谢峻石等利用有限体积法对轴对称可压缩 N-S 方程进行离散, 对超声速垂直冲击射流进行了数值模拟, 得到详细的波系结构, 激波形状和位置与实验相吻合^[5]。葛其明、姚朝晖等为了研究超声速欠膨胀冲击射流自激振荡与喷嘴进出口压比的关系, 对轴对称冲击射流进行了数值模拟, 结果表明流场振荡与冲击单音有内在的关联^[6]。本文采用紧致格式的有限差分方法, 利用大涡模拟方法对冲击面为平面的超声速弱欠膨胀冲击射流进行了数值模拟, 并与经典实验进行了对比, 证实了程序的有效性, 得到了流场中的激波结构和涡结构, 并且进一步对流场结构进行了深入研究。

2 物理模型和计算方法

2.1 无量纲轴对称可压缩滤波 Navier-Stokes 方程

对瞬时轴对称可压缩 N-S 方程^[7]进行空间 Favre 滤波^[8], 并以环境流场的物理参数和喷嘴出口直径 d 为参考变量, 对方程进行无量纲化。其中带 $(*)$ 的量为有量纲的量, 带下标 a 的为环境流场参数, 则有

$$x = \frac{x^*}{d}, r = \frac{r^*}{d}, t = \frac{t^*}{d/a_a}, \rho = \frac{\rho^*}{\rho_a}$$

$$u = \frac{u^*}{a_a}, v = \frac{v^*}{a_a}, p = \frac{p^*}{\rho_a a_a^2}, \mu = \frac{\mu^*}{\mu_a}$$

以此得到无量纲轴对称可压缩滤波 N-S 方程

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(E_1 + E_v)}{\partial x} + \frac{\partial(F_1 + F_v)}{\partial r} + H = 0 \quad (1)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E_t \end{bmatrix} \quad E_1 = \begin{bmatrix} \rho a \\ \rho a^2 + p \\ \rho a v \\ (E_t + p)a \end{bmatrix} \quad F_1 = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + p \\ \rho v a \\ (E_t + p)v \end{bmatrix}$$

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ -\tau_{xx} \\ -\tau_{xr} \\ -\tau_{hx} \end{bmatrix} \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ -\tau_{rx} \\ -\tau_{rr} \\ -\tau_{hr} \end{bmatrix}$$

$$H = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u v - \tau_{rs} - \tau_{rx} \\ \rho v^2 - \tau_{rs} + \frac{2\mu}{R} \left(\frac{v}{r} - \frac{\partial v}{\partial r} \right) \\ (E_t + \rho)v - \tau_{hr} \end{bmatrix}$$

$$E_t = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho}{2} (a^2 + v^2)$$

$$\tau_{xx} = \tau_{xx1} + \tau_{xxs} \quad \tau_{xy} = \tau_{xrl} + \tau_{xrs}$$

$$\tau_{rr} = \tau_{rr1} + \tau_{rrs} \quad \tau_{hr} = \tau_{hrl} + \tau_{hrs}$$

$$\tau_{hx} = \tau_{hx1} + \tau_{hxs}$$

$$\tau_{xx1} = \frac{2\mu}{3Re} \left[2 \frac{\partial a}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right] \quad \tau_{xrl} = \frac{\mu}{Re} \left[\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial a}{\partial r} \right]$$

$$\tau_{rr1} = \frac{2\mu}{3Re} \left[2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial a}{\partial x} - \frac{v}{r} \right]$$

$$\tau_{hx1} = (\tau_{xx1}a + \tau_{xy1}v) - q_{x1} \quad \tau_{hrl} = (\tau_{rx1}a + \tau_{rr1}v) - q_{r1}$$

$$q_{x1} = -\frac{\mu}{(\gamma - 1)RePr_1} \frac{\partial F}{\partial x} \quad q_{r1} = -\frac{\mu}{(\gamma - 1)RePr_1} \frac{\partial F}{\partial r}$$

$$\tau_{xxs} = -\rho(uu - aa)$$

$$\tau_{xrs} = -\rho(uv - av) \quad \tau_{rrs} = -\rho(vv - vv)$$

$$\tau_{hxs} = \tau_{xxs}a - q_{xs} \quad \tau_{hrs} = \tau_{xrs}v - q_{rs}$$

式中 ρ, u, v, p, T 和 E_t 分别为密度、轴向速度、径向速度、压强、温度和内能, 带 $(-)$ 的为滤波量, 带 $(\sim)$ 的为 Favre 滤波量^[8]。滤波后的方程中存在着湍流亚格子应力项 τ_{xxs}, τ_{xrs} 和 τ_{rrs} 和热通量项 q_{xs} 和 q_{rs} , 需对其建立亚格子尺度模型来封闭控制方程。

2.2 亚格子尺度模型

本文选用的是经典的常数 Smagorinsky 涡粘性模型来模拟亚格子应力项和热通量项。该模型的理论基础是混合长度假设, 即认为湍流粘性系数与亚格子尺度的特征长度和滤波后应变率张量的二阶不变量有下列关系

$$\mu_{sgs} = \rho(C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ip} \tilde{S}_{pj}} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial a_i}{\partial x_j} + \frac{\partial a_j}{\partial x_i} \right|$$

(其中 $i, j = x, r$) (2)

式中 μ_{sgs} 为涡粘系数, $\tilde{S}_{ij}$ 为应变率张量, 涡粘性长度 $\Delta = \sqrt{\Delta x \Delta r}$ 。为了使涡粘系数在壁面更加合理的分布, 并采用了文献[9]中所介绍的方法加以修正。亚格子应力项和热通量项的表达式如下

$$\tau_{ijs} = 2\mu_{sgs} \left[S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right], \quad q_{js} = -\frac{\mu_{sgs}}{(\gamma - 1)Pr_1} \frac{\partial F}{\partial x_j}$$

(3)

2.3 数值方法以及定解条件

对无粘通量进行矢通量特征分裂并采用三点三阶迎风紧致格式进行差分离散,同时对粘性项采用三点四阶对称紧致格式进行差分离散,时间方向采用三阶精度的 TVD 型 Runge-Kutta 法进行显式推进^[10]。

喷嘴出口边界条件,见文献[4]。远场边界采用的是任意坐标系下的与时间相关的无反射边界条件^[11]。对称轴处采用的是对称边界条件。冲击平板和喷嘴壁面采用的是无滑移绝热边界条件。初始条件采用的是外界环境流场参数。计算网格采用的是代数方法生成的贴体网格。

3 计算结果与讨论

3.1 经典实验的算例验证

本文首先计算了经典实验工况^[11],其压比为 2.5 (总压与环境压强之比), $h/d = 2.0$ ($d = 25.4$ mm (h 为冲击距离, d 为出口直径))的算例。其计算域以及边界如图 1 所示,流向最大网格数为 600,径向最大网格数为 500,通过代数变换使得网格在剪切层和出口以及冲击平板附近分布加密。



Fig. 1 Computational domain and boundaries

在时间上平均后得到的密度云图与实验结果^[1]比较,如图 2 所示。由于流动的对称性,其是由原来的半个计算域结果对称得到的(本文下面的图像若无特殊说明都是由原来的计算结果对称而来)。平

均后的冲击平板上压强系数曲线与实验结果^[1]比较如图 3 所示,其中 $C_p = (p_s - p_\infty) / (p_0 - p_\infty)$ (p_s 为冲击平板上的压强, p_∞ 为远场压强, p_0 为总压)。

通过比较发现,数值模拟所得到激波栅格结构、板前激波以及冲击平板上的压强系数分布与实验吻合,证明此数值方法可以有效地模拟冲击射流的流场。

3.2 算例的分析与讨论

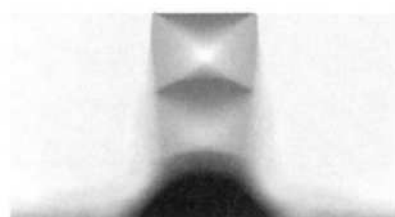
本文对本实验室所做的压比为 2.4, $h/d = 3.0$, $d = 10$ mm 的实验工况,进行了数值模拟。计算区域和边界如图 4 所示。径向最大网格数为 500,流向最大网格数为 600。通过代数变换使得喷嘴出口,冲击平板附近以及剪切层中的网格加密。

3.2.1 瞬时流场结构

超声速欠膨胀冲击射流流场结构复杂,主要包括不同尺度的涡结构以及复杂的波系结构等。虽然国外对超声速冲击射流的数值模拟已经可以同时得到流场中的激波结构和涡结构^[4],但是对其相互作用还没有深入研究。图 5 为本文数值模拟得到的瞬时密度云图,在图中可以清晰地观察到本文的数值方法既可以计算出剪切层中的不同位置不同尺度的涡以及壁面射流中的涡,也可以计算出主射流中的激波栅格结构以及板前激波,并且可以清晰地观察到剪切层中的涡在喷嘴附近产生,其在向下游运动的过程中,逐渐地发展壮大,与激波和冲击平板发生作用,最后转变成壁面上的涡。本文在此基础上对剪切层中的涡合并现象以及激波和涡相互作用进行了进一步的研究。

3.2.2 剪切层中的涡的合并现象

本数值模拟发现在不同瞬时,在剪切层中的不同位置存在涡合并现象,如图 6 所示。例如,在无量纲化时间 $t_1 = 23.6704$ (1 无量纲时间 = $29.1375 \mu s$) 时刻,涡 a 和 A, 涡 c 和 C, 涡 e 和 E 是位于剪切层中不同位置的三组不同的涡;在 $t_2 = t_1 + 0.3333$ 时刻,



(a) Density contour



(b) Experimental shadowgraph

Fig. 2 Comparison between numerical simulation and experiment

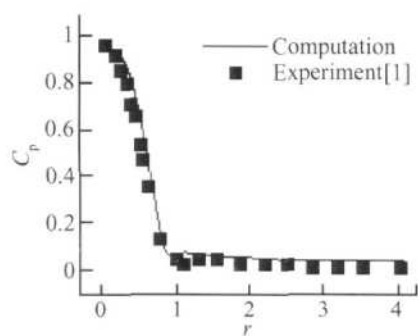
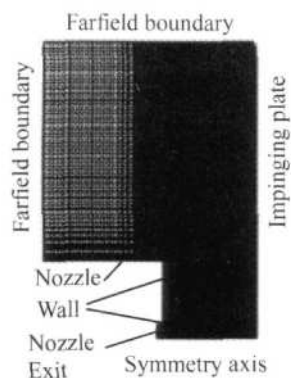
Fig. 3 C_p distribution on the impinging plate

Fig. 4 Computational domain and boundaries

涡 a 和涡 A, 涡 e 和 E 分别配对; 在 $t_3 = t_1 + 0.6667$ 时刻, 涡 a 和 A 已经合并成涡 B, 涡 e 和涡 E 已经合

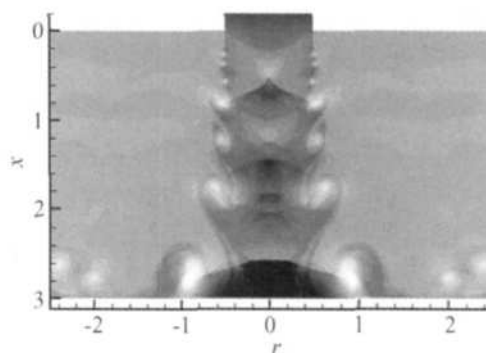


Fig. 5 Instantaneous density contour

并成涡 F, 涡 c 和涡 C 加以配对; 在 $t_4 = t_1 + 1.0001$ 时刻, 涡 c 和 C 合并成涡 D。从图中可以清晰地观察到合并后的涡的尺度比单个涡的尺度增大很多, 可见涡合并是剪切层中涡尺度增大的一个原因; 同时也可以从图 6 中观察到涡配对现象大多数发生在流场中的压缩区。

本文又对流场在无量纲时间 25.8~35.8 内的发展变化进行观察, 定性地得到涡合并出现的次数和轴向位置的关系, 如图 7 所示。从图中可见涡合并现象更容易出现在剪切层的上游, 越往下游剪切层中的涡合并出现的几率越小。在混合层中, 涡合并与谐波密切相关^[12], 在射流剪切层的上游, 喷嘴唇口不断激发

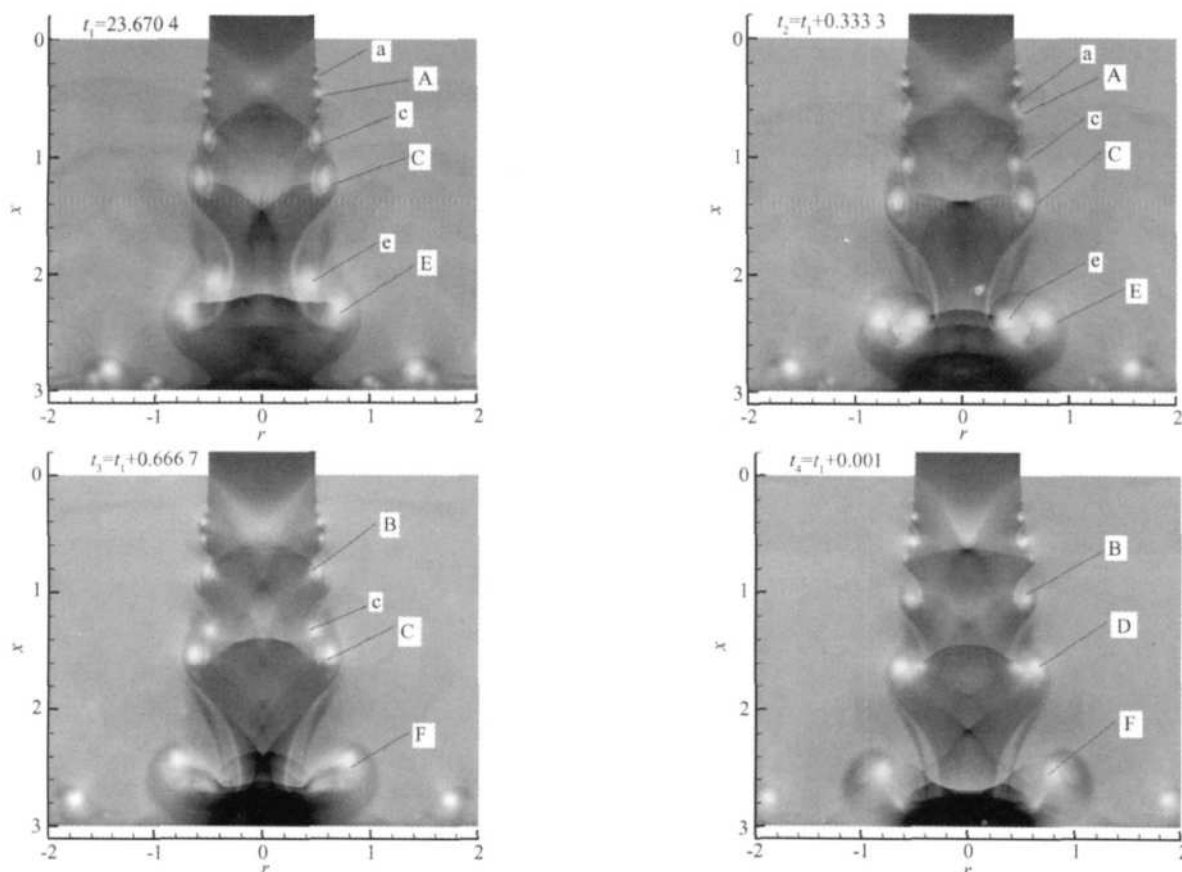


Fig. 6 Density contours on different time steps showing vortices merging

小尺度的不稳定涡, 这些涡很容易受到谐波的作用而发生合并; 在射流剪切层的下游, 涡的尺度逐渐增大, 谐波对其影响减弱, 因而涡合并现象更加容易出现在上游。

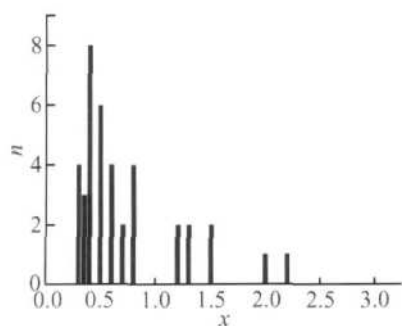


Fig. 7 Column map showing the relationship between locations and quantities of vortices emerging

3.2.3 涡和板前激波的相互作用

涡和激波相互作用是超声速冲击射流中的重要流动特征。对冲击射流中的涡和激波的相互作用的研究对了解整个流场的非定常运动特征有着深刻的意义。由于冲击平板的影响, 涡和板前激波的作用更加复杂。图 8(a) 为四个不同时刻的压强等值线图, 图 8(b) 为其局部放大图。图 8(a) 表达的是从涡和板前激波接触, 到离开板前激波的一个过程。从图 8(b) 中可以清晰地观察到, 在无量纲时间 $t_2 = t_1 + 1.0001$, 激波末端出现分叉现象, 同时由于冲击平板

的存在, 板前激波和冲击平板之间产生一些压缩波; 随着涡和板前激波的进一步的相互作用, 在无量纲化时间 $t_3 = t_1 + 1.3334$ 时分叉合并, 压缩波消失, 激波末端向平板处弯曲; 在无量纲化时间 $t_4 = t_1 + 2.0001$ 时激波末端继续弯曲, 直至涡离开激波。为了更加明确地表明涡和激波相互作用对激波的影响, 不同瞬时的板前激波附近轴线处的马赫数分布见图 9。从图 8 和图 9 中可以观察到, 在 t_2 时刻, 涡和激波一起向冲击平板运动, 激波的位置向冲击平板靠近, 同时激波的强度减弱 (激波前后马赫数差值减小), 并且在其后产生了一道很强的压缩波; 而后在 t_3 和 t_4 时刻, 涡逐渐脱离激波, 激波开始远离冲击平板, 激波强度开始升高以后又降低。可见, 激波与涡作用前后强度和位置都发生显著变化。因而, 涡和板前激波的相互作用对激波的振荡有着重要的影响, 在某种程度上, 加剧了板前激波的振荡。反之, 从图 8(b) 中可以发现, 涡和激波的相互作用也使涡发生显著变形, 因而对到达冲击平板上的涡的物理性质有重要影响。不但如此, 在涡和激波作用的过程中, 冲击平板上的压强值在冲击区也发生显著的变化, 见图 10。因而可以说说明涡和板前激波的相互作用对冲击平板上的冲击区的压强的脉动有重要影响。此外, 冲击平板中心处的压强值随时间的变化, 如图 11 所示。从图中可见, 冲击平板中心处的压强变化存在着一定的周期性, 可知涡和板前激波作用存在着一定的周期性, 预计其可能

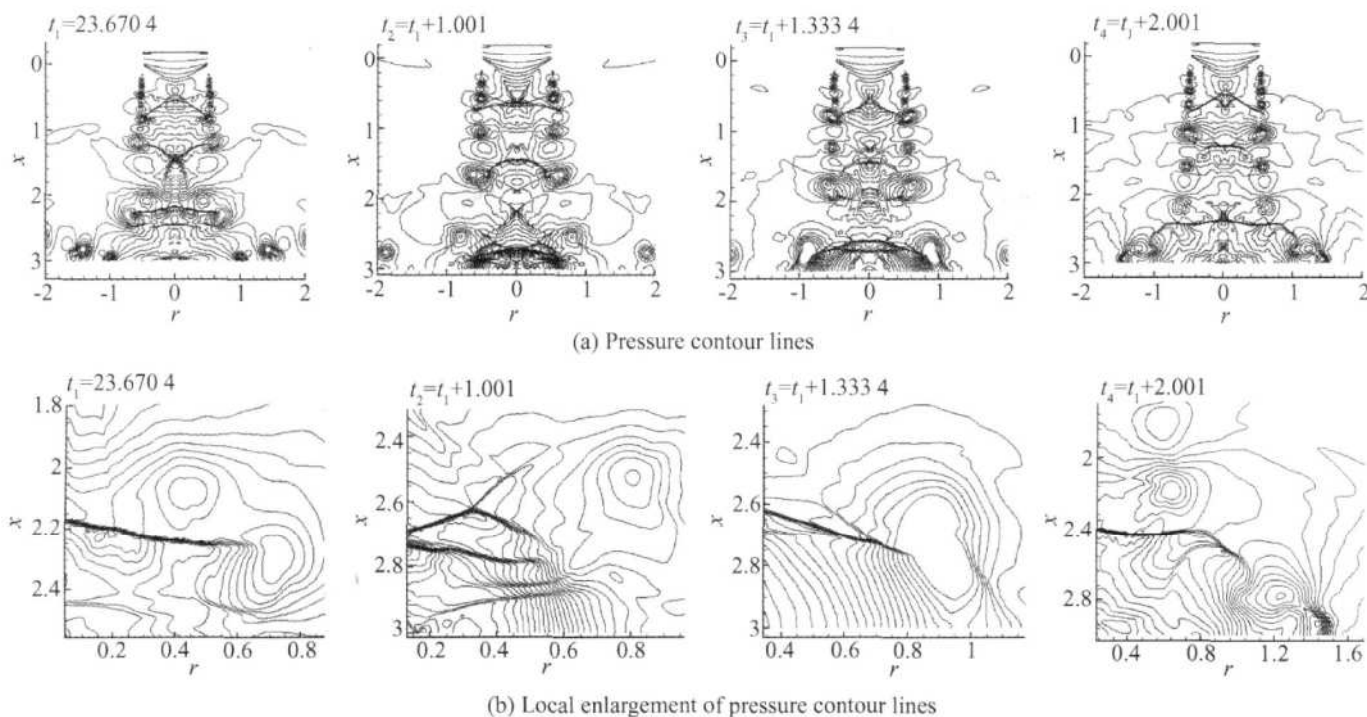


Fig. 8 Interaction between vortex and plate shock wave

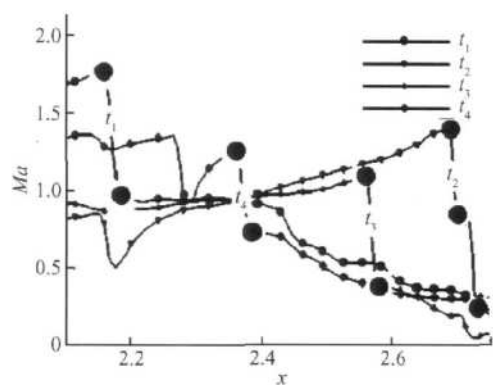


Fig. 9 Mach number along axis corresponding to fig. 8

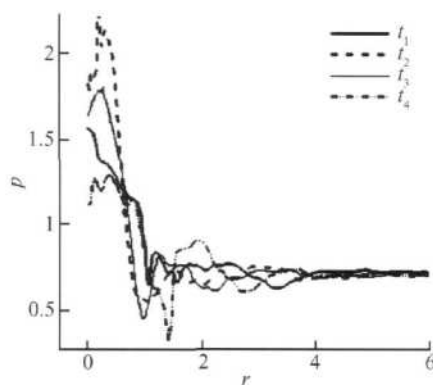


Fig. 10 Instantaneous pressure on the impinging plate

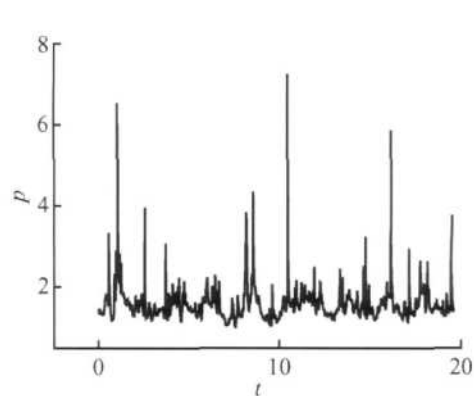


Fig. 11 Change of pressure in the centre of impinging plate with time

与冲击射流中的反馈环有关,还有待于进一步研究。

4 结 论

本文成功地运用紧致格式的有限差分大涡模拟的方法数值求解了冲击面为平面的超声速弱欠膨胀冲击射流,得到了主射流中的激波结构以及剪切层和壁面射流中的不同尺度的涡结构,并且对流场结构进行了进一步的探讨。在本文所模拟的工况下,在不同瞬时,在剪切层的不同位置,观察到了涡合并现象,并对剪切层中涡合并出现的位置进行了定性的分析,发现涡合并更容易出现在剪切层中的上游,越往下游剪切层中的涡合并出现的几率越小并且大多数出现在压缩区。其次,对涡和板前激波的相互作用研究表明在涡经过激波前后,激波的位置和强度都发生显著的变化,涡会发生变形,冲击平板上的压强在冲击区及其附近的区域也发生强烈的变化。

参考文献:

- [1] Alvi F S, Iyer K G. Mean and unsteady flow properties of supersonic impinging jets with lift plates[R]. *AAJ* 1999-1829
- [2] Sakakibara Y, Iwamoto J. Numerical study of oscillation mechanism in underexpanded jet impinging on plate[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1998, 120: 477~481.
- [3] Alvi F S, Ladd J A, Bower W W. Experimental and computational investigation of supersonic impinging jets[J]. *AAJ* 2002, 40(4): 599~605
- [4] Loh Ching Y. Computation of tone noise from supersonic

jet impinging on plates[R]. *AAJ* 2005-418

- [5] 何 枫, 谢峻石, 姚朝晖. 超声速弱欠膨胀冲击射流的数值模拟[J]. *推进技术*, 2002, 23(2): 96~100 (HE Feng XIE Jun-shi YAO Zhao-hui Numerical simulation under-expanded supersonic impinging jet[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2002, 23(2).)
- [6] 葛其明, 姚朝晖, 何 枫. 超声速弱欠膨胀冲击射流流场振荡的数值模拟[J]. *推进技术*, 2004, 25(1): 7~10 (GE Qiming YAO Zhao-hui HE Feng Numerical simulation on flow field oscillation of under-expanded supersonic impinging jet[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2004, 25(1).)
- [7] Kashitani M, Miyazato Y, Masuda M, et al. Numerical and experimental investigations of supersonic jets from soothblower nozzle[J]. *JSME International Journal Series B*, 1998, 41(2): 375~380
- [8] Ubrin G, Knight D. Large-eddy simulation of a supersonic boundary layer using an unstructured grid[J]. *AAJ*, 2001, 39(7): 1288~1295
- [9] 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流理论与模拟[M]. 北京: 清华大学出版社, 2005
- [10] 张志斌. 广义紧致激波捕捉格式及其应用[D]. 北京: 清华大学, 2002
- [11] 张涵信, 沈孟育. 计算流体力学-差分方法的原理和应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002
- [12] 邵雪明, 林建忠, 余钊圣. 次谐波对混合层中拟序涡合并过程影响的数值研究[J]. *力学季刊*, 2001, 21(3): 282~287.

(编辑: 梅 瑛)