

文章编号:1674-8190(2013)01-028-09

高超声速气动力及激波位置快速计算方法研究

段焰辉, 蔡晋生, 汤永光

(西北工业大学 航空学院, 西安 710072)

摘要: 采用快速计算方法进行高超声速气动力计算时, 影响计算精度的关键问题主要在于模型面网格的划分和计算方法的选取。采用一种灵活实用的结构化面网格划分策略, 使得模型的各个部件能分别选择合适的计算方法; 发展一种基于近似流线的二阶激波膨胀波方法, 该方法可以用于多种具有三维流场特性的部件, 不仅降低对使用者的经验依赖, 还能提高计算精度; 配合激波位置计算方法, 可以较为准确地计算模型的激波位置, 保证边界层外缘参数的计算精度; 粘性力计算使用基于起始面元修正的 Spalding-Chi 方法和参考温度方法。通过对四个典型算例的计算与分析, 表明本文发展的高超声速气动力计算方法具有较高的计算精度, 能够作为高超声速飞行器初步设计阶段的气动力快速分析工具。

关键词: 高超声速飞行器; 气动力计算; 激波位置; 粘性力

中图分类号: V211

文献标识码: A

Research on Engineering Method and Shock Position Prediction for Hypersonic Aerodynamics

Duan Yanhui, Cai Jinsheng, Tang Yongguang

(School of Aeronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: The key of the computational accuracy, when calculating the aerodynamics of hypersonic by engineering methods, is the strategy for grid generation and the option of engineering methods. A utility and easy-to-use method of grid generation is used, which allows each component of the model to use different computational method respectively. Two-order shock expansion method based on the approximate streamline fitting for many kinds of components with higher accuracy and less dependence on the experience of users is introduced first. When adding shock angle calculation in the two-order shock expansion method, shock position of the model can be predicted. Spalding-Chi method based on initial surface element correction can supply more accurate viscous force coefficient compared with temperature reference method. Four typical cases are calculated, and the results indicate that present methods have more accurate solutions when calculating aerodynamics of hypersonic. The method can be used for preliminary design of hypersonic aircraft.

Key words: hypersonic aircraft; aerodynamics calculation; shock position; viscous force

0 引言

高超声速飞行器气动布局的设计是当今高超声速领域的研究热点之一, 在初步设计阶段需要大量的气动力分析, 受时间和经济条件的制约, 风洞

实验和计算流体力学 (Computational Fluid Dynamics, 简称 CFD) 均难以胜任。高超声速气动力的工程算法计算速度非常快, 虽然计算精度不如风洞实验和 CFD, 但完全满足初步设计阶段气动力估算的需求。自 20 世纪 60 年代以来, 已经发展出了很多性能优异的高超声速气动力估算工具, 超声速与高超声速任意外形气动力计算程序 (Supersonic and Hypersonic Arbitrary Body Program, 简称 SHABP)^[1] 是一套快速可靠的气动力估算工

收稿日期: 2012-06-28; 修回日期: 2012-09-26

通信作者: 蔡晋生, caijsh@nwpu.edu.cn

具,可用于超声速与高超声速飞行器的初步设计。该程序于 1964 年由道格拉斯飞机公司开发,分别在 1973 年和 1980 年进行了两次大的改进,一直使用至今。基于外形的气动分析工具(Configuration Based Aerodynamics Tool, 简称 CBAERO)^[2-3]使用非结构网格,可进行超声速、高超声速和亚声速的气动力分析,该软件在计算气动热上具有很大的优势。ZONAIR^[4]是专业的飞行器气动载荷分析软件,由 ZONA 公司开发,功能强大,不但能够进行高超声速的气动力和气动热分析,还可以模拟亚声速和大攻角飞行状态。国内也非常重视超声速与高超声速飞行器气动力的快速工程算法研究,黄志澄^[5]对高超声速的工程算法进行了研究,车竞(Che J)等^[6-7]使用高超声速的工程算法对类 X-43 的乘波体的气动性能进行了研究,陈英文等^[8]使用高超声速的工程算法对新一代超声速和高超声速带进气道飞行器动力特性进行了研究,张红军等^[9]使用高超声速的工程算法对高升阻比飞行器进行了研究。

高超声速气动力的工程算法种类繁多,每种方法的适用工况不尽相同,计算时需要根据不同工况和几何外形选择合适的方法。因此,若通过工程方法得到具有较高精度的解,首先要求计算工具具有很大的灵活性,可以对飞行器不同部件甚至是部件的每个面设置不同的计算方法,其次要求使用者熟悉各种方法并且具有丰富的计算经验。针对第一点要求,本文使用灵活实用的结构化面网格划分策略。针对第二点要求,本文发展一种能够计算多种部件的基于近似流线的二阶激波膨胀波方法,以减轻使用者在方法选择方面的负担;同时在激波膨胀波方法中加入激波位置计算,能够提供计算模型的激波形状;粘性力对阻力贡献很大,本文采用两种粘性力计算方法,并且加入起始面元修正以提高粘性力的计算精度。

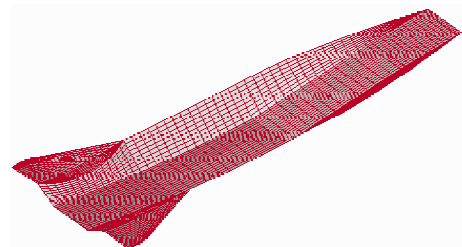
1 方法介绍

高超声速工程计算方法使用最多的是基于面元碰撞角的方法,这类方法原理简单、计算速度快,但是对使用者的要求很高,而且对每个面元独立计算,没有考虑周围面元对它的影响。激波膨胀波方法能够考虑到上游流动的影响并能同时适用多种

工况,但其基本理论只适用于二维和轴对称情况,大大限制了该方法的应用。类轴对称外形和扁平机身外形是当前高超声速飞行器的主流外形,这两种外形在小攻角情况下具有小横向流的特点。本文根据这一特点,忽略小横向流动,提出一种可用于三维外形的基于近似流线的二阶激波膨胀波方法^[10],该方法不但适用于多种部件,而且能有效地提高计算精度。在该方法中加入激波角计算方法^[11],能够较为准确地估算模型的激波位置,为基于斜激波和等熵条件计算边界层外缘的流场参数提供极大的便利,为粘性力的计算精度提供保证。本文粘性力计算使用 Spalding-Chi 方法^[12]和参考温度方法^[13],考虑初始面元修正^[1]以提高计算精度。

1.1 面网格划分策略

本文使用分部件结构化面网格,具体操作分为三步:划分网格时,根据计算模型的流场特性将其分为多个部件,如机翼、机身等,然后将每个部件分为多个具有简单拓扑结构的面,最后对每个面划分面网格。面网格的划分策略有两个好处:第一,大部分最终分成的面拓扑结构简单,在很大程度上简化了复杂外形的面网格划分工作;第二,将计算模型划分为多个部件,可以根据不同部件甚至部件的每个面的流场特性选择不同的计算方法,大大提高了计算精度。使用粘性力计算网格的部件划分方法与无粘计算相同,但是由于模型表面粘性力使用可压缩的平板粘性力计算方法进行估算,需要使用较大的平面面元来近似“平板”,所以粘性力计算网格比压力计算网格粗很多。典型高超声速飞行器的面网格(本文算例使用半模计算)如图 1 所示,可以看出无粘计算网格和粘性计算网格的差别很大,具体的部件划分策略在下文相关算例中进行描述。



(a) 无粘计算网格

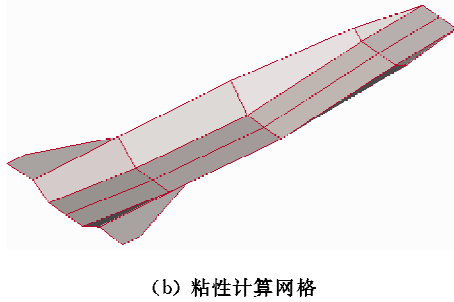


图1 某型高超声速飞行器的面网格
Fig.1 Surface grid of one hypersonic aircraft

1.2 基于近似流线的激波膨胀波方法

该方法的基本思想是将物面上的流线分成一系列小线段,如图2所示。首先计算激波后起始线段(线段“01”)上的起始解,对于类似机身的旋成体起始解由切锥方法计算,对于类似机翼的升力面起始解由切楔方法计算。得到起始解后,沿着流动方向根据后续线段的偏转角度依次计算即可得到表面结果。对于膨胀情况,使用 Prandtl-Meyer 流动计算;对于压缩情况,继续使用切楔或者切锥方法计算。膨胀流动时,若假设每条小线段上的压力不变,即一阶波方法。Syvertson 和 Dennis 提出了一种二阶的激波膨胀波方法,此时每条小线段上的压力满足公式(1)的变化规律。相对于一阶方法而言,二阶方法不但具有更为准确的计算结果,而且由于当地圆锥流动修正,受起始解的影响比一阶方法要小。

$$P = P_c - (P_c - P_2)e^{-\eta} \quad (1)$$

式中: P_c 为将该线段看做某切锥的一部分,由切锥近似方法计算; P_2 为根据该线段与前一线段的偏转角由 Prandtl-Meyer 公式计算; $\eta = \left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)_2 \cdot \frac{x - x_2}{(p_c - p_2) \cos \theta_2}$,与压力梯度和线段长度成比例关系,当 $\eta=0$ 时即为一阶方法,此时 $P=P_2$ 。

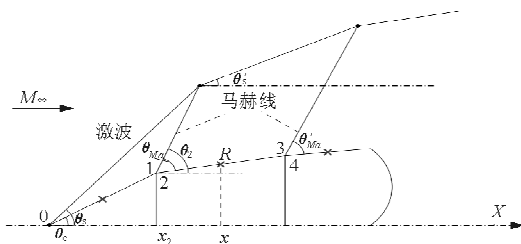
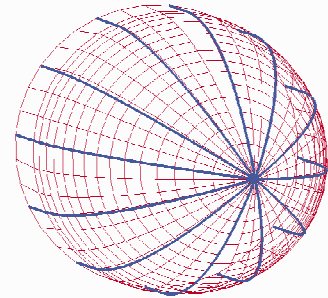
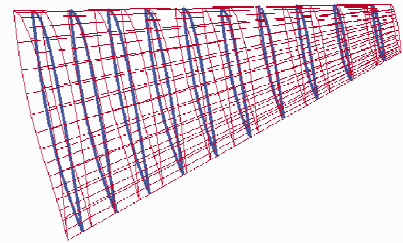


图2 激波膨胀波方法示意图
Fig.2 Sketch of shock-expansion method

由上述描述可知,激波膨胀波方法需要沿着流线进行计算。而计算时,并不知道计算模型的流线,因此需构造近似流线。在忽略小横向流动的情况下,可以使用模型的测地线代替流线^[1]。对于旋成体,使用子午面与旋成体的交线近似流线,如图3(a)中的粗线所示;对于升力面,使用平行面与升力面的交线近似流线,如图3(b)中的粗线所示。近似方法对于零攻角的旋成体而言是非常准确的,对于带攻角的旋成体,近似程度要低一些;对于升力面而言,需要估计流线的方向,尽可能使平行面与流线平行。



(a) 尖拱



(b) 机翼

图3 激波膨胀波方法的面网格和部分近似流线
Fig.3 Surface grid and part of approximate streamline for shock-expansion method

计算时,除了起始线段和终端线段,每个线段上都需计算两个点的压力结果。以图2中线段“23”为例,需要计算该线段中点“x”和点“3”的压力值,点“x”的压力值作为计算结果存储,点“3”的压力值作为下一个线段的来流压力。近似流线上的压力值计算之后,需通过插值方法将近似流线上的压力值插值到网格中心,由于面元网格的数量有限,几乎可以忽略由插值引起的计算时间的增加。

1.3 激波位置计算方法

在上述定义的近似流线上,物面被划分为多个

小线段,每个线段可以看作切楔或者切锥的一部分,倾斜角即为该线段与轴线的夹角。切楔的激波角计算较为简单,本文只介绍切锥的激波角计算方法。根据图 2 所示,从起始线段开始,定义变量: $h_0 = \theta_s - \theta_c$,其中 θ_s 为激波角, θ_c 为圆锥角。根据锥型流理论,可以建立 h_0 的一元二次方程。

$$\begin{aligned} [2 - (\gamma + 5)\sin^2\theta_c] \cdot h_0^2 + 2\sin 2\theta_c \cdot h_0 - \\ [(\gamma - 1)\sin^2\theta_c + 2Ma_1^{-2}] = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

求解可得

$$\begin{aligned} h_0 = \frac{-\sin 2\theta_c}{2 - (\gamma + 5)\sin^2\theta_c} \pm \\ \sqrt{\left[\frac{\sin 2\theta_c}{2 - (\gamma + 5)\sin^2\theta_c} \right]^2 + \frac{(\gamma - 1)\sin^2\theta_c + 2Ma_1^{-2}}{2 - (\gamma + 5)\sin^2\theta_c}} \end{aligned} \quad (3)$$

取其结果中较小的正值即为所求结果。当 $\sin^2\theta_c = 2/(\gamma + 5)$ 时, $h_0 = [(\gamma - 1)\sin^2\theta_c + 2Ma_1^{-2}]/(2\sin 2\theta_c)$,本文取 $r=1.4$ 。

此时可求得激波角 θ_s ,由 θ_s 和激波的起始点(图 1 中为线段“01”的起始点“0”)可以确定一条直线,由点“2”的马赫角 θ_{M_2} 和点“2”也可确定一条直线,两条直线的交点确定激波上的一点。再从该点出发,根据线段“23”的激波角 θ'_s 和点“4”的马赫角 θ'_{M_2} 确定下一个激波上的点,依次类推即可求得激波形状。

1.4 粘性力计算方法

对下文公式中的下标和上标作统一说明: $(\cdot)_{in}$ 表示不可压变量; $(\cdot)_{com}$ 表示可压缩变量; $(\cdot)_{\delta}$ 表示附面层外缘上的变量; $(\cdot)^*$ 表示参考变量。其中附面层外缘上的变量由无粘计算方法得到。为了方便介绍 Spalding-Chi 方法和参考温度方法,将雷诺数和粘性力系数表达如下:

不可压雷诺数计算公式为

$$Re_{in} = F_{Re} Re_{\delta} \quad (4)$$

式中: F_{Re} 为雷诺数的修正因子。

不可压平板粘性力计算公式为

$$C_{f_{in}} = \begin{cases} 1.328/\sqrt{Re_{in}} & \text{层流} \\ 0.088/(\log Re_{in} - 1.5)^2 & \text{湍流} \end{cases} \quad (5)$$

可压平板粘性力系数计算公式为

$$C_{f_{com}} = C_{f_{in}}/F_c \quad (6)$$

由公式(4)~公式(6)可知,影响粘性力计算结果的参数主要有 Re_{in} 、 F_{Re} 和 F_c 。本文通过起始面

元修正提高 Re_{in} 的计算精度。 F_{Re} 和 F_c 是马赫数和温度相关变量的函数,不同的计算方法对计算结果影响较大。传统的参考温度方法因简单容易操作得到了十分广泛的应用,但是计算精度较低,本文采用具有更高计算精度的 Spalding-Chi 方法。计算时将流动分为层流和湍流,针对不同的流动选择不同的方法,其中 Spalding-Chi 方法专用于湍流,参考温度方法对层流和湍流都适用。

1.4.1 起始面元修正方法

在计算时并不能保证每个面元都有一条边位于模型前缘上,对于这类面元,在计算雷诺数时特征长度难以正确估算,虽然粘性力计算时,面元尺度与模型的特征尺度几乎处于一个量级,但是直接使用面元本身的特征长度计算雷诺数,仍然会对粘性力系数计算引入较大的误差。本文使用起始面元修正方法解决上述问题。

起始面元修正方法如图 4 所示,在计算面元与前缘之间加入起始面元(虚线围住的面元),定义起始面元的面积为 A_1 ,面元上的粘性力为 F_{v_1} ,粘性力系数为 C_{f_1} ;定义计算面元的面积为 A_2 ,面元上的粘性力为 F_{v_2} ,粘性力系数为 C_{f_2} ;定义两个面元组合而成的面元面积为 A_3 ,面元上的粘性力为 F_{v_3} ,粘性力系数为 C_{f_3} 。

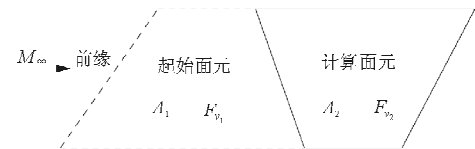


图 4 起始面元修正方法

Fig. 4 Sketch of initial surface element correction method

计算面元的粘性力可由起始面元和组合面元求得,两个面元都从前缘出发,可以求得较准确的雷诺数。

$$\begin{aligned} F_{v_2} = F_{v_3} - F_{v_1} &= q_{\delta} (C_{f_3} A_3 - C_{f_1} A_1) \\ &= q_{\delta} A_2 C_{f_3} \left[1 - \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{C_{f_1}}{C_{f_3}} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

式中: q_{δ} 为动压。

1.4.2 参考温度方法

参考温度方法是将附面层中某处的状态近似地看作物面状态,以求得物面的粘性力系数,附面层中的变量即为参考变量。结合上文的推导得到 F_{Re} 和 F_c 与参考变量的关系。

$$F_c = \rho_{\delta}/\rho^* \quad (8)$$

$$F_{Re} = (\mu_\delta / \mu^*) \frac{1}{F_c} \quad (9)$$

式中: $\mu^* = f(T^*)$, 为参考粘性系数, 是参考温度的函数, 可由撒特兰公式求得; $\rho^* = g(P^*, T^*)$, 为参考密度, 可根据气体状态方程求得。因在附面层中压强的法向梯度为 0, 所以 $P^* = P_\delta$ 。

至此, 只有参考温度为未知量, 由下式求得:

$$\frac{T^*}{T_\delta} = 1 + 0.032Ma_\delta^2 + 0.58\left(\frac{T_w}{T_\delta} - 1\right) \quad (10)$$

式中: T_w 为壁面温度, 绝热壁面时 T_w 为恢复温度, 非绝热壁面时可在计算时指定。

1.4.3 Spalding-Chi 方法

Spalding-Chi 方法是由 D. B. Spalding 和 S. W. Chi 在 1963 年通过对已有的 20 种理论进行分析对比得出的一种用于光滑平板湍流计算的半经验方法, 通过和实验结果对比, 均方根误差为 9.9%。该方法中 F_c 由混掺长度理论求得, F_{Re} 根据实验数据由半经验方法求得。

$$F_c = \frac{A}{\left[\arcsin\left(\frac{A-B}{C}\right) + \arcsin\left(\frac{A+B}{C}\right)\right]^2} \quad (11)$$

式中: $A = \frac{H_0}{H_\delta} - 1$; $B = \frac{H_w}{H_\delta} - 1$; $C = [(A+B)^2 + 4A]^{1/2}$ 。

$$F_{Re} = \left(\frac{H_0}{H_\delta}\right)^q \left[F_c \left(\frac{H_w}{H_\delta}\right)^{p+q}\right] \quad (12)$$

式中: $q=0.772$; $p=0.702$; H_w 和 H_0 分别为壁面的焓和总焓。

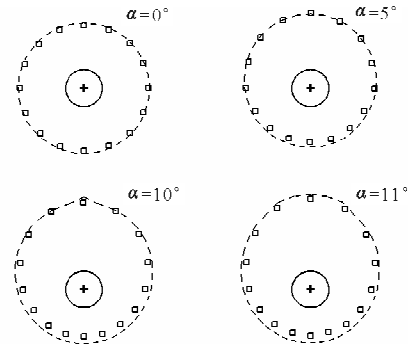
2 算例与分析

通过四个算例验证本文方法的计算精度和可靠性。在进行尖拱算例和某型高超声速飞行器算例验证时, 使用 CFD 结果, 采用自主开发的软件进行计算, 采用隐式时间推进, 空间离散使用基于有限体积的二阶 MUSL 插值, 湍流模型采用 S-A 模型。在尖拱的算例中加入了 CFD 计算结果与实验结果的比较, 以验证 CFD 计算的有效性。

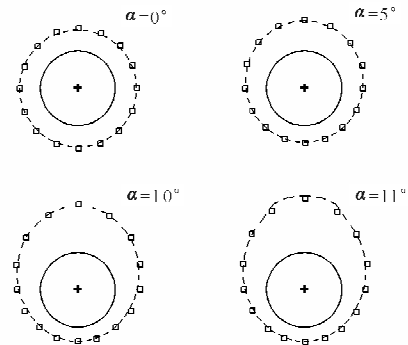
2.1 圆锥激波位置计算

对于半顶角为 10° 的圆锥, 在来流马赫数为 2、5、10 三种状态时, 分别计算 0° 、 5° 、 10° 、 11° 四个攻角^[14]的激波位置, 计算结果如图 5 所示, 图中“+”

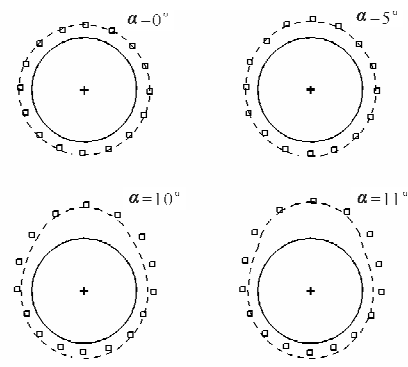
表示圆锥的顶点, “□”表示实验中得到的激波位置, 虚线表示计算得到的激波位置, 实线表示圆锥。



(a) $Ma=2$



(b) $Ma=5$



(c) $Ma=10$

图 5 圆锥激波计算结果

Fig. 5 Results of cone shock position

从图 5 可以看出: 在 $Ma=5$ 时, 激波位置的计算精度最高, 在四个不同的攻角下都与实验结果符合得很好; 对于 $Ma=2$ 和 $Ma=10$, 在 0° 和 5° 攻角时具有较好的计算结果, 在 10° 和 11° 攻角时计算结果有一定的偏差。整体而言, 激波位置的计算结果具有较高的精度, 而实际设计的高超声速飞行器

的表面与来流局部的迎角也很小,因此本文计算的激波位置可以为高超声速飞行器的流场分析提供参考。

2.2 圆锥的粘性力计算

在马赫数为 7.9、攻角为 0° 的来流状态下,测试了半顶角为 5° 的圆锥在不同壁面温度时的湍流粘性力系数和热传递,壁面温度的变化范围由壁面温度与总温的比表示,在 0.24~0.41^[15] 之间。本文选择了四个实验状态,对上述两种粘性力计算方法进行分析对比。两种方法的计算结果以及与实验结果的相对误差如表 1 所示。

表 1 圆锥粘性力计算比较

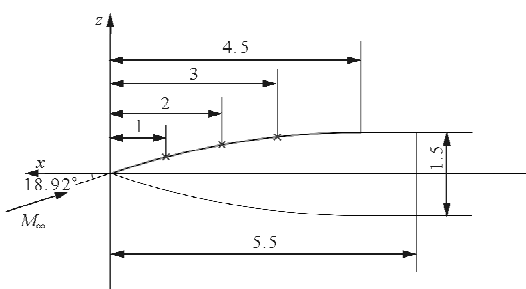
Table 1 Comparison of calculational viscous force of cone

T_w/T_0	实验结果 ($C_{f_{exp}}$)/10 ⁻³	Spalding-Chi 方法		参考温度方法	
		$C_{f_{SC}}$	$\frac{C_{f_{SC}} - C_{f_{exp}}}{C_{f_{exp}}} \times 100\%$	$C_{f_{RT}}$	$\frac{C_{f_{RT}} - C_{f_{exp}}}{C_{f_{exp}}} \times 100\%$
0.242	1.26	1.33	5.56	1.51	19.84
0.322	1.15	1.29	12.17	1.38	20.00
0.351	1.21	1.29	6.61	1.34	10.74
0.409	1.17	1.35	15.38	1.36	16.24

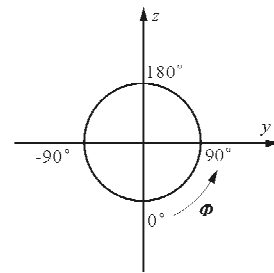
从表 1 可以看出:两种方法的计算结果与实验结果都很接近,相对误差都在 20% 以内,表明本文提供的两种粘性力计算方法都是可靠的;但是 Spalding-Chi 方法计算结果的相对误差都比参考温度方法小,表明 Spalding-Chi 方法的计算精度高于参考温度方法。

2.3 尖拱的压力分布和激波位置计算

本文采用长细比为 3 的尖拱^[16],如图 6 所示,分别在尖拱四个截面布置了测量点,顶点处的压力通过测量相同角度的切锥得到。



(a) 左视图



(b) 主视图

图 6 尖拱几何参数说明

Fig. 6 Sketch of ogive geometry

在马赫数为 5.05 的来流速度下,分别使用 CFD 方法和本文引入的方法计算 $\alpha=0^\circ$ 和 $\alpha=5^\circ$ 两个状态下的压力。攻角为 0° 时沿轴向的表面压力分布如图 7 所示,本文方法的结果与 CFD 结果都与实验值吻合得很好。攻角为 5° 时三个截面上的压力分布如图 8 所示(图 6 中用“×”标出了三个截面的位置同时给出了 ϕ 的变化趋势),CFD 结果与实验值非常接近,本文方法第一个截面处的结果和实验值基本一致,后两个截面计算的数值稍有偏低,总体上保持了较高的精度。

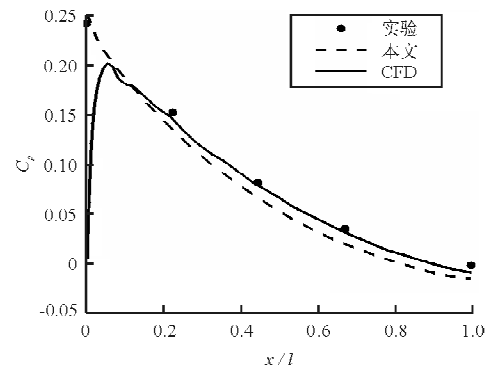


图 7 轴向压力分布($\alpha=0^\circ$)

Fig. 7 Pressure distribution along axis ($\alpha=0^\circ$)

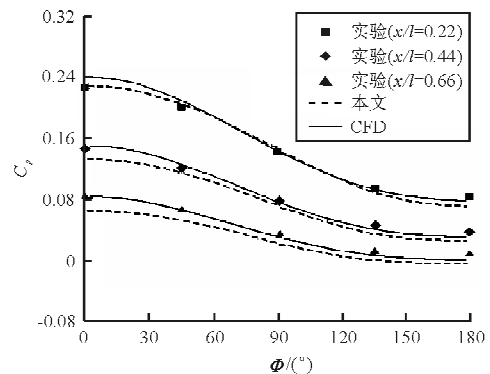


图 8 三个截面上的压力分布($\alpha=5^\circ$)

Fig. 8 Pressure distribution at three cross section ($\alpha=5^\circ$)

$\alpha=5^\circ$ 时, CFD 计算的压力分布云图与本文方法计算的激波位置的比较如图 9 所示,图中“□”为本文方法计算得到的激波位置,除了在背风面存在较大偏差外,其他位置上都与 CFD 结果非常接近。该算例表明,本文提出的基于近似流线的激波膨胀波方法对于三维流场具有较高的计算精度,激波位置计算方法在迎风面上保持了足够的精度。同时通过与实验结果的对比也表明了本文使用的 CFD 方法是可靠的。

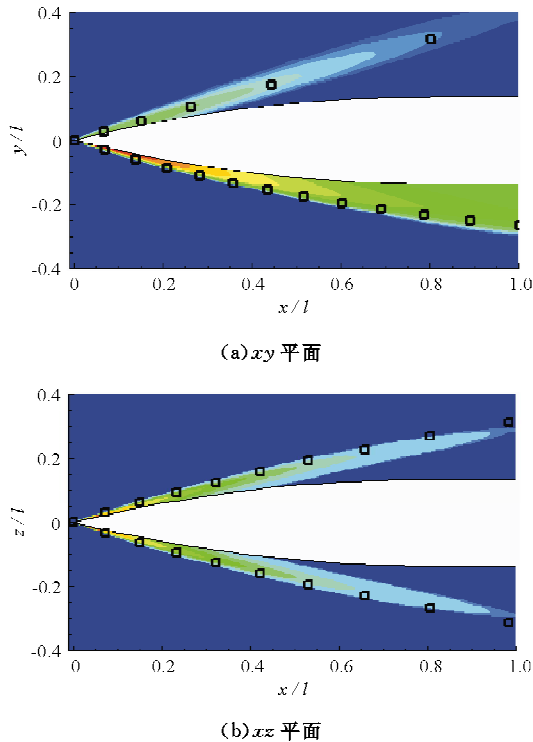


图 9 尖拱激波位置计算结果比较

Fig. 9 Comparison of shock position of ogive

2.4 某型高超声速飞行器气动力计算

本文选择某型高超声速飞行器进行研究,计算模型如图 3(a)所示。计算状态为 30 km 的高空,飞行马赫数为 4。该型飞行器外形比较接近吻切锥乘波体,在对称面附近的流动近似为二维流动,机身侧边也有明显的三维流动特性,因此需要细致地划分部件才能得到准确的结果。本文根据其上述流动特点将半模机身分为六个部件,如图 10 所示,具体的部件划分和方法选择策略如表 2 所示。对于机身的“upper-cone”和“lower-cone”,没有使用激波膨胀波方法是因为这两部分三维流动明显,难以给出合理的近似流线,因此只能采用基于碰撞角的切锥方法。

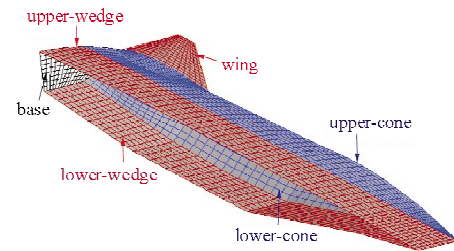


图 10 乘波体部件划分示意图

Fig. 10 Components option of one hypersonic aircraft's wave-rider

表 2 部件划分和方法选择策略

Table 2 Strategy of components and method option

部 件	流动特点(较小攻角时)	计算方法
机身上表面	upper-wedge	靠近对称轴,近似为二维流动
	upper-cone	靠近机身边缘,具有较明显的横向流动
机身下表面	lower-wedge	靠近对称轴,近似为二维流动
	lower-cone	机身侧面,由锥型流设计得到
机 翼	wing	靠近翼梢部分横向流动才比较明显,大部分区域近似为二维流动
底 部	Base	分离流动,工程算法难以估算准确,使用背风面流动近似

气动力、力矩系数以及压力中心随迎角的变化 曲线如图 11 所示。

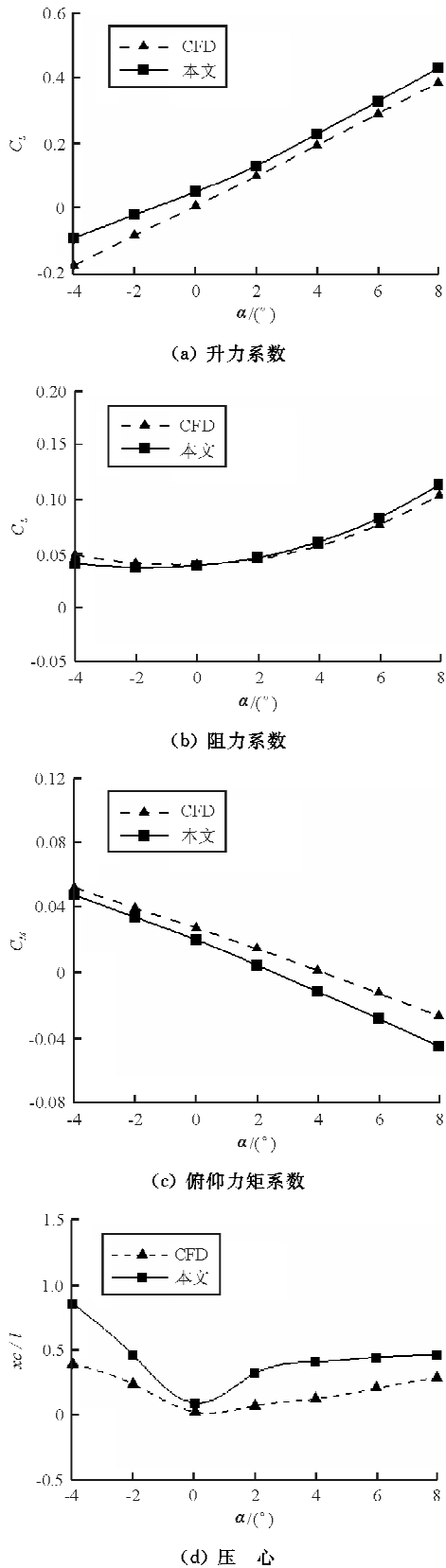


图 11 气动力、力矩及压心随迎角变化曲线

Fig. 11 Results of aerodynamic, moment and pressure center via angle of attack

从图 11(a)和图 11(b)可以看出,升阻力系数的计算结果和 CFD 结果非常接近,图 11(c)中的力矩系数也与 CFD 结果基本一致,图 11(d)中的压心位置在攻角为 -4° 时与 CFD 结果有较大偏差。整体而言,在攻角为 -4° 时除力矩外的计算结果的偏差普遍较其他攻角的结果要大,这是因为在 -4° 时,对气动力产生主要影响的机身下表面的背风面区域增多,而工程方法计算背风面的结果普遍较差,所以造成了较大的偏差。

$\alpha=0^\circ$ 时,表面压力分布对比如图 12 所示,机身使用对称面截面,机翼使用 $y/l=0.913$ 处的截面。

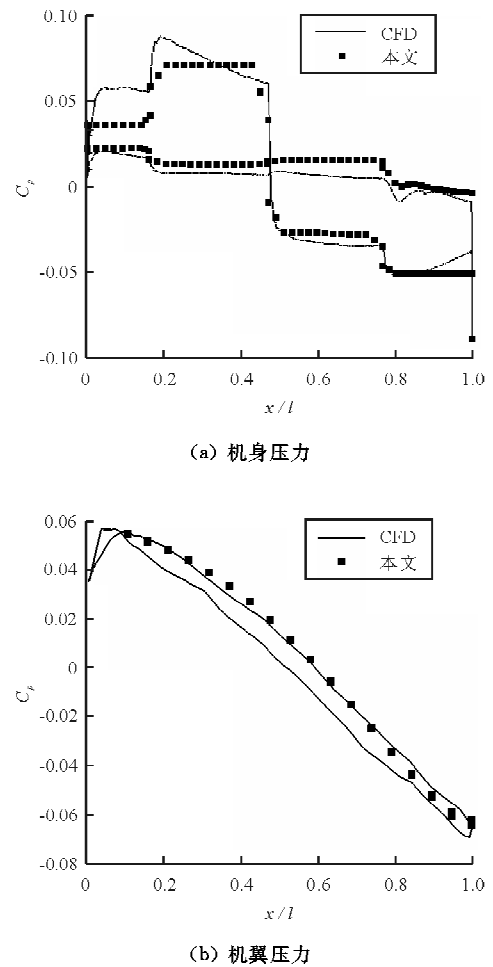


图 12 表面压力分布对比($\alpha=0^\circ$)

Fig. 12 Comparison of surface pressure distribution($\alpha=0^\circ$)

从图 12 可以看出,机身和机翼截面处的压力分布与 CFD 结果大体上一致。机身压力分布主要存在两个问题:一是起始解计算偏差较大,进而引起上表面下游的绝大部分区域的压力都偏高;二是

对于没有曲率的平面,工程算法计算的压力分布必然处处相等,而真实流场这种平面内的压力分布受横向流动的影响发生变化,如下表面的第二个压缩面。这两个问题都是由于工程方法无法考虑三维效应引起的,属于方法本身的局限。本文乘波体采用的是对称机翼,CFD 计算时机翼流场受到机身流场的干扰,造成上下表面的压力分布不重合,对于激波膨胀波方法,计算时未考虑机身流场的干扰,所以上下表面的压力分布基本相同。

$\alpha=0^\circ$ 时,对称面处的激波位置比较如图 13 所示,图中的云图为 CFD 计算的激波位置等值线,“□”为本文方法计算的激波位置。

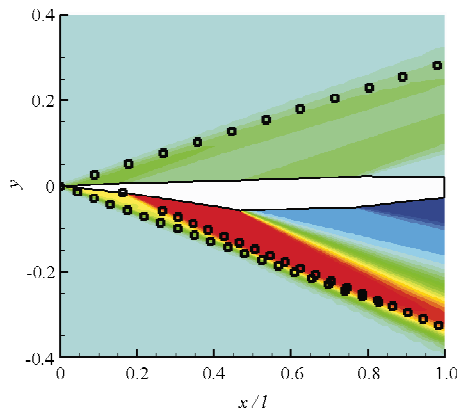


图 13 对称面处激波位置比较($\alpha=0^\circ$)

Fig. 13 Comparison of shock position at symmetry surface($\alpha=0^\circ$)

从图 13 可以看出,本文发展的激波位置计算方法能够较为准确地预测上表面、下表面以及第二个压缩面上产生的激波。该算例说明本文发展的基于近似流线的二阶激波膨胀波方法不但能够计算旋成体部件,对于升力面部件同样具有较高的计算精度;激波位置计算方法对于具有二次压缩的表面也同样适用。

3 结论

(1) 分部件结构化面网格划分策略降低了复杂外形网格划分难度,提高了计算精度。

(2) 本文提出的基于近似流线的激波膨胀波方法对于具有三维流场特性的旋成体部件和升力

面部件都具有较高的计算精度。

(3) 激波位置计算方法不但可以准确地计算圆锥激波位置,对于更为一般的尖拱和具有两道激波的前体外形也同样适用,保证了边界层外缘流场参数的计算精度,为本文粘性力计算以及后续气动热计算方法的引入提供了极大便利。

(4) 基于起始面元修正的 Spalding-Chi 方法比参考温度方法具有更高的计算精度;但是粘性力计算时需要重新生成网格,起始面元的建立需要手动输入较多参数,有待进一步改进。

(5) 本文发展的一整套方法适用于某型高超声速飞行器的气动力、力矩以及压力中心分析,并且具有较高的计算精度。

参考文献

- [1] Gentry A E, Smyth D N, Oliver W R. The mark IV supersonic/hypersonic arbitrary-body program(Volume II)[R]. McDonnell-Douglas Corporation, Technical Report AFFDL-TR-73-159, 1973.
- [2] Kinney D J. Aero-thermodynamics for conceptual design [C]. AIAA-2004-31, 2004.
- [3] Michael J G, Robert D B. Analytic hypersonic aerodynamics for conceptual design of entry vehicles[C]. AIAA-2010-1212, 2010.
- [4] Liu D D, Chen P C, Tang L, et al. Integrated hypersonic aerothermoelastic methodology for transatmospheric vehicle (TAV)/thermal protection system(TPS) structural design and optimization[R]. ZONA Technology, Inc., Technical Report AFRL-VA-WP-TR-2002-3047, 2002.
- [5] 黄志澄. 高超声速飞行器空气动力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 1995.
Huang Zhicheng. Aerodynamics for hypersonic vehicle [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1995. (in Chinese)
- [6] 车竞, 唐硕, 何开锋. 高超声速飞行器气动布局总体性能优化设计研究[J]. 空气动力学学报, 2009, 27(2): 214-219.
Che Jing, Tang Shuo, He Kaifeng. Research on aerodynamic configuration optimization of integral performance for hypersonic cruise vehicle [J]. Acta Aerodynamic Sinica, 2009, 27(2): 381-385. (in Chinese)
- [7] Che J, Tang S. The engineering calculation of aerodynamics for quasi waverider vehicle[J]. Acta Aerodynamic Sinica, 2004, 25(3): 381-385.
- [8] 陈英文, 高清, 张卫民. 新一代超/高超声速带进气道飞行

(下转第 70 页)