

高超声速流场对自由流扰动波响应及 边界层扰动波演化

王振清, 唐小军, 孟祥男, 吕红庆

(哈尔滨工程大学 航天与建筑工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 采用高阶精度有限差分方法直接数值模拟了来流慢声波作用下的钝锥高超声速绕流瞬态流场, 分析了自由流扰动波与流场的相互干扰, 并应用 Fourier 频谱分析了边界层扰动波时域和空域演化。结果显示: 弓形激波出现连续的“ ∞ ”变形, 初始扰动被显著放大, 边界层内外扰动模态存在明显差别。从空域(沿流线)演化来看, 在球头附近低频扰动为主导模态, 出了球头区, 总扰动模态中的低频和高频成分比例迅速转变, 高频模态成分显著地增大。至流场下游, 大部分低频分量衰减, 或者不再增长, 边界层内仅存在特殊频率的不稳定波快速增长。从时域演化来看, 比起其他模态, 主导模态的发展对上游激励的依赖更大, 无论时域还是空域演化, 都存在模态竞争现象。

关 键 词: 高超声速; 慢声波; Fourier 变换; 频谱分析; 扰动模态

中图分类号: V211; O351

文献标志码: A

Response of hypersonic flow field on disturbance wave in free-stream and boundary-layer disturbance wave evolution

WANG Zhen-qing, TANG Xiao-jun, MENG Xiang-nan, LÜ Hong-qing

(College of Aerospace and Civil Engineering,
Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: To investigate the interaction between hypersonic flow field and disturbance wave in free-stream, a high-order accuracy finite difference method was used to conduct directly numerical simulation of hypersonic transient flow field over a blunt cone under the action of slow acoustic wave. And Fourier frequency spectral analysis was used to study the temporal and spatial evolution of disturbance wave modes in boundary-layer. Results show that consecutive ∞ -deformation appears in bow shock and initial disturbance is enlarged greatly. The disturbance modes outside and inside the boundary-layer differ a lot. For spatial evolution (along the flow direction), the low frequency perturbation modes are dominated within a nose radius; with the disturbance development from upstream to downstream, the high frequency components increase quickly and low frequency components are almost restrained from growth. The ratio between low frequency and high frequency components transforms quickly. In the downstream of the flow field, most of the low-frequency disturbance component are attenuated, or no longer increase; there only exists a special frequency

收稿日期: 2013-02-04

基金项目: 国家自然科学基金(11272096); 高等学校博士学科点专项科研基金(20112304110015);
中央高校基本科研业务费专项资金(HEUCF130216)

作者简介: 王振清(1962—), 男, 黑龙江汤原人, 教授、博士生导师, 博士, 主要从事气动热力学及热防护、复合材料力学及火灾力学研究。

range of unstable wave rapid growth in the boundary-layer. Viewed from the temporal evolution, the dependence of dominant mode on the excitation of upstream is bigger than that of the other mode. Mode competition exists in both the temporal and spatial evolution of disturbance wave modes in boundary-layer.

Key words: hypersonic; slow acoustic wave; Fourier transform; frequency spectral analysis; disturbance mode

准确地模拟高超声速流场及预测高超声速飞行器的气动热力学特性对飞行器的气动、热防护甚至控制至关重要,由于高超声速的实验昂贵且复杂,因此精确地进行数值模拟变得十分必要.在过去的几十年,关于高超声速流场的精确计算有过较多的研究^[1-5].由于形式多样的扰动广泛存在于流场,并对高超声速飞行器的气动力及热流等气动热力学特性有着显著影响,限制了飞行器的设计,流场中的扰动问题引起了众多学者的关注.在当前的飞行器设计中,由于扰动的存在,飞行器表面往往要比无扰动流动情形有更多不确定的气动力和更大的热流密度,如果扰动情形没有精确的模拟和预测,为了确保安全,往往要求更高的安全系数^[6],高超声速流动中扰动的研究显得十分重要.尽管对流动不稳定性进行了几十年的研究,但是目前对高速边界层不稳定波的发展及转捩机理仍然不十分清楚,近年来,一些学者进行了扰动对流场及边界层稳定性影响方面的研究^[6-13].Kara等^[7]研究了自由流声波作用下锥体钝化对边界层感受性及稳定性的影响.刘建新等^[8]模拟了马赫数为6的自由来流,1°攻角,5°半锥角的钝锥边界层的转捩,研究了不同扰动对转捩位置的影响,结果显示,入口扰动的幅值和频率决定了转捩位置沿周向的分布.ZHANG等^[9]应用高阶精度的激波装配法模拟了钝锥高超声速自由流扰动流场,研究了钝锥高超声速边界层对自由流扰动波的感受性.这些研究主要基于连续微弱扰动,研究扰动对高超声速流场边界层的感受性、层流-湍流转捩的影响,以获得不同扰动波对高超声速流场气动特性的影响机理.这些研究表明扰动波及波的参数、流动条件等因素对扰动波与高超声速流场的干扰、扰动波在高超声速流场中的演化及边界层稳定性有着显著影响.然而,虽然这些都是对瞬态流场模拟,但研究的均为非定常流达到时间周期后的状态^[14],这些研究详细分析了扰动波沿流向,即空间域演化,但很少讨论高超声速流场遭遇扰动波的响应-周期性状态-衰减过程中边界层扰动模态的时域演化.因此,本文基

于马赫数为6.0的自由来流,0°攻角及8°半锥角的钝锥,采用高阶有限差分法来直接数值模拟自由流慢声波扰动钝锥高超声速非定常流场,研究强扰动波与高超声速流场的相互干扰及其对高超声速流场的影响,并应用Fourier频谱分析研究边界层扰动波在时域和空域的演化.

1 控制方程与数值方法

1.1 控制方程

为了便于求解高超声速非定常流场,将Navier-Stokes(N-S)方程由直角坐标系 x_i 转化到一般曲线坐标系 φ_i 下

$$\frac{\partial(\mathbf{J}^{-1}\mathbf{U})}{\partial t} + \frac{\partial(\hat{\mathbf{F}}_i - \hat{\mathbf{F}}_{vi})}{\partial \varphi_i} = 0 \quad i = 1, 2 \quad (1)$$

式中 $\mathbf{J}$ 、 $\mathbf{U}$ 和 t 分别为坐标变换雅可比矩阵、状态矢量和时间, $\hat{\mathbf{F}}_i$ 、 $\hat{\mathbf{F}}_{vi}$ 分别为曲线坐标下的无黏通量项和黏性通量项.一般曲线坐标系下的通量项与直角坐标系下的各量的转换转化关系如下:

由于 $\varphi_i(x_1, x_2)$ 是 x_i 的单值连续可微函数,则有

$$d\varphi_i = \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_j} dx_j \quad i, j = 1, 2 \quad (2)$$

因此,可得到 $\mathbf{J}$ 、 $\hat{\mathbf{F}}_i$ 和 $\hat{\mathbf{F}}_{vi}$ 的表达式,分别为

$$\mathbf{J} = \begin{vmatrix} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x_1} & \frac{\partial \varphi_1}{\partial x_2} \\ \frac{\partial \varphi_2}{\partial x_1} & \frac{\partial \varphi_2}{\partial x_2} \end{vmatrix} \quad (3)$$

$$\hat{\mathbf{F}}_i = \frac{1}{\mathbf{J}} \mathbf{F}_j \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_j} \quad (4)$$

$$\hat{\mathbf{F}}_{vi} = \frac{1}{\mathbf{J}} \mathbf{F}_{vj} \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_j} \quad (5)$$

式中 $\mathbf{F}_j$ 和 $\mathbf{F}_{vj}$ 分别为直角坐标系下的无黏项和黏性项.

1.2 数值方法及验证

1.2.1 数值方法

本质加权无振荡(WENO)格式具有高阶精

度且能够很好地抑制数值耗散和数值振荡,被广泛应用于复杂可压缩流动的高阶精度直接数值模拟中^[15]. LIU 等^[16]对传统 WENO 格式进行了改进,使之在保持高阶精度和抑制数值振荡方面更为优越,因此,本文为了准确模拟脉冲波扰动非定常流动,采用高阶精度有限差分方法直接求解一般曲线坐标系下 N-S 方程,通过 Steger-Warming 方法将 N-S 方程无黏项分裂为正通量项和负通量项,并对其采用 7 阶精度 LIU 等改进的迎风 WENO 格式离散,同时采用 6 阶精度中心差分格式对黏性项进行离散和 3 阶 TVD(total variation diminishing)龙格-库塔(Runge-Kutta)法进行时间推进.

矢通量分裂方法^[17]将无黏通量项 $\hat{F}_i$ 分裂为正通量项 $\hat{F}_{+i}$ 和负通量项 $\hat{F}_{-i}$, 如下:

$$\hat{F}_i = \hat{F}_{+i} + \hat{F}_{-i} \quad (6)$$

无黏正通量项 7 阶迎风离散为

$$\hat{F}'_{+iN} = \frac{1}{\Delta} \sum_{M=1}^8 (m_M \hat{F}_{+i, N+4-M}) \quad (7)$$

无黏负通量项 7 阶迎风离散为

$$\hat{F}'_{-iN} = \frac{1}{\Delta} \sum_{M=1}^8 (l_M \hat{F}_{-i, N+5-M}) \quad (8)$$

黏性项 6 阶中心差分格式为

$$\hat{F}'_{viN} = \frac{1}{\Delta} \sum_{M=1}^3 k_M (\hat{F}_{vi, N+M} - \hat{F}_{vi, N-M}) \quad (9)$$

式中 $\hat{F}'_{+iN}$, $\hat{F}'_{-iN}$ 和 $\hat{F}'_{viN}$ 分别为 $\hat{F}_{+iN}$, $\hat{F}_{-iN}$ 和 $\hat{F}_{viN}$ 的微分差分逼近, m_M , l_M 和 k_M 为加权系数, Δ 为网格间距, N 为网格节点.

3 阶龙格-库塔法时间推进如下:

$$U^{(i)} = \sum_{k=0}^{i-3} \{ a_{ik} U^{(k)} + d_i \beta_{ik} L[U^{(k)}] \} \quad (10)$$

$$i = 1, 2, 3$$

式中 d_i 为时间增量, $L(U)$ 为 U 对时间的微分.

1.2.2 数值方法验证

为了验证本文数值方法的正确性,基于 Lobb^[18]实验模型,采用本文数值方法模拟了相同条件(马赫数为 7.1)下的高超声速流场.图 1 显示了本文计算的激波位置分布与实验结果对照(坐标 x , y 用头部半径进行无量纲化),从图中可以看出数值结果与实验结果吻合得很好.

同时本文计算了文献[9]中的自由流快声波作用下马赫数为 15 的非定常来流绕 5° 半锥角钝锥算例.图 2 给出了边界层 2 阶压力扰动模态结果与文献[9]结果比较,两者拟合得很好.从而认为本文计算方法是可靠的(p' 为无量纲化的压力扰动).

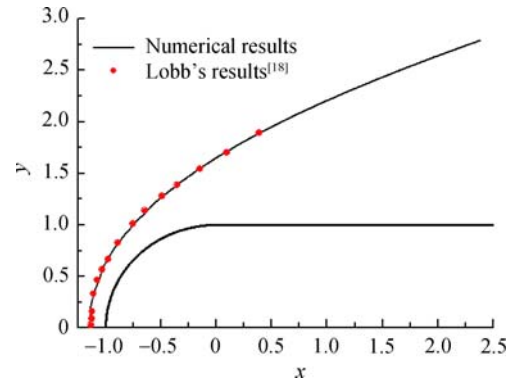


图1 激波位置计算结果与实验结果比较^[18]

Fig. 1 Comparison of numerical results and experimental results of shock wave locations^[18]

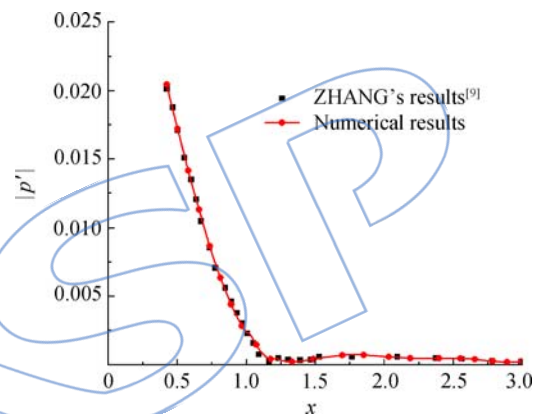


图2 边界层 2 阶压力扰动模态比较^[9]

Fig. 2 Comparison of pressure disturbance of second-order mode in boundary-layer^[9]

2 计算条件

在本文的研究中,自由来流马赫数 Ma_0 为 6.0,计算模型采用的钝锥半锥角 θ 为 8°,头部半径 r_n 为 1 mm.本文下标“0”表示来流条件.定义流场参数非定常扰动量概念,即非定常流场的瞬时参数减去无扰动的定常流场参数,用上标“'”表示.计算域上游采用来流条件,出口条件采用外推方法,壁面采用无滑移、无穿透和 250 K 等温条件.网格数为 300×120 ,为了捕捉头部强激波和边界层,采用指数拉伸函数对钝锥头部区域及壁面附近的网格进行了加密,使边界层内有更多的网格节点,由于计算模型是对称的,本文仅模拟了钝锥的上半部分流场并在 $y=0$ 边界采用对称边界条件,如图 3 所示.

来流温度 $T_0 = 69$ K,攻角为 0°,基于自由流参数和钝锥头部半径 r_n 决定的雷诺数, $Re_n = \rho_0 r_n u_0 / \mu_0 = 10\,000$,其中 ρ_0 , u_0 , μ_0 分别为来流密

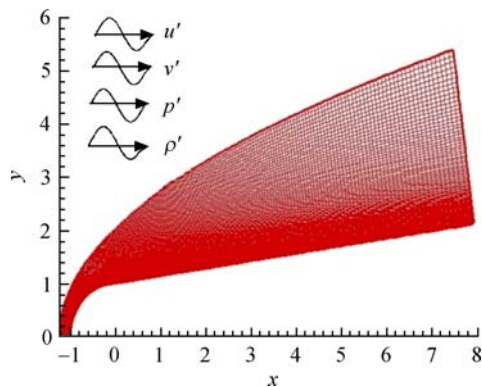


图3 计算网格示意图

Fig. 3 Schematic diagram of computational grids

度、来流速度、动力黏度. 对参数进行了无量纲处理: $u/u_0, v/u_0, h/r_n, p/(\rho_0 u_0), t/(r_n/u_0)$, 其中 t, u, v, h, p, T 分别是时间、来流方向速度、垂直来流方向的速度、特征长度、压力、温度. 首先计算受了扰动的定常流场, 然后在无量纲时间 $t=52.0$ 时在计算域外边界引入慢声波扰动, 其形式如式(11)所示, 式中 u', v', p', ρ' 分别是来流方向扰动速度、垂直来流方向扰动速度、扰动压力、扰动密度; 其中, 扰动振幅 $A=0.08$, 波数 $k=3.1446 \times 10^{-4}$, 广义频率 $f=50\pi$.

$$\begin{bmatrix} u' \\ v' \\ p' \\ \rho' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A \\ 0 \\ -A/Ma_0 \\ -AMa_0 \end{bmatrix} e^{i\left(kx - \frac{f \cdot Re}{10^6} t + \frac{\pi}{2}\right)} \quad (11)$$

3 结果与讨论

3.1 扰动波与高超声速流场的相互作用

图4给出了来流加入慢声波扰动时, 钝锥高超声速流动3个阶段的流场瞬态压力扰动 $p'(x, y, t)$ 云图. 图4显示了自由流扰动波与弓形激波的相互作用及扰动波在壁面边界层内外的发展演化. 来流脉冲波进入流场, 首先与弓形激波相互作用, 弓形激波依次出现多个向外凸起-向内弯曲变形, 即呈连续“ ∞ ”形, 其附近的压力也显著地受来流慢声波扰动的影响, 由于激波的变形, 激波向外凸起区域 S1 和向内歪曲区域 S2 的压力分别显著地增大和变小, 而其下方的流场压力则分别显著地变小、增大, 其变化幅值远大于来流压力扰动值, 显然, 自由流扰动波与弓形激波作用后, 扰动被显著放大, 换句话说, 扰动波与弓形激波的作用产生了强扰动波. 由图4可以看到, 相对于边界层外压力的大幅扰动, 边界层内的压力变化相对较

小. 图4(c)显示当停止引入自由流扰动后, 只是弓形激波下存在反射波引起扰动, 如图4(c)中 F1, 这是因为虽然失去了自由流扰动波, 上游流场仍存在微弱的反射扰动波, 经激波反射将会被放大^[19], 但向下游流场传播将会被黏性耗散, 所以仅限于弓形激波附近.

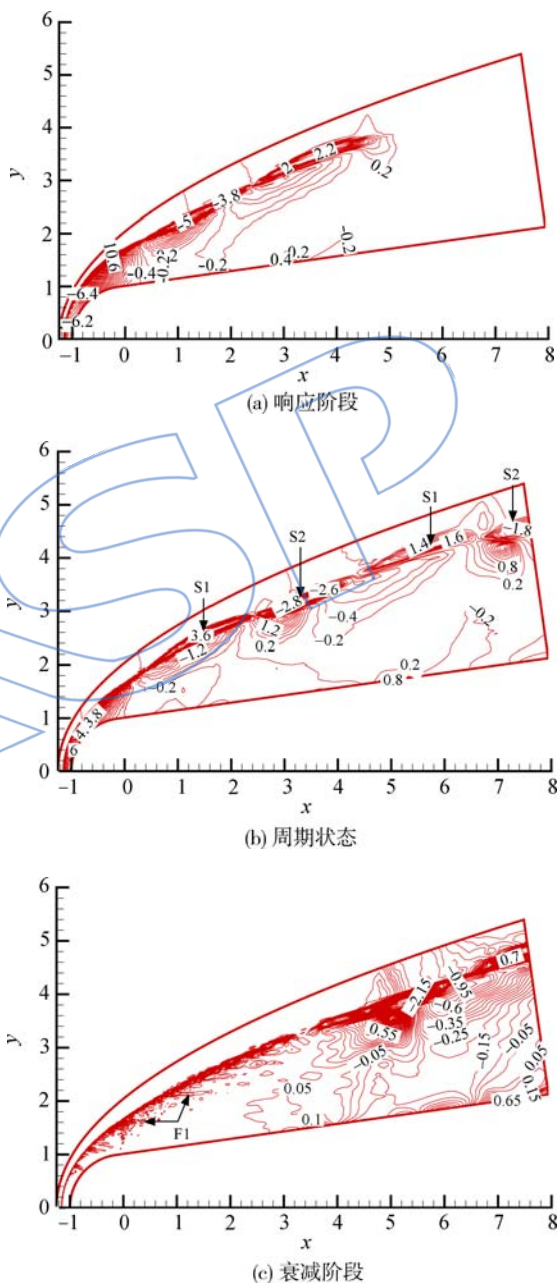


图4 不同阶段的压力扰动云图

Fig. 4 Contours of pressure disturbance in different stages

图5分别为周期状态流场温度扰动、压力扰动和速度扰动云图. 从图中可以看到扰动波与激波干扰区域、边界层与激波之间流场及边界层内流场变量显著变化, 显示弓形激波呈“ ∞ ”形波浪变形. 边界层压力扰动远小于边界层外的压力扰

动,而边界层温度、速度扰动等值线梯度很大.由图4和图5可以看到,自由流扰动波与弓形激波干扰后形成的边界层外的扰动波与近壁面区域内由外扰动波所形成的边界层扰动波,两种波模式存在明显差别.自由流扰动波与弓形激波干扰进入流场,一部分波将会由流场上游向下游传播,还有一部分波将会在激波与壁面之间持续往复振荡^[19],下面将分析扰动波及反射波与边界层的干扰及边界层内扰动模式的演化.

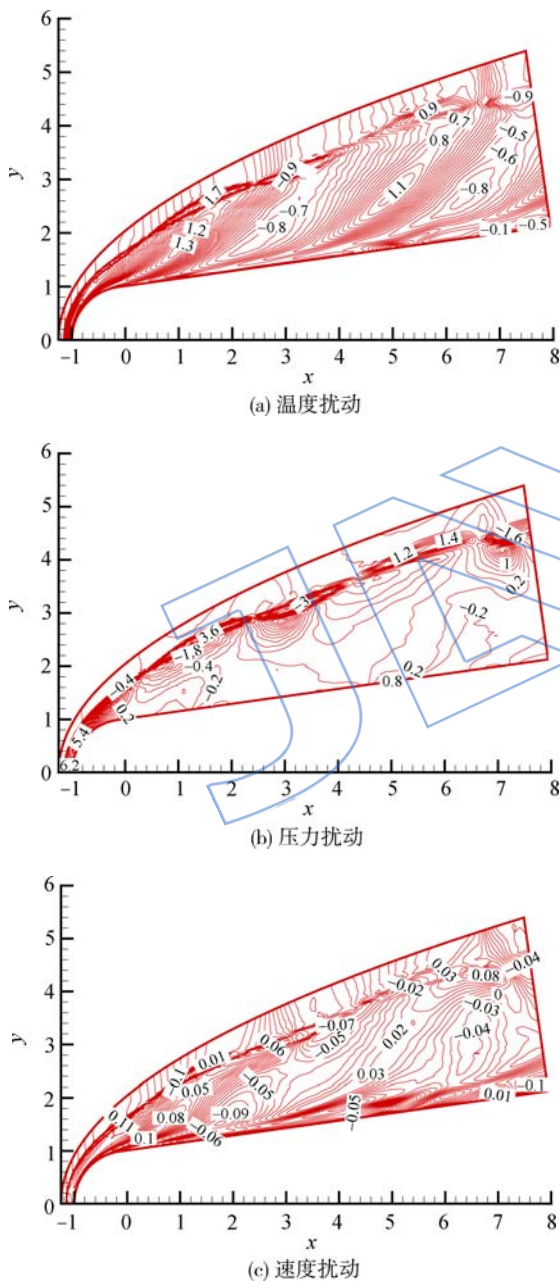
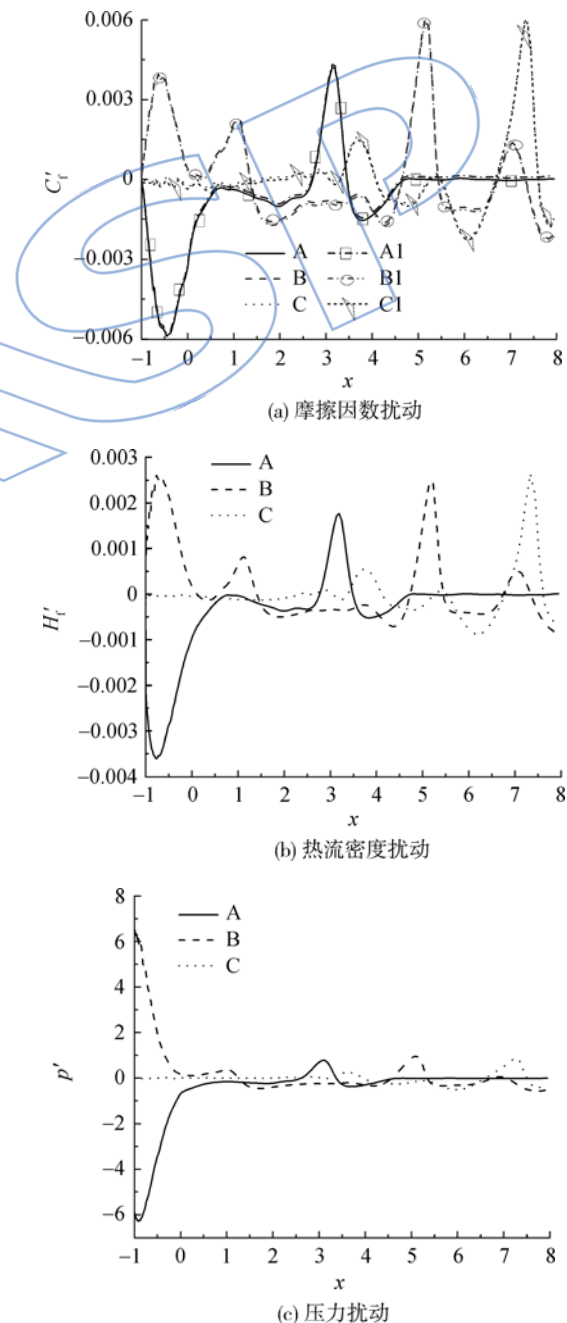


图5 周期状态的温度扰动、压力扰动和速度扰动云图

Fig. 5 Contours of temperature disturbance, pressure disturbance and velocity disturbance for period phase

3.2 边界层扰动波演化

图6为扰动波干扰流场3个阶段无量纲化的壁面摩擦因数扰动 $C_f'(x, y, t)$ 、热流密度扰动 $H_f'(x, y, t)$ 、压力扰动 $p'(x, y, t)$ 和密度扰动 $\rho'(x, y, t)$ 分布,图中A,B和C分别表示响应阶段、周期状态和衰减阶段.为了验证本文计算网格,图6(a)给出了对网格加密1倍计算得到的壁面摩擦因数扰动,即A1,B1及C1,图6(a)显示本文计算网格密度足够.同时,由图可以看到,壁面摩擦因数 $C_f(x, y, t)$ 显著地受到自由流扰动波的影响,显然,自由流扰动波与激波干扰后进入流场并很快进入边界层,与边界层有着复杂的相互干



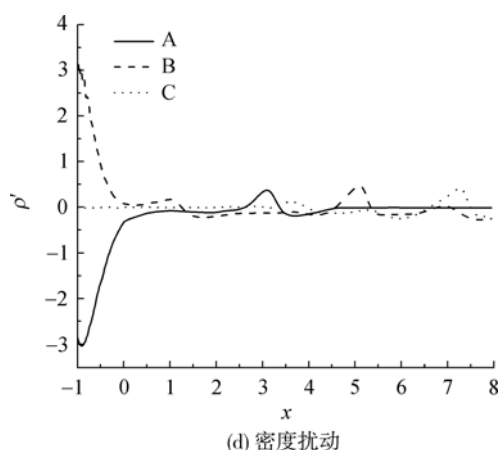


图 6 壁面参数扰动分布

Fig. 6 Distribution of parameters disturbance on wall

扰,这种干扰的存在必然改变边界层内的流场特性,壁面摩擦因数也因此而改变.也可以看到,响应阶段,由于扰动波还未传播至流场下游,下游壁面摩擦因数无变化,上游壁面摩擦因数分布也与周期状态壁面摩擦因数分布差异明显;在衰减阶段,由于上游流场失去了扰动波的激励,上游壁面摩擦因数扰动幅值迅速衰减.壁面热流密度 $H_f(x, y, t)$ 与摩擦因数有着相似的变化规律.由壁面压力扰动和密度扰动分布曲线可知,它们变化趋势相似,且扰动量大幅大于自由流扰动波的参数扰动量,这是扰动波与激波相互干扰,扰动将会被大幅放大^[19].图 6 显示衰减阶段钝锥头部的扰动幅值趋于零,远小于其他两个阶段,这是因为失去了自由流扰动波,钝锥头部只存在经历了严重黏性耗散的微弱反射波.

由图 6 数值结果中可发现边界层,特别是球头区边界层感受到了强大的压力扰动即声波扰动.本文基于压力扰动分析边界层扰动模式的演化,选取壁面观测点以记录边界层参数扰动沿流向的时域演化,并采用贴体坐标 s 以表示钝锥表面点沿表面母线到驻点的距离, s 与 x 轴关系如式(12)所示,式中 θ 为半锥角.

$$s = \begin{cases} \arccos(-x) & -1 \leq x \leq -\sin\theta \\ \frac{x + \sin\theta}{\cos\theta} + \frac{\pi}{2} - \theta & x > -\sin\theta \end{cases} \quad (12)$$

图 7 给出了 8 个壁面观测位置的压力扰动 $p'(x, y, t)$ 的变化时间序列,其中时间 t 已经无量纲化.由图中可以清楚地看到壁面观测位置压力扰动的响应-周期状态-衰减 3 个阶段.扰动波与激波干扰后,扰动将会被大幅放大^[19],由图也可

以看到壁面 8 个位置的扰动幅值远大于自由流扰动波中的压力扰动幅值.在壁面位置 $s = 0.58146$ 处,即头部区域的压力扰动幅值远大于壁面其他非头部区域的压力扰动幅值,这是因为球头前缘的正激波(近似正激波)放大了自由流中的压力扰动,且这些扰动在进入激波层后,在钝锥壁面和头部前缘的正激波之间往复振荡,将会被不断放大,而出了钝锥头部区域,正激波变为斜激波,激波强度迅速变弱,使得这种放大作用显著减弱.

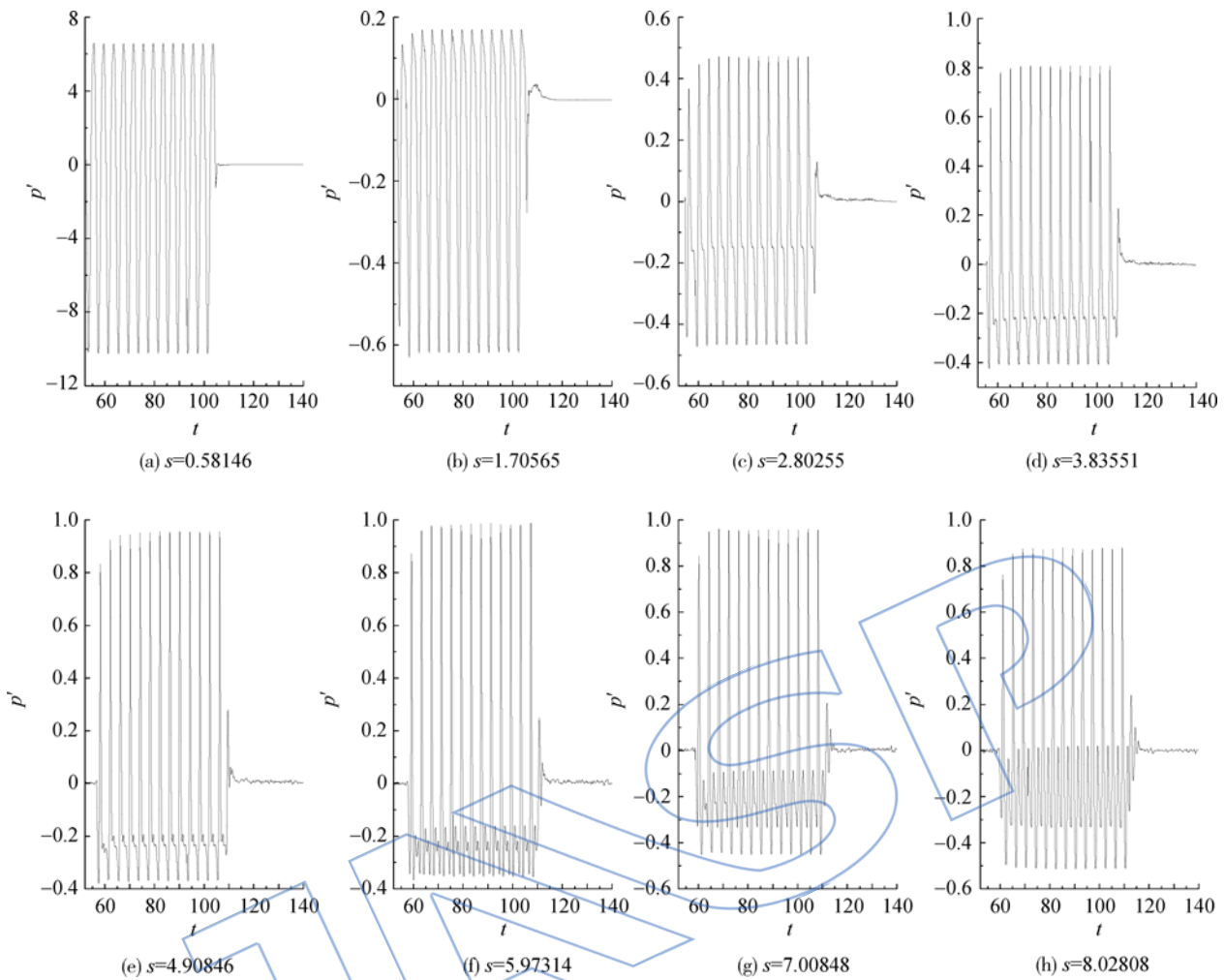
基于 Fourier 频谱分析(FFSA)方法,对压力扰动 3 个阶段的扰动信号分别进行 Fourier 分解,并按频率顺序展开,使其成为频率的函数,从而将压力扰动的时域信号转化为频域信号,分析边界层不同流向位置扰动模式沿流向演化.图 8 给出了壁面温度 $T_w = 250 \text{ K}$ 及 $T_w = 600 \text{ K}$ 时不同壁面位置的响应阶段的压力扰动 Fourier 频谱分析图(图中纵坐标为无量纲的 FFSA 压力扰动幅值,简称 FFSA 幅值).图 8 显示:

1) 尽管不同壁温条件下边界层压力 FFSA 幅值有微小差别,但分布规律是一致的,说明本文基于 $T_w = 250 \text{ K}$ 等壁温条件讨论高超声速边界层扰动波演化规律是可行的.

2) 在 $s = 0.58146$ 的壁面点,即 $s < \pi/2$ 的球头区,壁面的压力扰动的 FFSA 幅值要远大于其他壁面位置的壁面扰动的 FFSA 幅值,当在 $s > \pi/2$ 的远离球头区,FFSA 幅值首先迅速变小,之后保持基本稳定.图 6~图 8 均表明,自由流扰动波通过激波后扰动将会被放大,且正激波的放大作用远大于斜激波.

3) $s = 0.58146 \sim 5.97314$, 400 kHz 以下低频迅速衰减,主导模式迅速向高频迁移, $s > 2.80255$ 主导模式在 500 kHz 频率段附近.当 $s = 0.58146 \sim 4.90846$,总体上 400 kHz 以下的低频模式 FFSA 幅值要大于 400 kHz 以上的高频模式 FFSA 幅值,低频波主导了边界层内扰动,但当 $s = 4.90846 \sim 5.97314$ 时,总扰动模式中的低频模式(400 kHz 以下)成分和高频模式(400 kHz 以上)成分所占的比例开始转变,高频模式成分显著地增大,发展至 $s = 5.97314$ 处, 500 kHz 左右的扰动模式成为主导模式.

4) 在边界层内的发展阶段,一些扰动模式持续增长,一些扰动模式衰减,甚至被过滤掉,而也有一些扰动模式先衰减再增长. $s = 0.58146 \sim 7.00848$, 133 kHz 左右低频模式的 FFSA 幅值持

图7 沿流向不同壁面位置压力扰动 $p'(x, y, t)$ Fig. 7 Pressure disturbance $p'(x, y, t)$ on wall at different locations along flow direction

续衰减,到 $s=7.00848$ 时衰减至不及球头处 ($s=0.58146$) FFSA 幅值的 1%,该频率扰动模式基本被过滤掉,而 $s>1.70565$ 时 500 kHz 附近的扰动模式持续增长,并迅速发展为边界层最不稳定扰动模式之一.在 $s=1.70565\sim 4.90846$ 段,820 kHz 附近的扰动模式持续增长,大致在 $s=4.90846\sim 5.97314$ 段不再增长,基本稳定,当 $s>5.97314$ 时该模式扰动开始持续衰减.

图 9 为周期状态壁面沿流向不同位置的压力扰动 Fourier 频谱分析图,图 9 显示周期状态变化规律与响应阶段变化规律相似,钝锥头部 FFSA 幅值大幅大于其他流向位置的 FFSA 幅值,且在该区域低频占主导,随着向下游推进,在 $0.58146<s<2.80255$ 的范围内,低频扰动波迅速衰减,但低频 (350 kHz 以下) 模式 FFSA 幅值在 $s>2.80255$ 段总体上保持基本稳定,高频模式在 $s>1.70565$ 段持续增长.在 $0.58146<s<$

2.80255 区间,400 kHz 以下的低频模式为边界层主导模式,当 $s>2.80255$ 时,500 kHz 附近的扰动模式成为边界层最不稳定扰动模式.这说明自由流扰动波与激波干扰后,进入边界层,是在钝锥头部边界层出现了有限频率范围内的扰动波,而随着向下游发展大部分扰动分量衰减,或者不再增长,在边界层内仅存在有特殊频率范围 (500 kHz) 的不稳定波持续增长,其他模式的扰动能量向 500 kHz 附近模式转移,这表明边界层扰动波沿流向发展过程中存在扰动模式竞争现象.对照图 8 和图 9,可以看到,响应阶段边界层最不稳定模式是一个范围相对较大的频率段 ($166\text{ kHz}<f<833\text{ kHz}$),而周期状态中,至 $s>2.80255$,边界层 500 kHz 的扰动模式的 FFSA 幅值大幅大于其他频率模式的幅值,这说明在边界层扰动波由响应阶段向周期状态转变过程中, $166\text{ kHz}<f<833\text{ kHz}$ 范围内同样存在不同模式此消彼长的模

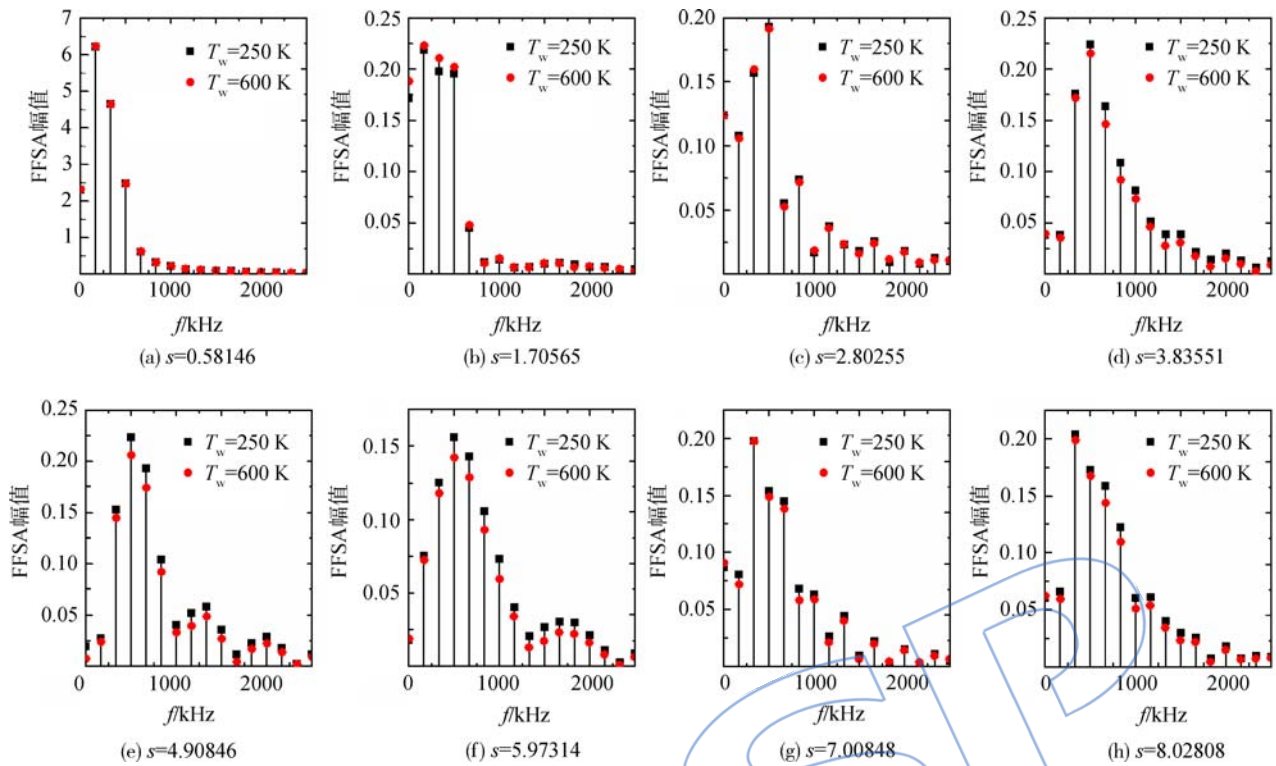


图 8 响应阶段压力扰动 Fourier 频谱分析

Fig. 8 Fourier frequency spectral analysis of pressure disturbance for response phase

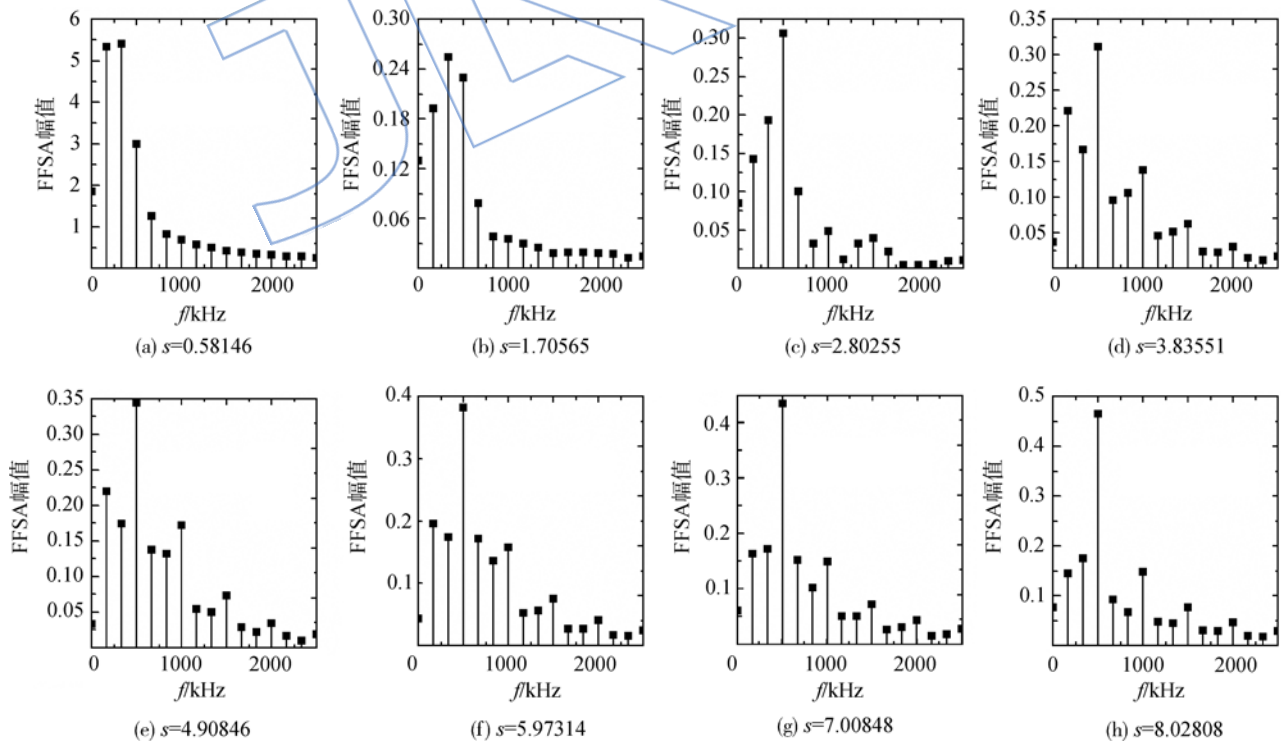


图 9 周期状态压力扰动 Fourier 频谱分析

Fig. 9 Fourier frequency spectral analysis of pressure disturbance for period phase

态竞争现象,在这个过程中,500 kHz 附近的扰动模态迅速增长,其他频率扰动模态缓慢增长,或者受到抑制,其他频率扰动模态的扰动能量向 500 kHz 附近的扰动模态迁移,即扰动模态竞争是通过能量迁移实现的。

图 10 为衰减阶段壁面沿流向不同位置压力扰动 Fourier 频谱分析图,可以看到,出了钝锥头部区域,边界层最不稳定压力扰动 FFSA 幅值基本相等,在失去上游扰动波激励的情况下,周期状态边界层最不稳定压力扰动 FFSA 幅值最先显著衰减,低频模态幅值在衰减之前甚至还会先增

大,也就是说边界层不稳定模态沿流向的发展依赖上游扰动波的激励,同时上游扰动波及反射波为边界层下游低频模态的发展提供扰动能量,又对其 FFSA 幅值的增长有抑制作用。对比图 8~图 10,由响应阶段向周期状态过渡阶段,低频衰减,高频增长,特别是 500 kHz 左右扰动模态快速增长。由周期状态向衰减阶段,边界层所有频率模态的波均将会衰减,但边界层最不稳定扰动模态,即 500 kHz 频率左右模态领先其他频率扰动模态迅速衰减。这说明,比起其他模态的发展,边界层主导模态波的发展对上游流场激励的依赖更大。

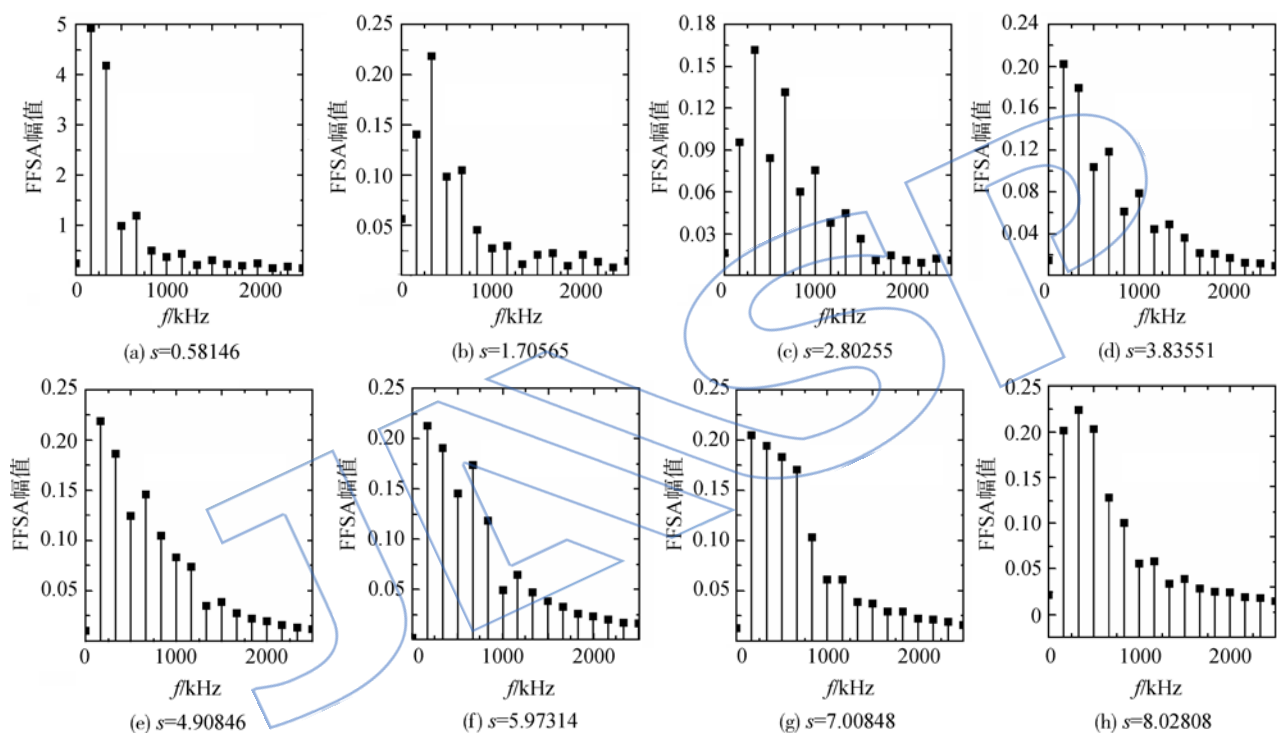


图 10 衰减阶段压力扰动 Fourier 频谱分析

Fig. 10 Fourier frequency spectral analysis of pressure disturbance for ablation phase

4 结 论

基于高阶有限差分法,模拟了自由流慢声波扰动作用下的钝锥高超声速非定常流场,分析了自由流扰动波与高超声速流场的相互干扰,研究了边界层扰动波时域及空域演化,得到以下结论:

1) 慢声波扰动与弓形激波存在强烈的相互作用,弓形激波出现连续的“ ∞ ”变形,扰动波被激波干扰后被显著放大,边界层外流场将会间隔产生两种完全不同的扰动模态,扰动在进入激波层后,在壁面和壁面的激波之间往复振荡,外加扰动波被大幅放大。

2) 从沿流线演化来看,自由流扰动波与弓形

激波干扰后,进入边界层,在钝锥头部边界层出现了有限频率(主要是低频)范围内的扰动波;而随着扰动向流场下游移动,在球头向非球头区过渡段,主导模态迅速向高频迁移,大部分低频扰动分量衰减,或者不再增长,在边界层内仅存在有特殊频率范围(500 kHz 附近)的不稳定波快速增长。总的来说,在球头附近低频模态为主导模态,出了球头区,高频模态(500 kHz 附近)成分显著地增大。

3) 从时域演化来看,由响应阶段向过渡周期,低频衰减,高频增长,特别是 500 kHz 左右扰动模态快速增长。由周期状态向衰减阶段,边界层所有频率模态的波均将会衰减,但边界层最不稳

定扰动模态,即 500 kHz 频率左右模态比其他频率扰动模态衰减更加迅速.这说明,比起其他模态的发展,边界层主导模态波的发展对上游流场激励的依赖更大.

4) 边界层扰动波的演化,无论时域还是空域,都存在扰动模态相互竞争的物理现象.

参考文献:

- [1] Antheaume S, Corre C. Implicit time spectral method for periodic incompressible flows[J]. AIAA Journal, 2011, 49(4): 791-805.
- [2] Batina J T. Unsteady Euler algorithm with unstructured dynamic mesh for complex-aircraft aerodynamic analysis[J]. AIAA Journal, 1991, 29(3): 327-333.
- [3] Luo H, Baum J D, Lohner R. An accurate, fast, matrix-free implicit method for computing unsteady flows on unstructured grids[J]. Computers and Fluids, 2001, 30(2): 137-159.
- [4] Colucci P J, Jaber F A, Givi P, et al. Filtered density function for large eddy simulation of turbulent reacting flows[J]. Physics of Fluids, 1998, 10(2): 499-515.
- [5] Adamson T C, Messiter A F. Analysis of two-dimensional interactions between shock waves and boundary layers[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1980, 12(1): 103-138.
- [6] WANG Xiaowen, ZHONG Xiaolin. Response of a hypersonic boundary layer to wall blowing-suction[J]. AIAA Journal, 2011, 49(7): 1336-1353.
- [7] Kara K, Balakumar P, Kandil O A. Effects of nose bluntness on hypersonic boundary-layer receptivity and stability over cones[J]. AIAA Journal, 2011, 49(12): 2593-2606.
- [8] 刘建新, 罗纪生. 小攻角高超声速钝锥边界层中不同扰动对转捩的影响[J]. 应用数学和力学, 2010, 31(5): 505-515.
LIU Jianxin, LUO Jisheng. Effect of disturbances at inlet on hypersonic boundary layer transition on a blunt cone at small angle of attack[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2010, 31(5): 505-515. (in Chinese)
- [9] ZHANG Yudong, FU Dexun, MA Yanwen, et al. Receptivity to free-stream disturbance waves for hypersonic flow over a blunt cone[J]. Science in China: Series G Physics, Mechanics and Astronomy, 2008, 51(11): 1682-1690.
- [10] 曹人靖, 周盛. 扰动波对轴流压气机旋转失速的影响[J]. 航空动力学报, 1997, 12(2): 90-91, 112.
CAO Renjing, ZHOU Sheng. Effects of disturbances wave on the rotating stall of axial flow compressor[J]. Journal of Aerospace Power, 1997, 12(2): 90-91, 112. (in Chinese)
- [11] MA Yanbo, ZHONG Xiaolin. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate: Part 1 wave structures and interactions[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2003, 488: 31-78.
- [12] ZHONG Xiaolin. Leading-edge receptivity to free-stream disturbance waves for hypersonic flow over a parabola[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2001, 441: 315-367.
- [13] MA Yanbo, ZHONG Xiaolin. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate: Part 2 receptivity to free-stream sound[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2003, 488: 79-121.
- [14] 梁贤. 高超声速钝锥边界层稳定性特征[D]. 上海: 上海大学, 2010.
LIANG Xian. Boundary layer stability characteristics of hypersonic flow over a blunt cone[D]. Shanghai: Shanghai University, 2010. (in Chinese)
- [15] JIANG Guangsheng, SHU Chiwang. Efficient implementation of weighted ENO schemes[R]. NASA CR-198228, 1996.
- [16] LIU Xudong, Osher S, Chan T. Weighted essentially non-oscillatory schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1994, 115(1): 200-212.
- [17] 傅德薰. 计算空气动力学[M]. 北京: 宇航出版社, 1994.
- [18] Lobb R K. The high temperature aspects of hypersonic flow[M]. Oxford: Pergamon Press, 1964.
- [19] LIANG Xian, LI Xinliang, FU Dexun, et al. Effects of wall temperature on boundary layer stability over a blunt cone at Mach 7.99[J]. Computers and Fluids, 2010, 39(2): 359-371.