

2009 BEIJING NEARSPACE VEHICLE'S TECHNOLOGY FORUMS

临近空间飞行器 技术论坛论文集(下)



主办单位：中国运载火箭技术研究院

承办单位：北京临近空间飞行器系统工程研究所

2009 中国 北京



NUAA2010050404

V47-53
1002-CI

前 言

临近空间作为一个新兴的科技领域,体现了航空、航天科技的融合,同时也面临很多新技术问题。为加强临近空间科技领域的技术交流,展望我国临近空间飞行器技术发展趋势,中国运载火箭技术研究院主办、北京临近空间飞行器系统工程研究所承办了首次“临近空间飞行器技术论坛”。

本论文集收录了 136 篇论文,按照“总体技术”、“测控与信息一体化技术”、“控制技术”、“防隔热技术”、“气动技术”五大领域划分,现汇集成册,供各位读者阅读参考。论坛筹办和举办过程中得到了各科研院所、高校的大力支持,在此对各个单位、各位作者表示衷心感谢!希望通过本次论坛搭建交流平台,促进我国临近空间飞行器技术发展和进步。



乞为民

2009 年 12 月 28 日

2010050404

目 录

气动技术

1	比热非常值对高超声速平板边界层稳定性的影响.....	贾文利 曹伟	(652)
2	采用 DES 预测跨声速火箭头部压力脉动.....	薛原 肖志祥 符松	(657)
3	超声速钝锥边界层有限幅值扰动演化的数值研究.....	刘建新 罗纪生	(662)
4	乘波布局高升阻比飞行器工程化设计.....	王发民 雷麦芳 李维东	(669)
5	飞行器稳定性参数的理论与计算方法.....	雷国东 任玉新	(677)
6	复杂外形飞行器气动特性数值模拟研究.....	杨永健 郑耀	(688)
7	高超声速导弹侧喷参数影响研究.....	黄静波 肖志祥 符松 叶卫国	(693)
8	高超声速近连续流的混合算法研究.....	陈伟芳 郑剑 刘靖 石于中	(699)
9	高超音速湍流边界层气动热计算中湍流模式的改进.....	董明 周恒	(709)
10	高升阻比飞行器的载荷计算与转换.....	王骁峰 王建滨 尹云玉	(722)
11	激波噪声与边界层噪声的计算气动声学研究.....	李晓东 高军辉 林大楷	(730)
12	近空间飞行器的动力学特性.....	陈农	(734)
13	考虑热效应影响的高超音速飞行器静气动弹性分析.....	李国曙 万志强 杨超	(740)
14	可调谐二极管激光吸收光谱诊断技术(TDLAS)及其在燃烧与气动研究中的应用.....	余西龙 李飞 陈立红 张新宇	(750)
15	临近空间飞行器力学环境模拟实验技术研究.....	刘明 张占锋 林键 李睿劬	(756)
16	临近空间飞行器气动力测量实验技术研究.....	熊琳 宫建	(761)
17	临近空间飞行器气动特性计算方法研究.....	荣思远 曾其鎰 刘家夫 崔乃刚	(767)
18	临近空间热化学非平衡稀薄气体效应研究.....	周禹	(775)
19	抛物化 NS 方法在复杂几何飞行器外流计算及三维喷管优化设计中的应用.....	陈兵 徐大军 徐旭 蔡国飙	(783)
20	气体动理论方法及其应用.....	李启兵 符松	(796)
21	入口扰动幅值的变化对转捩位置的影响.....	苏彩虹 周恒	(802)
22	三维高超音速边界层转捩的模式研究第一部分: 模式方程.....	符松 王亮	(809)
23	高超音速三维边界层转捩的模式研究第二部分: 模式应用.....	符松 王亮	(822)

24	吸气式高超声速飞行器气动推进/气动弹性耦合问题研究.....	楚龙飞 许赞 杨超	(833)
25	稀薄流到连续流跨流域复杂绕流统一算法研究与应用.....	李志辉 张涵信 李琳 彭傲平	(839)
26	一种空间推进算法在高超声速流动中的应用研究.....	杨攀 陈兵 徐旭	(849)
27	远程滑翔飞行器气动布局及高空气动特性研究.....	叶友达 卢笙 蒋勤学 何先耀	(858)
28	高超声速乘波飞行器构型设计研究.....	高双林 朱杰堂 罗雷	(863)
29	关于临近空间高超声速飞行器气动布局的一些思考.....	唐小伟 王泽江 张志刚 党雷宁	(869)
30	来流条件对热流组分扩散项影响效应分析.....	苗文博 程晓丽 艾邦成	(878)

比热非常值对高超声速平板边界层稳定性的影响

贾文利 曹 伟

(天津大学力学系 天津 300072)

摘 要: 在高超声速条件下, 边界层中气体的温度可能很高, 以至气体的比热不再是常数而与温度有关。这时边界层中的流动稳定性如何是值得研究的问题。本文考虑比热与温度有关时高超声速可压缩平板边界层的稳定性, 并与假定比热为常值的情况作比较, 发现对第一模态和第二模态波的中性曲线、最大增长率都有影响。因此, 在高超声速情况下, 比热随温度变化是研究边界层稳定性时必须考虑的一个因素。

关键词: 二维超音速平板边界层 变比热 稳定性

1 引 言

对于在高空飞行的高超声速飞行器的设计, 其边界层是否会发生转捩及转捩位置的确定, 是需要考虑的重要问题。

过去在有关超声速流转捩位置预测和湍流的计算中, 一般都将空气的比热设为常值。这对于马赫数不很高, 因而边界层中气体温度升高不太高时是合理的, 如, [1]-[5]。但当飞行器以高超声速(马赫数大于5)飞行时, 飞行器边界层中的气体温度将升高很多^[6]。例如, 对于壁面绝热的平板边界层, 当来流马赫数为6时, 其边界层中的气体温度可高达来流温度的6.6倍。此时, 比热可能不再是常值, 而与温度有关。边界层的稳定性也将可能与比热为常值时不同, 是一值得研究的新问题。

本文针对来流马赫数为6和8两种工况, 在比热为温度函数的情况下, 计算了基本流和第一模态和第二模态波的中性曲线, 并且同比热设为不同常数值的情况进行了比较。

2 控制方程及计算参数选取

当空气的温度在 $600\text{K} \leq T \leq 2500\text{K}$ 范围时, 空气中的 N_2 和 O_2 的振动自由度被激发, 此时比内能表示为如下形式^[7]:

$$e = \frac{3}{2}RT + RT + \frac{RT_{ve}}{e^{T_{ve}/T} - 1}, \quad (1)$$

其中 T_{ve} 为振动特征温度, $T_{ve} = h\nu/k_B$, 式中 k_B 是波兹曼常数 $1.38066 \times 10^{-23} \text{J/K}$, h 是普朗克常数 $6.62608 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$, ν 是分子振动基频, 对于 O_2 是 4740.738×10^{10} , 对于 N_2 为 7072.65×10^{10} 。

定容比热可以表示为如下形式:

$$C_v = \frac{3}{2}R + R + R \left(\frac{T_{ve}}{T} \right)^2 \frac{e^{T_{ve}/T}}{(e^{T_{ve}/T} - 1)^2}, \quad (2)$$

定压比热则为:

$$C_p = \frac{3}{2}R + R + R + R \left(\frac{T_{ve}}{T} \right)^2 \frac{e^{T_{ve}/T}}{(e^{T_{ve}/T} - 1)^2}, \quad (3)$$

图1是由式(3)得出的空气的定压比热与气体常数的比随温度变化的情况。从图1中可以看出,当温度低于600K时,空气的定压比热为常值,而当温度超过600K时,空气的定压比热不再是常数而是温度 T 的函数。在 $600K \leq T \leq 2500K$ 区间内的变化范围为 $3.5R \sim 4.4R$,定容比热的变化范围则为 $2.5R \sim 3.4R$ 。

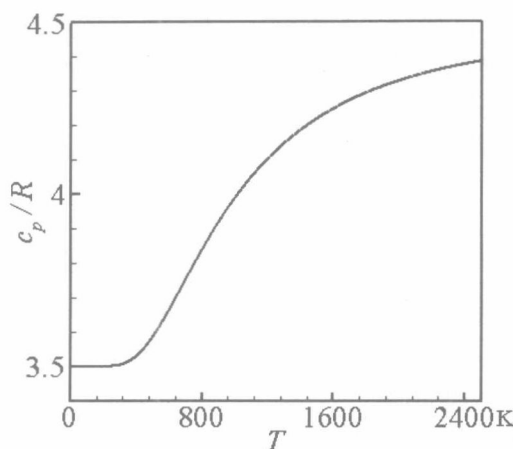


图1 空气的定压比热随温度变化的概况

为了研究比热为温度的函数时的基本流及第一模态和第二模态波的中性曲线与比热取常值时的异同,也在一组不同常值定压比热的情况下做了相同的计算。所取的一组常数值定压比热分别为 $3.5R$ (600K以下)、 $3.86R$ (820K)、 $4.33R$ (2030K)。 $3.86R$ 和 $4.33R$ 是根据式(3)在相应温度下得到的定压比热。

对可压缩平板边界层方程,引入 Illingworth 变换,得到二维可压缩边界层的相似性解方程。具体形式如下:

1) 比热为温度函数的情况

$$(C_1 f'')' + ff'' = 0, \quad (4)$$

$$(C_2 g')' + \frac{c_p}{c_{pe}} P_{re} f g' = (1 - \gamma_e) M_e^2 P_{re} C_1 f'^2, \quad (5)$$

其中 $C_1 = \frac{\rho \mu}{\rho_e \mu_e} \left(\frac{T}{T_e} \right)^{1/2} \frac{T_e + cm}{T + cm}$, cm 取 110.4; $C_2 = \frac{\rho k}{\rho_e k_e} = \left(\frac{T}{T_e} \right)^{1/2} \frac{T_e + ck}{T + ck}$, ck 取 194^[8]。

2) 比热为常数值的情况

$$(C_1 f'')' + ff'' = 0, \quad (6)$$

$$(C_2 g')' + P_{re} f g' = (1 - \gamma) M_e^2 P_{re} C_1 f'^2, \quad (7)$$

其中下标 e 表示边界层外缘气体的值,可由无穷远流气体的参数计算,对于来流气体温度不高时, c_{pe} 可取为常值 $3.5R$ 。 c_p 定义及计算由式(3)得出,与温度有关。 T_{ve} 则根据式(3)由文献[9]中给出的

数据拟合而得到,在本文中取 $T_{ve} = 3030K$ 。

基本流计算中,壁面条件取为无滑移及绝热条件,来流气体参数均对应于 40000 米高空处的空气之值,
 $T_{\infty} = 250.35K$, $c_{\infty} = 317.19m/s$, $\rho_{\infty} = 3.9957 \times 10^{-3}kg/m^3$, $\mu_{\infty} = 1.6009 \times 10^{-5}p_a s$ 。

3 计算结果及分析

对来流马赫数为 6 时的情况,定压比热和比热比的分布示于图 2 中,同时也给出了上述几个取常值时的分布。

基本流的比较结果,如图 3 所示;中性曲线的比较结果如图 4 所示。

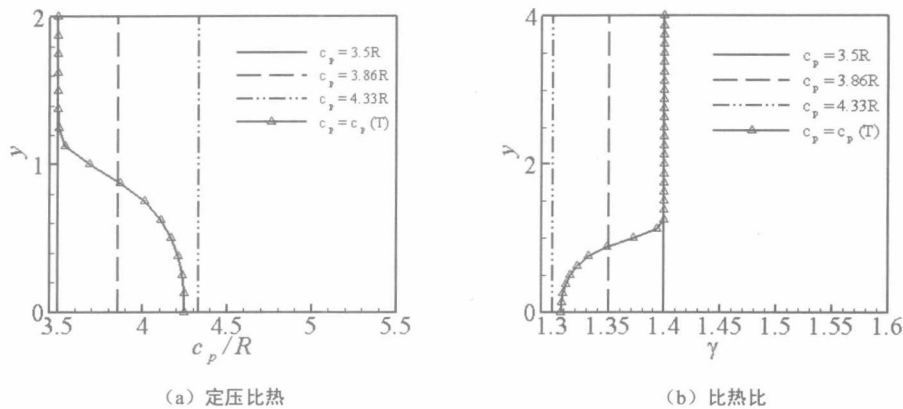


图 2 定压比热及比热比的比较

由图 3 (a) (b) 可以看出,当考虑比热随温度的变化后,速度分布与几个比热取不同常数值时差异都很小。但温度分布则随定压比热的不同而有明显差别。例如,壁面处无量纲温度从 $c_p = 3.5R$ 时的 $T_0 = 6.6$ 降到 $c_p = 4.33R$ 时的 $T_0 = 5.2$ 。比热随温度变化时所得温度分布介乎比热取为常值 3.5R 和 3.86R 时所得的分布之间。

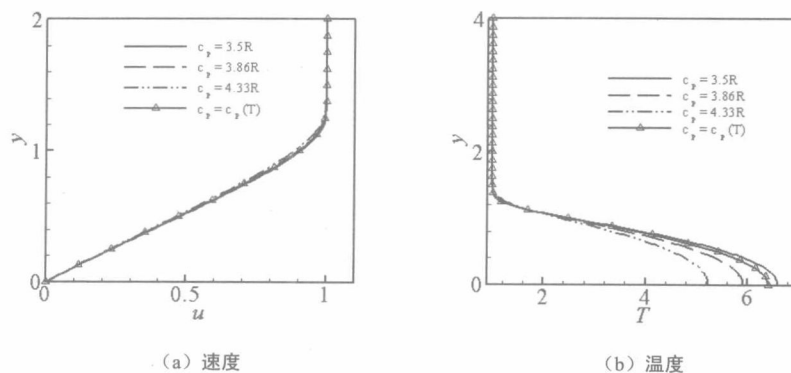


图 3 层流相似性解的比较

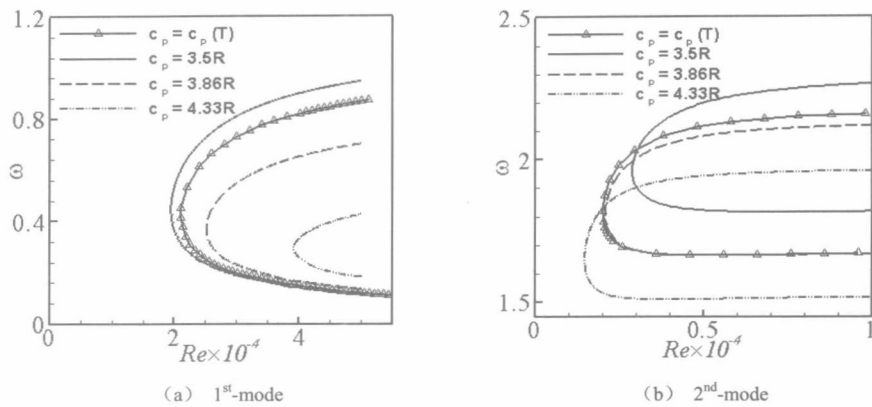


图4 中性曲线的比较

由图4(a)可以看出,对于第一模态,比热为温度函数时,尽管其值可以从3.5R变至4.25R(见图2),但其相应的中性曲线位于定压比热为3.5R和3.86R的之间,比较靠近比热取常值3.5R的情况。而由图4(b)可以看出对于第二模态,比热为温度函数的中性曲线不全落在任何两个定压比热取常值的中性曲线之间,但和比热取常值3.86R的相近。由此可见,难以选取合适的等效比热值来近似代替比热为温度函数的情况求中性曲线。

再看对应某一物理频率的波(第二模态取比热为3.5R雷诺数为10000剖面增长率最大时的频率 $\omega = 2.03309370$,第一模态取比热为3.5R雷诺数为40000剖面增长率最大时的频率 $\omega = 0.54791470$)的增长率沿流向变化情况的比较。结果如图5所示。从图5(a)(b)可见,对于第一模态波,比热为温度函数的情况得到的曲线位于定压比热3.5R和3.86R所得到的曲线之间,较靠近与比热取常值3.5R的情况。而对第二模态波,则不全在定压比热3.5R和3.86R所得到的曲线之间,但和比热为3.86R是的情况相近。这同中性曲线的比较结果类似。

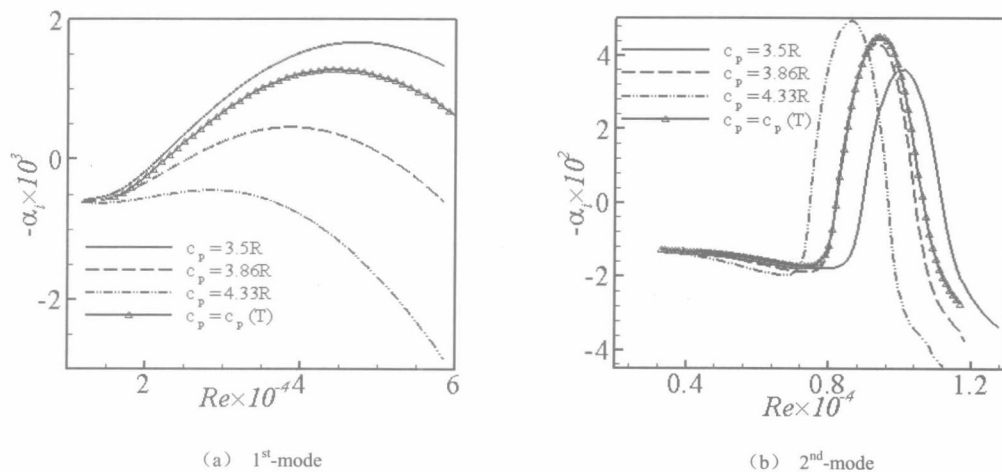


图5 不同比热值下同一频率波幅值增长率变化曲线

为了验证频率为其它值,比热值的变化对其增长率的影响是否具有相同的趋势,在第一模态下取比热为4.33R雷诺数为40000的剖面增长率最大时的频率 $\omega = 0.29425763$,在第二模态下取比热为4.33R雷诺数为10000的剖面增长率最大时的频率 $\omega = 1.74583370$ 进行研究。结果如图6(a)(b)所示。其趋势

和图 5 中所示的类似。

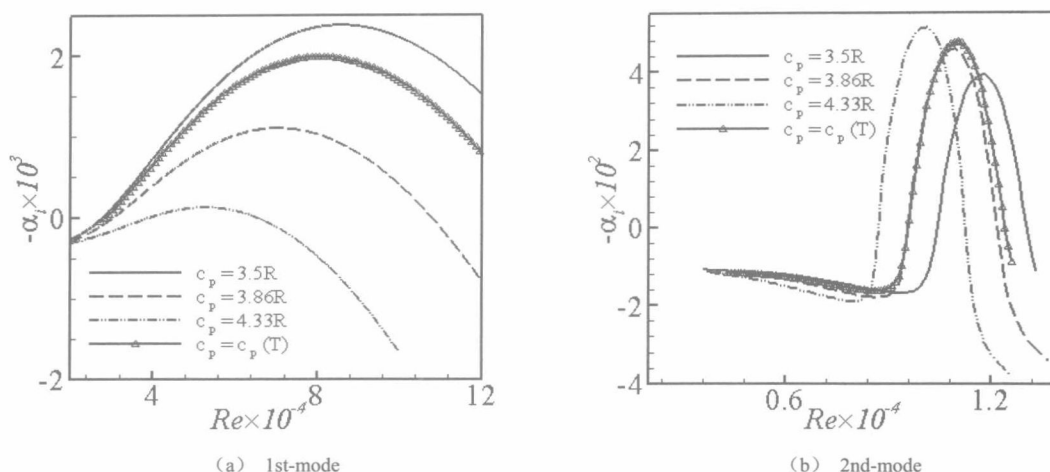


图 6 不同比热下同一频率波增长率变化曲线

对于来流马赫数为 8 的计算结果表明, 比热为变数时的结果和比热取常值时的结果比较, 趋势同来流马赫数为 6 的情况基本一致。

4 结论

即使对第一模态和第二模态波, 比热随温度变化的情况似乎都可以用某一比热取常值的情况的结果来近似, 但两个常值并不相等, 而且我们也无法事先确定比热应取何常数。因此, 选取某一合适的等效比热值来近似代替比热为温度函数的情况是不可行的。在高超音速情况下, 做飞行器边界层的稳定性分析及转换预测时, 必须考虑比热随温度变化的因素。

参考文献

- 1 黄章峰, 曹伟, 周恒, 超音速平板边界层转捩中层流突变为湍流的机理—时间模式, 中国科学 G 辑, 2005, 35 (5): 537~547
- 2 曹伟, 周恒, 二维高超音速边界层扰动演化的数值研究及小激波的存在对流场结构的影响, 中国科学 G 辑, 2004, 34 (2): 203~212
- 3 黄章峰, 周恒, 超音速边界层中二维扰动的演化及小激波的产生, 应用数学与力学, 2004, 25 (01): 1~8
- 4 董明, 罗纪生, 曹伟, 超音速平板边界层中扰动演化特征的数值研究, 应用数学和力学, 2006, 27 (6): 631~636
- 5 王新军, 罗纪生, 周恒, 平面槽道流中层流-湍流转捩的“breakdown”过程的内在机理, 中国科学, G 辑, 2005, 35 (1): 71~78
- 6 瞿章华, 刘伟, 曾明等, 高超声速空气动力学, 长沙: 国防科技大学出版社, 2001,
- 7 童秉纲, 孔详言, 邓国华等, 气体动力学, 北京: 高等教育出版社, 1990, 342~345
- 8 张捷迁, 章光华, 陈允文等, 真实流体力学 (上册), 北京: 清华大学出版社, 1986, 7~11
- 9 周光炯, 严宗毅, 许世雄等, 流体力学 (下册), 北京: 高等教育出版社, 2000, 353~357

采用 DES 预测跨声速火箭头部压力脉动

薛原 肖志祥 符松

(清华大学航空航天学院 100084 北京)

摘要: 本文在 Menter- $k-\omega$ -SST 模式的基础上构造 RANS/LES 混合方法之一——DES 方法, 数值预测了跨声速火箭头部流场, 成功捕捉到流动中的非定常激波/边界层干扰导致的流动分离、压力脉动及 Buffet(抖振)现象。

关键词: DES 激波/边界层干扰 压力脉动 抖振(Buffet)

1 引言

通常地, 抖振是由于飞行器受其各部件绕流中的非定常粘性激励作用而产生的结构响应, 主要由作用在飞行器表面的压力脉动所致。下述几种现象可产生足够的能量而与飞行器结构相互激励: 如流动分离气泡中的压力脉动; 旋涡中的压力脉动; 跨声速抖振, 即由强激波/边界层相互干扰, 体现在激波位置的前后移动和强激波后的非定常流动分离等两方面。

引起流动抖振的不稳定自然发生且自我维持, 不依赖于上游流动中是否存在扰动, 它广泛存在于飞机、运载火箭、甚至在 Turbo 机械中。运载火箭在发射过程中, 会经历静止、亚声速、跨声速、超声速直至高超声速等几个典型的飞行状态。由于所携带的有效载荷正好位于头部尖锥和箭身结合部, 当火箭在跨声速阶段飞行时, 其头部流动很不稳定, 强激波/边界层相互作用且相互干扰, 极易诱导流动分离, 引发激波前后不规则移动, 形成抖振, 导致在运载火箭上形成了非定常的激振力; 随着 Ma 数的增加, buffet 越明显; 当攻角不为零时, 抖振的影响更为复杂。

尽管抖振并非很危险, 也不会造成破坏性的后果, 但是它却存在诸多负面影响: 如影响火箭的气动、稳定和操纵性能, 限制火箭的飞行包线; 加速火箭结构疲劳, 严重时会引起全箭结构振动, 极大地影响着火箭的结构设计, 极可能付出加强结构而不得已降低有效载荷的代价; 振动会通过火箭内部结构传播, 产生一系列噪声, 影响和干扰火箭内部的敏感元件, 导致产生错误信号, 影响箭内装载的精密仪器正常工作; 若运载载人飞船, 抖振严重影响飞船内的力学环境, 极大降低宇航员的乘坐舒适性, 严重挑战宇航员的生理极限。

2 湍流预测方法简介

开展跨声速压力脉动的研究难度很大, 它对测量仪器、分析方法和数值算法都提出了相当高的要求。目前相关的工作主要有实验测量^[1,2], 分析方法^[3,4]、数值模拟^[5]等。

对压力脉动的数值模拟大多为直接数值模拟(DNS), 然而, DNS在现有计算条件下只能分析小 Reynolds 数流动, 距离工程实际问题的差距还相当大。LES 是很自然的非定常模拟方法, 它可精确计算大尺度非定常运动及分离流动, 然而当它模拟边界层流动时, LES 所需计算资源几乎与 DNS 相当; 此外, LES 方法的近壁及可压缩亚格子应力模式尚不成熟, 尚需进一步发展和完善。

求解 Reynolds 平均的 Navier-Stokes 方程组即 RANS 方法对于抖振预测无能为力, 它所给出的结果为时间平均值, 几乎得不到跨声速激波/边界层相互干扰引起的非定常特性, 即便可获得部分非定常效应, 其可信度也不高。

既然 LES 和 RANS 都存在各自的优势和局限性, 若能发展一种方法能有机结合两种或多种方法的优点

并利用自身的优点克服对方的不足, 无疑可有效实现计算精度和效率的统一。近年来兴起的RANS/LES混合方法^[6-10]具备上述特征: 即用湍流模式高效且可靠地模拟高频小尺度运动占主导地位的近壁区域, 低频大尺度运动占优的非定常分离流动区域则用LES类方法来准确计算。采用RANS/LES混合方法是当前计算资源有限情况下的合理选择, 从某种意义上讲, 它也被认为是LES方法处理高Reynolds数下非定常流动的一种切实可行方法。

本文在Menter提出的SST模式基础上构造脱体涡模拟(DES)方法, 数值分析跨声速火箭模型头部区域流动中产生的非定常激波/边界层干扰流动, 包括流动分离, 激波位置振动及抖振等, 并对火箭头部区域内的压力脉动进行频谱分析。

3 RANS/LES 混合方法及构造

对N-S方程组进行Reynolds平均时, Reynolds应力张量定义为 $\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j}$, 其中 u'_i 为 u 速度的脉动速度, 上横线为时间平均。

LES的基本思想是直接计算大尺度脉动, 仅对小尺度脉动进行模化, 因此需要构造亚格子应力模式。最简单也最常用的亚格子应力模式为Smagorinsky涡粘模式, 其Reynolds应力张量定义为 $\tau_{ij} = 2\nu_{Sma} S_{ij}$,

$\nu_{Sma} = C_S \Delta^2 \tilde{S}$ 其中 Δ 为过滤尺度; C_S 为常数且 $0.01 < C_S < 0.05$ 。

3.1 基于 SST 模式的 DES 方法

选取两方程 $k-\omega$ SST 模式为 DES 方法的基准模式, 其具体形式可参照文献[11]。

在构造DES方法时, 须对湍动能方程中的耗散项进行形式上的转换, 引入长度尺度 L_t 后的湍动能方程中可写作

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j k - (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = \tau_{ij} S_{ij} - \beta^* \rho k \omega F_{DES} \quad (1)$$

$$\text{其中 } F_{DES} \text{ 是开关函数, 定义为: } F_{DES} = \max \left[(1 - F_{SST}) \cdot \frac{L_t}{C_{DES} \Delta}; 1 \right] \quad (2)$$

其中 Δ 为网格尺度, 常数 $C_{DES} = 0.61(1 - F_1) + 0.78F_1$, 长度尺度 L_t 定义为 $L_t = k^{1/2}/(\beta^* \omega)$, F_{SST} 取0时为DES方法^[7]。

在Strelets-DES方法中($F_{SST} = 0$), 当 $L_t < C_{DES} \Delta$ 时, 即 $F_{DES} = 1$, 混合方法表现为SST模式; 当 $L_t > C_{DES} \Delta$ 时, 混合方法表现为LES类Smagorinsky模式, 即当湍流生成项与耗散项相平衡时, $L_t = C_{DES} \Delta$,

$k = \beta^* L_t^2 \tilde{S}^2$ 和 $P_k = \rho \nu_t \tilde{S}^2 = D_k = \rho k^{3/2}/L_t$, 涡粘系数则为:

$$\nu_t = (\beta^*)^{3/2} (C_{DES} \Delta)^2 \tilde{S} \propto \Delta^2 \tilde{S} \quad (3)$$

由此可见, 上式与Smagorinsky模式具有相似的表达形式, 因此, 当局部网格足够密时, 混合方法表现出LES的特性。

3.2 其他相关数值方法

采用中心有限体积法, 用LU-SGS-ITS方法进行时间推进, 基于三阶MUSCL插值的Roe格式求解可压缩N-S方程组。采用全局统一时间步长($\Delta t = 0.025$)以获得非定常流动特征。关于时间推进方法和空间离散格式, 请分别参照相关文献^{[12][13]}。基于MPI实现并行计算。

文中混合方法均以RANS收敛结果为初始流场, 并当流场充分发展后方进行统计和时间平均。

4 结果分析

本文研究两种外形的火箭模型 M1 和 M2^[14]，其几何尺寸如图 1 所示，主要研究前锥角和后锥角影响。实验 Ma 数为 0.95，攻角 0°，取 Re 数为 1.8×10^7 /米。

Model	α_1 , deg	l_1/D	l_2/D	d/D	α_2 , deg
M1	20	0.965	1.400	0.875	15
M2	15	1.023	1.117	0.823	30
NASA ⁵	≤ 15	≥ 0.80	> 1.50	0.9-1.11	Not critical

图 1 M1,M2 外形尺寸参数

要分析压力脉动产生的机理，必须有足够多的计算网格，而且这些网格需要分布到感兴趣的区域。兼顾到现有计算条件，将研究重点放在火箭头部区域，其局部计算网格如图 2 所示。网格数目为 $331 \times 101 \times 141$ (网格单元总数约为 460 万) 分别对应于流向、法向和周向，以火箭中箭身直径为参考长度，距火箭表面的最小网格距离为 2×10^{-5} 。M2 外形中，在 $x/D=1.87, 2.99, 3.14, 3.26, 3.49, 3.70$ 布置六个测压点，以实现脉动压力进行频谱分析。

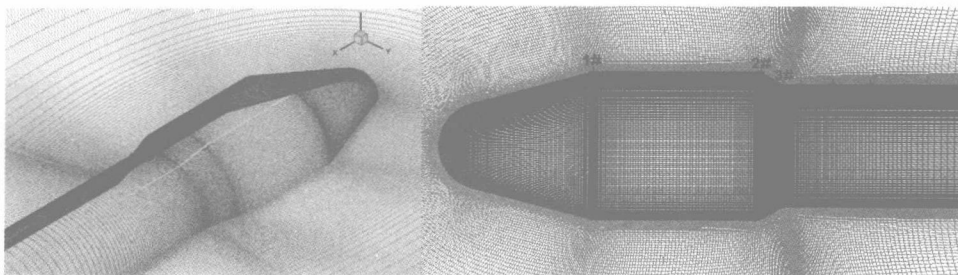


图 2 M1 和 M2 网格以及 M2 表面压力样本点分布

M1 外形

图 3 为密度、压力及火箭表面的压力系数分布对比，计算结果为 RANS 流场，实验^[16]为纹影图和壁面压力系数。由图可知，数值计算与实验测量吻合很好。对比纹影图发现，整流罩最大直径末端捕捉到一道激波，其位置和强度与实验吻合，但是实验中激波在物面附近的强度稍弱。图 3 同时给出火箭表面压力系数对比：横坐标 x/D 表示从火箭头部到测压点的流向距离与整流罩最大直径之比。计算和实验在整个整流罩型上吻合良好，在后锥下游存在一定误差，可能的原因之一为网格稀疏所致，另一个原因可能是 RANS 方法无法预测后锥附近的非定常流动，导致 C_p 系数出现偏差。

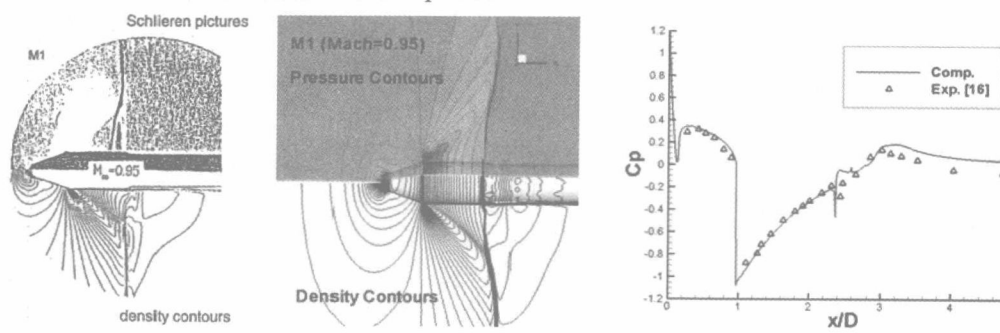


图 3 M1 纹影照片及压力、密度云图 (RANS)

M2 外形

图 4 给出 M2 外形实验与 DES 计算结果对比, 二者在压力和密度场较为吻合。由于后锥角 α_2 角相对 M1 大, 表明流动膨胀剧烈, 从而使流动加速导致激波位置后移。后锥附近, 由于 30° 收缩角的存在, 流动产生分离, 形成一系列脱落的旋涡, 进而导致激波不稳定而前后移动, 形成强烈的抖振现象。此处的压力脉动也非常异常强烈, 若其主频接近箭体及其内部载体的固有频率, 则会产生强烈的共振, 影响火箭的正常运行。同时, 作用在箭体的力也剧烈变化, 它与火箭结构相互作用会产生结构噪声; 同时会形成非非常的俯仰力矩, 导致火箭压心位置变化, 影响火箭的稳定性和操纵性。

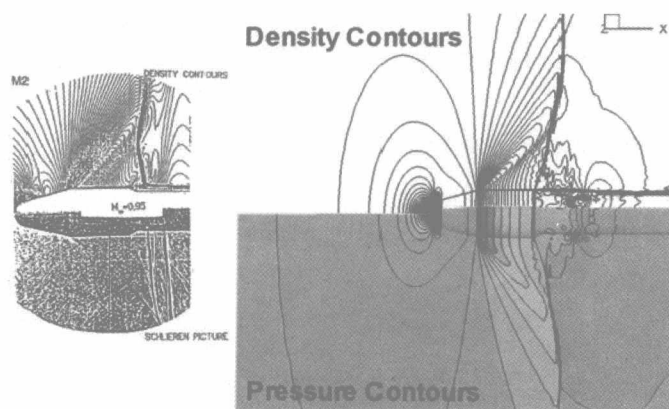


图 4 密度和压力分布对比 (瞬时图, 计算为 DES)



图 5 M2 等 Q 面 (Q=2) 瞬时压力云图 (DES)

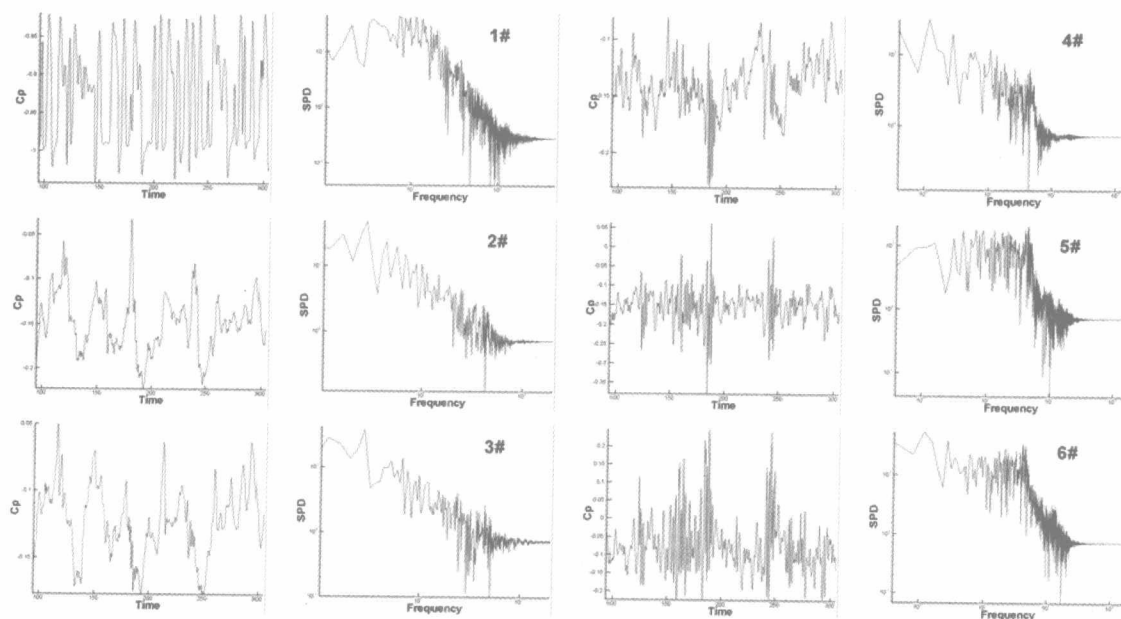


图 6 #1-#6 的压力脉动及其频谱图 (DES)

定义速度梯度的二阶不变量 $Q=(\Omega^2-S^2)/2$, 它可直观地反映流动中的小尺度湍流结构。图 5 给出 Q 为 -20 和 -0.2 的两个等值面, 可以明显看出, 在后锥附近产生了强烈的旋涡脱落, DES 方法很好地再现了这一非定常过程, 使我们可以研究此处的激波/边界层干扰、抖振的形成、发展以及小尺度湍流的形成、发展和演变等。限于纸版介质, 本文暂无法提供该区域的激波/边界层干扰导致流动分离的视频, 仅能提供静态瞬时图片, 可喜的是, DES 方法可完整地再现非定常分离流动的演变和发展历程。

图 6 为 #1~#6 等六个测压点的压力脉动及其频谱分析结果。左侧为无量纲压力随时间的变化规律, 纵坐标所给出的压力变化区间大小均相同, 横坐标为无量纲时间, 单位为秒; 右侧为其频谱结果, 纵坐标为能级, 横坐标为频率。可以看到, #1~#3 不存在明显的占优主频, 说明这些位置的压力脉动不强烈; 在激波/边界层干扰剧烈的复杂流动区域, 对应于 #4~#6 测压点, 则存在 40Hz 左右的占优主频。在 #4~#6 压力样本点上的压力随时间变化图也可以看到, 其压力有显著的间歇性脉动, 这是由非定常的激波/边界层干扰引起的抖振所导致。

受到实验数据的限制, 本文暂时无法进行 DES 方法的频谱特性验证。

5 结 论

利用 DES 方法, 数值分析跨声速火箭头部压力脉动特性, 发现混合方法能够成功地预测流动中的激波/边界层干扰导致的流动分离和抖振现象的产生。

致 谢

本文受到国家自然科学基金(10502030)资助; 感谢张宇飞博士所做的前期准备工作。

参 考 文 献

- 1 MC Merienne, YL Sant, J Ancelle, D Soulevant. Unsteady pressure measurement instrumentation using anodized-aluminium PSP applied in a transonic wind tunnel. *Measurement Science and Technology*, 2004, Vol. 14, pp-2349-2360;
- 2 Y Tsuji, T Ishihara. Similarity scaling of pressure fluctuation in turbulence. *Physical Review*, 2003, Vol. 68, 026309;
- KW Dotson, RL Baker, BH Sako. Launch vehicle Buffeting with aeroelastic coupling effects. *Journal of Fluids and Structures*, 2000, Vol. 14, pp.1145-1171;
- 3 KW Dotson and WA Engblom. Vortex-induced vibration of a heavy-lift launch vehicle during transonic flight, *Journal of Fluids and Structures* 2004, Vol. 19, pp.669-680;
- 4 JY Kim and HJ Sung. Wall Pressure Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer over a Bump. *AIAA Journal*, 2006, Vol. 44, pp.1393-1491;
- 5 PR Spalart, et al. Comments on the feasibility of LES for wings and on the hybrid RANS/LES approach. In: *Advances in DNS/LES, 1st AFOSR Int. Conf. on DNS/LES*. Greden Press, 1997;
- 6 M Strelets. Detached eddy simulation of massively separated flows. In: *AIAA paper 2001-0879*, 2001;
- 7 ZX Xiao, et al. Study of delayed-detached eddy simulation with weakly nonlinear turbulence model. *AIAA Journal of Aircraft* 2006, Vol. 43, 1377-1385;
- 8 S Fu, ZX Xiao, et al. Simulation of wing-body junction flows with hybrid RANS/LES methods. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28(6), 1379-1390, 2007;
- 9 ZX Xiao, et al. Prediction of separation flows around a 6:1 prolate spheroid using RANS/LES hybrid approaches. *Acta Mech. Sinica*, Vol. 23(4), 369-382, 2007; (English Version);
- 10 FR Menter. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal*, 1994, Vol. 32, pp. 1598-1605;
- 11 肖志祥. 复杂流动 N-S 方程数值模拟及湍流模型应用研究. 西北工业大学博士学位论文, 2003 年 7 月;
- 12 肖志祥. 基于飞行器设计的 RANS/LES 混合方法研究. 清华大学博士后出站报告, 2005 年 8 月;
- 13 RC Mehta, Comparative Study of Surface Pressure Fluctuations Over Bulbous Heat Shields at Mach number = 0.95. *AIAA 99-3521*, 1999;
- 14 RC Mehta, Wall pressure fluctuations over a bulbous heat shield of a satellite launch vehicle. *Acta Mechanica* 137,13-31, 1999;
- 15 S Ahmed. Flow visualization studies at transonic speeds on heat shield configurations. National Aeronautical Laboratories, Bangalore, NAL-TWT-1-36, 1984.

超声速钝锥边界层有限幅值扰动演化的数值研究

刘建新 罗纪生

(天津大学力学系 300072)

摘 要: 利用高精度算法针对来流 Ma 为 6.0 下的钝锥高超声速边界层的扰动演化进行了数值模拟。对于一度攻角的情况, 通过导入两种频率的等有限幅值幅值周向分布的扰动波, 分别计算了针对迎风面附近以及侧面位置的两种情况。对于零攻角的情况, 计算了不同波包型扰动宽度下的扰动的非线性演化。结果表明, 在开始阶段, 流场的扰动波主要呈现二维特性, 并在周向上存在一个比较大的周向尺度的变化, 呈波包型分布; 随后在非线性的影响下, 流场会有小尺度的三维定常波产生, 并在下游发展成为明显的流向条纹结构。同时, 这种小尺度三维波的展向波长在迎风面和侧面以及零攻角情况下存在相似, 以弧度定义都在 0.05 左右。

关键词: 高超声速 钝锥 攻角 条纹结构

1 引言

由于工程技术发展的需要, 可压缩流动的稳定性与转捩问题成为一个研究热点。航空飞行器在大气中飞行时的流动分离、阻力以及热载荷等都与边界层中的流动状态有关。当一些航空飞行器在小攻角飞行状态时, 其头部区域可以简化为小攻角钝锥这种典型的三维边界层模型。因此, 对小攻角钝锥进行非线性稳定性的研究具有重要的工程意义。此外, 一般认为边界层中不稳定波的失稳是导致转捩发生的重要原因, 非线性扰动演化的研究对于正确认识边界层扰动演化的规律, 探讨转捩过程也具有重要的理论意义。

同时考虑边界层的三维性和非线性扰动演化十分复杂, 这为研究工作带来了很大的困难。到目前为止, 可用的方法仍然有限。近年来, 由于计算机技术的发展, 数值模拟方法成为研究该类问题的一种有效的方法。数值模拟通过对完全的 N-S 方程进行求解而不做任何简化的假定, 相比起实验和稳定性理论, 可以提供更为详尽的流场信息, 这就为研究边界层中非线性扰动演化中的细节提供了强有力的工具。

本文基于空间模式, 采用数值模拟的方法, 首先研究了一度攻角钝锥高超声速边界层中有限幅值的扰动演化。一方面, 它可以给出一些三维边界层中扰动的非线性演化的特性, 另一方面可以为发展其它近似方法(如三维边界层中的 PSE 方法等)提供基础。然后, 对零攻角情况下波包型扰动的非线性演化特性进行了模拟, 以此来对一度情况下等幅值扰动的演化进行进一步的简化。

1 控制方程和计算方法

扰动演化的研究将使用贴体坐标系 (x, y, φ) 下的控制方程进行求解, 它是由柱坐标系下的可压缩守恒型 Navier-Stokes 方程得到的。控制方程的具体形式为:

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \varphi} + \hat{M} = \frac{\partial \hat{E}_v}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial y} + \frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \varphi} \quad (1)$$

其中: U 是流动通量, E, F, G 是非线性项, E_v, F_v, G_v 是粘性项, M 是由于周向曲率引起的源项。研究采用钝锥作为研究对象。钝锥的半锥角 θ 为 5° , 锥头半径 R 为 1.0 mm。来流的条件为: 马赫数 Ma 为 6, 温度 T_∞ 为 79K, 单位雷诺数 Re/L 为 $10^7/m$ 。壁面采用等温壁, 壁面温度 T_w 为 294K。采用锥头半径 R 为长度的无量纲长度单位, 来流的速度 U_∞ 和温度 T_∞ 为速度和温度的无量纲单位对方程进行无量纲化。此时, 雷诺数 Re_R 为 10000。

求解基本流场时, 对流项进行通量分裂后采用 5 阶 WENO 格式计算, 粘性项采用六阶中心差分格式

计算;时间上采用四阶 Runge-Kutta 格式进行计算。求解扰动演化时,对流项改用 5 阶迎风格式进行计算。

计算时,先用粗网格计算钝锥绕流,然后在其中选取 $x=500$ 开始的区域加密网格进行计算。其中流向采用等间距网格,法向和周向网格分布为 100×300 ,在壁面以及主要研究子午面附近较密,具体分布见图 1。壁面上使用无滑移等温条件;入口和上边界使用外绕流;周向上计算整周流场,采用周期边界条件,迎风面和背风面分别对应于 $\varphi=0^\circ$ 和 $\varphi=180^\circ$ 。出口采用二阶外推边界条件并使用嵌边法以吸收掉出口处的反射波。计算扰动演化时,为了保证在下游能够激发出非线性效应,在入口引入当地子午面的二维第二模态的 T-S 波。扰动形式为:

$$[u'(\varphi, t), v'(\varphi, t), w'(\varphi, t), t'(\varphi, t), p'(\varphi, t)]^T = A [\hat{u}(\varphi), \hat{v}(\varphi), \hat{w}(\varphi), \hat{t}(\varphi), \hat{p}(\varphi)]^T e^{i(\alpha x - \omega t)} + c.c.$$

其中 $[\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{t}, \hat{p}]$ 为给定当地子午面 φ 上某一频率 ω ,线性扰动方程对应特征值 α 的特征函数, $c.c.$ 为共轭, A 为扰动的幅值,计算中取幅值为 $A=0.005$ 。

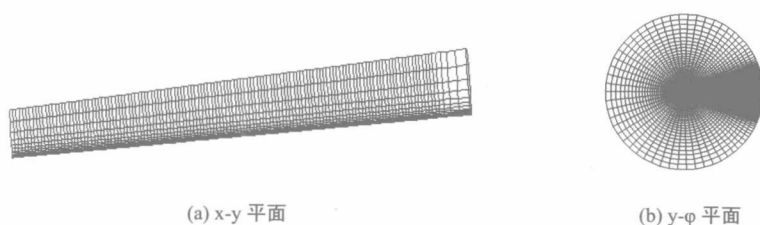


图 1 网格分布示意图

2 一度攻角钝锥有限幅值扰动演化的数值模拟与讨论

2.1 迎风面附近的情况

首先,在入口处引入频率为 $\omega=1.8$ 的扰动,它对应于扰动在迎风面附近增长比较快的情况,图 2 给出了此时扰动波在迎风面 $\varphi=0^\circ$ 附近空间的演化情况(以下简称 Case 1.8)。可以看到,在 $x=550$ 之后,扰动的幅值演化明显比线性理论的结果偏小,扰动速度也上下不对称了,此时对应的扰动幅值大概在 0.1 左右。这表明与基本流相比,周期平均流有了明显的修正,非线性效应被有效的激发出来。

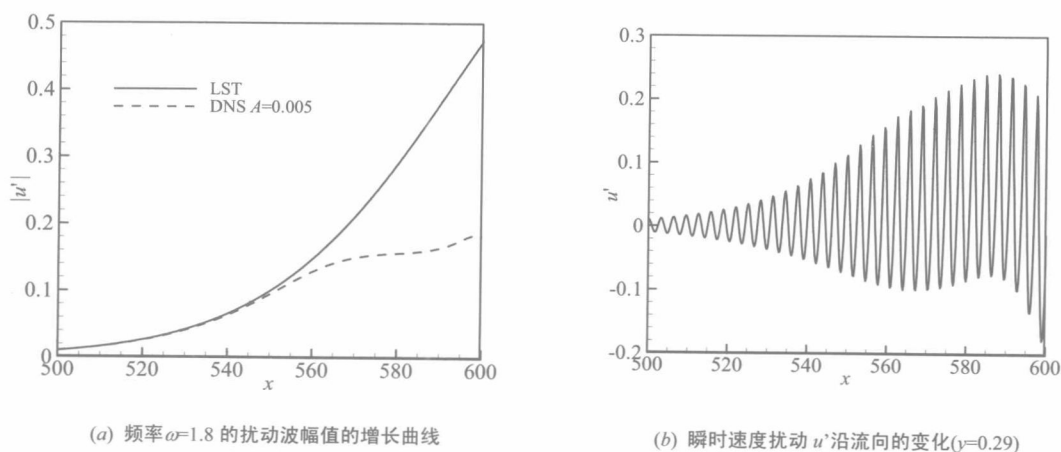


图 2 $\omega=1.8$ 的有限幅值扰动在迎风面沿流向的演化

图 3 给出了迎风面附近在 Case 1.8 中 $y=0.29$ 处瞬时流向速度扰动 u' 在 $x-\varphi$ 平面上的分布。可以看到,在 $x=500$

到 $x=560$ 处, 流场中的扰动分布基本上呈现出明显的二维波的特性; 同时, 由于基本流是三维的, 扰动沿各个子午面的增长率并不相同, 这就使得在接近 $x=560$ 的区域中存在有一个比较大尺度的三维波的结构, 在空间上可以用波包的形式来描述, 但流场中的扰动波依然以二维波为主。在 $x=560$ 到 $x=590$ 的区域, 流场中可以看到明显的小尺度的三维波的结构, 其中三维波的波长 φ 大约在 0.05 左右, 它的尺度要比之前的波包型的三维波的尺度要小得多。而在 $x=590$ 之后, 则流场呈现出非常明显的流向条纹结构, 其中主要条纹宽度与 $x=560$ 到 $x=590$ 的区域中的三维波的波长一致。这些现象是在非线性效应的影响下产生的。在上游区域, 非线性效应比较弱, 这使得扰动波以二维波为主, 而在流场下游区域, 随着非线性效应的增强, 小尺度的三维扰动波被激发出来。

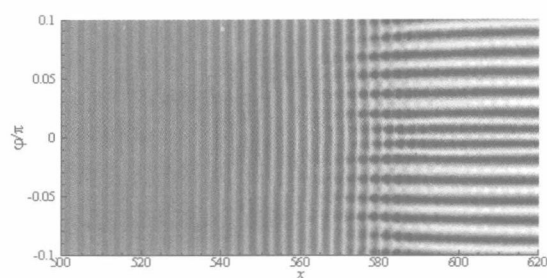


图3 迎风面附近有限幅值扰动情况下瞬时流向速度扰动 u' 在 x - φ 平面分布(Case1.8)

为了进一步的研究下游中小尺度的三维波的性质, 图4给出了迎风面附近在不同时刻 $x=560$ 处瞬时扰动速度 u' 沿周向的分布。一方面, 扰动沿周向存在一个尺度比较大的变化, 呈波包型分布, 这是由基本流的三维性引起的; 另一方面, 沿周向上也存在着一些小尺度的三维结构, 这就是需要研究的三维波。通过对不同时刻的扰动进行比较可以发现, 小尺度的三维结构在周向上的分布并不随时间变化, 这就表明在流场中的小尺度三维扰动的主要成分是一种定常的三维波。定义 $u_{st} = \int_0^T u' dt / T$, 它可以用来描述在某子午面处的平均流修正。图5给出了迎风面附近在 $x=552$ 处 u_{st} 和 $u' - u_{st}$ 沿周向的变化, 可以看到其中 u_{st} 要比 $u' - u_{st}$ 在周向上的三维扰动的幅值大。图6给出了 u_{st} 在 x - φ 平面分布, 结合图3的瞬时扰动分布, 可以很清晰的看到定常三维波以及流向条纹结构在 x - φ 平面内的发展和分布。

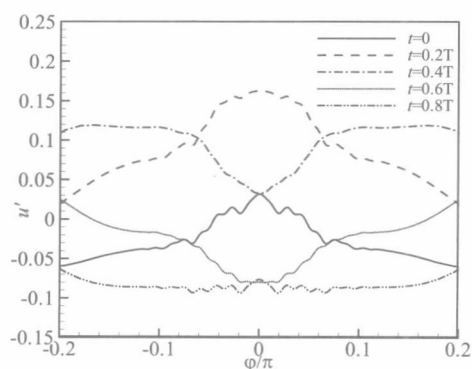


图4 Case1.8 迎风面附近不同时刻瞬时扰动速度 u' 沿周向的分布($x=560$)

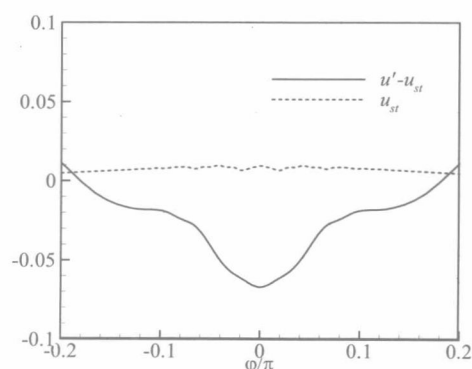


图5 Case1.8 迎风面附近某一时刻 u_{st} 和 $u' - u_{st}$ 沿周向的分布($x=552$)