

# 乘波布局高超声速飞行器纵向静稳定特性分析

贾子安, 张陈安\*, 王柯穆, 王发民

中国科学院力学研究所, 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190

\* E-mail: zhch\_a@imech.ac.cn

收稿日期: 2014-03-14; 接受日期: 2014-05-23

国家自然科学基金(批准号: 11272319)和国家自然科学基金近空间重大研究计划(批准号: 91216205)资助项目

**摘要** 高超声速滑翔飞行器稳定性设计方法的研究具有重要应用价值. 乘波体构型滑翔飞行器由于没有平尾且飞行在高空、高超声速条件下, 其纵向静稳定特性与常规飞机有很大不同, 对此传统飞行力学并无相应设计依据. 在相切锥乘波体理论上, 本文建立了计及流向一阶导数和二阶导数的微元计算模型, 结合牛顿法、活塞理论、切楔/切锥法的理论推导与 CFD 数值计算, 研究了典型二维剖面在高超声速、宽攻角范围下的纵向静稳定特性, 从理论角度证明了沿流向“下凸”的流线特征有利于保证纵向静稳定, 而“上凹”形状特征不利于纵向静稳定, 该结论通过二维和三维算例得到了验证. 以上述分析为基础, 解释了基于锥型流的乘波体难以满足纵向静稳定性的物理原因, 以及俯仰配平舵面可能对纵向静稳定性带来的影响, 并提出了相应解决方案. 进一步分析表明该结论适用于宽马赫数和宽高度范围, 且黏性作用并不改变上述规律, 相关结论可作为高超声速滑翔飞行器气动设计的参考.

**关键词**

纵向静稳定性

乘波体

高超声速滑翔飞行器

气动力模型

## 1 引言

随着航天科技的发展, 高超声速飞行正在由传统的太空返回和弹道飞行转向近空间、长航时、高机动的飞行, 并成为越来越热门的研究领域<sup>[1]</sup>. 在各种高超声速滑翔飞行器构型方案中, 乘波体构型因具有高升阻比、便于一体化设计、隐身特性好等优点<sup>[2]</sup>, 具有光明的应用前景. 从理论模型到工程型号的实用化过程中, 乘波体除了要满足装填空间、高升阻比和热防护等工程约束外, 还必须有良好的操稳特性. 对于这类飞行器, 由于飞行在 40~60 km 的高空, 空气相对稀薄, 低动压带来低舵效, 舵面控制能力减弱<sup>[3]</sup>; 而强黏性效应和真实气体效应进一步给设计带

来许多复杂和不确定的空气动力学问题. 如美国 FALCON 计划中的高超声速技术验证机 HTV-2 在 2010 年的首飞失败, 便是由于失稳力矩超出了控制能力范围<sup>[4]</sup>. 因此需要对飞行器的失稳力矩特性展开研究, 通过增加自身的稳定性裕度来减小对控制的依赖, 从而提高飞行的安全性和可靠性. 另外, 大量的计算表明基于锥型流的乘波体往往不满足纵向静稳定条件<sup>[5]</sup>, 对此目前尚无明确的理论解释及改进纵向静稳定特性的设计方法.

对于乘波体滑翔飞行器, 纵向静稳定性的设计是一个难点, 相比于导弹等轴对称外形, 由于其非轴对称的特征, 无法直接应用导弹飞行力学中的稳定性设计方法. 另一方面, 相比于飞机的设计, 虽然横

**引用格式:** 贾子安, 张陈安, 王柯穆, 等. 乘波布局高超声速飞行器纵向静稳定特性分析. 中国科学: 技术科学, 2014, 44: 1114-1122  
Jia Z A, Zhang C A, Wang K M, et al. Longitudinal static stability analysis of hypersonic waveriders (in Chinese). Sci Sin Tech, 2014, 44: 1114-1122, doi: 10.1360/N092014-00058

航向稳定性设计可采用与之类似的准则,但在纵向静稳定性设计上却与飞机的设计存在很大的不同.飞机的纵向静稳定性往往通过平尾的布置来保证<sup>[6]</sup>,对于高超声速滑翔飞行器出于气动热和气动阻力的考虑,一般设计为无平尾布局,所以只能通过改变飞行器本体形状来保证纵向静稳定性.

目前国内外对稳定性的研究主要集中在亚、跨、超声速领域<sup>[7,8]</sup>,对于高超声速飞行的研究展开较少.另外在研究中多关注控制系统、控制律以及新型操纵机构的设计<sup>[9,10]</sup>,对飞行器本体的稳定性研究不够深入,多为数值模拟<sup>[11]</sup>和基于风洞实验的数据分析<sup>[12]</sup>,缺少对稳定性设计依据和方法的讨论.另一方面,在高超声速飞行器稳定性的研究中,主要集中在对外展锥<sup>[13]</sup>、返回舱<sup>[14]</sup>、星型乘波体<sup>[15]</sup>等简单外形稳定性的分析上,对锥导乘波体稳定性的研究目前鲜有文献涉及.此外,文献中对稳定性的研究主要关注对于确定的外形如何得到表征稳定性的各项导数,并未从应用角度出发,说明什么样的形状特征对于保证纵向静稳定是有利的,以致在设计中只能通过对已有外形的纵向静稳定评估来确定设计是否满足稳定性要求,大大增加了设计周期,不利于工程应用.对此,本文深入研究了乘波体纵向静稳定特性,旨在得到有利于保证纵向静稳定的形状特征,为高超声速滑翔飞行器布局静稳定设计提供依据.

本文首先基于乘波理论,建立了纵向静稳定性分析计算模型;以此为基础,结合牛顿流理论、活塞理论和切楔/切锥法等工程算法<sup>[16]</sup>推导得到了“下凸”微元形状特征有利保证纵向静稳定性,而“上凹”微元形状特征不利于纵向静稳定性的结论.接着,说明了锥导乘波布局难以满足纵向静稳定性的根本原因,俯仰配平舵角可能对纵向稳定性带来的影响.最后,提出通过对下表面的“削平”处理或采用基于内锥流、幕次锥的乘波体生成方法可解决纵向静不稳定的问题,并进行了算例验证.此外本文还讨论了黏性效应对乘波体构型纵向静稳定性的影响.

## 2 乘波布局及纵向静稳定性

相比于轴对称旋成体、翼身组合体,乘波体布局能突破高超声速“升阻比屏障”<sup>[17]</sup>、便于一体化设计,在高超声速飞行器设计中得到了广泛的应用.乘波体是在已知超声速无黏流场中通过反设计方法得到

的.在激波面上确定前缘线形状,而后按照流线追踪方法得到对应的下表面.由于前缘线的附体激波将高压气体限制在下表面,飞行器如同“骑乘”在激波上,因而能获得较高的升阻比.

飞行器稳定性包括静稳定性和动稳定性两方面,静稳定是动稳定的基础.静稳定性指:以平衡状态飞行的飞行器,当受到某一姿态的扰动后,飞行器不经操纵便能产生附加的气动回复力矩,从而能保持原有的姿态飞行<sup>[18]</sup>.高超声速滑翔飞行器由于飞行高度高,舵面控制能力弱,因此这类飞行器希望在俯仰方向设计成纵向静稳定的.

在飞行器总体设计时,纵向静稳定性一般通过将焦点布置在重心之后保证;但在气动布局初始设计阶段,质心位置未知,因而选择通过计算纵向压心位置随攻角的变化趋势(即曲线)来判断飞行器的静稳定特性.如果随攻角增大纵向压心后移,则在攻角受到扰动发生变化后能产生回复力矩,是保证飞行条件下纵向静稳定的充分条件.此外,纵向压心位置随攻角的变化曲线也是质心布置的重要参考,因此本文通过曲线来研究高超声速乘波布局滑翔飞行器的纵向静稳定特性.

## 3 纵向静稳定特性计算模型的建立

根据乘波体设计原理,其下表面是根据流线追踪方法得到的,横向流动为小量;如对于相切锥乘波体而言,文献<sup>[19]</sup>证明了在二阶近似下,当地的三维流动可以通过局部的二维流动表达.即相切锥乘波体不同相切平面之间的流动耦合小,因此可以通过对某一典型相切平面上的纵向静稳定特性分析来表征整体飞行器的特性.图1所示为某锥导乘波体采用流线追踪方法生成的下表面形状,某一相切平面位置和对应的流线形状.

图2所示为某一相切平面内典型的剖面形状,按照乘波体生成方法,其上表面直接通过前缘线在水平方向拉伸得到,下表面则为对应的锥型流流线.在

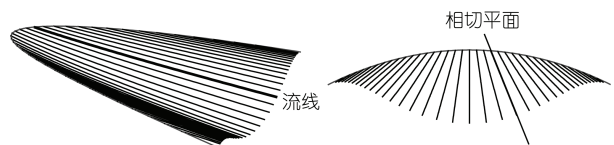


图1 流线追踪方法生成的下表面及其在底部平面的投影

较小的飞行攻角范围内, 上表面和尾部对俯仰力矩的贡献相较下表面可以忽略不计, 因此本文的分析中只考虑下表面流线对纵向稳定性的贡献. 进一步, 对于下表面流线, 通过分析流线上某点 P 附近微弧 ds 的特征来考察流线局部形状对其纵向静稳定性的影响, 由于一阶导数和二阶导数分别反映了 ds 的倾斜程度和曲率, 能够充分满足纵向静稳定性分析的精度要求, 基于此建立了图 3 所示的计算模型, 通过两段折线微元来表征某点的一阶导数和二阶导数. 通过计算局部微元 ds 的曲线来研究流线形状同纵向静稳定性之间的关系.

公式推导中符号说明如下.

- dl 微元长度;
- $V_\infty$  来流速度;
- $\theta_1, \theta_2$  第一, 第二微元与水平方向的夹角;
- $\delta\theta$  微元间夹角;
- $C_p$  压力系数;
- $y''_O$  O 点处二阶导数

定义图 3 中所示角度为正值, 其中  $\theta_1, \theta_2$  对应气流偏折角, 决定压力系数的大小; 微元夹角  $\delta\theta$  决定流

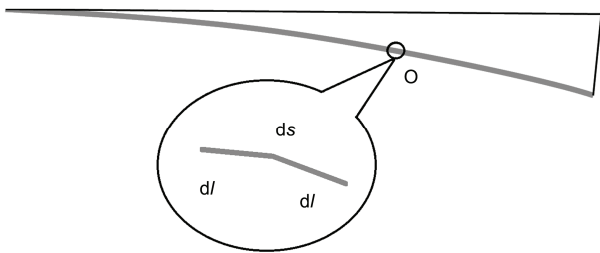


图 2 相切平面内典型的剖面形状及流线上一点形状特征的表达

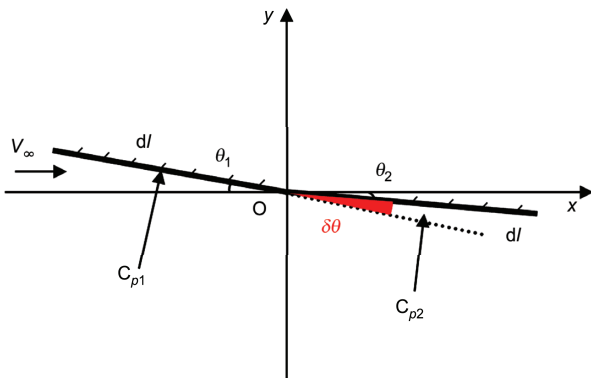


图 3 简化得到的流线微元计算模型

线的二阶导数, 当  $\delta\theta > 0$  时  $y''_O > 0$ , 当  $\delta\theta < 0$  时  $y''_O < 0$ . 在此坐标系下, 规定: 称 O 点  $y''_O > 0$  为“下凸”形状特征(图 3),  $y''_O < 0$  为“上凹”形状特征以方便后续描述.

对长度、力及力矩分别用  $dl, \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 dl, \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 dl^2$  无量纲化, 无量纲量用上标\*表示, 则 y 方向上无量纲合力

$$F_y^* = C_{p1} \cdot \cos \theta_1 + C_{p2} \cdot \cos \theta_2.$$

其中压力系数计算公式为

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2}.$$

合力在 y 方向上的分量所产生的无量纲力矩

$$M_{Oy}^* = 0.5C_{p2} \cdot \cos^2 \theta_2 - 0.5C_{p1} \cdot \cos^2 \theta_1.$$

则无量纲压心位置

$$X_{cp} = \frac{M_{Oy}^*}{F_y^*} = \frac{0.5C_{p2} \cdot \cos^2 \theta_2 - 0.5C_{p1} \cdot \cos^2 \theta_1}{C_{p1} \cdot \cos \theta_1 + C_{p2} \cdot \cos \theta_2}. \quad (1)$$

若压力系数的计算采用牛顿公式, 将

$$C_p = 2 \sin^2 \theta, \quad \theta_1 = \theta_2 + \delta\theta$$

代入(1)式, 则

$$X_{cp} = \frac{\sin^2 \theta_2 \cos^2 \theta_2 - \sin^2 (\theta_2 + \delta\theta) \cos^2 (\theta_2 + \delta\theta)}{2 \sin^2 (\theta_2 + \delta\theta) \cos (\theta_2 + \delta\theta) + 2 \sin^2 \theta_2 \cos \theta_2}. \quad (2)$$

在图 3 中若定义攻角为第二微元段同来流方向的夹角, 便有  $\alpha = \theta_2$ . 因此对于某一特定  $\delta\theta$  角(即某个确定的微元相对形状)而言, (2)式描述了压心位置随攻角的变化关系, 即为相应的  $X_{cp} - \alpha$  曲线, 故可通过(2)式的函数图像判断计算微元的纵向静稳定特性. 可以解析得到图像上的特征点、截距

$$\alpha = 0^\circ, X_{cp, \alpha=0} = -\frac{\cos \delta\theta}{2}.$$

零点

令  $X_{cp} = 0$ , 得  $\tan 2\alpha = \frac{\sin 2\delta\theta}{\cos 2\delta\theta - 1}$ , 即

$$\alpha_{X_{cp}=0} = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{\sin 2\delta\theta}{\cos 2\delta\theta - 1} \right).$$

奇点

若分母为零, 令  $\delta = \delta\theta / 2$ , 则有

$$3 \cos \alpha \cos \delta - \cos 3\delta \cos 3\alpha = 0,$$

$$\alpha = \frac{\pi}{2} + k\pi, k \in \mathbb{Z} \text{ or } \alpha = \arccos \sqrt{\frac{\cos \delta / \cos 3\delta + 3}{4}}$$

(后一情况在  $|\delta\theta| \leq 60^\circ$  范围内不成立, 舍去)

采用数值计算方法可以得到微元间夹角分别为  $\delta\theta = 5^\circ, 7.5^\circ, 10^\circ$  及  $\delta\theta = -5^\circ, -7.5^\circ, -10^\circ$  下更为细致的函数图像, 如图 4(a)和(b)所示.

从图 4 可见  $\delta\theta$  的符号确定了曲线两种完全不同的变化趋势,  $\delta\theta$  的大小则只对曲线的变化幅度有影响. 虽然曲线在一个周期内变化复杂, 但乘波滑翔飞行器的“乘波飞行”条件决定了其下表面的“迎风”特征, 即微元局部攻角满足  $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ , 因此函数图像只有在  $0^\circ < \alpha < 90^\circ$  范围内有实际物理意义.

在  $0 \sim 90^\circ$  攻角范围内  $X_{cp}$  为  $\alpha$  的单调函数, 当  $\delta\theta > 0^\circ$  时, 图像单调递增, 压心随攻角增大而后移, 满足纵向静稳定条件; 相反,  $\delta\theta < 0^\circ$  时, 图像单调递减, 压心随攻角增大而前移, 不满足静稳定条件. 由此可以初步得到结论:  $y''_0 > 0$  即“下凸”微元组合有利于保证纵向静稳定性, 相反  $y''_0 < 0$  即“上凹”微元组合不利于纵向静稳定性. 其物理解释为: “下凸”微元在攻角增大时, 第二微元段的升力增量比第一微元段更大, 能产生附加低头力矩, 从而使飞行器趋于稳定状态; “上凹”情况刚好相反, 第一微元段升力增量较大, 将产生不利的抬头力矩, 导致纵向静不稳定. 另外由于气动力和力矩的可叠加特性, 该性质可以从微弧推广到整条流线, 进而从流线推广到流面. 任何一条流线可以看作“上凹”与“下凸”微元的组合, 通过计算何种趋势占主导可确定其纵向静稳定特性.

以上推导是基于牛顿公式获得的, 采用修正的牛顿公式可得到相同的结果. 牛顿理论适用于大攻角, 在小攻角下存在缺陷; 与此相反活塞理论在小迎角尖头翼的气动力计算中有较高精度, 但对马赫数有一定范围要求, 即要求满足  $Ma \gg 1$  且  $Ma\theta \gg 1$  条件<sup>[20]</sup>; 修正牛顿法适用于高马赫数情况; 切锥法的适用性相对较为广泛. 因此本文增加了修正的牛顿理论、切锥法、活塞理论三种工程方法的补充计算. 以上几种气动力模型的压力系数计算公式分别为

二阶活塞理论

$$C_p = \frac{2}{\gamma Ma} + 1.2\theta^2;$$

切锥法

$$C_{p,\text{cone}} = \frac{4 \sin^2 \theta (2.5 + 8\sqrt{Ma^2 - 1} \sin \theta)}{1 + 16\sqrt{Ma^2 - 1} \sin \theta};$$

精确活塞理论

$$C_p = \frac{2}{\gamma Ma} \left\{ \left[ 1 + (\gamma - 1) Ma \tan \theta / 2 \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} - 1 \right\}.$$

如选取来流  $Ma=10$ , 比热比  $\gamma=1.4$ ,  $\delta\theta=5^\circ$  的典型流动状态, 将不同压力系数计算公式代入(2)式得到不同气动力模型下  $X_{cp}$  随  $\alpha$  的变化曲线, 对比结果如图 5 所示.

从图 5 可见, 在  $0 \sim 90^\circ$  攻角范围内不同方法计算得到的  $X_{cp} - \alpha$  曲线变化趋势完全一致, 纵向压心位置随攻角增大而后移, 即  $y''_0 > 0$  的“下凸”的流线微元是纵向静稳定的; 同样的计算可以得到  $y''_0 < 0$  的

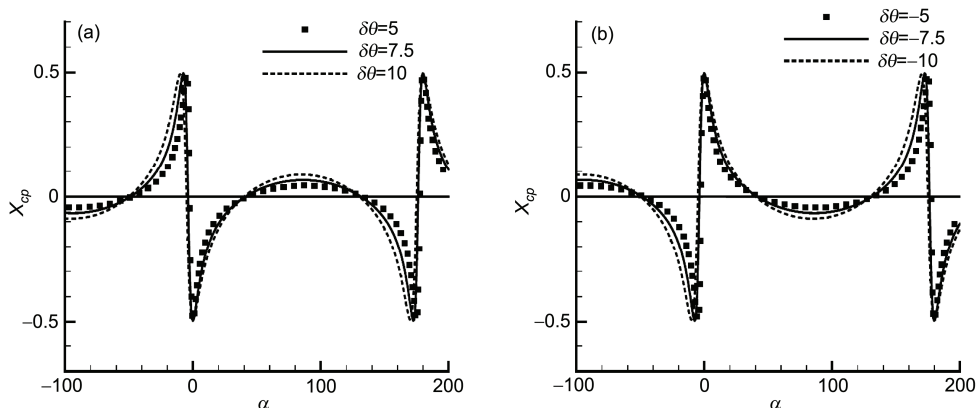


图 4 不同微元形状特征纵向压心系数随攻角变化曲线

(a) “上凹”情形  $\delta\theta > 0^\circ$ ; (b) “下凸”情形  $\delta\theta < 0^\circ$

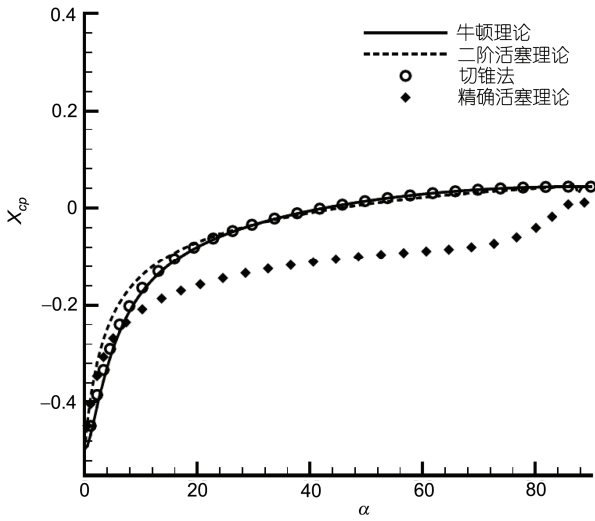


图5 来流  $Ma=10$ ,  $\gamma=1.4$ ,  $\delta\theta=5^\circ$  状态下不同气动模型计算结果对比

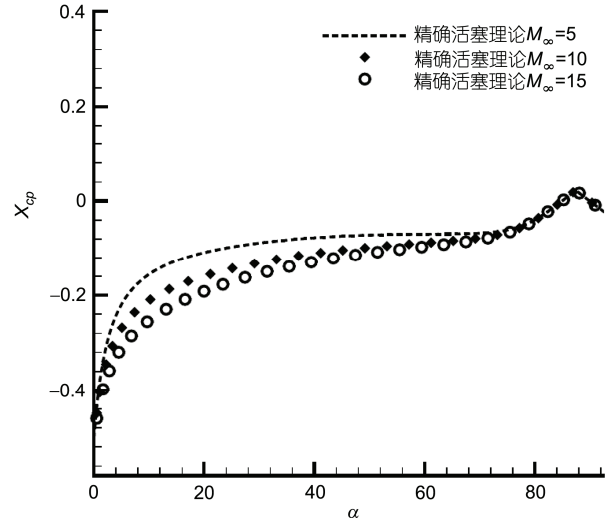


图6  $\delta\theta=5^\circ$  精确活塞理论在不同来流条件  $M_\infty=5, 10, 15$  的计算结果对比

“上凹”的流线微元是纵向静不稳定的。除精确活塞理论外, 几种方法在  $0^\circ < \alpha < 90^\circ$  内的曲线基本重合。

在以上公式中, 牛顿法由于内涵了高超声速的马赫数无关原理, 计算公式中不包含来流马赫数, 其他几种方法中压力系数计算同来流马赫数有关, 因此可计算得到不同来流马赫数下的  $X_{cp}-\alpha$  关系曲线, 从而得到来流条件对纵向静稳定特性的影响, 计算结果如图6所示。来流马赫数的变化并不改变流线的纵向静稳定特性, 气动力模型推导得到的结论适用于宽马赫数范围。另外, 由于推导过程中使用的是无量纲量, 计算经验同样表明, 在高超声速滑翔飞行器的气动力系数计算中, 不同马赫数和高度的弹道状态下计算得到的无量纲化纵向压心系数基本保持不变, 因此将“下凸”微元有利于纵向静稳定性的结论推广到不同的弹道飞行状态是合理的。

#### 4 二维算例验证

为了验证二阶导数符号对纵向静稳定性的影响, 选择抛物线形式的二维流线形状作为 CFD 算例。在图3所示坐标系中, 假设“下凸”型流线方程为  $y = 0.25(x-1)^2 - 0.25$ ,  $0 < x < 1$ ; “上凹”型流线方程为  $y = -0.25x^2$ ,  $0 < x < 1$ , 在飞行高度  $H=40$  km, 来流  $Ma=10$  的计算状态下, 数值求解 Euler 方程和 N-S 方程的计算得到的纵向压力系数曲线如图7所示。

对于  $y = -0.25x^2$  的流线形状, 由于每一点都满足  $y'' < 0$  条件, 为“上凹”型流线形状, 因此根据本文第2节的结论可知其纵向不满足静稳定条件; 相反,  $y = 0.25(x-1)^2 - 0.25$  的流线处处有  $y'' > 0$ , 为“下凸”型, 可以判断其为纵向静稳定的。图7中的数值计算结果验证了以上结论, 说明本文计算模型的可靠性和结论的正确性。

另外对比图7中黏性条件和无黏条件下的计算结果, 可见黏性对纵向压心位置的影响较小, 且不改变纵向静稳定特性。随着飞行高度增加, 雷诺数减小, 黏性效应增强, 边界层排移厚度增加, 但黏性对俯仰力矩的贡献仍然是小量。值得注意的是, 对于图7(b)中上凹情况, 由于沿流向压缩较剧烈, 边界层被压缩在薄层内而较难发展, 所以黏性结果与无黏结果非常接近; 而图7(a)中的下凸壁面附近因为有膨胀效应, 边界层相对较厚, 因此其黏性影响较上凹流线明显, 且计及黏性后压心位置后移。

与  $y = -0.25x^2$  流线类似, 由于锥型流流线是“上凹”型的(图2), 处处满足  $y'' < 0$ , 所以其纵向是静不稳定的, 这就解释了为何实际应用锥型流乘波体构造高超声速滑翔飞行器外形时其纵向静稳定性往往难以满足, 从稳定性角度考虑必须对其下表面作改型设计。根据第2节中的结论, 改变其纵向静稳定特性最简单的方法便是增加一个  $y'' > 0$  的局部“下凸”形状特征, 当该特征的增稳作用大于流线本身具有的静

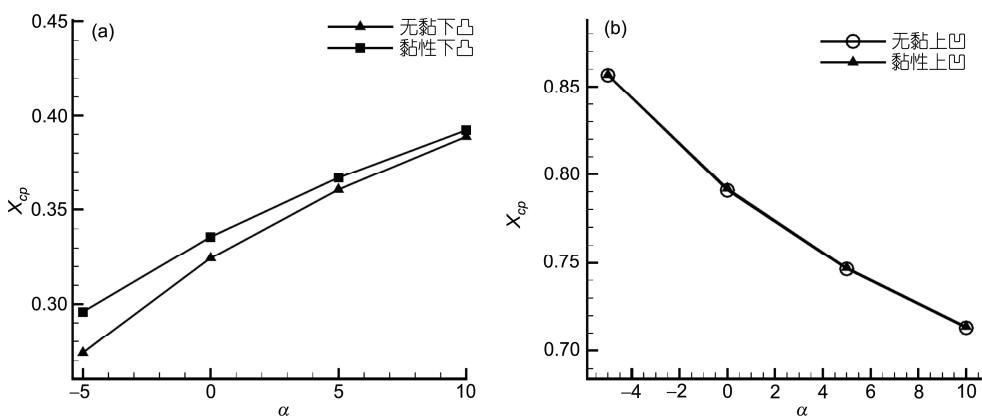


图7 有黏和无黏计算条件下抛物线形式二维流线随变化曲线  
(a)“上凹”情形  $y = 0.25(x-1)^2 - 0.25$ ; (b)“下凸”情形  $y = -0.25x^2$

不稳定趋势时, 整条流线便能够满足纵向静稳定. 另外, 头尾部由于力臂大, 对纵向稳定性有重要的作用, 因此可按如图 8(a)所示, 对原始流线追踪得到的下表面后腹部做一“削平”处理, 并可通过控制“削平”区域的大小使整体满足纵向静稳定, 以及控制其静稳定裕度的大小.

同样, 飞行器升降舵的布置要求飞行器下表面有类似图 8(a)所示的平面, 因此考虑该类升降舵的布置往往有利于飞行器的纵向静稳定特性. 特别需要注意的是, 在升降舵控制过程中, 舵偏角对纵向静稳定性的影响通常不能忽略, 特别打大舵角时将产生不利于纵向静稳定的局部“上凹”特征(图 8(b)), 可能使原本纵向静稳定的外形变得不稳定而带来灾难性后果, 对此必须在实际飞行中加以考虑.

### 5 三维算例验证与应用

为了进一步验证结论在三维外形条件下的适用

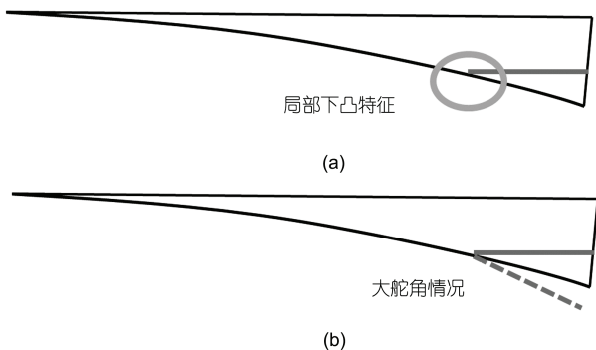


图8 纵向静稳定性的改进方法(a)和升降舵的影响(b)

性, 设计了具有不同流线特征的乘波体外形: 锥导乘波体流线  $y'' < 0$ , 可作为“上凹”型流线乘波体的代表; 同时, 按照幂次锥流场的设计方法生成了乘波体, 其在每个相切剖面上, 流线满足  $y'' > 0$ , 可作为“下凸”型流线乘波体的代表.

图 9(a)所示为  $10^\circ$ 半锥角, 来流  $Ma = 10$ , 飞行高度  $H = 40$  km, 设计长度  $L = 60$  m, 采用单纯形法<sup>[21]</sup>对锥导乘波体升阻比优化<sup>[22]</sup>的结果. 图 9(b)所示为同样条件下, 基于幂次流场方法生成具有较大容积率的乘波外形, 幂次锥基准流场  $y = Cx^n$  中参数  $C = 1$ ,  $n = 0.7$ .

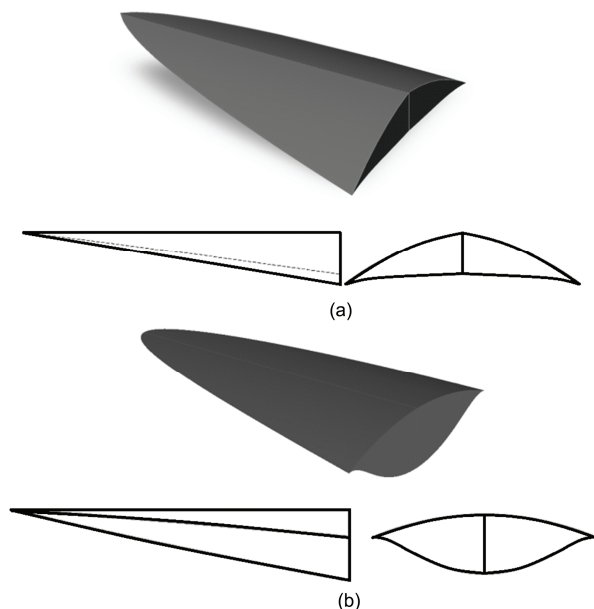


图9 计算乘波体外形  
(a) 锥导乘波体; (b) 指数率流场乘波体

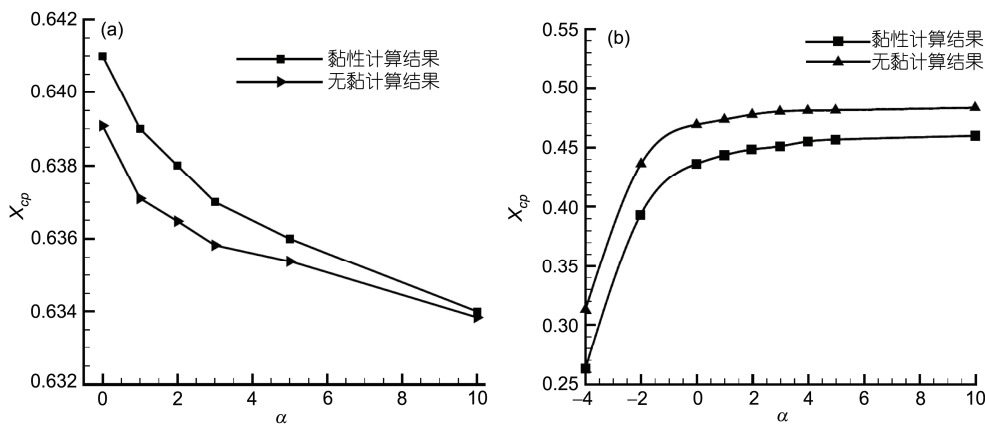


图 10 锥导乘波体及幂次锥乘波体  $X_{cp}$  随  $\alpha$  变化曲线  
(a) 锥导乘波体; (b) 幂次锥乘波体

计算上述外形在不同攻角下 Euler 方程和 N-S 方程的流场, 得到其纵向压心系数随攻角变化的曲线分别如图 10(a)和(b)所示. CFD 计算中, 空间项离散采用二阶 TVD 格式, 时间推进为 LU-SGS 隐式迭代方法, 并通过 minmod 限制器提高其计算稳定性. N-S 方程求解时, 壁面边界采用绝热无滑移条件, 湍流模型为  $k-\epsilon$ 模型, 远场边界条件根据基于黎曼不变量的一维特征线方法确定. 另外, 纵向压心系数计算原点取在头部,  $x$  轴指向飞行器尾部为正.

从图 10(a)可见, 锥导乘波体的纵向压心系数随攻角增大而前移, 不满足纵向静稳定条件, 与二维流线计算结果相同; 图 10(b)中基于幂次锥流场的乘波外形纵向压心系数随攻角增大而后移, 满足纵向静稳定条件, 这是由于幂次锥乘波体下表面为“下凸”型的. 计算不同飞行高度和来流马赫数状态可以得到相同结论. 对比 Euler 方程和 N-S 方程的计算结果: 三维算例中, 黏性效应对压心位置有一定影响, 但同样不改变纵向静稳定特性, 基于无黏理论的推导在黏性条件下有一致的结论.

此外, 从图 9 中可以观察到, 锥导乘波体下表面的上凹幅度和幂次锥外形下表面下凸幅度都非常微弱, 在侧视图上的区别并不明显, 然而其纵向静稳定特性却完全不同, 可见在高超声速条件下即便是微小的曲面变化也会带来纵向气动特性的显著不同.

因此, 本文推导的结论在三维条件下同样适用, 即“下凸”特征有利于纵向静稳定, 而“上凹”特征则是纵向不稳定的, 黏性效应虽对压心位置有一定影响,

但并不改变此规律.

## 6 结论

本文基于无黏高超声速气动力工程算法推导, 给出了有利于纵向静稳定的形状特征, 并通过二维流线和三维乘波体的数值计算验证了其正确性, 具体结论如下:

1) 简化模型的推导、二维和三维外形算例计算结果完全一致, 验证了静稳定性设计方法的正确性: 即乘波体构型下表面  $y'' > 0$  的“下凸”特征有利于保证纵向静稳定, 而  $y'' < 0$  的“上凹”特征对纵向静稳定性是不利的.

2) 无黏理论下得到的结论在黏性条件下同样适用, 黏性效应对纵向压心位置有一定影响, 但并不改变纵向静稳定特性. 不同形状外形, 黏性效应的影响有明显区别: 黏性作用使“下凸”流面压心位置后移, 而对“上凹”流面影响较小, 影响随攻角增大而减弱.

3) 基于锥型流乘波体的下表面流线因处处具有  $y'' < 0$  的特征, 难以满足纵向静稳定条件; 必须作适当改进设计才能得到纵向静稳定的气动布局.

4) 考虑俯仰舵的布置往往对纵向静稳定性有利, 且俯仰舵角的不同对纵向静稳定性带的影响不容忽视, 如大舵角时下可能使其纵向静稳定性能恶化.

5) 内锥流乘波体<sup>[23]</sup>、幂次锥乘波体<sup>[24]</sup>外形由于其流线具有“下凸”特征, 除了能获得较大的容积率, 还能得到纵向静稳定的布局.

## 参考文献

- 1 John J B, Russell M C. Critical hypersonic aerothermo-dynamic phenomena. *Ann Rev Fluid Mech*, 2006, 38: 129–157
- 2 王发民, 李立伟, 姚文秀, 等. 乘波飞行器构型方法研究. *力学学报*, 2004, 36: 514–519
- 3 Marco D C, Eduardo T, Marco M. Numerical and experimental analyses on re-entry vehicle control surfaces. In: *AIAA SPACE 2013 Conference and Exposition*, San Diego, CA, 2013
- 4 DARPA. DARPA concludes review of Falcon HTV-2 flight anomaly. 2010
- 5 Cockrell E Jr, Huebner L D, Finley D B. Aerodynamic performance and flow-field characteristics of two waverider-deriver hypersonic cruise configurations. *AIAA-95-0736*, 1995
- 6 顾诵芬, 解思适. 飞机总体设计. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2001. 388–394
- 7 张子军, 王磊, 王立新, 等. 大展弦比飞翼布局飞机的三轴稳定特性. *系统工程理论与实践*, 2012, 32: 1129–1135
- 8 Charles A M, Joaquim R R. Stability-constrained aerodynamic shape optimization of flying wings. In: *Structural Dynamics and Materials Conference*, Hawaii, 2012
- 9 Zhang K, Wang Z, Behal A. Novel nonlinear control design for a two-dimensional airfoil under unsteady flow. *J Guid Control Dynam*, 2013, 36: 1681–1694
- 10 Addington G A, Myatt J H. Control surface deflection effects on the innovative control effectors (ICE 101) design. *AFRL-VA-WP-TR-2000-3027*, 2000. 2–175
- 11 李林, 马超, 王立新. 小展弦比飞翼布局飞机稳定特性. *航空学报*, 2007, 28: 1312–1317
- 12 Gillard W J. Innovative control effectors (configuration 101) dynamic wind tunnel test report. *AFRL-VA-WP-TR-1998-3043*, 1998. 1–196
- 13 Travis S K, Eduardo P, Nicholas B O, et al. Hypersonic stability analysis of a flared cone. In: *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Texas, 2013
- 14 Gerald L W, Gray T C. Dynamic stability of blunt atmosphere entry configuration. *J Spacecraft Rockets*, 2002, 39: 49–55
- 15 Christopher T, Mark J L. Stability derivatives for a hypersonic caret-wing waverider. *J Aircraft*, 1995, 32: 795–803
- 16 Anderson J D. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. 2nd ed. Virginia: American Institution of Aeronautics and Astronautics Inc, 2006
- 17 Kuchemann D. *The Aerodynamic Design of Aircraft*. Oxford: Pergamon Press, 1978
- 18 Etkin B. *Dynamics of Atmospheric Flight*. New York: Dover, Mineola, 2000
- 19 Sobieczky H. Hypersonic waverider design from given shock waves. In: Anderson J D, ed. *Proceedings of the first International Hypersonic Waverider Symposium*. Maryland: University of Maryland, 1990
- 20 Ashley H, Zartarian G. Piston theory—a new aerodynamic tool for aeroelastician. *J Aeronaut Sci*, 1965, 23: 1109–1118
- 21 Nelder J A, Mead R. A simplex method for function minimization. *Comput J*, 1965, 7: 308–313
- 22 Corda S, Anderson J D. Viscous optimized hypersonic waveriders designed from axisymmetric flow fields. *AIAA-88-0369*, 1988
- 23 Mölder S. Internal, Axisymmetric, Conical Flow. *AIAA J*, 1967, 5: 1252–1255
- 24 Patrick E R. The osculating flowfield method of waverider geometry generation. In: *3th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2005



## Longitudinal static stability analysis of hypersonic waveriders

JIA ZiAn, ZHANG ChenAn, WANG KeMu & WANG FaMin

*State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

The study of hypersonic glider design has great application value. Its longitudinal design has great difference with the airplane design. Because of its high flying altitude, hypersonic velocity and lack of horizontal tail, The traditional flight mechanics do not have specific design rule for such flight condition. Based on osculating cone waverider method, this paper has established an infinitesimal computational model for the analysis of its longitudinal stability, both the first and second derivative are taken into consideration. By combining Newtonian Theory, Piston Theory and Tangent Cone/Wedge Theory, the typical 2D profiles are used to investigate its longitudinal stability under hypersonic and wide angle of attack conditions. The result shows that the “convex” case could improve its longitudinal stability while the “concave” case has the contrary effect. This conclusion is verified by both 2D and 3D computational examples. On the basis of the theory above, the physical reason why conical derived waverider do not satisfy longitudinal static stability, and the influence of pitch trim rudder are also illustrated. Further analysis shows that this conclusion could also be applied to a broad Mach number and altitude, and the viciousity has little influence on such law. The conclusions of this paper could be used in the preliminary aerodynamic design of hypersonic vehicles.

**longitudinal static stability, waverider, hypersonic glider, aerodynamic model**

doi: 10.1360/N092014-00058