



CSTAM 2010-0049

## 超声速平板绕流的全流域阻力特性研究

胡远，陈松，孙泉华，樊菁

中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室

中国科学院高超声速科技中心

第三届高超声速科技学术会议

2010年10月26-28日 江苏·无锡

# 超声速平板绕流的全流域阻力特性研究

胡远<sup>1</sup>, 陈松<sup>1</sup>, 孙泉华<sup>1,2</sup>, 樊菁<sup>1,2</sup>

(1 中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京海淀区 100190)

(2 中国科学院高超声速科技中心 北京海淀区 100190)

**摘要** 超声速流动中摩擦阻力的准确预测一直是气动研究中的难点。本文以零攻角的平板绕流为对象, 结合传统的 CFD 方法求解 Navier-Stokes 方程和直接模拟 Monte-Carlo (DSMC) 方法模拟粒子的微观运动, 研究平板在超声速来流下的全流域阻力特性。研究发现, 在超声速流中会产生激波-边界层相互干扰作用并随着来流马赫数的增加而加强, 同时平板前缘存在非平衡效应显著的区域; 努森数的增大使激波和边界层均增厚, 粘性作用增强, 非平衡区的范围增大, 非平衡强度增强, 而激波强度减弱; 最后通过拟合连续流条件下的摩擦系数和修正自由分子流结果, 结合桥函数, 获得了全流域范围内均有效的平板阻力系数表达式。

**关键词** 平板绕流, 全流域, 超声速流动, 摩阻

## 引言

当前, 无论军用还是民用的需求都促使飞行器在超声速甚至高超声速条件下去实现长时间巡航飞行, 飞行器的飞行高度也从近地面一直延伸到整个近空间, 所涉及的流动领域将涵盖连续流到自由分子流的全部流域。因此, 全面了解高速飞行器的全流域气动特性已经成为一种必然。特别是在高空低密度条件下, 非平衡稀薄气体效应对飞行器气动性能的影响尚不清楚。因此, 综合考虑飞行速度和高度的影响, 分析流动中的可压缩效应、粘性效应以及非平衡稀薄气体效应, 准确预测全流域范围的摩阻特性, 具有理论和应用的价值。

本文以零厚度平板作为一种飞行器的极限外形, 来研究超声速条件下的全流域摩阻特性。这不仅是因为平板阻力问题是流体力学研究中的经典问题, 前人对此已做了大量的工作, 还因为任何复杂的飞行器结构也都是由这些最简单的基本几何体构成的。在平板阻力的相关研究中, 最经典的工作无疑是不可压缩流动的 Blasius 边界层解[1]。在不可压缩流动中, 雷诺数 (Re) 是影响流动的最主要的无量纲参数。然而气体流动通常都是可压缩的, 特别是在高速流动中。因此, 马赫数 (Ma) 也是

可压缩平板绕流的重要影响参数。根据分子动理论的观点, Re 和 Ma 还共同决定了另一个无量纲参数——努森数 (Kn,  $Kn \propto Ma/Re$ )。Kn 是分子平均自由程 ( $\lambda$ ) 与流动特征尺寸 (L) 的比, 它表征着气体流动稀薄程度的大小。譬如, 70km 高空的大气分子平均自由程已达 1 毫米, 飞行器在此高度飞行时具有稀薄气体效应。另外, 在超声速来流条件下, 流场中会有激波的产生, 而激波形状和强度都与飞行速度和大气稀薄程度有关。因此, 尽管平板的外形简单, 却也包含了复杂的流场结构和变化, 流动分析并不容易。

已有大量文献对超声速平板阻力的变化规律进行了研究, 得到了一些经验和半经验的公式。对于  $Ma < 5$  的超声速流动, 对可压缩边界层进行简化得到的参考温度法可以较好地预测平板的阻力系数[2]。对于高超声速流动, 粘性干扰作用明显, 传统可压缩边界层的处理方法需要作一些改进。在高超声速粘性干扰条件下, 滑移参数 (又作稀薄参数)  $\bar{\nu}$  被认为是关于阻力系数的一个较合适的关联参数 [2]。对于稀薄气体流动, 在考虑稀薄气体效应的超声速流动中, 没有发现有文献提到相似的关联参数, 而仅仅在低速低 Re 可压缩流动中, Sun 等[3]推荐了  $M^{0.8}/\sqrt{Re}$  为参数来对稀薄气体效应存在的平板阻

力系数进行关联。值得一提的是, 樊菁等[4]在对中等  $Re$  平板绕流的研究中, 以  $M^{0.8}/\sqrt{Re}$  作阻力关联参数, 采用由连续流平板阻力理论解与自由分子流阻力理论解相组合的桥函数, 准确地描述了从连续到自由分子流领域低速平板绕流的阻力特性。

进一步的分析发现, 参考温度法可以用来预测  $Ma < 5$  时的平板阻力, 而滑移参数通过关联高超声速平板摩擦的变化规律来估计阻力。但本质上来说, 它们都是对 Navier-Stokes (N-S) 方程组在不同  $Ma$  极限下进行简化后得到的。而且这些手段随着流动领域进入稀薄气体效应显著的区域后就不再有效, 这时需要借助基于分子动理论的方法来描述流动情况。尽管文献[3, 4]采用基于分子动理论的手段对有稀薄气体效应影响的低速平板绕流阻力特性进行了研究, 并给出了在较大流域范围内都适用的阻力计算表达式, 但遗憾的是, 对于超声速平板绕流在全流域范围的阻力特性, 还没有相关的成果发表。

本文采用数值模拟对超声速条件下的零攻角平板绕流进行研究。考虑到流动从连续流领域一直变化到自由分子流, 我们采用传统计算流体力学 (CFD) 方法来求解 N-S 方程组和直接模拟 Monte Carlo (DSMC) 方法来模拟分子的微观运动。通过变化来流的马赫数和努森数, 分析可压缩效应、粘性作用以及稀薄气体效应对流场结构以及平板表面特性的影响。最后在大量的模拟数据基础上, 分析归纳在全流域范围内适用的超声速绕流的平板阻力表达式。

## 1 平板绕流的基本物理特征

零攻角的平板绕流因其外形简单、流动内涵丰富, 得到了比较深入和细致的研究 [3-9]。在这些研究中, 流动条件从亚声速变化到高超声速, 从连续流进展到自由分子流领域。不管流动条件如何变化、流动现象多么复杂, 其中主要的根源是平板表面附近的粘性效应。

当气体绕平板流动时, 由于壁面粘性效应的作用, 自由来流在平板表面附近得到减速, 形成边界层。边界层的存在使得一部分流体被挤出, 流线相对于平板向外偏转。如果来流为超声速, 流场中就会形成一道曲线激波。流线

的偏转还会在外部无粘区域产生诱导压力。当马赫数不太高时, 诱导压力较小, 可以忽略; 当来流马赫数很高时, 会在外部无粘区产生很大的诱导压力, 并且诱导压力沿平板表面是变化的, 引起所谓的高超声速粘性干扰。

高超声速平板绕流的流场结构如图 1 所示。在平板的前缘附近, 由于粘性作用, 来流经受剧烈的变化, 此处的当地  $Kn_{local}$  很大 (与全局  $Kn$  无关), 在平板的前缘附近出现一个非连续或非平衡区域。在该区域内, 连续介质假说失效, 需要借助分子动理论的观点来描述流动现象。沿平板前缘往下, 流动由非连续区域逐渐过渡到激波-边界层相互融合的区域。此区域后, 由于激波尚未充分发展, 厚度相对较大, 同时边界层也相对较厚, 所以激波和边界层难以区分, 故称为融合层。此外, 在前缘附近非连续区域、过渡区以及融合层, 壁面上都存在明显的速度滑移和温度阶跃现象。一般认为, 当  $Kn > 0.001$  时, 流动开始表现出速度滑移和温度阶跃现象。因此非连续区 (包括过渡区以及融合层) 的大小, 与流动的  $Kn$  有关。紧邻融合层的下游是高超声速粘性干扰区。在粘性干扰区, 激波已经充分发展, 而且非常靠近物体表面, 故称为薄激波层。由于激波离壁面很近, 边界层的迅速增长对波后的流场施加很大影响, 显著改变波后无粘区的压力分布。而另一方面, 边界层对外部无粘区的影响, 又反过来作用于边界层的发展, 进而改变内部粘性区域的速度及温度梯度, 影响平板表面热流及摩擦力分布。这就是高超声速粘性干扰。此外, 高超声速粘性干扰区可以分为强干扰区和弱干扰区两部分, 强、弱干扰区的界定由高超声速粘性干扰参数  $\bar{\chi}$  控制, 其定义如下:

$$\bar{\chi} = \frac{Ma_{\infty}^3}{\sqrt{Re}} \sqrt{C} \quad (1)$$

这里,  $C = (\mu_w / \mu_{\infty}) T_{\infty} / T_w$ , 被称为 Chapman-Rubensin 常数, 其中的下标  $\infty$  和  $w$  分别表示自由来流和壁面量。粘性干扰参数  $\bar{\chi}$  与滑移参数  $\bar{\nu}$  密切相关, 两者形式上只相差  $Ma_{\infty}^2$ , 即:

$$\bar{\nu} = \frac{Ma_{\infty}}{\sqrt{Re}} \sqrt{C} \quad (2)$$

理解平板绕流的基本流动图像是非常必要的, 对数值模拟得到的各种结果的分析都是基

于这些基本的物理现象。另外重要的是，所有壁面信息都来源于流场，充分理解这些基本流动图像有助于得到一个能够在全流域范围内都普遍适用的表面摩擦关联关系。

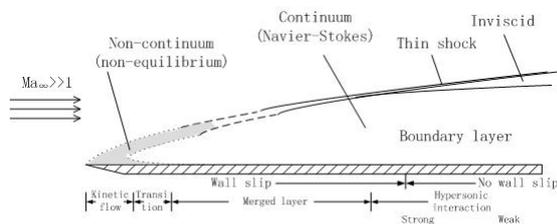


图 1 高超声速平板绕流流场结构示意图

## 2 数值方法

本文所讨论的流动条件范围很广。马赫数范围为 1.5 到 25，努森数变化从  $10^{-5}$  到 10，对应的雷诺数变化约从 1.0 到  $10^5$ 。这些流动条件涵盖了连续流、滑移流领域、过渡领域和自由分子流等全部流动领域。根据物理准确性和计算有效性，我们采用 N-S 方程组来描述连续流，而用直接模拟 Monte Carlo 方法来计算过渡流。在滑移流，我们同时采用 N-S 方程和 DSMC 方法来验证计算的正确性。自由分子流则可以由自由分子流理论计算。

直接模拟 Monte Carlo 方法[10]是基于分子动理论的粒子模拟方法，被认为是当前最成功的模拟稀薄气体流动的数值方法。DSMC 方法用模拟粒子代表一定数量的真实气体分子，模拟过程中追踪大量模拟粒子的微观运动和碰撞，最后对模拟粒子的微观信息进行统计得到流场的宏观信息。DSMC 方法的准确性依赖于微观运动的统计模拟的有效性，一般要求计算网格小于分子的平均自由程、时间步长小于分子的平均碰撞时间，因此对计算资源提出了很高的要求。如二维流动的模拟所需的计算量近似与  $1/\text{Kn}^3$  成正比，所以近连续流的 DSMC 模拟是非常困难的。

不过，当 Kn 数小于 0.001 这个量级后，连续介质模型是成立的。即使高超声速流动中存在平板前缘和激波处的比较强烈的非平衡效应，但是这个非平衡效应存在的区域面积很小，从整体对流动的影响可以忽略。因此，对于小 Kn 数的流动，我们采用有限体积法求解 N-S 方程组来模拟。具体数值格式包括：空间离散采用 MUSCL 格式[11]，其中对流通量

采用 Roe 的近似 Riemann 解[12]，粘性通量采用中心差分，限制器采用 min-mod 限制器，时间离散采用全隐式 LU-SGS 方法。

## 3 流场结果

本文对全流域超声速来流以零攻角绕零厚度平板进行了数值模拟研究。不同马赫数、努森数的来流从左边界进入计算域，上边界和右边界为流出，下边界在  $X/L=0\sim 1$  的范围是平板壁面，其余为对称边界。来流温度设为 300K，平板壁面为 300K 的等温壁。对 DSMC 模拟，壁面采用漫反射壁面条件。为了排除在高马赫数时多原子气体内自由度激发可能对流动产生的影响，我们在模拟中采用单原子的氩气。

### 3.1 马赫数对流场的影响

马赫数可表示流动可压缩效应程度的大小。对于气体流动，可压缩效应对流场中的密度、温度和压力分布有显著影响。本小节中，为避免出现全流场的稀薄气体效应，我们选择努森数为 0.002 的来流条件，分析马赫数对超声速平板绕流流场的影响。

图 2 为 DSMC 模拟所得的无量纲密度云图和流线。从图中我们可以清楚地看到，流场中密度的变化随着马赫数的增大而增大，可压缩效应表现明显。对于超声速流动，流场中会出现激波，其中激波角和激波强度都依赖于来流马赫数。马赫数增大，激波角减小，激波层变薄；同时，激波后密度增大幅度增加，意味着激波强度的增加。有趣的是，随着来流马赫数的变化，流场中最大密度处并不始终位于平板前缘附近。例如，当马赫数为 2 时，流场中最大密度处位于平板前缘附近的激波波后；随着马赫数的增大，最大密度值所在的位置沿着激波逐渐向下游转移。这主要是因为平板前缘的复杂物理造成的。随着来流马赫数的增大，激波角变小，但是平板前缘附近的当地努森数增大，而且可压缩边界层变厚，激波和边界层的融合区域增大，降低了激波波后的压力和密度。所以流场中的最大密度处随着马赫数的增大而下移。

关于流场中激波和边界层的发展，我们分析流场中的熵产率分布。从热力学的角度看，当过程中存在不可逆因素时，会出现熵产（或

熵增)；熵产的大小，或者更准确的说是单位时间内熵产，即熵产率的大小，可以作为过程不可逆程度的量度。也有文献[13]把熵产率作为预测非平衡出现的重要参数之一，并对熵产率作为连续性失效判据进行了研究 [14, 15]。

图 3 为努森数等于 0.002 时，不同来流马赫数条件下流场中的无量纲熵产率 (以  $\rho \infty a \infty R/L$  进行了无量纲化) 分布。这里熵产率  $S_{gen}$  的计算是通过对流场的宏观物理量进行处理得到的，其形式为：

$$S_{gen} = \frac{\Phi}{T} + \frac{\kappa}{T^2}(\nabla T \cdot \nabla T) \quad (3)$$

其中  $\Phi$  是粘性耗散函数， $\kappa$  是热传导系数。我们知道，激波内部和边界层内的过程都是不可逆的。文献[15]中推荐无量纲熵产率  $S_{gen}=0.3$  为出现强烈非平衡的截断值，这里我们采用了他们的推荐，从而可以很容易地将流场中的激波，边界层和它们之间的无粘区域辨认出来

(如图 3)。(需要说明的一点是，以  $S_{gen}=0.3$  为边界的边界层并不一定与速度为 99% 的边界层重合。另外，高超声速流动的边界层相对较厚，边界层理论可能不再成立，使用边界层的概念可能并不十分恰当。这里，我们只是将平板表面附近这个粘性效应比较显著的区域继续称为“边界层”区域。)从图中还可以看到，随着来流马赫数的增加，边界层的厚度增长十分迅速，而激波角则是快速减小，它们之间无粘区域的范围因此锐减。在较大来流马赫数条件下 ( $Ma \geq 10$ )，激波十分接近边界层外缘，出现所谓的高超声速粘性干扰。另外，当  $Ma \geq 5$ ，我们可以看到平板前缘附近确实是非平衡非常强烈的区域 ( $S_{gen} > 200$ )，存在明显的激波-边界层相互融合的现象，并且融合区随来流马赫数的增大而显著增大。

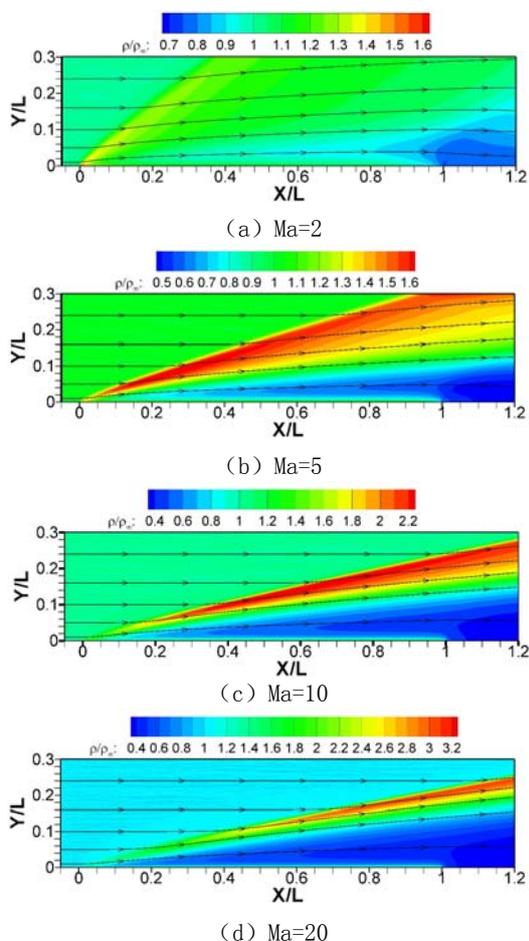


图 2 马赫数对流场密度和流线分布的影响 (Kn=0.002)

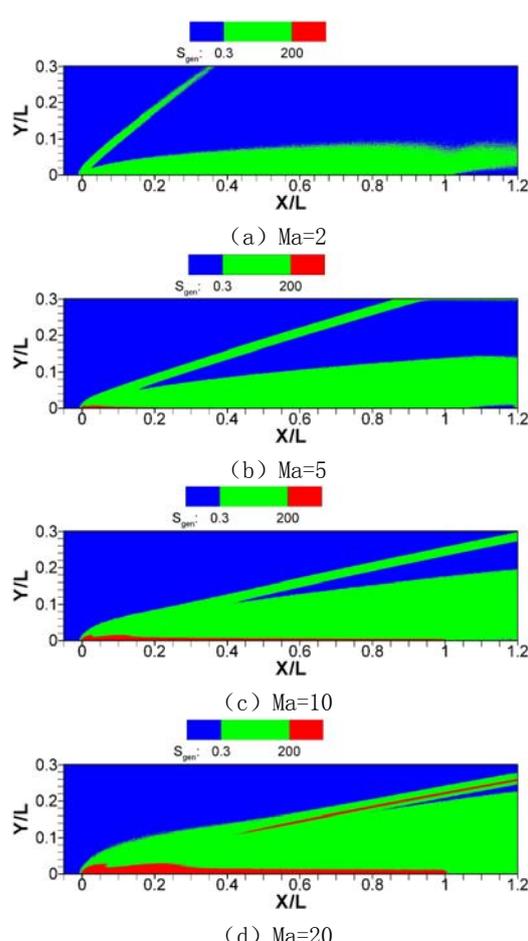


图 3 马赫数对流场熵产率的影响 (Kn=0.002)

### 3.2 努森数对流场的影响

除可压缩效应外，气体流动的流场特征及表面量等还受到稀薄气体效应的影响。由于雷诺数与努森数、马赫数的耦合关系 ( $Re \propto Ma/Kn$ )，当马赫数一定时，努森数的影响也包含了粘性的作用。这里我们以  $Ma=10$  为例分析努森数对流场的影响。

一般说来，激波的厚度为几个分子平均自由程的大小。因此，随着努森数的增大（分子平均自由程增大），激波会变得越来越厚。特别当努森数增大至一定程度后，很难在流场中观察到间断明显的激波结构了。图 4 为不同努森数下的无量纲密度场云图及流线分布，而图 5 为对应的无量纲熵产率分布。当努森数为 0.002 时，在流场中能够清楚观察到一个无粘区

将激波和边界层分开，激波和边界层都能够清晰分辨。随着努森数的增大，激波和边界层都逐渐增厚。当努森数增大到 0.02 时，激波开始在整个板长的范围内同边界层融在一起，变得难以辨认。这时，流场结构已明显不同于连续介质假设下的高超声速流动图像了。另外，随着努森数的增大，激波强度逐渐减弱，激波后的密度增长显著减小，流场中最大密度值位置也不再是连续流时的激波波后了。相反，由于壁面温度比来流总温小很多，壁面的冷却作用，再加上激波强度的减弱，流场中密度最大值位于平板表面附近 ( $Kn \geq 0.02$ )。还有，平板引起的扰动范围随努森数的增大而不断向上游扩大，非平衡影响（熵产率）也得到增强。

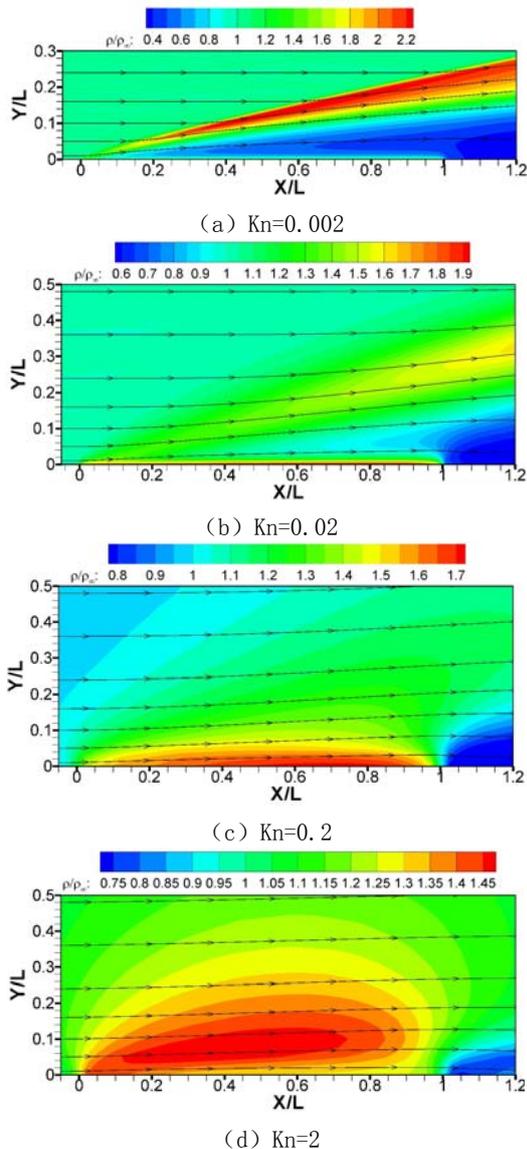


图 4 努森数对流场密度和流线分布的影响 ( $Ma=10$ )

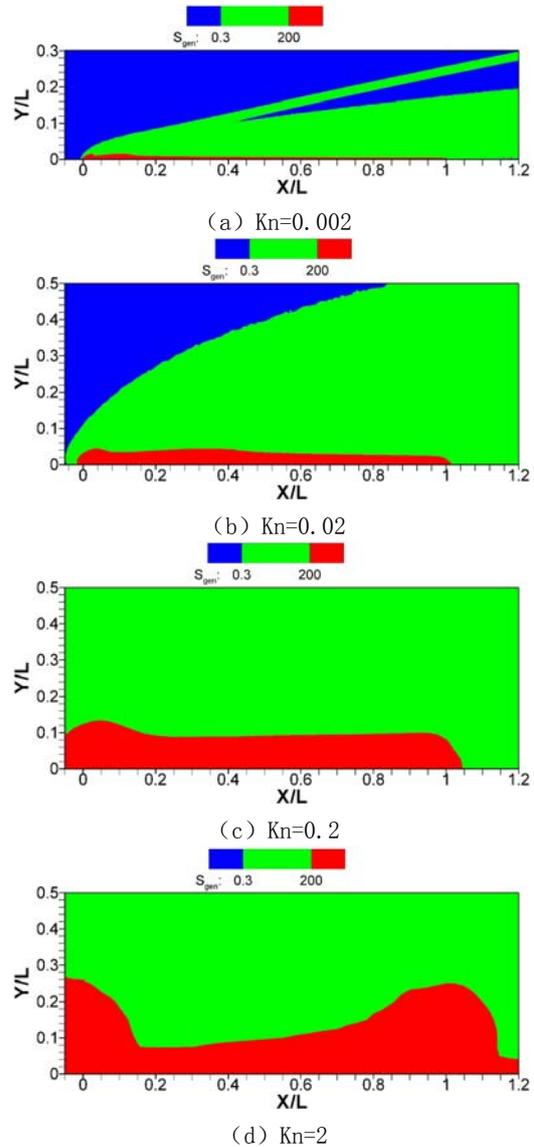


图 5 努森数对熵产率分布的影响 ( $Ma=10$ )

### 3.3 平板的摩阻分布

平板所受的摩阻分布是平板绕流的一个重要性能，这里以平板的壁面摩擦系数( $C_f = \tau_x / 0.5\rho_\infty u_\infty^2$ )来讨论。

图 6 为  $Ma=10$  时，不同来流努森数条件下平板壁面的切向速度（以来流速度进行无量纲化）分布。从图中可以观察到，平板表面出现了明显的速度滑移现象。整体上看，努森数越大，壁面的速度滑移也越大。特别地，小努森数的流动也在前缘处出现明显的速度滑移，而且平板前缘附近的速度滑移受来流努森数的影响不大。这是因为平板前缘附近的当地努森数都很大，稀薄气体效应显著，在平板前缘处均引起较大的速度滑移。此外，由于表面摩擦与壁面处的切向速度在法向的梯度直接相关，滑移速度引起的速度梯度减小将降低平板的表面摩擦系数。图 7 为平板单侧的表面摩擦系数的分布。其中图 7(a) 为在  $Kn=0.01$  时马赫数（或雷诺数）对平板表面摩擦系数的影响，图 7(b) 为在  $Ma=10$  时努森数（或雷诺数）对平板表面摩擦系数的影响。

从图 7(a) 可以看到，在  $Kn=0.01$  时随着马赫数的增大（雷诺数增大），平板表面摩擦系数减小（但摩阻的绝对值还是增大的）。有趣的是，当  $Ma \geq 5$  时，表面摩擦系数在平板前缘处先是增长到一个峰值，然后再沿着平板逐渐减小；而当马赫数较小时（ $Ma=2$ ），在板的前缘处却观察不到这个表面摩擦系数增长的区域。这可能还是因为前缘处的稀薄气体效应。当稀薄气体效应不存在时，平板的表面摩擦沿着平板是逐渐减小的。但是当来流马赫数较高时，平板前缘处的当地努森数较大，壁面的速度滑移明显（如图 6 所示），引起壁面处切向速度在法向梯度的减小，降低表面的摩擦系数。而这种效果随马赫数的增大而增大，并且影响只限于前缘附近的非平衡流区（随马赫数的增大而增大）。所以在马赫数较大时，前缘处的摩擦力有一个上升区，但在马赫数较小时（如  $Ma=2$ ），上升区不明显甚至没有。这个表面摩擦系数的增长区在一定程度上代表了平板前缘的非平衡效应显著的区域。

从图 7(b) 的努森数影响可以更清楚地认识稀薄气体效应对平板表面摩擦系数分布的影

响。在连续流（ $Kn=0.002$ ）条件下，表面摩擦系数在平板头部下游一个很小的区域内迅速增长到峰值，然后逐渐减小。这说明连续流条件下的平板前缘的非平衡区很小，对平板整体的贡献几乎可忽略，可以认为基于连续性假设的 CFD 的解可以满足工程需要。当努森数增大到 0.02 时，稀薄效应增强，平板前缘的非平衡区所占整个板长的比重也得以提高，一般需要采用基于分子动理论的数值模拟方法才能得到比较准确的解。当努森数为 0.2 时，表面摩擦系数沿平板逐渐增加，只是在尾缘附近开始下降，这与连续流时的分布完全不同。事实上，当  $Kn=0.2$  时，流动进入过渡领域，非平衡区占据板长的绝大部分。随着努森数进一步增长到 2.0 时，非平衡流区覆盖整个板长范围，表面摩擦系数顺着平板往下游单调递增，但其数值始终小于  $Kn=0.2$  时的情况，也始终小于  $Kn=0.02$  和 0.002 时的峰值。这里由于马赫数固定，努森数扮演着两方面的角色。一方面，努森数的增大意味着雷诺数的减小，即粘性作用的增大，使得摩阻系数增大，这可以从  $Kn \leq 0.02$  时的分布得到验证；另一方面，努森数的增大会导致非平衡流区的扩大以及非平衡强度的增强，所以平板表面摩擦系数的增长区随努森数增大而越往下游延伸，表面摩擦系数减小。如在  $Kn=2$  时，非平衡效应的减小作用已经超越粘性作用的增大效果，使得  $Kn=2$  时的表面摩擦系数完全小于  $Kn=0.2$  时的值。

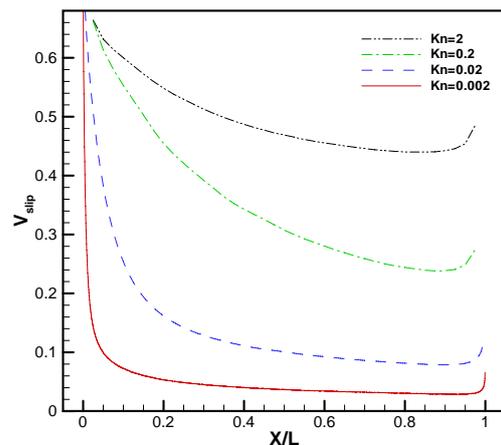
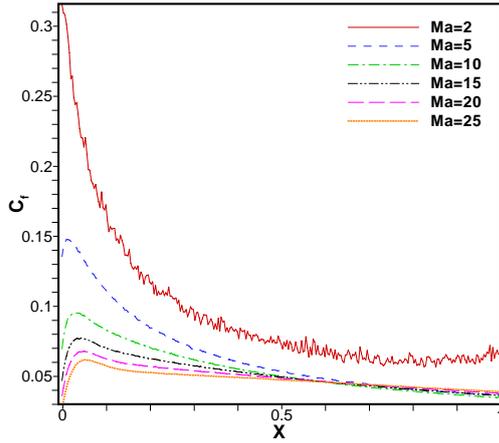
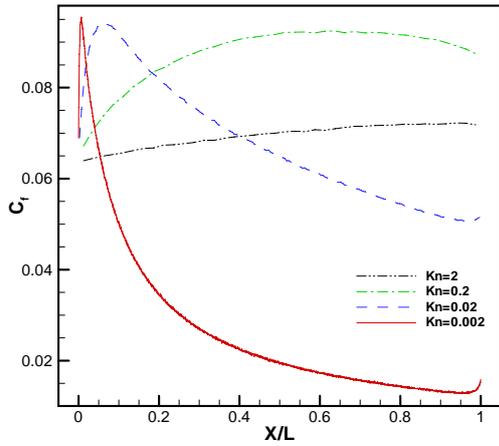


图 6 不同努森数下的壁面滑移速度分布 ( $Ma=10$ )



(a) Kn=0.01



(b) Ma=10

图7 表面摩擦系数: (a) 马赫数影响, (b) 努森数影响

#### 4 阻力分析

摩阻可能是工程应用中最关心的因素。如果能够给出形式简洁,而又足够精确的摩阻计算公式去指导工程设计将是十分有意义的。在不可压缩流动中,雷诺数是决定平板摩阻的无量纲参数。但是当流动变为可压缩后,必须考虑马赫数的影响,而这种影响要复杂得多。此外,在努森数不是特别小的情况下,我们还必须考虑稀薄气体效应对平板摩阻的影响。

针对稀薄气体效应,樊菁等[4]提出了计算低速平板阻力的桥函数公式:

$$C_D = \frac{C_{D,C} \times C_{D,FM}}{C_{D,C} + C_{D,FM}} \quad (4)$$

这里,  $C_{D,C}$  表示平板摩阻系数的连续流解,  $C_{D,FM}$  表示自由分子流解。图8为文献[4]中式(4)的桥函数公式预测结果与数值模拟结果及其它

文献结果的比较,可以看出该桥函数所预测的低速平板绕流阻力是相当的准确。

很自然的,我们评估公式(4)对超声速及高超声速流动的适用情况。如果知道连续流和自由分子流的阻力表达式就能够计算出全流域平板摩擦阻力。对于自由分子流,无论是高速还是低速流动,其阻力计算都是相同的。单原子气体平板绕流的自由分子流摩阻为:

$$C_{D,FM} = \frac{1.236}{Ma_\infty} \quad (5)$$

但是对于连续流,文献中并没有可压缩流动摩阻的一般表达式。为此,分析CFD计算得到的摩阻计算结果。如图9,我们把阻力系数表达成滑移参数的函数,其中Chapmann-Rubensin参数  $C$  采用的是Cheng等推荐的形式[16]。在对数坐标系下,不同来流马赫数条件下的阻力系数几乎都与滑移参数成线性关系,只是斜率有所不同。而且当  $Ma \geq 15$  后,阻力系数曲线几乎重合,满足马赫数独立性原理。根据上面的分析,拟合得到超声速平板绕流的连续流摩阻表达式:

$$\log C_{D,C} = \frac{6}{Ma_\infty^{2.5} + 14.65} + \frac{1.3Ma_\infty + 1.5}{Ma_\infty + 1.8} \log \bar{V} \quad (6)$$

当然,也可以有其它的拟合表达式。但是,如果把式(5)和(6)代入式(4),桥函数预测的阻力系数与数值结果误差较大。

然而进一步研究发现,可以对自由分子流的结果进行修正,修正后的表达式可以适当拓宽自由分子流解的应用范围。具体修正如下,

$$C_{D,FM} = \frac{1.236}{Ma_\infty} (1 + 0.08\sqrt{Re}) \quad (7)$$

这样由式(4),(6),(7)给出的摩擦阻力系数与数值模拟结果吻合很好(如图10)。说明当采用式(6)和(7)后,桥函数(4)对全流域的高超声速平板绕流的摩阻也是适用的。

#### 5 结论

本文通过直接模拟蒙特卡罗(DSMC)方法模拟粒子的微观运动和有限体积法求解Navier-Stokes方程,模拟了零攻角的超声速平板绕流问题,分析了马赫数和努森数对流场形态及平板阻力的影响,获得了一些流动现象和规律:

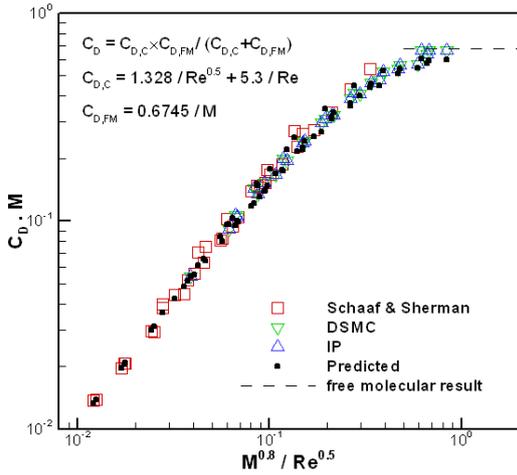


图8 文献[5]中低速平板绕流的摩擦阻力

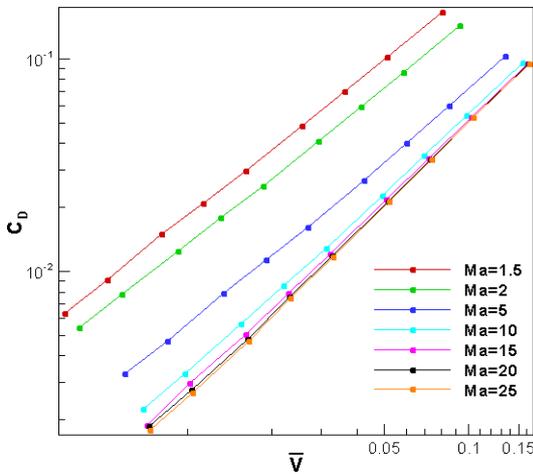


图9 超声速连续流平板摩擦的CFD解

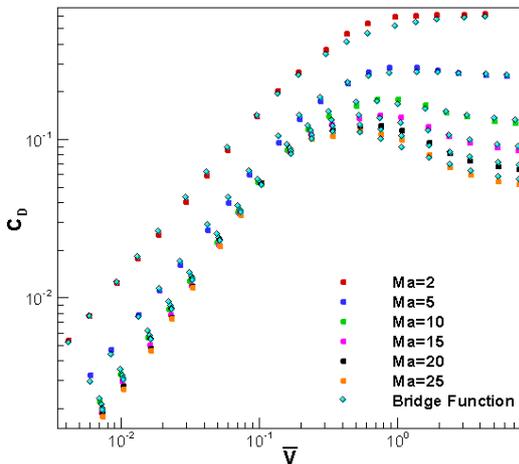


图10 全流域超声速平板绕流的摩擦阻力

1. 当流动为连续流时，激波波后存在无粘区将边界层和激波分开。随着马赫数的增大，激波角减小而边界层增大，无粘区范围减小。当马赫数大于10后，激波和边界层接近，出现强烈的高超声速粘性干扰效应。同时，当来流马赫数大于5，平板前缘附近存在非平衡强烈

的区域和激波-边界层融合区，区域范围随来流马赫数的增大而向下游延伸。

2. 来流努森数的增大会使激波和边界层明显增厚，激波与边界层融合区范围增大，非平衡流出现的范围和强度增大，激波强度减小，甚至流场中不再有明显的激波。

3. 在努森数一定时，表面摩擦系数随马赫数的增大（雷诺数增大）而减小。在马赫数一定时，努森数对平板表面摩擦系数的影响起着双重作用：一方面，努森数的增大（雷诺数减小）使粘性作用增强，从而使表面摩擦系数增大；而另一方面，努森数的增大导致非平衡区的扩大以及非平衡强度的增强，引起壁面速度滑移现象，使表面摩擦系数减小。

4. 根据数值模拟结果，拟合了连续流条件下的零攻角超声速平板绕流的摩擦计算公式，通过修正自由分子流摩擦计算的理论公式拓展了适用范围，最后运用桥函数获得了超声速平板绕流的全流域摩擦计算公式。

## 致谢

本工作得到国家自然科学基金项目的资助（基金号：90816012 和 10621202），在此表示感谢。

## 参考文献

- Schlichting, H., Boundary Layer Theory. 1979, New York: McGraw-Hill Book Co.
- Anderson Jr, J.D., Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics. 1989, New York: McGraw-Hill Book Co.
- Sun, Q.H. and I.D. Boyd, Drag on a flat plate in low-Reynolds-number gas flows. AIAA Journal, 2004. **42**(6): p. 1066-1072.
- 樊菁, 吴晨曦, 孙泉华, 蒋建政, 中等 Reynolds 数平板绕流的动理论分析. 力学进展, 2009. **39**(4): p. 421-425.
- Mccroskey, W.J., S.M. Bogdonoff, and J.G. McDougall, An Experimental Model for Sharp Flat Plate in Rarefied Hypersonic Flow. AIAA Journal, 1966. **4**(9): p. 1580-1587.
- Rudman, S. and S.G. Rubin, Hypersonic Viscous Flow over Slender Bodies with Sharp Leading Edges. AIAA Journal, 1968. **6**(10): p. 1883-1890.
- Vidal, R.J. and J.A. Bartz, Surface Measurements on Sharp Flat Plates and Wedges in Low-Density Hypersonic Flow. AIAA Journal, 1969. **7**(6): p. 1099-1109.
- Pullin, D.I. and J.K. Harvey, A numerical simulation of the rarefied hypersonic flat-plate problem. Journal of Fluid Mechanics, 1976. **78**(4): p. 689-707.

9. Aoki, K., K. Kanba, and S. Takata, Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate. *Physics of Fluids*, 1997. **9**(4): p. 1144-1161.
10. Bird, G.A., *Molecular gas dynamics and direct simulation of gas flows*. 1994, Clarendon: Oxford.
11. Vanleer, B., Towards the ultimate conservative difference scheme .5. A second-order sequel to Godunov's method *Journal of Computational Physics*, 1979. **32**(1): p. 101-136.
12. Roe, P.L., Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference-Schemes. *Journal of Computational Physics*, 1981. **43**(2): p. 357-372.
13. Schrock, C.R., R.J. McMullan, and J.A. Camberos. Calculation of Entropy Generation Rates via DSMC with Application to Continuum/Equilibrium Onset. in 38th AIAA Thermophysics Conference. 2005. Toronto, Ontario Canada.
14. Chen, P.-H., I.D. Boyd, and J.A. Camberos. Assessment of Entropy Generation Rate as a Predictor of Continuum Breakdown. in 36th AIAA Thermophysics Conference. 2003. Orlando Florida.
15. Chigullapalli, S., et al., Entropy considerations in numerical simulations of non-equilibrium rarefied flows. *Journal of Computational Physics*, 2010. **229**(6): p. 2139-2158.
16. Cheng, H.K., et al., Boundary-layer displacement and leading-edge bluntness effects in high temperature hypersonic flows. *Journal of Aerospace Sciences*, 1961. **28**(5): p. 353-381.

## **STUDY OF DRAG PROPERTY IN THE ENTIRE FLOW REGIME FOR SUPERSONIC FLOW OVER A FLAT PLATE**

HU Yuan<sup>1</sup>, CHEN Song<sup>1</sup>, SUN Quanhua<sup>1,2</sup>, FAN Jing<sup>1,2</sup>

(1 Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, CAS, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

(2 Hypersonic Research Center CAS, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

**Abstract** It is always a challenge to predict accurately the skin friction in supersonic flows. In this paper, the drag property of supersonic flow over a flat plate is investigated in the range of entire flow regime under zero angle of attack, by combining traditional CFD approach solving the Navier-Stokes equations and the direct simulation Monte Carlo method mimicking the microscopic motions of molecules. It is found that: there is shock wave / boundary layer interaction that is strengthened with free stream Mach number and a non-equilibrium region near the leading edge; the rarefaction effects could thicken the shock and boundary layer, strengthen the viscous interaction, increase the non-equilibrium strength and range, and weaken the shock wave. Finally, a fitting expression is obtained for the drag coefficient for the continuum flow, and the theoretic formula from free molecular theory is extended, which predicts satisfactory the drag coefficient in the entire flow regime with the help of a bridge function.

**Key words** flow over flat plate, flow regime, supersonic flow, skin friction