

跨声速翼型激波/边界层干扰被动控制的数值模拟计算

王一兵

中国科学院力学研究所,
北京(邮政编码100080)

陈炳永 朱自强

北京航空航天大学,
北京(邮政编码100083)

摘要 本文应用数值计算的方法着重研究了跨声速翼型开孔壁的减阻效果。计算采用了边界层与位流相互作用的模型,藉以了解开孔壁对激波强度及结构的影响和对边界层控制的效果。通过对 NACA0012 翼型的计算表明,本文采用的自然吹吸的开孔模型能够显著地削弱激波的强度,改善激波的结构,但会使粘性损失增加。在马赫数较小时,翼型开孔后总阻力会增加,而在大马赫数时,开孔翼型的减阻效果才表现出来。这种趋势是与实验结果相吻合的。

关键词 跨声速翼型, 激波, 开孔壁, 空穴流动。

引言

对于来流马赫数为高亚声速的跨声速流动,翼型的阻力骤增的原因有两方面:一是强激波造成的损失引起较大的波阻,二是激波区的强逆压梯度诱导边界层分离,从而使得型阻增加。因此减弱激波的强度是提高飞行器跨声速性能的有力措施。超临界翼型在其设计状态下确实可得到较弱的激波,但对于某一固定的超临界翼型其最佳马赫数和攻角范围较小。当来流状态不在该最佳状态范围内时,有可能导致强的激波。本文采用在机翼表面开孔的方法可使飞机在较大的飞行状态范围内均获得一定的减阻效果。具体作法是:利用在激波附近壁面开孔,使激波后高压气流通过开孔后壁内空穴流向激波前低压区域,从而减弱激波强度,改变激波结构,以实现减阻的目的。这已经引起了很多学者重视,已有的一些计算与实验研究^[1~6]表明,在一定的条件下,这种作法是可行的。

在本文中将整个流场大致分为三部分:(1)空穴内的流动;(2)边界层内粘性流动;(3)边界层外的无粘流动。

一、绕翼型的跨声速位流流场的计算

本文应用了非等熵位流理论来计算外部流场,即在传统的等熵无旋位流理论中用准

本文于1990年7月25日收到,1991年2月21日收到修改稿。

确的熵变化关系式来代替等熵假设。用这种非等熵位流概念计算跨声速流动可以改善传统(等熵)位流方法的精度,扩大它的应用范围。其计算结果接近欧拉解,但比用欧拉方程计算节省大量的计算机内存和机时。

1. 主控方程及边界条件

非等熵位流的主控方程为^[7,8]

$$P = \frac{\gamma+1}{2\gamma} K \rho^{\gamma} \quad (1)$$

$$\left(\rho \frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_x + \left(\rho \frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_y = 0 \quad (2)$$

$$\rho = \left\{ K^{-1} \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} (\Phi_x^2 + \Phi_y^2) \right] \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3)$$

其中 $K = \exp\left(\frac{\bar{S} - \bar{S}_0}{C_v}\right)$, 按流动的连续或间断性决定。

边界条件有:

在物面上, 法向穿透速度 $V_n = V_{n1} + V_w$, 其中 V_{n1} 为作粘性修正时位移厚度带来的穿透速度, V_w 为空穴的吹吸速度。

在无穷远处, 速度位 Φ 由均匀来流和绕翼型的环量二者共同决定, 即

当 $\sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$ 时,

$$\Phi = V_{\infty} \cos(\alpha + \theta - \mu)x + V_{\infty} \sin(\alpha + \theta - \mu)y + \frac{\Gamma}{2\pi} \text{tg}^{-1}[(1 - M_{\infty}^2) \text{tg}(\alpha + \theta - \mu)] \quad (4)$$

其中 α 表示来流攻角, θ 表示所求 Φ 值点的幅角, μ 为低速时翼型的零升攻角。

2. 数值解法^[9]

本文采用了与物面相拟合的贴体曲线坐标系, 用保角转绘的方法在物理平面形成“O”形网格, 在单位圆内用 AF₂ 格式求解有限差分方程。具体的作法是: 先将任意翼型外部保角转绘到单位圆内, 在这一过程中用了快速富里哀变换(FFT)技术; 然后在单位圆内采用一径向变换, 以减轻圆心处速势奇性的影响。最后得到的计算平面内的守恒形式的全位势差分方程为

$$L\Phi_{i,j} = \bar{\delta}_{\theta} \left[\left(\frac{\tilde{\rho}}{f(R)} \right)_{i+\frac{1}{2},j} \bar{\delta}_{\theta} \Phi_{i,j} \right] + \bar{\delta}_R \left[(\bar{\rho} f(R))_{i,j+\frac{1}{2}} \bar{\delta}_R \Phi_{i,j} \right] = 0 \quad (5)$$

其中 $\tilde{\rho}$ 和 $\bar{\rho}$ 是为了提供超声速区人工粘性, 沿 θ 和 R 方向引入的人工密度。

用 AF₂ 格式求解方程(5), 即可得到位流流场。

二、边界层内粘流的计算

为了得到翼型的阻力和对位流计算结果进行修正, 必须计及粘性效应。由于我们并不需要了解边界层内部的详细结构, 因此本文采用边界层积分方程。解边界层积分方程比用差分法解微分方程所需要的计算量要少得多。求解边界层方程有两种思路: 一是边界层正解法, 即由给定边界层外边界处的速度分布求解边界层内参数; 另一种是边界层反解

法, 即由给定边界层内的参数分布(如位移厚度 δ^* 或壁面摩擦系数 C_f), 反解出边界层外边界处的速度分布。当流动分离时, 边界层方程在分离点处出现奇性 (Goldstein 奇点), 此时边界层正解法失效, 而用边界层反解法则可避免这个问题。本文计算中对转折点前的边界层用边界层的正解法, 而对翼型其余部分的边界层则采用边界层的反解法, 并在计算中采用了人工转换。

带开孔壁可压缩流边界层积分方程为

$$\frac{d\delta_2}{ds} + \frac{\delta_2}{u_e} \frac{du_e}{ds} (2 + H_{12}^* - M_e^2) = \frac{C_f}{2} + \frac{\rho_w v_w}{\rho_e u_e} \quad (6)$$

$$\frac{d\delta_3}{ds} + \frac{\delta_3}{u_e} \frac{du_e}{ds} \left(3 + 2 \frac{\delta_4}{\delta_3} - M_e^2 \right) = C_D + \frac{\rho_w v_w}{\rho_e u_e} \quad (7)$$

其中 C_f 为局部表面摩擦系数

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho_e u_e^2}$$

C_D 为耗散系数

$$C_D = \frac{\int_0^\delta \tau \frac{du}{dy} dy}{\frac{1}{2} \rho_e u_e^2}$$

V_w 为壁面吹吸速度

$$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e} \right) dy$$

$$\delta_3 = \int_0^\delta \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left[1 - \left(\frac{u}{u_e} \right)^2 \right] dy$$

$$\delta_4 = \int_0^\delta \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(\frac{\rho_e}{\rho} - 1 \right) dy$$

引入形状参数

$$H_{21}^* = \frac{\delta_2}{\delta_1}, \quad H_{31}^* = \frac{\delta_3}{\delta_1}, \quad H_{41}^* = \frac{\delta_4}{\delta_1}$$

则可得边界层反解法的基本方程^[10,11]

$$\begin{aligned} & \frac{dH_{31}^*}{dH_{21}^*} \frac{dH_{21}^*}{ds} + \frac{2H_{41}^* + H_{31}^* (3 - M_e^2)}{1 + m_e} \cdot \frac{1}{M_e} \frac{dM_e}{ds} + \frac{H_{31}^*}{\delta_1} \frac{d\delta_1}{ds} \\ & = \frac{C_D}{\delta_1} + \frac{\rho_w V_w}{\rho_e a_0 \delta_1} \frac{\sqrt{1 + m_e}}{M_e} \\ & \frac{dH_{21}^*}{ds} + \frac{1 + H_{21}^* (2 - M_e^2)}{1 + m_e} \frac{1}{M_e} \frac{dM_e}{ds} + \frac{H_{21}^*}{\delta_1} \frac{d\delta_1}{ds} \\ & = \frac{C_f}{2\delta_1} + \frac{\rho_w V_w}{M_e} \cdot \frac{\sqrt{1 + m_e}}{\rho_e a_0 \delta_1} \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $\delta_1(s)$ 和 $d\delta_1/ds$ 是已知的, 由方程 (8) 可确定 dH_{21}^*/ds 和 dM_c/ds 。计算时用龙格-库塔法从给定的起始点的 M_c 和 H_{21}^* 值往下游求解。

$$\begin{aligned} \text{引入新的变量} \quad z &= \delta_2 \cdot Re_{\delta_2}^n \\ \text{厚度参数} \quad Re_{\delta_2} &= \frac{\rho_e u_e \delta_2}{\mu_w} \end{aligned}$$

层流时 $n = 1$, 湍流时 $n = 0.268$

$$\text{形状参数} \quad H_{32}^* = \frac{\delta_3}{\delta_2}$$

则可得正解法的基本方程组

$$\begin{aligned} \frac{dz}{ds} + \left[(2+n) + (n+1)H_{12}^* - M_c^2 \right] \frac{z}{u_e} \frac{du_e}{ds} - (1+n) \frac{C_f}{2} Re_{\delta_2}^n - \frac{\rho_w V_w}{\rho_e u_e} (1+n) Re_{\delta_2}^n &= 0 \\ \frac{dH_{32}^*}{ds} + (1 - H_{12}^* + 2H_{43}^*) \frac{H_{32}^*}{u_e} \frac{du_e}{ds} - \left(2 \frac{C_D}{C_f} - H_{32}^* \right) \frac{C_f}{2} \cdot \frac{Re_{\delta_2}^n}{z} & \\ - \frac{\rho_w V_w}{\rho_e u_e} \cdot \frac{Re_{\delta_2}^n}{z} &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

其中 u_e 及 du_e/ds 是已知的, 由起始点的 z 和 H_{32}^* 值往下游求解。

本文依据文献 [10, 11] 中给出的一些经验方法和关系式确定速度型和所需的辅助关系式。对于不可压层流, 在附着流区域采用 Hatree 的相似解作为速度型, 在分离区采用 Stewartson 的相似解作为速度型。对于不可压湍流附着流区的速度型采用指数率, 在分离区取 Alber 的相似解为速度型。可压流与不可压流参量之间的关系可用 Stewartson 变换关系式得到, 对于湍流可取文献 [12] 中的关系式。温度型可由 Crocco-Busseman 关系确定。只要速度型确定了, 并给出了所需的辅助关系式, 就可以分别求解上述边界层的正、反方法的基本方程组。关于边界层具体的计算方法和经验可参考文献 [13]。

三、粘流与无粘流相互作用的计算

粘流与无粘流的相互作用有许多种匹配方法, 本文采用穿透速度法。这种方法把边界层粘性效应看成在无粘流中的翼型上布置点源(汇), 这使翼表面有一个穿透速度, 该速度与无粘流迭加, 就好像无粘流流过了一个变厚了的当量翼型。在本文中, 总的穿透速度为

$$V_n = \frac{1}{\rho_e} \left[\frac{\partial(\rho_e u_e \delta_1)}{\partial s} + \rho_w V_w \right] \quad (10)$$

式中括号内第一项表示边界层位移厚度效应引起的穿透速度, 而第二项则表示开孔壁的吹吸速度。

本文中粘流与无粘流相互作用的耦合采用了经典耦合法和半反耦合法。分别求解无粘流正问题(即给定翼型的几何外形求流场分布)和边界层正问题, 然后通过穿透速度的条件进行耦合是一种经典的耦合方式。本文在计算边界层积分方程的正解法时, 采用了

这种耦合方法,而在计算边界层积分方程的反解法时,采用了位流正问题与边界层反问题的耦合方法,即半反耦合法。

四、跨声速空穴流动

从图 1 的空穴翼型示意图可以看出,空穴表面位于激波附近,空穴表面下面是一个驻室。这样,激波后的高压区气流就可通过驻室流向激波前的低压区。激波前后压差的减小使激波削弱,并且由于激波前后的空穴吹吸作用,激波结构也可能改变。

空穴的吹吸还会影响到边界层。波前超声速区的少量吹气带入的能量增加了边界层的混合率,从这方面来说,吹气可以减缓流动的分层。一般来说,超声速区的吹气主要是减弱激波和平缓压力梯度。但是太强的吹气会使边界层增厚,甚至在吹气区内发生边界层分离,以及使翼型后缘区域的边界层厚度增大,这不仅会增大粘性阻力,而且减弱了弯度效应而导致升力的减小。另一方面,在强的逆压梯度区的吸气可能有利于减缓波后边界层的分离,但会使激波增强,波阻增大。这些推论已被主动吹吸的计算证明了^[4]。本文主要通过对 NACA0012 翼型固壁和开孔两种情况下压力分布与总阻力的比较,来研究不同马赫数时翼开孔对阻力的影响。详细讨论见文献[13]。

限于计算条件,并考虑到壁面的吹吸速度本身是一个小量,本文采用了一种最简单的空穴流动数学模型。计算结果表明,这种模型仍然可以定性地反映开孔壁对翼型空气动力特性影响的趋势。

限于计算条件,并考虑到壁面的吹吸速度本身是一个小量,本文采用了一种最简单的空穴流动数学模型。计算结果表明,这种模型仍然可以定性地反映开孔壁对翼型空气动力特性影响的趋势。

由于开孔壁区域上的小孔是非常小的,而且相互靠得很近,空穴内的实际流动状态是很复杂的,因此要精确地计算小孔内的气流流动是极其困难的。本文采用了类似处理跨声速风洞开孔壁的方法,这种方法基于 Darcy 定律。

孔壁的吹吸类似于多孔介质中的渗流,流率就是由 Darcy 定律控制的。Darcy 定律可以通过所谓毛细管模型从理论上导出。

设圆孔内的流动为 Poiseuille 流,则通过圆孔的流量为

$$Q = \frac{\pi R^4 \rho}{8 \mu l} (P_1 - P_2) \quad (11)$$

其中 P_1, P_2 为圆孔上下端的压强, l 为圆孔长度, R 为圆孔半径。

设壁面单位面积上有 N 个孔,则此面的平均流速可由下式求出

$$\rho \bar{V}_w = \frac{NQ}{S} = \frac{N \pi R^4 \rho}{8 \mu l S} (P_1 - P_2)$$

即
$$\bar{V}_w = \bar{\sigma} \frac{R^2}{8 \mu l} (P_1 - P_2) = K (P_1 - P_2)$$

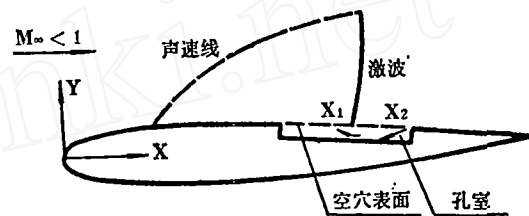


图 1 跨声速空穴翼型

Fig. 1 Transonic airfoil with porous

$$\text{其中} \quad \bar{\sigma} = \frac{N\pi R^2}{S}, \quad K = \bar{\sigma} \frac{R^2}{8\mu l}$$

考虑到管的粗糙度及出入口处的收缩效应等因素, 应对 \bar{V}_w 加一修正系数, 即

$$\bar{V}_w = \alpha \cdot K (P_1 - P_2) = K' (P_1 - P_2)$$

上式无量纲化后可写成下面形式

$$V_w = -\frac{1}{2} \sigma (C_{p_1} - C_{p_2}) \quad (12)$$

其中 V_w 即前面多次提到的吹吸速度; C_{p_1} 为空壁外表面的压力系数, 由孔壁外流动的计算确定; C_{p_2} 为空穴内流动的静压系数, 由空穴内流动确定。

严格地说, 空穴内流动必须通过与外流联立求解, 本文为了简单起见, 假定空穴内的静压为一常数。通过空穴表面的净质量流量应为 0, 即

$$Q_{\text{mass}} = \int_{S_p} \rho_w V_w ds = 0 \quad (13)$$

其中 S_p 为空穴区域。

将(12)代入(13)并注意到假定 C_{p_2} 为一常数, 可得

$$C_{p_2} = \frac{\int_{S_p} \sigma \rho_w C_{p_1} ds}{\int_{S_p} \sigma \rho_w ds} \quad (14)$$

将(14)代入(12)即可求得开孔壁壁面的吹吸速度

$$V_w = -\frac{1}{2} \sigma \left[C_{p_1} - \frac{\int_{S_p} \sigma \rho_w C_{p_1} ds}{\int_{S_p} \sigma \rho_w ds} \right] \quad (15)$$

其中 σ 为孔穴系数(Porosity), 它与粘性及孔的尺度等有关, 在本文中 σ 是人工给定的。

孔穴系数 σ 既可为常数, 也可为坐标 x 的函数。本文采用正弦函数来定义, 这样可使靠近激波处的吹吸速度较大, 离激波较远处的吹吸速度较小

$$\sigma = \sigma_{\text{max}} \left[\frac{\sin(x-x_1) \pi}{x_2-x_1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

其中 σ_{max} 为常数, x_1 为空穴区开始点的坐标, x_2 为空穴区结束点的坐标。

五、数值计算结果与分析

本文对 NACA0012 翼型零攻角时不同马赫数的情况作了计算。

(1) 图 2, 图 3。

来流马赫数 $M_\infty = 0.80$, 攻角 $\alpha = 0^\circ$, 雷诺数 $Re = 4.09 \times 10^6$

开孔区域从 $x_1 = 28.4\%$ 到 $x_2 = 75.2\%$

上下翼面对称开孔 $\sigma_{\text{max}} = 0.04$

从压力分布曲线上可看出，翼型开孔后，虽然吹吸速度不到来流的 0.4%，激波（即压力突跃）被削弱了，这自然会使激波阻力减小。但是，总的粘性阻力是由压力分布曲线 C_p 积分而得。从 C_p 曲线上看，对于开孔区域的前面部分，开孔后的 C_p 曲线比固壁

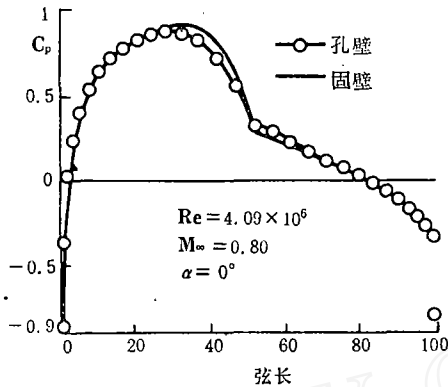


图 2 NACA0012 翼型压力分布
Fig.2 Pressure distribution of NACA 0012

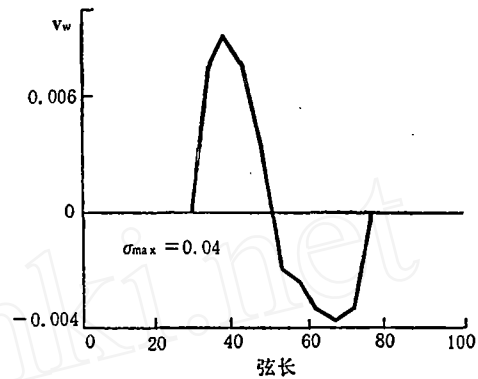


图 3 吹吸速度
Fig.3 Transpiration velocity through porous

时的 C_p 曲线下降了（负压下降），由于开孔区域的这段翼型表面是背风的，因此负压的下降使阻力减小；而对于开孔区域的后面部分，开孔后的 C_p 曲线比固壁时的 C_p 曲线上升了（负压上升），这种效果使阻力增加。因此，虽然波阻无疑是减小了，但总粘性阻力却不一定减小。事实上本例计算结果表明，虽然翼型开孔后摩擦阻力系数 C_f 由 0.00595 下降到 0.00578，但总阻力系数却从固壁时的 0.00756 变化到 0.00838，增加了 11%。这种波阻下降而粘性阻力和总阻力增加的现象可作如下解释：开孔壁的吹吸虽然使激波的波阻减小，但波前的吹气使整个边界层位移厚度增厚，并使型阻增大。在本例中，由于来流马赫数不算太大，因此激波减弱造成波阻的减小，尚不足以抵偿总粘性阻力的增加，因而总阻力增加了。图 3 给出了吹吸速度分布。

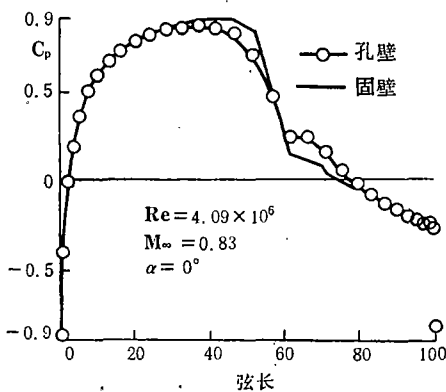


图 4 NACA0012 翼型压力分布
Fig.4 Pressure distribution of NACA0012

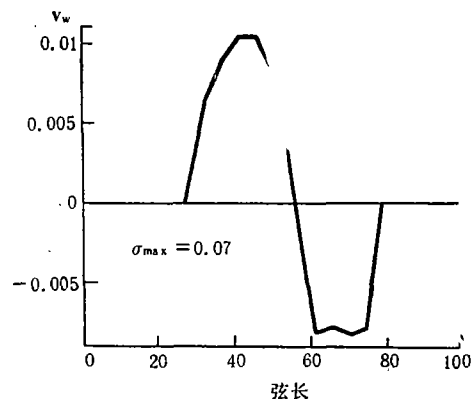


图 5 吹吸速度
Fig.5 Transpiration velocity through porous

(2) 图 4，图 5。

来流马赫数 $M_\infty = 0.83$ ，攻角 $\alpha = 0^\circ$ ，雷诺数 $Re = 4.09 \times 10^6$

开孔区域从 $x_1 = 28.4\%$ 到 $x_2 = 79.4\%$

上下翼面对称开孔 $\sigma_{max}=0.07$

从 C_p 曲线可以看出, 与(1)例相比激波向后移动了。总阻力系数从 0.01637 变化到 0.01668, 增加了 0.7%, 也就是说本例中波阻的减小与粘性阻力的增加基本抵消。从压力分布来看, 开孔后激波形状有所改变。压力的增加大致分两次完成, 即原来固壁时的一道激波变成了强度较弱的 λ 形状的激波了。

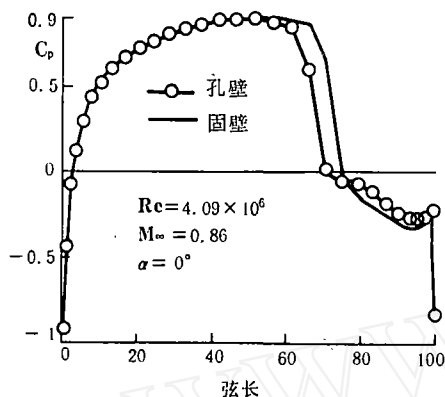


图 6 NACA0012 翼型压力分布
Fig.6 Pressure distribution of NACA0012

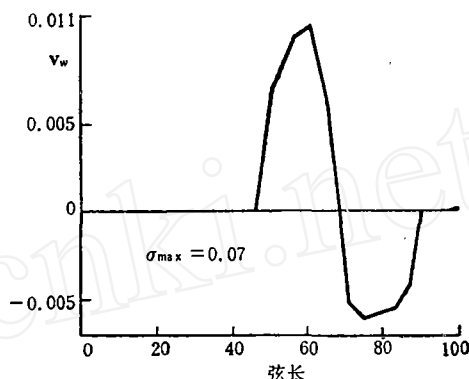


图 7 吹吸速度
Fig.7 Transpiration velocity through porous

(3) 图 6, 图 7。

来流马赫数 $M_\infty=0.86$, 攻角 $\alpha=0^\circ$, 雷诺数 $Re=4.09 \times 10^6$

开孔区域从 $x_1=46.9\%$ 到 $x_2=90.1\%$

上下翼面对称开孔 $\sigma_{max}=0.07$

从压力分布曲线看, 开孔后孔壁前面区域的压力曲线的下降(负压下降)远远超过了后面区域的压力曲线的上升(正压下降), 于是总阻力系数从 0.03722 变化为 0.03132, 下降了 16%。这说明, 在本例情况下由于马赫数较大, 激波较强, 波阻在总阻力中所占比重较大, 因此波阻的减小超过了吹气造成的粘性阻力的增加, 于是总阻力减小了。

从计算结果可以得到以下几点:

(1) 开孔壁的自然吹吸, 的确可以减弱激波, 减小波阻。

(2) 自然吹吸可以改变激波的结构, 使固壁的直接激波变成为强度较弱的 λ 形激波。

(3) 波前吹气会使分离加大, 从而使粘性阻力增加。

(4) 在马赫数较低的情况下, 翼型开孔壁使阻力增加; 在马赫数较高情况下, 开

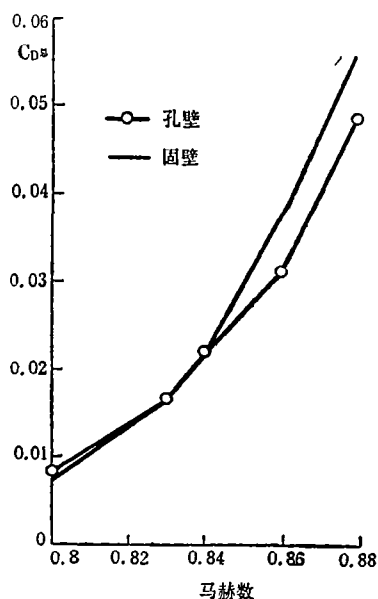


图 8 阻力随 M_∞ 变化
Fig.8 Total drag with mach number

孔壁使总阻力下降;图8给出了阻力随马赫数变化曲线。

(5) 开孔壁翼型比超临界翼型有较宽的减阻马赫数范围。

(6) 开孔壁对总摩擦阻力影响不大。

(7) 在计算中,开孔区域和孔穴系数 σ 的恰当选取对于减阻和计算收敛与否是重要的,这需要一定经验。通过计算我们探索到的经验是:开孔区域应尽量使激波在其中央; σ_{\max} 与吹吸速度有直接关系,吹吸速度如果太小,开孔壁的效果不明显,吹吸速度太大则计算不收敛。计算经验表明: σ_{\max} 的选取应使得吹吸速度不大于来流速度的1%;在计算收敛和吹吸速度不是过小的情况下,开孔区域和孔穴系数的选取对阻力的影响比起马赫数对阻力的影响是一个小量。

参 考 文 献

- 1 Nagamatsu H T, Ficarra, R. Orozco, R., NASA-CR-173276, 1983.
- 2 Bahi L, Nagamatsu H T. AIAA-83-0137, 1983.
- 3 Chen C L, Chow C Y. NASA-TM-86713, 1985.
- 4 Chen C L, Chow C Y. AIAA-87-0359, 1987.
- 5 Savu G, Trifu O. AIAA J., 1984, 22:989~991
- 6 Raghunathan S. Prog. Aerospace Sci., 1988, 25:271~296
- 7 Klopfer G H, Nixon D. AIAA J., 1984, 22(6):770~776
- 8 郑燕明. 非等熵位流跨声速翼型的数值计算. 北京航空航天大学硕士论文, 1987.
- 9 黄明格. 空气动力学学报, 1984, 2(7)
- 10 Thied P, Dargel G, Elsholze E. Recent Contributions to Fluid Mechanics, 1982, 244~252
- 11 Dargel G, Thiede P. AIAA-87-0412, 1987.
- 12 Walj A. Strömunge und Temperaturenschichten. Verlag G Braun, Karlsruhe, 1966.
- 13 王一兵. 跨声速翼型激波/边界层干扰被动控制的研究. 北京航空航天大学硕士论文, 1990.

Numerical Simulation of Passive Control of Shock-boundary Layer Interaction for Transonic Airfoil

Wang Yibin

(*Institute of Mechanics,
Academia Sinica*)

Chen Bingyong Zhu Ziqiang

(*Beijing University of Aeronautics
and Astronautics*)

Abstract The effect of reducing total drag of transonic airfoils is specially studied. An interactive boundary layer (IBL) algorithm is employed in order to observe the influences of porous surface on strength and structure of shocks as well as the effects on controlling the boundary layer. The numerical results of NACA0012 airfoil indicate that the nature blowing-suction porous model can appreciably reduce strength of shock and change its structure, but it can also increase the losses of viscosity. The total drag is increased at lower Mach numbers and reduced at higher Mach numbers. This tendency accords with experimental results.

Key words transonic airfoils, shock, porous wall, porous flow.