

用附面层吸除法缩短进气道长度的研究

管前列 Loth, J.L. Inger, G.R.

摘 要

为了使进气道尽可能短而又使附面层放气量少,必须挖掘附面层本身的潜力。运用Stratford紊流附面层分离准则,找到一种特殊型面,令附面层沿型面尽可能多地保持在一种即将分离而尚未分离状态,即所谓“连续零壁面摩擦流动”。只须少量放气,即可避免分离。

模型的半自由射流风洞试验结果,与有限差分数值计算结果比较接近。只须放去 $<1\%$ 进气道流量,即可使亚音段长度缩短50%,而无分离产生。

由于长度大大缩短,并放出一部份低能流,可减弱冲波与附面层干扰,改善总压恢复和出口流场,减轻结构重量,改善刚度,并为燃烧室发展提供更多空间。

主题词: 1.进气道, 吸收边界层控制 2.边界层分离, 进气道 3.最佳结构设计, 进气道

一、缩短扩压器长度的基本想法

本研究是受Liebeck^[6]翼型反算法的启发而发展的。1968年Liebeck用Stratford^[7,8]的紊流附面层分离准则反算出一种翼型,使机翼上表面具有最大反压力梯度分布,并使附着流处于即将分离而尚未分离状态,亦即所谓“零蒙皮摩擦状态”,从而获得高的升阻比。

Stratford 预测紊流附面层分离点的准则是

$$\overline{C_p} \left(x \frac{d\overline{C_p}}{dx} \right)^{\frac{1}{2}} \leq 0.39 (10^{-6} Re_x)^{\frac{1}{10}}, \quad \overline{C_p} \leq 4/7 \quad (1)$$

式中

$$\overline{C_p} = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2} \rho v_0^2}, \quad Re_x = \frac{v_0 x}{\nu}$$

x ——从前缘计算的沿流动方向上的坐标

P_0 、 v_0 为参考点的压力和速度,即在参考点处 $\overline{C_p} = 0$

当公式(1)二边相等时,即为分离点。能否用它来计算内流问题,得到较好的内通道呢?为此进行了尝试。首先要寻找一种扩压器型面,使其面积随 x 的变化规律所产生的反压力梯度起码部分地符合Stratford准则。

将(1)式积分,得到

$$\overline{C_p} \left(\frac{x}{x_0} \right) \leq 0.49 \left\{ (Re_x)^{\frac{1}{5}} \left[\left(\frac{x}{x_0} \right)^{\frac{1}{5}} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{3}}, \quad \overline{C_p} \leq 4/7 \quad (2)$$

先假设内流为准一元不可压无粘流,则

$$Sv = S_0 v_0 \quad (3)$$

$$p + \frac{1}{2} \rho v^2 = p_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 = p_t \quad (4)$$

从方程(3)、(4)得

$$\frac{S}{S_0} = \sqrt{\frac{1}{1 - C_p}} \quad (5)$$

将方程(2)代入(5), 得

$$\frac{S}{S_0} = \frac{1}{\left\{ 1 - \left\{ 0.1176 (\text{Re}_{x_0})^{1/5} \left[\left(\frac{x}{x_0} \right)^{1/5} - 1 \right] \right\}^{1/3} \right\}^{1/2}}, \quad \bar{C}_p \leq 4/7 \quad (6)$$

式中 S_0 ——参考点面积, 即唇口处面积。

公式(6)提供了一个低亚音速扩压器的面积+长度准则, 其紊流附面层始终处于即将分离而尚未分离状态, 亦即零蒙皮摩擦状态。为了便于具体进行附面层计算和试验模型设计, 确定设计点为 $M = 2.0$, 纯外压, 二元进气道, 波系由一斜冲波和一道封口正冲波所组成。带有冲压尖楔的一面设计成纯凸面(见图7)。即由楔面, 过渡圆弧段和一直线段所组成。唇口一面, 是一曲面, 其基本趋势为一凹面。尽管正冲波后在一段距离内为高亚音速, 可压缩性一般不可忽略, 并且亚音扩压段出口压力系数 $\bar{C}_p = 0.97$, 也超过了Stratford所给定的限制。但我们的目的是尽量挖掘附面层的潜力, 再辅以附面层放气, 以达到既无分离又减少放气量的目的, 相信方程(6)仍有一定适用价值。随后, 用Fanneloep^[9]提供的数值算法及Cebeci-Smith^[10]的双层附面层模型, 分别计算了凸面及凹面上附面层的发展过程。再根据分离点位置, 引入附面层均匀吸除的壁面边界条件, 计算了防止分离的最小吸除量。附面层的外边界条件中的边界速度, 系根据面积变化规律, 按一元等熵可压缩流算出。参考速度 v_0 取自正冲波封口时波后的速度 ($M_0 = 0.745$)。忽略正冲波与附面层之间相互干扰。这是因为正冲波强度尚处在可能或尚未触发附面层产生分离泡的临界状态。为了简化计算, 假设正冲波前后压力为线性变化, 并发生在一个计算步距内。计算步距 Δx 为 2.159mm。

二、附面层计算

紊流附面层计算的首要问题是先将紊流现象模型化。本文选用微分法中的Cebeci-Smith双层模型。原因是它比Michel的单层模型考虑因素较多, 显得更合理些, 尽管它较复杂一些。Cebeci-Smith模型在附面层内层计及了纵向压力梯度和壁面质量交换效应。在外层假设旋涡粘度与二维形式的位移厚度成正比。具体计算方法如下:

从变量 (x, y) 平面转换到变量 (ξ, η) 平面时, 变量的定义是

$$\xi(x) = \rho \mu \int_0^x u_e r_w^2 \epsilon dx \quad (7)$$

$$\eta(x, y) = \frac{\rho u_e}{\sqrt{2\xi}} \int_0^y r^\epsilon dy \quad (8)$$

式中 u_e ——附面层边界在 x 坐标方向上的速度分量

r_w ——壁面横向曲率半径

变量变换后的附面层动量方程为:

r ——计算点处横向曲率半径

ϵ ——变量, 二元流动 $\epsilon = 0$, 轴对称流动 $\epsilon = 1$

$$[(1+t)^2 N f_{\eta\eta}]_{\eta} + f f_{\eta\eta} + \beta(1 - f_{\eta}^2) = 2\xi(f_{\eta} f_{\eta\xi} + f_{\xi} f_{\eta\eta}) \quad (9)$$

$$\beta = \frac{2\xi}{u_e} \frac{du_e}{d\xi} \quad (10)$$

$$f(\xi, \eta) = \frac{\psi}{\sqrt{2\xi}} \quad (11)$$

式中 β ——与压力梯度有关的系数

$N = 1 + \varepsilon^+$, 对于层流附面层 $\varepsilon^+ = 0$,

f ——无因次流函数

$N = 1$

t ——横向曲率项

ε^+ ——无因次旋涡粘度

$$f_{\eta} = \frac{\partial f}{\partial \eta} = \frac{u}{u_e} = f', \quad f_{\eta\eta} = \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} = f''$$

$$f_{\xi} = \frac{\partial f}{\partial \xi}, \quad f_{\eta\xi} = \frac{\partial \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \right)}{\partial \xi}$$

为便于求解, 令 $F = f_{\eta}$ 。对于二元流动, 方程(9)变成

$$(NF_{\eta})_{\eta} + f \cdot F_{\eta} + \beta(1 - F^2) = 2\xi(FF_{\xi} - f_{\xi} F_{\eta}) \quad (12)$$

$$\text{式中 } f(\xi, \eta) = \int_0^{\eta} F(\xi, \eta) d\eta + f(\xi, 0) \quad (13)$$

有限差分格子中的变量的含意示于图1。用台劳级数展开取中心差分的方法得到各项差商, 代入方程(12)。方程(12)中的非线性项 F^2 、 FF_{ξ} 和 F_{η} 亦用线性化了的差商代入, 再通乘以 $\Delta\xi$, 即可得到如下差分方程

$$A_n F_{m+1, n-1} + B_n F_{m+1, n} + C_n F_{m+1, n+1} = D_n \quad (14)$$

它的解为 (省略注脚 $m+1$)

$$F_n = E_n F_{n+1} + G_n, \quad F_{n-1} = E_{n-1} F_n + G_{n-1} \quad (15)$$

当 $F_1 = 0$, 则 $E_1 = 0$, $G_1 = 0$, 即壁面情况。

$$\text{式中 } E_n = \frac{-C_n}{B_n + A_n E_{n-1}} \quad (16)$$

$$G_n = \frac{D_n - A_n G_{n-1}}{B_n + A_n E_{n-1}} \quad (17)$$

$$A_n = -\frac{\Delta\xi}{\Delta\eta_n^2} N^i P_1 P_4 + \frac{\Delta\xi}{2\Delta\eta_n} L_3 [f^i + (N_{\eta})^i + 2\xi(f_{\xi})^i] \quad (18a)$$

$$B_n = -\frac{\Delta\xi}{\Delta\eta_n^2} N^i P_1 P_3 + \frac{\Delta\xi}{2\Delta\eta_n} L_2 [f^i + (N_{\eta})^i + 2\xi(f_{\xi})^i] - 2F_{m, n} \Delta\xi \beta - 2\xi F_n^i \quad (18b)$$

$$C_n = -\frac{\Delta\xi}{\Delta\eta_n^2} N^i P_1 P_2 + \frac{\Delta\xi}{2\Delta\eta_n} L_1 [f^i + (N_{\eta})^i + 2\xi(f_{\xi})^i] \quad (18c)$$

$$D_n = -\Delta\xi \beta (1 + F_{m, n}^2) - 2\xi F_{m, n} \cdot F_n^i \quad (18d)$$

L_1 ——常数, $L_1 = K^{-1}$ 。K为 η 方向任意两相邻间隔长度之比, 亦为一常数

L_2 ——常数, $L_2 = (K^2 - 1)L_1$

P_2 ——常数, $P_2 = L_1$

L_3 ——常数, $L_3 = -K$

P_2 ——常数, $P_3 = 2P_1P_2$

P_1 ——常数, $P_1 = \frac{1}{2}(1+K)$

P_3 ——常数, $P_4 = 1$

方程(18)中的 ξ 和 β 在 $(m+1)$ 处求值。只有带上标 i 的项须经过不断迭代,直到收敛,满足精度要求为止。当 $n=N-1$ 时, F_{n+1} 为已知,即 $F_N=1$,因此可用方程(15),从附面层边缘自上往下算出各点之 F_n ,再数值积分求得 f_n 。

Cebeci-Smith 旋涡粘度模型由靠近壁面的内层旋涡粘度和在这之外的外层旋涡粘度所组成。内层旋涡粘度是基于普朗特混合长度原理并加以修正,在计及附面层内各层温度变化后,对于有壁面质量交换(都 $v_w \neq 0$)的情况下

$$\begin{aligned} \varepsilon_{i_{v_w \neq 0}}^+ &= K_1^2 \left(\frac{Te}{T} \right)^2 \sqrt{Re_\infty} \sqrt{2\xi^*} \eta^2 |f''| \left\{ 1 - \exp \left\{ - \frac{\sqrt{Re_\infty} \sqrt{2\xi^*}}{26} \eta \times \right. \right. \\ &\quad \left[\frac{f_w''}{\sqrt{Re_\infty} \sqrt{2\xi^*}} e^{\left(\frac{v_w \sqrt{Re_\infty} \sqrt{2\xi^*} \eta}{u_e} \right)} - \frac{u_e \beta}{v_w Re_\infty 2\xi^*} \times \right. \\ &\quad \left. \left. \left(e^{\left(\frac{v_w \sqrt{Re_\infty} \sqrt{2\xi^*} \eta}{u_e} \right)} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 \end{aligned} \quad (19)$$

对于无附面层吸除或吹气(即 $v_w=0$)的情况下

$$\begin{aligned} \varepsilon_{i_{v_w=0}}^+ &= K_1^2 \left(\frac{Te}{T} \right)^2 \sqrt{Re_\infty} \sqrt{2\xi^*} \eta^2 |f''| \times \\ &\quad \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{\sqrt{Re_\infty} \sqrt{2\xi^*}}{26} \eta |f_w'' - \beta \eta|^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^2 \end{aligned} \quad (20)$$

式中 K_1 —— $K_1=0.4$, 常数

Re_∞ —— $Re_\infty = v_\infty c / \nu$, v_∞ 为斜冲波后,压缩面上的速度, c 为一参考长度

ξ^* ——无因次沿流向坐标, $\xi^* = \xi / \mu^2 Re_\infty$

v_w ——垂直于 ξ 方向的壁面速度分量

外层旋涡粘度 ε_0^+ 的基本假设是它与二维位移厚度成正比,再适当加以修正,其表达式为

$$\varepsilon_0^+ = \frac{K_2 u_e \int_0^\delta (1 - u/u_e) dy}{\nu (1 + 5.5(y/\delta)^6)} \quad (21)$$

式中 K_2 ——常数, $K_2 = 0.0168$

附面层转捩准则为:

$$\text{当 } \frac{\partial p}{\partial x} \leq 0, Re_\theta = 640$$

$$\text{当 } \frac{\partial p}{\partial x} > 0, Re_\theta = 320 \quad (22)$$

定义附面层分离将发生在 $f_w'' \leq 0.05$ 。

其余附面层特性参数表达式为:

$$\delta = \frac{C\sqrt{2\xi^*}}{\sqrt{\text{Re}_\infty} u_e^*} \eta_\delta \quad (23)$$

$$\delta^* = -\frac{C\sqrt{2\xi^*}}{\sqrt{\text{Re}_\infty} u_e^*} (f_\delta - \eta_e - f_w) \quad (24)$$

$$\theta = -\frac{C\sqrt{2\xi^*}}{\sqrt{\text{Re}_\infty} u_e^*} \int_0^{\eta_\delta} (f_\eta - 1) f_\eta d\eta \quad (25)$$

$$\text{Re}_\infty = \frac{v_\infty C}{\nu} \quad (26)$$

$$\text{Re}_\delta^* = \frac{\rho u_e \delta^*}{\mu} = \text{Re}_\infty u_e^* \left(\frac{\delta^*}{C} \right) \quad (27)$$

$$\text{Re}_\theta = \frac{\rho u_e \theta}{\mu} = \text{Re}_\infty u_e^* \left(\frac{\theta}{C} \right) \quad (28)$$

式中 $u_e^* = \frac{u_e}{u_\infty}$

三、计 算 结 果

计算表明,在离正冲波后不远处附面层即发生分离,即 $f_w'' \cong 0$ 。当在此分离点稍前方引入一微小的附面层吸除系数 $C_Q = v_w/u_e$,于是 f_w'' 值马上急剧上升,爬过顶点,接着再急剧下降,就象一条抛物线(见图3、4)。当 C_Q 达到某个数值, f_w'' 在出口截面以前不下降为零,就意味着分离即被避免。 f_w'' 成抛物线状发展,暗示着该段扩压型面仍有减少放气量的潜力。

计算还发现,当吸除起始点愈往上游移动,则避免出现分离所需最小吸除量急剧减小(见图5、6)。这是因为愈往上游,附面层愈薄的缘故。然而,当吸除开始点位于层流附面层区域内时,则层流附面层不发生转换,一直维持为层流状态。但层流状态不稳,一旦转换,则等熵一元可压流方程算出。 u_e 速度剖面示于图8。在模型出口处设有可调百叶窗式限流喉道,以调节进气流量和正冲波位置。图9清楚地显示了模型在试验装置内的安装情况。大约有31%的风洞总流量流入进气道,其余从进气道模型外流过。

虽然附面层吸除计算是采用均匀吸除边界条件,但是在模型上是分别在凸、凹型面上用均布四条吸除缝隙来吸除。吸除缝隙流量通过8条铜管,每条铜管末端有一节流阀和一流量喷嘴,直接排入大气。

用纹影照相记录了冲波及附面层情况。为了显示模型上的分离区,在吹风前,于模型通道上涂以真空泵油和灯黑混合液。试验中令人意外地发现,只须通过凸型立刻发生分离。因此最佳位置似应选在转换点稍后一点处。

计算中还发现 $(\rho/\rho_e)^2 = (T_e/T)^2$ 压缩性项,对旋涡粘度有显著影响。当不考虑附面层内沿厚度方向的温度剖面对密度的影响时,即 $\rho = \rho_e$,并取系数 $A = A_{v_w} = 0$,凸型面分离点发生在计算点40处。然而当在内层旋涡粘度中计及 $(T_e/T)^2$ 项时,分离点向上游方向移到计算点33处。而当将 $(T_e/T)^2$ 项同时计入内、外层旋涡粘度时分离点移到计算点24处。而在模型试验时,实际分离泡的前缘位于点30附近。故后者偏保守。

四、模型试验和结果

模型试验是在美国西弗吉尼亚大学空气动力试验室 $10.16\text{cm} \times 10.16\text{cm}$ 的超音速暂冲式风洞中进行的。为了使模型尽可能大一些,保证雷诺数在 10^6 量级,以便得到紊流附面层。模型为半自由射流式,被放置在风洞工作段出口处(见图2)。模型为二元外压式,其尺寸示于图7。无粘速度,即附面层边缘速度 u_e 是用面上第一和第二条缝隙吸除少量附面层气流,关闭其余6条缝隙,即无分离现象发生。对于凹型面,不论是处于亚临界、临界和稍许超临界,在打开或关闭全部吸除缝隙时皆无分离发生。只在深度超临界时,整个亚音扩压段变成超音喷管,关闭所有四条缝隙时,出现若干分散的分离泡。在凸型面上的附面层情况就与凹面上的不同,从亚临界到轻微超临界时,若无附面层吸除,在喉道圆弧段区域中间部位,出现一 $5\text{cm} \times 2.5\text{cm}$ 分离泡。然而气流再次自行附壁之后,即维持附壁直到模型出口。但在深度超临界时,附面层一经分离即不再附壁,下游形成较大旋流。附面层吸除与不吸除对流场密度分布的效果,清楚地示于纹影照片图10、11。油迹图形反映更多细节。在凸面上,轻微超临界,无吸除时分离泡比亚临界有吸除时尺寸稍大稍厚一些。凸、凹两面上附面层不同表现的明显对比,显示了流线曲率影响和冲波与附面层干扰的综合结果。在凸面上,附面层起始于尖楔前缘,发展到喉道附近已经具有一定厚度。而凹面上附面层才刚刚发生于唇口,很薄,故干扰较轻。当凸面上四条吸除缝隙全部打开时,原分离泡面积缩小为 $3.2\text{cm} \times 1.3\text{cm}$; 当将凸面上第二条缝隙向上游方向前移 1.6cm 时,分离泡进一步缩小。试验中发现,沿第二条缝隙方向上,吸除很不均匀。两侧吸除很强,中间明显太弱。为此最后采用了一种在两边为原宽度 $1/2$ 的狭缝,而中间开有二条短缝的吸除间隙,基本消除了分离泡。由于模型小,结构上较难作到沿缝隙均匀吸除,但这确是设计缝隙时的一个重要问题。

凸面上第一、二条缝隙吸除的相对质量流量,根据流量喷嘴的雷诺数,取其流量系数 $C_D = 0.97$, 经过实测,得到相对吸除量

$$Q_{R1-2} = \frac{Q_{V1} + Q_{V2}}{Q_{IN}} = 0.0017$$

假设实际扩压器的两个倾壁也施以与凸面相同的吸除量,则进气道总吸除率将为 $Q_R = 0.0051$ 。

在整个试验过程中观察到某种程度的不稳定现象,结尾正冲波从未完全稳定下来,其主要原因是冲波与附面层相互干扰所致,特别是在半自由射流模型中,风洞喷管侧壁的附面层进入模型时即厚达 1.9cm 。

五、结论与建议

1. 采用Stratford的紊流附面层分离准则,使附面维持在即将分离而尚未分离状态的方法来设计扩压器型面,再辅以附面层吸除的方法是可取的。此项技术也适用于其它类似的内流问题。马赫数愈低, $\overline{C_p}$ 值愈小,则愈倾向不需附面层吸除。

3. 只须吸除进气道流量的 0.6% 而使得亚音速扩压段长度缩短 50% 是可行的。它尤适用于短仓式喷气发动机进气道。特别是冲压发动机上。对研制高水平“S”进气道也有参

考价值。

3. 此种型面仍有潜力可被挖掘。

4. 由于流线弯曲所造成的壁面法向压力梯度,对高亚音速流的附面层性能有较大影响,不应忽略。

5. 必须注意如何得到沿整个缝隙的均匀吸除。

参 考 文 献

- (1) Griffith, A.A., High lift airfoil design by inverse method.1938.
- (2) Furuya, Yoshimasa, Performance of two-dimensional diffusers with suction at the entrance. Bulletin of Japanese Society of Mechanical Engineers, Vol. 13, No.56,1970.
- (3) Povinelli, L.A., An experimental and analytical investigation of axisymmetric diffusers. AIAA Paper No 75-1211, presented at AIAA/SAE 11th Propulsion Conference, Sept. 1975.
- (4) Adkins, R. C., A short diffuser with low pressure loss. Journal of Fluids Engineering, Sept, 1975.
- (5) Yang, Tah-teh, Nelson, C. D., Griffith diffusers. Journal of Fluids Engineering, vol. 101, Dec. 1979.
- (6) Liebeck, R. H., Optimization of airfoils for maximum lift. Ph. D. Thesis of Univ. of Illinois, 1968.
- (7) Stratford, B.S., The prediction of separation of the turbulent boundary layer. Journal of Fluid Mechanics, Vol.5,1959.
- (8) Stratford, B.S., An experimental flow with zero skin friction throughout its region of pressure rise. Journal of Fluid Mechanics, vol.5,1959.
- (9) Schlichting, H., Boundary layer theory. Seventh Edition, 1979.
- (10) Cebeci, T., Smith, A.M.O. and Mosinskis, G., Calculation of compressible adiabatic turbulent boundary layers. AIAA Journal, Vol.8, No.11, Nov.1970.
- (11) Poasson, M., Stall delay by boundary layer blowing and/or suction. Ph.D. Dissertation, College of Engineering, West Virginia University, 1983.

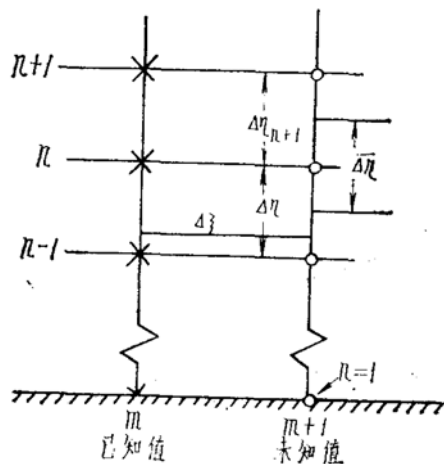


图1 附面层计算用变步长有限差分网格

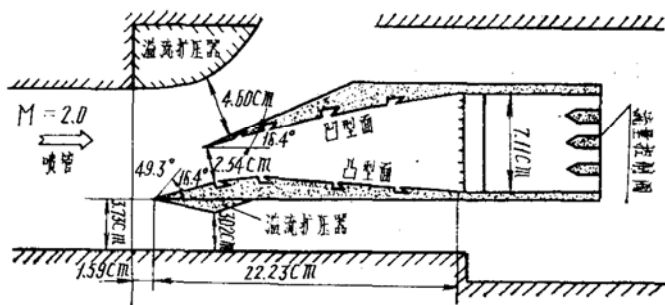


图2 进气道半自由射流试验模型布置图

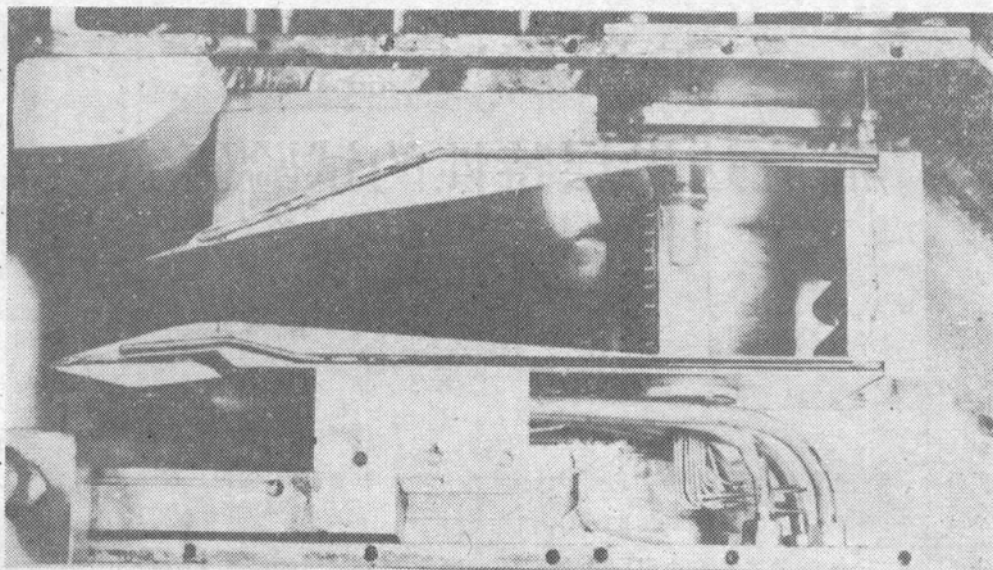


图9 凹面上吸除缝隙近视图

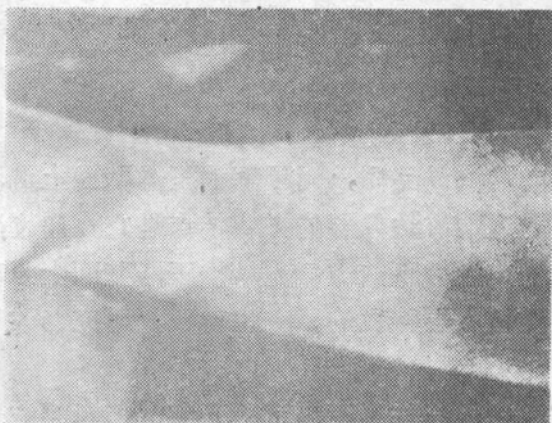


图10 亚临界状态，无附面层吸除，有分离现象产生

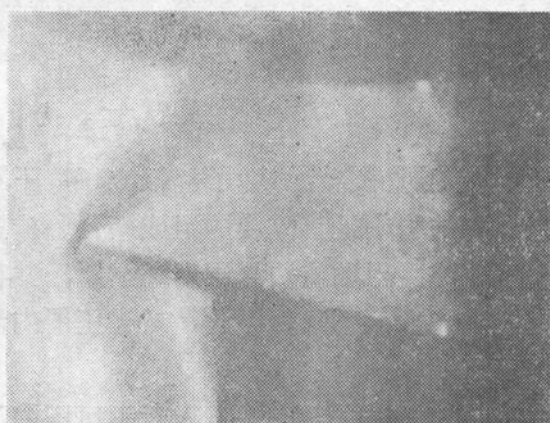


图11 亚临界状态，吸除附面层，无气流分离