

1633

第一届国际航空科学会议论文

近代高超音速气流发展的
某些回顾

1961. 1 北京



近代高超音速气流發展的
某些回顧

出版者 国际航空杂志社
发行者 国际航空杂志社
印刷者 北京五三五印刷厂

1961年1月第一次印刷

北京1652号信箱

编号 116

V2-53
6101-2

出版者的話

国际航空科学委员会 (International Council in the Aeronautical Sciences) 于 1958 年 9 月 8 日到 13 日在西班牙首都馬德里召开了第一届国际航空科学会议 (First International Congress for the Aeronautical Sciences)。出席会议的有 20 个国家的 600 余位代表。苏联也派代表团参加了会议。在会议上共发表了 47 篇论文,广泛地讨论了目前各国科学家在航空科学技术领域内所进行的一些重要研究工作。其中包括了超音速和高超音速空气动力学、弹道导弹的制导问题、飞机噪音问题、附面层控制问题、垂直起落和短距起落飞机的发展情况、航空材料的研究情况、星际飞行的动力问题等。现中国科学技术情报研究所和国际航空杂志社联合组织力量计划将全部论文翻译出版,供读者参考。

为了读者使用方便,拟先按论文以小册子形式分别陆续出版,待全部出版后再装订成合订本。

全部论文是根据美国珀加蒙出版社 (Pergamon Press) 1959 年出版的合订本 (Advances in Aeronautical Sciences) 翻译的。

近代高超音速气流發展的某些回顧

布魯克萊恩綜合技术学院

安托尼奧·費里

引 言

高超音速範圍內的空气动力現象是很复杂的；在解析过程中，它不能像其他气流范围那样地大量采用简化假设，并且实验研究也比较困难。但是由于实际应用上的需要，我們希望对这种流場能有更精确細致的了解。

高超音速气流的复杂性是因下列两个主要原因而引起的：①在所关心的极高速流場中，流体是一种可变质性的非理想气体，并在气流的有限範圍內，会发生化学-物理变换。②这种气流是高度非綫性并有旋的，同时在重要的区域內，它具有跨音速流型。

虽然高超音速气流研究中的問題要比超音速气流的困难得多，但却要求得出更精确和更仔細的結果。在高超音速气流問題中，除了求解压力分布及空气动力外，还須决定对物体的热傳导。当求解空气动力时，只須决定流場的整体特性；这可利用整个气流現象的简化模型求得，而不必正确地表示出气流的詳細情况。但当求解热傳导时，必需对流場中的速度梯度、压力梯度、压力分布、熵分布以及附面层內外的化学-物理变换和层流、紊流、过渡附面层气流方面有精确的了解。由于多数科学团体以及軍事組織对此不断地感到兴趣，所以虽然有着上述这些困难，近几年来在这方面的發展还是极其迅速的。

本文将摘要地回顾一下高超音速气流的某些近代發展，同时还将討論需要作进一步發展的某些問題。这里所列出的新結果是作者和布魯克萊恩綜合技术学院的空气动力学实验室中的工作人員們合作得出的。

1. 化学-物理效应

为了討論在流体中所发生的化学-物理变换对气动力特性的影响，我們將高超音速流場分成两大类：①各处的气流均处于热力平衡；②存在着不平衡情况，并对空气动力产生着第一量級的效应。

对于多数受到关心的高超音速流場，在气流的局部区域中存在着很高的靜温升。因为駐点热焓的绝对值很大，所以在这种区域中气体性质发生着巨大的变化。在較低的M数範圍內，气体的內能几乎完全来自分子的平移动能及旋轉能，并且能量方程或状态方程式可以写成

$$E = (\beta - 1) \frac{P}{\rho} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} \quad (1.0)$$

$$P = \rho RT;$$

式中R及 γ 是常数。在較高的靜温度下，振动、轉动及电子的能量也对气体的內能有所贡献。于

本文所采用的符号列于文后的表中。

是我們必須修改內能表示式，把量 β 看作是各種貢獻的總和；同時狀態方程式也必須加上一修正項

$$\frac{p}{\rho} = RZT, \quad (1.1)$$

以求計入離解及電離的效應。

假如因氣動力而引起的气体物理性質變化是逐漸進行的，並且與分子各自由度的弛豫時間 (relaxation time) 比較起來，物理性質變化的對應時間也顯得很长，則我們可以足夠近似地認為，各點上的气体都處於統計平衡。在這情況下，气体的性質（如 β 及 Z ）只是局部情況（壓力及溫度）的函數。但是獲得平衡的機構卻依賴於碰撞運動學及概率。因此，平衡的弛豫時間取決於壓力及溫度。對於大高度及大速度的飛行情況，平衡振動、離解及電離的平均自由路程變得很大，並且在許多場合下，相對於具有大加速度或減速度的流場的典型尺度，不能再把平均自由路程看作是小小的了。

某些單位對平衡氣流領域的問題已作了大量的研究工作；詳細地分析了平衡情況的空氣性質及其隨壓力及溫度的變化⁽¹⁻⁶⁾，製出空氣的莫利爾表 (Mollier charts)^(7,8)，並且推導出在既定的壓力及溫度範圍內，表示空氣性質的多項式或表格⁽⁹⁾。利用了這些數據之後，在原則上我們就有可能將氣體性質保持不變情況的數值解析法應用於氣體性質變化的情況，而不致引起概念上的複雜化。但是數值計算工作是很繁復的，並需對不同的高度分別進行計算。這種計算上的困難可以大量應用計算機而加以克服。另外，氣體性質的變化也會使各種解析方法都變得複雜起來，這就要求引入簡化假設。

穿越激波時的氣流性質變化已經製成表格，同時對於實際气体的平衡情況，簡單的一元型問題（例如錐型流）也早已解出；其中的某些數據可參看參考文獻^{7,10,11,12}。

因為在高超音速氣流實驗中，我們必需模擬氣流性質隨壓力及溫度的變化，所以實驗技術也很複雜。假如能在實驗中精確地表示出駐點溫度及駐點壓力，並且存在着熱力平衡，則這種氣體性質的變化是可以模擬的。目前，我們很難在實驗中模仿出實際的 M 數、雷諾數以及駐點條件。由於這種完全模擬上的困難，通常在實驗空氣動力學中把各種參數的效應區分開來，以求更便於修正實驗數據。這種方法可被用來修正在正確 M 數但並未模擬真實氣體效應的實驗中所得出的力及壓力分布。

實驗及理論分析證明，在鈍頭物体的前部（該處的靜力溫度很高），真實氣體效應對壓力分布的效應不大重要；而在高局部 M 數區域，由於靜力溫度很低，氣體與理想氣體相差不多。例如，在圖1中表示了在 $M=20$ 時的半球圓柱體上，理想氣體與真實氣體壓力分布之間的比較。這些數值是用修正了的牛頓法及普朗特-麥耶膨脹法得出的。曲線上的銜接點就是這兩條曲線的共切點。可以看出，這種分析能給出良好的高超音速氣流近似值。真實氣體效應對 p/p_0 比值的效應很小，而對 p/p_s 比值的效應更小。這裡 p 是表面上的局部靜壓力； p_s 是正激波後的駐點壓力； p_0 是未扰动靜壓力。

現在，一定範圍的簡單邊界條件下的數值分析及未對駐點條件加以充分模擬的實驗研究，均能在壓力分布以及空氣動力方面足夠近似地計入真實氣體效應。

不平衡空氣動力學的進展就要慢得多，目前只有少數的理論結果及實驗數據可供應用；而這些成果主要是決定在何種條件下不平衡現象會對流場性質產生巨大影響⁽¹³⁻¹⁷⁾。少數的理論研究企圖解析地決定振動及離解的平均自由路程^(13-15,17)。這些方法都想從碰撞運動學及碰撞概率求

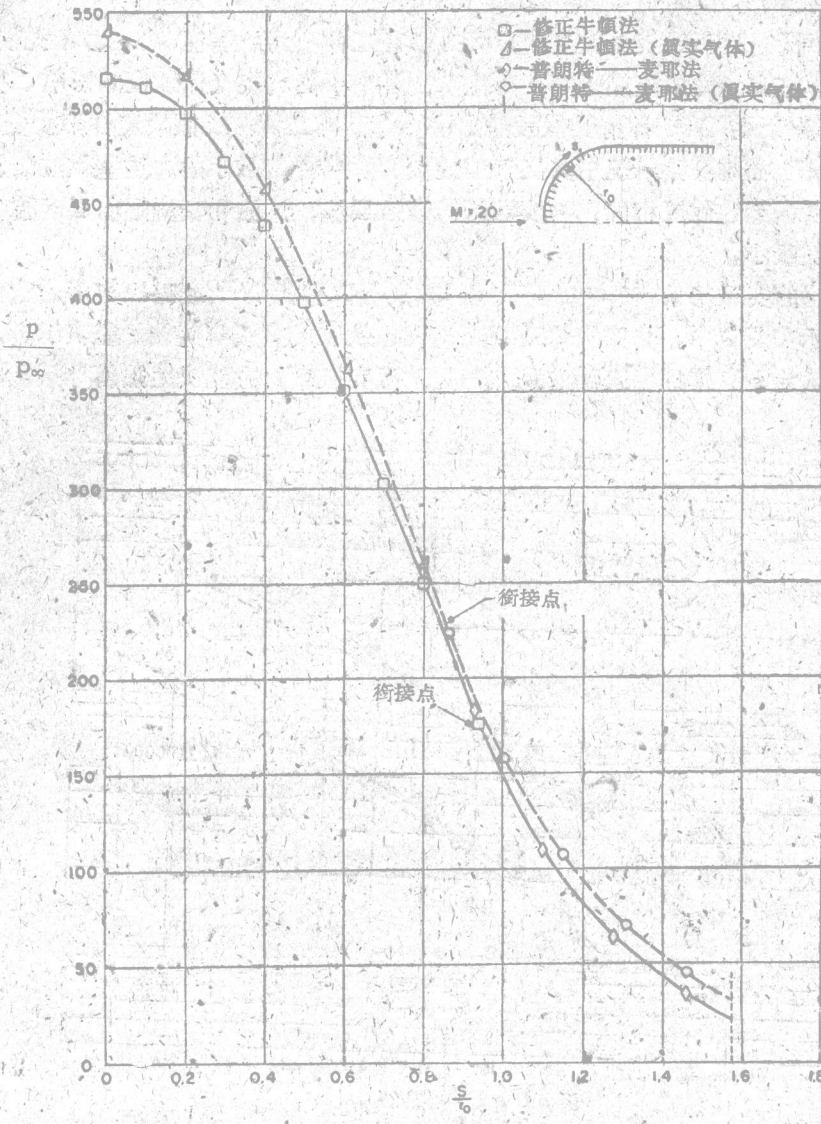


图1 沿一半球圆柱体，理论上的理想气体与实际气体的压力分布比较， $M=20$ ，高度=100,000呎

得平均自由路程的量级。因为我们对于问题中的许多参数了解得很少，所以只能进行定性的分析，并不能对其在流场中的效应给出足够精确的物理结果。

为了从实验上决定振动及离解的弛豫时间，曾经完成了大量研究工作。其中一些比较新的结果可参看参考文献 15、17、18、19、20、21、22。在参考文献 17 中的数据指出了气动力平衡假设的有效范围。这些数据指出，只有在飞行高度大于 200,000 呎，速度大于 $M=20$ 时，不平衡情况才对非粘性气流区域产生重要的影响。

对于在附面层内部的气流，在比上述数值低得多的高度及 M 数范围内，不平衡效应就已显得很重要了，因为这时与弛豫平均自由路程相比较的物理尺度是附面层厚度。在附面层中，振动、离解及电离的有限弛豫长度以及原子和离子扩散（最后仍又结合）的可能性，将使热传导率比起

分子的来要提高許多。

真实气体及不平衡对附面层气流效应的分析方法有二种不同的途径。在参考文献 23 中，詳細地研究了鈍头物体駐点上的层流热传导，并且求出了不平衡真实气体效应的影响。在参考文献 24 中研究了两种极端情况：第一种情况假设热力平衡，而第二种情况假设复合率极慢而扩散是气流的主要现象。发现在这两种情况中真实气体性质的影响都是微小的。这些效应的量级与流場中微小气动力变化所引起的效应相同；与实验测量以及层流、过渡和紊流附面层理論中的誤差相比时，这些效应确实很小。

由激波管所得出的实验结果⁽²⁵⁾与处于平衡的真实气体分析解⁽²³⁾或略去离解的分析解符合得很好。这些结果表示在图 2 中。真实气体及平衡情况的效应用虚线与实际值的差表示。此图会使我們产生一种誤解，认为只有模拟出正确的駐点压力及温度值后，方能决定热传导系数的值。实际

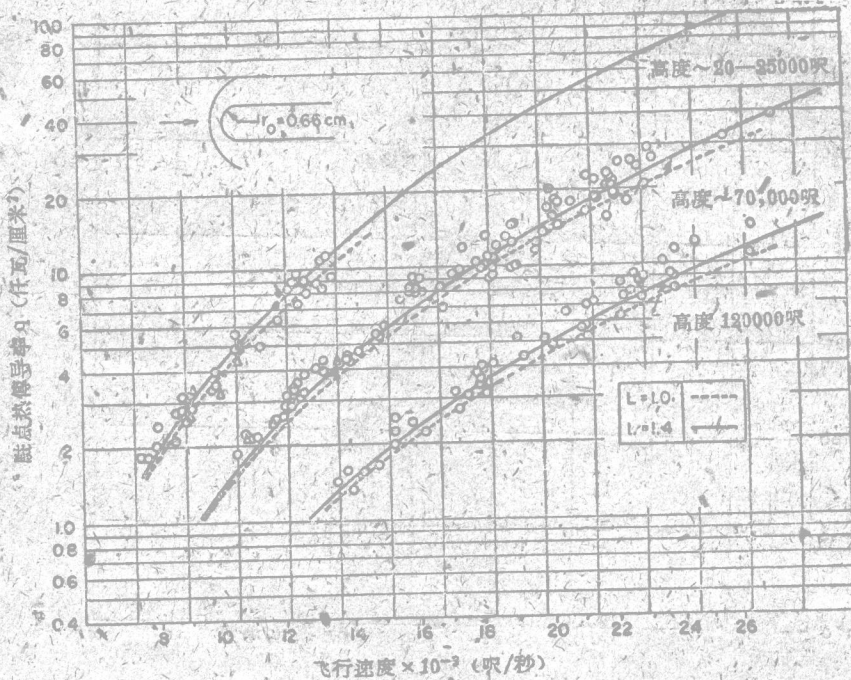


图 2 在鈍头物体的駐点上，理想及真实气体的热传导实验值（理想气体 $L=1.0$ ，真实气体 $L=1.4$ ）⁽²⁵⁾

上情况并非如此。在参考文献 23 中，駐点的热传导系数被表示成

$$q_s = 0.76 p_r^{-0.6} \left(\frac{\rho_w \mu_w}{\rho_{se} \mu_{se}} \right)^{0.1} (h_{se} - h_w) / \rho_{se} \mu_{se} \left(\frac{du_e}{ds} \right) \times \left[1 + (L^{0.52} - 1) \frac{h_D}{h_{se}} \right]; \quad (1.2)$$

式中脚注 w 表示壁面情况， s_e 表示外部駐点情况； h 是热焓，而 p_r 则为普朗特数。根据公式 (1.2)，可以定出系数 $\frac{Nu}{Re^{0.5}}$ ，这里努塞尔特数 (Nusselt number) Nu 以及雷诺数 Re 对应于外部气流性质及物体的一个典型尺寸。駐点附近的压力及速度可用尺度参数表示成如下的形式：

$$\frac{p}{p_s} = 1 + K^* s^2 \quad (1.3)$$

及

$$\bar{u} = \frac{u_e}{\sqrt{h_{se}}}; \quad (14)$$

式中 $\bar{s} = \frac{s}{r_0}$ ，而 r_0 是决定头部形状的一个尺寸，例如驻点上的曲率半径。努塞尔特数及雷诺数可以表示为⁽⁹²⁾

$$Nu = f_{\omega}(c_p)_{se} \frac{r_0}{k_{se}(h_{se} - h_w)}; \quad (15)$$

$$Re = Re \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_{se} h_{se}}}; \quad Re = \rho_{se} \sqrt{h_{se}} \frac{r_0}{\mu_{se}} \quad (16)$$

然后，

$$\frac{Nu}{Re^2} = 0.794 \sqrt{K} \left(\frac{\rho_{\omega} t_{\omega}}{\rho_{se} \mu_{se}} \right)^{0.1} \left[1 + (L^{0.52} - 1) \frac{h_D}{h_{se}} \right]; \quad (17)$$

这里我们认为普朗特数等于 0.71。因为 $\frac{\rho_{\omega} t_{\omega}}{\rho_{se} \mu_{se}}$ 项的指数值很小，所以比值 $\frac{h_D}{h_{se}}$ 允许作很大的

变化而不显著地影响 $\frac{Nu}{Re^2}$ 值。上式括弧中的第二项表示离解及扩散的效应。如果 $L = 1$ ，则此项

等于零。在参考文献 23 中，取 L 值为 1.4。在图 3 中对于不同的对应驻点热焓对壁面热焓的比

值 $\frac{h_{se}}{h_w}$ 以及两种风洞驻点情况，把得自 (1.7) 式的 $\frac{Nu}{Re^2}$ 值表示成飞行 M 数的函数。该图指出，

所有这些参数对 $\frac{Nu}{Re^2}$ 值的影响都很小，所以未曾模拟真实气体效应的实验结果仍能给出良好的

实用结果。为作比较起见，在图 3 中也画出了来自参考文献 26 的非压缩性气流解析结果。看起来在驻点的下游，这些参数的效应将是很大的；但是简单的分析结果证明，情况并非如此。

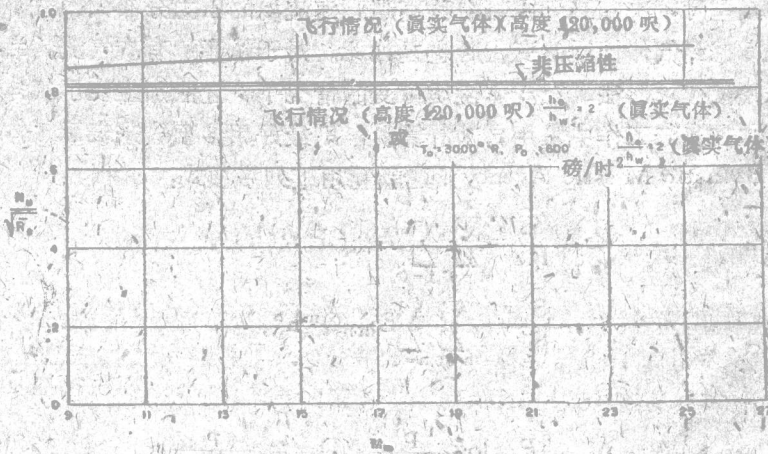


图 3 对于实际及理想气体以及各种不同的驻点及壁面条件 (驻点温度 t_w 、驻点焓 h_w 、驻点压力 p_w 、壁面温度 t_w 及壁面焓 h_w)，驻点上的 $\frac{Nu}{Re^2}$ 数随飞行 M 数 M 的变化

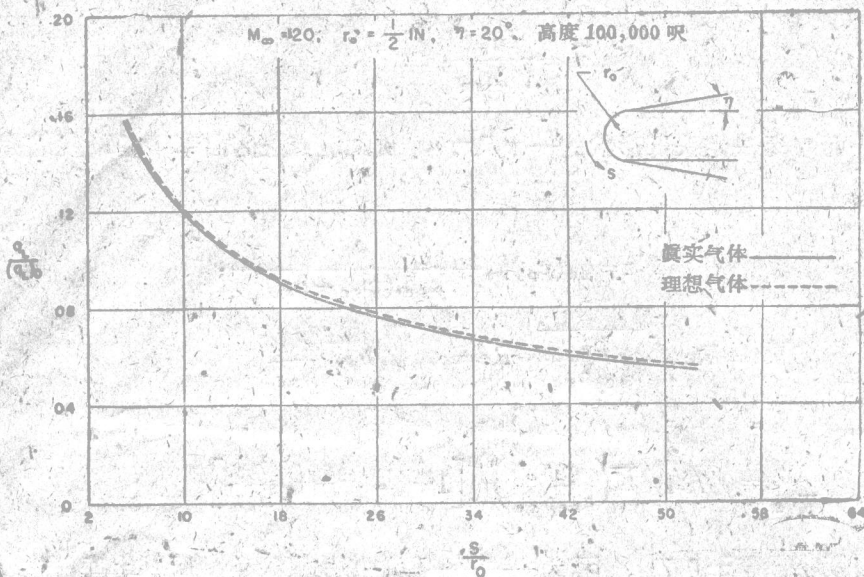


图 4

图 4 比较了沿一圆球-圆锥体处于平衡情况的真实气体流动及理想气体流动的局部热传导值。图中列出沿物体长度的局部热传导与驻点热传导的比值 $\frac{q_L}{q_{L0}}$ 。这些结果是按参考文献 24 中的方法得出的。图中两条曲线之间的差别可以略去不计。如同非粘性气流情况一样，在极低的密度或雷诺数下，真实气体效应对附面层现象的效应仍属未知。我们估计在这种情况下，这些效应相当大。

2. 压力分布的决定

(a) 二元或轴对称流场。

当气流是双曲线型时，决定二元或轴对称高超音速流场的压力分布问题并不比超音速有旋气流更为复杂，就是考虑到气体性质的变化时也是如此。对于超音速有旋气流，当必须考虑两族马赫波时，通常需采用数值求解法。在气体性质可变的情况下，还应加上表示气体性质随压力及温度变化的方程式。如在实际工作中采用自动计算机，则最好用多项式来表示气体的性质。陆军弹道导弹局 (Army Ballistic Missile Agency) 建议利用下列多项式：

$$\frac{S}{R} = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^5 A_{ij} (P)^i (h)^j, \quad (2.1)$$

$$\frac{S}{R} = \sum_{m=0}^4 \sum_{n=0}^5 B_{mn} Q^m h^n, \quad (2.2)$$

式中

$$P = \log \frac{P}{P_{\text{大气}}}, \quad Q = \log \frac{\rho}{\rho_{\text{大气}}},$$

* N.H. 肯普 (Kemp), P.H. 罗斯 (Rose) 及 R.W. 德特 (Detra) 在本文写成后发表了论文“在高解空气中钝头物体的层流热传导” (Rep. No. 15, AVCO, Res. Lab.), 其中的结果证明了上述结论。

S是熵，R是气体常数。系数 A_{ij} 及 B_{mn} 可由莫利尔图表决定。气流的特征线方程式可以写成

$$\frac{dp}{\gamma^2 p} \sin^2 \mu \cos \mu \pm d\theta + \frac{\sin \mu \sin \theta}{\cos(\theta \pm \mu)} \frac{dx}{y} = 0; \quad (2.4)$$

式中

$$\gamma^2 = \frac{\rho}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s, \quad (2.5)$$

并可直接由表示式 (2.1) 及 (2.2) 求得。

由于附面层生长的缘故，应对非粘性流场的边界条件进行某些修正，这就使问题复杂化了。但对低高度的实际情况，这些修正量通常都很小，并且假如需要的話，我們可以在粗略压力分布的基础上，对附面层进行简单分析而得出修正量的一级近似值。

在参考文献 28—33 中所讨论的二元平板尖前缘上的特殊问题是一个很有趣的学术性问题，但其实用意义不大。对于尖前缘，其实际厚度的微小变化会产生具有与附面层相同级次的效应；这是因为前缘的实际厚度会引起高度弯曲的激波。因巨大熵梯度而引起的极大压力梯度的作用范围，其量级比前缘的厚度大⁽³⁴⁾；因此，必须充分掌握边缘的几何形状。在极低的密度下，对于许多种边界值问题，这个干扰问题很是重要。

在许多实际应用中，为了降低局部热传导，物体的头部被做成钝的；所以近年来，高超音速速度下的钝头物体解析问题受到广泛的注意。目前，实验及理论研究集中于钝头物体的轴对称或二元气流问题。在这方面发展了一些近似解析方法，还有几种数值算法。参考文献 35 至 61 就是这个问题的各种研究报告；在参考文献 34 中评论了其中的某些解析方法。在各种近似解析法中，参考文献 47 所提出的（在 48 中重加考虑）所谓牛顿近似法最为简单。对于轮廓曲率在驻点及等音速线之间变化不大的物体，这方法能给出良好的近似。另外，假定驻点附近的气流是非压缩性的有旋气流，并在流场其他部分作了简化假设时，此方法也能给出良好的结果⁽³⁵⁾。之所以对此感到兴趣是因为它能给出非轴对称物体的某些情况。

为了改进牛顿近似法，曾经提出过几种方案^(52,53)。但是因为所采用的级数收敛得很慢，所以这些方案在实施中有着困难。在参考文献 34 中详细讨论了这个问题。最近发展出了用来计算椭圆及跨音速区域⁽⁵⁵⁻⁶¹⁾流场的数值方法。所有的方法都从逆向问题着手，这时给定了激波形状，须求解相应的物体形状。求解正向问题（给定物体形状，求激波）数值解答的困难很大，因为它要在不了解激波详细形状的条件下，决定流场中的熵分布。参考文献 55、56 中所讨论的方法利用一虚构的第三元（类似于时间变数），将亚音速气流的椭圆型问题变换到双曲线型问题。这样就略去了不稳定问题（这是椭圆型问题起始值的特征）；由此看来，在数学上，这个方法优于其他方法。但是数值计算的工作量增加得很多。从亚音速区域到超音速区域的过渡要求一种不同类型的解答。

上列各种方法都利用有限差分近似法。在某些情况下，曾将起始数据加以扰动，从而研究计算上的不稳定问题。在目前所有的已公布结果中，都假设激波的形状是完全解析的，因此在理论上决定亚音速及跨音速区域时，不必特别考虑音速线的形状。但在参考文献 60 中，曾对音速线的决定作过专门的研究。

对于平头物体，音速线附近区域的物体形状对整个流场影响很大，并且物体形状对音速线形状的影响要比激波形状的影响大得多。所以在这情况下，我们可以方便地把音速线形状及椭圆型区域中的激波形状当作边界条件。沿音速线的速度方向可由质量连续条件及激波形状决定，然后

再用有限差分法求得椭圆区域中的气流。在参考文献 60 中主要考虑这种情况。对于在音速线上具有大曲率或物体有棱角时，这种近似法是特别有用的。在物体的凸角上，有着一个奇异点。这奇异点的类型可由参考文献 62 得出，因为垂直于流线的熵梯度并不影响到奇异点。

只要从质量流以及棱角处的音速线曲率求得激波处音速线的斜率及曲率，就可以一级近似假设出具有既定肩部形状及既定激波形状物体的音速线形状。物体上音速线的曲率可由物体轮廓的曲率及熵梯度求得。

图 5 对两个物体画出了跨音速区域中的激波、音速线以及特征线网的形状；其中一个物体在等音速线附近具有缓和的曲率变化，另一个具有迅速的曲率变化。在第一个物体上，等音速线直接由激波决定，而达到音速线的特征线完全由激波发出。在第二个物体上，有些特征线是从物体发出的，所以在点 B 及 C 之间的音速线上的气流也受到物体形状的影响。假定在轴及点 F 之间的激波已被确定，则这部份流场也可予以决定。但是我们看到，在点 D 及点 F 之间的激波的局部变化将会影响到等音速线的形状、物体的形状以及整个椭圆区域中的气流。因此，当自激波开始对椭圆区域进行任何解析时，必须小心地计入激波上气流性质的极高阶导数值。这种情况指出，从椭圆区域中一条解析激波开始的数值算法对于物体形状的微小变化是很不敏感的。这个缺点可以这样来克服：把椭圆区域中的激波形状以及等音速线的形状当作椭圆区域的边界条件，或者把数值计算伸展至超音速区域内。在这种方法中，等音速线已被决定或假设出，并被取作椭圆区边界条件的一部份，所以缺点比较小。

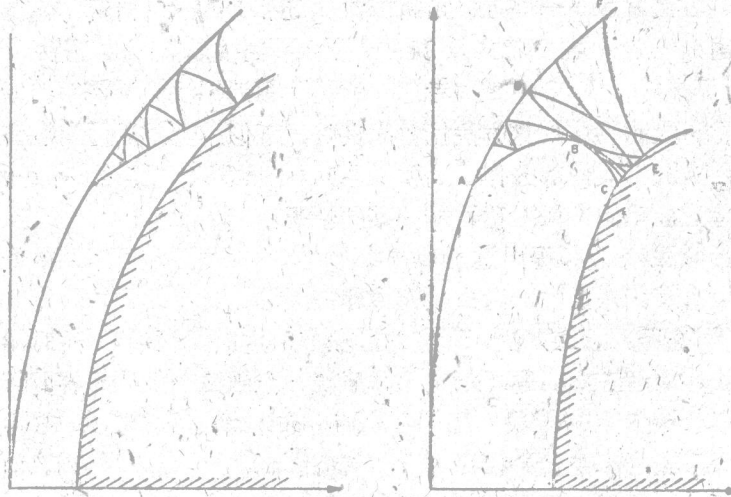


图 5 两种钝头物体在等音速线附近的流场图解

为了澄清这点，我们列出两种不同边界条件的计算结果。在椭圆区域内，这两种计算的激波形状是相似的，因为表示这两激波的方程式能给出相同的坐标，并在数值计算所考虑的导数阶上，对所有的点给出相同的导数值。另外，在点 C 以下，超音速区域中的激波也是相似的，因此在解析近似度内，点 D 以下的等音速线也相等（图 6）。在第一种情况下，把用表示式

$$x = Ky^2$$

表示的完全激波形状取作边界条件（物体 A）。等音速线的形状系由激波得出（参考文献 60）。在第二种情况下，对于 OG 区域采用同样的激波形状作为边界条件，对于气流的其余部分，则取等音速线 DB 的形状作为边界条件。在等音速线上，熵及气流方向可由能量、动量以及质量连续

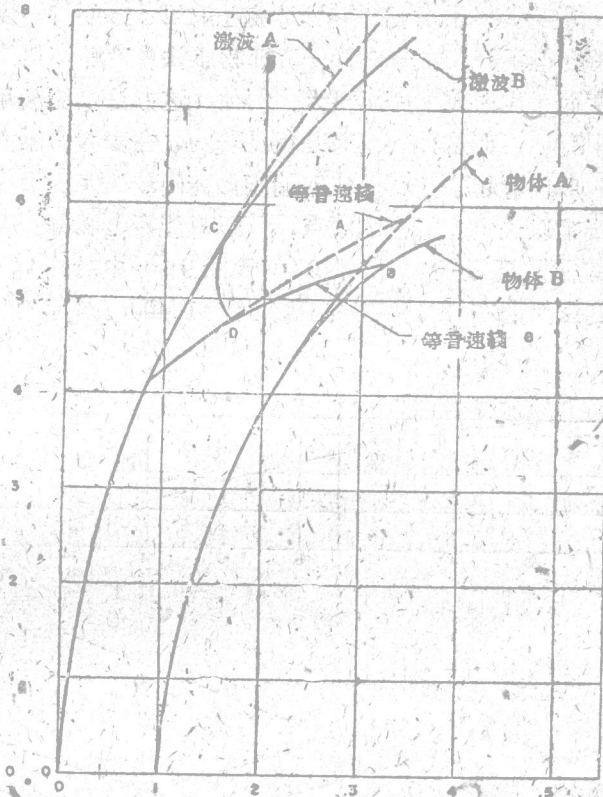


图6 对于 $M_\infty = 20$ ，在等音速线上具有略为不同的边界条件的物体形状，

性得出。这两个物体的形状示于图6中。图7表示这两物体上的压力分布*。

在决定了跨音速区域以后，就可用特征线方法得出双曲线型区域中的流场。但是这个方法很

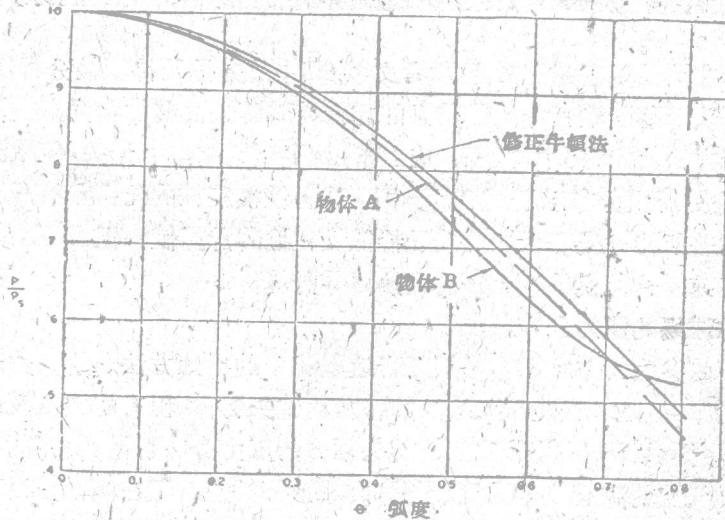


图7 对于只在超音速区域内激波形状上有所不同的两个钝头物体，计算压力分布随局部倾角 θ 的变化 $\cdot M_\infty = 20$ 。

* 这部份结果是作者和罗伯托·瓦格利欧-劳林博士 (Roberto Vaglio-Laurin) 合作研究而得的。

是冗长，所以建立了其他较为简单的方法⁽⁶³⁻⁷¹⁾。最近采用了普朗特—麦耶膨胀及爆炸波理论，它们的结果与实验数据符合得很好。在普朗特—麦耶膨胀法中忽略了第二族马赫波的效应。在某些情况下，这种因熵梯度而产生的效应可能很大。例如，这方法不能被用来决定楔形物体后面平板上的压力衰减⁽³⁸⁾（图8），而这种衰减又是很显著的。在参考文献63、64、65、66、71的爆炸波理论中考虑了熵效应。所以看起来，爆炸波理论能更精确地决定压力分布的形状及压力衰减率。这个方法的困难在于难以决定座标轴的原点，所以只能用于物体头部下游具有强激波影响的区域中。为了显示各种理论的近似级，在图9(a)及图9(b)中对 $M=20$ 的半球圆柱给出了用各种不同解析法所得出的压力分布（气体性质不变， $\gamma=1.40$ ）。

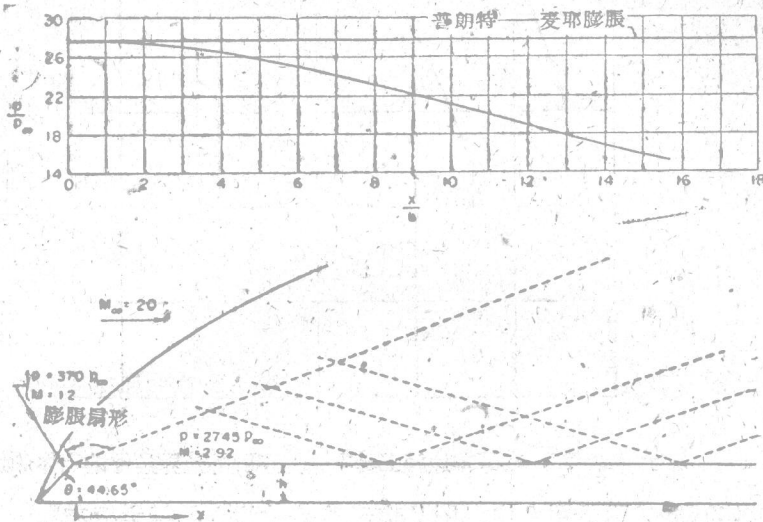


图8 用普朗特—麦耶膨胀法以及特征线法所得出的楔形后平板上的压力分布⁽³⁸⁾。

图9(a)表示在椭圆型区域内，用参考文献60中的方法及特征线分析所得出的结果与用牛顿理论及普朗特—麦耶膨胀法所得出的结果的比较。这两条曲线的共同点被取作这两种方法的过渡点。这两种解析方法彼此符合得很好。应当指出，牛顿气流与 γ 无关，但激波膨胀值却受 γ 值的影响。下游物体上的压力分布示于图9(b)中；这里纵横座标的比例都有所改变。爆炸波理论所给出的压力值要比普朗特—麦耶近似更接近特征线理论的计算值。但当压力的绝对值降低时，相对误差增加得很迅速。这种误差将会影响到热传导计算。

(b) 非轴对称流场的压力分布。

处于攻角下的尖头物体或锥体可按超音速气流中的已知方法求解。另外也曾建立了细长物体的牛顿近似法⁽⁷²⁾。但是对于处于攻角下的轴对称钝头物体，现有的实验及理论资料非常少。在参考文献73—75中提供了一些处于攻角的钝头锥体的压力分布数据。物体的头部是半球形的，所以在各种情况下，气流的椭圆型区域位于物体的球形部份上。现在椭圆型区域并未受到攻角效应的影响，所以这部份气流可用牛顿近似法及普朗特—麦耶膨胀法决定。气流的驻点位于平行于自由主流方向的半径上。

在球形体下游的超音速气流中，攻角的效应与尖头物体在超音速气流中的攻角效应相似。参考文献75中的实验数据指出，物体上某一点的压力分布可表示为

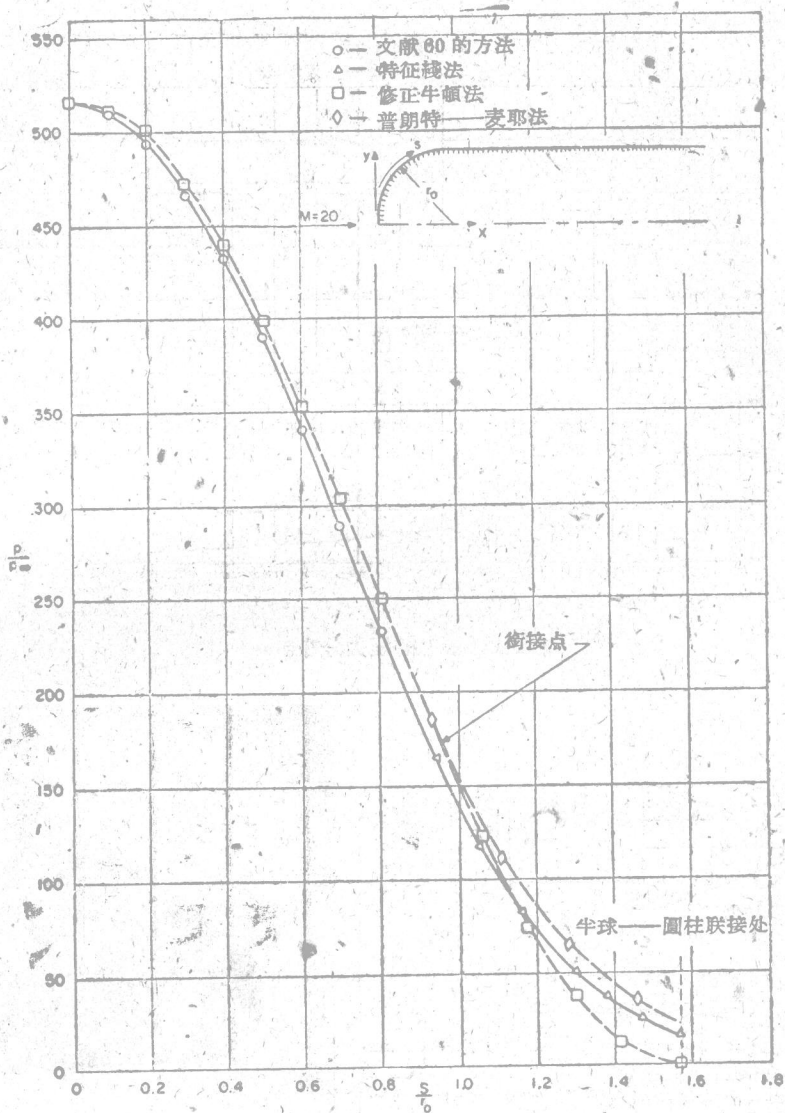


图 9(a) 在 $M=20$ 的主流中，用各种解析法所得出的半球圆柱上的压力分布 ($\gamma=1.40$)。(a) 物体前部的压力分布

$$p = p_0 + \alpha p_1 \cos \psi + \alpha^2 p_2 + \alpha^2 p_3 \cos 2\psi \quad (2.6)$$

式中 p_0 是零攻角下的压力。作为一个例子，在图 10 (a) 中表示了攻角 $\alpha=15^\circ$ 的钝头锥体各子午面上的实验及理论压力分布⁽⁷⁵⁾。在物体的球形部分上，理论压力分布是由牛顿法加上普朗特-麦耶法得出的，而在锥形部份上则由 (2.6) 式给出。式中 p_1 、 p_2 及 p_3 系由 $\psi=0^\circ$ 、 90° 及 180° 时的测得值定出。在距头部很远距离处，气流仍是锥型的。在图中也给出了用二级锥型流理论所给出的数据。

在 $\psi=90^\circ$ 处， $\alpha=15^\circ$ 时的压力分布与 $\alpha=0^\circ$ 时的实际上相同。对于这种物体，其压力分布的一级粗略值可由非常简单的方法求得。但在半球体部份我们采用牛顿近似法，然后接收普朗特-麦耶近似法。而在锥形部份上可以采用锥体的渐近值。由这三个压力值，可得零攻角下压力分

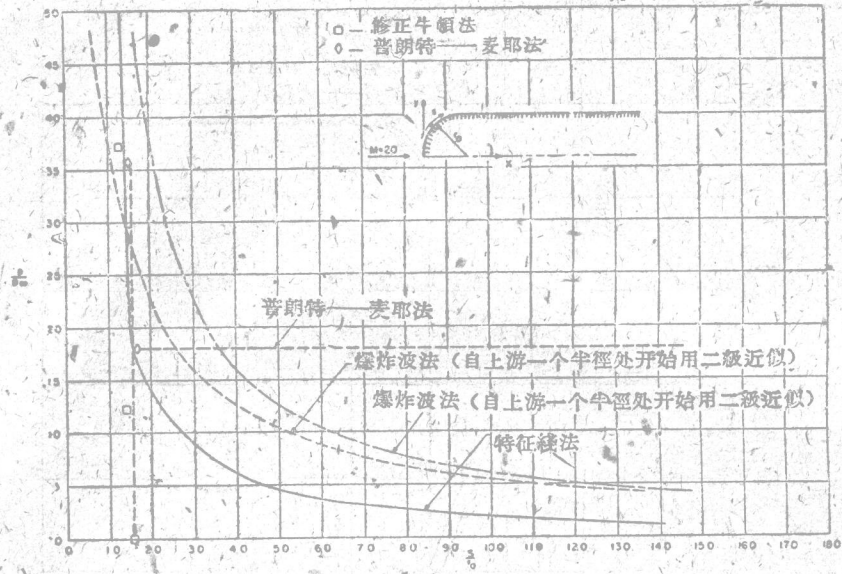
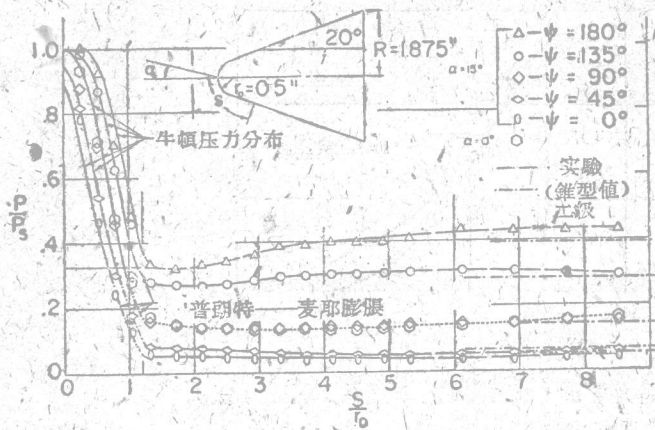


图 9(b) 在圆柱部份上的压力分布。



(a)

(b)

图 10 (a) 攻角为 0° 及 15° ，馬赫数 $M_\infty=6$ 时的钝头锥体压力分布⁽⁷⁵⁾。锥体的半顶角为 20° ，半球头部的半径为 $\frac{r_0}{R}=0.267$ 。(b) $M_\infty=6$ 时，处于 15° 攻角下的钝头锥体的阴影照片⁽⁷⁵⁾。

布的近似形状。

在有攻角的情况下，取 $\psi=90^\circ$ 处的压力分布与零攻角情况下的相等。在 $\psi=0^\circ$ 及 $\psi=180^\circ$ 处半球形头部的压力仍由牛頓理論及普朗特-麥耶膨胀法得出，但在距头部很远距离处，应采用 $\alpha \neq 0^\circ$ 的二級锥型流理論。这样即得粗略的一級近似，可以用来决定空气动力。

我們注意到，对于較大錐体半頂角，牛頓近似法及普朗特—麥耶膨脹近似法所給出的肩部压力值比錐型流理論所給出的低。因此，这种方法也能表示實驗中所发现的过度膨脹。鈍头气流区域到近似錐型气流区域的过渡范围长度相当于肩部处物体与激波間的距离除以錐型物体局部馬赫角的正切。在 $\psi=180^\circ$ 的平面內，过渡膨脹的影响使激波靠近物体。所以在头部附近，激波是凹的，并在头部与物体輪廓平行。在 $\psi=0^\circ$ 的平面內，激波具有單調的曲率（图10(b)）。

当物体的头部具有圓形截面，并且攻角效应影响到橢圓型气流区域时，我們不能直接由几何关系定出駐点的位置，也即自駐点所作物体表面的垂綫并不与自由主流方向平行。这时，沿物体的压力分布以及速度梯度受到气流非对称性的剧烈影响。当物体处于攻角，但其橫截面并非圓形时，情况也是如此。气流的非对称性会影响到駐点上的热傳导。例如考虑图11(a)中的二元物体。只要等音速点位于物体的圓形部份，則駐点位于平行于主流方向的半徑上，头部的气流对駐点是对称的，但是对于比較大的攻角等音速点移到点B以外。在这种情况下，等音速点的位置取决于点C的位置，或者假如BC区域是弯曲的，則取决于BC区域的輪廓曲率。另一个等音速点仍然位于AD区域。因此气流是非对称的，駐点并不位于平行于自由主流方向的半徑上的点S上，而移至S₀及B之間的一点S₁上(这里假設BC在B点上的曲率大于AB在B点上的曲率)。

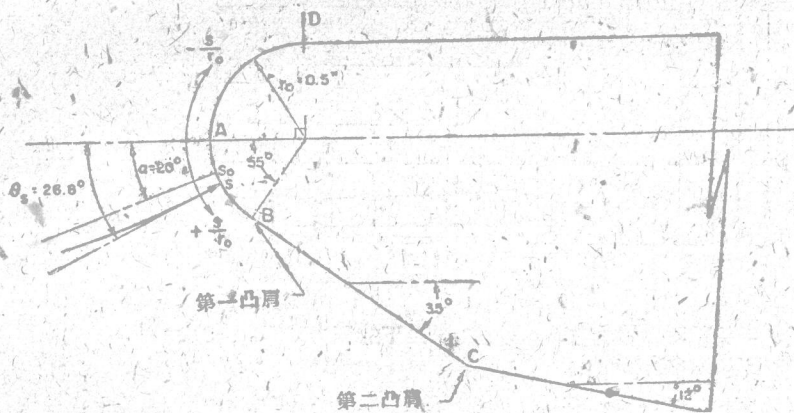


图11(a)
处于攻角下的二元物体

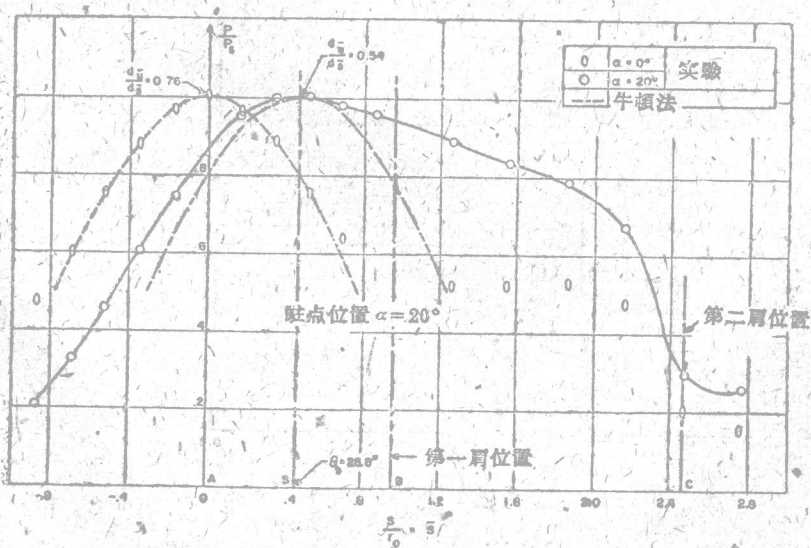


图11(b)
处于0°及20°攻角下的二元
圓头物体的头部压力分布。

图 11 (b) 表示 $\alpha=0^\circ$ 及 $\alpha=20^\circ$ 两种情况的沿物体压力分布。对于 $\alpha=0^\circ$ 的情况，牛頓近似法与实验结果符合得很好。对于 $\alpha=20^\circ$ ，驻点并不位于平行自由主流方向的半径 ($\theta=20^\circ$) 上，而是位于 $\theta=26.8^\circ$ 的半径上。在牛頓近似中并未考虑到驻点的移动，所以 $\alpha=20^\circ$ 时的压力分布与牛頓压力分布不同。驻点的这种移动效应很是重要，因为它改变了驻点上的压力及速度梯度值，以致影响到热传导值。对于 $\alpha=20^\circ$ ，按实验数据计算而得的无量纲速度梯度 $\frac{du}{ds}$ 为 0.54，而 $\alpha=0^\circ$ 时此值为 0.76；因此虽然这两种情况的驻点半径相同，但 $\alpha=20^\circ$ 的驻点热传导要比 $\alpha=0^\circ$ 的大约低 20%。对于机翼前缘，这种效应很有实用意义。

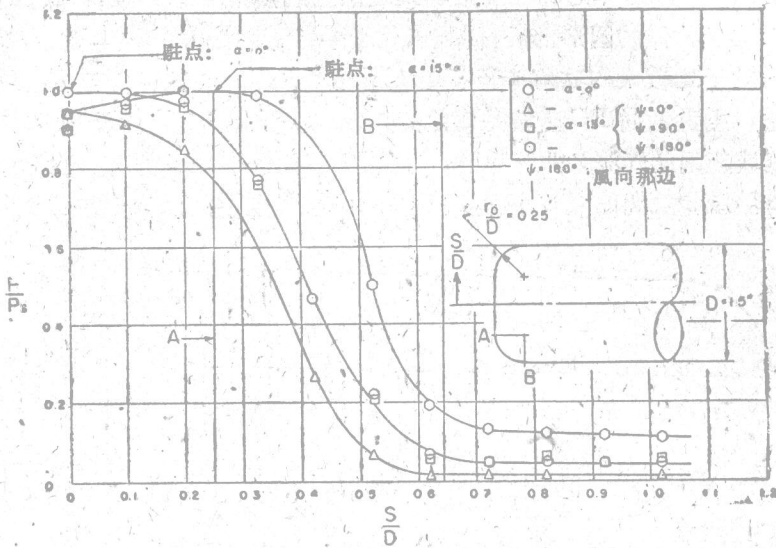


图 12(a) 当 $M_\infty=6$ 时，平头轴对称物体在 0° 及 15° 攻角下的压力分布。在 $\psi=0^\circ$ 、 90° 、 180° 平面中的压力分布。

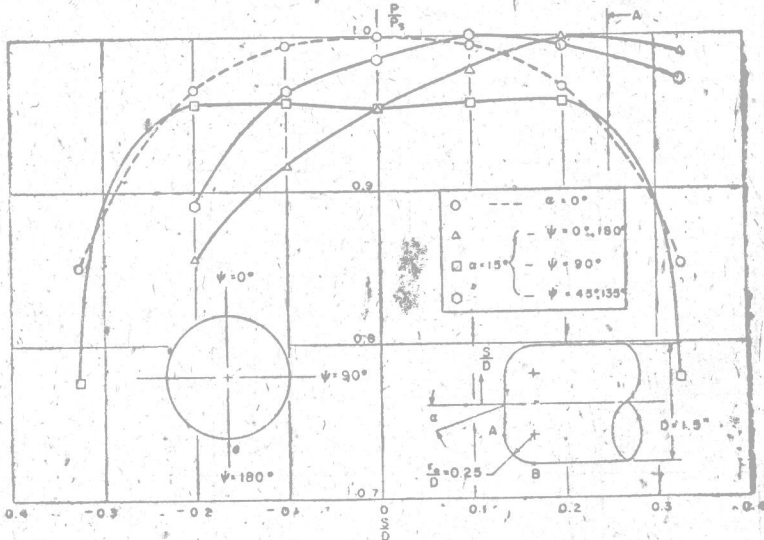


图 12(b) 当 $M_\infty=6$ 时，平头轴对称物体在 0° 及 15° 攻角下的压力分布。当 $\alpha=0^\circ$ 及 $\alpha=15^\circ$ 时，在 $\psi=0^\circ$ 、 45° 、 90° 、 135° 、 180° 平面中的驻点附近压力分布。