

超音速剥離 - 再付着流の実験的研究

辛 島 桂 一・佐 藤 清

An Experimental Study of Supersonic Separated-Reattaching Flow

By

Keiichi KARASHIMA and Kiyoshi SATO

Abstract: This report is concerned with an experimental investigation of supersonic turbulent separated-reattaching flow involving the interaction between a shock wave and a viscous layer. Measurement of static pressure, pitot pressure and stagnation temperature is made at free stream Mach number of 1.94 in the region downstream of a rearward-facing step and distribution of local Mach number, flow velocity and density is obtained. It is shown that the transverse pressure gradient is small in the separated region while, in the recompression region, the shock wave is diffused into the viscous layer in the form of continuous compression waves, inducing a fairly large pressure gradient there. However, the region of shock wave influence is found to be restricted to only upper part of the viscous layer and the pressure gradient in the lower part is revealed to remain relatively small. Finally, it is pointed out that, just downstream of the interaction region where the static pressure has recovered to its free stream value and the pressure gradient is negligible throughout the viscous layer, recovery of flow velocity in the lower part of the layer does not yet attain to the velocity profile corresponding to flat plate flow.

概 要

この報告は衝撃波と粘性層との干渉を含む超音速乱流剥離-再付着流の実験に関するものである。後向きステップ後流の静圧、ピトー圧および淀点温度が測定され、流れ場のマッハ数、速度および密度分布が求められている。

ステップ直後の剥離領域では粘性層をよぎる圧力勾配はかなり小さいけれども、干渉領域では衝撃波はその圧力上昇を連続的な圧縮波の形で粘性層の内部に影響をおよぼしており、そこでは粘性層をよぎる圧力勾配は必ずしも小さくないことが示されている。しかし、この影響範囲は粘性層の上部に限られており、下部では圧力勾配はかなり小さいことが明らかにされている。

干渉領域の後流では静圧が一樣流のそれにほとんど回復し、かつ粘性層の至る所圧力勾配は無視できるほど小さいにもかかわらず、粘性層下部の速度は平板流の速度プロファイルと比較して回復が遅れていることが示されている。

1. はじめに

境界層の剥離-再付着の現象は衝撃波と境界層の干渉やステップをよぎる流れなどの種々の超音速流中に観察することができ、その研究は飛翔体の空力特性の評価に関連して重要である。この種の流れ場は剥離境界層や逆流領域の存在およびこれらの粘性流と再圧縮衝撃波の干渉などにより非常に複雑な模様を示し、理論的にも実験的にもその解明が容易ではない。

剥離-再付着流に対する既存の近似理論の主流は境界層近似と粘性流が単一パラメータによって記述し得るという二つの重要な仮定に立脚して運動量積分法を応用しており、そこでは外部非粘性流から内部粘性流へ輸送される流体の質量や運動量などが流れ場の決定に重要な役割を果たしていると考えている。

層流剥離-再付着流に関しては粘性流の速度プロファイルを級数展開で仮定する方法[1][2]や相似方程式の数値解[3]を基にした方法[4][6]が提案されており、また遷移を含む乱流剥離-再付着流に関しては混合理論[7][9]や層流に対する取扱を単純に乱流に拡張した方法[10][11]が提案されている。

一方実験的研究は主として底面圧力や壁に沿う圧力分布の測定[12][16]であり、干渉領域の流れの諸物理量の測定が困難であるため、流れ場の詳細な構造に関する報告[17][19]は数少ない。したがって近似理論の結果の検討はもっぱら底面圧力や壁に沿う圧力分布に関する実験との比較において行なわれており、この限りでは一応満足すべき結果を得ているように思われる。

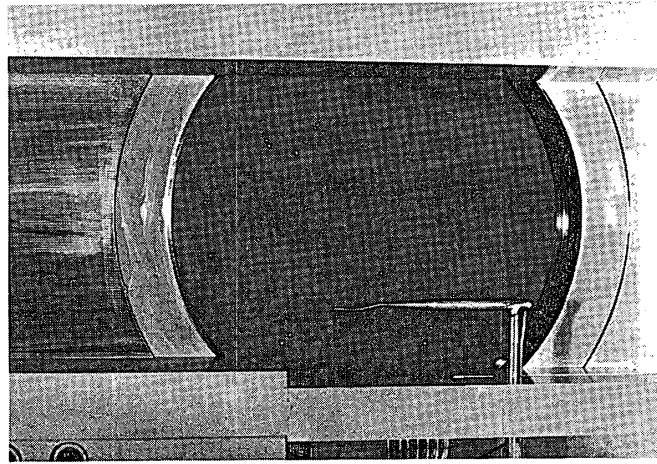
既に述べたごとく、剥離-再付着流に関する理論はいずれも境界層近似の成立と単一パラメータによる粘性流の記述が可能であるという大胆な仮定に基づいて展開されているが、これらの仮定の正当性の吟味が十分に行なわれているとは思えない。特に、境界層近似の仮定に含まれている粘性層の厚み方向の圧力勾配の無視 ($\partial p / \partial y = 0$) にはかなり疑問があり、これを裏付ける実験報告[20]も見受けられる。また、混合理論[7]で用いられる $F^{-\kappa}$ 積分曲線の有効性は、付着流に対してはある程度実験データによる裏付けがなされているが、剥離流に対する $\kappa = \text{const.}$ の仮定の吟味を行なう必要がある。

この報告は剥離-再付着流の流れ場の詳細な内部構造を明らかにし、既存の近似理論で使用されている仮定の妥当性を検討する目的で行なわれた実験結果に関するものである。剥離-再付着流の典型例として二次元後向きステップをよぎる超音速流を取り上げ、ステップ後流の衝撃波と粘性流との干渉領域における流れの諸量を測定し、またシュリーレン法による流れ場の光学観測が行なわれている。

2. 風洞および測定プローブ

実験は吹下し式小型二次元超音速風洞を用いて行なわれた。測定室は 140 mm × 80 mm の矩形断面を有し、測定室内の下側ノズルブロックを一部切断し、その後方に上下に移動可能

な平板を段差をつけて取付けることによりステップを作っている(第1図参照)。平板には測



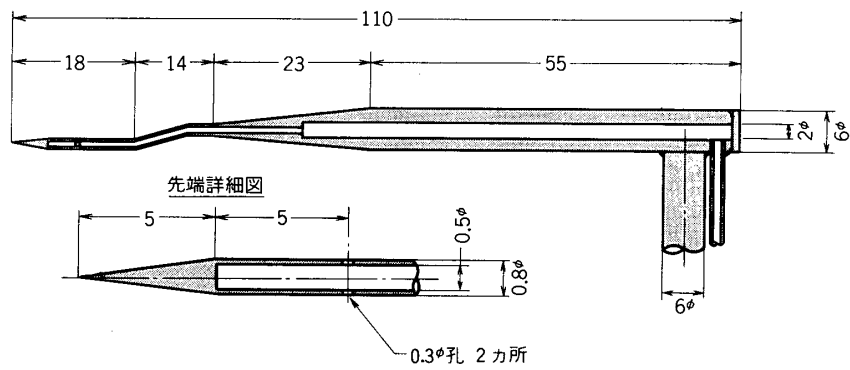
第1図 風洞測定部

定用プローブの挿入および移動のため、中心線に沿って長さ115mm、巾8mmのスリットがステップの後方90mmのところにて切られている。このスリットは通風中はcavityになるが、上流への影響は平板上の圧力分布から見て約20mmぐらいで、この実験の測定範囲に影響を及ぼしていないことが確認された。実験に使用した風洞の運転条件は下記の通りである。

淀点圧力	$p_{0\infty} = 3.5 \text{ kg/cm}^2$
淀点温度	$T_{0\infty} = 300^\circ\text{K}$
主流マッハ数	$M_\infty = 1.94$
持続時間	$t = 20 \text{ min.}$
レイノルズ数	$Re = 4.25 \times 10^5/\text{cm}$
ステップ高さ	$h = 5 \text{ mm}$

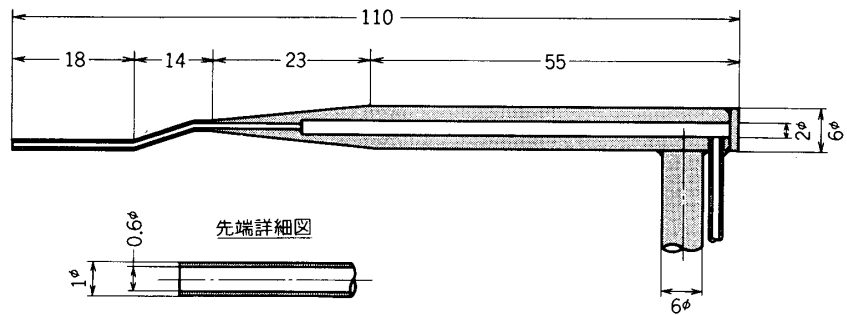
このような実験条件の下ではステップにおける境界層は乱流であり、その厚さは約6.4mmである。

測定は静圧、ピート圧および淀点圧力の三項目の分布に関して行なわれた。静圧プローブは長さ5mmの円錐頭部を持つ外径0.8 ϕ mmの真鍮管で、0.3 ϕ mmの静圧孔が円錐の肩から5mmの位置に対称に2箇所あけてある(第2図(a)参照)。ピート圧プローブは外径1 ϕ mm、内径0.6 ϕ mmの真鍮管であり、また淀点温度プローブは第2図(c)に示すごとく、外径0.96 ϕ mm、内径0.8 ϕ mm、長さ20mmのポリイミド管の中にシース外径0.8 ϕ mmのアルメルクロメル熱電対を挿入し、これを外径1.5 ϕ mmの銅管に接続してある。熱電対の素線の直径は0.05 ϕ mmで、それぞれはガラス繊維で絶縁されており、さらにその外側をガラス繊維で二重に被覆されている。熱電対の頭部はポリイミド管の先端より5mm内部の位置にセットされ、その1mm前方に直径0.3 ϕ mmの孔が対称の位置に2箇所あけられている。淀点温度プローブにおいてガラス繊維で被覆された熱電対およびポリイミド管を使用した理由は伝導および輻射による影響を小さくするためである。



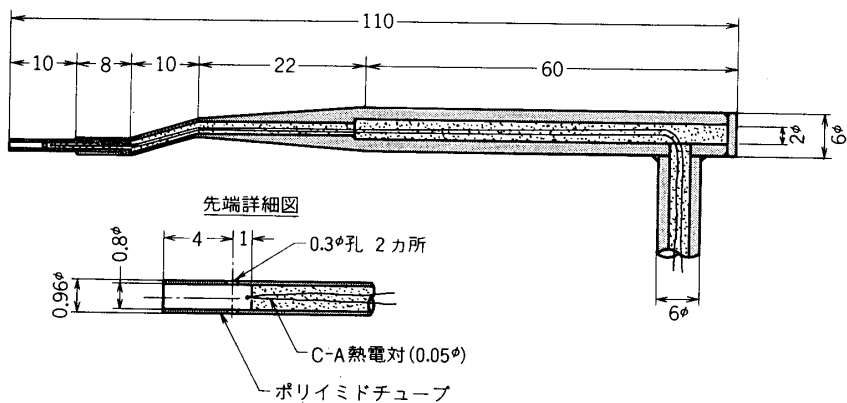
(a)

第2図(a) 静圧プローブ



(b)

(b) ピトー圧プローブ



(c)

(c) 凝点温度プローブ

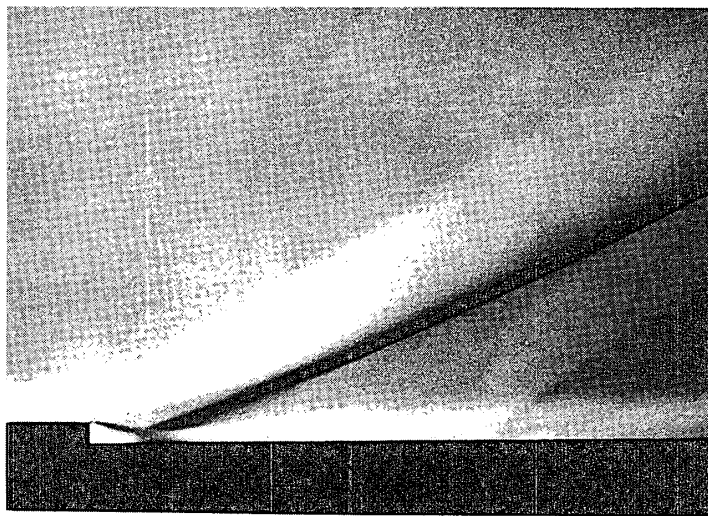
それぞれの測定プローブは第2図に示すごとく、先端より約18 mmのところでは少し折り曲げられた後、外径6φ mmの鋼管で補強され、平板のストリットを通して出されている支持棒に溶接されている。この支持棒は測定室の下部に内蔵されている電動トラヴァース装置に

より上下および前後方向に移動が可能である。

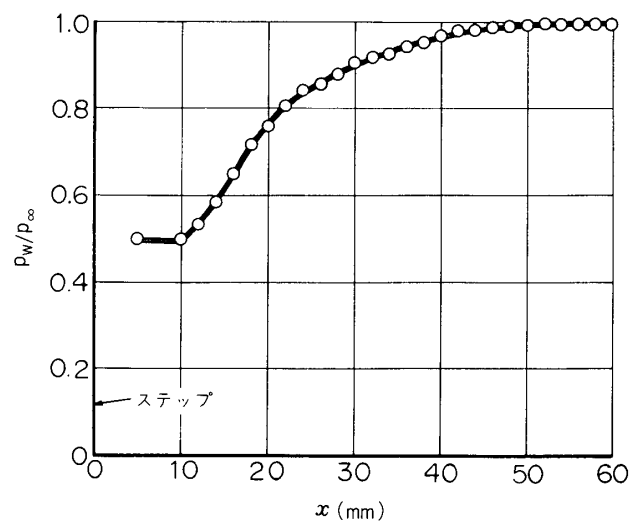
測定は平板の中心線を含む垂直面内で、ステップからの距離(x)を固定し、垂直方向(y)に0.25 mmの間隔でトラヴァースする方法で行なわれた。各点の測定に使用した時間は約30秒間で、この時間は温度や圧力の測定値が周囲のそれと平衡に達するのに十分であることは予備実験で確認した。

3. 流れ場の模様

ステップ後流の流れ場のシュリーレン写真を第3図に示す。ステップにおいてはPrandtl-



第3図 シュリーレン写真 $M_\infty = 1.94$, $h = 5$ mm



第4図 平板に沿う圧力分布 $M_\infty = 1.94$, $h = 5$ mm

Meyer 膨張波が発生し、後流にはかなり強い再圧縮衝撃波が存在する。剥離境界層の中の密度勾配の大きい部分が写真で見られるが、これによると剥離境界層はほぼ直線的に平板に向っており、その下側には逆流領域の存在が明らかである。再圧縮衝撃波は下方で湾曲しており、特に粘性層の近傍では干渉によって連続的な圧縮波に拡散されている。この付近での粘性層の厚さは5～7 mmに達するので、圧縮波は粘性層の内部に侵透しているものと推定される。干渉領域の圧力上昇の様子を知るため平板上の圧力分布を測定し結果を第4図に示す。ステップ直後には圧力一定の領域が存在し、圧力上昇の大部分は $10 \text{ mm} \leq x \leq 40 \text{ mm}$ の範囲で起り、十分後流では壁の圧力は一様流の値に回復している。したがって、平板に沿う圧力のこのような振舞を基にして、今後の議論の便宜のために、流れ場を剥離領域、再圧縮領域（または干渉領域）および平板流領域の3つの領域に分類することにする。剥離領域はステップ直後の逆流領域を含む剥離境界層の存在する範囲で、第4図の圧力一定の領域に対応している。再圧縮領域は実質的な圧力上昇が起っている範囲で、衝撃波と粘性層の干渉が実質的に存在する。平板流領域は干渉が実質的に完了し、静圧が一様流のそれにほとんど回復している領域を意味する。もちろん、このような領域の分類は、その境界が明確に規定できるものではないことに注意を要する。

4. 流れ場の諸量

測定された静圧、ピトー圧および淀点温度を用いて流れの諸量を次のようにして求めた。便宜上、等エントロピー圧力関係式および垂直衝撃波前後の淀点圧力比を下記のごとく表示する。

$$f(M) = \frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{r-1}{2} M^2\right)^{-\frac{r}{r-1}} \quad (1)$$

$$g(M_1) = \frac{p_{02}}{p_{01}} = \left[1 + \frac{2r}{r+1} (M_1^2 - 1)\right]^{-\frac{1}{r-1}} \left[\frac{(r+1)M_1^2}{(r-1)M_1^2 + 2}\right]^{\frac{r}{r-1}} \quad (2)$$

ただし、 p 、 M 、 r はそれぞれ圧力、マッハ数、比熱比を意味する。添字0は淀点状態を示し、添字1、2はそれぞれ衝撃波前後の状態である。

ピトー管が粘性層内の超音速部分に置かれた場合、プローブの前方に離脱衝撃波が生じ、その前後の淀点圧力比は式(2)で与えられる。衝撃波背後の流れが等エントロピー的に淀点状態まで圧縮されると仮定すればピトー管で測定された圧力は p_{02} を意味する。

$$\frac{p}{p_{02}} = \frac{f(M)}{g(M)}, \quad p_{01} = \frac{p_{02}}{g(M)} \quad (3)$$

したがって、局所マッハ数および局所淀点圧力は測定された静圧およびピトー圧から式(3)を用いて決定できる。一方超音速部分に対しては $g(M) \equiv 1.0$ の条件により同様に式(3)を用いて決定される。

速度および密度は測定された淀点温度を用いてそれぞれ次式で求められる。

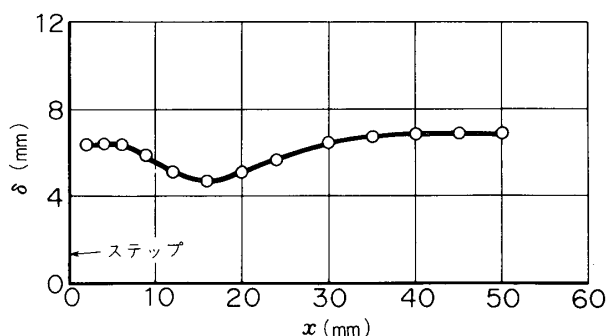
$$U = Ma = M\sqrt{\tau RT} \quad (4)$$

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (5)$$

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \quad (6)$$

ただし、 U, ρ, a, T はそれぞれ速度、密度、音速および温度を意味し、 R は気体常数である。

衝撃波と粘性流の干渉領域では外部非粘性流が一様流ではないので粘性層厚 δ を実験的に求めることが非常に困難である。そこで、粘性層厚は静圧や速度等の振舞を勘案の上、シュリーレン写真から推定することにし、その結果を第5図に示す。もちろん、図に示されている結果は正確な粘性層厚を意味するものではないことを明記しておくが、諸物理量の分布から総合的に判断して誤差はそれ程大きくないと考えられる。

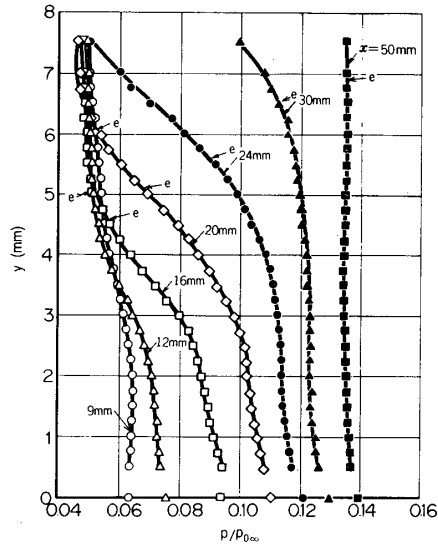


第5図 粘性層厚(推定) $M_\infty = 1.94$, $h = 5\text{ mm}$

5. 結果と考察

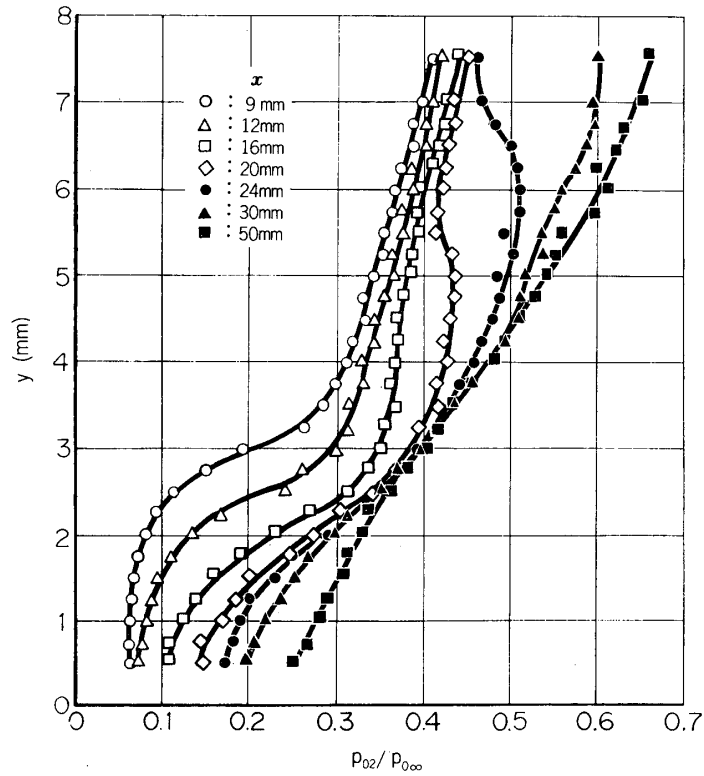
第6図は流れ場の静圧分布である。図中小文字eで示す位置は粘性層外端の推定高さである。 $x \leq 9\text{ mm}$ の範囲内では $\partial p/\partial y$ は比較的小さく、また $\partial p/\partial x$ も小さいので静圧は粘性層内ではほぼ一様であると見做すことができ、この部分は剥離領域に対応していると考えられる。同様に $x \geq 30\text{ mm}$ の範囲では $\partial p/\partial y$ は非常に小さく、粘性流はほぼ通常の境界層流に回復しているものと推定される。この部分は平板流領域に対応している。

これに反し、 $12\text{ mm} \leq x \leq 24\text{ mm}$ は再圧縮領域に対応し、この領域では粘性層内の $\partial p/\partial y$ は必ずしも小さいとは言い難い。然し、不連続的な圧力変化と見做し得るような大きな圧力勾配は認められず、かつ、比較的大きな圧力勾配はほとんど粘性層の上部に限られておるのが特徴的である。このことは再圧縮衝撃波が粘性層との干渉によってその強さを拡散させられ、圧縮波として或る程度粘性層上部に浸透していることを意味するものと考えられる。一

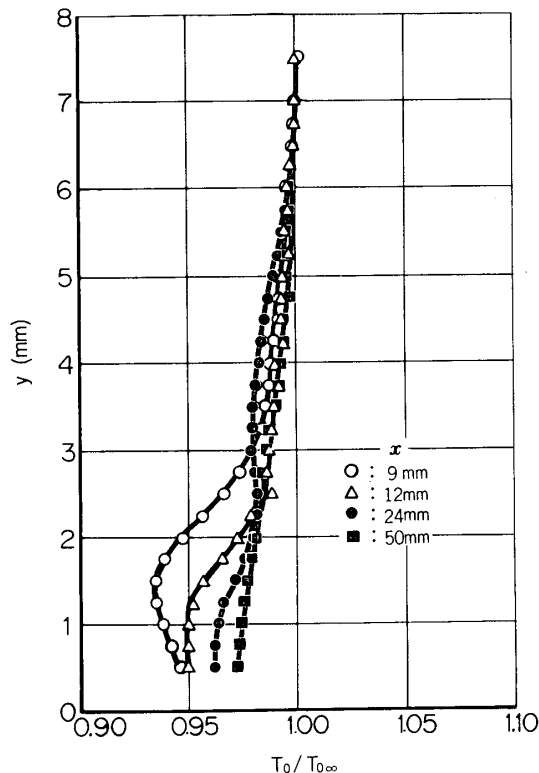
第6図 静圧分布 $M_\infty = 1.94$, $h = 5$ mm

方粘性層下部では y 方向の圧力勾配は再圧縮領域においてもかなり小さいという実験結果は注目に値する。

第7図はピトー圧分布である。剥離領域では粘性層下部でピトー圧は静圧にほぼ等しく、

第7図 ピトー圧分布 $M_\infty = 1.94$, $h = 5$ mm

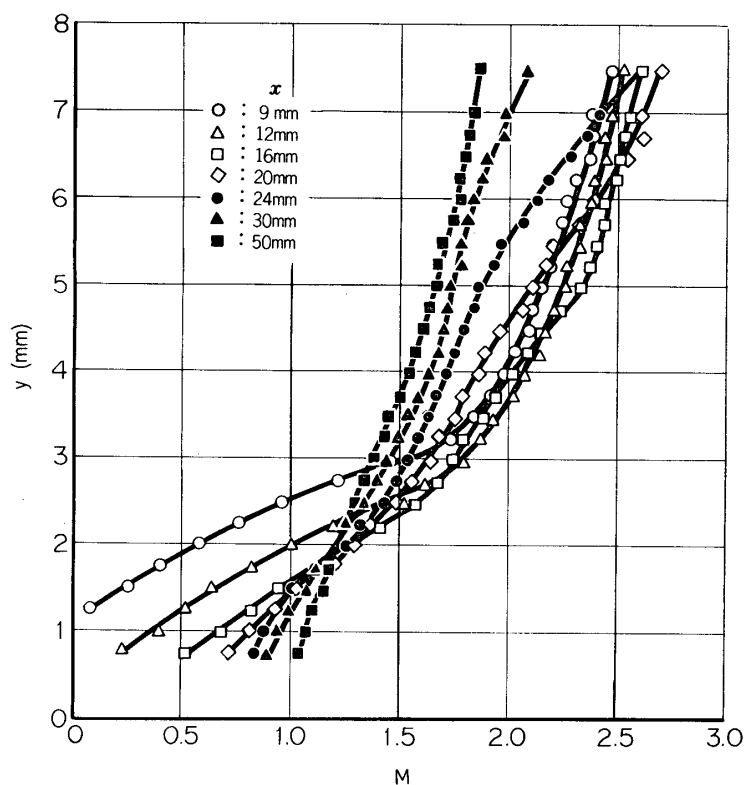
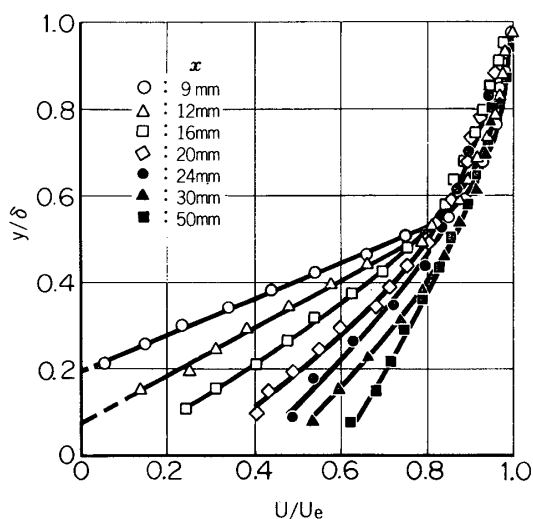
動圧が非常に小さいことが分る。 $2.0 \text{ mm} \leq y \leq 4.0 \text{ mm}$ の範囲でピトー圧がかなり急激に上昇しているが、この部分はおおむね亜音速であると考えられるので、この圧力上昇は主として動圧の増加による。一方、再圧縮領域でのピトー圧の分布はやや複雑な振舞を示しており、粘性層上部では圧縮波に起因すると思われるピトー圧の減少が見られる。しかし静圧分布と同様に不連続的と見做し得るような急激な変化は認められず、したがって、静圧分布を勘案して次のような結論が導き出される。即ち、衝撃波は粘性層内に浸透しているけれども、粘性流との干渉によって連続的な圧縮波となり、粘性層の上部に影響を及ぼしているに過ぎない。



第8図 淀点温度分布 $M_\infty = 1.94$, $h = 5 \text{ mm}$

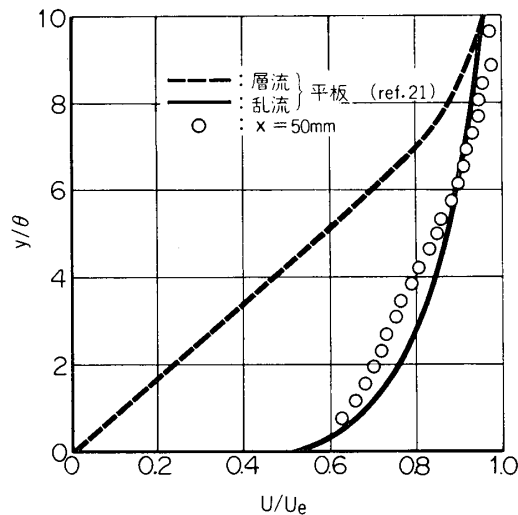
淀点温度の分布を第8図に示す。付着流の範囲内では ($x \geq 16 \text{ mm}$) 淀点温度は壁に向かって僅かに減少しているが、ステップからの距離に対する依存性は少ないように思われる。図中、位置 x に対する実験点の数が少ないのは $x \geq 16 \text{ mm}$ の範囲で点が重なるために代表的なもののみをプロットし他は省略したためである。一方剥離領域においては、図で分るごとく、粘性層の下部で淀点温度は最小値を持つ傾向があることが顕著に認められる。しかし、いずれにしても淀点温度の変化は小さく、高々一様流の淀点温度の数パーセントに過ぎない。

静圧およびピトー圧を用いて式(3)から計算された局所マッハ数の分布を第9図に示す。粘性層上部では圧縮波のために流れは後流に向かって次第に減速されるが、下部では運動量の輸送により加速され、付着流に関しては壁に近い部分を除いて超音速となっており、音速線は後流に行くほど壁に近づくことが分る。

第9図 マッハ数分布 $M_{\infty} = 1.94$, $h = 5$ mm第10図 速度プロファイル $M_{\infty} = 1.94$, $h = 5$ mm

第10図は粘性層の速度プロファイルである。图中、 $x = 9$ mmおよび $x = 12$ mmに対する実験データは特に $U = 0$ まで点線で外挿されている。この二つの場合は明らかに $y(U = 0) > 0$ となっており、逆流領域が粘性層底部に存在することを明示している。残念ながら逆流領域の測定は行っていないので正確なことは不明であるが、再付着点は $12 \text{ mm} < x_r < 16 \text{ mm}$ の

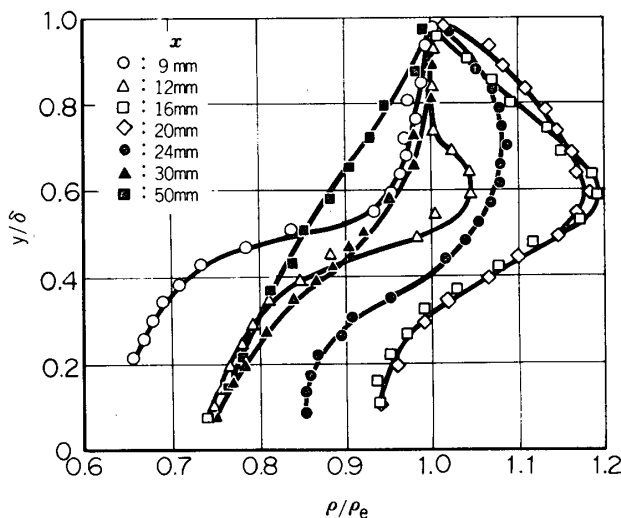
範囲に存在する。図に示された速度が零の点を用いて線型外挿すれば $x_r \approx 14$ mmを得る。速度プロファイルは後流に行くにしたがって剥離型から付着型に移行し、更に乱流平板境界層のそれに近づく遷移過程をよく示している。



第11図 速度プロファイルの比較 $M_\infty = 1.94$, $h = 5$ mm

十分後流の速度プロファイルを検討するために $x = 50$ mm に対する結果と通常の平板境界層流のそれと比較し、結果を第11図に示してある。図中 θ は運動量厚を意味し、また層流および乱流に対する速度プロファイルは O'Donnell [21] が $M_\infty = 2.41$ において測定した実験値の平均曲線である。

第6図で明らかごとく、 $x = 50$ mm の位置では $\partial p / \partial y$ は粘性層の至る所で無視できるほど十分小さく、また第4図に示すごとく、静圧はほとんど一様流の値に回復しており、かつ



第12図 密度分布 $M_\infty = 1.94$, $h = 5$ mm

$\partial p / \partial x$ も十分に小さい。したがって、第11図に示されている結果は静圧が十分回復して衝撃波と粘性層との干渉が圧力に関しては実質的に完了しているにもかかわらず、速度の回復が粘性層の下部で遅れていることを示すものである。

第12図は密度分布である。再圧縮領域では粘性層内に密度のピークが存在することが注目される。極端に壁が冷却されていない限り、粘性層外端より壁に向かって通常静温が上昇するため密度は減少するが、 $x = 50 \text{ mm}$ に対する結果がこの場合に相当している。しかし、干渉領域では温度上昇による密度の減少よりも粘性層上部に浸透している圧縮波による密度上昇の方が卓越するため粘性層外部より壁に向かって最初は密度が増加する。一方、圧縮波の影響は粘性層上部に限られるので、その下部では次第に温度上昇による効果が卓越するようになり、結果としては密度のピークを生じるものと考えられる。

6. 結 論

後向きステップ後流の乱流剥離 - 再付着流の流れ場において静圧、ピトー圧および淀点温度が測定され、それを基にしてマッハ数、速度および密度の分布が求められた。ステップ直後の剥離領域では $\partial p / \partial y$ は粘性層を通して比較的小さく、近似的には無視できる。また十分後流では静圧は一様流の値に回復している。

衝撃波と粘性層の干渉領域では衝撃波は粘性層の内部に浸透しているけれども、特に顕著な圧力の不連続的变化は認められず、しかも、その影響は粘性層の上部に限られている。結果として、この領域における $\partial p / \partial y$ は必ずしも小さいとはいえず、したがって境界層近似の仮定の成立には疑問がある。しかし、粘性層下部では、干渉領域を含めて $\partial p / \partial y$ はかなり小さい。

淀点温度は壁に向かって僅かに減少し、特に剥離領域においては最小値を持つ傾向が認められるけれども、その減少量は全領域にわたって小さい。

剥離領域の粘性層下部では速度は y に対してほぼ直線的に増加しており、速度増加の大部分はこの直線的部分で起っている。後流に向かって速度プロファイルは剥離型から付着型に滑らかに移行し、最終的には乱流平板境界層のそれに回復する。しかし、衝撃波と粘性層の干渉が圧力に関しては実質的に完了し、静圧が一様流の値に回復しているような後流でも、粘性層下部の速度の回復は十分完了しておらず遅れが認められる。

1975年11月20日 航空力学部

参 考 文 献

- [1] Curle, N. : The Effect of Heat Transfer on Laminar-Boundary Layer Separation in Supersonic Flow, Aeronaut. Quart. X11, 1961.
- [2] Tani, I. : On the Approximate Solution of the Laminar Boundary Layer Equations, J. Aeronaut. Sci. Vol. 21, 1954.
- [3] Cohen, C.B. and Reshotko, E. : Similar Solution for the Compressible Laminar Boundary Layer With Heat Transfer and Pressure Gradient, NACA Rept. 1293, 1956.

- [4] Lees, L. and Reeves, B.L. : Supersonic Separated and Reattaching Flow : 1. General Theory and Application to Adiabatic Boundary Layer/Shock-Wave Interaction, AIAA Jour. Vol. 2, No. 11, 1964.
- [5] Reeves, B.L. and Lees, L. : Theory of Laminar Near Wake of Blunt Bodies in Hypersonic Flow, AIAA Jour. Vol. 3, No. 11, 1965.
- [6] Klineberg, J.M. and Lees, L. : Theory of Laminar Viscous-Inviscid Interactions in Supersonic Flow, AIAA Jour. Vol. 7, No. 12, 1969.
- [7] Crocco, L. and Lees, L. : A Mixing Theory for the Interaction Between Dissipative Flows and Nearly Isentropic Streams, J. Aero. Sci. Vol. 19, 1952.
- [8] Karashima, K. and Hasegawa, K. : An Approximate Approach to Base Flow behind Two-Dimensional Rearward-Facing Steps Placed in a Uniform Supersonic Stream, I.S.A.S. Rept. No. 501, 1973.
- [9] Glick, H.S. : Modified Crocco-Lees Mixing Theory for Supersonic Separated and Reattaching Flows, J. Aero. Sci. Vol. 29, 1962.
- [10] Alber, I.E. and Lees, L. : Integral Theory for Supersonic Turbulent Base Flows, AIAA Jour. Vol. 5, No. 12, 1967.
- [11] Hunter, L.G. Jr. and Reeves, B.L. : Results of a Strong Interaction, Wake-Like Model of Supersonic Separated and Reattaching Turbulent Flows, AIAA Jour. Vol. 9, No. 4, 1971.
- [12] Chapman, D. R., Wimbrow, W. R. and Kester, R. H. : Experimental Investigation of Base Pressure on Blunt-Trailing Edge Wings at Supersonic Velocities, NACA TN 2611, 1952.
- [13] Kuhen, D. M. : Experimental Investigation of Pressure Rise Required for the Incipient Separation of Turbulent Boundary Layer in Two-Dimensional Supersonic Flow, NASA Memo. 1-21-57A, 1959.
- [14] Bogdonoff, S. M. : A Preliminary Study of a Reynolds Number Effects on Base Pressure at $M=2.95$, J. Aero. Sci. Vol. 19, No. 3, 1952.
- [15] Kavanau, L. L. : Some Base Pressure Results at Intermediate Reynolds Number With $M=2.84$, J. Aero. Sci. Vol. 21, No. 4, 1954.
- [16] Chapman, D. R., Kuehn, D. M. and Larson, H. K. : Investigation of Separated Flows in Supersonic and Subsonic Streams With Emphasis on the Effect of Transition, NACA Rept. 1356, 1958.
- [17] Bogdonoff, S. M. and Solaski, A. : Preliminary Study of a Turbulent Boundary Layer-Shock Wave Interaction, Princeton Univ. Aero. Eng. Lab. Rept. 184, 1951.
- [18] Scherberg, M. G. and Smith, H. E. : Experimental Study of the Flow Structure and Heat Transfer for a Rearward Facing Step in Supersonic Flow, Israel Jour. Tech. Vol. 4, No. 1, 1966.
- [19] Scherberg, M. G. and Smith, H. E. : An Experimental Study of Supersonic Flow Over a Rearward Facing Step, AIAA Jour. Vol. 5, No. 1, 1967.
- [20] Ackeret, J., Feldmann, F. and Rott, N. : Investigation of Compression Shocks and Boundary Layer in Gases Moving at High Speed, NACA TM 1113, 1947.

- [21] O'Donnell, R. M. : Experimental Investigation at Mach-Number of 2.41 of Average Skin Friction Coefficients and Velocity Profiles for Laminar and Turbulent Boundary Layers and Assessment of Probe Effects, NACA TN 3122, 1954.