

航空宇宙技術研究所資料

TM-39

相似極超音速流におかれた半球面上の境界
層の遷移に及ぼす粗さと冷却の結合影響

石井孝雄

1964年7月

航空宇宙技術研究所

相似極超音速流におかれた半球面上の境界層 の遷移に及ぼす粗さと冷却の結合影響*

石井孝雄**

はじめに

本研究は著者が科学技術庁給費留学生として、米国ミシガン大学空気力学研究所に滞在中、Arnold M. Kuethe 教授のもとで行なった研究の一部である。原文は“Combined Effects of Roughness and Cooling on Boundary-Layer Transition on a Hemisphere in Simulated Hypersonic Flow” Final Report of Contract No. AF-33(616)-6856 Office of Aerospace Research, USAF Wright Patterson Air Force Base, Ohio. であるが、この研究中に同教授にご討論賜わったこと、ならびに、ご指導いただいたことを（特に緒言の中に）付け加えて、敷衍した。

なお、近く同上の題で、Physics of Fluid に A.M. Kuethe, Takao Ishii, J.L. Amick の連名で掲載する。

緒言

大気圏外に打ち上げられた飛しょう体が再び大気圏に突入する際には、すでによく知られているように、物体まわりの高エンタルピー流れから激しい空力加熱を受ける。材料の強度の観点からもまた、飛しょう体の内部の温度上昇をおさえるためにも、この空力加熱をできる限り小さくすることは飛しょう体設計上も、また、再突入の軌道を決める際にも考慮しなければならぬ重要な要素の一つである。空力加熱は物体のよどみ点付近が最も激しいゆえ、この領域の研究は特に重要である。

空力加熱のプロセスのうち、輻射によるものは、他の対流、伝導によるものの 2%程度であるから²⁾、これを無視すると、空力加熱の特性は物体に直接、接している流体部分の熱伝達係数（もっ

* 昭和 39 年 6 月 16 日受付

** 空気力学第一部

と厳密に表現するならば Stanton 数) の大きさに依存し、これは回復係数 (recovery factor), Reynolds Analogy Factor, 表面摩擦係数等によって決定されるものであり、さらに、これらの三つの係数は、境界層内の速度分布と応力分布によって決まるものであるから、境界層が層流の場合と乱流の場合とでは、熱伝導係数が著しく異なってくる。実際、乱流境界層の場合は、層流境界層に比して、壁付近での速度勾配が大きいいため、空力加熱に対して、一層か酷であることはよく知られた事実であり、また、理論的にも説明されていることである³⁾。

したがって、よどみ点付近の空力加熱をできる限り小さくするという、実際の問題に当っては、よどみ点付近の境界層をなるべく広い範囲にわたって、層流に保つようにすることが、当然のことながら要求される。このことはいい換えれば、なるべく遷移を遅らせるようにすることである。

こういう意味で、極超音速流中におかれた物体のよどみ点付近の境界層の遷移の問題はきわめて重要といわなければならない。

実際、極超音速での再突入の際には、よどみ点付近の流体の温度は飛しょう体の表面温度に対して、きわめて高くなっているから、これを流体の側からみれば、流体は低温の壁によって冷却されていると考えることができる。そこで、研究の興味のまとなるのは、冷却をうけている境界層の遷移の問題である。

層流境界層の微小擾乱に対する安定性に及ぼすマッハ数の影響、圧力勾配の影響、熱伝達の影響等は、それぞれ個々の影響としてはすでに Lin²⁾, Tollmien and Schlichting, Lees and Lin⁶⁾⁷⁾¹³⁾, Goertler 等によって研究されている。このうち特に熱伝達の影響については、1946年に Lees と Lin (文献 6, 7) が線型安定理論を圧縮性境界層に拡張して (曲率のないところでは) 境界層から壁に向う熱伝達は境界層を安定化させる効果のあることを示して以来、これを実証する実験的研究が広いマッハ数範囲にわたって、平板、円錐、その他の回転体についてなされてきている。

ところが最近、Jack, Wisniewski, Diaconis 等⁸⁾⁹⁾²⁾が、マッハ数 3.12 において、先端の鈍い回転体について行なった実験結果によると、ある程度までの壁の冷却は確かに遷移を遅らせるが (図 1 の上) それを越えて、さらに強く冷却すると、遷移レイノルズ数 (よどみ点から遷移点までの距離を基準にとる) が逆に減少し、遷移が促進されることをみい出した。この現象を現在、一般に“遷移の逆転” (Transition Reversal) と呼んでいる。円錐物体でもこれと同じ傾向があることを (ほとんど時を同じくして) Van Driest (図 3), Boison (図 2) 等¹¹⁾⁹⁾が認めている。

その後、Stetson (12, 図 1 下) のショックチューブによる実験においても、極度に冷却された半球円柱の物体の円柱部上で遷移の逆転が認められている。

凸曲面に沿う層流境界層の安定に関する Liepman の研究によると、遷移レイノルズ数も、Tollmien-Schlichting 型の乱れも凸曲面の安定効果は余り受けないことを示しており、一方 Lees¹³⁾ の簡単な解析によると、無限に冷されている (infinite cooling) 凸曲面に沿う層流境界層内でも、

遠心力による不安定効果よりも、外向きに角運動量が増加しているための安定効果の方が、卓越しているので、常に **dynamic** には安定であることを示している。

しかしながら、凸曲面においても、過度に冷却された場合、遷移の逆転と同じ傾向が起こっているとすれば、過度冷却の不安定化作用と、**dynamic** な安定化作用のいずれが卓越しているかどうかはまだわかっていない。また、遷移点が冷却の影響と著しく受けるかどうか結論が下されていない。

本実験はこの冷却をうける凸（球）面境界層の遷移の研究と、冷却と粗さの結合影響を定量的に統一的形式にまとめることを目的に行なったものである*。

実験装置

(a) シュラウド

極超音速風洞を用いた遷移の実験で、まず遭遇する技術上のむづかしさは、一様流れ中に含まれている微小な擾乱と、物体表面の粗さをいかにして小さくするかということである。すなわち、第一の困難は、高速流では、よく知られているように、風洞壁上の乱流増界層から発生する圧力波が、一様流に乱れを与え、これがさらに、模型上の遷移に大きな影響をおよぼすということであり¹⁴⁾¹⁵⁾、第二のむづかしさは、模型表面の粗さを相似させようとする、一般に風洞模型が小さいために、境界層が薄くなり、それに比例して、模型の表面仕上げ精度も一層きびしくなるということである。

たとえば、1インチ直径の球形ノーズ上の境界層の厚さは、約 1/1,000 インチ程度であるから、表面粗さによる遷移を避けようとするならば、表面の仕上げ精度は 1/10⁶ インチ程度のものでなければならない。冷却が粗さレイノルズ数 (Re_x) を増加させる効果をもつことを考慮すると、表面仕上げに要求される許容度はさらにきびしいものと考えなければならぬ。(注) 10⁻⁶ インチ = 1 マイクロインチ = 0.025 ミクロン

また、たとえば、文献 16, 17, によると、直径 8 インチの半球上の遷移レイノルズ数（運動量厚が長さの基準）は、球表面を 25 r.m.s. マイクロインチに仕上げた時は、100~400 程度であったものが、表面仕上げを 5 r.m.s. マイクロインチ以下にすると、900~1,200 にも増加することを報告している。

本実験では、一様流中の乱れを低レベルにすることと、模型を大きくするという問題は、シュラウドを用いて、極超音速流におかれた 9 直径インチの球のよどみ点付近と相似な流れを作るとい

* 文献 2, 8, 9, 12 の実験データで、先端の球面上で遷移を起こしたものはなく、すべて球面後方の円錐部または円柱部であることは興味がある。

手段で解決した。

実験に使用したシュラウドは $\eta=44^\circ$ で $M_e=1.0$ を与え、 $\eta=70.7^\circ$ で $M_e=2.0$ を与えるものである。 η は球面上の点と球の中心を結ぶ半径が、よどみ点方向の半径となす角度。 M_e は境界層の端におけるマッハ数。

このシュラウド曲面の設計法は文献(10)に詳しく報告されているので、球面で相似されるべき圧力分布とマッハ数分布についてのみ、簡単に紹介する。

P_0 はよどみ点圧力、 P_e 、 M_e は η 点における境界層の端における圧力とマッハ数、 P_∞ は一様流の静圧である。

Modified Newtonian Flow 理論を用いて、極超音速におかれた球のまわりの圧力分布およびマッハ数分布を求める際に、 $p_e/p_0 \gg p_\infty/p_0$ 、 $1 \gg p_\infty/p_0$ の仮定を用いると、

圧力分布として

$$\frac{p_e}{p_0} = \cos^2 \eta$$

また、マッハ数分布として

$$M_e = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[(\cos \eta) \frac{2(1-\gamma)}{\gamma} - 1 \right]^{1/2}}$$

をうる。

シュラウド曲面は(1)式をみたすような形に設計したものである。(2)式と実際の測定値との比較を5図に示した。

(b) 供給空気

2500 psi_(g) (170気圧)の高圧乾燥空気(露点温度 $-70^\circ \sim -100^\circ \text{F}$: $-57^\circ \sim -73^\circ \text{C}$)を調圧弁を通して減圧し、0.1~8.5気圧の範囲で調圧室に供給した。供給される空気は調圧室入口に設けられた濾紙によって、圧縮機、配管部を通過中に混入した微粒子状のゴミをとり除き、そのちハネカムと4枚のスクリーン(28メッシュ)で整流されて、シュラウドに導かれた。風胴を通った空気は大気に放出された。

(c) 冷却装置

実際の測定に先だって、液体窒素を球の内部に満して、球の温度を下げた。この冷却操作中、(約3分間)少量の乾燥空気を風胴内に流しておくことによって、水蒸気の凝結により、球表面が“粗く”されることは十分に防げた。温度は球表面に埋めこんだ熱電対によって検出し、自動平衡記録計に記録させた。

(d) 遷移の判別法

二次元平板上に突き出た薄い二次元ステップを越える流れに関する Chapman 等¹⁸⁾の研究によって、亜音速では、ステップの前での境界層の状態によって、 $(p_0 - p_e)/q_e$ が異なった一定値をとる

ことが認められている。(ここで p_0 はステップ前面の全圧, p_s は静圧, q_e は境界層の端における動圧)。

つまり, 平板の場合には,

層流では $(p_0 - p_s)/q_e = 0.36$

乱流では $(p_0 - p_s)/q_e = 0.53$

遷移 (剥離流の中で遷移が起こっている) 点では

$$(p_0 - p_s)/q_e = 0.63$$

である。これと同様な性質は当然, 球に沿う流れの境界層についてもあることが予想され, 実際, 実験によって, 図7の如き結果が得られた。いずれの場合にも直径 0.001 インチ (1/40mm) の二次元粗さをおき, よどみ圧力を掃引して, レイノルズ数 Re_e (よどみ点からステップまでの距離を基準) を変えたものである。図7 a は冷却をしない場合である。図7 b, 図7 c は共に冷却を行なった場合で, 図中には壁の温度 T_w とよどみ温度 T_0 の比として, 遷移 (オーバーシュート部) の値を示した。このオーバーシュートはステップの前方で剥離した境界層の中で, 遷移が起こった時にあらわれるもので, レイノルズ数を増加させると, 剥離流中の遷移点は (層流) 剥離点の方に向かって, 上流にさかのぼる。そして, ついに, (層流) 剥離点に達した時には, 剥離点は乱流境界層に固有な点まで急激に下流に移動する。(図6 参照)

図7の三つの記録をみると, 壁が冷却されている場合には, 遷移点における圧力差のオーバーシュートは冷却されていない場合ほど著しくはないが, 遷移点の検出法としては十分な感度を有し, 容易に判別することができた。

ステップの上流方向を向いている面に圧力孔をあけ, この総圧を球の内部に銅パイプで導いて, 球内に内蔵されている圧力計の一方の端子につないだ。また, ステップから約 4 mm 離れた球面上の端から静圧をとり, この圧力をもう一方の端子につないだ。

差圧計を球内において, 球と共に液化窒素で冷却すると, 実験の初期の段階では差圧計のシグナルにドリフトが生じて, 好ましくなくなかったが, 特別に耐低温用に設計したものをを用い, かつ, 圧力変換器を熱的に十分絶縁することによって, ほとんどドリフトが認められない状態にまで改善することができた。このようにして差圧計を球内におくことができたために, 圧力測定の間遅れ (時定数) を 1/10 秒程度にすることができて, 計測に必要な一回の風洞の運転時間を約 5 秒

* 供給高圧乾燥空気の露点は ($-70^{\circ}\text{F} \sim -100^{\circ}\text{F}$: $-57^{\circ}\text{C} \sim -73^{\circ}\text{C}$) であって, 貯気槽中の全水蒸気圧が球面に一様に凝結したと仮定しても, その厚さは 10^{-6} インチ程度 (2.5×10^{-6} mm) にしかならず, 水蒸気の凝結は問題にならない。酸素の液化点は圧力によるが -300°F 付近であるから, 酸素の液化は考慮する必要はない。したがって炭酸ガスの凝固のみが問題となり, 境界層中の炭酸ガスが一様に球に凝結するとした計算結果は風洞運転時間 1 秒当り, 25~1,000 マイクロインチの厚さとなり, これは風洞運転時間を短縮することが絶対に必要なることを示している。

に短縮することができた。これは CO_2 の凝結によって球表面が“粗”くされるのを極力回避するのにきわめて有効であった*。

(e) 球の表面処理

供給乾燥空気は紙フィルターで濾過されたのちに、測定部に導びかれたのであるが、なお、微粒子状のゴミが含まれていたため、これによる球表面の損傷を防ぐために、真ちゅう製球の表面に硬質クロームメッキをほどこした。メッキ施行後、0.1 マイクロインチのアルミ粉および絹布にて表面仕上げを行なった。表面粗さは 1r.m.s. マイクロインチ以下である。

結果と吟味

(A) 球面の場合について (図8)

本実験で得たなめらかなクローム面上の遷移の測定結果を、文献1のなめらかな真ちゅう球面によるデータと共に図8に示した。同図中には、また、他の風洞実験データと自由飛行試験のデータも合わせてプロットしてある。

エンタルピー比 h_w/h_s^* が 1~0.31 の範囲では、少なくとも 0.5×10^6 のレイノルズ数までは、なめらかな球表面上で遷移は起こらないことを示している。本実験の遷移レイノルズ数の値が文献1)に比して、大きめになっているのは、クロームメッキを施して表面仕上げをした本実験の球面は、文献1)の真ちゅう面に比して、表面仕上げ精度も高く、また、ゴミ粒子の衝突による損傷に対しても強い抵抗性をもっていることによるものである。

図8から「球面に沿う亜音速流れの境界層はきわめて安定であって、壁面が $h_w/h_s=0.31$ まで冷却されても、この安定性はほとんど低下しない。実験で遷移した点があらわれているのは、表面粗さ、特に CO_2 凝結の影響が障害になっていると考えられる。」と結論づけることができる。ただし、この結論は亜音速領域に限ってのみいえることであることに注意しなければならない。というのは、最近 Reshotko¹⁹⁾ が Tollmien-Schlichting disturbance の安定解析に温度の fluctuation を導入し、また熱境界条件を導入して Complete Stability の限界を求めた結果、超音速 ($1 < M < 2$) で、過度に冷却された平板 (又は円錐) 上の境界層は理論的にも「遷移の逆転」の可能性のあるこ

* 原文でエンタルピー比 h_w/h_s を用いているのでこれにならったが、これを絶対温度比 T_w/T_s と考えてもよい。

** 文献1)の真ちゅう球の場合には、表面が柔らかいため、空気流にさらされると、直ちに微粒子状のゴミによって、傷つけられて生ずる弾痕のへりがめぐり立ち、表面が粗くされた。テスト前には表面仕上げ精度が数マイクロインチであでも、遷移が起こった時の表面粗さは、もっと粗くなっていたものと思われる。今回の硬質クローム面では、この点が克服されたとはいえ、まだなお、到達しうる最小エンタルピー比と試験しうる最小単一粗さの障害の一つとなっている。

とを示しており、また、実験とも定性的に（ある場合には定量的にも）合致することを示しているからである。Reshotko¹の計算結果を本研究のごとき、極超音速流の中におかれた鈍い物体の亜音速部の流れに、あてはめてみることはできない。（dynamicには常に安定であるから。）

したがって現段階では、球面に沿って流れる境界層の安定の指標としては、われわれの実験データか、非圧縮流流れの **Isothermal Stability Theory** に頼る以外にないと考える。そして現段階でいえることは「この両者共に境界層は高度に安定であることを示している」ということである。

(B) 単一二次元粗さを置いた場合(図9)

冷却の程度を各段階に変えたとき、二次元粗さが遷移に及ぼす影響を図9に示した。この図で Dryden²¹⁾が平板について、単一粗さが遷移に及ぼす効果を Tani, Hama, Mitsuishi²²⁾等の実験結果を用いて、これを統一的に示すために、提案した方法によって、タテ軸を遷移レイノルズ数

$$Re_x = \frac{\rho_e U_e x}{\mu_e}$$

にとり、ヨコ軸に k/δ^* （粗さの高さと、粗さ位置における排除厚との比）をとったものである。

この実験を通して、すべて粗さは $\eta=22.5^\circ$ におかれ、ステップ（遷移点）は $\eta=45^\circ$ におかれている。（ η はよどみ点から測った角度）図8には比較のために、文献1の研究で得られた未発表データと文献12がショックチューブで直径0.5インチの球について測定したものとをつけ加え、さらに平板の場合（冷却なし）との比較のため、文献22)のデータをプロットとした。

本実験ではエンタルピー比 h_w/h_s を 1.0（冷却なしに対応）から 0.506 まで変えたものであり、文献1)では 1.0~0.8 の範囲で変えたものである。同図中の Stetson の実験点は $h_w/h_s=0.122$ である。Stetson の実験は二次元粗さ（高さ 1.2×10^{-5} インチ）を $\eta=30^\circ$ の点におき（本実験では 22.5° ）、 $\eta=45^\circ$ の点に遷移が起きている。

この図にはプロットされていないが、Stetson の実験で $h_w/h_s=0.077$ と 0.056 の場合には、冷却が著しいため、排除厚 δ_k^* がマイナスとなってこの図中には示すことができなかった。

Dryden が平板（冷却なし）に関する遷移点の実験データを集積し、解析した結果のカーブは Re_x 軸と交わったが、図9では遷移のカーブは漸近的に Re_x 軸に近づいていく、ふるまいを示している*。

実験結果を図9のごとく整理した結果、ほぼ一つの曲線上にあるということは次の事実を暗示し

* 図9にプロットされている実験点は円板に対する4点を除いては、すべて二次元粗さに関するものである。その円板も直径0.025インチで、境界層の厚さ1.3インチ $< \delta^* 10^3 < 2$ インチよりはるかに大きいため、三次元粗さと考えるより、二次元粗さに近いものなので、図9のデータを補う意味で、あわせてプロットした。

ているといえよう。すなわち、「球面上の境界層の安定に及ぼす単一粗さと冷却の影響は、簡単に遷移レイノルズ数 Re_x と k/δ_k^* の Single function としてあらわされ、ここで冷却の影響は排除厚 δ_k^* の変化としてのみあらわされる。また、 Re_x の重要性は次のごとく考えるべきである。すなわち「 Re_x は粗さ位置を一定と考えたとき、粗さによってひき起こされた擾乱が遷移を起こすに十分な大きさまで、増幅されるに必要な走行距離 (length of run) の measure である」。

図9のデータ表示外にも、実験結果を ($Re\theta_i$ 対 h_w/h_s)、($Re\theta_k$ 対 h_w/h_s) (Re_x 対 k/δ_k) (Re_k 対 k/δ_k)、(Re_k 対 h_w/h_s) ($Re\delta_i$ 対 k/δ_k^*) の変数関係として、プロットすることを試みたが、いずれの形式も、図の表示よりデータのバラツキが大きくなった。図9の形式が冷却のある場合にも、すぐれた表示形式であると考え。しかし、排除厚が負値をとる場合も含めた整理式が今後のぞまれる。

上記の記号中、 δ 、 θ はそれぞれ、境界層の厚さ、運動量厚である。また粗さレイノルズ数は、

$$Re_x = \frac{U_k k}{\nu_k}$$

と定義しているが、他のレイノルズ数はすべて境界層の端の値をとって定義したものである。添字 i は遷移点に関する量をあらわし、また添字 k は粗さの位置に関する量をあらわす。

球面に沿った境界層は平板のそれよりも安定であるという文献(20)の事実は図9にもそれがあらわれていて、一定の k/δ_k^* の値のところでは平板の遷移レイノルズ数の方が、球面のそれよりも著しく低くなっている。

結 論

1) 平滑な直径のインチの球面上の亜音速領域で測定した遷移レイノルズ数は、本実験の冷却範囲内では、(少くとも) 6.5×10^6 のほぼ一定数であって、冷却による安定効果が認められなかったばかりでなく、遷移の逆転も認められなかった。

2) 球面に沿う境界層の遷移に対する冷却と単一粗さの影響は冷却のない平板の場合と同様に Re_x と k/δ_k^* の間の single function としてあらわされる。冷却の影響は排除厚 δ_k^* の変化として、上の関係の中に入っている。

む す び

この邦語の原稿を草するにあたって、種々ご討論いただきました東京大学の谷一郎教授ならびに当研究所空気力学第一部境界層研究室長の長洲秀夫技官に深く感謝致します。

- 1) Dunlap, R. and Kuethe, A.M.: Effects of Cooling of Transition in the Boundary Layer on a Hemisphere in Simulated Hypersonic Flow, Jr. of Aerospace Sciences. Vol. 29, No. 12, Dec. 1962. Rept. 15, 1961, University of Michigan.
- 2) Jack, J. R., and Diaconis, N.S.: Heat Transfer Measurements on Two Bodies of Revolution at a Mach Number of 3.12, NACA TN3888, 1956
- 3) Van Driest, E.R.: Convective Heat Transfer in Gases, Section F of Turbulent Flow and Heat Transfer, Ed. C.C. Lin, Princeton University Press.
- 4) Van Driest E.R. Turbulent Boundary Layer in Compressible Fluids, Jr. of Aeronautical Sciences. 18, p 145, 1951
- 5) Lin, C.C.: The Theory of Hypersonic Stability, Cambridge University Press, 1955
- 6) Lees, L., and Lin, C.C.: Investigation of the Stability of the Laminar Boundary Layer in a Compressible Fluid, NACA TN. 1115, 1946
- 7) Lees, L.: The Stability of the Laminar Boundary Layer in a Compressible Fluid, NACA Report 876, 1947.
- 8) Diaconis, N.S., Jack, J.R. and Wisniewski R.J.: Boundary Layer Transition at Mach 3.12 as Affected by Cooling and Nose Blunting, NACA TN. 3928, 1957
- 9) Jack, J.R., Wisniewski, R.J. and Diaconis, N.S.: Effects of Extreme Surface Cooling on Boundary Layer Transition, NACA TN. 4094, 1957
- 10) Dunlap, R.: Shroud Design for Simulated Hypersonic Flow Over the Nose of a Hemisphere, Jr. of Aerospace Sciences, Vol. 29, No. 6, June, 1962
- 11) Van Driest, E.R., and Boison, J.C.: Experiments on Boundary Layer Transition at Subsonic Speeds, Jr. of Aeronautical Sciences. Dec. 1957
- 12) Stetson K.F.: Boundary Layer Transition on Blunt Bodies with Highly Cooled Boundary Layer, Jr. Aeronautical Sciences, Feb., 1960
- 13) Lees, L.: Note on the Stabilizing Effects of Centrifugal Forces on the Laminar Boundary Layer over Convex Surface, Jr. of Aeronautical Sciences, 1958
- 14) Morkovin, M.V.: On Transition Experiments at Moderate Supersonic Speeds, Jr. of Aeronautical Sciences, 1957
- 15) Amick, J.L. Supersonic Tunnel Design for Transition Studies, 14th STA Meeting, Oct. 17-19, 1960
- 16) Hall, J.R., Speegle, K.C. and Piland, R.O.: Preliminary Results from a Free Flight Investigation of Boundary Layer Transition and Heat Transfer on a Highly Polished

8 Inch Diameter Hemisphere-Cylinder at Reynolds Number Based on a Length of 1 Foot up to 17.7×10^6 , NACA RM L57D18c, May 1957

- 17) Garland, B.J., and Chauvin, L.T.: Measurements on Heat Transfer and Boundary Layer Transition on an 8 Inch Diameter Hemisphere-Cylinder in Free Flight for a Mach Number Range of 2.00 to 3.88, NACA RM. L57504a, April 1957
- 18) Chapman, D.R., Kuehn, D.M., and Larson, H.K.: Investigation of Separated Flow in Supersonic and Subsonic Streams with Emphasis on the Effect of Transition, NACA Report 1356, 1958
- 19) Reshotko, E.; Transition Reversal and Tollmien-Schlichting Instability, Physics of Fluids, Vol. 6, No. 3, March 1963.
- 20) Pretsch, J.: The Stability of Laminar Flow Past a Sphere, NACA Tech. Memo 1017, Oct. 1941.
- 21) Dryden H.L.: Transition from Laminar to Turbulent Flow, Division A, Vol. 5, Highspeed Aerodynamics and Jet Propulsion, C.C. Lin. Ed. Princeton University Press. 1959.
- 22) Tani, I., Hama, R., and Mitsuishi, S.: On the permissible Roughness in the Laminar Boundary Layer. Rept. Aeronaut. Research Inst. Tokyo, No. 199, 1940.
- 23) Bandetlini, A., and Isler, W.E.: Boundary Layer Transition Measurements on Hemisphere of Various Surface Roughness in a Wind Tunnel at Mach Number from 2.48 to 3.55, NASA Memo 12-25-58A, March, 1959.
- 24) Cooper, M., Mayo, E.E. and Julius, J.D.: The Influence of Low Wall Temperature on Boundary Layer Transition and Local Heat Transfer on 2 Inch Diameter Hemisphere at a Mach Number of 4.59 and a Reynolds Number Per Foot of 73.2×10^6 , NASA TN-D-391 July 1961

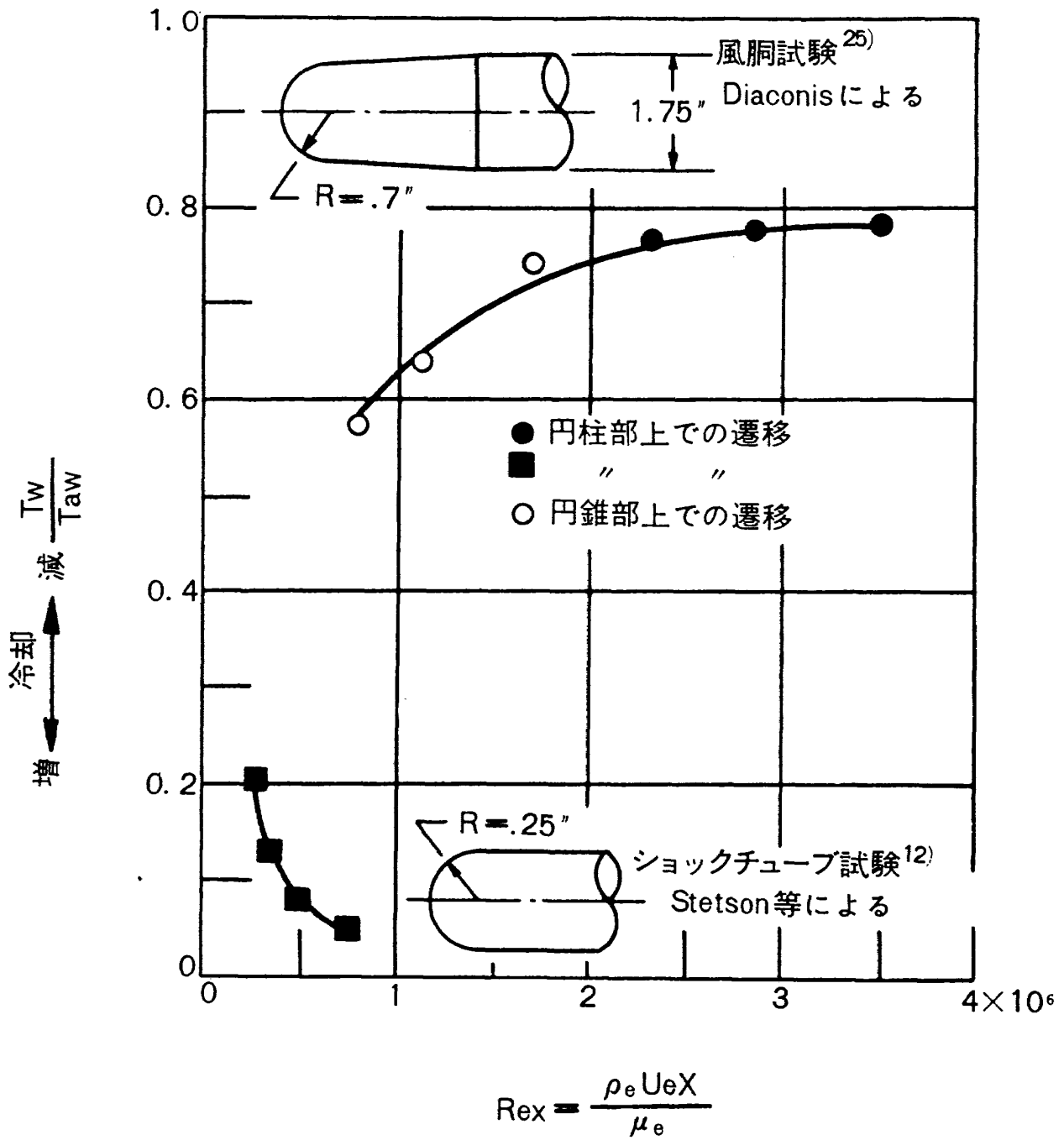


図1 先端の鈍い物体上での遷移に対する冷却の影響

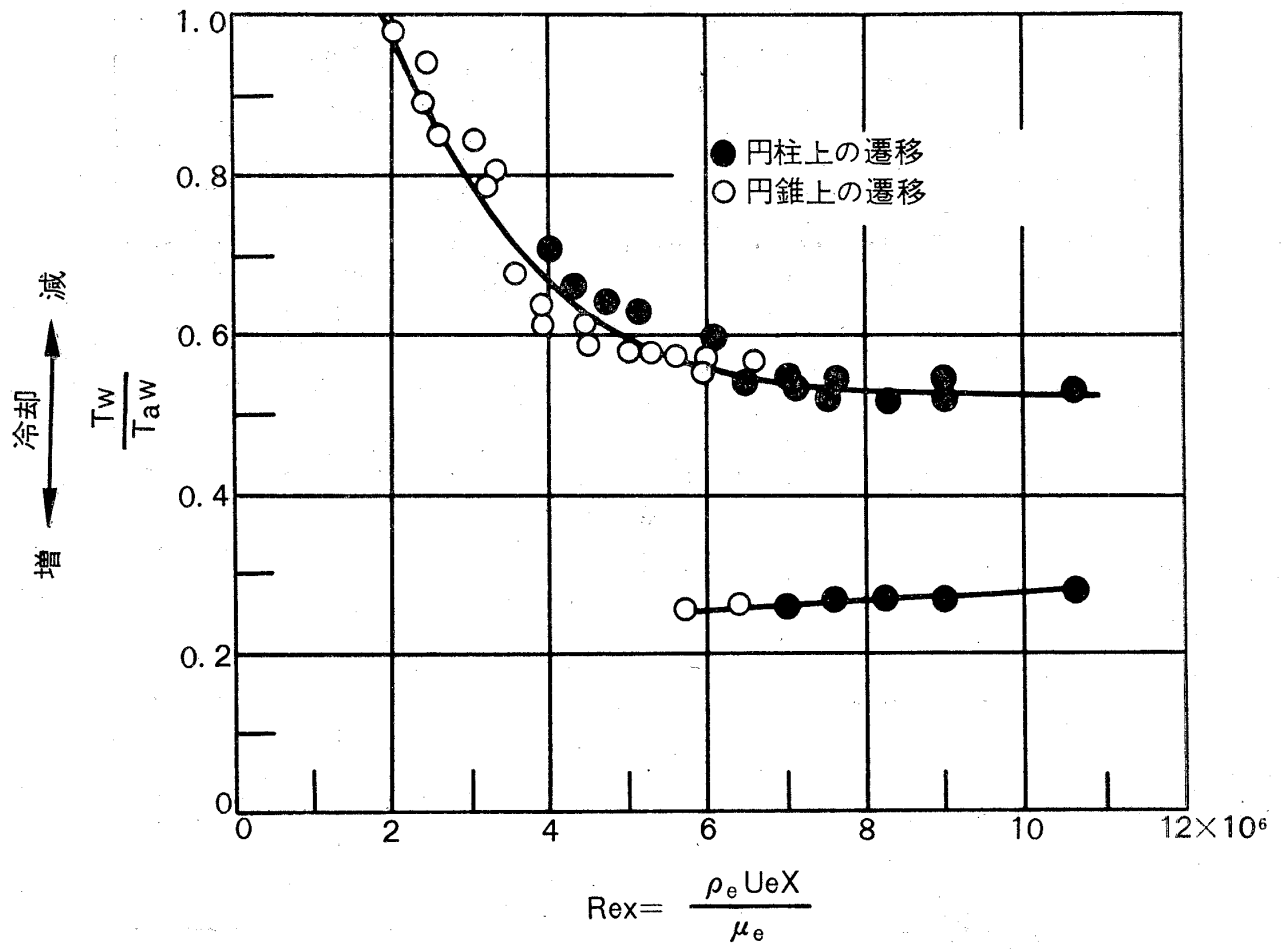


図2 頂角9.5°, Mach 数 3.12, 冷却の遷移に及ぼす影響 Jack⁹⁾ 等による

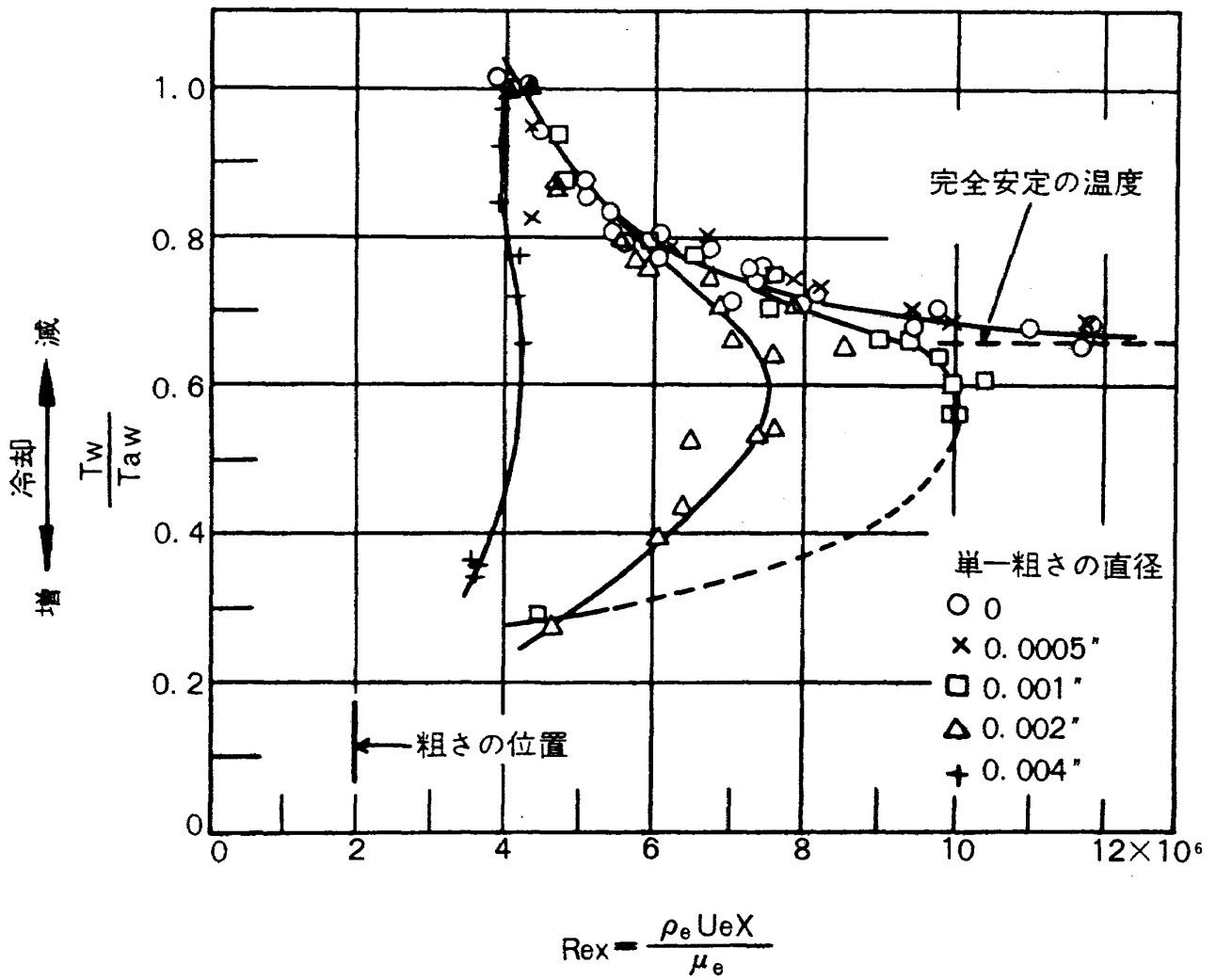


図3 頂角 10° の円錐, Mach 数 2.70 単一粗さと冷却が遷移に及ぼす影響
VanDriest¹¹⁾ 等による

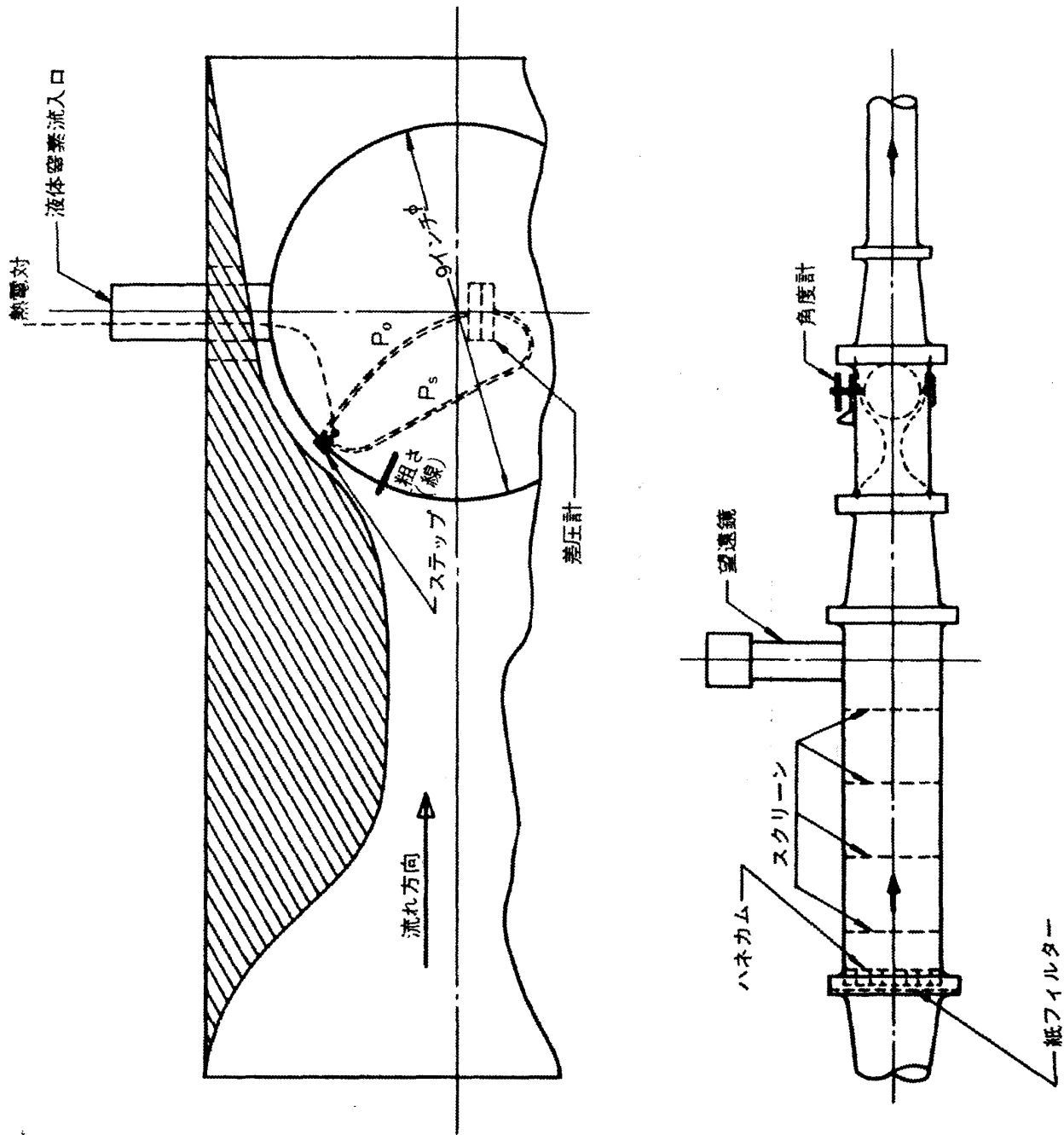


図4 実験装置

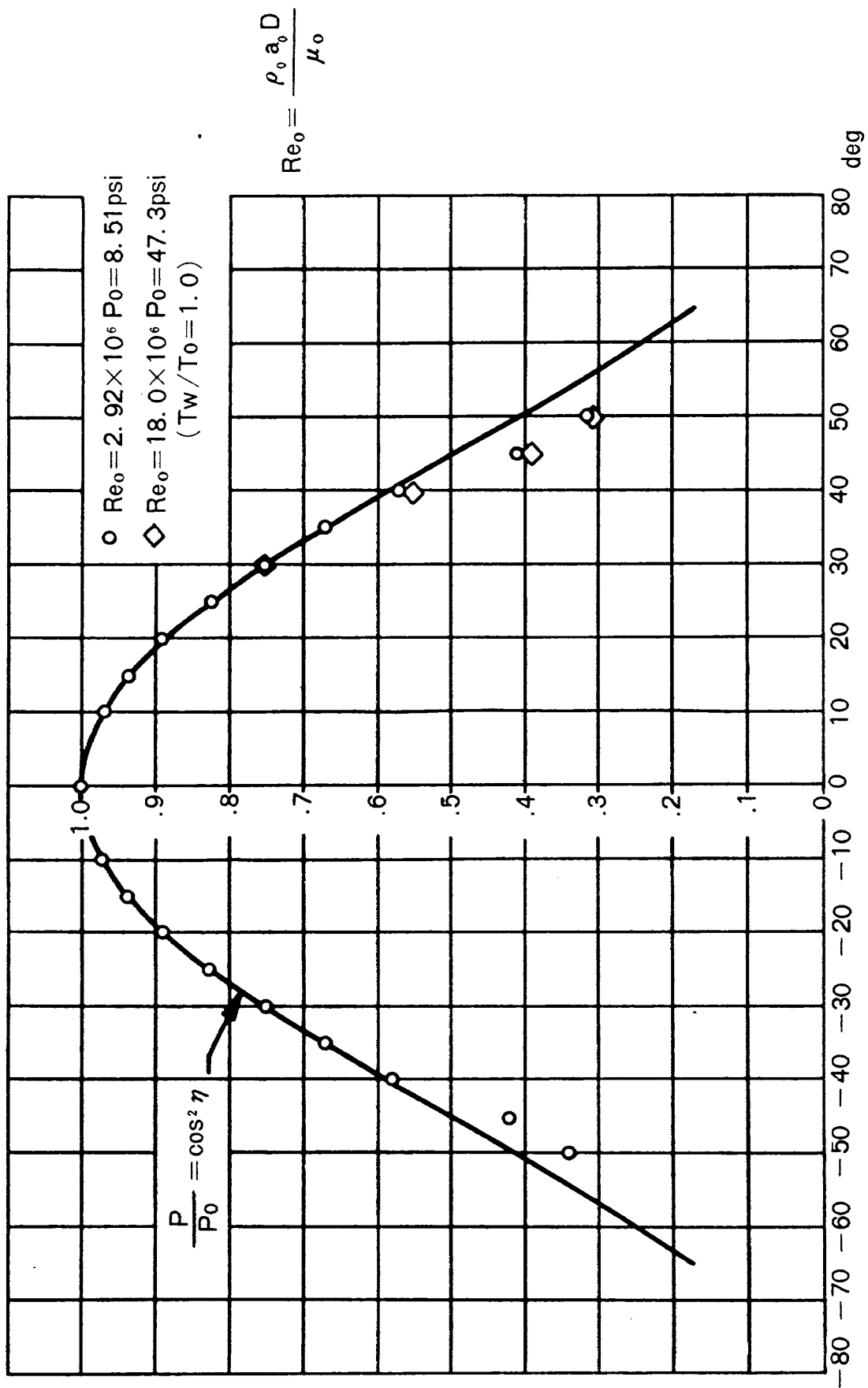


図5 相似極超音速流の校正

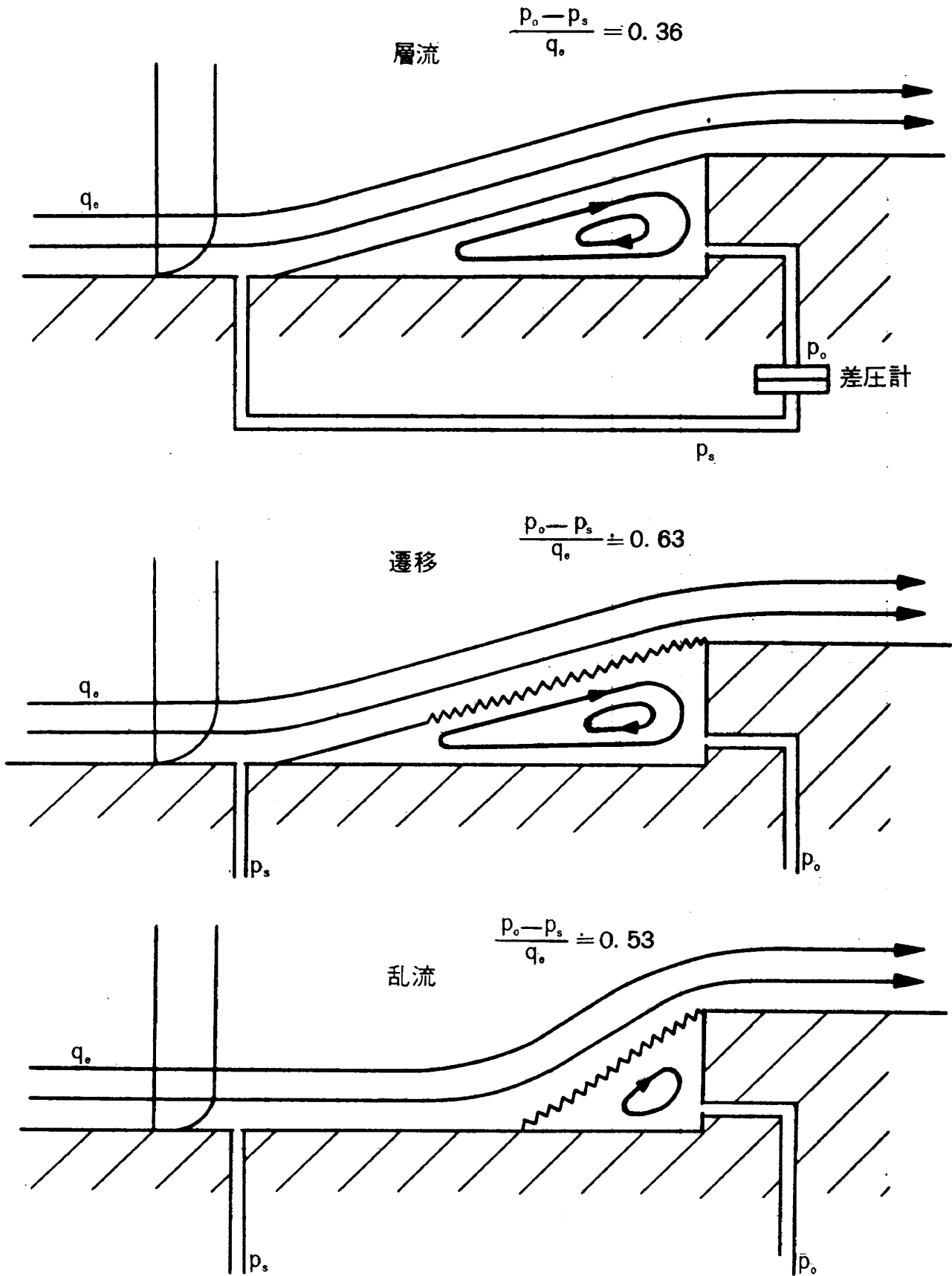


図6 遷移検出装置の原理図（平板の場合）

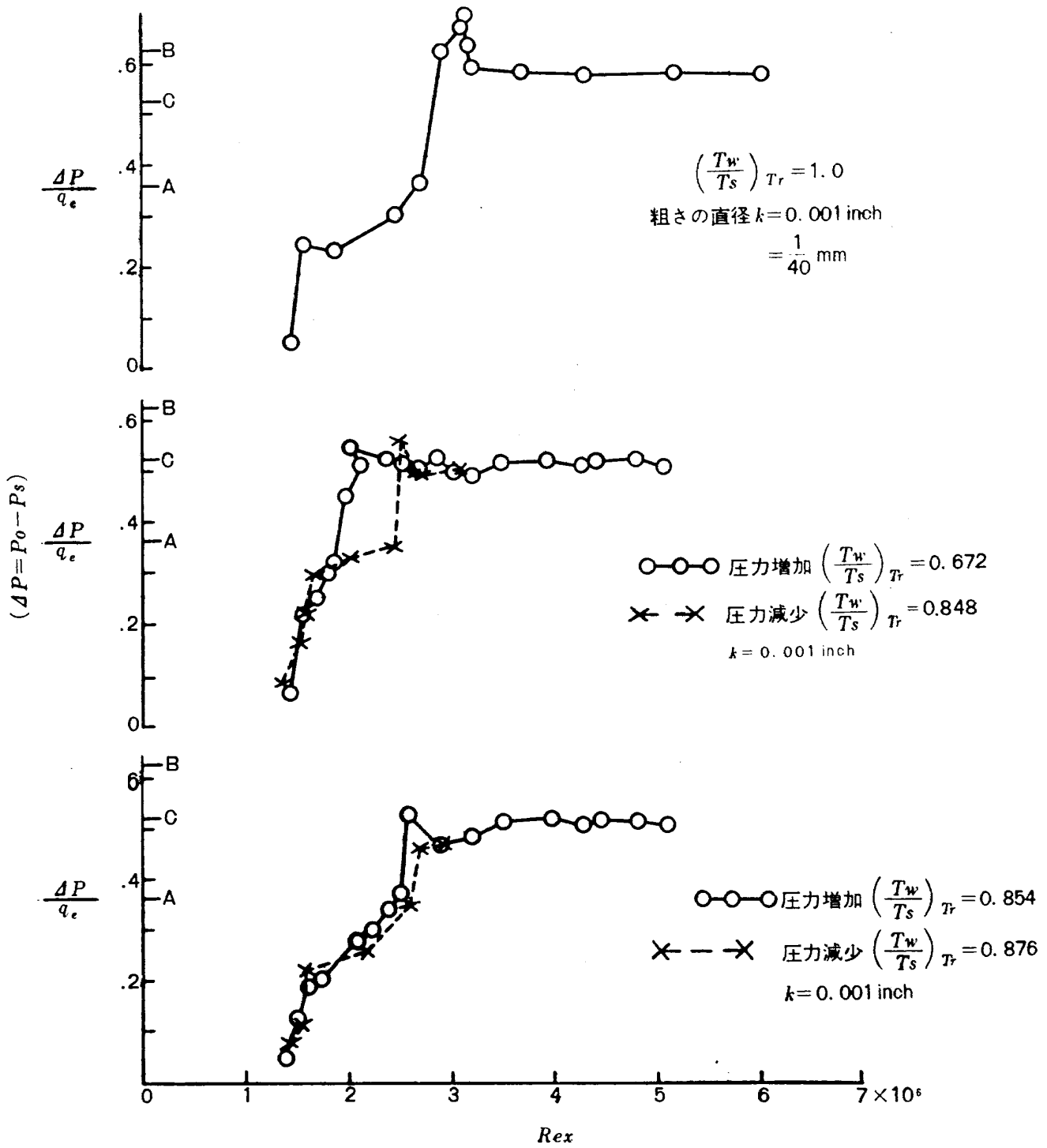


図7 (上より a, b, c) 遷移レイノルズ数の検出データ

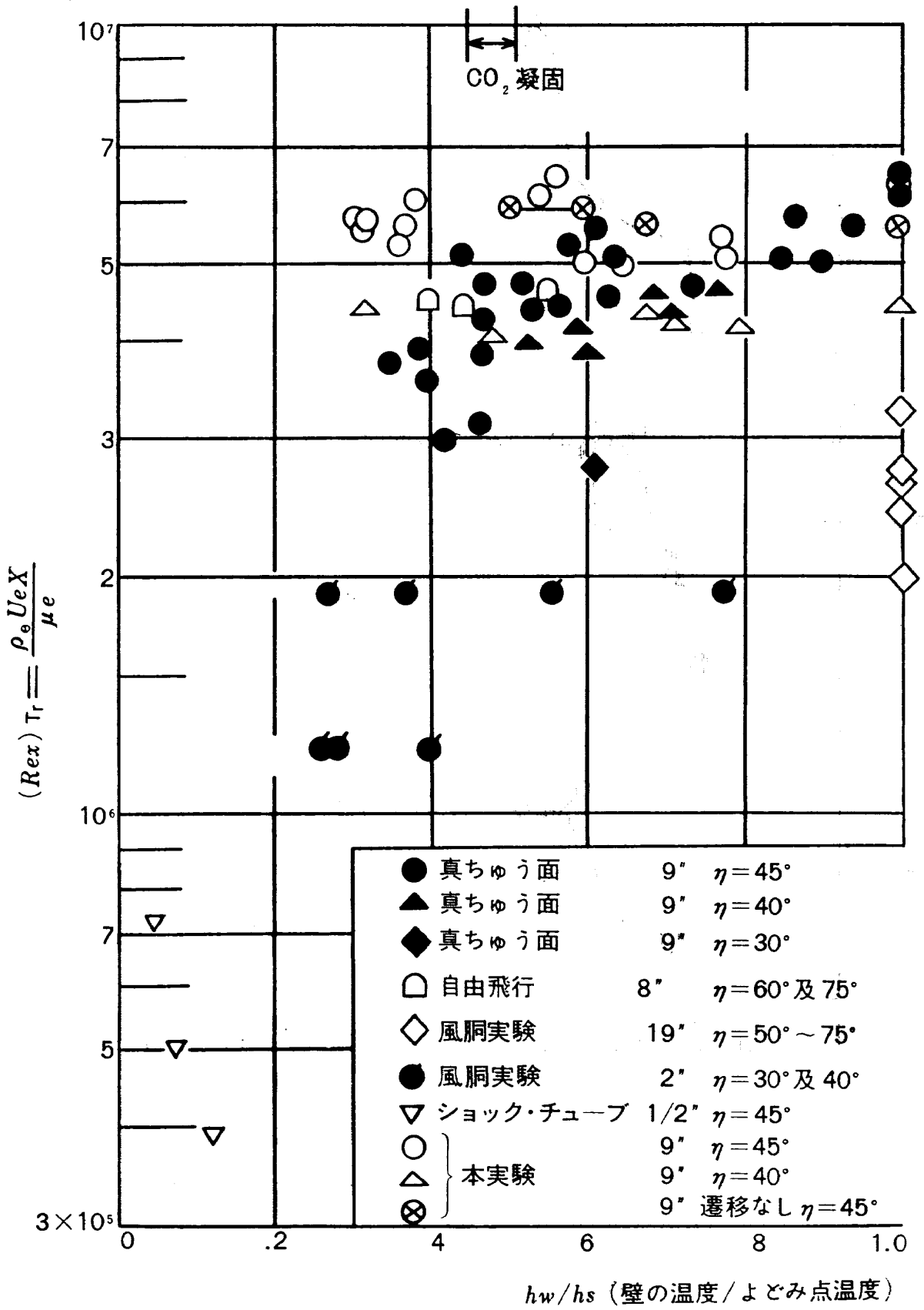


図8 壁の温度比と遷移レイノルズ数

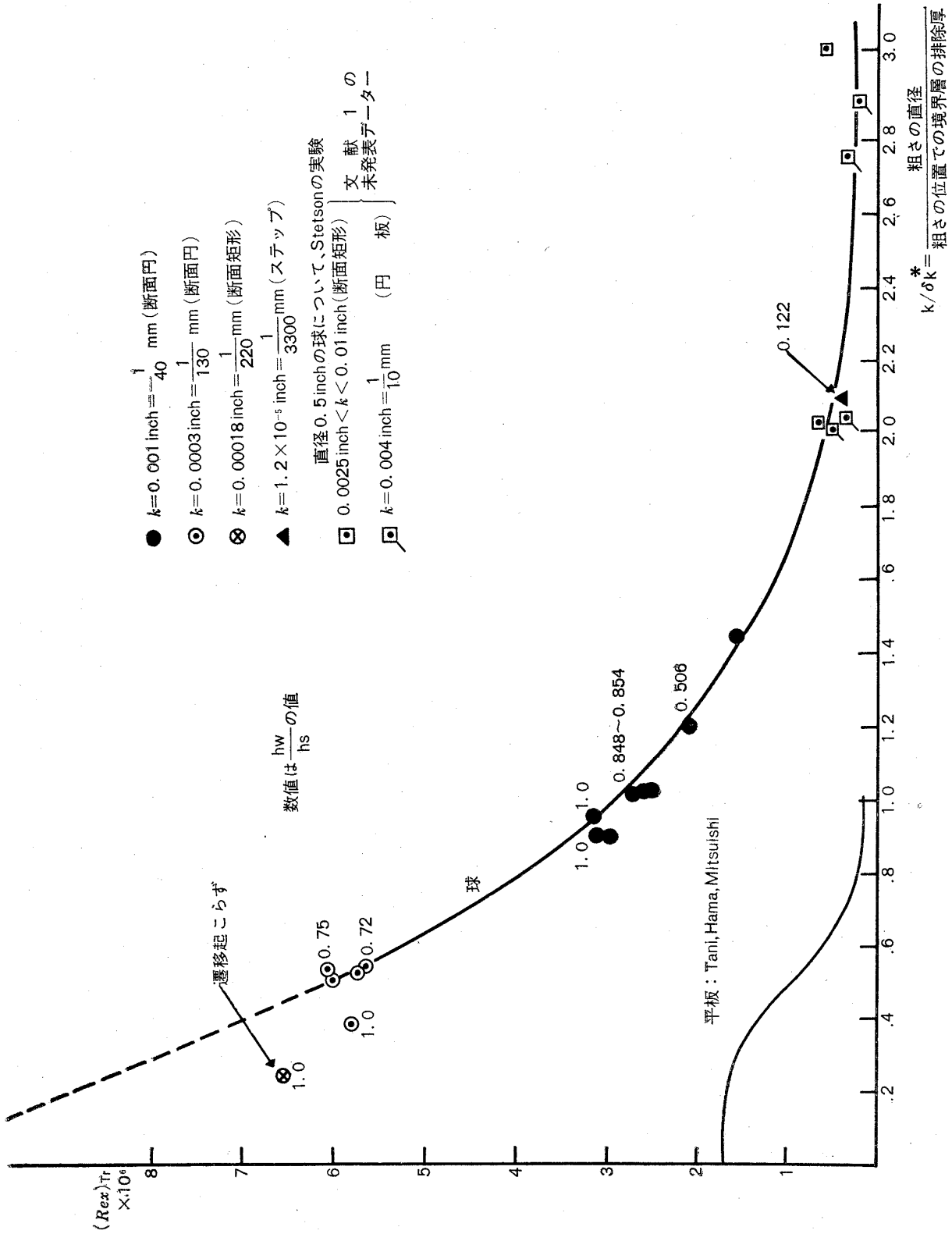


図 9 遷移レイノルズ数におよぼす、粗さと冷却の結合影響の統一表示

<p>NAL TM-39 航空宇宙技術研究所 相似極超音速流中におかれた半球面上の境界層の遷移におよぼす粗さと冷却の結合影響</p> <p>1964年7月 19ページ</p> <p>極超音速流中におかれた球のまわりの境界層の遷移に及ぼす単一粗さと、温度比との結合影響を相似極超音速シュラウドを用い、直径9インチの球について、実験的研究を行なった。その結果(1)単一粗さのないめらかな球面では、境界層はきわめて安定であって、壁面が $hw/hs=0.31$ まで冷却されても、この安定性はほとんど低下しないことが明らかにされ(2)単一粗さのある場合には、遷移レイノルズ数は Rex は k/δ_n^* の Single Function としてあらわされ、冷却の影響は単に排除厚 δ_n^* の変化としてのみあらわれることが明らかになった。</p>	<p>I. 石井孝雄 II. NAL TM-39 III. 532.526</p>	<p>NAL TM-39 航空宇宙技術研究所 相似極超音速流中におかれた半球面上の境界層の遷移におよぼす粗さと冷却の結合影響</p> <p>1964年7月 19ページ</p> <p>極超音速流中におかれた球のまわりの境界層の遷移に及ぼす単一粗さと、温度比との結合影響を相似極超音速シュラウドを用い、直径9インチの球について、実験的研究を行なった。その結果(1)単一粗さのないめらかな球面では、境界層はきわめて安定であって、壁面が $hw/hs=0.31$ まで冷却されても、この安定性はほとんど低下しないことが明らかにされ(2)単一粗さのある場合には、遷移レイノルズ数は Rex は k/δ_n^* の Single Function としてあらわされ、冷却の影響は単に排除厚 δ_n^* の変化としてのみあらわれることが明らかになった。</p>	<p>I. 石井孝雄 II. NAL TM-39 III. 532.526</p>
<p>NAL TM-39 航空宇宙技術研究所 相似極超音速流中におかれた半球面上の境界層の遷移におよぼす粗さと冷却の結合影響</p> <p>1964年7月 19ページ</p> <p>極超音速流中におかれた球のまわりの境界層の遷移に及ぼす単一粗さと、温度比との結合影響を相似極超音速シュラウドを用い、直径9インチの球について、実験的研究を行なった。その結果(1)単一粗さのないめらかな球面では、境界層はきわめて安定であって、壁面が $hw/hs=0.31$ まで冷却されても、この安定性はほとんど低下しないことが明らかにされ(2)単一粗さのある場合には、遷移レイノルズ数は Rex は k/δ_n^* の Single Function としてあらわされ、冷却の影響は単に排除厚 δ_n^* の変化としてのみあらわれることが明らかになった。</p>	<p>I. 石井孝雄 II. NAL TM-39 III. 532.526</p>	<p>NAL TM-39 航空宇宙技術研究所 相似極超音速流中におかれた半球面上の境界層の遷移におよぼす粗さと冷却の結合影響</p> <p>1964年7月 19ページ</p> <p>極超音速流中におかれた球のまわりの境界層の遷移に及ぼす単一粗さと、温度比との結合影響を相似極超音速シュラウドを用い、直径9インチの球について、実験的研究を行なった。その結果(1)単一粗さのないめらかな球面では、境界層はきわめて安定であって、壁面が $hw/hs=0.31$ まで冷却されても、この安定性はほとんど低下しないことが明らかにされ(2)単一粗さのある場合には、遷移レイノルズ数は Rex は k/δ_n^* の Single Function としてあらわされ、冷却の影響は単に排除厚 δ_n^* の変化としてのみあらわれることが明らかになった。</p>	<p>I. 石井孝雄 II. NAL TM-39 III. 532.526</p>

既 刊 資 料

TM- 1	高マッハ数風洞について (I)	1961年 11 月	平木 一, 清水 福寿 橋本 登
TM- 2	航空技術研究所計数型電子計算機設備 プログラムライブラリー (I)	1962年 2 月	樋口 一雄, 戸川 隼人 三好 甫, 高橋 利之 能美 力, 板垣 芳雄 鳥海 良三, 佐藤 保子
TM- 4	18 cm×20 cm超音速風洞について	1962年 5 月	長洲 秀夫, 伝田 幸雄
TM- 5	遷音速流の線型理論	1962年 8 月	細川 巖
TM- 6	18 cm×18 cm遷音速風洞整備試験	1962年 8 月	橋本 登, 井上 政一
TM- 7	慣性力形疲労試験機	1962年 8 月	竹内 和之, 山根 皓三郎
TM- 8	アルミ合金の前歴が疲れ寿命に およぼす実験的研究	1962年 9 月	池田 為治, 坂元 思無邪
TM- 9	方向性次元解析と相似解に関する覚書	1963年 2 月	甲藤 好郎, 小出 勉
TM-10	DATATRON 205 用 ALGOL 58 使用法について	1963年 2 月	高橋 利之
TM-11	光弾性による高速車盤の縞模様	1963年 2 月	永井 文雄
TM-12	コーティングの断熱効果に関する実験	1963年 3 月	竹中 幸彦, 小川 幸一 林 洋一
TM-13	遷音速における45° 後退角の予備的実 験	1963年 3 月	中井 暎一, 小原 瑛
TM-14	変断面片持梁固有振動数の一計算方法 について	1963年 3 月	中井 暎一, 小原 瑛 鳥海 良三, 安藤 泰勝
TM-16	フラッタ試験設備測定部交換ノズルの 予備試験	1963年 4 月	中井 暎一, 橋爪 宏 高木 俊朗, 橋本 登 鳥崎 忠雄, 松木 正勝 山中 竜夫, 藤井 昭一
TM-17	VTOL 機用 Jet Lift Engine に関する 一考察	1963年 5 月	
TM-18	ヘリコプター振動のパワースペクトル 解析	1963年 6 月	小野 幸一
TM-19	吹出式超音速風洞による実験データの 処理方式について (I)	1963年 6 月	新井 忠, 原 亘利
TM-20	1 m×1 m吹出式超音速風洞における AGARD 標準模型 B の三分力試験	1963年 7 月	高木 廣治, 谷 喬 斎藤 秀夫, 新井 忠 竹内 和勇, 飯田 宗四郎 北谷 虔, 中井 治夫
TM-21	国産中型輸送機 YS-11 主翼疲労試験 (第1報)	1963年 9 月	
TM-24	円輪と薄肉円筒の回転強度の関係	1963年 11 月	永井 文雄
TM-25	DATATRON 205 用 ALGOL 58の Procedures ライブラリ	1964年 1 月	高橋 利之
TM-26	吹出式風洞の圧力制御 (フラッタ試験 設備の場合)	1964年 1 月	橋爪 宏, 中井 暎一
TM-28	一段式観測ロケットの超音速風洞試験	1964年 1 月	谷 喬, 原 亘利 榎原 盛三, 外立 政隆
TM-29	遷音速フラッタ試験設備の改造および 整備試験	1964年 2 月	中井 暎一, 橋爪 宏 安藤 泰勝, 高木 俊朗
TM-30	二段式ロケット飛しょう体の揚力およ び圧力中心推定法	1964年 3 月	小橋 安次郎, 宮沢 政文
TM-31	亜音速ジェット輸送機の遷音速風洞に おける試験	1964年 3 月	河崎 俊夫, 竹内 理
TM-32	遷音速風洞の防音	1964年 4 月	牛田 健二, 高橋 宏
TM-33	非定常境界層の遷移の研究に使用され た定温度型熱線風速計について	1964年 4 月	榎並 敬之, 山本 稀義
TM-34	極超音速風洞ノズルの境界層補正につ いて	1964年 5 月	長洲 秀夫
TM-37	気体の不完全性を考慮した極超音速風 洞ノズルの設計計算法	1964年 5 月	毛利 浩
TM-38	AGARD—A 標準模型の超音速三分力 試験	1964年 6 月	高木 廣治, 斎藤 秀夫 石原 久蔵

注: 欠番は配布先を限定したもの

航空宇宙技術研究所資料39号

昭和39年7月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野(0422)(3)5171(代表)

印刷所 奥村印刷株式会社
東京都千代田区西神田1-10