

UDC 533.6.071.5:
533.6.08:
534.61

航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-342

航技研 2m × 2m 遷音速風洞の気流乱れに
関する特性試験

河合伸坦・小国保男・鈴木正光

1978 年 1 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

航技研 2 m × 2 m 遷音速風洞の気流乱れに 関する特性試験*

河合伸坦** 小国保男** 鈴木正光**

Measurements of Free-Stream Turbulence and Disturbance in NAL 2 m × 2 m Transonic Windtunnel

By N. KAWAI, Y. OGUNI and M. SUZUKI

Acoustic noise, velocity and temperature fluctuations and boundary-layer transition were measured in the NAL 2 m × 2 m transonic windtunnel test section. The data was obtained utilizing a condenser microphone, hot film probe and smooth 10-degree cone. Noise and transition data was then compared with that of other windtunnels. It was found that the NAL 2 m × 2 m TWT was one of the best conventional windtunnels with regard to turbulence in the test section stream.

1 まえがき

風洞試験の測定精度を向上させるための努力は次のようなテーマに分けられる。

- (A) 風洞壁干渉
- (B) 高レイノルズ数
- (C) 風洞気流の質
- (D) 測定器具

(A)はポテンシャル流に関する問題であり、当所においては海老原¹⁾および沢田²⁾が取り組んでいる。(B)、(C)は境界層にからむ問題である。風洞試験の重点は、遷音速特性および高揚力特性のような境界層の影響を受けやすいものに移りつつあるから、(B)、(C)の問題が注目を集めている。(B)については、二次元風洞³⁾が建設中であるとともに、ルードピーク管方式の高レイノルズ数風洞の研究を、当所

では高島・波木井・青木⁴⁾ほかが行なっている。(D)については、測定データの再現性に関連して特に天秤のドリフト等が問題となっている。

風洞気流の質(C)の中には、気流の偏向性(吹き上げ等)および測定部内の気流の一様性など問題が含まれるが、この資料では特に風洞測定部内の気流乱れを取り上げよう。Morkovin⁵⁾によれば、気流の乱れは次の3種のモードに分けられる。

- (a) 速度の変動(渦)
- (b) 圧力の変動(騒音)
- (c) 温度の変動

これらはともに、境界層特に遷移点位置に影響して、その結果として抵抗そしてポテンシャル流にも影響を及ぼす。(a)については、気流乱れと言えは通常は速度変動のことを指す程、速度変動と遷移位置の関係は古くから問題にされている²⁶⁾²⁷⁾。しかし最近では、特に高速の風洞において(b)の騒音が遷移に及ぼす影響の重大さが指摘されている。

* 昭和52年11月1日受付

** 空気力学第二部

温度変動(c)についてはあまりよく知られていない。

航技研 2m × 2m 遷音速風洞⁶⁾ は我国最大の遷音速風洞として多くの試験が行なわれ、多くのデータを供給して来たにもかかわらず、今まで気流の乱れに関する資料が無かった。そこで上記の3モードについて測定しその結果をここに報告する。一方、気流の乱れの各モードは結局すべて境界層遷移点位置となって総合的な評価がされるのであるから、標準模型上の遷移位置を測定すべきという考えもある。DoughertyとSteinle⁷⁾は、頂角10度の円錐を標準模型として、多くの主要な遷音速風洞において遷移レイノルズ数を、測定部内騒音とともに測定した。そこで当所遷音速風洞の気流乱れを他風洞と比較するために、(b) 圧力変動(騒音)をマイクロホンにより、(a)速度変動と(c) 温度変動をホットフィルムによって測定し、彼らと同一仕様の円錐模型を製作して遷移レイノルズ数を測定した。そして彼らおよびその他の気流乱れデータと比較した。

がって、これらの資料は、当遷音速風洞において行なう試験の結果でレイノルズ数効果を考慮する際に非常に役立つであろう。

2 騒音測定

2.1 予備試験

コンデンサ・マイクロホンを模型等に取り付けて、風洞の測定部等における騒音(圧力変動)を測定する。

マイクロホンに要求される性能、マイクロホンを模型に取り付ける方法および適切な実験方法を調べるために、本試験に先立って次のような予備試験⁸⁾を行なった。

図1に示すように、頂角15°の円錐の一部を削取って平面とし、表面が一致するようにエレクトレット・コンデンサ・マイクロホン(リヨン製)を円錐模型に埋込んだ。マイクロホンの特性を損なわずに、かつ模型上の気流を乱さないようにマイクロホンを取付けるのは、図1のような形

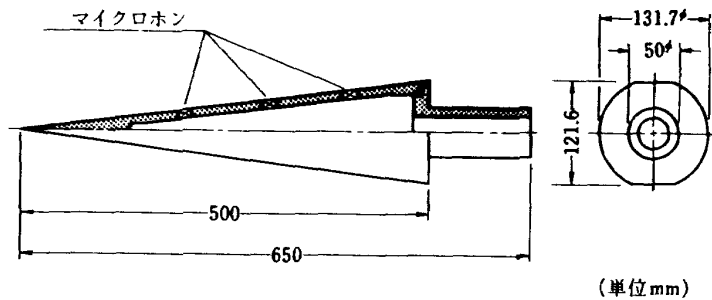


図 1 円錐模型

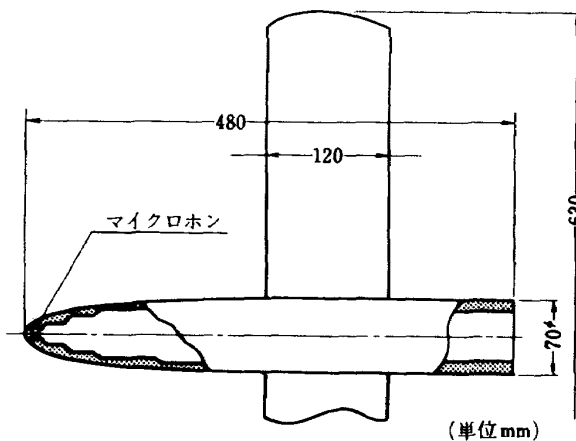


図 2 翼洞模型

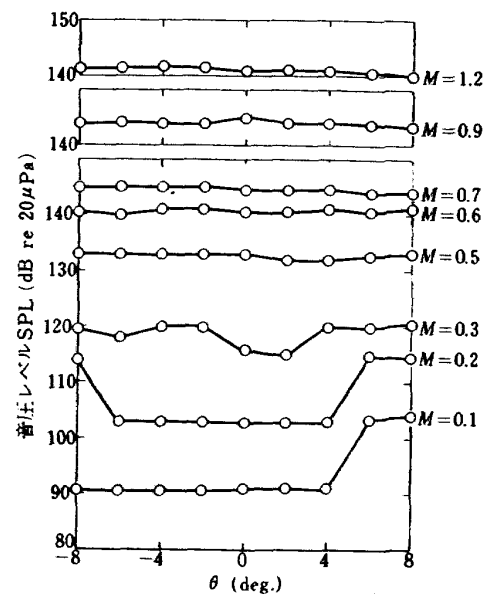


図 3 音圧レベル変化(円錐模型)

態ではかなり難しい事がわかった。また図2に示すように、翼胴模型の胴体部の先端に円筒形のエレクトレット・コンデンサ・マイクロホン（プリモMX-680）を取付けて風洞試験を行った。

ある特定の位置に取付けたマイクロホンについて、円錐のロール角を一定 ($\phi = 0$) にして、ピッチ角（あるいは迎角） θ を変化させると、図3に示すように、 $M = 0.1, 0.2$ では音圧レベル (SPL) が著しく変化する。 θ が大きい所に対して SPL が高いのは、円錐模型上の境界層遷移あるいは乱流が引起こす空力騒音 (aerodynamic acoustic noise) である。⁹⁾ θ が小さい所に対して SPL が高いのは、マイクロホンの取付けの不具合のために、模型表面から模型内部へマイクロホンのまわりを通して流入する流れが作る空力騒音であると考えられる。 $M = 0.3$ ではやや不明瞭であるがやはり同様な傾向が見える。これらの結果から、風洞個有の騒音レベルを測定するためには、マイクロホンの取付具合を含めて模型自身が誘起する空力騒音を生じさせないように留意しなければならない事がわかった。

次にピッチ角を $\theta = 0$ に保ちロール角 ϕ を変えて、測定内部騒音のロール角方向性を調べたが、図4に示すように、そのような方向性は見られなかった。厳密に言えば 360° 全てに渡って測定しなければならないかもしれないが、測

定部断面の対称性を考えれば、事実上図4の結果だけで十分であろう。

図5は M 変化に対する音圧レベル変化の予備測定結果を示す。円錐模型・翼胴模型のほか、測定部多孔壁および抽気室内にもマイクロホン（それぞれプリモMX-680およびB&K 4138）を取付けて測定を行った。図5の結果から、測定すべき騒音の音圧レベルはおよそ90dB-150dBの範囲にあることがわかる。円錐に取付けたマイクロホンのいくつかは、取付けの不具合に基づく感度の低下を示した。著しい感度低下を示したデータはこの図にはプロットしてない。マッハ数0.8以上で、 M の増加とともにSPLが低減するのは納得しがたい結果である。この点に関して別に周波数分析をしたが、その結果によるとマッハ数が高くなると15kHzを越えるかなり大きな周波数成分が見られた。エレクトレット・コンデンサ・マイクロホンの特性はおよそ50Hz~15kHzであるから、この周波数特性は風洞騒音の測定に不十分である。したがって M が増すとSPLが低下するものと誤って測定されたと考えられる。すなわち、十分な周波数特性をもつマイクロホンを使用しなければならない事がわかった。翼胴模型の胴部の先端にマイクロホンを付けた測定の結果は、円錐模型の場合とおおむね一致し、測定部壁と約5dBの差を保っている事がわかる。

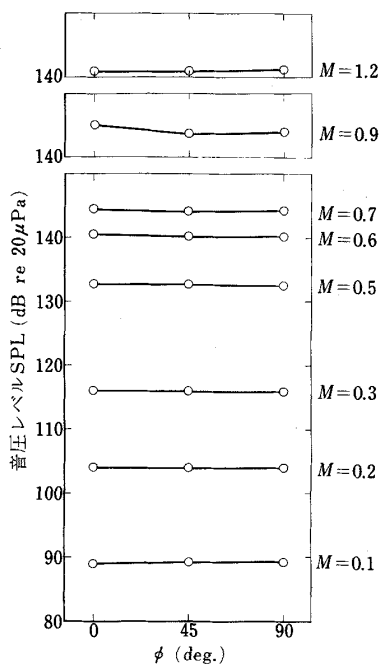


図4 測定部騒音のロール角方向性（円錐模型）

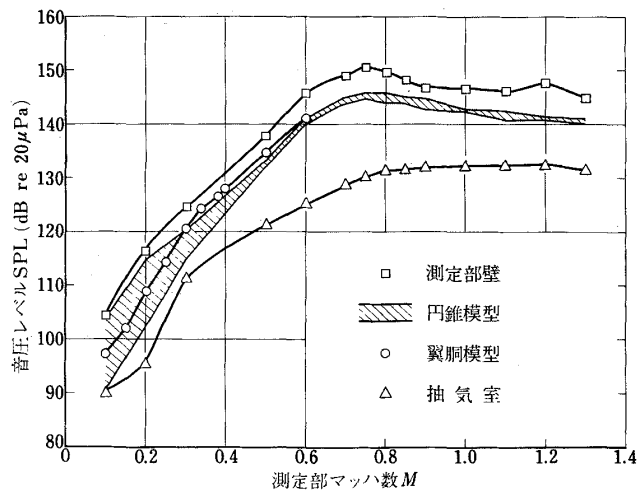


図5 航技研 2 m × 2 m 遷音速風洞の騒音特性（予備試験）

2.2 騒音測定用模型・機器

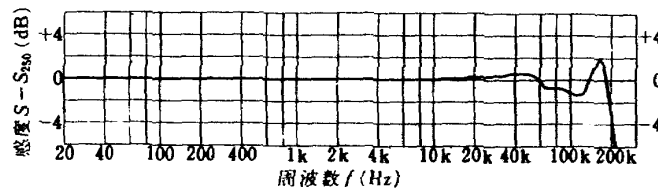
風洞騒音を測定する受感素子として、入手できる最も周波数特性の優れた(7 Hz ~ 140 kHz, ± 2 dB)コンデンサ・マイクロホン, Bruel & Kjaer社製カートリッジ 4138を用いることとした。ダイナミック・レンジは76 ~ 168 dBだから, 当風洞の騒音(90 ~ 150 dB)を測定するのに適当である。マイクロホンの径が非常に小さい(1/8インチ)ため, 指向性は最も小さい。使用したマイクロホンの感度の周波数特性を図6に示す。

マイクロホンの一組(B & K カートリッジ4138, アダプタUA0160, プリアンプ2618)は長さ123mmとなり, これを小型の模型に組み込むために, 図7のように胴体の先端にマイクロホンを取付ける方式を採用した。この模型は胴体模型と名付けられ, 長さ550mm, 直径70mmであり, 頭部は楕円体で整形され, その先端に1/8インチ

コンデンサ・マイクロホンを内挿し, アダプタ, プリアンプの他にコネクタも格納する。スティングへの取付けは1/8インチ・ダミー天秤を介して行う。先端から内部への空気の流通を妨げる目的で, Oリングを使用する。マイクロホンの組みを固定するために止めネジを用意したが, その組み内部の接触部等に歪みを生じて思わしくないので, 結局接着剤によって固定した。

参考のために測定部壁および抽気室にもマイクロホンを置いて騒音を測定した。その測定場所を図8に示す。測定部内, 測定部壁上, 抽気室内における騒音の間には一定の関連があるから, 測定部内の騒音に今後何らかの変化が生じるかどうかを, 測定の容易な測定部壁あるいは抽気室における騒音によって簡便に調べることができる。

測定器の系統図を図9に示す。マイクロホン・カートリッジBK4138の特性はこの節の初めに述べた通りである。



B & K 4138
 $S_{250} = -61.7 \text{ dB}$
 [V/Pa]

図 6 コンデンサ・マイクロホン感度周波数特性。
 250 Hz における感度との差を示す。

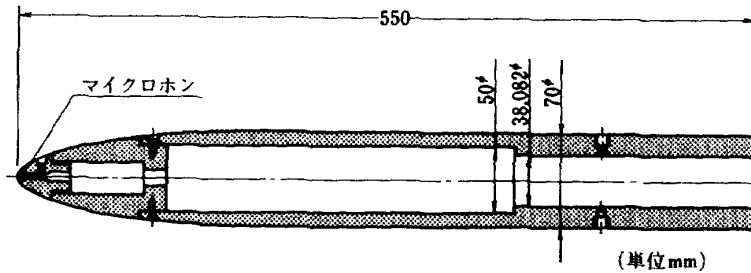


図 7 胴体模型

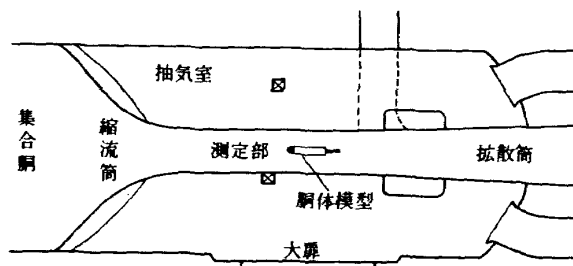


図 8 2m×2m遷音速風洞測定部周辺のマイクロホン設置箇所(□印)

保護格子を付けても付けなくても、測定結果に何ら相異は見られなかった。プリアンプ BK2618 はインピーダンスを下げて電氣的雑音を捨わないようにするものであり、その周波数範囲は 2 Hz - 200 kHz である。マイクロホンとプリアンプの動作に必要な電源を供給するマイク電源 BK2801 は測定部壁のすぐ外に置いた。スタンピング・ポットから計測室までおよそ 70 m あるが、この間に出力信号の高周波成分が減衰しないように、また電氣的雑音を捨わないように同軸ケーブル 5 C 2 V を使用した。その結果、同軸ケーブルを使わなかった時に現われた 50 Hz の電氣雑音は、周波数分析結果に全く現われなくなった。

増幅・周波数分析器 B & K 2107 の周波数範囲は 2 Hz - 45 kHz であり、その周波数分析範囲は 20 Hz - 20 kHz である。RMS メータは波高率 5 以下の信号に対して真の実効値を指示するものである。信号は RMS メータを目読し、またはこの分析器に接続するアナログ記録計 B & K 2305 によって記録する。これの周波数範囲は 2 Hz - 200 kHz である。以上の計器類の感度または増幅度を積算してもよいのだが、累積誤差および導線等の影響による精度の低下を避けるために、計器系全体をピストンホン B & K 4220 を用いて校正する。これは、250 Hz ± 1%, 124 ± 0.2 dB re 20 μPa の音圧レベルを発生する計器である。

付随的な計器類について述べると、信号を分岐してオシロスコープにより目でモニターし、オーディオ用アンプで増幅してスピーカーにより耳でモニターする。異なるマッハ数の「音」を比較モニターするために、カセット・テープデッキで録音する。少くし慣れると空力的騒音と電氣的ノイズの音色の相異をかなり聴き分けられるようになるから、測定中のミスをチェックできる。また風洞騒音とマイ

ク受感部近くでの剝離音とをある程度聴き分けることができるから、マイクロホンの取付けミスによって生じる剝離をチェックできる。

参考のために定義と単位¹⁰⁾について簡単にまとめておく。圧力の単位は Pa (パスカル) で表わされ、

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2 = 10 \mu\text{bar} \quad (1)$$

により定義される。音圧レベル SPL [dB] は 20 μPa を基準として、

$$SPL = 20 \log \left\{ p' / (2 \times 10^{-5}) \right\} \quad (2)$$

により定義される。ただし \log は常用対数であり、 p' [Pa] は音圧の実効値である。音圧 p' に対するマイクロホンの出力電圧を e' [V] とすると、マイクロホンの感度 s' [V/Pa] は

$$s' = e' / p' \quad (3)$$

により定義される。 s' , e' , p' の常用対数の 20 倍をそれぞれ S , E , P [dB] とおくと (3) 式は

$$S = E - P \quad (4)$$

となる。(2) 式で定義した SPL は (4) 式によって

$$SPL = P + 100 - 20 \log 2 = E - S + 93.98 \quad (5)$$

と表わされる。最後の式により、感度が既知なマイクロホンを用いれば出力電圧から音圧レベルが算出できる。なお圧力の単位に μbar を用いると感度 S の数値に 20 dB の差ができる点に注意。

2.3 騒音測定結果

航技研 2m×2m 遷音速風洞について、各測定部マッハ数 M に対する測定内部、測定部多孔壁上および抽気室内における騒音の音圧レベル SPL の測定結果を図 10 に示す。集合洞における気圧 p_0 は 98 kPa (約 1 kgf/cm²)、温

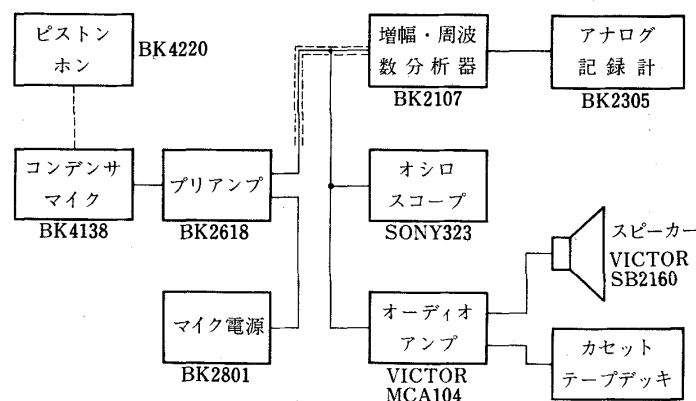


図 9 風洞騒音測定ブロック図

度 T_0 は 310K とほぼ一定になるように風洞運転を制御した。この図から、どの測定場所でも $M \leq 0.75$ ではマッハ数 M の増加とともに音圧レベル SPL が上昇し、 $M \geq 0.75$ では SPL はほぼ一定になることがわかる。抽気室内の SPL が測定部より約 12 dB 低いのは、抽気室内に主な騒音発生源が無いことから、測定部多孔壁のしゃ音効果を表わしている。多孔壁上の音圧レベルが高いのは、多孔壁上で音が発生し音源に近い場所の SPL の方が高いことを表わしている。

図 11 は、航技研の遷音速風洞 (NAL 2m) と外国の主要な遷音速風洞⁷⁾¹²⁾ とを測定部騒音について比較したものである。騒音の音圧 p' は、変動圧力係数

$$\Delta C_p = \frac{p'}{q} \times 100 \quad (\%) \quad (6)$$

としてプロットされている。ただし q は測定部の動圧 ($= \frac{1}{2} \rho u^2$) である。各風洞名の後にそれぞれの p_0 の値を記してある。AEDC 4.88m (16 ft) 風洞の結果に比べて、NAL 2m 風洞の ΔC_p は傾向が似ているが、 ΔC_p の値は約半分である。外国の 3 風洞の中で最も ΔC_p の小さい NASA Langley 研究所の 4.88m (16 ft) 風洞に比べて、NAL 2m 風洞の ΔC_p は高亜音速領域 ($0.5 \leq M \leq 1.0$) では同じレベルであることがわかる。それより低いマッハ数域では NAL 2m の ΔC_p の方が低く、高いマッハ数域では逆に Langley 4.88m の方が低い。総じて、

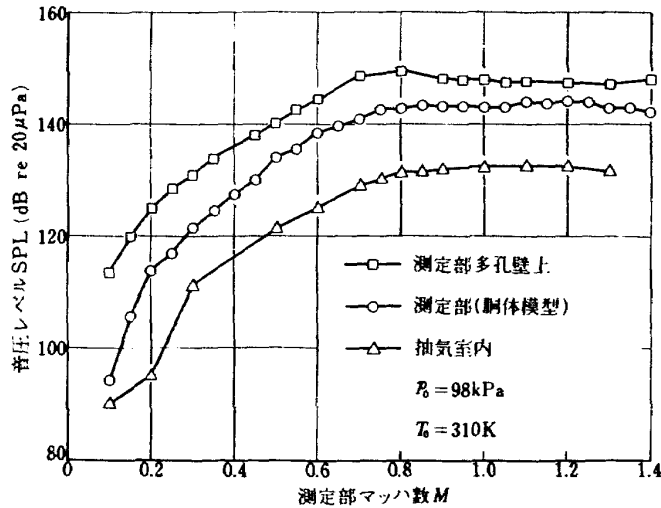


図 10 航技研 2m×2m 遷音速風洞の騒音特性

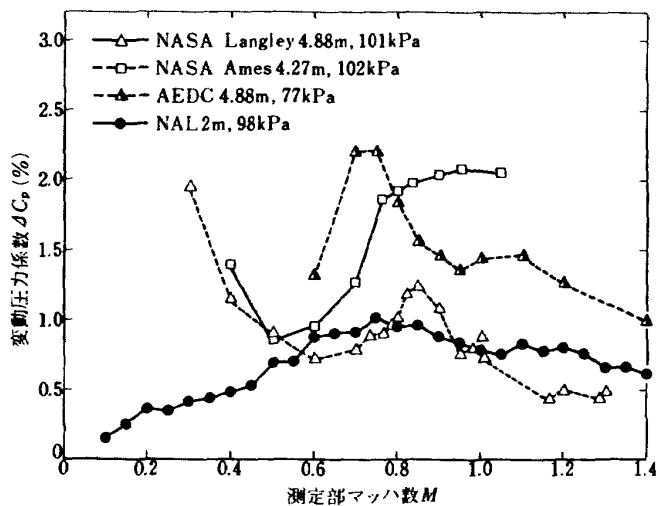


図 11 主要遷音風洞の測定部騒音の比較

当所遷音速風洞の騒音の ΔC_p は最も小さい部類に属するといえよう。

Lighthill¹¹⁾ によると乱流騒音の場合、騒音の強度 I は

$$I \propto \rho u^8 a^{-5} \quad (7)$$

のような比較関係がある。また平面波と仮定すると、

$$I = p'^2 / \rho a \quad (8)$$

であるから

$$p' \propto \rho u^4 a^{-2} \quad (9)$$

となる。さらに(6)式によって

$$\Delta C_p \propto u^2 a^{-2} = M^2 \quad (10)$$

となる。しかし図 11 をみると(10)式の比例関係は成り立たない。むしろ $0 \leq M \leq 0.775$ では

$$\Delta C_p \propto M \quad (11)$$

のような比例関係が成り立つように思える。結局 Lighthill の 8 乗則 (7) 式) または平面波の仮定 (8) 式) は風洞の測定部内騒音について成り立たないことがわかった。

周波数分析をした結果、図 14 に例示するように測定部内騒音の SPL の周波数分布にはそれぞれの M に対していくつかのピークがみられる。図 12 はそのピーク周波数 f_p を M に対してプロットしたものである。ピークが顕著であるものを○印、そうでないものを小さな丸印○で示した。また、互いに関連があると思われるピーク周波数に記号 A, B, C, \dots を付した。主送風機の回転数 (Hz) に 1 段当りの動翼の枚数を掛けたものを実線で、その 2 倍を破線で記入した。なお当風洞の主送風機の 1 段当りの動翼と静翼はそれぞれ 32 枚および 28 枚あり、段数は 2 段である。

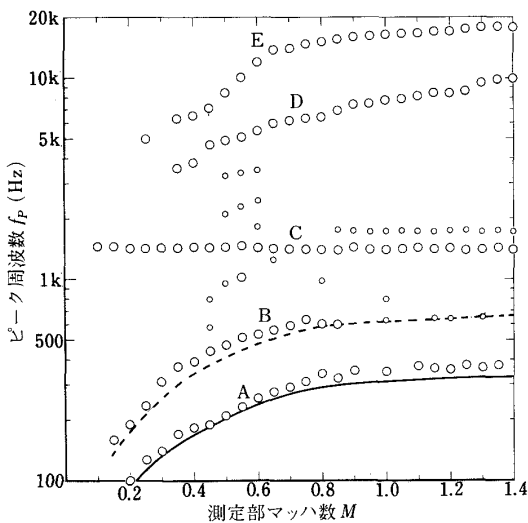


図 12 測定部騒音のピーク周波数

図 12 から、モード A および B はそれぞれ主送風機の動翼の 1 段および 2 段が生ずる騒音の基本周波数にほぼ一致することがわかる。モード C は 1.42 kHz でほぼ一定であり、1.84 kHz の小さなピークが付随している。測定部のマッハ数 M とともに風速 u は大きく変化し、音速 a は緩やかに変化するから、おそらくモード C は流体的騒音でなく、風洞の機械的な固有振動数が流体的騒音によって共振したものであろう。測定部多孔壁を真直はりのみなし孔を無視し、両端だけを固定支持されていると仮定して測定部壁の固有振動数を概算すると約 870 Hz である。実際には振動を押えるように測定部壁の実質的な剛性を高める処置がとられているから、測定部壁の固有振動数は 870 Hz よりかなり高い。したがってモード C が測定部多孔壁の固有振動数であろう事は十分に推察される。モード D および E は多孔壁の孔から生じるいわゆる edgetone frequency と考えられる。この事は次の図で説明する。

測定部多孔壁の穴の直径 h ($= 1.2 \text{ mm}$) を基準長とするストローハル数 S を

$$S = \frac{f h}{U} \quad (12)$$

によって定義し、 D モードと E モードおよびその他数点のピーク周波数について S を M に対して図 13 にプロットした。この図で実線は、Dougherty と Steinle⁷⁾ の実験式

$$S = \frac{K_A}{2\pi(1+M)}, \quad K_A = 1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

を表わす。モード E は $M \geq 0.65$ において $K_A = 8$ の曲線にほぼ沿ってることがわかる。しかし彼らの実験データでは $K_A = 8$ のモードを示す点はわずかであった。モード D

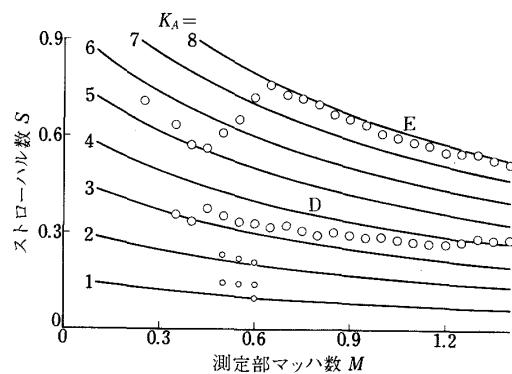


図 13 Edgetone 周波数。Dougherty と Steinle⁷⁾ の実験式との比較

は $K_A=3$ と 4 の間にある。というより、この実験式に乗らないと言った方が良くであろう。むしろ一般のジェット騒音についておおまかに知られている数値

$$S \sim 0.3 \tag{14}$$

の方がモード D をよく表わしているように受け取れる。(13) 式は測定部壁面の法線に対して 60 度傾いた穴に関する実験値を満たすよう定められたものであるが、航技研 2 m 遷音速風洞の穴は測定部壁面に対して垂直である。この相異のため当風洞の実験値が(13)式に十分一致しないのであろう。

図 1 4 は周波数分析結果のいくつかを描いたものである。異なる M に対する線が重なる所では低い M に対する線を実線で、高い M の方は破線で描いた。 $M=0.1$ では測定部の機械的固有振動数と考えられる C モードが卓越しており、次いで送風機騒音と考えられる B モードが大きく、高周波成分は非常に小さい。 M が増すにつれて送風機騒音の低周波モード A, B が大きくなるとともに、測定部壁の穴の edgetone と考えられる高周波モード D, E が高まる。そして $M=0.7$ では D モードが卓越するようになり、その傾向は測定部マッハ数がそれ以上高くなるとますます増大

する。一方低周波モード A, B は高マッハ数では相対的に小さくなるのがわかる。使用した周波数分析器では 20 kHz 以上の成分はわからないが、 M が 0.7 以上の結果は 20 kHz 以後急速に減衰するものと思われる。というのは、低マッハ数での分析結果、例えば $M=0.4$ の結果はモード E 以後 SPL の成分は急速に減衰しているからである。 $M \geq 0.7$ において $f > 20$ kHz の成分が急速に減衰するとしても、なおかなり大きな周波数成分が 20 kHz 以上に残るから、周波数特性が 15 kHz 程度のマイクロホンを使ったとしたら精確な音圧レベル測定はできなかったであろう。

3 速度変動と温度変動の測定

3.1 実験装置・方法

風洞気流乱れの速度変動分と温度変動分を熱線風速計によって測定した。測定探子として hot wire のかわりに hot film を選んだ。選定理由は、hot wire は強度・剛性が小さいため高速気流中ではフラッターのような自動

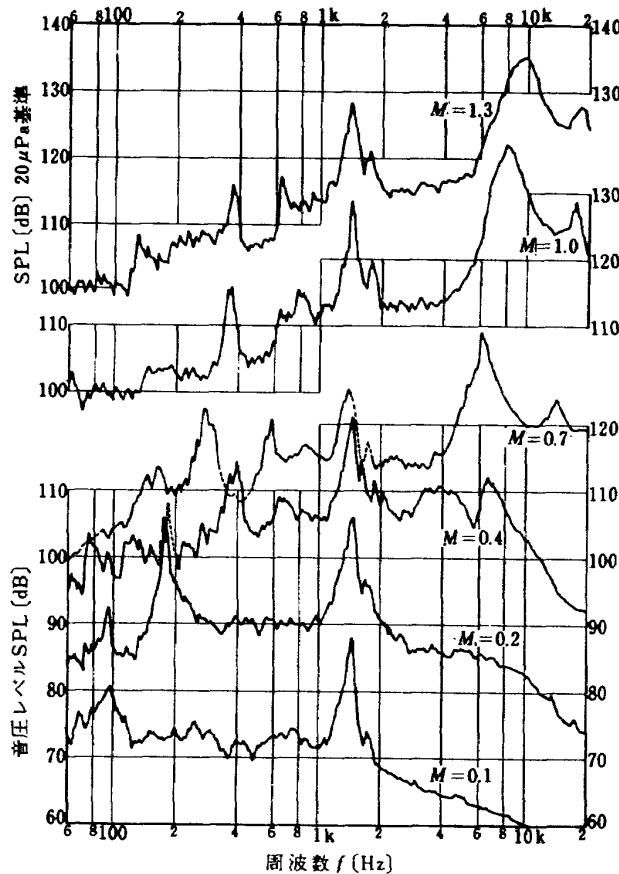


図 14 測定部騒音の周波数分布

振動を起こしやすい点にある。事実、手持ちの hot wire を使用したところ $M = 0.5$ になると激しい振動が熱線風速計の出力に現われ測定不能となった。もっとも外国の文献には超音速流中で hot wire を用いた例もみられるから、そのような特殊な wire を製作する技術があれば振動の点では hot wire でも良いであろう。hot film を選んだ第 2 の理由は、後に詳しく述べるように、film の基準長が wire に比べて相当大きい希薄気体効果が小さくなり、測定探子の較正を簡略化することができ、その結果多小バラついたデータからも信頼できる結果が得られる点にある。hot film の中から周波数応答のよいもの（約 70 kHz）としてクサビ形および放物形の探子を選んだが、手持ちのクサビ形 hot film (DISA-55A80) では合理的な結果が得られなかった。高速気流中において探子上に剝離現象が起きたために良い結果が得られなかったのかもしれない。そこで今後は放物形 hot film 探子について述べる。図 15 には使用した探子、TSI-1235 の先端部を示す¹³⁾。2.0mmφ の石英丸棒から先端が鋭くとなり平面形が放物線形になるよう削った形をした物の先端に 1 μm 程度の厚さに白金の膜が張ってある。白金の酸化など化学的な反応を防ぐために白金膜の上に石英被覆して

ある。非常に薄い白金膜と通常の導線とを直接に接合することはできないから、白金膜に比べるとかなり厚い金の薄膜を伸介用の導線として使用している。この探子をアダプタ類を介してスティングに取付けて、風洞測定部の中央に位置させた。

測定器具のブロック図を図 16 に示す。メーカー仕様の範囲内で熱線風速計を風洞外部で操作できるように同軸ケーブルの長さを 20m とした。熱線風速計は探子の白金膜の電気的抵抗を一定に（従って白金膜の温度も一定に）保つタイプの DISA-55A01 を用いた。DISA55A01 は探子の冷抵抗（気流中にある探子の加熱しない状態での電気抵抗。）の測定にも用いられる。熱線風速計の出力の直流分はリニア型の記録計 YEW-LER-12 およびカードパンチ方式によって記録された。出力の交流分はオシロスコープによってモニターし、B&K 2107 で増幅して B&K 2305 で記録した。これらと並行して、DISA55A01 のメーター類から、直流分・交流分・TSI-1235 の動作抵抗値などを目読して記録した。

気流の温度が変わると熱線風速計の出力が変化する。この変化の大部分は、Nusselt 数と Reynolds 数の定義の中の温度に依存する変数に基づくものと理解できるが、なお若干較正によって定めなければならない温度依存性が残る。しかしこの較正をするのは難しいから、この温度依存性を無視しても測定誤差が大きくなるないように、よどみ点温度 T_0 が一定になるよう注意深く風洞を運転した。その結果、 $T_0 = 311.2 \text{ (K)} \pm 2.9 \text{ (\%)}$ となった。各測定部マッハ数 M で、film 探子の冷抵抗 R_r （これは回復温度 T_r に対応するものである。）を測定し、電気的抵抗の差 ΔR を一定として

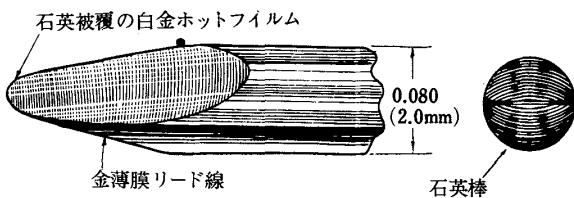


図 15 hot film probe (TSI-1235)

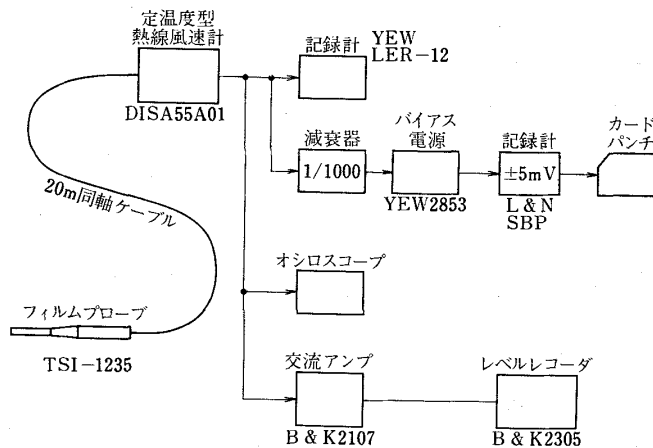


図 16 測定器のブロック図

$$R_w = R_r + \Delta R \cdot i \quad (i=1, \dots, 5) \quad (15)$$

により動作抵抗 R_w を5段階に変えて測定した。動作抵抗を何段階かに変えるのは、次節に述べるデータ解析によって、熱線風速計の出力を気流乱れの速度変動と温度変動の寄与に分離するために必要な操作である。

3.2 測定データの解析

熱線風速計による測定データから気流の乱れを算出するのに必要な理論をこの節でまとめよう。

非圧縮流の場合には、hot wire または hot film に関して Nusselt 数 Nu と Reynolds 数 Re の間に King の法則

$$Nu = A + B Re^\omega \quad (16)$$

が成立つことがよく知られている。ただし A , B は定数であり校正によってその値が定められる。 Re の指数 ω は hot wire の場合 Collis と Williams¹⁴⁾ によれば

$$0.02 < Re < 44 \text{ において } \omega = 0.45 \quad (17a)$$

$$44 < Re < 140 \text{ において } \omega = 0.51 \quad (17b)$$

である。44 < Re では wire の後から渦が放出するため (17a, b) 式のように ω の値が変わるといわれる。

円錐状の hot film 探子では

$$\omega = 0.36 \quad (18)$$

という例も見られる¹⁵⁾。結局 ω の値は A , B と同様に個々の測定探子・測定条件ごとに校正しなければならない。

(16) 式に対して特に気流の温度・密度および測定探子の動作温度が一定のとき、無風時 ($u = 0$) の電流 I の値を I_0

とすれば、 $\omega = 0.5$ のとき

$$\frac{du}{u} = \frac{4I^2}{I^2 - I_0^2} \frac{dI}{I} \quad (19)$$

が導かれる。ゆえに、熱線風速計の電流の直流分と交流分および風速を測定すれば、容易に速度変動が求められる。一般の非圧縮流でも概ね同様である。

圧縮性の流れの場合には、Nusselt 数と Reynolds 数の定義の中に含まれる流体の物性値、すなわち密度 ρ 、粘性係数 μ 、熱伝導率 k の基準温度をどのようにとるかが問題となる。 μ , k の基準温度としてよどみ点温度 T_0 と回復温度 T_r の2通り試みたが、以下の結果に大きな相異が無かったから、通常行なわれるように、定義の明確な T_0 を μ と k の基準温度とした。具体的には流体は空気であるとしてベキ乗則を用いて

$$\mu_0 = 17.10 \times \left(\frac{T_0}{273.15} \right)^{0.76} \quad \mu \text{ Pa}\cdot\text{s} \quad (20)$$

$$k_0 = 24.1 \times \left(\frac{T_0}{273.15} \right)^{0.87} \quad \text{mW}/(\text{m}\cdot\text{K}) \quad (21)$$

により計算する。後のために ρ は測定部一様流の状態を表わす。気体定数 $R = 287 \text{ m}^2/(\text{s}^2\text{K})$ とし完全気体の状態方程式から ρ_0 を求め、それから比熱比を $\gamma = 1.40$ とし等エントロピー則から ρ を求めるのである。かくして Nusselt 数 Nu と Reynolds 数 Re の定義は次のように与えられる。

$$Nu = \frac{I^2 R_w}{L k_0 (T_w - T_r)} \quad (22)$$

$$Re = \frac{\rho u b}{\mu_0} \quad (23)$$

ここで I は hot film に流れる電流 [A], R_w は film の動作時の抵抗 [Ω], L は film の長さ [m], k_0 は空気 T_0 における熱伝導率 [W/mK], T_w は film の動作時の温度 [K], T_r は回復温度 [K], ρ , u は測定部気流の密度 [kg/m³], 速度 [m/s], b は film の幅 [m], μ_0 は空気 T_0 における粘性係数 [Pa·s] である。

気体の密度が希薄でなくとも、熱線のように非常に小さな物体では希薄気体効果を考慮しなければならない。この効果は

$$Kn = \lambda / l \quad (24)$$

によって定義される Knudsen 数 Kn で表わされる。ただし λ は気体分子の平均自由行程, l は物体の代表長さ (hot wire では直径 d , hot film では幅 b) である。空気に関して、 Kn は M と Re を使って

$$Kn = 1.485 M / Re \quad (25)$$

と表わすことができ¹⁶⁾、または密度によって近似的に

$$Kn = 7.49 \times 10^{-8} / (\rho l) \quad (26)$$

と表わされる¹⁷⁾。非圧縮流では $\rho = \text{一定}$ であるから $Kn = \text{一定}$ となり、従って Nu が Kn に依存するとしてもその影響は現れない。常温・常圧において、標準的な hot wire では

$$Kn \sim 0.013 \quad (27)$$

程度であり、標準的 hot film では

$$Kn \sim 0.0006 \quad (28)$$

程度であるから、hot wire では滑り流であるが hot film では連続体流れである可能性がある。

滑り流効果を量的に調べてみよう。 Nu は Re と Kn に依存するが、 Kn はまた Re と M に依存する。故に Nu は Re と M に依存する。一方滑り流効果が無いとき Nu は \sqrt{Re} に対してほぼ直線的な関係になるから、 Nu を \sqrt{Re} と M に対してプロットすると滑り流効果がわかりやすい。その様な見方から Norman¹⁷⁾ の測定データを再プロットしたのが図 17 である。実験点に付した数値は、図 17(a) では Mach 数であり、図 17(b) では Reynolds 数である。

図中の直線は

$$Nu = B_1 + B_2\sqrt{Re} + B_3M + B_4\sqrt{Re}M \quad (29)$$

という関係が成立つと仮定して、未定係数 B_1, \dots, B_4 を最小自乗法によって定めたものである。図17から明らかに、hot wire では Nu は Re と M の両方に依存することがわかる。即ちすべり流効果が顕著である。

hot film に関して Re と M を独立に変えた実験あるいは理論はみあたらない。そこで希薄気流中の hot wire についての Sauer & Drake¹⁸⁾ の理論を援用する。hot film についての実験の Re, M の範囲を含む範囲で彼らの理論に従って計算した結果を図18に示す。 Nu の M に対する依存性は Re に対する依存性に比べてかなり小さい事がわかる。故にこの図に示す Re 範囲では Nu は M に依存しないと仮定しても誤差は小さいであろう。この計算は

円柱まわりの流れ、したがって hot wire を想定したものであるから、厳密に言えば hot film には当てはまらない。しかし形状が違って、程度の差はあっても、 Nu の M 依存性が小さい点は変らないものと推測される。

熱線風速計の出力の交流分は気流乱れの速度変動モードと温度変動モードの両方に感じる。そこで測定する際にコントロールできる2つの独立変数をとらなければならない。1つは風速したがって Reynolds 数 Re であり、もう1つは hot film の温度 T_w を変化させる量とする。 T_w を考慮すると、非圧縮流では King の法則(16)式は、Collis と Williams¹⁴⁾ によれば

$$Nu = \left(\frac{T_w + T_0}{2T_0} \right)^{0.17} (A + BRe^e) \quad (30)$$

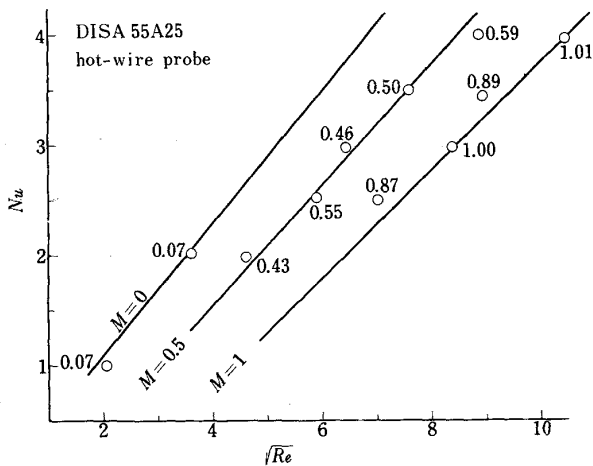


図 17(a) Linear Dependence of Nu on \sqrt{Re} and M

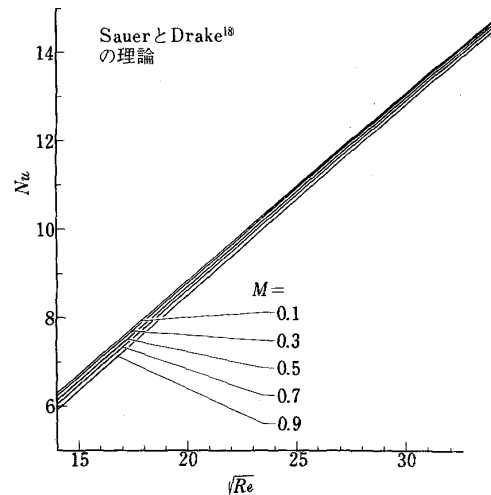


図 18(a) 滑り流効果が小さい場合の Nu の Re と M に対する依存性

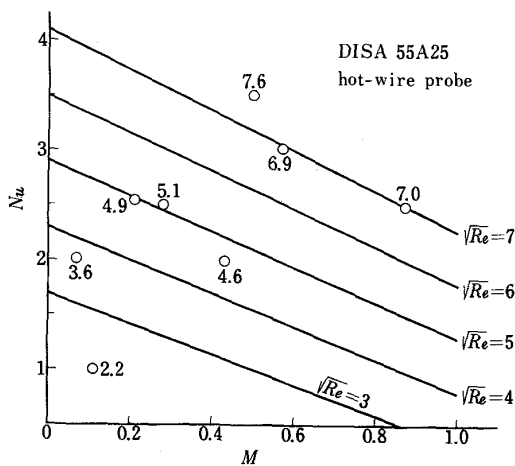


図 17(b) Linear Dependence of Nu on \sqrt{Re} and M

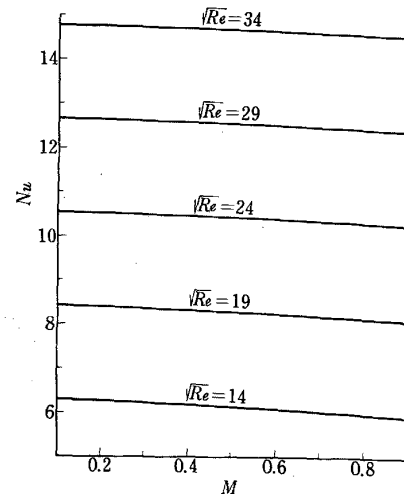


図 18(b) 滑り流効果が小さい場合の Nu の Re と M に対する依存性

と変更される。もっとも非圧縮流では通常温度変動は十分に小さいから T_w は一定のままでよい。

圧縮流ではMorkovinの方法¹⁹⁾に従って、(30)式より一般的な形式で

$$Nu = Nu(Re, T_w/T_0) \quad (31)$$

と仮定し、回復係数を

$$\eta \equiv T_r/T_0 = \text{const} \quad (32)$$

とする。これらの仮定はhot wire について

$$M < 0.5, \quad 1.5 < M \quad (33)$$

の範囲では認められているが、(33)式以外の範囲では前述のように slip flow 効果のために Nu の M 依存性が大きい。hot film については図18の所で示したように(31)式は妥当である。(32)式の妥当性は後に図20で述べる。(30)、(32)式で示したように、 $k_0 \propto T_0^n$, $\mu_0 \propto T_0^m$ であるから、 $\dot{m} = \rho u$ とおくと、(31)、(32)、(33)式から

$$\begin{aligned} 2 \frac{dI}{I} &= \frac{\partial \ln Nu}{\partial \ln Re} \frac{d\rho u}{\rho u} \\ &+ \left[n+1 - m \frac{\partial \ln Nu}{\partial \ln Re} - \frac{d \ln R_w}{d \ln T_w} \left(2 \frac{\partial \ln I}{\partial \ln R_w} + 1 \right) \right] \frac{dT_0}{T_0} \end{aligned} \quad (34)$$

$$\frac{dI}{I} = C_m \frac{d\dot{m}}{\dot{m}} + C_T \frac{dT_0}{T_0} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{dI}{I} \right)^2 &= C_m^2 \left(\frac{d\dot{m}}{\dot{m}} \right)^2 + 2 C_m C_T \left(\frac{d\dot{m}}{\dot{m}} \frac{dT_0}{T_0} \right) \\ &+ C_T^2 \left(\frac{dT_0}{T_0} \right)^2 \end{aligned} \quad (36)$$

となる。 $(dI)^2$, I , C_m , C_T を測定値から求めて、最小自乗を用いて \dot{m} , T_0 等の変動分を算出する。

Kovaszny²⁰⁾によると、圧力の変動分を無視して、

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}, \quad \beta = \alpha(\gamma-1)M^2 \quad (37)$$

と置くと

$$\begin{aligned} \left(\frac{du}{u} \right)^2 &= \frac{\alpha^2}{(\alpha+\beta)^2} \left(\frac{d\dot{m}}{\dot{m}} \right)^2 \\ &+ \frac{\partial \alpha}{(\alpha+\beta)^2} \left(\frac{d\dot{m}}{\dot{m}} \frac{dT_0}{T_0} \right) + \frac{1}{(\alpha+\beta)^2} \left(\frac{dT_0}{T_0} \right)^2 \end{aligned} \quad (38)$$

となる。(39)式から得られた \dot{m} , T_0 の変動分から、(38)式によって速度 U の変動分を得られる。なお(34)式の中の Nu 対 Re , R_w 対 T_w , I 対 R_w についての対数微分は測定値から数値微分によって求めるものであるが、測定誤差があるから最小自乗法によって一次式または二次式として表わしてから求める。特に hot film probe については、probe を恒温槽²¹⁾の中に置いて、熱線風速計によって電気抵抗の測定を行ない、熱電対を probe のすぐそばに置いて起電力をデジタル電圧計で読み取り校正表から温度を求めた。そしてこの校正試験結果から抵抗温度特性を求めた。

3.3 測定結果

恒温槽における hot film 探子の抵抗温度特性の校正試験結果を図19に示す。非常にバラツキの少ないデータから抵抗温度特性は

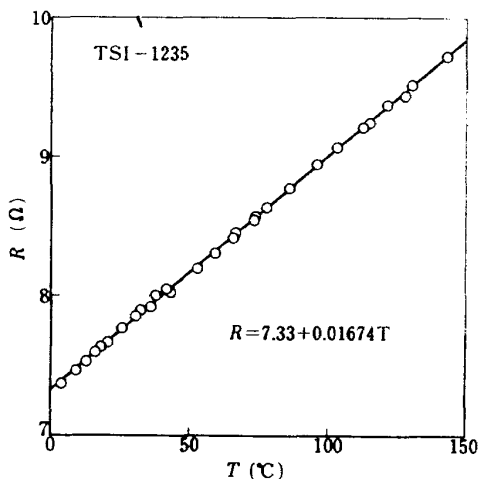


図19 Resistance of Hot Film vs. Temperature

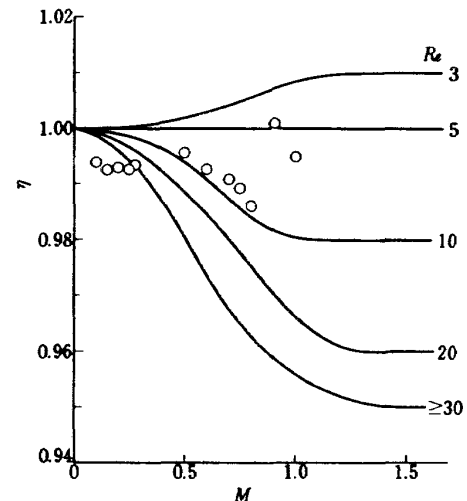


図20 Temperature Recovery Factor

○ Hot Film (TSI-1235) — Hot Wire²⁴⁾

$$R(\Omega) = 7.33 + 0.01674(T[K] - 273.15) \quad (39)$$

と求めた。この式を用いて hot film の冷抵抗・動作抵抗の測定値からそれぞれ回復温度・動作温度を算出するのである。

図式によって定義される温度の回復係数 η を測定部マッハ数 M に対して描いたものを図 20 に示す。実線は hot wire についてよく知られている関係を参考のために描いたものである。丸印は hot film TSI-1235 の実験値である。温度測定の精度が十分でないためバラツキが大きい。 $\eta = 1$ 一定、即ち図式の仮定は概ね満たされているとみられる。

図 21 は動作時の hot film TSI-1235 の Nu を $Re^{0.4}$ に対してプロットしたものである。 Nu は $Re^{0.4}$ に対して直線に近いゆるやかな曲線にあることがわかる。また動作温度 T_w を増すと一様に Nu が増すこともわかる。この較正結果は Nu 対 Re および I 対 R_w の対数微分を求め

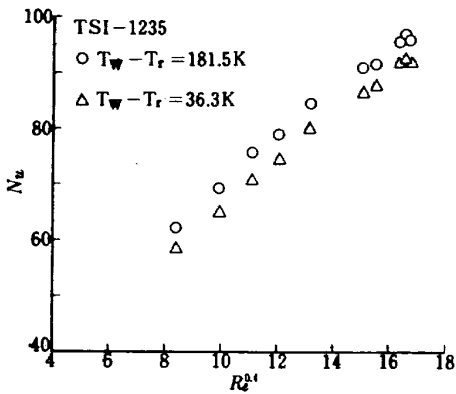


図 21 Calibration of Hot Film

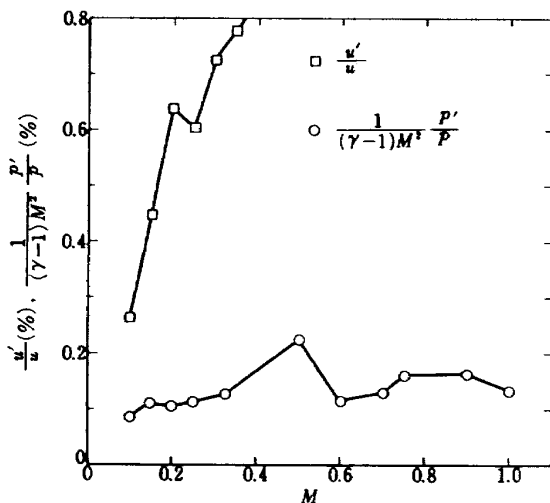


図 22 Comparison between the velocity and pressure fluctuation

るために用いられる。 Nu が $Re^{0.4}$ ($\omega = 0.4$) に対して直線に近いことから滑り流効果 (Nu の M 依存性) が無いと推察される。しかし確かな証拠とはならない。なぜなら、この実験では M が Re とともに増加するように風洞を運転しているから、図 17(a) のような特性の中を Nu が $Re^{0.4}$ に対して偶然に直線的になるコースを通過しているのかもしれないからである。

図 22 は hot film によって測定した速度変動を示す。ここで u' は主流方向の速度変動の RMS 値である。またマイクロホンによって測定した圧力変動も同時に示し、両者を比較する。 u'/u は図式を用いて計算されるが、この式には圧力変動を無視する仮定²⁰⁾、すなわち

$$\frac{1}{(\gamma-1)M^2} \frac{p'}{p} \ll \frac{u'}{u} \quad (39)$$

がなされている。しかし図 22 の比較によれば図式の仮定は全く成り立たないことがわかる。従って、図式を用いて u'/u を算出するのは無意味である。そうかと言っても他に適当な仮定はない。

そこで速度変動 u' を求めることをあきらめ、質量流の変動 $(\rho u)'$ を求めることにしよう。非圧縮流では $(\rho u)' / (\rho u)$ は u'/u に一致するから、低速風洞における速度変動の測定値と比較することができる。また u' より $(\rho u)'$ の方が境界層遷移などに実質的に大きな影響を与えとも考えられるから、 u'/u よりむしろ $(\rho u)' / (\rho u)$ を求める方が良いかもしれない。

図 23 では航技研 2m×2m 遷音速風洞の測定部における質量流の変動および総温度の変動の測定値を各測定部マッハ数に対して示す。このときの内圧は $p_0 = 9.8$ kPa で

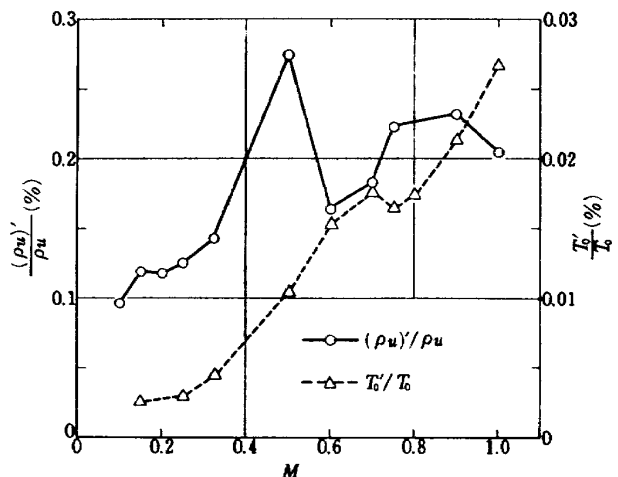


図 23 Mass flow and total temperature fluctuation in the test section of NAL 2m TWT.

ある。当然ながら質量流変動は図22の u'/u に低マッハ数においてはほぼ一致する。 M が増すとともに $(\rho u)'/(\rho u)$ は概ね増すが、 $M=0.5$ ではあたかも風胴の個有振動数にぶつかったかのように $(\rho u)'/(\rho u)=0.274\%$ と特に大きい事がわかる。 $M \geq 0.5$ において主送風機の回転むら(回転制御誤差)は0.05%以下であり $(\rho u)' / (\rho u)$ よりかなり小さいから、その回転むらは気流の速度変動の主要原因ではない。低速の風胴については普通

- (a) $u'/u < 0.1\%$ ……境界層実験用の風胴など非常に乱れの少ない風胴
- (b) $0.1\% < u'/u < 0.3\%$ ……気流の乱れを良く抑えた常用の風胴
- (c) $0.3\% < u'/u$ ……気流の乱れをあまり考慮せずに作られた風胴。吹出し式風胴は通常この範囲にある。

と言われる。したがって、低速風胴の速度変動に関する評価がそのまま遷音速風胴の質量流変動の評価に成り立つとすれば、航技研2m×2m遷音速風胴の気流乱れは分類(b)に属すと言えよう。すなわち常用の風胴として気流乱れの程度が良好であるという評価が得られた。その原因として、

- (i) 整流格子が十分であった
- (ii) 主流風機の回転制御が十分であった
- (iii) 縮流比が1.9と大きい
- (iv) 拡散筒の設計が適切であった

等があげられる。もっとも縮流比が大きい場合には速度変動の主流方向の成分と横方向の成分ではかなり相違するから、以上の測定結果だけで気流乱れの評価をするのは多少無理がある。横方向成分の測定は今後の課題としたい。

総温度の変動 T_0'/T_0 は図23中に△印で示してあるが、 M の増加とともに急速に増大することがわかる。量的にはここに示したマッハ数範囲では $(\rho u)'/(\rho u)$ に比べてかなり小さい。著者が調べた限りでは、残念ながら比較すべき T_0'/T_0 のデータは無い。今後他の遷音速風胴でも同種の測定を行なって、図23の $(\rho u)' / (\rho u)$ および T_0'/T_0 と比較する事が望まれる。

なお、我国の低速風胴における気流の速度変動 u'/u に関する資料は、文献22に詳しくまとめられているから、ぜひ参照されたい。

4 境界層遷移点位置の測定

標準模型上の境界遷移点位置を測定することにより風胴気流乱れを実質的に知ろうとする考えに基づいて、DoughertyとSteinle⁷⁾は多くの主要な遷音速風胴において円錐上の遷移点位置を測定した。彼らの資料と比較するために、同一形状の模型すなわち円錐トラバース模型を製作し実験した。これは全長0.9144m、頂角10度の円錐

である。その表面に沿って表面ピトー管をトラバースするために、リバーシブル・モータ、ボールねじ等を用いたトラバース装置を備えた。またトラバース距離を測定するために、ポテンション・メータを使用して回転角を計測した。ピトー管の先端は厚さ0.6mmにし、圧力を時間遅れなく測定するために、外径3.2mmの小型圧力トランスジューサをピトー管部に内挿した。トランスジューサの出力とポテンションの出力信号をミニ・コンピュータによって処理し、グラフィック・ディスプレイによって円錐の母線に沿うピトー圧力分布を図示する。

図24はこのようにして得られた円錐表面上のピトー圧分布である。即ち縦軸は表面ピトー管の圧力を示し、横軸は円錐表面上の母線に沿う距離を表わす。測定値にバラツキがあるため、帯状の結果となっている。帯の中央を通る滑らかな曲線を考えて、ピトー圧が最小になる点が境界層遷移の開始する所であり、最大になる点が遷移の終わる点である。円錐の先端からそれらの位置までの距離を基準長として遷移レイノルズ数 Re_t を求める。

図25では、こうして得られた遷移レイノルズ数を開始点と終了点のそれぞれについて、いくつかの測定部マッハ数に対して示してある。遷移の開始レイノルズ数は、低速流で速度変動が0.1%の低い乱れのときには $Re_t = 2.8 \times 10^6$ 程度といわれる。 $M \leq 0.65$ では図23から $0.09\% < (\rho u)' / \rho u < 0.28\%$ であるから、開始点について $2.5 \times 10^6 < Re_t < 2.9 \times 10^6$ の範囲にあるのは妥当である。もっともBenekとHigh²³⁾の説によれば、特に気流乱れの大きい風胴でない限り、 Re_t に与える影響は

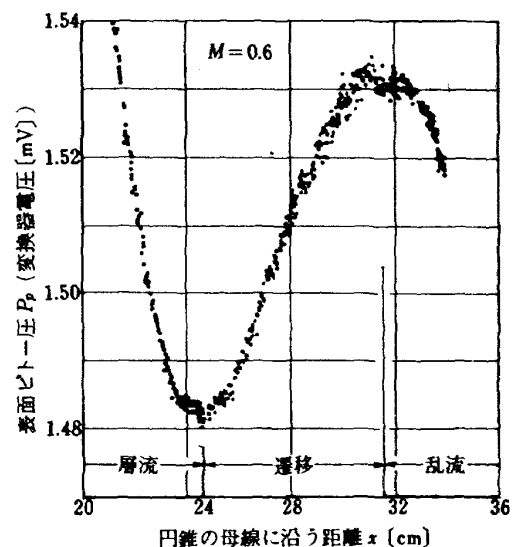


図24 表面ピトー管圧力分布

u'/U より ΔC_p の方がはるかに大きく、彼らの半理論式によって図 11 のデータをもとに図 25 のマッハ数範囲で計算すると、開始点について $Re_t \approx 2.8 \times 10^6$ とならなければならない。図 25 の結果はそれより若干小さな Re_t である。

境界層遷移の終了点の Re_t も図 25 に他風洞のデータ⁷⁾ とともに示してある。NAL 2m 風洞では $Re_t = 3.25 \times 10^6$ 前後であり、AEDC 1.2m (4 ft) 風洞ではおよそそれと同程度であり、NASA ラングレ研究所の 2.4 m (8 ft) 風洞では $Re_t \geq 3.5 \times 10^6$ であり、NAL 2m より大きく、従って実質的気流乱れが小さいことを示す。他の大型遷音速風洞 (例えば AEDC 4.9 m, NASA/A RC 4.3 m NASA / LRC 4.9 m 等) における終了点の Re_t は、単位レイノルズ数の値にもよるが、図 25 のわくから上方にはみ出す程大きな値となっている。つまり、航技研の 2m×2m 遷音速風洞における遷移レイノルズ数は主要な遷音速風洞の中で最も小さい部類に属する。従って実質的気流乱れは最も大きい部類に属することになる。この結論は図 11 から得られた結論と矛盾する。その原因を考察すると、 Re_t と ΔC_p の相関はそれほど厳格なものではないのかもしれない。しかし最大の原因は、標準とした模型 (頂角 10 度の円錐) が全く同一でない点にある。NASA および AEDC において使用した標準円錐模型そのものを使って、航技研 2m 遷音速風洞において再試験することが望まれる。

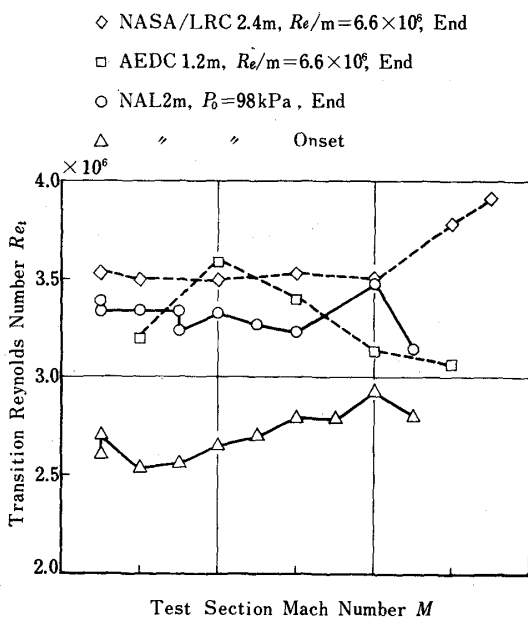


図 25 Comparison of Transition Reynolds Number.

5 まとめ

航技研 2m×2m 遷音速風洞の気流乱れに関する資料を得た。すなわち condenser microphone によって圧力の変動 (騒音) を測定し、hot film によって質量流の変動および総温度の変動を測定し、頂角 10 度の円錐上の遷移レイノルズ数を測定し、他風洞と比較した。主要な資料は図 11, 図 23, 図 25 に示した。その結果から、6 分力や圧力分布の測定を主な目的とする常用の遷音速風洞の中では、当風洞は気流乱れに関しては最も良好な風洞の部類に属することがわかった。今後当風洞において試験を行なう人は、これらの資料を参考にされたい。ただし、hot film に対して滑り流効果は十分に小さいとした点、および円錐模型が外国で使用された円錐そのものでない点について若干問題が残るから、実験者はそれらの点に注意を要する。

最後に、この実験を行なうにあたって御協力をいただいた、遷音速風洞の制御第一研究室、計測研究室ならびに制御第二研究室の方々に深く感謝の意を表します。また、この試験に使用した模型類の設計にあたられた器材研究室の青木竹夫技官に感謝いたします。

文 献

- 1) 海老原正夫：多孔壁風洞における亜音速二次元風洞壁干渉効果の研究と、航空宇宙技術研究所 2m×2m 遷音速風洞へのその適用，航技研報告 TR-263 (1972)
- 2) 沢田秀夫：二次元流れにおける通気性のある風洞壁の干渉に対する一般的壁修正法，航空宇宙学会第 8 期年会講演集 (1977)
- 3) 重見孝：二次元風洞の計画について，航技研ニュース，No.169 (1973)
- 4) 高島一明，波木井潔，青木竹夫：遷音速ルートピーク管の特性について，航技研報告 TR-441 (1976)
- 5) M.V.Morkovin：Open Questions-Transition to Turbulence at High Speeds，AFOSR-TR-70-1731 (1971)
- 6) 航空技術研究所：航空技術研究所 2m×2m 遷音速風洞の計画と構造，航技研 TR-25 (1962)
- 7) N.S.Dougherty & F.W.Steinle：Transition Reynolds Number Comparisons in Several Major Transonic Tunnels，AIAA Paper No.74-627 (1974)
- 8) 竹内理，河合伸坦，小国保男，鈴木誠三：風洞内騒音特性試験，航空宇宙学会第 4 回年会講演集，p.221 (1973)

- 9) 河合伸坦, 小国保男: 境界層遷移点の測定法, 航技研 TR-353 (1973)
- 10) SI の手引編集委員会: 国際単位系 (SI) の手引, 日本規格協会 (1975)
- 11) 日本音響材料協会: 騒音対策ハンドブック, p.232 技報堂 (1967)
- 12) J.R.Boone & G.F.McCanless: Application of the Techniques for Evaluating the Acoustic Sources of Background Noise in the Wind Tunnel Facilities, Chrysler Co.HSM-R05-69, NAS8-20336, (1969)
- 13) Constant Temperature Hot Film Anemometer PROBE ASSEMBLY made by Thermo-Systems Inc., 日本科学工業, カタログ No.2051
- 14) D.C.Collis & M.J.Williams: Two-dimensional Convection from Heated Wires at Low Reynolds numbers, Journal of Fluid Mechanics Vol.6 (1959)
- 15) M.Bonis & N.van Thinh: A Heat Transfer Law for a Conical Hot-Film Probe in Water, DISA Information No.14 (1973)
- 16) 甲藤好郎: 伝熱概論, 養賢堂 (1968)
- 17) Bo Norman: Hot-Wire Anemometer Calibration at High Subsonic Speeds, DISA Information No.5 (1967)
- 18) F.M.Sauer & R.M.Drake: Forced Convection Heat Transfer from Horizontal Cylinders in a Rarefied Gas, J.A.S., Vol.20, p.175 (1953)
- 19) P.Bradshaw: An Introduction to Turbulence and Its Measurement, Oxford Pergamon Press (1971)
- 20) L.S.G.Kovaszny: Turbulence in Supersonic Flow, J.A.S., Vol.20, (1953)
- 21) 大月正男, 鈴木孝雄, 田畑浄治, 円居繁治: 搭載機器用環境試験装置の特性, 航技研 TM-99 (1967)
- 22) 空気力学部門委員会: 国内現用風洞一覧表, 航空宇宙学会誌, 第22巻, p.571 (1974)
- 23) J.A.Benek & M.D.High: A Method for the Prediction of the Effects of Free-Stream Disturbances on Boundary-Layer Transition, AEDC-TR-73-158, AD767899 (1973)
- 24) W.C.Rose: The Behavior of a Compressible Turbulent Boundary Layer in a Shock-Wave-Induced Adverse Pressure Gradient, NASA TN D-7092 (1973)
- 25) S.R.Pate: Measurements and Correlations of Transition Reynolds Numbers on Sharp Slender Cones at High Speeds, AEDC-TR-69-172, AD698 326 (1969)
- 26) E.R.Van Driest & C.B.Blumer: Boundary Layer Transition: Freestream Turbulence and Pressure Gradient Effects, AIAA J., Vol. 1, p.1303 (1963)
- 27) D.J.Hall & J.C.Gibbins: Influence of Stream Turbulence and Pressure Gradient upon Boundary Layer Transition, J.Mech. Eng.Sci., Vol.14, p.134 (1972)
- 28) J.G.Spangler & C.S.Wells: Effects of Freestream Disturbances on Boundary-Layer Transition, AIAA J., Vol.6, p.543 (1968)
- 29) 河合伸坦, 小国保男: 航技研遷音速風洞の気流乱れの測定, 風洞研究会議資料 (1975)
- 30) 河合伸坦, 小国保男: 遷音速風洞の気流乱れの測定, 航技研ニュースNo.181 (1974)
- 31) O.P.Credle: An Evaluation of the Fluctuating Airborne Environment in the AEDC-PWT 4ft Transonic Tunnel, AEDC-TR-69-236 (1969)
- 32) O.P.Credle & T.O.Shadow: Evaluation of the Overall Root-Mean-Square Fluctuating Pressure Levels in the AEDC-PWT-16ft Transonic Tunnel, AEDC-TR-70-7 (1970)

航空宇宙技術研究所報告 342 号

昭和 53 年 1 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
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)☎182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川 2~27~12
