

UDC 533.6.08
533.6.69

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-155

遷音速におけるに Control-Surface

Buzz に関する研究

中 村 泰 治

1968 年 5 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-135 同軸型電磁衝撃波管の作動機構
Driving Mechanism of an Electric Shock
Tube with a Coaxial Gun 1967年5月 松崎利一
- TR-136 Nearly-Free-Molecule-Flow におけるオリフ
イス型圧力管
Experimental Study of an Orifice-Type
Pressure Probe in Nearly-Free-Molecule
Flow 1967年5月 恩地 瑛, 山本 稀義
- TR-137 梁, 板結合構造物の振動 (I)
On the Natural Vibration of Plate-Beam
Combination Structures (I) 1967年6月 越出 慎一, 林 洋一
埴 武敏
- TR-138 変厚片持板の撓みについて
Deflection Analysis of Variable Thickness
Cantilever Plate 1967年7月 埴 武敏, 越出 慎一
- TR-139 多発動機付ヘリコプタの片発停止時における
最適着陸操作—前進速度0の場合—
Optimal Vertical Descent Procedure with
Partial Power of Multi-Engined Helicopters
—The Case of Rejected Take-Off— 1967年8月 古茂田 真幸
- TR-140 流線法によるダクト流れ、
Streamline-Curvature Approach to Duct
Flow Problems 1967年9月 藤井昭一, 宇野 威信
- TR-141 マトリクス内力法による半張殻構造の応力解
析について
Semi-Monocoque Structures Solved Nu-
merically by the Matrix Force Method 1967年10月 川島 矩郎
- TR-142 動的模擬模型による姿勢のオンオフ制御実験
Experimental Studies on Some On-Off
Attitude Control Systems Using a Dy-
namic Model 1967年10月 樋口一雄, 堀川 勇壮
村上 力, 小川 敏雄
真柳 光美
- TR-143 高負荷燃焼器の一次燃焼領域の研究
Experimental Studies on the Primary Zone
of High Intensity Combustors 1967年10月 鈴木 邦男
- TR-144 円管流の非定常熱伝達
第2報 薄い壁の場合
Transient Heat Transfer through a Thin
Circular Pipe Due to Unsteady Flow in
the P 1967年11月 林 二識, 井上 建二
- TR-145 ロケット用耐熱材料の研究
Study on the Heat Insulation Materials
for Rocket 1967年11月 古田 敏康
- TR-146 半導体歪ゲージを用いる小型高感度加速度計
の研究
Study on the Miniature Type High Sensi-
tivity Accelerometer Using Semiconduc-
tor Strain Gages 1967年11月 田畑 浄治, 大坪 孔治
滝沢 実
- TR-147 固体ロケットモータのノズルにおける熱伝達
の実験的研究
—プロペラント内へ添加されたアルミニウ
ムの影響—
An Experimental Investigation of Heat
Transfer in the Nozzle of High-Alumi-
nized Solid Rocket 1967年11月 五代 富文, 湯沢 克宜
伊藤 克弥, 西村 久男
- TR-148 失速角以上で振動する翼のまわりの流れの観
察
—失速フラッタの研究 (I)—
Optical Observation of the Separated Flow
around an Oscillating Aerofoil at High
Mean Angles of Attack with Special
Reference to Stall Flutter 1968年2月 中村 泰治, 磯貝 紘二
江尻 宏

目 次

Abstract	1
おもな記号	1
1. 緒 言	2
2. 過去の研究	3
2.1 初期の研究——時間遅れ振動としての取り扱い.....	3
2.2 線形理論およびその他との関連.....	5
2.2.1 平板翼に対する非定常線形理論.....	5
2.2.2 Eckhaus の理論.....	5
2.2.3 Trilling の理論.....	5
2.3 Lambourne による Buzz の分類	6
3. 本研究の対象と方法	6
3.1 研究の対象となる Buzz とその微小振動.....	6
3.2 自由振動法による非定常ヒンジ・モーメントの測定.....	7
4. 低超音速流における Control-Surface Buzz	8
4.1 実験装置.....	8
4.2 実験結果.....	9
4.3 低超音速流における非定常線形理論の一考察 ——遷音速ポテンシャル流の特性と舵面の一自由度フラッタ——.....	13
4.4 補足と結論.....	14
5. 高亜音速流における Control-Surface Buzz	15
5.1 二次元定常遷音速流について.....	15
5.1.1 境界層の Shock-induced Separation と $P_{T,E}$ Divergence	15
5.1.2 翼面圧力分布を求める Sinnott の方法	17
5.1.3 $P_{T,E}$ Divergence と衝撃波の位置の変化.....	18
5.1.4 Shear Layer の高さとはく離による付加的ヒンジ・モーメント.....	20
5.1.5 $P_{T,E}$ Divergence と Buzz 発生の同時性.....	21
5.2 実験装置.....	21
5.2.1 実験方法と模型.....	21
5.2.2 空気ジェット法による Buzz の制御.....	22
5.2.3 振動舵角の計測.....	23
5.3 実験結果.....	23
5.3.1 リミット・サイクルの舵角振幅.....	24
5.3.2 微小振幅における非定常ヒンジ・モーメント.....	26
(1) Aerodynamic damping derivative coefficient, $-h_{\beta}$	26
(2) Aerodynamic stiffness derivative coefficient, h_{β}	26

5.3.3	Buzz の特性におよぼすレイノルズ数の影響	27
5.3.4	高速度カメラによる翼のまわりの流れの光学的観測	30
5.3.5	実験結果の要約と問題点	31
5.4	ヒンジ・モーメント・ベクトルと Shear Layer の長さの変化との関係	33
5.5	非定常遷音速流に関する半経験理論 —Buzz の発生機構に対する一つの試み	34
5.5.1	Sinnott の方法の非定常非はく離流への拡張	35
5.5.2	定常流再論	37
5.5.3	非定常はく離流における衝撃波位置	37
(1)	非定常はく離流における衝撃波前後の 圧力比とはく離の強さとの関係	37
(2)	非定常はく離流における Wake 上の 適合条件と衝撃波位置との関係	37
(3)	実験において示された衝撃波の移動特性	39
5.5.4	Buzz の発生機構を示す閉ループ	40
5.6	層流境界層に関する Buzz	41
5.7	高亜音速領域における Buzz と失速フラッタとの異同性	41
5.8	結 論	41
6.	結 論	42
あ	と が き	43
文	献	43

遷音速における Control-Surface

Buzz に関する研究*

中 村 泰 治**

An Investigation on Control-Surface Buzz at Transonic Speeds

By Yasuharu NAKAMURA

Two types of control-surface buzz occurring at transonic speeds are investigated experimentally and theoretically with special reference to small-amplitude oscillations.

Two-dimensional models of aerofoil-flap combination were used for the experimental investigations. A free oscillation method was adopted in order to obtain the unsteady hinge moment for small-amplitude oscillations. Optical observations of the flowfield around the models during the growth of buzz were also made with high-speed schlieren cinematography.

The results so far obtained may be summarized as follows:

1. For a control-surface buzz at low supersonic speeds, optical observations indicate that the shock waves remain attached at the trailing edge of the flap during small-amplitude oscillations, and hence, it is concluded that the supersonic potential flow over the flap is responsible for its onset. The measured value for the unsteady hinge moment is found to be in fair agreement with the value calculated on the basis of the linear theory in terms of the local Mach number of the flow immediately ahead of the flap.

2. For a control-surface buzz occurring when the shock waves form upstream of the flap at high subsonic speeds, the effects of frequency parameter and Reynolds number on the buzz characteristics were studied experimentally. It is shown that the onset of instability is essentially associated with the separated flow behind the shock waves. On the basis of the present experimental results, a semi-empirical method of obtaining the unsteady pressure distribution over the surface of an aerofoil at high subsonic speeds including shock waves is discussed, and a possible mechanism of the onset of buzz is proposed. A method in conjunction with the use of an air jet issuing from the upper surface of the aerofoil was successfully devised in order to prevent the onset of instability of this type.

おもな記号

β : 舵角またはその振幅

β_{\max} : リミット・サイクルにおける舵角振幅

δ : 各瞬間の衝撃波位置より 20% 弦長後方で測定した shear layer の高さ

ν : 無次元振動数 $= \frac{\omega c_F}{V}$

ρ : 空気密度

ϕ_L : 舵角変化に相対的な shear layer の高さの変動の遅れ角

ϕ_S : 舵角変化に相対的な衝撃波移動の遅れ角

$$= \tilde{\phi}_S + \phi_3 = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3$$

$\tilde{\phi}_S$: 仮想的非はく離流において、舵角変化に相対的な衝撃波移動の遅れ角 $= \phi_1 + \phi_2$

ϕ_H : 定常復元ヒンジ・モーメントを基準とした \bar{dH} の遅れ角

ϕ_1 : 舵角変化に相対的な p_0/H_0 の遅れ角

ϕ_2 : 仮想的非はく離流において、 p_0/H_0 の変化に相対的な衝撃波移動の遅れ角

ϕ_3 : 仮想的非はく離流の衝撃波移動に相対的な、はく離流における衝撃波移動の遅れ角

ω : 円振動数 $= 2\pi f$

$$\tilde{\omega} = \frac{\nu M^2}{M^2 - 1}$$

H : 非定常ヒンジ・モーメント $= H_{\beta}\beta + H_{\beta\dot{\beta}}$

* 昭和43年2月22日受付

** 機体第一部

$$+H\ddot{\beta} = \rho V^2 c_F^2 l (h_\beta + i v h_{\dot{\beta}}) \beta e^{i\omega t}$$

\vec{H} : 非定常ヒンジ・モーメント・ベクトル $= h_\beta$
 $+ i v h_{\dot{\beta}}$

\vec{H}_0 : 仮想的非はく流における非定常ヒンジ・モーメント・ベクトル

$\vec{\Delta H}$: はく離による付加的ヒンジ・モーメント・ベクトル

$|\vec{\Delta H}|$: $\vec{\Delta H}$ の絶対値

I : 舵面のヒンジまわりの慣性モーメント

M : マッハ数

M_1 : 衝撃波直前の流れのマッハ数

R : レイノルズ数 (主翼弦長を基準)

V : 流速

a : 音速

c : 主翼弦長

c_F : 舵面弦長

f : 振動数

g_β : 構造減衰率

h_β : 非定常ヒンジ・モーメントの aerodynamic stiffness derivative coefficient

$-h_{\dot{\beta}}$: 非定常ヒンジ・モーメントの aerodynamic damping derivative coefficient

k_β : ばねの回転剛性

l : 翼幅

p : 圧力

p_0 : 仮想的非はく離流において、衝撃波平均位置の圧力

p_1 : 衝撃波直前の流れの圧力

p_2 : 衝撃波直後の流れの圧力

p_{sonic} : 音速流圧力

$p_{\text{T.E.}}$: 後縁における圧力

t : 時間

u_s : 衝撃波の翼面に相対的な移動速度

x : 前縁より測った翼弦上の距離

x_s : 前縁より測った衝撃波位置

1. 結 言

Control-surface buzz あるいは aileron buzz と呼ばれる現象は、要するに、遷音速領域において発生する航空機操舵面の回転自励振動 (一自由度フラッタ) を指す。この現象が初めて知られたのはすでに20年前にさかのぼる。1940年代、遷音速機の出現とほとんど同時に、当時としては新しいこのフラッタが実機において経験されたのである¹⁾。

以来、この問題は内外において数多くの研究を生み

出したのであるが、多くの研究者の努力にもかかわらず、その発生 of 正確な原因は依然として不明であるといわなければならない。しかし、その一般的特性は今日では明らかであり、それらは、

- (1) 舵面の一自由度フラッタである。
- (2) 翼面衝撃波が関与している。
- (3) 流れの非線形性が強く、振動は常に安定なリミット・サイクルをもつ。

などである。

周知のように、遷音速領域では翼面衝撃波が発生し、かつ、多くの場合、これにより境界層のはく離が誘起され、翼面のまわりの流れはきわめて複雑である。振動する操舵面においては、衝撃波が翼面上を前後に移動し、それにともなつてはく離流も変化することがさらに問題の解決を困難にする。研究上の問題は当然ながらつぎの二点にある。

- (1) Buzz の真の原因の追求
- (2) 実用上、buzz の防止をはかる。

とくに (2) では、buzz の特性におよぼす種々のパラメータ——マッハ数、翼型、迎角、平面型などの影響を調べ、いわゆる trend study を通じ、buzz 防止の基準を確立することが重要である。

一自由度フラッタであるから舵面の運動を支配する方程式は簡単である。とくに、舵面ヒンジのまわりに弾性的拘束のない簡単な場合を考えるとつぎのようにかける。

$$I\ddot{\beta} = H(\beta, \dot{\beta}, \ddot{\beta}) \quad (1.1)$$

ここに、 I は舵面のヒンジまわりの慣性モーメント、 H は空気力による舵面に働く非定常ヒンジ・モーメントであり、一般に舵角、その速度および加速度の関数である。振動学的にいえば、自励振動としての特性は H の関数形に求められる。空気力学的にいえば、一自由度フラッタであるから、流れのどこかに舵面の運動に対して時間的に遅れる部分があることが期待されるわけであり、流れの特性よりヒンジ・モーメント H を導き出すことが目的である。

この論文では、もっとも基礎的な二次元 control-surface buzz について著者のおこなった研究について述べる。

2. では過去の研究の簡単な紹介を試みる。

3. では過去の研究方法を反省し、本研究の対象とする微小振動の重要性を強調する。同時に、実験結果より非定常ヒンジ・モーメントを求める方法について簡単に記す。

4. では低超音速流における control-surface buzz

の研究を記す。この領域における自動振動がポテンシャル流の特性に基づくフラッタであることを実験および理論の両面より指摘する。

5. においてはもっとも複雑な高垂直音速流における control-surface buzz を取り扱う。ここでは、まず、自由振動法によって求められた微小振動中の非定常ヒンジ・モーメントが、buzz の発生する領域できわめて特異な挙動を示すことが指摘される。また、自動振動中の流れの光学的観測結果は、衝撃波によって誘起された境界層のはく離流が舵面の運動に対して異常に遅れることを示す。

ついで、物理的に妥当な仮定を設けることによりこの二つの特性の相互関係が明らかにされ、この種の buzz の発生が本質的に非定常はく離流に起因することが示される。さらに、上記の仮定を裏付けるために、定常遷音速流における半経験理論を拡張し、非定常遷音速非はく離流において翼面圧力分布を求める方法を提案する。これを基礎にして、非定常遷音速はく離流が考察され、あわせて buzz 発生機構が示される。同時に、実験によって得られた buzz の多くの特異な性質がすべて発生機構と密接に関連していることが指摘される。

最後に、層流境界層に関する buzz について簡単に記し、高垂直音速流における buzz と低速流における失速フラッタの異同性について論じる。

6. は結論である。

2. 過去の研究

2.1 初期の研究—時間遅れ振動としての取り扱い

研究の初期においては、buzz の防止を直接の目的として実機をできるだけ相似する実験（風洞および飛行実験）が行なわれた。その結果より buzz の原因なるものが推論され、空気力による舵面の非定常ヒンジ・モーメントを求める方法が考えられた。

リミット・サイクルの存在は研究の初期においてすでに知られていたのであるが、それらの研究はいずれも線形的取り扱いを前提とし微小振動に注目する。しかしそれは必ずしも自明ではない。自動振動が微小振幅より自然に発達して安定なりミット・サイクルに落ち着く、いわゆる“soft”フラッタであるか、あるいは、その途中に不安定なりミット・サイクルを含む“hard”フラッタであるかはあらためて検討を要する問題である。

しかし、いま、自動振動がソフト・フラッタであると仮定する。調和振動をする舵面を考えて、ヒンジ・

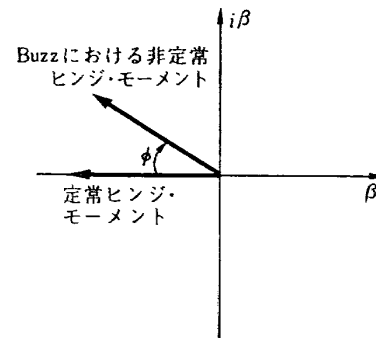


図 2.1

モーメントを回転ベクトル表示すれば図 2.1 のようになる。すなわち、振動が発散する以上、非定常ヒンジ・モーメントは舵角変化の速度方向の正成分をもたなければならない。ところが、定常流に対するヒンジ・モーメントは、舵面の変位に対して、通常、複元的であるから、非定常ヒンジ・モーメントは、これに対し図のようにある角度 ϕ だけ遅れている関係にある。

あるいは、直接、時間遅れを考えて、時刻 t に作用する非定常ヒンジ・モーメント $H(t)$ は、 τ 時間以前の舵角 $\beta(t-\tau)$ に対する定常ヒンジ・モーメントに等しいと仮定してつぎのようにかく。

$$H(t) = \frac{1}{2} \rho V^2 c_F^2 l C_{H\beta} \cdot \beta(t-\tau). \quad (2.1)$$

ここで $C_{H\beta}$ は定常流におけるヒンジ・モーメント係数である。運動が調和振動であれば、 $\phi = \omega\tau$ である。 ω は円振動数。

この遅れ時間 τ についてつぎの二つの要因が考えられた。

一つは遷音速ポテンシャル流の特性である。すなわち、舵面の運動によって生じた擾乱は一般に音波として流れに伝わり、これが翼面衝撃波の移動を引き起す。その結果、流れが変化して舵面のヒンジ・モーメントが変化する。ところが、衝撃波背後の流れは高垂直音速流であり、この流れを音波がさかのぼって衝撃波に達するまで大きい時間遅れを生ずるとする。Erickson らは、風洞実験によって、buzz 発生中、翼面上を往復する衝撃波の移動が舵面の運動に対して遅れていることを認め、上記の考察にしたがって、ヒンジ・モーメントの遅れはこの衝撃波の移動の遅れに等しいと仮定した²⁾。

もう一つの要素は、はく離流変化のヒステリシス効果に立脚するものである。流れが衝撃波を通過するとき急激な圧力上昇を受ける。翼面衝撃波が強い場合には、境界層のはく離する。衝撃波が舵面の運動にともなつて翼面上を移動するとき、はく離流も衝撃波の強

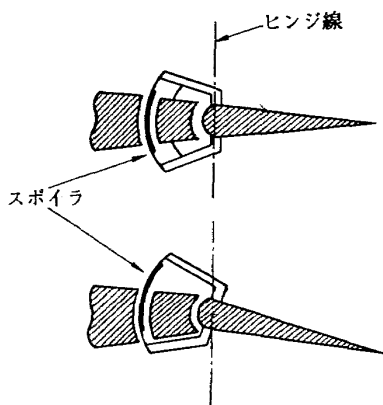


図 2.2

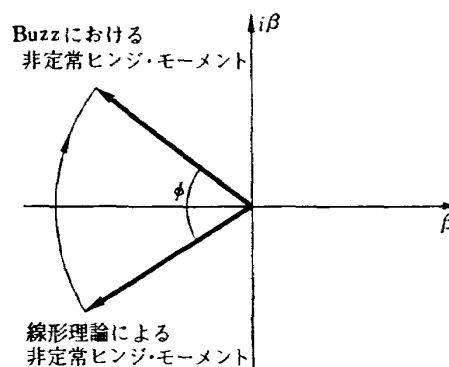


図 2.3

さに応じて変動する。しかし、その応答は必ずしも瞬時的でなくある時間遅れがある。すなわち、ヒステレシスがあると考ええる。このような考え方は、以下に述べる Phillips らの低速流における buzz の相似実験結果が有力な支持を与えているようである³⁾。

彼等は、buzz の真の原因ははく離流にあるとの想定のもとに、低速流においてつぎの実験を行なった。すなわち、図 2.2 のように、ヒンジの前方、固定翼の部分にスポイラをおき、このスポイラと舵面とを連動させる。この実験より得られた結果は以下のとおりである。

- (1) 舵角が 0° のとき、スポイラの高さが 0 であるようにすると発振が起らなかった。これは臨界マッハ数に近い高亜音速流を相似すると考え、単に衝撃波のみでは buzz は発生しないことを示す。
- (2) 舵角が 0° のとき、スポイラの高さがすでに 1.7% 弦長であるように両者を連結する。このとき自励振動が発生した。これは、衝撃波がある程度強くなってその後にはく離流を生じた場合に相当する。すなわち、buzz の発生を相似する。
- (3) 舵面とスポイラとの連絡を断ち、スポイラの高さを 1.7% 弦長に固定すると発振が止った。これは、buzz が自励振動であり、パフェティングによる強制振動ではないことを暗示する。

以上の実験結果およびその考察より、buzz の真の原因ははく離流のヒステレシス効果、すなわち、境界条件（衝撃波の強さ）の変化に対するはく離流応答の遅れにあると彼等は結論した。そして、実験結果(2)において、舵面とスポイラの運動に何等の位相差もないことから、buzz の場合も、衝撃波移動の遅れは自励振動の発生にあまり関係がないであろうと推定した。Phillips らの実験は、それ自体、たしかに興味深いものである。ただし、はく離流のヒステレシス効果と

いう概念は、あくまで低速流の実験から得られた類推であり、buzz そのものの実験より認められたものではないことをここで注意しておきたい。

Smilg はさらに両者を総合して非定常ヒンジ・モーメントを求めるつぎの方法を提案した⁴⁾。図 2.3 に示すように、主流のマッハ数および無次元振動数が与えられたとき、まず、亜音速線形理論によって非定常ヒンジ・モーメントを計算する。これは、通常、正減衰モーメントである。

つぎに、buzz の発生する領域では、このヒンジ・モーメントが絶対値をそのままに保ってある角度 ϕ だけ遅れ、負減衰モーメントが作り出されると考えた。 $\phi = \omega \cdot \tau$ として、時間遅れ τ にはすでに述べた二つの要素、すなわち、

- (1) 舵面の運動の影響が衝撃波に伝わるまでの時間遅れ
- (2) 衝撃波の強さの変化に対するはく離流応答の遅れ

が同時に寄与するとして、 τ はそれらの時間遅れの和であると考え、実験結果より推定した数値を与えた。

以上が初期の研究の概要である。ここで、上記の議論の展開の基礎になったいくつかの仮設は、きわめて不十分な実験結果より導き出されたものであることに留意しなければならない。したがって、それらに基づいた buzz 防止の基準も必ずしも有効でなかった。後述の著者の研究によれば、それらの議論はいずれも不完全で、buzz の真の原因は上記の要素以外のものである。また、Smilg の考えたように、buzz の発生する領域で、ポテンシャル流の非定常ヒンジ・モーメントが、絶対値を不変にして位相だけ変化するということは本質的に正しくない。このことも同時に示される。

なお、Bisplinghoff の大著に示された buzz 発生の説明も、上記の Smilg の方法に非常に近いものであ

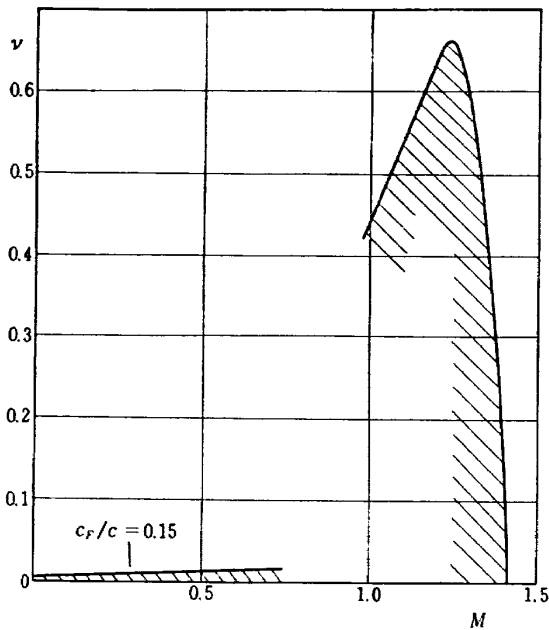


図 2.4 線形理論による舵面の一自由度フラッタの限界 (文献10による)

ることをここに付記する⁹⁾。

わが国においても多くの先駆的研究がなされた^{6)~9)}。しかし、その時点においても、なお、buzz の真の原因は不明であったといわなければならない。

2.2 線形理論およびその他の関連

2.2.1 平板翼に対する非定常線形理論

図 2.4 に示すように、厚みのない平板翼に対する線形理論によれば、非圧縮流より $M=1.4$ にいたるすべてのマッハ数で、無次元振動数の値の小さい範囲で、舵面の一自由度フラッタ発生の可能性はある¹⁰⁾。しかし、後に 2.3 で示すように、実際には、buzz はある制限されたマッハ数の領域でのみ発生する。このような意味で上記の線形理論の一般的妥当性は疑わしい。ただし、著者の研究によれば、低超音速流においては、

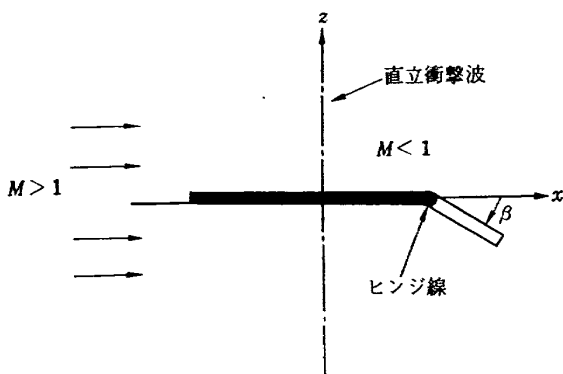


図 2.5

ポテンシャル流線形理論の示すフラッタが起りうる。それは、4. で述べられる。

2.2.2 Eckhaus の理論

Eckhaus は高亜音速流において生ずる buzz を解明する手掛りとして、図 2.5 のように、平板上に直立衝撃波を仮定し、その背後の亜音速流に上記の線形理論を適用した¹¹⁾。

その結果によれば、衝撃波の存在により自励振動の発生する領域は、亜音速流でもマッハ数 1 を含むある範囲に局限される。この点において、Eckhaus の理論は、通常線形理論に比して一歩前進しているといつてよいであろう。しかるに、5. に示すように、高亜音速領域において発生する buzz の原因はポテンシャル流に求めるべきではない。それは本質的に非定常はく離流の挙動に基づくものである。

2.2.3 Trilling の理論

Trilling は、超音速流で平板上の境界層と斜めの衝撃波との相互干渉の問題を取り扱い、その結果、特定振動数をもつ自励振動が発生することを指摘し、buzz との関連を論じた¹²⁾。しかし、buzz が舵面の一自由度フラッタであり、舵面の慣性力と空気力との連成によって生ずることは今日まず疑いない。したがって、Trilling の主張するように、buzz が純粋に空気力学

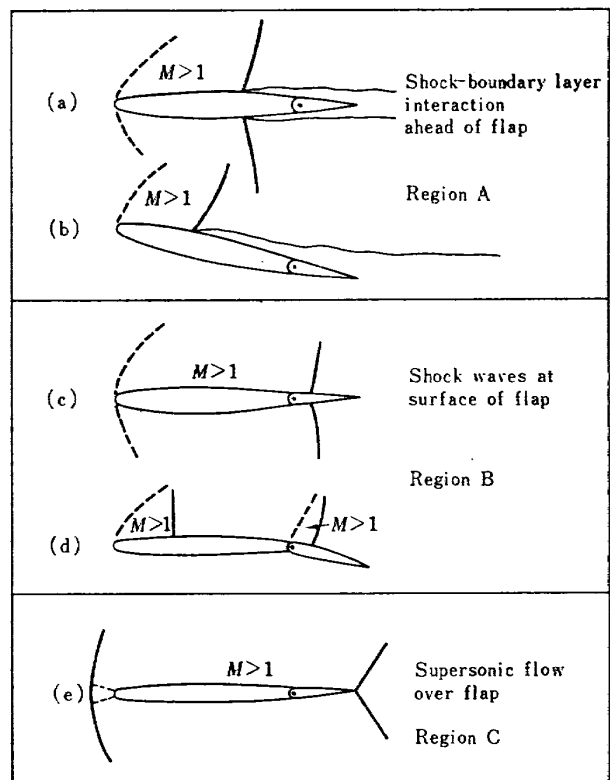
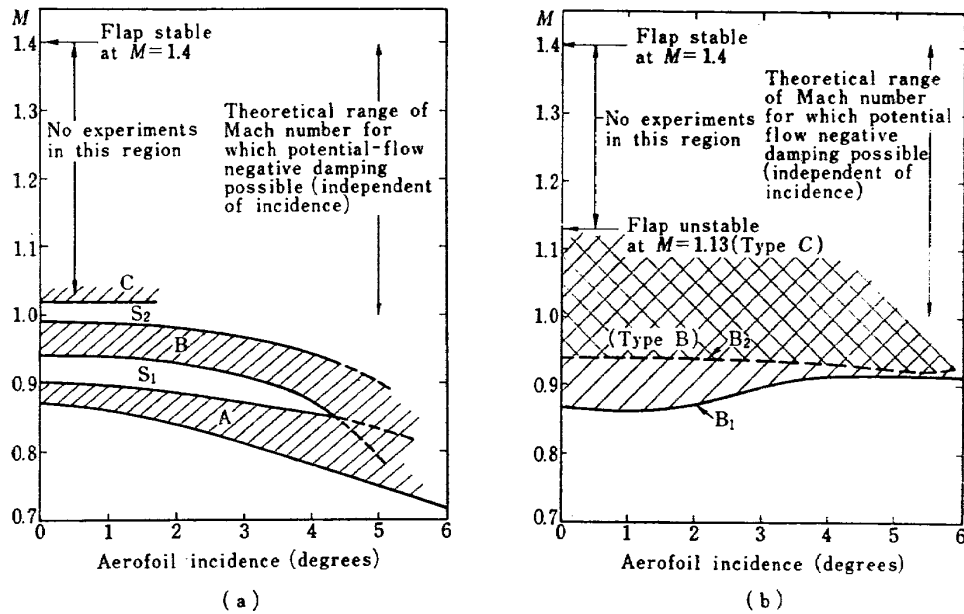


図 2.6 二次元流において buzz の発生する空気力学的条件 (文献13による)



厚み比10%, RAE 102 翼型
 ヒンジ位置, 0.75c
 無次元振動数, 約 0.10

厚み比 4%, NPL 491 翼型
 ヒンジ位置, 0.70c
 無次元振動数, 約 0.20

図 2.7 (a), (b) 二次元翼-舵面結合模型に対する buzz 発生領域 (文献13による)

的な原因による強制振動であると考えることには無理があるように思われる。

2.3 Lambourne による Buzz の分類

Lambourne は代表的な厚み比をもつ二種の二次元翼について風洞実験を行ない、舵面振動中の流れの光学的観測からつぎの結果を得た。

すなわち、一口に buzz といっても、速度領域に応じてそれぞれ異なる三種の自励振動が発生する。図 2.6 はその分類で、対応する定常流の特性を示す¹³⁾。領域 A は、主流のマッハ数を上げていくとき最初に生ずる自励振動に対応し、この場合、衝撃波は舵面の前方にある。領域 B は衝撃波が舵面上に位置する場合であり、領域 C は、低超速流で衝撃波が舵面の後縁に達した場合に対応する。リミット・サイクルにおける舵角の振動波形は、領域 A および C においては正弦波形に近い。これに対し、領域 B では、舵面の運動は周期的であるがその波形は複雑であった。

図 2.7 (a) および (b) は、それぞれ、厚み比10%および4%の二次元翼について、マッハ数と迎角とをかえて、buzz の発生限界を求めたものである¹³⁾。とくに、図 2.7 (b) で、 B_2 はマッハ数を上げて始めて B 型の buzz が自然に発生する限界であり、 B_1 はマッハ数を下げることにより buzz が自然にとまる限界を

示す。したがって、 B_1 — B_2 間のマッハ数では、ある有限の大きさの擾乱を舵面に与えたとき始めて振動が発生する。このことから、領域 B の buzz はハード・フラッタに属することがわかる。これに対して、領域 A における buzz についてはこのようなヒステリシスはなかったと報告されている。

その他、Lambourne は、領域 A の buzz について、のちに紹介するように、はく離流の挙動が自励振動の発生に密接な関係をもつことを暗示する有力な実験結果を得た¹⁴⁾。また、自励振動の発生機構に関して、衝撃波の翼面上を往復する速度の重要性を始めて指摘した¹⁴⁾。これらは、いずれも buzz 発生の本質に迫る重要な貢献であると考えられる。しかしながら、buzz を舵面の運動と空気力よりなる閉ループの自励振動とみた場合、Lambourne の研究はそのループの一分枝に着目したに過ぎないといえる。閉ループの中で、衝撃波の移動およびはく離流の演じる役割を考察することにより始めて buzz の機構が明らかにされるものといわなければならない。

3. 本研究の対象と方法

3.1 研究の対象となる Buzz とその微小振動

この研究で対象とする buzz を Lambourne の分類にしたがって示すならば、

- (1) 高亜音速流における領域Aの buzz,
 (2) 低超音速流における領域Cの buzz,
 である。

また、これらの二つの領域の buzz がともにソフト・フラッタであることを予想し、したがって発振の機構も微小振動に求められるものと考え、微小振動よりリミット・サイクルにいたる過渡現象を問題にする。非線形性の強い領域Bのbuzzはここでは取り扱わない。

とくに、領域 A における buzz については、舵面のまわりの流れは境界層のはく離をとめない、微小振動といえども非常に複雑であると考えられる。しかし、2.3 で述べたように、この領域では、自励振動の発生限界に対するマッハ数の影響にヒステシスがない。このことから、振動はソフト・フラッタであることが予想される。従来、buzz の研究において、微小振幅の線形振動が取り上げられているにもかかわらず、実験的研究はすべてリミット・サイクルを対象にしていた。しかし、4. および5. で示されるように、微小振動中の舵面のまわりの流れと大振幅のリミット・サイクルにおける流れとは一般に大いに異なるもので、後者より前者を推定することは難しい。これが、本研究においてとくに微小振動の buzz を対象とする理由である。

さて、この論文では buzz の真の原因を追求することを主な目的とするので、モデルはすべて二次元模型である。舵面は、その両端でボール・ベアリングで支持するか、あるいは空気力に比して十分に弱いばねで拘束される。実験においては、振動が微小振幅よりリミット・サイクルまで成長する間の舵角の時間的変化を計測する。そして、いわゆる自由振動法によって、微小振動における空気力学的非定常ヒンジ・モーメントを求める。また、同時に、高速度カメラを用い、振動が成長する間の翼面のまわりの流れを光学的に観察し、その結果と非定常ヒンジ・モーメントの変化とを比較検討する。

舵角の時間的変化より、振動の減衰率（あるいは増大率）と振動数とを測定して非定常ヒンジ・モーメントを求める方法—自由振動法—を次節に示す。

3.2 自由振動法による非定常ヒンジ・モーメントの測定

β を時間 t における舵面のヒンジまわりの角変位とし、 H を空気力による非定常ヒンジ・モーメントとする。舵角 0° のまわりの微小振動を考えて、モーメント H は次式で表現される。

$$H = H_\beta \beta + H_{\dot{\beta}} \dot{\beta} + H_{\ddot{\beta}} \ddot{\beta}, \quad (3.1)$$

ここで、 $\dot{\cdot}$ は時間微分を表わす。

舵面-ヒンジ系の運動方程式は、

$$I\ddot{\beta} + F(\beta, \dot{\beta}) = H_\beta \beta + H_{\dot{\beta}} \dot{\beta} + H_{\ddot{\beta}} \ddot{\beta}, \quad (3.2)$$

ここで、 I は舵面のヒンジまわりの慣性モーメント、 $F(\beta, \dot{\beta})$ は系の構造的モーメントである。

いま、(3.2) の解を複素表示して、

$$\beta = \beta_0 e^{(\lambda + i\omega)t}, \quad (3.3)$$

とかく。

また、いわゆる elastic hysteresis を仮定して、系の構造的モーメントはつぎのようにおく。

$$F(\beta, \dot{\beta}) = k_\beta \beta e^{i\sigma}, \quad (3.4)$$

ただし、 k_β はばねによる回転剛性、 σ は正の常数である。

(3.3)、(3.4) を (3.2) に代入し、共通因数 $\beta_0 e^{(\lambda + i\omega)t}$ を除くと、

$$I(\lambda + i\omega)^2 + k_\beta e^{i\sigma} = H_\beta + H_{\dot{\beta}}(\lambda + i\omega) + H_{\ddot{\beta}}(\lambda + i\omega)^2. \quad (3.5)$$

一般に、

$$|\lambda| \ll \omega. \quad (3.6)$$

また、 σ も非常に小さい。

(3.5) の実部、虚部をそれぞれ分離して、次式を得る。

$$(\lambda^2 - \omega^2)I + k_\beta = H_\beta + \lambda H_{\dot{\beta}} + (\lambda^2 - \omega^2)H_{\ddot{\beta}}, \quad (3.7)$$

$$2\lambda\omega I + k_\beta g_\beta = \omega H_{\dot{\beta}} + 2\lambda\omega H_{\ddot{\beta}}, \quad (3.8)$$

ここで、 $\cos \sigma = 1$ と近似し、 $\sin \sigma = g_\beta$ とかいた。 g_β は系の構造減衰率と呼ばれる常数である。

さらに、(3.6) によって (3.7)、(3.8) の右辺の量、 $\lambda H_{\dot{\beta}}$ 、 $\lambda^2 H_{\ddot{\beta}}$ および $2\lambda\omega H_{\ddot{\beta}}$ を省略する。したがって、つぎのようになる。

$$(\lambda^2 - \omega^2)I + k_\beta = H_\beta - \omega^2 H_{\ddot{\beta}}, \quad (3.9)$$

$$2\lambda\omega I + k_\beta g_\beta = \omega H_{\dot{\beta}}. \quad (3.10)$$

換言すれば、(3.9)、(3.10) の右辺は、それぞれ、舵面が調和振動をする場合の空気力学的モーメントに相当する。

調和振動をする舵面に作用する空力モーメント係数は、次式によって無次元表示で与えられる。

$$H_\beta - \omega^2 H_{\ddot{\beta}} = \rho V^2 c_F^2 l h_\beta, \quad (3.11)$$

$$\omega H_{\dot{\beta}} = \rho V^2 c_F^2 l \nu h_\beta, \quad (3.12)$$

ここで、 h_β および $-\nu h_\beta$ は、それぞれ、aerodynamic stiffness および damping derivative coefficients であり、 ρ は空気密度、 c_F および l はそれぞれ舵面の弦長と翼幅、 $\nu \left(= \frac{\omega c_F}{V} \right)$ は無次元振動数である。

したがって、

$$(\lambda^2 - \omega^2)I + k_\beta = \rho V^2 c_F^2 l h_\beta, \quad (3.13)$$

$$2\lambda\omega I + k_\beta g_\beta = \rho V^2 c_F^2 l \nu h_\beta. \quad (3.14)$$

静止空気中では、空気力を無視して、

$$(\lambda_0^2 - \omega_0^2)I + k_\beta = 0, \quad (3.15)$$

$$2\lambda_0\omega_0 I + k_{\beta}g_{\beta} = 0. \quad (3.16)$$

ゆえに、 k_{β} を静荷重試験によりあらかじめ求めておけば、静止空気中における舵角の減衰振動の記録より、振動数および減衰率を測定して I と g_{β} の値を求めることができる。

つぎに、buzz 発生中の舵角振動の振動数および増大率を測定するならば、(3.13)、(3.14) を用いて、非常常ヒンジ・モーメントの aerodynamic stiffness および damping derivative coefficients, h_{β} , $-h_{\dot{\beta}}$ を求めることができる。

4. 低超音速流における Control-Surface Buzz

4.1 実験装置

用いた風洞は東京大学宇宙航空研究所所属の吸込式遷音速風洞である。風洞測定部は高さ×幅が 20 cm×12 cm、測定部の気流方向の長さは 50 cm である。測定部上下壁は開口比10%、5本溝のスロット壁で、一様な気流を得るために気流方向に上下それぞれ約0.6°ずつ傾斜している。

模型は、翼断面が NACA 64 A 010 の二次元翼型で表 4.1 にその諸元を示す。

舵面の弦長は主翼の1/4で、主翼と舵面の間隙は約0.5 mm である。翼弦長を基準にしたレイノルズ数は約 1.2×10^6 であり、翼面境界層は大部分層流と考えられる。しかし、実験の目的は実機への応用にあり、実機における高レイノルズ数 ($\geq 10^7$) では、境界層は乱流である。このため、実験では、翼面境界層を強制的に乱流に遷移させる目的で、翼上下面、前縁より5%弦長後方に直径0.2 mm の銅線を翼幅方向に接着した。

図 4.1 に示すように、主翼は鋼製で、両端のシュリーレン窓に矩形の切口を作りこれより腕を出して側壁に固定した。一つの実験では、両端のシュリーレン窓

表 4.1

翼 型	NACA 64 A 010
翼 厚 比	0.10
最大翼厚位置	0.4c
翼 弦 長	8 cm
翼 幅	12 cm
舵 面 弦 長	2 cm
ベアリング内径	2 mm
舵面のヒンジまわりの慣性モーメント, I	25.14 g·cm ² (スチール舵面) 8.92g·cm ² (ジュラルミン舵面)

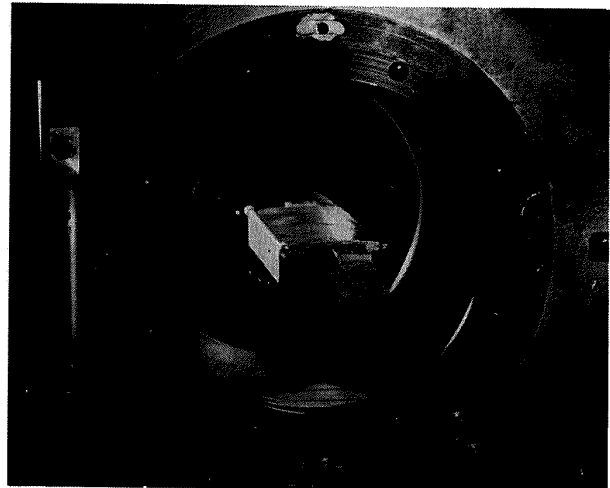


図 4.1 光学的観測用模型

に内径 2 mm、外径 6 mm のボール・ベアリングを埋め込み、舵面のヒンジをこれにより支えた。したがって、静止空気中では舵面はヒンジのまわりに自由に回転できる。また、ヒンジのまわりの慣性モーメントをかえるために、同一翼型で材質がそれぞれ鋼、ジュラルミンの二種類の舵面を採用した。Buzz におよぼす無次元振動数の影響をみるのがその目的である。この実験では、風洞弁を急閉し、舵面のその後の運動および翼のまわりの流れの変化を、高速度カメラを用いてシュリーレン法により光学的に観測する。

つぎの実験では、図 4.2 に示すように、舵面をシュリーレン窓の両外側で十字板ばねにより支え、十字板ばねの交叉点を舵面ヒンジの位置と一致させておく。このような機構では、舵面はヒンジを回転中心にして振動する。(ヒンジ位置における舵面の上下運動は無視してよい。)この十字板ばねにストレン・ゲージを接着して、舵角の時間的变化をオシログラフ上に記録させる。これより 3.2 の方法を用いて微小振幅における



図 4.2 ヒンジ・モーメント測定用模型

表 4.2

模型番号	1	2	3	4
舵面の慣性モーメント $I, g \cdot cm^2$	61.17	61.17	61.17	61.17
十字板ばねの長さ×幅 mm	13×6	13×6	13×6	13×6
十字板ばねの厚さ mm	0.2	0.3	0.4	0.5
系の静止空気中の振動数 $f_0, cycle/sec$	29.7	52.5	76.0	109.4
構造減衰率 $g\beta$	0.054	0.020	0.022	0.030

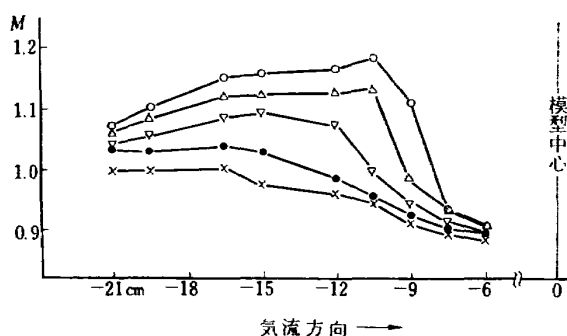


図 4.3 測定部下壁のマッハ数分布

舵面の非定常ヒンジ・モーメントを求める。表 4.2 に模型の力学的諸元を示す。

光学的観測結果からも舵角の時間的変化が得られるので、非定常ヒンジ・モーメントを、同様に求めることができる。その場合、ベアリングの摩擦トルクは空気力に比して小さいと考えられ無視した。図 4.3 は測定部に模型をおいた場合、スロット壁のマッハ数分布の測定結果である。この図より模型上流の一様なマッハ数の値を求め、これを主流のマッハ数とした。しかし、実験に用いた模型は、風洞測定部の高さに比して翼厚、弦長ともに大きく、風洞壁干渉は免れ難い。

遷音速領域で、主流のマッハ数を測定部のマッハ数分布より推定すると、測定壁の種類によっては大きい違いを生ずることがあり、スロット壁の場合、開口比が大きいと、模型のまわりの流れが open jet に近い場合が多い¹⁵⁾。したがって、この実験において、主流のマッハ数として与えた値はおそらく真の値より大きいであろう。主流のマッハ数は、正しくはこのような風洞壁干渉を考慮して決定されなければならない。

4.2 実験結果

実験マッハ数は $M=1.06$ より $M=1.18$ であったが、このすべてのマッハ数で舵面の自励振動が認められた。

図 4.4 は buzz 発生中の翼のまわりの流れの変化

を示す高速度シュリーレン写真の一例である。舵面はジュラルミン製でマッハ数は 1.18、フィルム速度は毎秒約 3,600 コマである。図中 (a), (b) および (c) はそれぞれ自励振動の成長の三段階を示す。とくに図(c)は振動のリミット・サイクルに対応する。

図 4.4 の例では、風洞始動後、主流のマッハ数が一定値 ($=1.18$) になるまでに要した時間は約 0.25 秒であった。この時間は主として風洞急開弁の作動に費されたと考えられる。

この実験では、舵面は両端のボール・ベアリングで支えられているだけであり、これを固定する装置もないので、主流のマッハ数が設定値に達してはいるがまだ流れが加速されているときに自励振動が発生する可能性もある。しかし、シュリーレン写真でみると、翼面上の流れが定常になって後に自励振動が始まっていることがわかった。また、微小振動中の振動数がほぼ一定であることも、動圧がすでに一定値になっていることを保証している。

図 4.4 の光学的観測結果よりつぎのことが判明する。

- (1) 振動は、ソフト・フラッタであり、振動振幅は微小値より次第に増して大振幅のリミット・サイクルに達する。
- (2) 微小振動では、衝撃波は常に舵面の後縁に固定され、舵面上の流れは純超音速である。
- (3) 微小振幅では、流れははく離してはく離せず、境界層の影響も小さい。

以上の結果より、この領域における舵面の負減衰運動 (buzz) は、低超音速ポテンシャル流の特性によると結論してよい。定常流において、舵角 0° のときヒンジより出る弱い擾乱波のマッハ角は 50° であり、この値よりヒンジ直前の流れのマッハ数を推定すると 1.30 になる。

舵角振幅が増して約 8° に達すると、ヒンジにおける擾乱波は強さを増し、もはや直線的でなくなる。さらに、振幅が 15° に達するとこの擾乱波は翼面上を前後に移動し始める。このとき、境界層の烈しいはく離をともなっていることが認められる。リミット・サイクルの振幅はこの例では 29° であった。

図 4.4 でわかるように、リミット・サイクルと微小振動では舵面のまわりの流れは全く異なり、前者より後者を推定することは不可能であることを注意しておきたい。

なお、微小振動では、上下壁の影響は小さいと考えられるが、大振幅の場合は、図 4.4 (c) でみられるよ

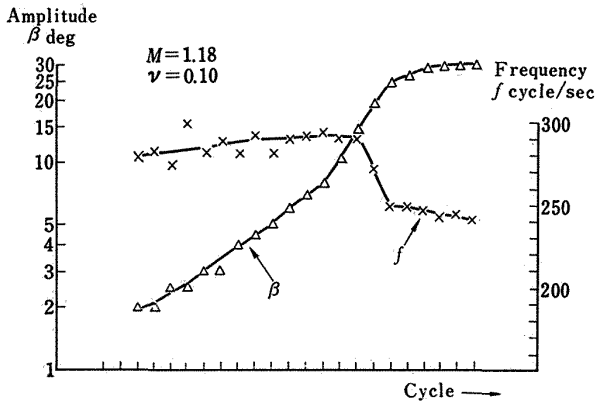


図 4.5 舵角振幅と振動数の時間的変化

うに、翼面で生じた波がスロット壁で反射され再び舵面に入射している。

図 4.5 は舵角の振動振幅と振動数の時間的変化を示す。小振幅では、その値は時間に対して指数的に増大している。振幅が約 8° のときにその増大率が急激に大きくなり、その後鈍化してリミット・サイクルに達している。一方、振動数は小振幅では一定であったが、振幅が約 15° のときに急激に減少している。このような振動の非線形的挙動は、前記の翼面のまわりの流れの変化に対応しているようである。

図 4.6 は非定常ヒンジ・モーメントの測定結果を示

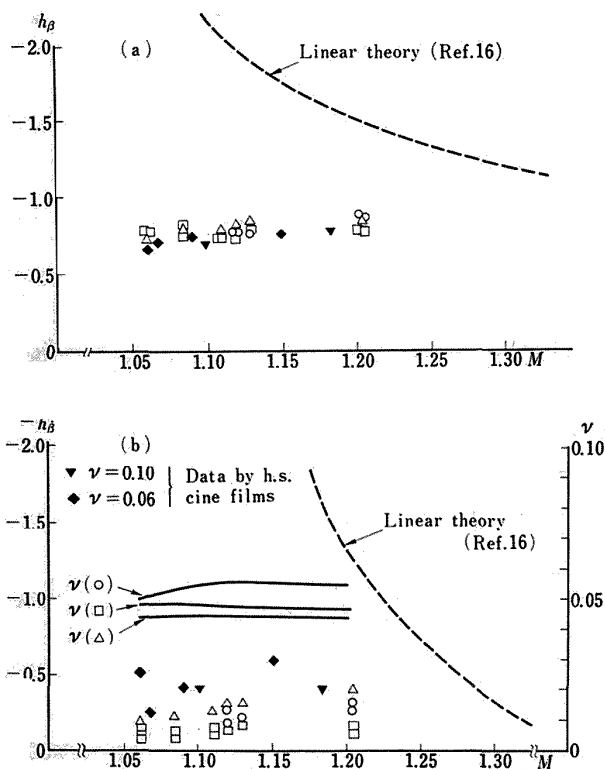
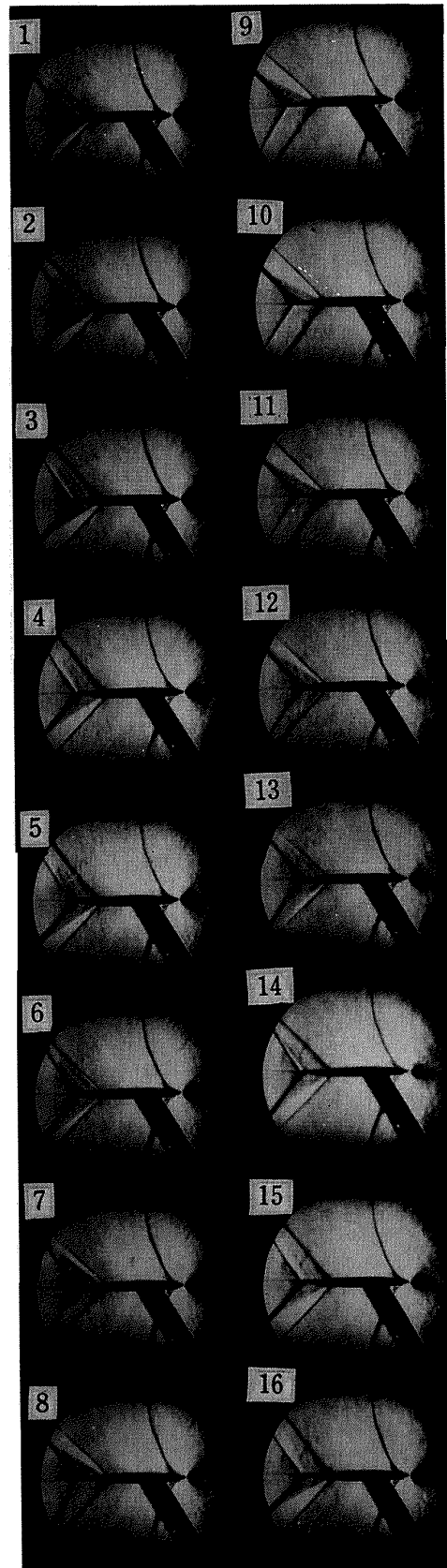
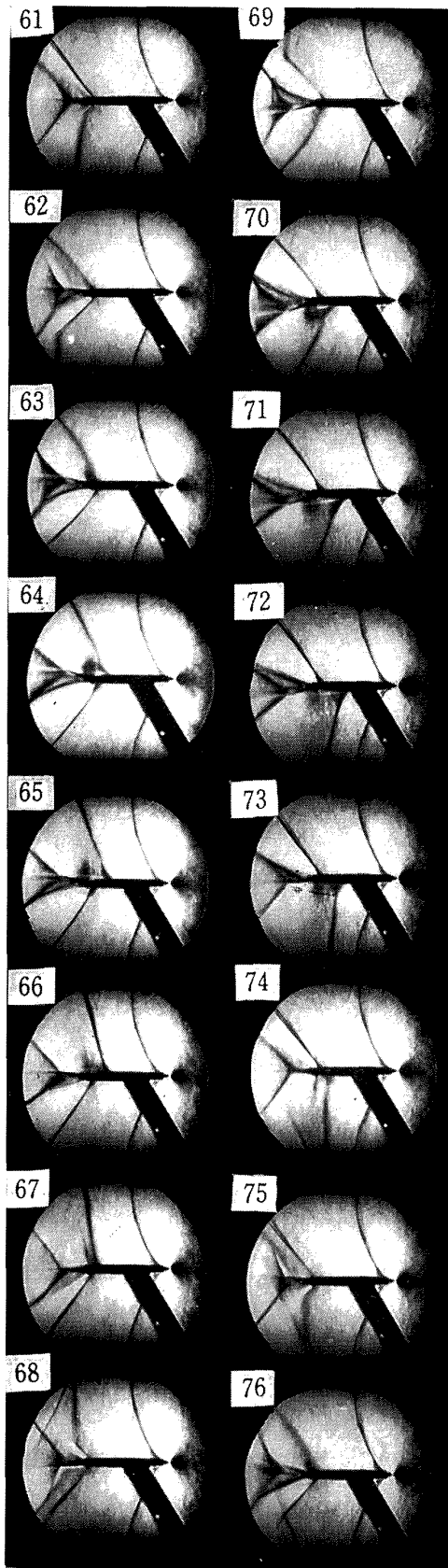


図 4.6 非定常ヒンジ・モーメントの測定結果

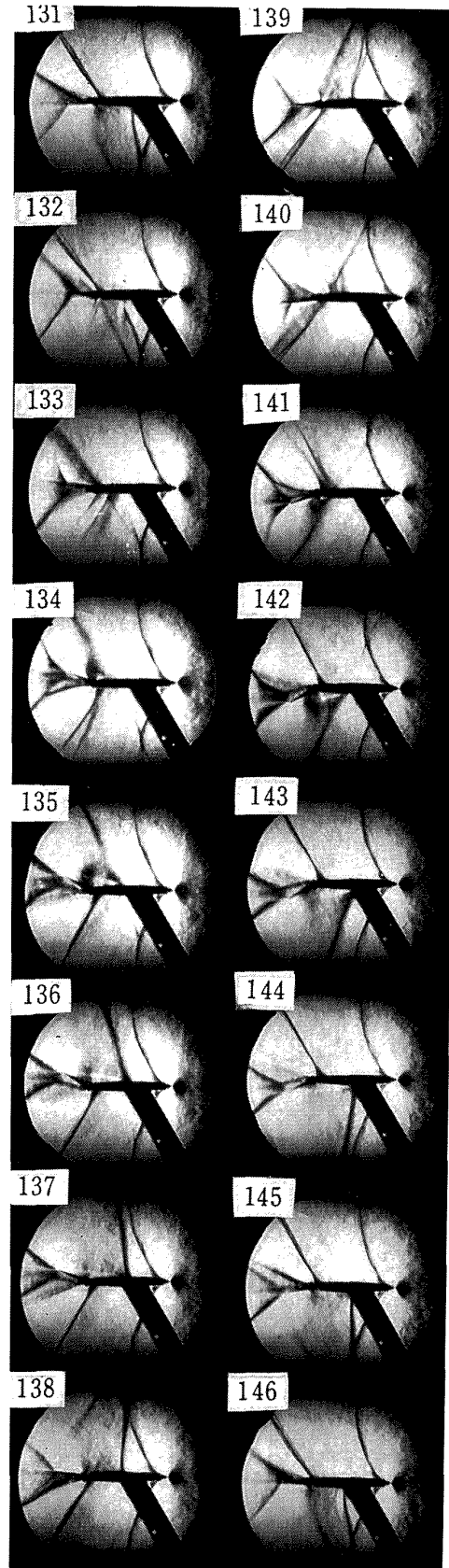


(a) 微小振動

図 4.4 (a), (b), (c) Buzz 成長の各段階



(b)



(c) リミット・サイクル

を示す高速度シュリーレン写真; $M=1.18$; 迎角, 0 deg ; フィルム速度, 約 3600 f.p.s.

す。

十字板ばねの剛性あるいは舵面のヒンジまわりの慣性モーメントの値をかえると振動数に変化する。また、主流のマッハ数により、わずかではあるが主流の風速が変化する。このような理由で無次元振動数の値が変わるので、その値も同時に図 4.6 (b) にプロットしてある。

白印は十字板ばねを用いた実験結果であり、黒印は光学的観測より求められたものである。点線は超音速線形理論の値を示す¹⁶⁾。

図 4.6 (a) において、aerodynamic stiffness derivative coefficient h_{β} に対する二種の実験結果は互いによく一致している。しかし、図 4.6 (b) の aerodynamic damping derivative coefficient $-h_{\dot{\beta}}$ については、舵面をベアリングで支えた模型についての実験結果の方が大きい数値を与えている。このくい違いについては、今のところ原因はよくわからない。

さて、非定常ヒンジ・モーメントの値は、主流のマッハ数の値が 1.06 より 1.18 まで変化してもほとんど変わらず一定である。これは、いわゆる遷音速におけるマッハ数凍結の現象によって、主流のマッハ数に変化しても舵面上流の流れがほとんど変化しないことによる。ただし、マッハ数が低くなると微小振動でも衝撃波が舵面上を移動する。(それでもヒンジ上流の流れは変化しない。) この例を図 4.7 に示す。主流のマッハ数は 1.08 であるが、前述のように風洞壁干渉があってこの値は必ずしも正しくはないであろう。真の値はおそらくこの値より小さい。無次元振動数の非定常ヒンジ・モーメントにおよぼす影響は、図 4.6 においてほとんど認められない。

図 4.6 において、主流のマッハ数を基準にとる限り、実験結果と線形理論とは一見大きい差異を示しているようにみえる。しかし、ここで舵面のまわりの流れについて以下の三点に注目する。

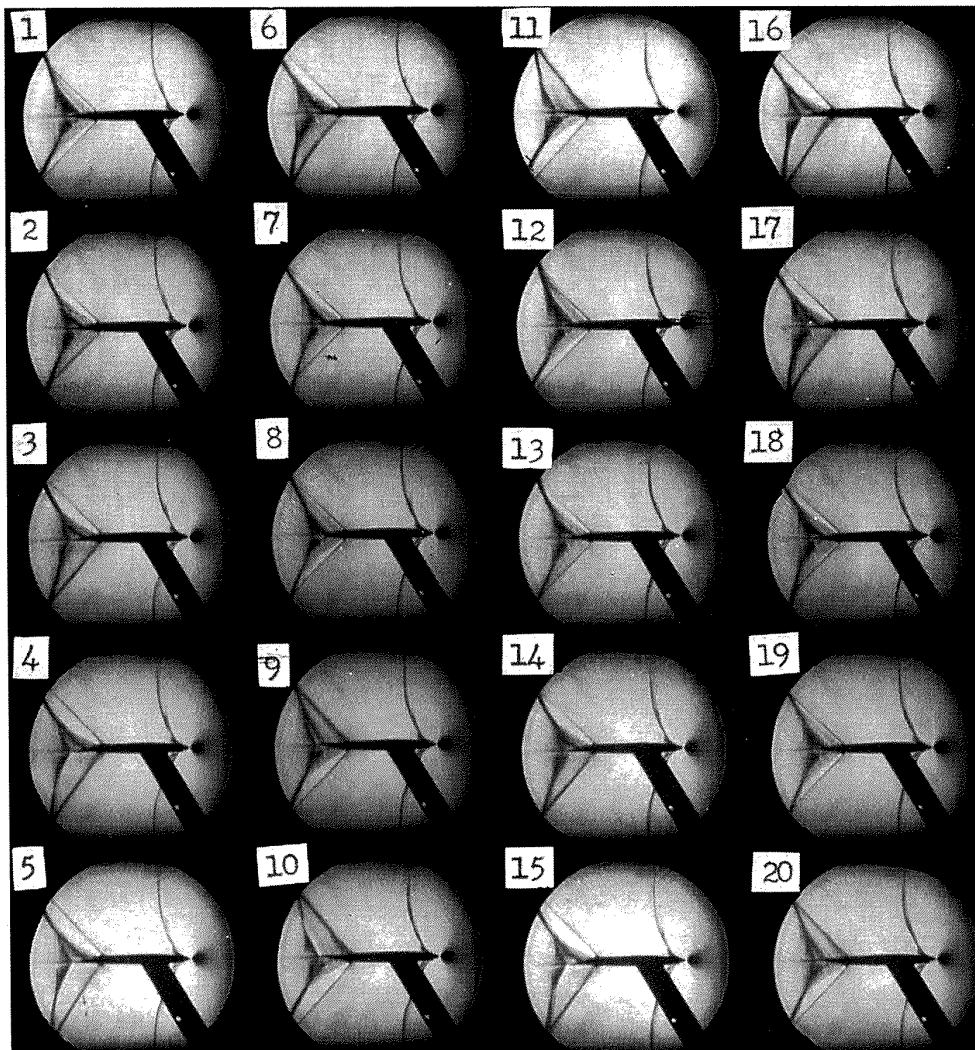


図 4.7 $M=1.08$ における微小振幅の buzz; 迎角, 0 deg; フィルム速度, 約 2400 f.p.s.

- (1) 微小振幅では、舵面のまわりの流れは振動中も純超音速で、衝撃波は後縁を離れることがない。したがって、舵面のまわりの流れはポテンシャル小擾乱流の条件を満足する。
- (2) この翼型では舵面は楔型であり、定常流では舵面上の流れはほぼ一様である。
- (3) 舵面の場合には主翼と異なり、前縁の特殊性がない。すなわち、ヒンジ直前の流れのマッハ数が1に近くても、舵面前縁付近によどみ点ができることはない。

これらのことから、舵面のまわりの流れを考えると、基準にとるべきマッハ数は主流のマッハ数ではなく、むしろヒンジ直前の流れのマッハ数であることがわかる。また、振動舵面の問題は、超音速流中で前縁のまわりに振動する平板翼の問題と等価である。このとき、線形理論が、マッハ数1の十分近くまで、舵面のまわりの流れに適用できる可能性がある。

すでに述べたように、この実験において、ヒンジ直前の流れのマッハ数は、主流のマッハ数によらずほぼ一定で 1.30 であった。したがって、図 4.6 において、実験結果は $M=1.30$ における線形理論の値と比較することにする。このとき、aerodynamic damping derivative coefficient $-h_\beta$ については理論と実験は比較的よい一致を示しているといえる。これに対して、aerodynamic stiffness derivative coefficient h_β については、実験値は理論値よりやや小さい。舵面のまわりの流れを考察する上で、ヒンジ直前の流れのマッハ数を基準にとることは、理論と実験を比較するために重要なことと思われる。しかし過去の研究においてこのことは必ずしも留意されていなかったようである¹³⁾、¹⁷⁾。この点については、4.4 においてもう一度触れることにする。

4.3 低超音速流における非定常線形理論の一考察 —遷音速ポテンシャル流の特性と舵面の —自由度フラッター—

周知のように、非圧縮流における舵面の一自由度フラッターは、振動舵面の後縁より放出される渦の誘起する流れに起因する。超音速流では、もちろん、wake は上流に影響をおよぼさない。したがって、超音速線形理論の示す舵面の一自由度フラッターは、非圧縮流において発生するものと物理的に異なる現象でなければならない。

一方、超音速流では一点に生じた擾乱は、一次元的に考えると、 $V+a$ および $V-a$ の速度で下流に伝播する。ここに V は流速、 a は音速である。Landahl

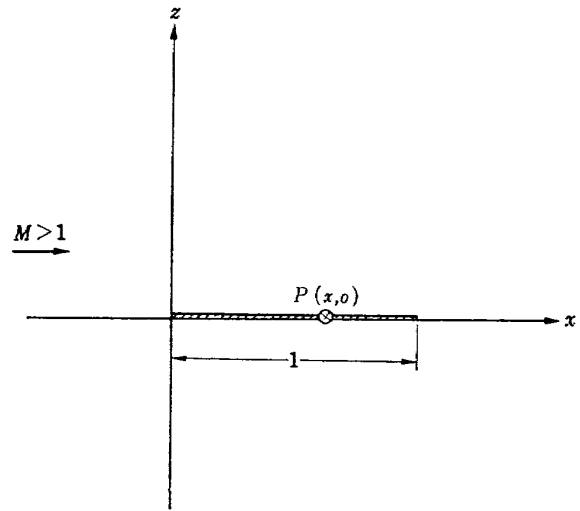


図 4.8

はこの二つの波をそれぞれ advancing wave および receding wave と名付けている¹⁸⁾。低超音速流では、流速が音速に近いので receding wave の伝播速度が小さく、このために上流より流れてくる擾乱の影響が長時間消えない。このことが、低超音速非定常流における翼面圧力の位相遅れの原因になると思われる。以下、線形理論についてこの点を具体的に考察してみよう。

いま、図 4.8 のように、超音速流中に平行に置かれた弦長 1 の平板翼が、流れに垂直に (z 方向) に振動する場合を考える。

翼面上の任意の点 $P(x, 0)$ の、時刻 t における擾乱ポテンシャル $\phi(x, t)$ はつぎのようにかける¹⁹⁾。

$$\phi(x, t) = -\frac{1}{\sqrt{M^2-1}} \int_0^x w(x, t) I(\xi, x) d\xi \quad (4.1)$$

ただし、

$$w(x, t) = \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial x} \right) z(x, t), \quad (4.2)$$

$$I(\xi, x) = e^{-i\omega(x-\xi)} J_0 \left[\frac{\tilde{\omega}}{M} (x-\xi) \right], \quad (4.3)$$

$$\tilde{\omega} = \frac{\nu M^2}{M^2-1}, \quad \nu = \frac{\omega}{V}. \quad (4.4)$$

ここで、 $z(x, t)$ は点 $P(x, 0)$ の変位、 $w(x, t)$ はその downwash を表わす。 $I(\xi, x)$ は影響関数であって、 $J_0 \left[\frac{\tilde{\omega}}{M} (x-\xi) \right]$ は引数の零次の Bessel 関数である。

いま、十分遅い振動を考えると、

$$\nu \ll 1, \quad \text{かつ} \quad \tilde{\omega} \ll 1 \quad (4.5)$$

とおく。このとき

$$J_0[u] = 1 - \frac{u^2}{4} + \dots \quad (4.6)$$

ゆえに、(4.3) の影響関数は引数の二乗以上を省略することにより、

$$I(\xi, x) = e^{-i\tilde{\omega}(x-\xi)}, \quad (4.7)$$

と近似できる。(4.7) はすでに Bisplinghoff の大著にも示されている⁵⁾。しかし、その物理的内容については必ずしも明らかにされていないようで、以下において振動舵面の問題について調べることにする。

(4.1) は (4.7) より、

$$\phi(x, t) = -\frac{1}{\sqrt{M^2-1}} \int_0^x w(\xi, t) e^{-i\tilde{\omega}(x-\xi)} d\xi. \quad (4.8)$$

すなわち、(4.8) は、点 $(\xi, 0)$ の downwash $w(\xi, t)$ が、 $\tau = \frac{\tilde{\omega}}{\omega}(x-\xi)$ 時間の遅れをともなって点 $(x, 0)$ に擾乱ポテンシャルを誘起することを意味する。

ここで、

$$\tau = \frac{\tilde{\omega}}{\omega}(x-\xi) = \frac{1}{2} \left(\frac{x-\xi}{V+a} + \frac{x-\xi}{V-a} \right), \quad (4.9)$$

であって、 τ は二点間を advancing wave と receding wave とが伝播する時間の平均を表わす。低超音速流では (4.9) の右辺第 2 項が非常に大きくなる。とくに、平板翼が前縁のまわりに純ピッチング振動 $\alpha_0 e^{i\omega t}$ を行なうときは、

$$z(x, t) = -x\alpha_0 e^{i\omega t}. \quad (4.10)$$

したがって、

$$\begin{aligned} w(x, t) &= \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial x} \right) z(x, t) \\ &= -\alpha_0 V (1 + iVx) e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

これを (4.8) に代入して、

$$\begin{aligned} \phi(x, t) &= -\frac{1}{\sqrt{M^2-1}} \int_0^x w(\xi, t) e^{-i\tilde{\omega}(x-\xi)} d\xi \\ &= \frac{\alpha_0 V}{\sqrt{M^2-1}} \left\{ x - i(\tilde{\omega} - \nu) \frac{x^2}{2} \right\} e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

ただし、(4.12) では、 ν および $\tilde{\omega}$ の一次の項のみを残した。(4.12) で、 $\tilde{\omega}$ に関する項は流れの遅れの影響を表わし、 ν による項は downwash の α に比例する項より導かれたことに注意する。翼面に働く非定常圧力は、上下面の寄与を考慮して、(4.12) より、

$$\begin{aligned} p(x, t) &= -2\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial x} \right) \phi(x, t) \\ &= -\frac{2\rho V^2 \alpha_0}{\sqrt{M^2-1}} \{ 1 - i(\tilde{\omega} - 2\nu)x \} e^{i\omega t} \\ &= \tilde{p}_0 \{ 1 - i(\tilde{\omega} - 2\nu)x \}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

ただし、

$$\tilde{p}_0 = -\frac{2\rho V^2 \alpha_0}{\sqrt{M^2-1}} e^{i\omega t}, \quad (4.14)$$

で \tilde{p}_0 は定常流における圧力を表わす。

$(\tilde{\omega} - 2\nu)$ は小さく、したがって (4.13) より、翼面非定常圧力は定常流の値に前縁からの距離に比例した遅れ(あるいは進み)をともなっていることがわかる。

これよりピッチング・モーメントを求めると、

$$H(x, t) = \tilde{H}_0 \left[1 - i \frac{2}{3} (\tilde{\omega} - 2\nu) \right]. \quad (4.15)$$

ただし、 \tilde{H}_0 は定常流におけるピッチング・モーメントを表わす。

ここで、主流のマッハ数が 1 に近い場合を考えると、つぎの不等式が成り立つ、

$$\tilde{\omega} = \frac{\nu M^2}{M^2 - 1} \gg \nu. \quad (4.16)$$

したがって、

$$\tilde{\omega} - 2\nu > 0. \quad (4.17)$$

すなわち、非定常流では定常流の複元モーメントがわずかに遅れることになる。したがって、この場合、舵面の負減衰運動(フラッタ)が発生する。

マッハ数が増すと流れの遅れの影響を示す項(receding wave の影響) $\tilde{\omega}$ が小さくなり、downwash の α その他に依存する項 2ν の値が相対的に大きくなる。このために (4.17) の符号が反転して、(4.15) の非定常ピッチング・モーメントが正減衰になる。

とくに、

$$\tilde{\omega} - 2\nu = 0. \quad (4.18)$$

は、すでに知られた中立安定のマッハ数 $M = \sqrt{2}$ を与える¹⁶⁾。また、この値は厳密解に非常に近い。

4.4 補足と結論

前節の最後に述べたように、超音速線形理論によれば、舵面の一自由度フラッタの限界を与えるマッハ数は $M = \sqrt{2}$ である。この値を実験により確かめてみることは興味深い、この研究では行なっていないが今後に残された問題である。

ただし、図 2.7 (b) の Lambourne の実験結果を利用すればその上限を推定することができる。同図において、 $M = 1.4$ で舵面の自励振動は消えている。模型のヒンジまわりの摩擦トルクを無視すれば、このことはヒンジ・モーメントが正減衰であったことを暗示する。一方、実験に使用された翼は NPL 491 であり (Lambourne による)、この翼の迎角 0° における翼面定常圧力分布の測定結果が、Holder らによる文献 19 に示されている。図 4.9 に示すとおりである。

すなわち、主流のマッハ数 $M = 1.403$ において、約 50% 弦長点以後はほぼ一樣な流れでありそのマッハ数は $M = 1.44$ である。したがって、Lambourne の実

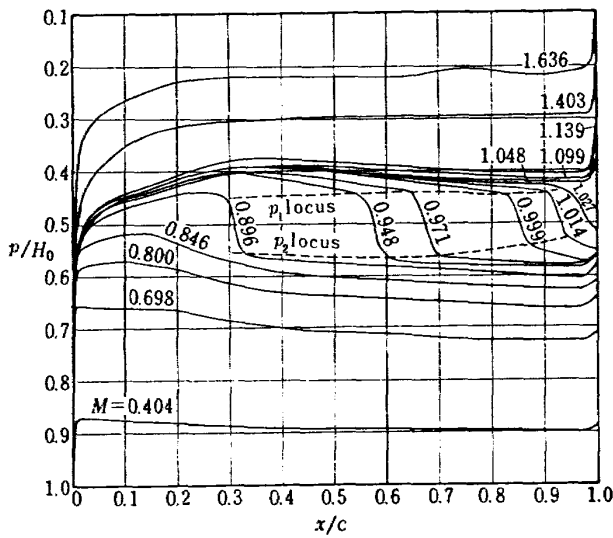


図 4.9 NPL 491 翼 (4%厚, 対称) の表面圧力分布
迎角, 0deg (文献 19 による)

験においても、模型のヒンジ (70%弦長点) 直前の流れのマッハ数はやはり $M=1.44$ であったといえる。これは、実験における振動の発生限界の一つの上限を与えるもので、線形理論による限界マッハ数 $M=\sqrt{2}$ がきわめて現実に近いことを期待される。なお、文献 17 の Tuovila らの実験結果からも同様な推定が可能である。

舵面が直線的でなくふくらみのある場合には、線形理論と全く同様な考察により、van Dyke による second order theory²⁰⁾ が $M=1$ を除く低超音速領域に適用できることが期待される。

主翼の場合も舵面と同様に、低超音速領域においてポテンシャル流の自由度 (純ピッチング) フラッタが発生する可能性がある。このことは著者によるほかの実験により立証された²¹⁾。ただし、主翼の場合は舵面の場合と異なり、翼面上の圧力分布が定常流において一様でないから、平板翼に対する超音速線形理論は適用できない。

最後に本章における研究結果を要約する。

- (1) 二次元低超音速流において、舵面のポテンシャル流自由度フラッタが起りうることを実証した。すなわち、自励振動はソフト・フラッタであり、舵角振幅は微小値より増大し大振幅のリミット・サイクルに達する。リミット・サイクルでは、衝撃波は翼面上を移動し、その背後で境界層がはく離するが、微小振幅では衝撃波は常に後縁にあり、舵面のまわりは超音速非はく離流である。
- (2) 非定常ヒンジ・モーメントの測定結果は超音速

線形理論にほぼ一致する。ただし、この場合、基準のマッハ数は主流のマッハ数でなく、ヒンジ直前の流れのマッハ数をとるべきである。

- (3) マッハ数が十分 1 に近く、かつ、遅い振動について線形理論を解析すると、receding wave の影響により、翼面非定常圧力が定常流の値に対して前縁からの距離に比例した遅れをともなう形で表現されることがわかった。これより舵面の負減衰ヒンジ・モーメントも導かれる。

5. 高亜音速流における Control-Surface Buzz

本章においては、高亜音速流で衝撃波がヒンジの前方にある場合の buzz を対象にする。まず、次節において、buzz を理解する上に必要と思われる知識として、主として二次元定常遷音速流に関する研究結果を紹介しておきたい。これらは、Holder, Pearcy を中心とする英国 National Physical Laboratory の研究に負うところが大きい^{22), 23)}。

5.1 二次元定常遷音速流について

5.1.1 境界層の Shock-induced Separation と P_{T-B} Divergence

図 5.1 にしたがって翼のまわりの二次元定常遷音速

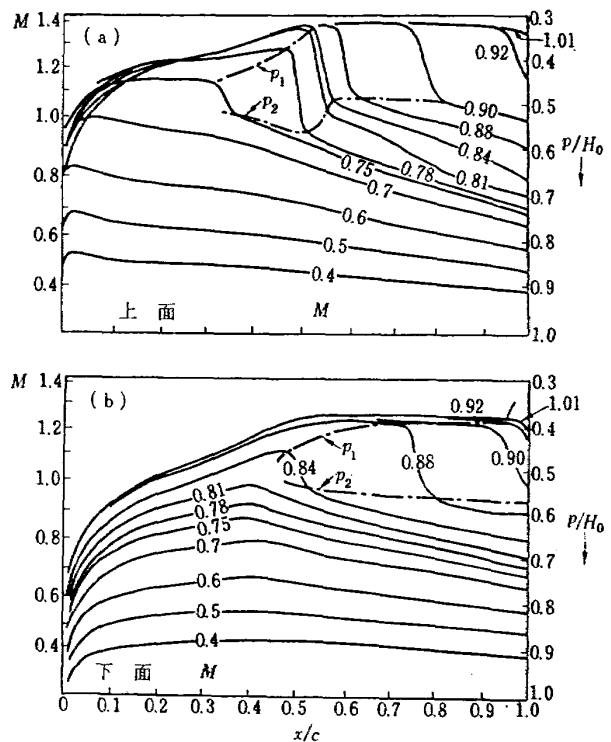


図 5.1 表面圧力分布のマッハ数に対する変化
RAE 102 翼 (10%厚, 対称)
迎角, 2 deg (文献 22 による)

流の挙動について説明する²²⁾。同図は、RAE 102 断面翼(厚み比 10%)を迎角 2° に保って、マッハ数を 0.4 より 1.01 まで変化させた場合の、翼上下面の圧力分布の測定結果である。マッハ数を 0.4 より上げていくと、まず、上面に超音速領域が出現し ($M=0.7$)、ただちに衝撃波によって流れは亜音速に減速され、以後後縁に向かって圧力の回復が行なわれる。これに対して、下面ではやや遅れて超音速領域が発生する ($M=0.81$)。さらにマッハ数が増すと、超音速領域の拡大とともに上下面の衝撃波は強さを増しながら後縁に向かって後退する。(p_1 および p_2 は、それぞれ衝撃波直前および直後の流れの静圧で、点線はそれらの軌跡を示す。)しかるに、あるマッハ数で ($M=0.81$) 上面の境界層ははく離する。よく知られているように、流れが衝撃波を通過するとき急激な圧力上昇を受けるからである。このとき、上面では、衝撃波による圧力上昇が鈍くなると同時に衝撃波の後退がとまる。下面ではこのようなことは起らず、衝撃波は主流のマッハ数の増加とともに単調に後縁に向かって後退する。図 5.2(a) 参照。

この現象は翼をめぐる遷音速流の最大の特徴の一つであって、遷音速領域における種々の異常現象、すなわち、衝撃波失速 (図 5.2 (b)), パフエーティングなど

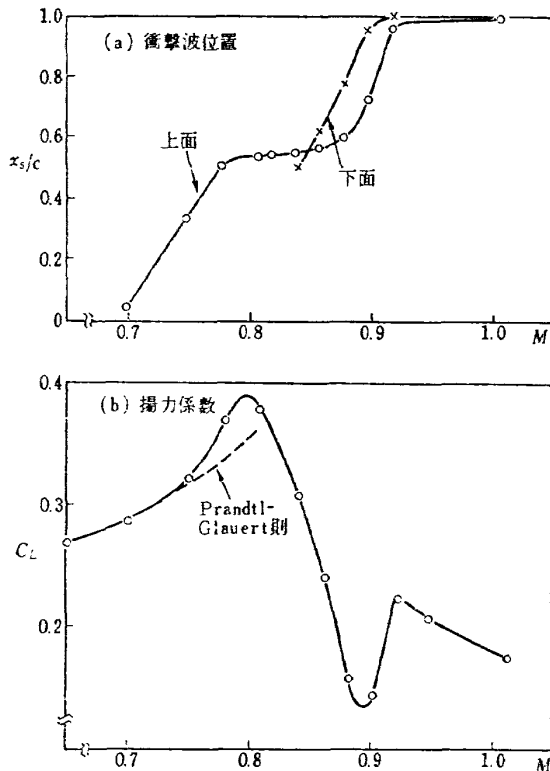


図 5.2 衝撃波位置と揚力係数のマッハ数に対する変化
図 5.1 参照 (文献 22 による)

はすべてこの時期に発生する。Buzz もまたこの現象と密接な関係があることが後に示される。

なお、さらにマッハ数が増して翼下面の衝撃波が後縁に達すると (後縁の静圧 $p_{T.E.}$ がほぼ音速流圧に等しくなる)、上面の衝撃波は再び後退を開始する。上下面とも衝撃波が後縁に達すると、翼全体の流れは以後主流のマッハ数を増してもほとんど変化しない。いわゆるマッハ数凍結の現象である。

Pearcey によれば、衝撃波によって境界層ははく離しても初期には直ちに翼面に再附着するので、流れ全体への影響はまだ小さい。流れが大きい変化を受けるのは、はく離によって生じた separation bubble が突然拡大して後縁に達した時期である²³⁾。このことは、翼後縁の静圧 $p_{T.E.}$ の変化を観測することによりきわめて正確に知ることができる。図 5.3 (a) に示すように、このとき $p_{T.E.}$ は急激に減少する。

Separation bubble は大きな圧力勾配を保つことができない。したがって、衝撃波と後縁の間の圧力回復

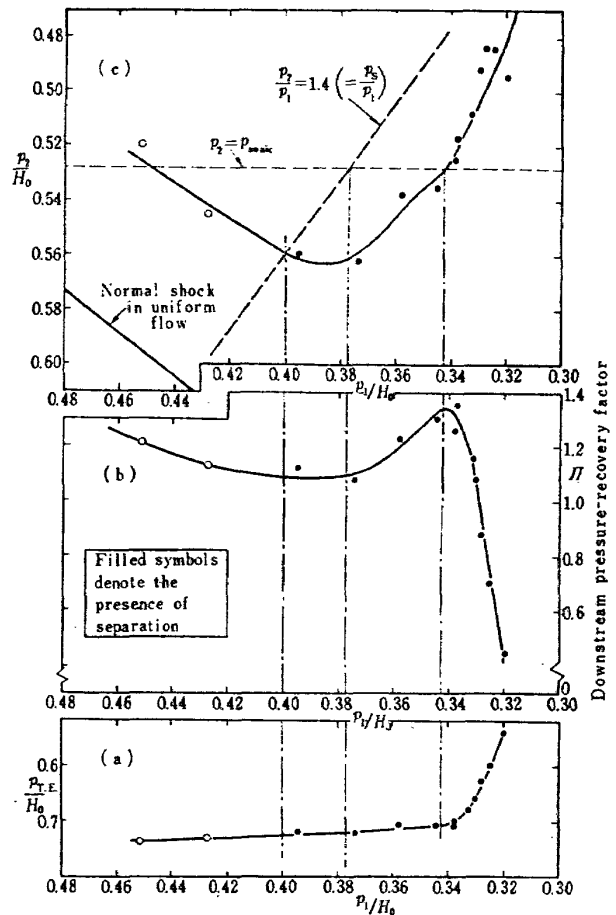


図 5.3 $p_{T.E.}$ (後縁静圧), Π (圧力回復係数), p_2 (衝撃波直後の静圧) の p_1 (衝撃波直前の静圧) に対する変化
RAE 102 翼; 迎角, 2 deg
(文献 23 による)

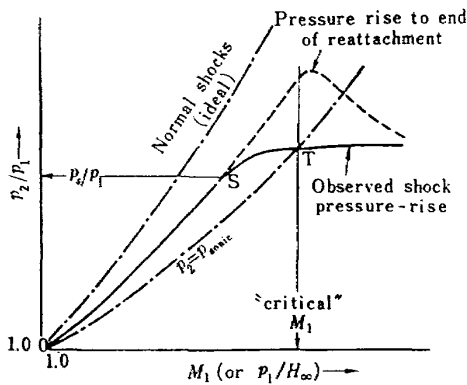


図 5.4 衝撃波における圧力上昇の変化 (文献 24 による)

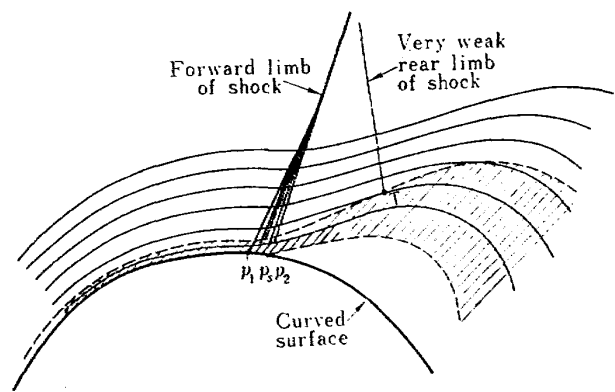


図 5.5 翼面近傍の衝撃波、流線、および境界層の略図。翼面の曲率は誇大して示す。

S 点ははく離点、T 点は、流線に沿う流れの速度がほぼ音速になった点を示す。(文献 23 による)

はこのとき激減する。図 5.3 (b) に示すとおりである。ここで、 Π は圧力回復を示すパラメータとしてつぎのように定義される。

$$\Pi = \frac{(p_{T.E.} - p_2)}{(p_{T.E.} - p_2)_{low\ speed}} \times \frac{(1 - p_{T.E.}/H_0)_{low\ speed}}{(1 - p_{T.E.}/H_0)} \quad (5.1)$$

さらに、衝撃波付近の流れに着目するならば、この時期は衝撃波直後の圧力 p_2 が音速流圧 p_{sonic} に等しくなった時期に相当する (図 5.3 (c))。

図 5.4 は、衝撃波の強さ p_2/p_1 の、衝撃波直前のマッハ数 M_1 (または圧力 p_1/H_0) に対する変化を示す²⁴⁾。同図において、はく離が発生するまでは p_2/p_1 は OS に沿って増大する。この値は直立衝撃波に対する Rankine-Hugoniot の関係 (図中一点鎖線) よりも小さい。はく離が発生しても p_2/p_1 はなおわずかにます。そして、衝撃波直後の圧力 p_2 が音速流圧 p_{sonic} に等しくなった T 点 ($p_{T.E.}$ divergence を与える点) で衝撃波の強さ p_2/p_1 はほぼ一定になる。図 5.3 の例ではこの値は約 1.5 であった。シュリーレン写真により衝撃波のまわりの流れを観察するならば、このとき衝撃波は直立衝撃波より斜めの衝撃波に変化しており、衝撃波を通過するときの圧力上昇が緩和されるように流れが変化していることがわかる。

図 5.5 は、翼面付近の流線とはく離流との関係を描いた略図である。翼面近くの流線について、はく離点までは斜めの衝撃波の関係が成立すると考えられるが、流線の傾斜角はまだ小さい。はく離点以後でこの傾斜は急に大きくなり、衝撃波上流のマッハ数 M_1 とともに増す²⁵⁾。

衝撃波背後の流れが亜音速である場合、翼面近傍の流管について一次的に考えると、これは後縁に向かって次第に拡大する (亜音速圧縮)。これに対して、

$p_{T.E.}$ divergence とともに衝撃波背後に超音速領域が発生すると、流管は音速点まで次第に細くならなければいけないので (超音速圧縮)、流管は翼面より次第に離れる傾向にある。また、音速点以後では bubble は逆に収束する。 $p_2 = p_{sonic}$ の時点で bubble の急激な拡大が生ずるという現象に対して、Pearcey はこのような説明を与えた²³⁾。

5.1.2 翼面圧力分布を求める Sinnott の方法

本節では、衝撃波がまだ弱く境界層がはく離しない場合を考える。Sinnott は、以下に述べるように、衝撃波を含む定常高亜音速流において、翼面圧力分布を定める半経験理論を提案した²⁶⁾。周知のように、遷音速領域において翼面衝撃波を含む流れの解析は、空気力学上未解決の難問の一つである。Sinnott の方法は、もちろん半経験的理論であるが、物理的に妥当な仮定に基づき、NPL におけるおびただしい実験結果に支持されている点で注目に値する。

Sinnott の方法では、翼面上の流れをつぎの三つに大別する。

- (1) 翼前半の衝撃波上流の領域、(大部分は超音速領域)
- (2) 衝撃波による圧力上昇
- (3) 衝撃波と後縁の間の亜音速領域

まず、(1) について考える。5.1.1 で述べたように、主流のマッハ数が 1 に近い領域では、マッハ数凍結によって翼面上の圧力分布はほとんど変化せず一定で、マッハ数 1 における圧力分布に一致する (Sonic range pressure distribution)。

ところで、マッハ数が低く衝撃波が翼後縁に達しな

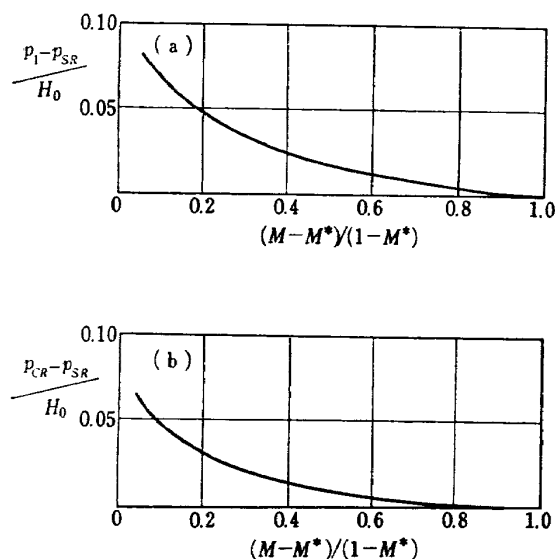


図 5.6 主流のマッハ数 M と p_1/H_0 , p_{CR}/H_0 との関係
 p_{SR} : Sonic range pressure
 M^* : 臨界マッハ数
(文献 25 による)

い場合でも、衝撃波より上流の翼面圧力分布は sonic range pressure distribution にほぼ一致する。さらに、衝撃波直前の流れの静圧 p_1 と、同じ点の sonic range pressure distribution の圧力 p_{SR} との小さい差は、主流のマッハ数 M と臨界マッハ数 M^* を知ることで経験的に与えることができる。図 5.6 (a) 参照。この結果より、主流のマッハ数を与えた場合、翼面上の各点において可能な p_1/H_0 の値、すなわち、 p_1/H_0 -locus をかくことができる。同様なことが、翼面上で主流方向の傾斜をもつ点 (crest point) についても成り立つ(図 5.6 (b))。結局、主流のマッハ数を与えた場合、衝撃波の位置をあらかじめ与えるならば、sonic range pressure distribution を修正して衝撃波上流の翼面圧力分布を半経験的に求めることができる(詳しくは原論文を参照のこと)。

つぎに、(2)において、衝撃波による圧力上昇を考える。衝撃波前後の圧力比 p_{2G}/p_1 の値は、図 5.7 に示されるように、衝撃波直前の圧力 p_1/H_0 あるいはマッハ数 M_1 によってのみ定まり、翼型および迎角には無関係である。図 5.1 (a) あるいは図 5.5 に示されるように、実際の流れでは衝撃波には幅があり、翼面上で p_1 と p_2 を与える点は一致しない。しかし、Sinnott の理論では、衝撃波の幅は無視し、衝撃波背後の亜音速領域の圧力分布を延長し、 p_1 を与える点において仮想的な p_{2G} を考え、この値を衝撃波直後の圧力とする(以後支障のない限り p_{2G} を p_2 で表現する)。

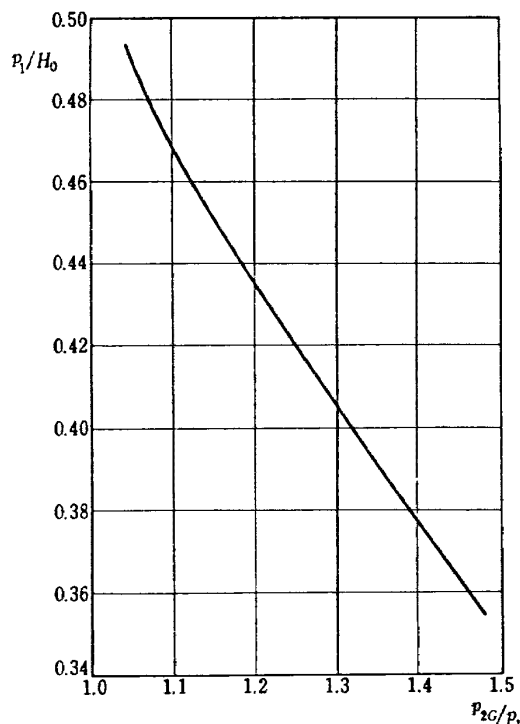


図 5.7 衝撃波における圧力比と衝撃波直前の静圧との関係 (文献 25 による)

以上のことから、 p_1/H_0 -locus が得られると p_2/H_0 -locus も図 5.7 の関係を用いて求めることができる。図 5.7 で圧力比 p_{2G}/p_1 の値は直立衝撃波に関する Rankine-Hugoniot の関係よりも小さいことに注意する。これについては、翼面の曲率および境界層の部分的な離れの二つの影響が考えられている。

最後に、(3)の領域については、翼面各点の圧力は、非圧縮流における実験値を、与えられた主流のマッハ数まで Prandtl-Glauert 変換して求めた値に一致するという興味ある実験事実が得られた。これを、Sinnott にしたがって shock free distribution と名付ける。

以上、三つの領域における流れの特性について述べた。これらの特性を利用して翼面圧力分布を求めるにはつぎのようにすればよい。まず、 p_1/H_0 -locus および p_2/H_0 -locus を、sonic range pressure distribution と実在流に適用される衝撃波圧力比曲線(図 5.7)を利用してかく。つぎに、shock free distribution を求めてこれと p_2/H_0 -locus との交点を求める。これが衝撃波の位置を与える。したがって、翼前半の圧力分布も確定する。図 5.8 参照。以上が Sinnott の方法の概要である。

5.1.3 P_{T.E.} Divergence と衝撃波の位置の変化

前節で述べた Sinnott の方法は、 $P_{T.E.}$ divergence の生ずる領域には適用されない。すなわち、衝撃波前後の圧力比(あるいは衝撃波の強さ) p_2/p_1 が一定値

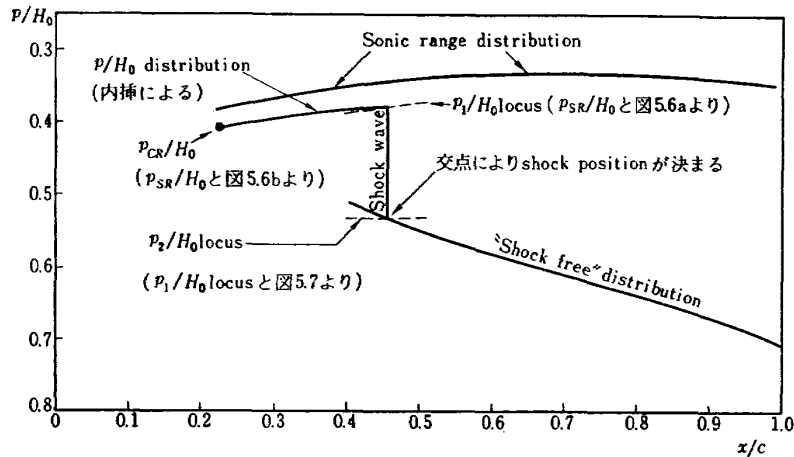


図 5.8 高亜音速流において翼面圧力分布を求める Sinnott の方法 (文献 25 による)

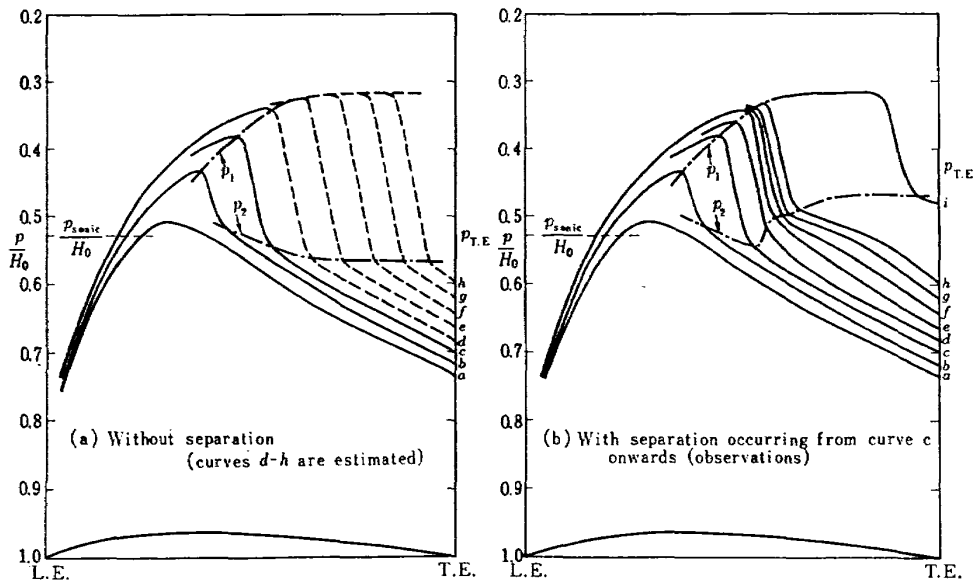


図 5.9 与えられた後縁静圧の変化に対する衝撃波位置を示す略図 (文献 23 による)

に達すると ($p_{T.E.}$ divergence), もはや適用することができない。

5.1.1 で述べたように, separation bubble の急激な拡大とともに $p_{T.E.}$ divergence が生ずる。しかし, 同時に, 衝撃波の後縁への後退の鈍化もこの時点における著しい特徴であった。この変化は何によるものだろうか? これについて再び Pearcey の議論を紹介する²³⁾。図 5.9 参照。

いま, 初めに仮想的な非はく離流を考える。これは, $p_{T.E.}$ divergence の生ずる以前の流れの延長と考えられるが, Sinnott の方法によって衝撃波の位置が求められ, この衝撃波は実際の流れにおける衝撃波位置と比較してはるかに後方になければならない。

ここにおいて境界層のはく離が生じたとする。Separation bubble の存在が, 衝撃波より後縁までの

圧力回復の大きい低下をもたらすことは前に述べたとおりである。しかし, 同時に, 後縁付近の wake flow の特性にも大きい変化をもたらしていることにも注目する必要がある。

一方, 無限後方では流れの圧力は主流の値に復帰しなければならない。この適合条件は wake においても同様に課せられるのであって, 翼後縁付近の viscous flow の状態, とくに圧力の値はこの条件により強い制約を受けることになる。境界層はく離をとまなわぬ場合, あるいは separation bubble が小さい場合は, この条件の流れ全体への影響は小さく, 翼後縁付近の狭い領域に限られる。しかし, いま, separation bubble の急激な拡大にともなって後縁付近の viscous flow に大きい変化を生じた場合, 流れはそのままでは無限後方の適合条件を満足しないであろう。それゆえ,

この後縁付近の viscous flow の大きい変化を緩和するために、external flowが逆に大きく調節されなければならない。(振動学的表現を用いれば、viscous flow より external flow への強いフィード・バックが働くといつてよい。)換言すれば、external flow を変えて、はく離点におけるはく離の強さを弱めなければならない。

ところで、遷音速流においては、前述のように翼前半の流れは“frozen”されており、はく離点は衝撃波位置に固定されている。したがって、この調整は、衝撃波の位置を前進させることによつてのみ可能である。この結果、衝撃波は弱くなり、したがってはく離の強さも減る。同時に、衝撃波と後縁の間の距離も増し、後縁における圧力の過剰な低下を免れることになる。

以上が、Pearcey の考えた viscous flow と inviscid flow (衝撃波も含む) の相互作用の構造である。この見解は、高亜音速流における境界層の shock-induced separation を理解する上においてきわめて重要であるといわなければならない。

5.1.4 Shear Layer の高さとはく離による付加的ヒンジ・モーメント

さて、以上はすべて固定翼についての議論であった。しかし、翼が舵面をもつ場合も流れの変化は全く同様である。

低速流で舵面が、たとえば、下方に変位したとする。このとき、上面の負圧は増し、下面では逆に減る。これにより、ヒンジのまわりには複元モーメントが働く。後縁における流れは亜音速であるのでここでは上下面の圧力は等しい。したがって、図 5.10 の点線のように、

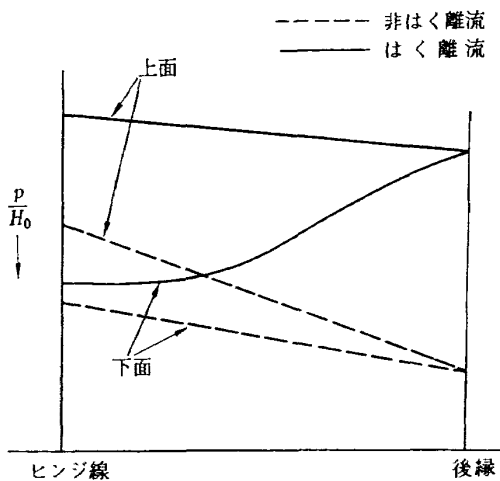


図 5.10 下方に変位した舵面上の圧力分布を示す略図

に、上下面の圧力回復の差によつて複元ヒンジ・モーメントが発生するといつてよい。

主流のマッハ数が増して衝撃波が発生しても、舵面のまわりの流れには本質的な変化はなく、ヒンジのまわりには複元モーメントが作用する (Shock free distribution!!)。ただし、このとき、舵面が下方に変位すれば上面の衝撃波は後退し、上方に変位すれば逆に前進する。さらに主流のマッハ数が増大して $P_{T.E.}$ divergence をともなうといかなる変化が認められるであろうか？

このとき、上面においては separation bubble の拡大によつて衝撃波と後縁の間の圧力回復が激減する。これに対して、下面では、後縁静圧 $P_{T.E.}$ の低下による影響は、主として後縁近くに限られる。その結果、圧力分布は図 5.10 の実線のようになり、ヒンジまわりの複元モーメントは増加する。換言すれば、 $P_{T.E.}$ divergence と同時に、舵面には、はく離による付加的複元ヒンジ・モーメントが発生する。

$P_{T.E.}$ divergence とともに、上面の衝撃波の後退は前述の理由により鈍化する。しかし、はく離の強さは、衝撃波直前の流れのマッハ数とともに、わずかな衝撃波の後退によつても大きく増す。このことは、衝撃波直後における shear layer の傾きあるいは後縁における shear layer の高さの増大によつても知ることができる。のちに 5.4 において、このような shear layer の形状の変化とはく離による非定常付加ヒンジ・モーメントの変化との相互関係を詳しく考察することにする。

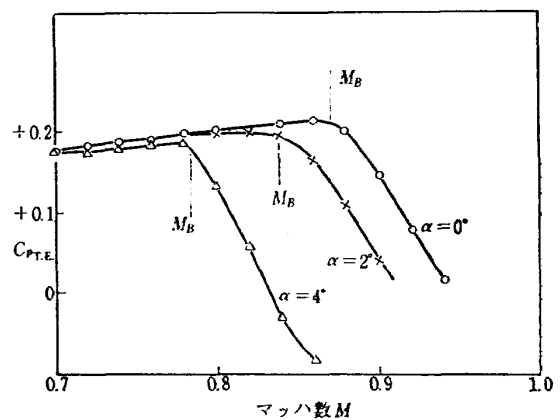


図 5.11 $P_{T.E.}$ divergence と buzz 発生的一致

$C_{p T.E.}$: 後縁における圧力係数
 M_B : Buzz 発生マッハ数
 翼: RAE 102 (10%厚, 対称)
 (文献 14 による)

5.1.5 $P_{T.E.}$ Divergence と Buzz 発生の同時性

最後に Lambourne によって得られた重要な実験結果を示す。図 5.11 でみられるように、高亜音速流における最初の型の buzz (領域 A) の発生する時期は、 $P_{T.E.}$ divergence の時期と正確に一致する¹⁴⁾。このことは、流れのはく離現象が領域 A の buzz の発生になんらかの形で本質的に関係していることを示す有力

な証左であるといえよう。

5.2 実験装置

5.2.1 実験方法と模型

すでに述べたように、本章においても、対象とする自励振動はソフト・フラッタであることを予想し、自由振動法を用い微小振動よりリミット・サイクルにいたる過渡現象を研究する。すなわち、buzz 発生中の

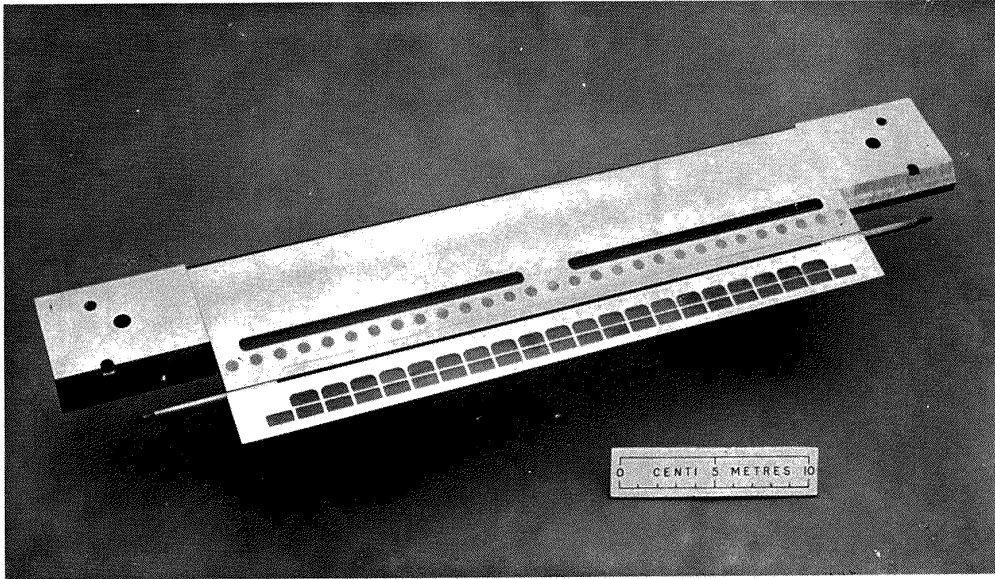


図 5.12 (a) 実験に用いた翼-舵面結合模型

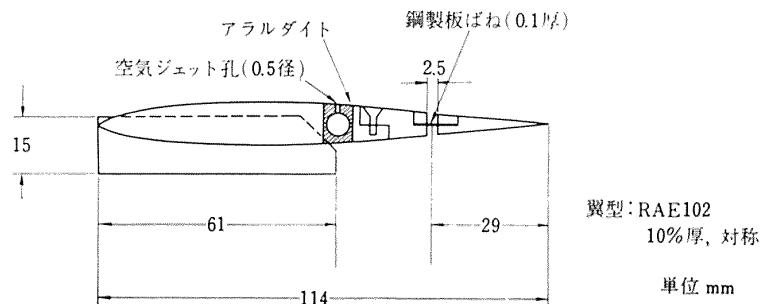
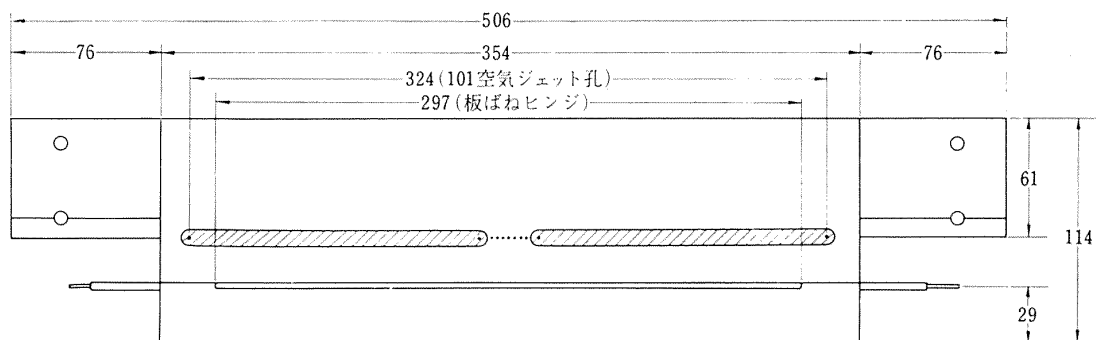


図 5.12 (b) 各部寸法を示す略図

舵角の時間的变化を測定し、これにより微小振動中の非定常ヒンジ・モーメントおよびリミット・サイクルにおける舵角振幅を求める。同時に、高速度シュリーレン法により振動中の気流変動を光学的に観察し解析する。

この実験では、とくに、無次元振動数およびレイノルズ数をかえ、これらのパラメータの buzz におよぼす影響を調べた。

実機の場合、ヒンジの剛性を増すとリミット・サイクルの舵角振幅が減少するという現象が認められ、それ自体一つの有効な防振方法になっていることはよく知られている^{13),26)}。このことから、無次元振動数がこの自励振動に対して重要なパラメータであることが推定される。

また、図 5.11 に示した Lambourne の実験によって、境界層の shock-induced separation が問題の鍵であると考えられるので、当然、レイノルズ数の影響も予想される。ただし、実験では実機への応用を目的として、模型の上下面、前縁より 10% 弦長点まで 270~300 メッシュの炭素粒を塗布して、境界層を強制的に乱流にしてある。

風洞は、英国 National Physical Laboratory 空気力学部所属の 45.7 cm×35.6 cm (18 インチ×14 インチ) 変圧風洞である。

模型は、断面が 10% 厚 RAE 102 翼型で 75% 弦長点以後を舵面とする二次元模型であり、主翼は測定部中央で左右の壁に固定されている。主翼の迎角は 4° である。

舵面には、形状が同一でヒンジまわりの慣性モーメントの値が異なる五種（その中、二種は予備試験に用いた）の模型を使用し、ばね鋼薄板によって主翼に結合されている。図 5.12 (a), (b) 参照。ばねの中心線は舵面のヒンジ線と一致しているが、実験によれば、実際のヒンジ線は主翼の後端に近い。しかし、この喰い違いの buzz の特性におよぼす影響は小さいと考えられる。主翼および舵面に関する諸元を表 5.1 および表 5.2 に示す。

測定マッハ数は $M=0.78, 0.79, 0.80$ および 0.81 の 4 点である。それぞれのマッハ数に対して、風洞のよどみ点圧力を大気圧より約 1.3, 1.6 および 1.9 気圧の 4 段階に変化させた。試験レイノルズ数の値は、主翼弦長を基準にして約 $1.6\sim 3.2\times 10^6$ である。

ばね定数が空気力に比して非常に小さいので、自励振動の振動数は主として空気力によるヒンジ・モーメントによって定まる。それゆえに、風洞のよどみ点圧

表 5.1

翼 型	RAE 102
翼 厚 比	0.10
最 大 翼 厚 位 置	0.356 c
翼 弦 長	11.43 cm (4.5 インチ)
翼 幅	35.6 cm (14 インチ)
舵面—主翼弦長比	0.25
迎 角	4 deg

表 5.2

舵 面 名 称	A	B	C	D*	E*
ヒンジまわりの慣性モーメント $I, g\cdot cm^2$	330.0	201.7	89.83	136.5	63.20
系の静止空気中の振動数 $f_0, cycle/sec$	30.90	45.18	64.50	51.90	74.40
構造減衰率 $g\beta$	0.150	0.054	0.074	0.055	0.057

* 舵面 D, E は予備試験に用いた。

力をかえると、レイノルズ数のみならず buzz の振動数、したがって無次元振動数の値も変化する。以上の理由で、無次元振動数とレイノルズ数の影響を分離して調べるために、慣性モーメントのそれぞれ異なる数種の舵面模型を必要とした。

5.2.2 空気ジェット法による Buzz の制御

すでに述べたように、ソフト・フラッタの場合、自励振動としての気流条件が満たされるならば、振動は“自然に”始まってしまう。このため、自由振動法で微小振動をも観測することができるためには、風洞気流が所定の一様マッハ数になるまでなんらかの方法で舵面を固定しておく必要がある。また、その後、気流が一様になったとき、これを敏速にかつ自然に（舵面のまわりの流れを不必要に乱すことなく）解放する工夫がいる。

この目的で、翼上面、前縁より 53.4% 弦長点（衝撃波の後方）、翼幅方向に等間隔に小孔列を作り、(図 5.12 (b) 参照)、これより約 3~7 気圧の高圧空気ジェット（風洞よどみ点圧力に応じてかえる）を翼面より吹き出して buzz を制御する方法を考案した。

高圧空気は、翼端より翼内部に設けたパイプを通して供給され、翼面上の孔とパイプ上の同径の孔との位置が互いに一致したときに空気ジェットが吹き出されるようになっている。パイプを回転することにより空気ジェットの吹き出しは簡単に制御できる。

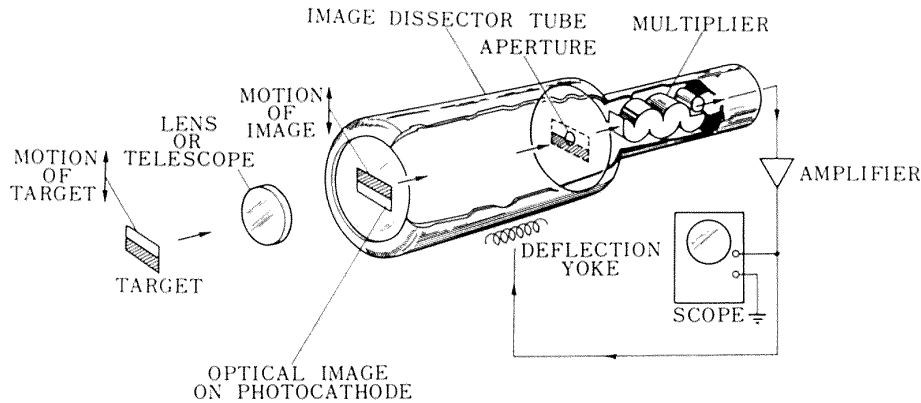


図 5.13 舵角測定装置 (オプトロン, オプトロン社製)

実験結果によれば, この空気ジェット法はきわめて有効であり, これにより buzz を自由に発生または阻止することができた。また, 空気ジェットの吹き出しを止めるに要する時間は約 2~3 ミリ秒であり, 自励振動の周期が約 10 ミリ秒であるのでその影響はたかだか1周期である。しかも, 多くの場合, 空気ジェットの吹き出しが阻止されてある時間を経過したのちに発振は始まった。

5.2.3 振動舵角の計測

舵角の時間的変化は, 変位追跡装置 (オプトロン, オプトロン社製) を用いて光学-電気系変換によってオシロスコープ上に記録された。図 5.13 は装置の原理を示す略図であり, 舵角に比例する信号が出力として取り出される。この方法では, 舵角の計測のために模型に何物をも付加する必要がない点で非常に便利であった。

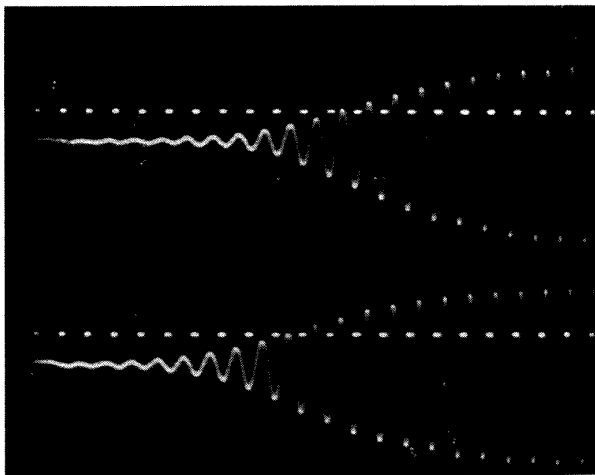


図 5.14 Buzz における舵角変化の記録
Time mark, 0.01 sec;
 $M=0.78$; $f=103.5$ cycle/sec;
 $\beta_{\max}=13.7$ deg; $R=1.6 \times 10^6$

空気ジェット供給用の制御桿にマイクロ・スイッチを取り付け, 制御桿を回転するときにスイッチの信号がオシロスコープの時間軸を掃引する。このとき, 空気ジェットの吹き出しが止まって buzz が発生する。このようにして舵角の時間的記録が得られた。図 5.14 はその記録例である。

振幅が約 3° 以下では, 振幅は時間に対して指数関数的に増大する。微小振動よりリミット・サイクルに達する間の振動数の変化はきわめて小さく, ヒンジ・モーメントを求める計算ではこの変化を無視した。測定は, 各条件についてそれぞれ4回繰返して行ない, その平均値を以下のグラフに示した。また, 予備試験結果も同時に各グラフに挿入してある。

5.3 実験結果

この実験で buzz が初めて発生するのは $M=0.78$ であった。図 5.11 で示されるように, この値は $k_{T.E.}$ divergence のマッハ数と一致する。また, 実験した範囲では, 無次元振動数とレイノルズ数の変化に対して buzz 発生のマッハ数は変わらず一定であった。

図 5.15 は, 空気ジェットによって buzz が阻止された状態における翼のまわりの流れの direct shadow-graph である。マッハ数は $M=0.79$ 。図 5.16 (a), (b) は, buzz 発生直前のマッハ数 ($M=0.77$) について, 空気ジェットを吹き出した場合および吹き出さない場合について翼のまわりの流れの比較を示す。

空気ジェットの果す作用の詳細については現在よくわからない。しかし, シュリーレン写真の示すように, 空気ジェットははく離流の内部に大きい影響をおよぼしており, したがって, 衝撃波と舵面の相互作用に大きい影響をおよぼすものと考えられる。

$M=0.82$ でも buzz は発生したが, この場合, 空気ジェットによる方法は必ずしも有効でなく, buzz

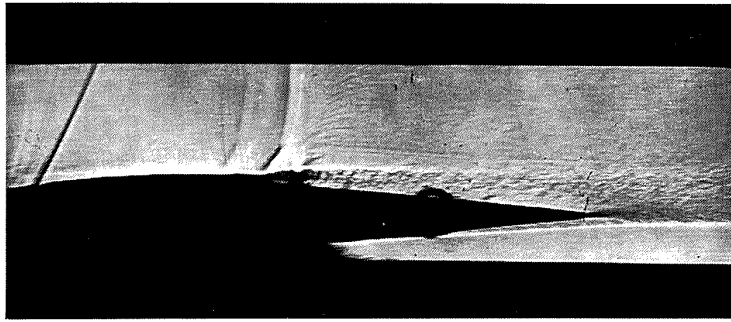
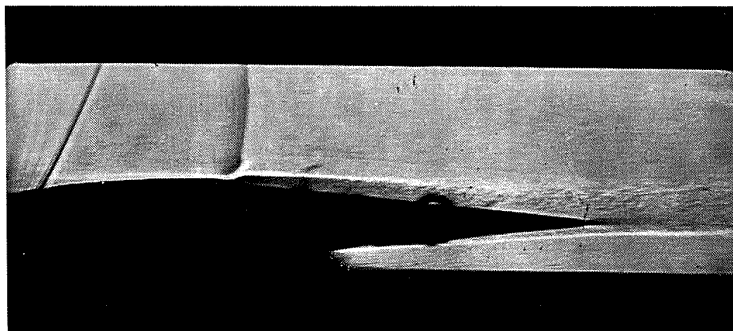
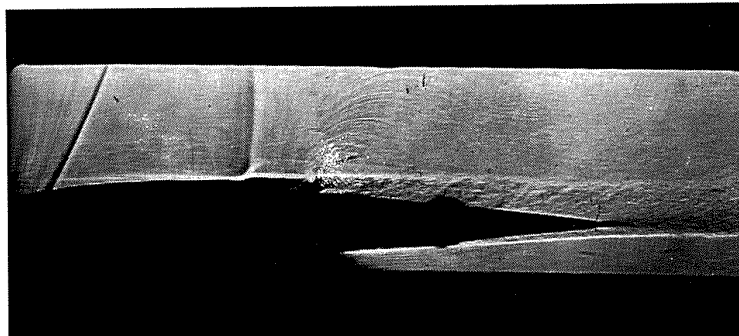


図 5.15 空気ジェットによる buzz の制御を示す direct shadowgraph
 $M=0.79$; 迎角, 4 deg; $R=1.6 \times 10^6$



(a) 空気ジェットなし



(b) 空気ジェットあり

図 5.16 (a), (b) Buzz 発生直前の流れにおいて空気ジェットの影響を示す direct shadowgraph
 $M=0.77$; 迎角, 4 deg; $R=1.6 \times 10^6$

を阻止できない場合もあった。 $M=0.82$ では、衝撃波（すなわち、はく離点）は空気ジェットの吹き出し孔の位置よりも後方に移動していた。空気ジェット法は、はく離点の後方より吹き出したときにのみ有効であるといつてよいであろう。

5.3.1 リミット・サイクルの舵角振幅

図 5.17 は、リミット・サイクルにおける舵角振幅の無次元振動数に対する変化を示す。対応するレイノルズ数の値も同時に与えてある。実験結果はすべてのマッハ数について示してあるが、主としてマッハ数 $M=0.78$ および 0.80 の結果について考察することにす

る。これらがもっとも代表的であると考えられるからである。

図 5.17 より明らかなように、リミット・サイクルの舵角振幅に対する無次元振動数の影響は非常に大きく、この値の増大とともに舵角振幅の値は急激に減少する。 $M=0.80$ では、ほぼ $\nu=0.14$ のときに振幅の値は 0 に近づく。逆に、 ν の小さい値では振幅の値は約 $\pm 19^\circ$ にも達する。レイノルズ数の影響は、無次元振動数の値の小さい場合にとくに顕著であり、一般に、リミット・サイクルの舵角振幅はレイノルズ数とともに増加する。

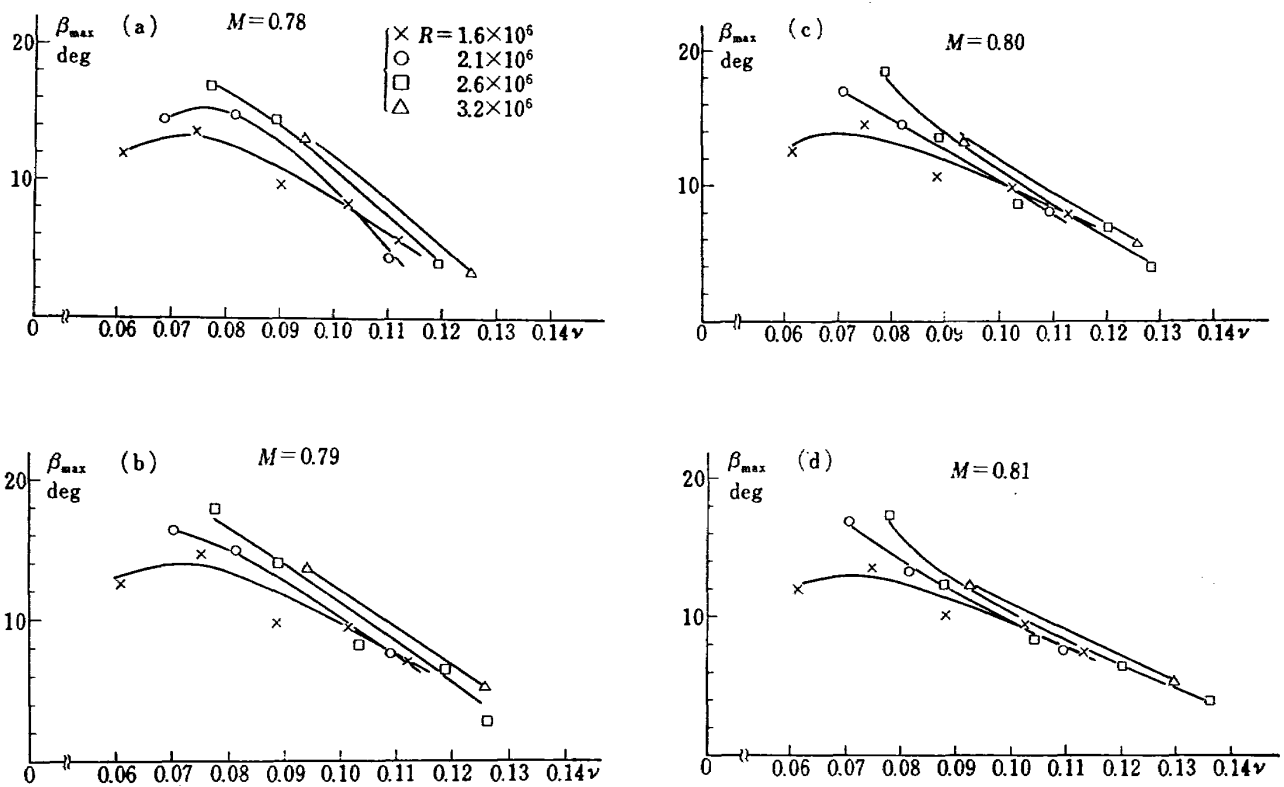


図 5.17 (a)~(d) リミット・サイクルにおける舵角振幅

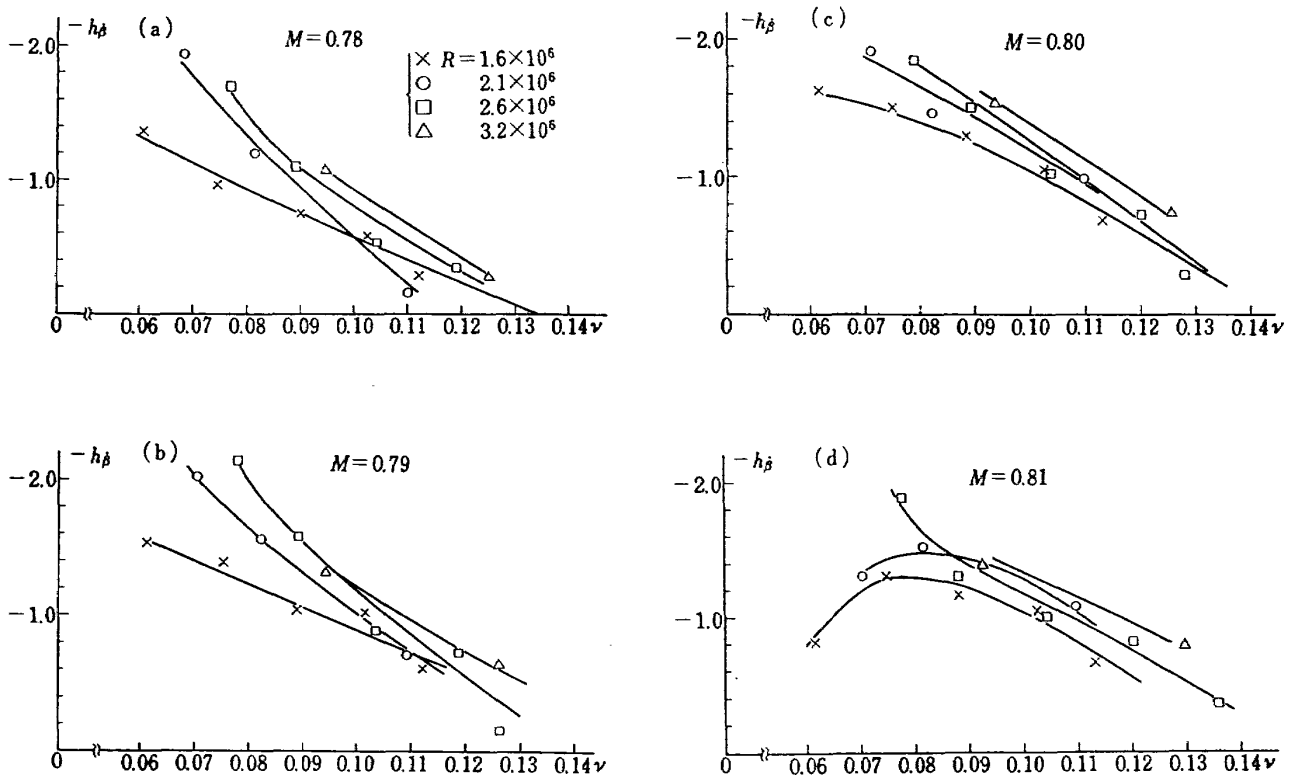


図 5.18 (a)~(d) 非定常ヒンジ・モーメントの aerodynamic damping derivative coefficient

5.3.2 微小振幅における非定常ヒンジ・モーメント

図 5.14 で明らかのように、この領域における buzz はソフト・フラッタであり、振動は小振幅より次第に成長して大振幅のリミット・サイクルに達する。図 5.15 でわかるように、衝撃波の背後では境界層ははく離し、翼のまわりの流れはきわめて複雑である。それにもかかわらず自励振動がソフト・フラッタであることは注目に値する。

(1) Aerodynamic damping derivative coefficient, $-h_{\beta}$

図 5.18 に、非定常ヒンジ・モーメントの aerodynamic damping derivative coefficient $-h_{\beta}$ の無次元振動数に対する変化を示す。無次元振動数に対する変化は非常に大きい。すなわち、 $-h_{\beta} (< 0)$ の数値は、 ν の値の増大とともに急激に減少する。とくに、 $M=0.80$ において、 $\nu=0.14$ のとき、リミット・サイクルにおける舵角振幅 β_{\max} の変化と同様に、 $-h_{\beta}$ の値も 0 に近づくのは興味深い。

レイノルズ数が増すと $-h_{\beta}$ の数値は増大する。無次元振動数とレイノルズ数の影響は、このように、非

線形振動としてのリミット・サイクルにおいて顕著であるのみならず、微小振幅においてもみられることは注目すべきである。

(2) Aerodynamic stiffness derivative coefficient, h_{β}

図 5.19 は、非定常ヒンジ・モーメントの aerodynamic stiffness derivative coefficient h_{β} の無次元振動数に対する変化を示す。同図より明らかなように、無次元振動数 ν の増大とともに h_{β} の数値は急激に減少する。通常、ポテンシャル流においては、このような大きい変化はみられない。すなわち、 h_{β} のこのような大きい変化もまた、buzz の発生する領域に特徴的な現象と考えられる。レイノルズ数の影響は無次元振動数の値の小さい範囲に限られる。しかし、それは決して小さくない。

図 5.18 および図 5.19 にみられた非定常ヒンジ・モーメントの特徴的な変化は、図 5.20 において、非定常ヒンジ・モーメントを舵面の運動に相対的な回転ベクトル表示するとき一層明らかになる。図 5.20 には、 $M=0.75$ における非定常ヒンジ・モーメントの変化も比較のために同時に示してある。(無次元振動数

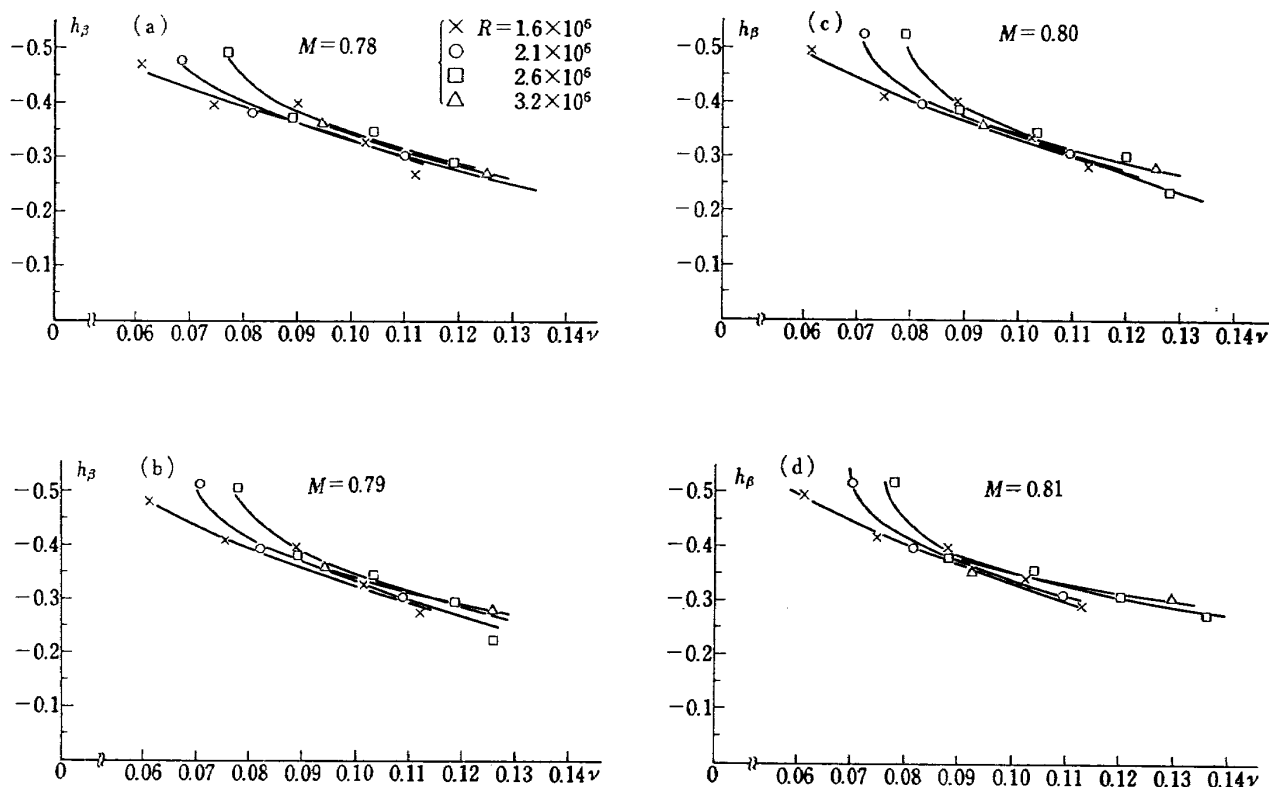


図 5.19 (a)~(d) 非定常ヒンジ・モーメントの aerodynamic stiffness derivative coefficient

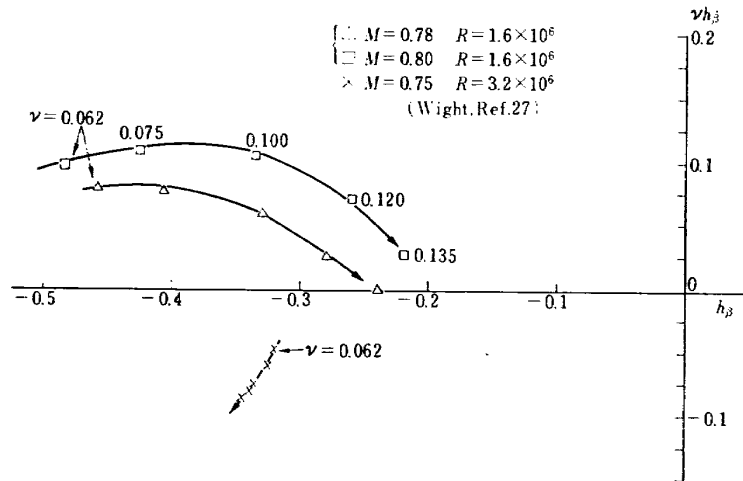


図 5.20 ヒンジ・モーメント・ベクトルの変化

の値はそれぞれ対応する。) $M=0.75$ ではもちろん buzz は発生せず、舵面の運動は正減衰である。この実験結果は、Wight により、91.4 cm×35.6 cm (36 インチ×14 インチ) 風洞において、弦長 22.9 cm (9 インチ) の同一断面翼につき強制振動法により得られた。その振幅は約 3° であった²⁷⁾。

図 5.20 で、buzz の発生にともない、非定常ヒンジ・モーメントの偏角のみならずその絶対値が無次元振動数に対して大きく変化していることがわかる。従来、buzz の振動数は、舵面のヒンジ・のまわりの慣性モーメントと定常流における空気力学的ヒンジ・モーメント (および構造的モーメント) を用いて与えられるとされていた¹³⁾。図 5.20 より、このような記述は正確でないことがわかる。また、非定常ヒンジ・モーメント・ベクトルの偏角はほぼ $\nu=0.10$ で最大となり、その値は約 20° である。

5.3.3 Buzz の特性におよぼすレイノルズ数の影響

5.3.1 および 5.3.2 における実験結果は、buzz の特性に無次元振動数が大きい影響をおよぼすということを示す。しかし、一方、レイノルズ数の影響も、とくに ν の小さい値に対して無視できないこともわかる。実験結果によれば、一般に、レイノルズ数を増すとリミット・サイクルの舵角振幅および非定常ヒンジ・モーメントの値は大きくなる。

図 5.11 よりすでに明らかであるが、buzz が境界層の shock-induced separation によって発生するということを認めるならば、現在の実験結果はレイノルズ数が大きくなると境界層のはく離が烈しくなるということの意味する。図 5.15 によって明らかのように、

衝撃波直前の境界層は乱流境界層であるのでこの傾向は一見逆説的である。しかし、Haines らの定常流における実験結果は²⁸⁾、このような現象が非定常流においても起りうるということを暗示する。

すなわち、定常流において、境界層を強制遷移させたモデルでは、レイノルズ数を極端に小さくすると (例えば彼等の実験では、厚み比 10% の翼型で約 $R=1.0 \times 10^6$ 以下)、衝撃波と後縁の間のはく離流における圧力回復が不当に改善される^{24), 28)}。(換言すれば、レイノルズ数を増すと圧力回復が悪くなる。)一方、衝撃波の上流で境界層が層流であればこのような現象はなく、レイノルズ数を増すと衝撃波と後縁の間のはく離流の圧力回復は改善される。図 5.21 を文献24より引用して示す。

模型の境界層を前縁付近で強制遷移させた場合のこの奇妙な現象については、低レイノルズ数では、dead

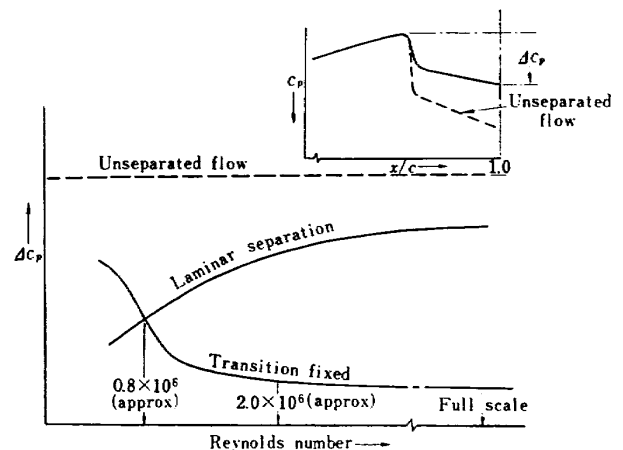
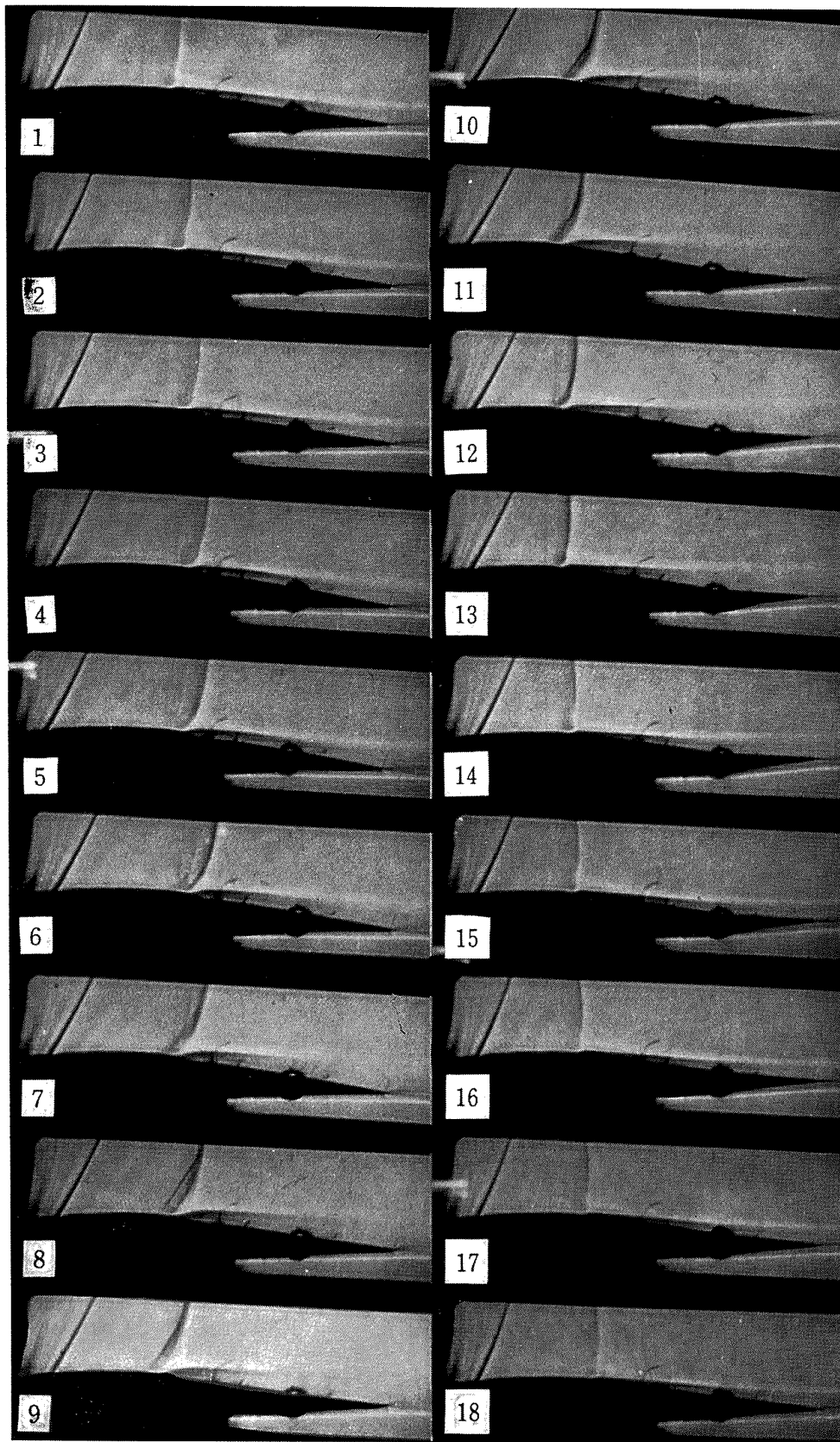
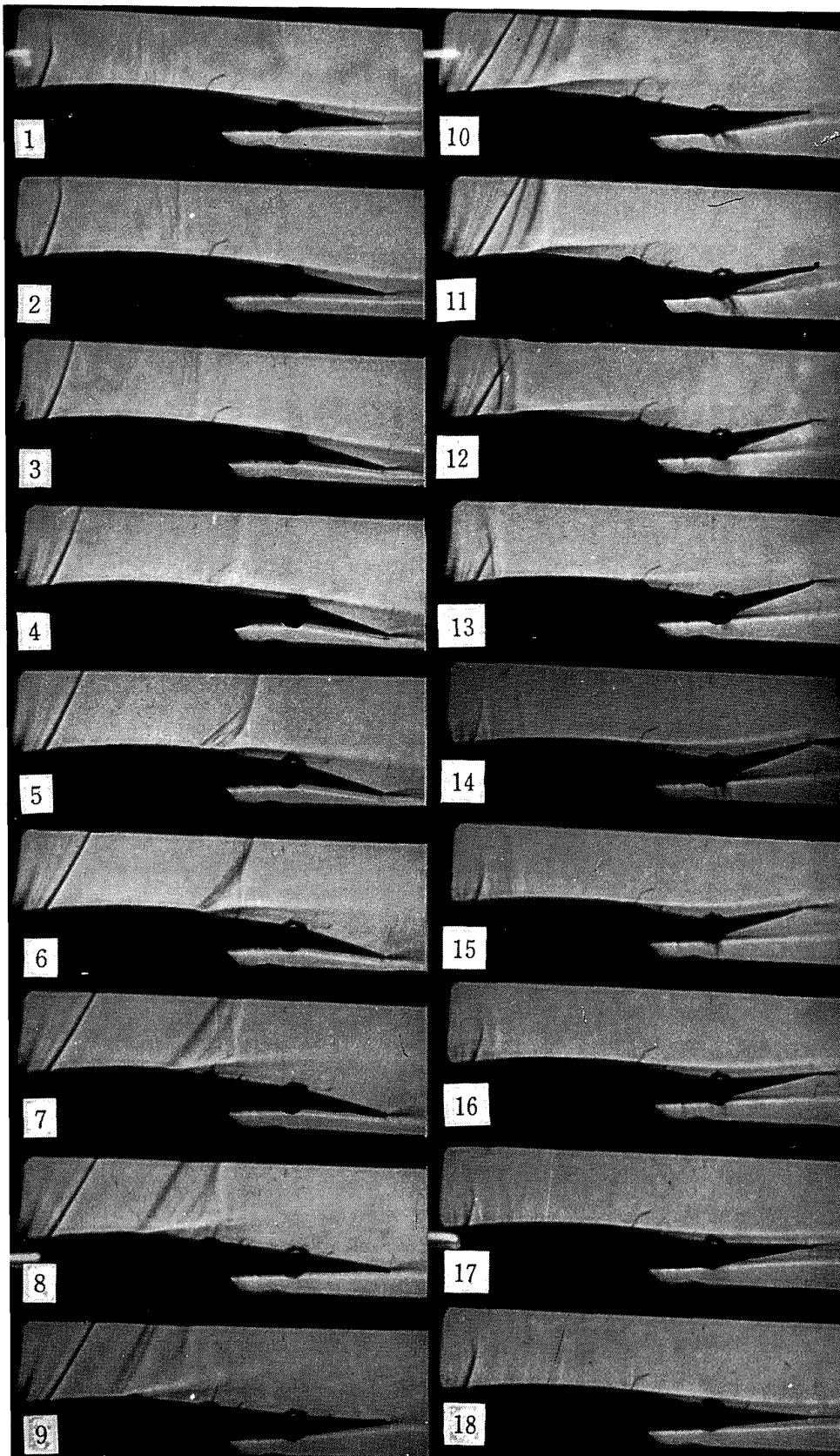


図 5.21 衝撃波より後縁までの圧力回復におよぼすレイノルズ数の影響 (文献 24 による)



(a) 微小振動 (図 5.23 における区間 Δt の 18 コマを示す)

図 5.22 Buzz の発達を示す高速度シュリーレン写真
 $M=0.78$; 迎角, 4 deg; $f=103.5$ cycle/sec



(b) リミット・サイクル

図 5.22

air region に比して shear layer の厚さが不当に厚くなり、その結果、はく離流における mixing rate が不当に改善されることによると説明されている²⁸⁾。衝撃波がヒンジの上流にある場合、舵面のヒンジ・モーメントは、このようなはく離流の微妙な変化に大きく影響されるという点に留意する必要がある。

以上の考察より、本実験の結果は Haines らの定常流の実験結果と傾向的に一致する。ただし、そのような現象の生ずるレイノルズ数の値については必ずしも一致せず、我々の実験結果では、その値は比較的大きく、 $R=1.6 \times 10^6$ を含む範囲にある。

風洞実験において、レイノルズ数の buzz におよぼす影響については、今後なお検討を要する問題であろうと思われる。

5.3.4 高速度カメラによる翼のまわりの流れの光学的観測

振動中の翼のまわりの流れの変化について、高速度カメラを用いシュリーレン法により光学的観測を行なった。

図 5.22 はその一例で、微小振動およびリミット・サイクルのそれぞれ一サイクルを示す。

図 5.23 は、微小振動における舵角、衝撃波の位置および shear layer の高さの時間的変化の記録であり、図 5.22 と同一のフィルムより読み取ったものである。ここで shear layer の高さとは、翼面上、衝撃波の各瞬間の位置より 20% 弦長後方の点における

shear layer の高さを表わす。このように定義された shear layer の高さは、その時刻における衝撃波直後の境界層のはく離の烈しさを代表するものと考えられる。

さて、高速度シュリーレン・フィルムの解析結果より、翼上面の流れについて、buzz に特徴的ないくつかの重要な現象を指摘することができる。

まず第一に、図 5.22 および 5.23 で明らかなように、衝撃波背後の shear layer の高さの変化が舵面の運動に対して著しく遅れている。これに対して、この例では、衝撃波の移動は舵面の運動にほぼ同相である。定常流において、はく離流が舵面上の圧力回復に大きい影響をおよぼしていたことを想起すれば、この shear layer の高さの変化の著しい遅れが、buzz 発生の機構を解く最初の手掛りであることは容易に推定される。

このはく離流の遅れについては、すでに Lambourne により、主としてリミット・サイクルの光学的観測結果から指摘されていた¹⁴⁾。

しかし、リミット・サイクルにおいては、図 5.22 (b) でみられるように、一サイクル中に境界層のはく離と附着が交互に発生する。すなわち、舵角の変化はほぼ正弦波であるが shear layer の高さの変化は非常に歪んだ波形であることに注意しなければならない。したがって、非線形性の強いリミット・サイクルの観測結果より buzz の発生機構を推定することはむずかしい。これに対して、微小振動では、図 5.23 にみられ

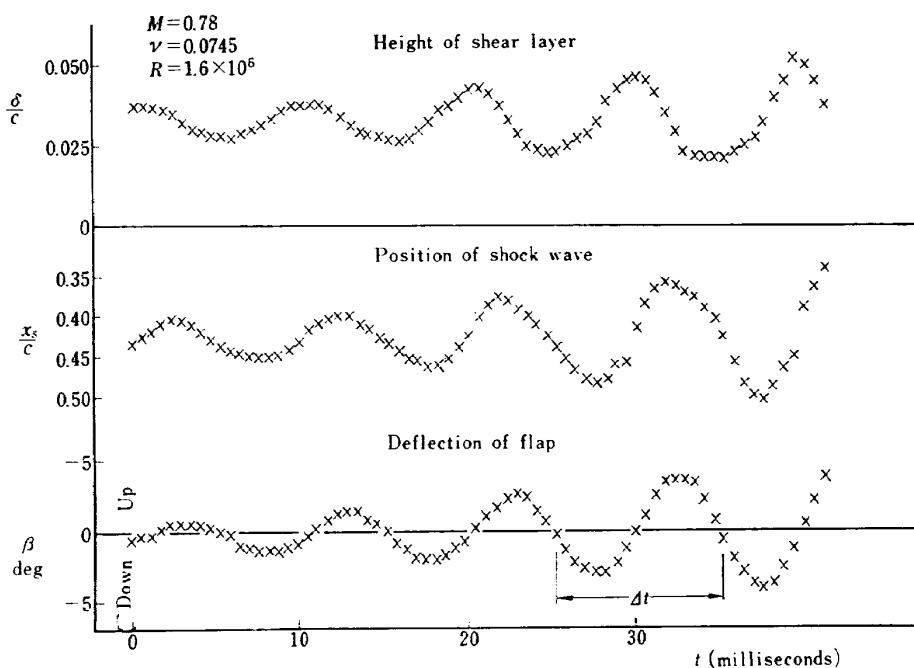


図 5.23 微小振幅における舵角、衝撃波位置および shear layer の高さの時間的変化

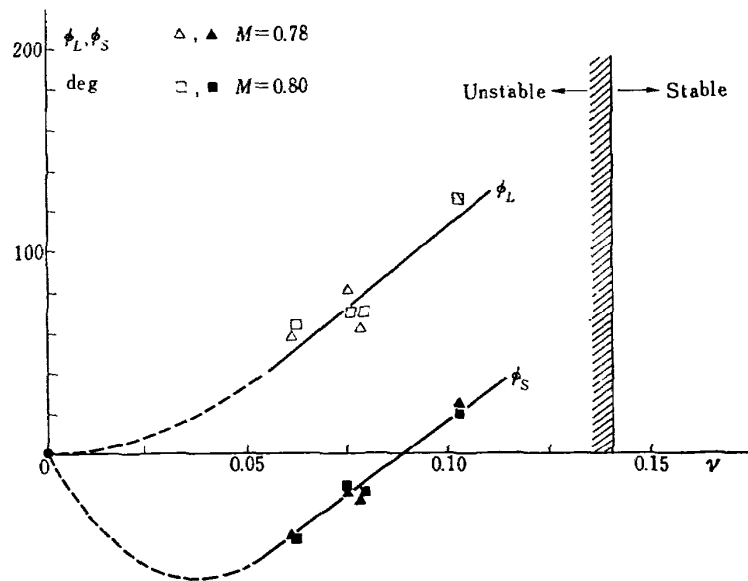


図 5.24 Shear layer の高さおよび衝撃波移動の舵面の運動に相対的な遅れ

るように、舵角、衝撃波の移動および shear layer の高さの変化はすべて $e^{i\omega t} \sin \omega t$ に近い形である。このことは重要な意味をもつ。また、5.1.1 で述べたように、定常流では、衝撃波の後退の鈍化が $\mu_{T.E}$ divergence の発生に特徴的な現象であった。しかるに、図 5.23 でわかるように、非定常流では衝撃波の移動は大きく、かつ、舵角の変化に対して十分に比例的である。衝撃波の移動に関して定常流と非定常流における差異は重要であって、この理由についても、buzz の発生機構に関して 5.5 において再論するであろう。

図 5.24 は、shear layer の高さおよび衝撃波の移動の、舵面の運動に相対的な遅れ角の変化を示す。マッハ数は $M=0.78$ および 0.80 である。

明らかに、shear layer の高さの変化は、舵面の運動に対して異常に遅れている。その値は無次元振動数の増加とともに急激に増す。これに対して、衝撃波の移動は、無次元振動数の値が小さいとき、舵面の運動に対してむしろ進み、その後、 ν の値の増大とともに次第に遅れるようになる。マッハ数による変化は両者ともほとんど認められない。

さらに、図 5.24 を詳しく調べるならば、shear layer の高さおよび衝撃波の移動の位相角の差は一定でほぼ 90° に等しい。すなわち、 $0.06 < \nu < 0.11$ において、

$$\phi_L = \phi_S + 90^\circ. \quad (5.2)$$

換言すれば、振動波形はすべて正弦波であるから、shear layer の高さの時間的变化は、衝撃波の翼面に相対的な前進速度と同相であるという結果になる。

5.3.5 実験結果の要約と問題点

本章で得られた新しい実験結果を要約するとつぎのようになる。

- (1) 領域 A における buzz はソフト・フラッタである。
- (2) 微小振幅では、舵角変化が正弦波形を示すならば、衝撃波の移動、shear layer の高さの応答もやはり正弦波である。
- (3) Buzz においては、衝撃波背後のはく離流の遅れ (shear layer の高さの変化で代表する) が著しい。
- (4) ゆっくりした振動 ($0 < \nu < 0.09$) では、衝撃波の移動は舵面の運動に対してむしろ進み、その後、 ν の値の増大とともに遅れる。
- (5) shear layer の高さの変化は、実験した無次元振動数の範囲では、衝撃波の翼面上前進速度と同相である。
- (6) 定常流では、はく離の発生 (正確には separation bubble の拡大) と同時に衝撃波の後退の鈍化が特徴であったが、非定常流ではこのような現象はない。
- (7) 微小振幅におけるヒンジ・モーメント・ベクトルは、無次元振動数に対する絶対値の変化が著しい。
- (8) shear layer の高さの変化の遅れが非常に大きい (実験した範囲では約 $60 \sim 120^\circ$)、ヒンジ・モーメント・ベクトルの遅れはたかだか約 20° である。

(9) Shear layer の高さの変化の遅れは、無次元振動数とともに単調に増加する。しかし、他方、図 5.18, $M=0.80$ の例でみられるように、ヒンジ・モーメントの減衰係数は約 $\nu=0.14$ で符号をかえる。換言すれば、はく離流の変化が遅れすぎるとヒンジ・モーメントは正減衰になってしまう。

以上列挙した特性は、いずれも buzz の発生する領域に特徴的なものと考えられ、そのそれぞれの原因を解明することが最終的に buzz 発生機構を明らかにすることになると思われる。

まず、本実験結果(3) および Lambourne の実験(図 5.11) より、buzz の発生には流れのはく離現象が本質的に寄与していることは疑いが無い。Buzz 発生の真の原因について Lambourne の考えたことは、およそつぎのようであった¹⁴⁾。

すなわち、定常流では、境界層のはく離は衝撃波による急激な圧力上昇によって生じたのであった。非定常流においても、同じ原因によってはく離が発生すると考えられるであろう。ただし、この場合は定常流と異なり、衝撃波は翼面上をある速度をもって移動するわけであるから、その強さは衝撃波の位置のみならず、翼面に相対的な移動速度にも依存する。このことはきわめて重要である。直立衝撃波の場合は、図 5.25 に示すように、Rankine-Hugoniot の式により、一樣流の流速に比して衝撃波の前進速度が小さいとき、衝撃波の強さの増分はその前進速度に比例する。

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}. \quad (\text{静止衝撃波}) \quad (5.3)$$

$$\frac{p_2'}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left(M_1 + \frac{u_s}{a_1} \right)^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}. \quad (\text{前進衝撃波}) \quad (5.4)$$

$$\frac{u_s}{a_1} \ll M_1, \quad (5.5)$$

のとき、

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \left(\frac{p_2'}{p_1} \right) - \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \approx \frac{4\gamma}{\gamma+1} M_1 \frac{u_s}{a_1}. \quad (5.6)$$

Lambourne は、主としてリミット・サイクルの観測においてこの事実を始めて指摘した¹⁴⁾。図 5.22 の

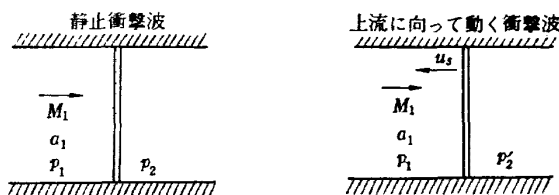


図 5.25

シュリーレン写真においても、衝撃波の強さがその移動速度により変化していることが明瞭に認められるであろう。

ところで、衝撃波の強さが増すと、その結果、はく離の強さも増す。このとき、そのはく離を生ずる面では負圧が増すであろう。したがって、舵面をその方向に動かそうとするヒンジ・モーメントが働く。図 5.10 参照。衝撃波が舵面の運動と同相に移動すれば、空気力はこのとき正の仕事をする事ができ、舵面の運動の増幅が行なわれることになる。以上が Lambourne の与えた buzz の発生機構である。

このような Lambourne の考えは基本的には正しいように思われる。同様な考え方にしたがえば、(5.2) は実験した範囲の無次元振動数の値で ($0.06 < \nu < 0.13$), 衝撃波の強さがその移動速度に完全に依存していることを暗示する。ただし、図 5.24 において、 ν を 0 に近づけると ϕ_L, ϕ_S ともに 0 に近づくであろう。すなわち、非常にゆっくりした振動においては ($0 < \nu < 0.06$), 衝撃波の強さはその位置および移動速度の函数となり、したがって、はく離流の遅れは必ずしも衝撃波移動速度のそれと同一でないことが期待される (図 5.24 の点線)。

さて、本実験結果より、過去において支配的とされていた buzz の原因はいずれも考え難いものであることがわかる。以下にこれを示す。

第一に、実験結果 (4) は何を意味するであろうか?

物理現象において、結果が原因に先行することはあり得ないから、ゆっくりした buzz において、衝撃波の位置変化が舵面の運動に対して進むということは、流れ場において情報 (舵面の運動) の伝達は十分すみやかに行なわれ、その上で、流れのいろいろな調整が行なわれていることを意味する。

すなわち、buzz においては、Erickson らが考えてのように²⁾、遷音速ポテンシャル流の特性によって衝撃波の位置変化が舵面の運動に対して遅れ、その結果、定常複元ヒンジ・モーメントが遅れる (時間遅れ振動) とすることはできない。実際、この実験では、無次元振動数がある程度大きくなって ($\nu > 0.09$), 衝撃波の移動は舵面に対して遅れるようになるが ($\phi_S > 0$), このとき、ヒンジ・モーメントはむしろ正減衰に移行する。

第二に、Phillips ら³⁾が考えたはく離流のヒステレシス効果は、実験した範囲の無次元振動数の値ではまだ十分に小さく、buzz の発生には無関係であろうと思われる。なぜならば、実験結果 (5) によれば、はく離

流の変化の舵面の運動に対する遅れは、衝撃波前進速度の遅れに等しく、これを越えることはない。したがって、流れのはく離が衝撃波の強さの過大によって生ずると考えたとき、はく離流の変化は衝撃波の強さの変化に遅れを伴うことなく追従していると考えられるからである。

ところで、Lambourne の研究では、buzz の真の原因についてのいろいろな考察が主としてリミット・サイクルの観測に基づいてなされ、定量的なものではなかった。たとえば、図 5.24 あるいは (5.2) 式のような事実が知られていたわけではない。その限りでは、buzz の原因についての一つの可能性が指摘されたに過ぎない。実際、その時点においては、Lambourne 自身、過去の諸説に対して正当な批判を下すことができず、彼も、衝撃波の移動は舵面の運動に対して常に遅れると考え、また、はく離流のヒステシスも buzz 発生の重要な因子と考えていたようである^{13),14)}。

一方、彼の所説を一步立ち入って考察するならば、つぎのような点が問題となってくる。

- (a) はく離流は非定常ヒンジ・モーメントに具体的にいかなる影響をおよぼしているか？
- (b) はく離の強さを決定する衝撃波の強さとは何を意味するであろうか？ それは決して現実の流れで観測される衝撃波前後の圧力比ではないであろう。なぜならば、定常流において、 $p_{T.E.}$ divergence の発生とともに、以後、衝撃波上流の流れのマッハ数が増しても圧力比 p_2/p_1 は図 5.4 に示すように一定となっていた。
- (c) 一般に高亜音速流において、衝撃波背後の圧力 p_2 は衝撃波の移動によって定まるのであろうか？あるいは、逆に、 p_2 の変化が衝撃波の移動を誘起するのであろうか？
- (d) 図 5.24 で示される、無次元振動数と衝撃波移動の位相角変化の関係はいかにして説明されるであろうか？
- (e) 衝撃波背後のはく離流が変化すれば、当然その影響は流れ全体に影響をおよぼすであろう。それゆえに、Lambourne のように、衝撃波の移動によるはく離流の応答のみに着目することは一面的であることを免れない。Buzz を閉ループよりなる自励振動であるとする限り、問題を全体的にとらえることが肝要であろう。

以下においてこれらの問題点を逐次考察することにする。次節では、差し当って、はく離流の変化と非定常ヒンジ・モーメントの間の関係を取り上げる。

5.4 ヒンジ・モーメント・ベクトルと Shear Layer の高さの変化との関係

表題に関係する実験結果は、前節において要約した実験結果 (7)~(9) である。

ここでは、簡明な物理的考察により、まず、非定常ヒンジ・モーメントとはく離流との相関関係を明らかにすることを試みる。

図 5.20 でみられるように、buzz の発生以前のマッハ数領域、すなわち、衝撃波による境界層のはく離 ($p_{T.E.}$ divergence) を生じない領域では、非定常ヒンジ・モーメントの無次元振動数による変化は比較的小さい。一方、5.1.4 で述べたように、定常流では $p_{T.E.}$ divergence とともにはく離による付加的複元ヒンジ・モーメントが発生する。これらの実験事実から非定常流においても、はく離による付加的ヒンジ・モーメントが発生すると仮定することができる。

すなわち、buzz の発生する領域における舵面のまわりの流れは、同じマッハ数で境界層がはく離しないと考へた仮想的な流れと、境界層がはく離することによって生じた擾乱流の重ね合わせであると仮定する。Buzz がソフト・フラッタであることが明らかになったから振動は微小振幅であることを前提としている。したがって、舵面に働く非定常ヒンジ・モーメント \vec{H} は、仮想的な非はく離流に対するヒンジ・モーメント \vec{H}_0 とはく離によって生じた付加的なヒンジ・モーメント $\vec{\Delta H}$ のベクトル和であると考えることができる。

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{\Delta H}. \quad (5.7)$$

このような仮定にしたがうとき、仮想的ヒンジ・モーメント \vec{H}_0 として、buzz 発生以前のマッハ数における非定常ヒンジ・モーメントの測定結果より、無次元振動数を一定に保って問題とするマッハ数まで外挿した値を採用することは自然であろう。図 5.11 でわかるように、buzz の発生はきわめて急激であるので、実際には buzz 発生のマッハ数に十分近いマッハ数における非定常ヒンジ・モーメントの測定値でこれを代用してよいであろう。

図 5.26 に、このようにして求めた付加的ヒンジ・モーメント $\vec{\Delta H}$ の偏角 ϕ_H (定常流復元ヒンジ・モーメントに相対的な遅れ角) およびその絶対値 $|\vec{\Delta H}|$ の無次元振動数に対する変化を示す。マッハ数は $M = 0.78$ および 0.80 であり、 \vec{H}_0 としては、図 5.20 で示した $M = 0.75$ の値を採用した。

図 5.26 で明らかのように、付加的ヒンジ・モーメント・ベクトル $\vec{\Delta H}$ の偏角の変化は、マッハ数によって変わらず、かつ、図 5.24 で示された shear layer

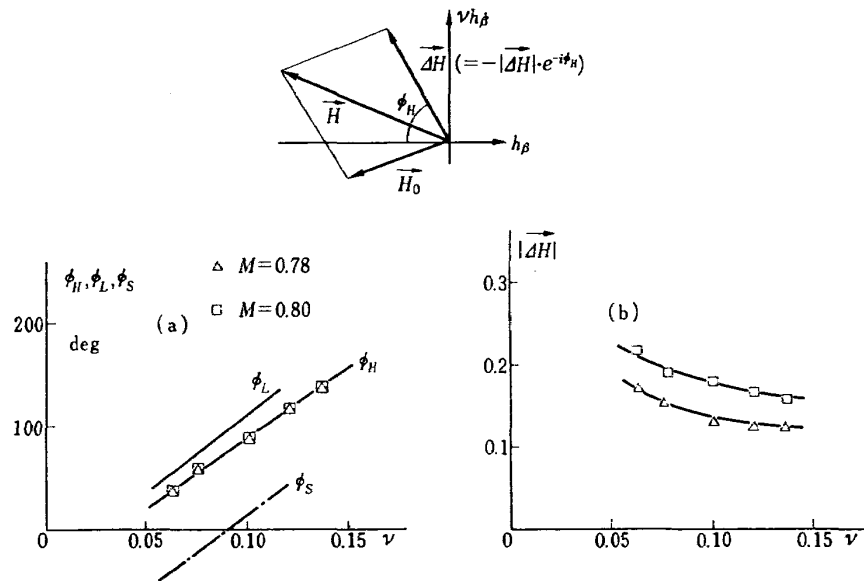


図 5.26 はく離による付加的ヒンジ・モーメントの変化

の高さの変化の遅れ ϕ_L によく一致している。マッハ数による差異は、その絶対値においてのみみられ、無次元振動数による変化はともに小さい。

以上の考察により、図 5.20 における非定常ヒンジ・モーメント・ベクトルの無次元振動数に対する変化をつぎのように理解することができる。

定常流では、衝撃波による境界層のはく離、すなわち、 $\mu_{T.E.}$ divergence の発生と同時に、付加的複元ヒンジ・モーメントが発生する。その値は、はく離の強さ、したがって、衝撃波の強さにより定まる。このとき、全ヒンジ・モーメントは、仮想的非はく離流のヒンジ・モーメントとはく離による付加的ヒンジ・モーメントの和である。

非定常流においても同様な関係が成り立つ。ただし、この場合、全ヒンジ・モーメントは上記二つのヒンジ・モーメントのベクトル和で表わされることになる。

非定常流で、衝撃波の強さが、主として衝撃波の翼面に相対的な移動速度によって定まる場合には、付加的ヒンジ・モーメントは衝撃波の移動速度と同相である。

一方、無次元振動数のあまり大きくない範囲では、 ϕ_S の絶対値は小さい。換言すれば、衝撃波の移動は舵面の振動とほぼ同相である。したがって、付加的ヒンジ・モーメントの変化は舵面の運動速度とほぼ同相になる。つまり負減衰モーメントとなる。このために全ヒンジ・モーメントが負減衰になる。

無次元振動数の値が大きくなると、衝撃波の移動は舵面の運動に対して遅れるようになり、その遅れ角は

次第に増す。これにともなって、付加的ヒンジ・モーメントの遅れ角 ϕ_H は増大し、この値が 180° を越えると正減衰になる。したがって、全ヒンジ・モーメントが正減衰になり buzz の発生が止む。(正確に言えば、 \vec{H}_0 の寄与があるので全ヒンジ・モーメントの減衰項が 0 になることが中立安定の条件を与える。)

付加的ヒンジ・モーメント $\vec{\Delta H}$ の絶対値は、仮想的非はく離流のヒンジ・モーメント \vec{H}_0 のそれと比較して決して小さくない。この $\vec{\Delta H}$ が、無次元振動数の増大とともに大きく回転するので、全ヒンジ・モーメント・ベクトルの絶対値に大きい変化を生ずることになる。

以上の議論から、はく離による付加的ヒンジ・モーメントという概念を導入することにより、本節冒頭に挙げた実験事実が合理的に理解できるということがわかる。

また、衝撃波の移動の遅れおよびはく離流のヒステレシスという、過去において buzz の発生に重要であると考えられた二つの因子はいずれも不要であることもわかる。このことはすでに前節で注意した。

さらに、Smilg は、ポテンシャル流のヒンジ・モーメントがこの二つの要因に基づいて絶対値を一定に保ってある角度だけ遅れると考えた⁴⁾。現在の実験結果は、このような Smilg の考えも同様に成り立ち難いことを示している。

5.5 非定常遷音速流に関する半経験理論

—Buzz の発生機構に対する一つの試み—

前節で、非定常ヒンジ・モーメントの無次元振動数

に対する変化を考察するに当たって、衝撃波の移動はいわば既知であるかのように取り扱い、その結果生ずる流れの変化を論じた。しかし、buzz を閉じたループで構成される自励振動とみた場合、このような考察はやはり一面的であることは免れ難い。非定常流における衝撃波の移動——無次元振動数の小さい値では舵面の運動に対して進み、以後、 ν の増大とともに遅れる——を説明することにより、最終的に buzz の問題が解決されるものとする。しかし、一方、衝撃波の移動を論ずることは、遷音速領域で衝撃波がいかにして発生するかという未解決の難問に触れないわけには行かない。

5.1.2. において、定常高亜音速流における Sinnott の半経験理論を紹介した。彼の理論は、この難問に対して一つの解答を与えているようである。この方法は、それ自身、なお多くの問題点を包蔵しているにもかかわらず（たとえば、文献 22 を参照）、NPL における数多くの実験結果に支持されており、著者の信ずるところ、現象の物理的本質を把握し得ているものと思われる。以下においては、Sinnott の理論を骨子にして、定常はく離流における Pearcey の知見を援用し、非定常遷音速流における翼面圧力分布を定める方法を考察する。その結果より、実験において見出された buzz の特異な挙動が合理的に理解できることが示される。

5.5.1 Sinnott の方法の非定常非はく離流への拡張

ここでは非定常非はく離流を対象とし、5.1.2 で紹介した Sinnott の方法を非定常流に拡張することを試みる。

- (1) 衝撃波前方のいわゆる supersonic flow について考える。これは定常流の場合と全く同一であると仮定する。図 5.22 のシュリーレン写真でも明らかのように、微小振幅では、衝撃波上流の変化は小さく、buzz の発生する高マッハ数領域を含めていま述べたことは十分正確に成り立つようである。
- (2) 衝撃波前後の圧力上昇に関しては、図 5.7 の縦軸に、衝撃波直前の圧力 p_1 の代りに流れの局所マッハ数 M_1 を採用する。衝撃波が翼面上を前進速度 u_s で動く場合は、衝撃波の移動に相対的な上流のマッハ数は $M_1 + u_s/a_1$ となる。ここで、 a_1 は衝撃波直前の流れの音速である。そこで、非定常流における衝撃波前後の圧力上昇の関係として、図 5.7 において M_1 の代りに $M_1 + u_s/a_1$ とお

く。直立衝撃波に関する Rankine-Hugoniot の関係と同様、図 5.7 の関係は任意の移動をする衝撃波について成り立つと仮定するわけである。

- (3) 衝撃波と後縁の間の shock free distribution を考える。これについては、第一近似として、定常な基礎流（舵角 0° の流れ）に亜音速非定常線形理論によって計算される流れを重ね合わせることにによって与えることができよう。もともと、平板翼に対する線形理論は、舵面をまわる流れに対して、非圧縮流についても余りよい近似を与えないとされている。しかし、たとえば、W.P. Jones の方法により境界層の排除厚、翼厚などの影響を考慮して、線形理論の範囲でこれを著しく改善することは可能である²⁹⁾。したがって、非定常流においても、任意のマッハ数で shock free distribution を精度よく求めることは原理的に可能であると考えてよい。

以上のようにして、非定常非はく離流について翼面圧力分布が求められたことになる。具体的にその方法を述べるとつぎのようになる。

まず、与えられたマッハ数で、sonic range distribution を利用して舵面の変位に対応する p_1/H_0 -locus をかく。つぎに、舵面の与えられた運動に対する shock free distribution を非定常線形理論を利用して求める。各時刻における衝撃波の位置は、その時刻に対応する shock free distribution と p_2/H_0 -locus とを、図 5.7 で与えられる衝撃波圧力比の関係を満足するように接続することにより定められる。ただし、図 5.7 を利用するとき、衝撃波直前のマッハ数としては有効マッハ数 $M_1 + u_s/a_1$ をとるべきで、衝撃波の速度 u_s があらかじめわかっているなければならない。しかし、最初の手順ではこれを無視し、衝撃波の圧力比 p_2/p_1 としては定常流における衝撃波直前のマッハ数 M_1 によって定まる値を利用する。この操作によって衝撃波の移動が第一近似として求まるので、これより衝撃波の速度が求められ、あらためて図 5.7 の関係を修正して近似を進めて行く。すなわち、逐次近似の方法により最終的に正しい衝撃波の位置が定められることになる。

図 5.27 は、図 5.8 において主流のマッハ数を一定にして舵面に一定振幅の定常的あるいは振動的変位を与えた場合に相当し、とくに衝撃波近傍の圧力分布および衝撃波移動の軌跡を拡大して示した略図である。横軸は翼弦上の位置、縦軸はその点の圧力の値（下向きを大）を示す。

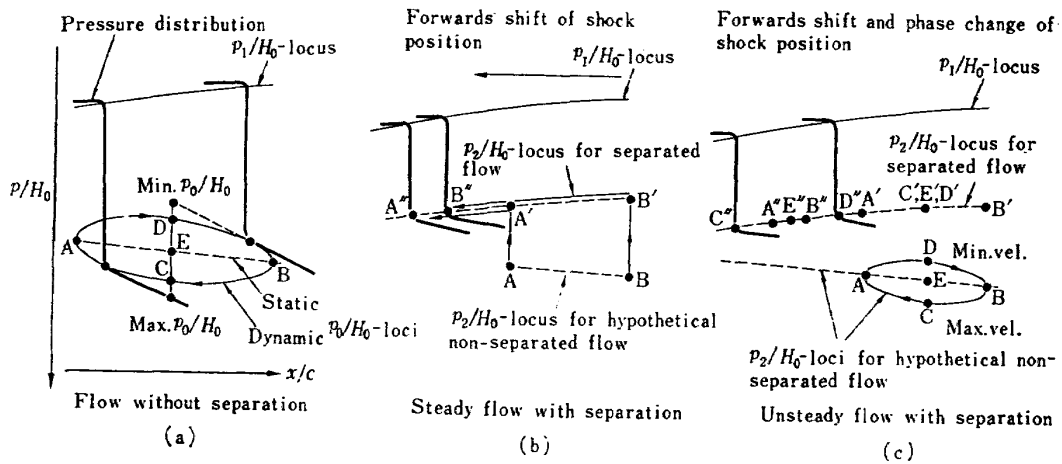


図 5.27 いろいろな流れにおける衝撃波位置の変化

図 5.27 (a) が今問題にしている非はく離流の場合である。図において、舵面の定常的変位に対応する衝撃波背後の圧力 p_2/H_0 の軌跡は、点線 AEB で示される。A および B は、舵面をそれぞれ上方および下方に傾けた場合に対応する。

これに対して、非定常流では、その軌跡は一つの閉じたループ ADBCA になっていることを注意しなければならない。これは先に述べたように、衝撃波の位置が同一でも、そのときの前進あるいは後退速度によって衝撃波の強さ p_2/p_1 が異なり、その結果、衝撃波背後の圧力 p_2/H_0 の値が異なるからである。たとえば、平均舵角に対応する定常流の p_2/H_0 -locus 上の点を E、非定常流において同じ位置の前進および後退衝撃波の p_2/H_0 -locus 上の点をそれぞれ C、D とする。C では衝撃波が前進しているため、その強さは同じ位置の定常衝撃波よりも大である。したがって C 点は E 点の下方にある。逆に、後退衝撃波 D 点は E 点の上方にある。

とくに、衝撃波の移動が十分早い場合には、有効マッハ数 $M_1 + u_s/a_1$ の中、 M_1 の場所による差異が無視できて、衝撃波における圧力比 p_2/p_1 の変化は衝撃波の速度 u_s のみによって定まることになる。

ただし、ここで再度強調しておきたいことは、境界層のはく離が生じない限り、衝撃波が出現しても舵面のヒンジ・モーメントは shock free distribution によって定められるということで、衝撃波の位置は翼後半の shock free distribution と翼前半の超音速流を接続するときに決定される。この関係は、振動が早くなって衝撃波の強さがその移動速度 u_s のみによって規定される場合にも変わらない。したがって、舵面のヒンジ・モーメントは、この場合も、依然として shock free

distribution により決定される。5.4 節、式 (5.7) で定義された仮想的非はく離流におけるヒンジ・モーメント \vec{H}_0 は、実は shock free distribution におけるヒンジ・モーメントにほかならないことを指摘しておきたい。線形理論の示すところにしたがえば、 ν の非常に小さい範囲を除けば \vec{H}_0 は正減衰である。

衝撃波が強くなり、境界層がそのためにはく離すると、これにより流れは大きい変化を受ける。したがって、舵面のヒンジ・モーメントも大きく変化する。このとき始めて、衝撃波の移動が舵面のヒンジ・モーメントに直接影響をおよぼすようになる。

衝撃波の移動が、非はく離流およびはく離流において演じる役割はこのように大に異なると考えられる。この差異は、buzz の発生を理解する上においてきわめて重要であると考えられるが、Lambourne の議論においては全く触れられていない。

はく離非定常流についての詳しい議論は次節以後で行なう。以下においては、振動が早い場合、有効マッハ数 $M_1 + u_s/a_1$ が u_s/a_1 のみで決定されるという点を事例について吟味しよう。

数値例 1:

図 5.1 の場合を例にとる。 $M=0.78$ の場合を考える。図より、衝撃波位置は $x_s/c=0.50$ 、さらに、衝撃波直前のマッハ数 $M_1=1.30$ が知れる。

このとき、衝撃波の移動振幅 $\frac{\Delta x_s}{c}=0.1$ に対する M_1 の変化 ΔM_1 は、

$$\Delta M_1 = 0.025$$

一方、 $\nu=0.1$ における u_s/a_1 の変化は、

$$\frac{u_s}{a_1} = \frac{\omega \Delta x_s}{a_1} = \frac{\omega c}{V} \cdot \frac{V}{a_1} \cdot \Delta \frac{x_s}{c} \approx 0.034$$

この例では必ずしも ΔM_1 は無視できるほど小さくはないが、 u_s/a_1 が相対的に大きいことが了解できるであろう。迎角が増すと ΔM_1 が減少することが期待される。

なお、図 5.27 (a) において、舵面の運動に相対的な衝撃波の移動を考えるときは、平均位置のまわりの微小振動が問題であるので、衝撃波移動の平均位置 (E, C, D 点で代表される) における shock free distribution の圧力 p_0/H_0 の、舵面の運動に相対的な変化をまず考えて、この p_0 の変化に相対的な衝撃波の移動を論ずればよろしい。すなわち、 ϕ_1 を、 p_0/H_0 の舵面の運動に相対的な遅れ、 ϕ_2 を p_0/H_0 に相対的な衝撃波移動の遅れとすると、非はく離流における衝撃波移動の舵面の運動に相対的な遅れ $\tilde{\phi}_S$ は

$$\tilde{\phi}_S = \phi_1 + \phi_2 \quad (5.8)$$

で与えられる。

5.5.2 定常流再論

つぎに、衝撃波の圧力比 p_2/p_1 が過大となって境界層がはく離する場合を考えよう。まず、最初に定常流についてもう一度考察する。

図 5.27 (b) において、仮想的な非はく離定常流の p_2/H_0 -locus は、Sinnott の関係により A—B の点線によって表わされるとする。A, B は、それぞれ、舵面が最上方、最下方に変位した場合に対応する。すでに述べたように、 $p_{T.E.}$ divergence の発生する流れでは、衝撃波の圧力比 p_2/p_1 が一定値となったのであった。

いま、図 5.27 (b) において、衝撃波が A—B の位置にあるとき境界層がはく離したとする。そのときの圧力比 p_2/p_1 は上述の一定値になるであろう。したがって、衝撃波直後の圧力 p_2/H_0 は、図において A→A' および B→B' と変化する。(思考実験における中間段階 A'—B' が実際の流れの p_2'/H_0 -locus 上にあるとすることは一つの仮定であり、Pearcey の論文²³⁾には明確には示されていないが、彼の議論より当然要請されるべきものである。) すでに述べたように、衝撃波直前のマッハ数 M_1 が増すとはく離の強さ—separation bubble の大きさ—は増す。図 5.3 (b) 参照。しかるに、衝撃波の圧力比 p_2/p_1 は現実の流れでは一定となっているので、はく離の強さとこの圧力比との間にはもはや直接の対応はない。はく離の強さは、その点における仮想的な非はく離流の衝撃波の圧力比 p_2/p_1 (図 5.7 によって与えられる) と直接対応

すると考えられる。あるいは、はく離の強さは、衝撃波直前の流れのマッハ数 M_1 によって決定されるといってよいであろう。

ところで、5.1.3 で述べたように、wake 上、無限後方において圧力回復の要請があり、はく離点が A'—B' にあるときはこれを必ずしも満足することができない。それゆえに、後縁付近の流れに対するはく離の影響を弱めるために、はく離点、すなわち、衝撃波の位置が新しい p_2/H_0 -locus 上を前進させられたのであった。図 5.27 (b) において、A'→A'' および B'→B'' がそれである。

5.5.3 非定常はく離流における衝撃波の位置

(1) 非定常はく離流における衝撃波前後の圧力比とはく離の強さとの関係

非定常流の場合、境界層のはく離にともなってしまうような変化が考えられるであろうか？ 現在、その詳細な機構については不明である。そこで、つぎのような仮定を設ける。

(a) 非定常流においても、衝撃波によって誘起される境界層のはく離の強さは、同じ移動をする衝撃波が仮想的非はく離流においてもつ強さ—図 5.7 の Sinnott の関係—によって定まる。換言すれば、はく離の強さは有効マッハ数 $M_1 + u_s/a_1$ によって定まる。

(b) 非定常流においても、境界層がはく離すれば、衝撃波の圧力比 p_2/p_1 は、以後、有効マッハ数が増大しても定常流と同じ一定値になるとする。

衝撃波直前の圧力 p_1/H_0 の値は非定常流でも定常流の場合と同一であるから、仮定 (b) によって、 p_2/H_0 -locus は、定常、非定常流を通じて同一の曲線で代表されることになる。すなわち、非はく離流においては動的な p_2/H_0 -locus は一つの閉じたループであったが、はく離流においては退化した単一の曲線となる。これはいささか簡略すぎて不自然であるかもしれない。しかし、このような簡単なモデルにおいても、衝撃波位置におけるはく離の強さ、separation bubble の大きさ、衝撃波と後縁の間の流れの圧力回復などについて、定常流と非定常流の間に大きい差異が存在しうることに注意しなければならない。なぜならば、はく離の強さは仮定 (a) によって、 M_1 あるいは $M_1 + u_s/a_1$ によって定まるからである。

さて、つぎに、非定常流における wake 上の適合条件を考察する。

(2) 非定常はく離流における wake 上の適合条件と衝撃波位置との関係

本節における目的は、5.3 において示されたつぎの実験事実を説明することにある。

- (a) ゆっくりした buzz においては、衝撃波移動の位相は舵面の運動に対して進む。すなわち、図 5.24 において、 $0 < \nu < 0.09$ で $\phi_S < 0$ 。
- (b) 非定常流では衝撃波の移動振幅が大きい。すなわち、定常流では、 $p_{T.E.}$ divergence とともに衝撃波の後縁に向っての後退が鈍化するが、非定常流ではこのようなことはない。

そこで、まず、ゆっくりした舵面の運動を対象とする。この場合、5.1.3 で考えられた wake 上の適合条件は、非定常流においても定常流と全く同様であると仮定する。

図 5.27 (c) において、舵面の一定振幅の変位に対応する仮想的非はく離流につき、衝撃波背後の圧力 p_2/H_0 の軌跡— p_2/H_0 -locus—を考える。軌跡 AEB (点線) および ADBCA (実線) はそれぞれ、舵面の一定振幅の定常的変位および振動的変位に対応する。E 点および C, D 点は、翼面上の任意の点における、それぞれ、定常および非定常 p_2/H_0 -locus 上の点とする。A および B 点は locus 上の両端点である。(定常および非定常流における p_2/H_0 -locus 上の両端点は便宜上一致させてある。ゆっくりした振動を問題とする限り、両者はほぼ一致すると考えてよいであろう。)

さて、定常はく離流の p_2/H_0 値は、上述の wake 上の適合条件により、E 点より E' 点、さらに新しい p_2/H_0 -locus 上を前進して E'' 点となる。つまり、衝撃波位置が前進する。

これに対して、非定常非はく離流の p_2/H_0 -locus 上で、C 点は E 点の下方にある。これは、前述のように、前進衝撃波の場合、その強さは定常衝撃波より大であるからである。ここで境界層のはく離を考えると、C' 点で示されるはく離の強さは同一位置にある定常衝撃波 (E' 点) よりも大である。したがって、wake 上の適合条件によって衝撃波が前進させられる場合、C'' 点は E'' 点よりも上流になければならない。その理由は、E'' 点における定常衝撃波よりも同じ点における前進衝撃波の方がはく離の強さが大であり、C'' 点を E'' 点よりも上流に置くことにより、それだけマッハ数 M_1 も小さくなり、したがって、はく離の強さも弱くなり、また、衝撃波と後縁の間の距離が増大し、結果として、後縁付近ではく離の動的影響が相殺されるからである。

逆に、後退衝撃波の場合、D'' 点は E'' 点の下流になければならない。いま、流れの調整は遅れをとまう

ことなく行なわれると考えているので、これらはすべて同時刻の現象で、ある時刻の舵面の振動的変位に対して、衝撃波位置は、非はく離流においては C 点に、同時刻にはく離流では C'' 点にあることになる。D, D'' 点についても同様である。換言すれば、はく離非定常流における衝撃波の移動は、仮想的な非はく離非定常流における衝撃波の移動に対して位相が進んだ関係にあることが要請される。これが本節冒頭の実験結果 (a) の理由である*。

つぎに、実験結果 (b) について考える。便宜上、図 5.27 (c) において、仮想的非はく離流の p_2/H_0 -locus 上の点、E, C, D が衝撃波移動の平均位置に対応するものとする。

いま、無次元振動数が 0 より次第に増加する場合を考える。このとき、C 点では衝撃波前進速度が次第に大きくなり、逆に D 点ではその後退速度が増す。その結果、衝撃波の強さは、次第にその移動速度に依存するようになる。これは既に述べたとおりである。定常流では、B, A 点で衝撃波の強さが、それぞれ、最大、最小であったが、非定常流では、ついには、C, D 点で、最大、最小となる。また、一サイクル中の衝撃波の強さの変動振幅も無次元振動数とともに増す。

ここで境界層のはく離を考えると、はく離の強さは定常流では、それぞれ、B', A' 点で、非定常流では、それぞれ、C', D' 点で最大、最小となる。そして、はく離の強さの変動振幅も無次元振動数とともに増す。

Wake 上の適合条件を導入する場合、いま示した事情を考慮すると、C'' 点は A'' 点を飛び越えて上流に位置することがあり得ることになる。逆に、D'' 点は B'' 点よりも十分下流にあることになる。極端な場合 D 点で衝撃波の後退速度が十分大となり、その結果、

* いま述べた議論を、とくに、衝撃波移動の両端点 A, B について適用する。この場合、衝撃波の移動速度が 0 であるので、対応する非定常はく離流における衝撃波位置 A'', B'' は定常はく離流における位置と一致することになる。したがって A'', B'' では位相進みがなく、C → C'', D → D'' における位相進みは部分的な位相進みにすぎないのではないかという疑問を生ずることになる。実は、本文のつぎに述べる議論により、非定常流では、衝撃波移動の振幅が振動数とともに単調に増大することが示される。このため、A → A'', B → B'' においても同様に位相が進むことになる。

表 5.3

M	定常はく離流				仮想的定常非はく離流		
	x_s/c	M_1	p_2/p_1	\bar{p}_{2G}/p_1	\bar{x}_s/c	\bar{M}_1	\bar{p}_{2G}/p_1
0.84	0.56	1.365	1.50	1.58	0.87	1.40	1.65

p_{2G}, \bar{p}_{2G} : Sinnott の理論における衝撃波直後の圧力

衝撃波が弱くはく離を生じないならば、D' 点は D 点に一致する。換言すれば、非定常はく離流中の衝撃波の移動振幅は、無次元振動数とともに増す。これが実験結果 (b) に対して考えられる理由である。

衝撃波の移動振幅が非定常流では大きくなり得るといふ議論を、実例について吟味してみよう。

数値例 2: (図 5.1(a) より)

図 5.1(a) の例で、主流のマッハ数が $M=0.84$ の場合を考える。表 5.3 に示すように、このとき、翼上面の衝撃波位置は前縁より約 56% 弦長点であり、衝撃波直前のマッハ数は $M_1=1.365$ 、その圧力比は $p_2/p_1=1.50$ である。また、Sinnott の理論において $M_1=1.365$ に対応する衝撃波圧力比は、図 5.7 を用いて $\bar{p}_{2G}/p_1=1.58$ となる。これに対して、仮想的非はく離流(主流のマッハ数は同じく $M=0.84$)において、対応する量は、それぞれ、表の右欄ようになる。ただし、 \bar{x}_s/c は、便宜的に図 5.2(a) より、はく離の発生しない低いマッハ数における実験値から外挿によって求めたもので、厳密には Sinnott の方法によって求めるべきものである。

この例で示されるように、仮想的非はく離流において、衝撃波の圧力比 $\bar{p}_{2G}/p_1=1.65$ が過大であるために (>1.50) 境界層がはく離する。さらに、このはく離の影響を弱めるために、衝撃波が $\bar{x}_s/c=0.87$ より $x_s/c=0.56$ まで前進し、圧力比が $p_{2G}/p_1=1.58$ になったとき、wake 上の適合が行われたことを示す。このとき、衝撃波直前のマッハ数は $\bar{M}_1=1.40$ より $M_1=1.365$ へと変化した。

一方、衝撃波移動速度による有効マッハ数の変化は、 $\nu=0.1$ 、移動振幅 $\Delta x_s/c=0.1$ の場合、 $u_s/a_1=0.037$ である。いま示した吟味により、非定常流では、この有効マッハ数の変化によって衝撃波位置のさらに大きい変化がもたらされることが容易に期待できるであろう。

なお、表 5.2 において、はく離流と非はく離流とを比較するとき、 \bar{M}_1 と M_1 の差は小さいにもかかわらず、

前者では衝撃波は大きく前進している。これは図 5.1(a) より知れるように、翼後半の sonic range distribution がほぼ同様であることによる。すなわち、圧力勾配のある点まで衝撃波が前進して始めてはく離の強さが変化ようになる。

(3) 実験において示された衝撃波の移動特性

すでに (5.8) において、仮想的非はく離流では、舵面の運動に相対的な衝撃波移動の遅れ角 $\tilde{\phi}_S$ は

$$\tilde{\phi}_S = \phi_1 + \phi_2$$

ここに、 ϕ_1 は、衝撃波平均位置において、舵面の運動に相対的な shock free distribution p_0/H_0 の変化の遅れ角、 ϕ_2 は、 p_0/H_0 の変化に相対的な衝撃波移動の遅れ角であった。

したがって、非定常はく離流において、舵面の運動に相対的な衝撃波移動の遅れ角 ϕ_S は

$$\phi_S = \tilde{\phi}_S + \phi_3 \tag{5.9}$$

とかける。ここに、 ϕ_3 は、はく離流における衝撃波移動の、非はく離流における衝撃波移動に相対的な遅れ角である。 ϕ_S が実験において観測されたのであった。(図 5.24 参照)

前節 (2) の重要な結論として、無次元振動数の小さい範囲では、 $\phi_3 < 0$ であった。しかしながら、いままで進めてきた議論では非定常非はく離流の特性は問題とされなかった。(5.8) において、 ϕ_1, ϕ_2 は無次元振動数の変化に対して、どのような変化を示すであろうか?

ϕ_1, ϕ_2 は、本来、亜音速非定常線形理論を基礎にして計算されるべきものであるが、まだ計算は行なわれていない。しかし、非圧縮流について検討すると、無次元振動数の小さい値では、いわゆる“vortex lag”によって、ヒンジ上流の局所圧力の変化は舵面の運動に対して遅れる。無次元振動数が大きくなると、“vortex lag”の影響が小さくなり、局所圧力の位相はむしろ進むようになる。換言すれば、 ν の小さい値に対して $\phi_1 > 0$ であるが、ある ν の値以上では $\phi_1 < 0$ となる。50% 弦長点においてこの限界を与える値は約 $\nu=0.2$ である。マッハ数が高くなり、圧縮性の影響する領域でも、同様に、 ν の小さい値で $\phi_1 > 0$ と考えられる。

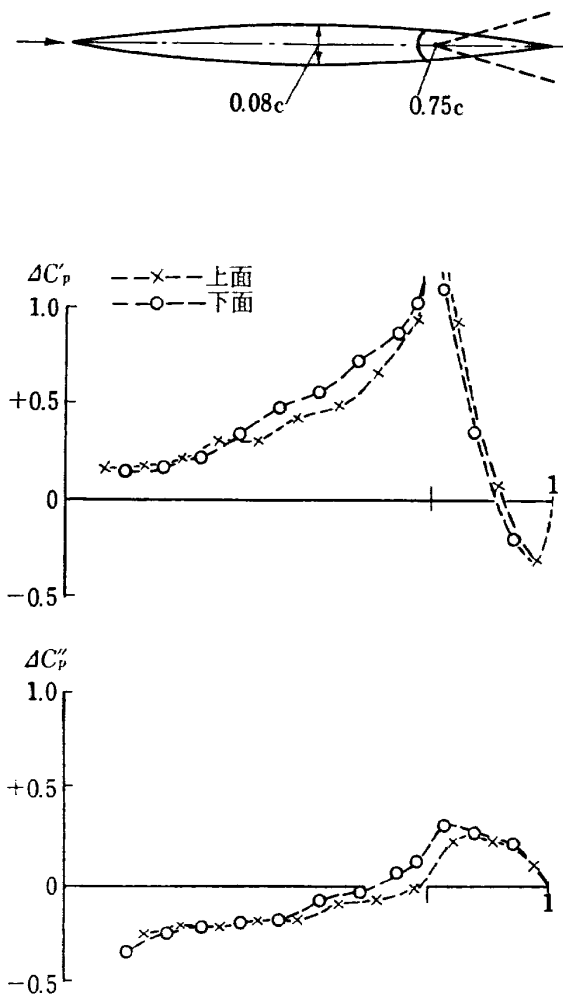


図 5.28 振動舵面による翼上下面の非定常圧力分布
 二次元円弧翼; $M=0.75$;
 $f=90$ cycle/sec
 $(\nu=0.10)$; $\Delta C_p = \Delta C_p' + i\Delta C_p''$.
 (文献 30 による)

図 5.28 に示す実験結果 (Bergh による³⁰⁾) はこの推論を支持するように思われる。すなわち, 図 5.28 によれば, $M=0.75$, $\nu=0.10$ で, 50% 弦長点における圧力変化の遅れは約 25° である。 ϕ_2 については, 図 5.27(a) において, p_2/H_0 -locus と p_0/H_0 の変化の幾何学的関係から, ν の小さい範囲では $\phi_2 > 0$ であることが期待される。

以上の考察により, 結局, 無次元振動数の小さい範囲で, ϕ_s が負値をとる唯一の原因は ϕ_3 が負値となることにあると考えられる。すなわち, 衝撃波移動の位相が舵面の運動に対して進むのは, wake 上の適合条件に由来することが結論される。

一方, 実験では, $\nu > 0.09$ で ϕ_s は正值となり, その値は ν とともに増す。図 5.24 参照。これはいかに理解されるであろうか?

この点に関しては, 現在, 推論の手掛りを与える実験資料がない。しかし, 著者の推測によれば, ν の値が大きくなる時, 恐らく ϕ_3 が正值となることにより ϕ_s が正值となる。

このような推論を確かめるには, buzz の発生しない低いマッハ数領域における衝撃波の移動特性の観測が有用であろうと思われる。なぜならば, そこでははく離は起らず, $\phi_3 \equiv 0$ と考えられるからである。

5.5.4 Buzz の発生機構を示す閉ループ

図 5.29 に, 本節 5.5 で提案された buzz の発生機構を示す閉ループを示す。とくに, 境界層の shock-induced separation によって衝撃波位置とはく離の烈しさととの間にサブグループが構成される。非定常流では, これにより衝撃波位置がその位相角も含めて制御されているという認識が肝要である。空気ジェット

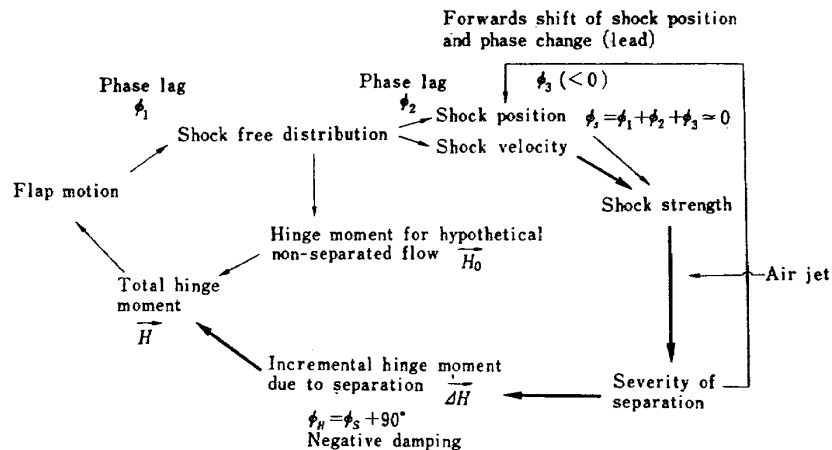


図 5.29 Buzz 発生の機構を示す閉ループ

は、図に示すように、衝撃波の移動によるはく離流の変化が、直接、舵面へ伝達されることを阻止していると考えてよいであろう。

最後に、高亜音速領域における buzz は、図 5.29 に示すように、衝撃波近傍の局所的な流れの変化のみに着目しては理解できず、流れ全体にかかわる問題であることを繰り返して強調しておきたい。

以上、Sinnott の方法を拡張して、遷音速非定常はく離流において翼面圧力分布を定める方法を提案し、Pearcey の遷音速定常はく離流に関する知見を援用して、遷音速非定常はく離流の一般的考察を行なった。その結果より buzz 発生の機構を明らかにすることを試みた。これにより、5.3 で見出された、高亜音速領域における buzz にきわめて特徴的な一連の現象について合理的な説明を与えることができた。

しかし、上記の方法はあくまで試論であり、推論の個々の過程には、将来、実験あるいは理論により検討すべき点が多く残っていることを付記しておきたい。

5.6 層流境界層に関する Buzz

本章における実験では、衝撃波直前の流れの翼面境界層は乱流であった。以下、層流境界層に関する buzz について簡単に述べたい。

5.2 節に記した実験を終了後、模型の前縁付近に塗布した炭素粒を取り去り、翼表面を滑らかにした場合につき同様な実験を行なった。そこでつぎの結果を得た。

- (1) 翼のまわりの流れについて、図 5.15 と同様な direct shadowgraph を取り、これを解析した結果、衝撃波直前の翼面境界層は明らかに層流であった。
- (2) 自励振動は $M=0.785$ より発生し、それは乱流境界層の場合と同様、ソフト・フラッタであった。
- (3) 空気ジェットの方法はこの場合も有効で buzz を阻止することができた。
- (4) 高速度シュリーレン写真の解析によると、発振中の衝撃波-境界層の干渉のパターンは乱流境界層の場合と比べて著しく複雑であった。しかし、その発生の機構は、5.5 で述べた乱流境界層の場合と本質的に変わらないと考えられる。

5.7 高亜音速領域における Buzz と失速フラッタとの異同性

本章を終えるにあたって、高亜音速領域における buzz と低速流における失速フラッタとの異同について言及したい。

低速流における翼の失速現象は、遷音速流の問題と同様に流体力学上、未解決の問題の一つである。しかし、buzz といい、失速フラッタといい、ともに発振の機構がはく離流の遅れにあるという点において本質的に同一の現象であるといえよう。一方、本章の各所において指摘したように、高亜音速流には低速流と全く異なるいくつかの特性が存在する。それらを再度要約すればつぎのようになるであろう。

- (1) はく離点が衝撃波に固定されている。
- (2) 衝撃波上流ではいわゆる“マッハ数凍結”の現象があり、翼後半の流れが変化してもこれはほぼ不変である。
- (3) 流れが衝撃波を通過するときの圧力上昇は shock relation により関係づけられている。

Pearcey は、文献 31 において、定常遷音速流と低速流の失速現象との間には本質的な類似性があり、遷音速流の研究が、まさに上記の理由で未解決の低速失速現象の理解に有効であることを指摘している。Buzz と低速失速フラッタとを対比するとき、この Pearcey の言はきわめて印象的であるといわなければならない。

5.8 結論

高亜音速流でヒンジ前方に衝撃波が存在する場合に発生する control-surface buzz について、二次元翼-舵面結合模型を用い、自由振動法により実験を行なった。ヒンジまわりの慣性モーメントの異なる五種類の舵面を使用し、風洞よどみ点圧力を 1~約 1.9 気圧までかえて実験を行なった。実験マッハ数は $M=0.78\sim 0.81$ である。微小振動における非定常ヒンジ・モーメントおよびリミット・サイクルにおける舵角振幅を測定し、これらにおよぼす無次元振動数とレイノルズ数の影響を調べた。実験によって得られたおもな結果はつぎのとおりである。

- (1) 発生する自励振動はソフト・フラッタである。微小振幅では、舵角の正弦波的变化に対して、衝撃波の移動、shear layer の高さの変動もやはり正弦波である。
- (2) Buzz におよぼす無次元振動数の影響はきわめて大きく、その値の増大とともにヒンジ・モーメントは負減衰より正減衰へと変化する。リミット・サイクルにおける舵角振幅も無次元振動数の増大とともに減少し、ついに 0 となる。(発振が停止する。)
- (3) 衝撃波により生じたはく離流の変化が舵面の運動に対して大きく遅れ、その値は無次元振動数と

ともに増大する。

- (4) はく離流の変化は、実験した無次元振動数の範囲では、衝撃波の前進速度と同相である。
- (5) 無次元振動数の増大とともに、衝撃波移動の舵面運動に対する位相遅れは負値より正値へと変化する。
- (6) ヒンジ・モーメント・ベクトルは、その絶対値の無次元振動数に対する変化が著しい。これに対してその位相変化は比較的小さい。
- (7) 定常流では、はく離の発生 (*ca. E. divergence*) と同時に衝撃波後退の鈍化を生じたが、非定常流ではこのような現象はない。
- (8) 翼面境界層を前縁近くで強制的に乱流にしてもかかわらず、レイノルズ数の影響が無視できない。
- (9) 空気ジェット法により buzz を制御することができた。

つぎに、遷音速定常非はく離流に関する Sinnott の理論を非定常流に拡張し、翼面非定常圧力分布を定める方法を考案した。さらに、遷音速定常はく離流における Pearcey の知見を援用して、遷音速非定常はく離流に関する考察を行なった。これにより、buzz 発生の機構が明らかにされ、同時に、上に挙げた新しい実験結果がすべてこの発生機構と密接に関連していることが示された。

Buzz 発生機構を示す理論についてその概要を述べる。まず、境界層がはく離しないとする仮想的非はく離流を考え、ここでは、翼前半の超音速領域 (定常流に同じ) と翼後半の亜音速非定常ポテンシャル流 (shock free distribution) とを接続する条件として衝撃波の位置が決定される。舵面のヒンジ・モーメントは shock free distribution により定められ、通常、正減衰である。つぎに、衝撃波が十分強くなると境界層がはく離する。このとき、後縁付近のはく離の影響を緩和するために、はく離点、すなわち、衝撃波位置が前進する。非定常流では、さらに、この適合条件により、衝撃波移動の位相が変化する。その結果、衝撃波の移動は、無次元振動数のあまり大きくない範囲では、舵面の運動とほぼ同相である。一方、はく離が発生すると、舵面にははく離による付加的ヒンジ・モーメントが発生する。この値は、はく離の強さ、したがって、衝撃波の強さによって決定される。非定常流で無次元振動数の大きくない範囲では、衝撃波の移動は舵面の運動にほぼ同相であり、しかも、衝撃波の強さは主としてその移動速度によって定まるので、付加的ヒ

ンジ・モーメントの変化は舵面の運動速度にほぼ同相となる。つまり負減衰である。したがって全ヒンジ・モーメントが負減衰になり buzz が発生する。無次元振動数がますと、衝撃波移動の遅れが大きくなり、この値が 90° に達すると、それにともなって付加的ヒンジ・モーメントが舵面の運動と同相になる。したがって buzz の発振が停止する。(正確には仮想的非はく離流の正減衰モーメントの寄与を考慮する。)

ただし、以上の議論の中で、推論の個々の過程には、将来、実験あるいは理論によりさらに検討を加えるべき点があることを付記する。

衝撃波上流の境界層が層流である場合についても、同様に buzz が発生することを 5.6 節で簡単に記した。

最後に、高亜音速流における buzz と低速流における失速フラッタの関係についてもあわせて論じた。

6. 結 論

低超音速および高亜音速流において生ずる control-surface buzz について、二次元翼-舵面結合模型を用いて研究した。風洞実験においては、自由振動法により、とくに微小振動に注目して、舵角の時間的変化の計測および振動中の翼のまわりの流れの光学的観測を行なった。

低超音速流における buzz について、研究結果を要約するとつぎのとおりである。

- (1) 二次元低超音速流において、舵面のポテンシャル流一自由度フラッタが起り得る。
- (2) 舵面の非定常ヒンジ・モーメントの値は、超音速線形理論により推定することができる。ただし、基準のマッハ数は主流のマッハ数ではなく、ヒンジ直前の流れのマッハ数をとらなければならない。

高亜音速流において、衝撃波がヒンジ上流に位置する場合の buzz について、実験結果を要約するとつぎのとおりである。

- (1) 発生する自励振動はソフト・フラッタである。
- (2) Buzz の特性に対して無次元振動数の影響がきわめて大きく、その値の増大とともに発振は停止する。
- (3) 衝撃波により生じたはく離流の変化が舵面の運動に対して大きく遅れ、その値は無次元振動数とともに増す。
- (4) はく離流の変化は、実験した無次元振動数の範

囲では、衝撃波の前進速度と同相である。

- (5) 無次元振動数の増大とともに、衝撃波移動の舵面運動に対する位相遅れは負値より正值へと変化する。
- (6) ヒンジ・モーメント・ベクトルは、その絶対値の無次元振動数に対する変化が著しい。その位相変化は比較的小さい。
- (7) 定常流では、はく離の発生 ($C_{T.E.}$ divergence) と同時に衝撃波後退の鈍化を生じたが、非定常流ではこのような現象はない。
- (8) 翼面境界層を前縁近くで強制的に乱流にしているにもかかわらず、レイノルズ数の影響が無視できない。
- (9) 空気ジェット法により buzz を制御することができた。

つぎに、遷音速定常非はく離流に関する Sinnott の理論を非定常流に拡張し、翼面非定常圧力分布を定める方法を考案した。さらに、遷音速定常はく離流における Pearcy の知見を援用して、遷音速非定常はく離流に関して考察を行なった。これにより、buzz の発生が非定常はく離流に起因することが明らかにされ、同時に、上に挙げた新しい実験結果がすべてこの発生の機構に関連していることが示された。

衝撃波上流の境界層が層流である場合についても、同様に、buzz が発生することを報告した。

また、高亜音速流における buzz と低速流における失速フラッタとの関係についてもあわせて論じた。

最後に、将来に残された研究について簡単に述べたい。それらは、まず、リミット・サイクルを中心とする非線形振動としての buzz の研究である。これにはこの論文で取り扱わなかった領域 B の buzz が含まれる。また、実機との関連において、三次元翼の buzz の研究が強く望まれる。自励振動発生の基本は、三次元流でも二次元流と同様であると考えられるが、たとえば、三次元後退翼のまわりの流れは、後退角のない二次元翼のまわりの流れに比して一段と複雑である。二次元、三次元の buzz をあわせて、その防止手段の研究の必要性は論を俟たない。本論文で述べた空気ジェット法はその一例である。

あ と が き

東京大学、河村竜馬教授、鷲津久一郎教授および塩入淳平助教授には、本研究を行なうについて種々御教示を賜わった。ここに記して謝意を表する。

第4章の研究は、東京大学宇宙航空研究所所属の遷

音速風洞を使用して行なわれ、実験に際しては、航空宇宙技術研究所田辺義一、江尻 宏技官の協力に負うところが大きい。

第5章の実験は、著者が英国 National Physical Laboratory 空気力学部に滞在中に行なわれたもので、実験に協力された L. Woodgate 氏、また、同所滞在中、公私ともにお世話になった非定常空気力学研究グループ・リーダー N.C. Lambourne 氏に感謝する。同所、H.H. Pearcy 氏は第5章の著者の考えに対して、定常遷音速流の立場より有益な意見を寄せられた。

図の転載を許可されたつぎの各位に感謝する。

N.C. Lambourne 氏, N.P.L.

図 2.4, 2.6, 2.7, 5.11.

H.H. Pearcy 氏, N.P.L.

図 5.3, 5.4, 5.5, 5.9, 5.21.

C.S. Sinnott および J. Osborne 氏, N.P.L.

図 5.6, 5.7, 5.8.

H. Bergh 氏, National Aero-Astronautical Research Institute, Netherland

図 5.28.

最後に、航空宇宙技術研究所機体第一部における著者の研究に対して、種々便宜を与えられた同所機体第一部長上山忠夫技官に感謝する。

文 献

- 1) C. L. Johnson; Development of the Lockheed P-80A jet fighter airplane, J. Aero. Sci., Vol. 14, 1947.
- 2) A. L. Erickson and J. D. Stephenson; A suggested method of analyzing for transonic flutter of control surfaces based on available experimental evidence, NACA Research Memorandum A7F30, 1947.
- 3) W. H. Phillips and J. J. Adams; Low-speed tests of a model simulating the phenomenon of control-surface buzz, NACA Research Memorandum L50F19, 1950.
- 4) B. Smilg; The prevention of aileron oscillations at transonic airspeeds, Proc. 6th Int. Congr. App. Mech., 1946.
- 5) R. L. Bisplinghoff et al; "Aeroelasticity", Addison-Wesley., 1955.
- 6) 古茂田真幸, 森村由見; 飛翔体による補助翼バズの測定, 川航評論第三号, 1958.
- 7) 玉本章夫, 永井達成; 補助翼バズに関する実験, 生産研究3月号, 1959.
- 8) H. Saito; On the aileron buzz in the transonic flow, Aero. Res. Inst., University of Tokyo, Rep. 346, 1959.

- 9) 原 美明, 小川利訓; 遷音速域における非定常振動の研究—Aileron buzz の研究 (第一報). 機械試験所所報, Vol. 16, 第 2 号, 1962.
- 10) N. C. Lambourne; Flutter in one degree of freedom, AGARD Manual on Aeroelasticity, Vol. 5, 1961.
- 11) V. Eckhaus; A theory of transonic aileron buzz, neglecting viscous effects, J. Aero. Sci., Vol. 29, 1962.
- 12) L. Trilling; Oscillating shock boundary-layer interaction, J. Aero. Sci., Vol. 25, 1958.
- 13) N. C. Lambourne; Control-surface buzz, A. R. C., R. & M. No. 3364, 1964.
- 14) N. C. Lambourne; Some instabilities arising from the interactions between shock-waves and boundary layers, A. R. C., C. P. 473, 1958.
- 15) D. W. Holder, R. J. North and A. Chinneck; Experiments with slotted and perforated walls in a two-dimensional high-speed tunnel, A. R. C., R. & M. No. 2955, 1956.
- 16) I. E. Garrick and S. I. Rubinow; Flutter and oscillating air-force calculations for an airfoil in a two-dimensional supersonic flow, NACA Rep. 846, 1946.
- 17) W. J. Tuovila and R. W. Hess; Aerodynamic damping at Mach numbers of 1.3 and 1.6 of a control surface on a two-dimensional wing by the free-oscillation method, NASA TN D-116, 1960.
- 18) M. T. Landahl; "Unsteady transonic flow", Pergamon Press, 1961.
- 19) D. W. Holder and R. F. Cash; Experiments with a two-dimensional aerofoil designed to be free from turbulent boundary-layer separation at small angles of incidence for all Mach numbers, A. R. C., R. & M. No. 3100, 1957.
- 20) M. D. van Dyke; Supersonic flow past oscillating airfoils including non-linear thickness effects, NACA Rep. 1183, 1954.
- 21) Y. Nakamura and Y. Tanabe; Some experimental contributions on single-degree-of-freedom flutter in two-dimensional low supersonic flow, J. Aircraft, Vol. 3, No. 5, 1966.
- 22) D. W. Holder; The transonic flow past two-dimensional aerofoils, J. Roy. Aero. Soc., Vol. 68, 1964.
- 23) H. H. Pearcey; Some effects of shock-induced separation of turbulent boundary layers in transonic flow past aerofoils, A. R. C., R. & M. No. 3108, 1955.
- 24) H. H. Pearcey; Shock-induced separation and its prevention by design and boundary layer control, Contribution to "Boundary layer and flow control", ed. by G. V. Lachmann, Vol. 2, Pergamon Press, 1960.
- 25) C. S. Sinnott and J. Osborne; Review and extension of transonic aerofoil theory, A. R. C., R. & M. No. 3156, 1958.
- 26) H. P. Y. Hitch; Modern method of investigating flutter and vibration, J. Roy. Aero. Soc., Vol. 68, 1964.
- 27) K. C. Wight and N. C. Lambourne; Unpublished experiment, the National Physical Laboratory, England.
- 28) A. B. Haines, D. W. Holder and H. H. Pearcey; Scale effects at high subsonic and transonic speeds and methods for fixing boundary layer transition in model experiments, A. R. C., R. & M. No. 3012, 1954.
- 29) C. S. Sinnott; Hinge moment derivative for an oscillating control, A. R. C., R. & M. No. 2923, 1955.
- 30) H. Bergh; A new method for measuring the pressure distribution on harmonically oscillating wings of arbitrary planform, Proc. Int. Coun. Aero. Sci. 4th Congr., Paris, 1964.
- 31) H. H. Pearcey; Some aspects of the physical nature of transonic flows past aerofoils and wings, Proc. Sym. Transsonicum, Aachen, Springer-Verlag, 1962.

TR-149	よどみ点におけるグラファイトのアブレーションの実験的研究 An Experimental Study of the Ablation of Graphite in the Stagnation Region	1968年2月	相原康彦, 野村茂昭 渡辺泰夫
TR-150	強化プラスチックの熱的物性値について (輻射加熱による測定) The Measurement of Thermal Properties of Reinforced Plastics at Temperatures up to 150°C (Infra-red Radiation Method)	1968年2月	小川鉦一, 野口義男
TR-151	空気力学的加熱の少ない極超音速飛しょう体 Minimum Heat Transfer Body at Hypersonic Speeds	1968年3月	相原康彦
TR-152	二次元二重円弧翼列の遷音速実験 High Speed Tests of Compressor Cascades with Double Circular Arc Blades Sections	1968年3月	近藤博, 襄田光弘 山崎紀雄, 古川昇
TR-153	アーク加熱衝撃波管による物体のまわりの高温気流の研究 Study of High Temperature Flow around Body Using an Arc-Driven Shock Tube	1968年4月	松崎利一, 上瀬千春
TR-154	フライングテストベッドの計画 —本体のシステムデザイナー— System Design of Flying Test Bed for VTOL Aircraft at National Aerospace Laboratory	1968年5月	新型航空機部

航空宇宙技術研究所報告155号

昭和43年5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)44-9171(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
