

飛しょう体背面の渦後流への頭部形状及び 主流速度の影響について

中 尾 晨 一 ・ 並 木 道 義 ・ 河 村 龍 馬

The Effects of Nose Configurations and Free Stream Velocities on Vortex Wake behind Inclined Body of Revolution

By

Shin-ichi NAKAO, Michiyoshi NAMIKI and Ryuma KAWAMURA

Abstract: The effect of flow condition and nose configuration on the structure, dimension and shape of vortex wake behind an inclined body of revolution has been investigated by a series of experiments at supersonic and subsonic speeds in the range of angle of attack between 0° to 30° for four nose configurations. The results indicate that the dimension and shape of the vortex wake on the after-body are almost uniquely determined only by the angle of attack and the distance from the apex of the body without being dependent on the nose configuration and the free stream velocity. It is also found that the cross flow velocity $M_{\infty} \sin \alpha$ is one of the important parameters determining the structure of vortex wake, which generally consists of main two vortices, vortex feeding sheets and other small vortices and the effects of vortex feeding sheets and secondary vortices increase with $M_{\infty} \sin \alpha$.

概 要

飛しょう体背面に発生する渦後流 (Vortex Wake) が、頭部形状、主流速度によってどのように変動するかが調べられた。実験は4つの頭部形状に対して、迎角 0° から 30° の範囲で超音速 ($M_{\infty} = 2$) と低速 ($U_{\infty} = 1.1 \text{ m/sec}$) の二つの流速に対してなされた。その結果、渦後流の大きさと形状は主流速度や頭部形状にはほとんど無関係であり、迎角と飛しょう体先端からの距離とによって一意的に決定できる事がわかった。又、交差流流速 $M_{\infty} \sin \alpha$ が、渦後流の構造を決める重要なパラメータである事が明らかになった。しかし、構造上の変化と $M_{\infty} \sin \alpha$ との定量的な関係はつかむ事はできなかった。

記 号

C_p	: 圧力係数
d	: 胴体直径
h	: 対称面内での渦後流の大きさ
ℓ	: 胴体長
M_∞	: 主流のマッハ数
R_∞	: 主流のレイノルズ数 $U_\infty d / \nu$
$R_{\infty c}$: $R_\infty * \sin \alpha$ 交差流のレイノルズ数
r_n	: 頭部の曲率半径
U_∞	: 主流流速
X	: 胴体先端 $X = 0$, 機軸に沿って下流方向正
X_n	: 頭部の長さ
Y	$= X - X_n$
α	: 迎角
β	: 渦後流の外側境界の傾き
Θ_0	: 半頂角
φ	: 周方向角度, 風上側対称面を $\varphi = 0^\circ$ に取る。

1. 序 論

飛しょう体背面に発達する渦後流は、飛しょう体の異状飛しょうをひきおこす原因の一つである事はよく知られている。しかし、渦、粘性非粘性の干渉等、むずかしい問題がいくつかありその流れ場の理論的な取り扱いはいくつかの所ほとんどなされていない。渦の位置、強さ等が実験的に与えられるならば半実験的な方法によって近似的にはあるが流れ場を求める事ができる [1] [2]。しかしこの方法はその性質上、実験によって得られる渦に関するデータが不可欠であり、結果の精度もその実験データに大きく左右される。

渦後流によって飛しょう体にもたらされる空力的な非対称性は異状飛しょうをひきおこす原因の一つであるが、その強さは、渦後流の形状、構造等に影響されるものと思われる。それ等を調べる事は、空力的非対称性の強さを推測する上に役立つものと考えられる。

これまで多くの実験によって、渦後流の性質、成長過程は定性的にはかなり明らかにされてきている。しかしながら、渦後流が頭部形状や主流速度によってどのように変化するかを調べた報告はほとんどない [4]。

今回の実験の目的は、その変化の様子を調べ、渦後流の構造、形状等を支配するパラメータを見つける事であり、いくつかの重要な結果を得た。

実験は、迎角が $0^\circ \sim 30^\circ$ 、主流速度は $M_\infty = 2$ と $U_\infty = 1.1 \text{ m/sec}$ 、そして4種類の頭部形状に対して行われた。

2. 実 験

(1) 実験装置

超音速での実験には，東大宇宙航空研究所共同利用の大型超音速風洞が，又，低速の実験には，河村研究室の煙風洞がそれぞれ用いられた。煙風洞（断面幅 5 cm）は 2 次元流れ研究用に作られた為今回のような 3 次元流れを調べる時には十分な幅をもっているとは言えない。事実，大迎角において渦が崩壊流出した時，その渦が両側の壁の影響によって十分成長できないという現象が観測された。しかしながら流出を考えない限り壁の影響は一応無視できるものと考えられる。両実験の実験条件は次の通りである。

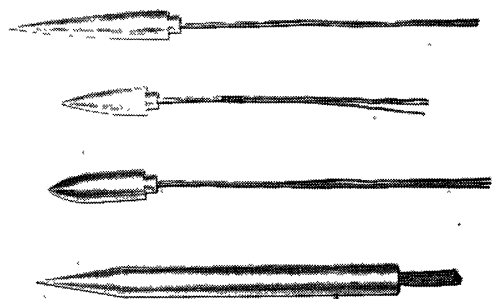
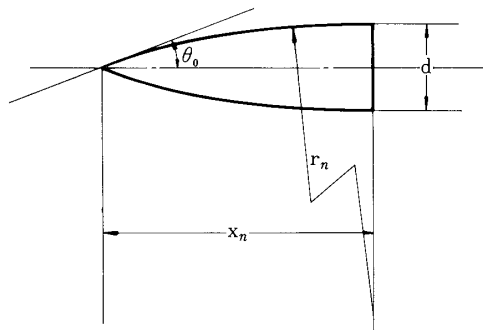


図 1 (a) 模型の写真（上から Model A, B, C, D,）



Model	x_n/d	r_n/d	$\theta_0(\text{deg.})$	Note
A	5.75	100/3	9.93	Circular Ogive
B	3	37/4	18.92	Circular Ogive
C	1.5	2.5	36.87	Circular Ogive
D	3	—	10	Circular Cone

Note : $d=25\text{mm}$

(b) 頭部の要目

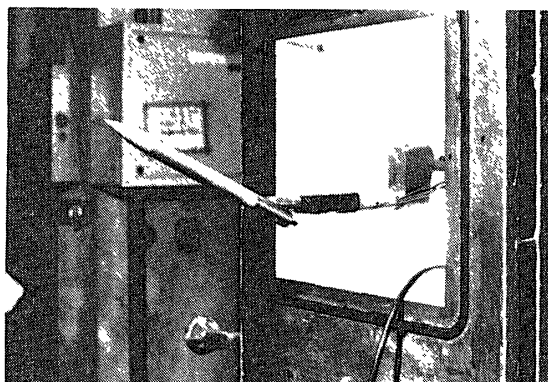


図 2 超音速風洞に取り付けられた模型 (Model B)

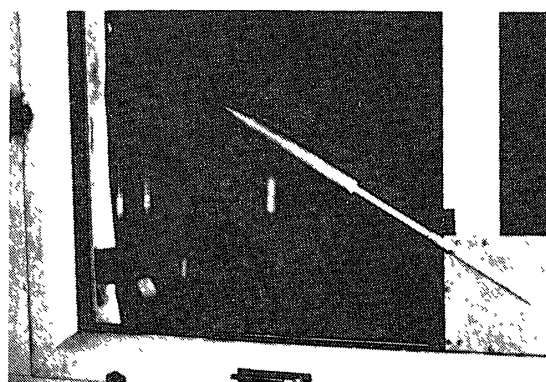
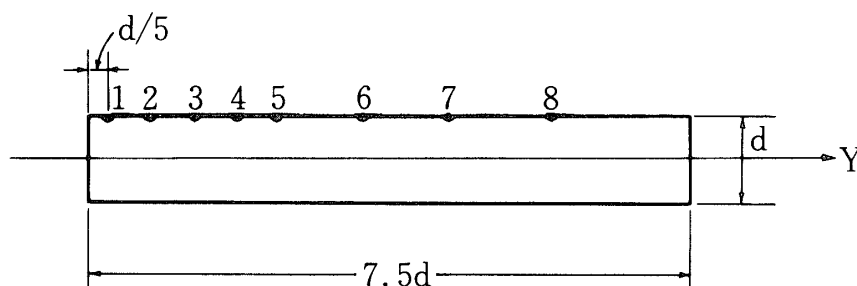


図 3 煙風洞に取り付けられた模型 (Model D)

主流速度	レイノルズ数	激み点圧力
$M_{\infty} = 2$	$6.5 \sim 7.5 \times 10^5$	$1.5 \sim 1.7 \text{ kg/cm}^2$
$U_{\infty} = 1.1 \text{ m/sec}$	1.8×10	—

(a) 円柱胴体



圧力孔の位置

$$Y/d = 0.2, 0.7, 1.2, 1.7, 2.2, 3.2, 4.2, 5.4$$

(b) 頭部の圧力孔位置

Model	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4
A	2.75 d	3.75 d	4.75 d	—
B	1.5 d	2 d	2.5 d	—
C*	d	1.5 d	2 d	2.5 d
D	1.5 d	2 d	2.5 d	—

* 頭部長さは 1.5 d であり, No. 3, No. 4 の圧力孔は円柱胴体上にある。

表一 1

(2) 模 型

両風洞において同一の模型が用いられた。胴体部は直径 $d = 25 \text{ mm}$ の円柱であり長さ $\ell = 7.5 d$ である。頭部は 3 種の円弧 ogive と円錐の計 4 種である。それ等の写真と 4 種の頭部形状の寸法が図 1 に示してある。超音速風洞では大迎角をとる為に L 字型のステーイングと 3 種の継手が用いられた [6]。図 2, 3 は各風洞に取り付けられた模型の写真である。

(3) 圧力測定

超音速風洞において, 模型表面の周方向圧力分布が測定された。圧力孔は軸方向に一列に配置され模型を回転する事によって周方向の圧力分布が求められた [6]。胴体上及び頭部にお

ける圧力孔位置は表 1 に示してある。激み点圧力の変動における圧力係数 C_p の誤差は最大 $\pm 5\%$ であった。

(4) 写真撮影

超音速風洞では通常のシュリーレン撮影が行われた。光源は、マグネシウム放電である。これによって渦後流の対称面内の大きさ、成長率が求められる。煙風洞では、渦後流の大きさ成長率を調べる為の横写真の他に、渦後流の構造を調べる為に断面写真も撮影された。断面写真は $X/d = 3, 5, 8$ の三つの胴体位置に対して行われた。撮影は, converging slit camera technique といわれる方法で行われその方法の概略が図 4 に示してある。幅 5 mm のスリットは胴体軸に垂直になるように取り付けられた。

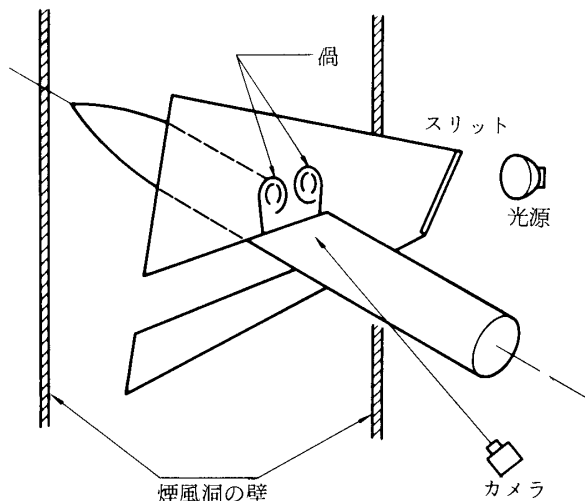


図 4 Converging Slit Camera Techniqueの概略図

3. 実験結果の分析と考察

(1) 渦後流の形状

(a) 渦後流の対称面内外側境界の傾き β

渦後流の傾き β は、渦後流の外側境界と胴体軸とのなす角度として定義される (図 5 参照)。渦後流の外側境界は胴体表面の曲率が大い所、又、渦後流の発生した直後をのぞいてはほぼ直線と見なす事ができる。迎角に対する β の変化が図 6 に示してある。ある程度のばらつきはあるが、4 種の頭部形状、2 つの主流速度による差は小さい。低速に比べて超音速の方がわずかに大きな β を示しているが、主流速度によって渦後流の成長率にあたる β がほとんど変化しないのは注目にあたいする。これ等一連の実験結果は $\beta = \alpha / 2$ と $\beta = \alpha / 2 - 2$ の 2 本の直線の間

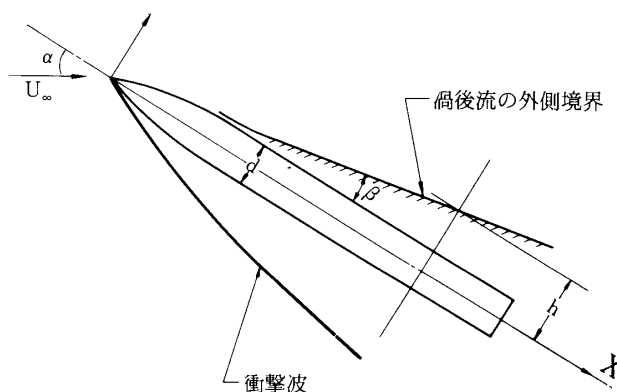


図 5 渦後流の傾き β と大きさ h の定義

にある。

(b) 対称面内の渦後流の大きさ h

渦後流の大きさ h は、胴体軸から渦後流外側境界までの距離である

(図5参照)。 $X/d = 5, 9$ の2ヶ所での h が、図7, 8にそれぞれ示してある。ここでも又、頭部形状の差は、両主流速度において顕著には認められない。又 $10^\circ < \alpha < 20^\circ$ において低速での h が超音速時よりわずかに大きい傾向を示しているが、 $\alpha > 20^\circ$ になるとその差はなくなる。 $\alpha > 25^\circ$ における低速の渦の流出を除けば、主流速度による h の差も十分小さいといえよう。

一連の写真が図9, 10に示してある。これらの写真からわかるように、渦後流の外側境界は衝撃波等とは異なり、ある幅をもった形でしか求められない。故に測定における不確定性というものを当然考慮しなければならないであろう。それ故に、さらに多くの実験が必要とされるが、今回の β , h についての結果は、渦後流の形状に関する限り、頭部形状、主流速度の影響は小さく、迎角と飛しょう体先端からの距離とによって形状は決定されるという事を示唆している。

(2) 渦後流の構造

(a) 低速において

converging slit camera technique によって得られた渦後流の断面写真をもとに構造が調べられた。いくつかの断面写真が図11に示してある。小さな迎角及び胴体の前方部における渦後流の断面形状は、小さく巻き込んだ渦とそれ等と胴体を結ぐ feeding sheet とからなっているのに対して、迎角、胴

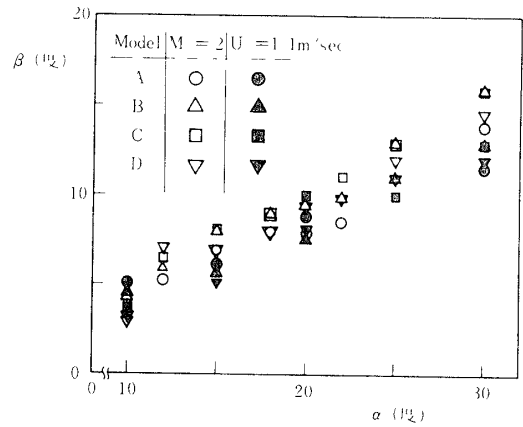


図6 渦後流の外側境界の傾き

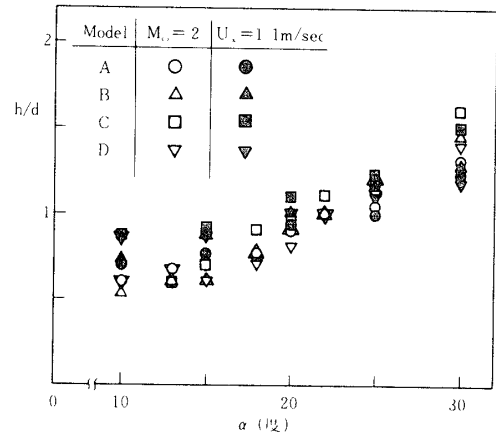
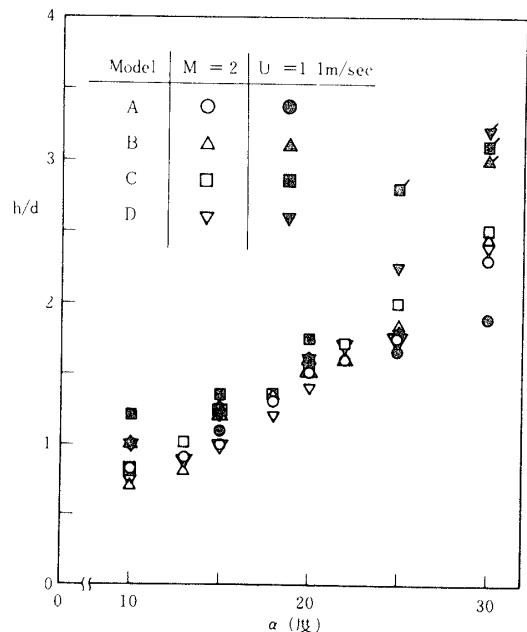
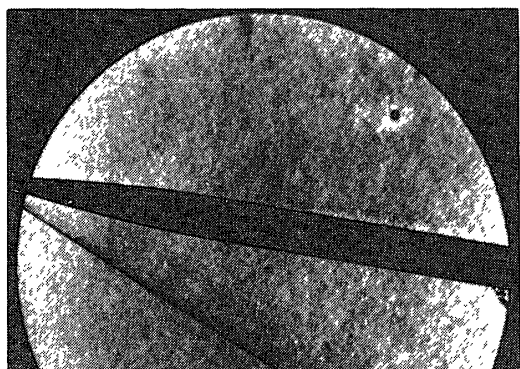


図7 $X/d = 5$ での渦後流の大きさ h

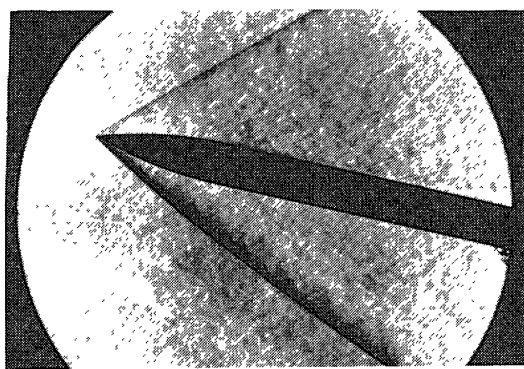


(/ は、渦後流が崩壊した所の値であることを示している)

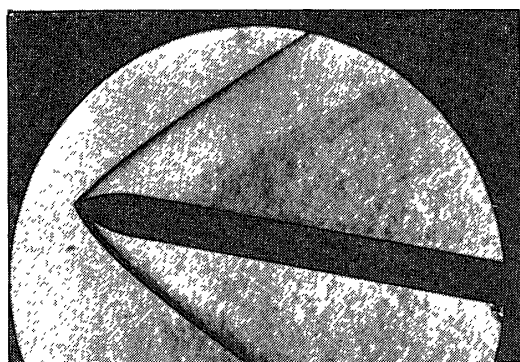
図8 $X/d = 9$ での渦後流の大きさに



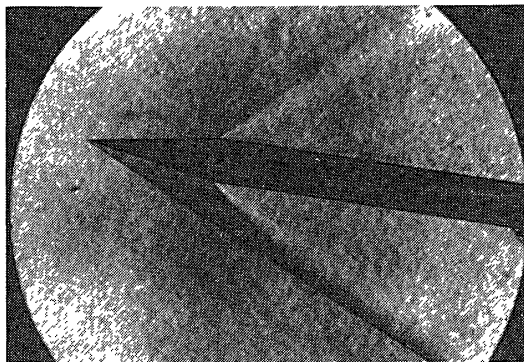
Model A



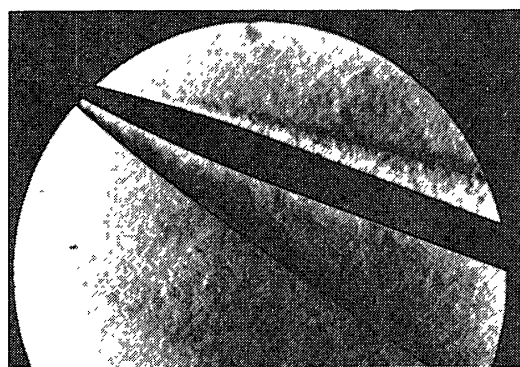
Model B



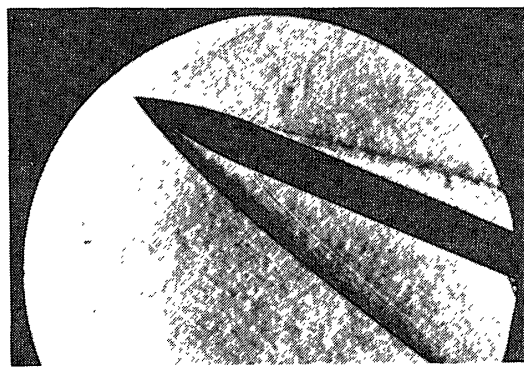
Model C



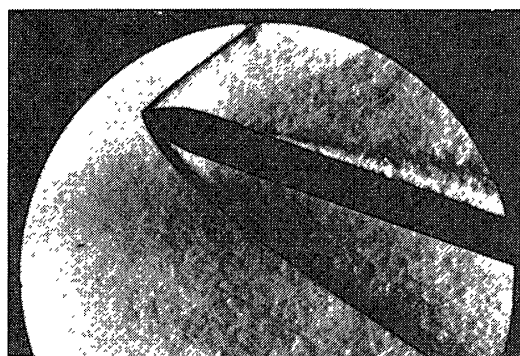
Model D

(a) $\alpha = 10^\circ$, $M_\infty = 2$ 

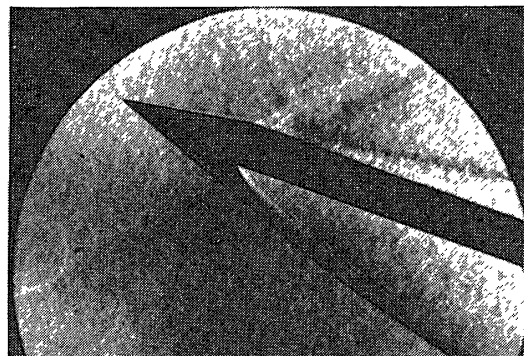
Model A



Model B



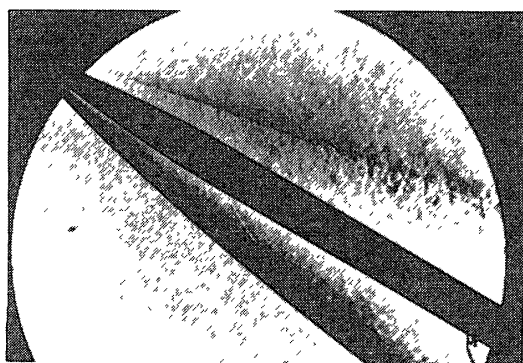
Model C



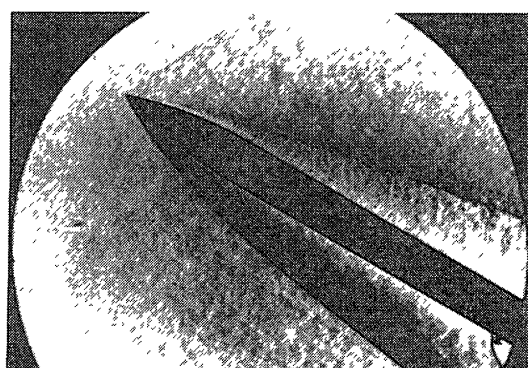
Model D

(b) $\alpha = 20^\circ$, $M_\infty = 2$

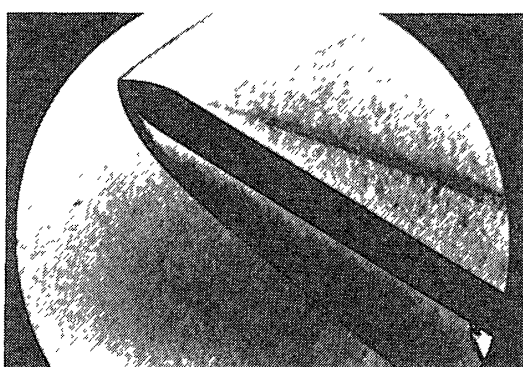
図 9 シュリーレン写真



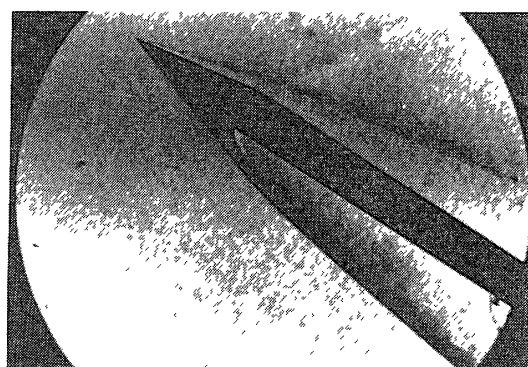
Model A



Model B



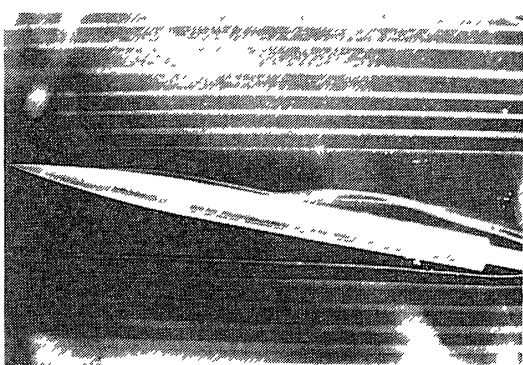
Model C



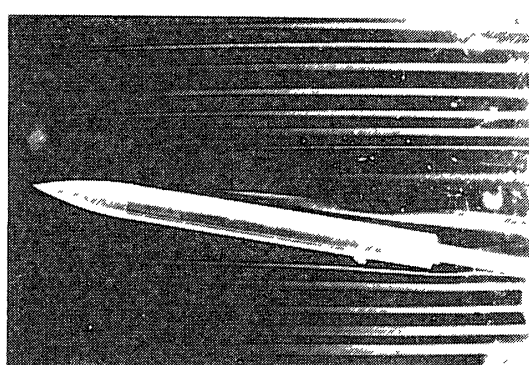
Model D

(c) $\alpha = 30^\circ$, $M_\infty = 2$

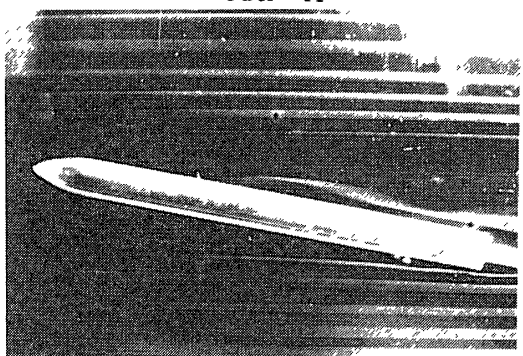
図9 (続き) シュリーレン写真



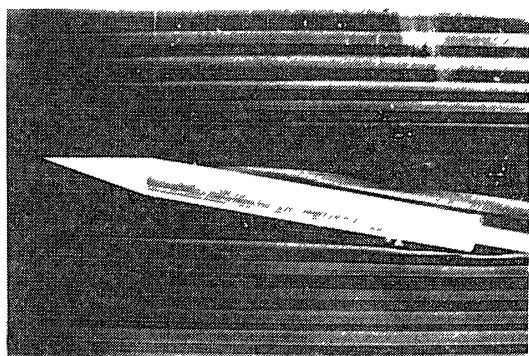
Model A



Model B



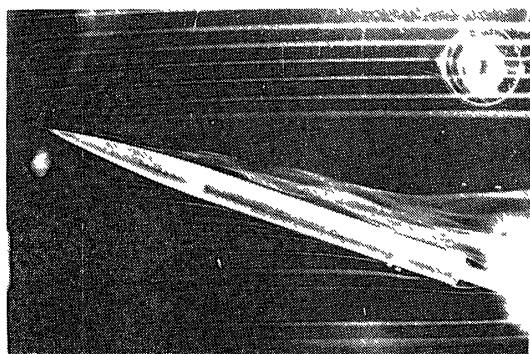
Model C



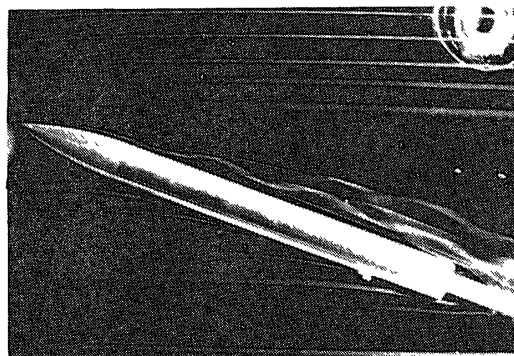
Model D

(a) $\alpha = 10^\circ$, $U_\infty = 11 \text{ m/sec}$

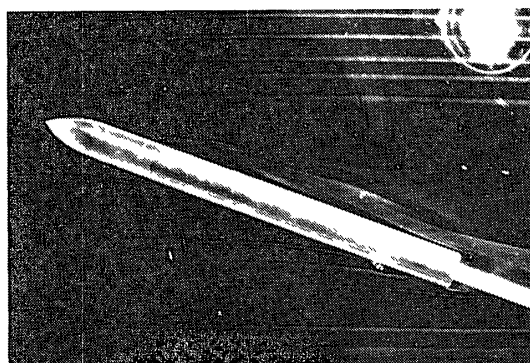
図10 煙風洞での横写真



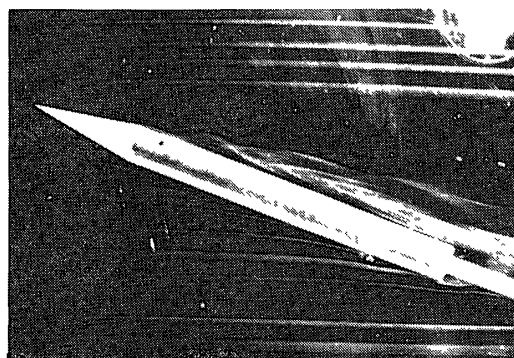
Model A



Model B

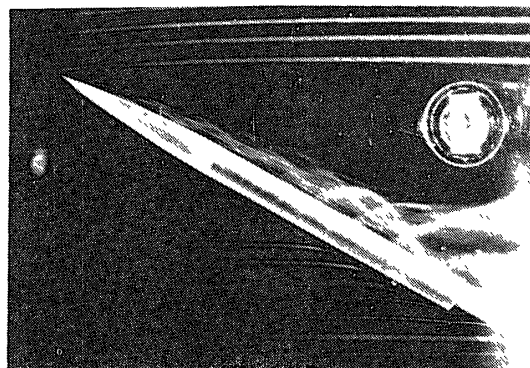


Model C

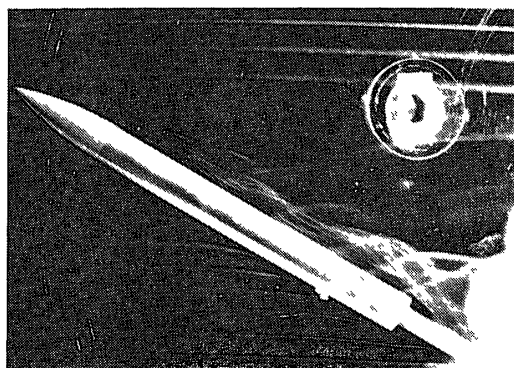


Model D

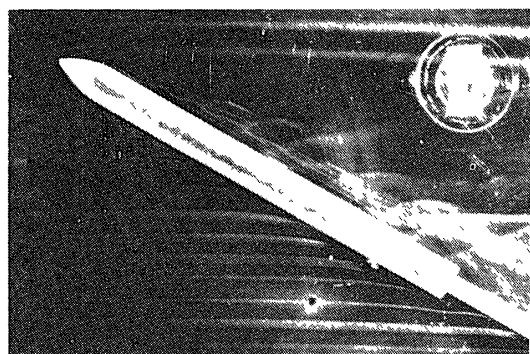
(b) $\alpha = 20^\circ$, $U_\infty = 11 \text{ m/sec}$



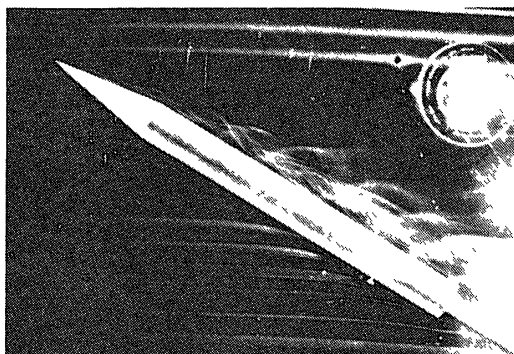
Model A



Model B



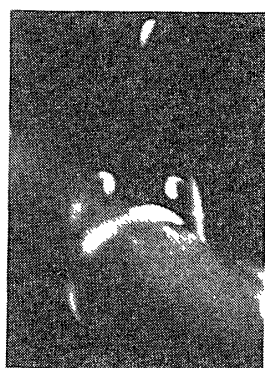
Model C



Model D

$\alpha = 30^\circ$, $U_\infty = 11 \text{ m/sec}$

図10 (続き) 煙風洞での横写真



Model A



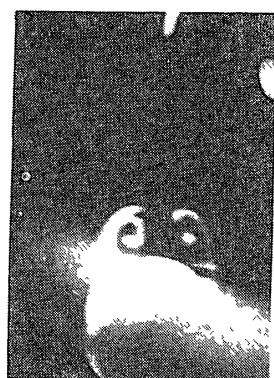
Model B



Model C



Model D

(a) $\alpha = 10^\circ$, $x/d = 8$ 

Model A



Model B



Model C



Model D

(b) $\alpha = 20^\circ$, $x/d = 5$ 

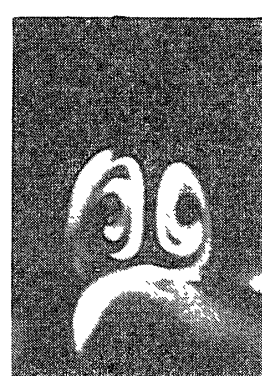
Model A



Model B



Model C



Model D

(c) $\alpha = 20^\circ$, $x/d = 8$ 図11 煙風洞における偶後流の断面写真 $U_\infty = 1.1 \text{ m/sec}$

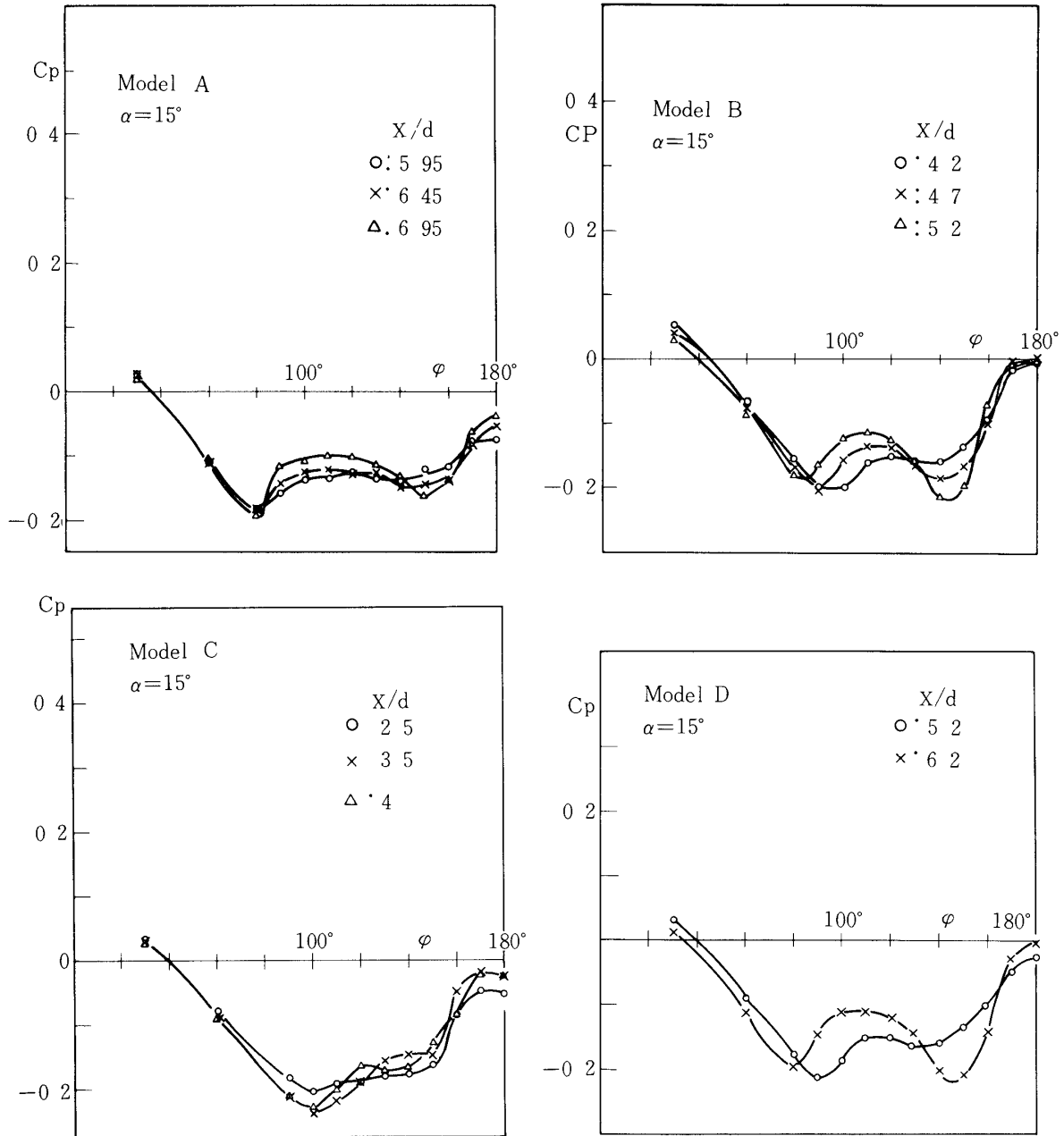


図 12 (1) 渦後流が成長を始めた初期の表面圧力分布 $M_\infty = 2$, $\alpha = 15^\circ$

体先端からの距離の増大につれて渦は成長しそれにつれて渦はたて長になり物体表面近くにまでひろかってゆく。この後者の状況は 2 次元円柱背後の流れによく似ている。それに対して前者の状況は、2 次元円柱を過ぎる流れては観測されないもので、大きな軸方向流れの存在を拵側させる。

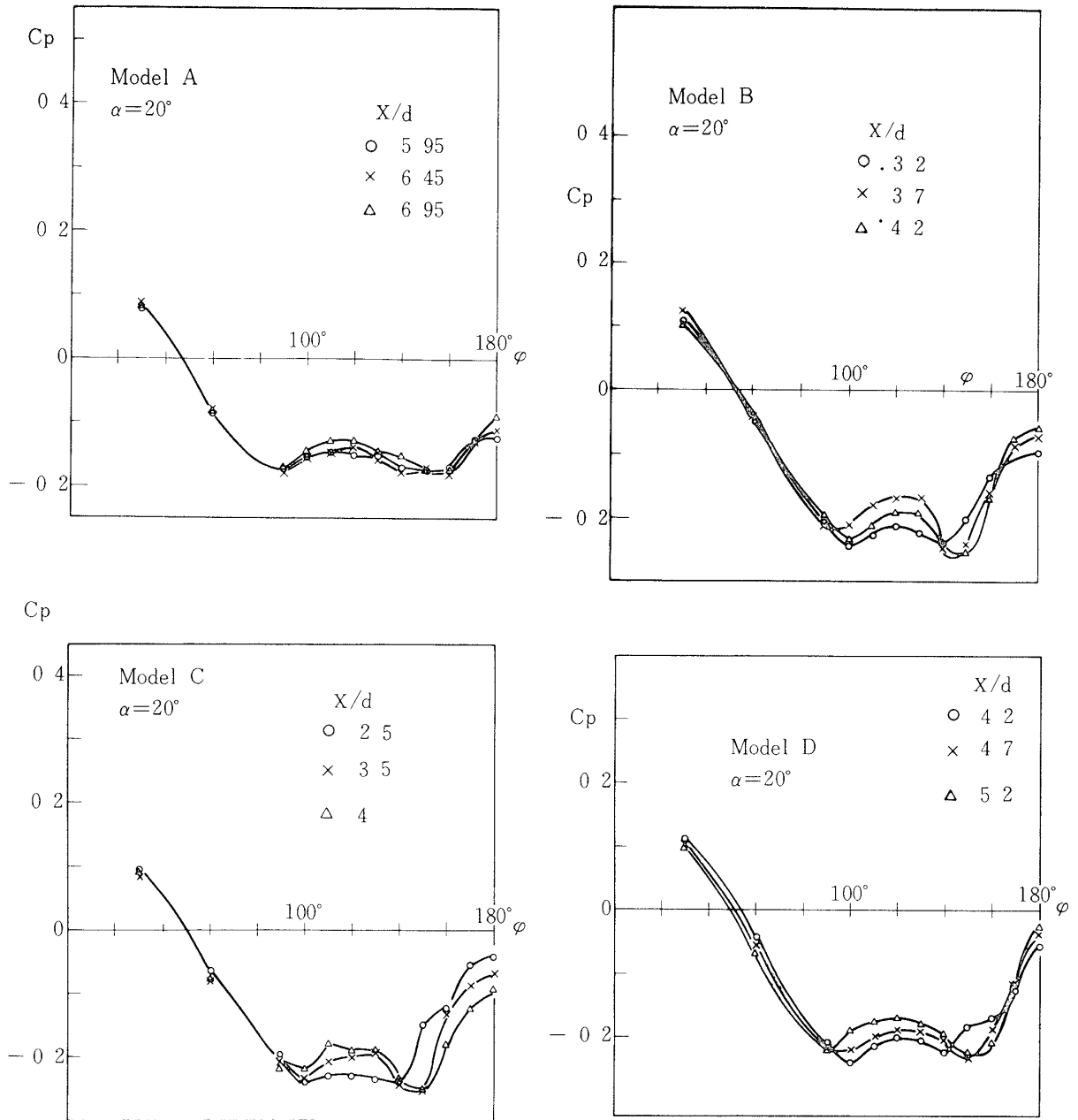


図12 (2) 渦後流が成長を始めた初期の表面圧力分布

$$M_\infty = 2, \alpha = 20^\circ$$

これ等一連の断面写真は、迎角と胴体先端からの距離とによって上述の2つの型の構造を形成する事を示したか、同時に又、4つの頭部形状による構造上の差かほとんど認められない事も示している。

(b) 超音速において

超音速においては、直接的に断面構造を調べる方法をもたない為に、周方向の圧力分布を

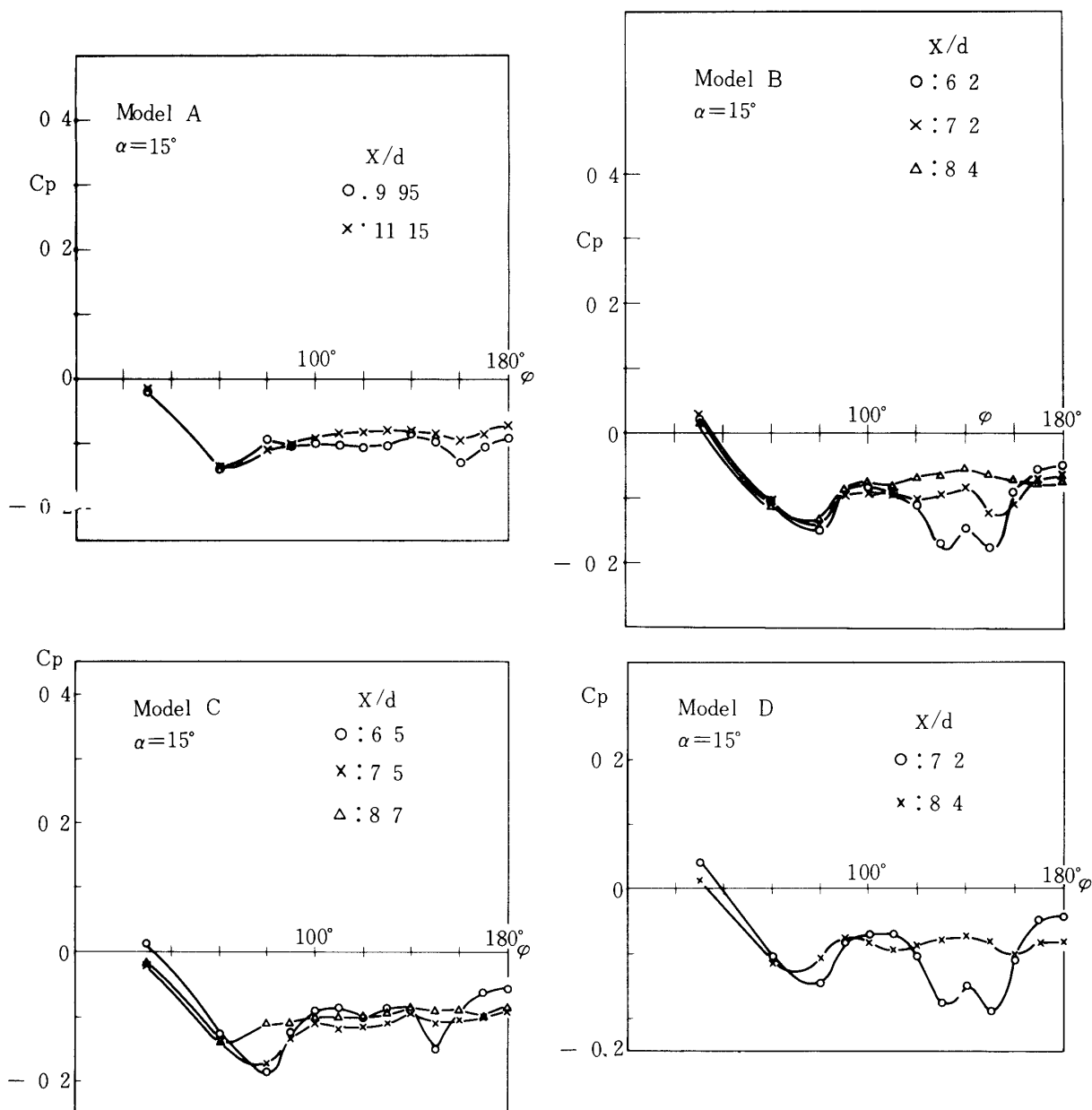


図 13 (1) 渦後流が十分成長した所の表面圧力分布 $M_\infty = 2$, $\alpha = 15^\circ$

もとに渦後流の構造を推測した。表面圧力分布は、渦後流の成長につれてその分布形状を変える。図12, 13にその典型的な圧力分布が示されている。一つは渦後流が成長をはしめた初期のものでありもう一つは渦後流が十分に発達した段階のものである。この定性的な状況が図14-(a), (b)に示してある。(a)では風下側に1組の極大、極小をもち(b)では周方向剥離後は

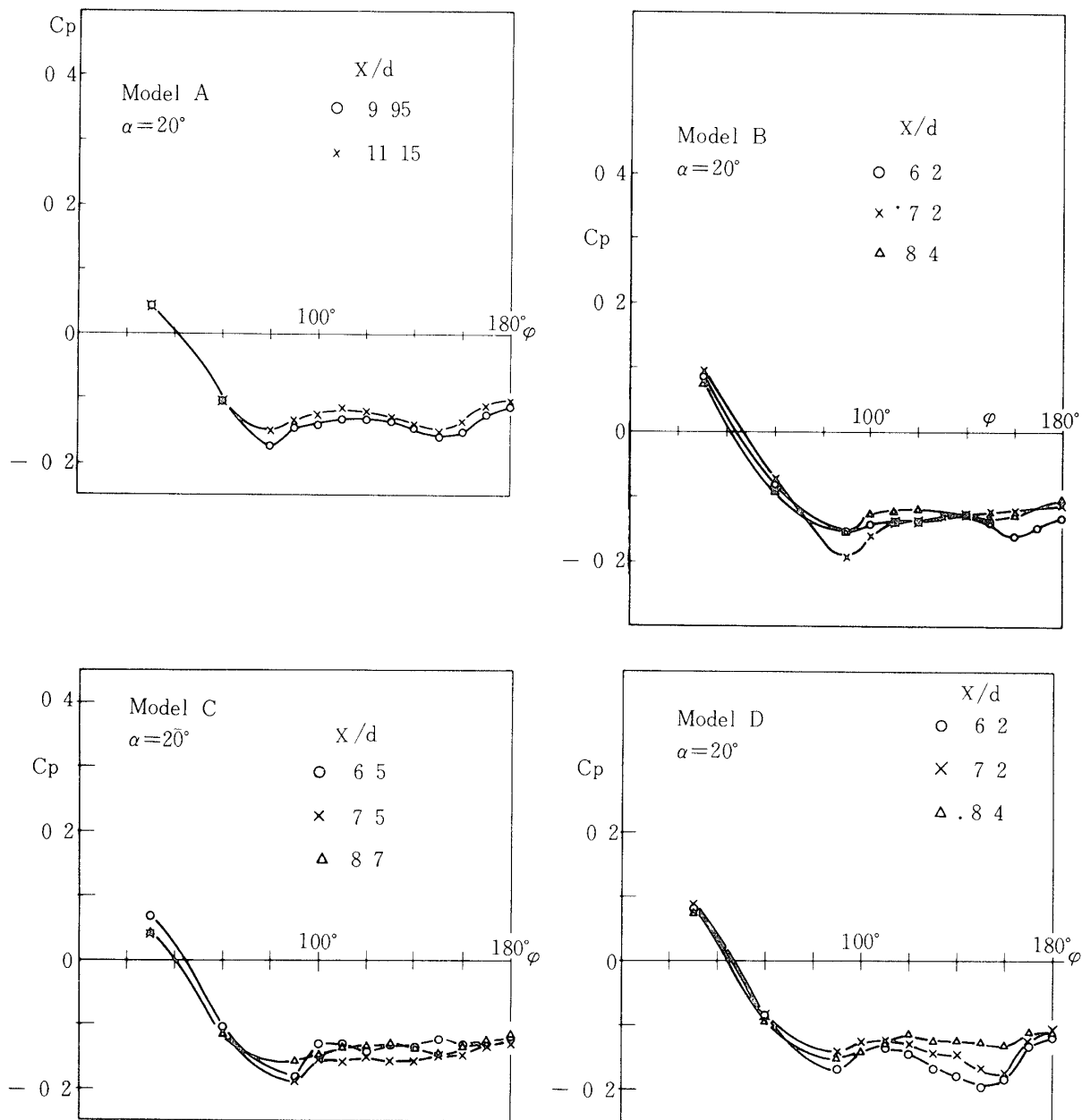


図 13 (2) 渦後流が十分成長した所の表面圧力分布

$$M_\infty = 2, \alpha = 20^\circ$$

は一定の圧力分布となっている。渦後流の発達につれて表面圧力分布は(a)型から(b)型へと変化するわけであるが、これ等の圧力分布かどのような渦後流内の構造を推測させるかを2次元ポテンシャル流れにおいて適当な渦配置を与えて計算を試みた[6]。

(a)型圧力分布は2次元流れにおいて突然動きだした円柱の表面圧力分布とよく似ている事から予想された通り対称の渦をもった円柱を過ぎる流れにおいて容易に得る事ができた。又、さらにその流れ場にfeeding sheetの効果を与えるような他の1組の対称渦を付け加わせる事によって、剥離後は平坦な圧力部分をもつ(b)型の圧力分布を得る事ができる。図14-(c)に示してあるような定常な2次元流れにおける円柱表面圧力にみられる平坦部は渦み領域の存在（現在の場合3次元流れなので円柱背面に渦み領域はない）によるものであって(b)型にみられる平坦部とは本質的に異なる。

模型を回転させて求めた表面圧力分布からは、渦後流内の渦が対称か否かについては何の情報も得る事はできない。そこで、ここでは、何枚かのシュリーレン写真が非対称渦の存在を示しているにもかかわらず、渦は対称であり非対称性はあっても十分小さいと仮定して議論をしてゆく事にする。

先の2次元ポテンシャル流れを用いた簡単な計算結果より次のような渦後流の構造が推定される。即ち、

(a)型圧力分布・1組の集中渦をもつ。feeding sheetの効果は小さく無視できる。(図15-(a))

(b)型圧力分布 feeding sheet もしくは第2, 第3の渦が存在し、それ等の強さは、主たる対称渦と同等である。(図15-(b))

超音速の実験からは低速の時にみられたような物体表面近くまで大きく成長した1対渦からなる構造は推測されなかった ((a)型の圧力分布のあらわれるのは渦後流が未発達領域に

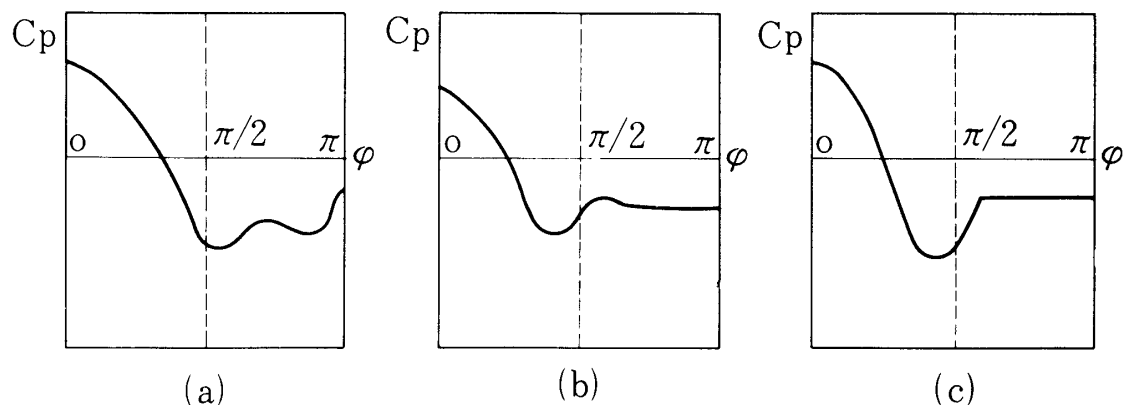
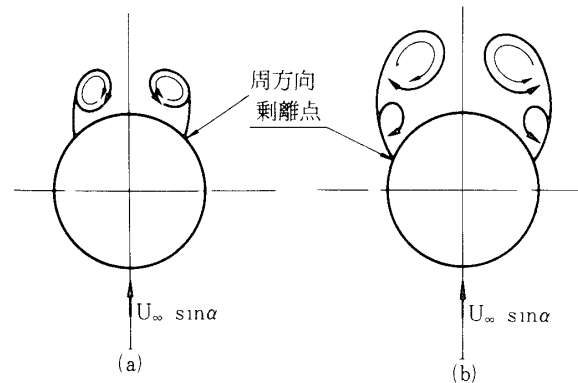


図14 定性的な周方向表面圧力分布

(a) 渦後流が成長を始めた所の圧力分布

(b) 渦後流が十分に成長をした所の圧力分布

(c) 定常な2次元流れにおかれた円柱の表面圧力分布



(a) 渦後流の初期段階 (b) 渦後流の十分に発達した段階

図15 渦後流の構造

限られている。)この事は、非常に低速かもしくは非常に大きな迎角を取る時を除いて、渦後流は“1組の集中渦+feeding sheet”からできていると考えて十分であると思われる。唯し、feeding sheetの強さは、交差流 (cross flow) のマッハ数 $M_\infty \sin \alpha$ によって変化すると考えられる。 $M_\infty \sin \alpha$ の大きい方が渦度は大きく、従って、渦の成長につれておこる第2, 第3の剥離から生じる渦の成長も早い。これ等の現象は、 $M_\infty \sin \alpha$ の大きい方が、渦度を供給する feeding sheet 又、第2, 第3の渦の影響が大きい事を示唆している。しかし、feeding sheet等の強さと $M_\infty \sin \alpha$ との間の定量的な関係は今回の実験からはつかめなかった。

4. 理論的考察

渦後流を伴う飛しょう体回りの流れ場は、突然動き始めた円柱の周りの流れと機軸に垂直な断面内にみられる流れとの相似性に着目して、その断面内で「円柱+複数渦」の2次元ポテンシャル流れのモデルをもとに近似的に求められる。そのポテンシャルモデルには現在2つのものか考えられている。一つは図16-(a)に示してある渦度を二つの集中渦でおきかえるものでここではfeeding sheet の効果は考えられていない

[1], [2]。もう一つは図16-(b)に示してある, Oberkampf [3]によって

提案されたものでfeeding sheetの効果を与えるように渦度を適当に分布させるものである。

現在の実験結果は交差流流速 $M_\infty \sin \alpha$ によってfeeding sheetの効果か0から主渦と同程度

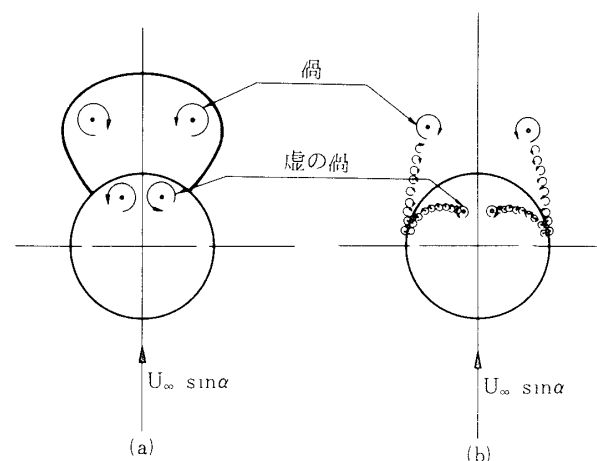


図16 2次元ポテンシャル流れのモデル

(a) 2つの集中渦をもつもの (Ref. 2)

(b) 複数渦に渦度を分布させるもの (Ref. 3)

まで変化する事を推測させる。これは、 $M_\infty \sin \alpha$ の大きさによって図16-(a)と(b)の2つの流れのモデルが使い分けられるべきであるという事を示しているわけであるか、この二つのモデルの使い分けに対する基準となる $M_\infty \sin \alpha$ の値については現在の実験からは決める事はできなかった。

次に胴体上の渦後流の成長率と頭部形状との関係について考えてみる。渦後流を一つの粘性領域という考え方をするならば、頭部のもつ曲率はその成長を促進する働きをすること考えられる。同時に又、頭部の曲率は粘性領域外側の軸方向流れを加速する働きをもつ。この事は、粘性領域の成長を抑えようとする。この二つの相反する作用が胴体上の渦後流の大きさを決定すると考えられる。頭部曲率が大きい程、交差流 (cross flow) の逆流 (周方向剥離) は、はやく起こる。これは当然その部分の粘性領域を薄くする作用をするわけであるか、この交差流の効果は曲率をもつ頭部及び後部胴体との結合部付近において大きく、この部分に限られると考えてよい。それは胴体上の周方向剥離位置が頭部形状によって変化しない事からもあきらかである。現在の実験結果はModel Cか他の頭部形状と比べてわずかに大きい渦後流を全迎角領域にわたって持っている事を示しているが、その差は小さく、先の相反する効果は同程度であると考えてよいであろう。

超音速での今回の実験の迎角範囲では、渦の流出という現象 (vortex breakdown)は観測されなかった。しかし、 $\alpha \geq 25^\circ$ では渦後流の外側境界は枝分れを示しており、これは非対称渦が存在するか、もしくは、渦が振動をしている事を示している。この事は、渦後流が崩壊直前即ち、渦が流出する直前である事を推測させる。低速での実験結果は $\alpha = 30^\circ$ では明らかに渦の流出を示している事から、交差流 $M_\infty \sin \alpha$ が渦の流出にも大きな影響を与える事が分かる。渦の流出か、渦の成長の結果である事からも、渦後流の構造の変化を支配するパラメータの一つである $M_\infty \sin \alpha$ が、渦流出に大きな影響を与えるのも当然であろう。

今回の実験は、主流の流速、レイノルス数かともに大きく異なる二つの場合について行われた。渦後流の大きさを求め得る数少ない論文から引用した値と現在の結果との比較が図17に示してある。これからもわかるように、今回の結果を、広範囲のマッハ数、レイノルス数にそのまま適用できるとするにはテータが少なすぎると思われるか、少なくともそれから大きくずれる事はないように思われる。

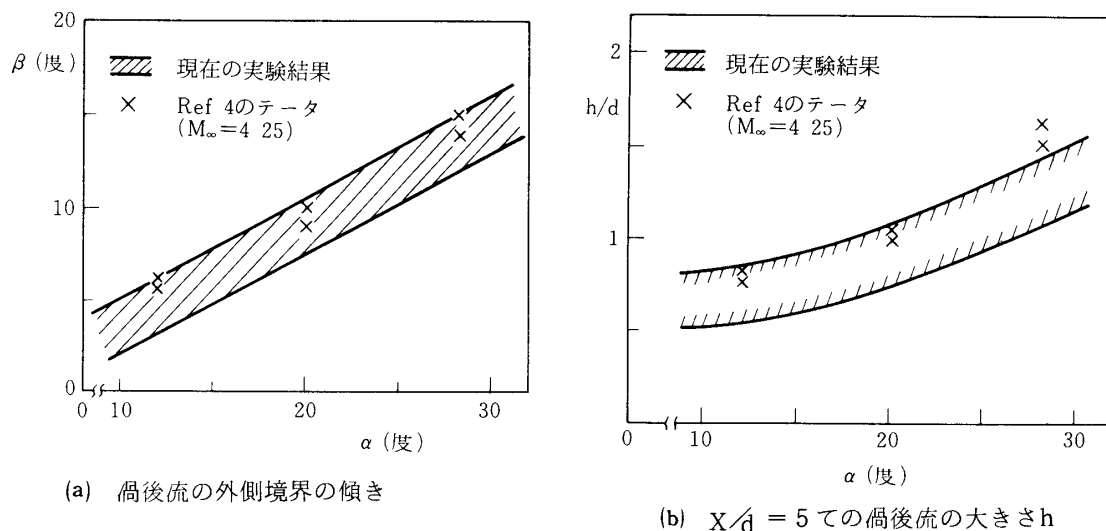


図17 他論文からのテータと現在の結果の比較

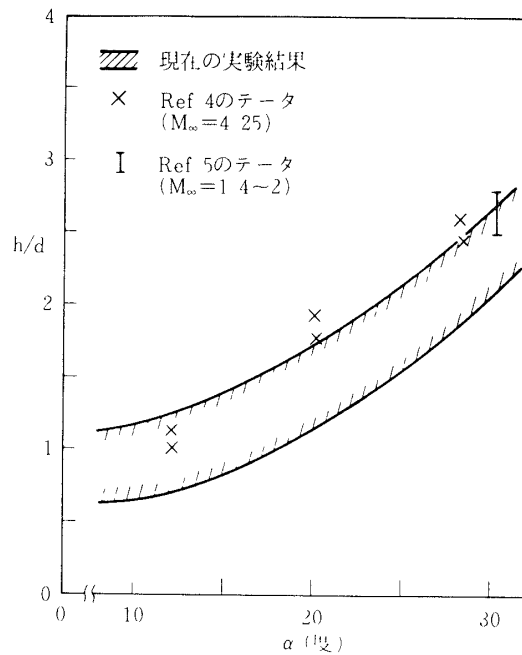
(c) $X/d = 9$ での渦後流の大きさ h

図17 (続き) 他論文からのデータと現在の結果の比較

5. 結 論

今回の実験結果の分析は、次のようにまとめられる。

- 1 渦後流の形状、大きさは、迎角と飛しょう体先端からの距離とによって一意的に与えられる。
- 2 交差流流速 $M_\infty \sin \alpha$ の変動は、渦後流の構造的な変化をもたらす。同時に又、 $M_\infty \sin \alpha$ は、渦の流出の時期を支配する。

6. 謝 辞

今回の実験において大変お世話になった辛島研の佐藤清氏、金城政敏氏にこの場をかりてお礼を申し上げます。

1977 年 1 月 8 日 航空力学部

参 考 文 献

- [1] J. F. Mello Investigation of Normal Force Distributions and Wake Vortex Characteristics of Bodies of Revolution at Supersonic Speeds, J. A. S. Vol. 26, (p. 155-168), 1959
- [2] L. H. Jorgensen & E. W. Perkins Investigation of Some Wake Vortex Characteristics of an Inclined ogive-Cylinder Body at Mach Number 2, NACA TR 1371, 1955
- [3] W. L. Oberkampf Theoretical Prediction of Roll Moments on Finned Bodies in Supersonic Flow, AIAA Paper 74-111, 1974
- [4] I. M. Hall, W. E. Rogers & B. M. Davis Experiments with Inclined Blunt-Bodies, A. R. C. R. & M. No. 3128
- [5] K. D. Thomson & D. F. Morrison The Spacing, Positions and Strength of Vortices in the Wake of Slender Cylindrical Bodies at Large Incidence, J. F. M. Vol. 50, (p. 751-783), 1971
- [6] 中尾晨一, 並木道義, 河村龍馬 “飛しょう体の渦後流についての実験的研究” 宇宙研報告 第12巻 (p. 697 ~ 711), 1976