

UDC 533.6.011.3:
533.693.3

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-423

Breakdownを伴う三角翼前縁剝離渦の流れ場

林 良生 ・ 中谷輝臣

1975年8月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. まえがき	1
2. 実 験	4
2.1 測定方法	4
2.2 渦中心の特性	6
2.2.1 渦の位置	6
2.2.2 渦中心の速度	8
2.2.3 渦中心の総圧	10
2.2.4 レイノルズ数効果	11
2.3 渦断面の特性	12
2.3.1 渦の軸対称性	12
2.3.2 速度の分布	13
2.3.3 渦度の分布	17
2.3.4 乱れの分布	20
2.4 渦のBreakdown	23
2.4.1 渦の歳差運動とSpiral変形	23
2.4.2 Breakdownの位置	26
3. 理 論	28
3.1 理論的方法	28
3.2 数値計算	30
3.2.1 記 号	30
3.2.2 基礎方程式	30
3.2.3 差分近似	32
4. 実験結果と計算結果の比較	34
5. む す び	42

Breakdownを伴う三角翼前縁剥離渦の流れ場*

林 良生**、中谷輝臣**

Flow-Field in a Vortex with Breakdown above Sharp Edged Delta Wings

By Yoshio HAYASHI and Teruomi NAKAYA

ABSTRACT

This paper describes the behavior of vortex-flow, accompanied with breakdown, formed above sharp-edged delta wings, which has been investigated experimentally as well as theoretically at NAL. Emphasis is placed particularly on the criterion for the breakdown at sufficiently large Reynolds numbers.

First, shown are the mean velocity components U_x , U_y , U_r , and the total head H_c along the vortex axis measured in the vortex-flow field over three flat-plate delta wing models with apex angles of 40° , 50° , and 60° . Experimental data are conveniently non-dimensionalized in terms of the maximum velocity U_0 and the distance L , at which the velocity along the vortex axis becomes half of U_0 . These results show that the pronounced effect of the vortex breakdown presents itself on the mean axial-velocity distribution across the vortex and the total head change along the vortex central axis. The breakdown point can therefore be determined from the criterion $dH_c/dx = 0$ or $(\partial^2 U_x / \partial R^2)_{R=0} = 0$. The spiral form of the vortex and the velocity fluctuation in the vortex breakdown flow field are illustrated as results of the precession of the vortex core section, analogous to the precession of a solid body with a fixed point. The frequency of the velocity fluctuation is demonstrated experimentally and theoretically to be proportional to U_0/L .

Secondly, a modification, accounting for turbulence, of Hall's method of numerical calculation is described. The concept of eddy viscosity is introduced, and the fundamental system of the theory consists of a set of quasi-two dimensional equations which are to be solved numerically. Calculation is actually carried out in the case of a flat-plate delta wing model with an apex angle of 50° and an attack angle of 17° , with initial and boundary conditions specified in accordance with the measured values. Comparison is made between the numerical and experimental results, showing good agreement between them, when the chosen value of eddy viscosity is 4 to 5 times larger than the kinematic viscosity.

1. ま え が き

航空機の高速化に関する研究、技術の進歩によって現在では、超音速旅客機の出現を見るに至った。このSSTの開発にともなって、経済性にすぐれ、しかも安全性の

高い翼の研究が精力的に行なわれてきた。^{1),2),12),18)}そして翼のまわりの流れが安定しており、構造強度の面からもすぐれ、抵抗が小さく経済性に富んだ前縁の鋭い三角翼が、超音速旅客機の翼としては有利であるとして注目を集めるようになった。

しかしながらアスペクト比が小さく前縁が鋭いために、

*昭和50年5月8日 受付

** 空気力学第二部

翼のまわりの流れ場は極度に3次元的な影響が強くなる。その最も特徴的な現象は、迎角がある程度大きくなると、流れが鋭い前縁を曲がり切れず、その位置から剝離し、翼面上の流れ場は剝離した3次元流となることである。アスペクト比の大きな翼では、できる限り翼面上での剝離を防止し、理想的な揚力に近づけるように翼が設計されるのに反して、三角翼では、この剝離がむしろ積極的に利用される。前縁から剝離した流れは、翼面上に集中して強い渦を形成するが、前縁が鋭いために剝離点が固定され、剝離した流れによって作られる渦は安定している。そして翼面上の流れ場は左右に一对の集中渦を含む安定した3次元剝離流となる。この渦の中心は静圧が低く、翼面上で渦の存在する所の揚力は増加し、剝離が存在しないポテンシャル理論³⁾から得られる揚力より高くなり、迎角に対して非線形に増加する。このように前縁の鋭い三角翼の空力特性はこのような前縁剝離渦の振舞いによるところが大きい。

渦を伴う三角翼の空力特性については、細長物体理論を用いて、剝離渦を直線渦として取り扱うBrownとMichaelの理論⁴⁾、剝離渦を直線渦と渦層に分けて解析的に解くManglerとSmithの理論⁵⁾、渦層を折線で近似したSmithの理論⁶⁾、さらに胴体を考慮してSmithの理論を発展させたLevinskyとWeiの理論⁷⁾、剝離渦は前縁の鈍い翼に生じる suction forceと同じ働きをするものとして扱ったPolhamusの理論^{8),9)}や従来から3次元翼面理論として用いられているVortex Lattice法¹⁰⁾を剝離を伴う三角翼に拡張した大村と高岡の計算法¹¹⁾などがあり、剝離を伴う三角翼の空力特性に関する理論が確立されてきた。

翼全体の空力特性に関しては、以上のように剝離渦を直線渦と渦層に置き変えて、それらによる誘導場を計算すれば十分であるが、図1に示すようにこの前縁剝離渦は、迎角を増していくと、翼後縁より下流の位置でBreak-

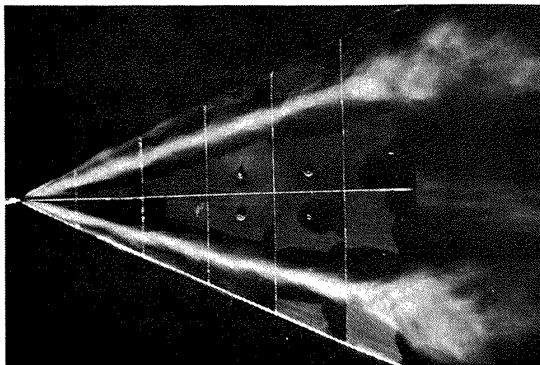


図1 三角翼前縁剝離渦と Breakdown
 $A = 65^\circ$, $\alpha = 24^\circ$, $V = 0.5 \text{ m/s}$

down または Burst と呼ばれる現象を起す。さらに迎角を増すと Breakdown の位置は上流に移動し、翼面上で起るようになる。この現象が発生すると速度変動が激しくなり、翼面上の圧力変動も大きくなり、航空機を異常なまでに振動させる。翼面上で Breakdown を起すと、それより下流では渦の寄与による揚力の増加は期待できなくなり、航空機の頭上げモーメントが大きくなり、縦の静安定が悪化する。前縁剝離渦は横風の影響にも弱く、迎角が小さくても、偏揺角をとると、左右の渦のうちで風上側の渦が Breakdown を起し¹³⁾¹⁷⁾、横の静安定に影響を与える¹⁾。また前縁剝離渦の翼に相対的な位置は、迎角や偏揺角によって移動するが、角度の変化に対してある位相だけ遅れて変化するので、動的な安定にも影響を与える¹⁴⁾¹⁵⁾¹⁶⁾。このように前縁剝離渦と Breakdown の現象は、航空機の静安定、動安定に及ぼす影響は大きく安全な飛行のためには、前縁剝離渦の性質を十分に研究する必要がある。さらに Breakdown の現象は、前縁剝離渦を直線渦と渦層の集まりとして扱う翼理論からは理解できず、渦の構造そのものの性質を研究しなければならないことを示している。

渦そのものの構造をしらべる実験的な研究は初期には非常に少なく、風洞や水そうを用いて、渦の中心に煙や染料を送り込み、渦の成長、発達の状態を写真撮影によって定性的にしらべる研究が主であった。写真撮影は、渦の位置、渦の拡散や Breakdown の位置を知る上では、非常に有益な情報を与えてくれるものであるが、渦の中の構造を知る上では不十分なものである。Werlé¹⁹⁾は単純な三角翼だけでなく、種々の形の物体を水そうの中に入れ、何種類かの染料を流して、低速での渦の振舞いを写真撮影した。また Elle²⁰⁾は高亜音速での渦の形成をシュリーレン法によって撮影している。この場合には渦が Shock と干渉して複雑な様相を示すが、高速においても低速の場合と同様に渦が形成され、翼のまわりの流れ場を支配していることを認めることができる。LambourneとBryer²¹⁾は三角翼を水そうの中に入れ、そこに生じる渦の発達と Breakdown の現象をしらべた。そして Breakdown の現象には (1) Axisymmetric 型と (2) Spiral 型の2種類があり、この場合には、Axisymmetric 型は不安定であり、Spiral 型に移行するものであると述べている。Axisymmetric 型では、渦中心の速度が減少し、ついには静止するようになり、チューリップ形の逆流領域を作る。一方 Spiral 型では、ある位置で渦の中心軸が曲がり、その後は数回の Spiral を書いて乱流へと移行する。この Spiral 変形で注目すべきことは、Spiral の回転の方向が最初の渦核の回転の方向と逆になっていると

いうことである。またシネカメラの撮影による染料の動きから、流体部分の動きを測定して、Breakdown を起す前では、渦中心の軸速度が一樣流の2倍以上にもなり、Breakdown を起すと、その値が一樣流以下の値になることが示されている。そしてSpiral型のBreakdownでは、渦核部分の流体は、このSpiralに沿って移動するのではなく、Spiral面を含む円錐状の曲面の母線に沿って下流に移動しており、Spiral全体をみていると、丁度渦核部分の流体がSpiralに沿って移動しているかのよう²²⁾に見えることが実験的に明らかになった。¹³⁾ Hummel は煙を用いた渦の撮影と同時に、渦の作る流れ場の総圧の分布と速度ベクトルの測定を行ない、渦中心の総圧は周辺部より低くなり周速度はかなり大きくなることを示した。しかしこの実験では渦核の中の速度分布等までは測定されていないので、渦の構造を知る上では不十分なものとなっている。最初に渦核の中の速度分布、圧力分布を測定したのはEarnshaw²³⁾である。彼は5孔ピトー管を用いて渦の作る流れ場の測定を行ない、渦度は中心の非常に狭い領域に集中して渦核を形成しており、中心での軸速度は一樣流の2~3倍にも達し、周速度の最大値も、ほぼ一樣流程度の大きさになっていることを示した。

その他に三角翼上の渦ではないが、渦のBreakdownに関しては全く同じような現象を示す、円管内の旋回流に関する実験も多くの研究者⁵³⁾によって進められてきた。Harvey²⁴⁾は円管内の旋回流の渦核の中心部に卵形の逆流領域ができ、その後方から下流に激しく変動した尾をもつ流れ場が形成されることを示した。そしてBreakdownの現象はこのような渦核中心のStagnation²²⁾によるものであるということを示した。Lambourneは円管内の旋回流の流量を増すことによって、始め発生したAxisymmetric型のBreakdownがSpiral型Breakdownに移行するTransientな様子の撮影に成功した。Spiral型Breakdownによる速度と圧力の変動を測定した。CassidyとFalvey²⁵⁾は、実験から、渦がSpiral型のBreakdownを起すと、一定の周期でジャイロのように歳差運動をすることを報告している。またSarpkayaの最近の実験結果によると、Breakdownには(1)Axisymmetric型(2)Spiral型(3)Doublehelix型の3種類が存在し、どの型のBreakdownが発生するかについては、レイノルズ数、循環の大きさ、圧力勾配に依存しており、Breakdownの位置もこれらのパラメーターによって変化することが、定量的な実験結果として報告され、さらにBreakdown発生²⁵⁾のTransientな様子についても報告されている。SarpkayaのSpiralvortexのSpiralの回転方向は、最初の渦の回転方向と同じ方向であり、Axisym-

metric型Breakdownの後流にみられるSpiral変形は、Lambourneの言うSpiral変形と同様Spiralの回転方向が逆になっている。以上みてきたように、管内の旋回流は別として、三角翼前縁剝離渦の構造についての定量的な研究では、Breakdown前の流れ場に関するEarnshawの実験があるのみで、渦が発達し、Breakdownに至る過程での定量的な実験結果は著者の知る限りでは見当たらない。

三角翼前縁剝離渦に関する実験研究のこのような現状をふまえて、三角翼前縁剝離渦の流れ場をしらべるための定量的な実験を計画した。後退角の異なる3種類の平板三角翼模型を作り、それらによって作られる渦の中心の総圧、平均速度とBreakdown前後の渦の作る流れ場の平均速度ベクトルの分布を測定した。その結果から、Breakdownを起す前の渦の中の速度分布は、Earnshawの実験結果と全く同様であるが、Breakdownを起した後の渦の中の軸速度の分布は、Breakdownの前の速度分布とは全く異なり、渦中心で極小値をとり、中心から離れたところに極大値をもつような分布形となる。同時に渦中心の総圧がBreakdownの位置で極小値をもつことがわかった。そしてBreakdownの位置は軸速度の半径方向の2次の微係数が渦の中心で零となる条件、 $(\partial^2 u_x / \partial R^2)_{R=0} = 0$ 、別の表現をすれば、渦中心の総圧の渦軸方向の微係数が零となる条件、 $dH_0/dx = 0$ 、によって求められることが明らかになった。この論文の主要な目的の一つは、このVortex Breakdownの条件に置かれている。

第2章では、翼面上にBreakdownを伴う三角翼前縁剝離渦の作る流れ場の、以上のような実験結果について述べる。第3章の前半の部分では、理論研究の現状を考察し、レイノルズ数が高いときの三角翼前縁剝離渦の発達とBreakdownの位置は、我々の実験結果にもとずいて、Hall²⁹⁾³⁰⁾が提案しているように、境界層近似と同じような準2次元的な仮定のもとに、ナビエーストークスの方程式を差分法で数値計算して求めることができることを述べる。そしてHallの計算は層流渦の場合であるので、渦が乱流であることを考慮して、その効果を数値計算に入れるために最も簡単な渦粘性のモデルを採用した計算法について述べる。第3章の後半では、後退角 65° 、迎角 17° の実験結果より、初期条件と境界条件を与えて数値計算を実行し、渦粘性係数として動粘性係数の4~5倍にとれば、計算された平均速度ベクトルの分布とBreakdownの位置は、実験結果とほぼ一致することを示す。最後の第4章では、実験結果と計算結果が比較され、数値計算をさらに発展させるためには、単純な渦粘性の

モデルではなく、流れ場の乱流構造まで含めた乱流モデルで考える必要のあることが考察される。

2. 実 験

2.1 測定方法

三角翼模型

本研究に用いた三角翼模型は、図2に示すように、後退角 60° 、 65° 、 70° の3種類の平板翼模型で、剝離点を固定するために、前縁および後縁の部分は、斜めに切り落されている。後退角 65° と 70° の模型の中心弦長は400mmであるが、後退角 60° の模型は、後縁での翼巾が長くなりすぎないように350mmに縮められた。模型の板厚は、いずれの場合も3mmで、材質はジュラルミンである。翼の先端から $2/3$ 弦長の位置で直径10mmの円柱で模型を風洞内に鉛直に支え、実験を行なった。模型が小さいと、前縁渦の渦核も小さくなり、流れ場の測定が困難になるため、風洞の測定断面に比較して模型を

大きくしなければならなかった。したがって風洞壁の影響は全く考慮されていない。

風洞, トラバース装置

実験に使用した風洞は、図3に示すように、測定部断面が 650×550 mmの縦ながの回流型低速風洞で、風速は約40m/sまで上げることができる。模型および、その支持装置の強度から制限され、測定に用いた風速は15m/sと6m/sと低く、中心弦長400mmの模型の、中心弦長を基準にしたレイノルズ数は、一様流風速15m/sのときに 4×10^4 であり、6m/sのときに 1.6×10^5 である。また、測定部における気流の乱れは、風速15m/sのときで、約0.3%程度であった。

三角翼の上面に生じる渦の速度場、圧力場の測定を行うには、測定のためのプローブを前後、左右、上下に3次的に移動させなければならない。そのために風洞測定部の後部に、図3に示すようなトラバース装置を置き、前後、左右の方向は手動により、上下方向は電動に

		A_{deg}	C_o mm
模 型	A	60°	350
	B	65°	400
	C	70°	400

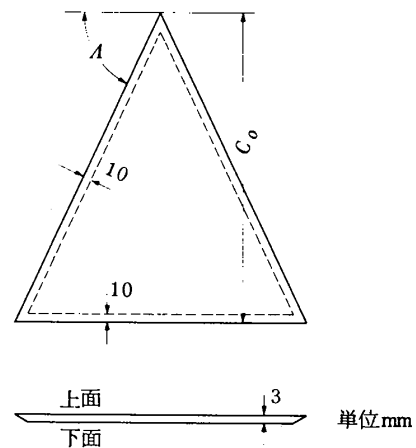
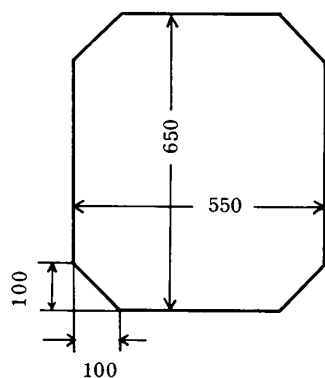
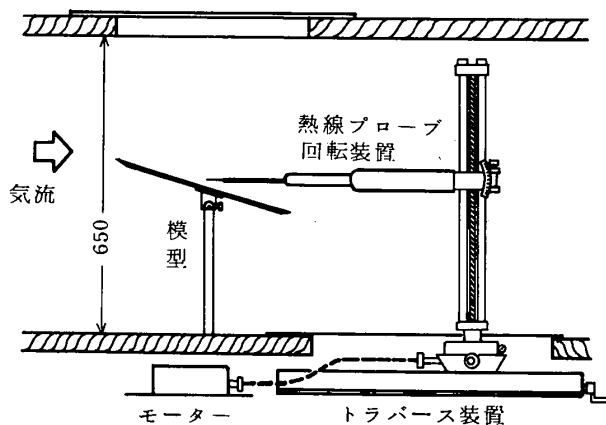


図2 模型形状



測定部断面



単位mm

図3 風洞・トラバース装置

よって移動させる。測定点の位置の読みとり精度は0.1 mmである。

平均速度ベクトル，総圧の測定

三角翼の作る前縁剝離渦の流れ場は，3次元性をもっているために，普通，行なわれるように，静圧管を用いて，静圧管の方向を一定にしたままで，静圧を測定しようとする，気流の方向と静圧管の軸の方向が大きく異なるために，静圧管は正しい静圧の値を示さない。したがって，本実験では，比較的測定が容易な，総圧と平均速度ベクトルのみを測定した。

渦中心の総圧を測定するためには，図4に示すように，流れ方向の感度が鈍くなるように，二重のパイプを用いた，外径1.2 mmのキールチューブが用いられた。この

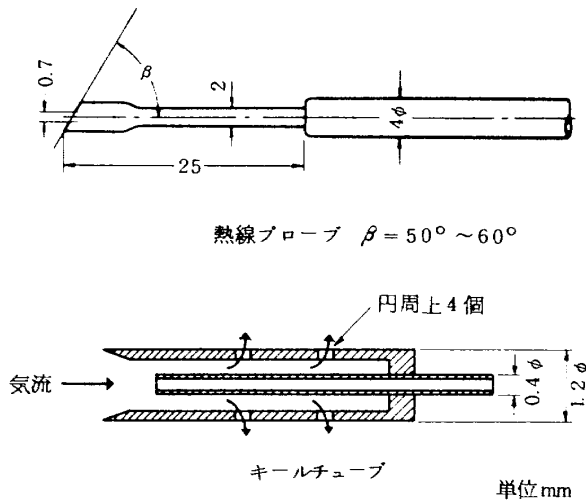


図4 測定用プローブ

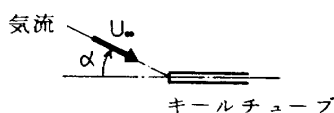
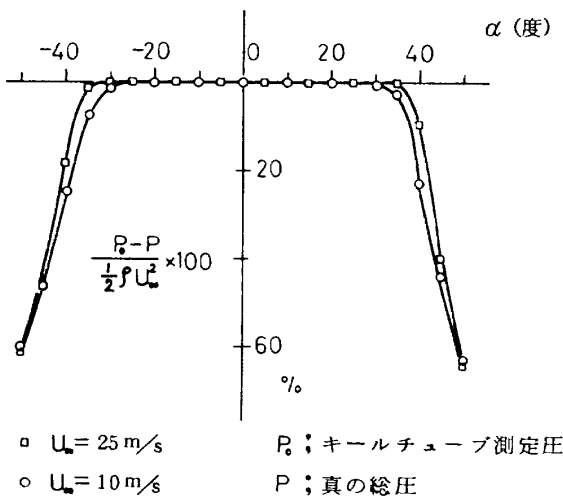


図5 キールチューブの角度特性

キールチューブの角度特性は，図5に示すように，キールチューブの軸と気流の方向との間の角度が，約 30° までであれば，正しい総圧を示すことがわかる。渦の中の流れ場のように，気流の方向と渦の中心軸の方向との間の角度が非常に大きい場合を考えると，キールチューブの測定限界が 30° という事実は，キールチューブの方向を固定したままで，総圧を測定するには，不十分であるといわなければならない。したがって，渦中心の総圧の測定にあたっては，trial and errorによって，キールチューブの示す圧力が最小となる位置を，あらかじめ求めておき，それらの点を結んで渦中心の軌跡を求める。そして，このようにして得られた渦の中心軸とキールチューブの軸を，ほぼ一致させて総圧の測定を行なった。

平均速度ベクトルは，普通は管を用いたヨーメーター⁵⁰⁾や5孔ピトー⁵¹⁾管などで測定されるが，三角翼の作る前縁剝離渦の速度場のように，速度勾配が非常に大きく，しかも速度ベクトルの方向が，場所によって大きく変化しているような場合には，ヨーメーターなどによる測定は困難となる。本実験では，1本の熱線を，そのプローブ軸のまわりに回転させる方法⁵¹⁾によって，平均速度ベクトルが測定された。この方法は，熱線を，そのプローブ軸のまわりに1回転させる間に，数回，回転角を止め，熱線プローブの回転角と熱線からの出力信号を記録し，電子計算機の助けを借りて，3元2次の連立方程式を解き，平均速度ベクトルの3成分を求めるものである。また，この方法では，平均速度を求める操作と同時に，熱線からの変動信号をRMSメーターで測定しておけば，レイノルズ応力も求めることができる。本実験では，平均速度ベクトルのみが測定され，レイノルズ応力までは測定されなかった。図4に示すように，熱線としては，直径約5ミクロンのタングステン線を用い，両端を銅メッキして，2本の針に斜めにハンダづけする。針の間隔は約3 mmであり，銅メッキされていない熱線としての機能を果たすタングステン線の長さは，約0.7 mmである。速度ベクトルを測定するにあたっては，図6に示すように，熱線プローブを，熱線プローブ回転装置に取り付け，さらに，それをトラバース装置に取り付ける。熱線プローブの横には，渦中心を求めるための総圧管を置き，その総圧管で得られた渦の中心に，熱線プローブを移動して，渦中心の速度が測定された。渦の中心軸に垂直な断面の速度ベクトルの測定は，熱線プローブの横に取付けられた総圧管によって得られた，渦の中心軸に垂直な断面内に，トラバース装置を上下，左右，前後に移動して行なわれた。風洞内で測定している様子を図7に示す。

2.2 渦中心の特性

2.2.1 渦の位置

図8～図10は三角翼上面に生じる渦中心の、時間平

均的な位置を示したものである。横軸は翼先端を原点として、風洞軸の方向に測った距離 X を、翼の中心弦長 C_0 で無次元化した値であり、縦軸のうち Z は、風洞軸に鉛

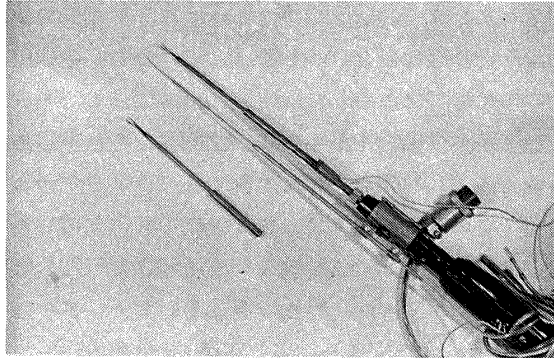


図6 熱線プローブ回転装置と総圧管

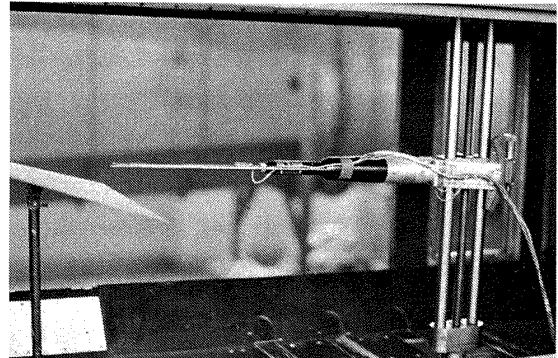


図7 測定状態

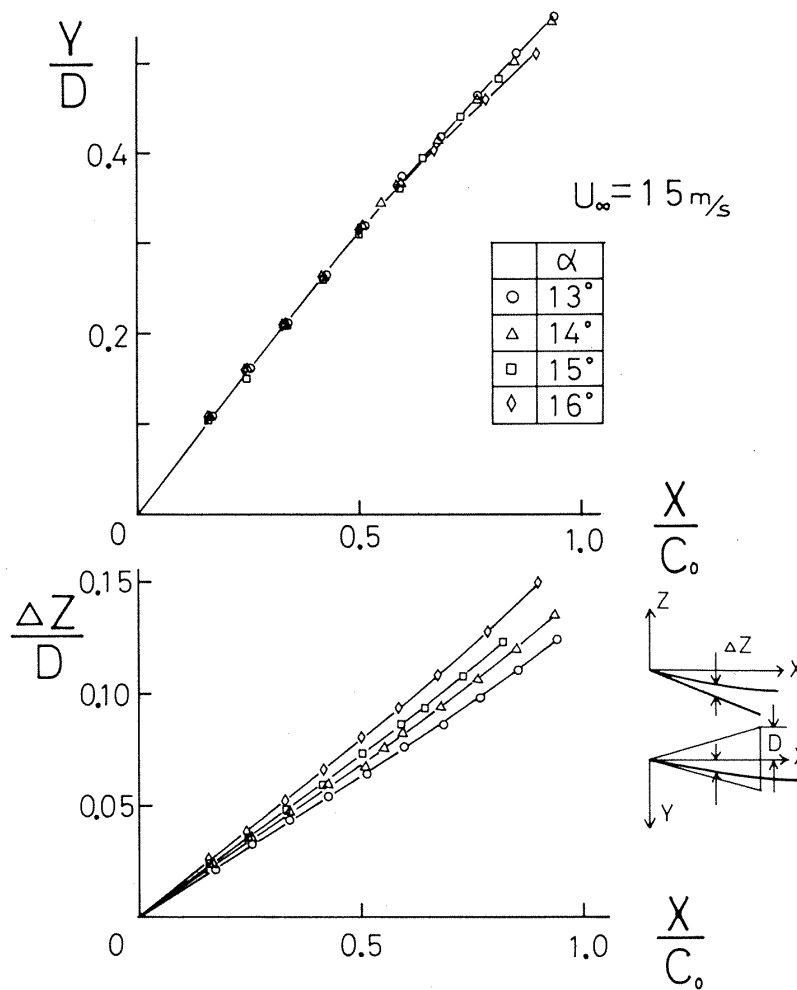


図8 渦の位置 ($A=60^\circ$)

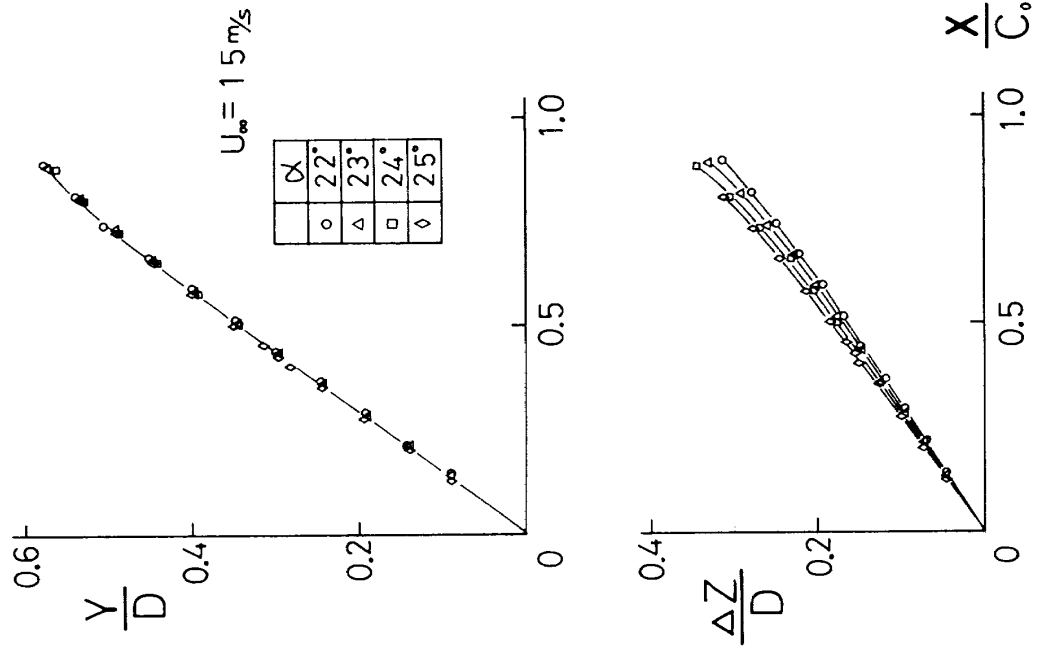


図10 渦の位置 ($\Lambda = 70^\circ$)

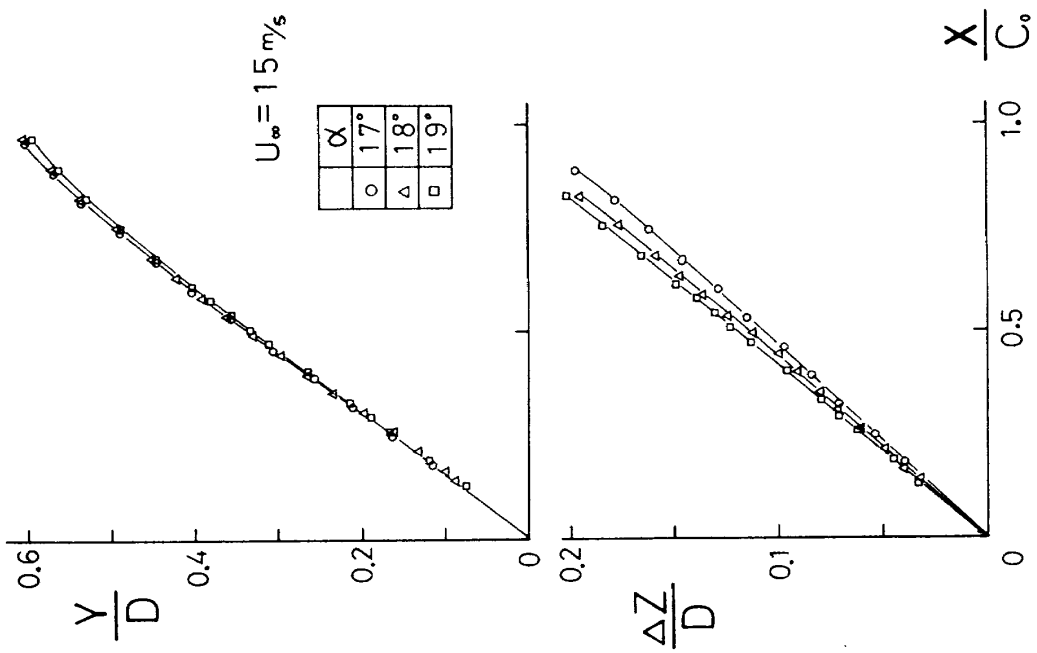


図9 渦の位置 ($\Lambda = 65^\circ$)

直上方に測った距離で、 ΔZ は翼表面より Z 軸方向に測った、渦中心までの距離を示す。また Y は翼の中心線から水平方向に測った、渦中心までの距離を示す。これらの値は、後縁での翼巾の $1/2$ である D で無次元化されている。

これらの図からわかるように、渦中心の位置は、上流側では上下、左右方向とも、ほとんど直線的であるが、下流に進むにつれて、わずかに一様流の方向に湾曲を始める。湾曲を開始する位置は、いずれの模型についても、迎角が大きい程、上流にある。また迎角が大きくなると、渦中心の位置は翼表面から離れて、上方に移動し、水平方向には、翼の中心線の方に移動する。これらの図は

定常状態で測定されたものであるが、非定常での渦の位置の変化には、ヒステリシスが存在⁵⁶⁾し、ピッチング運動のダンピングに、大きな影響を与えることが報告されている。いずれにせよ、三角翼前縁剝離渦の中心は、定常状態においては、ほぼ直線になっていることがわかる。したがって、理論的な取り扱いをする場合に、直線渦で近似することができるものと思われる。

2.2.2 渦中心の速度

図 11 は後退角 60° で、迎角を $13^\circ \sim 16^\circ$ まで変化させたときの、渦中心の平均速度を示したものである。横軸は、翼の先端から渦の中心軸にそって測った距離を mm 単位で示したものであり、縦軸は、中心軸上の速度 U_c を

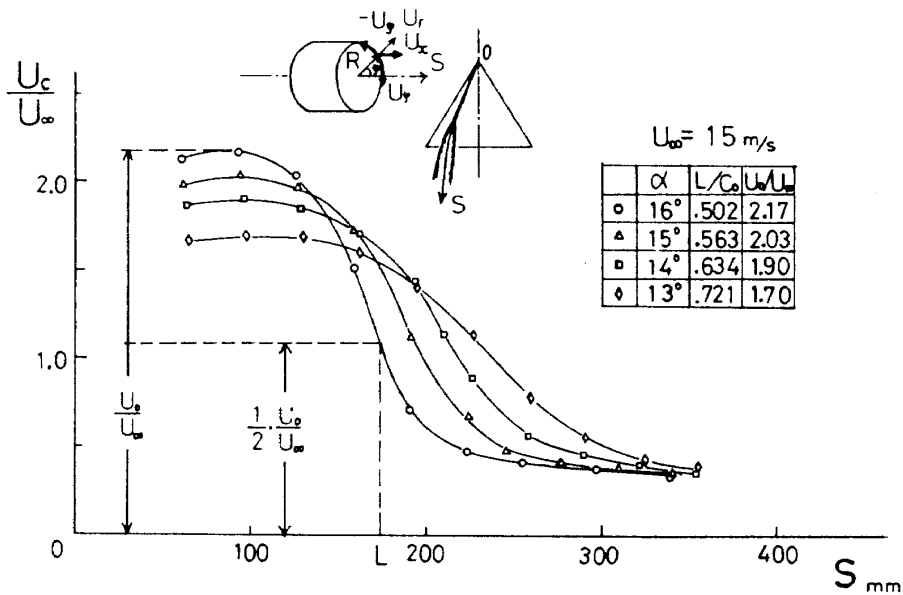


図 11 渦中心の速度 ($A = 60^\circ$)

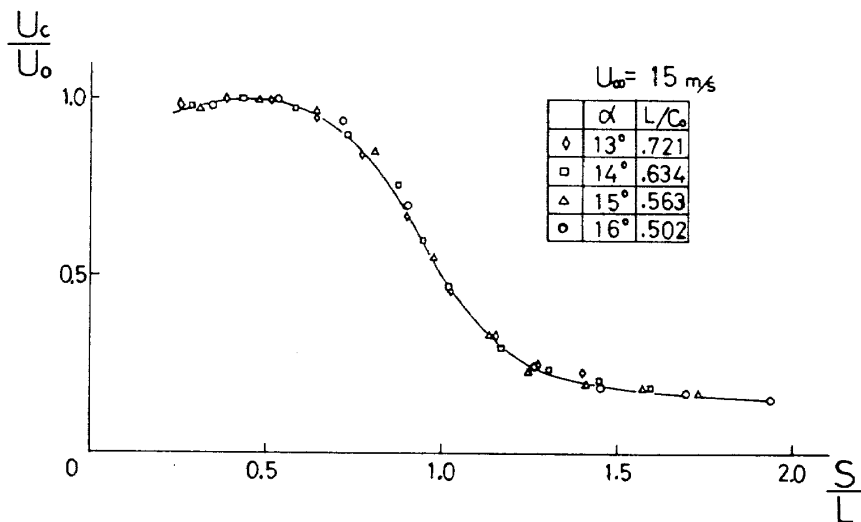


図 12 渦中心の速度 ($A = 60^\circ$)

一様流速度 U_∞ で無次元化したものである。測定は、トランス装置の移動限界のために、翼の先端から約60mm下流の位置から行なわれた。迎角が一定のとき、渦核は翼先端から形成され急激に成長する。そのために中心軸上の速度は一様流速度 U_∞ より大きくなり、ある位置で最大となる。しかし、その位置を越えて下流に進むと、流れは急速に減速され、ついには一様流以下にまで低下する。迎角が大きい場合には、中心軸上の最大速度 U_c は、迎角が小さい場合に比べて大きくなり、減速の割合も急激である。後退角 60° の模型の場合に、迎角 12° でも測定が行なわれたが、迎角 13° 以上にみられるような、速度の急激な減少はみられず、下流に進むにしたがって、ほとんど一定の値を維持していた。この場合には、熱線

の出力信号の変動は、上流における信号の変動と同程度で、迎角 13° 以上の場合のように、中心軸速度が減少する領域でみられる激しい速度の変動は生じなかった。このことは、迎角 12° 以下では翼上で Breakdown が発生していないことを示している。このように、中心軸上で、速度が急激に減少しているという現象は、Breakdown の発生を示唆している。図11で示されているように、速度が急激に減少しているといっても、流れの中に Stagnation ができて、その下流に逆流領域が広がるとは考えられない。熱線では、前方から後方に流れる流れと、後方から前方に流れる流れの区別がつかないので、図11で速度が負になっていないからといって、逆流領域がないと断定するわけにはいかない。逆流領域の存在を確か

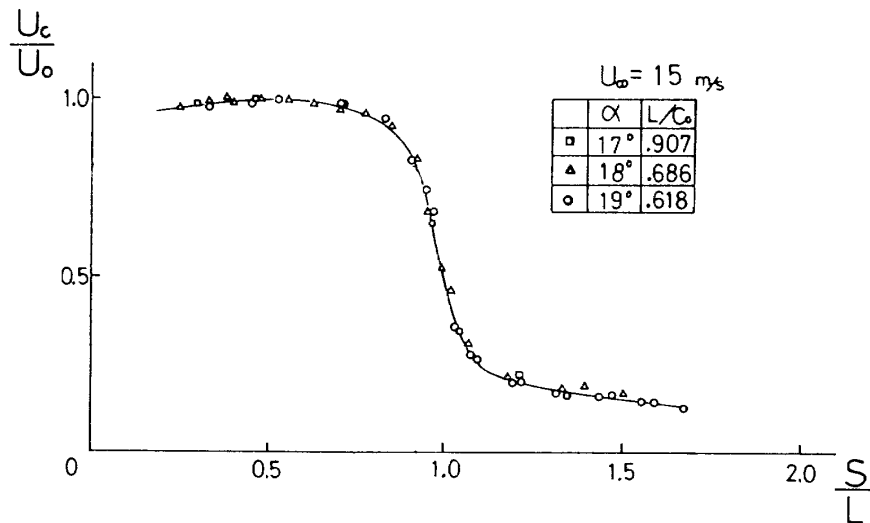


図13 渦中心の速度 ($A = 65^\circ$)

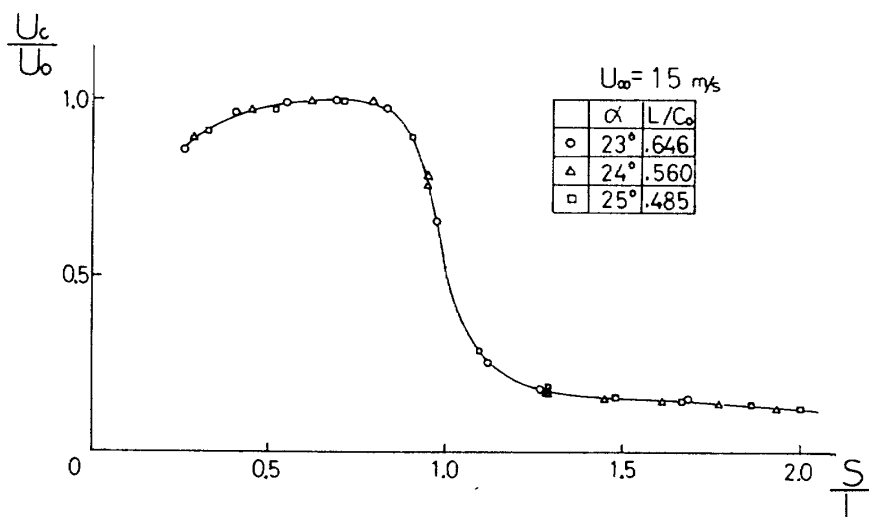


図14 渦中心の速度 ($A = 70^\circ$)

めるために、熱線プローブ回転装置から熱線プローブを取り外して、熱線プローブと同様な形状をしたプローブの先端に毛糸をつけて、流れの方向を観察した。観察の結果では、流れが逆流していることは認められなかった。したがって、熱線による平均速度の測定は、正しく行なわれているということを確認することができた。

これらの速度の変化を適当なパラメーターで無次元化して、一本の曲線で表わすことができると便利である。本論文では基準の速度としては、中心軸上の最大速度 U_0 を、基準の距離としては、中心軸上の速度が $U_0/2$ となる翼先端からの距離 L を用いる。 L の値はBreakdownの位置を示す量ではないが、Breakdownの位置と関連している。図12~14は U_0, L による無次元量で示した、中心軸上の速度の変化を示す。いずれの模型においても、迎角 α が大きくなるほど、 L の値は小さくなる。また速度の変化の様子は、後退角 A によって変わり、後退角が大きい模型ほど、速度の減少は急激である。これらの図は、中心軸上の平均速度が、迎角に関係なく、無次元量 U_c/U_0 S/L によって、一本の曲線で表わすことができることを示している。

2.2.3 渦中心の総圧

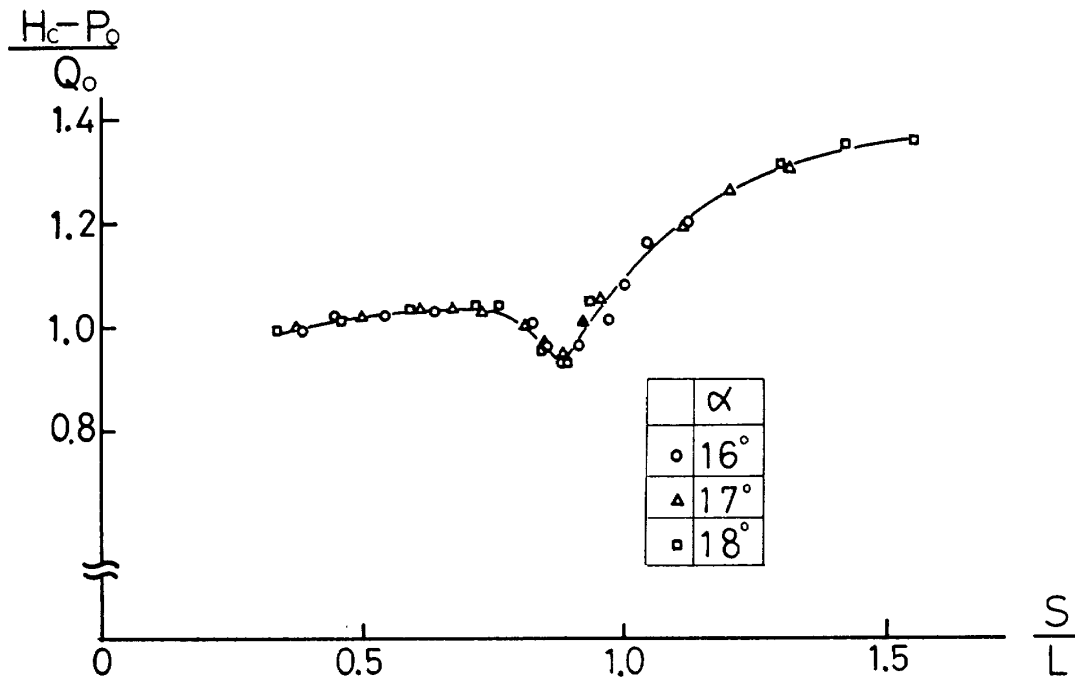
渦中心の位置は、図6に示したように、熱線プローブと平行に取り付けられた総圧の測定結果から求められた。ところが、熱線プローブ回転装置が渦核の径にくらべて大きいために、この総圧管で得られた渦中心の総圧から判断されるBreakdownの位置は、熱線によって中心軸上の速度を測定しているときのBreakdownの位置よりも下流にくる。この事実は、熱線で中心軸上の速度を測定しているときには、熱線プローブ回転装置というBlockageが渦の中心にあり、渦中心軸上の逆圧力勾配が大きくなり、Breakdownが促進され、その位置は前進する。一方、総圧管で渦中心を測定しているときには、熱線プローブ回転装置は、渦の中心軸上から離れ、逆圧力勾配が、それほど急にはならないという事実によっているものと思われる。したがって、熱線プローブ回転装置の横につけられた総圧管で、総圧を計測しても、速度分布を測定している状態での流れ場と異なった状態の総圧を計測していることになり、そのようにして測定された渦中心軸上の総圧の値と渦中心軸上の速度の値との対応は一致しない。

そこで、後退角 17° の場合に限って、熱線プローブを

取り外して、熱線プローブと同じ形状のプローブの先に、図4で示したキールチューブを取り付け、渦の中心軸上の総圧の測定を行なった。そして、このようにして測定された、渦中心の総圧から判断されるBreakdownの位置と速度分布から判断されるBreakdownの位置の対応は良くなったことが確認された。ただし、使用したキールチューブの径が、渦核の径に比して大きすぎるので、総圧の絶対値、特に渦核の径の小さい上流では、必ずしも信頼できる値にはなっていないこと。さらにBreakdownの後流では、瞬間的な流れの方向が激しく変化するので、測定値に大きな誤差を含んでいるものと思われる。以上述べたように、我々の流れ場の測定は、厳密には、前縁剥離渦の渦核の径に比して大きな、熱線プローブ回転装置というBlockageによって、逆圧力勾配が大きくなり、Breakdownが促進され、その位置が翼上面にあるときの渦の流れ場の測定であると言わなければならない。これは、丁度Hummelが流れ場の後流の中に障害物を置いてBreakdownの位置を前進させて、その効果をしらべた場合に類似している。

後退角 65° 、迎角 17° の渦中心軸上の、キールチューブによる総圧の測定結果を図15に示す。縦軸の P_0 は、中心軸上の速度が最大値 U_0 になる位置での静圧を示し、 Q_0 はその位置での動圧 $\rho U_0^2/2$ を示す。 P_0 の値は、総圧と速度から求められた動圧の差として計算された値が使用された。図15からわかるように、中心軸上の総圧は、下流に進むにつれて減少し、 S/L の値が0.9付近で最小になり、それを過ぎると逆に急激に上昇する。総圧が上昇する領域では、速度変動も総圧変動も非常に大きくなり、特に速度を求めるための熱線の出力信号は、激しく変動し、平均値を読みとることが困難なほどであった。このことは、総圧が上昇している領域がBreakdownを起した後の流れ場であるということを示している。図15で注目すべきことは、渦中心軸上の総圧が不連続的に変化しているということである。Breakdownの位置より上流では、時間平均的な渦の中心軸と、瞬間の渦の中心が一致しているので、キールチューブを時間平均的な渦の中心軸に合わせて測定するとき、渦の径がチューブの径にくらべて十分大きければ正しい総圧の平均値が測定される。しかしながら、2.4.1の項で述べるように、Breakdownの位置より下流では、渦がSpiral変形を起し、歳差運動を起すために、時間平均的な渦の中心軸と、

* 文献54に示されている実験結果においては、文献中の第5図から予想されるBreakdownの位置と、文献中の第6図に示される総圧の不連続点が異なっている。これは総圧を測定する際に、キールチューブを用いず、熱線プローブの横に取り付けられた総圧管を使用したためである。

図15 渦中心の総圧 ($A = 65^\circ$)

瞬間の渦の中心とは一致せず、キールチューブを時間平均的な渦の中心軸に一致させても、瞬間の流れの方向とプローブの軸の方向が大きく異なり、正しい総圧の時間平均値が測定されない。しかし、さらに下流になると、Spiral変形がうすれ、Mildな乱流へと移行するので、正しい総圧の時間平均値が測定されるようになる。図15にみられるような総圧の不連続的な変化は、おそらく、このような理由によるものであろう。そして以上のことを考えれば、図15において $S/L > \text{約} 0.9$ 、 $S/L < \text{約} 0.5$ の範囲では、正しい総圧の時間平均値になっていないことに注意しなければならない。理由はともあれ、総圧はBreakdownの前で減少するが、Breakdownをすぎると、上昇するという事実は確かなことであり、キールチューブを用いない、熱線プローブの横にとりつけられた総圧管による測定でも図15と全く相似なグラフが得られている。ただし、この場合には、総圧の不連続点が、 S/L の大きい所、すなわち下流に移動していることであり、総圧の変化の様子も、その値も図15とほぼ一致している。

図15からわかるように、渦中心の速度の場合と同様に、後退角が一定であれば、渦の中心軸上の総圧の変化は、迎角に関係なく、無次元量 S/L 、 $(H_c - P_0)/Q_0$ によって、一本の曲線で表わすことができるということを示している。

2.2.4 レイノルズ数効果

境界層が物体表面から離れる剝離現象では、レイノル

ズ数が大きく影響し、特に剝離点と剝離後の現象はレイノルズ数によって変化する。しかしながら剝離点が前縁に固定されている前縁の鋭い、三角翼上面に生じる渦のBreakdownの現象では、レイノルズ数の影響が小さいと言われている。レイノルズ数が、 $0.01 \times 10^6 \sim 4.6 \times 10^6$ の範囲における、前縁の鋭い三角翼に関する、Lambourneらの実験²¹⁾では、Breakdownの位置は、レイノルズ数によっては、余り変化しないことが示されている。一方、円管内のSwirl Flowの実験²⁶⁾では、渦のBreakdownの位置がレイノルズ数によって変化し、レイノルズ数が大きいほど、Breakdownの位置は上流に前進し、円管の壁にそって発達する境界層によっても影響を受けること²⁷⁾が報告されている。Lambourneらの実験では、流体としては水または、空気を用い、染料や煙を流して、流れの様子からBreakdownの位置を求めているために、Breakdownの位置が定量的に明確に求められないこと、さらに、レイノルズ数によって測定法が異なり、系統的な実験になっていないことなどの欠点をもっている。したがって、Lambourneらの実験結果から、Breakdownの位置がレイノルズ数によって影響されないと結論づけることはできない。

我々も、このようなレイノルズ数の効果をしらべるために、後退角 65° の模型を迎角 18° に固定し、一樣流風速を約 5 m/s 、 15 m/s と変化させ、渦の中心軸上の速度の変化と L の値の測定を行なった。その結果を図16に示す。模型の強度の不足のために、一樣流風速を大きく

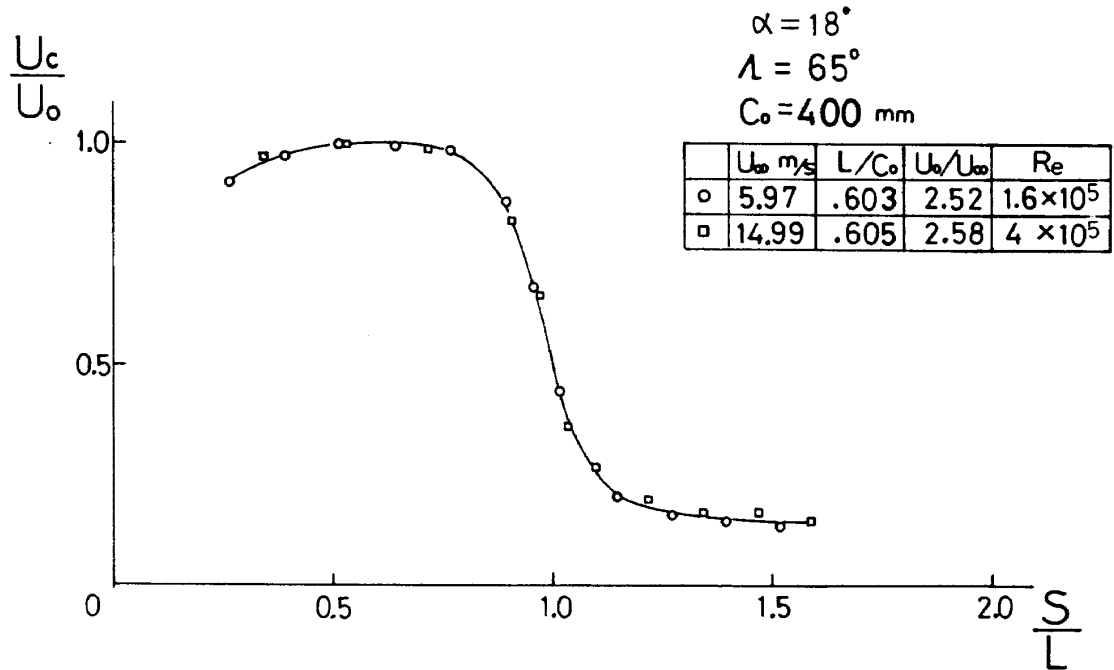


図16 レイノルズ数効果

変化させることができず、レイノルズ数の変化は小さく、翼の中心弦長と一様流を基準にしたレイノルズ数 $U_\infty C_o / \nu$ の値は、 1.6×10^5 と 4.0×10^5 であった。この実験範囲内では、 L/C_o の値が 0.603 と 0.605 であり、実験誤差の範囲内で一致している。また渦の中心軸上の速度の変化についても、両者は一致している。このことは、 L の値が、粘性流というよりは、迎角をもった模型が作る非粘性流から決められることを、示唆しているように思われる。

L の値は Breakdown の位置と関連しているが、この実験だけから、Breakdown の位置はレイノルズ数によって変化しないと結論することはできない。なぜなら、 L の値は Breakdown の位置を示す量ではないからである。そのためにレイノルズ数を変え Breakdown の位置を直接測定する、さらに多くの実験を必要とするであろう。

2.3 渦断面の特性

2.3.1 渦の軸対称性

渦の構造が軸対称であると、理論的解析は容易になる。図17、図18は後退角 65° 、迎角 17° の翼面上にできる左側の渦について、渦の中心軸に垂直な断面内で、熱線プローブを水平方向とそれに垂直な上下方向に移動させて

測定した平均軸速度 U_x と周速度 U_θ の分布である。半径速度は他の軸速度成分や周速度成分にくらべて小さいので図からは省略した。図17は Breakdown の位置より上流での測定結果であり、図18は Breakdown の位置より下流での測定結果である。両図からわかるように、Breakdown の存在にかかわらず時間平均的な速度分布は、ほぼ軸対称性を示している。水平方向にトラバースして測定した結果では、左側、すなわち前縁付近では前縁から巻き込まれてくる渦層のために、上下方向のトラバース結果とは、かなりの相異がみられるが、渦核のように、渦の中心付近の狭い部分のみを考えれば、軸対称性を仮定してもさしつかえないであろうと思われる。この実験から、渦の軸対称性の程度が確認されたので、以後の速度分布の測定は、測定が容易な水平方向のみについて行なった。

図19は Breakdown 前後の速度分布の特徴を示したものである。実験は後退角 65° で迎角 18° の右側の渦について行なわれ、トラバースの方向は水平方向である。図で横軸 y は渦の中心軸に原点をとり中心軸に垂直に右方に、水平に測った距離を示し、 U_x は渦中心軸方向の速度成分、 U_z の絶対値は周速度を、そして U_y は半径速度を示す。 S/L が 0.766 の位置は、Breakdown の上流であ

** 模型の中心弦長 C_o の値が 400m であるので、 L/C_o の値が、0.605 と 0.603 の差を、実際の寸法になおすと、その差は、わずかに 0.8 mm である。 L の位置は、 $U_o/2$ となる位置としてグラフ上で求めているので、0.8 mm の差は全く誤差の範囲内である。

り、 S/L の値が1.01と1.22の位置は、Breakdownの下流にある。この図から、渦の発達、Breakdownに関して特徴的な様子が3点認められる。第1の特徴は、軸速度成分の分布形がBreakdownの前後で著しく異なることである。第2の特徴は、周速度の分布には、ほとんど変化がみられないことである。第3の特徴は、半径速度成分は、Breakdownにかかわらず、他の2つの速度成分にくらべて小さいこと、そして速度ベクトルの方向は、中心から離れる方向に向いていることである。熱線を回転させる方法による速度ベクトルの測定では、測

定精度が、フルスケールの約2%程度であるために、1 m/s ぐらいの測定誤差を含んでいる。このことを考慮すれば、理論解析において、半径速度成分が他の2つの速度成分に比較して小さいとして、準2次元的な取り扱いをすることは近似的に妥当であると思われる。

2.3.2 速度の分布

図20,図21は後退角 65° の模型の左側に生じる渦について、迎角を 17° と 18° に変化させて、水平方向にトランスバースして測定した平均速度分布の結果である。このときの最大軸速度 U_0 と L の値は次のようである。

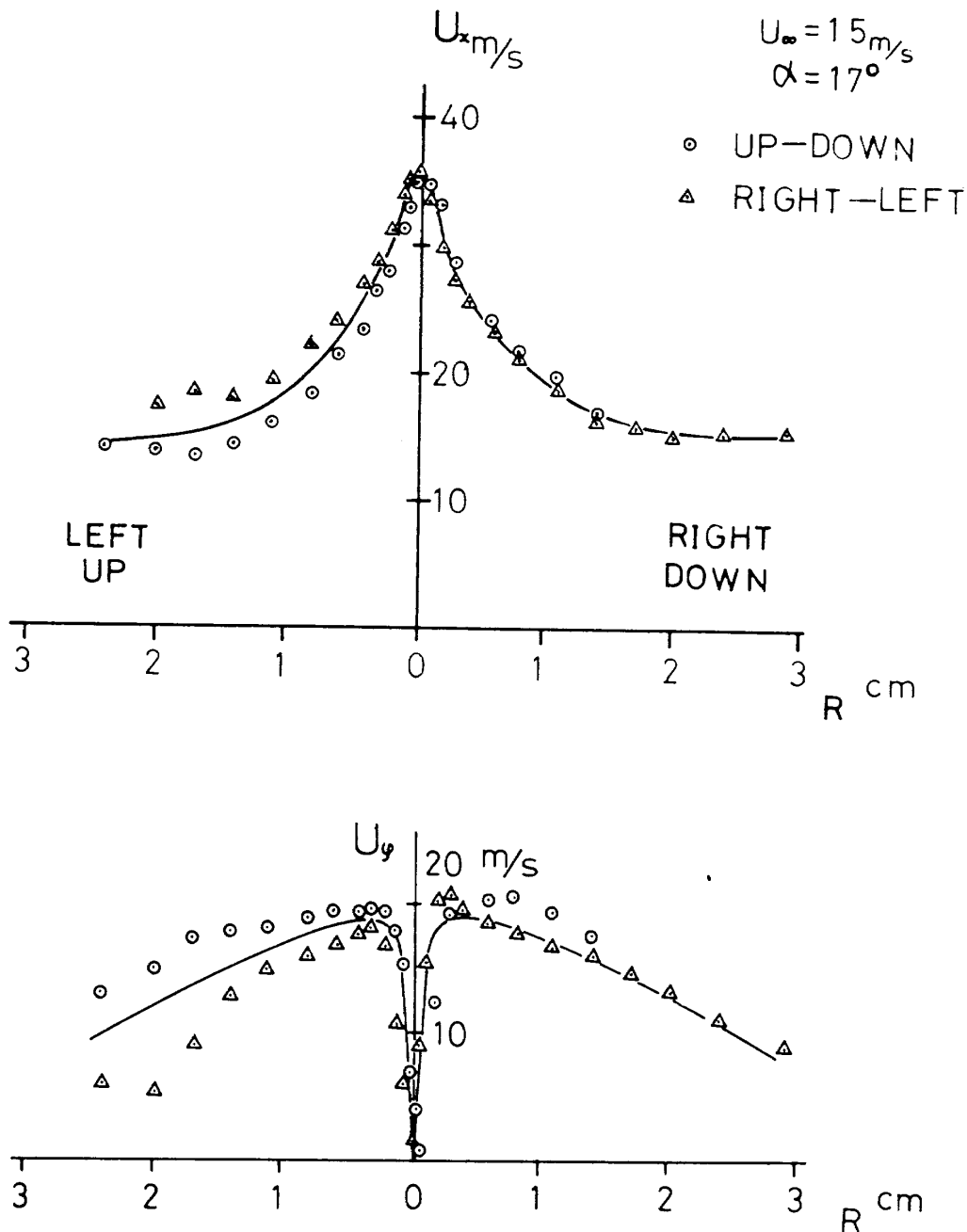


図17 渦の軸対称性 (Breakdown前)

α	U_0/U_∞	L/C_0
18°	2.73	0.607
17°	2.48	0.716

これらの図で横軸は、半径距離 R を基準長さ L で無次元化したパラメーター R/L で示し、縦軸は軸速度 U_x 、周速度 U_θ を最大軸速度 U_0 で無次元化したパラメーター U_x/U_0 、 U_θ/U_0 で示されている。

軸速度分布

S/L の値が小さい上流側では、平均軸速度は渦中心で

最大値を示し、半径距離の増加にともなって、急激に減少する。その最大値は迎角によって異なるが、一様流の2~3倍にも達する。このように S/L の値が小さい、上流側の位置における軸速度分布の特徴は、渦中心の非常に狭い領域で速度の値が大きいことであり、その分布形が渦の中心軸付近で、上に凸になっていることである。 S/L の値が大きくなり、下流に進むと、渦中心軸上の値が急激に減少し、軸速度の高い領域は、外側に拡がり、渦核の径が大きくなっていくことを示す。さらに S/L の値が大きくなって、 $S/L=0.963$ となると、上流側の分布形とは全く異なり、逆に渦の中心軸上の値は、そのま

$$U_\infty = 15 \text{ m/s}$$

$$\alpha = 17^\circ$$

- UP-DOWN
- △ RIGHT-LEFT

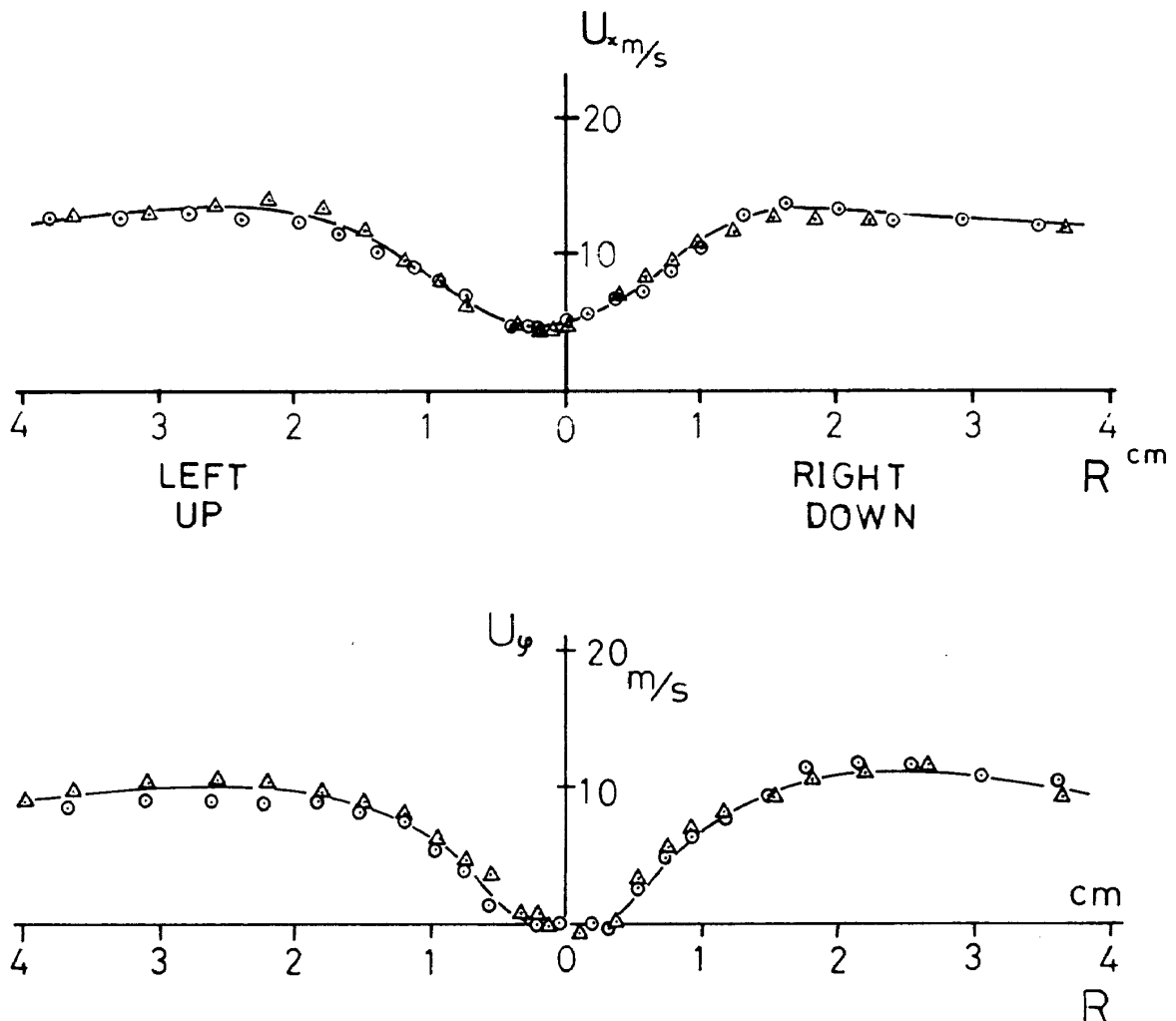


図18 渦の軸対称性 (Breakdown後)

わりの値よりも低くなる。すなわち、中心での低い値から、半径方向の増加とともに増加し、最大値に達し、さらに半径距離が増大すると、逆にゆっくり減少する分布形となる。この分布形では、渦の中心軸上で極小値をも

ち、中心軸より外側の位置に極大値をもつ。このように、渦の中心軸上で急激に速度が減少する傾向は、 S/L の値が大きくなる、下流に進むにしたがって強くなり、ついには軸速度の値が中心軸上で、一様流以下にまで低下す

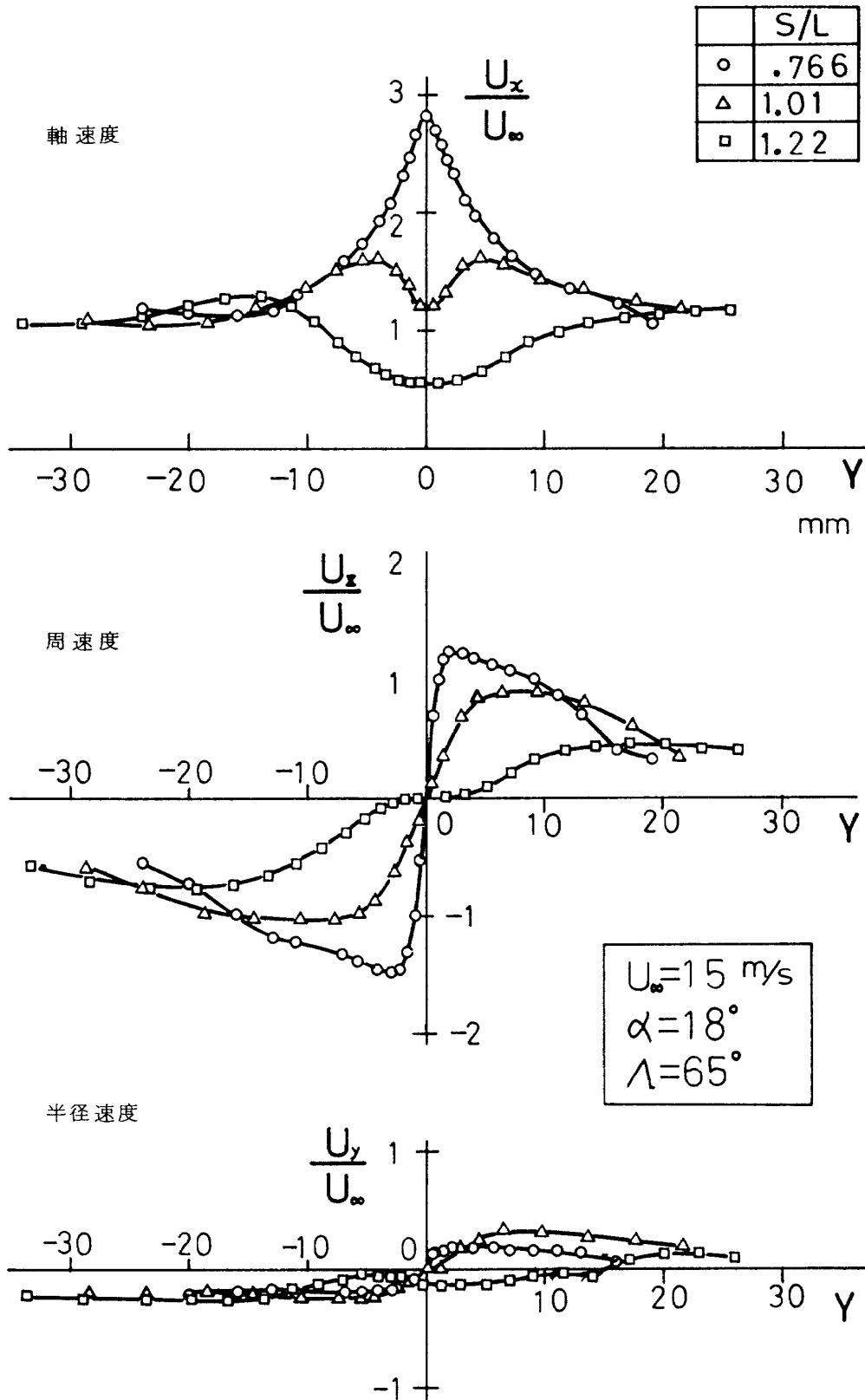


図 19 速度分布の特徴

る。このように S/L の値が大きい、下流の位置での軸速度分布の特徴は、その分布形が、渦の中心軸付近で下に凸になることである。このような分布形を示す位置では、速度や総圧の変動が非常に大きく、熱線や圧力変換器の出力信号の平均値を読み取ることが困難となり、流れ場が定常状態でなくなり、明らかに Breakdown が生じていることを示した。このように Breakdown の位置を境にして、渦の中心軸付近で、平均軸速度の分布が、上に凸から下に凸に、根本的に変化する。図 20 から後退角 65° 迎角 $17^\circ, 18^\circ$ の実験条件のもとでは、Breakdown の位置が S/L の値で 0.9 付近に存在している。

周速度分布

S/L の値が小さい上流側では、中心軸付近の狭い領域

で速度勾配が大きく、半径距離の増加とともに直線的に増加し、最大値に達し、その外側では渦無しの場合のように双曲線に近い速度分布形をなす。このように上流側では流体が一定の角速度で剛体のように回転している渦核が存在し、その渦核の径は非常に小さいことがわかる。 S/L の値が大きくなり、下流に進むにしたがって、渦核の回転角速度は減少し、周速度の最大値も減少するが、逆に渦核の径は増大する。さらに下流に進んで、 S/L の値が 0.963 になると、渦核の外側の双曲線に近い分布形を示す部分はなくなり、渦度の分布は外側の方に拡散される。 S/L の値が 1.213 にもなると、渦の中心軸付近に、周速度の勾配が零、すなわち回転角速度が零となる領域が現われる。そして周速度零の領域は、下流に進むにし

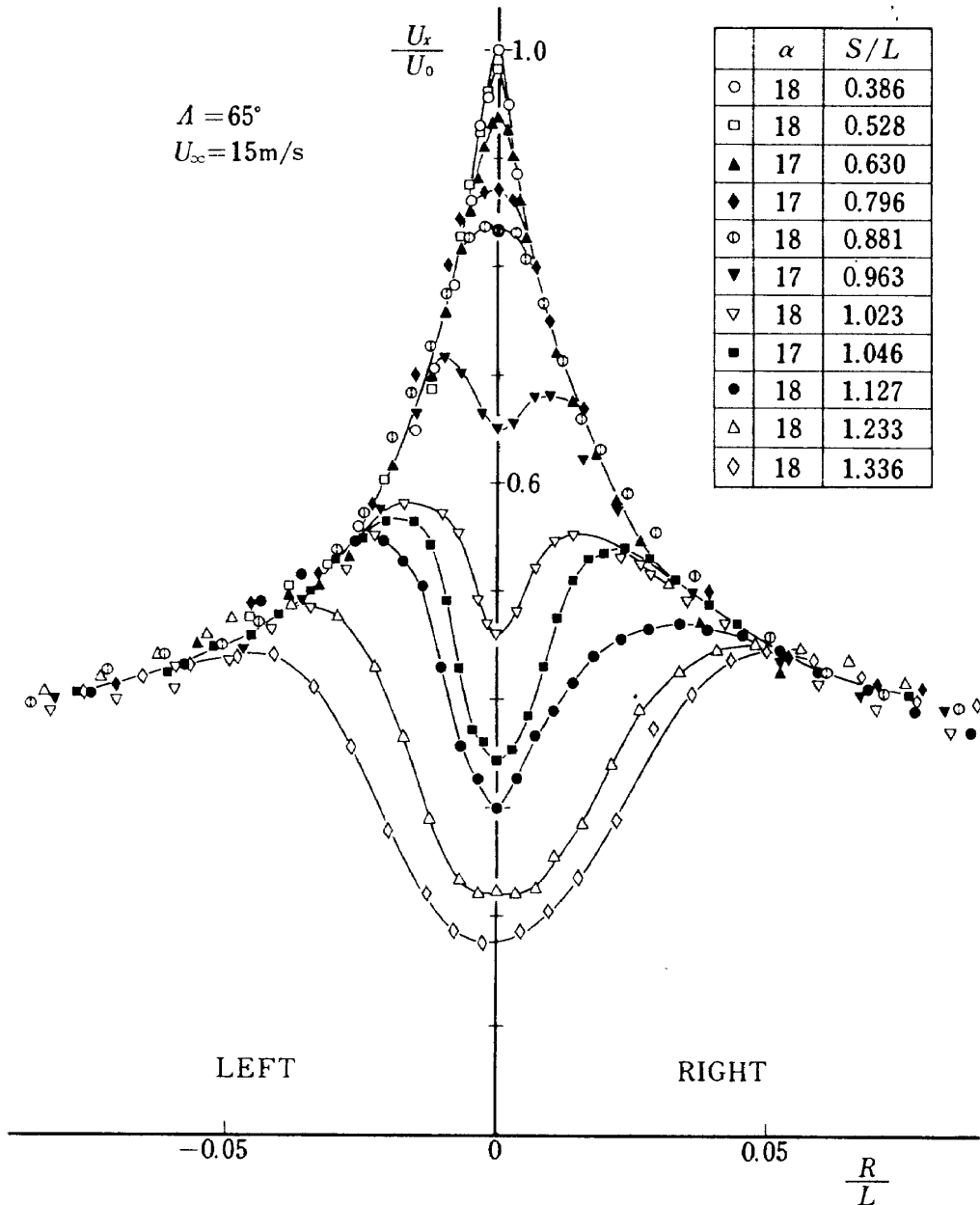


図 20 軸速度分布

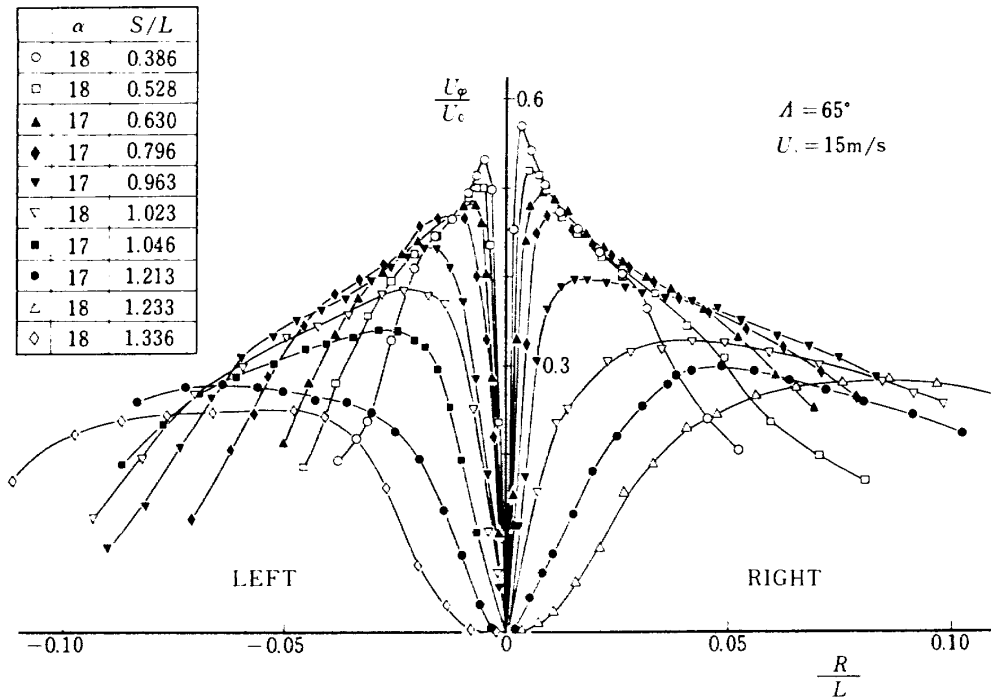


図 21 周速度分布

たがって、半径方向に拡がっていく。

周速度分布の変化の特徴は、渦の回転角速度が下流に進むにしたがって減少し、ついには零になるということである。前に述べたように、平均軸速度の分布形が Breakdown の位置を境にして、根本的に変化するのにくらべて、Breakdown の位置を境にして、周速度の分布が根本的に変化の様子は認められず、ただ渦核の回転角速度が減少するくらいのものである。

三角翼の前縁剝離渦のように、渦核の径が非常に小さく、渦核の中の軸速度が非常に高い渦の場合に、Breakdown の現象が最も顕著に現われるのは、平均速度成分のうちでは、軸速度成分の分布形であるということがわかる。このように、実験結果は、平均軸速度の分布形が、中心軸付近で、上に凸から下に凸に変化する位置として、Breakdown の位置が与えられることを示している。

2.3.3 渦度の分布

前縁剝離渦の作る時間平均的な流れ場の構造をしらべるためには、渦度の分布を考えるのが便利である。時間平均的な流れ場における、渦度ベクトルの成分は、円柱座標表示によって、平均速度ベクトルから、(1)式によって計算することができる。

$$\omega_x = \frac{1}{r} \frac{\partial(r u_\varphi)}{\partial r}$$

$$\omega_\varphi = \frac{\partial u_r}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial r} \doteq - \frac{\partial u_x}{\partial r} \quad (1)$$

$$\omega_r = - \frac{\partial u_\varphi}{\partial x}$$

(1)式において、 ω_r は渦度ベクトルの半径方向の成分であるが、ここでは渦線の回転方向のみを問題としているので、 ω_r の成分は考慮しないことにする。また、周方向成分 ω_φ を計算する際に、 $\partial u_r / \partial x$ は $\partial u_x / \partial r$ にくらべて微小項となるので省略する。渦度分布は、後退角 65° 、迎角 17° の模型が作る流れ場の平均速度成分の測定結果を、数値微分することによって求められた。測定された平均速度分布は、渦の中心軸に関して、完全に軸対称となっていないので、左右で平均した値を使用した。

図 22 は (1) 式によって計算された渦度ベクトルの軸方向成分の分布である。 S/L の値が小さい上流側では、渦度は、渦中心の非常に狭い領域に集中して、いわゆる渦核を形成している。しかし S/L の値が大きくなり、下流に進むにしたがって、中心での渦度の値は低下し、そのかわりに渦核の径が増大する。さらに下流に進むと、中心での渦度の値は、まわりのそれより低下し、渦度の軸方向成分 ω_x は、中心から離れた位置で最大値を示すようになる。このことは Breakdown の現象が、単に渦度分布の相似的な拡散を意味するのではなく、渦度分布の形が全く異なるような流れ場の変形にもとづくものであることを示唆している。

図 23 は 渦度ベクトルの周方向成分の分布である。周方向成分 ω_φ は軸方向成分 ω_x にくらべて、オーダーが

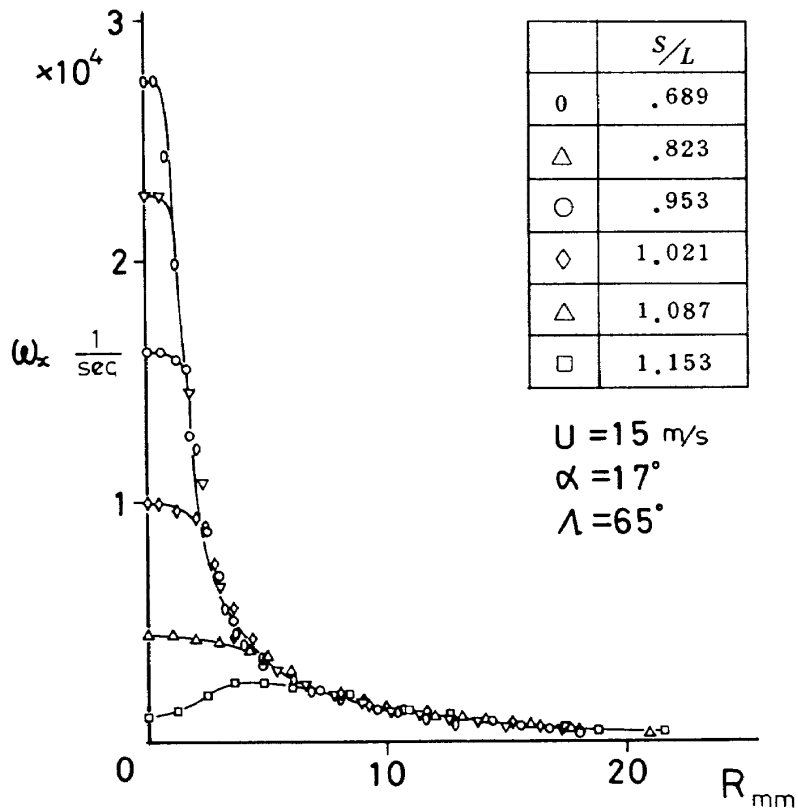


図22 渦度の分布 (ω_x 成分)

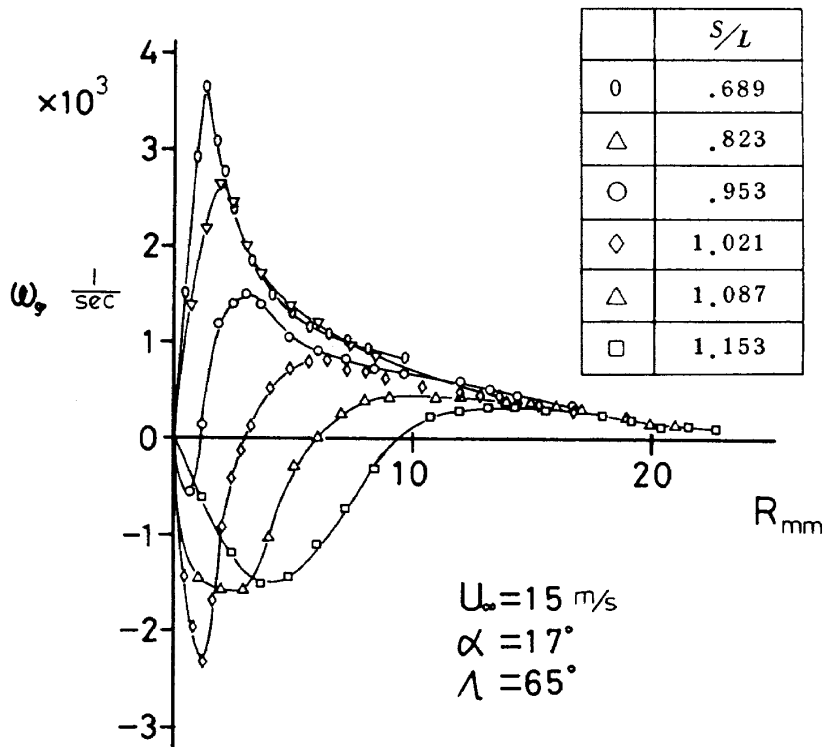


図23 渦度の分布 (ω_y 成分)

一つ低い値が、渦度ベクトルの回転方向を決める成分になっており、重要な成分である。 S/L の値が小さい上流側では、 ω_y の値は、中心での零の値から半径とともに急激

に上昇して、最大値に達し、徐々に下降して再び零に接近する。この最大値を示す位置は、下流に進むにつれて、外側に移動する。さらに下流に進んで、 S/L の値が0.953

になると、こんどは中心での零の値から、急激に減少して負の最小値に達し、外側に進むにしたがって正の値となり、正の最大値に達した後で再び減少して、徐々に零の値に近づく。この負の最小値を示す位置は、 S/L の値が大きくなるにつれて、外側に移動し、その絶対値は、始めは、大きくなり、その後、小さくなっていく。 ω_ϕ の値が負になるということは、軸速度 u_x の値が中心では低く、そのまわりでは高く、下に凸の分布形をしているということによっており、Breakdown後の特徴を表わしている。

図24は渦度ベクトルの方向を(2)式にもとずいて計算した結果である。

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\omega_\phi}{\omega_x} \quad (2)$$

S/L の値が0.823より上流では、半径距離にかかわらず、 θ の値は正である。しかし下流に進み、 S/L の値が0.953とBreakdown後の流れ場に入ると、中心付近に、 θ の負となる領域が発生する。 θ の値が負となる領域は、 S/L の値が大きくなるとともに増加し、その最小値の絶対値も同様に大きくなる。図24はBreakdownによって、渦度ベクトルの向きが逆になり、しかもその領域が中心軸から外側に拡がっていくことを示している。

図25は右側の前縁剝離渦が作る渦について、前述した渦度ベクトルの変形(図22～図24)を考慮して画いた

模型図である。図には、中心軸に近い渦管と中心軸から離れた2つの渦管が画かれている。それぞれの渦管の表面内に存在する渦度ベクトルの方向が、破線と実線によって示されている。渦度ベクトルは、はじめ、渦核の回転方向と同一の回転方向をもち、中心軸のまわりを、Spiral状に回転する。下流に進むにつれて θ の値は小さくなり、中心軸方向の単位長さあたりの、Spiralの巻き数は減少する。さらに下流に進むと、ついには θ の値が零となり、渦度ベクトルは中心軸と同じ方向を向き、中心軸のまわりには回転しなくなる。さらに下流に進むと、渦度ベクトルは最初の回転方向とは逆の回転方向をもって、中心軸のまわりをSpiral状に回転する。そして下流に進むにつれて θ の値は大きくなり、単位長さあたりの巻き数は増加していく。重要なことは、図に破線で示されているように、渦度ベクトルが逆回転する領域は、下流に進むにつれて、外側に拡がっていくことである。

Das⁵⁶⁾はBreakdownの現象を次のように説明して、簡単な計算を行なっている。「三角翼の前縁から渦糸が剝離して、翼上面に集中して渦核を形成する。渦糸の他の端は後縁から下流に流出されるか、翼面上で剝離を生じる場合には、その位置で翼面から離れて、下流に流される。これらの流出した渦糸は下流で、渦核に巻き込まれるが、前縁から剝離した渦の回転方向と、剝離点また

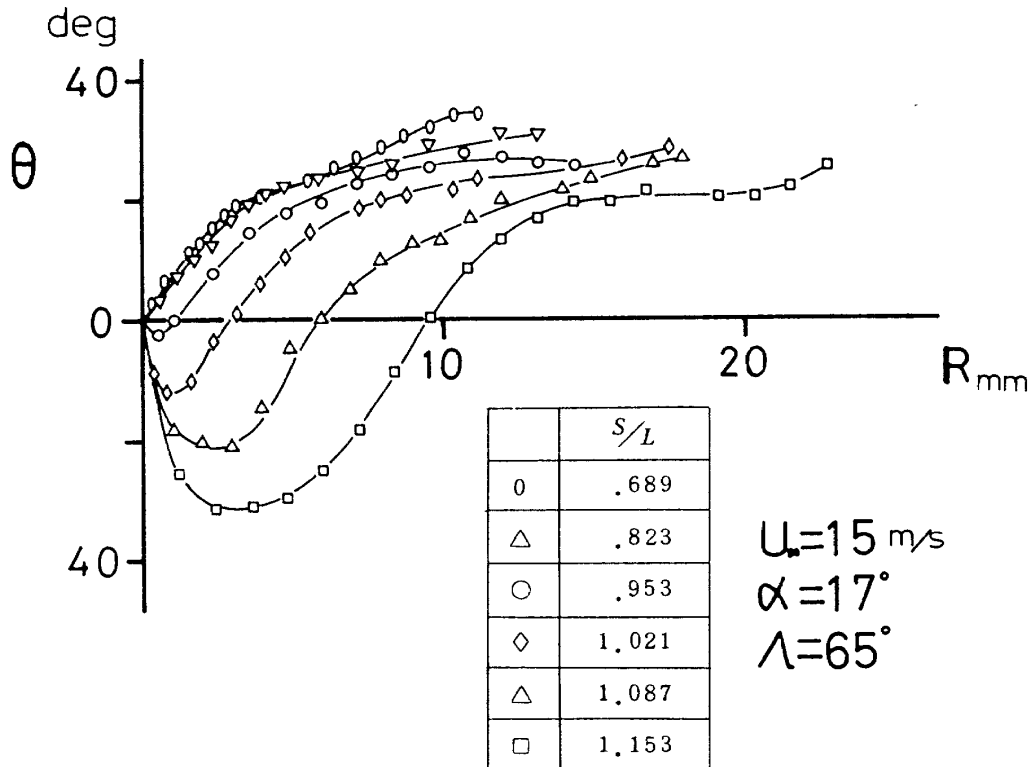


図24 渦度ベクトルの方向

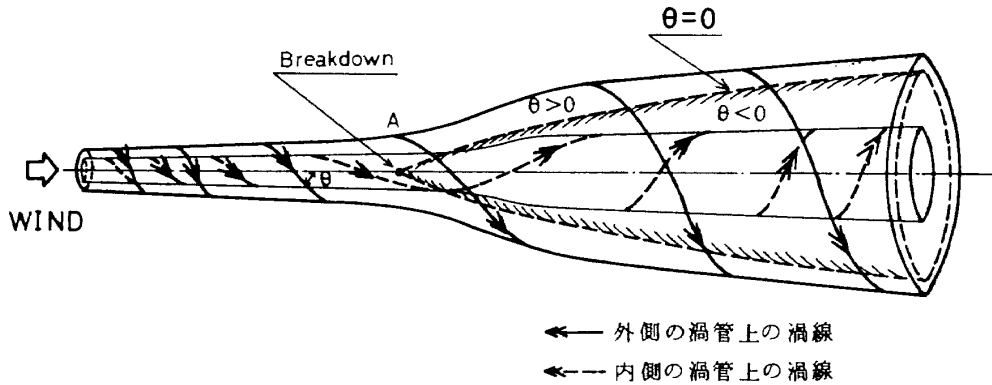


図 25 渦線の変形

は後縁から流出される渦の回転方向とは異なり、下流に進むにつれて、負の回転方向をもった渦が強くなり、渦の中心軸付近に、下流から上流へ向かう速度を誘導し、Breakdownを発生する。しかしながら、この説明では渦軸の外側の方から、中心軸に向かって、渦糸の逆回転領域が広がっていくことになり、逆回転領域が中心軸から外側に向かって広がっていくという、図 25 のような我々の実験結果とは異なっている。むしろ図 25 は、渦核の中心が逆回転の Spiral 変形をおこして Breakdown になるという、Lambourne²¹⁾らの観測結果の確認になっている。図 25 は渦の作る時間平均的な流れ場の構造を、渦線の変形によって説明したものであり、瞬間的な渦度ベクトルの方向を示したものでない。したがって Lambourne らの観測した瞬間的な渦の状態とは異なるものであることに注意する必要がある。瞬間的な流れ場と時間平均的な流れ場の関係については、2.4.1 の項で述べる。

2.3.4 乱れの分布

図 26 は図 19 と同じ後退角 65° 迎角 18° の模型の右側に生じる渦について、熱線を水平にして、左右方向にトラバースして測定した乱れの分布である。測定にはリニアライザーを用いているので、熱線からの出力信号の直流分と交流分を、それぞれ直流電圧計と RMS メーターで読み、その比を百分率で示している。熱線は風洞内で、常に一定の方向を向いており、平均速度ベクトルに垂直な方向に向けて測定されたものでないことに注意しておく必要がある。

S/L の値が 0.766 の上流側では、渦の中心軸上で最大値 16% を示し、半径方向に減少する。図の右側の部分で値が大きいのは、前縁の存在により、渦層の巻き上がりがあるためである。 S/L の値が大きくなって 1.01 になると、分布形においては上流側と変らないけれども、乱れの最大値は 61% にも達する。下流に進んで S/L の値が 1.13 になると、上流側の分布形とは全く異って、中心付近で下

に凸となる。さらに下流の S/L の値が 1.22 の位置では、中心軸上の値は増加し、分布形としては上流側の形に近くなる。2.4.1 の項でわかるように、乱れが大きくなったり、分布形が中心軸付近で下に凸になるのは、Breakdown による Spiral 変形のために、瞬間的な渦の中心が外側に移動し、さらに渦の歳差運動のために、その位置での速度変動が大きくなることによっている。Spiral 変形が顕著な領域より、さらに下流では Spiral がくずれ、渦度の集中が弱まり、乱流となっていくために速度変動も平均化され、再び Breakdown の前の分布形と同じように、中心軸付近で上に凸となる。しかし分布形が同じでも、Breakdown 後は乱れの最大値はるかに高く、乱れの領域も渦の径の増大とともに外側に広がっている。

速度変動の振動数は、 S/L の値が 0.766 では、数 KHz

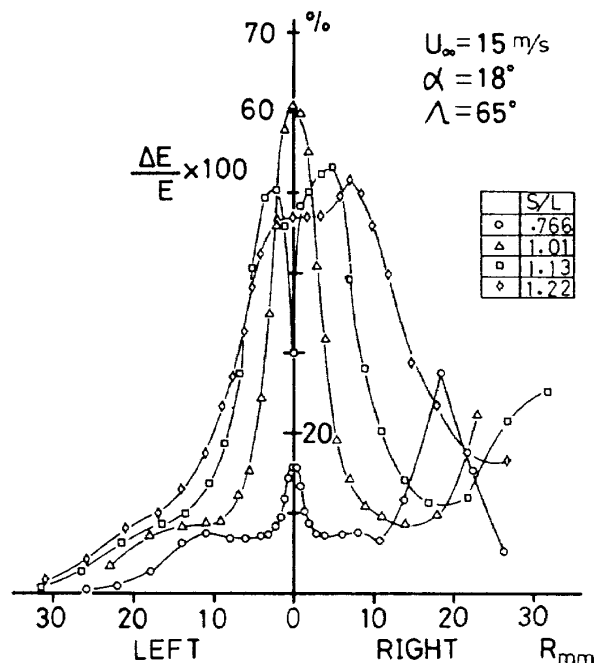


図 26 乱れの分布

と高い振動数が顕著になり、低い振動数成分は、ほとんど見当たらない。 S/L が1.01になると、十数Hzと低い振動数成分が顕著になってくる。この低い振動数成分の出現は、2.4.1の項で述べるように、渦のSpiral変形と関連している。さらに下流の S/L の値が1.22となると、低い振動数成分は減少する。この領域では渦のSpiral変形がくずれMildな乱流と移っていくことと関連している。

図27は後退角 65° 、迎角 18° で S/L の値が0.567の中心軸上での熱線の出力波形をビジコーダーで記録したものである。この位置はBreakdownの位置より上流であるために、低振動の振巾の大きな変動は全くみられないけれども、渦核の回転角速度によるものと思われる、高い振動数成分が乱れた波形となって現われている。Breakdown直後の S/L の値が0.935の位置での、熱線の出力波形は図28に示されている。この図からわかるように、熱線の出力電圧は、風速零の0Vからフルスケール（熱線のプローブ軸の方向から、気流があたりしときには、風速になおすと約 50m/s に相当する）の1Vまで大きく変動している。測定された位置は中心軸上で

はなく、中心軸から外側にわずかに離れた位置の結果で、Breakdown後に渦がSpiral変形を起して、瞬間的な渦の中心が通過すると思われる位置である。この振動波形からわかるように、Breakdownの上流の波形とは異なり、十数Hz程度の低い振動数成分が認められる。もう少し下流の S/L の値が1.13の位置での結果が図29に示されている。この場合も中心軸より外側に離れた位置で測定され、ビジコーダーでうまくとれるように500Hzのローパス・フィルターで、渦核の回転角速度によると思われる高い振動数成分を落として記録した結果である。図30はBreakdown後にみられる、低い振動成分をみるために、あらかじめオシロスコープで低振動数の値をしらべ、それ以上の高い振動数成分を除くために、10Hzのローパス・フィルターをかけて記録した結果である。このグラフによると、約13Hz程度の低振動数成分が存在することがわかる。

以上、熱線出力の波形が示すように、Breakdownの前では、渦が乱流となっており、Breakdownの直後では、乱流というよりも、Spiral変形のためにゆっくりと、非定常に変動する流れ場となっていることがわかる。

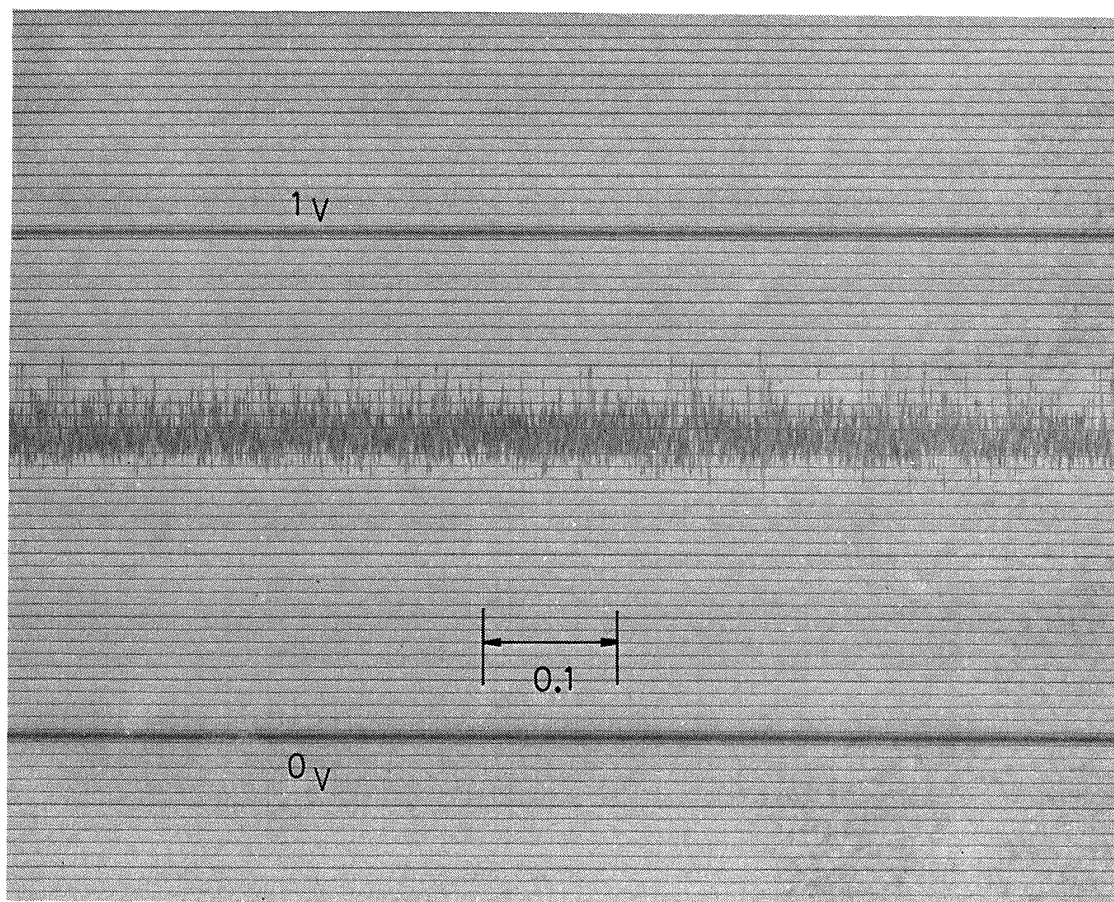


図27 熱線出力信号 (Breakdown前 $S/L = 0.567$)

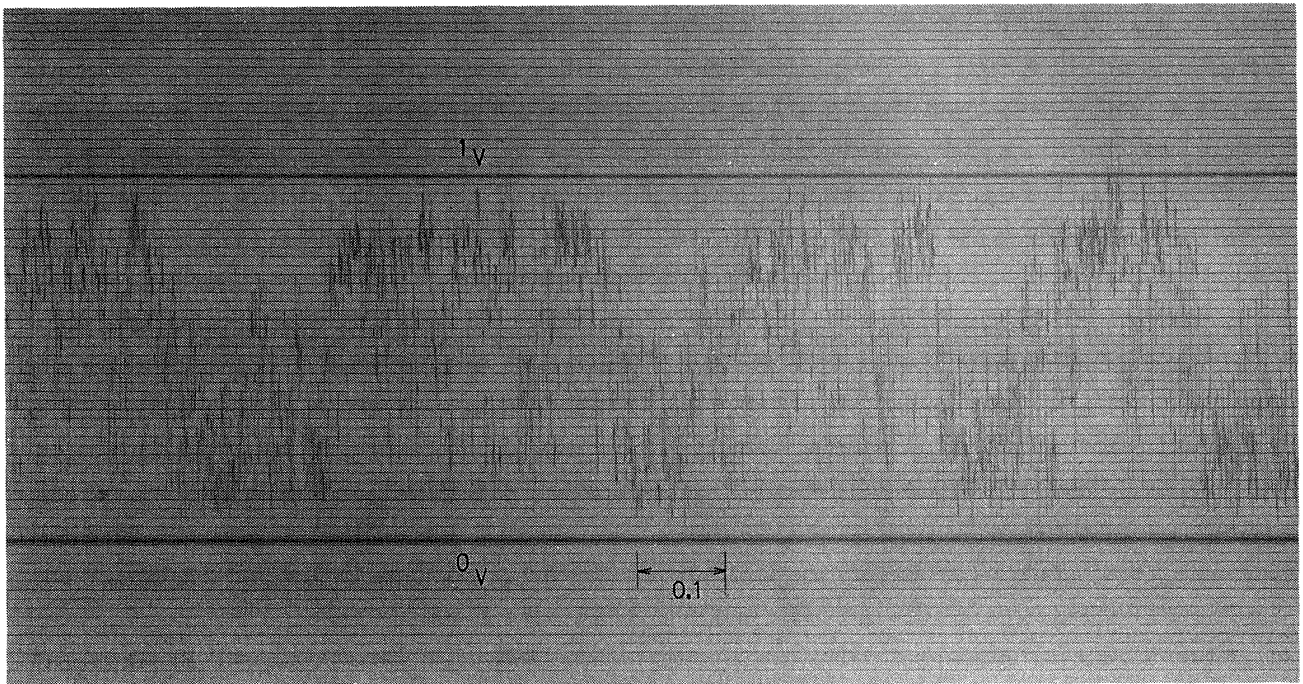


図 28 熱線出力信号 (Breakdown 後 $S/L = 0.935$)

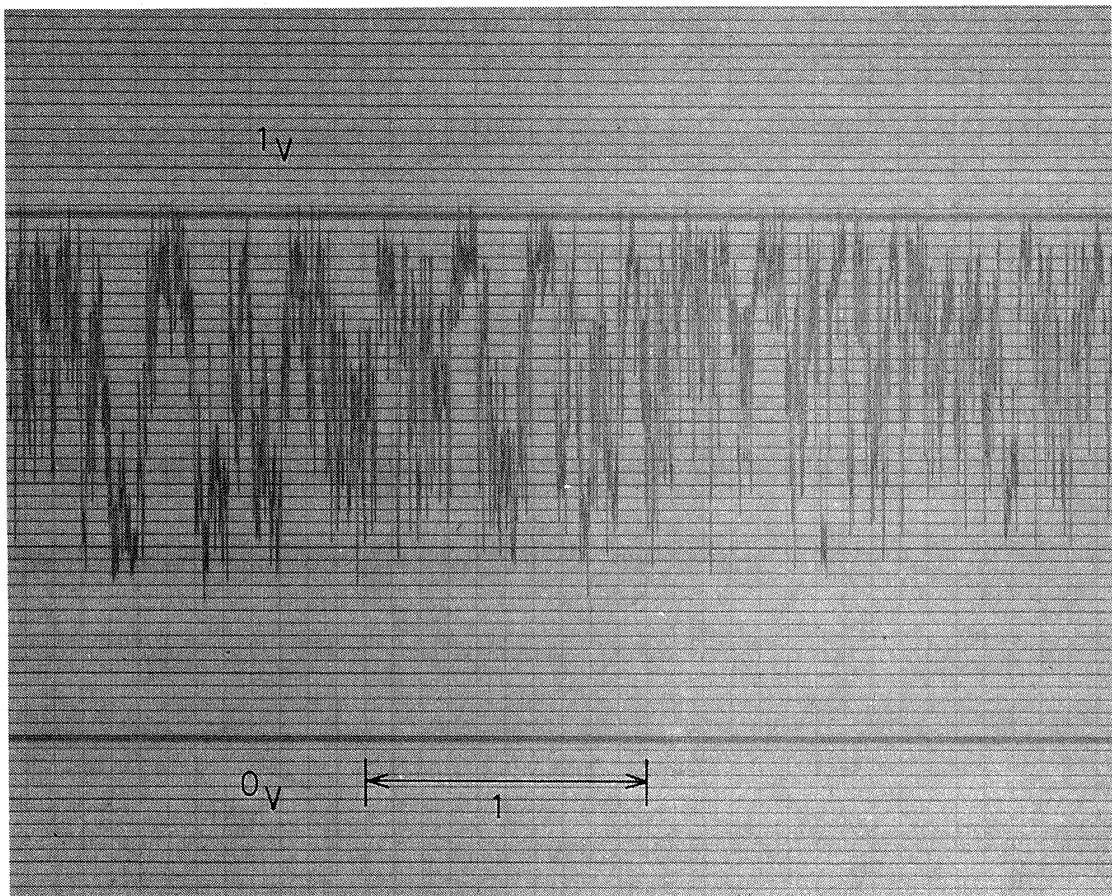


図 29 熱線出力信号 (Breakdown 後 $S/L = 1.13$
500 Hz ローパスフィルター使用)

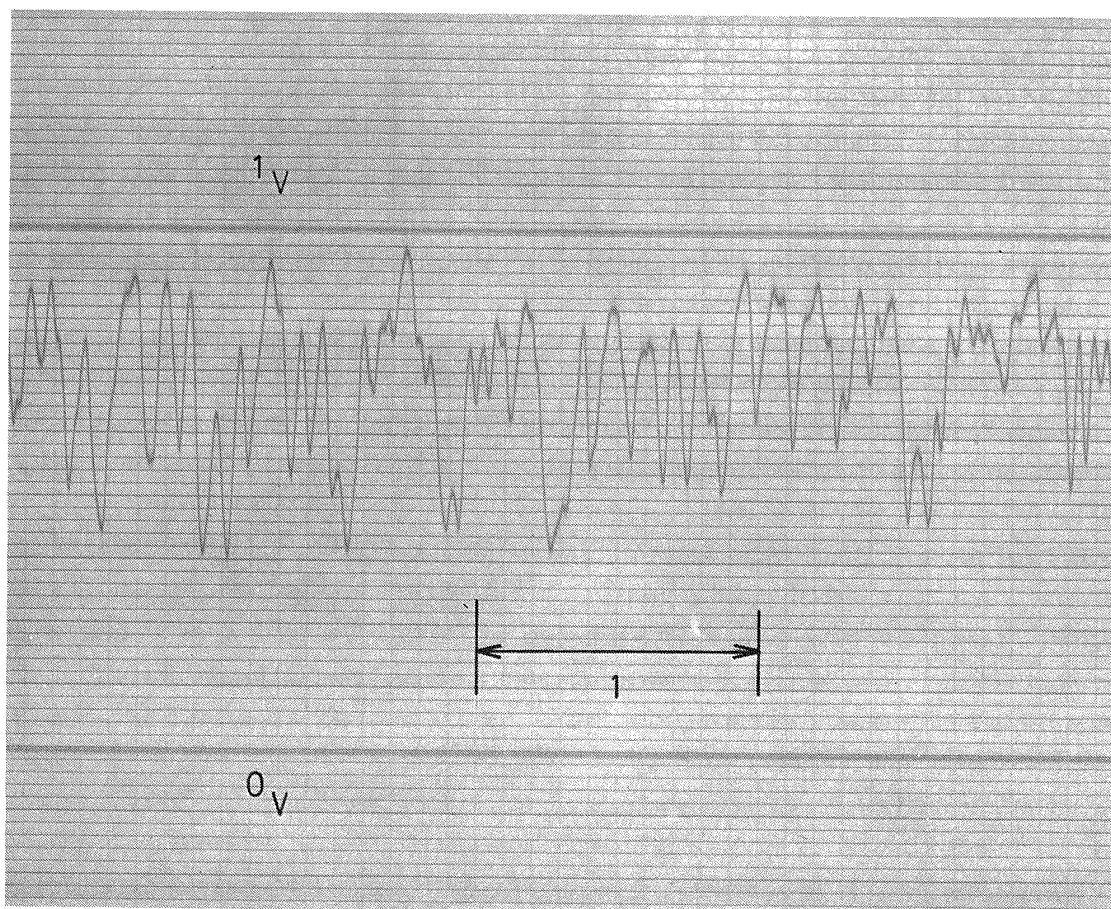


図30 熱線出力信号 (Breakdown後 $S/L = 1.13$
10Hz ローパスフィルター使用)

2.4 渦のBreakdown

2.4.1 渦の歳差運動とSpiral変形

三角翼前縁剝離渦は、ほぼ軸対称形をなしているので、半径 R の円をつらぬく渦度の総和は、循環 $\Gamma = 2\pi u_\phi R$ をもって表わすことができる。渦がポテンシャル流中に置かれている場合には、渦管を囲む流体部分は、常に同じ渦管を囲んでおり、この閉曲線まわりの循環は時間的に変化しないので、循環 Γ を囲む渦管は流管と一致する。従って粘性領域においても、渦度の拡散が急激に起らない場合には、流管の拡がり方をみるには、近似的には、循環 Γ の値が一定である渦管の半径 R が、流れ方向に、どのように変化するかをみるのが便利である。

図31は循環 $2\pi u_\phi R$ の値を、基準の値 $2\pi u_\infty L$ で無次元化した循環 Γ^* の値が同一となる、無次元半径 R/L の、流れ方向の変化を示したものである。この図は後退角 65° で迎角が $17^\circ, 18^\circ, 19^\circ$ の3つの場合の速度分布の測定結果から得たものであるが、実験範囲においては、渦度の拡がり方は迎角にあまり関係しないようである。中心軸付近では、下流に進むにつれて、渦度は半径方向

に徐々に拡散され、 S/L の値が 0.9 付近を境にして急激に拡散を始める。一方、中心軸から離れた所では、始めは S/L が少し小さくなり、その後は徐々に増大して、 S/L の値が 0.9 付近から急激に増大し、拡散の激しいことが示されている。このことは、三角翼の場合、前縁から剝離した渦層が中心軸に集中し、強い渦核を形成し、ある

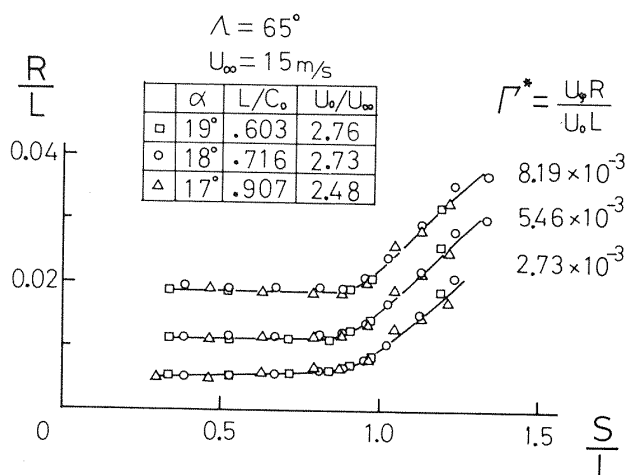


図31 渦度の拡散

程度までは、渦度を中心軸付近の狭い領域に閉じこめておくことができるが、下流に進むにしたがって逆圧力勾配のために、それができなくなり、 S/L の値が0.9付近でBreakdownを起し、それまでのような集中した渦核は消滅し、急激に半径方向に拡散していくことを示している。

²⁶⁾ Sarpkaya は Swirl Flowの観測から Axisymmetric型 Breakdownの後に現われる Spiral 変形は、その前のほぼ軸対称形をした Bubble の中に閉じ込められた、Vortex Ringの Gyration によっていると述べている。一方 Lambourne ²¹⁾ は三角翼前縁剝離渦の観測から 図 32 に示すように、Breakdownを起すと、渦核の中心は折れ曲がり Spiral 変形をするが、流体部分は Spiral に沿って移動するのではなく、ある時刻に0点にやってきた流体部分は、 \vec{OA} に沿って移動し、さらに次の瞬間には、 $\vec{AA'}$ に沿って移動していることを、シネカメラによる観測によって確認している。Swirl Flowの場合には、前縁剝離渦の場合ほど、渦度が中心軸に集中しておらず、鈍い渦核になっており、Breakdownのときに大きな Bubble ができるように思われる。一方、前縁剝離渦の場合には、図 22 が示すように、ほとんどの渦度が渦核半径約 1.5 mm に集まっており、鋭い渦核になっており、Breakdownのときに発生するBubbleも小さく、ほとんどBubbleとは認められないものと思われる。このように、Spiral型 Breakdown(ここでは Swirl Flowのときは Axisymmetric型 Breakdownの後に現われる Spiral 変形をいう)の場合には、Swirl Flowの場合も前縁剝離渦の場合も、同じように Breakdownの位置における渦核断面(Swirl Flowの場合には Bubble となってその径が太くなるが)の Vortex Precessionによって、Spiral 変形が生じているものと思われる。

ここでは、 ω の角速度で回転している固定点を有する剛体が、歳差運動を起す場合の現象とのアナロジーから、Breakdown後に生じる Spiral 変形と速度変動の周期

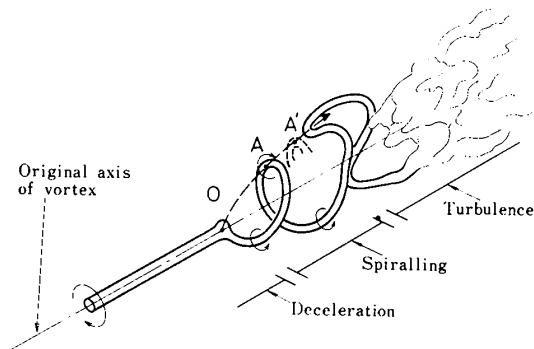


図 32 渦の Spiral 変形(文献 21 より)

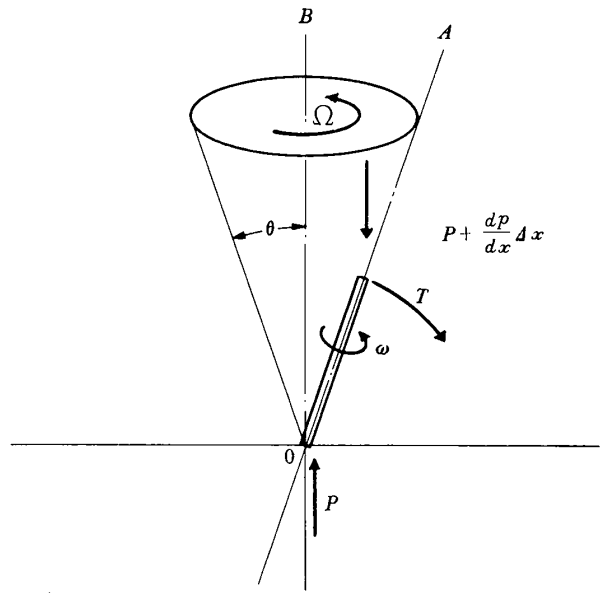


図 33 剛体運動のアナロジーによる Vortex Precession (Δx : 渦核長さ, ΔR : 渦核半径)

についての説明をこころみる。図 33 のように、半径 ΔR の細い渦核を長さ Δx だけ切り離して、これに働く力を考える際に、他の渦核の影響を全く無視して、流れ方向の圧力勾配による力のみを考える。このように仮定された渦核部分が逆圧力勾配の中に置かれ、圧力勾配の方向 \vec{OB} と微小角 θ だけ傾いているときには、固定点0点のまわりに、渦核部分を転覆させようとするモーメントが働く。OA 軸まわりの渦核部分の慣性モーメントを C とすれば、渦核部分がOB 軸と θ だけ傾いて、OB 軸のまわりを回転する回転角速度 Ω は、剛体運動の歳差運動の角速度と同じく、(3式で与えられる。

$$\Omega = \frac{T}{C\omega} \tag{3}$$

但し

$$T = \frac{1}{2} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \pi \Delta R^2 \Delta x^2$$

$$C = \frac{1}{2} \cdot \rho \pi \Delta R^4 \Delta x$$

ところで渦核内の軸速度 u と圧力 P の関係において、1次元の非粘性、非圧縮の仮定が成立するとすれば、(4)式が成立する。

$$\frac{1}{2} \frac{du^2}{dx} = - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} \tag{4}$$

歳差運動の回転振動数を f とすれば、(4)式を(3)式に代入して(5)式を得る。

$$f = \frac{\Omega}{2\pi} = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{\Delta x}{\Delta R^2} \right) \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{du^2}{dx} \quad (5)$$

ここで、速度を U_0 で、距離を L で、次のように無次元化する。 $U^* = u/U_0$, $x^* = x/L$, $\Delta R^* = \Delta R/L$, $v_e^* = v_e/U_0$, $\Gamma^* = \Delta R^* \cdot v_e^*$ 無次元化された量で(5)式を表現すれば、(6)式を得る。

$$f = -\frac{\Delta x^*}{4\pi} \cdot \frac{1}{\Gamma^*} \cdot \frac{du^{*2}}{dx^*} \cdot \left(\frac{U_0}{L} \right) \quad (6)$$

図13に示されるように、後退角が一定ならば、中心軸上の軸速度の軸方向の変化は迎角にかかわらず同一である。また図31に示されるように、無次元化された Γ^* の変化も、迎角にかかわらず同一であると思われる。さて、 Δx^* は考えている渦核部分を剛体と考えたときの長さを意味するが、迎角の変化にかかわらず、無次元化された渦核部分の長さ Δx^* を一定にとれば、定数 K を用いて(6)式は、(7)式で表わされる。

$$f = K \left(\frac{U_0}{L} \right) \quad (7)$$

この式より、Breakdown後に現われる低振動数 f は、 U_0/L の値に比例することがわかる。すなわち、一様流の速度が増大すれば、振動数は高くなり、迎角が増して L の値が小さくなれば、振動数は増大する。つぎに、渦核断面が前述したような歳差運動を起したときに、どのような渦の変形が起るかを考えてみよう。

Breakdownの位置に閉じ込められた渦核断面が歳差運動をしているとき、渦核内の流体部分は渦核断面に垂直な方向に放出される。図34に示されるように、Breakdownの位置0点に閉じ込められた渦核断面が、渦核の回転角速度 ω と同じ方向に、角速度 Ω で $00'$ 軸と θ だけ

傾いて回転するとき、0点から放出される流体部分は、 $0 \rightarrow A$, $0 \rightarrow B$, $0 \rightarrow C \dots\dots$ のように円錐面の母線に沿って移動する。したがって時刻 t のときに渦の中心を連らねた曲線は $ABCD \dots\dots 0$ をつらねた曲線となり、 ω の回転方向とは逆向きの回転方向をもつSpiralとなる。そしてさらに、それから Δt 時間たつと、0点の渦核断面は垂直な軸が θ だけ傾いて Ω の角速度で ω と同じ方向に回転するので、先に0点から放出された流体部分は $A \rightarrow A'$, $B \rightarrow B'$, $C \rightarrow C' \dots\dots$ のように、円錐面の母線に沿って移動し、渦中心を連らねた曲線は $A'B'C' \dots\dots 0$ のように $00'$ 方向にずれた曲線となる。このように渦核の流体部分が、 $0 \rightarrow \dots\dots D \rightarrow C \rightarrow B \rightarrow A$ のように、渦中心を連らねたSpiralに沿って移動するのではなく、 $0 \rightarrow A$, $0 \rightarrow B$, $0 \rightarrow C \dots\dots$ というように円錐面の母線に沿って移動し、ある時刻の渦中心をみると、逆回転のSpiralになっているという流れ場の様子は、図32に示されているLambourneの観測結果と一致する。

このように考えてくると、Breakdown後の流れ場の中に熱線を置いて観測される速度変動の低振動数は、観測点をSpiralが通過する周期と一致しており、Breakdownの位置に閉じ込められた渦核断面の歳差運動の振動数と一致することがわかる。図35は後退角 65° の模型について、迎角や一様流の大きさを変え、Breakdown後の流れ場の中に熱線を置いて、それからの出力信号をオシロスコープで観測し、速度変動の低振動数成分を求めた結果である。熱線の出力波形は、図28に示すように、ランダムなものであり、低振動数成分を分離するのが困難であり、求められた振動数のばらつきも大きく、結果は巾をもって示さなければならなかった。変化させた風速も 6 m/s と 15 m/s の2種類で、迎角の変化も3種類と少ないけれども、実験された範囲内では、振動数 f が U_0/L に比例するという(7)式の妥当性が確認される。

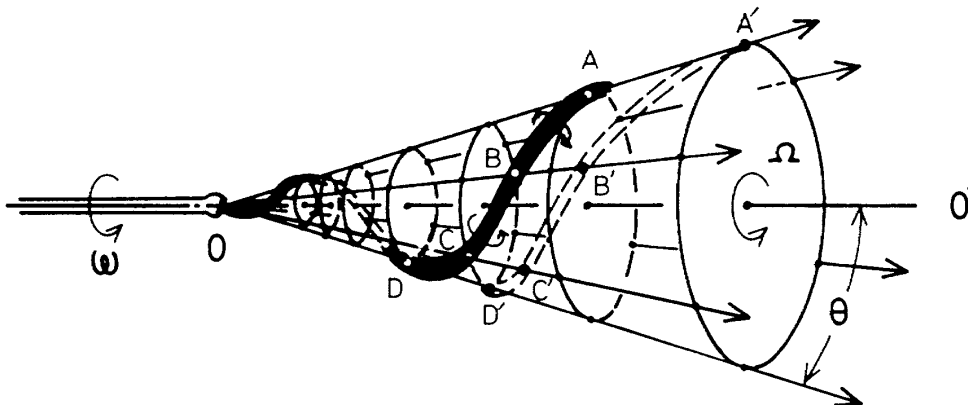


図34 渦核断面の歳差運動によるSpiral変形

図35から比例定数 K の値を計算すると、 9.3×10^{-2} となった。また剛体と考えた渦核部分の長さを逆算すると、 $\Delta x / \Delta R \approx 0.1$ となる。このように Δx の値が小さいということは、Breakdownの位置に閉じ込められている渦核部分は長いものではなく、厚みのうすい渦核断面が歳差運動をしているということを意味し、Bubbleとは認めがたいことを示す。これらのことから、図34に示されているように、Breakdownは、渦核断面の歳差運動による渦のSpiral変形に対応していると考えることが

妥当であるように思われる。

図36はBreakdown後のSpiralの半径と考えられる。軸速度分布の最大値を示す半径を示したものであり、迎角の変化にかかわらず、Spiral変形が $S/L = \text{約}0.9$ の位置で始まっていることを示す。またSpiralの通過する面が円錐状であることもわかる。

2.4.2 Breakdownの位置

前項において、Breakdownと、その後のSpiral変形の様子が明らかにされたので、このようなSpiral変

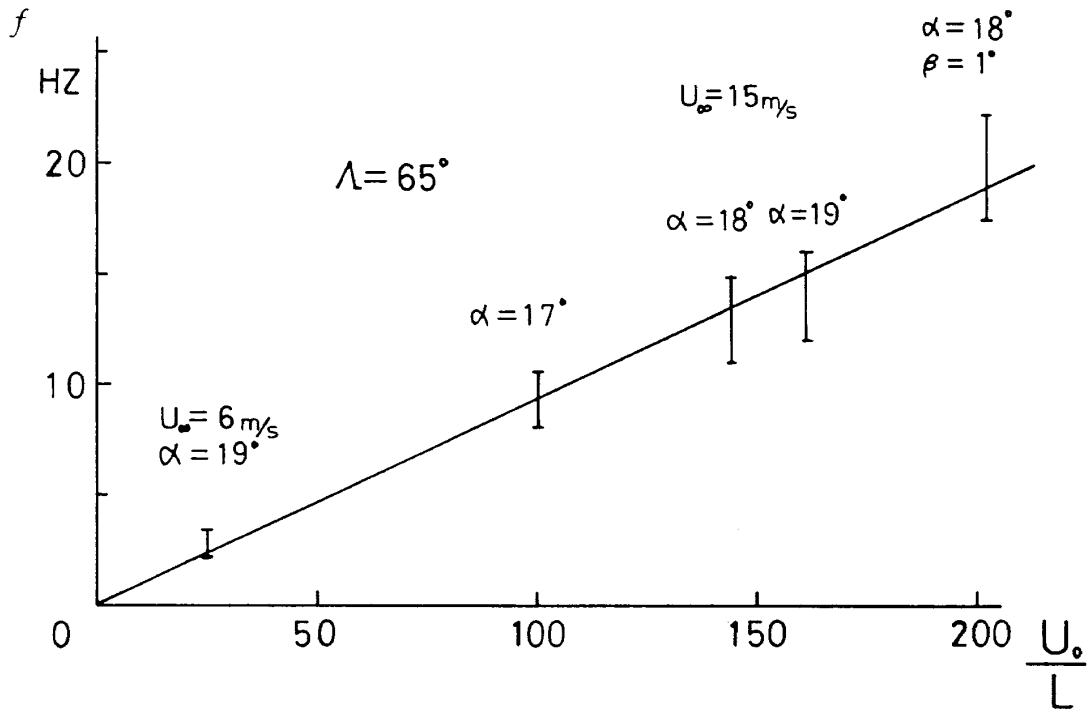


図35 Breakdown後の速度変動の振動数

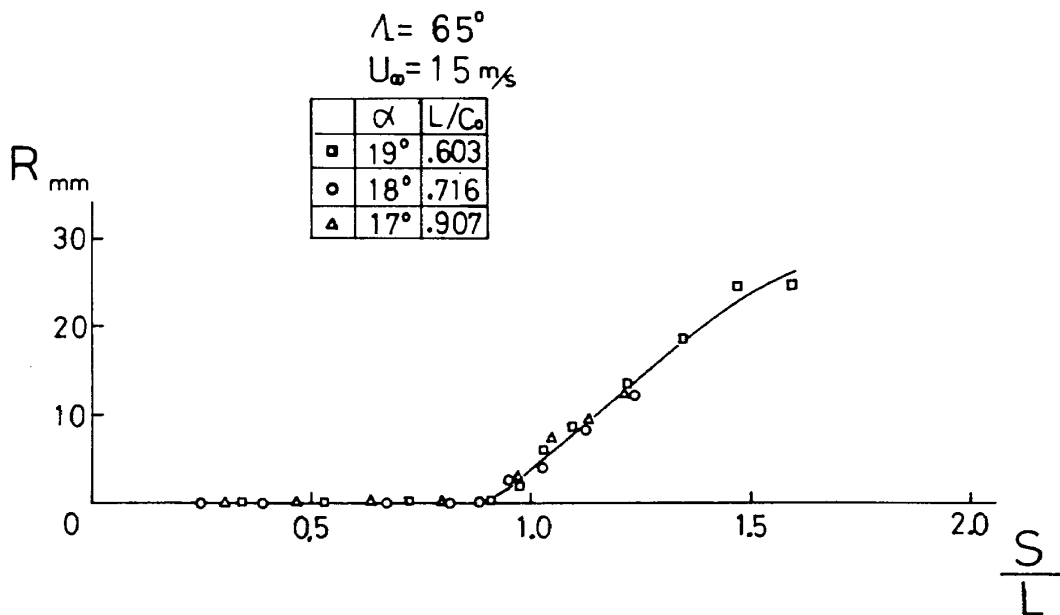


図36 Breakdown後のSpiralの半径

形が生じたときに、中心軸上と中心軸に垂直な断面内の速度、総圧や乱れがどのような変化をするかを考察してみよう。

Breakdownを起こして渦がSpiral変形すると、Spiralの回転の方向は、最初の渦核の回転方向とは異なる。一方、渦核はSpiral変形をしても、そのSpiral曲線を回転の中心軸として、Breakdown前と同様な方向に回転する。したがってSpiral変形をすると、渦核のこのような回転運動によって、Spiralの外側から、中心軸00'付近に向かう流れが誘導される。Breakdownの前では、Earnshawの実験結果²³⁾や後の数値計算によって示されるように、渦の中心の総圧は、そのまわりよりも低い。Spiral変形をして、まわりのエネルギーの高い流体が中心軸付近に流れ込めば、中心軸上の総圧はBreakdownの後で上昇する。2.2.3の項で述べたように、Breakdownの発生によって、中心軸上の総圧が急激に上昇する機構は、以上のようなモデルから説明することができる。そして、この機構は、数値計算において、乱れの構造を考慮しなければならないことを意味する。

Spiralの回転方向が渦核の回転方向と反対になっていることのために生じる流れ場の他の特徴は、平均軸速度の分布に現われる。2.3.2の項でみたように、Breakdownの前では、中心軸上で最大の軸速度を示し、半径方向とともに減少する。Breakdownを起こし、渦が、逆Spiralの変形をすると、ピオサバールの法測からわかるように、Spiralの内側には、下流から上流に向かう流れが誘導され、反対に、Spiralの外側には、上流から下流に向かう流れが誘導される。これらの流れ場の誘導は、渦核断面の歳差運動の周期で変動するが、時間平均的にみると、Spiralの内側の軸速度は減少し、Spiralの外側の軸速度は増大して、全体の軸速度の分布は、中心軸付近で下に凸の分布形となる。そして軸速度の分布形において、軸速度が極大値を示す位置は、丁度、Spiralが通過する位置に対応する。

2.3.4の項で述べたように、Breakdownの直後では、速度変動の最も大きな位置が、中心軸から離れたところに存在し、Breakdownの位置より相当下流になると、変動が小さくなり、中心軸上で最大値を示すようになるという事実は、同様にBreakdown後のSpiral変形によって説明することができる。Breakdownの前に示されるように、渦核の中の速度は非常に高く、渦核の位置が時間的に変動するとすれば、渦核の時間平均位置での変動が最も大きくなる。Breakdownを起こして、Spiral変形をすると、渦核はSpiral曲線となっているので、Spiralが通過する位置での変動が最も大きくなる。

このようにBreakdown後には、乱れ分布の最大値を示す位置は中心軸より外側に離れることになる。下流に進んで、Spiralがくずれ、渦の集中が弱くなり、Mildな乱流になると、Spiral変形の領域にみられた特徴はうすれ、変動が空間的に平均化される。

以上みてきたように、レイノルズ数が高い場合の、三角翼前縁剝離渦のBreakdownは、LambourneのいうSpiral型Breakdownである。そしてBreakdownの位置は、軸速度分布の分布形が変化する位置、または中心軸上の総圧が上昇する位置と一致していることが、実験的に明らかにされた。このような実験結果を考慮して、Breakdownの位置を数値計算から求めるための判定条件について考えてみよう。

いま軸対称で層流の流れ場を仮定する。基準の長さ L と基準の速度 U_0 で作ったレイノルズ数 $Re = U_0 L / \nu$ を定義する。実験結果からも明らかなように、半径速度 u_r は軸速度成分にくらべて小さいので、 \sqrt{Re} をかけて U_0 で無次元化する。また軸方向の変化にくらべて半径方向の変化が大きいため、半径 r に \sqrt{Re} をかけて L で無次元化する。他の速度成分 u_x 、 u_θ は U_0 で、軸方向距離 x は L で、圧力は ρU_0^2 で無次元化し、それぞれ無次元化された値を U_x, U_r, P, R, X とする。円柱座標で表わした x 軸方向の運動方程式はレイノルズ数を用いて、(8)式で表わすことができる。

$$U_x \frac{\partial U_x}{\partial X} + U_r \frac{\partial U_x}{\partial R} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U_x}{\partial R} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U_x}{\partial X^2} \quad (8)$$

ここで、レイノルズ数 Re が高い場合の近似として、(8)式の最後の項を省略して、中心軸上の関係式を考える。渦は軸対称を考えているので、中心軸上で

$$(\partial U_x / \partial R)_{R=0} = 0, (U_r)_{R=0} = 0$$

となる。中心軸を示す添字 C を使い、無次元化された総圧を H とすれば、(8)式は(9)式で近似される。

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{1}{2} U_c^2 + P_c \right] = \frac{dH_c}{dx} = \left(\frac{\partial^2 U_x}{\partial R^2} \right)_{R=0} \quad (9)$$

(9)式は、流れ方向の中心軸上の総圧の変化が、軸速度分布の2次微分に等しいことを示す関係式である。総圧が減少する領域 $dH_c/dx < 0$ では、軸速度の2次微分は $(\partial^2 U_x / \partial R^2)_{R=0} < 0$ となり、軸速度の分布形が中心軸付近で上に凸であることを示す。逆に、総圧が増加する領域 $dH_c/dx > 0$ では、軸速度の2次微分は

$(\partial^2 U_x / \partial R^2)_{R=0} > 0$ となり、軸速度の分布形が中心軸付近で下に凸であることを示す。

2.2.3項, 2.3.2項で述べた Breakdown に関する実験結果から, レイノルズ数が十分に高い場合の, 三角翼前縁剝離渦の Breakdown の位置は, 中心軸上の総圧が極小値をとる位置, 別の表現をすれば, 軸速度の分布が中心軸付近で上に凸から下に凸に変化する位置と一致していた。前述したように, 総圧が極小値をとる位置と, 速度分布が変化する位置とは, このように一致することが, 運動方程式から求められた。

したがって理論的には, Breakdown の位置は, (10)式が満足される位置として求めるべきである。以上の議論は層流の場合であるが, 乱流の場合でも, レイノルズ応力 $-u_r u_x = \varepsilon \frac{\partial u_x}{\partial R}$ などと, 渦粘性のモデルが適用できれば, 動粘性係数の代りに渦粘性係数を用いれば, (8)~(9)式は成立する。従って Breakdown の位置の判定条件は, 次のように与えられる。

Breakdown の条件

$$\frac{dH_c}{dx} = 0 \quad \text{または} \quad \left(\frac{\partial^2 U_x}{\partial R^2} \right)_{R=0} = 0 \quad (10)$$

3. 理 論

3.1 理論的方法

三角翼前縁剝離渦の作る流れ場を理論的に扱ったものとしては, Hall の解析解⁵⁸⁾と圧縮性を考慮して Hall の理論を発展させた Brown の理論³²⁾がある。Hall は渦を粘性効果が大きい中心部分と, 非粘性の取り扱いが可能な外側の部分に分け, 外側の部分では Conical な流れ場が仮定されて, Conical Flow が計算され, 粘性を含む内側の解と結合して, 渦全体の流れ場を求めた。しかしこの解では, 内側と外側の領域の解の結合が, すっきりしないために, さらに理論を発展させて, 解の形を級数で与え, 全体の流れ場を統一的に取り扱った理論が Stewartson と Hall³¹⁾によって出され, 計算結果が Earningshaw の実験結果と比較された。理論では, 渦中心の速度が大きすぎることと, 渦中心の静圧が低くすぎることを除いて, 実験結果と比較的良く一致している。この結果からすれば, Breakdown より上流の渦が作る流れ場を解析的に解く方法については, 現在のところ余り問題がないように思われる。

渦の発達を解く理論研究では, Hall が, 流れ場を準 2 次元的に取り扱い, 差分法によって, 初期条件と境界条件を与え, 下流方向に step by step に解を求める方法²⁹⁾を提案した。そして, 取り扱った例では, 我々の実験結果と同じように, 下流方向のある位置で, 軸速度が中心付近で, 下に凸となる分布形を示す結果が得られたに

もかわらず, 流れの中に Stagnation が存在しなかったとして, Breakdown には言及されていないが, 別の論文³³⁾において, 彼は, Breakdown の位置は準 2 次元的な仮定が成立しなくなる位置として求められるべきだと主張している。確かに Breakdown 付近では, 軸速度の変化が大きくなり, 準 2 次元的な近似が悪くなるけれども, Hall の議論は Breakdown 後の流れ場の速度分布の測定結果がなかったことと関連しており, Stagnation が現われなくても Breakdown が生じているという, 我々の実験結果からすれば, 三角翼前縁剝離渦の発達とその Breakdown の現象を解くためには, Hall の提案している準 2 次元的な差分法による数値解法は有力であると思われる。

三角翼上に形成される前縁剝離渦とは異なるが, 円管内の旋回流についての数値計算法は, Bossel³⁴⁾によって提案されている。彼は流れ場を準 2 次元の仮定が成立し, 放物型の方程式が満足される一番外側の領域, 非粘性の楕円型方程式の成立する Breakdown 領域, 楕円型方程式の成立する渦中心付近の非粘性の領域, そして Breakdown によってできる Bubble の, よどみ点付近の領域の 4 つの領域に分けて, 適当な境界条件のもとに解を求めている。そして Harvey の実験結果にみられるように, 渦の中心付近に逆流を含む卵形の Bubble が現われることが示された。しかしながら Bubble は閉じており, Bubble の中では周速度の方向が逆になるという不都合が生じる。

Breakdown については Ludwig³⁵⁾³⁶⁾³⁷⁾の理論, Benjamin, Fraenkel, Sheer らに代表される Conjugate Vortex Flow³⁸⁾³⁹⁾⁴⁰⁾の理論, Leibovich, Randall に代表される Weakly Nonlinear Wave⁴¹⁾⁴²⁾⁴³⁾⁴⁴⁾の理論,²²⁾ Lambourne⁴⁵⁾⁴⁶⁾⁵²⁾の理論, そして Mager の理論⁴⁷⁾などがある。

Ludwig は 2 つの同心円筒に狭された狭い領域での回転流の安定を, らせん形の微小擾乱を考え, 非粘性の軸対称方程式を解いて安定領域を求め, その結果を集中した渦に拡張した。しかしながら, この理論は, もともと, 同心円筒の狭い領域という条件のもとに求められたものであり, 一般の集中渦に適用することはできない。我々の実験結果を Ludwig の安定領域上にプロットした結果⁴⁸⁾をみると, 確かに Breakdown を起こした後の渦の外のほうの領域は, 不安定領域に入っているし, 同様な実験が Petersohn⁴⁷⁾によって行なわれた。Ludwig の理論では Breakdown を予測するためには, 渦の発達段階に応じた周速度と軸速度の分布がわかっていなければならない。実際には, Breakdown を予測する理論とはなっていない。

Benjaminは準2次元的な非粘性の軸対称の流れを仮定して、運動方程式から、流れ関数が満足しなければならない方程式を導出した。そして軸速度が一樣で、Combined Forced and Free Vortexを仮定し、境界条件を満足する流れ関数は複数存在し、このSupercriticalとSubcriticalのConjugateした流れの間の有限なTransitionがBreakdownであるということを示し、渦核の端での周速度と軸速度の比 $V/U=1.2$ がCriticalな条件であるとした。この結果は次に述べるLambourneの理論の特別な場合の結果と一致している。

LambourneはBenjaminと同様Combined Forced and Free Vortexを仮定して、渦核の外側の軸速度の変化、すなわち、圧力勾配を考え、Breakdownの上流の渦核の端での軸速度の比 V/U_1 と渦核の半径を示すパラメーター K との関係を求め、Breakdown前後の渦核の端での軸速度の比 U_1/U_2 と V/U_1 の関係において、解が存在しなくなるCriticalな条件が存在し、渦中心の軸速度が減少したり、渦の中心付近に逆流領域が存在することを示した。しかしながら、この理論で問題となるのは、流れに、よどみ点が存在し、逆流領域が発生する条件と、解の存在しないCriticalな条件との間に、ずれが存在し、これらの条件が、流れ場のどのような現象と対応しているかが明確にされていないこと、さらに逆流領域での周速度の方向が逆になるなどである。Lambourneの理論では、Ludwigの理論と異なって、逆圧力勾配に応じてCriticalな条件が求まり、その意味ではBreakdownの、ある一定の予測を与える理論となっている。

LeibovichとRandallのNonlinear Waveの理論では、円筒内のSwirl Flowが計算されており、(1)Benjaminのように、Breakdownの上流のSupercriticalな流れと、下流のSubcriticalな流れが存在し、Subcriticalな流れの中には、Nonlinear Waveが伝播するが、Supercriticalな流れの中には存在しなくなること、(2)StationaryなWaveは流れ方向に円管が拡がっているとき、すなわち逆圧力勾配が存在するときのみ発生すること、(3)Trapped Waveの境界を示す流線は、HarveyやSarpkayaの観測に示されるようなBubbleを形成すること、(4)円管の壁圧の軸方向の変化は、SarpkayaやKirkpatrick⁴⁹⁾の実験結果と似ていること、(5)レイノルズ数の変化によるBreakdownの位置はSarpkayaの実験とほぼ一致していること、(6)Nonlinearなtransientな移動はSarpkayaの観測と一致していることなど、円管内のSarpkayaの実験結果と非常に良く一致しており、Bubble発生のTransientな機構の解明に有力な手段を与えるものと思われる。しかしながら、Solitary Wave

の中では周速度の方向が逆になったり、Criticalな状態が一定の循環をもつSwirl Flowにのみ生じるという不都合を含んでいる。

Magerは、軸速度分布を4次の、周速度分布を3次の代数式で表わし、準2次元的な仮定を行ない、運動量や循環についての積分方程式を導き、下流に進むにつれて渦核の径が増加するときに、ある条件のもとでは連続した解が存在するのに、Criticalな条件を越えると、連続した解が存在しなくなり、丁度Benjaminの理論と同様に流れ場の有限なTransitionが発生することを示した。そして、このようなCriticalな条件がBreakdownの位置を決める条件になっていると述べている。Sarpkayaは彼の実験結果にもとずいて、Magerの方法で計算を実行した。そしてレイノルズ数と循環をパラメータとしたBreakdownの位置は、実験結果と非常に良く一致することを示した。

Magerの理論で仮定されている軸速度の分布形では、三角翼前縁剝離渦のBreakdown後の流れ場の我々の実験が示すように、渦の中心と外側の端の間に極大値をもつような軸速度の分布形は表現することができず、もし、このような分布形を含む速度分布が仮定されるならば、Magerの理論で解が存在しなかった条件のもとでも、連続的な解が存在する可能性が残され、仮定された速度分布の形に問題を残している。

以上渦の構造とBreakdownの現象に関する理論的な研究の現状についてみてきたが、三角翼前縁剝離渦の発達とBreakdownの位置を理論的に求めるためには、第2章で述べた実験結果が十分に含まれた理論でなければならぬ。レイノルズ数が十分高いときに三角翼上に形成される渦のBreakdownは、渦の中心軸上で流れが停止する、いわゆるAxisymmetric型Breakdownではなく、渦の中心が、ある位置で折れ曲がるSpiral型Breakdownであるために、円管内の旋回流についてのLudwigの理論、Benjaminに代表されるConjugate Vortex Flowの理論、LeibovichとRandallに代表されるWeakly Nonlinear Waveの理論は適用することができない。さらに周速度が逆になるようなLambourneの理論やBreakdown後の速度分布がうまく表現できないMagerの理論を適用することができない。

レイノルズ数が十分高いときに、三角翼模型の上形成される渦は、次のような特徴をもっていることが第2章に述べた我々の実験結果から明らかになった。

- (1) 渦の時間平均的な中心軸は、ほぼ直線になっており、理論計算において、中心軸を座標軸の一つにすることができる。

- (2) 剛体的回転をしている渦核の径は小さく、前縁付近の渦層の巻き上り部分と翼表面付近を除いて、Breakdown にかかわらず、時間平均的な流れ場はほぼ軸対称である。したがって数値計算をする場合に、軸対称の取り扱いが可能である。
- (3) 半径速度成分 U_r の値は、他の軸速度成分 U_x や周速度成分 U_φ に比べて小さい。
- (4) 流れ場の半径方向の変化は、渦軸方向の変化にくらべて大きく、境界層と同じように準2次元の取り扱いが可能である。
- (5) Breakdown の上流では、乱れが渦核の中心付近の狭い領域に集中しており、Hall の解析解と我々の実験結果を比較してわかるように、渦核からある程度離れれば粘性効果は小さく、渦の外側の領域としてはポテンシャル流が仮定できる。
- (6) 渦は乱流であるが、その渦核は剛体的な回転運動をしており、乱流による運動量の輸送や拡散は小さく、渦の成長、発達及び Breakdown は、ポテンシャル的に、すなわち圧力勾配に最も影響される。
- (7) Breakdown 後の流れ場の速度変動は大きく、乱流効果も大きくなるが、Breakdown の位置を求めることに関しては、時間平均的な流れ場の方程式で議論することが可能である。

以上の考察から、レイノルズ数の十分高い三角翼前縁剝離渦の発達と Breakdown の位置は、準2次元の仮定のもとに、平均的な流れ場を記述する軸対称ナビエ-ストークスの方程式を、ある境界条件のもとに差分法で解く Hall の方法²⁹⁾で求めることができると考えられる。さらに実際の流れは乱流になっており、その発達を解くためには、乱流効果を加味して、層流の場合の Hall の計算法において、動粘性係数 ν の代わりに、渦粘性係数 ϵ を用いるという修正を施せば良いものと考えられる。そして計算による Breakdown の位置は、実験で確認されている Breakdown の判定条件(10)式によって決定できるものと考えられる。以下の項においては、Hall の計算法にもとづいた数値計算法と計算結果について述べる。

3.2 数値計算

3.2.1 記号

- x, r : 円柱座標系, 軸方向と半径方向
 X, R : 円柱座標系, (無次元量)
 u_x, u_φ, u_r : 軸速度, 周速度, 半径速度
 U, V, W : 軸速度, 周速度, 半径速度 (無次元量)
 $U = u_x/U_0, V = u_\varphi/U_0, W = \sqrt{R_\epsilon} u_r/U_0$
 P, p : 静圧, 静圧 (無次元量)
 U_0 : 最大軸速度 (図 11 参照)

- L : 基準の距離 (図 11 参照)
 ϵ : 渦粘性係数
 ν : 動粘性係数
 R_ϵ : レイノルズ数 $R_\epsilon = U_0 L / \epsilon$ または $R_\epsilon = U_0 L / \nu$
 ζ : 半径 $\zeta = R / \lambda$
 k : 循環 $k = \lambda \zeta V$
 h : 半径速度 $h = W / \lambda$
 $\Delta x, \Delta \zeta$: 差分の x 方向と ζ 方向の分割
 a, b, c, d : k に関する方程式の係数
 a^*, b^*, c^*, d^* : u に関する方程式の係数
 λ : 渦の径を示すパラメーター
 $\lambda = r_e(x) / r_c(x_i)$
 Q_0 : 動圧 $Q_0 = \frac{1}{2} \rho U_0^2$
 α : 迎角
 A : 後退角
 Γ : 循環量
添字
 i : 初期条件を与える断面を示す
 c : 渦の中心軸を示す
 e : 渦の外側の境界を示す
 m : 格子点の位置, x 方向
 n : 格子点の位置, ζ 方向

3.2.2 基礎方程式

運動方程式を無次元量で記述するために、距離の基準量として、2.2.2項で定義した L を、速度の基準量として、渦の中心軸上の最大値 U_0 を用いる。また、境界層近似と同じように、変数間の値のオーダーを合わせるために、半径距離 r と半径速度 u_r を $\sqrt{R_\epsilon}$ だけ引き伸ばす。ここでレイノルズ R_ϵ は、Hall が使用している動粘性係数を用いた層流の値ではなく、渦粘性係数 ϵ を用いた値として定義する。 $R_\epsilon = U_0 L / \epsilon$ 座標と速度成分の無次元化は、(11)式で定める。

$$X = \frac{x}{L}, \quad R = \sqrt{R_\epsilon} \frac{r}{L}$$

$$U = \frac{u_x}{U_0}, \quad V = \frac{u_\varphi}{U_0}, \quad W = \sqrt{R_\epsilon} \frac{u_r}{U_0} \quad (11)$$

$$\text{但し } R_\epsilon = \frac{U_0 L}{\epsilon}, \quad P = \frac{p - p_0}{\rho U_0^2}$$

流れ場が乱流であることを考慮して、最も単純な渦粘性のモデルを仮定し、動粘性係数のかわりに、Boussinesq のスカラー量の渦粘性係数⁵⁷⁾を用いる。以上のように準2次元の仮定と、渦粘性の仮定によって、軸対称のナビエ-ストークスの運動方程式と連続の方程式は、無次元量によって、(12)式のように書くことができる。

$$\begin{aligned}
U \frac{\partial(RV)}{\partial X} + W \frac{\partial(RV)}{\partial R} &= \frac{\partial^2(RV)}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial(RV)}{\partial R} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial^2(RV)}{\partial X^2} \\
U \frac{\partial U}{\partial X} + W \frac{\partial U}{\partial R} &= -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} \\
\frac{U}{R_e} \frac{\partial W}{\partial X} + \frac{W}{R_e} \frac{\partial W}{\partial R} - \frac{V^2}{R} &= -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{R_e} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial W}{\partial R} \right. \\
&\quad \left. - \frac{W}{R^2} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} \right) \\
\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial W}{\partial R} + \frac{W}{R} &= 0 \tag{12}
\end{aligned}$$

(12式において、 $1/R_e$ を含む項は、レイノルズ数が十分に高いという近似において、省略することができ、基礎方程式は簡単になり、(13式で与えられる。

$$\begin{aligned}
U \frac{\partial(RV)}{\partial X} + W \frac{\partial(RV)}{\partial R} &= \frac{\partial^2(RV)}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial(RV)}{\partial R} \\
U \frac{\partial U}{\partial X} + W \frac{\partial U}{\partial R} &= -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \\
\frac{V^2}{R} &= \frac{\partial P}{\partial R} \\
\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial W}{\partial R} + \frac{W}{R} &= 0 \tag{13}
\end{aligned}$$

(13式は、流れ場が軸対称で、レイノルズ数が十分に高く、 X 方向にくらべて R 方向の変化が大きいという、準2次元流の仮定のもとに導出されたものであり、流れの中にStagnationができたり、逆流領域ができる場合には、当然成立しない。しかし、第2章で述べたように、流れの中にStagnationが現われないうで、Breakdownの付近で、それより上流での半径方向の変化にくらべて、 X 軸方向の変化が多少大きくなるという状態であるならば、(13式によって、Breakdownを含めて、流れ場を解くことができるものと思われる。(13式は、速度成分 U, V, W と圧力 P が複雑に関係して、容易に分離することができないけれども、軸速度成分 U を仮定すれば、連続の式から、半径速度 W が決まり、第1式より、周速度成分 V が求まり、 V を第3式に代入すれば、圧力 P が求まり、最後に W, P を第2式に代入すれば U が求まり、最初仮定された U を補正して、くり返し、それぞれの値が収束したときに、初期条件を与えた次の断面の量が決定される。このように、(13式は、step by stepに計算を進めることができる放物型の方程式になっている。

さて、境界条件の問題であるが、渦の外側の境界は、渦の発達にともなって変形をしていくので、変形した複雑な曲面上で境界条件を与えることは、問題を複雑にする。したがって、境界条件を与えやすくするために、計

算領域が矩形の領域になるように、渦の拡がりを示すパラメータ $\lambda = r_e(x)/r_e(x_i)$ を導入する。添字 e は渦の端を示し、外側の境界を意味する。 x_i は初期条件を与える、渦の計算の最初の断面を示す。ここで、 λ を用いて、変数 R, V, W を、 ζ, k, h に変換し、軸速度成分 U を小文字 u で、軸方向の距離 X を小文字 x で表わせば、基礎方程式は、(15式となる。

$$\zeta = \frac{R}{\lambda}, \quad k = \lambda \zeta V, \quad h = \frac{W}{\lambda} \tag{14}$$

$$\begin{aligned}
u \frac{\partial k}{\partial x} - \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial^2 k}{\partial \zeta^2} + \left(h - \frac{\lambda'}{\lambda} \zeta u + \frac{1}{\lambda^2 \zeta} \right) \frac{\partial k}{\partial \zeta} &= 0 \\
u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} + \left(h - \frac{\lambda'}{\lambda} \zeta u - \frac{1}{\lambda^2 \zeta} \right) \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\
&= \frac{\lambda'}{\lambda^3} \frac{k^2}{\zeta^2} - \frac{\partial P}{\partial x} \\
\frac{\partial P}{\partial \zeta} &= \frac{k^2}{\lambda^2 \zeta^3} \\
\frac{\partial}{\partial \zeta} (\zeta h) &= -\zeta \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\lambda'}{\lambda} \zeta^2 \frac{\partial u}{\partial \zeta} \tag{15}
\end{aligned}$$

(15式において λ' は $d\lambda/dx$ の値を意味する。(14式で与えられる変換によって、物理面における計算領域、 $0 \leq r \leq r_e, x_i \leq x$ は、計算のための計算領域、 $0 \leq \zeta \leq \zeta_e = \sqrt{R_e} \cdot r_i / L = R_i = \text{一定}, x_i \leq x$ という端の開いた矩形領域に変換される。

初期条件としては、 $x = x_i$ の断面における軸速度分布 u_i と循環分布 k_i となり、(16式で与えられる。

$$u = u_i(\zeta), \quad k = k_i(\zeta); \quad x = x_i \tag{16}$$

中心軸上の境界条件としては、循環 k と半径速度 h が、それぞれ零となる条件と、軸速度 u が軸対称であるという条件によって、(17式で与えられる。

$$k = 0, \quad h = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial \zeta} = 0; \quad \zeta = 0 \tag{17}$$

外側の境界条件としては、(18式が必要となる。

$$k = k_e(x), \quad u = u_e(x), \quad P = P_e(x); \quad \zeta = \zeta_e \tag{18}$$

もしも外側の境界条件において、種々の仮定が成立するとすれば、(18)の条件はさらに簡単になる。

外側の境界が、流管であるとすれば、流管の幾何学的な拡がり λ と、速度ベクトルの間に、(19式が成立し、(18)のすべての条件を与えることはできない。

$$\frac{h_e}{u_e} = \zeta_e \frac{\lambda'}{\lambda} \tag{19}$$

さらに、渦の外側の境界が非粘性で、その境界を通して、渦度の拡散がないとすれば、(15)式の第1式より、 $dk_e/dx=0$ となり、(20)式が、(15)式の第2式より、(21)式が成立する。

$$k_e(x) = k_e(x_i) = \text{一定} \quad (20)$$

$$u_e \frac{du_e}{dx} = \frac{\lambda'}{\lambda^3} \frac{k_e^2}{\zeta^2} - \frac{dP_e}{dx} \quad (21)$$

このような仮定が成立するときには、外側の境界条件として、(18)式のすべてを与えることはできず、 P_e, u_e, λ のうちの一つのみが許され、他の条件は、(19), (20), (21)式で代用される。レイノルズ数が十分に高い、三角翼前縁剝離渦の場合には、3.1の項で述べたように、近似的に(19), (20), (21)の仮定が成立し、外側の境界条件としては、 P_e, u_e, λ のうちの一つだけを与えれば十分であることがわかる。

さて、我々の実験から得られた結果は、Breakdownを含む前後の数断面での軸速度と周速度の分布と、中心軸上の速度であるために、外側の境界条件として、 P_e を与えることができない。また u_e, λ を境界条件として与えるには、測定断面が少なすぎる。中心軸上の速度の変化については、詳細な実験がなされ、十分に境界条件として利用することができるので、数値計算においては、中心軸上の速度 u_e の変化を境界条件として用いる。まず、外側の境界での圧力 P_e を仮定して、流れ場を解き中心軸上の速度 u_c を計算する。そして計算された u_c の値が一致するように P_e の値を補正して、くり返し計算を行ない、計算が収束すると同時に、 u_c の値が一致した時点で、その断面の計算を終了して、次の断面に移るという計算法を採用した。

3.2.3 差分近似

前項で得られた偏微分方程式を境界条件のもとに数値的に解くために、微分方程式を差分近似する。格子点としては、 x 方向にM点、 ζ 方向にN点をとる。 x 方向の格子点の位置を示すためには、添字 m を用い、 ζ 方向の格子点の位置を示すためには、添字 n を用いる。 $(m+1, n)$ の位置の値を求めるために、(15)式の k, u, P, h の方程式を、それぞれ、 $(m+\frac{1}{2}, n), (m+\frac{1}{2}, n), (m+1, n+\frac{1}{2}), (m+\frac{1}{2}, n-\frac{1}{2})$ の位置で評価する。差分形式は中間点をとった1次の中心差分で与え、 x 方向微分は1次まで、 ζ 微分は2次までであるので、例えば k についての差分形式は(22)式のように与えられる。

$$k_{m+\frac{1}{2}, n} = \frac{1}{2} (k_{m+1, n} + k_{m, n})$$

$$\left(\frac{\partial k}{\partial x}\right)_{m+\frac{1}{2}, n} = \frac{1}{\Delta x} (k_{m+1, n} - k_{m, n}) \quad (22)$$

$$\left(\frac{\partial k}{\partial \zeta}\right)_{m+\frac{1}{2}, n} = \frac{1}{4\Delta\zeta} (k_{m+1, n+1} - k_{m+1, n-1} + k_{m, n+1} - k_{m, n-1})$$

$$\left(\frac{\partial^2 k}{\partial \zeta^2}\right)_{m+\frac{1}{2}, n} = \frac{1}{2\Delta\zeta^2} (k_{m+1, n+1} - 2k_{m+1, n} + k_{m+1, n-1} + k_{m, n+1} - 2k_{m, n} + k_{m, n-1})$$

ところで、(15)式には $u \frac{\partial u}{\partial x}$ のような非線形な項が含まれているので、これをニュートン近似で与え、(23)式のような形式にする。

$$u_{m+\frac{1}{2}, n} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{m+\frac{1}{2}, n} = \frac{u_{m+1, n}}{\Delta x} (u_{m+1, n}) - \frac{u_{m+1, n}^2}{2\Delta x} - \frac{u_{m, n}^2}{2\Delta x} \quad (23)$$

ここで、右辺の()内の値は、未知の値であり、()を含まない $u_{m+1, n}$ の値は、前のくり返しによって得られた既知の値である。(22), (23)式などの差分形式で(15)式を書き変えれば、 k, u については連立方程式が得られ、 P, h については代数方程式が得られ、結果は(24)式で与えられる。

$$a_n k_{m+1, n+1} + b_n k_{m+1, n} + c_n k_{m+1, n-1} = d_n \quad (n=1, 2, 3, \dots, N-1) \quad (24a)$$

$$a_n = \frac{h_{m+\frac{1}{2}, n}}{4\Delta\zeta} - \frac{n(\lambda_{m+1} - \lambda_m)}{4\Delta x(\lambda_{m+1} + \lambda_m)} (u_{m+1, n} + u_{m, n}) + \frac{1-2n}{n\Delta\zeta^2(\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2}$$

$$b_n = \frac{1}{2\Delta x} (u_{m+1, n} + u_{m, n}) + \frac{4}{\Delta\zeta^2(\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2}$$

$$c_n = -a_n - \frac{4}{\Delta\zeta^2(\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2}$$

$$d_m = \frac{k_{m, n}}{2\Delta x} (u_{m+1, n} + u_{m, n}) + \frac{2}{\Delta\zeta^2(\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2} \times (k_{m, n+1} - 2k_{m, n} + k_{m, n-1})$$

$$- \left[a_n + \frac{2}{\Delta\zeta^2(\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2} \right] (k_{m, n+1} - k_{m, n-1})$$

$$a_n^* u_{m+1, n+1} + b_n^* u_{m+1, n} + c_n^* u_{m+1, n-1} = d_n^*$$

$$(n=0, 1, 2, \dots, N-1) \quad (24b)$$

$$a_n^* = \frac{h_{m+\frac{1}{2}, n}}{4\Delta\zeta} - \frac{n(\lambda_{m+1} - \lambda_m)}{4\Delta x(\lambda_{m+1} + \lambda_m)} (u_{m+1, n} + u_{m, n}) - \frac{1+2n}{n\Delta\zeta^2(\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2}$$

$$\begin{aligned}
 b_n^* &= \frac{u_{m+1,n}}{\Delta x} + \frac{4}{\Delta \zeta^2 (\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2} - \frac{n(\lambda_{m+1} - \lambda_m)}{4 \Delta x (\lambda_{m+1} + \lambda_m)} \\
 &\quad \times (u_{m+1,n+1} - u_{m+1,n-1} + u_{m,n+1} - u_{m,n-1}) \\
 c_n^* &= -a_n^* - \frac{4}{\Delta \zeta^2 (\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2} \\
 d_n^* &= \frac{1}{2 \Delta x} (u_{m+1,n}^2 + u_{m,n}^2) - \frac{4(u_{m,n} - u_{m,n-1})}{\Delta \zeta^2 (\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2} \\
 &\quad - a_n^* (u_{m,n+1} - u_{m,n-1}) - \frac{n(\lambda_{m+1} - \lambda_m)}{4 \Delta x (\lambda_{m+1} + \lambda_m)} \\
 &\quad \times (u_{m+1,n+1} - u_{m+1,n-1} + u_{m,n+1} - u_{m,n-1}) u_{m+1,n} \\
 &\quad + \frac{2(\lambda_{m+1} - \lambda_m)}{n^2 \Delta x \Delta \zeta^2 (\lambda_{m+1} + \lambda_m)^3} (k_{m+1,n} + k_{m,n})^2 \\
 &\quad - \frac{1}{\Delta x} (P_{m+1,n} - P_{m,n}) \\
 P_{m+1,n} &= P_{m+1,n+1} - \frac{(k_{m+1,n+1} + k_{m+1,n})^2}{4(n + \frac{1}{2})^2 \Delta \zeta^2 \lambda_{m+1}^2} \quad (24c) \\
 h_{m+\frac{1}{2},n} &= (1 - \frac{1}{n}) h_{m+\frac{1}{2},n-1} - \frac{(1 - \frac{1}{2n})}{2 \Delta x} \Delta \zeta \\
 &\quad \times (u_{m+1,n} - u_{m,n} + u_{m+1,n-1} - u_{m,n-1}) \\
 &\quad + \frac{(n - \frac{1}{2})^2 \Delta \zeta (\lambda_{m+1} - \lambda_m)}{n \Delta x (\lambda_{m+1} + \lambda_m)} \\
 &\quad \times (u_{m+1,n} - u_{m+1,n-1} + u_{m,n} - u_{m,n-1}) \quad (24d)
 \end{aligned}$$

$\zeta = 0$ の中心軸上では、(24b)式は意味がなくなり、中心軸上の境界条件(17)式を考慮した形式が必要になり、(24b)式の係数は、特別な形をとり(25)式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 a_0^* &= -\frac{8}{\Delta \zeta^2 (\lambda_{m+1} + \lambda_m)^2} \\
 b_0^* &= \frac{u_{m+1,0}}{\Delta x} - a_0^* \quad (25) \\
 c_0^* &= 0 \\
 d_0^* &= \frac{1}{2 \Delta x} (u_{m+1,0}^2 + u_{m,0}^2) - a_0^* (u_{m,1} - u_{m,0}) \\
 &\quad - \frac{1}{\Delta x} (P_{m+1,0} - P_{m,0})
 \end{aligned}$$

(24a)式は $N - 1$ 元の連立方程式を与え、(24b)式は N 元の連立方程式を与える。いずれも、係数行列は対角線と、その両どなりの要素のみが値をもつ対角3項行列となっているので、容易に解くことができる。

計算プログラムの流れ図を図37に示す。

初期条件 $u_{0,n}$ と $k_{0,n}$ の分布を与え、次の断面の中心軸上の境界条件 $u_{m+1,0}$ を読み込む。 $P_{m+1,N}$ と λ_{m+1} を仮定すれば、(21)式より $u_{m+1,N}$ が求まる。軸速度の分布

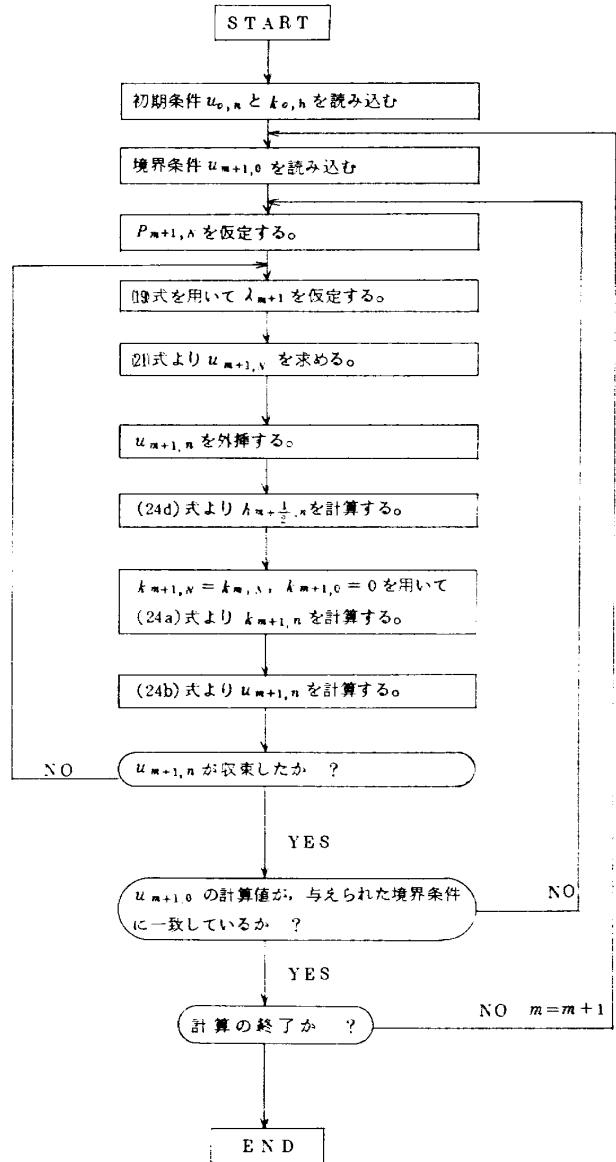


図37 計算プログラムの流れ図

$u_{m+1,n}$ を外挿して与えれば、(24d)式より $h_{m+\frac{1}{2},n}$ が求まり、(24a)式の係数行列の各項が求まり、境界条件 $k_{m+1,N} = k_{m,N}, k_{m+1,0} = 0$ を用いて $N - 1$ 元の連立方程式を解いて $k_{m+1,n}$ を求める。 $u_{m+1,N}$ の値が求まっているので、(24b)式の係数行列の各項が求まり、 N 元の連立方程式を解くことによって、軸速度分布 $u_{m+1,n}$ が求まる。そこで、 $u_{m+1,n}$ の値が収束しなければ、再び λ_{m+1} の値を仮定しなおして、以上の計算をくり返す。 $u_{m+1,n}$ が、ある範囲内で収束したところで、計算された $u_{m+1,0}$ の値を、境界条件として与えられた $u_{m+1,0}$ の値と比較して、一致しなければ、 $P_{m+1,N}$ の値を補正し直して、 $u_{m+1,0}$ の値が一致するまで、以上の計算をくり返す。そして、次の $m + 2$ の断面に計算を進める。このように、計算は断面を step by step に x 方向にマーキングして

進められ、全体の流れ場の計算を終了する。

4. 実験結果と計算結果の比較

数値計算は、測定データが最も豊富にあり、中心軸上の総圧が測定されている、後退角 65° 、迎角 17° の場合を選んで行なわれた。中心軸上の速度が最大となる位置での速度分布の測定結果がないために、計算で初期条

という、準 2 次元の性質をもっているということから理解することができる。格子の大きさを色々変えておこなった計算では、計算の不安定、解の発散は、みられなかった。しかし、Breakdown を過ぎて、 S/L の値が 1.2 にもなると、解は発散して求めることができなかった。このことは明らかに、Breakdown の位置から、かなり下流では、準 2 次元の仮定にもとづく方程式が成立しな

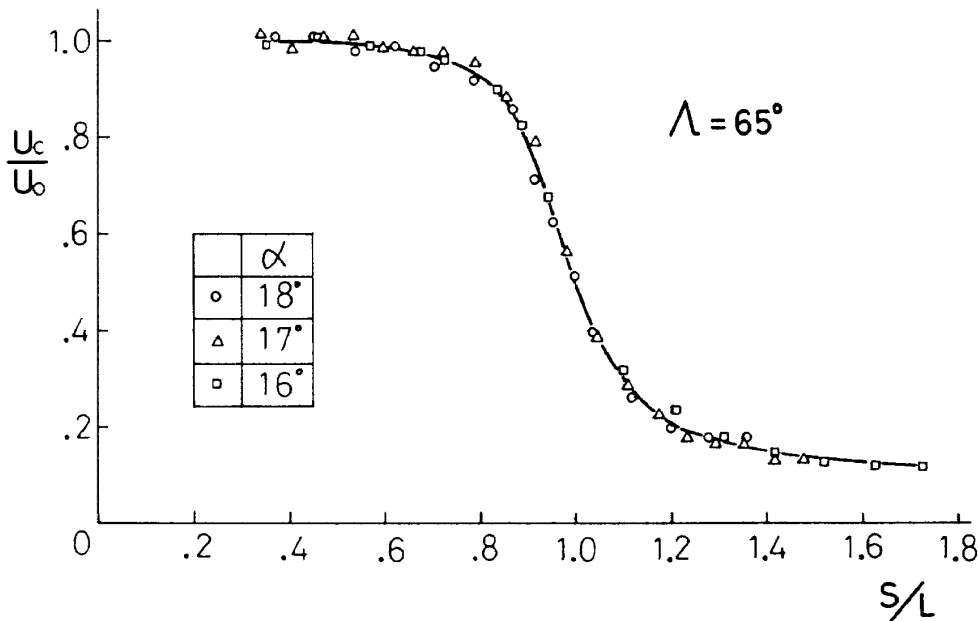


図 38 境界条件に用いた渦中心の速度

件を与えた断面は、中心軸上の速度が最大となる位置よりも少し下流の $S/L = 0.55$ であった。境界条件として用いた渦中心の速度を図 38 に、初期条件として用いた速度分布を図 39 に示す。

差分計算においては、計算領域を格子状に分割して計算されるために、一般に、格子の大きさが計算の安定や精度に大きく影響してくる。 x 方向の分割 Δx と ζ 方向の分割 $\Delta \zeta$ の、速度分布に及ぼす影響を示したのが、図 40、図 41 である。図には渦の発達にともなう軸速度成分 U_x と、周速度成分 U_ϕ の計算された値が示されている。ここでレイノルズ数 $Re = 2.19 \times 10^5$ は、実験状態の動粘性係数 ν の 4 倍の値 $\epsilon = 4\nu$ として与えた値である。図 40 からわかるように、 $\Delta \zeta = 0.3$ と一定にして、 Δx を $0.025 \sim 0.1$ まで 3 種類変化させたことによる速度分布への影響は、ほとんど現われていない。一方 $\Delta x = 0.025$ と一定にして、 $\Delta \zeta$ を $0.15 \sim 0.6$ まで変化させたときの、分割の仕方による速度分布への影響は大きく、 $\Delta \zeta = 0.3$ にとって、はじめて、計算領域の分割による速度分布への影響が消滅する。このことは、三角翼の作る渦が、軸方向の変化にくらべて、半径方向の変化のほうが大きい

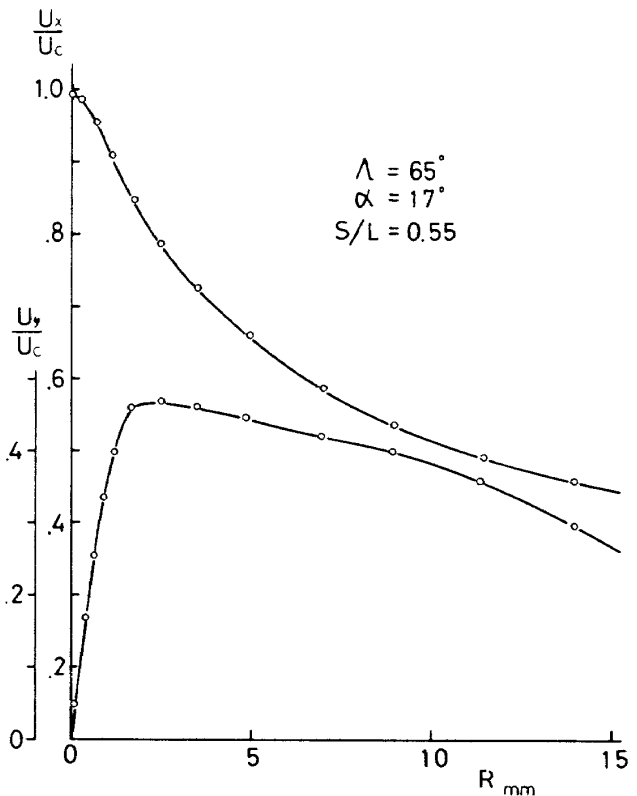


図 39 初期条件に用いた速度分布

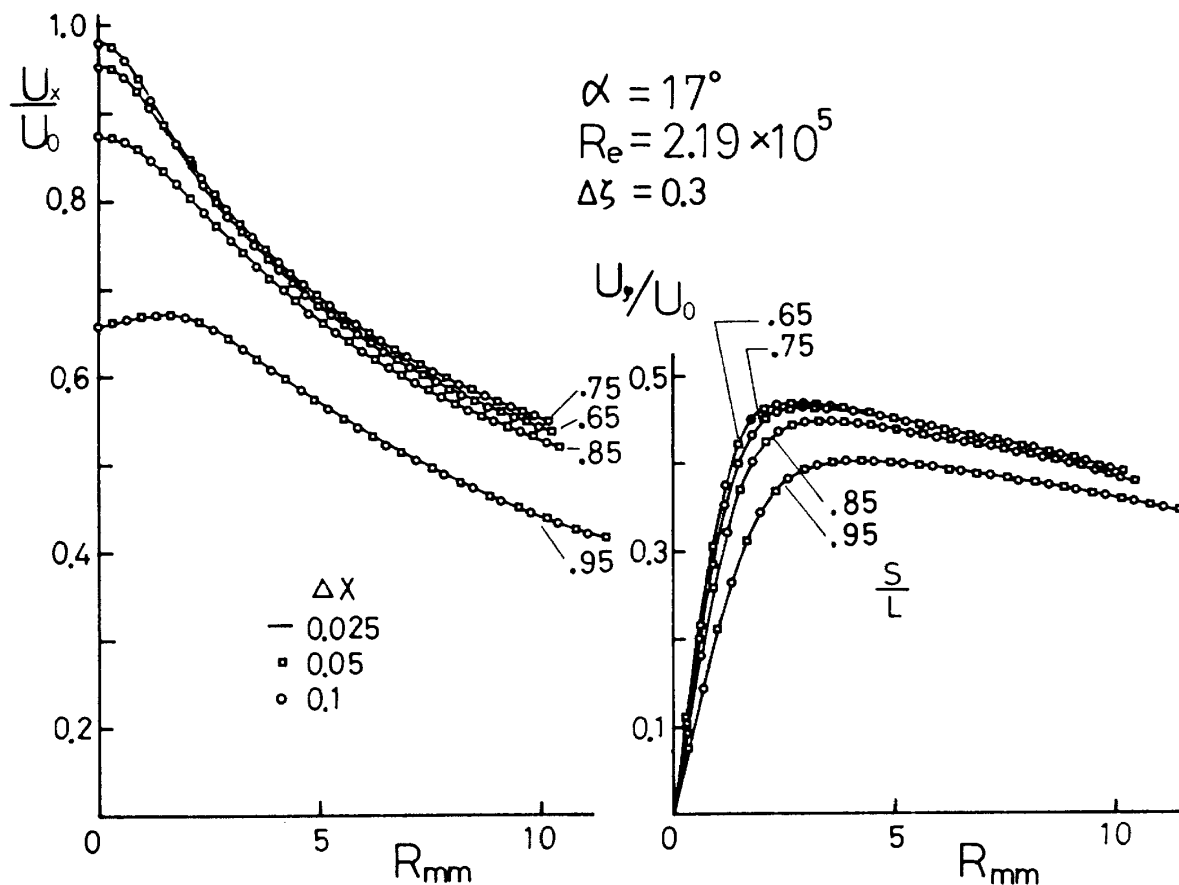


図 40 x 方向の分割の影響

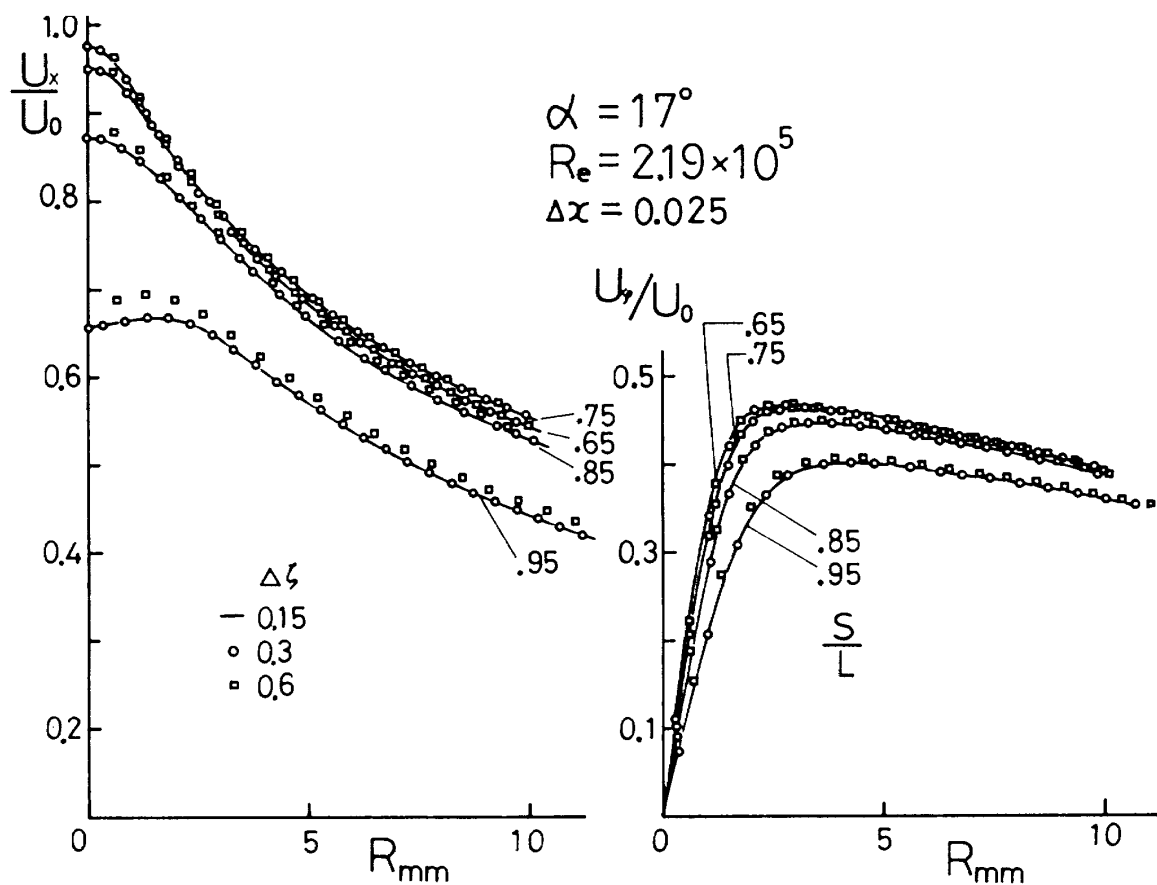


図 41 ζ 方向の分割の影響

くなることを意味している。 x 方向に19ステップ、 $\Delta x = 0.025$ 、 ζ 方向に36点、 $\Delta \zeta = 0.3$ の格子点の場合の計算時間は、FACOM 230-60で約6分であった。分割の大きさとして、 $\Delta x = 0.025$ $\Delta \zeta = 0.3$ の分割で十分であることがわかったので、以下の計算は $\Delta x = 0.025$ 、 $\Delta \zeta = 0.3$ の分割で行なわれた。

数値計算において、渦の外側の境界は、粘性や乱れの影響が少なく、ポテンシャル流が近似的に仮定されているので、 ζ 方向の領域の取り方によっては、計算結果に大きな影響を与えるものと考えられる。図42は初期条件として与える断面 $S/L = 0.55$ (図39)で、渦の半径 R_{ei} を10.5mmと13.5mmにとり、下流の速度分布を計算した結果である。両者の場合に、計算結果が一致しているということは、 R_{ei} として10.5mm以上にとれば、外側の境界で仮定されているNon Diffusionの条件が近似的に満足されているということを示している。 R_{ei} を13.5mm以上にとると、 $S/L = 0.55$ で初期条件として測定された速度分布 u_x と u_φ の軸対称が、渦層の巻き上がる領域まで含まれるので、悪化し、 R_{ei} を余り大きくとることができず、以後の計算において、計算領域 R_{ei} は、すべて10.5mmで行なった。

図43は、迎角 17° で、初期条件を $S/L = 0.55$ の位置で与え、レイノルズ数を変えて、2.4.2の項で述べたBreakdownの位置の判定基準 $dH_c/dx = 0$ にもとずい

てBreakdownの位置 $(S/L)_B$ の値を求めた結果である。断面測定は少ないが、迎角の相異、すなわち初期条件の相異をしらべるために、迎角 18° で、 $S/L = 0.675$ で初期条件を与えた計算も行なわれた。境界条件は中心軸上の速度変化(図38)によって与えているので、迎角にかかわらず同一であり、 $\alpha = 17^\circ$ と 18° の数値計算上の相異は初期条件のみである。 $\alpha = 17^\circ$ の動粘性係数をもとにした実験レイノルズ数は 8.77×10^5 、同様に $\alpha = 18^\circ$ の実験レイノルズ数は 7.78×10^5 であり、数値計算から得られた、そのときのBreakdownの位置は、それぞれ $(S/L)_B = 0.893$ と $(S/L)_B = 0.878$ である。レイノルズ数の値が 10^5 以上では、Breakdownの位置はほとんど変化なく、 $\alpha = 17^\circ$ の場合で約 $(S/L)_B = 0.9$ の値を示す。そしてレイノルズ数が小さくなるにしたがって、Breakdownの位置を示す $(S/L)_B$ の値は小さくなること示されている。例えば、 $\alpha = 17^\circ$ のとき、実験レイノルズ数 8.77×10^5 とその $1/10$ の 8.77×10^4 のときのBreakdownの位置の差は、 L の値が同じとした場合には、模型中心弦長の約7%の27mmである。2.2.4の項で述べたように、レイノルズ数を2種類変えて行なった実験では、 L の値がほとんど変化しなかった。このときのレイノルズ数を $U_0 L / \nu$ で表わせば、 1.3×10^5 と 3.2×10^5 となり、図43で $(S/L)_B$ が変化している範囲にあたる。このような実験結果を考慮すれば、 ν が大きくなってレイノルズ数が小さ

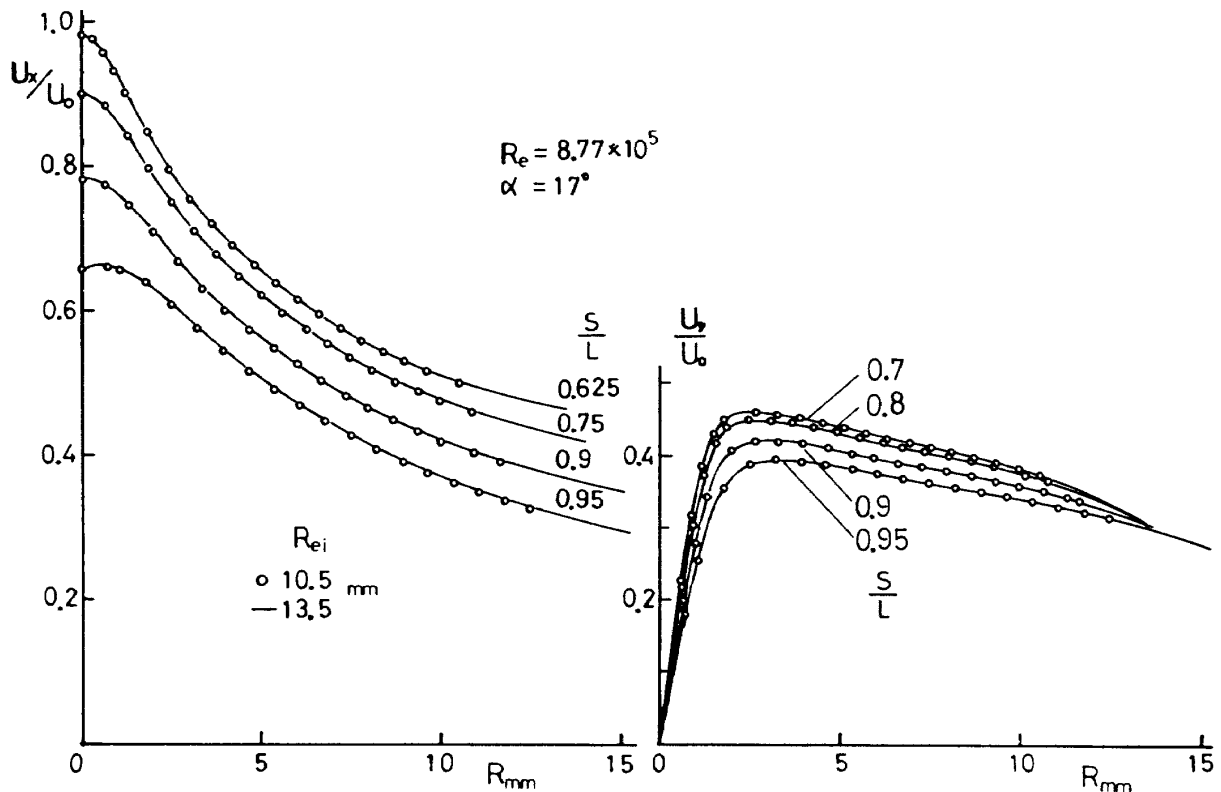


図42 渦の外側の境界が速度分布に与える影響

くなり、 $(S/L)_B$ の値が小さくなるということは、 L の値が一定であるので、 S の値が小さくなることを意味し、Breakdown の位置が前進することを示す。図 16 に示された実験結果を考慮すれば、数値計算から、Breakdown の位置は渦粘性係数 ϵ によって変化することが示された。そして渦粘性係数 ϵ が大きくなれば Breakdown

の位置は前進する。三角翼前縁剝離渦の Breakdown の位置の、 ϵ を基にしたレイノルズ数による変化は、管内の Swirl Flow の場合と全く逆である。Swirl Flow の場合には、レイノルズ数が大きくなると Breakdown の位置が上流側に前進する。Swirl Flow の場合は、壁面に発達する境界層と関係があり、境界層の発達により、断面の有効

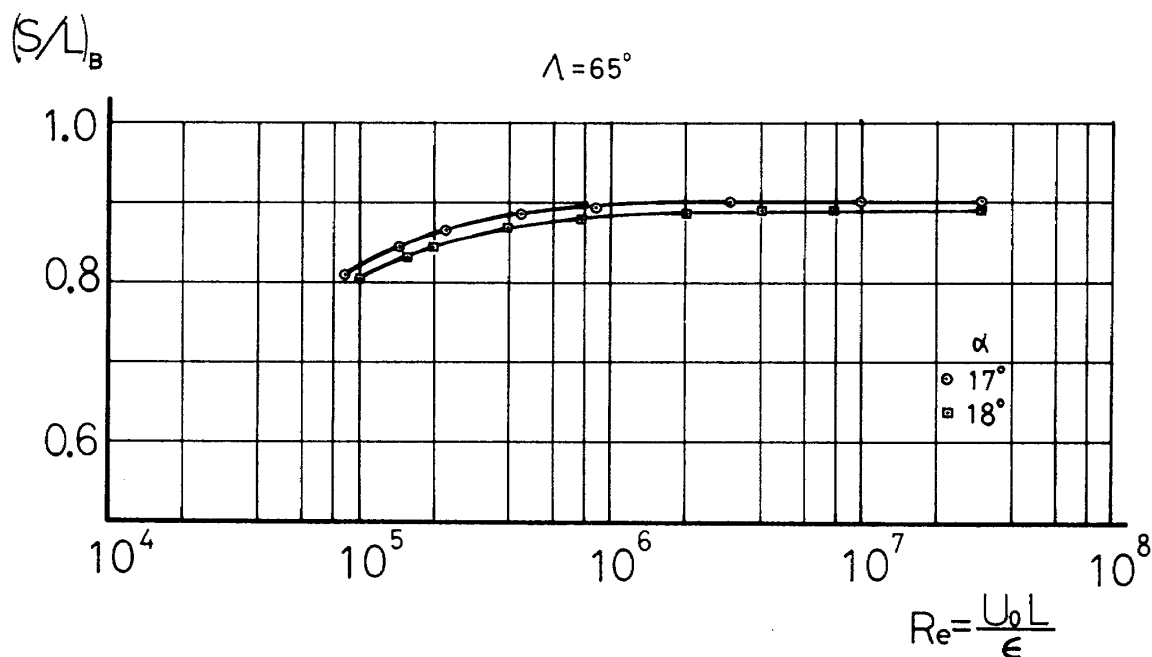


図 43 $\frac{dH_c}{dx} = 0$ の条件より求めた Breakdown の位置

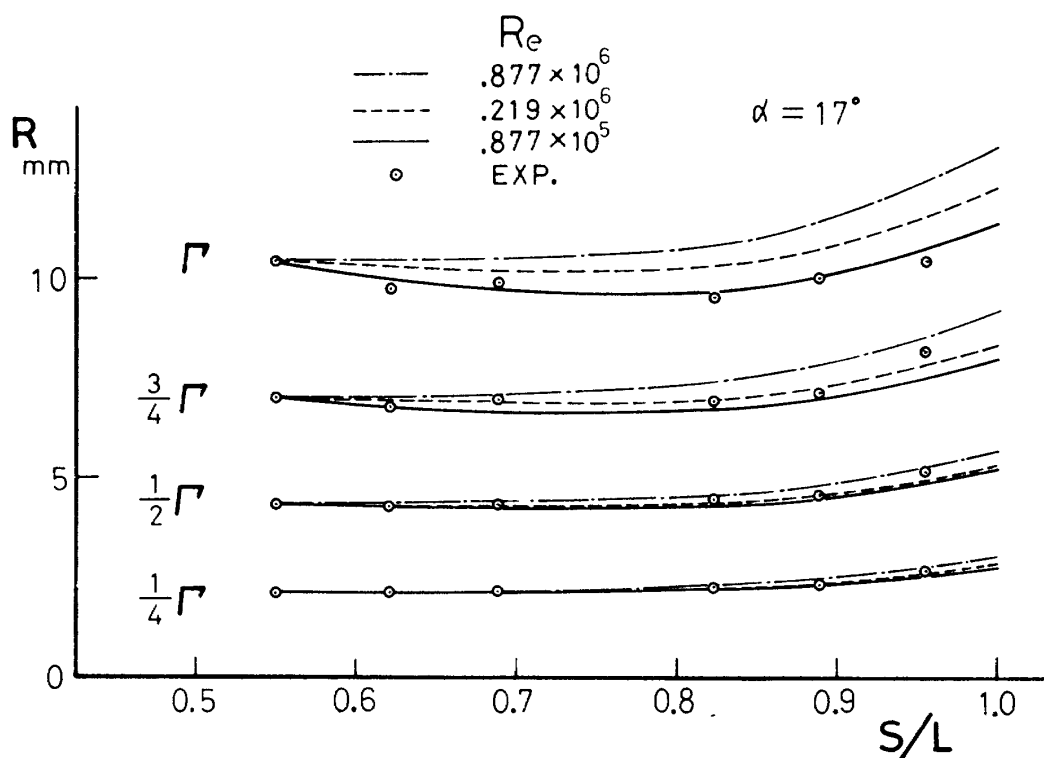


図 44 渦度の拡散

径が変化し、その変化が軸方向の圧力勾配に関係するといふ事実から理解される。

図44は渦管の半径、流れ方向の変化を示したものである。渦の端での循環は一定であり、その値を Γ として、それを4等分して $\frac{3}{4}\Gamma, \frac{1}{2}\Gamma, \frac{1}{4}\Gamma$ とし、各断面で循環の値が同一となる半径 R を、それぞれ連らねて求めた曲線である。数値計算は、レイノルズ数を数種類変えて行ったが、図には代表的な3種類のみを載せた。流れがポテンシャル流ではないので、 R の変化は厳密には流管と一致しないけれども、いまの場合は、近似的に流管と渦管が一致するので、図44は流管の径の、流れ方向の変化を示しているともいえる。中心軸に近い $\frac{1}{4}\Gamma$ の曲線は、下流に進むにつれて単調に増大していく。しかしながら、渦の端の Γ の曲線は下流に進むにつれて、はじめのうちは減少し、その後が増大する。このような渦管の拡がり、実験結果にも明白に認められる。 $\frac{1}{2}\Gamma, \frac{1}{4}\Gamma$ 曲線について、計算値と実験値は、レイノルズ数が 2.19×10^5 のときに、最も一致が良いが、 Γ 曲線については、レイノルズ数が 8.77×10^4 の場合との一致が最も良い。このように渦の中心部と外側では、乱れによる効果に相異があることがわかる。また、Breakdown後

では、中心軸に近い領域では、レイノルズ数が大きい曲線と一致し、外側では、レイノルズ数が小さい曲線と一致する。このことは、Breakdown後のSpiral変形によって、外側のところでの乱流混合が激しくなり、渦粘性係数が大きくなることによるものであると思われる。図のように渦の中心付近と渦の端の領域で、渦粘性係数にもとづくレイノルズ数を変えなければ、実験と数値計算の結果が一致しないという事実は、乱流効果を渦粘性係数で表わし、流れ場の中では一定のスカラー量であると仮定している結果によるものと思われる。しかしながら、渦の半径の約 $\frac{3}{4}$ の領域内であれば、渦粘性係数を動粘性係数の約4倍にとればBreakdownの少し下流まで、数値計算と実験結果が一致することがわかる。

図45は軸速度分布と周速度分布の計算値と実験値の比較である。計算は動粘性係数にもとづく実験レイノルズ数が 8.77×10^4 で行なわれた。実験値は流れ方向の S/L の値によって、7つの断面が示されている。 S/L の値は、計算のときと実験のときで一致していないが、計算結果を内挿することによって、両者の比較は可能である。軸速度分布についてみれば、一般に、計算値のほうが低く、 R の値が大きい渦の外側の領域ほど、また S/L

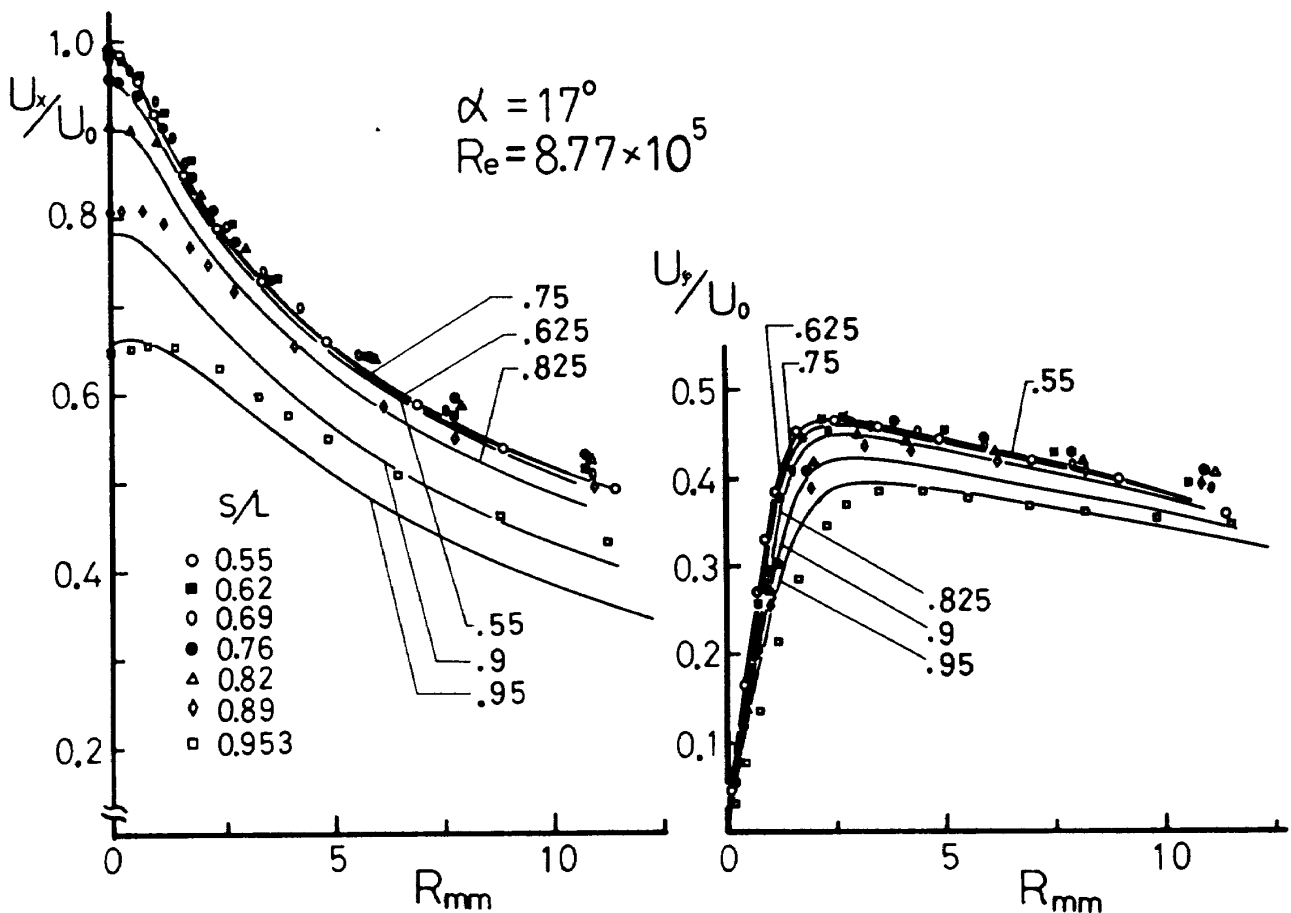


図45 速度分布 ($\epsilon = \nu$)

の大きい下流に進むほど、その一致が悪化する。周速度分布についても、軸速度分布と同様な傾向が認められる。このことは、速度分布については乱れの構造が大いに影響していることを意味している。

渦の拡散を示す図44で、一致の程度が最も良かったレイノルズ数 2.19×10^5 のときの速度分布の計算結果が、図46に示されている。レイノルズ数が 8.77×10^5 のときの計算結果にくらべて、一致の程度はかなり良くなっている。特にBreakdownの前、 S/L の値が0.82以下の一致は良い。測定断面が少ないので図には示されなかったが、 $\alpha=18^\circ$ の場合の数値計算では、渦粘性係数を動粘性係数の5倍にとった場合に、最も実験結果との一致が良かった。³⁰⁾ Owenが、EarnshawのBreakdown前の三角翼前縁剝離渦の速度分布の測定結果をもとに評価した渦粘性係数は、動粘性係数の約5倍であることが報告されているが、我々のBreakdown前後にわたる数値計算の結果も、ほぼ同程度の渦粘性係数の値が得られている。Breakdown後の速度分布の一致の程度が、あまり良好でないのは、第1に数値計算で仮定されている準2次元性の近似度が悪化すること、第2にBreakdown後にはSpiral変形による速度変動が激しくなり、前とは全く異なった乱れ

の構造になり、Spiral変形による非定常な流れ場が発生し、その効果が単純なスカラーのeddy viscosityでは表現できないことなどである。渦粘性のモデルを用いたとしても、渦粘性係数を空間的に変化させ、下流ほどまた渦の外側ほど ε の値を大きくとる必要があることを、図45, 46は示している。このように速度分布に関しては、乱れの項を単純にスカラー量の渦粘性係数で与える渦粘性モデルでは精度が良くないことがわかる。しかしWakeの流れ場の中では、渦粘性係数のオーダーが、三角翼前縁剝離渦の流れ場より、約1~2桁もまたJetの場合の渦粘性係数も前縁剝離渦より約2桁も大きいことを考えれば、三角翼前縁剝離渦の作る流れ場の大体の様子は、ポテンシャル流的な効果、すなわち圧力勾配に決定的に支配されるものであると思われる。さらにBreakdownの位置を求めようという目的ならば、このモデルでほぼ十分であると思われる。

図47は中心軸上の総圧の変化の実験結果と数値計算の比較である。数値計算の結果は、平均速度分布の計算結果が最も実験結果と一致するレイノルズ数 2.19×10^5 の場合の結果が示されている。実験から、Breakdownを示す中心総圧の極小となる位置は、計算から得られた

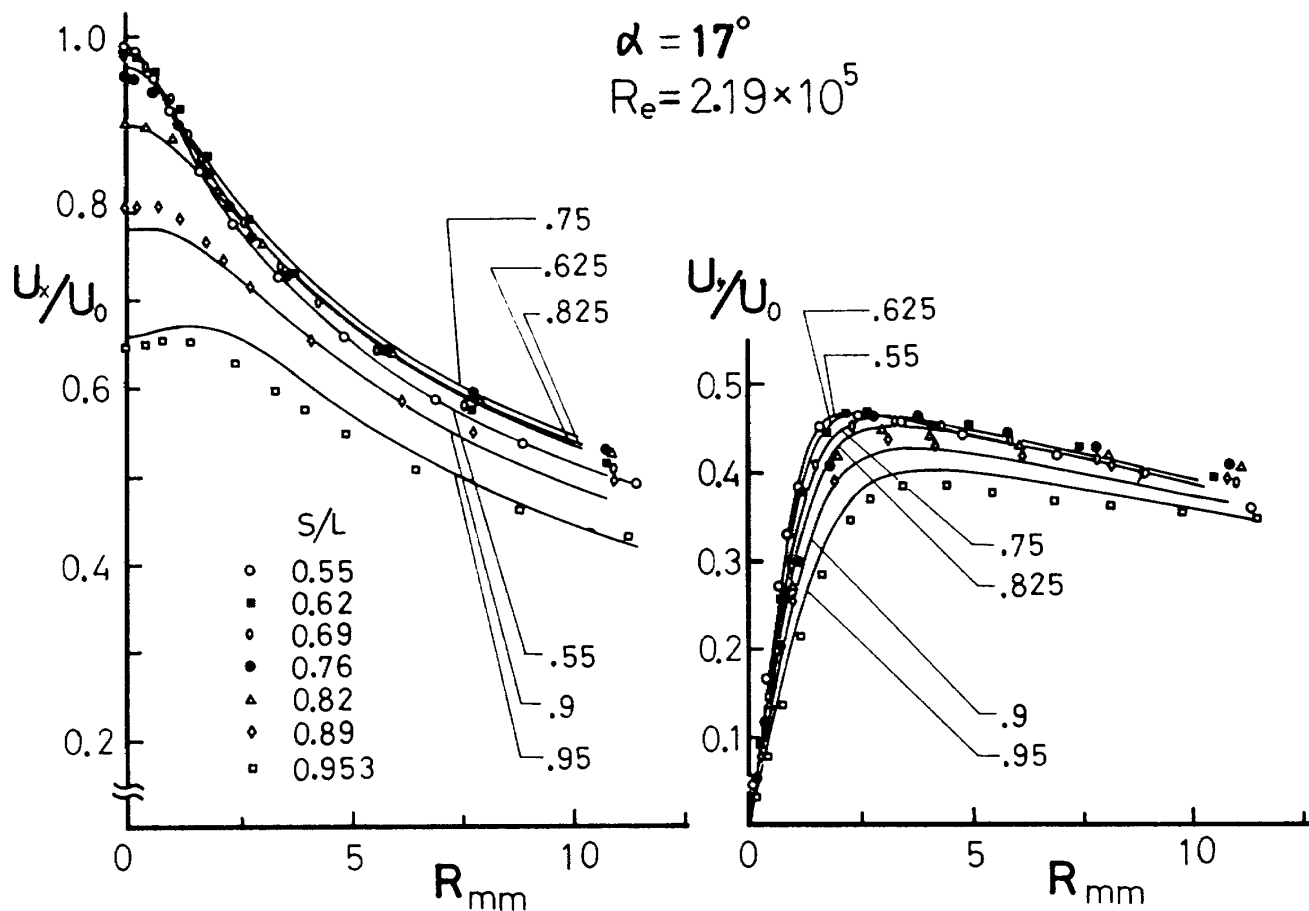


図46 速度分布 ($\varepsilon = 4\nu$)

$dH_c/dx=0$ の条件が成立する $S/L=0.864$ のきわめて近くに存在することは明らかである。しかしながら、総圧の値そのものは、計算と実験に相異が認められる。実験では、総圧の変化が不連続的であり、Breakdownの前と後では、上に凸の変化を示すのに対して、計算では、総圧の変化が連続的で、しかも常に下に凸となっている。このような相異は2.2.3の項で述べたように、第1には実験結果に問題があることである。上流側の渦の径が小さいところでは、キールチューブの径が、渦の径に比較して大きいために、総圧は中心付近の平均化された値を示し、測定値が高くなる。一方Breakdownの後では、渦のSpiral変形のために、測定プローブの軸方向が流れの方向と瞬間的に異なるという問題のために、測定値が高くなる。第2には、周速度分布の計算結果が、実験結果より高いことによって、(13)式の第3式をみればわかるように、静圧 P は周速度 V の分布のみから決定される。計算では、渦中心軸上の速度が与えられ、それに応じて渦の外側の端での静圧が決定される。従って P_c は条件として与えられたと同然であり、中心軸上の静圧は V の半径方向の分布のみで決まる。簡単な計算をしてみればわかるが、渦の中心付近の周速度の半径方向の変化が大きいほど、中心軸上の静圧は小さくなる。中心軸上の動圧は与えられているので、結局中心軸上の総圧の計算値は、Breakdown後には特に小さい値となって求まることになる。第3には、Breakdown後の中心軸付近の軸速度分布の計算結果が実験結果にくらべて、変化が

ゆるやかになっていることである。(9)式でわかるように、 dH_c/dx の値は、中心での軸速度の2次微分と等しい。計算された軸速度分布の半径方向の変化が小さく、 $\partial^2 u_x / \partial R^2$ の値が小さく求まることのために、Breakdown後の総圧の上昇率が低下する結果を生じている。第4には、Breakdown後には、Spiral変形による乱流混合が激しくなり、図26に示されるように、乱れの構造と大きさがBreakdown前とは全く異なっていることによって、特にSpiralの通過する付近では、外側から渦の中心に向かう流れが非定常に発生し、乱流混合が激しくなるが、その効果が十分に、スカラー量の渦粘性モデルでは表現できていないことによっているものと思われる。第5には、Breakdown後には、急激に速度や圧力のパラメーターが、流れ方向に変化し、数値計算で仮定されている準2次元の仮定が十分に成立しなくなるおそれがあること。しかしながら図38に示されているように、Breakdownの直後では、軸速度の流れ方向の変化は、さほど大きくなく、準2次元の仮定は成立するものと思われる。さらに、その位置より下流では、準2次元の仮定が成立しなくなるために、Breakdownの後では、周速度の半径方向の変化が大きく計算される結果となる。

したがって、図47で数値計算と実験結果を比較する場合には、以上述べた理由を考慮に入れて、Breakdownの点の両側の狭い領域で比較するべきである。さらにまた、以上の理由から、数値計算では、Breakdown後の

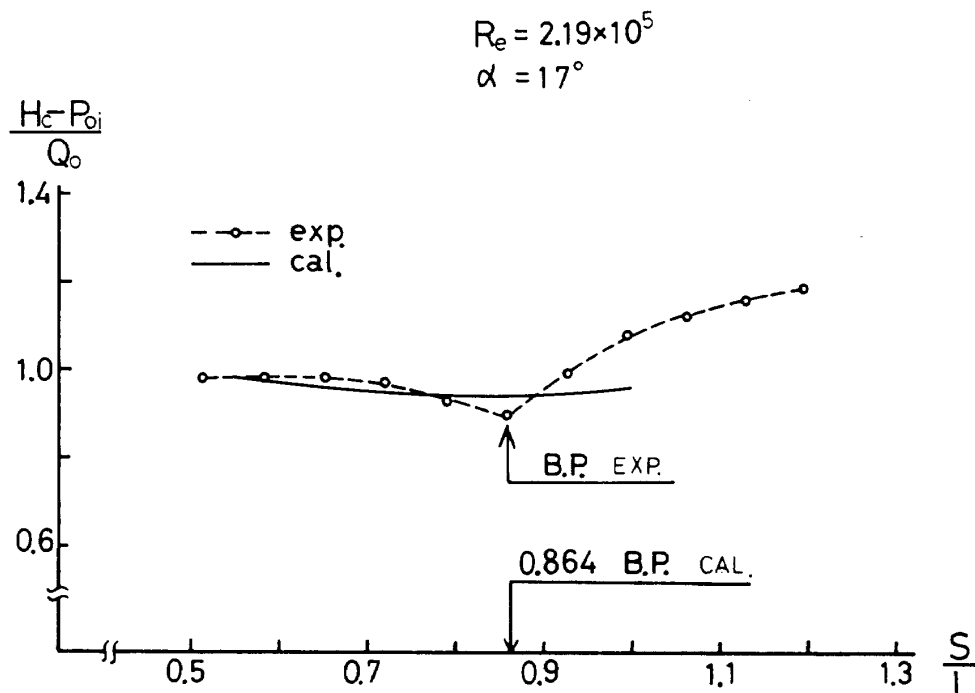


図47 渦中心の総圧の変化

乱流構造が十分に考慮されれば、総圧の上昇率はさらに高く求まるし、実験では、Breakdown後の総圧の真の値は、低く求まり、一致の程度は改善されるものと思われる。いずれにせよ、中心軸上の総圧が極小値をとる位置は大きくは変化しないものと思われる。このように、初期条件と境界条件がわかっただけでさえすれば、3.2の項で述べた数値計算によって、 $dH_c/dx=0$ の条件を満足する位置として、Breakdownの位置を予測することができることがわかった。

Breakdownの位置を示す別の表現である

$(\partial^2 u_x / \partial R^2)_{R=0} = 0$ からみた Breakdown の位置の、実験結果との比較を図 48 に示す。図の中に示されているように、縦軸 R_{max} は、断面の軸速度分布において、軸速度が極大値を示す半径 R を意味する。Breakdownの前では軸速度の極大値が常に中心軸上に存在し、 $R_{max} = 0$ である。しかし Breakdownの後では、軸速度が極大値を示す位置は、中心軸より外側のほうに移動し、下流に進むにしたがって R_{max} の値は大きくなる。このように断面内の軸速度が極大値を示す半径 R_{max} を軸速度分布の実験結果より求め○印で示す。一方レイノルズ数を変えた数値計算の結果を実線で示している。 $\epsilon = \nu$ として実験レイノルズ数 8.77×10^5 の計算では、Breakdownの位置が後ろすぎ、 $\epsilon = 4\nu$ としたレイノルズ数 2.19×10^5 の場合の数値計算が実験結果と一致している。このように $(\partial^2 u_x / \partial R^2)_{R=0} = 0$ の成立する位置として、数値計算によって Breakdown の位置を定めれば良いことがわかる。

以上の計算結果が示すように、初期条件と境界条件が与えられていさえすれば、3.2の項で述べた数値計算法

は、Breakdownの位置を予測する方法となり得ることがわかる。

図 49 は中心軸上と渦の端の速度成分、静圧、総圧の流れ方向の変化の計算結果を示している。渦の端での総圧 H_e は粘性拡散が無視できるという条件から、一定値となっているが、中心軸上の総圧 H_c は変化する。 H_c の変化は小さいけれども、極小値を示す位置が Breakdown の位置を示すということから、重要な量である。渦の径は最初わずかに減少するが、Breakdown後には急激に増大する。循環量が変化しないという条件のため、渦の径 R_e が減少すれば、周速度 $U_{\phi e}$ は増大し、逆に R_e が増大すれば、 $U_{\phi e}$ が減少する。中心軸上の速度 U_c/U_o は境界条件として与えられ、渦の端の軸速度 U_{xe} は、周速度 $U_{\phi e}$ と同様な変化をするけれども、中心軸上の速度ほど急激な減少を示さない。渦の端の静圧 P_e は、始め、わずかに減少し再び上昇する。一方、中心軸上の静圧 P_c は P_e にくらべて、その上昇の程度は極端に大きい。数値計算では実験と容易に比較できるように、境界条件として中心軸上の速度 U_c を与えたわけであるが、結局、ある初期条件をもった渦が圧力勾配 P_e のポテンシャル流中におかれたときの流れ場を計算したことになる。このように考えると、渦の外側のわずかな圧力上昇にもかかわらず、渦の中心軸では、それ以上の急激な圧力勾配が生じ、そのために中心付近での軸速度は、外側の速度にくらべて急激に減少し、結局、軸速度分布が中心軸付近で下に凸に変形するという機構が理解できる。

図 50 は計算された半径速度成分の分布を示している。中心軸付近は常に流れが外側に向かっており、渦の端の付近では、上流側については、流れは中心軸方向に向か

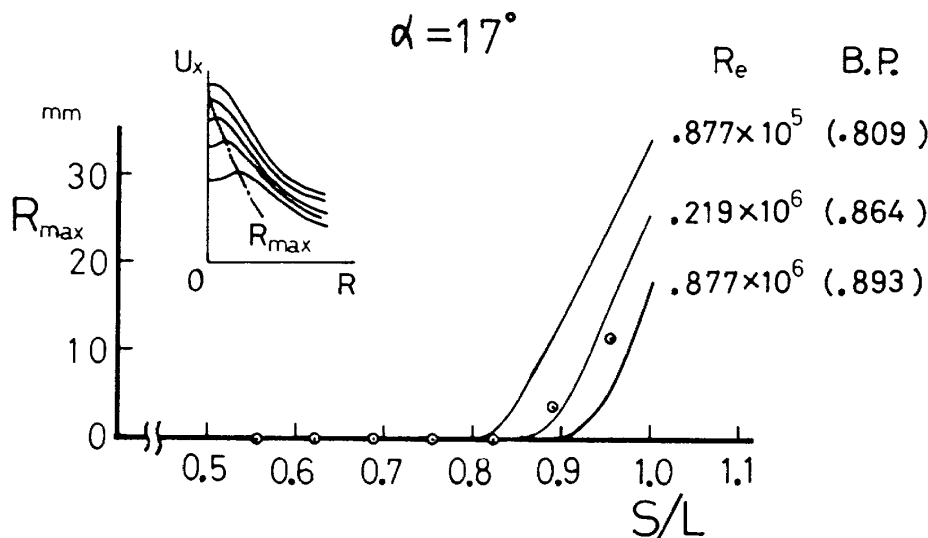


図 48 $(\frac{\partial^2 u_x}{\partial R^2})_{R=0} = 0$ から求めた Breakdown の位置

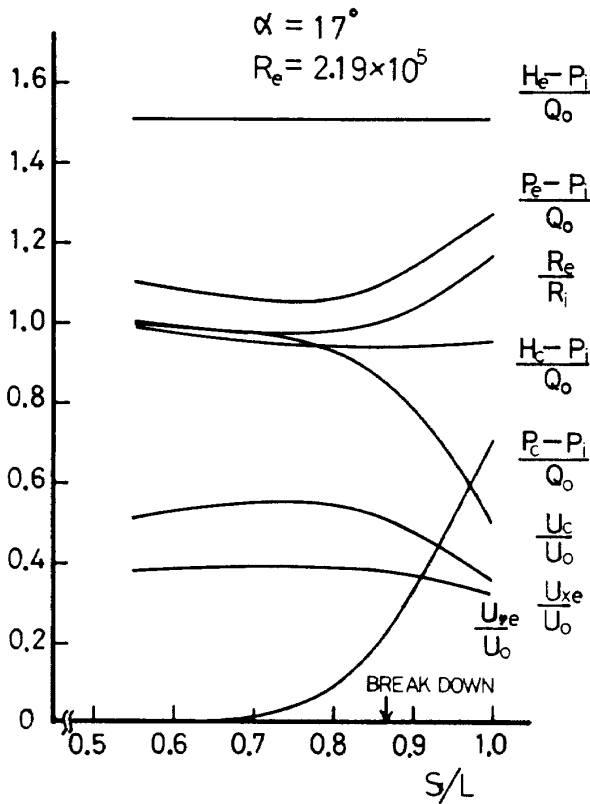


図 49 境界での物理量の変化

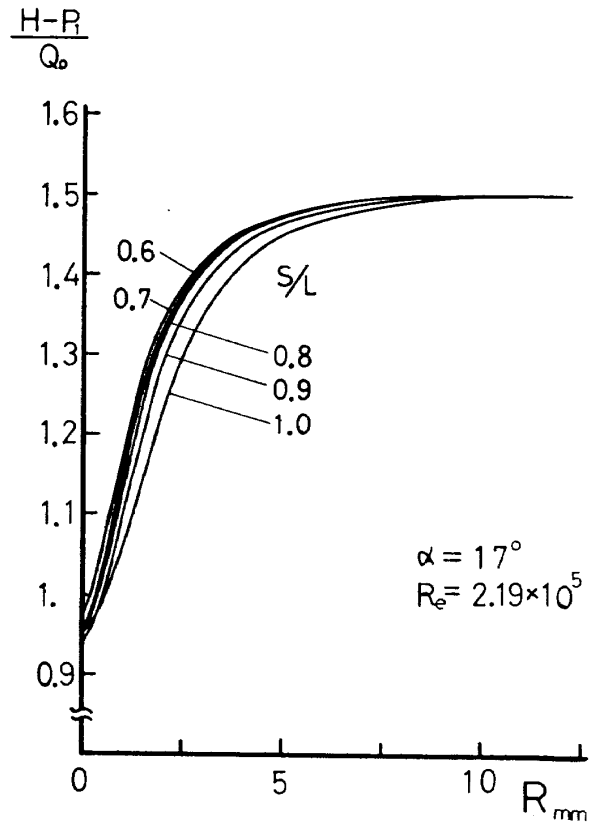


図 51 総圧の分布

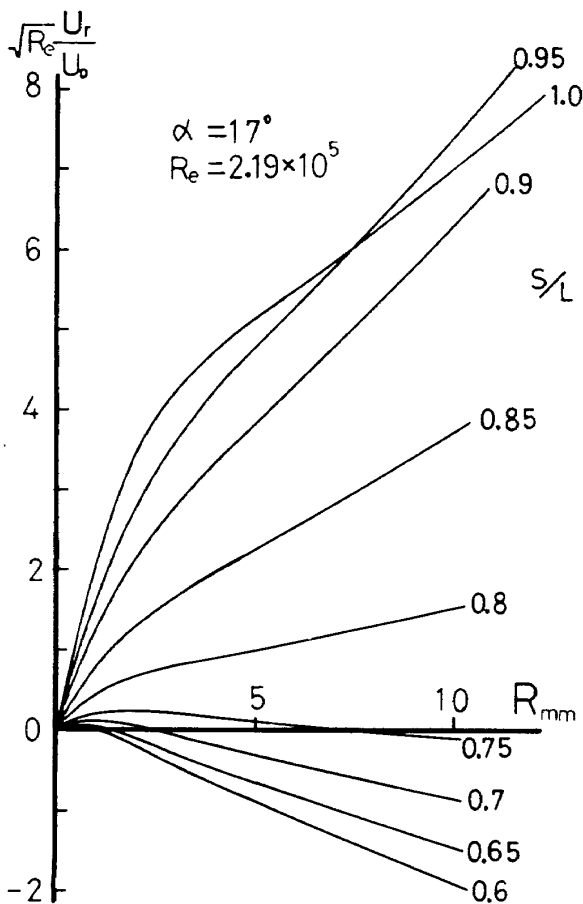


図 50 半径速度成分の分布

い、下流側については、外側に向かっている。特に注目すべきことは、中心軸付近で半径速度の勾配が大きいことである。このことは、中心軸付近では渦の拡がりか端のほうにくらべて大きく、渦が外側の圧力勾配によって、内部から崩壊していくことを物語っている。

図 51 は計算された総圧の分布を示している。中心軸上では、その値がかなり低くなっている。中心軸上の総圧は Breakdown 後には上昇するが、渦断面にわたって積分された総圧の総量は、下流に進むにしたがって減少するのみである。

図 52 は計算された静圧の分布を示している。総圧と同様に中心軸上では低く、下流に進むにしたがって上昇する。しかも中心軸付近の上昇率のほうが、端の付近の上昇率よりも大きくなっていることがわかる。

5. む す び

三角翼の前縁から流れが剝離して、強い集中渦が形成され、下流方向に発達し、Breakdown を起こして、乱流へと移っていく過程における、渦の中心軸上の総圧と速度、および平均速度ベクトルの分布が測定された。そして Breakdown の位置は、 $dH_c/dx = 0$ または $(\partial^2 u_x / \partial R^2)_{R=0} = 0$ の条件が成立する位置として求め

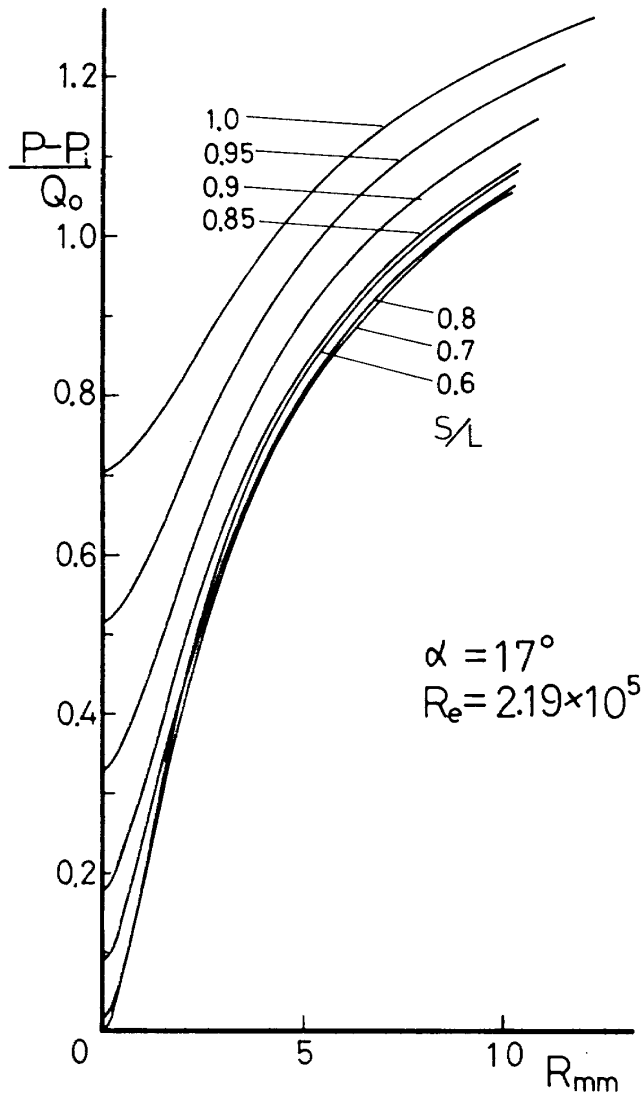


図 52 静圧の分布

られるという結論が、実験結果より判明した。理論的には渦の初期条件と境界条件が与えられれば、乱流効果をスカラー量の渦粘性係数により与え、軸対称の準2次元流の仮定のもとに差分法による数値計算を実行することによって、Breakdownの位置を予測することができることが示された。このような、Breakdownの位置を決定するための判定条件は、流れの中にStagnationが存在するとか、2つのConjugateした状態の間の有限の遷移などに示されている、他の研究者の条件とは異なり、レイノルズ数が十分に高い、三角翼前縁剝離渦のように、渦核が小さく、中心軸上の軸速度が、周辺軸速度よりもはるかに高い、鋭い渦に適用できる条件であると思われる。

数値計算において渦粘性係数 ϵ を、動粘性係数の4～5倍程度にとれば、計算された速度分布が実験結果に最も良く一致することが示された。しかしながら渦の中の

流れ場の速度分布などを正確に求めるためには、単純に渦粘性係数をスカラー量とした、渦粘性のモデルではなく、流れ場の中の乱流構造、すなわちレイノルズ応力の各成分を評価して、数値計算に反映させる必要があることもわかった。特にBreakdown後の流れ場では、Spiral変形が生じその変形による乱流構造は、Breakdown前の流れ場とは全く異なり、Breakdownの後ろの流れ場まで正しく記述するためには、流れ場の乱流構造を正しくモデル化した数値計算が必要である。

数値計算で、 $Re \geq 10^6$ の範囲では、Breakdownの位置が渦粘性係数 ϵ によって変化しないことが示されたが、 $Re < 10^6$ の範囲では渦粘性係数 ϵ の影響が現われ、渦粘性係数 ϵ が大きいほどBreakdownの位置が上流に移動することがわかった。この結果は、三角翼前縁剝離渦の場合には、Breakdownの位置が乱れによって余り影響されないという一般にいわれている結果と異っており、さらにまた、Swirl Flowの場合のように、レイノルズ数が大きくなるほどBreakdownの位置が上流に前進するという結果とも異っている。

三角翼前縁剝離渦の場合、レイノルズ数が十分に高い場合でも、Breakdown後にはLambourneらの示したような、渦中心のSpiral変形が発生する。そして実験結果に示されているように、Breakdownの位置を境にして、軸速度の分布形が中心軸付近で下に凸に変化することや、中心軸上の総圧が上昇する事実は、渦中心の逆回転Spiral変形によって、中心軸付近に向かう速度が誘導されることと、外側の総圧の高い流れが非定常に中心軸付近に流れ込むこと(時間平均的な取り扱いをしているときには、この過程は乱流混合の項でモデル化される。)によって説明することができた。

Breakdown後に現われるSpiralの回転方向が、渦核の回転方向と逆になっていることや、渦の中心の流体部分がSpiralに沿って移動するのではなく、円錐状の曲面の母線に沿って移動するという事実は、Breakdownの位置で、渦核断面が軸方向の逆圧力勾配のために、剛体運動のように歳差運動をするという、固定点をもつ剛体の回転運動のアナロジーから説明をこころみた。そしてBreakdown後に現われる流れ場の中の速度変動の周期は歳差運動の周期と一致し、その振動数は U_0/L に比例することが示された。渦のBreakdownを利用して、管内に集中渦を作り、Breakdown後に現われる速度変動の振動数を計測して、管内を通過する流量を求める流量計が市販されているが、この場合には、Breakdown後に現われる速度変動の振動数が、流速 U に比例するという事実を利用している。このように、Breakdown後に現われる非定常な

現象は、剛体の回転運動と非常に良く類似しているように思われる。

三角翼前縁剥離渦の構造と Breakdown の現象をしらべるために、3種類の模型の迎角を変えて、速度、総圧、乱れの測定が行なわれたけれども、同一の模型の場合に、迎角の変化にともなう流れ場の変化は、速度の基準として U_0 を、距離の基準として L をもって無次元化することによって、統一的に、しかも相似的に扱おうということがわかった。

この研究の主要な目的は、レイノルズ数が十分に高い場合の三角翼前縁剥離渦の Breakdown の位置の判定条件を実験的に明らかにし、その位置を数値計算によって予測すること、定性的にしる、Breakdown 後の流れ場の構造を説明することであったが、実験的にも数値計算からも、その目的は達成されたものと思う。

尚本研究にあたっては、重見部長と遠藤室長より多くの助言をいただいたことに対して、ここに感謝の意を表明するものである。

参 考 文 献

- 1) A. Spence and D. Lean; Some Low Speed Problems of High Speed Aircraft, J. Roy. A. Soc. vol. 66, (1962)
- 2) A.R. Collar; Some Aspects of Aeronautical Research in the United Kingdom, R Ae S Paper, NO. 4.
- 3) R.T. Jones; Properties of Low-Aspect-Ratio Pointed Wings at Speeds below and above the Speed of Sound, NACA Report, No. 835.
- 4) C.E. Brown and W.H. Michael; Effect of Leading-Edge Separation on the Lift of a Delta Wing, J. Aero. Sci., 10, (1954).
- 5) K.W. Mangler and J.H.B. Smith; A Theory of the Flow past a Slender Delta Wing with Leading Edge Separation, Proc. Roy. Sci. A., 251, (1959).
- 6) J.H.B. Smith; Improved Calculations of Leading-Edge Separation from Slender Delta Wings, RAE Tech. Rep., 66070, (1966).
- 7) E.S. Levinsky and M.H.Y. Wei; Nonlinear Lift and Pressure Distribution of Slender Conical Bodies with Strakes at Low Speeds, NASA CR 1202, (1968).
- 8) E.C. Polhamus; Application of the Leading-Edge-Suction Analogy of Vortex Lift to the Drag due to Lift of Sharp-Edge Delta Wings, NASA TN D-4739, (1968).
- 9) E.C. Polhamus; A Concept of the Vortex Lift of Sharp-Edge Delta Wings Based on a Leading-Edge-Suction Analogy, NASA TN D-3767, (1966).
- 10) S.G. Hedman; Vortex Lattice Method for calculation of Quasi-steady Loading on Thin Elastic Wing in Supersonic Flow, FFA Rep. 105, (1965).
- 11) 大村稔, 高岡力; 揚力面理論による前縁剥離渦をとまなう翼の特性推算, 日本航空宇宙学会誌, vol 20, No. 226, (1972)
- 12) D. Küchemann; Types of Flow on Swept Wings, J. Roy. A. Soc. vol. 57, (1953).
- 13) D. Hummel; Untersuchungen über das Aufplatzen der Wirbel an Schlanken Deltaflügeln, Z. Flugwiss. 13, Heft 5, (1965).
- 14) T.B. Owen; Low-Speed Wind-Tunnel Measurements of Oscillatory Rolling Derivatives on a Sharp-Edged Slender Wing. Effects of Frequency Parameter and of Ground, A.R.C. R&M, No. 3617 (1968)
- 15) P.T. Fink and J. Taylor; Some Early Experiments on Vortex Separation, A.R.C. R&M, No. 3489, (1967).
- 16) G.F. Moss; Low-Speed Wind-Tunnel Measurements of Longitudinal Oscillatory Derivatives on Three Wing Plan-Forms, A.R.C. R&M, No. 3009, (1957).
- 17) M.V. Lowson; Some Experiments with Vortex Breakdown, J. Roy. A. Soc. vol. 68, (1964).
- 18) S.M. Morgan; A New Shape in the Sky, Aero. J., (1972).
- 19) H. Werlé; Turbillons d'Ailes Minces Très Elancées, La Recherche Aéronautique, No. 109, (1965).
- 20) B.J. Elle; On the Breakdown at High Incidences of the Leading Edge Vortices on Delta Wings, J. Roy. A. soc. vol. 64, (1960).
- 21) N.C. Lambourne and D.W. Bryer; the Bursting of Leading Edge Vortices Some Observation and Discussion of the Phenomenon, A.R.C. R&M, No. 3282, (1962).
- 22) N.C. Lambourne; The Breakdown of Certain Types of Vortex, A.R.C. CP, No. 915, (1967).
- 23) P.B. Earnshaw; An Experimental Investigation of the Structure of a Leading Edge Vortex, A.R.C. R&M, No. 3281, (1962).
- 24) J.K. Harvey; Some Observations of the Vortex

- Breakdown Phenomenon, J.F. Mech. 14, (1962)
- 25) J.J. Cassidy and H.T. Falvey; Observation of Unsteady Flow Arising after Vortex Breakdown, J.F. Mech. 41, (1970).
 - 26) T. Sarpkaya; On Stationary and Travelling Vortex Breakdowns, J.F. Mech. vol. 45, (1971)
 - 27) T. Sarpkaya; Effect of the Adverse Pressure Gradient on Vortex Breakdown, AIAA J., May, (1974).
 - 28) T. Sarpkaya; Vortex Breakdown in Swirling Conical Flows, AIAA J. vol. 9, No. 9, (1971).
 - 29) M.G. Hall; A Numerical Method for Solving the Equations for a Vortex Core, A.R.C. R&M No. 3467, (1965)
 - 30) Progress in Aeronautical Sciences, vol. 7, Pergamon Press, (1966) p. 1~110.
 - 31) K. Stewartson and M.G. Hall; The Inner Viscous Solution for the Core of a Leading-Edge Vortex, J.F. Mech. 15, (1963).
 - 32) S.N. Brown; The Compressible Inviscid Leading-Edge Vortex, J.F. Mech. 22, (1965).
 - 33) M.G. Hall; Vortex Breakdown, Annual Review of Fluid Mechanics, vol. 4, (1972), P. 195
 - 34) H.H. Bossel; Vortex Breakdown Flowfield, the physics of fluids, vol. 12, No. 3, (1969)
 - 35) H. Ludwig; Stabilität der Strömung in einem Zylindrischen Ringraum, Z. Flugwiss. Heft 11, (1961)
 - 36) H. Ludwig; Experimentelle Nachprüfung der Stabilitätstheorien für reibungsfreie Strömungen mit schraubenlinienförmigen Stromlinien, Z. Flugwiss. 12, (1964).
 - 37) H. Ludwig; Erklärung des Wirbelaufplatzens mit Hilfe der Stabilitätstheorie für Strömungen mit schraubenlinienförmigen Stromlinien, Z. Flugwiss. 12, (1965).
 - 38) T.B. Benjamin; Theory of the Vortex Breakdown Phenomenon, J.F. Mech. 14, (1962).
 - 39) L.E. Fraenkel; On Benjamin's Theory of Conjugate Vortex Flows, J.F. Mech. vol. 28, (1967).
 - 40) A.F. Sheer; On the Nature of Conjugate Vortex Flows, J.F. Mech. vol 33, (1968).
 - 41) S. Leibovich; Weakly Non-linear Waves in Rotating Fluids, J.F. Mech. vol. 42, (1970).
 - 42) S. Leibovich and J.D. Randall; Dissipative Effects on Nonlinear Waves in Rotating Fluids, the physics of fluids, vol. 14, No. 12, (1971).
 - 43) J.D. Randall and S. Leibovich; The Critical State: A trapped wave Model of Vortex Breakdown, J.F. Mech. vol. 58, (1973).
 - 44) S. Leibovich and J.D. Randall; Amplification and Decay of Long Nonlinear Waves, J.F. Mech. vol. 53, (1973).
 - 45) A. Mager; Incompressible, Viscous, Swirling Flow through a Nozzle; AIAA J. vol. 9, No. 4, (1971)
 - 46) A. Mager; Dissipation and Breakdown of a Wing-Tip Vortex, J.F. Mech. vol. 55, (1972).
 - 47) E. Petersohn; The Stability Criterion for Vortices by Ludwig and its application to Some Experimental Results, FFA Rep. 119.
 - 48) 林; 空気力学における諸問題: デルタ翼前縁剝離渦について, 航技研技術資料, N-16, (1973)
 - 49) D.L.I. Kirkpatrick; Experimental Investigation of the Breakdown of a Vortex in a Tube, A.R.C. C.P. No. 821, (1965)
 - 50) 川幡, 中谷; 自動追尾型風向風速測定器, 航技研報告, TM-172 (1970)
 - 51) 林, 中谷; 熱線による3次元平均速度ベクトルとレイノルズ応力の測定, 航技研報告 TR-242, (1971)
 - 52) P. South; A Simple Theory of Vortex Bursting, N.R.C. of Canada Aero. Report, LR-414 (1964)
 - 53) 白井; 円管内に作られた渦の Breakdown について, 日本航空宇宙学会誌, vol. 20, No. 226, (1972)
 - 54) 林, 中谷; デルタ翼前縁剝離渦と Breakdown, 日本航空宇宙学会誌, vol. 20, No. 226, (1972)
 - 55) W.P. Jones; Research on Unsteady Flow, J. Aero. Sci., vol. 29, No. 3, (1962).
 - 56) A. Das; Zum Anschwellen Aufgerollter Wirbelflächen und Aufplatzen des Wirbelkerns bei Schlanken Tragflügeln, Z. Flugwiss. 15, (1967).
 - 57) J.O. Hinze; Turbulence, McGraw Hill, (1959).
 - 58) M.G. Hall; A Theory for the Core of a Leading-Edge Vortex, J.F. Mech. 11, 209, (1961).

航空宇宙技術研究所報告423号

昭和50年8月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山4-1-7(羽田ビル)
