

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1087

デルタ翼上に生ずる前縁剥離渦の  
断面内平均流速等の測定

李家賢一・岩崎昭人  
藤田敏美・藤枝郭俊

1990年11月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# デルタ翼上に生ずる前縁剝離渦の 断面内平均流速等の測定 \*

李家賢一 \*\*      岩崎昭人 \*\*  
藤田敏美 \*\*      藤枝郭俊 \*\*

## Velocity Measurements inside the Leading Edge Vortex Formed on a Delta Wing

Kenichi RINOIE, Akihito IWASAKI, Toshimi FUJITA  
and  
Hirotoishi FUJIEDA

### ABSTRACT

Measurements were made to investigate the three dimensional structure of the leading edge vortex formed on a delta wing with a  $60^\circ$  sweep. The behavior of the vortex was studied by means of a lift measurement, surface pressure measurements and flow visualization tests. Mean velocities and velocity fluctuations were measured using a laser two-focus velocimeter (L2F). In this paper, the flow pattern inside the secondary separation vortex is shown from the results of the above measurements. The relationship between the mean velocities and the velocity fluctuations are also shown. Since this was the first time the L2F had been used in the NAL gust wind tunnel, the problem of the present experimental method using the L2F is discussed.

### 概要

デルタ翼上に生ずる前縁剝離渦の三次元的挙動を把握するために実験を行った。実験に使用した模型は後退角  $60^\circ$  の平板デルタ翼である。まず剝離渦の挙動を知るために六分力測定、表面圧力測定、オイルフロー法とレーザーライトシート法による流れの可視化を行った。次にレーザー2焦点流速計を用いて剝離渦内部の三次元平均流速分布と速度変動分布を測定した。その結果二次剝離渦の流れ場の様子や、剝離渦内の平均流速分布と速度変動分布との関係が明らかになった。またレーザー2焦点流速計を用いる際の測定誤差や計測方法の問題点についても検討した。

---

\* 平成2年8月31日受付

\*\* 新型航空機研究グループ

## 主 な 記 号

- $C$  : 模型の中心線上での翼弦長  
 $C_L$  : 揚力係数  
 $C_p$  : 圧力係数  
 $\bar{Q}$  : 平均流速の大きさ (図5参照)  
 $|Q|$  : 平均流速ベクトルの大きさ (3式参照)  
 $\bar{Q}_\beta$  : 各  $\beta$  における  $\bar{Q}$  の値 (1, 2式参照)  
 $q'$  : 平均流速方向の速度変動成分 (図5参照)  
 $q'_0$  :  $\beta = 0^\circ$  の時の  $q'$  分布  
 $r'$  : 平均流速に垂直方向の速度変動成分 (図5参照)  
 $\bar{U}$  : x 軸方向の平均流速  
 $U_\infty$  : 風洞一様流流速  
 $\bar{V}$  : y 軸方向の平均流速  
 $\bar{W}$  : z 軸方向の平均流速  
 $x$  : 風洞主流方向座標 (図6参照)  
 $XC$  : 無次元化された翼弦長方向座標 (原点は翼模型頂点)  
 $X3$  : レーザ光軸方向座標 (図5, 図A1参照)  
 $y$  : 風洞翼幅方向座標 (図6参照)  
 $z$  : 鉛直方向座標 (図6参照)  
 $\alpha$  : 模型迎角  
 $\alpha_0$  : 零揚力迎角  
 $\beta$  : L2F 光学系の設定角度 (図6参照)  
 $\beta_1$  : 軸対称ノズルに対する光学系の設定角度 (図A3参照)  
 $\theta$  : 平均流速の方向 (図5参照)  
 $\theta_\beta$  : 各  $\beta$  における  $\theta$  の値 (1, 2式参照)  
 $\phi$  : 流れの方向がL2F流速測定面に対してつくる角度 (図A2参照)

## 1. 序 論

現在、当研究所で研究が進められている宇宙往還機、超高速航空機は、高速飛行時の性能向上のために三角翼（デルタ翼）又はそれに類似した主翼形態

をとっている。このような超高速飛行用に設計された三角翼を有する機体は、離着陸時すなわち低速飛行時において、大きな揚力係数を生み出すことができず、更には従来から多用されてきた高揚力装置のほとんどが利用できない。従ってデルタ翼を持つ機体は一般にきわめて大きな迎角をとることになる。

デルタ翼の大迎角時における揚力発生は、前縁における安定な剥離渦（前縁剥離渦）に負うところが大きいことはよく知られている。デルタ翼上に生ずる前縁剥離渦の流れの概略を図1<sup>1)</sup>に示す。前縁から剥離した流れは翼上面で巻き込まれて、左右に一对の対称な剥離渦を形成する。これに誘起されて翼面上には、翼前縁に向かう流れが形成されるが、前縁付近における負の圧力勾配のために更に剥離し、二次剥離渦を生ずる。従って翼上面の圧力分布には一次剥離渦による大きな負圧と二次剥離渦による小さな負圧のピークが現れる。下流へ行くと主流方向の圧力勾配の存在のために、錐状流的な形をした前縁剥離渦の形状がくずれていく。この現象は Vortex Breakdown と呼ばれている。翼の迎角が大

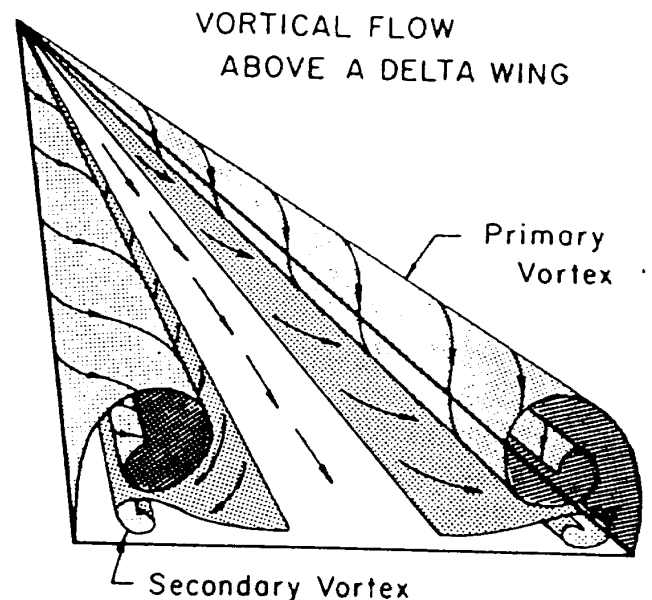


図1 デルタ翼上の前縁剥離渦<sup>1)</sup>

きくなってBreakdownが翼面上で起こると剥離渦による負圧が減少し、翼に働く揚力が低下し、ひいては失速を起こすことになる。

前縁剥離渦の構造を調べ、デルタ翼の空力特性に

剝離渦が及ぼす影響を解明するために古くから多くの研究がなされてきた。まずデルタ翼全体の空力性能を推定することを目的として理論が展開された。R. T. Jones による Slender body theory<sup>2)</sup>、前縁剝離渦を翼先端から直線状に伸びている渦糸で置き換える集中渦モデル<sup>3)</sup>や Polhamus による翼前縁吸い込みアナロジー<sup>4)</sup>が良く知られている。特に Polhamus の理論は、理論の背景が余り明確ではないが、Breakdown 前の翼の掲げ方をかなり良く予測する事ができるので、実用的には有用な方法である。

数値計算としては、オイラー方程式を用いて剝離渦を解く方法<sup>20)</sup>、非粘性解法と境界層方程式を組合わせて二次剝離渦の影響まで計算する方法<sup>21)</sup>、ナビエ・ストークス方程式を解く方法<sup>22)</sup>などがある。

実験的には、流れの可視化により定性的な前縁剝離渦内の流れ場や Breakdown の様子が詳しく調べられてきた<sup>5)</sup>。前縁剝離渦の構造についての定量的な測定も多く行われている<sup>6)7)</sup>。その結果、剝離渦の中心部(渦核)での軸方向流速は主流の数倍の速さに達するが、Breakdown 後その値は急減することが明らかにされている。文献8では前縁剝離渦内の三次元測定を試みており、剝離渦が発達し Breakdown に至るまでの流れ場の様子を総圧管、熱線風速計等を用いて詳しく明らかにしている。

剝離渦はポテンシャル流の影響が強く、乱流成分を考慮に入れなくても揚力等の推算には特に支障がないと考えられたため、乱れ応力の測定は余り行われていなかった。しかしながら幾つかの測定<sup>8)9)</sup>では Breakdown 前からの乱流の成長が確認されている。また文献10では Breakdown と乱れ応力の関係についても議論されており、従来考えられていた圧力勾配の存在だけでなく、乱れ応力も Breakdown に影響を与えていると指摘されている。

ところで宇宙往還機の機体の低速空力特性(例えば揚力係数、揚抗比など)を改善していくことは、宇宙往還機実現のための一つの課題である<sup>11)</sup>。このためには、高揚力装置等の使用によって、剝離渦の強さや Breakdown の位置を人工的に制御していくことも有用な方法であると考えられている。その際この制御の対象となる前縁剝離渦内の流れ場の微細な構造、すなわち平均流速分布だけでなく剝離渦内部

の乱れの発達過程を詳細に知っておいて、空力特性改善に役立てていくことが重要である。そこで、この前縁剝離渦の乱れ構造を含めた三次元的挙動を詳細に把握することを目的として実験を行うことにした。ここでは Breakdown する前の前縁剝離渦内部の平均流速分布と速度変動分布を測定した結果について報告する。

現在考えられている宇宙往還機は複雑な翼形状を有しているが、前縁剝離渦の性質は通常のデルタ翼と同じであると考えられるので、考察が容易になるように幾何学的に単純な形の平板デルタ翼模型を今回の実験では用いた。

前縁剝離渦内の複雑な流速分布を測定する際に、熱線流速計のように測定プローブを流れの中に入れる方法では、流れを乱すことになる。一方、レーザー2焦点流速計(以後L2Fと略記)は非接触測定方式であるので、流れを乱すことのない測定が可能である。そこでこのL2Fを用いて前縁剝離渦内部の三次元平均流速分布と速度変動分布を測定した。使用したL2Fは、二次元流速測定方式の流速計であるので、測定方法を工夫することによって擬似的に三次元平均流速分布を測定した。突風風洞内におけるL2Fを用いた測定は今回が初めての試みであった。そこで本報告では、L2Fを用いて測定する際の制限およびその問題点についても検討し、第4節でまとめた。

## 2. 実験装置および方法

### 2.1 風洞および模型

実験は当所の突風風洞・固定壁カート(2×2m断面)<sup>12)</sup>で行った。使用したデルタ翼模型を図2に示す。大きさは翼弦長500mm、翼厚20mmである。後退角は60°であり(アスペクト比で表わすとAR=2.31)、翼前縁を下面側に30°の角度で鋭く切り落とした平板デルタ翼模型である。前縁の斜めに切り落とした部分と下面とは滑らかにつないである。翼上面の右半面には表面圧力孔を81個設けた。圧力孔の位置は図2に示した。圧力孔の径は0.5mmである。左半面は流れの可視化のために黒色塗装をほどこした。翼下面にはレーザー流速計で測定する際の位置の基準原点となる基準座標金具を予備も含めて2個

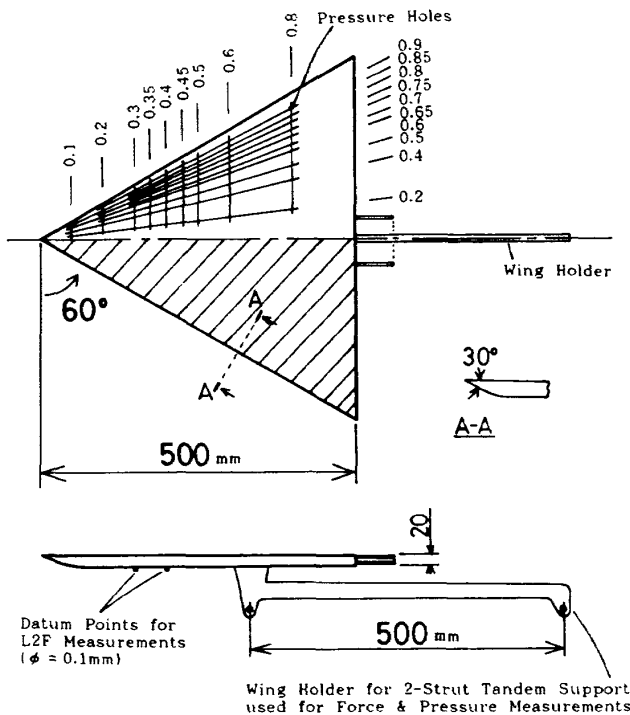


図2 平板デルタ翼模型

取り付けた。これは中心に約0.1 mm径の穴をあけた2×2 mmの大きさの金具である。後述するように、この穴にレーザー光を通過させて、そのときの位置をレーザー流速計を任意の計測点に移動する際の原点とした。

## 2.2 六分力および表面圧力測定

デルタ翼上に生ずる前縁剥離渦の様子を把握し、レーザー流速計を用いて測定する剥離渦の形態を決定するために、六分力測定、表面圧力測定および次項で述べるOil Flowによる可視化を行った。これらの測定では二本の天秤支柱を用いて模型を支持した。模型の取り付けには図2に示した模型支持金具を使用した。模型の基準線が風洞中心より85 mm上方で、模型の重心位置が風洞中心に一致するように風洞内に取り付けた。六分力測定にはピラミッド型外挿天秤<sup>12)</sup>を使用し、模型迎角を $-10^{\circ}$ から $40^{\circ}$ まで $2^{\circ}$ おきに変化させて測定した。一様流流速を20 m/s, 30 m/s, 40 m/sの三通りに変化させて測定したが、六分力測定の結果にはその影響が少なかったため、風洞の安定性等を考慮して、以後の実験では一様流流速 $U_{\infty} = 30$  m/sに統一して測定した。表面圧力測定は電子式走査多点圧力センサ(ESP)<sup>13)</sup>を用いて行った。模型迎角を $-8^{\circ}$ から $40^{\circ}$ まで $4^{\circ}$ おきに

変化させて圧力分布を測定した。

## 2.3 流れの可視化

翼表面の流れ場の様子を知るために翼左半面の流れ場をOil Flow法によって可視化した。使用したオイルは、酸化チタンと重油を混合したオイルである。試験ケースは圧力測定と同一で、その測定迎角も同じである。

さらに前縁剥離渦翼幅方向断面内の流れ場の様子を把握するためにLaser Light Sheet法による可視化を行った。レーザー光は、レーザー流速計で使用しているアルゴンレーザー光源からの光を使用した。煙発生装置からの煙を可視化粒子として模型の頂点の上流側へパイプを用いて流入させ、厚み4 mmのシート状のレーザー光により左翼側上面の流れを可視化した。 $U_{\infty} = 30$  m/sでは可視化用粒子(煙)の量が不足したので、Laser Light Sheet法による可視化のときのみ風洞流速を3 m/sに下げた。風洞カート内の模型後方に写真機を設置して剥離渦を撮影した。撮影にはISO 1600のフィルムと焦点距離70 mmのレンズを用いて、シャッター速度1/30, 絞り5.6で撮影した。

## 2.4 レーザー2焦点流速計

前縁剥離渦の平均流速分布、速度変動分布を測定するために使用したレーザー流速計は、レーザー2焦点流速計である。この流速計の詳細については文献14に示されているので、付録1にL2Fの概略をまとめた。

今回使用したL2F光学系の焦点距離は $f = 500$  mmである。風洞壁から風洞中心まで1 mあるため、風洞中心部に設置した模型まわりを測定することができない。そこで流速計の焦点位置(流速測定部)が模型の上面に達するように模型を風洞測定部の端に設置することにした。図3にデルタ翼模型の風洞内への設置方法を示す。図に示したように上部から見てT字型をしている模型支持金具を製作し、三本の天秤支柱を使用して模型を支持した。その結果、風洞中心から620 mm風洞壁側に近づいて模型は設置された。なお前述のLaser Light Sheet法による流れの可視化の際にも、この模型支持金具を使用して模型を取り付けた。

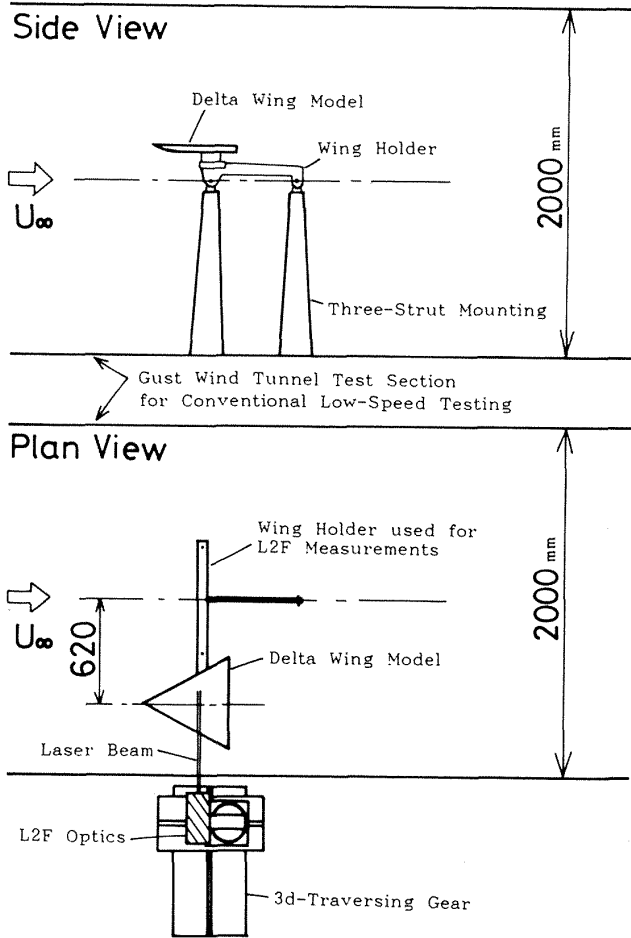


図3 風洞への模型設置方法

L2F 光学系を任意の計測点に移動するために三次元トラバース装置を使用した。このトラバース装置は本来、風洞内での5孔ピトー管を用いた模型後流測定用に製作されたもので、ステッピングモーターで駆動され、風洞主流方向へ500mm、風洞翼幅方向へ1500mm、鉛直方向へ1300mmの移動制御が可能である。また鉛直軸まわりに手動での回転も可能である。L2F 光学系を取り付けたこのトラバース装置を風洞固定壁カート外側のステップ部に設置した。図3にL2F 光学系とトラバース装置の設置位置も示した。図4に風洞測定室内から見たデルタ翼模型、模型支持金具およびL2F 光学系の写真を示す。

L2F を用いるとレーザー光軸に垂直な面内の二次元方向平均流速の成分  $\bar{Q}$  および速度変動  $q', r'$  を測定できる。図5に測定量の説明図を示す。図中で  $\bar{Q}$  は平均流速の大きさ、 $\theta$  は  $\bar{Q}$  と X1 軸とのなす角、 $q$  は平均流速方向の速度変動成分（速度変動の二乗平均値の根号をとった値）、 $r'$  はそれに垂直方向の速度変動成分である。L2F を用いるとレーザー光

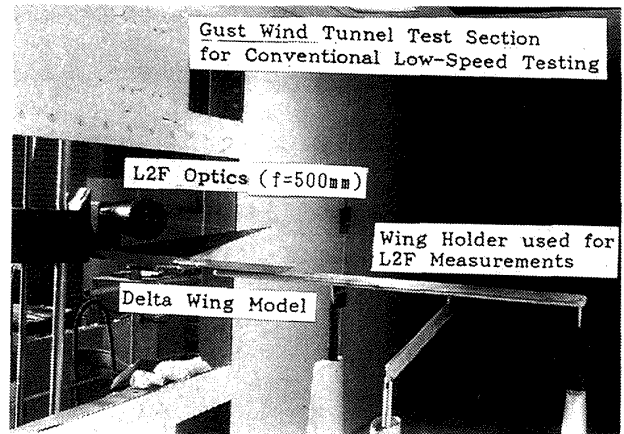


図4 模型およびL2F装置の写真

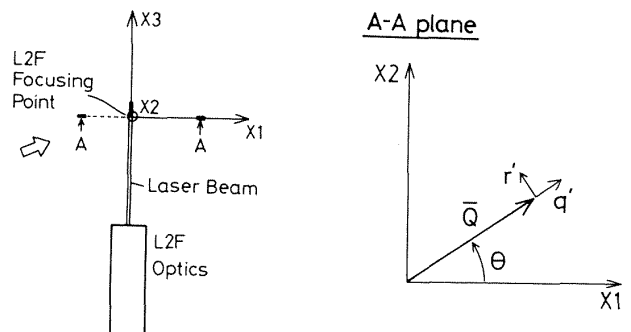


図5 L2Fで測定される平均流速等の説明図

軸に垂直な面 ( $X1-X2$ 面：今後、L2F 流速測定面と呼ぶ) 内の流速成分が測定される理由とその測定精度の検討結果を付録2で述べる。L2F 光学系を風洞主流に対して直角に設置すると、L2F 流速測定面は翼弦長を含む鉛直面に一致するので、付録2で説明したようにこの面内の二次元流速成分は測定されるが、翼幅方向の流速成分を測定することができない。しかし、今回の測定では前縁剝離渦内の三次元平均流速成分を測定することを目的としているので、以下に述べる方法で翼幅方向の流速成分を測定した。

L2F 光学系を水平面内で回転して風洞主流に対して斜めに光学系を設置することを考える。このとき模型翼幅方向の流速成分も含まれて測定されることになる。この性質を利用して三次元流速成分を測定した。図6にこの測定の原理を示す。この図は横型とL2F 光学系を上方から見た図である。図のように測定点を中心にしてL2F 光学系を水平面内で回転させた。光学系の回転はトラバース装置上で

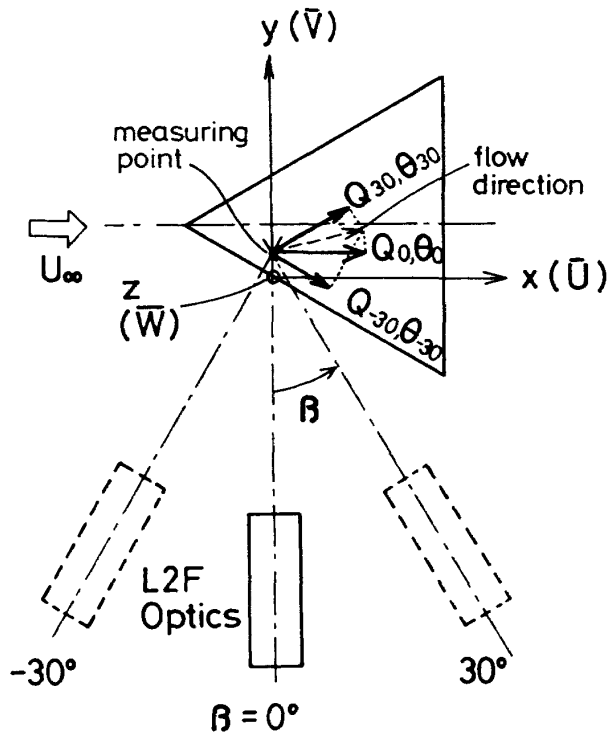


図6 三次元流速の求め方

の鉛直軸を中心にした回転によって行った。しかしこのままでは測定点を中心にした回転にはならないので、トラバース装置による水平面内での移動も行って測定点を中心にして回転するようにした。図6に示したように光学系の回転角（横滑り角） $\beta$ を定義する。光学系を風洞主流に対して直角に設置した場合（ $\beta = 0^\circ$ ）は、風洞主流方向を含む鉛直面内の平均流速成分の大きさ $\bar{Q}_0$ と水平線からの角度 $\theta_0$ が測定される。 $\beta = 30^\circ$ に光学系を設置した場合は、L2F流速測定面は主流に対して $30^\circ$ 傾いた方向を含む鉛直面になるので、この面内での平均流速成分 $\bar{Q}_{30}$ と方向 $\theta_{30}$ が測定される。同様にして $\beta = -30^\circ$ では $\bar{Q}_{-30}$ と $\theta_{-30}$ が測定される。原理的には光学系を設置する角度を最低2回変えることにより流速の三次元成分を求めることができるわけであるが、実験では特に記さないかぎり $\beta$ を（ $0^\circ, 30^\circ, -30^\circ$ ）の3通りについて測定した。図6に示したように座標系（ $x, y, z$ ）を定義し、それぞれの軸方向の平均流速を（ $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ ）とする。ここで $x$ 軸は測定点を原点とする風洞主流方向の座標である。設定角が $\beta$ の時の平均流速成分とその方向を $\bar{Q}_\beta, \theta_\beta$ と書くことにする。このとき、（ $\bar{Q}_\beta, \theta_\beta$ ）と（ $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ ）

の間には、

$$\bar{Q}_\beta = \bar{U} \cos \theta_\beta \cdot \cos \beta + \bar{V} \cos \theta_\beta \cdot \sin \beta + \bar{W} \sin \theta_\beta \quad (1)$$

$$0 = \bar{U} \sin \theta_\beta \cdot \cos \beta + \bar{V} \sin \theta_\beta \cdot \sin \beta - \bar{W} \cos \theta_\beta \quad (2)$$

によって表わされる関係があるので(1), (2)式を用いて、最小二乗法により平均流速（ $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ ）を求めた。実際の測定では $\beta$ の値を一定に保ったままで $X/C = 0.35$ 断面内の全測定点を測定した。その後で、トラバース装置を回転、移動させることによって $\beta$ の値を変化させて、 $\beta$ が異なる場合の測定を続け、3つの角度 $\beta$ に関する測定を終えてから（ $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ ）の値を求めた。

三次元流速成分を求めるためには、異なる $\beta$ での測定においても必ず同一の位置において測定する必要がある。この位置合わせのために模型下面に取り付けた基準座標金具を用いた。各 $\beta$ においてL2Fの焦点位置でのレーザー光が金具に開けた穴を通過する位置を測定の原点として合わせ、この位置を基準にして各計測点に移動した。

L2F測定に必要な散乱粒子としては、オリジナルを使用した煙発生器から生じる煙を用いた。横型前方の風洞壁側面（L2F設置側）から煙を微量（毎分1リットル程度）流入させて測定した。今回の測定では、主流に直角方向の断面（ $X/C = 0.35$ ）内の測定のみをおこなった。L2Fの流速測定位置の間隔は上下方向に5mm間隔（最小2.5mm間隔）で測定した。翼面への最接近距離は2.5mmであった。

### 3. 実験結果とその検討

#### 3.1 揚力分布

図7に六分力天秤を用いて測定した揚力係数 $C_L$ の分布を示す。揚力が零になる迎角 $\alpha_0$ を基準とする迎角（ $\alpha - \alpha_0$ ）を横軸に用いて示した。図7には他の文献の実験結果（文献15, 16）も示した。これらの結果は今回の模型と同じく後退角 $60^\circ$ のデルタ翼模型の結果であるが、模型断面の形状やレイノルズ数は異なっている。それにもかかわらず三者の分布形は類似している。翼断面形状の違いが、 $\alpha_0$ の値や $C_{L \max}$ の値に違いを生じた一つの原因であると考えられる。迎角が小さいときはBreakdownは翼後縁の後方で生じるが、迎角を大きくしていくとその

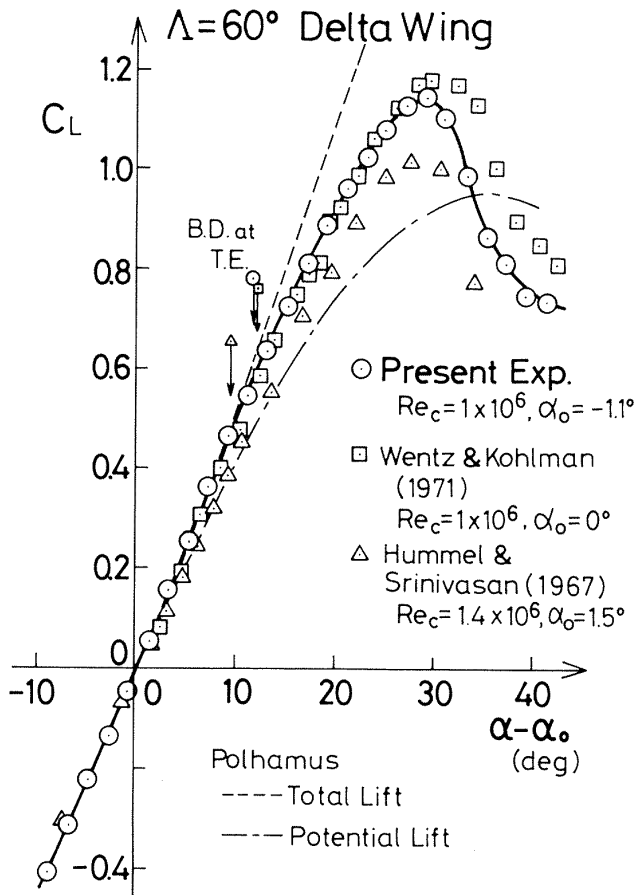


図7 揚力曲線

位置は前方へ移動し、遂には翼後縁でBreakdownが起こるようになる。そのときの迎角を図に示した(図中のB.D. at T.E.の矢印、今回の実験の値はOil Flow写真で剥離渦の幅が急に拡大する位置から推測した)。これらの値は約10°で、どの結果もほぼ同じ値である。図にはPolhamusの理論<sup>2)</sup>によって求めたPotential Lift(Potential流による揚力)とTotal Lift(剥離渦による揚力も加えた全揚力)の分布も示した。これによると迎角が10°付近まではTotal Liftの値と実験値とは良く一致しており、Breakdownが翼面上で生じないかぎりには、この理論で揚力の値を予測できることが解る。

### 3.2 Oil Flow 法による流れの可視化

翼表面の流れを調べるために翼の左半面をOil Flow法によって可視化した結果を図8に示す。L2Fによる測定の際に模型を風洞の端に移動させた影響をみるために、風洞測定部中央での結果(図8 a)と測定部端での結果(図8 b)を示す。とも

に迎角8°の結果である。図によると両者の間に特に大きな違いは見られず、この図のように迎角が小さいところでは、翼表面の流れ場に関して模型を移動した影響が余りないと考えられる。図によると翼面上には、翼の先端(Apex:以下、頂点と呼ぶ)から後縁に向かって、2本のオイルによる線が観察される。図8 cにこれらのオイル線の説明図を示す。翼中心線寄りの何本かのオイルの線が重なってできている線は再付着線であり前縁から剥離した流れがこの付近で再付着し、前縁方向へ螺旋状に巻き込んでいることを意味している。翼前縁に近い側のオイルの線が二次剥離線であり、再付着後の流れと前縁からの流れとの包絡線になっている。

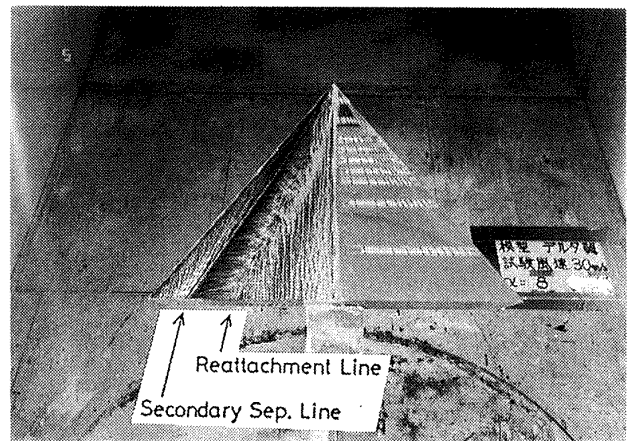
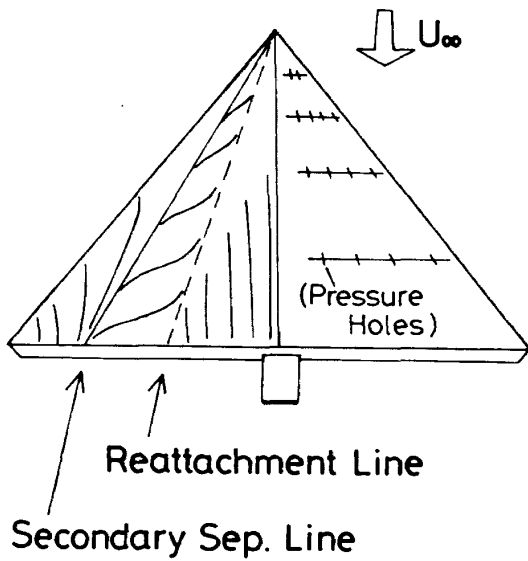


図8 Oil Flow法による可視化( $\alpha = 8^\circ$ )  
a) 六分力、圧力測定のための設置時



b) L2F測定のための設置時





c) 説明図

3.3 表面圧力分布

図9にデルタ翼上面右翼側の表面圧力分布の測定結果を幾つかの迎角に関して示す。図では圧力係数  $C_p$  の値を等圧線を用いて示した。図には Oil Flow 写真から観察された再付着線と二次剥離線も点線で示した。図9 a (迎角  $4^\circ$ ) と図9 b (迎角  $8^\circ$ ) の

結果には、その分布形に関してとくに大きな違いはない。迎角  $8^\circ$  では、翼弦長方向の各位置 ( $X/C$ ) で、翼幅方向50%付近に再付着線があり、80%付近には二次剥離線がある。翼の頂点付近には一番圧力の低い負圧域がある。翼幅方向の60%位置付近では、ほぼ全翼弦にわたって等圧線が密になっており、前縁から翼中心線にむかって急激に圧力回復して再付着していることが解る。また60%付近から翼前縁にむかっては、全翼弦にわたって圧力の減少があり、この圧力勾配の存在によって二次剥離を起こしていることがわかる。翼の翼幅中央部付近 (図の下側) では剥離渦が存在しないため、圧力の変化は非常にゆるやかである。

図9 c (迎角  $16^\circ$ ) と図9 d (迎角  $28^\circ$ ) の結果によると翼頂点付近での負圧は非常に大きくなっている。なお図 c, d では、圧力の変化が大きいため図 a, b に比べて等圧線を描く幅を大きくとっている。再付着線と二次剥離線の翼幅方向の間隔も広がっており、大きな剥離渦の存在が解る。なおこれらの大きな迎角では翼の後縁付近からすでに Breakdown を生じているが、Oil Flow 写真では Breakdown

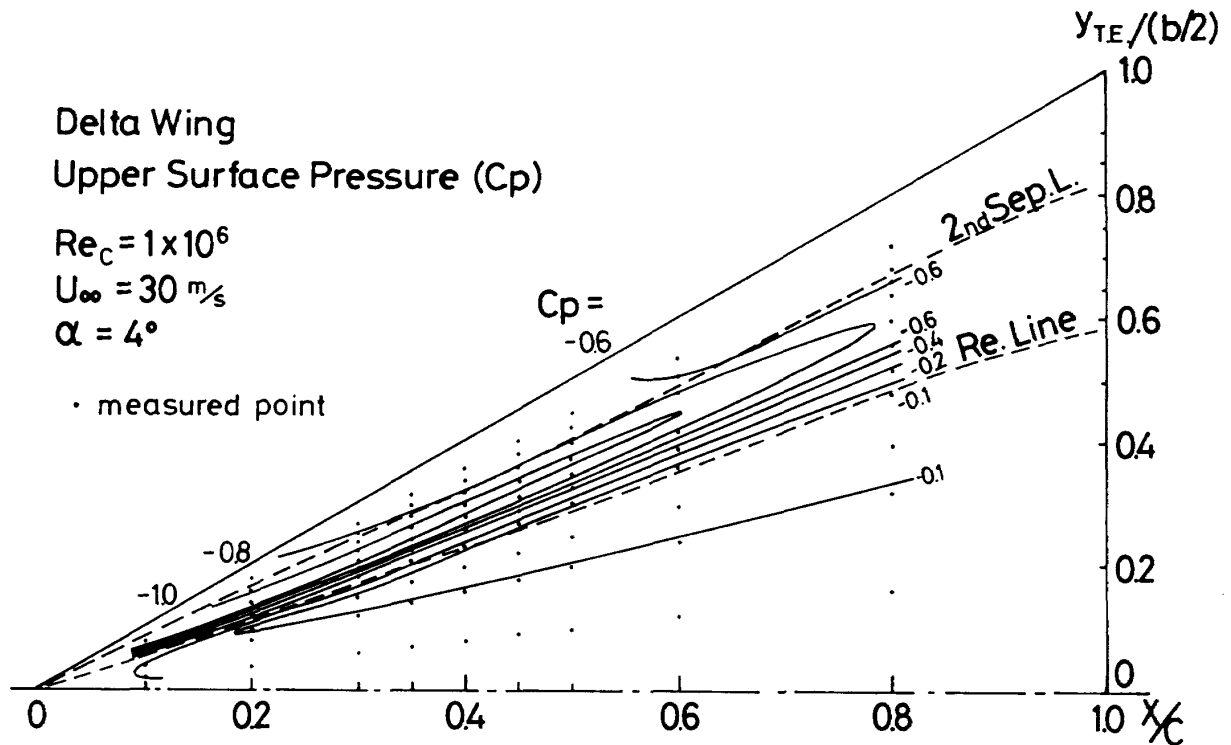
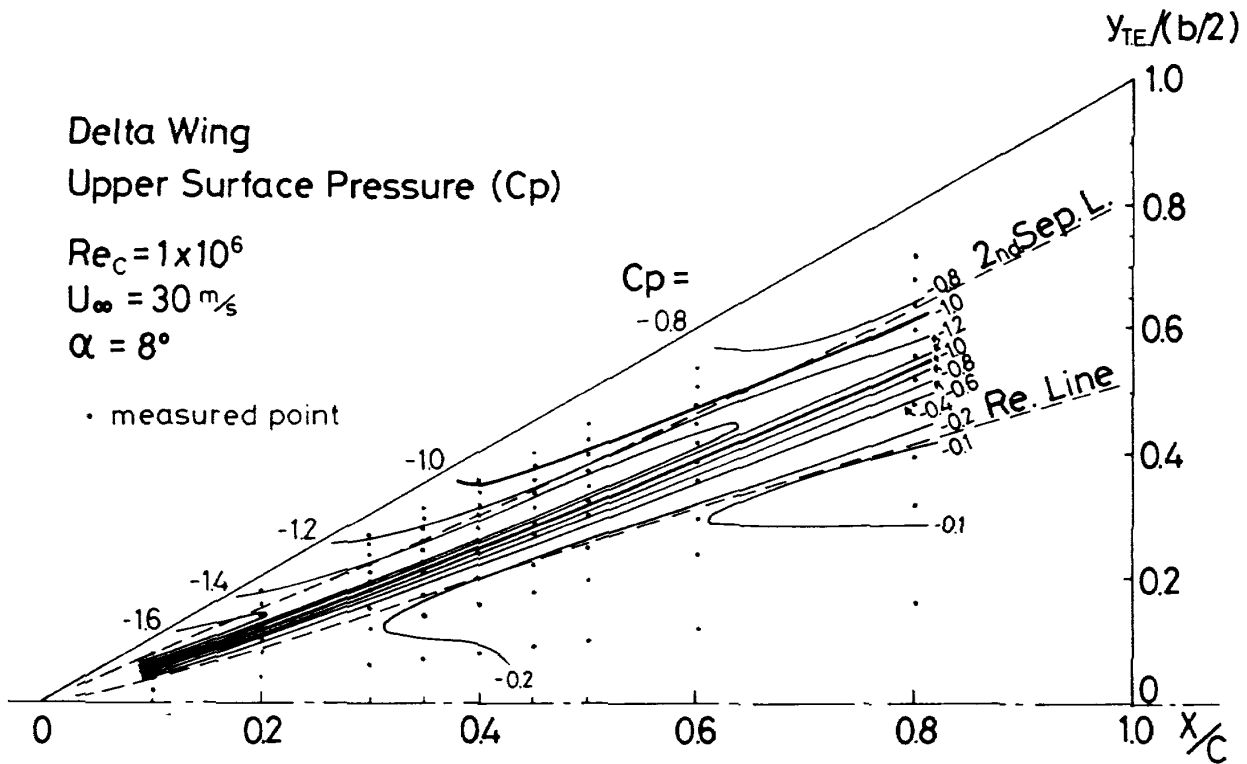
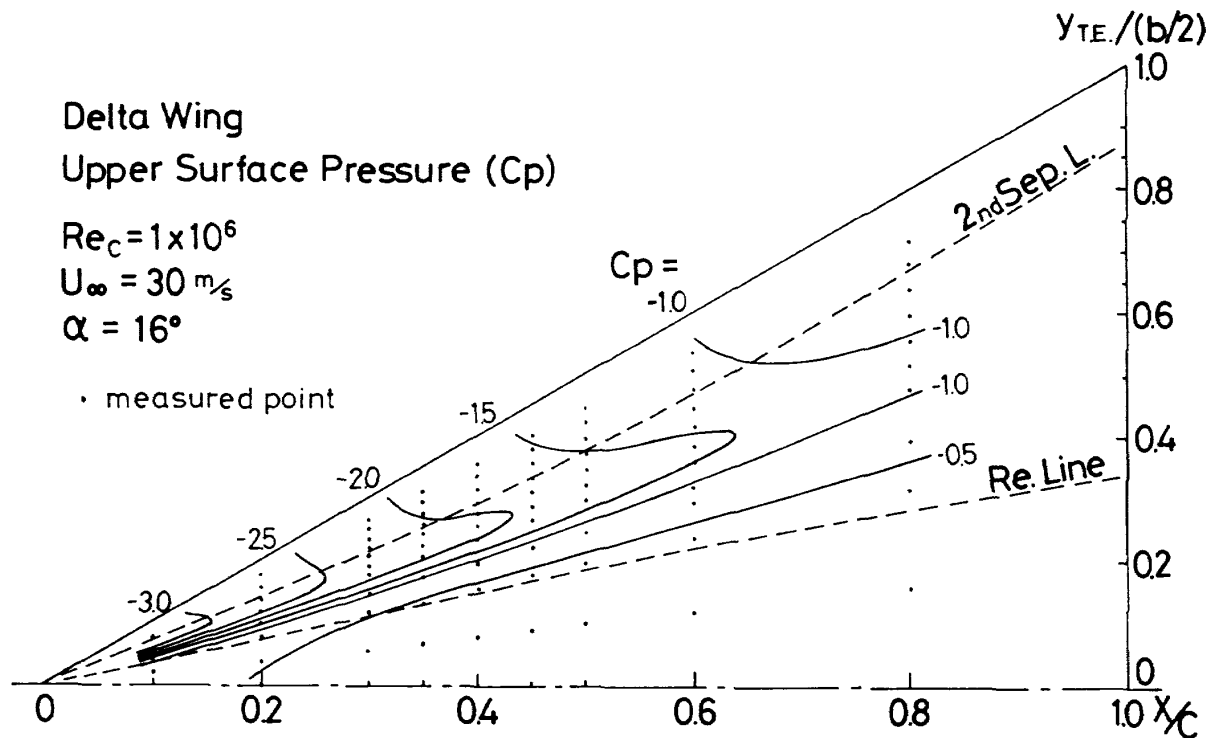


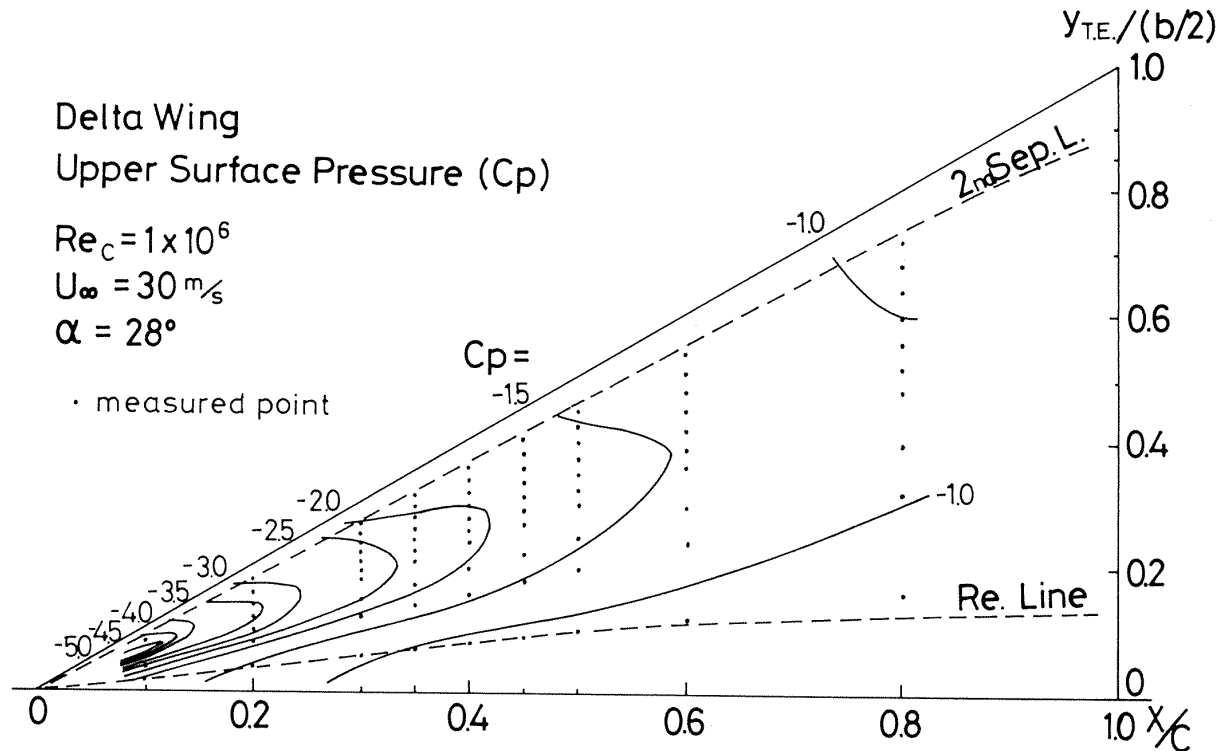
図9 表面圧力分布  
a)  $\alpha = 4^\circ$



b)  $\alpha = 8^\circ$



c)  $\alpha = 16^\circ$



d)  $\alpha = 28^\circ$

後にもオイル線が観察されるので、図ではそれらの線をそのまま再付着線、二次剥離線と記入してある。

以上の圧力測定と Oil Flow の結果より Breakdown を起こさずに安定した前縁剥離渦を生じている迎角を探した。その結果、迎角  $8^\circ$  の時の  $X/C = 0.35$  断面内の流速分布等を L2F を用いて測定する事にした。

3.4 Laser Light Sheet による流れの可視化

迎角  $8^\circ$  のときに三つの翼弦方向断面 ( $X/C = 0.35, 0.50, 0.80$ ) に関して Laser Light Sheet 法により左翼側上面の流れを可視化した結果を図10に示す。図は翼模型後方から撮影した写真である。一様流流速は、前述のようにこのケースのみ  $3\text{m/s}$  である。各断面を順次可視化して、それを多重露光することにより撮影した。翼の前縁 (図左側) から流れが剥離して剥離渦が形成されている様子が観察される。写真によると三断面ともに渦の中心部の渦核の部分に煙が見られない。これは Breakdown していない流れの特徴である。渦核内部に煙が見られない理由としては、渦核ではその点を中心にして回転する流れの速度が

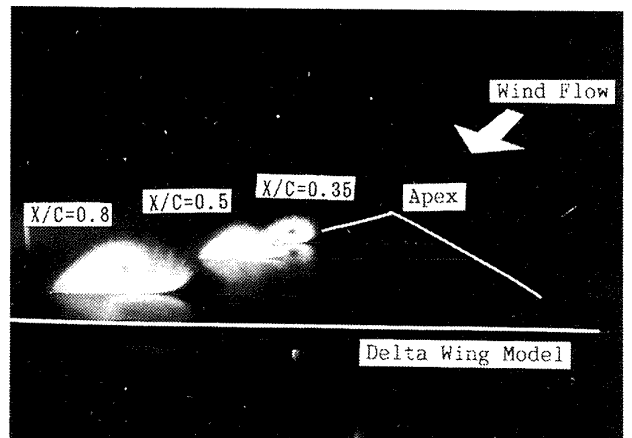


図10 Laser Light Sheet 法による可視化 ( $\alpha = 8^\circ$ )

速いために遠心力により煙が外へ追いやられること、さらに渦核を流れる流れは翼の頂点から生じているがその位置に煙を充分流入させることが困難であること、以上の二点が考えられている<sup>1)</sup>。 $X/C = 0.80$  でも渦核の部分に煙が見られないことより、迎角  $8^\circ$  の翼では後縁近くでも Breakdown していないことが解る。剥離して巻き込まれた流れが翼面にぶつかる位置 (再付着点) と、再付着後に翼面に沿って左方に流れた後に再び剥離する位置 (二次剥離点) は、

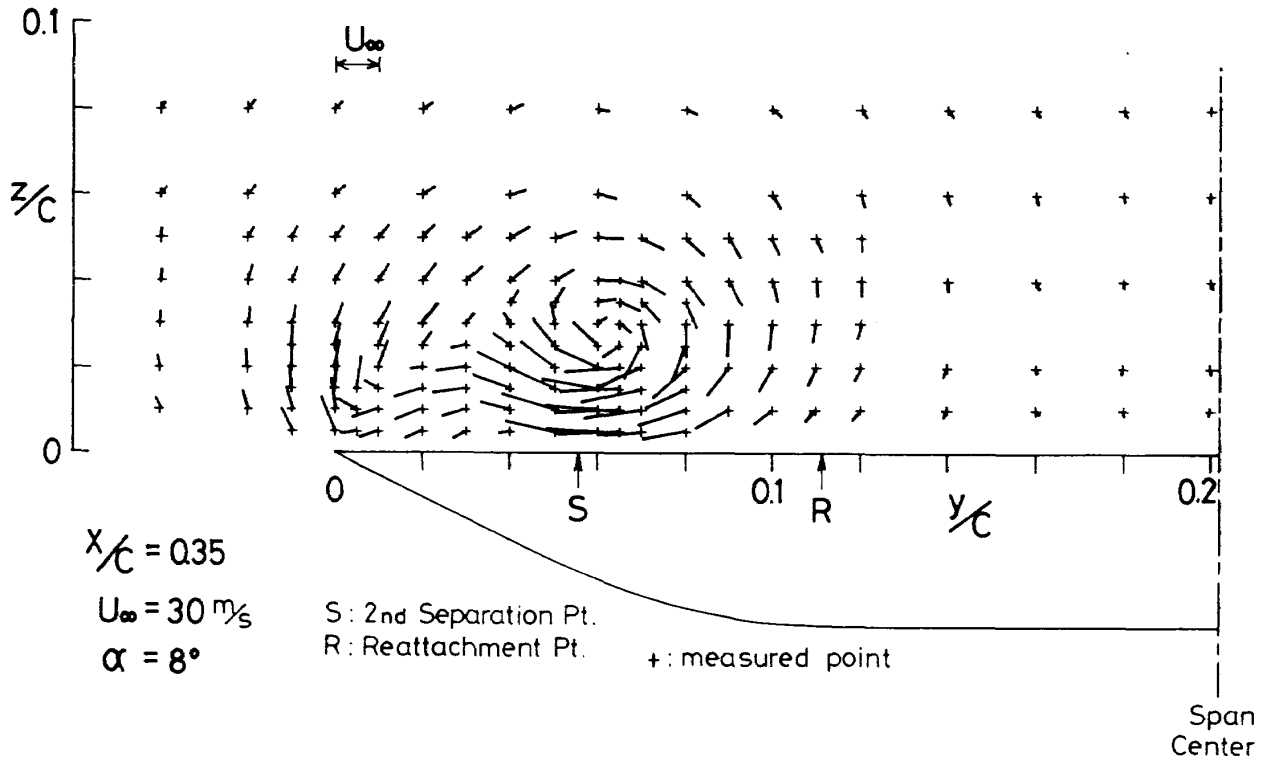


図11 断面内  $\bar{V}-\bar{W}$  流速分布

図8, 図10の二種の可視化写真では主流流速が異なるにもかかわらず両者共にほぼ一致する。

### 3.5 平均流速分布

本節では, L2Fを用いて測定した翼側上面の  $X/C=0.35$ 断面内三次元方向平均流速分布を示す。なお本節で示す三次元流速成分の測定結果には, 測定方法に起因する誤差が含まれている。この点に関しては, 第4節で検討する。図11には断面に投影した流速ベクトル分布, すなわち  $\bar{V}-\bar{W}$  流速分布を示す。(  $\bar{V}$ ,  $\bar{W}$  の定義は図6参照)。図中の+印が流速の測定位置である。図中のSとRは, Oil Flowで予測された二次剝離線と再付着線位置を示す。図によると渦核 ( $y/C=0.06, z/C=0.03$ 付近)を中心にして流れが時計回りに回転している様子が読み取れる。また  $y/C=0$ と  $y/C=0.04$ の間の翼面近くの領域において流速ベクトルは左下方を向いている。この領域は, 右方から巻き込んできた流れが再び剝離することによって形成された二次剝離である。この二次剝離渦内の流れと翼前縁で剝離した流れが交わる領域では流速ベクトルの方向が大きく変化している。これらの流れ場の様子は Laser Light Sheet

法による結果(図10)に類似している。

図12に主流方向流速  $\bar{U}$  の断面内等流速線図を示す。図によると渦核付近で流速は最大で, 主流の1.6倍以上に達している。その下部の翼面付近では  $\bar{U}$  は図中で最小になっており, 渦核との間に大きな速度勾配  $\partial\bar{U}/\partial z$  があることが解る。二次剝離渦と前縁で剝離した流れが交わる地点 ( $y/C=0.02, z/C=0.02$ 付近)でも等流速線の間隔は密になっており速度勾配があることを示している。

図13には翼幅方向流速  $\bar{V}$  についての同様な図を示す。渦核位置の上下に, 流速の方向は逆であるが共に絶対値の大きい領域が存在する。その両者の間には大きな速度勾配  $\partial\bar{V}/\partial z$  がある。また  $\bar{U}$  の場合と同様に二次剝離渦と前縁での剝離流れの境界に速度勾配が存在する。

図14には垂直方向流速  $\bar{W}$  の等流速線図を示す。この図では渦核の左右に流速  $\bar{W}$  の絶対値の大きい領域があり, その中間に速度勾配  $\partial\bar{W}/\partial y$  の大きい領域が存在する。等流速線の間隔が密な部分は,  $\bar{U}, \bar{V}$  と同様に前縁付近にも見られ, また渦核の周りの流れと二次剝離渦の間 ( $y/C=0.03\sim 0.04, z/C=0\sim 0.03$ 付近)にも存在する。

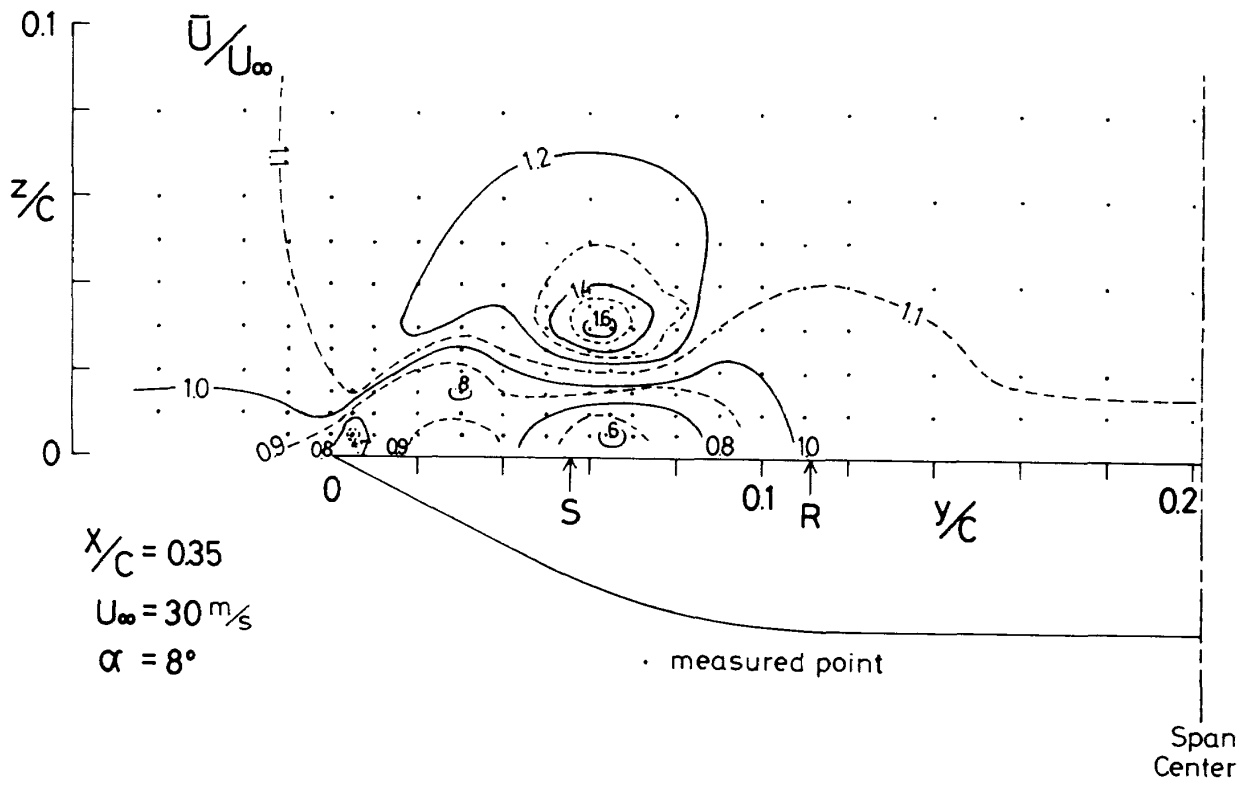


図12 主流方向流速 $\bar{U}$ の断面内等流速線図

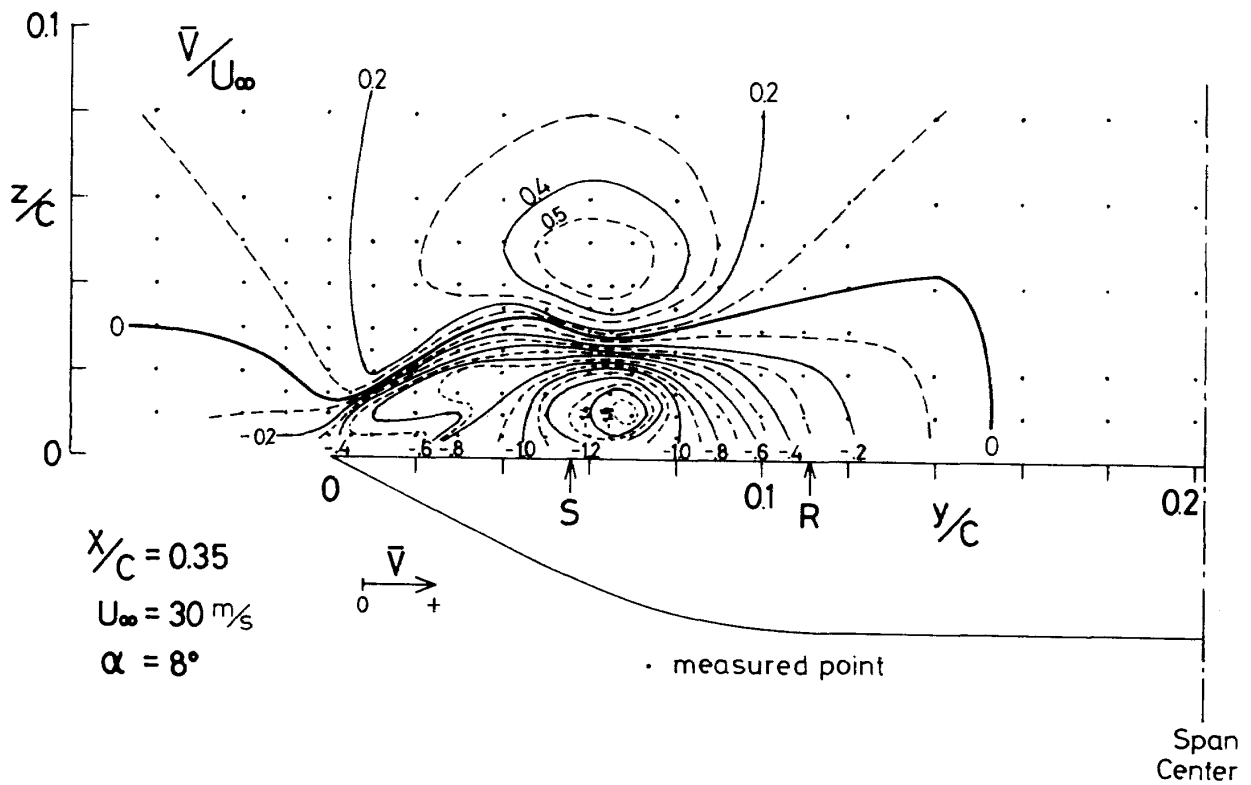


図13 スパン方向流速 $\bar{V}$ の断面内等流速線図

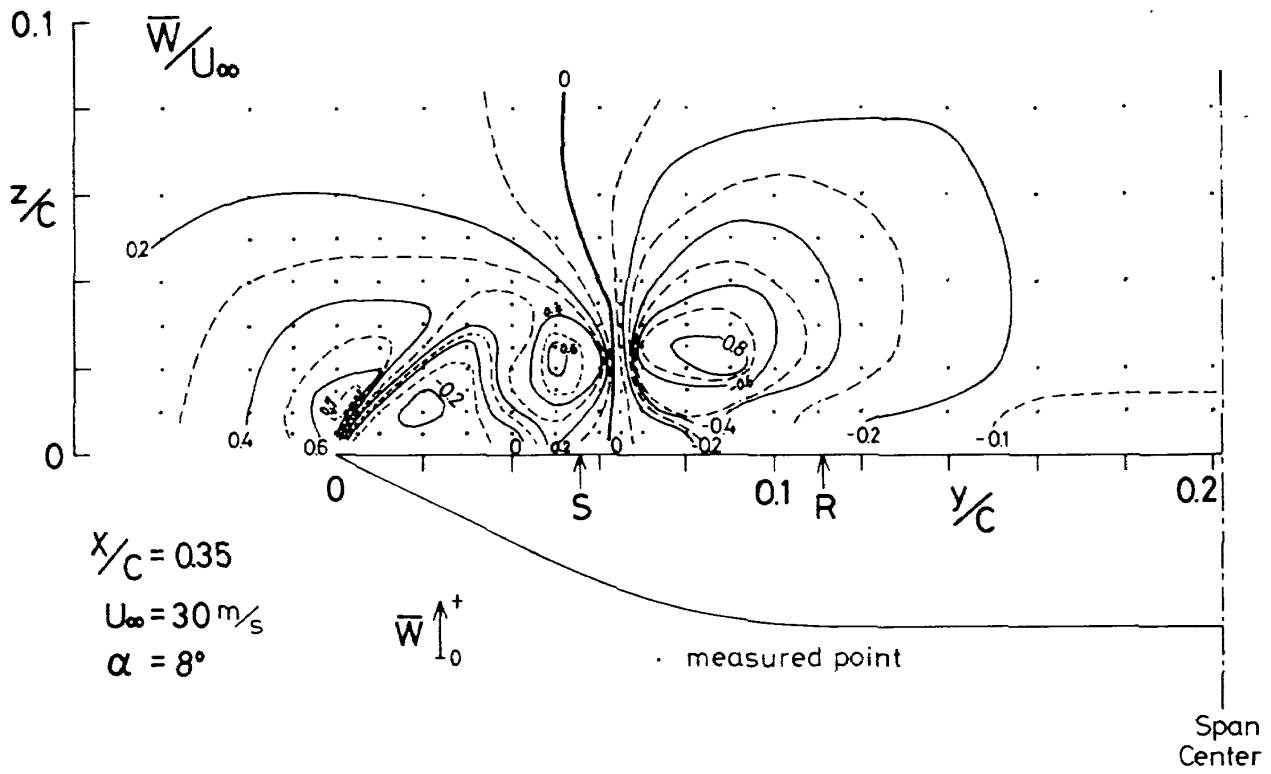


図14 垂直方向流速  $\bar{W}$  の断面内等流速線図

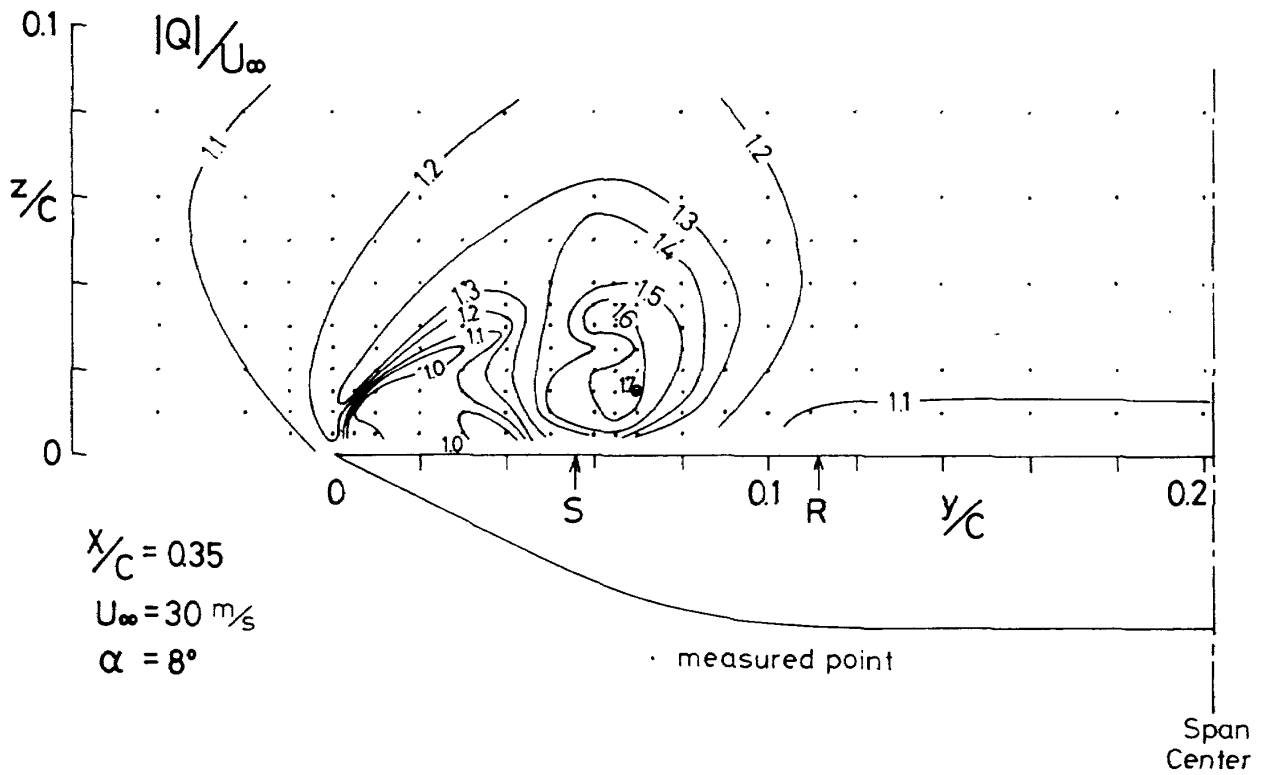


図15 平均流速ベクトルの大きさ  $|Q|$  の断面内等流速線図

図15に平均流速ベクトルの大きさ  $|Q|$  の等流速線図を示す。 $|Q|$  は

$$|Q| = \sqrt{\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2} \quad (3)$$

で定義した。図によると渦核を中心にしてその外側の右半分において  $|Q|$  は最大であり、主流流速の約1.6~1.7倍まで加速されている。翼面近くの二次剥離点近辺 ( $y/C=0.05\sim 0.08$ ) において図12では  $\bar{U}$

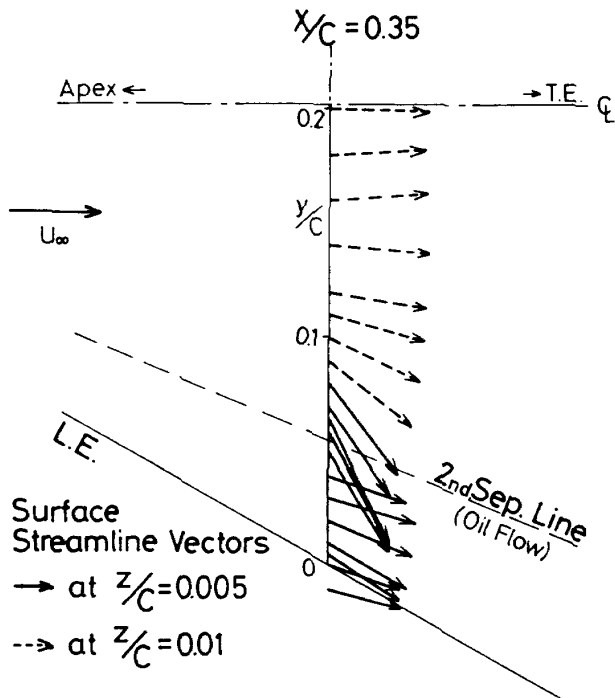


図16 翼面に一番近い測定点での翼面方向流速ベクトル分布

の値は小さかった。しかし図15によると  $|Q|$  は1.0以上の値を示している。これらのことよりこの付近では流れが翼幅方向に大きく傾いて流れていることがわかる。

二次剥離線は、Limiting stream line (表面に無限に近づいてきたときの流線) の包絡線であることが知られている<sup>17)</sup>。これをみるために、翼面に一番近い測定点における翼面方向流速ベクトルを  $X/C = 0.35$  断面に関して描いた図を図16に示す。Oil Flow で観察された二次剥離線も示した。翼面からある程度離れた点 ( $z/C = 0.005$  と  $0.01$ ) における結果であるので完全な Limiting stream line ではないが、Oil Flow による二次剥離線付近の両側で二次剥離線へ近づく方向に流線ベクトルが存在していることが解る。流速ベクトルの方向が急激に変化する位置と Oil Flow による二次剥離線の  $y$  方向位置は若干ずれている。このことの原因としては翼面からある程度離れた点をこの図では測定していることが挙げられる。

図17に渦核の高さ ( $z/c = 0.025$ ) における翼幅方向の主流方向及び垂直方向流速  $\bar{U}$ ,  $\bar{W}$  の分布を示す。図中の破線は渦核の位置を示し、その付近で  $\bar{U}$  は最大値を示している。また  $\bar{W}$  は、その点を境にして符号を逆転している。これらの傾向は過去の実験結果 (例えば文献6) と同一である。 $y/C = 0.04$  付近で  $\bar{U}$ ,  $\bar{W}$  共に流速分布に極小値があるが、これ

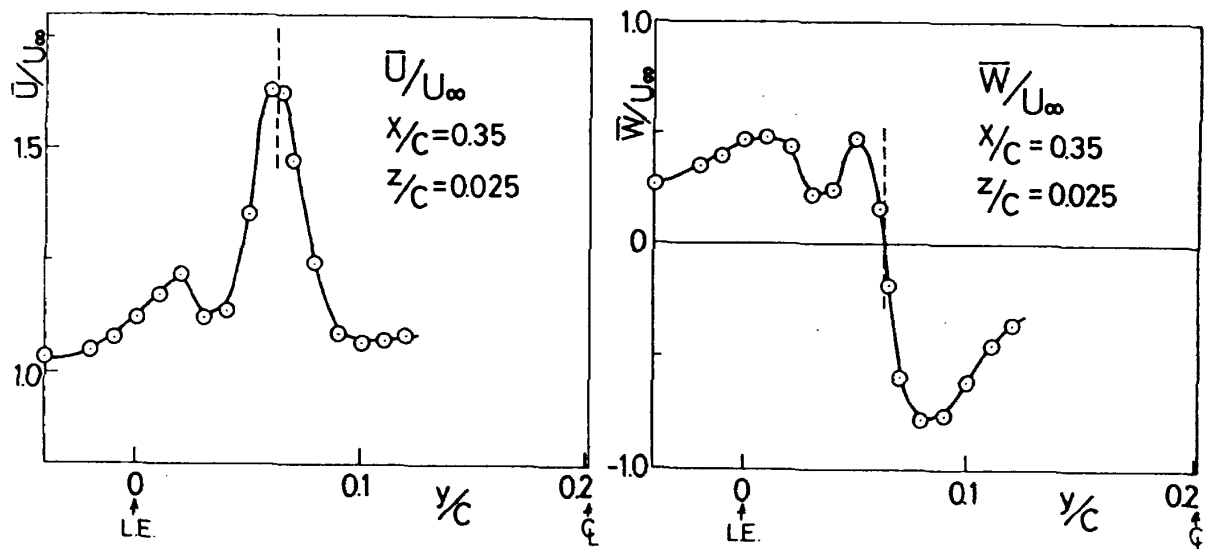


図17 渦核の高さでの  $\bar{U}$ ,  $\bar{W}$  のスパン方向分布

は二次剝離渦の存在のためである。

### 3.6 速度変動分布

今回の測定では乱れ応力が測定されていない。しかし光学系の設置方向 $\beta$ ごとに速度変動 $q', r'$ は測定されている。ここではこの測定された速度変動分布を用いて剝離渦内の乱れ変動について考える。L2F光学系を主流に直角に設置した場合( $\beta=0^\circ$ )にレーザー光軸に垂直な面内(すなわち風洞主流方向を含む鉛直面内)で測定された各測定点における平均流速の方向の速度変動成分 $q'_0$ についての断面内等強度分布を図18に示す。なお平均流速の方向は各測定点で異なっているので、図中に示した $q'_0$ は同一方向の速度の変動を示していないことに注意を要する。図によると剝離渦内部で速度変動は大きく、特に主流流速の25%以上の速度変動を示す領域が渦核付近と二次剝離渦の上部( $y/C=0.03, z/C=0.02$ 付近)にみられる。これらの位置は図12, 13, 14で調べた平均流速 $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ についての速度勾配が大きい領域(例えば渦核付近では、 $\partial\bar{U}/\partial z, \partial\bar{V}/\partial z,$

$\partial\bar{W}/\partial y$ が大きい値を示していた)とほぼ対応している。測定された速度変動には、実際の乱れ応力に対応している部分と剝離渦のゆらぎが速度変動として測定される部分の両者が含まれていると考えられる。しかしながら流れを可視化した結果では時間的な渦のゆらぎはあまり観察されなかった。このことより測定した速度変動の値は流れの中の乱れに主として起因するものであると考えられる。

一般に乱れエネルギーは

$$-\overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \quad (2)$$

で表わされる生産項によって生み出される<sup>18)</sup>(ここで $(i, j=1, 2, 3)$ であり各座標軸 $(x, y, z)$ に対応する。 $\overline{u_i u_j}$ は乱れ応力を表わす)。図18に示した速度変動分布は乱れエネルギーと同一のものではないが、乱れエネルギーの大きいところでは速度変動も大きいと考えられる。図18において速度変動の大きな領域は速度勾配の大きな点と一致していた。

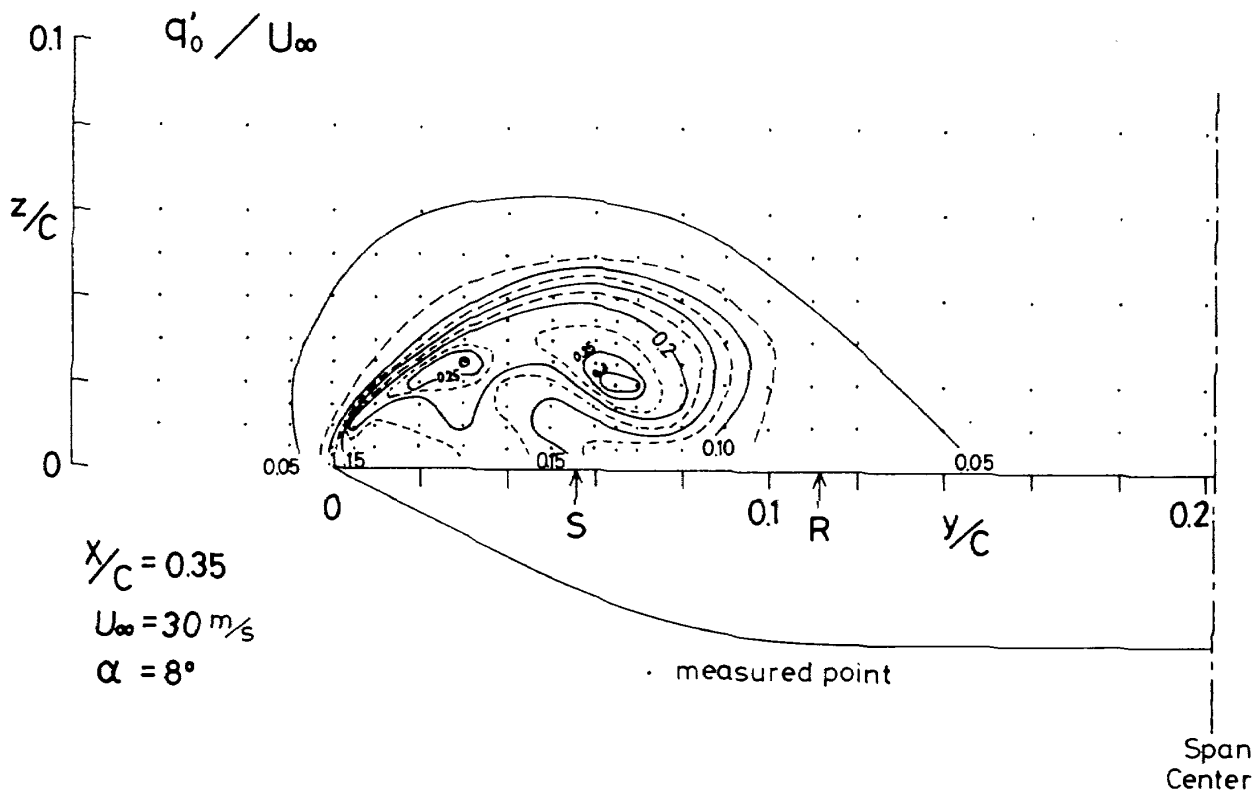


図18 風洞主流方向を含む鉛直面内の平均流速成分方向の速度変動 $q'_0$ 分布



このことは、乱れエネルギーの生産項の中に速度勾配が含まれていることで説明される。すなわち速度勾配の大きな点では乱れエネルギーの生産が大きくなり、その結果として速度変動が大きくなっていることがわかる。なお今回の測定では、生産項に含まれる乱れ応力  $\overline{u_i u_j}$  を測定していないので、定量的にどの程度速度勾配の大きさが乱れの発生に寄与しているかは判断できない。これらの点を更に詳しく調べるためには、乱れ応力の測定が必要である。

#### 4. 測定方法についての検討

今回の測定では二次元測定方式の L2F を用いて擬似的な三次元測定を行った。そのために測定方法として特殊な方法を用いた。ここでは、この測定方法の問題点や測定誤差などについて検討する。

まず、本実験では光学系を水平面内で回転させて（横滑り角をとって）模型の翼幅方向の流速を求めた。すなわち三次元流速の同時測定は行われておらず、この方法では流れ場が時間的に定常であると仮定して三次元流速分布を求めている。可視化による剥離渦の観察によると渦の位置が時間的に変化している様子はあまり見られないので、平均流速に関しては今回の測定でも十分に測定されていると考えられる。

ところで精度よく三次元成分を測定するためには、同一位置での流速を測るように光学系を回転させる必要がある。L2F 焦点の位置決めのために第 2.1 節と 2.4 節で述べた基準座標金具を用いたので、この座標金具による焦点の位置決めの方法によって測定精度が決定されることになる。実際の測定では、主流方向および鉛直方向に約 0.2 ~ 0.3 mm、翼幅方向には、約 0.5 ~ 0.7 mm の精度で位置決めを行った。主流方向と鉛直方向の精度は、基準座標金具に開けた穴（約 0.1 mm 径）にレーザー光（約 15  $\mu\text{m}$  径）を通過させる際の合わせ方による誤差とトラバース装置の精度によって定められた。翼幅方向に精度が悪いのは、L2F 焦点の奥行き方向の長さが 500  $\mu\text{m}$  程度あり、目視ではそれ以上の精度で位置決めを行うことができなかったためである。今回の測定では以上述べた程度の位置決め誤差があるので、速度変化の激しい位置での測定には、誤差が含まれている

と考えられる。この測定点の位置決めの精度向上は、より正確な三次元測定のために必要であり、文献 19 で提案されている正確な焦点位置を求める方法等が改善策として考えられる。ところで流れ場が定常乱れ流であり、かつ測定点の位置決めが精度良く行われれば、同じ方法で三次元成分の乱れ応力も求めることができるはずである。これらの点は今後の課題である。

次に本測定では三次元流速を求めるために、L2F 光学系を主流に対して傾けて設置して測定した。このとき流れの方向が L2F 流速測定面に対して傾いていても、その角度  $\phi$ （ $\phi$  の定義は付録 2、図 A 2 参照）が小さければ速度成分を正確に測定可能であることは、付録 2 で調べた。しかし  $\phi$  の値が  $60^\circ$  以上になると誤差を生じることがわかった。今回測った前縁剥離渦は、図 15 でみたように渦核の周囲で大きく流れが風洞主流に対して傾いて流れている。このため光学系の設置角度  $\beta$  によっては、 $\phi$  が大きくなる（ $60^\circ$  以上）点があった。 $y/C = 0.05 \sim 0.08$ 、 $z/C = 0.005 \sim 0.02$  付近の約 25 の測定点では流れの方向が翼幅中央から左翼前縁に向かって大きく傾いており、 $\beta = 30^\circ$  の設定では、 $\phi$  の値が  $60^\circ$  以上になることが考えられた。そこで、これらの点では  $\phi$  の値が小さくなるように  $\beta = 30^\circ$  の設定の代わりに  $\beta = -15^\circ$  の設定で測定を行った。

今回は光学系の設置角度を  $\beta = 0^\circ, 30^\circ, -30^\circ$ （いくつかの測定点では  $30^\circ$  の代わりに  $-15^\circ$ ）で測定を行った。これらの  $\beta$  の値に光学系を設定するためにはトラバース装置を微細に調整することが必要であり、任意の  $\beta$  での測定は困難であった。そのため  $\beta$  の値はこれら 4 つに限って測定した。上述のように流れの方向によっては測定誤差を生じ、さらには測定不能となる場合がある。これを避けるためには、測定点を中心にして光学系を任意に回転できて、かつ光学系の設定角度  $\beta$  を各測定点ごとに自由に流れの方向に合わせることが可能な L2F 用のトラバース装置を新たに作製することが必要である。この装置を用いれば、最初に測定点での流れの方向の目途をある程度つけた後に、その方向の周囲で  $\beta$  を数回変えながら連続して測定することによって、より精度の高い三次元測定が可能になる。

翼面での Limiting stream line の様子を知るためには、翼面に隣接した点において流速を測定する必要がある。しかしながら翼面近くではレーザー光が翼面に反射したり、光学系が傾いているので光が模型によって妨げられたりするために、測定が困難になり今回の測定では翼面からの距離は最小 2.5 mm までしか測定できなかった。また 2.5 mm の高さにおいても  $\beta = -30^\circ$  に光学系を設置すると、翼面にレーザー光がさえぎられてしまい測定が不能になる点があったので、その場合は  $\beta = -15^\circ$  で測定した。これを避けるためには測定点ごとに光学系の設定角度を変えて、一番反射の少ない角度で測定するなどの工夫が必要である。

今回の測定では平均流速分布について定性的に満足できる結果は得られたが、さらに測定精度を上げるためには、以上のことより次の三点が必要であることがわかった。

- 1) 光学系を水平面内で回転して(横滑り角をとって)三次元成分を測定するために、精度の高い位置決め方法を行うこと
- 2) 流れの方向が L2F 流速測定面に対してつくる角度  $\phi$  があまり大きくならないように光学系の設置方向 ( $\beta$ ) を決めること
- 3) 壁近くの不要な反射を防いで、より壁面近くまで測定できるようにすること。

## 5. 結 論

デルタ翼上に生じる前縁剥離渦内部の三次元的挙動を把握することを目的として測定を行った。今回の測定では突風風洞における初めての試みとして、レーザー 2 焦点流速計を用いて平均流速等を測定した。その結果、突風風洞においても平均流速の測定は充分可能であった。しかしながら、今回試みた三次元流速の測定では平均流速の測定に関して定性的には満足できる結果は得られたが、測定精度向上のためには今後の測定方法の改善が更に必要であることがわかった。

測定した前縁剥離渦内には大きな二次剥離渦の存在が観察された。剥離渦内の速度変動は、渦核位置および前縁で剥離した流れと二次剥離流れが交差する位置において大きな値が観測された。両者の位置

は平均流速の勾配が大きい位置に一致しており、速度変動の発生と速度勾配の間に関係があることがわかった。

今回の測定では、時間的制約のために一断面しか測定できなかった。また剥離渦内の乱れ構造についても、余り詳しくは測定できなかった。今後は主流方向に多断面を測定して主流方向の渦の変化を把握し、さらに乱れ応力を測定して乱れの発達過程を調べていく予定である。

## 参 考 文 献

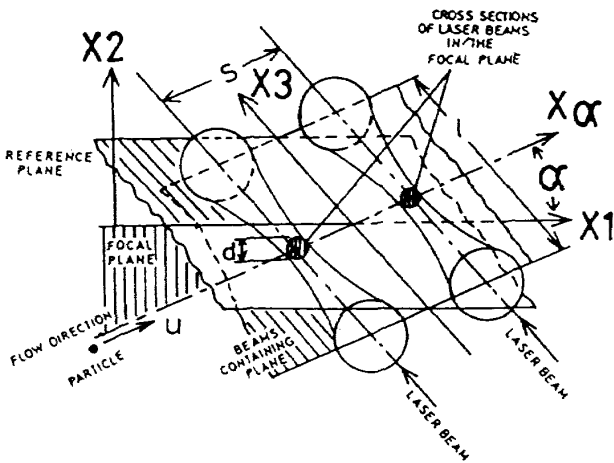
- 1) J. F. McKernan & R. C. Nelson; An Investigation of the Breakdown of the Leading Edge Vortices on a Delta-Wing at High Angles of Attack, AIAA-83-2114(1983).
- 2) R. T. Jones; Properties of Low-Aspect-Ratio Pointed Wings at Speeds Below and Above the Speed of Sound, NACA Report 835(1946).
- 3) C. E. Brown & W. H. Michael; Effect of Leading-Edge Separation on the Lift of a Delta Wing, J. Aero. Sci. Vol.21(1954) pp.690-694.
- 4) 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).
- 5) N. C. Lambourne & D. W. Bryer; The Bursting of Leading-Edge Vortices - Some Observations and Discussion of the Phenomenon, A. R. C. R. & M. No 3282(1962).
- 6) P. B. Earnshaw; An Experimental Investigation of the Structure of a Leading-Edge Vortex, A. R. C. R. & M. No 3281(1962).
- 7) D. Hummel; On the Vortex Formation over a Slender Wing at Large Angles of Incidence, AGARD CPP247(1978) pp. 15-1-15-17.

- 8) 林 良生, 中谷輝臣; Breakdown を伴う三角翼前縁剥離渦の流れ場, 航技研報告 TR-423 (1975).
- 9) F. M. Payne, T. T. Ng, R. C. Nelson & L. B. Schiff; Visualization and Wake Surveys of Vortical Flow over a Delta Wing; AIAA J. Vol.26(1988) pp.137-143.
- 10) A. Schmücker & K. Gersten; Vortex Breakdown and its Control on Delta Wings, Fluid Dynamics Research Vol.3 (1988) pp.268-272.
- 11) 舞田正孝; 我が国のスペースプレーン-次世代有人宇宙輸送システム計画-, 日本航空宇宙学会誌, Vol.37, No.428(1989) pp.401-411.
- 12) 藤田敏美, 岩崎昭人, 藤枝郭俊; 突風風洞データ処理装置(データ収集部)の改修 計測システムのオンライン化, 航技研資料 TM-611 (1989).
- 13) 藤田敏美, 岩崎昭人; 電子式走査多点圧力センサ(ESP)による突風風洞圧力計測の高速化, 航技研ニュース, No.372(1990/4)pp.8-9.
- 14) 李家賢一, 藤田敏美, 岩崎昭人, 藤枝郭俊; 突風風洞用レーザー2焦点流速計を用いた流れ場計測の試み, 航技研資料 TM-617(1990).
- 15) W. H. Wentz Jr. & D. L. Kohlman; Vortex Breakdown on Slender Sharp-Edged Wings, J. Aircraft Vol.8, No.3 (1971) pp.156-161.
- 16) D. Hummel & P. S. Srinivasan; Vortex Breakdown Effects on the Low-Speed Aerodynamic Characteristics of Slender Delta Wings in Symmetrical Flow, J. Royal Aero. Soc. Vol.71, No.4 (1967) pp.319-322.
- 17) 西川進栄; 三次元剥離の分類例と境界層計算, 日本航空宇宙学会誌 Vol.32(1984) pp.341-350.
- 18) P. Bradshaw, T. Cebeci & J. H. Whitelaw; Engineering Calculation Methods for Turbulent Flow, (1981) Academic Press.
- 19) 高木正平, 室田勝一; 熱線を用いたレーザー流速計のビーム検出及びビーム特性計測法, 航技研報告 TR-1043(1989).
- 20) H. W. M. Hoeijmakers, J. M. J. W. Jacobs & J. I. van den Berg; Numerical Simulation of Vortical Flow over a Delta Wing at Subsonic and Transonic Speeds, ICAS-90-3.3.3(1990) pp.486-499.
- 21) J. C. Wai, J. C. Baillie & H. Yoshihara; Computation of Turbulent Separated Flows over Wings, Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows III, ed. T. Cebeci(1985) Springer Verlag, pp.397-411.
- 22) K. Fujii, S. Obayashi; High-Resolution Upwind Scheme for Vortical Flow Computations, J. of Aircraft, Vol. 26, No.12(1989)pp.1123-1129.

#### 付録1. レーザー2焦点流速計について<sup>14)</sup>

レーザー2焦点流速計(L2F)は, 狭い間隔で並んだ2本のレーザー光が結んだ2個の焦点間を粒子が通過するのに要する時間を測定し流速を求める装置である。このL2Fには, 流れの中に測定プローブを入れる必要が無い事(非接触式), 焦点距離の長い光学系が用意されているので大型の風洞にも使用出来る事, 焦点におけるレーザー光強度が強いために流体の中に入れる散乱粒子の数がレーザードップラー流速計に比べて少なくてもよい事などの特徴がある。

図A1に示す様に2本の平行なレーザー光を間隔 $s$ だけ離して焦点を結ばせる。この2つの焦点を1個の同一の粒子が連続して通過すると, それぞれの焦点位置で散乱光のパルスを発生する。2つの散乱光のパルスの時間間隔 $t$ を測定すれば, 粒子すなわち流体の流速 $v$ が $v = s/t$ の関係によって求められる。この際に測定される流速は, 光軸(図中の $X_3$ 軸)に垂直な面内の2焦点を結んだ方向( $X_\alpha$ 軸)の流速である。なお2つの散乱光パルスを得るため



図A1 L2Fの原理

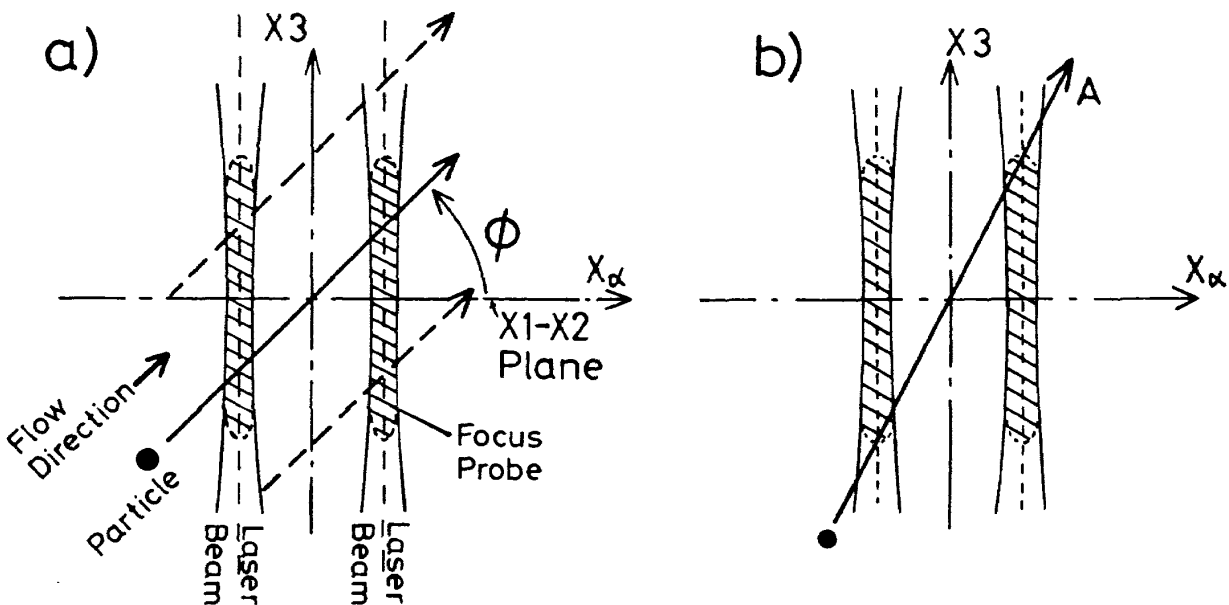
には、 $X_\alpha$  軸が流れの方向に一致する必要がある。L2Fは2本のレーザー光をレーザー光軸まわりに自由に回転できるように設計されている。以上の原理により、光軸に垂直な面内の流速及びその方向の測定（即ち2次元流速測定）が可能になる。しかしながら、2つの粒子が互に独立に2焦点を通過してパルスが発生する場合は考えられ、この場合の測定値は、無意味なデータになる。この誤った測定データを取除くために、本装置は数多くのデータを取得して統計的に処理している。

今回使用したL2F（西独 Polytec 社製）は、光学系、信号計測系、信号処理系、アルゴンレーザー

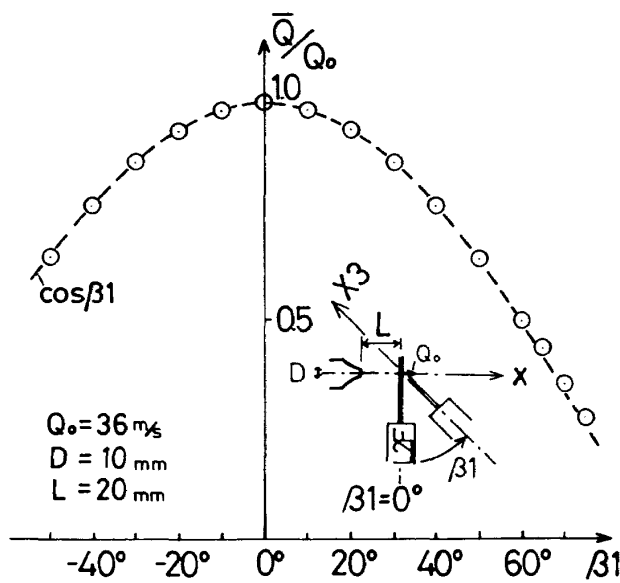
発振器等より構成されている。光学系の組合せを変える事により焦点距離は、100 mm, 500 mm, 2500 mm の3通りから選択出来る。焦点において散乱されたパルス信号はPhoto-Multiplier によって検出され、信号計測系で二つのパルスの時間間隔が測定される。計測された結果は信号処理系において処理され、平均流速等が求められる。

付録2. 光軸方向流速に対するL2Fの応答性

付録1でのL2Fの原理の説明では、レーザー光軸（ $X3$  軸）方向に速度成分が無い二次元流を測定する場合について述べた。実際の測定では完全な二次元流を測定する事は稀であり、 $X3$  軸方向に速度成分を持った流れを測定する場合はほとんどである。しかし図A2 a)のL2Fの2焦点を拡大した図に示したように焦点の大きさはレーザー光軸方向に細長い形をしている。このために図A2 a)中の実線の矢印のように流れがL2F流速測定面に対して傾いていたとしても、同一の散乱粒子が二つの焦点を通過する。2焦点の間隔をこの粒子が通過するのに要した時間で割った値は、レーザー光軸に垂直方向の速度成分に相当する。以上の原理によりL2Fでは、レーザー光軸（ $X3$  軸）方向にも速度成分がある流れについて、光軸に直角方向の速度成分を測定できることになる。



図A2 L2Fの2焦点の拡大図



図A3 光軸方向流速に対するL2Fの応答性

しかしながら流れの方向がL2F流速測定面に対してつくる角度（今後この角度を $\phi$ と呼ぶ。図A2a）参照。なお図A2では $X_3-X_\alpha$ 面内に流速ベクトル（流れの方向）が含まれるように、2本のレーザー光をレーザー光軸（ $X_3$ 軸）まわりに回転させた場合を示している。）が大きいと、以上で述べた相関のある粒子ばかりでなく、図A2a）中の点線の矢印のように二つの焦点位置（図中の斜線部分）を順次通過しない粒子も多数測定することになる。この粒子のデータには意味のある情報が含まれておらず、雑音としてのみ計測される。すなわち $\phi$ の値が大きい場合には、相関のある散乱粒子の通過する度数が減少し、測定に時間がかかることがわかる。流れがさらに大きく傾いて $\phi$ が大きくなると、相関のある粒子の通過する度数は減少し、相対的に雑音成分が増すので、このような場合には測定結果に誤差が大きく含まれていると考えられる。そこで、このように流れが傾いている場合のレーザー光軸に垂直方向（L2F流速測定面内）の速度成分の測定精度を調べることを目的として、実験を行った。

軸対称ノズルを用いて、ノズルから吹出す流れの流速をL2Fによって測定した。ノズル径は10mmで、吹出し口から20mm下流の流速（36m/s）を測定した。その際に、光学系をノズル流れの主流方向に対して直角ではなく、横滑り角 $\beta_1$ をもたせて光学系を設

置した。角度 $\beta_1$ を変化させながら、同一地点の流速を測った。同様のことは、文献14において行っているが、前報では $\beta_1$ を $0^\circ$ から $45^\circ$ までしか変化させなかったのに対して、今回は $75^\circ$ まで $\beta_1$ を変化させた。結果を図A3に示す。 $\beta_1 = -50^\circ$ 以下の角度ではレーザー光がノズルに遮られるために今回は測定できなかった。図によると測定した $\beta_1 = -50^\circ$ から $60^\circ$ までは $\cos \beta_1$ 曲線の上に乗っており、このことよりこの範囲内ではレーザー光に垂直方向の速度成分を正確に測定していることがわかる。しかし $\beta_1$ の値が $60^\circ$ 以上になると若干ずれている。この原因は、以下のように説明される。前記のように2焦点には奥行き方向に長さがあるために、 $\beta_1$ の値が大きくなっても流速を測定できた。流速を測定するためには、同一の粒子が2つの焦点を通過する必要がある。すなわち流速を測定可能な最大の $\beta_1$ の値は、図A2b）の2焦点を拡大した図に示したように2つの焦点に接する方向（図中の矢印A）である。ところで2焦点の奥行き方向の長さは、焦点間隔の約2倍であるといわれている。このとき $\beta_1$ の値は約 $63^\circ$ になり、図A3中で誤差を生じ始めた角度にほぼ一致している。 $\beta_1$ の値が更に大きくなっても誤差はあるものの測定可能であるのは、2焦点の奥行き長さが厳密に焦点間隔の2倍ではなく、ある程度の余裕があるためである<sup>19)</sup>。

以上のことより、 $\phi$ の値が極端に大きくならない限りは、正確にレーザー光軸に垂直方向の速度成分を測定できることがわかった。なおここで述べた数値は乱れが小さい流れに適用されるものであり、乱れ度の大きい流れでは、精度良く測定できる $\phi$ の範囲はさらに狭くなると考えられる。

---

## 航空宇宙技術研究所報告1087号

平成2年11月発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺東町7-44-1  
電話 三鷹(0422)47-5911(大代表) 千182  
印刷所 株式会社実業公報社  
東京都千代田区九段南4-2-12

---