デルタ翼前縁剥離渦と Breakdown* Leading-edge Vortex on Delta Wings and its Breakdown Phenomenon

林 良 生**

Yoshio HAYASHI

中 谷 輝 臣**

Teruomi NAKAYA

1. は し が き

デルタ翼の空力性能に関する研究は, SST の開発にともなって進められてきた。そして超音速機の翼としては亜音速から超音速にかけて流れが安定している, 前縁の鋭いデルタ翼が有利であるとして注目されるようになった²⁶⁾。流れが安定しているというのは, 翼の迎角が小さくても, 前縁剥離を起こし, 強い vortex flow を翼上面に形成するからである。前縁が鋭くなっていると, 渦層の剥離位置がその点に固定されているので, 迎角の変化による剥離点の移動はなく, 剥離による空力中心の移動はきわめて小さいのである。前縁から剥離した渦層は翼の上下面の圧力差によって, 翼上面に巻き上がり, 翼上面に1対の渦核を形成し, 下流へと流れていく。

翼上面に剥離渦をとまうデルタ翼の空力特性の計算は R. T. JONES¹⁾ に始まる。JONES は剥離渦は考慮していないが, cross flow について細長物体理論を適用して, デルタ翼の揚力係数として $C_L = \pi/2 \cdot A\alpha$ なる値を導き出した。BROWN & MICHAEL²⁾ は剥離渦を1対の直線渦と feeding vortex sheet に置き換え, 等角写像によって渦の位置, 強さを求め, 計算を行なった。この方法は計算が容易であることから, 他の所で応用されているけれども, C_L は過大評価され, 渦の位置も実験とはかなりの相異を示す。MANGLER &

SMITH³⁾ は feeding vortex sheet を平面でなく曲面として与え計算を行なった。この方法は, 複雑な計算を遂行しなければならないにもかかわらず, 結果は BROWN & MICHEL の方法にくらべて改良されているものの, まだ C_L は過大評価となっている。電子計算機の発達により, SMITH⁴⁾ は渦層を6個の折線で近似し, 直線渦と合わせて, その強さと位置を求め計算を実行し実験結果と非常に良い一致を示した。さらに LEVINSKY & WEI⁵⁾ は SMITH の方法を発展させ胴体と翼が一体となったものを考え, 良い結果を与えている。この方法は conical な形状の物体だけでなく double delta wing などの計算にも適用されている。このように前縁剥離渦をとまう平板デルタ翼の空力性能については, 良い精度で計算できるようになっている。剥離渦をとまうデルタ翼の揚力係数は, 剥離渦がない場合の揚力係数に非線型の揚力が付加され, 前縁剥離渦はデルタ翼の空力性能に大きな影響を与える。

デルタ翼の迎角を増していくと, 前縁から剥離した渦層は翼面上に集中し渦核を形成する³⁾。しかし一定の迎角に達すると, この渦は翼後縁より下流の位置で, breakdown または burst と呼ばれる現象を起こす⁶⁾⁷⁾。さらに迎角を増していくと breakdown の位置は前進し, ついには翼面上で起こるようになる。

第1図 Breakdown の2つの型 (Ref. 7 より)

第2図 デルタ翼理論の歴史 (Ref. 5 より)

Current analysis は LEVINSKY
& WEI の方法をいう

* 昭和 47 年 9 月 7 日原稿受理

** 航空宇宙技術研究所

Breakdown が発生すると、速度変動が激しくなり、翼面上の圧力が変動する。非線型の揚力増加に寄与していた渦核による大きな負圧は、breakdown の位置より下流では、もはや期待できなくなり上昇する。その結果翼全体の頭上げモーメントが大きくなり、静安定が悪化する⁹⁾。またデルタ翼は横風による影響が大きく、横すべり角が増すと、風上側の渦が breakdown を起こし、ローリング・モーメントが大きく変化する⁹⁾。このようにデルタ翼の空力特性に与える前縁剝離渦の影響は大きく、航空機の安全性からいっても十分に研究される必要があると考えられる。

デルタ翼前縁剝離渦についての従来の実験的研究は、煙や染料による流れの観測という定性的な研究が大部分を占めている^{9)~12)}。これらの観測から breakdown の現象には次の2つの型が存在することが知られている。

(1) 軸対称型の breakdown

(2) らせん型の breakdown

LAMBOURNE¹³⁾によれば、軸対称型の breakdown は不安定なものであるということであるが、円管内の旋回流などの実験²³⁾から一概に結論することはできない。定量的な研究としては breakdown の前で速度、圧力分布を測定した結果が報告されている¹⁴⁾。これによると渦中心での静圧は低く、速度は一樣流の3倍近くにまで達する。breakdown 後の流れ場の測定結果は非常に少なく、それによって breakdown 後の渦の構造を明らかにするには至っていない。

理論的な研究としては、M. G. HALL が渦の構造を非粘性領域と粘性領域の2つに分け、conical flow を仮定して解析的に解いた¹⁵⁾、そしてそれをさらに発展させ、2つの領域を分離しないで、級数の形で求めた STEWERTSON & HALL の解¹⁶⁾があるが、これらの解析はすべて breakdown を起こす前の構造についてである。Breakdown がどの位置で、いかなる条件のもとで生ずるかについての理論研究としては、LUDWIG の微少振動論を用いて Rayleigh 問題として扱った安定論^{17)~19)}、hydraulic jump のアナロジーから2つの Conjugate した状態の間の遷移として扱った BROOKE BENJAMIN の理論²⁰⁾、SQUIRE の理論²¹⁾そして breakdown の位置は軸上の速度がゼロになるとして求めた LAMBOURNE の理論¹³⁾などがあるが、これらの理論は、迎角による breakdown の位置の移動や、breakdown 後の流れの変化に対して十分な説明を与えてはいない。渦の発達については数値的に解く M. G. HALL の数値解法²²⁾があるが、breakdown については言及されていない。

このようにデルタ翼前縁渦の振舞いを理論的に解析し

ていく上では、渦の作る流れ場の測定が不足しているといわなければならない。Breakdown の現象は時間的に変化する現象²³⁾であるが、まず流れ場の時間平均的な姿を定量的に把握することが必要であると考え、後退角 60°, 65°, 70° の3種類の前縁の鋭い平板デルタ翼模型を作り、翼面上で breakdown を起こすような迎角範囲で実験した結果について述べる。

2. 測定装置と測定法

実験に使用した模型は後退角 60°, 65°, 70° の3種類の平板デルタ翼で剝離点を固定するために、前縁の部分は斜めに切断されている。いずれの模型も板厚は 3 mm の平板である。模型は測定部断面が 650×550 mm のたてながの回流型低速風洞に鉛直に支えて実験を行なった。測定用の風速としては通常 15 m/s が用いられ、レイノルズ効果をしらべるときに限って 6 m/s が用いられた。後退角 65°, 70° の模型の場合のレイノルズ数は 4×10^5 で、60° の場合は 3.5×10^5 であった。また風洞気流の乱れは、風速 15 m/s のときで約 0.3% 程度であった。

実験では総圧と平均速度ベクトルが、それぞれ総圧管と熱線風速計によって測定された。総圧管としては外径 0.5 mm のステンレスパイプを用いた。渦中心の総圧の測定にあたっては trial and error によって、流れ方向の数断面で、総圧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。このようにして求められた渦中心軸と総圧管の軸をほぼ一致させて、渦中心の総圧の測定は行なわれた。(総圧管の軸の方向と気流の方向が大きく異なると、測定される総圧の値は実際の値よりも小さくなる。)

速度ベクトルの測定には、普通は圧力管を用いたヨー・メーター²⁴⁾が用いられるが、渦の作る速度場のようには速度勾配が大きく、しかも速度ベクトルの方向が変化している場合には、ヨー・メーターによる測定は困難であるので、1本の熱線をプローブ軸のまわりに

第3図 測定装置 (熱線プローブ回転装置)

回転させる方法²⁵⁾によって平均速度ベクトルは求められた。この方法は熱線をそのプローブ軸のまわりに1回転させる間に数点で、熱線プローブの回転角と、そのときの熱線の出力電圧を記録し、電子計算機により3元2次の連立方程式を解いて求める方法である。速度ベクトルの測定は、渦中心軸上と、それに垂直な断面内の速度分布を求めるために行なわれた。静圧の値は直接には求めないで、総圧管による総圧の値と、熱線による動圧の値の差として計算によって求められた。第3図は熱線プローブを回転させるための電気式サーボ機構を示したものである。

3. 渦中心の特性

3.1 速度の変化 第4図は後退角 60° の模型について、迎角を $13^\circ \sim 16^\circ$ まで変化させて測定した渦中心の平均速度の変化を示す。横軸は翼先端から渦の中心軸にそって測った距離を示し、縦軸は渦中心の速度 U_c を一様流速度 U_∞ で無次元化したものである。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。それにつれて渦中心の速度は一様流より大きくなり、ある位置で最大となる。それより下流では、急激に減速され一様流以下の値となる。渦中心の最大速度 U_0 は迎角が大きいほど大きくなり、迎角 16° のときには一様流の2.17倍にも達する。

これらのデータを適当なパラメーターで無次元化し1本の曲線で示すことができれば便利である。基準の速度としては渦中心の最大速度 U_0 、基準の距離と

第4図 渦中心の速度

第5図 渦中心の速度の変化

しては渦中心の速度が $U_0/2$ となる翼先端からの距離 L を用いる。 L の値は breakdown の位置を知る上での一定の目安となる。すなわち L が小さいものは大きいものにくらべて上流で breakdown を起こすのである。第5図は渦中心の平均速度の変化を、無次元パラメータ U_c/U_0 , S/L で示したものである。この図は渦中心の平均速度が、迎角に関係なく1本の曲線で表わすことができることを示している。同様なグラフが後退角 65° , 70° についても描くことができるが、後退角が大きいほど速度の減少の状況が急激であることが示される。

3.2 圧力の変化 渦中心の総圧の変化を第6図に示す。横軸は無次元距離 S/L であり、縦軸のうち P_0 は中心速度が最大になる位置における静圧を示し、 Q_0 はそのときの動圧 $1/2\rho U_0^2$ を示す。渦中心の総圧は、その周辺部よりも低く、下流に進むにつれて回復し上昇する。Breakdown 位置より上流では、中心軸と瞬間の渦の中心軸は一致しているの、総圧管は正しい総圧の時間平均値を示す。しかし breakdown を起こすと street line がらせん変形をするため、平均速度分布の中心と瞬間的な渦中心は異なり、総圧管を平均速度分布の中心軸の方向に向けて測定しても、正しい総圧を示さない。第6図で不連続な部分が現われるのは、そのためであり、実際の総圧は破線で示されたような変化をするものと思われる。Breakdown の位置より、はるか下流では渦のらせん変形が崩れて乱流へと移行するために、再び総圧管は正しい総圧の時間平

第6図 渦中心の総圧の変化

第7図 渦中心の静圧の変化

均値を示すようになる。速度の変化と同様に無次元パラメーター $(H_e - P_0)/Q_0$, S/L で示せば、総圧の変化は迎角に関係なく1本の曲線で表わすことができる。同様な図が後退角 65° , 70° についても得られる。それらの結果によれば、後退角が大きいほど総圧の上昇は小さいことが示される。

総圧と動圧の差として計算された静圧の変化が第7図に示されている。当然のことながら静圧の変化も迎角に関係なく1本の曲線で示される。この図は静圧が下流に進むにしたがって急激に上昇することを示している。

4. 渦断面の特性

4.1 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。第8図、第9図は後退角 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結果である。第8図は breakdown 位置より上流での結果であり、第9図は breakdown 位置より下流の結果である。これらの図から breakdown にかかわらず時間平均的な速度分布は、ほぼ軸対称性を示すことがわかる。第8図の左側で、水平方向と上下方向のトラバース結果に大きな差異があるのは、前縁の存在による渦層の巻き上げりのためである。これらの図では半径

第8図 渦の軸対称性 (Breakdown の前)

U_x は軸速度, U_z は周速度を示す。

第9図 渦の軸対称性 (Breakdown の後)

U_x は軸速度, U_z は周速度を示す。

速度の分布が示されていないが、この速度成分は、breakdown の有無にかかわらず他の2つの成分にくらべて小さいので省略した。

軸速度分布の特徴は breakdown の前では、渦中心において上に凸の速度分布を示すのに対して、breakdown の後では下に凸になっていることである。また周速度の分布の特徴は breakdown の前では、渦中心で直線的に変化しているのに対して、breakdown の後では渦中心付近で平均速度がゼロになる領域が生じることである。渦の作る平均速度場がほぼ軸対称になっているので、以後の速度分布の測定は、測定が容易な左右方向のトラバースによった。

4.2 平均速度の分布 後退角 65° の模型につき、迎角 17° , 18° の場合に行なわれた平均速度分布の測定結果を第10図、第11図に示す。第10図は時間平均的な軸速度の分布を示したものである。縦軸は軸速度 U_x を最大速度 U_0 で無次元化した U_x/U_0 を示し、横軸は半径距離 R を半値距離 L で無次元化したもの R/L を示したものである。 S/L が小さい上流側では渦中心で最大の値を示し、半径距離の増加とともに急激に減少する。 S/L が 0.881 より前では中心の最大値が小さくなることを除いて、分布形はほぼ相似形を示す。しかし S/L が 0.963 になると、上流側での分布形とは全く異なり、渦中心で下に凸の分布形となり、渦中心で極小値を示す。 S/L が大きくなって、下流に進むと、この傾向は著しくなり、渦中心の速度は減少し、一様流速以下の値になる。breakdown の現象は、流れの構造が根本的に変化する現象であるが、第10図から示されるように、その位置は平均軸

第 10 図 軸速度分布

第 11 図 周速度分布

速度の分布形が上に凸から下に凸の状態に根本的に変化する位置と定義することができる。後退角 65° 迎角 $17^\circ, 18^\circ$ の我々の実験条件のもとでは、その位置が S/L の値で 0.881 付近に存在している。

第 11 図は時間平均的な周速度の分布を示したものである。縦軸には周速度 U_ϕ を最大速度 U_0 で無次元化したパラメーター U_ϕ/U_0 が示されている。 S/L が小さい上流側では中心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、流体が剛体のように回転している渦核が存在し、その半径は非常に小さいことがわかる。 S/L が大きくなると中心での周速度の勾配は小さくなり最大値も減少し、

渦核の径は大きくなる。下流に進んで S/L が 0.963 になると、渦核の外側で双曲線に近い分布形を示す部分はない。さらに下流の S/L が 1.213 になると、渦中心での周速度の勾配がゼロになる。そして、この傾向は下流に進むほど著しくなる。前に述べたように、平均軸速度の分布の変化で breakdown の位置を定義するとすれば、breakdown の位置で周速度が根本的に変化するとは認められない。渦中心での周速度の勾配がゼロになるのは、breakdown の位置より、かなり下流の位置においてである。

第 10 図、第 11 図で重要なもう一つの点は、 U_x/U_0 , U_ϕ/U_0 , R/L の無次元パラメーターで整理すれば、 S/L が同一のとき、迎角にかかわらず、平均速度は同一の分布形を示すであろうということである。

5. Breakdown

5.1 渦の拡散 デルタ翼の前縁剝離渦は、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 $\Gamma = 2\pi U_\phi R$ で表わすことができる。デルタ翼の渦の場合、渦度が半径方向に分布しているので、forced vortex のように周速度分布の不連続点として渦核の半径を定義するわけにはいかない。迎角に対する渦の拡がりの相異を比較するのに、 Γ が同一のときの半径 R の拡がりを比較しても、迎角によって渦度の総和が異なるので、何ら意味をなさない。第 11 図は S/L が同一ならば、迎角に関係なく、 U_ϕ/U_0 の曲線が一致することを示している。したがって渦の拡がり方の相異をしるるためには、無次元化された循環 $\Gamma^* = (U_\phi R)/(U_0 L)$ をもって比較するのが適当である。第 12 図は 3 つの Γ^* の値について、周速度分布の測定結果から求められた渦の拡がり R/L の値を示したものである。この図から無次元循環 Γ^* の値が一定となる渦の無次元半径 R/L は迎角にかかわらず同一になることがわかる。また渦は S/L が 0.9 の位置から急激に拡散し、半径方向に拡がっている。

第 12 図 渦 の 拡 散

5.2 渦のらせん変形 LAMBOURNE らによるデルタ翼の渦についての観測⁷⁾や、CASSIDY らの円管の旋回流の観測²³⁾から、らせん型の breakdown の現象は第13図のように説明されている。角速度 Ω_0 で回転している渦核は、圧力勾配のために減速され、角速度と軸速度は小さくなり、突然0点でらせん変形を起す。数回のらせん回転の後、渦核は消滅し乱流となる。らせんの回転方向は、最初の渦の回転方向 Ω_0 とは逆の方向である。第13図に示したものは、street line の変形であり、流体部分の運動、すなわち流線とは異なる。渦核中心の流線はらせん変形となるが、その向きは Ω_0 と同一の方向である。したがって、らせん変形の領域は全体として Ω_0 という角速度で Ω_0 と同じ方向に中心軸のまわりに歳差運動をする。渦がらせん変形を起こすと、一樣流とは逆向きの速度が渦自身によって誘導され、中心軸上での平均軸速度は減少する。このことは4.2で述べたように、平均軸速度の分布が上に凸から下に凸に変化することと一致している。

後退角 65° 迎角 18° の模型について、渦中心の速度を測定する際に、熱線出力をオシロスコープで観測した。 S/L が 0.766 では数千サイクルと高い振動数が著しく、速度変動も 11% と低い値を示したが、 S/L が 1.01 となると速度変動は 61% となり、数十サイクルの低い振動数が顕著に現われた。さらに下流の S/L が 1.22 となると速度変動は 46% と低下し、顕著な振動数も数百サイクルと増加する。このような振動数の変化は第13図で示されるような breakdown から、らせん変形、さらに乱流への流れ場の変化の様子と一致している。

第14図は street line のらせん半径を示したもの

第13図 渦のらせん変形 (street line)

第14図 street line のらせん半径

第15図 Vortex precession の振動数

であり、第10図から平均軸速度分布の極大値の間の距離の $1/2$ の値を求め、 R として縦軸に示す。 S/L の値が小さいところでは $R=0$ となる。すなわち平均軸速度の分布が渦中心軸で上に凸になっている。しかし S/L が 0.881 を越えると軸速度の分布が下に凸になるために $R>0$ となり、渦がらせん変形を起こしていることが示される。後退角 65° の模型で、迎角が $17^\circ \sim 19^\circ$ の現在の実験条件のもとでは、breakdown の位置が $S/L=0.9$ のわずかに上流となっている。

前に述べたように渦がらせん変形をしている領域では、低い振動数の速度変動が顕著に現われるが、この振動数は渦の歳差運動によるものである。後退角 65° の模型について、迎角や一樣流速を変え、熱線の出力をオシロスコープで観測して歳差運動と思われる振動数を測定した結果を第15図に示す。熱線からの出力波形はランダムなものであり、測定された振動数のばらつきが大きいので幅をもって示した。この図から振動数 f は U_0/L に比例することがわかる。 f を U_0/L で割った無次元振動数 $k=fL/U_0$ は、この実験では約 9.0×10^{-2} であった。

6. む す び

デルタ翼前縁渦の breakdown の現象を定量的に把握する目的で行なわれた本実験は、煙などによる観測という従来の定性的な研究を一步進めた点で意味をもっていると考えられる。この実験から得られた主な結論は次のようである。

(1) 渦中心の平均速度、圧力の変化は、 U_0 , L , P_0 , Q_0 の値で無次元化したパラメーターで示せば、行なわれた実験条件のもとでは迎角に関係なく1本の曲線で表わすことができた。

(2) 平均軸速度分布、周速度分布は S/L の値が同じならば、 U_0 , L で無次元化されたパラメーターによって、迎角に関係なく同一の分布を示すであろうと思われる。

(3) Breakdown の位置は、平均軸速度分布の変

化によって定義することができる。その位置は渦のらせん変形の開始の位置に対応している。

(4) らせん変形をした場合の歳差運動による速度変動の振動数は、 U_0/L で無次元化すれば、迎角に関係なく、ほぼ一定値となる。

参考文献

- 1) R. T. JONES: Properties of low-aspect-ratio pointed wings at speeds below and above the speed of sound, NACA Report, No. 835.
- 2) C. E. BROWN and W. H. MICHAEL: Effect of leading-edge separation on the lift of a delta wing, J. Aero. Sci., 10, (1954).
- 3) K. W. MANGLER and J. H. B. SMITH: A theory of the flow past a slender delta wing with leading edge separation, Proc. Roy. Soc. A., 251, (1959).
- 4) J. H. B. SMITH: Improved calculations of leading-edge separation from slender delta wings, RAE Tech. Rep., 66070, (1966/3).
- 5) LEVINSKY E. S. and WEI M. H. Y.: Nonlinear lift and pressure distribution of slender conical bodies with strakes at low speeds, NASA, CR 1202, (1968).
- 6) B. J. ELLE: On the breakdown at high incidences of the leading edge vortices on delta wings, J. Roy. A. Soc., Vol. 64, (1960).
- 7) 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).
- 8) A. SPENCE and D. LEAN: Some low speed problems of high speed aircraft, J. Roy. A. Soc., Vol. 66, (1962), pp. 211-225.
- 9) Dietrich HUMMEL: Untersuchungen über das aufplatzen der Wirbel an schlanken Deltaflügeln, Z. Flugwiss., 13, (1965), Heft 5, pp. 158-168.
- 10) Henri WERLÉ: Tourbillons d'ailes minces très élancées, La Recherche Aéronautique, No. 109, (1965), pp. 3-12.
- 11) 臼井, 中口: 前縁剝離の Breakdown とその影響, 第2回乱流シンポジウム, 昭和45年度, pp. 20-24.
- 12) J. K. HARVEY: Some observations of the vortex breakdown phenomenon, J. Fluid Mech., 14, (1962), pp. 585-592.
- 13) N. C. LAMBOURNE: The breakdown of certain types of vortex, A. R. C. C. P., No. 915, (1965).
- 14) P. B. EARNSHAW: An experimental investigation of the structure of a leading-edge vortex, A. R. C. R. & M., No. 3281, (1962).
- 15) M. G. HALL: A theory for the core of a leading-edge vortex, J. Fluid Mech., Vol. 11, (1961), pp. 209-228.
- 16) K. STEWARTSON & M. G. HALL: The inner viscous solution for the core of a leading-edge vortex, J. Fluid Mech., 15, (1963), pp. 306-318.
- 17) Hubert LUDWIG: Stabilität der Strömung in einem Zylindrischen Ringraum, Z. Flugwiss., 8, (1960), Heft 5, pp. 135-140.
- 18) Hubert LUDWIG: Ergänzung zu der Arbeit: „Stabilität der Strömung in einem zylindrischen Ringraum“, Z. Flugwiss., 9, (1961), Heft 11, pp. 359-361.
- 19) Hubert LUDWIG: Zur Erklärung der Instabilität der über angestellten Deltaflügeln auftretenden freien Wirbelkerne, Z. Flugwiss., 19, (1962), Heft 6, pp. 242-249.
- 20) T. Brooke BENJAMIN: Theory of the vortex breakdown phenomenon, J. Fluid Mech., 14, (1962), pp. 593-629.
- 21) H. B. SQUIRE: Analysis of the vortex breakdown phenomenon, part I, Imperial College of Science and Technology Aeronautics Dept. Report, No. 102, (1960).
- 22) M. G. HALL: A numerical method for solving the equations for a vortex core, A. R. C. R. & M., No. 3467, (1965).
- 23) J. J. CASSIDY and H. T. FALVEY: Observations of unsteady flow arising after vortex breakdown, J. Fluid Mech., Vol. 41, part 4, (1970), pp. 727-736.
- 24) 川樫, 中谷: 自動追尾型風向風速測定器, 航技研報告, TM-172, (1970).
- 25) 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).
- 26) A. R. COLLAR: Some aspects of aeronautical research in the United Kingdom, RAeS Paper, No. 4.

部門委員会の活動方針と計画

構造部門委員会

構造部門委員会の本年度の表立った活動は、この時点ではほぼ終了していると思われますので、この稿は本年度の御報告の色彩が濃くなりました。

47年4月年会では、中型輸送機と超音速高等練習機の構造に関するシンポジウムが開かれました。これは誠に時宜を得たものであり前年度委員会の好企画でありました。この記録は近く会誌特集として印刷される予定です。なお48年年会では構造を中心とするシンポジウムは予定していません。

47年7月第14回構造強度に関する講演会が福岡市で開催され、折からの集中豪雨にもかかわらず盛会でした。

た。この講演会は九州地区で行なったことと、共催学協会として日本機械学会のほかに新しく日本剛構造協会が参加したことが特色でした。

47年9月談話会・懇親会・見学会が富士重工宇都宮製作所で行なわれました。航空機構造設計の専門家が一堂に会し忌憚なき意見の交換は、毎々ながら楽しいものです。

構造部門委員会としてはこれら年会シンポジウム、構造の講演会、談話会の三つを主要な行事として、その内容を豊かなものに行きたいと考えております。

(委員長 三浦公亮, 原稿受付 47.10.20)