翼と側壁の接合部における馬てい形渦の挙動*
(三線熱線流速計による測定)高濱正幸*¹, 志沢高朗*², 本阿弥眞治*²Behavior of the Horseshoe Vortex at the Blade and Endwall Junction
(Triple Hot-Wire Measurements)

Masayuki TAKAHAMA, Takaaki SHIZAWA, and Shinji HONAMI

The paper presents the flow measurements within the leg portion of the horseshoe vortex at the blade and endwall junction. An uncambered blade of constant thickness downstream with a half-circular nose of an idealized blade was installed as an obstacle on a flat plate. The six components of the Reynolds stresses were measured in addition to the three mean velocity components at two cross-sectional planes by a triple-wire probe. The predominant vortical motion of the secondary flow occurs at the corner of the blade and endwall. The effect of the entrainment of the free-stream induced by the vortical motion on the Reynolds stress is found in $\overline{u^2}$ profiles near the blade, but not in $\overline{v^2}$ profiles. The diffusion of the Reynolds stresses is observed in a crossflow direction.

Key Words: Turbulence, Horseshoe Vortex, Secondary Flow, Triple Hot-wire, Blade Endwall Junction

1. 結 言

ターボ機械内の翼列あるいはストラット基部近傍では翼と側壁の二つの境界層が干渉する複雑な流れ場となっているが、このような流れに対する現在の設計では、詳細な流動機構に立ち入ることなく、二次流れ損失として取扱う場合が多い。しかし、よりいっそうの効率向上を実現するためには、時間平均流ばかりでなく、レイノルズ応力を含む二次流れの流動機構を解明することが急務とされている。これが実現されれば、損失低減のための合理的な設計方法が確立すると考えられる。併せて、数値計算法の検証にも役立つ。

タービン翼列内の二次流れに関する数多くの研究の中で、Langston ら⁽¹⁾は、実際のタービン翼列に類似した実験装置を用い、翼の圧力面側に回り込んだ側壁上の馬てい形渦の足に相当する部分が通路渦になることを示し、Sieverding ら⁽²⁾や山本ら⁽³⁾は、隣接する翼からの馬てい形渦はそれぞれ独立して存在するのではなく、1個の縦渦対として存在し、お互いの循環値の違いから通路渦を引き起こすと報告している。

Shabaka⁽⁴⁾および Kubendran ら⁽⁵⁾は、前縁が半円形状で厚さが一定の反りのない翼を用い、翼と胴体の接合部をモデル化した実験により翼前縁で発生した馬てい形渦の減衰過程と二つの境界層の干渉を明らかにした。そこで、翼列1段当たりの損失の大半は側壁境界層の影響によるものであり、最近の翼の低アスペクト比化の傾向からも特に側壁の流れを正確に把握することは特に重要である。

三次元流れ場の計測に関する研究で、Gorton ら⁽⁶⁾は、三線熱線プローブを用いて、アナログ処理により空間分解能に優れた時間平均値などの測定結果を得た。また、Frota⁽⁷⁾らは、三線熱線プローブを用いて、せん断流中での乱流測定において正確な平均速度3成分、乱流運動エネルギー $\overline{q^2}$ そしてせん断応力 $-\overline{uv}$ を得た。しかし、素線の配置により、 $\overline{v^2}$ 、 $\overline{w^2}$ に対する正確な測定は困難であった。高曾・大橋⁽⁸⁾は、4本の熱線による受感部がコンパクトで空間分解能に優れた温度と速度3成分の測定方法を開発した。

本研究では、平板上の二次元乱流境界層に前縁が半円柱形状のモデル翼を障害物として配置し、翼基部に発生する馬てい形渦の足の部分に相当する渦（以後脚渦と呼ぶ）の挙動を馬てい形渦が発生した直後の領域から独自に設計製作した微小三線熱線プローブにより

* 昭和63年10月19日 第66期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和62年10月5日。

*¹ 准員、三菱重工業(株)高砂製作所 (〒676 高砂市荒井町)。

*² 正員、東京理科大学工学部 (〒162 東京都新宿区神楽坂1-3)。

測定し、脚渦内の乱流構造および二次流れの流動機構を明らかにすることを目的とする。

2. 記号

- C_p : 壁面静圧係数
 C_f : 壁面摩擦係数
 R : 翼前縁部の曲率半径
 U, V, W : 時間平均速度
 u, v, w : 乱流速度
 U_r : 基準点の速度
 U_p : 主流の速度
 x, y, z : 座標系
 x_l : 翼前縁から翼面に沿った距離
 α : 翼の迎え角
 δ : 境界層厚さ
 δ_2 : 運動量厚さ
 θ : 翼前縁からの角度

3. 実験装置および実験方法

図1に本実験に用いたモデル翼を示す。翼はアクリル製で、前縁は半径 $R=24.8$ mm の半円で翼厚さは 49.6 mm と一定である。翼弦長は 300 mm で、翼スパンは 100 mm である。翼は2本のロッドにより流れ方向と平行に固定する。ロッドの固定位置を変えることにより、迎え角 α を 0, 5, 10° に設定可能である。実験は $\alpha=0^\circ$ で実施された。座標系を図1に併せて示す。側壁に垂直に y 方向、そして $\alpha=0^\circ$ であるから、翼に垂直に z 方向をとる。翼前縁で乱流に遷移させるため藤田らの結果⁽⁹⁾を参考にして、直径 0.8 mm のトリッピングワイヤを前縁から $\theta=\pm 43^\circ$ に取付けた。このモデル翼を測定部の幅が 720 mm、高さが 130 mm の長方形断面を持つ長さ約 1500 mm の回流形風洞のノズル下流 780 mm の断面中央に翼前縁を合わせて設置した。ノズル下流 825 mm における境界層厚さとモ

デル翼前縁半径の比は 0.91 である。基準点はノズル下流 50 mm, $z=0$ mm で、基準点の速度は $U_r=16.2$ m/s, そして翼厚さを代表長さとしたレイノルズ数は 5.03×10^4 である。翼スパン高さは、流路高さより低く、上壁と翼上部との間に間げきを設けることにより上壁で馬てい形渦は発生しない。また、翼スパン中央部において下壁境界層厚さの4倍以上の領域にわたって翼のスパン方向の静圧分布は一定である。

図2に翼まわりの三次元流れ場の測定に用いた微小三線熱線プローブの概略を示す。熱線は、感知部長さ 1.4 mm, 直径 5 μ m のタングステン線で互いに直交し、流れ方向に対し、おのおの 54.7° の角度をなす。3本の熱線感知部の中心は、 z 軸と平行に1直線に配置し、熱線間距離はおおの 1.15 mm である。これにより、壁面から垂直方向の速度こう配 $\partial U/\partial y$ が大きな流れ場においても十分な精度をもって測定可能である。プローブの先端部(5 mm)は直径 5 μ m のタングステン細線に直接銅めっきを施し、直径を 50 μ m とし、長さ 11 mm, 直径 0.6 mm の金めっきプローブにはんだ付けした。また、プローブサポートはコブラ形でプローブ軸と x 軸のなす角度は 35, 26° であり、プローブおよびプローブ基部が上流側熱線部の流れ場に及ぼす空力的じょう乱を除去した⁽¹⁰⁾。熱線流速計による測定断面は翼先端から $x/R=1.81$ と 7.85 に位置する。これらの位置の境界層厚さは 22.5 mm と 24.8 mm である。Shabaka⁽⁴⁾は、翼先端から十分下流の3断面に測定位置を設けたが、本実験は馬てい形渦が発生した直後の翼先端に近い領域を測定断面に選んだことが特長である。

有効冷却速度は Hinze の式⁽¹¹⁾を用い、3本の熱線

図2 微小三線熱線プローブ

図1 モデル翼

図3 熱線流速計データ取込みと処理システム

に対する応答式を連立させ、逐次近似法により瞬時の速度3成分を求めた。

図3にシステム構成図を示す。5 kHzのローパスフィルタを介した各熱線出力は、サンプリング周波数10 kHzで同時にホールドした後、順次A-D変換を行う。連続した10 000点のデータ取込みを5回繰返し、データ点数は50 000点とした。データは1メガバイトフロッピーディスクに逐次書き込み、実験終了後、瞬時速度3成分とこれをもとにして時間平均量であるレイノルズ応力および高次のモーメントを計算する。翼まわりの流線は翼面上境界層の発達のため、 x 軸と一致しない。これは翼スパン中央部に対応する $y=50$ mmにおける時間平均速度を用いて主流の x, z 平面内での傾き角を求め、その z 方向位置のすべての測定量を補正した。

図4に微小三線熱線プローブを用い、翼を設置しない場合の $x/R=7.85$ における側壁上の乱流境界層に関する測定結果を示す。これは、圧力こう配のない平板乱流境界層に対応する。境界層厚さ δ は24.8 mmそして運動量厚さに基づくレイノルズ数は2 730である。速度 U は、ノーマル形熱線プローブによる測定結果と非常に良く一致するが、Klebanoff⁽¹²⁾の値に比べ、

側壁に近づくにつれやや大きくなる。また、 $\overline{u^2}$ はKlebanoffの値に比べ境界層の主流側および主流で大きい。これは、レイノルズ数が小さいことによるものと考えられる。このため、 $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, $-\overline{uv}$ の分布も一致しない。 $\overline{uw}$, $\overline{vw}$ は、一般に平板乱流境界層では零となるが、 $y/\delta > 0.1$ で測定結果も零である。 $-\overline{uv}/U_p^2$ は壁近傍で摩擦係数 $C_f/2$ に近づくが、測定値は $y/\delta \leq 0.1$ で低い値を示す。これにより、本熱線プローブは、側壁上の乱流境界層すなわち圧力こう配のない平板乱流境界層の $y/\delta \leq 0.1$ ではレイノルズ応力の測定に誤差を生じやすい傾向にあるが、 $y/\delta > 0.1$ では、正確な測定値が得られていると考えられる。

4. 実験結果および考察

4.1 静圧分布 図5に翼スパン中央部の $y=50$ mmにおける翼面上の壁面静圧分布を示す。ここで図5中のLeftとRightは z の正と負に対応する。同時にトリッピングワイヤを $\theta = \pm 43^\circ$ あるいは $\theta = \pm 53^\circ$ に装着した場合の分布を示す。トリッピングワイヤがない場合、よどみ点から $x_i/R = 1.41(\theta = 81^\circ)$ 付

図4 側壁上の壁層速度とレイノルズ応力分布
($x/R=7.85$ におけるモデル翼を設置しない場合)

図5 翼面上の静圧分布

(a) $x/R=1.81$

図6 時間平均速度分布

近で流れはく離しているが、 $\theta = \pm 43^\circ$ にトリッピングワイヤを装着した場合、圧力分布の2番目の谷の下流で乱流境界層となることがわかる⁽⁹⁾。なお、図5中、矢印で示す二つの測定位置でタフトによりはく離していないことが確認された。

4・2 流れ方向速度分布 図6(a), (b)にそれぞれ測定点 $x/R=1.81$ と 7.85 における流れ方向時間平均速度分布を示す。 $x/R=1.81$ では、 $z/R=-1.77$ 付

図7 二次流れのベクトル線図

近における $y/R=0.20$ で極小値を示す。これは、脚渦が巻き込んだ主流の速い流体が脚渦中心の側壁の表面側を通るためである。下流の測定断面 $x/R=7.85$ では、 $z/R=-1.93, -2.26$ の $y/R=0.40$ で極小値を持つ。また、いずれの x/R でも同じ y/R の位置で測定した中では翼面の境界層領域を除けばそれぞれ $z/R=-1.29, -1.57$ の流速分布が大きくなる。これは、翼面近傍では脚渦による主流の吹下ろしが存在するためである。

4・3 二次流れ 図7に二次流れベクトル線図を示す。時計回りに回転する渦運動が明らかに存在する。脚渦の中心は、 $x/R=1.81$ において、 $(y/R, z/R)=(0.29, -1.81)$ 、 $x/R=7.85$ において $(0.43, -2.35)$ となり、下流に進むにしたがい、翼面および側壁面から離れる。翼面から z 方向への渦中心の移動は y 方向への移動より著しい。 $x/R=1.81$ の断面における渦運動は顕著であるが、 $x/R=7.85$ では減衰している。いずれの断面においても、翼面近傍と渦中心直下の側壁近傍の二次流れが卓越した大きさを示す。

4・4 レイノルズ垂直応力 図8~10にレイノルズ垂直応力 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ 分布を示す。併せて、同一測定断面において翼を装着しない場合の側壁上すなわち平板上の分布を実線で示す。馬てい形渦が発生した直後の $x/R=1.81$ では、 $\overline{u^2}$ の最大値は平板の約2倍であるのに対し、 $\overline{v^2}$ と $\overline{w^2}$ の最大値は平板の4倍以上である。そこで馬てい形渦内の大規模な渦運動によりレイノルズ応力が増加する影響は $\overline{v^2}$ と $\overline{w^2}$ に顕著に現れ

図8 レイノルズ垂直応力 $\overline{u^2}$ 分布 図9 レイノルズ垂直応力 $\overline{v^2}$ 分布

ていることがわかる。一方、 $\overline{u^2}$ 分布は平板の値に比べ大きい位置は渦中心付近のみであり、翼面近傍と側壁面近傍では平板より小さい。しかし、 $\overline{v^2}$ 分布は、すべての測定点で平板に比べ大きい。また、 $\overline{w^2}$ 分布も翼面近傍の $z/R = -1.29$ を除き、すべて平板の値より大きい。脚渦が主流の乱れの小さい流体を巻き込むことによって平板上の流れ（翼を設置しない場合）よりレイノルズ垂直応力が低下することの影響は、 $\overline{u^2}$ に対して大きく現れ、 $\overline{w^2}$ に対しては翼面近傍で現れ、 $\overline{v^2}$ にはあまり現れない。

下流の $x/R = 7.85$ では、 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ 分布はそれぞれ渦中心よりも側壁の表面側で著しく小さくなり、上流の値の半分以下となる。特に $\overline{u^2}$ 分布は $z/R = -1.93 \sim -2.54$ の領域で、 $\overline{v^2}$ と $\overline{w^2}$ 分布は $z/R = -1.93$ で極小値を持つ分布となり、平板の値よりも小さくなる。さらに、 $\overline{v^2}$ は翼面近傍で平板より小さくなる。 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ はそれぞれ渦中心より外側に対応する大きな y/R の位置では上流の値より大きくなるが、 $y/R > 1.0$ では $x/R = 1.81$ と同程度である。

脚渦の影響が小さくなる z/R の位置は $x/R = 1.81$ で $z/R = -2.90$ であったのに対し、 $x/R = 7.85$ では $z/R = -5.44$ となり、翼までの距離は $1.9R$ から $4.4R$ と z 方向に2倍以上広がる。これによりレイノルズ垂直応力の拡散は、 z 方向に大きく、 y 方向にはわずかなことがわかる。これは、二次流れが、脚渦の中心に対し側壁面上で強いことにより、レイノルズ垂直応力の分布も z 方向に大きく広がるものと考えられる。

図 10 レイノルズ垂直応力 $\overline{w^2}$ 分布

4.5 レイノルズせん断応力 図 11~13 に $-\overline{uv}$, $\overline{uw}$, $\overline{vw}$ 分布を示す。 $-\overline{uv}$ は、 $x/R = 1.81$ で脚渦中心よりも翼面から離れた $z/R = -1.93$ の側壁表面側で最大値を取り、平板の約4倍である。 $-\overline{uv}$ の下流での減衰は早く、 $x/R = 7.85$ では最大値は平板の値とほぼ同じである。いずれの断面でも翼面近傍では、この領域で $\partial U/\partial y$ が正であるにもかかわらず、 $-\overline{uv}$ は負となっている（図では、 $\overline{uv}$ として表したので、 $\overline{uv}$ は正）。この結果は Shabaka⁽⁴⁾によって得られた結果と一致する。レイノルズ応力の発生に寄与する速度こう配が二つ以上存在するような流れ場では乱流モデルの適切な選択が必要である。

$\overline{uv}$ は、渦が存在しない場合は、翼面に対し支配的なせん断応力となり、平板での $-\overline{uv}$ と同じオーダーになると考えられる。ここでは翼面上の境界層外、すなわち、翼面から離れた位置で $\overline{uv}$ は正の大きな値を示すが、これは脚渦の存在により、 $\partial U/\partial z < 0$ の領域が存在するためと考えられる。しかし、脚渦の存在により翼面側の値は小さく、翼面から離れた位置で最大値を

図 11 レイノルズせん断応力 $\overline{uv}$ 分布

(a) $x/R=1.81$ (b) $x/R=7.85$ 図 12 レイノルズせん断応力 $\overline{uw}$ 分布 (a) $x/R=1.81$ (b) $x/R=7.85$ 図 13 レイノルズせん断応力 $\overline{vw}$ 分布

とる。

$\overline{vw}$ は、脚渦の存在により、平板に比べオーダーが 1 けた大きく、 $-\overline{uv}$, $\overline{uw}$ と同程度のオーダーとなっている。 $x/R=1.81$ の脚渦中心の側壁の表面側で $z/R=-1.77 \sim -2.18$ に極小値を示し、負の値となるが、 $x/R=7.85$ の $z/R=-1.93 \sim -2.54$ では、極小値を示すが正の値である。これは、脚渦の中心よりも翼面から離れた位置での正の値の V が大きく、 $\partial V/\partial z < 0$ の領域が存在していることによるものと考えられる。脚渦中心より側壁の表面側では、脚渦内の二次流れが顕著なことから、このような極小値が存在すると考えられ、下流では渦の減衰により負の値にはならないものと考えられる。

5. 結 論

二次元平板乱流境界層内にモデル翼を設置し、翼基部に発生する馬てい形渦の脚渦をその発生直後の領域から微小三線熱線プローブにより精密な測定を行い、以下の結論を得た。

(1) 二次流れは、馬てい形渦の脚渦中心に対し、翼面近傍と側壁近傍で卓越した大きさを示す。

(2) 馬てい形渦内の大規模な渦運動によりレイノルズ垂直応力が増加する影響は $\overline{v^2}$ と $\overline{w^2}$ に顕著に現

れる。

(3) 馬てい形渦発生直後の領域で主流を巻き込むことによりレイノルズ垂直応力が平板の値より低下することの影響は、 $\overline{u^2}$ に対して大きく現れ、 $\overline{w^2}$ に対しては翼面近傍で現れ、 $\overline{v^2}$ に対してはあまり現れない。

(4) 下流方向に進むにしたがってレイノルズ垂直応力分布の広がり、 z 方向に大きく、 y 方向にはわずかである。

(5) レイノルズせん断応力 $\overline{vw}$ は脚渦の存在により、 $-\overline{uv}$, $\overline{uw}$ と同程度のオーダーである。

終わりに、本研究は、文部省科学研究費の援助により実施されたものであり、ここに謝意を表す。さらに、本研究の実施にご協力いただいた当時の本学卒研究生、長坂好紀ならびに杉田悟の両氏に感謝の意を表す。

文 献

- (1) Langston, L. S., ほか 2 名, *Trans. ASME J. Eng. Power*, **99** (1977), 21.
- (2) Sieverding, C. H. and Bosch, P., *J. Fluid Mech.*, **134** (1983), 85.
- (3) Yamamoto, A. and Yanagi, R., *ASME paper*, 85-GT-217 (1985).
- (4) Shabaka, I. M. M. A., *Ph.D Thesis, Imperial College, London*, (1979).

- (5) Kubendran, L. R., ほか 2 名, *AIAA J.*, 24 (1986), 1447.
 - (6) Gorton, G. A. and Lakshiminarayana, B., *Trans. ASME J. Eng. Power*, 98 (1976), 137.
 - (7) Frota, M. N. and Moffat, R. J., *Disa Inform.* No. 28 (1983), 15.
 - (8) 高曾・大橋, 機論, 47-416, B (昭 56), 720.
 - (9) 藤田・ほか 2 名, 機論, 50-453, B (昭 59), 1275.
 - (10) Comte-Bellot, G., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 98 (1971), 767.
 - (11) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd ed. (1976), 123.
 - (12) Klebanoff, P. S., *NACA Rep.*, 1247 (1955).
-