

## 周期的後流による境界層強制遷移に関する研究\*

(後流通過に伴う速度変動の効果)

船崎 健一<sup>\*1</sup>, 北澤 貴<sup>\*2</sup>, 渡邊 喬<sup>\*1</sup>

## Boundary Layer Transition Induced by Periodic Wake Passage

(Effect of Velocity Fluctuation Caused by Wake Passage)

Ken-ichi FUNAZAKI, Takashi KITAZAWA and Takashi WATANABE

Detailed measurements are performed on boundary layers on a flat plate subjected to incident periodic wakes. The objective of this study is to examine whether the velocity fluctuation associated with the wake passage, which is due to a so-called negative jet, might have any effects on the wake-induced boundary layer transition. A spoked-wheel-type wake generator is used to simulate the unsteady flowfield over the suction surface of a turbine blade or a compressor blade by changing the direction of rotation of the wake generator. Wake-affected heat transfer distributions on the flat plate indicate that the wake passage promotes the boundary layer transition; however, appreciable difference in the transition onset point appears between the two unsteady flow conditions with the normal rotation and the reverse rotation of the wake generator, emulating a turbine blade case and a compressor blade case, respectively. This difference is also confirmed by the boundary layer measurement using a hot-wire probe, which shows that a turbulent region induced within the boundary layer by the wake passage for the reverse rotation case evolves downstream at a considerably slower speed compared to that of the normal rotation case.

**Key Words:** Periodic Wake, Boundary Layer, Transition, Hot-Wire Probe Measurement, Velocity Fluctuation

## 1 緒言

ターボ機械内の翼列は様々な要因からなる非定常流中で作動しており、その非定常流が翼列の空力的、構造的また伝熱的特性に与える影響を定量的に予測することは、ターボ機械の設計にとり重要な課題である。ターボ機械内の非定常流のうち、上流側に位置する翼列からの後流は、下流側翼列に対して周期的な擾乱となり、翼面まわりの境界層に直接影響を与え、特に翼背面側での境界層遷移を促進することが著者らの研究で明らかになってきている<sup>1)</sup>。これまでの研究で、後流内に含まれる強い乱れが、境界層内に強制的に乱流スポット群(以後乱流パッチ turbulent patch<sup>2)</sup>と呼ぶ)を誘発する、いわゆるバイパス遷移型遷移の主たる原因であると考えられている。例えば、Dong, Cumpsty<sup>3)</sup>は、周期的後流内での速度欠損、即ちnegative jetが、翼面に向かう場合および翼面から離脱する場合いずれの場合にも境界層計測の結果に大きな違いは生ぜず、negative jetの効果、言い換えると、周期的後流の通過によって翼面近傍で発生する速度変動が強制遷移に与える影響はほとんどないと明言している。これに対しWalker<sup>4)</sup>は、主流速度の周期的変動による強制遷移に関するObremski, Fejerの研究<sup>5)</sup>、彼自身が行った圧縮機翼列での実験結果およびOrth<sup>6)</sup>の平板境界層に関する実験結果を元に、後流による境界層の強制遷移においても、付随して発生する速度変動が果たす役割は無視できないと述べている。また、Renoud Howard<sup>7)</sup>は、周期的後流の影響を受ける単独翼表面上の境界層を詳

細に計測し、後流の通過後に境界層内の乱れ度が激減する特異な状態の出現を発見した。これとは別に、Myose, Blackwelder<sup>8)</sup>は、上流側で翼を振動させることにより比較的大きな渦構造を発生させ、これと凹面に発達する乱流境界層とを干渉させることにより、乱流境界層のストリーク(縦渦構造)に影響を与え、結果としてburstingの制御を試みている。境界層の外側における速度(または渦度)変動により境界層内での組織構造が大きく変化する、という彼らの観測結果から、周期的後流の通過に伴って起こる境界層外側での速度変動が、周期的後流により発生した局所的な乱流構造、即ち乱流パッチの成長に影響を及ぼす可能性が推測される。

さて、著者の一人(船崎)は、タービン翼と上流からの後流の干渉を模擬するための実験装置を用い、周期的後流の影響を受ける平板境界層の熱伝達特性を計測することにより、平板境界層の強制遷移に関するモデルを提案した<sup>9)</sup>。船崎らのモデルでは、境界層の強制遷移を決定する要因は後流内の乱れ度であり、後流通過に伴い平板表面近傍で生ずる速度変動の効果は考慮されていない。熱線流速計による非定常境界層計測<sup>10)</sup>でもこのモデルの妥当性が確認されており、Walkerが指摘するような速度変動の効果は、結果として考える必要はないように思われる。しかし、Walkerが速度変動原因説の根拠として用いている実験データは、全て圧縮機翼列またはそれに相当する条件下で得られたものであり、一方、船崎らのデータはタービン翼列相当の条件下で取得されたものである。従って、Dong, Cumpstyの否定的見解はあるものの、圧縮機相当条件下での実験を行い、後流通過に伴う速度変動の効果が

\* 原稿受付 平成6年7月4日。

<sup>\*1</sup> 正員, 岩手大学工学部 (〒020 盛岡市上田4-3-5)。<sup>\*2</sup> 学生員, 岩手大学大学院。

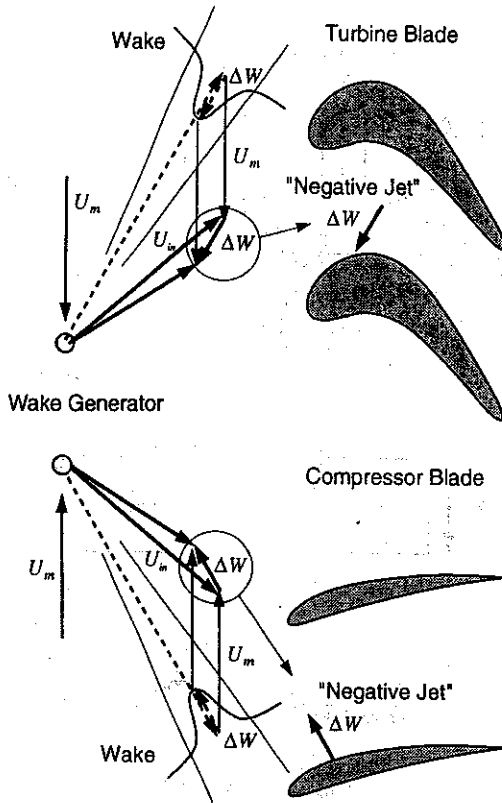


図1 タービン翼列と圧縮機翼列でのNegative Jet

無視し得るものかどうかを確認することは、後流による境界層の強制遷移のメカニズムをより詳細に理解するという点で、十分に意味がある。

以上のような立場から、今回の研究では、先に船崎らが用いた実験装置と同等の装置を用いて、後流発生器の回転方向を変えることによりタービン翼および圧縮機翼に対応する後流を発生させ、それらの後流通過に伴って発生する速度変動が、翼背面側の境界層の強制遷移に与える影響を調べる。

主な記号

- $C_p$  : 比熱
- $f$  : 後流通過周波数 ( $= nn_c/60$ )
- $i$  : 円柱列の移動による流れ角の変化量
- $K, K_t$  : 空間的、時間的加速度パラメータ
- $L$  : 代表長さ (平板長さ)
- $l_D$  : 後流発生器と平板前縁との距離
- $\min[]$  : 最小値をとる関数
- $n, n_c$  : 後流発生器回転数、円柱本数
- $\dot{q}$  : 熱流束
- $Re_x$  : レイノルズ数 ( $= U_m x / \nu$ )
- $Re_\theta$  : 運動量厚さに基づくレイノルズ数
- $S$  : ストローハル数 ( $= fL/U_m$ )
- $St$  : スタントン数 ( $= \dot{q}/C_p U_m (T_w(x) - T_m)$ )
- $\bar{St}$  : 後流影響下での時間平均スタントン数
- $T_w(x), T_m$  : 壁面温度分布、主流温度
- $Tu(t)$  : 乱れ度
- $t$  : 時間
- $U_m$  : 供試体入口速度

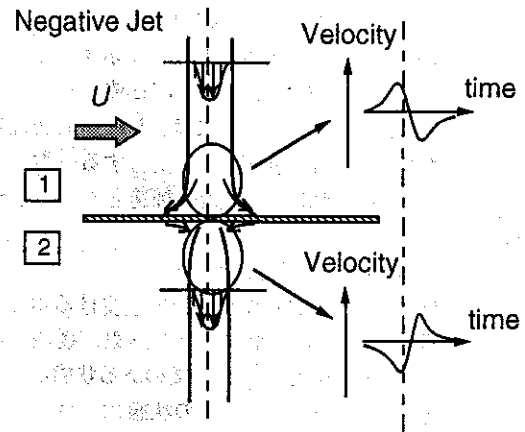


図2 LefcortのNegative Jetモデルと速度変動

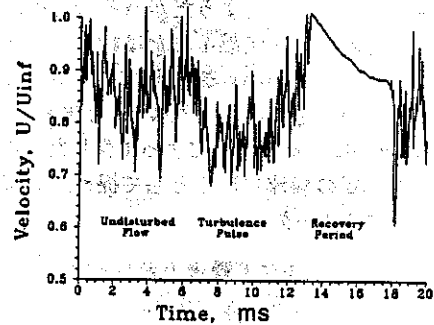


図3 後流通過時の境界層の挙動 (Renoud, Howard)

- $\bar{v}(t)$  : アンサンブル平均速度
- $x$  : 平板前縁からの流れ方向距離
- $\Delta\beta$  : 後流速度欠損による流入角の変化量
- $\theta$  : 運動量厚さ
- $\gamma_w(x)$  : 後流通過に起因する間欠度
- $\tau_w$  : 後流持続時間
- $\nu$  : 動粘度
- 添字
- e : 境界層外縁
- local : 局所速度
- tw : 後流による強制遷移点

## 2 後流通過に伴う速度変動 (Negative Jet)

### 2.1 Negative Jet

後流通過によって発生する翼表面上での速度変動、即ちnegative jetについて概説する。negative jetは、前方で移動する翼からの後流の速度欠損を、対象とする翼に固定の相対座標系から見たものであり、それがあたかもjetのように振る舞うことから命名されている。実際のターボ機械内での流れでのnegative jetと翼背面との関係を図1に示す。タービン翼の場合のnegative jetは、翼背面に衝突する状態 (以後状態1と呼ぶ) になり、また圧縮機翼の場合のnegative jetは、タービン翼の場合とは逆に、翼背面から離脱する状態 (以後状

態2と呼ぶ)になっている。図2には、Lefcoort<sup>(1)</sup>が用いた、negative jetを表すためのモデルを示す。このモデルから、翼背面上でのある点における流れ方向速度の変化は、状態1(図中の①側)では、jet(即ち後流)の通過とともに流れが加速→減速と変化する一方、状態2(図中の②側)では逆に減速→加速となることがわかる。

## 2.2 Renoud, Howardの実験<sup>(7)</sup>

Renoud, Howardは周期的後流の影響を受ける単独翼表面上の境界層を詳細に計測し、その結果、後流の通過後に"recovery period"と呼ぶ、特徴のある状態が出現することを発見した(図3)。この状態は、後流に起因する減速領域のあとに続いて出現し、かなりの流れの加速を生じ、同時に乱れ度が著しく低下している。彼らはこの状態の出現とnegative jetとの関係については特に認識していなかったようだが(そのため、計測した面での上述のような状態1または状態2にあるのかさえ記述されていない)、データを見る限りでは、状態2での境界層計測を行っていたと思われる。Renoud, Howardは、後流通過によって生じたこの特異な現象を、境界層の層流化現象として捉え、定常流における加速度パラメータ

$$K = \frac{v}{U_c^2} \frac{dU_c}{dx} \quad (1)$$

からの類推に基づき、時間変動する流れ場での局所加速度パラメータを算出した。そして、その値が定常流れで一般的に受け入れられている再層流化に対するしきい値( $\approx 3 \times 10^{-6}$ )に近くなるまたは局所的に上回ることから、局所的な加速が流れの安定化をもたらす可能性があることを示した。従来の加速度パラメータに対するしきい値がそのまま時間変動する流れ場に適用できるかに関して議論の余地はあるが、Renoud, Howardの実験は、局所的な速度変動が境界層遷移に何らかの形で影響することの可能性を示唆している。

Renoud, Howardは、後流通過後に発生する加速が、境界層外部からの運動量の移動によって引き起こされたとしている。この運動量の移動をもたらす流れの構造としては、境界層粘性底層からのburstおよびsweepのような比較的微視的な組織構造または後流通過に伴う境界層外部の流動機構が原因と考えられるが、境界層全体に変化が現れていることから、後者が主要因であると考えられる。

## 3 実験方法

### 3.1 実験装置

図4に実験装置の概観を、図5にはダクト内での供試平板の据えつけの状態を示す。ノズル出口にアクリル製のトランジションダクトを取り付ける。これには後述の後流発生器の円柱が通過するためのスロットが設けられている。供試ダクト(流路断面高さ300mm、

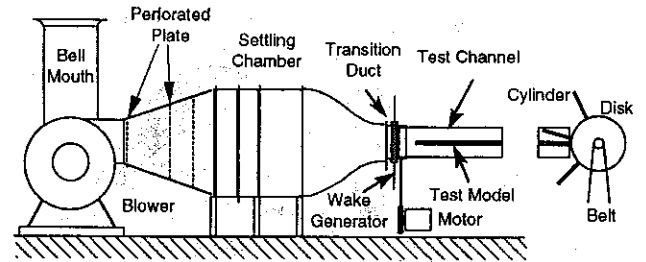


図4 実験装置概観

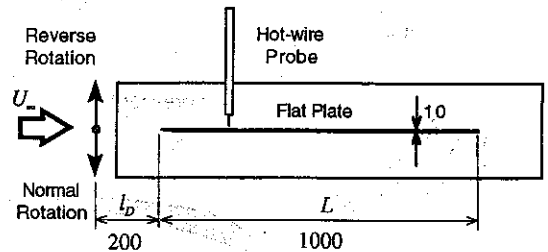


図5 供試平板  
(圧力計測および境界層計測用)

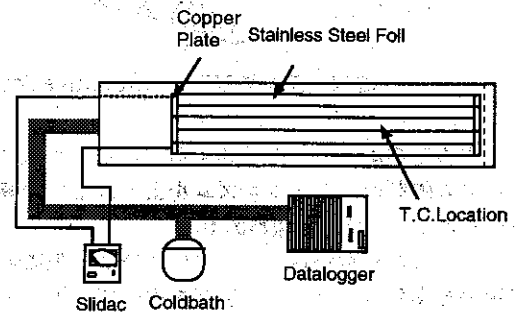


図6 温度計測供試体および周辺機器

幅200mm、長さ1500mm)は、上下左右に10mmの間隙でトランジションダクトに挿入されている。

後流発生器は直径400mm、厚さ40mmの真鍮製の回転ディスク、および直径5mm、長さ250mmのステンレス製の円柱より構成されており、回転ディスクには最大12本の円柱が取り付けられるように設計されている。ディスクをモータで定回転させ円柱が流れを横切ることにより後流を発生させる。回転ディスクの回転数は光学式回転計またはストロボで測定する。光学式回転計からのパルス信号は、熱線プローブからの信号のA/D変換用のトリガーとしても用いる。なお、円柱が供試平板の計測面に向かうように後流発生器が回転する場合を正回転、その反対を逆回転と定義する。

### 3.2 供試体

3.2.1 圧力測定および境界層測定用供試体 圧力測定用および境界層測定用供試平板は、厚さ10mm、長さ1000mm、そして流路幅200mmのアクリル製であり、前縁に角度20°のエッジを設けている。供試体前

縁から60~865mmの範囲にφ0.5mmの静圧孔を中心線から左右20mmの位置に千鳥状に24個設けている。圧力導管は供試体内に格納され、平板後端を経てGottingen式マノメータに繋がれている。

3.2.2 温度計測用供試体 図6に温度計測用供試体平板を示す。圧力測定用供試体と同形の平板に、前縁から60~650mmの範囲の中心線上にK熱電対の温接点を計60本埋め込む。平板の両面には、熱流束一定の条件を得るため、ヒータとして短冊状のステンレス箔(幅30mm、長さ750mm、厚さ30μm)を計10枚貼付し、加熱膨張によるしわの発生を防ぐため箔表面に透明テープ(厚さ90μm)を貼っている。

3.3 不確かさ解析

標準的方法を用いて評価した結果、スタントン数の不確かさは約5%であった。

4 実験結果

4.1 熱伝達特性計測

4.1.1 実験およびデータ評価の方法

本研究では供試ダクトへの流入速度  $U_m$  を約20m/s (レイノルズ数  $Re = U_m L / \nu = 13 \times 10^5$ ) にして実験を行った。供試体を温度計測用のものに取り替えた後、後流発生装置を動作させ、温度測定用供試体のステンレス箔を加熱し、表面温度分布がほぼ変化しなくなった時点で温度計測を開始する。データロガーで各点において10点のデータを取得し、その平均値を各点での温度とする。得られた温度分布より、スタントン数分布を算出する。また、得られた熱伝達特性の計測結果と、以下に示す船崎らの間欠度モデル<sup>(2)</sup>による推定値との比較も合わせて行う。

$$\begin{aligned} \gamma_w(x) &= \min[1, \Gamma_w(x)] \\ \Gamma_w(x) &= S \left( \frac{1}{\beta_E} - \frac{1}{\beta_F} \right) \int_{x=x_w}^x \frac{U_m dx'}{U(x')L} + \frac{S}{S_w}, \quad x \geq x_w \quad (2) \\ \Gamma_w(x) &= \frac{S}{S_w}, \quad x \leq x_w \\ S_w &= \frac{L}{U_m \tau_w} \end{aligned}$$

ここで、 $\beta_E = 0.55$ 、 $\beta_F = 1$ である。後流影響下での時間平均スタントン数  $\bar{St}$  は、後流の影響のない場合および乱流境界層でのスタントン数  $St_{NoWake}(x)$ 、 $St_{Turbulent}(x)$  および間欠度  $\gamma_w(x)$  を用いて、次式で推定される。

$$\bar{St} = (1 - \gamma_w(x)) St_{NoWake}(x) + \gamma_w(x) St_{Turbulent}(x) \quad (3)$$

式(2)および(3)による評価の際には強制遷移開始点  $x_w$  の推定が必要であるが、これに関しては船崎ら<sup>(3)</sup>が次式を用いている。

$$Re_{\theta,w} = \frac{\theta_w U_m}{\nu} = 163 + \exp(4.83 - 30.8\bar{\tau}_w) \quad (4)$$

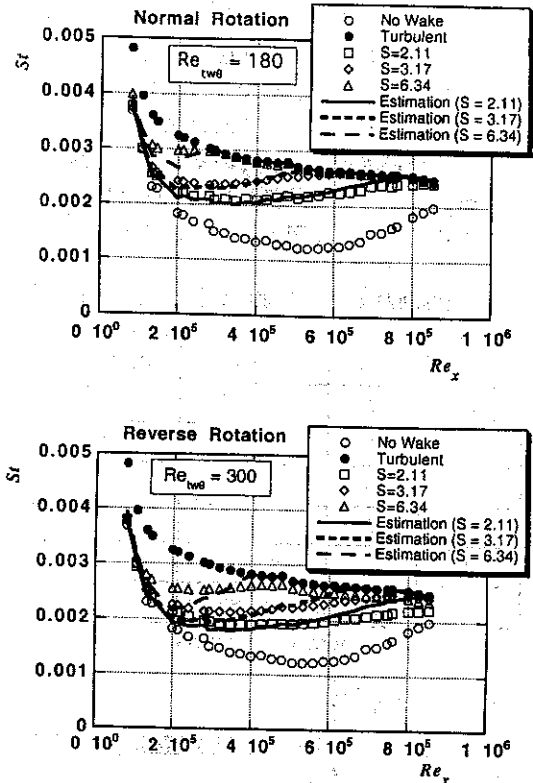


図7 周期的後流の影響下でのスタントン数分布 (上: 正回転 / 下: 逆回転)

ここで、 $\theta_w$  は強制遷移開始点  $x_w$  における運動量厚さ、 $\bar{\tau}_w$  は後流持続時間  $\tau_w$  の無次元数であり、 $\bar{\tau}_w = \tau_w U_m / L$  で与えられる。また、後流持続時間に関しては、平板前縁直前で計測された後流内乱れ度4%以上の状態が持続する時間を後流持続時間とする。なお、境界層運動量厚さ  $\theta$  は次に示すThwaitesの理論<sup>(4)</sup>により算出する。

$$\theta_w^2 = \frac{0.45\nu}{U(x_w)^2} \int_0^{x_w} U(x)^5 dx = \frac{0.45\nu x_w}{U_m} \quad (5)$$

4.1.2 間欠度モデルと実験値との比較 間欠度モデル式(2)および式(3)による推定値と実験値との比較を行う。図7に後流発生装置を正回転または逆回転させた状態で得られたスタントン数分布を示す。平板前縁近傍で計測された後流内乱れ度分布から、後流持続時間はほぼ3[ms]程度であり、これを式(3)に代入することにより、強制遷移開始点における運動量厚さに基づくレイノルズ数は約180 ( $x_w/L \approx 0.055$ ) と推定される周期的後流の影響を受ける平板境界層は、ストローハル数の増加と共に境界層遷移が促進されている。正回転の場合に得られたスタントン数分布は、先に提示した間欠度モデル等による推定値とかなりよく一致している。一方、逆回転の場合、平板前縁近傍での後流持続時間は正回転の場合とほとんど同じであるにもかかわらず、同じストローハル数で得られるスタントン数のレベルが明らかに低くなっており、乱流への遷移が正回転の

場合よりも遅れていることがわかる。当然、上述の強制遷移開始点そのままでは逆回転でのスタント数分布を再現することはできないので、 $Re_{w,0} = 300$  ( $x_w/L = 0.15$ ) として、それぞれのストローハルについて算出した推定値が示されている。強制遷移点を下流側に移動することにより推定値は実験値に近くなるものの、両者の差異は正回転の場合よりも大きい。こ

の傾向はストローハル数が最も高い場合 ( $S = 6.34$ ) に顕著である。

後流発生器の回転方向の違いによりスタント数分布に現れる著しい違いの原因を議論するため、円柱列の移動や後流通過によって供試体入口流れがどのように変化するかを検討する。まず、円柱列に対して二次元翼列理論を適用することにより、円柱列の移動による流れの転向角 ( $i$ ) を求める<sup>19)</sup>。また、後流内速度欠損  $\Delta w$  によって局所的に発生する流入角の変化量  $\Delta\beta$  も計算する。回転数を1200 rpmとし、速度欠損量を円柱に対する相対流入速度の5%と仮定していくつかの円柱本数の場合についての計算を行った。その結果を表1に示す。なお、入口速度  $U_{in}$  を低下させた場合 (10 m/s) の計算結果も参考のため併記する。後流発生器が正回転の場合、 $i$  および  $\Delta\beta$  とも負、即ち供試体平板に対し流れはnegative incidenceの状態であり、計測面側における平板前縁での剥離は発生しないものと考えられる。ただし、高ストローハル数の場合のスタント数分布は、予測よりも遷移が早く発生している状況を示しており、この場合にはよどみ点が平板前縁に一致していない可能性がある。一方、逆回転の場合には流れはpositive incidenceの状態になり、非定常剥離が生ずる可能性がある。一般に、平板前縁部で剥離が生じている

表1 円柱列移動および後流速度欠損による流れの転向角

$U_{in}$ [m/s]	nc	$i$ [deg]	$\Delta\beta$ [deg]
10	2	$\pm 2.64$	$\pm 13.62$
↑	3	$\pm 3.96$	↑
↑	6	$\pm 7.87$	↑
20	2	$\pm 0.62$	$\pm 6.48$
↑	3	$\pm 0.93$	↑
↑	6	$\pm 1.86$	↑

-: normal / +: reverse

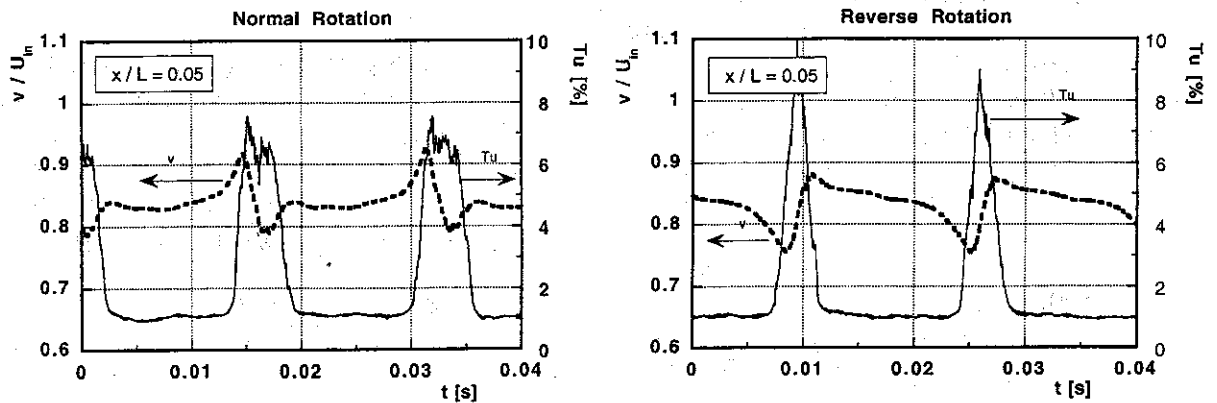
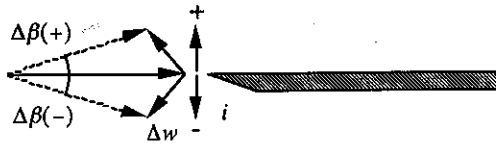


図8 平板表面近傍 ( $y/L = 0.0002$ ) でのアンサンブル平均速度変動および乱れ度変動 ( $x/L = 0.05$ ,  $S = 3.17$ ) (左: 正回転 右: 逆回転)

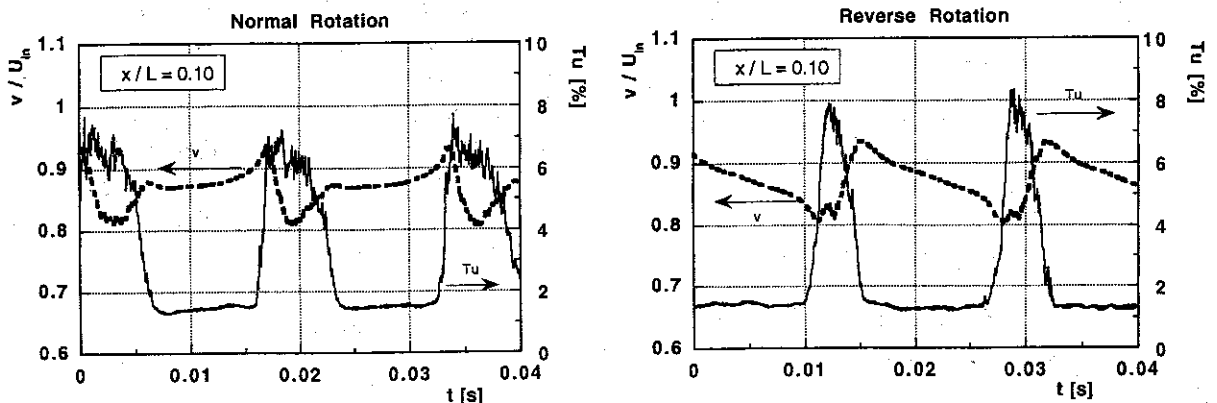


図9 平板表面近傍 ( $y/L = 0.0002$ ) でのアンサンブル平均速度変動および乱れ度変動 ( $x/L = 0.10$ ,  $S = 3.17$ ) (左: 正回転 右: 逆回転)

場合には、剥離再付着点以降の境界層は剥離がない場合（正回転の場合）よりも乱流への遷移は早くなると考えられるが、図7との比較で明らかなように、スタント数分布に現れた結果は、逆の傾向になっている。

以上の検討の結果、逆回転の状態でも円柱本数が増えた場合（高ストローハル数の場合）、円柱列ピッチに対する後流幅の割合が増加するため、positive incidenceの効果が顕著になり、その結果、図7での推定値と実験値との差異に生じたものと考えられる。それ以外の場合には、逆回転による流入角の変化は供試平板上での境界層の発達には大きくは影響しないものと考えられる。従って、後流発生器の回転方向によって生ずる供試平板前方での流れ角の変動は、スタント数分布の顕著な違いの原因ではないと判断される。そこで、以下では、後流通過の影響を受ける境界層を熱線プローブで計測することにより、後流発生器の回転方向の効果についてさらに検討する。

4.2 平板表面近傍における境界層の挙動

4.2.1 速度変動および乱れ度変動 周期的後流の影響を受ける平板境界層の非定常速度および乱れ度をI型熱線プローブで計測した。計測箇所は、流れ方向には平板前縁直後（ $x/L = 0.01$ ）から強制遷移がほぼ終了する付近まで、平板表面からの距離  $y/L = 0.2 \times 10^{-3}$  の位置である。アンサンブル平均速度  $\bar{v}(t)$  および乱れ度  $Tu(t)$  は、速度の時系列データ  $v_i(t)$  ( $i = 1, 2, \dots, m$ ) を用いて以下の式で計算される。

$$\bar{v}(t) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m v_i(t) \tag{6}$$

$$Tu(t) = \frac{1}{U_m} \sqrt{\frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m \{v_i(t) - \bar{v}(t)\}^2} \tag{7}$$

$x/L = 0.05$  および  $x/L = 0.10$  において計測した速度および乱れ度の時間変化を図8、9に示す。正回転の場合のnegative-jetは供試平板に向かう方向に働き、図2で見たように、後流が通過する瞬間局所的に流れは加速し、その後減速している（状態1）。一方、逆回転の場合にはnegative-jetは供試平板から離れる方向に働くため、正回転の場合とは全く逆の速度変動になっている（状態2）。また、乱れ度について正回転と逆回転の結果を比較すると、後流通過時に発生する乱れ度の高い状態の持続時間が、正回転の場合には明らかに長いことがわかる。さらに下流（ $x/L = 0.30$ 、 $Re_x = 4 \times 10^5$ ）での速度および乱れ度の時間的変化を図10に示す。後流幅の広がりにより速度変動が正弦波状になっている。乱れ度を見ると、正回転と逆回転での高乱れ度の持続時間（間欠度）の違いが顕著になっている。

以上の例で示された乱れ度の高い状態（以下乱れ領域という）の持続時間の違いは、 $x/L = 0.01 - 0.60$  の範

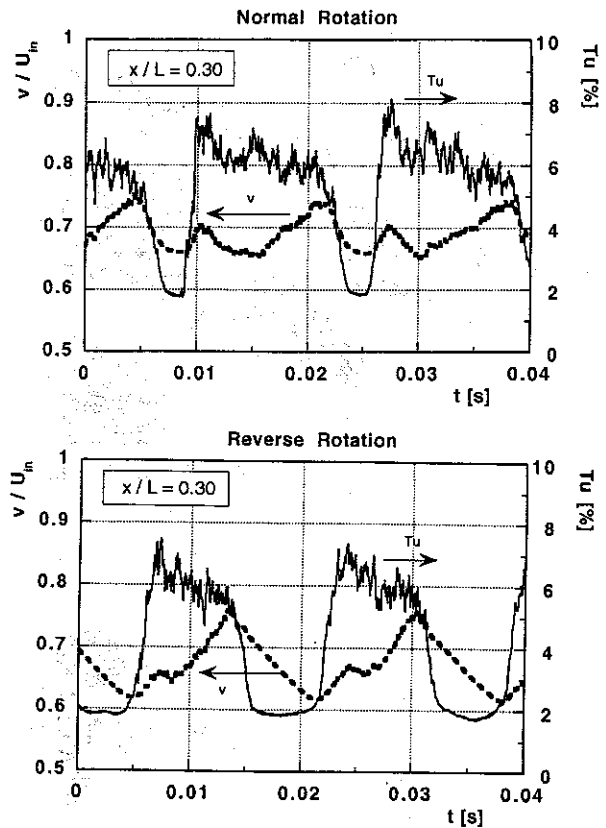


図10 平板表面近傍でのアンサンブル平均速度変動および乱れ度変動 ( $x/L = 0.30$ ,  $S = 3.17$ ) (上: 正回転 下: 逆回転)

囲での乱れ度の時間的変化を表した等乱れ度分布（図11）からも理解できる。なお、計測点間隔の関係で、 $x/L = 0.1$  以降の等高線がステップ状になっている。図11では、逆回転の場合には乱れ領域の持続時間は  $x/L = 0.01 - 0.1$  の間ではほとんど変化していないが、正回転の場合では  $x/L = 0.05$  を過ぎたあたりから持続時間の拡大傾向が現れている。また、連続する乱れ領域の合併点（強制遷移終了点）に関しても回転方向による明瞭な違いが確認される。以上の結果から、後流通過によって引き起こされる乱れ領域の持続時間の違いが、後流発生器回転方向の違いにより生じたスタント数分布の差異の原因であると判断される。

$x/L = 0.05$  という位置は、前述のスタント数分布の計測結果で確認された正回転の場合の強制遷移開始点とほぼ一致している点に注意されたい。この一致は次の事を示唆している。即ち、正回転の場合、円柱からの後流は  $x/L = 0.05$  付近で乱流パッチを誘発する一方、逆回転の場合では、後流は最大10%程度とかなり高い値の乱れ度であるにもかかわらず、計測範囲内では乱流パッチを引き起していない。

4.2.2 時間的加速パラメータ 後流通過に伴うこの速度変動からRenoud, Howardと同様に時間的な加速パラメータ  $K_t$  を算出してみる。ここで  $K_t$  を次式で定義する。

$$K_t = \frac{v}{U_e^3} \frac{dU_e}{dt} \quad (8)$$

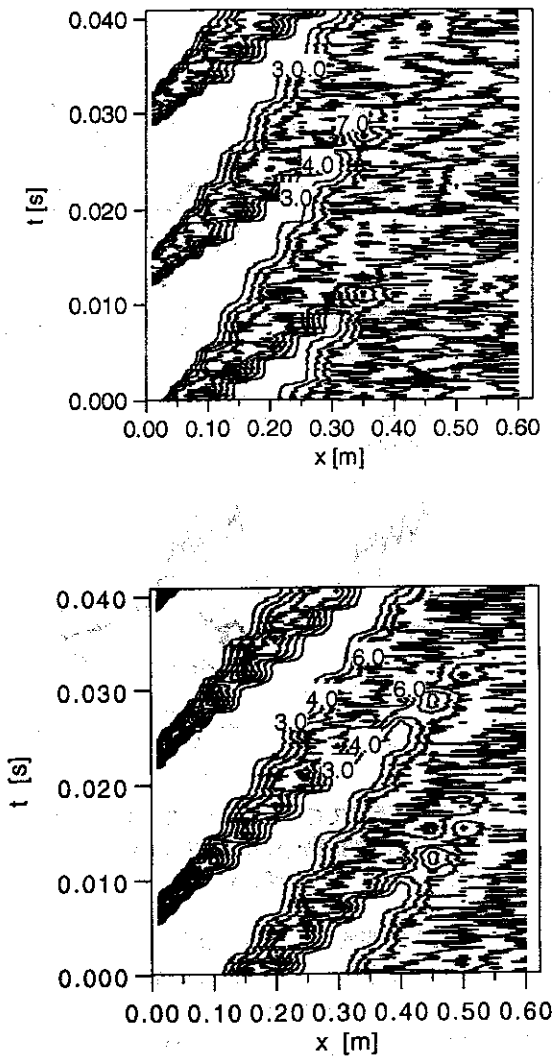


図11 時空間図上における平板近傍での乱れ度分布 (上: 正回転, 下: 逆回転)

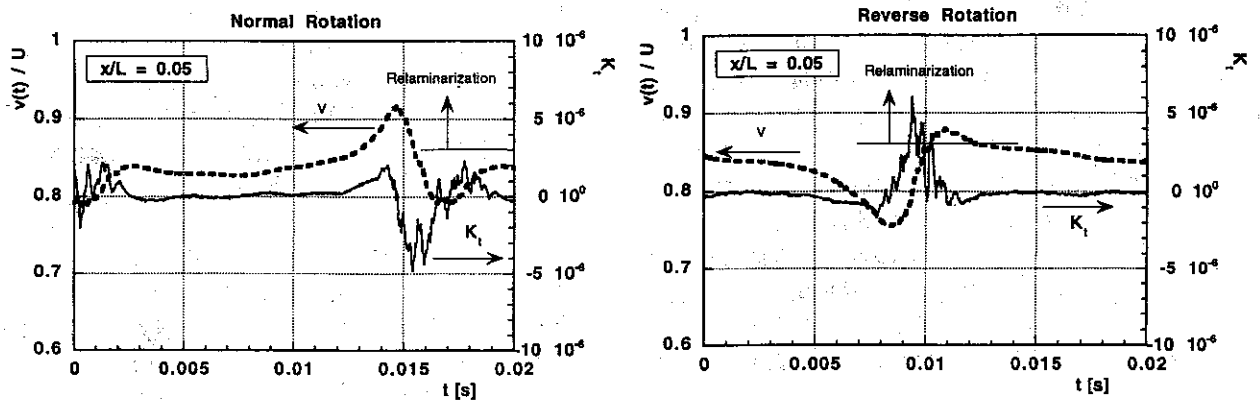


図12 後流の通過に伴う速度変動と加速度パラメータの時間的変化 (左: 正回転, 右: 逆回転)

図12には、 $x/L = 0.05$ でのデータから算出した $K_t$ を示す。速度データに細かなばらつきが含まれているため、加速度パラメータにも高周波の振動が現れている。正回転の場合、後流の通過に伴い速度は加速、続いて減速となり、その後緩やかに加速し後流の影響のない状態に復帰するが、その間の加速度パラメータは、全体としては再層流化のしきい値といわれる $3.0 \times 10^{-6}$ をかなり下回る値を示している。逆回転の場合には、後流通過により減速、そして比較的急な加速状態が発生しており、その際の加速度パラメータは、後流の後半部でしきい値 $3.0 \times 10^{-6}$ に近い値またはそれを上回る値にまで到達している。この現象は、Renoud, Howardの実験での結果と類似している。さらに下流側での速度データで計算された加速度も図12と同様の傾向を示すが(図13)、後流幅の緩やかな増加に伴い、逆回転での後流通過時に発生する加速度パラメータの最大値は徐々に低下していく。

#### 4.3 後流通過に伴う速度変動の効果

以上の結果から、周期的後流と境界層との干渉の際に果たす速度変動効果に関して、以下のようなモデルが考えられる。

正回転、即ち後流内のnegative jetが平板に向かう状態1の場合、後流の接近に伴い局所速度は一時的に加速状態になるが、後流内の強い乱れにより境界層は瞬間的に乱流境界層の状態に達する。そして、その場所での運動量厚さに基づくレイノルズ数がしきい値(例えば式(4)で与えられる値)を越えているとき、後流通過により乱流パッチが誘発される(強制遷移の開始)。一方、逆回転、即ち後流内のnegative jetが平板から離脱する状態2の場合、正回転の場合と同様に後流内の強い乱れにより境界層は瞬間的に乱流境界層の状態に達するが、後流の後半部に付随する急激な加速流により乱流パッチの発生が抑制され、結果として境界層の強制遷移開始点がかなり下流まで移動する。

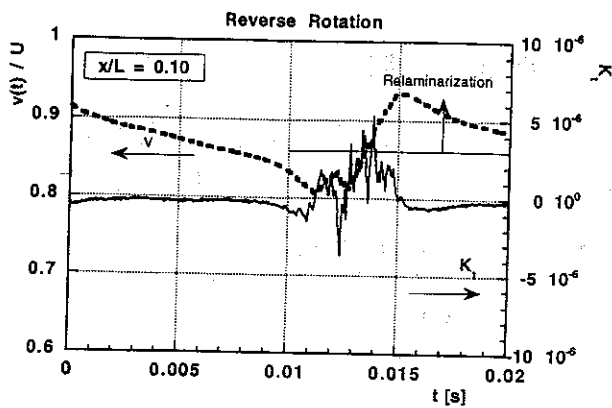


図13 逆回転時の速度変動と加速度パラメータの変化 (x/L=0.10)

以上のモデルは、実験等でまだ十分に検証されているものではない。今後、境界層内の速度分布やレイノルズ応力分布の計測など、さらに詳細な境界層計測を行い、乱れ度と速度変動という、単独でも境界層遷移を引き起こす能力のある要因が同時に存在する場合の境界層強制遷移機構の解明を行う必要がある。

結 言

タービン翼列および圧縮機翼列の翼背面側境界層と上流側からの周期的後流とが干渉する流れ場を模擬する実験装置（後流発生器）を用いることにより、後流通過に伴って発生する速度変動が境界層の強制遷移に与える影響の有無を調べた。本研究で得られた結果は以下の通りである。

(1) 後流発生器の回転方向を変えることにより、平板上のスタントン数分布に明瞭な差が現れた。即ち、後流内速度欠損に起因するnegative jetが翼面に向かう方向である場合（正回転）と離れる方向にある場合（逆回転）とを比較すると、逆回転でのスタントン数のレベルが低くなり、強制遷移の完了が遅れる傾向になることがわかった。

(2) 正回転でのスタントン数分布は、著者らが先に提案した間欠度モデル等を用いることで精度よく推定できたが、逆回転の場合には強制遷移開始点を推定値よりもかなり下流に移動させる必要があった。

(3) 周期的後流の影響を受ける境界層内での速度および乱れ度の時間的変動を、平板前縁から流れ方向に数カ所計測した。その結果、乱れ度変動から確認できる乱流パッチの発生点（乱流状態の持続時間の拡大の開始点）に関して、逆回転の場合での発生点は正回転の場合の発生点より下流に位置すること、また、それらはスタントン数分布から推定した結果とほぼ対応することを確認した。

(4) 周期的後流の通過に伴う速度変動の計測結果から

時間的加速度パラメータを算出した。その結果、逆回転時に発生する局所的な加速度パラメータは、逆層流化のしきい値とされている値に十分近い値となっており、この局所的な加速現象がスタントン数分布や乱れ度に影響を与える可能性があることが示された。

謝 辞

本研究の遂行に当たっては、本学学生佐々木啓徳君および工学部工作センターの協力を得た。ここに記し、感謝の意を表す。

参考文献

- (1) 船崎、目黒、山脇、日本機械学会論文集B編、59-558、(1993)、pp. 357-365
- (2) Hodson, H.P., J. Turbomachinery, Vol.112, 1990, pp. 691-701
- (3) Dong, Y. and Cumptsy, N.A., J. Turbomachinery, Vol.112, 1990, pp. 231-240
- (4) Walker, J., J. Turbomachinery, Vol, 115, 1993, pp. 207-217
- (5) Obremski, H. J.F and Fejer, A. A., J. Fluid Mechanics, Vol. 18, 1967, pp. 438-448
- (6) Orth, U., ASME Paper 92-GT-283, 1992
- (7) Renoud, R.W. and Howard, R.M., AIAA Journal, Vol. 11(1990) 1894-1900
- (8) Myose, R.Y. and Blackwelder, R.F., J. Fluid Mechanics, 1994, pp. 345-373
- (9) 船崎、目黒、山脇、日本機械学会論文集B編、58-550、(1992)、pp. 1761-1768
- (10) 船崎、目黒、山脇、山下、日本機械学会論文集B編、58-558、(1993)、pp. 357-365
- (11) Lefcort, M.D., J. Engineering for Power( 1965) 345-354
- (12) 船崎、山下、山脇、日本ガスタービン学会誌、20-83、1993、pp. 62-69
- (13) 船崎、山下、山脇、日本ガスタービン学会誌、20-80、1993、pp. 77-83
- (14) White, M.F., Viscous Fluid Flow, McGraw-Hill, 1974, p. 315
- (15) Funazaki, K., ASME Paper 94-GT-25, 1994