

後流の影響を受ける非定常平板境界層に関する研究*
(第1報、後流による境界層強制遷移モデルの検討)

船崎健一*¹, 目黒俊勝*², 山脇栄道*³

Studies of the Unsteady Boundary Layer
on a Flat Plate Subjected to Incident Wakes
(1st Report, Forced Transition Model of the Boundary Layer)

Ken-ich FUNAZAKI, Toshikatu MEGURO and Shigemichi YAMAWAKI

Detailed studies are conducted to investigate the effects of the incident wakes generated by rotating circular cylinders on the characteristics of the transitional boundary layer on the flat plate. In this report, the primary focus is set on the measurement of the time-averaged heat transfer distribution along the flat plate under several conditions of the wake characteristics and the cylinder rotating speed in order to develop simple models in terms of intermittency for the prediction of the transitional behavior of the boundary layer subjected to wakes. Two transition models are employed to be compared with the measured heat transfer data, and then it is found that the geometrical intermittency model which only considers evolution of the turbulent spot in the space-time domain yields better prediction as a whole.

Key Words: Unsteady Flow, Boundary Layer, Wake, Heat Transfer Measurement, Transition Model

1. 緒言

ターボ機械内の翼列は常に非定常流中で作動しており、定常流中として評価した特性と異なる特性を示すことが多い。特に、上流側翼列からの後流は、翼面上の境界層に直接作用し、空力性能や翼まわり熱伝達に大きく影響を与えるものと考えられ、設計上その効果の定量的評価が求められている。そのため、多くの実験的研究が後流の影響を受ける非定常境界層について行われている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。しかし、これらの多くは翼を用いた実験であり、強い圧力勾配や曲面の効果、また、後流自身の変形効果を含んだ状況での計測になっているため、後流が境界層遷移に与える本質的な効果について議論することは困難である。また、Mayleらは⁽⁴⁾⁽⁵⁾境界層遷移に対する後流効果のモデル化に関する理論的研究を行ったが、限られた実験データを基にモデル式を誘導しているため、その適用性に疑問が残る。

本研究では、後流が境界層遷移に影響を与える機構の解明、特に、諸後流特性(後流深さ、持続時間、乱れ度など)の効果の解明と、それらを定量的に評価するための実用的なモデルの構築を目的として行われている。この目的のため、回転円柱による後流発生器を使用し、円柱本数、回転数などを制御した状態で、こ

の後流の影響を受ける平板境界層の非定常特性を計測した。本報では、特に、後流が平板上の時間平均熱伝達に与える影響を調べ、その結果から、先に提案された後流による境界層強制遷移モデルについて考察した。

2. 後流による境界層遷移の理論的考察

2.1 Pfeilらの遷移モデル 後流による境界層遷移のメカニズムを、従来の研究成果をふまえて考察し、

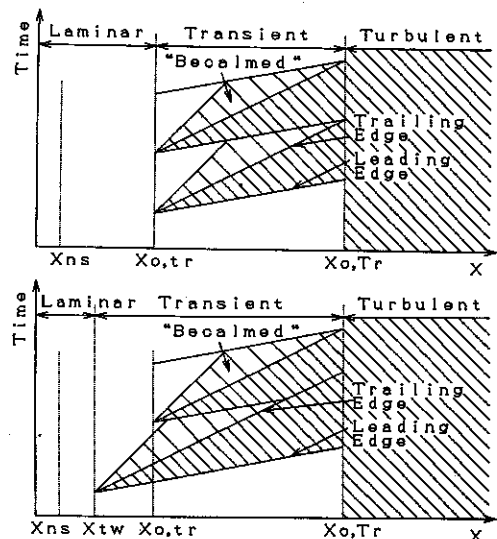


図1 後流による境界層遷移のモデル図(Pfeilら)
(上:自然遷移, 下:強制遷移)

* 原稿受付 平成3年11月21日。

*¹ 正員, 岩手大学工学部 (〒020 盛岡市上田4-3-5)。

*² 学生員, 岩手大学大学院。

*³ 正員, 石川島播磨重工業(株) (〒190-12 東京都西多摩郡瑞穂町)。

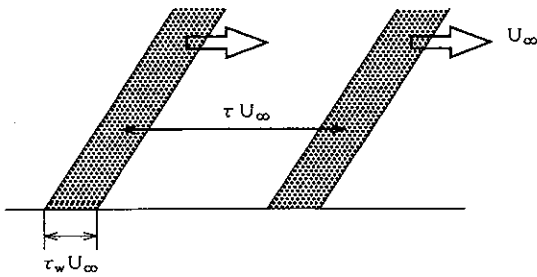


図2 後流と平板との関係図

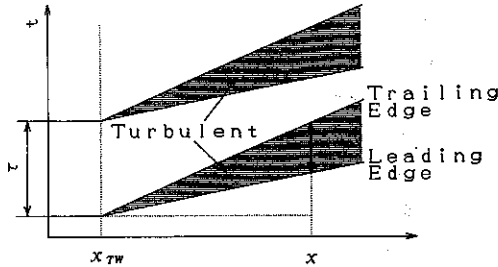


図3 幾何学的間欠度モデル

境界層遷移のモデル化のための理論的準備をする。

まず、後流による速度の周期的変動の効果について考える。Obrenskiらの実験⁽⁶⁾によれば、境界層遷移が主流速度変動の振幅 ΔU を用いた非定常レイノルズ数

$$Re_{vs} = \frac{U_\infty \Delta U}{\nu \omega} = \frac{U_\infty C}{\nu} \frac{U_\infty \Delta U}{\omega C U_\infty} = Re \frac{1}{k} \frac{\Delta U}{U_\infty} \quad (k: \text{無次元}$$

周波数)に関係するが、 $Re_{vs} < 25000$ では速度変動による臨界レイノルズ数の変化は生じないことが示されている。実際のターボ機械では、 $Re \sim 10^6$ 、 $k \sim 10^1$ 、 $\Delta U/U_\infty \sim 10^{-1}$ 程度の大きさなので、 $Re_{vs} \sim 10^4$ となり、結局速度変動による境界層遷移への影響は考えなくともよいことになる。

さて、Pfeilら⁽⁷⁾は後流による境界層遷移-強制遷移 (Forced Transition) と自然遷移 (Natural Transition) との関係に着目しながら、図1のような時空間上でのモデルを示した。すなわち、T-S波の3次元的不安定化により確率的に発生した乱流スポットと、周期 τ で平板に影響を与える後流 (図2参照)の何らかの作用によって誘発された乱流スポットとがそれぞれ前縁、後縁速度 $U_F = \beta_F U_\infty$ 、 $U_E = \beta_E U_\infty$ (U_∞ : 主流速度、 $\beta_F \sim 0.9$ 、 $\beta_E \sim 0.6$)で時空間上扇形に広がりながら移動し⁽⁸⁾、結果として流れ方向に間欠度 (intermittency)が増加する。このモデル図からは、後流による乱流スポットの発生頻度、即ち、後流の周波数が高いほど乱流への遷移が早くなることが推定されるものの、後流特性の違いや後流持続時間 (wake duration τ_w)

などが遷移に及ぼす影響については不明である。

2.2 幾何学的間欠度モデル Pfeilらの遷移モデルを用いて、後流周期 τ 中に占める乱流状態の平均時間から間欠度に関する式を導く。図3から、平板前縁から距離 x での間欠度 $\gamma(x)$ は、幾何学的な関係式から次のように定義される。

$$\gamma(x) = \left(\frac{1}{U_E} - \frac{1}{U_F} \right) \frac{x - x_{TW}}{\tau} = \left(\frac{1}{\beta_E} - \frac{1}{\beta_F} \right) \frac{x - x_{TW}}{U_\infty \tau} \quad (1)$$

ただし、 $\gamma(x) \leq 1$ 、 x_{TW} は後流により乱流スポットが発生する位置、 U_F 、 U_E はその前縁部、後縁部伝播速度である。

2.3 Mayleらの間欠度モデル Mayle, Dullenkopf⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾は、Pfeilらの遷移モデルに対し、Emmonsの仮定⁽¹¹⁾、また、それを改良して得られたDhawan and Narasimhaの間欠度に関する関係式⁽¹²⁾を用い、さらに強制遷移と自然遷移との独立性を仮定して、後流の通過周期 τ における平均間欠度に関するモデルを次のように提示した。

$$\gamma(x) = 1 - \exp \left[-0.412 \left(\frac{x - x_{TN}}{x_{75} - x_{25}} \right)^2 \right] \exp \left[-b \left(\frac{\tau_w}{\tau} \right) \left(\frac{x - x_{TW}}{U_s} \right) \right] \quad (2)$$

ここで、 x_{TN} は自然遷移の位置、 x_{25} 、 x_{75} は自然遷移状態での間欠度が25%および75%の位置をそれぞれ表す。また、 U_s は乱流スポットの平均伝播速度、係数 b は乱流スポットの発生頻度に比例する量である。

さて、主流乱れが十分に低い場合と、間欠度は後流効果が支配的になると考えられる。そこで自然遷移の効果を無視し式(2)を次のように表す。

$$\gamma_w(x) = 1 - \exp \left[-b \left(\frac{\tau_w}{\tau} \right) \left(\frac{x - x_{TW}}{U_s} \right) \right] \quad (3)$$

Mayleらは次元解析から b に関する次の表現を与えた。

$$\left(\frac{b}{U_s} \right)^{-1} = (\text{Length Scale}) \times F \left(\frac{U^2 \tau_w}{\nu}, \frac{\Delta U}{U_\infty}, \frac{\tau_w}{\tau} Tu, \frac{u' L}{\nu} \right) \quad (4)$$

ΔU : 後流速度欠損 Tu : 後流中の乱れ度
 u' : 後流中の変動速度 L : 乱れ長さスケール
 Mayleらはいくつかの論文に現れた実験結果から、Length Scaleとして $\tau_w U$ を用いると、結果として任意関数 F はほぼ定数になることを示した。これより結局

$$\gamma_w(x) = 1 - \exp \left[-C \left(\frac{x - x_{TW}}{U \tau} \right) \right] \quad (5)$$

ここで、 $C=1.9$ 。しかし、上の議論で、関数 F が定数となる点については、その基となっている文献値として示した値の導出方法・根拠が不明であり、式(5)の汎用性等には問題がある。従って、式(5)の妥当性を検証するための実験が必要である。

以下では、後流発生器を使用したシミュレーション

実験を行い、そこでの測定結果をもとに境界層の強制遷移に関する式(1)、式(5)の間欠モデルの各係数を決定するとともに、各モデルの有効性を議論する。

3. 実験方法

3.1 実験装置 図4に試験装置の概略図を、また図5には回転円柱および供試部を示す。図6には計測システムの概略を示す。

ブローアからの空気は整流部を経てノズル(断面形状:縦120mm×横240mm)から流出し、下流側の計測部に流入する。なお、ノズルからの主流乱れはほぼ0.5%であった。計測用平板はアクリル製で、ノズル下流に取り付けられた矩形ダクト(断面形状:縦120mm×横240mm)のほぼ中央部に設置され、回転円柱との距離は自由に変更できる。矩形ダクトには円柱通過のためのシャープエッジ付きスロット(幅25mm)が設けられている。平板の鋭利な前縁形状(角度20°)とダクト下流の開口部の適正な調整により、前縁での剥離は防止されており、この際の平滑な流入状態を油膜法により確認している。計測部の流速は、ノズル出口から260mmの位置にあるピトー管で測定された。このピトー管は、速度計測後ダクト内壁に収納され、そのブロッケージ効果を回避している。ダクト高さは、平板上境界層の二次元性確保のためには十分大きくとる必要があったが、円柱をそれに応じて長くする必要があり、振動等

の問題が懸念されたため120mmに設定した。

後流を発生させる円柱は、φ2mmのステンレス製で、外径400mm、幅40mmの黄銅製円盤の外周上に最大6本まで取付可能である。なお、ストロボを用いた観測結果により、回転中の円柱の振動は極めて小さいことを確認した。円柱先端とダクト上面との間には、ダクト上面との接触を避けるため2mm程度の間隙をとっている。円盤の回転は誘導モータと直結の無段変速器を介して自由に設定され、その回転数は光電式回転検出器(小野測器製PP-040型)からの反射光信号を周波数カウンタで検出している。また、円盤中心軸は、円柱が最上部に達した時点で平板先端線と平行になるように設定してある(図5)。

図7に熱伝達計測用平板の概略図を示す。平板は板厚10mmで、計測箇所(平板中心線上)にはφ5mmの穴をあけ、そこをウレタンスポンジで塞ぎながら、その中心に計測面裏面からK熱電対(シース型)を通し、その温接点を平板表面と同一平面内に固定する。熱電対は合計60本配置したが、計測器の制約また断線の発

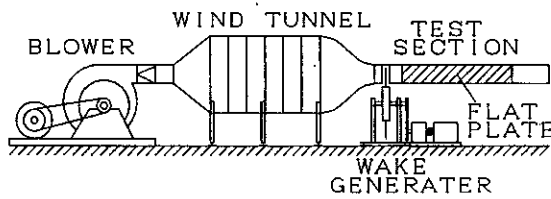


図4 試験装置外観

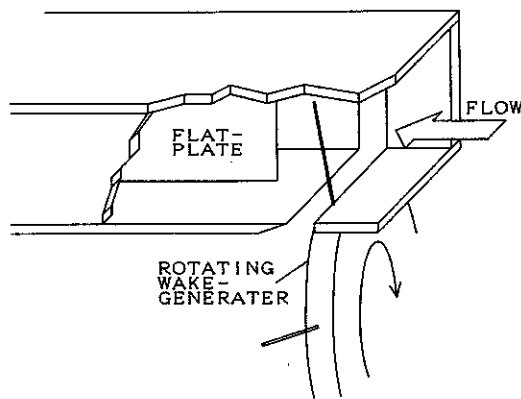


図5 回転円柱および供試部

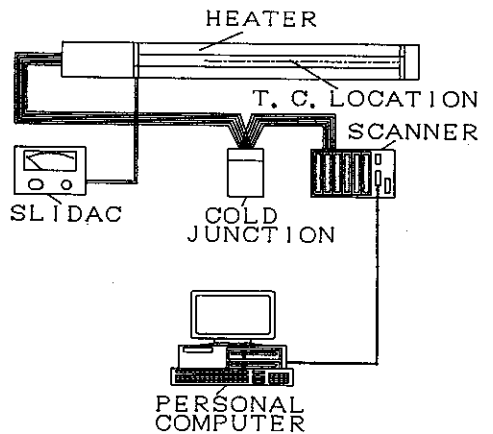
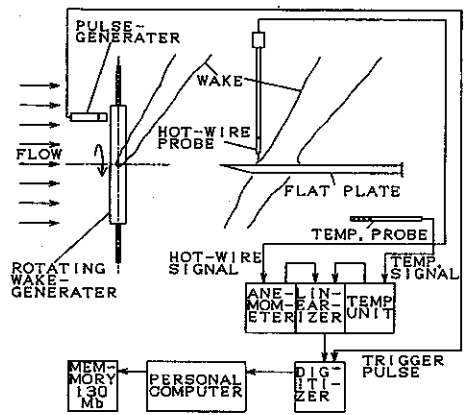


図6 計測システム(上:後流計測, 下:熱伝達計測)

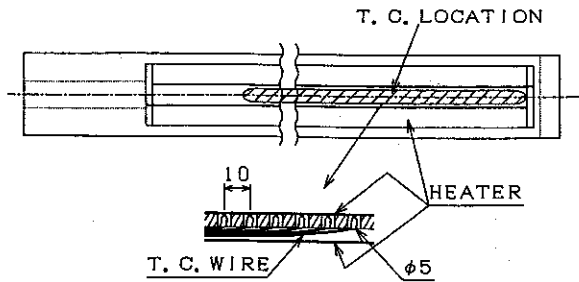


図7 熱伝達計測用平板

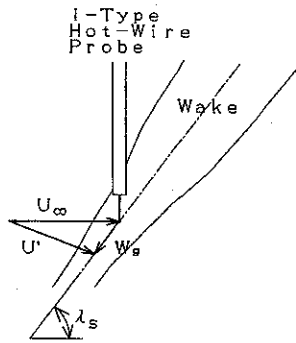


図8 後流計測の模式図

生もあり、実際に計測しているのはその内30点である。計測面裏面には熱電対の導線埋設用の溝を設け、そこに導線を敷き、冷接点側をダクト外へ引き出している。そして、その溝をアクリル製の板で塞ぎ表面を整形している。熱流束一定での計測を行うため、ヒーターとしての細い短冊状のステンレス箱(幅30mm、長さ750mm、厚さ20 μ m)を、端面効果および熱損失を最小限にとどめるため、平板の表裏面に銅製の電極を介して合計6枚貼布した。平板先端から上流側の電極(非加熱部長さ)は40mmである。下流側の電極にはリード線が半田づけされ、スライダックを通じてステンレス箱を交流加熱する。この際ステンレス箱の伸びにより箱表面にしわがより、境界層遷移に影響を及ぼすことが懸念されたため、表面に透明テープ(3M製Scotch Book Tape 845、厚み90 μ m)を貼りしわの発生を抑制した。このテープによる温度差は約0.025 $^{\circ}$ C程度である。なお、上流側電極部での平面の平滑さが境界層遷移に影響するため、特に平面の整形には注意を払った。

3.2 計測方法

3.2.1 後流計測

後流計測には、I型熱線プローブおよび熱線流速計(KANOMAX製SYSTEM7201)、熱線プローブ温度補償ユニット(KANOMAX製MODEL1020)、熱線流速計からの信号をA/D変換するためのデジタイザ(オートニクス製APC-204)そしてデジタイザのトリガー信号を発生する光電式回転検出計(前出)を用い

る。回転に同期したトリガー信号により熱線流速計からのリニアライズされたアナログ信号が、サンプリング周波数50KHzないし100KHz、2048wordの時間範囲でサンプリングされる。このように取得された合計2 \times 256個の速度の生データ $v_i(t_j)$ をハードディスクに保存し、off-lineでアンサンブル平均 $\tilde{v}(t_j)$ およびアンサンブル分散 $v'^2(t_j)$ を次式のように計算した。

$$\tilde{v}(t_j) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i(t_j) \tag{6}$$

$$v'^2(t_j) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \{v_i(t_j) - \tilde{v}(t_j)\}^2 \tag{7}$$

乱れ度 $Tu(t_j)$ は式(6)(7)から

$$Tu(t_j) = \frac{(v'^2(t_j))^{1/2}}{\tilde{v}(t_j)} \tag{8}$$

と定義する。

3.2.2 温度および熱伝達計測

熱電対からの直流電圧信号をパソコンで制御されたスキャナ(日本電子三栄製7V14)で読みとった。定常、非定常それぞれの計測とも平板上温度分布の変化が十分に小さくなった後、30点を10回、約30秒間でデータを取得し時間平均温度分布を算出した。得られた温度分布から熱伝達分布をスタントン数 St または熱伝達率 h の形で次式のように算出した。

$$St = \frac{\dot{q}_w}{Cp_{\infty} U_{\infty} (T_w - T_{\infty})} \tag{8}$$

$$h = \frac{\dot{q}_w}{(T_w - T_{\infty})} \tag{9}$$

ここで、 T_w は計測点温度、 T_{∞} は主流温度、 \dot{q}_w は熱流束である。主流温度 T_{∞} は、ダクト下流部の温度補償ユニットのプローブ(白金抵抗温度計)で計測した。

3.3 不確かさ解析

時間平均スタントン数 St について、不確かさ解析を標準的手法⁽¹²⁾に基づき行った。その結果、測定されたスタントン数の不確かさ区間は平均で約 $\pm 7\%$ (約95%包括度)である。

4. 結果

4.1 後流計測

図8にはI型熱線プローブでの後流計測の模式図を示し、また図9には後流計測点位置を、図10には平板前縁で計測された円柱後流速度分布のアンサンブル平均および後流内乱れ度分布の例をそれぞれ示す。なお、本実験での回転円柱に対する相対流れのレイノルズ数は $10^3 \sim 10^4$ の範囲にあり、円柱の抵抗係数はほぼ一定であると思われる。

回転している円柱の後流を静止したI型熱線プローブで計測する場合、計測される速度は図8のように U' である。従って、後流深さ等の直接的な計測はで

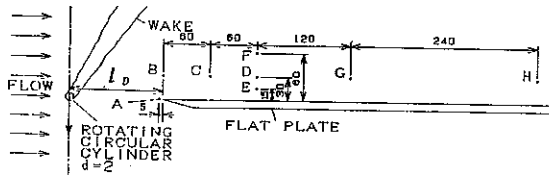


図9 後流計測点

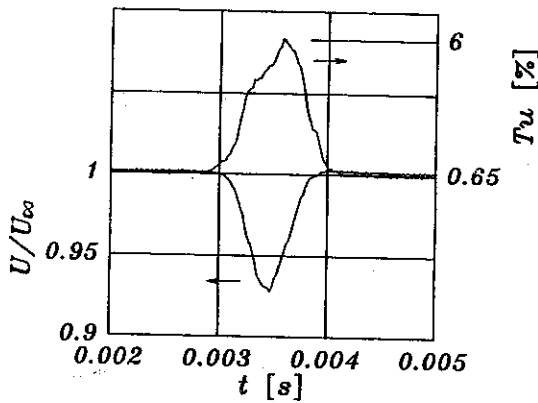


図10 後流速度および乱れ度波形

きないが、後流角 λ_s が後流内部で一定であると仮定すると、次式で後流深さ W_s を推定することができる。

$$\frac{W_s}{U_\infty} = \cos \lambda_s - \sqrt{\cos^2 \lambda_s - \left(1 - \left(\frac{U}{U_\infty}\right)^2\right)} \quad (10)$$

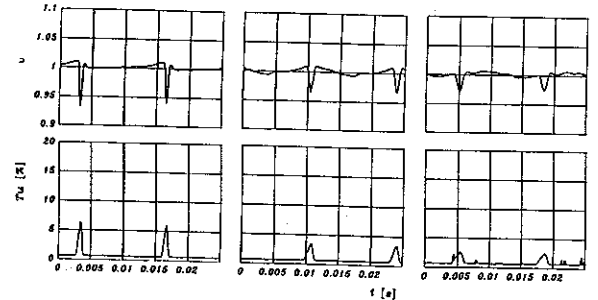
ここで、後流角 λ_s は

$$\lambda_s = \tan^{-1}(R_n \omega / U_\infty) \quad (11)$$

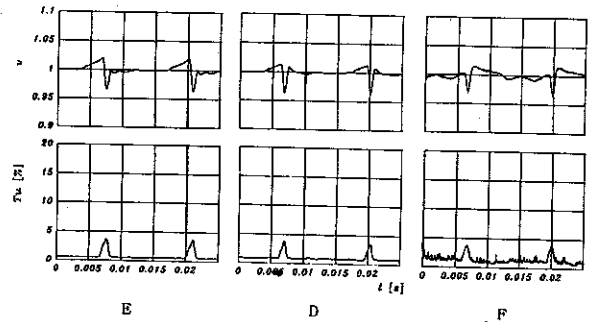
$$\omega = \pi n / 30$$

I型プローブで計測された後流速度分布はほぼ対称形で、速度欠損部の前後にわずかな増速部を伴っている。一方、乱れ度分布は後流内で6%程度のピークを示し、また後流外部では主流乱れのレベル(0.65%)まで低下している。速度・乱れ度の分布形状を比較すると、いずれも Gauss分布に近い形状になっているが、乱れ度分布の方が歪が顕著で半値幅も若干大きい。

図11には、各計測位置において後流を計測した結果を示す。図11(a)は平板から垂直方向に30mm離れた面内における流れ方向への後流波形の変化を示している。下流側に行くにつれて速度欠損および乱れ度のピークは緩やかに減衰しているが、乱れ度分布と比べ速度波形の歪が大きく現れている。Meyer⁽¹⁴⁾が negative jetモデルで説明した平板と後流との干渉効果が、後流速度分布に与える影響を見るため、平板からの垂直距離を変えて後流計測を行った結果を図11(b)に示す。平板から15mm離れたE点では後流前方に速度の増加域が



(a) (上: 速度波形, 下: 乱れ度波形)



(b) (上: 速度波形, 下: 乱れ度波形)

図11 後流速度および乱れ度波形の変化 ($n = 1500 \text{ rpm}$, $n_c = 3$)

観測され、また、60mm離れたF点では後流後方に速度増加域が見られ、主流乱れ度のレベルも増加している。ただし、後流深さ、乱れ度のピーク値の変化はほとんど見られない。この結果、平板からの距離により後流速度波形および主流乱れ度レベルは変化し、干渉効果の存在を示しているが、後流内部乱れ度のピーク値にはあまり影響を与えていないことがわかる。このような現象の機構を今回の実験データだけで説明することは困難であり、さらに詳細な実験および数値的実験を行う必要があるが、このような単純な流れ場においても、後流と物体との干渉効果が無視し得ないことがわかる。

4.2 熱伝達計測 図12に非定常流中の熱伝達計測結果の例を示す。なお、主流速度は30m/sである(平板長さによるレイノルズ数は約 2×10^5)。また図中には、定常流で計測された平板上スタント数分布 ($St_{L,L}$) および円柱を平板先端近傍に固定し後流を平板全体に及ぶようにして計測したスタント数分布 ($St_{L,T}$) を示してある。図12から、 $St_{L,L}$ は $Re_x \sim 8 \times 10^5$ 付近 ($x \sim 0.4\text{m}$) で増加し、定常遷移の発生が確認される。一方、 $St_{L,T}$ は前縁側から緩やかに減少し、全体として乱流境界層の傾向を示している。

次に円柱を回転させた場合について、熱伝達特性に

影響を及ぼす要因を中心に検討する。

(a) 周波数効果 前述のモデルからも明らかなように、後流周波数は境界層の強制遷移に強く影響すると予想される。ここで、周波数 f は

$$f = \frac{n n_c}{60}, \quad n: \text{回転数 [rpm]}, \quad n_c: \text{円柱本数} \quad (12)$$

周波数の効果を見るために、 n_c を3本に、円柱と平板との距離 l_D を0.12mにそれぞれ固定し、 n を900rpm~1500rpmまで変化させた場合の時間平均スタントン数分布を図12に示す。なお、無次元周波数 $k = 2\pi f L / U$ は9.4~15.7の範囲で、実機相当になっている。

周期的な後流の存在により境界層は遷移境界層の様相を呈し始め、回転数(周波数)の増加とともにスタントン数が増加している。そして、遷移が終了した後は、いずれの場合もほぼ完全乱流の状態に達している。この結果、遷移モデルから予想されたように、周波数

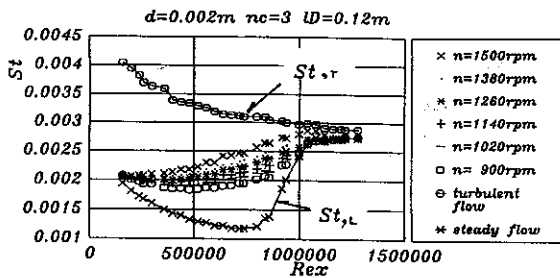


図12 時間平均スタントン数分布(周波数効果)

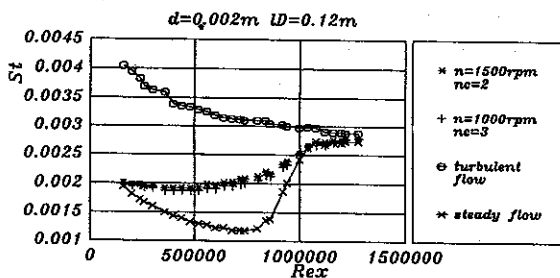


図13 時間平均スタントン数分布(回転数の影響)

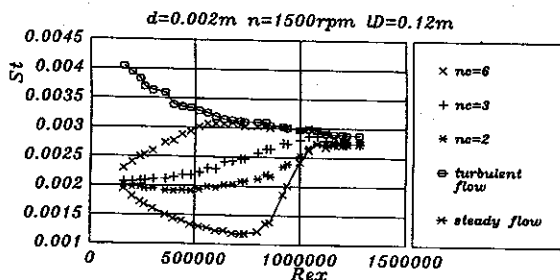


図14 時間平均スタントン数分布(高周波数の場合)

が境界層遷移に強く影響することがわかった。ここでの議論で注意すべき点としては、円柱の回転数の変化により後流角 λ が変化し(式(11))、 x_{TW} に影響を与えらると思われる後流持続時間 τ_w が変化することである。この問題を検討するため、周波数 f を一定に保ちながら、円柱回転数を1500[rpm]と1000[rpm]にした場合の計測結果を図13に示す。両者の結果はほぼ一致しており、従って、図12での回転数によるスタントン数分布の変化は、円柱径2mmの場合には、後流周波数の違いが原因と結論付けられる。また、予備的に行った実験においても、後流持続時間 τ_w が回転数によらずほぼ一定という結果を得ており、これも上の結論を裏付けている。なお、 τ_w が変化しない理由としては、円柱回転数の増加により後流角が増加し、後流が静止系で流れ方向に同一距離移動するにも相対的には長い距離を移動するため、その分後流幅が増加する一方、後流の流れ方向の幅が $1/\sin \lambda_s$ の割合で減少し、結果としてこの二つの効果が相殺したためと考えられる。

次に、回転数を1500[rpm]に固定し、円柱本数を変えた場合の測定結果を図14に示す。最も周波数の高い円柱6本の場合、遷移がすばやく完了し、その後完全乱流の分布にのっている。この結果は、完全乱流の状態に達した後は、後流は熱伝達特性にほとんど影響を与えないことを示している。おいて

(b) 後流特性 後流特性が強制遷移に与える影響を調べるため、平板と円柱との距離 l_D を0.06m~0.24mまで変化させ、これによる熱伝達特性の変化を調べた。その結果を図15に示す。 l_D を0.06mから0.24mまで大きくすることにより後流の速度欠損や乱れ度のピークはほぼ半減する(後流幅が大きくなる)。その結果得られたスタントン数分布も、 $l_D = 0.06m$ の結果の方が、 $l_D = 0.24m$ の結果よりも若干大きくなっているように見える。しかし、その差は不確かさの範囲と比べ大きくはなく、後流特性の変化が境界層遷移に与える影響は比較的小さいものと判断される。

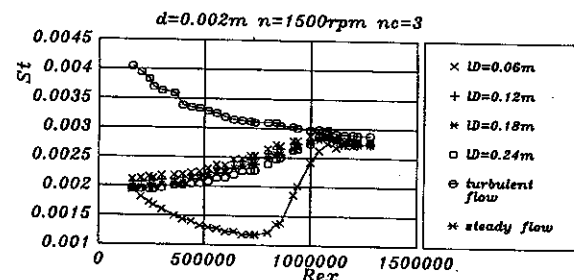


図15 時間平均スタントン数分布(後流特性の効果)

4.3 間欠度モデル 定常流で得られた層流および乱流熱伝達を St_{L} , St_{T} とすると, 間欠度 $\gamma(x)$ を用いて後流効果を含む流れでの時間平均熱伝達 \overline{St} は,

$$\overline{St}(x) = (1 - \gamma(x)) St_{L}(x) + \gamma(x) St_{T}(x) \quad (13)$$

と表すことができる. この式から逆に間欠度を算出し, これと式(5)とが best fit するように遷移開始点 x_{TW} および係数 C を決定する. このとき, 前述の遷移モデルおよび上での時間平均スタントン数に関する議論から, 遷移開始点 x_{TW} は周波数によらず一定であるとして fitting を行う.

このようにして決定された係数 C を図16に, また式(13)による評価結果例を図17~20に点線で示す. ここで, 推定された遷移開始点 x_{TW} は 0.040m である. 図16から, Mayleらの与えた式(5)とは異なり, C は必ずしも定数ではなく後流周波数の関数となること, そして周波数が高いほどその値が大きくなること, かつこの違いの原因は明かではないが, 本研究で得られた, 後流持続時間 τ_w の周波数に対する非依存性が関係していると思われる.

式(13)に間欠度モデル式(5)を用いた場合の曲線の fitting は全般的に良好であるが, 遷移後半で若干の差異が見られる. これは, 層流として使用している St_{L} に自然遷移の効果が含まれているためである. この影響は比較的低い周波数の方が大きい, 実用上は問題ない程度の差異と思われる.

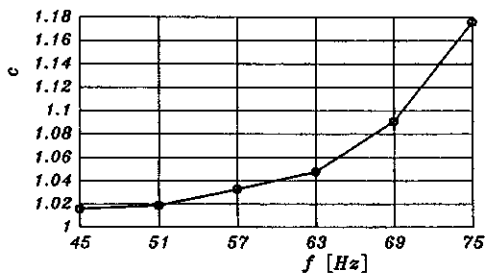


図16 係数Cの周波数に対する依存性

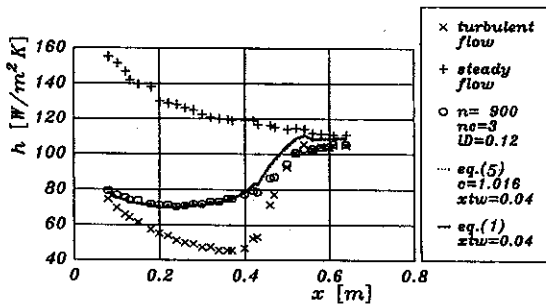


図17 後流影響下での熱伝達特性の評価 ($n = 900\text{rpm}$, $n_c = 3$)

次に, 幾何学的遷移モデルを考える. 式(1)に対し, 遷移開始点としては上で求めた値 $x_{TW} = 0.04\text{m}$ を用い, 係数 β_F , β_E を文献⁽¹⁵⁾から選定 ($\beta_F = 1.0$, $\beta_E = 0.55$) して間欠度を算出し, 式(13)に代入して時間平均熱伝達を求め, それを先に決定した式(5)の間欠度モデルによる結果と比較した. その結果を図17~20に実線で表示する. また, $\beta_F = 1.0$ の代わりに, 乱流スポット前縁伝播速度比としてよく引用される $\beta_F = 0.88$ ⁽⁶⁾ の場合の結果を図21に示す.

図17~20での比較の結果, $\beta_F = 1.0$ を代入した式(1)による評価値は, 遷移後半部の一部を除き, 式(5)のそれとほぼ一致し, また実験結果をよく表している. 特

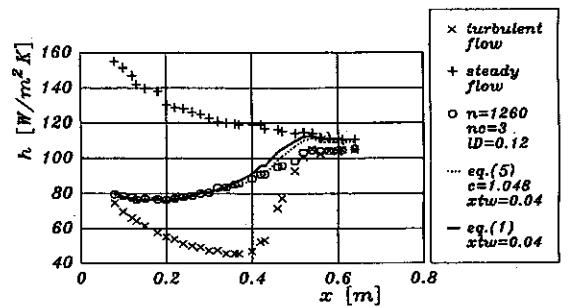


図18 後流影響下での熱伝達特性の評価 ($n = 1260\text{rpm}$, $n_c = 3$)

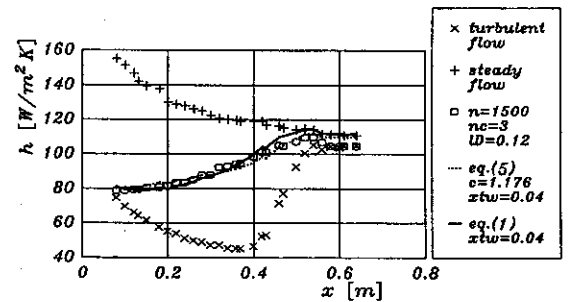


図19 後流影響下での熱伝達特性の評価 ($n = 1500\text{rpm}$, $n_c = 3$)

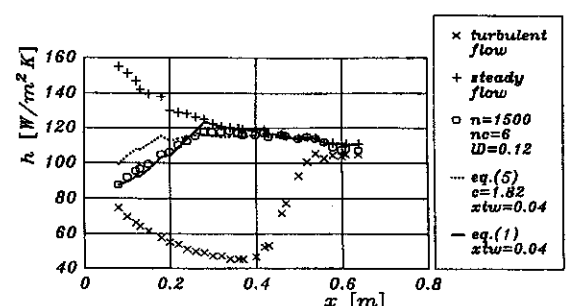


図20 後流影響下での熱伝達特性の評価 ($n = 1500\text{rpm}$, $n_c = 6$)

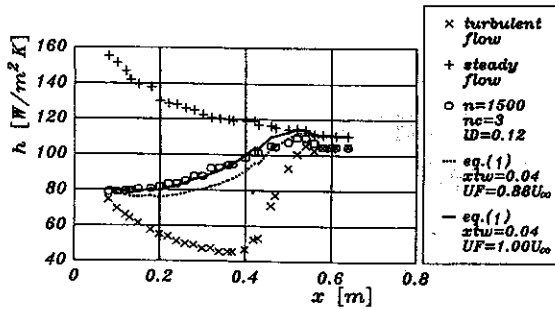


図21 乱流スポット伝播速度 β_F の影響
($n = 1500\text{rpm}$, $n_c = 3$)

に、最も周波数の高い場合については、式(5)では適切な fitting が困難で実験結果を適切には表現していないが、式(1)による評価は実験とよく一致している(図20)

伝播速度比 β_F の違いによる評価値への影響は、図21で明らかである。即ち、 $\beta_F = 0.88$ の方が $\beta_F = 1.0$ の結果よりも低めの時間平均スタントン数分布を与え、実験値との違いも顕著である。

以上の結果から、後流による強制遷移モデルとしての幾何学的間欠度モデルの有効性が示された。その際モデルに用いた乱流領域伝播速度比の値($\beta_F = 1.0$, $\beta_F = 0.55$)から、乱流領域前方部の移動速度は主流と等しく、従ってこの部分は後流とともに移動する部分または後流自身であること、また、乱流後方は後流の作用によって発生した乱流スポットの後端部であることが推測される。また、式(1)と式(5)とを比較すると、式(1)の方が含まれる未知係数が x_{TW} だけで、さらに汎用性が不確かな係数 C を利用していない。この点において、式(1)は式(5)よりも有効なモデルと考えることができる。

しかし、以上の推論は、時間平均熱伝達特性という、いわば結果として現れる量に基づいており、モデル有効性の検証としては間接的である。また、ここで検討したモデルでは遷移開始点 x_{TW} はなんらかの方法で与える必要があるなど、問題点も残されている。従って、遷移モデルの有効性を実証し、また x_{TW} 推定のための合理的な方法導出のためにも、境界層の非定常挙動などについて詳細に調べる必要がある。

加えて、上述の評価式には自然遷移の効果は含まれていないにもかかわらず、実験値とのよい一致が得られたのは、主流乱れ度が低く自然遷移開始点が強制遷移開始点よりも下流側に位置し、その効果が打ち消されたためと考えられ、従って、主流乱れ度が大きい場合にはここでのモデルでは十分に現象を評価できないおそれがある。この点についても、今後さらに実験的

検討を行い明らかにする予定である。

5. 結言

後流による境界層の強制遷移について、2種類の境界層間欠度モデルに基づく遷移モデルについての理論的考察を行い、また、低い主流乱れでの後流発生器を用いたシミュレーション試験により、後流の影響を受ける平板境界層の時間平均熱伝達特性を計測した。その結果、後流による強制遷移には周波数が最も影響すること、後流特性の効果は比較的小さいことなどを確認した。また、遷移モデルとしては、乱流スポットの時空間上での幾何学的成長を仮定したモデル(幾何学的間欠度モデル)が実験結果とよく一致し、Mayleらが提案したモデルよりも実用上の点も含め優れていることを示した。

本研究の遂行にあたっては、東北大学太田照和教授、岩手大学大内雅樹助教授から貴重な助言を得た。また、実験遂行には、本学卒業生酒田淳一君、学生山下嘉宏君の助力があった。ここに記して、謝意を表す。

参考文献

- (1) Pfeil, H. et al., Trans. ASME, J. Eng. Power, Vol. 105, 1983, 130
- (2) Addison, J. S. and Hodson, H. P., Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 112, 1990, 206
- (3) Dong, Y. and Cumpsty, N. A., Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 112, 1990, 231
- (4) Mayle, R. E. and Dullenkopf, K., ASME Paper 89-GT-57, 1989
- (5) Mayle, R. E. and Dullenkopf, K., ASME Paper 90-GT-112, 1990
- (6) Obremski, H. J. and Fejer, A. A., J. Fluid Mech., Vol. 29, 1967, 93
- (7) Pfeil, H., Herbst, R. and Schroder, T., Trans. ASME, J. Eng. Power, Vol. 105, 1983, 130
- (8) Young, A. D., Boundary Layer, AIAA, 1989, 131
- (9) Mayle, R. E. and Dullenkopf, K., ASME Paper 89-GT-57
- (10) Mayle, R. E. and Dullenkopf, K., ASME Paper 90-GT-137
- (11) Emmons, H. W., J. Aero. Sci., Vol. 18, 1951, 490
- (12) Dhawan, S. and Narasimha, R., J. Fluid Mech., Vol. 3, 1958, 418
- (13) ANSI/ASME PTC 19.1-1985, 1985, ASME
- (14) Meyer, R. X., Trans. ASME, J. Basic Eng., 1958, 1544
- (15) Hodson, H. P., Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 112, 1990, 691