

後流の影響を受ける非定常平板境界層に関する研究*

(境界層の非定常遷移過程と時間平均特性)

船崎 健一^{*1}, 目黒 俊勝^{*2}
山脇 栄道^{*3}, 山下 嘉宏^{*4}

Studies of the Unsteady Boundary Layer on a Flat Plate Subjected to Incident Wakes

(Unsteady Transition Process of the Boundary Layer and Its Time-Averaged Characteristics)

Ken-ichi FUNAZAKI, Toshikatu MEGURO,
Shigemichi YAMAWAKI and Yoshihiro YAMASHITA

Based on the detailed measurements of the unsteady boundary layer on the flat plate, which are affected by wakes generated from the moving circular cylinders, time-averaged characteristics of the boundary layer are calculated. Such characteristics are examined from viewpoint of the process of unsteady transition of the boundary layer. Furthermore, as for the time-averaged energy dissipation thickness of the boundary layer, some consideration is made to clarify the relation between the incident wakes and undesirable increase in total pressure loss, which is one of the important factors for aerodynamic designers of turbomachines.

Key Words: Unsteady Flow, Boundary Layer, Wake, Hot-Wire Probe Measurement, Loss Coefficient, Shape Factor, Intermittency Factor

1. 緒言

著者らは既報^{1,2,3}において、後流の影響を受ける平板境界層の時間平均熱伝達特性および境界層特性計測を行った。そして、そこで得られた結果を基に、間欠度に基づく後流強制遷移モデルを提唱し、その妥当性を実証した。また、後流によって境界層内に誘発される乱流領域を乱れ度分布の計測結果から確認した。以上の結果は、後流による境界層遷移という現象を理解し、またそれに伴う諸特性の変化の予測に関する重要なデータを提供していた。しかし、これらの研究は、遷移モデルの構築を主な目的としていたため、境界層の非定常遷移の過程および後流の影響を受ける境界層の時間平均特性についての検討が十分には行われていなかった。特に後者は後流とターボ機械の性能(翼損失係数)との関係を理解する上で重要な課題であり、この分野の研究が望まれていた。これに関する研究としては田中⁴やHodson⁵の研究がある。田中は環状圧縮機翼列を用いて円柱後流の影響を受ける場合の翼列損失を詳細に計測しているが、その予測法については検討していない。一方、Hodsonは、翼列損失係数に関する評価式を境界層強制遷移モデルを用いて提示したが、彼は自分の翼列試験結果を説明するためのかなり強引な仮定を導入しており、そこでの議論の妥当性については検討の余地がある。

以上の観点から、本論文では、後流の影響を受ける非定常境界層を熱線流速計により計測し、その結果から運動量厚さや形状係

数などの境界層時間平均特性を算出し、それらの特性値と境界層の非定常遷移過程との関連について検討する。さらに、エネルギー厚さと翼損失係数との関係に着目して、非定常流中での翼損失係数を定量的に評価する手法を、Hodsonが提示した手法をベースに展開し、実験結果との比較により評価法の妥当性の検討を行う。

主な記号

C_D	: 散逸係数
d	: 円柱径
L	: 平板長さ
S	: ストローハル数 ($=L/U_\infty \tau$)
U_∞, U_m	: 主流速度, 時間平均速度
$\bar{v}(t), \bar{v}$: アンサンブル平均速度, 時間平均速度
x_{TW}, x_n, x_{FT}	: 強制遷移開始点, 強制遷移終了点, 定常遷移点
\bar{Y}	: 損失係数
β_F, β_B	: 乱流領域前縁部, 後縁部移動速度比
$\delta_1, \delta_2, \delta_3$: 境界層排除厚さ, 運動量厚さ, エネルギー厚さ
τ, τ_w	: 後流通過周期, 後流持続時間
ν	: 動粘性係数
\bar{u}	: 無次元周波数

添字

B, M	: 摩擦損失, 混合損失
L, T	: 層流, 乱流

2. 実験方法

2.1 実験方法 実験装置、計測方法は既報¹と同じであり、詳細は略す。図1には後流を発生する回転円盤上の円柱および計測用平板(長さ $L=1m$)を示す。円柱径は $\phi 2mm, \phi 5mm$ およ

* 原稿受付 平成4年11月16日。

^{*1} 正員, 岩手大学工学部(〒020 盛岡市上田4-3-5)。

^{*2} 准員, 本山製作所(〒981-11 仙台市青葉区堤町1-12-1)。

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

^{*4} 学生員, 岩手大学大学院。

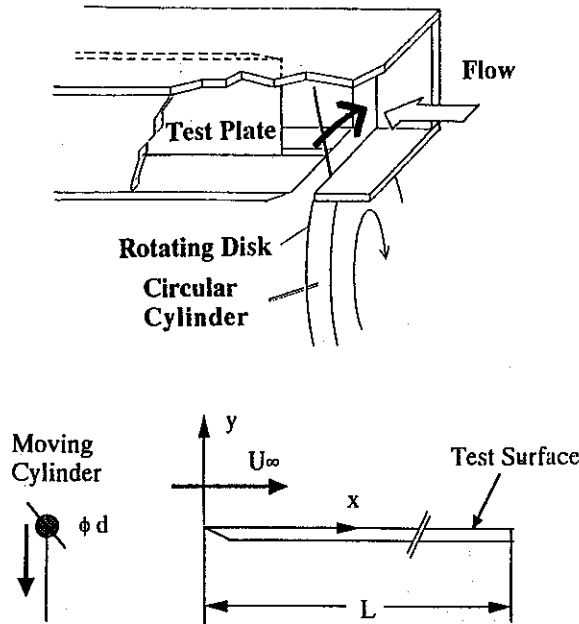


図1 供試部および座標系

びφ10mmの三種類で、円盤回転数は900~1500rpmである。平板長さに基づくレイノルズ数 $Re (=U_\infty L/\nu)$ は 2.0×10^6 である。

平板上の非定常境界層の計測には、I型熱線プローブおよび熱線流速計を用いる。計測位置は、後流による境界層強制遷移の終了近傍を観測する目的で、流れ方向に平板前縁から0.3m~0.6mの間に11点、平板垂直方向に11点である。計測精度上の観点からは垂直方向への測定点数が多い方が好ましいが、後述のアンサンブル平均処理に伴い外部記憶容量がかなり大きくなり、そのため計測点数が制約されている。プローブの移動は、平板に垂直な方向にはコンピュータ制御されたトラバース装置および流れ方向へは手動トラバース装置により行う。平板垂直方向の距離を決定する場合、アクリル平板の面精度や流れ方向トラバース装置との平行度が十分には高くないので、各流れ方向計測面毎に熱線プローブ先端が平板に接触する点を原点としている。

2.2 データ処理 計測では回転に同期したトリガー信号により熱線流速計からのアナログ信号のサンプリングを開始し(サンプリング周波数は50kHz)、計測点毎にこのように取得された合計 $2^8=256$ 個の速度の時系列データ(2048word)をハードディスク(記憶容量130MB)に保存する。そして、これらのデータから off-line でアンサンブル平均およびアンサンブル分散を次式のように計算する。

$$\bar{v}(y, t_j) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k v_i(y, t_j) \quad (1)$$

$$v'(y, t_j)^2 = \frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k (v_i(y, t_j) - \bar{v}(y, t_j))^2 \quad (2)$$

乱れ度は式(1)(2)から

$$Tu(y, t_j) = \frac{\sqrt{v'(y, t_j)^2}}{U_\infty} \quad (3)$$

と定義する。また、時間平均速度($\bar{v}(y)$)は、後流通過周期を $\tau (=nn_c/60, n$:円盤回転数, n_c :円柱本数)として、次式で評価する。

$$\bar{v}(y) = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \bar{v}(y, t) dt \quad (4)$$

2.3 不確かさ解析 熱線プローブによる計測値についての不確かさ解析を、標準的手法^{6,7)}に基づいて行った。その結果、アンサンブル平均速度 $\bar{v}(y, t_j)$ が含む不確かさは約±2%(95%包括度)であった。

3. 後流による境界層特性への影響

3.1 境界層特性 式(4)で計算される時間平均境界層速度分布より、境界層の時間平均特性、即ち排除厚さ δ_1 、運動量厚さ δ_2 およびエネルギー厚さ δ_3 を次式で評価する。

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \int_0^{\delta} \left(1 - \left(\frac{\bar{v}}{U_\infty}\right)\right) dy \\ \delta_2 &= \int_0^{\delta} \left(\frac{\bar{v}}{U_\infty}\right) \left(1 - \left(\frac{\bar{v}}{U_\infty}\right)\right) dy \\ \delta_3 &= \int_0^{\delta} \left(\frac{\bar{v}}{U_\infty}\right) \left(1 - \left(\frac{\bar{v}}{U_\infty}\right)^2\right) dy \end{aligned} \quad (5)$$

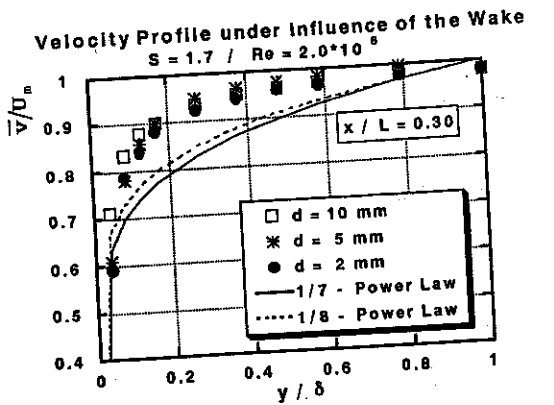
また、形状係数 H_{12} は

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (6)$$

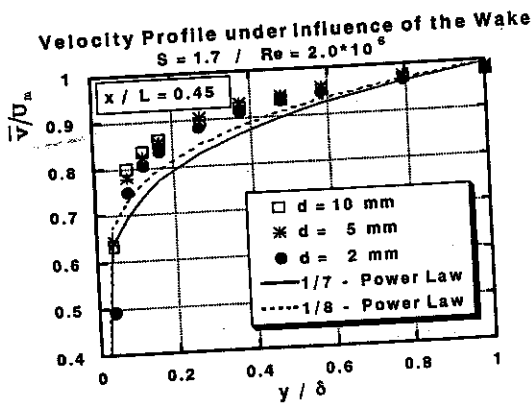
3.2 実験結果

3.2.1 時間平均速度分布 図2(a)~(c)には、流れ方向3カ所における時間平均速度分布を、べき乗則と併せて3種類の円柱径の場合について示す($S = 1.7$)。図3(a)~(c)には、各円柱径の場合について、 $y/L = 0.0002$ の位置で計測した境界層内の乱れ度分布($Tu \geq 4\%$)を時空間上で示す。なお、 $Tu = 4\%$ は乱流領域の境界を定義する³⁾。図中の破線は、後流によって境界層内に周期的に発生した乱流領域が、時空間上をくさび状に発達する状況を明らかにするため、領域の境界線を上流側に延長したものである。これらの図は、後流が引き起こした乱流領域の成長によって、下流側に向かって次第に乱れ度の持続する時間が拡大し、非定常遷移が進行する状況を表している。この図より、境界層時間平均速度分布(図2)が次第に完全乱流境界層の速度分布に漸近する理由を理解することができる。また、円柱径2mm((a))および5mm((b))の場合には、後流によって周期的に引き起こされたくさび状の乱流領域の間に別の乱流領域(MT)が発生し遷移が完了しているが、10mmの円柱の場合((c))にはその存在が確認されず、かなり下流($x/L = 0.55$)まで乱れ度の低い状態が存在している。先の研究³⁾では、この領域(MT)は自然遷移による乱れ度であることが示されているが、この領域の有無が、 $x/L = 0.6$ での時間平均速度分布において見られる、10mmの円柱の場合と他の円柱の場合との比較的顕著な差異の原因の一つと思われる。

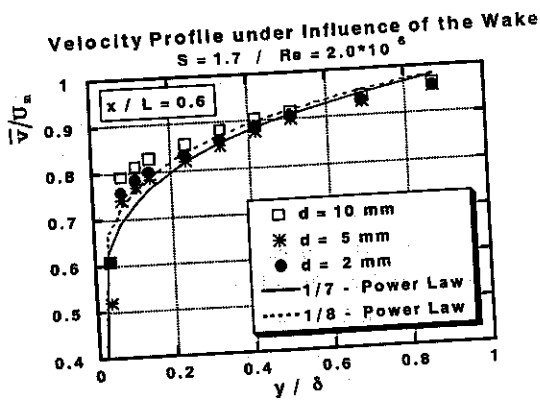
3.2.2 形状係数 図4, 5には、非定常パラメータおよび円柱径を変えた場合の形状係数の分布を示す。図4には、2mmの



(a) $x / L = 0.30$



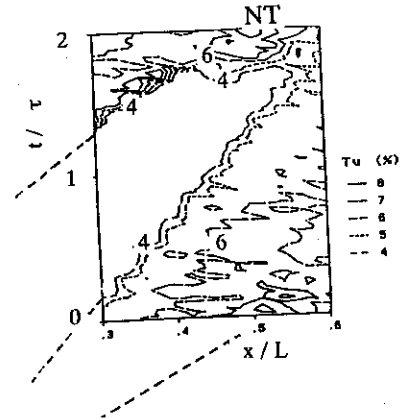
(b) $x / L = 0.45$



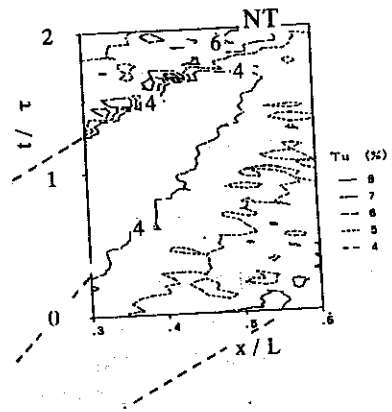
(c) $x / L = 0.60$

図2 時間平均速度分布

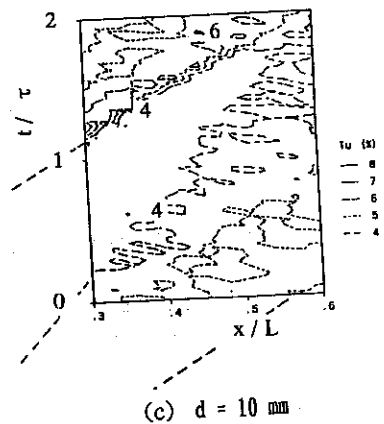
円柱の場合について、ストローハル数の効果を示す。この図からわかるように、ストローハル数が大きくなるにつれて $H_{12} = 1.4$ にそれぞれの分布が漸近し、境界層は乱流の状態に近づいている。特に、図4の $s = 5.0$ の場合にはかなり上流から乱流状態に達していることがわかる。図5には、 $s = 1.7$ の場合について、円柱径を変えた場合の形状係数の分布を示す。これより、円柱径が大きな場合に乱流境界層への遷移が早くなる状況が理解されるが、図4と比較すると、ストローハル数による形状係数の変化の割合が大きいことがわかる。



(a) $d = 2 \text{ mm}$



(b) $d = 5 \text{ mm}$



(c) $d = 10 \text{ mm}$

図3 時空間上乱れ度分布

4. 後流による損失への影響の評価

4.1 エネルギー厚さによる評価 Denton, Cumpsty⁸ によれば、非圧縮流中の翼列流量平均損失係数 \bar{Y} は次式で評価される。

$$\bar{Y} = \frac{2\rho}{mU_2^2} \int U^3 C_D dA \quad (7)$$

A は翼表面積、 C_D は散逸係数⁹、 U_2 は翼列出口流速、 m は翼一枚あたりの質量流量である。散逸係数とエネルギー厚さには次の関係

式が成立する。

$$\frac{1}{U^2} \frac{d}{dx} (U^2 \delta_3) = 2 C_D \quad (8)$$

本研究では圧力勾配のない平板境界層を対象としているので、 $U = \text{const} = U_\infty$ となる。 $dA = W dx$ (W : 板幅) とすると、式(7)(8)から結局次式を得る。

$$\bar{Y} = \frac{\rho U_\infty W}{m} \int \frac{d\delta_3}{dx} dx = \frac{\rho U_\infty W}{m} \delta_3 \quad (9)$$

ここでは、平板前縁でのエネルギー厚みの初期値をゼロとしている。式(9)より、平板上に発達した境界層による摩擦損失係数は、エネルギー厚みに比例することがわかる。従って、後流の影響を受ける境界層の時間平均速度分布から時間平均エネルギー厚みを算出し、後流の影響を受けない場合のエネルギー厚みと比較することにより、後流による損失係数への影響を見ることが出来る。

ここで、式(7)の損失係数には翼下流で発生する混合損失の増加分が考慮されていないことに注意する。Vavra¹⁰によれば、混合損失は翼後縁での運動量厚さにほぼ比例し、また摩擦損失のおよそ10%程度の大きさである。そこで、以下ではしばらく混合損失を無視して議論を進め、その効果の検討を4.5節で行うことにする。

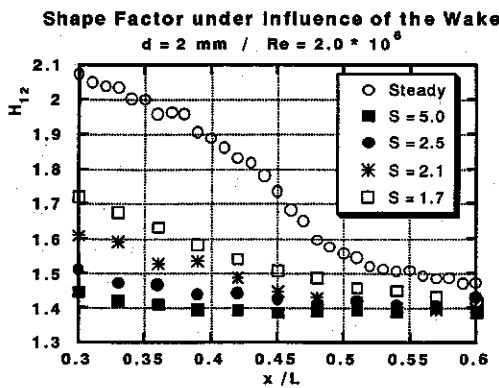


図4 形状係数に及ぼすストローハル数の効果

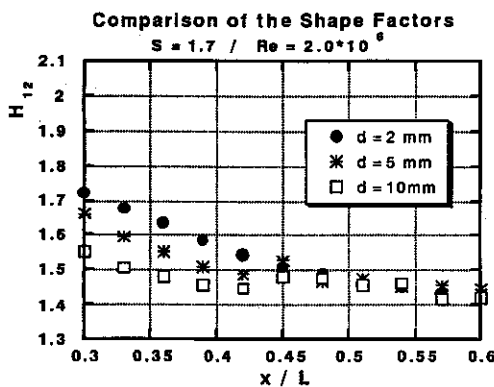


図5 円柱径の違いによる形状係数分布の変化

4.2 Hodsonの手法およびその改良 Hodson⁵は、図6に示す時空間上での境界層状態図において、後流により翼面上に発生した間欠的乱流域が翼面を覆う時間的割合を基に、準定常的な考察から、翼損失係数 \bar{Y} を推定する次式を提示した。

$$\frac{\bar{Y} - \bar{Y}_L}{\bar{Y}_T - \bar{Y}_L} = 1 - \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\bar{\omega}} \left(1 - \frac{\tau_W}{\tau}\right)^2, \quad \frac{\bar{\omega}}{2\pi} \geq 1 - \frac{\tau_W}{\tau} \quad (10)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\bar{\omega}}{2\pi} + \frac{\tau_W}{\tau}, \quad \frac{\bar{\omega}}{2\pi} \leq 1 - \frac{\tau_W}{\tau}$$

ここで、 \bar{Y}_T, \bar{Y}_L はそれぞれ定常(後流の影響を受けない場合)の境界層が前縁から乱流または層流の場合の損失係数、 τ_W は後流持続時間である。また、 $\bar{\omega}$ は無次元周波数で、代表長さとして強制遷移開始点から定常遷移点までの距離 $x_{FT} - x_{TW}$ を用いる。

$$\bar{\omega} = \frac{2\pi(x_{FT} - x_{TW})}{U_\infty \tau} = \frac{2\pi(x_{FT} - x_{TW})}{L} S, \quad S = \frac{L}{U_\infty \tau} \quad (11)$$

S は後流通過に関するストローハル数である。なお、式(10)の第一式は図6(a)に、第二式は図6(b)の場合に対応している。

Hodsonが誘導した式(10)は、後流によって引き起こされる乱流領域(図6)の前縁(時間的に先行する部分)および後縁(遅れる部分)の移動速度 U_F, U_B と主流速度 U_∞ との比 β_F, β_B がそれ

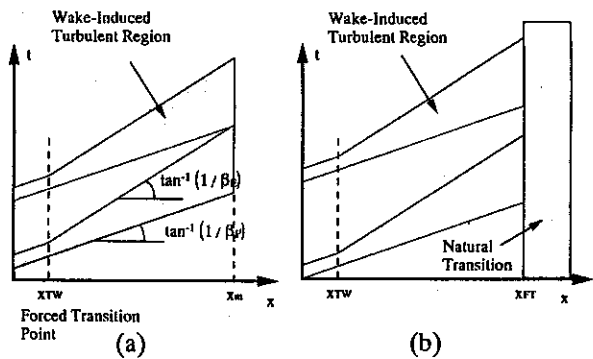


図6 時空間上での境界層状態図(損失係数評価用)

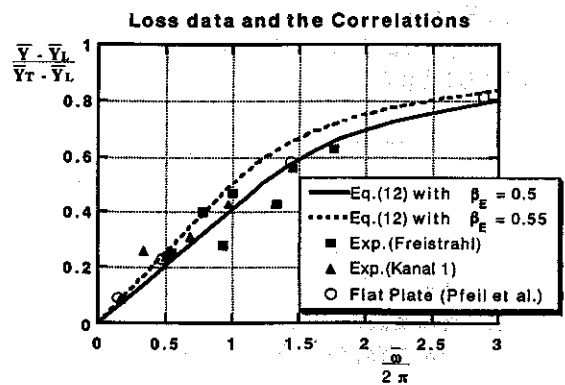


図7 非定常損失係数の推定値と実験値との比較

それぞれ $\beta_F = 1.0$, $\beta_B = 0.5$ であると仮定されている。一方、著者らの伝熱計測および境界層計測結果では $\beta_B = 0.55$ であった。式(10)を β_F , β_B を用いた表示に書き換えると、

$$\frac{\bar{Y} - \bar{Y}_L}{\bar{Y}_T - \bar{Y}_L} = 1 - \frac{1}{2} \frac{2\pi\phi}{\bar{\omega}} \left(1 - \frac{\tau_W}{\tau}\right)^2, \quad \frac{\bar{\omega}}{2\pi\phi} \geq 1 - \frac{\tau_W}{\tau} \quad (12)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\bar{\omega}}{2\pi\phi} + \frac{\tau_W}{\tau}, \quad \frac{\bar{\omega}}{2\pi\phi} \leq 1 - \frac{\tau_W}{\tau}$$

$$\phi = \frac{\beta_B}{(\beta_F - \beta_B)}$$

式(12) に対し $\beta_B = 0.5$ と $\beta_B = 0.55$ をそれぞれ代入した結果と既存の実験結果との比較を図7に示す。なお、実験値として図中に示したものは、Hodsonの論文で引用されていた実験値であり、それぞれ圧力勾配がない場合または加速流中での結果である。ここでの比較の結果、著者らの実験で得られた $\beta_B = 0.55$ を代入した場合の推定値の方が実験値との対応が改善することが確認された。そこで以下の検討に際しては、 $\beta_B = 0.55$ を用いる。

4.3 損失係数の評価 式(12)の右辺を $f(\bar{\omega})$ と置き、式(9)を代入することにより次式を得る。

$$\frac{\delta_{3,T} - \delta_{3,L}}{\delta_{3,T} - \delta_{3,L}} = f(\bar{\omega}) \quad (13)$$

$$\therefore \delta_{3,T} = \delta_{3,L} + f(\bar{\omega})(\delta_{3,T} - \delta_{3,L})$$

式(13)を用いて評価したエネルギー厚みと、計測結果から算出されたエネルギー厚みとを比較することにより、式(12)の妥当性について検討する。

式(13)の右辺を評価するにあたって、後流通過周波数の他に、

- (1) 後流持続時間
- (2) 強制遷移開始点
- (3) 定常遷移点
- (4) 定常境界層が層流、乱流時のエネルギー厚さ

の情報が必要になるが、これらを次のように決定していく。

(1) **後流持続時間** 著者らの円柱を用いた実験では、後流内の乱れ度分布4%以上の部分が占める時間を後流持続時間と定義することで、得られた結果をかなりよく説明できることが確認されている^{3, 11}。そして、この場合には、乱れ度分布にGauss分布を仮定することにより、後流持続時間は次式で算出される。

$$\tau_W = 3.36 \tau_{1/2} \sqrt{-\ln\left(\frac{4}{Tu_{max}}\right)} \quad (14)$$

ここで、 $\tau_{1/2}$ は後流内乱れ度分布に関する半値幅、 Tu_{max} は後流内の乱れ度の最大値である。今回はこれらの計測値¹¹を用いる。

(2) **強制遷移開始点** 著者らは先に、非定常境界層の計測結果等から、強制遷移開始点に関する次の相関式を得ている⁸。

$$Re_{\theta_{TW}} = 163 + \exp(4.83 - 30.8 \bar{\tau}_W) \quad (15)$$

$$Re_{\theta_{TW}} = U_\infty \delta_{2,TW} / \nu, \quad \bar{\tau}_W = \tau_W U_\infty / L$$

ここで、 $\bar{\tau}_W$ は無次元後流持続時間である。上式に式(14)および付録式(A.2)を代入して強制遷移開始点を求める。

(3) **定常遷移点** 定常遷移点の定義について考察する。Hodsonが示した図6での乱流領域では、定常遷移点以降の乱流領域と後流による乱流領域とを同種のものとして扱っている。先に後流による乱流領域を乱れ度4%以上の部分と定義付けたが、これとの対応を考慮すれば、定常遷移点も同様の定義により決定することが自然である。予備試験の結果より、定常流での乱れ度が4%以上になる位置は、ほぼ $x/L = 0.42$ であり、ここを定常遷移点とする。

(4) **エネルギー厚さ** 付録に示す関係式より、定常境界層が層流の場合のエネルギー厚さ $\delta_{3,L}$ は、式(A.3)で評価し、また、乱流の場合のエネルギー厚さ $\delta_{3,T}$ は、関係式(A.4)で評価する。

4.4 実験値との比較 図8に、2mmの円柱の場合のエネルギー厚さ分布を、式(A.3) (Laminar) および式(A.4) (Turbulent) による評価値とともに示す。なお、実験値から算出したエネルギー厚さに含まれる不確かさは約±12%である。

定常流中の層流状態での境界層のエネルギー厚さの計測値は、推定値(式(A.3))に近い値を示している。そして、境界層遷移が

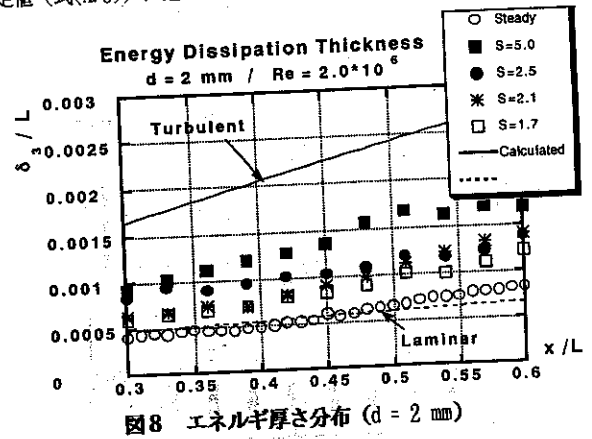


図8 エネルギー厚さ分布 (d = 2 mm)

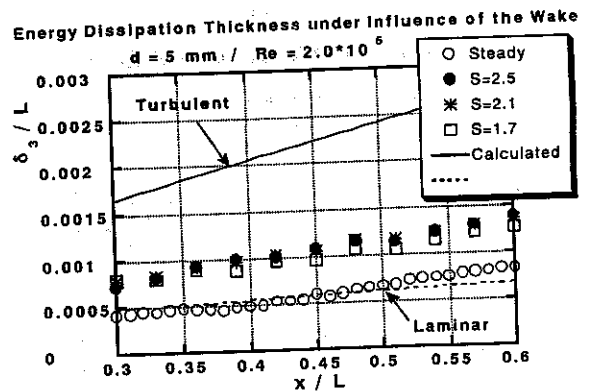


図9 エネルギー厚さ分布 (d = 5 mm)

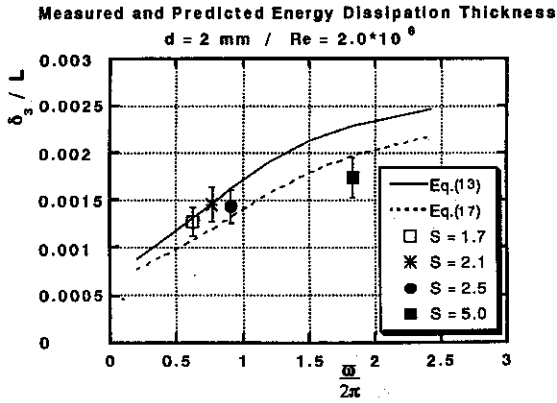


図10 エネルギー厚さの推定値と実験値との比較 (d = 2 mm)

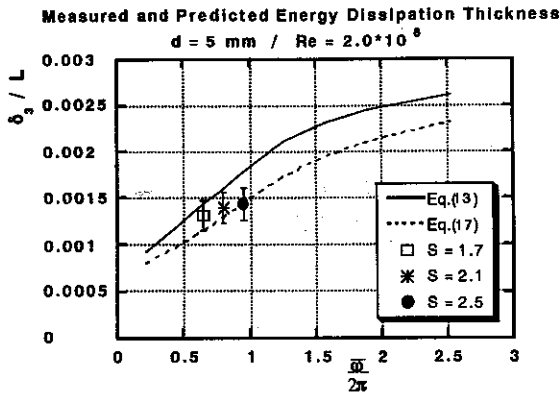


図11 エネルギー厚さの推定値と実験値との比較 (d = 5 mm)

始まる $x/L = 0.40-0.45$ から推定値からずれてくる。非定常流におけるエネルギー厚さも傾向的には定常流の場合と類似しており、下流側に次第に増加し、またストローハル数の増加とともに大きくなっている。図9には5mmの円柱の場合の結果を示す。2mmの場合とほぼ同様の傾向にあり、ここでの結果を見る限り円柱径の違いによるエネルギー厚さの差は小さい。

図10には、2mmの円柱について、 $x/L = 0.6$ を平板の終わりと見なし、この位置におけるエネルギー厚さの評価値(式(13))を実線で表し、また各無次元周波数に対するエネルギー厚さの実験値を示す。この図から、無次元周波数が比較的低いところでは式(13)等を用いた評価値と実験値とはよく一致しているが、高周波数領域では差が生じている。この傾向は5mmの円柱の場合にも同様である(図11)。

4.5 考察 式(12)で示した損失係数は、乱流境界層が占める時間的割合から導かれており、乱流境界層によるエントロピー増加に起因する損失を与えるものである。そしてこの式は、図7に示したように、既存の翼列損失増加量の計測値とよく一致する。しかし、この計測値には、摩擦損失の増加分ばかりでなく翼下流での速度分布の混合作用による損失(混合損失)増加分も含まれているものと考えられる。そこで、式(12)を「混合損失の効果を含む損失係数を与える半理論式」と再解釈すると、前節で確認された、高周波数領域におけるエネルギー厚さの実験値と推定値との違いの原因は、推定値中に混合損失増加分が含まれているた

めと考えられる。この推論に基づいて、混合損失分を差し引いた場合のエネルギー厚さを以下のように求める。

まず、損失係数を境界層での摩擦損失による部分 \bar{Y}_B と混合損失による部分 \bar{Y}_M とに分け、これを式(12)に代入する。

$$f(\bar{\omega}) = \frac{(\bar{Y}_B + \bar{Y}_M) - (\bar{Y}_{B,L} + \bar{Y}_{M,L})}{(\bar{Y}_{B,T} + \bar{Y}_{M,T}) - (\bar{Y}_{B,L} + \bar{Y}_{M,L})} \quad (16)$$

$$= \frac{(\bar{Y}_B - \bar{Y}_{B,L}) + (\bar{Y}_M - \bar{Y}_{M,L})}{(\bar{Y}_{B,T} - \bar{Y}_{B,L}) + (\bar{Y}_{M,T} - \bar{Y}_{M,L})}$$

式(16)の分母において、 $(\bar{Y}_{B,T} - \bar{Y}_{B,L}) > (\bar{Y}_{M,T} - \bar{Y}_{M,L})$ と仮定し、さらに $\bar{Y}_B - \delta_3$ を考慮すると、

$$\frac{\delta_3 - \delta_{3,L}}{\delta_{3,T} - \delta_{3,L}} = \frac{f(\bar{\omega})}{1 + f_M}, \quad f_M = \frac{\bar{Y}_M - \bar{Y}_{M,L}}{\bar{Y}_B - \bar{Y}_{B,L}} \quad (17)$$

$$\therefore \delta_3 = \delta_{3,L} + \frac{f(\bar{\omega})}{1 + f_M} (\delta_{3,T} - \delta_{3,L})$$

式(17)で導入した f_M は上流からの後流による混合損失増加分と摩擦損失増加分との比を表し、無次元周波数の関数となる。 f_M の具体的表現は明かではないが、無次元周波数がゼロに近づく場合に、分子 $\bar{Y}_M - \bar{Y}_{M,L}$ 、分母 $\bar{Y}_B - \bar{Y}_{B,L}$ とも同じ割合でゼロに漸近すると仮定し、また、無次元周波数が十分大きい場合には、 f_M は完全乱流境界層の状態での値(≈ 0.1)に漸近するものとする。そこで、極限として、

$$\bar{\omega} \rightarrow 0, \quad f_M \rightarrow 1.0$$

$$\bar{\omega} \rightarrow \infty, \quad f_M \rightarrow 0.1$$

という値を示す次のような関数を想定する。

$$f_M(\bar{\omega}) = 0.1 + 0.9 \exp(-\bar{\omega}) \quad (18)$$

式(18)を式(17)に代入して求めたエネルギー厚さを図10および11に破線で示す。この結果、損失係数の中の混合損失効果を評価することにより、全体としてのエネルギー厚さの推定値と実験値との相関は改善されている。このことは、混合損失の影響が無視し得ないこと、また高周波数領域での式(12)の妥当性に対する問題点の存在を示唆している。ただし、関連するデータに乏しく、また、式(18)自身が十分に確かめられた関数形ではないので、今後混合損失の適切な評価方法についてさらに検討する必要がある。

混合損失の存在の他に、実験値と評価値との差の原因として考えられる事としては、式(12)の誘導の背景にある準定常的取扱いがある。Hodsonの方法では、定常流での特性、例えば定常遷移点は非定常効果によらないとしているが、実際には becalmed region¹²などの存在で明らかのように、定常流でみられた遷移現象が非定常流により抑制されるなど、非定常流による変化がもたらされている。従って、高周波数条件での準定常的なアプローチの妥当性も今回の結果に関係していると思われる。いずれにして

も、実験データの蓄積を今後も行い、損失評価モデルの改良を行う必要がある。

5. 結 言

周期的な円柱の後流を受ける平板境界層について、その非定常遷移過程を熱線流速計で計測し、時間平均速度分布を求め、それから境界層特性を算出した。さらに、エネルギー厚さと損失係数との関係に着目し、Hodsonが提示した非定常パラメータと損失係数との相関式を基に、実験結果との比較を行った。本研究で得られた知見をまとめると次のようになる。

- (1) 時間平均境界層特性には、ストローハル数の効果が比較的顕著に現れる。
- (2) エネルギー厚さと損失係数との関係から、エネルギー厚さと無次元周波数との関係を導き、計測値と比較した。その結果、比較的低い周波数では計測値は評価結果にほぼ一致するが、高周波数での相関はよくないことが確認された。
- (3) 損失係数の中に混合損失の効果を含めてエネルギー厚さの評価を試みたところ、全体として実験値との相関は改善され、その結果、混合損失の効果が無視し得ないことを示した。

付 録 エネルギー厚さの算出

(層流境界層)

Denton, Cumpstyは散逸係数 C_D に対して次式を示した。

$$C_D = 0.2 Re_0^{-1}, \quad Re_0 = \frac{U \delta_2}{\nu} \quad (A.1)$$

式(8)に式(A.1)、および境界層運動量厚さ δ_2 に関する次式

$$\delta_2 = 0.664 \sqrt{\frac{xv}{U_\infty}} = 0.664 x Re_x^{-1/2} \quad (A.2)$$

を代入して積分を実行することにより

$$\delta_3 = 1.205 x Re_x^{-1/2} \quad (A.3)$$

(乱流境界層)

ロッタの近似式より

$$\frac{\delta_3}{\delta} \approx \frac{\delta_2}{\delta} + \frac{C_f}{2\kappa^2} (6 + 11.14\Pi + 8.5\Pi^2 + 2.56\Pi^3) \quad (A.4)$$

$$\Pi = 0.8 (\beta + 0.5)^{0.75}$$

Π は後流パラメータ、 β は圧力勾配に関するパラメータである。摩擦係数 C_f 、境界層厚み δ および運動量厚み δ_2 は境界層外層も考慮した次式で評価する。

$$\begin{aligned} C_f &= 0.026 Re_x^{-1/7} \\ \delta &= 0.14 x Re_x^{-1/7} \\ \delta_2 &= 0.014 x Re_x^{-1/7} \end{aligned} \quad (A.5)$$

参 考 文 献

1. 船崎, 目黒, 山脇, 機論, 58-549, B(1992), 1401
2. 船崎, 目黒, 山脇, 機論, 55-550, B(1992), 1761
3. 船崎, 目黒, 山脇, 山下, 機論, 59-558, B(1993),
4. 田中, 機論, 49-445, B(1983), 1602
5. Hodson, H. P., J. Turbomachinery, Vol. 112, 1990, 691
6. ANSI/ASME PTC 19.1-1985, 1985, ASME
7. 笠木, 長野, ターボ機械, 17-8, 1989, 526
8. Denton, J. D., and Cumpsty, N. A., IMechE Int'l Conf., No. 1987-6, 1987
9. Schlichting, H., Boundary Layer Theory, 7th Ed., McGraw-Hill, 1978, 676
10. Vavra, M. H., Aero-Thermodynamics and Flow in Turbomachines, John Wiley & Sons, 1960, 370
11. 船崎, 山下, 山脇, ガスタービン学会長崎講演会講演論文集, 1992, 113
12. Pfeil, H., Herbst, R., and Schroder, T., Trans. ASME, Vol. 105, 1983, 130