

周期的後流の影響を受けるタービン動翼前縁まわりの 熱伝達に関する研究*

(第2報, 主流乱れが共存する場合)

船崎 健一^{*1}, 山下 嘉宏^{*2}
山脇 栄道^{*3}, 渡邊 喬^{*1}

Studies of Wake-Affected Heat Transfer around a Leading Edge of Turbine Rotors

(2nd Report, Effect of Free-Stream Turbulence)

Ken-ichi FUNAZAKI Yoshihiro YAMASHITA,
Shigemichi YAMAWAKI and Takashi WATANABE

Detailed measurements are performed for time-averaged heat-transfer distributions around the leading edge of a blunt body that is subjected to periodically incoming wakes under the influence of mainstream turbulence. The blunt body is a test model of a front portion of a turbine blade in gas turbines and consists of a semicircular cylindrical leading edge and a flat-plate afterbody. Measurements for a wide range of steady and unsteady flow conditions, i. e., Reynolds number, wake-generating bar passing frequency and main stream turbulence intensity, are conducted. The wake-affected heat-transfer distributions indicate that the wake passage over the leading edge causes a significant increase in heat transfer there, but such a wake effect becomes less prominent for the case of higher mainstream turbulence. Maximum heat transfer at the reattachment point decreases due to the wake passage. After the reattachment point, the heat-transfer distribution tends to follow the correlation for a turbulent boundary layer as the mainstream turbulence increases. A comparison is made between the measured heat transfer, in particular the heat-transfer enhancement around the leading edge, and the calculations using a simple prediction method developed, which verifies the usefulness of the prediction method despite its simplicity.

Key Words: Heat Transfer, Periodic Wake, Mainstream Turbulence, Unsteady, Blunt Body, Leading Edge

1 緒言

著者らは前報⁽¹⁾で、タービン動翼前縁部の熱伝達に影響を与える要因の一つとして、上流側翼列からの後流の效果に着目した。そして、その効果を定量的に把握するため、上記の流れをシミュレートする実験装置を製作し、周期的に通過する円柱後流の影響を受ける鈍頭供試体前縁まわりの流れおよび熱伝達特性を詳細に計測した。この結果、周期的後流がタービン動翼前縁まわりの熱伝達に与える影響は大きいこと、またその効果はストローハル数に強く依存することが明らかになった。この実験では、主流乱れは0.8%程度であったが、実際のガスタービンでのタービン動翼列入口における主流乱れは2~5%程度と推測される。主流乱れのみ効果に関する研究は数多く行われ、主流乱れによる熱伝達促進効果に関する実験式もいくつか提案されているが、実際の流れに近いと思われる、周期的後流と主流乱れが共存する流れ場でのタービン前縁まわりの熱伝達に関する研究はほとんど行われておらず、熱伝達の予測精度の向上のためのデータの蓄積が望ま

れている。

本研究では、前報で用いた実験装置を用い、主流乱れを増加させるための乱流格子を供試体前方に装着して、主流乱れと周期的後流とが共存する流れ場での鈍頭供試体前縁近傍での非定常流れ場および表面まわりの時間平均熱伝達特性を計測する。

なお、供試体円筒部と平板部の接続部で発生する剥離への後流効果については、その詳細な検討は別報に譲り、主によどみ点まわりの熱伝達特性を議論する。

主な記号

- C_d : 円柱の抗力係数
- D : 供試体前縁直径
- d, d_c : 後流発生円柱直径、格子直径
- f : 後流通過周波数 ($= n_c / 60 = 1/\tau$)
- h : 熱伝達率
- L : 乱流格子と供試体前縁までの距離
- l : 後流発生用円柱と供試体前縁までの距離
- M : 格子間隔
- Nu_D : 前縁直径に基づくヌセルト数 ($= hD/\lambda$)
- Nu_x : 局所ヌセルト数 ($= hx_{loc}/\lambda$)
- n, n_c : 円盤回転数、円柱本数
- Pr : プラントル数
- q : 熱流束

* 原稿受付 平成6年4月28日。

^{*1} 正員, 岩手大学工学部 (〒020 盛岡市上田4-3-5)。

^{*2} 准員, 新王子製紙 (〒737 呉市広多賀谷1-2-46)。

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

- R : 供試体前縁半径
- Re_D : 前縁直径に基づくレイノルズ数 ($= U_{in} D / \nu$)
- Re_x : 局所レイノルズ数 ($= U(x_{surf}) x_{surf} / \nu$)
- S : ストローハル数 ($= fD / U_{in}$)
- St : 局所スタントン数 ($= Nu_x / (Re_x Pr)$)
- T, T_∞ : 温度、主流温度
- Tu, Tu_b : 乱れ度、主流乱れ度
- U_{in}, U_{local} : 供試体入口速度、局所速度
- $U(x_{surf})$: 供試体表面速度
- $v_n(t_j)$: 非定常速度
- X, X_G : 移動円柱、乱流格子からの流れ方向距離
- x, x_{surf} : 軸方向長さ、供試体表面長さ
- λ : 熱伝導率
- ν : 動粘度
- ρ : 密度
- $\tau, \tau_{1/2}$: 後流通過周期、乱れ度に関する後流半値幅
- 添字等
- b : 主流乱れに関する量
- G : 乱流格子に関する量
- max : 後流内での最大値
- \bar{f}, \bar{f} : 時間平均量、アンサンブル平均量

2 実験

2.1 実験装置 実験装置、計測方法等についての詳細は前報に譲り、以下には概要のみを記す。

図1には実験装置の概観を、また図2には温度計測用供試体および計測系を示す。送風機からの空気は、整流胴を通過した後、絞りノズルで加速され供試部へ導かれる。ノズル出口にはトランジションダクトが取り付けられており、このダクトに設けてあるスロットを後流発生器上の円柱棒が通り抜ける。供試体を取り付ける供試ダクトは、流路断面高さが200mm、幅が300mmで長さ1000mmの亚克力製であり、その先端部(角度20°の鋭利なエッジを付き)をトランジションダクト内部に挿入している。また、ダクト側面には熱線流速計等による計測用スロットを開け、プローブ挿入部以外はプラグで塞いでいる。

後流発生器は、直径400mmの真ちゅう製円盤およびその外周に取り付けられた長さ250mmのステンレス

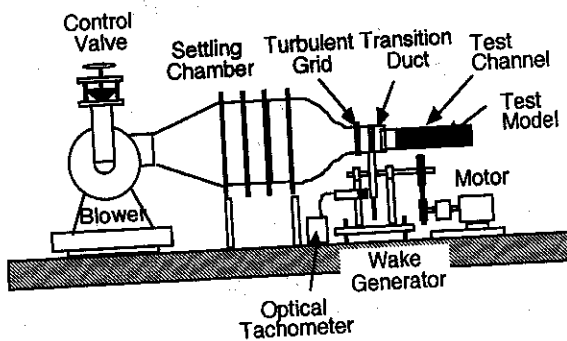


図1 実験装置概観

製の円柱(径5mm)から構成されている。電動モータで円盤を回転させ、円柱を絞りノズルからの流れを横切るように移動させることにより、円柱下流に後流(Wake)を発生させる。回転数はモータに装着された変速器で制御する。

供試体は直径100mmの亚克力半円筒(前縁部)および長さ850mmの2枚の亚克力平板から構成され、高さは200mmである。供試体円筒部および流れ方向左側にはK熱電対が合計60個装着されており、その上には供試体表面上での熱流束一定条件を得るためのヒータ(ステンレス箔)が貼られている。供試体はダクト内中央部に設置され、その上流に置かれた後流発生器の移動円柱からの後流の影響を受ける。ヒータへの電力はスライダックで調整し、供試体表面の温度分布はコンピュータ制御のデータロガーで取得する。

主流乱れを発生させるために、3種類の乱流格子を使用した(表1)。格子は絞りノズル出口に取り付けられ、格子と後流発生器の円柱との距離は100mmである。非定常の流れ場を表すためのパラメータとして、後流通過周波数の無次元数、即ちストローハル数を用いる。ここでストローハル数Sは次式で定義される。

$$S = \frac{fD}{U_{in}}, \quad f = nn_c / 60 \quad (1)$$

表1 乱流格子の構成

	Grid 1	Grid 2	Grid 3
Wire Diameter(d)	0.8 mm	1.9 mm	5.0 mm
Mesh Width(M)	5.0 mm	10.0 mm	30.0 mm
Degree of Obstruction	0.71	0.66	0.69
M/d	6.25	5.26	6.00

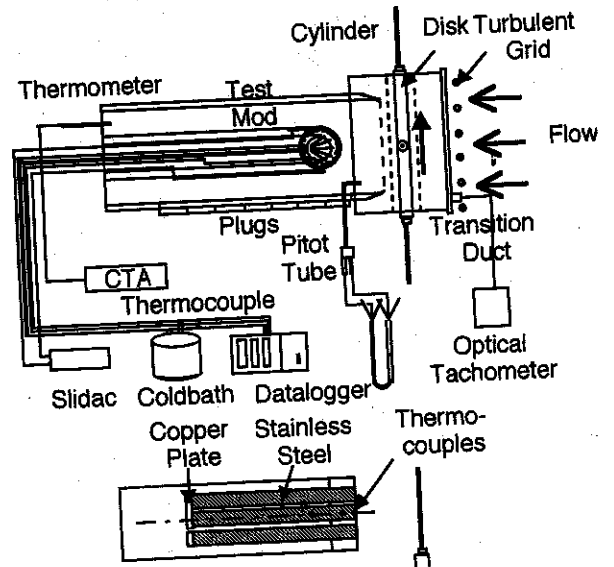


図2 温度計測用供試体及び計測系

実験では、後流発生器の回転数 n は 900 rpm、1200 rpm および 1500 rpm、円柱本数 n_c は 3本 および 6本、と変えて計測を行った。

2.2 計測方法

2.2.1 熱伝達特性計測 供試体入口温度を所定の値に設定し、供試体表面のステンレス箔を通电加熱する。後流の影響の有無によらず、表面温度がほぼ変化しなくなった時点（1ないし2時間経過後）で、各計測点での温度 $T_w(x_{surf})$ を計測する。得られた温度分布から、局所ヌセルト数及び局所スタントン数を次式で算出する。

$$Nu_D(x_{surf}) = \frac{h(x_{surf})D}{\lambda} \quad (2)$$

$$h(x_{surf}) = \frac{q}{T_w(x_{surf}) - T_\infty} = \frac{\dot{q}_{supply} - \dot{q}_{loss}}{T_w(x_{surf}) - T_\infty}$$

$$St(x_{surf}) = \frac{Nu_x}{Re_x Pr} \quad (3)$$

ここで、 \dot{q}_{supply} は供給電力から算出される表面熱流束、 \dot{q}_{loss} は熱損失分である。後者は、予備実験で得た評価式で推定する。

2.2.2 乱れ度計測 主流乱れ強さ及び後流の速度、乱れ度を、図3のように熱線プローブを配置して計測した。計測位置は図中Center Line、Left Side上である。速度データは、後流発生器からの同期信号をトリガーとしてサンプリング（サンプリング周波数は50 kHz）、A/D変換され、ハードディスクに記憶される。このデータから、アンサンブル平均乱れ度を次のように算出する。

$$Tu(t_j) = \frac{\sqrt{\frac{1}{m-1} \sum_{k=1}^m [v_k(t_j) - \bar{v}(t_j)]^2}}{U_{local}}, \quad \bar{v}(t_j) = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m v_k(t_j) \quad (4)$$

ここで、 m はアンサンブル平均に必要なとされるサンプル

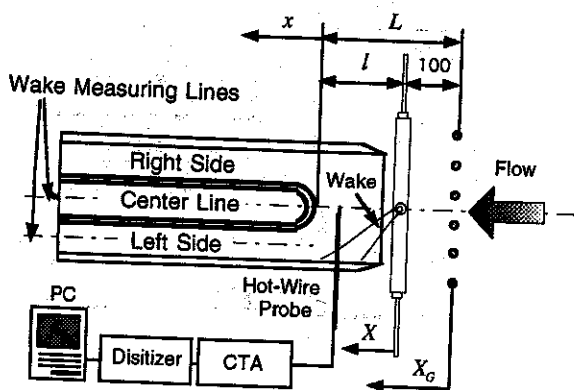


図3 主流乱れ及び後流の計測

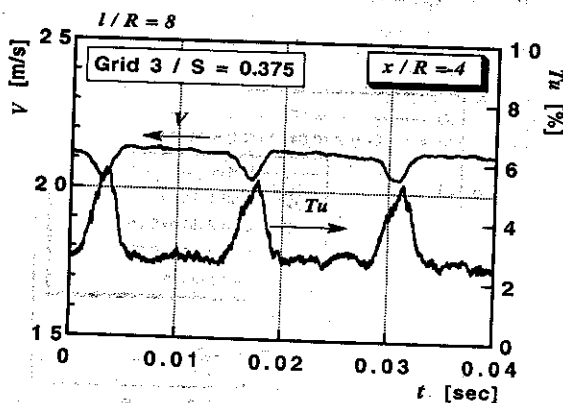
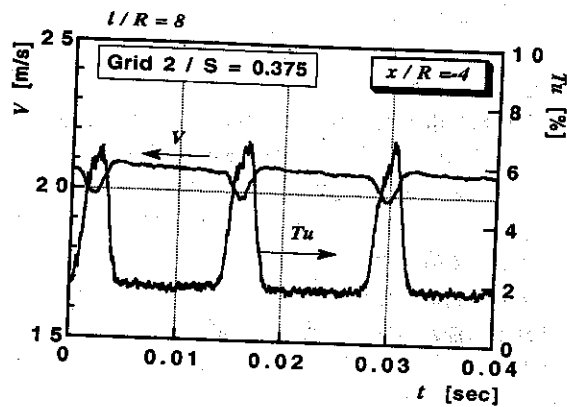
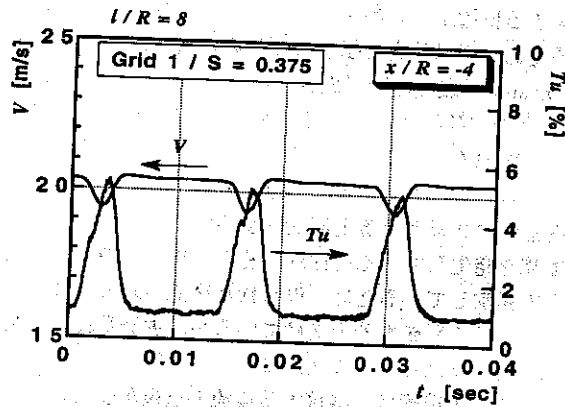
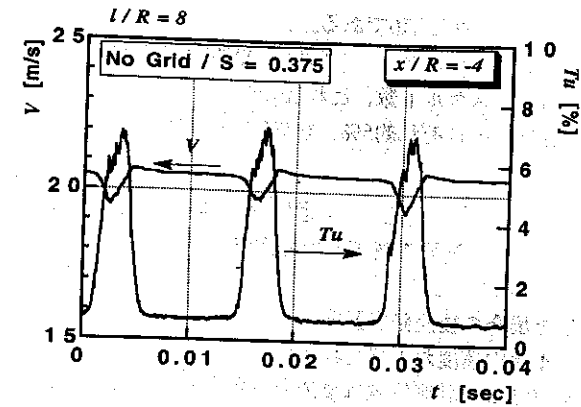


図4 後流発生器下流の非定常流れ場
(a) No Grid (b) Grid 1 (c) Grid 2 (d) Grid 3

ル数で、今回は256である。

2.2.3 不確かさ 標準的手法⁽²⁾により評価した。その結果、ヌセルト数、乱れ度のデータに含まれる不確かさは、それぞれ約5%、約6%であった。

3 非定常流れ場

3.1 後流発生器下流の非定常流れ場

図4に乱流格子なしおよび三種類の乱流格子を装着した場合の後流発生器下流の非定常流れ場(アンサンブル平均速度および乱れ度)を示す。ストローハル数 $S = 0.375$ 、計測位置は後流発生器より流れ方向に200 mm下流である。この場合、供試体による排除効果が消失する位置からの熱線プローブによる計測を可能にするため、供試体を熱伝達計測時の位置 ($l/R = 4$) から200 mm下流の位置 ($l/R = 8$) に移動している。

後流内乱れ度は、以前の観測結果と同様に、正規分布に類似の分布となっている。ここで、乱流格子を Grid 1からGrid2、Grid3と置き換えることにより、後流内乱れの背景となる主流乱れ度が増加している。なお、後流を発生している円柱は、その上流からの格子乱流中で移動しているため、得られた後流の最大乱れ度は乱流格子の影響を若干受けているが、主流乱れとの相関は明確ではない。また逆に、周期的後流が主流乱れ度に及ぼす影響は、隣接する後流の重複が起こらない限りほとんど見られなかった。

3.2 格子乱流

今回の実験に供した乱流格子によって得られた乱れ度について検討する。図5には、Kestin, Woodの実験⁽³⁾で得られた格子乱流の乱れ度の下流方向変化および今回の実験結果を示す。ここで、Kestin, Woodの実験では格子間隔と格子直径との比 M/d_c はほぼ3であるが、今回の実験の場合は M/d_c は三種類ともほぼ6である。そのため、本研究で得られた乱れ度はKestin, Woodのデータよりも低めの値を示している。図中のデータから、乱れ度の流れ方向への減衰を推定するための次式を求めた。

$$Tu_b = 34.17(X_G/M)^{-0.76} \quad , \quad M/d_c \approx 3 \quad (5)$$

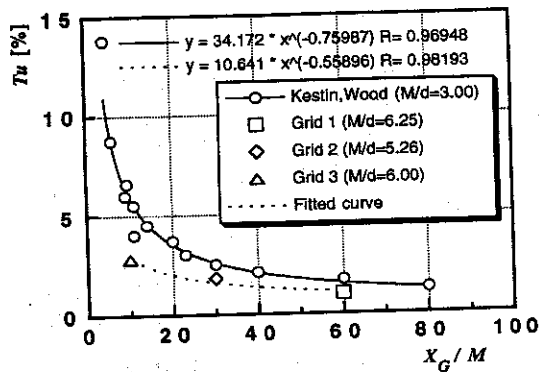


図5 格子乱流乱れ度の流れ方向への減衰

$$Tu_b = 10.64(X_G/M)^{-0.559} \quad , \quad M/d_c \approx 6 \quad (6)$$

3.3 後流内最大乱れ度

移動円柱によって引き起こされた後流の最大乱れ度の流れ方向への減衰について検討する。供試体左側流路上での数カ所において計測した後流内乱れ度の最大値に流速の加速効果を補正したもの、即ち U_m で正規化したものを Tu_{max} として図6に示す。ここで、横軸は円柱位置から流れ方向に計った距離 X と円柱径 d との比である。それぞれの回転数、乱流格子また計測位置で得られたデータにばらつきが生じているが、これらを用いて最大乱れ度の減衰傾向を次の式で近似した。

$$Tu_{max} = 73.54(X/d)^{-0.67} \quad (7)$$

3.4 供試体中心線上での乱れ度の変化

本研究で使用している鈍頭供試体前方の流れは、供試体の排除効果により流速が局所的に大きく変化し、それに伴い局所的な乱れ度も明瞭に変化する。これに加え、上で見たように、乱れ度は流れ方向に減衰する。このように、局所的に乱れ度が大きく変化する流れ場において、主流および後流の乱れ度が熱伝達特性に与える影響の定量的評価を行うためには、供試体に対す

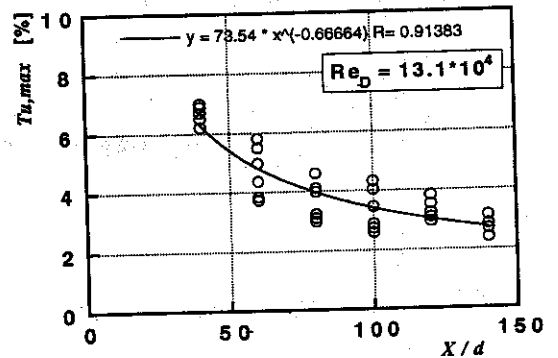


図6 後流内最大乱れ度の流れ方向への減衰

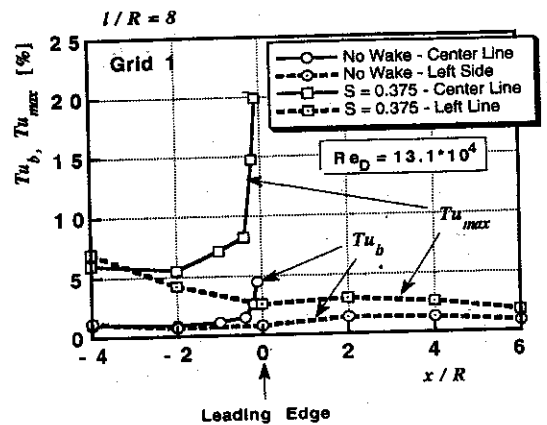


図7 供試体近傍における乱れ度の変化

それぞれの代表乱れ度を定義しておく必要がある。

図7には、供試体中心線上および供試体左側流路における局所主流乱れ度および円柱後流内最大乱れ度の計測結果を示す。主流乱れ度および後流内最大乱れ度ともに流れ方向に減衰していくが、供試体中心線上では、乱れ度は最小値を経た後供試体前縁近傍で急上昇している。従来からの研究⁽³⁾⁽⁴⁾では、中心軸上で得られる乱れ度の最小値を、供試体に対する代表乱れ度とすることが多いので、本研究でも、主流乱れ度、後流内乱れ度ともにこの定義を用いることとする。

さて、この主流乱れ度、後流内最大乱れ度は、供試体と乱流格子や後流発生移動円柱との間隔の大きさによって変化するため、熱伝達計測時 ($l/R=4$) の供試体に対する代表乱れ度は、上述の流れ場計測で得られた値 ($l/R=8$ 、図7) と異なる。熱伝達計測時の代表乱れ度を求めるために、供試体近傍での速度分布に関する理論解 ($=U_{in}[1-(R/x)^2]$) および上で得られた実験式を組み合わせた次式を考案した。

$$Tu_b(x) = 10.64 \left(\frac{L-x}{M} \right)^{-0.559} \times \frac{1}{1-(R/(x-R))^2} \quad (8)$$

$$Tu_{max}(x) = 73.54 \left(\frac{L-x}{d} \right)^{-0.67} \times \frac{1}{1-(R/(x-R))^2} \quad (9)$$

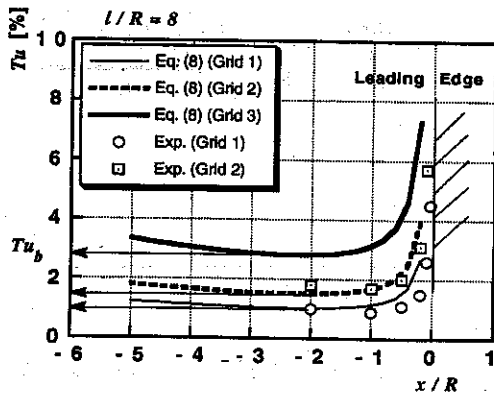


図8 前縁近傍での主流乱れ度の変化と予測

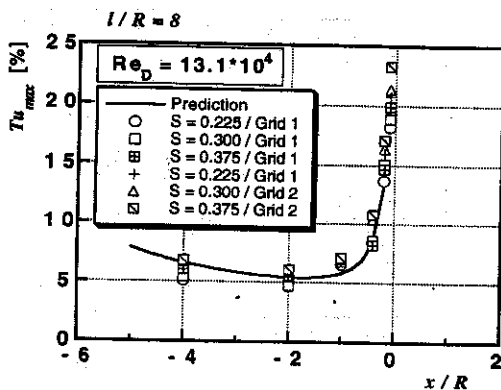


図9 前縁近傍の後流内最大乱れ度の変化と予測

式(8)および式(9)による評価値と実験値との比較を図8、9に示す。この結果、両式とも実験結果をかなりよく再現することがわかる。そこで、熱伝達計測時の供試体に対する代表乱れ度を式(8)および(9)で評価する。

4 時間平均熱伝達特性

4.1 前縁まわりの時間平均熱伝達特性 図10に、乱流格子(Grid 1)を装着した状態で計測された供試体前縁まわりの熱伝達特性 ($Nu_D/Re_D^{1/2}$: Frossling数)を示す。入口レイノルズ数は 6.5×10^4 である。ここで、No Wakeは移動円柱の影響を除去した場合、Stationary Wakeは、円柱を供試体中心線上に固定した場合の計測結果を表す。供試体前縁のよどみ点付近の熱伝達特性はストローハル数の増加と共に増加しているが、前報で報告した乱流格子を装着しない場合の結果と比較すると、後流通過の影響を受けない状態 (No Wake) からの熱伝達特性の増加率は明らかに鈍化している。Stationary Wakeの場合には、前報で示したような、せん断層の存在に起因する二つの極大値が現れている。

図10をスタントン数 St と局所レイノルズ数 Re_x で表し直したものを図11に示す。ここで、比較のために、よどみ点以降での層流熱伝達特性および乱流平板境界

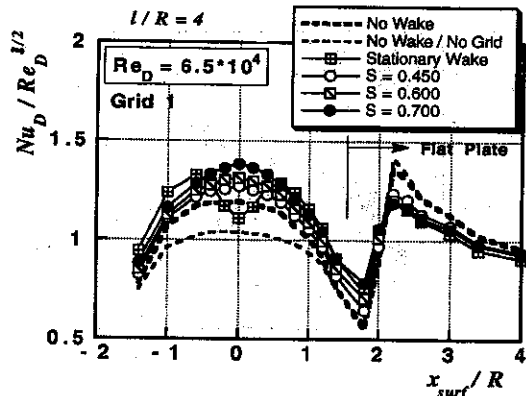


図10 前縁での熱伝達特性に対する後流効果
 $Re_D = 6.5 \times 10^4$ / Grid 1

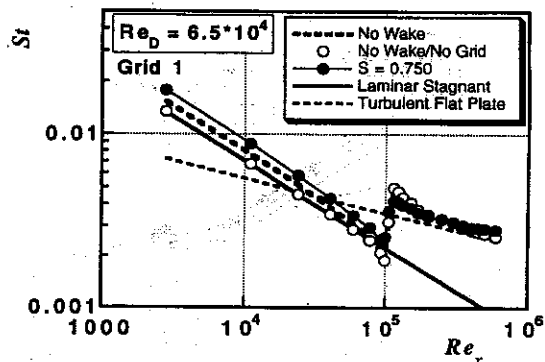


図11 スタントン数分布に現れる後流効果
 $Re_D = 6.5 \times 10^4$ / Grid 1

層の熱伝達特性を併記する。なお、これらはそれぞれ次式で与えられる⁹⁾。

$$St = 0.57Pr^{-0.6}Re_x^{-0.5} \quad (10)$$

$$St = 0.030Pr^{0.4}Re_x^{-0.2} \quad (11)$$

乱流格子を装着した場合、また周期的後流の通過の影響を受ける場合、よどみ点近傍スタントン数分布は式(10)とほぼ平行になっているが、剥離点直前で落ち込み、その後再付着点で極大値を示す。極大値以降は、乱流境界層でのスタントン数分布に漸近していく。この結果を乱流格子、移動円柱なしの場合 (No Wake, No Grid)の結果と比較すると、流れに乱れを加えることにより再付着点での熱伝達の極大値が低下していることがわかる。

図12には、Grid 2の場合を示す。ストローハル数に対する熱伝達特性の変化の様相は図10とほぼ同様だが、再付着点における極大値がいずれの場合にもほぼ一定となっている。この結果をスタントン数分布で見ると(図13)、図11で見られた再付着点付近での熱伝達のオーバーシュート現象が消え、再付着点以降のスタントン数がほぼ乱流境界層の結果と一致している。このことから、主流乱れの増加により剥離点上流での境界

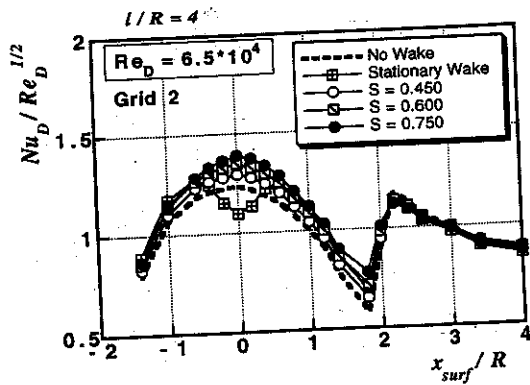


図12 前縁での熱伝達特性に対する後流効果
 $Re_D = 6.5 \times 10^4$ / Grid 2

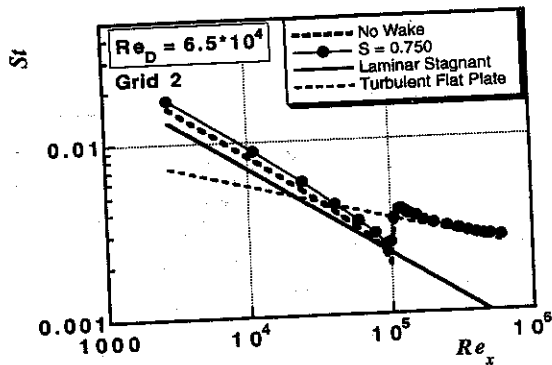


図13 スタントン数分布に現れる後流効果
 $Re_D = 6.5 \times 10^4$ / Grid 2

層が乱流に移り、ここで発生する剥離が乱流剥離になっていることが考えられるが、その詳細は今後解明する予定である。

図14、15に、入口レイノルズ数 13.1×10^5 の場合の熱伝達特性 (Grid 1, Grid 2) を示す。主流乱れのみによる熱伝達 (No Wake) が入口レイノルズ数 6.5×10^5 の場合より増加しているため、後流通過による熱伝達増

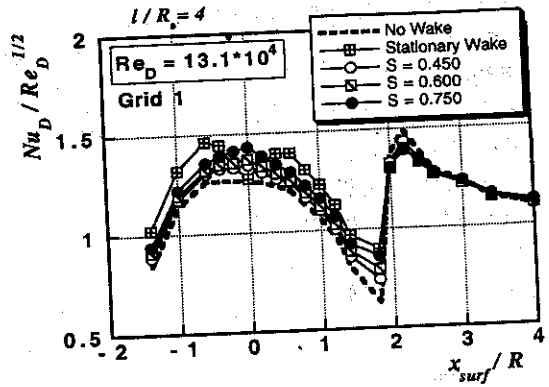


図14 前縁での熱伝達特性に対する後流効果
 $Re_D = 13.1 \times 10^4$ / Grid 1

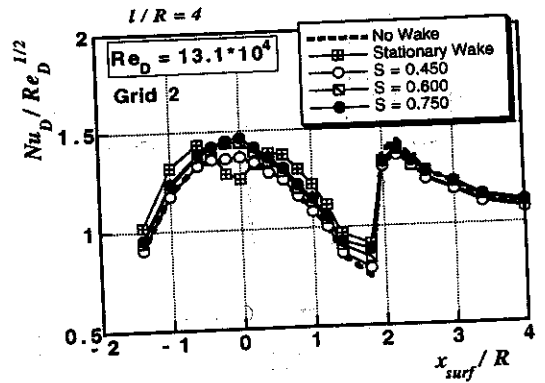


図15 前縁での熱伝達特性に対する後流効果
 $Re_D = 13.1 \times 10^4$ / Grid 2

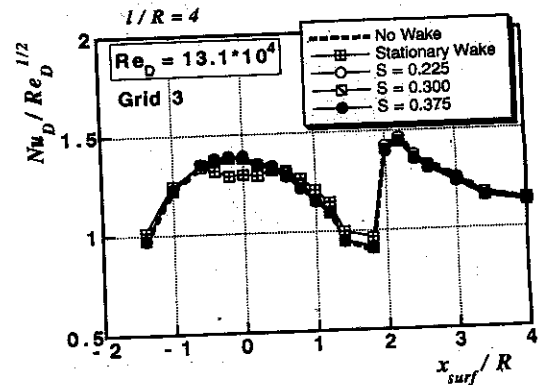


図16 前縁での熱伝達特性に対する後流効果
 $Re_D = 13.1 \times 10^4$ / Grid 3

加の割合がさらに低下している。また、Grid 3の場合(図16)、後流の効果は主流乱れによる熱伝達増加の効果に埋没している。なお図16では、Stationary Wakeによるよどみ点上での熱伝達の落ち込みが他の乱流格子の場合より顕著ではないが、これは強い主流乱れによる混合作用により、後流内乱れ度分布が大きく変化したためと思われる。

4.2 周期的後流による熱伝達促進効果 既報⁽⁶⁾で提案した、周期的後流によるタービン翼前縁まわりの熱伝達促進効果評価法を用いて、供試体よどみ点での熱伝達が後流によってどの程度増加するかを算出し、実験値との比較を試みた。ここでは、熱伝達が後流の通過に伴い後流内乱れ度分布に対応して準定常的に増加するモデル(図17)を用いている。そして、供試体よどみ点での熱伝達促進効果は、後流通過に伴う熱伝達の時間的変化量の平均値として定義され、次式で与えられる⁽⁶⁾。

$$\Delta \alpha_{L.E.} = \left(\frac{\overline{Nu_D}}{Nu_{D,Tu_0}} - 1 \right) - 2 \left\{ \left(\frac{Nu_{D,Tu_0} - 1}{Nu_{D,Tu_0}} \right) \frac{t_b}{\tau} + \frac{\Delta Nu_{D,max}}{Nu_{D,Tu_0}} \frac{\tau_{y2}}{\tau} \int_0^{t_b} e^{-\ln 2 t' / \tau} dt' \right\} \quad (12)$$

$$t_b = \frac{t_b}{\tau_{y2}} = \sqrt{-\frac{1}{\ln 2} \ln \left(\frac{Nu_{D,Tu_0} - Nu_{D,Tu_0}}{\Delta Nu_{D,max}} \right)^2} \quad (13)$$

ここで、

$$\Delta Nu_{D,max} = F(Tu_{max} Re_D^{1/2}) - F(0), \quad Tu_{max} Re_D^{1/2} \leq 42.7 \quad (14)$$

$$= Th(\approx 1.5), \quad Tu_{max} Re_D^{1/2} > 42.7$$

$$F(Tu Re_D^{1/2}) = \frac{Nu_D}{Re_D^{1/2}} = 1.010 + 2.624 \left[\frac{Tu Re_D^{1/2}}{100} \right] - 3.070 \left[\frac{Tu Re_D^{1/2}}{100} \right]^2 \quad (15)$$

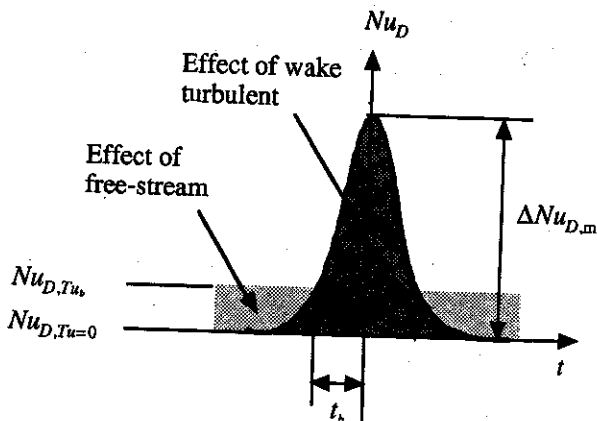


図17 後流通過による熱伝達促進モデル

なお、式(15)はLowey, Vachon⁽⁷⁾が示した、円柱よどみ点における熱伝達特性を与える実験式である。 Tu_b 、 Tu_{max} は、式(8)、(9)から計算される最小値を用いる(ここで、 $l/R=6$ 、 $l/R=4$)。また、後流内乱れ度分布の半値幅は次式で算出する⁽⁶⁾。

$$\tau_{y2} = \frac{1.5b_{y2}}{U_m \cos(\lambda_c)}, \quad \lambda_c = \tan^{-1} \left(\frac{U_m}{U_{in}} \right) \quad (16)$$

ここで、 U_m は円柱の移動速度、 b_{y2} は後流の速度に関する半値幅で、次式で与えられる。

$$\frac{b_{y2}}{d} = 0.308 \sqrt{C_d} \left(\frac{X/\cos(\lambda_c)}{d} \right)^{1/2} \quad (17)$$

式(12)による評価値と実験値との比較の例を図18に示す。3つの実験条件に対する評価値は、対応する実験値とかなりよい一致を示しており、前報で確認されたストローハル数に対する依存性も再現されている。次に、前報で報告した乱流格子なしの実験データと、対応する評価値との比較を図19に示す。この図では、実験値と評価値とは傾向的には一致しているが、定量的には

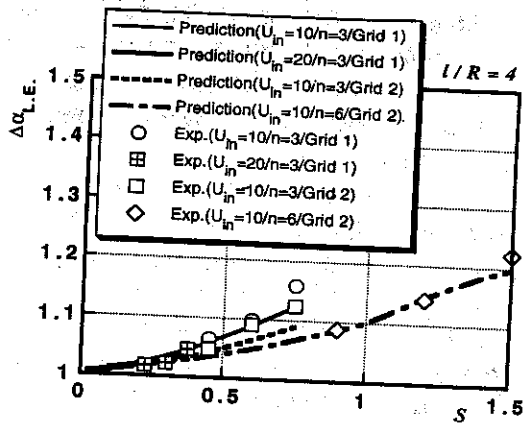


図18 よどみ点における後流熱伝達促進効果

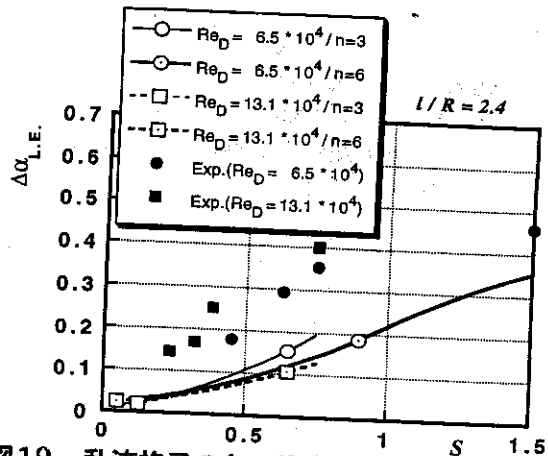


図19 乱流格子のない場合の実験値と予測値

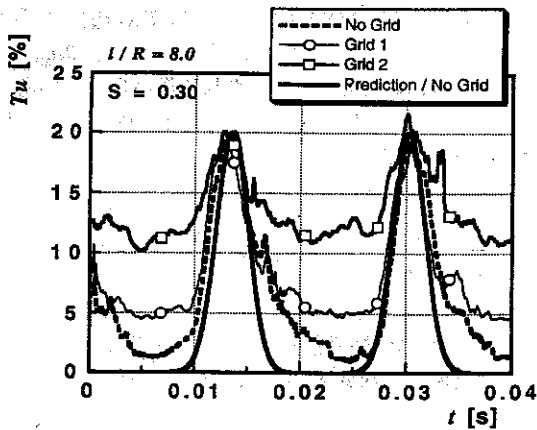


図20 供試体前縁近傍での乱れ度計測

 $x/R = -0.1$

違いが現れている。この原因を調べるため、供試体よどみ点の近傍 ($x/R = -0.1$) で乱れ度を計測し、そのデータを、後流内乱れ度分布を正規分布として近似して求めた結果 (式(9)、(16)および(17)を使用) と比較した。その一例を図20に示す。この図から明らかなように、後流内乱れ度分布は、供試体よどみ点近傍においても正規分布に近い形を保持しているが、供試体との干渉による後流の変形が発生し、時間的に遅れる側で予測よりも乱れ度の高い部分、即ち想定しているモデルとの差の部分がかなり持続している。そして、その割合は、主流乱れが少ないほど顕著である。このような現象が、乱流格子を使用しなかった場合の予測精度の低下の原因と考えられる。

以上の結果、主流乱れが少ない場合での後流変形効果の評価という課題は残されているものの、後流通過に伴う熱伝達促進現象の準定常性の仮定および主流乱れ、後流内最大乱れ度を与える式(8)、(9)の妥当性はほぼ確認されたものと考えられる。そして、本研究で得られた知見および先に展開した手法は、主流乱れが共存する流れ場における周期的後流によるタービン翼前縁部の熱伝達促進効果の予測という問題に対して、十分に有用であると判断される。

5 結言

主流乱れが共存する場合の、周期的後流の通過によるタービン前縁まわりの熱伝達特性の変化を調べるため、タービン翼を模擬する供試体の上流に乱流格子を

装着し、さらに後流発生器を稼働させ、供試体前縁まわりの熱伝達特性を詳細に計測した。また、その時の供試体上流における非定常流れ場を計測した。この結果得られた知見をまとめると、次のようになる。

- (1) 主流乱れ度および後流内最大乱れ度に関して、流れ方向への減衰を実験的に定め、かつ供試体よどみ点近傍における乱れ度の増加をポテンシャル理論から求め、両者を組み合わせることにより、供試体中心線上での乱れ度を算出する式を誘導した。この式から計算される乱れ度は、主流乱れ、後流内乱れいずれに対しても、実験値とよく一致することが確認された。
- (2) 主流乱れ度の増加により、周期的後流通過による熱伝達促進効果は次第に低下する。また、再付着点における熱伝達特性の最大値は、周期的後流の有無に関係なく一定になり、また再付着点以降の熱伝達特性は、乱流境界層に対する相関式による結果とよく一致するようになる。
- (3) 供試体よどみ点における後流通過に伴う熱伝達促進効果に関して、後流効果の準定常性を仮定して得られた理論式による評価値と実験値との比較を行った。その結果、主流乱れがある程度の大きさで存在する場合に、理論式は実験値とかなりよく一致する評価を与えることが確認された。

参考文献

- (1) 船崎、山下、山脇、機論、60-576 B (1994)
- (2) Kline, S.J. and McClintock, F.A., Mechanical Engineering, 1953, 3
- (3) Kestin, J. and Wood, R.T., J. Heat Transfer, Vol.93, 1971, 321
- (4) Mehendale, A.B., Han, J.C. and Ou, S., J. Heat Transfer, Vol. 113, 1991, 843 - 850
- (5) Kays, W.M. and Crawford, M.E., Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, 1980, 140, 217
- (6) 船崎、日本ガスタービン学会誌 (投稿中)
- (7) Lowey, G.W., Vachon, R.I. Int'l J. Heat and Mass Transfer, Vol. 18, 1975, 1229
- (8) 船崎、山下、山脇、日本ガスタービン学会誌、20-80, 1993, 77