

赤外線カメラを用いた円管内乱流熱伝達変動の  
新測定手法開発と複雑な流れ場への応用

防衛大学校理工学研究科後期課程

装備・基盤工学系専攻 装備システム工学教育研究分野

椎原 尚輝

平成29年3月

# 目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 熱伝達変動により生じる問題点	3
1.2.1 伝熱量の予測精度の低下	3
1.2.2 高サイクル熱疲労	6
1.3 熱伝達率分布およびその変動を知る方法	8
1.3.1 実験的アプローチ	8
1.3.2 数値流体力学 (CFD) によるアプローチ	10
1.4 本研究の目的	12
1.5 本論文の構成	14
第2章 実験装置および方法	16
2.1 円管水流実験装置	16
2.2 円管内乱流熱伝達変動の新測定手法開発	18
2.3 熱伝達測定用伝熱模型	19
2.4 流体諸量の測定	23
2.4.1 レーザードップラー流速計 (LDV) による速度分布測定	23
2.4.2 熱膜流速計による速度変動測定	24
2.4.3 電磁流量計による流量変動測定	28
2.4.4 差圧計による差圧変動測定	30
2.5 伝熱面の温度測定	33
2.5.1 赤外線カメラによる温度測定原理	33
2.5.2 赤外線カメラの諸元	36
2.5.3 光学系の温度変化の影響	37
2.5.4 温度の算出	39
2.5.5 放射率の評価	40

2.5.6	周囲放射の不均一の影響	42
2.5.7	放射率不均一の影響	44
2.5.8	周囲放射不均一および放射率不均一の補正	46
2.5.9	不確かさ解析	48
2.6	熱伝達率の算出	51
2.6.1	基礎方程式	51
2.6.2	解析方法	53
2.6.3	厚さ方向温度一様の仮定の影響	55
2.6.4	不確かさ解析	59
第3章	熱伝達変動の新測定手法の妥当性検証	68
3.1	研究の背景	68
3.2	速度分布測定	73
3.3	熱伝達測定結果および考察	77
3.3.1	伝熱面の振動	77
3.3.2	瞬時温度分布	78
3.3.3	瞬時熱伝達率分布	81
3.3.4	平均熱伝達率	85
3.3.5	熱伝達率の変動振幅	88
3.3.6	熱伝達率の特徴的な変動周期	90
3.3.7	熱伝達率のストリーク構造の平均間隔	93
3.4	第3章のまとめ	97
第4章	はく離・再付着流れを伴う熱伝達特性	98
4.1	研究の背景	98
4.2	速度分布測定	100
4.3	熱伝達測定結果および考察	103
4.3.1	伝熱面の振動	103
4.3.2	瞬時温度分布	105

4.3.3	瞬時熱伝達率分布	109
4.3.4	熱伝達率の流れ方向分布	114
4.3.5	熱伝達率の変動周波数	120
4.3.6	熱伝達構造の空間波長	121
4.4	第4章のまとめ	123
第5章 流れの急加速・急減速を伴う熱伝達特性		124
5.1	研究の背景	124
5.2	同時計測システム	127
5.2.1	システムの構成	127
5.2.2	伝熱面の振動	129
5.2.3	各測定機器の出力の時間遅れ	130
5.3	流量変化と熱伝達構造の対応	132
5.4	脈動条件と伝熱促進の関係	136
5.4.1	脈動条件検討	136
5.4.2	伝熱面の振動	136
5.4.3	伝熱促進率の脈動周期依存性	137
5.5	第5章のまとめ	143
第6章 結 論		144
付録A 周囲放射および放射率不均一の補正		146
A.1	概要	146
A.2	放射率不均一の補正	148
A.3	周囲放射不均一の補正	149
付録B 流れの再付着位置と熱伝達率極大位置の関係		151
B.1	研究の背景	151
B.2	熱伝達構造の移流速度評価	152

B.3	再付着位置と熱伝達率極大位置の相違の考察	156
B.4	まとめ	160
付録 C	不確かさ解析	161
C.1	はく離・再付着流れを伴う熱伝達測定（オリフィス上流）	161
C.1.1	測定温度の誤差	161
C.1.2	熱伝達率の誤差	163
C.2	はく離・再付着流れを伴う熱伝達測定（再付着領域）	172
C.2.1	測定温度の誤差	172
C.2.2	熱伝達率の誤差	172
C.3	流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定	182
C.3.1	測定温度の誤差	182
C.3.2	熱伝達率の誤差	183
	謝辞	192
	参考文献	193
	研究業績	200

## 記号

$A$	表面積 $\text{m}^2$
$B$	磁束密度 $\text{T or V}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ , 不確かさ解析時の絶対正確度
$c$	比熱 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
$c_f$	水の比熱 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
$D$	円管内径 $\text{mm or m}$ , 不確かさ解析時の熱拡散項
$D_o$	円管外径 $\text{mm or m}$
$d$	オリフィス板絞り口径 $\text{m or mm}$
$E$	電圧 $\text{V}$
$E_{b\lambda}$	黒体の単色放射能 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\mu\text{m})$
$E_{IR}$	赤外線カメラにより測定した放射強度
$f$	周波数 $\text{Hz}$ ,
$f_c$	特徴的な変動周波数 $\text{Hz}$
$f_{cut}$	ローパスフィルタでカットした周波数の下限 $\text{Hz}$
$h$	熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
$h_m$	平均熱伝達率 $h_m = \overline{\dot{q}_{cv}} / (\overline{T_w} - T_m)$ $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
$I$	電流 $\text{A}$ , 不確かさ解析時の熱慣性項
$k$	波数 $\text{m}^{-1}$
$k_c$	特徴的な波数 $\text{m}^{-1}$
$k_{cut}$	ローパスフィルタでカットした波数の下限 $\text{m}^{-1}$
$l_c$	熱伝達率のストリーク構造の平均間隔 $\text{mm or m}$
$l_{cut}$	ローパスフィルタでカットした空間波長の上限 $\text{m}$
$l_\tau$	壁摩擦長 $l_\tau = \nu/u_\tau$ $\mu\text{m or mm or m}$
$Nu$	ヌッセルト数 $Nu = hD/\lambda$
$Nu_\infty$	速度場・温度場の十分発達した領域におけるヌッセルト数
$P$	パワースペクトル
$P_R$	再付着の発生頻度 $\%$
$Pr$	プラントル数 $= \nu/\alpha$

$Q$	体積流量 $\text{m}^3/\text{s}$
$\dot{Q}$	熱量 $\text{W}$
$\dot{q}$	熱流束 $\text{W}/\text{m}^2$
$\dot{q}_{in}$	通電加熱熱流束 $\text{W}/\text{m}^2$
$R$	円管半径 $\text{m}$ or $\text{mm}$ , 自己相関関数, 抵抗値 $\Omega$
$R^2$	相関係数
$Ra_{Do}$	円管外径を代表長さとしたレイリー数
$Re$	レイノルズ数 $Re_D = u_m D/\nu, Re_\tau = u_\tau R/\nu$
$Re_m$	平均速度を用いたレイノルズ数
$Re_{max}$	最大速度を用いたレイノルズ数
$R_t$	チタン箔の電気抵抗 $\Omega$
$r$	円管半径方向
$S$	不確かさ解析時の絶対精密度
$T$	温度 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$T_{air}$	周囲空気温度 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$T_{amb}$	周囲壁面温度 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$T_f$	膜温度 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$ $T_f = (T_w + T_m)/2$
$T_{in}$	測定部入口水温 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$T_L$	赤外線カメラの光学系の温度 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$T_m$	円管内の混合平均温度 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$T_{out}$	測定部出口水温 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$T_{pro}$	熱膜プローブ温度 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$T_w$	壁面温度 $\text{K}$ or $^\circ\text{C}$
$t$	時間 $\text{s}$
$u_c$	移流速度 $\text{m}/\text{s}$
$u_{cz}$	移流速度の流れ方向成分 $\text{m}/\text{s}$
$u_{c\theta}$	移流速度の周方向成分 $\text{m}/\text{s}$
$u_m$	平均速度 $\text{m}/\text{s}$
$u_z$	流れ方向速度 $\text{m}/\text{s}$

$u_\tau$	壁摩擦速度	m/s
$z$	流れ方向	
$z_R$	瞬時再付着位置	
$z_{hmax}$	瞬時熱伝達率極大位置	
$\Delta d'_{rms}$	伝熱面の振動変位の rms 値	$\mu\text{m}$
$\Delta P$	圧力損失	Pa
$\delta$	厚さ	$\mu\text{m}$ or mm or m
$\epsilon_b$	黒体の放射率	
$\epsilon_{IR}$	赤外線カメラの波長帯における分光放射率	
$\eta$	熱伝達率変動の復元率	
$\Theta$	円管周方向	$\Theta = R\theta$
$\theta$	円管の周方向	degree or radian
$\lambda$	熱伝導率	W/(m·K), 管摩擦係数, 赤外線波長
$\lambda_{air}$	空気の熱伝導率	W/(m·K)
$\lambda_f$	水の熱伝導率	W/(m·K)
$\nu$	流体の動粘性係数	$\text{m}^2/\text{s}$
$\rho$	密度	$\text{kg}/\text{m}^3$
$\rho_f$	水の密度	$\text{kg}/\text{m}^3$
$\sigma$	ステファン・ボルツマン定数	
$\phi$	位相遅れ	
$\omega$	角速度	rad/s
$\omega'$	無次元周波数 (Womersley number)	$\omega' = R\sqrt{\omega/\nu}$

## 添 字

$cv, cvr$	水への対流, 空気への対流
$np$	脈動のない流れ
$p$	黒ペイント, 脈動流
$rdr$	円管外部への放射
$t$	チタン箔

## 表記法

$\bar{(\quad)}$	時間平均値
$\langle \quad \rangle$	面平均値
$(\quad)'$	変動値
$\Delta(\quad)$	空間または時間変動
$(\quad)_{rms}$	rms 値

## 略語

CFD	Computational Fluid Dynamics (数値流体力学)
DNS	Direct Numerical Simulation (直接数値計算)
LES	Large-Eddy Simulation (ラーゼエディシミュレーション)
PMS	Pre-Multiplied Spectrum PMS = $P \cdot f$ or $P \cdot k$
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations (レイノルズ平均モデル)

# 第1章 序 論

## 1.1 研究の背景

家電製品や工業製品には、熱移動を伴う機器が多数存在する。例えば、PCなどの電子機器や、ガソリンエンジン、ガスタービンエンジンなどの内燃機関などがあげられる。特に、高温の流体と低温の流体の間で熱エネルギーを受け渡す現象のことを熱交換とよび、そのための機器を熱交換器という。

熱交換器の身近な例としては、エアコンの室内機および室外機、自動車のラジエータなどがあげられる。これらはいずれも伝熱媒体（エアコンの場合はフルオロカーボン、ラジエータの場合は水）と空気の間で熱交換を行うものである。

本研究では、上記のような熱移動を伴う機器を伝熱機器と呼ぶことにする。伝熱機器の性能を十分発揮させるためには、機器の温度を適切に管理する必要がある。この、機器の温度管理のために行う設計を熱設計と呼ぶ。例えば、ガスタービン翼は、高温の燃焼ガスにさらされるため局所のみ高温になる恐れがある。よって、この高温部（ホットスポット）の温度が材料の耐久温度を超えないようにする必要がある（耐熱設計）。また、火力・原子力などの発電プラントの配管内では、高温流体と低温流体が混在するため、合流部では壁温が高速に変動を繰り返すことにより高サイクル熱疲労を起こす可能性がある[1]。高サイクル熱疲労を起こさないためには、壁温の変動振幅を所望の範囲内に抑える必要がある。

伝熱機器の熱設計のためには、機器の温度を正確に見積もることが重要である。伝熱機器では一般に流体を介して熱を移動させるため、機器の温度を正確に見積もるためには、流体－固体間の伝熱量を見積もる必要がある。この伝熱量 $\dot{Q}_w$ は、次式で表される。

$$\dot{Q}_w = A \cdot h \cdot \Delta T \quad (1-1)$$

ここで、 $A$  は固体の表面積、 $\Delta T$  は流体と固体の温度差である。 $h$  は熱伝達率であり、物質に固有の値（物性値）ではなく、流体の流れの状態に依存する量である。もし、壁面近傍

の壁垂直方向の温度勾配  $dT/dy$  が既知であれば、熱流束 ( $\dot{q}_w = \lambda dT/dy$ ,  $\lambda$  は流体の熱伝導率) から伝熱量  $\dot{Q}_w = \dot{q}_w A$  が求められるが、熱設計の現場では壁面近傍の温度勾配を評価するのが困難である。そのため、機器の温度を容易に評価するためにはこの熱伝達率を与える必要がある。よって、様々な流動状態において熱伝達率が評価されてきた。

これまでに、時間平均温度と時間平均熱流束の実測値から求めた時間平均熱伝達率 ( $h_m = \overline{\dot{q}_w} / \overline{\Delta T}$ ) については、数多くの実験データが蓄積されており、平板上の流れや円管内の流れといった基本的な流れ場については既に信頼できる無次元整理式が報告されている[2]。また、1.3.2 項で後述するが、近年、コンピュータの発展により、流体-固体間の伝熱量を数値熱流体解析により予測することも多くなり、直接数値計算 (Direct Numerical Simulation, 以下 DNS と記す) やラージエディシミュレーション (Large-Eddy Simulation, 以下 LES と記す) のような乱流渦構造の非定常性を含めた解析も行われている。ただし、実際の伝熱機器では、一般に流動形状が非常に複雑であるため、DNS や LES では計算負荷が非常に大きく、機器の熱設計では、ほとんどの場合で数値熱流体解析に時間平均したナビエ・ストークス方程式であるレイノルズ平均モデル (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations, 以下 RANS と記す) を用いた解析が行われている。この解析や無次元整理式を用いた評価を行えば、比較的少ない計算量で伝熱量が予測できるため、これらの方法は熱設計の現場で広く使用されている。

以上のように、これまでは時間平均された無次元整理式や数値解析法を用いて機器の熱設計が行われてきたが、実際の流れ場はほとんどの場合が乱流であるため、流体-固体間の熱移動現象 (熱伝達) は時間的・空間的に変動する。この場合、次節で示す問題が生じる。

## 1.2 熱伝達変動により生じる問題点

流体－固体間の熱伝達が時間的・空間的に変動し、それに伴い壁温も変動する場合、例えば 1.2.1 項および 1.2.2 項に述べる 2 つの問題が生じる。

### 1.2.1 伝熱量の予測精度の低下

一般に、壁面－流体間の熱流束  $\dot{q}_w$  (単位面積当たりの伝熱量) は、壁面－流体間の温度差を  $\Delta T$  とした時、対流熱伝達率  $h$  を用いて次式で与えられる。

$$\dot{q}_w = h \cdot \Delta T \quad (1-2)$$

ここで、熱伝達率が非定常であり時間的に変動する場合、熱伝達率、熱流束、温度差をそれぞれ平均値と平均値からの変動量の和、すなわち  $h = \bar{h} + h'$ 、 $\dot{q}_w = \bar{\dot{q}}_w + \dot{q}'_w$ 、 $\Delta T = \bar{\Delta T} + \Delta T'$  で表すと、熱流束の平均値は次式で表される。

$$\begin{aligned} \overline{\dot{q}_w + \dot{q}'_w} &= \overline{(\bar{h} + h') \cdot (\bar{\Delta T} + \Delta T')} \\ \Rightarrow \bar{\dot{q}}_w &= \bar{h} \cdot \bar{\Delta T} + \bar{h} \cdot \overline{\Delta T'} + \overline{h'} \cdot \bar{\Delta T} + \overline{h' \cdot \Delta T'} \\ \Rightarrow \bar{\dot{q}}_w &= \bar{h} \cdot \bar{\Delta T} + \overline{h' \cdot \Delta T'} \end{aligned} \quad (1-3)$$

熱伝達率が定常であれば  $\overline{h' \cdot \Delta T'} = 0$  になるので、式(1-2)から計算した熱流束は式(1-3)と等しくなるが、熱伝達率が非定常であり、かつ壁温または流体温度にも変動があると  $\overline{h' \cdot \Delta T'} \neq 0$  となり、式(1-2)から計算した熱流束は式(1-3)とは一致しないことがわかる[3]。

以下に一例を示す。壁面を熱流束一定の条件 ( $\dot{q}_w = 25000 \text{ W/m}^2$ ) で加熱する場合を考える (図 1-1)。例えば、対流熱伝達率が  $h = 2500 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$  を中心に正弦的に  $h = a \sin(2\pi t) + 2500$  で変動する場合 (図 1-2 (a)、図 1-3 (a))、壁面－流体間の温度差は図 1-2

(b), 図1-3 (b)のように変動する. この場合, 式(1-2)を用いて平均熱流束を算出すると,  $\overline{h \cdot \Delta T}$  はそれぞれ 25500 W/(m<sup>2</sup>·K) (図 1-2) および 40900 W/(m<sup>2</sup>·K) (図 1-3) となり, 熱流束の平均値 ( $\overline{\dot{q}_w} = 25000 \text{ W/m}^2$ ) とは一致しない. すなわち, 従来 of 熱伝達の経験式には非定常性が考慮されていないため, 伝熱量が正しく予測できない恐れがある. また, 図 1-2 および図 1-3 より, 熱伝達率の変動振幅が大きいほうが計算誤差が大きくなる. なお, 熱伝達率に空間的な分布がある場合, 熱流束の空間平均値  $\langle \dot{q}_w \rangle$  は式 (1-3) と同様に  $\langle \dot{q}_w \rangle = \langle h \rangle \cdot \langle \Delta T \rangle + \langle h' \cdot \Delta T' \rangle$  となり, 壁温が一律でなければ  $\langle h' \cdot \Delta T' \rangle \neq 0$  となるので, 時間変動がある場合と同様に従来 of 経験式が適用できない恐れがある.

一方, 時間平均したナビエ・ストークス方程式 (RANS) を用いた数値熱流体解析で伝熱量を予測する場合には, 一般に固体壁表面に温度一定や熱流束一定などの定常な熱的境界条件を与えて, 固体側は解析せずに流体側だけの解析を行う. この場合, 熱伝達率変動が考慮されていないため, 予測される伝熱量は実際とは一致しないと考えられる. 一例として, ガスタービン翼の伝熱解析において非定常熱伝達に起因する問題の影響を調査した研究があるが[4], 熱伝達変動に伴い壁温が変動すると, 解析条件内において, 壁温定常の場合よりも伝熱量が 10 %程度低く見積もられることが報告されている. この例は流体が気体の場合であるが, 液体の場合は熱伝達率が高くなり壁温が変動しやすくなるため, さらに誤差が生じやすくなる.

以上のように, 熱伝達が時間的に変動すると, 多かれ少なかれ固体壁の温度が変動し, 時間平均された従来 of 経験式や数値解析では伝熱量を正しく予測できない可能性がある.

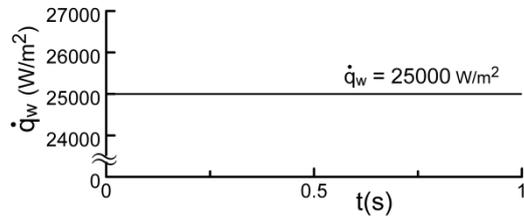
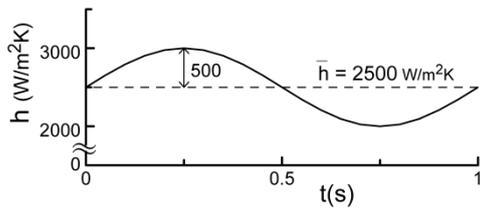
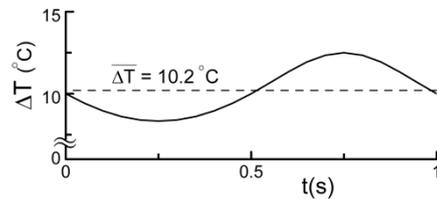


Fig. 1-1 Applied heat flux  $\dot{q}_w = 25000 \text{ W/m}^2$ .

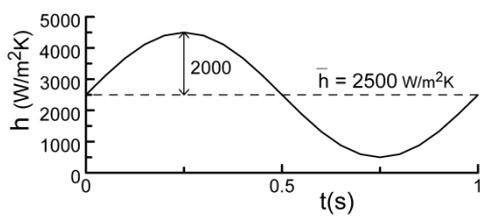


(a) heat transfer coefficient

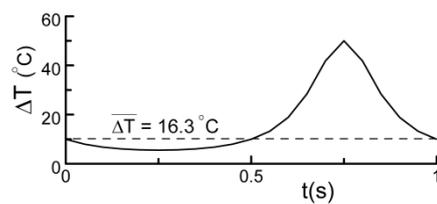


(b) temperature difference

Fig. 1-2 Trend of heat transfer upon unsteady state (amplitude of heat transfer fluctuation = 500  $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ).



(a) heat transfer coefficient



(b) temperature difference

Fig. 1-3 Trend of heat transfer upon unsteady state (amplitude of heat transfer fluctuation = 2000  $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ).

## 1.2.2 高サイクル熱疲労

熱伝達変動により壁温が高速に変動すると、固体の熱応力変動が繰り返されて高サイクル熱疲労を起こす可能性がある。高サイクル熱疲労は、流体の温度が変動する箇所、例えば、温度の異なる2流体が混合する配管の合流箇所が発生することが多い。原子力発電所、火力発電所などの種々の工業プラント用配管については、その機能上の要求から、分岐、合流箇所の設置は不可避であるため、高サイクル熱疲労に起因するプラント配管の損傷事例が国内外で多数報告されてきた[5], [6]。国内では、たとえば1999年には敦賀発電所2号機、同年に美浜発電所2号機、2003年には泊発電所2号機で高サイクル熱疲労に起因する配管の破損事故が発生している[6]。

この問題に対処するために、各国では、高サイクル熱疲労に起因する同様の事例に関する情報入手に努め、発生箇所等の特徴分析を行うことにより、類似プラントの当該部位の熱設計への反映対策を講じてきた。国内でも、上記対策のほか、実験研究を中心として、配管内の熱疲労に関する電力会社とプラントメーカーの共同研究が行われた。研究結果を基に、プラント配管における高サイクル熱疲労の問題に対処するため、日本機械学会では2003年に「配管の高サイクル熱疲労に関する評価指針」を策定している[1]。

上記高サイクル熱疲労に関する研究において、近年のコンピュータの計算能力向上に伴い、解析により高サイクル熱疲労を予測する取り組みも多く行われてきた。例えば、Ndombo and Howard [7]は、T字管合流部における温度の異なる2流体の混合現象をLESにより解析し、T字管入口で流体に乱れを与えた場合と与えない場合の熱伝達への影響を調査した。その結果、T字管合流部直後では、流れの全体的な挙動は入口乱れの有無にほとんど影響を受けないが、壁面温度変動や壁面近傍における速度と温度の相関は、入口乱れを与えた方が小さくなると報告している。壁面温度変動や壁面近傍における速度と温度の相関は流体-固体間の熱伝達に影響するため、上記結果から入口乱れの有無が配管材料の熱疲労へ影響する可能性を指摘している。Kamaya and Nakamura[8]は、T字管合流部における温度の異なる2流体の混合現象に起因した壁面に生じる応力を調査した。その際、流体側には数値流体力学(Computational Fluid Dynamics, 以下CFDと記す)解析を適用し、CFD解析の結果から見積もった壁面の温度変化を基に、固体の熱応力を非定常解析で求めた。解析は、高温流体の流れる主管に分岐管から低温流体が流れ込む条件にて行った。その結果、分岐管

下流では、主管の底面から周方向に $\pm 40^\circ$  付近において低周波で変動するコールドスポットが生じ、振幅の大きな壁面熱応力が引き起こされ、結果として熱疲労が大きくなることを示した。

上記のように、CFD 解析では、T 字管合流部における熱伝達の時間的・空間的な変動の情報が報告されているが、解析で用いたモデル化や境界条件等の妥当性を検証するためには実験データとの比較が不可欠である。一方、実験では、高サイクル熱疲労に関する研究は、従来時間平均的なものがほとんどであった。時間変動に関する研究として、例えば T 字管合流部において熱電対により壁面近傍の水温を測定し、壁温変動を予測した例[9]は存在するものの、熱伝達の非定常性の定量評価には至っていない。以上から、熱伝達率の分布やその変動を定量的に実測する手法が確立できれば、高サイクル熱疲労の予測精度向上に寄与できる。

## 1.3 熱伝達率分布およびその変動を知る方法

### 1.3.1 実験的アプローチ

1.1 節で述べたように、伝熱機器の熱設計（耐熱設計や信頼性設計）のためには、流体－固体間の伝熱量を予測し、機器の温度を正確に見積もることが重要である。例えば機器の耐熱設計を考えた時には、一般には機器の最高温度が問題になる（例えばガスタービン翼や電子機器のホットスポット）。これを予測するには、熱伝達率の分布を調査する必要がある。また、前述した配管内における高サイクル熱疲労の例[1]では、熱伝達率の分布とその変動の情報が必要になる。従来、熱伝達率測定には、多くの場合熱電対や熱流束センサなどによる点計測が用いられてきた。この場合、各点では正確な温度や熱流束が測定できるが、温度分布が非一様である場合、十分な空間分解能を得るのは困難である。

一方、感温液晶、感温塗料および赤外線カメラなどによる面計測では、面の情報を一度に取得できるため、温度分布が非一様であってもホットスポットを測定できる利点がある[10], [11], [12], [13]。

感温液晶は、温度上昇に従って液晶の色彩が赤から青へと変化する効果を利用したものであり[14]、一般に、安価で手軽に使用できるという長所がある。しかし、温度測定範囲が10℃程度と狭いことや、応答性がよくないこと（温度変化時における液晶の分子構造の変化に伴う遅れや結晶層の熱容量による遅れによる時間応答の時定数は一般に0.003s程度）[15]、結晶自体の劣化によって色彩が変化するという短所がある。感温液晶を用いた熱伝達率測定の例として、例えば中丸ら[16]は、後向きステップ後方の再付着領域における壁温変動を観測した。その結果、スパン方向にはステップ高さと同程度の非一様構造が形成されることを示した。しかし、伝熱面と感温液晶の熱容量による時間遅れがあるため、乱流による熱伝達変動の定量評価には至っていない。

感温塗料は、発光強度が温度に応じて変化することを利用し、CCDカメラで撮影した画像から温度分布を見積もる計測法である[17]。感温塗料も感温液晶と同様、比較的安価に使用できるという利点がある。温度測定範囲は一般的に-120～300℃程度と感温液晶に比べ広い。一方、塗料は励起光により時々刻々と劣化し発光強度が減衰するため、長時間測定に向かない[18]、励起光の当てむらおよび励起光の角度により発光強度が変化するため計測のプロセスが複雑であるといった短所がある。また、発光強度が小さいため、CCDカメラ

による測定時、ノイズが相対的に大きくなる[19]。さらに、溶媒に有害物質を含むことが多いため、取り扱いに注意が必要である[20]。感温塗料を用いた熱伝達率測定の例として、例えば安田ら[21]は、風洞実験により流れに直交した円筒周りの熱伝達率分布を測定した。測定結果を従来の経験式や層流モデルを用いた数値計算結果と比較したところ、円筒前縁部を除き従来の経験式や数値計算結果と一致せず、感温塗料を用いた熱伝達率の定量測定には至っていない。

赤外線カメラによる測定は、物体から放射される赤外線放射エネルギーを検出し、見かけの温度に変換して温度分布を画像表示する計測手法である。赤外線カメラは、高性能なものになると装置自体は高価である。また、温度変換のために、伝熱面の正確な放射率を知る必要があり、伝熱面の放射率が小さいほど外部からの放射の影響を受けやすくなるため、例えば伝熱面の放射率を高くする、外部からの放射を抑制するなどの対策が必要である。しかし、温度測定範囲が $-20 \sim 2000$  °C程度と広いことや、伝熱面からの放射エネルギーを光子として検知するタイプの赤外線カメラ(2.5.1項にて後述)の場合、感度(NETD)が非常に良い(0.02K以下)、高速測定が可能といった利点がある。以上を踏まえると、熱伝達変動を定量的に測定するためには、対流熱伝達の変動に追従でき、測定面の温度を精度よく測定できる、赤外線カメラによる計測が有利である。

近年、赤外線カメラの高性能化に伴い、赤外線カメラを使用した熱伝達測定の優位性が示されている[22]。赤外線カメラは非接触かつ二次元の測定が可能であることに加え、赤外線カメラの時間・空間・温度分解能がこの10~20年で急速に向上しており、室温における高速な温度変動も精度良く測定できるようになった。例えば、Carlomagno and Luca [23]は、測定面に薄い金属箔を用いて通電加熱する手法により、風洞内に設置した金属箔表面の熱伝達率分布を調査した。Hetsroni and Rozenblit [24]やOyakawa et al. [25]は、流路壁面に張り付けた金属箔を通電加熱し、その温度分布および時間変動を赤外線カメラにより測定し、流れの変動に伴う熱伝達変動を観測した。

一方で、これらの手法は、伝熱面の熱容量・熱伝導に起因した時間・空間的な減衰が避けられない。中村[26], [27], [28], [29]は、伝熱面に薄いチタン箔(厚さ $2\mu\text{m}$ )を用いて、風洞実験により平板乱流境界層および後向きステップ後方の再付着域における壁面の熱伝達変動を測定した。その際、時間・空間的な減衰の程度を解析的に調査した結果、空気流のように熱伝達率が低い場合であっても、伝熱面の熱容量が十分小さければ流れの挙動に伴

う熱伝達率の時空間分布を検知可能であることを示した[27]。また、伝熱面の熱伝導の逆解析により、時間・空間的な減衰を復元し、熱伝達率の時空間分布を定量的に評価可能であることを示した[29]。

上記測定[26], [27], [28], [29]は、測定面が平面の場合である。また、外部流であるため測定面は流体-固体の境界面である。一方、円管内乱流やチャンネル乱流などの内部流の場合、流体-固体の境界面の壁温変動を内部から測定できないため、流路外壁温度を測定し、流体-固体の境界面の壁温変動を見積もる必要がある。また、円管内乱流の場合、伝熱面が曲面であるため、平面の場合に比べ多方向からの放射の影響を受ける。これらの課題を克服すれば、流れ場が内部流であっても、赤外線カメラを用いて熱伝達率の分布やその変動を測定することが可能である。

### 1.3.2 数値流体力学 (CFD) によるアプローチ

1.2 節で述べたように、熱伝達率分布やその変動に関する情報の重要性が増してきている。近年、コンピュータの発展に伴い、CFD 解析によって乱流熱伝達現象の時間・空間的な変動についても調査されるようになった。

CFD 解析とは、一般に、流体の支配方程式 (ナビエ・ストークス方程式) を離散化して、コンピュータで解析することによって流れ場や温度場を調べることである[30]。CFD 解析はその詳細度によって、DNS, LES, RANS の 3 種類に大別される。DNS とは、乱流に含まれるすべての大きさの渦構造の運動に対してナビエ・ストークス方程式を解く手法である。この手法は、必要な計算格子の数がレイノルズ数とともに急速に増大するため、幾何形状が単純な低レイノルズ数流れにのみ適用可能である。LES とは、乱流の比較的大きな構造を直接数値計算の対象とし、それより細かい乱れに対してモデル化を行う計算手法である。RANS とは、ナビエ・ストークス方程式に対してレイノルズ平均を施し、乱流渦構造は解析せず、変動速度の統計量を用いて解析する手法である。

乱流渦構造の挙動に起因した熱伝達の変動を調べるためには、DNS または LES で解析する必要がある。ここで、LES では、前述したように乱流の微細構造はモデル化されている。一方、DNS は、乱流に含まれるすべての大きさの構造の変動を解析し、得られた結果から

乱れのエネルギーとその散逸など各種の統計量も引き出すことができるため [31] 正確に解析するには DNS を用いるのが望ましい。DNS による解析は、1980 年代後半から可能になり、壁面近傍や（例えば[32]）、はく離・再付着流れ（例えば[33], [34]）の乱流現象が研究されてきた。しかし、単純な流れ場であっても、高レイノルズ数や高プラントル数の場合は、計算負荷が非常に大きくなる。また、DNS が適用される流れ場は、比較的単純な幾何形状で、周期境界条件が適用できる場合や、熱的境界条件は温度または熱流束一定の場合など、単純な境界条件が与えられる場合に限られてきた。しかし、流れ場・温度場が空間的に発達するような実際の乱流現象を詳細に解明するためには、流入・流出条件が適切であるか別途検討する必要がある[35]。

一方、実験の場合は実現象を評価することができるため、流れ場・温度場が過渡的な場合の熱伝達の調査には、実験的アプローチが有効である。また、正確な実験データを得ることができれば、CFD 解析の結果の検証に使用し、解析精度の向上を図ることができる。

## 1.4 本研究の目的

前述のように、熱伝達が非定常であると、多かれ少なかれ固体壁の温度が変動し、「伝熱量が正しく予測できない」、「高サイクル熱疲労を起こす」などの問題が発生する恐れがある。このとき、流体が気体（空気）の場合は熱伝達率がそれほど高くないため、熱伝達変動に起因する問題は起きにくい。液体（水）の場合は、気体よりも熱伝達率が2桁程度高くなるため、固体壁の温度が変動しやすくなり、熱伝達変動に起因する問題が起きやすい。円管内乱流は、熱交換器などの伝熱機器や発電プラントの配管に多く見られる流動形態であるため、円管内乱流の熱伝達率分布やその変動に関する情報を定量的に把握できれば、前述の問題に対処し、熱設計の精度や信頼性の向上に寄与できると考えられる。

1.3.1 項で述べたように、熱電対や熱流束センサなどの点計測による熱伝達測定では、熱伝達率分布が非一様であると十分な空間分解能を得るのは困難である。一方、感温液晶、感温塗料および赤外線カメラなどを用いた面計測では、熱伝達率分布が非一様であっても測定できる利点がある。

本研究では、面計測のうち、対流熱伝達の変動に追従でき、測定面の温度を精度よく測定できるという赤外線カメラの優位性に着目した。1.3.1 項で述べたように、伝熱面の温度分布・変動から熱伝達率の分布・変動を評価する手法は伝熱面の熱容量・熱伝導に起因した時間・空間的な減衰が避けられない。しかし、伝熱面の熱容量を非常に小さくするとともに、伝熱面の熱容量と面方向への熱伝導に伴う時間・空間的な減衰を復元すれば、熱伝達率の時間的・空間的な分布を定量的に評価可能であることが示されている[26], [27], [28], [29]。

この測定[26], [27], [28], [29]は、測定面が平面であり、また測定面は流体-固体の境界面であるが、著者の知る限り、円管内流れのような伝熱面が曲面の場合の乱流熱伝達の非定常性を赤外線カメラを用いた手法で測定した例は存在しない。円管内流れの場合、流体-固体の境界面の壁温変動を測定できないため、流路外壁温度を測定し、流体-固体の境界面の壁温変動を見積もる必要がある。また、流体が液体（水）の場合は、気体（空気）に比べ伝熱面の変形や振動が大きくなる。さらに、伝熱面が曲面であるため、平面の場合に比べ多方向からの放射の影響を受ける。

そこで本研究では、これらの課題を克服し、赤外線カメラを用いて円管内流れの熱伝達

率の分布やその変動を測定する手法の開発を行った。また、この手法を用いて、円管内乱流熱伝達の時間的・空間的な変動に関する基礎データを取得することを目的とした研究を行った。

測定手法開発の段階では、最も基本的な流れ場の一つである円管内の充分発達した流れにおいて、本手法の妥当性を検証した。測定法の妥当性を確認した上で、本手法を、さらに複雑な流れ場である、はく離・再付着を伴う流れ場、および急加速・急減速を伴う流れ場に適用した。

## 1.5 本論文の構成

本論文の構成を図 1-4 に示す。本論文は 6 章構成である。

第 1 章では、研究の背景、熱伝達の変動により生じる問題点、熱伝達率の分布およびその変動を知る方法について述べた後、本研究の目的を示した。

第 2 章では、円管内水流実験装置、および本研究で新たに開発した熱伝達測定用伝熱模型について述べる。また、伝熱面の温度測定方法について述べた後、測定された温度分布の時系列データから熱伝達率の瞬時分布およびその時間変動を定量的に算出する方法について示す。

第 3 章では、本研究で開発した熱伝達の新測定手法を十分発達した円管内乱流の熱伝達測定に適用する。円管内の十分発達した領域は、最も基本的な流れ場の一つであるため、既に多くの信頼できる研究結果が報告されている。よって、本測定で得られた平均熱伝達率および熱伝達の時間的・空間的な統計量を従来の実験データや DNS による解析結果と比較し、本測定法の妥当性を検証する。

第 4 章では、はく離・再付着流れを伴う熱伝達特性を調査するために、3 章と同様の伝熱模型内にオリフィス板を設置し、オリフィス周囲における熱伝達測定を行う。測定結果を基に、オリフィス下流再付着領域における平均熱伝達率および熱伝達の時間的・空間的な統計量を評価し、第 3 章における十分発達した領域との特性の違いを考察する。また、従来の研究で十分解明されていない、流れの再付着位置と熱伝達率極大位置が一致しない原因を調査する。

第 5 章では、流れに矩形波動的な脈動を与え、流れの急加速・急減速を伴う熱伝達特性について調査する。従来、脈動流による伝熱促進効果や伝熱抑制効果が指摘されているが、未だに統一的な見解が得られていない。よって、流れ場の変動と熱伝達率の変動の同時測定を行い、各位相における流量と瞬時熱伝達率分布の対応を観測する。脈動条件を変化させて測定を行い、伝熱促進効果が得られる脈動条件と得られない脈動条件における熱伝達特性の違いを調査する。

第 6 章では、第 3 章から第 5 章で得られた結果を総括し、本研究の結論を述べる。

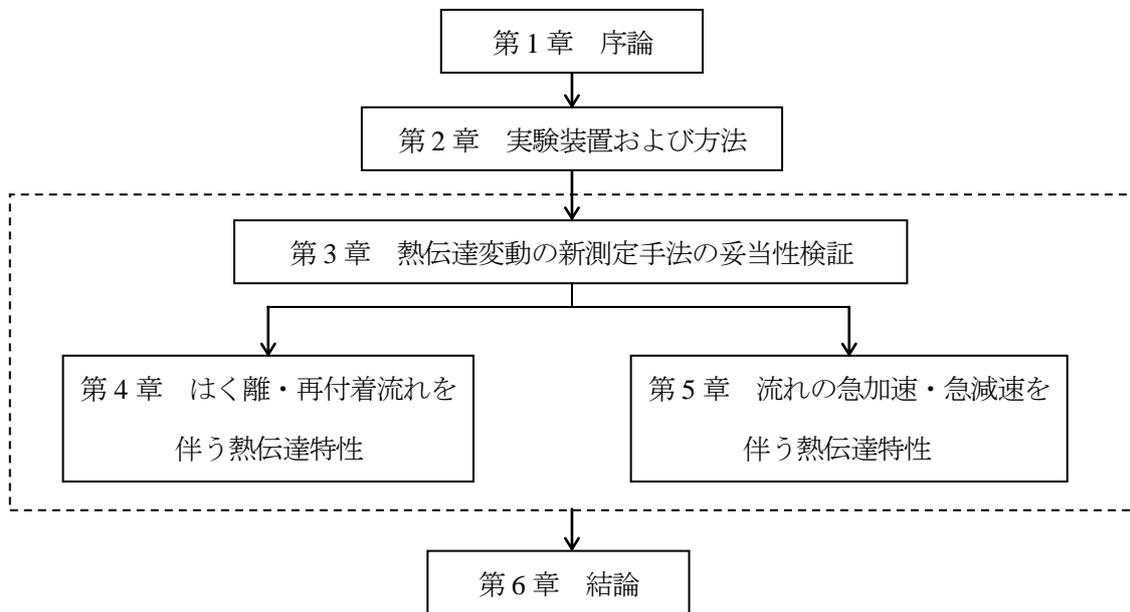


Fig. 1-4 Framework of the thesis.

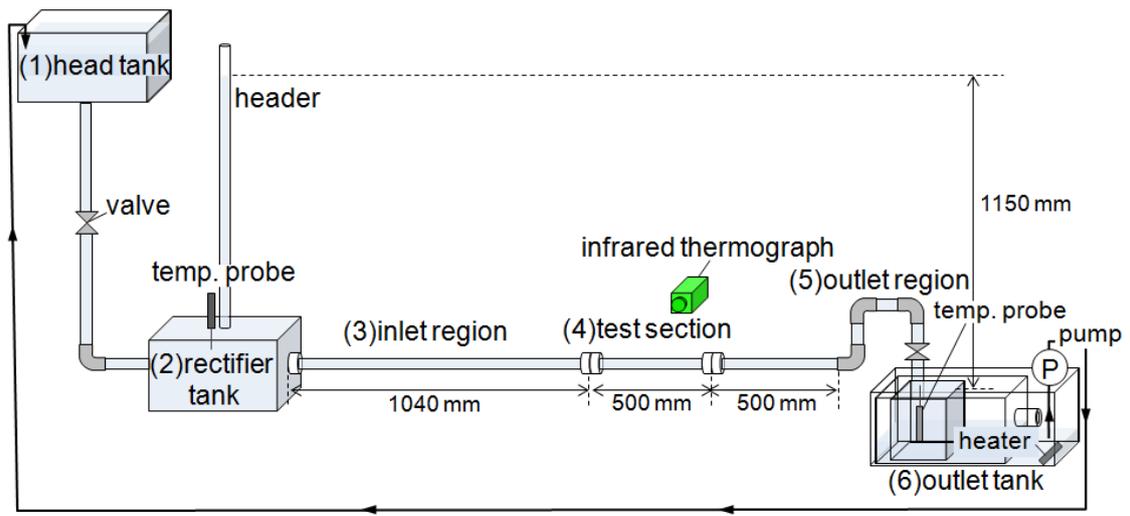
## 第2章 実験装置および方法

### 2.1 円管水流実験装置

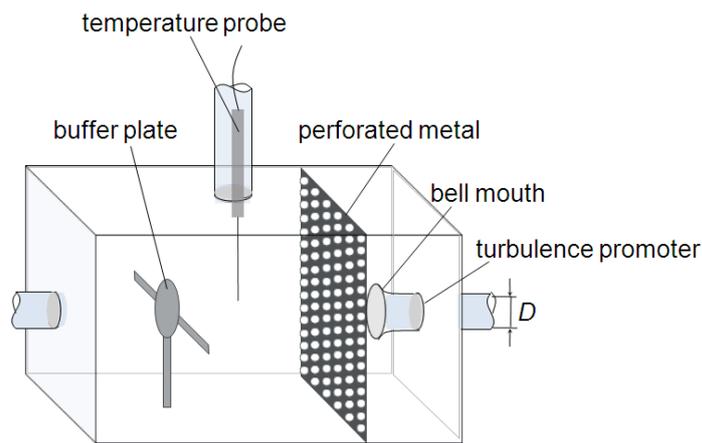
図 2-1(a) に実験装置の基本構成を示す。装置は, (1) ヘッドタンク(head tank), (2) 整流水槽(rectifier tank), (3) 円管助走部(inlet region), (4) 測定部(test section), (5) 出口部(outlet region), (6) 出口水槽(outlet tank)から構成されている。整流水槽にはヘッダーが設置されており, 円管出口とヘッド差 (1150 mm) をつけることで水流を発生させた。

図 2-1 (b) に整流水槽を示す。整流水槽の内部には, 流れを水槽内に拡散させるために緩衝板 (buffer plate)を, 水槽内の整流のためにパンチングメタル(perforated metal) を設置し, 円管助走部の上流端には円管入口の乱れを抑制するためにベルマウスを設置した。また, 整流水槽内部に挿入した温度プローブにより測定部上流側水温 $T_m$  を計測した。ベルマウス出口 (円管入口) には図 2-1 (c) に示す乱流促進体 (直径 1 mmのワイヤをリング状にしたもの) を設置可能であり, 乱流促進体を設置した場合と設置しない場合の測定を行った。流路には外径 26 mmの亚克力円管を用いた。円管の内径は  $D = 20$  mm, 助走部の長さは  $L = 1040$  mm ( $L/D = 52$ ) である。助走部の長さを円管内径の 50 倍以上 ( $L/D > 50$ ) としたのは, 乱流の場合, 助走区間の長さを円管内径の 50 倍程度とれば十分発達した乱流になるとの報告に基づいている[36]。

流量は, 上流側と下流側のバルブによって調節し(図 2-1 (a) 参照), 円管内の平均流速は, 出口水槽へ流出した流量を計量カップで測定して求めた。レイノルズ数  $Re_D = u_m D/\nu$  の範囲は  $Re_D = 1000$  程度 ~ 40000 程度である。赤外線カメラによる測定では, 測定面温度  $T_w$  と周囲環境温度の差が大きいほど精度が向上するため, 出口水槽内にサーモスタット付きのヒーターを設置し, ポンプで水を循環させることで装置内の水温を 30 °C程度まで高めた。



(a) Basic configuration of experimental setup



(b) Rectifier tank

$\Phi 1$  wire shaped circular ring



(c) Turbulence promoter

Fig. 2-1 Experimental setup.

## 2.2 円管内乱流熱伝達変動の新測定手法開発

第1章で述べたように、従来、熱伝達率測定には、多くの場合熱電対や熱流束センサなどによる点計測が用いられてきた。近年の赤外線カメラの高性能化に伴い、赤外線カメラを用いた熱伝達率変動測定も可能になり、平板乱流境界層および後向きステップ後方の再付着域における壁面の熱伝達率変動が測定された[26], [27], [28], [29]。また、水路内乱流の熱伝達率測定に関しても、測定面が平面であれば研究例は存在する[24], [25]。しかし、著者の知る限り、円管内流れのような伝熱面が曲面の場合の乱流熱伝達の非定常性を赤外線カメラを用いた手法で測定した例は存在しない。

よって、本研究では、新たに曲面の熱伝達率を測定できる伝熱模型を考案した。円管内乱流熱伝達の定量測定を実現するうえで、測定面が平面の場合に比べ多くの懸念事項が存在した。例えば、伝熱面には金属箔を用いて通電加熱したが、その際、高速な熱伝達変動を伝熱面の温度変動として捉えるため、伝熱面の熱容量をできるだけ小さくした。すなわち、金属箔には熱容量の小さいチタン箔を採用するとともに、水流に伴う伝熱面の变形や振動の影響を抑制するために、チタン箔の厚さは20～40  $\mu\text{m}$ とした。伝熱面を均一に加熱するためには、伝熱面と電極を密着させる必要があるが、伝熱面が曲面であるため伝熱面と電極の接着方法を検討する必要があった。また、円管の曲面を被測定面としているため、多方向からの周囲放射が被測定面に反射して赤外線カメラに入射するが、この影響を極力抑えるため、伝熱面に黒ペイントを塗布して放射率を高めるとともに、周囲放射を一様にするための工夫を行った。また、熱伝達率を定量的に評価するためには、黒ペイントの物性値や塗布厚さを調査する必要があった。以上を踏まえ、伝熱模型の製作および熱伝達率の測定を行った。

また、伝熱面の温度分布の時系列データから、熱伝達率の瞬時分布およびその変動を算出するプログラムを開発した。円管内流れの場合、流体－固体の境界面の壁温変動を測定できないため、流路外壁温度を測定し、流体－固体の境界面の壁温変動を見積もる必要があった。よって、チタン箔と黒ペイントの2層からなる伝熱面の、熱容量による時間遅れと面方向の熱伝導を考慮した解析を行った。また、赤外線カメラで測定した伝熱面の熱画像は円管の曲面を平面に投影したものであるため、このままでは伝熱面内壁－水流の熱伝達率を算出できなかった。よって、測定された円管曲面の投影断面を流れ方向一周方向断面に座標変換した。

## 2.3 熱伝達測定用伝熱模型

図 2-2 に、熱伝達測定用の伝熱模型を示す。図 2-2 (a), (b) にそれぞれ供試円管の写真（黒ペイント塗布前）および円管の断面構造（水平断面）を示す。アクリル円管（長さ 280 mm）の測定部分のみを切り取り，切り取られた部分を含む円管内面全周に沿ってチタン箔（厚さ  $\delta_t = 20.7$  or  $40.6 \mu\text{m}$ ）を接着した。水流によるチタン箔の変形及び振動を抑制するために円管両端には支持部を残した。

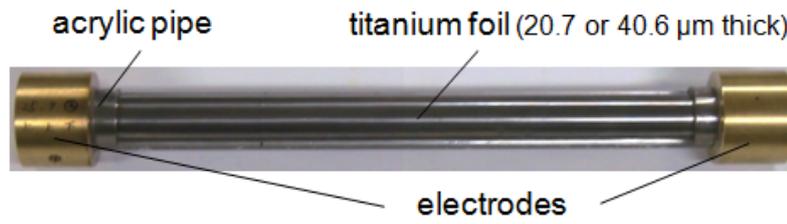
円管の両端には電極を設置し，これを介してチタン箔を通電加熱した。この時，伝熱面温度  $T_w$  と水流温度  $T_m$  の平均温度差が  $T_w - T_m = 10^\circ\text{C}$  程度になるように電流値を設定した。伝熱面と電極を密着させるために，電極との接着部のみ伝熱面に短冊状に切り込みを入れて電極に密着させた。電極とチタン箔間は導電性接着剤で接着したが，接触抵抗を完全に除去できなかったため，チタン箔への通電加熱熱流束  $\dot{q}_{in}$  は，通電電流とチタン箔の比電気抵抗から算出した。チタン箔の比電気抵抗は，本実験で用いたものと同じチタン箔を短冊状に切り，微小電流で通電した時の電流と電圧の関係から評価した。評価した比電気抵抗は  $5.58 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$  ( $20^\circ\text{C}$ ) であり，文献値 [37] とほぼ同一であった。

伝熱面の放射率を高めるため，チタン箔の外面には黒ペイント（アクリルラッカースプレー，株式会社カンペパピオ）を塗布した（塗布厚さ  $\delta_p = 10 \sim 20 \mu\text{m}$  程度）。黒ペイントの熱抵抗による伝熱面表裏の温度差を抑えると同時に，伝熱面の熱容量を抑えるため，黒ペイントは可能な限り薄く塗布した。また，ペイントの塗りむらを抑えるため，なるべく黒ペイント塗布厚さが一樣になるように，スプレーから伝熱模型までの距離，角度，スプレーを動かすスピード，重ね塗りの回数を検討し，全模型，同じ要領で塗布した。黒ペイントの密度は，あらかじめ，物性値が既知の金属箔に黒ペイントを塗布し，体積と質量の実測から評価した。熱伝導率は，文献[38]と同様の装置を用いて，熱抵抗から評価した。その結果，黒ペイントの密度および熱伝導率はアクリルの文献値[39]と同様であったためアクリルの文献値を使用した。同様に比熱もアクリルの文献値を使用した。また，黒ペイントの塗布厚さは，伝熱面に黒ペイントを塗布する際，同時に， $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$  の金属箔片にも塗布し，黒ペイントの質量と密度から評価した。アクリル管が切り取られた部分では伝熱面がチタン箔と黒ペイントのみで構成されているため熱容量が非常に小さく，管内水流への熱伝達変動に伴って壁温が高速に変動する。この壁温変動を高速度赤外線カメラ (SC4000,

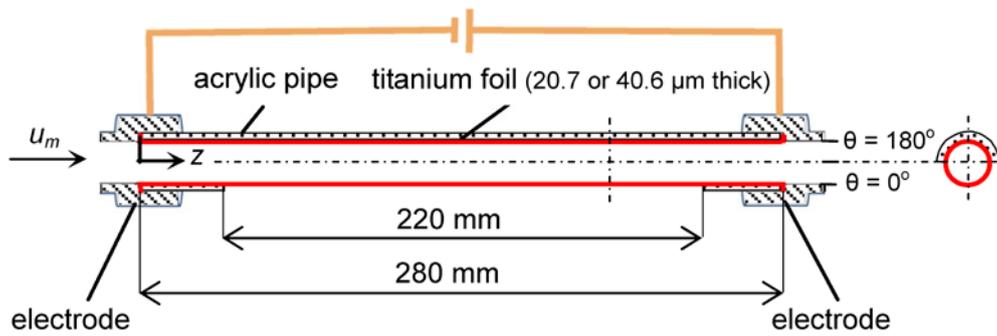
FLIR) で測定した。

本実験のように測定面が曲面の場合、平面と比べて多方向からの周囲放射が測定面で反射して赤外線カメラに入射する。そのため、図 2-2 (c) のように、温度が均一でかつ放射率の高い遮蔽板（銅板の内側に黒ペイントを塗布したもの）で測定部の周囲を覆い、周囲からの放射を極力均一にした。

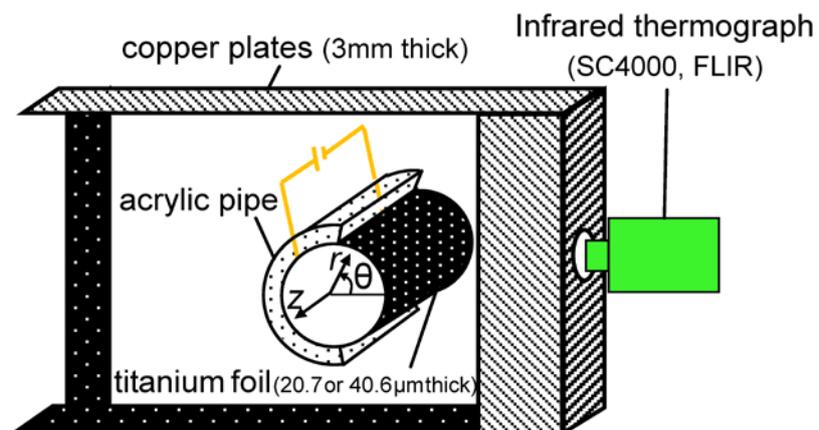
なお、図 2-2 (c) のように伝熱模型の熱的境界条件が左右で非対称（チタン箔+黒ペイント側が壁温変動大、チタン箔+アクリル側が壁温変動小）となっているが、円管内乱流熱伝達の熱的境界条件の影響を調べた DNS の結果[40] から判断すると、円管内の温度場は内層 ( $y^+ < 10$ ) を除いて熱的境界条件の影響が小さく、この非対称性が円管内全体の熱流動場に及ぼす影響はほとんどないと考えられる。座標系は流れ方向を  $z$ 、円管周方向を  $\theta$ 、円管半径方向を  $r$  とした（図 2-2 (c) 参照）。



(a) Photograph (before coating with black paint)



(b) Top cross-sectional view



(c) Schematic of the measurement system

Fig. 2-2 Test section for heat transfer measurement.

表 2-1 に本研究で製作・使用した伝熱模型の一覧を示す。表中には、各章で使用した模型の伝熱面の厚さ（チタン箔厚さ  $\delta_t$ 、黒ペイント厚さ  $\delta_p$ ）、2.5.5 項で後述する要領で評価した伝熱面の分光放射率  $\varepsilon_{IR}$  およびアクリル円管の切り取り部の範囲（流れ方向長さおよび周方向角度）を示している。

Table 2-1 List of the test models for heat transfer measurement.

Chapter	Model number	$\delta_t$	$\delta_p$	$\varepsilon_{IR}$	Cutout region of pipe (streamwise, circumference)
3	①	20.7 $\mu\text{m}$	23 $\mu\text{m}$	0.89	240 mm, $\pm 90^\circ$
	②	20.7 $\mu\text{m}$	23 $\mu\text{m}$	0.90	220 mm, $\pm 90^\circ$
4	③	20.7 $\mu\text{m}$	13 $\mu\text{m}$	0.90	240 mm, $\pm 90^\circ$
	④	20.7 $\mu\text{m}$	17 $\mu\text{m}$	0.96	240 mm, $\pm 90^\circ$
5	⑤	20.7 $\mu\text{m}$	9 $\mu\text{m}$	0.81	80 mm, $\pm 70^\circ$
	⑥	40.6 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$	0.87	80 mm, $\pm 70^\circ$

## 2.4 流体諸量の測定

### 2.4.1 レーザードップラー流速計 (LDV) による速度分布測定

第3章「熱伝達変動の新測定手法の妥当性検証」および第4章「はく離・再付着流れを伴う熱伝達特性」において、測定部の流れ場を確認するため、円管断面の速度分布をレーザードップラー流速計 (LDV: Flow Explorer 75 mW, DANTEC) で測定した。LDVの諸元を表2-2に示す。図2-3に、速度分布測定用の測定部の概略を示す。円管はパイレックスガラス製 (内径 $D=20$  mm, 厚さ 1.8 mm) であり、水を満たした矩形のウォータージャケットを円管周囲に取り付けた。ウォータージャケットの側面には、外側 (空気側) に反射防止コーティングを施したガラス窓 ( $\phi 25$ , 厚さ 1 mm) を取り付けた。測定には1軸のレーザードップラー流速計 (LDV: Flow Explorer 75 mW, DANTEC) を使用し、流れ方向速度  $u_z$  の分布を円管断面の水平方向 ( $r$  方向,  $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ ) に 1 mm 間隔でトラバースして測定した。トレーサー粒子には粒径 50  $\mu\text{m}$  のナイロン粒子を使用し、測定点1点当たりのサンプルデータ数は最大 10000 とした。

Table 2-2 Specifications of Laser Doppler Velocimeter (LDV).

Velocity component	1
Wavelength of laser	785 nm
Focal length	285 mm
Measurement volume	$0.1 \times 0.1 \times 1$ mm
Output of laser	75 mW
Signal processor	BSA F60
Max. velocity	212 m/s

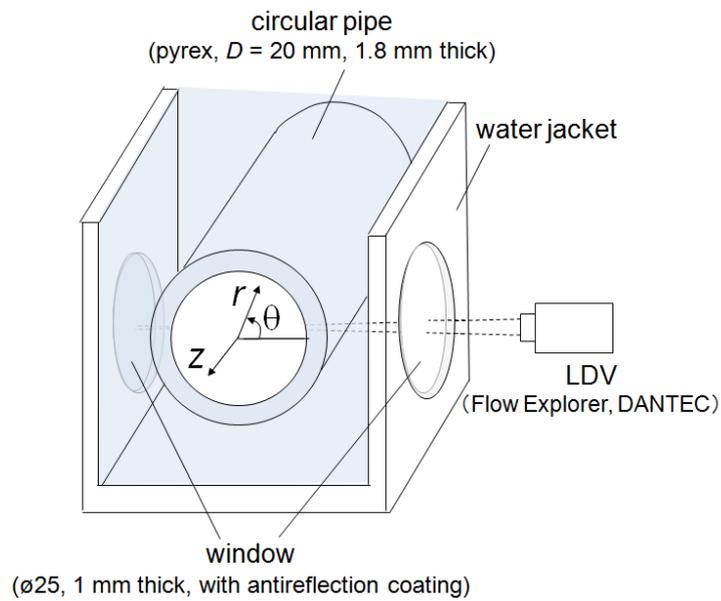


Fig. 2-3 Test section for velocity measurement.

#### 2.4.2 熱膜流速計による速度変動測定

第 5 章「流れの急加速・急減速を伴う熱伝達特性」において、円管中心の速度変動を測定するため、熱膜流速計 (StreamLine, DANTEC) を使用した。熱膜プローブ (55R13, DANTEC) を伝熱模型 (図 2-2 (b)) の直後に設置した。熱膜プローブの諸元を表 2-3 に示す。図 2-4 に、熱膜プローブの形状を示す。

Table 2-3 Specifications of fiber-film probe (55R13).

Sensor material	nickel
Sensor dimensions	$\phi 70 \mu\text{m} \times 1.25 \text{ mm}$
Thickness of quartz coating	$2 \mu\text{m}$
Max. sensor temperature	$60 \text{ }^\circ\text{C}$
Min. velocity	$0.01 \text{ m/s}$
Max. velocity	$10 \text{ m/s}$
Frequency limit (63 % response)	$30 \text{ kHz}$

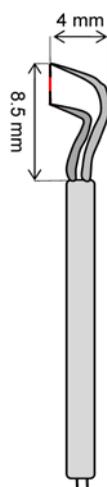


Fig. 2-4 Schematic of fiber-film probe.

熱膜流速計の校正は、定常流において水温および流速を変化させ、その時の流路出口に挿入した温度計（図 2-1 (a)参照）の温度と出口水槽へ流出した流量に基づき行った。なお、本研究では水温の非定常測定ができていないため、脈動流測定の際は熱膜プローブ設置位置での水温を一定と仮定して速度変動を算出した。以下に熱膜流速計の校正の方法を示す。

熱膜プローブ（図 2-4 参照）のフィルム部を円柱と仮定すると、円柱周りの熱伝達率は次式で表される。

$$Nu = CRe^n \quad (2-1)$$

この時、熱膜プローブのフィルム部からの放熱量 $\dot{Q}$ は、フィルム部の平均熱伝達率を $h$ ，表面積を $A$ ，プローブ温度を $T_{pro}$ ，プローブ周囲水温を $T_{out}$ とおくと次式で表される。

$$\dot{Q} = I^2 R = h A (T_{pro} - T_{out}) \quad (2-2)$$

熱膜プローブの場合、プローブ温度は一定に制御されているため電気抵抗 $R$ は一定になる。よって熱膜プローブからの出力電圧 $E = IR$ は、式(2-1)、(2-2)より、熱物性値が一定であるとすると次のように書き直せる。

$$E = cu^{n/2} (T_{pro} - T_{out})^{1/2} \quad (2-3)$$

$c$ は比例定数である。熱膜流速計はアンプでゲインとオフセットを調整しているので、式(2-3)は、 $c_1, c_2$ を定数として次式で表される。

$$E = c_1 u^{n/2} (T_{pro} - T_{out})^{1/2} + c_2 \quad (2-4)$$

一例として、プローブ温度—水温の温度差 $T_{pro} - T_{out} \approx 21^\circ\text{C}$ に固定して、流速を変化させた時の熱膜プローブ出力電圧 $E$ の変化を図 2-5 に示す。次に、管中心流速 $u = 0.59\text{ m/s}$ に固定して、水温を変化させた時の熱膜プローブ出力電圧 $E$ の変化を図 2-6 に示す。この場合、図 2-5 および図 2-6 から式(2-4)の定数 $n, c_1, c_2$ の値はそれぞれ $n = 8.57 \times 10^{-2}$ 、 $c_1 = 5.52$ 、 $c_2 = -18.92$ と評価できた。

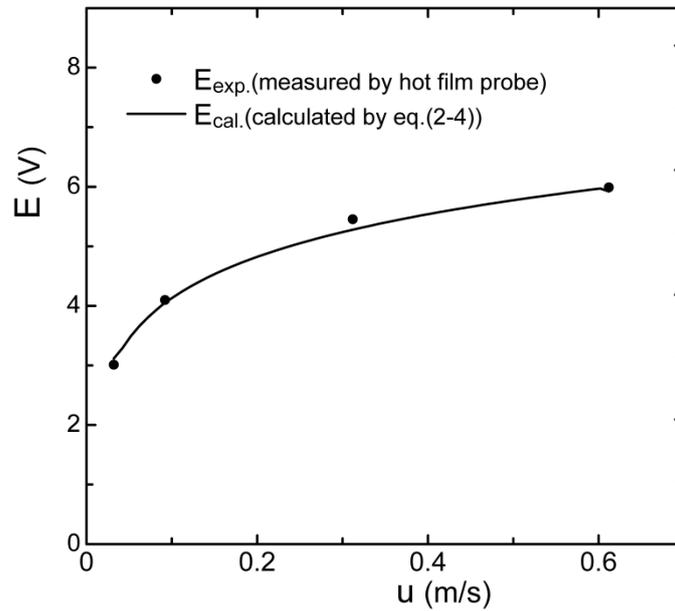


Fig. 2-5 Output of hot film probe with respect to the center velocity of a pipe at temperature difference of  $T_{pro} - T_{out} \approx 21 \text{ }^\circ\text{C}$ .

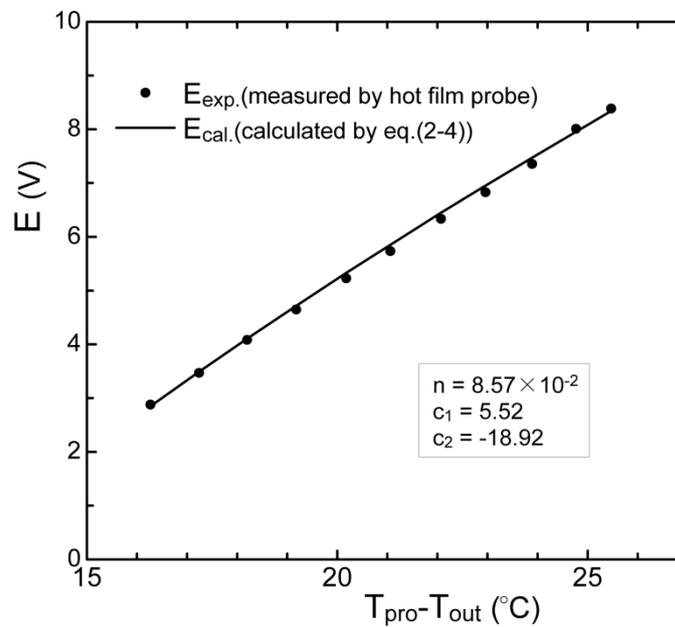


Fig. 2-6 Output of hot film probe with respect to temperature difference ( $T_{pro} - T_{out}$ ) at the center velocity of a pipe of  $u = 0.59 \text{ m/s}$ .

### 2.4.3 電磁流量計による流量変動測定

第5章「流れの急加速・急減速を伴う熱伝達特性」において、流量変動を測定するために電磁流量計 (EGM1300C, 東京計装) を使用した。電磁流量計の作動原理を図 2-7 に示す。内径  $D$  の円管内に均一な磁界  $B$  を与え、磁界に垂直方向に導電性液体が平均流速  $u_m$  で流れると、電磁誘導により、次式のように流れおよび磁束それぞれの垂直方向に流速に比例した起電力が生じる[41]。

$$E \propto B D u_m \quad (2-5)$$

また、体積流量  $Q$  は  $Q = (\pi/4) D^2 u_m$  であるから、起電力  $E$  および磁束密度  $B$  が分かれば流量  $Q$  を求めることができる。

表 2-4 には、電磁流量計の諸元を示す。電磁流量計の校正は、定常流において、出口水槽へ流出した流量の計量カップでの測定値に基づいて行った。図 2-8 に、計量カップで測定した流量と電磁流量計の出力の関係の一例を示す。なお、流量計の測定範囲は  $0 \sim 2.9 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  ( $1 \sim 5 \text{ V}$ ) に設定した。流量は、電磁流量計の出力の 1 次関数で近似した。なお、電磁流量計の校正は、熱伝達測定時のデータ取得前後に行い、再現性を確認した。

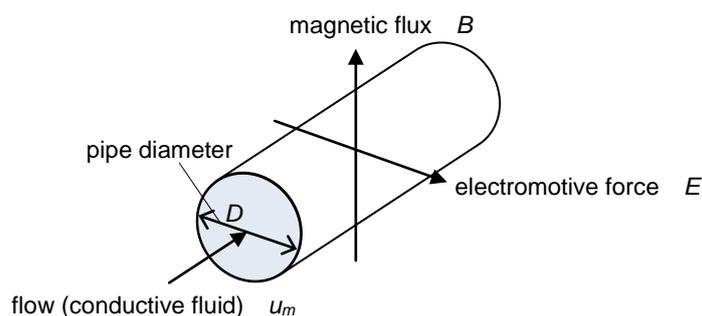


Fig. 2-7 Operating principle of magnetic flowmeter.

Table 2-4 Specifications of magnetic flowmeter (EGM1300C, TOKYO KEISO CO., LTD).

Nominal diameter	25 mm
Min. flow rate	0 m <sup>3</sup> /s
Max. flow rate	5.9 × 10 <sup>-3</sup> m <sup>3</sup> /s
Time constant (63 % response)	0 ~ 100 s
Sampling frequency	1/50 ~ 2 × utility frequency Hz
Electric conductivity (water)	Greater than 2 × 10 <sup>-3</sup> S/m
Output current (output voltage)	4 ~ 20 mA (1 ~ 5 V)

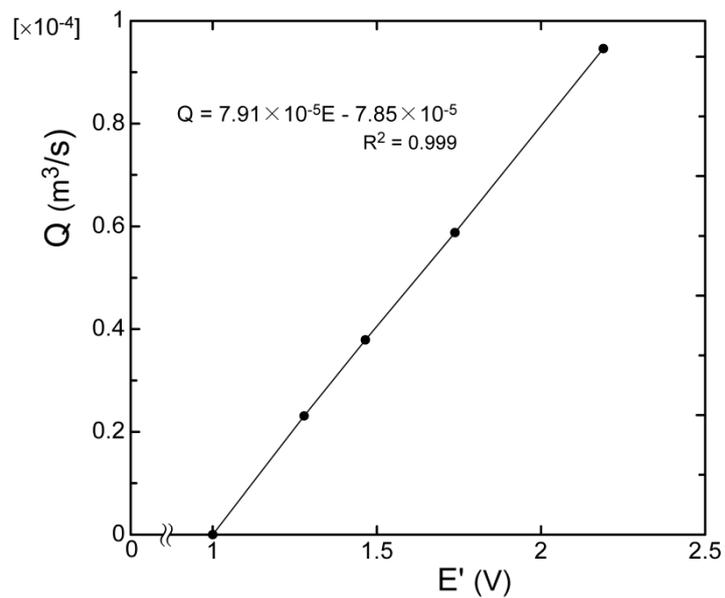


Fig. 2-8 Flow rate with respect to output of a magnetic flowmeter.

#### 2.4.4 差圧計による差圧変動測定

第5章「流れの急加速・急減速を伴う熱伝達特性」において、差圧変動を測定するため、微差圧計 (EJX120J, YOKOGAWA Co.) を使用した。差圧計の基本構成を図 2-9 に示す。図中のシールダイアフラムが受けた圧力は、シールダイアフラムとセンタダイアフラムの間に封入されたシリコンオイルを経由してセンサ部へ伝達される構造になっている[42]。センサ部 (図 2-9 の右図) にはダイアフラムチップに振動子が設置されており、ダイアフラムチップにプロセス圧が加わることでダイアフラムに歪みが生じ変形し、その結果ダイアフラムに組み込まれた振動子が伸びもしくは縮み、振動子の固有振動数も変化する。この固有振動数から差圧が算出可能である[42]。微差圧計の諸元を表 2-5 に示す。なお、表 2-5 中の応答時間 (Response time, 63 % 応答) は微差圧計の受圧部からセンサまでの遅れ (時定数, 100 ms 程度) + 差圧計のサンプリングによる時間遅れ (最大 45 ms) である。また、時定数 (Time constant, 63 % 応答) は、差圧計の電気回路によるダンピング時定数であり、値を 0 ~ 100 s の範囲で設定可能である。差圧計の測定値の妥当性を検証するため、定常流時の実測値を次式で表される流体摩擦による圧力損失の経験式 (ダルシー・ワイズバッハの式) [43] と比較した。

$$\Delta P = \lambda \frac{L}{D} \frac{\rho u_m^2}{2} \quad (2-6)$$

ここで、 $\lambda$  は管摩擦係数であり、層流の場合ナビエ・ストークスの式の厳密解から求められ ( $\lambda = 64/Re_D$ )、乱流の場合ブラジウスの式 ( $\lambda = 0.3164/Re_D^{0.25}$ ) から求められる[43]。L は圧力損失測定部の管長さ (本実験では  $L = 2.06$  m, 図 5-1 (a) 参照) であり、 $Re_D$ 、 $D$ 、 $\rho$  および  $u_m$  はそれぞれレイノルズ数、円管内径、水の密度および平均流速である。

図 2-10 に差圧の測定結果の一例を示す。図 2-10 を見ると、差圧の実測値は、経験式から見積もった圧力損失の値と 5 % 程度以内で一致している。

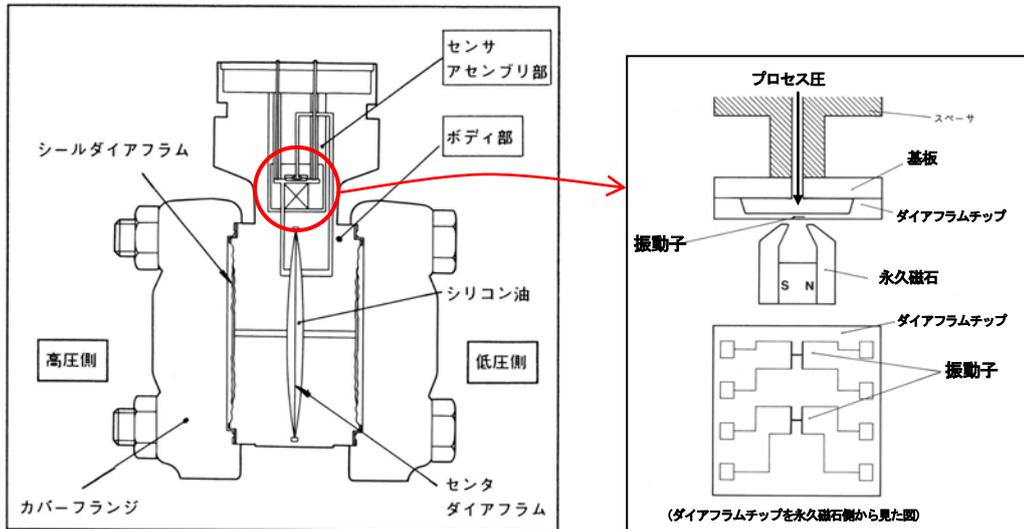


Fig. 2-9 Schematic of differential manometer (Cited from Technical Information : Electronic differential pressure/pressure transmitter, 1999, p. 11, Fig. 4-1-2, p. 16, Fig. 4-2-2, Copyright © 1991 YOKOGAWA All Rights Reserved.).

Table 2-5 Specifications of differential manometer (EJX120J, YOKOGAWA Co.).

Measurement span	0.0025 ~ 1 kPa
Min. pressure difference	-1 kPa
Max. pressure difference	1 kPa
Response time (63 % response)	Less than 150 ms
Time constant (63 % response)	0 ~ 100 s
Sampling time	45 ms

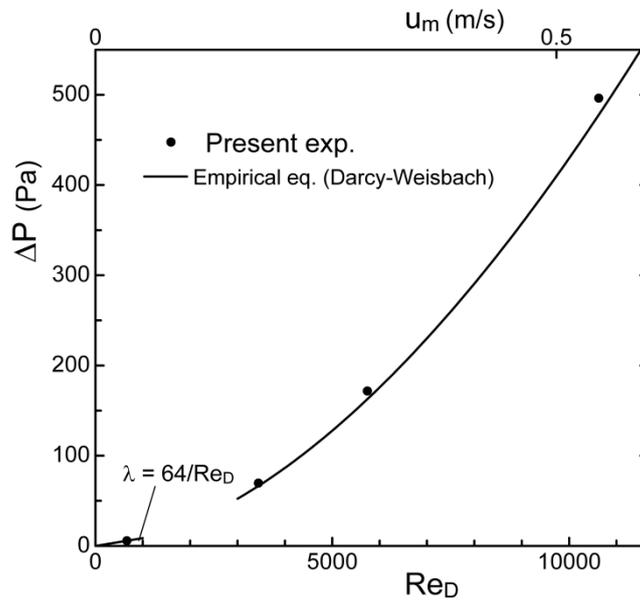


Fig. 2-10 Pressure difference with respect to the Reynolds number, compared with empirical equation.

## 2.5 伝熱面の温度測定

### 2.5.1 赤外線カメラによる温度測定原理

本測定で使用する赤外線カメラは、インジウム・アンチモンを検出素子とする量子型（光電型）のカメラであり、入射した放射エネルギーを光子として検知するものである。赤外線カメラは、検出素子で受光した放射エネルギーを、読み出し回路でゲインとオフセットを調整し出力する。本論文では、赤外線カメラの出力（赤外線検出素子の出力値）を放射強度と呼ぶことにする。

黒体の単色放射能  $E_\lambda$  ( $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ ) は、各単位波長 ( $\mu\text{m}$ ) 当たりの放射熱流束であり、次式で表される。

$$E_{b\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1]} \quad (\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})) \quad (2-7)$$

これをプランクの法則という。ここで、 $C_1$ 、 $C_2$  はそれぞれ、第1ふく射定数、第2ふく射定数であり、 $C_1 = 3.742 \times 10^8$  ( $\text{W} \cdot \mu\text{m}^4/\text{m}^2$ )、 $C_2 = 1.439 \times 10^4$  ( $\mu\text{m} \cdot \text{K}$ ) である。この時の単色放射能  $E_{b\lambda}$  と波長  $\lambda$  の関係を図 2-11 に示す。黒体の単色放射能  $E_{b\lambda}$  と絶対温度  $T$  は 1 対 1 の関係になっているのが分かる。すなわち、赤外線カメラの出力（放射強度）から測定面温度  $T_w$  を求めることができる。

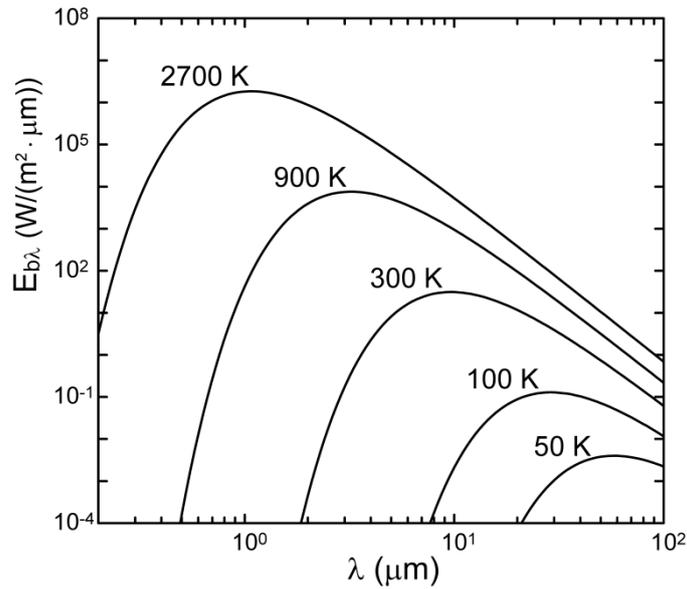


Fig. 2-11 Spectral emissive power of black body with respect to wave length (Planck distribution).

一方、実際の物体は黒体ではないので、プランクの法則には従わない。この場合、同じ絶対温度 $T$ における黒体面の単色放射能  $E_{b\lambda}(\lambda, T)$  と実在面の単色放射能  $E_{\lambda}(\lambda, T)$  の比  $\epsilon_{\lambda}$  を分光放射率という。

$$\epsilon_{\lambda} = \frac{E_{\lambda}(\lambda, T)}{E_{b\lambda}(\lambda, T)} \quad (2-8)$$

放射率は  $0 \sim 1$  までの値をとる。黒体の場合は放射率が  $1$  となり、入射した全ての放射を吸収する。すなわち反射・透過しない。一方、一般には測定面の放射率が  $1$  より小さい場合、測定面における反射を考慮する必要がある。

図 2-12 に、赤外線カメラによる温度測定概念図を示す。測定面の温度を  $T_w$ ，赤外線カメラの波長帯における分光放射率を  $\epsilon_{IR}$  とする。この時、黒体温度  $T$  と赤外線カメラで検知される放射強度  $E_{IR}$  の関係  $f(T)$  を黒体炉で校正してあらかじめ求めておくと、図 2-12 の測定面からの放射熱流束のうち、赤外線カメラで検知される放射強度  $E_{IR1}$  は次式で表される [44].

$$E_{IR1} = \varepsilon_{IR} f(T_w) \quad (2-9)$$

また、測定面が本測定のように赤外線透過しない物体の場合、反射率が  $1 - \varepsilon_{IR}$  になる。この時、測定面の周囲壁面温度  $T_{amb}$  が一様であり、周囲壁面が黒体とみなせる場合（放射率が 1 とみなせる場合）、周囲壁面からの放射熱流束のうち、測定面で反射し、赤外線カメラで検知される放射強度  $E_{IR2}$  は次式で表される。

$$E_{IR2} = (1 - \varepsilon_{IR}) f(T_{amb}) \quad (2-10)$$

この時、赤外線カメラで検知される放射強度  $E_{IR}$  は  $E_{IR1}$  と  $E_{IR2}$  の和であり、次式で表される。

$$E_{IR} = \varepsilon_{IR} f(T_w) + (1 - \varepsilon_{IR}) f(T_{amb}) \quad (2-11)$$

つまり、周囲壁面が黒体で温度が一様な場合、分光放射率  $\varepsilon_{IR}$  と周囲壁面温度  $T_{amb}$  が既知であれば、測定面の温度  $T_w$  が求められる。

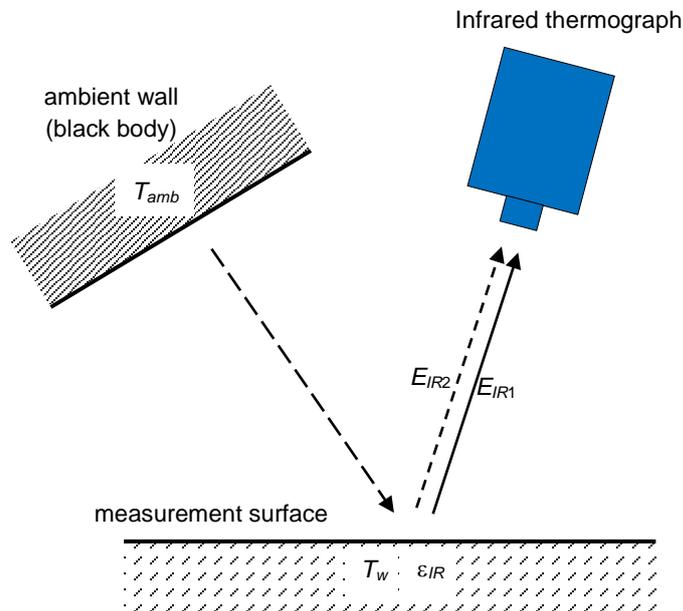


Fig. 2-12 Conceptual view of temperature measurement using infrared thermograph.

## 2.5.2 赤外線カメラの諸元

本研究で用いた高速度赤外線カメラ (SC4000-HS MID, FLIR) の諸元を表 2-6 に示す. 赤外線カメラの波長感度範囲は中赤外線波長領域 ( $3 \sim 5 \mu\text{m}$ ) であり, 画素数はフルフレームで  $320 \times 256 \text{ pixels}$  である. フレーム速度はフルフレームの場合, 最大  $420 \text{ Hz}$  である. 画素数を削減すると, それに応じてフレーム速度を上げることができる. ただし, 本研究では室温程度の温度を計測するため, 十分な感度 (雑音等価温度差 NETD  $\approx 0.018 \text{ K}$ ) を得るために露光時間を  $0.961 \text{ ms}$  としている. この場合, フレーム速度の最大値は  $1000 \text{ Hz}$  程度に制限される.

各画素で検出された放射強度  $E_{IR}$  の分布は, 熱画像として PC に記録される. これを CSV ファイルとして出力し伝熱面の温度  $T_w$  を求めた. 温度算出要領の詳細は 2.5.4 項において記述する.

Table 2-6 Specifications of infrared thermograph.

Detector	Indium Antimonide (InSb)
Resolution	320×256 pixels
Spectral Range	3 ~ 5 $\mu\text{m}$ (medium wavelength)
Sensor cooling	Stirling cycle cooler
Full frame rate	420 Hz (at 320×256 pixels)
Integration time (electronic shutter speed)	9 $\mu\text{s}$ ~ Full frame time
NETD (sensitivity)	Less than 0.018 K

### 2.5.3 光学系の温度変化の影響

図 2-13 に、本研究で用いた赤外線カメラの内部構造の概略を示す[45]。赤外線カメラの素子は冷却器（スターリングサイクルクーラー）によって 80 K 程度まで冷却されており、素子周囲にはコールドシールドが設けられている。低温のコールドシールドからは素子への赤外線の放射がほとんどなく、素子自身および素子周囲からの放射は無視できる。つまり、外部からの放射のみが光学系を通過して検出されるとみなせる。この場合、光学系の温度変化が測定の誤差要因になる。

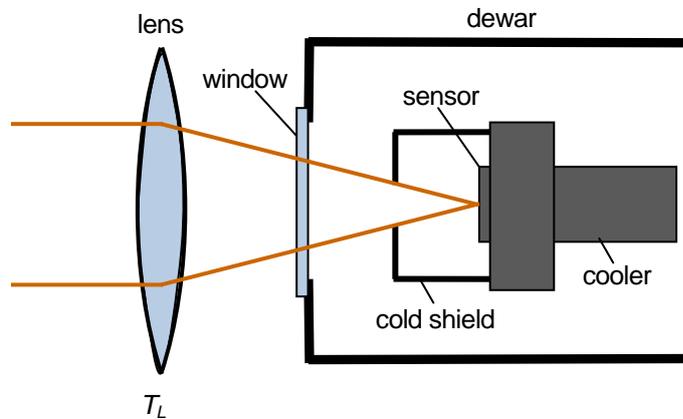


Fig. 2-13 Internal configuration of infrared thermograph (cooled type, referred to Nakamura, Optical Alliance, 27-8, 2016, p. 2, Fig. 3 (a)).

本研究では，光学系の温度変化による測定誤差を抑制するため，赤外線カメラの光学系の温度  $T_L$  を考慮した校正関数を作成した. カメラレンズのフレームの側面に高熱伝導性のゲルで熱電対を接着し，測定した温度を光学系の温度とみなした. 赤外線カメラの校正には黒体炉（IR - R24，チノー社：空洞放射率 0.993）を用いた. 式(2-9)中の赤外線カメラの校正関数  $f(T)$  に，光学系の温度変化を考慮した赤外線カメラの校正関数を次式で定義した [46].

$$f(T, T_L) = \tau_L (a_3 T^3 + a_2 T^2 + a_1 T) + \varepsilon_L (a_3 T_L^3 + a_2 T_L^2 + a_1 T_L) + a_0 \quad (2-12)$$

$T$  は校正時の黒体炉の温度である.  $T_L$ ,  $\tau_L$  および  $\varepsilon_L$  はそれぞれ，光学系の温度，透過率および放射率 (= 吸収率) である. 校正時の黒体炉の温度  $T$  (K) と赤外線カメラで検知した放射強度  $E_{IR}$  の結果を図 2-14 に示す. 赤外線カメラの校正は，図に示すように，室温が 17 °C 程度，24 °C 程度および 32 °C 程度の 3 通りにおいて行った. 赤外線カメラで検知した放射強度  $E_{IR}$  と式(2-12)から求めた値の最小 2 乗近似から，図 2-14 中に示す通り式(2-12)の係数を決定した. 光学系の温度変化の影響を確かめるために，式(2-12)の光学系の温度  $T_L$  が異なる場合における式(2-12)で算出される測定面の温度  $T$  の違いを比較した. 例えば，赤外線カ

メラで検知した放射強度を $E_{IR} = 30000$  と仮定し、光学系温度が $T_L = 17^\circ\text{C}$ の場合と $T_L = 32^\circ\text{C}$ の場合を比較すると、算出される測定面の温度はそれぞれ、 $T = 42.5^\circ\text{C}$ および $T = 42.0^\circ\text{C}$ となり、 $0.5^\circ\text{C}$ 程度差が生じる。

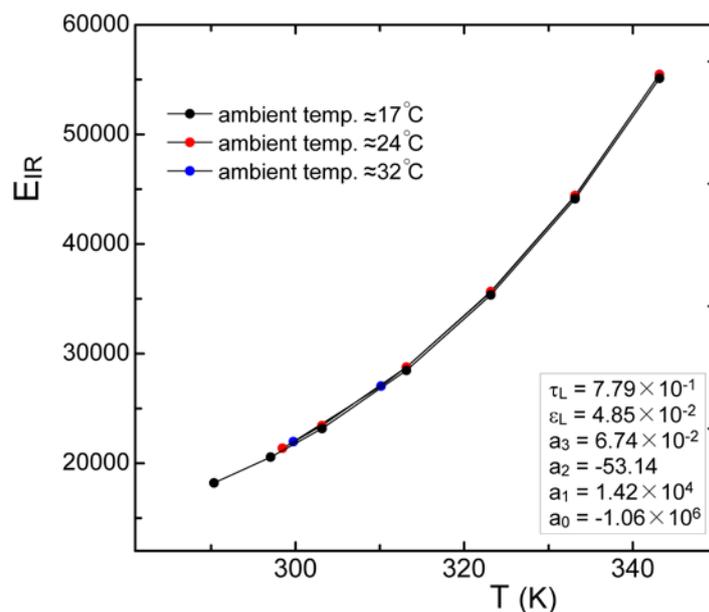


Fig. 2-14 Output of infrared thermograph  $E_{IR}$  with respect to temperature of black body.

## 2.5.4 温度の算出

本研究では、前項のように、赤外線カメラの光学系の温度変化を考慮し、伝熱面の放射強度  $E_{IR}$  (式(2-11)) を次式で表した。

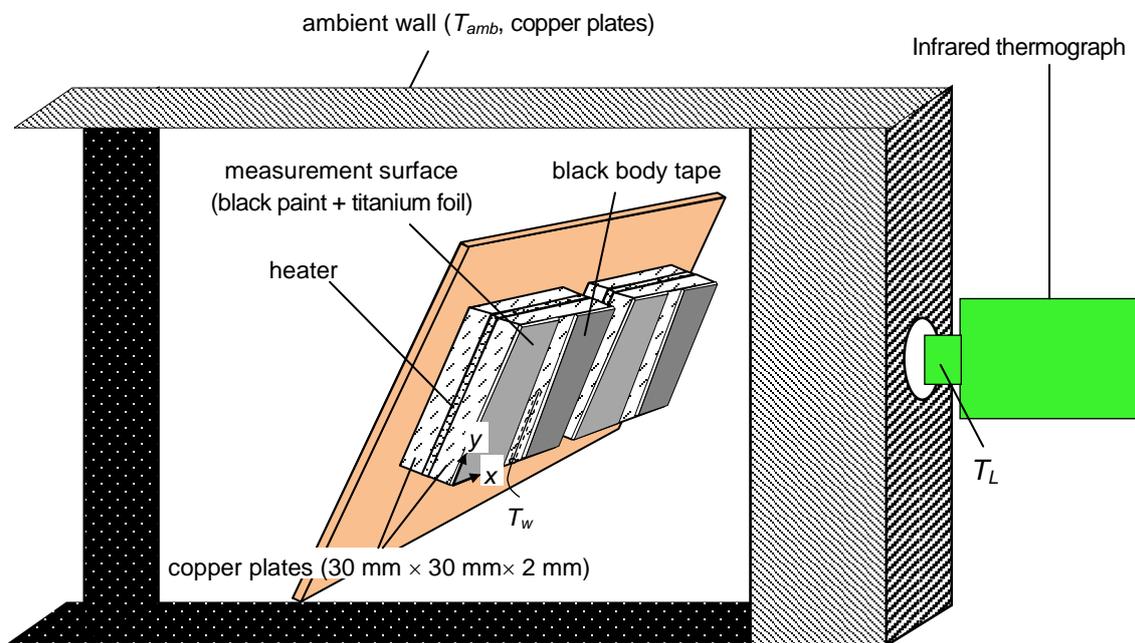
$$E_{IR} = \epsilon_{IR} f(T_w, T_L) + (1 - \epsilon_{IR}) f(T_{amb}, T_L) \quad (2-13)$$

赤外線カメラにより取得された伝熱面の放射強度 $E_{IR}$ を基に、Fortranで作成したプログラムにより、式(2-13)を計算して伝熱面(黒ペイントが塗布されたチタン箱)の温度 $T_w$ を求めた。

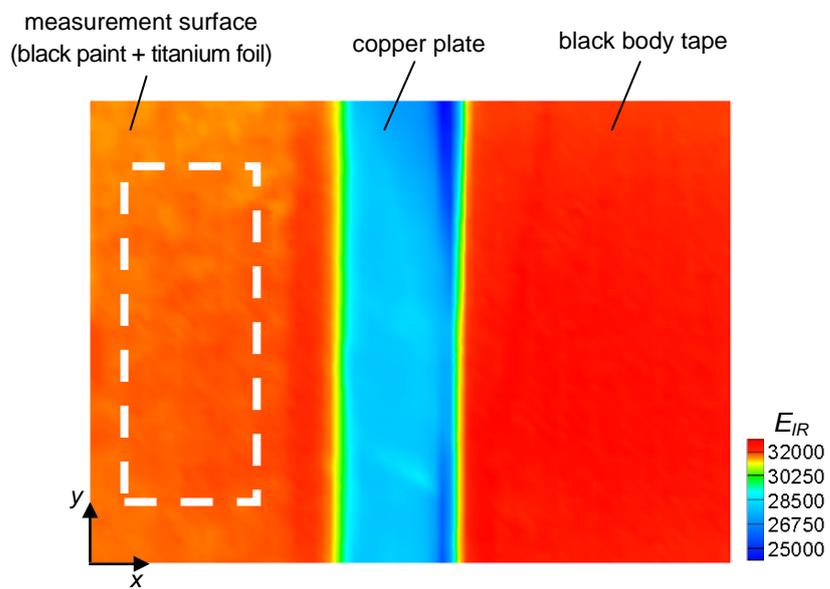
$f(T, T_L)$ は黒体炉で評価した温度校正関数、 $\varepsilon_{IR}$ は赤外線カメラの波長帯における伝熱面の分光放射率、 $T_L$ および $T_{amb}$ はそれぞれ光学系の温度および周囲壁面温度である。式(2-13)の右辺第1項は測定面からの放射であり、第2項は周囲から放射された赤外線が測定面で反射したものである。なお、測定面からの距離が1 m以内であるため、大気による赤外線の吸収は無視できる[47]。

### 2.5.5 放射率の評価

赤外線カメラにより測定した伝熱面の放射強度から伝熱面の温度  $T_w$  を定量的に求めるためには、伝熱面の分光放射率を正確に評価する必要がある。よって、本研究では、できるだけ熱伝達測定時（第3章～第5章）と同じ環境を作り分光放射率を評価した。図2-15に放射率評価時に用いた装置の概略図（図2-15(a)）および熱画像の一例（図2-15(b)）を示す。放射率評価用のモデルは、2枚の銅板（30 mm × 30 mm × 2 mm）でヒーターを挟んだ構造になっており、裏側の銅板は断熱のためバルサ板に接着されている。表側の銅板表面には熱伝達測定モデルの伝熱面と同様のもの（チタン箔および黒ペイント厚さが同じもの）を密着させた。伝熱面からの放射強度  $E_{IR}$ （図2-15(b)破線の領域）を赤外線カメラで測定すると同時に、伝熱面の温度  $T_w$ 、周囲環境温度  $T_{amb}$ （周囲銅板温度）および赤外線カメラの光学系の温度  $T_L$  を熱電対で測定することにより、式(2-13)から  $\varepsilon_{IR}$  の値を評価した。また、分光放射率評価の誤差を抑制するため、図2-15(a)に示すように2個の銅板モデルを同時に測定し、評価された左右のモデルの分光放射率を平均した。なお、左右のモデルの分光放射率の差異は0.005程度であった。また、伝熱面と同時に黒体テープ（図2-15(b)右側）の放射率も評価し、伝熱面の分光放射率の妥当性を確認した。第3章、第4章および第5章において、熱伝達測定の前データ取得前後に伝熱面の放射率を評価し、放射率の再現性を確認した。



(a) Schematic of the setup



(b) Example of thermal image

Fig. 2-15 Evaluation of spectral emissivity for infrared thermography.

## 2.5.6 周囲放射の不均一の影響

本実験では、円管の曲面を被測定面としているため、平面と比べて多方向からの周囲放射が被測定面で反射して赤外線カメラに入射する。そのため、図 2-2 (c)のように、温度が均一でかつ放射率の高い遮蔽板（銅板の内側に黒ペイントを塗布したもの）で測定部の周囲を覆い、周囲からの放射を極力均一にした。ただし、完全に均一にすることは困難であったため、ここでは周囲放射の不均一を測定し、それによる誤差を以下のように評価した。

本測定の概略図を図 2-16 に示す。円管内には常温の水を流し、伝熱面は非加熱とし、被測定面の温度が $T_w = T_m \approx T_{amb}$ となるようにした。図 2-17 に熱画像の一例を示す。なお、この図は赤外線カメラで測定された円管の曲面を平面に投影したものである。観測孔からの赤外線カメラ自身の映り込みによる反射の影響で、 $\theta = 0^\circ$  付近において $E_{IR}$ が低く（赤外線カメラの冷却部）、その周りを高放射強度の領域（赤外線カメラの本体）が囲んでいる。赤外線カメラの反射は、伝熱面が曲面のため横に引き伸ばされた形状をしている。 $|\theta|$ が大きくなると、 $E_{IR}$ はほぼ一様になっている。ここで、図 2-17 中の破線内の領域における平均的な放射強度 $E_{IR}$ を基に、式(2-13)から平均的な壁温 $T_w$ を算出すると、 $T_w = 20.75^\circ\text{C}$ であった。また、同領域における壁温 $T_w$ のばらつきを評価したところ、本条件における周囲放射の不均一による壁温 $T_w$ の平均値からのばらつき（95%包括度）は $0.10^\circ\text{C}$ 程度であった。

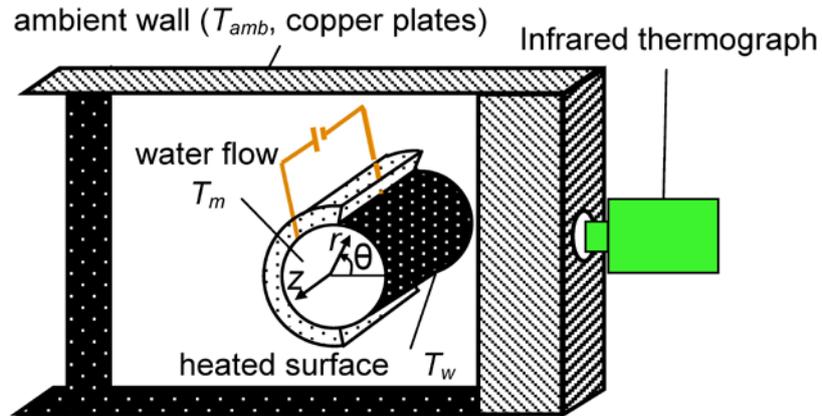


Fig. 2-16 Schematic of the measurement system.

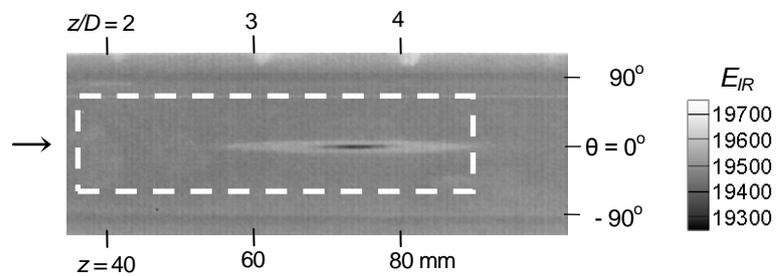
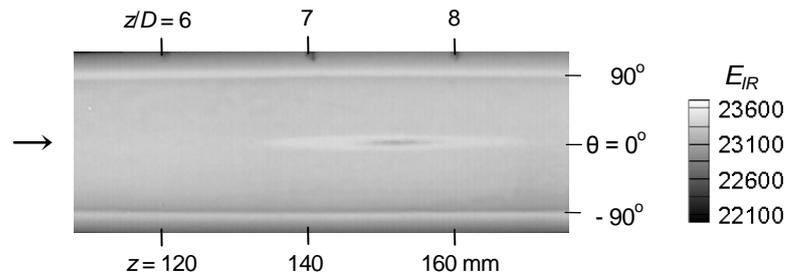


Fig. 2-17 Thermal image on unheated test surface at  $T_w = T_m \approx T_{amb}$  ( $u_m = 0.46$  m/s,  $T_m = 20.2$  °C,  $T_{amb} = 21.1$  °C,  $\delta_p = 12.6$   $\mu$ m,  $\epsilon_{IR} = 0.90$ , model ③).

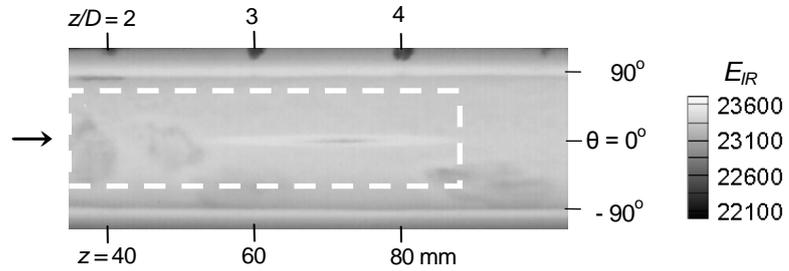
### 2.5.7 放射率不均一の影響

本実験では、伝熱面の放射率を高めるため、チタン箔の外面には黒ペイントを塗布した。このとき、黒ペイントに塗りむらがあると、塗りむらに起因して伝熱面の放射率が不均一になる（黒ペイントが薄くなると放射率下がる）。そのため、厚さが均一になるように注意深く黒ペイントを塗布した。しかし、完全に均一にすることは困難であったため、ここでは黒ペイントの塗りむらに起因する放射率の不均一を測定し、それによる誤差を評価した。測定は、円管内に 30 °C 程度の水を流し、伝熱面は非加熱とし、被測定面の温度が  $T_w = T_m \approx 30$  °C の状態で行った（図 2-16）。なお、周囲環境温度  $T_{amb}$  は室温とした。

図 2-18 に熱画像の一例を示す。図 2-18 (a) は、均一に黒ペイントを塗布した伝熱面の熱画像である。図を見ると、 $\theta = 0^\circ$  付近における赤外線カメラ自身の映り込みによる影響を除けば、 $|\theta| < 45^\circ$  の範囲ではほぼ放射強度が均一であり、放射率不均一の影響はほとんどないのが確認できる。図 2-18 (b) は、黒ペイントに塗りむらがある伝熱面の熱画像である。図中の数箇所に黒ペイントの塗りむらに起因する放射強度のむらが確認できる。前項と同様、図 2-18 (b) 中の破線内の領域における平均的な放射強度  $E_{IR}$  を基に式(2-13)から平均的な分光放射率  $\epsilon_{IR}$  を算出すると  $\epsilon_{IR} = 0.90$  であった。また、同領域における分光放射率  $\epsilon_{IR}$  のばらつきを評価したところ、黒ペイントの塗りむらによる、分光放射率の平均値からのばらつき（95 % 包括度）は 0.02 程度であった。このように黒ペイントの塗りむらに起因する放射率不均一の影響が大きい場合は、次項で示す補正を行った。



(a) Uniformly painted test surface ( $u_m = 0.47$  m/s,  $T_m = 30.2$  °C,  $T_{amb} = 23.0$  °C, model ③)



(b) Non-uniformly painted test surface ( $u_m = 0.47$  m/s,  $T_m = 30.2$  °C,  $T_{amb} = 23.4$  °C, model ③)

Fig. 2-18 Thermal image on unheated test surface at  $T_w = T_m \approx 30$  °C

## 2.5.8 周囲放射不均一および放射率不均一の補正

本研究では、2.3 節で述べたように、基本的には壁温と水温の平均温度差  $T_w - T_m = 10^\circ\text{C}$  程度として測定を行った。ただし、第 4 章「はく離・再付着流れを伴う熱伝達特性」における測定では、特に、流れの再付着領域において熱伝達率が非常に高くなり、壁温と水温の温度差が最低  $3 \sim 4^\circ\text{C}$  程度まで低下する。この場合、周囲放射不均一による測定値への誤差が相対的に高くなる。また、伝熱面に塗布した黒ペイントに塗りむらがあると放射率の不均一による測定値への誤差が大きくなるため、上記影響が大きいと判断した条件については、測定後に周囲放射不均一および放射率不均一の補正を行った。以下に本研究で行った補正の一例を示す。

図 2-19 に流れの再付着を伴う領域の瞬時熱画像を示す。破線内の放射強度  $E_{IR}$  を基に、式 (2-13) から温度分布  $T_w$  を求め、時間平均したものを図 2-20 に示す。なお、この図は赤外線カメラで測定した伝熱面の投影断面を  $z-\theta$  面に座標変換し表示している。前述の通り、流れの再付着領域（図 2-20 の  $z/D < 4$  程度の領域）では壁温—水温の温度差が小さくなり、周囲放射不均一による影響が相対的に高くなるため、図 2-20 を見ると、 $\theta = 0^\circ$  付近において赤外線カメラ自身の映り込みによる反射の影響が確認できる。また、図中の数箇所に黒ペイントの塗りむらに起因する温度むら（放射率の不均一による見かけ上の温度むら）が存在する。つまり、周囲放射と伝熱面の放射率には分布があるため、式(2-13)は次のように書き直せる。

$$E_{IR}(z, R\theta) = \varepsilon_{IR}(z, R\theta) f\{T_w(z, R\theta)\} + \{1 - \varepsilon_{IR}(z, R\theta)\} f\{T_{amb}(z, R\theta)\} \quad (2-14)$$

式(2-14)中の周囲環境温度分布  $T_{amb}(z, R\theta)$  および放射率分布  $\varepsilon_{IR}(z, R\theta)$  を求め、周囲放射不均一および放射率不均一の影響を補正した（詳細は付録Aを参照されたい）。なお、ここでは赤外線カメラの光学系の温度変化は考慮しなかった。図 2-21 に、補正後の時間平均温度分布を示す。不均一の補正を行う前（図 2-20）に比べて、赤外線カメラ自身の映り込みによる反射の影響および、黒ペイントの塗りむらに起因する温度むらが抑制されているのが確認できる。

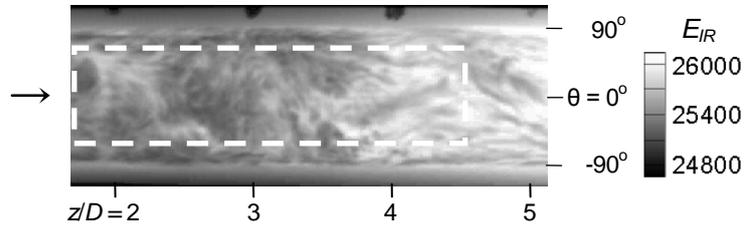


Fig. 2-19 Instantaneous infrared image on the heated surface around flow reattachment region (model ③).

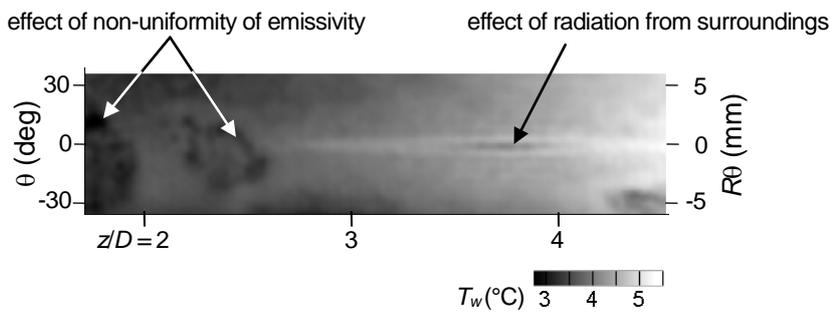


Fig. 2-20 Time-averaged temperature distribution on the heated surface around flow reattachment region.

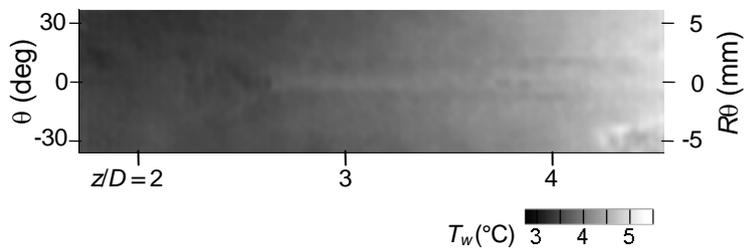


Fig. 2-21 Time-averaged temperature distribution on the heated surface around flow reattachment region (after correction).

## 2.5.9 不確かさ解析

赤外線カメラの検知波長帯域 (3 ~ 5  $\mu\text{m}$ ) における分光放射率を  $\varepsilon_{IR}$ , 赤外線カメラの光学系の温度を  $T_L$ , 周囲温度を  $T_{amb}$  とすると, 被測定面 (非黒体) の温度  $T_w$  と赤外線カメラで検知された放射強度 (赤外線検出素子の出力値)  $E_{IR}$  の関係は, 2.5.4 項で述べたように式(2-13)で表される. 本研究では, 式(2-13)を用いて, 赤外線カメラの出力  $E_{IR}$ , 赤外線カメラの光学系の温度  $T_L$ , 周囲温度  $T_{amb}$  の測定, および分光放射率  $\varepsilon_{IR}$  の値から被測定面の温度  $T_w$  を求めている (2.5.4 項参照). 分光放射率  $\varepsilon_{IR}$  の値は, ここでは 2.5.5 項で述べたように, 円管内水流実験と同様な伝熱面及び周囲条件において  $E_{IR}$ ,  $T_L$ ,  $T_{amb}$ ,  $T_w$  を計測し, これらの値を式(2-13)に代入して  $\varepsilon_{IR}$  の値を評価している. この場合, 黒体炉での校正で求めた関数  $f(T)$  に誤差があると, 評価した  $\varepsilon_{IR}$  の値に誤差が伝播するが, その  $\varepsilon_{IR}$  の値を用いて  $T_w$  を求めているので, 円管内水流実験模型の  $\varepsilon_{IR}$  と分光放射率評価用模型の  $\varepsilon_{IR}$  が等しければ,  $T_w$  の算出においては,  $f(T)$  の誤差は事実上キャンセルされる.

以上を考慮すると, 温度  $T_w$  の測定誤差として以下の要因が挙げられる.

- ① 分光放射率  $\varepsilon_{IR}$  評価時の誤差 (2.5.5 項参照,  $\varepsilon_{IR}$  の管内水流実験模型との差異含む)
- ② 管内水流実験模型の  $\varepsilon_{IR}$  の不均一 (ペイントの塗りむら)
- ③ 放射強度 (出力値)  $E_{IR}$  のノイズ (IR素子の出力変動, および素子間の感度のばらつき)
- ④ 周囲放射  $(1 - \varepsilon_{IR})f(T_{amb})$  の不均一による誤差

なお, 赤外線カメラの光学系の温度  $T_L$  の誤差の影響は被測定面の温度  $T_w$  の誤差要因として十分小さいため ( $T_L$  の測定値に 0.1  $^{\circ}\text{C}$  誤差があった場合の  $T_w$  の誤差は 0.005  $^{\circ}\text{C}$  程度以下), ここでは無視する. 上記要因について, それぞれ絶対正確度 (かたより誤差)  $B$ , および絶対精密度 (ばらつき誤差)  $S$  を計算した. ここで使用する用語および記号は, 文献[48]に準じている. 表 2-7 に, ① ~ ④の誤差要因をまとめた. なお, 不確かさ解析は, 円管内乱流の熱伝達測定における代表的な条件 ( $Re_D = 10100, z = 220 \text{ mm}$ , 模型②) において行った.

Table 2-7 Uncertainty factor of the temperature measurement using infrared thermograph.

項番	誤差要因	絶対正確度 B	絶対精密度 S	絶対感度 $\theta$
①	熱電対による銅板温度の測定誤差	$B_{11} = 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$		$\theta_{11} = 1$
	銅板内部と被測定面の温度差 (接触熱抵抗によるもの)	$B_{12} = 0.02 \text{ } ^\circ\text{C}$		$\theta_{12} = 1$
	周囲温度の測定誤差	$B_{13} = 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$		$\theta_{13} = 0.07 \text{ } ^\circ\text{C}^{*1}$
	$\epsilon_{IR}$ の管内水流実験模型との差異 (0.9±0.01)	$B_{14} = 0.150 \text{ } ^\circ\text{C}^{*1}$		$\theta_{14} = 1$
②	管内水流実験模型の $\epsilon_{IR}$ の不均一 (0.9±0.01)		$S_2 = 0.150 \text{ } ^\circ\text{C}^{*1}$	$\theta_2 = 1$
③	IR 素子(各ピクセル)の出力変動 ( $\epsilon_{IR} = 0.90$ の場合, フィルター後)		$S_{31} = 0.003 \text{ } ^\circ\text{C}^{*2}$	$\theta_{31} = 1$
	IR素子(ピクセル)間の出力のばらつき ( $\epsilon_{IR} = 0.90$ の場合, フィルター後)		$S_{32} = 0.022 \text{ } ^\circ\text{C}^{*2}$	$\theta_{32} = 1$
④	非加熱時 (水流あり) における周囲放射の不均一に伴う $E_{IR}$ の不均一		$S_{41} = 0.025 \text{ } ^\circ\text{C}^{*1}$	$\theta_{41} = 1$
	熱電対による周囲温度の測定誤差	$B_{42} = 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$		$\theta_{42} = 0.07^{*1}$

\*1 式(2-13) から,  $T_w = 40 \text{ } ^\circ\text{C}$ ,  $T_{amb} = 23 \text{ } ^\circ\text{C}$ ,  $\epsilon_{IR} = 0.9$  として評価, \*2 等温面の測定結果から評価

表 2-7 の値から,  $T_w$  の測定誤差は以下のように評価できる.

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{T_w} = \sqrt{(\theta_{11} \times B_{11})^2 + (\theta_{12} \times B_{12})^2 + (\theta_{13} \times B_{13})^2 + (\theta_{14} \times B_{14})^2 + (\theta_{42} \times B_{42})^2} = 0.182 \text{ } ^\circ\text{C}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :

$$S_{T_w} = \sqrt{(\theta_2 \times S_2)^2 + (\theta_{31} \times S_{31})^2 + (\theta_{32} \times S_{32})^2 + (\theta_{41} \times S_{41})^2} = 0.154 \text{ } ^\circ\text{C}$$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{T_w} = \sqrt{B_{T_w}^2 + (2S_{T_w})^2} = 0.36 \text{ } ^\circ\text{C}$

すなわち、瞬時・局所の伝熱面温度  $T_w$  の絶対誤差は  $0.36\text{ }^\circ\text{C}$  と評価できる。

なお、 $T_w$  が時間的に平均された場合はIR素子の出力変動 ( $S_{31}$ ) が  $0$  になる。また、 $T_w$  が空間的に平均された場合は素子間の出力のばらつき ( $S_{32}$ )、ペイントの塗りむらの影響 ( $S_2$ )、および周囲放射の不均一の影響 ( $S_{41}$ ) が  $0$  になる。この場合、 $S_{T_w} = 0\text{ }^\circ\text{C}$  となり、 $T_w$  が時間的に平均された場合の絶対誤差 (95% 包括度) は  $U_{T_w} = \underline{0.18\text{ }^\circ\text{C}}$  と評価できる。

## 2.6 熱伝達率の算出

### 2.6.1 基礎方程式

図 2-22 に、本実験で用いた伝熱面の断面における熱移動の模式図を示す。伝熱面にはチタン箔（厚さ  $\delta_t$ ）に黒ペイントを塗布（塗布厚さ  $\delta_p$ ）したものをを用いた。伝熱面と円管内水流間の熱伝達率  $h$  は次式で定義される。

$$h = \frac{\dot{q}_{cv}}{T_w - T_m} \quad (2-15)$$

$\dot{q}_{cv}$  は円管内水流への対流熱流束、 $T_w$  はチタン箔の水流側表面温度、 $T_m$  は円管内水流の混合平均温度である。

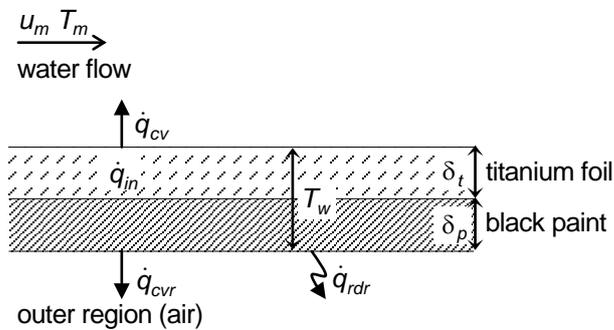


Fig. 2-22 Schematic diagram of heat transfer from a heated surface.

伝熱面（黒ペイントを塗布したチタン箔）の温度が厚さ方向に一様と仮定すると（赤外線カメラで測定した黒ペイント外面温度をチタン箔の水流側表面温度  $T_w$  と等しいとみなすと）、伝熱面内の熱伝導方程式 ( $r, \theta, z$ 座標系) は次式で表される。

$$(c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\partial T_w}{\partial t} = \lambda_e (\delta_t + \delta_p) \left( \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 T_w}{\partial \theta^2} \right) + \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cv} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr} \quad (2-16)$$

ここで、 $R$  は円管の半径、 $c$ 、 $\rho$ 、 $\lambda$  はそれぞれ比熱、密度、熱伝導率、添え字の $t, p$  はそれぞれチタン箔、ペイントを表している。なお、本実験で使用した黒ペイントの主成分はアクリルである。2.3節で述べたように、黒ペイントの密度と熱伝導率を実測で評価したところ、アクリルの文献値[39]と同様であったため、ここではアクリルの文献値を使用した。同様に比熱もアクリルの文献値を使用した。 $\lambda_e = (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) / (\delta_t + \delta_p)$  は伝熱面の面方向の実効的な熱伝導率である。 $\dot{q}_{in}$  は通電加熱熱流束であり、次式で表される。

$$\dot{q}_{in} = \frac{I^2 R_t}{A} \quad (2-17)$$

$I$  はチタン箔に印加した電流、 $R_t$  はチタン箔の電気抵抗、 $A$  は伝熱面の表面積である。 $\dot{q}_{cvr}$  は円管外部空気への対流熱流束であり、水平円柱まわりの自然対流熱伝達の経験式 [49] から求めた。

$$\dot{q}_{cvr} = \frac{\lambda_{air}}{D_o} \frac{2(T_w - T_{air})}{\ln \left\{ 1 + 3.3 / \left( C(Pr) Ra_{D_o}^n \right) \right\}} \quad (2-18)$$

ここで、 $C(Pr) = 0.671 / \{ 1 + (0.492/Pr)^{9/16} \}^{4/9}$ 、 $n = 0.25 + 1 / (10 + 5 Ra_{D_o}^{0.175})$  である。 $\lambda_{air}$  は空気の熱伝導率、 $D_o$  は円管外径、 $T_{air}$  は円管周囲の空気温度であり、 $Ra_{D_o}$  は円管外径を代表長さとしたレイリー数である。

$\dot{q}_{rdr}$  は黒ペイント面から外部への放射熱流束であり、次式より求めた。

$$\dot{q}_{rdr} = \varepsilon_p \sigma (T_w^4 - T_{amb}^4) \quad (2-19)$$

$\varepsilon_p$ は黒ペイントの全放射率であり、ここでは2.5.5項で評価した分光放射率  $\varepsilon_{IR}$ と同一とみなした。 $\sigma$ はステファン・ボルツマン定数であり、 $T_{amb}$ は円管周囲の壁面温度（図2-2(c)の銅板温度）である。

円管内水流への瞬時・局所の熱伝達率  $h$ は、式(2-15), (2-16)から導出される次式から算出した。

$$h = \frac{\dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr} + \lambda_e(\delta_t + \delta_p) \left( \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T_w}{R^2 \partial \theta^2} \right) - (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\partial T_w}{\partial t}}{T_w - T_m} \quad (2-20)$$

ここで、 $\lambda_e(\delta_t + \delta_p) \left( \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T_w}{R^2 \partial \theta^2} \right)$ は伝熱面の温度分布による面方向の熱伝導を、 $(c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\partial T_w}{\partial t}$ は伝熱面の熱容量による時間遅れを表しており、これらの項を計算することで、伝熱面の温度変動の時空間的な減衰を復元することができる。

なお、円管外部空気への放射熱流束  $\dot{q}_{rdr}$  および対流熱流束  $\dot{q}_{cvr}$  は、本実験条件ではそれぞれ、最大でも通電加熱熱流束  $\dot{q}_{in}$  の3%程度と小さかった。

## 2.6.2 解析方法

円管内水流への瞬時・局所の熱伝達率  $h$ は、赤外線カメラにより取得された伝熱面の放射強度  $E_{IR}$ を基に、Fortranで作成したプログラムにより算出した。解析手順を図 2-23 に示す。

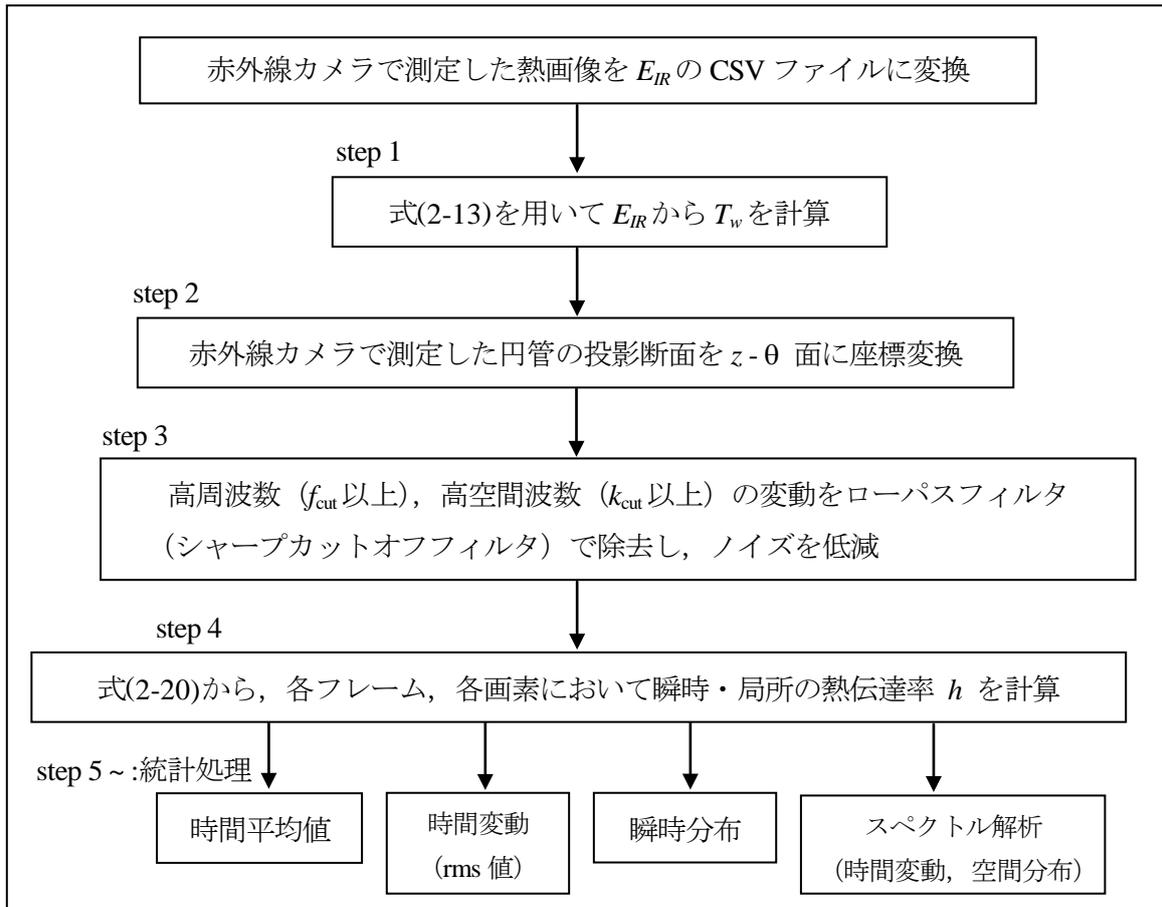
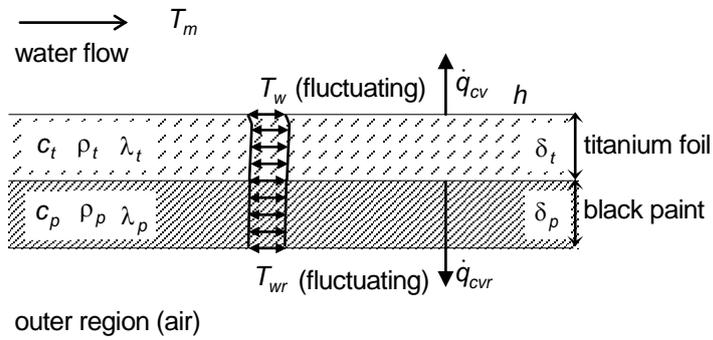


Fig. 2-23 Flowchart of post-processing of measured data by infrared thermograph.

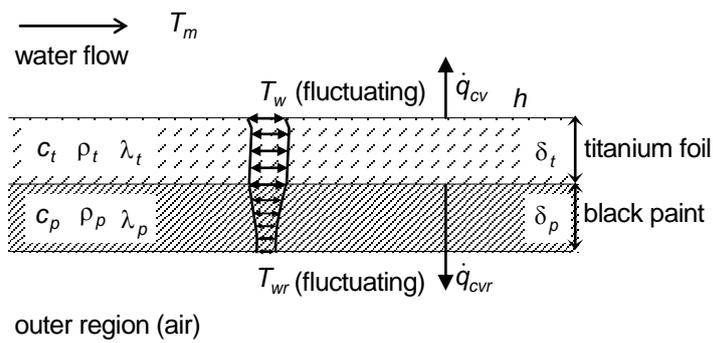
step 4 の際, 式(2-20) の微分項の計算には有限差分法を適用した. 時間の微分項  $\Delta T_w / \Delta t$  の計算には, 中心差分を適用し, 時間刻みは赤外線カメラのフレーム間隔 ( $\Delta t = 1.25 \sim 10 \text{ ms}$ ) とした. 空間の微分項  $\Delta T_w^2 / \Delta z^2$  および  $\Delta T_w^2 / \Delta(R\theta)^2$  の計算には, 2 次の中心差分を適用し, 空間刻みを赤外線カメラのピクセル間隔 ( $\Delta z \approx \Delta(R\theta) \approx 0.21 \text{ mm}$ ) として計算した. step 5 以降は, 算出された熱伝達率  $h$  を基に乱流熱伝達の統計データを得るための処理を行った.

### 2.6.3 厚さ方向温度一様の仮定の影響

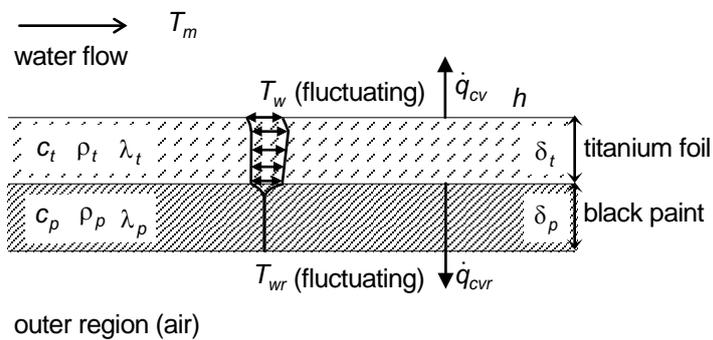
2.6.1 項「基礎方程式」で述べたように、円管内水流への瞬時・局所の熱伝達率  $h$  を算出する際、赤外線カメラで測定した黒ペイント外面温度をチタン箔の水流側表面温度  $T_w$  とみなし、伝熱面（黒ペイントを塗布したチタン箔）の温度が厚さ方向に一様と仮定した。しかし、条件によっては、伝熱面厚さ方向の温度変動振幅の減衰が無視できない場合がある。図 2-24 に伝熱面の温度変動の概念図を示す。熱伝達変動が低速の場合は、図 2-24 (a) のように測定面側の温度は水流側と同程度変動する。一方、熱伝達変動が高速になると、温度変動振幅が減衰し、測定面側の温度変動は水流側よりも小さくなる（図 2-24 (b), (c)）。このように、熱伝達変動が高速になり温度変動振幅が減衰すると、伝熱面の温度が厚さ方向に一様とした解析では熱伝達率の変動振幅を十分復元できなくなる。



(a) Low-frequency fluctuation of heat transfer



(b) Middle-frequency fluctuation of heat transfer



(c) High-frequency fluctuation of heat transfer

Fig. 2-24 Conceptual view of temperature fluctuation across the thickness of heated surface.

温度変動振幅の減衰の影響を調査するため、伝熱面 ( $\delta_t = \delta_p = 20 \mu\text{m}$ ) のチタン箔側 (水流側) に正弦的な熱伝達率変動  $h = \bar{h} + \Delta h \sin(2\pi f t)$  を与えて厚さ方向の一次元熱伝導解析を行った (伝熱面厚さ方向の熱伝導方程式  $c_p (\partial T / \partial t) = \lambda (\partial^2 T / \partial y^2)$  を解いた). 図 2-25 に解析の概念図を示す. 熱伝達率の平均値  $\bar{h}$  および熱伝達率の変動振幅  $\Delta h / \bar{h}$  には, 本実験における実測値の代表的な値  $\bar{h} = 6000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ,  $\Delta h / \bar{h} = 0.25$  (円管内乱流,  $Re_D \approx 30000$ ) および  $\bar{h} = 1000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ,  $\Delta h / \bar{h} = 0.25$  ( $Re_D \approx 3000$ ) を与えた. チタン箔の単位体積当たりの発熱量を一定とし, 黒ペイント面側 (測定面側) の境界条件を断熱とした. 図 2-25 の  $y$  方向に熱伝導解析を行い, 得られた黒ペイント面側 (測定面側) の温度  $T_{wr}$  の変動から次式を用いて熱伝達率変動  $h_{est}$  を算出し, 与えた熱伝達率変動に対する振幅の復元率  $\eta = \Delta h_{est} / \Delta h$  および位相遅れ  $\phi = 2\pi f \Delta t$  を評価した.

$$h_{est} = \frac{\dot{q}_{in} - (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\Delta T_{wr}}{\Delta t}}{T_{wr} - T_m} \quad (2-21)$$

図 2-26 に, 熱伝達率変動の復元率  $\eta$  および位相遅れ  $\phi$  を, 変動周波数  $f$  に対して示した. なお,  $\phi$  の縦軸は  $\pi$  で規格化している. 熱伝達率の平均値  $\bar{h}$  が異なると,  $10 < f < 100$  においてわずかに復元率  $\eta$  に差が生じたが, その他の範囲においてはほとんど一致している. また,  $f < 10 \text{ Hz}$  では, 黒ペイント表面の温度から熱伝達率変動を評価しても復元率の低下や位相遅れはほとんど発生しないが,  $f > 10 \text{ Hz}$  では周波数の上昇と共に復元率の低下や位相遅れが徐々に大きくなり,  $f = 80 \text{ Hz}$  で復元率が 10% 程度低下し,  $f = 300 \text{ Hz}$  で 50% 程度低下することを確認した.

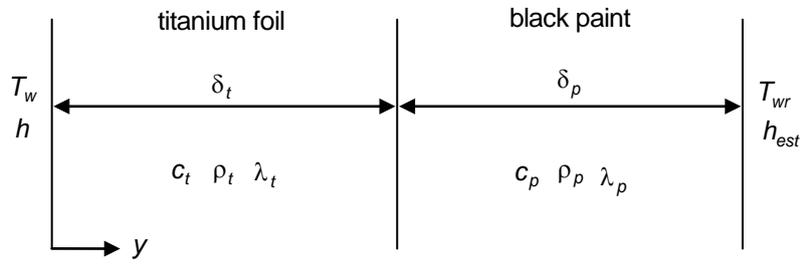


Fig. 2-25 Conceptual view of one dimensional heat conduction analysis.

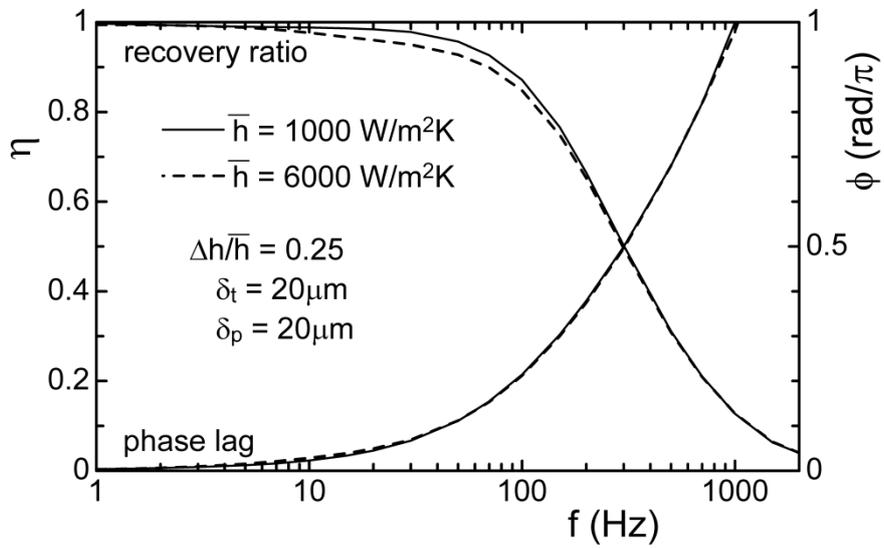


Fig. 2-26 Restoration rate  $\eta$  and phase lag  $\phi$  of the heat transfer fluctuation.

## 2.6.4 不確かさ解析

本研究では、赤外線カメラで測定した伝熱面（黒ペイントを塗布した金属箔）の温度  $T_w$  から、次式により瞬時・局所の熱伝達率  $h$  を算出している。

$$h = \frac{\dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr} + (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) \left( \frac{\Delta^2 T_w}{\Delta z^2} + \frac{\Delta^2 T_w}{\Delta(R\theta)^2} \right) - (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\Delta T_w}{\Delta t}}{T_w - T_m} \quad (2-22)$$

熱伝達率  $h$  の誤差を評価する上で、まず、以下の4つの項に分けて考えた。

① 熱流束	$\dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr}$	$= q$
② 熱拡散項	$(\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) \left( \frac{\Delta^2 T_w}{\Delta z^2} + \frac{\Delta^2 T_w}{\Delta(R\theta)^2} \right)$	$= D$
③ 熱慣性項	$(c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\Delta T_w}{\Delta t}$	$= I$
④ 温度差	$T_w - T_m$	$= \Delta T$

なお、不確かさ解析は、円管内乱流の熱伝達測定における代表的な条件 ( $Re_D = 10100$ ,  $z = 220$  mm, 模型②) において行った。

### 熱流束の誤差

チタン箔に与える通電加熱熱流束  $\dot{q}_{in}$  は、電流を  $I$ 、チタン箔の電気抵抗を  $R_t$ 、表面積  $A$  を用いて  $\dot{q}_{in} = I^2 R_t / A$  から計算される。なお、円管外部への対流熱損失  $\dot{q}_{cvr}$  および放射熱損失  $\dot{q}_{rdr}$  は、対象とした実験条件 ( $Re_D = 10100$ ) ではそれぞれ  $\dot{q}_{in}$  の 0.5 % 程度以下と小さいため、 $\dot{q}_{cvr}$  および  $\dot{q}_{rdr}$  の誤差はここでは考慮しない。すなわち、熱流束の誤差  $q$  は、 $\dot{q}_{in} = I^2 R_t / A$  から評価した。表 2-8 に、熱流束 ( $q = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr}$ ) の誤差要因をまとめる。

Table 2-8 Uncertainty factor of heat flux.

項目	誤差要因	相対正確度 $B/q$	相対精密度 $S/q$	相対感度 $\theta'$
電流 $I$	直流電源の電流計の精度 ( $I = 60.0 \text{ A}$ に対して, 確度 $\pm 0.5 \%$ $\pm 0.2 \text{ A}$ の 1/2 で評価)	$B_{q1}/q = 0.4 \%$		$\theta'_{q1} = 2$
電気 抵抗 $R_t$	チタン箔の厚さの精度 ( $20.7 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ )	$B_{q2}/q = 2.42 \%$		$\theta'_{q2} = 1$
	チタン箔の幅の不均一 ( $63.2 \text{ mm} \pm 0.3 \text{ mm}$ )		$S_{q3}/q = 0.5 \%$	$\theta'_{q3} = 1$
表面 積 $A$	誤差は小さいので, ここでは考慮しない			

これより, 熱流束 ( $q = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr}$ ) の相対誤差は以下のように評価できる.

$$\text{相対正確度 (かたより誤差)} : B_q/q = \sqrt{(\theta'_{q1} \times B_{q1}/q)^2 + (\theta'_{q2} \times B_{q2}/q)^2} = 2.56 \%$$

$$\text{相対精密度 (ばらつき誤差)} : S_q/q = \sqrt{(\theta'_{q3} \times S_{q3}/q)^2} = 0.5 \%$$

$$\text{相対誤差 (95 \% 包括度)} : U_q/q = \sqrt{(B_q/q)^2 + (2 \times S_q/q)^2} = 2.7 \%$$

円管内水流の熱伝達測定時 ( $Re_D = 10100, z = 220 \text{ mm}$ ) は  $q \approx \dot{q}_{in} = 2.4 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  であるので, 熱流束  $q$  の絶対誤差は以下のように評価できる.

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_q = (U_q/q) \times q = 6.5 \times 10^2 \text{ W/m}^2$$

#### 熱拡散項の誤差

熱 拡 散 項  $D = (\lambda_r \delta_t + \lambda_p \delta_p) (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta (R\theta)^2) [\text{W/m}^2]$  の 誤 差 は ,  
 $D_1 = (\lambda_r \delta_t + \lambda_p \delta_p) [\text{W/K}]$  と  $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta (R\theta)^2) [\text{K/m}^2]$  に分けて考える. まず,  
 $D_1$  の誤差要因 (円管内水流の熱伝達測定,  $Re_D = 10100, z = 220 \text{ mm}$  の場合) を表 2-9 にま  
とめる.

Table 2-9 Uncertainty factor of  $D_1$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\lambda_t$	チタンの熱伝導率の精度 (21.9 W/(m·K) ± 2 W/(m·K))	$B_{D11} =$ 2.0 W/(m·K)		$\theta_{D11} =$ $20.7 \times 10^{-6}$ m
$\delta_t$	チタン箔の厚さの精度 (20.7 μm ± 0.5 μm)	$B_{D12} =$ $0.5 \times 10^{-6}$ m		$\theta_{D12} =$ 21.9 W/(m·K)
$\lambda_p$	ペイントの熱伝導率の精度 (0.21 W/(m·K) ± 0.02 W/(m·K))	$B_{D13} =$ 0.02 W/(m·K)		$\theta_{D13} =$ $20 \times 10^{-6}$ m
$\delta_p$	ペイントの厚さのばらつき (20 μm ± 5 μm)		$S_{D14} =$ $5 \times 10^{-6}$ m	$\theta_{D14} =$ 0.21 W/(m·K)

これより、 $D_1$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{D1} = \sqrt{(\theta_{D11} \times B_{D11})^2 + (\theta_{D12} \times B_{D12})^2 + (\theta_{D13} \times B_{D13})^2} = 42.8 \times 10^{-6} \text{ W/K}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{D1} = \sqrt{(\theta_{D14} \times S_{D14})^2} = 1.05 \times 10^{-6} \text{ W/K}$

絶対誤差 (95% 包括度) :  $U_{D1} = \sqrt{B_{D1}^2 + (2 \times S_{D1})^2} = 42.9 \times 10^{-6} \text{ W/K}$

次に、 $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta (R\theta)^2) [\text{K/m}^2]$  の誤差要因 (円管内水流の熱伝達測定,  $Re_D = 10100$ ,  $z = 220$  mmの場合) を表 2-10 にまとめる。

Table 2-10 Uncertainty factor of  $D_2$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\Delta T_w$	赤外線カメラによる温度測定精度 ( $z$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.03 K程度, $R\theta$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.25 K 程度)		$S_{D21} =$ 0.0197 K	$\theta_{D21} =$ $4.2 \times 10^7 \text{ m}^{-2*1}$
$\Delta z$	流れ方向ピクセル間距離の精度 (0.21mm $\pm$ 0.004mm)		$S_{D22} =$ $4 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D22} =$ $-6.5 \times 10^9 \text{ K/m}^{3*2}$
$\Delta(R\theta)$	周方向ピクセル間距離の精度 (0.23 mm $\pm$ 0.004 mm)		$S_{D23} =$ $4 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D23} =$ $-4.1 \times 10^{10} \text{ K/m}^{3*3}$

\*1  $\theta_{D21} = 1/(\Delta z)^2 + 1/\{\Delta(R\theta)^2\}$ , \*2  $\theta_{D22} = -2|\Delta T_w|/(\Delta z)^3$ , \*3  $\theta_{D23} = -2|\Delta T_w|/(\Delta R\theta)^3$

これより、 $D_2$ の絶対誤差（局所値の場合）は以下のように評価できる。

絶対精密度（ばらつき誤差）：

$$S_{D2} = \sqrt{(\theta_{D21} \times S_{D21})^2 + (\theta_{D22} \times S_{D22})^2 + (\theta_{D23} \times S_{D23})^2} = 8.4 \times 10^5 \text{ K/m}^2$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{D2} = \sqrt{(2 \times S_{D2})^2} = 1.7 \times 10^6 \text{ K/m}^2$$

なお、 $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{K/m}^2$ ] の空間平均値はほぼ 0 であるので、絶対正確度（かたより誤差）は 0 とみなせる。

最後に、 $D = D_1 \times D_2$ の誤差要因を表 2-11 にまとめる。

Table 2-11 Uncertainty factor of thermal diffusion term.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$D_1$	$D_1$ の誤差 ( $D_1$ の平均値は $4.9 \times 10^4 \text{ W/K}$ )	$B_{D1} =$ $42.8 \times 10^6 \text{ W/K}$	$S_{D1} =$ $1.05 \times 10^6$ W/K	$\theta_{D1} =$ $5.4 \times 10^6 \text{ K/m}^2$
$D_2$	$D_2$ の誤差 ( $ \Delta T_w $ から求めた $D_2$ の平均値は $5.4 \times 10^6 \text{ K/m}^2$ 程度)		$S_{D2} =$ $8.4 \times 10^5 \text{ K/m}^2$	$\theta_{D2} =$ $4.9 \times 10^4 \text{ W/K}$

これより、 $D$ の絶対誤差（局所値の場合）は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度（かたより誤差）： } B_D = \sqrt{(\theta_{D1} \times B_{D1})^2} = 232 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対精密度（ばらつき誤差）： } S_D = \sqrt{(\theta_{D1} \times S_{D1})^2 + (\theta_{D2} \times S_{D2})^2} = 406 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対誤差（95％包括度）： } U_D = \sqrt{B_D^2 + (2 \times S_D)^2} = 845 \text{ W/m}^2$$

なお、 $D = (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta (R\theta)^2)$  [W/m<sup>2</sup>] の空間平均値はほぼ0であるので、 $D$ の空間平均値の絶対誤差は0とみなせる。

### 熱慣性項の誤差

熱慣性項  $I = (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \Delta T_w / \Delta t$  [W/m<sup>2</sup>] の誤差は、 $I_1 = (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p)$  [J/(m<sup>2</sup>·K)] と  $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] に分けて考える。まず、 $I_1$ の誤差要因（円管内水流の熱伝達測定、 $Re_D = 10100$ ,  $z = 220$  mmの場合）を表 2-12 にまとめる。

Table 2-12 Uncertainty factor of  $I_1$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$c_t$	チタンの比熱の精度 (520 J/(kg·K) ± 5 J/(kg·K))	$B_{111} =$ 5 J/(kg·K)		$\theta_{111} =$ $9.9 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^2$
$\rho_t$	チタンの密度の精度 (4507 kg/m <sup>3</sup> ± 2 kg/m <sup>3</sup> )	$B_{112} =$ 2 kg/m <sup>3</sup>		$\theta_{112} =$ $1.14 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$\delta_t$	チタン箔の厚さの精度 (20.7 μm ± 0.5 μm)	$B_{113} =$ $0.5 \times 10^{-6} \text{ m}$		$\theta_{113} =$ $2.34 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$
$c_p$	ペイントの比熱の精度 (1400 J/(kg·K) ± 50 J/(kg·K))	$B_{114} =$ 50 J/(kg·K)		$\theta_{114} =$ $2.4 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^2$
$\rho_p$	ペイントの密度の精度 (1190 kg/m <sup>3</sup> ± 50 kg/m <sup>3</sup> )	$B_{115} =$ 50 kg/m <sup>3</sup>		$\theta_{115} =$ $2.8 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$\delta_p$	ペイントの厚さのばらつき (20 μm ± 5 μm)		$S_{116} =$ $5 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{116} =$ $1.67 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$

これより、 $I_1$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{I1} = \sqrt{(\theta_{I11} \times B_{I11})^2 + (\theta_{I12} \times B_{I12})^2 + (\theta_{I13} \times B_{I13})^2 + (\theta_{I14} \times B_{I14})^2 + (\theta_{I15} \times B_{I15})^2} = 2.24 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_{I1} = \sqrt{(\theta_{I16} \times S_{I16})^2} = 8.33 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{I1} = \sqrt{B_{I1}^2 + (2 \times S_{I1})^2} = 16.81 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

次に、 $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] の誤差要因 (円管内水流の熱伝達測定、 $Re_D = 10100$ ,  $z = 220$  mm の場合) を表 2-13 にまとめる。

Table 2-13 Uncertainty factor of  $I_2$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\Delta T_w$	赤外線カメラによる温度測定精度 ( $t$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.075 K 程度)		$S_{I21} =$ 0.003 K	$\theta_{I21} =$ 300s <sup>-1</sup>
$\Delta t$	フレーム間隔の精度 (1/300 s ± 0, 誤差は考慮しない)			

これより、 $I_2$ の絶対誤差 (瞬時値の場合) は以下のように評価できる。

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_{I2} = \sqrt{(\theta_{I21} \times S_{I21})^2} = 0.9 \text{ K/s}$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{I2} = \sqrt{(2 \times S_{I2})^2} = 1.8 \text{ K/s}$$

なお、 $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] の時間平均値は 0 になるので、その誤差も 0 になる。

最後に、 $I = I_1 \times I_2$  の誤差要因を表 2-14 にまとめる。

Table 2-14 Uncertainty factor of thermal inertia term.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$I_1$	$I_1$ の誤差 ( $I_1$ の平均値は $82 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ )	$B_{I1} =$ $2.24 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	$S_{I1} =$ $8.33 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	$\theta_{I1} =$ $22.5 \text{ K/s}$
$I_2$	$I_2$ の誤差 ( $ \Delta T_w $ から求めた $I_2$ の平均値は $22.5 \text{ K/s}$ 程度)		$S_{I2} =$ $0.9 \text{ K/s}$	$\theta_{I2} =$ $82 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

これより、 $I$  の絶対誤差（瞬時値の場合）は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_I = \sqrt{(\theta_{I1} \times B_{I1})^2} = 50 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_I = \sqrt{(\theta_{I1} \times S_{I1})^2 + (\theta_{I2} \times S_{I2})^2} = 201 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_I = \sqrt{B_I^2 + (2 \times S_I)^2} = 406 \text{ W/m}^2$$

なお、 $I = (c_f \rho_f \delta_f + c_p \rho_p \delta_p) \Delta T_w / \Delta t$  [ $\text{W}/\text{m}^2$ ] の時間平均値は 0 になるので、その誤差も 0 になる。

#### 温度差の誤差

温度差  $\Delta T = T_w - T_m$  の誤差要因（円管内水流の熱伝達測定、 $Re_D = 10100$ ,  $z = 220 \text{ mm}$  の場合）を表 2-15 にまとめる。なお、混合平均温度は入口温度  $T_{in}$  と加熱による温度上昇の和から求めているので、それぞれの誤差要因を検討した。

Table 2-15 Uncertainty factor of temperature difference.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$T_w$	$T_w$ の誤差	$B_{\Delta T1} = 0.182 \text{ K}$	$S_{\Delta T1} = 0.154 \text{ K}$	$\theta_{\Delta T1} = 1$
$T_m$	$T_{in}$ の誤差	$B_{\Delta T2} = 0.1 \text{ K}$		$\theta_{\Delta T2} = 1$
	加熱による温度上昇の誤差 ( $0.6 \text{ K}$ の温度上昇に対して $5 \%$ 程度)	$B_{\Delta T3} = 0.03 \text{ K}$		$\theta_{\Delta T3} = 1$

これより、 $\Delta T$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{\Delta T} = \sqrt{(\theta_{\Delta T1} \times B_{\Delta T1})^2 + (\theta_{\Delta T2} \times B_{\Delta T2})^2 + (\theta_{\Delta T3} \times B_{\Delta T3})^2} = 0.21 \text{ K}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{\Delta T} = \sqrt{(\theta_{\Delta T1} \times S_{\Delta T1})^2} = 0.154 \text{ K}$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{\Delta T} = \sqrt{B_{\Delta T}^2 + (2 \times S_{\Delta T})^2} = 0.373 \text{ K}$

### 熱伝達率の誤差

熱流束  $q$ , 熱拡散項  $D$ , 熱慣性項  $I$ , 温度差  $\Delta T$ の誤差についてそれぞれ検討したが、最後に、熱伝達率  $h = (q + D - I) / \Delta T$  の誤差要因 (円管内水流の熱伝達測定,  $Re_D = 10100$ ,  $z = 220 \text{ mm}$ の場合) を表 2-16 にまとめる。

Table 2-16 Uncertainty factor of heat transfer coefficient.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$q$	$q$ の誤差 ( $q$ の平均値は $2.4 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ )	$B_{h1} = 613 \text{ W/m}^2$	$S_{h1} = 114 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h1} = 0.1 \text{ K}^{-1}$
$D$	$D$ の誤差 ( $ D $ の平均値は $2.6 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ 程度, $D$ の平均値はほぼ0)	$B_{h2} = 232 \text{ W/m}^2$	$S_{h2} = 406 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h2} = 0.1 \text{ K}^{-1}$
$I$	$I$ の誤差 ( $ I $ の平均値は $1.8 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ 程度, $I$ の平均値は0)	$B_{h3} = 50 \text{ W/m}^2$	$S_{h3} = 201 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h3} = -0.1 \text{ K}^{-1}$
$\Delta T$	$\Delta T$ の誤差 ( $\Delta T$ の平均値は 10 K)	$B_{h4} = 0.21 \text{ K}$	$S_{h4} = 0.154 \text{ K}$	$\theta_{h4} =$ $-248 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^2) *$

$$* \theta_{h4} = -(q + D - I) / \Delta T^2$$

これより、 $h$ の絶対誤差 (瞬時・局所値) は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_h = \sqrt{(\theta_{h1} \times B_{h1})^2 + (\theta_{h2} \times B_{h2})^2 + (\theta_{h3} \times B_{h3})^2 + (\theta_{h4} \times B_{h4})^2} = 84 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :

$$S_h = \sqrt{(\theta_{h1} \times S_{h1})^2 + (\theta_{h2} \times S_{h2})^2 + (\theta_{h3} \times S_{h3})^2 + (\theta_{h4} \times S_{h4})^2} = 60 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_h = \sqrt{B_h^2 + (2 \times S_h)^2} = 147 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

円管内水流の熱伝達測定 ( $Re_D = 10100, z = 220 \text{ mm}$ ) の場合は  $\bar{h} = 2220 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  であるので、 $h$ の相対誤差 (瞬時・局所値) は以下のように評価できる。

$$\text{相対正確度 (かたより誤差)} : B_h/h = 3.8 \%$$

$$\text{相対精密度 (ばらつき誤差)} : S_h/h = 2.7 \%$$

$$\text{相対誤差 (95 \% 包括度)} : U_h/h = \underline{6.6 \%}$$

また、 $h$  が時空間的に平均化された場合は、熱拡散項  $D$  および熱慣性項  $I$  の誤差は 0 とみなせるので、 $h$  の絶対誤差は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_{\bar{h}} = \sqrt{(\theta_{h1} \times B_{h1})^2 + (\theta_{h4} \times B_{h4})^2} = 80 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{\bar{h}} = B_{\bar{h}} = 80 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

この時、 $h$  の相対誤差 (時空間平均値) は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_{\bar{h}}/h = 3.6 \%$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{\bar{h}}/h = \underline{3.6 \%}$$

なお、本研究では伝熱面の温度を厚さ方向に一様と仮定しているため、熱伝達の変動周波数が高くなると、式(2-22)で算出された熱伝達率の変動振幅が減衰する。この影響は2.6.3項で記述している。また、式(2-22)の差分化に伴い、高周波数の熱伝達率変動、および高空間波数の空間分布の振幅が減衰する。この影響は文献[27]に記述されている。

## 第3章 熱伝達変動の新測定手法の妥当性検証

### 3.1 研究の背景

円管内流れは最も基本的な流れ場の一つであり、伝熱機器内の流動形態として広く用いられてきたため、円管流路内の乱流熱伝達に関して従来から盛んに研究が行われてきた。ここでは、従来の円管内乱流熱伝達の研究について紹介する。

円管内の流れが層流であれば、速度場、温度場ともに十分発達した流れ場の熱伝達率は理論的に算出可能である[50]。一方、流れが乱流であると熱伝達率が理論的には算出できないため、従来から数々の実験が行われてきた。Dittus-Boelter や Colburn は、円管内乱流の熱伝達率の実測データを基に以下に示す無次元整理式を提案した[51]。

Dittus-Boelter の式

$$Nu = 0.023Re_D^{0.8}Pr^{0.4} \quad (10^4 \leq Re_D \leq 10^5, 1 \leq Pr \leq 10) \quad (3-1)$$

Colburn の式

$$Nu = 0.023Re_D^{0.8}Pr^{1/3} \quad (10^4 \leq Re_D \leq 10^5, 1 \leq Pr \leq 10) \quad (3-2)$$

ここで、 $Nu$ はヌッセルト数であり熱伝達率 $h$ 、円管内径 $D$ 、流体の熱伝導率 $\lambda$ から計算される無次元数 ( $Nu = hD/\lambda$ ) である。 $Re_D$ はレイノルズ数である。また、 $Pr$ はプラントル数であり、流体の熱拡散係数  $\alpha$  に対する流体の動粘性係数  $\nu$  の比 ( $Pr = \nu/\alpha$ ) である。

式(3-1), (3-2)はDittus-Boelterの式や、Colburnの式として良く知られており、従来から広く用いられている。Dittus-Boelterの式やColburn の式の適用範囲は、レイノルズ数  $10^4 \leq Re_D \leq 10^5$ の液体 ( $1 \leq Pr \leq 10$ ) に限定されるが[51]、Kays et al. [52]は、気体 ( $0.5 < Pr \leq 1$ ) に対する簡易な整理式を提案した。

Kays の式

$$Nu = 0.022Re_D^{0.8}Pr^{0.5} \quad (10^4 \leq Re_D \leq 10^5, 0.5 \leq Pr \leq 1) \quad (3-3)$$

また, Petukhov [53]は熱と運動量輸送のアナロジーに基づいて, より精度が高く広範囲 ( $10^4 \leq Re_D \leq 10^6, 0.5 \leq Pr \leq 2000$ ) に適用できる整理式を提案している.

Petukhov の式

$$Nu = \frac{(\lambda/8)Re_D Pr}{1.07 + 12.7\sqrt{\lambda/8}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (10^4 \leq Re_D \leq 10^6, 0.5 \leq Pr \leq 2000) \quad (3-4)$$

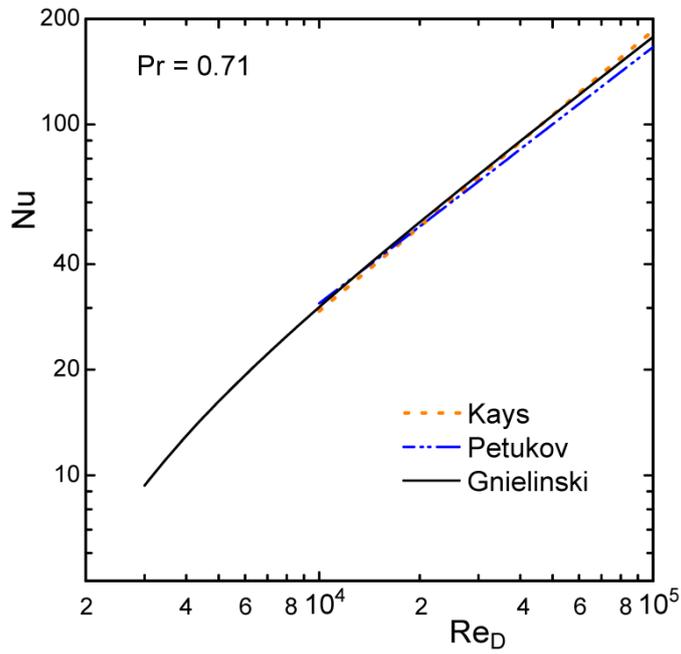
ここで,  $\lambda$ はブラジウスの式 ( $\lambda = 0.3164/Re_D^{0.25}$ ) から求めた管摩擦係数である.

Gnielinski [54]はPetukhovの式を低レイノルズ数領域 ( $2300 \leq Re_D \leq 10^6$ ) に拡張した次式を提案している.

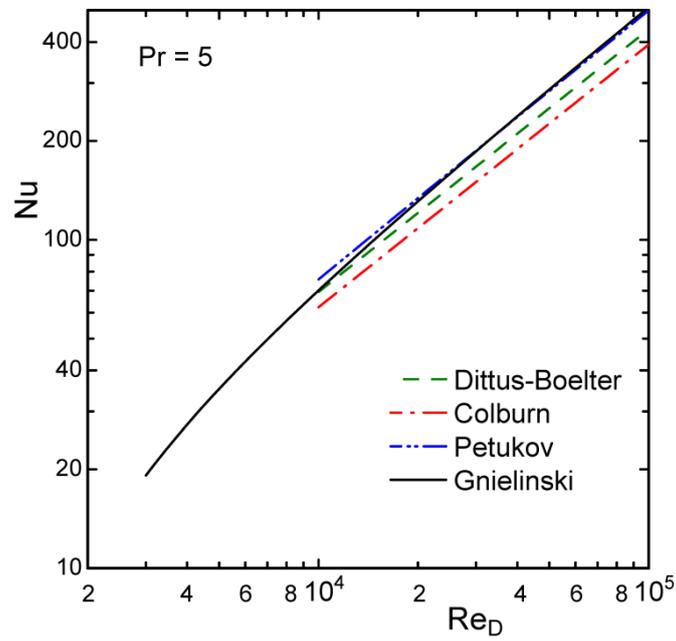
Gnielinski の式

$$Nu = \frac{(\lambda/8)(Re_D - 1000)Pr}{1 + 12.7\sqrt{\lambda/8}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (2300 \leq Re_D \leq 10^6, 0.5 \leq Pr \leq 2000) \quad (3-5)$$

図 3-1 に 5 つの整理式 (式(3-1) ~ 式(3-5)) を示す. Kays et al. [52]は, これらの式のうち Gnielinski の式 (式(3-5)) が実測データとの一致度が高いことを指摘している.



(a)  $Pr = 0.71$



(b)  $Pr = 5$

Fig. 3-1 Nusselt number with respect to the Reynolds number, estimated based on empirical equations.

上記の無次元整理式は、時間および空間的に平均化されたものであるが、第1章で述べたように、熱伝達率は瞬間的に分布をもち時間的に変動している。このとき、熱伝達率変動に起因して壁温が変動する場合、1.2節で述べたように、「伝熱量が正しく予測できない」、「高サイクル熱疲労を起こす」などの問題が発生する恐れがある。こうした問題に対処するためには熱伝達の非定常性に関する情報が必要である。円管内の十分発達した領域における乱流熱伝達の変動に関する実験には、例えば以下に示すものがある。

菱田ら[55]は、冷線と熱線を用いて壁面近傍における速度と温度の変動を測定し、レイノルズ応力と乱流熱流束の変動について調査した。その結果、乱流熱伝達の間欠性は乱流構造の間欠性によるものであり、壁面近傍の熱伝達は乱流運動の挙動に支配されていることを明らかにした。一色ら[56]は、低レイノルズ数領域 ( $Re_D = 6000 \sim 8000$  程度) において、円管内乱流に振幅の小さな脈動（逆流が発生しない程度）を付与し、冷線と熱線を用いて壁面近傍における速度と温度の変動を測定した。その結果、壁面近傍のバースト現象は非常に堅固な性質であり、容易には変化しないことを示した。

また、近年のコンピュータの発展に伴い、CFD解析によって円管内乱流熱伝達現象の時間・空間的な変動についても調査されるようになった。佐竹ら[57]は、壁面に熱流束一定の境界条件を与え、円管内の乱流熱伝達を解析した ( $Pr = 0.71, Re_D = 5286$ )。その結果、得られた平均温度、乱れ分布、ヌッセルト数などは、従来の円管内乱流熱伝達の実験データと良く一致していることが確認された。Piller[40]は、壁面の熱的境界条件を変更して円管内乱流の熱伝達率を解析し、熱的境界条件の違いによる影響を調べた ( $Pr = 0.71, Re_D \approx 5300$ )。また、得られた解析結果を、チャンネル流路内の解析結果と比較し、円管内の方がチャンネル流路内よりも温度変動がわずかに大きいことを示している。Saad et al. [58]は、壁面熱流束一定の境界条件を与え、円管内の乱流熱伝達を解析し ( $Re_D = 5500$ )、プラントル数の違い ( $Pr = 0.026 \sim 1$ ) による熱伝達への影響を調べた。その結果、プラントル数の増加とともに温度変動のrms値や乱流熱流束が上昇し、その傾向や値が従来のDNSとよく一致することを確認した。また、円管内乱流と平行平板チャンネル乱流の乱流統計量を比較し、プラントル数の値に関係なく、壁面の曲率は乱流熱伝達にほとんど影響しないことを示した。また、Liberto and Ciofalo[59]は、壁温一定の境界条件を与え、曲がり円管内の熱伝達を解析し、円管の曲率比の違いによる熱伝達への影響を調べた ( $Pr = 0.86, Re_D = 12630 \sim 17350$ )。その結果、円管の曲率比の増加に伴い、流れ方向の速度変動および温度変動が低下すると報告している。

このように、最も基本的な流れ場の一つである円管内の充分発達した領域における熱伝達については多くの研究結果が報告されている。本章では、赤外線カメラを用いた円管内乱流熱伝達変動の新測定手法を試み、測定結果を従来の研究と比較することで新測定手法の妥当性を検証した。

## 3.2 速度分布測定

円管内の速度分布は、レーザードップラー流速計 (LDV, 2.4.1 項参照) を用いて測定した。円管内の平均流速は  $u_m = 0.05 \sim 1.3 \text{ m/s}$  であり、対応するレイノルズ数は  $Re_D = 1000 \sim 29500$  の範囲である。なお、測定は、乱流促進体 (図 2-1 (c)参照) を設置した場合と設置しない場合の 2 通り行った。

図 3-2 および図 3-3 に測定結果の一例を示す。図 3-2 は乱流促進体を設置しなかった場合、図 3-3 は乱流促進体を設置した場合の結果である。乱流促進体の有無に関わらず、層流の場合の速度分布 (図 3-2 (a),  $Re_D = 1000$ , 図 3-3 (a),  $Re_D = 1000$ ) は放物線型であり、ほぼハーゲン・ポアズイユ流れになっていることを確認した。

一方、 $Re_D > 2000$  になると管中心の速度が  $\bar{u}_z / u_m = 2$  より低下し、乱流促進体を設置した場合は、 $Re_D > 5000$  では図 3-3 (b) に示すように、ほぼ次式で示す対数則に従った分布になった。

$$\frac{u_z}{u_\tau} = 5.75 \log \left( \frac{u_\tau y}{\nu} \right) + 5.5 \quad (u_\tau y / \nu > 70) \quad (3-6)$$

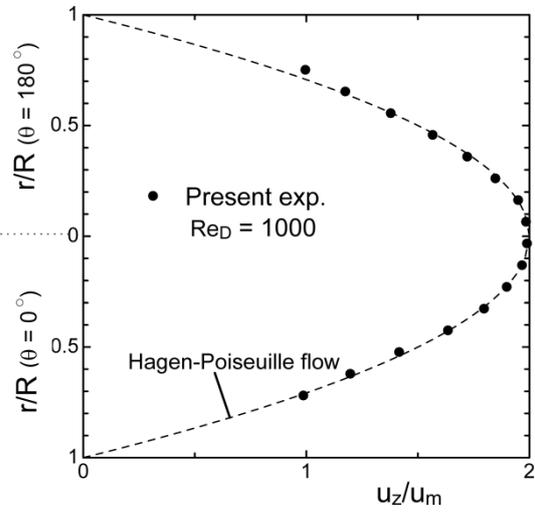
ここで、 $u_z$  は流れ方向速度、 $u_\tau$  は壁摩擦速度、 $y$  は円管壁面からの距離である。なお、壁摩擦速度  $u_\tau$  は次式から求めた[60]。

$$u_\tau = u_m \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \quad (3-7)$$

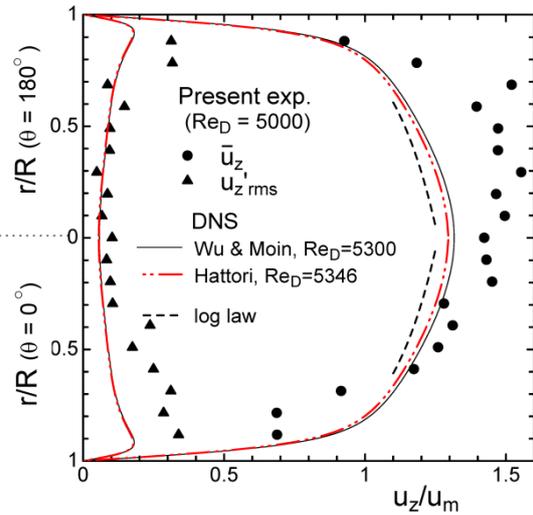
$\lambda$  はブラジウスの式 ( $\lambda = 0.3164 / Re_D^{0.25}$ ) から求めた管摩擦係数である。

比較のために、Wu and Moin[61] および服部[62] による円管内の十分発達した流れ場における DNS の結果も図 3-3 (b) ( $Re_D = 5200$ ) 中に示したが、平均速度分布  $\bar{u}_z / u_m$  は、DNS と 4% 以内で一致し、変動速度分布  $u_z'_{rms} / u_m$  も壁面近傍を除き DNS とほぼ一致した。一方、乱流促進体を設置しなかった場合、 $2000 < Re_D < 8000$  では層流から乱流への遷移域となり、後述のように層流状態と乱流状態が時間的に交互に現れる不安定な状態となった (図 3-2 (b))、

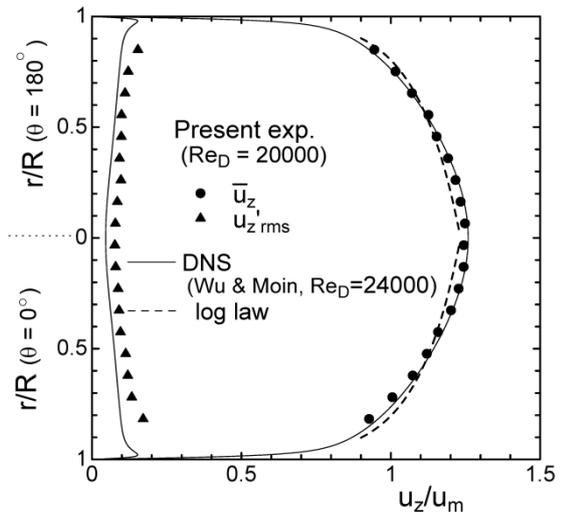
$Re_D = 5000$ ). しかし,  $Re_D > 8000$  では, 乱流促進体の有無にかかわらず乱流が持続する状態となり, 平均速度がほぼ対数側に従った分布になることを確認した(図 3-2 (c),  $Re_D = 20000$ , 図 3-3 (c),  $Re_D = 20500$ ). なお, 図 3-2 (c) ( $Re_D = 20000$ ), 図 3-3 (c) ( $Re_D = 20500$ ) とともに平均速度分布  $\overline{u_z}/u_m$  は, Wu and Moin によるDNSの結果[61] ( $Re_D = 24000$ ) と良く一致した.



(a) Laminar flow ( $Re_D = 1000$ )

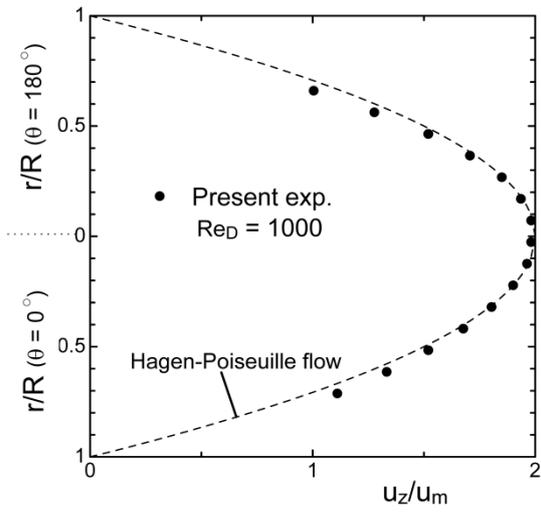


(b) Transitional flow ( $Re_D = 5000$ )

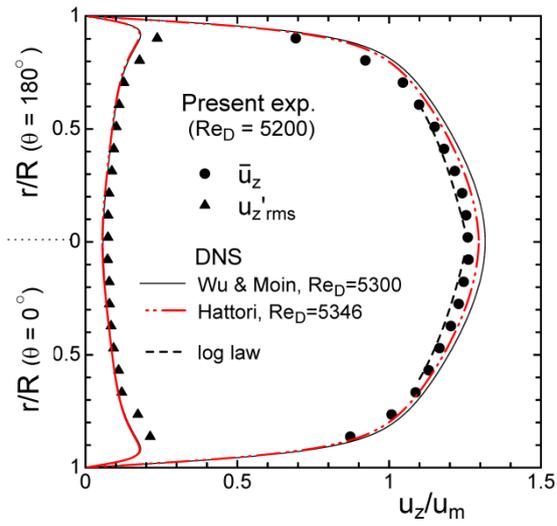


(c) Turbulent flow ( $Re_D = 20000$ )

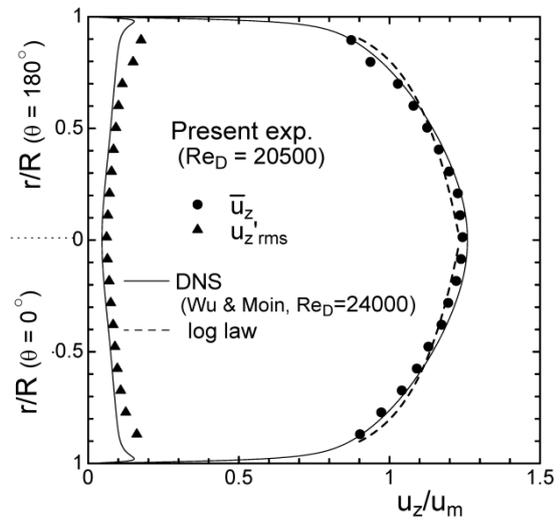
Fig. 3-2 Velocity distribution (without Turbulence Promoter).



(a) Laminar flow ( $Re_D = 1000$ )



(b) Transitional flow ( $Re_D = 5200$ )



(c) Turbulent flow ( $Re_D = 20500$ )

Fig. 3-3 Velocity distribution (with Turbulence Promoter).

### 3.3 熱伝達測定結果および考察

#### 3.3.1 伝熱面の振動

本測定で最も懸念される点は、伝熱面（黒ペイントを塗布したチタン箔）が非常に薄い  
ため、それが水流により振動することである。そこで、熱伝達測定に先立ち伝熱面の振動  
測定を行った。測定は、伝熱面中央部 ( $z/D = 7.0, \theta = 0^\circ$ ) の位置にて行った (図 3-4 参照)。  
比較のために、下流側のアクリル部表面 ( $z/D = 13.3, \theta = 0^\circ$ ) の振動測定も行った。

図 3-5 に、最大流速時 ( $u_m \approx 1.2 \text{ m/s}, Re_D \approx 30000$ ) における振動変位波形を示す。振動変  
位  $\Delta d$  (面垂直方向) は、レーザ変位計 (LK-G150, Keyence) を用いて測定した。図 3-5 (a)  
に伝熱面 (黒ペイントを塗布したチタン箔) の振動変位波形を、図 3-5 (b) には比較のため、  
アクリル管表面の振動変位波形を示す。伝熱面の振動変位波形はアクリル管表面と良く似  
ており、双方とも振動変位のrms値は  $1 \mu\text{m}$  程度 (壁摩擦長  $l_\tau = \nu/u_\tau$  の 1/10 程度以下) と非  
常に小さく、伝熱面が極薄であることによる振動の増大は観測されなかった。

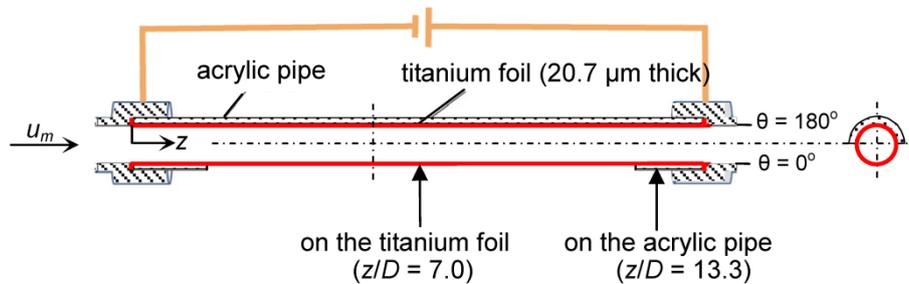
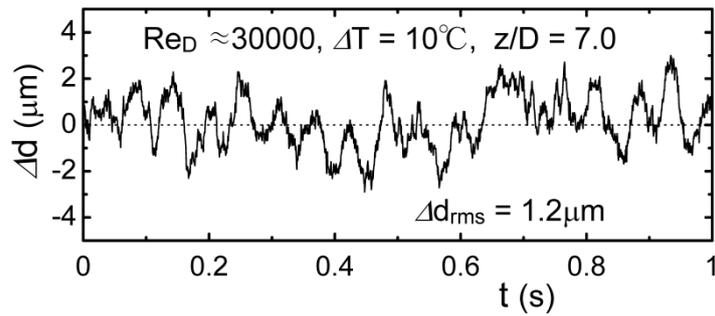
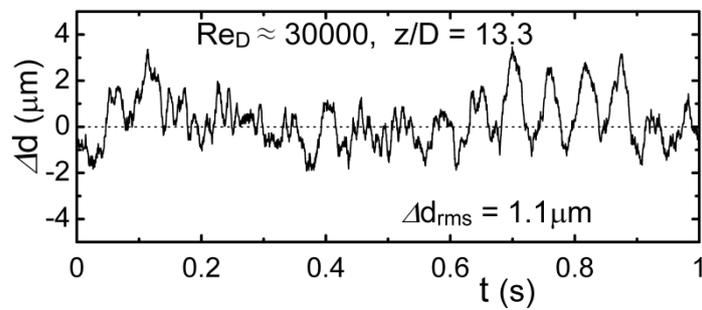


Fig. 3-4 Measurement position of mechanical vibration of the test model.



(a) On a thin test surface at  $z/D = 7.0$  and  $\theta = 0^\circ$



(b) On an acrylic pipe at  $z/D = 13.3$  and  $\theta = 0^\circ$

Fig. 3-5 Time trace of the vertical displacement of the test model due to mechanical vibration measured using a laser displacement sensor ( $u_m \approx 1.2$  m/s,  $Re_D \approx 30000$ , model ①).

### 3.3.2 瞬時温度分布

赤外線カメラによる測定は、乱流促進体 (図 2-1 (c)参照) を設置した場合と設置しない場合の 2 通り行った。また、それぞれの場合において、伝熱面全域を測定する“全域測定”，および赤外線カメラを近接させた“拡大測定”を行った。平均流速は  $u_m = 0.05 \sim 1.3$  m/s の範囲であり、対応するレイノルズ数は  $Re_D = 1100 \sim 38700$  の範囲である。本測定の分光放射率  $\varepsilon_{IR}$  は、2.5.5 項「放射率の評価」に示す要領で評価した。評価された分光放射率は、 $\varepsilon_{IR} = 0.89$  (模型①) および  $0.90$  (模型②) であった。

図 3-6, 図 3-7 に, 赤外線カメラで撮影された瞬時の熱画像の一例を示す. これらは円管の曲面が平面に投影されたものである. 図 3-6 は, “全域測定” の層流と乱流の代表的な熱画像の一例である (乱流促進体あり,  $Re_D = 1100, 10000$ ). 流れ方向  $z$  は加熱開始点からの距離である. “全域測定” の動画から, 測定部全域の温度分布およびその変動を確認した. いずれも水流との平均温度差  $\overline{T_w} - T_m$  は  $10^\circ\text{C}$  前後であり, 濃い色が低温部を, 薄い色が高温部を表している. 流れが層流の場合 (図 3-6 (a)  $Re_D = 1100$ ) は, 測定部下流へ進むほど浮力の影響で円管上部の温度が上昇するのが確認できる. 乱流の場合 (図 3-6 (b)  $Re_D = 10000$ ) は, 時間平均的には上下方向の温度差は小さく, 浮力の影響は小さい. また, 下流に進むに従って水が徐々に加熱されるため, 温度が徐々に上昇していることが確認できる. 図 3-7 は, “拡大測定” の熱画像の一例である (乱流促進体なし,  $z = 190 \sim 250 \text{ mm}$ ). 流れが層流の場合 (図 3-7 (a),  $Re_D = 1100$ ) は, 浮力の影響で円管上部の温度が上昇するが, 時間的には定常であった. 乱流の場合は (図 3-7 (b)  $Re_D = 8700$ , (c)  $Re_D = 15700$ , (d)  $Re_D = 26200$ ), 時間平均的には上下方向の温度差は小さく, 浮力の影響は小さい. いずれの場合も流れ方向に伸びたストリーク状の構造が現れ, 熱画像の動画からは, この構造が蛇行しながら下流へ移動する様子が観測された. また, 乱流のストリーク構造は, レイノルズ数の上昇と共に細かくなっていくことを確認した.

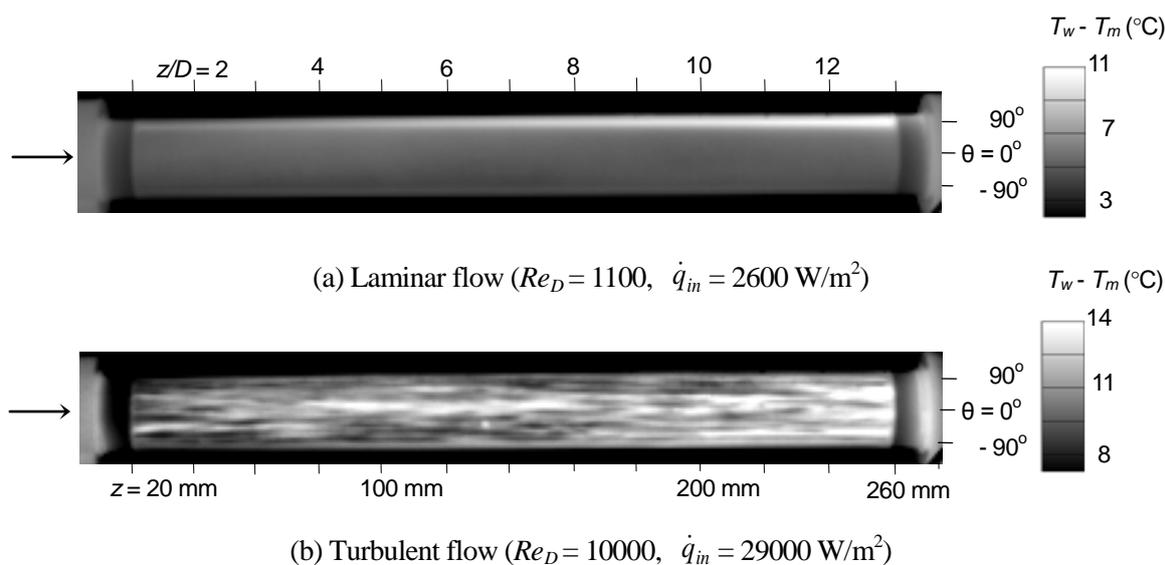


Fig. 3-6 Instantaneous thermal images of the heated surface (with turbulence promoter, wide measurement, model ①).

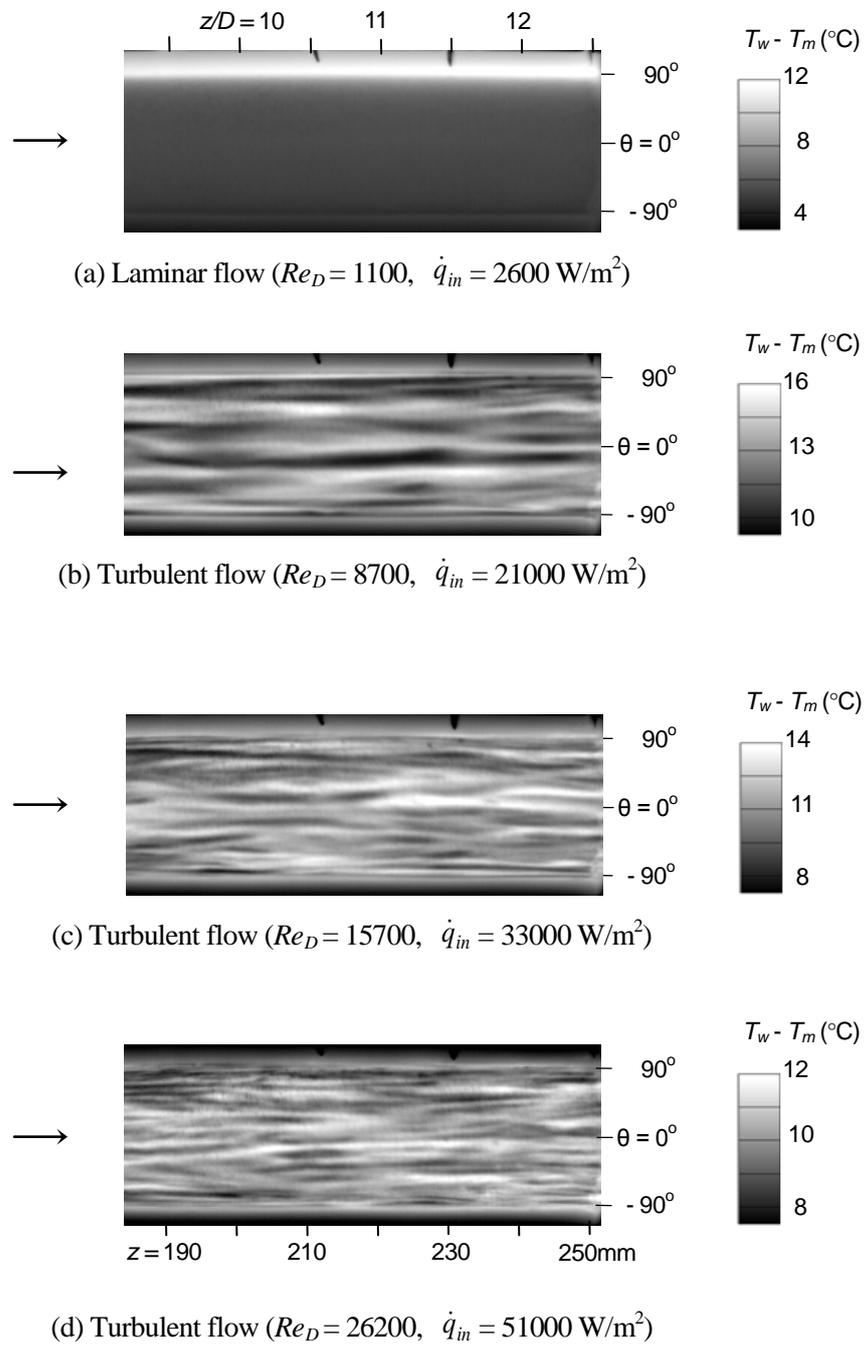


Fig. 3-7 Instantaneous thermal images of the heated surface (without turbulence promoter, close up measurement, model ②).

### 3.3.3 瞬時熱伝達率分布

赤外線カメラで測定した熱画像を基に、2.6節「熱伝達率の算出」に示す要領で熱伝達率を算出した。ただし、“全域測定”では十分な空間解像度が得られず、また周囲放射の影響も十分に抑制しなかったため、“拡大測定”の場合のみ算出した。なお、式(2-20)中の混合平均温度  $T_m$  は、水流への対流熱流束による温度上昇を考慮した次式から算出した。

$$\overline{T_m(z)} = T_{in} + \int_0^z \frac{2\pi R \overline{\dot{q}_{cv}(z)}}{c_f \rho_f u_m \pi R^2} dz \quad (3-8)$$

$\overline{\dot{q}_{cv}(z)}$  は水への平均対流熱流束、 $c_f$ 、 $\rho_f$  はそれぞれ水の比熱、密度である。算出された熱伝達率の不確かさを確かめるために、文献[48]に基づき、本実験における代表的な条件 ( $Re_D = 10100$ ,  $z/D = 11$  ( $z = 220$  mm)) の不確かさ解析を行った。その結果、熱伝達率の瞬時・局所値の相対誤差 (95 % 包括度) は 6.6 %、時空間平均値の相対誤差 (95 % 包括度) は 3.6 % と評価された。詳細は 2.5.9 項および 2.6.4 項を参照されたい。

図 3-8 ~ 図 3-10 に、図 3-7 (b) ~ (d) の熱画像に対応する熱伝達率の瞬時分布およびその変動 ( $Re_D = 8700 \sim 26200$ ) を示す。なお、各図に示したレイノルズ数は、流れ方向  $z/D = 11$  の位置における膜温度  $T_f = (T_w + T_m)/2$  での値である。これらの図は赤外線カメラで測定した伝熱面の投影断面を  $z-\theta$  面に座標変換し表示している。(a) が瞬時分布、(b) が  $z = 220$  mm における周方向分布の時間履歴、(c) が  $\theta = 0^\circ$  における流れ方向分布の時間履歴である。瞬時分布 (a) には流れ方向に伸びた乱流のストリーク構造が現れ、(b) を見ると、局所の熱伝達率変動には持続時間の短い高熱伝達率領域が随所に形成されていることがわかる。この高熱伝達率領域は、瞬時分布 (a) に存在する高熱伝達率のスポットが下流に流されることにより形成されるものである。また、(c) の軌跡の傾きから乱流のストリーク構造の移動速度を判断したところ、 $0.5 \sim 0.8u_m$  程度であった。なお、レイノルズ数が上昇すると、熱伝達率の変動が高速になり、構造が細くなる。このとき、熱伝達率算出時に適用した有限差分法 (2.6.2 項参照) に伴い高周波数の熱伝達率変動、および高空間波数の空間分布の振幅が減衰し、熱伝達率の時間的・空間的な解像度が十分でなくなる。例えば、図 3-10 ( $Re_D = 26200$ ,  $\Delta t = 1.25$  ms,  $\Delta z = 0.21$  mm) の条件では、文献[29]によると、90 Hz 以上の熱伝達率

変動は10%程度減衰し、2.1 mm以下の熱伝達構造は10%程度減衰している。また、ローパスフィルタ(シャープカットオフフィルタ)により、 $f_{\text{cut}} = 200$  Hz以上の変動および $l_{\text{cut}} = 0.84$  mm以下の構造はカットされている。

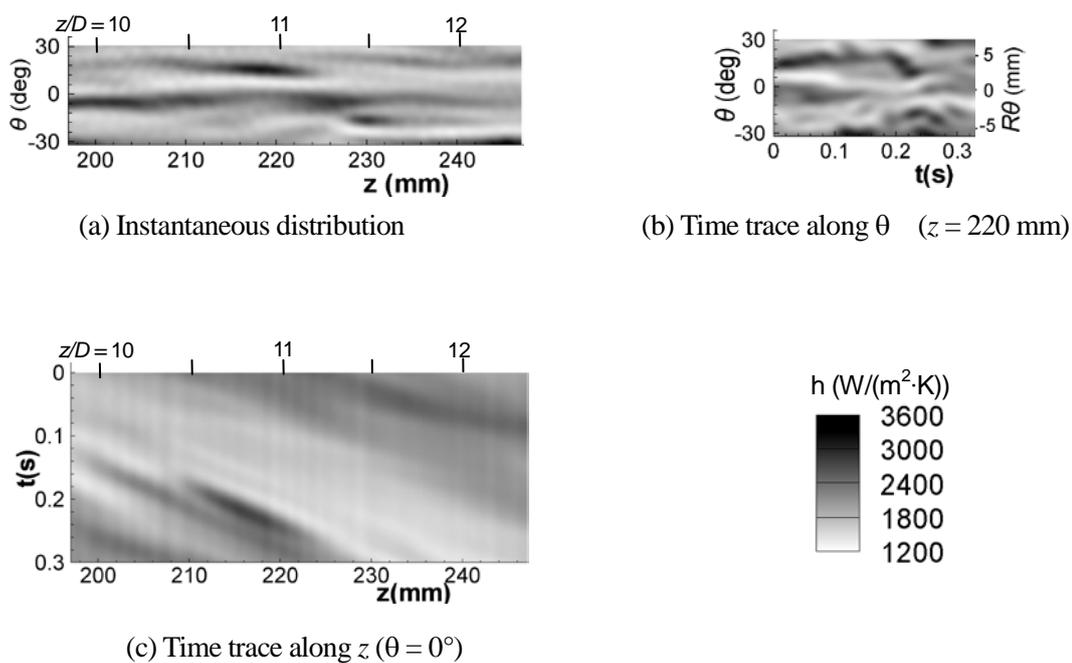


Fig. 3-8 Instantaneous distribution and its fluctuation of heat transfer coefficient ( $Re_D = 8700$ ,  $l_c = 3.85$  mm,  $f_c = 2$  Hz,  $l_{\text{cut}} = 0.84$  mm,  $f_{\text{cut}} = 30$  Hz, without turbulence promoter, model ②).

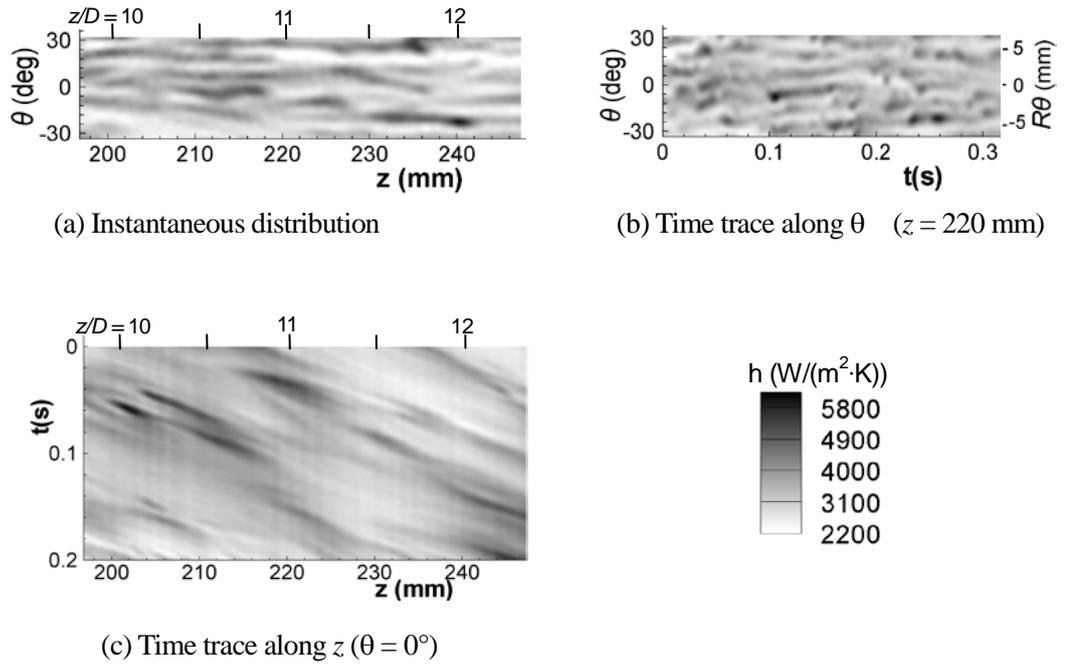


Fig. 3-9 Instantaneous distribution and its fluctuation of heat transfer coefficient ( $Re_D = 15700$ ,  $l_c = 2.50$  mm,  $f_c = 10$  Hz,  $l_{cut} = 0.84$  mm,  $f_{cut} = 120$  Hz, without turbulence promoter, model ②).

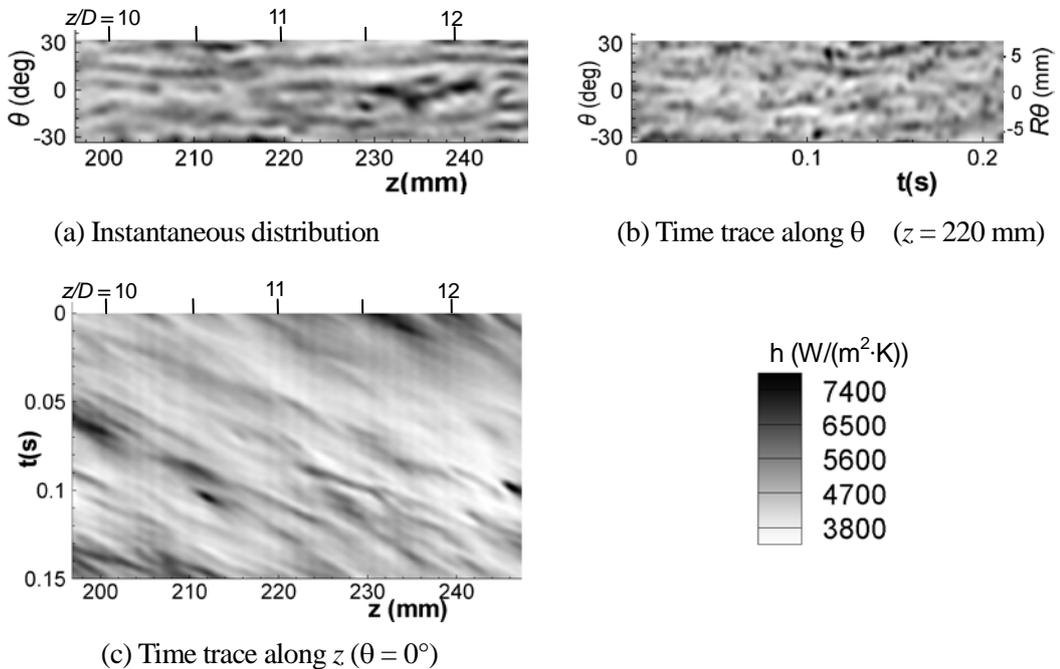


Fig. 3-10 Instantaneous distribution and its fluctuation of heat transfer coefficient ( $Re_D = 26200$ ,  $l_c = 1.96$  mm,  $f_c = 30$  Hz,  $l_{cut} = 0.84$  mm,  $f_{cut} = 200$  Hz, without turbulence promoter, model ②).

なお、これまで円管内乱流の熱伝達率の瞬時分布およびその変動について実験的に示された例は著者の知る限り存在せず、また、数値計算例も非常に少ない。そのため、本実験で得られた時空間構造を従来の研究結果と比較して検証することは難しいが、例えばLiberto and Ciofalo によるDNS[59]の結果と定性的な比較をすることは可能である。このDNSは $Re_D \approx 17000$ ,  $Pr = 0.86$ , 壁温一定の条件で行われたものであるが、文献[59]のFig. 6に見られる、乱流のストリーク構造に支配された熱流束分布のパターンは、本実験結果 ( $Re_D = 15700$  の場合) と良く似ている。

また、Wu and Moin による流れ場のDNS[61]とも比較することができる (図 3-11 参照)。この論文では壁面近傍 (壁面から  $0.01R$ ) における流れ方向速度  $u_z$  の瞬時分布が $Re_D = 5300$  の場合について示されているが、この乱流のストリーク構造のパターンは本実験結果 (図 3-8,  $Re_D = 8700$ ) と良く似ている。

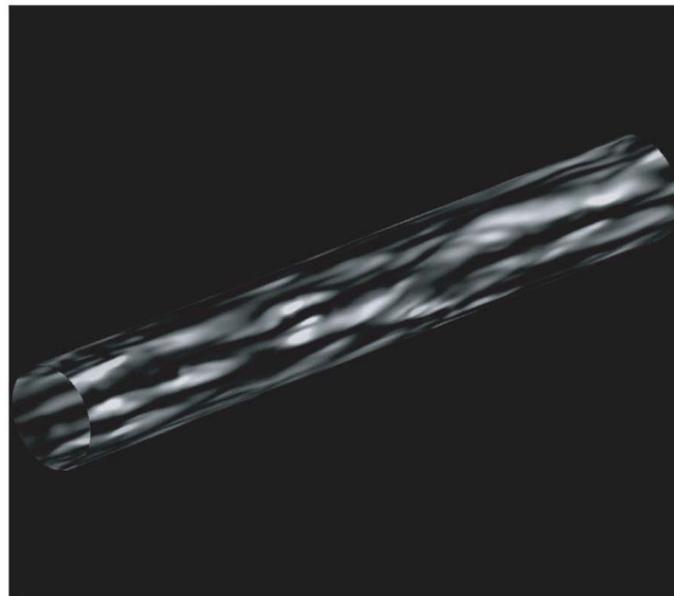


Fig. 3-11 Instantaneous distribution of near-wall velocity ( $Re_D = 5300$ , at  $0.01R$  from wall, white represents higher values of  $u_z$ , cited from Wu & Moin, J. Fluid Mech., 608, 2008, p. 105, Fig. 27, Copyright © 2008 Cambridge University Press All Rights Reserved.).

### 3.3.4 平均熱伝達率

次に、平均熱伝達率を求めた。平均熱伝達率は次式で定義した。

$$h_m = \frac{\overline{\dot{q}_{cv}}}{\overline{T_w} - T_m} \quad (3-9)$$

$\overline{T_w}$ 、 $\overline{\dot{q}_{cv}}$  は、時間および空間（周方向）平均した壁温及び対流熱流束である。なお、式(3-9)で求めた平均熱伝達率 $h_m$ と、瞬時・局所の熱伝達率の平均値  $\overline{h}$  は一致しないが [3]、一般に、伝熱機器の熱設計では式(3-9)の値が用いられるため、本研究では式(3-9)の $h_m$ を平均熱伝達率として定義した。なお、本章の実験条件では $h_m$ の値は $\overline{h}$ より1%程度低かった。

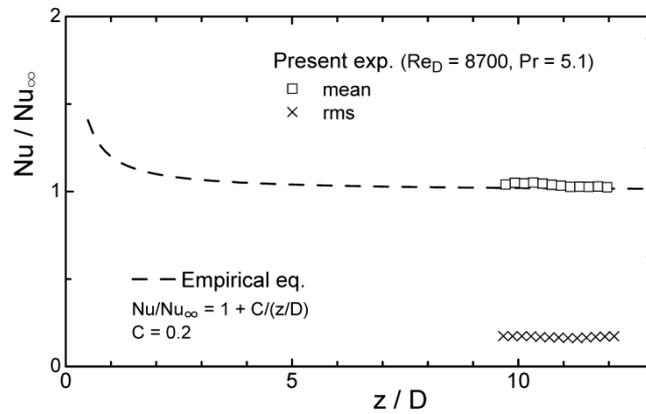
図 3-12 に、時間および周方向に平均したヌッセルト数の流れ方向分布 ( $Re_D = 8700, 15700, 26200$ ) を示す。□印は本実験の平均ヌッセルト数を示し、次式から求めた。なお、水の熱伝導率 $\lambda$ には、流れ方向 $z/D = 11$ の位置における膜温度  $T_f = (T_w + T_m)/2$ での値を使用した。

$$Nu(z) = \frac{h_m(z)D}{\lambda} \quad (3-10)$$

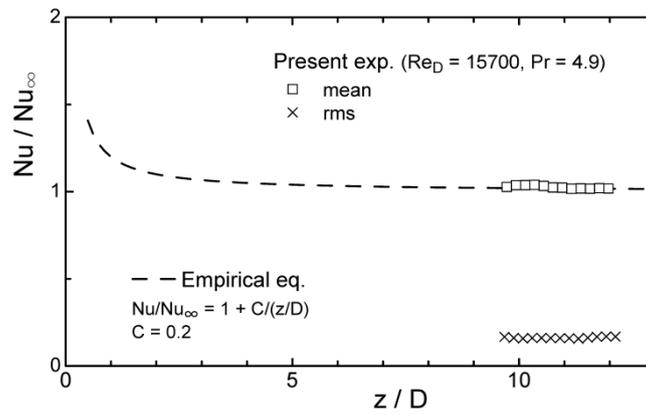
また、×印はヌッセルト数変動のrms値を示している。グラフの縦軸は、十分発達した円管内乱流の経験式（式(3-5), Gnielinskiの式[54]）から求めた値  $Nu_\infty$ で規格化した。また、次式で表される温度場の助走区間における経験式[52]を破線で示した。

$$Nu(z) = Nu_\infty \left( 1 + \frac{C}{z/D} \right) \quad (3-11)$$

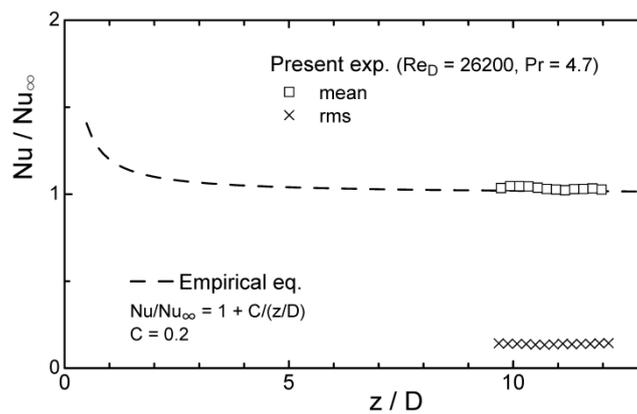
なお、 $C$ の値は $Pr$ 数の関数であり、 $Pr < 0.7$ の時 $C = 2$ 、 $Pr = 4$ の時  $C = 0.2 \sim 0.8$ で与えることができる[63]。本実験では $Pr \approx 5$ であるため、 $C = 0.2$ を与えた。各グラフを見ると、本実験結果は助走区間の式と良く一致している。また、 $z = 220 \text{ mm}$  ( $z/D = 11$ )の位置では  $Nu(z)/Nu_\infty = 1.02$  ( $C = 0.2$ ,  $Pr \approx 5$ の場合)となり、温度場はほぼ十分に発達していると言える。



(a)  $Re_D = 8700$



(b)  $Re_D = 15700$



(c)  $Re_D = 26200$

Fig. 3-12 Distribution of the time-averaged value and the rms value of Nusselt number fluctuation (without turbulence promoter, model ②).

図 3-13 に、 $z = 220 \text{ mm}$  ( $z/D = 11$ ) における平均ヌッセルト数をレイノルズ数  $Re_D$  に対してプロットした。比較のため、Petukhovの式 (式(3-4) [53])、および Gnielinskiの式 (式(3-5) [54]) も図 3-13 に示す。本実験データをGnielinskiの式と比較すると、 $Re_D > 4000$  では5%以内で一致していることがわかる。すなわち、赤外線カメラを用いた本測定手法により、少なくとも時間平均値については定量測定が可能であることが示された。

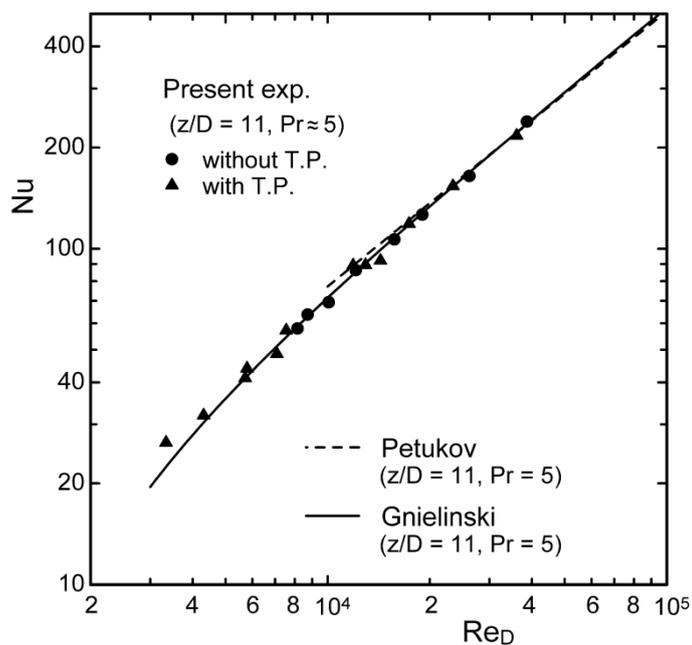


Fig. 3-13 Nusselt number measured at  $z/D = 11$  ( $z = 220 \text{ mm}$ ) with respect to the Reynolds number, compared with empirical equations.

### 3.3.5 熱伝達率の変動振幅

3.3.3 項で、熱伝達率  $h$  の瞬時分布とその変動を求めたが、ここではその変動振幅を評価した。図 3-14 に、局所熱伝達率の時間変動の一例 ( $Re_D = 10100, z/D = 11, \theta = 0^\circ$ ) を示す。時間変動波形からは、熱伝達率が時間と共にスパイク状に激しく変動することが分かる。図 3-15 に、熱伝達率変動のrms値  $h'_{rms}$  を示す。本実験では、 $Re_D \leq 19000$  において、 $h'_{rms}/h_m = 0.15 \sim 0.18$  程度のほぼ一定値となっている。比較のため、DNSの結果 ([40], [58], [64], [65], [66]) も図 3-15 に示した。DNSの結果によると、熱伝達率変動  $h'_{rms}/h_m$  は、熱的境界条件に大きく依存しており、壁温一定の場合 (壁温が時間的に変動しない場合, Isothermalと表記) は  $h'_{rms}/h_m \approx 0.4$  ([58], [64], [66])、熱流束一定の場合 (熱流束一定で壁温が変動する場合, Isofluxと表記) は  $h'_{rms}/h_m = 0.16 \sim 0.18$  ([40], [65]) となっている。本実験は伝熱面の熱容量が非常に小さく、ほぼ熱流束一定とみなすことができる。本実験結果を同様な熱的境界条件 (熱流束一定) における円管内流れのDNS[40] (○印) と比較したところ、熱伝達率変動の値が同程度であった。つまり、本実験で得られた熱伝達率変動は妥当であるといえる。よって、熱伝達率の変動振幅に関しても、本手法により定量測定が可能であることが示された。なお、 $Re_D > 19000$  では値が徐々に低下しているが、これは、熱伝達変動が高速になるに従い、2.6.3 項で述べたように水流側の温度変動振幅よりも測定面側の温度変動振幅が減衰し、赤外線カメラで測定した温度から熱伝達率変動を十分復元できなくなるためである。

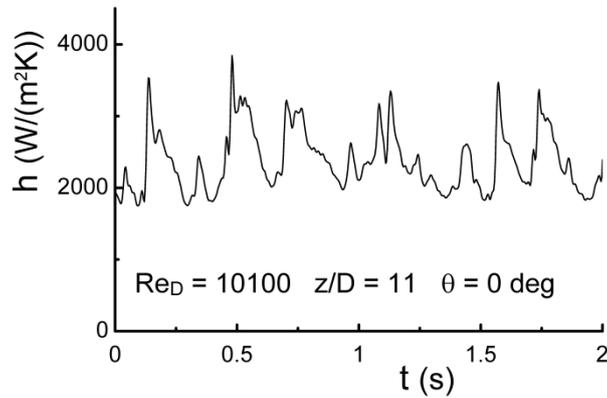


Fig. 3-14 Temporal fluctuation of heat transfer coefficient ( $z/D = 11, \theta = 0^\circ Re_D = 10100$ ).

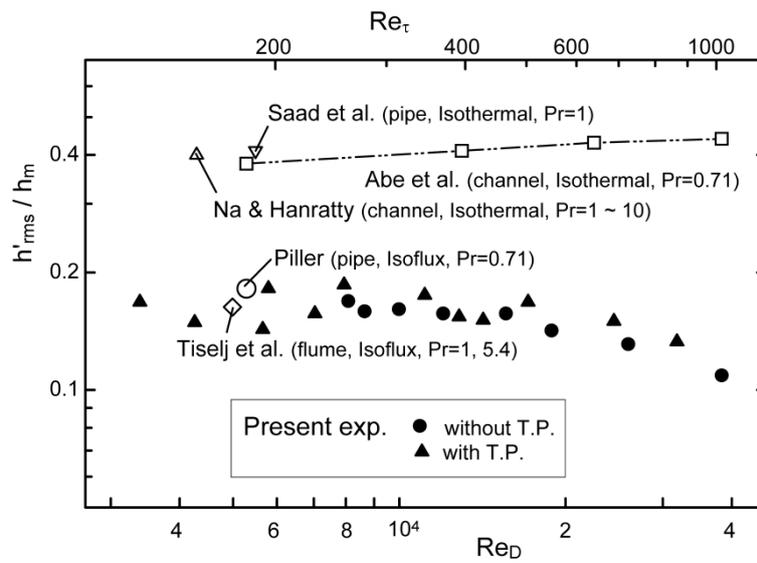


Fig. 3-15 Rms value of the fluctuating heat transfer coefficient with respect to the Reynolds number, obtained herein compared with that estimated from the results of direct numerical simulations.

### 3.3.6 熱伝達率の特徴的な変動周期

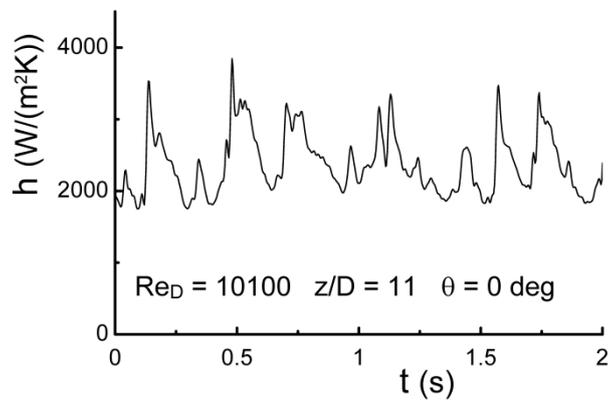
図 3-16 (a)に局所における熱伝達率の時間変動の一例 ( $Re_D = 10100, z/D = 11, \theta = 0^\circ$ ) を示す。この熱伝達率変動の特徴的な変動周期を調査するため、熱伝達率の時間変動の自己相関関数  $R_h(t)$  を次式により求めた。

$$R_h(t) = \frac{\overline{h(t, z, \theta) \cdot h(t + dt, z, \theta)}}{\sqrt{\overline{h(t, z, \theta)^2} \cdot \overline{h(t + dt, z, \theta)^2}}} \quad (3-12)$$

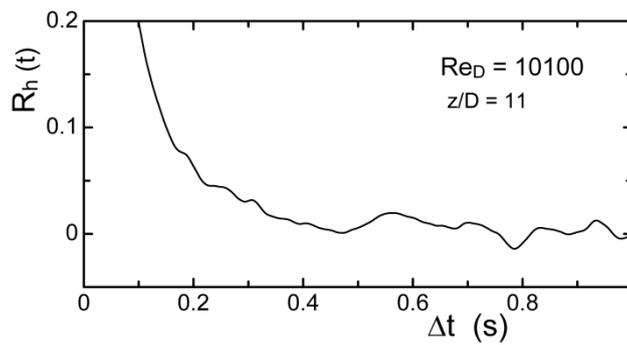
図 3-16 (b)に自己相関関数を示す。自己相関からは明確な変動周期を読み取ることができなかった。そのため、熱伝達率変動のスペクトル **Pre-Multiplied Spectrum** (以下PMSと記す) 解析を行った。

$$PMS(f) = \frac{f \cdot P_h(f)}{\int_{-\infty}^{\infty} f \cdot P_h(f) \cdot d \log(f)} h'_{rms}{}^2 \quad (3-13)$$

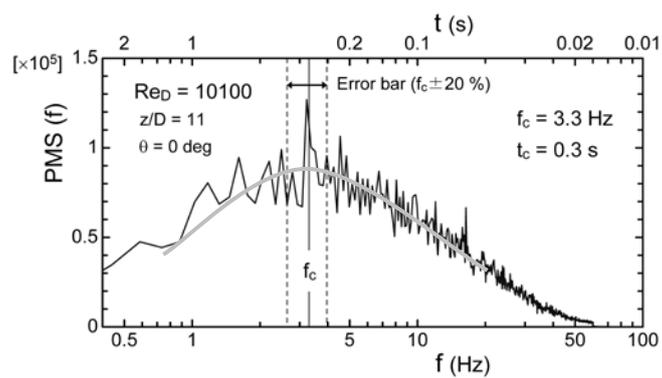
PMSは、パワースペクトル  $P_h(f)$  に変動周波数  $f$  を乗じたものである。図 3-16 (c)にPMSを示す。横軸は周波数を対数表示している。縦軸と横軸で囲まれた面積が変動エネルギー (変動の分散値への寄与) を表している。3-16 (c)に示すように、スパイク状の波形となったので、グラフの包絡線から極大を示す周波数を求めた。この周波数  $f_c$  は変動エネルギーが最も集中する周波数を意味している。また、この周波数の逆数を特徴的な変動周期  $t_c = 1/f_c$  と定義した。なお、PMSの極大は図 3-16 (c)のように、明確ではなかったため、ここでは極大位置から左右  $\pm 20\%$  を読み取り誤差として評価した。



(a) Temporal fluctuation



(b) Auto-correlation



(c) Pre-multiplied spectrum (PMS)

Fig. 3-16 Temporal fluctuation of heat transfer coefficient ( $z/D = 11, \theta = 0^\circ Re_D = 10100$ ).

図 3-17 に、 $z = 220 \text{ mm}$  ( $z/D = 11$ )における熱伝達率の特徴的な変動周期  $t_c^+ = t_c/(v/u_\tau^2)$  (動粘性係数  $v$  と壁摩擦速度  $u_\tau$  で無次元化した値) を示す. 本実験では、 $Re_D \geq 20000$  において、 $t_c^+ = 120 \sim 150$  のほぼ一定値であった. 比較のため、従来の乱流境界層の実験で得られたバーストの平均周期 (流れの可視化によるカウントや、短時間自己相関によるもの) もプロットした[67], [68], [69], [70]. 評価手法や実験条件が異なるため値のばらつきが大きいですが、おおむね  $t_c^+ = 80 \sim 110$  程度の値となっている. 本実験結果は、乱流境界層の実験で得られたバーストの平均周期よりも高めであるが、前述の通り熱伝達率変動の周期性が明確でないことや評価方法が異なることを考慮すると、大きな差異はないと考えられる. つまり、本実験で評価した熱伝達率の特徴的な変動周期は、バースト現象と密接に関連していると考えられる. なお、 $Re_D \leq 19000$  ではレイノルズ数の低下と共に  $t_c^+$  の値が徐々に上昇している. この原因は不明であるが、このレイノルズ数範囲では乱流のストリーク構造の平均間隔が円管内径の  $1/9$  程度以上になり、壁面の曲率が乱流のストリーク構造の挙動に影響している可能性がある. なお、図中に示した円管内乱流の実験結果 (○印, 文献[56]) でも、 $Re_D = 7600$  において  $t_c^+ = 170$  程度であり、乱流境界層の値 ( $t_c^+ = 80 \sim 110$ ) よりも高くなっている.

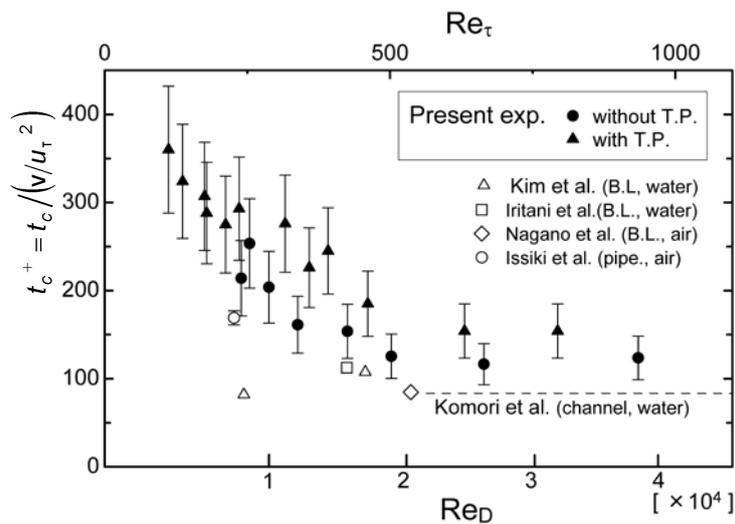


Fig. 3-17 Characteristic period of the heat transfer fluctuation, obtained herein compared with previous studies.

### 3.3.7 熱伝達率のストリーク構造の平均間隔

3.3.3 項で述べたように，熱伝達率の瞬時分布およびその変動はストリーク構造に支配されているが，各ストリーク構造の間隔には周期性があるように見える．図 3-18 (a)に熱伝達率の周方向瞬時分布の一例 ( $z/D = 11, Re_D = 10100$ ) を示す．この熱伝達率分布の周期性を調査するため，周方向の自己相関関数  $R_h(\Theta)$  を次式により求めた．なお，周方向の距離  $R\Theta$  は  $\Theta$  と表記する．

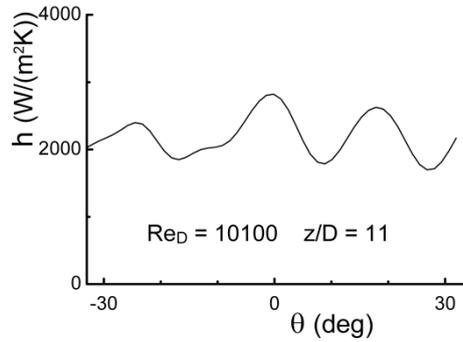
$$R_h(\Theta) = \frac{\overline{h(t, z, \Theta) \cdot h(t, z, \Theta + d\Theta)}}{\sqrt{\overline{h(t, z, \Theta)^2} \cdot \overline{h(t, z, \Theta + d\Theta)^2}}} \quad (3-14)$$

図 3-18 (b)に自己相関関数を示す．自己相関に明確な極小が存在することから，熱伝達率の周方向分布には周期性がある．すなわち，乱流のストリーク構造の間隔には周期性があるといえる．この極小値の 2 倍の距離がストリークの平均間隔  $l_c$  に対応している．

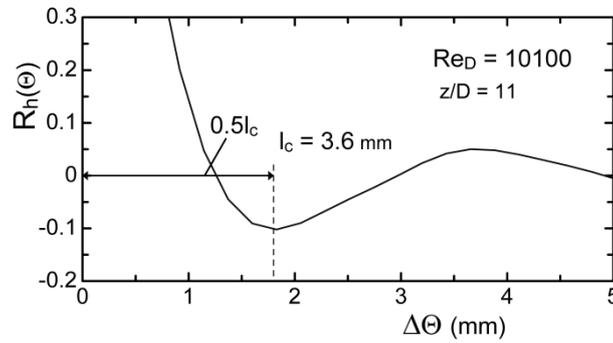
また，熱伝達率の周方向瞬時分布のスペクトル (PMS) 解析も行った．

$$PMS(k_\Theta) = \frac{k_\Theta \cdot P_h(k_\Theta)}{\int_{-\infty}^{\infty} k_\Theta \cdot P_h(k_\Theta) \cdot d \log(k_\Theta)} h'_{rms}{}^2 \quad (3-15)$$

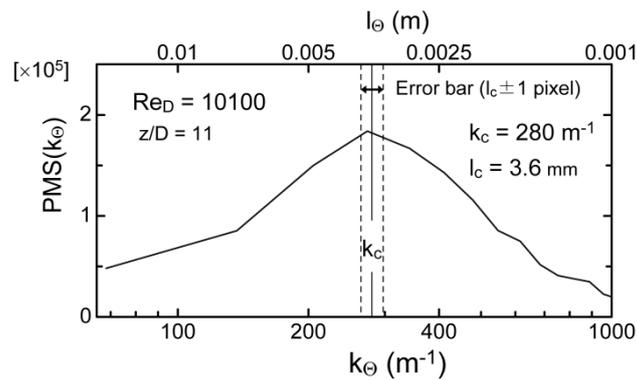
PMSは，パワースペクトル  $P_h(k_\Theta)$  に空間波数  $k_\Theta = 1/\Delta\Theta$  を乗じたものである．図 3-18 (c)にPMS解析の結果を示す．横軸が波数  $k_\Theta$  (空間波長  $\Delta\Theta$  の逆数) を表している．3-18 (c)に示すように，グラフの極大位置の波数  $k_c$ における空間波長をストリーク構造の平均間隔  $l_c = 1/k_c$ として評価した． $Re_D = 3400 \sim 38700$ において評価したところ，自己相関関数から評価した  $l_c$ の値とPMSから評価した  $l_c$ の値には多少の相違が見られたが，いずれのレイノルズ数の場合も相違は 10% 程度以内であったため，ここでは前項と同様PMSの極大から  $l_c$  を評価した．なお，極大位置から左右 1 ピクセルに相当する距離 (赤外線カメラの最小ピクセル間隔  $\approx 0.21$  mm) を読み取り誤差とした (図 3-18 (c)参照)．



(a) Instantaneous heat transfer distribution



(b) Auto-correlation



(c) Pre-multiplied spectrum (PMS)

Fig. 3-18 Circumferential distribution of instantaneous heat transfer coefficient ( $z/D = 11$ ,  $Re_D = 10100$ ).

図 3-19 に、 $z = 220 \text{ mm}$  ( $z/D = 11$ ) における、熱伝達のストリーク構造の平均間隔  $l_c^+ = l_c/(v/u_\tau)$  (動粘性係数  $v$  と壁摩擦速度  $u_\tau$  で無次元化した値) を示す。本実験では  $Re_D > 19000$  において  $l_c^+$  の値の上昇が顕著になっているが、これは乱流のストリーク構造が非常に細くなり、赤外線カメラの空間分解能が十分でなくなるためと考えられる。3.3.3 項で述べたように、熱伝達率算出時に適用した有限差分法 (2.6.2 項参照) に伴い高空間波数の空間分布の振幅が減衰するが、文献[29]によると、本実験条件では  $2.1 \text{ mm}$  以下の熱伝達率分布の振幅は 10 % 以上減衰する。 $Re_D = 19000$  のストリーク構造の平均間隔は  $l_c = 2.1 \text{ mm}$  程度であるため、さらに高レイノルズ数になると差分化に伴う減衰の影響が顕著になると考えられる。

比較のため、DNSの結果[57], [66], [71]および従来の実験結果[24], [67]もプロットした。本実験結果は、差分化による減衰の影響が小さい  $Re_D \leq 19000$  ではストリーク構造の平均間隔が  $l_c^+ = 90 \sim 130$  となっている。この値は、佐竹らによる円管のDNSの結果[57] (○印) と同程度であった。また、壁乱流では一般に乱流のストリーク構造の平均間隔が  $l_c^+ \approx 100$  であるという事実を踏まえると、本測定で得られたストリーク構造の平均間隔は妥当であると考えられる。

なお、種子田 [72]の流れの可視化によるとストリーク構造の平均間隔は  $l_c^+ \approx 64$  程度であり、円管内流れの場合は平板境界層より  $l_c^+$  の値が小さくなるという記述もあるが[73]、本実験結果およびDNSの結果を基に考えると、円管内流れの場合もストリーク構造の平均間隔は  $l_c^+ \approx 100$  程度であり、平板乱流境界層やチャンネル乱流の場合と同程度の値をとると考えられる。

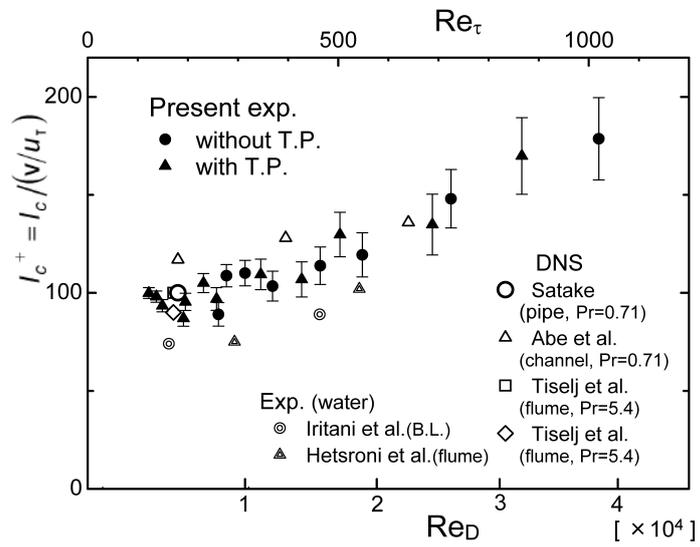


Fig. 3-19 Mean spacing of streaky structure with respect to the Reynolds number, obtained herein compared with previous studies.

### 3.4 第3章のまとめ

本研究で新たに開発した円管内乱流熱伝達変動の測定手法の妥当性を確認するため、本手法を円管内の十分発達した流れ場における熱伝達測定に適用した。以下に、本章で明らかになった事項をまとめる。

1. 熱伝達率の時間平均値から求めたヌッセルト数は、本実験条件の範囲 ( $4000 < Re_D < 39000$ ) において、従来の円管内乱流の無次元整理式 (Gnielinskiの式) と 5% 以内で一致した。
2. 熱伝達率変動のrms 値は、変動振幅の減衰が顕著にならない条件 ( $3400 \leq Re_D \leq 19000$ ) では  $h'_{rms}/\bar{h} = 0.15 \sim 0.18$  程度のほぼ一定値となり、同様の熱的境界条件 (熱流束一定) における円管内流れのDNSの結果 ( $h'_{rms}/\bar{h} = 0.18$ ) と同程度の値であった。
3. 熱伝達率の特徴的な変動周期  $t_c$  をスペクトル解析により調査した結果、 $20000 \leq Re_D < 39000$  において  $t_c^+ = t_c/(v/u_\tau) = 120 \sim 150$  のほぼ一定値であり、従来の平板境界層乱流の実験で得られたバーストの平均周期と比較して大きな差異はなかった。
4. 乱流のストリーク構造の周方向平均間隔  $l_c$  をスペクトル解析で調査した結果、 $3400 \leq Re_D \leq 19000$  において  $l_c^+ = l_c/(v/u_\tau) = 90 \sim 130$  であり、円管内乱流のDNSの結果と同程度の値であった。また、壁乱流では一般に乱流のストリーク構造の平均間隔が  $l_c^+ \approx 100$  であるという事実を踏まえると、本測定で得られたストリーク構造の平均間隔は妥当であると考えられる。
5. 以上の結果より、本研究で新たに開発した測定手法により、熱伝達率の時間平均値だけでなく、時間的・空間的な変動に関しても定量的に測定可能であることが示された。

## 第4章 はく離・再付着流れを伴う熱伝達特性

### 4.1 研究の背景

流れ場に段差や急激な逆圧力勾配があると、流れが壁面からはがれる。この現象を流れのはく離という。はく離流れが発生する代表例として後向きステップがある。ステップ下流の流れが再付着する領域では熱伝達率が増加する。この伝熱促進現象は、壁面近傍の乱流渦構造の挙動と密接に関連していると考えられており、従来、流れの再付着領域における速度場・温度場に関する多くの研究が行われてきた。ここでは、従来の後向きステップ下流における乱流熱伝達の研究の一例を紹介する。

Vogel and Eaton[74]は加熱金属箔を後向きステップ再付着領域に設置して、ステップ下流の時間平均的な熱伝達率分布を測定した。また、非加熱状態で壁面摩擦を測定した。その結果、再付着領域では、時間平均的には運動量輸送と熱輸送の相似則が成り立たないことを示し、壁面近傍の流れ場と温度場の分布や変動に関する情報の必要性を示唆している。中丸ら[16]は、感温液晶法を用い、後向きステップ後方の再付着領域における壁温変動を観測した。その結果、スパン方向にはステップ高さと同程度の非一様構造が形成されることを示した。しかし、伝熱面と感温液晶の熱容量による時間遅れがあるため、乱流による熱伝達変動の定量評価には至っていない。河村ら[75]は熱流束センサを後向きステップ下流の再付着域に多数配列し、瞬時熱伝達率分布の変動を測定した。これにより、熱伝達率は時間的に複雑に変動しており、流れ方向だけでなくスパン方向にも一様ではないことが示されたが、壁面近傍流れ場の測定位置と熱伝達測定位置がスパン方向にずれており、さらに現象の複雑さに対して測定点も十分とは言えない。以上のように、従来の研究は、流れの再付着を伴う熱伝達の非一様性や非定常性に対して、時間分解能、空間分解能ともに十分ではなかった。

本章では、赤外線カメラを用いた熱伝達測定手法をはく離・再付着を伴う流れ場に適用し、熱伝達率の瞬時分布およびその非定常性の定量測定を試みた。装置には、第3章の円管内乱流熱伝達測定と同じもの(図2-1)を使用した。円管内にオリフィス板を設置して、流れ

をはく離させた。これは、オリフィス板は形状がシンプルで、パラメータが開口比のみであり、かつ設置が容易なためである。オリフィス板の形状は JIS 規格[76]のコーナタップオリフィスに基づき設計した。オリフィス板の形状を図 4-1 に示す。オリフィス板はアクリル製であり、厚さ 2 mm、絞り口径  $d=10\text{ mm}$ （絞り口径比  $d/D=0.5$ ）である。なお、オリフィス板の下流側エッジには 45 度の逃げ角を設けた。

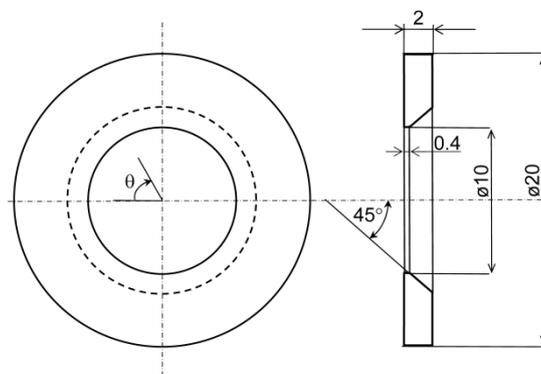


Fig. 4-1 Schematic diagram of an orifice plate.

## 4.2 速度分布測定

オリフィス板前後の流動状態を確認するため、レーザードップラー流速計 (LDV: Flow Explorer 75 mW, DANTEC) で円管断面の速度分布を測定した。オリフィス板の上流端を流れ方向の基準 ( $z=0$ ) とし、オリフィス板の上流端から  $1D$  上流 ( $z/D=-1$ )、 $2.5D$  下流 ( $z/D=2.5$ )、 $9D$  下流 ( $z/D=9$ ) の位置の速度分布を測定した (図 4-2 参照)。平均流速は  $u_m=0.05$  および  $0.48$  m/s であり、対応するレイノルズ数は  $Re_D=1000$  および  $10000$  である。

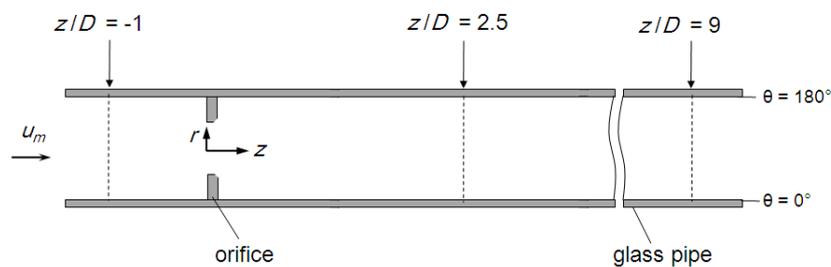


Fig. 4-2 Measurement position of velocity distribution.

図 4-3 ~ 図 4-5 に、測定結果の一例を示す。図 4-3 は、オリフィス板上流  $z/D=-1$  の位置における結果である。 $Re_D=1000$  の場合の速度分布は放物線型であり、ほぼハーゲン・ポアズイユ流れであることを確認した (図 4-3 (a))。 $Re_D=10000$  では、ほぼ対数則に従った乱流の速度分布であった (図 4-3 (b))。すなわち、 $z/D=-1$  の位置では流れ場が十分発達しており、またオリフィス板の影響をほとんど受けていないことがわかる。

一方、文献[77], [78], [79]によると、オリフィス絞り口径比  $d/D=0.5$  の場合は、オリフィス板の  $2.2\sim 2.6D$  下流で流れが円管内壁に再付着することが示されているが、この位置 ( $z/D=2.5$ , 図 4-4) では、縮流により円管中央部において速度が非常に大きくなるとともに、乱れ度も非常に大きくなっている。比較のために、Deotte et al. [78]の結果 ( $z/D=2$ ,  $Re_D=54700$ ,  $d/D=0.5$ ) も図 4-4 中に示したが、平均速度分布  $\bar{u}_z/u_m$  は本実験と同様、オリフィス板による流れの縮流により円管中央部において速度が非常に大きくなっており、本実験の傾向と

定性的に一致している。また、 $z/D=9$  の位置 (図 4-5) では十分発達した乱流の速度分布 (対数則) に近づくが、円管中央部では速度分布がフラットであり、まだ十分発達した流れに回復していないことがわかる。

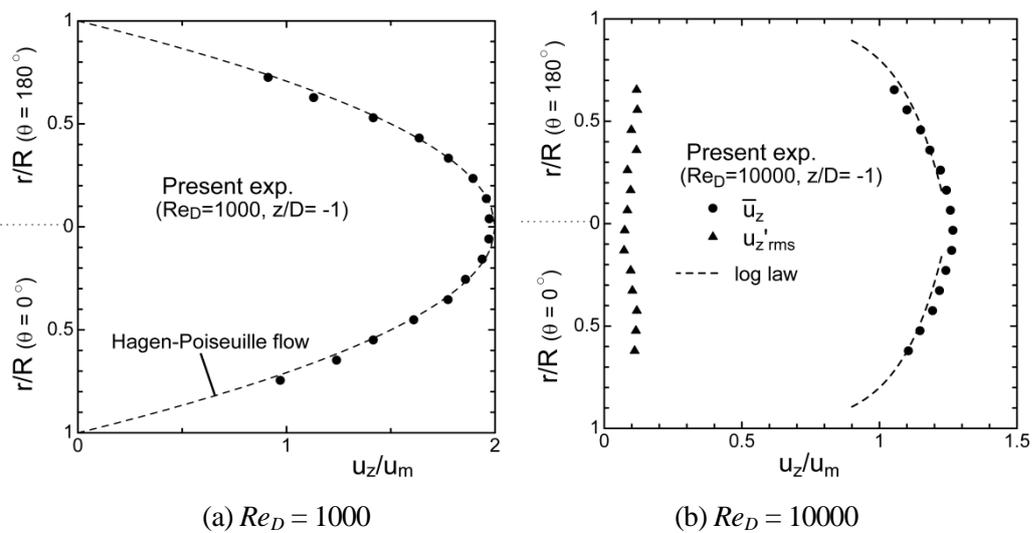


Fig. 4-3 Velocity distribution at  $z/D = -1$ .

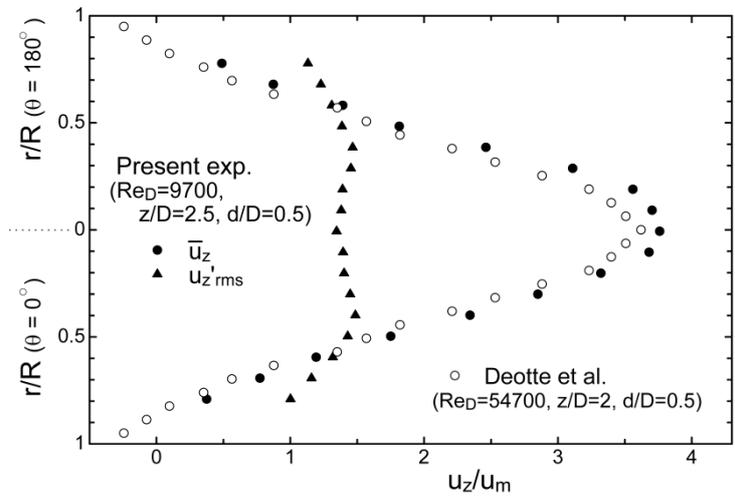


Fig. 4-4 Velocity distribution at  $z/D = 2.5$  ( $Re_D = 9700$ ).

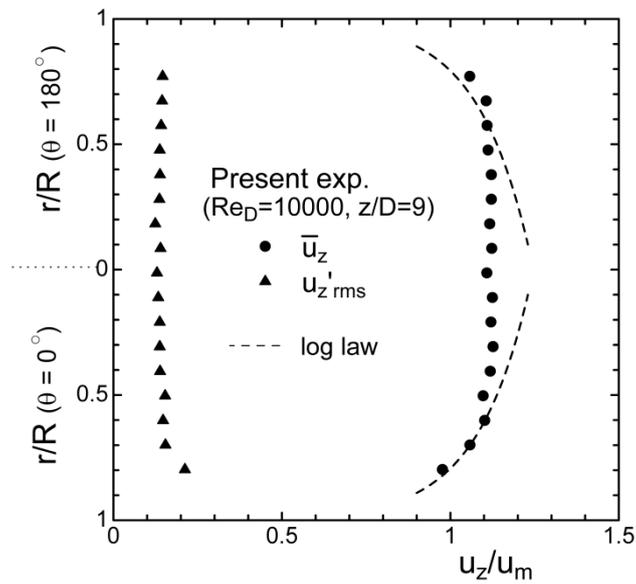


Fig. 4-5 Velocity distribution at  $z/D = 9$  ( $Re_D = 10000$ ).

### 4.3 熱伝達測定結果および考察

本実験では、円管内に図 4-1 に示すオリフィス板を設置して熱伝達測定を行った。図 4-6 に伝熱模型の水平断面図を示す。オリフィス板は、加熱開始点から 80 mm 下流の位置に設置した。座標系は速度分布測定時と同様に流れ方向を  $z$  とし、オリフィス板上流端を起点 ( $z=0$ ) とした。また、円管周方向を  $\theta$ 、円管半径方向を  $r$  とした。

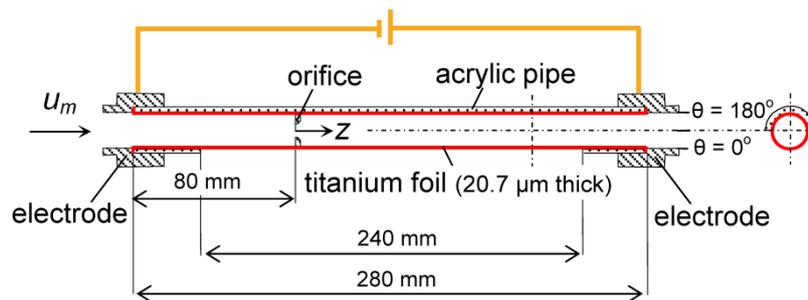


Fig. 4-6 Top cross-sectional view of a test model for the heat transfer measurement.

#### 4.3.1 伝熱面の振動

円管内乱流の熱伝達測定 (3.3.1 項) と同様、伝熱面 (黒ペイントを塗布したチタン箔) の剛性が十分であるか確かめるために、熱伝達測定に先立ち、伝熱面の振動変位測定を行った。測定位置を図 4-7 に示す。測定は、最も振動が大きくなると考えられる再付着点付近 ( $z/D=2.5, \theta=0^\circ$ ) の位置にて行った。比較のために、下流側のアクリル部表面 ( $z/D=9.3, \theta=0^\circ$ ) の振動変位測定も行った。図 4-8 に、最大流速時 ( $u_m=0.47$  m/s,  $Re_D=12000$ ) における振動変位波形を示す。振動変位  $\Delta d$  (面垂直方向) は、レーザ変位計 (LK-G150, Keyence) を用いて測定した。図 4-8 (a) に伝熱面 (再付着点付近) の振動変位波形を、図 4-8 (b) には比較のため、アクリル管表面の振動変位波形を示す。再付着点付近では、伝熱面の振動変位の rms 値は  $\Delta d'_{rms}=1.9 \mu\text{m}$  であり、オリフィスなしの結果 (図 3-5,  $Re_D \approx 30000$ ,  $\Delta d'_{rms}=1.2 \mu\text{m}$ ) に比べるとやや大きくなっている。これは、流れの再付着により壁面垂直方向 ( $r$  方向) の速度変動が大きくなるためと考えられる。ただし、振動変位はアクリル管表面 ( $\Delta d'_{rms}=1.1$

$\mu\text{m}$ ) と比べてさほど大きくなっておらず, 黒ペイントを塗布したチタン箔の伝熱面であっても水流の変動に対して十分な剛性があることを確認した.

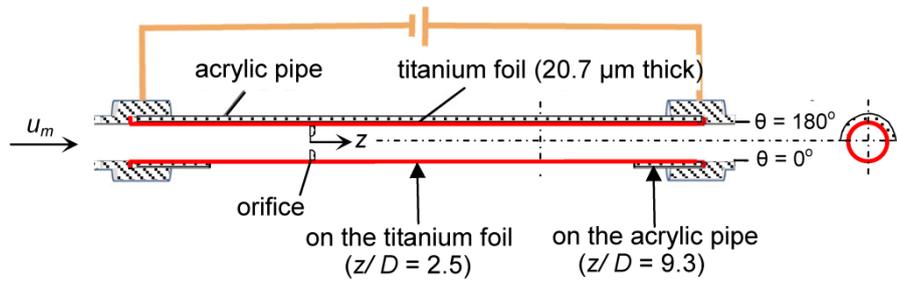
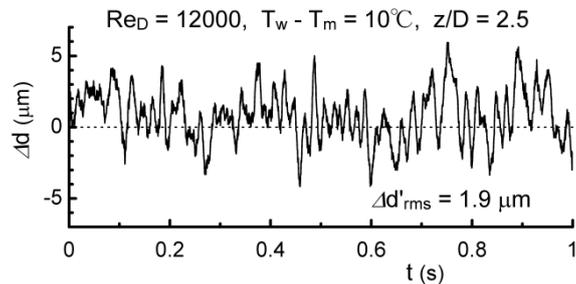
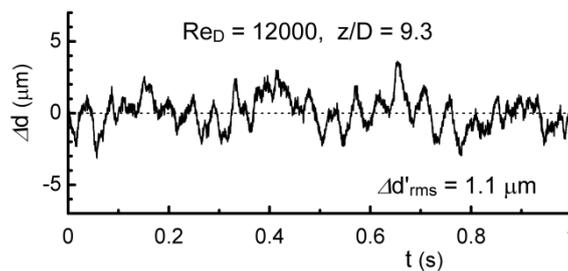


Fig. 4-7 Measurement position of mechanical vibration of the test model.



(a) On a thin test surface at  $z/D = 2.5$  and  $\theta = 0^\circ$



(b) On an acrylic pipe at  $z/D = 9.3$  and  $\theta = 0^\circ$

Fig. 4-8 Time trace of the vertical displacement of the test model due to mechanical vibration measured using a laser displacement sensor ( $u_m = 0.47 \text{ m/s}$ ,  $Re_D = 12000$ , model ③).

### 4.3.2 瞬時温度分布

次に、赤外線カメラによる測定結果を示す。円管内乱流の熱伝達測定 (3.3.2 項) と同様、測定は、伝熱面全域を測定する“全域測定”，および、赤外線カメラを近接させた“拡大測定”を行った。拡大測定では伝熱面を数領域に分けて測定した。レイノルズ数が違っても、再付着領域において熱伝達構造の変動パターンに特異な差が現れなかったため、本論文では最大レイノルズ数の結果のみ述べる。平均流速は  $u_m = 0.5 \text{ m/s}$  程度であり、対応するレイノルズ数は  $Re_D = 12000$  程度である。本測定の分光放射率  $\varepsilon_{IR}$  は、2.4.5 項「放射率の評価」に示す要領で評価した。評価された分光放射率は  $\varepsilon_{IR} = 0.90$  (模型③) および  $0.96$  (模型④) であり、これを円管の伝熱模型表面の分光放射率として使用した。

図 4-9 に、赤外線カメラで得られた全域測定における瞬時温度分布の一例を示す ( $Re_D = 12100$ )。この図は円管の曲面が平面に投影されたものである。画像の濃い色が低温部を、薄い色が高温部を表している。また、図 4-10 にオリフィス周りの流れのスケッチを示す。熱画像をスケッチと見くらべると、スケッチで示されているようにオリフィス板上流端で流れがはく離し、それが下流側で再付着するが (図 4-10)、この流れの再付着が熱画像 (図 4-9) の  $z/D \approx 2$  に見られる低温領域と対応していると考えられる。その後、 $z/D > 4$  から温度が徐々に上昇し、 $z/D = 9$  ではオリフィス上流側の温度に近づいている。

図 4-11 に、拡大測定の瞬時温度分布の一例を示す。これらは円管の曲面が平面に投影されたものである。オリフィス板上流 (図 4-11 (a)) では、流れ方向に伸びた温度ストリークが確認できる。この構造の間隔や分布のパターンは、第 3 章のオリフィス板を設置しない場合における円管内乱流のストリーク構造 (図 3-7 (c),  $Re_D = 15700$ ) と同様である。すなわち、 $z/D < -1$  では、オリフィス板によるせき止めの影響をほとんど受けておらず、円管内の十分に発達した流れにおける熱伝達の特徴を呈している。なお、オリフィス板の直前 ( $z/D > -0.25$ ) では温度が急激に低下しているが、これは、オリフィス板手前に逆流を伴うはく離泡が形成され (図 4-10 参照)、その循環構造が時間的に複雑に変動することによって伝熱が促進されているためと考えられる。

オリフィス板上流端ではく離した流れは、絞り口径比  $d/D = 0.5$  の場合は、下流側  $z/D \approx 2.2 \sim 2.6$  程度の位置に再付着することが知られている [77], [78], [79]。なお、実験結果を基に見積もったところ、本実験の時間平均的な再付着位置は  $z/D = 2.7$  であった (4.3.4 項参照)。

つまり、図 4-11 (b), (c) の  $z/D = 2.7$  付近の領域が時間平均的な再付着位置になっていると考えられる。この領域では複雑な温度分布を呈していると同時に温度が著しく低下していることがわかる。また、熱画像（図 4-11 (b), (c)）のコマ送りからは、時間平均的な再付着位置（ $z/D = 2.7$ ）において、低温のスポット的な領域が、時間と共に衝突噴流のように四方へ広がる傾向が確認された。つまり、再付着領域に現れるスポット的な低温領域は流れの再付着に対応するものと考えられる。なお、 $z/D = 1 \sim 4$  の領域にかけて低温のスポットが随所に見られることから、流れの再付着による伝熱促進領域は、かなり広範囲に及んでいることが示唆される（図 4-11 (b), (c) 参照）。

$z/D > 4.5$  では、再付着に起因すると考えられる低温のスポットが現れなくなり、徐々に筋状の構造を呈した温度分布へと回復していく。ただし、本測定の範囲内（ $z/D < 9$ ）では  $z/D < -1$  と比べて構造が細かくかつ大きく蛇行していることから、まだ十分発達した乱流には回復していないことがわかる。

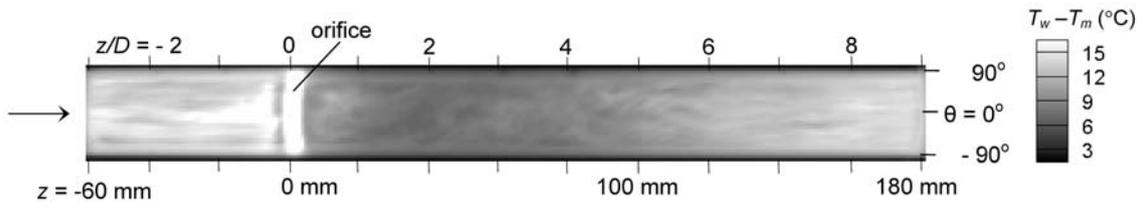


Fig. 4-9 Instantaneous thermo-image of the heated surface using infrared thermograph (wide measurement at  $Re_D = 12100$ ,  $\dot{q}_{in} = 40000 \text{ W/m}^2$ , model ③).

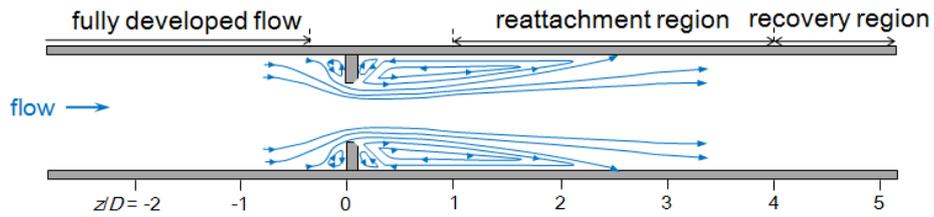


Fig. 4-10 Conceptual view of flow around an orifice.

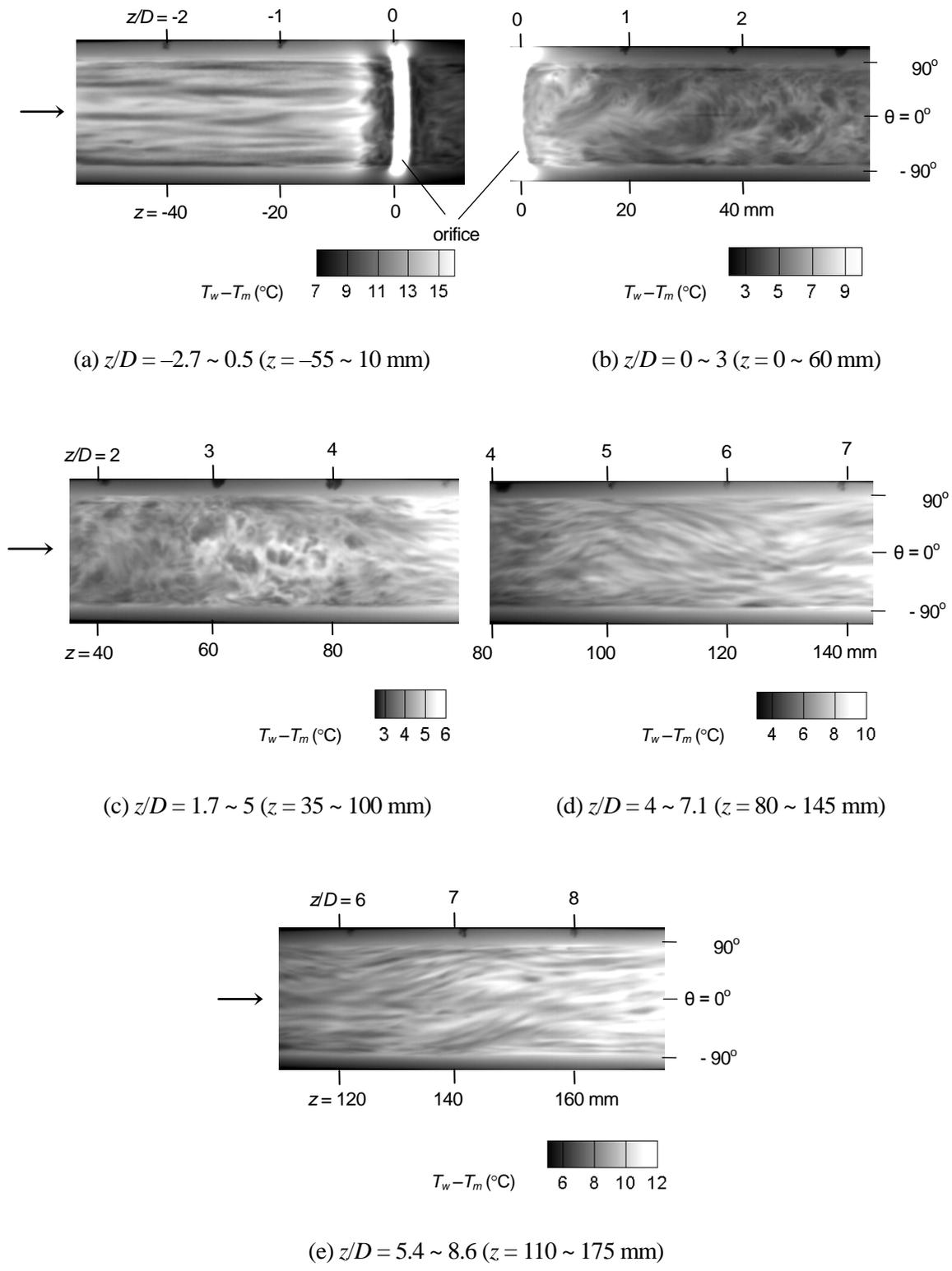


Fig. 4-11 Instantaneous thermo-images of the heated surface measured using infrared thermograph (close-up measurements at  $Re_D \approx 12000$ ,  $\dot{q}_{in} = 40000$  W/m<sup>2</sup>, model ③).

### 4.3.3 瞬時熱伝達率分布

赤外線カメラで測定した熱画像を基に、2.6 節「熱伝達率の算出」に示す要領で熱伝達率を算出した。なお、管内流の混合平均温度  $T_m$  には、従来の研究[77], [80]と比較する必要上、第3章と同様、水流への対流熱流束による温度上昇を考慮した流れ方向の局所混合平均温度  $\overline{T_m(z)}$  を用いた。また、各図に示したレイノルズ数は測定部入口水温  $T_{in}$  における値である。

算出された熱伝達率の不確かさを確かめるために、文献[48]に基づき、本実験における代表的な条件（オリフィス上流  $z/D = -1$  ( $z = -20$  mm) および再付着領域  $z/D = 2$  ( $z = 40$  mm)) において不確かさ解析を行った。その結果、オリフィス上流  $z/D = -1$  ( $z = -20$  mm) では、熱伝達率の瞬時・局所値の相対誤差 (95 % 包括度) は 4.5 %、時空間平均値の相対誤差 (95 % 包括度) は 3.6 % と評価された。再付着位置  $z/D = 2$  ( $z = 40$  mm) では、熱伝達率の瞬時・局所値の相対誤差 (95 % 包括度) は 6.6 %、時空間平均値の相対誤差 (95 % 包括度) は 5.6 % と評価された。詳細は付録 C を参照されたい。

図 4-12 にオリフィス上流の領域 ( $z/D = -2.7 \sim -0.1$ ) における熱伝達率分布を示す。なお、本項で示す熱伝達率分布は 3.3.3 項と同様、赤外線カメラで測定した伝熱面の投影断面を  $z-\theta$  面に座標変換し表示している。(a) が瞬時分布、(b) が  $z/D = -1$  における周方向分布の時間履歴、(c) が  $\theta = 0^\circ$  における流れ方向分布の時間履歴である。瞬時分布 (図 4-12 (a)) には、第3章のオリフィス板を設置しない円管内乱流の場合と同様の乱流のストリーク構造が現れ、図 4-12 (c) を見ると、この構造が時間とともに下流へと流される様子が確認できる。

図 4-13, 4-14 に、オリフィス直後 ~ 再付着領域 ( $z/D = 0.2 \sim 2.7$ ,  $z/D = 1.8 \sim 4.4$ ) における熱伝達率分布を示す。熱伝達率の表示レンジを見ると、この領域では、オリフィス板上流 (図 4-12) に比べ、熱伝達率の値が数倍高くなっていることがわかる。この伝熱促進は、オリフィス板での縮流によって流れが加速され、さらに、オリフィス板の前縁ではく離れた流れが円管内壁に再付着することによるものと考えられる。この領域 (図 4-13, 4-14) では、図 4-12 (a) に現れた流れ方向に伸びた乱流のストリーク構造が確認できなくなる一方、 $z/D > 1$  では細かな伝熱促進構造が現れる (図 4-13 (a), 4-14 (a))。また、周方向分布の時間履歴 (図 4-13 (b), 4-14 (b)) を見ると、変動の周期が非常に短くなっており、熱伝達率の極大値も非常に高くなっていることから、高速かつ振幅の大きい熱伝達変動が起こっているこ

とがわかる。また、熱伝達率の流れ方向分布の時間履歴を見ると、オリフィス上流の場合（図 4-12 (c)）は、流れが順流であるため、熱伝達構造が時間と共に右下に移動するが、オリフィス直後（図 4-13 (c)）では、時間と共に左下に移動する軌跡が現れるため、逆流が支配的であることがわかる。また、 $z/D = 1 \sim 4$  の範囲では（図 4-13 (c), 4-14 (c)）、順流と逆流が複雑に入り乱れている。瞬時分布のコマ送りからは、図 4-13 (a) および 4-14 (a) に見られる複数のスポット的な構造がまとまって大規模な構造を形成し、流れ方向だけでなく周方向にも複雑に揺動する様子が観測された。

図 4-15, 4-16 に、再付着領域より下流の熱伝達率分布を示す。上流側 ( $z/D > 4$ ) では流れが大きく蛇行しており（図 4-15 (a)）、熱伝達率変動も高速に変動している（図 4-15 (b)）。一方、下流に進むほど流れの蛇行が小さくなり（図 4-16 (a)）、 $z/D > 8$  ではオリフィス上流側の乱流のストリーク構造とよく似た構造を呈している。また、流れ方向分布の時間履歴（図 4-15 (c), 4-16 (c)）からは、流れの再付着領域下流では、オリフィス上流同様、順流が支配的であることが分かる。

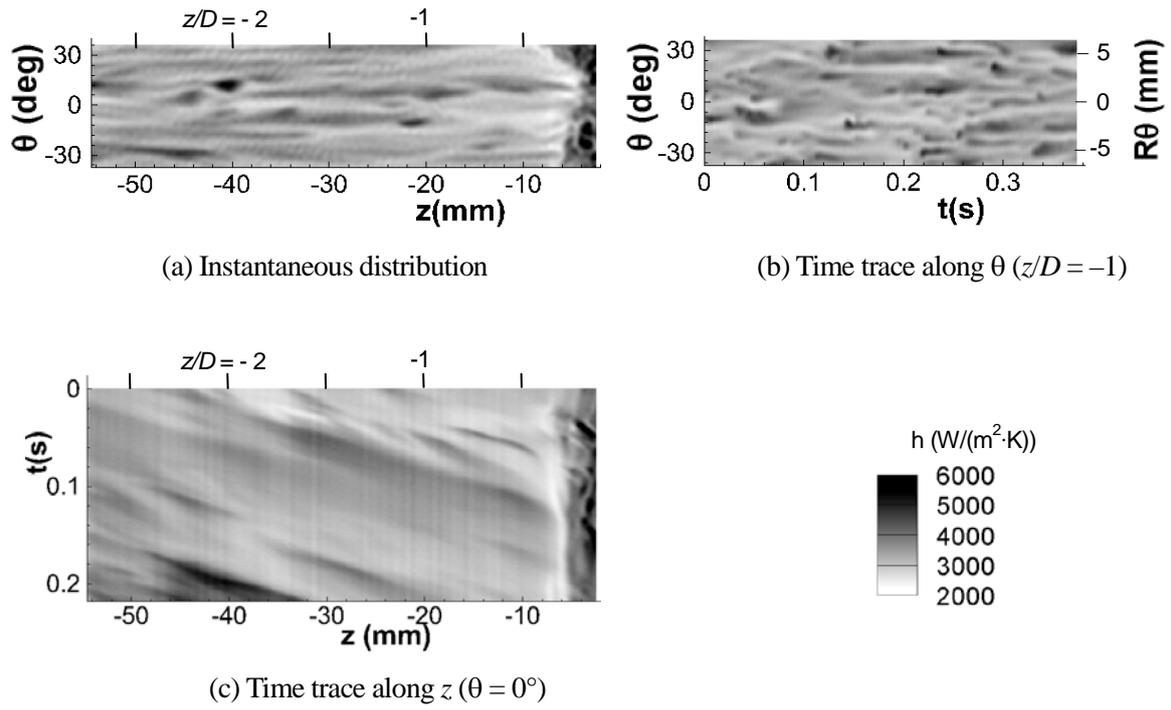


Fig. 4-12 Spatio-temporal distribution of  $h$  around an orifice at  $z/D = -2.7 \sim -0.1$  ( $Re_D = 12500$ ,  $k_{cut} = 1190 \text{ m}^{-1}$ ,  $f_{cut} = 200 \text{ Hz}$ , model ③).

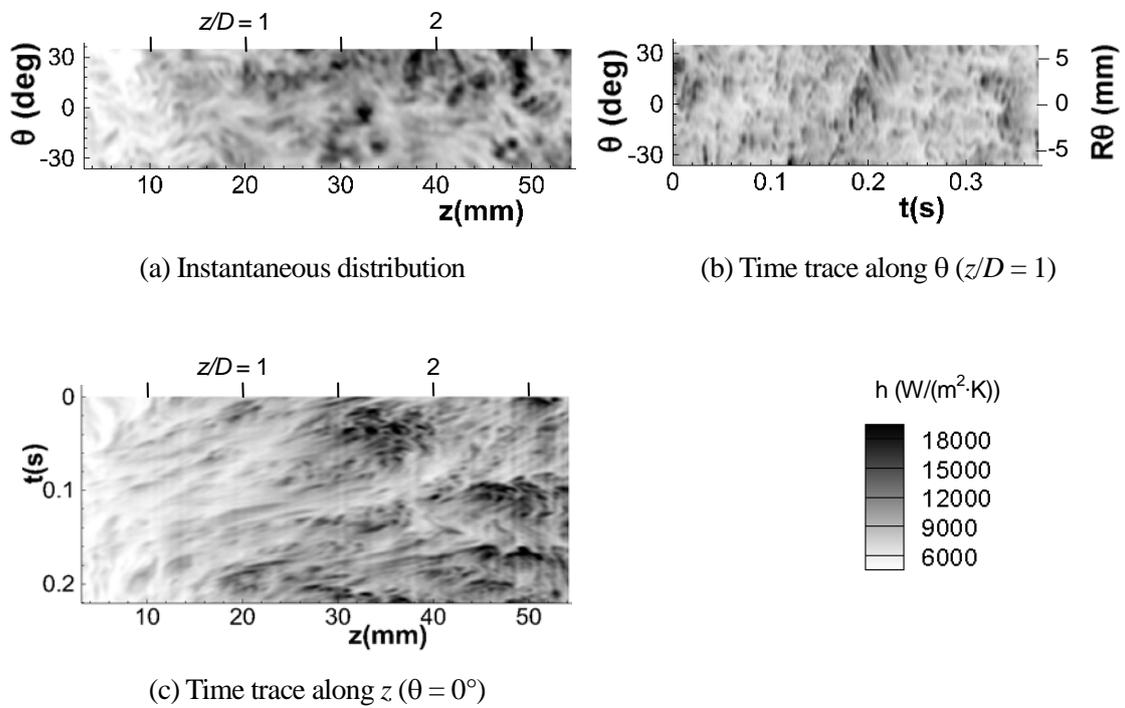
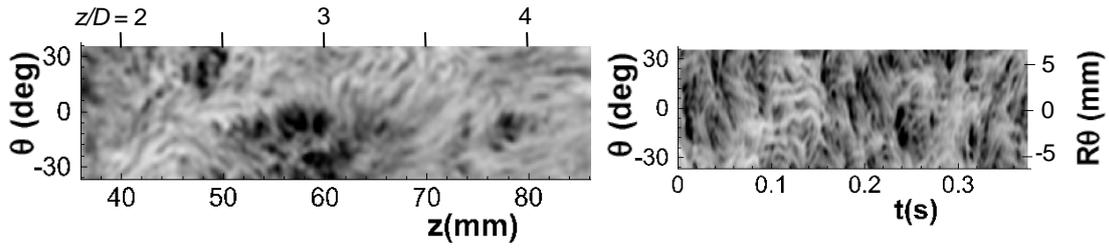
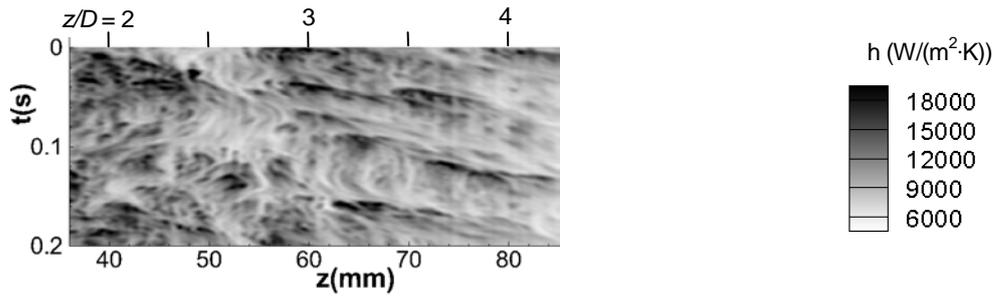


Fig. 4-13 Spatio-temporal distribution of  $h$  around an orifice at  $z/D = 0.2 \sim 2.7$  ( $Re_D = 12400$ ,  $k_{cut} = 1190 \text{ m}^{-1}$ ,  $f_{cut} = 200 \text{ Hz}$ , model ③).



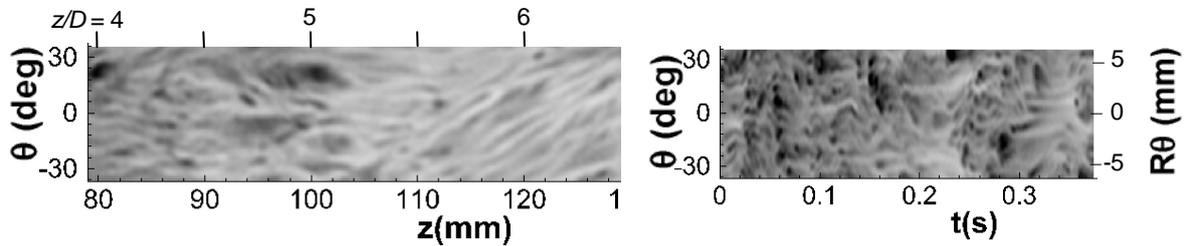
(a) Instantaneous distribution

(b) Time trace along  $\theta$  ( $z/D = 2$ )



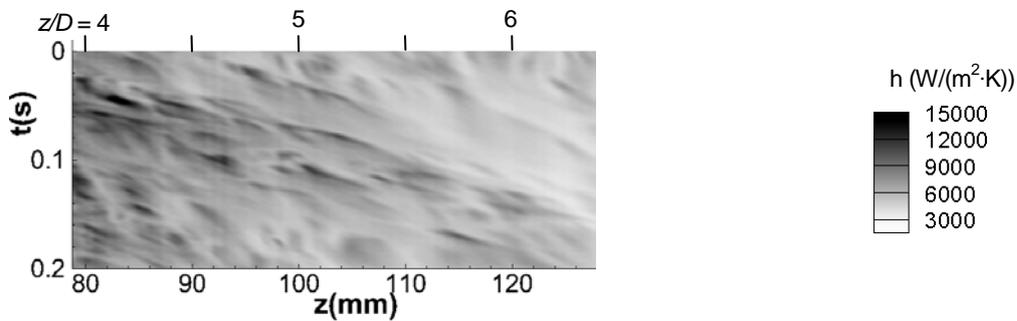
(c) Time trace along  $z$  ( $\theta = 0^\circ$ )

Fig. 4-14 Spatio-temporal distribution of  $h$  around an orifice at  $z/D = 1.8 \sim 4.4$  ( $Re_D = 12300$ ,  $k_{cut} = 1190 \text{ m}^{-1}$ ,  $f_{cut} = 200 \text{ Hz}$ , model ③).



(a) Instantaneous distribution

(b) Time trace along  $\theta$  ( $z/D = 4$ )



(c) Time trace along  $z$  ( $\theta = 0^\circ$ )

Fig. 4-15 Spatio-temporal distribution of  $h$  around an orifice at  $z/D = 3.9 \sim 6.5$  ( $Re_D = 12300$ ,  $k_{cut} = 1190 \text{ m}^{-1}$ ,  $f_{cut} = 200 \text{ Hz}$ , model ③).

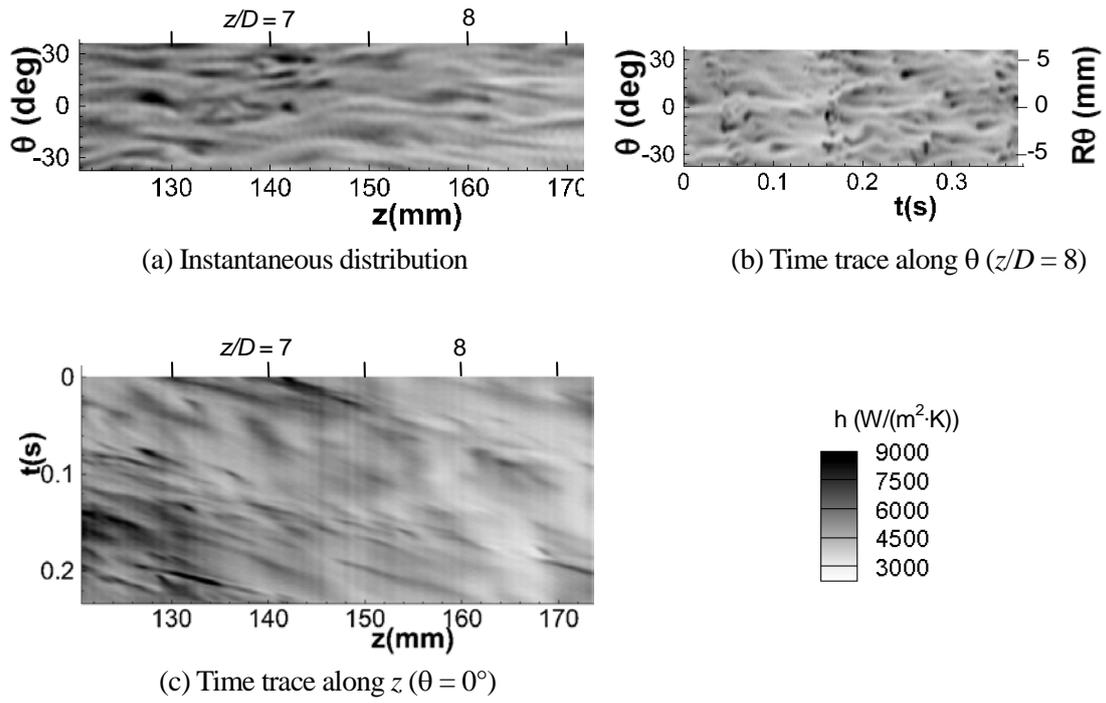


Fig. 4-16 Spatio-temporal distribution of  $h$  around an orifice at  $z/D = 6.0 \sim 8.7$  ( $Re_D = 12400$ ,  $k_{cut} = 1190 \text{ m}^{-1}$ ,  $f_{cut} = 200 \text{ Hz}$ , model ③).

#### 4.3.4 熱伝達率の流れ方向分布

図 4-17 に、本実験で得た平均ヌッセルト数およびヌッセルト数変動のrms値の流れ方向分布を示す。平均ヌッセルト数は平均熱伝達率  $h_m$  (3.3.4 項参照) から求めた ( $Nu(z)=h_m(z)D/\lambda$ )。なお、水の熱伝導率 $\lambda$ には、従来の研究[77], [80]と比較する必要上、測定部入口水温 $T_m$ における値を使用した。グラフの縦軸は、充分発達した円管内乱流の経験式 (Gnielinskiの式[54]) から求めた値  $Nu_\infty$ で規格化している。実験の再現性確認のため、伝熱模型や測定日の異なるデータ (Run 1~3) を●・▲・■でプロットした。Run 1~3 では、多少のばらつきはあるが、全体的に良い再現性が見られた。また、極大値は、円管内の発達した領域における値 (1点鎖線) よりも、平均ヌッセルト数が4倍以上、ヌッセルト数変動のrms値が5倍以上高くなっている。

本実験結果の妥当性を確認するために、従来の実験結果 (時間平均測定のみ、オリフィス板の開口比  $d/D=0.5$ ) を破線[80]及び点線[77]で示した。プラントル数, 熱的境界条件 ([80]及び[77]は壁温が時間的に変動しない条件) および加熱開始点 ([80]及び[77]はオリフィス板位置から加熱開始) といった条件に違いがあるものの、いずれも時間平均値は  $z/D \approx 2$  で極大をとっており、極大位置及びその前後の分布の傾向もおおむね一致している。よって、少なくとも時間平均値については本測定手法により定量的に妥当な値が得られていると考えられる。

図 4-18 に、オリフィス下流における熱伝達率変動のrms値を示す。Run 1~3 は図 4-17 と対応している。縦軸は、流れ方向の各位置における平均熱伝達率 $h_m$ で規格化した。各データ (Run 1~3) は、多少のばらつきはあるもののおおむね一致しており、良い再現性が確認できた。比較のために、3.3.5 項で評価した円管内の発達した領域における値  $h'_{rms}/h_m = 0.15 \sim 0.18$  を図中に斜線で示した。 $h'_{rms}/h_m$  の値はオリフィス下流  $z/D=2.8 \sim 3$  において極大値 0.25 程度をとっており、発達した円管内乱流における値 ( $h'_{rms}/h_m = 0.15 \sim 0.18$ ) の 1.5 倍程度となっている。つまり、流れの再付着により平均熱伝達率 $h_m$ が高くなるが、それにも増して熱伝達率の変動振幅が大きくなることを示している。この現象は、4.3.3 項の熱伝達率分布からも伺えるように、再付着領域では、非常に熱伝達率の高いスポット構造が形成されることと対応している。rms値は、極大をとった後いったん減少するが、 $z/D=7$  付近ではほぼ一定値となり、その後、発達した領域の値に漸近している。

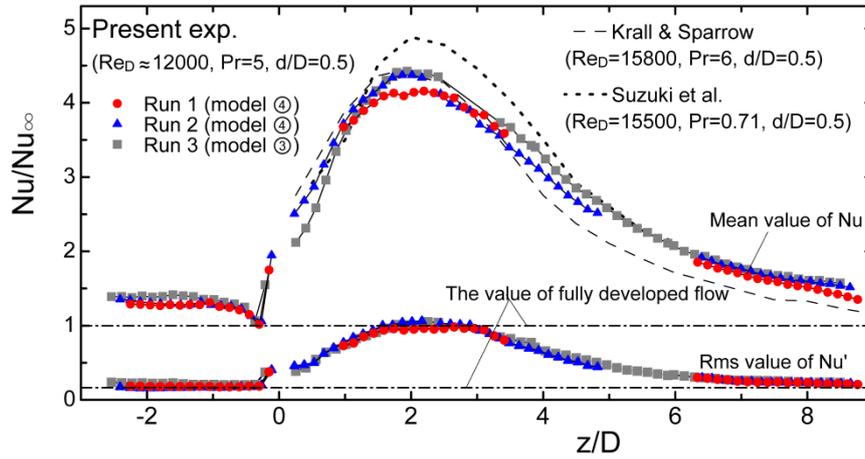


Fig. 4-17 Distribution of the mean value and the rms value of Nusselt number fluctuation at  $Re_D \approx 12000$ , obtained herein compared with the mean value of previous experiments, which are conducted under similar experimental condition to the present study.

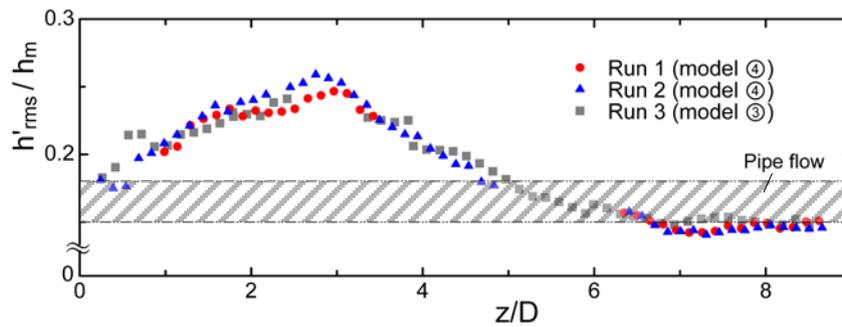
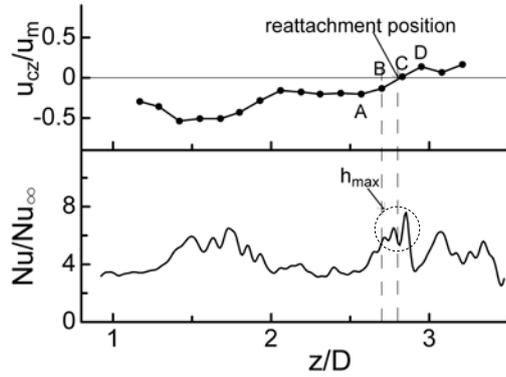
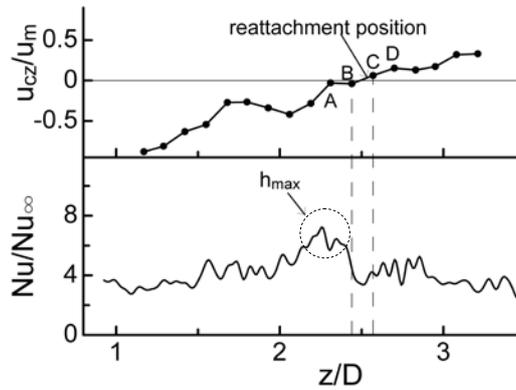


Fig. 4-18 Streamwise distribution of rms value of the heat transfer fluctuation at  $Re_D \approx 12000$ , divided by the mean heat transfer coefficient downstream of an orifice.

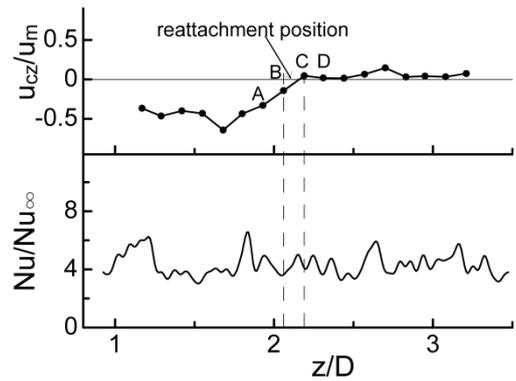
また、本実験では、瞬時熱伝達率分布のコマ送りを基に、時々刻々と変化する熱伝達構造の移動速度を評価した。ここでは熱伝達構造の移動速度を移流速度と呼ぶこととする。移流速度は、瞬時熱伝達率分布の時系列画像を汎用PIV解析ソフトウェア（Flow Expert 2D, カトウ光研（株））を用いて解析することにより評価した（詳細は付録Bを参照）。図 4-19 (a)の上段に、評価した瞬時移流速度の流れ方向成分  $u_{cz}$  の分布の一例を示す。この瞬間では、移流速度はオリフィス下流 $z/D = 2.7$  付近まで負の値であり、その後正の値へと移行している。つまり、はく離れた流れはオリフィス下流 $z/D = 2.7 \sim 2.8$  付近において再付着していると考えられる。本研究では、流れ方向に連続した 4 つの移流速度を 1 組とし、各点の速度が、上流から順に負・負・正・正の値をとる時に、中央 2 点の間に再付着位置が存在すると判定した。すなわち、この例ではB, C間に再付着位置が存在すると判定される。図 4-19 (a)下段に、図 4-19 (a)上段と同一位置・同一時刻における瞬時ヌッセルト数分布を示す。この例では、 $z/D = 2.7 \sim 2.8$  付近が瞬時ヌッセルト数の極大位置 $z_{hmax}$ になっており、この瞬間では、流れの再付着 $z_R$ と熱伝達率極大 $z_{hmax}$ が良く対応していることが分かる。また、図 4-19 (b), (c)に、図 4-19 (a)とは異なる時刻における瞬時移流速度分布（上段）および瞬時ヌッセルト数分布（下段）の例を示す。図 4-19 (b)は  $z_R \approx 2.5$  の一例である。この時刻では、 $z_R$ と $z_{hmax}$ がずれている。図 4-19 (c)は $z_R \approx 2.1$  の一例である。この時刻は、瞬時ヌッセルト数分布には特徴的なピークが見られない。このように、必ずしも $z_{hmax} \approx z_R$ になるわけではない。これは、再付着領域では外部からの低温の流体と壁面近傍で加熱された高温の流体が 3 次元的に複雑に流動するためと推察される。



(a) Reattachment at  $z/D = 2.70 \sim 2.82$



(b) Reattachment at  $z/D = 2.44 \sim 2.57$



(c) Reattachment at  $z/D = 2.06 \sim 2.19$

Fig. 4-19 Some examples of instantaneous convection velocity  $u_{cz}/u_m$  and corresponding instantaneous Nusselt number distribution.

次に、 $z/D = -2.1 \sim -0.3$ ,  $1.2 \sim 3.2$ ,  $6.5 \sim 8.4$  の領域における移流速度の時間平均値  $\overline{u_{cz}}/u_m$  を図 4-20 に示す。図を見ると、移流速度は流れ場と対応した妥当な分布傾向を示している。すなわち、オリフィス上流側では移流速度がほぼ一定であるが、オリフィス直前 ( $z/D > -0.5$ ) では流れが堰き止められて急低下する。オリフィス下流側のはく離領域では壁面近傍の流れが逆流となるため、移流速度が負の値を示す。その後、 $z/D = 2.7$  付近を過ぎると順流へと移行し、流れの回復領域 ( $z/D = 6.5 \sim 8.4$ ) では、オリフィス上流側の移流速度と同程度になっている。比較のために、2次元自己相関(付録B参照)から評価した値も図 4-20 中に×印でプロットした。PIV解析ソフトウェアにより評価した値は2次元自己相関から評価した値とよく一致しており、定量的に妥当な移流速度が評価できていることを確認した。従来の研究[77],[78],[79]では、開口比  $d/D = 0.5$  の場合、オリフィス下流  $z/D \approx 2.2 \sim 2.6$  の位置に流れが再付着することが示されているが、 $\overline{u_{cz}}/u_m = 0$  となる位置を流れの再付着位置と定義すれば、図 4-20 より、本実験の再付着位置は  $z/D = 2.7$  と評価できる。また、鈴木ら[77]は、 $Re_D = 15500$  において熱伝達率の極大位置は流れの再付着位置よりも  $0.3D$ 程度上流側に存在することを示しているが、本研究では、熱伝達率の極大位置 ( $z/D = 2.2$ , 図 4-17 参照) は流れの再付着位置 ( $z/D = 2.7$ ) よりも  $0.5D$ 程度上流側であった。

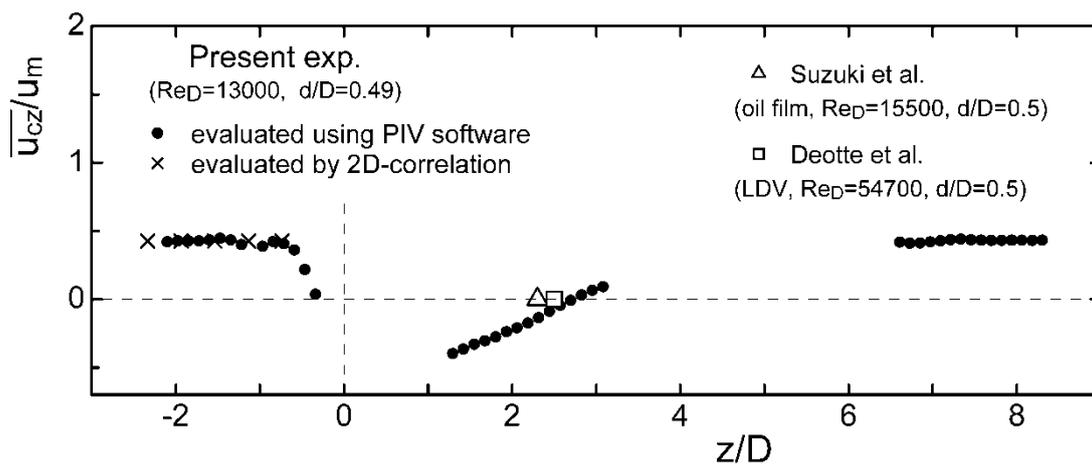


Fig. 4-20 Distribution of time-averaged streamwise convection velocity  $\overline{u_{cz}}/u_m$ .

上記のように、時間平均的な再付着位置（以後  $\overline{z_R}$  と記す）と時間平均的な熱伝達率極大位置（以後  $\overline{z_{hmax}}$  と記す）が一致しない。このことは、従来の研究[16], [74], [75], [77], [81]でも指摘されている。本研究では、河村ら[75]の手法を参考に、瞬時再付着位置 $z_R$ と瞬時熱伝達率極大位置 $z_{hmax}$ の対応から、上記位置の違いについて考察した。流れ方向の特定の位置に再付着 $z_R$ が現れることを抽出条件として、瞬時ヌッセルト数分布のアンサンブル平均を求めた。例えば、図4-19 (a)は特定位置  $z/D = 2.70 \sim 2.82$  に再付着が現れる場合の瞬時ヌッセルト数分布（図4-19 (a)下段）を示しているが、この条件を満たす瞬時ヌッセルト数分布を全時系列データの中から抽出して平均化すると、 $z/D = 2.70 \sim 2.82$  に再付着が現れるヌッセルト数分布のアンサンブル平均を求めることができる。ここでは、14通りの再付着位置 ( $z/D = 1.29 \sim 1.42, 1.42 \sim 1.55, 1.55 \sim 1.68, 1.68 \sim 1.80, 1.80 \sim 1.93, 1.93 \sim 2.06, 2.06 \sim 2.19, 2.19 \sim 2.31, 2.31 \sim 2.44, 2.44 \sim 2.57, 2.57 \sim 2.70, 2.70 \sim 2.82, 2.82 \sim 2.95, 2.95 \sim 3.07$ ) を抽出条件として、各条件におけるヌッセルト数分布のアンサンブル平均を求めた。

図4-21 に、再付着位置  $z/D \approx 1.5, 2, 2.5, 3$  におけるヌッセルト数分布のアンサンブル平均を示す。比較のため、全時系列データを時間平均したヌッセルト数分布を太い実線で示すが、アンサンブル平均したヌッセルト数分布は、抽出条件である再付着位置において顕著に値が上昇していることがわかる。つまり、瞬時の再付着位置 $z_R$ と瞬時の熱伝達極大 $z_{hmax}$ は密接に関係しており、瞬間的には流れが再付着する位置において熱伝達率が高くなる確率が高いことを示している。また、再付着位置が上流に位置するほどヌッセルト数の極大値が大きくなっている。すなわち、上流に再付着する流れほど伝熱促進への寄与度が高いことを示している。これは、オリフィス開口部で増速した流れが下流へ進むほど減速し、下流側では再付着による伝熱促進が弱まるためと考えられる。

図4-21 の下段には、各位置における再付着の出現頻度 $P_R$ を示す。出現頻度の極大が、ほぼ時間平均再付着位置  $\overline{z_R}$  ( $z/D = 2.7$ ) と一致していることがわかる。一方、前述のように、 $\overline{z_R}$  より上流側に再付着するほどヌッセルト数の極大値が大きくなる。これが、再付着位置  $\overline{z_R}$  に比べて熱伝達率極大位置  $\overline{z_{hmax}}$  が上流側に存在する原因となっている。なお、河村ら[75]の実験においても同様な結果が示されているが、本研究では瞬時熱伝達率分布と瞬時再付着位置を同一位置・同一時刻において評価することに成功し、その結果を基に、再付着位置と熱伝達率極大位置の関係について明らかにすることができた。流れの再付着位置と熱伝達率極大位置の関係の詳細は付録Bを参照されたい。

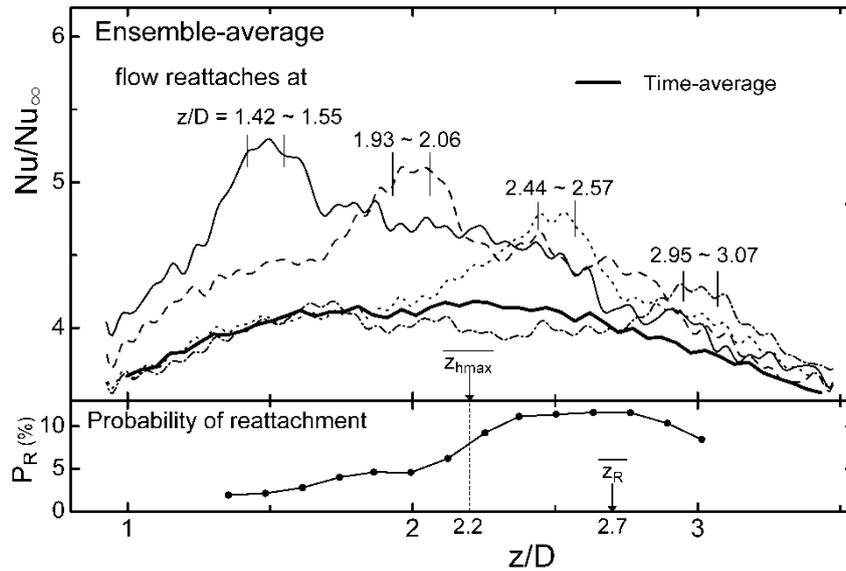


Fig. 4-21 Ensemble-averaged Nusselt number distribution on the condition that instantaneous reattachment appeared at specific streamwise positions.

#### 4.3.5 熱伝達率の変動周波数

次に、熱伝達率の時間変動特性を調査するため、熱伝達率変動のスペクトル解析を行った。図 4-22 (a), (b)に、3 章で取得した円管内乱流の場合の熱伝達率変動のパワースペクトルおよび PMS を示す。図 4-23 (a), (b)に、オリフィス下流の  $z/D = 1, 2, 4$  における熱伝達率変動のパワースペクトルおよび PMS を示す。円管内乱流（図 4-22）とオリフィス下流のはく離・再付着を伴う場合（図 4-23）を見比べると、パワースペクトルおよび PMS とともに、分布形状がほぼ相似であることがわかる。つまり、はく離・再付着を伴う場合であっても、時間変動のスペクトル分布は円管内乱流と同様な特性を示している。なお、オリフィス下流のほうが分布が 5 ~ 6 倍程度高周波側へシフトしているが、これは、オリフィス開口部での縮流により流れが加速すると共に、流れが再付着することにより、熱伝達構造が非常に細くなる（4.3.3 項の図 4-13 (a), 4-14 (a)参照）ことと対応していると考えられる。

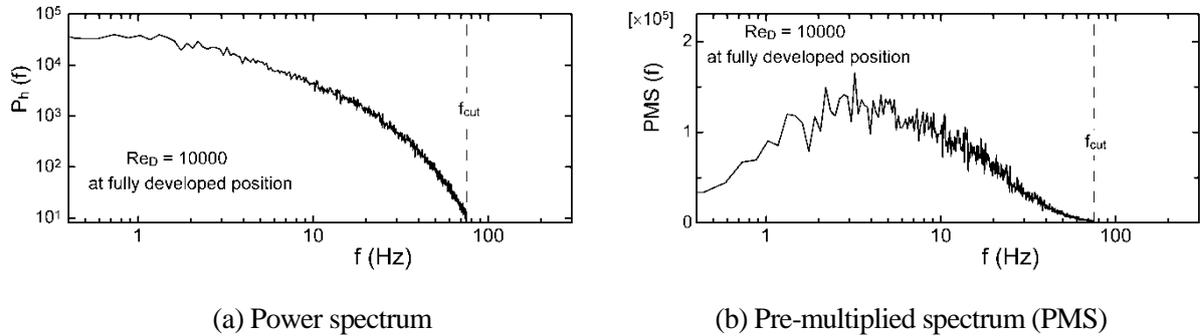


Fig. 4-22 Temporal fluctuation of heat transfer coefficient of turbulent pipe flow at  $Re_D = 10000$ .

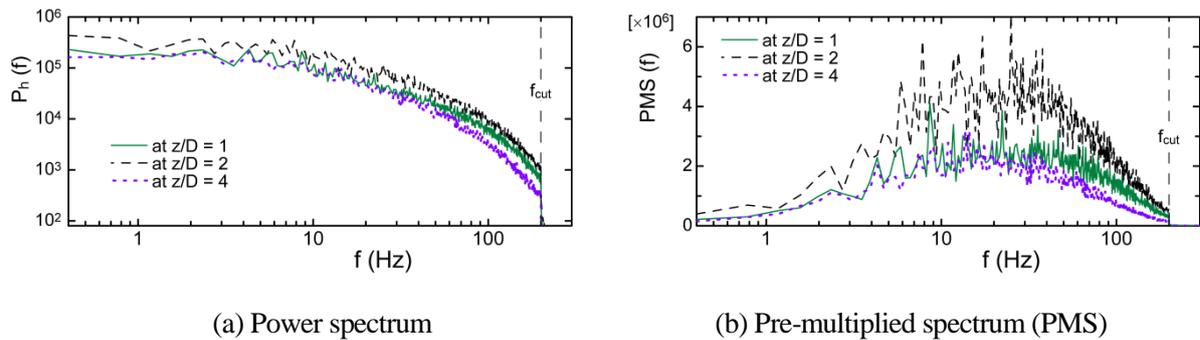


Fig. 4-23 Temporal fluctuation of heat transfer coefficient around flow reattachment region at  $Re_D = 12400$ .

#### 4.3.6 熱伝達構造の空間波長

熱伝達率分布の周方向の周期性を調査するため、熱伝達率の周方向瞬時分布のスペクトル解析を行った。図 4-24 (a), (b)に、3 章で取得した円管内乱流の場合の熱伝達率変動のパワースペクトルおよびPMSを示す。なお、ここでは周方向の距離 $R\theta$  は  $\Theta$  と表記している。図 4-25 (a), (b)に、オリフィス下流  $z/D = 1, 2, 4$  における熱伝達構造のパワースペクトルおよびPMSを示す。パワースペクトル (図 4-25 (a)) を見ると、円管内乱流の場合 (図 4-24 (a)) は低波数 ( $k_\Theta < 300$ ) においておおむねフラットであるのに対して、オリフィス下流 (図 4-25

(a) では低波数においても右下がり傾向となっており、PMS (図4-25 (b)) には、円管内乱流の場合 (図4-24 (b)) のような明確な極大が現れなかった。つまり、オリフィス下流の熱伝達構造は、より大きな構造が支配的になっていることを示している。これは、4.3.3 項で述べたように、図4-13 (a) および 4-14 (a) に見られる複数のスポット的な構造がまとまって揺動する現象と対応していると考えられる。

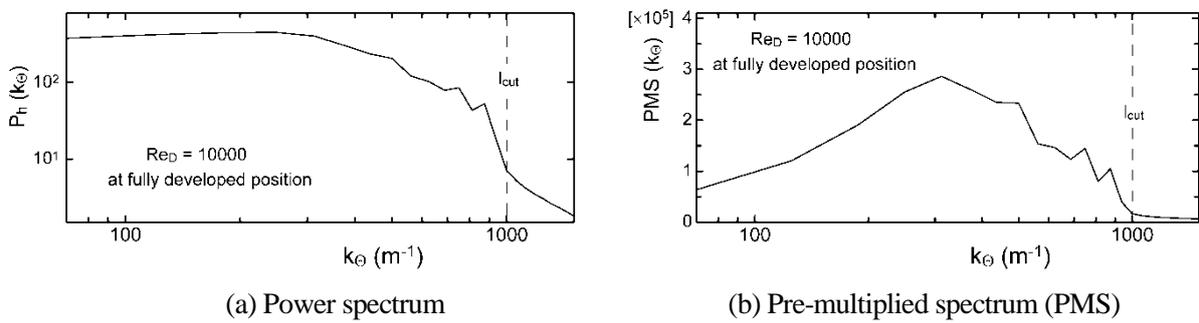


Fig. 4-24 Circumferential distribution of instantaneous heat transfer coefficient of turbulent pipe flow at  $Re_D = 10000$ .

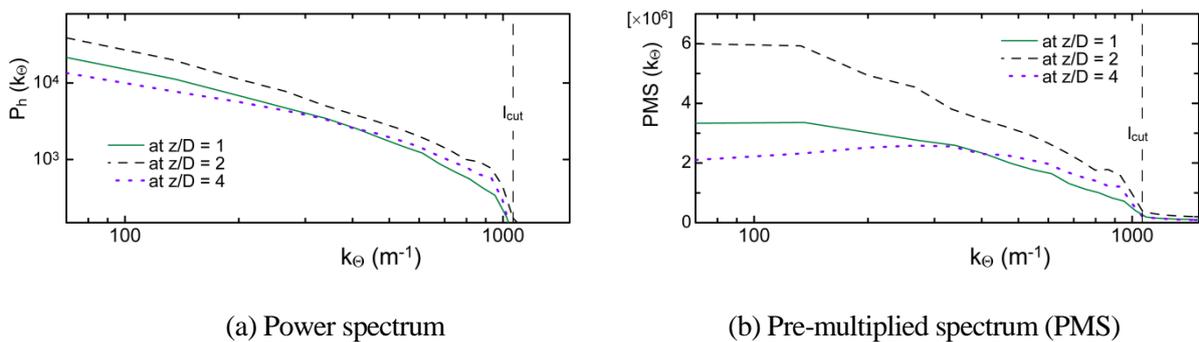


Fig. 4-25 Circumferential distribution of instantaneous heat transfer coefficient around flow reattachment region at  $Re_D = 12400$ .

## 4.4 第4章のまとめ

本研究で新たに開発した円管内乱流熱伝達変動の新測定手法を、流れのはく離・再付着を伴う非常に複雑な流れ場における乱流熱伝達測定に適用した。円管内に絞り口径比0.5のオリフィス板を設置して、レイノルズ数  $Re_D = 12000$  程度においてオリフィス板周囲の熱伝達を測定した結果、以下のことが明らかになった。

1. 流れの再付着領域ではスポット的な伝熱促進構造が現れる。このスポット的な構造は複数まとまって大規模な構造を形成し、流れ方向だけでなく周方向にも複雑に揺動する。
2. 本実験条件では、時間平均的な流れの再付着位置は  $z/D = 2.7$  程度であったが、瞬間的には  $z/D = 1 \sim 4$  の広範囲でスポット的な構造が現れるため、この範囲で再付着が起ると考えられる。
3. 同一レイノルズ数における円管内乱流と比べ、流れの再付着領域 ( $z/D = 1 \sim 4$ ) では平均熱伝達率  $h_m$  が4倍程度、変動量  $h'_{rms}$  が5倍程度となった。すなわち、流れの再付着領域では平均熱伝達率が高くなるだけでなく、それにも増して変動振幅が大きくなることが明らかになった。
4. 従来の研究において、流れの再付着位置よりもやや上流側で熱伝達率が極大になることが指摘されてきたが、本実験で取得した瞬時熱伝達率分布の時系列データを統計解析して調査した結果、上流側に再付着する流れほど伝熱促進への寄与度が高いことが上記位置の相違の原因であることが明らかになった。
5. 熱伝達率の時間変動および周方向瞬時分布のスペクトル解析を行った結果、時間変動のスペクトル分布の形状は円管内乱流の場合と同様であったが、空間分布のスペクトルは円管内乱流の場合と比べ、低波数側（長波長側）が支配的であった。これは、再付着領域では複数のスポット的な構造がまとまり、大規模な揺動が形成される現象と対応していると考えられる。

## 第5章 流れの急加速・急減速を伴う熱伝達特性

### 5.1 研究の背景

私たちの身の周りの工業製品は、流れに脈動や振動を伴い熱交換することが多い。例えば、ガソリンエンジンやスターリングエンジンをはじめとするレシプロエンジンや、パルス燃焼器などが代表例である。また、生体内の血流も脈動流の典型的な例である。工学的観点から、電子機器や熱交換器などの性能向上のためには、伝熱を促進する必要がある。そのため、従来から脈動流による伝熱促進効果に関心が持たれ、管内脈動流の流動や伝熱に関して多くの研究が行われてきた。特に、定常流に正弦波的な脈動を与えた研究は多く行われており、脈動流と定常流の平均熱伝達率が比較されてきた。以下に、従来の代表的な研究について記述する。

パルス燃焼は、高燃焼効率および低 NO<sub>x</sub> 排気を実現できる燃焼方式のため、従来から盛んに研究されてきた[82], [83]。Dec et al. [82]は、パルス燃焼器テイルパイプ内において、二系列原子蛍光 (TLAF) による温度変動測定とレーザードップラー流速計(LDV)による速度変動測定を行い、脈動の振幅  $(Re_{max} - Re_m) / Re_m$  が 1 よりも大きい場合、逆流が現れ伝熱が促進されることを示した。石野ら[83]は、パルス燃焼器テイルパイプを模擬した実験装置を用いて、熱電対による温度変動測定と熱線流速計による速度変動測定を行った。その結果、テイルパイプ内では脈動振幅が大きくなると一旦伝熱が抑制されるが、脈動振幅が 3 以上になると伝熱が促進されることを示した。

また、脈動条件 (レイノルズ数, 脈動周波数, 脈動振幅など) による伝熱促進の度合いを調査するために、様々な実験が行われた[84], [85], [86], [87]。Haddad and Binally [84]は、実験条件内 ( $1000 < Re < 40000$ ,  $89 < \omega' < 308$ ) において、伝熱促進の度合いはレイノルズ数および無次元周波数 (Womersley number:  $\omega' = R\sqrt{\omega/\nu}$ ) に依存し、 $Re \cdot \omega' < 2.1 \times 10^5$  ではほとんど脈動による伝熱促進効果はないが、 $Re \cdot \omega' > 2.1 \times 10^5$  では大きく伝熱が促進されることを示した。Habib et al. [85], [86]やElshafei et al. [87]は、温度助走区間から十分発達した位置までを空間平均した熱伝達率を評価した。その結果、実験条件内 (空気,  $5000 < Re <$

29000,  $12 < \omega' < 34$ , 脈動振幅 0.5 ~ 1.5) では脈動の付与によって伝熱が抑制されることを示した[85]. また, 低レイノルズ数では脈動周波数の影響をほとんど受けないが, 高レイノルズ数では脈動周波数の増加と共に伝熱抑制の割合が増減し, 最大で約 13 % ( $Re = 20000, \omega' = 29$ , 脈動振幅 1.5) 伝熱が抑制されることを示した. また, 別の実験 (空気,  $780 < Re < 1987$ ,  $5 < \omega' < 26$ ) では伝熱促進と伝熱抑制の両方が現れることを示した[86]. また, 伝熱促進または抑制の割合は, レイノルズ数の影響はほとんど受けないが, 脈動周波数の増加と共に増減し, 最大約 30 % の伝熱促進 ( $Re = 1366, \omega' = 6$ ) と, 最大約 40 % の伝熱抑制 ( $Re = 780, \omega' = 18$ ) を実証した. Elshafei et al. [87]は, 実験条件内 (空気,  $10850 < Re < 37100, 12 < \omega' < 40$ ) では伝熱促進と伝熱抑制の両方が現れることを示した. また, 伝熱促進または抑制の割合は脈動周波数やレイノルズ数の増加と共に増減し, 最大約 9 % の伝熱促進 ( $Re = 37100, \omega' = 18$ ) と, 最大約 12 % の伝熱抑制 ( $Re = 13350, \omega' = 32$ ) を実証した.

一方, 理論解析や数値熱流体解析による研究も行われてきた[88], [89], [90]. Siegel and Perlmutter [88]は, 理論解析により, 平行平板チャネル内の層流域における脈動の影響を評価した. その結果, 解析条件内 (層流,  $0.1 < \omega' < 5$ , 脈動振幅 0.5) では, 脈動の付与は平均熱伝達率にほとんど影響しないことを示した. Chattopadhyay et al. [89]は, 理論解析により, 層流域における脈動の影響を評価した. その結果, 解析条件内 ( $Re = 200, 0 < \omega' < 159$ , 脈動振幅  $< 1$ ) では, 脈動の付与は平均熱伝達率に影響しないことを示した. Wang and Zhang [90]は, 低レイノルズ数 k- $\epsilon$  モデルを用いて, 乱流域における脈動の影響を評価した. その結果, 解析条件内 (空気,  $Re = 25000, 10 < \omega' < 60$ , 脈動振幅 1.5 ~ 3.0) において, 伝熱促進の度合いは主に無次元周波数 (Womersley number:  $\omega' = R\sqrt{\omega/\nu}$ ) および脈動振幅 ( $Re_{max} - Re_m$ ) /  $Re_m$  に依存し, 振幅の増加とともに伝熱促進率も増加し, 特定の無次元周波数  $40 < \omega' < 50$  において伝熱促進が大きくなることを示した.

上記より, 少なくとも脈動振幅が十分大きければ伝熱が促進されると考えられる[83], [90]. しかし, 上記研究を総括すると, 脈動の伝熱への効果は, 伝熱促進[82], [84], [90], 伝熱抑制[85], 脈動による効果なし[88], [89], 脈動条件に依存して促進または抑制される[83], [86], [87]のように, 相反する結果が報告されている. 上記結果の違いは実験条件に起因するものもあるが, 実験条件の近いものを比較しても矛盾が存在する. 例えば, 石野ら[83]は,  $8000 < Re < 12800, 18 < \omega' < 35$ , 脈動振幅 0.5 ~ 1.5 の条件において, 最大約 50 % の伝熱抑制を観測したのに対して, Habib et al. [85]は, 同様の条件 ( $Re = 10235, 17 < \omega' < 34$ , 脈動振幅 0.5 ~ 1.5)

において、5%未満の伝熱抑制であった。また、Habib et al. [85]は、 $Re = 28200$ ,  $\omega' = 29$ , 脈動振幅 1.5 において8%程度の伝熱抑制を観測したのに対して、Wang and Zhang [90]は、同様の条件 ( $Re = 25000$ ,  $\omega' = 30$ , 脈動振幅 1.5) において、逆に10%程度の伝熱促進を観測した。このように、実験条件が同じでも結果が大きく異なる例もあり、脈動流の伝熱促進効果については未だに統一的な見解が得られていない。脈動の付与と伝熱促進の関係について明らかにするためには、流れ場に対応した熱伝達率の分布や変動に関する情報が重要である。しかし、従来の実験研究は点計測や時間平均的な測定がほとんどであったため、脈動時の各位相における流れ場と伝熱促進の対応の理解が不十分であった。

本章では、赤外線カメラを用いた熱伝達測定手法を急加速・急減速を伴う流れ場に適用し、各位相における流れ場と伝熱促進の対応について調査した。

## 5.2 同時計測システム

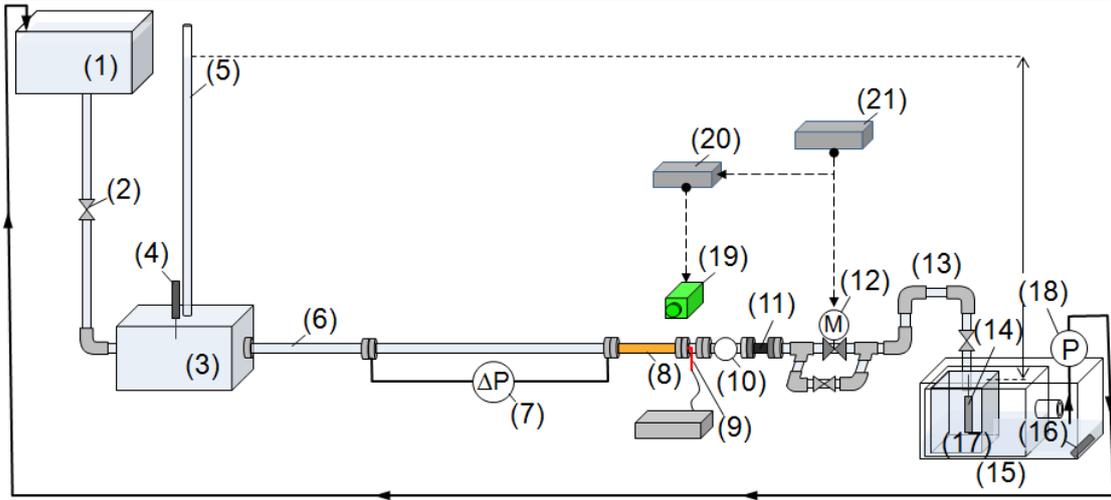
### 5.2.1 システムの構成

図 5-1 (a)に実験装置の全体図を示す。装置の基本構成は第 3 章の円管内乱流熱伝達測定と同様である (図 2-1 参照)。測定部下流側に直動式の電磁弁 (DS-12, 株式会社ベン) (12) を設置し, それを開閉することにより水流に矩形波状の脈動を与えた。電磁弁の制御にはプログラマブル直流電源 (ABC125-1DM, Kepco) (21) を使用した。測定部上流には長さ 2 m の直円管を追加し, その間の差圧変動を微差圧計 (EJX120J, YOKOGAWA Co.) (7) で測定可能にした。測定部直後には熱膜プローブ (9) (55R13, DANTEC) を設置し, 円管中心の速度変動を測定した。その下流側に電磁流量計 (10) を設置し, 流量変動を測定した。なお, プログラマブル直流電源, 微差圧計, 熱膜流速計および電磁流量計からの出力信号は, データロガー (DL750P, YOKOGAWA Co.) で同時に読み取り, サンプリングレート 5 kHz で記録した。

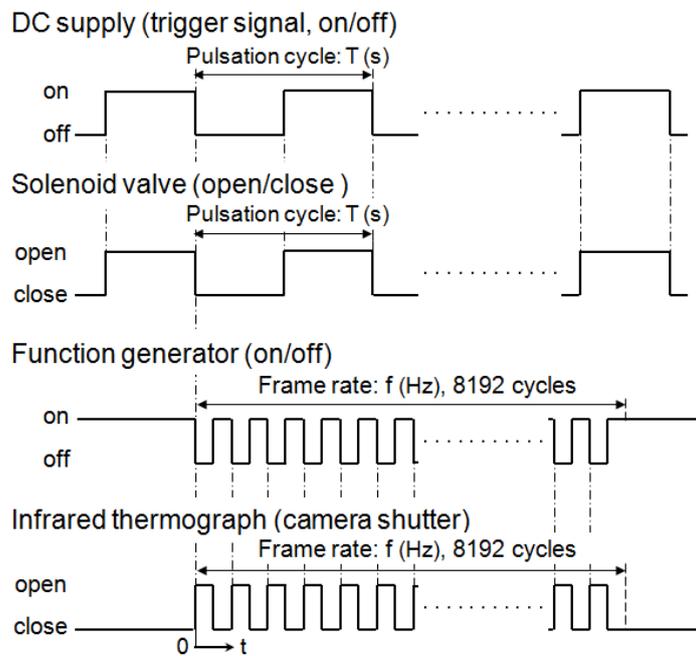
流れの急加速・急減速時における熱伝達変動の基本特性を調べるために, まず, 電磁弁を開いた時の流量を  $Q = 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  ( $Re_D = 12000$ ), 電磁弁を閉じた時の流量を  $Q = 0.4 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  ( $Re_D = 3000$ ), 電磁弁開閉周期を  $T = 8 \text{ s}$  ( $\omega = 10$ ), デューティ比 (1 周期に占める電磁弁を開く時間の比率) を 50 % として実験を行った。

本研究では, 管内の流動状態と伝熱促進の対応を調べるために, プログラマブル直流電源の出力をトリガとし, 電磁弁と赤外線カメラのシャッタの同期を行った。図 5-1 (b)に, 同期システムのタイミングチャートを示す。上段から順に, 直流電源の電圧, 電磁弁の開閉, ファンクションジェネレータの信号, 赤外線カメラのシャッタ開閉である。図 5-1 (b)のように, 電源の電圧が off となり, 電磁弁が閉じるタイミングで赤外線カメラが測定を開始するように設定した。

- |                     |                            |                        |                                   |
|---------------------|----------------------------|------------------------|-----------------------------------|
| (1) Head tank       | (7) Differential manometer | (13) Outlet region     | (20) Function generator           |
| (2) Valve           | (8) Test section           | (15) Outlet tank       | (21) Programmable DC power supply |
| (3) Rectifier tank  | (9) Hot film velocimeter   | (16) Heater            |                                   |
| (4)(14) Temp. probe | (10) Magnetic flowmeter    | (17) Inner outlet tank |                                   |
| (5) Header          | (11) Flexible joint        | (18) Pump              |                                   |
| (6) Inlet region    | (12) Solenoid valve        | (19) IR thermograph    |                                   |



(a) Overall view of experimental setup



(b) Timing chart

Fig. 5-1 Simultaneous measurement system.

## 5.2.2 伝熱面の振動

円管内乱流の熱伝達測定 (3.3.1 項) と同様、伝熱面 (黒ペイントを塗布したチタン箔) の剛性が十分であるか確かめるために、熱伝達測定に先立ち、伝熱面の振動変位測定を行った。なお、本実験では、電磁弁開閉時の水撃圧の影響を抑制するため、図 5-2, 5-3 のように、アクリル円管の切り取り部を狭くした (流れ方向に 80 mm, 周方向に  $\pm 70^\circ$ )。振動測定は、アクリル円管切り取り部の中央 ( $z/D = 11$ ,  $z$  は加熱開始点からの距離,  $\theta = 0^\circ$ ) の位置にて行った。比較のために、下流側のアクリル円管の表面 ( $z/D = 13.3$ ,  $\theta = 0^\circ$ ) の振動変位測定も行った。図 5-4 に、振動変位波形を示す ( $Re_D = 3000 - 12000$  の脈動流, チタン箔厚さ  $\delta_f = 20.7 \mu\text{m}$ )。電磁弁を閉じた瞬間、振動変位は伝熱面 (図 5-4 (a)) アクリル部 (図 5-4 (b)) 共にピーク間で  $120 \mu\text{m}$  に達している。これは、電磁弁を閉じた際の水撃圧によるものと考えられる。ただし、電磁弁開閉時を除けば振動変位はそれほど小さくなく、さらに伝熱面の振動変位はアクリル部と同程度であることから、伝熱面は水流の変動に対して十分な剛性があると判断した。

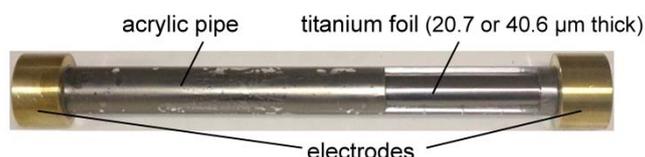


Fig. 5-2 Photograph of a test model for the heat transfer measurement (before coating with black paint).

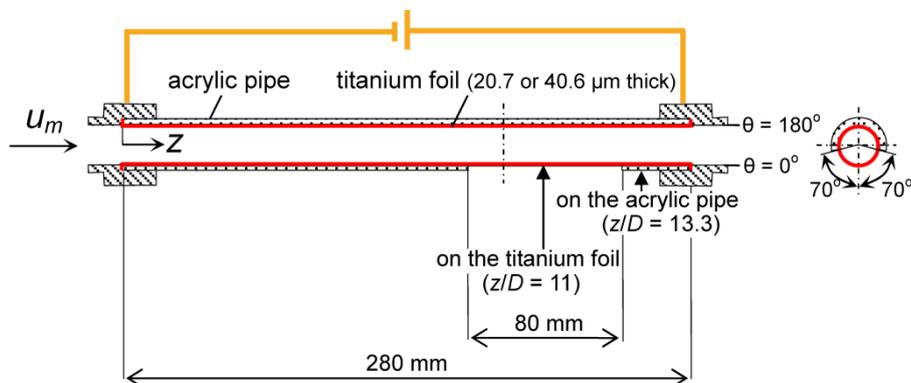
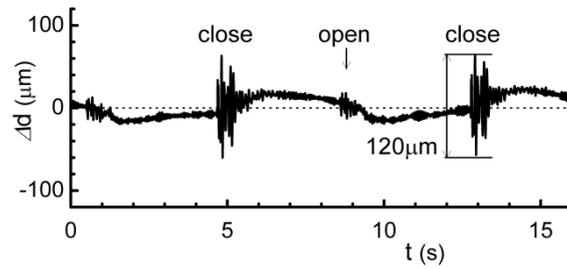
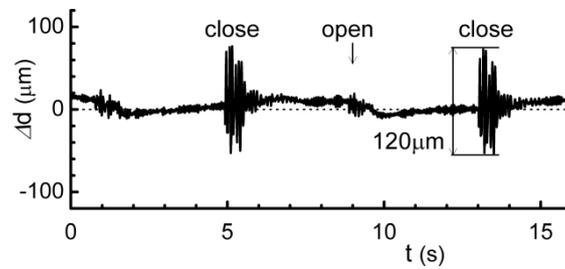


Fig. 5-3 Measurement position of mechanical vibration of the test model.



(a) On a thin test surface at  $z/D = 11$  and  $\theta = 0^\circ$



(b) On an acrylic pipe at  $z/D = 13.3$  and  $\theta = 0^\circ$

Fig. 5-4 Time trace of the vertical displacement of the test model due to mechanical vibration at pulsation amplitude of  $Re_D = 3000 - 12000$ , measured using a laser displacement sensor (thickness of titanium foil  $\delta_t = 20.7 \mu\text{m}$ , model ⑤).

### 5.2.3 各測定機器の出力の時間遅れ

流路内の流動と、伝熱構造の対応を調査するためには、各測定機器の出力の時間遅れを検討する必要がある。まず、各測定機器の流れ方向位置が異なるため（図 5-1 (a)参照）、測定位置の違いによる時間差が考えられる。測定位置の違いによる時間差を見積もるため、熱膜プローブ（図 5-1 (a)の(9)）を電磁弁から上流側 3.6 m の位置（差圧測定用 2 m 流路の上流側）に設置し、弁を開閉させた時の熱膜流速計の出力が変化するまでの時間を測定した。

同様に、電磁弁から上流側 1.6 m の位置（差圧測定用 2 m 流路の下流側）に熱膜プローブを設置し測定を行い、弁の開閉から熱膜流速計の出力までの時間を比較した。その結果、測定位置の違いによる時間差は数 ms 程度（音速と同程度）であり、円管内乱流熱伝達 ( $Re_D = 12100$ ) の特徴的な変動周期  $t_c = 0.17$  s（3.3.6 項参照）に比べ十分小さいことを確認した。次に、以下の通り、各機器固有の時間遅れを検討した。

(a) 赤外線カメラのシャッター

赤外線カメラのシャッターの時間遅れを見積もるため、ファンクションジェネレータおよび赤外線カメラのシャッター起動の出力をデータロガーで同時に読み取り、比較した。その結果、本同期システム（ファンクションジェネレータ—赤外線カメラのシャッター起動）の時間遅れは常に 0.282 ms であることを確認した。

(b) 熱膜流速計

熱膜流速計の時間遅れは、熱膜プローブのフィルム部を円柱と仮定して、次のように見積もった。フィルム周りの熱伝達率を  $h$  [91]、フィルムの熱容量を  $cp$ 、体積を  $V$ 、表面積を  $A$  とすると、熱膜プローブの時定数  $\tau = cpV/(hA)$  は 1 ms 程度となる。また、熱膜流速計のサンプリングレートは 1 kHz のため、他の計測機器と比較して時間遅れは十分小さい。

(c) 電磁流量計

電磁流量計は、流量計自身のダンピング時定数が 0.1 s であるため、測定される流量変動は実際よりもかなり鈍る。また、流量計のサンプリングレートが 25 Hz 程度であるため、データのサンプリングが実際の流量よりも最大 40 ms 程度遅れている可能性がある。

### 5.3 流量変化と熱伝達構造の対応

図 5-5 に、同時測定結果の時間履歴を示す。上から順に、プログラマブル直流電源の電圧 (a)、電磁流量計で測定された流量 (b)、熱膜流速計で測定された流路中心の流速 ( $z = 313 \text{ mm}$ ) (c)、および熱伝達率 (d) である。時刻  $t = 0 \text{ s}$  は弁が閉じた瞬間 (熱膜プローブで検知した速度の低下開始点) を示している。熱伝達率は  $z = 194 \sim 245 \text{ mm}$ ,  $\theta = -40^\circ \sim 40^\circ$  の範囲で面平均されている。なお、熱伝達率算出の際、管内流の混合平均温度  $T_m$  には、測定部入口温度  $T_{in}$  を用いた。各グラフ内には、電磁弁の開いた状態 ( $Re_D = 12000$ ) および閉じた状態 ( $Re_D = 3000$ ) における定常流の値を破線で示した。

電磁弁の開閉によって、流量 (図 5-5 (b)) が急激に増加・減少しており、ほぼステップ的な流量変動が得られている。なお、前述の通り、流量計の時定数は  $0.1 \text{ s}$  であり、またサンプリングレートが約  $25 \text{ Hz}$  であるため、流量計の出力信号 (図 5-5 (b)) は実際の流量変化よりも少し遅れている。

電磁弁を閉じた瞬間 ( $t/T = 0$ )、流路中心流速は急激に減少し最低値に達し (図 5-5 (c))、電磁弁を開いた瞬間 ( $t/T = 0.5$ )、流路中心流速は急激に増加している。ここで、前述のように、熱膜プローブの時定数は非常に小さいため、流速増減開始のタイミングをほぼ時間遅れなく捉えられていると考えられる。ただし、2.4.2 項で述べたように、本実験では、熱膜プローブ設置位置での水温を一定と仮定して速度変動を算出したため、流速の絶対値は正確でない可能性がある。

図 5-6 (a) ~ (g) に、図 5-5 の時刻 A ~ G に対応した瞬時熱伝達率分布を示す。時刻 A では最大流量 ( $Re_D = 12000$ ) となっており、この時刻の熱伝達率分布 (図 5-6 (a)) には、流れ方向に伸びた乱流のストリーク構造に対応した熱伝達構造が確認できる。一方、時刻 B の減速直後は、流速 (図 5-5 (c)) が急激に低下する。この瞬間、ストリーク状の構造は、流れ方向に潰れたようなスポット状の熱伝達構造に変化する (図 5-6 (b))。時刻 C ~ D では、流量が十分低下しているにも関わらず (図 5-5 (b), (c))、熱伝達率はすぐに低下せず、緩やかに低下している (図 5-5 (d))。これは、減速直後に現れたスポット状の伝熱促進構造がすぐには消滅せず、図 5-6 (c) ~ (d) のように時間の経過とともに拡散して流れ方向へ引き伸ばされながら、しばらく持続するためである。流量および熱伝達率ともにほぼ最小値に達した時刻 E では、熱伝達率も低くなっている (図 5-6 (e))。加速直後の時刻 F では、流速が最大に達してい

るにも関わらず (図 5-5 (c)) 熱伝達率は上昇していない (図 5-5 (d)). これは, 急加速時は流れの再層流化により[92]乱れが抑制され, すぐには乱流化が起こらないためと考えられる. そのため, 熱伝達率は低いままである (図 5-6 (f)). その後, 時刻Gでは, 上流側から急激に乱れが成長し (図 5-6 (g)), 熱伝達率が急上昇し始める (図 5-5 (d)).

次に, 図 5-5 の流量変化と熱伝達率の変化から, 脈動の付与による伝熱促進の有無を定性的に評価した. 前述の通り, 図 5-5 の時刻Bの減速直後は, 流速が一気に低下して最小流量 ( $Re_D = 3000$ ) に達する一方, 熱伝達率はすぐに低下せず緩やかに低下する. すなわち, 流量と熱伝達率が 1 対 1 対応する場合に比べ, 図 5-5 (d)に示す赤色部の面積分の伝熱促進が得られたと考えられる. 一方, 時刻Fの加速直後は, 流速が一気に上昇し, 最大流量 ( $Re_D = 12000$ ) に達する. 熱伝達率は, 流れが乱流化するまで上昇しないため, 流量と熱伝達率が 1 対 1 対応する場合に比べ, 図 5-5 (d)に示す青色部の面積分, 伝熱が抑制されたことになる. 図 5-5 (d)の赤色部・青色部の面積を比較したところ, その面積は同程度であった. なお, 本実験条件における平均熱伝達率 $h_m$ は, Gnielinskiの式[54]から求めた脈動のない流れの平均熱伝達率 (本実験条件では $Re_D = 7600$  の定常乱流) よりも 10 %程度小さかった. つまり, 本実験条件では, 減速時の伝熱促進効果 (図 5-5 (d), 赤色部) と加速時の伝熱抑制効果 (図 5-5 (d), 青色部) が相殺され, 脈動の付与による伝熱促進は見られなかった.

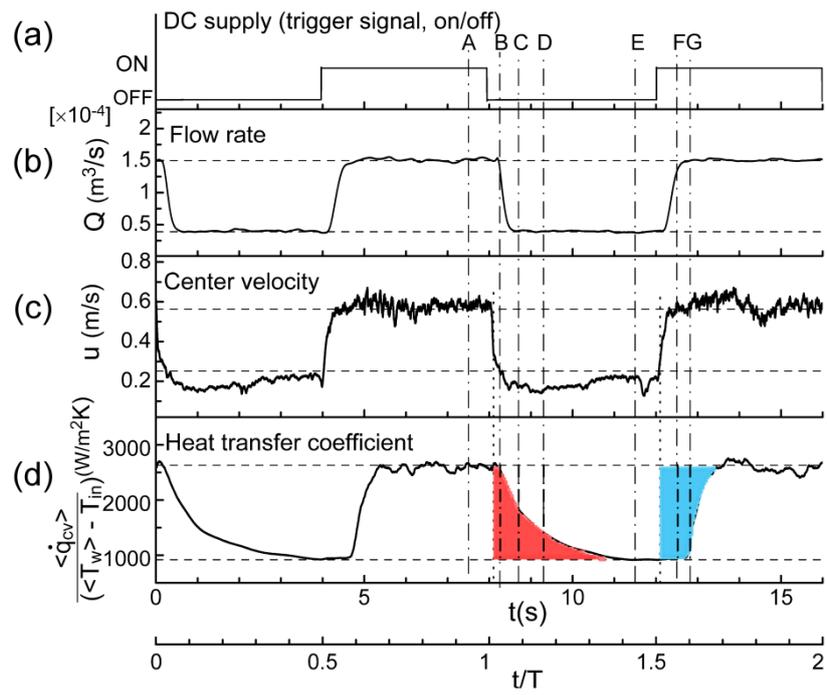


Fig. 5-5 Time-series of measurement data (pulsation amplitude:  $Re_D = 3000 - 12000$ , pulsation cycle:  $T = 8$  s, duty ratio: 50 %).

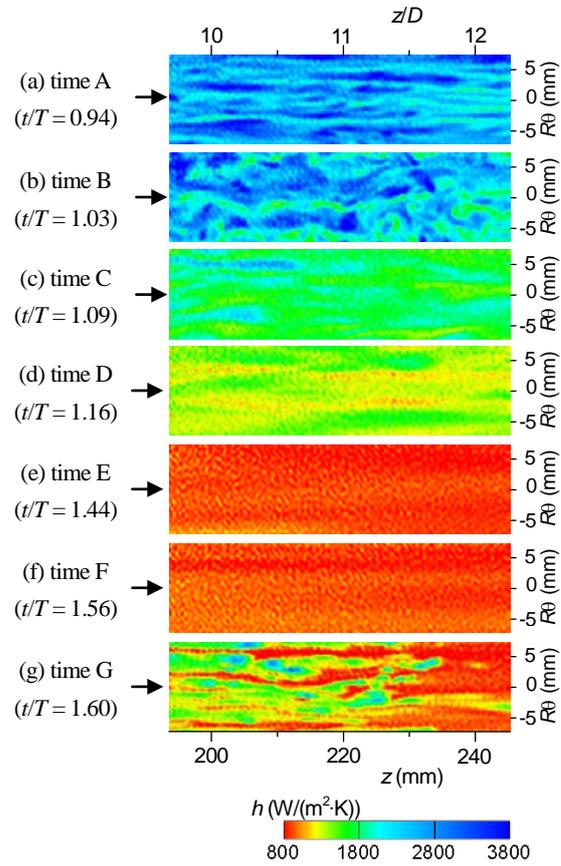


Fig. 5-6 Instantaneous distributions of heat transfer coefficient (pulsation amplitude:  $Re_D = 3000 - 12000$ , pulsation cycle:  $T = 8$  s, duty ratio: 50 %, model ⑤).

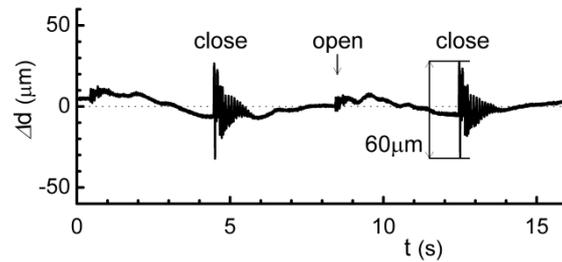
## 5.4 脈動条件と伝熱促進の関係

### 5.4.1 脈動条件検討

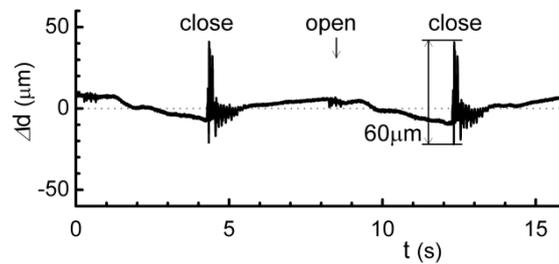
次に、伝熱促進の可能性を探るため、脈動条件を変更して実験を行った。文献[83], [90]によると、脈動振幅  $(Re_{max} - Re_m) / Re_m$  が十分大きければ伝熱が促進されると考えられるため、脈動振幅はできる限り大きくした。すなわち、最少流量を  $Q = 0 \text{ m}^3/\text{s}$  ( $Re_D = 0$ ) とした。この場合、電磁弁を閉じた時の水撃圧が大きくなったため、伝熱面の剛性を確保するために厚いチタン箔 ( $\delta_f = 40.6 \text{ }\mu\text{m}$ ) を用いた伝熱模型を製作した (模型⑥, 表 2-1 参照)。最大流量は、脈動による伝熱面の変形が明瞭にならない範囲である  $Q = 0.9 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  ( $Re_D = 8000$ ) とした。デューティ比 (1 周期に占める電磁弁を開く時間の比率) は、急減速時の伝熱促進効果を有効活用するため 25 % とし、弁を閉じる時間の比率を長くした。電磁弁の開閉周期は  $T = 3 \text{ s}, 6 \text{ s}, 12 \text{ s}, 24 \text{ s}$  および  $48 \text{ s}$  ( $\omega' = 16, 11, 8, 6, 4$ ) と変化させた。

### 5.4.2 伝熱面の振動

伝熱面 (黒ペイントを塗布したチタン箔) の剛性が十分であるか確かめるために、熱伝達測定に先立ち、5.2.2 項と同様伝熱面の振動変位測定を行った。図 5-7 に、振動変位波形を示す ( $Re_D = 0 - 8000$  の脈動流, チタン箔厚さ  $\delta_f = 40.6 \text{ }\mu\text{m}$ )。電磁弁を閉じた瞬間、振動変位は伝熱面 (図 5-7 (a)) アクリル部 (図 5-7 (b)) 共にピーク間で  $60 \text{ }\mu\text{m}$  に達している。ただし、電磁弁開閉時を除けば振動変位はそれほど小さくなく、さらに伝熱面の振動変位はアクリル部と同程度であることから、伝熱面は水流の変動に対して十分な剛性があると判断した。



(a) On a thin test surface at  $z/D = 11$  and  $\theta = 0^\circ$



(b) On an acrylic pipe at  $z/D = 13.3$  and  $\theta = 0^\circ$

Fig. 5-7 Time trace of the vertical displacement of the test model due to mechanical vibration at pulsation amplitude of  $Re_D = 0 - 8000$ , measured using a laser displacement sensor (thickness of titanium foil  $\delta_t = 40.6 \mu\text{m}$ , model ⑥).

### 5.4.3 伝熱促進率の脈動周期依存性

この脈動条件では、特に流量 0 の時間帯で浮力の影響が大きくなり、円管周方向に熱伝達率の分布ができるため、伝熱面の半周分 ( $\theta = -90^\circ \sim 90^\circ$ ) の熱伝達測定を行った。測定は、伝熱面正面から ( $\theta = 0^\circ$ から、2.3 項の図 2-2 (c)参照) の測定に加え、斜め上方から ( $\theta = 45^\circ$ から)、および斜め下方から ( $\theta = -45^\circ$ から) も測定し、3 回の測定で得られた温度分布 ( $z = 194 \sim 247 \text{ mm}$ ,  $\theta = -90^\circ \sim 90^\circ$ ) の数周期分の時間平均値から平均熱伝達率  $h_m$  を求めた。算出された熱伝達率の不確かさを確かめるために、文献[48]に基づき、本実験における代表的な

条件 ( $Re_D = 8000$  の定常流,  $z/D = 11$  ( $z = 220$  mm)) の不確かさ解析を行った。その結果、熱伝達率の瞬時・局所値の相対誤差 (95 % 包括度) は 12.8 %, 時空間平均値の相対誤差 (95 % 包括度) は 3.4 % と評価された。詳細は付録Cを参照されたい。

図 5-8 に、各周期における伝熱促進率  $h_{mp}/h_{mnp}$  を示す。  $h_{mp}$  は脈動流の平均熱伝達率であり、  $h_{mnp}$  は同一流量における脈動のない流れ (本実験条件では  $Re_D = 2000$  の定常流) の平均熱伝達率である。脈動のない流れ ( $Re_D = 2000$  の定常流) の平均熱伝達率  $h_{mnp}$  は、実測により評価した。図 5-8 を見ると、  $T = 6$  s ( $\omega' = 11$ ) の伝熱促進率が最も高く、脈動のない流れに比べ 50 % 以上高かった。なお、測定の実験性を確認するため、2 回の測定結果 (Run 1, 2) を○印および□印でプロットしたが、両者は 2 % 以内で一致している。

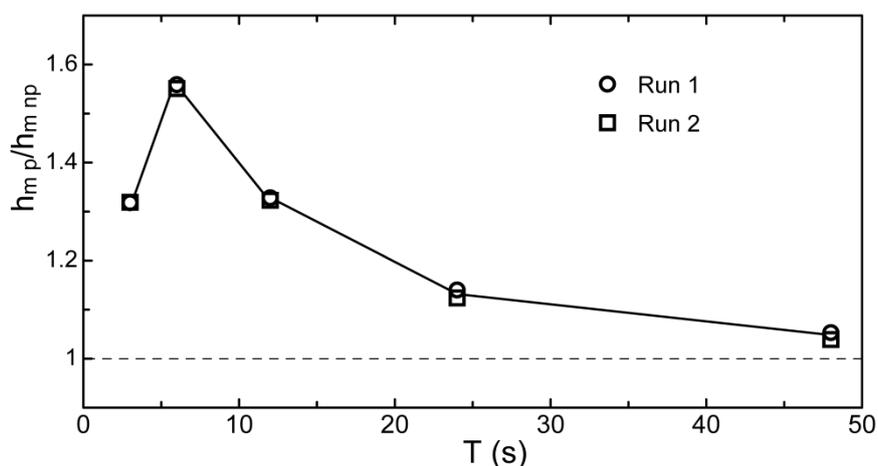


Fig. 5-8 Ratio of heat transfer coefficient of pulsating flow,  $h_{mp}$  and non-pulsating flow,  $h_{mnp}$  (for a steady flow at  $Re_D = 2000$  in this case), against pulsation cycle (pulsation amplitude:  $Re_D = 0 - 8000$ , duty ratio: 25 %).

次に、伝熱促進率が  $T = 6$  s ( $\omega' = 11$ ) で最大になる理由を考察する。図 5-9 および図 5-10 に、  $T = 6$  s の場合における同時測定結果の時間履歴および各時刻に対応する瞬時熱伝達率分

布を示す。流れの急加速・急減速時における熱伝達率変動は、基本的には図 5-5, 図 5-6 ( $Re_D = 3000 - 12000$  の脈動流 (振幅 0.6) , 脈動周期:  $T=8$  s ( $\omega' = 10$ ) , デューティ比: 50%) と同様である。すなわち, 急減速時は乱流のストリーク状の構造が流れ方向に潰れたようなスポット状の伝熱促進構造が現れ, その構造は拡散しながらしばらく持続するため, 流量が急低下した後も熱伝達率の低下は緩やかになる。急加速時は流れが層流化し, しばらくは熱伝達率が低いままであるが, その後, 流れの乱流化とともに熱伝達率が上昇する。なお, 急加速直後には伝熱面で加熱された水流が熱膜流速計に到達するが, 本研究ではこの水温変動を補正できていないため, 急加速直後 ( $t = 4.5 \sim 5.5$  s) の流速は低めに評価されている (図 5-9 (c))。

時刻 C の電磁弁が閉じる直前では, 比較的鮮明なストリーク状の構造が形成されている (図 5-10 (c))。そのため, 流れの減速直後には (時刻 D), 図 5-6 (b) と同様に, ストリーク状の構造が流れ方向に潰れたようなスポット状の熱伝達構造が現れている (図 5-10 (d))。その後, この構造は流れ方向および周方向に拡散しながらしばらく持続するため (図 5-10 (e)), 熱伝達率の低下は緩やかになる (図 5-9 (d))。

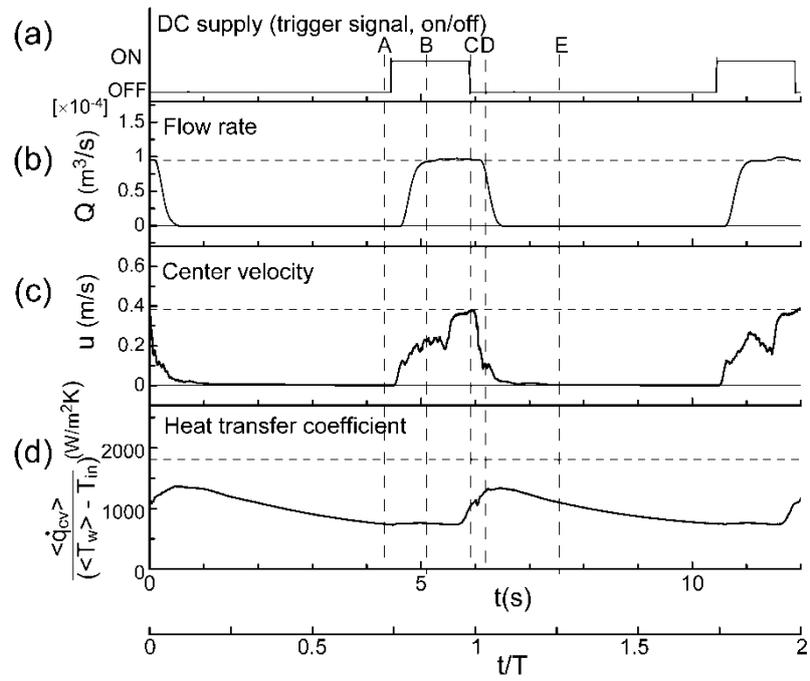


Fig. 5-9 Time-series of measurement data (pulsation amplitude:  $Re_D = 0 - 8000$ , pulsation cycle:  $T = 6$  s, duty ratio: 25 %).

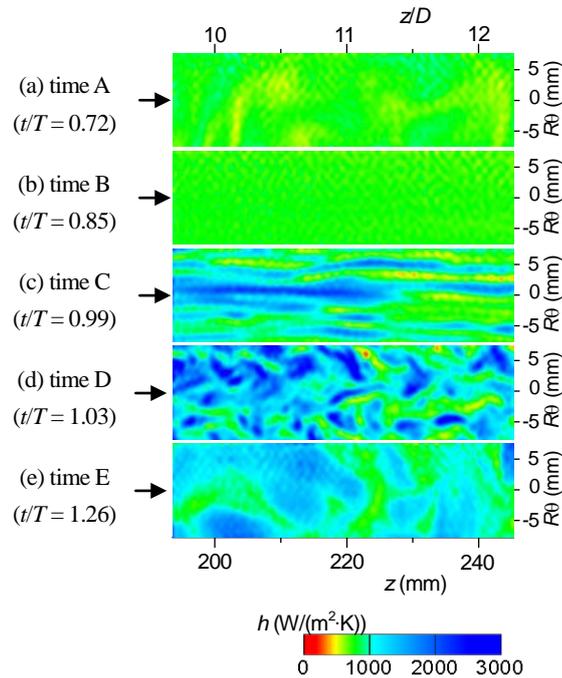


Fig. 5-10 Instantaneous distributions of heat transfer coefficient (pulsation amplitude:  $Re_D = 0 - 8000$ , pulsation cycle:  $T = 6$  s, duty ratio: 25 %, model ⑥).

図 5-11 に、電磁弁を開いた後および閉じた後における熱伝達率の面平均  $\langle \dot{q}_{cv} \rangle / (\langle T_w \rangle - T_{in})$  の時間履歴を示す。面平均は  $z = 194 \sim 247$  mm,  $\theta = -90^\circ \sim 90^\circ$  の範囲で行った。図 5-11 (a) を見ると、弁が開いてから約 1 s 後から熱伝達率が上昇を開始している。この熱伝達率の上昇開始のタイミングは、熱伝達率分布にストリーク状の構造が現れるタイミングと対応している (図 5-10 (c))。  $T = 6$  s ( $\omega' = 11$ ) の場合 (伝熱促進率が最も高い場合)、流れの乱流化が始まった直後に弁が閉じている。その際、先にも述べたように、ストリーク状の構造が流れ方向に潰れたような伝熱促進構造が形成され (図 5-10 (d))、弁が閉じた直後 ( $t = 0 \sim 1$  s) に熱伝達率が上昇している (図 5-11 (b))。一方、  $T = 3$  s ( $\omega' = 16$ ) の場合は、流れが乱流化する前に弁が閉じるため (図 5-11 (a))、弁が閉じた後も伝熱が促進されず、熱伝達率は低い値を保ったままである (図 5-11 (b))。

図 5-12 に、1 周期間の面平均熱伝達率  $\langle \dot{q}_{cv} \rangle / (\langle T_w \rangle - T_{in})$  の変化を示す。横軸は周期  $T$  で無次元化している。  $T = 12$  s ( $\omega' = 8$ ) および  $T = 48$  s ( $\omega' = 4$ ) の場合、弁が閉じている時

間が相対的に長いため、急減速後 ( $t/T = 0.25 \sim 0.75$ ) に熱伝達率が大きく低下する。  $T = 3$  s の場合、前述の通り、流れが乱流化する前に弁が閉じるため、熱伝達率は低い値を保ったままである。その結果、本実験条件では、  $T = 6$  s の場合に平均熱伝達率が最も高くなる。すなわち、本レイノルズ数範囲において弁の開閉により脈動を発生させる場合は、流れの急加速後の乱流化が始まった直後に弁を閉じ、その後、急減速による伝熱促進効果が失われる前に弁を開けると、効果的に伝熱促進できることが示された。

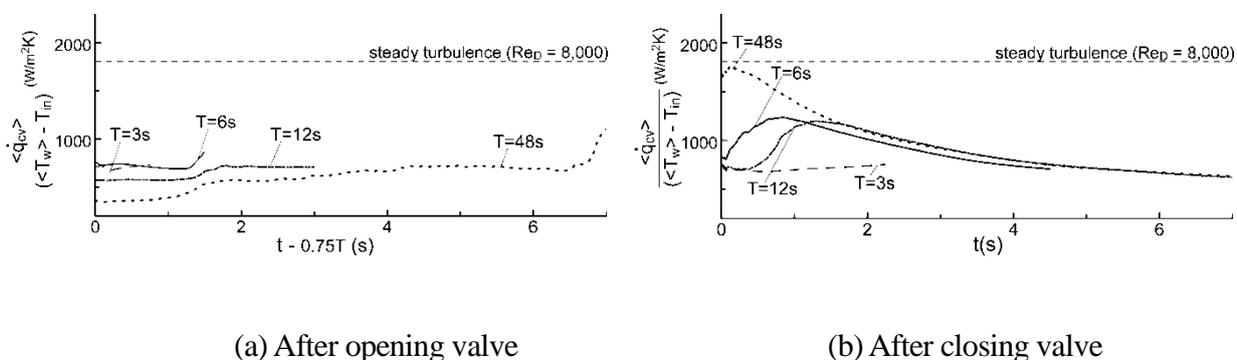


Fig. 5-11 Trends of heat transfer coefficient after opening and closing valve (pulsation amplitude:  $Re_D = 0 - 8000$ , duty ratio: 25 %).

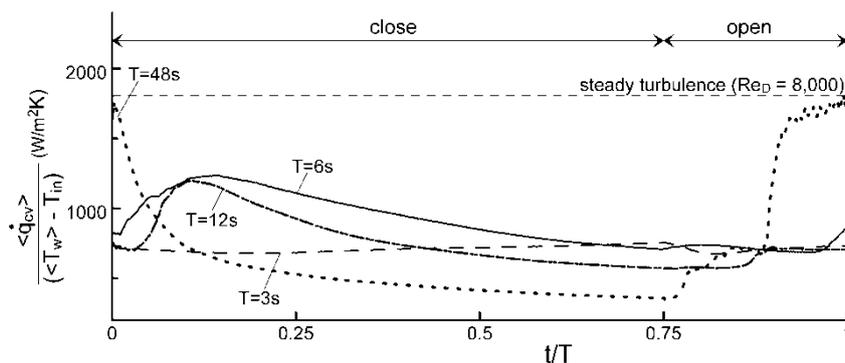


Fig. 5-12 Trends of heat transfer coefficient through one periodic cycle (pulsation amplitude:  $Re_D = 0 - 8000$ , duty ratio: 25 %).

## 5.5 第5章のまとめ

本研究で新たに開発した円管内乱流熱伝達変動の新測定手法を、流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定に適用した。電磁弁を開閉することで流れに矩形波状の脈動を付与した。以下の2通りの条件にて測定を行った。

- 1)  $Re_D = 3000 - 12000$  の脈動流 (振幅 0.6), 脈動周期  $T = 8$  s ( $\omega' = 10$ ), デューティ比 50 %
- 2)  $Re_D = 0 - 8000$  の脈動流 (振幅 1), 脈動周期  $T = 3$  s, 6 s, 12 s, 24 s, 48 s ( $\omega' = 16, 11, 8, 6, 4$ ), デューティ比 25 %

その結果、以下のことが明らかになった。

1. 流れが乱流化している状態で急減速が起こると、乱流のストリーク状の構造が流れ方向に潰れたようなスポット状の伝熱促進構造が現れる。その構造は拡散しながらしばらく持続するため、流量が急低下した後も熱伝達率の低下は緩やかになる。
2. 急加速時は流れが層流化し、しばらくは熱伝達率が低いままであるが、その後、流れの乱流化とともに熱伝達率が上昇する。
3. 最大レイノルズ数  $Re_D = 12000$ , 最小レイノルズ数  $Re_D = 3000$  (脈動振幅 0.6), 脈動周期  $T = 8$  s ( $\omega' = 10$ ) の脈動条件では、減速時の伝熱促進効果と加速時の伝熱抑制効果が相殺され、脈動の付与による伝熱促進は見られなかった。
4. 最大レイノルズ数  $Re_D = 8000$ , 最小レイノルズ数  $Re_D = 0$  (脈動振幅 1), 脈動周期  $T = 3 \sim 48$  s ( $\omega' = 4 \sim 16$ ) の脈動条件では、流れの急加速後の乱流化が始まった直後に弁を閉じ、その後、急減速による伝熱促進効果が失われる前に弁を開けると、効果的に伝熱促進できることが示された。
5. 本実験条件では、脈動周期  $T = 6$  s ( $\omega' = 11$ ) において、同一流量における脈動のない流れに比べ 50 % 以上の伝熱促進が得られることを実証した。

## 第6章 結 論

本研究では、赤外線カメラを用いた円管内乱流熱伝達変動の新測定手法を開発した。本手法の妥当性を検証するため、流れ場および温度場が十分発達した状態で円管内乱流熱伝達の非定常測定を行い、従来の研究結果と比較した。その結果、熱伝達率の時間平均値や瞬時分布およびその変動（熱伝達率変動の rms 値、熱伝達率の特徴的な変動周期、熱伝達率のストリーク構造の平均間隔）が従来の実験データや DNS による解析結果と比較して妥当な値であり、本手法により、熱伝達率の平均値だけでなく時間的・空間的な変動についても定量的に測定可能であることを確認した。

その上で、代表的な流れ場における熱伝達率の分布や変動に関する基礎データを取得することを目的に、本手法を、はく離・再付着を伴う流れ場、および急加速・急減速を伴う流れ場に適用した。従来の点計測や時間平均的な測定では高空間分解能・高時間分解能の情報を得ることが困難であったが、本測定手法により、従来よりも熱伝達の時間的・空間的な変動に関する知見を深めることができた。得られた主要な結果を以下に示す。

1. 本手法を、はく離流・再付着を伴う流れ場に適用した。その結果、以下のことが明らかになった。
  - 1) オリフィス下流では、流れ方向  $z/D = 1 \sim 4$  の広範囲でスポット的な伝熱促進構造が現れる。このスポット的な構造は複数まとまって大規模な構造を形成し、流れ方向だけでなく周方向にも複雑に揺動する。
  - 2) 同一レイノルズ数における円管内乱流と比べ、流れの再付着領域 ( $z/D = 1 \sim 4$ ) では平均熱伝達率  $h_m$  が 4 倍程度、変動量  $h'_{rms}$  が 5 倍程度となった。すなわち、流れの再付着領域では平均熱伝達率が高くなるだけでなく、それにも増して変動振幅が大きくなることが明らかになった。
  - 3) 従来の研究において、流れの再付着位置よりもやや上流側で熱伝達率が極大になることが指摘されてきたが、本実験で取得した瞬時熱伝達率分布の時系列データを統

計解析して調査した結果、上流側に再付着する流れほど伝熱促進への寄与度が高いことが上記位置の相違の原因であることが明らかになった。

- 4) 熱伝達率の周方向瞬時分布のスペクトル解析を行った結果、空間分布のスペクトルは円管内乱流の場合と比較して低波数側（長波長側）が支配的であった。これは、再付着領域では複数のスポット的な構造がまとまり、大規模な揺動が形成される現象と対応していると考えられる。

2. 本手法を、急加速・急減速を伴う流れ場に適用した。その結果、以下のことが明らかになった。

- 1) 流れが乱流化している状態で急減速が起こると、ストリーク状の熱伝達構造が流れ方向に潰れたようなスポット状の伝熱促進構造が現れる。その構造は拡散しながらしばらく持続するため、流量が急低下した後も熱伝達率の低下は緩やかになる。すなわち、流れの急減速は伝熱促進に寄与する。
- 2) 急加速時は流れが層流化し、しばらくは熱伝達率が低いままであるが、その後、流れの乱流化とともに熱伝達率が回復する。すなわち、流れの急加速は伝熱抑制をもたらす。
- 3) 本実験条件では、流れの急加速後の乱流化が始まった直後に急減速し、その後、急減速による伝熱促進効果が失われる前に急加速すると、効果的に伝熱を促進できることが示された。
- 4) 急加速・急減速時の特性を基に、伝熱促進が得られる実験条件を検討した結果、 $Re_D = 0 - 8000$  の脈動流（振幅 1）、デューティ比（1 周期に占める最大流量の時間の比率）25 %、無次元周波数  $\omega' = 11$  の条件において、同一流量における脈動のない流れに比べ 50 % 以上の伝熱促進が得られることを実証した。

## 付録 A 周囲放射および放射率不均一の補正

### A.1 概要

本研究では、基本的には壁温と水温の平均温度差  $T_w - T_m = 10\text{ }^\circ\text{C}$  程度として測定を行った。ただし、第4「はく離・再付着流れを伴う熱伝達特性」における測定では、特に、流れの再付着領域において熱伝達率が非常に高くなり、壁温と水温の温度差が最低  $3\sim 4\text{ }^\circ\text{C}$  程度まで低下する。この場合、周囲放射不均一による測定値への誤差が相対的に高くなる。また、伝熱面に塗布した黒ペイントに塗りむらがあると放射率の不均一による測定値への誤差が大きくなるため、上記影響が大きいと判断した条件については測定後、補正を行った。本付録では、第4章で行った補正の一例を示す。

図A-1 に流れの再付着を伴う領域の瞬時熱画像を示す。破線内の放射強度  $E_{IR}$  を基に温度分布  $T_w$  を求め、時間平均したものを図A-2 に示す。なお、この図は高速度赤外線カメラ (SC4000, FLIR) で測定した伝熱面の投影断面を  $z-\theta$  面に座標変換し表示している。前述の通り、流れの再付着領域では壁温—水温の温度差が小さくなり、周囲放射不均一による影響が相対的に高くなるため、図A-2 を見ると、 $\theta=0^\circ$  付近において赤外線カメラ自身の映り込みによる反射の影響が確認できる。また、図中の数箇所に黒ペイントの塗りむらに起因する温度むら（放射率の不均一による見かけ上の温度むら）が存在する。つまり、周囲放射と伝熱面の放射率には分布があるため、伝熱面からの放射強度は次のように表される。

$$E_{IR}(z, R\theta) = \varepsilon_{IR}(z, R\theta) f\{T_w(z, R\theta)\} + \{1 - \varepsilon_{IR}(z, R\theta)\} f\{T_{amb}(z, R\theta)\} \quad (\text{A-1})$$

式(A-1)中の周囲環境温度分布  $T_{amb}(z, R\theta)$  および放射率分布  $\varepsilon_{IR}(z, R\theta)$  を求めることができれば、周囲放射の不均一や放射率の不均一を考慮した伝熱面の温度分布  $T_w(z, R\theta)$  を求めることができる。なお、ここでは赤外線カメラの光学系の温度変化は考慮しなかった。次に、放射率分布および周囲環境温度分布をそれぞれ求めた。

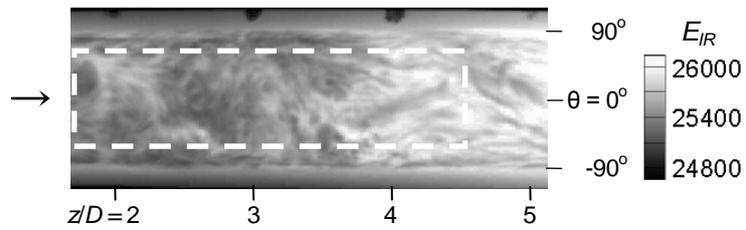


Fig. A-1 Instantaneous infrared image on the heated surface around flow reattachment region (model ③).

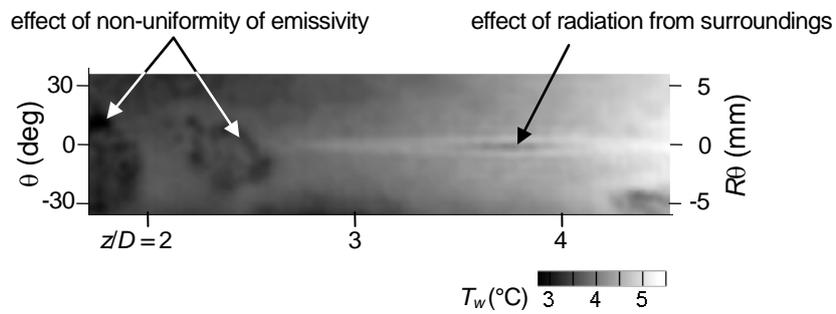


Fig. A-2 Time-averaged temperature distribution on the heated surface around flow reattachment region.

## A.2 放射率不均一の補正

まず，放射率不均一の影響を補正するために，放射率分布  $\varepsilon_{IR}(z, R\theta)$  を求めた．式(A-1)中の  $\varepsilon_{IR}(z, R\theta)$  を求めるためには，未知数を  $\varepsilon_{IR}(z, R\theta)$  のみにする必要がある．そのため，熱伝達測定に先立ち， $T_w = T_m \approx 30\text{ }^\circ\text{C}$ ， $T_{amb} = 23.4\text{ }^\circ\text{C}$ の条件における伝熱面非加熱時の熱画像を取得した（図A-3）．この場合，次式の伝熱面温度 $T_w$ は水温 $T_m$ とみなすことができ，周囲環境温度 $T_{amb}$ を定数と仮定すれば，未知数が放射率分布  $\varepsilon_{IR}(z, R\theta)$ だけになる．

$$E_{IR}(z, R\theta) = \varepsilon_{IR}(z, R\theta) f(T_w) + \{1 - \varepsilon_{IR}(z, R\theta)\} f(T_{amb}) \quad (\text{A-2})$$

この式を解くことにより放射率の分布が算出される．算出された図A-3の破線内における放射率分布を図A-4に示す．なお，赤外線カメラ自身の映り込みによる反射の影響のある領域は， $T_{amb}$ が一様ではないため，ここでは，この影響の見られる領域の放射率を塗りむらのない領域と同程度 ( $\varepsilon_{IR} = 0.9$ ) とした．

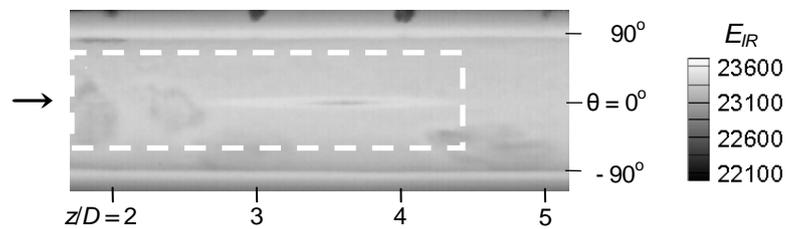


Fig. A-3 Thermal image on unheated test surface at  $T_w = T_m \approx 30\text{ }^\circ\text{C}$  ( $u_m = 0.47\text{ m/s}$ ,  $T_m = 30.2\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $T_{amb} = 23.4\text{ }^\circ\text{C}$ , model ③)

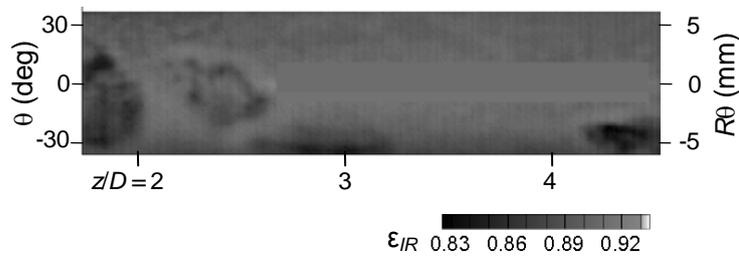


Fig. A-4 Distribution of a spectral emissivity on the test surface.

### A.3 周囲放射不均一の補正

次に, 周囲放射不均一の影響を補正するために, 周囲環境温度分布  $T_{amb}(z, R\theta)$  を求めた. 放射率分布の場合と同様に, 式(A-1)中の未知数を  $T_{amb}(z, R\theta)$  のみにするため, 伝熱面非加熱時 ( $T_w \approx T_m \approx T_{amb}$ ) の熱画像を取得した (図A-5). この場合, 次式の伝熱面温度  $T_w$  は水温  $T_m \approx T_{amb}$  となり, 先ほど求めた放射率分布  $\varepsilon_{IR}(z, R\theta)$  を式(A-1)に代入すれば, 未知数が周囲環境温度分布  $T_{amb}(z, R\theta)$  だけになる.

$$E_{IR}(z, R\theta) = \varepsilon_{IR}(z, R\theta) f(T_w) + \{1 - \varepsilon_{IR}(z, R\theta)\} f\{T_{amb}(z, R\theta)\} \quad (\text{A-3})$$

この式を解くことにより周囲環境温度分布が算出される. 算出された図 A-5 の破線内における周囲環境温度分布を図 A-6 に示す. 図のように,  $\theta = 0^\circ$  付近において赤外線カメラ自身の映り込みにより, 周囲環境温度に分布があるのが確認できる.

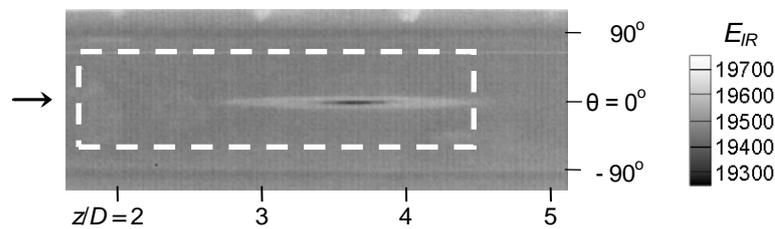


Fig. A-5 Thermal image on unheated test surface at  $T_w = T_m \approx T_{amb}$  ( $u_m = 0.46$  m/s,  $T_m = 20.2$  °C,  $T_{amb} = 21.1$  °C, model ③)

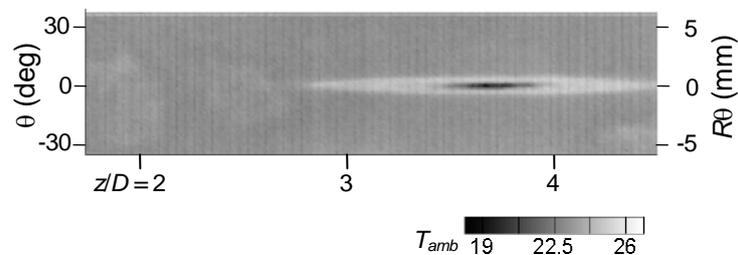
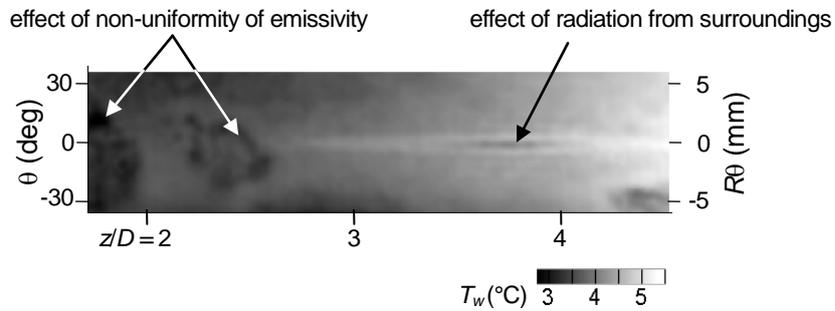
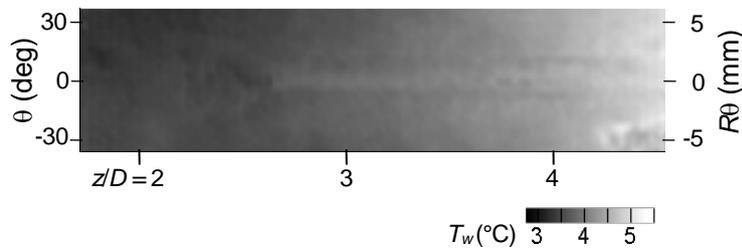


Fig. A-6 Ambient temperature distribution on the test surface.

以上の通り求めた放射率分布  $\varepsilon_{IR}(z, R\theta)$  (図A-4) および周囲環境温度分布  $T_{amb}(z, R\theta)$  (図A-6) を式(A-1)に代入し、流れの再付着領域 (図A-1) における一連の瞬時温度分布を補正した。図A-7 (b)に補正後の温度分布を時間平均したものを示す。周囲放射および放射率不均一の補正を行う前 (図A-7 (a)) に比べて、赤外線カメラ自身の映り込みによる反射の影響および、黒ペイントの塗りむらに起因する温度むらが抑制されているのが確認できる。



(a) Before correction



(b) After correction

Fig. A-7 Comparison of the time-averaged temperature distributions on the heated surface around flow reattachment region.

## 付録 B 流れの再付着位置と熱伝達率極大位置の関係

### B.1 研究の背景

従来から、熱伝達率の極大位置は流れの再付着位置よりも上流側に存在することが示されてきた[16], [74], [77]. このメカニズム解明のため、森ら[81]は、後向きステップ再付着領域において、サーマルタフトプローブを用いた瞬時再付着位置の測定と熱流束センサを用いた熱伝達の非定常測定を行った. 測定結果に基づき、時空間的に普遍的な瞬時熱伝達率分布の存在を仮定することにより、上記位置の違いを説明した. 河村ら[75]は、後向きステップ再付着領域に熱流束センサを配列して、瞬時熱伝達率分布の時系列データを収集した. また、瞬時熱伝達率の極大位置を瞬時再付着位置とみなした統計解析を行い、上記位置の違いを考察した. 森ら[81]の手法は、流れの再付着位置における流動と伝熱の対応に関する一つのモデルを提示するものであるが、瞬時熱伝達率分布が測定されておらず、普遍的な瞬時熱伝達率分布の存在が検証されていない. 一方、河村ら[75]の手法は、従来の時間平均的な議論を脱し、流れ場と温度場の非定常測定からアプローチするものであり、問題の本質に迫るものであった. しかし、再付着判定位置と熱伝達測定位置がスパン方向にずれており、さらに現象の複雑さに対して測定点も十分とは言えない. すなわち、従来の研究では、時間平均再付着位置と時間平均熱伝達率極大位置が異なる原因について十分に明らかにされているとは言えない.

本稿では、4章の実験で測定した、円管内オリフィス周囲における時々刻々と変化する熱伝達構造を基に、瞬時再付着位置と瞬時熱伝達率極大位置の評価を試みた. さらに、瞬時・局所における熱伝達構造の移動速度および熱伝達率を統計的に解析した. その結果に基づき、河村ら[75]の手法を参考に、時間平均再付着位置と時間平均熱伝達率極大位置が異なる原因について考察する.

## B.2 熱伝達構造の移流速度評価

第4章「はく離・再付着流れを伴う熱伝達特性」では、瞬時熱伝達率分布のコマ送りを基に、時々刻々と変化する熱伝達構造の移動速度を評価した。この熱伝達構造の移動は壁面近傍における渦構造の移動に対応するものと考えられる。ここでは熱伝達構造の移動速度を移流速度と呼ぶこととする。なお、PIVと赤外線カメラを用いて後向きステップ下流の再付着位置における速度変動と熱伝達変動を同時計測した結果 [93]、壁面近傍における流れ方向・壁面垂直方向の速度変動と熱伝達変動の間には強い相関が現れることが示されている。作動流体や流路形状に違いがあるものの、本実験においても、熱伝達変動から評価した移流速度は、壁面近傍における速度変動と密接に関係していると考えられる。

移流速度は、瞬時熱伝達率分布の時系列画像を汎用PIV解析ソフトウェア (Flow Expert 2D, カトウ光研 (株)) を用いて解析することにより評価した。瞬時熱伝達率分布のピクセル間隔は 0.21 mm程度 (= 赤外線カメラのピクセル間隔)、画像間の時間差は 1.25 ms (= 赤外線カメラのフレーム間隔) である。検査領域サイズは  $24 \times 24$  pixelとし、隣接する検査領域と 50%オーバーラップするよう設定した。この時、検査領域の辺長は  $D/4$  程度 ( $D$ は円管内径) であり、流れ方向 17点×周方向 2点で解析を行った。解析された移流速度  $u_c$  の流れ方向成分を  $u_{cz}$ 、周方向成分を  $u_{c\theta}$  と表記する。なお、解析された速度ベクトルのうち、移流速度の大きさ  $\sqrt{u_{cz}^2 + u_{c\theta}^2}$  が閾値 (オリフィス上流側では平均流速  $u_m$  の 2 倍、オリフィス下流側では  $u_m$  の 4 倍  $\approx$  オリフィス開口部における流速) を超えるベクトルを過誤ベクトルと判断し、後処理において除去した。除去された過誤ベクトルの数は全ベクトルの 0.01% 未満であった。

図 B-1 に、オリフィス下流側における熱伝達率のコマ送り及び算出された移流速度ベクトルの一例を示す。速度ベクトルを見ると、この瞬間はオリフィス下流  $z/D = 2.7$  付近まで逆流が支配的であり、その後逆流から順流へ移行している様子が分かる。

ここで得られた移流速度ベクトルの妥当性を検証するため、まず、図 B-1 (b) の移流速度ベクトルを全時間 (計 8173 フレーム) にわたって平均したものを図 B-2 に示す。また、3つの領域 ( $z/D = -2.4 \sim -0.1$ ,  $0.9 \sim 3.4$ ,  $6.3 \sim 8.9$ ) で求めた移流速度の時間平均値  $\overline{u_{cz}}/u_m$  を図 B-3 に示す。図 B-2 より、移流速度を時間平均すると、周方向に一様かつ周方向成分がほぼ

0 となっており、定性的に妥当な分布となっている。また図 B-3 より、移流速度は流れ場と対応した妥当な分布傾向を示している。すなわち、オリフィス上流側では移流速度がほぼ一定であるが、オリフィス直前 ( $z/D > -0.5$ ) では流れが堰き止められて急低下する。循環流を伴うオリフィス下流側はく離領域では逆流となり、移流速度が負の値を示す。その後、 $z/D = 2.7$  付近を過ぎると順流へと移行し、流れの回復領域 ( $z/D = 6.4 \sim 8.5$ ) では、オリフィス上流側の移流速度と同程度になっている。

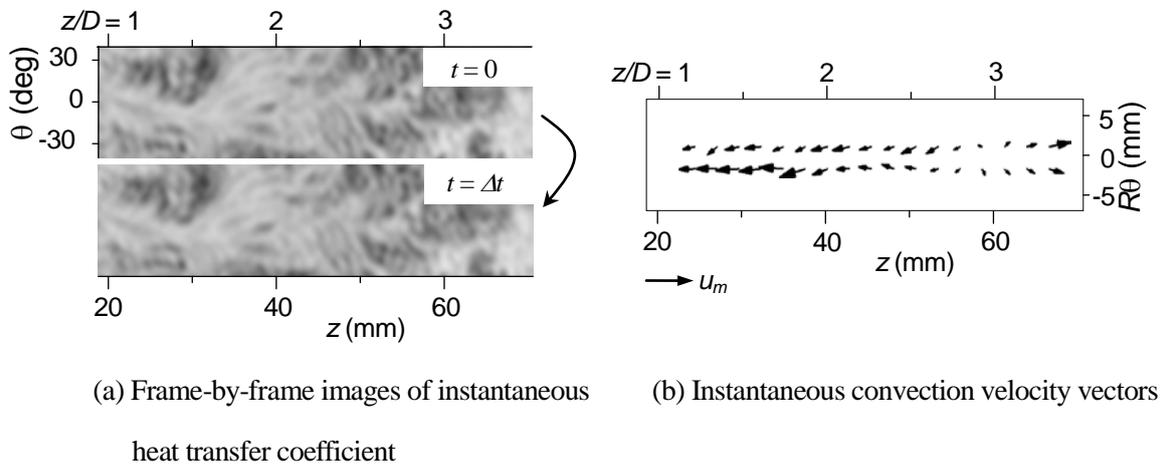


Fig. B-1 An example of the instantaneous convection velocity vectors calculated using PIV software in the region of  $z/D = 1.1 \sim 3.3$  (time interval  $\Delta t = 1.25$  ms).

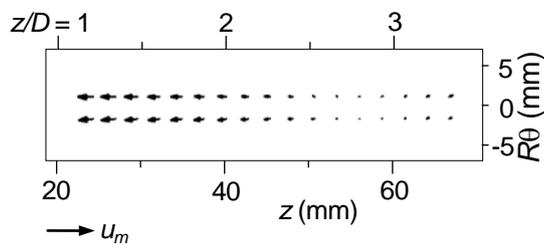


Fig. B-2 Time-averaged vectors of the convection velocity in the region of  $z/D = 1.1 \sim 3.3$ .

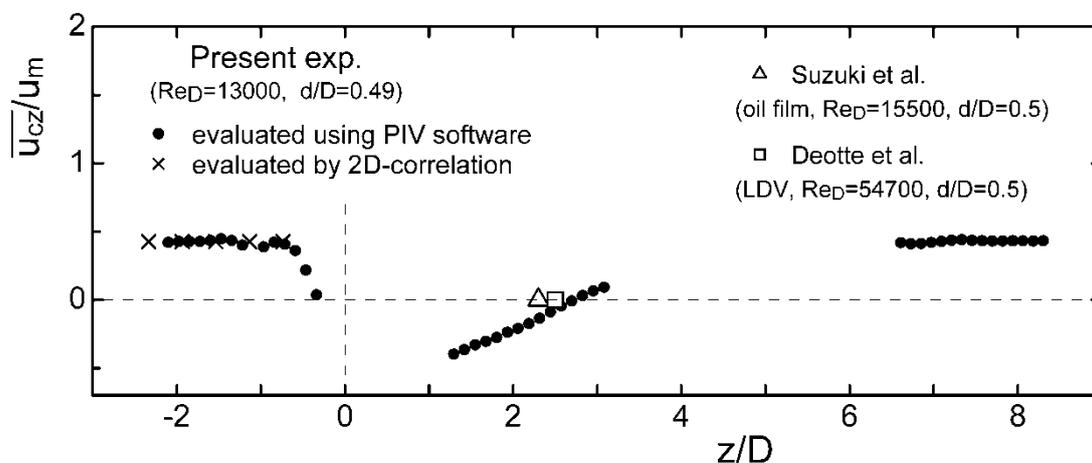


Fig. B-3 Distribution of time-averaged streamwise convection velocity  $\overline{u_{cz}}/u_m$ , which was evaluated using PIV software.

次に、PIV 解析ソフトウェアを用いて評価した移流速度が定量的に妥当であるか検証するため、流れ方向( $z$ )-時間( $t$ )の 2 次元自己相関[94]からも移流速度を評価した。2 次元自己相関は、瞬時熱伝達率分布 ( $z$  範囲 8 mm) の時系列データから次式を用いて計算した。

$$R_h(\Delta z, \Delta t) = \frac{\overline{h(z, t) \cdot h(z + \Delta z, t + \Delta t)}}{\sqrt{\overline{h(z, t)^2} \cdot \overline{h(z + \Delta z, t + \Delta t)^2}}} \quad (\text{B-1})$$

PIV 解析と同様に、 $\Delta t = 1.25 \text{ ms}$  (= 赤外線カメラのフレーム間隔) として移流速度を評価し、図 B-3 に×印でプロットした。PIV 解析ソフトウェアにより評価した値は 2 次元自己相関から評価した値とよく一致しており、定量的に妥当な移流速度が評価できていることを確認した。

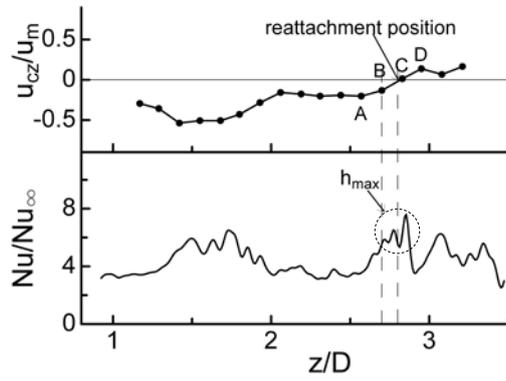
従来の研究[77], [78], [79]では、開口比  $d/D = 0.5$  の場合、オリフィス下流  $z/D \approx 2.2 \sim 2.6$  の位置に流れが再付着することが示されているが、 $\overline{u_{cz}}/u_m = 0$  となる位置を流れの再付着位

置と定義すれば，図B-3 より，本実験の再付着位置は $z/D = 2.7$  と評価できる．また，鈴木ら [77]は， $Re_D = 15500$  において熱伝達率の極大位置は流れの再付着位置よりも  $0.3D$ 程度上流側に存在することを示しているが，本研究では，熱伝達率の極大位置 ( $z/D = 2.2$ ) は流れの再付着位置 ( $z/D = 2.7$ ) よりも  $0.5D$ 程度上流側であった．

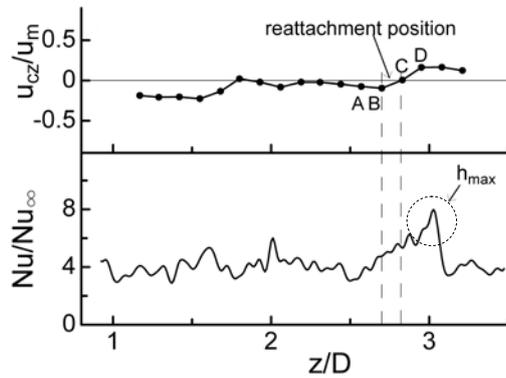
### B.3 再付着位置と熱伝達率極大位置の相違の考察

前述のように、時間平均的な再付着位置（以後  $\overline{z_R}$  と記す）と時間平均的な熱伝達率極大位置（以後  $\overline{z_{hmax}}$  と記す）が一致しないことが従来から指摘されてきた[16], [74], [75], [77], [81]. 本研究では、河村ら[75]の手法を参考に、瞬時再付着位置 $z_R$ と瞬時熱伝達率極大位置 $z_{hmax}$ の対応から、上記位置の違いについて考察する.

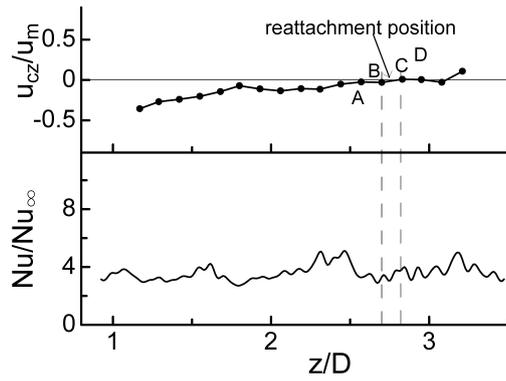
図B-4 (a)の上段に、PIV解析ソフトウェアにより評価した瞬時移流速度分布( $R\theta = 1.3$  mm)の一例を示す. 図中の●は、図B-1 (b)のベクトルと対応している. この瞬間、移流速度はオリフィス下流 $z/D = 2.7$ 付近まで負の値であり、その後正の値へと移行している. つまり、はく離れた流れはオリフィス下流 $z/D = 2.7 \sim 2.8$ において再付着していると考えられる. 本研究では、流れ方向に連続した4つの移流速度を1組とし、各点の速度が、上流から順に負・負・正・正の値をとる時に、中央2点の間に再付着位置が存在すると判定した. すなわち、この例ではB, C間に再付着位置が存在すると判定される. なお、瞬時移流速度分布にこの条件を満たす点が2点以上存在した場合は、最上流のものを再付着位置とした. 図B-4 (a)下段に、図B-4 (a)上段と同一位置・同一時刻における瞬時ヌッセルト数分布を示す. この例では、 $z/D = 2.7 \sim 2.8$ 付近が瞬時ヌッセルト数の極大位置 $z_{hmax}$ になっており、この瞬間では、流れの再付着と熱伝達率の極大が良く対応していることが分かる. また、図B-4 (b), (c)に、図B-4 (a)とは異なる時刻における瞬時移流速度分布(上段)および瞬時ヌッセルト数分布(下段)の例を示す. 図B-4 (b)では、 $z_R$ と $z_{hmax}$ がずれており、図B-4 (c)では、瞬時ヌッセルト数分布には特徴的なピークが見られない. このように、必ずしも $z_{hmax} \approx z_R$ になるわけではない. これは、再付着領域では外部からの低温の流体と壁面近傍で加熱された高温の流体が3次元的に複雑に流動するためと推察される. 河村ら[75]の研究では、瞬時熱伝達率の極大位置を瞬時再付着位置と仮定して統計解析を行ったが、この仮定は厳密には正しくないと考えられる.



(a) Case A



(b) Case B



(c) Case C

Fig. B-4 Some examples of instantaneous convection velocity  $u_{cz}/u_m$  and corresponding instantaneous Nusselt number distribution when the reattachment occurs at  $z/D = 2.70 \sim 2.82$ .

次に、 $z_R$ と $z_{hmax}$ の関係を統計的に調べるため、流れ方向の特定の位置に再付着が現れることを抽出条件として、瞬時ヌッセルト数分布のアンサンブル平均を求めた。例えば、図B-4は特定位置  $z/D = 2.70 \sim 2.82$  に再付着が現れる場合の瞬時ヌッセルト数分布（図B-4 下段）を示しているが、この条件を満たす瞬時ヌッセルト数分布を全時系列データの中から抽出して平均化すると、 $z/D = 2.70 \sim 2.82$  に再付着が現れるヌッセルト数分布のアンサンブル平均を求めることができる。ここでは、14通りの再付着位置 ( $z/D = 1.29 \sim 1.42, 1.42 \sim 1.55, 1.55 \sim 1.68, 1.68 \sim 1.80, 1.80 \sim 1.93, 1.93 \sim 2.06, 2.06 \sim 2.19, 2.19 \sim 2.31, 2.31 \sim 2.44, 2.44 \sim 2.57, 2.57 \sim 2.70, 2.70 \sim 2.82, 2.82 \sim 2.95, 2.95 \sim 3.07$ ) を抽出条件として、各条件におけるヌッセルト数分布のアンサンブル平均を求めた。

図B-5に、再付着位置  $z/D \approx 1.5, 2, 2.5, 3$  におけるヌッセルト数分布のアンサンブル平均を示す。比較のため、全時系列データを時間平均したヌッセルト数分布を太い実線で示すが、アンサンブル平均したヌッセルト数分布は、抽出条件である再付着位置において顕著に値が上昇していることがわかる。つまり、瞬時の再付着位置 $z_R$ と瞬時の熱伝達率極大 $z_{hmax}$ は密接に関係しており、瞬間的には流れが再付着する位置において熱伝達率が高くなる確率が高いことを示している。また、再付着位置が上流に位置するほどヌッセルト数の極大値が大きくなっている。すなわち、上流に再付着する流れほど伝熱促進への寄与度が高いことを示している。これは、オリフィス開口部で増速した流れが下流へ進むほど減速し、下流側では再付着による伝熱促進が弱まるためと考えられる。

図B-5の下段には、各位置における再付着の出現頻度 $P_R$ を示す。出現頻度の極大が、ほぼ時間平均再付着位置  $\overline{z_R}$  ( $z/D = 2.7$ ) と一致していることがわかる。一方、前述のように、 $\overline{z_R}$  より上流側に再付着するほどヌッセルト数の極大値が大きくなる。これが、再付着位置  $\overline{z_R}$  に比べて熱伝達率極大位置  $\overline{z_{hmax}}$  が上流側に存在する原因となっている。なお、河村ら[75]の実験においても同様な結果が示されているが、本研究では瞬時熱伝達率分布と瞬時再付着位置を同一位置・同一時刻において評価することに成功し、その結果を基に、再付着位置と熱伝達率極大位置の関係について明らかにすることができた。

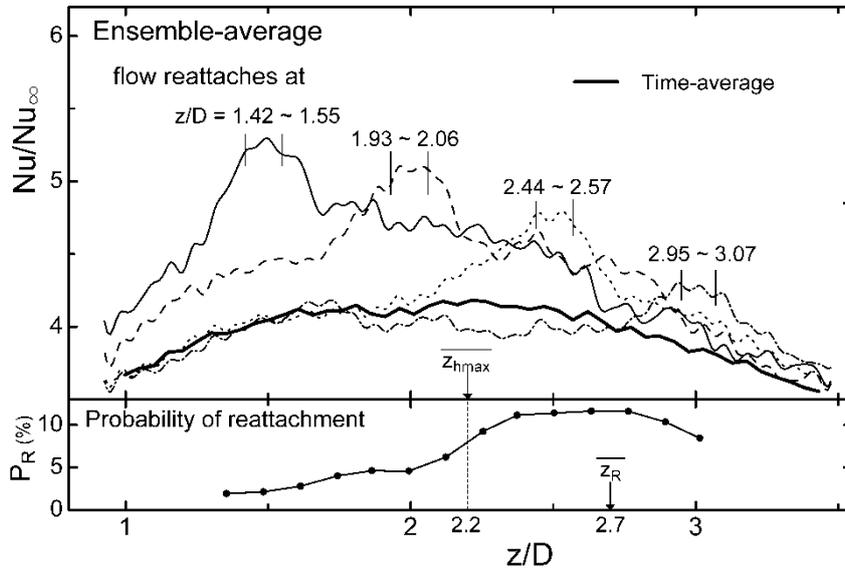


Fig. B-5 Ensemble-averaged Nusselt number distribution on the condition that instantaneous reattachment appeared at specific streamwise positions.

## B.4 まとめ

瞬時熱伝達率分布のコマ送りを基に、時々刻々と変化する熱伝達構造の移流速度を PIV 解析ソフトウェアを用いて評価した結果、以下のことが明らかになった。

1. PIV 解析で求めた移流速度の時間平均値は、自己相関法により求めた値とよく一致しており、定量的に妥当な値であることを確認した。
2. 従来の研究と同様に、時間平均熱伝達率の極大位置（本実験では  $z/D = 2.2$ ）は、時間平均再付着位置（本実験では  $z/D = 2.7$ ）よりも上流側に存在することを確認した。
3. 各瞬時再付着位置を抽出条件とし、瞬時熱伝達率分布のアンサンブル平均を行った。その結果、アンサンブル平均した熱伝達率分布は、抽出条件とした瞬時再付着位置においてピーク値を示した。すなわち、瞬時再付着位置と瞬時熱伝達率極大位置は密接に関係していることを確認した。
4. アンサンブル平均の結果、抽出条件とした瞬時再付着位置が上流側に位置するほど熱伝達率の極大値が増加する傾向があった。すなわち、上流側に再付着する流れほど伝熱促進への寄与度が高く、これが、時間平均熱伝達率極大位置が時間平均再付着位置よりも上流側に存在する理由であることが示された。

## 付録 C 不確かさ解析

本稿では、第4章「はく離・再付着流れを伴う熱伝達特性」および第5章「流れの急加速・急減速を伴う熱伝達特性」における代表的な条件について、赤外線カメラで測定した温度および評価した熱伝達率の不確かさ解析を行った。

### C.1 はく離・再付着流れを伴う熱伝達測定（オリフィス上流）

#### C.1.1 測定温度の誤差

赤外線カメラの検知波長帯域（3～5 μm）における分光放射率を  $\epsilon_{IR}$ 、赤外線カメラの光学系の温度を  $T_L$ 、周囲温度を  $T_{amb}$  とすると、被測定面（非黒体）の温度  $T_w$  と赤外線カメラで検知された放射強度（カウント値） $E_{IR}$  の関係は、次式で表される。

$$E_{IR} = \epsilon_{IR} f(T_w, T_L) + (1 - \epsilon_{IR}) f(T_{amb}, T_L) \quad (C-1)$$

本研究では、式(C-1)を用いて、赤外線カメラの出力  $E_{IR}$ 、赤外線カメラの光学系の温度  $T_L$ 、周囲温度  $T_{amb}$  の測定、および分光放射率  $\epsilon_{IR}$  の値から被測定面の温度  $T_w$  を求めている（2.5.4 項参照）。分光放射率  $\epsilon_{IR}$  の値は、ここでは2.5.5 項で述べたように、円管内水流実験と同様な伝熱面及び周囲条件において  $E_{IR}$ 、 $T_L$ 、 $T_{amb}$ 、 $T_w$  を計測し、これらの値を式(C-1)に代入して  $\epsilon_{IR}$  の値を評価している。この場合、黒体炉での校正で求めた関数  $f(T)$  に誤差があると、評価した  $\epsilon_{IR}$  の値に誤差が伝播するが、その  $\epsilon_{IR}$  の値を用いて  $T_w$  を求めているので、円管内水流実験模型の  $\epsilon_{IR}$  と分光放射率評価用模型の  $\epsilon_{IR}$  が等しければ、 $T_w$  の算出においては、 $f(T)$  の誤差は事実上キャンセルされる。

以上を考慮すると、温度  $T_w$  の測定誤差として以下の要因が挙げられる。

- ① 分光放射率  $\epsilon_{IR}$  評価時の誤差（2.5.5 項参照、 $\epsilon_{IR}$  の管内水流実験模型との差異含む）
- ② 管内水流実験模型の  $\epsilon_{IR}$  の不均一（ペイントの塗りむら）
- ③ 放射強度（出力値） $E_{IR}$  のノイズ（IR素子の出力変動、および素子間の感度のばらつき）

④ 周囲放射  $(1 - \epsilon_{IR})f(T_{amb})$  の不均一による誤差

なお、赤外線カメラの光学系の温度 $T_L$ の誤差の影響は被測定面の温度 $T_w$ の誤差要因として十分小さいため、ここでは無視する。上記要因について、それぞれ絶対正確度（かたより誤差） $B$ 、および絶対精密度（ばらつき誤差） $S$ を計算した。なお、ここで使用する用語および記号は、文献[48]に準じている。表C-1に、①～④の誤差要因をまとめた。

TableC-1 Uncertainty factor of the temperature measurement using infrared thermograph.

項番	誤差要因	絶対正確度 B	絶対精密度 S	絶対感度 $\theta$
①	熱電対による銅板温度の測定誤差	$B_{11} = 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$		$\theta_{11} = 1$
	銅板内部と被測定面の温度差(接触熱抵抗によるもの)	$B_{12} = 0.02 \text{ }^\circ\text{C}$		$\theta_{12} = 1$
	周囲温度の測定誤差	$B_{13} = 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$		$\theta_{13} = 0.032 \text{ }^\circ\text{C}^{*1}$
	$\epsilon_{IR}$ の管内水流実験模型との差異 ( $0.96 \pm 0.02$ )	$B_{14} = 0.180 \text{ }^\circ\text{C}^{*1}$		$\theta_{14} = 1$
②	管内水流実験模型の $\epsilon_{IR}$ の不均一 ( $0.96 \pm 0.005$ )		$S_2 = 0.046 \text{ }^\circ\text{C}^{*1}$	$\theta_2 = 1$
③	IR素子(各ピクセル)の出力変動 ( $\epsilon_{IR} = 0.96$ の場合, フィルター後)		$S_{31} = 0.003 \text{ }^\circ\text{C}^{*2}$	$\theta_{31} = 1$
	IR素子(ピクセル)間の出力のばらつき ( $\epsilon_{IR} = 0.96$ の場合, フィルター後)		$S_{32} = 0.022 \text{ }^\circ\text{C}^{*2}$	$\theta_{32} = 1$
④	非加熱時(水流あり)における周囲放射の不均一に伴う $E_{IR}$ の不均一		$S_{41} = 0.039 \text{ }^\circ\text{C}^{*1}$	$\theta_{41} = 1$
	熱電対による周囲温度の測定誤差	$B_{42} = 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$		$\theta_{42} = 0.032 \text{ }^\circ\text{C}^{*1}$

\*1 式(2) から,  $T_w = 40 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $T_{amb} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\epsilon_{IR} = 0.96$  として評価, \*2 等温面の測定結果から評価

これより,  $T_w$ の測定誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{T_w} = \sqrt{(\theta_{11} \times B_{11})^2 + (\theta_{12} \times B_{12})^2 + (\theta_{13} \times B_{13})^2 + (\theta_{14} \times B_{14})^2 + (\theta_{42} \times B_{42})^2} = 0.207 \text{ }^\circ\text{C}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :

$$S_{T_w} = \sqrt{(\theta_2 \times S_2)^2 + (\theta_{31} \times S_{31})^2 + (\theta_{32} \times S_{32})^2 + (\theta_{41} \times S_{41})^2} = 0.064 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{T_w} = \sqrt{B_{T_w}^2 + (2S_{T_w})^2} = \underline{0.24 \text{ }^\circ\text{C}}$$

なお,  $T_w$  が時間的に平均された場合はIR素子の出力変動 ( $S_{31}$ ) が0になる. また,  $T_w$  が空間的に平均された場合は素子間の出力のばらつき ( $S_{32}$ ), ペイントの塗りむらの影響 ( $S_2$ ), および周囲放射の不均一の影響 ( $S_{41}$ ) が0になる. この場合,  $S_{T_w} = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ となり,  $T_w$  の絶対誤差 (95 % 包括度) は  $U_{T_w} = \underline{0.21 \text{ }^\circ\text{C}}$ となる.

### C.1.2 熱伝達率の誤差

本研究では, 赤外線カメラで測定した伝熱面 (黒ペイントを塗布した金属箔) の温度  $T_w$  から, 次式により瞬時・局所の熱伝達率  $h$  を算出している.

$$h = \frac{\dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr} + (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) \left( \frac{\Delta^2 T_w}{\Delta z^2} + \frac{\Delta^2 T_w}{\Delta(R\theta)^2} \right) - (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\Delta T_w}{\Delta t}}{T_w - T_m} \quad (\text{C-2})$$

熱伝達率  $h$  の誤差を評価する上で, まず, 以下の4つの項に分けて考えた.

① 熱流束	$\dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr}$	$= q$
② 熱拡散項	$(\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) \left( \frac{\Delta^2 T_w}{\Delta z^2} + \frac{\Delta^2 T_w}{\Delta(R\theta)^2} \right)$	$= D$
③ 熱慣性項	$(c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\Delta T_w}{\Delta t}$	$= I$
④ 温度差	$T_w - T_m$	$= \Delta T$

なお、不確かさ解析は、はく離・再付着を伴う熱伝達測定における代表的な条件 ( $Re_D = 12000$ ,  $z = -20 \text{ mm}$ , 模型④) において行った。

### 熱流束の誤差

チタン箔に与える通電加熱熱流束  $\dot{q}_{in}$  は、電流を  $I$ 、チタン箔の電気抵抗を  $R_t$ 、表面積  $A$  を用いて  $\dot{q}_{in} = I^2 R_t / A$  から計算される。なお、円管外部への対流熱損失  $\dot{q}_{cvr}$  および放射熱損失  $\dot{q}_{rdr}$  は、それぞれ  $\dot{q}_{in}$  の 0.5 % 程度以下と小さいため、 $\dot{q}_{cvr}$  および  $\dot{q}_{rdr}$  の誤差はここでは考慮しない。すなわち、熱流束の誤差  $q$  は、 $\dot{q}_{in} = I^2 R_t / A$  から評価した。表C-2に、熱流束 ( $q = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr}$ ) の誤差要因をまとめる。

Table C-2 Uncertainty factor of heat flux.

項目	誤差要因	相対正確度 $B/q$	相対精密度 $S/q$	相対感度 $\theta'$
電流 $I$	直流電源の電流計の精度 ( $I = 75.0 \text{ A}$ に対して、精度 $\pm 0.5 \%$ $\pm 0.2 \text{ A}$ の 1/2 で評価)	$B_{q1}/q = 0.38 \%$		$\theta'_{q1} = 2$
電気 抵抗 $R_t$	チタン箔の厚さの精度 ( $20.7 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ )	$B_{q2}/q = 2.42 \%$		$\theta'_{q2} = 1$
	チタン箔の幅の不均一 ( $63.2 \text{ mm} \pm 0.3 \text{ mm}$ )		$S_{q3}/q = 0.5 \%$	$\theta'_{q3} = 1$
表面 積 $A$	誤差は小さいので、ここでは考慮しない			

これより、熱流束 ( $q = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr}$ ) の相対誤差は以下のように評価できる。

$$\text{相対正確度 (かたより誤差)} : B_q/q = \sqrt{(\theta'_{q1} \times B_{q1}/q)^2 + (\theta'_{q2} \times B_{q2}/q)^2} = 2.53 \%$$

$$\text{相対精密度 (ばらつき誤差)} : S_q/q = \sqrt{(\theta'_{q3} \times S_{q3}/q)^2} = 0.5 \%$$

$$\text{相対誤差 (95 \% 包括度)} : U_q/q = \sqrt{(B_q/q)^2 + (2 \times S_q/q)^2} = 2.7 \%$$

はく離・再付着を伴う熱伝達測定時 ( $Re_D = 12000, z = -20 \text{ mm}$ ) は  $q \approx \dot{q}_{in} = 4.1 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  であるので、熱流束  $q$  の絶対誤差は以下のように評価できる。

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_q = (U_q/q) \times q = 1.1 \times 10^3 \text{ W/m}^2$$

### 熱拡散項の誤差

熱拡散項  $D = (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{W/m}^2$ ] の誤差は、 $D_1 = (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p)$  [ $\text{W/K}$ ] と  $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{K/m}^2$ ] に分けて考える。まず、 $D_1$  の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 12000, z = -20 \text{ mm}$  の場合) を表C-3 にまとめる。

Table C-3 Uncertainty factor of  $D_1$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\lambda_t$	チタンの熱伝導率の精度 ( $21.9 \text{ W/(m}\cdot\text{K)} \pm 2 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ )	$B_{D11} =$ $2.0 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$		$\theta_{D11} =$ $20.7 \times 10^{-6} \text{ m}$
$\delta_t$	チタン箔の厚さの精度 ( $20.7 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ )	$B_{D12} =$ $0.5 \times 10^{-6} \text{ m}$		$\theta_{D12} =$ $21.9 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$
$\lambda_p$	ペイントの熱伝導率の精度 ( $0.21 \text{ W/(m}\cdot\text{K)} \pm 0.02 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ )	$B_{D13} =$ $0.02 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$		$\theta_{D13} =$ $20 \times 10^{-6} \text{ m}$
$\delta_p$	ペイントの厚さのばらつき ( $20 \mu\text{m} \pm 4 \mu\text{m}$ )		$S_{D14} =$ $4 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D14} =$ $0.21 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$

これより、 $D_1$  の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{D1} = \sqrt{(\theta_{D11} \times B_{D11})^2 + (\theta_{D12} \times B_{D12})^2 + (\theta_{D13} \times B_{D13})^2} = 42.8 \times 10^{-6} \text{ W/K}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{D1} = \sqrt{(\theta_{D14} \times S_{D14})^2} = 8.40 \times 10^{-7} \text{ W/K}$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{D1} = \sqrt{B_{D1}^2 + (2 \times S_{D1})^2} = 42.9 \times 10^{-6} \text{ W/K}$

次に、 $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{K/m}^2$ ] の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 12000, z = -20 \text{ mm}$  の場合) を表C-4 にまとめる。

Table C-4 Uncertainty factor of  $D_2$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\Delta T_w$	赤外線カメラによる温度測定精度 ( $z$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.035 K程度, $R\theta$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.25 K 程度)		$S_{D21} =$ 0.01 K	$\theta_{D21} =$ $4.8 \times 10^7 \text{ m}^{-2*1}$
$\Delta z$	流れ方向ピクセル間距離の精度 (0.20 mm $\pm$ 0.003 mm)		$S_{D22} =$ $3 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D22} =$ $-8.8 \times 10^9 \text{ K/m}^{3*2}$
$\Delta(R\theta)$	周方向ピクセル間距離の精度 (0.21 mm $\pm$ 0.003 mm)		$S_{D23} =$ $3 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D23} =$ $-5.4 \times 10^{10} \text{ K/m}^{3*3}$

\*1  $\theta_{D21} = 1/(\Delta z)^2 + 1/\{\Delta(R\theta)^2\}$ , \*2  $\theta_{D22} = -2|\Delta T_w|/(\Delta z)^3$ , \*3  $\theta_{D23} = -2|\Delta T_w|/(\Delta R\theta)^3$

これより、 $D_2$ の絶対誤差（局所値の場合）は以下のように評価できる。

絶対精密度（ばらつき誤差）：

$$S_{D2} = \sqrt{(\theta_{D21} \times S_{D21})^2 + (\theta_{D22} \times S_{D22})^2 + (\theta_{D23} \times S_{D23})^2} = 5.0 \times 10^5 \text{ K/m}^2$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{D2} = \sqrt{(2 \times S_{D2})^2} = 1.0 \times 10^6 \text{ K/m}^2$$

なお、 $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{K/m}^2$ ] の空間平均値はほぼ 0 であるので、その誤差は 0 とみなせる。

最後に、 $D = D_1 \times D_2$ の誤差要因を表C-5 にまとめる。

Table C-5 Uncertainty factor of thermal diffusion term.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$D_1$	$D_1$ の誤差 ( $D_1$ の平均値は $4.6 \times 10^4 \text{ W/K}$ )	$B_{D1} =$ $42.8 \times 10^{-6} \text{ W/K}$	$S_{D1} =$ $8.4 \times 10^{-7} \text{ W/K}$	$\theta_{D1} =$ $6.5 \times 10^6 \text{ K/m}^2$
$D_2$	$D_2$ の誤差 ( $ \Delta T_w $ から求めた $D_2$ の平均値は $6.5 \times 10^6 \text{ K/m}^2$ 程度)		$S_{D2} =$ $5.0 \times 10^5 \text{ K/m}^2$	$\theta_{D2} =$ $4.6 \times 10^4 \text{ W/K}$

これより、 $D$ の絶対誤差（局所値の場合）は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :  $B_D = \sqrt{(\theta_{D1} \times B_{D1})^2} = 280 \text{ W/m}^2$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_D = \sqrt{(\theta_{D1} \times S_{D1})^2 + (\theta_{D2} \times S_{D2})^2} = 231 \text{ W/m}^2$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_D = \sqrt{B_D^2 + (2 \times S_D)^2} = 540 \text{ W/m}^2$

なお、 $D = (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta (R\theta)^2)$  [ $\text{W/m}^2$ ] の空間平均値はほぼ 0 であるので、その誤差は 0 とみなせる。

### 熱慣性項の誤差

熱慣性項  $I = (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \Delta T_w / \Delta t$  [ $\text{W/m}^2$ ] の誤差は、 $I_1 = (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p)$  [ $\text{J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ] と  $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [ $\text{K/s}$ ] に分けて考える。まず、 $I_1$  の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定、 $Re_D = 12000, z = -20 \text{ mm}$  の場合) を表 C-6 にまとめる。

Table C-6 Uncertainty factor of  $I_1$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$c_t$	チタンの比熱の精度 (520 J/(kg·K) ± 5 J/(kg·K))	$B_{111} =$ 5 J/(kg·K)		$\theta_{111} =$ $9.3 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^2$
$\rho_t$	チタンの密度の精度 (4507 kg/m <sup>3</sup> ± 2 kg/m <sup>3</sup> )	$B_{112} =$ 2 kg/m <sup>3</sup>		$\theta_{112} =$ $1.08 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$\delta_t$	チタン箔の厚さの精度 (20.7 μm ± 0.5 μm)	$B_{113} =$ $0.5 \times 10^{-6} \text{ m}$		$\theta_{113} =$ $2.34 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$
$c_p$	ペイントの比熱の精度 (1400 J/(kg·K) ± 50 J/(kg·K))	$B_{114} =$ 50 J/(kg·K)		$\theta_{114} =$ $2.4 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^2$
$\rho_p$	ペイントの密度の精度 (1190 kg/m <sup>3</sup> ± 50 kg/m <sup>3</sup> )	$B_{115} =$ 50 kg/m <sup>3</sup>		$\theta_{115} =$ $2.8 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$\delta_p$	ペイントの厚さのばらつき (20 μm ± 4 μm)		$S_{116} =$ $4 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{116} =$ $1.67 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$

これより、 $I_1$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{I1} = \sqrt{(\theta_{I11} \times B_{I11})^2 + (\theta_{I12} \times B_{I12})^2 + (\theta_{I13} \times B_{I13})^2 + (\theta_{I14} \times B_{I14})^2 + (\theta_{I15} \times B_{I15})^2} = 2.23 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_{I1} = \sqrt{(\theta_{I16} \times S_{I16})^2} = 6.66 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{I1} = \sqrt{B_{I1}^2 + (2 \times S_{I1})^2} = 13.51 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

次に、 $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定、 $Re_D = 12000$ ,  $z = -20$  mmの場合) を表C-7 にまとめる。

Table C-7 Uncertainty factor of  $I_2$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\Delta T_w$	赤外線カメラによる温度測定精度 ( $t$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.033 K 程度)		$S_{I21} =$ 0.003 K	$\theta_{I21} =$ 800s <sup>-1</sup>
$\Delta t$	フレーム間隔の精度 (1/800 s $\pm$ 0, 誤差は考慮しない)			

これより、 $I_2$ の絶対誤差 (瞬時値の場合) は以下のように評価できる。

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_{I2} = \sqrt{(\theta_{I21} \times S_{I21})^2} = 2.4 \text{ K/s}$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{I2} = \sqrt{(2 \times S_{I2})^2} = 4.8 \text{ K/s}$$

なお、 $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] の時間平均値は 0 になるので、その誤差も 0 になる。

最後に、 $I = I_1 \times I_2$ の誤差要因を表C-8 にまとめる。

Table C-8 Uncertainty factor of thermal inertia term.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$I_1$	$I_1$ の誤差 ( $I_1$ の平均値は $82 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ )	$B_{I1} =$ $2.23 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	$S_{I1} =$ $6.66 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	$\theta_{I1} =$ $26.4 \text{ K/s}$
$I_2$	$I_2$ の誤差 ( $ \Delta T_w $ から求めた $I_2$ の平均値は $26.4 \text{ K/s}$ 程度)		$S_{I2} =$ $2.4 \text{ K/s}$	$\theta_{I2} =$ $82 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

これより、 $I$  の絶対誤差（瞬時値の場合）は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_I = \sqrt{(\theta_{I1} \times B_{I1})^2} = 59 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_I = \sqrt{(\theta_{I1} \times S_{I1})^2 + (\theta_{I2} \times S_{I2})^2} = 264 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_I = \sqrt{B_I^2 + (2 \times S_I)^2} = 531 \text{ W/m}^2$$

なお、 $I = (c_i \rho_i \delta_i + c_p \rho_p \delta_p) \Delta T_w / \Delta t$  [ $\text{W}/\text{m}^2$ ] の時間平均値は 0 になるので、その誤差も 0 になる。

#### 温度差の誤差

温度差  $\Delta T = T_w - T_m$  の誤差要因（はく離・再付着を伴う熱伝達測定、 $Re_D = 12000$ ,  $z = -20 \text{ mm}$  の場合）を表C-9 にまとめる。なお、混合平均温度は入口温度  $T_{in}$  と加熱による温度上昇の和から求めているので、それぞれの誤差要因を検討した。

Table C-9 Uncertainty factor of temperature difference.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$T_w$	$T_w$ の誤差	$B_{\Delta T1} = 0.207 \text{ K}$	$S_{\Delta T1} = 0.064 \text{ K}$	$\theta_{\Delta T1} = 1$
$T_m$	$T_{in}$ の誤差	$B_{\Delta T2} = 0.1 \text{ K}$		$\theta_{\Delta T2} = 1$
	加熱による温度上昇の誤差 ( $0.6 \text{ K}$ の温度上昇に対して $5 \%$ 程度)	$B_{\Delta T3} = 0.03 \text{ K}$		$\theta_{\Delta T3} = 1$

これより、 $\Delta T$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{\Delta T} = \sqrt{(\theta_{\Delta T1} \times B_{\Delta T1})^2 + (\theta_{\Delta T2} \times B_{\Delta T2})^2 + (\theta_{\Delta T3} \times B_{\Delta T3})^2} = 0.23 \text{ K}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{\Delta T} = \sqrt{(\theta_{\Delta T1} \times S_{\Delta T1})^2} = 0.064 \text{ K}$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{\Delta T} = \sqrt{B_{\Delta T}^2 + (2 \times S_{\Delta T})^2} = 0.265 \text{ K}$

### 熱伝達率の誤差

熱流束  $q$ , 熱拡散項  $D$ , 熱慣性項  $I$ , 温度差  $\Delta T$ の誤差についてそれぞれ検討したが、最後に、熱伝達率  $h = (q + D - I) / \Delta T$  の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 12000$ ,  $z = -20 \text{ mm}$ の場合) を表C-10 にまとめる。

Table C-10 Uncertainty factor of heat transfer coefficient.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$q$	$q$ の誤差 ( $q$ の平均値は $4.1 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ )	$B_{h1} = 1039 \text{ W/m}^2$	$S_{h1} = 195 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h1} = 0.1 \text{ K}^{-1}$
$D$	$D$ の誤差 ( $ D $ の平均値は $3.0 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ 程度, $D$ の平均値はほぼ0)	$B_{h2} = 280 \text{ W/m}^2$	$S_{h2} = 231 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h2} = 0.1 \text{ K}^{-1}$
$I$	$I$ の誤差 ( $ I $ の平均値は $2.1 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ 程度, $I$ の平均値は0)	$B_{h3} = 59 \text{ W/m}^2$	$S_{h3} = 264 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h3} = -0.1 \text{ K}^{-1}$
$\Delta T$	$\Delta T$ の誤差 ( $\Delta T$ の平均値は 11 K)	$B_{h4} = 0.23 \text{ K}$	$S_{h4} = 0.064 \text{ K}$	$\theta_{h4} =$ $-346 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^2) *$

\*  $\theta_{h4} = -(q + D - I) / \Delta T^2$

これより、 $h$ の絶対誤差 (瞬時・局所値) は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_h = \sqrt{(\theta_{h1} \times B_{h1})^2 + (\theta_{h2} \times B_{h2})^2 + (\theta_{h3} \times B_{h3})^2 + (\theta_{h4} \times B_{h4})^2} = 134 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :

$$S_h = \sqrt{(\theta_{h1} \times S_{h1})^2 + (\theta_{h2} \times S_{h2})^2 + (\theta_{h3} \times S_{h3})^2 + (\theta_{h4} \times S_{h4})^2} = 46 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_h = \sqrt{B_h^2 + (2 \times S_h)^2} = 163 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

はく離・再付着を伴う熱伝達測定 ( $Re_D = 12000, z = -20 \text{ mm}$ ) の場合は  $\bar{h} = 3600 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  であるので、 $h$  の相対誤差 (瞬時・局所値) は以下のように評価できる。

$$\text{相対正確度 (かたより誤差)} : B_h/h = 3.7 \%$$

$$\text{相対精密度 (ばらつき誤差)} : S_h/h = 1.3 \%$$

$$\text{相対誤差 (95 \% 包括度)} : U_h/h = \underline{4.5 \%}$$

また、 $h$  が時空間的に平均化された場合は、熱拡散項  $D$  および熱慣性項  $I$  の誤差は 0 とみなせるので、 $h$  の絶対誤差は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_{\bar{h}} = \sqrt{(\theta_{h1} \times B_{h1})^2 + (\theta_{h4} \times B_{h4})^2} = 131 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{\bar{h}} = B_{\bar{h}} = 131 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

この時、 $h$  の相対誤差 (時空間平均値) は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_{\bar{h}}/h = 3.6 \%$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{\bar{h}}/h = \underline{3.6 \%}$$

なお、本研究では伝熱面の温度を厚さ方向に一様と仮定しているため、熱伝達の変動周波数が高くなると、式(C-2)で算出された熱伝達率の変動振幅が減衰する。この影響は 2.6.3 項で記述している。また、式(C-2)の差分化に伴い、高周波数の熱伝達率変動、および高空間波数の空間分布の振幅が減衰する。この影響は 3.3.3 項に記述している。

## C.2 はく離・再付着流を伴う熱伝達測定（再付着領域）

### C.2.1 測定温度の誤差

温度  $T_w$  の測定誤差としては、C.1.1 項で述べたように以下の要因が挙げられる。

- ① 分光放射率  $\varepsilon_{IR}$  評価時の誤差（2.5.5 項参照， $\varepsilon_{IR}$  の管内水流実験模型との差異含む）
- ② 管内水流実験模型の  $\varepsilon_{IR}$  の不均一（ペイントの塗りむら）
- ③ 放射強度（出力値） $E_{IR}$  のノイズ（IR素子の出力変動，および素子間の感度のばらつき）
- ④ 周囲放射  $(1 - \varepsilon_{IR})f(T_{amb})$  の不均一による誤差

ここで、誤差要因①～④は、模型や赤外線カメラに起因する誤差であるが、本測定はオリフィス上流の測定（C.1.1 項）と同じ模型を使用しているため、誤差も基本的には同じである。すなわち、 $T_w$  の測定誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度（かたより誤差）： $B_{T_w} = 0.207\text{ }^\circ\text{C}$

絶対精密度（ばらつき誤差）： $S_{T_w} = 0.064\text{ }^\circ\text{C}$

絶対誤差（95%包括度）： $U_{T_w} = \sqrt{B_{T_w}^2 + (2S_{T_w})^2} = 0.24\text{ }^\circ\text{C}$

また、 $T_w$  が時空間的に平均された場合、 $T_w$  の絶対誤差（95%包括度）は  $U_{T_w} = 0.21\text{ }^\circ\text{C}$  となる。

### C.2.2 熱伝達率の誤差

次に、はく離・再付着を伴う熱伝達測定における代表的な条件 ( $Re_D = 12000$ ,  $z = 40\text{ mm}$ , 模型④) において不確かさ解析を行った。

#### 熱流束の誤差

熱流束の誤差  $q$  は、 $\dot{q}_{in} = I^2 R_t / A$  から評価した。表 C-11 に、熱流束 ( $q = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvt} - \dot{q}_{rdr}$ ) の誤差要因をまとめる。

Table C-11 Uncertainty factor of heat flux.

項目	誤差要因	相対正確度 $B/q$	相対精密度 $S/q$	相対感度 $\theta'$
電流 $I$	直流電源の電流計の精度 ( $I = 75.0 \text{ A}$ に対して, 確度 $\pm 0.5 \%$ $\pm 0.2 \text{ A}$ の 1/2 で評価)	$B_{q1}/q = 0.38 \%$		$\theta'_{q1} = 2$
電気 抵抗 $R_t$	チタン箔の厚さの精度 ( $20.7 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ )	$B_{q2}/q = 2.42 \%$		$\theta'_{q2} = 1$
	チタン箔の幅の不均一 ( $63.2 \text{ mm} \pm 0.3 \text{ mm}$ )		$S_{q3}/q = 0.5 \%$	$\theta'_{q3} = 1$
表面 積 $A$	誤差は小さいので, ここでは考慮しない			

これより, 熱流束 ( $q = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvt} - \dot{q}_{rdr}$ ) の相対誤差は以下のように評価できる.

$$\text{相対正確度 (かたより誤差)} : B_q/q = \sqrt{(\theta'_{q1} \times B_{q1}/q)^2 + (\theta'_{q2} \times B_{q2}/q)^2} = 2.53 \%$$

$$\text{相対精密度 (ばらつき誤差)} : S_q/q = \sqrt{(\theta'_{q3} \times S_{q3}/q)^2} = 0.5 \%$$

$$\text{相対誤差 (95 \% 包括度)} : U_q/q = \sqrt{(B_q/q)^2 + (2 \times S_q/q)^2} = 2.7 \%$$

流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定時 ( $Re_D = 8000, z = 220 \text{ mm}$ ) は  $q \approx \dot{q}_{in} = 4.1 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  であるので, 熱流束  $q$  の絶対誤差は以下のように評価できる.

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_q = (U_q/q) \times q = 1.1 \times 10^3 \text{ W/m}^2$$

#### 熱拡散項の誤差

熱拡散項  $D = (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{W/m}^2$ ] の誤差は,  $D_1 = (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p)$  [ $\text{W/K}$ ] と  $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{K/m}^2$ ] に分けて考える. まず,  $D_1$  の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 12000, z = 40 \text{ mm}$  の場合) を表C-12 にまとめる.

Table C-12 Uncertainty factor of  $D_1$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\lambda_t$	チタンの熱伝導率の精度 (21.9 W/(m·K) ± 2 W/(m·K))	$B_{D11} =$ 2.0 W/(m·K)		$\theta_{D11} =$ $20.7 \times 10^{-6}$ m
$\delta_t$	チタン箔の厚さの精度 (20.7 μm ± 0.5 μm)	$B_{D12} =$ $0.5 \times 10^{-6}$ m		$\theta_{D12} =$ 21.9 W/(m·K)
$\lambda_p$	ペイントの熱伝導率の精度 (0.21 W/(m·K) ± 0.02 W/(m·K))	$B_{D13} =$ 0.02 W/(m·K)		$\theta_{D13} =$ $20 \times 10^{-6}$ m
$\delta_p$	ペイントの厚さのばらつき (20 μm ± 4 μm)		$S_{D14} =$ $4 \times 10^{-6}$ m	$\theta_{D14} =$ 0.21 W/(m·K)

これより、 $D_1$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{D1} = \sqrt{(\theta_{D11} \times B_{D11})^2 + (\theta_{D12} \times B_{D12})^2 + (\theta_{D13} \times B_{D13})^2} = 42.8 \times 10^{-6} \text{ W/K}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{D1} = \sqrt{(\theta_{D14} \times S_{D14})^2} = 8.40 \times 10^{-7} \text{ W/K}$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{D1} = \sqrt{B_{D1}^2 + (2 \times S_{D1})^2} = 42.9 \times 10^{-6} \text{ W/K}$

次に、 $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2) [\text{K/m}^2]$  の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定、 $Re_D = 12000$ ,  $z = 40 \text{ mm}$  の場合) を表C-13 にまとめる。

Table C-13 Uncertainty factor of  $D_2$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\Delta T_w$	赤外線カメラによる温度測定精度 ( $z$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.071 K程度, $R\theta$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.14 K 程度)		$S_{D21} =$ 0.01 K	$\theta_{D21} =$ $4.8 \times 10^7 \text{ m}^{-2*1}$
$\Delta z$	流れ方向ピクセル間距離の精度 (0.20 mm $\pm$ 0.003 mm)		$S_{D22} =$ $3 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D22} =$ $-1.8 \times 10^{10} \text{ K/m}^3*2$
$\Delta(R\theta)$	周方向ピクセル間距離の精度 (0.21 mm $\pm$ 0.003 mm)		$S_{D23} =$ $3 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D23} =$ $-2.9 \times 10^{10} \text{ K/m}^3*3$

\*1  $\theta_{D21} = 1/(\Delta z)^2 + 1/\{\Delta(R\theta)^2\}$ , \*2  $\theta_{D22} = -2|\Delta T_w|/(\Delta z)^3$ , \*3  $\theta_{D23} = -2|\Delta T_w|/(\Delta R\theta)^3$

これより、 $D_2$ の絶対誤差（局所値の場合）は以下のように評価できる。

絶対精密度（ばらつき誤差）：

$$S_{D2} = \sqrt{(\theta_{D21} \times S_{D21})^2 + (\theta_{D22} \times S_{D22})^2 + (\theta_{D23} \times S_{D23})^2} = 4.9 \times 10^5 \text{ K/m}^2$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{D2} = \sqrt{(2 \times S_{D2})^2} = 9.8 \times 10^5 \text{ K/m}^2$$

なお、 $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{K/m}^2$ ] の空間平均値はほぼ 0 であるので、その誤差は 0 とみなせる。

最後に、 $D = D_1 \times D_2$ の誤差要因を表C-14 にまとめる。

Table C-14 Uncertainty factor of thermal diffusion term.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$D_1$	$D_1$ の誤差 ( $D_1$ の平均値は $4.6 \times 10^{-4}$ W/K)	$B_{D1} =$ $42.8 \times 10^{-6}$ W/K	$S_{D1} =$ $8.4 \times 10^{-7}$ W/K	$\theta_{D1} =$ $4.9 \times 10^6$ K/m <sup>2</sup>
$D_2$	$D_2$ の誤差 ( $ \Delta T_w $ から求めた $D_2$ の平均値は $4.9 \times 10^6$ K/m <sup>2</sup> 程度)		$S_{D2} =$ $4.9 \times 10^5$ K/m <sup>2</sup>	$\theta_{D2} =$ $4.6 \times 10^{-4}$ W/K

これより、 $D$  の絶対誤差（局所値の場合）は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度（かたより誤差）： } B_D = \sqrt{(\theta_{D1} \times B_{D1})^2} = 208 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対精密度（ばらつき誤差）： } S_D = \sqrt{(\theta_{D1} \times S_{D1})^2 + (\theta_{D2} \times S_{D2})^2} = 223 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対誤差（95 \% 包括度）： } U_D = \sqrt{B_D^2 + (2 \times S_D)^2} = 492 \text{ W/m}^2$$

なお、 $D = (\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p) (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta (R\theta)^2)$  [W/m<sup>2</sup>] の空間平均値はほぼ 0 であるので、その誤差は 0 とみなせる。

#### 熱慣性項の誤差

熱慣性項  $I = (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \Delta T_w / \Delta t$  [W/m<sup>2</sup>] の誤差は、 $I_1 = (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p)$  [J/(m<sup>2</sup>·K)] と  $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] に分けて考える。まず、 $I_1$  の誤差要因（はく離・再付着を伴う熱伝達測定、 $Re_D = 12000$ ,  $z = 40$  mm の場合）を表 C-15 にまとめる。

Table C-15 Uncertainty factor of  $I_1$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$c_t$	チタンの比熱の精度 (520 J/(kg·K) ± 5 J/(kg·K))	$B_{I11} =$ 5 J/(kg·K)		$\theta_{I11} =$ $9.3 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^2$
$\rho_t$	チタンの密度の精度 (4507 kg/m <sup>3</sup> ± 2kg/m <sup>3</sup> )	$B_{I12} =$ 2 kg/m <sup>3</sup>		$\theta_{I12} =$ $1.08 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$\delta_t$	チタン箔の厚さの精度 (20.7 μm ± 0.5 μm)	$B_{I13} =$ $0.5 \times 10^{-6} \text{ m}$		$\theta_{I13} =$ $2.34 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$
$c_p$	ペイントの比熱の精度 (1400 J/(kg·K) ± 50 J/(kg·K))	$B_{I14} =$ 50 J/(kg·K)		$\theta_{I14} =$ $2.4 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^2$
$\rho_p$	ペイントの密度の精度 (1190 kg/m <sup>3</sup> ± 50 kg/m <sup>3</sup> )	$B_{I15} =$ 50 kg/m <sup>3</sup>		$\theta_{I15} =$ $2.8 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$\delta_p$	ペイントの厚さのばらつき (20 μm ± 4 μm)		$S_{I16} =$ $4 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{I16} =$ $1.67 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$

これより、 $I_1$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{I1} = \sqrt{(\theta_{I11} \times B_{I11})^2 + (\theta_{I12} \times B_{I12})^2 + (\theta_{I13} \times B_{I13})^2 + (\theta_{I14} \times B_{I14})^2 + (\theta_{I15} \times B_{I15})^2} = 2.23 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{I1} = \sqrt{(\theta_{I16} \times S_{I16})^2} = 6.66 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{I1} = \sqrt{B_{I1}^2 + (2 \times S_{I1})^2} = 13.51 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

次に、 $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定、 $Re_D = 12000$ ,  $z = 40 \text{ mm}$ の場合) を表C-16 にまとめる。

Table C-16 Uncertainty factor of  $I_2$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\Delta T_w$	赤外線カメラによる温度測定精度 ( $t$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.056 K 程度)		$S_{I21} =$ 0.003 K	$\theta_{I21} =$ 800s <sup>-1</sup>
$\Delta t$	フレーム間隔の精度 (1/800 s ± 0, 誤差は考慮しない)			

これより、 $I_2$ の絶対誤差（瞬時値の場合）は以下のように評価できる。

$$\text{絶対精密密度（ばらつき誤差）： } S_{I2} = \sqrt{(\theta_{I21} \times S_{I21})^2} = 2.4 \text{ K/s}$$

$$\text{絶対誤差（95 \% 包括度）： } U_{I2} = \sqrt{(2 \times S_{I2})^2} = 4.8 \text{ K/s}$$

なお、 $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] の時間平均値は 0 になるので、その誤差も 0 になる。

最後に、 $I = I_1 \times I_2$  の誤差要因を表 C-17 にまとめる。

Table C-17 Uncertainty factor of thermal inertia term.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$I_1$	$I_1$ の誤差 ( $I_1$ の平均値は 82 J/(m <sup>2</sup> ·K))	$B_{I1} =$ 2.23 J/(m <sup>2</sup> ·K)	$S_{I1} =$ 6.66 J/(m <sup>2</sup> ·K)	$\theta_{I1} =$ 45.1 K/s
$I_2$	$I_2$ の誤差 ( $ \Delta T_w $ から求めた $I_2$ の平均値は 45.1 K/s 程度)		$S_{I2} =$ 2.4 K/s	$\theta_{I2} =$ 82 J/(m <sup>2</sup> ·K)

これより、 $I$  の絶対誤差（瞬時値の場合）は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度（かたより誤差）： } B_I = \sqrt{(\theta_{I1} \times B_{I1})^2} = 101 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対精密密度（ばらつき誤差）： } S_I = \sqrt{(\theta_{I1} \times S_{I1})^2 + (\theta_{I2} \times S_{I2})^2} = 359 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対誤差（95 \% 包括度）： } U_I = \sqrt{B_I^2 + (2 \times S_I)^2} = 725 \text{ W/m}^2$$

なお、 $I = (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \Delta T_w / \Delta t$  [W/m<sup>2</sup>] の時間平均値は 0 になるので、その誤差も 0 になる。

### 温度差の誤差

温度差  $\Delta T = T_w - T_m$  の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 12000$ ,  $z = -20$  mm の場合) を表C-18 にまとめる。なお、混合平均温度は入口温度  $T_{in}$  と加熱による温度上昇の和から求めているので、それぞれの誤差要因を検討した。

Table C-18 Uncertainty factor of temperature difference.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$T_w$	$T_w$ の誤差	$B_{\Delta T1} = 0.207$ K	$S_{\Delta T1} = 0.064$ K	$\theta_{\Delta T1} = 1$
$T_m$	$T_{in}$ の誤差	$B_{\Delta T2} = 0.1$ K		$\theta_{\Delta T2} = 1$
	加熱による温度上昇の誤差 (0.6 K の温度上昇に対して 5 % 程度)	$B_{\Delta T3} = 0.03$ K		$\theta_{\Delta T3} = 1$

これより、 $\Delta T$  の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{\Delta T} = \sqrt{(\theta_{\Delta T1} \times B_{\Delta T1})^2 + (\theta_{\Delta T2} \times B_{\Delta T2})^2 + (\theta_{\Delta T3} \times B_{\Delta T3})^2} = 0.23 \text{ K}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{\Delta T} = \sqrt{(\theta_{\Delta T1} \times S_{\Delta T1})^2} = 0.064 \text{ K}$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{\Delta T} = \sqrt{B_{\Delta T}^2 + (2 \times S_{\Delta T})^2} = 0.265 \text{ K}$

### 熱伝達率の誤差

熱流束  $q$ , 熱拡散項  $D$ , 熱慣性項  $I$ , 温度差  $\Delta T$  の誤差についてそれぞれ検討したが、最後に、熱伝達率  $h = (q + D - I) / \Delta T$  の誤差要因 (はく離・再付着を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 12000$ ,  $z = 40$  mm の場合) を表C-19 にまとめる。

Table C-19 Uncertainty factor of heat transfer coefficient.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$q$	$q$ の誤差 ( $q$ の平均値は $4.1 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ )	$B_{h1} = 1039 \text{ W/m}^2$	$S_{h1} = 195 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h1} = 0.25 \text{ K}^{-1}$
$D$	$D$ の誤差 ( $ D $ の平均値は $2.2 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ 程度, $D$ の平均値はほぼ 0)	$B_{h2} = 207 \text{ W/m}^2$	$S_{h2} = 223 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h2} = 0.25 \text{ K}^{-1}$
$I$	$I$ の誤差 ( $ I $ の平均値は $3.7 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ 程度, $I$ の平均値は 0)	$B_{h3} = 101 \text{ W/m}^2$	$S_{h3} = 359 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h3} = -0.25 \text{ K}^{-1}$
$\Delta T$	$\Delta T$ の誤差 ( $\Delta T$ の平均値は 4 K)	$B_{h4} = 0.23 \text{ K}$	$S_{h4} = 0.064 \text{ K}$	$\theta_{h4} = -2.5 \times 10^3 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^2) *$

$$* \quad \theta_{h4} = -(q + D - I) / \Delta T^2$$

これより、 $h$  の絶対誤差（瞬時・局所値）は以下のように評価できる。

絶対正確度（かたより誤差）：

$$B_h = \sqrt{(\theta_{h1} \times B_{h1})^2 + (\theta_{h2} \times B_{h2})^2 + (\theta_{h3} \times B_{h3})^2 + (\theta_{h4} \times B_{h4})^2} = 630 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対精密度（ばらつき誤差）：

$$S_h = \sqrt{(\theta_{h1} \times S_{h1})^2 + (\theta_{h2} \times S_{h2})^2 + (\theta_{h3} \times S_{h3})^2 + (\theta_{h4} \times S_{h4})^2} = 197 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対誤差（95 % 包括度）： $U_h = \sqrt{B_h^2 + (2 \times S_h)^2} = 743 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

はく離・再付着を伴う熱伝達測定 ( $Re_D = 12000$ ,  $z = 40 \text{ mm}$ ) の場合は  $\bar{h} = 11300 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  であるので、 $h$  の相対誤差（瞬時・局所値）は以下のように評価できる。

$$\text{相対正確度（かたより誤差）：} \quad B_h / \bar{h} = 5.6 \%$$

$$\text{相対精密度（ばらつき誤差）：} \quad S_h / \bar{h} = 1.7\%$$

$$\text{相対誤差（95 % 包括度）：} \quad U_h / \bar{h} = 6.6 \%$$

また、 $h$  が時空間的に平均化された場合は、熱拡散項  $D$  および熱慣性項  $I$  の誤差は 0 とみなせるので、 $h$  の絶対誤差は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度（かたより誤差）：} \quad B_{\bar{h}} = \sqrt{(\theta_{h1} \times B_{h1})^2 + (\theta_{h4} \times B_{h4})^2} = 628 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{\bar{h}} = B_{\bar{h}} = 628 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

この時,  $h$  の相対誤差 (時空間平均値) は以下のように評価できる.

絶対正確度 (かたより誤差) :  $B_{\bar{h}}/h = 5.6 \%$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{\bar{h}}/h = \underline{5.6 \%}$

## C.3 流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定

### C.3.1 測定温度の誤差

温度  $T_w$  の測定誤差としては、C.1.1 項で述べたように以下の要因が挙げられる。

- ① 分光放射率  $\epsilon_{IR}$  評価時の誤差 (2.5.5 項参照,  $\epsilon_{IR}$  の管内水流実験模型との差異含む)
- ② 管内水流実験模型の  $\epsilon_{IR}$  の不均一 (ペイントの塗りむら)
- ③ 放射強度 (出力値)  $E_{IR}$  のノイズ (IR素子の出力変動, および素子間の感度のばらつき)
- ④ 周囲放射  $(1 - \epsilon_{IR})f(T_{amb})$  の不均一による誤差

表 C-20 に、① ~ ④ の誤差要因をまとめた。

TableC-20 Uncertainty factor of the temperature measurement using infrared thermograph.

項番	誤差要因	絶対正確度 B	絶対精密度 S	絶対感度 $\theta$
①	熱電対による銅板温度の測定誤差	$B_{11} = 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$		$\theta_{11} = 1$
	銅板内部と被測定面の温度差 (接触熱抵抗によるもの)	$B_{12} = 0.02 \text{ } ^\circ\text{C}$		$\theta_{12} = 1$
	周囲温度の測定誤差	$B_{13} = 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$		$\theta_{13} = 0.095 \text{ } ^\circ\text{C}^{*1}$
	$\epsilon_{IR}$ の管内水流実験模型との差異 (0.87±0.02)	$B_{14} = 0.031 \text{ } ^\circ\text{C}^{*1}$		$\theta_{14} = 1$
②	管内水流実験模型の $\epsilon_{IR}$ の不均一 (0.87±0.005)		$S_2 = 0.078 \text{ } ^\circ\text{C}^{*1}$	$\theta_2 = 1$
③	IR 素子 (各ピクセル) の出力変動 ( $\epsilon_{IR} = 0.87$ の場合, フィルター後)		$S_{31} = 0.003 \text{ } ^\circ\text{C}^{*2}$	$\theta_{31} = 1$
	IR 素子 (ピクセル) 間の出力のばらつき ( $\epsilon_{IR} = 0.87$ の場合, フィルター後)		$S_{32} = 0.022 \text{ } ^\circ\text{C}^{*2}$	$\theta_{32} = 1$
④	非加熱時 (水流あり) における周囲放射の不均一に伴う $E_{IR}$ の不均一		$S_{41} = 0.060 \text{ } ^\circ\text{C}^{*1}$	$\theta_{41} = 1$
	熱電対による周囲温度の測定誤差	$B_{42} = 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$		$\theta_{42} = 0.095^{*1}$

\*1 式(2) から,  $T_w = 40 \text{ } ^\circ\text{C}$ ,  $T_{amb} = 23 \text{ } ^\circ\text{C}$ ,  $\epsilon_{IR} = 0.87$  として評価, \*2 等温面の測定結果から評価

これより、 $T_w$ の測定誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度（かたより誤差）：

$$B_{T_w} = \sqrt{(\theta_{11} \times B_{11})^2 + (\theta_{12} \times B_{12})^2 + (\theta_{13} \times B_{13})^2 + (\theta_{14} \times B_{14})^2 + (\theta_{42} \times B_{42})^2} = 0.108 \text{ } ^\circ\text{C}$$

絶対精密度（ばらつき誤差）：

$$S_{T_w} = \sqrt{(\theta_2 \times S_2)^2 + (\theta_{31} \times S_{31})^2 + (\theta_{32} \times S_{32})^2 + (\theta_{41} \times S_{41})^2} = 0.101 \text{ } ^\circ\text{C}$$

絶対誤差（95%包括度）： $U_{T_w} = \sqrt{B_{T_w}^2 + (2S_{T_w})^2} = \underline{0.23 \text{ } ^\circ\text{C}}$

なお、 $T_w$ が時間的に平均された場合はIR素子の出力変動（ $S_{31}$ ）が0になる。また、 $T_w$ が空間的に平均された場合は素子間の出力のばらつき（ $S_{32}$ ）、ペイントの塗りむらの影響（ $S_2$ ）、および周囲放射の不均一の影響（ $S_{41}$ ）が0になる。この場合、 $S_{T_w} = 0 \text{ } ^\circ\text{C}$ となり、 $T_w$ の絶対誤差（95%包括度）は $U_{T_w} = \underline{0.11 \text{ } ^\circ\text{C}}$ となる。

### C.3.2 熱伝達率の誤差

次に、流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定における代表的な条件（ $Re_D = 8000$ ,  $z = 220$  mm, 模型⑥）において不確かさ解析を行った。

#### 熱流束の誤差

熱流束の誤差  $q$  は、 $\dot{q}_{in} = I^2 R_t / A$  から評価した。表 C-21 に、熱流束（ $q = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvr} - \dot{q}_{rdr}$ ）の誤差要因をまとめる。

Table C-21 Uncertainty factor of heat flux.

項目	誤差要因	相対正確度 $B/q$	相対精密密度 $S/q$	相対感度 $\theta'$
電流 $I$	直流電源の電流計の精度 ( $I = 45.0 \text{ A}$ に対して, 確度 $\pm 0.5 \%$ $\pm 0.2 \text{ A}$ の 1/2 で評価)	$B_{q1}/q = 0.47 \%$		$\theta'_{q1} = 2$
電気 抵抗 $R_t$	チタン箔の厚さの精度 ( $40.6 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ )	$B_{q2}/q = 1.23 \%$		$\theta'_{q2} = 1$
	チタン箔の幅の不均一 ( $63.2 \text{ mm} \pm 0.3 \text{ mm}$ )		$S_{q3}/q = 0.5 \%$	$\theta'_{q3} = 1$
表面 積 $A$	誤差は小さいので, ここでは考慮しない			

これより, 熱流束 ( $q = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cvt} - \dot{q}_{rdr}$ ) の相対誤差は以下のように評価できる.

$$\text{相対正確度 (かたより誤差)} : B_q/q = \sqrt{(\theta'_{q1} \times B_{q1}/q)^2 + (\theta'_{q2} \times B_{q2}/q)^2} = 1.55 \%$$

$$\text{相対精密密度 (ばらつき誤差)} : S_q/q = \sqrt{(\theta'_{q3} \times S_{q3}/q)^2} = 0.5 \%$$

$$\text{相対誤差 (95 \% 包括度)} : U_q/q = \sqrt{(B_q/q)^2 + (2 \times S_q/q)^2} = 1.8 \%$$

流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定時 ( $Re_D = 8000, z = 220 \text{ mm}$ ) は  $q \approx \dot{q}_{in} = 7700 \text{ W/m}^2$  であるので, 熱流束  $q$  の絶対誤差は以下のように評価できる.

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_q = (U_q/q) \times q = 140 \text{ W/m}^2$$

熱拡散項の誤差

熱拡散項  $D = (\lambda_r \delta_r + \lambda_p \delta_p) (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{W/m}^2$ ] の誤差は,  $D_1 = (\lambda_r \delta_r + \lambda_p \delta_p)$  [ $\text{W/K}$ ] と  $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2)$  [ $\text{K/m}^2$ ] に分けて考える. まず,  $D_1$  の誤差要因 (流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 8000, z = 220 \text{ mm}$  の場合) を表C-22 にまとめる.

Table C-22 Uncertainty factor of  $D_1$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\lambda_t$	チタンの熱伝導率の精度 (21.9 W/(m·K) $\pm$ 2 W/(m·K))	$B_{D11} =$ 2.0 W/(m·K)		$\theta_{D11} =$ $40.6 \times 10^{-6}$ m
$\delta_t$	チタン箔の厚さの精度 (40.6 $\mu$ m $\pm$ 0.5 $\mu$ m)	$B_{D12} =$ $0.5 \times 10^{-6}$ m		$\theta_{D12} =$ 21.9 W/(m·K)
$\lambda_p$	ペイントの熱伝導率の精度 (0.21 W/(m·K) $\pm$ 0.02 W/(m·K))	$B_{D13} =$ 0.02 W/(m·K)		$\theta_{D13} =$ $15 \times 10^{-6}$ m
$\delta_p$	ペイントの厚さのばらつき (15 $\mu$ m $\pm$ 2 $\mu$ m)		$S_{D14} =$ $2 \times 10^{-6}$ m	$\theta_{D14} =$ 0.21 W/(m·K)

これより、 $D_1$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{D1} = \sqrt{(\theta_{D11} \times B_{D11})^2 + (\theta_{D12} \times B_{D12})^2 + (\theta_{D13} \times B_{D13})^2} = 8.19 \times 10^{-5} \text{ W/K}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{D1} = \sqrt{(\theta_{D14} \times S_{D14})^2} = 4.20 \times 10^{-7} \text{ W/K}$

絶対誤差 (95% 包括度) :  $U_{D1} = \sqrt{B_{D1}^2 + (2 \times S_{D1})^2} = 8.19 \times 10^{-5} \text{ W/K}$

次に、 $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2) [\text{K/m}^2]$  の誤差要因 (流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 8000$ ,  $z = 220$  mmの場合) を表C-23 にまとめる。

Table C-23 Uncertainty factor of  $D_2$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\Delta T_w$	赤外線カメラによる温度測定精度 ( $z$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.01 K程度, $R\theta$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.06 K 程度)		$S_{D21} =$ 0.01 K	$\theta_{D21} =$ $4.5 \times 10^7 \text{ m}^{-2*1}$
$\Delta z$	流れ方向ピクセル間距離の精度 (0.21mm $\pm$ 0.001mm)		$S_{D22} =$ $1 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D22} =$ $-2.3 \times 10^9 \text{ K/m}^{3*2}$
$\Delta(R\theta)$	周方向ピクセル間距離の精度 (0.21 mm $\pm$ 0.001 mm)		$S_{D23} =$ $1 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{D23} =$ $-1.2 \times 10^{10} \text{ K/m}^3*3$

\*1  $\theta_{D21} = 1/(\Delta z)^2 + 1/\{\Delta(R\theta)^2\}$ , \*2  $\theta_{D22} = -2|\Delta T_w|/(\Delta z)^3$ , \*3  $\theta_{D23} = -2|\Delta T_w|/(\Delta R\theta)^3$

これより、 $D_2$ の絶対誤差（局所値の場合）は以下のように評価できる。

絶対精密度（ばらつき誤差）：

$$S_{D2} = \sqrt{(\theta_{D21} \times S_{D21})^2 + (\theta_{D22} \times S_{D22})^2 + (\theta_{D23} \times S_{D23})^2} = 4.5 \times 10^5 \text{ K/m}^2$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{D2} = \sqrt{(2 \times S_{D2})^2} = 9.1 \times 10^5 \text{ K/m}^2$$

なお、 $D_2 = (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta(R\theta)^2) \text{ [K/m}^2]$  の空間平均値はほぼ 0 であるので、その誤差は 0 とみなせる。

最後に、 $D = D_1 \times D_2$ の誤差要因を表C-24 にまとめる。

Table C-24 Uncertainty factor of thermal diffusion term.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$D_1$	$D_1$ の誤差 ( $D_1$ の平均値は $8.9 \times 10^{-4} \text{ W/K}$ )	$B_{D1} =$ $8.19 \times 10^{-5} \text{ W/K}$	$S_{D1} =$ $4.2 \times 10^{-7} \text{ W/K}$	$\theta_{D1} =$ $1.5 \times 10^6 \text{ K/m}^2$
$D_2$	$D_2$ の誤差 ( $ \Delta T_w $ から求めた $D_2$ の平均値は $1.5 \times 10^6 \text{ K/m}^2$ 程度)		$S_{D2} =$ $4.5 \times 10^5 \text{ K/m}^2$	$\theta_{D2} =$ $8.9 \times 10^4 \text{ W/K}$

これより、 $D$ の絶対誤差（局所値の場合）は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :  $B_D = \sqrt{(\theta_{D1} \times B_{D1})^2} = 125 \text{ W/m}^2$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_D = \sqrt{(\theta_{D1} \times S_{D1})^2 + (\theta_{D2} \times S_{D2})^2} = 405 \text{ W/m}^2$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_D = \sqrt{B_D^2 + (2 \times S_D)^2} = 819 \text{ W/m}^2$

なお,  $D = (\lambda_r \delta_r + \lambda_p \delta_p) (\Delta^2 T_w / \Delta z^2 + \Delta^2 T_w / \Delta (R\theta)^2)$  [ $\text{W/m}^2$ ] の空間平均値はほぼ 0 であるので, その誤差は 0 とみなせる.

### 熱慣性項の誤差

熱慣性項  $I = (c_r \rho_r \delta_r + c_p \rho_p \delta_p) \Delta T_w / \Delta t$  [ $\text{W/m}^2$ ] の誤差は,  $I_1 = (c_r \rho_r \delta_r + c_p \rho_p \delta_p)$  [ $\text{J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ] と  $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [ $\text{K/s}$ ] に分けて考える. まず,  $I_1$  の誤差要因 (流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 8000$ ,  $z = 220 \text{ mm}$  の場合) を表 C-25 にまとめる.

Table C-25 Uncertainty factor of  $I_1$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$c_r$	チタンの比熱の精度 (520 J/(kg·K) ± 5 J/(kg·K))	$B_{11} =$ 5 J/(kg·K)		$\theta_{11} =$ $1.83 \times 10^{-1} \text{ kg/m}^2$
$\rho_r$	チタンの密度の精度 (4507 kg/m <sup>3</sup> ± 2 kg/m <sup>3</sup> )	$B_{12} =$ 2 kg/m <sup>3</sup>		$\theta_{12} =$ $2.11 \times 10^2 \text{ J} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$\delta_r$	チタン箔の厚さの精度 (40.6 μm ± 0.5 μm)	$B_{13} =$ $0.5 \times 10^{-6} \text{ m}$		$\theta_{13} =$ $2.34 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$
$c_p$	ペイントの比熱の精度 (1400 J/(kg·K) ± 50 J/(kg·K))	$B_{14} =$ 50 J/(kg·K)		$\theta_{14} =$ $1.79 \times 10^2 \text{ kg/m}^2$
$\rho_p$	ペイントの密度の精度 (1190 kg/m <sup>3</sup> ± 50 kg/m <sup>3</sup> )	$B_{15} =$ 50 kg/m <sup>3</sup>		$\theta_{15} =$ $2.1 \times 10^2 \text{ J} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$\delta_p$	ペイントの厚さのばらつき (15 μm ± 2 μm)		$S_{16} =$ $2 \times 10^{-6} \text{ m}$	$\theta_{16} =$ $1.67 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$

これより、 $I_1$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{I1} = \sqrt{(\theta_{I11} \times B_{I11})^2 + (\theta_{I12} \times B_{I12})^2 + (\theta_{I13} \times B_{I13})^2 + (\theta_{I14} \times B_{I14})^2 + (\theta_{I15} \times B_{I15})^2} = 2.03 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_{I1} = \sqrt{(\theta_{I16} \times S_{I16})^2} = 3.33 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{I1} = \sqrt{B_{I1}^2 + (2 \times S_{I1})^2} = 6.97 \text{ J/(m}^2 \cdot \text{K)}$$

次に、 $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] の誤差要因 (流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定、 $Re_D = 8000$ ,  $z = 220$  mmの場合) を表C-26 にまとめる。

Table C-26 Uncertainty factor of  $I_2$ .

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$\Delta T_w$	赤外線カメラによる温度測定精度 ( $t$ 方向の $ \Delta T_w $ の平均値は 0.027 K 程度)		$S_{I21} =$ 0.003 K	$\theta_{I21} =$ 170s <sup>-1</sup>
$\Delta t$	フレーム間隔の精度 (1/170 s ± 0, 誤差は考慮しない)			

これより、 $I_2$ の絶対誤差 (瞬時値の場合) は以下のように評価できる。

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_{I2} = \sqrt{(\theta_{I21} \times S_{I21})^2} = 0.5 \text{ K/s}$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{I2} = \sqrt{(2 \times S_{I2})^2} = 1.0 \text{ K/s}$$

なお、 $I_2 = \Delta T_w / \Delta t$  [K/s] の時間平均値は 0 になるので、その誤差も 0 になる。

最後に、 $I = I_1 \times I_2$ の誤差要因を表C-27 にまとめる。

Table C-27 Uncertainty factor of thermal inertia term.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$I_1$	$I_1$ の誤差 ( $I_1$ の平均値は $120 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ )	$B_{I1} =$ $2.03 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	$S_{I1} =$ $3.33 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	$\theta_{I1} =$ $4.5 \text{ K/s}$
$I_2$	$I_2$ の誤差 ( $ \Delta T_w $ から求めた $I_2$ の平均値は $4.5 \text{ K/s}$ 程度)		$S_{I2} =$ $0.5 \text{ K/s}$	$\theta_{I2} =$ $120 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

これより、 $I$  の絶対誤差（瞬時値の場合）は以下のように評価できる。

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_I = \sqrt{(\theta_{I1} \times B_{I1})^2} = 9 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対精密度 (ばらつき誤差)} : S_I = \sqrt{(\theta_{I1} \times S_{I1})^2 + (\theta_{I2} \times S_{I2})^2} = 63 \text{ W/m}^2$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_I = \sqrt{B_I^2 + (2 \times S_I)^2} = 127 \text{ W/m}^2$$

なお、 $I = (c_f \rho_f \delta_f + c_p \rho_p \delta_p) \Delta T_w / \Delta t$  [ $\text{W}/\text{m}^2$ ] の時間平均値は 0 になるので、その誤差も 0 になる。

#### 温度差の誤差

温度差  $\Delta T = T_w - T_m$  の誤差要因（流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定、 $Re_D = 8000$ ,  $z = 220 \text{ mm}$  の場合）を表C-28 にまとめる。なお、混合平均温度は入口温度  $T_{in}$  を使用しているので、 $T_{in}$  の誤差を評価した。

Table C-28 Uncertainty factor of temperature difference.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$T_w$	$T_w$ の誤差	$B_{\Delta T1} = 0.108 \text{ K}$	$S_{\Delta T1} = 0.10 \text{ K}$	$\theta_{\Delta T1} = 1$
$T_m$	$T_{in}$ の誤差	$B_{\Delta T2} = 0.01 \text{ K}$		$\theta_{\Delta T2} = 1$

これより、 $\Delta T$ の絶対誤差は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_{\Delta T} = \sqrt{(\theta_{\Delta T1} \times B_{\Delta T1})^2 + (\theta_{\Delta T2} \times B_{\Delta T2})^2} = 0.11 \text{ K}$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :  $S_{\Delta T} = \sqrt{(\theta_{\Delta T1} \times S_{\Delta T1})^2} = 0.10 \text{ K}$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_{\Delta T} = \sqrt{B_{\Delta T}^2 + (2 \times S_{\Delta T})^2} = 0.229 \text{ K}$

### 熱伝達率の誤差

熱流束  $q$ , 熱拡散項  $D$ , 熱慣性項  $I$ , 温度差  $\Delta T$ の誤差についてそれぞれ検討したが、最後に、熱伝達率  $h = (q + D - I) / \Delta T$  の誤差要因 (流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定,  $Re_D = 8000, z = 220 \text{ mm}$ の場合) を表C-29 にまとめる。

Table C-29 Uncertainty factor of heat transfer coefficient.

項目	誤差要因	絶対正確度 $B$	絶対精密度 $S$	絶対感度 $\theta$
$q$	$q$ の誤差 ( $q$ の平均値は $7700 \text{ W/m}^2$ )	$B_{h1} = 120 \text{ W/m}^2$	$S_{h1} = 37 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h1} = 0.25 \text{ K}^{-1}$
$D$	$D$ の誤差 ( $ D $ の平均値は $1.4 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ 程度, $D$ の平均値はほぼ0)	$B_{h2} = 125 \text{ W/m}^2$	$S_{h2} = 405 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h2} = 0.25 \text{ K}^{-1}$
$I$	$I$ の誤差 ( $ I $ の平均値は $541 \text{ W/m}^2$ 程度, $I$ の平均値は0)	$B_{h3} = 9 \text{ W/m}^2$	$S_{h3} = 63 \text{ W/m}^2$	$\theta_{h3} = -0.25 \text{ K}^{-1}$
$\Delta T$	$\Delta T$ の誤差 ( $\Delta T$ の平均値は $4 \text{ K}$ )	$B_{h4} = 0.11 \text{ K}$	$S_{h4} = 0.101 \text{ K}$	$\theta_{h4} =$ $-533 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^2) *$

$$* \theta_{h4} = -(q + D - I) / \Delta T^2$$

これより、 $h$ の絶対誤差 (瞬時・局所値) は以下のように評価できる。

絶対正確度 (かたより誤差) :

$$B_h = \sqrt{(\theta_{h1} \times B_{h1})^2 + (\theta_{h2} \times B_{h2})^2 + (\theta_{h3} \times B_{h3})^2 + (\theta_{h4} \times B_{h4})^2} = 72 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対精密度 (ばらつき誤差) :

$$S_h = \sqrt{(\theta_{h1} \times S_{h1})^2 + (\theta_{h2} \times S_{h2})^2 + (\theta_{h3} \times S_{h3})^2 + (\theta_{h4} \times S_{h4})^2} = 116 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

絶対誤差 (95 % 包括度) :  $U_h = \sqrt{B_h^2 + (2 \times S_h)^2} = 243 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

流れの急加速・急減速を伴う熱伝達測定 ( $Re_D = 8000, z = 220 \text{ mm}$ ) の場合は  $\bar{h} = 1900 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  であるので,  $h$  の相対誤差 (瞬時・局所値) は以下のように評価できる.

$$\text{相対正確度 (かたより誤差)} : B_h/h = 3.8 \%$$

$$\text{相対精密度 (ばらつき誤差)} : S_h/h = 6.1\%$$

$$\text{相対誤差 (95 \% 包括度)} : U_h/h = \underline{12.8 \%}$$

また,  $h$  が時空間的に平均化された場合は, 熱拡散項  $D$  および熱慣性項  $I$  の誤差は 0 とみなせるので,  $h$  の絶対誤差は以下のように評価できる.

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_{\bar{h}} = \sqrt{(\theta_{h1} \times B_{h1})^2 + (\theta_{h4} \times B_{h4})^2} = 65 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{\bar{h}} = B_{\bar{h}} = 65 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

この時,  $h$  の相対誤差 (時空間平均値) は以下のように評価できる.

$$\text{絶対正確度 (かたより誤差)} : B_{\bar{h}}/h = 3.4 \%$$

$$\text{絶対誤差 (95 \% 包括度)} : U_{\bar{h}}/h = \underline{3.4 \%}$$

## 謝 辞

本研究を実施し、論文をまとめるにあたり、ご多忙中にもかかわらず、昼夜、平日、休日を問わず終始懇切丁寧なご指導をいただいた防衛大学校教授 中村元先生には、心から感謝申し上げます。先生には、私が本科 52 期第 4 学年時より研究室で学ばせていただいたことを皮切りに、延べ 6 年間にわたり熱心なご指導を賜りました。本論文が完成しましたのは、ひとえに先生のご尽力あつてのことです。また、先生から頂いたご指導のおかげで、研究の楽しさを学ぶことができました。心から感謝申し上げます。

防衛大学校講師 山田俊輔先生おかれましては、実験や論文作成等についてご助言、ご協力いただきました。先生からのご助言のおかげで、自身の研究を客観的に把握し、考察を深めることができました。心から感謝いたします。

防衛大学校教授 香川澄先生、同教授 西海孝夫先生、名古屋工業大学教授 田川正人先生には、ご多忙中にも関わらず、卒業論文および最終試験の審査を引き受けていただき、厚く御礼申し上げます。

実験およびデータ整理に際しては、防衛大学校 57 期の北島嶺君、58 期の水澤大志君並びに 59 期のムハマッドユスフ君の協力を得ました。ここに改めて感謝の意を表します。

また、実験装置の製作にあたっては、防衛大学校教務課実習工場の皆様に多大なるご支援をいただきました。厚く御礼申し上げます。

最後に、理工学研究科課程在籍中、研究のため帰宅が遅くなったり休日も家を空けることが多かった中、研究に対して理解し、研究に打ち込める環境を作ってくれた妻に対し、心から感謝の意を表します。

## 参考文献

- [1] 配管の高サイクル熱疲労に関する評価指針, 日本機械学会編 (2003).
- [2] 機械工学便覧: 熱工学, 日本機械学会編 (2006), 第4章.
- [3] Zudin, Y. B., Theory of Periodic Conjugate heat transfer, 2nd edition (2012), chapter 1.
- [4] He, L. and Oldfield, M., Unsteady conjugate heat transfer modeling, *J. Turbomachinery*, 133 (2011), 031022-1.
- [5] 奥田恭令, 軽水炉の熱疲労による不具合事象の分析, *INSS Journal*, vol. 7 (2000), pp. 88-99.
- [6] 上出英樹, 五十嵐実, 木村暢之, 林謙二, 高サイクル熱疲労の熱流動現象に関する研究: T管及び平行三噴流体系の温度変動, *サイクル機構技報*, 27 (2005), pp. 41-53.
- [7] Ndombo, J. and Howard, R., Large Eddy Simulation and the effect of the turbulent inlet conditions in the mixing tee, *Nuclear Engineering and Design*, 241 (2011), pp. 2172-2183.
- [8] Kamaya, M. and Nakamura, A., Thermal stress analysis for fatigue damage evaluation at a mixing tee, *Nuclear Engineering and Design*, 241 (2011), pp. 2674-2687.
- [9] Kimura, N. Ogawa, H. and Kamide, H., Experimental study on fluid mixing phenomena in T-pipe junction with upstream elbow, *Nuclear Engineering and Design*, 240 (2010), pp. 3055-3066.
- [10] 川端浩和, 高温タービン翼フィルム冷却の熱流体特性及び流れ制御技術に関する研究, 岩手大学大学院工学研究科博士論文 (2015), <http://hdl.handle.net/10140/5593>.
- [11] 坂口勝次, 南山龍緒, 感温蛍光塗料を用いた壁面温度計測, *福山大学工学部紀要*, 24 (2000), pp. 95-100.
- [12] 亀谷知宏, 松田佑, 江上浩樹, 新美智秀, インクジェット技術を応用した PSP・TSP 複合センサ, *可視化情報*, 34-132 (2014), pp. 28-34.
- [13] 寺島修, 感温塗料と市販デジタルカメラを用いた物体表面温度分布計測, *実験力学*, 11-3 (2011), pp. 215-220.
- [14] 伝熱工学資料 改訂第5版, 日本機械学会編 (2009), p. 272.
- [15] 伝熱工学資料 改訂第5版, 日本機械学会編 (2009), p. 273.

- [16] 中丸幹英, 津路正幾, 笠木伸英, 平田賢, ステップ後方剥離流の輸送機構に関する研究 (第2報), 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1980), pp. 7-9.
- [17] 飯島由美, 坂上博隆, 守田克彰, 流体計測のための担持型 TSP の開発と PSP への応用, 可視化情報, 27-1 (2007), pp. 33-36.
- [18] 亀谷知宏, 松田佑, 江上泰広, 山口浩樹, 新美智秀, ドット配列による感圧/感温塗料の複合化, 機論 B, 78-791 (2012), pp. 1327-1335.
- [19] 塚本貴城, 王敏, 田中秀治, 感温塗料を用いた赤外線熱イメージングデバイスのためのデジタルフィルタの開発, 日本機械学会第6回マイクロ・ナノ工学シンポジウム講演論文集 (2014), 22pm1-F6.
- [20] 満尾和徳, 中北和之, 栗田充, 渡辺重哉, JAXA 感圧塗料 (PSP) 計測システムの研究開発(3)—感圧塗料編—, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-13-006 (2014), pp. 1-25.
- [21] 安田陽介, 鈴木敦, 堀内敬介, 感温塗料を用いた狭隘ダクト内円筒の局所熱伝達率評価, 第47回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (2010), J313.
- [22] Meola, C. and Carlomagno, G. M., Recent advances in the use of infrared thermography, Measurement Science and Technology, 15 (2004), pp. 27-58.
- [23] Carlomagno, G. M. and Luca, L., Handbook of Flow Visualization (1989), chapter 32.
- [24] Hetsroni, G. and Rozenblit, R., Heat transfer to a liquid-solid mixture in a flume, Int. J. Multiphase Flow 20-4 (1994), pp. 671-689.
- [25] Oyakawa, K., Miyagi, T., Oshiro, S., Senaha, I., Yaga, M. and Hiwada, M., Study on time-spatial characteristics of heat transfer by visualization of infrared and dye flow, Proceedings of 9th Int. Symposium on Flow Visualization (2000), Pap. No. 233.
- [26] 中村元, 導電性薄膜を伝熱面とした対流熱伝達の時空間分布測定, 機論 B, 73-733 (2007), pp. 1906-1914.
- [27] Nakamura, H., Frequency-response and space-resolution of a thin foil for heat transfer measurements using infrared thermograph, Int. J. Heat Mass Transfer, 52 (2009), pp. 5040-5045.
- [28] 中村元, 後向きステップ下流における乱流熱伝達の時間・空間変動特性, 機論 B, 76-771 (2010), pp. 1870-1878.

- [29] Nakamura, H. and Yamada, S., Quantitative evaluation of spatio-temporal heat transfer to a turbulent air flow using a heated thin-foil, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 64 (2013), pp. 892-902.
- [30] 大宮司久明, 三宅裕, 吉澤徹, 乱流の数値流体力学 (1998), 第2章, 第5-7章, 東京大学出版会.
- [31] 大宮司久明, 数値流体力学大全 (2009), 第10章,  
<http://www.caero.mech.tohoku.ac.jp/publicData/Daiguji/index.html>.
- [32] Kim, J., Moin, P. and Moser, R., Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, 177 (1987), pp. 133-166.
- [33] Le, H., Moin, P. and Kim, J., Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step, *J. Fluid Mech.*, 330 (1997), pp. 349-374.
- [34] Hattori, H. and Nagano, Y., Investigation of turbulent boundary layer over forward-facing step via direct numerical simulation, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 31 (2010), pp. 284-294.
- [35] 宮内敏雄, 店橋護, 鈴木基啓, DNSのための流入・流出境界条件, *機論 B*, 60-571 (1994), pp. 813-821.
- [36] 機械工学便覧: 流体力学, 日本機械学会編 (2006), p. 69.
- [37] 新編熱物性ハンドブック, 日本熱物性学会編 (2008), p. 25.
- [38] 弗田昭博, 中村元, 保護熱板法による低熱抵抗薄膜の熱伝導率測定, 日本機械学会関東支部第22期総会講演会講演論文集 (2016), GS0608.
- [39] 伝熱工学資料 改訂第5版, 日本機械学会編 (2009), p. 288.
- [40] Piller, M., Direct Numerical Simulation of turbulent forced convection in a pipe, *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, 49 (2005), pp. 583-602.
- [41] 大野勇, 山崎弘郎, ホール乗算器を持つ電磁流量計, *電気学会雑誌*, 81, 873 (1960), pp. 926-934.
- [42] 技術情報: 電子式差圧・圧力伝送器, 横河電機株式会社 (1991), TI 1C20A1-01.
- [43] 機械工学便覧: 流体力学, 日本機械学会編 (2006), p. 70.
- [44] 中村元, 赤外線カメラを用いた熱伝達計測, 熱設計技術解析ハンドブック (2008), pp. 198-237.

- [45] 中村元, サーモグラフィによる温度計測—正確な温度を測定するには—, 光アライアンス, 27-8 (2016), pp. 1-6.
- [46] Private communication with Prof. Nakamura
- [47] 防衛大学校 システム工学群 機械工学科 熱工学研究室ホームページ, 赤外線カメラによる金属表面の温度測定 (2012-10),  
[http://www.nda.ac.jp/~nhajime/pdf/lecture\\_IRT-measurement\\_121003.pdf](http://www.nda.ac.jp/~nhajime/pdf/lecture_IRT-measurement_121003.pdf).
- [48] アメリカ機械学会性能試験規約 PTC 19.1; 計測の不確かさ, (Measurement Uncertainty, ANSI/ASME, PTC 19.1 (1985) の日本語訳).
- [49] Fujii, T., Fujii, M., and Honda, T., Theoretical and experimental studies of the free convection around a long horizontal thin wire in air, Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf., (1982), pp. 311-316.
- [50] 伝熱工学資料 改訂第5版, 日本機械学会編 (2009), p. 41.
- [51] 伝熱工学資料 改訂第5版, 日本機械学会編 (2009), p. 46.
- [52] Kays, W. M., Crawford, M. E., and Weigand, B., Convective Heat and Mass Transfer, 4th edition (2005), chapter 14.
- [53] Petukhov, B.S., Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties, Advances in Heat Transfer, 6 (1970), pp. 501-564.
- [54] Gnielinski, V., New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow, Int. Chemical Engineering 16-2 (1976), pp. 359-367.
- [55] 菱田幹雄, 長野靖尚, 田川正人, 宮川晴光, 機論 B, 50- 450 (1984), pp. 537-542.
- [56] 一色誠太, 小幡輝夫, 笠木伸英, 平田賢, 円管内乱流に対する脈動の影響に関する実験研究 (第一報, 時間平均特性), 機論 B, 59-563 (1993), pp. 2245-2251.
- [57] 佐竹信一, 功刀資彰, 一様加熱条件を有する円管内乱流の DNS, 機論 B, 65-631 (1999), pp. 192-197.
- [58] Saad, L. R., Rouiss M. O. and Lauriat, G., Direct Numerical Simulation of turbulent heat transfer in pipe flows: Effect of Prandtl number, Int. J. Heat and Fluid Flow, 28 (2007), pp. 847-861.
- [59] Liberto, M. D. and Ciofalo, M., Direct Numerical Simulation of turbulent heat transfer in curved pipes, Turbulence, Heat and Mass Transfer, 7 (2012), pp. 1-12.

- [60] 技術資料: 流路・ダクトの流体抵抗, 日本機械学会編 (1979), p. 26.
- [61] Wu, X. and Moin, P., A Direct Numerical Simulation study on the mean velocity characteristics in turbulent pipe flow, *J. Fluid Mech.*, 608 (2008), pp. 81-112.
- [62] 服部博文先生からの提供データ (2013).
- [63] 伝熱工学資料 改訂第5版, 日本機械学会編 (2009), p. 47.
- [64] Na, Y. and Hanratty, T.J., Limiting behavior of turbulent scalar transport close to a wall, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 43 (2000), pp. 1749-1758.
- [65] Tiselj, I., Pogrebnyak, E., Li, E., Mosyak, A. and Hetsroni, G., Effect of wall boundary condition on scalar transfer in a fully developed turbulent flume, *Phys. Fluids*, 13-4 (2001), pp. 1028-1039.
- [66] Abe, H., Kawamura, H. and Matsuo, Y., Surface heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to  $Re_\tau = 1020$  with  $Pr = 0.025$  and  $0.71$ , *Int. J. Heat and Fluid Flow* 25 (2004), pp. 404-419.
- [67] 入谷陽一郎, 笠木伸英, 平田賢, 強制対流平板乱流境界層における輸送機構に関する研究, *機論 B*, 48-435 (1982), pp. 2284-2294.
- [68] Kim, H. T., Kline, S. J. and Reynolds, W. C., The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, 50-1 (1971), pp. 133-160.
- [69] Komori, S., Murakami, Y. and Ueda, H., The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, 203 (1989), pp. 103-123.
- [70] Nagano, Y., Tsuji, T. and Houra, T., Structure of turbulent boundary layer subjected to adverse pressure gradient, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 19 (1998), pp. 563-572.
- [71] Tiselj, I., Bergant, R., Mavko, B., Bajsic, I. and Hetsroni, G., DNS of turbulent heat transfer in channel flow with heat conduction in the solid wall, *J. Heat Transfer*, 123 (2001), pp. 849-857.
- [72] 種子田定俊, 画像から学ぶ流体力学 (1988), 朝倉書店.
- [73] 木田重雄, 柳瀬眞一郎, 乱流力学 (1999), 朝倉書店.
- [74] Vogel, J. C. and Eaton, J. K., Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step, *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, 107 (1985), pp. 922-929.

- [75] 河村隆雄, 田中誠司, 熊田雅弥, 馬淵幾夫, 後向きステップ再付着領域の熱伝達の時空間的非定常特性, 日本機械学会論文集 B 編, 54-504 (1988), pp. 2114-2120.
- [76] JIS Z 8762: 絞り機構による流量測定方法, 日本工業標準調査会審議 (1995).
- [77] 鈴木健二郎, 康倫明, 杉本登志樹, 佐藤俊, 管内オリフィス下流の熱伝達, 機論 B, 48-425 (1982), pp. 132-140.
- [78] Deotte, R. E., Morrison, G. L., Panak, D. L. and Nail, G. H., 3-D laser Doppler anemometry measurements of the axisymmetric flow field near an orifice plate, Flow Meas. Instrum., 2 (1991), pp. 115-123.
- [79] 木綿隆弘, 歌野原陽一, 中村晶, 木村繁男, 小松信義, 山田紘司, 菅原康裕, 中道淳平, 円管内オリフィス下流域における壁面せん断応力の時間平均と変動成分, 機論 B, 79-799 (2013), pp. 258-262.
- [80] Krall, K. M. and Sparrow, E. M., Turbulent heat transfer in the separated reattached, and redevelopment regions of a circular tube, J. Heat Transfer (1966), pp. 131-136.
- [81] 森康夫, 内田豊, 酒井宏, はく離再付着点近傍伝熱特性の時空間的微小構造解明の研究, 機論 B, 52-481 (1986), pp.3353-3361.
- [82] Dec, J. E., Keller, J. O., Arpaci, V. S., Heat transfer enhancement in the oscillating turbulent flow of a pulse combustor tail pipe, Int. J. Heat and Mass Transfer, 35 (1992), pp. 2311-2325.
- [83] 石野洋二郎, 鈴木学, 阿部友昭, 大岩紀生, 山口譽起, 管内脈動流の流動および伝熱特性 (内部流の伝熱に及ぼす脈動流の効果), 機論 B, 62-597 (1996), pp. 1928-1936.
- [84] Al-Haddad, A. A., Al-Binally, N., Prediction of heat transfer coefficient in pulsating flow, Int. J. Heat and Fluid Flow 10 (1989), pp. 131-133.
- [85] Habib, M. A., Said, S. A. M., Al-Farayedhi, A. A., Al-Dini, S. A., Asghar, A., Gbadebo, S. A., Heat transfer characteristics of pulsated turbulent pipe flow, Heat and Mass Transfer 34 (1999), pp. 413-421.
- [86] Habib, M. A., Attya, A. M., Aly, A. Z., Convective heat transfer characteristics of laminar pulsating pipe air flow, Heat and Mass Transfer 38 (2002), pp. 221-232.
- [87] Elshafei, E. A. M., Mohamed, M. S., Mansour, H., Sakr, M., Experimental study of heat transfer in pulsating turbulent flow in a pipe, Int. J. Heat and Fluid Flow 29 (2008), pp. 1029-1038.

- [88] Siegel, R., Perlmutter, M., Heat transfer for pulsating laminar duct flow, *Journal of Heat Transfer* (1962), pp. 111-123.
- [89] Chattopadhyay, H., Durst, F., Ray, S., Analysis of heat transfer in simultaneously developing pulsating laminar flow in a pipe with constant wall temperature, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 33 (2006), pp. 475-481.
- [90] Wang, X., Zhang, N., Numerical analysis of heat transfer in pulsating turbulent flow in a pipe, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 48 (2005), pp. 3957-3970.
- [91] 機械工学便覧: 熱工学, 日本機械学会編 (2006), p. 88.
- [92] 相馬顕子, 岩本薫, 村田章, 円管内脈動乱流の摩擦抵抗低減効果に与える圧力勾配波形の実験的解析, *機論 B*, 78-787 (2012), pp. 521-530.
- [93] Yamada, S. and Nakamura, H., Spatial correlation of velocity and heat transfer downstream of a backward facing step using 2D-3C PIV and IR thermography, *Proceedings of International Symposium On Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-9)* (2015), 3D-4.
- [94] Shiibara, N., Nakamura, H. and Yamada, S., Visualization of turbulent heat transfer to a water flow in a circular pipe using high-speed infrared thermography, *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, Vol.20, No.1-2 (2013), pp.65-81.

## 研究業績

### 学術論文

- (1) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 高速度赤外線カメラを用いた円管内水流熱伝達の非定常測定, *Thermal Science and Engineering*, Vol.21, No.4, pp.105-113, DOI: 10.11368/tse.21.105 (2013-10).
- (2) N. Shiibara, H. Nakamura and S. Yamada, Visualization of turbulent heat transfer to a water flow in a circular pipe using high-speed infrared thermography, *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, Vol.20, No.1-2, pp.65-81, DOI: 10.1615/JFlowVisImageProc.2014010365 (2013).
- (3) N. Shiibara, H. Nakamura and S. Yamada, Quantitative measurement of heat transfer fluctuation in a pipe flow around an orifice plate using high-speed infrared thermography, *Mechanical Engineering Journal*, Vol.2, No.6, DOI: 10.1299/mej.15-00312 (2015-12).
- (4) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 円管内オリフィス下流における流れの再付着位置と熱伝達極大位置の関係, *日本機械学会論文集*, Vol.82, No.840, DOI: 10.1299/transjsme.16-00067 (2016-8).
- (5) H. Nakamura, N. Shiibara and S. Yamada, Quantitative measurement of spatio-temporal heat transfer in a turbulent water pipe flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2016.09.016 (in press).
- (6) N. Shiibara, H. Nakamura and S. Yamada, Unsteady characteristics of turbulent heat transfer in a circular pipe upon sudden acceleration and deceleration of flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (under review).

## 国際会議

- (1) N. Shiibara, H. Nakamura and S. Yamada, Visualization of turbulent heat transfer to a water flow in a circular pipe using high-speed infrared thermography, The 9th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (2013-8).
- (2) N. Shiibara, H. Nakamura and S. Yamada, Unsteady measurement of convective heat transfer to a water flow in a circular pipe using high-speed infrared thermograph, International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows (2013-9).
- (3) N. Shiibara, H. Nakamura and S. Yamada, Visualization of turbulent heat transfer around an orifice plate in a water pipe flow using high-speed infrared thermography, 16th International Symposium on Flow Visualization (2014-6).
- (4) H. Nakamura N. Shiibara, and S. Yamada, Experimental investigation on unsteady conjugate heat transfer caused by flow turbulence, The 15th International Heat Transfer Conference (2014-8).
- (5) N. Shiibara, H. Nakamura and S. Yamada, Quantitative measurement of heat transfer fluctuation in a pipe flow having an orifice plate using high-speed infrared thermography, 23th International Conference on Nuclear Engineering (2015-5).
- (6) H. Nakamura N. Shiibara, and S. Yamada, Quantitative measurement of spatio-temporal heat transfer to a turbulent water pipe flow, 8th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (2015-9).
- (7) N. Shiibara, H. Nakamura and S. Yamada, Unsteady characteristics of turbulent heat transfer in a circular pipe at sudden acceleration and deceleration of flow, 27th International Symposium on Transport Phenomena (2016-9).

## 国内学会

- (1) 中村元, 椎原尚輝, 山田俊輔, 高速度赤外線カメラを用いた円管内水流の熱伝達測定, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2012 (2012-11).
- (2) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 高速度赤外線カメラを用いた円管内水流熱伝達の非定常測定, 第 50 回日本伝熱シンポジウム (2013-5).
- (3) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 高速度赤外線カメラを用いた円管内乱流熱伝達の可視化, 第 41 回 可視化情報シンポジウム (2013-7).
- (4) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 円管内乱流熱伝達の時空間変動特性, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2013 (2013-10).
- (5) 中村元, 椎原尚輝, 山田俊輔, 乱流熱伝達に伴う壁温変動のモデル化の試み, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2013 (2013-10).
- (6) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 円管内水流熱伝達測定への高速度赤外線カメラの応用, 日本赤外線学会 第 23 回 研究発表会 (2013-10).
- (7) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 円管内オリフィス下流において複雑に変動する熱伝達の時空間分布測定, 第 51 回日本伝熱シンポジウム (2014-5).
- (8) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 高速度赤外線カメラを用いた円管内オリフィス周囲における乱流熱伝達の可視化, 可視化情報シンポジウム 2014 (2014-7).
- (9) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, オリフィス板を設置した円管内の非定常熱伝達特性, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2014 (2014-11).
- (10) 中村元, 椎原尚輝, 山田俊輔, 乱流熱伝達に伴う壁温変動のモデル化の試み (はく離・再付着を伴う場合), 日本機械学会熱工学コンファレンス 2014 (2014-11).
- (11) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 円管オリフィス下流における熱伝達構造の挙動, 第 52 回日本伝熱シンポジウム (2015-6).
- (12) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 高速度赤外線カメラを用いた円管内脈動流熱伝達の

非定常測定, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2015 (2015-10).

(13) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 円管内オリフィス下流における熱伝達構造の非定常挙動, 日本機械学会 第 93 期 流体工学部門講演会 (2015-11).

(14) 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, 流れの急加速・急減速時における円管内乱流熱伝達の非定常特性, 第 53 回日本伝熱シンポジウム (2016-5).

## 受賞歴

- (1) 最優秀発表賞, 日本赤外線学会 第23回 研究発表会 (2013-10).
- (2) 三浦賞, 日本機械学会 (2014-3).
- (3) Akiyama Medal, 23th International Conference on Nuclear Engineering (2015-5).
- (4) Student best paper award, 23th International Conference on Nuclear Engineering (2015-5).
- (5) 優秀講演賞, 日本機械学会 動力エネルギーシステム部門 (2015-11).