



# プラント配管の熱疲労現象に及ぼす流体温度ゆらぎのメカニズムに関する研究

三好, 弘二

---

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2015-03-25

(Date of Publication)

2016-03-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第6446号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1006446>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



# 博士論文

(論文題目)

プラント配管の熱疲労現象に及ぼす流体温度  
ゆらぎのメカニズムに関する研究

平成 27 年 1 月

神戸大学大学院工学研究科

(氏名) 三好 弘二

# 目次

第1章 序論	
1.1 緒言	1
1.2 流体温度ゆらぎに起因する高サイクル熱疲労の損傷事例及び潜在事象事例	3
1.2.1 高低温水合流部の温度ゆらぎによる熱疲労	
1.2.2 閉塞分岐配管滞留部の熱成層化による熱疲労	
1.2.3 加圧器スプレイ配管内の蒸気-水界面付近で生じる熱疲労	
1.3 流体温度変動特性と熱応力の関係	7
1.3.1 平板における熱応力応答モデル	
1.3.2 熱応力の周波数応答特性	
1.4 本研究の目的	13
1.5 本研究の概要	13
第2章 高低温水合流部に生じる流動現象と温度変動メカニズム	
2.1 緒言	15
2.2 数値解析による実験方法の検討	21
2.2.1 熱応力算出のための壁温測定用熱電対配置位置の検討	
2.2.1.1 検討手法	
2.2.1.2 流体・構造連成解析の実施	
2.2.1.3 連成解析結果を用いた応力解析の実施	
2.2.1.4 仮定した熱電対設置位置の抽出データによる応力解析の実施	
2.2.2 壁温測定データを用いた管内表面温度算出方法の検討	
2.2.2.1 数値解析による測温点深さの影響評価	
2.2.2.2 管内表面温度算出用応答関数の作成	
2.2.3 熱電対埋め込み方法の検討	
2.2.3.1 数値解析による空隙有無の影響評価	
2.2.3.2 ロウ付け施工法の改善	
2.3 実験装置及び方法	46
2.3.1 実験ループ及び試験部	
2.3.2 流速分布測定方法	
2.3.3 壁温分布測定方法	
2.3.4 応答関数による管内表面温度の算出方法	
2.4 実験結果	53
2.4.1 流速分布測定結果	
2.4.2 壁温分布測定結果	
2.5 管壁温度測定結果を用いた熱応力の算出	67
2.5.1 解析手法	

2.5.2 応力解析結果	
2.6 熱応力変動要因に関する考察	77
2.7 結言	81
第3章 鉛直下向きの閉塞分岐配管に生じる流動現象と温度変動メカニズム	
3.1 緒言	82
3.2 実験装置及び方法	85
3.2.1 実験ループ及び試験部	
3.2.2 実験方法	
3.3 実験結果	90
3.3.1 分岐管への侵入深さ	
3.3.2 侵入深さの変動特性	
3.3.3 分岐管断面の可視化	
3.3.4 侵入深さの変動と分岐管断面観察結果の関連性	
3.4 数値計算による侵入深さ変動メカニズムの検討	103
3.4.1 数値計算方法及び計算条件	
3.4.2 計算結果	
3.5 実験結果と数値計算結果に基づく考察	109
3.6 結言	110
第4章 加圧器スプレイ配管内の蒸気－水界面下に生じる流動現象と温度変動メカニズム	
4.1 緒言	111
4.2 実験装置及び方法	114
4.2.1 実験ループ	
4.2.2 ステンレス鋼配管・円管可視化試験体による可視化及び温度測定	
4.2.3 矩形可視化試験体による可視化及び温度・流速測定	
4.3 実験結果	121
4.3.1 ステンレス鋼配管による壁温及び流体温度測定結果	
4.3.2 円管可視化試験体による観察及び流体温度測定結果	
4.3.3 矩形管可視化試験体による観察結果	
4.3.4 矩形管可視化試験体による流体温度測定結果	
4.3.5 矩形管可視化試験体による液相内流速測定結果	
4.4 気液界面下における液温変動要因に関する考察	143
4.5 結言	145
第5章 流体温度ゆらぎと熱応力応答の関係	
5.1 流体温度ゆらぎによる熱応力応答評価モデル	146



5.2 高低温水合流配管に生じる温度変動による応力特性 .....	151
5.3 閉塞分岐配管に生じる温度変動による応力特性 .....	155
5.4 加圧器スプレー配管内蒸気・水界面下に生じる温度変動による応力特性 .....	158
5.5 結言 .....	160
第6章 結論 .....	161
参考文献 .....	164
付録 A 流体温度変動に対する熱応力の周波数応答関数	
付録 B 使用した解析コードモデル	
付録 C 高低温水合流部壁温測定用試験体の製作工程	
論文目録	

# 第1章 序論

## 1.1 緒言

プラント配管における流体温度ゆらぎに起因する熱疲労は古くから認識されている課題であるが、近年においても破損例が報告され続けている。その理由として、熱疲労の発生原因は、配管内で生じる流体の温度変動であることから、プラント運転中に生じる様々な熱流動現象に応じて多くのモードがあること、また、破損に至るメカニズムは、流体の温度ゆらぎが構造物の熱応力の変動に変換され、熱応力の繰り返しが材料の疲労破損を引き起こすという過程から成ることから、その予測には、流体、構造、材料の各学術領域の知識が必要となることがあげられる。

特に国内外の原子力発電プラントでは、近年でも比較的多くの破損が発生しており、日本機械学会編の「配管の高サイクル熱疲労評価指針 JSME S017 2003 年」(以下、指針という)(日本機械学会, 2003)では、国内外の原子力発電プラントで発生した損傷事例から、熱疲労モードを整理した結果を、図 1.1.1 のように示している。ここで、各モードの概要は以下のとおりである。

### (1) 高低温水合流型

高温水と低温水が混合する箇所において温度変動による熱応力の変動が繰り返され熱疲労が生じる現象。

### (2) キャビティーフロー型熱成層

高温流体が流れる配管に接続されている閉塞配管に高温水が流入すること(キャビティーフロー)により閉塞配管に熱成層が発生し、熱成層界面の変動で温度変動が繰り返され、熱疲労が生じる現象。

### (3) 運転操作型熱成層

起動停止等の運転操作により、高温水部に少量の低温水が流入したり、低温水部に少量の高温水が流入したりすることにより、熱成層が発生し流量増加等により熱成層が消滅する過程の繰り返しにより温度変動が繰り返され、熱疲労が生じる現象。

### (4) 弁グランドリーク型熱成層

高温水の流れる配管に接続された閉塞配管の水平部に設置されたゲート弁の

グランド部にリークが生じた場合、熱成層の発生・消滅が繰り返され、熱疲労割れが発生する現象。

#### (5) 弁シートリーク型熱成層

高低温でかつ圧力の異なる流体を隔離している弁でシートリークが発生すると、高温水部に少量の低温水又は低温水部に少量の高温水が合流して熱成層が発生し、熱成層界面の変動等による温度変動に伴う熱応力の変動により熱疲労割れの発生する現象。

上記のうち(3)~(5)に起因する熱疲労現象については運転管理や弁等の保守管理で対応可能であるが、(1)(2)に関する現象は保守管理による対応が困難であることから、構造健全性確保の観点から適切な評価が必要である。

また、その他事例として、損傷事例が認められていないものの懸念される潜在事象として、加圧水型原子力プラントにおける加圧器スプレィ配管内の気液二相状態における熱成層現象が挙げられる。

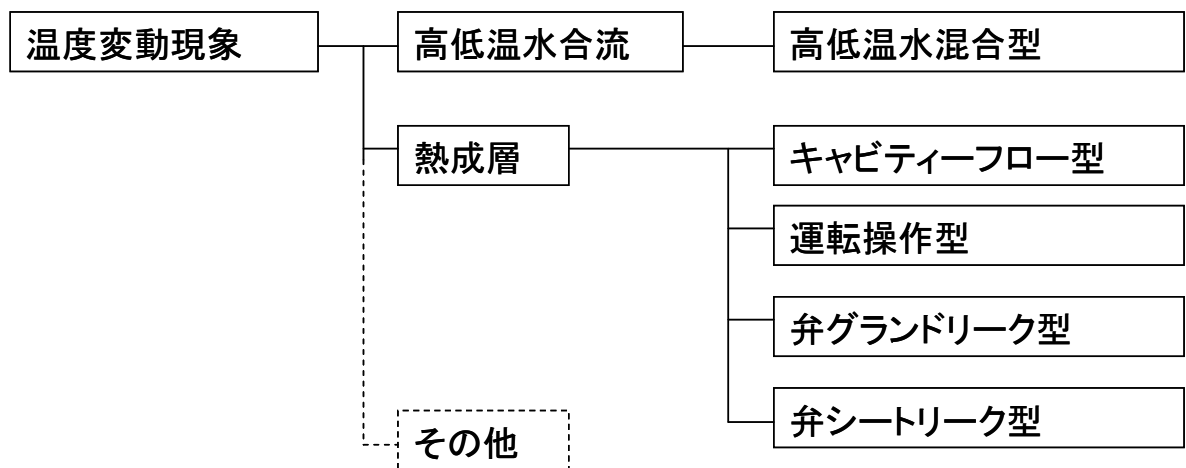


図 1.1.1 熱疲労のモード分類

## 1.2 流体温度ゆらぎに起因する熱疲労の損傷事例及び潜在事象事例

### 1.2.1 高低温水合流部の温度ゆらぎによる熱疲労

1998年に発生したフランスのシボー発電所における漏洩事象は、高温水と低温水が混合する箇所において温度変動による熱応力の変動が繰り返され熱疲労が生じるというものであった(Chapuliot, et al., 2005)。損傷箇所を図 1.2.1 に示す。余熱除去クーラーを通過した冷水(20°C)とクーラーをバイパスした高温水(180°C)が合流した下流部のエルボに熱疲労割れが発生した。管内径は250mmで、運転中圧力は3.6MPaであった。

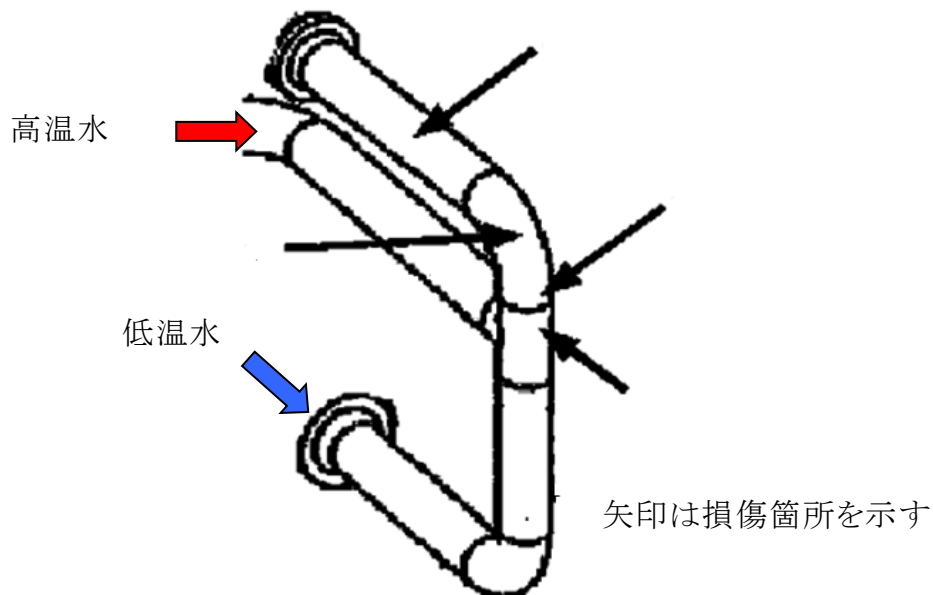


図 1.2.1 シボー発電所における損傷状況

1999年に発生した敦賀2号機発電所における漏洩事象は、再生熱交換器をつなぐ連絡配管エルボ部に熱疲労割れが生じるものであった(日本原電, 1999)。その原因として、高温のバイパス流と低温の主流が再生熱交換器出口付近で複雑に混合し、これによる温度変動から、配管や胴に膨張、収縮の力が長年にわたり繰り返し加わったことで、き裂が発生・進展したと考えられている。

## 1.2.2 閉塞分岐配管滞留部の熱成層化による熱疲労

1999年に発生した美浜発電所2号機における漏洩事象は、図 1.2.2 に示すとおりクロスオーバーレグから分岐した余剰抽出系統取り出し配管に、高温のキャビティフロー(主管に接続された閉塞分岐管内の流体が、主管の流れに誘起され、閉塞分岐配管内に渦の形態をもって流入する現象)が水平部まで侵入し、曲がり部において熱成層界面の変動が生じ、曲がり部に曲げ加工による大きな残留応力のため疲労限が低下していたことと重畳して熱疲労割れが発生した。分岐管内径は 43mm で温度差は約 190K であったと考えられる(関西電力, 1999)。

2007年にも、漏洩には至っていないが玄海発電所2号機における定期検査中の超音波検査において、美浜発電所と同じ箇所にき裂が確認された。分岐管口径は美浜発電所と同じであった(九州電力,2007)。

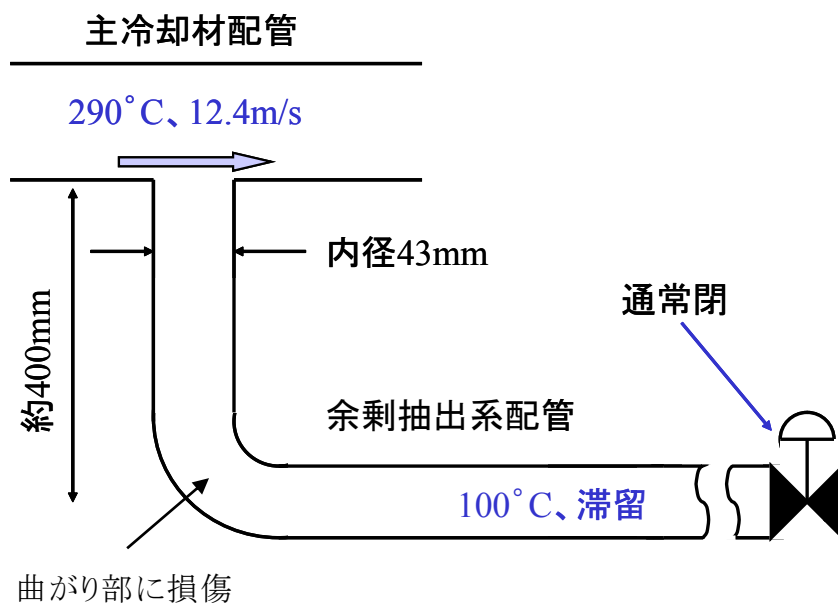


図 1.2.2 美浜発電所における損傷状況

### 1.2.3 加圧器スプレイ配管内の蒸気－水界面付近で生じる熱疲労

加圧水型原子力プラントの1次冷却材系統は図 1.2.3 に示すとおり、1次冷却材の圧力を制御するため、加圧器が設置されている。その直上部には、加圧器内の圧力・温度調節のためにスプレイ水を注水できるよう配管が接続されている。このスプレイ水は、定格出力運転中には1次冷却材配管の低温側(コールドレグ)から得ており、加圧器スプレイバイパス弁を経て加圧器内に連続注水される。1次冷却材配管低温側にあるノズルを起点とし、加圧器に至る系統は加圧器スプレイ系統と呼ばれる。

定格出力運転中には、1次冷却材系統の圧力・温度は一定に保たれるため、本来ならば圧力・温度調節のための注水は不要であるが、加圧器スプレイ系統の加圧器直上部の管内が空になって約 345°C の蒸気により加熱されている状態で、本系統が作動した際には配管に過剰な熱衝撃を生じることが懸念される。そのため、主弁に比べて小径のバイパス弁を通して約 290°C の水を連続通水しておくことにより、主弁が開放されたときの温度変化を小さくするという運用がなされている。

定格出力運転中に連続通水される際のスプレイ配管内部の状態を図 1.2.4 に示す。スプレイ流量が少ないため配管内部は満水にならず水平部の管底を這うように水が流れて、加圧器気相部からは、約 345°C の飽和蒸気その流れの上部を対向していると考えられる。このような状態では、水平部で蒸気が冷却されて凝縮し、新たな蒸気が流入するという変化が繰り返されることにより、水面が周期的に変動する可能性がある。また、実機の管外壁面の温度履歴の測定結果から、温度差が定格出力運転中に常時存在して管内部が満水でない部位があることが確認されており、水面の変動が生じている可能性が否定できない。未だ加圧器スプレイ配管では損傷は認められていないものの、定格出力運転中の熱応力変動の発生が疑われる部位の内部の流動・温度場を明らかにする必要がある。

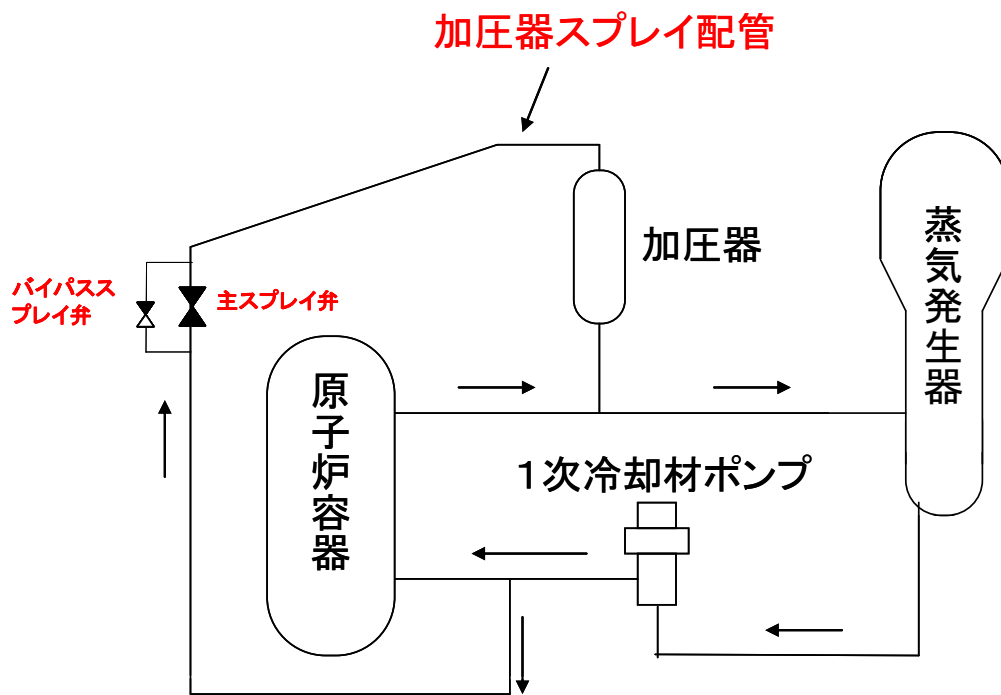


図 1.2.3 加圧水型原子力炉の1次冷却材系統の概要

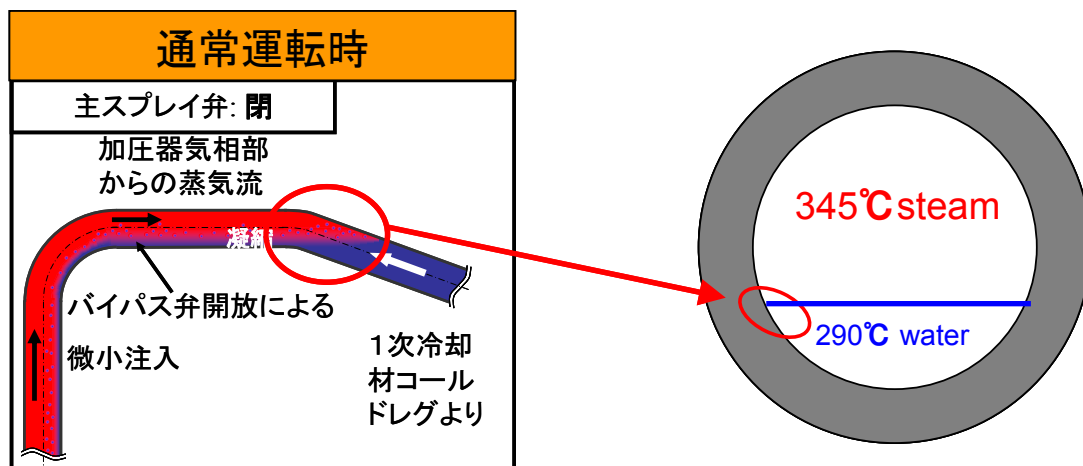


図 1.2.4 加圧器スプレイ配管内の流動状態の模式図

## 1.3 流体温度変動特性と熱応力の関係

### 1.3.1 平板における熱応力応答モデル

プラント配管の熱疲労の要因は、流体温度変動に対する熱応力の過渡応答であり、このような応力を特に熱過渡応力と呼んでいる。熱過渡応力の大きさは、流体温度の振幅のみならず、温度変化速度にも依存する。例えば図 1.3.1 は振幅が同じで揺らぎの周波数のみが異なる流体温度変動によって生じる板表面の熱応力の応答特性を定性的に示したものである。ここで、板表面の熱応力は内外面の熱膨張差の相互拘束によって生じることから、その大きさは板内外面の温度差により規定される。図 1.3.1 に示すように揺らぎの周波数が高いと流体温度の構造材への熱伝達割合は構造の熱応答の遅れから低下する(伝熱減衰)。逆に周波数が低いと構造内の熱拡散による均熱化により、熱応力の要因となる内外面温度差が減少する(構造減衰)。結果として中間の周波数で熱応力が最大となる。

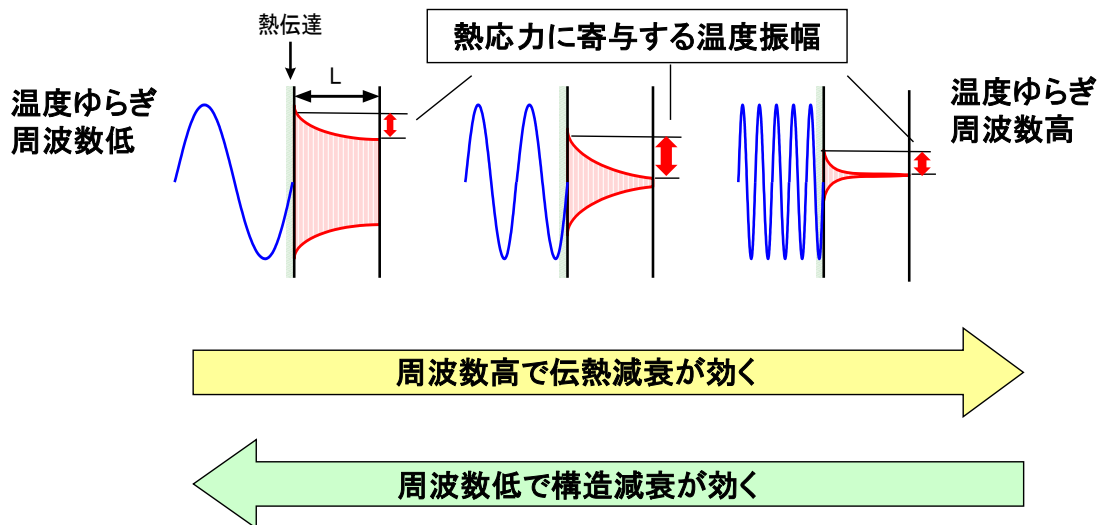


図 1.3.1 流体温度変動に対する板表面熱応力の周波数応答特性

図 1.3.1 に示す熱応力の周波数応答特性を定量的に評価するため Kasahara と Takasho は、図 1.3.2 に示すとおり平板を対象に流体温度ゆらぎによる熱応力の応答モデルを構築し定量的評価を行っている(Kasahara and Takasho, 2002; 日本機械学会, 2003)。ここでは、考え方のみを示し、詳細は参考文献を参照されたい。



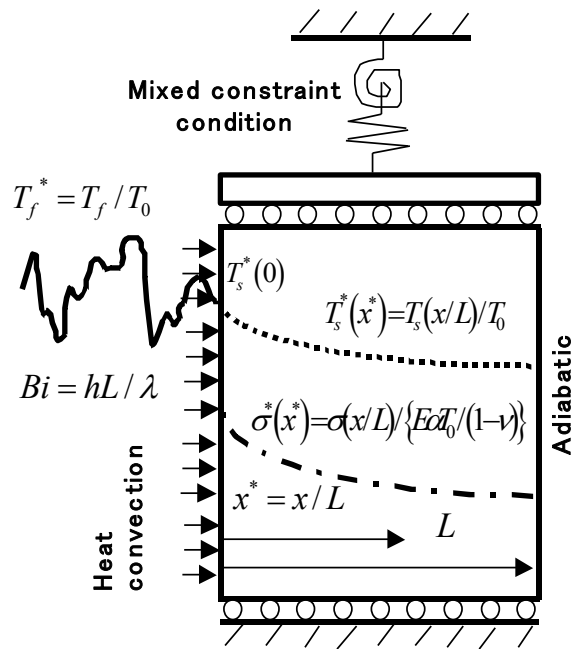


図 1.3.2 流体温度変動に対する平板の熱応力応答モデル(日本機械学会, 2003)

このモデルで熱応力応答に関する基礎式は板厚  $L$  の平板の板厚方向座標を  $x$  軸とすると以下のように記述される。

(1)熱伝達

$$\lambda \frac{\partial T_s(0,t)}{\partial x} = h \{T_s(0,t) - T_f(t)\} \quad (1.3.1)$$

ここで、 $\lambda$ : 構造材の熱伝導率、 $T_s$ : 構造温度、 $T_f$ : 流体温度、 $h$ : 熱伝達率、 $t$ : 時間である。

(2)熱拡散

$$c\rho \frac{\partial T_s(x,t)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T_s(x,t)}{\partial x^2} \quad (1.3.2)$$

(3)熱弾性

$$\sigma = -\frac{E\alpha}{1-\nu} \{T_s(x) - (1-R_m)T_m - (1-R_b)(1-2x)T_b\} \quad (1.3.3)$$

ここで、 $c$ : 比熱、 $\rho$ : 比重、 $E$ : ヤング率、 $\alpha$ : 線膨張係数、 $R_m, R_b$ : 膜ひずみと曲げひずみに対する拘束係数、 $T_m, T_b$ : 板厚方向温度分布の膜成分と曲げ成分である (図 1.3.3 参照)。

流体温度から半無限個体の温度への有効熱伝達関数、

$$H(Bi, j\omega) = T_s^*(0, Bi, j\omega) / T_f^*(j\omega)$$

は、式(1.3.1)、式(1.3.2)をラプラス変換することで(1.3.4)のように求まる。流体から構造表面への有効熱伝達関数  $H(s)$  に関して、片側熱伝達の板表面の温度は、実設計の条件では図 1.3.4 に示す半無限固体の表面温度によって近似できる場合が多く、ずれが大きくなるのは一般に応力が低い極低周波領域であることから、簡明な半無限個体の表面温度で近似した。

$$H(Bi, j\omega) = \frac{Bi(Bi + \omega^*)}{(Bi + \omega^*)^2 + \omega^{*2}} - j \frac{Bi\omega^*}{(Bi + \omega^*)^2 + \omega^{*2}} \quad (1.3.4)$$

上記の式(1.3.4)は、材料特性や板厚に依存しない無次元数を使用して一般表示している。ここで、 $Bi = hL/\lambda$ : ビオ数、 $\omega = 2\pi f$ : 角速度、 $\omega^* = L\sqrt{\omega/2\kappa} = L\sqrt{\pi f/\kappa}$ : 無次元角速度、 $\kappa = \lambda/c\rho$ : 構造材の熱拡散率である。

次に、式(1.3.2)から、構造表面温度が熱伝導によって伝わる深さ  $x^*$  の位置での温度応答特性が導かれる。それを  $x$  方向に積分することによって、図 1.3.3 に示す温度の膜成分  $T_m$  曲げ成分  $T_b$  が求まる。それらを式(1.3.3)に代入することにより、表面温度から熱応力までを変換する有効熱応力関数が以下のように求まる。

$$S(x^*, j\omega, R_m, R_b) = \frac{\sigma^*(x^*, Bi, j\omega, R_m, R_b)}{T_s^*(0, Bi, j\omega)} = S_1(x^*, \omega^*, R_m, R_b) + jS_2(x^*, \omega^*, R_m, R_b) \quad (1.3.5)$$

$$S_1(x^*, \omega^*, R_m, R_b) = (1 - R_m)B_m(\omega^*) + (1 - R_b)(1 - 2x^*)B_b(\omega^*) - B(x^*, \omega^*) \quad (1.3.6)$$

$$S_2(x^*, \omega^*, R_m, R_b) = (1 - R_m)C_m(\omega^*) + (1 - R_b)(1 - 2x^*)C_b(\omega^*) - C(x^*, \omega^*) \quad (1.3.7)$$

ここで、 $x^* = x/L$ : 無次元深さ、 $B$ 、 $C$  係数は参考文献(日本機械学会, 2003)で与えられる係数である。詳細は付録 A に記述する。

式(1.3.4)と式(1.3.5)のコンボリューションをとることにより、流体温度変動に対する熱応力の周波数応答関数が以下のように求まる。

$$\sigma^*(x^*, Bi, j\omega, R_m, R_b) = G(x^*, Bi, j\omega, R_m, R_b) T_f^*(j\omega) \quad (1.3.8)$$

$$G(x^*, Bi, j\omega, R_m, R_b) = H(Bi, j\omega) S(x^*, j\omega, R_m, R_b) \quad (1.3.9)$$

ここで、 $\sigma^* = \sigma / \{E\alpha T_0 / (1 - \nu)\}$ : 無次元応力、 $T_f^* = T_f / T_0$ : 無次元流体温度、 $T_0$ : 代表温度である。

以上、熱応力の伝達関数による記述の結果を図 1.3.5 に示す。式(1.3.9)で得られた周波数伝達関数により、熱応力の周波数依存性を定量的に評価すること

が可能である。

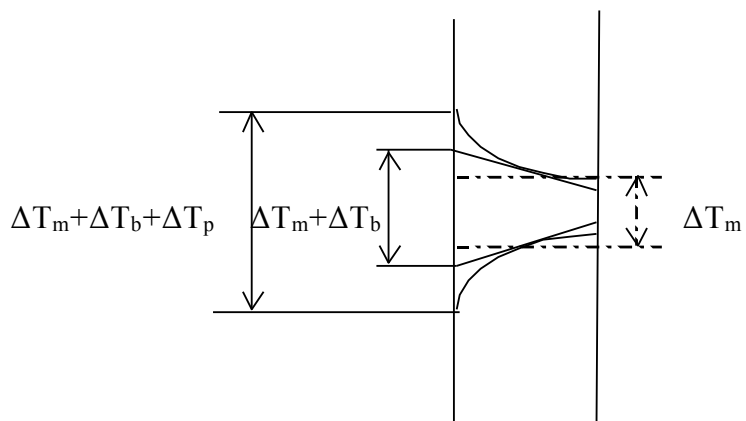


図 1.3.3 板厚内温度勾配の膜、曲げ、ピーク成分

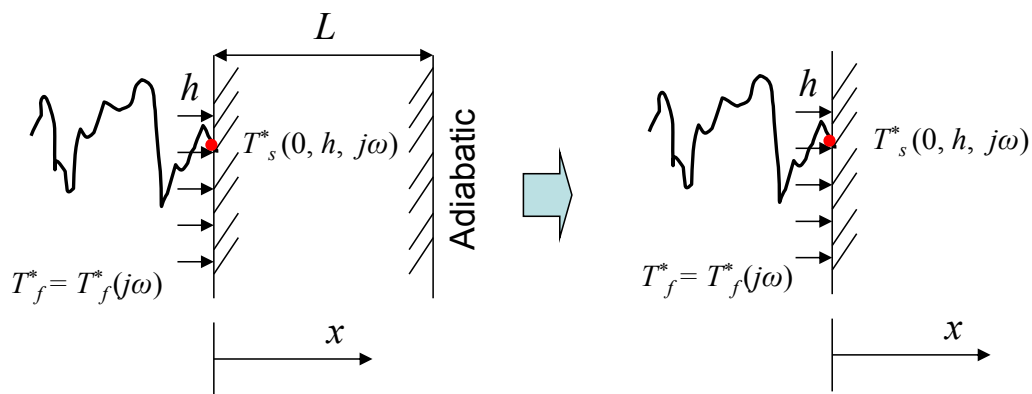


図 1.3.4 流体温度の構造表面への伝達モデル(日本機械学会, 2003)

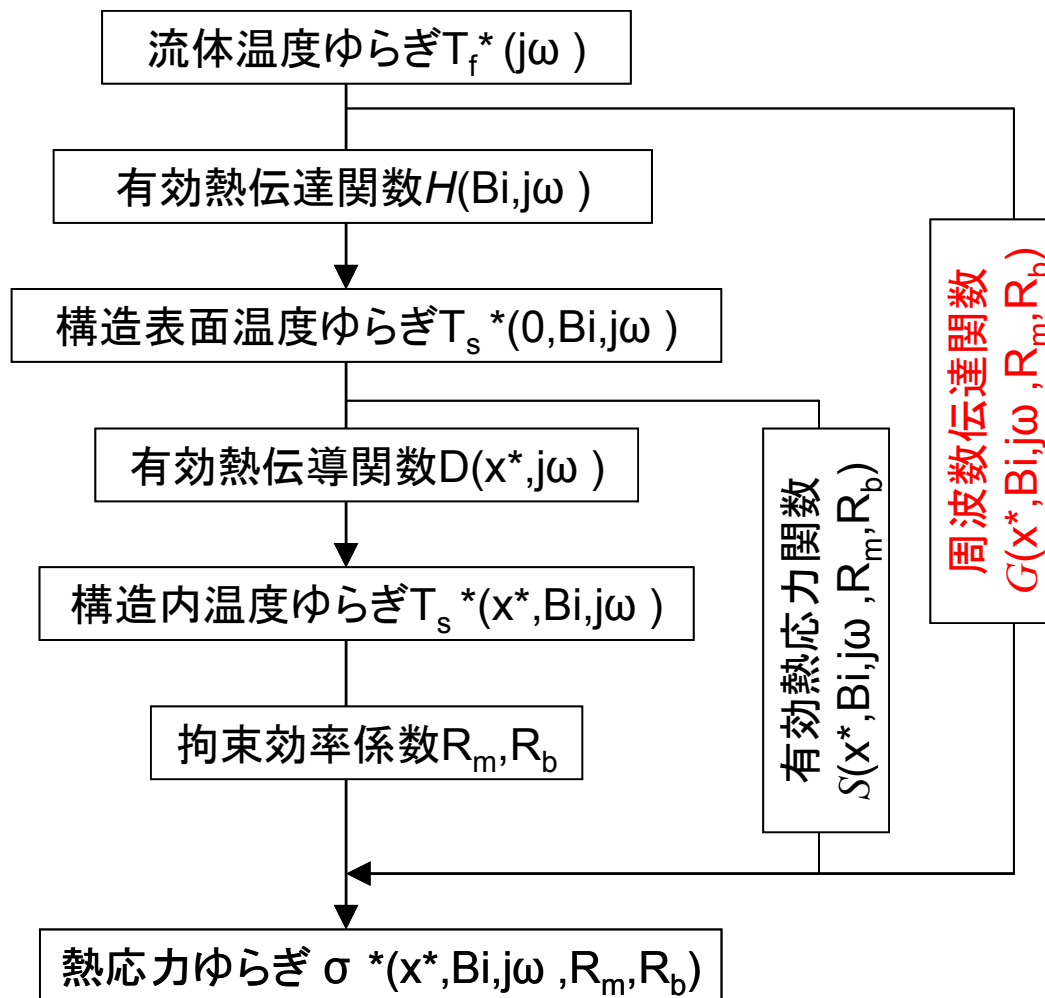


図 1.3.5 熱応力の発生機構と伝達関数による記述(日本機械学会, 2003)

### 1.3.2 熱応力の周波数応答特性

典型的な板厚内温度勾配を受けるプラント配管は一般に曲げ+ピーク拘束条件である。この拘束条件での表面応力の周波数伝達関数を求めるには、式(1.3.9)で、 $x^*=0, R_m=0, R_b=1$  とすればよい。この条件下で周波数伝達関数のゲイン特性をビオ数をパラメータとして計算すると図 1.3.6 のようになる。

無次元角速度  $\omega^*=2\sim 5$  近傍で、曲げ成分支配の最大応力が生じている。これは周波数が低いと構造減衰が効き、高いと伝熱減衰が効く傾向が、ビオ数をパラメータとして定量的に評価できていることを意味する。

流体温度ゆらぎの振幅が同じでも、構造物の拘束状態によっては、応力の大きさはその周波数に依存するため、その温度変動のメカニズムを明らかにすることは重要であることがわかる。

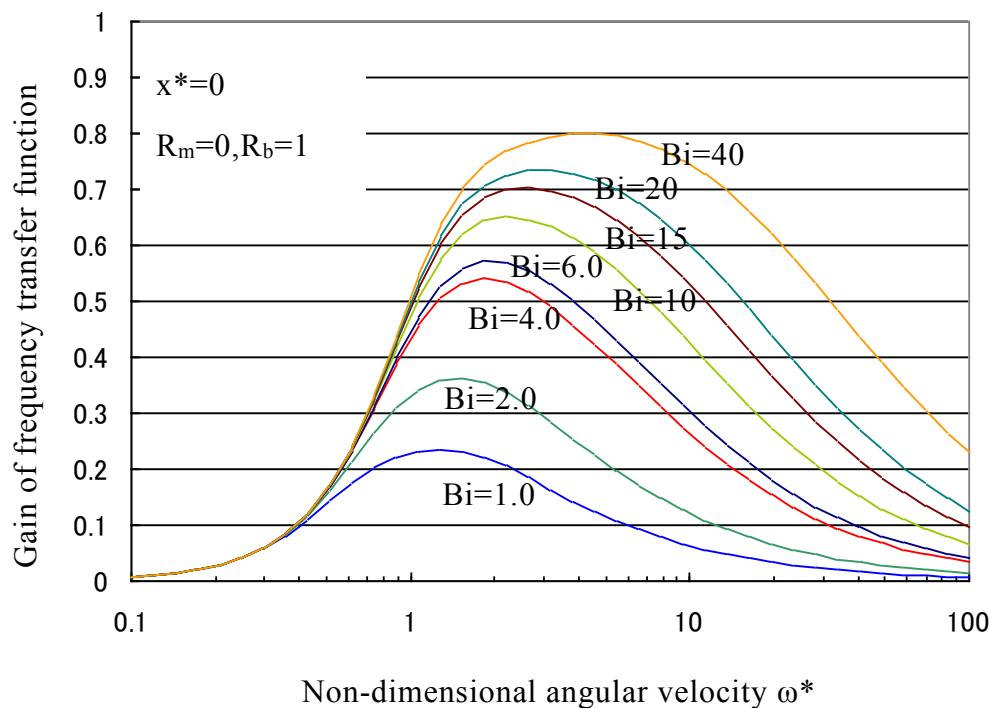


図 1.3.6 表面応力の周波数伝達関数ゲイン(曲げ+ピーク拘束条件)(日本機械学会, 2003)

## 1.4 本研究の目的

プラント配管における流体温度ゆらぎによる熱疲労損傷が発生したもしくは懸念される現象の例を解説したが、そのうちプラント運転管理や弁等の保守管理では対応が難しい以下の現象を、本研究の対象とした。

- (1) 高低温水合流部に生じる温度変動
- (2) 閉塞分岐配管に生じる温度変動
- (3) 加圧器スプレイ配管内蒸気・水界面下に生じる温度変動

熱疲労の要因は、流体温度変動に対する熱応力の過渡応答であり、その大きさは、流体温度の振幅とその温度変化速度に依存する。すなわち、振幅が同じでも、応力の大きさは温度の周波数に大きく依存するため、その温度振幅のみならず、変動の支配周波数を明らかにすることが必要であり、温度変動のメカニズムの解明が重要である。

本研究では、上記現象を対象に、その温度変動のメカニズムを明らかにすることを目的として熱流動実験および数値計算を行った。

## 1.5 本研究の概要

本論文は、全 6 章から構成されている。第 2 章以下の概要を示す。

第 2 章では、高低温水合流部に生じる流動現象と温度変動メカニズムを検討するため、多数の熱電対を埋め込んだ試験体を用いて、壁温分布および熱応力分布特性を明らかにした。壁温測定結果およびその結果を用いた熱応力算出結果と流動現象について評価を行った。

第 3 章では、鉛直下向きの閉塞分岐配管に生じる流動現象の検討を行った。可視化試験体を用いた実験により、分岐配管内径が侵入深さおよびその変動特性に及ぼす影響、主流の侵入深さの変動メカニズムについて明らかにした。また、主流の侵入深さの変動メカニズムを明らかにするため、数値計算による評価も行った。

第 4 章では、加圧器スプレイ配管内の蒸気－水界面下に生じる温度変動メカニズムの検討を行った。可視化試験体を用いた熱流動実験により、蒸気－水界面下の液中で生じる温度および速度分布測定を行い、液温変動のメカニズムを明らかにした。

第5章では、2章から4章で述べた三つの現象を対象に、各現象で明らかとなった温度変動の周波数特性を元に、その温度変動と熱応力応答の関係について評価・考察した。

第6章は、本研究の結論であり、本研究で得られた知見を総括した。

## 第 2 章 高低温水合流部に生じる流動現象と温度変動メカニズム

### 2.1 緒言

プラントの配管合流部では、温度の異なる流体が混合することで発生する温度変動により、配管材料内部に熱疲労が発生する可能性がある。1.2.1 節で述べたとおり、この現象により原子力発電所においても漏洩が発生している。そのような損傷事象を受け、T 字配管を対象にした高低温水合流部における熱疲労評価技術開発のための実験は国内外で進められている。

Kamide らは、図 2.1.1 に示す WATLON 試験装置(Water Experiment of Fluid Mixing in T-pipe with Long Cycle Fluctuation)を用い、高低温水合流実験を行っている(Kamide, et al., 2009)。主管内径は 150mm、分岐管内径は 50mm であり、主管に 48°C の高温水、分岐管に 33°C の低温水を流し、T 字管にて合流する条件となっている。実験では T 字配管下流部の流動様式が以下の式に示すとおり、主管と分岐管内の運動量の比により、分類できることを明らかにしている。

(a)壁面噴流:  $1.35 < M_R$

(b)偏向噴流:  $0.35 < M_R < 1.35$

(c)衝突噴流:  $M_R < 0.35$

ここで、

$$M_R = M_m / M_b \quad (2.1.1)$$

$$M_m = D_b D_m \rho U_m^2 \quad (2.1.2)$$

$$M_b = 1/4 \pi D_b^2 \rho U_b^2 \quad (2.1.3)$$

である。ここで  $U_m$  は主管側断面平均流速、 $U_b$  は分岐管側断面平均流速、 $D_m$  は主管内径、 $D_b$  は分岐管内径である。各流動様式は以下のとおりである。図 2.1.2 に各流動状態の模式図を示す。

(a)壁面噴流(Wall jet)状態

分岐管からの噴流が主管の中心部まで到達せず主管壁に沿って流れる状態

(b)偏向噴流(Deflecting jet)状態



噴流が主管の中央部を流下する状態

(c)衝突噴流(Impinging jet)状態

噴流が対向する主管壁に衝突した後に流下する状態

また、実験では、熱電対をツリー状に配置した計測装置を主管内に挿入して、流体温度を測定し、特に壁面噴流状態では他の流動様式に比べて管壁近傍の流体温度変動が大きいこと、その流動様式における壁近傍の流体温度変動は以下の式で定義されるストローハル数  $St=0.2$  にほぼ等しい卓越周波数をもつことを明らかにしている。

$$St = \frac{f \cdot D_b}{U_m} \quad (2.1.4)$$

これは、分岐管からの噴流背後にできるカルマン渦列により流体温度変動が発生していることを意味する。

Kimura らは、図 2.1.1 と同じ実験体系で、熱電対を用い分岐管からの噴流下流部の 25 点において管壁温度を計測している。また、熱電対をツリー状に配置した計測装置を管内に挿入し、壁近傍の流体温度をあわせて測定することにより、局所的な非定常熱伝達率を明らかにしている(Kimura, et al., 2009)。

国外では、フランスの Civaux 発電所の余熱除去系統で発見された熱疲労による配管のき裂発生原因を調査するため、高低温水合流配管部における熱疲労研究が進められている。フランス電力公社(EDF)でも、T 字配管合流部における管内表面温度データを採取している(Fontes, et al., 2009)。この実験では流体側と壁側の温度を同時に計測できるよう熱電対を組み合わせた Coefh とよばれるセンサを配管に埋め込み、分岐管からの噴流下流部の 52 点において温度計測している。この実験も Kimura らの実験同様、局所的な非定常熱伝達率を明らかにすることを目的としている。

次に、T 字配管合流部における温度変動の数値シミュレーションによる予測手法の状況であるが、流れの複雑さから精度よく温度変動を予測することは困難であり、適切な手法の開発に向けいくつかの研究が行われている(Nakamura, et al., 2009, 2010 ; Tanaka, et al., 2010 ; Howard and Pasutto, 2009)。これらの研究では、合流下流域の速度変動および温度変動を対象に実験と数値シミュレーションとの比較検討が行われており、流体側の温度変動の予測について、さらなる改善

が進められている状況であり、特に構造材側の温度変動予測については、十分な実験データとの比較検証が実施されていない。

また、Kamaya らは、図 2.1.1 に示した WATLON の実験体系を対象に、Nakamura らが実施した流体・構造熱連成シミュレーションの計算結果を用い、熱応力を算出し、疲労評価を行っている(Kamaya and Nakamura, 2011; Nakamura et al., 2009)。疲労評価は、応力履歴から、レインフロー法によりカウントした応力変動と繰り返し回数より、線形累積損傷則による疲れ累積係数  $U_f$  を算出している。図 2.1.3 に  $U_f$  が最大となった位置において、主管軸方向応力が最大と最小になった時刻における軸方向応力分布を示す。軸方向に広がった大きな応力領域が周方向に約 0.1Hz の周期でゆらいでおり、 $U_f$  が最大となった位置ではゆらぎにより応力変動が大きくなる位置となっていることがわかる。このように、疲労損傷の発生要因として、低温噴流により主管内壁に形成されたコールドスポットの低周波のゆらぎに起因する応力変動が大きく寄与していることが示されている。

以上、これまでの研究成果によると、流体・構造熱連成シミュレーションの計算結果を用いた評価によって、Kamaya らにより、疲労損傷の駆動力となる大きな熱応力変動は、噴流により主管内面に形成されるコールドスポットのゆらぎによる可能性が示されているが、使用したシミュレーション結果については、壁面温度を含んだ実験データとの比較検証が十分行われていない。一方、Kamide らによる流体温度測定実験結果によれば、高低温水合流下流域においては、 $St=0.2$  に相当する比較的高周波の流体温度変動が発生することが示されているが、大きな応力変動の発生に寄与すると思われる低周波の温度変動現象については明らかにされていない。一方、熱伝達率のデータを用いれば、流体温度から管壁温度を予測することが可能であるが、流体温度および壁温度を多点で同時に測定することは容易ではないことから、現在、他研究機関で行われている実験による熱伝達率の解明の範囲は限られており(Kimura, et al., 2009; Fontes, et al., 2009)、熱伝達率を用いることで三次元的な管壁温度分布の時間変化を予測することは困難であると考えられる。

よって、本研究では、T 字合流配管部の温度ゆらぎを対象に配管内表面の温度分布を実験により明らかにすることにした。また、図 2.1.4 に示すとおり実験で得られた管内表面温度分布を境界条件として、有限要素法による熱伝導および応

力解析を行い、熱応力特性の検討を行った。実験では、多数の熱電対を管壁に埋め込むことで、管内面温度分布の時間変化を明らかにした。

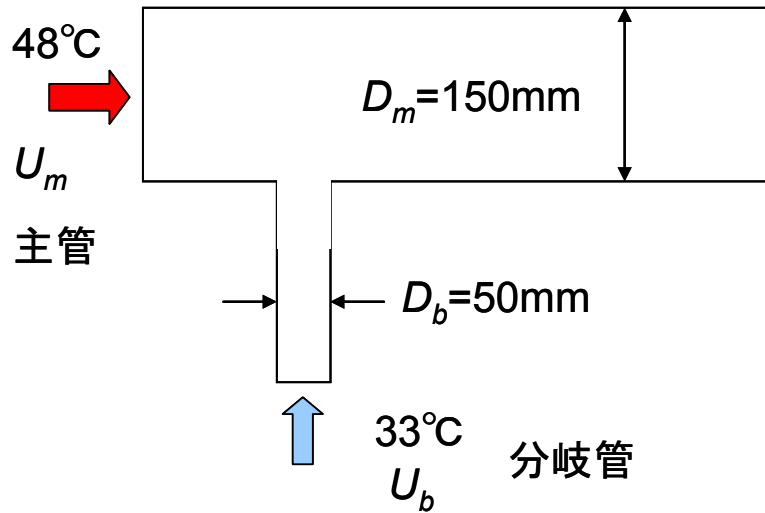


図 2.1.1 WATLON の実験体系

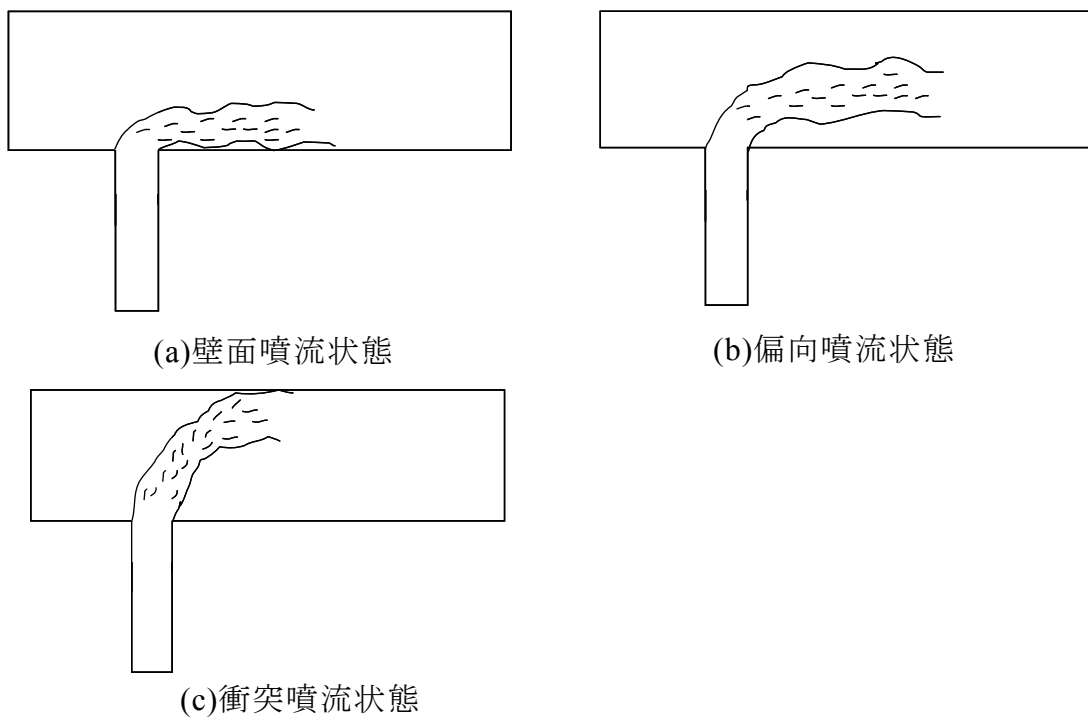


図 2.1.2 T 字合流部における流動様式の模式図

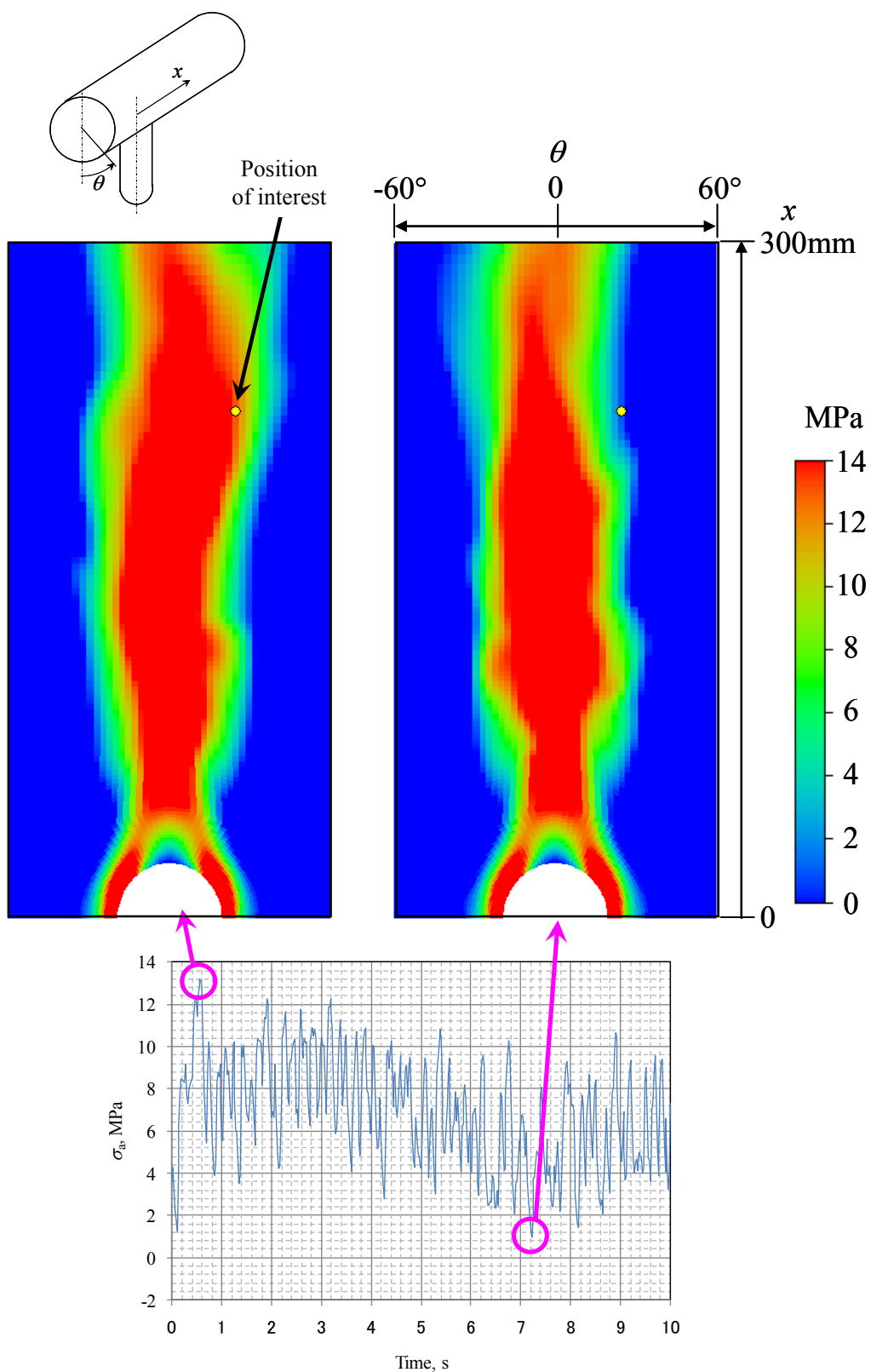


図 2.1.3  $U_f$ 最大位置にて軸方向応力が最大と最小になった時刻における管軸方向応力分布 (Kamaya and Nakamura, 2011)

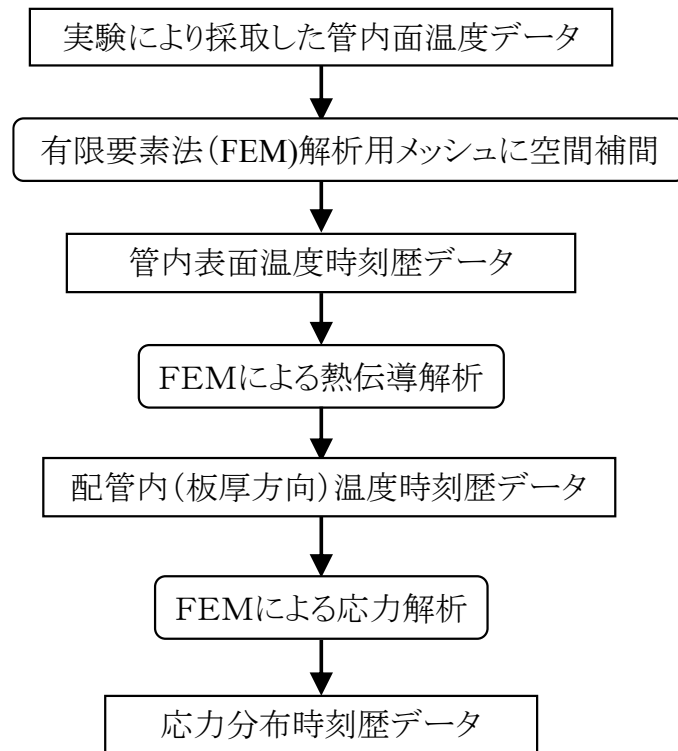


図 2.1.4 管壁温度データを用いた熱応力算出フロー

## 2.2 数値解析による実験方法の検討

### 2.2.1 熱応力算出のための壁温測定用熱電対配置位置の検討

#### 2.2.1.1 検討手法

T 字合流配管部における温度ゆらぎを対象とし、配管内表面の温度データを熱電対により採取して、温度ゆらぎにより発生する応力変動が最大となるような箇所を推定し得るかどうか検討する。そのために、以下に示す数値実験を事前に行った。

- ①流体・構造熱連成解析により配管内の温度分布を算出する。
- ②得られた温度分布の時刻暦を用い、FEM の要素に対してマッピングした温度データから応力解析を行い、応力分布を算出する。これを数値実験上の真の応力と考える。
- ③①で得られた温度分布のうち表面温度データのみ選び、仮定した熱電対設置位置に相当するデータを抽出する。
- ④③のデータから空間補間を行い FEM の要素にマッピングした表面温度データを作成する。
- ⑤④で得られた表面温度データから熱伝導解析および応力解析を行い、応力分布を算出する。
- ⑥⑤と②で得られた応力分布を比較し、仮定した熱電対設置位置が妥当かどうか評価する。

以下、①については、2.2.1.2 節で、②は、2.2.1.3 節、③から⑥は 2.2.1.4 節にて述べる。

#### 2.2.1.2 流体・構造連成解析の実施

##### (1) 解析条件

原子力機構で実施された実験 (Kamide, et al., 2009) のうち、2.1 節で述べたとおり、壁面近傍の流体温度変動が他の条件に比べて大きい、壁面噴流条件から 1 ケースを代表的な流れ場として選び、次の条件で数値解析を行った。この実験ではアクリル配管であるため壁温の測定を行っていないが、本研究では壁温が得られた後の応力計算における熱電対配置を検討するため、管壁をステンレス鋼製とし、数値解析を行った。管断面平均流速は、主管  $U_m = 1.46$  m/s、分枝管  $U_b$

= 1.0 m/s であり、温度条件は主管  $T_m = 48^\circ\text{C}$ 、分枝管  $T_b = 33^\circ\text{C}$  である。境界条件としては、流入境界では管断面平均流速で一様な流速分布を与え、温度も一様分布を与えた。配管外表面では断熱条件、流体・構造材境界では Non-Slip 条件とした。解析コードは ANSYS 社の CFX-11.0 を、乱流モデルは DES (Detached Eddy Simulation) モデルを用いた。数値シミュレーションモデルの詳細は付録 B に記述する。流体・構造材の物性値は本解析範囲ではあまり変化しないとみなし  $40^\circ\text{C}$  の値(日本機械学会、1986)を一定として与えた。

初期条件は、流体側は主流方向に流速 1.5m/s、温度  $40^\circ\text{C}$ 、構造材側は温度  $40^\circ\text{C}$  として解析範囲で一様とした。熱伝達率は、このモデルと壁関数によって決定されるが、今回は熱電対による壁温の計測位置の検討を目的としているため、熱伝達率の評価精度は今後の検討には大きく影響しないと考えた。また、上記、境界条件乱流モデルにて流体の温度変動を対象に原子力機構が行った実験結果と比較し、精度よく予測可能なことを確認している(Nakamura, et al., 2009, 2010)。

## (2) 解析範囲

解析範囲を図 2.2.1 に示す。解析範囲は、主管と分岐管の合流点から主管側は上流側に 150mm、下流側に 600mm、分枝管側は上流側に 100mm とした。また、本解析に用いた解析格子を図 2.2.2 に示す。

格子幅については、一般的に壁面近傍で目標とする無次元距離  $y^+$  を制御することが用いられる。ここで  $y^+$  は無次元距離 ( $y \times u^* / \nu$ )、 $y$  は壁面からの距離、 $u^*$  は摩擦速度 ( $(\tau_w / \rho)^{1/2}$ )、 $\nu$  は流体の動粘度、 $\tau_w$  は壁面せん断応力、 $\rho$  は流体の密度である。今回の解析で使用する最小格子幅としては、 $y^+$  を平均流速での壁面せん断応力に対して 10 程度になるように設定した。以下、壁近傍の格子幅を示す。

### ① 流体領域壁近傍

主管領域: 0.1mm 間隔 分枝管領域: 0.1mm 間隔

### ② 構造材領域壁近傍

主管領域: 0.1mm 間隔 分枝管領域: 0.06mm 間隔

総ノード数は 1,734,158 (流体 1,310,234, 構造材 423,924) となった。

### (3)時間刻み幅

計算の時間刻み幅を検討するために、式(2.2.1)で表されるクーラン数を1程度とすることを目安に $\Delta t$ を算出した。

$$C = U\Delta t / \Delta x \quad (2.2.1)$$

ここで、 $C$ はクーラン数、 $\Delta x$ は流れ方向のメッシュ幅、 $\Delta t$ は時間刻み幅である。今回軸方向のメッシュ幅は0.5 mmなので、試験部平均流速( $U = 1.57 \text{ m/s}$ )条件で $C=1$ となる時間刻み幅は $\Delta t = 0.00079 \text{ sec}$ 程度となる。本解析では構造材に熱が伝わるまでの時間を大きくとる必要があることから、計算負荷を低減するため0~30secでは $\Delta t=0.01\text{sec}$ 、30~40secでは $C = 1$ に近い、 $\Delta t=0.001\text{sec}$ として計算した。

### (4) 解析結果

$t=40\text{sec}$ における分枝管下流の瞬時温度分布を図 2.2.3 に示す。ここで流体側は壁から1mmの温度を、構造材側は壁面から0.1mmの温度を示す。分枝管からの低温噴流が左右に蛇行して流れているのがわかる。また、構造材側もこの低温噴流の影響により、温度変化があらわれているが、流体側に比べ空間分布がなだらかになっている。

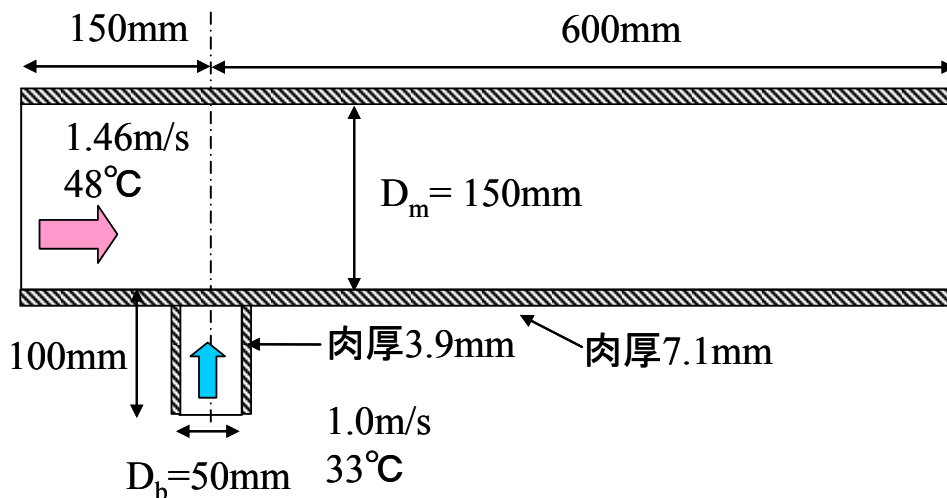
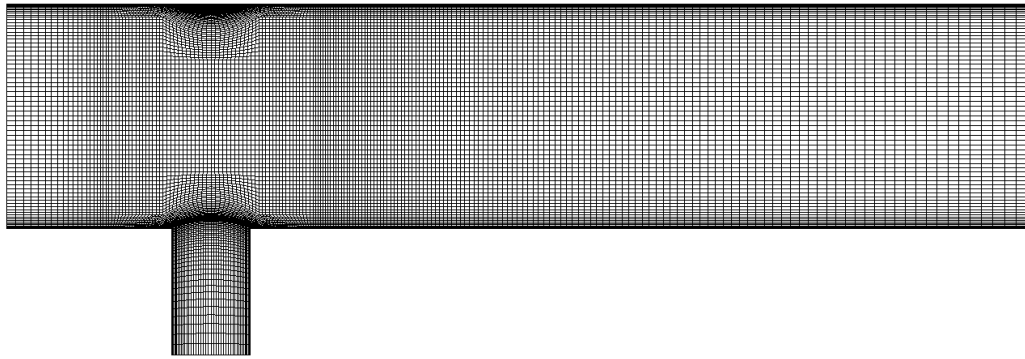


図 2.2.1 解析範囲





(a) 格子全体図

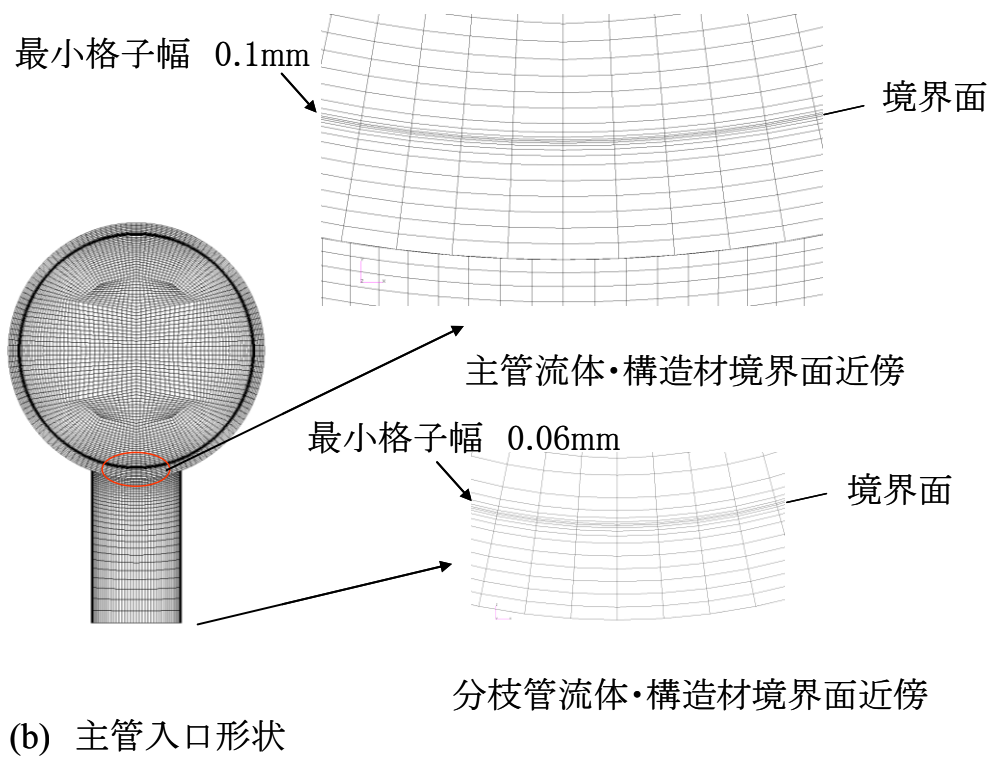
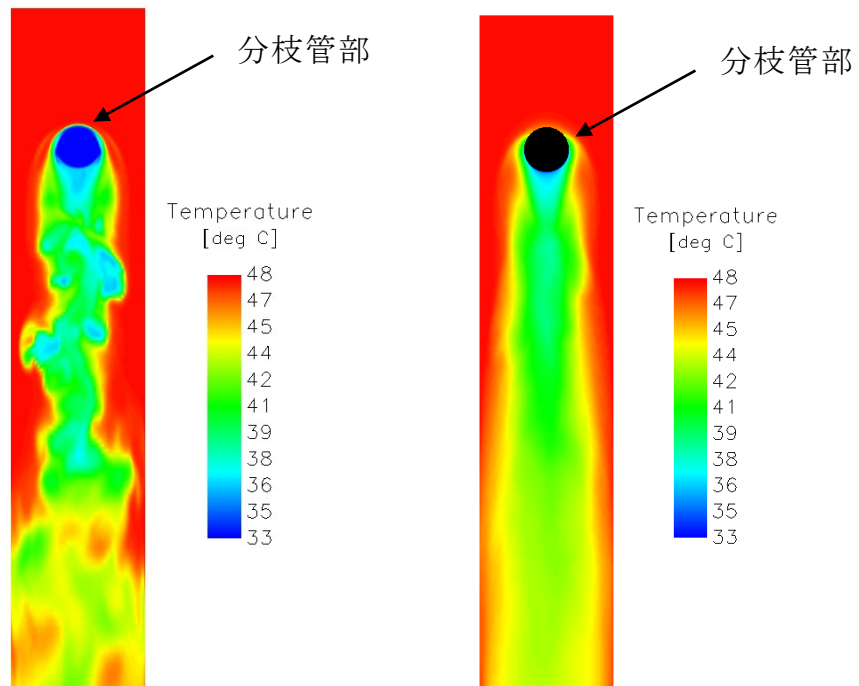


図 2.2.2 解析格子



(a)流体側(主管内壁より 1mm)

(b)構造材側(主管内壁より 0.1mm)

図 2.2.3 主管壁近傍の瞬時温度

### 2.2.1.3 連成解析結果を用いた応力解析の実施

#### (1) 解析条件

配管内の応力分布を求めるため 2.2.1.2 節で得られた構造材中における温度分布を用いて、FEM による応力解析を実施した。解析には汎用解析コードである ABAQUS (ver.6.6) を用いた。解析に用いるメッシュは図 2.2.2 で示した解析格子と同じもので構造材内の要素だけ残したものをを用いた。要素タイプは、3次元8節点ソリッド要素 (C3D8) とした。ただし解析範囲としては、今回の条件は高温水が分枝管側の壁面に沿って流れる壁面噴流条件であることから、主管側の下半分 (分枝管側) を対象とした。

使用したオーステナイト系ステンレス鋼の物性値を表 2.2.1 に示す。境界条件として主管、分枝管入口境界は管軸方向を固定し、主管出口境界は管軸方向を自由端として面外変形がない条件とした。また、温度分布は、2.2.1.2 節で算出した時刻歴温度分布のうち温度変動の過渡的挙動が安定したと思われる 39~40sec の値のうち 10 ステップ毎の値、すなわち  $\Delta t = 0.001 \times 10 = 0.01 \text{sec}$  間隔の値を使用した。

表 2.2.1 応力解析で使用した管材の物性値

密度 [kg/m <sup>3</sup> ]	7930
熱伝導率 [W/(mK)]	15.1
比熱 [J/(kgK)]	489.82
ヤング率 [MPa]	$1.95 \times 10^5$
ポアソン比	0.3
線膨張係数 [1/K]	$15 \times 10^{-6}$

#### (2) 応力解析結果

(1)の解析条件で求められた応力分布の時刻歴データから最大応力箇所を調べた。疲労評価では応力振幅分布の最大値となる箇所を捉えることが重要であるため1秒間の熱応力時刻歴データのうち最初の 20 ステップのデータ (0.2sec 間) から管軸方向の応力値  $\sigma_z$  の振幅  $\Delta \sigma_z$  の分布を算出した。その結果を図 2.2.4 に示す。分岐管中心位置から下流側に 153mm の距離で分岐管中心位置を  $0^\circ$  とした場合に主管内面に沿って周方向  $21^\circ$  の位置に  $\Delta \sigma_z$  の最大値

7.13MPa が確認された。

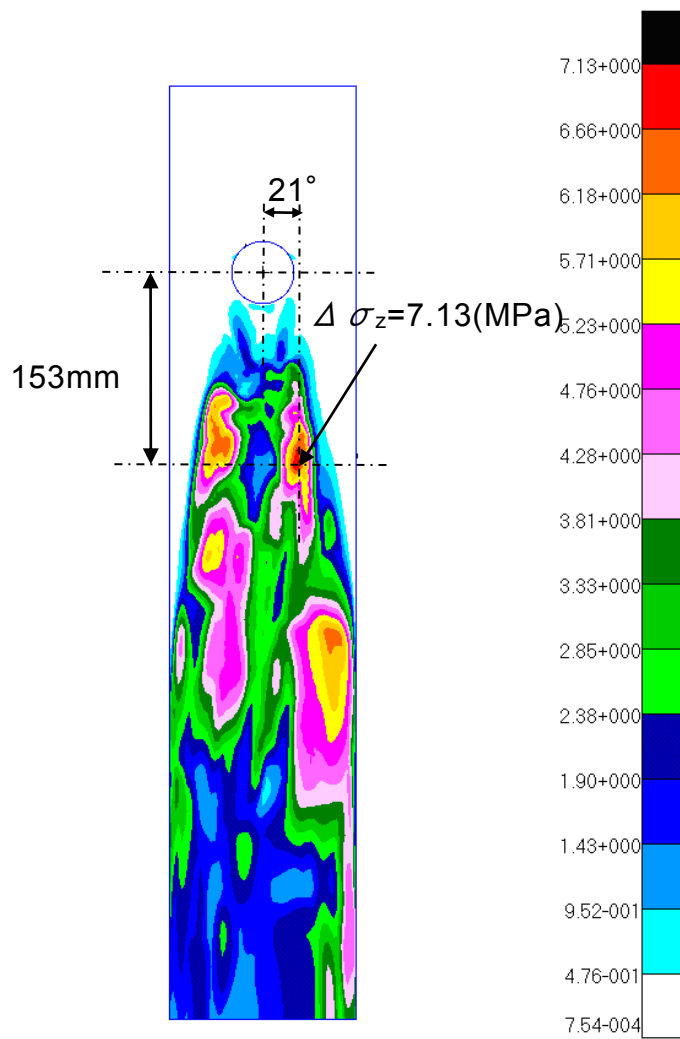


図 2.2.4 主管軸方向応力振幅分布

#### 2.2.1.4 仮定した熱電対設置位置の抽出データによる応力解析の実施

##### (1) 解析条件

熱電対設置位置として表 2.2.2 に示す 2 ケースを仮定して温度データを抽出し、FEM の節点に線形補間して付与し、応力解析を実施した。熱電対の数を削減するため、主管軸方向のピッチを変えて検討した。周方向ピッチについては、2.2.3.2 節で述べるとおり熱電対を取り付ける方法では隣接する熱電対の間にロウ材の流れを防止するための薬品を塗布する必要があることから、周方向角度で 5°以下は技術的に困難であるため、周方向は、その最小間隔である 5°とした。

応力解析実施の具体的手順は 2.2.1.1 節の③～⑤のとおりである。ここで、手順③で使用した構造材内表面温度は 2.2.1.3 節の(1)と同様 39~40sec の値のうち  $\Delta t = 0.01\text{sec}$  間隔の値を使用した。手順⑤の熱伝導解析の解析ステップは同じ  $\Delta t = 0.01\text{sec}$  間隔とし、初期条件として構造材温度分布は 39sec 時点の 1 ステップ前の熱流動・構造連成解析の結果を用いた。また、構造材外表面は断熱条件とした。応力解析は 2.2.1.3 節の(1)と同様に表 2.2.1 で示した物性値を用いて算出した。

##### (2) 応力解析結果

前項の解析条件で求められた応力分布の時刻歴データから最大応力箇所を 2.2.1.3 節の(2)と同様に調べた。

図 2.2.4 の結果と比較評価するためケース 1、2 の管軸方向応力振幅  $\Delta \sigma_z$  の分布を図 2.2.5 に示す。図中の値は応力振幅のうち最大の値を示した箇所とその値を示す。ここで、ケース 2 の上流側において応力振幅がやや大きいのは、ケース 2 で上流に、熱電対を配置していないため、分枝管周囲の低温部と主管入口境界温度の線形補間となり、実際は存在しないと考えられる温度勾配が発生したためである。図 2.2.5 で確認された最大応力振幅の位置はケース 1、2 のいずれの場合も捉えられており、熱電対設置位置は、周方向で 60° 以内、流れ方向ではケース 2 で示す 0~225mm の範囲内で十分であることがわかる。

図 2.2.6 にケース 2 の  $\Delta \sigma_z$  の最大値発生箇所である合流点から下流 150mm の位置における周方向の応力振幅分布の比較結果を示す。流れ方向のピッチ

は 10mm から 25mm に増加させた場合でもその分布に大きな相違はないことがわかる。また、図 2.2.5 に示した応力振幅分布は、主管軸に対し、ほぼ対称である。以上の結果を踏まえ、熱電対設置位置は、以下の位置とし、熱電対数の削減を図った。

・流れ方向

範囲： -50mm~225mm 間隔： 25mm

・周方向

範囲：0°~60° 間隔：5°

表 2.2.2 FEM 解析ケース用熱電対配置位置

ケース	流れ方向		周方向		熱電対数
	範囲[mm]	ピッチ[mm]	範囲[°]	ピッチ [°]	
1	-50 to 300	10	-60 to 60	5	867
2	0 to 225	25	-60 to 60	5	236

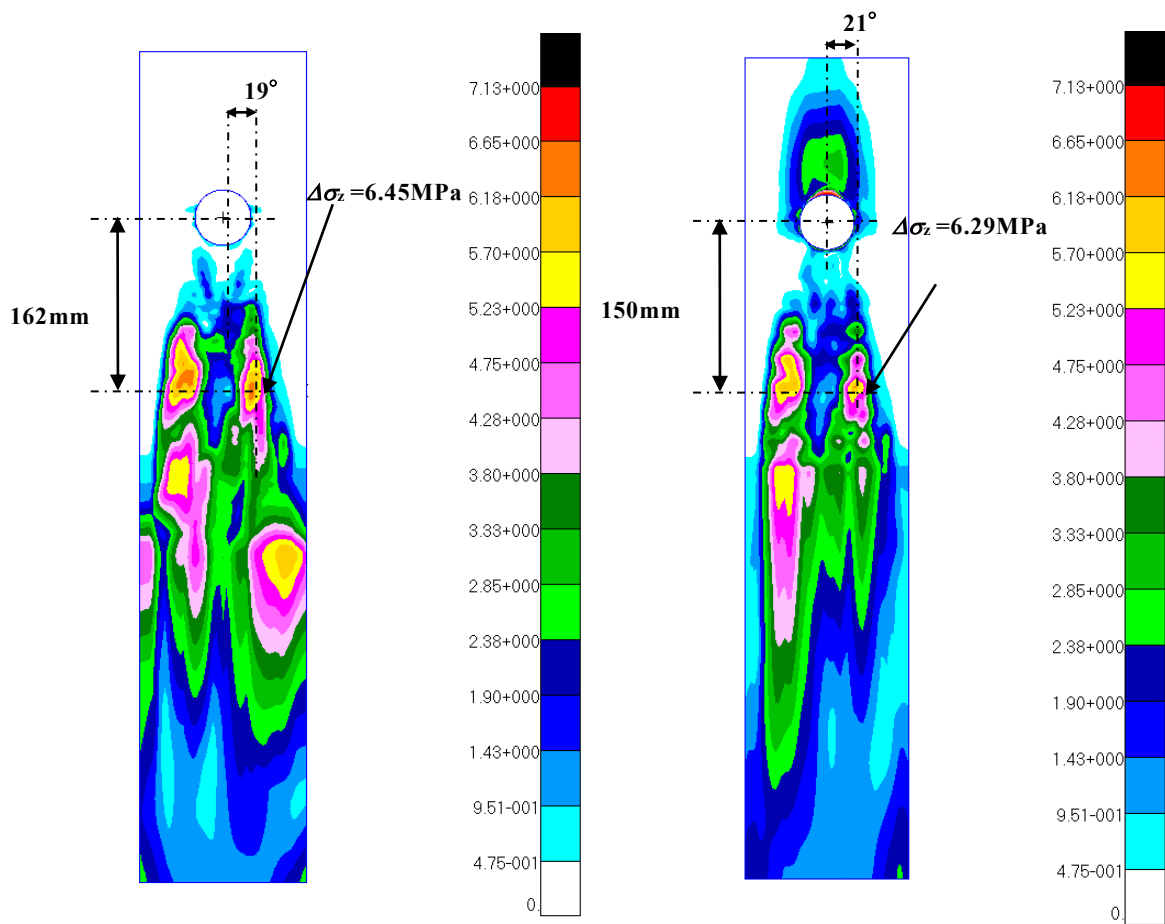


図 2.2.5 管軸方向応力振幅分布  
(熱電対設置位置温度分布使用時)

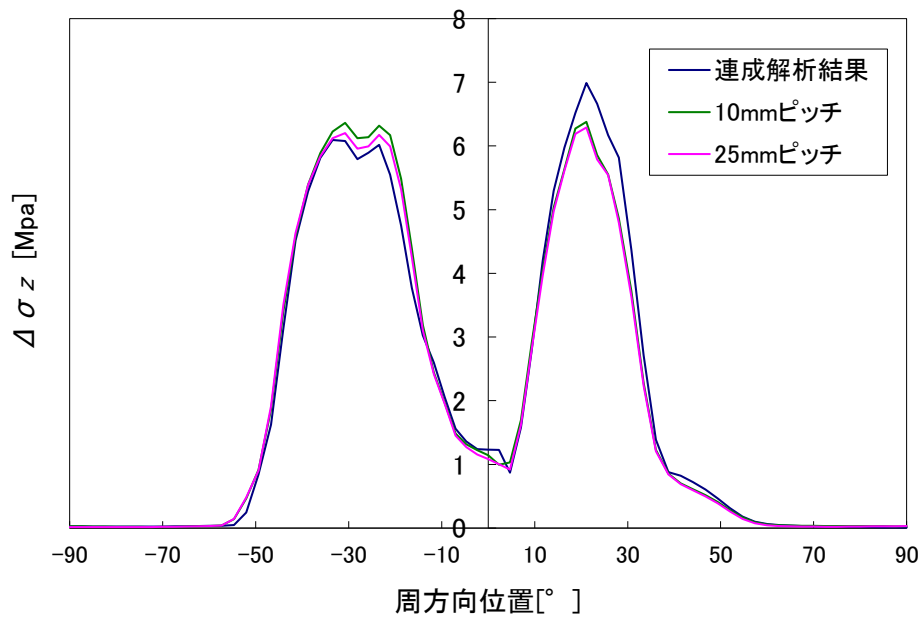


図 2.2.6 周方向応力振幅  
(合流点から下流 150mm の位置)



## 2.2.2 壁温測定データを用いた管内表面温度算出方法の検討

### 2.2.2.1 数値解析による測温点深さの影響評価

構造材内表面温度測定方法として、熱電対を構造材に埋め込む方法が考えられる。熱電対はその構造上、測温点はシースという鞘で覆われており、シース径 0.5mm のものであれば少なくともその半径分である 0.25mm は配管表面から内部に入り込む構造となり、厳密には構造材内表面温度を測定することはできない。よって、内表面温度と熱電対による計測値の相違の程度について熱伝導数値解析による評価を行い、内表面温度の推定の必要性について検討した。

#### (1)解析条件

熱伝導解析では汎用解析コードである ABAQUS (ver.6.11)を用いた。熱電対は主管内面を管軸方向に沿って埋め込む設計を想定したため、解析格子は図 2.2.7 に示すような 2 次元で熱電対を含んだ周長 3.3mm (周方向ピッチ約 2.5° 相当)の管断面をモデル化した。要素タイプは 2 次元伝熱要素 3 節点もしくは 4 節点 (DC2D3,DC2D4)を用いた。また、管厚は 7.6mm、熱電対埋め込み溝深さは 0.7mm、溝の幅は 0.6mm である。

図中の赤色の範囲はステンレス鋼材、緑色の範囲は絶縁材として熱電対のシース内に充填されている酸化マグネシウム (MgO)、灰色の範囲はロウ材であるニッケルを示す。解析で用いた各材料の物性値を表 2.2.3 に示す。

ここでシース材に充填されている酸化マグネシウムの充填率は、本節で後述する(3)に示す実験結果から 95%とした。また、解析はシース内に含まれる素線の接点先端付近の断面を対象としており、素線先端の測温箇所は点と考え、素線形状はモデル化していない。境界条件として、配管内表面の各節点は温度変動を模擬するため基準温度 40°C で片振幅 10K の正弦波温度を与えた。管外表面は断熱条件とした。初期条件として構造材には一様に 40°C を与えた。

#### (2)温度解析結果

図 2.2.8 に管内表面に基準温度 40°C、片振幅 10K、周波数 5Hz の正弦波温度を与えた場合の熱電対測温点での温度変動解析結果を、図 2.2.9 に管内面付近の瞬時の温度分布を示す。図 2.2.8 で温度は以下の式で無次元化した  $T_n$

を用いた。

$$T_n = \frac{T - T_{ref}}{\Delta T / 2} \quad (2.2.2)$$

ここで、 $T$ は計算した温度  $T_{ref}$ は基準温度(40°C)、 $\Delta T$ は温度変動幅(20K)を示す。解析は $\Delta t=0.001\text{sec}$  で 3sec 行った。解析の結果、振幅比 54%の減衰、位相差 0.91rad の遅れがあることが明らかとなった。この差は無視できない値であり、原子力機構の試験結果 (Kamide, et al., 2009)によれば温度変動の卓越周波数は数 Hz であることから、T 字合流配管内表面における温度ゆらぎを捉えるためには実験で得られた熱電対温度から配管内表面温度を計算により補正する必要があることがわかった。また、図 2.2.9 に示すとおり熱電対を埋め込んだ付近(図中の赤点線は熱電対埋め込み部を示す)の温度分布は熱伝導率の違いにより歪むがその範囲は周方向で 1.5mm 程度であり、周方向距離で約 6.5mm(5° ピッチ相当)の位置に隣接する熱電対には影響はないといえる。

### (3)熱電対絶縁材(MgO)充填率の調査

シース熱電対の概略図を図 2.2.10 に示す。ここで、赤、オレンジ色は素線、水色は MgO を示す。非接地型では測温接点が熱電対シース先端に接触せず、MgO を介して温度を検出することとなる。今回実験で使用する熱電対は、ノイズの影響を低減するため図 2.2.10(b)に示すような非接地型熱電対を使用する予定である。この熱電対ではシース内に絶縁材(酸化マグネシウム(MgO))を使用しているが、その製作上、粉末状の酸化マグネシウムを使用している。そのため、MgO の物性値はその粉末の充填率により変化する。ここで充填率とは以下の式で定義した空気と MgO が均一に混合した場合の MgO の体積比率を示すものである。

$$\phi = \frac{V_{MgO}}{V_{MgO} + V_{air}} \quad (2.2.3)$$

ここで、 $V_{MgO}$ は MgO の体積、 $V_{air}$ は空気の体積を示す。しかしながら、充填率は製作工程に依存するため、一般に明らかにされていない。よって、本研究では実験と熱伝導数値解析により充填率を推定することとした。

MgO の充填率を推定するために、熱電対をプール水に投入した際の測定デ

ータと、MgO の充填率を変化させた場合の数値解析結果との値を比較した。また、熱伝導解析を行うには熱電対表面とプール水間の熱伝達率を知る必要がある。そのため、MgO を介さずに温度を測定できる接地型熱電対と非接地型熱電対を同時にプールに落下投入する実験も行い、接地型熱電対のデータから熱伝達率を得ることにより非接地型熱電対の MgO 充填率を算出した。

初めに、熱伝達率を決定するため接地型熱電対を用いた実験と数値計算を行った。プール水の温度は 40°C 一定とした。熱電対のプールへの落下速度は約 0.35m/s である。温度の時刻歴データは 10 回記録した。熱伝導解析には汎用解析コードである ABAQUS (ver.6.6) を用いた。解析格子を図 2.2.11(a) に示す。軸対象モデルとして表面で熱伝達率を介してプール温度が伝わるモデルとした。要素タイプは伝熱要素軸対象 4 節点 (DCAX4) を用いた。上部境界は断熱とした。図 2.2.12(a) に実験結果 (10 回分) と解析結果を示す。ここで縦軸は次式で無次元化した温度である。

$$T_n = \frac{T - T_{in}}{T_{end} - T_{in}} \quad (2.2.4)$$

ここで  $T$  は測定された温度、 $T_{in}$  は初期温度、 $T_{end}$  は静定した温度を示す。パラメータ解析の結果、熱伝達率  $\alpha$  は 7500W/ m<sup>2</sup>K であることがわかった。

次に、MgO の充填率を決定するため非接地型熱電対を用いた実験と数値計算を行った。MgO の充填率を得るために実施した熱伝導解析の解析格子を図 2.2.11(b) に示す。軸対象モデルとして表面熱伝達率には、接地型熱電対の解析で得られた値を用いた。上部境界は断熱とした。ここで充填率  $\phi$  の MgO の密度  $\rho$ 、比熱  $C$  は、以下の式から算出した。

$$\rho = \phi \rho_{MgO} + \rho_{air} (1 - \phi) \quad (2.2.5)$$

$$C = \frac{\phi \rho_{MgO} C_{MgO} + \rho_{air} C_{air} (1 - \phi)}{\rho} \quad (2.2.6)$$

また、粒状 MgO の充填材の熱伝導率  $\lambda$  は、喜多野らにより、Maxwell の式による計算値でよく予測できることが示されていることから、以下の式を用い、算出した (喜多野他, 2005)。

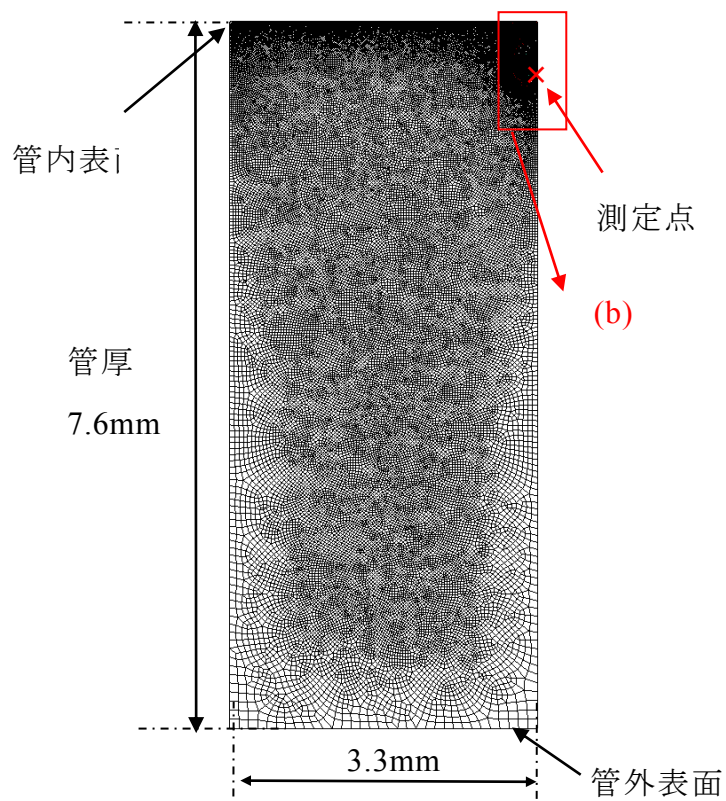
$$\rho = \lambda_{air} \frac{2 + \lambda_{MgO} / \lambda_{air} - 2\phi(1 - \lambda_{MgO} / \lambda_{air})}{2 + \lambda_{MgO} / \lambda_{air} + \phi(1 - \lambda_{MgO} / \lambda_{air})} \quad (2.2.7)$$

図 2.2.12(b)に実験結果(10 回分)と解析結果を示す。パラメータ解析の結果、充填率 $\phi$ は、95%であることがわかった。

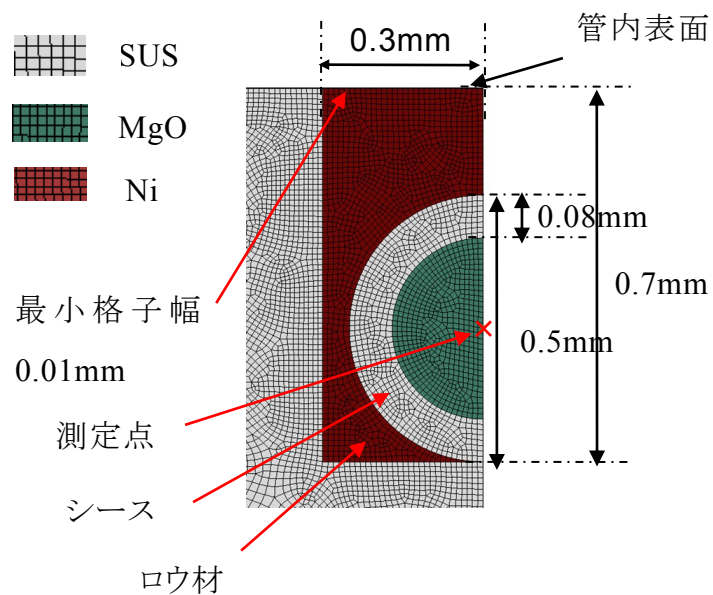
#### (4)熱電対シース径の影響

(1)から(3)では熱電対シース径 0.5mm として検討を行った。検討結果が示すとおり配管内表面温度を算出するにはできるだけ測温点が表面に近いことが必要であり、シース径は小さい方が望ましいことがわかる。しかしながら、配管内表面に埋め込む際の断線等の問題を考慮すると少なくとも 0.5mm 以上であることが望ましい。よって、施工時の断線等の問題を低減するため、シース径をさらに増加可能かどうか、0.5mm と 1mm のケースについて温度ゆらぎの減衰、位相遅れの程度を比較することにした。0.5mm の結果は図 2.2.8 で示してあり、同じ手法で 1mm の場合について熱伝導解析を行った。

図 2.2.13 に管内表面に周波数 5Hz の正弦波温度を与えた場合の熱電対測温点での温度変動解析結果を示す。図中には 0.5mm の結果も比較のため示した。解析の結果、1mm の場合、振幅比 22.3%の減衰、位相差 2.07rad の遅れがあった。これは、0.5mm に比べ振幅比、位相遅れともに大きく、シース径の増加は温度ゆらぎの減衰、位相遅れに大きな影響を与えることがわかった。よって、本研究で計画する実験では、配管内表面温度算出時の誤差を小さくする観点からシース径 0.5mm を採用した。



(a) 全体図



(b) 熱電対周りの拡大図

図 2.2.7 解析格子

表 2.2.3 熱伝導解析で使した物性値

	SUS304	MgO(※)	Ni
密度 [kg/m <sup>3</sup> ]	7916	3333	8894
熱伝導率 [W/(mK)]	16.1	1.55	89.4
比熱 [J/(kgK)]	501	937	453

※充填率 95%の場合 (空気 5%、MgO95%の割合)

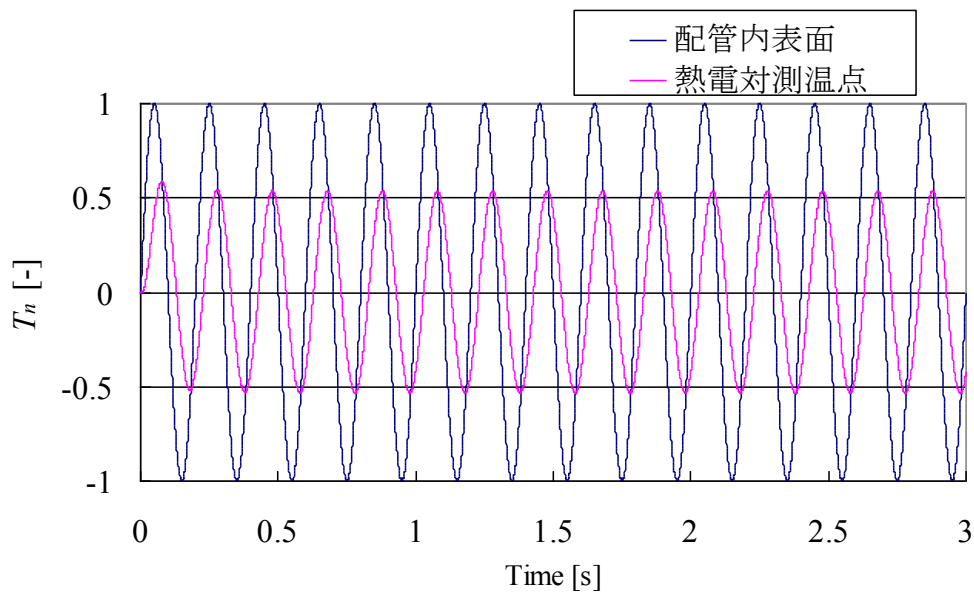


図 2.2.8 熱電対測温点における温度変動(5Hz の場合)

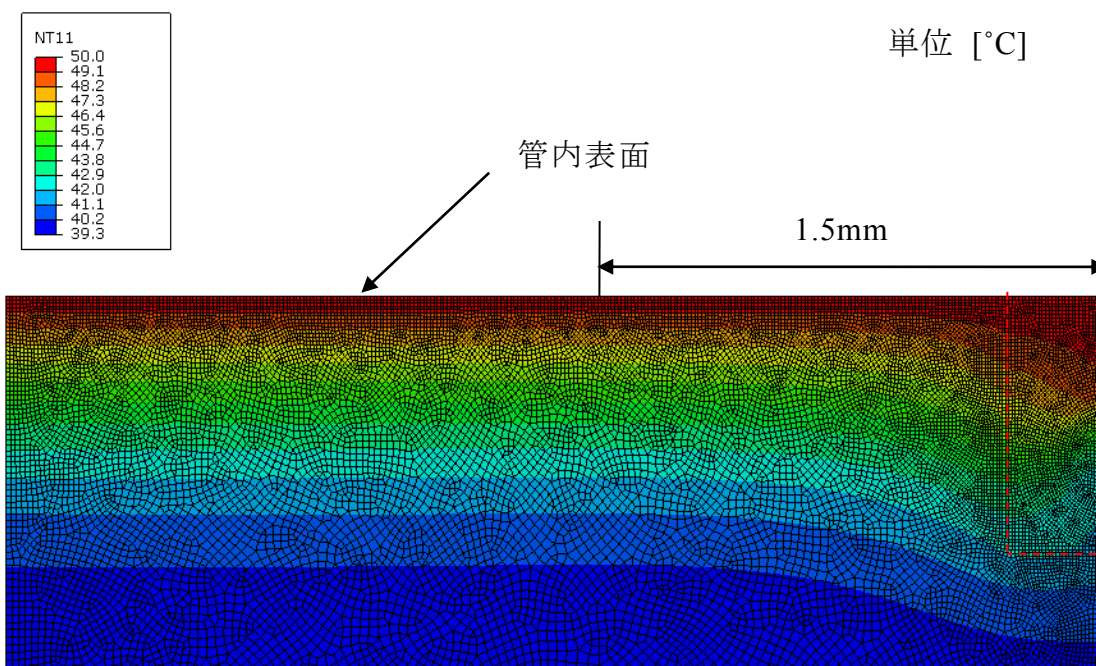


図 2.2.9 管内表面付近における瞬時の温度分布( $t=1.05$  秒)

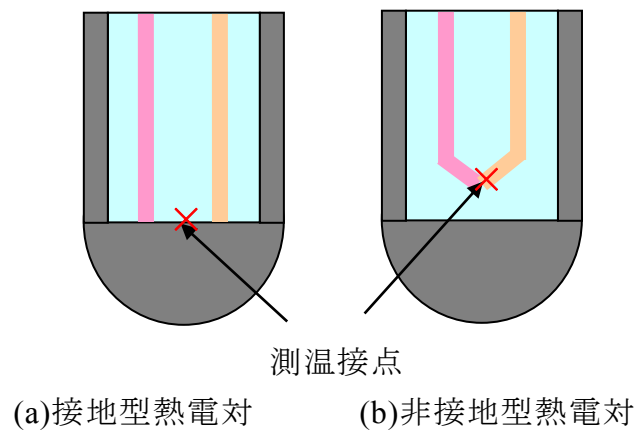


図 2.2.10 シース熱電対構造の概略図

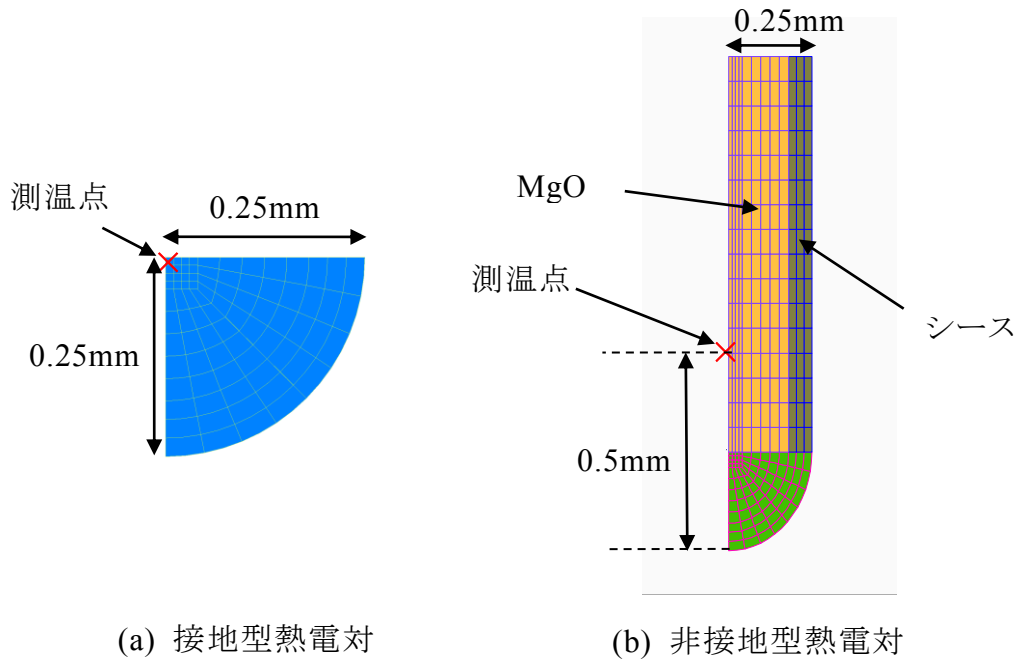
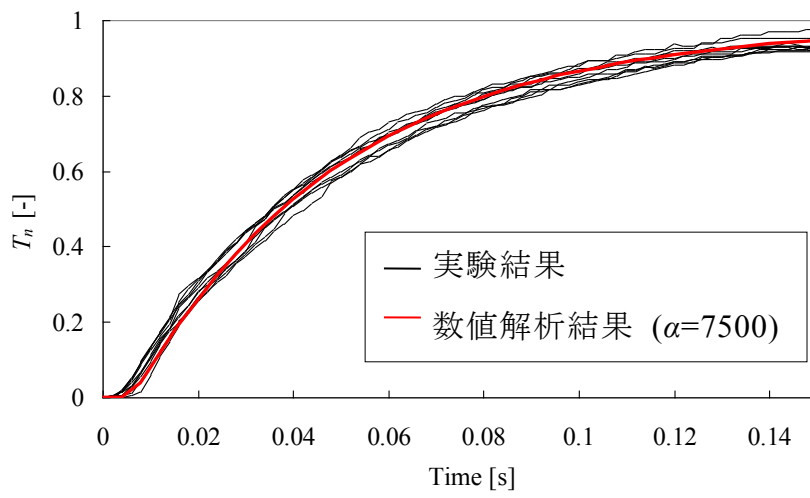
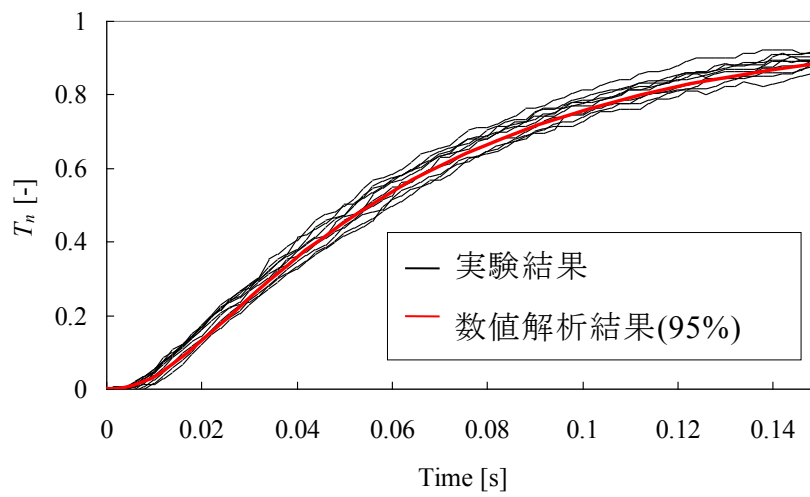


図 2.2.11 解析格子(接地型熱電対)



(a) 熱伝達率



(b) MgO 充填率

図 2.2.12 実験による温度測定結果と熱伝導解析結果との比較



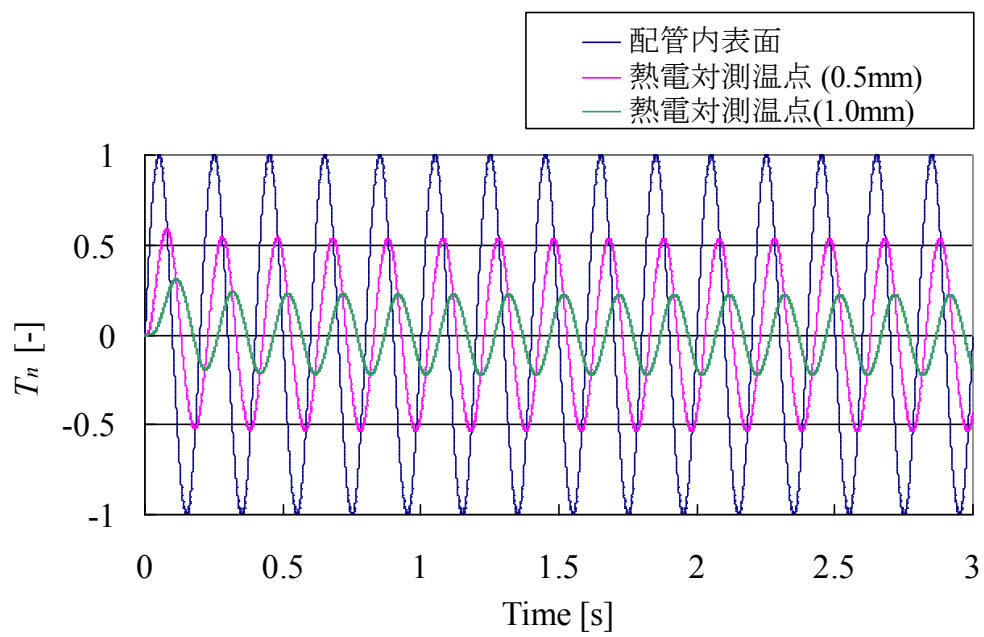


図 2.2.13 熱電対測温点における温度変動解析結果

## 2.2.2.2 管内表面温度算出用伝達関数の作成

2.2.2.1 節で示したとおり、シース直径 0.5mm の熱電対で得られた温度データから配管内表面温度を推定する必要があることから、その推定手法を作成した。以下、その手法を示す。

- ①熱電対で温度データを測定。
- ②①で得られたデータを FFT(高速フーリエ変換)解析し周波数領域に変換。
- ③事前に作成した配管内表面温度と熱電対測温点位置の温度に関する伝達関数の逆関数を用い②の結果に対し振幅・位相を処理。
- ④⑤で処理した温度変動値を逆 FFT 解析し時間領域に変換。

以下に示すとおり、配管内表面温度と熱電対測温点位置の間の伝達関数は、熱伝導数値解析により作成した。

### (1) 解析条件

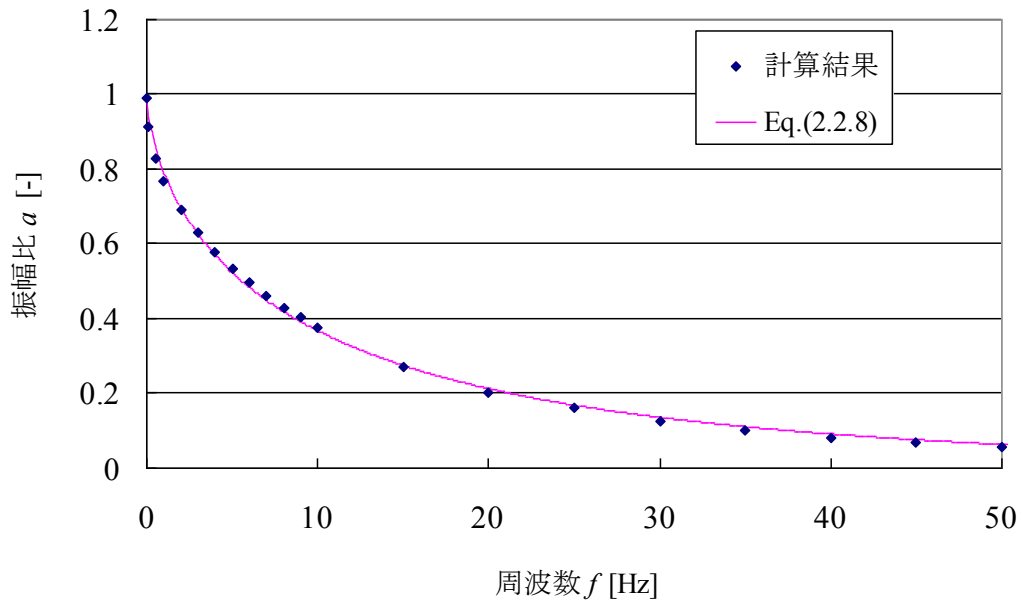
熱伝導解析では汎用解析コードである ABAQUS(ver.6.11)を用いた。解析格子、要素タイプは図 2.2.7 と同じとした。シース熱電対直径は 0.5mm である。解析で用いた各材料の物性値を表 2.2.3 に示す。ここでシース材に充填されている酸化マグネシウムの充填率は、前項で示した実験結果から 95%とした。境界条件として、配管内表面の各節点は温度変動を模擬するため基準温度 40°C で片振幅 10K で周波数  $f$  を 0.01Hz から 50Hz の間で変化させることにより、正弦波温度を与えた。管外表面は断熱条件とした。初期条件として構造材には一様に 40°C を与えた。

### (2) 解析結果

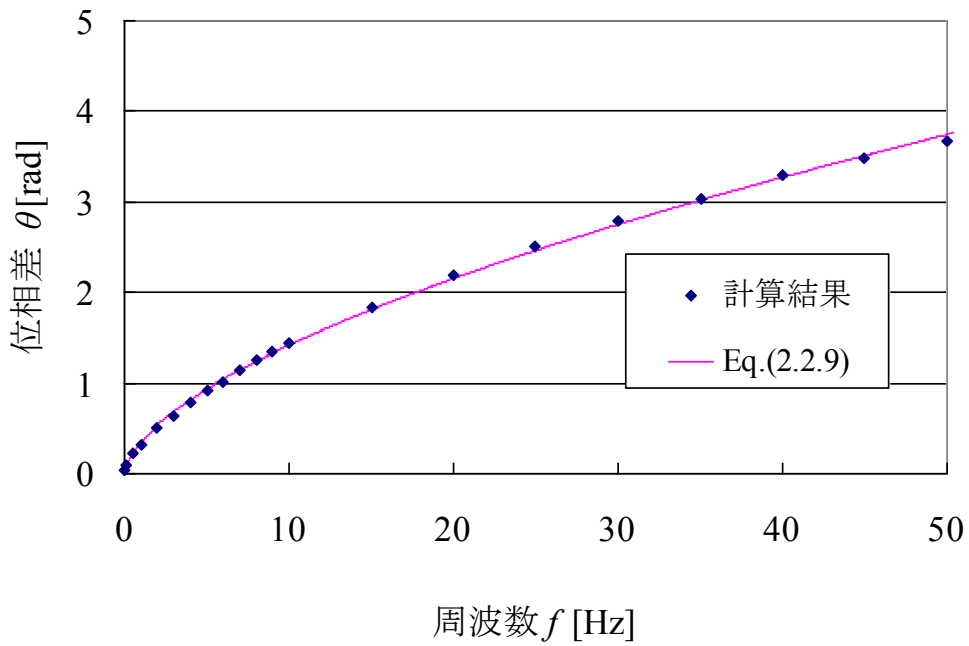
得られた伝達関数を、図 2.2.14 に示す。解析結果のフィッティング曲線から、以下の式で与えられる伝達関数を作成した。ここで、 $a$  は振幅比で、 $\theta$  は位相差である。温度変動の周波数が高いほど減衰、位相遅れも大きくなることがわかる。

$$a = \exp(-0.236f^{0.628}) \quad (2.2.8)$$

$$\theta = 0.355f^{0.602} \quad (2.2.9)$$



(a) 振幅比



(b) 位相差

図 2.2.14 熱伝導解析で求めた伝達関数

## 2.2.3 熱電対埋め込み方法の検討

### 2.2.3.1 数値解析による空隙有無の影響評価

熱電対により配管内表面温度を測定するため、溝を作り熱電対を取り付けることが必要である。取り付け方法としては、ポンチかしめ法や金属ロウ付け法等がある。本研究の目的は構造材の温度を正確に測定することであるため、熱電対と溝底部の密着性を向上させる必要があり、金属ロウ付けを採用することとした。

大気中における銀ロウ付けを行った場合の施工後の熱電対断面拡大写真を図 2.2.15 に示す。熱電対下の溝コーナー部に黒色の影があることからロウ材が十分浸透せず空隙が残ったことが推定される。空隙の有無について熱電対測温点における温度変動への影響を調査するため、2.2.2.1 節と同様な解析条件で熱伝導解析を実施した。ただし、空隙を模擬するため、図 2.2.16 に示す解析格子を用い、空隙周囲の境界は断熱条件とした。

管内表面に基準温度  $40^{\circ}\text{C}$ 、片振幅  $10\text{K}$ 、周波数  $5\text{Hz}$  の正弦波温度を与え解析した結果、空隙がない場合に比べ、配管内表面温度との振幅比は  $54\%$  から  $56\%$  に増加、位相差は  $0.91\text{rad}$  から  $0.88\text{rad}$  に減少することがわかった。これは空隙の存在により熱伝導が妨げられることにより相違が生じたと考えられる。空隙の有無やその大きさは試験体を切断しないとわからないため、配管内表面の温度を適切に推定するためには、空隙を排除した取り付け施工法を検討する必要があることがわかった。

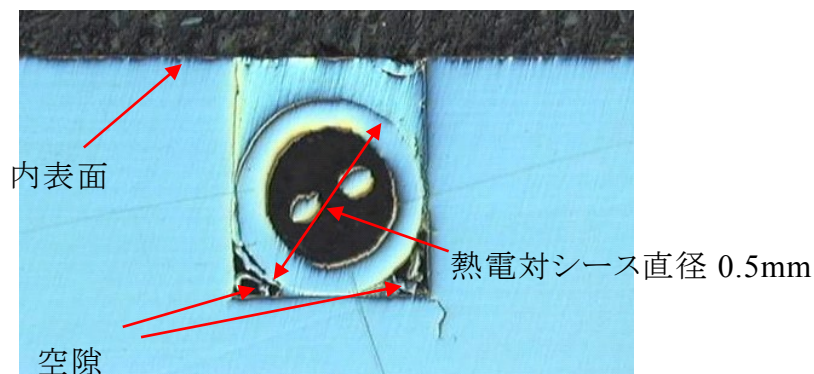


図 2.2.15 銀ロウ付け熱電対断面写真(大気中で施工)

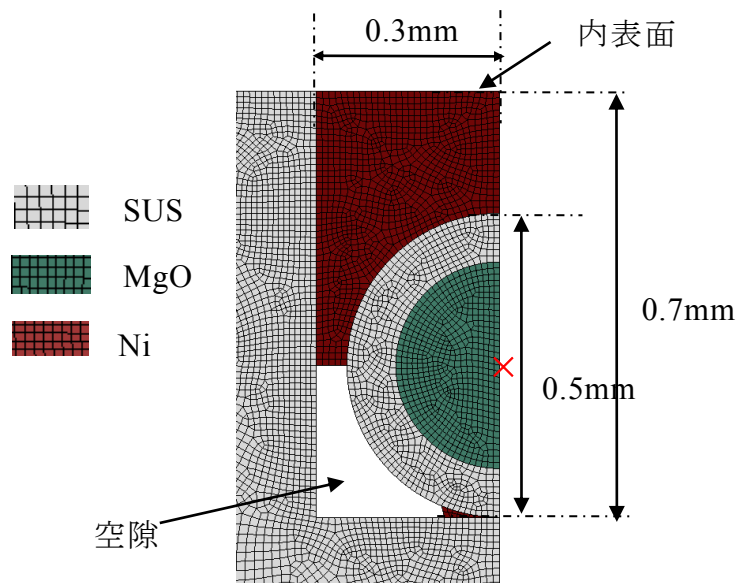


図 2.2.16 解析格子 (熱電対周りの拡大図、空隙あり)

### 2.2.3.2 ロウ付け施工法の改善

熱電対背面の空隙を排除するため、大気中におけるロウ付け施工法から高真空環境における施工法に変更することで効果があるか確認した。高真空環境におけるロウ付けでは、構造材にロウ材を塗布後、高真空環境の炉に入れ温度を上げるため、コテを用いたロウ付けと比べロウ材の量を制御しながらの施工は不可能である。よって、ロウ材が溶解する間の流出を防止するため、銀に比べ、流動性の低いニッケルロウ材を使用することとした。加えて、熱電対の上においたロウ材が隣の熱電対に流れるのを防止するため各埋め込み部の周囲に流れを防止する薬品を塗布した。オーステナイト系ステンレス鋼に幅 0.6mm 深さ 0.7mm の溝加工を行い、溝にシース外径 0.5mm の熱電対をはめ込み、真空度は、 $10^{-2}$ ～ $10^{-6}$  Pa の環境で施工した。施工後の熱電対断面写真を図 2.2.17 に示す。図 2.2.15 と比較してわかるように熱電対背面の空隙は排除されていることが確認できた。また、同じ施工法で 13 のケースについて断面を観察した結果、いずれも空隙は排除されており、この施工方法により 2.2.2.2 節で検討した逆関数による構造内表面温度の推定が可能になった。

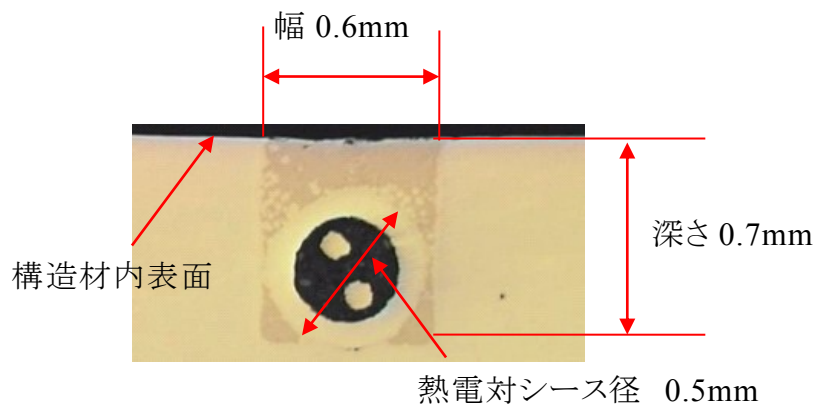


図 2.2.17 ニッケルロウ付けによる熱電対断面写真  
(高真空環境中で施工)

## 2.3 実験装置及び方法

### 2.3.1 実験ループ及び試験部

図 2.3.1 に実験装置の概要を示す。実験装置は、主に高温水タンク、低温水タンク、混合水タンク、高温水ポンプ、低温水ポンプから構成され、タンク容量は各々  $7 \text{ m}^3$ 、 $8 \text{ m}^3$ 、 $20 \text{ m}^3$ 、ポンプ容量はともに  $20 \text{ m}^3/\text{h}$  である。試験流体は水導水を使用する。高温水タンク内には電熱ヒータが設けられており約  $90 \text{ }^\circ\text{C}$  までの高温水が供給可能である。鉛直上方から流れてくる高温水と水平横方向から流れてくる低温水が試験部で合流した後、混合水タンクで受け入れるワンス・スルー方式となっている。ワンス・スルー方式では実験時間が限られるが、温度差のない実験であればポンプの出口連絡配管および試験部出口から低温水タンクへの戻りラインを用いることで低温水ポンプ1台による循環運転も可能である。

試験部上流側には低温水側で  $18D_m$  の位置に、高温水側で  $56D_b$  の位置に多孔板と細管の束を組み合わせた整流器を設置した。ここで、 $D_m$  は低温水側(主管側)内径、 $D_b$  は高温水側(分岐管側)内径である。流量はポンプ出口に設けた弁で調整する。また、入口流体温度は整流器上流側に挿入した、非接地 K 型 JIS クラス1シース熱電対を用い測定した。

図 2.3.2 に管壁温度測定用試験体の外観写真を示す。試験部はステンレス鋼製であり、低温水側を主管側、高温水側を分岐管側と定義し、各々の管内径は  $D_m = 150 \text{ mm}$ 、 $D_b = 50 \text{ mm}$  である。また、管外面には断熱材を取り付けた。

管壁温度の測定には、シース直径  $0.5 \text{ mm}$  の非接地 K 型熱電対 JIS クラス1を使用した。熱電対は図 2.3.3 に示すとおり管厚  $7.6 \text{ mm}$  の配管に穴をあけ外面から挿入し、内表面に加工した幅  $0.6 \text{ mm}$ 、高さ  $0.7 \text{ mm}$  の矩形溝に沿わせて後、Ni ロウ付けで固定した。ロウ付けした表面は滑らかに仕上げた。2.2.3.2 節で述べたとおり大気中ではロウ材が矩形溝コーナー部に十分流れ込まず、空隙が発生することが確認されたことから、高温真空炉でロウ付けを行い、空隙を排除する施工法を採用した。

図 2.3.4 に管壁温度測定箇所を示す。測定箇所は、図中に示す黒丸箇所であり、 $z = -50 \text{ mm} \sim 225 \text{ mm}$  の範囲に  $25 \text{ mm}$  間隔、 $\theta = 0 \text{ }^\circ \sim 60 \text{ }^\circ$  の範囲に  $5 \text{ }^\circ$  間隔、 $z = -150 \text{ mm}$ 、 $600 \text{ mm}$  では  $\theta = 0 \text{ }^\circ$  の位置である。測定総箇所数は 148 箇所である。ここで  $z$  は、主管と分岐管の管軸の交点を原点として、主管軸に沿った下

流方向の距離で、 $\theta$ は分岐管の方向を $0^\circ$ とする主管上流側からみて反時計周りの周方向角度である。

図 2.3.5 に流速分布測定用試験体の概略図を示す。試験体は透明なアクリル製であり、主管側、分岐管側の各々の管内径は  $D_m = 150 \text{ mm}$ 、 $D_b = 50 \text{ mm}$  である。主管側は、上流側 600 mm の範囲、下流側は 900 mm の範囲に、分岐管側は 615 mm の範囲に、1辺 300 mm の矩形のウォータージャケットを管の外周に取り付け、ジャケット内を水で満たすことで屈折率の違いが流速測定位置に与える影響を低減した。

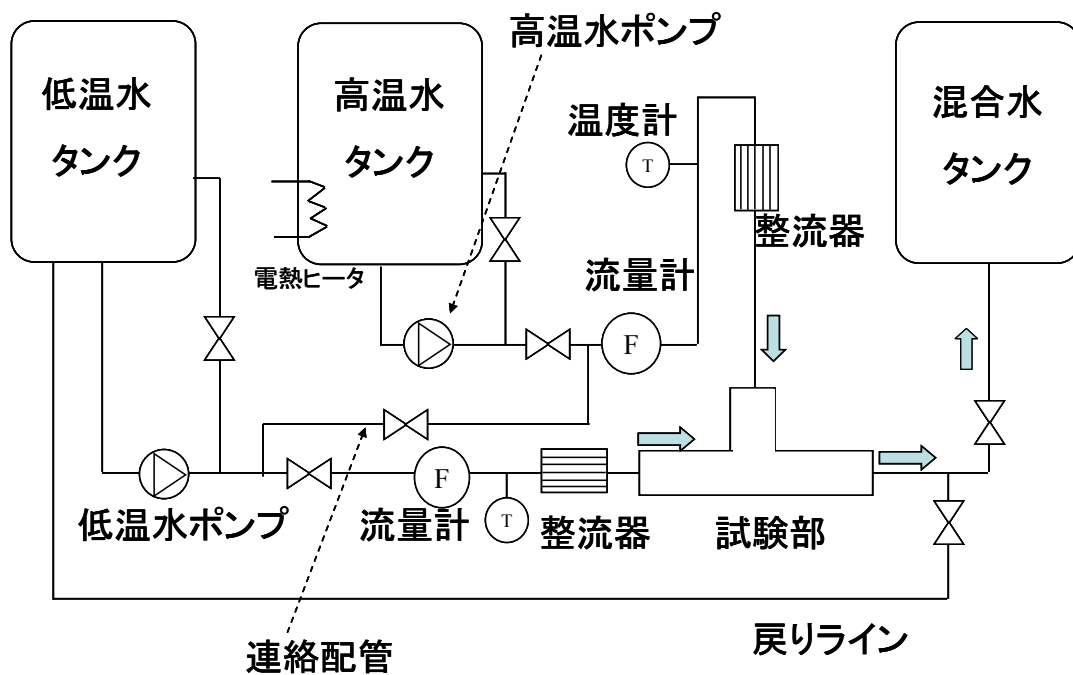


図 2.3.1 実験装置の概要



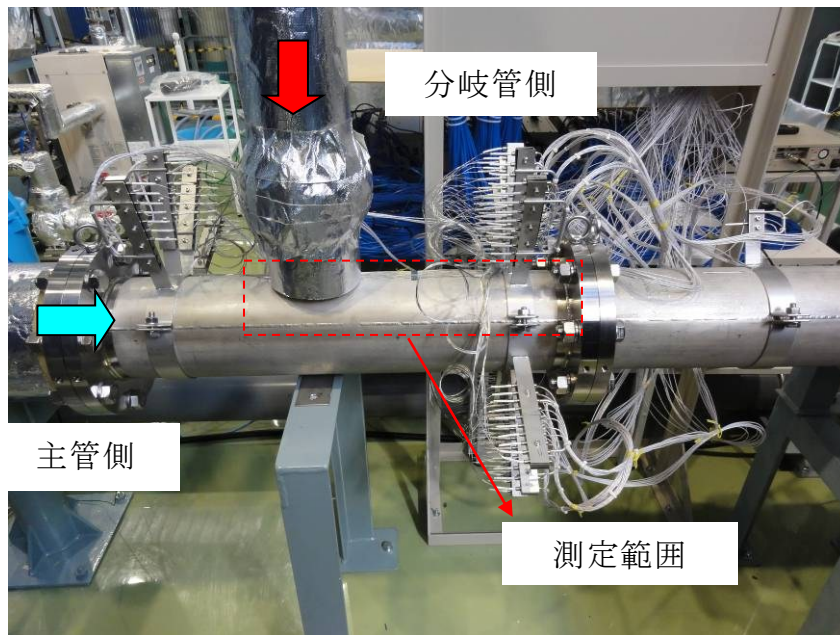


図 2.3.2 管壁温度測定用試験体の外観写真

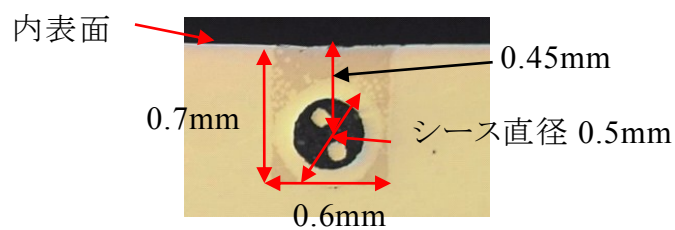
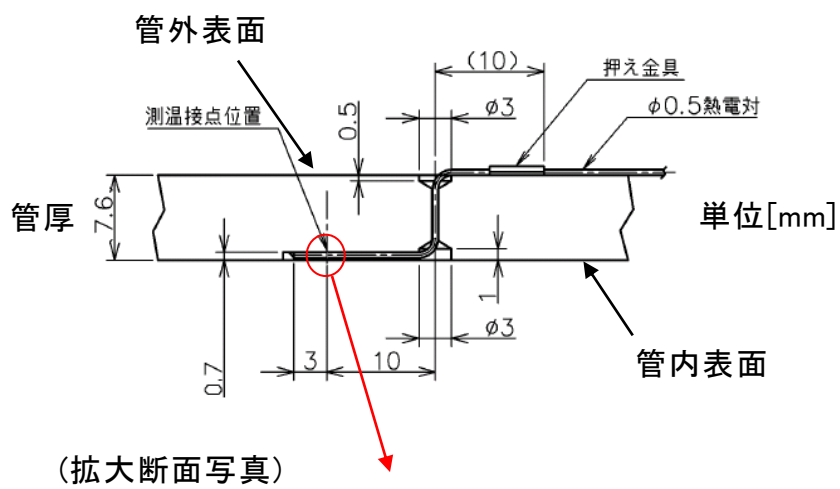


図 2.3.3 熱電対取り付け概略図

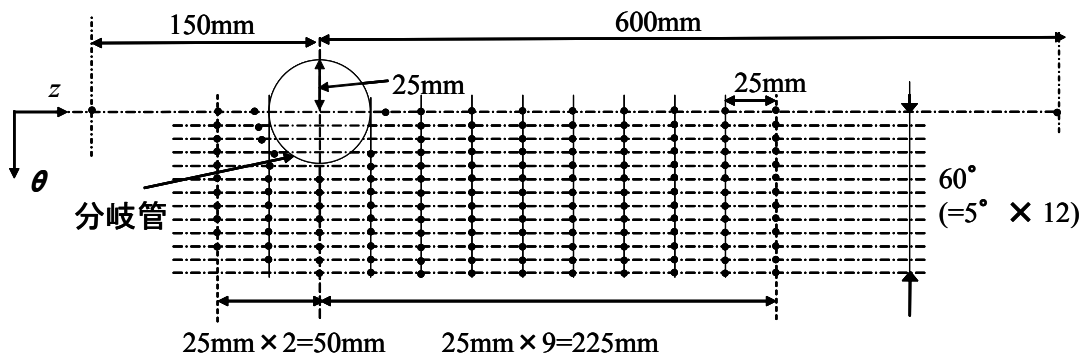


图 2.3.4 管壁温度测定箇所

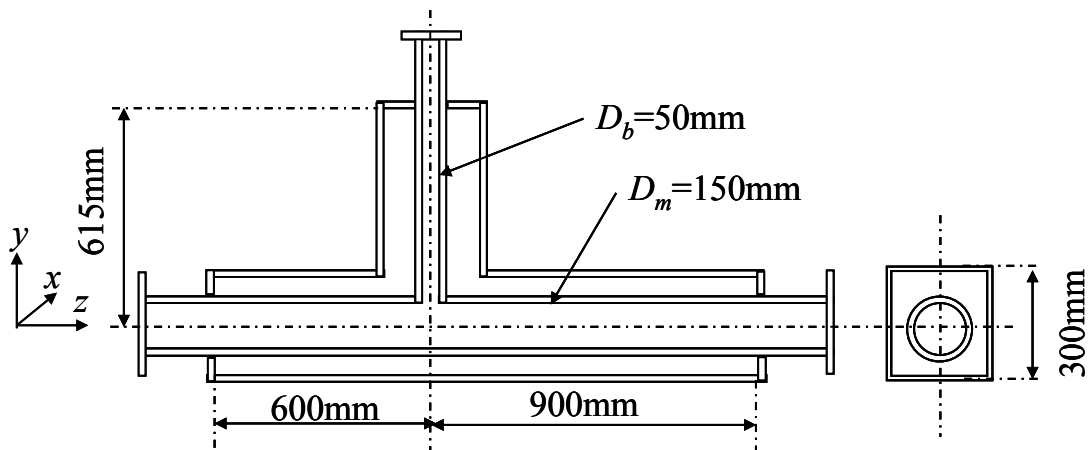


图 2.3.5 流速分布测定用試験体概略図

### 2.3.2 流速分布測定方法

流速はレーザードップラー流速計(カノマックス製 Smart LDV II、Model 8741-S)を使用して計測した。散乱粒子には平均粒径  $4.1 \mu\text{m}$ 、密度  $1.02\text{g/cm}^3$  のナイロン粒子を用い、計測サンプル数はおよそ 30,000 とした。流速測定実験は、計測時間が長時間必要であるため、試験部出口から低温水タンクへの戻りラインを用いた循環運転で実施した。

試験条件を表 2.3.1 に示す。座標系は図 2.3.5 に示すとおり、主管と分岐管の管軸の交点を原点として、分岐管の鉛直上方方向を  $y$ 、主管の下流方向を  $z$ 、それらに垂直な方向を  $x$  とした。測定は主管側と分岐管側に温度差をつけず、常温の状態で行った。表 2.3.1 に示す管断面平均流速は、流量を流路面積で割った値である。case1-(1)、1-(2)では主管側および分岐管側の入口流速分布を、case1-(3)、1-(4)では、合流後下流域における流速分布を測定した。本実験では、式(2.1.1)で算出される運動量比( =  $M_R$ )が 1.35 を上回る範囲で流速比の条件を設定した。2.1.1 節で述べたとおり Kamide らはその運動量比により合流下流域における流動様式を分類しており、 $M_R > 1.35$  の範囲では、分岐管からの噴流が主管の中心部まで到達せず主管壁に沿って流れる壁面噴流状態になることを示している(Kamide, et al., 2009)。また、その状態では他の流動様式に比べ管壁温度変動が大きいことを示している。よって、本研究では、熱疲労評価の観点から厳しいと考えられる図 2.1.2(a)に示した壁面噴流状態を試験条件に選定した。

表 2.3.1 流速分布測定試験条件

case	計測位置[mm]	管断面平均流速[m/s]		$M_R$ [-]
		主管側	分岐管側	
1-(1)	$z = -325$	1.00	0	-
1-(2)	$y = 175$	0	0.66	-
1-(3)	$z = 75$	0.98	0.67	8.1
1-(4)	$z = 150$	0.98	0.66	8.3

### 2.3.3 壁温分布測定方法

試験条件を表 2.3.2 に示す。入口流体温度は、整流器上流側に挿入した非接地 K 型 JIS クラス1シース熱電対を用い測定した。管壁の温度は 2.3.1 で述べたとおり試験体に埋め込んだ熱電対を用い計測した。熱電対からの測定データは、各チャンネル毎に A/D 変換器を備えた多チャンネルの同時サンプリングが可能なデータロガー(共和電業製、USB-500A、UCAM-500B)を用い、データ記録の同時性の確保に配慮した。その誤差は 12.4  $\mu\text{sec}$  であり、実験の目的からほぼ同時といえる。また、サンプリング周波数は 50 Hz とした。壁面噴流状態の試験条件での T 字合流部における温度変動の卓越周波数は高くても数 Hz 程度であることが報告されており(Kamide, et al., 2009)、そのサンプリング周波数で特徴的な温度変動は測定可能であると考えた。

熱電対の記録データには、熱電対単体とデータロガーの誤差による総合誤差が含まれる。よって、その誤差を低減するため、試験部近傍に白金測温抵抗体タイプの基準温度計を挿入し、静水状態で校正式を作成し、測定データを校正処理することにした。その誤差は、 $\pm 0.42 \text{ K}$  である。

管壁温度データの測定は、入口温度および流量が安定した後に測定を開始し、採取したデータから安定した範囲を抽出し統計処理等の評価を行った。

表 2.3.2 管壁温度測定試験条件

case	入口流体温度[C°]		温度差 [K]	管断面平均流速[m/s]		$M_R$ [-]
	主管側	分岐管側		主管側	分岐管側	
2	25.7	59.8	34.1	0.99	0.66	8.7

### 2.3.4 応答関数による管内表面温度の算出

図 2.1.4 の熱応力算出フローで示したとおり、FEM を用い、熱応力分布を算出するには、その前段として管壁の温度分布が必要である。管壁温度算出のためには、管内表面の温度データを境界条件として非定常熱伝導解析をする必要がある。しかしながら、図 2.3.3 の熱電対取り付け断面写真に示したとおり熱電対の測定点は管内表面より 0.45 mm 離れており厳密には管内表面の温度データではない。よって、2.2.2.2 節で述べたとおり、以下の手法で測定データから管内表面温度を算出することにした。

- ①熱電対で温度データを測定。
- ②①で得られたデータを FFT (高速フーリエ変換) 解析し周波数領域に変換。
- ③事前に作成した配管内表面温度と熱電対測温点位置の温度に関する伝達関数の逆関数を用い②の結果に対し振幅・位相を処理。
- ④⑤で処理した温度変動値を逆 FFT 解析し時間領域に変換。

伝達関数は、2.2.2.2 の熱伝導数値解析により作成した式(2.2.8)、(2.2.9)を用いた。

## 2.4 実験結果

### 2.4.1 流速分布測定結果

図 2.4.1 に表 2.3.1 の試験条件 case1-(1)、1-(2)の合流部上流の流速分布測定結果を示す。主管側は  $z$  方向の流速  $w$  とその変動強度  $w_{std}$  を、分岐管側は  $-y$  方向の流速  $v$  とその変動強度  $v_{std}$  を示した。LDV により取得される流速値は計測サンプルを平均した値であるため、流速は時間平均値を示すことになる。変動強度はそのサンプルデータの標準偏差である。値は各々管断面平均流速で無次元化した。各々の分布は流れに垂直な  $y$  軸、 $x$  軸上の値である。図中にはあわせて指数法則の値を実線で示した。指数  $n$  は以下の Nikuradse の式から算出した。

$$n = 3.45Re^{0.07} \quad (2.4.1)$$

ここで、 $Re$  はレイノルズ数である。測定結果から、合流部上流の流速分布は主管、分岐管ともにほぼ発達した分布となっていることが確認できる。

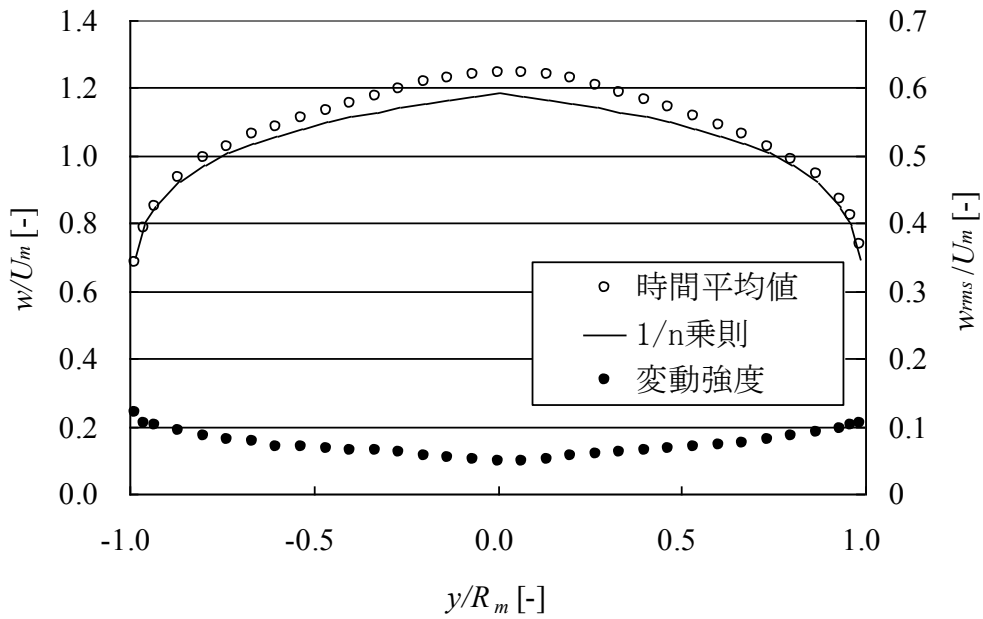
次に、図 2.4.2 に試験条件 case1-(1)、1-(2)の合流部上流の流速測定結果の時間変化を示す。時間変化は1秒間の移動平均値を示す。図より、実験ループの脈動と考えられるような長周期の変動は認められないことがわかる。

図 2.4.3 に試験条件 case1-(3)、1-(4)の合流部下流  $z = 75$ 、 $150$  mm における  $y$  軸上の時間平均流速分布を、図 2.4.4 にその変動強度を示す。値は合流後の管断面平均流速( =  $U_{mix}$ )で無次元化した。図中には、Kamide らの実験結果のうち、試験条件  $U_m = 1.46$  m/s、 $U_b = 1.0$  m/s、 $M_R = 8.1$  の結果を示した(Kamide, et al., 2009)。本研究の試験条件と管断面平均流速値は異なるため、単純な定量的比較はできないが、その運動量比( =  $M_R$ )はほぼ同じ値であることから、同じ流動パターンである壁面噴流状態の特徴が再現できているか確認のため比較した。

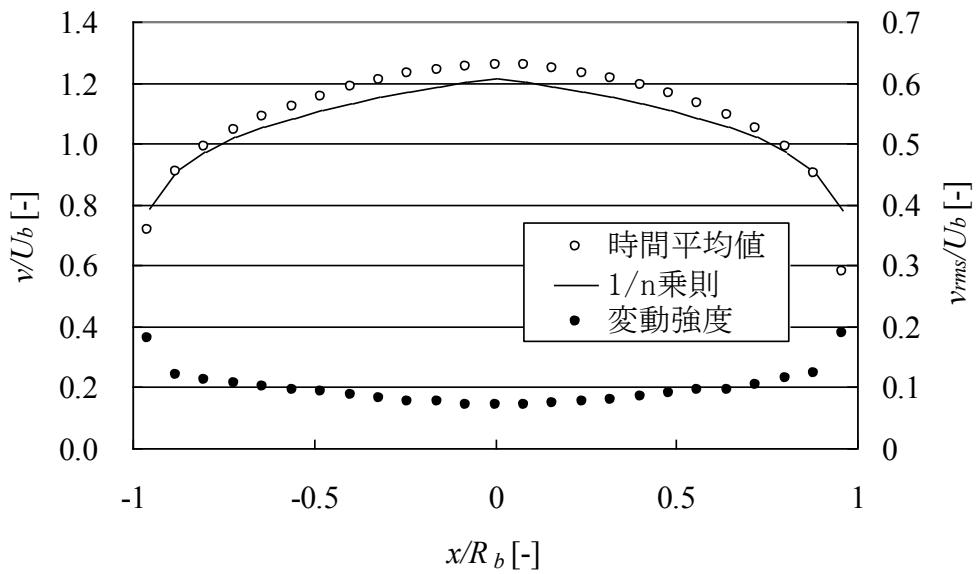
壁面噴流状態では、分岐管からの噴流の下流には再循環領域が生成されることが確認されており、その範囲では  $z$  方向の流速が減少する傾向がある。図 2.4.3(a)の時間平均値の測定結果で  $y/R_m = 0.4 \sim 1.0$  の範囲の流速は減少しており、Kamide らの結果と一致していることが確認できる。一方、 $y/R_m = -0.8 \sim 0.2$  の範囲では Kamide らのデータはより平らな分布になっている。これは、各々の実験

装置の入口速度分布の違いが影響しているものと考えられる。

一方、速度変動強度分布では、再循環領域と主流との境界付近( $y/R_m = 0.4 \sim 0.6$ )でその速度差の影響から、変動強度が大きくなる傾向があることがわかっており、その特徴も再現できていることがわかる。



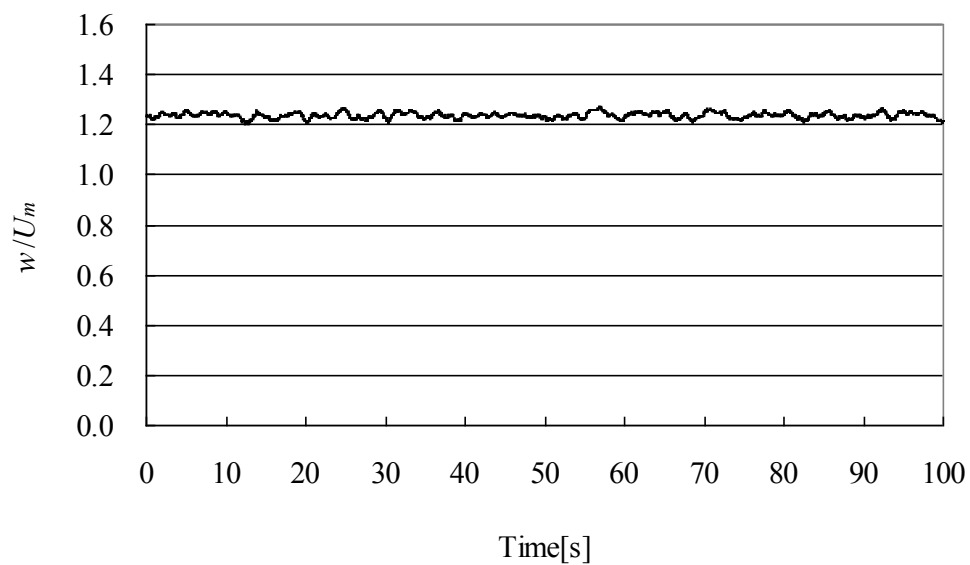
(a) 主管側 (case1-(1),  $z = -325$  mm)



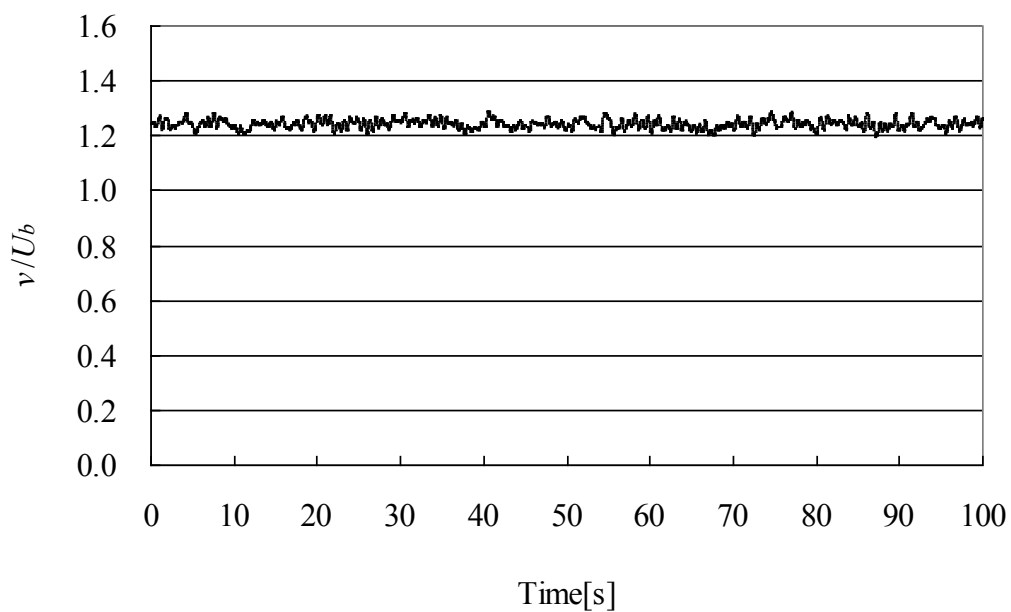
(b) 分岐管側 (case1-(2),  $y = 175$  mm)

図 2.4.1 上流の流速分布



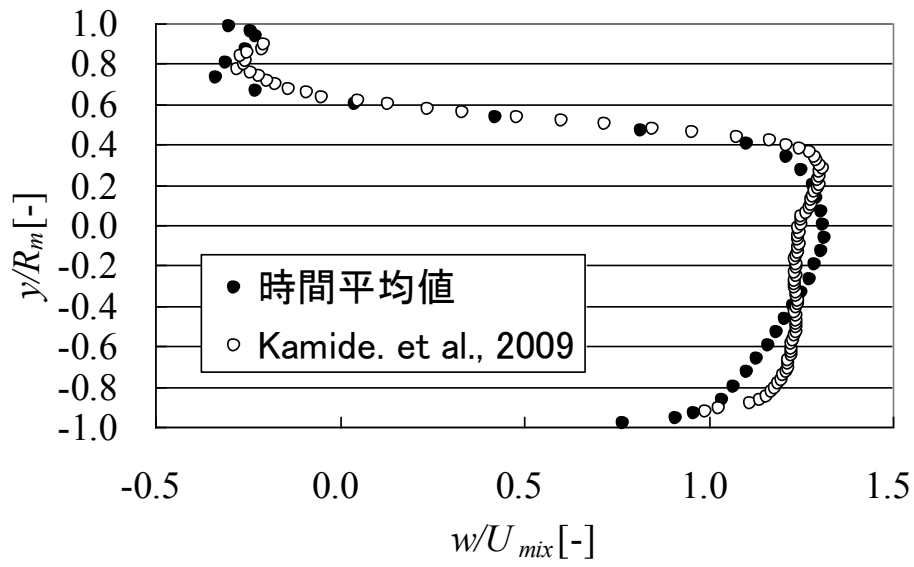


(a) 主管側 (case1-(1),  $z = -325$  mm)

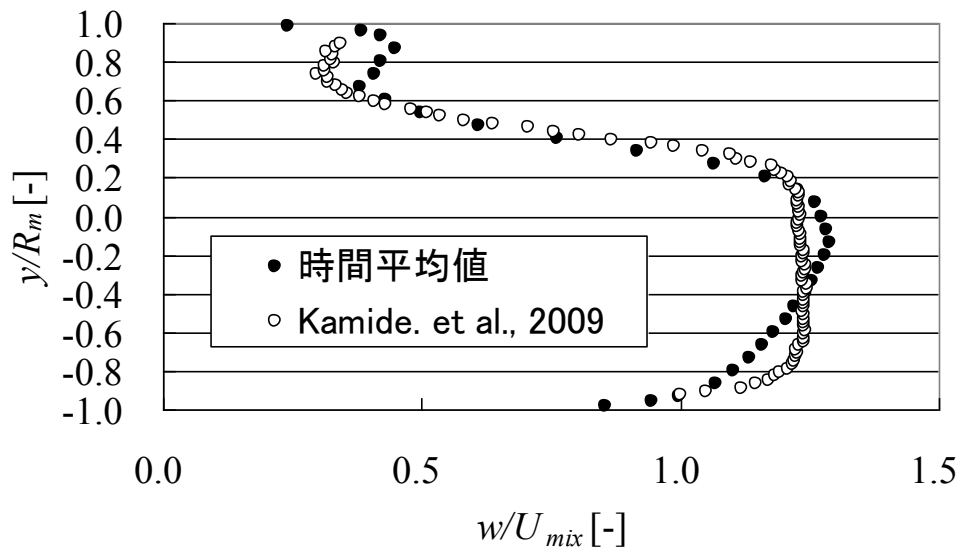


(b) 分岐管側 (case1-(2),  $y = 175$  mm)

図 2.4.2 入口における管軸上流速の時間変化(1秒間の移動平均値)

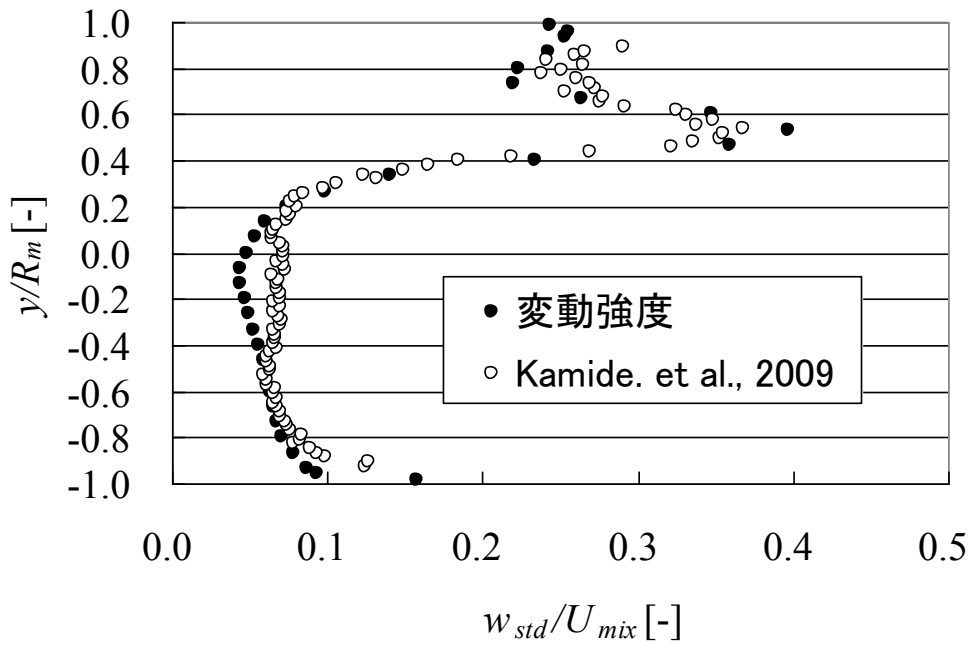


(a) case1-(3) ( $z = 75 \text{ mm}$ )

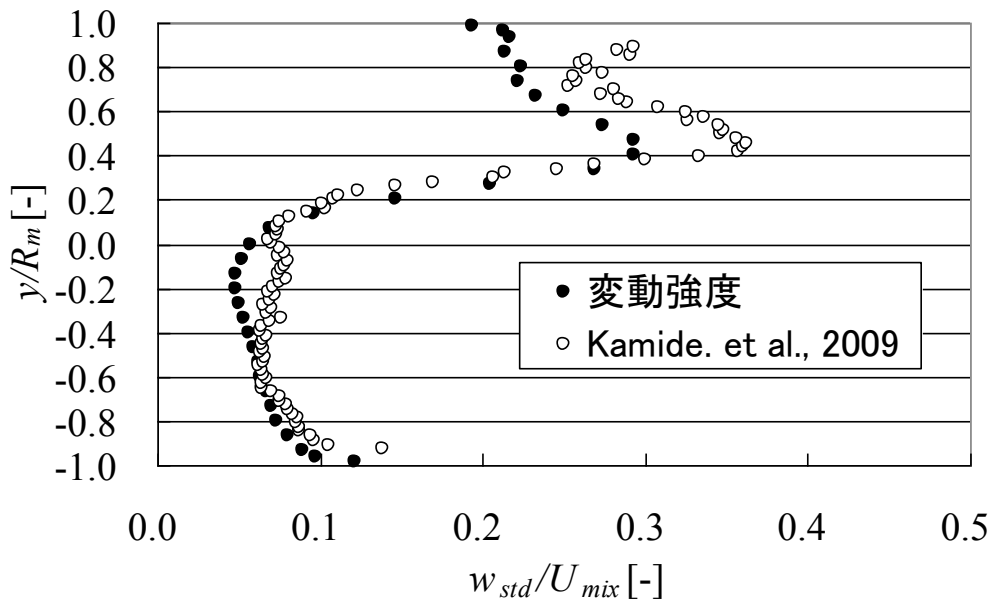


(b) case1-(4) ( $z = 150 \text{ mm}$ )

図 2.4.3 合流部下流の時間平均流速分布



(a) case1-(3) ( $z = 75$  mm)



(b) case1-(4) ( $z = 150$  mm)

図 2.4.4 合流部下流の流速変動強度分布

## 2.4.2 壁温分布測定結果

図 2.4.5 に表 2.3.2 の case2 の管内表面温度分布の測定結果を示す。値は 2.3.4 節で述べたとおり熱電対データを内表面に変換した値を用いている。図 2.4.5(a)は、瞬時の温度分布を表しており、式(2.4.2)により無次元化してある。

$$T^* = \frac{T - T_m}{T_b - T_m} \quad (2.4.2)$$

ここで、 $T_m$  は、主管側流体温度、 $T_b$  は、分岐管側流体温度である。図中の黒丸は測温点位置を示しており、分布図は測温点の値を一次補間し作成した。瞬時温度分布より分岐管出口部(原点を中心とした円)からの高温の噴流が壁に沿い下流域に流れていることが確認できる。その値は  $z = D_m$  でおおよそ  $T^* = 0.6$  になっていることがわかる。また、周方向角度で  $\theta = 20^\circ \sim 30^\circ$  付近(図中の赤丸範囲)の周方向温度勾配が大きいことがわかる。

図 2.4.5(b)は、式(2.4.3)で定義される温度変動強度分布を示す。

$$T^*_{std} = \frac{T_{std}}{T_b - T_m} \quad (2.4.3)$$

$$\text{ここで、} T_{std} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (T_i - T_{ave})^2}{N}}$$

160 秒間の温度データを統計処理しており、サンプリング周期は 0.02 秒としたことから  $N = 8000$  である。図中の①、②は一番目と二番目に変動強度が大きい位置を示しており、各々  $T^*_{std} = 0.048$  ( $z = 25 \text{ mm}$ ,  $\theta = 20^\circ$ )、 $0.045$  ( $z = 100 \text{ mm}$ ,  $\theta = 30^\circ$ )であった。

壁面噴流条件にて壁近傍の流体温度変動強度を測定した従来の研究(Kamide, et al., 2009)では、 $z = 0.5 \sim 1.0 D_m$  付近にピークが存在することが明らかとなっているが、壁温測定の結果から分岐管出口部近傍より  $1.0 D_m$  までの広範囲にわたり変動強度が大きい箇所があることがわかった。

図 2.4.6 に case2 で温度変動強度が大きかった 2 箇所 ( $z = 25 \text{ mm}$ ,  $\theta = 20^\circ$ ,  $z = 100 \text{ mm}$ ,  $\theta = 30^\circ$ ) の値のパワースペクトル密度分布(PSD)を示す。PSD は、以下の手順でデータの平滑化処理を行うことで卓越周波数を見やすくした。初めに全収録データから 40.96 秒(2048 個)のデータを 1 秒(50 点分)ずつずらして 120

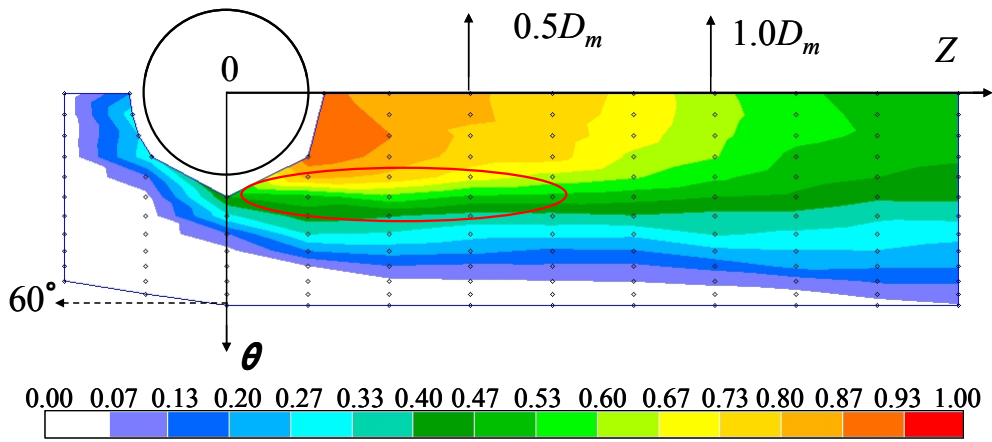
回抜き出す。次に、抜き出した各 40.96 秒分のデータに FFT を施した後に各 FFT の結果を平均した。図 2.4.6(b)の位置の PSD では周波数  $f = 3.9 \text{ Hz}$ (図中の矢印の箇所)において卓越周波数が確認できた。これは、式(2.4.4)で定義されるストローハル数換算で 0.20 に相当する。

$$St = \frac{f \cdot D_b}{V_m} \quad (2.4.4)$$

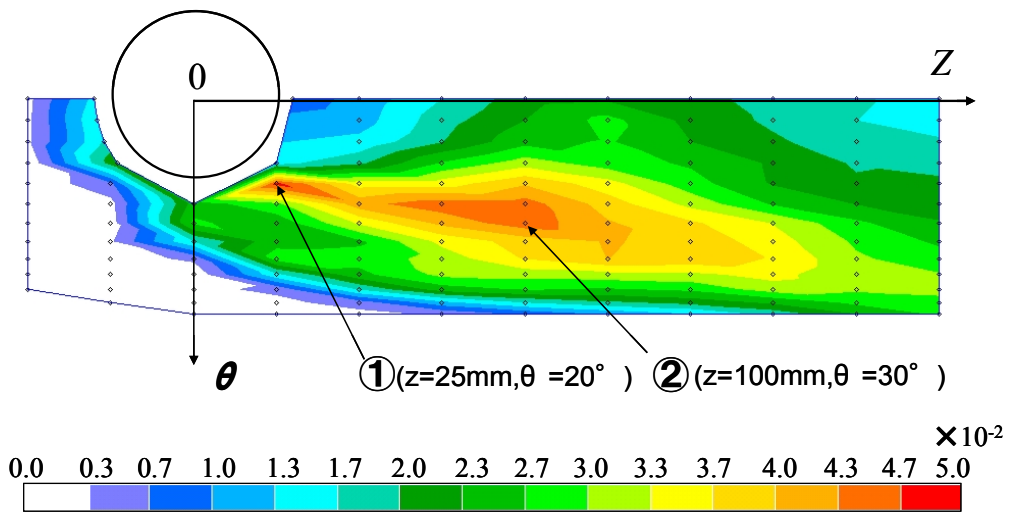
2.1 節で述べたように、壁近傍の流体温度変動強度を測定した従来の研究では、温度変動強度が大きい箇所にて  $St = 0.2$  の卓越周波数が確認されており (Kamide, et al., 2009)、本実験結果は、その結果と一致している。これは噴流背後にできる渦列により変動が発生していることを意味している。一方、図 2.4.6(a)の位置の PSD 結果からは明確な卓越周波数は認められなかった。測定したすべての箇所において同様に PSD を算出したところ  $St = 0.2$  で卓越周波数が確認できた範囲は限定されており、図 2.4.7 に示す赤点の測定点のみであった。このことから渦列に起因する変動は少なくとも  $z = 0.5D_m$  より下流の範囲であることがわかる。よって、より上流側である分岐管近傍における変動はその他の要因で発生していると考えられる。

図 2.4.8 に PSD を算出した箇所における温度の時間変化を示す。(a)、(b)いずれの箇所も大きな変動が 4Hz よりも低い周波数によって引き起こされているように見受けられる。

図 2.4.9 に、図 2.4.8 に示した温度の時間変化の1秒間の移動平均を示す。移動平均により高周波数の変化を削除することで、約 10 秒の周期で温度変動していることが明確になる。図 2.4.10、図 2.4.11 に管内面の瞬時温度分布の時間変化を示す。示した時間は、図 2.4.8 に示した赤丸の時点である。図中の×印は図 2.4.8 で示した温度の測定箇所を示す。図 2.4.10 の(a)と(b)の比較から約 10 秒程度の周期の温度変化は、高温噴流により主管内面に形成されたホットスポットが周方向にゆらぐことで発生していることがわかる。この現象は、図 2.4.11 の(a)と(b)の比較でも確認できた。

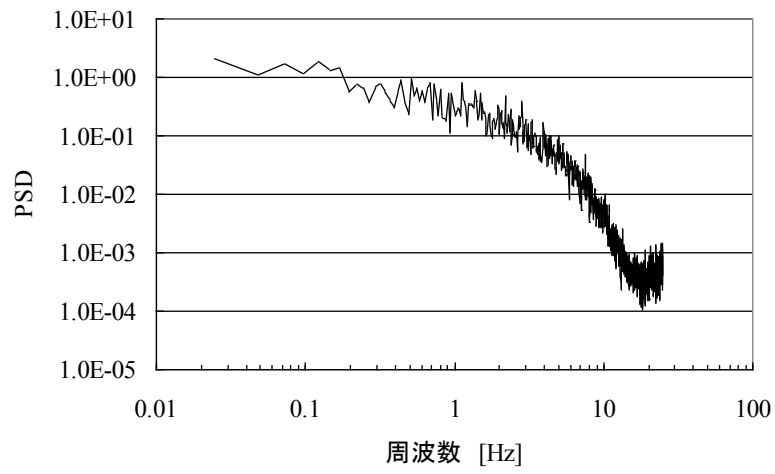


(a) 瞬時温度分布

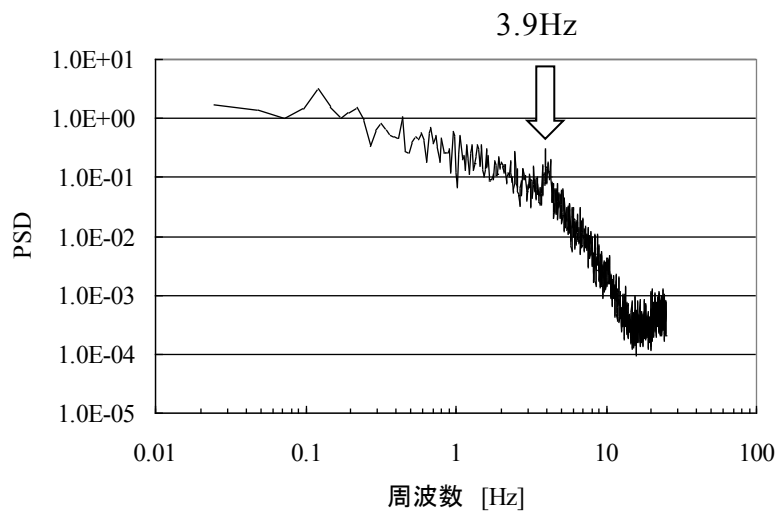


(b) 温度變動強度分布

图 2.4.5 管内表面温度分布



(a)  $z = 25\text{mm}, \theta = 20^\circ$



(b)  $z = 100\text{ mm}, \theta = 30^\circ$

図 2.4.6 管内表面温度のパワースペクトル密度分布

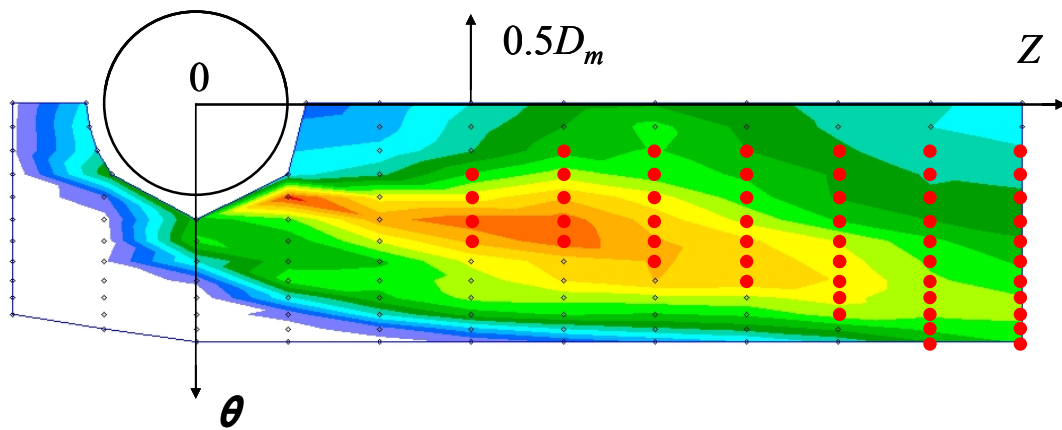
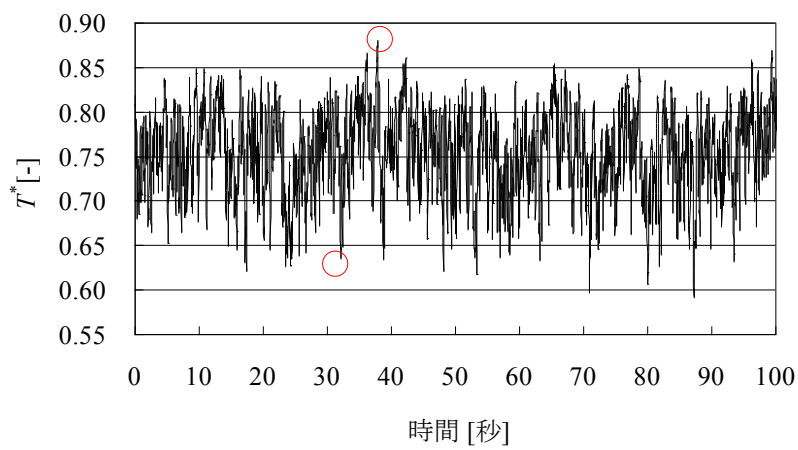
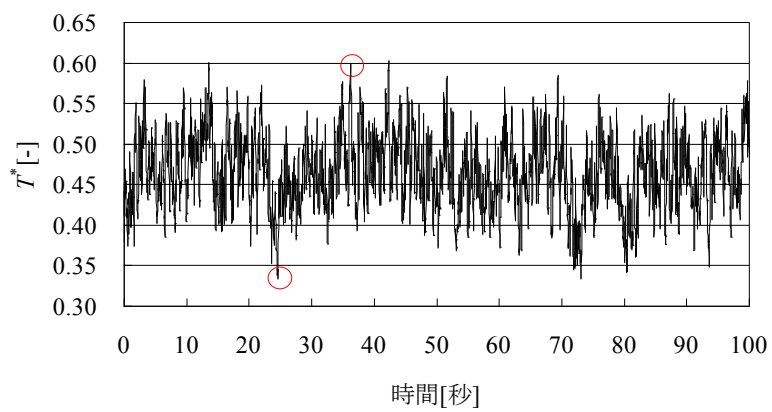


図 2.4.7  $St = 0.2$  を卓越周波数とする測定点



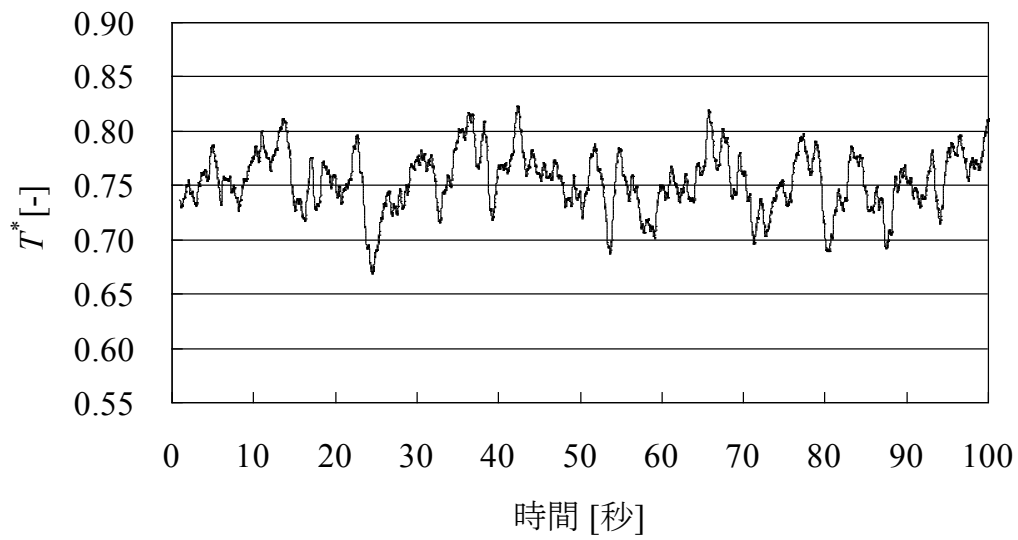
(a)  $z = 25 \text{ mm}, \theta = 20^\circ$



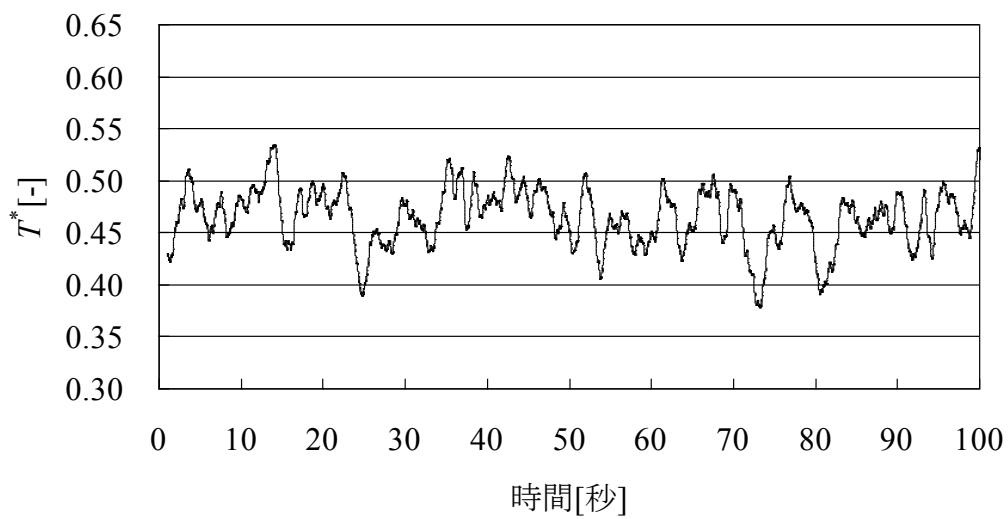
(b)  $z = 100 \text{ mm}, \theta = 30^\circ$

図 2.4.8 管内表面温度の時間変化



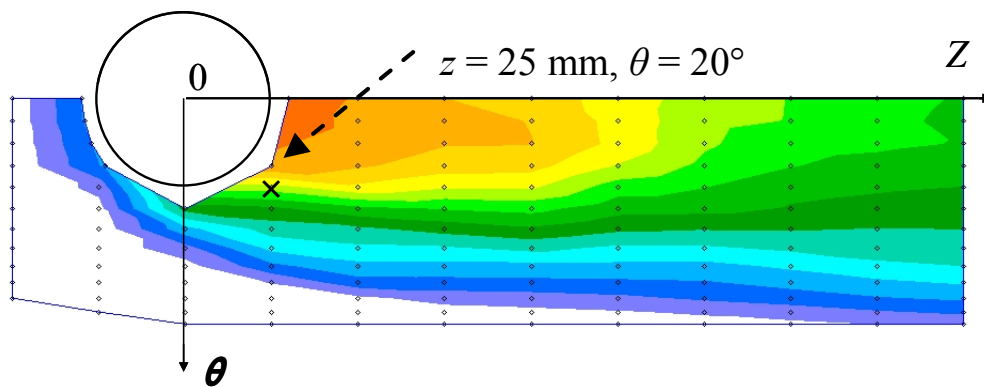


(a)  $z = 25 \text{ mm}, \theta = 20^\circ$

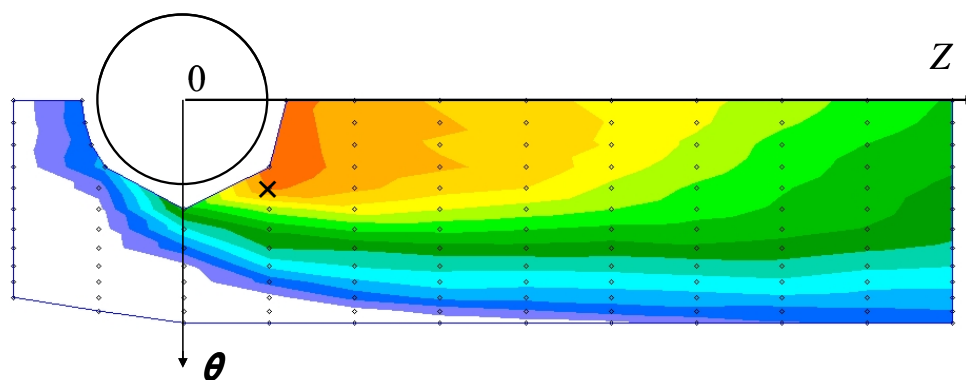


(b)  $z = 100 \text{ mm}, \theta = 30^\circ$

図 2.4.9 管内表面温度の時間変化(1秒間の移動平均)

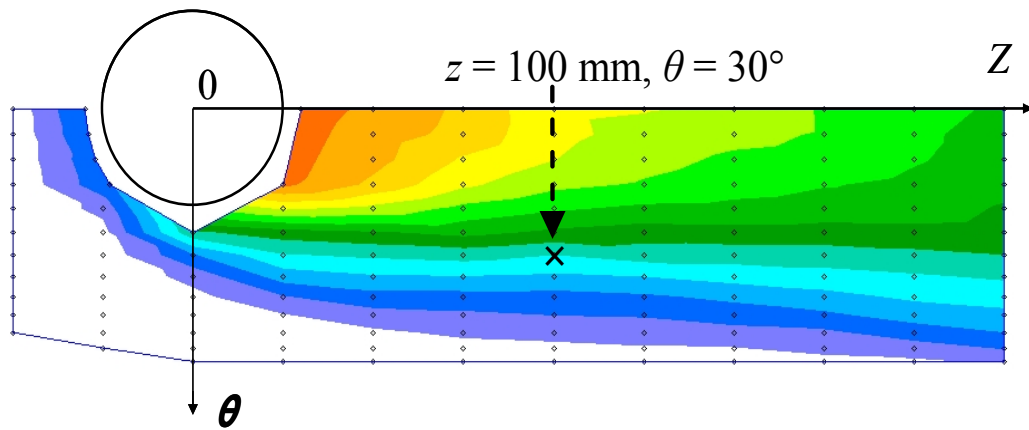


(a) 図 2.4.8(a)の左赤丸の時点

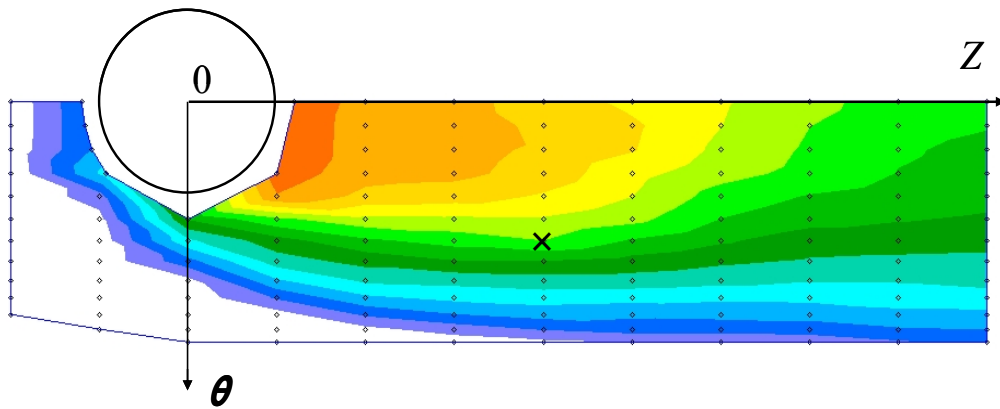


(b) 図 2.4.8(a)の右赤丸の時点

図 2.4.10 瞬時温度分布の時間変化(図 2.4.8(a)の変動を説明)



(a) 図 2.4.8(a)の左赤丸の時点



(b) 図 2.4.8(a)の右赤丸の時点

図 2.4.11 瞬時温度分布の時間変化(図 2.4.8(b)の変動を説明)

## 2.5 管壁温度測定結果を用いた熱応力の算出

### 2.5.1 解析手法

実験で得られた管内表面温度分布を用いることで、図 2.1.4 に示したフローに従い、FEM による熱伝導解析および応力解析により配管の熱応力を算出した。熱伝導解析および応力解析は汎用ソフトである ABAQUS (ver.6.11) を用いた。

解析に用いたモデルを図 2.5.1 に示す。要素タイプは、3 次元 8 節点ソリッド要素 (C3D8) とした。解析範囲は分岐管中心より上流側に 150mm、下流側に 600mm、分岐管端部から主管中心までは 175mm で、主管中心軸を通る  $y$ - $z$  平面で分割した半分の領域である。主管、分岐管の内径、管厚は図 2.3.2 に示した壁温測定用試験体と同じ 150mm、50mm、7.6mm、5.25mm とした。要素分割は主に主管の軸方向は 12.5mm 間隔、周方向間隔は  $2.5^\circ$  間隔である。また熱電対測温点には節点を配置するよう調整してある。板厚方向は、管内面側で最小格子高さ 0.1mm としている。総メッシュ数は 81,856 である。

実験では管外面には断熱材を取り付けていることから、管外表面は断熱条件とした。また、分岐管内面の節点には高温側流体温度を一様に与え、主管内面のうち熱電対計測位置にあたる節点には、実験で得られた管内表面温度データを与え、その他節点については、線形補間を行うことで付与した。初期温度は、管全体に上流側の計測点である  $z = -150\text{mm}$ 、 $\theta = 0^\circ$  の時間平均温度を与えた。計算時間間隔は、管壁温度計測のサンプリング間隔と同じ  $\Delta t = 0.02$  秒とした。計算時間は実験データの測定時間と同じ 160 秒とした。

次に、熱伝導解析結果である 160 秒間のうち、準定常状態であることを確認した後半 100 秒間のデータを使用し応力解析を行った。計算時間間隔は、同じ  $\Delta t = 0.02$  秒とした。境界条件としては、対称面の節点において  $x$  方向の並進および  $z$  軸周りの回転を拘束し、その他は自由境界条件とした。

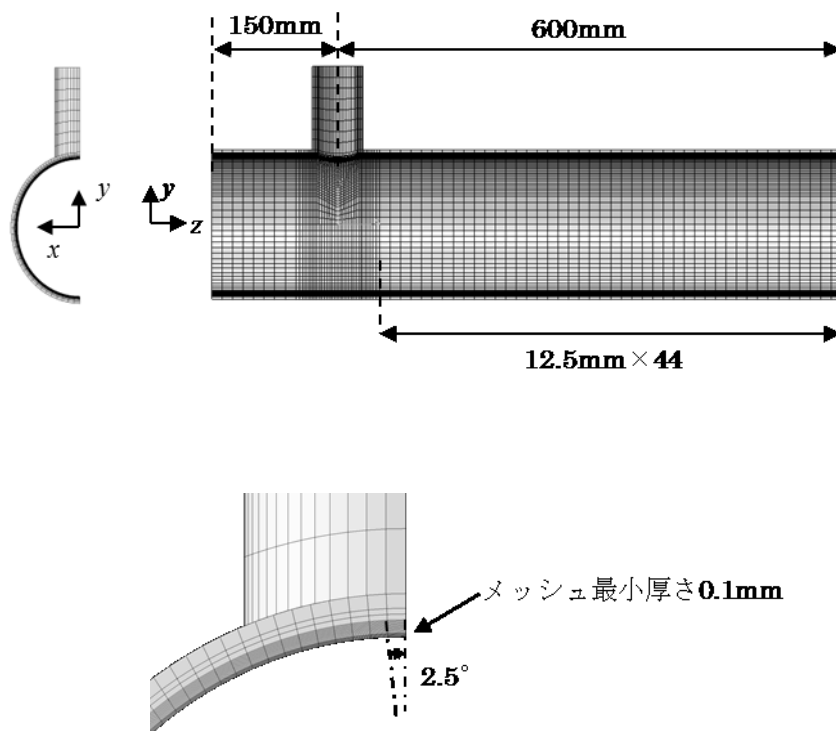


図 2.5.1 熱伝導・応力解析用解析格子

## 2.5.2 応力解析結果

表 2.5.1 に応力解析の結果のうち、各応力成分の 100 秒間の応力変動幅の最大値とその場所を示す。ここで、ミーゼス応力、トレスカ応力とは、以下の式で示される応力であり、応力変動幅とは最大値と最小値の差である。式中の  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  は、各々主応力成分を示す。

$$\sigma_{mises} = \left[ \frac{1}{2} \left\{ (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.5.1)$$

$$\sigma_{tresca} = \text{Max} \{ |\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_2 - \sigma_3|, |\sigma_3 - \sigma_1| \} \quad (2.5.2)$$

主応力は以下の式を満足する 3 つの解である。

$$\begin{aligned} & \sigma^3 - (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)\sigma^2 + (\sigma_x\sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z\sigma_x - \tau_{xy}^2 - \tau_{yz}^2 - \tau_{zx}^2)\sigma \\ & - (\sigma_x\sigma_y\sigma_z - \sigma_x\tau_{yz}^2 - \sigma_y\tau_{zx}^2 - \sigma_z\tau_{xy}^2 + 2\tau_{xy}\tau_{yz}\tau_{zx}) = 0 \end{aligned} \quad (2.5.3)$$

応力変動幅は半径方向成分( =  $\Delta\sigma_r$  )に比べ周・軸方向成分、ミーゼス、トレスカ応力の変動が大きい。次に、特に変動が大きかった 100 秒間の応力変動幅  $\Delta\sigma_\theta$ 、 $\Delta\sigma_z$  と  $\Delta\sigma_{mises}$ 、 $\Delta\sigma_{tresca}$  について管内表面における分布を図 2.5.2 から図 2.5.5 に示す。いずれの場合も応力変動幅の大きい範囲は  $z = 25\text{mm} \sim 150\text{mm}$ 、 $\theta = 20^\circ \sim 50^\circ$  の限定的な範囲であり、その分布は類似している。ミーゼス応力およびトレスカ応力の変動幅の増加要因として主管の周・軸方向成分の応力変動の寄与が大きいといえる。

図 2.5.6 に表 2.5.1 で示した応力変動幅が最大となる場所での周方向応力  $\sigma_\theta$  の時刻変化を図 2.5.7 に軸方向応力  $\sigma_z$  の時刻変化を示す。図より約 10 秒の周期で大きく変動しているのが確認できる。図では最大値と最小値の時刻を赤丸で示した。また、赤丸で示した時刻における主管内表面の周方向応力分布を図 2.5.8 に、軸方向応力分布を図 2.5.9 に示す。図は見やすくするため圧縮応力領域の範囲のみコンター図を記載した。図中のバツ印は、図 2.5.6、図 2.5.7 に示した時刻歴データ表示位置である。図より圧縮応力の領域が周方向に大きくゆらぐことで大きな応力変動が発生していることがわかる。

次に、周方向応力  $\sigma_\theta$  および軸方向応力  $\sigma_z$  の変動幅が最大となった位置における深さ 1mm の位置の応力の時刻歴変化を図 2.5.10、図 2.5.11 に示す。図 2.5.6、2.5.7 に示した管内面位置のデータと比較すると板厚方向( $r$  方向)に 1mm 深くなると応力変動幅は小さくなるものの約 10 秒の周期の変動が残ることがわかる。

表 2.5.1 最大応力変動幅およびその位置

	最大応力変動幅 [MPa]	座標		
		$r$ [mm]	$\theta$ [°]	$z$ [mm]
半径方向 $r$	4.0	75.1	17.0	25.4
周方向 $\theta$	27.0	75.1	24.5	97.4
軸方向 $z$	30.9	75.0	25.5	77.6
ミーゼス	24.2	75.0	25.5	90.1
トレスカ	26.9	75.0	23.0	90.1

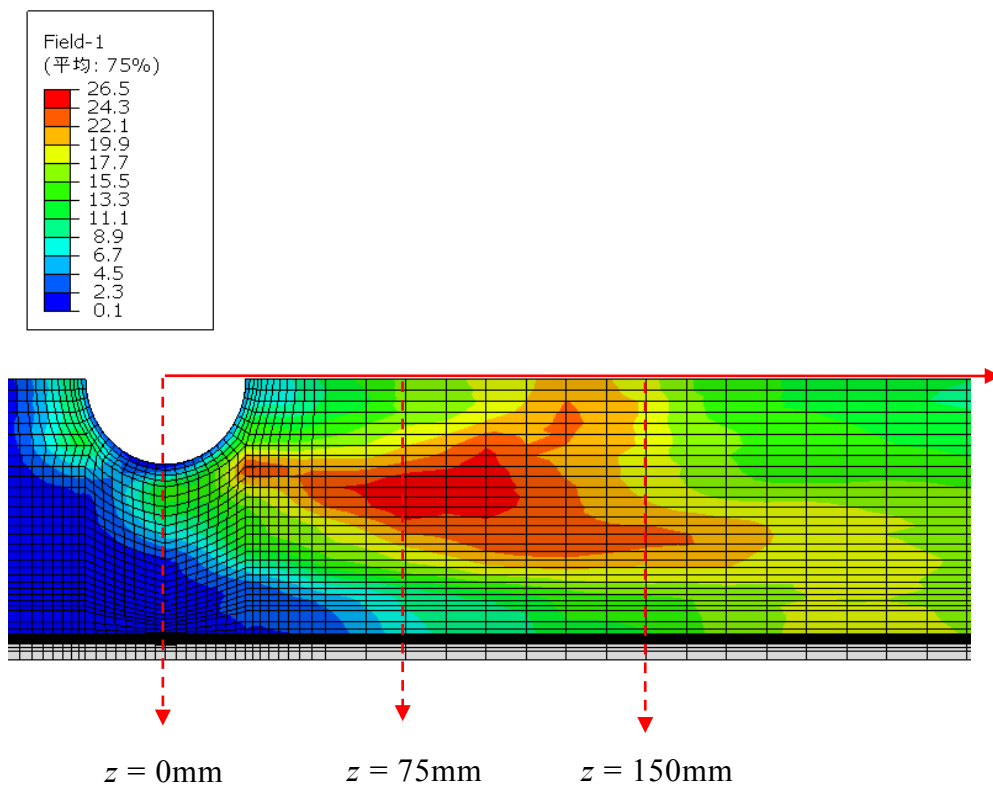


図 2.5.2 管内面における周方向応力変動幅  $\Delta\sigma_\theta$  の分布

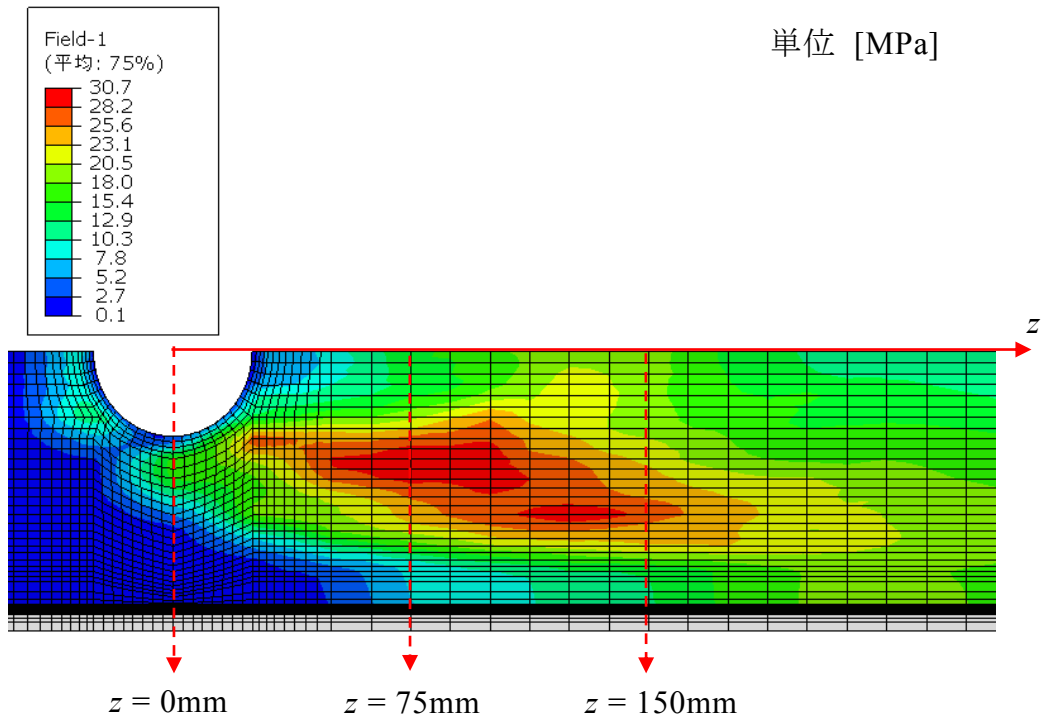


図 2.5.3 管内面における軸方向応力変動幅  $\Delta\sigma_z$  の分布

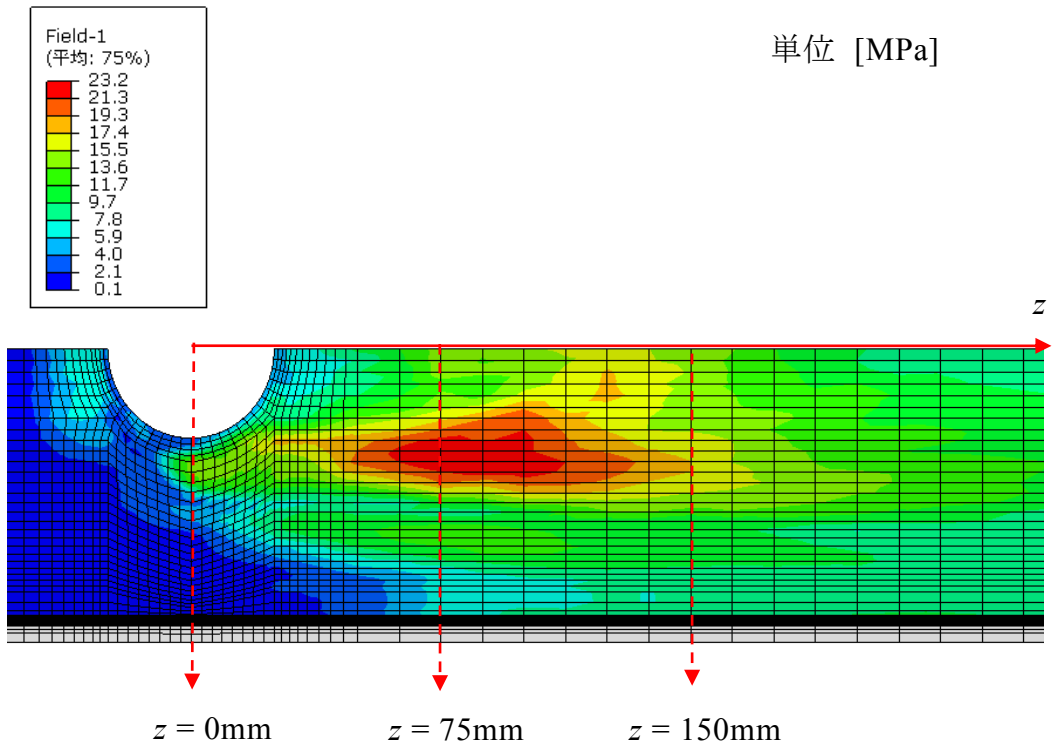
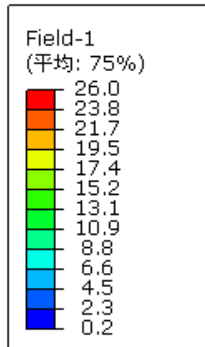


図 2.5.4 管内面におけるミーゼス応力変動幅  $\Delta\sigma_{mises}$  の分布





単位 [MPa]

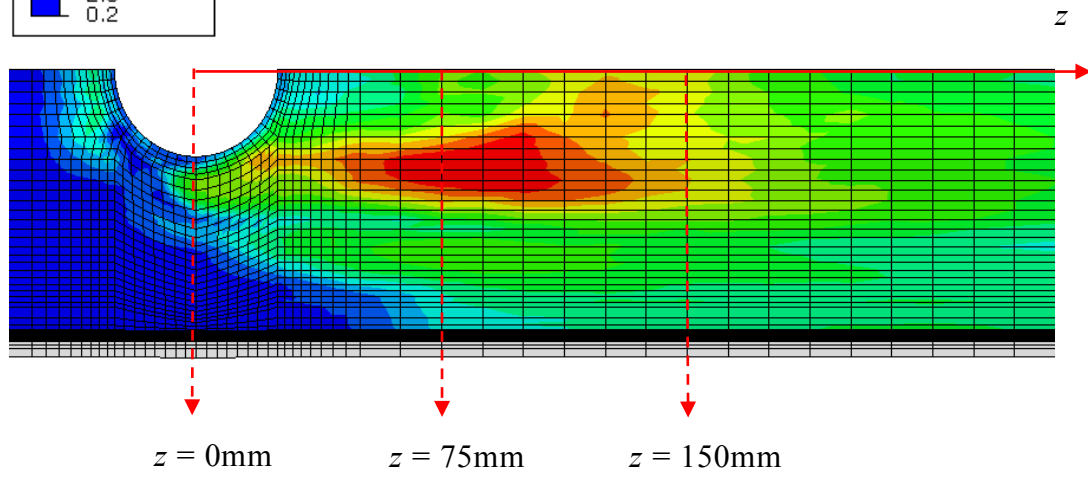


図 2.5.5 管内面におけるトレスカ応力変動幅  $\Delta\sigma_{tresca}$  の分布

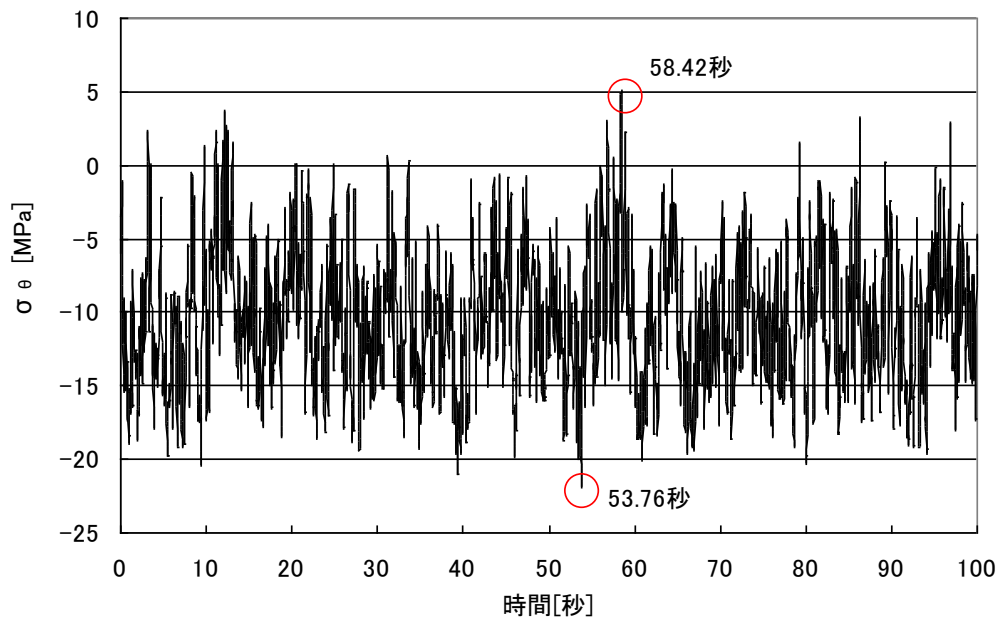


図 2.5.6 周方向応力の時刻歴変化 ( $r = 75.1$  mm,  $\theta = 24.5^\circ$ ,  $z = 97.4$  mm)

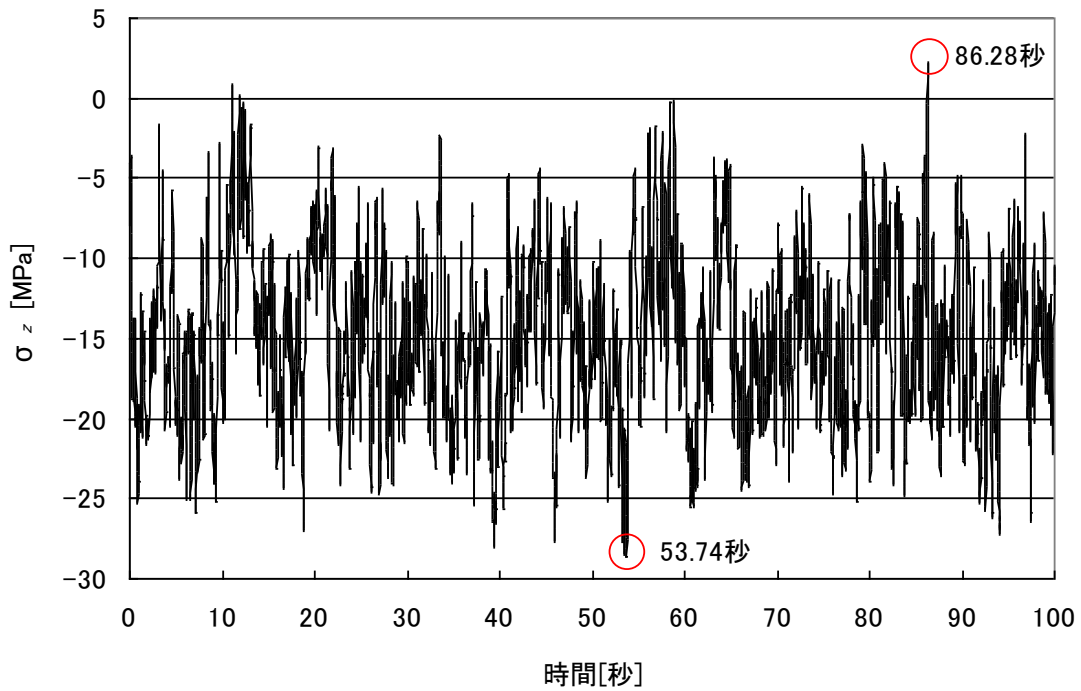
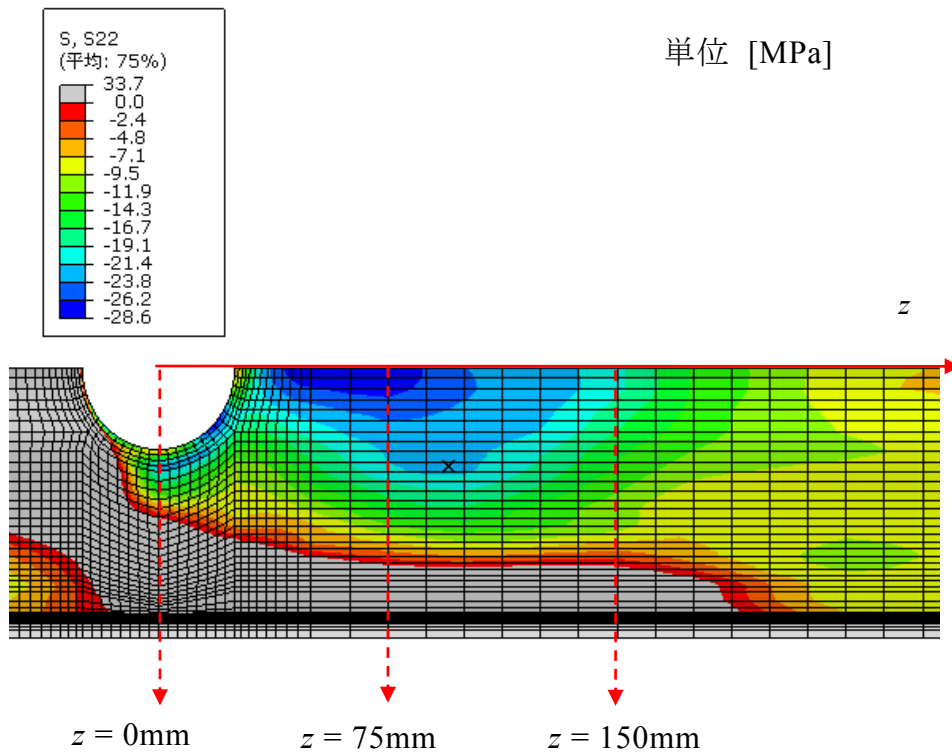
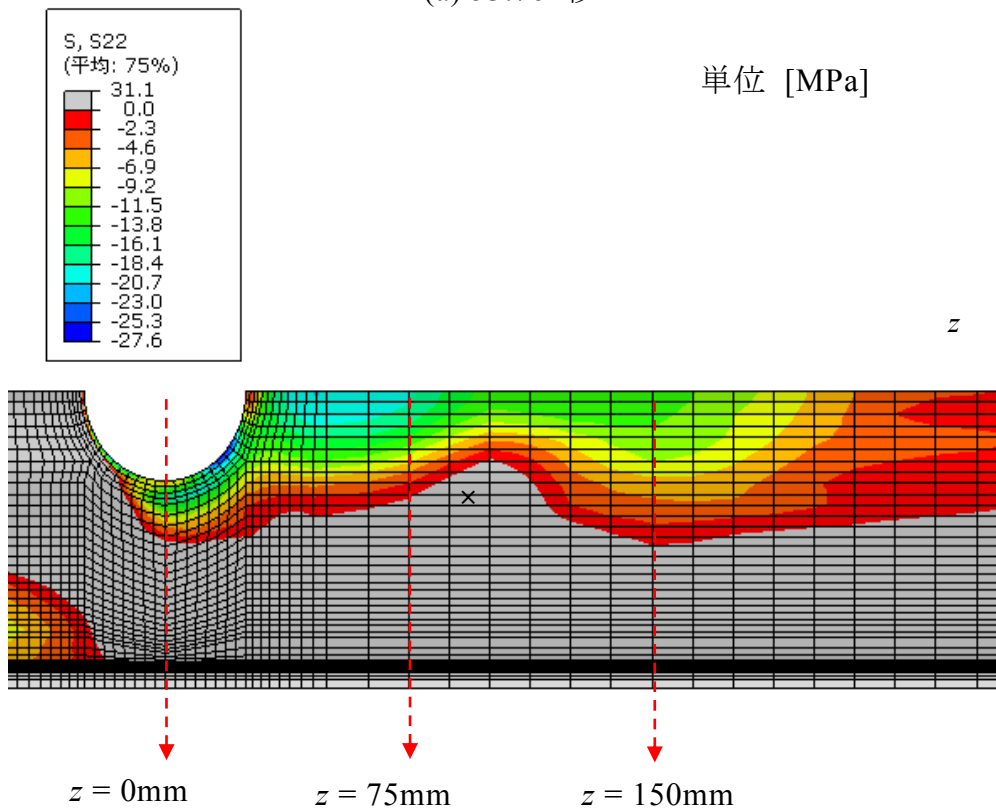


図 2.5.7 軸方向応力の時刻歴変化 ( $r = 75.0$  mm,  $\theta = 25.5^\circ$ ,  $z = 77.6$  mm)



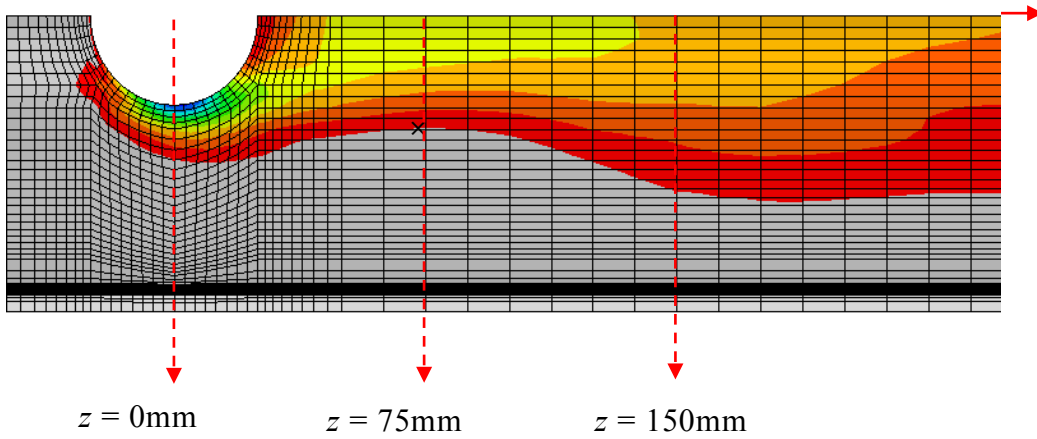
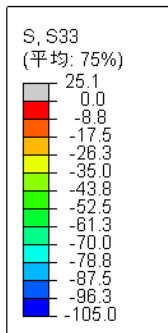
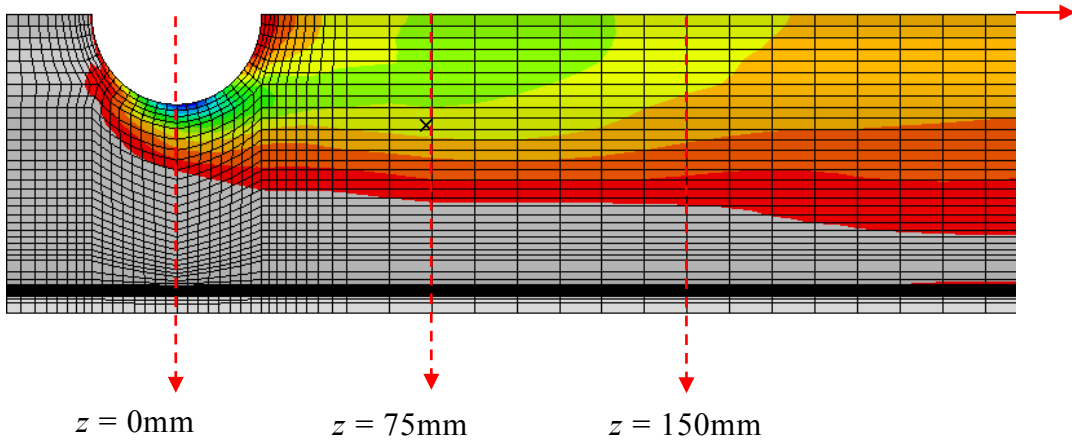
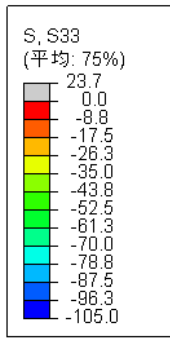
(a) 53.76 秒



(b) 58.42 秒

図 2.5.8 管内面の周方向応力分布の時間変化

単位 [MPa]



(b) 86.28 秒

図 2.5.9 管内面の軸方向応力分布の時間変化

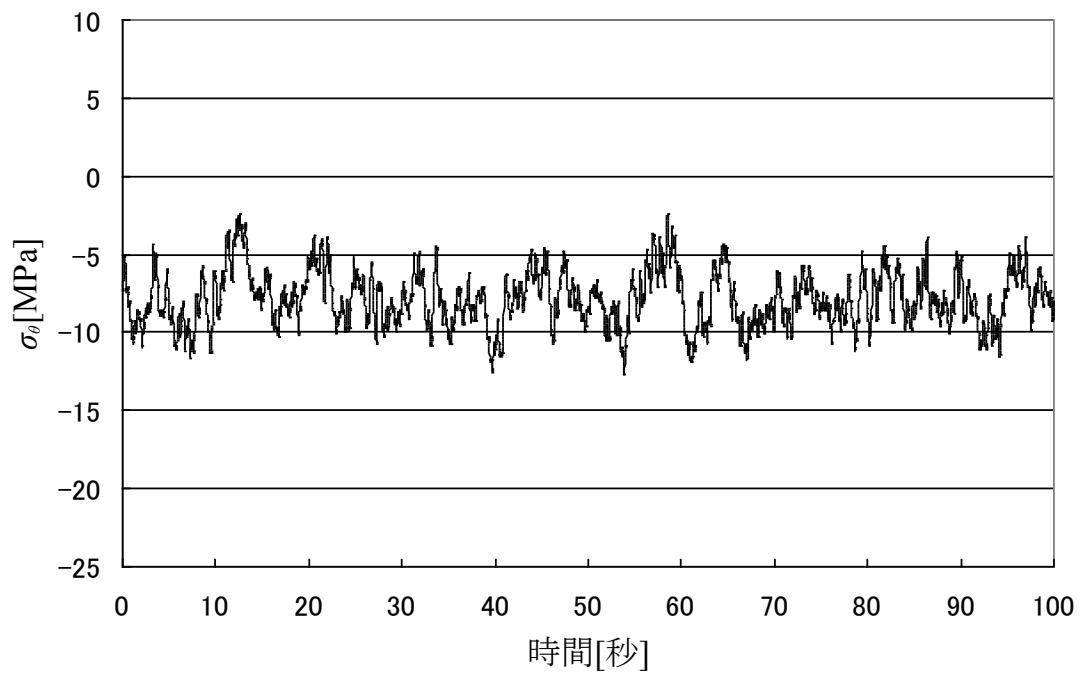


図 2.5.10 周方向応力の時刻歴変化 ( $r = 76.0$  mm,  $\theta = 24.5^\circ$ ,  $z = 97.4$ )

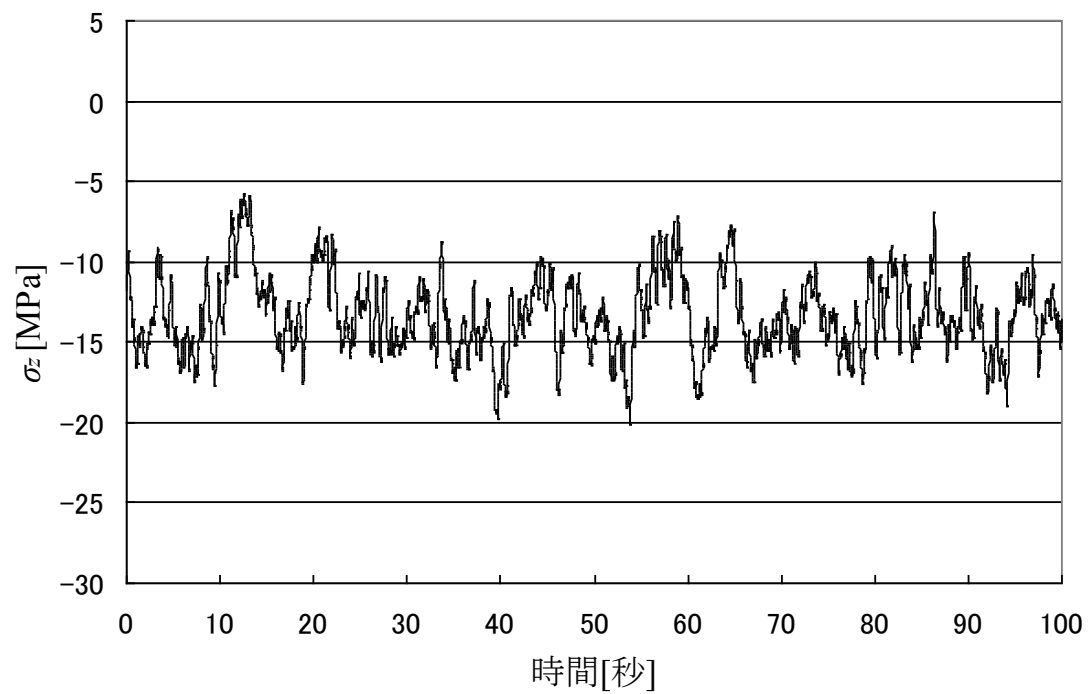


図 2.5.11 軸方向応力の時刻歴変化 ( $r = 76.0$  mm,  $\theta = 25.5^\circ$ ,  $z = 77.6$  mm)

## 2.6 熱応力変動要因に関する考察

2.5.2 節に示したとおり、T 字配管合流部において熱疲労の要因となる応力変動幅の特徴として、ミーゼスおよびトレスカ応力の変動幅は周・軸方向成分の応力変動幅に類似しており、その変動幅が大きい範囲は限定的であった。また、周・軸方向成分の深さ方向の応力変化の特徴として約 10 秒の長周期の変動が残ることがわかった。本節ではその変動要因を考察する。

図 2.6.1 に管内表面における 100 秒間の温度変動幅の分布を示す。温度変動幅とは最大値と最小値の差である。図 2.5.2 から図 2.5.5 に示した同期間の応力変動幅の分布と比較してわかるようにその分布は似ている。

図 2.5.8 に示した周方向応力が最大、最小となった時刻と同時刻における管内面温度の分布を図 2.6.2 に、図 2.5.9 に示した軸方向応力が最大、最小となった時刻と同時刻における管内面温度の分布を図 2.6.3 に示す。図より、 $\sigma_z$  および  $\sigma_\theta$  の圧縮応力の領域が大きくゆらぐ時刻にあわせて、分岐配管からの高温噴流による主管内面に形成されたホットスポットが拡大・縮小していることがわかる。高温噴流による主管内面の加熱による膨張が拘束されることで圧縮応力が発生し、そのホットスポットの時間変化が大きな応力変動をもたらしていると考えられる。また、2.4.2 節に示したとおり主管内面に形成されたホットスポットの時間変化は約 10 秒の比較的長周期で発生しているため、管厚方向の温度減衰が小さく、図 2.5.10、図 2.5.11 に示したとおり、管内表面から深さ 1mm においても応力変動が発生する要因となっていると推定される。

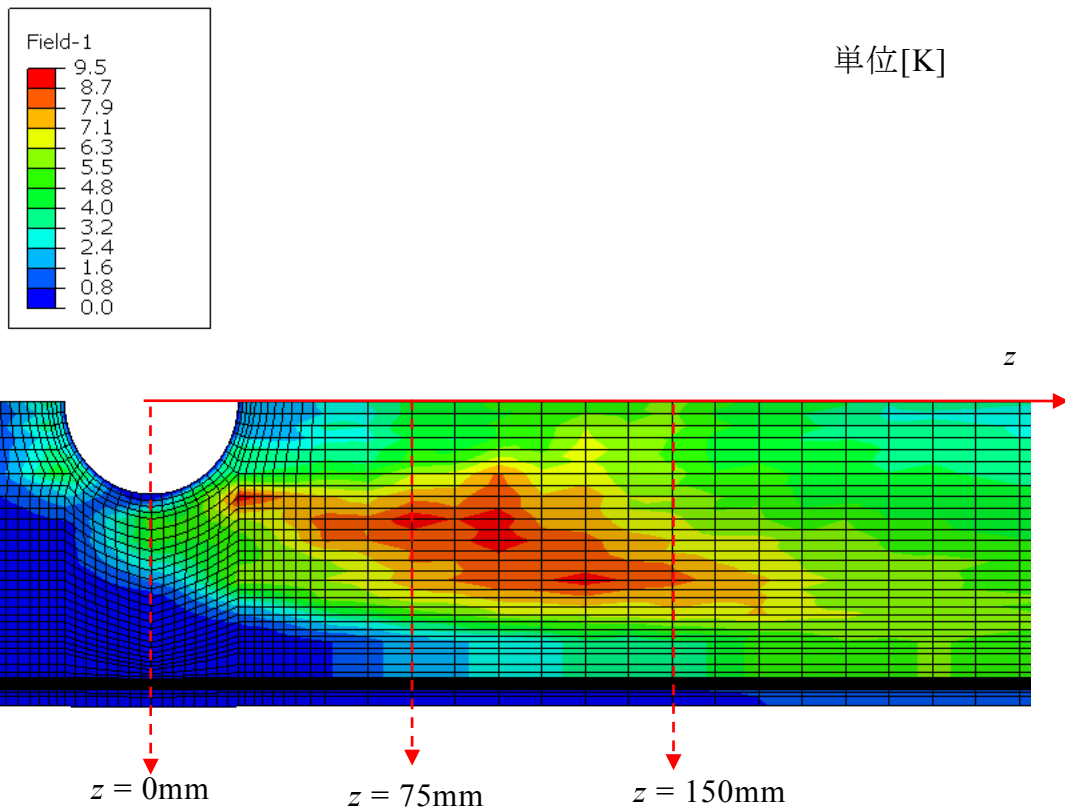
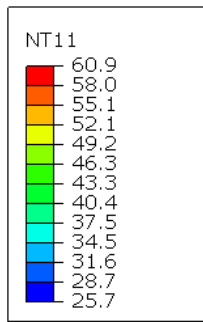
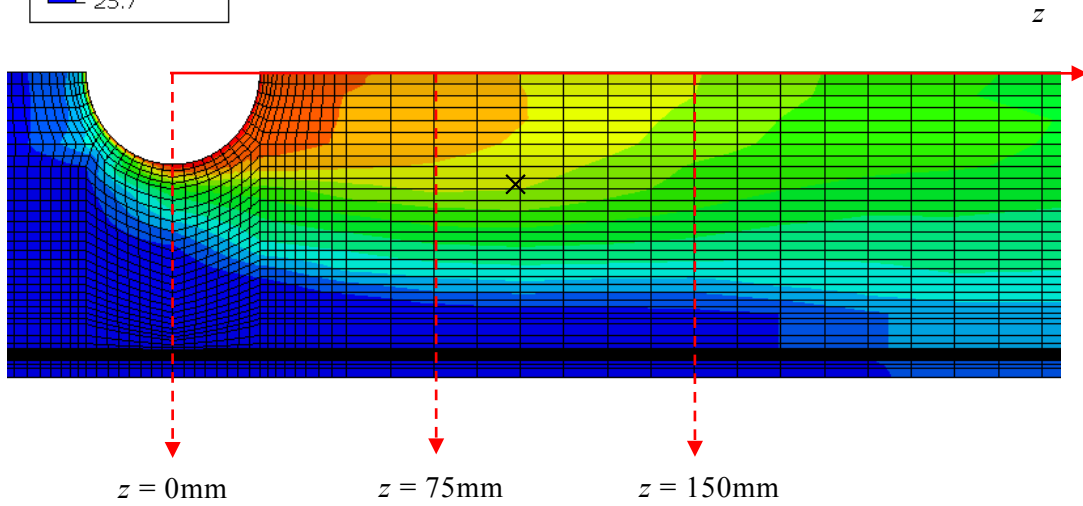


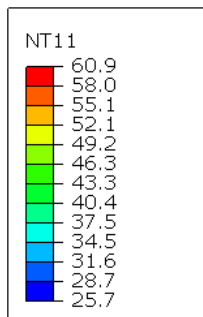
図 2.6.1 管内面における温度変動幅の分布



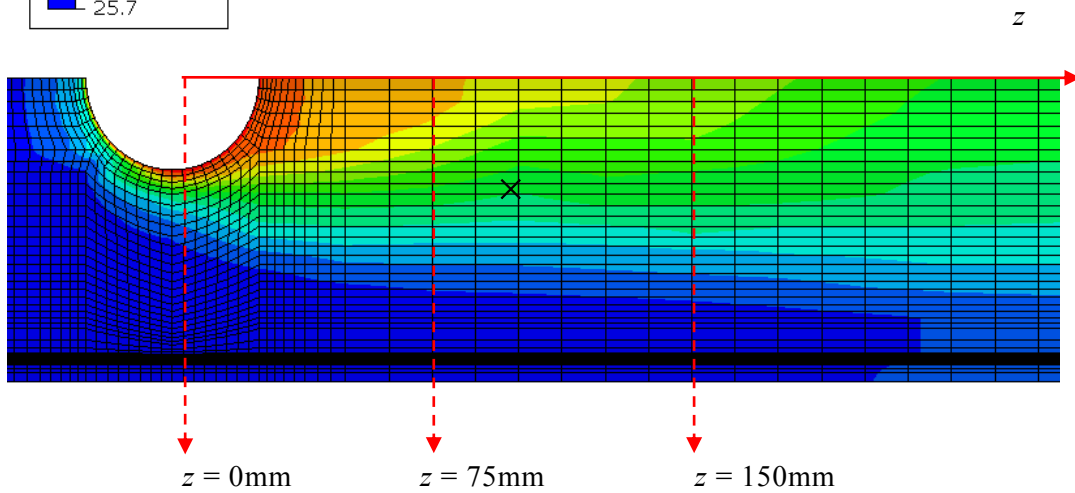
単位[C°]



(a) 53.76 秒



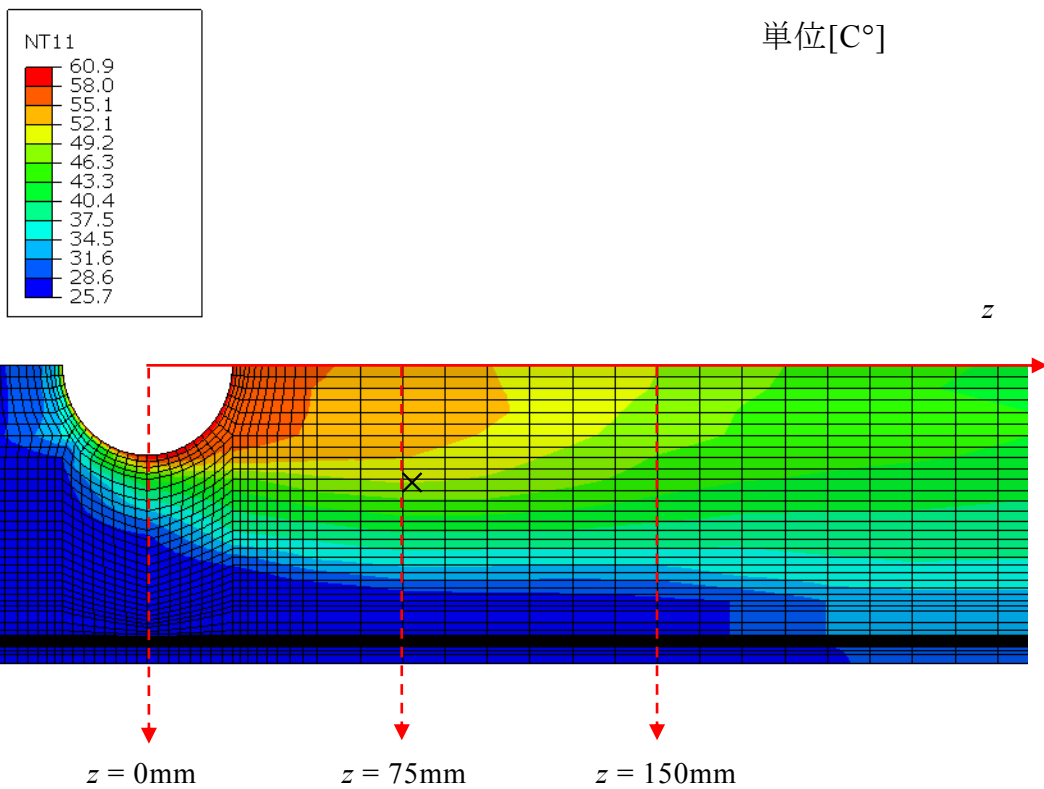
単位[C°]



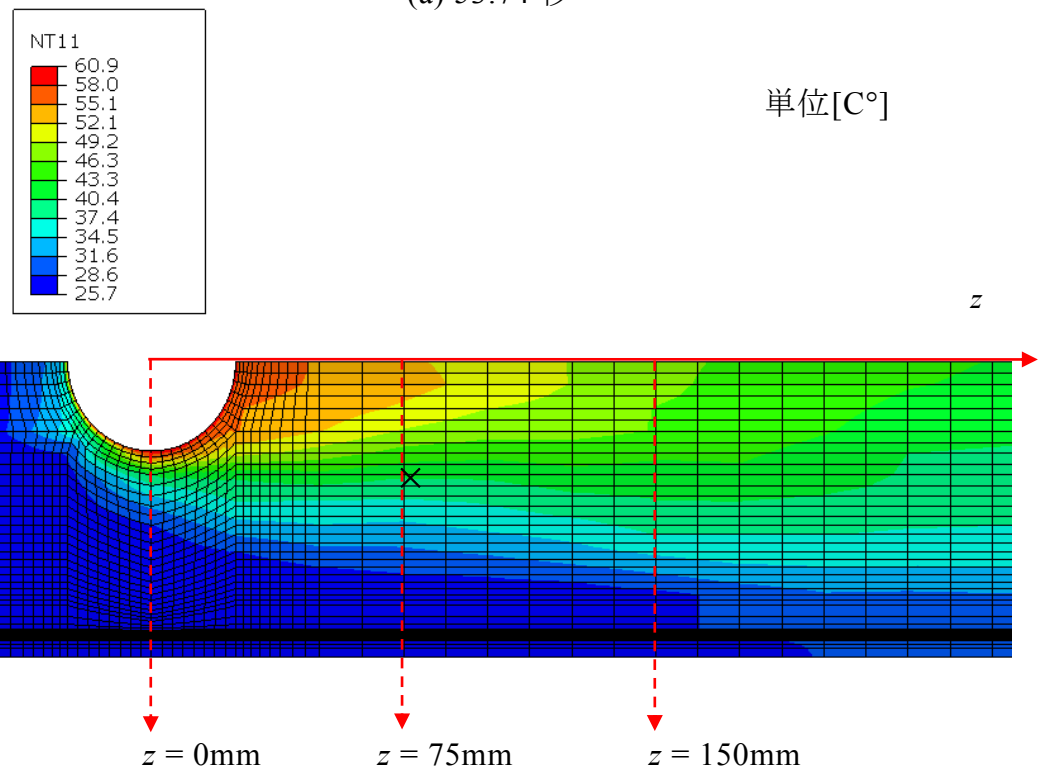
(b) 58.42 秒

図 2.6.2 管内面における温度分布の時間変化(図 2.5.6 と同時刻)





(a) 53.74 秒



(b) 86.28 秒

図 2.6.3 管内面における温度分布の時間変化(図 2.5.7 と同時刻)

## 2.7 結言

T 字配管合流部の熱疲労現象を検討するため、管壁温度分布測定実験結果を用い、応力の算出・評価を行った。試験条件は、分岐管と主管の口径比 0.33( = 50/150)、流速比は、分岐管からの噴流が主管の中心部まで到達せず主管壁に沿って流れる壁面噴流状態で実施し、以下の結言を得た。

- (1) 主管内面の温度変動強度の大きい箇所は分岐管近傍から下流  $1.0D_m$  までの範囲である。
- (2) 主管内面の温度変動は数 Hz 程度の渦列に起因するものだけではなく、約 0.1Hz の長周期の変動がある。長周期の変動は、高温の噴流により主管内面に形成されたホットスポットが約 10 秒の周期で周方向にゆらぐことで発生している。
- (3) ミーゼス応力およびトレスカ応力の変動幅の増加要因として主管の周・軸方向成分の応力変動の寄与が大きく、最大応力変動幅が確認された位置における応力の時刻歴データは約 10 秒の周期で大きく変動する。応力変動幅は板厚方向に減衰するが深さ 1mm においても約 10 秒の周期の応力変動が残る。
- (4) 主管内面の応力変動幅と管内面温度変動幅の分布は似ており、主管内面のホットスポットの時間変化にともない大きな応力変動が発生している。

## 第 3 章 鉛直下向きの閉塞分岐配管に生じる流動現象と温度変動メカニズム

### 3.1 緒言

大口径の主配管から下方へ分岐し、内部に滞留した流体を有する管(以下、閉塞分岐配管)では、主配管流れから見て分岐配管は凹みであり、その凹みにキャビティーフローが発生する。分岐配管の流体が主配管の流体よりも低温である場合には、このキャビティーフローが主配管の高温水を分岐配管内へ輸送するため、そこで急峻な温度勾配を有する熱成層界面が発生する(中森他, 1993)。この熱成層界面の変動による温度変動により、原子力プラントの配管で熱疲労による貫通き裂が生じたことが報告されている(関西電力, 1999; NRC, 1999)。

日本機械学会では、このような温度変動現象による構造物への影響評価を確立するため、「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, 2003) (以下、指針)を策定した。同指針は、水を内包した配管で高低温水の合流・混合による熱疲労を評価するものであるが、閉塞分岐配管については、主流の侵入位置が曲がり部付近に存在しないよう鉛直部の長さの妥当性を評価するものとなっている(近藤他, 2004; 椎名他, 2005; 谷本他, 2004)。

指針では熱成層界面の位置を推定するにあたり実験データベースを元に評価しているため、その適用範囲は限られており、分岐配管内径 43.1mm (JIS 2B, sch160) 未満の配管に関する知見は不十分である。しかしながら、プラント配管系には、ドレン配管やプロセス計器への取り出し配管など小口径の配管も多数存在することから、その知見拡充は重要である。

また、中村、大厩らは、分岐配管内径 43mm(=2B 相当)の閉塞分岐配管を対象に実験や数値計算を行い、壁温変動要因の検討を行った(中村他, 2009; 大厩他, 2009a, 2009b; Nakamura, et al., 2014)。その結果、図 3.1.1 に示すとおり、閉塞分岐配管内に発生した旋回渦が間欠的に熱成層界面に到達して界面が変動することで曲がり配管部に温度変動が生じることを明らかにしている。しかしながら、主流の侵入深さが間欠的に変動するメカニズムは明らかにされておらず、これまでのキャビティーフローの分岐配管内への侵入深さに着目した研究(白石他,

2000; 谷本他, 2004; 中森他, 1993)においても、侵入深さの変動特性について評価した研究は見受けられない。

以上、小口径配管に対する知見拡充と主流の侵入深さの変動特性の重要性を鑑み、本研究では、分岐管内径 43mm 以下の閉塞分岐配管を対象に実験を行い、分岐管内径が侵入深さに与える影響とその変動特性を調べた。また、可視化実験と数値計算により侵入深さの変動メカニズムの検討を行うことにした。

実機プラントに存在する閉塞分岐配管のうち小口径配管では、その温度条件は多種多様であることから、主流の侵入位置を個々の分岐配管について予測することは難しい。しかしながら、大厩らのこれまでの研究結果(大厩他, 2009b)および指針(日本機械学会, 2003)に示された知見によると、主流と分岐管内部の流体に温度差がある非等温条件では、その差がない均一温度場の条件に比べ、浮力の効果により主流の分岐管内部への侵入深さは浅くなることがわかっている。均一温度場での侵入深さ位置がわかれば、最大侵入深さが予測でき、その位置が分岐配管の鉛直部にとどまるような配管設計を行えば、熱疲労に有意な温度変動は回避できると考えられる。

よって、本研究では、実験ループに配管内径を変化させた鉛直下向きのアクリル製試験体を設置し、内径 43mm 以下の 7 種類の小口径分岐配管を対象に、均一温度場において分岐管内径が主流の侵入深さに与える影響について調べることにした。

次に、内径 43mm の鉛直下向きのアクリル製試験体を用い、可視化実験および数値計算を行うことで、侵入深さの変動メカニズムの検討を行った。これまでの研究から(大厩他, 2009a)、分岐管側面から観察した流動挙動は、図 3.1.2 に示すとおり鉛直方向に回転するキャビティーフロー、流れが乱れた遷移領域、旋回状の下降流れと中心付近の上昇流が見られる領域 2 から形成されること、また、領域 1 の長さは主流流速によらずほぼ  $3D_b$  ( $D_b$  は分岐管内径) で一定であり、領域 2 の長さは主流流速とともに増加し、主流流速一定の場合でも変動することがわかっている。よって、本研究では領域 2 における旋回渦を発生させる要因となっている領域 1 および遷移領域の流動挙動を観察し、数値計算結果と比較して侵入深さの変動メカニズムの検討を行った。

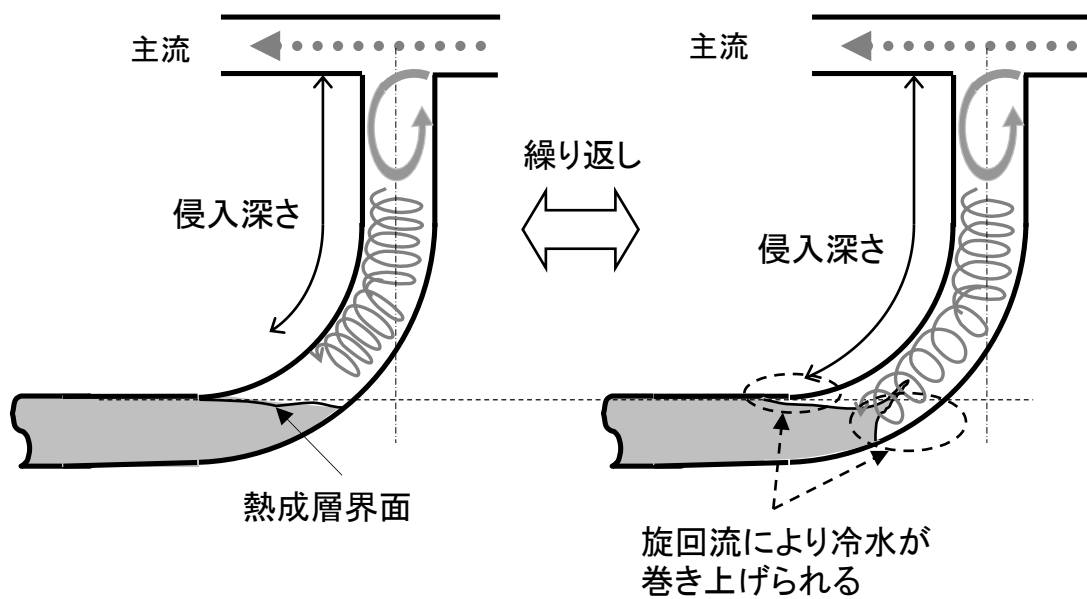


図 3.1.1 曲がり配管部に発生する温度発生メカニズム

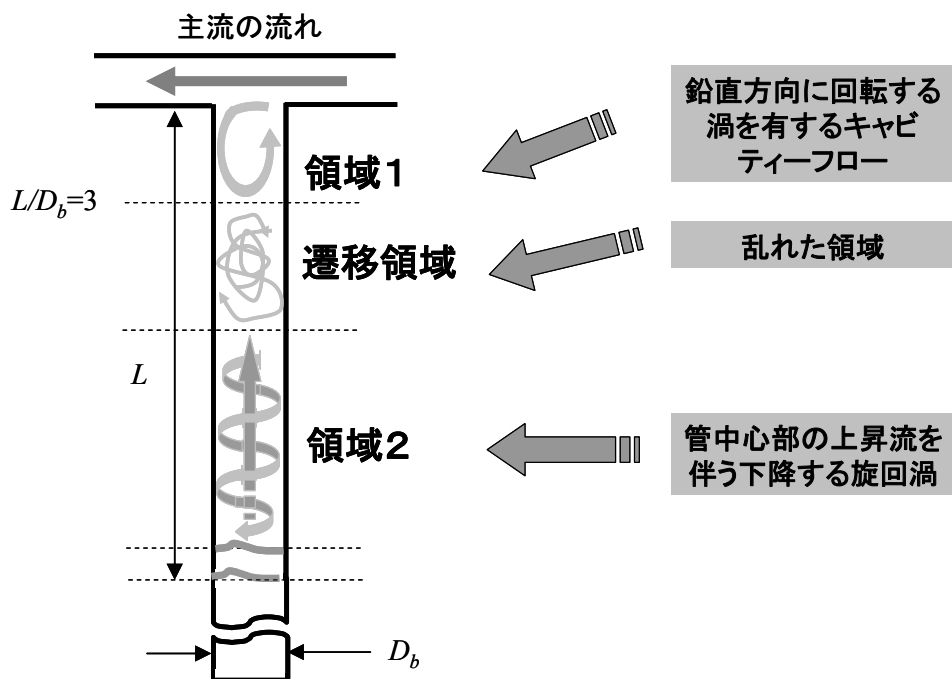


図 3.1.2 鉛直下向き分岐配管内の流動パターン

## 3.2 実験装置及び方法

### 3.2.1 実験ループ及び試験部

分岐配管が鉛直下向き直管の場合に、主流が分岐配管内部に侵入した際の流動状態を調べるため、流れの可視化実験を行った。

図 3.2.1 に実験ループおよび試験部の概要を示す。試験部はアクリル製で十分な流速を得るため図 3.2.2 に示すとおり幅 60mm、厚さ 10mm の矩形チャンネルに接続した。分岐配管内径は、小口径配管として実機プラントで使用される可能性がある  $D_b=8, 12, 16, 21, 30, 34, 43$  mm ( JIS 1/4B, 1/2B, 3/4B, 1B, 5/4B, 3/2B, 2B 相当)の 7 種類の試験体を用意した。

主配管内の流れが十分に発達するようにチャンネル入口から分岐部までの距離は 600mm で主配管の水力等価直径の約 35 倍とした。試験流体には脱気水を用い、ポンプ入熱による流体温度上昇を防ぐために熱交換器の冷却水流量により制御し、分岐配管には約 25°Cの水を滞留させ、主流温度を分岐配管内の温度と等温になるよう調整した。流量はポンプ出口に設けた弁で調整し、主流流速は試験部上流の電磁流量計 (TOSHIBA 製, 精度  $\pm 0.5\%$  of Rate)により、管断面平均値を測定した。

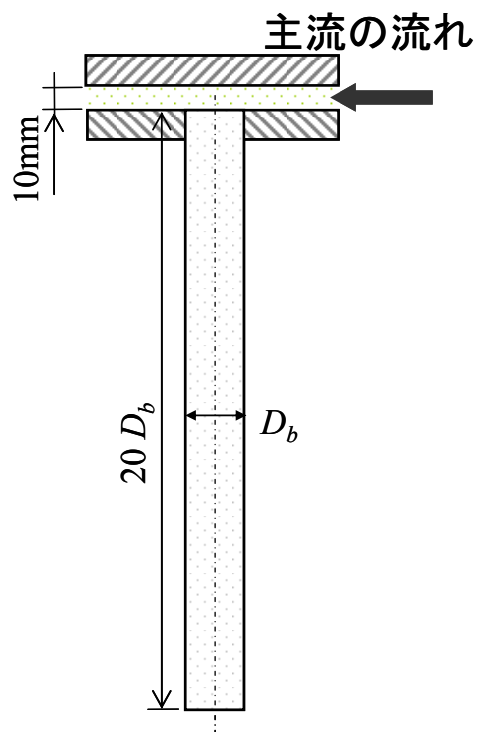
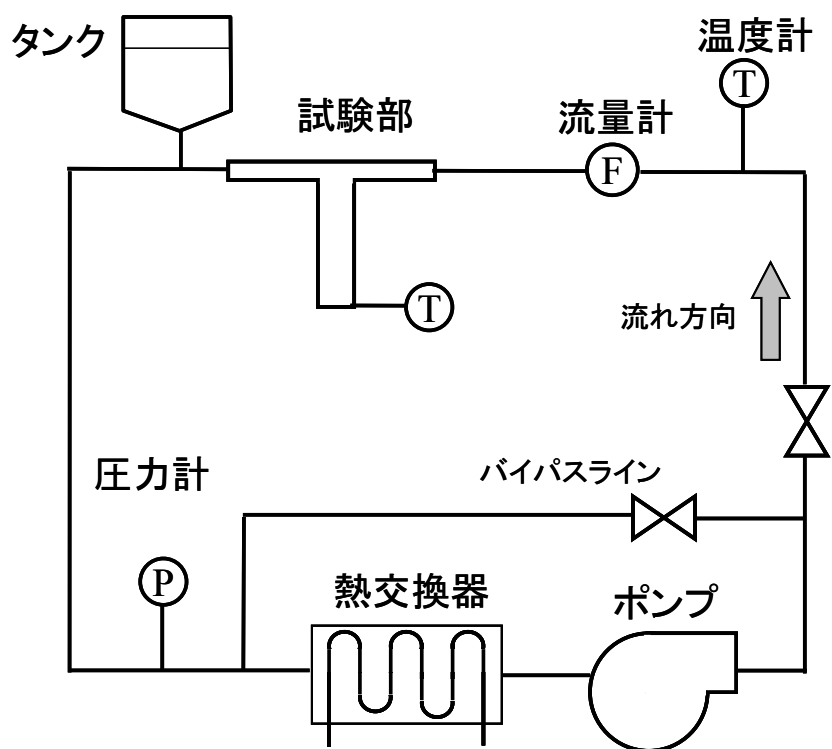
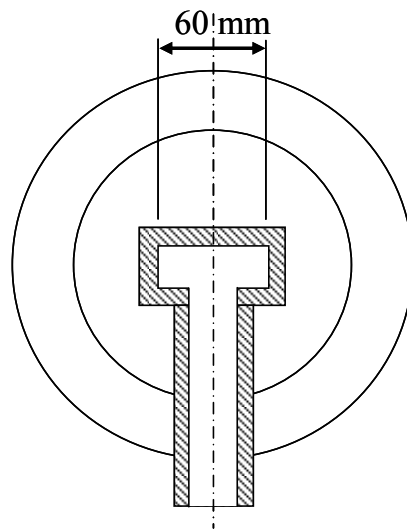
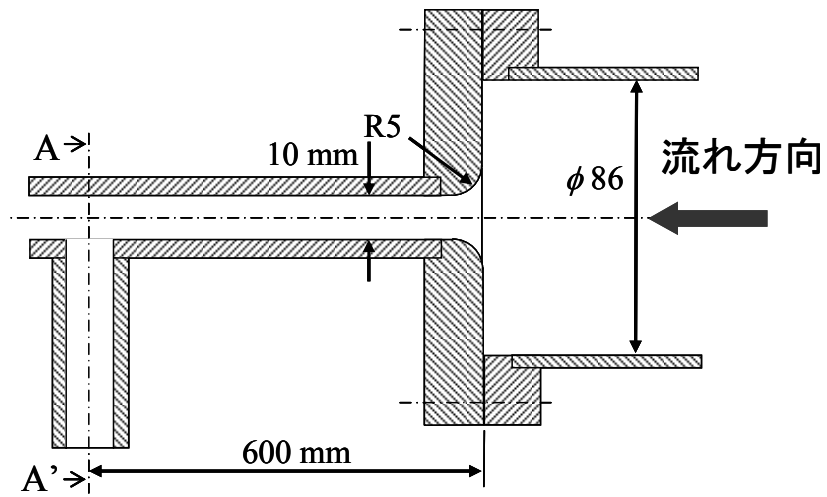


図 3.2.1 実験ループおよび試験部



A-A' 断面図

図 3.2.2 試験部詳細図



### 3.2.2 実験方法

主流の分岐配管内への侵入深さを観察するため、トレーサ粒子としてアルコールにてぬれ性を良くした発砲スチロール製の粒子(平均粒子径, 数百  $\mu\text{m}$ )を使用した。侵入深さの測定は、流速・温度が定常状態になったことを確認した後 600 秒間のビデオ動画から目視で行った。主配管底部からトレーサ粒子の動いている位置までを主流の侵入深さと定義して測定した。

これまでの実験では、図 3.1.2 に示すとおり分岐管内の侵入深さを観察するため分岐配管を側面より観察してきたが、本実験では、旋回渦発生過程を明らかにするため、分岐管断面の様子を観察することにした。そのため、図 3.2.3 に示すとおり分岐管の真上から観察することにした。分岐管軸方向の複数の位置の断面を観察するため、黒画用紙でアクリル試験体を覆い、高さ  $1/4D_b$  のスリットを設け、分岐配管側面から光を照射し、そのスリット位置を上下させることにした。流動状態の観察は、流速・温度が定常状態になったことを確認したのち、ビデオカメラとスチルカメラで行った。

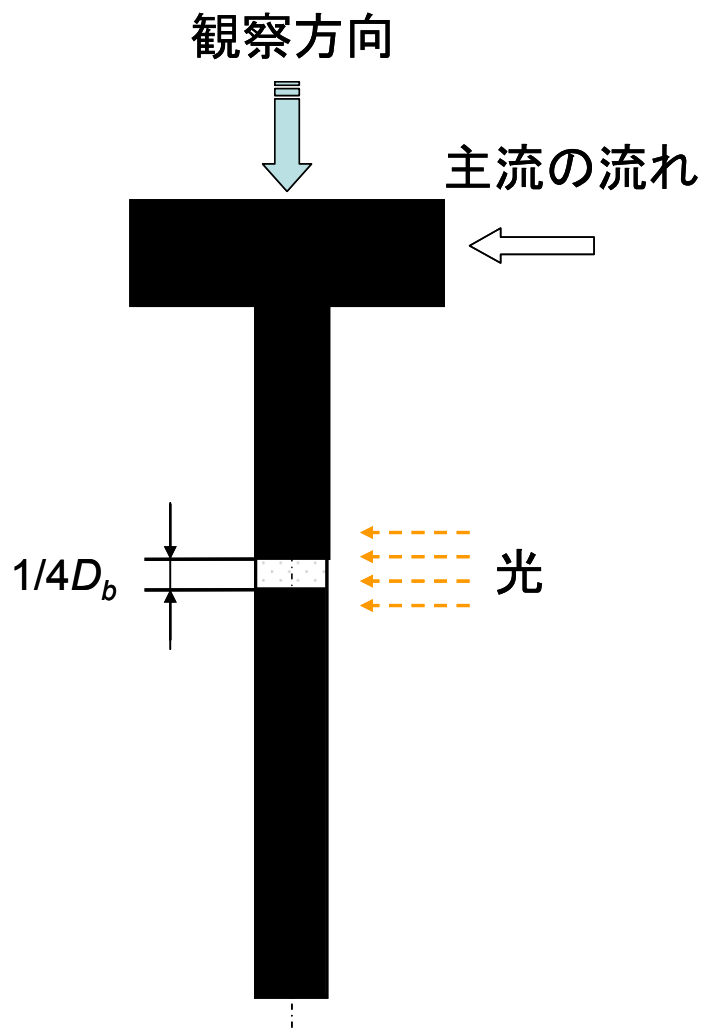


図 3.2.3 分岐管断面の流動状態の観察方法

## 3.3 実験結果

### 3.3.1 分岐管への侵入深さ

観察された分岐配管内の流動様式は分岐管内径によらずいずれの内径の場合も大きく三つの領域に分類でき、その特徴は、図 3.1.2 に示した分岐管内径 43mm を対象に行った既報(大塚ら, 2009a)の実験結果と同様であった。

主流の平均流速  $U_m = 15 \text{ m/s}$ 、分岐管内径  $D_b = 21 \text{ mm}, 43 \text{ mm}$  の場合の侵入深さの時間変化を図 3.3.1 に示す。侵入深さは主流流路底部からの距離  $L$  を分岐配管内径  $D_b$  で無次元化した  $L/D_b$  で示し、動画から1秒毎に侵入深さを目視で測定して作成した。図に示すとおり周期的に侵入深さが変化し、短時間で増加して比較的緩やかに減少することがわかる。また、その周期と変化幅には、分岐管内径の影響が大きい。

主流の平均流速を変化させた場合の各分岐配管内径での最大侵入深さ  $L_{max}$  を分岐配管内径  $D_b$  で無次元化した結果を図 3.3.2 に示す。最大侵入深さ  $L_{max}$  は、観察時間中における侵入深さ  $L$  の最大の値である。主流の平均流速  $U_m$  が増加するにつれて、いずれの分岐配管内径の場合でも侵入深さが増加する。横軸を分岐配管内径にして整理した場合の主流の侵入深さを図 3.3.3 に示す。いずれの主流流速でも分岐配管内径が増加するにつれ、侵入深さは増加する。

式(3.3.1)で定義したレイノルズ数で  $L_{max}/D_b$  を整理した結果を図 3.3.4 に示す。

$$Re_b = \frac{U_m D_b}{\nu} \quad (3.3.1)$$

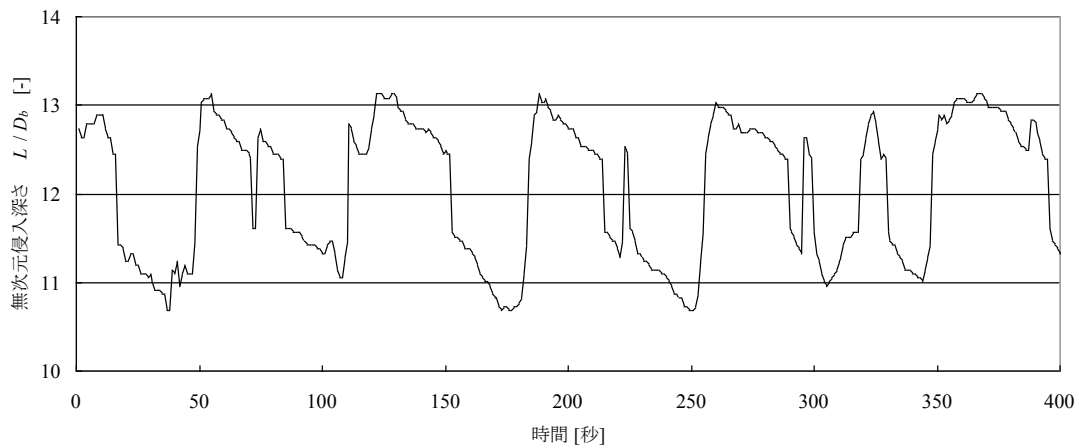
ここで、 $\nu$  は水の動粘度である。

実験結果は以下の式でよく整理できることがわかった。

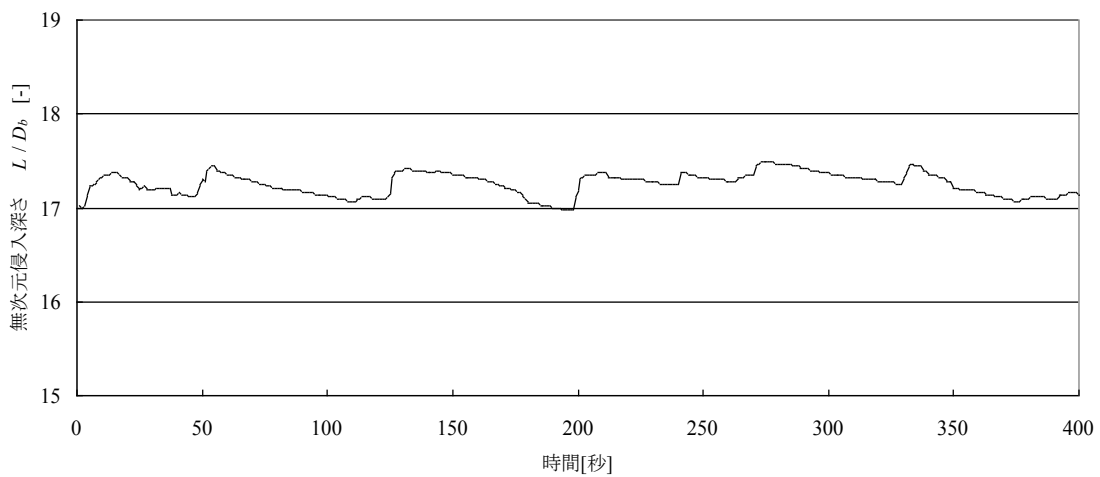
$$\frac{L_{max}}{D_b} = 0.281 Re_b^{0.304} \quad (3.3.2)$$

式(3.3.2)により、主流と分岐管内の流体温度が等しい均一温度場において、分岐管内径 43mm 以下の場合の主流の最大侵入深さを推測することが可能である。これまでの知見(大塚他, 2009a; 日本機械学会, 2003)によれば実機プラントでみられる非均一温度場では、均一温度場の結果より侵入深さは浅くなるこ

とがわかっていることから、式(3.3.2)によりさまざまな温度条件を包絡した最大の侵入深さが推測できる。



(a)  $D_b = 21\text{mm}$



(b)  $D_b = 43\text{mm}$

図 3.3.1 侵入深さの時間変化 (主流流速  $U_m=15\text{m/s}$ )

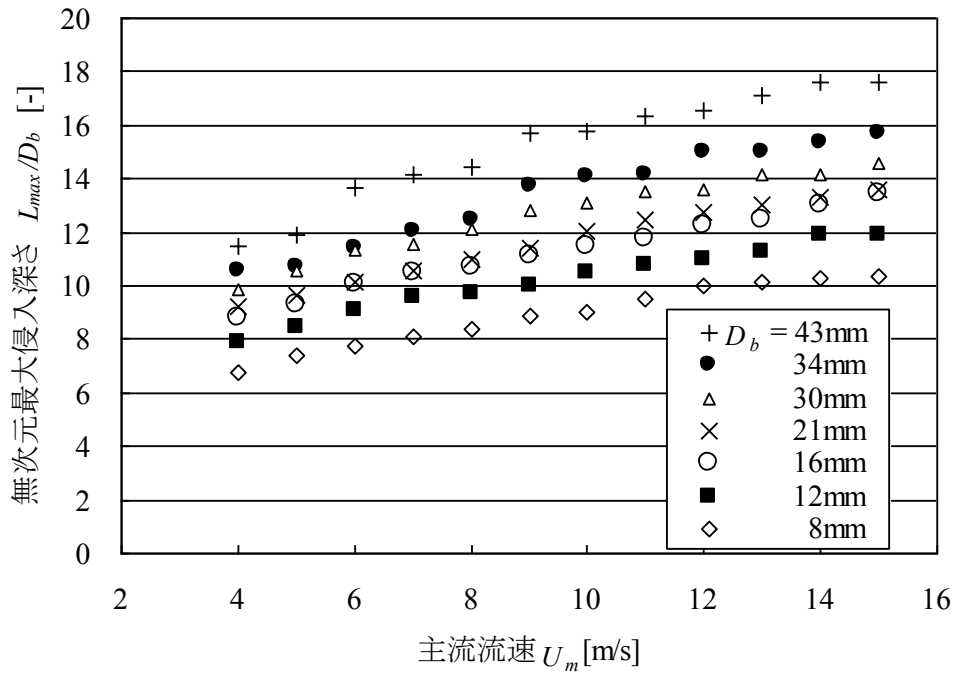


図 3.3.2 主流流速が最大侵入深さに与える影響

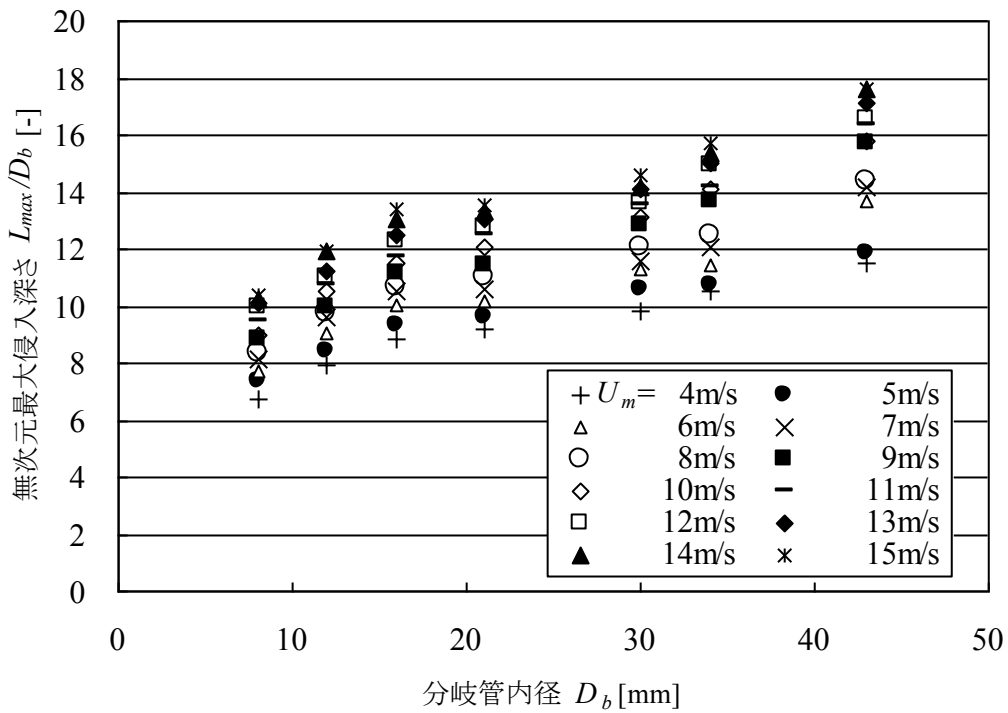


図 3.3.3 分岐管内径が最大侵入深さに与える影響

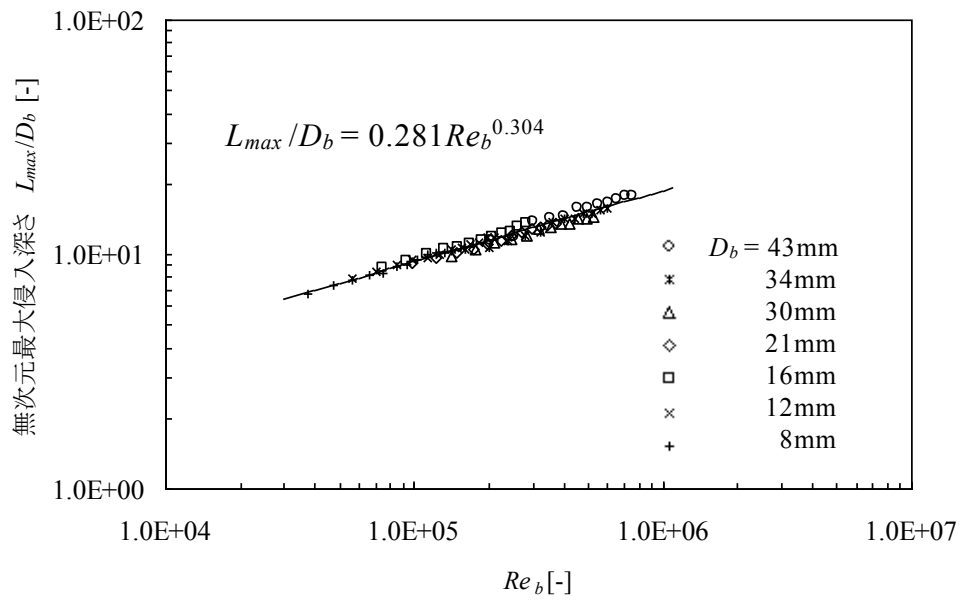


図 3.3.4 レイノルズ数と最大侵入深さの関係

### 3.3.2 侵入深さの変動特性

図 3.3.5 に示すように、主流の侵入深さは周期的に変動する。その変動特性を把握するため、主流流速および分岐管内径を変化させ、変動幅  $\Delta L$  と周期  $T$  を計測した。

図 3.3.6 に主流流速と変動幅を分岐配管内径  $D_b$  で無次元化した  $\Delta L/D_b$  の関係を示す。無次元変動幅は、分岐配管内径が 30mm 以下で大きく、最大で約  $2D_b$  に達する。内径 34mm 以上では、その幅は約  $0.5 D_b$  程度と小さい。また、分岐配管内径が 30mm 以下では、主流流速増加に伴い増加する傾向があり、内径 34mm 以上では、流速に対してほとんど変化がないことがわかる。同じ結果を、横軸を分岐配管内径で整理した場合の侵入深さの変動幅を図 3.3.7 に示す。侵入深さの変動幅は、分岐配管内径が 21mm 以下では、内径が増加してもほぼ一定であるが、30mm 以上で急に減少する傾向があることがよくわかる。

分岐配管内径を変化させた場合の主流流速と侵入深さの変動周期の関係を図 3.3.8 に示す。変動周期は一定時間の動画から周期的に侵入深さが変化する間隔を測定し平均した。主流流速が増加するにつれ、変動周期も増加する傾向があることがわかる。同じ結果を、横軸を分岐配管内径で整理した場合の侵入深さの変動周期を図 3.3.9 に示す。いずれの主流流速でも分岐配管内径が増加するにつれ、変動周期も増加する傾向があることがわかる。

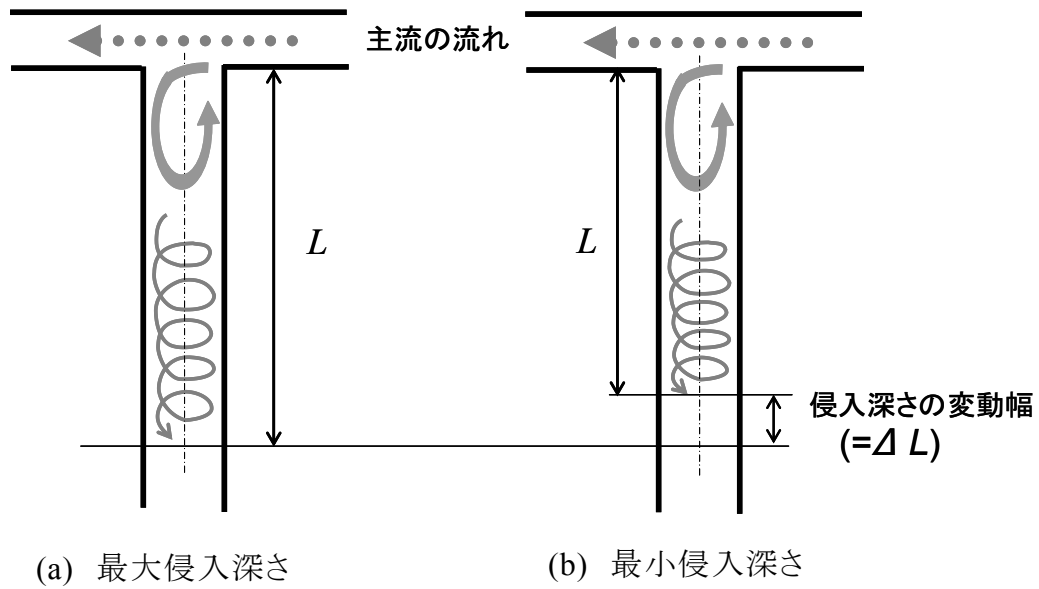


図 3.3.5 侵入深さの変動の様子



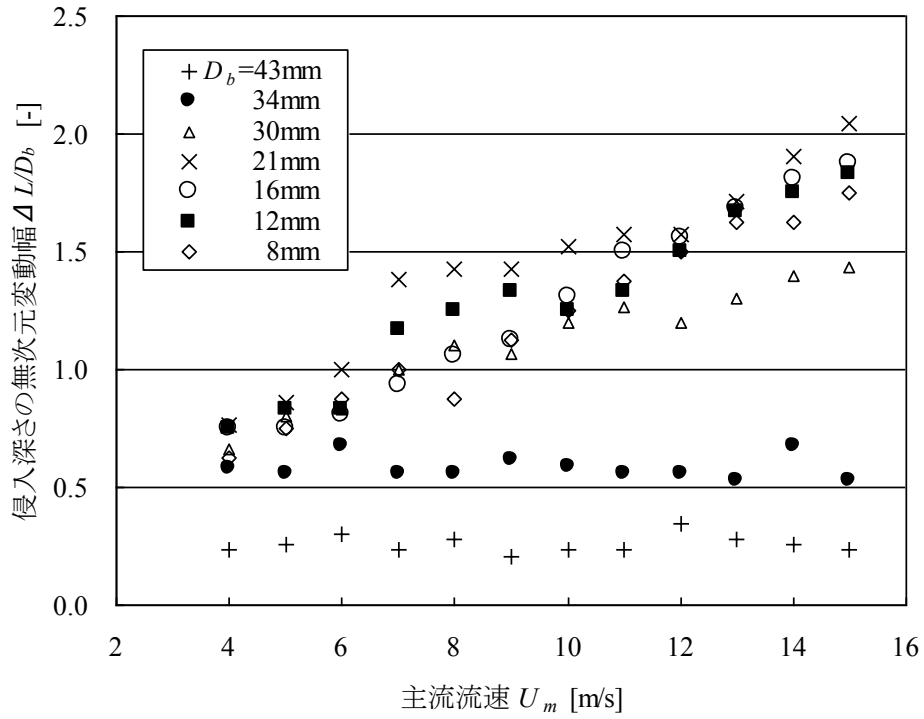


図 3.3.6 主流流速が侵入深さの変動幅に与える影響

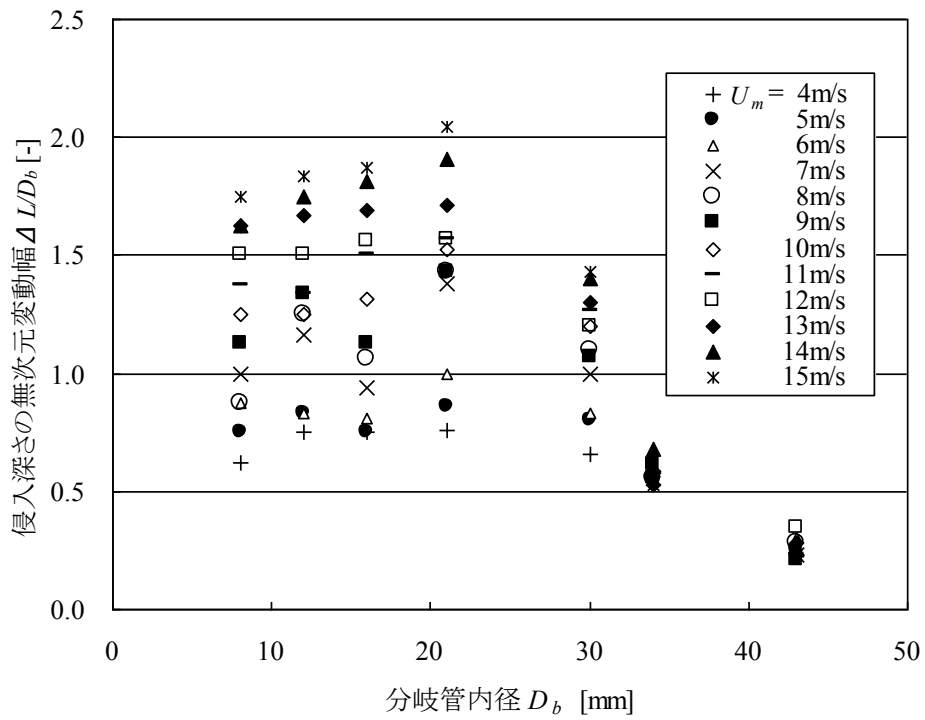


図 3.3.7 分岐管内径が侵入深さの変動幅に与える影響

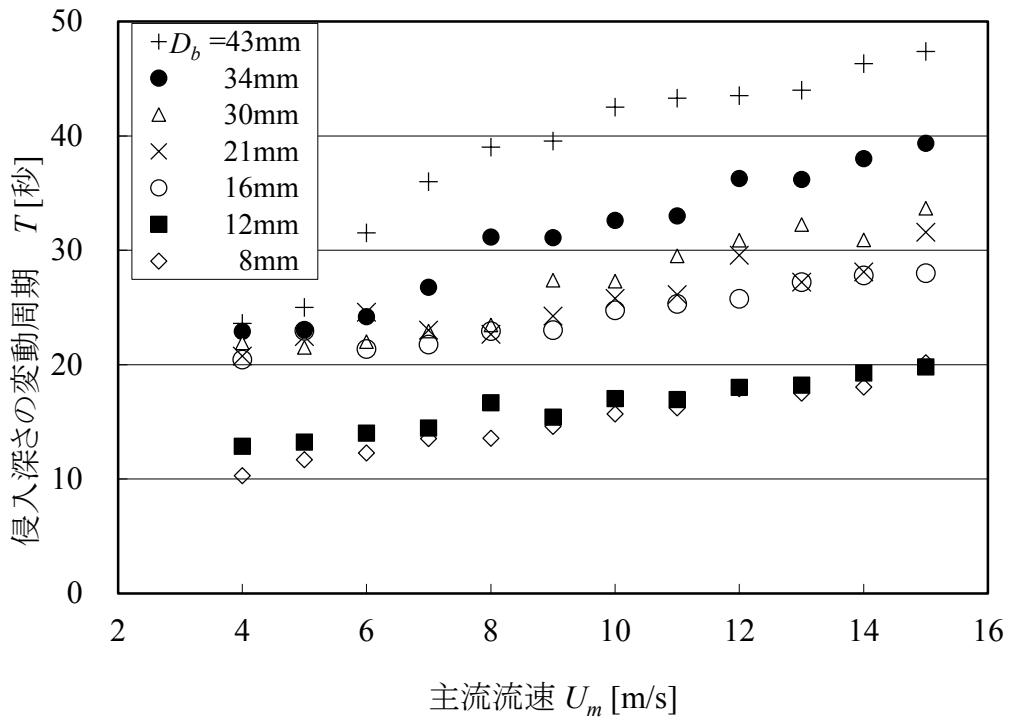


図 3.3.8 主流流速が侵入深さの変動周期に与える影響

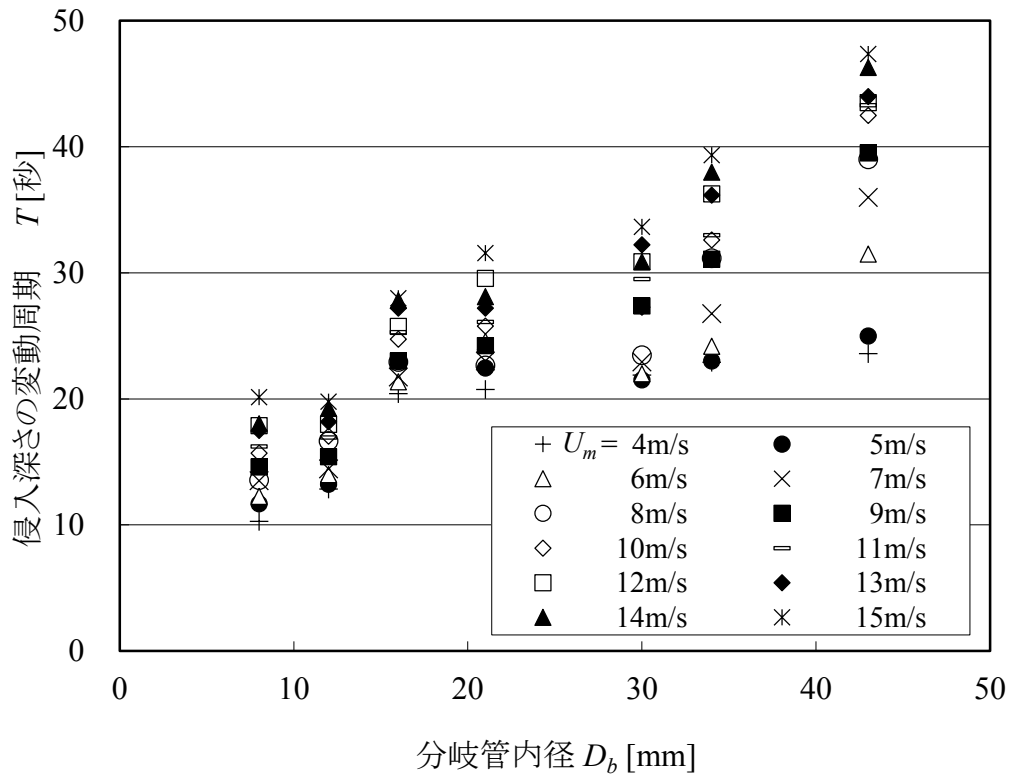


図 3.3.9 分岐管内径が侵入深さの変動周期に与える影響

### 3.3.3 分岐管断面の可視化

図 3.3.10 に  $U_m = 5 \text{ m/s}$ ,  $D_b = 21 \text{ mm}$ 、図 3.3.11 に  $U_m = 5 \text{ m/s}$ ,  $D_b = 43 \text{ mm}$  の場合の分岐管断面の可視化結果を示す。図 3.3.6、図 3.3.7 に示したように侵入深さの変動幅  $\Delta L/D_b$  は 30mm 程度を境に大きく変化しており、両者を比較する。撮影はスチルカメラで行い、露光時間は 1/50~1/13 秒で撮影位置により調整した。また、トレーサ粒子による流線をわかりやすくするため、撮影画像は白黒に二値化して示した。撮影位置は、主流流路底部からの距離  $L$  を分岐管内径  $D_b$  で無次元化した  $L/D_b$  で示した。図 3.3.10(a),(b)に示すとおり  $L/D_b = 2.0$  では鉛直方向に回転するキャビティフローの一部と考えられる断面に平行な流れ ( Pattern1 ) と複数の小さな渦が形成される流れ ( Pattern2 ) の 2 つの流動様式が観察できた。一方、 $L/D_b = 5.0$  では、複数の小さな渦が形成される流れ ( Pattern2 ) と管断面全体を支配する旋回流 ( Pattern3 ) の 2 つの流動様式が観察できた。いずれのパターンも、流れの向きや旋回方向に規則性はなかった。この流動様式は図 3.3.11 に示すとおり  $D_b = 43 \text{ mm}$  の場合でも同様であった。

次に図 3.3.12 に  $U_m = 5 \text{ m/s}$ ,  $D_b = 43 \text{ mm}$  の場合の分岐管軸方向の各位置における観察結果と流動様式のイラストの結果を示す。 $L/D_b = 2.0$  から  $L/D_b = 5.0$  までの各分岐管断面の流れは Pattern1~3 のうち 2 種類もしくは 3 種類が存在する状態が観察された。 $L/D_b = 3.0$  までは、断面に平行な流れと複数の小さな渦が形成される流れが主に観察され、 $L/D_b = 4.0, 5.0$  では、複数の小さな渦が形成される流れと管断面全体を支配する旋回流が主に観察され、この傾向は  $D_b = 21, 34 \text{ mm}$  でも同じで、変動幅  $\Delta L/D_b$  の傾向が大きく異なる 2 種類の管径においても断面の流動様式は定性的には同様であることがわかった。



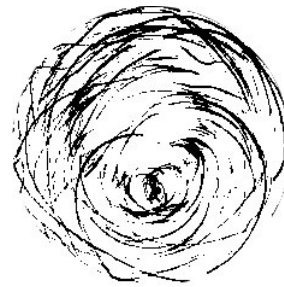
(a) Pattern 1( $L/D_b=2.0$ )



(b) Pattern 2( $L/D_b=2.0$ )

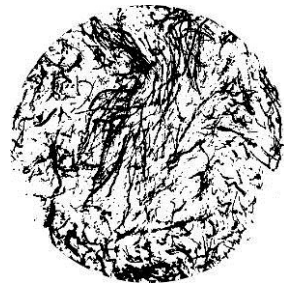


(c) Pattern 2( $L/D_b=5.0$ )

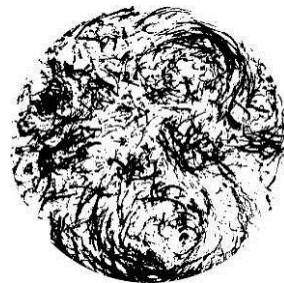


(d) Pattern 3( $L/D_b=5.0$ )

図 3.3.10 分岐管断面上の流線画像 ( $U_m=5\text{m/s}$ ,  $D_b=21\text{mm}$ )



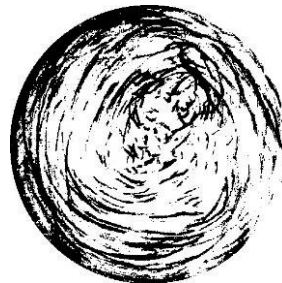
(a) Pattern 1( $L/D_b=2.0$ )



(b) Pattern 2( $L/D_b=2.0$ )



(c) Pattern 2( $L/D_b=5.0$ )



(d) Pattern 3( $L/D_b=5.0$ )

図 3.3.11 分岐管断面上の流線画像 ( $U_m=5\text{m/s}$ ,  $D_b=43\text{mm}$ )

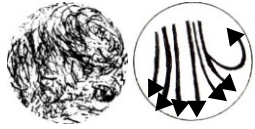
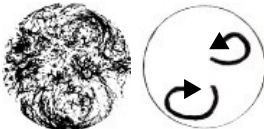







	Pattern 1	Pattern 2	Pattern 3
	断面に平行な流れ	複数の小さな渦から形成される流れ	管断面全体を支配する旋回流
$L/D_b=2.0$			
$L/D_b=3.0$			
$L/D_b=4.0$			
$L/D_b=5.0$			

図 3.3.12 分岐管断面上の流線画像と模式図

( $L/D_b=2.0\sim 5.0$ ,  $U_m=5\text{m/s}$ ,  $D_b=43\text{mm}$ )

### 3.3.4 侵入深さの変動と分岐管断面観察結果の関連性

3.3.3 節で示したとおり  $L/D_b = 4.0$  では管断面全体を支配する旋回流の流動パターンが周期的に発生することが確認された。よって、その発生周期と図 3.3.9 で示した侵入深さの変動周期を比較した。管断面全体を支配する旋回流の発生周期は、 $L/D_b = 4.0$  で撮影した 600 秒間のビデオ動画から周期的に発生する間隔を測定し平均した。図 3.3.13 に主流流速  $U_m = 5 \text{ m/s}$  ,  $L/D_b = 4.0$  における管断面全体を支配する旋回流 (Pattern 3) の発生周期と侵入深さの変動周期の比較結果を示す。管断面全体を支配する旋回流 (Pattern 3) の発生周期と侵入深さの変動周期はほぼ一致することがわかる。

図 3.3.7 に示したとおり侵入深さの無次元変動幅  $\Delta L/D_b$  が分岐管内径  $D_b=21\text{mm}$  以上では減少することが確認されている。侵入深さの変動と管断面全体を支配する旋回流の発生に関連性があることがわかったことから、旋回流の継続時間と侵入深さの変動幅の傾向を比較した。

図 3.3.14 に主流流速  $U_m = 5 \text{ m/s}$  ,  $L/D_b = 4.0$  における管断面全体を支配する旋回流 (Pattern 3) の継続時間と侵入深さの変動幅の比較結果を示す。継続時間の測定は、発生周期測定と同じビデオ動画から行った。図 3.3.14 より侵入深さの無次元変動幅  $\Delta L/D_b$  と周期的に発生する旋回流 (Pattern 3) の継続時間の傾向が似ていることがわかる。以上の結果から、 $L/D_b = 4.0$  における管断面全体を支配する旋回流と侵入深さの変動はその発生時間とその強さについて関連性があるといえる。

このような管断面を支配する旋回流が管全体の変動挙動を決定していると推定されるが、測視以外に管全体の流れを可視化することが困難であったため、次節で数値計算結果と比較して、検討することにした。

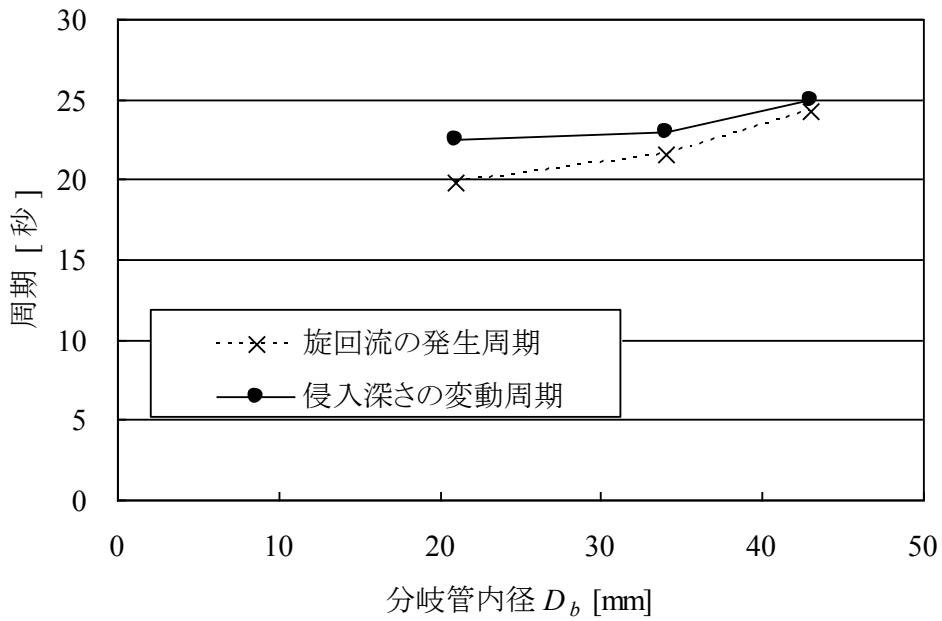


図 3.3.13 旋回流の発生周期と侵入深さの変動周期の比較  
( $L/D_b=4.0, U_m=5\text{m/s}$ )

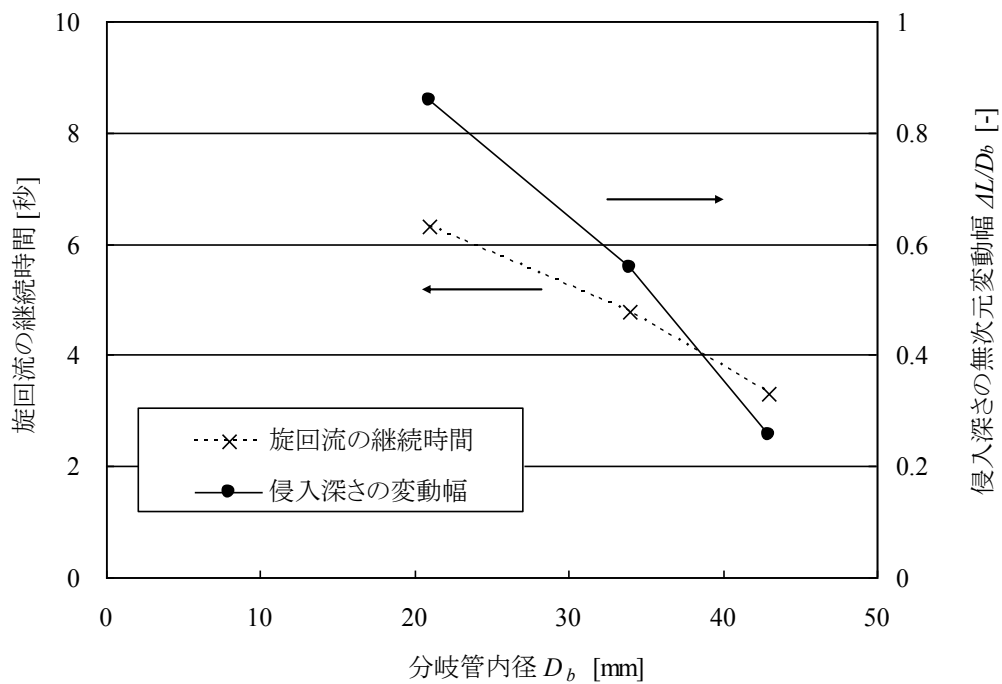


図 3.3.14 旋回流の発生周期と侵入深さの変動幅の比較  
( $L/D_b=4.0, U_m=5\text{m/s}$ )

## 3.4 数値計算による侵入深さ変動メカニズムの検討

### 3.4.1 数値計算方法および計算条件

実験では、 $L/D_b = 4.0$  における管断面全体を支配する旋回流と侵入深さの変動に強い関連性があることが確認された。しかしながら、分岐管断面で観察された旋回流が分岐管軸方向にどのように伝わり、侵入深さの変動に影響しているかは可視化実験による観察では限界があることから、その情報を捕捉するため数値計算を行い、その関連性について調べた。

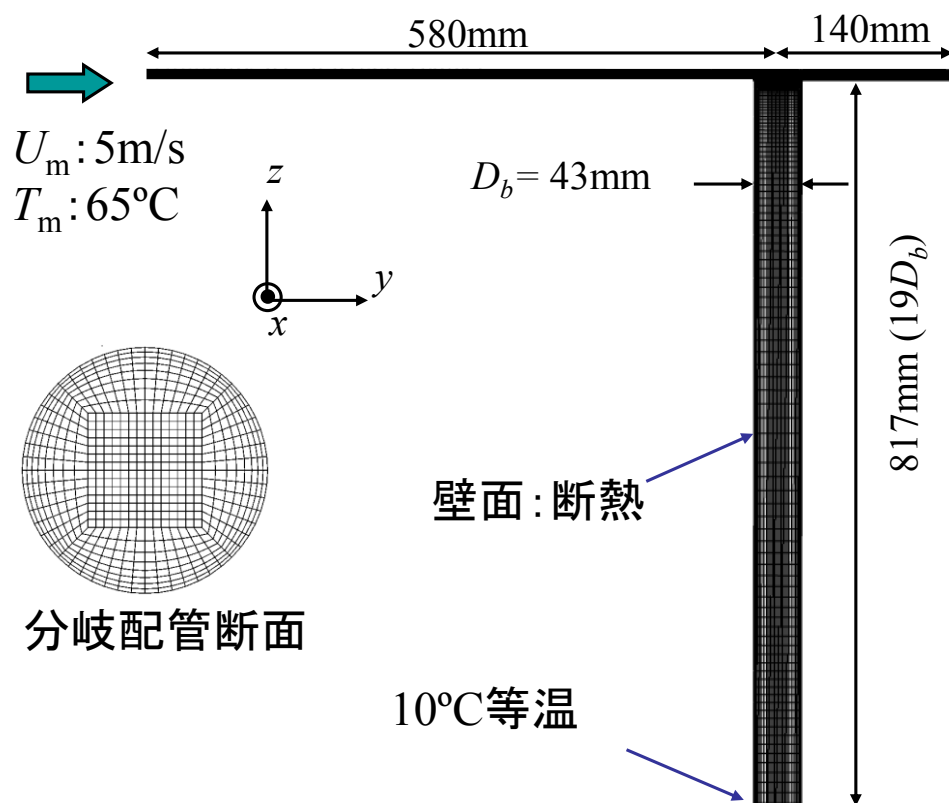
中村らは、これまで鉛直下向き閉塞分岐配管を対象に侵入深さ評価のため数値計算により実験結果との比較を行ってきた(中村他, 2012)。その結果、侵入深さについて比較的精度よく予測できていることから、ここでは同様の数値計算手法を用い、計算を行った。計算には ANSYS 社の汎用熱流動数値解析コード CFX-12.1、乱流モデルは DES (Detached Eddy Simulation) を用いた。数値シミュレーションモデルの詳細は付録 B に記述する。

図 3.4.1 に計算に用いた解析格子を示す。実験では 600mm の助走区間を設けたが、数値計算では矩形ダクト接続部のテーパ部を除く 580mm を上流に設けた。また、分岐部から下流は 140mm とし、分岐管内径  $D_b$  は 43mm とした。解析格子は 6 面体とし、分岐管断面の周方向は 56 分割、壁面近傍の半径方向最小格子幅は 0.8mm とした。主配管は  $x, y, z$  方向に各々 14 分割、34 分割、10 分割とした。総メッシュ数は約 8 万 4 千である。計算の時間刻み幅は  $\Delta t = 0.01s$  とした。分岐管近傍の流れ方向最小メッシュ幅 0.8mm および主流流速 5m/s とした場合、クーラン数は 62.5 となり、計算の不安定性が懸念されたが、計算は安定していることを確認した。

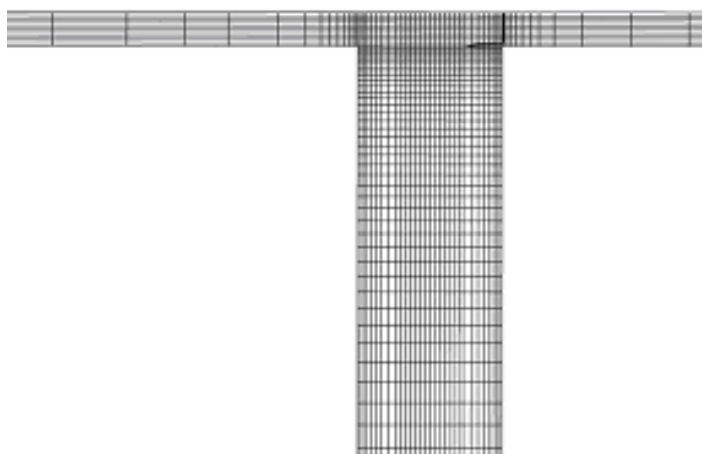
境界条件は、主管入口温度  $65^\circ\text{C}$ 、主管入口速度は  $U_m=5\text{m/s}$  の一様流速、主管出口は自由流境界、分岐管下端部は管が十分長いことを考慮し  $10^\circ\text{C}$  の等温条件とした。また、管壁部は断熱かつ Non-slip 条件とした。初期条件は、主・分岐配管内で一様に温度  $10^\circ\text{C}$ 、流速  $0\text{m/s}$  とした。可視化実験では、主流温度を分岐配管内の温度と等温になる等温条件としたが、数値計算では、分岐管内の旋回流が熱成層界面に与える影響も調べるため非等温条件とした。Iguchi らは主流温度を約  $65^\circ\text{C}$  にした非等温条件の可視化実験により侵入深さの変動周期、変動幅を測定し、等温条件における測定結果とほぼ変わらないことを示し



ており、主流温度が侵入深さの変動特性に与える影響は少ないと考えた (Iguchi, et al., 2011)。



(a) 全体と境界条件



(b) 分岐部拡大

図 3.4.1 解析格子

### 3.4.2 計算結果

数値計算では 3000 秒間の非定常計算を実施した。3000 秒後の計算の結果例を図 3.4.2 に示すが、界面位置は旋回流の発達とともに分岐配管内に侵入し、ほぼ安定している。ここで瞬時の温度分布は分岐管軸を含む  $yz$  平面上の値を示してある。実験結果との比較は  $t = 2900 \sim 3000$  秒間の計算結果により行った。

図 3.4.3 に  $U_m = 5 \text{ m/s}$ ,  $D_b = 43 \text{ mm}$  の場合の分岐管軸方向の各位置における管断面の瞬時の速度ベクトル場の計算結果を示す。カラーバーは速度ベクトルの大きさを示す。実験と同じく鉛直方向に回転するキャビティーフローの一部と考えられる断面に平行な流れ ( Pattern1 )、複数の小さな渦が形成される流れ ( Pattern2 ) および管全体を支配する旋回流 ( Pattern 3 ) の 3 つの流動様式が観察できた。

次に、 $L/D_b=4.0$  で観察された管全体を支配する旋回流 ( Pattern 3 ) の発生周期を計算結果から測定した。発生周期は、 $t = 2900 \sim 3000$  の計算結果の動画から周期的に発生する間隔を測定し平均した。その結果、管全体を支配する旋回流 ( Pattern 3 ) の発生周期は 22 秒であり、図 3.3.13 に示した実験結果とほぼ同じであり、計算結果と実験結果が一致していることを確認した。

図 3.4.4 に  $L/D_b=4.0$  において管断面全体を支配する旋回流 ( Pattern 3 ) が発生したのちの 3 秒間の  $Q$  値の等値面 ( 図中のグレー部,  $Q = 100$  ) の管全体の時間変化を示す。 $Q$  値は速度勾配テンソルの第二不変量であり以下の式で定義される数値計算において渦構造を調べるのによく用いられる値である ( Hunt, et al., 1988 )。

$$Q = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 (W_{ij}^2 - S_{ij}^2) \quad (3.4.1)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

ここで  $W$  は渦度テンソル、 $S$  は速度歪テンソル、 $u$  は流速である。

図中には  $L/D_b=4.0$  位置の分岐管断面上の速度ベクトル図および  $60^\circ\text{C}$  の等値面 ( 熱成層近傍の円錐形状の赤色の面 ) を示した。2958 秒に  $L/D_b=4.0$  にて管全体を支配する旋回流が発生した後、時間とともにグレーの  $Q$  値等値面は  $L/D_b=6.5$  から 7.6, 8.5 へと鉛直に下降しているのがわかる。これは、 $Q$  値等値面で

表された分岐管内に発達した旋回渦が分岐管下方へ侵入していることを示している。また、熱成層界面における  $60^{\circ}\text{C}$  の等値面の形状が時間とともに円錐状に変化し、円錐の高さが増加している。これは、発達する旋回渦が時間とともに下降し、管中心近傍で冷水が吸い上げられていることを示している。

実験でも可視化された管断面を支配する旋回流が下方へ侵入し、管全体を支配する旋回流となっていることが数値計算により明らかとなった。

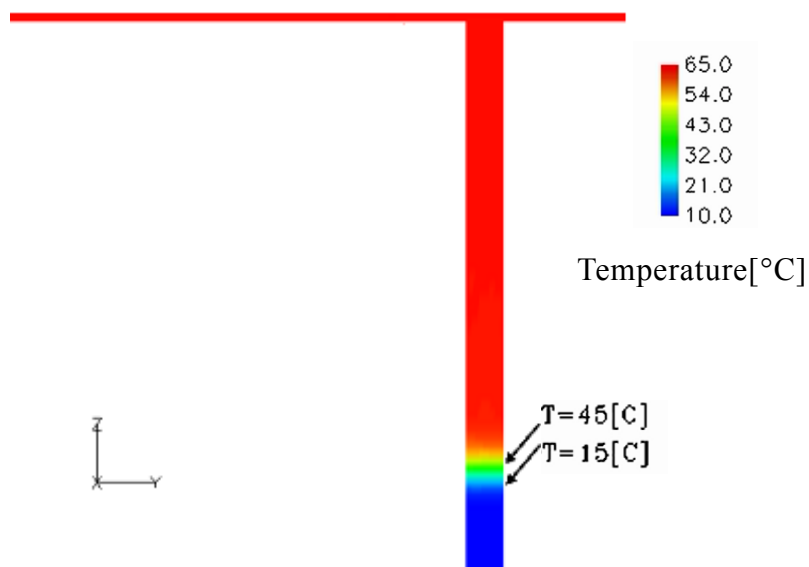


図 3.4.2  $yz$  平面における瞬時の温度分布 ( $t = 3000$  秒)

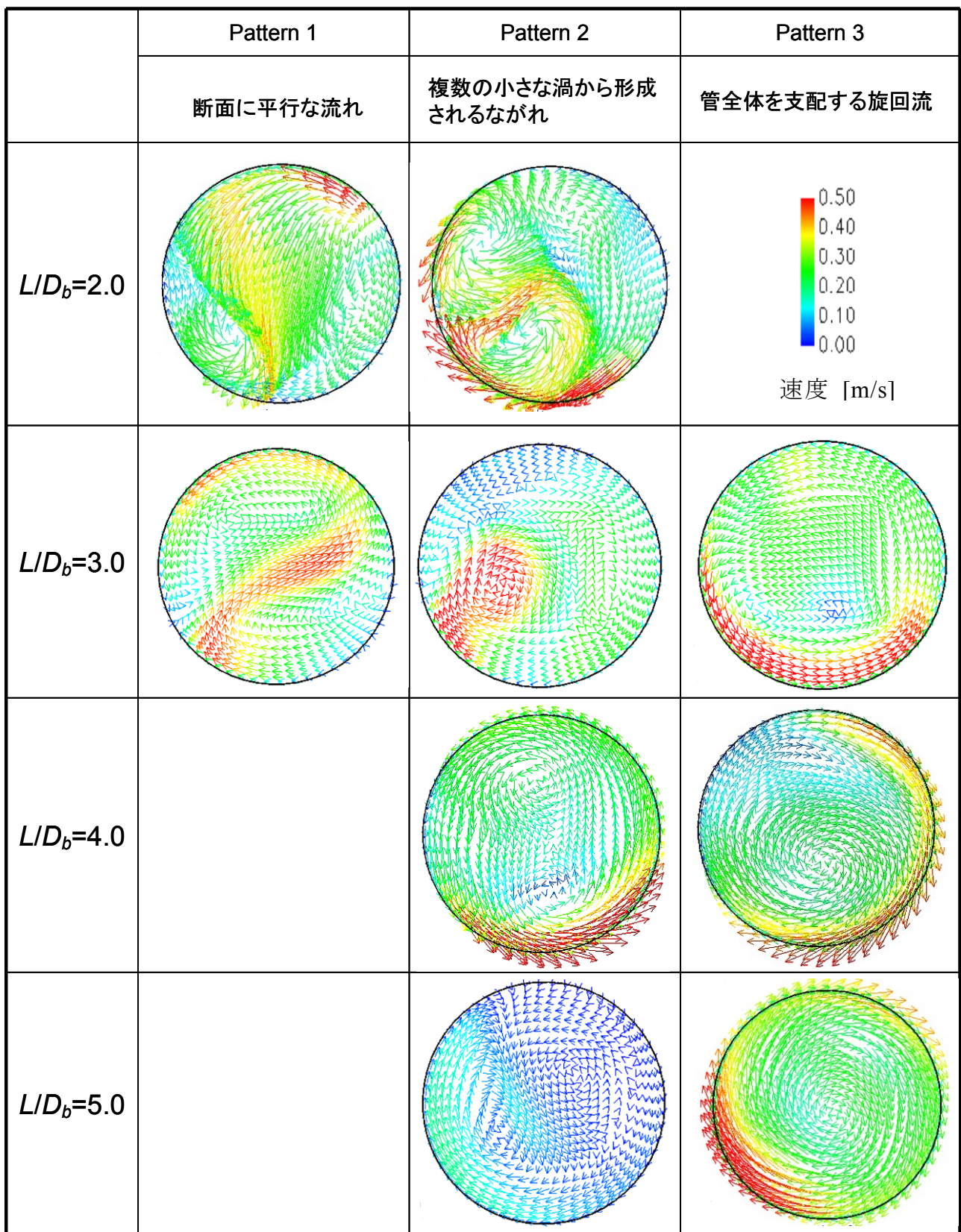


図 3.4.3 分岐管断面上の瞬時の速度ベクトル場 ( $U_m=5\text{m/s}$ ,  $D_b=43\text{mm}$ )

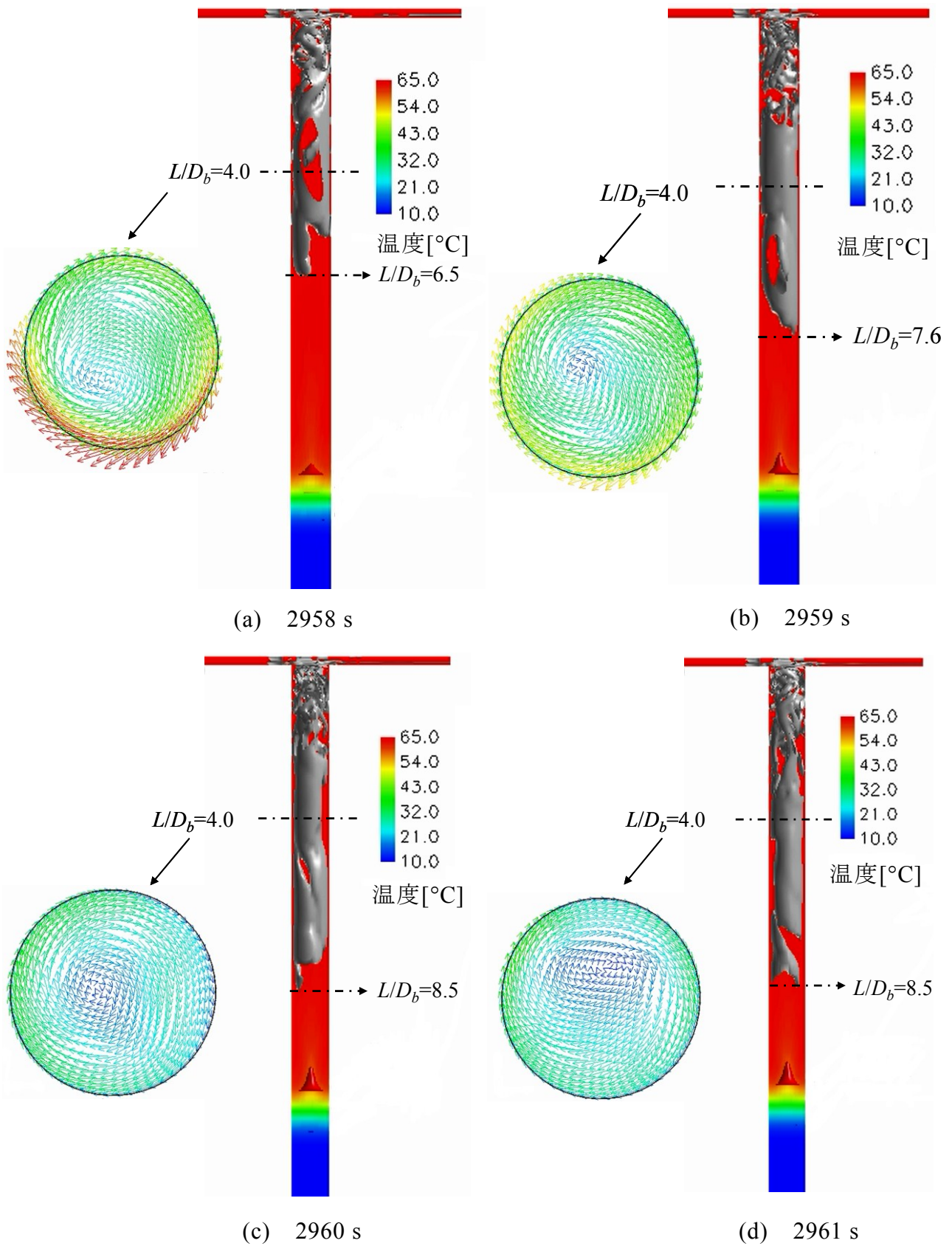


図 3.4.4 分岐管断面上の速度ベクトル場の計算結果 ( $U_m=5\text{m/s}$ ,  $D_b=43\text{mm}$ )



### 3.5 実験結果と数値計算結果に基づく考察

分岐配管内の渦構造を調べるため、管断面の可視化実験を行った。その結果、図 3.3.13 に示したとおりこれまでの分岐管の側面からの可視化実験では明らかにできなかった鉛直方向に回転するキャビティーフローの一部と考えられる断面に平行な流れ( Pattern1 )、複数の小さな渦が形成される流れ( Pattern2 ) および管断面全体を支配する旋回流( Pattern 3)の3つの流動様式があることがわかった。また、そのうち Pattern3 の流れが発生する周期と主流の侵入深さの変動周期はほぼ一致すること、Pattern3 の流れが発生する継続時間が増加するにともない侵入深さの変動幅も増加する傾向を示すことから、 $L/D_b = 4.0$ における管断面全体を支配する旋回流と侵入深さの変動はその発生時刻とその強さについて関連性があることがわかった。

実験では  $L/D_b=4.0$  において発生する旋回流が侵入深さの変動を引き起こす過程を明らかにできなかったことから数値計算によりその検討を試みた。図 3.3.12 と図 3.4.3 を比較してもわかるように、分岐管内の渦構造は数値計算と実験で同様であり、管断面全体を支配する旋回流の発生周期もほぼ一致した。よって、分岐管内の流動挙動の特徴が再現できていることから、計算結果による  $Q$  値の等値面の時間変化を調べることで、渦構造の鉛直方向への挙動を観察した。その結果、図 3.4.4 に示したとおり  $L/D_b=4.0$  付近において発生した管全体を支配する旋回流が、時間とともに鉛直に下降することで侵入が深くなり、熱成層界面を変動させることがわかった。

以上の結果から、3.3.2 節で示した鉛直分岐配管の内径が 43mm 以下の場合に大きかった主流の侵入深さの変動は、キャビティーフロー領域の直下に周期的に形成される管全体を支配する旋回流によるものであることが明らかとなった。

本研究では、鉛直分岐配管を対象に実験を行ったが、水平部を有する曲がり部が存在する場合においても、同様の旋回流の変動現象が、熱成層界面の変動を発生させる原因となっていることが明らかとなった。

### 3.6 結言

分岐管内径が 8mm から 43mm の 7 種類の鉛直下向き閉塞分岐配管の実験と 43mm の数値計算を行った。実験は、分岐配管滞留水と主流の温度が等しい均一温度場にて、主流の侵入深さの計測および分岐管内渦構造の可視化を行い、数値計算では、分岐管内に発生する旋回流の動きについて調べた。その結果、以下の結言を得た。

- (1)主流の侵入深さを、分岐配管内径および主流流速を用いたレイノルズ数  $Re_b$  で整理した。整理式から主流の最大侵入深さの推測が可能である。
- (2)侵入深さの変動周期は、主流流速および分岐配管内径を増加させると増加する。
- (3)侵入深さの変動幅は、分岐配管内径 30mm 以下で大きく、その変動幅は主流流速とともに増加し、30mm 以上では小さく主流流速の影響は小さい。
- (4)分岐管断面の流動パターンは、キャビティーフローの一部と考えられる断面に平行な流れ、複数の小さな渦が形成される流れ、および管全体を支配する旋回流の 3 つが存在することを可視化実験および数値計算から示した。
- (5)可視化実験および数値計算結果より、 $L/D_b = 4$  付近で形成される管断面全体を支配する旋回流の発生周期と主流の侵入深さの変動周期はほぼ一致することがわかった。
- (6)数値計算結果から、 $L/D_b = 4$  付近で形成される管全体を支配する旋回流が、周期的に分岐管内を鉛直に下降することで、侵入が深くなり熱成層界面が変動することを明らかにした。

## 第 4 章 加圧器スプレイ配管内の蒸気－水界面下に生じる流動現象と温度変動メカニズム

### 4.1 緒言

1.2.3 節に示したとおり PWR プラントの加圧器直上部には、加圧器内の圧力・温度調節のためスプレイ水を注水できるよう配管が接続されている。定格出力運転中には、1次冷却材系統の圧力・温度は一定に保たれるため、通常は、圧力・温度調節のための注水は不要であるが、加圧器スプレイ系統の加圧器直上部の管内が空になって気相部からの約 345 °C の蒸気により加熱されている状態で、本系統が作動した際には配管に過剰な熱衝撃を生じることが懸念される。そのため、主弁に比べて小径のバイパス弁を通して約 290°C の水を約 7.7 l/min (0.46m<sup>3</sup>/h) で連続通水しておくことにより、主弁が開放されたときの温度変化を小さくしている。

定格出力運転中に連続通水される際のスプレイ配管内部の状態を図 4.1.1(a) に示す。スプレイ流量が少ないため配管内部は満水にならず水平部の管底を這うように水が流れ、加圧器気相部からは、約 345°C の飽和蒸気その流れの上部を対向して流れていると考えられる。長時間このような状態が持続することから、加圧器スプレイ系統のうち加圧器直上部においては以下の 2 点が懸念される。

(1) 配管の上部は蒸気が流れ込み高温に保たれており、プラントの起動・停止時に配管内が満水となった際に、急冷されて熱衝撃を受ける。この変化を図 4.1.1 の(a)→(b)→(c)に示す。

(2) 定格出力運転中は、図 4.1.1(a)に示すとおり水平部で蒸気が凝縮し、新たな蒸気が流入するという変化が繰り返されることにより、水面が周期的に変動する可能性がある。

このうち、(1)の熱衝撃については、加圧器サージ配管の熱成層現象と併せて、熱疲労き裂の発生が懸念されており、従来から様々な研究が行なわれている ( Talja and Hansjosten,1990 ; Wolf, et al.,1992 ; Smith, et al., 1990 ; Baron, et al., 1989 ; Jong, et al., 2001,2003 ; Yu, et al., 1995 )。これらの研究は、プラントの起動・停止時など比較的溫度変動が大きく、生じる熱応力変動は大きいものの、発



生回数は少ない過渡を対象として実施されており、低サイクル疲労き裂の発生を防止する観点から行なわれたものである。

一方、3.1 節で示したとおり美浜発電所 2 号機における閉塞分岐配管曲がり部では、プラント起動・停止時ではなく、定格出力運転中に常時発生する流体温度ゆらぎがもたらす熱応力変動により、高サイクル疲労き裂が発生し漏洩に至った(関西電力,1999)。加圧器スプレイ配管においても前述した(2)の水面の変動現象より常時流体温度ゆらぎが発生すれば、高サイクル熱疲労に至る可能性が懸念される。

大抵らは、加圧器スプレイ配管を対象に実機と同じ形状・材質のステンレス鋼製の試験体を用いて蒸気-水条件下で壁温の変動を測定した(Oumaya, et al., 2009a)。その結果、バイパススプレイ流量(7.7 l/min)にて、最大約 7K の壁温変動が発生すること、および非凝縮性ガスの存在により壁温変動が抑制されることが明らかにしている。しかしながら、空気-水においてアクリル製試験体を用いた可視化実験も行っているが(Oumaya, et al., 2009b)、当該流量において気液界面の変動は観察されておらず壁温変動発生メカニズムは明らかとなっていない。

よって、本研究では、加圧器スプレイ配管における壁温変動の発生メカニズムを明らかにするため実機形状を模擬したステンレス鋼配管に加え、ポリカーボネート製の円管可視化試験体を用いることで蒸気-水系において可視化および温度測定を行った。加えて、円管流路の可視化実験では、屈折の影響で鮮明な画像の取得や流速測定が容易でないことから、矩形流路の可視化試験体による実験も行った。

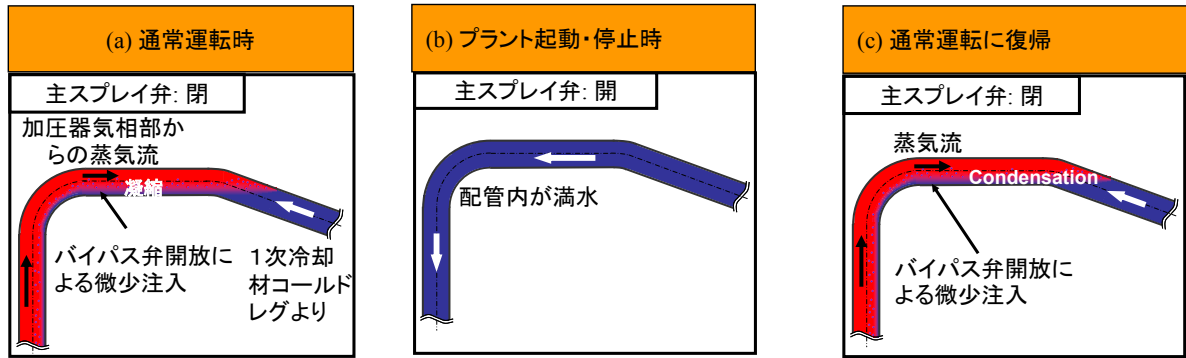


図 4.1.1 加圧器スプレイ配管内の流動状態模式図

## 4.2 実験装置及び方法

### 4.2.1 実験ループ

図 4.2.1 に蒸気-水系で可視化実験をするための実験ループを示す。ループ内にはあらかじめ脱気した水を外部から供給し満水状態にしてから、タンク内のヒータで蒸気を生成し、ほぼ大気圧下で蒸気温度約  $100^{\circ}\text{C}$  で、入口水温  $T_{in}$  は、流量計上流に設けた温度計にて測定し、熱交換器にて調節した。また、水の入口流量  $Q$  は上流に設けた電磁流量計にて設定した。

実機の1次冷却材中には、溶存酸素低減のため水素等の非凝縮性ガスが含まれている。よって、非凝縮性ガスが温度変動に与える影響を確認するため、ガス注入タンクを設け、非凝縮性ガスとして空気またはヘリウムをタンク内に注入した。空気を注入した場合は蒸気凝縮の抑制効果が大きいことが考えられることから、より分子量の小さいヘリウムガスでもその影響を確認した。注入するガスはあらかじめタンク内で  $100^{\circ}\text{C}$  に予熱し、ガスの注入量はタンクの圧力変化から算出した。

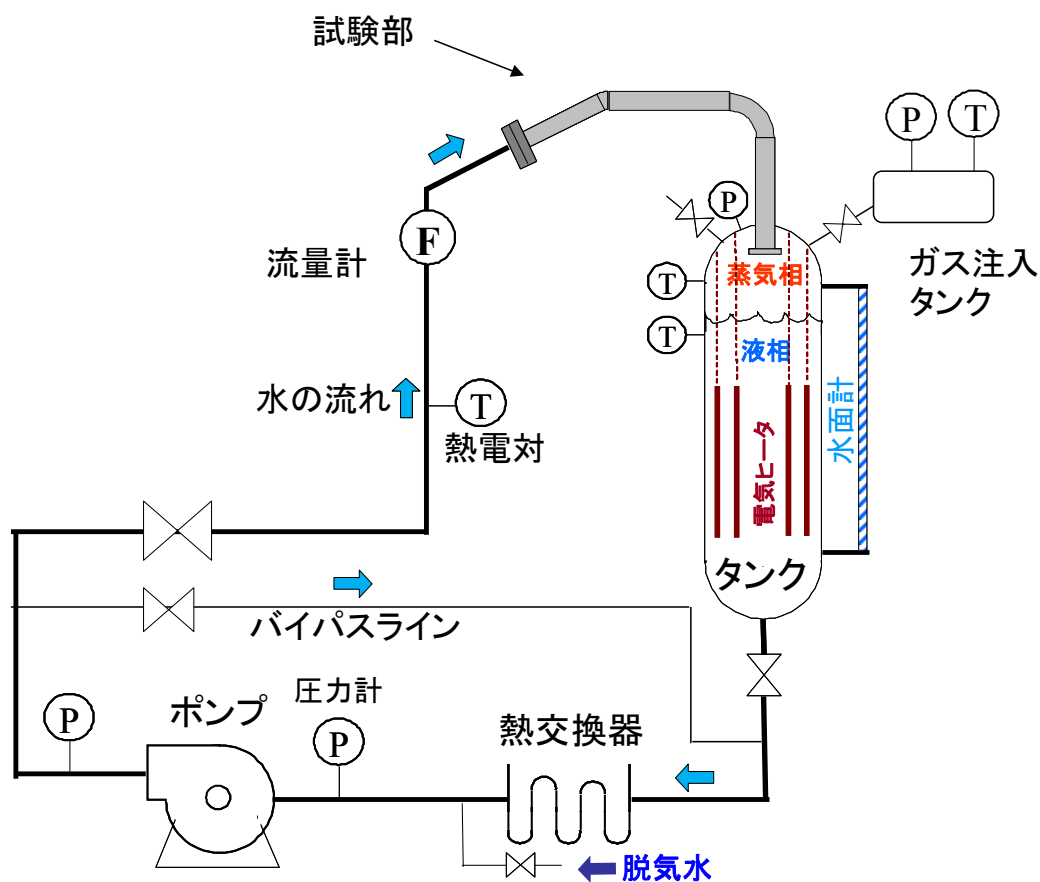


図 4.2.1 実験ループ

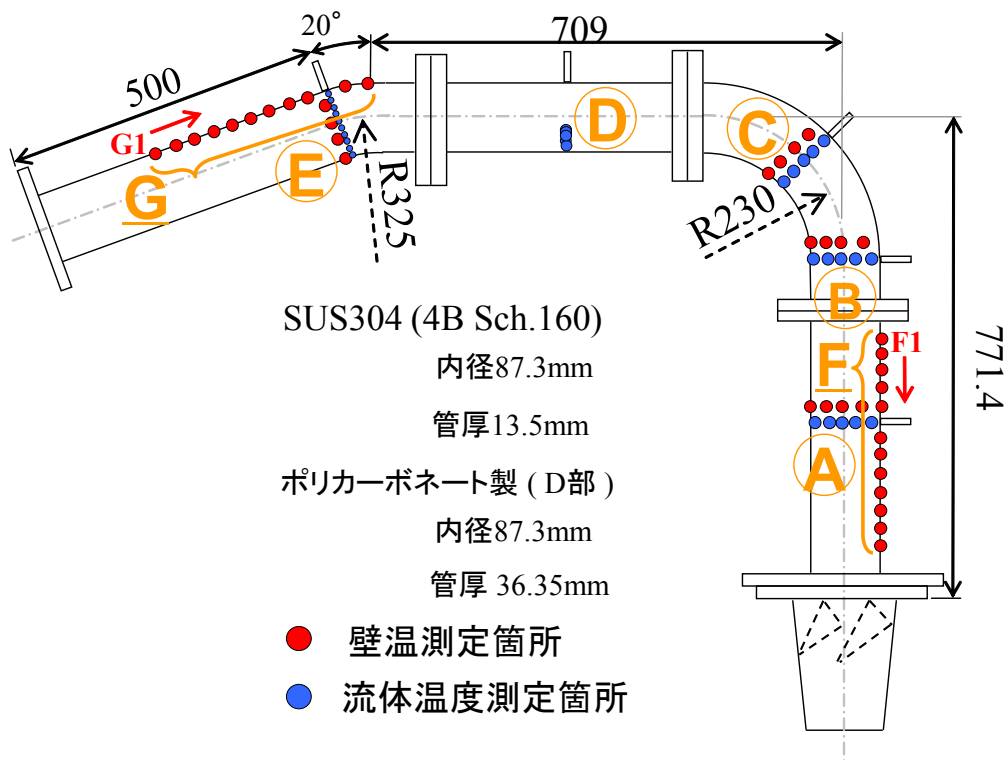
## 4.2.2 ステンレス鋼配管および円管可視化試験体による可視化および温度測定

図 4.2.2 に、試験部および温度測定箇所を示す。試験部の配管は、実機と同じ形状・寸法のステンレス鋼製で、スプレイノズルも実機と同等品を用いた。

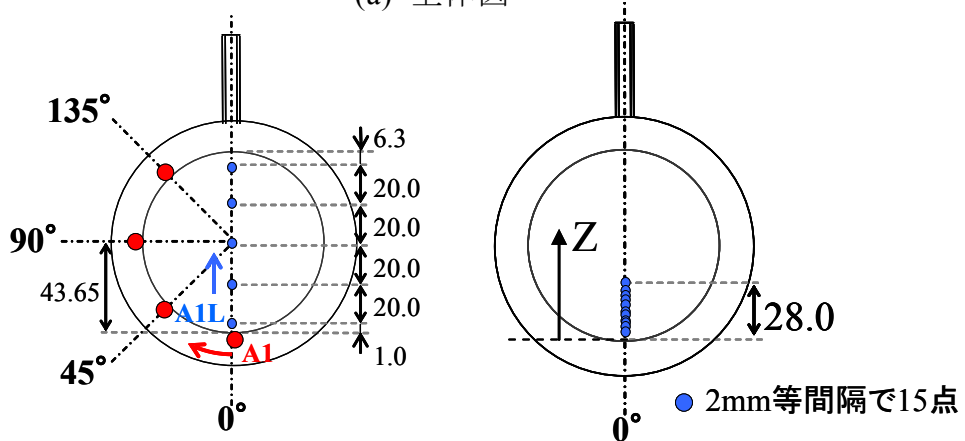
壁温測定のため、A~C,E の管断面 4 箇所(周方向 45°間隔)と、F,G の垂直部および傾斜部の背側に直径 1mm のシース熱電対を挿入し管内壁に沿わせて取り付けた。熱電対測温点の位置は管内面から 1mm の位置とした。

次に流体温度測定のため A~C,E 断面に、直径 0.5mm のシース熱電対を等間隔にずらして束ねたプローブを管背側から挿入し、これらの断面で流体温度の管半径方向分布を測定した。A~C 断面では 20mm の間隔で、E 断面では 9mm の間隔で測定した。

また、可視化実験を行うため、D 部の配管を、ステンレス鋼製からポリカーボネート製に変更した。可視化実験の際には D 部中央に気液界面付近の流体温度測定を行うため直径 0.5mm のシース熱電対を 2mm 間隔でずらして束ねて設置した。各熱電対は、非接地 K 型熱電対を用い、その誤差は 0.75K 以下である。温度測定のサンプリング周波数は 10Hz とした。

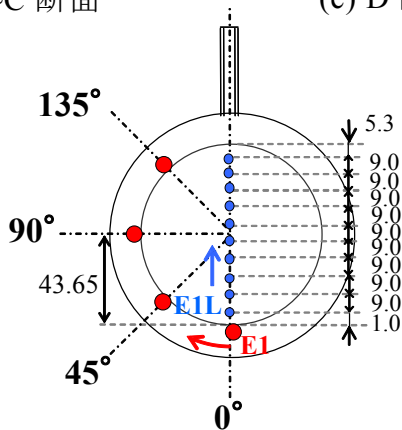


(a) 全体図



(b) A~C 断面

(c) D 断面(可視化部)



(d) E 断面

図 4.2.2 試験部および温度測定箇所(ステンレス鋼配管、円管可視化試験体)

### 4.2.3 矩形管可視化試験体による可視化及び温度・流速測定

前節で使用した円管可視化試験体を矩形流路に変更して実験を行った。図 4.2.3 に試験部を示す。矩形流路幅は、実機バイパススプレイ流量にて円管の場合と同じ気液界面幅となるように決定した。図 4.2.4 に示すとおり撮影は試験部手前にビデオカメラを反対側には試験部を介し LED ライトの光源を設けた。試験部と光源との間には高さ 50mm 程度のスリットとトレーシングペーパーを配置することで一様な光が入射するようにした。

図 4.2.3 の B 位置における気液界面付近の流体温度を測定するため、図 4.2.5 に示すとおり鉛直上方から直径 0.5mm のシーース熱電対を1本挿入した。測定位置はマイクロメータにて上下 ( $z$  方向) に移動が可能である。ここで  $z$  は流路底面からの高さである。熱電対は、接地 K 型 JIS クラス 2 を使用し、記録計のサンプリング周波数は 50Hz とした。

レーザードップラー流速計(カノマックス製 Smart LDV II , Model8741-S)を用いて、図 4.2.6 に示すとおり図 4.2.3 の B 位置上流 10mm における管軸方向( $x$  方向)流速を測定した。流速はレーザ光源を  $z$  方向に移動させることで鉛直方向の分布を測定した。LDV 用の散乱粒子には平均粒子径 4.1  $\mu\text{m}$ 、密度 1.02g/cm<sup>3</sup> のナイロン粒子を用いた。

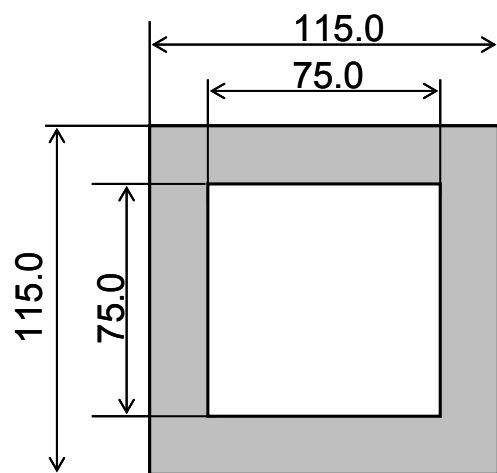
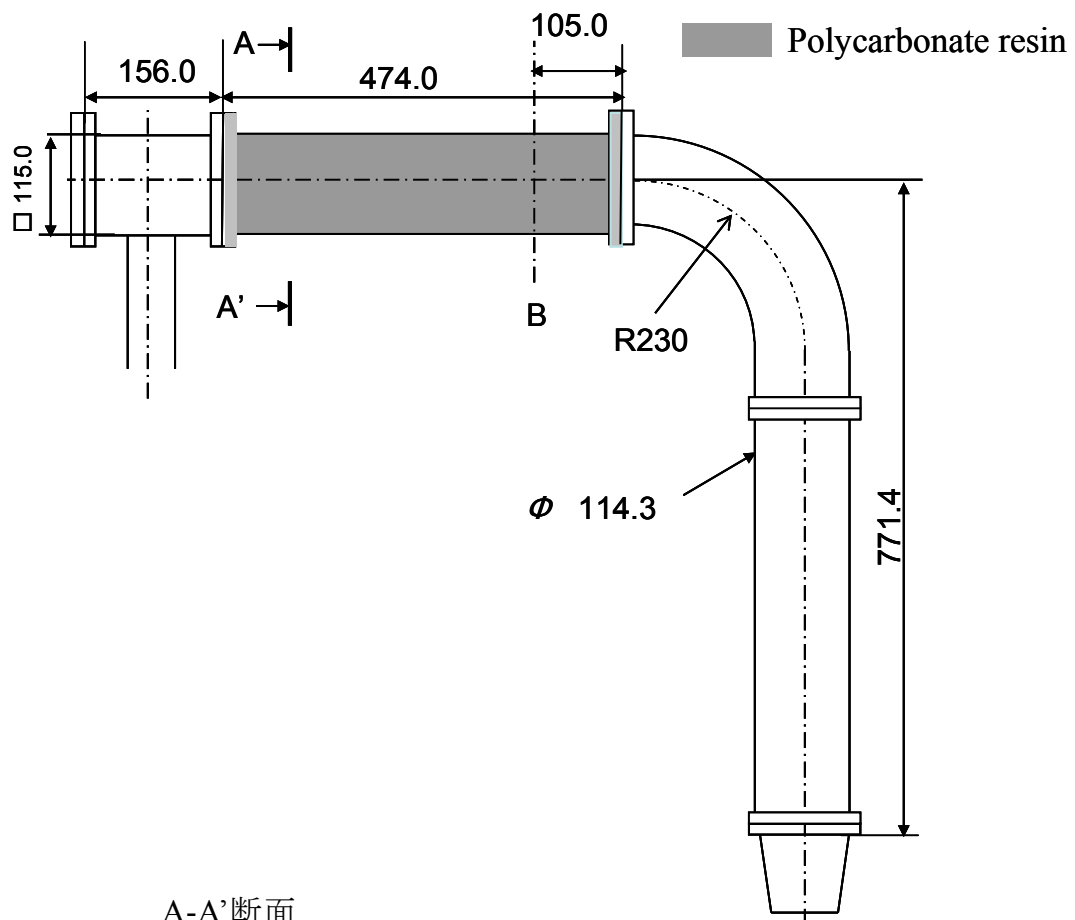


図 4.2.3 試験部 (矩形管可視化試験体)

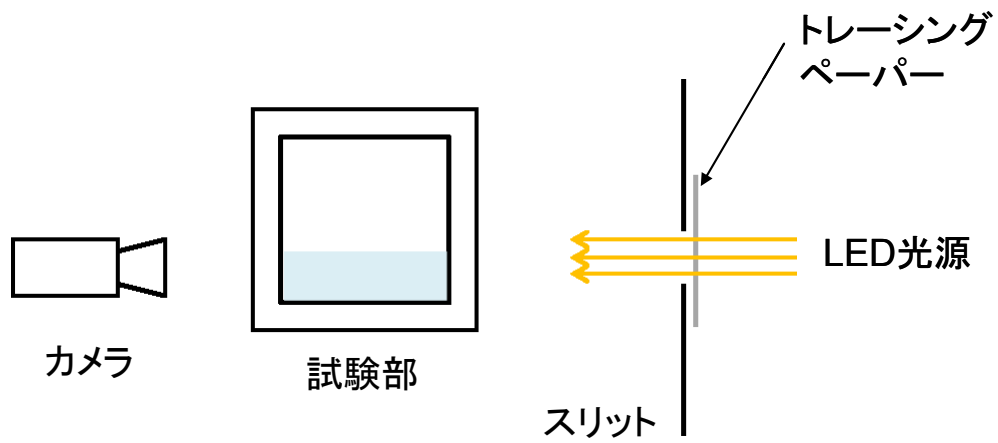


図 4.2.4 カメラによる撮影方法

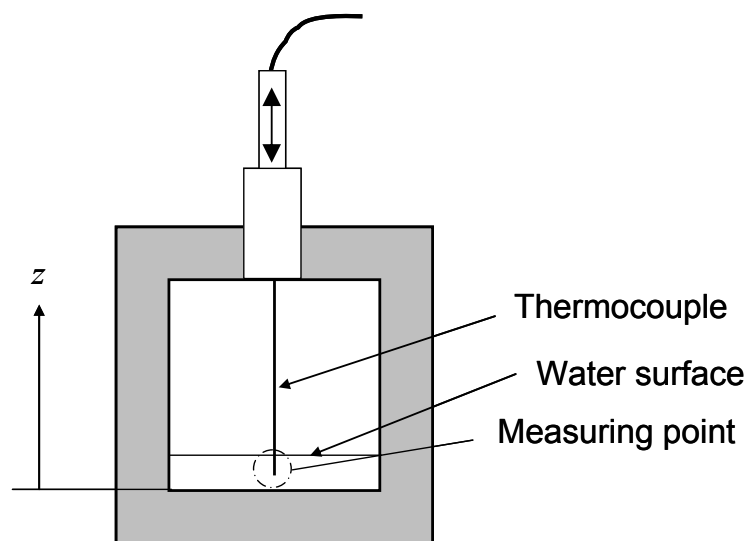
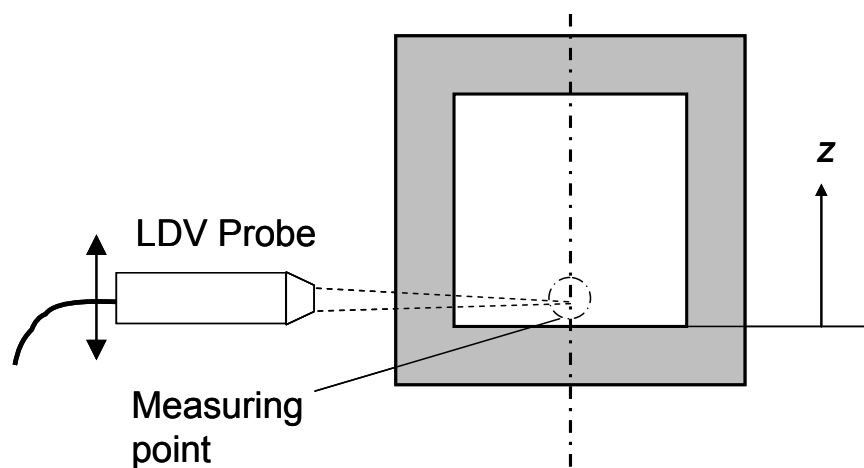


図 4.2.5 熱電対による流体温度測定方法



(断面図)



(上方から見た図)

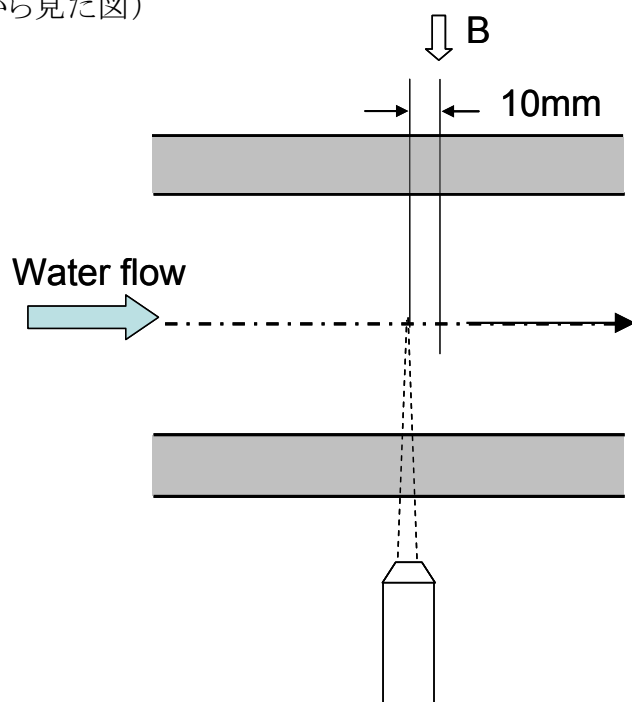


図 4.2.6 LDV による流速分布測定箇所

## 4.3 実験結果

### 4.3.1 ステンレス鋼配管による壁温及び流体温度測定結果

A~C,E~G 箇所の壁温測定の結果、E 箇所において顕著な温度変動が確認できた。図 4.3.1 に入口水温  $T_{in}=60^{\circ}\text{C}$ 、入口流量  $Q$  をバイパススプレイ流量(=7.7 l/min)に等しくした場合の E 断面における壁温の時間変化を示す。最大温度変動幅は E 断面の  $90^{\circ}$  の位置で約 7K であった。この結果は、同条件で実験を行った大厩らの結果と一致した (Oumaya, et al., 2009a)。

次に、最大壁温変動幅が確認された E 断面の  $90^{\circ}$ 位置の温度と同じ高さにおける D 断面( $z=22\text{mm}$ )の位置における液温を比較した。各々の時間変化とパワースペクトル密度 (PSD)を図 4.3.2 と図 4.3.3 に示す。PSD は約 27 分のデータから算出した。図 4.3.3 に示すとおり 0.005Hz から 0.1Hz までの長周期の範囲では壁温と液温のピーク位置が類似しているのがわかる。よって、E- $90^{\circ}$ 位置に確認できた壁温変動は、液温変動によって発生しているといえる。

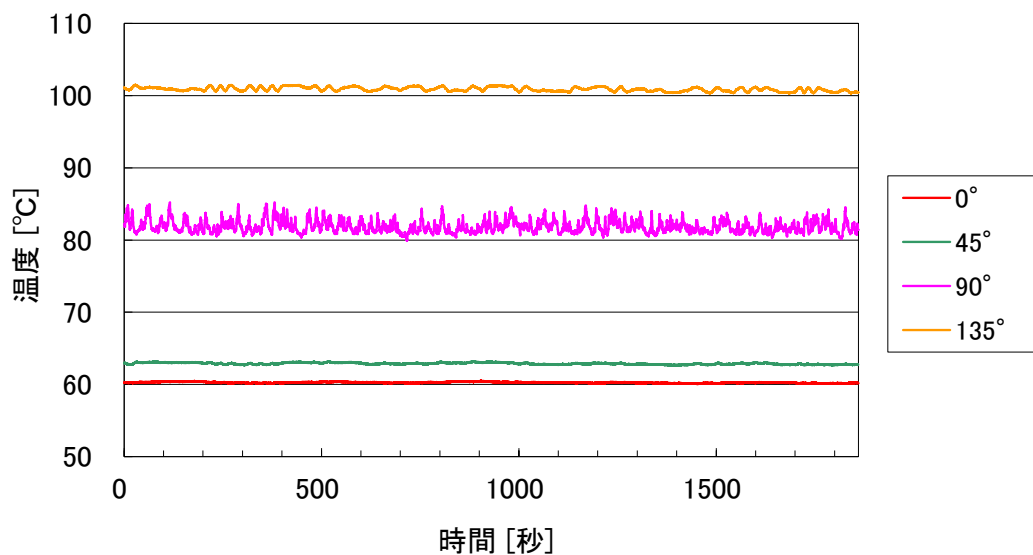


図 4.3.1 E 断面における壁温の時間変化

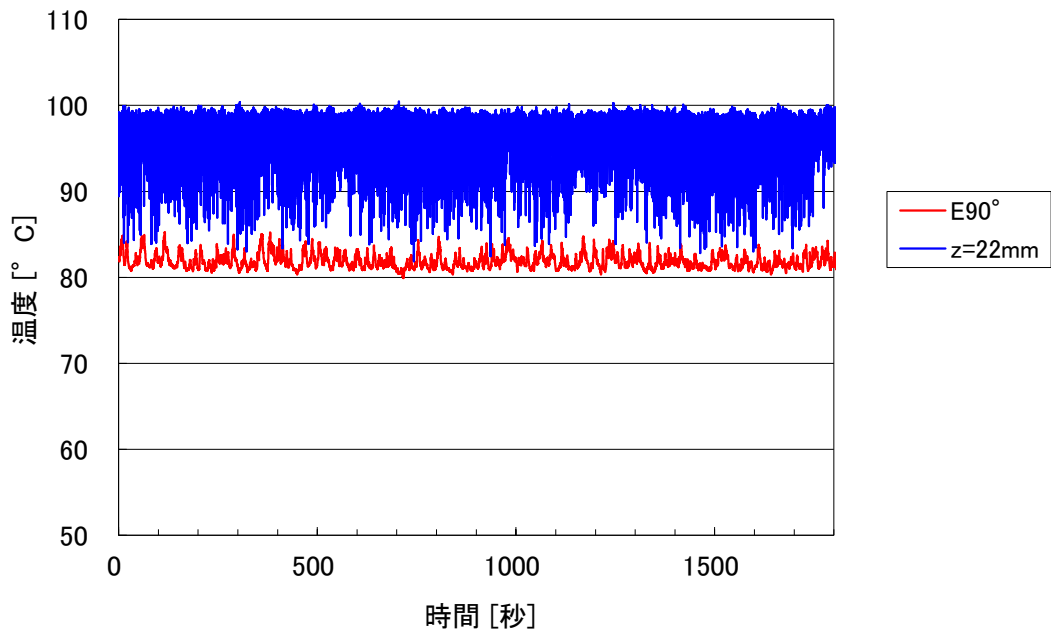


図 4.3.2 壁温(E 断面 90°)、液温(D 断面  $z = 22\text{mm}$ )の時間変化

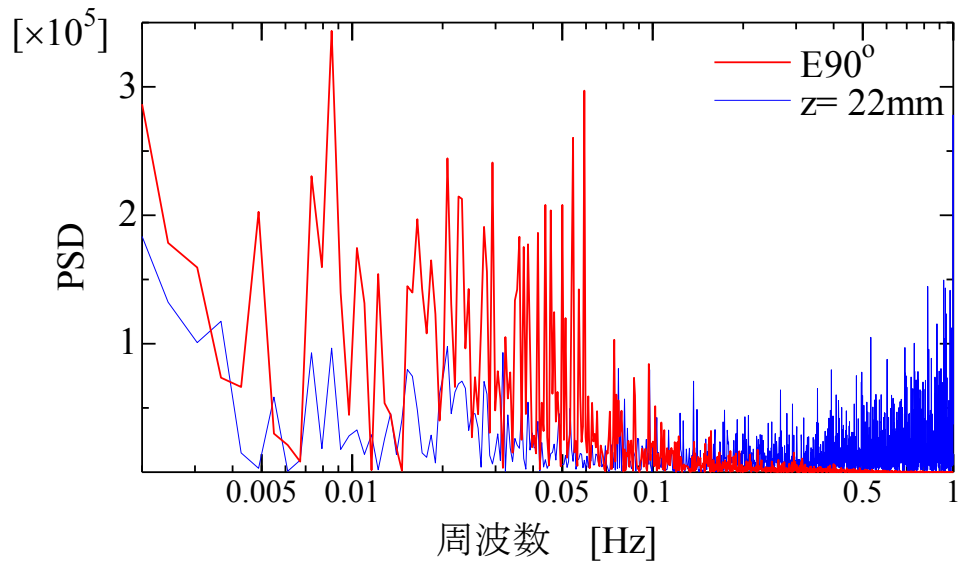


図 4.3.3 壁温(E 断面 90°)、液温(D 断面  $z = 22\text{mm}$ )の  
パワースペクトル密度

### 4.3.2 円管可視化試験体による観察及び流体温度分布測定結果

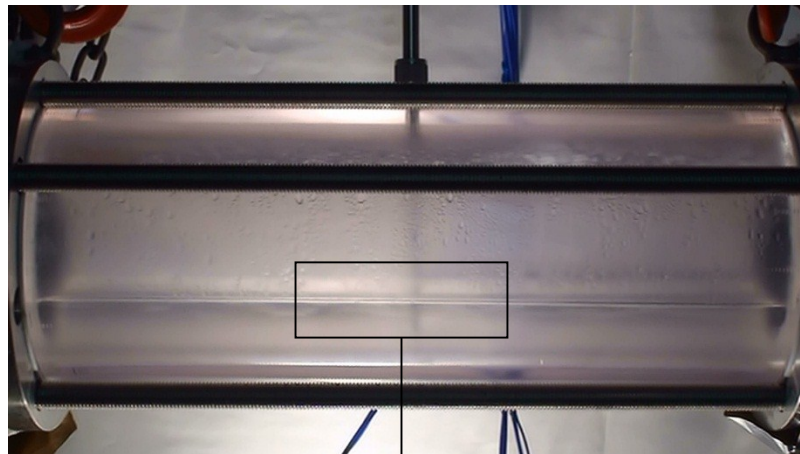
図 4.2.2 に示した可視化試験部 (D 箇所) における流動状態の観察および流体温度分布測定を行った。実験では、入口水温は  $T_{in}=60^{\circ}\text{C}$  と一定とし、入口流量  $Q$  をバイパススプレイ流量の等倍 (=  $7.7[\text{l}/\text{min}]$ )、0.5 倍 (=  $3.9[\text{l}/\text{min}]$ )、0.25 (=  $1.9[\text{l}/\text{min}]$ ) 倍と変化させその影響を調べた。また、非凝縮性ガスとして空気を注入してその影響も調べた。

入口流量  $Q = 7.7 \text{ l}/\text{min}$  における液相部の撮影画像を図 4.3.4 に示す。観察の結果、気液界面の変動は見られず気液界面下に白濁した層が観察された。その層の鉛直方向の幅は  $10.5\text{mm}$  程度であった。入口流量をバイパス流量の 0.5 倍、0.25 倍に変化させた場合でも同様な現象が見られ、その層の幅は各々  $9.7\text{mm}$ 、 $9.0\text{mm}$  程度であった。気液界面下において液温変動による密度変化が発生し、シャドウグラフ効果により白濁層が観察されたと推定される。

気液界面下の温度変動を調べるため図 4.2.2(c) に示すとおり D 箇所の鉛直方向の流体温度分布を測定した。図 4.3.5 に各流量における 30 分間の時間平均温度分布をその最大値、最小値の幅とともに示す。図の横軸は管底を基点とした高さ  $z$  であり、図中には観察された気液界面の位置を示した。管底から高くなるにつれ、入口水温である  $60^{\circ}\text{C}$  から蒸気温度である  $100^{\circ}\text{C}$  に上昇していることがわかる。また、温度変動は界面位置から  $4\text{mm}$  程度下方から高さ  $12\text{mm}$  程度の幅で著しく大きいことが示されており、その範囲は白濁した層が観察された位置とほぼ一致した。入口流量  $Q = 7.7 \text{ l}/\text{min}$  における最大温度変動幅は、管底から  $14\text{mm}$  の箇所で約  $35\text{K}$ 、 $Q = 3.9 \text{ l}/\text{min}$  は管底から  $12\text{mm}$  の箇所で約  $31\text{K}$ 、 $Q = 1.9 \text{ l}/\text{min}$  は管底から  $8\text{mm}$  の箇所で約  $34\text{K}$  であった。よって、前節で示した E 断面の  $90^{\circ}$  位置に確認できた壁温変動は、気液界面の変動ではなく、界面下の液相内の温度変動により発生していたことがわかった。

次に、非凝縮性ガスの影響を調べるために、白濁した層が観察されている状態でタンク上部に  $0.10\text{g}$  の空気を注入した。観察の結果、空気注入後直ちに白濁層が消失した。空気注入後に温度が安定した後、液相内の温度分布を測定した。各流量における 30 分間の時間平均温度分布をその最大値、最小値の幅とともに図 4.3.6 に示す。図 4.3.5 と比較すると、空気注入により温度変動幅が明らかに減少していることがわかる。大抵らは、非凝縮性ガスの存在により壁温変動が

著しく減少することを示しているが(Oumaya, et al., 2009a)、本実験により、非凝縮性ガスの注入により、気液界面下での液温変動が減少し、その結果、壁温変動が減少したことが明らかとなった。



(拡大写真)

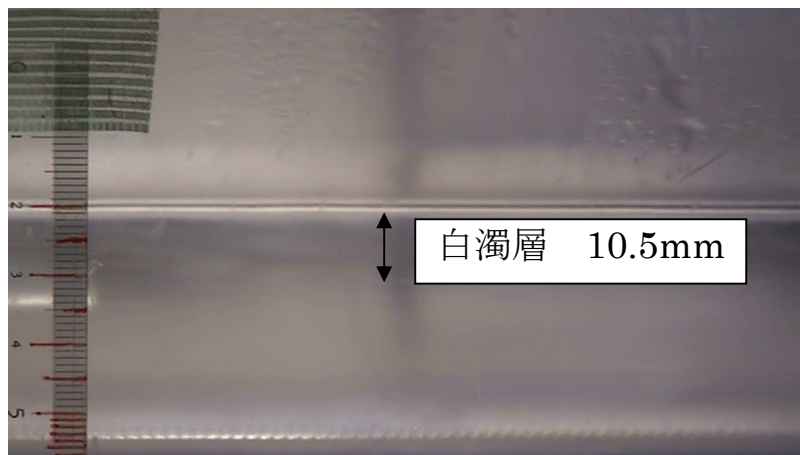
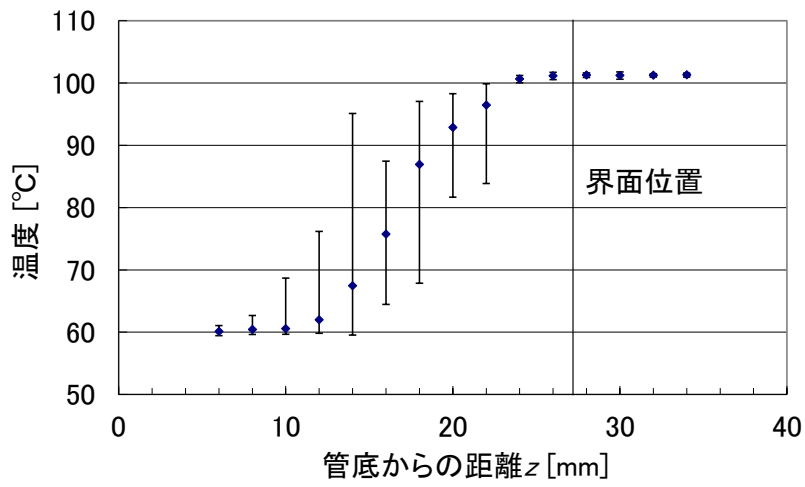
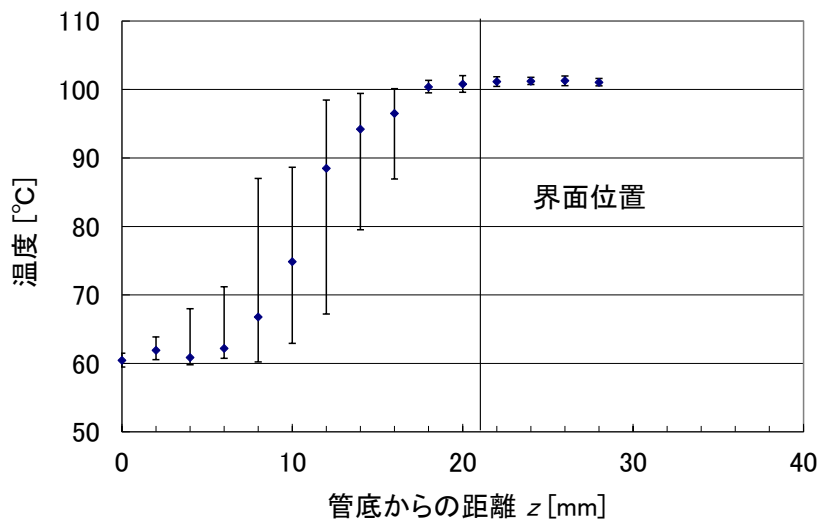


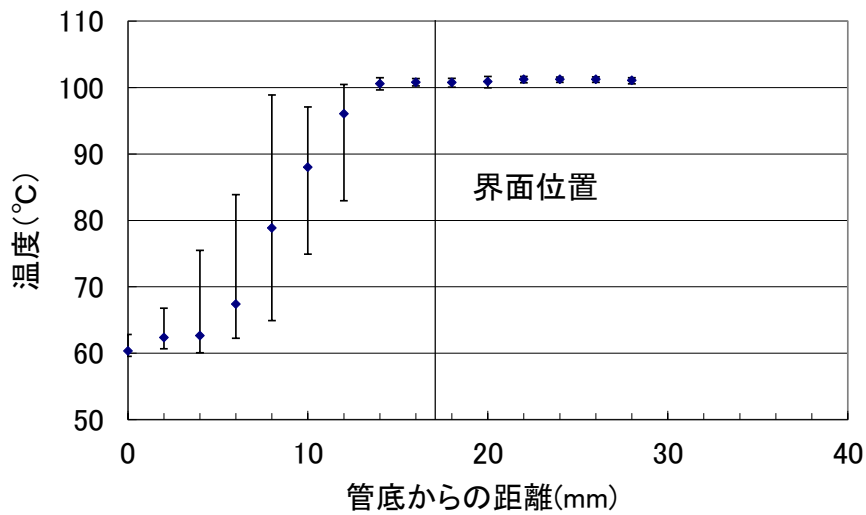
図 4.3.4 液相部の撮影画像(円管試験体 D 箇所、 $Q=7.7$  l/min)



(a)  $Q=7.7$  l/min

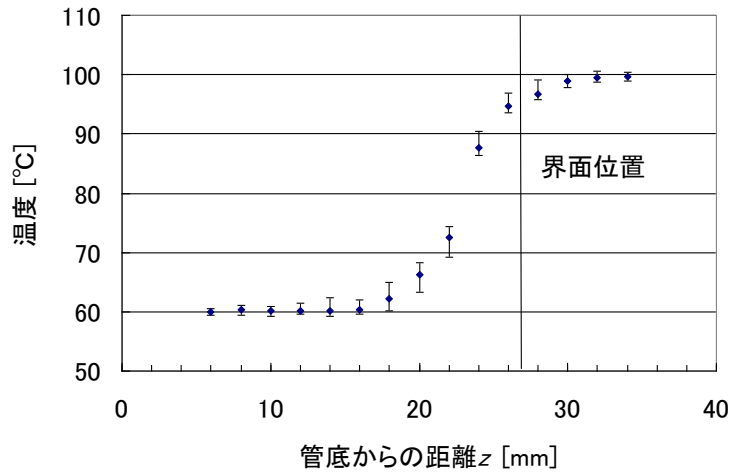


(b)  $Q=3.9$  l/min

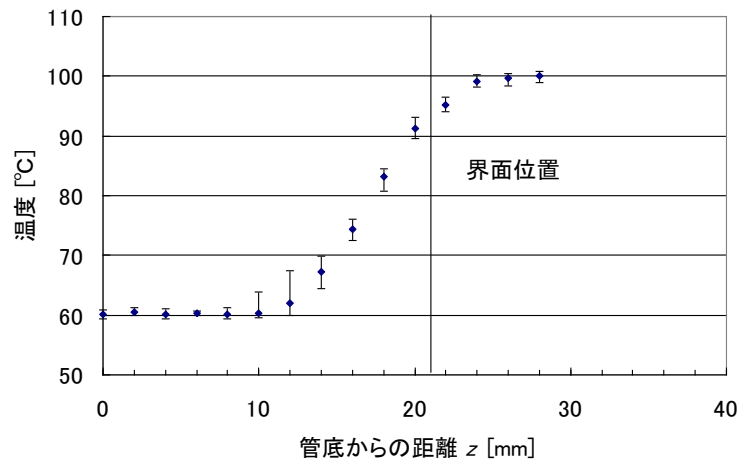


(c)  $Q=1.9$  l/min

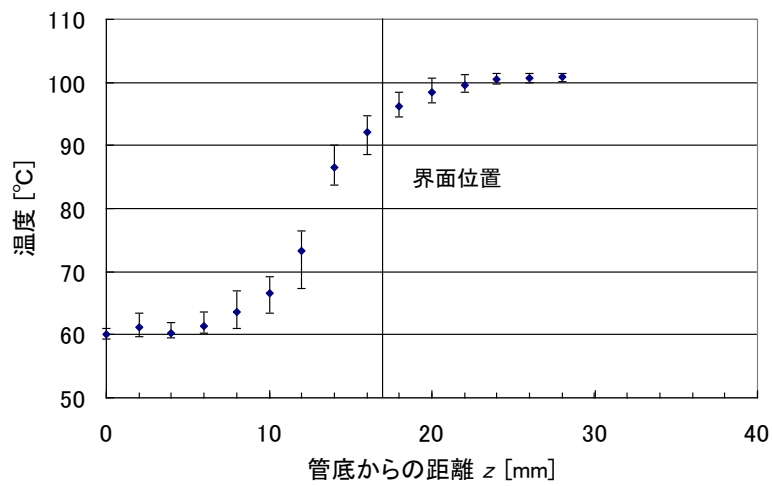
図 4.3.5 鉛直方向流体温度分布 (円管試験体 D 断面)



(a)  $Q=7.7$  l/min



(b)  $Q=3.9$  l/min



(c)  $Q=1.9$  l/min

図 4.3.6 鉛直方向流体温度分布(円管試験体 D 断面、空気注入後)

### 4.3.3 矩形可視化試験体による観察結果

円管流路試験体による可視化実験では、白濁した層が気液界面下に観察されたが、屈折の影響で鮮明な画像が得られなかったことから、図 4.2.3 に示した矩形流路の試験体を用いて、観察を行った。

図 4.3.7 に入口流量  $Q = 7.7$  l/min、入口水温  $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$  の場合の液相部の撮影画像を示す。図中の 13mm は流路底面から液面までの高さを示す。気液界面下にシャドウグラフ効果による黒い縞模様の層が確認できる。図 4.3.8 に流路底面からの高さ  $z = 10\text{mm}$  における流れ方向の画像の輝度値分布を示す。輝度値は図 4.3.7 に示した写真の画像データから算出した。輝度値の変化から密度は流れ方向に変化しており、温度変動が流れ方向に移動しているのがわかる。

非凝縮性ガスの効果を調べるために、図 4.3.9 に入口流量  $Q = 7.7$  l/min、入口水温  $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$  の条件でヘリウムガスを  $m=0, 0.23, 0.30, 0.38\text{g}$  注入した場合の撮影画像を示す。前節では空気を使用したか、注入後直ちに白濁層が消失したことから、ここでは、その効果を低減させるためにより分子量の小さいヘリウムを使用した。界面下付近に観察された黒い縞模様の層がヘリウムガスを注入するにつれて、徐々に消失していくことがわかる。図 4.3.10 にヘリウムガスを  $m=0, 0.23, 0.30, 0.38\text{g}$  注入した場合の高さ  $z = 10\text{mm}$  における画像の輝度値の分布を示す。流れ方向に変化している輝度値は、ヘリウムガスを注入するにつれて、その変動幅が小さくなっていることがわかる。円管流路を用いた実験では、空気注入により白濁した層が消失しており、矩形流路を用いたヘリウムガスの注入においても同様の現象が確認された。円管流路で観察された白濁した層は矩形流路のシャドウグラフ効果による黒い縞模様の層に対応すると考えられる。

入口水温の影響を調べるために、入口流量  $Q = 6.0$  l/min で蒸気温度は約  $100^{\circ}\text{C}$  で一定とし、入口水温  $T_{in} = 50, 60, 70, 80^{\circ}\text{C}$  変化させた。図 4.3.11 に入口水温  $T_{in} = 50, 60, 70, 80^{\circ}\text{C}$  の場合の撮影画像を示す。バイパススプレイ流量は  $7.7$  l/min であるが、入口水温  $T_{in}$  の影響は、ヒータによる入熱量の限界から、流量を  $Q = 6.0$  l/min に下げて観察した。いずれの場合にも界面下付近にシャドウグラフ効果による黒い縞模様の層が確認でき、その様子は入口水温を変化させてもあまり変わらなかった。



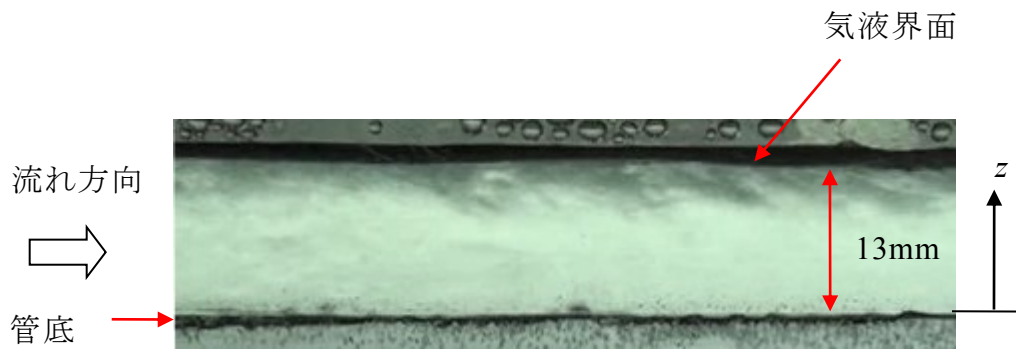


図 4.3.7 液相部撮影画像 (矩形試験体、 $Q = 7.7$  l/min、 $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$ )

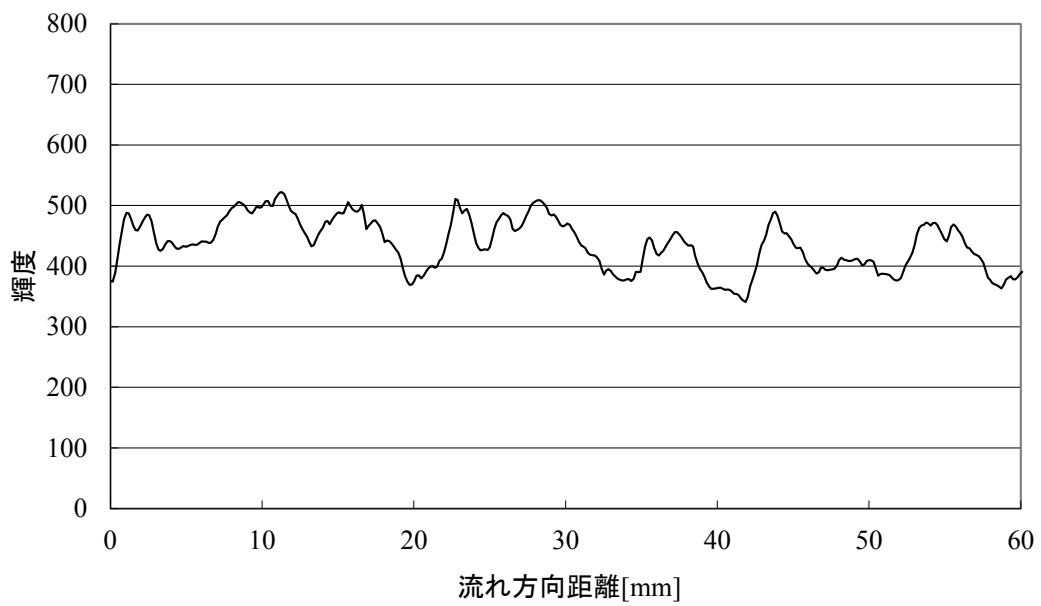
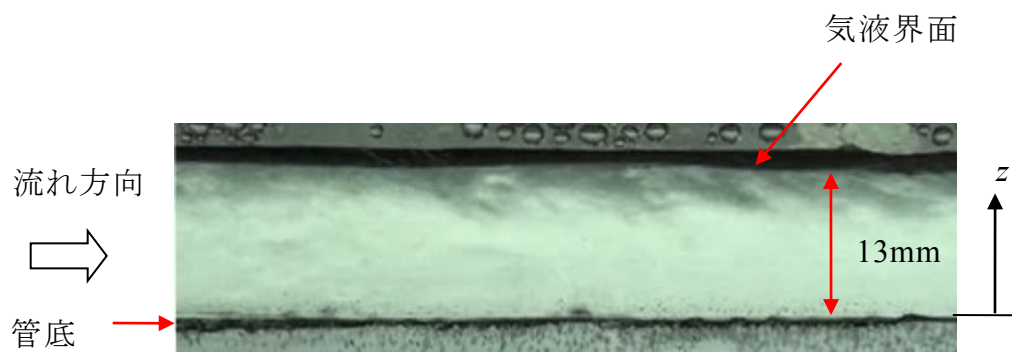
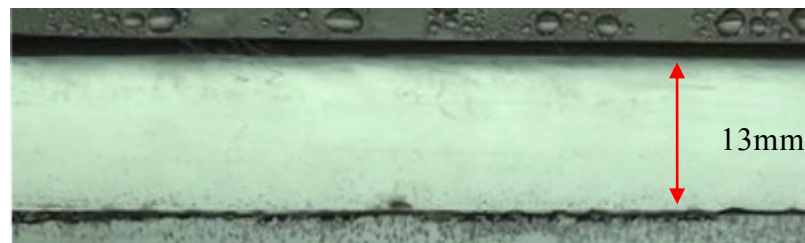


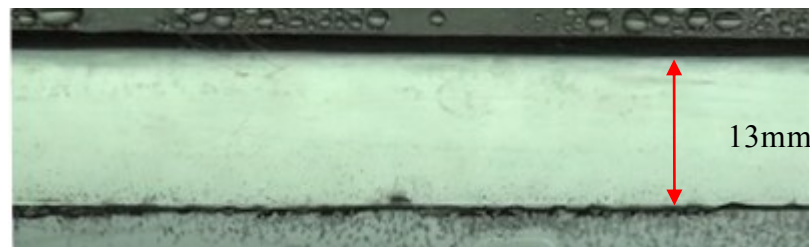
図 4.3.8 輝度値分布 ( $z = 10\text{mm}$ 、 $Q = 7.7$  l/min、 $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$ )



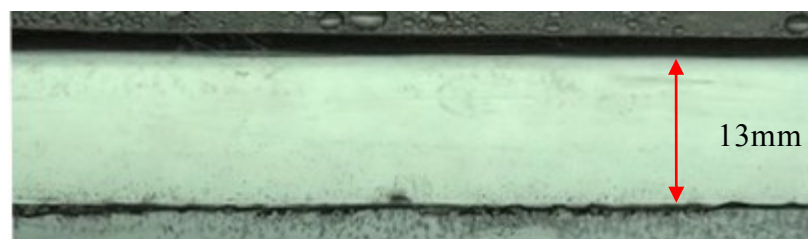
(a)  $m = 0\text{g}$



(b)  $m = 0.23\text{g}$

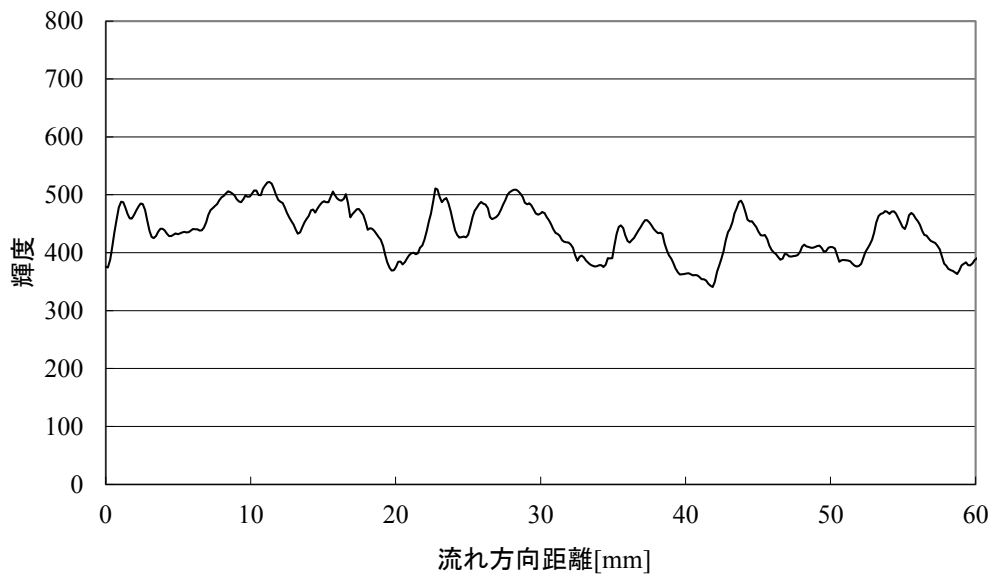


(c)  $m = 0.30\text{g}$

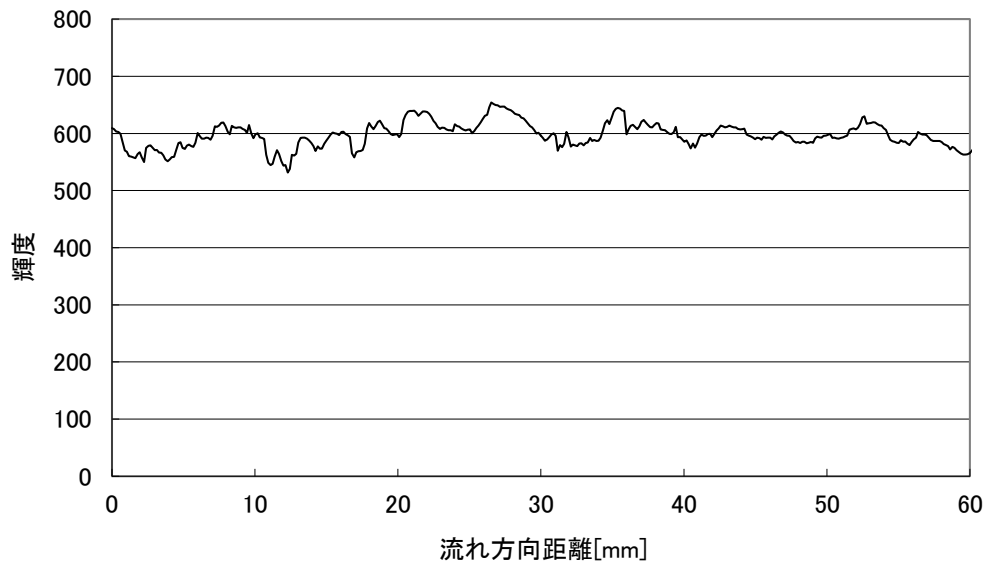


(d)  $m = 0.38\text{g}$

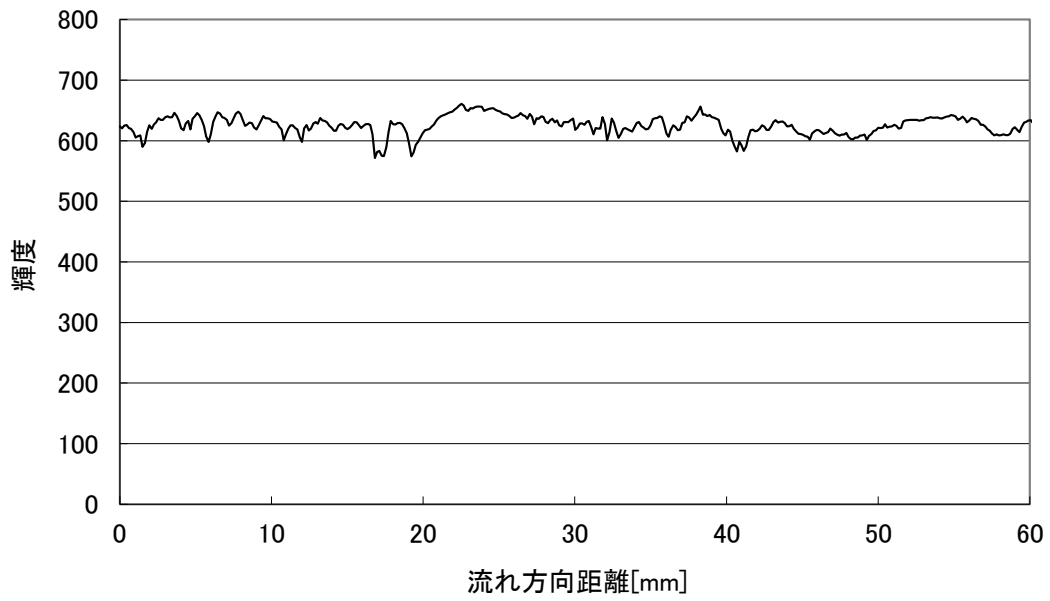
図 4.3.9 液相部撮影画像（ヘリウムの影響、 $Q = 7.7\text{ l/min}$ 、 $T_{in} = 60^\circ\text{C}$ ）



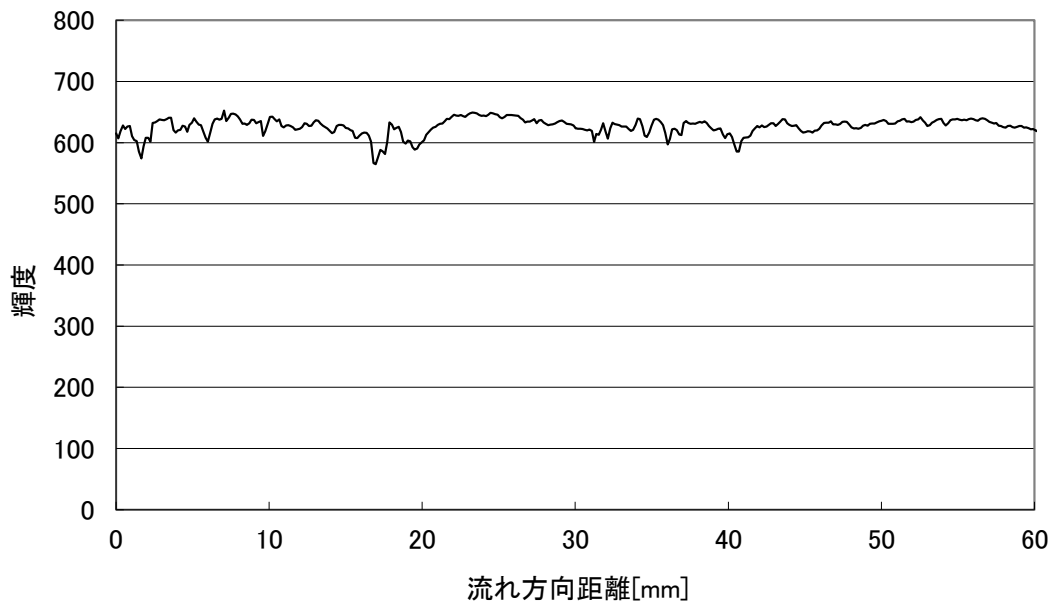
(a)  $m = 0\text{g}$



(b)  $m = 0.23\text{g}$



(c)  $m = 0.30\text{g}$



(d)  $m = 0.38\text{g}$

図 4.3.10 輝度値分布のヘリウムの影響 ( $z = 10\text{mm}$ 、 $Q = 7.7\text{ l/min}$ 、 $T_{in} = 60^\circ\text{C}$ )

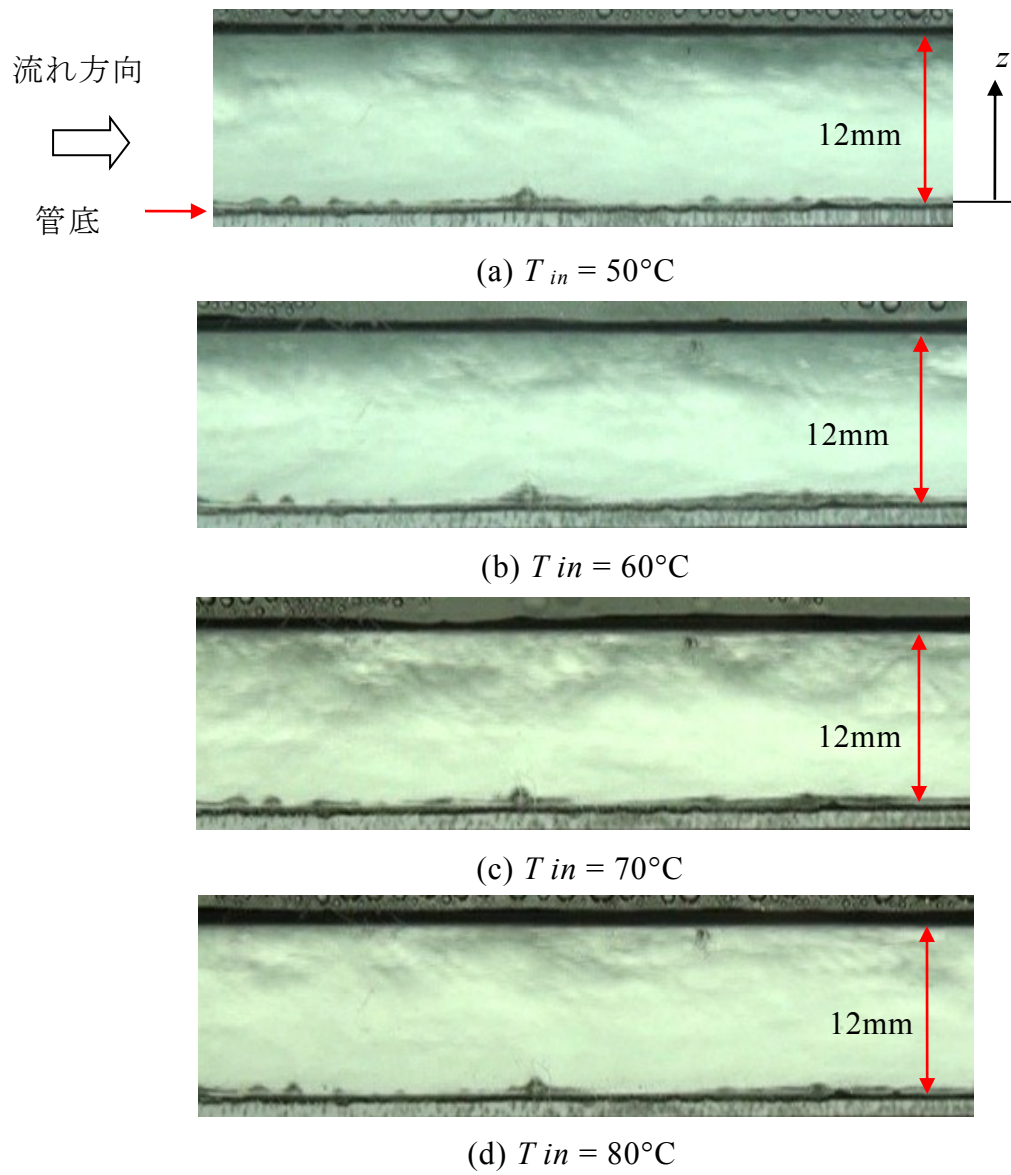


図 4.3.11 液相部撮影画像(矩形試験体、 $Q = 6.0 \text{ l/min}$ )

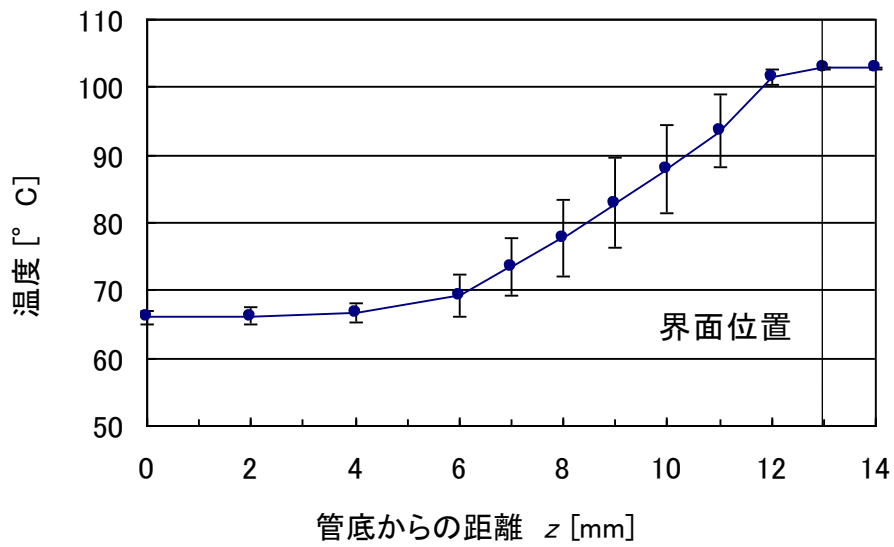
#### 4.3.4 矩形可視化試験体による流体温度結果

前節に示したとおり気液界面下に黒い縞模様の層が確認できたことから、気液界面付近の流体温度を測定した。測定は図 4.2.3 に示した断面 B 位置で行った。

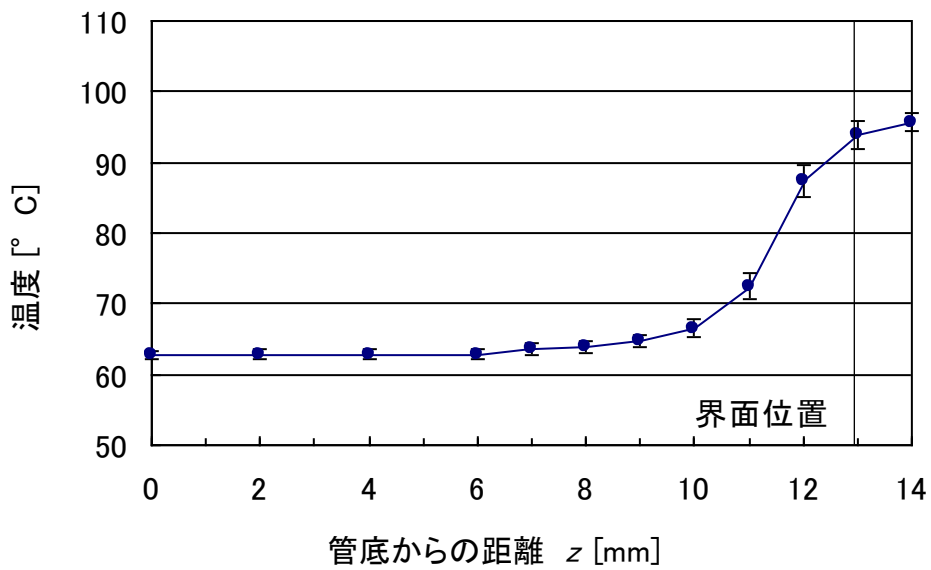
非凝縮性ガスの効果を調べるために、ヘリウムガスを注入して測定を行った。図 4.3.12 に入口流量  $Q = 7.7 \text{ l/min}$ 、入口水温  $T_{in} = 60^\circ\text{C}$  の条件でヘリウムガスを注入する前と  $0.38\text{g}$  注入した場合の流体温度の高さ方向 ( $z$  方向) 分布と界面位置を示す。164 秒間の時間平均温度分布とその変動幅を示す。変動幅は  $\pm 2\sigma$  で示す ( $\sigma$  は標準偏差)。注入前の温度変動が大きい範囲は図 4.3.9(a) に示した黒い縞の層の位置とほぼ一致することがわかる。また図よりガス注入後は、円管流路の場合と同様に温度変動が抑制され、図 4.3.9(d) に示したとおり気液界面下の黒い縞模様は消失していることがわかる。

次に、入口水温の変化が流体温度分布に与える影響を調べた。図 4.3.13 に  $Q = 6.0 \text{ l/min}$ 、 $T_{in} = 50, 60, 70, 80^\circ\text{C}$  における流体温度の高さ方向 ( $z$  方向) 分布と界面位置を示す。入口水温を変化させた場合も、温度変動が大きい範囲は図 4.3.10 に示した黒い縞の層の位置とほぼ一致する。温度変動は入口水温が上昇するにつれ小さくなることがわかった。

流体温度変動の周波数特性を調べるために変動が大きかった  $z = 10\text{mm}$  ( $Q = 7.7 \text{ l/min}$ )、 $z = 9\text{mm}$  ( $Q = 6.0 \text{ l/min}$ ) の位置のパワースペクトル密度 (PSD) を算出した。図 4.3.14 に  $z=10\text{mm}$  でヘリウムガスの注入量を変化させた場合、図 4.3.15 に入口水温を変化させた場合の PSD を示す。PSD は 4096 個 (81.92 秒) のデータから算出した。ヘリウムガス量および入口水温を上昇させると温度変動が小さくなり、PSD の値は小さくなるが、ヘリウムガス量および入口水温を変化させてもそのピークは  $1\text{Hz}$  付近に存在しており、ピーク位置は、大きく変化しないことがわかる。図中の矢印は、ブラント・バイサラ周波数を示してあり、4.4 節で後述する。

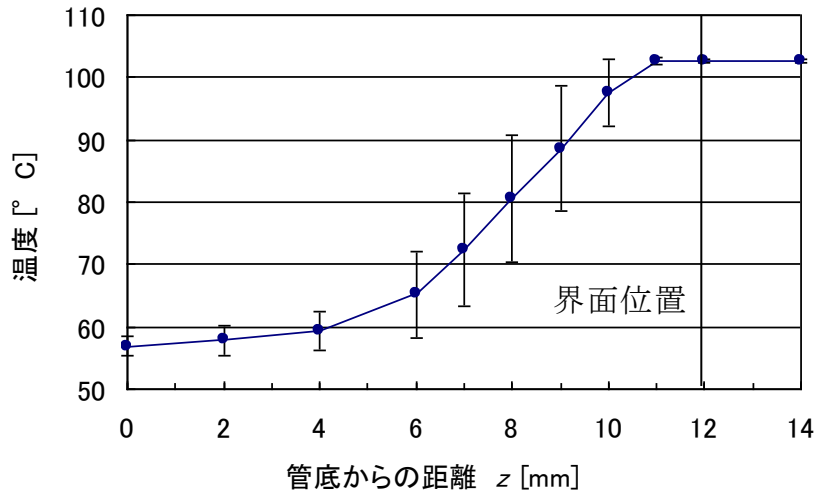


(a)  $Q=7.7$  l/min,  $T_{in}=60^\circ\text{C}$ ,  $m=0\text{g}$

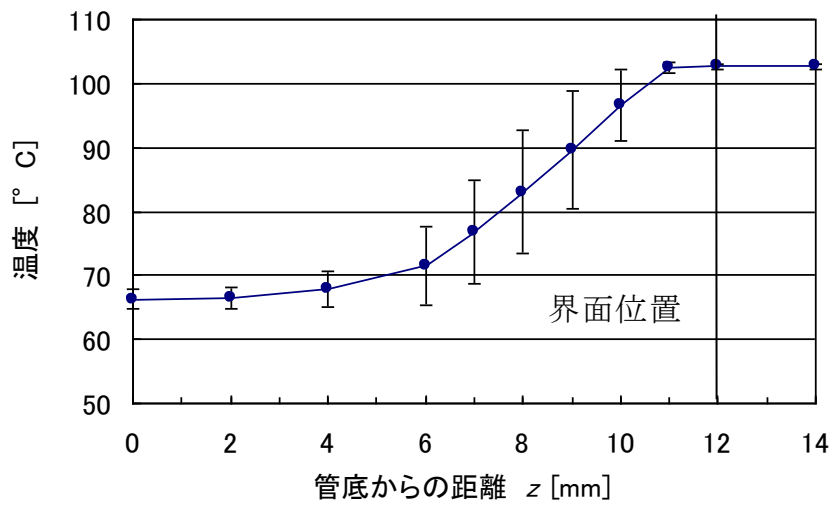


(b)  $Q=7.7$  l/min,  $T_{in}=60^\circ\text{C}$ ,  $m=0.38\text{g}$

図 4.3.12 鉛直方向流体温度分布 (矩形試験体、ヘリウムの影響)

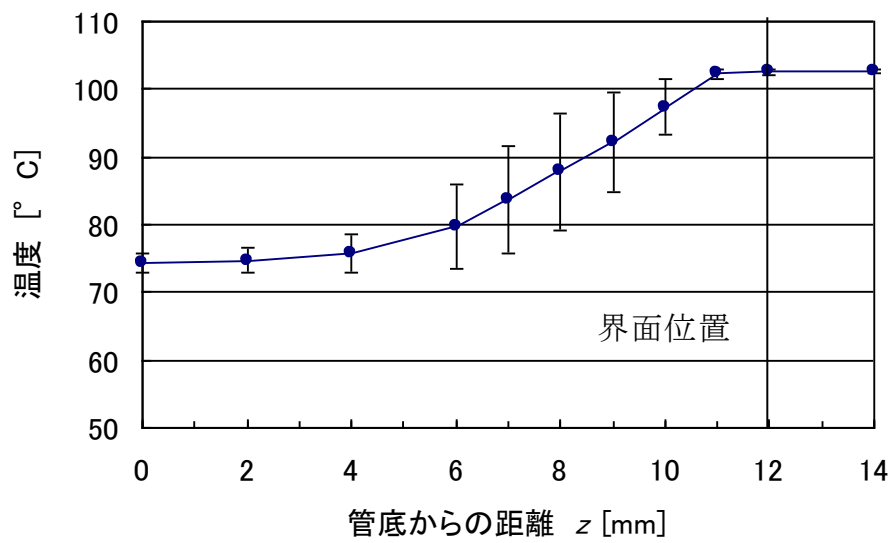


(a)  $Q=6.0$  l/min,  $T_{in} = 50^\circ\text{C}$

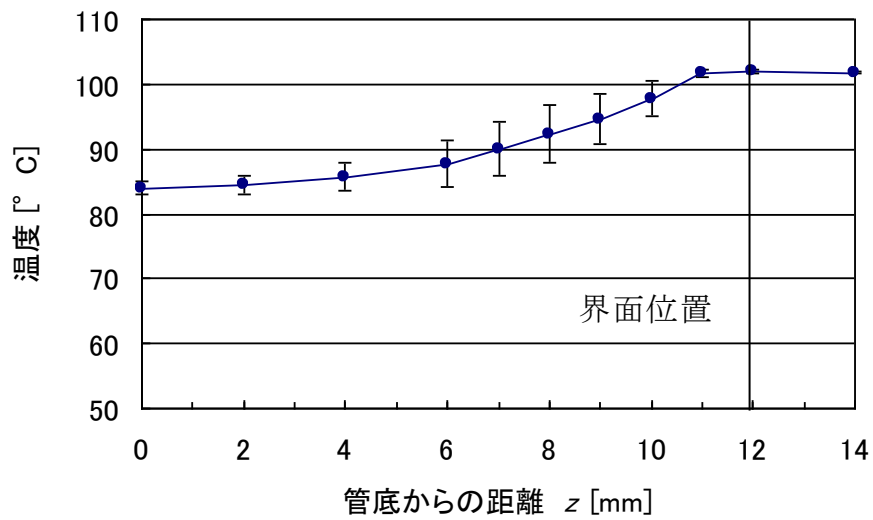


(b)  $Q=6.0$  l/min,  $T_{in} = 60^\circ\text{C}$



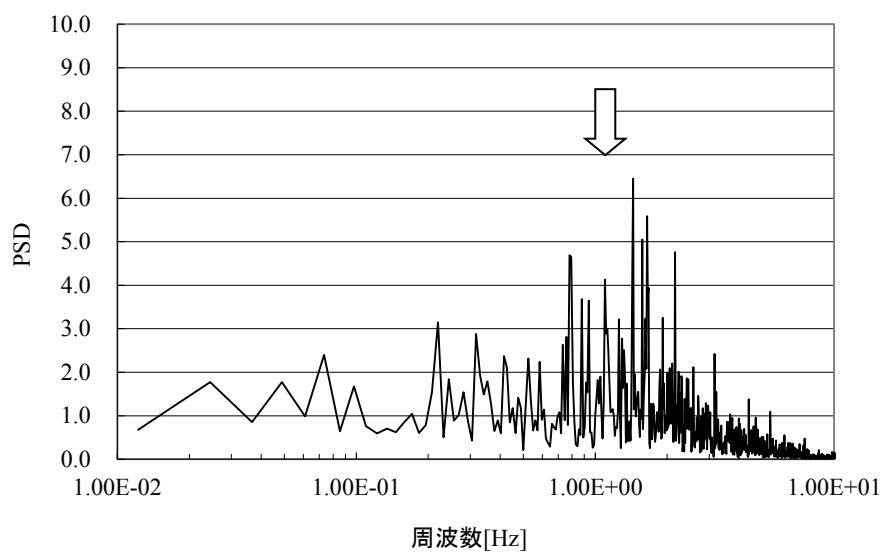


(c)  $Q=6.0$  l/min,  $T_{in} = 70^{\circ}\text{C}$

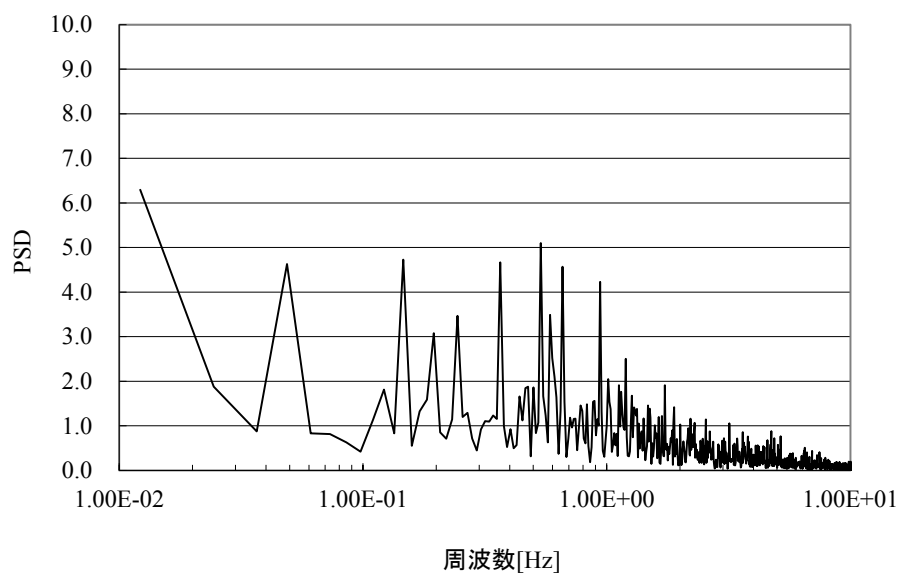


(d)  $Q=6.0$  l/min,  $T_{in} = 80^{\circ}\text{C}$

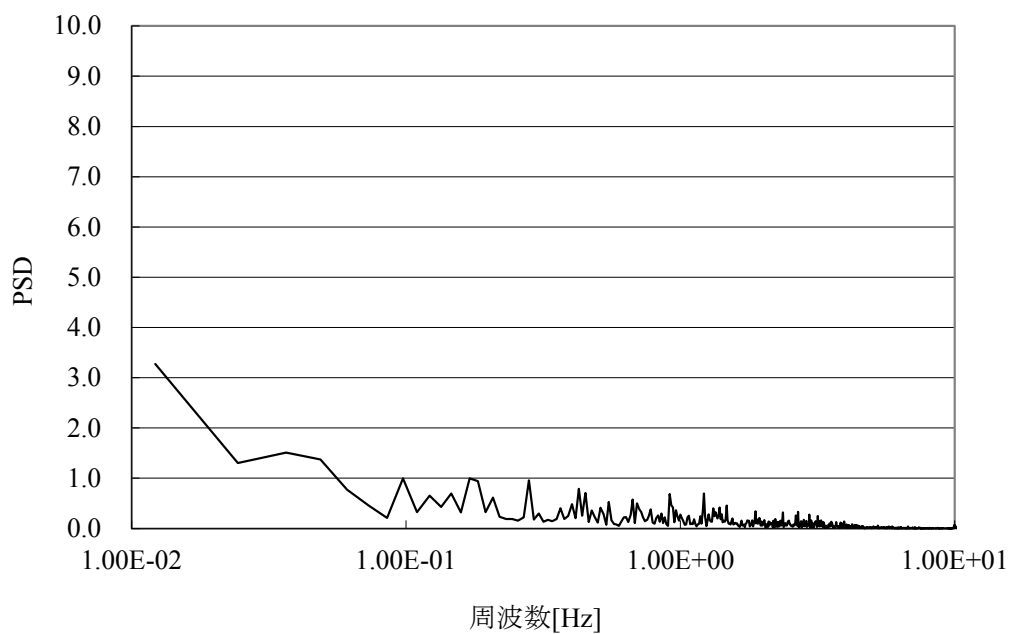
図 4.3.13 鉛直方向流体温度分布 (矩形試験体、入口水温の影響)



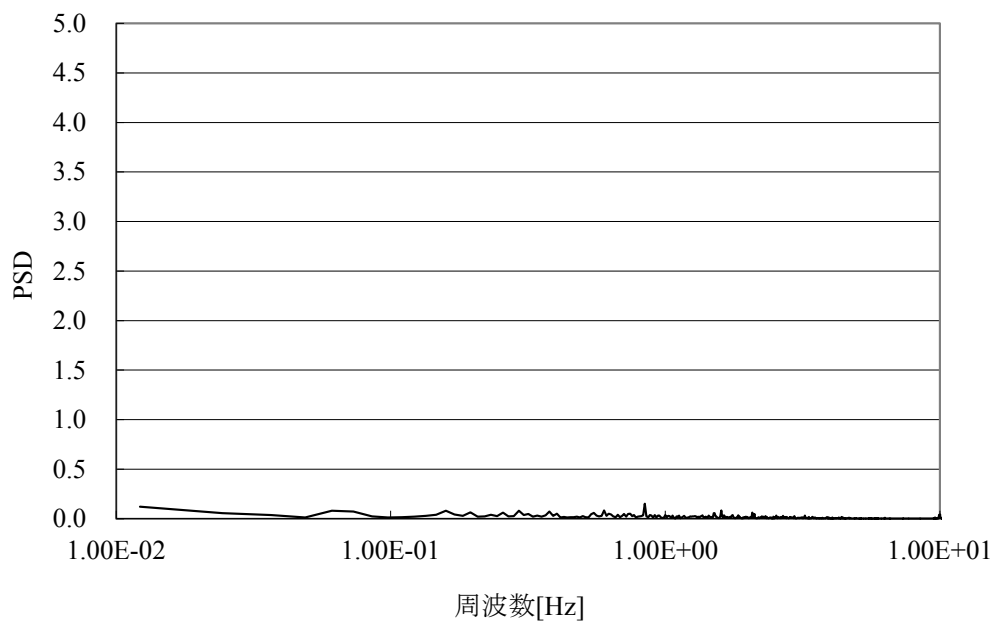
(a)  $Q=7.7$  l/min,  $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$ ,  $m=0\text{g}$



(b)  $Q=7.7$  l/min,  $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$ ,  $m=0.23\text{g}$

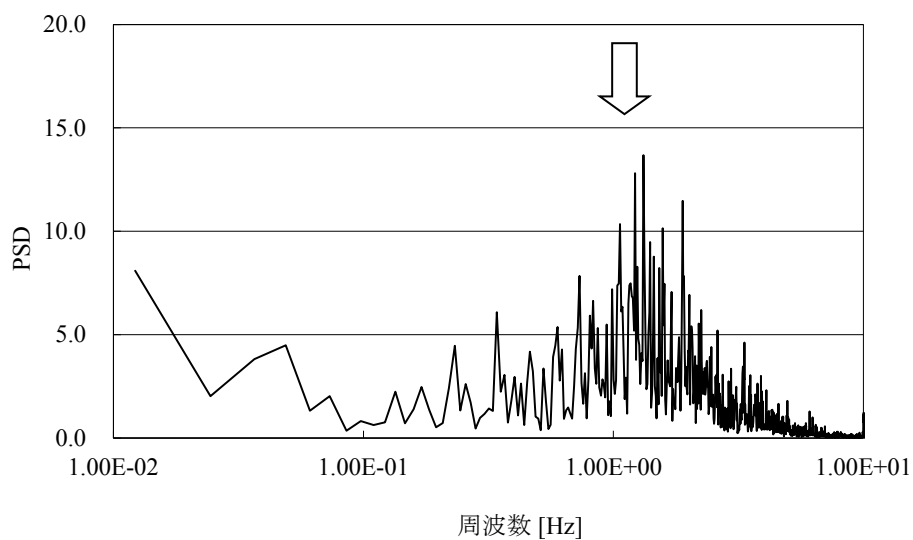


(c)  $Q=7.7$  l/min,  $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$ ,  $m=0.30$ g

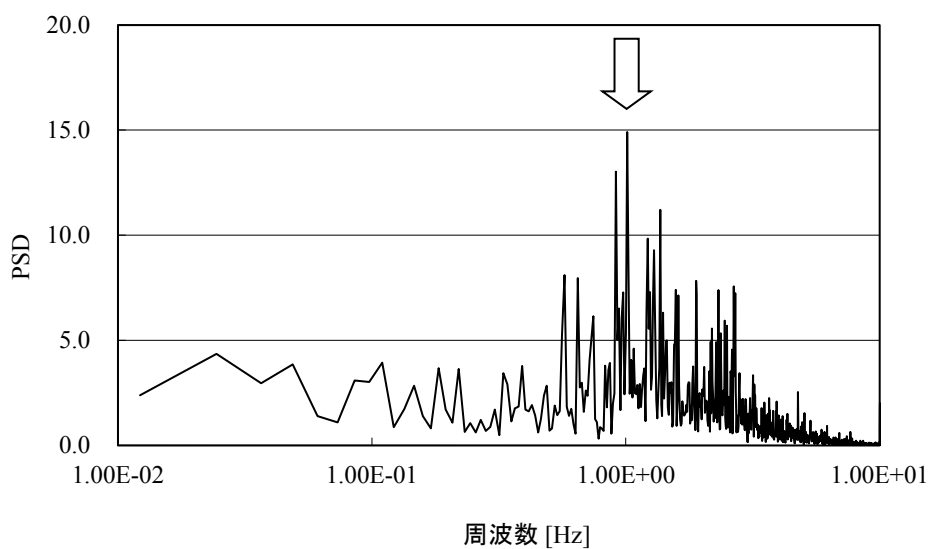


(d)  $Q=7.7$  l/min,  $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$ ,  $m=0.38$ g

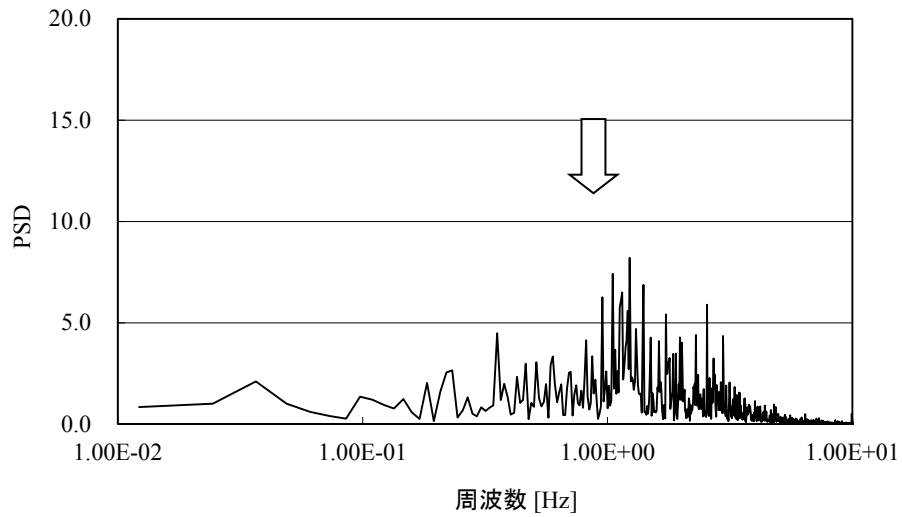
図 4.3.14 流体温度のパワースペクトル密度( $z=10$ mm, ヘリウムの影響)



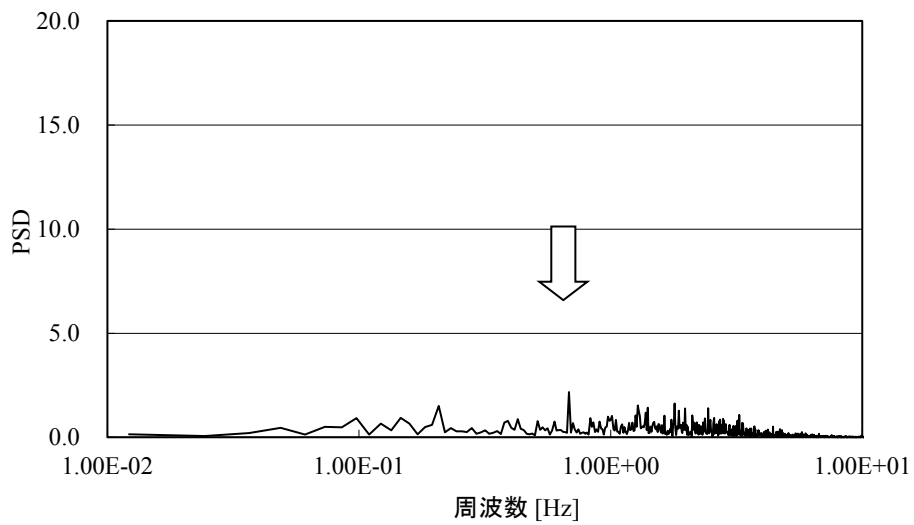
(a)  $Q=6.0$  l/min,  $T_{in} = 50^{\circ}\text{C}$



(b)  $Q=6.0$  l/min,  $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$



(c)  $Q=6.0$  l/min,  $T_{in} = 70^\circ\text{C}$



(d)  $Q=6.0$  l/min,  $T_{in} = 80^\circ\text{C}$

図 4.3.15 流体温度のパワースペクトル密度 ( $z=9\text{mm}$ , 入口水温の影響)

### 4.3.5 矩形可視化試験体による液相内流速測定結果

前節に示した気液界面下で測定された液温変動の発生要因を調べるために液相内の流速分布を測定した。

図 4.3.16 にヘリウムガス注入前後の、図 4.3.17 に入口水温を変化させた場合の水の管軸方向( $x$  方向)平均流速  $u$  の高さ方向分布を示す。流速は温度変動が大きい領域において各々の計測箇所でも 180 秒間計測し平均値を示した。ヘリウムガスを注入することで  $z=9-12\text{mm}$  の速度勾配が小さくなっていることがわかる。非凝縮ガスの存在により蒸気の凝縮量が減少することで液相への運動量輸送が減少したことで速度分布が平坦となったと考えられる。また、入口水温が増加した場合も  $z = 8 - 11 \text{ mm}$  の速度勾配が小さくなっている。これは、気液温度差が低下するにともない凝縮量が減少することで上記と同様な理由で速度勾配が小さくなっているといえる。

このように得られた流速分布と前節で得られた流体温度分布を用いることで、次節では流体温度変動の要因を検討する。

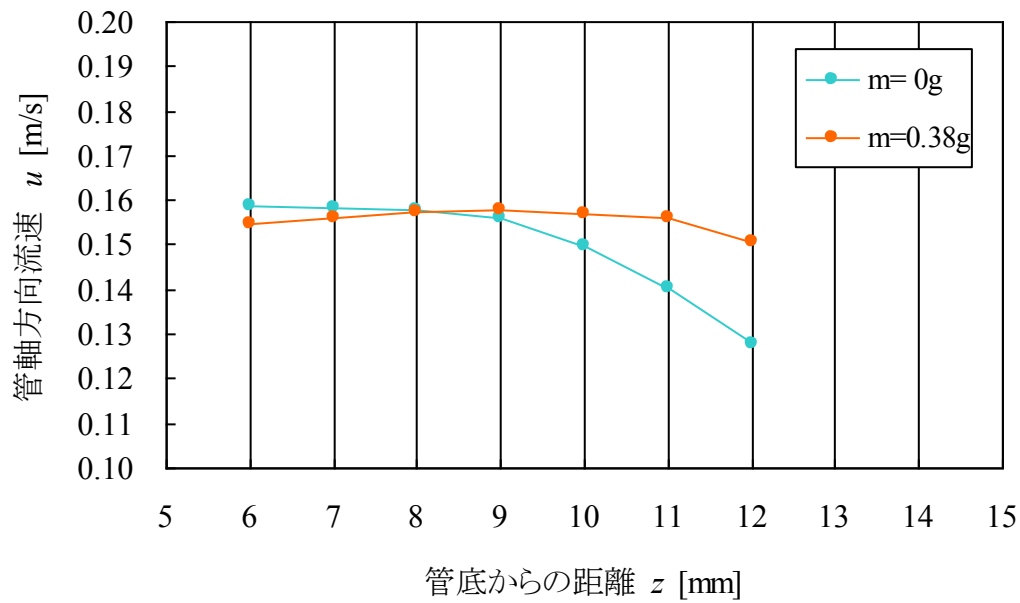


図 4.3.16 鉛直方向流速分布(ヘリウムガスの影響、 $Q=7.7$  l/min,  $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$ )

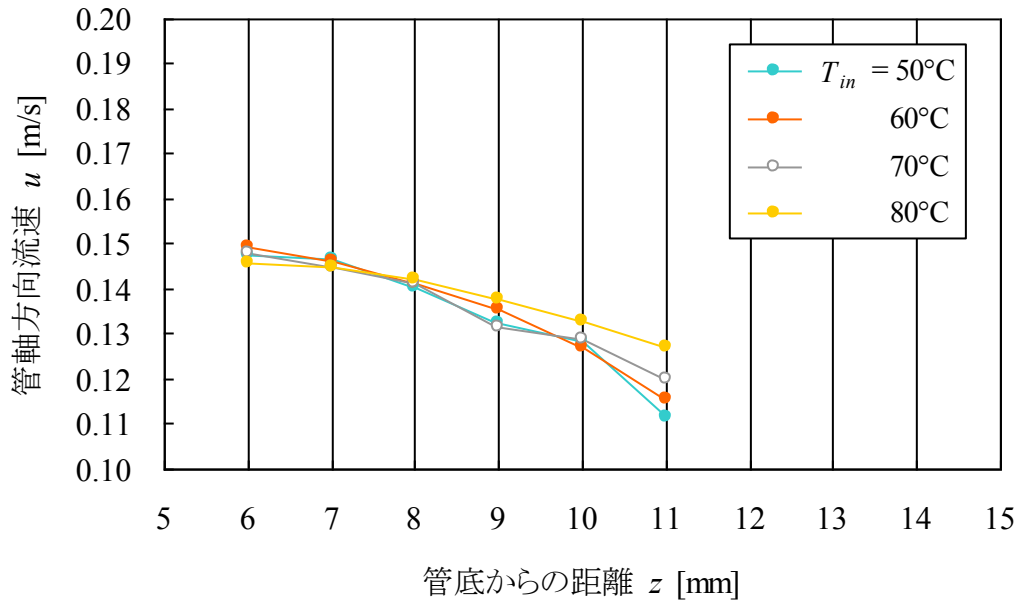


図 4.3.17 鉛直方向流速分布(入口水温の影響、 $Q=6.0$  l/min)

#### 4.4 気液界面下における液温変動要因に関する考察

流体温度測定実験の結果、気液界面下における液温変動は界面近くで発生しており、その周波数は1Hz程度であった。一般に、鉛直上方に密度が減少する安定成層流中では、密度勾配が大きい場合に、一旦発生した微小流体変動の成分に浮力が復元力として作用し、それを駆動力とした温度変動が発生することが知られている(Lighthill, J. 1978)。また、次式で定義されるリチャードソン数  $Ri$  が 0.25 以上の場合は、擾乱に対して浮力が過剰に作用する強安定成層となり内部重力波が発生する(Miles and Howard, 1964)。

$$Ri = \frac{-g\beta \frac{dT}{dz}}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2} \quad (4.4.1)$$

ここで  $g$  は重力加速度、 $\beta$  は体積膨張率である。

流体温度測定の結果、気液界面下の液層には鉛直方向下向きに密度が増加する安定成層が形成されており、液層内での自然対流の影響は考えにくい。また、気液界面の顕著な波立ちも観察されていない。よって、液層内で測定された液温変動要因として、浮力を復元力とした流体の振動現象による可能性について検討を行った。

表 4.4.1 に  $Q = 7.7$  l/min,  $T_{in} = 60^\circ\text{C}$ ,  $Q = 6.0$  l/min,  $T_{in} = 50, 60, 70, 80^\circ\text{C}$  におけるリチャードソン数の算出結果を示す。温度勾配  $dT/dz$  は、図 4.3.12、図 4.3.13 に示した  $z = 10\text{-}12$  mm( $Q = 7.7$  l/min)、 $z = 6\text{-}10$  mm( $Q = 6.0$  l/min)の値を、速度勾配は図 4.3.16、図 4.3.17 に示した  $z = 9\text{-}11$  mm( $Q = 7.7$  l/min)、 $z = 8\text{-}11$  mm( $Q = 6.0$  l/min)の値を用い、線形近似した式の勾配から算出した。表 4.4.1 に示すとおり、入口水温を低下させると温度勾配が増加するものの、凝縮量の増加により速度勾配が増加するためリチャードソン数が減少する傾向があることがわかる。いずれの条件でもリチャードソン数は、0.25 より大きかった。

密度安定成層において浮力を復元力とする振動現象が発生した場合、その支配周波数は以下の式で定義されるブラント・バイサラ周波数  $N$  となることが知られている(Lighthill, J. 1978)。



$$N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-g\beta \frac{dT}{dz}} \quad (4.4.2)$$

表 4.4.1 に示した温度勾配から算出したブラント・バイサラ周波数を表 4.4.2 に示す。得られた周波数を液温変動が大きかった位置における温度変動の周波数と比較するため、図 4.3.14、図 4.3.15 に矢印で示した。図より、ブラント・バイサラ周波数に近い値で大きな液温変動が発生していることがわかった。

以上の結果から、蒸気・水の気液界面下で発生した液温変動は、密度安定成層内に発生した浮力を復元力とする流体の振動現象によるものであると考えられる。

表 4.4.1 リチャードソン数

$Q$ [l/min]	$T_{in}$ [°C]	温度勾配 [K/m]	速度勾配 [1/s]	リチャードソン数 [-]
7.7	60	6733	8.0	0.70
6.0	50	8088	9.8	0.53
	60	6317	8.6	0.54
	70	4406	6.9	0.62
	80	2466	5.0	0.66

表 4.4.2 ブラント・バイサラ周波数

$Q$ [l/min]	$T_{in}$ [°C]	温度勾配 [K/m]	ブラント・バイサラ 周波数 [Hz]
7.7	60	6733	1.1
6.0	50	8088	1.1
	60	6317	1.0
	70	4406	0.86
	80	2466	0.65

## 4.5 緒言

加圧水型原子力プラントの加圧器スプレイ配管における温度変動のメカニズムを検討するため可視化実験および温度・流速測定実験を行った。その結果、以下の結言が得られた。

- (1)管壁温度変動は気液界面の変動ではなく、界面下の液相内の温度変動によって発生していた。
- (2)可視化実験より、蒸気・水の気液界面下において密度変化によるシャドウグラフィ効果で黒い縞模様の層が確認できた。また、その層は非凝縮性ガスの蒸気層への注入により消失した。
- (3)蒸気・水の気液界面下の黒い縞模様が観察された付近では液温変動が発生しており、そのパワースペクトル密度は 1Hz 付近にピークが存在した。
- (4)測定した温度・速度勾配から算出したリチャードソン数は 0.25 より大きく、密度安定成層が形成されており、液温変動の周波数はプラント・バイサラ周波数に近い値であることから、液温変動は密度安定成層内に発生した浮力を復元力とする流体の振動現象によるものと考えられる。

## 第5章 流体温度ゆらぎと熱応力応答の関係

### 5.1 流体温度ゆらぎによる熱応力応答評価モデル

1.3.1 節に示したとおり流体温度変動に対する熱応力周波数応答関数を用いることで、熱応力の周波数依存性を定量的に評価することが可能である。Kasahara らは平板を対象に流体温度ゆらぎによる熱応力の応答モデルを構築し、定量的な評価手法を提案している(Kasahara and Takasho, 2002; 日本機械学会, 2003)。その結果、流体温度変動に対する熱応力応答ゲインは式(1.3.9)により記述され、その値は  $x^*=x/L$ : 無次元深さ、 $Bi=hL/\lambda$ : ビオ数、 $\omega=2\pi f$ : 角速度、 $R_m, R_b$ : 膜ひずみと曲げひずみに対する拘束係数に依存することが示されている。ここで、変形拘束の影響を定量的に考慮するために導入した拘束係数( $R_m, R_b$ )について簡単に説明する。詳細は参考文献(Jones and Lewis, 1995)を参照されたい。

図 5.1.1 に示すように、断面での深さ方向の不均一な温度分布  $T(z)$  を平均温度成分  $T_m$ 、曲げ成分  $T_b$ 、そして、 $T(z)$  から  $T_m$  と  $T_b$  を差し引いた残さ成分(ピーク温度成分)  $T_p(z)$  に分解する。

$$T(z) = T_m + T_b \left(1 - \frac{2z}{L}\right) + T_p(z) \quad (5.1.1)$$

$$T_m = \frac{1}{L} \int_0^L T(z) dz \quad (5.1.2)$$

$$T_b = -\frac{6}{L^2} \int_0^L T \left(z - \frac{L}{2}\right) dz \quad (5.1.3)$$

温度  $T(z)$  によって平板表面に発生する表面方向の応力  $\sigma(z)$  は次式で求められる。

$$\sigma(z) = -\frac{\alpha E}{1-\nu} T(z) + Cz + D \quad (5.1.4)$$

ここで、 $\alpha$  は線膨張係数、 $E$  と  $\nu$  はヤング率とポアソン比を示す。そして、 $C$  と  $D$  は拘束状態から決定される定数である。例えば、完全に拘束された場合は、次式のようなになる。

$$\sigma(z) = -\frac{\alpha E}{1-\nu} T_m - \frac{\alpha E}{1-\nu} T_b \left(1 - \frac{2z}{L}\right) - \frac{\alpha E}{1-\nu} T_p(z) \quad (5.1.5)$$

そして、一般的な拘束に対しては膜拘束係数  $R_m$  と曲げ拘束係数  $R_b$  を導入することで、熱応力は次式のように表すことができる。

$$\sigma(z) = -\frac{\alpha E}{1-\nu} \left\{ R_m T_m + R_b T_b \left(1 - \frac{2z}{L}\right) + T_p(z) \right\} \quad (5.1.6)$$

完全に拘束された場合に  $R_m$  と  $R_b$  は 1 となり、拘束がない状態では 0 となる。ピーク温度成分は常に拘束され、熱応力に変換される。 $R_m$  と  $R_b$  はそれぞれ、1 の時に膜および曲げ成分が全て熱応力に変換される状態に対応し、0 の場合は全く熱応力発生に寄与しない。

例えば、構造物が図 5.1.2(a) に示すような自由な変形が許容される場合は、構造物に大きな応力が発生することはない。一般に配管などの構造物では図 5.1.2(a) に示すような変形は図 5.1.2(b) に示すように拘束されることから、熱応力が発生することになる。このような曲げに対する拘束を曲げ拘束と呼んでいる。熱疲労荷重の特徴が板厚方向の温度勾配であり、温度勾配が曲げ変形を生じることから、曲げ拘束は配管の熱応力における本質的な拘束と考えることができる。

構造物では板厚方向の温度勾配のみでなく、板厚全体の平均的な温度変動も発生する可能性がある。そして、熱膨張によって総体的な変形が生じ、これを図 5.1.2(c) のように拘束することでも熱応力が発生する。このような、総体的な変形に対する拘束を膜拘束と呼んでいる。膜拘束は、図 5.1.3(a) のような構造物の境界における変形拘束によってのみでなく、図 5.1.3(b) に示すように構造物が局所的に冷却(加熱)される場合や、図 5.1.3(c) のように温度の界面近傍において発生する不適合応力によっても発生する。

拘束によって発生する熱応力の大きさは、曲げ拘束であれば図 5.1.2(a) を図 5.1.2(b) の状態に変形させる応力に相当することになる。曲げ拘束に対する  $R_b$  は一般に配管などの構造物では 1 となるが、膜拘束  $R_m$  は温度分布や境界条件によって複雑に変化し、三次元的な温度分布を考慮する必要がある。

次節以降では、2~4 章にて検討を行った以下の三つの現象に対して、上述した流体温度変動に対する熱応力応答ゲインを用いて評価および考察を行うことにする。

(1) 高低温水合流配管に生じる温度変動

(2) 閉塞分岐配管に生じる温度変動

(3) 加圧器スプレイ配管内蒸気・水界面下に生じる温度変動

(1)ではPWRプラントの余熱除去クーラー出口配管、(2)ではPWRプラントの余剰抽出配管、(3)ではPWRプラントの加圧器スプレイ配管を想定し、各々の運転条件にて評価を行った。上述のとおり熱応力応答ゲインを算出するには、 $x^* = x/L$  (無次元深さ)、 $Bi = hL/\lambda$  (ビオ数)、 $\omega = 2\pi f$  (角速度)、膜拘束係数  $R_m$  と曲げ拘束係数  $R_b$  が必要となる。配管内面を加熱する現象の場合は管内表面で応力が最大となるのは明らかなので、いずれの現象も  $x = 0$  (管内表面位置) で評価した。また、材質や配管形状に加え、熱伝達率や拘束係数が必要となるが、ここでは既往の研究結果を参考に算出し、本研究で得られた温度変動の周波数特性を踏まえ評価・考察した。

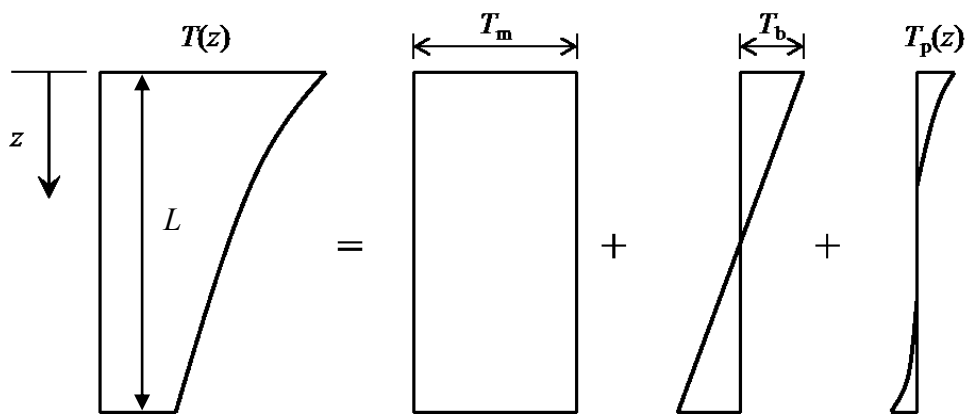
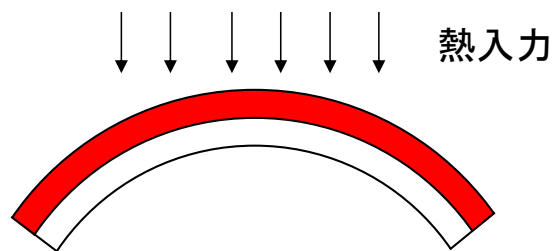
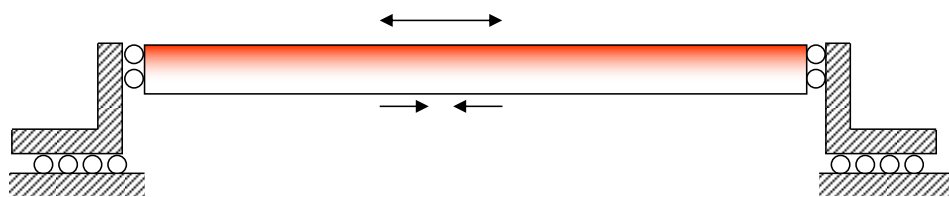


図 5.1.1 深さ方向温度分布の分解

(a)拘束なし



(b)曲げ拘束



(c)曲げ拘束+膜拘束

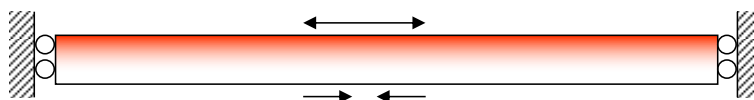
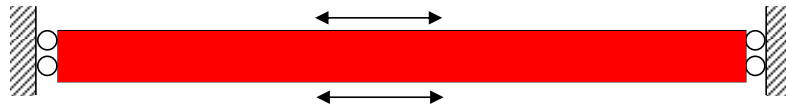
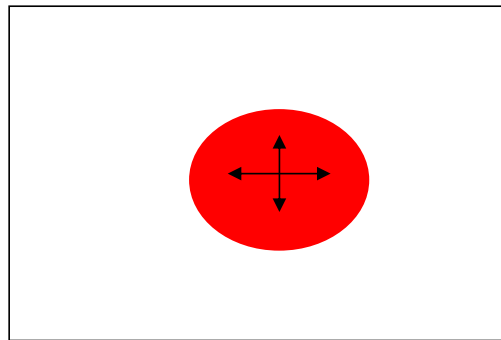


図 5.1.2 拘束の種類

(a)平均温度変化



(b)ホットスポット



(c)温度界面における不適合応力

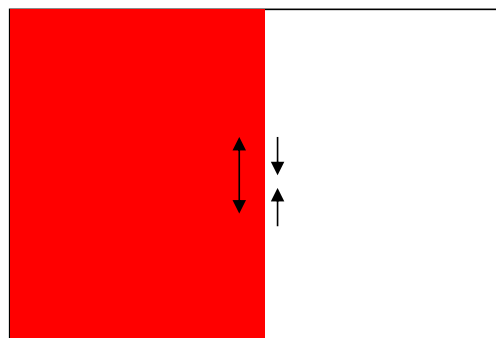


図 5.1.3 膜拘束の発生機構

## 5.2 高低温水合流配管に生じる温度変動による応力特性

ビオ数算出にあたり高低温水合流部における壁面と流体との熱伝達率  $h$  が必要である。2.1 節で述べたとおり Kimura らは、高低温水合流部において、本研究と同じ壁面噴流条件において管壁温度および壁面近傍の流体温度を測定することで、局所的な熱伝達率を明らかにしている(Kimura, et al., 2009)。その結果、以下の Dittus-Boelter 式で定義される熱伝達率  $h_s$  の 2.5~4 倍であることを示している。

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^{0.4} \quad (5.2.1)$$

$$Nu = \frac{h_s D_m}{\lambda_f} \quad (5.2.2)$$

ここで、 $Re$  はレイノルズ数、 $Pr$  はプラントル数、 $h_s$  は熱伝達率、 $\lambda_f$  は流体の熱伝導率、 $D_m$  は主管内径である。ここでは、仮に PWR プラントの余熱除去クーラー出口配管の条件を仮定し、物性値は 180°C、3.6MPa の値を用いた。また、代表速度と代表長さ、板厚は 2.3 節に示した管壁温度測定試験条件の値を用いた。算出したビオ数  $Bi$  を表 5.2.1 に示す。

次に拘束係数を算出する。対象の構造物は配管であるため曲げ拘束係数  $R_b$  は 1 とする。高低温水合流部においては 2 章で明らかにしたとおり主管内面にホットスポットが形成されており、膜拘束が発生しており、 $R_m$  の値は 0~1 の値をとると考えられる。Kamaya は、図 5.2.1 に示すとおり直管において長手方向  $s$ 、周方向  $\beta$  の角度の範囲で管内面を一様に加熱することでホットスポットを模擬し、有限要素法解析により膜拘束係数  $R_m$  を算出している(Kamaya, 2014)。その結果、 $\beta = 60^\circ$ 、 $s = 10L$  の場合  $R_m$  は図中の赤バツ印の箇所で最大となり、その値は 0.4 程度であることを示している。よって、ここでは、 $R_m=0.4$  として評価することにした。

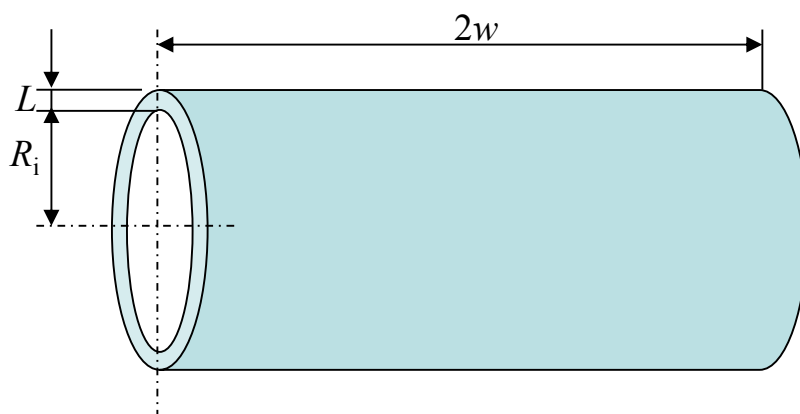
以上、得られたビオ数、拘束係数をもとに算出した熱応力応答ゲインを図 5.2.2 に示す。横軸はわかりやすくするために無次元角速度  $\omega^* = L\sqrt{\pi f / \kappa}$  から周波数  $f$  に変換し表示してある。ここで、板厚  $L=7.6\text{mm}$ 、構造材の熱拡散率  $\kappa=4.1 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$  を用いた。図には、2 章で明らかとなった高低温水合流部で特徴的な周波数である 0.1Hz と 4Hz を示してある。図より、高温噴流背後に発生する渦列に起因する周波数(4Hz)に比べ、ホットスポットの周方向へのゆらぎの周波数(0.1Hz)



のほうが応力への変換率が高い。この結果は、2.6節に示した応力解析結果の考察とも一致する。図に示すとおり流体温度ゆらぎに対する熱応力応答ゲインのピークは0.1Hz付近にあることから、本現象は流体温度ゆらぎの熱応力変換率が高い。よって、高低温水合流部においては流体温度入口温度差を管理する等適切な設計評価が必要である。

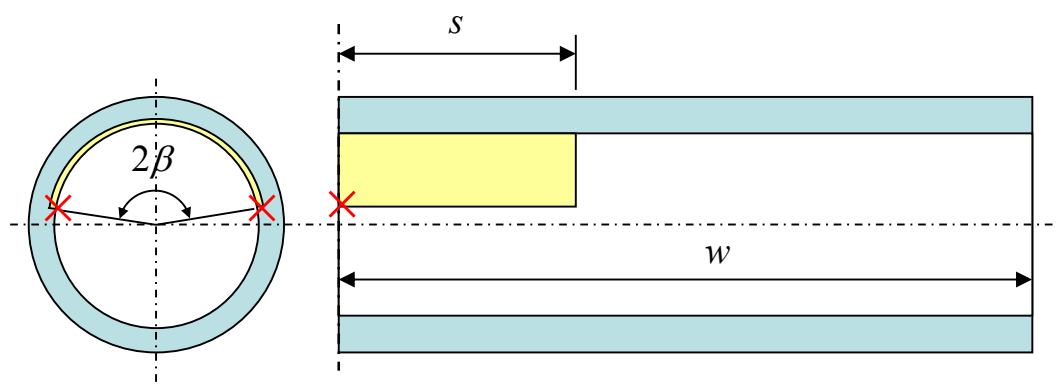
表 5.2.1 ビオ数(高低温水合流部)

$Re$ [-]	$Pr$ [-]	$Nu$ [-]	$h_s$ [w/m <sup>2</sup> K]	$h$ [w/m <sup>2</sup> K]	$Bi$ [-]
$9.3 \times 10^5$	1.0	$1.4 \times 10^3$	$6.1 \times 10^3$	$1.5 \times 10^4 \sim 2.4 \times 10^4$	6.8~10.8



( $R_i = 100$  mm,  $L = 10$  mm,  $2w = 1000$  mm)

(a) 配管形状



(b) 加熱面の定義

図 5.2.1 ホットスポットにより加熱された直管の評価モデル(Kamaya, 2014)

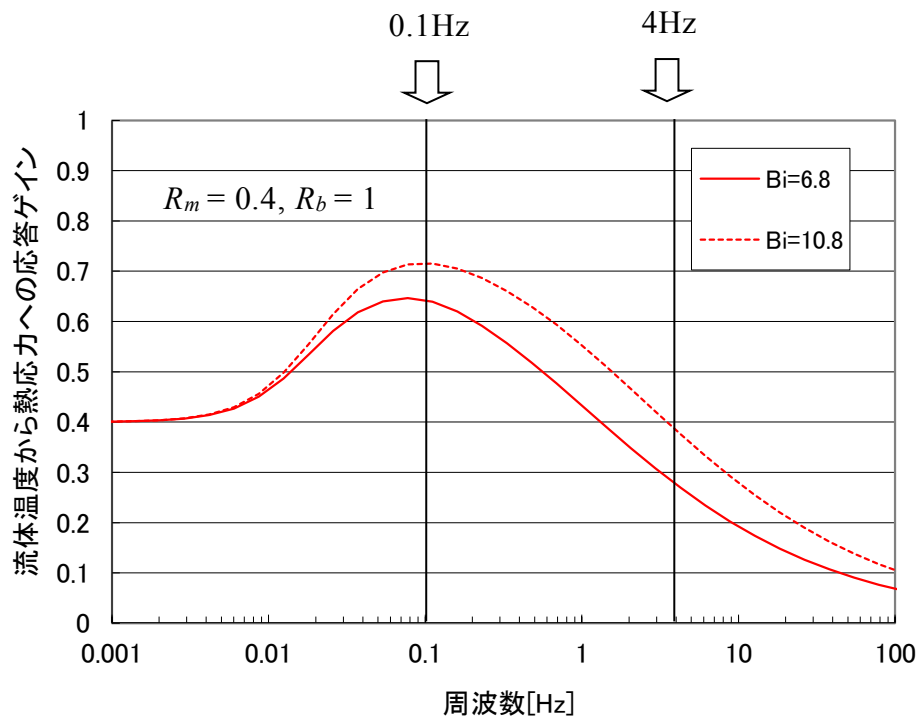


図 5.2.2 流体温度変動に対する熱応力応答ゲイン(高低温水合流配管)

### 5.3 閉塞分岐配管に生じる温度変動による応力特性

閉塞分岐配管に生じる熱応力応答ゲインを評価した。ビオ数算出にあたり閉塞分岐配管に発生する熱成層付近における壁面と流体との熱伝達率  $h$  が必要である。しかしながら、熱伝達率に関する知見がないことから、式(5.2.1)に示した Dittus-Boelter 式に非定常の効果を増倍係数として考慮し、評価することにした。増倍係数としては、高低温水合流部において係数が最大値となる壁面衝突噴流条件の値は 6 であることから増倍係数を 1~6 として算出した(日本機械学会,2003)。また、ここでは PWR プラントの余剰抽出配管を想定し、主流流速 12m/s、分岐管内径 43mm とした。また、物性値は、290°C、15MPa の値を用いた。 $Re$  数の代表速度としては、土蔵らが明らかにした、主流速度 12m/s、分岐管内径 43mm における管断面全体を支配する旋回渦発生付近における旋回流速の最大値  $U_{\theta max} = 0.3\text{m/s}$  を使用し(土蔵他,2014)、代表長さは 43mm、板厚は 8.7mm とした。算出したビオ数  $Bi$  を表 5.3.1 に示す。

次に拘束係数を算出した。対象の構造物は配管であるため曲げ拘束係数  $R_b$  は 1 とする。閉塞分岐配管においては熱成層が形成されており、図 5.1.3(c)に示すとおり熱成層界面において膜拘束が発生しており、 $R_m$  の値は 0~1 の値をとると考えられる。Kamaya は、図 5.3.1 に示すとおり美浜2号機の閉塞分岐配管滞留部における漏洩事象(関西電力, 1999 年)を模擬し、エルボ配管において水平管内に一部を一様に冷却した条件で有限要素法解析により膜拘束係数  $R_m$  を算出している(Kamaya, 2014)。その結果、 $R_m$  は  $\phi = 46^\circ$  (冷却境界部付近)で最大となり、その値は 0.7 程度であることを明らかにしている。よって、ここでは、 $R_m = 0.7$  として評価することにした。

以上、得られたビオ数、拘束係数をもとに算出した熱応力応答ゲインを図 5.3.2 に示す。横軸は前節同様、次元角速度  $\omega^* = L\sqrt{\pi f / \kappa}$  から周波数  $f$  に変換し表示してある。ここで、板厚  $L = 8.7\text{mm}$ 、構造材の熱拡散率  $\kappa = 4.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  を用いた。図には、3 章で明らかとなった閉塞分岐配管における侵入深さの変動周波数である 0.02Hz (主流速度 12m/s、分岐管内径 43mm)を示してある。図に示すとおりビオ数が大きい場合は流体温度ゆらぎに対する熱応力応答ゲイン 0.04Hz 付近でピークに達していることから、本現象は熱応力への変換率が高いといえる。閉塞分岐配管部においては主流の侵入深さを鉛直管部にとどめる等適切な設

計評価が必要である。

表 5.3.1 ビオ数(閉塞分岐配管)

$Re$ [-]	$Pr$ [-]	$Nu$ [-]	$h_s$ [w/m <sup>2</sup> K]	$h$ [w/m <sup>2</sup> K]	$Bi$ [-]
$1.0 \times 10^5$	0.86	$2.2 \times 10^2$	$3.0 \times 10^3$	$3.0 \times 10^3 \sim 1.8 \times 10^4$	1.4~8.4

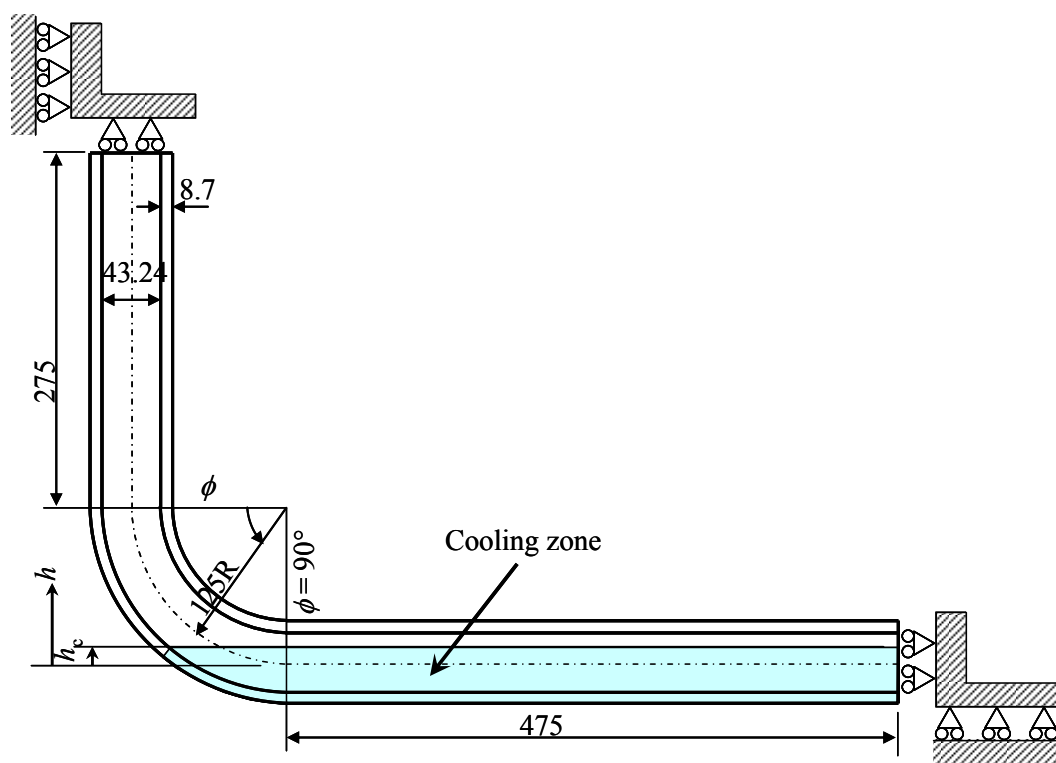


図 5.3.1 熱成層の存在する曲げ配管の評価モデル(Kamaya, 2014)

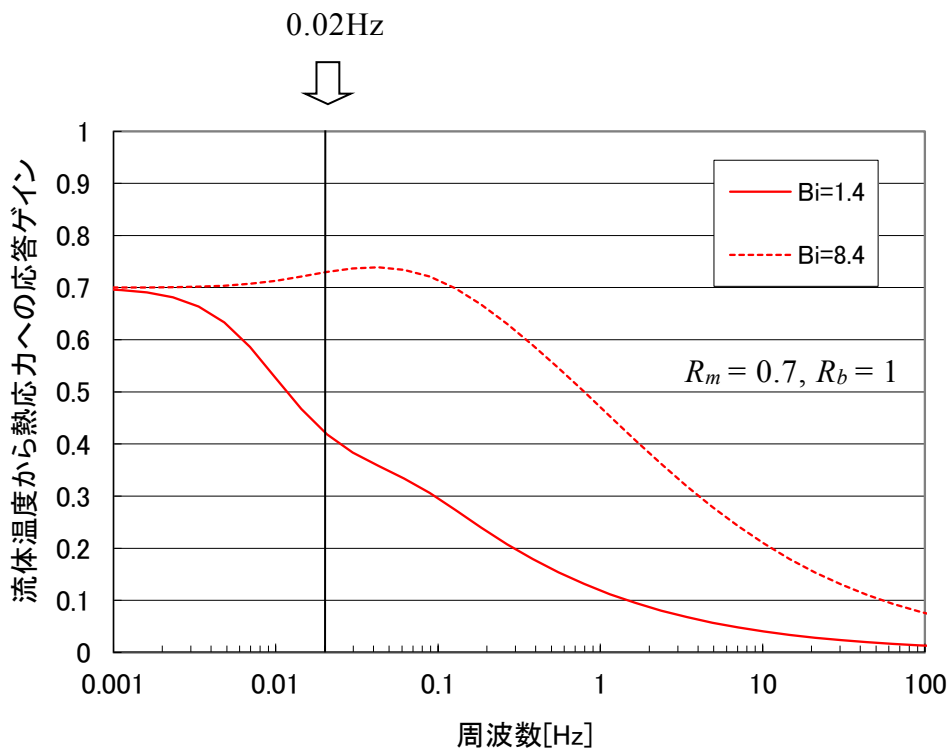


図 5.3.2 流体温度変動に対する熱応力応答ゲイン(閉塞分岐配管)

## 5.4 加圧器スプレイ配管内蒸気・水界面下に生じる温度変動による応力特性

次に加圧器スプレイ配管内に生じる熱応力応答ゲインを評価した。ビオ数算出にあたり壁面と流体との熱伝達率  $h$  が必要である。Oumayaらは、本研究と同じ条件で管壁温度測定実験および数値解析を行い、熱伝達率を算出している。その結果、バイパススプレイ流量 (7.7 l/min) において式 (5.2.1) に示した Dittus-Boelter 式から得られる熱伝達率の 0.73~2.0 倍であることを示している (Oumaya, et al., 2009a)。その結果を用い算出したビオ数  $Bi$  を表 5.4.1 に示す。ここで、物性値は PWR プラントの通常運転中の加圧器スプレイシステムを想定し、290°C、15MPa の値を用い、 $Re$  数の代表速度は液面高さ 27mm とした場合のバイパススプレイ流量における管断面平均流速を、代表長さは液面高さ 27mm とした場合の水力直径 61mm とし、板厚は 13.5mm とした。

次に拘束係数を算出する。対象の構造物は配管であるため曲げ拘束係数  $R_b$  は 1 とする。4 章で示したとおり水平配管部においては熱成層が形成されており、図 5.1.3(c) に示すとおり熱成層界面において膜拘束が発生しており、 $R_m$  の値は 0~1 の値をとると考えられる。加圧器スプレイ配管水平部では、拘束係数算出のモデルは図 5.2.1 に示したホットスポットにより加熱された直管の評価モデルとほぼ同じと考えられることから、ここでは、同じく  $R_m=0.4$  として評価することにした。

以上、得られたビオ数、拘束係数をもとに算出した熱応力応答ゲインを図 5.4.1 に示す。横軸は前節同様、次元角速度  $\omega^* = L\sqrt{\pi f / \kappa}$  から周波数  $f$  に変換し表示してある。ここで、板厚  $L=13.5\text{mm}$ 、構造材の熱拡散率  $\kappa=4.3\times 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$  を用いた。図には、4 章で明らかとなった加圧器スプレイ配管における界面下の液温変動の支配周波数であるブラント・バイサラ周波数 1.1Hz (バイパススプレイ流量時) を示してある。図に示すとおり流体温度ゆらぎに対する熱応力の変換率は低く、1Hz 付近では 0.1 以下である。

表 5.4.1 ビオ数(加圧器スプレー配管)

$Re$ [-]	$Pr$ [-]	$Nu$ [-]	$h_s$ [w/m <sup>2</sup> K]	$h$ [w/m <sup>2</sup> K]	$Bi$ [-]
$4.0 \times 10^4$	0.86	$1.0 \times 10^2$	$9.7 \times 10^2$	$7.1 \times 10^2 \sim 1.9 \times 10^3$	0.34~0.92

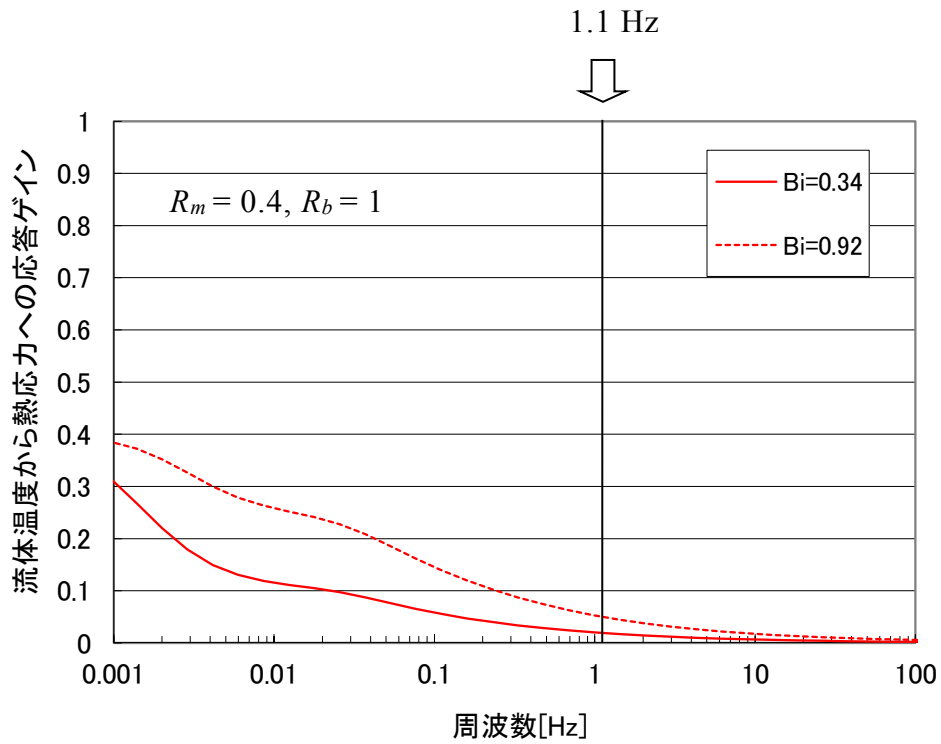


図 5.4.1 流体温度変動に対する熱応力応答ゲイン(加圧器スプレー配管)



## 5.5 結言

本章では、2~4 章にて温度変動メカニズムの検討を行った三つの現象に対して、PWR プラントの運転条件を想定して、流体温度ゆらぎと熱応力応答の関係について評価・考察を行った。その結果、以下の結言が得られた。

### (1) 高低温水合流配管に生じる温度変動

高温噴流背後に発生する渦列に起因する周波数に比べ、ホットスポットの周方向へのゆらぎの周波数のほうが温度変動による熱応力への変換率が高い。また、後者の周波数は流体温度ゆらぎに対する熱応力応答ゲインのピーク付近にあることから、熱応力が大きくなる。高低温水合流部においては流体温度入口温度差を管理する等、適切な設計評価が必要である。

### (2) 閉塞分岐配管に生じる温度変動

閉塞分岐配管における熱成層界面の変動要因となっている侵入深さの変動周波数は、流体温度ゆらぎに対する熱応力応答ゲインのピーク付近にあることがわかった。

閉塞分岐配管部においては主流の侵入深さを鉛直管部にとどめる等、熱成層界面の変動を回避するための適切な設計が必要である。

### (3) 加圧器スプレイ配管内蒸気・水界面下に生じる温度変動

界面下の液温変動要因の支配周波数であるブラント・バイサラ周波数は 1Hz 程度と高く、流体温度ゆらぎの熱応力変換率は低いことがわかった。

## 第 6 章 結論

本研究では、プラント配管における流体温度ゆらぎによる熱疲労損傷が発生したもしくは懸念される現象として、以下の現象を対象に、熱流動実験および数値計算によりその温度変動メカニズムの検討を行った。

- (1) 高低温水合流部に生じる温度変動
- (2) 閉塞分岐配管に生じる温度変動
- (3) 加圧器スプレイ配管内蒸気・水界面下に生じる温度変動

また、各現象のメカニズムの検討により得られた温度変動の周波数特性を踏まえ、流体温度ゆらぎと熱応力応答の関係について評価・考察を行った。

以下、2~4 章で明らかとなった各現象に対する温度変動メカニズムについて述べ、流体温度ゆらぎと熱応力応答の関係について評価・考察した結果を示す。また得られた結果をもとに、今後の研究について展望し、本論文の結論とする。

### (1) 高低温水合流部に生じる温度変動

T 字配管において分岐管と主管の口径比 0.33( = 50/150)、流速比は、分岐管からの噴流が主管の中心部まで到達せず主管壁に沿って流れる壁面噴流状態で管壁温度分布測定実験を行った。その結果、温度変動メカニズムとして以下の点が明らかとなった。

- (1-1) 主管内面の温度変動強度の大きい箇所は分岐管近傍から下流  $1.0D_m$  までの範囲である。
- (1-2) 主管内面の温度変動は数 Hz 程度の渦列に起因するものだけではなく、約 0.1Hz の長周期の変動がある。長周期の変動は、高温の噴流により主管内面に形成されたホットスポットが約 10 秒の周期で周方向にゆらぐことで発生している。

### (2) 閉塞分岐配管に生じる温度変動

分岐管内径が 8mm から 43mm の 7 種類の鉛直下向き閉塞分岐配管の実験と 43mm の数値計算を行った。実験は、分岐配管滞留水と主流の温度が等しい均一温度場にて、主流の侵入深さの計測および分岐管内渦構造の可視化を行い、数値計算では、分岐管内に発生する旋回流の動きについて調べた。その結果、

温度変動メカニズムとして以下の点が明らかとなった。

(2-1)分岐管断面の流動パターンは、キャビティーフローの一部と考えられる断面に平行な流れ、複数の小さな渦が形成される流れ、および管全体を支配する旋回流の3つが存在する。

(2-2) $L/D_b = 4$ 付近で形成される管断面全体を支配する旋回流の発生周期と主流の侵入深さの変動周期はほぼ一致することがわかった。

(2-3) $L/D_b = 4$ 付近で形成される管全体を支配する旋回流が、周期的に分岐管内を鉛直に下降することで、侵入が深くなり熱成層界面が変動する。

### (3)加圧器スプレイ配管内蒸気・水界面下に生じる温度変動

加圧水型原子力プラントの加圧器スプレイ配管を対象に可視化実験および温度・流速測定実験を行った。その結果、温度変動メカニズムとして以下の点が明らかとなった。

(3-1)管壁温度変動は気液界面の変動ではなく、界面下の液相内の温度変動によって発生していた。

(3-2)蒸気・水の気液界面下の黒い縞模様が観察された付近では液温変動が発生しており、そのパワースペクトル密度は1Hz付近にピークが存在した。

(3-3)測定した温度・速度勾配から算出したリチャードソン数は0.25より大きく、密度安定成層が形成されており、液温変動の周波数はブラント・バイサラ周波数に近い値であることから、液温変動は密度安定成層内に発生した浮力を復元力とする流体の振動現象によるものと考えられる。

次に各現象のメカニズムの検討により得られた温度変動の周波数特性を踏まえ、流体温度ゆらぎと熱応力応答の関係について評価・考察を行った。その結果、以下の点が明らかとなった。

#### (1)高低温水合流配管に生じる温度変動

高温噴流背後に発生する渦列に起因する周波数に比べ、ホットスポットの周方向へのゆらぎの周波数のほうが温度変動による熱応力への変換率が高い。また、後者の周波数は流体温度ゆらぎに対する熱応力応答ゲインのピーク付近にあることから、熱応力が大きくなる。高低温水合流部においては流体温度入口温度差を管理する等適切な設計評価が必要である。

## (2)閉塞分岐配管に生じる温度変動

閉塞分岐配管における熱成層界面の変動要因となっている侵入深さの変動周波数は、流体温度ゆらぎに対する熱応力応答ゲインのピーク付近にあることがわかった。閉塞分岐配管部においては主流の侵入深さを鉛直管部にとどめる等、熱成層界面の変動を回避するための適切な設計が必要である。

## (3)加圧器スプレイ配管内蒸気・水界面下に生じる温度変動

界面下の液温変動の支配周波数であるブラント・バイサラ周波数は 1Hz 程度と高く、流体温度ゆらぎの熱応力変換率は低いことがわかった。

以上、本研究においては、プラント配管における流体温度ゆらぎによる熱疲労による損傷が発生したもしくは懸念される現象として三つの現象を抽出し、熱流動実験および数値計算によりその温度変動メカニズムの検討を行った。その結果、温度変動を誘発するメカニズムとその特徴的な周波数を明らかにすることができた。加えて、その温度変動の周波数特性を踏まえ、流体温度ゆらぎと熱応力応答の関係について評価・考察を行い、高低温水合流配管および閉塞分岐配管に生じる温度変動現象では、流体温度ゆらぎに対する熱応力変換率は高く、適切な設計が必要であることを示した。

最後に、本研究によって得られた知見を踏まえ、研究成果を広く実用に供するために今後の展望について以下に記す。

本論文ではプラント配管の熱疲労現象に及ぼす温度変動のメカニズムを明らかにするため熱流動実験や数値計算を行った。ここでは、特に原子力発電プラントを念頭に懸念される現象として三つの現象を選定し対象として論じたが、原子力発電プラント以外のプラント配管においても個々の運転条件に応じた様々な熱流動現象が存在する可能性があり、今回明らかにしたメカニズム以外の要因による熱疲労発生の可能性も否定できない。しかしながら、本論文で示したとおり熱電対を用いた管壁温度測定実験や可視化実験、数値計算により、その温度変動周波数の特徴を明らかにすることで、流体温度ゆらぎと熱応力応答の関係について評価が可能であるといえる。本研究で提案した管壁温度測定試験体の製作手法や温度データの処理方法および可視化実験手法は、将来、顕在化する流体温度ゆらぎによる熱疲労破損の検討においても役立つことが期待される。

## 参考文献

以下、アルファベット順に示す。

Baron, F., Gabillard, M. and Lacroix, C., Experimental study and three-dimensional prediction of recirculating and stratified pipe flow in PWR, International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH 4), (1989), pp.1354-1361.

Chapuliot, S., Gourdin, C., Payen, T., Magnaud, J.P. and Monavon, A., Hydro-thermal-mechanical analysis of thermal fatigue in a mixing tee, Nuclear Engineering and Design, 235 (2005), pp.575-596.

Fontes, J., Braillard, O., Cartier, O. and Dupraz, S., Evaluation of an unsteady heat transfer coefficient in a mixing Area: the FATHER experiment associated to the specific “Coefh” sensor, Proc. of 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13) (2009), Paper No. N13P1136.

Howard, R. and Pasutto, T., The effect of adiabatic and conducting wall boundary conditions on LES of a thermal mixing tee, Proc. of 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13) (2009), Paper No.N13P1110.

Hunt, J.C.R., Wray, A.A. and Moin, P., Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows, Center for Turbulence Research Report CTR-S 88(1988).

Iguchi, T., Saito, A., Takenaka, N., Miyoshi, K. and Nakamura, A., Experimental study on penetration length in a small size branch pipe in a nuclear power plant, Proc. of 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-14) (2011), Paper No.NURETH14-178.

Jones, I.S. and Lewis, M.W.J., The effect of various constraint conditions in the frequency response model of thermal striping, Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, Vol.18, No.4(1995), pp.489-502.

Jong, C.J., Young H. C., and Seok, K.C., Numerical analysis of unsteady

conjugate heat transfer and thermal stress for a curved piping system subjected to thermal stratification, *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol.125, No.4, (2003), pp.467-474.

Jong, C.J., Yun, I.K, and Seok, K.C., Numerical analysis of thermal stratification in a circular pipe, *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol.123, No.4, (2001), pp.517-524.

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.

Kamaya, M., Assessment of thermal fatigue damage caused by local fluid temperature fluctuation (part I: characteristics of constraint and stress caused by thermal striation and stratification) , *Nuclear Engineering and Design*, 268 (2014), pp.121-138.

Kamide, H., Igarashi, M., Kawashima, S., Kimura, N. and Hayashi, K., Study on mixing behavior in a tee piping and numerical analyses for evaluation of thermal striping, *Nuclear Engineering and Design*, 239 (2009), pp.58-67.

関西電力株式会社, 美浜発電所2号機の点検結果について(余剰抽出水系統配管からの漏えいの原因と対策), プレスリリース 1999 年分, <<http://www1.kepco.co.jp/pressre/1999/0525-1j.html>>, (参照日 2014 年 7 月 14 日).

Kasahara,N. and Takasho,H., Stress Response Functions to Multi-Dimensional Spatial Fluctuations of Fluid Temperature, *ASME, PVP-Vol.443-1(2002)*, pp.25-31.

Kimura, N., Ono, A., Miyakoshi, H. and Kamide, H., Experimental study on high cycle thermal fatigue in T-junction, *Proc. of 13th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13) (2009)*, Paper No. N13P1169.

喜多野一幸, 羽入田勝也, 竹越榮俊, 澤田昌俊, 平澤良男, 小坂暁夫, 非定常細線加熱法によるマグネシア・硝酸塩混合物の熱伝導率に関する研究, *Japan journal of thermophysical properties*, Vol.19, No.3(2005), pp.142-146.

- 近藤喜之, 谷本浩一, 白石直, 鈴木盛喜, 小倉健志, 椎名孝次, 福田俊彦, 千種直樹, 守屋祥一, 滞留部の熱成層化による高サイクル熱疲労に関する研究 (Lsh 評価手法の概要), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 70, No. 689(2004), pp.178-191.
- 九州電力株式会社, 玄海原子力発電所2号機第 20 回定期検査の状況について(余剰抽出配管ひび割れの原因と対策), プレスリリース 2007 年分, <[http://www.kyuden.co.jp/press\\_070216b-1.html](http://www.kyuden.co.jp/press_070216b-1.html)>, (参照日 2014 年 7 月 14 日).
- Lighthill, J., *Waves in fluids*, Cambridge University Press, (1978).
- Miles, J.W. and Howard, L.N., Note on a heterogeneous shear flow, *Journal of Fluid Mechanics*, vol.20, (1964), pp.331-336.
- 中森信夫, 鈴木忠彦, 上野隆司, 笠原二郎, 半沢克巳, 桶谷浩一郎, 鶴飼修, 枝管内における熱成層現象, 第 30 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, D252(1993), pp. 646-648.
- Nakamura, A., Ikeda, H., Qian, S., Tanaka, M., and Kasahara, N., Benchmark simulation of temperature fluctuation using CFD For the evaluation of the thermal load in a T-junction pipe, *The 7th Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS7) (2010)*, Paper No. N7P-0011.
- 中村晶, 三好弘二, 竹中信幸, 数値計算による閉じられた直管の分岐配管への侵入深さの評価, *Journal of the Institute of Nuclear Safety System*, Vol. 19 (2012), pp.39-49.
- 中村晶, 大厩徹, 濱谷大輔, 竹中信幸, 下向き閉塞分岐配管に生じる流動と温度変動のメカニズム- 第2報 水平部を有する曲がり管に生じる温度変動-, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 75, No. 749(2009), pp.77-84.
- Nakamura, A., Miyoshi, K., Oumaya, T., Takenaka, N., Hosokawa, S., Hamatani, D., Hase, M., Onojima, D., Yamamoto, Y., and Saito, A., Temperature fluctuation phenomena in a normally stagnant pipe connected downward to a high velocity and high temperature main pipe, *Nuclear Engineering and Design*, 239 (2014), pp.360-373.

Nakamura, A., Oumaya, T. and Takenaka, N., Numerical investigation of thermal striping at a mixing tee using detached eddy simulation, Proc. of 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13) (2009), Paper No.N13P1074.

日本原子力発電株式会社, 敦賀発電所2号機一次冷却水漏えいに係る原因と対策について, プレスリリース 1999 年分, <<http://www.japc.co.jp/news/press/1999/pdf/111025.pdf>>, (参照日 2014 年 7 月 14 日).

日本機械学会編, 伝熱工学資料 改訂第 4 版, (1986), p.318.

日本機械学会編, 配管の高サイクル熱疲労に関する評価指針, 初版(2003), 日本機械学会.

Nuclear Regulatory Commission, Assessment of Pressurized Water Reactor Primary System Leaks, US NRC, NUREG / CR-6582 (1999).

Oumaya, T., Nakamura, A., and Takenaka, N., Results of a steam-water experiment simulating two-phase flow in pressurizer spray piping, 17th International Conference on Nuclear Engineering(ICONE-17)(2009), Paper No.ICONE17-75582.

Oumaya, T., Nakamura, A., Onojima, D. and Takenaka, N., Visualization of flow in pressurizer spray line piping and estimation of thermal stress fluctuation caused by the swaying of water surface, Journal of Power and Energy Systems, vol.3(2009), pp.83-102.

大厩徹, 中村晶, 長谷正紹, 細川茂雄, 竹中信幸, 下向き閉塞分岐配管に生じる流動と温度変動のメカニズム- 第1報 鉛直分岐配管に生じる流動現象-, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 75, No. 749(2009), pp.68-76.

大厩徹, 中村晶, 斉藤敦, 山本泰大, 竹中信幸, 下向き閉塞分岐配管に生じる流動と温度変動のメカニズム(第3報, 水平部を有する曲がり管に生じる壁面の温度変動), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 75, No. 755(2009), pp.1410-1419.

椎名孝次, 河村勉, 大塚雅哉, 水野正, 久恒眞一, 小倉健志, 谷本浩一, 福田俊彦, 南安彦, 守屋祥一, 班目春樹, 閉塞分岐滞留部の熱成層化による水



- 平管内渦侵入深さ予測(温度変動特性に及ぼす放熱条件の影響), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 71, No. 703(2005), pp.954-961.
- 白石直, 並河孝治, 鈴木盛喜, 閉塞分岐配管内の旋回流の速度分布の研究, 可視化情報学会誌, Vol. 20, Suppl. No.2(2000), pp.93-96.
- Smith, W.R., Cassell, D.S. and Schlereth, E.P., A solution for the temperature distribution in a pipe wall subjected to internally stratified flow, Journal of engineering for gas turbines and power, Vol.112, No.4, (1990), pp.602-606.
- Strelets, M., Detached eddy simulation of massively separated flows, AAIA Paper 2001-0879, 39th Aerospace sciences meeting and exhibit, Reno, NV (2001).
- Talja, A. and Hansjosten, E., Results of thermal stratification tests in a horizontal pipe line at the HDR-Facility, Nuclear Engineering and Design, Vol.118, No.1, (1990), pp.29-41.
- Tanaka, M., Ohshima, H. and Monji, H., Thermal mixing in T-junction piping system related to high-cycle thermal fatigue in structure, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 47, No. 9 (2010), pp. 790-801.
- 谷本浩一, 白石直, 鈴木盛喜, 小倉健志, 椎名孝次, 福田俊彦, 南安彦, 守屋祥一, 滞留部の熱成層化による高サイクル熱疲労に関する研究(L1 評価手法の概要), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 70, No. 689(2004), pp.176-183.
- 土蔵孝博, 杉本勝美, 竹中信幸, 三好弘二, 中村晶, 原子炉の枝配管における流動現象の解明, 第 19 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, A232(2014), pp.217-220.
- Wolf, L., Hafner, W., Geiss, M., Hansjosten, E. and Katzenmeier, G., Results of HDR-experiments for pipe loads under thermally stratified flow conditions, Nuclear Engineering and Design, Vol.137, No.3, (1992), pp.387-404.
- Yu, Y.J., Lee, T.H., Sohn, Y.S. and Park, S.H., Thermal stratification of surge line in PWR nuclear power plant, ASME 1995 Pressure Vessels & Piping Conference (PVP1995), No.304, (1995), pp.67-72.

# 付録 A 流体温度変動に対する熱応力の周波数応答関数

1.3.1 節で示したとおり Kasahara らは平板を対象に流体温度ゆらぎによる熱応力の応答を定量的に評価するため、式(1.39)に示すとおり流体温度変動に対する熱応力の周波数応答関数を提示している。本文では、一部係数を省略したためここでは詳細に記す。式中の記号は本文と同じである。

式(1.3.9)は以下の式に示される流体から構造表面への有効熱伝達関数  $H$  と構造表面温度から熱応力に変化する有効熱応力関数  $S$  の積で表される。

$$G(x^*, Bi, j\omega, R_m, R_b) = H(Bi, j\omega) S(x^*, j\omega, R_m, R_b) \quad (\text{A.1})$$

ここで、有効熱伝達関数  $H$  は以下の式で定義される。

$$H(Bi, j\omega) = \frac{Bi(Bi + \omega^*)}{(Bi + \omega^*)^2 + \omega^{*2}} - j \frac{Bi\omega^*}{(Bi + \omega^*)^2 + \omega^{*2}} \quad (\text{A.2})$$

有効熱応力関数  $S$  は以下の式で定義される。

$$S(x^*, j\omega, R_m, R_b) = \frac{\sigma^*(x^*, Bi, j\omega, R_m, R_b)}{T_s^*(0, Bi, j\omega)} = S_1(x^*, \omega^*, R_m, R_b) + jS_2(x^*, \omega^*, R_m, R_b) \quad (\text{A.3})$$

$$S_1(x^*, \omega^*, R_m, R_b) = (1 - R_m)B_m(\omega^*) + (1 - R_b)(1 - 2x^*)B_b(\omega^*) - B(x^*, \omega^*) \quad (\text{A.4})$$

$$S_2(x^*, \omega^*, R_m, R_b) = (1 - R_m)C_m(\omega^*) + (1 - R_b)(1 - 2x^*)C_b(\omega^*) - C(x^*, \omega^*) \quad (\text{A.5})$$

ここで係数  $B_m, C_m, B_b, C_b, B, C$  は以下の式で定義される。

$$B_m(\omega^*) = \frac{1}{2\omega^*} \left[ \frac{\sin(\omega^*)\cos(\omega^*) + \sinh(\omega^*)\cosh(\omega^*)}{\cos^2(\omega^*)\cosh^2(\omega^*) + \sin^2(\omega^*)\sinh^2(\omega^*)} \right] \quad (\text{A.6})$$

$$C_m(\omega^*) = \frac{1}{2\omega^*} \left[ \frac{\sin(\omega^*)\cos(\omega^*) - \sinh(\omega^*)\cosh(\omega^*)}{\cos^2(\omega^*)\cosh^2(\omega^*) + \sin^2(\omega^*)\sinh^2(\omega^*)} \right] \quad (\text{A.7})$$

$$B_b(\omega^*) = \frac{3}{2\omega^*} \left[ \frac{\sinh(\omega^*)\cosh(\omega^*) + \sin(\omega^*)\cos(\omega^*) - \frac{2\sinh(\omega^*)\sin(\omega^*)}{\omega^*}}{\cos^2(\omega^*)\cosh^2(\omega^*) + \sin^2(\omega^*)\sinh^2(\omega^*)} \right] \quad (\text{A.8})$$

$$C_b(\omega^*) = \frac{3}{2\omega^*} \left[ \frac{-\sinh(\omega^*)\cosh(\omega^*) + \sin(\omega^*)\cos(\omega^*) + \frac{2}{\omega^*}(\cos^2(\omega^*)\cosh^2(\omega^*) + \sin^2(\omega^*)\sinh^2(\omega^*) - \cosh(\omega^*)\cos(\omega^*))}{\cos^2(\omega^*)\cosh^2(\omega^*) + \sin^2(\omega^*)\sinh^2(\omega^*)} \right] \quad (\text{A.9})$$

$$B(x^*, \omega^*) = \frac{\cos(\omega^*)\cosh(\omega^*)\cos\{\omega^*(1-x^*)\}\cosh\{\omega^*(1-x^*)\} + \sin(\omega^*)\sinh(\omega^*)\sin\{\omega^*(1-x^*)\}\sinh\{\omega^*(1-x^*)\}}{\cos^2(\omega^*)\cosh^2(\omega^*) + \sin^2(\omega^*)\sinh^2(\omega^*)} \quad (\text{A.10})$$

$$C(x^*, \omega^*) = \frac{\cos(\omega^*)\cosh(\omega^*)\sin\{\omega^*(1-x^*)\}\sinh\{\omega^*(1-x^*)\} - \sin(\omega^*)\sinh(\omega^*)\cos\{\omega^*(1-x^*)\}\cosh\{\omega^*(1-x^*)\}}{\cos^2(\omega^*)\cosh^2(\omega^*) + \sin^2(\omega^*)\sinh^2(\omega^*)} \quad (\text{A.11})$$

## 付録 B 使用した解析コードモデル

2.2 節および 3.4 節では熱流動現象を ANSYS 社の汎用熱流動数値解析コード CFX を用いシミュレーションした。本文では、解析手法の詳細を省略したためここでは詳細に記す。

使用した乱流モデルは、レイノルズ平均モデルである Shear Stress Transport  $k$ - $\omega$  モデルと Large Eddy Simulation モデルのハイブリッド手法としての DES (Detached Eddy Simulation) モデルを用いた。CFX において SST  $k$ - $\omega$  モデルと LES モデルの割合を規定する Blending Function である BF1, BF2 は、Strelets が提案した DES モデルに従って計算するため、ともに 0 に設定した。

以下、Strelets による DES モデル (Strelets, 2001) の概要を示す。

$k$  (乱流運動エネルギー) の輸送方程式は、

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i k)}{\partial x_i} = P_k + E + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right\} \quad (\text{B.1})$$

ここで、SST  $k$ - $\omega$  モデルの消散項  $E$  は

$$E = -\rho \varepsilon = -\beta^* \rho k \omega \quad (\text{B.2})$$

であるが、DES モデルでは DES function として  $F_{DES}$  を導入することで、

$$E = -\beta^* \rho k \omega F_{DES} \quad (\text{B.3})$$

で表される。 $F_{DES}$  は以下の式で定義される。

$$F_{DES} = \max \left( \frac{L_t}{C_{DES} \Delta}, 1 \right) \quad (\text{B.4})$$

ここで、 $C_{DES}=0.61$ 、 $L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega}$ 、 $\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$  である。 $\varepsilon$  は乱流運動エネルギーの散逸率、 $\omega$  は乱流運動エネルギーの比散逸率、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  は 3 方向の格子サイズである。

また、流れ場の運動方程式の移流項の空間差分には SST の領域では 2 次精度風上差分、LES の領域では 2 次精度中心差分を用い、時間項には 2 次精度 Euler 後退差分を用いた。

## 付録 C 高低温水合流部壁温測定用試験体の製作工程

2.3.1 節で示した管壁温度測定用試験体の製作工程を図 C1 に示す。シース熱電対の取り付け方法については、図 2.3.3 に示すとおり、管壁に穴をあけ、外表面から挿入し、管内面に沿わせる方法とした。また、熱電対の固定方法は、2.2.3.2 節で述べたとおり熱電対と管との密着性を向上させるため高温真空炉中におけるニッケルによるロウ付けとした。炉内では  $10^{-2} \sim 10^{-6}$ [Pa] の高真空状態とし、1 次ロウづけで最大 1025℃、2 次ロウづけで最大 900℃まで温度を上昇させた。ロウ付けは融点の違う 2 種類のロウ剤を使用した。1 次ロウ付けでは融点の高いロウ材で、穴をまず塞ぎ、2 次ロウ付けでは少し融点の低いロウ材をその上に塗布することで、外面へのロウ材の流出を防ぐことを可能にしている。1 次ロウ付け前後の管内面状態の写真を図 C2 に 2 次ロウ付け前後の管内面状態の写真を図 C3 に示す。内面でのロウ材のタレを防止するため周囲には流動防止剤(水色状のペースト)を塗布している。ロウ付けは熱電対取り付け部にペースト状のロウ材を塗布して、炉内で溶かす手法であることから、塗布箇所は凸形状となる。そのため、管内の流れに乱れを発生させる原因となることから、手作業にて研磨をし、凹凸がない状態であることを確認した。ロウ付け後内面研磨前後の写真を図 C4 に示す。

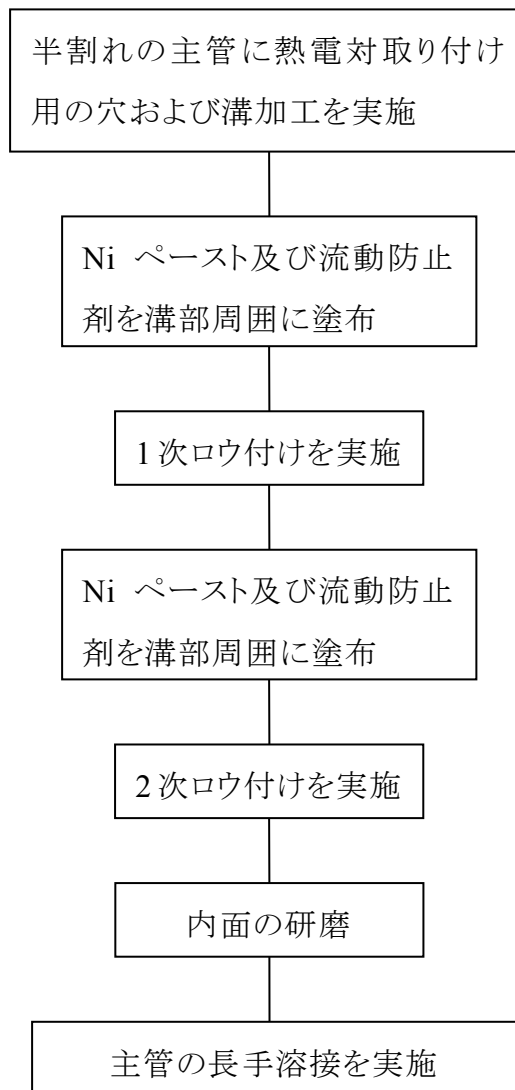


図 C1 壁温測定用試験体製作工程

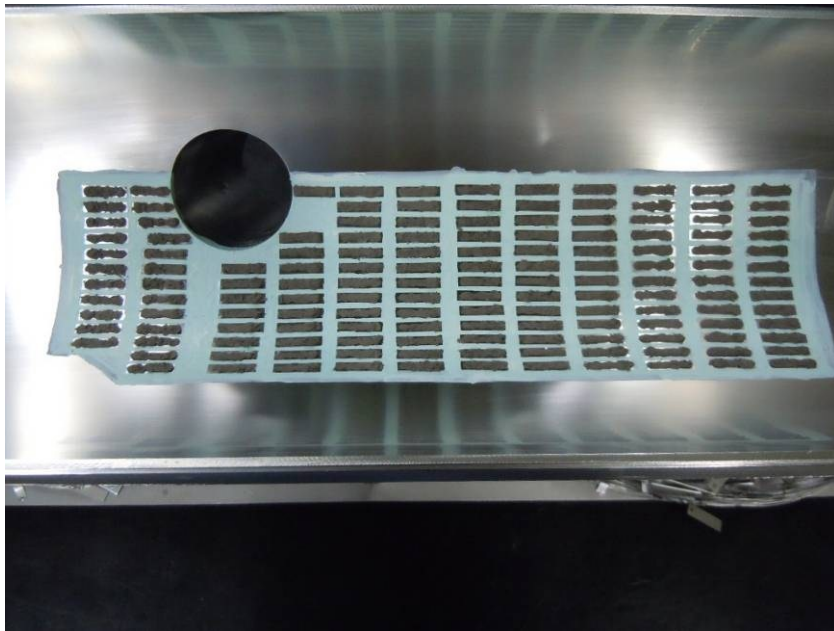


(a) ロウ付け前



(b) ロウ付け後

図 C2 1次ロウ付け前後の主管内面写真



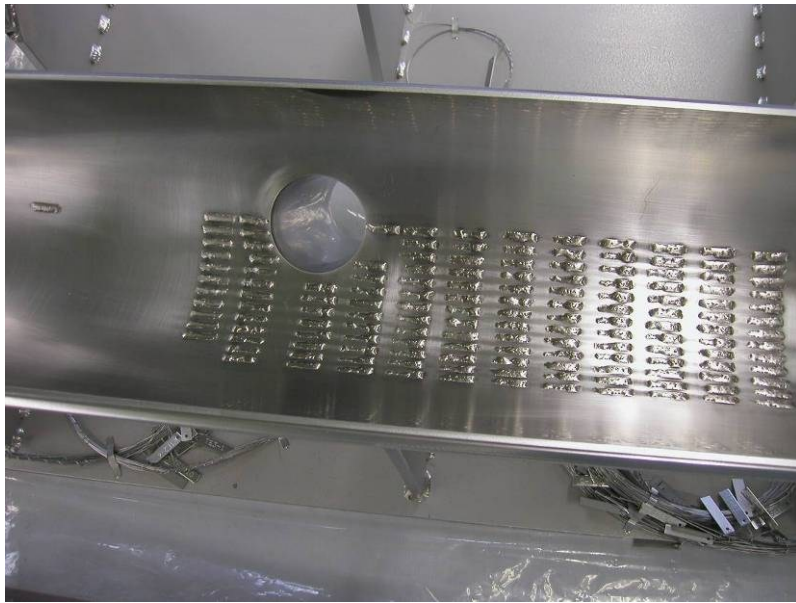
(a) ロウ付け前



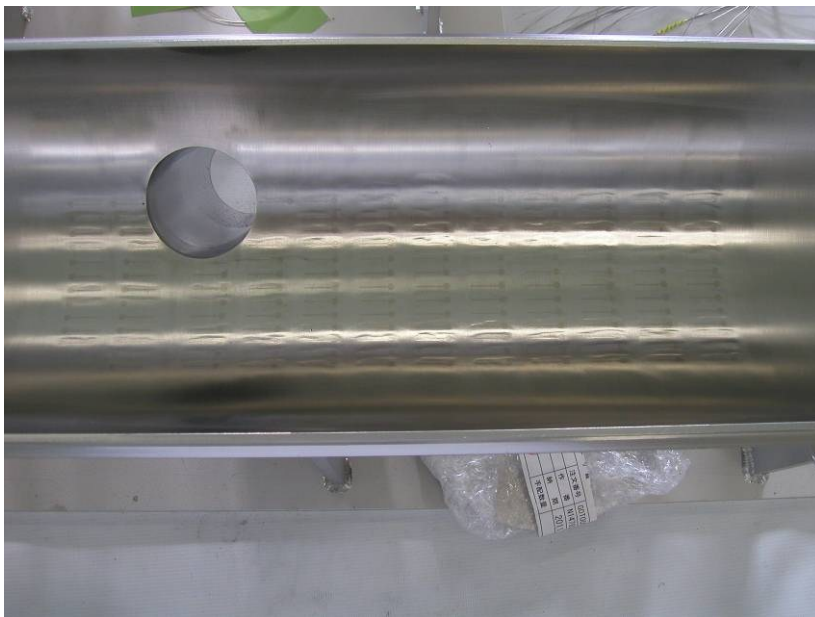
(b) ロウ付け後

図 C3 2次ロウ付け前後の主管内面写真





(a) 内面研磨前



(b) 内面研磨後

図 C4 研磨前後の主管内面写真

## 論文目録

第 2 章は次の論文からなる。

・Miyoshi, K., Nakamura, A. and Takenaka, N., Numerical evaluation of wall temperature measurement method developed to estimate thermal stress at T-junction pipe, Mechanical Engineering Journal, vol.1, No.2 (2014), DOI:10.1299/mej.2014tep0006.

・Miyoshi, K., Nakamura, A. and Takenaka, N., An investigation of wall temperature characteristics to improve the evaluation method for thermal fatigue at a T-junction pipe, Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference,(2014), Paper No. 8678.

・Miyoshi, K., Nakamura, A., Utanohara, Y., and Takenaka, N., An investigation of wall temperature characteristics to evaluate thermal fatigue at a T-junction pipe, Mechanical Engineering Journal, vol.1, No.5 (2014), DOI:10.1299/mej.2014tep0050.

第 3 章は次の論文からなる。

・三好弘二, 中村晶, 土蔵孝博, 杉本勝美, 竹中信幸, 下向き閉塞分岐配管に生じる流動と温度変動のメカニズム(第 4 報, 配管内径が侵入深さおよび変動特性に及ぼす影響), 日本機械学会論文集, Vol. 80, No. 810(2014), DOI:10.1299/transjsme.2014fe0026.

・三好弘二, 中村晶, 土蔵孝博, 杉本勝美, 竹中信幸, 下向き閉塞分岐配管に生じる流動と温度変動のメカニズム(第 5 報, 侵入深さの変動メカニズムの解明), 日本機械学会論文集, Vol. 80, No. 817(2014), DOI:10.1299/transjsme.2014fe0255.

第 4 章は次の論文からなる。

・Miyoshi, K., Nakamura, A., Takenaka, N. and Oumaya, T., Investigation of temperature fluctuations caused by steam-water two-phase flow in pressurizer spray piping, Journal of Power and energy Systems, vol.6, (2012), pp.197-209.

・三好弘二, 石田泰介, 杉本勝美, 竹中信幸, 加圧器スプレー配管内の蒸気－水界面下に生じる温度変動現象のメカニズム, 日本機械学会論文集, Vol. 80, No. 819(2014), DOI:10.1299/transjsme.2014fe0319.

神戸大学博士論文「プラント配管の熱疲労現象に及ぼす流体温度ゆらぎのメカニズムに関する研究」 全182頁

提出日 2015年1月21日

本博士論文が神戸大学機関リポジトリ Kernel にて掲載される場合、掲載登録日(公開日)はリポジトリの該当ページ上に掲載されます。

© 三好 弘二

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます。