



加圧水型原子炉のホットレグにおける気液対向流制限に関する研究

木下, 郁男

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2012-03-25

(Date of Publication)

2012-10-15

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲5497

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1005497>

※ 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

加圧水型原子炉のホットレグにおける
気液対向流制限に関する研究

平成 24 年 1 月

神戸大学大学院工学研究科

木下 郁男

目次

第 1 章 序論	1
1.1 背景と技術課題	1
1.2 気液対向流現象	3
1.2.1 フラッディング	3
1.2.2 CCFL 特性	4
1.3 ホットレグ内気液対向流に関する従来研究	6
1.3.1 UPTF 実験	7
1.3.2 HZDR 実験	8
1.3.3 1/5 スケール矩形流路実験	12
1.3.4 1/15 スケール円形流路実験	19
1.4 本研究の目的と方法	24
1.5 本論文の構成	25
第 2 章 数値計算手法の検討	29
2.1 はじめに	29
2.2 二流体モデルの基礎方程式と構成式	29
2.2.1 基礎方程式	29
2.2.2 気液界面抗力相関式	30
2.3 気液界面抗力係数の検討	33
2.3.1 相関式の組合せの検討	33
2.3.2 気液界面抗力係数と波高の関係	41
2.4 まとめ	45
第 3 章 流路形状とスケールの影響	47
3.1 はじめに	47
3.2 計算方法	47
3.2.1 計算メッシュ	47
3.2.2 計算条件	48
3.3 計算結果	52
3.3.1 流動状態と CCFL 特性	52
3.3.2 流路断面の縦横比とスケールの影響	57
3.4 考察	59

3.5	まとめ	61
第 4 章	実機の形状とスケールでの CCFL 特性	64
4.1	はじめに	64
4.2	計算方法	64
4.2.1	計算メッシュ	64
4.2.2	計算条件	66
4.3	計算結果	69
4.3.1	拡大管の影響	69
4.3.2	スケールと圧力の影響	73
4.4	考察	79
4.5	まとめ	81
第 5 章	流体物性値の影響	83
5.1	はじめに	83
5.2	液相粘性が円形流路内 CCFL 特性に及ぼす影響に関する実験	83
5.2.1	実験方法	83
5.2.2	実験結果	87
5.3	数値計算による液相粘性の影響評価	92
5.3.1	計算方法	92
5.3.2	計算結果	95
5.4	流体物性値の影響	99
5.4.1	気液粘性比・気液密度比の影響	99
5.4.2	不確かさの幅の設定	102
5.4.3	既存の相関式および高圧実験データとの比較	104
5.5	まとめ	107
第 6 章	VOF 法による流体物性値の影響評価	109
6.1	はじめに	109
6.2	VOF 法の基礎方程式	109
6.3	液相粘性が矩形流路内 CCFL 特性に及ぼす影響に関する実験	111
6.3.1	実験方法	111
6.3.2	実験結果	114
6.4	VOF 法による矩形流路解析	118
6.4.1	計算方法	118
6.4.2	空気・水系実験に対する計算結果	120

6.4.2 流体物性値の影響	125
6.5 VOF 法による実機条件解析	130
6.5.1 計算方法	130
6.5.2 計算結果	132
6.6 まとめ	135
第 7 章 結 論	137

主な使用記号

A	流路断面積	$[\text{m}^2]$
A_i	界面積濃度	$[\text{m}^2/\text{m}^3]$
Bo	Bond 数	$[-]$
C	CCFL 定数	$[-]$
C_D	抗力係数	$[-]$
C_k	Kutateladze 定数	$[-]$
D	管直径	$[\text{m}]$
D_h	水力等価直径	$[\text{m}]$
F_{lift}	揚力	$[\text{N}]$
F_{pq}	相 p と相 q 間の効力	$[\text{N}]$
F_{vm}	仮想質量力	$[\text{N}]$
g	重力加速度	$[\text{m}/\text{s}^2]$
h	液位	$[\text{m}]$
H	流路高さ	$[\text{m}]$
l	傾斜管長さ	$[\text{m}]$
J	断面平均体積流束	$[\text{m}/\text{s}]$
J^*	無次元断面平均体積流束	$[-]$
K	Kutateladze 数	$[-]$
L	ホットレグ水平部長さ	$[\text{m}]$
m	実験定数	$[-]$
m_k	kutateladze 定数	$[-]$
P	圧力	$[\text{Pa}]$
Q	体積流量	$[\text{m}^3/\text{s}]$
Re	レイノルズ数	$[-]$
t	時間	$[\text{s}]$
T	温度	$[\text{°C}]$
u	平均速度	$[\text{m}/\text{s}]$
u_m	混合平均速度	$[\text{m}/\text{s}]$
u_r	相対速度	$[\text{m}/\text{s}]$
V	波速度	$[\text{m}/\text{s}]$
V_{GI}	ドリフト速度	$[\text{m}/\text{s}]$
W	流路幅	$[\text{m}]$

ギリシャ文字

α	ボイド率	[-]
ε	波高	[m]
μ	粘性係数	[Pa s]
ρ	密度	[kg/m ³]
θ	傾斜角	[°]
σ	表面張力	[N/m]
ξ	累積存在確率	[-]

添字

<i>A</i>	環状流
<i>B</i>	気泡流
<i>G</i>	気相
<i>i</i>	気液界面
<i>in</i>	入口
<i>L</i>	液相
<i>mean</i>	平均
<i>out</i>	出口
<i>S</i>	スラッグ流
<i>w</i>	壁面

略称

CCFL	Counter-current Flow Limitation	気液対向流制限
CFD	Computational Fluid Dynamics	数値流体力学
ECCS	Emergency Core Cooling Systems	非常用炉心冷却装置
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf e. V.	(独)ドレスデン国立研究 所
LOCA	Loss of Coolant Accident	(原子炉)冷却材喪失事象
PWR	Pressurized Water Reactor	加圧水型原子炉
RCP	Reactor Coolant Pump	原子炉冷却材ポンプ
RCS	Reactor Coolant System	原子炉冷却材系統
RELAP	Reactor Excursion and Leak Analysis Program	原子炉挙動・漏洩解析プ グラム
RHR	Residual Heat Removal	余熱除去
SG	Steam Generator	蒸気発生器
TRAC	Transient Reactor Analysis Code	原子炉過渡解析コード

UPTF	Upper Plenum Test Facility	上部プレナム試験装置
VOF	Volume of Fluid	流体体積

第1章 序 論

1.1 背景と技術課題

原子力発電所では、原子炉が停止しても放射性物質の崩壊により熱を発生(崩壊熱という)するため、継続的に原子炉を冷却する必要がある。

加圧水型原子炉(PWR : pressurized water reactor)の停止時には、余熱除去(RHR : residual heat removal)システムにより崩壊熱の除去が行われるが、定検時の蒸気発生器(SG : steam generator)伝熱管検査に伴うノズル蓋の取付け、取外し等の作業期間を効率的に確保する必要があることから、日本をはじめ世界の多くの原子力発電所では、図 1.1 のように原子炉冷却材系統(RCS : reactor coolant system)の水位を一時的に高温側配管(ホットレグ)中央付近まで下げるミッドループ運転を行っている。ミッドループ運転期間中は、RCS の保有水量が他の運転期間と比較して少ないこと、非常用炉心冷却装置(ECCS : emergency core cooling systems)等の安全設備が待機除外となり、運転員の手動起動を期待することによる操作過誤が考慮される。実際、フランスで実施された確率的安全評価(PSA : probabilistic safety assessment)では、運転停止中の炉心損傷確率が通常運転時と同オーダーであり、中でもミッドループ運転期間中の寄与率が高いと報告されている[1]。

ミッドループ運転中に RHR 機能が喪失し、さらにその他の安全設備が期待できない場合の代替冷却手段の一つとして、SG を用いたリフラックス冷却が崩壊熱の除去に有効であると期待されている。リフラックス冷却とは、図 1.2 に示すように、炉心で発生した蒸気がホットレグを介して SG 伝熱管に流入し、伝熱管内面で凝縮された後、下降流となって SG プレナム、ホットレグを逆流して炉心に還流し、炉心冷却を維持するものである。

一方、PWR 運転中において相対的に大きな炉心損傷確率を与える事故シーケンスとして、1 次系配管小破断による冷却水喪失事故(LOCA : loss of coolant accident)時に ECCS が不作動となるケースがある[2]。例えば、ECCS のうち 2 系統ある高圧注入系がいずれも故障し、炉内の圧力が高いことにより蓄圧注入系や低圧注入系が機能しない場合である。この場合、SG 1 次側の水位が低下し二相自然循環が途切れると、SG を流れる 1 次冷却材が 2 次系の冷却材によって冷却される通常の炉心冷却が困難となる一方、炉心で発生した蒸気が SG で凝縮されて凝縮水が炉心に還流するリフラックス冷却が炉心冷却に寄与する。

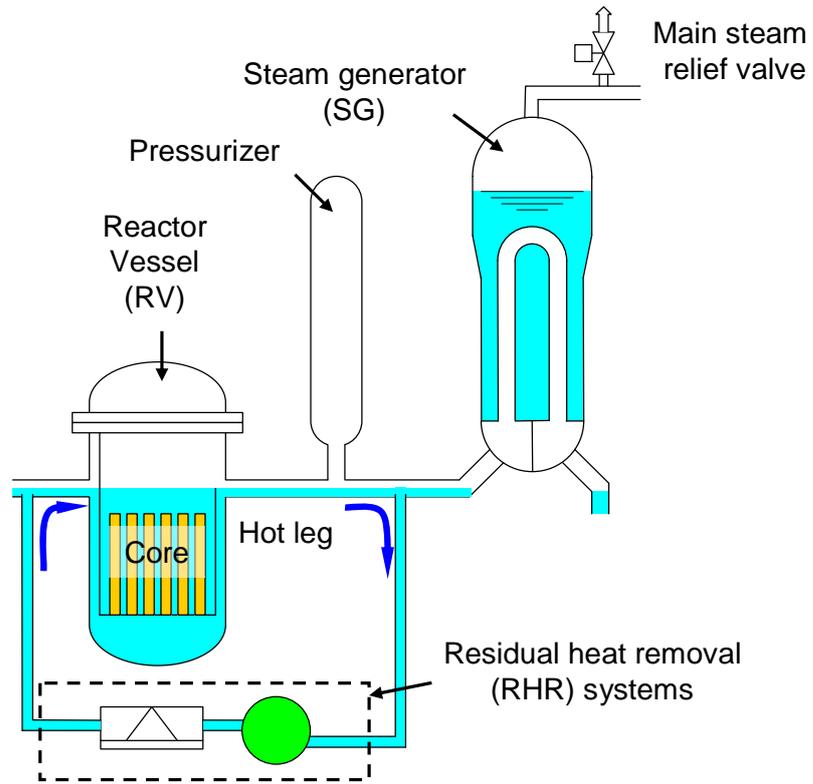


図 1.1 ミッドループ運転

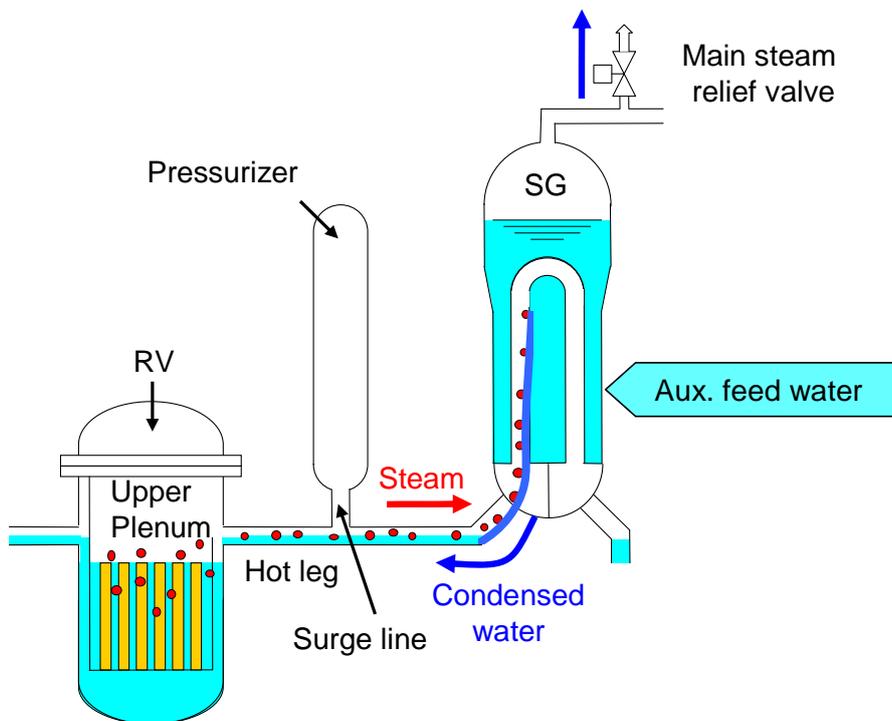


図 1.2 リフラックス冷却の概念図

以上のようなリフラックス冷却時には、ホットレグにおいて炉心で発生した蒸気と SG で凝縮した水がホットレグで気液対向流を形成する。ホットレグは水平管、エルボ、傾斜管で構成されており、流動条件などにより気液対向流制限 (CCFL : counter-current flow limitation) の発生位置が変化し、炉心水位に影響する。プラント全体挙動の予測には、ホットレグにおける気液対向流挙動を正しく評価する必要がある。

一方、上述したミッドループ運転中の RHR 機能喪失事象や小破断 LOCA 時の高圧注系不作動事象は、原子炉の設計で想定する事故(設計基準事故)を超える事象である。このような事故時の運転員操作の有効性や妥当性の確認のため、システム解析コードを用いた解析評価が行われている。RELAP5[3]や TRAC[4]に代表される 1 次元熱流動解析コードは、巨大で複雑な原子炉システムをモデル化するために、炉内で生じる多次元のかつ時間・空間スケールの異なる現象が複合化された複雑な現象を巨視的なモデルや相関式に集約して解析に用いる。このため、解析コードに含まれるこれら各種相関式の精度が解析全体の信頼度に影響する。

気液対向流制限現象の解析に用いる CCFL 相関式はこのような巨視的相関式のひとつである。ミッドループ運転時の RHR 機能喪失事象や小破断 LOCA 時の高圧注入系不作動事象の解析の信頼性を向上するためには、これらの運転条件下でのホットレグにおける CCFL 相関式の適用性や精度が明らかでなければならない。本論文ではこの課題を取り扱う。

1.2 気液対向流現象

気体と液体が逆方向に流れている状態を気液対向流という。複雑な気液二相流の形態である気液対向流の理解のため、流動状態の遷移を表すフラッディング現象や気液各相の流量の関係を表す CCFL 特性の研究が行われてきた。本節では、気液対向流現象についての基本事項をまとめる。

1.2.1 フラッディング

図 1.2 に鉛直小口径管内気液対向流の流動様式の遷移を示す[5]。鉛直管の途中に設けたポーラス壁から液を供給し、液量を一定に保ち、管中心部の気相流量を増加させると、液膜挙動は図 1.3 の(a)~(e)のように変化する。

気相流量の少ない場合は(a)に示すように、表面にわずかな波を伴う下降液膜流となる。気相流量の増加とともに、液膜が大きく乱れ、(b)のように大波が形成されることにより気液界面のせん断力が増加し、液が上方に運ばれるように

なる。この現象をフラッシング(flooding)といい、これにより下方への液流量が制限される状態を CCFL という。さらに気相流量を増加させると、(c), (d)のように液の供給点の下方では気液対向流となるが、一部の液は気相と並行した上方への流れとなり、ついには(e)のように全ての液が上方へ逆流する状態となる。この状態から気相流量を減少させると、液膜挙動は図 1.3 の(f)~(h)のように変化する。このとき、かなり気相流量を減少させてはじめて(g)に示すように液は下方へ流れ始めるようになる。この点を逆流開始(flow reversal)という。さらに気相流量を減少させると(h)のように管下端に液が貫通するようになり、やがて全量が落下するようになる。これをディフラッシング(de-flooding)という。フラッシングの発生メカニズムは、界面の波と気相との相互作用によるものと考えられており、流れの方向が水平の場合でもフラッシングの発生機構は同じであると考えられる。

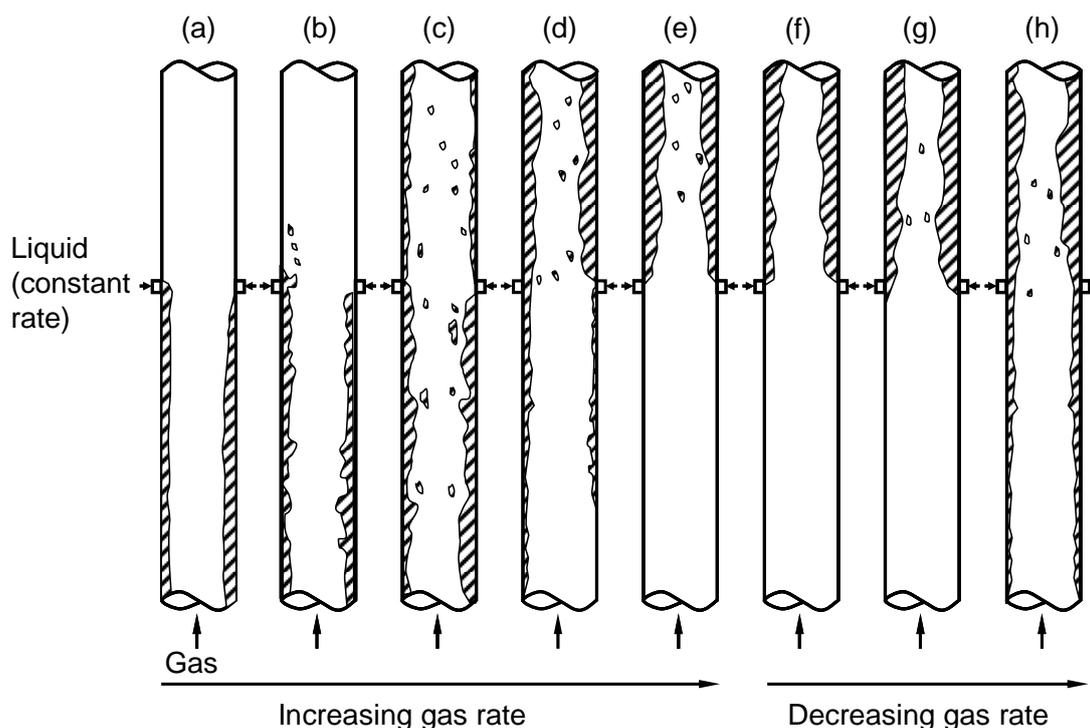


図 1.3 鉛直管におけるフラッシング[5]

1.2.2 CCFL 特性

一般に、気液対向流において管内を通過する気相流量と液相流量の関係を CCFL 特性と呼ぶ。CCFL 特性は気液二相流の多次元的かつ複数の物理現象が混在した複雑な作用の結果として決まるが、この大域的挙動は無次元数を用いて

現象を集約し平均化した実験相関式として記述される。

CCFL 特性は、主に 2 種類の無次元数により整理されている。Wallis[6]は、慣性力と重力の釣り合いを考慮して、以下の無次元断面平均体積流束 J^* を定義した。

$$J_k^* = J_k \left\{ \frac{\rho_k}{gD(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/2}, (k = G, L) \quad (1.1)$$

ここで、 J は断面平均体積流束、 ρ は密度、 g は重力加速度、 D は管直径である。添字 G および L はそれぞれ気相および液相を表す。Wallis は水平矩形流路内のフラッディング開始条件を 1 次元計算により導出し、式(1.1)を用いて以下の式を提案した。

$$J_G^{*1/2} + mJ_L^{*1/2} = C \quad (1.2)$$

ここで m , C は流体の種類および流路形状などに依存する実験定数である。式(1.2)は簡易な式であるにもかかわらず、種々の流路条件における CCFL 挙動を良好に評価できるため、さまざまな条件において使用されている。

一方、大口径の鉛直管での CCFL は一般的には Wallis の式(1.2)に従わず、別の無次元速度である以下の Kutateladze 数 Ku_k で整理できると考えられている。

$$Ku_k = J_k \left\{ \frac{\rho_k^2}{g\sigma(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/4} \quad (1.3)$$

ここで、 σ は表面張力である。Kutateladze 数は液膜の安定性、もしくは最大液滴の保持に必要な気相流量から導出される。

両者の無次元数は、 J^* は管直径、Kutateladze 数は表面張力を考慮する点で異なるものの、いずれも流体の粘性は考慮しない点、二相の密度比の項が含まれており流体密度に対する圧力の影響を考慮できる点などは類似しており、以下の関係がある。

$$Ku_k = D^{*1/2} J_k^* \quad (1.4)$$

ここで、 D^* は以下に示すように Bond 数の平方根である。

$$Bo^{1/2} = D^* = D \left[\frac{(\rho_L - \rho_G)g}{\sigma} \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

Kutateladze 数を用いた CCFL 相関式は以下の式で表される。

$$Ku_G^{1/2} + m_k Ku_L^{1/2} = C_k \quad (1.6)$$

ここで、 m_k, C_k は実験定数である。

PWR のホットレグは水平管、エルボ、傾斜管で構成されている。ホットレグの CCFL では、水平管とエルボの接続部近傍でのプラグ流への遷移が主たるフラッシング機構であり、Wallis パラメータを用いた式(1.2)が適用できると考えられている。ホットレグでの CCFL 特性に関してこれまで実施されてきた実験について、次節に記述する。

1.3 ホットレグ内気液対向流に関する従来研究

ホットレグ内の CCFL 特性に関しては、既に多くの実験が行われており、Wallis パラメータ(1.2)を用いた実験相関式が提案されている。ホットレグ形状での最初の詳細な研究は 1970 年代まで遡る。Richter ら[7]は内径 0.203 m の空気・水系二相流(水平管・45 度エルボ・傾斜管)における CCFL 特性を測定し、Wallis の式(1.2)における係数を各々 $m = 1, C = 0.7$ としている。Ohnuki ら[8],[9]は、水平管・45 度エルボ・傾斜管内の空気・水系二相流と蒸気・水系二相流における CCFL 特性を測定し、定数 C を水平管の長さ L と内径 D の比(L/D)の関数として与えている。また、彼らは空気・水系と蒸気・水系の CCFL 特性に大差はなく、流体物性の影響はほとんどないとしている。Siddiqui と Banerjee[10]は水平管・90 度エルボ・傾斜管における空気・水系実験を行い、 $C = 0.45$ を得ている。また、Navarro[11]は、ホットレグを構成する水平管や傾斜部の長さ、傾斜部の角度等を変化させた実験を行い、ホットレグの幾何形状が CCFL 特性に及ぼす影響を考慮した相関式を導出した。しかし、スケールや流体物性値の影響は考慮しておらず、実機プラントのホットレグへの適用性は明らかでない。

本論文では、国内の代表的 PWR プラントのホットレグを対象に CCFL 特性の評価を行う。評価対象のホットレグと幾何形状(水平管・エルボ・傾斜管)が類似した試験部を持つ実験として、Mayering ら[12]による実機スケールの UPTF 実験、Vallée ら[13],[14]による 1/3 スケール矩形流路での HZDR 実験、南ら[15]-[17]による 1/5 スケール矩形流路および 1/15 スケール円形流路での空気・水系実験がある。本節では、これらの実験について概要をまとめる。

一方、ホットレグ内気液対向流の数値計算例は少ないのが現状である。UPTF 実験に対して、Mayering ら[12]は、ATHLET コードを用いた 1 次元計算により CCFL 特性と水位分布を計算している。ただし、計算モデルについては記述されていない。Wang and Mayering [18]は Harwell FLOW3D コードを用いて UPTF 実験[12]のホットレグ内单相 3 次元計算と二相流 2 次元計算を行い、二相流計算では CCFL 特性を測定値と比較し、ボイド率分布を計算している。しかし、計算

の十分な検証は行なわれていない。一方、南ら[17],[19],[20]は、汎用熱流体解析コード FLUENT の二流体モデルを用いて空気・水系気液対向流実験の 3 次元計算を行い、観察された流動特性と CCFL 特性を良好に再現した。南らの数値計算手法については第 2 章で検討する。

1.3.1 UPTF 実験

Mayinger ら[12]は小破断 LOCA 時のリフラックス冷却モードでの挙動を模擬するため、PWR 実寸大の蒸気・水系実験装置 UPTF(Upper Plenum Test Facility)を作成し、圧力 0.3 MPa および 1.5 MPa の飽和温度条件における蒸気・水系実験を行った。Wallis パラメータ(1.1)を用いて整理した実験結果を図 1.4 に示す。UPTF のホットレグには”Hutze”と呼ばれる ECC 水注水管が設置されており、これがフラッディングに影響を与えている。このため Wallis パラメータの代表長さに管直径 $D = 0.75 \text{ m}$ を用いるか、”Hutze”が存在する領域の水力等価直径 $D_h = 0.65 \text{ m}$ を用いるかにより CCFL 特性が異なる。Ohnuki ら[9]は UPTF の 1/30 縮尺での空気・水系 CCFL 実験を行い、”Hutze”が存在すると落水量が減少することを示している。この結果から”Hutze”がない場合の CCFL 特性を推定すると、実機条件($D = 0.75$)での CCFL 特性は図 1.3 における” D ”と” D_h ”のほぼ中間になる。また、圧力による違いをみると、高压の 0.15 MPa の方が、若干 CCFL が緩和している。

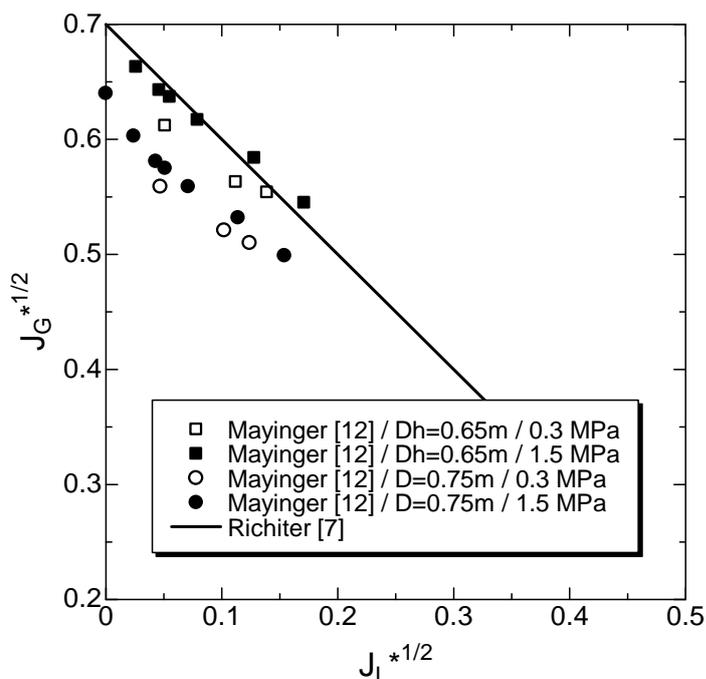


図 1.4 UPTF 実験の CCFL 特性[12]

1.3.2 HZDR 実験

Vallée ら[13],[14]は、独 Konvoi 型 PWR のホットレグを 1/3 スケールで模擬した装置と高圧容器設備 TOPFLOW(Transient two Phase FLOW)を用いて実験を行い、同一装置による低圧の空気・水系と高圧の蒸気・水系での CCFL 特性データを得ている。以下に実験装置と実験結果の概要を述べる。

(A) 実験装置

HZDR でのホットレグ試験部と高圧容器設備 TOPFLOW の概要[14]を図 1.5 に、装置の写真を図 1.6 に示す。主要部は試験部、原子炉容器(RV : reactor vessel)模擬容器、SG 入口プレナム、SG 気液分離容器で構成されている。試験部は Konvoi 型 PWR のホットレグを 1/3 縮尺で模擬している。流動状態の観察を容易にするために幅 50 mm の矩形流路にしている。試験部は水平部、50 度エルボ、傾斜拡大流路で構成されている。水平部の長さは 2.12 m、断面は 0.05 m×0.25 m、RV 模擬容器と SG 気液分離容器は 0.8 m×0.5 m×1.55 m ($D \times W \times H$)である。

流動状態を観察するために、ホットレグ内外の圧力を均一化して大きな窓を設置している。このため、試験部を高圧容器設備 TOPFLOW の中に設置しており、5 MPa までの空気実験と蒸気実験ができる。流動状態は高速ビデオで記録する。高速ビデオと連動して主要な物理量を 1 Hz で測定する。水流量の測定誤差は±0.4 %以内、気相流量の測定誤差は±1 %以内である。

CCFL 実験では、水流量一定で SG 気水分離容器の下部から給水し、試験部を経由して RV 模擬容器に流入する。気相は RV 模擬容器の上部に供給し、試験部を経由して SG 気水分離容器に流入する。RV 模擬容器の水位上昇率から試験部を通過した水流量を求めて CCFL 特性を評価する。実験では、気相流量を徐々に増加して水が落下しなくなるまでの CCFL 特性を測定するフラッディング実験、高気相流量から徐々に気相流量を減少して CCFL が終了するまでの CCFL 特性を測定するディフラッディング実験が行われた。

(B) 実験結果

Wallis パラメータ(1.1)を用いて表した気相流量と落下水流量との関係(CCFL 特性)を図 1.7 に示す。Wallis パラメータの代表長さには流路高さ($H = 0.25$ m)が使用されている。式(1.2)は重力と慣性力の釣り合いから求めたものであり、この場合流路高さが現象を支配すると考えられる。

HZDR のデータのうち 0.15, 0.3 MPa は空気・水系実験、1.5, 3, 5 MPa は蒸気・水系実験である。実験条件変更後の過渡変化を除く 1 秒間ごとの測定値を表示しているためデータ点数は多いが、CCFL 特有の変動の影響によりデータのバラツキが大きい結果となっている。

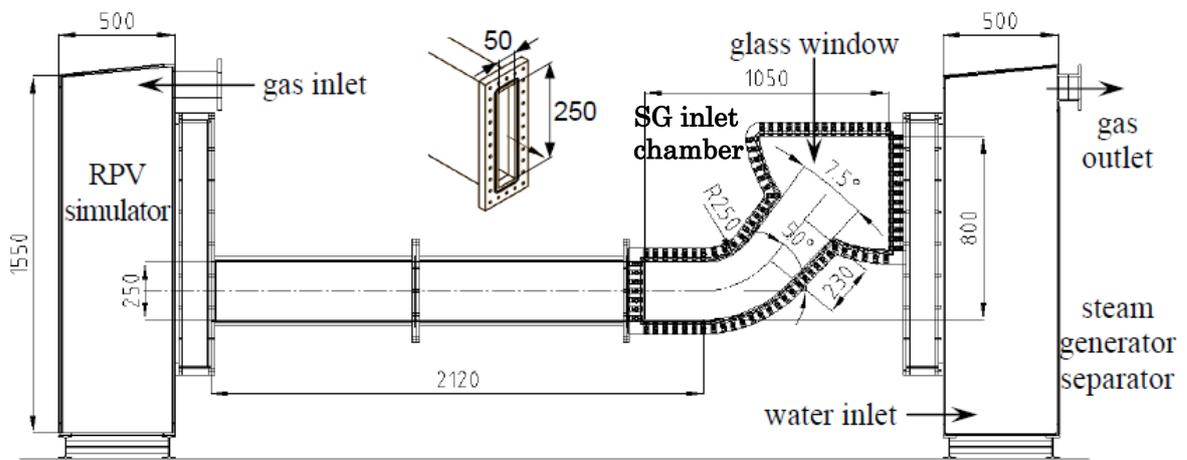


(a) ホットレグ試験体

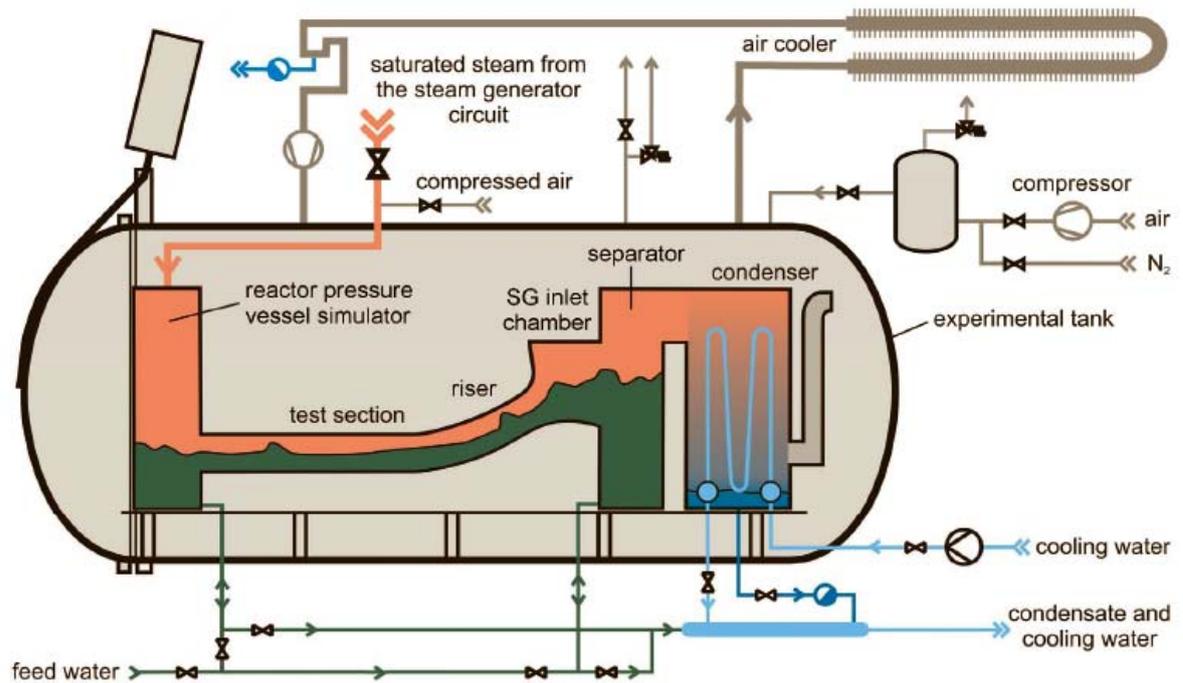


(b) $\phi 2.5 \text{ m} \times 7 \text{ m}$ の圧力容器 TOPFLOW

図 1.5 実験装置の写真(HZDR 提供)

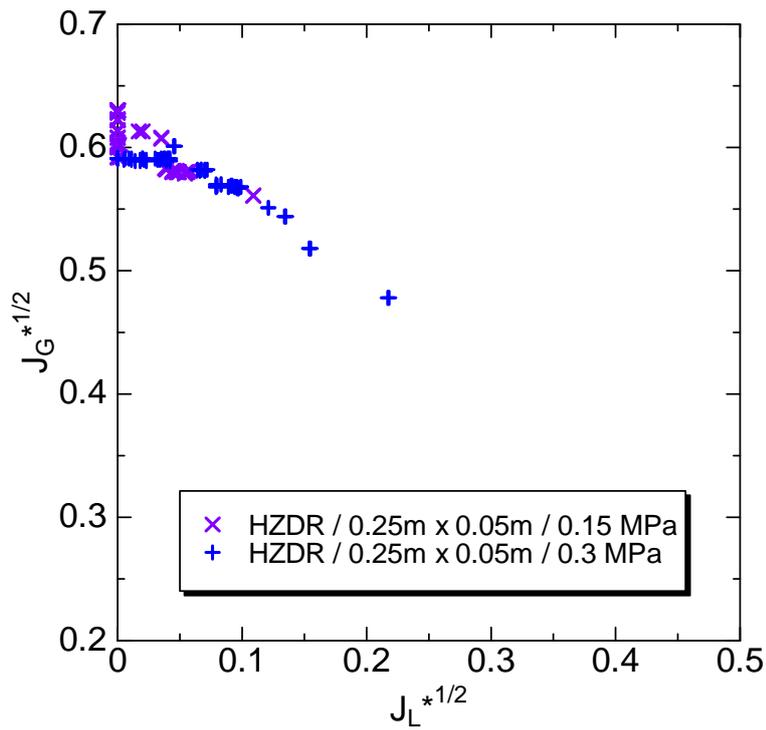


(a) 試験部寸法(unit: mm)

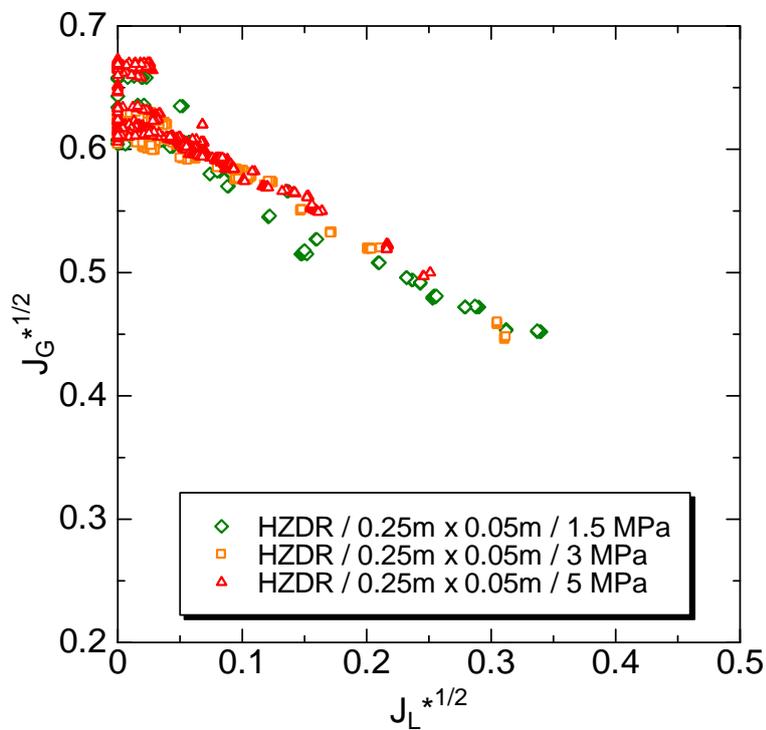


(b) 実験装置

図 1.6 HZDR におけるホットレグ CCFL 実験装置[14]



(a) 空気・水系実験



(b) 蒸気・水系実験

図 1.7 HZDR ホットレグの CCFL 特性[14]

1.3.3 1/5 スケール矩形流路実験

南ら[15]-[17]は、国内の代表的な PWR プラントのホットレグを矩形流路および円形流路で模擬した縮小装置での空気・水系対向流実験を行い、流動状態と CCFL 特性の関係を詳細に調べた。本項では矩形流路実験の概要を、次項では円形流路実験の概要を記す。

(A) 実験装置

矩形流路実験装置[15]の構成を図 1.8 に示す。実験装置は水供給系、空気供給系、SG を模擬した上部タンク、RV 内の上部プレナムを模擬した下部タンク、上部タンクと下部タンクを連結するホットレグ、および貯水槽により構成される。液相には水道水、気相には空気が用いられた。下部タンクとホットレグ接続位置における空気の流入状態がホットレグ内流動に及ぼす影響を調査するため、空気供給位置を下部タンク側面に三箇所(上段, 中段, 下段)設けられている。水および空気はホットレグ内で気液対向流状態となり、下部タンクへ流れ込んだ水、および上部タンクへオーバーフローした水は、水排出用のラインを通り貯水槽へ戻る。

装置各部の寸法を図 1.9 に示す。ホットレグは矩形流路であり、水平部・50°エルボ・傾斜部で構成されている。流路を矩形としたのは、流動状態の観察および判別が容易であるためである。ホットレグ部の流路形状は実機と相似とし、高さ 150 mm は実機直径の約 1/5、幅は 10 mm であり、流路長さは実機の約 1/5 である。内部流動可視化のため上部タンク・ホットレグ・下部タンクはアクリル製となっている。

実験では、上部タンクの水供給量 Q_{Lin} を一定とし、空気供給量 Q_G を徐々に増加させ流動状態を観察し、流動様式の遷移境界を調べ、その後、 Q_{Lin} を変更して同様の実験を繰り返し、各液相流量での遷移境界が調べられた。CCFL 特性は、CCFL 状態でホットレグを通過する気相と液相との流量の関係で示される。水供給量 Q_{Lin} 一定の状態では空気流量 Q_G をパラメータとして変化させ、準定常状態になったと判断した時点で落下水流量 $Q_L (= Q_{Out})$ を求める。落下水流量 Q_L は下部タンク水位の上昇率から求められており、 Q_L の測定誤差は±3%以内である。ホットレグ内体積流束 J_G, J_L および流入液相体積流束 J_{Lin} はホットレグ流路断面積 A を用いて $J_k = Q_k/A$ ($k = G, L, Lin$) で定義される。各相流量は $J_{Lin} = 0.01 \sim 0.16$ m/s、 $J_G = 0 \sim 22.2$ m/s である。 J_{Lin} および J_G の測定誤差はそれぞれ±3.0%および±2.5%以内であった。CCFL 特性は Wallis パラメータ(1.1)を用いて整理された。本実験では流路が矩形であるため、流路断面の高さ H を代表長さとした無次元速度 J_k^* ($k = G, L, Lin$) が用いられている。

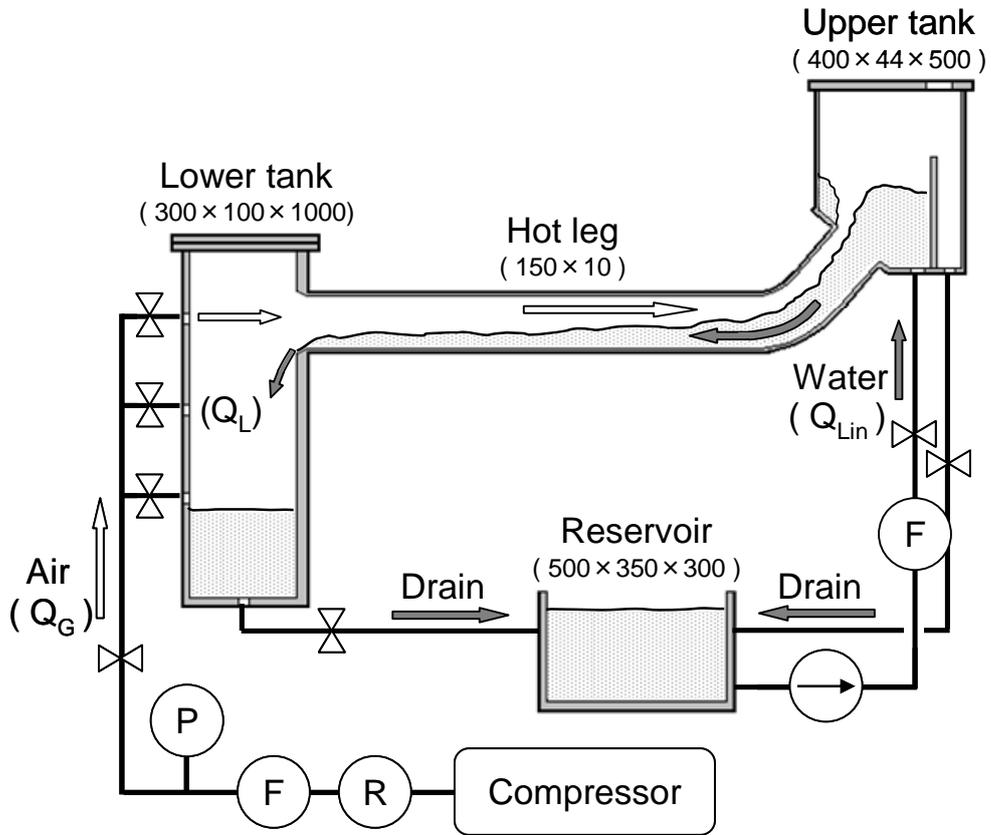


図 1.8 実験装置全体図(矩形ホットレグ)(単位 : mm)

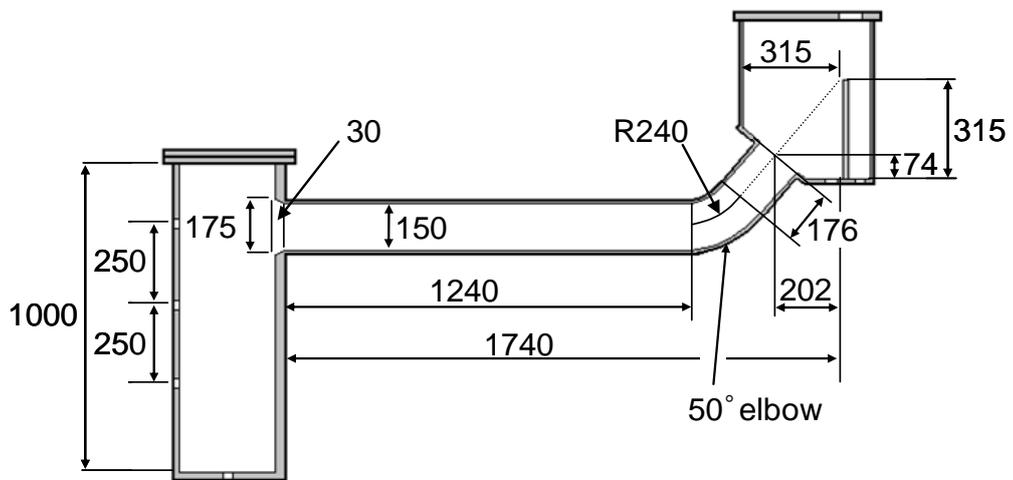


図 1.9 実験装置各部寸法(単位 : mm)

(B) 実験結果

ホットレグ内の流動様式は層状流、波状流、波状噴霧流の 3 種類に分類された。流動状態の観察結果を図 1.10 に示す。

低気相体積流束では、気液界面に波立ちがなく水平部、エルボ、傾斜部のいずれにおいても重力作用により薄い液膜が管底部に形成され、気相が管の上側を流れる層状流となる(図 1.10(a))。傾斜部、エルボを加速しながら流れ落ちた水は水平部で減速されて水深が回復する。流れが射流から常流へ遷移する点では、急激に水位が回復する跳水現象(hydraulic jump)が発生した。跳水の発生位置は、各相の流量に依存し、 Q_{Lin} を増やすと液相の下流側へ、 J_G を増やすと上流へと移動する。本実験範囲では、全ての層状流条件下で跳水が発生している。

層状流から気相体積流束を増加させると、水平部の気液界面に波立ちが生じ、波状流に遷移する(図 1.10(b))。水平部で発生した波がエルボへ流入することでエルボも波状流となる。上部タンク側から流入する流れと水平部から伝播する波との干渉により、エルボ液相中に循環流が形成される。傾斜部では層状流状態を維持する。このとき落下水は制限されず $J_L = J_{Lin}$ である。

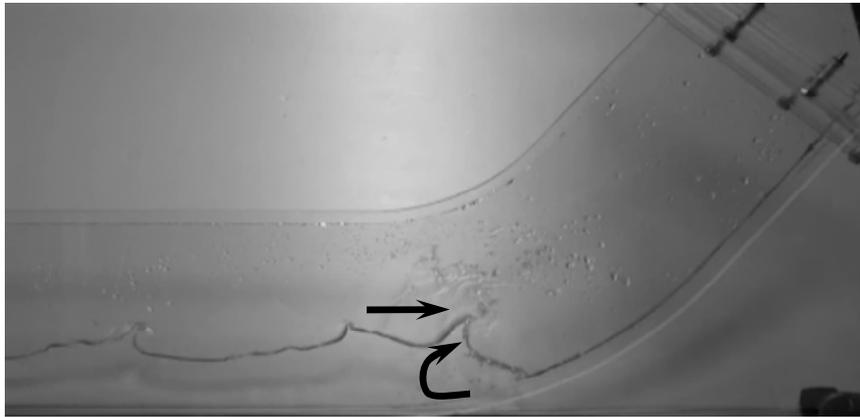
気相体積流束をさらに増加させると、水平部で波が発達して気液界面から液滴が発生する波状噴霧流に遷移し(図 1.10(c))、ホットレグ内で液流の制限が開始する。この状態では、液相下流側より液相上流側に向かって徐々に波高が高くなり、ついには頂上付近で波が砕けて噴霧が生じるようになる。エルボでは水平部から持ち込まれた液滴の飛散を伴う波が流入し、波状噴霧流が形成される。気流により液滴が上方に噴霧され、気相の一部は液相循環流に巻き込まれる。傾斜部ではエルボと同様、気液界面から液滴が飛散し波状噴霧流となる。

J_G および J_L の測定値から、流路の高さ $H = 0.15$ m を代表長さに用いた Wallis パラメータで表した CCFL 特性を図 1.11 に示す。液供給量は 0.06, 0.11, 0.16 m/s である。 J_G を増加させたのち減少させる実験が行われたが両者の CCFL 特性に顕著な違いはなく、 J_G 増加過程と減少過程とでヒステリシスは生じていない。また、波状流から波状噴霧流への遷移境界は CCFL 特性とほぼ一致し、ホットレグ内の流動様式と CCFL 特性は密接に関連していることが明らかにされている。

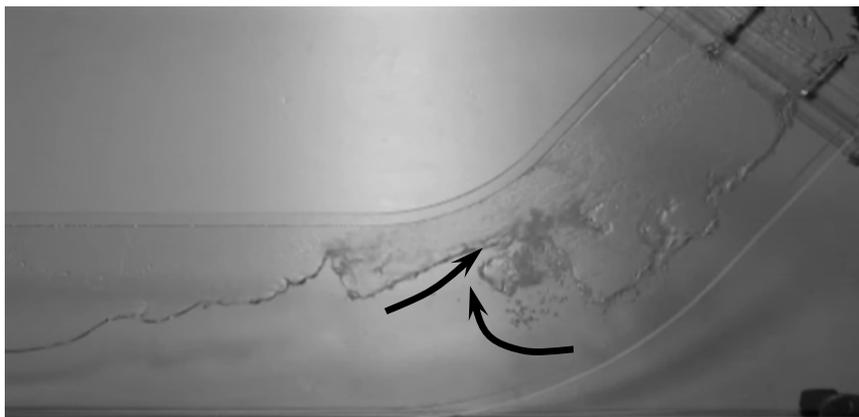
以上の CCFL 特性測定では、下部タンク最上段の空気流入部より空気が供給されている(図 1.8 参照)。空気供給位置の違いによる $J_k^{*1/2}$ の変化は 1%程度であり、空気供給位置の影響はないことが確認されている。



(a) 層状流($J_G = 4.0$ m/s)



(b) 波状流($J_G = 7.0$ m/s)



(c) 層状噴霧流($J_G = 8.0$ m/s)

図 1.10 流動様式($J_{Lin} = 0.03$ m/s)[15]

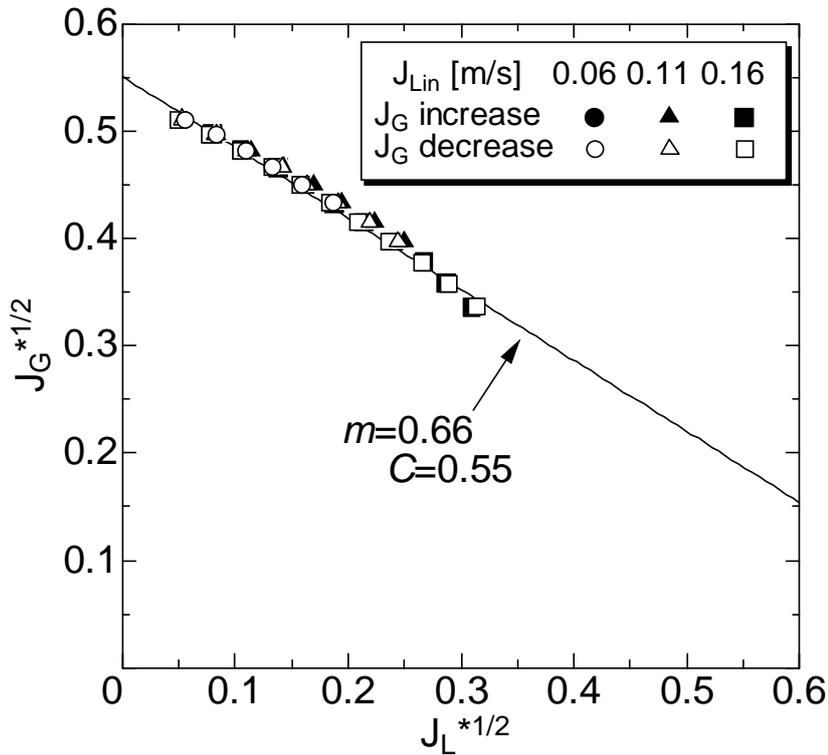


図 1.11 CCFL 特性[15]

(C) 矩形流路での CCFL 特性の比較

表 1.1 に 1/5 スケール矩形流路実験[15]と HZDR 実験[13]の実験装置と実験条件を比較して示す。図 1.12 から明らかなように、両装置のホットレグ試験部の形状はほぼ同じである。水平部の長さの差異(x 1.71)および傾斜管の長さの差異(x 1.31)は、両試験部のスケールの差異(x 1.67)とほぼ一致している。またエルボ部の角度(Riser angle)はともに 50 度である。このように、ホットレグを構成する水平部の長さ、傾斜管の長さ、エルボ部の角度についての幾何的相似性があることから、両者の CCFL 特性データを比較することには意味がある。

一方、両装置の流路断面の形状は大きく異なっている。HZDR の流路断面の縦横比(H/W)は 5 であるのに対して、1/5 スケールの装置の縦横比は 15 であり、流路断面は縦方向に長くなっている。また、気相入口の位置も大きく異なっている。HZDR の装置では、気相入口が PV 模擬タンクの上にあるのに対して、1/5 スケールの装置では、ホットレグ試験部の対面に設けられている。

表 1.1 実験装置と実験条件の比較

	Parameter	Unit	1/5 scale hot leg [15]	HZDR [13]	Difference
Test section	Profile scale	[-]	1:5	1:3	x 1.67
	Horizontal length	[mm]	1240	2120	x 1.71
	Riser length	[mm]	176	230	x1.31
	Riser angle to horizontal section	[deg]	50	50	=
Cross section	Channel height	[mm]	150	250	x 1.67
	Channel width	[mm]	10	50	x 5.0
	Height/Width	[-]	15.0	5.0	x 0.33
	Hydraulic diameter	[mm]	18.75	83.3	x 4.44
Experiments	Fluids	[-]	air-water	air-water	=
	Pressures	[MPa]	0.1	0.15, 0.3	x 1.5, x 3.0
	Temperatures	[°C]	25	18-24	=
	Experiment type	[-]	flooding	flooding & deflooding	

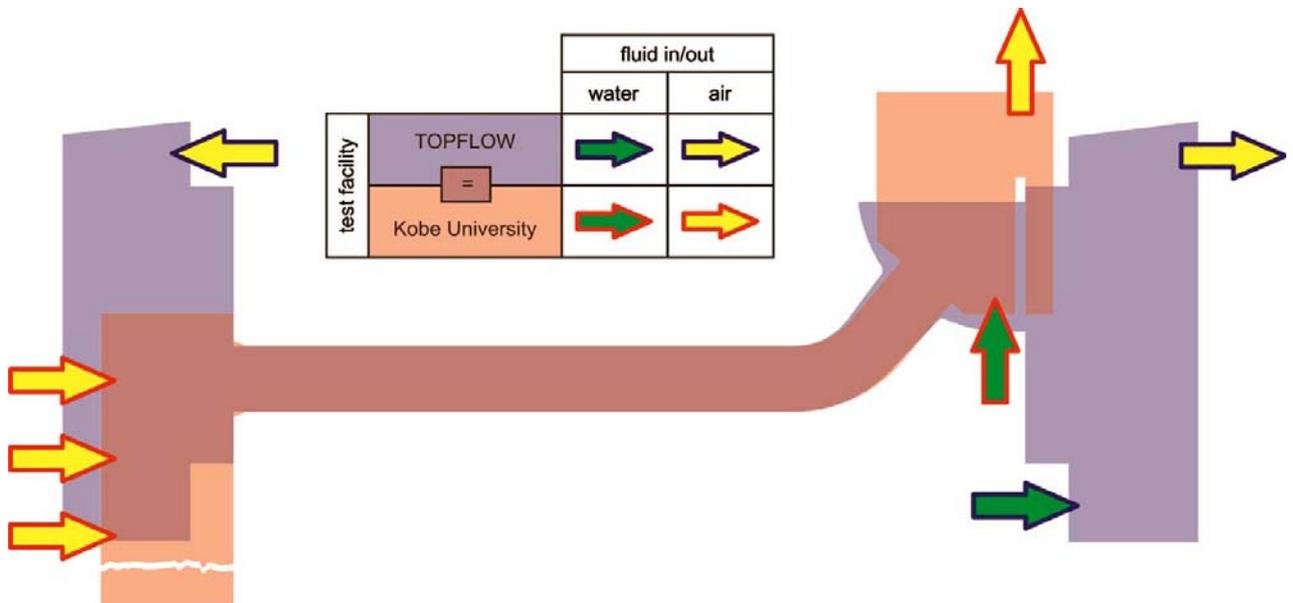


図 1.12 実験装置の比較

1/15 スケール矩形流路ホットレグでの CCFL 特性の測定結果[15]を、HZDR の空気・水系(0.15 MPa, 0.3 MPa)の CCFL 特性データ[13]と比較して、図 1.13 に示す。Wallis パラメータの代表長さには流路の高さ H を用いている。1/15 スケール矩形流路ホットレグの CCFL 特性は、HZDR ホットレグの CCFL 特性と比較して、傾き m に顕著な差はないが、切片 C が低い値となっている。

これらの実験データから実機の形状・スケールでの CCFL 特性を推定するためには、矩形流路ホットレグでの流路断面の形状やスケールが CCFL 特性に与える影響を明らかにする必要がある。

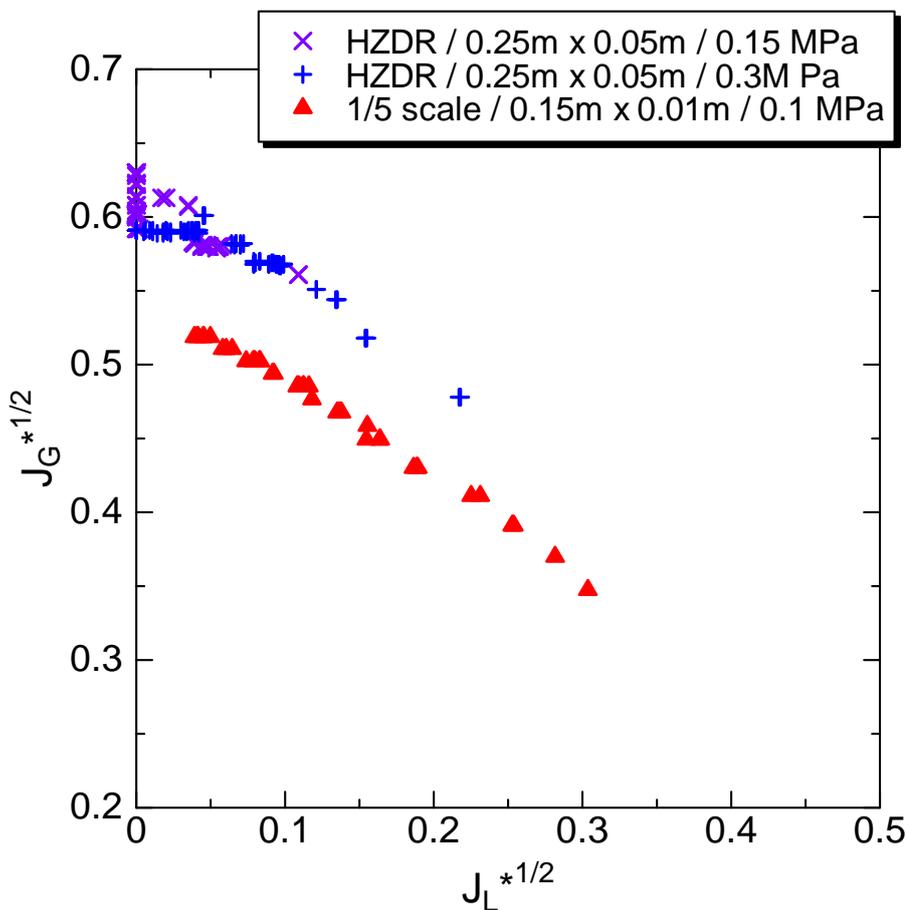


図 1.13 矩形流路ホットレグでの CCFL 特性[13],[15]

1.3.4 1/15 スケール円形流路実験

(A) 実験装置

円形流路ホットレグを有する実験装置[16]の全体図を図 1.14 に示す。実験装置の構成は矩形流路を有する装置と同様である。各部位の寸法を図 1.15 に示す。ホットレグ部の形状は実機と相似であり、寸法は約 15 分の 1 である。上部タンク、ホットレグ、下部タンクは内部流動の可視化のため全てアクリル樹脂で製作されている。

矩形流路実験(1.3.3)と同様に、上部タンクへの水供給量 Q_{Lin} 一定の状態、空気供給量 Q_G を徐々に増加および減少させてホットレグ内の流動状態の観察と CCFL 特性の測定がおこなわれた。各相流量は $J_{Lin}=0.03\sim 0.26$ m/s ($Q_{Lin}=3.0\sim 30.0$ L/min)、 $J_G=0.0\sim 8.0$ m/s ($Q_G=0.0\sim 56.2$ L/min)である。 J_{Lin} および J_G の測定誤差は 95%信頼区間でそれぞれ $\pm 3.0\%$ および $\pm 2.5\%$ 以内であった。CCFL 特性は、管直径 $D=0.05$ m を代表長さとする Wallis パラメータを用いて整理された。

(B) 実験結果

ホットレグ水平部内空気・水系対向流の流動様式は、層状流、波状流(+)、波状流(-)、振動流に分類された。 $J_{Lin}=0.17$ m/s ($Q_{Lin}=20$ L/min)における気相体積流束 J_G を増加および減少させた場合の各流動様式の観察結果を図 1.16 に示す。

低気相体積流束では、気液界面にほとんど波が存在せず、液流が気相により制限されずに上流側から下流へ流れる層状流がホットレグの全領域(水平部、エルボ、傾斜部)でみられた(図 1.16 (a))。矩形流路の水平部で観察された跳水現象は円形流路実験では現れなかった。これは、矩形流路の実験と比較して、傾斜部にて十分加速されず、液相が厚くなり、射流領域が発生しなかったためと考えられる。

気相体積流束 J_G を増加させると、ホットレグ傾斜部と上部タンクの接合部を液相が覆うようになり、間欠的に気相が液相を貫通するため、接合部周辺の気液界面が激しく振動する。この振動により、ホットレグ内に流入する液相に波立ちが生じる。この流動様式は波状流(+)と定義されている(図 1.16(b))。

さらに J_G を増加させると、負の方向へ波が逆流する状態へ遷移する。この流動様式は波状流(-)と定義された(図 1.16(c))。このとき、水平部のエルボ付近では気液界面から液滴が発生し、エルボ、傾斜部では水平部から持ち込まれた液滴の飛散を伴う波が流入し、液相が管上壁に到達して管壁に沿って上方に噴霧される環状噴霧流となる。

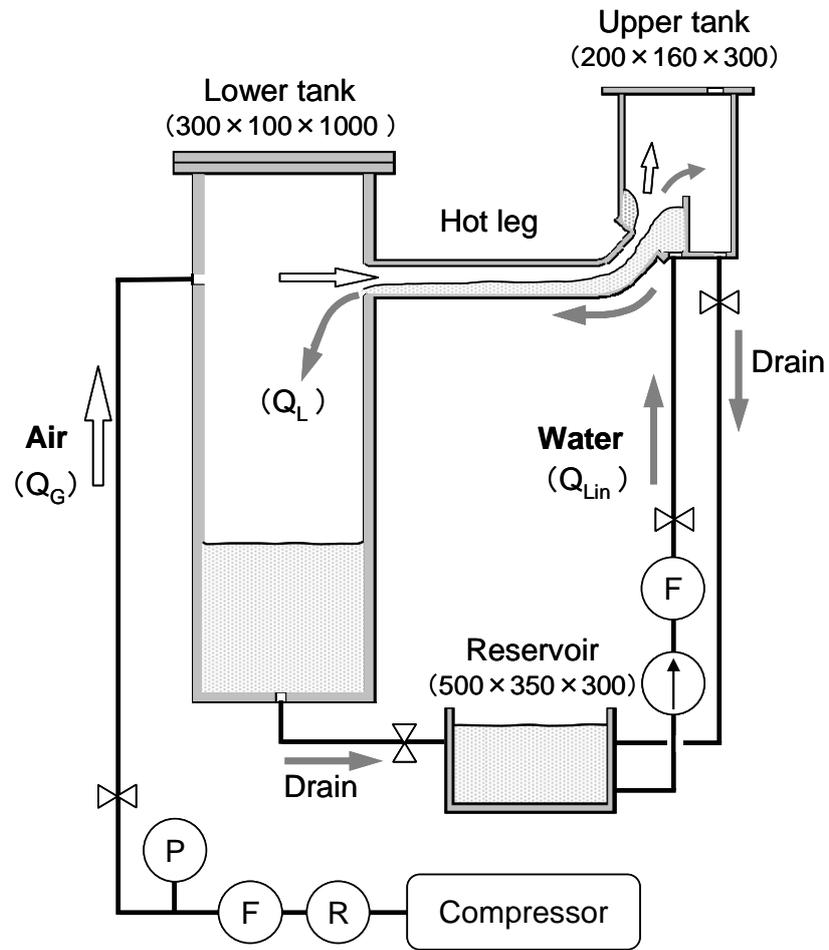


図 1.14 実験装置全体図(円形流路ホットレグ)(単位 : mm)

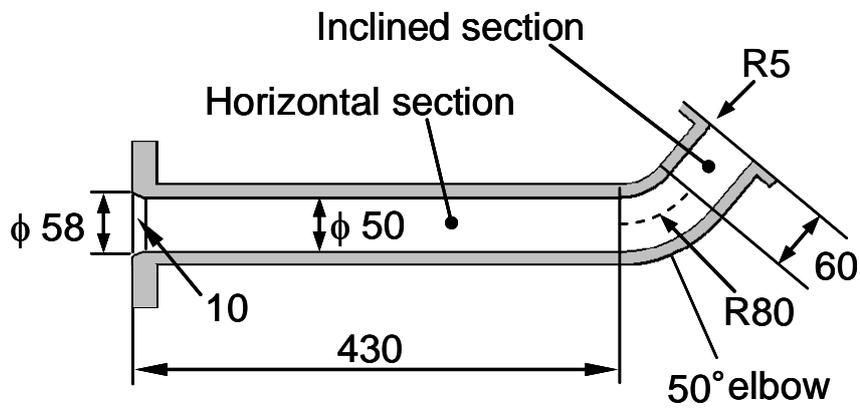
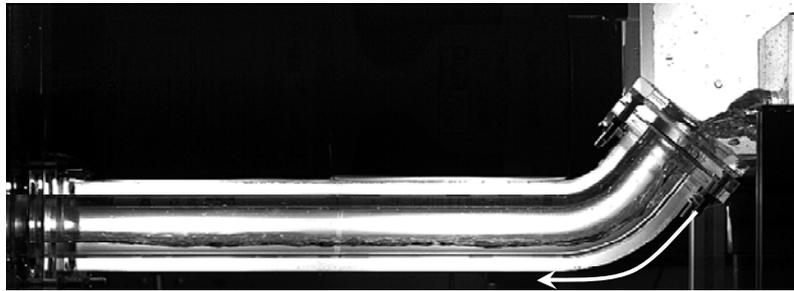
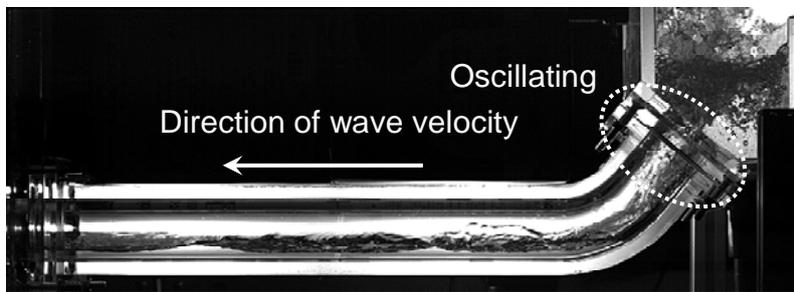


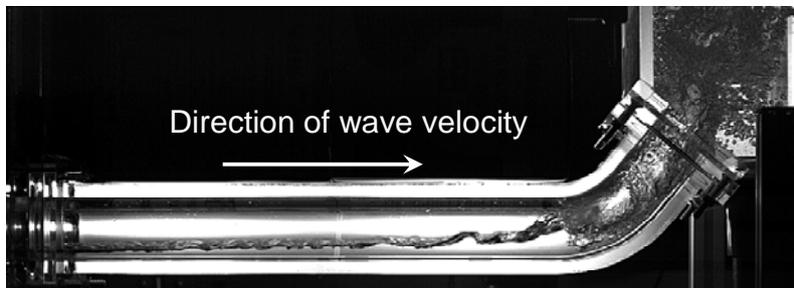
図 1.15 実験装置各部寸法(単位 : mm)



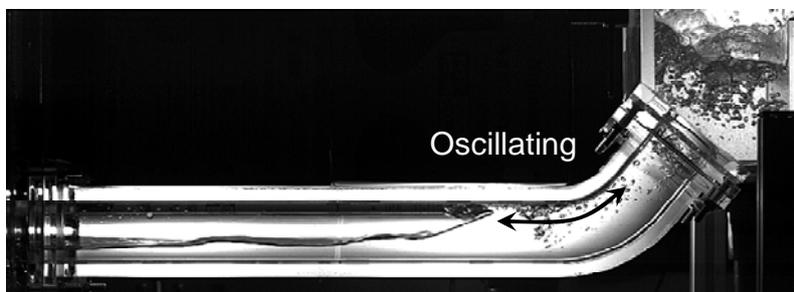
(a) 層狀流($J_G = 0$ m/s, J_G 增加過程)



(b) 波狀流(+)($J_G = 4.8$ m/s, J_G 增加過程)



(c) 波狀流(-)($J_G = 6.5$ m/s, J_G 增加過程)



(d) 振動流($J_G = 0.65$ m/s, J_G 減少過程)

圖 1.16 流動樣式($J_{Lin} = 0.17$ m/s)[16]

波状流(-)状態から J_G を減少させると、流入した空気が上部タンクを貫通することができず、液相を周期的に押し上げて上部タンクからオーバーフローする現象が見られる。このため、ホットレグ内では、界面の位置が振動を繰り返す振動流が観察された(図 1.16 (d))。

$J_{Lin} = 0.17 \text{ m/s}$ における CCFL 特性と流動様式の関係を図 1.17 に示す。CCFL 特性も流動様式と同様、 J_G を増加させる場合と減少させる場合とで異なる結果となった。P 点より J_G を増加させていき、Q 点を超過した時点で、傾斜部と上部タンクの接合部で落水量の一部が制限され始め、図 1.16(a)から(b) に示す状態へと遷移する。このとき傾斜部と上部タンクの接合部では液流が制限されているが、ホットレグ内の流動様式は波状流(+)であり液流は制限されていない。さらに J_G を増加させると水平部の流動状態が波状流(-)へと遷移し、ホットレグ内で液流の制限が開始し R 点に至る。この状態では図 1.16(c) に示すように水平部の流動様式が波状流(-)となっており、ホットレグ内へ流入した液の一部が上部タンク側へ逆流している。水平部の流動様式が波状流(-)へ遷移した後は R 点以下に J_G が減少しても波状流(-)は保たれる。以上のように、内部流動状態と CCFL 特性に密接な関係があることが示された。

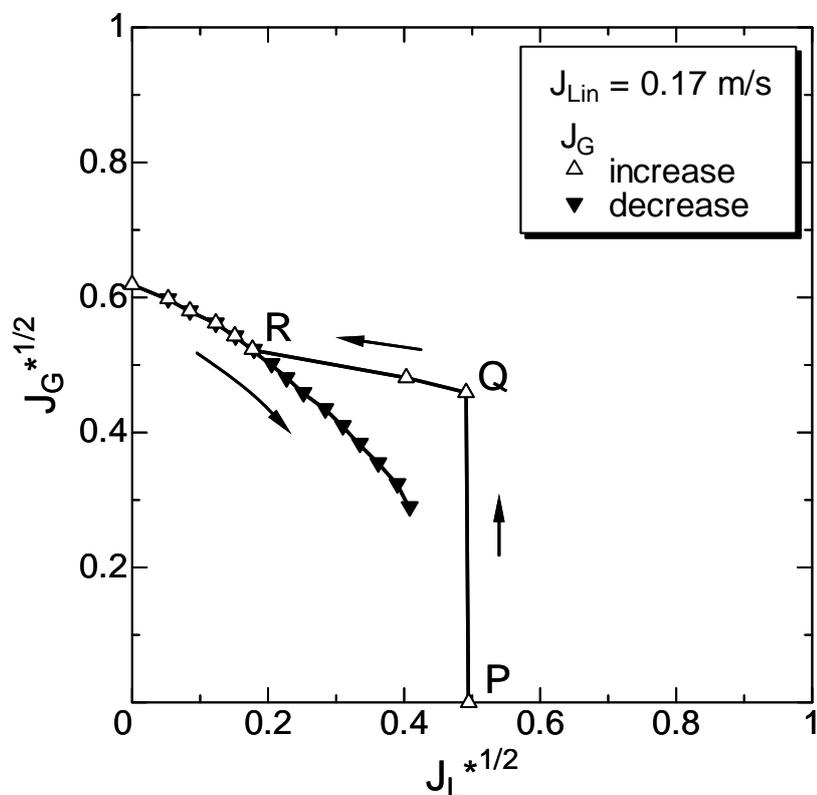


図 1.17 CCFL 特性[16]

(C) 円形流路での CCFL 特性の比較

1/15 スケール円形流路での CCFL データを既存研究の円形流路データと比較して図 1.18 に示す。既存研究の実験体系は表 1.2 に示すとおりである。

南ら[16]のデータは Mayinger ら[12]による実スケールの飽和蒸気・水系の実験(水力等価直径 $D_h = 0.65$ m)と近い値をとっている。また、Geffraye ら[21]のデータ(管直径 $D = 0.351$ m)とも比較的近い値をとっている。一方、Ohnuki ら[9]による 1/30 スケール(管直径 $D = 0.0254$ m)のデータとは明確な違いがある。

一方、図 1.13 に示した矩形流路でのデータと比較すると、1/15 スケール円形流路のデータは 1/3 スケール矩形流路のデータと近い値をとっている。

以上のように、Wallis の式(1.1)による無次元数を用いてもホットレグの形状やスケールにより測定データにバラツキがある。このため、南ら[16]のデータを直ちに実機スケールに適用してよいか、南ら[16]のデータにどの程度の不確かさがあるのか明確でない。

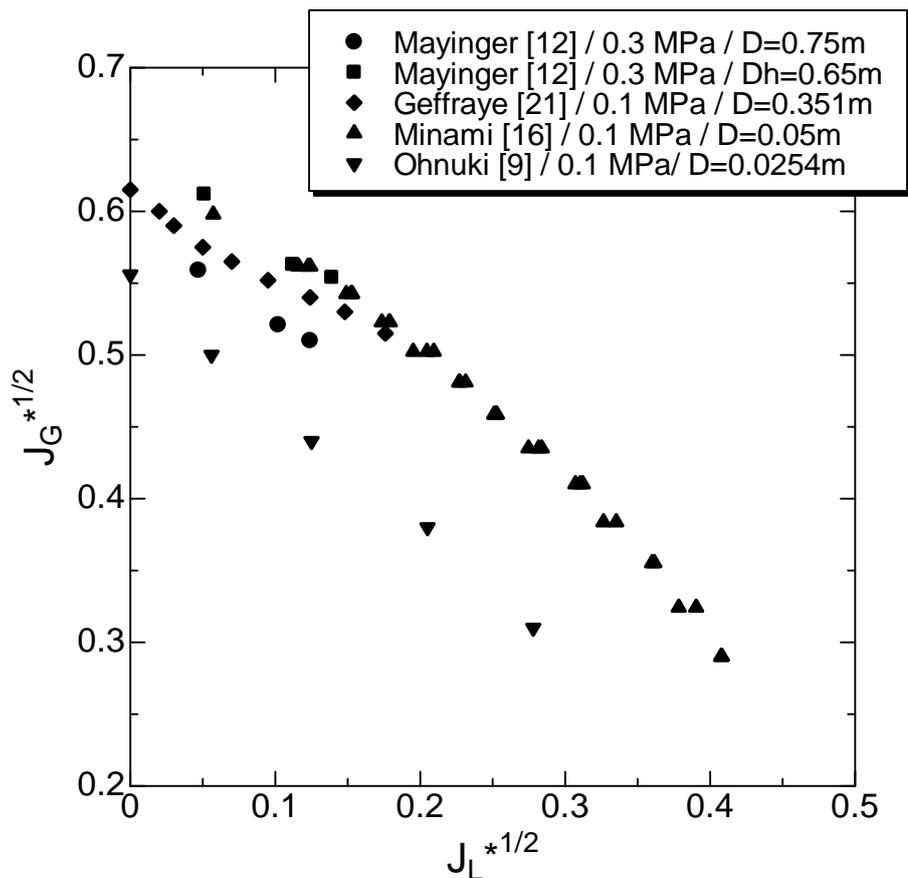


図 1.18 円形流路ホットレグでの CCFL 特性

表 1.2 実験装置と実験条件の比較

Authors	D [m]	L/D [-]	I/D [-]	θ [deg]	Fluids [-]	Pressure [MPa]
Mayinger et al.[12]	0.75	8.53	0.93	50	Steam-Water	0.3
Geffraye et al.[21]	0.351	7.54	3.02	50	Air-Water	0.1
Minami et al.[16]	0.05	8.40	1.20	50	Air-Water	0.1
Ohnuki et al. [9]	0.0254	9.06	1.18	50	Air-Water	0.1

D : Diameter of cross section, L : Horizontal length, I : Riser length, θ : Riser angle to horizontal section

1.4 本研究の目的と方法

本研究の目的は、実機条件で重要となる水平管エルボ側でのフラッシングを対象として、流路の形状やスケールおよび流体物性値がホットレグでの CCFL 特性に及ぼす影響を明らかにすることである。

1.3 節で概括したように、ホットレグにおける気液対向流挙動に関して多くの研究がなされ、Wallis パラメータを用いた実験相関式が提案されている。しかし、実験では、実験装置の仕様や特徴、実験方法や実験条件、測定法等が CCFL 特性に影響を与えるため、測定データに不確かさがある。

実機スケールの UPTF 実験では、試験部に ECC 水注入管があり、これがホットレグでの CCFL に影響を与えている。また、縮小スケールでの実験は矩形流路を含めて多く行われているが、流路の形状やスケールにより測定データが異なっており、実機スケールへの外挿性が明らかでない。さらに、UPTF 実験では圧力 0.3 MPa と 1.5 MPa とで異なる CCFL 特性を示したが、流体物性値の影響については言及されていない。このように、これまでホットレグでの気液対向流挙動に対する影響因子について十分な検討は行われておらず、このため、既存の CCFL 相関式の実機条件への適用性や精度が明確でない。

そこで本論文では、ホットレグ内気液対向流を対象に数値計算を行い、流路形状やスケールおよび流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を調べる。数値計算では二流体モデルを使用する。また、流体物性値の影響評価にあたっては VOF (Volume of Fluid) 法も使用する。

流路形状とスケールの影響評価のため、まず、矩形流路を対象に流路の縦横比とスケールを変化させた計算を行い、形状とスケールに関する主要因子を検討する。次いで、円形流路を対象に計算を行い、実機の形状とスケールに対する CCFL 特性を評価する。

流体物性値の影響評価は、実験と数値計算を組み合わせで行う。実験では、グ

リセリン水溶液を用いて液相の物性値を変化させ、CCFL 特性に及ぼす影響を測定する。数値計算では、実験による液相物性値の影響を計算で評価できることを確認したのち、実機条件での解析を行い、流体物性値の影響を評価する。

1.5 本論文の構成

本論文は 7 章より構成される。以下に、各章の概要をまとめる。

第 1 章では、本研究の背景と技術課題を記述し、問題とする気液対向流現象についての基本事項を整理した。また、従来の実験の概要を整理し従来研究の課題を具体的に明らかにして、本研究の目的および方法を記した。

第 2 章では、本研究で使用する二流体モデルを用いた数値計算手法について基本事項を記す。二流体モデルでは気液界面抗力相関式が計算結果に大きく影響する。そこで、気液界面抗力相関式に対する従来の定式化をレビューするとともに、円形流路ホットレグを対象に比較計算を行って、気液対向流計算に使用する実験相関式の適切な組合せを検討する。また、気液界面抗力は界面波の波高に依存すると考えられることから、ホットレグにおける波高と気液界面抗力係数との関係を求め、本論文で用いる気液界面抗力相関式の妥当性を検討する。

第 3 章では、空気・水系を対象として、ホットレグの流路形状やスケールが CCFL 特性に及ぼす影響を数値計算で適切に評価できるか否かを検討する。HZDR[13]における 1/3 スケール矩形流路($H = 0.25$ m, 縦横比 5)と南ら[15]の 1/5 スケール矩形流路($H = 0.15$ m, 縦横比 15)では CCFL 特性が大きく異なる。そこで、HZDR 矩形流路での空気・水系実験を対象に数値計算を行い、実験データの再現性を確認するとともに、試験部の寸法を変化させた計算を行って、ホットレグのスケールと縦横比が CCFL 特性に及ぼす影響を評価する。また、スケールと縦横比の影響を表す指標として水力等価直径 D_h を選定し、円形流路を含めて Wallis 相関式の CCFL 定数 C との関係調べ、この関係の数値計算による再現性を検討する。

第 4 章では、実機の形状とスケールに対する CCFL 特性を数値計算により評価する。まず、実験では模擬されていないホットレグ傾斜管の流路拡大を模擬した数値計算を行い、実機条件で重要となる水平管エルボ側でのフラッディングへの影響を評価する。次いで、管直径 $D = 0.75$ m、圧力 0.3 MPa 以下の実機条件での

数値計算を行い、スケールおよび圧力が CCFL 特性に及ぼす影響を評価し、低圧の実機条件下で適用できる CCFL 相関式を導出する。

第 5 章では、流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を検討する。常温常圧の空気・水系と高温高压の蒸気・水系では主に液相粘性、表面張力、気相密度が大きく異なる。そこで、円形流路ホットレグ空気・水系装置とグリセリン水溶液を用いて対向流実験を行い、液相の物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を評価する。実験による液相物性値の影響を数値計算で評価できることを確認したのち、液相物性値やスケールを実機条件の値にして計算し、CCFL 特性に及ぼす影響を評価する。以上の計算結果と既存の実験結果を基に、高温高压の実機条件下において、第 4 章で導出した CCFL 相関式が持つ不確かさを検討する。

第 6 章では、VOF 法を用いてホットレグ内 CCFL 特性に及ぼす流体物性値の影響を評価する。VOF 法は対向流計算の精度に影響する気液界面抗力相関式が不要であり、流体物性値の影響評価にあたって相関式の不確かさを伴わない利点がある。まず、流動状態の観察・判別が容易で数値計算の検証が行いやすい矩形流路ホットレグでの気液対向流を対象に VOF 法による計算を行い、空気・水系の気液対向流計算への VOF 法の適用性を検証するとともに、流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を適切に評価できか否かを検討する。次いで、実機条件(管直径 $D = 0.75$ m、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$)での気液対向流を対象に VOF 法による計算を行い、高温高压の蒸気・水系の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を定量的に評価する。この結果を基に、実機プラント解析で必要となる 8 MPa までの条件下において、第 5 章で導出した不確かさの幅を持つ CCFL 相関式の適用性を検討する。

第 7 章では、本論文の結論を述べる。

第1章の参考文献

- [1] Brisbois, J. (CEA), et al., “PSA of French 900 and 1300MWe Nuclear Plants,” RGN International Edition, Vol. B, (1990), 28-41.
- [2] 科学技術庁原子力安全局原子力安全調査室, 原子力安全委員会安全審査指針集, 改訂10版, (1998).
- [3] The RELAP5 Development Team, *RELAP5/MOD3 Code Manual*, NUREG/CR-5535, Idaho National Engineering Laboratory, (1995).
- [4] Borlowski, J. A., et al., *TRAC-BF1/MOD1 Model and correlations*, NUREG/CR-5535, EGG-2680, Rev. 4, (1992).
- [5] Hewitt, G. F., “In Search of Two-phase Flow,” *Journal of Heat Transfer*, 118, (1996), 518-527.
- [6] Wallis, G. B., *One dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, (1969).
- [7] Richter, H. J., Wallis, G. B., Carter K. H. and Murphy, S. L., “De-entrainment and Countercurrent Air-water Flow in a Model PWR Hot-leg,” NRC-0193-9, U. S. Nuclear Regulatory Commission, (1978).
- [8] Ohnuki, A., “Experimental Study of Counter-Current Two-Phase Flow in Horizontal Tube Connected to Inclined Riser,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, 23[3], (1986), 219-232.
- [9] Ohnuki, A., Adachi, H. and Murao, Y., “Scale Effects on Countercurrent Gas-Liquid Flow in a Horizontal Tube Connected to an Inclined Riser,” *Nuclear Engineering and Design*, 107, (1988), 283-294.
- [10] Siddiqui, H. and Banerjee, S., “Flooding in an Elbow Between a Vertical and a Horizontal or Near-Horizontal Pipe,” *International Journal of Multiphase Flow*, 12[4], (1986), 531-541.
- [11] Navarro, M. A., “Study of countercurrent flow limitation in a horizontal pipe connected to an inclined one,” *Nuclear Engineering and Design* 235, (2005), 1139-1148.
- [12] Mayinger, F., Weiss, P. and Wolfert, K., “Two-phase flow phenomena in full-scale reactor geometry,” *Nuclear Engineering and Design*, 145, (1993), 47-61.
- [13] Vallée, C., Seidel, T., Lucas, D., Tomiyama, A. and Murase, M., “Comparison of Countercurrent Flow Limitation Experiments Performed in Two Different Models of the Hot Leg of a Pressurized Water Reactor with Rectangular Cross Section,” *J. of Engineering for Gas Turbines and Power* 133, 052917, (2011).
- [14] Vallée, C., Seidel, T., Lucas, D., Beyer, M., Prasser, H.-M., Pietruske, H., Schütz,

- P. and Carl, H., “Counter-current Flow Limitation Experiments in a Model of the Hot Leg of a Pressurized Water Reactor – Comparisons Between Low Pressure Air/Water Experiments and High Pressure Steam/Water Experiments”, *The 13th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* (NURETH-13), N13P1107, Kanazawa, Japan, Sept. 27- Oct. 2, (2009).
- [15] 南則敏, 西脇大祐, 片岡宏庸, 富山明男, 細川茂雄, 村瀬道雄 : PWR ホットレグを模擬した矩形流路での気液対向流(1) 流動様式と CCFL 特性, 混相流, 22, 4, (2008), 403-412.
- [16] Minami, N., Nishiwaki, D., Nariai, T., Tomiyama, A. and Murase, M., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (I) Air-Water Tests for 1/15th Scale Model of a PWR Hot Leg,” *J. of Nuclear Science Technology*, **47**[2], (2010), 142-148.
- [17] 南則敏 : 加圧水型原子炉のホットレグにおける気液対向流に関する研究, 神戸大学 学位論文, (2010).
- [18] Wang, M. J. and Mayinger, F., “Simulation and analysis of thermal-hydraulic phenomena a PWR hot leg related to SBLOCA,” *Nuclear Engineering and Design*, 155, (1995), 643-652.
- [19] 南則敏, 村瀬道雄, 西脇大祐, 富山明男 : PWR ホットレグを模擬した矩形流路での気液対向流(2) 気液対向流制限の解析的評価, 混相流, 22, 4, (2008), 403-412.
- [20] Minami, N., Murase, M. and Tomiyama, A., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (II) Numerical Simulation of 1/15-Scale Air-Water Tests,” *J. of Nuclear Science Technology*, **47**[2], (2010), 149-155.
- [21] Geffraye, G., Bazin, P., Pichon, P. and Bengaouer, A., “CCFL in hot legs and steam generators and its prediction with the CATHARE code,” *Proceedings of the 7th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* (NURETH-7), Saratoga Springs (NY), USA, Sept. 10-15, (1995), 815-826.

第 2 章 数値計算手法の検討

2.1 はじめに

本章では、本研究で使用する二流体モデルを用いた数値計算手法について基本事項をまとめる。数値計算には汎用熱流体解析コード FLUENT 6.3.26[1]を使用する。

二流体モデルでは気液界面抗力相関式が計算結果に大きく影響する。そこで、FLUENT の二流体モデルの基礎方程式と気液界面抗力相関式のレビューを行うとともに、円形流路ホットレグでの数値計算を行い、気液対向流計算に使用する実験相関式の適切な組合せを検討する。また、気液界面抗力は界面の波高に依存すると考えられることから、気液対向流状態でのホットレグ水平部における波高と気液界面抗力係数との関係を求め、本論文で用いる気液界面抗力相関式の妥当性を検討する。

2.2 二流体モデルの基礎方程式と構成式

二流体モデルでは、局所・瞬時的物理量を平均化し各相それぞれの保存式を連立して流れを記述する。各相の保存式を解くため様々な二相流現象を記述できるが、平均操作により排除された現象は構成式として基礎方程式のなかに取り込まれる。二流体モデルが真価を発揮するには、この構成式が現象を正しく反映したものでなければならない。

2.2.1 基礎式方程式

本論文で対象とするリフラックス冷却時のホットレグでは飽和蒸気と飽和水の対向流となる。このような相変化がない場合にはエネルギー保存式を考慮する必要がない。従って、二流体モデルの基礎式は、添字の q を気相または液相として、以下に示す質量と運動量に関する保存式として与えられる。

q 相の質量保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \mathbf{u}_q) = 0 \quad (2.1)$$

q 相の運動量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q \rho_q \mathbf{u}_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \mathbf{u}_q \mathbf{u}_q) \\ & = -\alpha_q \nabla P + \nabla \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{\tau}_q}} + \alpha_q \rho_q \mathbf{g} + \mathbf{F}_{pq} + \mathbf{F}_q + \mathbf{F}_{lift,q} + \mathbf{F}_{vm,q} \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここで、 t は時間、 α_q は q 相の体積率、 ρ_q は q 相の密度、 \mathbf{u}_q は q 相の速度、 P はすべての相が共有する圧力である。 $\overline{\overline{\boldsymbol{\tau}_q}}$ は q 相の応力ひずみテンソルであり、次式で評価される。

$$\overline{\overline{\boldsymbol{\tau}_q}} = \alpha_q \mu_q (\nabla \mathbf{u}_q + \nabla \mathbf{u}_q^T) \quad (2.3)$$

ここで、 μ_q は q 相のせん断粘性である。

\mathbf{F}_q , $\mathbf{F}_{lift,q}$, $\mathbf{F}_{vm,q}$ はそれぞれ q 相の外部体積力、揚力、仮想質量力を表している。本論文の計算では、式(2.2)右辺第3項の重力以外には体積力はなく、外部体積力は0とする。揚力は速度勾配により気泡や液滴に作用する力であるが、気泡や液滴の詳細な挙動は計算しないため揚力は0とする。仮想質量力項は気泡周辺の液体が気泡に同伴されて運動することを考慮する項であるが、気泡の詳細挙動は計算しないため仮想質量力も0とする。 \mathbf{F}_{pq} が気液界面抗力を表す項である。基礎方程式を閉じるために、次項でこの構成式について検討する。

2.2.2 気液界面抗力相関式

(A) FLUENT での定式化

FLUENT の二流体モデルでは、第2相を粒子と考慮して界面抗力を規定している。界面抗力 \mathbf{F}_{pq} は運動量交換係数 K_{pq} を用いて次のように表される。

$$\mathbf{F}_{pq} = K_{pq} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_q) \quad [N/m^3], \quad (2.4)$$

$$K_{pq} = \frac{\alpha_q \alpha_p \rho_p f}{\tau_p} \quad [Kg/m^3 s], \quad (2.5)$$

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu_q} \quad [s] \quad (2.6)$$

ここで、 d_p は p 相の気泡または液滴の直径である。また、 f は抵抗係数を表し、FLUENT のデフォルトでは次の Schiller&Naumann の式[2]が用いられている。

$$f = \frac{C_D \text{Re}}{24}, \quad (2.7)$$

$$C_D = \begin{cases} 24(1 + 0.15 \text{Re}^{0.687}) & \text{Re} \leq 1000 \\ 0.44 & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad (2.8)$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_q |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_q| d_p}{\mu_q} \quad (2.9)$$

本論文で対象とするホットレグでの気液対向流は、エルボ部と傾斜部の噴霧流や液相への気泡群の巻き込みを除いて気液界面が明確な分離流である。したがって、上記のような FLUENT デフォルトの抵抗則は気液対向流計算に使用できない。

(B) 南らの定式化

南ら[3]-[5]は 1/5 スケール矩形流路および 1/15 スケール円形流路での空気・水系対向流実験の解析に二流体モデルを適用するため、気液界面抗力 \mathbf{F}_{pq} を次のように表した。

$$\mathbf{F}_{pq} = \frac{1}{2} C_D A_i \rho_c |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_q| (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_q) \quad (2.10)$$

ここで、 C_D は抗力係数、 A_i は気液界面積濃度である。 ρ_c は連続相の密度であり、環状流モデルとの連続性を考慮して気相の密度 ρ_G が用いられている。抗力係数 C_D と気液界面積濃度 A_i については、1次元計算では各流動様式に対する実験相関式がいくつか提案されているが、3次元計算用の相関式は十分に整備されておらず、気液対向流計算への適用性も明らかでない。そこで南ら[3]-[5]は各種流動様式に対して考案されたボイド率をパラメータとする実験相関式のなかから妥当な組合せを検討し、以下のように抗力係数 C_D と気液界面積濃度 A_i の積($C_D A_i$)を定式化した。

まず、低ボイド率の範囲では、Andersen[6]により 1次元計算に対して提案され、Minato ら[7]により 3次元計算に適用された次式（以後、Minato らの式として引用する）が用いられた。

$$(C_D A_i)_B = 2\alpha (1 - \alpha) g / V_{GJ}^2 \quad (2.11)$$

ここで、 α はボイド率、 g は重力加速度、 V_{GJ} はドリフト速度である。また、中間的なボイド率には、スラグ流に用いられる次の Ishii&Mishima の式[8]が用いられた。

$$(C_{DA_i})_S = 9.8(1-\alpha)^3 \left\{ \frac{4.5(\alpha - \alpha_{GS})}{D_h(1-\alpha_{GS})} + \frac{6\alpha_{GS}(1-\alpha)}{d_{sm}(1-\alpha_{GS})} \right\}, \alpha_{GS} = 0 \quad (2.12)$$

ここで、 D_h は流路の水力等価直径である。 d_{sm} はスラグ後流の小気泡の平均径(ザウター平均径)、 α_{GS} はスラグ後流の小気泡のボイド率であるが、 $\alpha_{GS} = 0$ と近似して簡略化されている。さらに、高ボイド率領域では、環状流用の次の Wallis の式[9]が用いられた。

$$(C_{DA_i})_A = 0.02 \{1+75(1-\alpha)\} \alpha^{0.5} / D_h \quad (2.13)$$

このようにして全ボイド率に対しては、低ボイド率、中間ボイド率、高ボイド率に適用する式(2.11)~(2.13)が滑らかに繋がるように、 (C_{DA_i}) が次式により評価された。

$$C_{DA_i} = \min[(C_{DA_i})_B, \max\{(C_{DA_i})_S, (C_{DA_i})_A\}] \quad (2.14)$$

この気液界面抗力係数 (C_{DA_i}) のボイド率に対する依存性は概略次のようである。低ボイド率ではボイド率が増加すると、気泡個数密度と気液界面積濃度が増加するため (C_{DA_i}) が増加する。一方、高ボイド率ではボイド率が増加すると、気泡が合体して気液界面積濃度 A_i が減少するため (C_{DA_i}) が低下する。環状流ではボイド率が増加すると、液膜厚さが薄くなり界面変動(波)が抑制されるため (C_{DA_i}) が低下する。

また、南ら[3]-[5]は式(2.11)のドリフト速度 V_{GJ} には、Kataoka らの式[10]

$$V_{GJ} = \{1.4 - 0.4 \exp(-10\alpha)\} (D_h^*)^{0.125} \left\{ \frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{1/4}, \quad D_h^* = D_h \left\{ \frac{g(\rho_L - \rho_G)}{\sigma} \right\}^{1/2}$$

を簡略化した次式を用いた。

$$V_{GJ} = 1.4 (D_h^*)^{0.125} \left\{ \frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{1/4} \quad (2.15)$$

ここで、 σ は表面張力である。一方、ドリフト速度 V_{GJ} には気液上昇流に対する次の Ishii の式が一般に広く利用されている。

$$V_{GJ} = \sqrt{2} \left\{ \frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{1/4} \quad (2.16)$$

ドリフト速度 V_{GJ} に Ishii の式(2.16)を使用するか、Kataoka らの式(2.15)を使用するかによって、低ボイド率領域に対する (C_{DA_i}) は大きく異なる。そこで、南ら[3]-[5]が採用した相関式の組合せの妥当性について次節で検討する。

2.3 気液界面抗力係数の検討

2.3.1 相関式の組合せの検討

二流体モデルでは使用する気液界面抗力相関式($C_D A_i$)が計算結果に大きく影響する。そこで、南ら[3]-[5]が用いた式(2.11)~(2.15)の組合せを基本ケースとし、これ以外に式(2.11)~(2.16)の組合せを変更した 3 ケースを対象にして、気液界面抗力相関式がホットレグ内気液対向流の計算結果に及ぼす影響を検討した。検討した相関式の組合せは、以下の 4 通りである。

- | | |
|--------------------|--------------------|
| (1) 基本ケース | 式(2.11)~(2.15)の組合せ |
| (2) Minato/Ishii | 式(2.11)と(2.16)の組合せ |
| (3) Minato/Kataoka | 式(2.11)と(2.15)の組合せ |
| (4) Wallis | 式(2.13) |

以下ではこれら 4 組の界面抗力相関式の組合せを用いて、円形流路ホットレグでの流動状態と落下水流量を計算し、実験データと比較して最も適している組合せを求める。計算は 1/15 スケールでの空気・水系の実験条件および実機スケールでの蒸気・水系の実機条件に対して行い、それぞれ円形流路実験(1.3.4)および UPTF 実験(1.3.1)のデータと比較する。

(A) 計算方法

数値計算に用いる計算メッシュを図 2.1 に示す。これは南ら[4],[5]が用いた計算メッシュと同じである。ホットレグへの空気の流入状態と水の流入状態がホットレグ内の流動状態に影響を及ぼすため、ホットレグのみでなく下部タンク・上部タンクを含めて計算範囲としている。計算セルの総数は約 70,000 である。

空気(または蒸気)は下部タンクのホットレグ対面の気相供給口から一様速度分布で供給し、ホットレグを通り上部タンクへ流れる。水は上部タンクの底面から一様速度分布で供給し、ホットレグを通過し下部タンクへ流れる。空気(または蒸気)と水はホットレグで気液対向流を形成する。CCFL 発生条件では、供給水の一部が上部タンクへオーバーフローし、空気とともに気液流出口から流出する。気液流出口は圧力一定境界とした。また、気相と液相には標準 $k-\epsilon$ 乱流モデルを使用し、壁面には標準壁関数を適用した。

計算は非定常で行い、時間ステップは 1.0~2.5 ms とした。気相の流れに対向しホットレグを経由して下部タンクに落下する水量 $Q_L (=Q_{Lout})$ は、実験と同様、下部タンク内の水量の増加率から求めた。

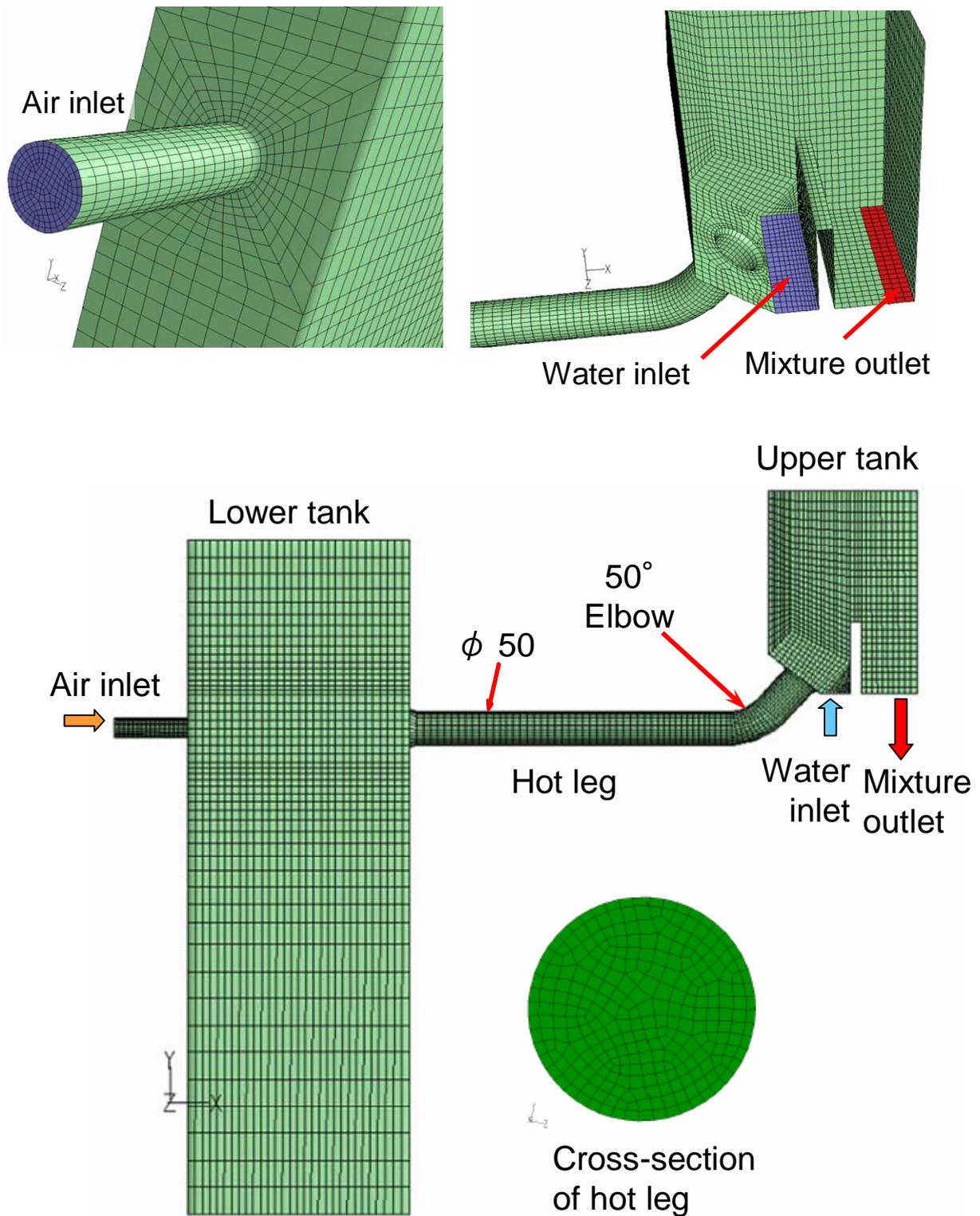


図 2.1 計算メッシュ

表 2.1 計算条件

Scale	Diameter D [m]	Fluids	Pressure P [MPa]	Fluid velocity	
				J_{Lin} [m/s]	J_G [m/s]
1/15	0.05	Air-Water	0.1	0.17	6
1/1	0.75	Steam-Water	0.3	0.23	20, 15

J_{Lin} : supplied water volumetric flux, J_G : supplied gas volumetric flux

表 2.2 流体物性値

Fluids	Pressure P [MPa]	Temperature T [°C]	Liquid		Gas	
			ρ_L [kg/m ³]	μ_L [Pa s]	ρ_G [kg/m ³]	μ_G [Pa s]
Air-Water	0.1	25	998.2	1.003×10^{-3}	1.225	1.789×10^{-5}
Steam-Water	0.3	133	931.7	2.073×10^{-4}	1.650	1.344×10^{-5}

ρ : density, μ : viscosity, G : gas phase, L : liquid phase

計算条件を表 2.1 に示す。また、計算に用いた流体の物性値を表 2.2 に示す。1/15 スケールの計算では、円形流路実験[11]の条件に合わせて、圧力は $P = 0.1$ MPa とし、給水流量は $J_{Lin} = 0.17$ m/s ($Q_{Lin} = 20$ L/min) とした。実機スケールの計算では、ミッドループ運転中の RHR 機能喪失時を想定して、圧力は $P = 0.3$ MPa とし、供給水量は 1 つの SG による冷却で想定される凝縮量より十分多い $J_{Lin} = 0.23$ m/s ($Q_{Lin} = 0.1$ m³/s) とした。

管直径 $D = 0.05$ m、圧力 0.1 MPa、空気・水系実験条件での気液界面抗力係数 (C_{DAi}) を図 2.2 に示す。式(2.12)はスラグ流に対する Ishii&Mishima の式であり、式(2.13)は環状流に対する Wallis の式である。基本ケースの (C_{DAi}) はボイド率 $\alpha = 0.8$ 付近を境として界面抗力係数を与える式が変化している。また、Mimoto らの式(2.11)は気泡流に対する式であり、ドリフト速度に Ishii の式(2.16)を使用するか、Kataoka らの式(2.15)を使用するかによって (C_{DAi}) は大きく異なる。 (C_{DAi}) は Minato/Ishii、Minato/Kataoka、基本ケース、Wallis の順に小さくなる。

管直径 $D = 0.75$ m、圧力 0.3 MPa の飽和蒸気・水系実機条件での気液界面抗力係数 (C_{DAi}) を図 2.3 に示す。式(2.12)と式(2.13)はボイド率と水力等価直径 D_h の関数であり、 D_h に反比例する。一方、式(2.11)はボイド率とドリフト速度 V_{GJ} の関数である。Kataoka らの式(2.15)によると、 V_{GJ} は物性値と水力等価直径 D_h の関数であり、式(2.11)は $D_h^{0.25}$ に反比例する。界面抗力相関式の直径依存性が異なるため、 $D = 0.75$ m では Minato らの式(2.11)と他の式とは交差しなくなり、式(2.11)~(2.15)の組合せを用いても Minato らの式(2.11)を使用せず、基本ケースの (C_{DAi}) は Ishii & Mishima の式(2.12) と Wallis の式(2.13)との組合せになる。

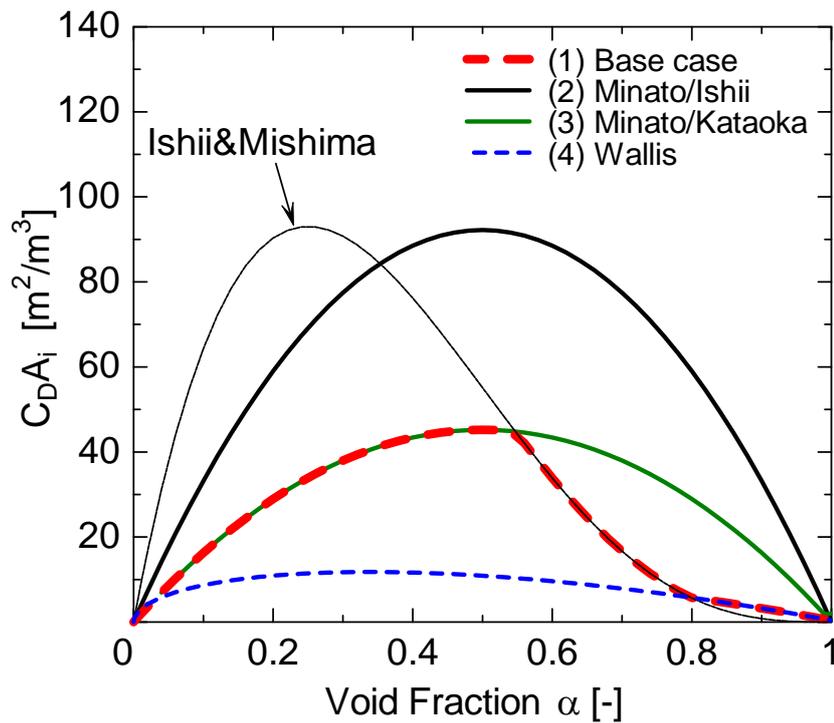


図 2.2 気液界面抗力係数(実験条件, $D = 0.05$ m)

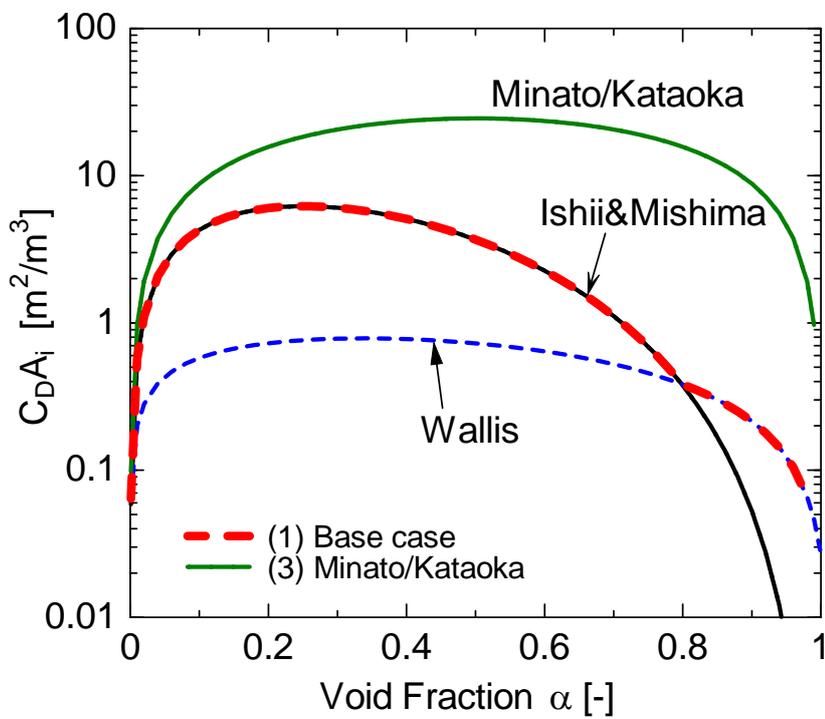


図 2.3 気液界面抗力係数(実機条件, $D = 0.75$ m)

(B) 計算結果

給水流量 $J_{Lin} = 0.17 \text{ m/s}$ ($Q_{Lin} = 20 \text{ L/min}$)、気相体積流束 $J_G = 6 \text{ m/s}$ での落下水量計算値の時間変化を図 2.4 に示す。基本ケースで計算初期に落下水量の増加率が小さいのは、上部タンクへ水を給水する初期の状態から計算したため、計算開始から約 6 秒で落下水量は準定常(増加率がほぼ一定)になっている。その他のケース(Minato/Ishii, Minato/Kataoka, Wallis)の計算では、基本ケースの準定常後の状態を初期条件としている。このため、計算初期の落下水量の増加率は等しくなっているが、計算の経過にしたがって気液界面抗力相関式に応じた落下水量の増加率になっている。

表 2.3 に、各ケースについて落下水量の時間変化が準定常状態に達した後の時間平均流量 Q_L 、および測定値[11]に対する比を示す。気液界面抗力が小さいほど落下水流量が大きくなるため、落下水流量は Minato/Ishii、Minato/Kataoka、基本ケース、Wallis の順に大きくなっている。落下水流量 Q_L の計算値を円形流路ホットレグでの測定値と比較すると、基本ケースが測定値と最もよく一致している。また、Minato/Kataoka を用いた計算値は落下水流量を約 10%過小評価しているが、測定値と比較的よく一致している。流動状態の計算結果を図 2.5 に示す。流動状態には界面抗力相関式($C_D A_i$)による顕著な相違はない。

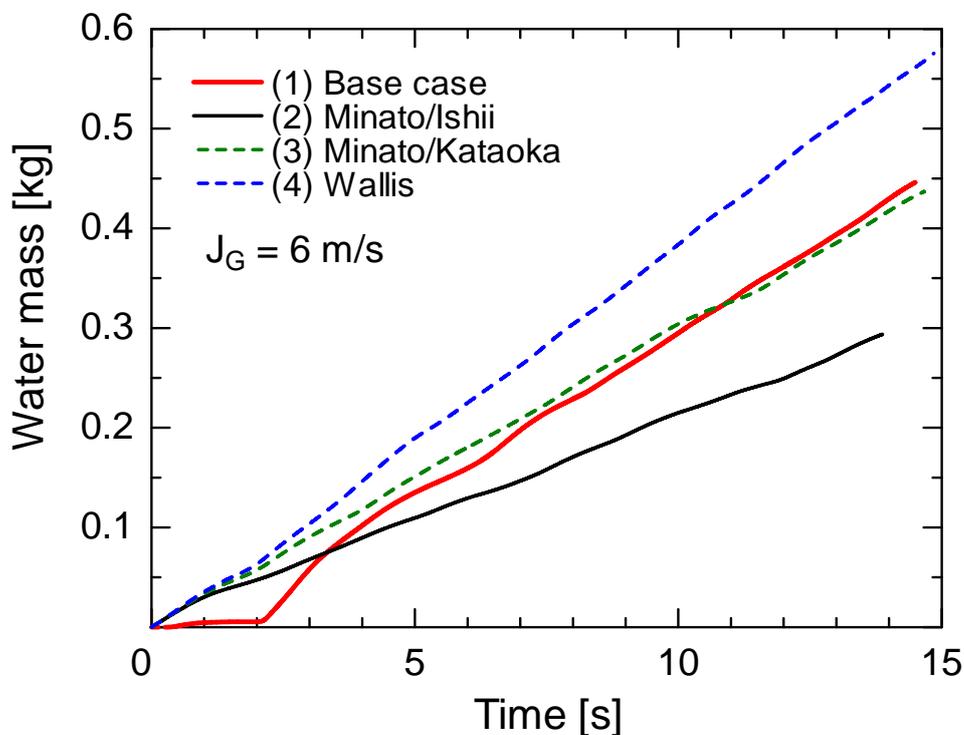


図 2.4 落下水量の時間変化($D = 0.05 \text{ m}$, $J_G = 6 \text{ m/s}$, $J_{Lin} = 0.17$)

表 2.3 気液界面抗力相関式の影響(実験条件)

($D = 0.05$ m, 0.1 MPa Air-Water, $J_G = 6$ m/s, $Q_{Lin} = 20$ L/min)

	$C_D A_i$	Q_L [L/min]	J_L [m/s]	ratio [%]
Measured*	————	1.89	0.016	100
(1) Base case	Eqs. (2.11)~(2.15)	1.99	0.0169	105
(2) Minato/Ishii	Eqs. (2.11)&(2.16)	1.23	0.0104	65
(3) Minato/Kataoka	Eqs. (2.11)&(2.15)	1.73	0.0147	91
(4) Wallis	Eq. (2.13)	2.39	0.0203	126

*Measured: 1/15 scale circular pipe experiments (Minami et al. [11])

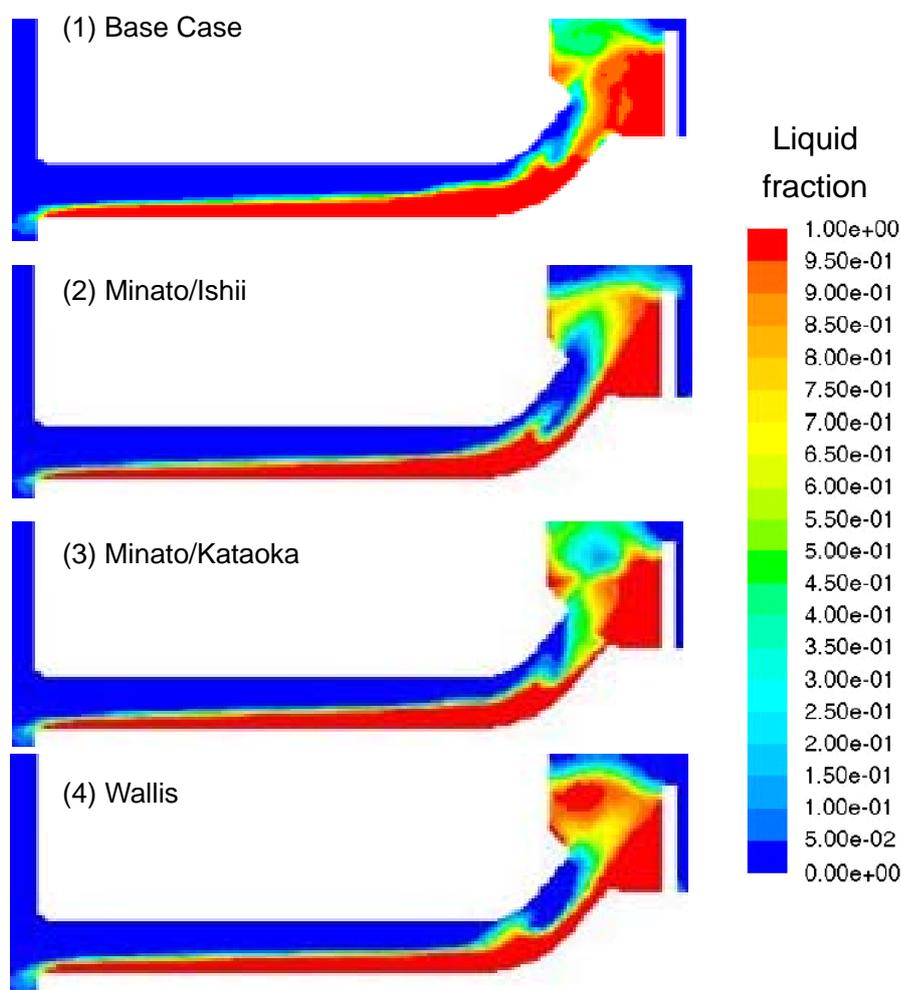


図 2.5 流動状態($D = 0.05$ m, $J_G = 6$ m/s, $J_{Lin} = 0.17$)

管直径 $D = 0.05 \text{ m}$ の 1/15 スケールに対する計算では、基本ケース（式(2.11)~(2.15)の組合せ）と Minato/Kataoka（式(2.11)と(2.15)の組合せ）が測定値とよく一致した。しかし式(2.11)と式(2.12)および式(2.13)とでは水力等価直径の影響が異なることから、管直径 $D = 0.75 \text{ m}$ の実機条件では基本ケースと Minato/Kataoka とでは計算結果が大きく異なると推定される。

給水流量 $J_{Lin} = 0.23 \text{ m/s}$ ($Q_{Lin} = 0.1 \text{ m}^3/\text{s}$)、蒸気の気相体積流束 $J_G = 20 \text{ m/s}$ と 15 m/s での落水量計算値の時間変化を図 2.6 に示す。 (C_{DAi}) に Minato/Kataoka の組合せを使用すると、 $J_G = 20 \text{ m/s}$ では落水流量がゼロになる。 $J_G = 15 \text{ m/s}$ では、落水流量が準定常状態に達した後、基本ケースの方が Minato/Kataoka より落水流量が大きくなっている。Mayinger ら[12]による実機条件における UPTF 実験での測定値との比較を表 2.4 に示す。ここで、 $W_L (= W_{Lout})$ は質量流量である。基本ケースでの計算値は実機条件に対しても測定値とよく一致している。一方、Minato/Kataoka の組合せを用いると気液界面抗力を過大評価し、落水流量を過小評価する。流動状態の計算結果を図 2.7 に示す。流動状態には気液界面抗力相関式による顕著な相違はない。

以上の 1/15 スケール実験条件と実機スケール実機条件に対する計算から、4 組の相関式の組合せの中で、基本ケース(式(2.11)~(2.15)の組合せ)が界面抗力相関式(C_{DAi})として最も適していることがわかる。

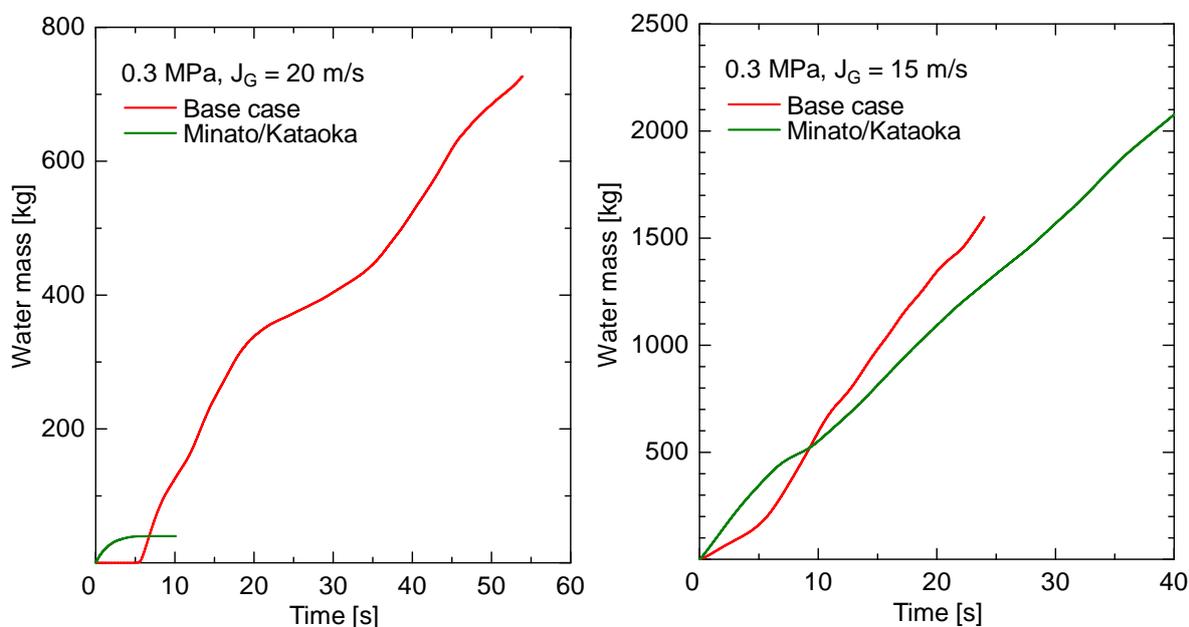


図 2.6 落水量の時間変化($D = 0.75 \text{ m}$, $J_{Lin} = 0.23 \text{ m/s}$)

表 2.4 気液界面抗力相関式の影響(実機条件)

($D = 0.75$ m, 0.3 MPa Steam-Water, $J_G = 15$ m/s, $Q_{Lin} = 0.1$ m³/s)

	$C_D A_i$	W_L [kg/s]	J_L [m/s]	ratio [%]
Measured*	————	70.8	0.172	100
(1) Base case	Eqs. (2.11)~(2.15)	69.2	0.168	98
(3) Minato/Kataoka	Eqs. (2.11)&(2.15)	50.8	0.123	72

*Measured : UPTF experiments (Mayinger et al. [12])

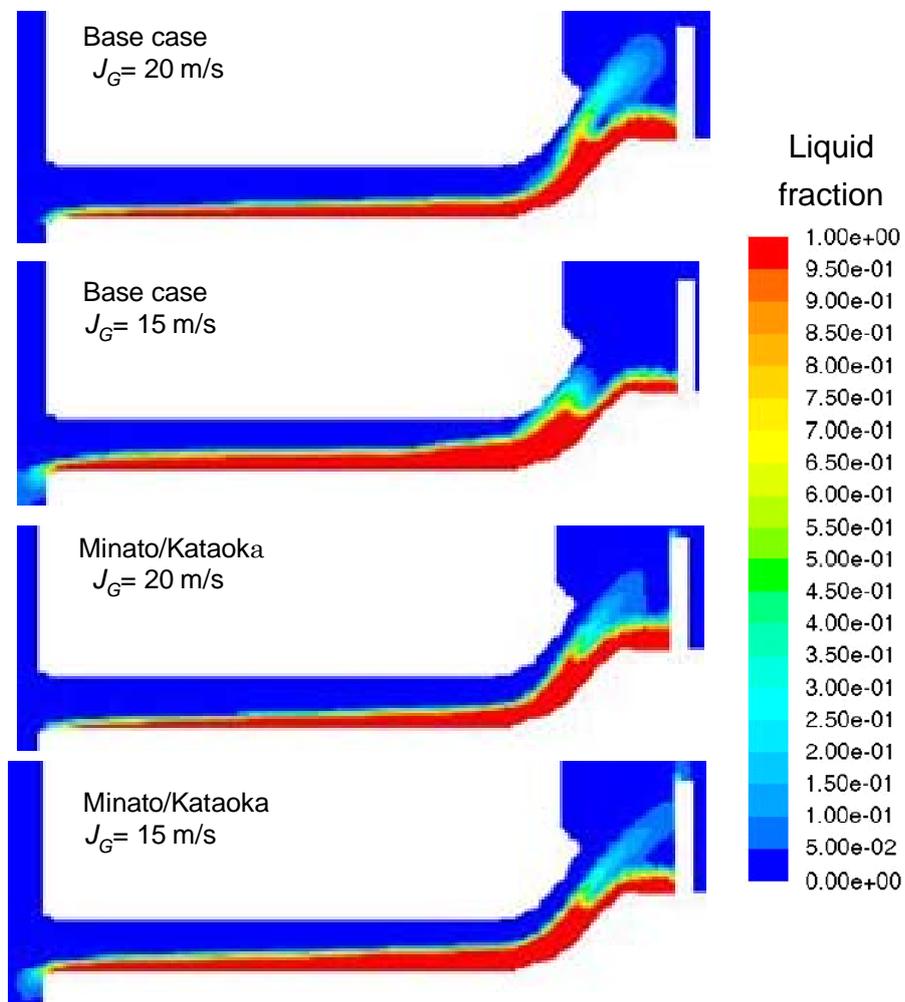


図 2.7 流動状態($D = 0.75$ m, $J_{Lin} = 0.23$ m/s)

2.3.2 気液界面抗力係数と波高の関係

気液界面抗力は界面波の波高に依存すると考えられる。そこで本項では 1/15 スケール円形流路ホットレグでの気液対向流を対象に、ホットレグ水平部における波高を測定し、これと基本ケースの界面抗力係数($C_D A_i$) (式(2.11)~(2.15)の組合せ)との関係を調べた。

(A) 実験方法

実験では液相の物性値の影響も評価するために水とグリセリン水溶液を使用した。評価に用いたグリセリン 60wt%水溶液の物性値を水の物性値と比較して表 2.5 に示す。水と比較してグリセリン 60wt%水溶液は密度が 1.15 倍、粘性が 10.5 倍、表面張力が 0.59 倍であり、特に粘性の増加が大きい。

表 2.5 使用流体の物性値

Fluids (Liquid phase)	T [°C]	ρ [kg/m ³]	μ [mPa s]	σ [N/m]
Water	25.0	997	0.89	0.0735
GW 60 wt%	23.0	1152	9.36	0.0437

GW: glycerol-water solution, ρ : density, μ : viscosity, σ : surface tension

ホットレグ内の液位は 2 線電極プローブを用いて測定した。図 2.8 に示すように、測定位置はホットレグ水平部の下部タンク側から 60, 183, 307, 465, 520 mm の 6 地点とし、それぞれ No.1~No.6 と名づけた。

実験条件は給水流量 $J_{Lin} = 0.09, 0.17, 0.26$ m/s、気相体積流束 $J_G = 0 \sim 8.14$ m/s、サンプリング周期 1 m/s、サンプル数 30,000 点とした。図 2.9 に示すように、液位の計測結果から累積存在確率 ξ が 0.5 となる液位を算出し時間平均液位 h_{mean} を求めた。また、ホットレグ水平部の各液位計測点(No.1~No.4)において、計測波形のうち 95.44%が含まれる範囲($\pm 2\sigma$ の範囲)を波高の指標 ε [mm]とした。

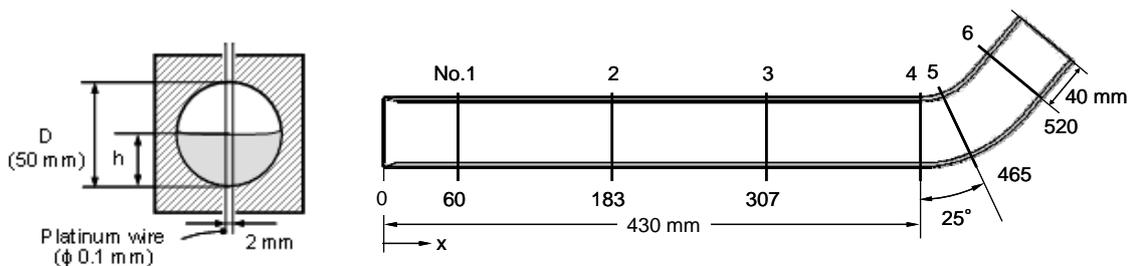


図 2.8 液位測定位置

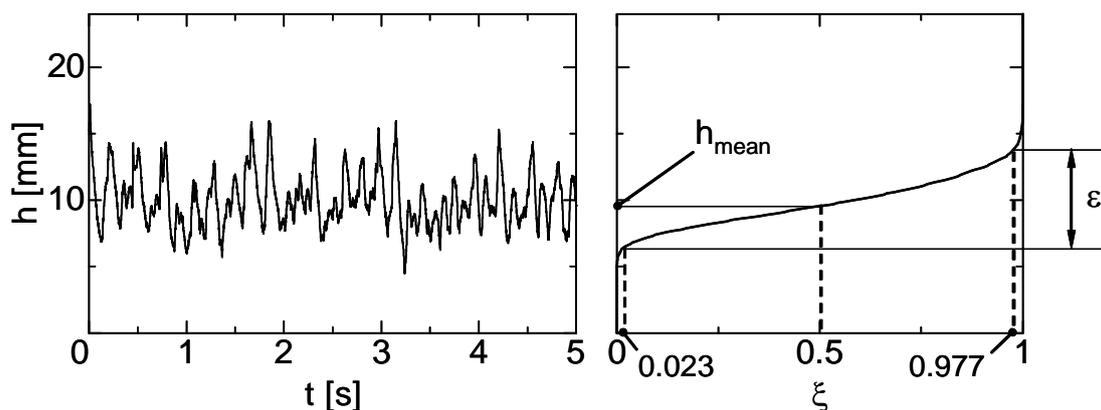


図 2.9 液位の累積存在確率 ξ
 ($J_{Lin} = 0.09$ m/s, $J_G = 8.0$ m/s, location No.3, 水)

(B) 結果と考察

落水量が制限されている状態におけるホットレグ水平部での波高 ε と時間平均液位 h_{mean} との関係を図 2.10 に示す。ただし、No.4 はエルボ付近では波状噴霧流が発生しており、 ε が極端に大きくなるため、本図には No.4 のデータは含めていない。液位と波高には相関関係があり、液位が高くなるほど波高が高くなっている。また、水とグリセリン 60%水溶液とで波高に顕著な相違はない。

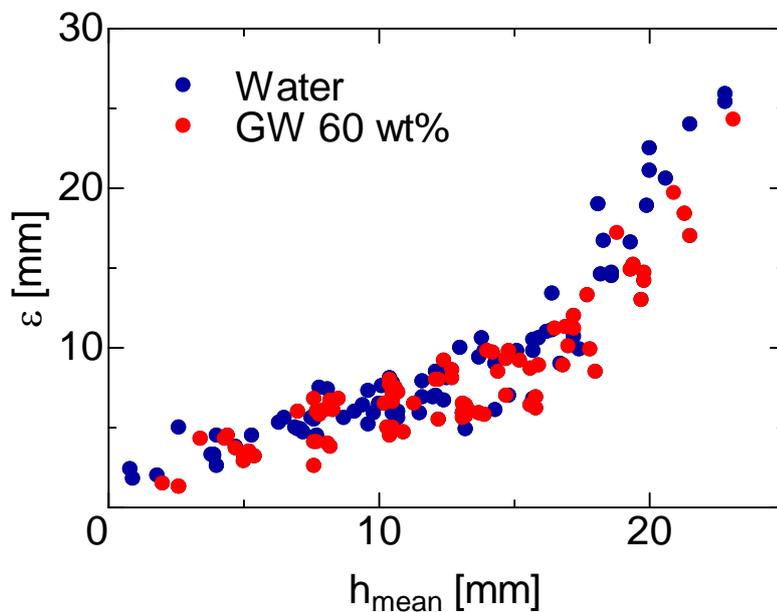


図 2.10 波高 ε と時間平均液位 h_{mean} との関係

図 2.10 に示した液位から計算した断面平均ボイド率と管直径($D = 0.05$ m)で無次元化した波高との関係を図 2.11 に示す。水位が高いほどボイド率が小さくなるため、ボイド率が大きくなるほど無次元波高 ε/D が低くなっている。水とグリセリン 60wt%水溶液とで波高に顕著な相違はない。また、無次元波高 ε/D の α 依存性がボイド率 $\alpha = 0.8$ 付近を境としてわずかに異なっている。これは基本ケースの気液界面抗力係数(C_{DAi})(式(2.11)~(2.15)の組合せ)と同じ傾向である(図 2.2 参照)。

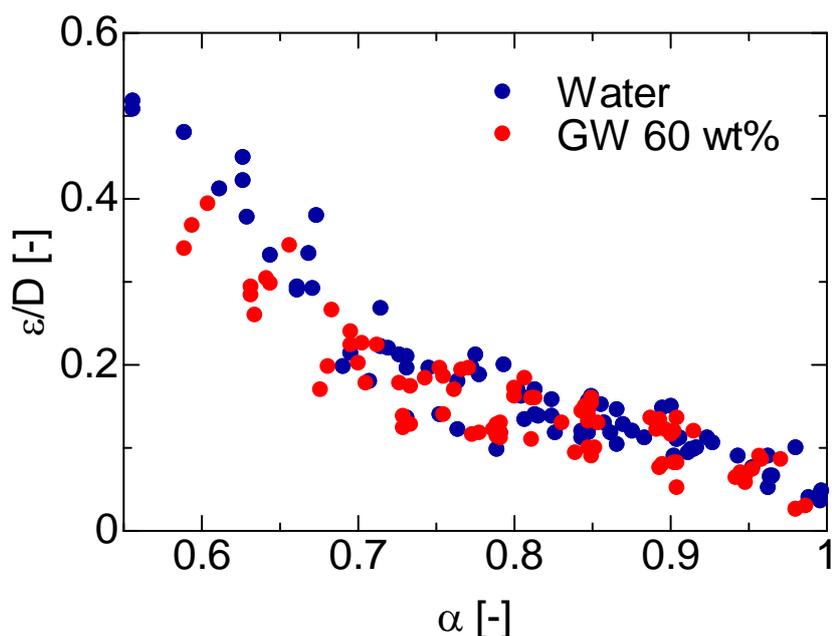


図 2.11 無次元波高 ε/D と平均ボイド率 α との関係

空気・水および空気・グリセリン水溶液に対して計算した基本ケースの気液界面抗力係数(C_{DAi})を図 2.12 に示す。式(2.12)と式(2.13)は管直径 D とボイド率 α の関数であり流体の物性値は気液界面抗力係数に影響しない。一方、式(2.11)ではドリフト速度の相関式(2.15)が流体物性値の関数であり水とグリセリン 60wt%水溶液とで気液界面抗力係数が異なる。ただし両者はボイド率 $\alpha > 0.56$ で一致している。

図 2.13 に、図 2.12 に示した気液界面抗力係数(C_{DAi})と図 2.11 に示した無次元波高 ε/D との関係を示す。ボイド率 $\alpha = 0.8$ で表示を区分しているが、図 2.12 に示すように式(2.12)と式(2.13)との境界に対応する。この図から、基本ケースの界面抗力係数(C_{DAi})は波高 ε/D と対数線形相関があることがわかる。気液界面抗力は波高が高くなるに従い大きくなることを示しており、ホットレグ内の気液対向流条件では気液界面に作用する力は波による形状抗力であることを示す。

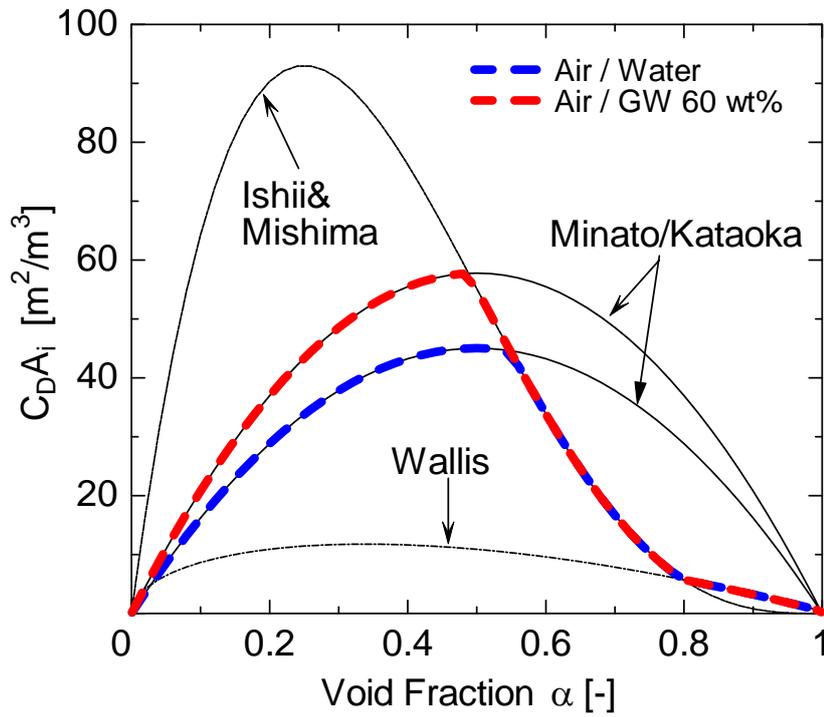


図 2.12 1/15 縮尺実験($D = 0.05$ m)に対する界面抗力係数 C_{DA_i}

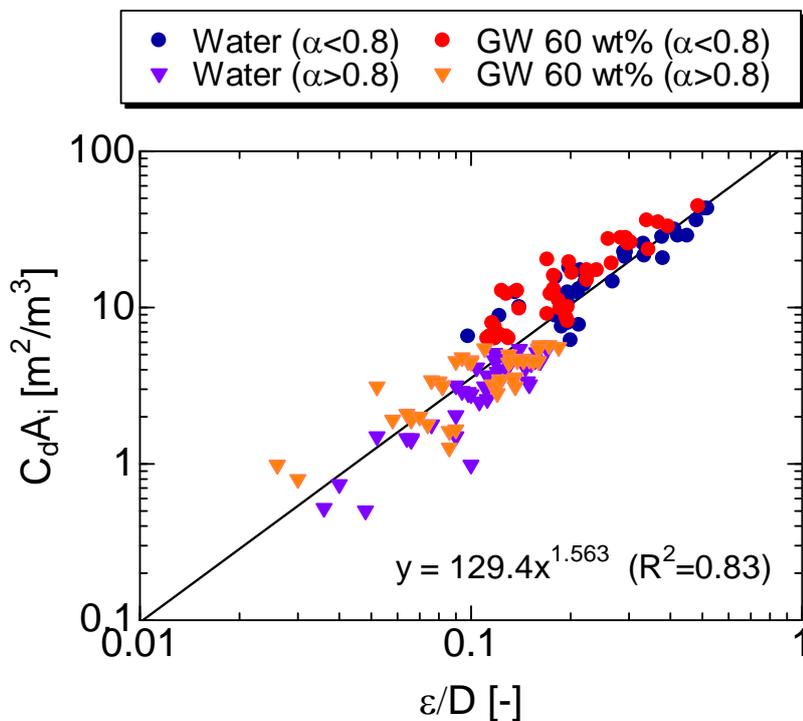


図 2.13 界面抗力係数 C_{DA_i} と無次元波高 ϵ/D との関係($D = 0.05$ m)

以上より、基本ケースの (C_{DAi}) は気液界面抗力係数として適切であると考えられる。また、 (C_{DAi}) と無次元波高 ε/D の関係は水とグリセリン 60wt%水溶液とで変わらないことから、 (C_{DAi}) はグリセリン水溶液を液相とする対向流に対しても適用できることが示唆される。

2.4 まとめ

本章では、本研究で使用する二流体モデルに基づく数値計算手法を検討した。円形流路ホットレグ内気液対向流を対象に計算を行い、気液界面抗力係数 (C_{DAi}) に用いる相関式の適切な組合せを検討した。また、界面抗力に密接に関係すると考えられるホットレグ水平部での波高を測定し、 (C_{DAi}) との関係を調べた。その結果、以下の知見を得た。

- (1) 検討した4組の実験相関式の組合せのなかで、南ら[3]-[5]が提案した気液界面抗力相関式の組合せ (C_{DAi}) がホットレグでの気液対向流計算に最も適している。
- (2) 南ら[3]-[5]が提案した気液界面抗力係数 (C_{DAi}) は、ホットレグ水平部における波高と対数線形相関がある。また、液相粘性が (C_{DAi}) と波高との関係に及ぼす影響は小さい。

第2章の参考文献

- [1] Ansys, Inc., “FLUENT 6.3 User’s Guide,” (2006).
- [2] Schiller, L. and Naumann, Z., *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, 77, (1935), 318.
- [3] 南則敏, 村瀬道雄, 西脇大祐, 富山明男 : PWR ホットレグを模擬した矩形流路での気液対向流(2) 気液対向流制限の解析的評価, *混相流*, 22, 4, (2008), 403-412.
- [4] Minami, N., Murase, M. and Tomiyama, A., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (II) Numerical Simulation of 1/15-Scale Air-Water Tests,” *J. of Nuclear Science Technology*, 47[2], (2010), 149-155.
- [5] 南則敏 : 加圧水型原子炉のホットレグにおける気液対向流に関する研究, 神戸大学 学位論文, (2010).
- [6] Andersen, J. G. M., “Interfacial shear for two-fluid models,” *American Nuclear Society Transactions* 41, (1982), 669-671.
- [7] Minato, A., Takamori, K. and Ishida, N., An Extended Two-Fluid Model for Interface Behavior in Gas-Liquid Two-Phase Flow, *Proc. of 8th Int. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE-8)*, No. 8045, (2000).
- [8] Ishii, M., and Mishima, K., Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations, *Nuclear Engineering and Design*, 82, (1984), 107-126.
- [9] Wallis, G. B., *One dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, (1969).
- [10] Kataoka, Y., Suzuki, H., and Murase, M., Drift-Flux Parameters for Upward Gas Flow in Stagnant Liquid, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 24[7], (1987), 580-586.
- [11] Minami, N., Nishiwaki, D., Nariai, T., Tomiyama, A. and Murase, M., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (I) Air-Water Tests for 1/15th Scale Model of a PWR Hot Leg,” *J. of Nuclear Science Technology*, 47[2], (2010), 142-148.
- [12] Mayinger, F., Weiss, P. and Wolfert, K., “Two-phase flow phenomena in full-scale reactor geometry,” *Nuclear Engineering and Design*, 145, (1993), 47-61.

第 3 章 流路形状とスケールの影響

3.1 はじめに

本章では、空気・水系を対象として、ホットレグの流路形状とスケールが CCFL 特性に及ぼす影響を数値計算で適切に評価できるか否かを検討する。第 1 章でみたように、HZDR における 1/3 スケール矩形流路($H=0.25$ m, 縦横比 5)での空気・水系実験[1],[2]と南らの 1/5 スケール矩形流路($H=0.15$ m, 縦横比 15)での空気・水系実験[3],[4]とでは CCFL 特性が大きく異なる。そこで、HZDR 装置での空気・水系実験を対象に数値計算を行い実験データの再現性を確認するとともに、試験部の寸法を変化させた計算を行って、ホットレグのスケールと縦横比が CCFL 特性に及ぼす影響を評価する。また、スケールと縦横比の影響を表す指標として水力等価直径 D_h を選定し、円形流路を含めて、Wallis 相関式の CCFL 定数 C との関係調べ、この関係の数値計算による再現性を検討する。

3.2 計算方法

数値計算には二流体モデルを使用し、気液界面抗力係数(C_{DA_i})には前章で妥当性を確認した式(2.11)~(2.15)の組合せを用いる。

計算方法は基本的に 1/5 スケール矩形流路での空気・水系実験の解析[4],[5]と同様とした。気相・液相とも標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを適用した。壁面はすべりなしとし、標準壁関数を使用した。気液の運動量、体積率、乱流エネルギー、散逸率の離散化法には計算の安定性を優先して 1 次風上差分を使用し、圧力と速度のカップリングには SIMPLE 法を使用した。

3.2.1 計算メッシュ

数値計算に使用する計算メッシュを図 3.1 に示す。ホットレグ両端でのボイド率や気液の流速分布は流動特性に影響するため、RV 模擬容器と SG 入口プレナムも計算領域に含めた。計算セルの総数は約 136,000 である。計算セル数を削減するために、RV 模擬容器と SG 気水分離容器の幅 800 mm を 400 mm に狭くしているが、容器部分が計算結果に及ぼす影響は無視できる。

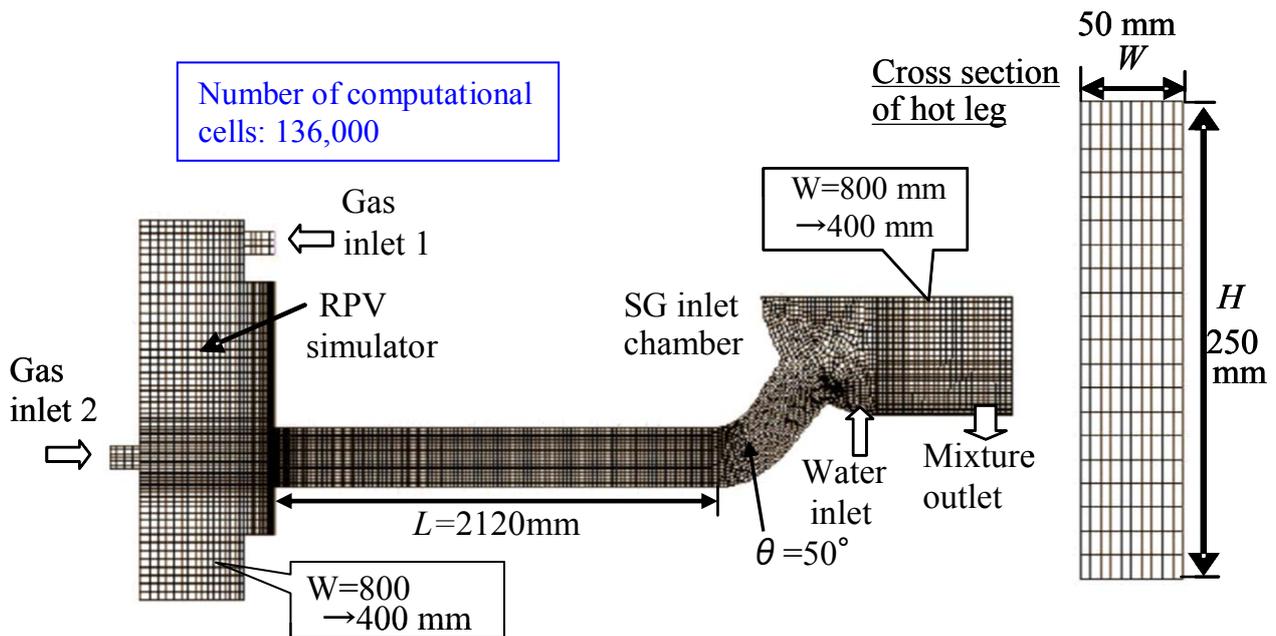


図 3.1 計算メッシュ(HZDR)

空気は HZDR の装置[1],[2]と同じ RV 模擬容器の上部(気相入口 1)もしくは 1/5 スケール矩形流路の装置[3],[4]と同じホットレグ対面(気相入口 2)から供給する。気相供給方法は試験部への気相流入部の流速分布に影響し、CCFL 特性に影響する可能性がある。1/5 スケール矩形流路での空気・水系実験では、空気供給口の高さを 3 ヶ所変更して測定し(図 1.8 参照)、供給口高さは CCFL 特性に影響しないことが確認されている[3],[4]。ここでは、RV 模擬容器上部とホットレグ対面に対して計算し、空気供給位置の違いによる影響を確認する。

水は SG 入口プレナムの底から供給する。ホットレグを通過する落下水流量は RV 模擬容器の水位上昇率から求める。RV 模擬容器に流入しない水は SG 入口プレナムと SG 気液分離容器との間の堰をオーバーフローして空気と共に気液出口から流出する。なお、堰は計算を安定化するために設けたもので、実験装置には存在しない。

気相および液相入口は速度一定境界とし、気液出口は圧力一定境界とした。計算は非定常で行い、空気の流れに対向してホットレグを通過する水の流量は、RV 模擬容器の水位上昇率が準定常に達した後の時間平均値として求めた。

3.2.2 計算条件

計算条件を表 3.1 に示す。HZDR 装置での空気・水系対向流実験を対象に数値計算を行い、ホットレグでの流動状態と CCFL 特性の再現性を確認する。南ら

の 1/5 スケール矩形流路装置(以下本章では、南らの装置と呼ぶ)との比較を行うため、気相入口 2 を用いた場合の計算も行い、気相の流入位置の違いが CCFL 特性に及ぼす影響を確認する。

ホットレグのスケールと縦横比が CCFL 特性に及ぼす影響を評価するため、HZDR 装置の試験部の寸法を変化させた架空のホットレグ HZDR1 および HZDR2 に対し気液対向流計算を行う。これらのホットレグの寸法をオリジナルの HZDR 装置および南らの装置と比較して表 3.2 に示す。

HZDR1 は、HZDR 装置のホットレグから、流路断面の高さ H と幅 W および水平部の長さ L を 0.6 倍したホットレグを示す。HZDR1 は、 H および L が南らの装置と同一であり、縦横比 H/W は HZDR 装置と同一である。一方、HZDR2 は、HZDR 装置のホットレグから、流路断面の幅 W を 5 倍したホットレグを示す。HZDR2 は、 H および L が HZDR 装置と同一である正方流路ホットレグである。

計算パラメータは供給空気体積流束 J_G である。計算では CCFL 状態を維持するために、空気流量の減少に伴って給水流量 Q_{Lin} を増加した。

表 3.1 計算条件

Hot leg	H [m]	H/W [-]	D_h [m]	Two-phase model	gas-inlet	Fluid velocity	
						Q_{Lin} [kg/s]	J_G [m/s]
HZDR	0.25	5	0.083	Two-fluid	1, 2	0.6–3	13, 12, 10, 8
HZDR1	0.15	5	0.050	Two-fluid	1	0.22, 0.43	9.5, 8
HZDR2	0.25	1	0.250	Two-fluid	1	6	13, 12

H : Height of cross section, W : Width of cross section, D_h : Hydraulic diameter of cross section

表 3.2 ホットレグ寸法の比較

Hot leg	$H \times W$ [m ²]	H/W [-]	D_h [m]	L/H [-]	I/H [-]	θ [deg]
HZDR	0.25 x 0.05	5	0.083	8.48	0.92	50
HZDR1	0.15 x 0.03	5	0.050	8.48	0.92	50
HZDR2	0.25 x 0.25	1	0.250	8.48	0.92	50
Minami	0.15 x 0.01	15	0.019	8.47	1.15	50

H : Height of cross section, W : Width of cross section, D_h : Hydraulic diameter of cross section, L : Horizontal length, I : Riser length, θ : Riser angle to horizontal section

表 3.3 流体物性値

Fluids	Pressure P [MPa]	Temperature T [°C]	Liquid		Gas	
			ρ_L [kg/m ³]	μ_L [Pa s]	ρ_G [kg/m ³]	μ_G [Pa s]
Air-Water	0.15	25.0	998.2	1.003×10^{-4}	1.782	1.827×10^{-5}

ρ : density, μ : viscosity, G : gas phase, L : liquid phase

作動流体はいずれの場合も実験と同圧力 0.15 MPa の空気・水である。計算に用いた流体の物性値を表 3.3 に示す。

圧力 0.15 MPa の空気・水条件での HZDR($D_h = 0.083$ m)、HZDR1($D_h = 0.05$ m) および HZDR2($D_h = 0.25$ m)に対する気液界面抗力係数(C_{DAi})(相関式(2.11)~(2.15)の組合せ)を図 3.2、図 3.3 および図 3.4 に示す。

式(2.12)と式(2.13)はボイド率と水力等価直径 D_h との関数であり、式(2.11)はボイド率とドリフト速度の関数である。ドリフト速度式(2.15)は流体の物性値を含むが、式(2.11)への影響は小さく、圧力 0.1~0.15 MPa の範囲では(C_{DAi})に顕著な差が現れない。したがって、HZDR1 ($D_h = 0.05$ m)に対する 0.15 MPa の空気・水条件での気液界面抗力係数(C_{DAi})は、1/15 スケール円形流路装置($D = 0.05$ m)に対する 0.1 MPa の空気・水条件での気液界面抗力係数(図 2.2 の Base case)と変わらない。また、水力等価直径 D_h が大きくなるほど Ishii&Mishima の式の適用範囲が広がる。

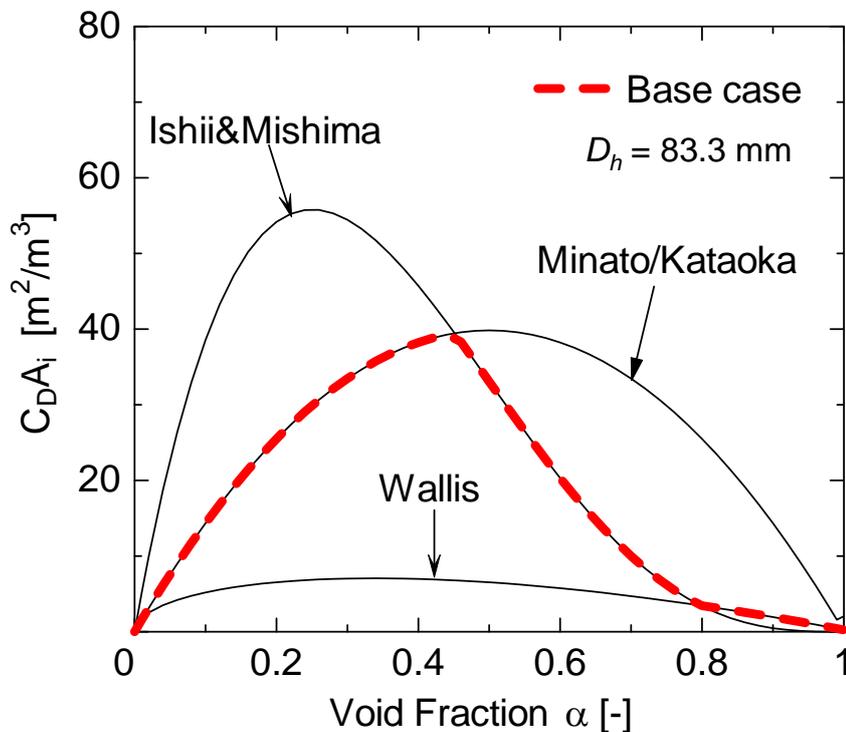


図 3.2 気液界面抗力係数(C_{DAi}) : HZDR($D_h = 0.083$ m)

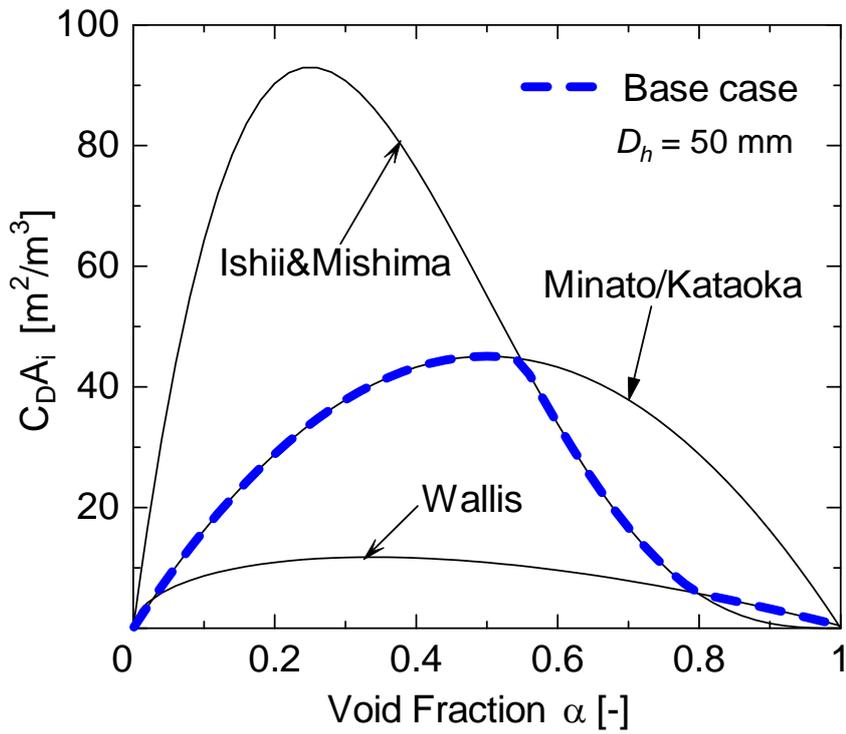


図 3.3 気液界面抗力係数($C_D A_i$) : HZDR1($D_h = 0.05 \text{ m}$)

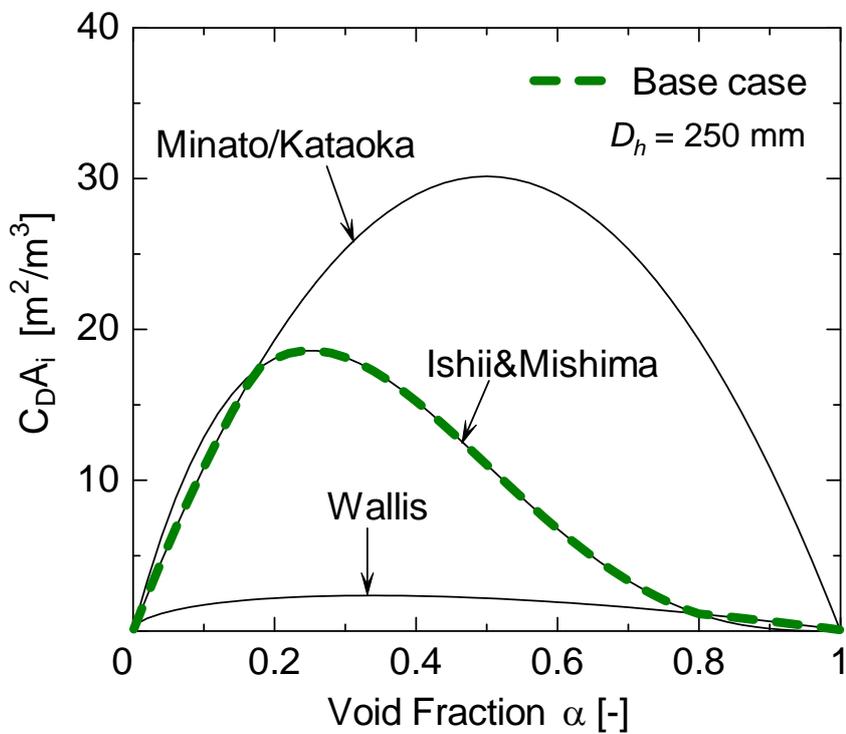


図 3.4 気液界面抗力係数($C_D A_i$) : HZDR2($D_h = 0.25 \text{ m}$)

3.3 計算結果

3.3.1 流動状態と CCFL 特性

(A) 流動状態

空気供給口に気相入口 1 を用いた場合の流動状態の計算結果を図 3.5 に示す。計算パラメータは供給空気体積流束 J_G であり、計算では CCFL 状態を維持するために、空気体積流束 J_G の減少に伴って給水流量 Q_{Lin} を増加した。ホットレグを通過して RV 模擬容器に流入する落下水流量 $Q_L (= Q_{Lout})$ の計算結果を図 3.6 に示す。 $J_G = 8 \text{ m/s}$ では、落下水制限は計算されず、全給水量が落下した ($Q_L = Q_{Lin}$) (図 3.6(d))。この時の流動状態は、気液界面抗力によりホットレグ水平部に蓄水し、エルボ近くで跳水が生じている (図 3.5(d))。 $J_G = 10, 12, 13 \text{ m/s}$ では、気液界面抗力により水平部に蓄水して SG 方向に移動する波が形成される。エルボ近傍で傾斜部を落下する水塊と SG 方向に移動する波が合流してロールウェイブを形成し、このロールウェイブが SG 入口プレナムに流入する。落下水は主にエルボ近傍で制限され、水平部の水位はエルボ側で最大となり下部タンクに向かって減少する (図 3.5(a), (b), (c))。気相流量が増加するに従い、水平部の水位が低くなり、落下水量が現象することがわかる。 $J_G = 10 \text{ m/s}$ では、エルボ近傍でのロールウェイブによる落下水制限のため、3~10 秒周期の流量変動が生じている (図 3.6(c))。 $J_G = 12 \text{ m/s}$ では、落下水流量 Q_L は間欠的となり (図 3.6(b))、 $J_G = 13 \text{ m/s}$ では落下水流量はゼロ ($Q_L = 0$) になった。

高速度カメラで撮影された流動状態の観察結果[1]を図 3.7 に示す。(a) $J_G = 12 \text{ m/s}$ と (b) $J_G = 8 \text{ m/s}$ は、それぞれ CCFL 状態と非 CCFL 状態での典型的な流動状態を示している。 $J_G = 12 \text{ m/s}$ では、ロールウェイブの発生により落下水はエルボ近傍で制限されており、計算結果 (図 3.5(b)) はこれをよく再現している。 $J_G = 8 \text{ m/s}$ では、水平管のエルボ側で跳水が発生しており、計算結果 (図 3.5(d)) はこれもよく再現している。実験では水平部のエルボ近くで跳水が生じた後、エルボ部でのロールウェイブの発生により CCFL 状態に遷移した。二流体モデルによる数値計算はこの流動状態の遷移もよく再現している。

以上の流動状態の遷移は、1/5 スケール矩形流路装置の対向流実験でも観察された。ただし、HZDR 装置とは空気供給口の位置が異なる。1/5 スケール矩形流路装置の空気供給口を模擬した気相入口 2 を用いた場合の流動状態の計算結果を図 3.8 に、落下水流量 Q_L の計算結果を図 3.9 に示す。図 3.5、図 3.6 と比較すると、各気相流束 $J_G = 12, 10, 8 \text{ m/s}$ に対して、気相入口 1 と気相入口 2 との間で流動状態および落下水流量に顕著な相違はない。

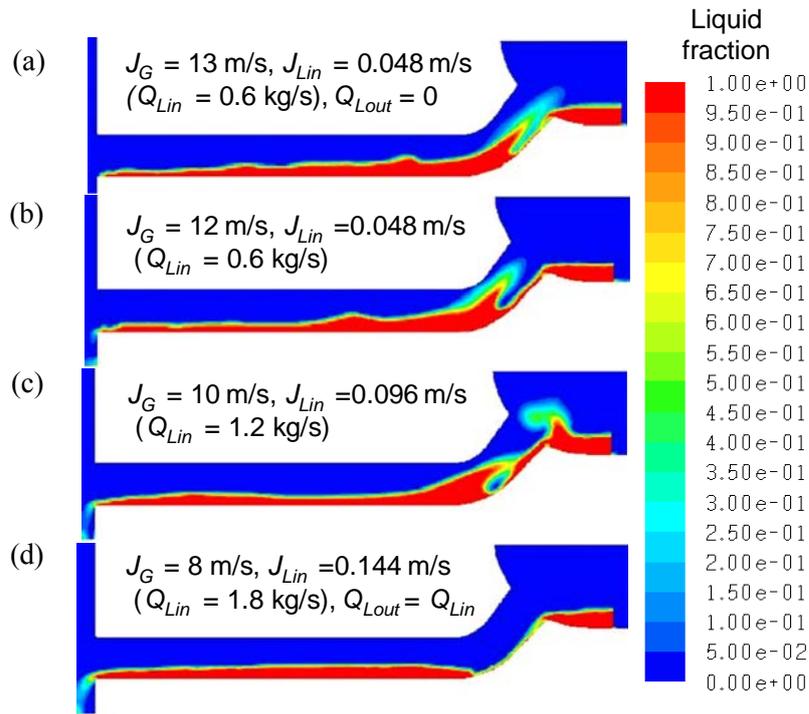


図 3.5 流動状態の計算結果(気相入口 1)

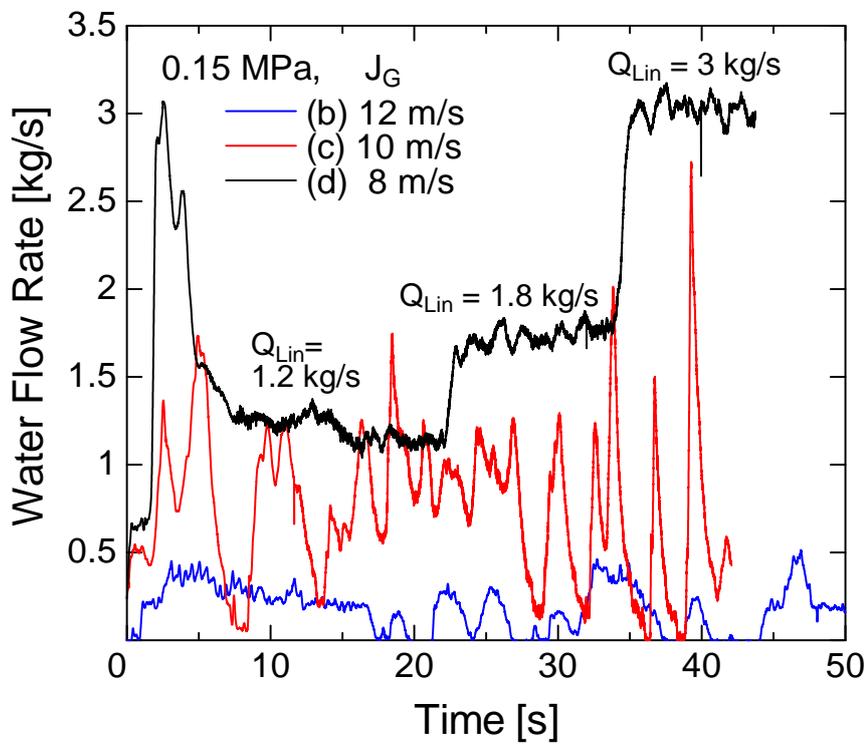
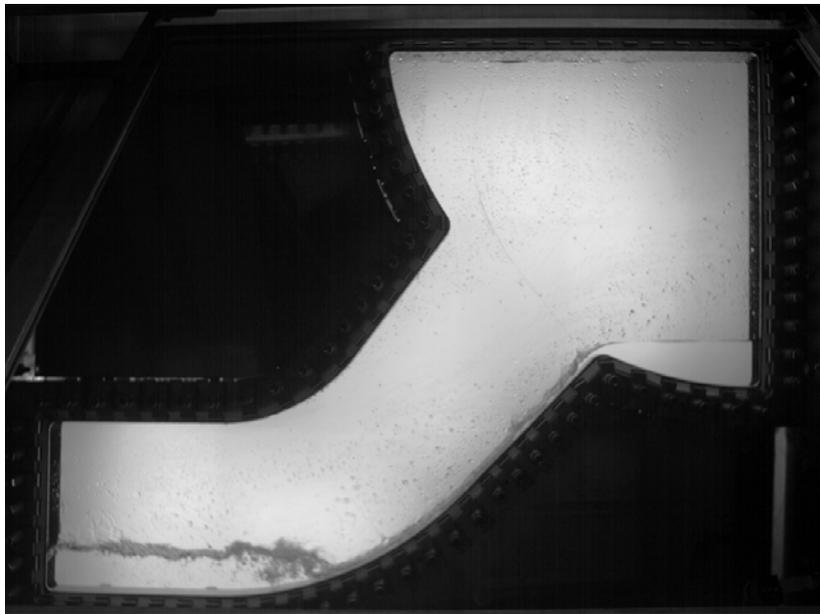


図 3.6 落水流量の計算結果(気相入口 1)



(a) $J_G = 12$ m/s



(b) $J_G = 8$ m/s

図 3.7 流動状態の観察結果[1]

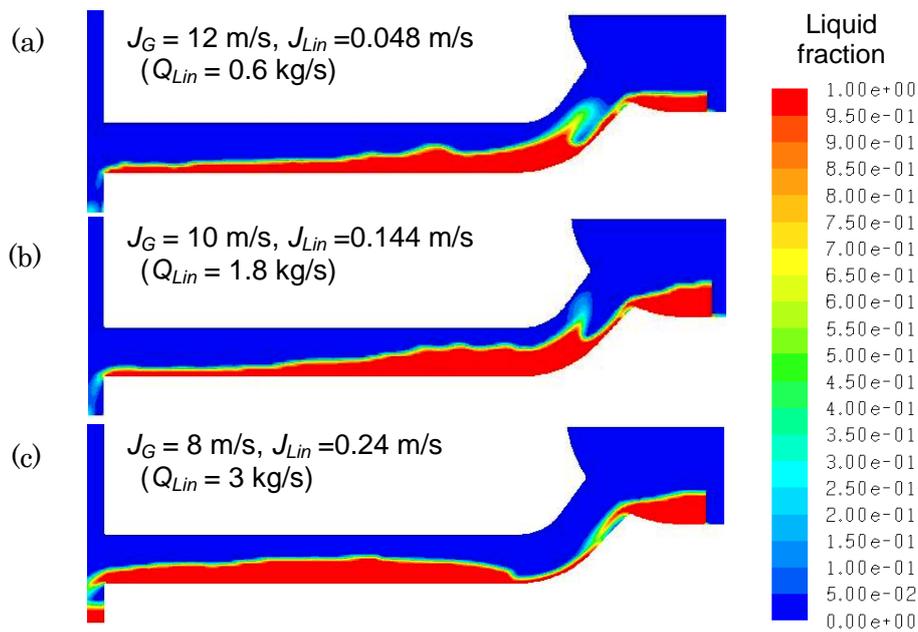


図 3.8 流動状態の計算結果(気相入口 2)

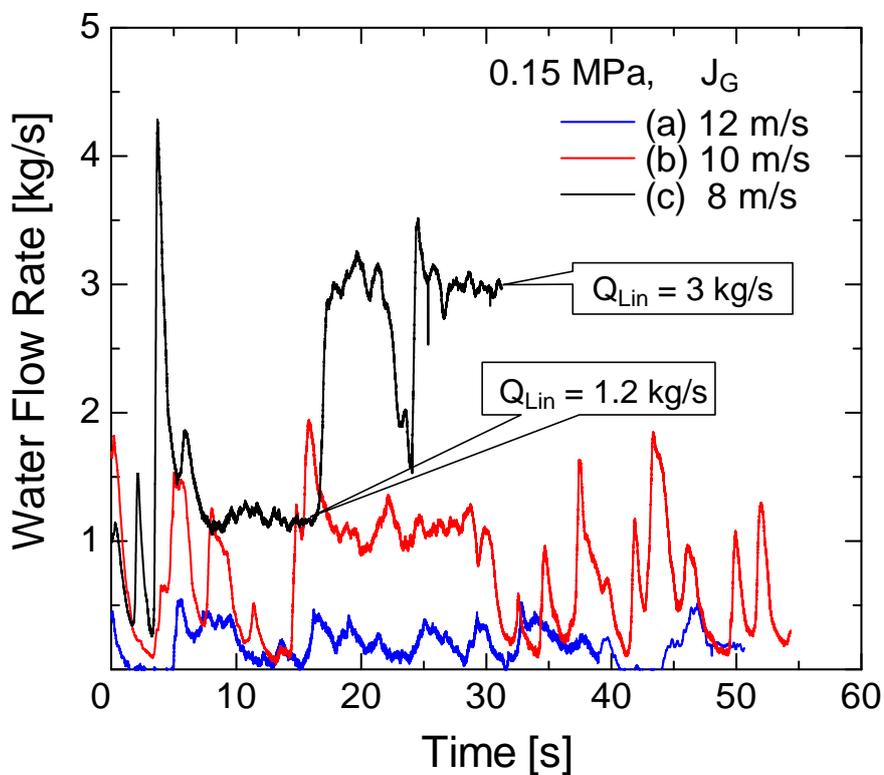


図 3.9 落水流量の計算結果(気相入口 2)

(B) CCFL 特性

CCFL 特性の計算結果を、実験結果[2]と比較して図 3.10 に示す。ここで Wallis パラメータ(1.1)の代表長さには矩形流路の高さ H を用いている。計算における供給空気体積流束 J_G は、空気供給口が気相入口 1 のとき $J_G = 13, 12, 10 \text{ m/s}$ 、空気供給口が気相入口 2 のとき $J_G = 12, 10 \text{ m/s}$ である。空気供給口として気相入口 1 と気相入口 2 を用いた場合とで CCFL 特性の計算値に顕著な相違はない。空気供給口の位置の違いは、ホットレグ内の流動状態および CCFL 特性に顕著な影響を及ぼさないことがわかる。

一方、実験条件は 0.15 MPa および 0.3 MPa の空気・水系である。2つの圧力の間で CCFL 特性に顕著な相違はない。CCFL 特有の変動の影響により実験データにはバラツキが大きいが、CCFL 特性の計算結果は実験結果とよく一致している。

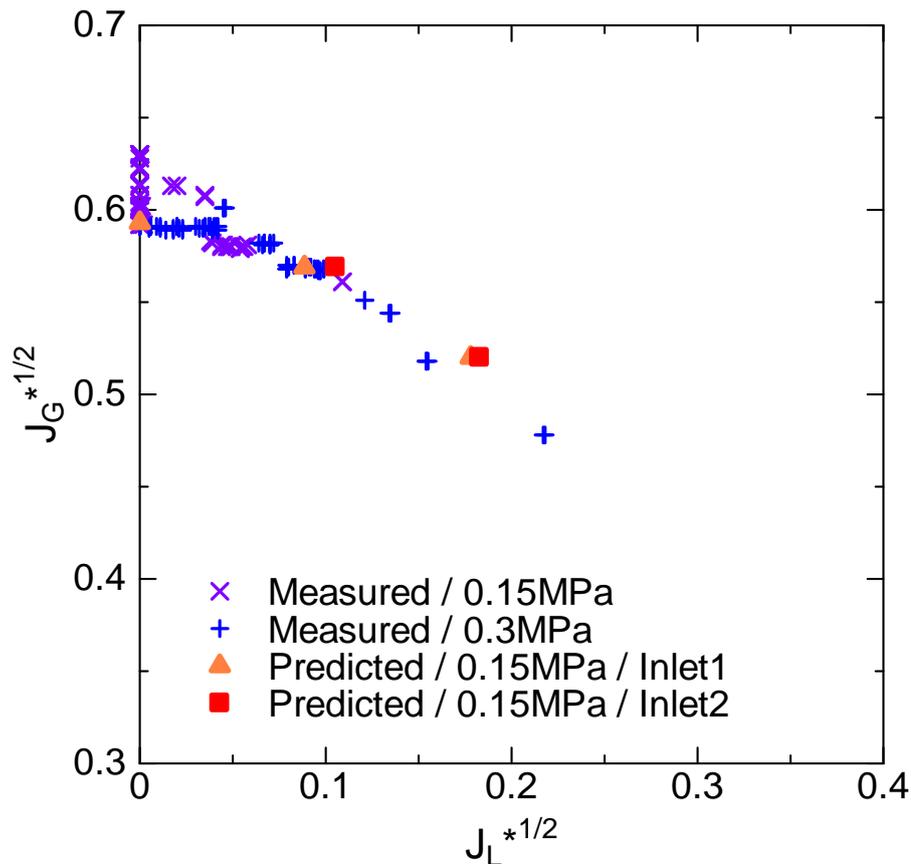


図 3.10 CCFL 特性の実験結果と計算結果の比較

3.3.2 流路断面の縦横比とスケールの影響

1.3.3 項において、HZDR における 1/3 スケール矩形流路と南らの 1/5 スケール矩形流路とは、ホットレグを構成する水平部の長さ、傾斜管の長さ、エルボ部の角度に幾何的相似性がある一方、流路断面の縦横比、スケールおよび空気流入位置が異なっていることをみた。一方、前項において、空気流入位置は CCFL 特性に影響しないことを確認した。本項では、流路断面の縦横比、スケールが CCFL 特性に及ぼす影響について検討する。

流路断面の縦横比とスケールの影響を分離して評価するため、HZDR の矩形流路から、流路断面の高さ H 、幅 W および水平部の長さ L をいずれも 0.6 倍した矩形流路ホットレグ HZDR1 に対する CCFL 特性を計算した。HZDR1 は、流路断面の縦横比 H/W が HZDR と同一であり、 H および L が南らの矩形流路と同一である。

HZDR1 の CCFL 特性の計算結果を、HZDR および南らの矩形流路の計算結果 [5] と比較して図 3.11 に示す。HZDR1 の計算メッシュには、図 3.1 に示す計算メッシュからスケールを変更して使用した。HZDR1 の CCFL 特性の傾きは、HZDR および南らの矩形流路の CCFL 特性の傾きとほぼ等しい。一方、HZDR1 の CCFL

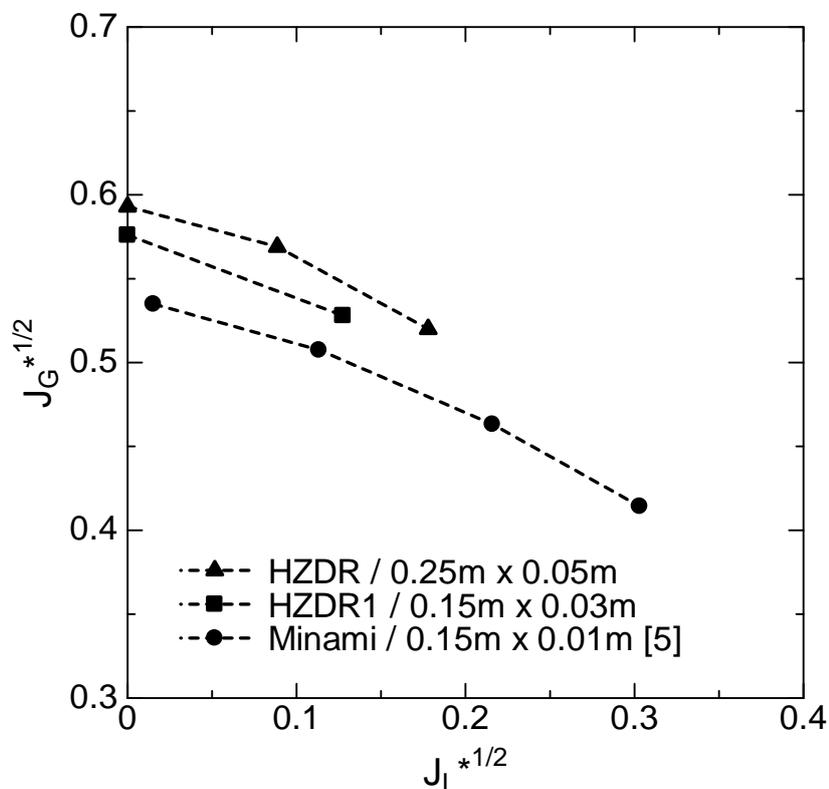


図 3.11 流路断面の縦横比が CCFL 特性に及ぼす影響(HZDR1)

特性の切片(CCFL 定数 C)は両者の切片の間に位置している。HZDR 1 と HZDR との差異はスケールの違いの影響を示しており、HZDR1 と南らの矩形流路との差異は、流路断面の縦横比の影響を示している。この様に、HZDR における 1/3 スケール矩形流路と南らの 1/5 スケール矩形流路の間の CCFL 特性の差異は、ホットレグの流路断面の縦横比とスケールの両方に起因していることがわかる。

流路断面の形状の影響を評価するため、HZDR の矩形流路から、流路断面の幅 W を 5 倍した正方流路ホットレグ HZDR2 に対する CCFL 特性を計算した。

HZDR2 の CCFL 特性の計算結果を図 3.12 に示す。計算メッシュには図 3.1 に示す計算メッシュから流路断面の幅方向に 5 倍したものを使用した。HZDR2 の CCFL 特性は、HZDR の CCFL 特性と顕著な相違はなく、流路断面の縦横比の違いは、この場合は CCFL 特性に大きな影響を与えていない。このことは、HZDR における 1/3 スケール矩形流路は、実機形状の円形流路の CCFL 特性を模擬できていることを示唆する。

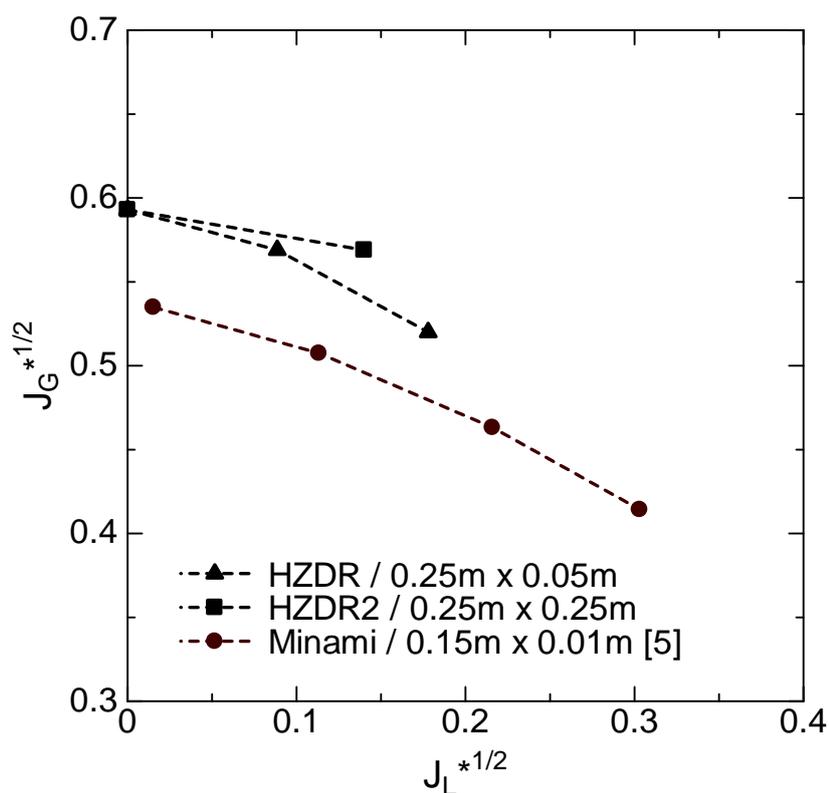


図 3.12 流路断面の縦横比が CCFL 特性に及ぼす影響(HZDR2)

3.4 考察

矩形流路ホットレグでの実験および数値計算では、流路断面の縦横比およびスケールがともに CCFL 特性に影響した。そこで、縦横比とスケールの影響を表す指標として水力等価直径 D_h を選定し、これを用いて Wallis 相関式(1.2)の CCFL 定数 C を整理した。

ホットレグでの既存の気液対向流実験および本研究での数値計算により得られた CCFL 定数 C を、円形流路ホットレグのデータを含めて、表 3.4 に示す。ここで、CCFL 定数 C の導出にあたり Wallis パラメータの代表長さとして、矩形流路に対して流路高さ H 、円形流路に対して管直径 D を用いている。また、UPTF 実験[7]ではホットレグ内に ECC 水注入管が設置されているため、Wallis パラメータの代表長さとして、管内径 $D = 0.75$ m および注入管が位置する部分での水力等価直径 $D_h = 0.65$ m を用いた場合の双方の CCFL 定数を示した。ECC 水注入管の影響を評価した Ohnuki ら[11]の実験によれば、ECC 水注水管のない $D = 0.75$ m に対する CCFL 定数は、 $D = 0.75$ m と $D_h = 0.65$ m に対する UPTF データの中間に位置すると評価されている。

表 3.4 CCFL 定数

Rectangular hot leg	$H \times W$ [m ²]	D_h [m]	L/H [-]	C	
				Measured	Predicted
HZDR	0.25 x 0.05	0.083	8.48	0.611	0.597
HZDR1	0.15 x 0.03	0.050	8.48		0.579
HZDR2	0.25 x 0.25	0.250	8.48		0.593
Minami	0.15 x 0.01	0.019	8.47	0.542	0.543
Circular hot leg	D [m]	D_h [m]	L/D [-]	C	
				Measured	Predicted
Mayeringer [6]	0.75		8.53	0.589	
		0.65		0.645	
Geffraye [7]	0.351	0.351	7.54	0.608	
Navarro [8]	0.054	0.054	9.26	0.596	
Minami [9],[10]	0.050	0.050	8.40	0.608	0.617
Ohnuki [11]	0.0254	0.0254	9.06	0.556	
Kinoshita [12]	0.0254	0.0254	8.40		0.553

H : Height of cross section, W : Width of cross section, D_h : Hydraulic diameter of cross section, L : Horizontal length, C : CCFL constant, D : diameter of cross section

表 3.4 の CCFL 定数 C をホットレグ断面の水力等価直径 D_h で整理して、図 3.13 に示す。図から分かるように、CCFL 定数 C と水力等価直径 D_h には相関関係があり、 D_h で整理すると矩形流路と円形流路とで CCFL 定数に顕著な相違はない。また、 $D_h \geq 0.05$ m では CCFL 定数 C がほぼ一定になる一方、 $D_h < 0.05$ m では CCFL 定数 C は小さくなる。このように、ホットレグでの CCFL 特性に対する流路形状とスケールの影響は Wallis パラメータと水力等価直径によって整理可能である。

水力等価直径 $D_h \geq 0.05$ m の実験に対して CCFL 定数 C の平均をとると $C_{avg} = 0.61$ となる。従って、実機スケール ($D = 0.75$ m) での CCFL 定数 C は約 0.61 と推定される。実機スケールでの CCFL 特性については、第 4 章で検討する。

一方、図 3.13 において実験結果と計算結果を比較すると、数値計算は CCFL 定数 C と水力等価直径 D_h の関係をよく再現できている。したがって、二流体モデルは CCFL 定数に及ぼす流路形状とスケールの影響を適切に評価することがわかる。

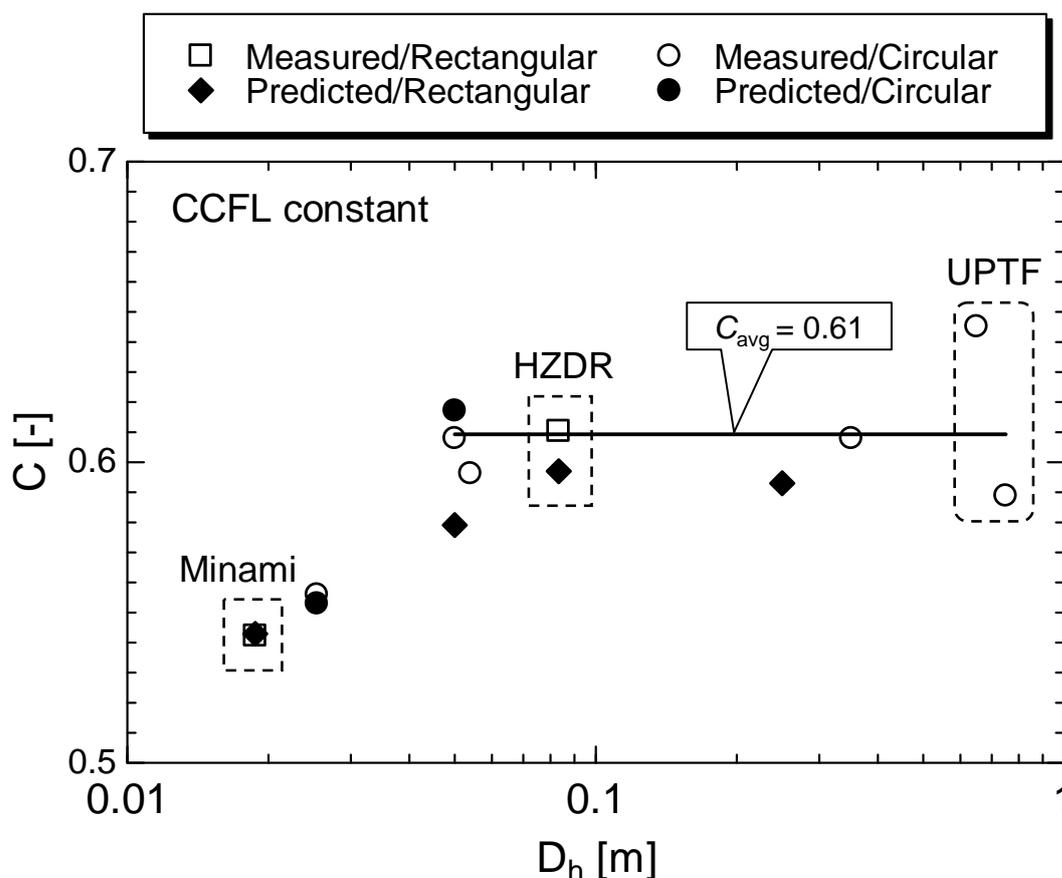


図 3.13 CCFL 定数と水力等価直径の関係

3.5 まとめ

本章では、空気・水系を対象として、ホットレグの流路形状やスケールが CCFL 特性に及ぼす影響を数値計算で適切に評価可能か検討した。HZDR の 1/3 スケール矩形流路ホットレグ実験装置での空気・水系対向流実験を対象に二流体モデルを用いて数値計算を行い、矩形流路での縦横比とスケールの影響を検討した。また、流路の水力等価直径と Wallis パラメータで整理した CCFL 定数との関係を求め、この関係の数値計算による再現性を確認した。その結果、以下の知見を得た。

- (1) ホットレグ模擬装置の気相流入部の位置は CCFL 特性に大きな影響を及ぼさない。
- (2) 矩形流路では流路断面の縦横比及びサイズが Wallis 相関式における CCFL 定数に影響を及ぼす。
- (3) CCFL 定数 C と水力等価直径 D_h には相関関係があり、 D_h で整理すると矩形流路と円形流路とで CCFL 定数に顕著な相違はない。
- (4) $D_h \geq 0.05$ m では CCFL 定数 C がほぼ一定になる。一方、 $D_h < 0.05$ m では CCFL 定数 C は小さくなる。
- (5) 二流体モデルにより、流路形状とスケールが CCFL 定数に及ぼす影響を適切に評価できる。

第3章の参考文献

- [1] Deendarlianto, Vallée, C., Lucas, D., Beyer, M., Pietruske, H. and Carl, H., “Experimental study on the air/water counter-current flow limitation in a model of the hot leg of a pressurized water reactor,” *Nuclear Engineering and Design* 238, (2008), 3389-3402.
- [2] Vallée, C., Seidel, T., Lucas, D., Tomiyama, A. and Murase, M., “Comparison of Countercurrent Flow Limitation Experiments Performed in Two Different Models of the Hot Leg of a Pressurized Water Reactor with Rectangular Cross Section,” *J. of Engineering for Gas Turbines and Power* 133, 052917, (2011).
- [3] 南則敏, 西脇大祐, 片岡宏庸, 富山明男, 細川茂雄, 村瀬道雄: PWR ホットレグを模擬した矩形流路での気液対向流(1) 流動様式と CCFL 特性, 混相流, 22, 4, (2008), 403-412.
- [4] 南則敏: 加圧水型原子炉のホットレグにおける気液対向流に関する研究, 神戸大学 学位論文, (2010).
- [5] 南則敏, 村瀬道雄, 西脇大祐, 富山明男: PWR ホットレグを模擬した矩形流路での気液対向流(2) 気液対向流制限の解析的評価, 混相流, 22, 4, (2008), 403-412.
- [6] Mayinger, F., Weiss, P. and Wolfert, K., “Two-phase flow phenomena in full-scale reactor geometry,” *Nuclear Engineering and Design*, 145, (1993), 47-61.
- [7] Geffraye, G., Bazin, P., Pichon, P. and Bengaouer, A., “CCFL in hot legs and steam generators and its prediction with the CATHARE code,” *Proceedings of the 7th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-7)*, Saratoga Springs (NY), USA, Sept. 10-15, (1995), 815-826.
- [8] Navarro, M. A., “Study of countercurrent flow limitation in a horizontal pipe connected to an inclined one,” *Nuclear Engineering and Design* 235, (2005), 1139-1148.
- [9] Minami, N., Nishiwaki, D., Nariai, T., Tomiyama, A. and Murase, M., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (I) Air-Water Tests for 1/15-Scale Model of a PWR Hot Leg,” *J. of Nuclear Science Technology* 47[2], (2010), 142-148.
- [10] Minami, N., Murase, M. and Tomiyama, A., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (II) Numerical Simulation of 1/15-Scale Air-Water Tests,” *J. of Nuclear Science Technology*, 47[2], (2010), 149-155.

- [11] Ohnuki, A., Adachi, H. and Murao, Y., "Scale Effects on Countercurrent Gas-Liquid Flow in a Horizontal Tube Connected to an Inclined Riser," *Nuclear Engineering and Design*, 107, (1988), 283-294.
- [12] 木下郁男, 村瀬道雄, 歌野原陽一, 富山明男: リフラックス冷却時におけるホットレグでの気液対向流挙動(14) 流路形状と寸法の影響評価, 日本原子力学会 2011 秋の大会予稿集, P44, (2011).

第4章 実機の形状とスケールでの CCFL 特性

4.1 はじめに

本章では、実機の形状とスケールでの CCFL 特性を数値計算により評価する。実機ホットレグの傾斜管は拡大管になっているが、南ら[1],[2]の 1/15 スケール円形流路装置では傾斜管の拡大流路が模擬されていない。そこで、傾斜管の拡大流路を模擬した 1/15 スケールホットレグに対する数値計算を行い、傾斜管の拡大の有無がホットレグでの CCFL 特性に及ぼす影響を評価する。次いで、管直径 $D=0.75$ m、圧力 0.3 MPa 以下の実機条件での数値計算を行い、スケールおよび圧力が CCFL 特性に及ぼす影響を評価し、低圧の実機条件下で適用できる CCFL 相関式を導出する。

4.2 計算方法

数値計算には、前章で形状・スケールの影響を適切に評価できることを確認した二流体モデルと気液界面抗力相関式(2.11)~(2.15)の組合せを使用する。

計算方法は基本的に 1/15 スケール空気・水系実験の解析[2],[3]と同様とした。気相と液相の乱流モデルに標準 $k-\epsilon$ モデルを使用し、壁面には標準壁関数を適用した。計算の安定性を優先して離散化法には 1 次精度風上差分を使用し、圧力と速度のカップリングには SIMPLE 法を使用した。

4.2.1 計算メッシュ

数値計算に使用する計算メッシュを図 4.1 に示す。計算メッシュは傾斜管の近傍を除いて 1/15 スケール空気・水系実験の解析に用いた計算メッシュと同じである。ホットレグへの空気の流入状態と水の流入状態がホットレグ内に影響を及ぼすため、下部タンク・上部タンクを含めて計算範囲としている。計算セルの総数は約 70,000 である。傾斜管近傍の計算メッシュを実験形状と実機形状を比較して図 4.2 に示す。ホットレグと上部タンクの接合部の内径 D_U はホットレグ内径 D の 1.2 倍となっている。実機スケールの計算では、拡大傾斜管を有する 1/15 スケールの計算メッシュの寸法を 15 倍しており、ホットレグ内径は $D=0.75$ m、ホットレグと上部タンクの接合部の内径は $D_U=0.90$ m である。SG 入口プレナムの形状は実機と異なるが計算結果への影響はない。

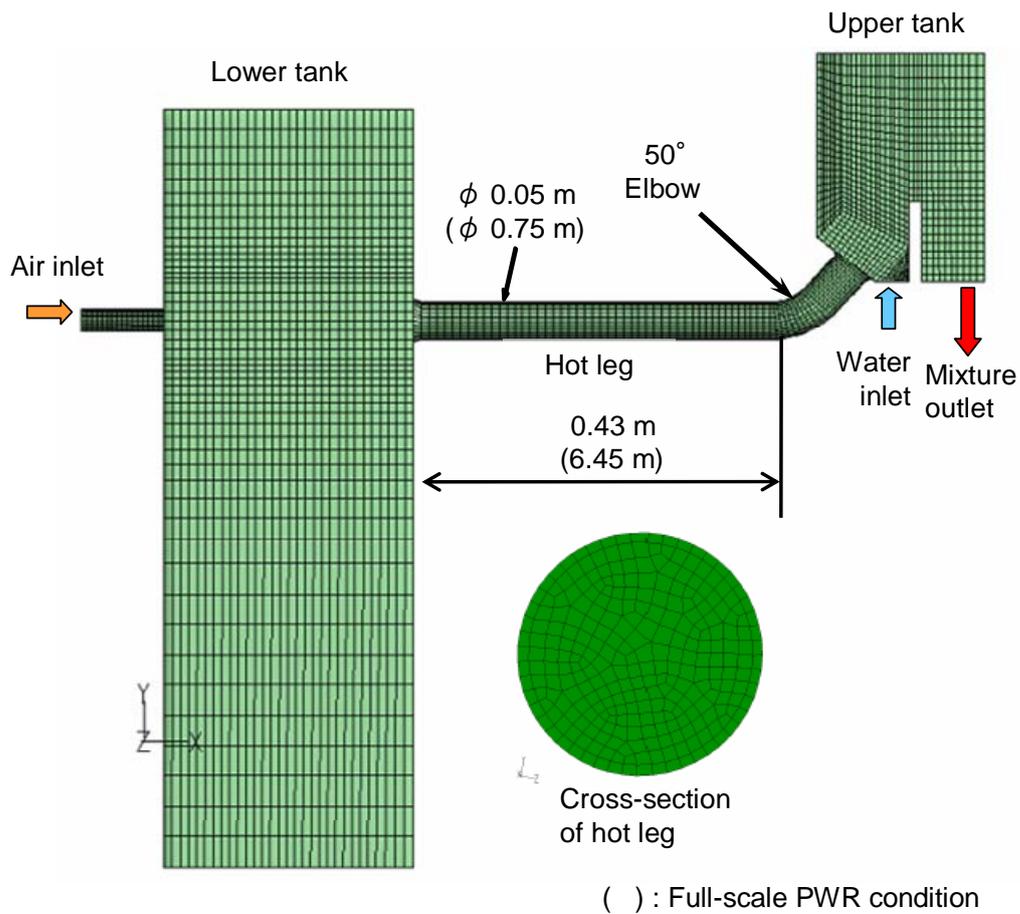


図 4.1 計算メッシュ

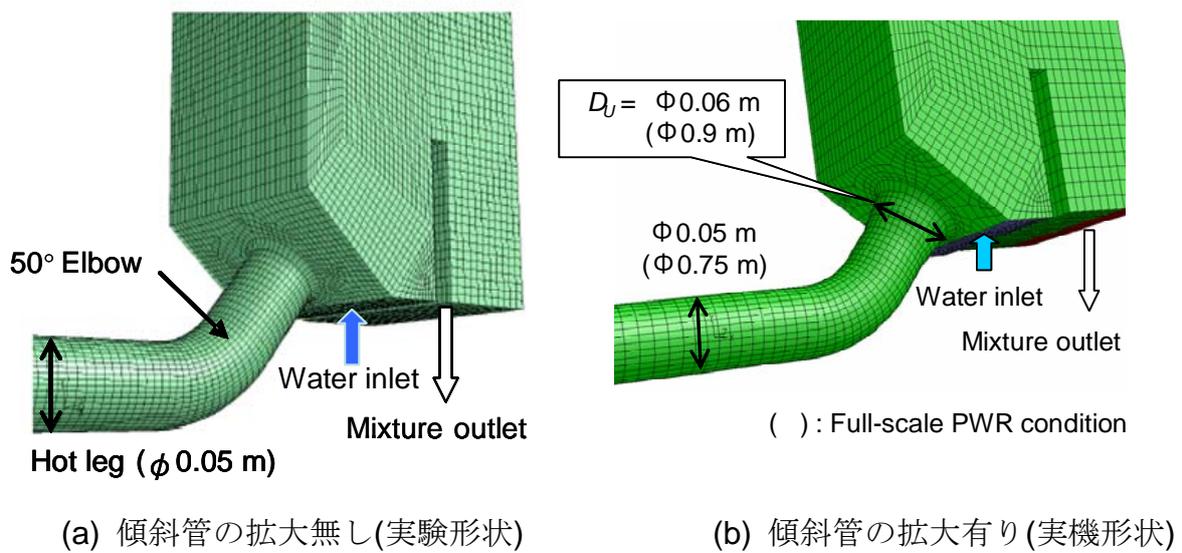


図 4.2 傾斜管近傍の計算メッシュ

数値計算では、気相は下部タンクのホットレグ対面の気相供給管から一様速度分布で供給し、ホットレグを通り上部タンクへと流れる。水は上部タンクの底面から一様速度分布で供給し、ホットレグを通り下部タンクへ流れる。ホットレグで気液対向流を形成し、CCFL発生条件では、供給水の一部が上部タンクからオーバーフローし、気相とともに出口から流出する。気液出口は圧力一定境界とした。

非定常で計算を行い、時間ステップは1~2.5 msとした。気相の流れに対向しホットレグを経由して下部タンクに落下する水量 Q_L は、実験と同様に下部タンク内の水量の増加率が準定常に達した後の時間平均値として求めた。供給気相体積流束 J_G を落下水流量 Q_L がゼロになるまで増加させ、その後 J_G を減少させた計算を行い、CCFL特性を求めた。

4.2.2 計算条件

計算条件を表 4.1 に示す。また、計算に用いた流体の物性値を表 4.2 に示す。1/15 スケール($D = 0.05$ m)空気・水系の計算では、傾斜管の拡大流路が模擬されていない実験形状での計算[2],[3]と比較して、拡大流路の影響を評価する。実機スケール($D = 0.75$ m)空気・水系の計算では、1/15 スケール空気・水系の計算と比較して、スケールの影響を評価する。実機スケール圧力 0.1 MPa 蒸気・水系の計算では、実機スケール圧力 0.1 MPa 空気・水系の計算と比較して、流体物性値の影響を評価する。実機スケール圧力 0.3 MPa 蒸気・水系の計算では、実機スケール圧力 0.1 MPa 蒸気・水系の計算と比較して圧力の影響を評価する。

圧力 0.1 MPa の 1/15 スケール($D = 0.05$ m)空気・水系の計算に用いる気液界面抗力係数(C_{DA_i})を図 4.3 に示す。これは 1/15 スケール空気・水系実験の解析に用いた(C_{DA_i})と同一である。

圧力 0.1 MPa の実機スケール($D = 0.75$ m)空気・水系および蒸気・水系の計算に用いる気液界面抗力係数(C_{DA_i})を図 4.4 に示す。 $D = 0.75$ m では Minato/Kataoka の式(式(2.11)と(2.15)の組合せ)は他の式と交差しなくなり、式(2.11)~(2.15)で定義される(C_{DA_i})は Ishii&Mishima の式(2.12)と Wallis の式(2.13)との組合せになる。Minato/Kataoka の式はドリフト速度 V_{GJ} を通して物性値の関数であり、空気・水系と蒸気・水系とで異なるが、界面抗力係数(C_{DA_i})には影響しない。

圧力 0.3 MPa の実機スケール($D = 0.75$ m)蒸気・水系の計算に用いる界面抗力係数(C_{DA_i})を図 4.5 に示す。圧力 0.1~0.3 MPa の範囲では物性値の変化がドリフト速度式(2.15)に及ぼす影響は小さく、Minato/Kataoka の式はほとんど変化せず、(C_{DA_i})は圧力 0.1 MPa の場合と変わらない。

表 4.1 計算条件

Scale	Diameter D [m]	Fluids	Pressure P [MPa]	Fluid velocity	
				J_{Lin} [m]	J_G [m]
1/15	0.05	Air-Water	0.1	0.17	0.5-7.5
1/1	0.75	Air-Water	0.1	0.23	15-25
1/1	0.75	Steam-Water	0.1	0.23	10-45
1/1	0.75	Steam-Water	0.3	0.23	12.5-22.5

J_{Lin} : supplied water volumetric flux, J_G : supplied gas volumetric flux

表 4.2 流体物性値

Fluids	Pressure P [MPa]	Temperature T [°C]	Liquid		Gas	
			ρ_L [kg/m ³]	μ_L [Pa s]	ρ_G [kg/m ³]	μ_G [Pa s]
Air-Water	0.1	25	998.2	1.003×10^{-3}	1.225	1.789×10^{-5}
Steam-Water	0.1	100	958.1	2.827×10^{-4}	0.604	1.228×10^{-5}
Steam-Water	0.3	133	931.7	2.073×10^{-4}	1.650	1.344×10^{-5}

ρ : density, μ : viscosity, G : gas phase, L : liquid phase

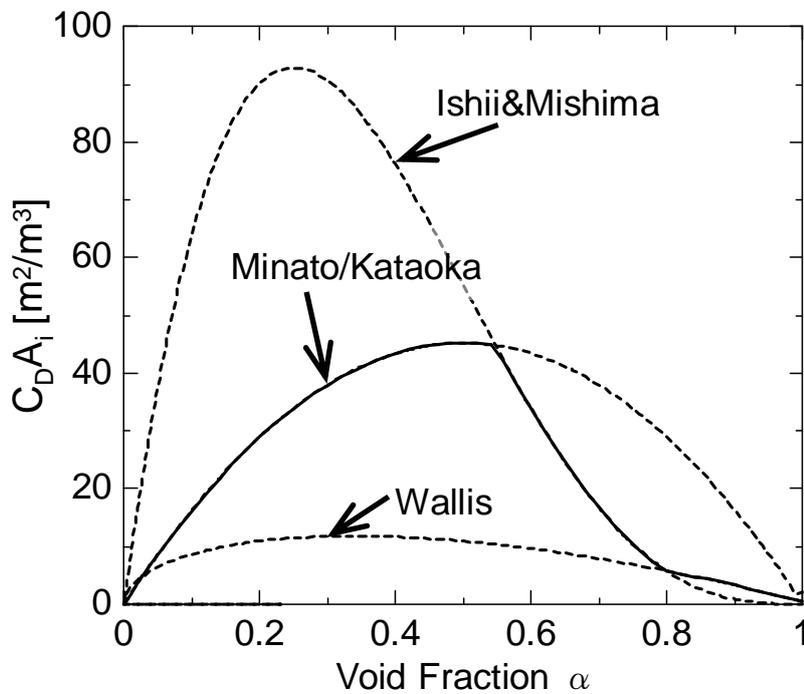


図 4.3 気液界面抗力係数($D = 0.05$ m, $P = 0.1$ MPa, 空気・水系)

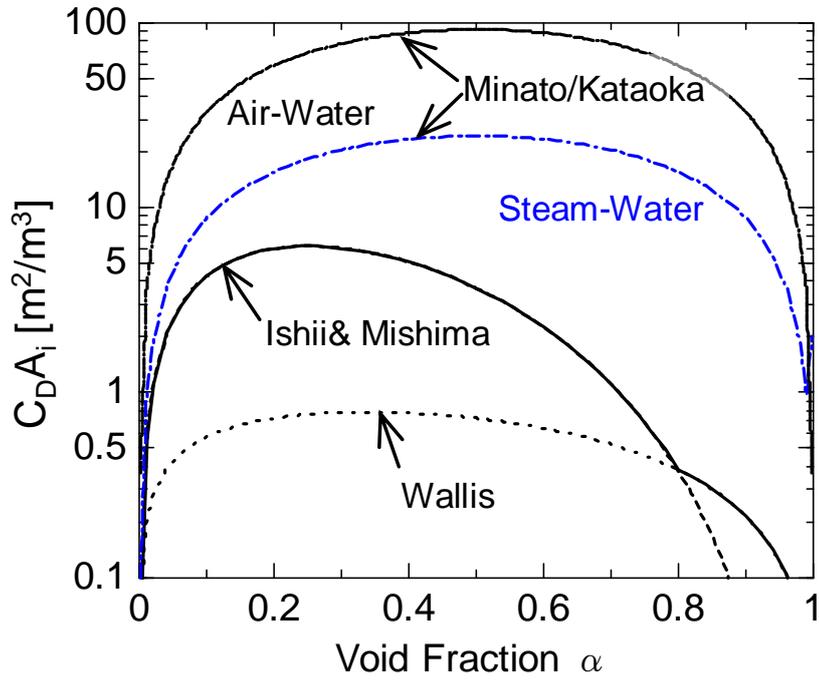


图 4.4 气液界面抗力系数($D = 0.75$ m, $P = 0.1$ MPa)

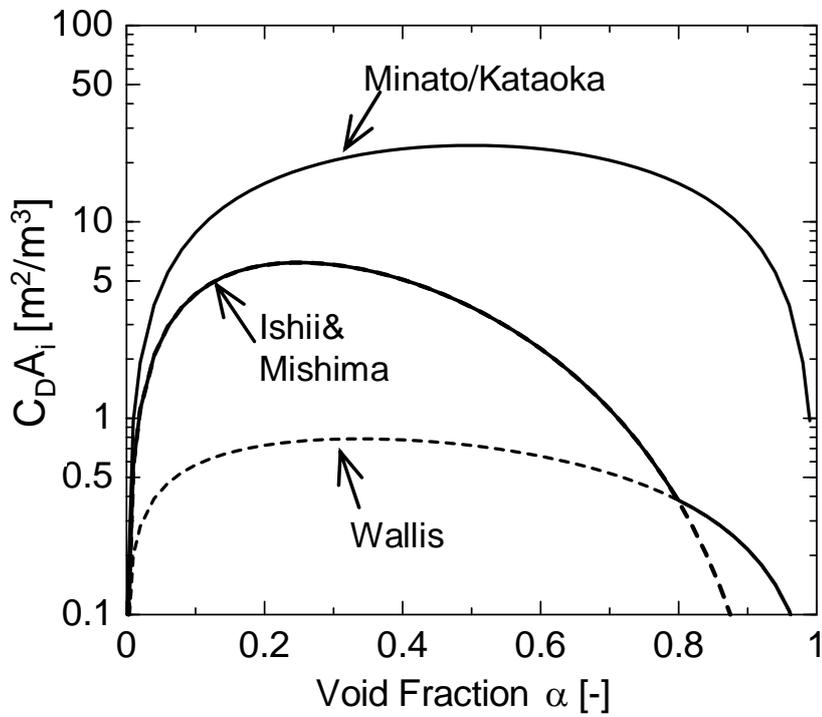


图 4.5 气液界面抗力系数($D = 0.75$ m, $P = 0.3$ MPa, 蒸气·水系)

供給水量は、1/15 スケールの計算では実験条件に合わせて $J_{Lin} = 0.17 \text{ m/s}$ ($Q_{Lin} = 0.33 \text{ L/s}$) で一定とし、実機条件の計算ではミッドループ運転中の RHR 機能喪失時に想定される凝縮量より十分多い $J_{Lin} = 0.23 \text{ m/s}$ ($Q_{Lin} = 0.1 \text{ m}^3/\text{s}$) で一定とした。

1/15 スケール 0.1 MPa 空気・水系と実機スケール 0.1 MPa 蒸気・水系に対しては、気相体積流束 J_G の増加過程と減少過程の計算を行い、流動状態と CCFL 特性のヒステリシスを検討した。実機スケール 0.1 MPa 空気・水系と 0.3 MPa 蒸気・水系に対しては、 J_G 減少過程のみ計算し、水平管エルボ側での CCFL 特性を評価した。

4.3 計算結果

4.3.1 拡大管の影響

(A) 流動状態

図 4.6 に、拡大傾斜管を有する 1/15 スケールホットレグ(図 4.2(b)参照)に対して計算した空気流量増加過程における流動状態および流動様式遷移を、実験条件(傾斜管の拡大無し、図 4.2(a)参照)に対する計算結果[3]と比較して示す。給水流量はいずれも $J_{Lin} = 0.17 \text{ m/s}$ ($Q_{Lin} = 0.33 \text{ L/s}$) である。傾斜管の拡大無しの場合には、 $J_G = 5 \text{ m/s}$ で傾斜管上端において CCFL が発生し、ホットレグと上部タンクの接合部が給水で覆われた(図 4.6(a1))。一方、傾斜管の拡大を模擬すると、傾斜管上端での制限が緩和され、 $J_G = 7 \text{ m/s}$ となっても CCFL は発生せず、給水の全量が落下して層状流が継続した(図 4.6(b1))。

傾斜管の拡大無しの場合には、 $J_G = 5.5 \text{ m/s}$ で水平管の下部タンク側で落下水が制限されて水塊が形成され(図 4.6(a2))、この水塊が成長してホットレグを吹き上げた(図 4.6(a3))。準定常状態では、エルボ側で落下水量が制限され、エルボ部、傾斜管での流動様式は波状噴霧流に遷移した(図 4.6(a4))。一方、傾斜管の拡大を模擬した場合も同様の流動様式遷移が計算されたが、遷移はより高い気相体積流束 $J_G = 7.5 \text{ m/s}$ で生じた(図 4.6(b2~b4))。これは傾斜管の拡大が有るとホットレグへ流入する流量が増加し落下水の運動量および慣性が増加したためと考えられる。また、傾斜管の拡大のため水平管での蓄水が加速し、流動様式遷移に要する時間は傾斜管の拡大無しの場合よりも短くなっている。流動様式遷移後はエルボ部、傾斜管において波状噴霧流であり、大きな波が周期的に吹き上げ循環流を形成した(図 4.6(b4))。これは実験での観察結果[1]ともよく一致している。

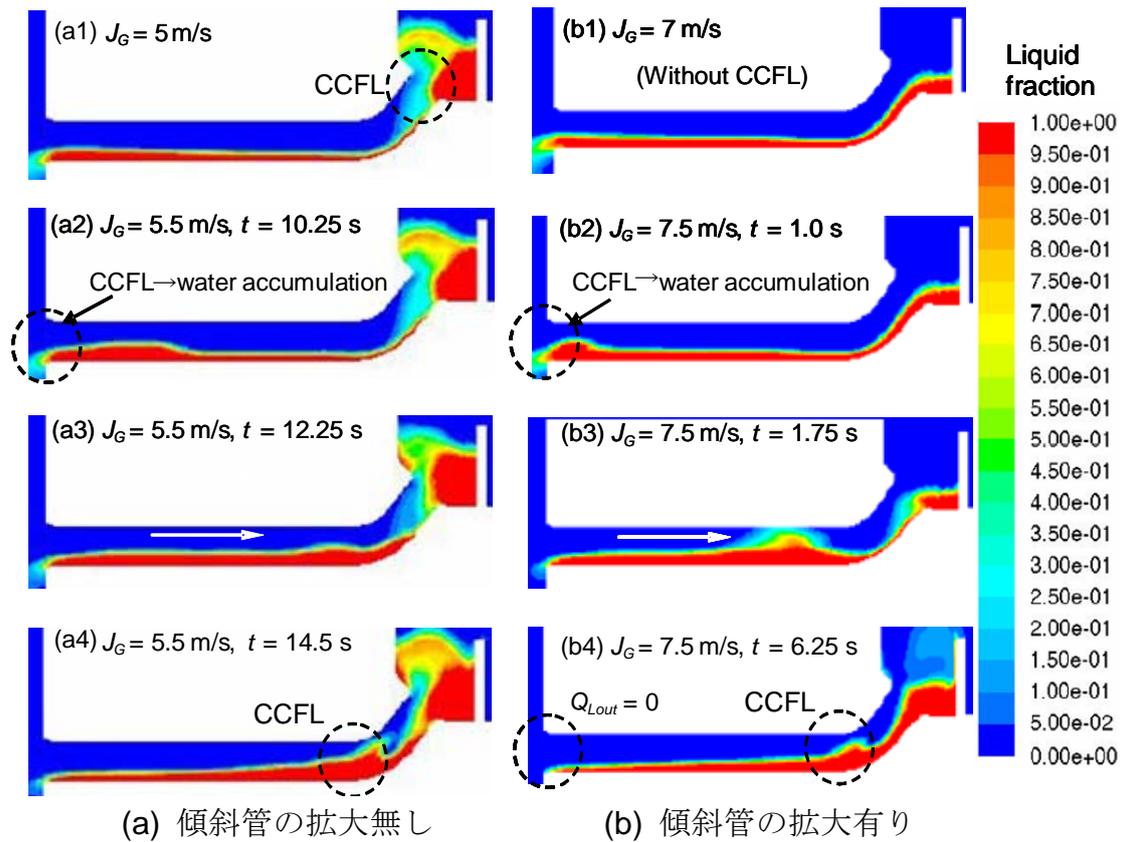


図 4.6 空気流量増加過程の流動状態および流動様式遷移($J_{Lin} = 0.17 \text{ m/s}$)

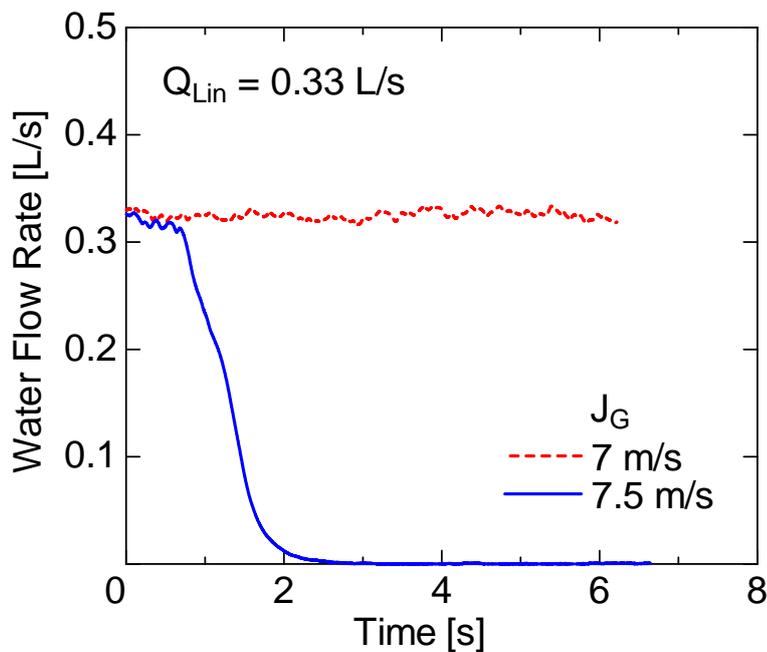


図 4.7 空気流量増加過程の落水流量($J_{Lin} = 0.17 \text{ m/s}$, 拡大傾斜管)

図 4.7 に、拡大傾斜管を有する 1/5 スケールホットレグに対して計算した空気流量増加過程における下部タンクへの落下水流量 $Q_L (= Q_{Lout})$ の時間変化を示す。 $J_G = 7 \text{ m/s}$ では、ホットレグでの流動状態は層状流であり(図 4.6(b1))、給水($Q_{Lin} = 0.33 \text{ L/s}$)は下部タンクへ全量落下し、 Q_L は一定値である。 J_G を 7.5 m/s に増加させると、図 4.6(b2~b4)に示すように水平管で CCFL が発生する。このため Q_L は減少を始め、 $t \doteq 2 \text{ s}$ で落下水量はゼロとなっている。

図 4.8 に、拡大傾斜管を有する 1/15 スケールホットレグに対して計算した空気流量減少過程における流動状態を、実験条件(傾斜管の拡大無し)に対する計算結果[4]と比較して示す。空気流量増加過程においては、 $J_G = 7 \text{ m/s}$ で CCFL は生じなかったが(図 4.6(b1))、空気流量減少過程においては、 $J_G \geq 3 \text{ m/s}$ まで水平管エルボ側での CCFL と波状噴霧流が維持された(図 4.8(b))。この後 $J_G = 2 \text{ m/s}$ に減少するとホットレグ内の液相がドレンされて層状流に遷移した。図 4.8 から明らかのように、空気流量減少過程では、傾斜管の拡大の有無は流動状態の計算結果に顕著な相違を与えなかった。

図 4.9 に、拡大傾斜管を有する 1/5 スケールホットレグに対して計算した空気流量減少過程における下部タンクへの落下水流量 $Q_L (= Q_{Lout})$ の時間変化を示す。

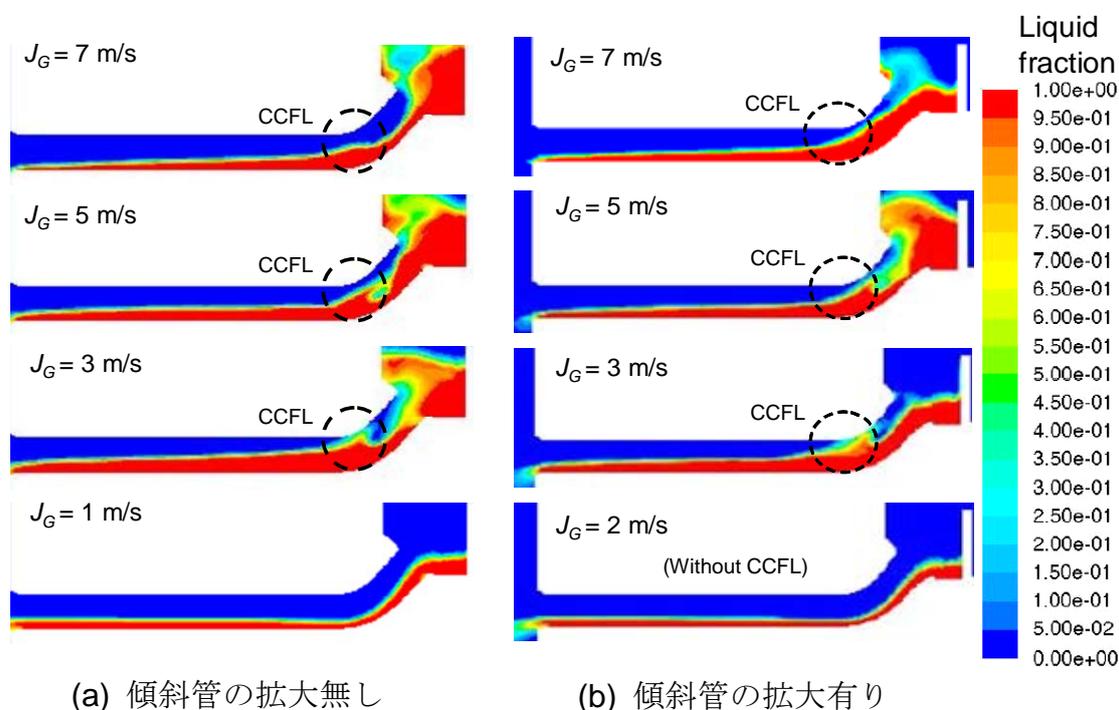


図 4.8 空気流量減少過程の流動状態($J_{Lin} = 0.17 \text{ m/s}$)

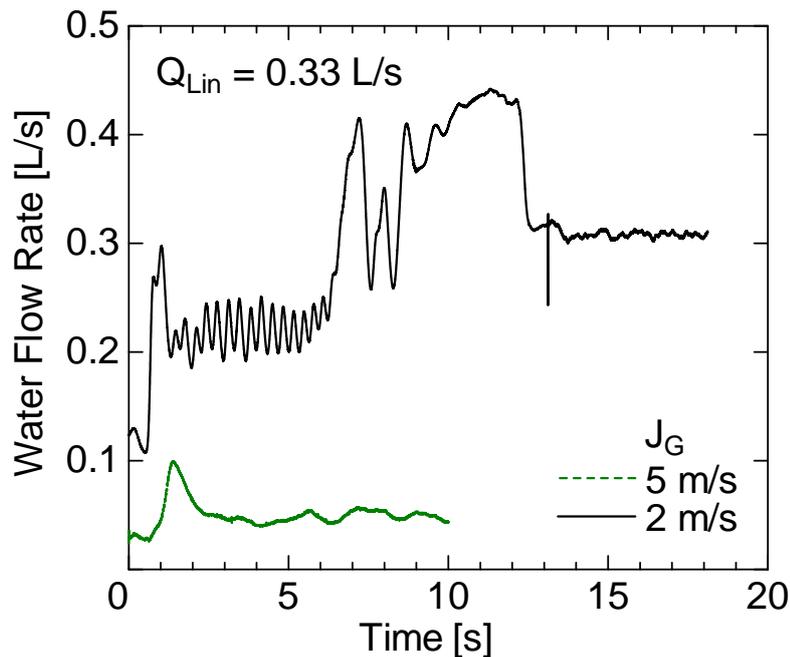


図 4.9 空気流量減少過程の落水水流量($J_{Lin} = 0.17 \text{ m/s}$, 拡大傾斜管)

落水水の完全制限($Q_L = 0$)の状態から空気体積流束 J_G を 5 m/s に減少すると、落水水流量 Q_L は一部回復するが、水平管エルボ側での制限が継続する (図 4.8(b))。 $J_G = 2 \text{ m/s}$ に減少すると、制限は解除され流動様式は層状流に遷移し、給水は全量が落下した($Q_L = Q_{Lin}$)。

(B) CCFL 特性

図 4.10 に、拡大傾斜管を有する 1/5 スケールホットレグに対する CCFL 特性の計算結果を、実験条件(傾斜管の拡大無し)の測定値[1]および計算値[3]と比較して示す。実験条件(傾斜管の拡大無し)では、供給空気流量 J_G を増加させると傾斜管上端で液流が制限され始め、さらに J_G を増加させるとホットレグ水平部で液流の制限が開始する。一方、図 4.6 でみたように、拡大傾斜管では上端での CCFL が発生しないため(図 4.6(b1))、高空気流量 $J_G = 7.0 \text{ m/s}$ ($J_G^* = 0.59$)まで給水の全量落下が継続する。 $J_G = 7.5 \text{ m/s}$ ($J_G^* = 0.61$)に増加させると、水平管エルボ側での CCFL により(図 4.6(b2~b4))落水水が完全制限された。このように空気流量の増加過程において、傾斜管の拡大の有無は CCFL 特性に大きな影響を及ぼす。

一方、図 4.8 でみたように、空気流量 J_G の減少過程では、落水水は水平管エルボ側で制限されるため、傾斜管の拡大の有無は CCFL 特性に影響を及ぼさない。 J_G 減少過程での CCFL 特性の計算結果は測定値ともよく一致した。

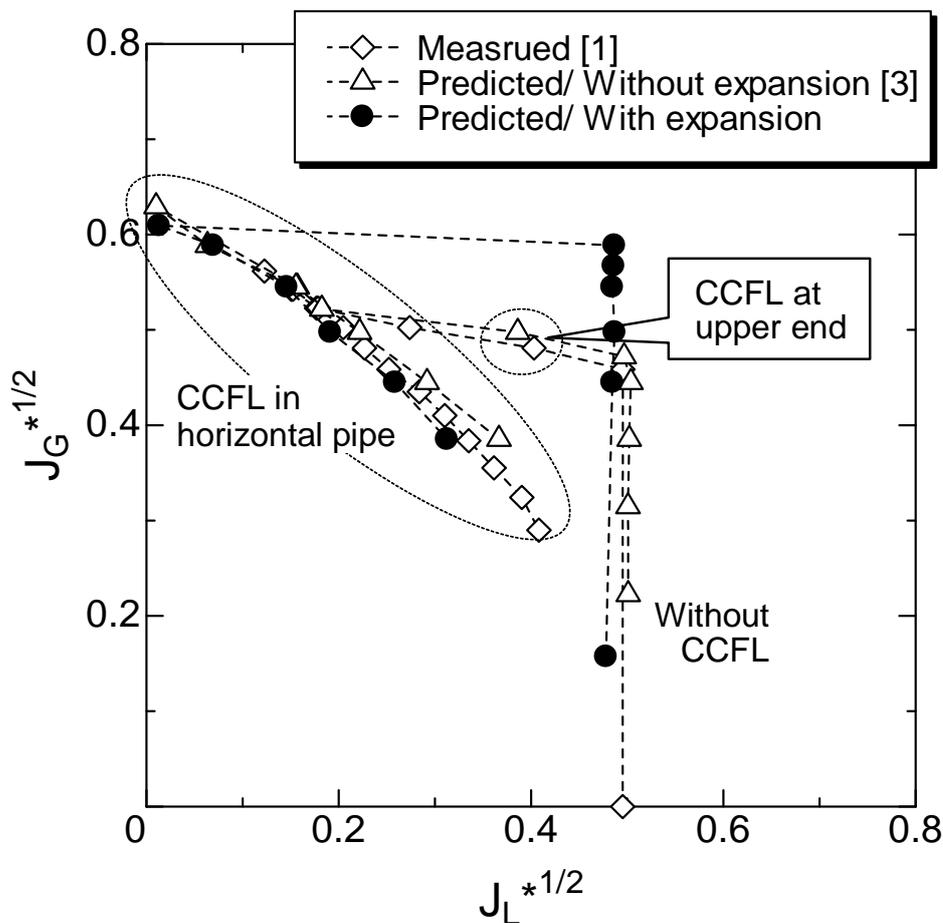


図 4.10 CCFL 特性に及ぼす拡大管の影響

4.3.2 スケールと圧力の影響

(A) 流動状態

図 4.11 に、実機の形状(傾斜管の拡大有り)とスケール($D = 0.75 \text{ m}$)で計算したホットレグでの流動状態および流動様式の遷移過程を示す。作動流体は圧力 0.1 MPa 、温度 100°C の蒸気・水である。

J_G 増加過程では、ホットレグと上部タンクの接合部が液で覆われることなく、安定した層状流が $J_G = 30 \text{ m/s}$ まで継続する。これは $1/15$ スケール実機形状での計算と同様に、傾斜管の拡大により接合部における制限が緩和されたためである。気相体積流束を $J_G = 35 \text{ m/s}$ に増加させると、水平管下部タンク側での CCFL により落下水量が制限されて水塊が形成される。これが波の形成と成長を促し波が水平管を吹き上げ、その後、水平管エルボ側で落下水量が制限される。エルボと傾斜管で流動状態は波状噴霧流に遷移し準定常状態となる。この流動

様式遷移は 1/15 スケールホットレグでの計算と定性的に類似しているが、スケールの違いから、遷移開始の J_G は大きくなり、遷移にかかる時間も大きくなっている。この状態から J_G を増加させると $J_G = 45 \text{ m/s}$ で $J_L = 0 \text{ m/s}$ となった。一方、 J_G 減少過程では、 $J_G = 20 \text{ m/s}$ においても水平管エルボ側での CCFL による水平部の蓄水が維持され、ヒステリシスが生じている。

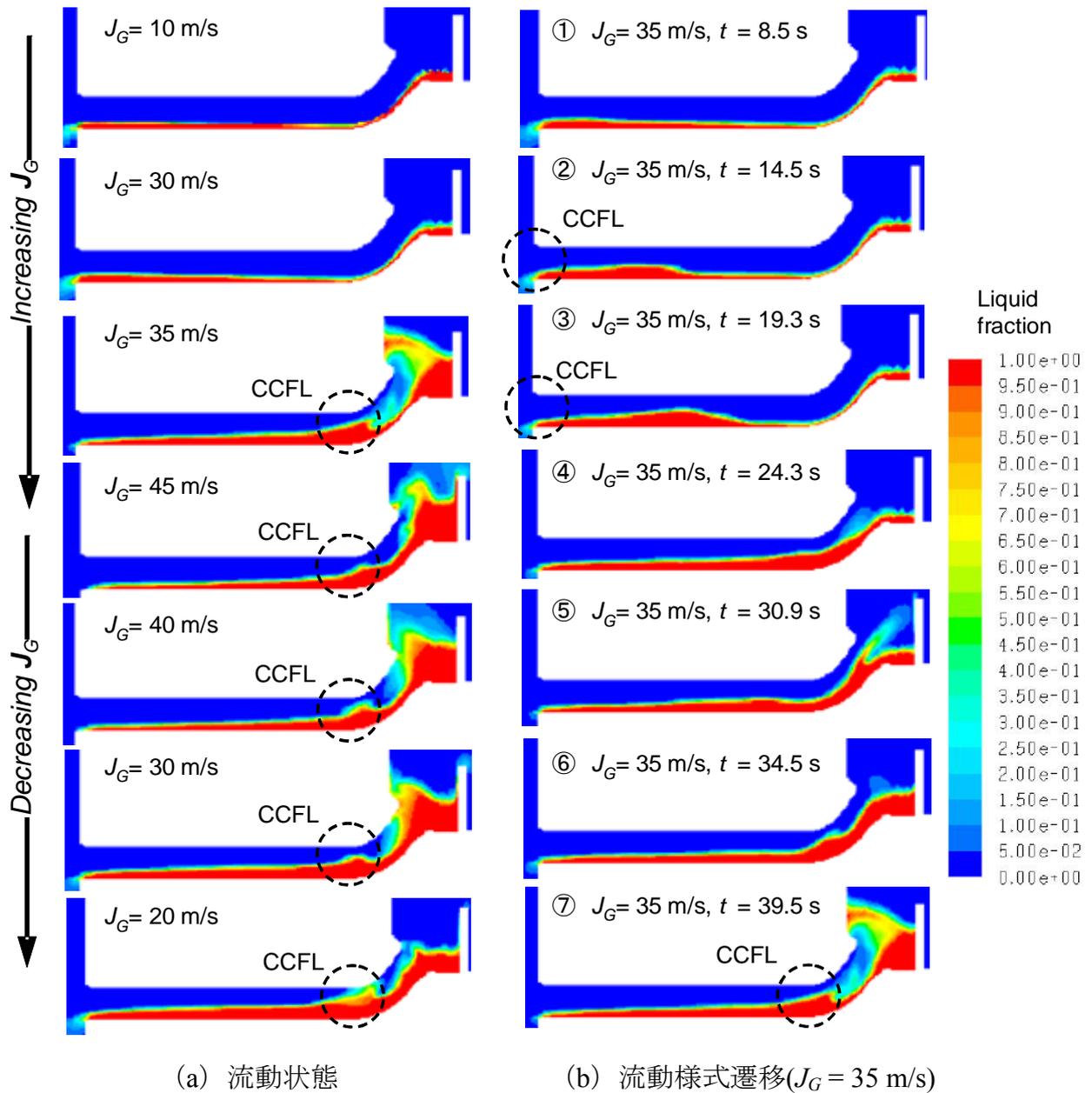


図 4.11 実機条件での流動状態および流動様式遷移 ($D=0.75\text{m}$, 0.1 MPa , 100°C)

(B) CCFL 特性

図 4.12 に、管直径 $D = 0.75 \text{ m}$ 、圧力 0.1 MPa ・温度 100°C の蒸気・水系の実機条件で計算した蒸気体積流束 J_G と落下水体積流束 J_L との関係を示す。給水流量は $Q_{Lim} = 0.1 \text{ m}^3/\text{s}$ ($J_{Lim} = 0.226 \text{ m/s}$) である。図には、比較のため空気・水系の実験条件 ($D = 0.05 \text{ m}$) での測定値[1]および計算値[3]を併せて示す。矢印は体積流束 J_G の増加過程と減少過程を示している。落下水流量がゼロ ($J_L = 0$) になる限界気相体積流束 J_G は、空気・水系実験の約 8 m/s に対して実機条件では約 45 m/s であり、定量的には空気・水系実験条件と蒸気・水系実機条件とは大きく異なっている。

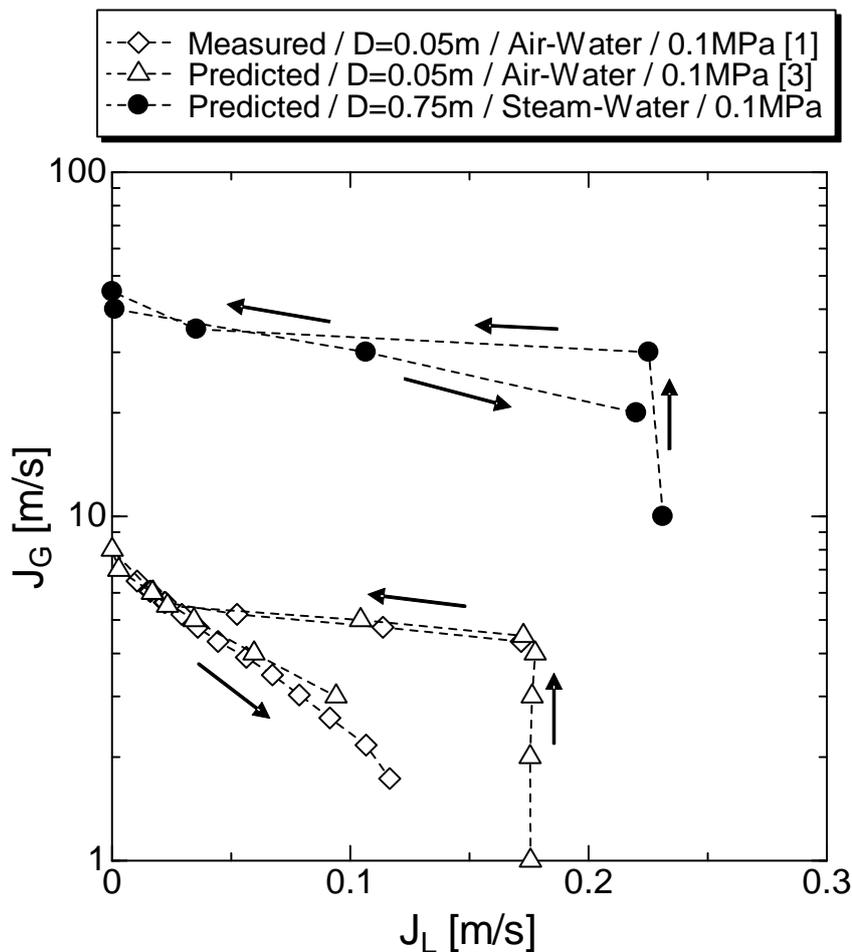


図 4.12 実機条件での蒸気体積流束と落下水体積流束の関係
($D = 0.05 \text{ m}$:空気・水系, $D = 0.75 \text{ m}$: 0.1 MPa 蒸気・水系)

図 4.12 と同じデータを Wallis パラメータ(1.1)で整理した CCFL 特性を図 4.13 に示す。Wallis パラメータで無次元化すると、空気・水系実験を対象とした計算と蒸気・水系実機条件を対象とした計算とはよく一致している。

図 4.13 に示すように、蒸気・水系実機条件の計算でも実験条件と同様、気相体積流束 J_G の増加過程と減少過程とで特性が異なるヒステリシスが生じている。これは、実機条件($D=0.75\text{ m}$)の計算では、実験条件($D=0.05\text{ m}$)の計算メッシュを 15 倍して使っているため計算メッシュが粗く、水平管内での波の発生と成長を計算できず、エルボ側での落下水制限を計算できなかったことによるものと考えられる。空間が大きく波が発達しやすい実機条件では、実際にはヒステリシスは生じないと推察される。

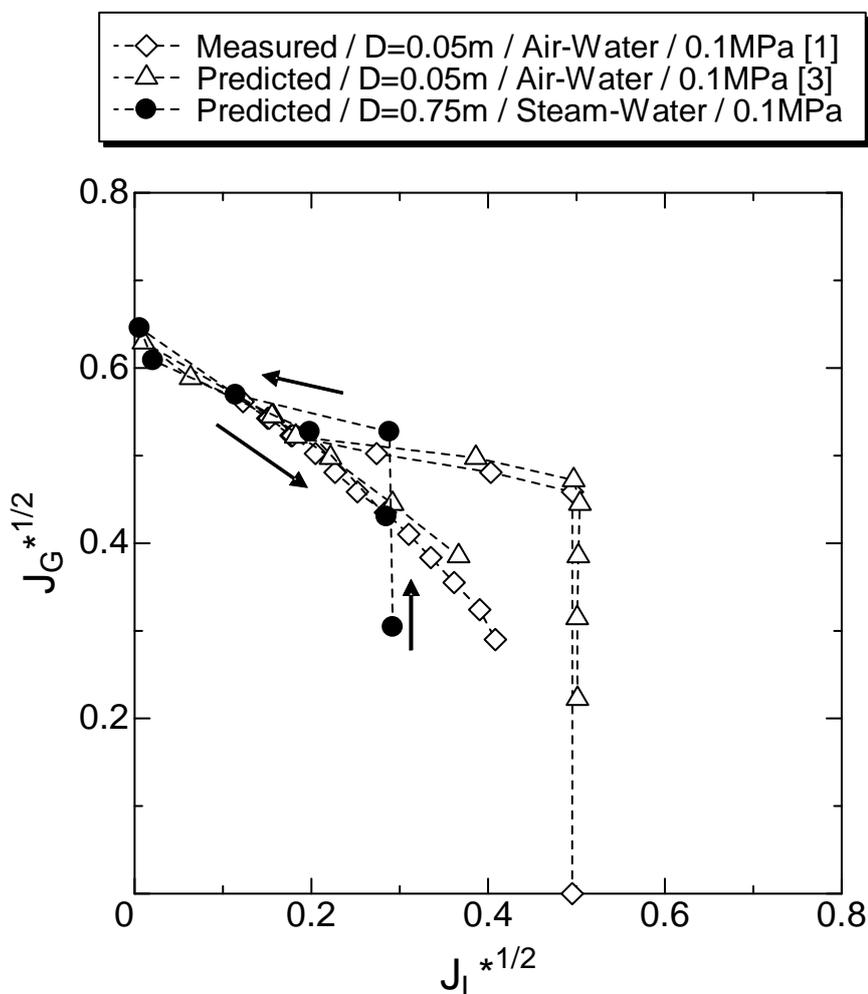


図 4.13 実機条件での CCFL 特性
($D=0.05\text{ m}$:空気・水系, $D=0.75\text{ m}$:0.1 MPa 蒸気・水系)

実機条件では水平管エルボ側での制限が重要となる。そこで、気相流量減少過程での供給気相体積流束 J_G と落下水体積流束 J_L との関係を、表 4.1 の各ケースに対して計算した。計算結果を図 4.14 に示す。 J_G と J_L の関係はスケール、流体物性、圧力に依存して異なっている。空気・水系について、1/15 スケール ($D = 0.05$ m) と実機スケール ($D = 0.75$ m) の計算を比較すれば、スケールの影響がわかる。ホットレグの管直径が大きくなると、気相体積流束 J_G および液相体積流束 J_L が大きくなっている。実機スケール ($D = 0.75$ m) ・圧力 0.1 MPa について、空気・水系と蒸気・水系の計算を比較すれば、流体物性値の影響がわかる。蒸気・水系では空気・水系より気相密度が小さいため、気相体積流束 J_G が大きくなっている。実機スケール ($D = 0.75$ m) の蒸気・水系について、圧力 0.1 MPa と 0.3 MPa の計算を比較すれば、圧力の影響がわかる。圧力が増加すると蒸気密度が増加し、蒸気体積流束 J_G が小さくなっている。

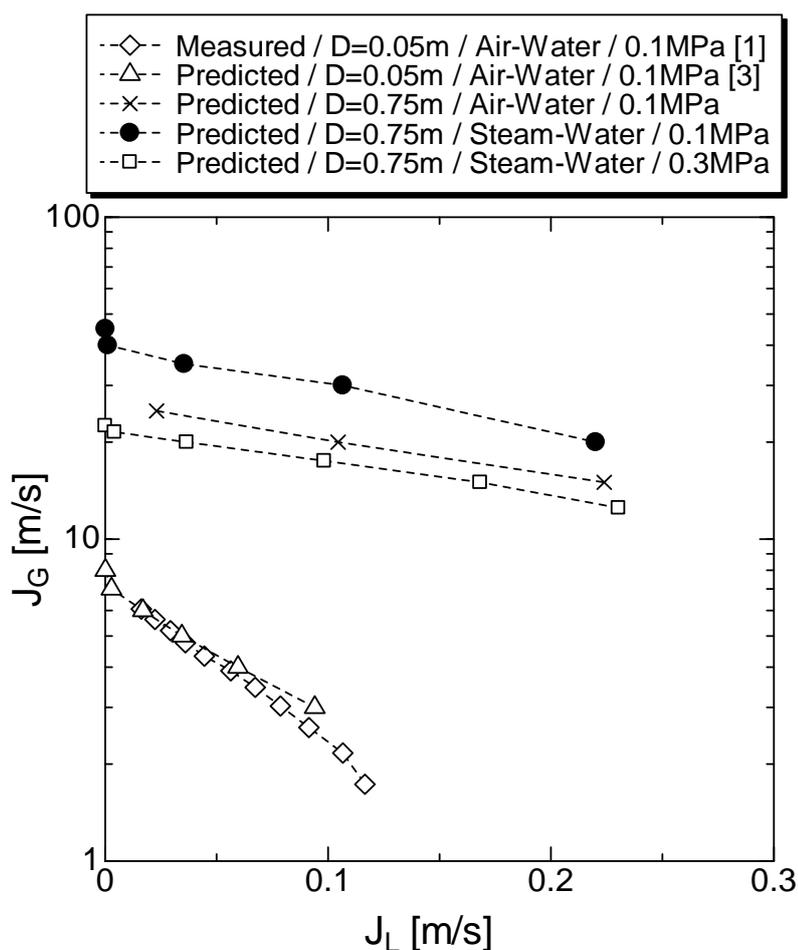


図 4.14 スケール・圧力の影響

図 4.14 に示した同じデータを Wallis パラメータ J_G^* , J_L^* で無次元化した結果を図 4.15 に示す。Wallis パラメータで整理すると、スケール、流体物性値、圧力の違いによらず単一の曲線上に乗ることがわかる。図中の曲線は 1/15 スケール空気・水系実験($D = 0.05$ m)のデータから最小自乗法により求めた 2 次曲線であり、次式で与えられる。

$$J_G^{*1/2} = 0.608 - 0.238J_L^{*1/2} - 1.28J_L^* \quad (4.1)$$

以上のように、ホットレグ形状での CCFL 特性は、管直径 $0.05 \text{ m} \leq D \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 0.3 \text{ MPa}$ に対して Wallis パラメータを用いて整理可能であり、式(4.1)で与えられる。Wallis の CCFL 相関式(1.2)は 1 次式であるが、1 次式では $J_G^{*1/2}$ と $J_L^{*1/2}$ の間の非線形性を表現できず、限界気相体積流束を過大評価する。ホットレグ形状に対しては 1 次式よりも 2 次式で表現するほうが適切である。

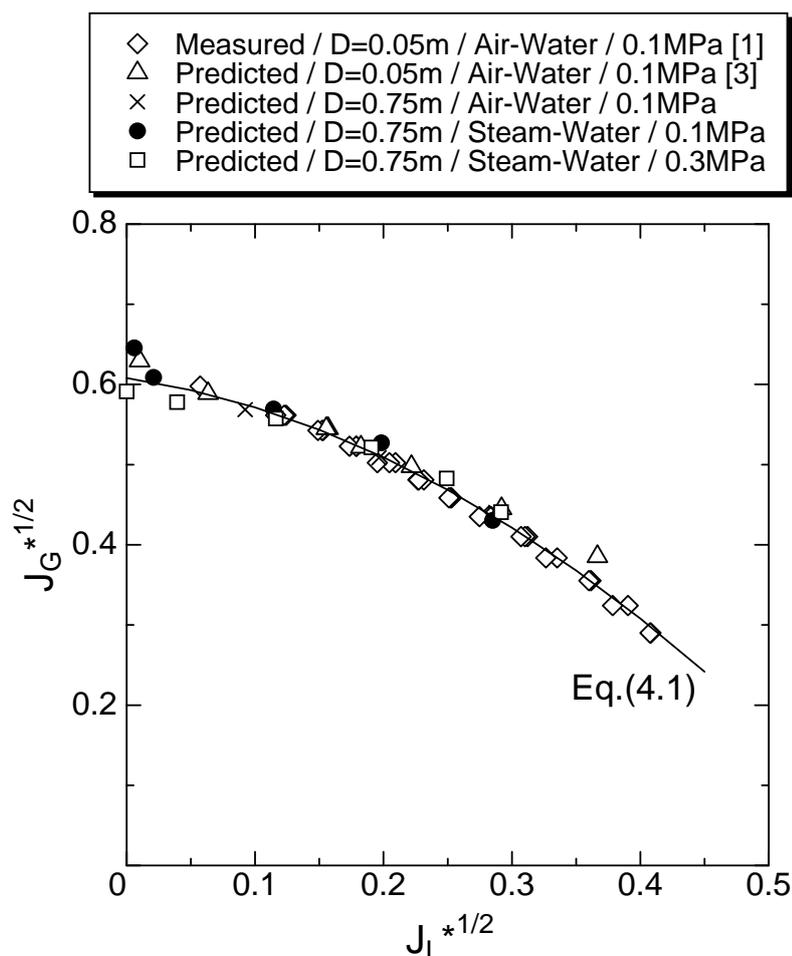


図 4.15 CCFL 相関式

4.4 考察

CCFL 相関式(4.1)と UPTF 実験[4]の測定値(圧力 0.3 MPa 蒸気・水系)との比較を図 4.16 に示す。UPTF 実験は管直径 $D = 0.75 \text{ m}$ の実機スケールの実験である。ただし、UPTF のホットレグには“Hutze”と呼ばれる ECC 水注水管が設置されており、図 4.16 において“ D ”および“ D_h ”はそれぞれ Wallis パラメータの代表長さに管直径 $D = 0.75 \text{ m}$ および水力等価直径 $D_h = 0.65 \text{ m}$ を用いた場合のデータを示している。Ohnuki ら[5] は UPTF の 1/30 縮尺での空気・水系 CCFL 実験を行い、“Hutze”が存在すると落下水流量が減少することを示している。この結果から“Hutze”がない場合の CCFL 特性を推定すると、実機条件($D = 0.75 \text{ m}$)での CCFL 特性は図 4.15 における“ D ”と“ D_h ”とのほぼ中間になる。 J_G^* が高い範囲では、液相が間欠的に落下するようになり、時間平均の落下水流量は系の安定性や変動に依存する。相関式(4.1)は、1/5 スケール円形流路ホットレグでの空気・水系実験のデータに基づいているが、このデータは比較的変動が小さい。これらの誤差要因を考慮すれば、式(4.1)は 0.3 MPa の実機条件での UPTF データとほぼ一致しているといえる。

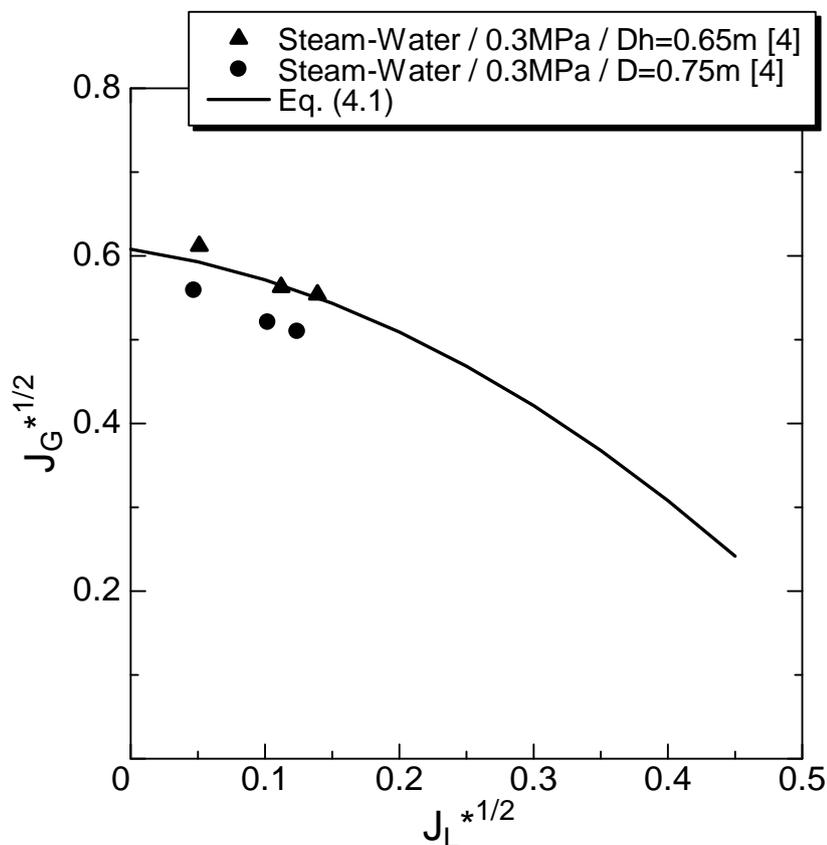


図 4.16 UPTF データ[4]との比較

以上より、CCFL 相関式(4.1)は、管直径 $D = 0.05 \text{ m}$ 、大気圧の空気・水系実験条件から、管直径 $D = 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 0.3 \text{ MPa}$ の蒸気・水系実験条件までのホットレグ内気液対向流に適用可能である。

本章において二流体モデルと気液界面抗力相関式(2.11)~(2.15)を用いた数値計算により、低圧の範囲(0.3 MPa 以下)ではホットレグの CCFL 特性は、管直径や流体物性値によらず Wallis パラメータ(1.1)で整理可能であり、式(4.1)で表せることを示した。一方、より高圧条件の 1.5 MPa および 5 MPa の蒸気・水系に対して、二流体モデルを用いた同じ計算方法で CCFL 特性を評価した結果を図 4.17 に示す。圧力 1.5 MPa および 5 MPa の CCFL 特性は相関式(4.1)に比べて顕著に厳しくなっている。一方、UPTF 実験[4]では、圧力 0.3 MPa のデータよりも高圧の圧力 1.5 MPa のデータの方が、CCFL が緩和する傾向を示している。二流体モデルによる計算はこの傾向を再現していない。この原因として、本研究で使用した界面抗力相関式が主に常温常圧での空気・水系の実験データに基づいていることが考えられる。

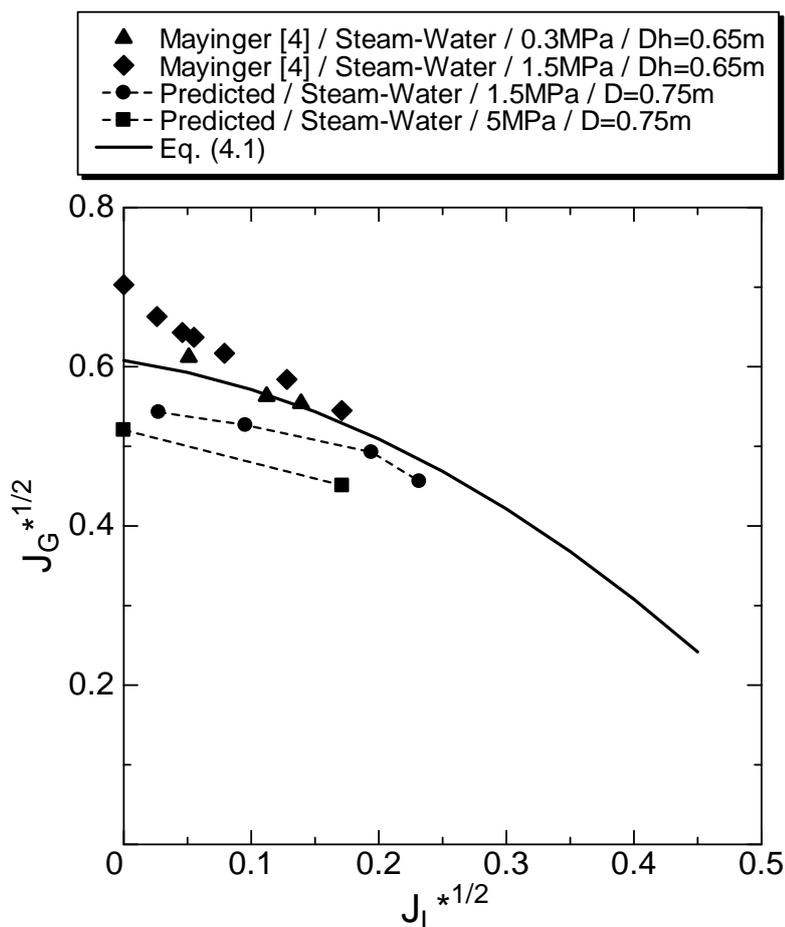


図 4.17 高圧条件での CCFL 特性の計算結果

高温高压の蒸気・水系では常温常圧の空気・水系と比べて流体の物性値が大きく異なる。高温高压の蒸気・水系の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響については次章以降で検討する。

4.5 まとめ

本章では、実機の形状とスケールに対する CCFL 特性を数値計算により評価した。数値計算には二流体モデルと気液界面抗力相関式として式(2.11)~(2.15)の組合せを使用し、傾斜管拡大の影響、スケールの影響、流体物性値と圧力(0.3 MPa 以下)の影響を評価した。その結果、以下の結果を得た。

- (1) 傾斜管の拡大を模擬すると、傾斜管上端の CCFL は発生しない。一方、水平管エルボ側の CCFL には顕著な相違は生じない。
- (2) Wallis パラメータで整理すると、実験条件($D = 0.05$ m)と実機条件($D = 0.75$ m)とで CCFL 特性に有意な差はない。
- (3) Wallis パラメータで整理すると、常温常圧の空気・水系、0.1, 0.3 MPa の蒸気・水系とで、CCFL 特性に有意な差はない。
- (4) 水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 0.3 \text{ MPa}$ のホットレグ内気液対向流に適用できる CCFL 相関式を導出した。

第4章の参考文献

- [1] Minami, N., Nishiwaki, D., Nariai, T., Tomiyama, A. and Murase, M., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (I) Air-Water Tests for 1/15-Scale Model of a PWR Hot Leg,” *J. of Nuclear Science Technology* 47[2], (2010), 142-148.
- [2] 南則敏：加圧水型原子炉のホットレグにおける気液対向流に関する研究, 神戸大学 学位論文, (2010).
- [3] Minami, N., Murase, M. and Tomiyama, A., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (II) Numerical Simulations of 1/15-Scale Air-Water Tests,” *J. of Nuclear Science Technology* 47[2], (2010), 149-155.
- [4] Mayinger, F., Weiss, P. and Wolfert, K., “Two-phase flow phenomena in full-scale reactor geometry,” *Nuclear Engineering and Design*, 145 (1993), 47-61.
- [5] Ohnuki, A., Adachi, H. and Murao, Y., “Scale Effects on Countercurrent Gas-Liquid Flow in a Horizontal Tube Connected to an Inclined Riser,” *Nuclear Engineering and Design*, 107, (1988), 283-294.

第 5 章 流体物性値の影響

5.1 はじめに

本章では、流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響について検討する。常温常圧の空気・水系と高温高圧の蒸気・水系では主に液相粘性、表面張力、気相密度が大きく異なる。まず、円形流路ホットレグ実験装置とグリセリン水溶液を用いて対向流実験を行い、液相の物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を測定する。次いで、実験による液相物性値の影響を数値計算により適切に評価できることを確認した後、物性値やスケールを実機条件の値にして CCFL 特性を計算する。以上の結果を基に、高温高圧の実機条件下において、第 4 章で導出した CCFL 相関式が持つ不確かさを検討する。

5.2 液相粘性が円形流路内 CCFL 特性に及ぼす影響に関する実験

本節では、二流体モデルにより液相粘性が CCFL 特性に及ぼす影響を正しく評価できるか否かを検証するために必要となる実験データを取得するために、円形流路ホットレグ実験装置を用いて液相の粘性を変化させた実験を行う。

実機条件の高温水では、常温水よりも液相粘性が低下するが、CCFL 状態では常温水でも液相は乱流状態であるため、レイノルズ数がより大きくなる高温水でも乱流状態が維持される。このため、常温水と高温水の粘性の相違が壁面および界面摩擦に及ぼす影響は小さいと推察される。

一方、液相粘性を増加させてレイノルズ数を小さくし層流状態とすれば、粘性の変化による壁面および界面摩擦の変化が顕著となり、二流体モデルによる粘性影響の評価能力の検証に役立つと考えられる。そこで本節では、グリセリン水溶液を用いて液相粘性を増加させた実験を行い、CCFL 特性に及ぼす粘性の影響を測定する。

5.2.1 実験方法

(A) 実験装置

実験装置には、空気・水系実験(1.3.4)[1],[2]で使用した円形流路ホットレグを用いる。図 5.1, 5.2 に円形流路装置の全体構成と各部の寸法を示す。円形流

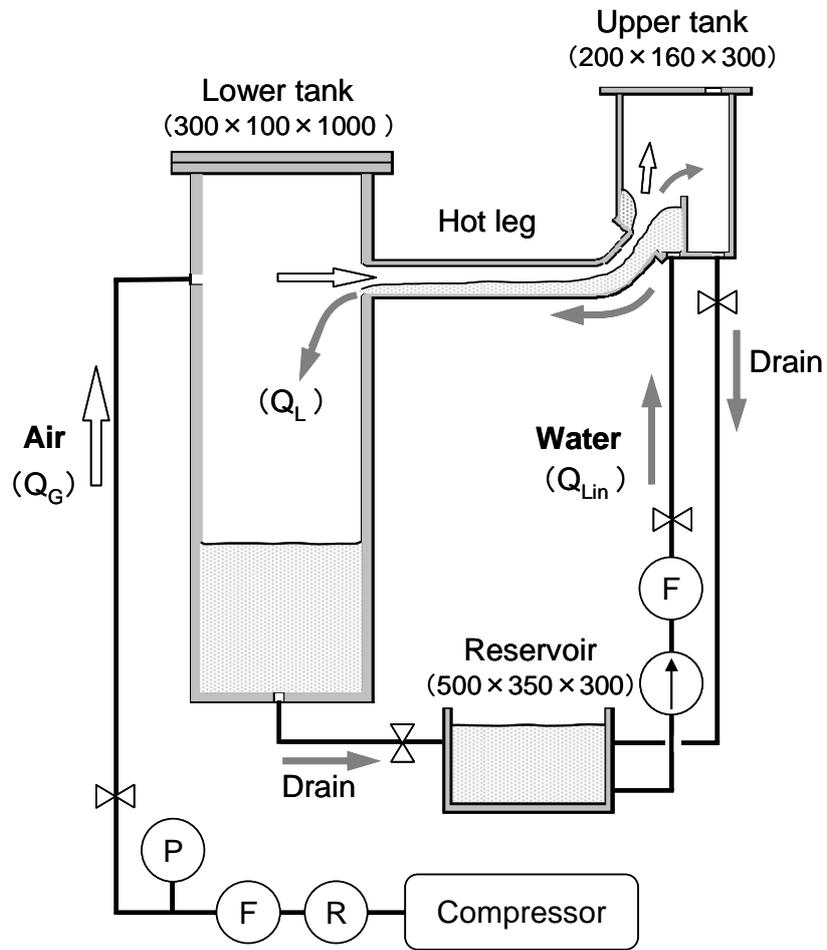


図 5.1 円形流路ホットレグ実験装置全体図(単位：mm)

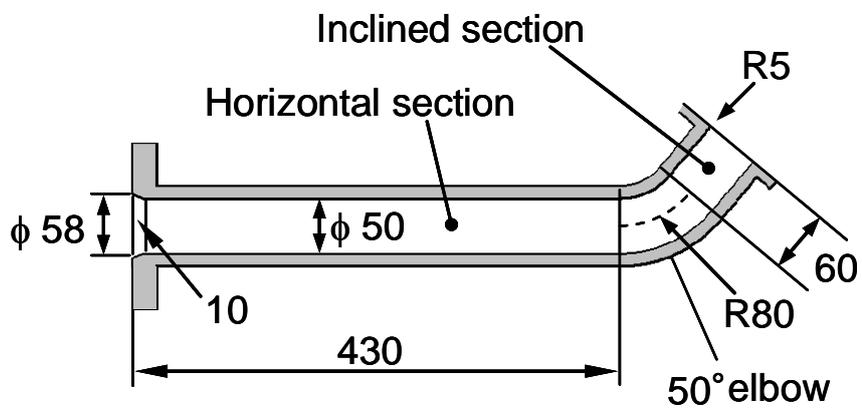


図 5.2 円形流路ホットレグ実験装置各部寸法(単位：mm)

路装置はホットレグ部の流路形状が実機と相似であり、寸法は約 15 分の 1 である。流動状態観察のため上部タンク・ホットレグ・下部タンクはアクリル製である。気相は下部タンクのホットレグ対面から、液相は上部タンクの底から供給されホットレグ内で気液対向流が形成される。

(B) 流体の物性値

実験は室温・大気圧で実施し、気相には常温常圧の空気、液相にはグリセリン水溶液を使用した。グリセリン水溶液の濃度は 40 wt% および 60 wt% とした。

液相に用いたグリセリン水溶液の温度 T [°C]、密度 ρ [kg/m³]、粘性係数 μ [mPa s] および表面張力 σ [N/m] を水と比較して表 5.1 に示す。温度、密度、粘性および表面張力はそれぞれ digital thermometer (SN300, NETSUKEN, Ltd.), densimeter (JIS B7525, Ando Keiki, Ltd.), rheometer (Physica MCR 301, Anton Paar mbH) および capillary tubes (glass tube, 1.02 mm i.d.) を用いて 5 回以上測定し、測定誤差は 95% 信頼度でそれぞれ ± 2.0 、 ± 0.3 、 ± 7.1 および $\pm 2.1\%$ 以内である。グリセリン 40wt% 水溶液および 60wt% 水溶液の粘性係数はそれぞれ常温水の 4.1 倍および 10.5 倍である。表面張力は 40wt% 水溶液と 60wt% 水溶液とで大きな差はない。

表 5.1 使用流体の物性値

Fluids (Liquid phase)	T [°C]	ρ [kg/m ³]	μ [mPa s]	σ [N/m]
Water	25.0	997	0.89	0.0735
GW 40 wt%	24.0	1098	3.61	0.0466
GW 60 wt%	23.0	1152	9.36	0.0437

GW: glycerol-water solution, ρ : density, μ : viscosity, σ : surface tension

(C) 計測項目

実験では流動状態の観察および CCFL 特性の測定を行った。実験方法は空気・水系対向流実験(1.3.4)と同様である。

流動状態 上部タンクへの液供給量 J_{Lin} 一定のもとで気相体積流束 J_G を変化させ、流動様式の変化を観察した。 J_G を 0.05 m/s 増加させて 5 分間放置し、流動様式が遷移するまで J_G を増加させた。流動様式遷移時の J_G にはばらつきがあるため、5 回の計測値の平均値を流動様式の遷移条件とした。また、ヒステリシスの影響を調べるため、気相体積流束を 0 m/s から落下液が完全に制限

される値まで増加させた後、減少させた。各相流量は $J_{Lin} = 0.03 \sim 0.26 \text{ m/s}$ 、 $J_G = 0 \sim 8.14 \text{ m/s}$ の範囲とした。流動様式の撮影には高速度ビデオカメラ (Redlake, HS-1) を用いた。

CCFL 特性 流動状態の観察と同様に、液供給量 J_{Lin} 一定の状態では気相体積流束 J_G をパラメータとして変化させ、準定常となったと判断した時点で液相体積流束 J_L を求めた。落下液量 Q_L は下部タンク内の液位の上昇速度から求めた。

Q_L の測定法を図 5.3 に示す。下部タンク上方と下方の 2 箇所には穴をあけ、それらの穴を内径 4 mm の透明なチューブで鉛直に繋ぐ。チューブ内の液位変化量は下部タンク内の液位変化量と等しいため、チューブ内の液位が上昇する時間を計測することにより Q_L を測定できる。なお、試験装置内へ空気を供給している場合においても Q_L の測定誤差は $\pm 3\%$ 以内であることを確認している。

各相流量は $J_{Lin} = 0.09 \sim 0.26 \text{ m/s}$ 、 $J_G = 0.5 \sim 7.4 \text{ m/s}$ の範囲とした。流動様式観察の際と同様に、ヒステリシスの影響を調べるため、 J_G 増加時と J_G 減少時でそれぞれ CCFL 特性を測定した。

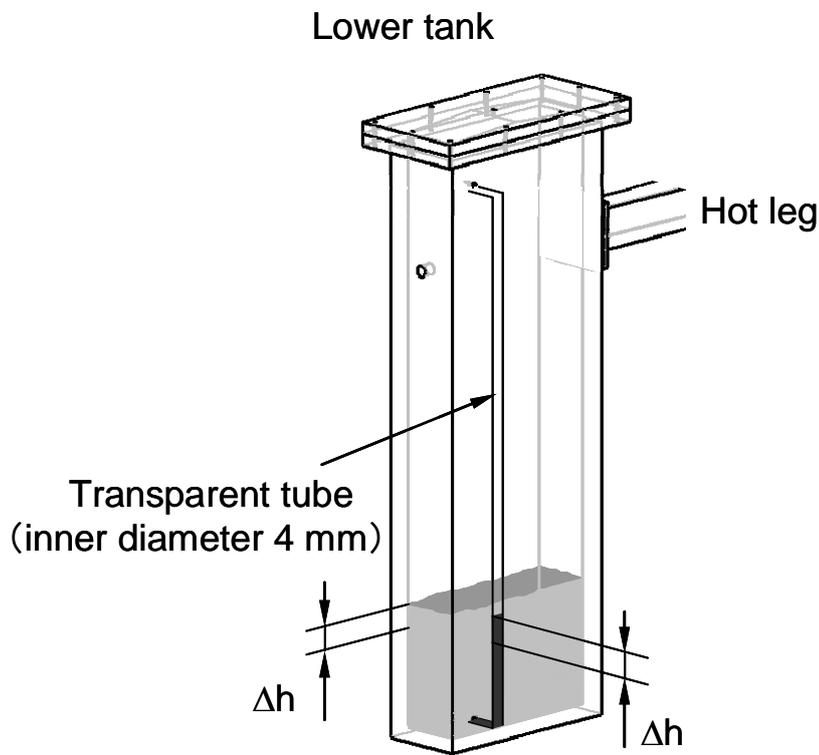


図 5.3 落下液量計測方法

5.2.2 実験結果

(A) 流動状態

ホットレグ内の空気・水系の流動様式は、層状流、波状流(+)、波状流(-)、振動流に分類できた(1.3.4)[1]。液相にグリセリン水溶液を用いた実験においても同様の流動様式が観察された。また、 J_G 増加過程と J_G 減少過程とで遷移境界が異なるヒステリシスが現れた。水、グリセリン 40wt%水溶液および 60wt%水溶液における流動様式線図を図 5.4~5.6 に示す。

J_G 増加過程では、水と同様、グリセリン水溶液の場合も、液供給量 J_{Lin} が少ない場合、層状流から波状流(-)へと遷移した。一方、液供給量が多い場合は層状流から波状流(+)へと遷移した後、波状流(-)へと遷移した。層状流から波状流(+)への遷移境界には、水とグリセリン水溶液との間に大きな差はみられない。一方、グリセリン濃度の増加に伴い層状流または波状流(+)から波状流(-)へ遷移する J_G が低下し、濃度増加に伴い波状流(+)となる領域が狭くなっている。

J_G 減少過程では、いずれの液相の場合も、液供給量が少ない場合、波状流(-)から層状流へと遷移し、液供給量が多い場合、波状流(-)から振動流に遷移した。振動流は $J_G = 0$ m/s 近くまで維持された。

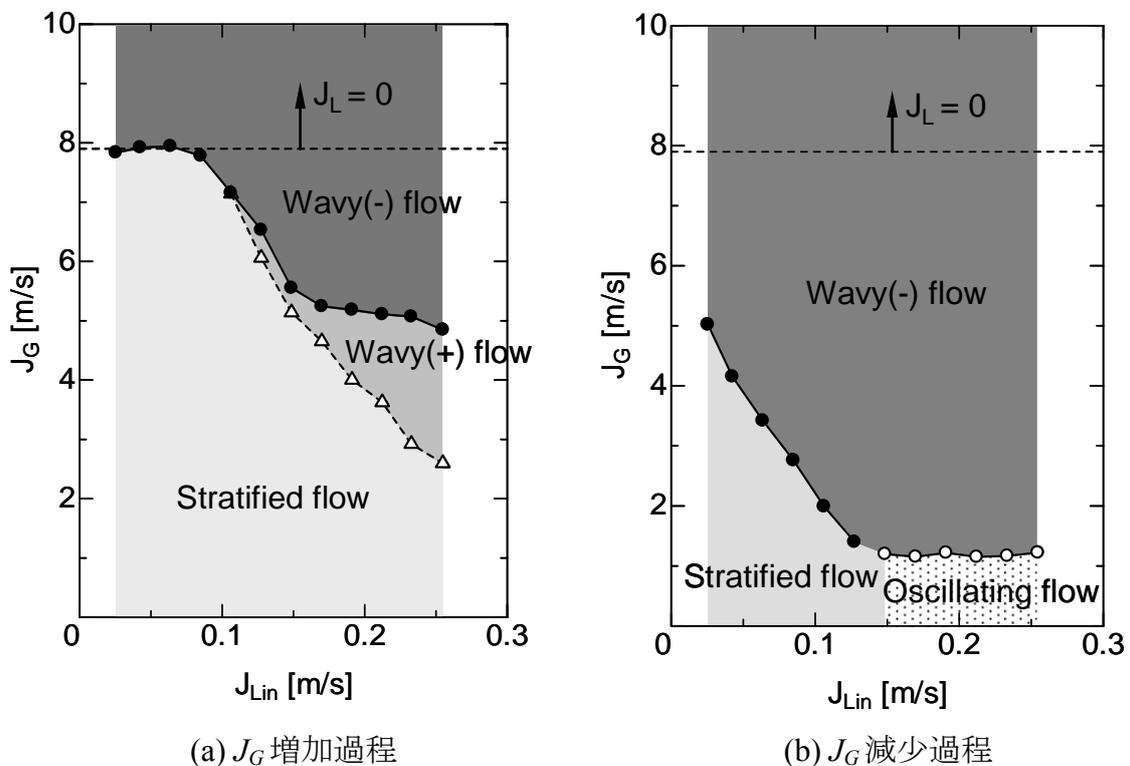
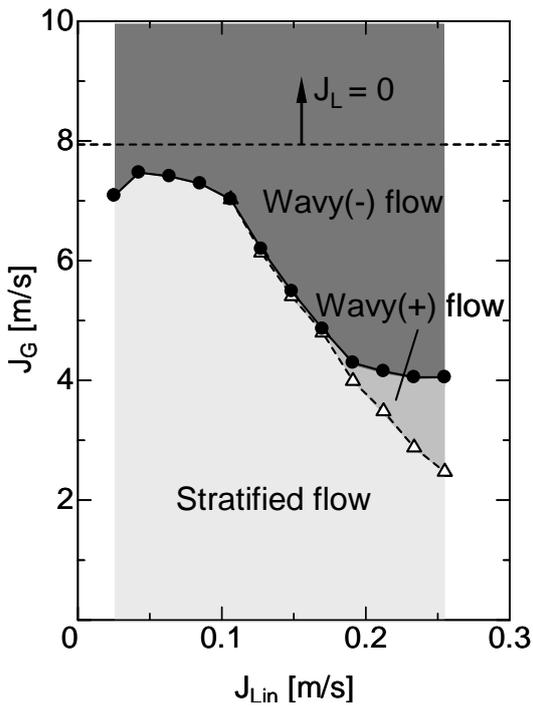
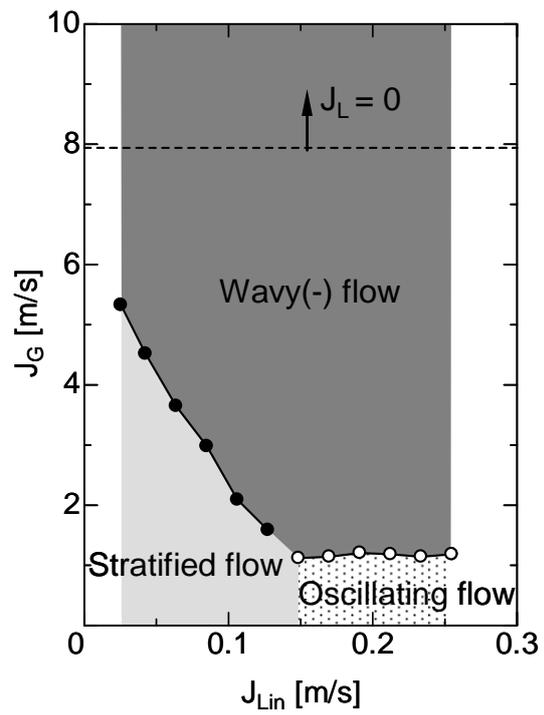


図 5.4 水平部の流動様式(水)[1]

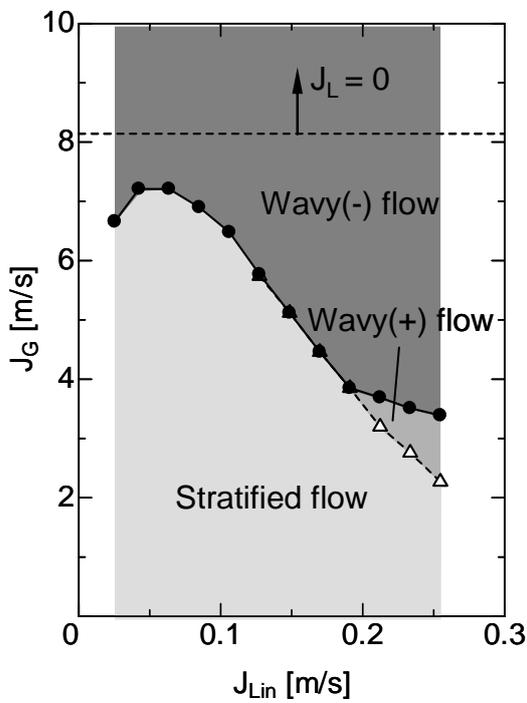


(a) J_G 増加過程

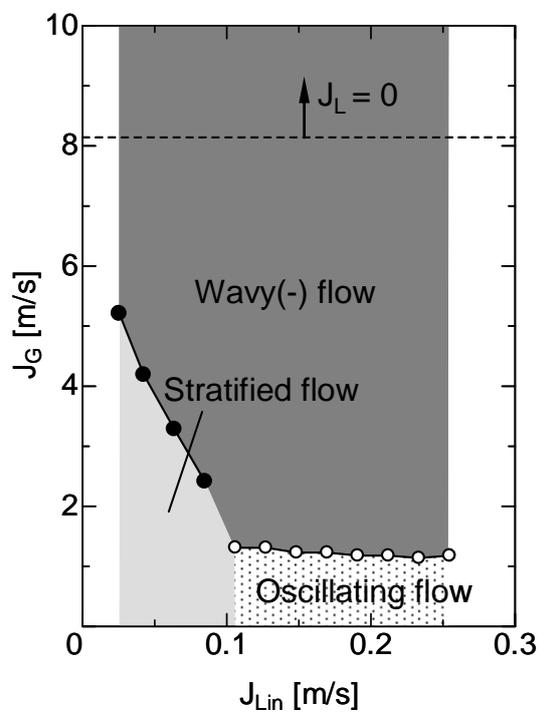


(b) J_G 減少過程

図 5.5 水平部の流動様式(グリセリン 40wt%水溶液)



(a) J_G 増加過程



(b) J_G 減少過程

図 5.6 水平部の流動様式(グリセリン 60wt%水溶液)

(B) CCFL 特性

CCFL 特性の測定結果を液相に水を用いた場合と比較して図 5.7~5.9 に示す。液供給量は $J_{Lin} = 0.09, 0.17, 0.26 \text{ m/s}$ である。液相にグリセリン水溶液を用いた場合も、 J_G の増加過程と減少過程で特性が異なるヒステリシスが現れた。

J_G 増加過程では、液供給量 J_{Lin} の違いが CCFL 特性に影響する。液相にグリセリン水溶液を用いた場合は、 $J_{Lin} = 0.09 \text{ m/s}, 0.17 \text{ m/s}$ で J_G を増加させた際、水平部の流動様式が層状流から波状流(-)へと遷移し、落下液量が急激に減少する。 $J_{Lin} = 0.26 \text{ m/s}$ では、 J_G を増加させると傾斜部と上部タンクとの接合部で制限が開始し、層状流から波状流(+)-へ遷移する。さらに J_G を増加させると水平管エルボ側で制限が開始し、波状流(-)へと遷移する。波状流(+)-となる領域は、グリセリン水溶液の濃度が大きくなると狭くなった。

J_G 減少過程では、液相に水を用いた場合と同様、液供給量 J_{Lin} は波状流(-)における CCFL 特性に影響を及ぼさなかった。

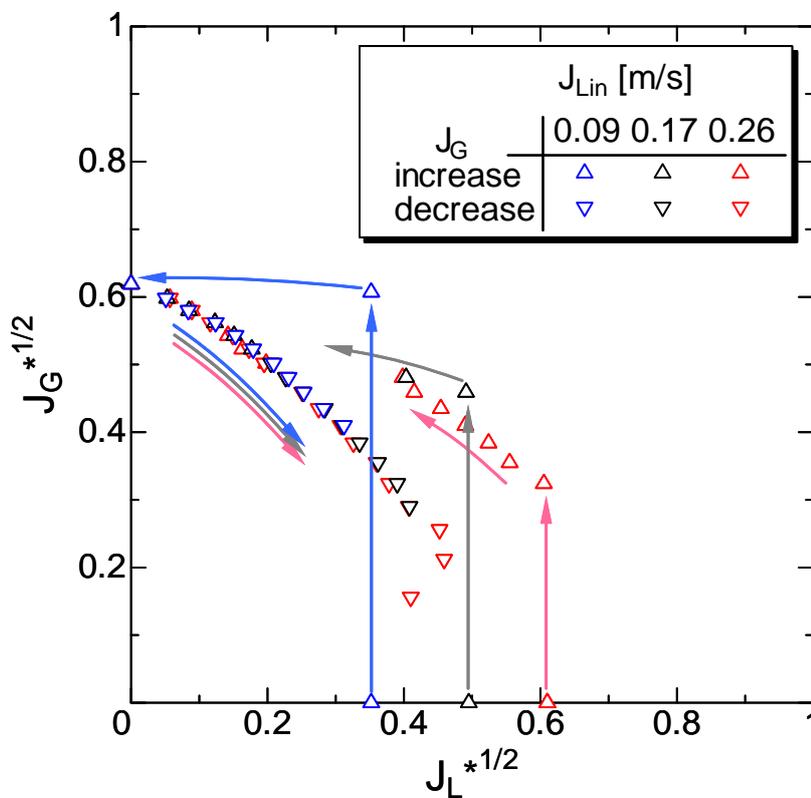


図 5.7 CCFL 特性(水)[1]

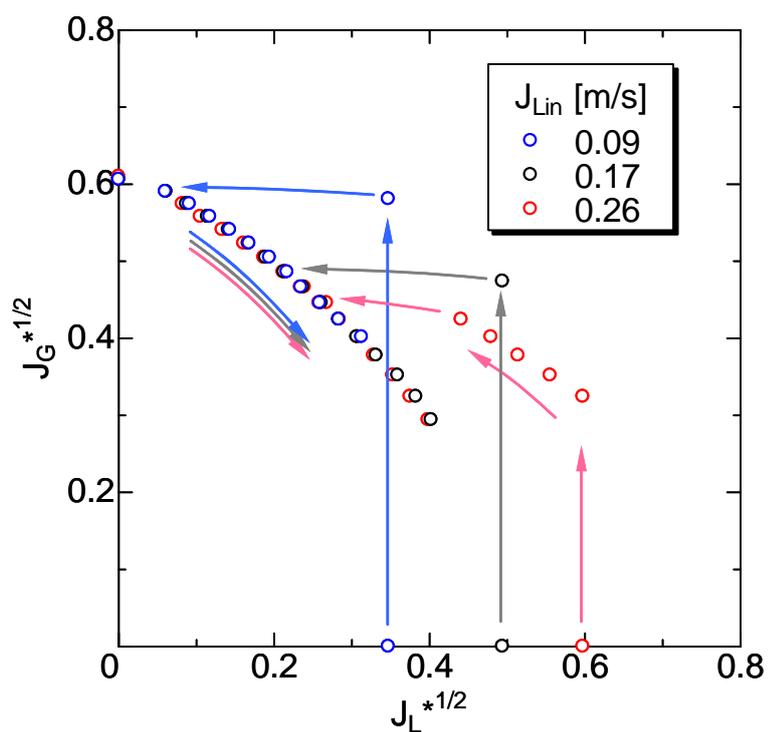


図 5.8 CCFL 特性(グリセリン 40wt%水溶液)

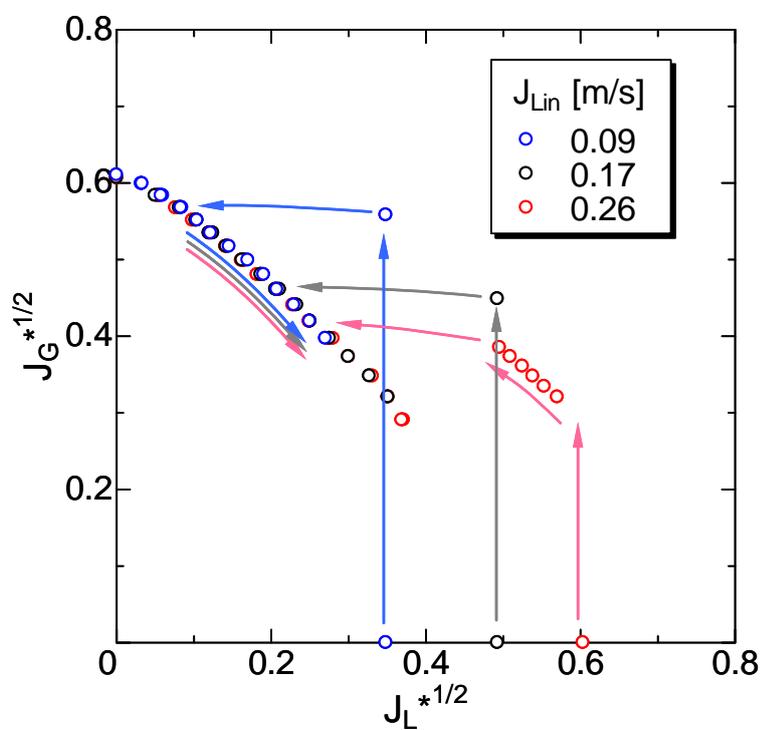


図 5.9 CCFL 特性(グリセリン 60wt%水溶液)

図 5.10 に、 J_G 減少過程での波状流(-)における CCFL 特性の比較を示す。高 J_G ではグリセリン濃度の影響は小さいが、 J_G が低下するに従いグリセリン濃度の影響が顕著になっている。Wallis パラメータ(1.1)には、密度差による重力の影響は考慮されている。また、グリセリン水溶液 40 wt% と 60 wt% では表面張力にほとんど差がないため、両者の CCFL 特性の差異は液相粘性の違いによるものと考えられる。低 J_L 、高 J_G においては、波が高く摩擦よりも形状抗力が支配的となる。低 J_L 、高 J_G において濃度の影響が小さいことは、液相の粘性が気液界面抗力に及ぼす影響が小さいことを示している。一方、 J_L が大きくなるにつれ粘性の影響が顕著になるのは、液相流速が増加することにより壁面摩擦の影響が大きくなるためである。図 5.10 は、液相粘性の増加により CCFL 相関式(1.2)の定数 C は変化せず、勾配 m が大きくなること、前者は気液界面抗力の液相粘性依存性が小さいことを、後者は液相の壁面摩擦の効果が増加することを示している。

水を用いた場合、波状流(-)から層状流への遷移(ディフラディング)は CCFL 特性に対応する。グリセリン水溶液 40 wt% および 60 wt% においても同様であった。

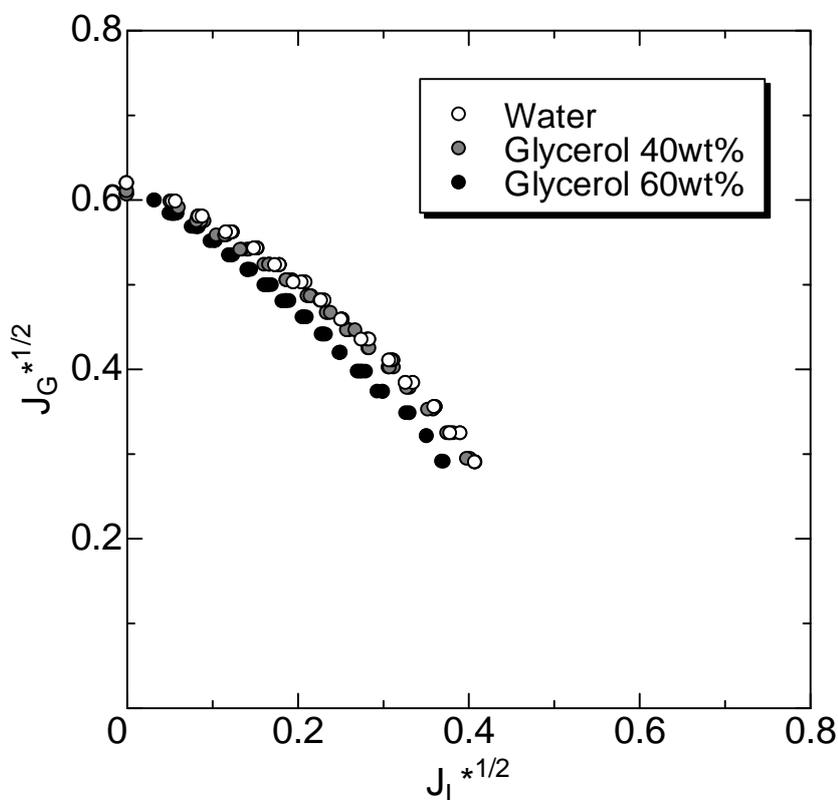


図 5.10 円形流路ホットレグでの CCFL 特性に及ぼす液相粘性の影響

5.3 数値計算による液相粘性の影響評価

これまで円形流路ホットレグに対しては、1/15 スケールの空気・水系実験および実機の形状・スケールでの気液対向流に対して、二流体モデルによる数値計算は CCFL 特性を良好に再現することを示した。また、気液界面抗力相関式 (C_{DAi}) は、グリセリン水溶液を液相とする対向流に対しても適用できる可能性があることをみた(2.3.2)。本節では、円形流路ホットレグでの空気・グリセリン水溶液系対向流実験を対象に数値計算を行い、実験による液相物性値の影響を妥当に評価できるか否かを検討する。次いで、実機スケール($D = 0.75$ m)にて液相を 5 MPa 飽和水とした計算を行い、実機条件での液相物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を評価する。

5.3.1 計算方法

数値計算には二流体モデルを使用し、気液界面抗力係数(C_{DAi})には相関式(2.11)~(2.15)の組合せを用いる。2.3.2 項で検討したように、これらの相関式の組合せは空気・グリセリン 60wt%水溶液系対向流に対する計算にも適用可能と考えられる。

計算方法は基本的に空気・水系に対する計算と同様とした。乱流モデルに標準 $k-\varepsilon$ モデルを使用して壁面には標準壁関数を適用した。離散化法には 1 次風上差分を、圧力と流速の連成計算には SIMPLE 法を使用した。

(A) 計算メッシュ

数値計算に使用する計算メッシュを図 5.11 に示す。ホットレグ断面のセル数は約 460 であり、上部タンク、下部タンクを含めた全体のセル数は約 120,000 である。なお、傾斜管は拡大流路となっている。傾斜管の形状は実験とは異なるが、水平管エルボ側での CCFL には影響しない。

計算は非定常で行い、時間ステップを 1~2 ms とした。液を上部タンクの底面から一様速度分布で供給し、気相を下部タンクのホットレグ対面の供給口から一様速度分布で供給した。供給液はホットレグで気液対向流を形成し、CCFL 発生条件では、供給液の一部が上部タンクへオーバーフローし、気相とともに気液流出口から流出する。気液流出口は圧力一定境界とした。気相の流れに対向してホットレグを通過する液相流量は、下部タンク内の流量増加率が準定常となった後の時間平均値から求めた。空気供給量 Q_G をパラメータとして与え、ホットレグ内の流動状態と CCFL 特性を求めた。

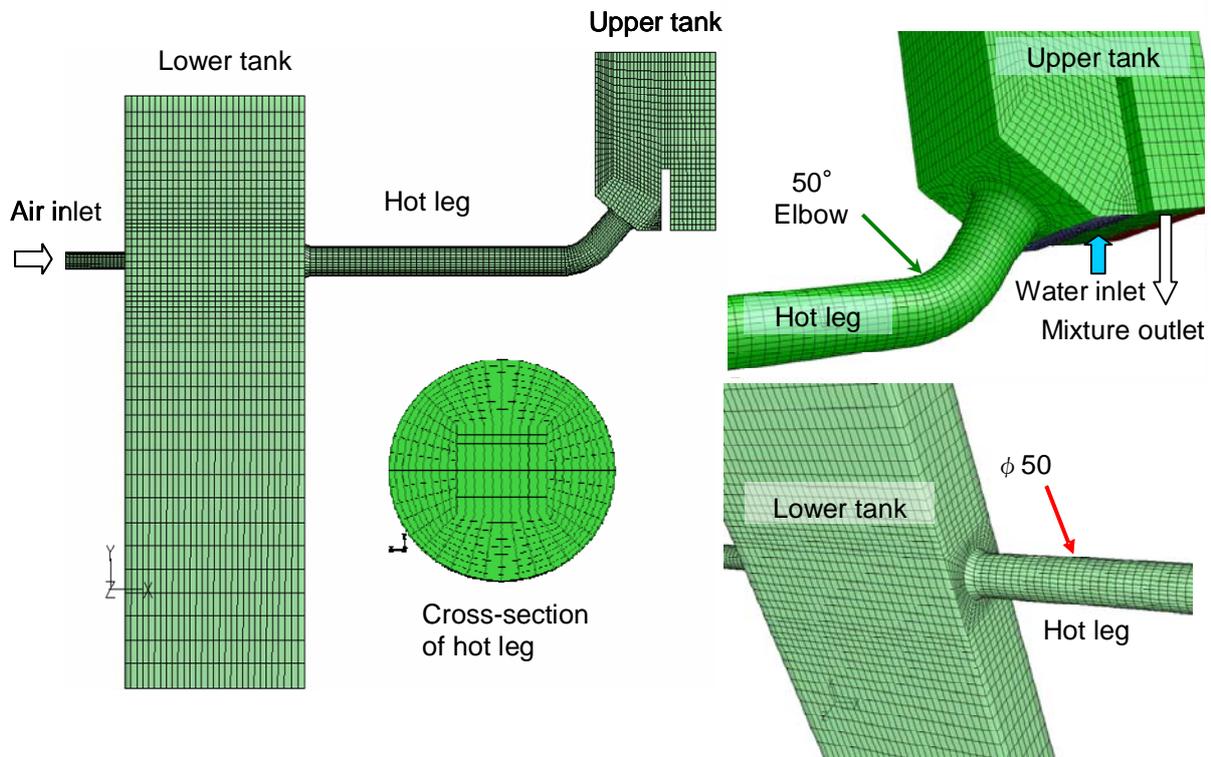


図 5.11 計算メッシュ

(B) 計算条件

計算条件を表 5.2 に示す。また、計算に用いた流体の物性値を表 5.3 に示す。実験で測定した液相物性値の影響を、数値計算により妥当に評価できるか確認するため、実験条件($D = 0.05 \text{ m}$)での空気・水系および空気・グリセリン 60wt% 水溶液系に対する計算を行う。また、実機条件において液相物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を評価するため、実機スケール($D = 0.05 \text{ m}$)にて、常温常圧の空気と 5 MP 飽和水との仮想的組合せに対する数値計算を行う。

実験条件($D = 0.05 \text{ m}$)での空気・水系および空気・グリセリン 60wt% 水溶液系に対する気液界面抗力係数(C_{DA_i})を図 5.12 に示す。これは図 2.12 と同じである。

実機スケール($D = 0.75 \text{ m}$)での常温常圧の空気と 5 MPa 高温水との組合せに対する気液界面抗力係数(C_{DA_i})を図 5.13 に示す。式(2.11)はボイド率とドリフト速度の関数であり、ドリフト速度式(2.15)は流体の物性値を含むが、式(2.11)への影響は小さい。 $D = 0.75 \text{ m}$ では、式(2.11)は他の式と交差しなくなり、式(2.11)~(2.15)で定義される(C_{DA_i})は式(2.12)と式(2.13)の組合せになる。このため、常温常圧の空気・水系に対する(C_{DA_i})(図 4.4)と同じものとなる。

表 5.2 計算条件

Two-phase model	Diameter D [m]	Phase		Fluid velocity	
		Gas	Liquid	J_{Lin} [m]	J_G [m]
Two-fluid	0.05	Air at 0.1 MPa	Water at 0.1 MPa	0.17	2, 3.5, 5, 7
	0.05	Air at 0.1 MPa	GW 60wt% at 0.1 MPa	0.17	2, 4, 6, 7
	0.75	Air at 0.1 MPa	Water at 5 MPa	0.23	10, 15, 20, 22.5

GW: glycerol-water solution, J_{Lin} : supplied liquid volumetric flux, J_G : supplied gas volumetric flux

表 5.3 流体物性値

Fluids	Pressure P [MPa]	Gas		Liquid	
		ρ_G [kg/m ³]	μ_G [mPa s]	ρ_L [kg/m ³]	μ_L [mPa s]
Air-Water	0.1	1.209	0.01795	997	0.89
Air-GW 60wt%	0.1	1.209	0.01795	1152	9.36
Steam-Water	5	25.39	0.01813	777.98	0.10

GW: glycerol-water solution, ρ : density, μ : viscosity, G : gas phase, L : liquid phase

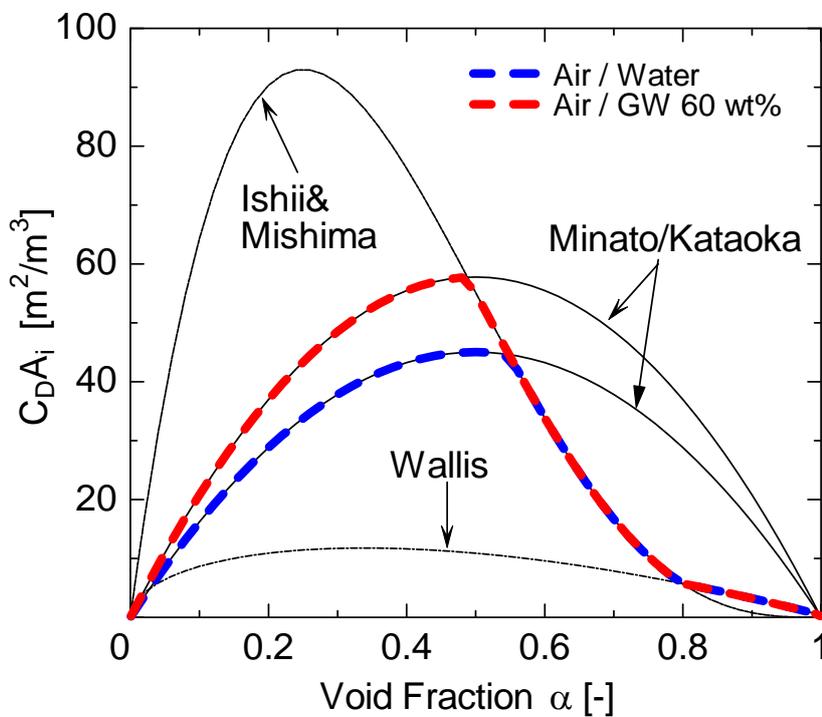


図 5.12 気液界面抗力係数($D = 0.05$ m, 空気・水, 空気・GW 60 wt%水溶液)

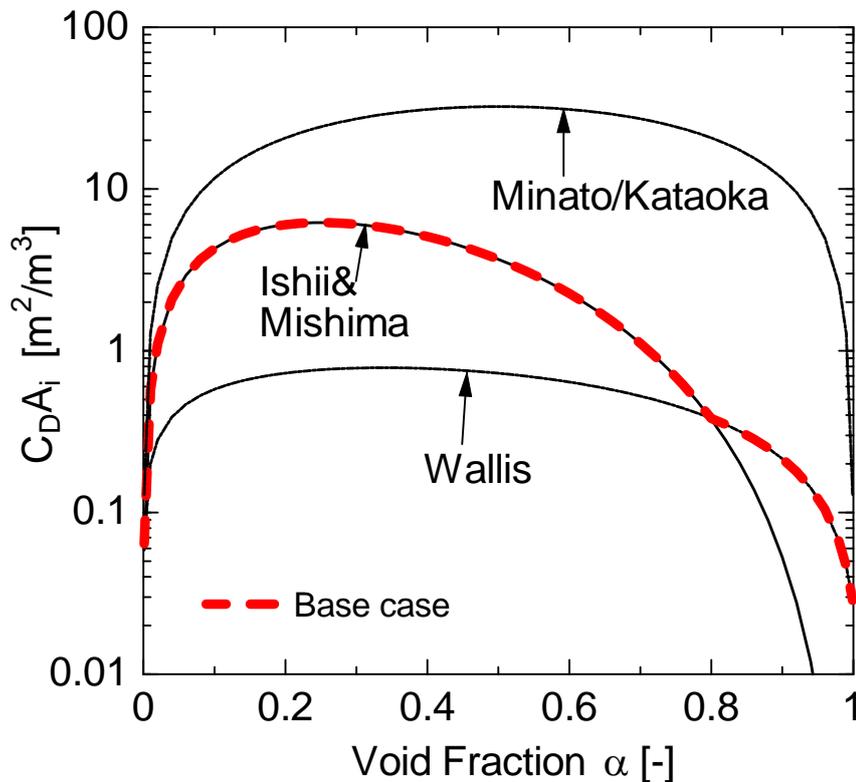


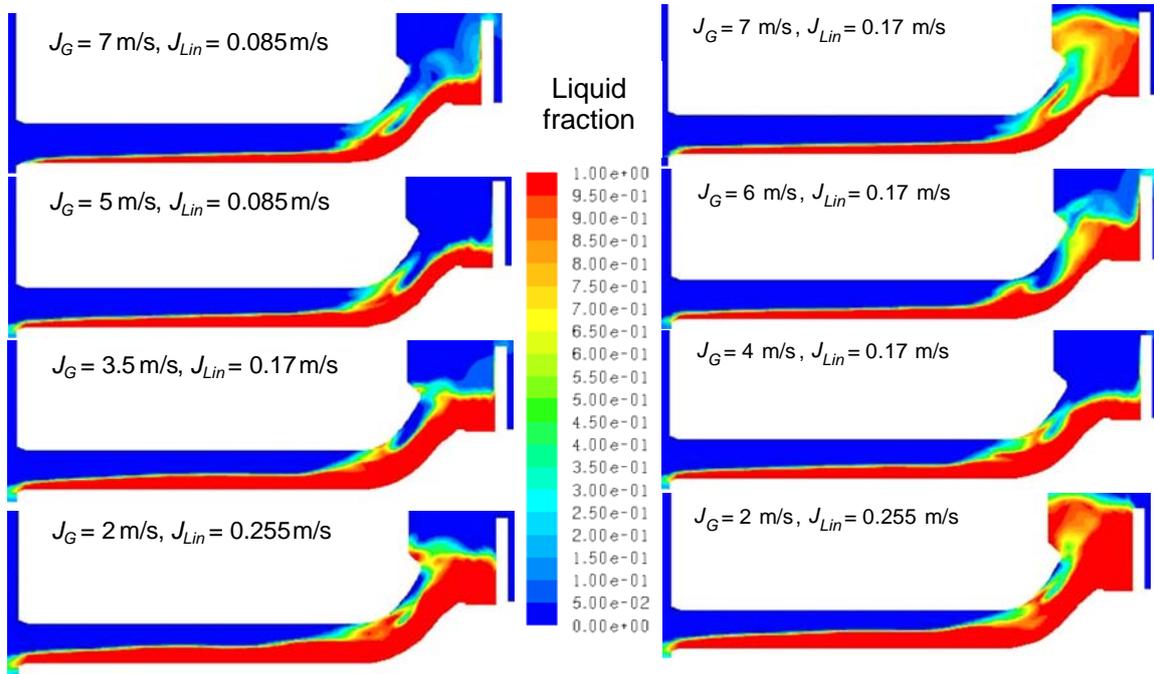
図 5.13 気液界面抗力係数($D = 0.75 \text{ m}$, 空気・5 MPa 飽和水)

5.3.2 計算結果

(A) 液相粘性の影響

空気・水系と空気・グリセリン 60wt%水溶液系とを比較して、流動状態の計算結果を図 5.14 に示す。空気・水系と空気・グリセリン 60wt%水溶液系とで顕著な相違はない。CCFL 状態では上部タンク側から流入する流れと水平部から伝播する波との緩衝により、エルボ部液相中に循環流が形成され落下水が制限されている。これは実験での流動状態をよく再現している。

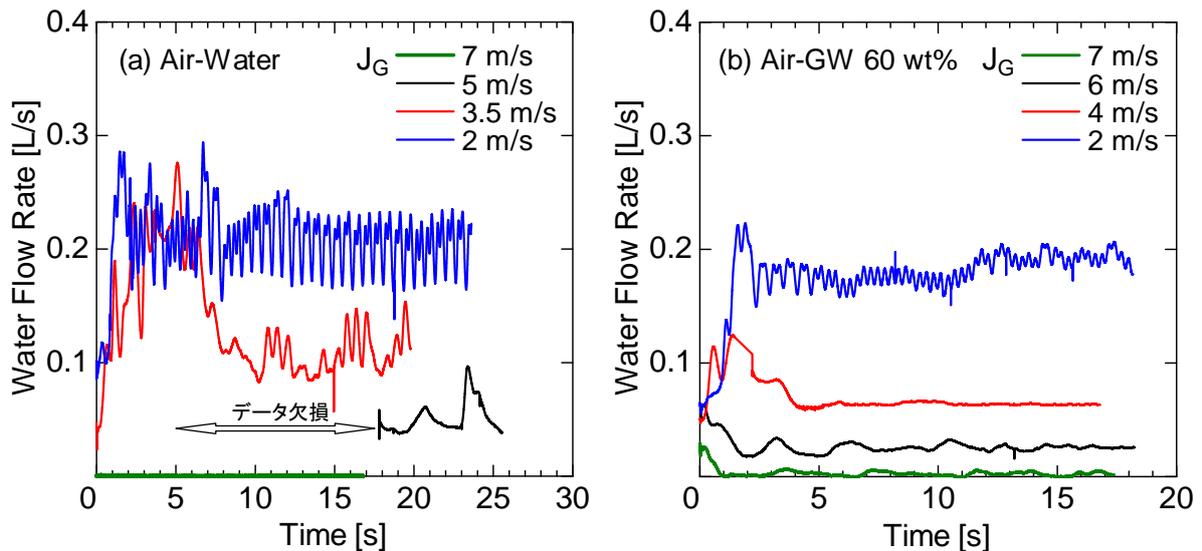
空気・水系と空気・グリセリン 60wt%水溶液系とを比較して、ホットレグを通過する落下水流量の計算結果を図 5.15 に示す。空気・水系では落下水流量が大きく変動しているが、空気・グリセリン 60wt%水溶液系では落下水流量の変動が小さくなっている。これは、グリセリン 60wt%水溶液の液粘性が水の 10.5 倍と大きく壁面摩擦による減衰効果によると考えられる。また、空気・グリセリン 60wt%水溶液系では液相の壁面摩擦の増加により空気・水系より落下水流量が減少している。



(a) 空気・水系

(b) 空気・グリセリン 60wt%水溶液系

図 5.14 流動状態への液相粘性の影響の計算結果



(a) 空気・水系

(b) 空気・グリセリン 60wt%水溶液系

図 5.15 落水流量への液相粘性の影響の計算結果

空気・水系と空気・グリセリン 60wt%水溶液系を比較して、CCFL 特性の計算結果を図 5.16 に示す。図中の破線は CCFL 特性の計算値を最小二乗法により 2 次式でフィットした曲線である。空気・グリセリン 60wt%水溶液(粘性が水の 10.5 倍)系に対する計算値は、落下水を若干過小評価しているが測定値を概ね再現している。空気・グリセリン 60wt%水溶液の計算結果は空気・水系の計算結果と比べて落下水の制限が厳しくなっており、計算は液相粘性による壁面摩擦の増加を妥当に評価している。一方、空気・水系と空気・グリセリン 60%水溶液系に対する計算値は $J_L \doteq 0$ m/s でほぼ一致しており、計算は気液界面抗力が液相粘性によらないことを示している。2.3.2 項で検討した結果のとおり、空気・水系および空気・グリセリン 60%水溶液系に対して、気液界面抗力係数(C_{D4i})(式 (2.11)~(2.15)の組合せ)は、気液界面抗力に対する液相粘性の影響を妥当に評価している。以上のように、数値計算により CCFL 特性に及ぼす液相粘性の影響を妥当に評価できることがわかる。

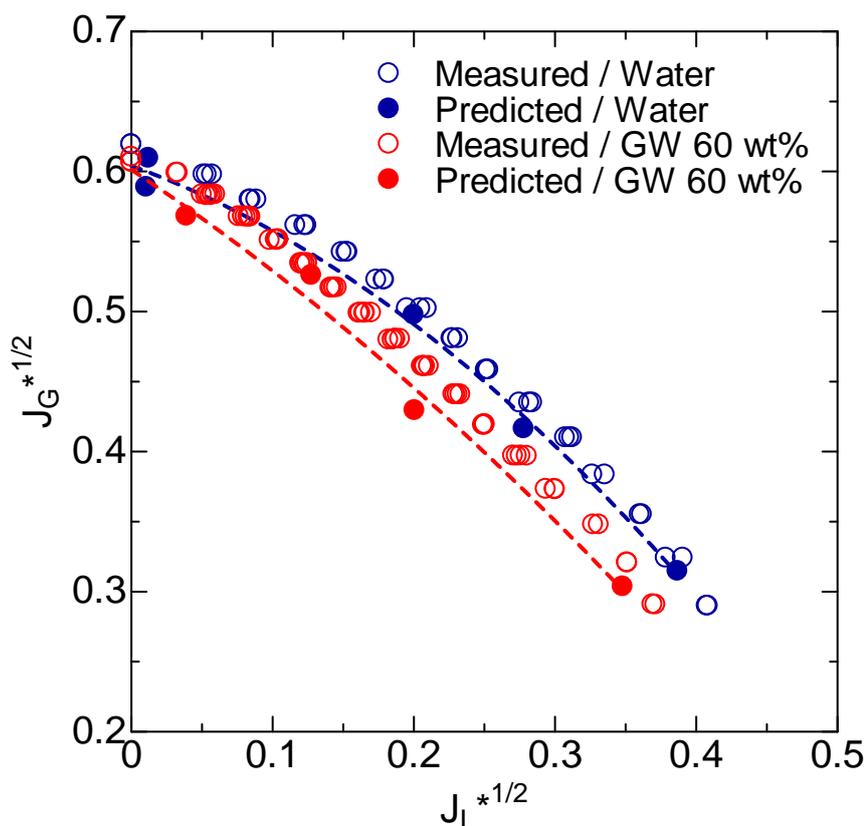


図 5.16 CCFL 特性への液相粘性の影響の計算結果

(B) 実機条件での液相粘性の影響

実機条件での液相粘性の影響を評価するため、常温常圧の空気と 5 MPa 高温水との組合せに対して流動状態と CCFL 特性を計算した。計算メッシュは図 5.10 に示した実験解析と同様のメッシュを 15 倍して使用し、ホットレグ内径は 0.75 m である。

流動状態の計算結果を図 5.17 に示す。流動状態は図 4.11 に示した 0.1MPa 蒸気・水系と顕著な相違はない。空気密度が 0.1MPa の蒸気密度の 2 倍であるため図 4.11 の 0.1MPa 蒸気・水系より気相体積流束 J_G が小さくなっている。

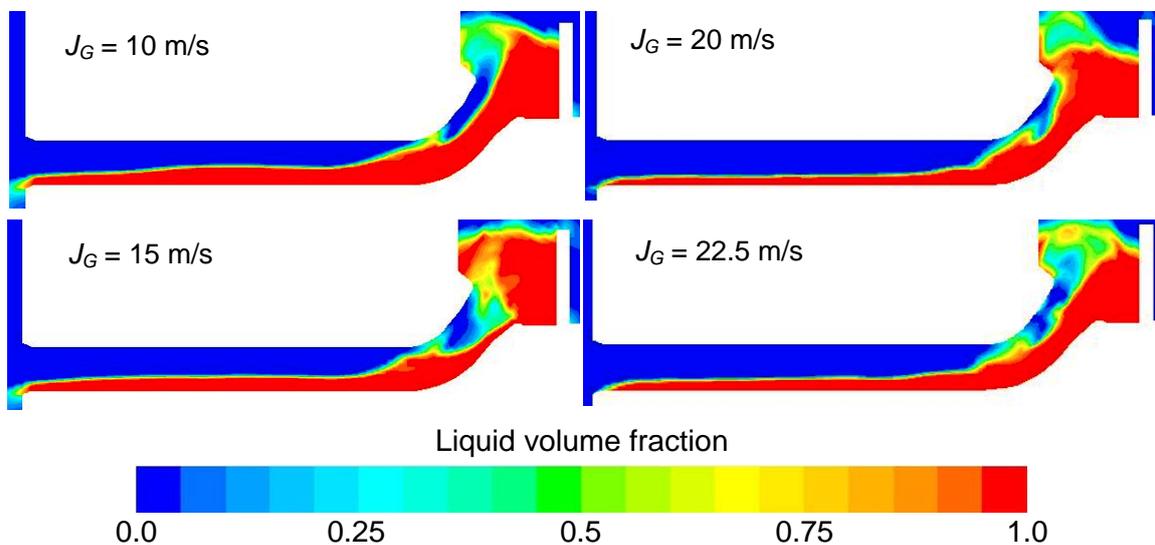


図 5.17 空気・5MPa 飽和水(264°C)系での流動状態

CCFL 特性の計算結果を図 5.18 に示す。図中の相関式は第 4 章で求めた式(4.1) である。空気・水系および空気・グリセリン 60wt%水溶液系は実験条件($D = 0.05$ m)に対する計算値である。高 J_G^* では液相粘性の影響は明確でなく、液相粘性が気液界面抗力と落下水体積流束 J_L^* に及ぼす影響は小さい。低 J_G^* では、高液相粘性(低レイノルズ数)では J_L^* が減少しているが、低液相粘性(高レイノルズ数)では液相粘性が壁面摩擦と J_L^* に及ぼす影響は小さい。これは、高液相粘性ではレイノルズ数の減少で層流条件に近づくため壁面摩擦係数が増加するのに対し、低液相粘性ではレイノルズ数が増加しても壁面摩擦係数の低下が小さいため落下水量に顕著な影響を及ぼさないためと考えられる。実機条件($D = 0.75$ m)においては、CCFL 特性の緩和に対して液相粘性の影響は小さい。

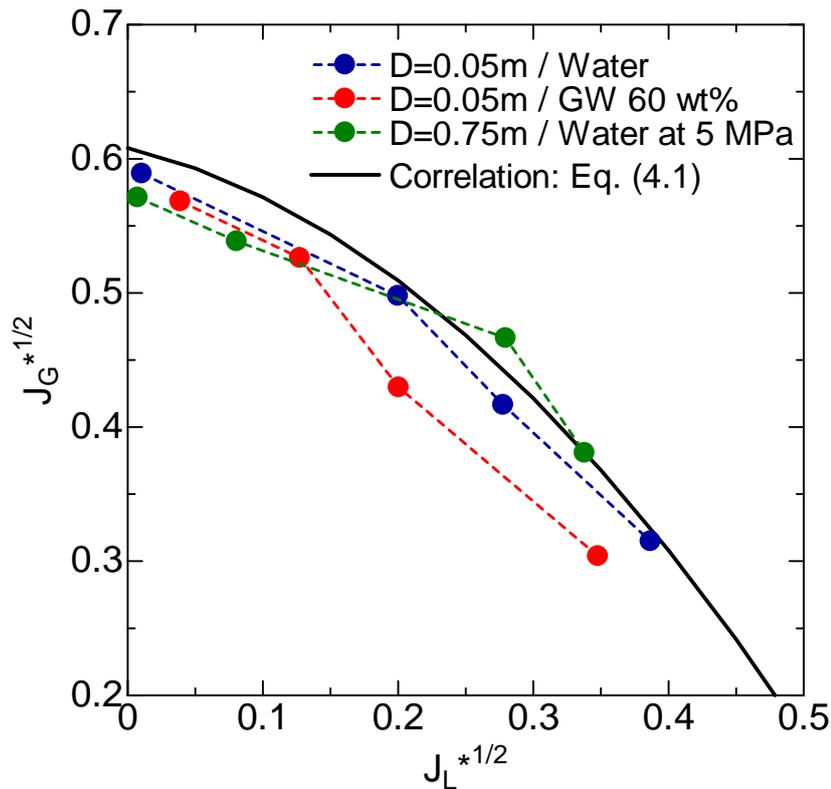


図 5.18 空気・5MPa 飽和水(264°C)系での CCFL 特性

5.4 流体物性値の影響

本節では、既存の実験データと本研究での数値計算結果を基に、高温高圧の蒸気・水系の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を評価し、高温高圧の実機条件下において、第 4 章で導出した CCFL 相関式が持つ不確かさを検討する。

5.4.1 気液粘性比・気液密度比の影響

本項では、実験データを Wallis 相関式(1.2)で表し、CCFL 特性に対する気液の粘性比 μ_G/μ_L および密度比 ρ_G/ρ_L の影響を調べる。評価する実験は、本研究の円形流路実験(5.2)、HZDR 実験[3]、Geffraye らの実験[4]および UPTF 実験[5]である。これらの実験条件を表 5.4 に示す。また、評価のために用いた流体の物性値を表 5.5 に示す。

表 5.4 実験条件

Authors	D_h	Fluids	Pressure
Present study (5.2)	0.05 m	Air-Water, Air-GW 40wt%, Air-GW 60wt%	0.1 MPa
Vallée et al. [3]	0.083 m	Air-Water & Steam-Water	0.15, 0.3 MPa & 1.5, 3, 5 MPa
Geffraye et al. [4]	0.351 m	Air-Water	0.1 MPa
Mayinger et al. [5]	0.75 m, 0.65 m	Steam-Water	0.3, 1.5 MPa

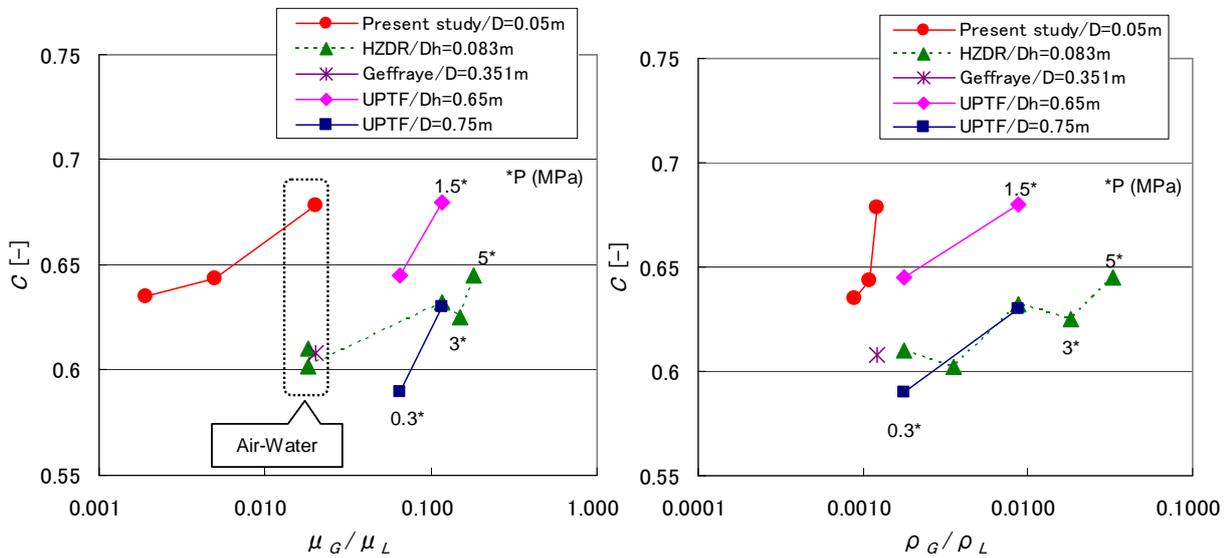
D_h : Hydraulic diameter of cross section, GW: glycerol-water solution

表 5.5 流体物性値

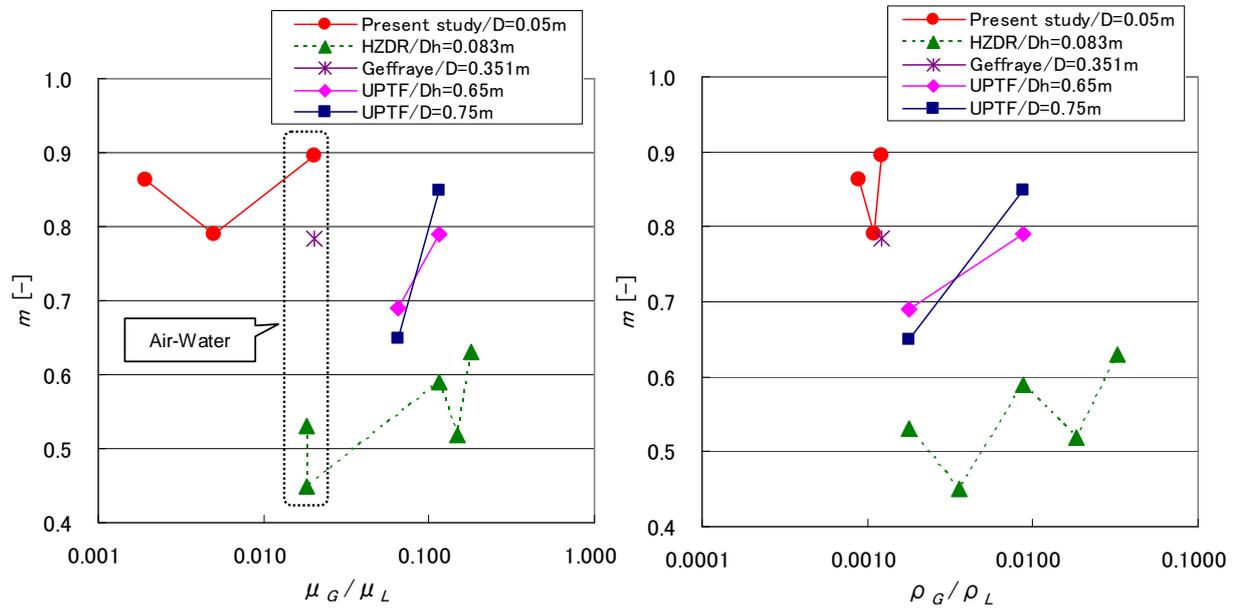
Fluids	Pressure P [MPa]	Gas		Liquid	
		ρ_G [kg/m ³]	μ_G [mPa s]	ρ_L [kg/m ³]	μ_L [mPa s]
Air-Water	0.1	1.209	0.01795	997	0.89
Air-GW 40wt%	0.1	1.209	0.01795	1098	3.61
Air-GW 60wt%	0.1	1.209	0.01795	1152	9.36
Air-Water	0.15	1.783	0.0182	998.2	1.00
Air-Water	0.3	3.568	0.0182	998.3	1.00
Steam-Water	0.3	1.650	0.0134	931.7	0.207
Steam-Water	1.5	7.593	0.0157	866.6	0.135
Steam-Water	3	15.00	0.0168	821.9	0.114
Steam-Water	5	25.39	0.0181	777.4	0.100

GW: glycerol-water solution, ρ : density, μ : viscosity, G : gas phase, L : liquid phase

図 5.19 に CCFL 定数の切片 C および勾配 m と気液の粘性比 μ_G/μ_L および密度比 ρ_G/ρ_L との関係を示す。 μ_G/μ_L もしくは ρ_G/ρ_L の増加に伴って CCFL が緩和される傾向が見受けられる。しかし、個々の実験における物性値の影響よりも実験ごとの相違の方が大きい。 μ_G/μ_L 、 ρ_G/ρ_L の影響を定量化することは困難であり、高温高压の蒸気・水系においては流体物性値の影響は実験データの相違の範囲内である。



(a) 切片 C



(b) 勾配 m

図 5.19 気液の粘性比および密度比の影響

CCFL 特性の測定値には実験装置固有の特性、実験方法や測定方法による特性および測定誤差が含まれる。高温高压の蒸気・水系の物性値が CCFL 特性に及ぼす影響は小さく、測定値に含まれるデータのバラツキの範囲内である。流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を定量評価するには、実験データの信頼性を向上する必要がある。

5.4.2 不確かさの幅の設定

ホットレグの CCFL 特性は $J_G^{*1/2}$ を $J_L^{*1/2}$ の 2 次関数で表すのが適切である。第 4 章では、0.3 MPa 以下の低圧条件では、ホットレグの CCFL 特性は Wallis パラメータで整理できることを示し、水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 0.3 \text{ MPa}$ に適用できる次の CCFL 相関式を導出した。

$$J_G^{*1/2} = 0.608 - 0.238J_L^{*1/2} - 1.28J_L^* \quad (4.1)$$

一方、前項で見たように、高温高压の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響は小さく、測定値に含まれるデータのバラツキの範囲内である。そこで、低圧条件 ($0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 0.3 \text{ MPa}$) の CCFL データを対象に、相関式(4.1)の不確かさの幅を設定した。対象としたデータは、1/15 スケール円形流路空気・水系実験[1]、HZDR 実験[3]、Geffraye らの実験[4]、UPTF 実験[5]の実験データおよび 4.3.2 項で実施した実機スケール ($D = 0.75 \text{ m}$) での数値計算データである。表 5.6 にこれらの実験(計算)条件を示す。なお、第 3 章で明らかにしたように、実機条件 ($D = 0.75 \text{ m}$) での CCFL 特性を評価する上で、水力等価直径が $D = 0.05 \text{ m}$ 未満のホットレグでのデータは対象外である。

表 5.6 実験(計算)条件

Authors	D_h	Fluids	Pressure
Minami et al. [1]	0.05 m	Air-Water	0.1 MPa
Vallée et al. [3]	0.083 m	Air-Water	0.15, 0.3 MPa
Geffraye et al.[4]	0.351 m	Air-Water	0.1 MPa
Mayinger et al.[5]	0.65 m, 0.75 m	Steam-Water	0.3 MPa
Present study (4.3.2) (Two-fluid simulations)	0.75 m	Air-Water & Steam-Water	0.1 MPa & 0.1, 0.3 MPa

D_h : Hydraulic diameter of cross section

図 5.20 に式(4.1)と表 5.6 の CCFL データを比較して示す。UPTF データでは、Wallis パラメータの代表長さとして $D = 0.75 \text{ m}$ およびフラッキングが生じる ECC 水注水管が存在する範囲での水力等価直径 $D_h = 0.65 \text{ m}$ を用いた双方のデータを示している。Ohnuki ら[6]による 1/30 縮尺の空気・水系実験結果を用いて ECC 水注水管がない実機ホットレグでの CCFL 特性を推定すると、 $D = 0.75 \text{ m}$ での CCFL 特性と $D_h = 0.65 \text{ m}$ での CCFL 特性との間になる。このことから、図 5.20 に示すように不確かさの幅を $\delta C = \pm 0.03$ に設定し、以下の相関式を得た。

$$J_G^{*1/2} = (0.608 \pm 0.03) - 0.238 J_L^{*1/2} - 1.28 J_L^* \quad (5.1)$$

以下では、式(5.1)を既存の相関式、高温高圧での実験データと比較する。

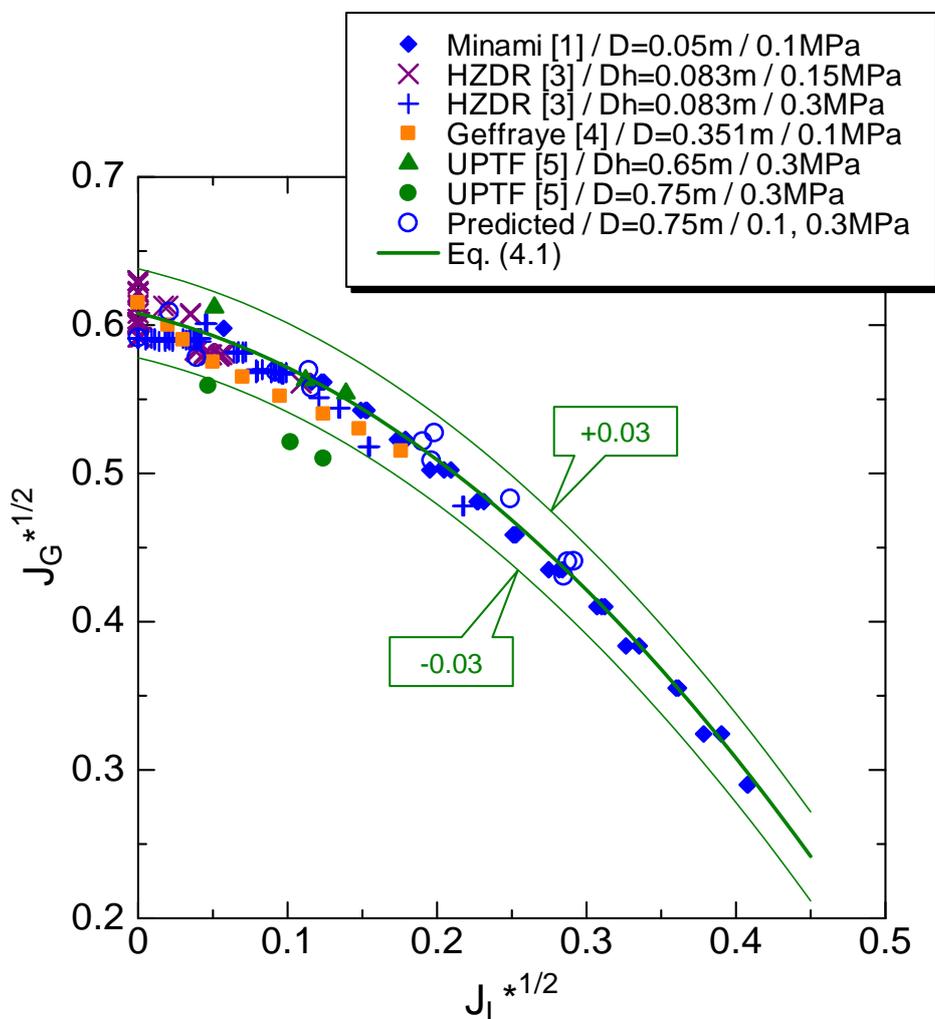


図 5.20 不確かさの幅の設定

5.4.3 既存の相関式および高圧実験データとの比較

PWR ホットレグを対象とする CCFL 相関式には、Lopez de Bertodano [7]による式(5.2)、Kim & No [8]による式(5.3)、Navarro [9]による式(5.4)がある。

$$\sqrt{J_G^*} + 0.798\sqrt{J_L^*} = 0.619 \quad (5.2)$$

$$\sqrt{J_G^*} + 0.614\sqrt{J_L^*} = 0.635 - 0.00254(L/D) = 0.613 \text{ (at } L/D = 8.5) \quad (5.3)$$

$$\sqrt{J_G^*} = 0.5963 - 0.2452\sqrt{J_L^*} - 1.17J_L^* \quad (5.4)$$

CCFL 相関式(5.1)を従来の相関式(5.2), (5.3), (5.4)と比較して図 5.21 に示す。Lopez de Bertodano による式は相関式(5.1)よりも CCFL が若干厳しい。本研究の相関式の方が実験データとよくあっている。Kim & No による式は相関式(5.1)の誤差 $\delta C = \pm 0.03$ の範囲内である。Navarro による式は本研究の相関式(5.1)と比べて高 J_G^* で制限が若干厳しい以外はほぼ一致している。Navarro [9]は、ホットレグを構成する水平管や傾斜部の長さ、傾斜部の角度を変化させた実験により、気液対向流制限に影響を及ぼす幾何形状の効果を評価し、上記の相関式を導出した。

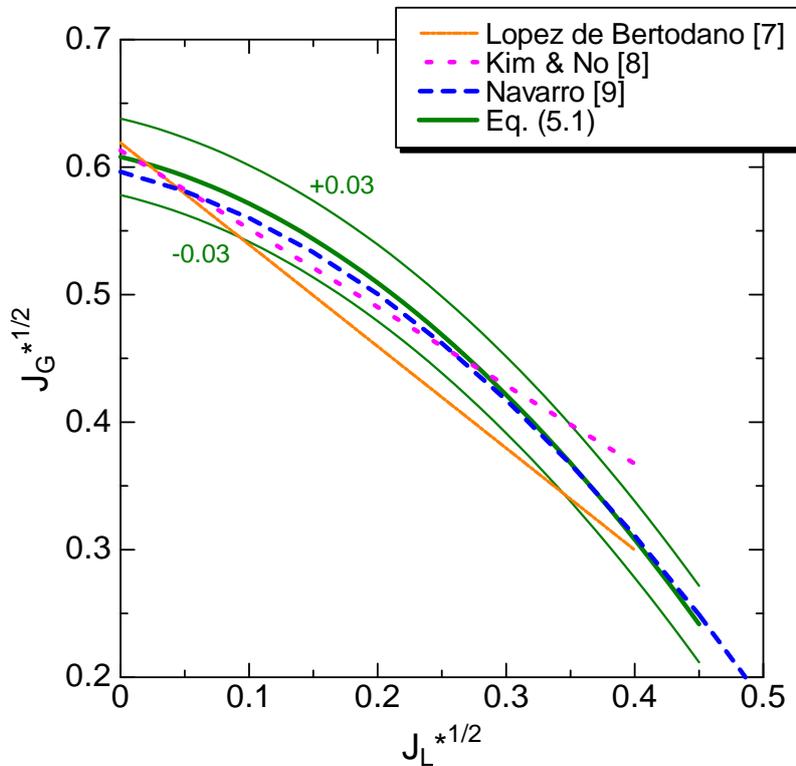


図 5.21 既存相関式との比較

しかし、スケールや流体物性値の影響は考慮されておらず、実機ホットレグへの適用性は明らかでない。本研究の相関式は、スケール、流体物性値の影響も考慮できている。さらに、実験データと比較して、Navarro の式よりも精度が良い。このことから、実機のホットレグ内気液対向流に対しては、本研究の相関式(5.1)を適用することが推奨される。

相関式(5.1)を UPTF データ[5]と比較して図 5.22 に示す。Ohnuki ら[6]の実験から推定して、ECC 注水管がない CCFL データは $D = 0.75 \text{ m}$ での CCFL 特性と $D_h = 0.65 \text{ m}$ での CCFL 特性との間にある。したがって、1.5 MPa の CCFL データは相関式(5.1)の誤差 $\delta C = \pm 0.03$ の範囲内にほぼ含まれている。

相関式(5.1)を HZDR データ[3]と比較して図 5.23 に示す。HZDR データは高 J_L^* でやや制限が緩和されているが、5MPa の高圧データまで相関式(5.1)の誤差 $\delta C = \pm 0.03$ の範囲内にほぼ含まれている。なお、図 5.23 (b) の破線内に示す高 J_G^* で J_L^* が大きい測定値は気相流量の増加過程におけるヒステリシスに起因するものであり、気相流量の減少過程における CCFL とはフラッディングの発生位置が異なる。実機条件では、このようなヒステリシスは生じないと考えられ、ホットレグ CCFL 特性として評価する場合にはこの領域の測定値は削除するのが妥当である。

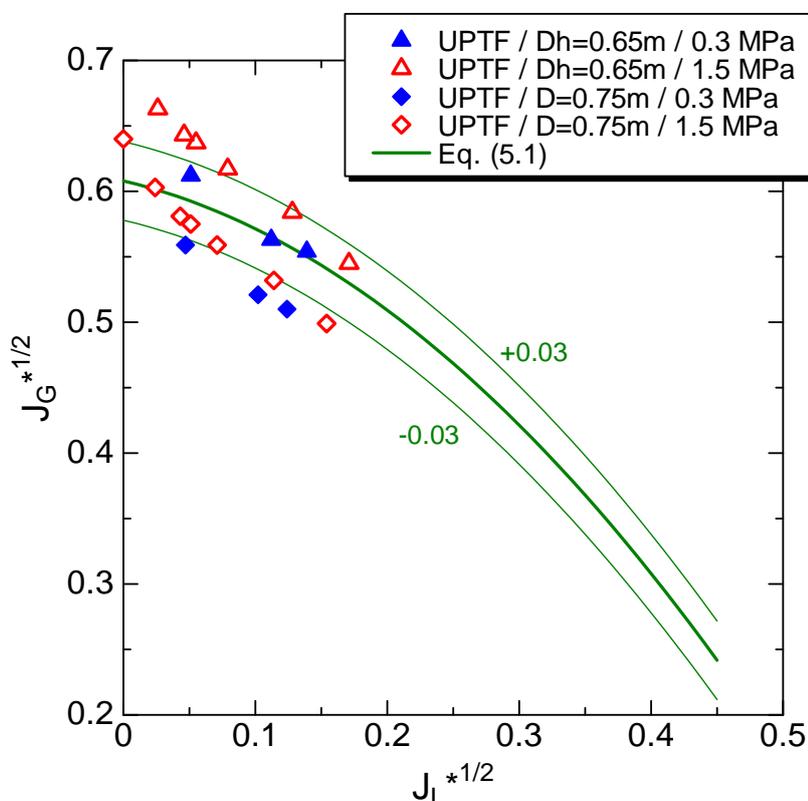
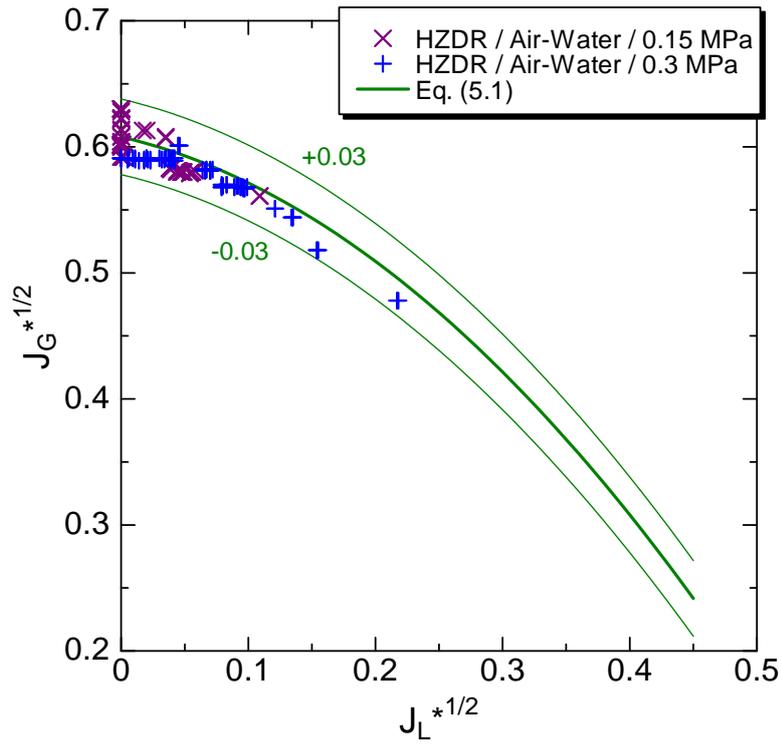
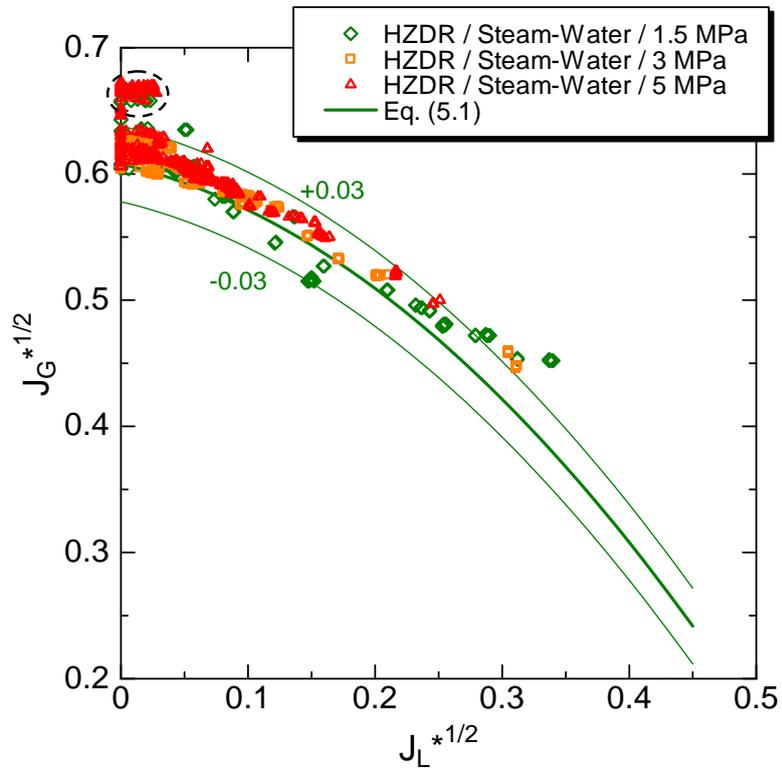


図 5.22 UPTF データとの比較



(a) 空気・水系



(b) 蒸気・水系

図 5.23 HZDR データとの比較

以上のように、5 MPa までの飽和蒸気・水系での流体物性値の影響は相関式の不確かさ $\delta C = \pm 0.03$ の範囲内である。CCFL 相関式(5.1)は水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 5 \text{ MPa}$ に対して適用可能である。

一方、小破断 LOCA 時高圧注入系不作動事象におけるリフラックス冷却時には、1 次系圧力は約 8 MPa となる。本章で導出した CCFL 相関式(5.1)の 8 MPa までの適用可能性については次章で検討する。

5.5 まとめ

本章では、高温高圧の蒸気・水系での流体物性値がホットレグでの CCFL 特性に及ぼす影響を評価するため、グリセリン水溶液を用いた対向流実験を行い、流動状態の観察と、CCFL 特性を測定した。また、二流体モデルによる数値計算を行い、流体の物性値がホットレグ内気液対向流に及ぼす影響を評価した。その結果、以下の結果を得た。

- (1) グリセリン水溶液を用いた実験から、表面張力が CCFL 特性に及ぼす影響は小さいことが明らかとなった。
- (2) グリセリン水溶液を用いた実験から、液相粘性は界面抗力にほとんど影響せず、CCFL 定数 C に顕著な影響を及ぼさないこと、一方、液相粘性が常温水の粘性より増加すると、壁面摩擦の増加により落下水が減少することが明らかとなった。
- (3) 数値計算から、液相粘性が常温水の粘性より減少しても CCFL 特性に顕著な影響を及ぼさないことが明らかとなった。
- (4) 高温高圧の蒸気・水系での流体物性値の影響は、実験データのバラツキの範囲内である。
- (5) 実験データのバラツキに基づき不確かさの幅を設定し、水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 5 \text{ MPa}$ に対して適用できる CCFL 相関式を導出した。

第5章の参考文献

- [1] Minami, N., Nishiwaki, D., Nariai, T., et al., “Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (I) Air-Water Tests for 1/15-Scale Model of a PWR Hot Leg,” *J. of Nuclear Science Technology* 47 [2], (2010), 142-148.
- [2] 南則敏：加圧水型原子炉のホットレグにおける気液対向流に関する研究, 神戸大学 学位論文, (2010).
- [3] Vallée, C., Seidel, T., Lucas, D., Beyer, M., Prasser, H.-M., Pietruske, H., Schütz, P. and Carl, H., “Counter-current Flow Limitation Experiments in a Model of the Hot Leg of a Pressurized Water Reactor – Comparisons Between Low Pressure Air/Water Experiments and High Pressure Steam/Water Experiments”, *The 13th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* (NURETH-13), N13P1107, Kanazawa, Japan, Sept. 27- Oct. 2, (2009).
- [4] Geffraye, G., Bazin, P., Pichon, P. et al., “CCFL in hot legs and steam generators and its prediction with the CATHARE code,” *Proceedings of the 7th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* (NURETH-7), Saratoga Springs (NY), USA, Sept. 10-15, (1995), 815-826.
- [5] Mayinger, F., Weiss, P. and Wolfert, K., “Two-phase flow phenomena in full-scale reactor geometry,” *Nuclear Engineering and Design*, 145, (1993), 47-61.
- [6] Ohnuki, A., Adachi, H. and Murao, Y., “Scale Effects on Countercurrent Gas-Liquid Flow in a Horizontal Tube Connected to an Inclined Riser,” *Nuclear Engineering and Design*, 107, (1988), 283-294.
- [7] Lopez de Bertodano, M., “Counter-current gas-liquid flow in a pressurized water reactor hot leg,” *Nuclear Science and Engineering*, 117, (1994), 126-133.
- [8] Kim, H. Y., No, H. C., “Assessment of RELAP5/MOD3.2.2 γ against flooding database in horizontal-to-inclined pipes,” *Annals of Nuclear Energy*, 29, (2002), 835-850.
- [9] Navarro, M. A., “Study of countercurrent flow limitation in a horizontal pipe connected to an inclined one,” *Nuclear Engineering and Design* 235, (2005), 1139-1148.

第 6 章 VOF 法による流体物性値の影響評価

6.1 はじめに

これまで本論文では、二流体モデルと気液界面抗力相関式(C_{DA})(式(2.11)~(2.15)の組合せ)を用いて、ホットレグの形状やスケールおよび流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を評価した。

一方、二流体モデルの他に二相流の代表的な解析手法として界面追跡法の一つである VOF(volume of fluid)法がある。ホットレグでの気液対向流は、エルボ部と傾斜部の噴霧流や液相への気泡群の巻き込みを除いて気液界面が明確な分離流であり、数値計算には VOF 法も役立つと考えられる。また、VOF 法は対向流計算の精度に影響する気液界面抗力相関式が不要であり、流体物性値の影響評価に当たって相関式の不確かさを伴わない利点がある。

本章では、VOF 法を用いて、ホットレグでの CCFL 特性に及ぼす流体物性値の影響を評価する。はじめに、FLUENT の VOF 法について基礎方程式を整理する。次いで、1/5 スケール矩形流路を対象に数値計算を行い、気液対向流計算への VOF 法の適用性を検証するとともに、流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を VOF 法で適切に評価できるか否かを検討する。最後に、実機条件(管直径 $D = 0.75$ m、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$)での気液対向流を対象に VOF 法を用いて数値計算を行い、高温高压の蒸気・水系の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を定量的に評価する。

6.2 VOF 法の基礎方程式

VOF(volume of fluid)法は界面追跡法の一つであり、気液界面を追跡しながら気相と液相の質量保存式と運動量保存式を解いて気相と液相の速度および気液界面位置を求める。計算要素を小さくすれば気泡・液滴・気液界面などの挙動を詳細に評価できる。また、対向流計算の精度に影響する気液界面抗力の相関式が不要という利点がある。本節では、FLUENT 6.3.26 [1] の VOF 法について基礎方程式の概要をまとめる。

VOF 法は 1 流体近似に基づくモデルであり、質量保存式および運動量保存式を 1 組のみ解く。界面付近の密度や粘性係数等の物性値は、各相体積で重み付けしたものを使用する。

質量保存式

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_m + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m) = 0 \quad (6.1)$$

運動量保存式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \mathbf{u}_m) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m \mathbf{u}_m) = -\nabla P + \nabla \cdot \mu_m (\nabla \mathbf{u}_m + \nabla \mathbf{u}_m^T) + \rho_m \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (6.2)$$

ここで、 t は時間、 ρ_m は平均密度、 \mathbf{u}_m は気液共通の速度、 P は圧力、 μ_m は平均粘性係数、 \mathbf{F} は表面張力による力である。平均密度 ρ_m は各相の体積分率 α_p , α_q を用いた荷重平均として次式で定義される。

$$\rho_m = \alpha_p \rho_p + \alpha_q \rho_q \quad (6.3)$$

FLUENT では平均粘性係数 μ_m も各相の体積分率を用いた荷重平均として定義される。このように、VOF 法は流れ場の計算としては単相と同じであり、場所(体積分率の分布)によって、物性値が異なる流れを解いている。各相の位置は計算結果として得られる体積分率の分布より判断され、体積分率は次の輸送方程式から得られる。

体積分率輸送方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_q + \nabla \cdot (\alpha_q \mathbf{u}_q) = 0 \quad (6.4)$$

体積分率輸送方程式は p 相については解かれず、 p 相の体積分率は $\alpha_p + \alpha_q = 1$ の関係から計算される。

体積分率の分布から気液界面位置が決まるため、VOF 法では体積分率輸送方程式を精度よく解くことが重要となる。このため体積分率輸送方程式の離散化法として、高精度な手法が用いられる。FLUENT 6.3.26 では、界面の勾配と高さを考慮する PLIC(Piecewise Linear Interface Calculation) 系統の計算手法である Geo-Reconstruction 法がデフォルトとして用いられている。

この手法の概念を図 6.1 に示す。この方法では二つの流体間の界面を区分線形状で表現する。界面を含む計算格子から隣接する計算格子への輸送計算において界面勾配を保つよう体積分率が計算される。FLUENT ではこの方法が界面の再現性が最も良い。本論文では体積分率輸送方程式の離散化法としてこの Geo-Reconstruction 法を用いる。

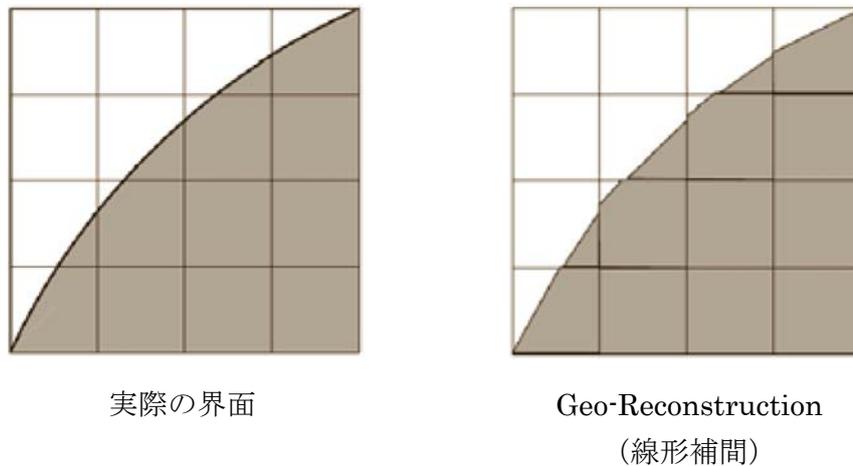


図 6.1 VOF 界面の解析手法[1]

6.3 液相粘性が矩形流路内 CCFL 特性に及ぼす影響に関する実験

本節では、流動状態の観察・判別が容易で、数値計算手法の検証が行いやすい矩形流路ホットレグ実験装置[2],[3]を用いて液相の粘性を変化させた対向流実験を行う。液相にはグリセリン水溶液 40 wt%と 60 wt%水溶液を使用し、流動状態の観察と CCFL 特性の測定を行う。結果を空気・水系実験のデータと比較し液相粘性が CCFL 特性に及ぼす影響を評価する。本節の結果は、次節において、VOF 法の気液対向流計算への適用性、流体物性値の影響評価への適用性の検証のために用いる。

6.3.1 実験方法

(A) 実験装置

実験装置には、空気・水系実験(1.3.3)[2],[3]で使用した 1/5 スケール矩形流路ホットレグを用いる。図 6.2, 6.3 に矩形流路装置の全体構成と各部の寸法を示す。矩形流路装置のホットレグ部の高さ 150 mm は実機内径の約 1/5、幅は 10 mm であり、長さは実機の約 1/5 である。流動状態観察のため上部タンク・ホットレグ・下部タンクはアクリル製である。気相は下部タンクのホットレグ対面から、液相は上部タンクの底から供給されホットレグ内で気液対向流が形成される。

(B) 流体の物性値

実験は 1/15 スケール円形流路での実験(5.2)と同様の方法で行った。室温・大気圧で実施し、気相には常温常圧の空気、液相にはグリセリン水溶液を使用した。グリセリン水溶液の濃度は 40 wt%および 60 wt%とした。液相に用いたグリセリン水溶液の温度 T [°C]、密度 ρ [kg/m³]、粘性係数 μ [mPa s]および表面張力 σ [N/m]を水と比較して表 6.1 に示す。温度、密度、粘性および表面張力はそれぞれ digital thermometer (SN300, NETSUKEN, Ltd.), densimeter (JIS B7525, Ando Keiki, Ltd.), rheometer (Physica MCR 301, Anton Paar mbH) および capillary tubes (glass tube, 1.02 mm i.d.)を用いて 5 回以上測定し、測定誤差は 95%信頼度でそれぞれ±2.0、±0.3、±7.1 および±2.1%以内である。グリセリン 40wt%水溶液および 60wt%水溶液の粘性係数はそれぞれ常温水の 4.1 倍および 10.5 倍である。表面張力は 40wt%水溶液と 60wt%水溶液とで大きな差はない。

表 6.1 使用流体の物性値

Fluids (Liquid phase)	T [°C]	ρ [kg/m ³]	μ [mPa s]	σ [N/m]
Water	25.0	997	0.89	0.0735
GW 40 wt%	24.0	1098	3.61	0.0466
GW 60 wt%	23.0	1152	9.36	0.0437

GW: glycerol-water solution, ρ : density, μ : viscosity, σ : surface tension

(C) 計測項目

矩形流路ホットレグに対して、流動状態の観察および CCFL 特性の測定を行った。実験方法は空気・水系対向流実験(1.3.3)と同様である。

流動状態 上部タンクへの液供給量 J_{Lin} 一定のもとで気相体積流束 J_G を変化させ、流動様式の変化を観察した。 J_G を 0.05 m/s 増加させて 5 分間放置し、流動様式が遷移するまで J_G を増加させた。流動様式遷移時の J_G にはばらつきがあるため、5 回の計測値の平均値を流動様式の遷移条件とした。また、ヒステリシスの影響を調べるため、気相体積流束を 0 m/s から落下液が完全に制限される値まで増加させた後、減少させた。各相流量は $J_{Lin} = 0.01\sim 0.17$ m/s、 $J_G = 0\sim 10.7$ m/s の範囲とした。流動様式の撮影には高速度ビデオカメラ (Redlake, HS-1) を用いた。

CCFL 特性 流動状態の観察と同様に、液供給量 J_{Lin} 一定の状態での気相体積流

束 J_G をパラメータとして変化させ、準定常となったと判断した時点で液相体積流束 J_L を求めた。落下液量 Q_L は下部タンク内の液位の上昇速度から求めた。なお、試験装置内へ空気を供給している場合においても Q_L の測定誤差は $\pm 3\%$ 以内であることを確認している。各相流量は $J_{Lin} = 0.06 \sim 0.17$ m/s、 $J_G = 3.73 \sim 9.60$ m/s の範囲とした。流動様式観察の際と同様に、ヒステリシスの影響を調べるため、 J_G 増加時と J_G 減少時でそれぞれ CCFL 特性を測定した。

6.3.2 実験結果

(A) 流動状態

ホットレグ水平部の流動様式は、層状流、波状流、波状噴霧流、振動流に分類できた。グリセリン水溶液では層状流において水と異なる挙動が観察された。水では全ての層状流において、図 6.4 に示すように水平部で跳水が生じた[2]。一方、グリセリン水溶液では 40wt% と 60wt% の全ての層状流において、図 6.5 に示すようにエルボで跳水が生じ水平部での液位が滑らかになった。これは液相粘性が高く、落下液がエルボ部で減速されることによる。また、グリセリン水溶液 60wt% を用いた場合、波状噴霧流状態から J_G を減少させると、ホットレグ内で界面の位置が振動を繰り返す振動流がみられた。

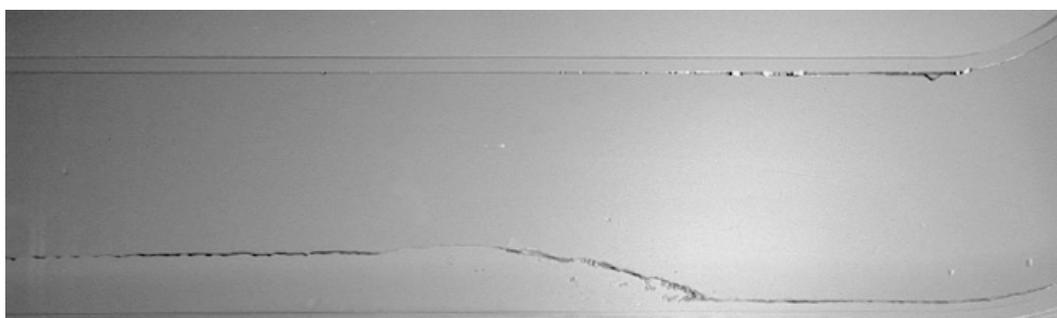


図 6.4 層状流(水, $J_G = 4.3$ m/s, $J_{Lin} = 0.06$ m/s)



図 6.5 層状流(グリセリン水溶液 60 wt%, $J_G = 4.3$ m/s, $J_{Lin} = 0.06$ m/s)

水、グリセリン 40wt%水溶液および 60wt%水溶液における流動様式線図を図 6.6~6.8 に示す。

J_G 増加過程では、層状流から波状流への遷移境界が水とグリセリン水溶液とで傾向が異なっている。グリセリン水溶液では、図 6.5 に示したように水平部に跳水がなく、液供給量 J_{Lin} による跳水位置の変化がないため、エルボ部で発生した跳水が揺らいで波の形成を助長する。この結果、低 J_{Lin} では層状流から波状流に遷移する J_G が水の場合より低下している。一方、波状流から波状噴霧流への遷移境界は、水の場合と顕著な相違はない。これは、液相粘性は気液界面抗力に大きな影響を及ぼさないことを示している。

J_G 減少過程では、高 J_{Lin} において、波状噴霧流から波状流への遷移境界が、波状流から波状噴霧流への遷移境界(J_G 増加過程)より低 J_G 側に移動した。これは、液相粘性の増加により壁面摩擦が増加して落下液量が減少したことによる。低 J_{Lin} では、波状流から層状流への遷移境界は、層状流から波状流への遷移境界(J_G 増加過程)とほぼ一致している。高 J_{Lin} では、低 J_G まで波状噴霧流が維持され、グリセリン 60wt%水溶液では $J_G \doteq 0.16\text{m/s}$ で振動流に遷移した。

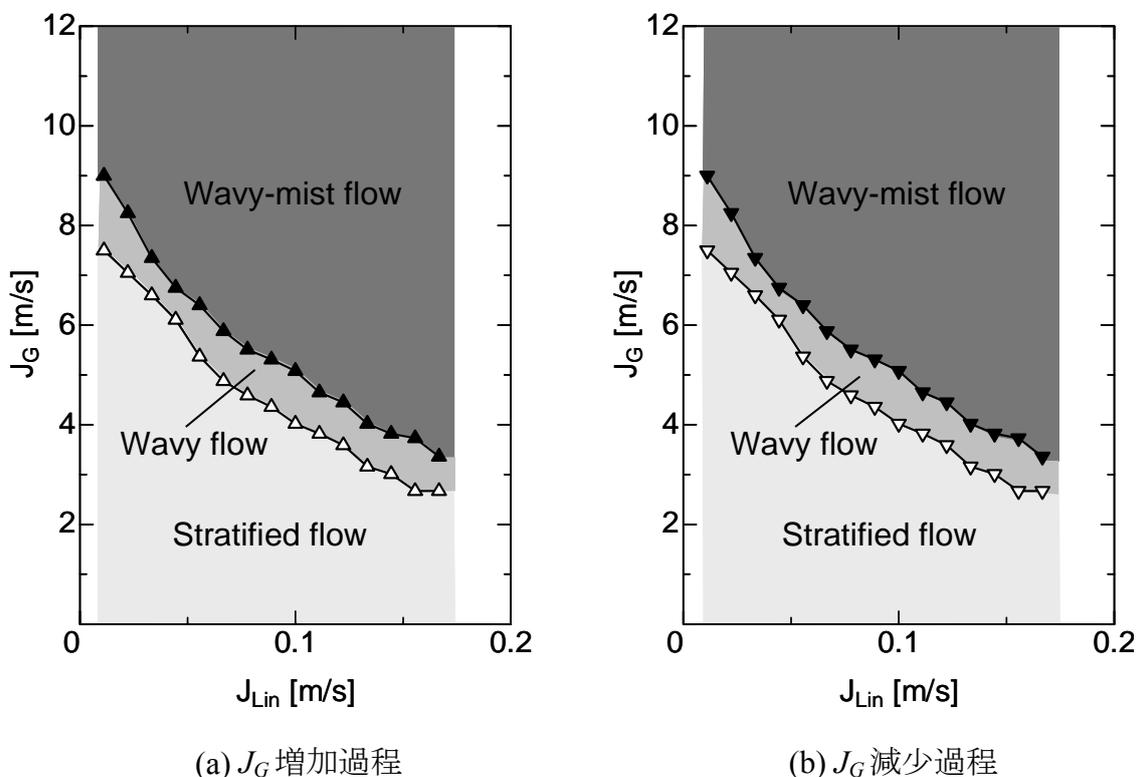
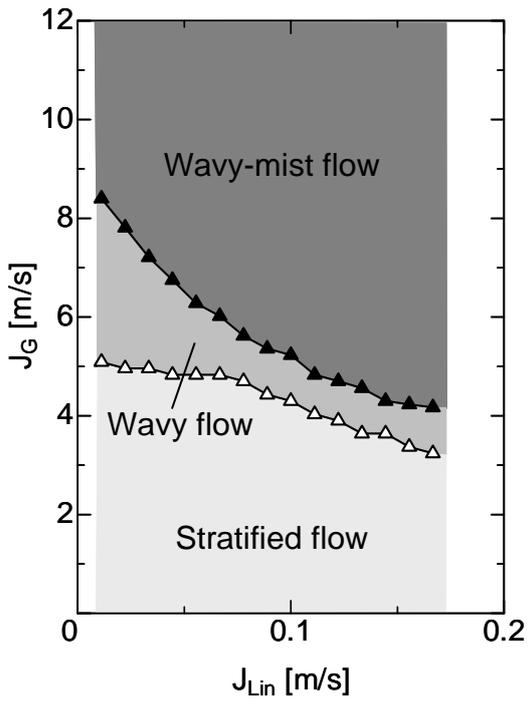
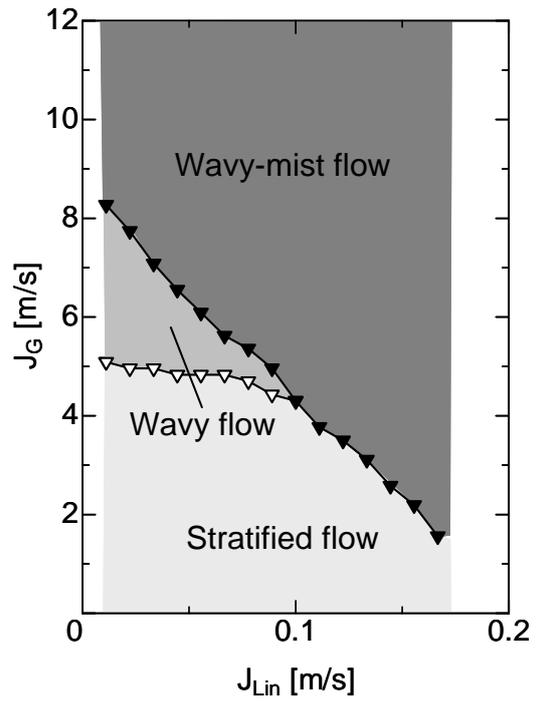


図 6.6 水平部の流動様式(水)[2]

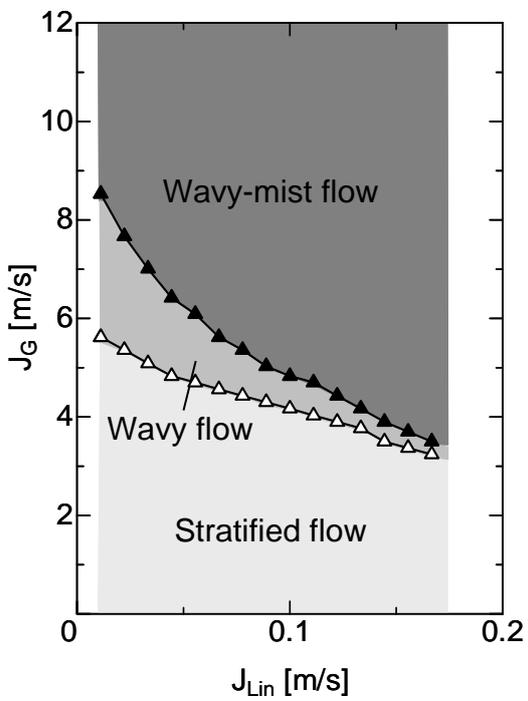


(a) J_G 増加過程

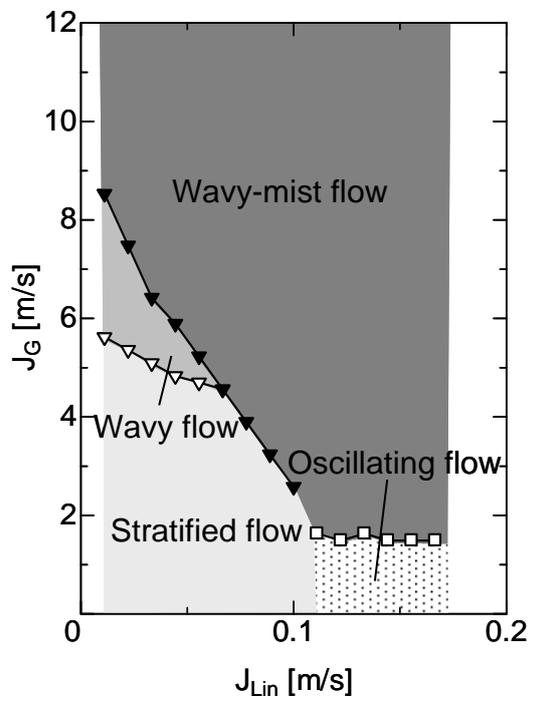


(b) J_G 減少過程

図 6.7 水平部の流動様式(グリセリン 40wt%水溶液)



(a) J_G 増加過程



(b) J_G 減少過程

図 6.8 水平部の流動様式(グリセリン 60wt%水溶液)

(B) CCFL 特性

水、グリセリン 40wt%水溶液および 60wt%水溶液の CCFL 特性の比較を図 6.9 に示す。液供給量 J_{Lin} は 0.06, 0.11, 0.17 m/s である。低 J_L 、高 J_G では液相粘性の影響は小さい。この結果は、CCFL 状態では波が高いため壁面摩擦力よりも気液界面での形状抗力が支配的になること、界面抗力が液相粘性に殆んど依存しないことによるものと考えられる。 J_G が低下するに従いグリセリン濃度の影響が顕著になっている。式(1.2)で表される Wallis パラメータには、密度差による重力の影響は考慮されている。また、グリセリン 40wt%水溶液と 60wt%水溶液では表 6.1 に示したように表面張力にほとんど差がないことから、低 J_G における CCFL 特性の差異は液相粘性によるものと考えられる。 J_L が大きくなるにつれ液相粘性の影響が大きくなるのは、液相流速増加により壁面摩擦の影響が大きくなるためである。

矩形流路ホットレグにおけるグリセリン濃度の CCFL 特性に対する影響は、円形流路ホットレグにおける CCFL 特性(図 5.10 参照)と定性的に同様である。矩形流路の CCFL 特性の方が液相粘性の影響が顕著であるのは、矩形流路の方が液相と壁面との接触面積が大きく壁面摩擦の影響を大きく受けるためである。

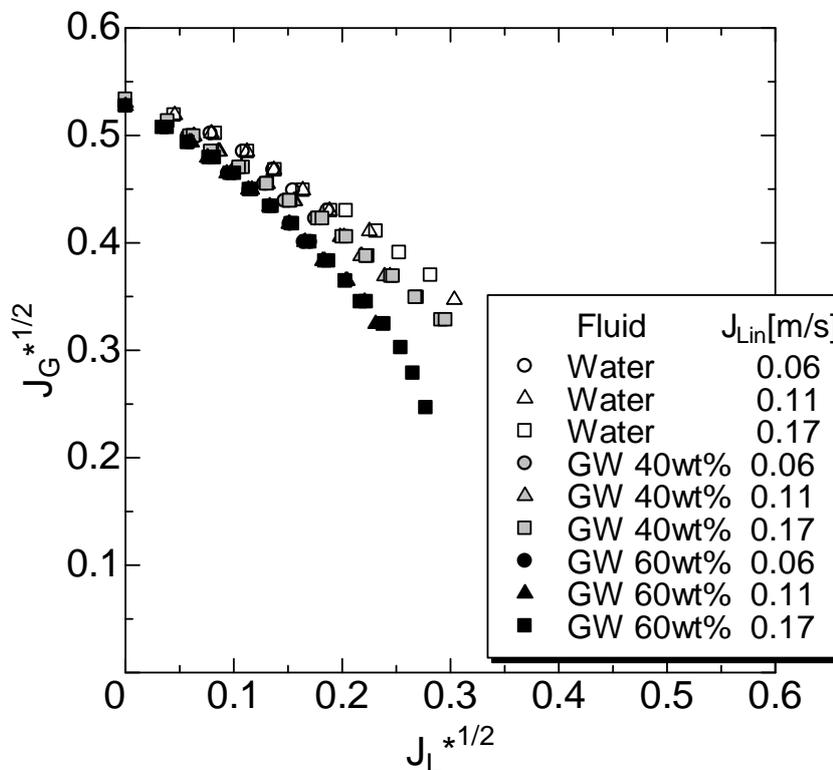


図 6.9 矩形流路ホットレグでの CCFL 特性

6.4 VOF 法による矩形流路解析

南ら[3],[4]は、1/5 スケール矩形流路での空気・水系実験(1.3.3)を対象に、FLUENT の二流体モデルと界面抗力係数(C_{DAi})(式(2.11)~(2.15)の組合せ)を用いて数値計算を行い流動様式と CCFL 特性を計算した。本節では、同じ空気・水系実験を対象に VOF 法による数値計算を行い、二流体モデルによる計算と比較して、CCFL 特性を良好に再現できるか確認する。次いで、液相粘性が常温水の約 10 倍になる空気・グリセリン 60 wt%水溶液系実験を対象に VOF 法による数値計算を行い、実験による液相粘性の影響を VOF 法で妥当に評価できるか否かを確認する。さらに、液相粘性が常温水の約 0.1 倍になる 5 MPa の蒸気・水系を対象に VOF 法による数値計算を行い、高温高压条件下の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を VOF 法で妥当に評価できるか否かを検討する。

6.4.1 計算方法

計算には、FLUENT 6.3.26 [1]に組み込まれている VOF 法を使用する。計算方法は、二相流モデルを除いて、基本的に二流体モデルによる計算と同様とした。乱流モデルに標準 k - ϵ モデルを使用し、壁面には標準壁関数を適用した。運動量、体積率、乱流エネルギー、散逸率計算の離散化法には計算の安定性を優先して、1 次精度風上差分を使用した。また、界面追跡法には界面の勾配を考慮する Geo-reconstruct 法を用いた。なお、表面張力は考慮していない。表面張力を用いると圧力反復計算の収束に要する回数が多くなるが CCFL の計算結果には影響しない。

(A) 計算メッシュ

計算メッシュは二流体モデルによる計算[3],[4]と同じメッシュを用いた。本実験体系に対する計算メッシュを図 6.10 に示す。ホットレグ両端での流動状態を含めて計算するため、下部タンク・ホットレグ・上部タンクを計算範囲としている。下部タンクと上部タンクの幅は実験装置と等しい。計算セルの総数は約 14 万である。

空気は下部タンクのホットレグ対面の空気供給口から一様速度分布で供給し、ホットレグを通り上部タンクへ流れる。水は上部タンクの底面から一様速度分布で供給し、ホットレグを通過し下部タンクへ流れる。ホットレグで気液対向流を形成し、CCFL 発生条件では、供給水の一部が上部タンクへオーバーフローし、空気とともに気液流出口から流出する。気液流出口は圧力一定境界とした。

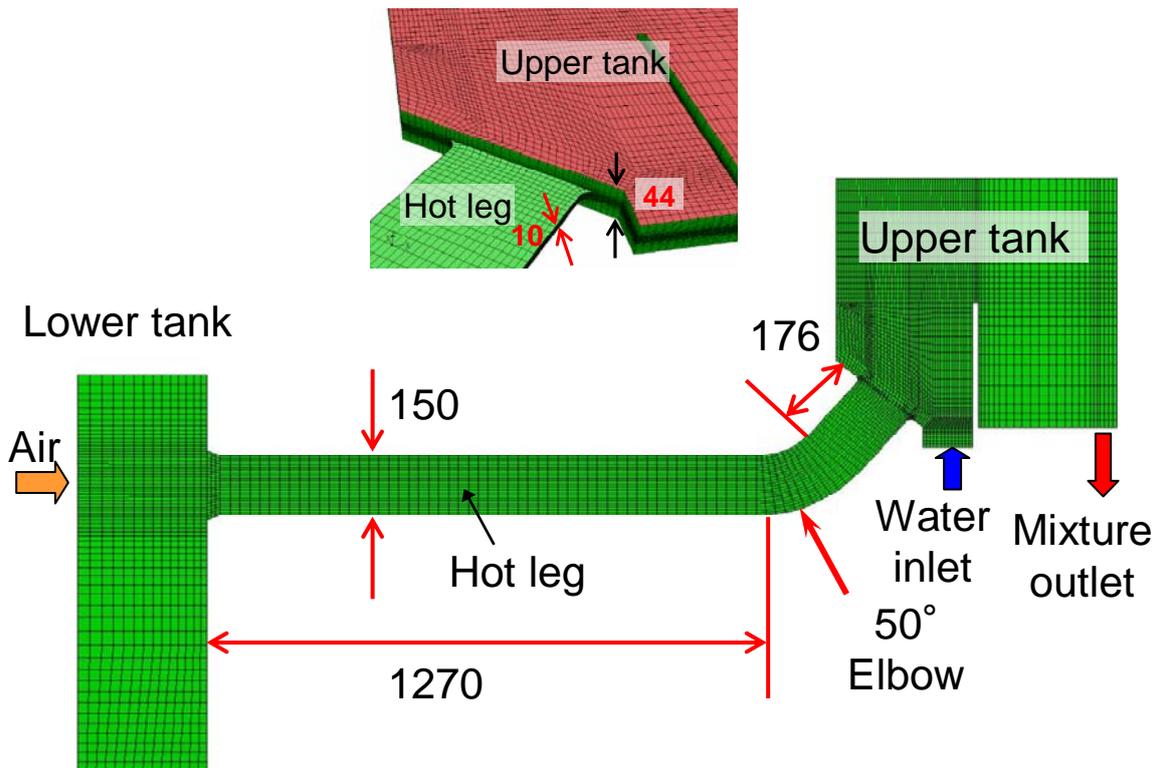


図 6.10 計算メッシュ(単位：mm)

計算は非定常で行い、時間ステップは1~2 msとした。VOF法による計算は二流体モデルより速くVOF法の計算時間は二流体モデルの約50%~60%に短縮されたが、条件によっては計算が不安定となるため緩和係数を調整し、時間ステップを二流体モデルの1/2にした。

空気の流れに対向してホットレグを經由して下部タンクに流入する水量 Q_L は、下部タンク内の水量の増加率が準定常に達した後の時間平均値として求めた。水供給量 J_{Lm} と空気供給量 J_G を一定にして計算し、流動様式とホットレグ内水位およびCCFL特性を求めた。

(B) 計算条件

計算条件を表6.2に示す。また、計算に用いた流体の物性値を表6.3に示す。液相にグリセリン水溶液を用いた計算では、表6.1に示した実験と同様の物性値を用いた。一方、高温高温条件下では水の粘性が大きく低下する。高温高压条件下でのCCFL特性を推定するため、5 MPa飽和状態の蒸気・水系のCCFL特性を計算した。5 MPa飽和水の粘性は常温水の約1/10であり、5 MPa飽和蒸気の密度は常温空気の約21倍となる。常温常圧の空気・水系と5MPaの蒸気・水系

での液相粘性(1 : 0.1)と気相密度(1 : 21)の影響を分離するために、常温常圧の空気と 5 MPa の飽和水の仮想的組合せでの計算も行った。

表 6.2 計算条件

Two-phase model	Phase		Fluid velocity	
	Gas	Liquid	J_{Lin} [m]	J_G [m]
VOF	Air at 0.1 MPa	Water at 0.1 MPa	0.11	6, 7.5, 9
	Air at 0.1 MPa	GW 60wt% at 0.1 MPa	0.11	6, 7.5, 9
	Air at 0.1 MPa	Water at 5 MPa	0.11	6, 7.5, 8.5, 9
	Steam at 5 MPa	Water at 5 MPa	0.11	1, 1.5, 1.75

GW: glycerol-water solution, J_{Lin} : supplied liquid volumetric flux, J_G : supplied gas volumetric flux

表 6.3 流体物性値

Fluids	Pressure P [MPa]	Gas		Liquid	
		ρ_G [kg/m ³]	μ_G [mPa s]	ρ_L [kg/m ³]	μ_L [mPa s]
Air-Water	0.1	1.209	0.01795	997	0.89
Air-GW 60wt%	0.1	1.209	0.01795	1152	9.36
Steam-Water	5	25.39	0.01813	777.98	0.10

GW: glycerol-water solution, ρ : density, μ : viscosity, G : gas phase, L : liquid phase

6.4.2 空気・水系実験に対する計算結果

(A) 流動状態

流動状態の計算では、主として CCFL 状態の再現を目的とした。気相流入部とエルボ部での流動状態の VOF 法による計算結果を観察結果[2],[3]および二流体モデルによる計算結果[3],[4]と比較して図 6.11 に示す。CCFL 状態では気相流入部で波が発生してエルボ近傍でロールウェイブに成長し、波頭から液滴群が発生し、落下液に気泡群が巻き込まれ、気泡群を含む落下液はエルボ部でロールウェイブに巻き込まれて傾斜部を吹き上げる。二流体モデルによる流動様式と比較して顕著な相違はないが、VOF 法の方が実験で見られた気液界面の変動や落下水への気泡の巻き込みが鮮明である。CCFL 状態では、気相流量減少に伴ってホットレグ水平部の水深が深くなり、落下水流量が増加することが VOF 法によっても計算できている。



(a) 観察結果($J_G = 8 \text{ m/s}$, $J_{Lin} = 0.033 \text{ m/s}$)[2]

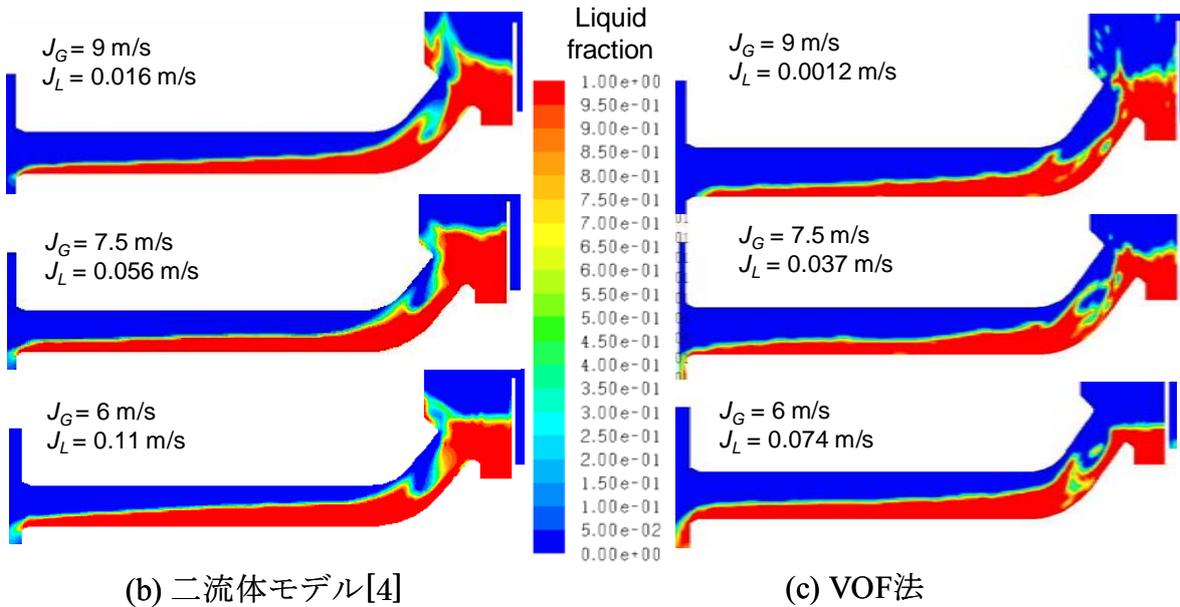


図 6.11 流動状態(空気・水系)

(B) 水位分布

VOF 法によりホットレグ内の水位を計算し、実験での測定結果[2],[3]と比較した。実験では、図 6.12 に示す No.1~No.7 の 7 地点で 2 線電極プローブにより水位が計測された。VOF 法による計算でも、実験と同じ 7 地点で水位を計算した。計算では水位を液相体積分率が 0.5 の位置として定義した。各地点において、水位の時系列を計算し 20 秒間の累積存在確率が 0.5 となる位置を平均水位とした。

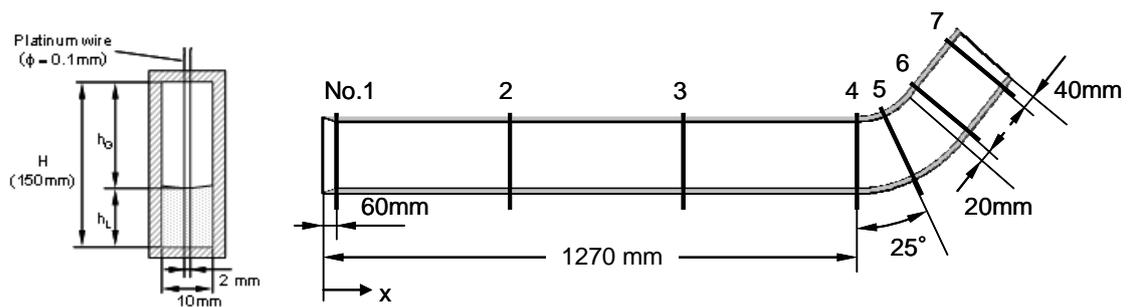


図 6.12 水位測定位置

図 6.13 に、供給水量 $J_{Lin} = 0.11 \text{ m/s}$ 、供給空気量 $J_G = 3.0 \text{ m/s}$, 6.0 m/s の場合の計算値と測定値の比較を示す。 $J_G = 3.0 \text{ m/s}$ ではホットレグ全体で層状流であり、供給水は傾斜部で重力により加速され、水位は水平部エルボ側で最も低くなっている。その後、水平部で壁面摩擦により減速され、跳水が発生している。平均水位の計算値は実験値とよく一致している。一方、 $J_G = 6.0 \text{ m/s}$ では、水平部のエルボ付近で落下水が制限され、水平部では波状流、エルボから傾斜管では波状噴霧流になる。CCFL 状態では水位変動が大きいため、実験は 50 秒間の時間平均値、計算は 20 秒間の時間平均値である。水位は水平部のエルボ付近で最も高くなり、下部タンクに向かって低下している。平均水位の計算結果は水平部中央で測定値よりもやや高めとなったが、全般的に良い一致が得られた。

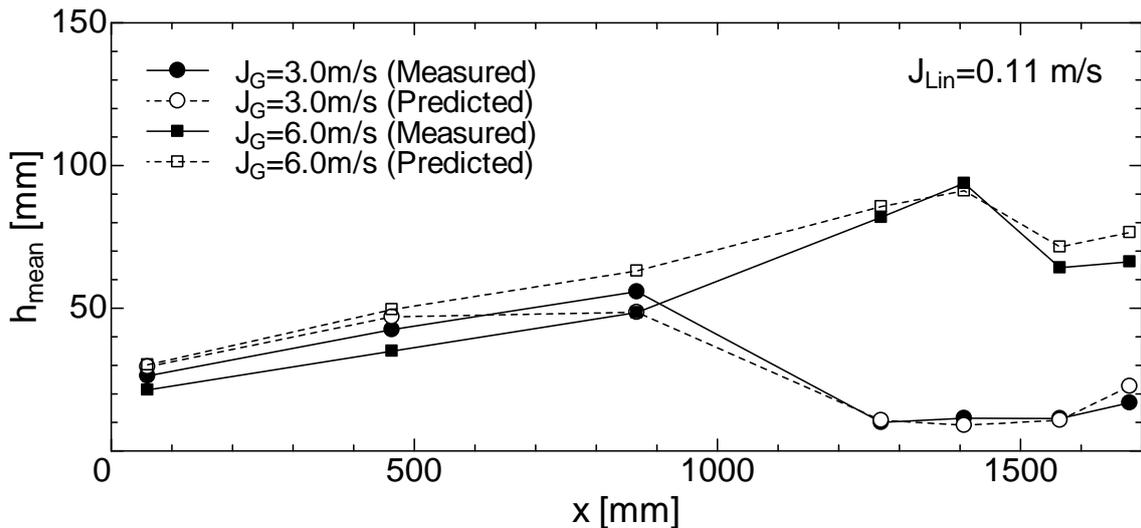


図 6.13 時間平均水位の分布($J_{Lin} = 0.11 \text{ m/s}$, 水)

(C) CCFL 特性

CCFL 特性の計算では、実験と同様、下部タンク内の水量変化から落下水流量を求めた。下部タンクへの落下水流量および落下水流量の時間変化を図 6.14 および図 6.15 に示す。供給水量 J_{Lin} は 0.11 m/s、供給空気量 J_G は 6, 7.5, 9 m/s である。計算の時間ステップ 1~2 ms ごとの流量を示しているため大きく変動している。落下水流量の時間変動は VOF 法の方が二流体モデルよりも小さい。長周期(数秒)の変動はホットレグ内の水量と水位分布の変動によるものである。VOF 法では $J_G = 9$ m/s で液相の下部タンクへの落下が間欠的となった。

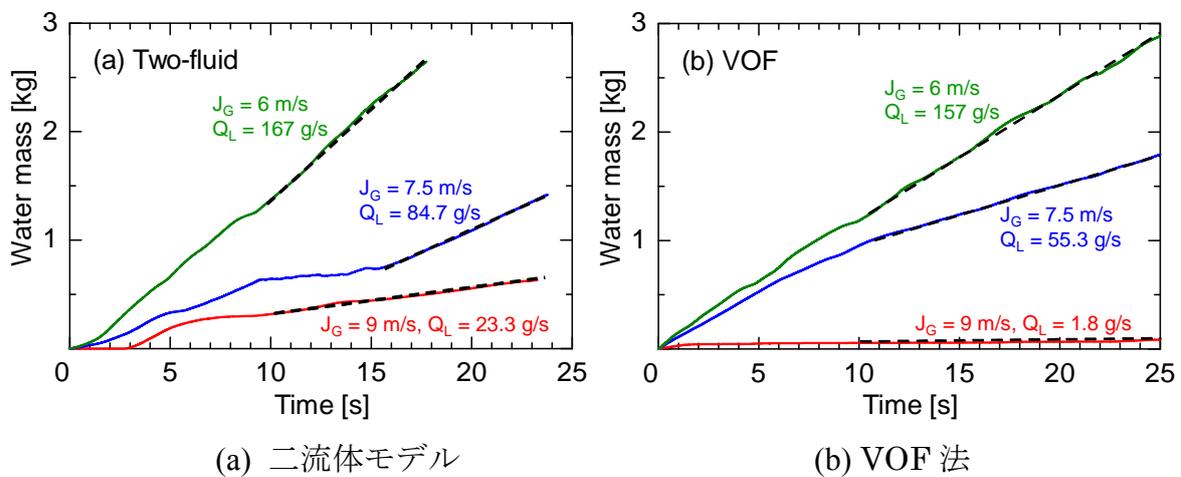


図 6.14 落下水量(空気・水系)

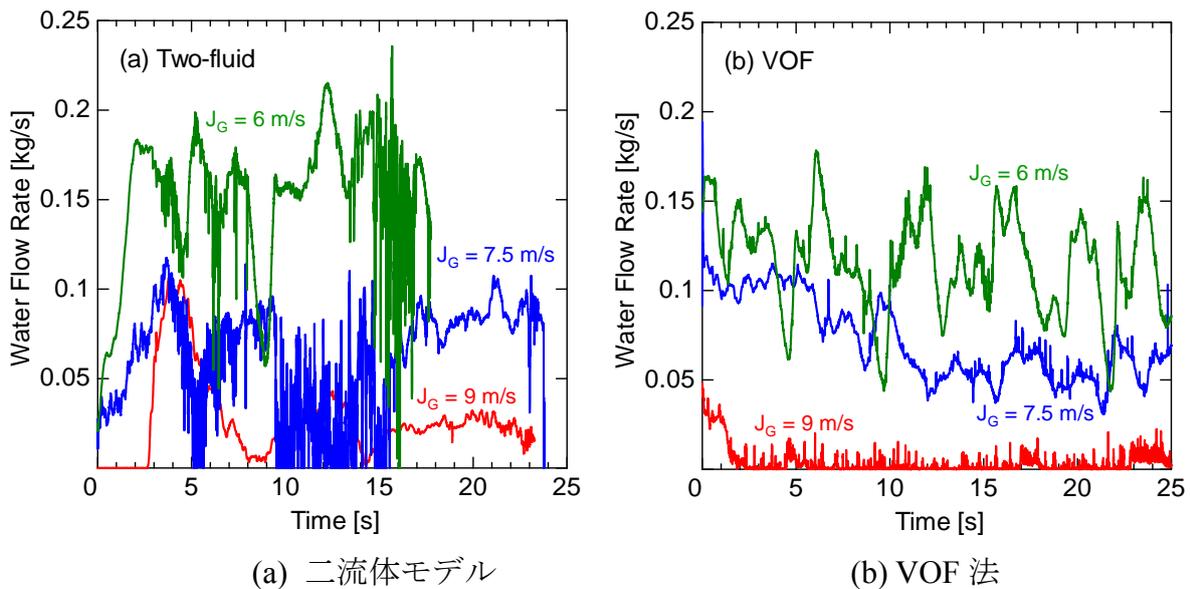


図 6.15 落下水流量(空気・水系)

落下水流量には計算条件変更後の過渡変化や大きな変動を含むため、CCFL 特性の評価には 10 秒以降の落下水流量増加率から時間平均流量を求めて使用した。図 6.14 に示したように、時間ステップごとの落下水流量の変動は大きいですが、時間平均の水量増加率と CCFL 特性評価への影響は小さい。

図 6.16 に、CCFL 特性の計算結果を測定値および二流体モデルによる計算値と比較して示す。ここで、式(1.1)で定義される Wallis パラメータの代表長さには流路の高さ $H = 0.15 \text{ m}$ を使用している。VOF 法と二流体モデルの計算結果に大きな相違はなく、VOF 法による計算結果は、平均的には CCFL 測定値とほぼ一致している。VOF 法による計算結果を詳細にみると、 $J_L \sim 0 \text{ m/s}$ となる J_G を若干過小評価し、その他の J_L で J_G を若干過大評価している。これは、気液界面抗力を過大評価し、液相の壁面摩擦力を過小評価したことに相当する。

以上のように、VOF 法による計算は、1/5 スケール矩形流路での空気・水系実験に対し、流動状態、水位分布、CCFL 特性を良好に再現することがわかる。

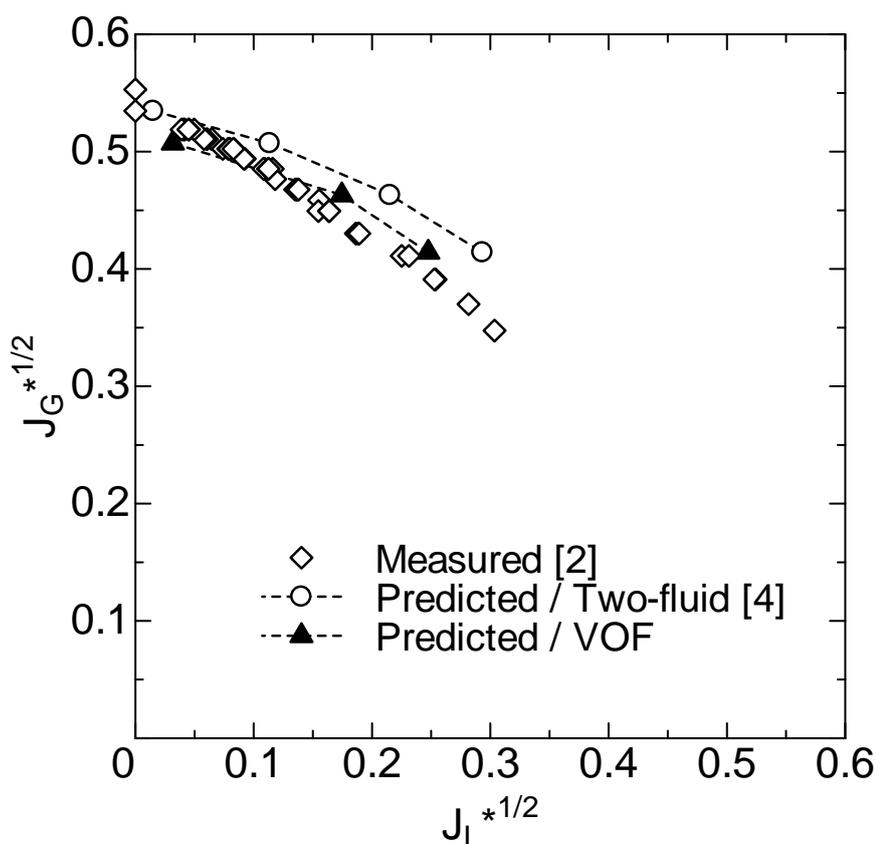


図 6.16 CCFL 特性(空気・水系)

6.4.3 流体物性値の影響

前項では、空気・水系の対向流実験を VOF 法により良好に再現できることを示した。本項ではグリセリン水溶液を用いた実験を対象に VOF 法による計算を行なうとともに、液相粘性が常温水の約 1/10 である 5 MPa の蒸気・水系に対する計算を行い、流体物性値がホットレグ CCFL に及ぼす影響を VOF 法で妥当に評価できるか否かを検討する。

(A) 液相粘性の影響

液相にグリセリン 60wt%水溶液を用いた計算では、CCFL 状態における流動状態と CCFL 特性を計算し、実験結果および空気・水系に対する実験、計算結果と比較した。

図 6.17 に、VOF 法による空気・グリセリン 60wt%水溶液系に対する流動状態の計算結果を、空気・水系に対する計算結果(図 6.11(c))と比較して示す。CCFL 状態では、液相が水とグリセリン 60wt%水溶液とで流動状態の計算結果に顕著な相違はない。ホットレグ水平部で上部タンク側へと向かう波が発達し、エルボと傾斜部では気液界面から液滴が発生する波状噴霧流となっている。これは実験での観察結果とも一致する。一方、壁面摩擦の増加のため、落下水体積流束 J_L は空気・グリセリン 60wt%水溶液系の方が小さくなっている。

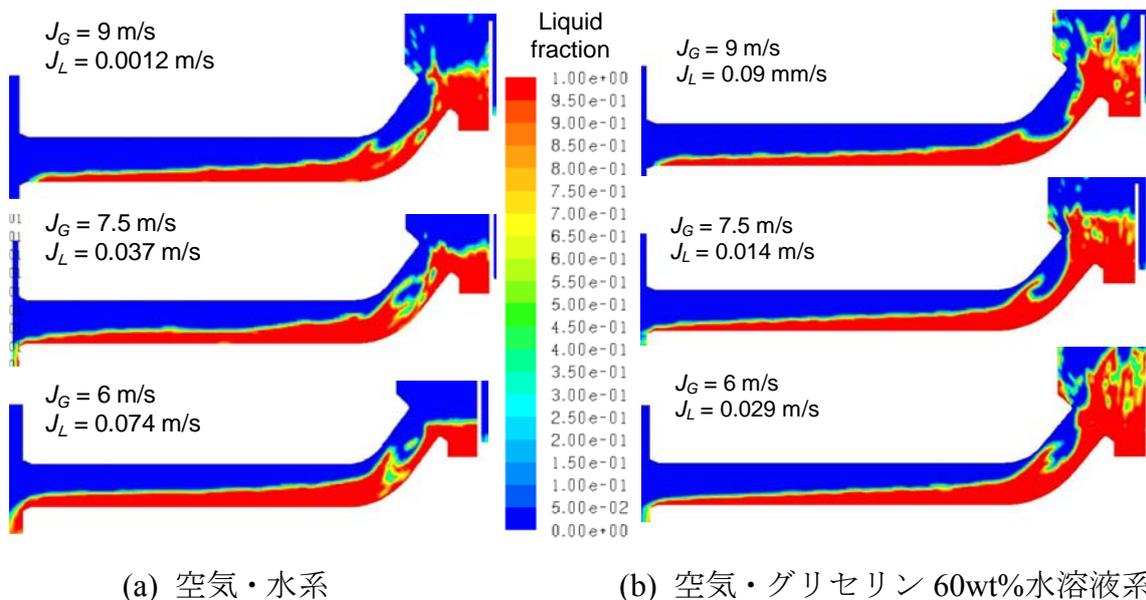


図 6.17 流動状態に及ぼす液相粘性の影響

図 6.18 に、VOF 法による空気・グリセリン 60wt%水溶液系に対する CCFL 特性の計算結果を、測定値(図 6.9)および空気・水系に対する測定値、VOF 法による空気・水系に対する計算値(図 6.16)と比較して示す。VOF 法による計算は、空気・水系に対する計算と同様、 $J_L = 0 \text{ m/s}$ となる限界気相体積流束 J_G を若干過小評価した。これは気液界面抗力を過小評価したことに相当する。液相粘性は気液界面抗力に影響しないことから、グリセリン 60wt%水溶液を用いた計算でも限界気相体積流束を水と同様に過小評価するのは妥当な結果である。一方、高 J_L 領域では、計算値は測定値とよく一致しており、液相粘性の増加に伴う壁面摩擦の増加を良好に評価している。

以上のように、空気・水系と空気・グリセリン 60wt%水溶液系に対する計算結果から、VOF 法は液相粘性が CCFL 特性に及ぼす影響を良好に評価することがわかる。

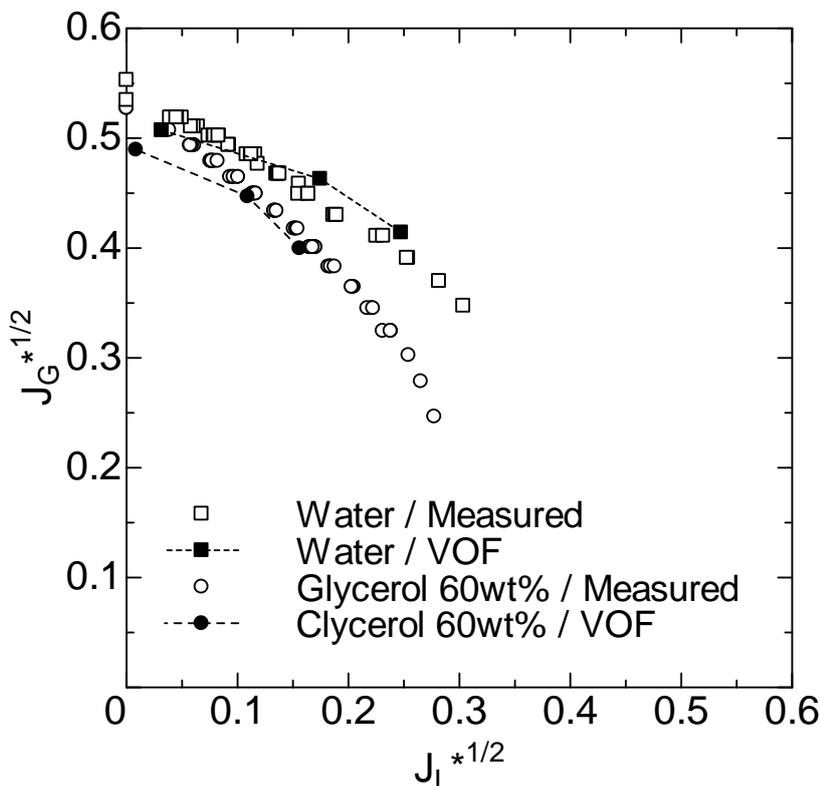


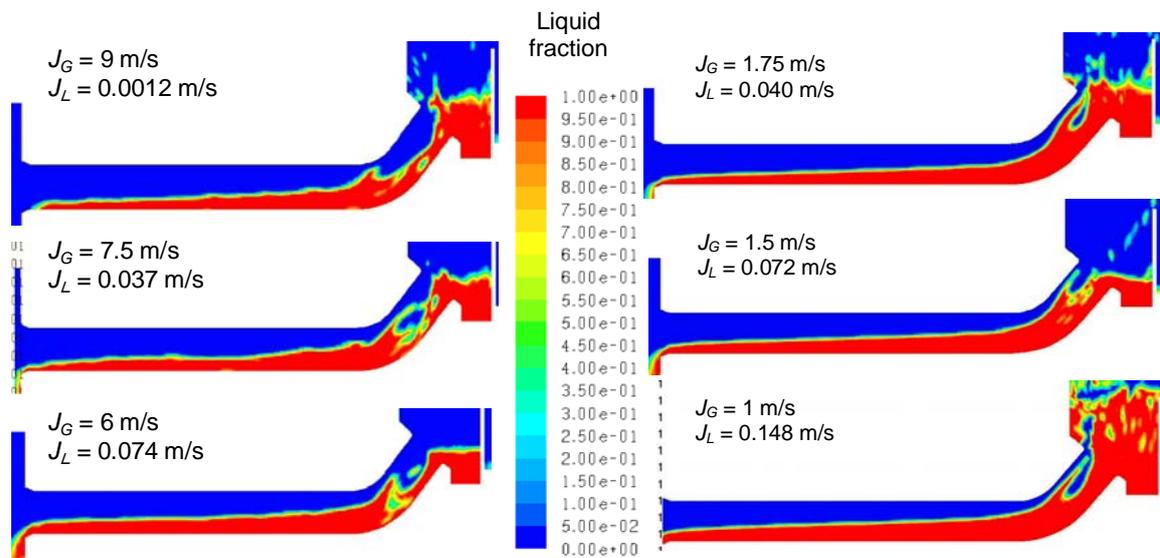
図 6.18 CCFL 特性に及ぼす液相粘性の影響

(B) 流体物性値の影響

高温高压条件下での CCFL 特性を推定するため、1/5 スケール矩形流路ホットレグを対象に、作動流体を 5MPa 飽和状態の蒸気・水系とした気液対向流計算を

行った。図 6.19 に、流動状態の計算結果を常温常圧の空気・水系に対する計算結果(図 6.11(c))と比較して示す。また、対応する落下水流量の時間変化を図 6.20 に示す。

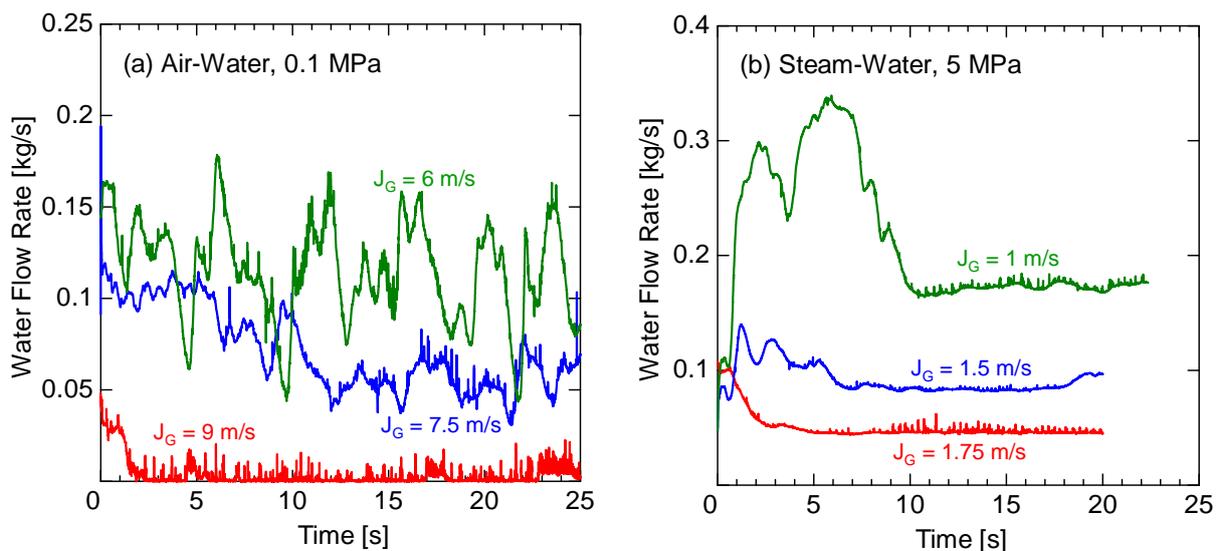
流動状態は、空気・水系と比べて定性的に顕著な差はない。しかし、高温高圧条件では、気相密度が大きいいため、 J_G が大幅に低くなっている。また、下部タンクの水量増加率から求めた落下水流量の変動が小さくなっている。これは気液密度の相違が小さいことによると考えられる。



(a) 空気・水系(0.1 MPa)

(b) 蒸気・水系(5 MPa)

図 6.19 流動状態に及ぼす流体物性値の影響



(a) 空気・水系(0.1 MPa)

(b) 蒸気・水系(5 MPa)

図 6.20 落下水流量に及ぼす流体物性値の影響

CCFL 状態での気相体積流束 J_G と液相体積流束 J_L の関係を、常温常圧の空気・水系および 5 MPa 飽和蒸気・水系とで比較して、図 6.21 に示す。図には、常温常圧の空気と 5 MPa 飽和水の仮想的組合せおよび常温常圧の空気・グリセリン 60wt% 水溶液系に対する計算結果を併せて示す。それぞれの液相粘性は常温水の約 1/10 倍および約 10 倍である。

常温常圧の空気では、液相粘性によらず $J_G = 9 \text{ m/s}$ で $J_L \doteq 0 \text{ m/s}$ になっており、液相粘性は界面抗力に影響を及ぼさないことを示している。 $J_L > 0 \text{ m/s}$ では、常温水に比べて高液相粘性(低レイノルズ数)では落下水流束 J_L が減少しているが、低液相粘性(高レイノルズ数)では液相粘性が壁面摩擦と J_L に及ぼす影響は小さい。これは、高液相粘性ではレイノルズ数の減少で層流に近づき壁面摩擦係数が増加するのに対し、低液相粘性ではレイノルズ数が増加しても壁面摩擦係数への影響が小さいことによると考えられる。

一方、5 MPa の蒸気では、気相密度が大きいいため、常温常圧の空気より J_G が大幅に低くなっている。

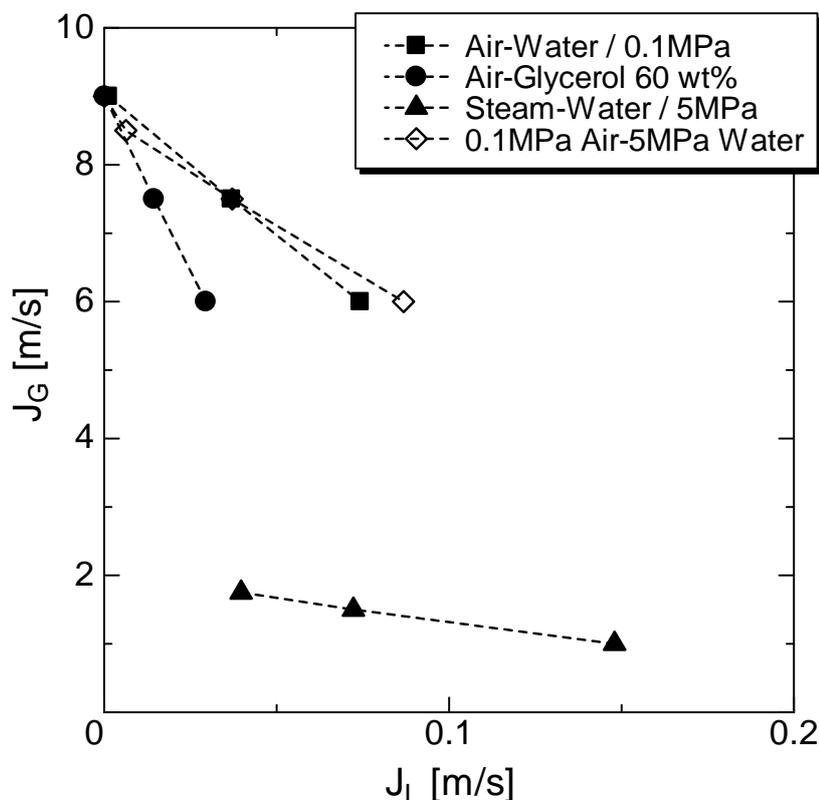


図 6.21 気相体積流速 J_G と液相体積流束 J_L の関係

図 6.21 に示した同じデータを Wallis パラメータ J_G^* , J_L^* で無次元化した結果を図 6.22 に示す。気相が空気の場合でも Wallis パラメータで整理した CCFL 特性は常温水より 5 MPa 飽和水(温度 264°C)の方が、CCFL が若干緩和している。これは式(1.1)において、液相密度が低下することが影響している。液相粘性が減少(常温水の約 1/10)すると高 J_L で壁面摩擦が減少して CCFL が若干緩和される(図 6.21 参照)。高 J_G では J_L が低下するため壁面摩擦の影響より気液界面抗力の影響が大きくなる。高 J_G での CCFL 特性の緩和は主として気相密度と気液界面抗力の影響による。VOF 法による計算結果は 5 MPa の蒸気・水系では CCFL 特性が緩和することを示している。このことは、UPTF 実験[5]のデータ等を基に 5.4.1 節で検討したように、高温高压条件下では CCFL が緩和する傾向と一致している。以上のように、VOF 法は CCFL 特性に及ぼす流体物性値の影響を妥当に評価することがわかる。

本節では矩形流路を対象にしているが、気液対向流挙動は矩形流路と円形流路とで顕著な相違はなく、以上の結果は定性的には円形流路でも同様であると考えられる。ただし、CCFL 特性の定量値は矩形と円形とでは異なる。

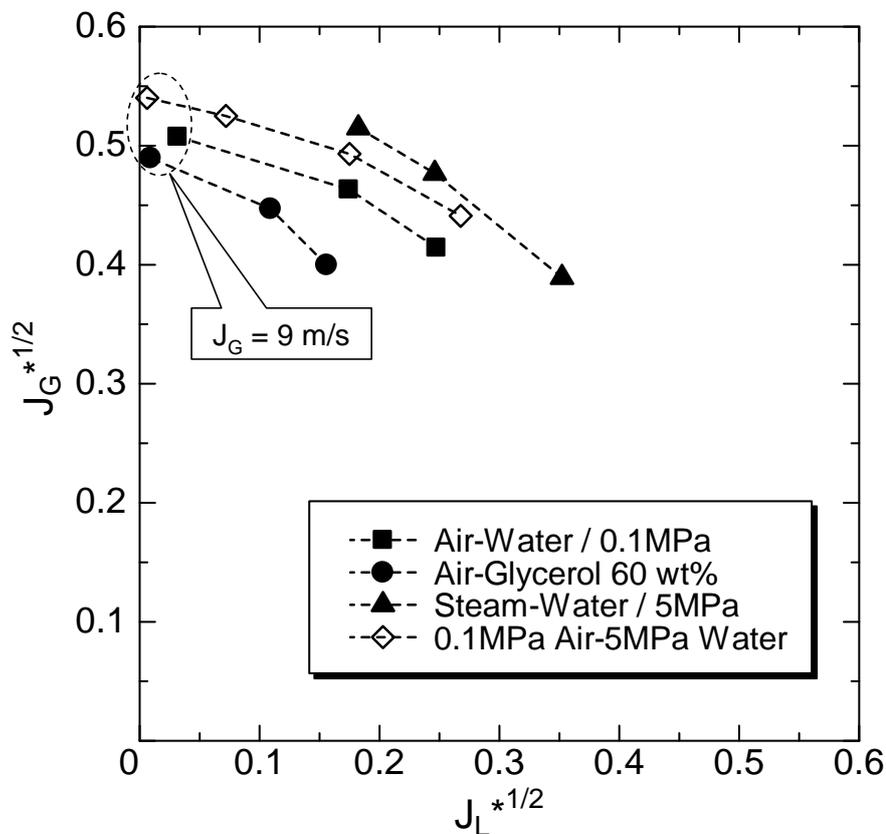


図 6.22 CCFL 特性に及ぼす流体物性値の影響

6.5 VOF 法による実機条件解析

前節では、1/5 スケール矩形流路での気液対向流を対象に VOF 法による計算を行い、VOF 法は高温高压の蒸気・水系の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を妥当に評価することを確認した。本節では実機条件(管直径 $D = 0.75$ m、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$)での気液対向流を対象に VOF 法による計算を行い、高温高压の蒸気・水系の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を定量的に評価する。

計算する圧力範囲は、小破断 LOCA 時高压注入系不作動事象におけるリフラックス冷却を想定して 8 MPa までを対象とし、第 5 章で導出した不確かさの幅 $\delta C = \pm 0.03$ をもつ CCFL 関連式(5.1)が 8 MPa まで適用可能であるか検討する。

6.5.1 計算方法

数値計算には熱流体解析コード FLUENT6.3.26 の VOF 法を用いる。気相と液相の乱流モデルに標準 $k-\epsilon$ モデルを使用して壁面には標準壁関数を適用した。離散化法には 1 次精度風上差分を使用した。圧力と速度の連成計算には、過渡解析における高速な数値解法モデルとして FLUENT に組み込まれている PISO 法を用いた。なお、SIMPLE 法を用いた場合と比較して計算結果に相違はない。

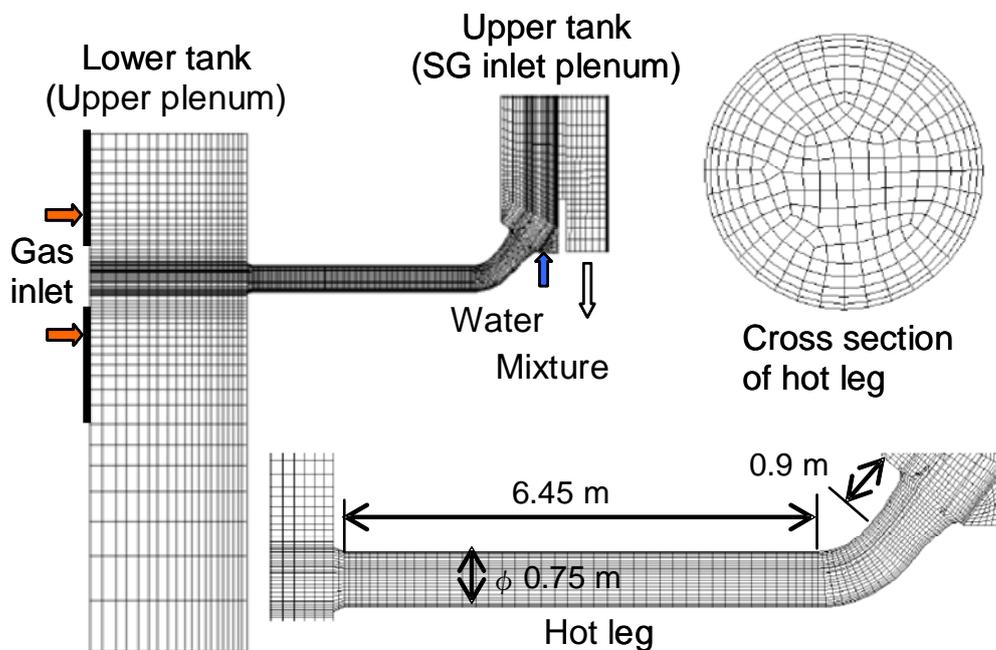


図 6.23 計算メッシュ

(A) 計算メッシュ

数値計算に使用する計算メッシュを図 6.23 に示す。VOF 法に適したメッシュ分割にするため、配管壁面近傍ならびに配管のタンク合流部付近を詳細化した。一方、管軸方向については中央部を粗分割化し計算セルの総数を抑えた。ホットレグ断面の計算セルの総数は 299 である。上部タンク、下部タンクを含めた全体の計算セルの総数は約 59,000 である。また、実機条件ではホットレグでの気相体積流束が大きくなるため、気相入口の面積を拡大した。

(B) 計算条件

計算条件を表 6.4 に示す。また、計算に用いた流体の物性値を表 6.5 に示す。計算を行う圧力範囲は、小破断 LOCA 時高压注入系不作動事象におけるリフラックス冷却時の 1 次系圧力を想定して、8 MPa までを対象とした。

表 6.4 計算条件

Two-phase model	Fluids	Pressure P [MPa]	Fluid velocity	
			J_{Lin} [m]	J_G [m]
VOF	Air-Water	0.1	0.23	12.6, 19.7, 28.3
	Steam-Water	0.1	0.23	17.3, 21.9, 27, 32.6, 38.9, 40.2
	Steam-Water	0.3	0.23	10.3, 13, 16.1, 19.5, 23.2, 25.5
	Steam-Water	1.5	0.23	4.6, 7.2, 8.7, 10.4, 12.2
	Steam-Water	5	0.23	2.36, 2.93, 3.7, 4.45, 5.3, 6.25
	Steam-Water	8	0.23	1.73, 2.7, 3.89, 4.57

J_{Lin} : supplied liquid volumetric flux, J_G : supplied gas volumetric flux

表 6.5 流体物性値

Fluids	Pressure P [MPa]	Gas		Liquid	
		ρ_G [kg/m ³]	μ_G [mPa s]	ρ_L [kg/m ³]	μ_L [mPa s]
Air-Water	0.1	1.188	0.0182	998.2	1.002
Steam-Water	0.1	0.604	0.0123	958.1	0.282
Steam-Water	0.3	1.650	0.0134	931.7	0.207
Steam-Water	1.5	7.593	0.0157	866.6	0.135
Steam-Water	5	25.39	0.0181	777.4	0.100
Steam-Water	8	42.71	0.0195	722.7	0.0879

GW: glycerol-water solution, ρ : density, μ : viscosity, G : gas phase, L : liquid phase

6.5.2 計算結果

(A) UPTF データとの比較

UPTF 実験[5]では 1.5 MPa での測定が充実しているため、1.5 MPa の蒸気・水系に対する計算結果を、UPTF データと比較評価した。FLUENT 6.3.26 [1]の乱流モデルで使用されている乱流粘性比最大値のデフォルトは 10^5 であるが、UPTF との良好な一致が得られるように、計算では 10^4 に設定した。

管直径 $D = 0.75$ m での 1.5 MPa 蒸気・水系に対する流動状態の計算結果を図 6.24 に示す。流動状態は図 4.11 に示した 0.1MPa 蒸気・水系に対する二流体モデルによる計算結果と顕著な相違はない。5 MPa の蒸気密度が 0.1MPa の蒸気密度の約 13 倍であるため図 4.11 の 0.1MPa 蒸気・水系より気相体積流束 J_G が小さくなっている。

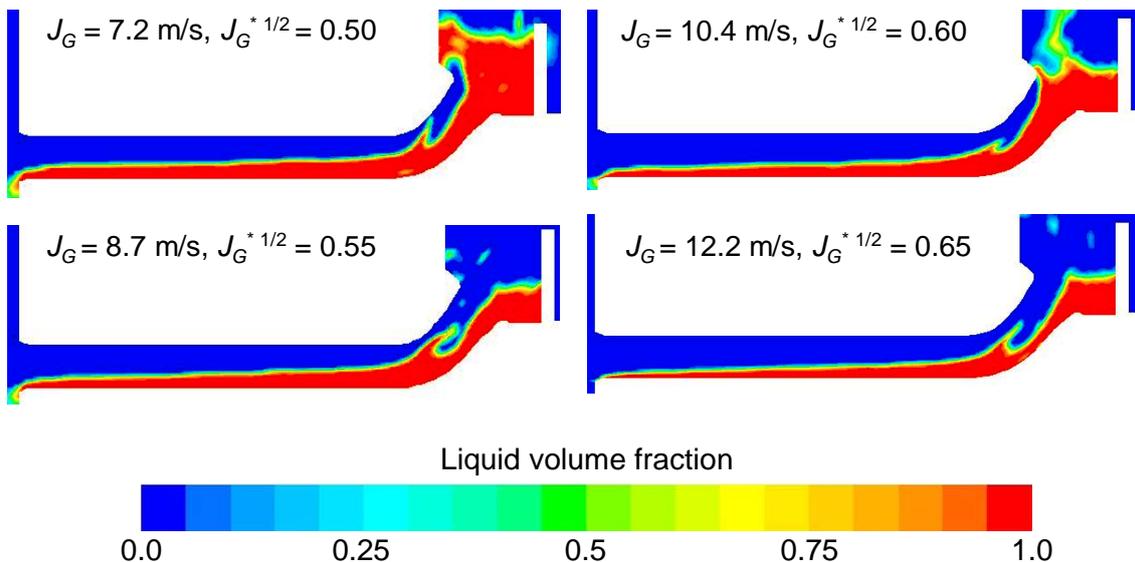


図 6.24 $D = 0.75$ m, 1.5 MPa 蒸気・水系での流動状態

1.5 MPa 蒸気・水系および 0.1 MPa 空気・水系での CCFL 特性の計算結果を、1.5 MPa 蒸気・水系の UPTF データおよび 0.1 MPa 空気・水系の実験より得られた式(4.1)と比較して図 6.25 に示す。UPTF 装置のホットレグ内径は 0.75 m であるが、Wallis パラメータ(1.1)の代表長さには ECC 水注水管が存在する領域での水力等価直径 $D_h = 0.65$ m を使用している。計算結果は、低圧の空気・水系および高圧の蒸気・水系それぞれの実験データとほぼ一致している。このことから、実機条件($D = 0.75$ m)においても、VOF 法は圧力と流体物性値の影響を適切に評価できることがわかる。

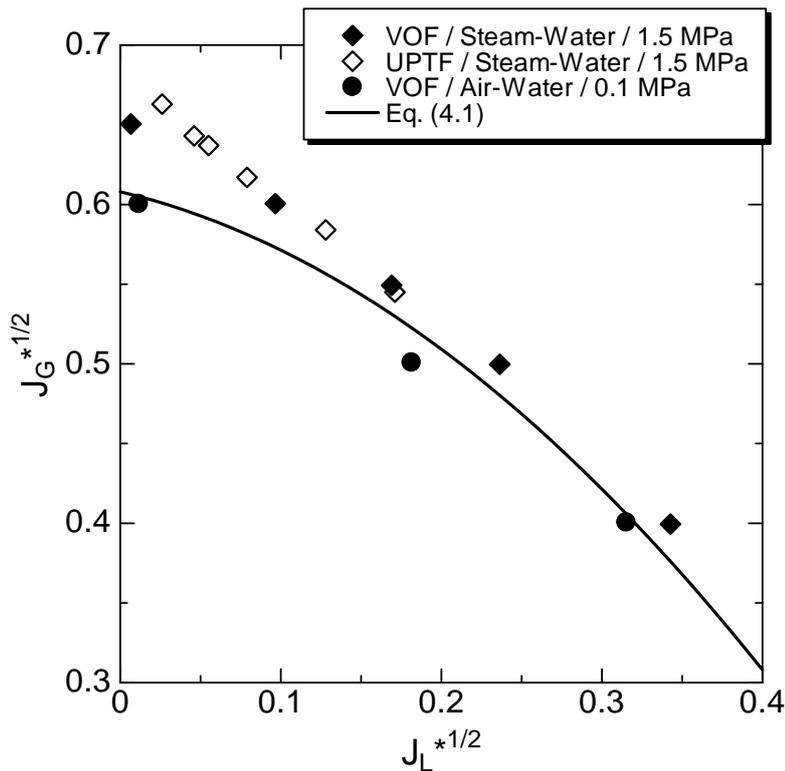


図 6.25 CCFL 特性

(B) 高温高圧の蒸気・水系での流体物性値の影響

圧力をパラメータにして計算した蒸気体積流束 J_G と落下水体積流束 J_L との関係を図 6.26 に示す。高圧になるほど蒸気密度が大きくなるため、同一の落下水体積流束 J_L に対する蒸気体積流束 J_G が小さくなっている。

図 6.26 に示した同じデータを Wallis パラメータ J_G^* , J_L^* で無次元化した結果を図 6.27 に示す。図には第 5 章において実験データと二流体モデルによる計算から導出した CCFL 相関式(5.1)を同時に示す。

$$J_G^{*1/2} = (0.608 \pm 0.03) - 0.238J_L^{*1/2} - 1.28J_L^* \quad (5.1)$$

式(5.1)は不確かさの幅 $\delta C = \pm 0.03$ を持ち、既存の実験データ($0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 5 \text{ MPa}$)との比較から、水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 5 \text{ MPa}$ に対して適用可能であることを確認している。一方、図 6.27 からわかるように、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$ に対して、VOF 法による CCFL 特性の計算値は式(5.1)の不確かさの幅 $\delta C = \pm 0.03$ の間に分布している。このように、8 MPa までの飽和蒸気・水系での流体物性値の影響は不確かさ $\delta C = \pm 0.03$ の範囲内である。

以上のように、CCFL 相関式(5.1)は水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$ に対して適用可能である。

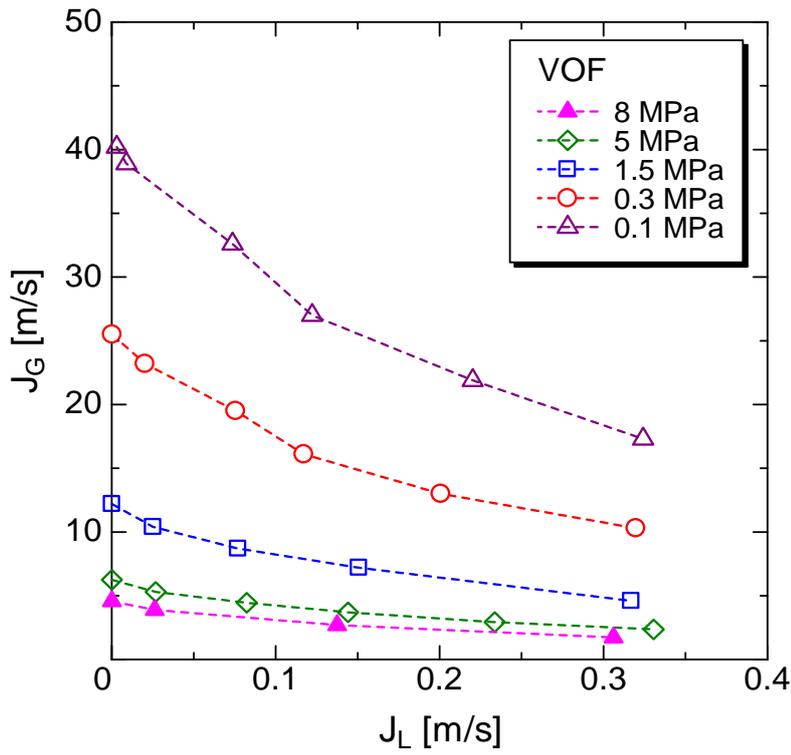


図 6.26 蒸気体積流束 J_G と落水体積流束 J_L の関係

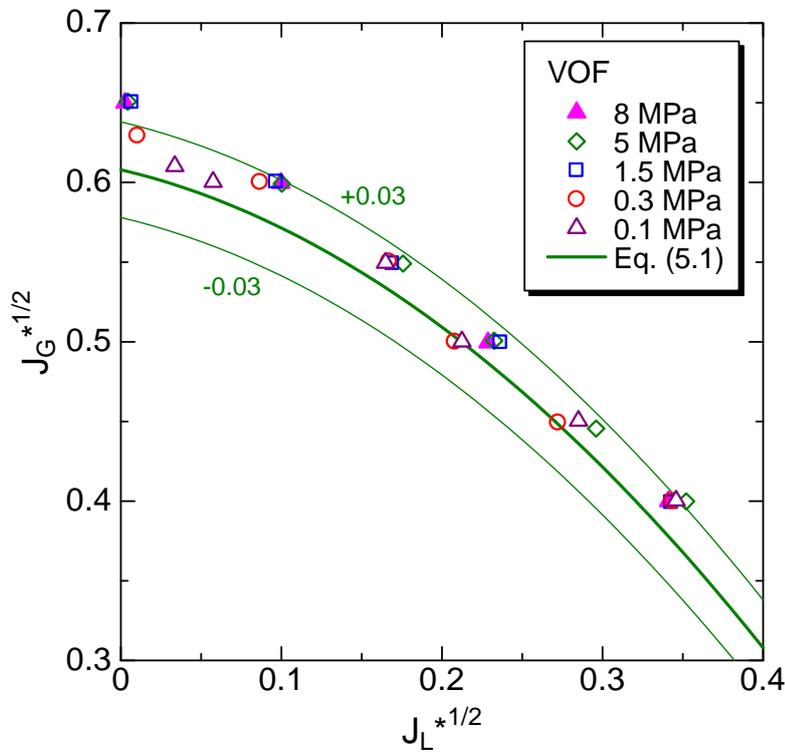


図 6.27 CCFL 特性に及ぼす圧力の影響

6.6 まとめ

本章では、VOF 法を用いてホットレグでの CCFL 特性に及ぼす流体物性値の影響を評価した。1/5 スケール矩形流路での気液対向流を対象に VOF 法による計算を行い、空気・水系の気液対向流計算への適用性を検証するとともに、流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を適切に評価できるか否かを検討した。さらに、実機条件(管直径 $D = 0.75$ m、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$)での気液対向流を対象に VOF 法による計算を行い、高温高压の蒸気・水系の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を定量的に評価した。その結果、以下の知見を得た。

- (1) VOF 法は、1/5 スケール矩形流路での空気・水系実験に対し、流動状態、水位分布、CCFL 特性を良好に再現する。
- (2) VOF 法は、液相粘性が CCFL 特性に及ぼす影響を良好に評価する。
- (3) VOF 法は、高温高压の蒸気・水系の流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を妥当に評価する。
- (4) VOF 法による計算では、高温高压の蒸気・水系では CCFL 特性は緩和された。しかし、8 MPa までの飽和蒸気・水系の流体物性値の影響は、第 5 章で導出した相関式の不確かさ $\delta C = \pm 0.03$ の範囲内である。
- (5) 第 5 章で導出した CCFL 相関式(5.1)は、水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$ に対して適用できる。

第 6 章の参考文献

- [1] Ansys, Inc., “FLUENT 6.3 User’s Guide,” (2006).
- [2] 南則敏, 西脇大祐, 片岡宏庸, 富山明男, 細川茂雄, 村瀬道雄 : PWR ホットレグを模擬した矩形流路での気液対向流(1) 流動様式と CCFL 特性, 混相流, 22, 4, (2008), 403-412.
- [3] 南則敏 : 加圧水型原子炉のホットレグにおける気液対向流に関する研究, 神戸大学 学位論文, (2010).
- [4] 南則敏, 村瀬道雄, 西脇大祐, 富山明男 : PWR ホットレグを模擬した矩形流路での気液対向流(2) 気液対向流制限の解析的評価, 混相流, 22, 4, (2008), 403-412.
- [5] Mayinger, F., Weiss, P. and Wolfert, K., “Two-phase flow phenomena in full-scale reactor geometry,” *Nuclear Engineering and Design*, 145 (1993), 47-61.

第7章 結 論

加圧水型原子炉(PWR : pressurized water reactor)の事故時には、炉心冷却手段の一つとして蒸気発生器(SG : steam generator)によるリフラックス冷却が有効であると期待されている。リフラックス冷却時には、炉心で発生した蒸気と SG で凝縮した水がホットレグで気液対向流を形成する。ホットレグは水平管、エルボ、傾斜管で構成されており、流動条件などにより気液対向流制限(CCFL : counter-current flow limitation)の発生位置が変化するなど複雑な挙動となる。このため、これまでホットレグ内の CCFL 特性に関して、多くの実験が行われており、気液各相のフルード数を表す Wallis パラメータを用いた実験相関式が提案されている。しかし、従来研究では、ホットレグ内の気液対向流挙動に対する形状やスケールおよび流体物性値の影響に関して十分な検討は行われておらず、既存の CCFL 相関式の実機条件への適用性や精度は明確でない。本研究では、ホットレグ内の気液対向流を対象に数値計算を行い、流路形状やスケールおよび流体物性値に関するパラメータスタディにより、CCFL 特性に及ぼす影響の定量的評価を試みたものである。

本論文では、スケールや流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を評価し、実機条件への CCFL 相関式の適用性や精度を把握するために、次の評価手順で研究を行った。まず、矩形流路を対象に計算を行い、流路形状とスケールが CCFL 特性に及ぼす影響を明らかにし、これを数値計算で適切に評価できることを確認した。次いで、円形流路を対象に計算を行い、実機の形状とスケールでの CCFL 特性を評価し、低圧の実機条件に適用できる CCFL 相関式を導出した。最後に、実験と数値計算により高温高压の蒸気・水系での流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を評価し、これを基に高压の実機条件において、先に導出した CCFL 相関式が持つ不確かさを評価した。以下、各章で得られた主な結果を示す。

第2章では、本研究で使用する二流体モデルに組み込む気液界面抗力相関式を検討した。まず、既存の気液界面抗力相関式から4種の組合せを選定し、円形流路ホットレグを対象に比較計算を実施した。その結果、南らが提案した実験相関式の組合せが気液対向流計算に最も適していることを示した。次いで、ホットレグ内気液対向流において界面抗力に密接に関係すると考えられるホットレグ水平部での波高を測定し、南らが提案した界面抗力相関式との比較を行った。その結果、両者には対数線形相関があること、液相粘性がこの関係に及ぼす影響は小さいことを明らかにした。以上より、南らが使用した界面抗力相関式の気液対向流計算における妥当性を確認した。

第 3 章では、空気・水系を対象として、ホットレグの流路形状やスケールが CCFL 特性に及ぼす影響を数値計算で適切に評価できるか否かを検討した。まず、南らの 1/5 スケール矩形流路(流路高さ $H = 0.15$ m, 縦横比 15, 水力等価直径 $D_h = 0.019$ m)での実験と HZDR(Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf e. V.)における 1/3 スケール矩形流路($H = 0.25$ m, 縦横比 5, $D_h = 0.083$ m)での実験の間で生じた CCFL 特性の差異を数値計算で再現できることを確認した。次いで、 $H = 0.15$ m・縦横比 5 ($D_h = 0.05$ m)および $H = 0.25$ m・縦横比 1 ($D_h = 0.25$ m)の矩形流路に対して数値計算を行い、矩形流路ではスケールと縦横比がともに CCFL 特性に影響することを示した。スケールと縦横比の影響を表す指標として水力等価直径 D_h を選定し、円形流路を含めて Wallis 相関式の CCFL 定数 C との関係調べた。その結果、CCFL 定数 C と水力等価直径 D_h には相関関係があることを明らかにした。すなわち、 D_h で整理すると矩形流路と円形流路とで CCFL 定数に顕著な相違はなく、 $D_h \geq 0.05$ m では CCFL 定数 C がほぼ一定になること、 $D_h < 0.05$ m では CCFL 定数 C は小さくなることを明らかにした。最後に、この関係を数値計算で再現できることを確認し、二流体モデルによって流路形状とスケールが CCFL 特性に及ぼす影響を適切に評価できることを示した。

第 4 章では、実機の形状とスケールでの CCFL 特性を数値計算により評価した。計算では、第 3 章で形状やスケールの影響を適切に評価できることを確認した二流体モデルを使用し、傾斜管の流路拡大の影響、スケールの影響および物性と圧力(0.3 MPa 以下)の影響を評価した。まず、実験では模擬していなかった傾斜管の流路拡大を模擬した実機形状のホットレグ(管直径 $D = 0.05$ m)に対して数値計算を行った。その結果、傾斜管の流路拡大によって実験では発生した傾斜管上端での CCFL は発生しなくなることを明らかにした。次いで、実機スケールのホットレグ($D = 0.75$ m)の数値計算を行った。その結果、Wallis パラメータで整理すると、実験スケールと実機スケールで CCFL 特性に有意な差はないことを明らかにした。さらに、常温常圧の空気・水系と 0.1 MPa, 0.3 MPa の蒸気・水系でも、Wallis パラメータで整理した CCFL 特性には有意差はないことを示した。以上の結果から、1/15 スケール円形流路ホットレグでの実験データに基づき、水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 0.3 \text{ MPa}$ のホットレグ内気液対向流に適用できる CCFL 相関式を導出した。

第 5 章では、高温高压の蒸気・水系での流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を実験と数値計算により評価した。まず、二流体モデルにより液相粘性が CCFL 特性に及ぼす影響を正しく評価できるか否かを検証するためのデータを、

円形流路装置を用いた実験により取得した。CCFL 状態では常温水でも液相は乱流状態であるため、液相粘性の相違の影響が壁面および界面摩擦に顕著に現れるようにするためには、粘性を増加させて層流状態とする必要がある。実験ではこのことを考慮し、液相にグリセリン水溶液を使用し、CCFL 特性に及ぼす粘性の影響を測定した。その結果、液相粘性は気液界面抗力および Wallis 相関式の CCFL 定数 C に顕著な影響を及ぼさないこと、液相粘性が常温水の値より増加すると、壁面摩擦の増加により落下水制限が厳しくなることを明らかにした。また、表面張力が CCFL 特性に及ぼす影響は小さいことも示した。次いで、この検証データを用いて、液相物性値の影響を数値計算で評価できることを確認した後、物性値を実機条件の値にして CCFL 特性を計算した。その結果、高温水では液相粘性が壁面摩擦と落下水流量に及ぼす影響は小さく、したがって CCFL 特性に及ぼす影響は小さいことを明らかにした。最後に、既存の実験データ ($0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 5 \text{ MPa}$) を Wallis 相関式で整理し、CCFL 特性に及ぼす気液粘性比、気液密度比の影響を調べた。その結果、高温高压の蒸気・水系においては、流体物性値の影響は実験データのバラツキの範囲内であること示した。以上の結果から、CCFL データのバラツキに基づいて不確かさの幅を設定し、水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 5 \text{ MPa}$ のホットレグ内気液対向流に適用できる CCFL 相関式を導出した。

第 6 章では、VOF (Volume of Fluid) 法を用いて流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を評価した。VOF 法は対向流計算の精度に影響する気液界面抗力相関式が不要であり、流体物性値の影響評価に当たって相関式の不確かさを伴わない利点がある。本章では、VOF 法を実験データが無い圧力 8 MPa までの流体物性値の影響評価に適用した。まず、矩形流路装置での空気・水系対向流実験を対象に計算を行い、VOF 法の気液対向流計算への適用性を検証した。計算結果を実験結果および二流体モデルによる計算結果と比較し、VOF 法によりホットレグ内の流動状態、水位分布、CCFL 特性等を良好に再現できることを確認した。次いで、作動流体の物性値を変化させて計算を行い、流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を VOF 法により適切に評価できるか否かを検討した。グリセリン水溶液を用いた実験結果と比較し、VOF 法により液相粘性が CCFL 特性に及ぼす影響を良好に評価できることを確認した。また、UPTF (Upper Plenum Test Facility) の実験データと比較し、VOF 法により高温高压の蒸気・水系の流体物性値の影響も適切に評価できることを確認した。最後に、高压の実機条件 (管直径 $D = 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$) での気液対向流を対象に VOF 法による計算を行い、流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を定量的に評価した。その結果、高温高压の蒸気・水系では CCFL 特性は緩和されるが、8 MPa までの飽和蒸

気・水系の流体物性値の影響は、第 5 章で導出した相関式の不確かさの範囲内であることを明らかにした。以上の結果から、本相関式は水力等価直径 $0.05 \text{ m} \leq D_h \leq 0.75 \text{ m}$ 、圧力 $0.1 \text{ MPa} \leq P \leq 8 \text{ MPa}$ に対して適用できることを確認した。

以上、本研究では、ホットレグ内気液対向流を対象に流路形状やスケールおよび流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響を定量的に評価し、実機プラントのスケール、圧力に適用できる CCFL 相関式を導出した。この結果を RELAP や TRAC 等の原子炉安全解析コードに組み込むことにより、加圧水型原子炉事故時のプラント挙動解析の信頼性と精度を向上することができる。

本研究の関連論文

< 学術論文 >

- [1] Minami, N., Murase, M., Utanohara, Y., Kinoshita, I. and Tomiyama, A., “Numerical Simulation on Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg with Air-Water Flow in a 1/15th Scale-Model,” *Journal of Energy and Power Engineering*, 5 [6], pp.495-503 (2011).
- [2] Utanohara, Y., Kinoshita, I., Murase, M., Minami, N., Nariai, T. and Tomiyama, A., “Numerical simulation using CFD software of countercurrent gas-liquid flow in a PWR hot leg under reflux condensation,” *Nuclear Engineering and Design*, 241, pp.1643-1655 (2011).
- [3] Kinoshita, I., Murase, M., Utanohara, Y., Minami, N. and Tomiyama, A., “Numerical Simulation of Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, 47 [10], pp.963-972 (2010).
- [4] Kinoshita, I., Nariai, T., Tomiyama, A., Lucas, D. and Murase, M., “Effects of Liquid Properties on CCFL in a Scaled-Down Model of a PWR Hot Leg,” *Journal of Power and Energy Systems*, 5 [3], pp.316-329 (2011).
- [5] 木下郁男, 村瀬道雄, 成相俊文, 富山明男, “PWR ホットレグを模擬した矩形流路での気液対向流 (3) VOF 法による流体物性値の影響の評価,” *混相流*, 24 巻, 4 号, pp.445-453 (2010).

< 国際会議発表 >

- [6] Nariai, T., Tomiyama, A., Vallée, C., Lucas, D., Kinoshita, I. and Murase, M., “Counter-Current Flow Limitation in a Scale-Down Model of a PWR Hot Leg,” *The 8th International Conference on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety (NUTHOS-8)*, N8P0109, Shanghai, China, October 10-14, (2010).
- [7] Murase, M., Kinoshita, I., Utanohara, Y., Lucas, D., Vallée, C. and Tomiyama, A., “Numerical Calculations for Air-Water Tests on CCFL in Different-Scale Models of a PWR Hot Leg,” *Proc. of the 18th International Conference on Nuclear Engineering*, ICONE18-29092, Xi’an, China, May 17-21 (2010).
- [8] Kinoshita, I., Murase, M., Utanohara, Y., Lucas, D., Vallée, C. and Tomiyama, A., “Numerical Calculations for Steam-Water CCFL Tests Using the 1/3rd Scale Rectangular Channel Simulating a PWR Hot Leg,” *The 8th International*

- Conference on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety* (NUTHOS-8), N8P0044, Shanghai, China, October 10-14, (2010).
- [9] Minami, N., Utanohara, Y., Kinoshita, I., Murase, M. and Tomiyama, A., “Numerical Calculations on Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg (1) Air-Water Flow in a 1/15th Scale-Model,” *Proc. of The 13th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* (NURETH-13), N13P1038, Kanazawa, Japan, Sept. 27-Oct. 2 (2009).
- [10] Kinoshita, I., Utanohara, Y., Murase, M., Minami, N. and Tomiyama, A., “Numerical Calculations on Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg (2) Steam-Water Flow under PWR Plant Condition,” *Proc. of The 13th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* (NURETH-13), N13P1040, Kanazawa, Japan, Sept. 27-Oct. 2 (2009).
- [11] Kinoshita, I., Murase, M., Nariai, T. and Tomiyama, A., “Effects of Fluid Properties on Countercurrent Flow Limitation in a Scale-Down Model of a PWR Hot Leg,” *7th Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety* (NTHAS-7), N7P0005, Chuncheon, Korea, November 14 -17 (2010).

謝 辞

本研究の遂行ならびに本論文の作成にあたり、神戸大学大学院工学研究科 富山明男教授には、終始、懇切なるご指導とご鞭撻を賜りました。時には休日にもかかわらず行っていただいた厳しくも温かいご指導にはどれほど勇気づけられたかわかりません。ご指導を通して、研究内容と論文の完成度が高まっていくことを実感でき、苦しみながらも有益な研究を行うことができましたこと、衷心より感謝致します。

学位論文の作成に当たり有益な議論と意見を賜り、またご多忙の中、本論文の丁寧な査読をしていただいた神戸大学大学院工学研究科 竹中信幸教授、大村直人教授に謹んで感謝の意を表します。

研究の遂行にあたり、貴重なご意見を賜りました神戸大学大学院工学研究科 細川茂雄准教授に深く感謝の意を表します。また、林公祐助教には、数値計算を基礎から教えていただきました。深く感謝の意を表します。

本研究は（株）原子力安全システム研究所との共同研究として平成 21 年度から神戸大学大学院工学研究科エネルギー環境工学研究室にて実施したものです。一緒に研究にあたった成相俊文さん（現 三菱重工（株））、二木高志さんには、非常に有用な実験データを提供いただきました。このおかげで学位に値する論文を纏めることができたといっても過言ではありません。著者が研究室に行ったときには、不慣れな研究室での作業の手助けもしていただきました。なにより、社会人になってから学生の皆さんと研究を行い、話し合うことができたのは非常に良い思い出となりました。

学位取得のチャンスを与えてくださった原子力安全システム研究所技術システム研究所 三島嘉一郎所長、藤村公也副所長、塩田修治前副所長（現 関西電力株式会社）に深く感謝致します。吉田至孝リーダーをはじめとする技術支援研究プロジェクトの皆様には、業務配慮等本研究や論文執筆に没頭する環境を整えていただきましたこと感謝致します。また、単なる共同研究者ではなく、二相流の基礎から論文の執筆方法に至るまで先生のような存在でご指導、ご助言くださいました村瀬道雄氏に深く感謝の意を表します。村瀬氏の幅広い知識、経験に基づくご指導がなければ本論文は一文たりとも書けなかったであろうことを記しておきます。さらに、共同研究者として、数値計算や論文の執筆に協力していただいた南則敏氏（現 関西電力株式会社）、歌野原陽一氏、および様々な面でサポート頂いた研究所の皆様には感謝致します。

最後に、著者が研究を行うことを常に応援し続けてくれた両親に深く感謝します。