



Title	軽水型原子力発電プラント炉心における気液二相流動の数値解析モデルに関する研究
Author(s)	児玉, 茂雄
Citation	大阪大学, 2014, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/50516
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

博士学位論文

軽水型原子力発電プラント炉心における
気液二相流動の数値解析モデルに関する研究

児玉 茂雄

2014年6月

目次

第1章 序論	1
1.1 背景	1
1.2 目的	2
1.3 論文の構成	4
第2章 限界熱流束の機構論的予測	6
2.1 円管における限界熱流束実験データベース	8
2.2 機構論的モデルによる限界熱流束の予測手法	9
2.3 ドライアウトモデル	20
2.4 DNB モデル	22
2.5 広範囲にわたる限界熱流束予測	29
2.6 考察	31
2.7 本章のまとめ	33
【参考文献】	54
第3章 気泡により誘起される気液二相流動	56
3.1 容器内気液二相自然循環流動解析	57
3.2 加圧水型原子炉における炉心内気液二相流動	74
3.3 考察	87
3.4 本章のまとめ	88
【参考文献】	168
第4章 結論	171
謝 辞	175
本論文に関する著者の発表論文	176

第 1 章 序論

1.1 背景

原子力発電プラントは核分裂反応時に発生するエネルギーを利用して水を沸騰させ、その蒸気でタービン発電機を回転させ発電を行うプラントである。核分裂反応は何らかの要因で中性子を捕捉したウランやプルトニウム原子が 2 つないしはそれ以上の核分裂片に分裂する現象である。この時、核分裂片以外にも 2〜3 個の中性子が発生し、この中性子が他の原子に捕捉され次々に核分裂反応が起こっていく、いわゆる核分裂連鎖反応を起こす。核分裂反応時に発生するエネルギーを利用するためにはこの核分裂連鎖反応を制御する必要がある。この核分裂反応を制御する装置が原子炉である。

原子力発電プラントで使用される原子炉には様々な種類があり、減速材と呼ばれる中性子の制御をおこなう素材と、冷却材と呼ばれる原子炉から熱を輸送する素材の 2 つによって分類される。減速材としては、黒鉛、重水、軽水などがあり、冷却材としては、炭酸ガスや窒素ガスなどのガス、重水、軽水などがある。現在の日本の商用原子力発電プラントは、減速材、冷却材のどちらも軽水を使用する軽水型原子力発電プラント（以下軽水炉）と呼ばれるものである。

原子力発電プラントは上述の通り核分裂反応時に発生するエネルギーを利用していることから燃料のエネルギー密度が非常に高く原理的に発電コストが安いことや発電時に二酸化炭素や窒素酸化物、硫黄酸化物を排出しないという利点を有するが、一方で、核分裂反応により発生する大量の放射性物質（放射性廃棄物）の処理問題や事故等によりこれらの放射性物質が放出され周辺住民や環境に甚大な被害を及ぼすという危険性もゼロではない。このため、原子力発電プラントを運用するに当たっては、①設計（多重防護の思想に基づく安全設計）、②運転（継続的な教育訓練による運転員・保守員の資質向上）、③保全（厳重な品質管理に基づく入念な点検・検査）の観点から安全性の維持・向上に努めてきた。しかしながら、2011 年の東北地方太平洋沖地震による福島第一原子力発電所事故においては、大地震に伴う送電線断線や関連設備故障による外部電源喪失および大津波による非常用電源の喪失の結果、これまで想定していなかった長期間にわたる全電源喪失状態に陥り、運転員の文字通り命を懸けた対応にもかかわらず、炉心溶融、水素爆発、放射性物質の周辺環境への放出という極めて重大な事故に至り、周辺住民や環境に甚大な被害を及ぼす結果となってしまった。

福島第一原子力発電所の事故後、複数の組織（国会：東京電力福島原子力発電所事故調査委員会、政府：東京電力福島原子力発電所における事故調査・検証委員会、民間：福島原発事故独立検証委員会、東京電力：福島原子力事故調査委員会）により事故の調査が進められ、様々な教訓・課題が浮き彫りとなった。これらの教訓の中には、「安全規制に国内外の最新の知見を迅速に取り入れるべき」という内容も含まれており、これを踏まえて 2013 年 7 月に施工された実用発電用原子炉に係る新規規制基準においては、既に許可を得た

原子力施設に対しても最新の規制基準への適合を義務づける、「バックフィット制度」が導入された。これにより原子力プラントの安全性に係る最新知見が安全設計や運転操作手順および教育プログラムへと迅速に反映される仕組みが整備されたと言える。こうした仕組みを活用し原子力プラントの安全性の更なる向上を実現するために、前述の①設計、②運転、③保全の観点から原子力発電プラントの安全性を常に見直し、最新知見を反映させるべく調査・研究を継続することが重要である。

1.2 目的

本研究では、1.1 節で述べた「最新知見を反映させる」対象として気液二相流に着目した。気液二相流、特に相変化を伴う気液二相流は非線形性が強く様々な長さスケール・時間スケールが混在する極めて複雑な流動現象であり、気液界面の運動と各相の支配方程式を厳密に連成させて計算することは工業上非現実である。このため、様々な工学分野においては、これらの支配方程式を適切に平均化した方程式と、膨大な実験データに基づく様々な経験式とを組み合わせた解析モデルを用いて計算するという手法が実用上用いられている。こうした手法の適用範囲と信頼性は解析モデルで使用している経験式の適用性に大きく依存するものであるため、解析の際には評価対象と経験式の適用性が整合している必要がある。一方、近年の計算機性能の向上および実験・計測技術の向上に伴い、平均化せずに直接解析するモデルの開発や経験式の適用性の向上など解析モデルの高度化が進んでいる。こうした気液二相流解析モデルの最新知見を原子力発電プラントの安全性向上に反映させることを前提として、①設計および②運転の観点から以下の2つの項目を本研究の目的とする。

① 1.1 節で述べたように、軽水炉は核分裂反応によって生じた熱エネルギーを軽水により輸送するもので、現在の日本の軽水炉においては沸騰水型原子炉（BWR）と加圧水型原子炉（PWR）の2種類の炉型が運用されている。沸騰水型原子炉は炉心内で軽水を沸騰させ、高温高压の蒸気として取り出してタービン発電機を回転させる原子炉である。加圧水型原子炉は炉心内で一次冷却材である加圧水を 300℃以上に熱し、この高温の一次冷却材を蒸気発生器に通し、そこで発生した二次冷却材の高温高压蒸気によりタービン発電機を回転させる原子炉である。いずれの炉心においても、核分裂反応により発熱している燃料集合体と冷却材である軽水との間で熱交換を行うことによりエネルギーを輸送していることに相違はない。ここで、通常は燃料集合体における発熱量と燃料集合体と冷却材との間の熱交換量（冷却材による除熱量）がバランスしている状態であり、BWR 炉心においては核沸騰熱伝達、PWR 炉心においては強制対流熱伝達によりこれが実現されている。しかしながら、燃料集合体における発熱量の増加（出力上昇）や冷却材流量の低下など条件によっては燃料集合体表面の熱伝達モードが膜沸騰熱伝達に遷移（バーンアウト）し、冷却材に

よる除熱量が急低下、燃料温度が上昇し、この状態が継続すると燃料が破損する恐れがある。このため、軽水炉の安全設計においては、バーンアウトに至る燃料棒表面熱流束（限界熱流束）を評価し、燃料集合体でバーンアウトが発生しないよう限界熱流束に至る手前で制御棒挿入により原子炉を緊急停止（原子炉トリップあるいは原子炉スクラム）するように設計されている。バーンアウト現象は核沸騰から膜沸騰へ遷移する現象であり極めて複雑な気液二相流現象である。このため、限界熱流束は前述のように平均化モデルと経験式の組み合わせにより評価されており、ここで使用されている経験式は実機燃料集合体を模擬した模擬燃料集合体を用いたバーンアウト試験のデータに基づく実験相関式（限界熱流束相関式）である。バーンアウト試験は、実機の運転条件の範囲を想定し、これを網羅する熱水力条件で実施されているが、今後、燃料集合体の設計が変更されたり評価すべき運転条件の範囲が拡大されたりすると、既存の限界熱流束相関式をそのまま使用することはできない。一方、前述の通り、近年、二相流解析モデルの高度化が進んでおり、こうした知見を活用すれば限界熱流束相関式を用いずに解析的に限界熱流束を予測することも可能となっている。この場合、適用範囲に関してはバーンアウト試験の試験範囲による制約はない。

そこで、本研究では、二相流解析モデルに関する最新知見を限界熱流束予測手法に反映させ、広範囲にわたる熱水力条件下における限界熱流束を予測する手法を開発することを目的とする。

② ①項に述べた通り、通常は、**BWR** 炉心においては核沸騰熱伝達、**PWR** 炉心においては強制対流熱伝達により燃料集合体における発熱量と冷却材による除熱量がバランスしている状態であり、これらはポンプにより炉心に冷却材が供給される強制循環流により実現されている。もし、何らかの理由により冷却材を供給するポンプが全て停止し強制循環による冷却が喪失すると燃料集合体を十分に冷却できなくなる。この時、**BWR** においても **PWR** においても制御棒挿入により原子炉を緊急停止し核分裂連鎖反応を停止しても核分裂生成物の崩壊熱によりある程度の発熱量があるため継続的な冷却が必要となる。燃料集合体が冠水している限りは問題ないが、冷却不足の状態が継続すると炉心内の冷却材温度は上昇しやがて沸騰する。更に沸騰が継続し炉心内の水量が減少すると燃料集合体が露出しやがて燃料破損（燃料溶融）に至る。この過程において、炉心内の状況は通常強制循環流条件とは大きく異なり、特に沸騰開始後は沸騰気泡により誘起される気液二相自然循環流が支配的となる。

こうした状況下において、運転員は限られた監視データから炉心内の状況を推測し、燃料集合体が露出するまでの時間内に手順書に従い適切な対応をとる必要がある。しかしながら、上述のように炉心内の状況は通常運転時の強制循環流条件とは大きく異なり、限られた監視データから炉心内の状況を推測するのは極めて困難である。そこで、上記対応を確実に実現するためには、強制循環流による冷却が喪失した際の炉心内の状況をシミュレ

ーション計算により再現し、その結果を操作手順書や解説書、教育訓練プログラムへ反映することが効果的であると考えられる。しかしながら、強制循環流による冷却が喪失した際の炉心内流動については、前述の通り気泡により誘起される気液二相流動が含まれているため解析が困難であり、これまで詳細な検討がなされておらず、こうしたシミュレーション計算は実現されていないのが現状である。

そこで、本研究では、軽水炉の炉心において強制循環流による冷却が喪失した際の炉心内流動のシミュレーション計算を実現することを想定し、気泡により誘起される気液二相流動の基礎特性を把握するとともにその特性を適切に表現する合理的な解析モデルの開発および実機条件への適用法について検討することを目的とする。

1.3 論文の構成

本論文は4つの章で構成される。

第1章では、序論として本研究の背景および目的について説明する。

第2章では、1.2節で述べた目的のうち、①「広範囲にわたる熱水力条件下における限界熱流束を解析的に予測する手法を開発すること」を対象として以下に従って検討を行う。

まずは、2.1節にて本研究において評価検討の対象とする現象および検証用のデータベースについて説明する。

次に、2.2節にて限界熱流束を予測するために使用する多流体モデルに基づく二相流解析コードの数値モデルについて説明する。

次に、2.3節にて限界熱流束予測モデルのうちドライアウトモデルについての調査検討結果について説明した後、2.1節で示したデータベースを対象として2.2節で示した二相流解析コードにドライアウトモデルを適用することにより限界熱流束の予測計算を実施した結果について説明する。

次に、2.4節にて限界熱流束予測モデルのうちDNBモデルについての調査検討結果について説明した後、DNBモデルを用いて2.3節で実施したものと同様の限界熱流束予測計算を実施した結果について説明する。

次に、2.5節にて2.3節および2.4節の結果を踏まえてドライアウトモデルとDNBモデルを組み合わせることにより広範囲にわたる熱水力条件下における限界熱流束を合理的に予測する手法について検討し、この手法を用いて2.3節および2.4節と同様の限界熱流束予測計算を実施した結果について説明する。

最後に2.6節にて2.5節の結果に対する考察を述べる。

第3章では、1.2節で述べた目的のうち、②「気泡により誘起される気液二相流動の基礎特性を把握するとともにその特性を適切に表現する合理的なモデルの開発および実機条件への適用法について検討すること」を対象として以下に従って検討を行う。

まずは、3.1節にて気泡により誘起される気液二相流動として容器内気液二相自然循環流動を対象とした数値解析および数理モデルの検討を実施し、現象の複雑さとこれを踏まえた合理的な平均化モデルについて検討した結果を説明する。

次に、3.2節にて加圧水型原子炉において気泡により誘起される気液二相流動の特性把握が重要となる事象を想定し、これを模擬した簡易実験を実施し、その結果について整理して説明する。

最後に3.3節にて3.1節および3.2節の結果を踏まえて気泡により誘起される気液二相流動の解析モデルの実機条件への適用法について検討する。

第4章では、結論として第2章および第3章の内容をまとめる。

第2章 限界熱流束の機構論的予測

軽水炉を始めとする様々な動力エネルギープラント・機器においては、沸騰流を利用してエネルギーを伝達・輸送する場合が多い。これは、熱伝達効率が非常に良好である核沸騰熱伝達を利用したものであるが、伝熱面の熱負荷が増大し限界熱流束(Critical Heat Flux, CHF)に達すると核沸騰から膜沸騰に遷移し、伝熱面における熱伝達係数が急激に低下することに伴い伝熱面温度の急上昇、いわゆるバーンアウトが発生する。伝熱面温度の急上昇はプラント・機器の健全性に大きな影響を及ぼすため、これらのプラント・機器設計や安全性解析において、沸騰を伴う伝熱面の最大熱負荷(限界熱流束、CHF)を正確に予測することは極めて重要である。

特に軽水炉においては、燃料棒表面においてバーンアウトが発生し伝熱面温度が急上昇すると燃料棒破損の危険性が生じる等重大な影響を及ぼす。このため、軽水炉においては通常運転時及び運転時の異常な過渡変化時においてバーンアウト等により燃料の健全性が損なわれないことが設計要求となっている。この設計要求を満たすためには通常運転時および運転時の異常な過渡変化時における CHF を予測し、これに適切な余裕を考慮した許容限界値を定め、この許容限界値を超えないようプラント運転範囲を制限する必要がある。従って、適切なプラント運転範囲を定めるためには CHF の適切な予測が必要となる。

現在のところ、CHF の予測には実験相関式が実用的に用いられていることが多い。一般に、実験相関式は、物理的根拠に立脚していない実験定数が含まれるため外挿性に乏しく、幾何形状、流動条件等の適用範囲はその実験相関式が得られた実験条件の範囲内に限定されており、プラント・機器の改良により幾何形状や流動条件が変わった場合にはその適用性に問題がある。軽水炉燃料における CHF 予測についても上述のプラント運転範囲を包含する実験データに基づき開発された実験相関式が設計に用いられている。その一方、近年では膨大な CHF 実験データベースに基づくテーブル参照型の予測手法の開発が進んでおり、軽水炉燃料集合体における CHF 予測への適用も検討されている^(2-1, 2-2, 2-3)。

更に、2011 年の東北地方太平洋沖地震による福島第一原子力発電所事故以降、軽水炉の安全性評価については従来と比べてより広範囲にわたる過渡事象についての評価が必要となり、上述の実験相関式の適用範囲では網羅しきれない条件での CHF 予測が必要となる可能性もある。

一方、実験相関式を用いずに、物理的根拠に基づき機構論的に CHF を予測する手法についてもいくつかのモデルが提案されている。これらのモデルは沸騰遷移の発生機構に基づきドライアウトモデルと DNB モデルに分類される。ドライアウトモデルは三流体モデルに基づく解析手法が一般的であり^(2-4, 2-5)、CHF の予測精度およびモデルの適用範囲は三流体モデルの構成モデルである液滴発生率および液滴付着率の適用性に依存していると言える。また、DNB モデルについては代表的なモデルとして気泡下薄液膜ドライアウト型モデル^(2-6, 2-7)や気泡充満型モデル^(2-8, 2-9, 2-10)が提案されており、いずれのモデルも壁面近傍に気泡が集

中するような熱的非平衡性の強い低クオリティ条件で良好な予測を与えている。

このように機構論的モデルの場合、実験相関式のような実験条件の範囲内という明確な適用範囲の制限はないが、各モデルを構成する要素モデルの適用性に基づく適用範囲、すなわち実際の現象がモデル化の対象とした現象と整合している範囲内で適用可能と考えられるため、実用上は適用範囲が限られているのが現状である。

そこで、本研究ではより広範囲にわたって適切に CHF を評価することを目的として、これまでに提案された機構論的 CHF 予測モデルの適用範囲について評価し、これらを改良・統合することにより広範囲にわたる条件下での CHF を一括して解析的に予測する手法について検討を行った。

2.1 円管における限界熱流束実験データベース

本研究では CHF 予測を評価するに当たって、一様加熱円管内垂直上昇流を評価対象とし、参照データベースとして日本原子力学会熱流動部会において作成された二相流データベースに基づき均一熱流束条件下での鉛直円管 CHF データを集めた Thompson-Macbeth のデータベース⁽²⁻¹¹⁾を使用した。Thompson-Macbeth のデータベースは Table 2-1 に示すように圧力毎にグループ化されたデータセットにまとめられており、ドライアウトおよび DNB を含む広範囲にわたる条件下でのバーンアウトデータを含んでいる。これらのデータは主に 1950 年代後半から 1960 年代前半にかけて実施されたバーンアウト試験データを収集したものであり非常に古いデータであるが、データ群間の整合性やばらつき、不信頼データの除外等十分に検討されたデータベースであり、ドライアウトモデルや DNB モデルを検証するための参照データとして十分に適していると考えられる。

2.2 機構論的モデルによる限界熱流束の予測手法

2.1 節で述べた通り本研究では一様加熱円管内垂直上昇流におけるバーンアウトを対象とする。この場合、液単相流として流入したサブクール水は加熱に伴い流路入口より液単相流、気泡流～チャーン流、条件によっては環状噴霧流を経て流路出口でバーンアウトに到る。この過程を解析的に予測するための二相流解析モデルとして、本研究では気泡流～チャーン流領域には二流体モデル、環状噴霧流領域には三流体モデルを適用した。また、気泡流の開始点、すなわち沸騰開始点（正味の蒸気発生点）および環状噴霧流への遷移点は、それぞれ、サブクール沸騰モデルおよび環状噴霧流遷移モデルにより決定した。この多流体モデルに基づくコードを用いて計算した流路出口の流動条件に対してCHF予測モデルを適用することによりCHFの予測を行った。以下に解析手法の詳細について記述する。

2.2.1 基礎式および構成式

本研究では以下に示すような軸方向一次元の二流体モデルおよび三流体モデルに基づく基礎式および構成式を用いた。

2.2.1.1 二流体モデル

・基礎式

質量保存式

$$\frac{d}{dz}(\alpha_G \rho_G u_G) = M_B \quad (2-1)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_L \rho_L u_L) = -M_B \quad (2-2)$$

ここで、 α_G ：気相ボイド率(-)、 α_L ：液相ボイド率(-)、 ρ_G ：気相密度(kg/m³)、 ρ_L ：液相密度(kg/m³)、 u_G ：気相速度(m/s)、 u_L ：液相速度(m/s)、 M_B ：気相の質量生成率(kg/m³s)を表す。

運動量保存式

$$\frac{d}{dz}(\alpha_G \rho_G u_G^2) + \alpha_G \frac{dP}{dz} = -F_{LG} - F_{WG} + M_B u_L - \alpha_G \rho_G g \quad (2-3)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_L \rho_L u_L^2) + \alpha_L \frac{dP}{dz} = F_{LG} - F_{WL} - M_B u_L - \alpha_L \rho_L g \quad (2-4)$$

ここで、 P ：圧力(Pa)、 F_{LG} ：気液間運動量輸送量(N/m³)、 F_{WG} ：気相・壁面間運動量輸送量(N/m³)、 F_{WL} ：液相・壁面間運動量輸送量(N/m³)を表す。

・構成式

ボイド率

$$\alpha_G + \alpha_L = 1.0 \quad (2-5)$$

気相生成率

$$M_B = \frac{4 \cdot q_w}{D \cdot H_{LG}} \quad (2-6)$$

ここで、 q_w ：壁面熱流束(kW/m²)、 D ：管径(m)、 H_{LG} ：潜熱(kJ/kg)を表す。

また、サブクール沸騰時の気相生成率については後述するものとする。

気液間運動量輸送量

$$F_{LG} = F_{DLG} + F_{VMLG} \quad (2-7)$$

ここで、 F_{DLG} ：気液間の界面抗力(N/m³)、 F_{VMLG} ：仮想質量力(N/m³)を表し、それぞれ以下の式を用いる。

気液間の界面抗力はドリフト速度を利用した以下の式を用いる。(2-12)

$$F_{DLG} = \frac{\Phi |\Phi| \{ \alpha_G \alpha_L (\rho_L - \rho_G) - \alpha_L F_{WG} + \alpha_G F_{WL} \}}{V_{GJ} |V_{GJ}|} \quad (2-8)$$

$$\Phi = (1 - C_G \alpha_G) u_G - C_G \alpha_L u_L \quad (2-9)$$

ここで、 C_G ：ドリフトフラックス相関式における分布定数(-)、 V_{GJ} ：体積加重平均ドリフト(m/s)を表し、水・蒸気系の代表的な相関式である次式を用いる(2-13)。

$$C_G = \max(0.3, C_G^*) \quad (2-10)$$

$$C_G^* = (1.2 - 0.2\sqrt{\rho_G/\rho_L})\{1 - \exp(-18\alpha_G)\} \quad (2-11)$$

$$V_{GJ} = \begin{cases} \sqrt{2}\alpha_L^{-1.75} \left(\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{0.25} & (\alpha < 0.3) \\ 0.35 \left\{ \frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right\}^{0.5} & (\alpha \geq 0.3) \end{cases} \quad (2-12)$$

ここで、 g : 重力加速度(kg/ms²)、 σ : 表面張力(N/m)を表す。

仮想質量力は以下に示す **Drew**⁽²⁻¹⁴⁾の式を用いる。

$$F_{VMLG} = \xi_G \frac{du_G}{dz} + \xi_L \frac{du_L}{dz} \quad (2-13)$$

$$\xi_G = \alpha_G \rho_0 C_{VM} \{u_G + (\kappa - 2)(u_G - u_L)\} \quad (2-14)$$

$$\xi_L = \alpha_G \rho_0 C_{VM} \{-u_G + (1 - \kappa)(u_G - u_L)\} \quad (2-15)$$

ここで、 ρ_0 、 C_{VM} 、 κ については以下に示す **Lahey**⁽²⁻¹⁵⁾のモデルを用いる。

$$\rho_0 = \rho_L \quad (2-16)$$

$$C_{VM} = 0.5 \quad (2-17)$$

$$\kappa = 2 \quad (2-18)$$

液相－壁面間運動量輸送量

$$F_{WL} = \lambda \frac{\rho_L u_L^2}{2D} \quad (2-19)$$

$$\lambda = 0.3164 \text{Re}_L^{-0.25} \quad (2-20)$$

$$\text{Re}_L = \frac{\alpha_L u_L D}{\nu_L} \quad (2-21)$$

ここで、 λ : 摩擦係数(-)、 Re_L : 液相レイノルズ数(-)、 ν_L : 液相動粘性係数(m²/s)を表す。

気相－壁面間運動量輸送量

$$F_{wG} = 0 \quad (2-22)$$

2.2.1.2 三流体モデル

・基礎式

質量保存式

$$\frac{d}{dz}(\alpha_G \rho_G u_G) = M_B \quad (2-23)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_F \rho_F u_F) = -M_B - M_E + M_D \quad (2-24)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_E \rho_E u_E) = M_E - M_D \quad (2-25)$$

ここで、 ρ_F : 液膜密度(kg/m³)、 ρ_E : 液滴密度(kg/m³)、 u_F : 液膜速度(m/s)、 u_E : 液滴速度(m/s)、 M_D : 液膜の質量生成率(kg/m³s)、 M_E : 液滴の質量生成率(kg/m³s)を表す。

運動量保存式

$$\frac{d}{dz}(\alpha_G \rho_G u_G^2) + \alpha_G \frac{dP}{dz} = -F_{FG} - F_{EG} + M_B u_F - \alpha_G \rho_G g \quad (2-26)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_F \rho_F u_F^2) + \alpha_F \frac{dP}{dz} = F_{FG} - F_{EF} - F_{WF} + M_D u_E - (M_B + M_E) u_F - \alpha_F \rho_F g \quad (2-27)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_E \rho_E u_E^2) + \alpha_E \frac{dP}{dz} = F_{EF} + F_{EG} - M_D u_E + M_E u_F - \alpha_E \rho_E g \quad (2-28)$$

ここで、 F_{FG} ：気相・液膜間運動量輸送量(N/m³)、 F_{EG} ：気相・液滴間運動量輸送量(N/m³)、 F_{EF} ：液膜・液滴間運動量輸送量(N/m³)、 F_{WF} ：液膜・壁面間運動量輸送量(N/m³)を表す。

・構成式

液膜の質量生成率

$$M_D = \frac{4}{D} m_D \quad (2-29)$$

ここで m_D ：液滴付着率(kg/m²s)を表す。 m_D については後述するものとする。

液滴の質量生成率

$$M_E = \frac{4}{D} (m_E + m_{BE}) \quad (2-30)$$

ここで m_E ：擾乱波からの液滴発生率 (kg/m²s)、 m_{BE} ：加熱による液膜内沸騰に起因する液滴発生率(kg/m²s)を表す。 m_{BE} は以下の式を用いる。また、 m_E については後述するものとする。

$$m_{BE} = \left(\frac{q_w}{H_{LG} \rho_G} \right) \exp \left\{ - \frac{t_F \sqrt{\tau_{WF} / \rho_F}}{158.7 (\mu_G / \mu_F)^{2.66} 30 u_F} \right\} C \quad (2-31)$$

液膜－蒸気間運動量輸送量

$$F_{FG} = F_{DFG} + F_{VMFG} \quad (2\cdot 32)$$

ここで F_{DFG} : 液膜－蒸気間の界面抗力(N/m³)、 F_{VMFG} : 液膜－蒸気間の仮想質量力(N/m³)を表し、それぞれ以下の式を用いる。

液膜－蒸気間の界面抗力

$$F_{DFG} = A_{FG} \tau_{FG} \quad (2\cdot 33)$$

$$A_{FG} = \frac{4}{D} \sqrt{1 - \alpha_F} \quad (2\cdot 34)$$

$$\tau_{FG} = f_{FG} \frac{1}{2} \rho_G (u_G - u_E)^2 \quad (2\cdot 35)$$

$$f_{FG} = 0.079 \text{Re}_G^{-0.25} (1 + 300 t_F / D) \quad (2\cdot 36)$$

$$\text{Re}_G = \frac{\rho_G |u_G - u_F| D_{FG}}{\mu_G}, \quad D_{FG} = D \sqrt{1 - \alpha_F} \quad (2\cdot 37)$$

$$t_F = D (1 - \sqrt{\alpha_G + \alpha_E}) / 2 \quad (2\cdot 38)$$

ここで、 μ_G : 気相粘性係数(Pa・s)を表す。

液膜－蒸気間の仮想質量力

$$F_{VMFG} = \xi_{GF} \frac{du_G}{dz} + \xi_F \frac{du_F}{dz} \quad (2\cdot 39)$$

$$\xi_{GF} = \alpha_G \rho_0 C_{VM} \{u_G + (\kappa - 2)(u_G - u_F)\} \quad (2\cdot 40)$$

$$\xi_F = \alpha_G \rho_0 C_{VM} \{-u_G + (1 - \kappa)(u_G - u_F)\} \quad (2-41)$$

ここで、 ρ_0 、 C_{VM} 、 κ については以下に示す RELAP のモデル⁽²⁻¹⁶⁾を用いる。

$$\rho_0 = \alpha_G \rho_G + \alpha_F \rho_F \quad (2-42)$$

$$C_{VM} = \alpha_F (3 - 2\alpha_G) / (2\alpha_G) \quad (2-43)$$

$$\kappa = 1 \quad (2-44)$$

液滴－蒸気間運動量輸送量

$$F_{EG} = F_{DEG} + F_{VMEG} \quad (2-45)$$

ここで F_{DEG} : 液滴－蒸気間の界面抗力(N/m³)、 F_{VMEG} : 液滴－蒸気間の仮想質量力(N/m³)を表し、それぞれ以下の式を用いる。

液滴－蒸気間界面抗力

$$F_{DEG} = A_{EG} \tau_{EG} \quad (2-46)$$

$$A_{EG} = 1.5 \alpha_E / D_E \quad (2-47)$$

$$\tau_{EG} = k_{EG} \frac{1}{2} \rho_G (u_G - u_E)^2 \quad (2-48)$$

$$D_E = \frac{\sigma We}{\rho_G} (u_G - u_E)^2 \quad (2-49)$$

$$k_{EG} = 24 \text{Re}_E^{-1} + 3.1 \text{Re}_E^{-0.313} + 0.42(4.25 \times 10^4 \text{Re}_E^{-1.16} + 1)^{-1} \quad (2-50)$$

$$\text{Re}_E = \frac{\rho_E |u_G - u_E| D_E}{\mu_E} \quad (2-51)$$

ここで、 μ_E ：液滴粘性係数(Pa・s)を表す。

液滴－蒸気間の仮想質量力

$$F_{VMEG} = \xi_{GE} \frac{du_G}{dz} + \xi_E \frac{du_E}{dz} \quad (2-52)$$

$$\xi_{GE} = \alpha_E \rho_0 C_{VM} \{u_G + (\kappa - 2)(u_G - u_E)\} \quad (2-53)$$

$$\xi_E = \alpha_E \rho_0 C_{VM} \{-u_G + (1 - \kappa)(u_G - u_E)\} \quad (2-54)$$

ここで、 ρ_0 、 C_{VM} 、 κ については以下の式を用いる。

$$\rho_0 = \rho_G \quad (2-55)$$

$$C_{VM} = 0.5 \quad (2-56)$$

$$\kappa = 0 \quad (2-57)$$

液滴－液膜間運動量輸送量

$$F_{EF} = 0 \quad (2-58)$$

2.2.2 サブクール沸騰モデル

比較的高流量、高熱流束条件で発生するバーンアウトは伝熱面近傍の局所的な液供給不足により核沸騰が維持できなくなることにより生じる、いわゆる **DNB** であり、多くの場合サブクール沸騰領域で発生する。**DNB** の発生メカニズムについてはいまだ解明されていない部分が多いが、後に述べる **DNB** モデルではサブクール沸騰領域におけるボイド率、特に伝熱面近傍の局所的なボイド率が重要なパラメータとなる。サブクール沸騰領域ではまず始めに伝熱面に小さな気泡が生成し、ある程度の大きさまで気泡が成長すると伝熱面から離脱する。気泡が伝熱面から離脱した点、すなわち気泡離脱点以降ボイド率が急速に増加

することから、解析上は気泡離脱点以降を二相流として取り扱う。前節で示したモデルに基づき、本研究では軸方向各位置における諸量を上流側から順次求めていく。従って、サブクール沸騰領域のボイド率を計算するためには、気泡離脱点と気泡離脱点以降の各軸方向位置における蒸気発生量（ M_B ）を適切に評価する必要がある。伝熱面近傍の局所的なボイド率については DNB モデルの項において詳細検討するものとし、ここでは気泡離脱点と気泡離脱点以降の蒸気発生量の評価方法について記述する。

2.2.2.1 気泡離脱点モデル

気泡離脱点モデルの代表的なものとしてこれまで以下のようなモデルが提案されている。

Levy⁽²⁻¹⁷⁾および Staub⁽²⁻¹⁸⁾はいずれも壁面気泡に働く力のバランスから計算される離脱気泡径と Martinelli⁽²⁻¹⁹⁾の温度分布に基づき気泡離脱点サブクール度を求めている。気泡離脱点以降のボイド率は profile-fit 法⁽²⁻²⁰⁾により求めている。しかしながら、これらのモデルの適用範囲は原理的には Martinelli の温度分布や壁面気泡に働く力の評価式の適用性に依存すると考えられる。

Ahmad⁽²⁻²¹⁾は気泡離脱点における熱伝達率を相関式で与えることにより気泡離脱点サブクール度を求めている。気泡離脱点以降のボイド率はサブクール沸騰領域におけるエネルギーバランス式に基づき算出している。しかしながら、低流量条件での凝縮率や低圧条件でのスリップ比の与え方に大きな不確定性を有している。

Saha-Zuber⁽²⁻²²⁾は気泡離脱条件を伝熱面における蒸発率と凝縮率のバランスに基づく熱的限界とレイノルズのアナロジーに基づく水力的限界という二つの限界で表わし、これらを実験データで整理することにより広い範囲にわたってある程度の精度で予測可能なモデルとなっている。

これらのモデルの適用性を確認するため 2.1 節で述べた Thompson-Macbeth のデータベースのうち管出口クオリティの小さいデータ、すなわち DNB 条件と思われるデータセットに対して各モデルを用いて気泡離脱点を評価した。その結果、いずれのモデルも同様に以下のような傾向を示した。すなわち、低サブクール条件においては管入口で既に気泡離脱条件を満たしているケース、高サブクール条件においては管出口でも気泡離脱条件を満たさないケースが見られた。実現象は管入口では水単相、管出口でバーンアウト（この場合は DNB）というものであり、気泡離脱点は管の途中に存在するはずであるから、上述の傾向は低サブクール条件では気泡離脱点を過剰に上流側に予測し、高サブクール条件では気泡離脱点を過剰に下流側に予測する傾向があると言える。または、低サブクール条件では気泡離脱を過剰に早く予測し、高サブクール条件では気泡離脱を過剰に遅く予測する傾向があるとも言える。このような傾向を補正するためには低サブクール条件では気泡離脱を遅らせる、高サブクール条件では気泡離脱を早めるよう気泡離脱点モデルを補正する必要がある。そこで、本研究では上述の気泡離脱点モデルのうち気泡離脱点評価にサブクールの影響を合理的に付加できるモデルとして Staub のモデルに着目し、これを以下のように

補正した。

Staub のモデルにおいては、壁面気泡に働く垂直方向の力のバランスに基づき、以下の条件を満たす点を気泡離脱点としている。

$$\pi \cdot d_B \cdot \sigma \cdot f(\beta) = \frac{\pi \cdot d_B^3 \cdot (\rho_f - \rho_g) \cdot g}{12} + \frac{\pi \cdot d_B^2}{4} \tau_w \quad (2-59)$$

ここで、 d_B : 過熱層厚さと関連付けられた壁面気泡径(m)、 τ_w : 壁面せん断応力 (N/m²)、 $f(\beta)$: 気泡接触角の関数(・)を表す。

(2-59) 式の左辺は表面張力による保持力、右辺第一項は浮力、右辺第二項は抗力を表している。

原本ではいくつかの実験データとの比較により $f(\beta) = 0.02 \sim 0.03$ が推奨されている。しかしながら、前述の通りこのオリジナルの $f(\beta)$ を用いると DNB 条件での適用性に問題がある。原本ではまた、(2-59) 式から抗力の項を除いたものと以下の Fritz's の式を比較することにより $f(\beta) = 0.015 \sim 0.17$ という値が得られたと述べられている。

$$\frac{d_B^2 \cdot (\rho_f - \rho_g) \cdot g}{2 \cdot \sigma} = \left(\frac{6}{\pi} \right)^{2/3} \cdot (0.119 \cdot \beta)^2 \quad (2-60)$$

($20 \leq \beta \leq 70 \text{ deg.}$)

ここで $\beta = 20 \sim 70 \text{ deg.}$ はプール沸騰実験の観察により得られた値である。本研究で対象としている流動は強制対流沸騰であるためこの議論をそのまま適用することには問題があるが、 $f(\beta)$ が気泡接触角により大きく変化することは確認できる。本研究で対象としている DNB 条件においては、壁面気泡近傍の熱水力条件は時間的にも空間的にも極めて複雑であり壁面気泡の接触角を適切に評価することは極めて困難であるが、壁面気泡周辺の温度分布を考慮すると大局的には相対的に大きな温度勾配を有する高サブクール条件では接触角が小さく、相対的に小さな温度勾配を有する低サブクール条件では接触角が大きいと考えられる。すなわち、高サブクール条件では $f(\beta)$ は小さく、低サブクール条件では $f(\beta)$ は大きくなると考えられる。そこで、本研究では $f(\beta)$ が $0.015 \sim 0.17$ の範囲内でサブクール度に応じて変化するよう Fig. 2-1 に示すような形で $f(\beta)$ を与えるよう Staub のモデルを修正した。

2.2.2.2 サブクール沸騰領域のフローコオリティ

サブクール沸騰領域のフローコオリティについては、Zuber、Staub、Bijwaard による profile-fit 法⁽²⁻²⁰⁾に基づく以下の式を用いた。

$$X_f = \frac{X_{eq} - X_{dp} \exp\left(\frac{X_{eq}}{X_{dp}} - 1\right)}{1 - X_{dp} \exp\left(\frac{X_{eq}}{X_{dp}} - 1\right)} \quad (2-61)$$

ここで、 X_{eq} : 熱平衡クオリティ(-)、 X_{dp} : 気泡離脱点における熱平衡クオリティ(-)を表す。

2.2.2.3 サブクール沸騰領域の蒸気発生量

サブクール沸騰領域では壁面熱流束の一部が蒸気生成に寄与し、残りが液相のエンタルピ上昇に寄与するため、(2-6) 式では蒸気発生量 M_B を過大評価することになる。従って、ここでは (2-61) 式に基づくクオリティ変化との整合性を考慮しサブクール沸騰領域の蒸気発生量を以下の式で与えた。

$$M_B = G \frac{dX_f}{dz} \quad (2-62)$$

2.2.3 環状噴霧流遷移モデル

一般に流動様式の遷移条件としては気液両相の体積流束の関係で表わされた流動様式線図が用いられるが、多くは静的な状態に基づき作成されたものである。一方、本研究で対象としているような管内沸騰流の場合、流れが未発達のまま流動様式が連続的に変化するという状況である。そこで、ここでは強制流動沸騰系の実験⁽²⁻²³⁾に基づく以下の式で環状噴霧流遷移条件を与えた。

$$\alpha_{tran} = 0.63 - 0.022 \ln(P / P_c) \quad (2-63)$$

ここで、 α_{tran} : 環状噴霧流開始ボイド率(-)、 P_c : 臨界圧力(Pa)を表す。

2.3 ドライアウトモデル

2.3.1 解析モデル

ドライアウトは環状噴霧流領域において伝熱面上の液膜が消失する現象であり、近年では三流体モデルを用いて解析的にドライアウトを予測する手法の開発が進んでいる。三流体モデルでは多くの構成式を必要とし、解析精度はこれらの構成式に依存する。特に、液滴発生率および液滴付着率を与える構成式は三流体モデルを用いてCHFを予測する際の最も重要な構成式であり、これまで数多くの相関式が提案されている^{(2・4),(2・24),(2・25)}。しかしながら、これらの相関式を互いに比較すると、各相関式により計算される結果は差異が大きく^(2・26)、その選択には注意を要する。また、三流体モデルを用いて予測されるドライアウトは、液滴発生量と液滴付着量の差の積分値で決まるため、液滴発生率および液滴付着率それぞれの精度のみならず、その組合せも重要となる。そこで、本研究では沸騰水型原子炉のドライアウト条件を中心として比較的広範囲の水-蒸気系の実験データベースに基づいて作成され、液滴発生率と液滴付着率の組合せでドライアウトに対する適用性が確認されている以下に示す Sugawara^(2・4)の式を用いた。

・液滴付着率

$$m_D = k_D C \quad (2\cdot 64)$$

$$k_D = 9.0 \times 10^{-3} V_G \left(\frac{C}{\rho_G} \right)^{-0.5} \text{Re}_G^{-0.2} \text{Pr}^{-2/3} \quad (2\cdot 65)$$

$$C = \rho_E \frac{\alpha_E}{\alpha_G + \alpha_E} \quad (2\cdot 66)$$

・液滴発生率

$$m_E = 1.07 \frac{\mu_F}{\sigma^2} \left(\frac{\rho_F}{\rho_G} \right)^{0.4} \tau_{FG} \Delta h_{eq} V_G \quad (2\cdot 67)$$

$$\Delta h_{eq} = \begin{cases} k_S \\ k_S \{2.136 \log_{10}(\text{Re}_G) - 9.68\} \end{cases} \quad (2\cdot 68)$$

$$k_S = 0.57 t_F + 21.73 \times 10^3 t_F^2 - 38.8 \times 10^6 t_F^3 + 55.68 \times 10^9 t_F^4 \quad (2\cdot 69)$$

2.3.2 ドライアウトモデルによる CHF 予測

本研究では、一様加熱円管内垂直上昇流を対象としているので流路の出口でバーンアウトが発生する。CHF を予測する際にドライアウトモデルを適用する場合、流路出口で液膜厚さが 0 になるまで熱流束を変化させて繰返し計算を行う。すなわち、流路出口より上流側でドライアウトが発生していれば次の計算は熱流束を減少させ、逆に流路出口においても液膜が残っていれば熱流束を増加させて繰返し計算を行う。このようにして得られた熱流束の収束値を CHF 予測値とする。

Fig. 2-2 および Fig. 2-3 に Table 2-1 の Data Set 6 を対象としてドライアウトモデルを用いて CHF を予測した結果を示す。ここで、Fig. 2-3(a)の横軸は実験条件から算出された流路出口の熱平衡クオリティ、すなわちバーンアウト発生時の熱平衡クオリティを表わしている。Fig. 2-3(a)よりドライアウトモデルを用いた場合、クオリティ 0.15~0.2 以上の高クオリティ条件に対しては比較的良好に CHF を予測できているのに対し、低クオリティ条件に対しては CHF を過大評価していることが確認できる。これは低クオリティ条件になるとバーンアウトはドライアウトモデルで対象としているような液膜厚さが 0 になることにより生じるというメカニズムとは異なるメカニズムで生じているということ、およびその境界がクオリティ 0.15~0.2 程度のところにあることを表している。

2.4 DNB モデル

2.4.1 解析モデル

DNB は低クォリティ条件で核沸騰から膜沸騰へ遷移する現象であるが、その発生メカニズムについては未解明な部分が多く、三流体モデルを用いたドライアウト予測のような解析的な予測手法は未だ確立されていない。しかしながら、基本的には伝熱面表面熱流束に対して伝熱面に供給される液体の量が不足することにより発生すると考えられることから、伝熱面近傍の局所的な熱あるいは質量のバランス式を与える様々なモデルが提案されている。これまでに提案されている DNB モデルは主として、壁面気泡（蒸気ブランケット）下の薄液膜が気泡通過時にすべて蒸発することにより DNB が発生するという気泡下薄液膜ドライアウト型モデル^{(2-6),(2-7)}と、伝熱面近傍に気泡が密集してある限界に達すると DNB が発生するという気泡充満型モデル^{(2-8),(2-9),(2-10)}という二つのタイプに分けられる。

気泡下薄液膜ドライアウト型モデルでは蒸気ブランケットの速度と長さおよび薄液膜厚さの評価方法が重要となる。Katto⁽²⁻⁶⁾のモデルでは蒸気ブランケットの速度を Karman の速度分布に基づく液相流速に経験的な係数をかけて求め、蒸気ブランケットの長さおよび薄液膜厚さを気液界面の流体力学的不安定性に基づいて算出している。Celata⁽²⁻⁷⁾のモデルでは蒸気ブランケットの長さの評価は Katto のモデルと同様であるが、蒸気ブランケットの速度を気泡の終端速度で与え、薄液膜厚さを Martinelli⁽²⁻¹⁹⁾の温度分布に基づく過熱液層厚さと Staub⁽²⁻¹⁸⁾による離脱気泡径の差として与えることにより、経験的な係数をなくしている。一方、気泡充満型モデルでは気泡層ボイド率および気泡層厚さの評価方法が重要となる。Weisman-Pei⁽²⁻⁸⁾および Ying-Weisman⁽²⁻⁹⁾のモデルでは気泡層ボイド率を 0.82、気泡層厚さを気泡径の定数倍とし、気泡層とコア層との間の乱流混合を考慮して気泡層の質量バランス式を与えている。Kwon-Chang⁽²⁻¹⁰⁾のモデルでは気泡層ボイド率をクォリティの関数として与え、気泡層厚さを気泡径に等しいとしている。また、気泡層とコア層との間の混合量は乱流モデルではなく運動量保存式を連立させることにより求めている。

このように、いずれのモデルも物理現象に立脚して機構論的に構築されたモデルであり原理的にはこれらを適用するに当たって幾何学的条件および熱水力的条件に制約はない。しかしながら実際にはこれらのモデルの適用性は、モデルを構成する構成式の妥当性に依存する。従って、これらの機構論的モデルに対して最新の知見に基づき構成式を改良したり構成式を解析モデルに置き換えたりすることが重要である。例えば、Weisman-Pei⁽²⁻⁸⁾モデルにおいては気泡層ボイド率を算出するために必要な気泡層とコア層との間の乱流混合を計算するために実験式が用いられている。しかしながら、近年、二相乱流の研究は進んでおり最新の二相乱流モデルを用いれば加熱壁面近傍の局所ボイド率を解析的に算出することが可能である。

近年、管内を垂直方向に上昇する気泡流の乱流構造に関する実験的研究⁽²⁻²⁷⁾および解析的研究⁽²⁻²⁸⁾の成果に基づき、非沸騰系の気泡乱流モデルに加熱壁面での気泡生成による乱流生

成項を付加した沸騰気泡流における乱流モデルが開発されている^(2-29, 2-30)。この研究で筆者らは沸騰気泡流のボイド率分布を算出すると共に沸騰気泡流における二相乱流構造について検討している。彼らはまた、算出したボイド率分布を用いて CHF の予測を試みたが、定性的には良好な結果が得られたものの定量的には十分な予測ができなかった。これは、サブクール沸騰を考慮していないことによるものであった。

本研究では上述の沸騰気泡流における二相乱流モデル⁽²⁻³⁰⁾と 2.2 節に示した軸方向一次元の二相流解析を組み合わせることにより軸方向各位置における径方向ボイド率分布および壁面近傍のボイド率を解析的に算出し、これを気泡充満型 DNB モデルに適用することにより CHF を予測する手法を開発した。

2.4.1.1 沸騰気泡流二相乱流モデル

・基礎式

ボイド率の拡散方程式

ここで取り扱う流動は沸騰気泡流に限られる。沸騰気泡流において径方向のボイド率分布は、乱流渦による気泡の拡散、壁面近傍の液相速度勾配場において気泡に働く揚力、沸騰による壁面からの気泡の射出といった様々な気泡輸送メカニズムによって決定される。本研究では沸騰気泡流においては乱流渦による気泡の拡散が支配的は気泡輸送メカニズムであると仮定して、気泡数密度 n_B の分布を決定する基礎式として以下のような気泡数密度に関する拡散方程式を用いた。

$$\frac{\partial}{\partial z}(n_B V_B) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_B \frac{\partial n_B}{\partial r} \right) + S_1 \quad (2-70)$$

ここで、 n_B : 気泡数密度($\cdot/\text{m}^3$)、 V_B : 気泡速度(m/s)、 D_B : 気泡拡散係数($\cdot$)、 S_1 : 気泡生成率($\cdot/\text{m}^3\text{s}$)を表す。

更に、気泡は球形で均一径 (d_B)、均一速度 (u_G) であると仮定すると、気泡数密度はボイド率に関連付けられ、(2-70) 式は以下のようにボイド率の拡散方程式に書きなおされる。

$$n_B = \frac{6\alpha}{\pi d_B^3} \quad (2-71)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\alpha u_G) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_B \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) + \frac{\Gamma_G}{\rho_G} \quad (2-72)$$

ここで、 Γ_G : 気相の質量生成率(kg/m³s)、 D_B : 気泡拡散係数(m²/s)を表し、気泡拡散係数は以下のように与えられる⁽²⁻²⁹⁾。

$$D_B = (1/3)d_B v'_L \quad (2-73)$$

ここで、 v'_L : 液相の乱流速度 ($=\sqrt{k}$)、 k は液相の乱流エネルギー、 d_B は気泡離脱点モデルによって決定される離脱気泡径を表す。

気泡拡散モデルにおいて、壁面における気泡の成長は考慮されていない。また、径方向のメッシュ分割において、壁面第一メッシュの長さは離脱気泡径より少し大きくするよう設定している。

乱流エネルギーの保存式

気相の乱流エネルギーは液相の乱流エネルギーと比べて無視できるほど小さいと考えられるため、本研究では液相の乱流エネルギー保存式⁽²⁻³⁰⁾のみを考慮した。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{rk(1-\alpha)u_{rL}\} + \frac{\partial}{\partial z} \{k(1-\alpha)u_{zL}\} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r(1-\alpha) \left(\frac{v_L}{2} + \beta_2 \sqrt{k} l_p \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right\} \\ &+ \beta_1 \sqrt{k} l_p (1-\alpha) \left(\frac{\partial u_{zL}}{\partial r} \right)^2 - \gamma_1 (1-\alpha) \frac{(\sqrt{k})^3}{l_p} \\ &- K_2 \alpha \frac{(\sqrt{k})^3}{d_B} + K_1 \frac{3}{4d_B} \alpha C_D U_T^3 \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{(R-r)U_f}{26v_L} \right) \right\} \\ &+ \Phi_B - v_L \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \\ &\quad \left(k = \frac{1}{2} (v_{Lx}'^2 + v_{Ly}'^2 + v_{Lz}'^2) \right) \end{aligned} \quad (2-74)$$

ここで、 u_r : 径方向速度(m/s)、 u_z : 軸方向速度(m/s)、 v_L : 動粘性係数(m²/s)、 l_{TP} : 混合距離(m)、 C_D : 気泡の抵抗係数(-)、 U_T : 気泡の終端速度(m/s)、 U_f : 摩擦速度 ($=\sqrt{\tau_w/\rho_L}$) (m/s)、 Φ_B : 過熱面における気泡生成性に伴う乱流生成項((m/s)²/s)、 $v'_{Lx}, v'_{Ly}, v'_{Lz}$: x,y,z 方向の速度変動(m/s)を表す。

液相の軸方向運動量保存式

$$\begin{aligned}
 & \rho_L (1-\alpha) u_{zL} \frac{\partial u_{zL}}{\partial z} + \rho_L (1-\alpha) u_{rL} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_{zL}) \\
 &= -(1-\alpha) \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r (1-\alpha) \tau_L \} - (1-\alpha) \rho_L g \\
 & \quad + M_{zL}^D + (u_{zLi} - u_{zL}) \Gamma_L
 \end{aligned} \tag{2-75}$$

ここで、 τ_L : 液相のせん断応力(N/m²)、 M_D : 相間抗力(N/m³)、

$\Gamma_L (= -\Gamma_G)$: 液相の質量生成率 (kg/m³s) を表す。

また、 u_{zLi} は気液界面速度を表すが、これは液相速度と等しいと考えられるため、(2-75)式の右辺第5項は実質的には無視される。

液相のエンタルピー保存式

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial z} \{ h_L (1-\alpha) \rho_L u_{zL} \} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r h_L (1-\alpha) \rho_L u_{rL} \} \\
 &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r (1-\alpha) q_L^t \} + q_{Li} \bar{a}_i + h_{fg} \Gamma_L + Q_w
 \end{aligned} \tag{2-76}$$

ここで、 h_L : 液相のエンタルピー(J/kg)、 q_L^t : 乱流熱流束 (J/m²s)、

$\bar{a}_i$: 界面積濃度(1/m)、 Q_w : 壁面熱流束による生成項 (J/m³s) を表す。

また、 q_{Li} は界面熱流束を表すが、本解析ではこれをゼロとした。

・構成式

(2-74)式における C_D 、 U_T 、 Φ_B および他の係数、(2-75)式における τ_L 、 M_{zL}^D については文献(2-30)に示された値をそのまま使用する。(2-76)式における q_L^t については以下の式を用いる。

$$\begin{aligned}
 q_L^t &= -\rho_L \varepsilon_H \frac{\partial h_L}{\partial r} \\
 &= -\rho_L \frac{\nu_{Lt}}{\text{Pr}_t} \frac{\partial h_L}{\partial r}
 \end{aligned} \tag{2-77}$$

ここで、 ε_H : 熱拡散係数(m²/s)、 Pr_t : 乱流プラントル数(=0.9)を表す。

2.4.1.2 径方向ボイド率分布の算出

2.4.1.1 節に示した二相乱流モデルと 2.2 節に示した軸方向一次元の二相流解析を以下のように組み合わせることにより軸方向各位置における径方向ボイド率分布を算出した。

- ① 上流側の液相の乱流エネルギーを用いて(2-73)式により気泡拡散係数を求める。
- ② ①で得られた気泡拡散係数を用いて(2-72)式を解くことにより径方向ボイド率分布を求める。ここで、気相の質量生成率 Γ_G として軸方向一次元二相流解析で算出される M_B を用いる。これにより、各軸方向位置におけるボイド率の径方向平均値は、軸方向一次元二相流解析で得られたボイド率と一致する。
- ③ ②で得られた径方向ボイド率分布を用いて(2-75)式を解くことにより軸方向液相速度の径方向分布を求める。ここで、(2-75)式を解くに当たっては圧力勾配項を調整することにより軸方向液相速度の径方向平均値が軸方向一次元二相流解析で得られた液相速度と一致するよう繰り返し計算を行う。
- ④ ②③で得られたボイド率分布および液相速度分布を用いて(2-74)式および(2-76)式を解くことにより液相の乱流エネルギーおよびエンタルピを求める。
- ⑤ ①に戻る

上記手法の妥当性を検証するため、解析により得られた径方向ボイド率分布と実験結果との比較を行った。比較対象とする実験については、DNBが発生するような条件下での実験が望ましいが、そのような実験データで適切なものがなかったため、本研究ではサブクール沸騰実験のデータ⁽²⁻³¹⁾を使用した。本実験はDNBが発生するような条件ではないものの、均一発熱の円管内垂直上昇流を対象とし入口条件がサブクールであることから本研究で対象としている条件と非常に類似しており参照データとして適していると判断した。

Fig. 2-4 に径方向ボイド率分布の計算結果と実験結果を比較した結果を示す。計算結果については前節に述べたように壁面第一メッシュの長さを離脱気泡径より少し大きくなるように設定しているため、壁面の極近傍の領域については計算結果が存在しないが、ボイド率分布が壁面ピーク型である場合については計算結果と実験結果は概ね一致していることが確認できる。ボイド率分布が壁面ピークから鞍型分布に移行し始めると計算結果と実験結果との間に相違が生じ始めるがこれは本モデルにおいて気泡に働く揚力等をモデル化していないことによるものと考えられる。しかしながら、DNB モデルで対象としている条件、すなわち DNB が発生するような条件ではボイド率分布は壁面ピーク型であると考えられるため、本解析モデルにより径方向ボイド率分布を算出することは概ね妥当と考えられる。

2.4.1.3 径方向ボイド率分布に基づく DNB モデル

前述の通り、代表的な気泡充満型 DNB モデルである Weisman-Pei⁽²⁻⁸⁾のモデルでは、気泡層厚さを気泡径の定数倍と定義し、この気泡層のボイド率が限界ボイド率 (0.82) を超えると DNB となるとしている。本研究においてはこの考え方を踏襲し、壁面第一メッシュを気泡層と定義し、壁面第一メッシュのボイド率すなわち壁面ボイド率が限界ボイド率を超えると DNB となるというモデルとした。限界ボイド率については次節で述べるものとする。

2.4.2 DNB モデルによる CHF 予測

本研究では、一様加熱円管内垂直上昇流を対象としているので流路の出口でバーンアウトが発生する。CHF を予測する際に DNB モデルを適用する場合、流路出口で壁面ボイド率が限界ボイド率になるまで熱流束を変化させて繰返し計算を行う。すなわち、流路出口において壁面ボイド率が限界ボイド率より大きければ次の計算は熱流束を減少させ、逆に流路出口において壁面ボイド率が限界ボイド率より小さければ次の計算は熱流束を増加させて繰返し計算を行う。このようにして得られた熱流束の収束値を CHF 予測値とする。

限界ボイド率については、以下に示す検討の結果、0.80 と定めた。

2.4.1 節に示した解析モデルにより計算された典型的な DNB 条件におけるボイド率分布を Fig. 2-5 に示す。Fig. 2-5 より流路出口の壁面ボイド率は約 0.8 であるが軸方向においても径方向においてもボイド率の変化は極めて急峻であり、このため上述の手法により CHF を予測する場合、わずかな熱流束の変化で流路出口の壁面ボイド率は大きく変化する。これは、限界ボイド率を大きく変化させてもそれによる CHF 予測値の変化は小さいことを意味する。このことを確認するため、代表的な DNB 条件 (CASE A: 高サブクール条件、CASE B: 低サブクール条件) に対して限界ボイド率を 0.75、0.8、0.85 と変化させて CHF 予測を行った。この結果を Table 2-2 に示す。Table 2-2 よりいずれのケースにおいても限界ボイド率の変化に対して CHF 予測値の変化幅は 1%以内となっている。更に、Table 2-1 に示す Thompson-Macbeth のデータベースより DNB データと思われるデータセットを対象として限界ボイド率を 0.75、0.8、0.85 と変化させて CHF 予測を行った。使用したデータの流動条件と CHF 予測結果をそれぞれ Table 2-3 および Table 2-4 に示す。Table 2-4 より限界ボイド率を 0.75、0.8、0.85 と変化させても CHF の予測精度は概ね同等であるものの限界ボイド率を大きくすると CHF の実験値／予測値の平均値は 1.0 に近づくがばらつきが大きくなる傾向が確認できる。そこで、本研究では、CHF の実験値／予測値の平均値とばらつきのバランスを考慮し限界ボイド率を 0.8 と定めた。

Fig. 2-6 および Fig. 2-7 に Table 2-1 の Data Set 6 を対象として DNB モデルを用いて CHF を予測した結果を示す。Fig. 2-7 よりドライアウトモデルを用いた場合とは逆に、流路出口のクオリティ 0.15~0.2 以下の低クオリティ条件に対しては比較的良好に CHF を予測できているのに対し、高クオリティ条件に対しては CHF を過小評価していることが確認できる。これは高クオリティ条件になるとバーンアウトは DNB モデルで対象としているような壁面近傍に気泡が密集して生じるというメカニズムとは異なるメカニズムで生じているということ、およびその境界がクオリティ 0.15~0.2 程度のところにあることを表している。

2.5 広範囲にわたる限界熱流束予測

2.3 および 2.4 の結果より、熱平衡クオリティ 0.15~0.2 程度を境界としてドライアウトモデルと DNB モデルを使い分けることによって広範囲にわたる CHF の予測が可能であると推測できる。そこで本研究では、熱平衡クオリティ 0.15~0.2 程度という条件が環状噴霧流遷移条件とほぼ一致することを考慮し、簡易的な手法として流路出口で環状噴霧流に遷移していれば CHF 予測モデルとしてドライアウトモデルを適用し、遷移していなければ DNB モデルを適用することによりドライアウトモデルと DNB モデルを使い分けて広範囲にわたって CHF を予測するモデルを開発した。

Fig. 2-8 および Fig. 2-9 にこの手法を用いた場合の代表的な CHF 計算過程を示す。ここで図の横軸は、繰返し計算の回数を示している。Fig. 2-8 は低クオリティ条件に対してドライアウトモデルのみを用いた場合とドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせた場合の CHF 計算過程を示している。Fig. 2-8 より、5 回目以降の計算で両者に違いが生じている。両者とも最初の 2 回の計算では熱流束が高いため流路出口でドライアウトが発生し、3 回目の計算では熱流束が低いためドライアウトも DNB も発生しないという点で共通であるが、4 回目の計算でドライアウトモデルのみを用いた場合はドライアウト熱流束未満とみなされ次回の計算で熱流束を大きくし最終的に CHF を過大評価しているのに対し、ドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせた場合は DNB モデルが適用され、最終的に CHF を良好に予測している。

一方、図 Fig. 2-9 は高クオリティ条件に対して DNB モデルのみを用いた場合とドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせた場合の CHF 計算過程を示している。Fig. 2-9 より、Fig. 2-8 と同様に 5 回目以降の計算で両者に違いが生じているが、このケースでは 4 回目の計算で DNB モデルのみの場合は DNB 熱流束以上とみなされ次回の計算で熱流束を小さくし最終的に CHF を過小評価しているのに対し、ドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせた場合は、流路出口で環状噴霧流に遷移しているため DNB モデルは適用されずドライアウトモデルが適用され、最終的に CHF を良好に予測している。これらの結果から、流動状態に応じて適切な CHF 予測モデルを使用することにより低クオリティ条件から高クオリティ条件までの CHF の予測が可能であることが確認できる。

そこで、ドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせた本手法を用いて Table 2-1 の Data Set 6 を対象とした CHF 予測解析を実施した。Fig. 2-10 および Fig. 2-11 に CHF の予測結果を示す。Fig. 2-11 より一部予測精度の悪いケースが含まれているものの、低クオリティ条件から高クオリティ条件まである程度の精度で CHF を予測できることが確認できる。

更に、他の Data Set に対しても、ドライアウトモデル、DNB モデル、およびドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせた手法を用いて CHF 予測解析を実施した。Fig. 2-12 に各ケースの解析結果を示す。また、各ケースにおける CHF 実験値／予測値の平均値

と標準偏差を Table 2-5 に示す。これらの図表より、Data Set 1 や Data Set 4 に対してはドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせたことによる明確な効果は見られず、また、Data Set 15 についてはほとんどがドライアウト条件であるためやはりドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせたことによる明確な効果は確認できない。しかしながら、Data Set 8 や Data Set 10 に対しては Data Set 6 の場合と同様にドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせることにより低クォリティ条件から高クォリティ条件まである程度の精度で CHF を予測できていることが確認できる。

2.6 考察

低クォリティ条件における DNB から高クォリティ条件におけるドライアウトまで沸騰遷移現象は流動条件に応じてその発生メカニズムも多様に変化するものであり、広範囲にわたるクォリティ条件における沸騰遷移現象をドライアウトと DNB という 2 つのメカニズムのみでモデル化するのは十分ではないと考えられる。このため、広いクォリティ範囲にわたる CHF を予測するためにはドライアウトモデルと DNB モデルに加えて中クォリティ条件を対象とした中間的なモデルも合わせて用いることが望ましいと思われるが、今回の解析では第 1 段階としてドライアウトモデルと DNB モデルの 2 つのモデルのみを用いて CHF 予測を試みた。本研究で用いたドライアウトモデルでは液滴発生率と液滴付着率の相関式として Sugawara の式を用いている。Sugawara の式は液滴付着率のクォリティ依存性が比較的大きいことが一つの特徴であり、これにより低クォリティ条件での CHF まで予測できるモデルとなっている。また、DNB モデルでは、沸騰気泡流における二相乱流モデルと軸方向一次元の二相流解析を組み合わせることにより極力実験式を用いず流路内軸方向各位置における径方向ボイド率分布および壁面近傍のボイド率を解析的に求める汎用性の高いモデルを開発しより広い範囲のクォリティ条件での CHF の予測が可能なモデルとなっている。このようにドライアウトモデル、DNB モデルともそれぞれ広い範囲で適用できるよう工夫されているため、環状噴霧流に遷移していればドライアウトモデルを適用し、遷移していなければ DNB モデルを適用するという簡易的な手法であっても広範囲にわたるクォリティ条件における CHF をある程度の精度で予測することが可能となったと思われる。しかしながら、やはり、モデルの切換え条件である環状噴霧流遷移条件を中心としてクォリティ 0.0~0.4 程度の条件では CHF を大きく過大評価あるいは過小評価するケースが見られる。この原因の一つは、ドライアウトモデルと DNB モデルの不連続性と思われる。すなわち、わずかな条件の違いでドライアウトモデルと DNB モデルが切り替わり、かつ、各モデルで計算される CHF が互いに大きく異なるため、CHF を大きく過大評価もしくは過小評価するものと思われる。このように互いのモデルが不連続となるのは、いずれのモデルにおいても環状噴霧流遷移条件近傍では実現象とモデルで想定している現象との整合性がとれていないことによるものと思われる。従って、この問題に対しては、先に述べたように、ドライアウトモデルおよび DNB モデル双方との連続性を考慮して、クォリティ 0.2 程度が適用範囲の中心となるような CHF 予測モデルを新たに導入することにより低クォリティ条件から高クォリティ条件まで連続的に CHF を予測することが可能となると考えられる。また、CHF 予測モデルは流動様式と関連付けることが物理的に妥当と考えられるため、CHF 予測モデルの細分化に伴い、流動様式の細分化ならびに流動様式判定手法の高度化が必要である。

また、上記とは別に次のような課題が見出された。Fig. 2-12 に示されるように、Data Set 1 のデータはほとんどがドライアウトモデルで良好に予測できているが、一部のデータに対してはドライアウトモデルを用いても CHF を過小評価している。これらのデータはすべて

流量が $100 \text{ [kg/m}^2\text{s]}$ 未満の非常に低流量条件のデータである。また、ドライアウトモデルと DNB モデルを組み合わせた場合に DNB と判定され CHF を過小評価しているデータも同じ低流量条件のデータである。このような極めて流量の低い条件における沸騰遷移に対してはプール沸騰の CHF との連続性を考慮したモデルの導入が有効と思われる。

2.7 本章のまとめ

本章での研究結果は下記のように要約できる。

- (1) 多流体モデルを用いて CHF、特に DNB 熱流束を予測する場合、気泡離脱点を評価するサブクール沸騰モデルを適切に与えることが重要である。本研究では、いくつかの代表的なサブクール沸騰モデルを Thomson-Macbeth のデータベース条件に適用したところ、相対的に低サブクール条件では気泡離脱点を過剰に上流側に予測し、高サブクール条件では気泡離脱点を過剰に下流側に予測する傾向があることを見出した。このような傾向を補正する手法として、本研究ではサブクール度と壁面気泡の接触角との相関性を考慮して Staub のサブクール沸騰モデルを修正する手法を考案し、これを適用することで上述の気泡離脱点評価におけるサブクール度の影響を合理的に補正できることを確認した。
- (2) ドライアウトモデルを用いて CHF 予測をする場合、三流体モデルにおける液滴発生率および液滴付着率を適切に与えることが重要であり、いくつかの代表的な相関式が提案されている。本研究では、沸騰水型原子炉のドライアウト条件を中心として比較的広範囲の水-蒸気系の実験データベースに基づいて作成され、液滴発生率と液滴付着率の組合せでドライアウトに対する適用性が確認されている Sugawara の式を用いたドライアウトモデルを構築した。ドライアウトモデルは伝熱面の液膜厚さが 0 になることにより生じるバーンアウトを対象としたモデルであり相対的に高クオリティ条件下での CHF 予測に適用される。本研究ではその適用範囲を確認するため上述のドライアウトモデルを用いて Thompson-Macbeth の CHF 試験データを予測したところ、熱平衡クオリティで 0.15~0.2 以上の高クオリティ条件に対しては比較的良好に CHF を予測できることを確認した。
- (3) DNB モデルについては様々な機構論モデルが提案されており、これらは気泡下薄液膜ドライアウト型モデルと気泡充満型モデルの 2 つのタイプに分類できるが、いずれのモデルにおいても、そのモデルに含まれる構成式に実験式が用いられている。しかしながら、近年の二相流解析研究の成果を反映させると、こうした実験式を解析モデルに置き換えることが可能である。本研究では従来の気泡充満型モデルに含まれている乱流混合構成式（実験式）に対しこれを近年の研究成果を反映させた二相乱流解析モデルに置き換えたモデルを構築し、伝熱面近傍のボイド率を解析的に計算する手法を開発した。また、この手法が DNB を起こすような高サブクール条件で適用可能であることを確認した。

- (4) (3)で開発したモデルを用いて DNB 熱流束を予測する手法について検討し、伝熱面近傍のボイド率が 0.80 を超えると DNB 発生という条件で DNB 熱流束を予測できることを確認した。
- (5) (4)で開発した DNB モデルは伝熱面近傍に気泡が密集することにより生じるバーンアウトを対象としたモデルであり相対的に低クオリティ条件下での CHF 予測に適用される。本研究ではその適用範囲を確認するため(4)で開発した DNB モデルを用いて Thompson-Macbeth の CHF 試験データを予測したところ、熱平衡クオリティで 0.15~0.2 以下の低クオリティ条件に対しては比較的良好に CHF を予測できることを確認した。
- (6) (2) および (5) の結果を踏まえ熱平衡クオリティ 0.15~0.2 程度を境界としてドライアウトモデルと DNB モデルを使い分けることによって広範囲にわたる CHF を予測するモデルを開発し、これを用いて Thompson-Macbeth の CHF 試験データを予測したところ、一部予測精度の悪いケースが含まれているものの、低クオリティ条件から高クオリティ条件まである程度の精度で CHF を予測できることを確認した。
- (7) (6) の結果を踏まえ今後の課題として、ドライアウトモデルおよび DNB モデル双方との連続性を考慮して、クオリティ 0.2 程度が適用範囲の中心となるような CHF 予測モデルを新たに導入することでさらに予測性能が向上すること、そのためには流動様式の細分化ならびに流動様式判定手法の高度化が必要であることを見出した。また、これとは別に、流量が $100 \text{ [kg/m}^2\text{s]}$ 未満の極めて流量の低い条件における沸騰遷移に対してはプール沸騰の CHF との連続性を考慮したモデルの導入を検討する必要があることを見出した。

Table 2-1 Thompson-Macbeth CHF database

Data Set	P (MPa)		D (mm)		L (m)		G (10 ³ kg/m ² s)		Δh_{in} (kJ/kg)		X _{exit} (-)		No.
1	0.1	~ 0.1	1.016	~ 23.876	0.025	~ 0.860	0.010	~ 5.750	0.00	~ 353.55	0.007	~ 1.001	107
2	0.7	~ 0.7	4.572	~ 4.572	0.239	~ 0.239	0.013	~ 0.092	93.04	~ 579.41	0.693	~ 1.030	20
3	1.7	~ 2.1	1.143	~ 3.048	0.114	~ 0.152	0.054	~ 15.732	7.44	~ 778.05	-0.034	~ 0.779	56
4	3.4	~ 4.5	3.048	~ 10.770	0.076	~ 1.727	0.038	~ 10.606	0.00	~ 941.80	-0.154	~ 1.032	468
5	4.7	~ 5.2	4.572	~ 5.588	0.295	~ 1.727	1.004	~ 8.124	0.00	~ 364.25	0.004	~ 0.898	37
6	6.6	~ 7.3	3.048	~ 37.465	0.076	~ 3.658	0.027	~ 18.580	0.00	~ 1100.43	-0.243	~ 1.577	933
7	8.8	~ 9.1	5.740	~ 11.455	0.625	~ 1.524	1.017	~ 4.069	75.13	~ 426.59	0.068	~ 0.524	19
8	10.2	~ 11.2	1.905	~ 19.812	0.152	~ 1.524	0.028	~ 9.873	80.48	~ 1319.07	-0.208	~ 1.222	269
9	12.1	~ 12.8	1.905	~ 19.812	0.152	~ 0.914	0.079	~ 4.109	117.23	~ 1393.97	-0.079	~ 0.399	63
10	13.8	~ 13.8	1.905	~ 11.074	0.076	~ 1.829	0.031	~ 10.565	0.00	~ 1456.31	-0.820	~ 1.069	649
11	15.5	~ 15.5	1.905	~ 1.905	0.152	~ 0.696	2.034	~ 3.879	420.54	~ 1515.85	-0.122	~ 0.011	30
12	17.2	~ 17.2	1.905	~ 1.905	0.152	~ 0.696	1.939	~ 3.662	461.48	~ 1585.40	-0.199	~ -0.005	30
13	18.3	~ 18.3	2.997	~ 2.997	0.035	~ 0.150	0.793	~ 2.902	48.61	~ 397.05	-0.127	~ -0.013	10
14	19.0	~ 19.0	1.905	~ 1.905	0.152	~ 0.696	1.844	~ 3.784	500.56	~ 1658.90	-0.393	~ -0.069	30
15	0.2	~ 4.1	3.937	~ 10.033	0.599	~ 3.119	0.144	~ 2.410	80.71	~ 921.56	0.198	~ 1.054	1576
16	0.1	~ 20.7	2.997	~ 5.740	0.076	~ 0.625	0.050	~ 6.849	41.87	~ 994.60	-1.152	~ 0.128	10

Table 2-2 Predicted CHF for different $\alpha_{w,crit}$ values

	P (MPa)	D (mm)	L (m)	G (kg/m ² s)	Δh_{in} (kJ/kg)	Xe,exit (-)	CHF(Exp.) (kW/m ²)	$\alpha_{w,crit}$ (-)	CHF(Calc.) (kW/m ²)
CASE A	14	4.75	0.3175	3784	1197	-0.45	9969	0.75	9596
								0.80	9617
								0.85	9639
CASE B	14	4.75	0.3175	7025	207	-0.018	4921	0.75	4450
								0.80	4477
								0.85	4505

Table 2-3 Database used in verifying DNB model

P (MPa)	D (mm)	L (m)	G (kg/m ² s)	Δh_{in} (kJ/kg)	No.
7	3.63 - 37.46	0.076 - 1.972	958.9 - 18580.4	69.5 - 801.5	201
14	1.9 - 7.8	0.076 - 0.696	689.0 - 10565.0	181.7 - 1456.3	197

Table 2-4 Statistical results of the ratio CHF(Exp.)/CHF(Calc.)

$\alpha_{w,crit}$	CHF(Exp.) / CHF(Calc.)	
	Average	R.M.S
0.75	1.023	0.124
0.80	1.017	0.125
0.85	1.011	0.127

Table 2-5 Statistical results of the ratio CHF(EXP.)/CHF(CALC.)

Data Set No.	CHF Model		
	dryout	DNB	dryout & DNB
1	1.19	6.49	1.29
	0.69	11.65	0.90
4	0.79	2.16	0.82
	0.26	1.07	0.32
6	0.85	1.57	1.03
	0.22	0.74	0.20
8	0.75	1.14	1.05
	0.25	0.27	0.23
10	0.74	1.14	1.09
	0.24	0.21	0.19
15	1.04	3.00	1.04
	0.13	1.46	0.13

upper : average value
lower : standard deviation

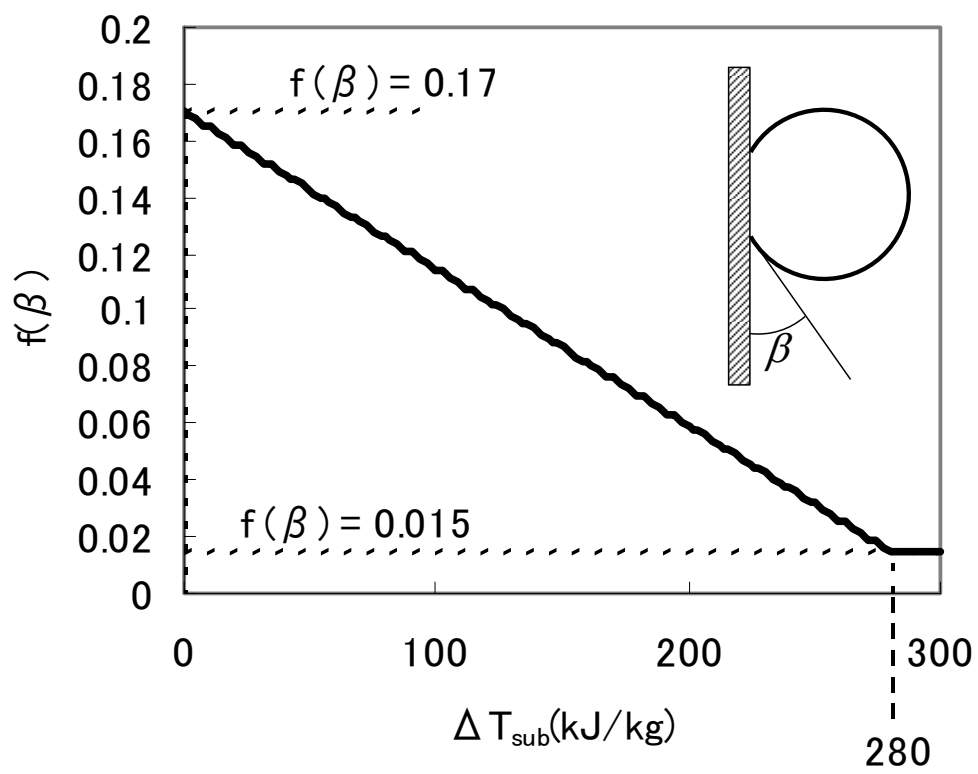


Fig. 2-1 Correlation between $f(\beta)$ and subcooling

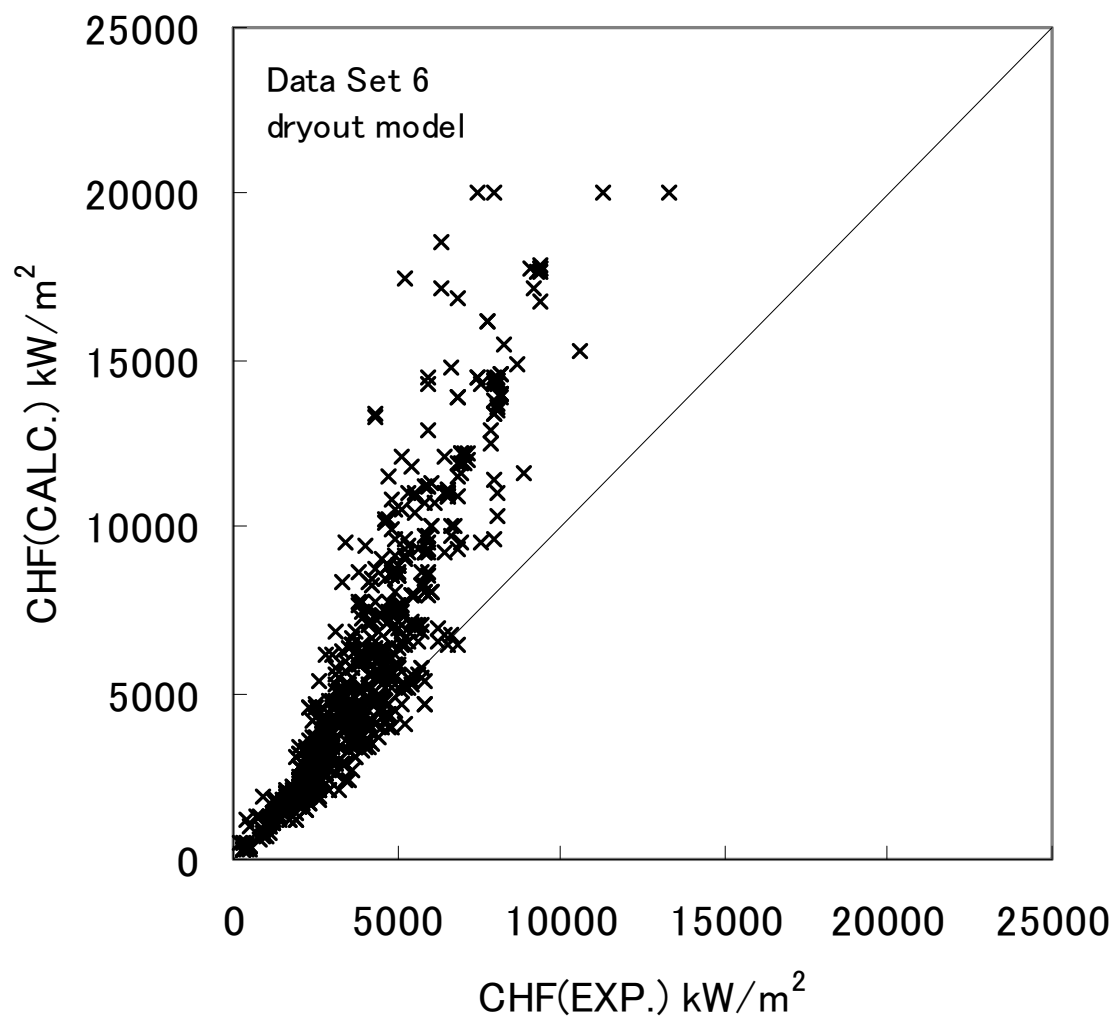


Fig. 2-2 Comparison between experimental data and prediction of CHF based on dryout model for Data Set 6.

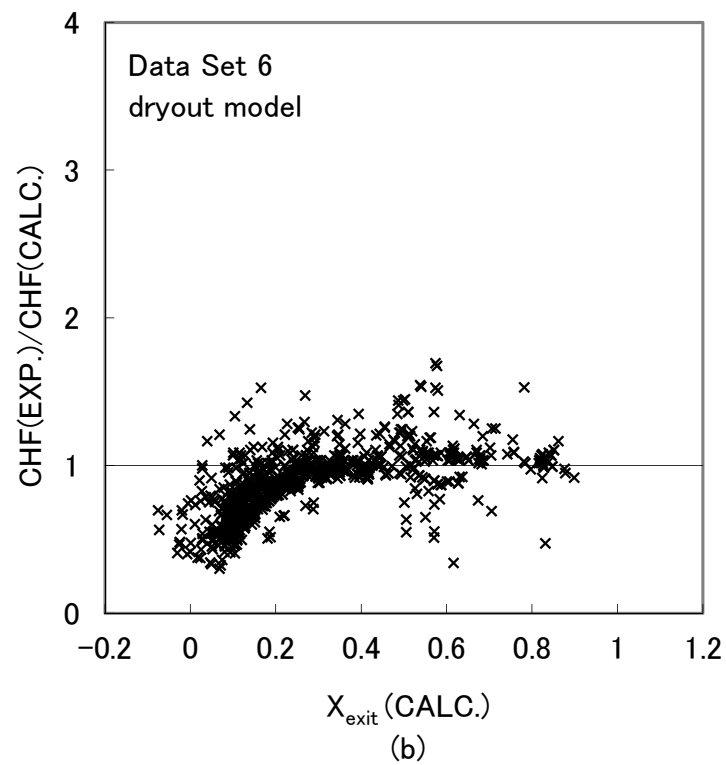
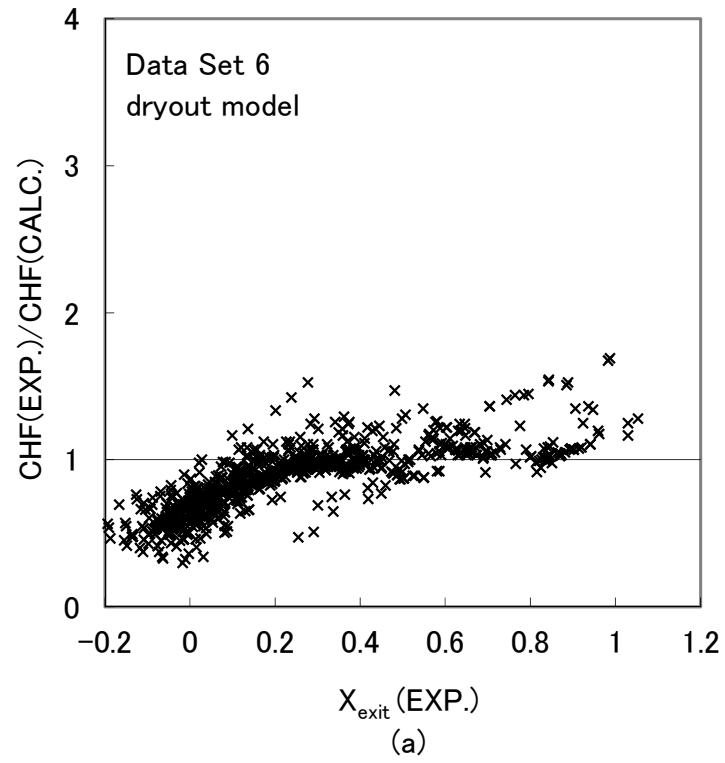


Fig. 2-3 Ratio of the experimental to the calculated CHF versus (a) experimental exit quality and (b) calculated exit quality based on dryout model for Data Set 6.

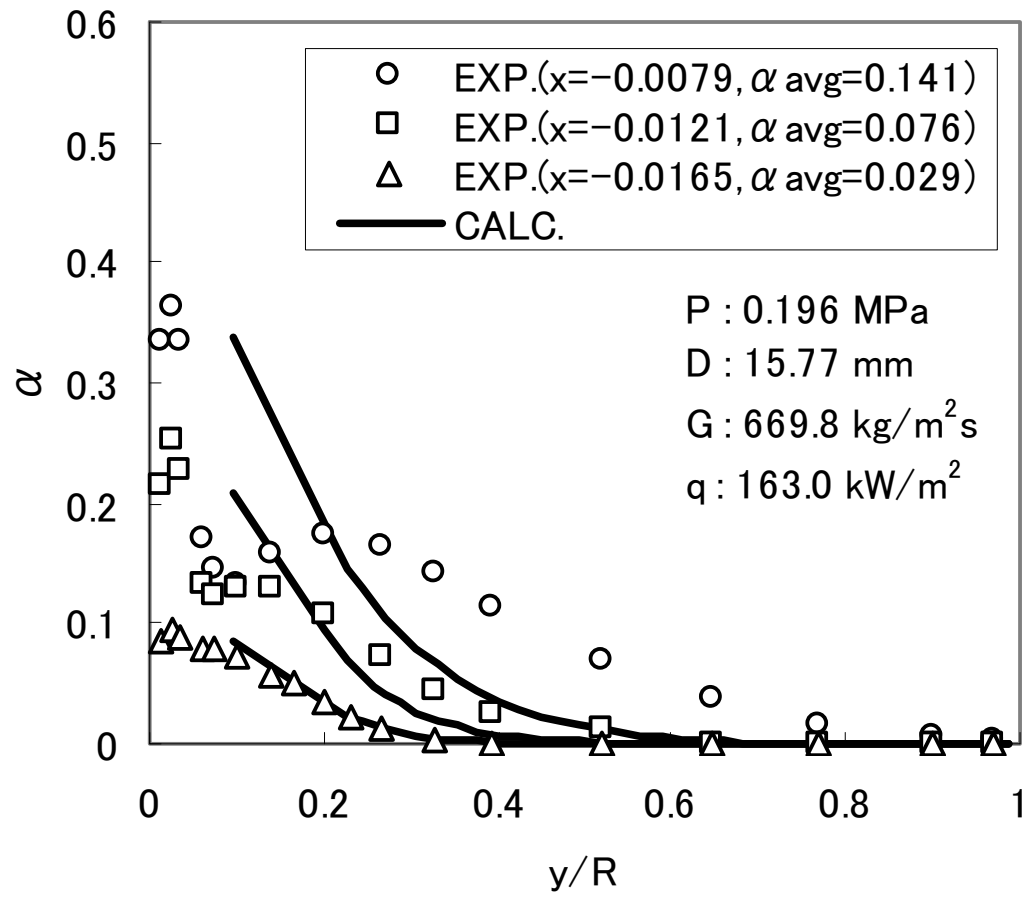


Fig. 2-4 Comparison of the calculated and experimental void fraction distribution

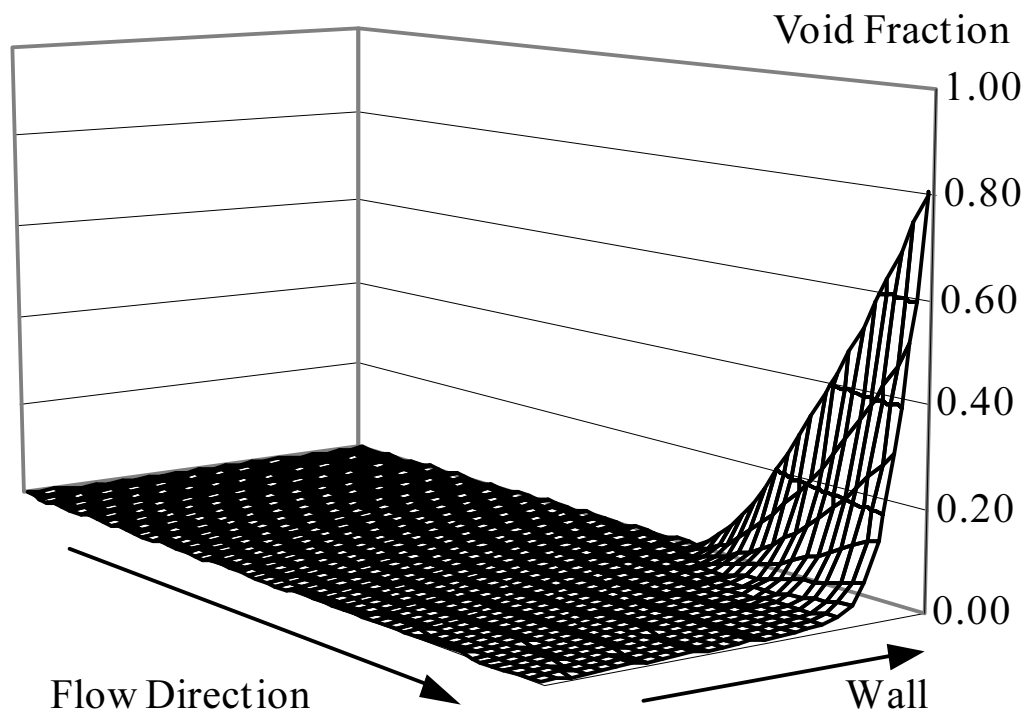


Fig. 2-5 Typical distribution of void fraction in DNB condition

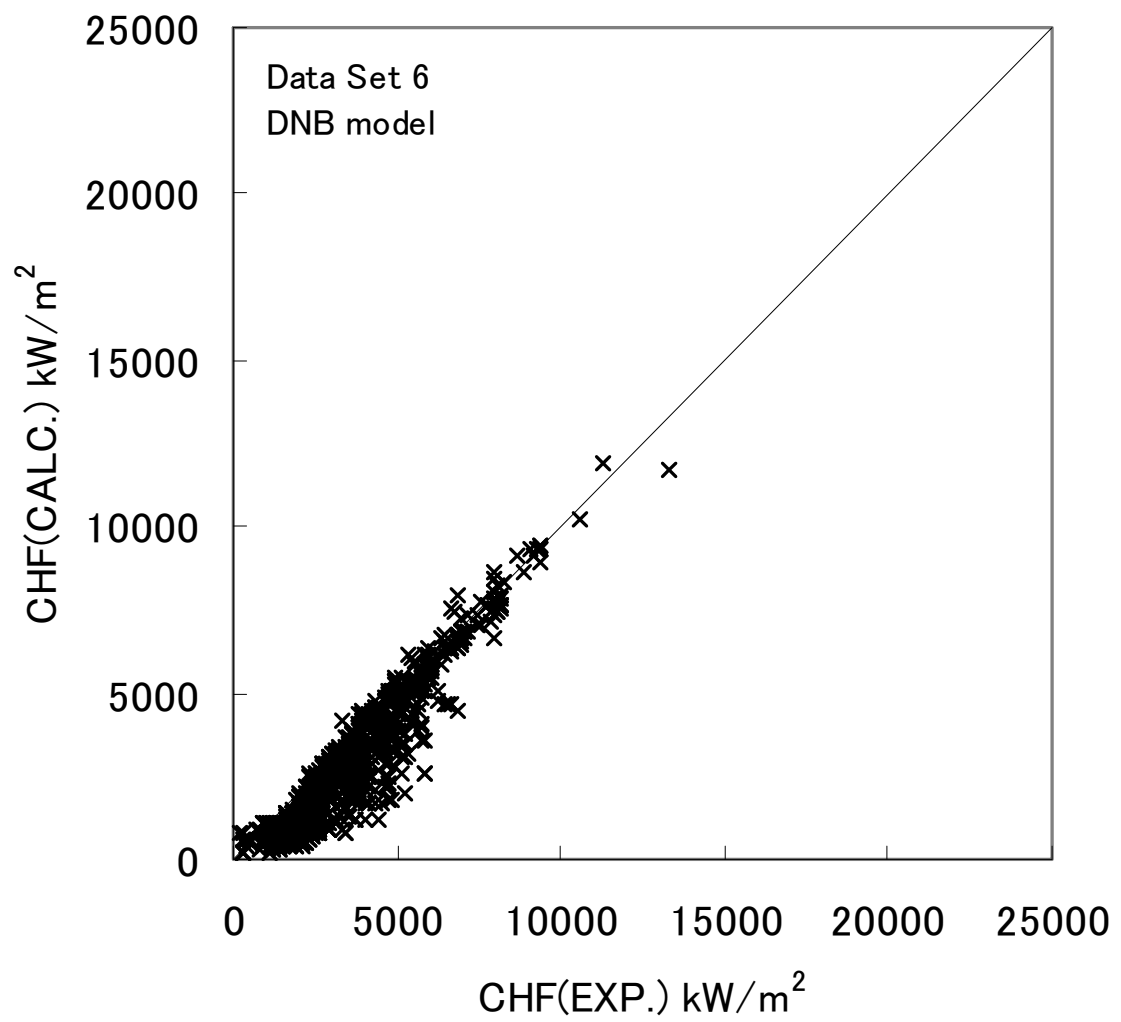


Fig. 2-6 Comparison between experimental data and prediction of CHF based on DNB model for Data Set 6.

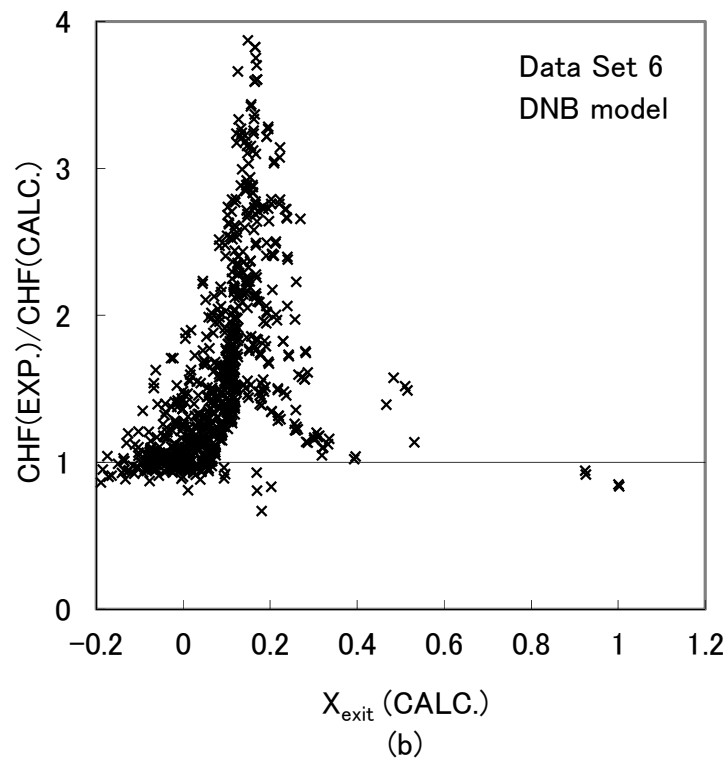
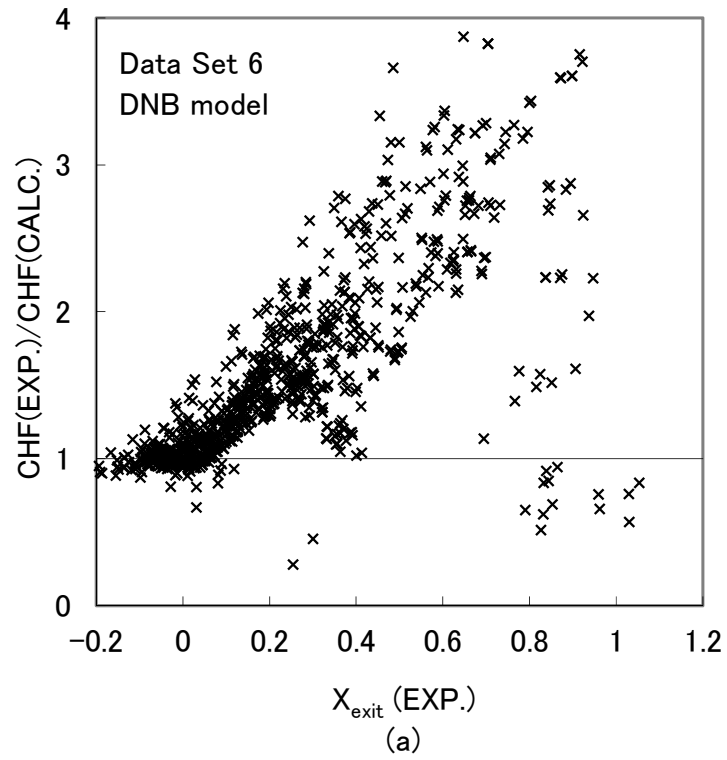


Fig. 2-7 Ratio of the experimental to the calculated CHF versus (a) experimental exit quality and (b) calculated exit quality based on DNB model for Data Set 6.

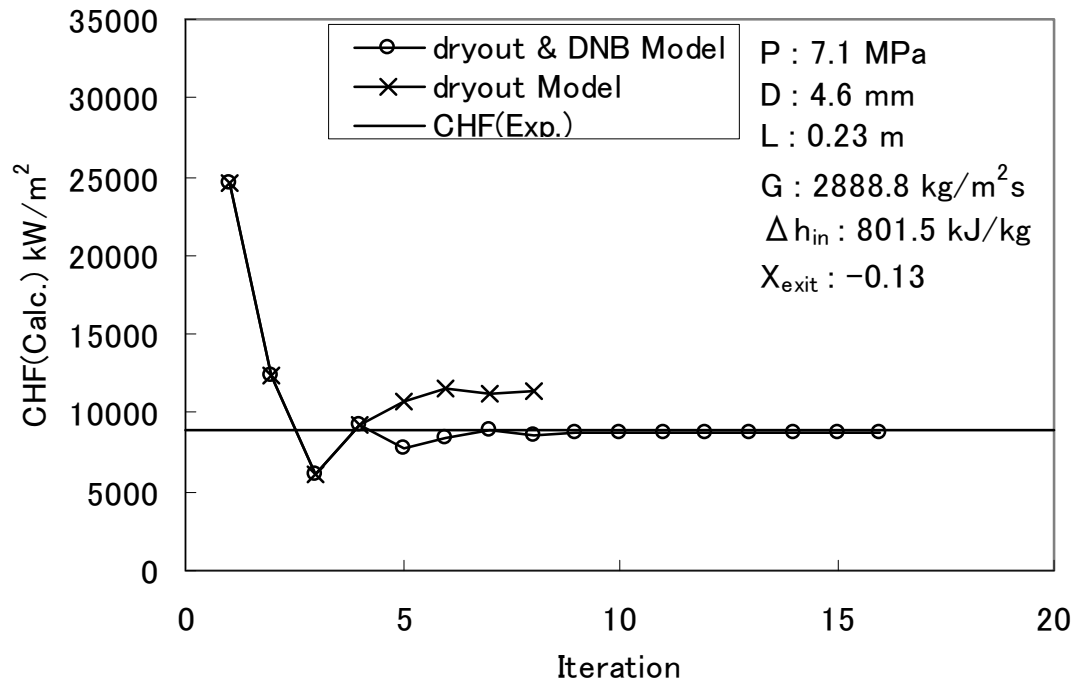


Fig. 2-8 Examples of iterative process for predicting CHF in low quality condition

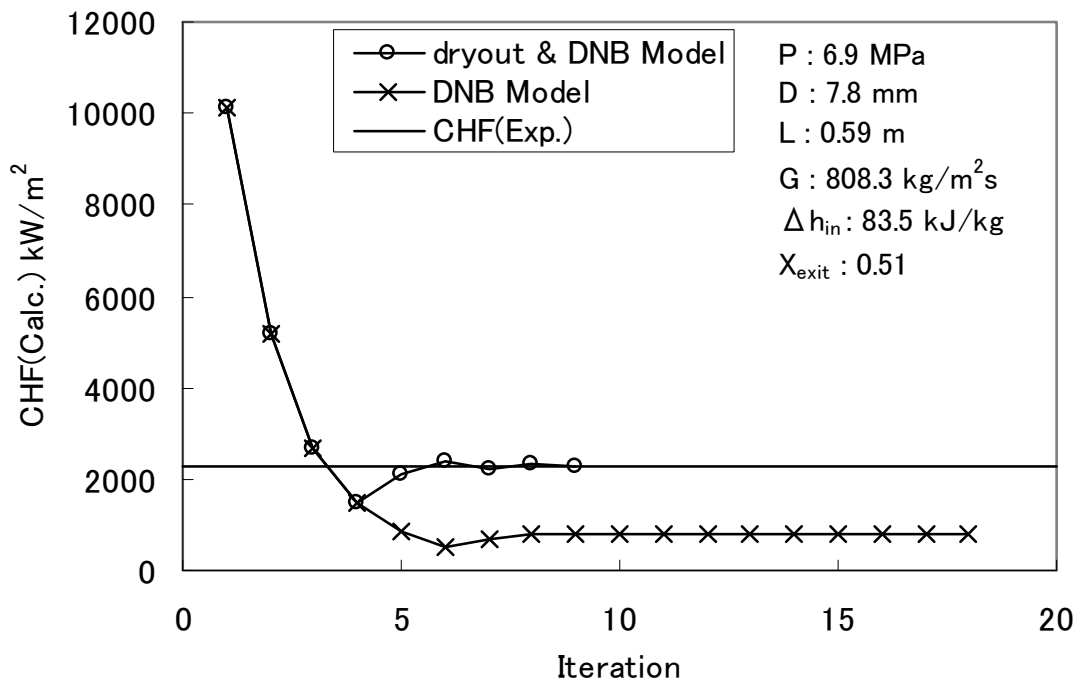


Fig. 2-9 Examples of iterative process for predicting CHF in high quality condition

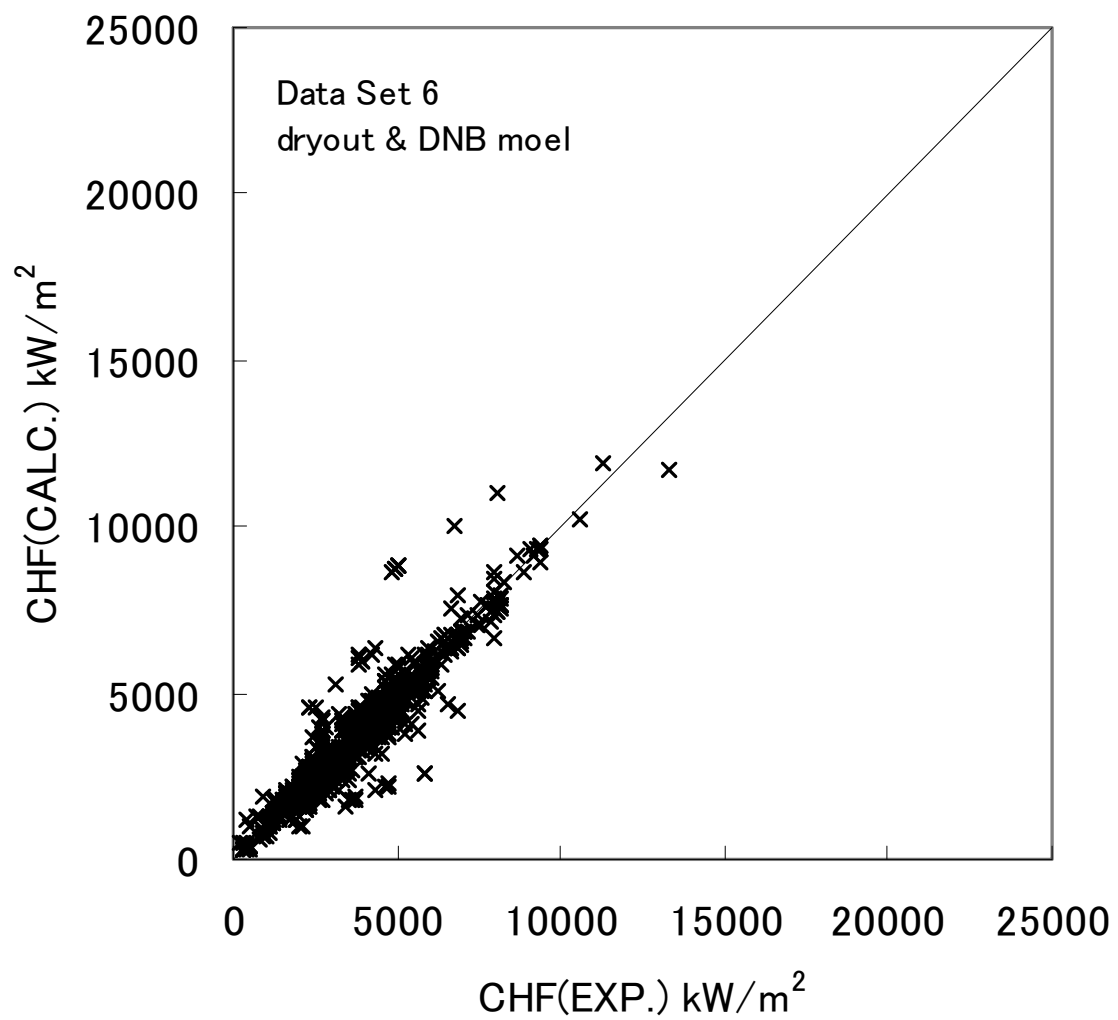


Fig. 2-10 Comparison between experimental data and prediction of CHF based on dryout & DNB model for Data Set 6.

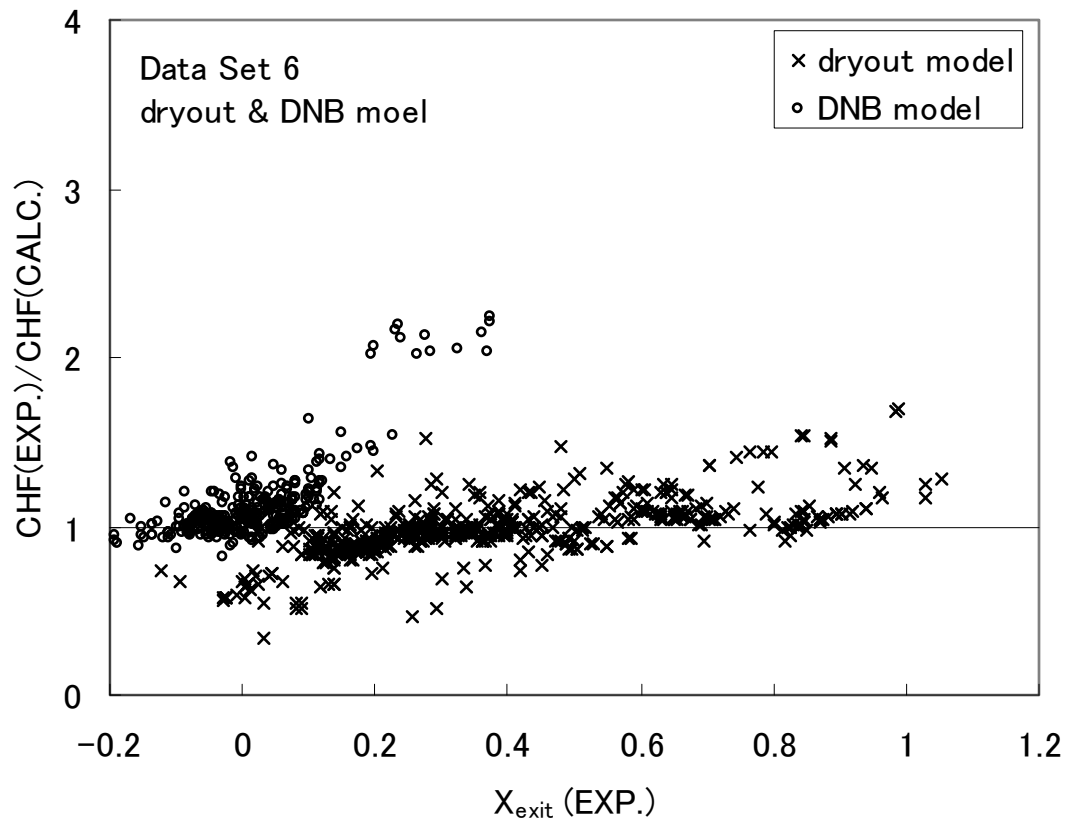


Fig. 2-11 Ratio of the experimental to the calculated CHF versus experimental exit quality based on dryout & DNB model for Data Set 6.

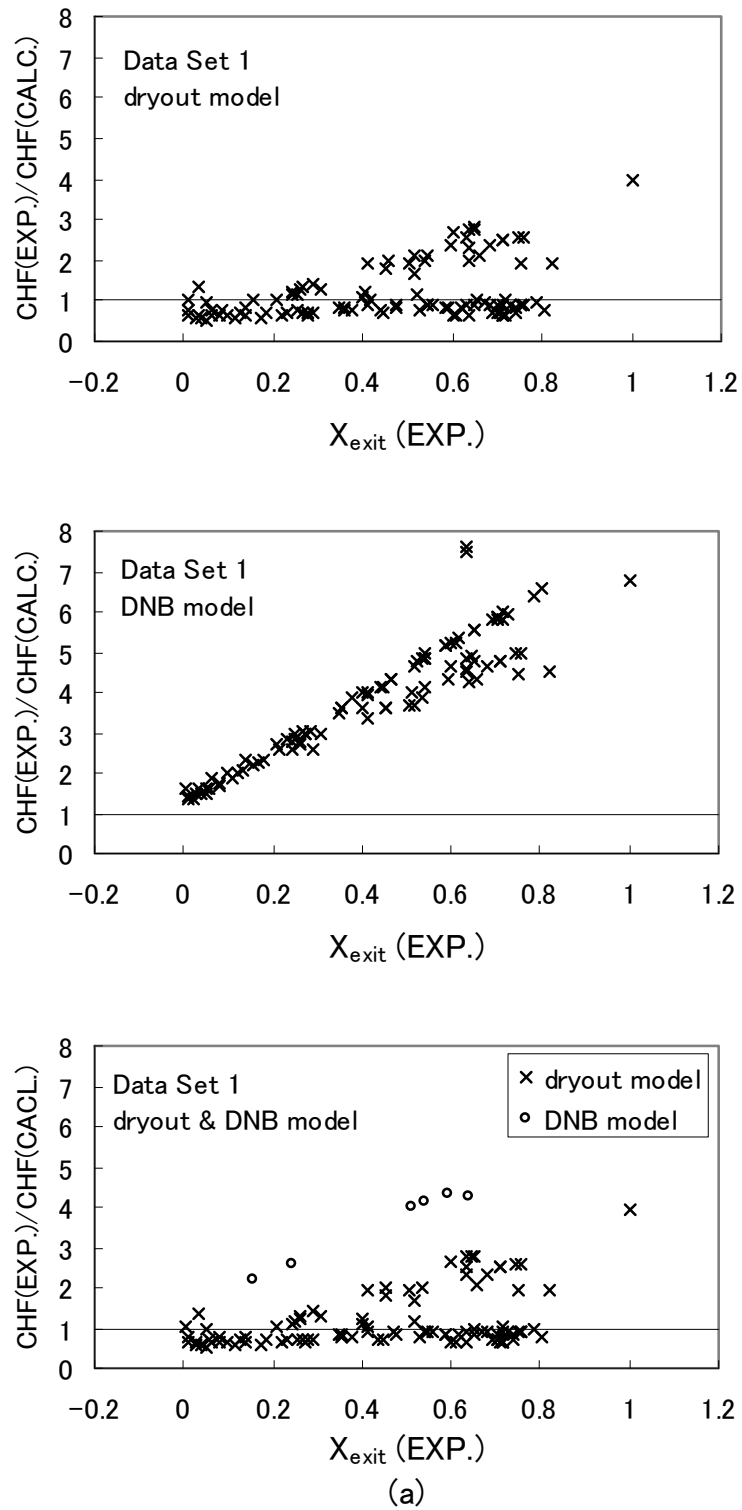


Fig. 2-12 Ratio of the experimental to the calculated CHF versus experimental exit quality based on dryout model, DNB model, and dryout & DNB model for (a)Data Set 1, (b)Data Set 4, (c)Data Set 8, (d)Data Set 10, and (e)Data Set 15.

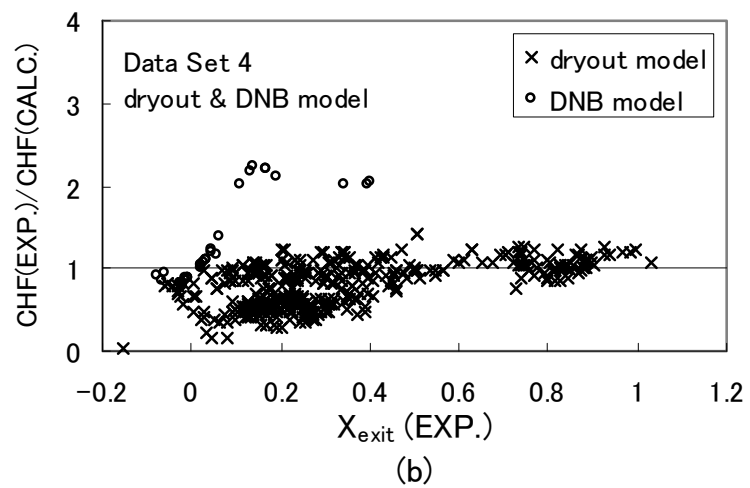
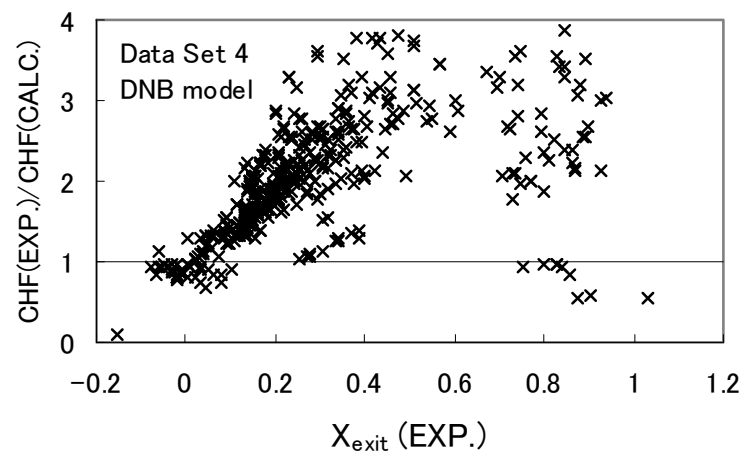
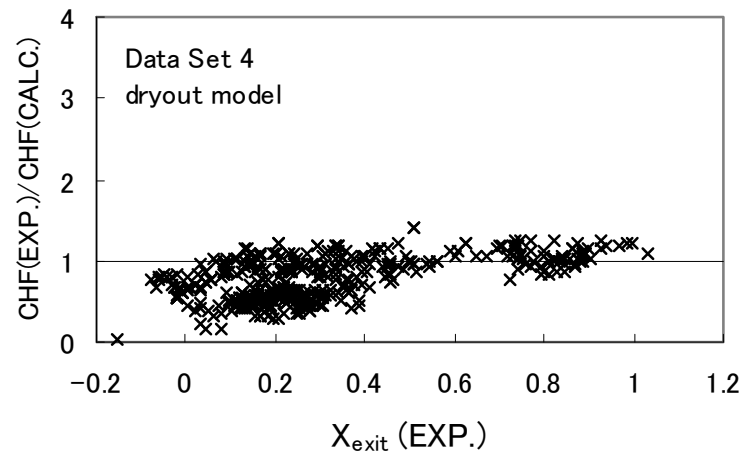


Fig. 2-12 (continued)

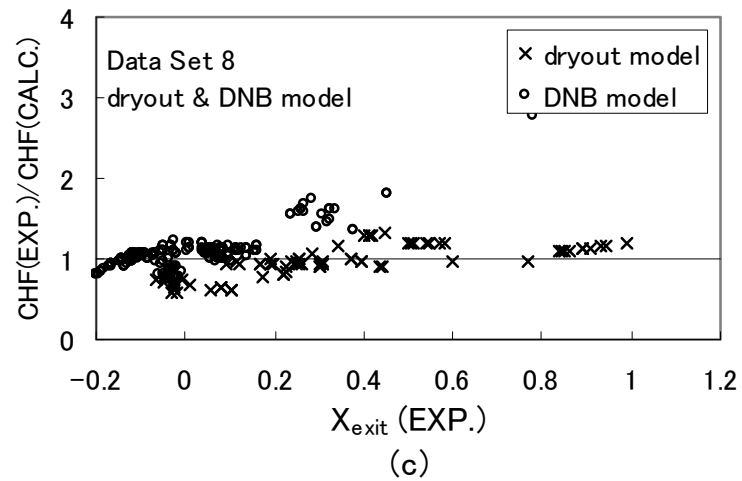
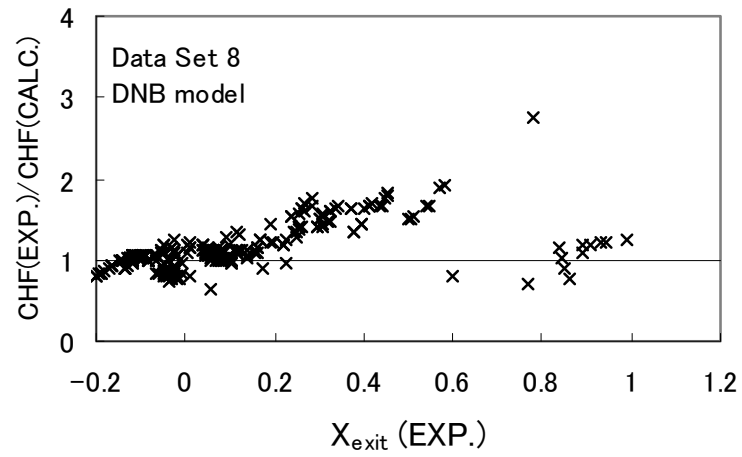
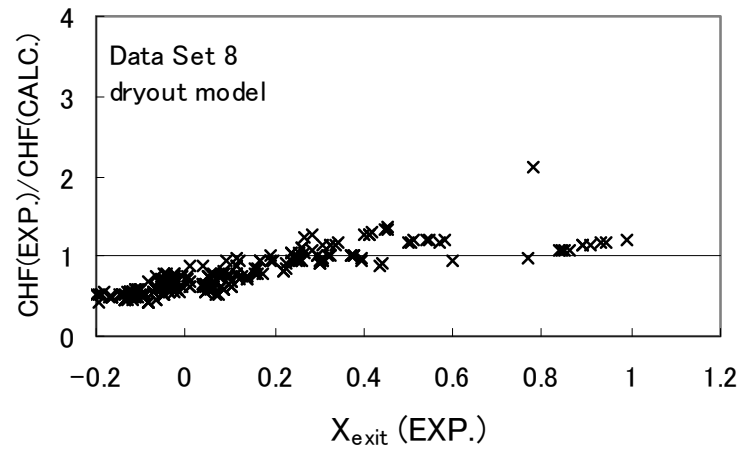


Fig. 2-12 (continued)

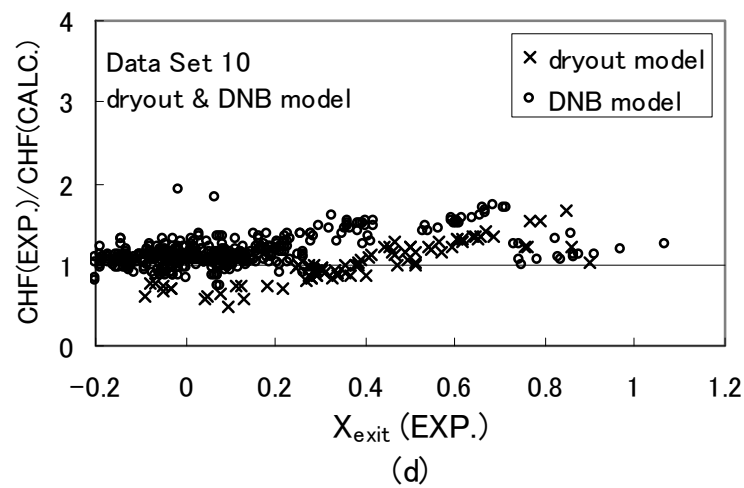
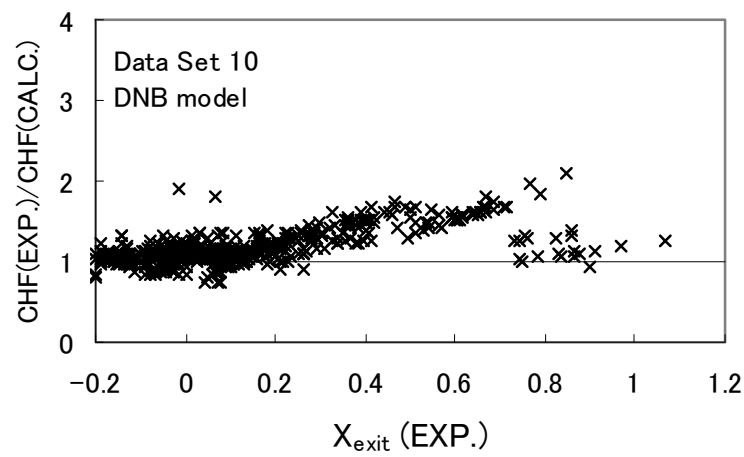
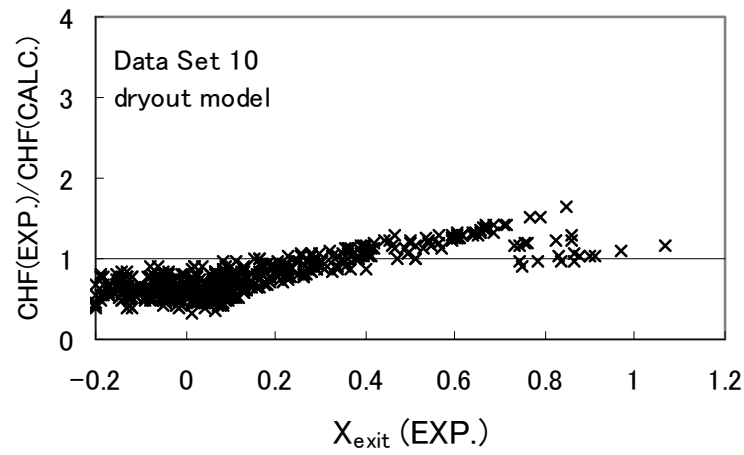


Fig. 2-12 (continued)

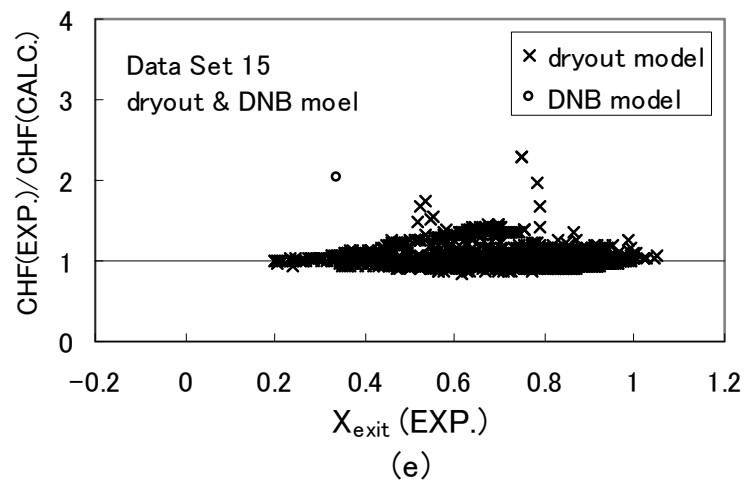
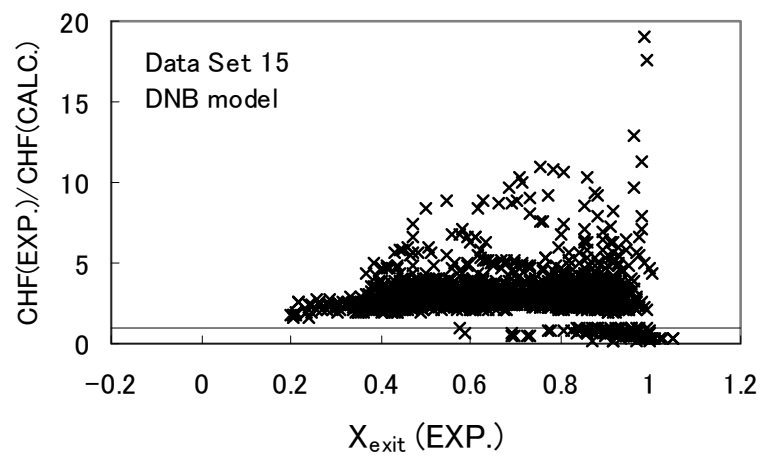
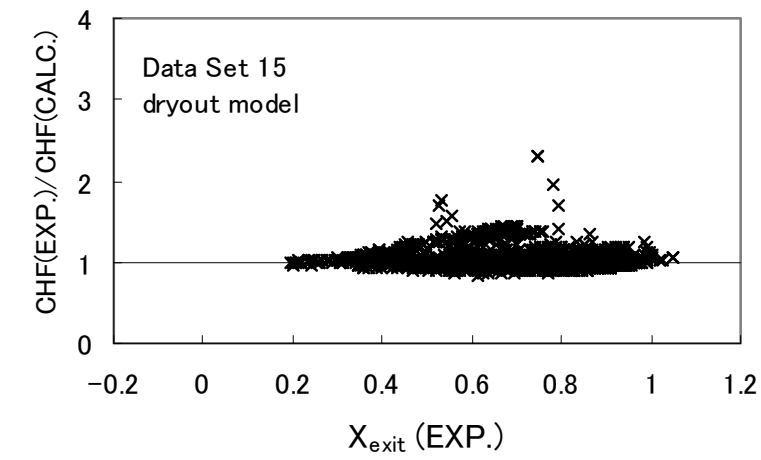


Fig. 2-12 (continued)

【参考文献】

- (2-1) Groeneveld,D.C., et al., 1996. The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes. Nucl. Eng. Des. 163, 1-23.
- (2-2) Chun,T.H., Hwang,D.H., Baek,W.P. and Chang,S.H., 1997. Assessment of the look-up table method for bundle CHF predictions with subchannel code, Proc. ISSCA-4 meeting, Tokyo.
- (2-3) Groeneveld,D.C., et al., 1999. A GENERAL METHOD OF PREDICTING CRITICAL HEAT FLUX IN ADVANCED WATER-COOLED REACTORS. Proc. Ninth International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-9), San Francisco.
- (2-4) Sugawara,S., 1990. Ph.D Thesis, Tokyo Inst. Technology, Tokyo.
- (2-5) Hoyer,N. and Stepniewski,M., 1999. DRYOUT PREDICTION IN BUNDLE GEOMETRY. Proc. Ninth International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-9), San Francisco.
- (2-6) Kotto,Y., 1992. A Prediction Model of Subcooled Water Flow Boiling CHF for Pressure in the Range 0.1-20.0 MPa. Int. J. Heat Transfer, 35, 1115-1123.
- (2-7) Celata,G.P., et al., 1994. Rationalization of existing mechanistic models for the prediction of water subcooled flow boiling critical heat flux. Int. J. Heat Mass Transfer, 37, 347-360.
- (2-8) Weisman,J. and Pei,B.S., 1983. Prediction of Critical Heat Flux in Flow Boiling at Low Qualities. Int. J. Heat Mass Transfer, 26, 1463-1477.
- (2-9) Ying,S.H. and Weisman,J., 1986. Prediction of the Critical Heat Flux in Flow Boiling at Intermediate Qualities. Int. J. Heat Mass Transfer, 29, 1639-1648.
- (2-10) Kwon,Y.M. and Chang,S.H., 1999. Prediction of Critical Heat Flux in Highly Subcooled Convective Boiling, Proc. Ninth International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-9), San Francisco.
- (2-11) Thompson,B. and Macbeth,R.V., 1964. Boiling Water Heat Transfer in Uniformly Heated Round Tubes: A Compilation of World Data with Accurate Correlations, AEEW-R-356.
- (2-12) Andersen,J.M., 1982. Trans. ANS, 41, 669.
- (2-13) Ishii,M., 1977. ANL 77-47.
- (2-14) Drew,D., Cheng,L. and Lahay,Jr.R.T., 1979. The Analyses of Virtual Mass Effects in Two-Phase Flow, Int. J. Multiphase Flow, 5-4, 233.
- (2-15) Lahay,Jr.R.T., et al., 1979. The Effect of Virtual Mass on the Numerical Stability of Accelerating Two-Phase Flows, Int. J. Multiphase Flow, 6, 281-294.

- (2-16) Ransom,V.H., et al., 1982. RELAP5/MOD1 Code Manual, Vol.1;System Model and Numerical Methods, NUREG/CR-1826, EGG-2070.
- (2-17) Levy,S., 1967. Forced Convection Subcooled Boiling Prediction of Vapor Volumetric Fraction, Int. J. Heat Mass Transfer, 10, 951-965.
- (2-18) Staub,F.W., 1968. The Void Fraction in Subcooled Boiling – Prediction of the Initial Point of Net Vapor Generation, J. Heat Transfer, 90, 151-157.
- (2-19) Martinelli,R.C., 1947. Heat Transfer to Molten Metals, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 69, 947-959.
- (2-20) Zuber,N., Staub,F.W. and Bijwaard,G., 1966. Vapor Void Fractions in Subcooled Boiling and Saturated Boiling Systems, Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago.
- (2-21) Ahmad,S.Y., 1970. Axial Distribution of Bulk Temperature and Void Fraction in a Heated Channel with Inlet Subcooling, J. Heat Transfer, 595-609.
- (2-22) Saha,P. and Zuber,N., 1974. Point of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo.
- (2-23) Sekoguchi,K. et al., 1981, Prediction Method of Flow Patterns in Subcooled and Low Quality Boiling Regions, Bulletin of the JSME, 24-191, 834-841.
- (2-24) Whalley,P.B., Hewitt,G.F., 1978. AERE-R9187, Harwell.
- (2-25) Saito,T., Hughes,E.D. and Carbon,M.W., 1978. Multi-Fluid Modeling of Annular Two-Phase Flow, Nuc. Eng. Des., 50, 225.
- (2-26) Kataoka,I., Kodama,S., Tomiyama,A. and Serizawa,A., 1997. Study on Analytical Prediction of Forced Convective CHF Based on Multi-Fluid Model, Nuc. Eng. Des., 175, 107-117.
- (2-27) Serizawa,A., Kataoka,I. and Michiyoshi,I., 1974. Turbulence Structure of Air-Water Bubbly Flow-I,II,III, Int. J. Multiphase Flow, 2, 221-259.
- (2-28) Kataoka,I., and Serizawa,A., 1995. Modeling and Prediction of Turbulence in Bubbly Two-Phase Flow, Proc. 2nd Int. Conf. Multiphase Flow '95-Kyoto, 3, MO2-11-16, Kyoto, Japan.
- (2-29) Kataoka,I. et al., 1999. Proc. 2nd Int. Symp. Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Vol.II, pp.1123-1130.
- (2-30) Kataoka,I. et al., 2000. Analysis of Void Fraction and Turbulence Structure in Boiling Two-Phase Flow in various Channel Geometry, Proc. Second Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS2), pp.430-437.
- (2-31) Sekoguchi,K. et al., 1981, Prediction Method of Flow Patterns in Subcooled and Low Quality Boiling Regions, Bulletin of the JSME, 24-191, 834-841.

第3章 気泡により誘起される気液二相流動

連続相である液相中に分散相（分散粒子）である気泡が存在する流れ（気泡流）、及び連続相である気相中に分散相（分散粒子）である液滴が存在する流れ（噴霧流・環状噴霧流）は気液二相分散流と分類され、日常生活のみならず、原子力を始めとする多くのエネルギープラント・機器類、化学プラント等に見られる極めて重要な気液二相流の流動様式のひとつであり、その特性を理解することは、システムの設計や安全性解析を行う上で非常に有益である。

軽水炉においては、事故や機器故障など何らかの理由により強制循環による炉心冷却が不能となった場合、その対応を検討する上で炉心内の状況を適切に把握することが極めて重要であるものの炉心内の状況を直接監視することはできず限られた測定データから炉心内の状況を推測し対処を講じる必要がある。特に強制循環不能時の炉心内の状況は通常時とは大きく異なり自然対流や自然循環流が支配的であると共に条件によっては沸騰気泡による二相流となる。従って、限られた測定データから炉心内の状況を推測し対処を講じるためには、このような沸騰気泡による二相流を含む炉心内流動現象の特性を明らかにしておくことが極めて重要である。

しかしながら、気泡流のような気液二相分散流では、気液二相流動の持つひとつの本質的特徴である相間の相対運動や時間と共に移動する気液界面の存在に加えて、不規則な分散粒子挙動と不均一な流れ場との相互作用による分散粒子挙動へのフィードバック、分散粒子同士の直接的・間接的相互作用などが流動特性に大きな影響を与えるという極めて複雑なメカニズムを有するため、現象を正確に予測する手法はいまだ充分には確立されていない。

そこで本研究では、気液二相分散流に見られる具体的事象として、気泡により誘起される容器内気液二相自然循環流を対象とした研究を行ない、気液二相分散流の流動・伝熱特性の物理的機構の解明を試みた。

3.1 容器内気液二相自然循環流動解析

液体の入った容器の底の中心部より気泡（気泡群）を流入させると気泡（気泡群）は浮力により上昇し、上昇する気泡に伴い液相の上昇流が誘起される。液相の上昇流は液面付近でその方向を変え、容器内を循環するようになる。このような、気泡により誘起される気液二相自然循環流は次世代原子炉のひとつとして開発の進められている簡素化沸騰水型原子炉（SBWR）⁽³⁻¹⁾、精錬プロセスで広く利用されるガス吹き込み攪拌槽^{(3-2),(3-3)}、酒類などの発酵槽^{(3-4),(3-5)}、気泡噴流を利用したオイルフェンス⁽³⁻⁶⁾、湖沼、及び貯水池などの閉鎖性水域における富栄養化対策手段として利用される曝気循環法（エアレーション法）^{(3-7),(3-8)}など様々な分野で利用されており、これまで数多くの研究がなされている。

浮力により上昇する気泡を駆動力として液相の循環流が誘起されるというメカニズムは一見単純に思えるが、むしろ前述のような気液二相分散流の有する複雑なメカニズムが現象を支配していると考えられ、流動現象の解析は容易ではない、特に分散粒子である気泡の挙動・分布を正確に予測するためには、気泡挙動に対して、物理的根拠に基づいた詳細なモデル化を行う必要がある。例えば、気泡群は上昇するに伴い拡散によって主流に対して直角方向に広がることが実験的に知られている⁽³⁻⁹⁾。このような気泡の挙動・分布を正確に予測するためには、気泡に対する抵抗係数や気泡の作り出す液相の乱れ（渦）、及び乱れ（渦）が気泡挙動に与える影響などを正確に評価する必要がある。従って、気泡により誘起される自然循環流は、気液二相分散流の有する普遍的なメカニズムを探求するために適した解析対象であると考えられる。本研究では液体（水）の入った円筒形容器の底の中心部より気泡を流入させることにより誘起される液相の循環流、及び気泡の挙動・分布を対象とした数値シミュレーションを行うことにより、気液二相分散流の物理的機構に関する考察を行い、気泡に働く抵抗係数、気泡径、気相流量などが流動に及ぼす影響を評価した。

3.1.1 対象とする流動

本研究では Fig. 3-1 に示されるような液体（水）の入った直径 16cm、高さ 40cm の円筒形容器の底の中心部半径 1cm の領域より気泡を流入させることにより誘起される液の循環流、及び気泡の挙動・分布を対象とする。前節で挙げたような各種プラント・装置で見られる気泡は、その大きさや形状がそれぞれ異なり、電解気泡やキャビテーション気泡のように数十～数百ミクロンの気泡から、酒類の発酵槽内の炭酸ガス気泡のように数ミクロンから数ミリまでの広がりを持つ気泡など様々である。そこで本研究では、代表的な気泡径として直径 0.1mm～5mm の球形気泡による流動を対象とした解析を行った。

また、気泡間の相互作用という観点では、ボイド率が 1%強になると気泡間の間接的な干渉が見られるようになり、ボイド率が 6%程度になると気泡同士の衝突や合体などという直接的な相互作用が生じる。本研究では、気泡同士の直接的な相互作用は考慮せず、従って、ボイド率が数%程度の比較的低ボイド率での流動を解析の対象とした。

3.1.2 数値計算モデル

3.1.2.1 仮定

計算を簡略化するため本研究では以下のような仮定を用いた。

1. 容器内の温度は一様で、変化しないとする。
2. 気相は圧力変化による体積変化を考慮、液相は非圧縮性の流体として扱う。
3. 流動は軸対称とする。

仮定 1 については、本研究で対象としている空気－水系の流動の場合は熱の発生が無いので充分成り立つと思われる。仮定 2 については、対象としている容器内の静圧が容器の上部と下部で差があまりないので、液体を非圧縮性と仮定しても支障はないと思われる。また、仮定 3 については、実際には気泡ブリュームは 3 次元的な挙動を示すが、比較的長いレンジでの平均的な液相の循環流動、及び気泡の挙動・分布を評価する上では流動を軸対称と仮定しても問題はないと思われる。

3.1.2.2 基礎式、及び構成式

二相流を記述する代表的なモデルとして、均質流モデル、ドリフトフラックスモデル、二流体モデルが挙げられる。均質流モデルは、二相流を気液両相が均一に混合されて、しかも気液間の相対速度のない流れとみなすモデルで、微小な気泡が一様に混合されている気泡流に対して有効なモデルである。しかし、本研究で対象としている流動のように、気泡の上昇を駆動力として液相の流動が誘起される場合、相対速度を正確に評価することが重要であり、また、気泡の分布も一様でないのでこのモデルの適用は適切ではない。

ドリフトフラックスモデルは、気液間の相対速度を考慮したモデルであるが、分布定数とドリフト速度に関する相関式を流路の形状、流動様式に応じて与える必要がある。これらの相関式は実験的に求められるものであるので、適用範囲を超えて用いると精度の保証がない。しかも、本研究で対象としているような円筒形容器内の循環流動に対しては、信頼できる相関式は現在のところ存在しない。従って、モデルとしては本研究に適用可能であるが、現時点では、正確な評価が難しいので本研究には適用しなかった。

二流体モデルは気相と液相に対してそれぞれ、質量、運動量、エネルギーの保存式をたてることにより二相流を扱うモデルで、理論的に最も厳密なモデルである。従って、本研究のような気液二相自然循環流を解析するには適したモデルと考えられる。そこで、本研究では、二相流を記述するモデルとして二流体モデルを用いて解析を行った。

二流体モデルの基礎式は気相と液相のそれぞれに対する質量、運動量、エネルギーの保存式を表す微分方程式であるが、本研究では容器内の温度は一様で変化しないものとしているので、エネルギーの保存式は省略することができる。また、流動の軸対称を仮定しているため、基礎式は以下に示すような気相と液相に対する質量保存式、半径方向運動量保存式、軸方向運動量保存式により形成される。

・基礎式

質量保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \alpha_k \rho_k u_{kr}) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \rho_k u_{kz}) = \Gamma_k \quad (3-1)$$

半径方向運動量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k u_{kr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \alpha_k \rho_k u_{kr}^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \rho_k u_{kr} u_{kz}) \\ &= -\alpha_k \frac{\partial}{\partial r} P + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \alpha_k \tau_{krr}) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \tau_{kzr}) + u_{kr} \Gamma_k + M_{kr} \end{aligned} \quad (3-2)$$

軸方向運動量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k u_{kz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \alpha_k \rho_k u_{kr} u_{kz}) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \rho_k u_{kz}^2) \\ &= -\alpha_k \frac{\partial}{\partial z} P + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \alpha_k \tau_{kzr}) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \tau_{kzz}) + u_{kz} \Gamma_k + M_{kz} - \alpha_k \rho_k g \end{aligned} \quad (3-3)$$

ここで、垂直上向きを z の正の方向とした。添え字 k は $k = G$ の時は気相を、 $k = L$ の時は液相を表し、また、 α : ボイド率(-)、 ρ は密度(kg/m³)、 Γ は相変化率(kg/m³s)、 M は界面摩擦(N/m³)、 τ は剪断応力(Pa)、 g は重力加速度(m/s²)を表す。

以上の基礎式を解くために次のような構成式を用いた。

・構成式

ボイド率

$$\alpha_G + \alpha_L = 1 \quad (3-4)$$

気液相変化率

$$\Gamma_G + \Gamma_L = 0 \quad (3-5)$$

相間摩擦力

$$M_{Gr} + M_{Lr} = 0 \quad (3-6)$$

$$M_{Gz} + M_{Lz} = 0 \quad (3-7)$$

液相密度

$$\rho_L = Const \quad (3-8)$$

気相密度

$$\rho_G = \rho_{G0} + \rho_{G1}P^* \quad (3-9)$$

垂直応力と剪断応力

$$\tau_{kr} = \mu_{Tk} \frac{\partial u_{kr}}{\partial r} \quad (3-10)$$

$$\tau_{krz} = \mu_{Tk} \frac{\partial u_{kr}}{\partial z} \quad (3-11)$$

$$\tau_{kzz} = \mu_{Tk} \frac{\partial u_{kz}}{\partial z} \quad (3-12)$$

$$\tau_{kzr} = \mu_{Tk} \frac{\partial u_{kz}}{\partial r} \quad (3-13)$$

$$\mu_{TL} = (1 + \alpha_L)\mu_L \quad (3-14)$$

$$\mu_{TG} = \mu_G \quad (3-15)$$

ここで、 P^* は圧力を大気圧に (P_{atm}) によって無次元化したもの ($P^* = P/P_{atm}$) である。

ρ_{G0} と ρ_{G1} は一定値を与えた。また、本研究では気液間の相変化はないものとしているので Γ_G は 0 とした。

3.1.2.3 数値解法

前節で示した基礎式、及び構成式に対し、時間差分には対流項を陽的に、圧力伝播の項は陰的に扱う半陰解法を用い、空間差分にはスタガードメッシュ (Fig. 3-2) を用いた風上差分方を用いて差分化を行った。得られた差分式から以下に示す圧力に関する連立一次元方程式を導出した。(3-10)

$$X_{ij}P_{ij}^{n+1} + X_{i-1,j}P_{i-1,j}^{n+1} + X_{i+1,j}P_{i+1,j}^{n+1} + X_{ij-1}P_{ij-1}^{n+1} + X_{ij+1}P_{ij+1}^{n+1} + Y_{ij} = 0 \quad (3-16)$$

ここで、 P_{ij}^{n+1} はメッシュ番号 (i, j) の位置における新しい時刻 (タイムステップ $n+1$) で

の圧力、また、 X_{ij} 、 Y_{ij} はメッシュ番号 (i, j) の位置における古い時刻 (タイムステップ n)

での変数により求まる係数を表す。(3-16)式で表される連立一次方程式を繰り返し法のひとつであるSOR法を用いて解き、新しい時刻における圧力場を求めた。求められた圧力場から、気相と液相の速度場、ボイド率、気相密度を求めた。

3.1.2.4 計算条件、及び境界条件

・計算条件

メッシュ数：16x40 ($\Delta_r=0.005\text{m}$ 、 $\Delta_z=0.01\text{m}$)

タイムステップ：0.002 秒

・境界条件

1. 容器中心軸上での半径方向速度は、気相、液相とも 0 とする。
2. 容器壁面上での半径方向速度は、気相、液相とも 0 とする。
3. 容器下部での z 方向速度は、気相は気泡流入口以外で 0、液相は 0 とする。
4. 気泡流入口における気相流入速度と気泡径を境界条件として与える。
5. 容器底部でのボイド率は気泡流入口で常に 2.5%となるものとする。
- 6 液面上での z 方向速度は、気相、液相とも液面上部の圧力を与えておき運動量保存式から計算する。

また、流入後の気泡径は気相密度変化のみによって変化するとした。

3.1.3 計算結果

3.1.3.1 気泡拡散モデル

3.1 節で述べたように、容器の底中心部より流入した気泡プリュームは上昇すると共に半径方向に拡散することが実験的に知られている。こうした気泡プリュームの挙動を正確に予測するためには、気泡プリューム中の単一気泡に働く力を正確に評価することが重要である。

軸方向に関しては、浮力と、界面摩擦力として以下に示す界面抗力を考慮すれば十分である。

単一気泡に働く軸方向抵抗力 f_{Gz}^D は

$$f_{Gz}^D = \frac{1}{2} C_D \rho_L \frac{\pi}{4} d_b^2 |u_L - u_G| (u_{Lz} - u_{Gz}) \quad (3-17)$$

$$|u_L - u_G| = \sqrt{(u_{Lr} - u_{Gr})^2 + (u_{Lz} - u_{Gz})^2} \quad (3-18)$$

従って、単位体積の二相流体中の気相に働く軸方向界面抗力 M_{Gz}^D は先に述べた球形気泡の仮定を用いて

$$\begin{aligned} M_{Gz}^D &= n_b f_{Gz}^D \\ &= \frac{3}{4} C_D \rho_L \frac{\alpha_G}{d_b} |u_L - u_G| (u_{Lz} - u_{Gz}) \end{aligned} \quad (3-19)$$

ここで、 n_b : 気泡数密度(-/m³)、 d_b は気泡径(m)、 C_D は抵抗係数(-)を表す。

また、ここでは簡単のため気泡径を一定としたが、気泡径が分布をもつ場合には d_b として面体積平均径を用いればよい。

また、半径方向に関しては界面摩擦力として以下に示す界面抗力、揚力、及び拡散力という三つの力を考慮する必要がある。

・界面抗力

軸方向と同様に以下の式で表される。

$$M_{Gr}^D = \frac{3}{4} C_D \rho_L \frac{\alpha_G}{d_b} |u_L - u_G| (u_{Lr} - u_{Gr}) \quad (3-20)$$

・揚力

速度勾配のある液中をある相対速度をもって運動する気泡には横方向の力（揚力）が働く。本研究では、代表的な揚力の評価式としてザフマン⁽³⁻¹¹⁾の提案した式を参考とし、単一気泡に働く揚力 f_{Gr}^L を以下に示す式で評価した⁽³⁻¹²⁾。

$$f_{Gr}^L = -k_L \mu_L d_b (u_{Gz} - u_{Lz}) \sqrt{R_G} \frac{\omega}{|\omega|} \quad (3-21)$$

従って、単位体積の二相流体中の気相に働く揚力は

$$\begin{aligned} M_{Gr}^L &= n_b f_{Gr}^L \\ &= -K_L \mu_L \frac{\alpha_G}{d_b} (u_G - u_{Lz}) \sqrt{R_G} \frac{\omega}{|\omega|} \end{aligned} \quad (3-22)$$

となる。ここで、 k_L 、 K_L は定数、 R_G 、 ω はそれぞれ以下の式で定義される気泡レイノルズ数、渦度を表す。

$$R_G = \frac{\rho_L d_b^2 |\omega|}{\mu_L} \quad (3-23)$$

$$\omega = \frac{\partial u_{Lz}}{\partial r} - \frac{\partial u_{Lr}}{\partial z} \quad (3-24)$$

・拡散力

液の中を正の相対速度をもって上向きに流れる気泡を考えると、一般に、この気泡の背後には後流と呼ばれる渦が形成される。後続して上昇する気泡は、先行気泡によって形成されたこの不規則な流れ場の影響を受け、先行する気泡の後流に比べてより一層複雑な渦を形成する。気泡が密に存在すると各々の気泡によって形成された渦同士の干渉や渦と気泡との干渉の結果、乱れはより広い空間領域にわたって広がると共に、気泡も拡散する。この時、気泡に対し、気泡の多い領域から少ない領域へと気泡を移動させる向きに働く力を本研究では拡散力と称する。従って、分子同士の衝突による分子拡散とは若干性質の異なるものである。このような、気泡に働く拡散力を正確に評価することは極めて困難で、様々なモデルが提案されているが、いずれのモデルも結果的には、拡散力の大きさを気泡により誘起される液相の乱れの程度と関連づけた形で評価している。そこで、本研究では以下に示すように、単一気泡に働く f_{Gr}^S 拡散力は、気泡により誘起される液相の乱れの程度の大きな方から小さな方へ向かう方向に働き、その大きさは、

気泡により誘起される液相の乱れの程度の勾配に比例するものとした。

$$f_{Gr}^S \propto -\frac{\partial}{\partial r} \{ \text{気泡により誘起される液相の乱れの程度} \} \quad (3 \cdot 25)$$

しかしながら、気泡により誘起される液相の乱れの程度の評価方法は未だ充分には確立されていない。そこで本研究では、以下に示すように、気泡により誘起される液相の乱れの程度は、気泡数密度（ボイド率）、気泡の大きさ（断面積）、相対速度、および液相の速度勾配により決まると仮定した。

$$\{ \text{液相の乱れの大きさ} \} \propto \frac{\sigma}{g\Delta\rho} \rho_L \alpha_G d_b^2 |u_{Lz} - u_{Gz}| \left| \frac{\partial u_{Lz}}{\partial r} \right|$$

従って、拡散力 f_{Gr}^S は

$$\begin{aligned} f_{Gr}^S &= -k_s \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{\sigma}{g\Delta\rho} \rho_L \alpha_G d_b^2 |u_{Lz} - u_{Gz}| \left| \frac{\partial u_{Lz}}{\partial r} \right| \right\} \\ &= -k_s \frac{\sigma}{g\Delta\rho} \rho_L \alpha_G d_b^2 \frac{\partial}{\partial r} \left\{ |u_{Lz} - u_{Gz}| \left| \frac{\partial u_{Lz}}{\partial r} \right| \right\} \\ &\quad - k_s \frac{\sigma}{g\Delta\rho} \rho_L d_b^2 |u_{Lz} - u_{Gz}| \left| \frac{\partial u_{Lz}}{\partial r} \right| \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} \end{aligned}$$

となり、右辺第一項は第二項に比べて十分小さいと考えられるので、

$$f_{Gr}^S = -k_s \frac{\sigma}{g\Delta\rho} \rho_L d_b^2 |u_{Lz} - u_{Gz}| \left| \frac{\partial u_{Lz}}{\partial r} \right| \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} \quad (3 \cdot 26)$$

となる。ここで k_s は定数を表す。従って、単位体積の二相流体中の気相に働く気相に働

く拡散力 M_{Gr}^S は

$$\begin{aligned} M_{Gr}^S &= n_b f_{Gr}^S \\ &= -K_s \frac{\sigma}{g\Delta\rho} \rho_L \frac{\alpha_G}{d_b} |u_{Lz} - u_{Gz}| \left| \frac{\partial u_{Lz}}{\partial r} \right| \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} \end{aligned} \quad (3 \cdot 27)$$

と表される。ここで、 K_S は定数を表す。

以上より、気相に働く界面摩擦力は

$$M_{Gr} = M_{Gr}^D + M_{Gr}^L + M_{Gr}^S \quad (3-28)$$

と表される。一般には、気泡に働く力として、上記の力以外に仮想質量力を考慮する必要があるが、仮想質量力は非定常の事象を解析する際には重要であるが、本研究では定常状態に至る過程よりも定常状態での流動を主な解析の対象としているので、仮想質量力は無視し得ると仮定した。

界面摩擦力を(3-28)式のように評価する場合、揚力、及び拡散力の評価式における定数、 K_L 、 K_S の値が必要であるが、与えるべき K_L 、 K_S の値は流動条件によって異なり、本研究で対象としているような、気泡により誘起される自然循環流においてどのような値となるか詳細な検討が必要であるが、本研究では、気泡により誘起される自然循環流において揚力と拡散力のどちらが支配的であるかを調べるため、 M_{Gr} に対し、以下のような三通りの与え方をして数値シミュレーションを行った。

- ・ 界面抗力のみ

$$M_{Gr} = M_{Gr}^D$$

- ・ 界面抗力＋揚力

$$M_{Gr} = M_{Gr}^D + M_{Gr}^L$$

- ・ 界面抗力＋拡散力

$$M_{Gr} = M_{Gr}^D + M_{Gr}^S$$

ここで、気泡径は 2mm、気相流入速度は 0.3m/s とした。

Fig. 3-3 および Fig. 3-4 に上述の三通りの場合の、流動がほぼ定常状態となった時のボイド率分布および液相速度分布を示す。

界面抗力のみを与えた場合は、気泡は流入後も拡散することなく、ほぼ垂直に上昇している。このような気泡の挙動が実際に起こるとは考え難く、また、従来の実験による観察結果とも異なっている。こうした結果は、気泡には、界面抗力以外にも半径方向に力が働

いていることを示している。

界面抗力と揚力を与えた場合は、気泡は流入直後から半径方向に拡散し結果的にボイド率のピークが容器の中心軸よりやや外側に位置している。これは揚力により気泡の拡散が起こると仮定して比例定数 K_L を定めると、容器の中心軸付近の気泡に大きな揚力が働きすぎるために、容器の中心軸付近の多くの気泡が容器の外側へ移動したものと考えられる。このような気泡の挙動・分布が実際に起こるとは考え難く、こうした結果は、気泡により誘起される自然循環流においては、 K_L を非常に小さくする必要があることを示している。

一方、界面抗力と拡散力を与えた場合は、気泡は、流入直後からボイド率のピークを容器の中心軸上に保ちつつ半径方向に拡散しており、 K_S の値を適切に与えることにより本体系を模擬した簡易実験の結果⁽³⁻¹³⁾とも一致し、物理的に妥当な結果となった。また、計算の結果得られたボイド率分布から気泡拡散係数を概算すると*1 $0.1 \sim 1 \text{ cm}^2/\text{s}$ となり、実験的に得られた値⁽³⁻¹⁴⁾と同じオーダーとなる。こうした結果は、気泡により誘起される自然循環流において気泡に働く力は、揚力よりも拡散力が支配的であるということを示している。

これまで、揚力と拡散力を個別に評価し、両者を足し合わせることで気泡に働く力として評価していたが、揚力と拡散力を区別することは実際には難しい。つまり、気泡プルーム中の単一気泡に働く揚力は、ザフマン力のように層流の中の単一の球形気泡に働く揚力とは性質を異にするものであり、実際には、一様な速度場の中でも気泡は常に気泡径に依存した固有振動数で膨張・収縮しており、その気泡形状や速度場に依存した複雑な後流を誘発すると共に、気泡内部の循環を誘起し、その両者の相互作用の結果として揚力が働くと考えられる。このように、揚力と拡散力は同一の現象に対し異なったモデル化を行っているという側面もあると考えられ、揚力と拡散力を単純に足し合わせると、揚力と拡散力という異なった観点から同一の力を二重に評価する恐れがあると考えられる。しかしながら、現状では、揚力と拡散力を個別に評価し、比例定数を調節することで物理的に妥当な結果を得るという手法が主流であり、先に述べた問題点を解決するような統一的な物理モデルはいまだに確立されていない。こうした議論は、今後の課題とし、本研究では以降の計算において、界面摩擦力として界面抗力と拡散力を与えるものとする。また、拡散力の他のモデルに関する議論は後述する。

* 1 気泡拡散係数の概算

一般に拡散方程式は

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \quad (3-29)$$

と記述される。ここで、 D_p は拡散係数を表す。点状線源の場合のこの式の解

$P(y,t)$ を用いて $\overline{y^2(t)}$ を次式により計算する。

$$\overline{y^2(t)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} y^2 P(y,t) dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(y,t) dy} \quad (3-30)$$

この $\overline{y^2(t)}$ を用いると、拡散係数 D_p は

$$D_p = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{y^2(t)} \quad (3-31)$$

で表される。

従って、気泡拡散係数 D_B は

$$D_B = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{r^2} = \frac{1}{2} y_{Gz} \frac{d}{dz} \overline{r^2} \quad (3-32)$$

となる。ここで、 $\overline{r^2}$ は

$$\overline{r^2} = \frac{\int_0^R r^2 n_b 2\pi r dr}{\int_0^R n_b 2\pi r dr} \quad (3-33)$$

と表されるが、本研究では気泡の合体や、分裂、生成がないものとしているので気泡数密度 n_b をボイド率 α で記述できる。従って、気泡拡散係数 D_b を概算する際には、解析により求められたボイド率分布 $\alpha(r)$ を用いて

$$\overline{r^2} = \frac{\int_0^R r^2 \alpha 2\pi r dr}{\int_0^R \alpha 2\pi r dr} \quad (3-34)$$

により計算できる。

Fig. 3-5 は $\overline{r^2}$ と z の関係を表す。この傾き $\frac{d}{dz} \overline{r^2}$ と u_{Gz} から気泡拡散係数を概算

することができる。

3.1.3.2 気泡に対する抵抗係数が流動に及ぼす影響

前節でも述べたように、気泡により誘起される自然循環流の解析において、気泡プリューム中の単一気泡に働く力を正確に評価することが重要である。特に、気泡に働く界面抗力を評価する上では抗力係数の与え方が重要となる。しかし、気泡に働く抗力係数は単純な剛体球近似では表現できない場合が多い。これは、気泡に対する抵抗係数は、気泡の変形や気液界面の汚れの程度により複雑に変化するためである。従って、気泡に対する抵抗係数の与え方は極めて難しく、充分信頼できる相関式はいまだに確立されていない。そこで、本研究では、富山、片岡らによる気泡の抗力係数に関する詳細な研究^(3-15, 3-16)を参考に、以下に示すような Ishii-Chawla の式^(3-17, 3-18)を用いた。

$$C_D = \max(C_{DS}, C_{DD}) \quad (3-35)$$

$$C_D = 24 \left(1 + 0.1 R_{eT}^{0.75} \right) / R_{eT} \quad (3-36)$$

$$R_{eT} = d_b \rho_L \sqrt{(u_{Lr} - u_{Gr})^2 + (u_{Lz} - u_{Gz})^2} \frac{1 - \alpha_G}{\mu_L} \quad (\alpha_G \ll 1) \quad (3-37)$$

$$C_{DD} = \frac{2}{3} d_b \sqrt{\frac{g \Delta \rho}{\sigma}} \left\{ \frac{1 + 17.67 (1 - \alpha_G)^{9/7}}{18.67 (1 - \alpha_G)^{3/2}} \right\}^2 \quad (3-38)$$

上式で示されるように、気泡に対する抵抗係数は気泡径や流動条件により変化する。従って、こうした抵抗係数の変化が流動に及ぼす影響を評価することは、気液二相分散流の特性を知る上で重要である。そこで本研究では(3-35)式で示される抵抗係数を基準とし、抵抗係数を半分にして与えた場合、及び抵抗係数を倍にして与えた場合について数値シミュレーションを行った。ここで、気泡径は 1mm、気相流入速度は 0.5m/s とした。

Fig. 3-6 および Fig. 3-7 に上述の与え方をした場合の、流動がほぼ定常状態となった時のボイド率分布、及び液相速度分布を示す。

これらの図から、抵抗係数が大きいほど、気泡の拡散は小さく、また液相の循環速度は大きくなる事が分かる。これは、気泡流入口における気相流量が同じ場合、抵抗係数が大きいほど、気相から液相へ伝達される運動量が多くなり、容器中心部における液相の上昇速度が大きくなると共に、循環速度も大きくなるためであると考えられる。また、大き

な抵抗力が働くため気泡の半径方向の移動が抑制されていると考えられる。さらに、抵抗係数が大きいほど、気液間の相対速度が小さくなり、気泡により誘起される液相の乱れが小さくなるため気泡の拡散は小さくなると考えられる。

3.1.3.3 気泡径が流動に及ぼす影響

先にも述べたように、各種工業プラント・装置に見られる気泡の大きさは様々である。従って、気泡により誘起される自然循環流の特性として気泡径が流動に及ぼす影響を評価することは重要である。そこで、本研究では、気泡径を 0.1mm、0.5mm、1mm、2mm、5mm とし、それぞれについて数値シミュレーションを行った。ここで、気相流入速度は 0.3m/s とした。

Fig. 3-8 および Fig. 3-9 に流動がほぼ定常状態になった時のボイド率分布、及び液相速度分布を示す。これらの図から、気泡径 1mm～5mm 程度までは気泡径が小さいほど、気泡の拡散は大きく、また液相の循環速度は小さくなる。気泡径が更に小さくなると、逆に、気泡径が小さいほど、気泡の拡散は小さく、また液相の循環速度は大きくなることが分かる。また、気泡径が 0.1mm というような非常に小さな気泡は、容器の上部壁面付近に生じる液相の渦に巻き込まれるようになることが分かる。

3.1.3.4 気相流量が流動に及ぼす影響

気泡径と同様、気泡により誘起される自然循環流の特性として、気相流量が流動に及ぼす影響を評価することも重要である。本研究では、気相流入速度を 0.1m/s、0.5m/s とし、それぞれ気泡径を 0.1mm から 5mm まで変化させて数値シミュレーションを行った。

Fig. 3-10～Fig. 3-13 に流動がほぼ定常状態になった時のボイド率分布、及び液相速度分布を示す。実際は、気相流量を大きくすると気泡流入口におけるボイド率も大きくなるが、本研究では、気泡流入口におけるボイド率を一定値（2.5%）としたため、気相流量を大きくすると、気相流入速度が大きくなる。従って、これらの図から、気相流入速度が大きいほど、気泡の拡散は大きく、また、液相の循環速度も大きいことが分かる。また、気相流入速度が大きいほど、気泡径の影響が大きくなることが分かる。これは、気相流入速度が大きくなると、気液間の相対運動により誘起される液相の乱れが大きくなり、気泡の拡散が大きくなるためであると考えられる。

3.1.4 考察

本節では、前節で得られた気泡に対する抵抗係数、気泡径、及び気相流量が気泡分布に及ぼす影響を、気泡拡散係数の観点から考察する。

定常状態においては、気相に働く界面抗力、拡散力、及び揚力がほぼ釣り合っていると考えられる。しかし、本研究で対象としているような気液二相自然循環流においては、揚力は他の二つの力に比べて小さいと考えられる。また、気泡は、単一でも、気泡運動と気泡周囲の局所的な場の不均一性により拡散的振る舞いを示す（気泡が見出される位置 r に関する確率密度 $p(r, z)$ は z と共に拡散する）。しかし、本研究では、こうした単一気泡の拡散的振る舞いを考慮した計算を行っていないため、ここでは以下のように界面抗力と拡散力の釣り合いのみを考えた。

$$M_{Gr}^D + M_{Gr}^S = 0 \quad (3-39)$$

これに(3-20)式、(3-27)式を代入すると

$$\frac{3}{4} C_D \rho_L \frac{\alpha_G}{d_b} |u_L - u_G| (u_{Lr} - u_{Gr}) - K_S \frac{\sigma}{g \Delta \rho} \rho_L \frac{\alpha_G}{d_b} |u_{Lz} - u_{Gz}| \left| \frac{\partial u_{Lz}}{\partial r} \right| \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} = 0 \quad (3-40)$$

ここで、気泡拡散係数を D_B とすると、半径方向の気相流速 J_{Gr} は

$$J_{Gr} = -D_B \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} \quad (3-41)$$

従って、半径方向の気相流速 u_{Gr} は

$$u_{Gr} = \frac{J_{Gr}}{\alpha_G} = \frac{D_B}{\alpha_G} \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} \quad (3-42)$$

となる。半径方向の液相速度 (u_{Lr}) は気相速度に比べて極めて小さいと考えられるから、

$$(u_{Lr} - u_{Gr}) \cong -u_{Gr} = \frac{D_B}{\alpha_G} \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} \quad (3-43)$$

となる。(3-43)式を(3-40)式に代入すると

$$\frac{3}{4}C_D\rho_L\frac{\alpha_G}{d_b}|u_L-u_G|\frac{D_B}{\alpha_G}\frac{\partial\alpha_G}{\partial r}-K_S\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\rho_L\frac{\alpha_G}{d_b}|u_{Lz}-u_{Gz}|\left|\frac{\partial u_{Lz}}{\partial r}\right|\frac{\partial\alpha_G}{\partial r}=0 \quad (3-44)$$

となる。 $|u_L-u_G|\cong|u_{Lz}-u_{Gz}|$ として、(3-44)式より D_B を求めると

$$D_B=\frac{4}{3}K_S\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\frac{\alpha_G}{C_D}\left|\frac{\partial u_{Lz}}{\partial r}\right| \quad (3-45)$$

となる。

従って、気泡に対する抵抗係数が大きいほど、気泡拡散係数が小さくなるため、気泡の拡散は小さくなる。気泡径は直接気泡拡散係数に影響を与えないが、(3-35)式で表される抵抗係数は気泡径により変化するので、気泡径が気泡分布に及ぼす影響は、気泡径による抵抗係数の変化を反映したものと考えられる。従って、気泡径が流動に及ぼす影響を正確に評価するためには、気泡に対する抵抗係数を正確に与えることが極めて重要であると考えられる。また、気相流量が大きいほど、ボイド率 α_G が大きくなり、気泡拡散係数が大きくなるため、気泡の拡散は大きくなる。以上の結果は、先に述べた流動シミュレーションにおける気泡径や、抵抗係数の影響を合理的に説明している。

3.1.5 他の拡散力モデル

3.1.3.1 節で述べたように、本研究では、気泡により誘起される液相の乱れの程度を評価する際に液相の速度勾配を考慮しているが、一般には、気泡により誘起される液相の乱れは気液間の相対速度で評価されている。Lahey ら⁽³⁻¹⁹⁾や、Thomas ら⁽³⁻²⁰⁾も拡散力という表現はしていないものの、結果的に以下のような力を気相に加えている。

$$M_{Gr}^S = K \sqrt{\frac{\sigma}{g\Delta\rho}} \frac{\alpha_G^n}{d_b} |u_{Lz} - u_{Gz}|^2 \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} \quad (3-46)$$

ここで、 K 、及び n は定数を表す。

図 Fig. 3-14 および Fig. 3-15 に拡散力を(3-46)式のように与えた場合の、流動がほぼ定常状態になったときのボイド率分布、及び液相速度分布を示す。ここで気相流入速度は 0.3m/s とした。

これらの図から、拡散力を(3-46)式のように評価しても物理的に妥当な結果が得られることが分かる。しかし、相対速度をもって移動する気泡が液相に乱れを生じさせるメカニズムを考慮すると、速度勾配のない流れ場を気泡が移動するときよりも、速度勾配の大きな流れ場を気泡が移動するときの方が、より不均一な乱れを誘起し、結果的に気泡周囲により大きな半径方向の圧力勾配 $(\partial P / \partial r)$ を形成し、気泡を容器の半径方向に移動させると考える方が物理的に妥当ではないかと考えられる。本研究で対象としている気液二相自然循環流では、こうした速度勾配が気泡挙動に大きな影響を及ぼしていると考えられる。このような理由から、本研究では拡散力として(3-27)式のような液相の速度勾配を考慮した式を用いた。

3.2 加圧水型原子炉における炉心内気液二相流動

軽水炉において炉心内気液二相流動の特性を把握することが重要となる事象として、本研究では加圧水型原子炉におけるミッドループ運転時余熱除去機能喪失時および全電源喪失時自然循環冷却時の炉心内流動を対象とし、これらの事象を模擬した実験を実施することによりその伝熱流動特性を整理した。

3.2.1 ミッドループ運転時余熱除去機能喪失模擬実験

加圧水型原子炉の定期検査において燃料を炉心から取り出すためには崩壊熱がある程度減衰してから取り出す必要がある。このため、原子炉停止後もしばらくの期間は炉心内の燃料を冷却する必要がある。この冷却期間においては、Fig. 3-16 に示すように高温側配管から冷却材を抽出し余熱除去系統で冷却した後低温側配管に戻すというミッドループ運転によって崩壊熱を除去している。このミッドループ運転中に何らかの理由で余熱除去系統の機能が停止し余熱除去系統を介した強制循環流がなくなると、崩壊熱は炉心内の自然対流によってのみ除去される状況に至る^(3-21,3-22)。この時、炉心全体にわたって自然対流が形成され炉心内冷却材温度が平均的に上昇するのであれば、余熱除去機能喪失時の炉心内冷却材平均温度、炉心内保有水量、炉心内発熱量（崩壊熱レベル）から冷却材が沸騰するまでの時間、および沸騰後炉心水位が低下し燃料が露出するまでの時間を概算することは可能である。しかしながら、炉心内の冷却材温度分布および燃料発熱分布を考慮するとこの炉心内の自然対流は炉心全体にわたって形成されるものではなく、炉心上部のある程度局所的な対流となり、炉心内で温度成層が形成されることが予想される。この場合、炉心内冷却材温度は局所的に上昇し、冷却材沸騰開始および燃料露出までの時間は上述の概算よりも早くなる可能性があり、その時間を見積もるのは困難である。また、実際の原子炉においては炉心内に監視計器がないため炉心内の状況を直接監視することは不可能であり、現実的には高温配管に設置されている温度計の出力値を監視して炉心内の状況を推測せざるを得ないこととなる。本研究においては、ミッドループ運転時に余熱除去機能が喪失した場合の炉心内の状況を模擬した実験を実施することにより炉心内自然対流の特性を明らかにし、実際の原子炉において炉心内の状況を推測する上での有用な知見を得ることを目的とする。

3.2.1.1 実験装置

(1) 水槽

本研究で使用した実験装置の概要を Fig. 3-17 および Fig. 3-18 に示す。実験装置はポリカーボネート製で原子炉容器および高温側配管を模擬するために容器に水平枝管を接続している。容器は 120mm×120mm×550mm の矩形容器、水平枝管は内径 30mm、長さ 250mm で矩形容器の上端から 45mm 下方に取り付けられている。水平枝管の他端は閉じられている。

(2) ヒータ

Fig. 3-17 および Fig. 3-18 に示すように、この容器に 25 本のシースヒータが挿入されている。各ヒータは容器上端から 100mm～200mm を発熱領域としその他の領域は非発熱とする。実際の燃料においては燃料下端から上端まで連続的な出力分布を有しており、多くの場合、ミッドループ運転を実施するサイクル末期においては炉心上方に出力ピークがあ

るトップピークの出力分布となる。トップピークの出力分布において余熱除去機能が喪失すると炉心内では炉心上部のある程度限られた領域で自然対流が形成されることが予想される。シースヒータを用いてトップピークの出力分布を模擬するのは困難なため本実験ではトップピークの出力分布を極端にしたものとして上述のように上部の一部の領域だけ発熱領域とした。ヒータ径は 10mm、1 本当たりの最大出力は約 200W、最大熱流束は 71kW/m^2 である。これらのヒータが 20mm のピッチで正方格子状に配置されている。ヒータの出力は各ヒータへの入力電圧を調整することにより制御することができる。本研究では中央の 9 本のヒータと周辺の 16 本のヒータの出力をそれぞれ独立に制御することとした。

(3) 熱電対

Fig. 3-19 に熱電対の取り付け位置を示す。16 個の熱電対がヒータバンドル内の中央サブチャンネルに、10 個の熱電対がヒータバンドル内の周辺サブチャンネルに取り付けられている。また、水平枝管内に 11 個の熱電対が取り付けられている。

3.2.1.2 実験条件および実験方法

実際のミッドループ運転状態を模擬するために上記実験装置に対し水平配管の半分の高さまで水が満たされた条件で実験を実施した。圧力は大気圧、水の初期温度は 9°C 前後、ヒータ出力は Table 3-1 に示す条件とした。各熱電対位置における水温の時間変化を測定し、垂直方向、水平方向の温度分布を見ることにより様々な出力レベルにおける容器内温度成層形成の様子を観測した。

また、水と同等の密度を有するトレーサ粒子を混入させ、その動きをビデオ撮影することにより自然対流時の流況を観測した。

実際のミッドループ運転は系を開放した状態で実施するため大気圧条件となる。また、冷却材温度は余熱除去システムにより 50°C 前後に保たれている。何らかの理由で余熱除去機能が喪失すると炉心内の冷却材温度は上昇し、10 分～15 分で 100°C に達し沸騰を開始する。崩壊熱レベルはおおよそ 10MW 程度で燃料棒表面における熱流束は高くても 10kW/m^2 程度である (3-23, 3-24, 3-25, 3-26)。上述の実験条件はこれらの実機条件を考慮して設定した。

3.2.1.3 実験結果

(1) 単相流条件

容器内中央サブチャンネルの垂直方向各熱電対位置における温度変化を Fig. 3-20 および Fig. 3-21 に示す。Fig. 3-19 に示すように熱電対位置は発熱領域下端からの高さで表される。従って、熱電対位置が負のものは発熱領域下端より下方、正のものは発熱領域下端より上方を意味する。Fig. 3-20 は Table 3-1 の条件 1 (すべてのヒータ出力: 4.4kW/m^2)、Fig. 3-21 は条件 3 (すべてのヒータ出力: 8.8kW/m^2) に対応する。これらの出力レベルでは本実験の時間内では水温は 100°C まで上昇せず単相流の自然対流が観測された。Fig. 3-20 および

Fig. 3-21 より、温度成層の形成が明確に示されている。すなわち、発熱領域より上方では実験時間にわたって温度は上昇し続けているのに対し、発熱領域より下方では温度は低いままである。この結果は発熱領域より上方の水は自然対流によりよく混合されるのに対し、発熱領域より下方では自然対流が形成されていないことを示している。また、これらの図に示されるように、発熱領域より下方ではあるが発熱領域に近い位置（-5mm および -25mm の位置）において水温は時間と共に少しずつ上昇している。これらの温度上昇は発熱領域における高温水からの熱伝導によるものと考えられる。このことを確認するために、過渡熱伝導解析を実施した。ここで、発熱領域より下方において垂直方向 1 次元の熱伝導を仮定した。この場合、発熱領域より下方の水温の変化は以下に示す 1 次元非定常熱伝導方程式を解くことによって得られる。

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = a_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} \quad (3-47)$$

ここで T_w は水温、 a_w は水の温度拡散率、 z は垂直方向座標（下向きを正）を表す。発熱領域下端からの高さ 15mm の位置の温度を境界条件として与え(3-47)式を数値解析により解いた。熱流束条件 4.4kW/m^2 および 8.8kW/m^2 のそれぞれについて、発熱領域より下方の位置（-5mm, -25mm, -65mm）の温度変化実測値と(3-47)式を解いた結果を比較したものをそれぞれ Fig. 3-22 および Fig. 3-23 に示す。これらの図より、発熱領域より下方の位置の温度変化は熱伝導解析の結果とよく一致しており、これらの領域における熱の移動は自然対流によるものではなく熱伝導によるものであることが確認できる。

この現象は Fig. 3-24 および Fig. 3-25 においてより顕著に示される。これらの図は様々な時刻における垂直方向温度分布をプロットしたものである。これらの図により容器内に明確な温度成層が形成されその境界は発熱領域下端から動かないことが確認できる。

Fig. 3-26 は Table 3-1 の条件 2 での容器内中央サブチャンネルの垂直方向各熱電対位置における温度変化を示す。この条件は、中央の 9 本のヒータの出力が 4.4kW/m^2 で残りの周りのヒータの出力は 0kW/m^2 というものである。この場合も温度成層は観測されているが、温度上昇率については Fig. 3-20 に示されるものに比べて小さいことが確認できる。この温度上昇率はヒータ出力が平均化されたと仮定した場合（25 本のヒータが一様に $1.58\text{kW/m}^2 = 4.4 \times 9/25 \text{ kW/m}^2$ の発熱をしている場合）の温度上昇率と同程度である。このことは、発熱領域の上方の水は自然対流によりよく混合されており、自然対流が中央の発熱ヒータ付近だけでなく周辺の非発熱ヒータも含めたロッドバンドル全体にわたっていることを意味している。

このことは Fig. 3-27 においてより顕著に示される。Fig. 3-27 は発熱領域下端からの高さが同じ位置（95mm）で水平方向位置がそれぞれ中央サブチャンネルおよび周辺サブチャンネルとなる所の温度変化を比較したものである。水平方向位置が異なっても温度変化

はほぼ一致しており水平方向によく混合されながら系全体の温度が上昇していることが確認できる。また、トレーサ粒子を用いた流況観察の結果、Table 3-1 の条件 2 や条件 4 のように中央部と周辺部で出力分布をつけた場合においてより顕著に Fig. 3-28 に示されるような自然対流が観察された。このようなロッドバンドルをまたぐ循環流動が発熱領域より上方における水平方向の均一な温度分布をもたらしていると考えられる。本実験で観測した限りにおいては、水平方向に出力分布をつけた場合も平坦な場合も発熱領域より上方の水は上記の流動によりよく混合されることが確認できた。しかしながら、本実験においては容器壁からの除熱が自然対流に影響を及ぼしている可能性があることを認識しておかなければならない。すなわち、容器壁からの除熱は自然対流の駆動力として寄与しておりこれがロッドバンドルをまたぐ循環流に影響を及ぼしている。このことが水平方向の出力分布の有無の影響を不明瞭にしていると考えられる。もし、容器壁面を断熱条件として実験を実施すれば、水平方向に出力分布がある場合はより局所的な自然対流および局所的な温度分布が観測される可能性がある。従って、水平方向の出力分布の影響を明らかにするためには更に詳細な実験を実施することが必要と考えられる。

Fig. 3-29～Fig. 3-31 に水平管内の各位置における温度変化を示す。熱電対位置は矩形容器部からの距離を示している。すなわち、0mm 位置の温度は矩形容器部温度を示している。Fig. 3-29 および Fig. 3-31 は水平方向に一樣な出力分布の条件（それぞれ条件 1 および条件 3）、Fig. 3-30 は水平方向に出力分をつけた条件（条件 2）での結果を示している。これらの図に示されるように、水平方向の出力分布の有無に関わらず水平管内部の温度は時間と共に上昇している。温度上昇率は容器内部と同程度であることからこれらは熱伝導によるものではなく発熱領域より上方に形成される自然循環流の影響によるものと考えられる。また、いずれのケースにおいても温度上昇にはある程度の時間遅れが伴っており、この時間遅れは矩形容器から距離が遠ざかるほど大きくなっていることが確認できる。Fig. 3-30 に示されるように、自然対流による循環流は水平管内まで及んでおり、加熱された水がこの循環流により水平管内にまで輸送されることが考えられる。矩形容器から遠ざかれば遠ざかるほど高温水がこの流れに乗って到達するのに時間を要するため上述のような時間遅れの傾向が表れると考えられる。また、Fig. 3-29 と Fig. 3-31 を比較すると、ヒータ出力の大きい Fig. 3-31 の方が時間遅れは小さいことが確認できる。ヒータ出力が大きいほど自然対流による循環流量は大きく、このため矩形容器から水平管内に回り込む循環流もヒータ出力が大きいほど大きくなり高温水の到達が早くなり時間遅れが小さくなるものと考えられる。このことは Fig. 3-32 および Fig. 3-33 においてより顕著に示される。Fig. 3-32 および Fig. 3-33 はそれぞれヒータ出力が 4.4kW/m^2 および 8.8kW/m^2 の時の様々な時刻における水平管内温度分布を示している。これらの図により高温水が時間と共に水平管内に伝搬する様子およびヒータ出力が高い方がその伝搬速度が速いことが確認できる。

(2) 二相流条件

ヒータの出力レベルを増加させていくと発熱領域の温度上昇率は増加し水温は沸点(100℃)に達する。この場合、発熱領域の水は沸騰し気液二相自然対流が形成される。ヒータ出力を 17.8 kW/m²、35.5 kW/m²、71 kW/m² の一様発熱とした場合の容器内中央サブチャンネルの垂直方向各熱電対位置における温度変化をそれぞれ Fig. 3-34～Fig. 3-36 に示す。

すべてのケースにおいて発熱領域の水温は急速に常用し沸点に達し沸騰が起こっているが、沸騰開始後も発熱領域下端より下方の領域では低い温度のままであることが確認できる。すなわち発熱領域の上下で温度成層が形成されている。沸騰気泡による攪拌のため流体は激しく混合するため発熱領域において水温はほぼ一様に飽和温度となる一方で、発熱領域下端より下方の領域においてはほぼ室温のままであるため、沸騰を伴う二相自然対流条件下においては極めて明確な温度成層が形成される。

ここで、沸騰を伴う二相自然対流においては单相流条件とは異なり温度成層の境界面は発熱領域下端から時間と共に少しずつ下方に移動する。Fig. 3-34～Fig. 3-36 に示すように、発熱領域下端より下方にある熱電対位置での水温が急速に飽和温度に上昇する挙動が見られる。これは、飽和温度の領域が時間と共に発熱領域より下方に拡大し、発熱領域下端より下方にある熱電対位置にまで到達していることを示している。更に、Fig. 3-34～Fig. 3-36 はこの飽和温度領域の拡大速度が出力レベルの増加と共に速くなっていることを示している。

温度成層の形成および飽和温度領域の拡大現象については、Fig. 3-37 においてより顕著に示される。Fig. 3-37 はヒータ出力 35.5 kW/m² 時の二相自然対流条件下での様々な時刻における垂直方向温度分布をプロットしたものである。飽和温度と室温という極めて明確な温度成層が形成されていること、および飽和温度と室温の境界面が時間と共に発熱領域下端より下方に移動している様子が確認できる。

この二相自然対流条件下での温度成層境界面の移動は沸騰気泡により誘起される渦によって激しく流体が混合されるためであると考えられる^(3-22,3-23)。Fig. 3-38 の概略図に示すように、沸騰気泡による攪拌は温度成層境界面を挟んだ高温水と低温水の交換を促進し、これにより温度成層境界面は発熱領域下端よりも下方の非発熱領域まで移動する。この現象は温度成層を伴う沸騰系二相自然対流の極めて特徴的な現象である。

温度成層境界面の移動速度は実験的に得られた温度境界層境界面位置を時間軸上にプロットすることにより得られる。Fig. 3-35 に示すように、本研究では熱電対位置における水温が 50℃を上回った時刻を「温度成層境界面がその位置を通過した時刻」として定義した。これに基づき、水平方向出力分布の有無を含む様々なヒータ出力条件での温度成層境界面位置と時刻の関係をプロットしたものを Fig. 3-39 に示す。Fig. 3-39 より、温度成層境界面の移動速度 (Fig. 3-39 のプロットの傾きの逆数) については水平方向出力分布の有無の影響はほとんどなく、ヒータ平均出力と良い相関があることが確認できる。そこで、Fig. 3-39

より温度成層境界面の移動速度を算出しこれをヒータ平均出力に対してプロットしたものを Fig. 3-40 に示す。Fig. 3-40 より、温度成層境界面の移動速度はヒータ平均出力と良い相関があり、以下の式に示すようにヒータ平均出力に対する一次式で近似できることが確認できる。

$$V_i = 0.00826q_{av} + 0.009125 \quad (3-48)$$

ここで、 V_i は温度境界層境界面の移動速度 (mm/s)、 q_{av} はヒータ平均出力 (kW/m²) を表す。

熱流束が増加すると沸騰が激しくなり多くの気泡が発生し温度境界層境界面を含む発熱領域における流体混合が促進される。このため、(3-48)式に示されるように温度境界層境界面の移動速度は熱流束と共に増加すると考えられる。

水平方向に一樣な出力分布の条件（それぞれヒータ出力 35.5kW/m²：条件 7 およびヒータ出力 71.0kW/m²：条件 9）における水平管内の各位置における温度変化をそれぞれ Fig. 3-41 および Fig. 3-42 に示す。これらの図に示されるように、容器内の自然対流により水平管内部の温度は時間と共に上昇している。

沸騰系二相自然対流の場合、矩形容器内の温度は加熱後ある程度時間がたつと飽和温度に到達する。その後、少し遅れて水平管内部の温度も飽和温度に達していく。この時間遅れは矩形容器から離れた位置ほど大きくなる。単相流条件の場合と同様に、矩形容器内の自然対流により水平管内に循環流が形成され、この循環流により高温水が水平管内に輸送されていると考えられる。このため、矩形容器から遠ざかるほど高温水が到達するのに時間を要し温度上昇に時間遅れが生じると考えられる。沸騰気泡は流体混合を促進すると共に自然対流の駆動力ともなることから Fig. 3-28 に示される容器内流動は単相流条件の場合よりも大きく、このため、水平管内に形成される循環流の流速は単相流条件の場合よりもかなり大きいと考えられる。このため水平管内の各熱電対位置における温度上昇の時間遅れは単相流条件の場合よりも小さくなっている。また、Fig. 3-41 と Fig. 3-42 を比較すると、熱流束が大きい方が時間遅れは小さくなっている。熱流束が大きいほど沸騰が激しくなり沸騰気泡が増えるため容器内流動が大きくなり、このため水平管内に形成される循環流の流速も大きくなり時間遅れが小さくなったと考えられる。

Fig. 3-43 および Fig. 3-44 はそれぞれヒータ出力が 35.5kW/m² および 71.0kW/m² の時の様々な時刻における水平管内温度分布を示している。これらの図により、水平管内の水温は矩形容器から遠ざかるほど低い、時間と共に上昇しやがて水平管内全体が飽和温度近くにまで上昇することが確認できる。また、前述の通り熱流束が大きいほど水平管内の温度上昇の伝播が速いことが確認できる。

実際の加圧水型原子炉においてミッドループ運転中に余熱除去系統が停止した場合、崩壊熱により炉心内の温度は上昇する。上述の結果は、炉心内の温度上昇からある程度の時

間遅れを伴って高温側配管の冷却材温度が上昇することを示唆している。すなわち、高温側配管の冷却材温度挙動を監視しておけば炉心内の状況にある程度推測することができることを示している。炉心内構造物や発熱分布（崩壊熱分布）などより実機に近い条件で詳細な実験を実施することにより高温側配管温度と炉心内状況との関連性が整理できれば、ミッドループ運転時に余熱除去機能が喪失した場合に、運転員が状況に応じて適切な対応をする上での極めて有用な資料となることが期待できる。

3.2.2 SBO 時自然循環模擬実験

2011 年の東北地方太平洋沖地震による福島第一原子力発電所事故は、大地震に伴う送電線断線や関連設備故障による外部電源喪失および大津波による非常用電源の喪失の結果、長期間にわたる全電源喪失（Station Black Out, SBO）に陥り、炉心溶融、水素爆発、放射性物質の大量放出という極めて重大な事故に至った^(3-27, 3-28, 3-29, 3-30, 3-31)。これ以降、各発電所では長期間にわたって SBO が継続しないよう代替電源の整備、および代替電源を確立するまでの間においても電源を要することなく炉心を安全に冷却する手段の確認と整備を進めてきた。

加圧水型原子炉の場合、SBO 時には蒸気発生器で発生した蒸気を駆動力として動作するタービン動補助給水ポンプにより蒸気発生器への給水を継続することができる。この間、原子炉冷却系統においては蒸気発生器による除熱により自然循環流が形成され、この自然循環流により炉心冷却が継続される^(3-32, 3-33, 3-34)。この時、自然循環流の流量は通常の強制循環流と比べて極めて小さいため、Fig. 3-45 に示すように原子炉容器の頂部付近は自然循環流の流動が及ばず高温の冷却材が取り残された状態となり、いわゆる温度成層を形成すると予想される^(3-35, 3-36, 3-37)。このような状態で蒸気発生器による冷却を継続し原子炉冷却系統の減温・減圧を進めると、やがて原子炉容器頂部の高温領域で減圧沸騰が生じ原子炉容器頂部に蒸気相が生成する恐れがある。一旦、原子炉容器頂部に蒸気相が生成するとその後の減温・減圧操作が難しくなるため、上述のタービン動補助給水による冷却時には原子炉容器内に極端な温度成層が形成されない程度の適切な冷却率で冷却することが望ましい。

このような観点から、本研究においては加圧水型原子炉の原子炉冷却系統を模擬した実験装置を用いて自然循環流動の熱水力特性、特に温度成層の生成と解消に着目した検討を行い、タービン動補助給水による冷却操作を適切に実施する上での有用な知見を得ることを目的とする。

3.2.2.1 実験装置

本研究で使用した実験装置の概要を Fig. 3-46～Fig. 3-48 に示す。実験装置はポリカーボネート製の矩形容器、熱交換器、ループ配管および電磁流量計から構成されており、それぞれ加圧水型原子炉の原子炉容器、蒸気発生器、原子炉冷却系ループを模擬している。実験は大気圧条件下で純水を用いて実施した。また、自然循環流および温度成層の特性におけるスケーリング効果を確認するために 3 つの異なるサイズの実験装置を用いた。ここではそれぞれ「大型装置」（Fig. 3-46、写真：Fig. 3-49）、「中型装置」（Fig. 3-47、写真：Fig. 3-50）、「小型装置」（Fig. 3-48）と称するものとする。それぞれの装置の矩形容器のサイズ（幅×奥行×高さ）は以下の通り。

大型装置：400mm×400mm×600mm

中型装置：300mm×300mm×900mm

小型装置：120mm×120mm×555mm

これらの矩形容器にはそれぞれ容器内の垂直方向温度分布を測定するために10～15個の熱電対を容器の中心線上に設置している。これらの熱電対により容器内の温度成層を測定できる。容器内の水を所定の温度にまで加熱するため、容器の底にはそれぞれ出力6kW（大型装置）、4kW（中型装置）、0.5kW（小型装置）の電気ヒータが設置されている。

蒸気発生器を模擬している熱交換器の高さはそれぞれ712mm（大型装置）、636mm（中型装置）、500mm（小型装置）である。熱交換器には直径8mmの銅管をコイル状にして投入し、これに冷却水（水道水）を流すことによりループ配管の水を冷却する。ここで、熱交換率を算出するために、熱交換器および銅管それぞれの出入口温度を測定した。また、ループ配管での自然循環流量は電磁流量計で測定した。電磁流量計部での流路径は15mm、流路における平均速度は1mm/sの精度で0m/s～1m/sの範囲で測定された。更に、大型装置においては、流れを可視化することにより水平管部の流量と速度分布を測定した。

3.2.2.2 実験結果

(1) 温度成層の生成

Fig. 3-51 および Fig. 3-52 に大型装置における容器内温度分布の時間変化を示す。これらの実験では、先ず初めにヒータにより容器内の水温を初期状態10℃から80℃（Fig. 3-51）および50℃（Fig. 3-52）まで加熱し、その後ヒータ加熱を停止し熱交換器による冷却を開始した。Fig. 3-51 および Fig. 3-52 に示されるように、ヒータによる加熱時には容器内の水温はほぼ一様に上昇しヒータ加熱を停止すると容器からの放熱により徐々に水温は低下している。熱交換器による冷却を開始すると容器内と熱交換器内との温度差により自然循環流が誘起され、一定時間経過後に先ずは容器内最下部（Ch.1）の温度が急激に低下し、引き続きCh.2からCh.6まで順番に急激な温度低下を示している。急激に温度が低下した後はCh.1からCh.6まではほぼ一様に温度が低下している。一方、水平管分岐部より上方のCh.7からCh.9の温度については急激な温度低下は見られず、放熱による温度低下が見られるのみである。これらの結果から、熱交換器により冷却された水が容器内に流入することにより形成される低温領域は容器下部から徐々に上方に広がっていくが、この過程において低温領域と高温領域との間には明確な境界が存在し、この境界が維持されながら上方に移動し水平管分岐部まで到達するということが確認できる。更に、低温領域と高温領域の境界は水平管分岐部より上方には移動することなく、水平管分岐部より上方の水温は冷却を開始して十分に時間が経過した後でも高温のままであることが確認できる。これらの過程の概略をFig. 3-55に示す。Fig. 3-55より、自然循環による冷却では明確な温度成層が形成され水平管分岐部より上方の容器上部領域は冷却できないことが示される。

同様の結果は中型装置および小型装置においても確認できる。Fig. 3-53 および Fig. 3-54 にそれぞれ中型装置および小型装置を用いた実験の結果を示す。ここで、中型装置および小型装置における熱電対位置はそれぞれ Fig. 3-47 および Fig. 3-48 に示されるとおりである。中型装置および小型装置においては自然循環流量が小さいため温度低下に時間を要しているものの、大型装置の場合と同様に容器内に明確な温度成層が形成され、容器上部の温度は冷却されないということが確認できる。

Fig. 3-56 から Fig. 3-58 にそれぞれ大型装置、中型装置および小型装置における自然循環流量の時間変化を示す。ここで、時刻は冷却開始後の経過時間、速度は電磁流量計により測定された管径 15mm の流路の平均速度を表し、それぞれ、容器内温度を 50℃程度まで加熱してから冷却を開始している。これらの図より、いずれのケースにおいても自然循環流量は時間の経過と共に低下していることが確認できる。これは時間の経過と共に容器内と熱交換器内との間の温度差が小さくなり自然循環の駆動力が低下していることによるものである。自然循環流量は自然循環駆動力とループ圧損のバランスで決まるものであるため、本実験装置では熱交換器部の長さ、容器と熱交換器の相対的なエレベーション差およびループ配管の管径によって決まるものである。その結果、自然循環流量は大型装置で最も大きく、小型装置で最も小さくなっている。

大型装置においては容器上部に接続している水平管内の流れを可視化することによって速度分布を測定した。水平管の下部よりインクを注入し、注入直後および注入後 2 秒の写真撮影し、これらを比較することにより自然循環冷却時の径方向速度分布を算出した。Fig. 3-59 にインク注入直後および注入後 2 秒の写真の一例を示す。このようにして得られた径方向速度分布を Fig. 3-60 に示す。ここで、径方向位置 0mm は管の中心を表し、中心より上方を正、下方を負としている。また、速度方向については容器から遠ざかる方向を正、容器に向かう方向を負としている。Fig. 3-60 に示されるように自然循環冷却時において水平管内の上方では容器から遠ざかる方向、管底部近傍では容器に向かう方向の流れが生じていることが確認できる。これは、水平管内において速度および温度について成層化が起こっていることを示している。また、このようにして得られた径方向速度分布から算出した自然循環流量は電磁流量計により測定された流量とよく一致していた。

本実験により得られた温度および速度測定値の妥当性を確認するため、熱交換器における熱バランスを評価した。本実験では、熱交換器出入口温度および自然循環流量、ならびに冷却水出入口温度および冷却水流量を測定している。これらにより熱交換器における熱交換率は以下のように算出できる。

$$H_{\text{exp}} = \rho_p C_p Q_p (T_{\text{pout}} - T_{\text{pin}}) \quad (3-49)$$

$$H_{\text{exC}} = \rho_c C_p Q_c (T_{\text{Cout}} - T_{\text{Cin}}) \quad (3-50)$$

ここで、 H_{exp} および H_{exC} は、それぞれループ側および冷却水側の熱交換率 (W)、 ρ_p および ρ_c は、それぞれループ側および冷却水側の平均密度 (kg/m^3)、 Cp_p および Cp_c は、それぞれループ側および冷却水側の平均比熱 (J/kgK)、 Q_p および Q_c は、それぞれ自然循環流量 (m^3/s) および冷却水流量 (m^3/s)、 T_{pout} 、 T_{pin} および T_{Cout} 、 T_{Cin} は、それぞれループ側および冷却水側の出入口温度 ($^{\circ}\text{C}$) を表す。

Fig. 3-61 および Fig. 3-62 にそれぞれ大型装置におけるループ側出入口温度および冷却水側出入口温度の時間変化を示す。これらの図より、時間経過と共に冷却が進みループ側および冷却水側の出入口温度差は小さくなることが確認できる。Fig. 3-61 および Fig. 3-62 のデータを式 (3-49) および式 (3-50) に代入することにより得られたループ側および冷却水側の熱交換率を Fig. 3-63 に示す。Fig. 3-63 より測定データより算出されたループ側と冷却水側の熱交換率はよく一致しており、本実験により得られた測定データが熱バランスの取れた合理的な測定データであることが確認できる。中型装置および小型装置について同様の方法により測定データの熱バランスを評価した結果をそれぞれ Fig. 3-64 および Fig. 3-65 に示す。Fig. 3-64 および Fig. 3-65 より中型装置および小型装置においてもループ側と冷却水側の熱交換率はよく位置しており、これらのデータについても熱バランスの取れた合理的な測定データであることが確認できる。

(2) 温度成層の解消

3.2.1.3(2)項より気泡により誘起される渦は温度成層境界の流体混合に寄与し結果的に温度成層を解消すると考えられる。そこで、Fig. 3-66 に示すように容器底部にノズルを挿入し、これに空気を送り込むことにより気泡を発生させ、その後の温度挙動を測定した。ここで、ノズル径は 2mm、送り込む空気の流量は $50\text{cm}^3/\text{min}$ 、 $100\text{cm}^3/\text{min}$ とし、前項の手順により温度成層が生成された後、空気を送り込んだ。容器内温度を 80°C まで加熱した場合、 50°C まで加熱した場合についての実験結果をそれぞれ Fig. 3-67、Fig. 3-68 に示す。いずれのケースも空気を送り込み気泡が発生した直後に容器頂部の水温が低下、すなわち温度成層が解消されており、気泡による流体混合が温度成層解消に大きく寄与していることが確認できる。また、送り込む空気の量については今回実験した範囲においては大きな影響はなく、少ない流量 ($50\text{cm}^3/\text{min}$) でも気泡生成直後に温度成層が解消されている。

このように、温度成層が生成されている場に気泡を送り込むと、気泡により誘起される渦により流体が混合され温度成層が解消されるということが確認できた。

一方、少量の気泡であっても、それにより誘起される渦が温度成層解消に有効であるということから、Fig. 3-69 に示すように、自然対流による渦においても温度成層解消に有効であると類推される。そこで、前項の手順により温度成層が生成された後、再びヒータ加熱を開始し自然対流を発生させ、その後の温度挙動を測定した。容器内温度を 80°C まで加熱したケースで温度成層が生成された後にヒータ出力 4kW で再度加熱した場合、ヒータ出力 2kW で再度加熱した場合についての実験結果をそれぞれ Fig. 3-70、Fig. 3-71 に示す。

Fig. 3-70 より、ヒータ出力 4kW で再加熱した場合は自然対流により容器全体が混合されながら温度上昇しており、この過程で温度成層は解消されている。すなわち、容器全体としては温度上昇しているが、自然対流による混合により容器頂部の高温領域の温度は容器全体の温度と同じ温度にまで低下していることが確認できる。一方、Fig. 3-71 より、ヒータ出力 2kW で再加熱した場合は自然対流による混合の効果が小さく再加熱後も温度成層が解消されることがないことが確認できる。

実際の原子炉ではタービン動補助給水による冷却中も炉心では崩壊熱による加熱があるので、上述のようにヒータ加熱がある状態の方が実機条件に近いと言える。そこで、容器内温度を 80℃まで加熱した後、ヒータを切らずに冷却を開始し、その温度挙動を測定した。ヒータ出力を 3kW として冷却した場合、ヒータ出力を 2kW として冷却した場合についての実験結果をそれぞれ Fig. 3-72、Fig. 3-73 に示す。Fig. 3-72 より、ヒータ出力 3kW の場合は自然対流により容器全体が混合されながら自然循環により冷却されており、その結果温度成層が形成されることなく容器全体が冷却されていることが確認できる。一方、Fig. 3-73 より、ヒータ出力 2kW の場合は自然対流による混合の効果が小さく温度成層が形成されていることが確認できる。

上述のようなヒータ出力による温度成層の生成・解消特性の相違は、自然対流による渦の強度と自然循環流量の相対関係に依存すると考えられる。すなわち、自然対流による渦の強度が相対的に小さい場合は、渦は自然循環流の流れに乗ってしまい、混合効果が容器上部（水平管部より上方）に及ばないが、自然対流による渦の強度が相対的に大きい場合は、渦は自然対流の流れ方向とは関係なく伝播し、結果的に容器上部にまで混合効果が及んでいるものと考えられる。

実際の原子炉においては複雑な炉内構造物があるため本実験結果をそのまま適用することはできないものの、SBO 時にタービン動補助給水による減温・減圧操作を実施する際に自然循環流量を適切に調整すれば、炉心内の自然対流による混合効果が炉心頂部にまで至り、原子炉容器頂部に高温水を取り残すことなくある程度の冷却率で炉心全体を冷却できることを示唆する結果であると言える。

3.3 考察

気泡により誘起される気液二相流動の特性は不規則な気泡挙動と不均一な流れ場との相互作用により特徴づけられるものであることから、本研究ではその平均的な挙動を評価するためのモデルとして気泡拡散モデルを導入することが合理的であることを確認した。すなわち、気泡拡散係数を適切に与えることにより実現現象を合理的に再現できることを確認した。ここで、気泡拡散係数は気泡に対する抵抗係数や液相の速度勾配を含むものであるため、気泡拡散係数を適切に与えるためにはこれらも含めて適切に与える必要がある。

一方、ミッドループ運転時余熱除去機能喪失模擬実験および SBO 時自然循環冷却模擬実験においては気泡により誘起される気液二相流動により温度成層境界面の移動や温度成層の解消といった極めて特徴的な現象が観測された。これらの温度成層境界面の移動や温度成層の解消については温度変化として極めて顕著に現れるものであり本研究で使用していたような簡易的な実験装置でも十分に測定可能なものである。また、ポリカーボネートを使用した装置であることから気泡径や液相速度の測定も十分に可能である。従って、気泡流による温度成層境界面の移動や温度成層の解消について実験データを蓄積・整理し、これら実験データを再現するような気泡拡散係数を上述の気泡拡散モデルを用いた解析によりサーベイし適切な気泡拡散係数の与え方を見出すことが可能であると考えられる。更に、このようにして得られた気泡拡散係数を用いて実炉心条件（流動条件、幾何形状）を対象とした解析を実施し、より実用的な評価を行うことが可能と考えられる。

3.4 本章のまとめ

本章での研究結果は下記のように要約できる。

- (1) 気泡により誘起される気液二相流動は不規則な気泡挙動と不均一な流れ場との相互作用により特徴づけられるものである。平均化モデルである二流体モデルを用いてこうした挙動を解析する場合、構成式として気泡拡散モデルを適切に与えることが重要である。気泡拡散モデルについては様々なモデルが提案されているが、いずれも気泡に働く拡散力の大きさを気泡により誘起される液相の乱れの程度と関連付けたモデルとなっている。本研究では、気泡により誘起される液相の乱れの程度を気泡数密度（ボイド率）、気泡の大きさ（断面積）、気液相対速度、および液相の速度勾配と関連付け、これを気泡拡散モデルに反映させることにより気泡により誘起される気液二相流動を合理的に計算できることを確認した。
- (2) 軽水炉において炉心内気液二相流動の特性を把握することが重要となる事象として、本研究では加圧水型原子炉におけるミッドループ運転時余熱除去機能喪失時および全電源喪失時自然循環冷却時の炉心内流動を対象とし、これらの事象を簡易的に模擬した実験を実施した。いずれの実験においても対象となる事象の過程で单相流状態では明確な温度成層が形成されるが、気泡が発生し二相流状態となると温度成層の境界面が移動あるいは解消されるという現象が観察された。
- (3) (2) の現象は気泡により誘起される液相の乱れの影響が目に見える結果、すなわち観測しやすい結果として現れたものである。従って、(1) で述べた気泡拡散モデルを用いて(2) の実験の解析を行い、実験結果と比較することによりモデルの検証を行うことが十分に可能であると考えられる。今後、更に実験データを蓄積・整理するとともに解析結果との比較、モデルの検証を進め、ここで得られた気泡拡散モデルを実炉心条件を対象とした解析に反映することにより実用的な評価を行うことが可能であることの見通しを得た。

Table 3-1 Experimental conditions of heat fluxes

Condition	9 Central heaters	16 Peripheral heaters
1	4.4kw/m ²	4.4kw/m ²
2	4.4kw/m ²	0 kW/m ²
3	8.8kw/m ²	8.8kw/m ²
4	8.8kw/m ²	0 kW/m ²
5	17.8kw/m ²	17.8kw/m ²
6	17.8kw/m ²	0 kW/m ²
7	35.5kw/m ²	35.5kw/m ²
8	35.5kw/m ²	0 kW/m ²
9	71kw/m ²	71kw/m ²
10	71kw/m ²	0 kW/m ²

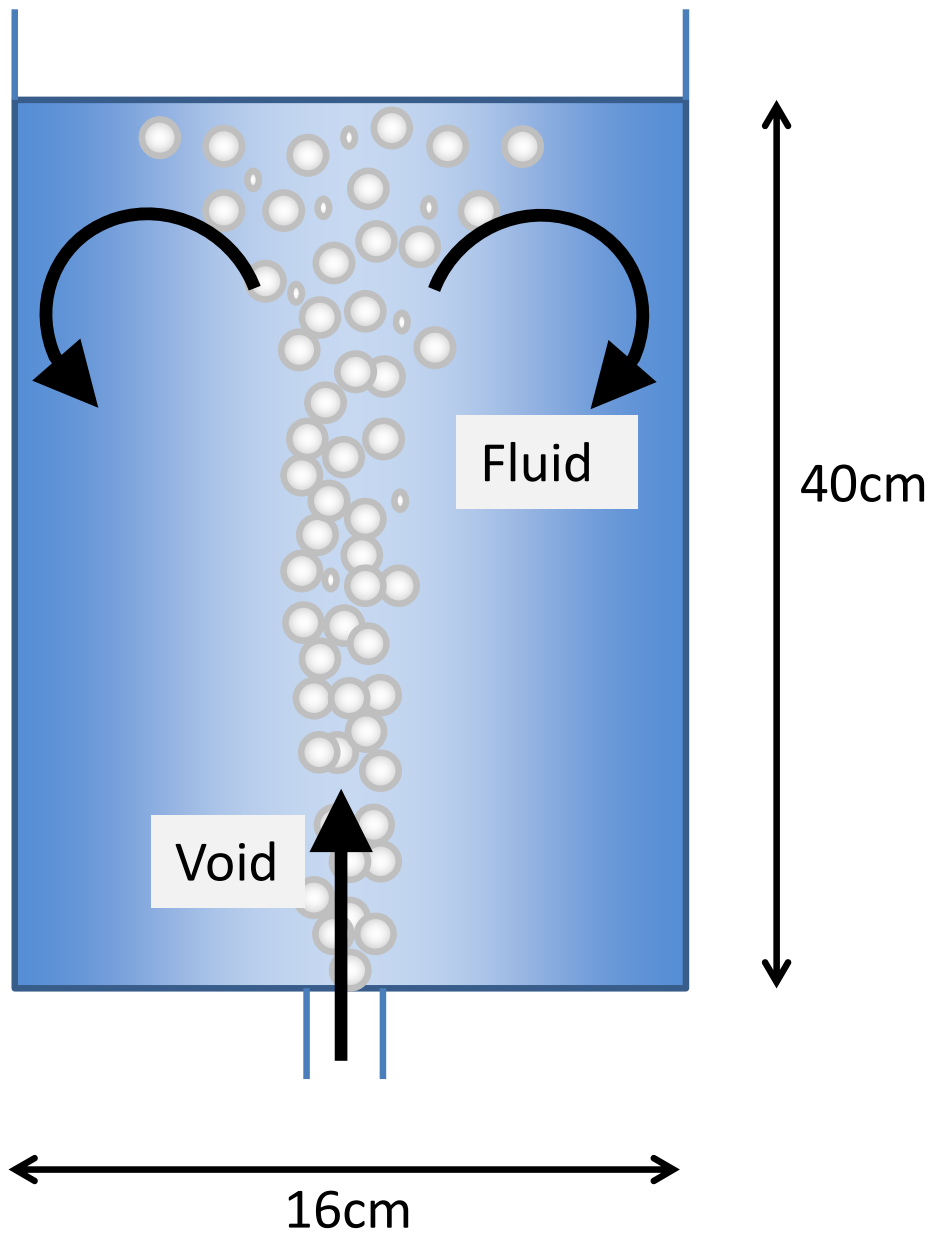


Fig. 3-1 Bubble induced two-phase natural convection in a cylindrical tank

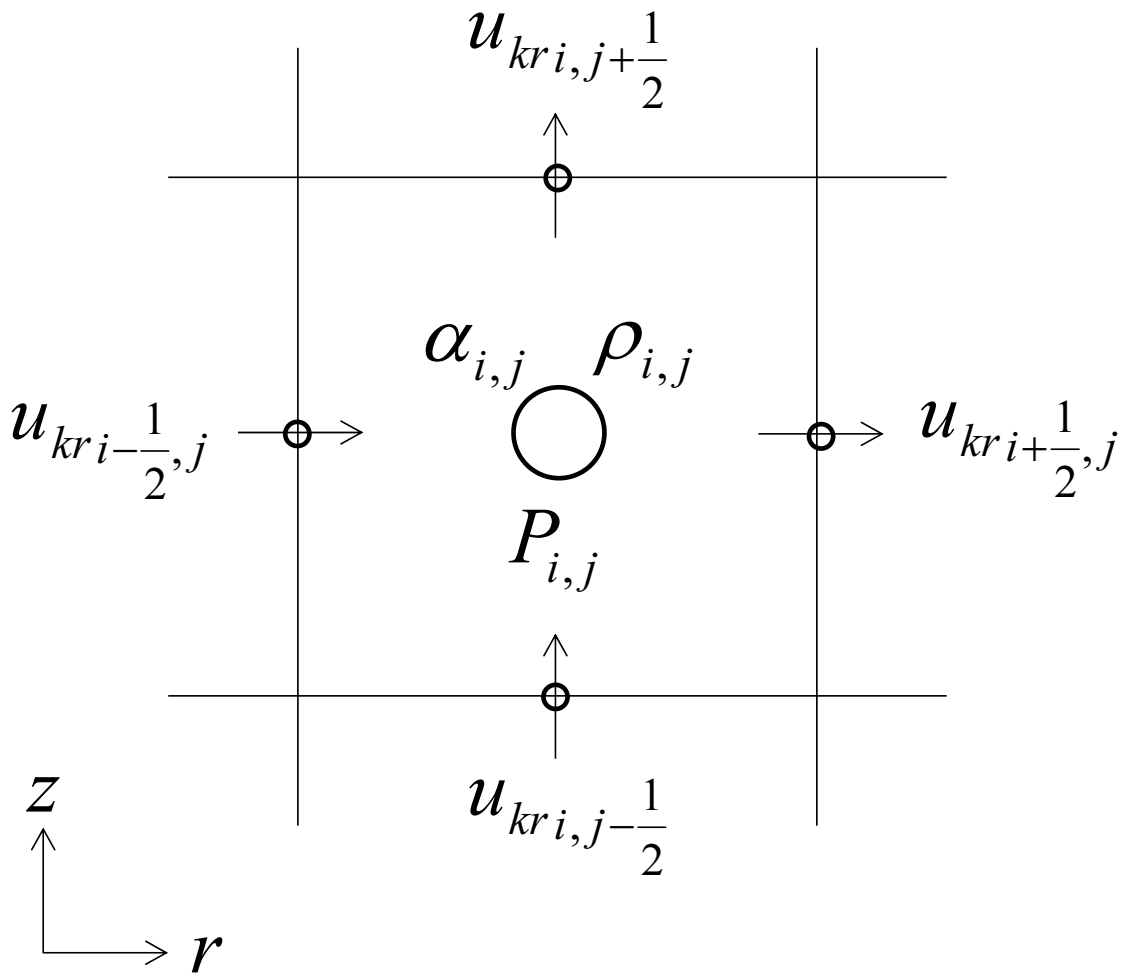


Fig. 3-2 Schematic diagram of staggered mesh

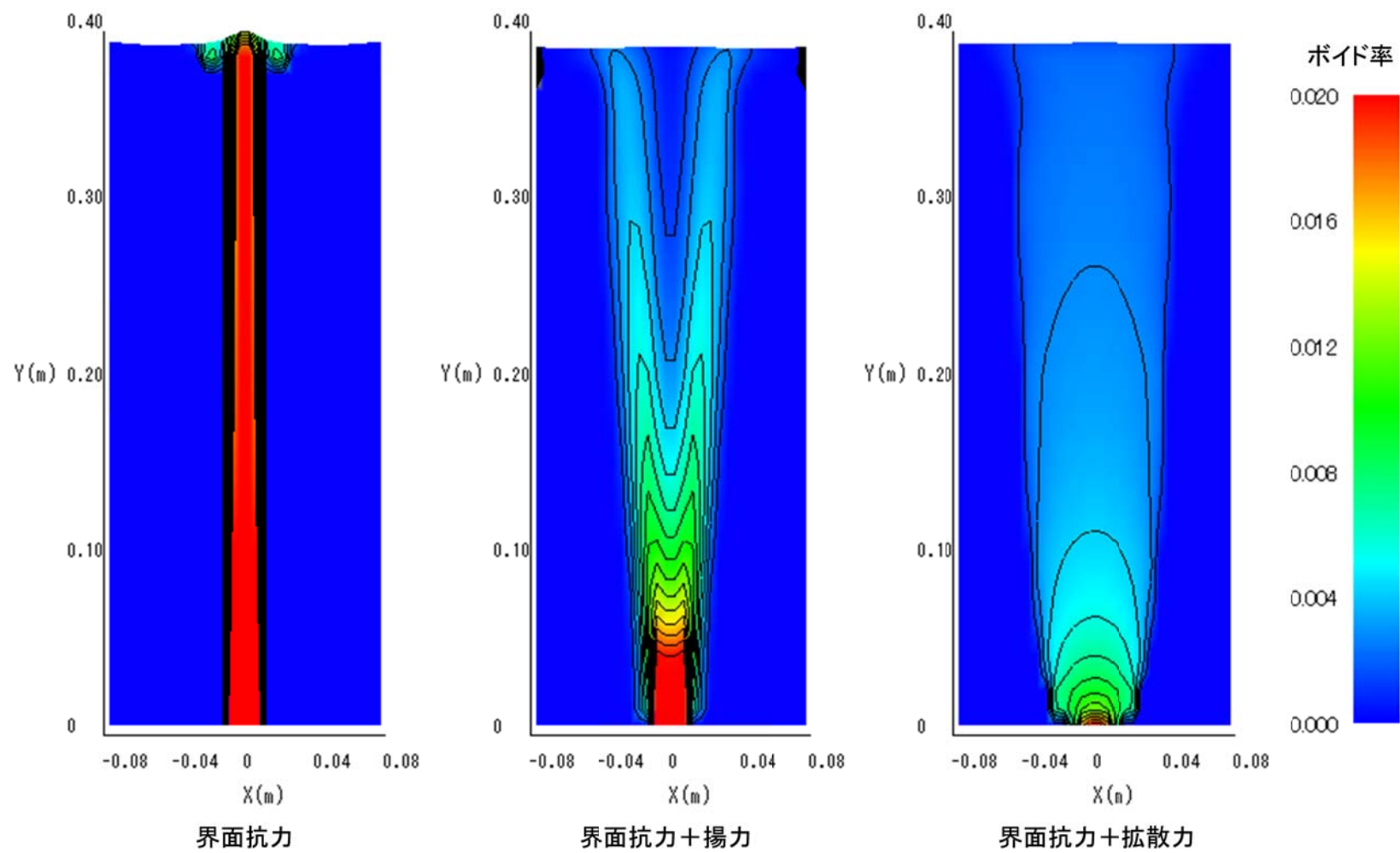


Fig. 3-3 Void fraction distribution (inlet bubble diameter:2mm, inlet gas velocity:0.3m/s)

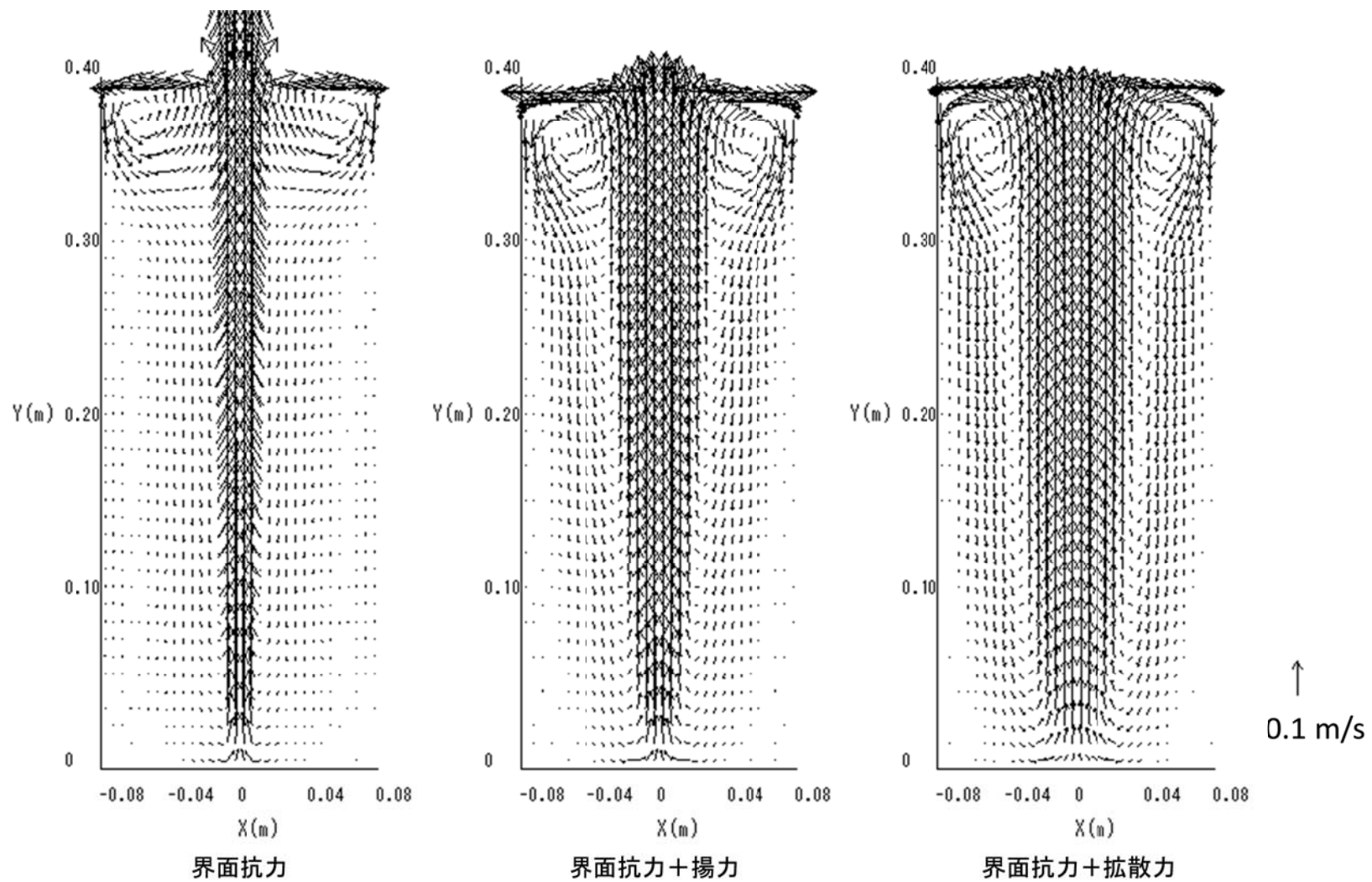


Fig. 3-4 Liquid phase velocity distribution (inlet bubble diameter:2mm, inlet gas velocity:0.3m/s)

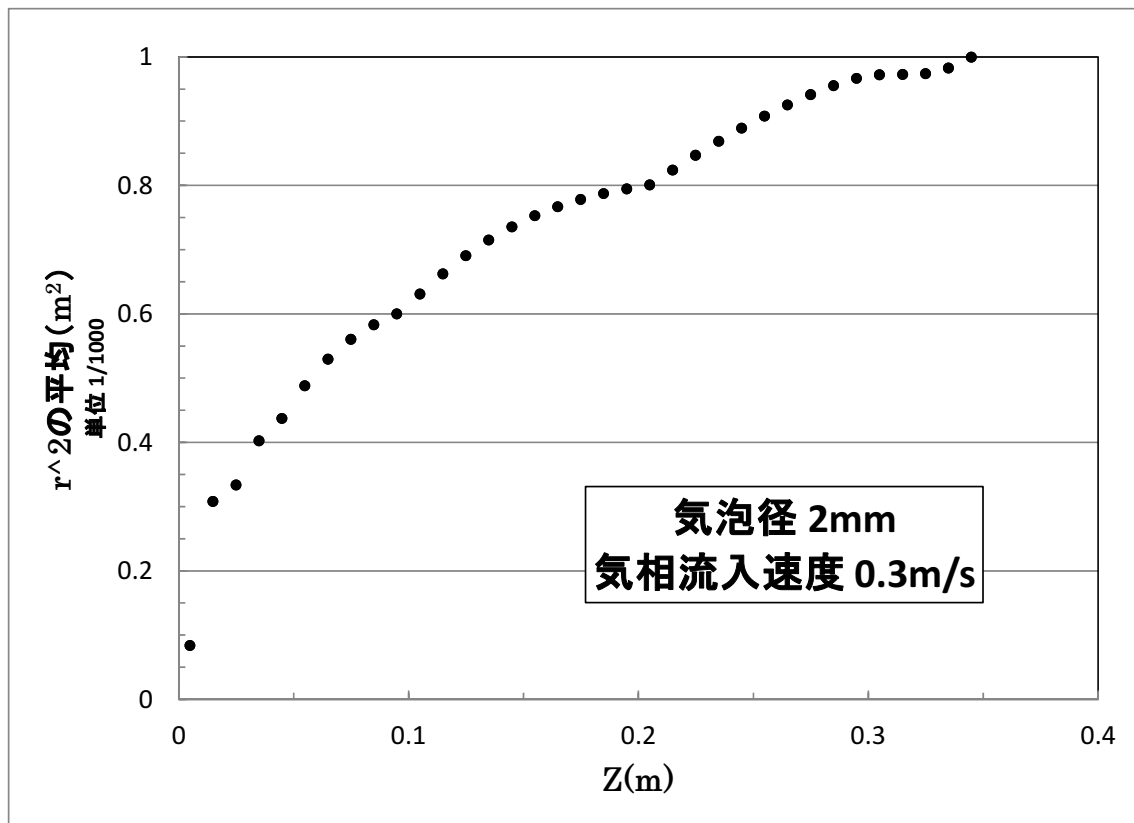


Fig. 3-5 Gradient of $\overline{r^2}$ against Z

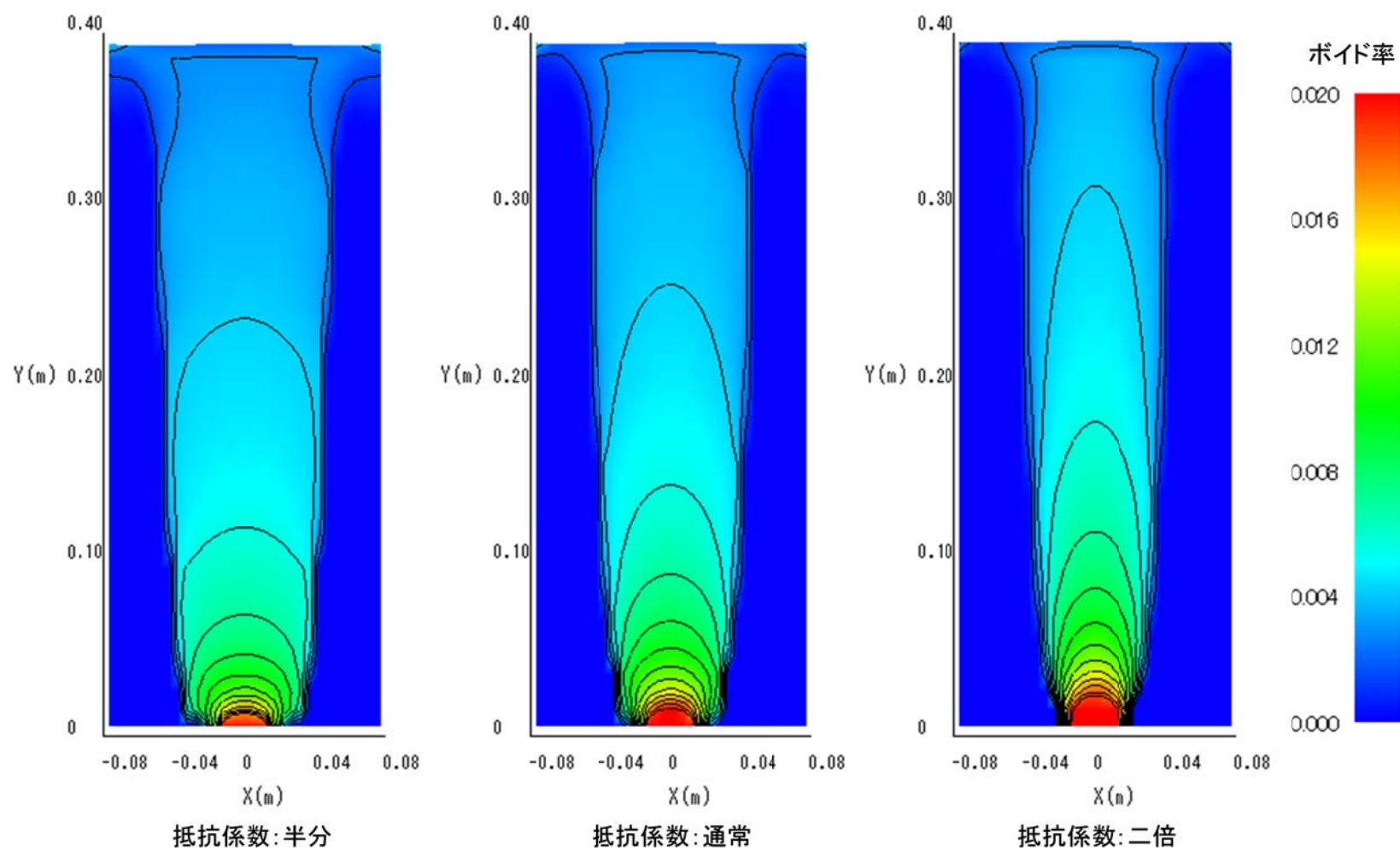


Fig. 3-6 Void fraction distribution (inlet bubble diameter:1mm, inlet gas velocity:0.5m/s)

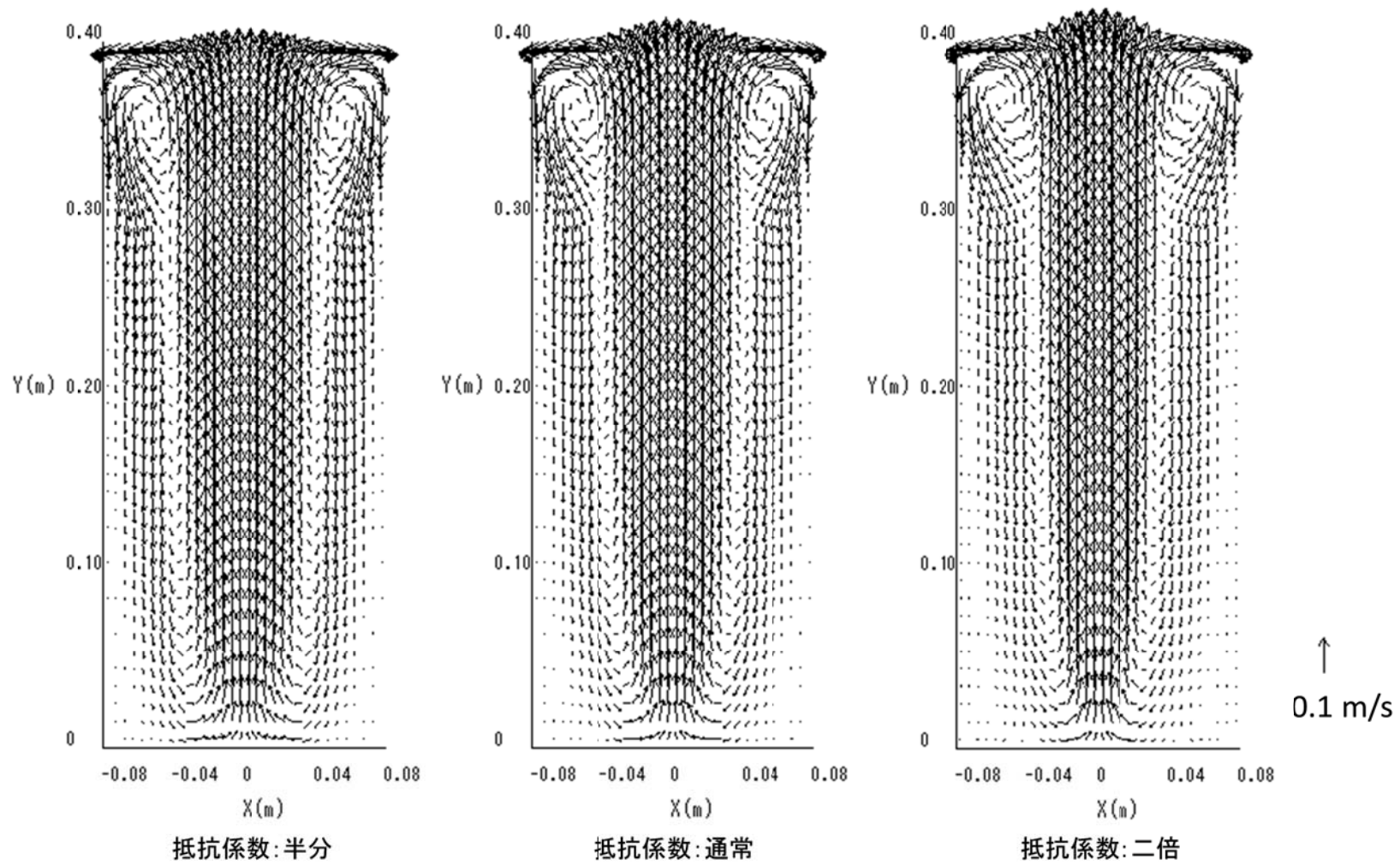


Fig. 3-7 Liquid phase velocity distribution (inlet bubble diameter:1mm, inlet gas velocity:0.5m/s)

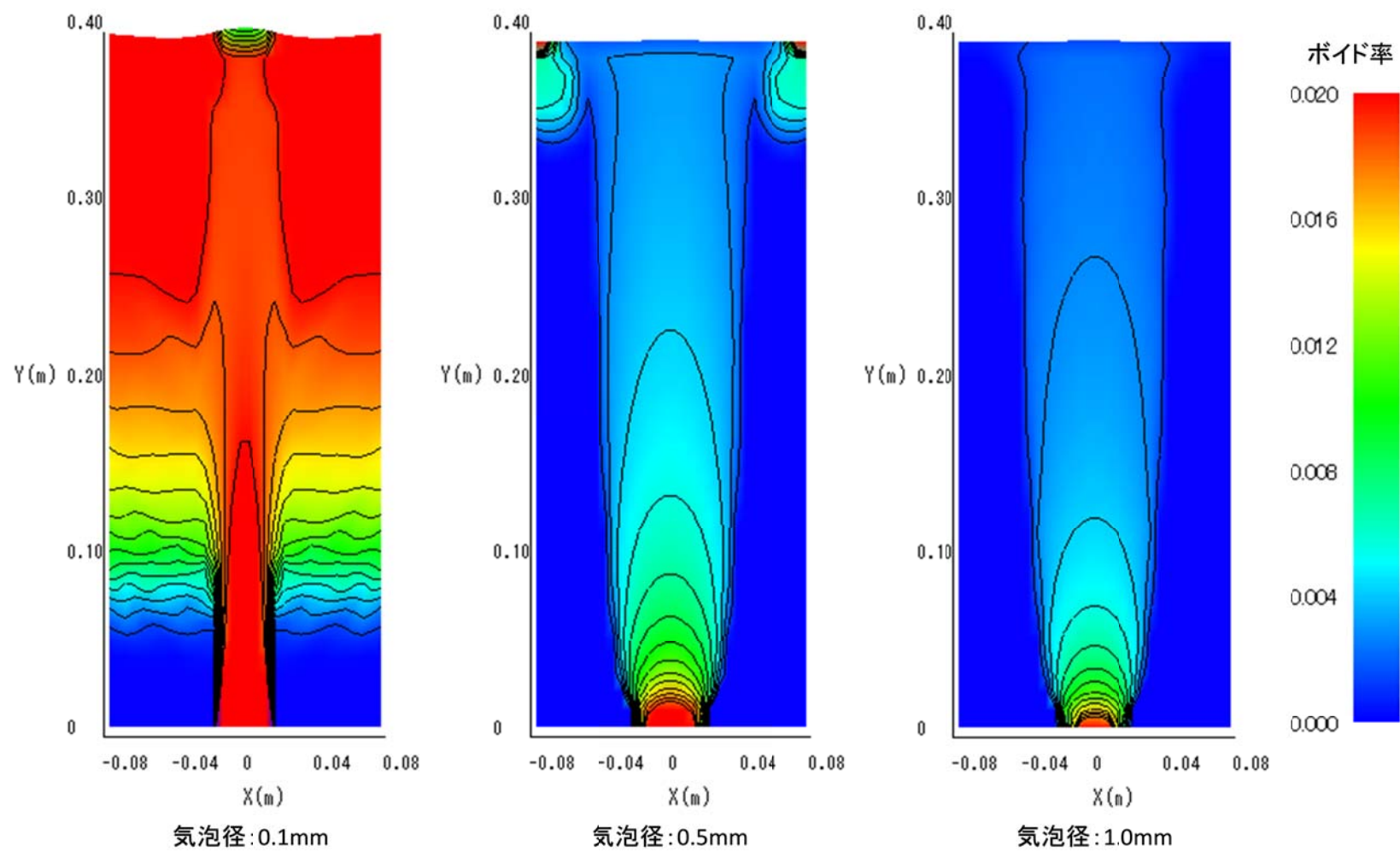


Fig. 3-8 Void fraction distribution (inlet gas velocity:0.3m/s)

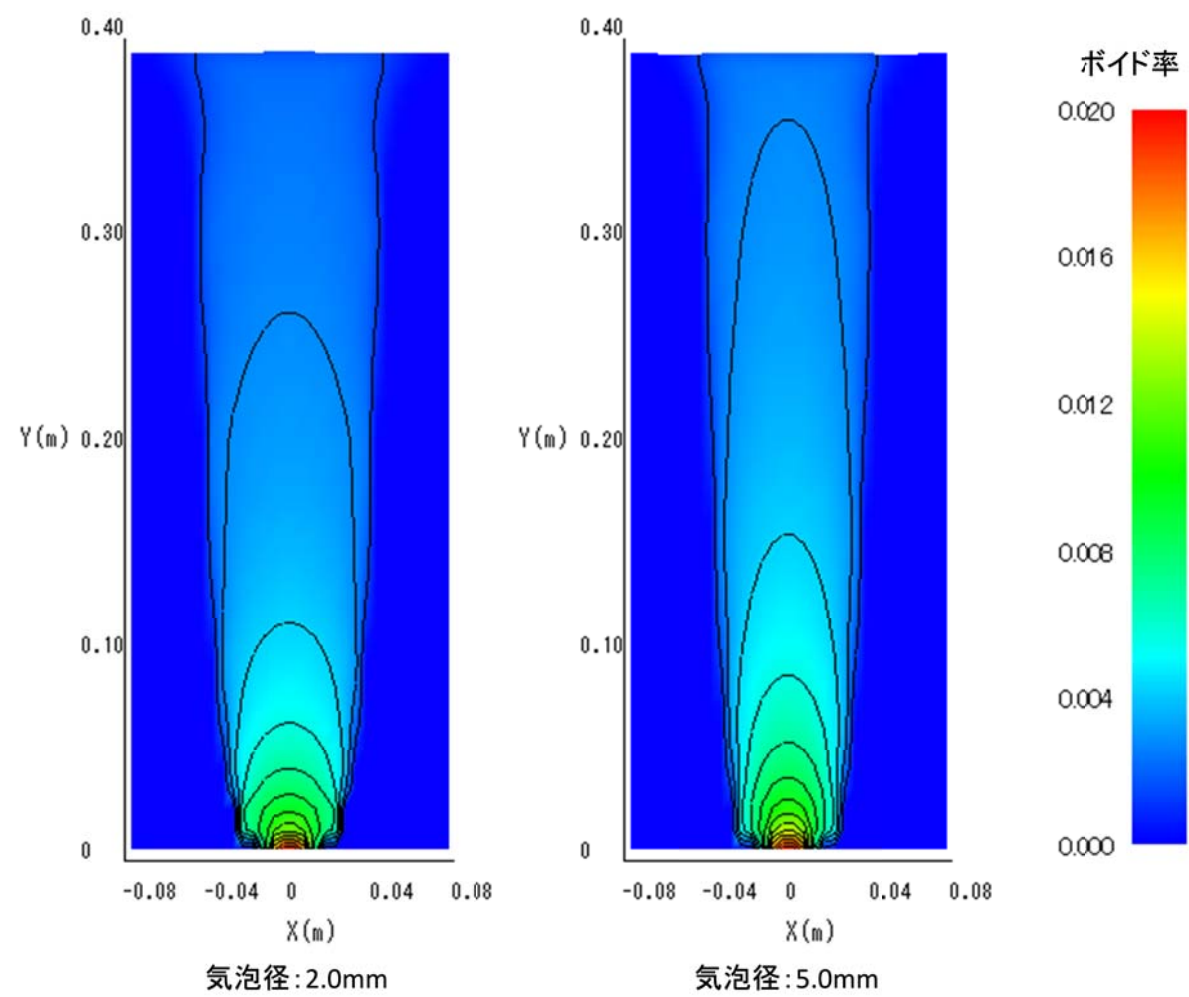


Fig. 3-8 (Cont.)

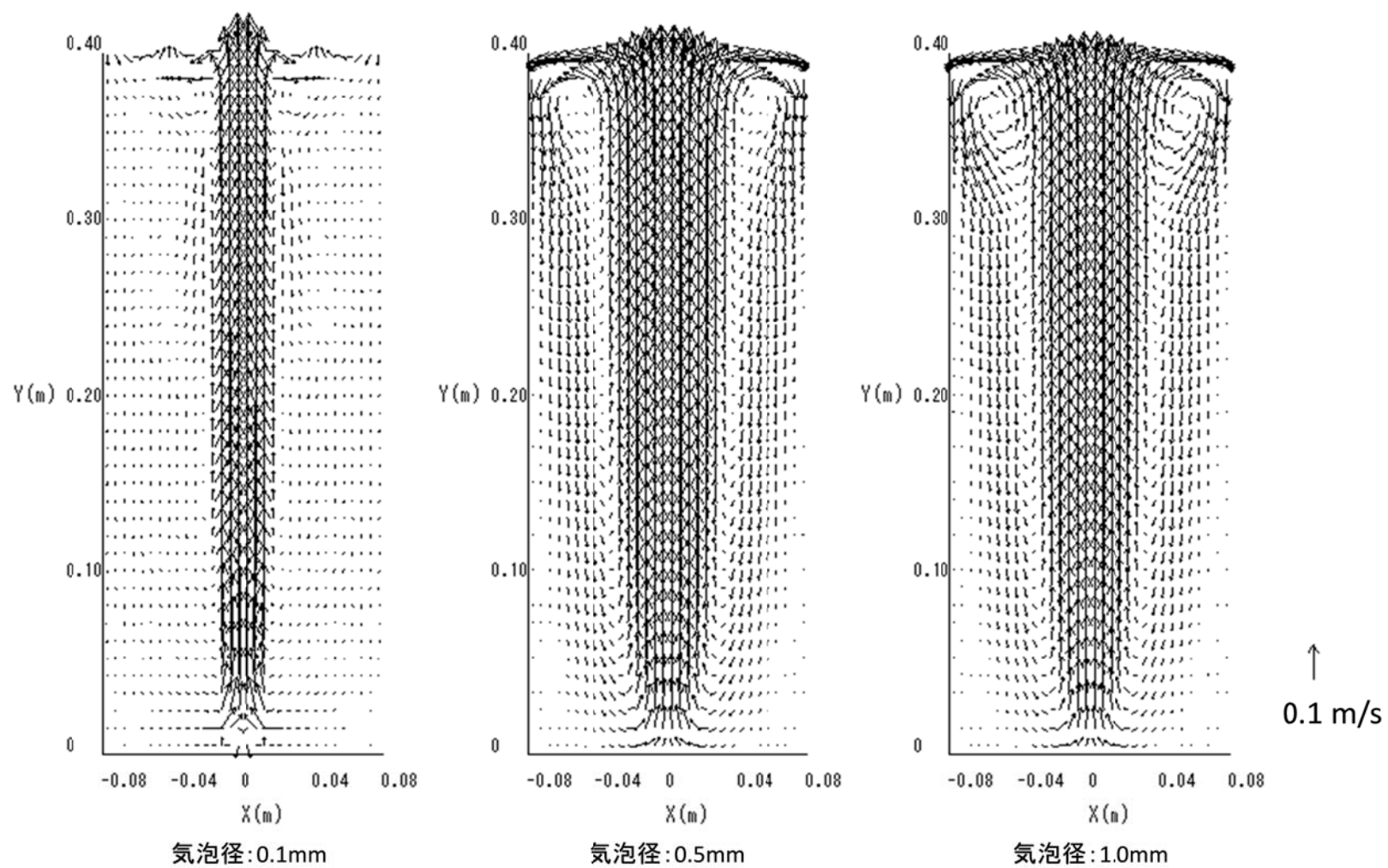


Fig. 3-9 Liquid phase velocity distribution (inlet gas velocity:0.3m/s)

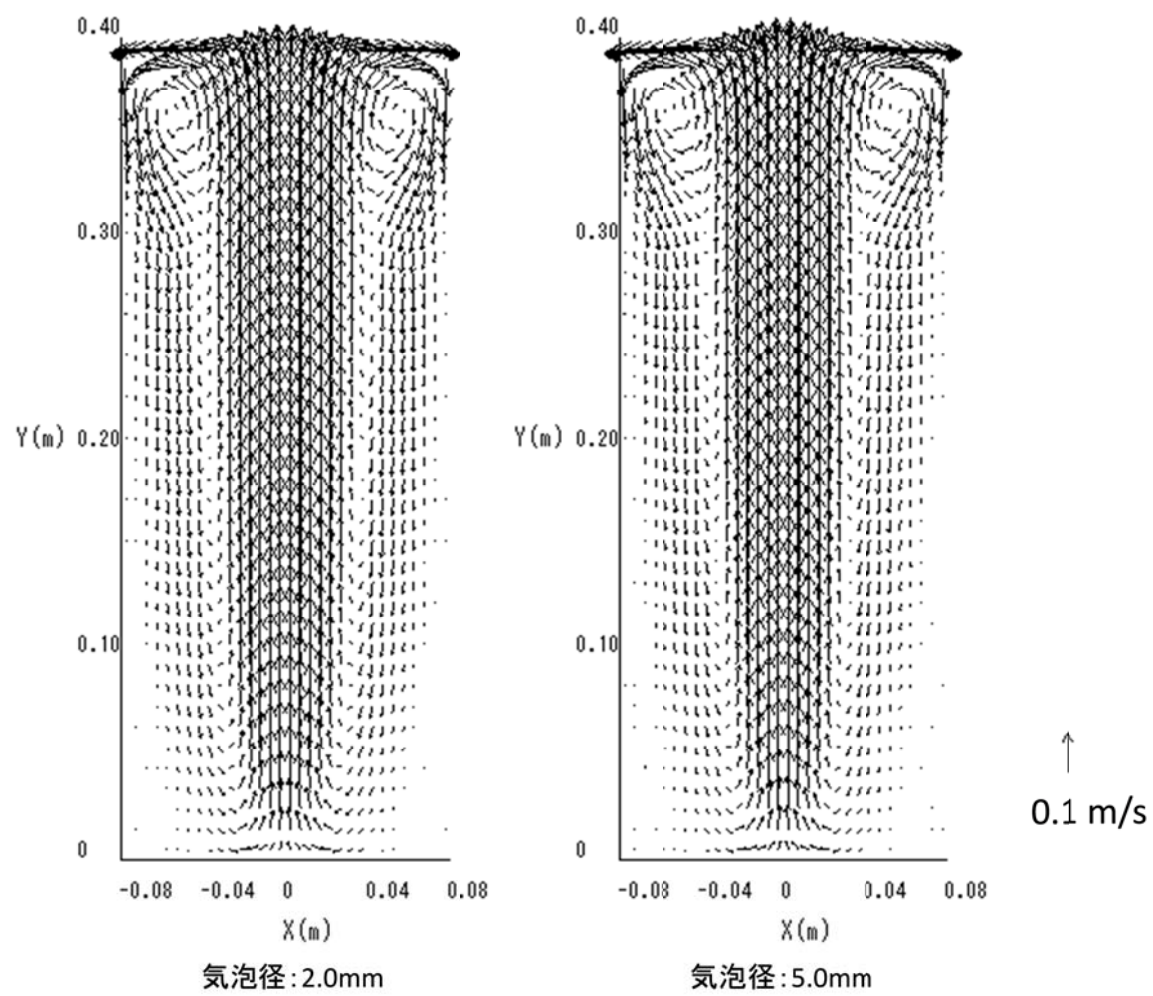


Fig. 3-9 (Cont.)

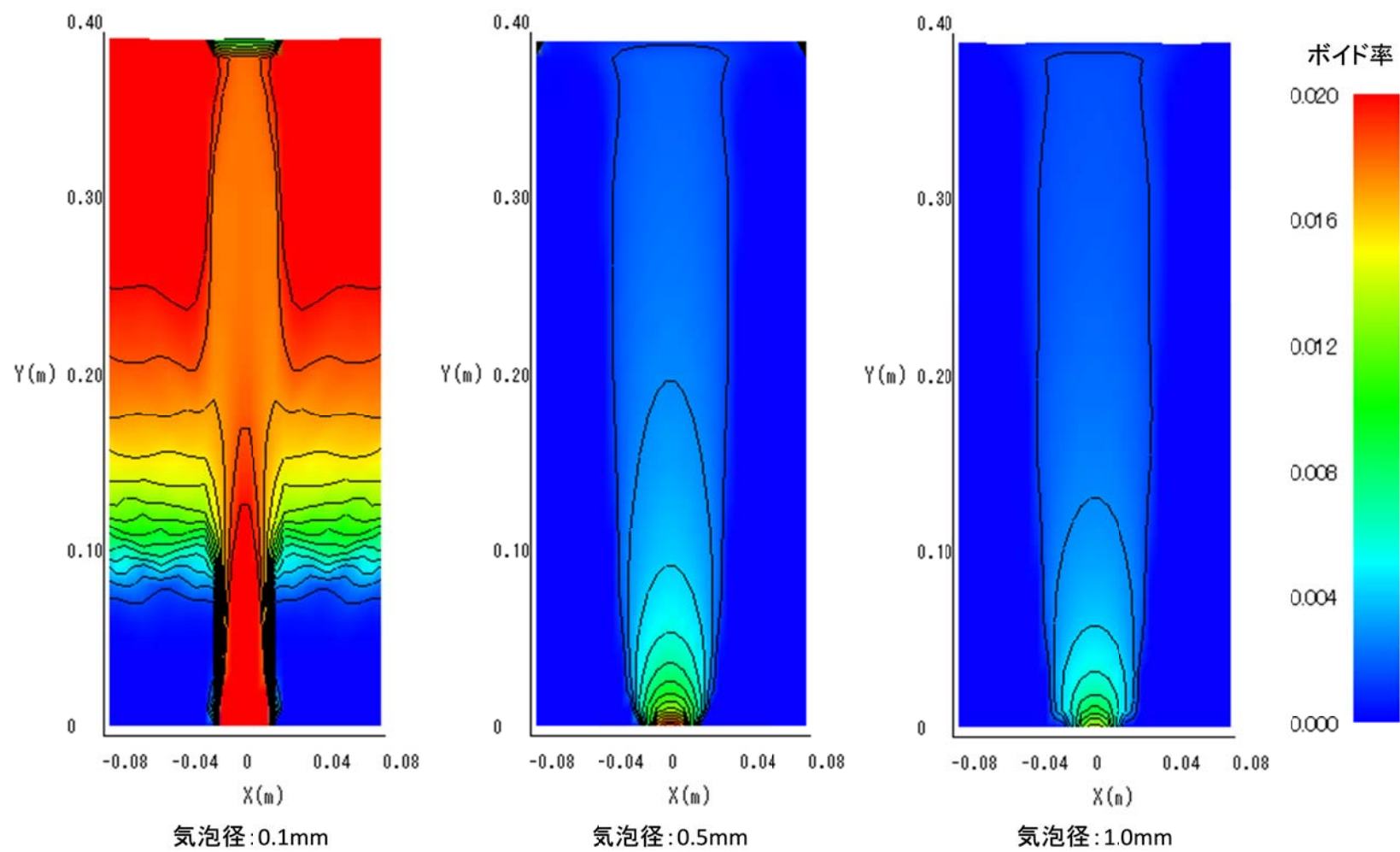


Fig. 3-10 Void fraction distribution (inlet gas velocity:0.1m/s)

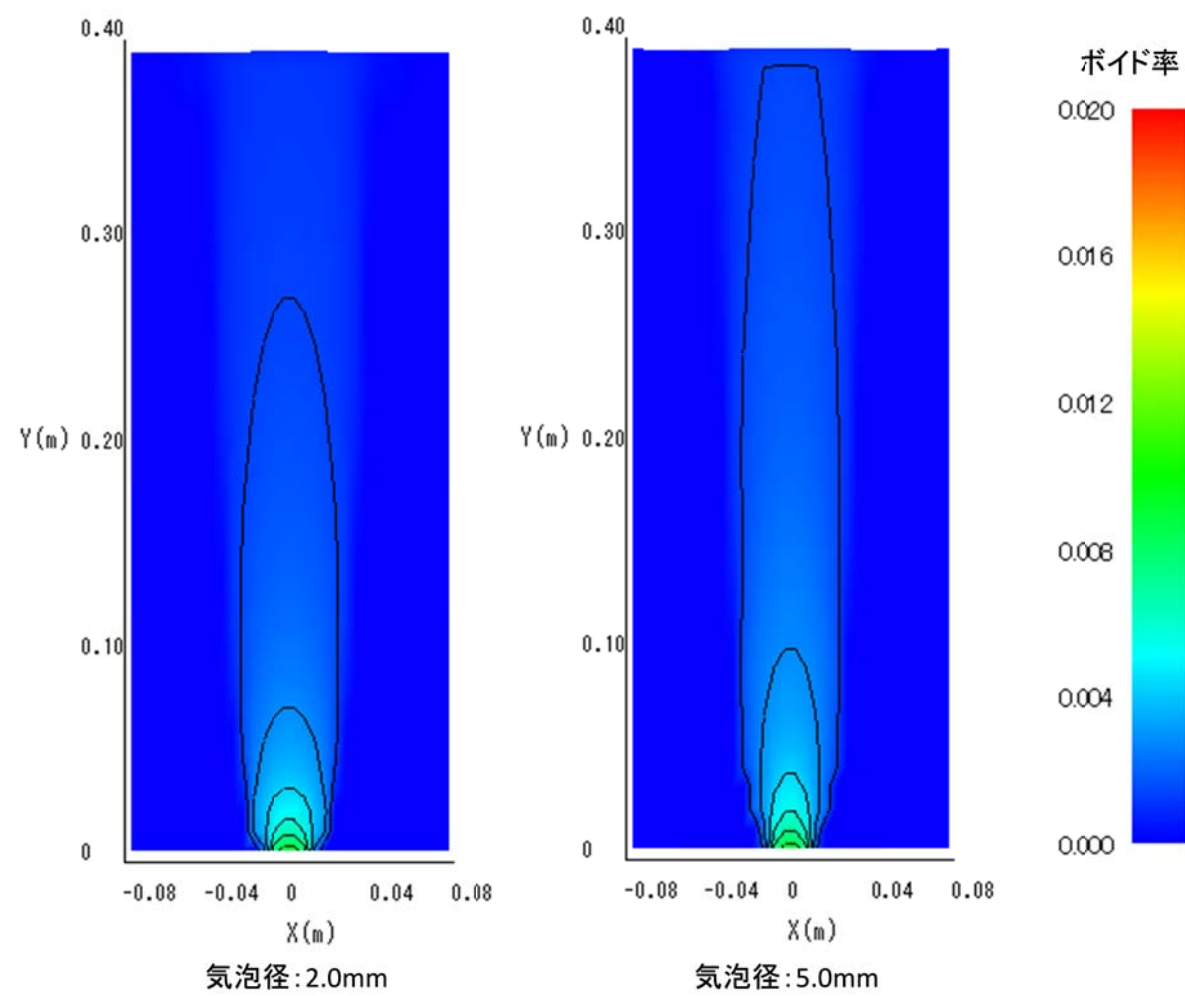


Fig. 3-10 (Cont.)

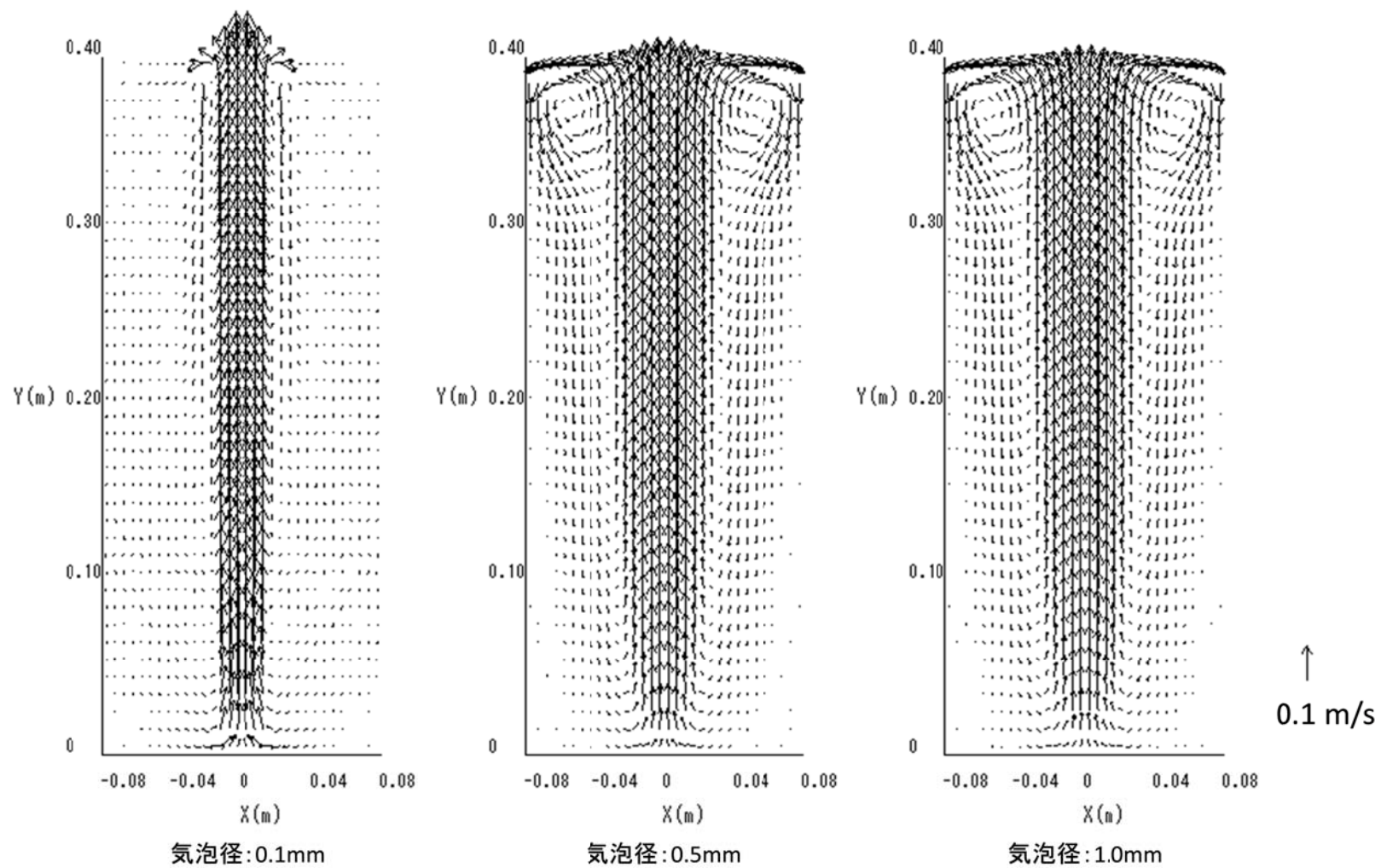


Fig. 3-11 Liquid phase velocity distribution (inlet gas velocity:0.1m/s)

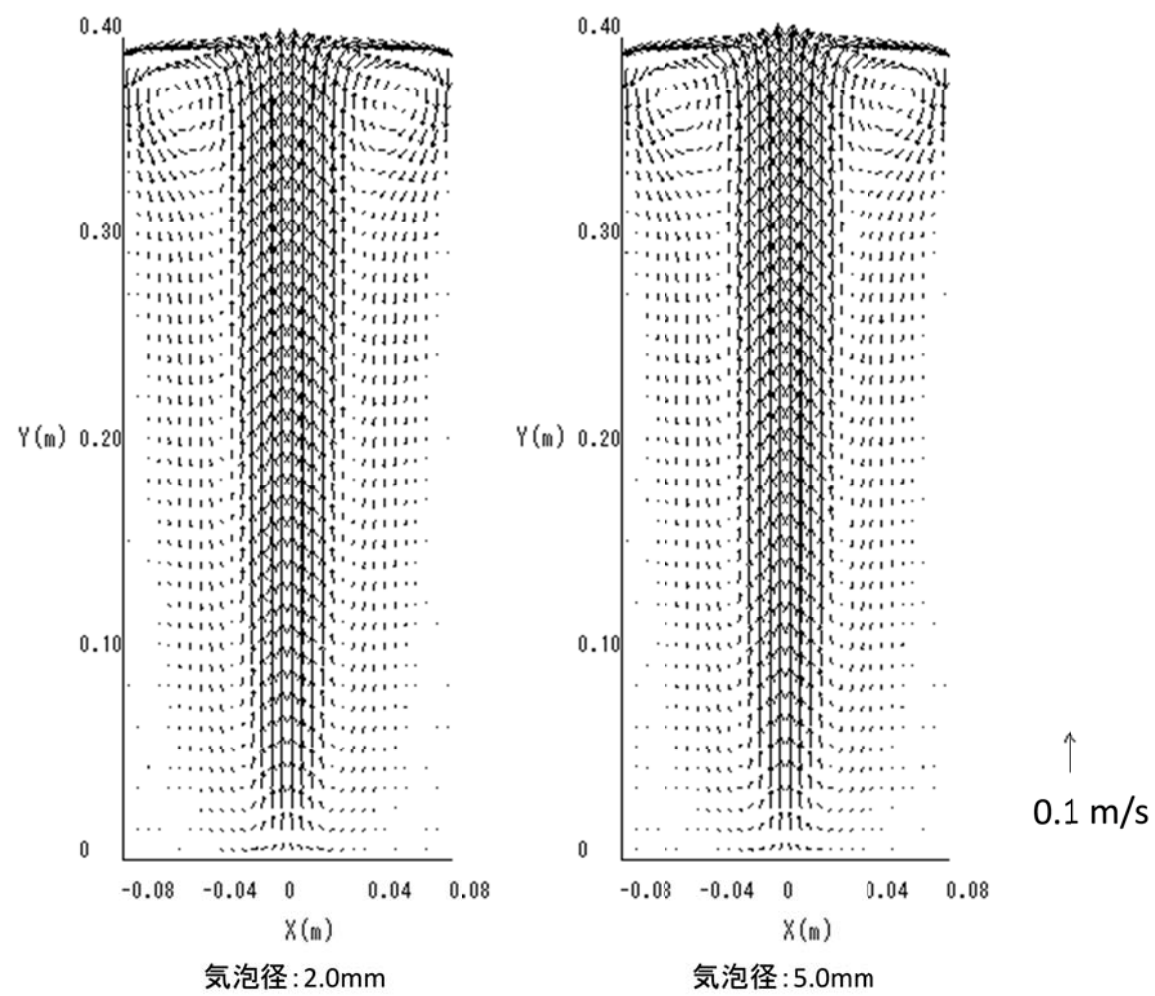


Fig. 3-11 (Cont.)

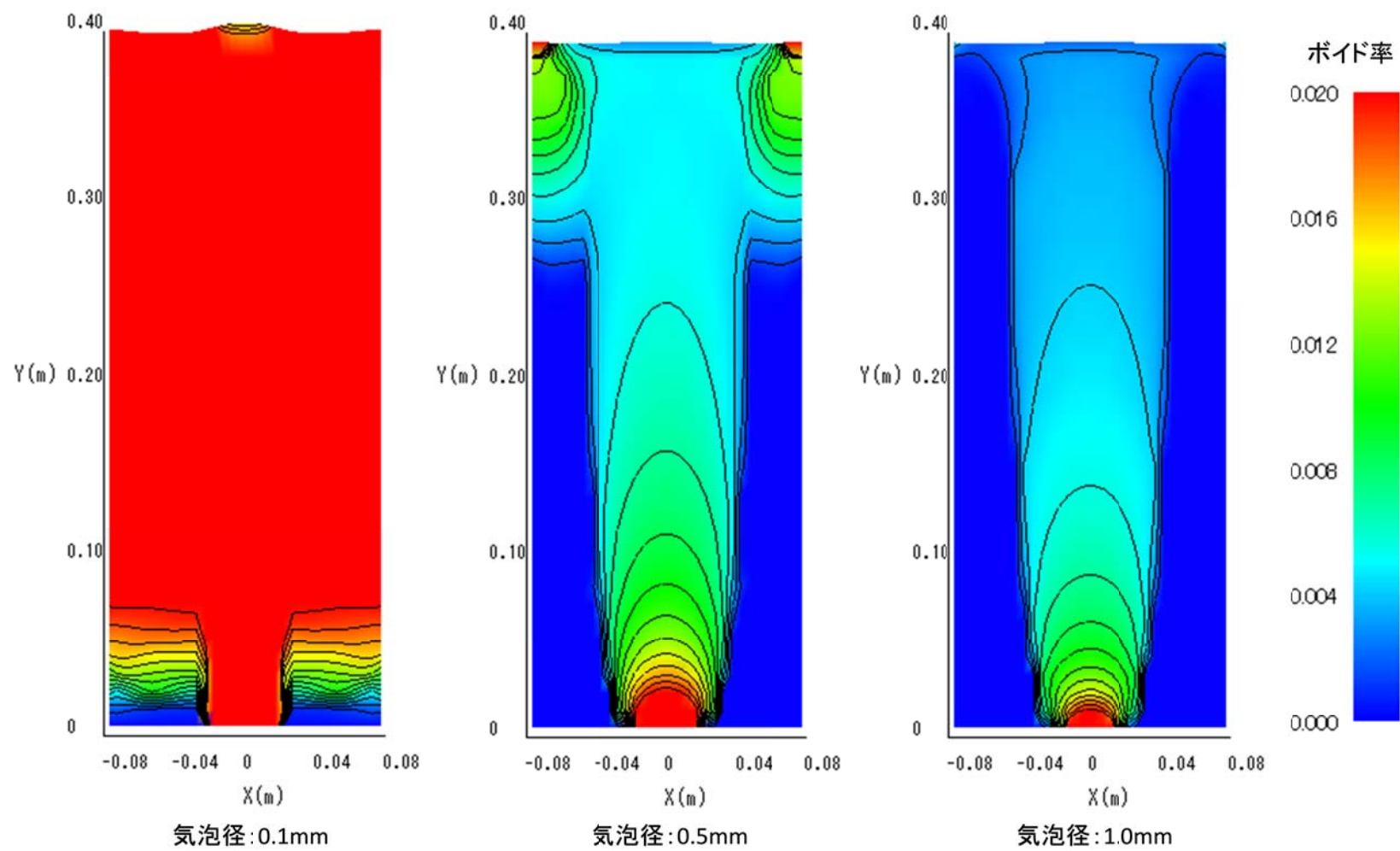


Fig. 3-12 Void fraction distribution (inlet gas velocity:0.5m/s)

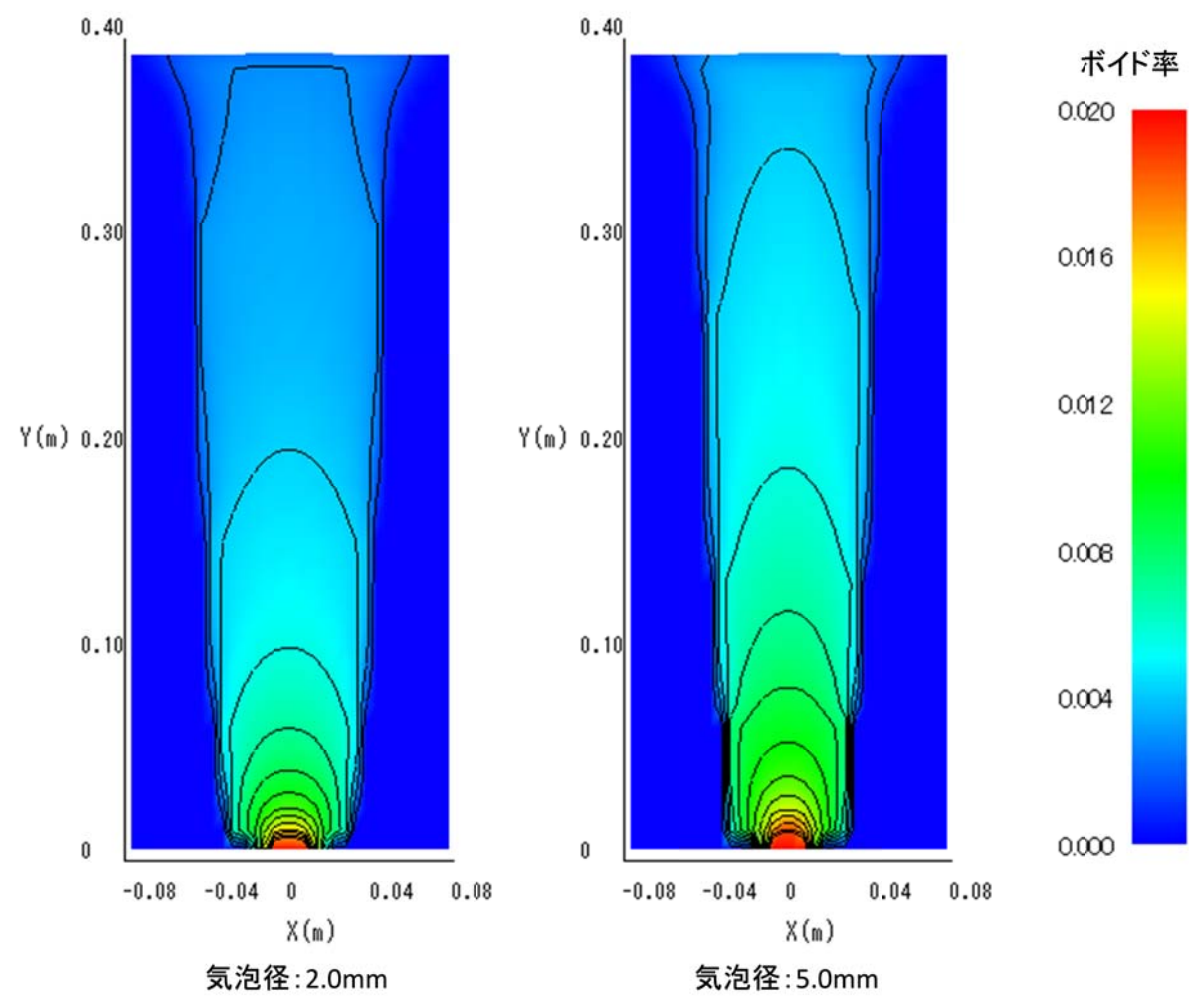


Fig. 3-12 (Cont.)

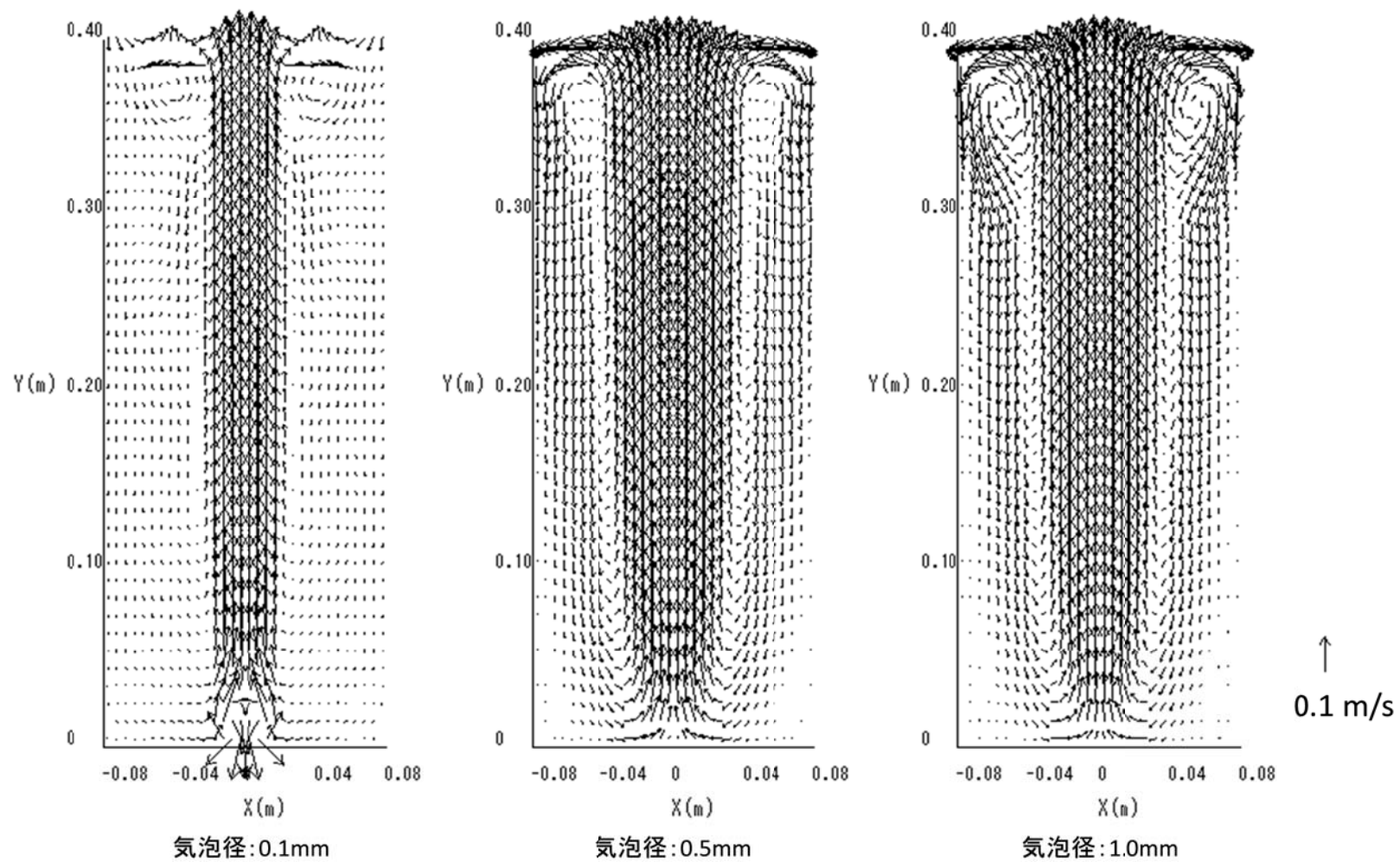


Fig. 3-13 Liquid phase velocity distribution (inlet gas velocity:0.5m/s)

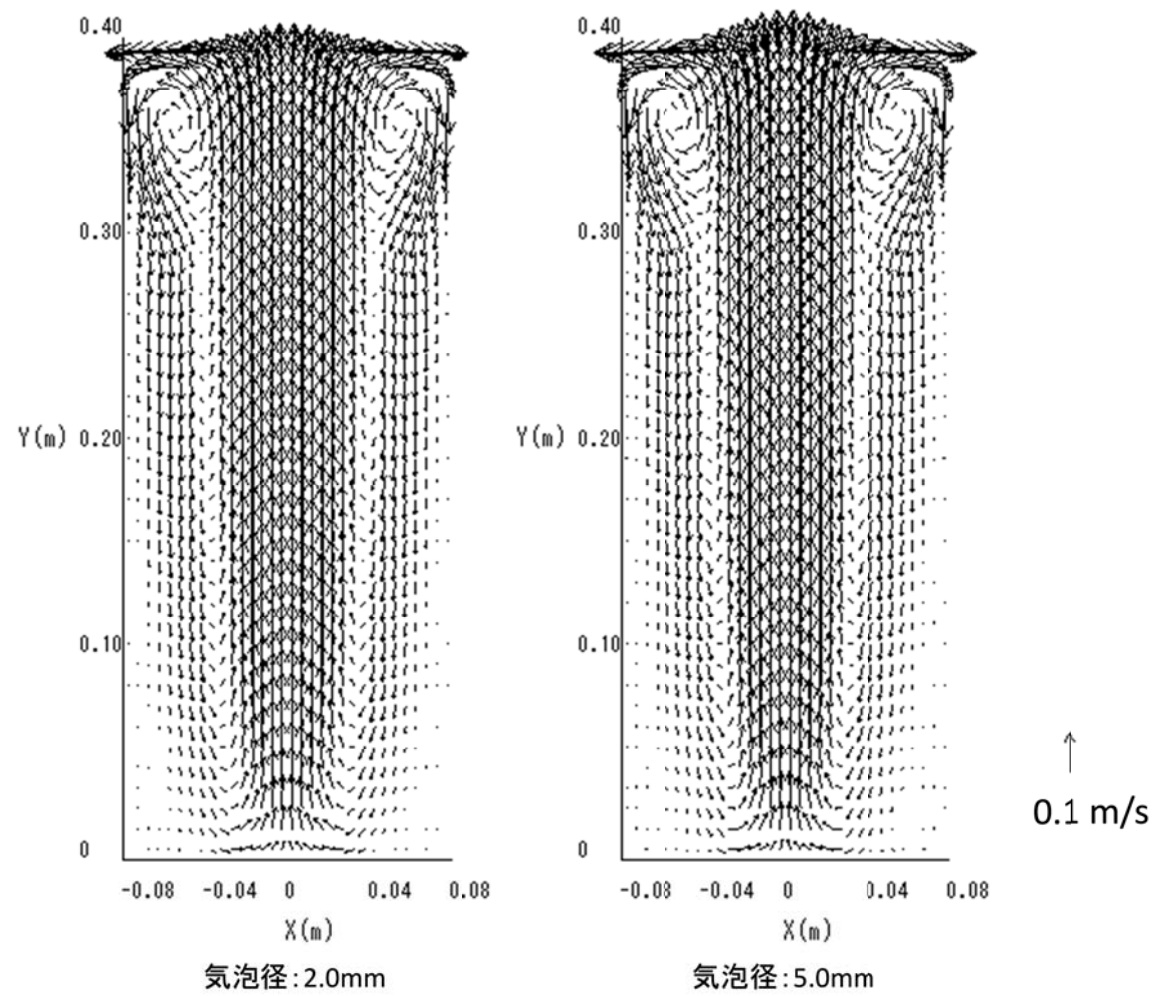


Fig. 3-13 (Cont.)

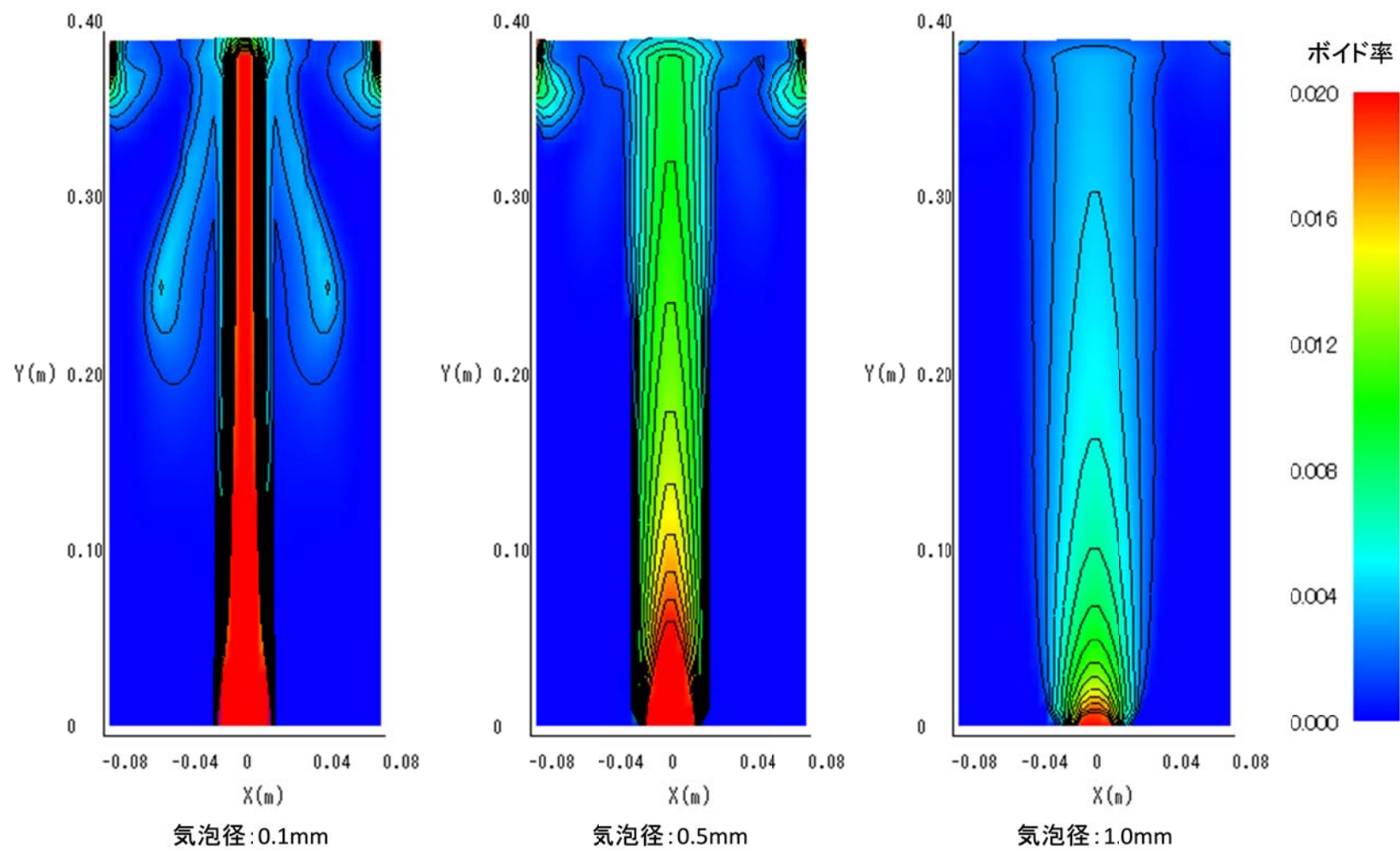


Fig. 3-14 Void fraction distribution (inlet gas velocity:0.3m/s, using eq.3-46 as diffusion coefficient)

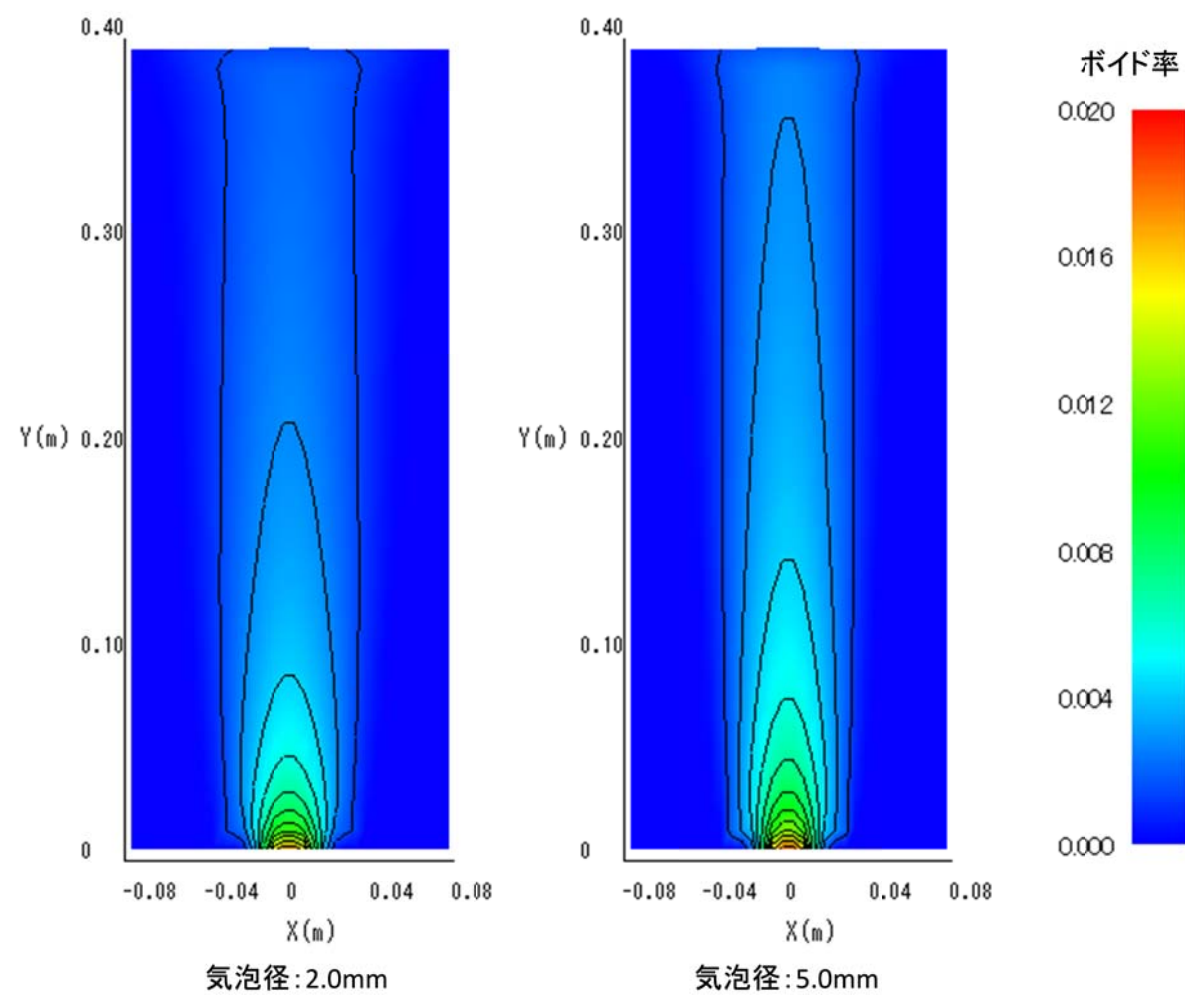


Fig. 3-14 (Cont.)

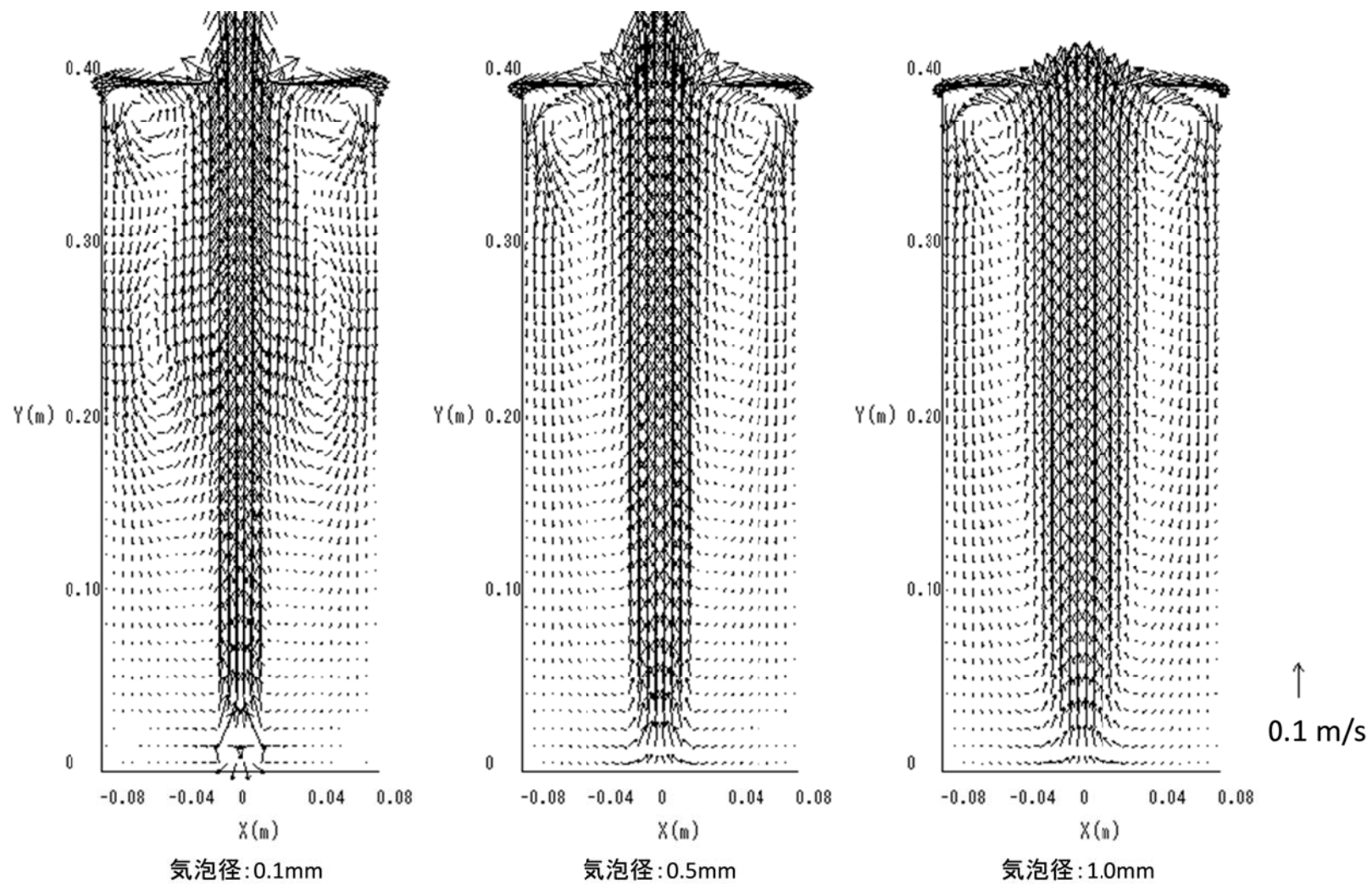


Fig. 3-15 Liquid phase velocity distribution (inlet gas velocity: 0.3m/s, using eq.3-46 as diffusion coefficient)

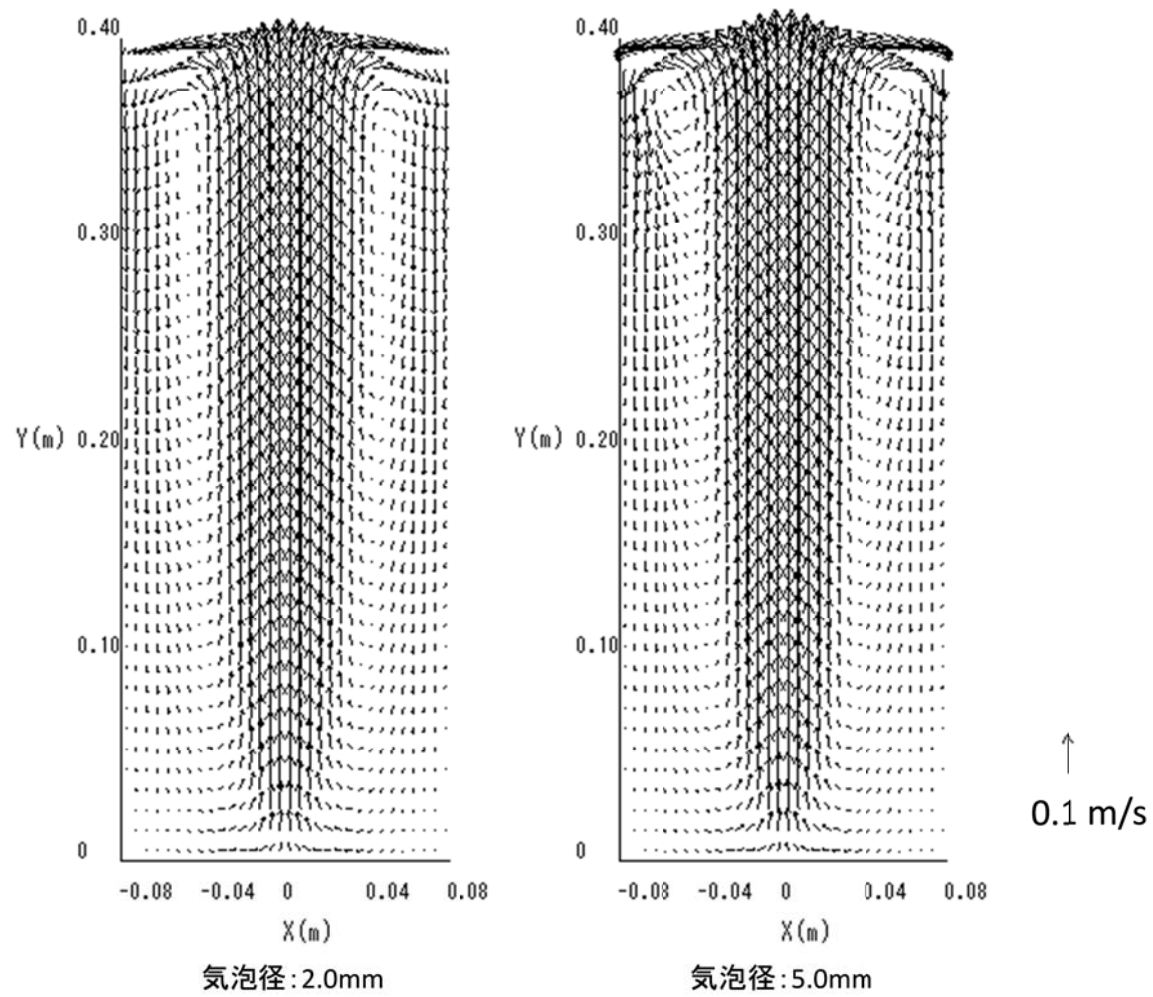


Fig. 3-15 (Cont.)

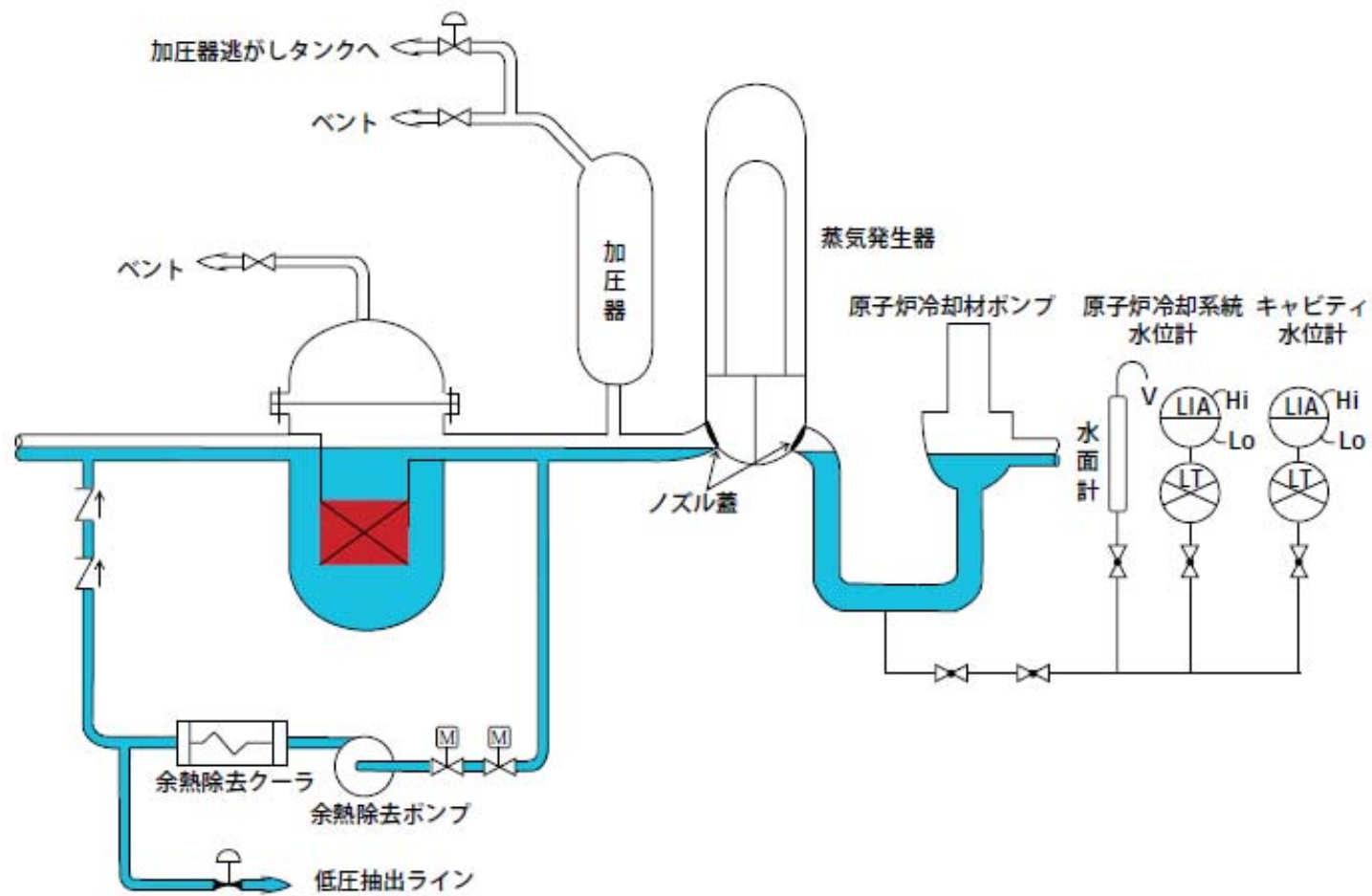


Fig. 3-16 Schematic diagram of Mid-loop Operation

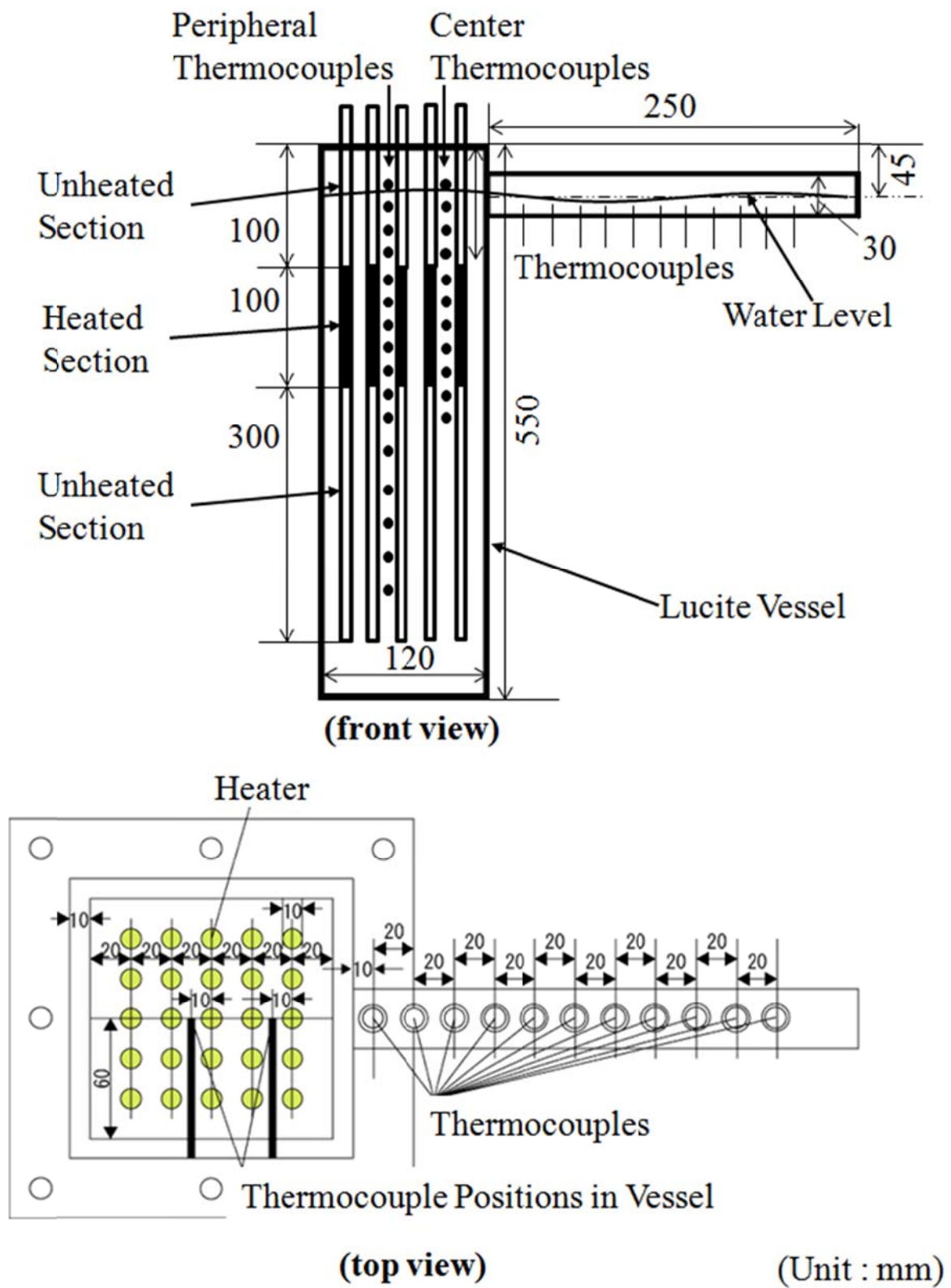


Fig. 3-17 Experimental apparatus

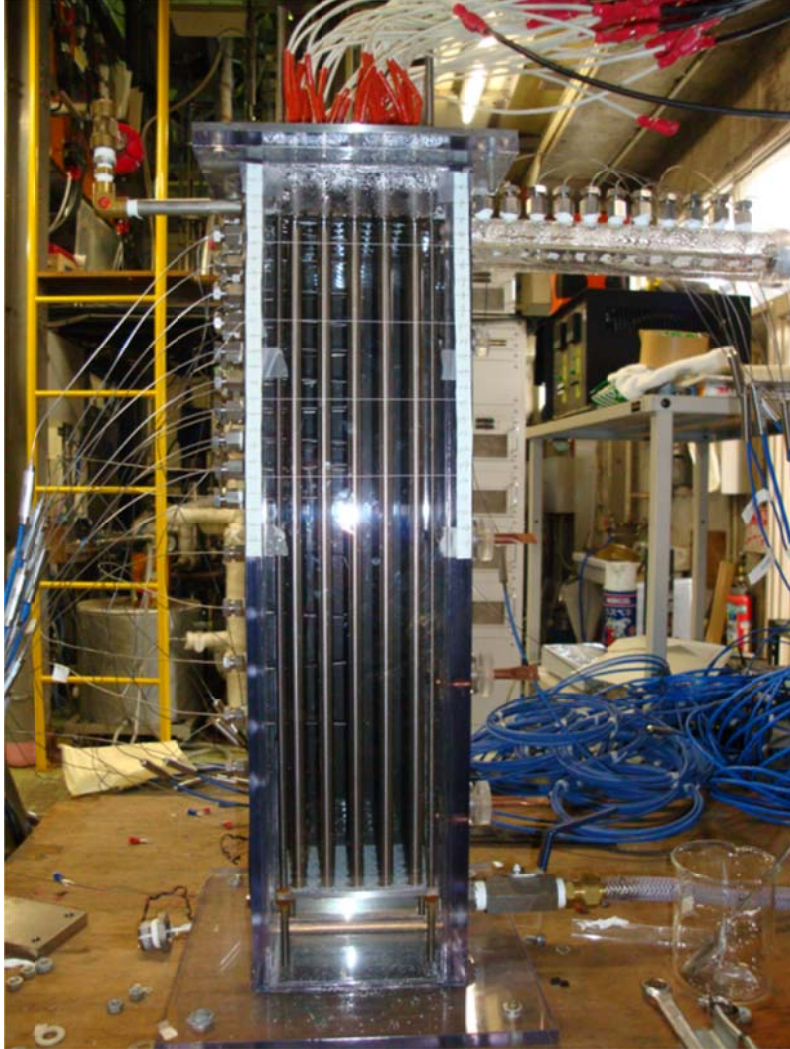


Fig. 3-18 Experimental apparatus (photograph)

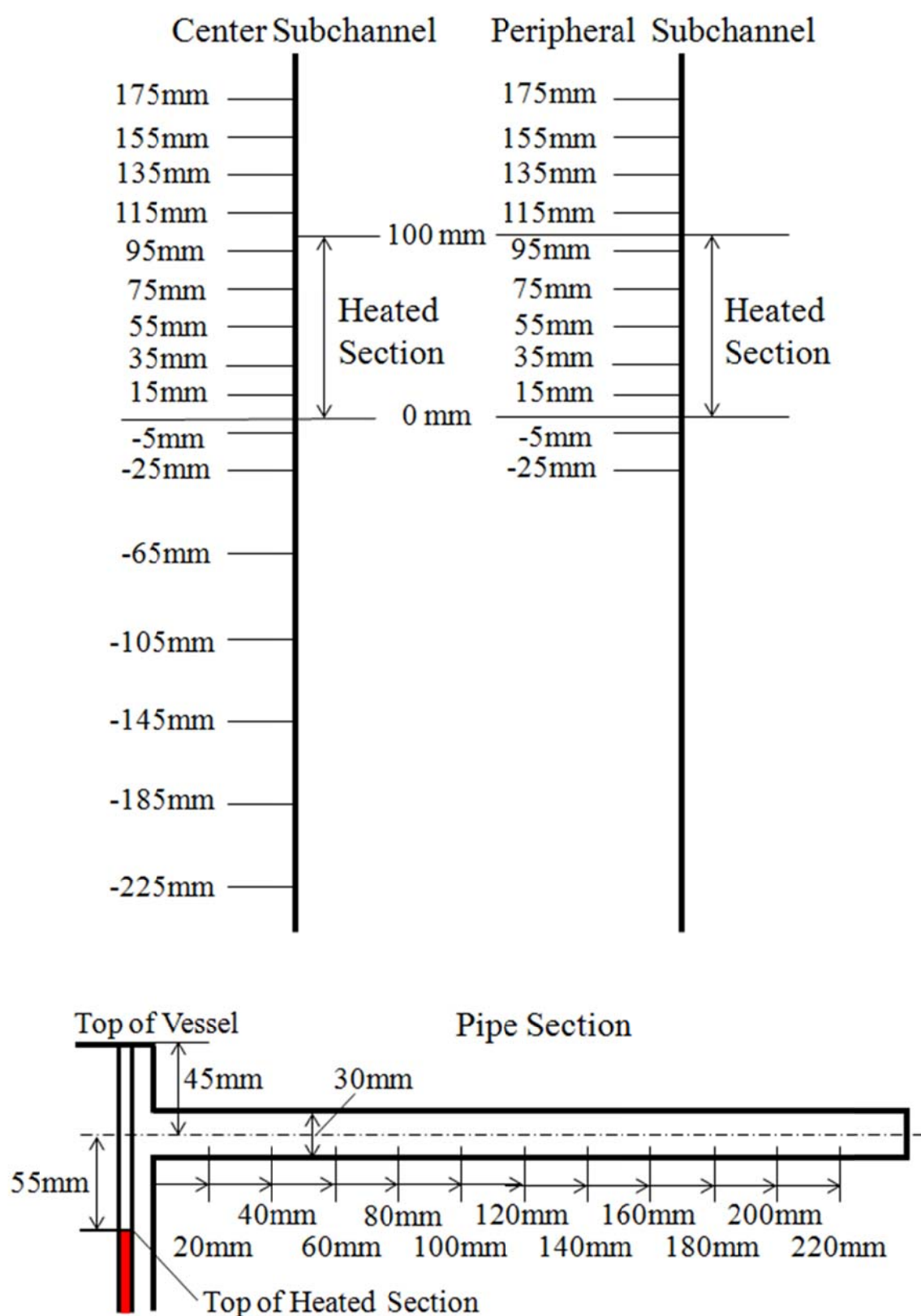


Fig. 3-19 Thermocouple locations

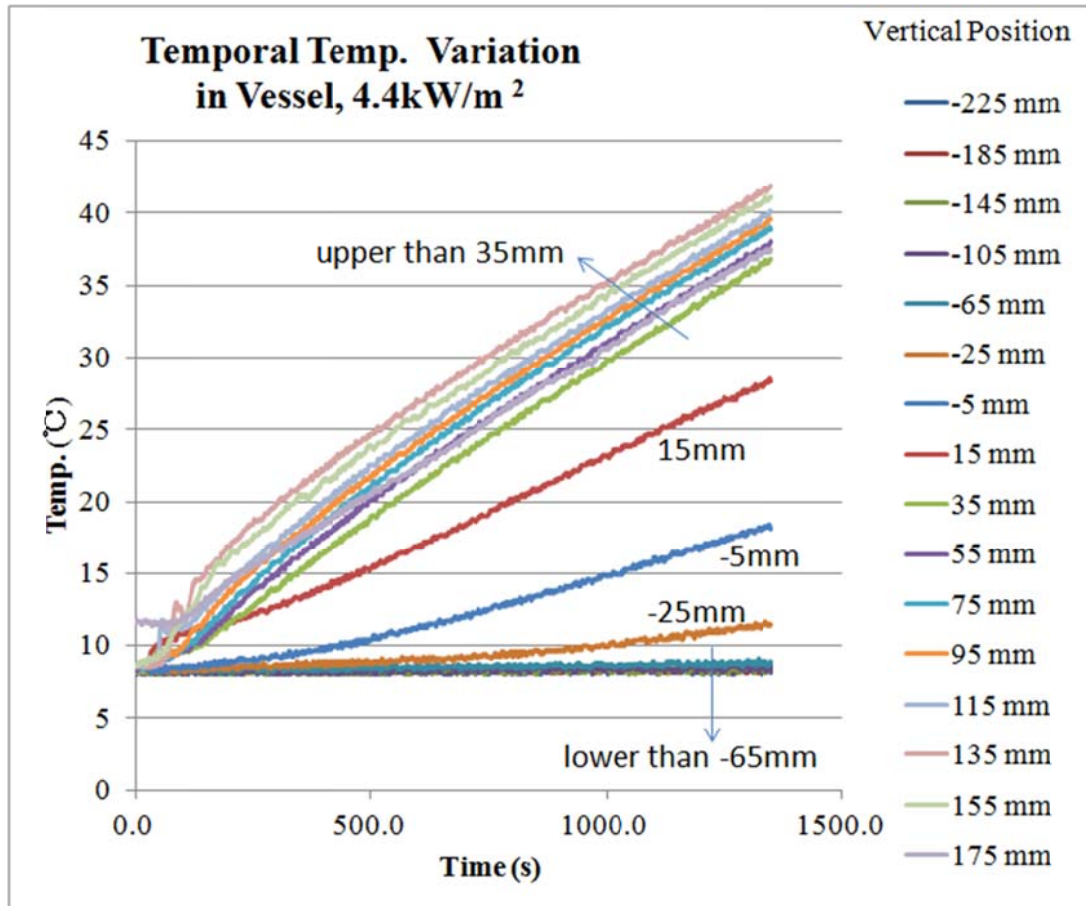


Fig. 3-20 Temperature variation in vessel under single phase natural convection at heat flux 4.4 kw/m²

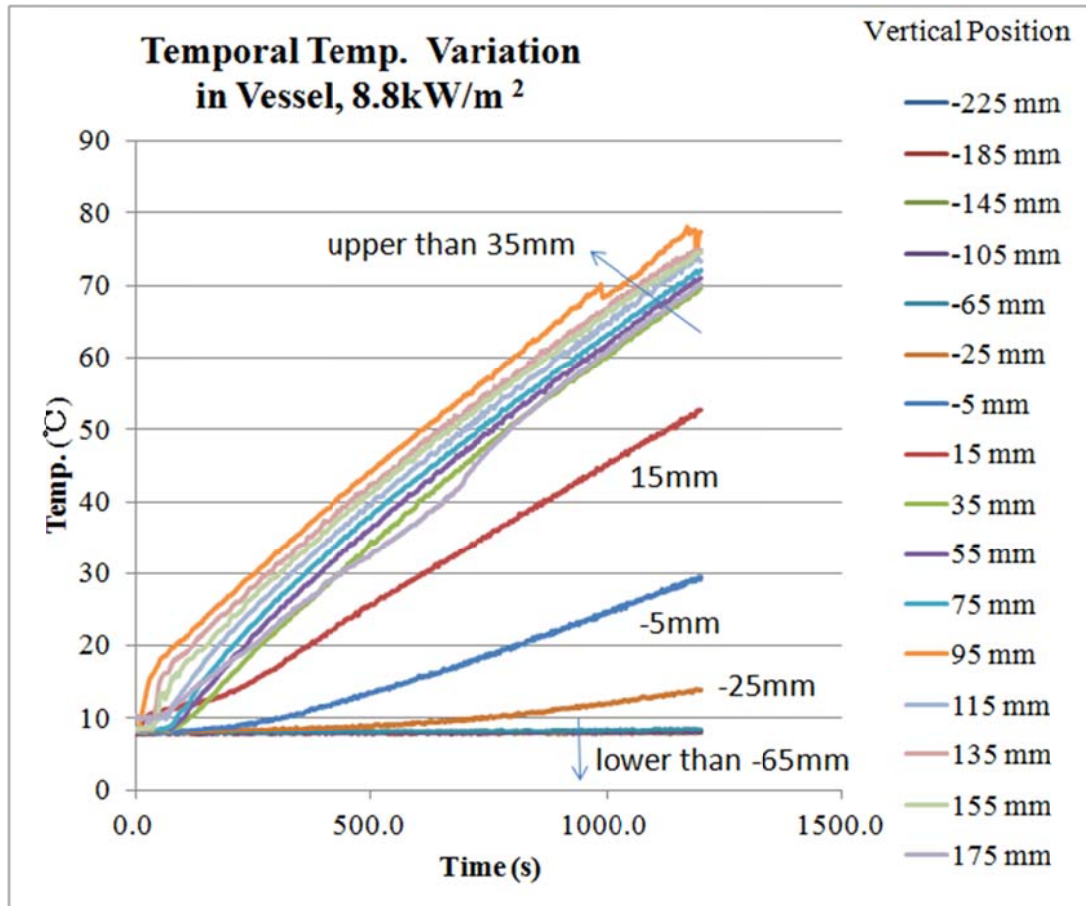


Fig. 3-21 Temperature variation in vessel under single phase natural convection at heat flux 8.8 kw/m²

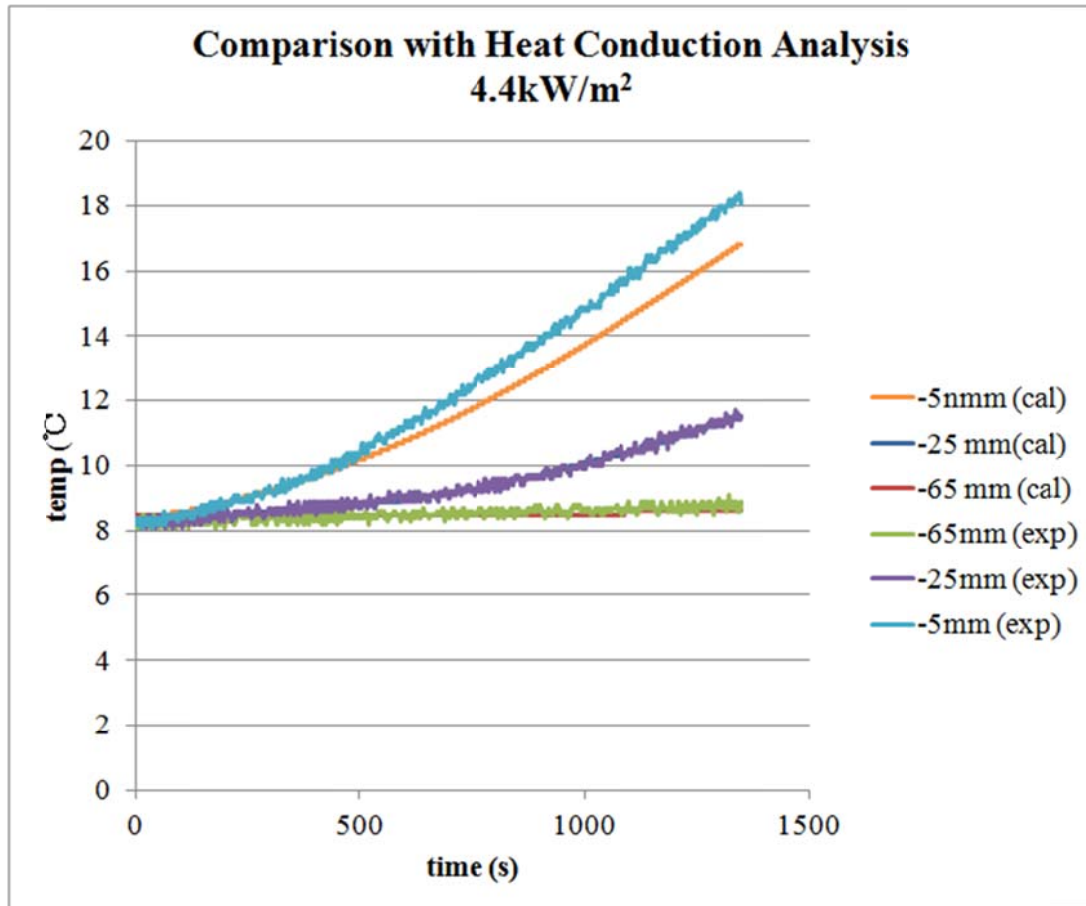


Fig. 3-22 Comparison between measured and calculated temperature variation below the bottom of heated section at heat flux 4.4 kw/m²

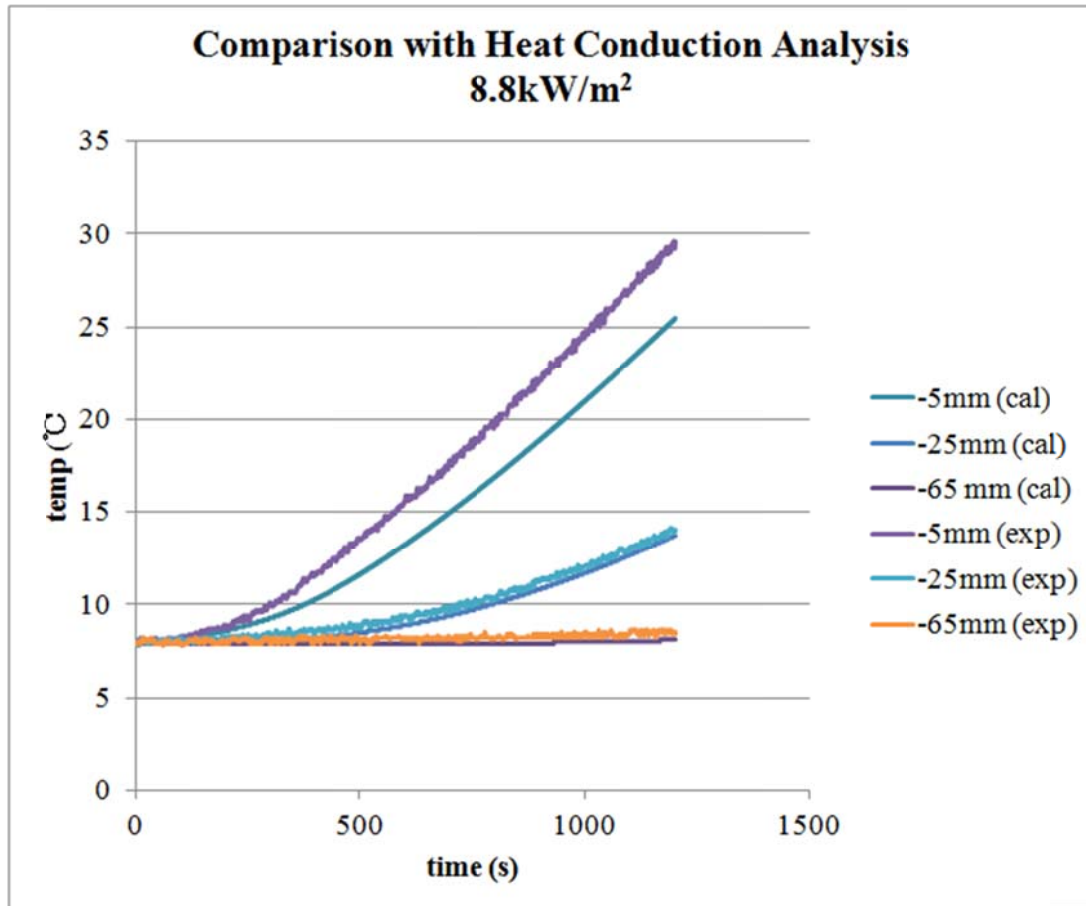


Fig. 3-23 Comparison between measured and calculated temperature variation below the bottom of heated section at heat flux 8.8 kw/m²

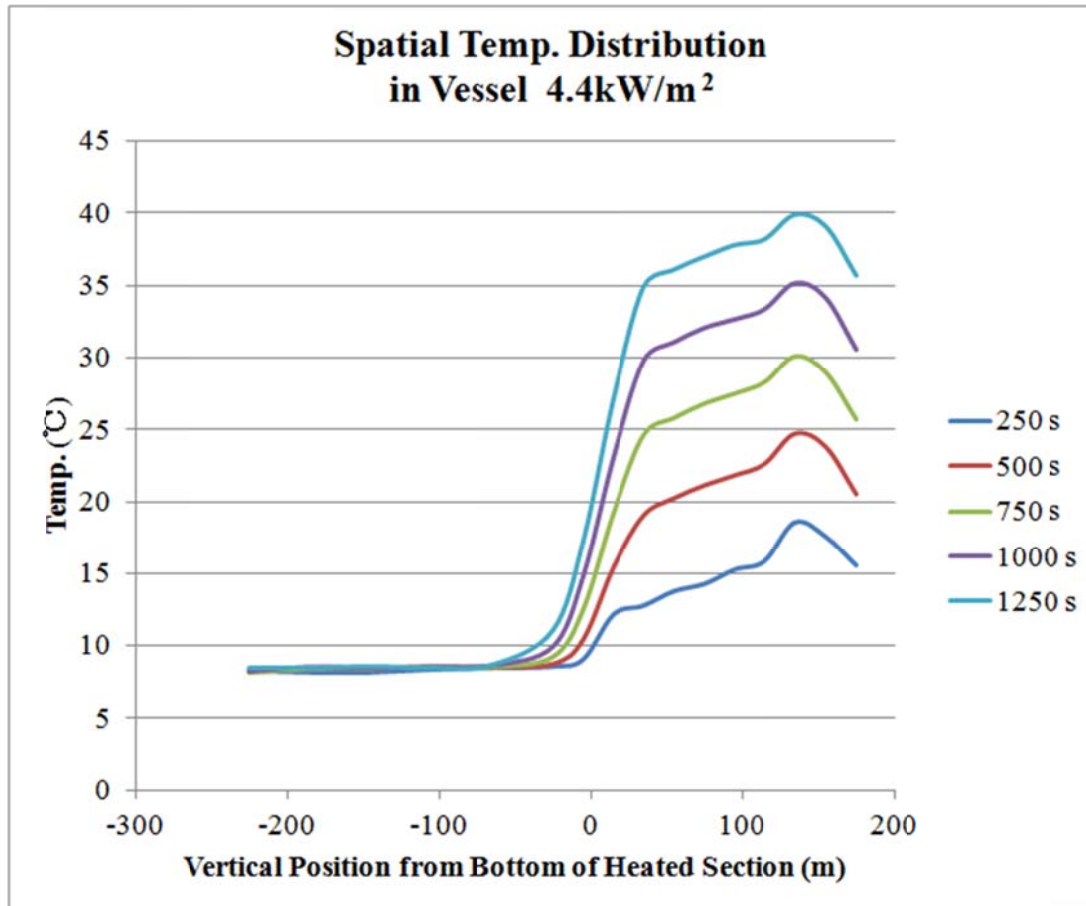


Fig. 3-24 Spatial temperature distributions in vessel under single phase natural convection at heat flux 4.4 kW/m^2

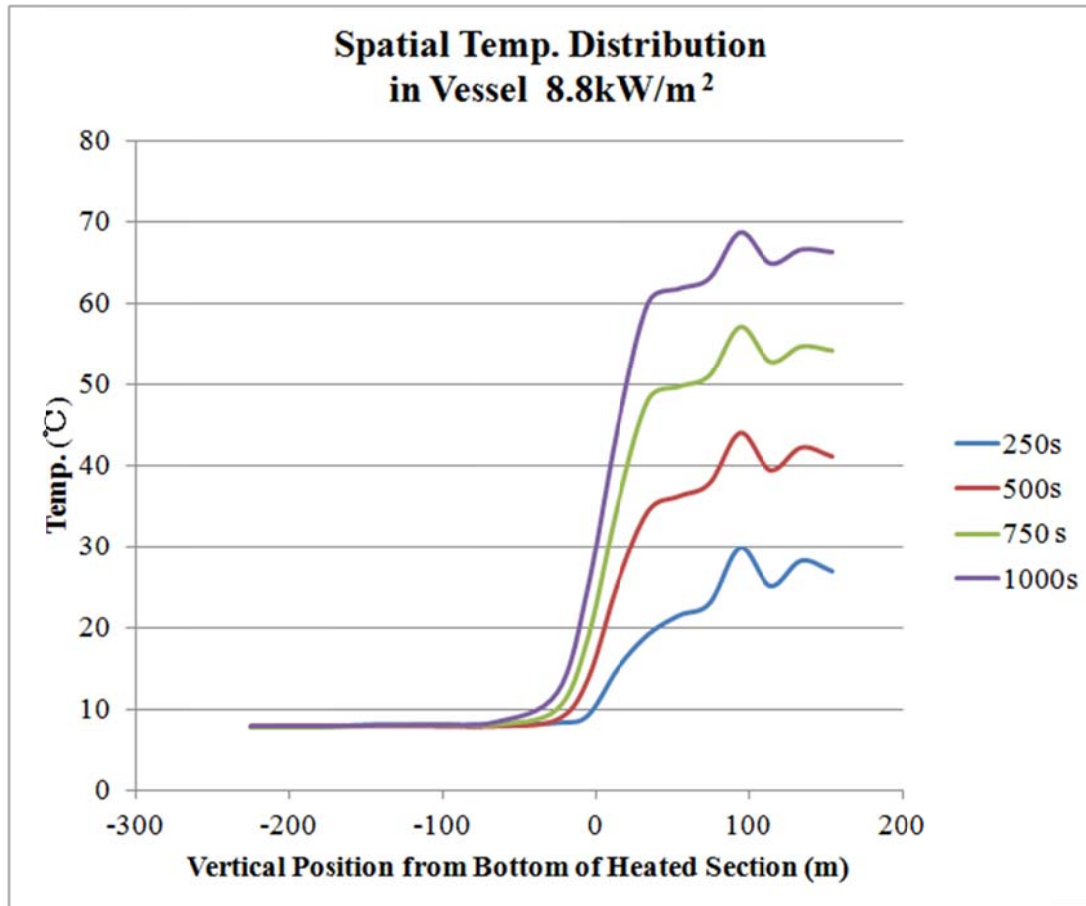


Fig. 3-25 Spatial temperature distributions in vessel under single phase natural convection at heat flux 8.8 kw/m²

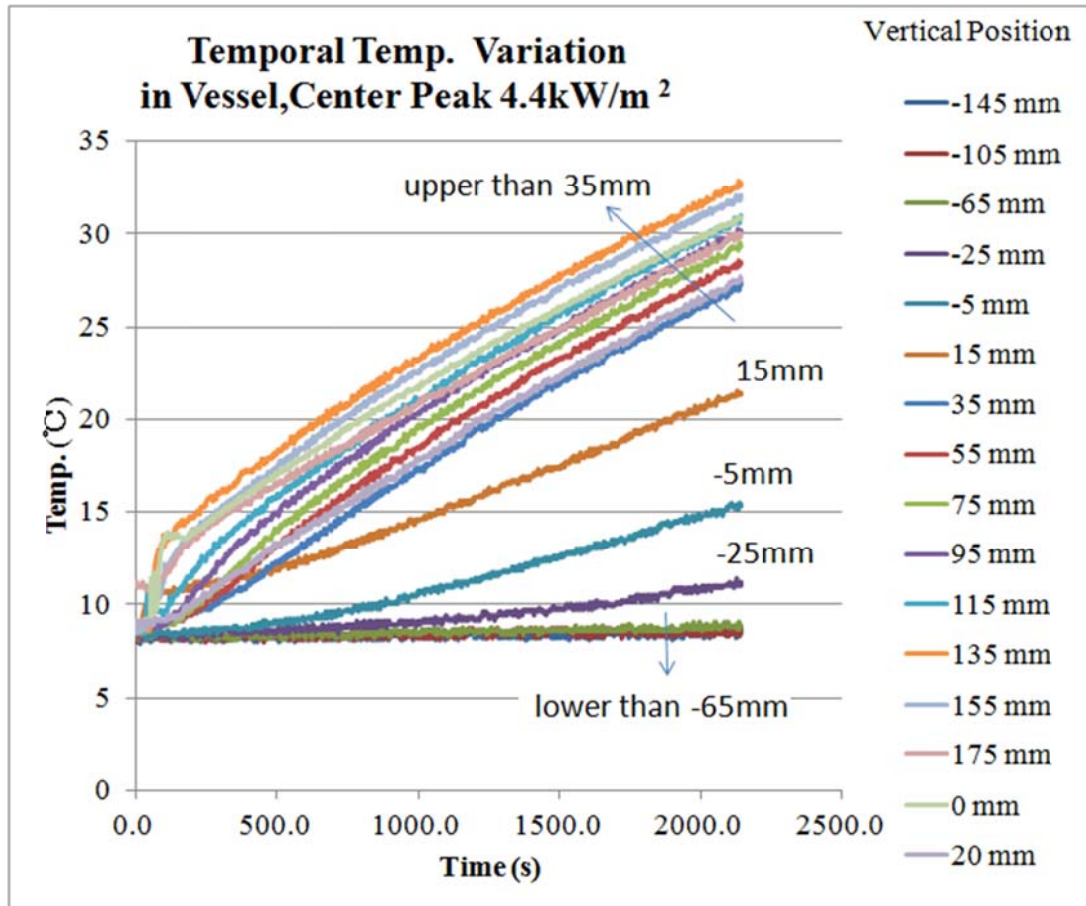


Fig. 3-26 Temperature variation in vessel under single phase natural convection at heat flux 4.4 kw/m² at central heater and 0 kw/m² at peripheral heaters

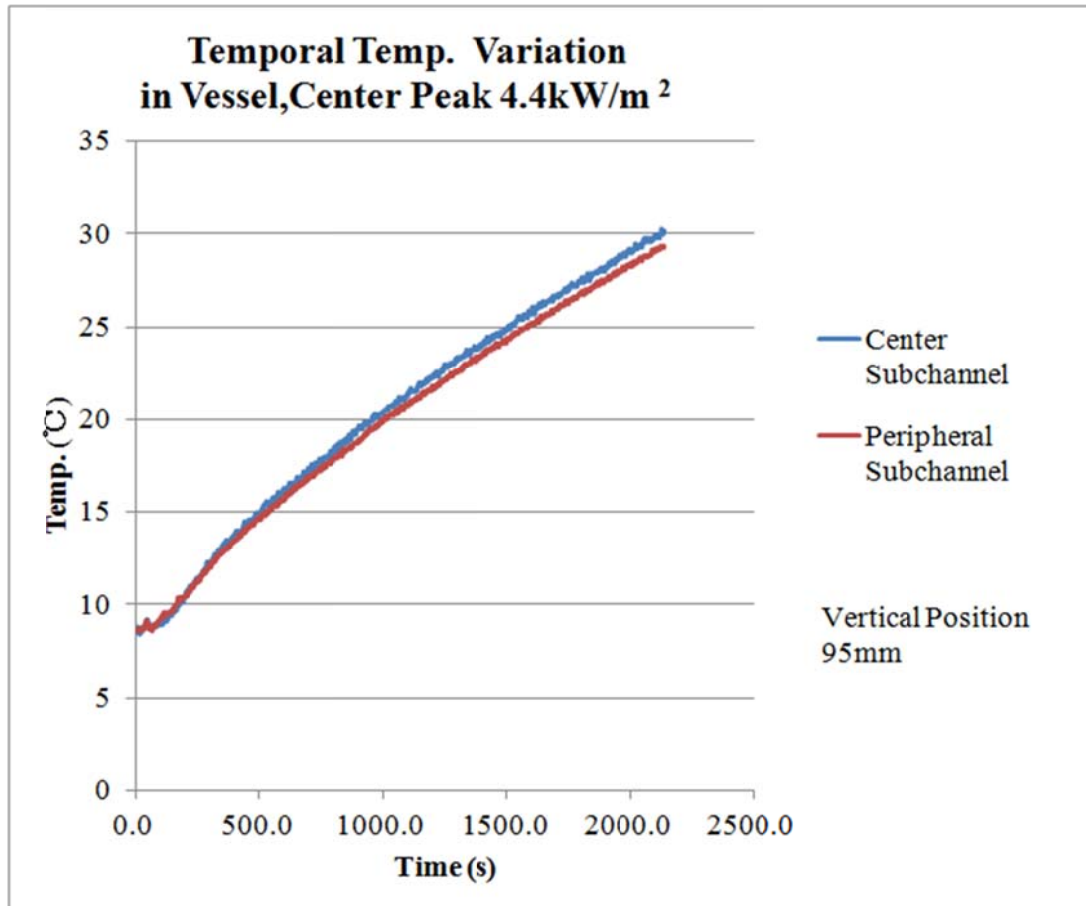


Fig. 3-27 Comparison of temperature variations between center subchannel and peripheral subchannel at heat flux 4.4 kw/m² at central heater and 0 kw/m² at peripheral heaters

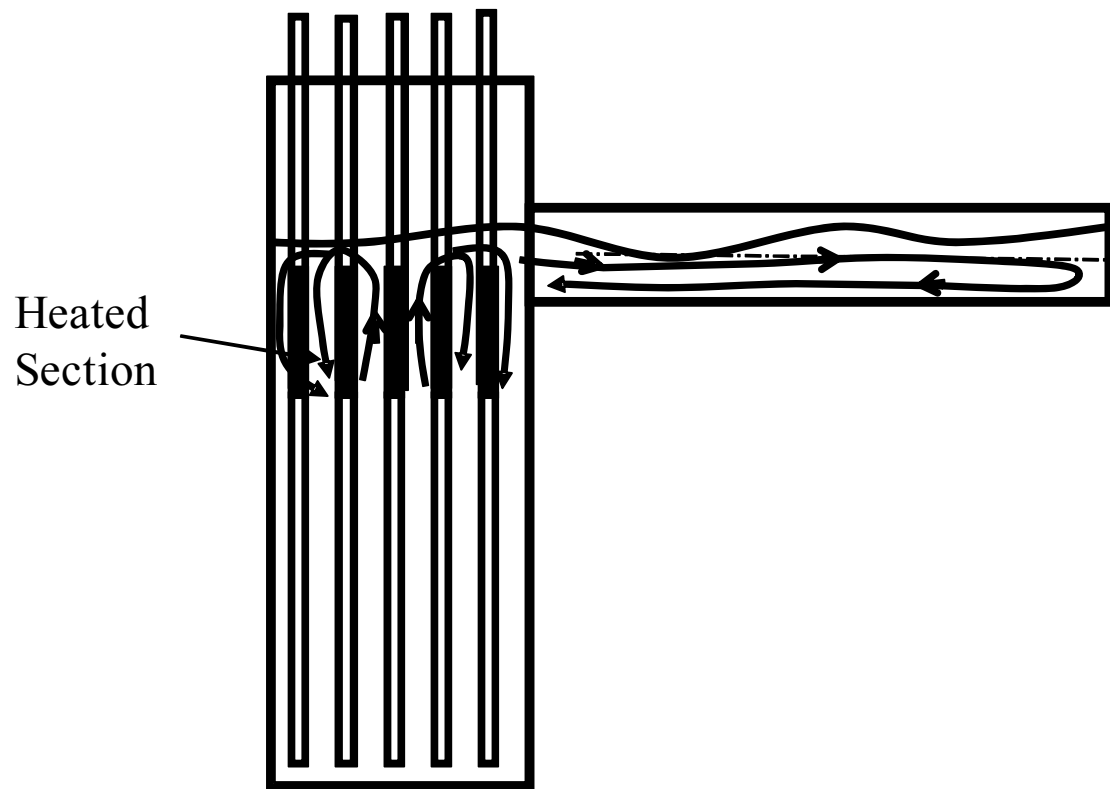


Fig. 3-28 Natural convection in the region of above heated section

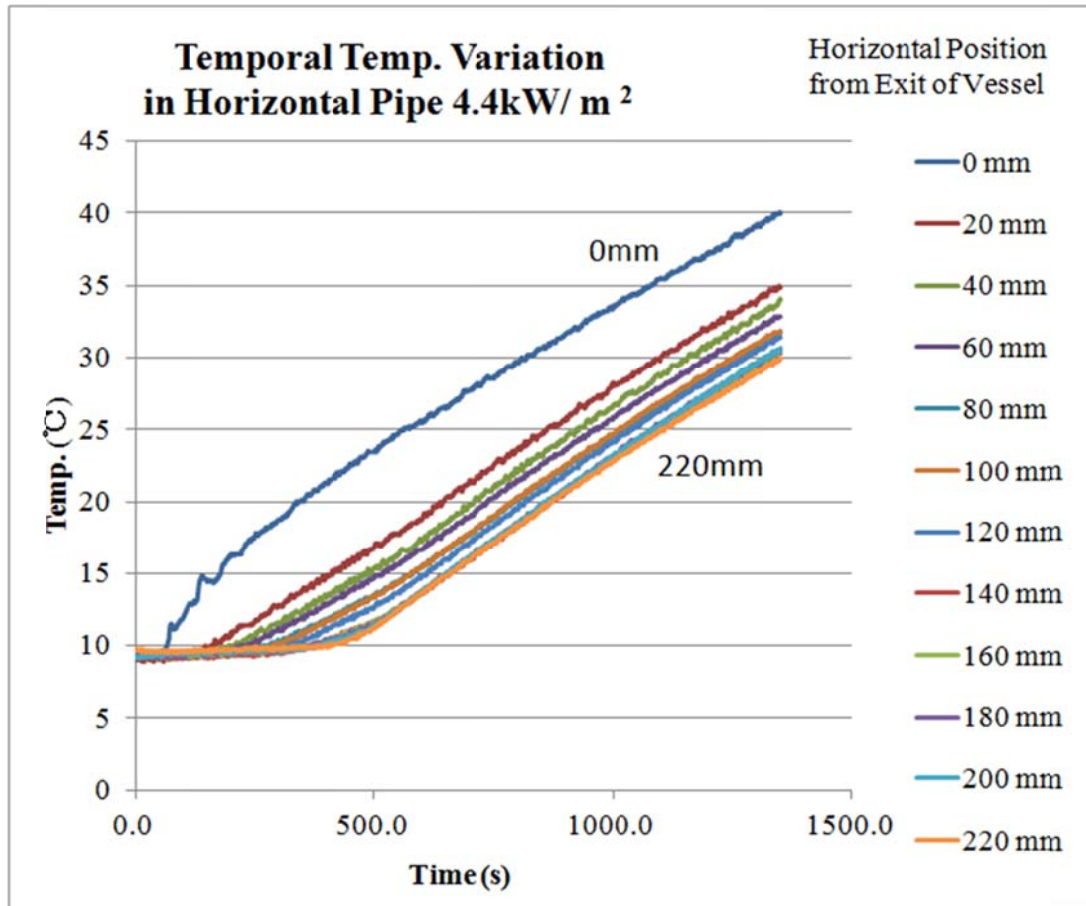


Fig. 3-29 Temperature variation in pipe section under single phase natural convection at heat flux 4.4 kw/m²

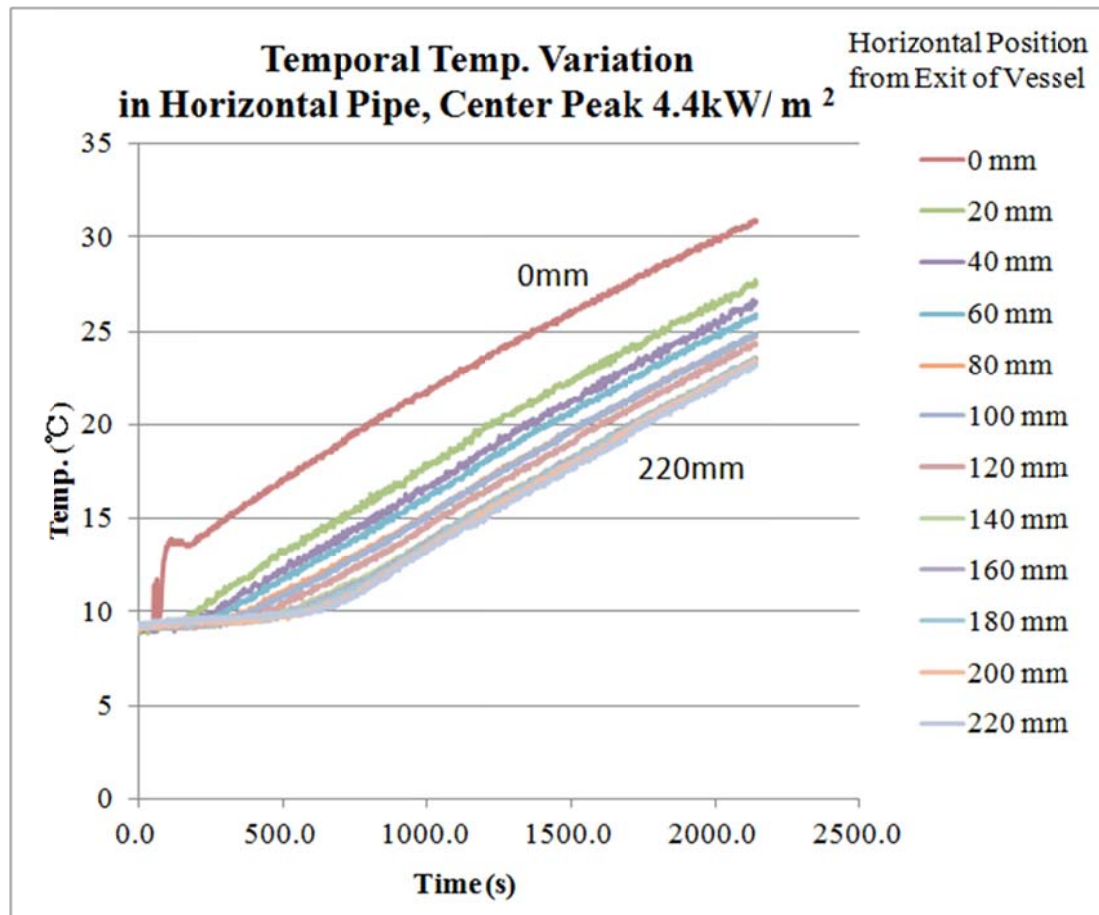


Fig. 3-30 Temperature variation in pipe section under single phase natural convection at heat flux 4.4 kw/m² at central heater and 0 kw/m² at peripheral heaters

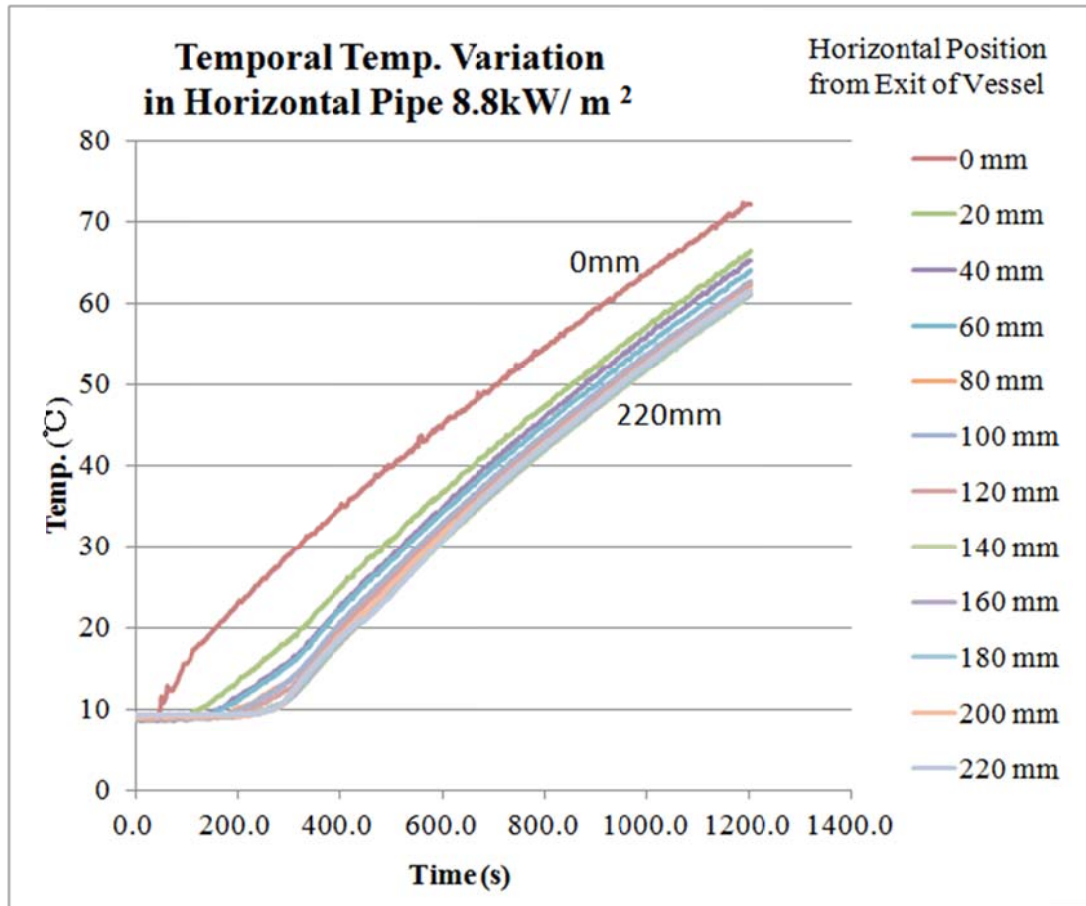


Fig. 3-31 Temperature variation in pipe section under single phase natural convection at heat flux 8.8 kw/m²

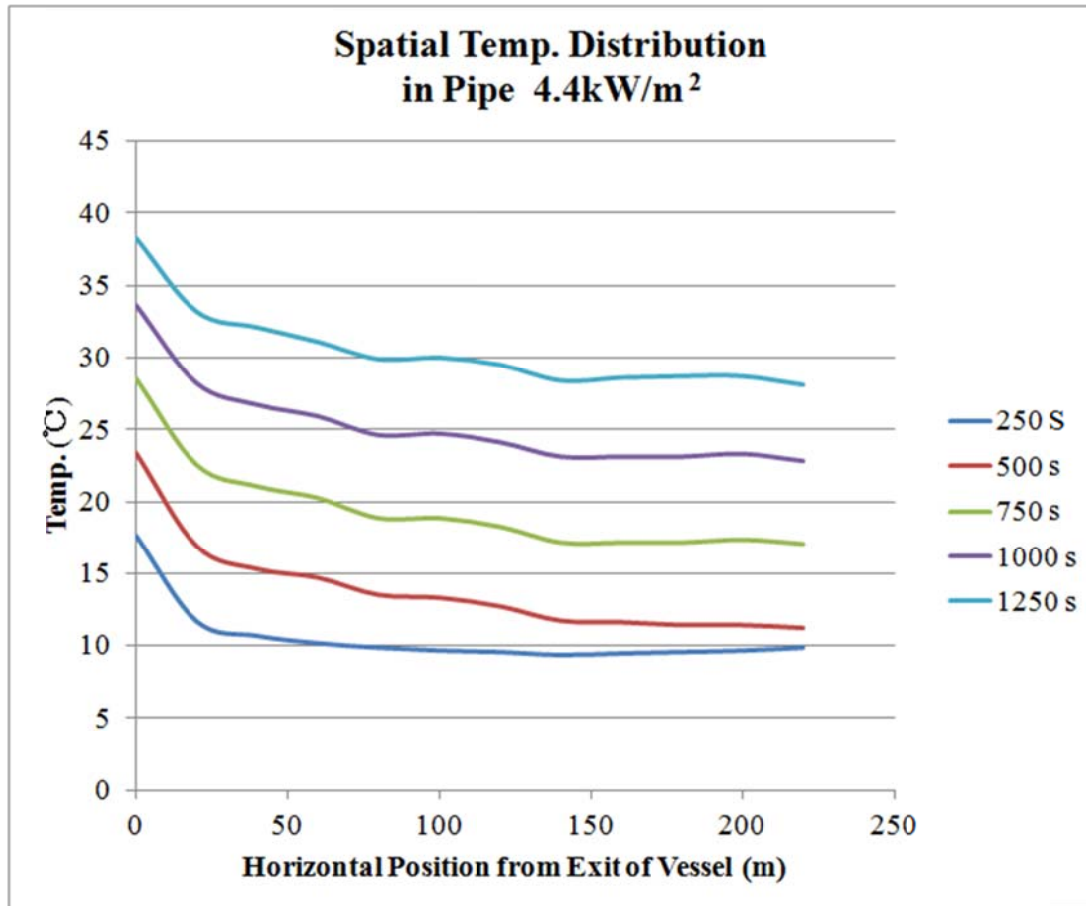


Fig. 3-32 Spatial temperature distributions in pipe section under single phase natural convection at heat flux 4.4 kW/m²

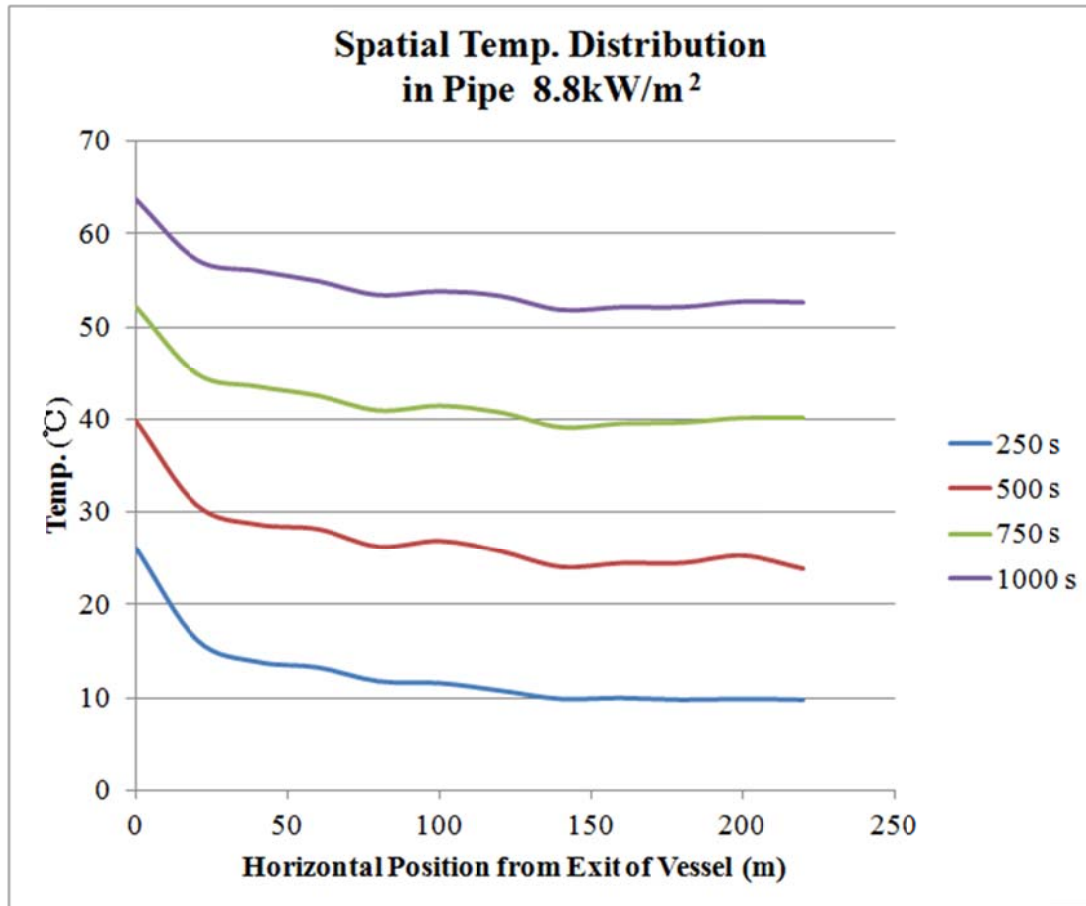


Fig. 3-33 Spatial temperature distributions in pipe section under single phase natural convection at heat flux 8.8 kW/m²

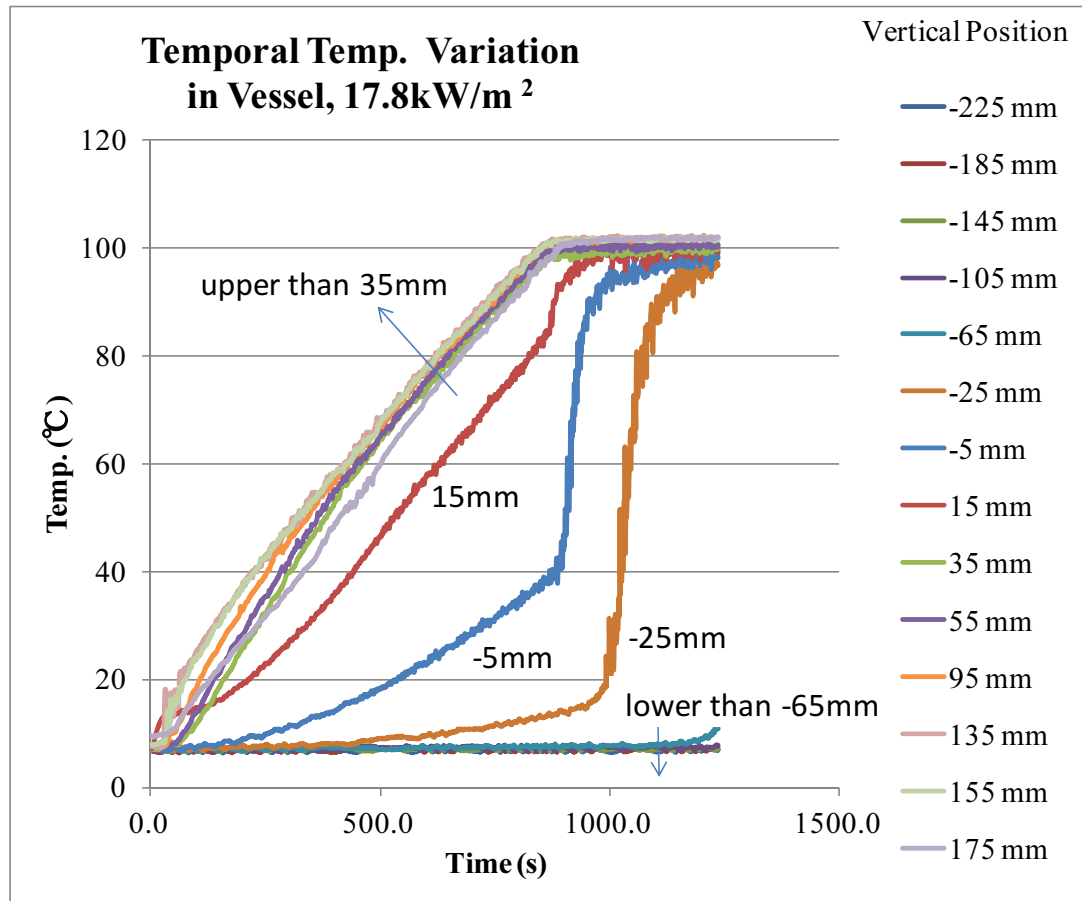


Fig. 3-34 Temperature variation in vessel under two-phase natural convection at heat flux 17.8 kw/m²

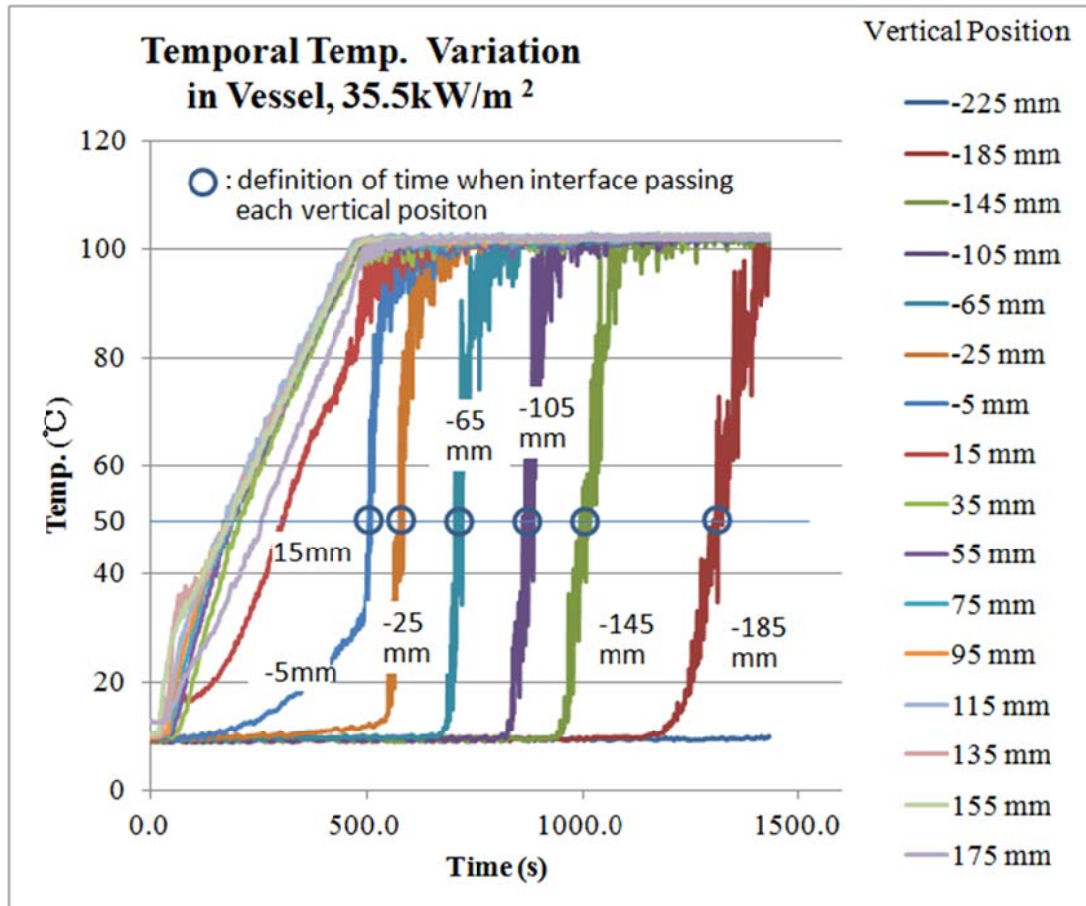


Fig. 3-35 Temperature variation in vessel under two-phase natural convection at heat flux 35.5 kw/m²

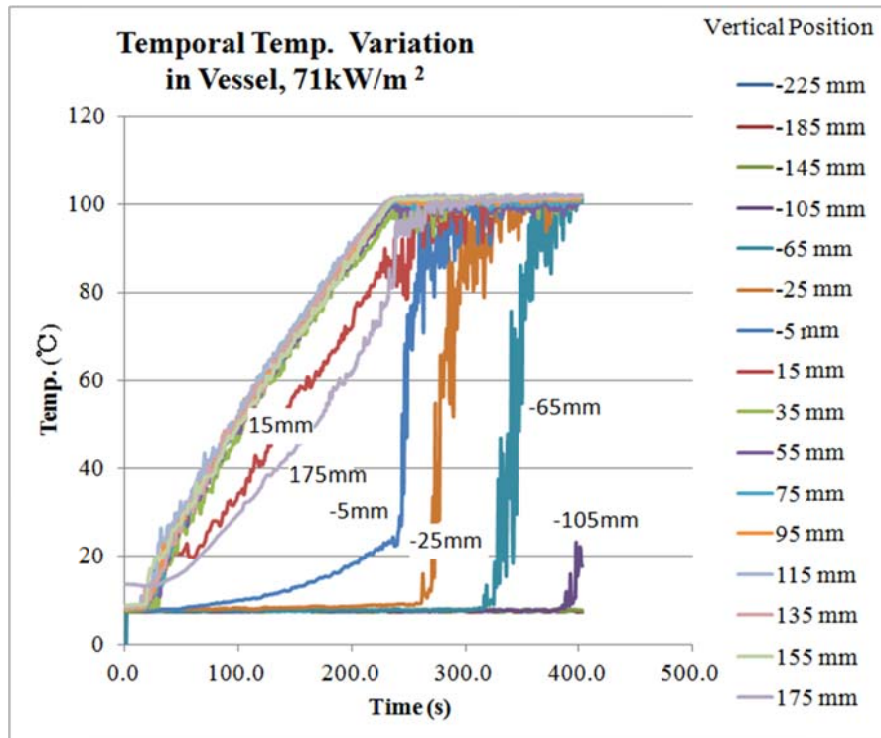


Fig. 3-36 Temperature variation in vessel under two-phase natural convection at heat flux 71 kw/m²

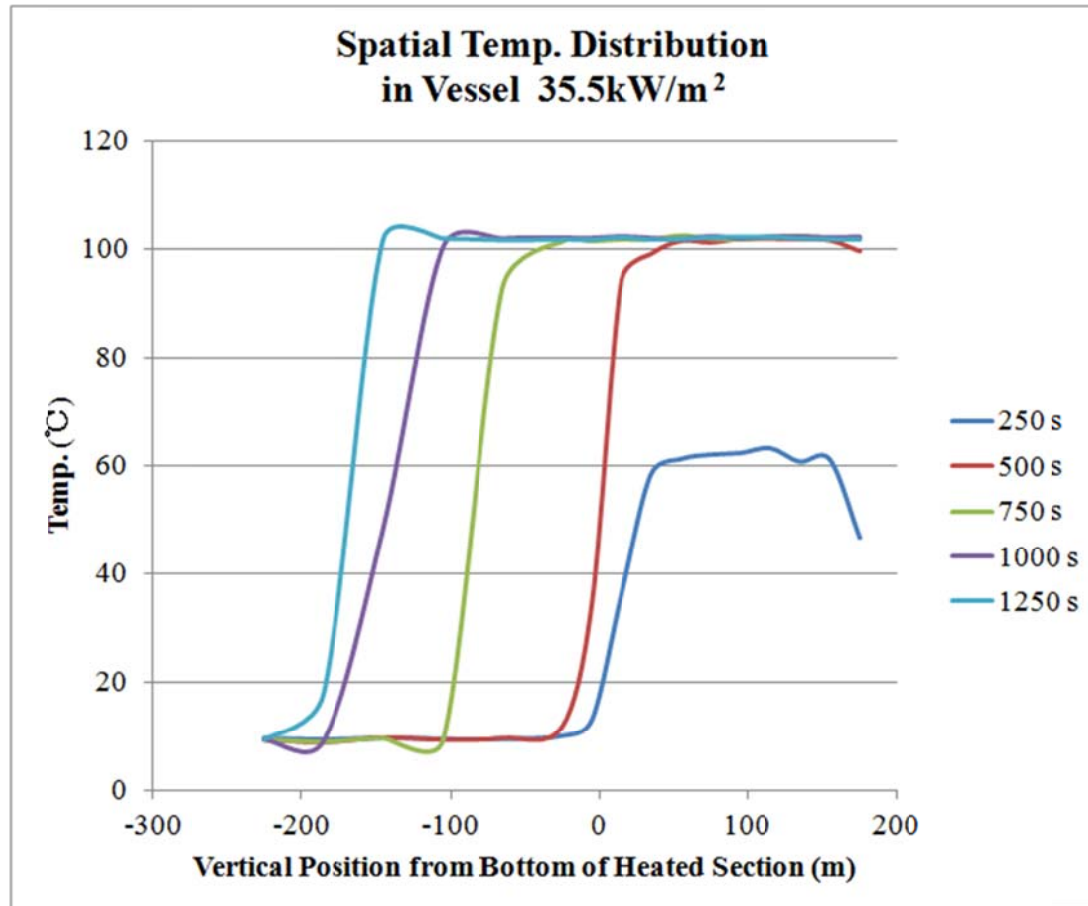


Fig. 3-37 Spatial temperature distributions in vessel under two-phase natural convection at heat flux 35.5 kW/m^2

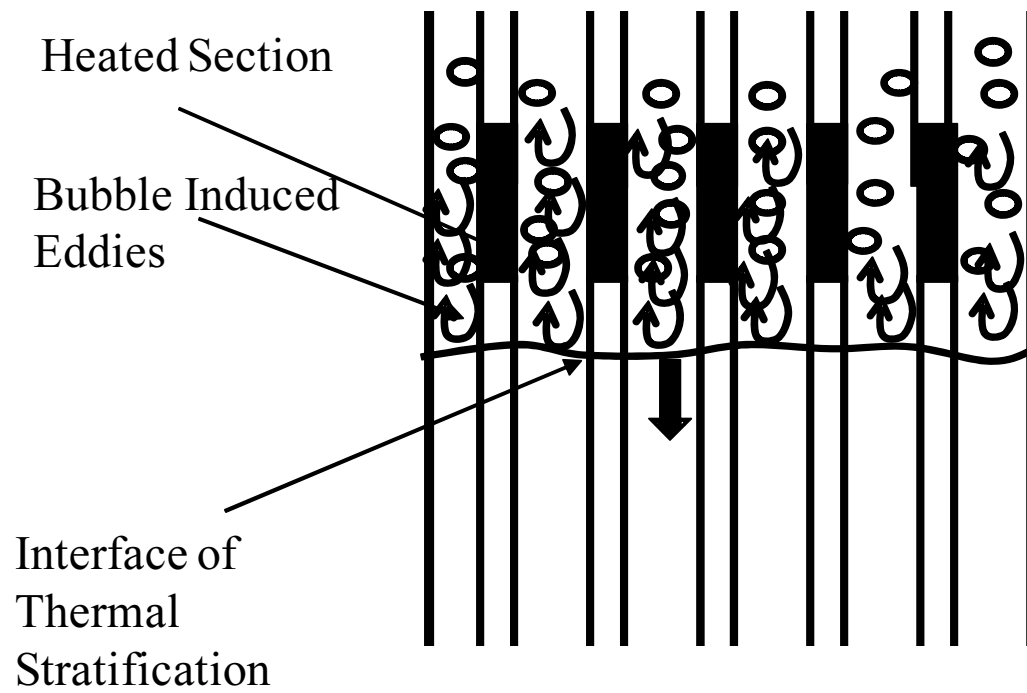


Fig. 3-38 Mixing of hot and cold waters by bubble induced eddy and movement of interface of thermal stratification

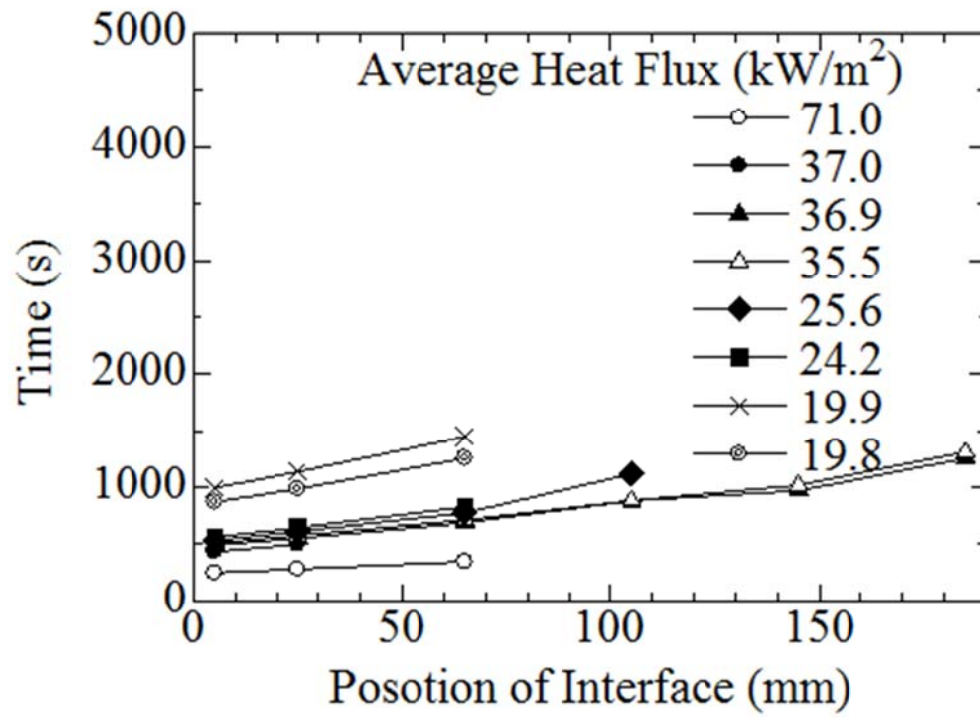


Fig. 3-39 Location of interface and time after heating for various heat fluxes

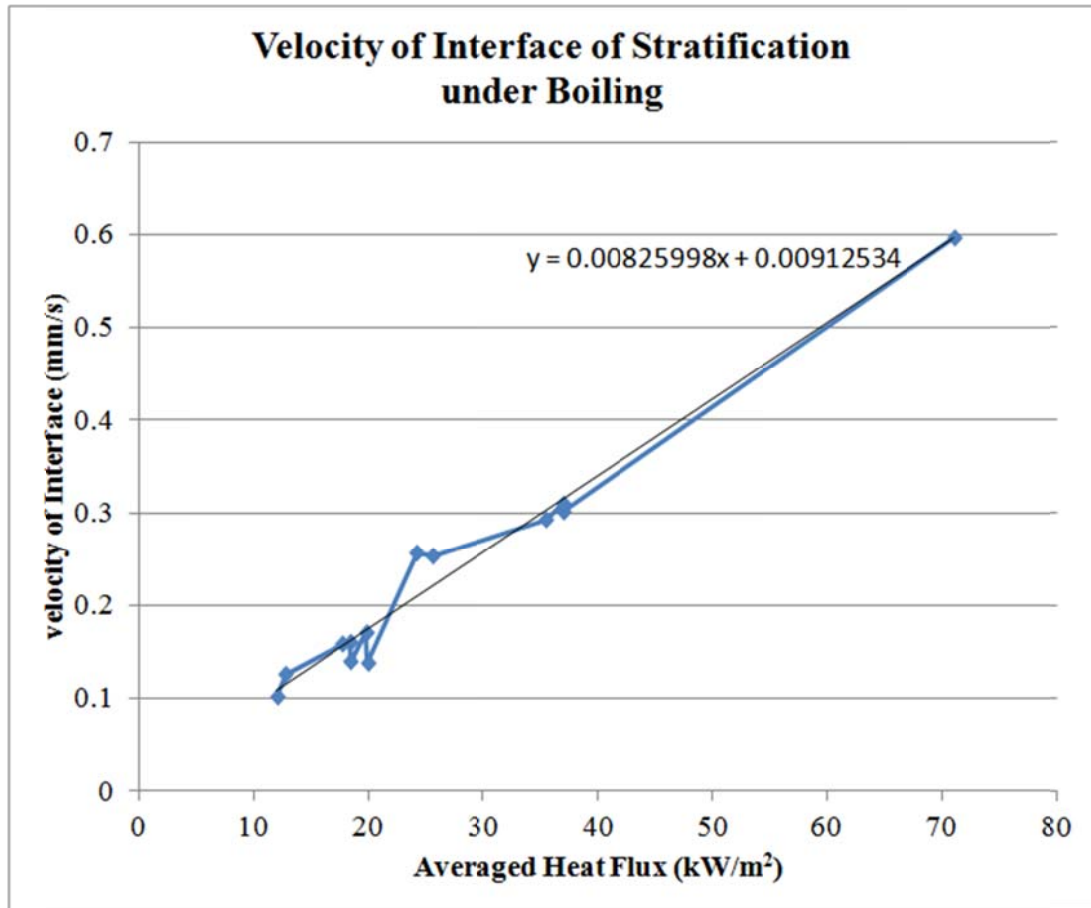


Fig. 3-40 Propagation velocity of interface vs. averaged heat flux

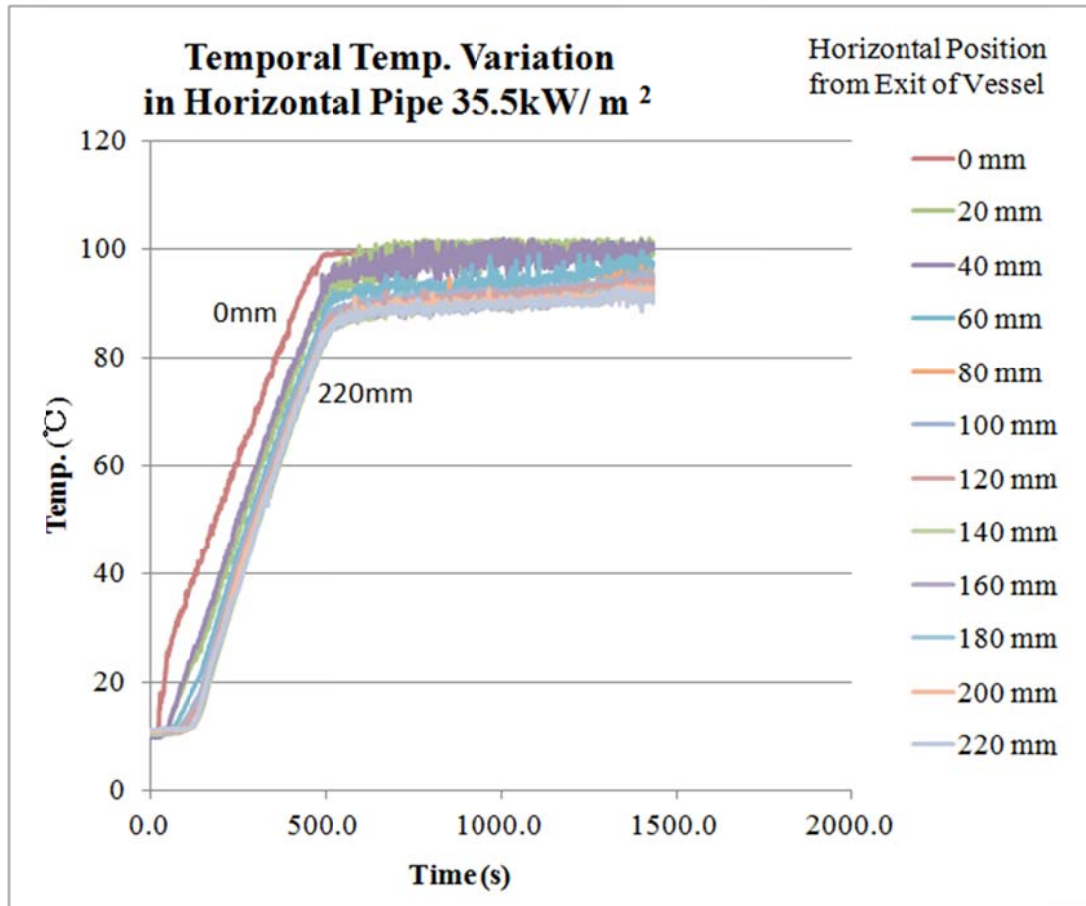


Fig. 3-41 Temperature variation in pipe section under boiling two-phase natural convection at heat flux 35.5 kw/m²

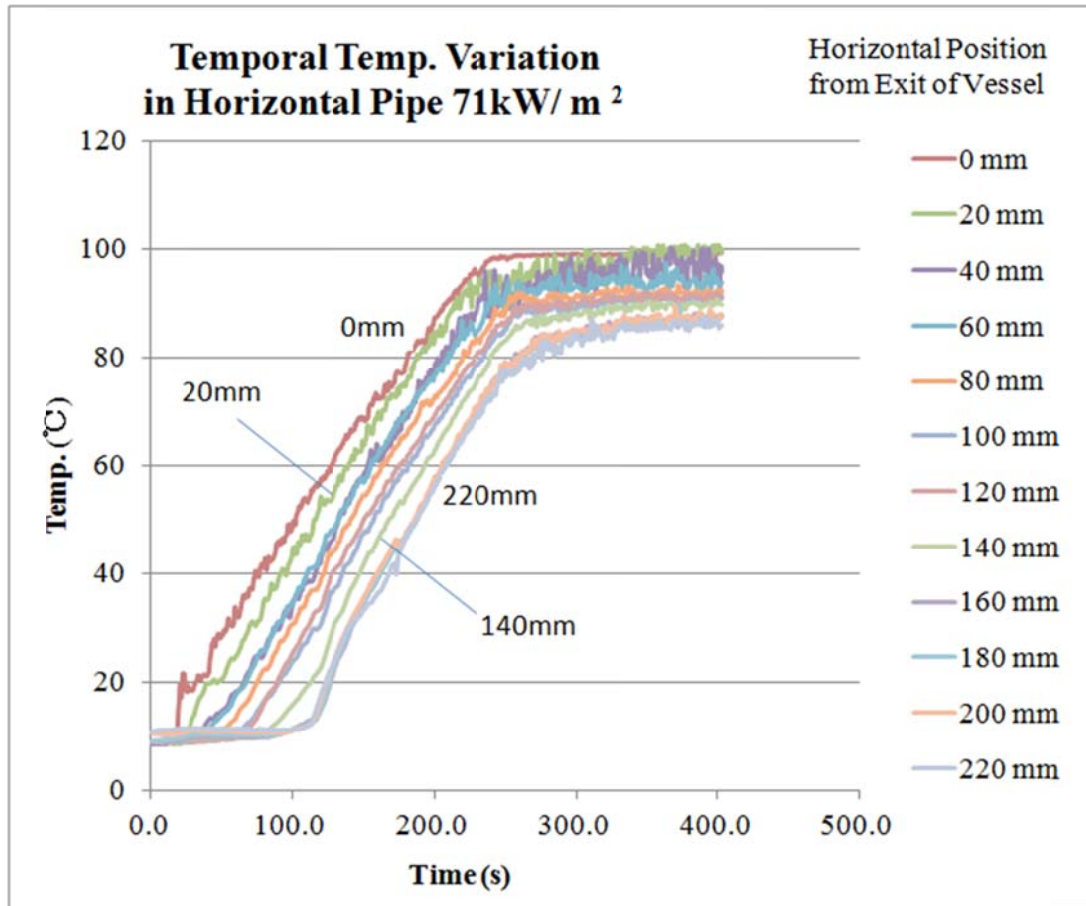


Fig. 3-42 Temperature variation in pipe section under boiling two-phase natural convection at heat flux 71 kw/m²

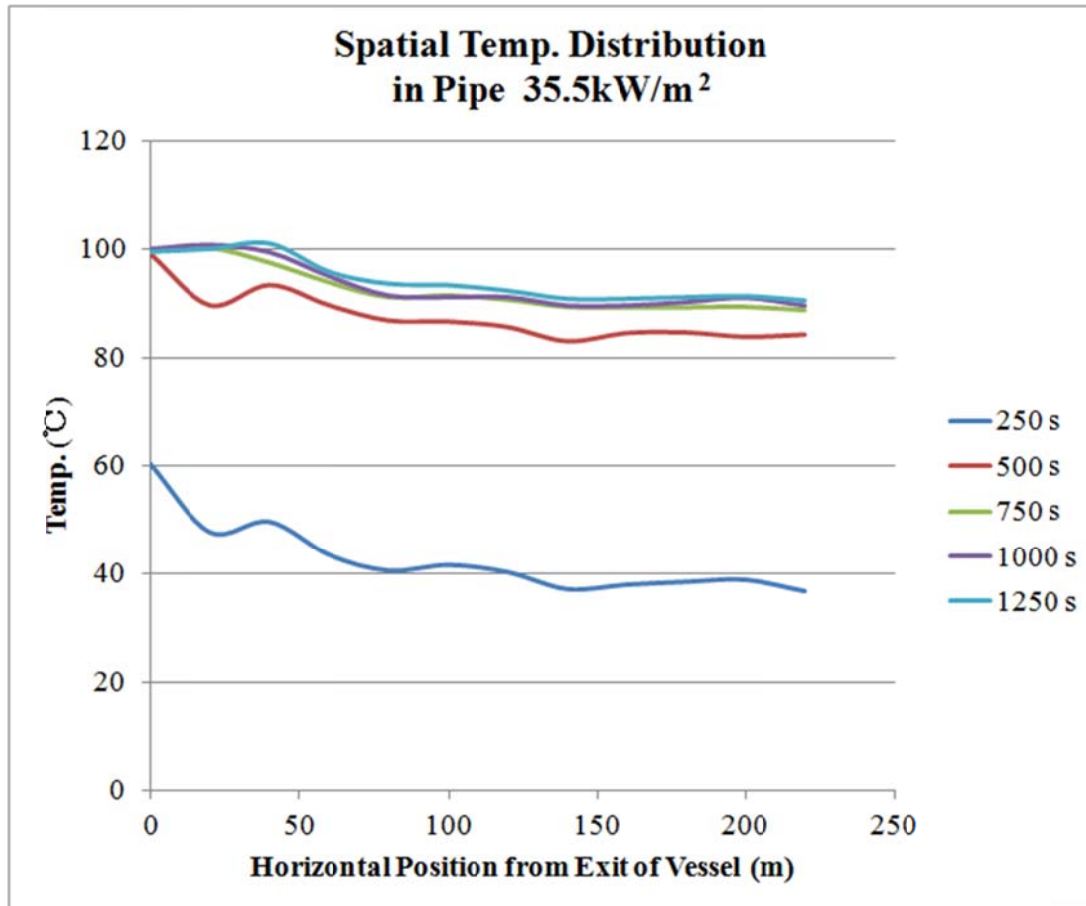


Fig. 3-43 Spatial temperature distributions in pipe section under boiling two-phase natural convection at heat flux 35.5 kW/m²

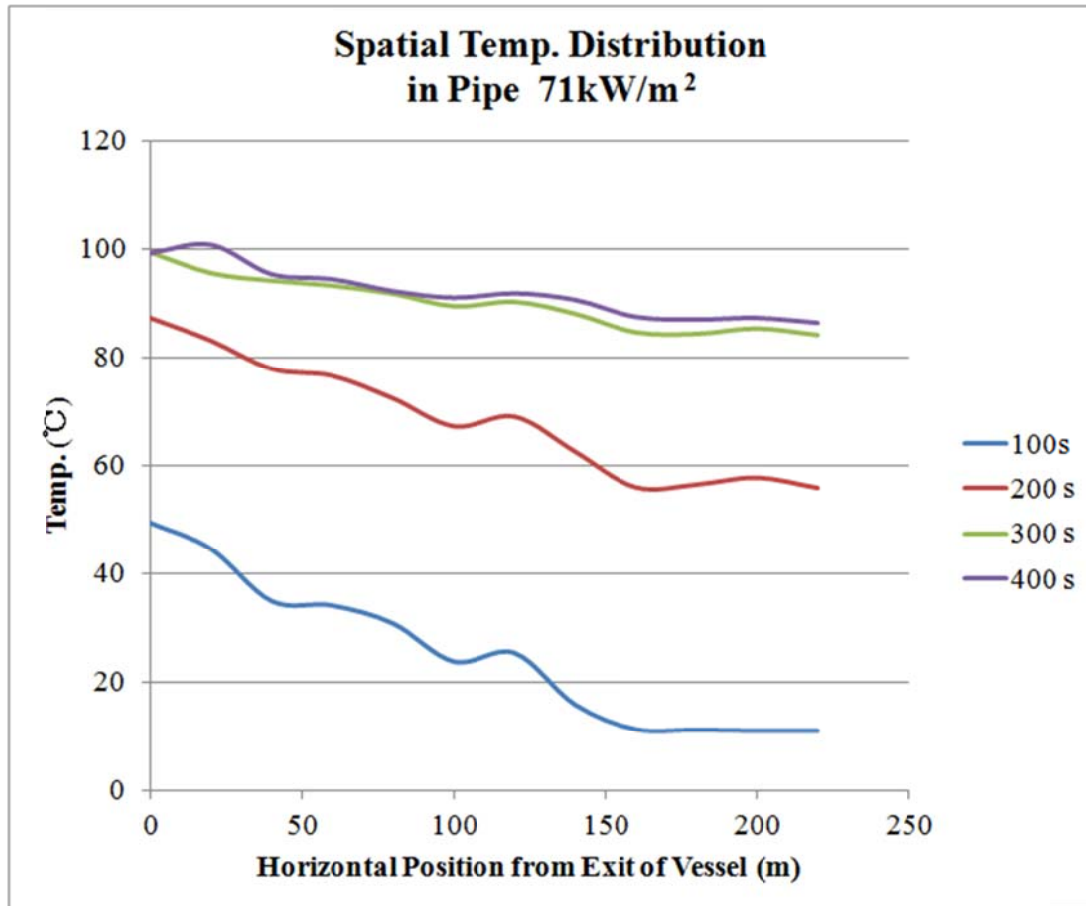


Fig. 3-44 Spatial temperature distributions in pipe section under boiling two-phase natural convection at heat flux 71 kW/m²

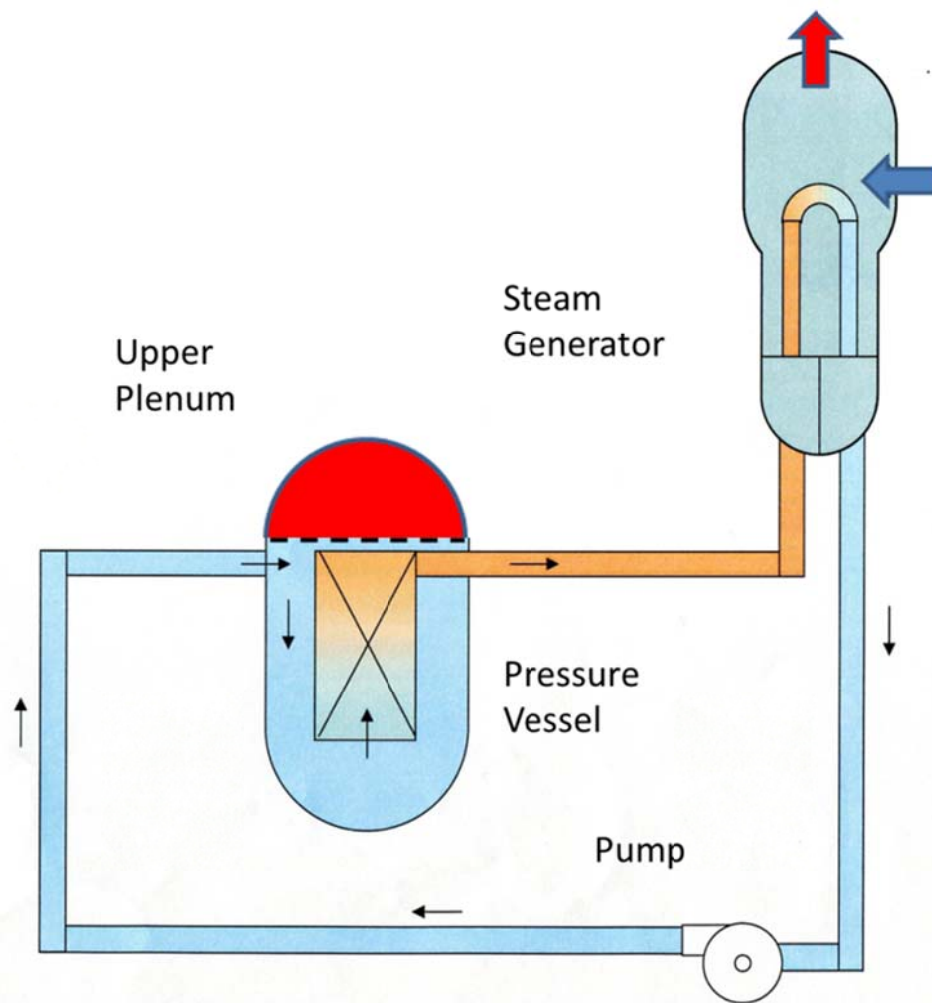


Fig. 3-45 Schematic diagram of natural circulation during SBO

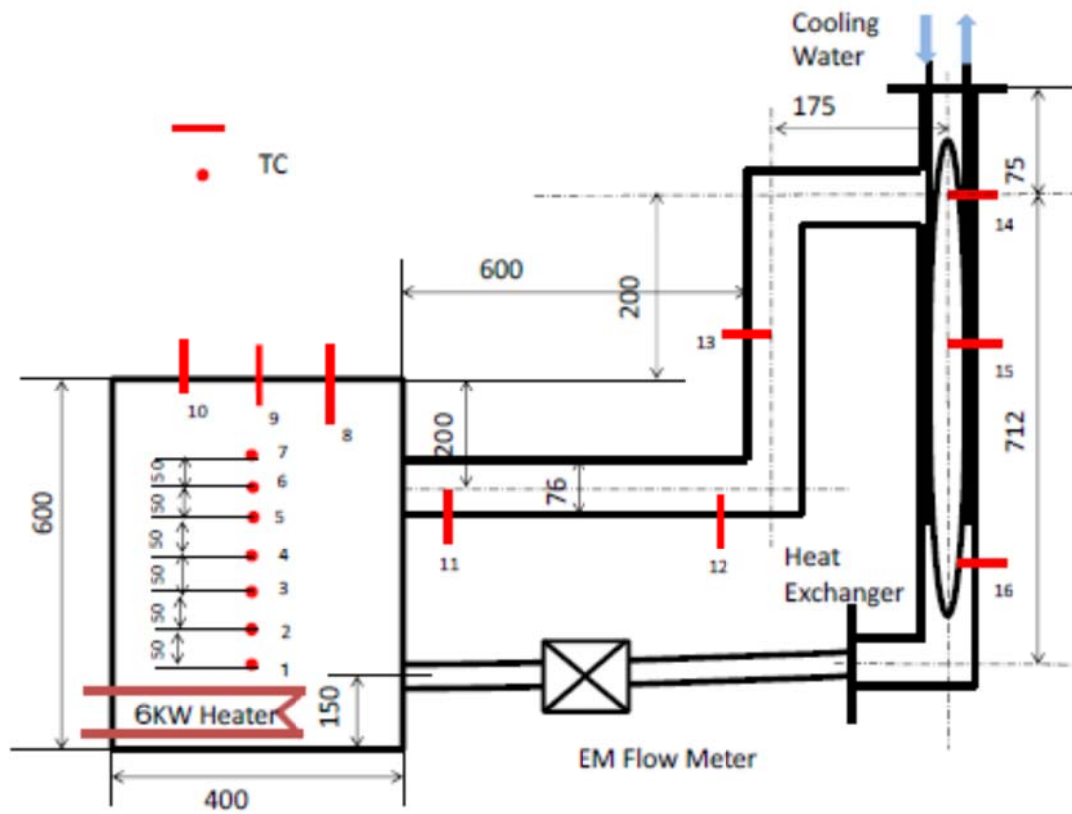


Fig. 3-46 Schematic representation of experimental facility (Large)

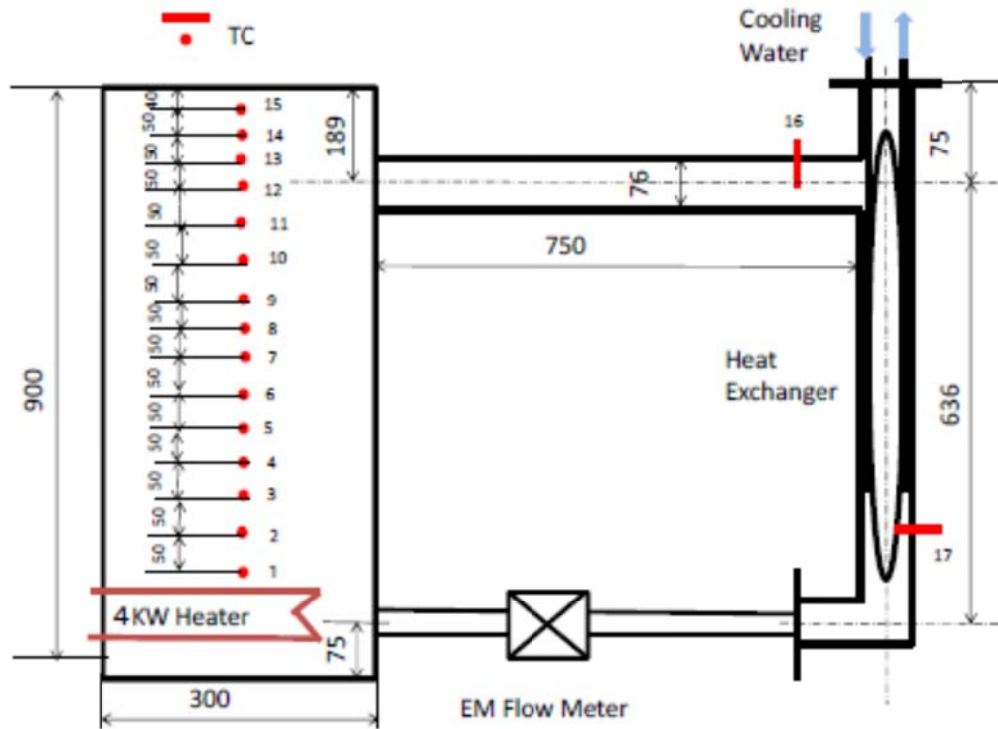


Fig. 3-47 Schematic representation of experimental facility (Medium)

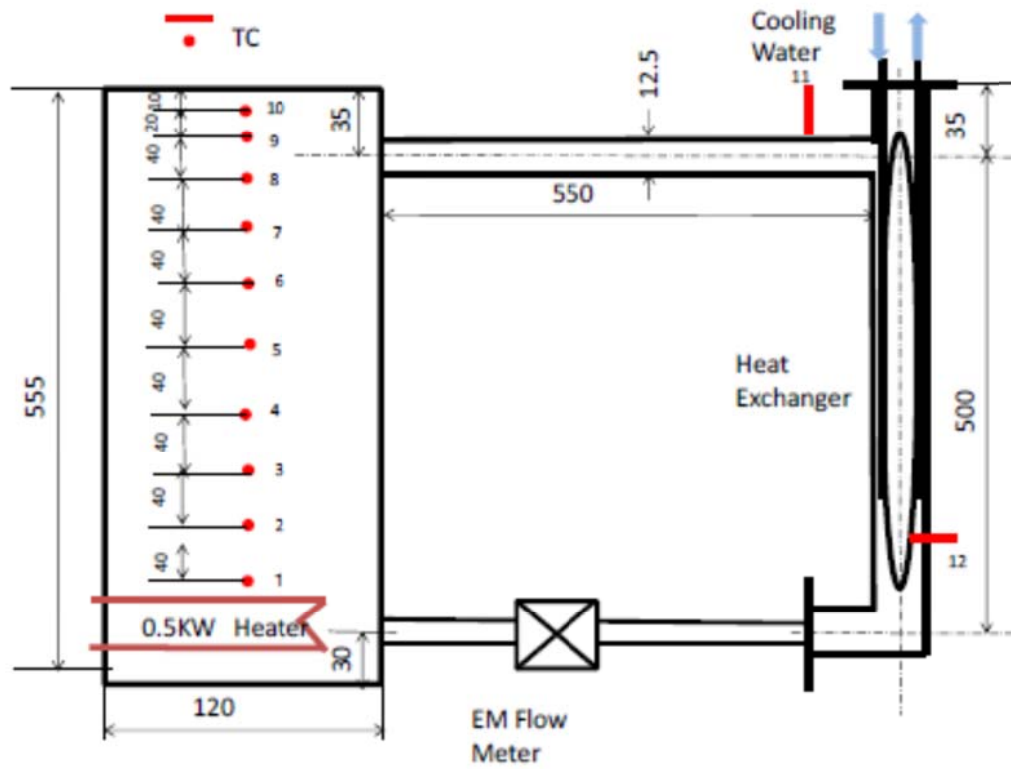


Fig. 3-48 Schematic representation of experimental facility (Small)

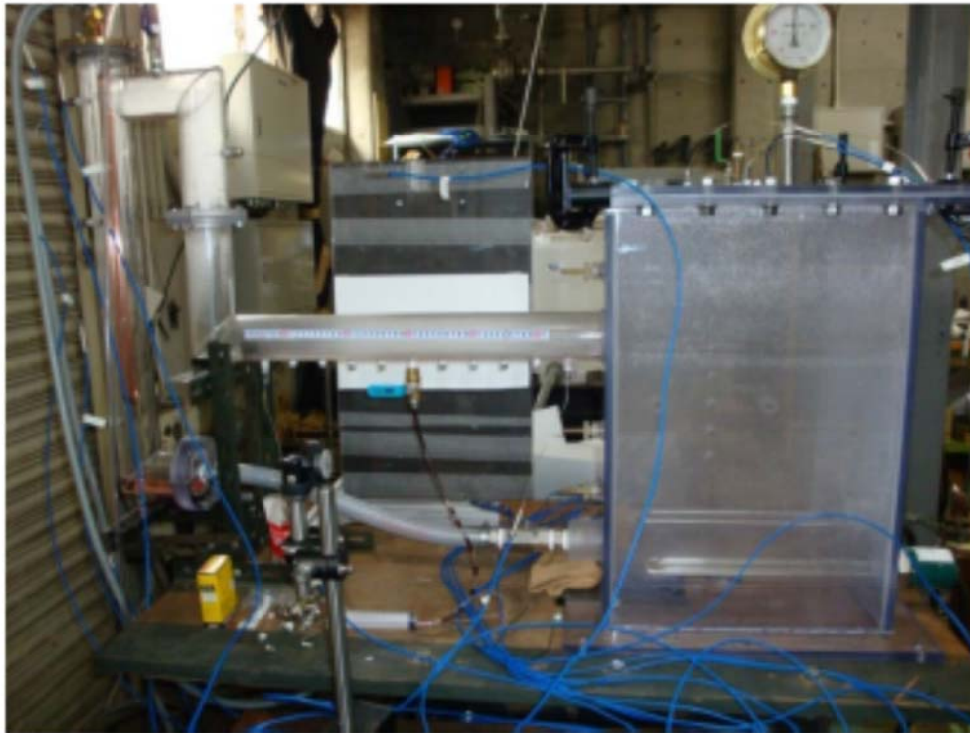


Fig. 3-49 Photograph of large facility



Fig. 3-50 Photograph of medium facility

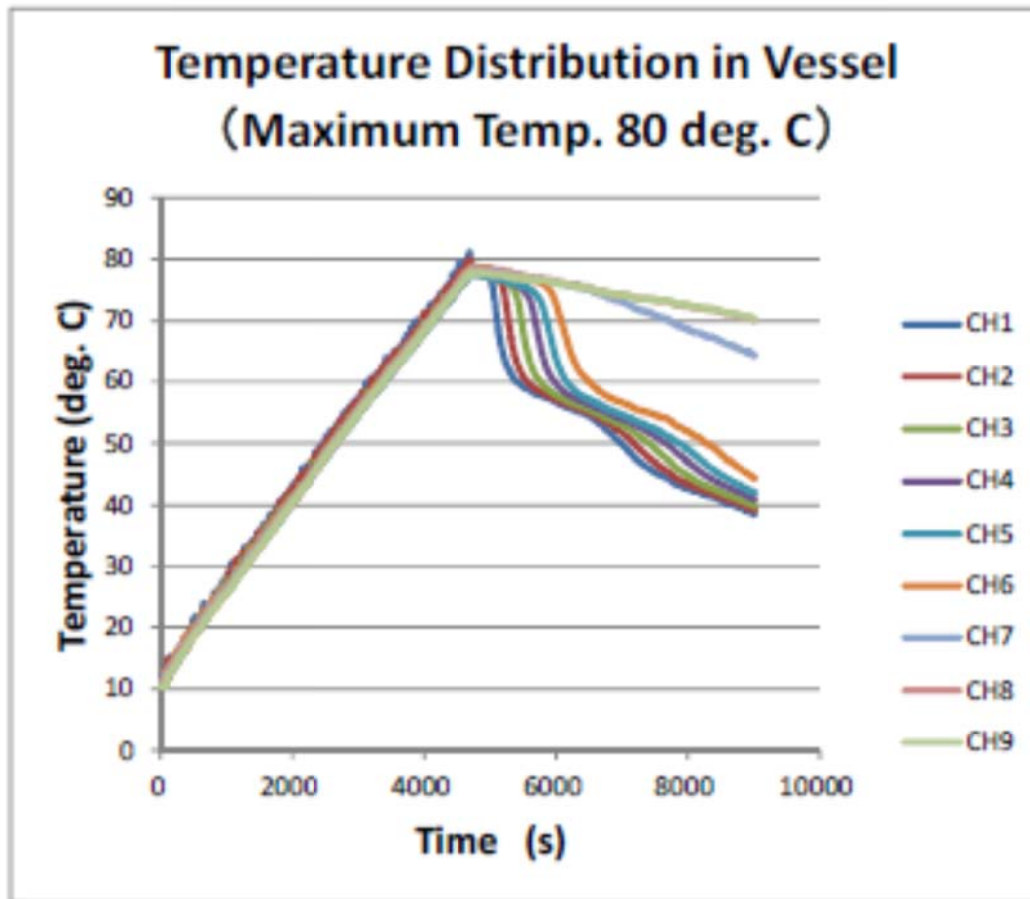


Fig. 3-51 Temperature distribution in vessel in large facility (Maximum Temperature: 80 deg.C)

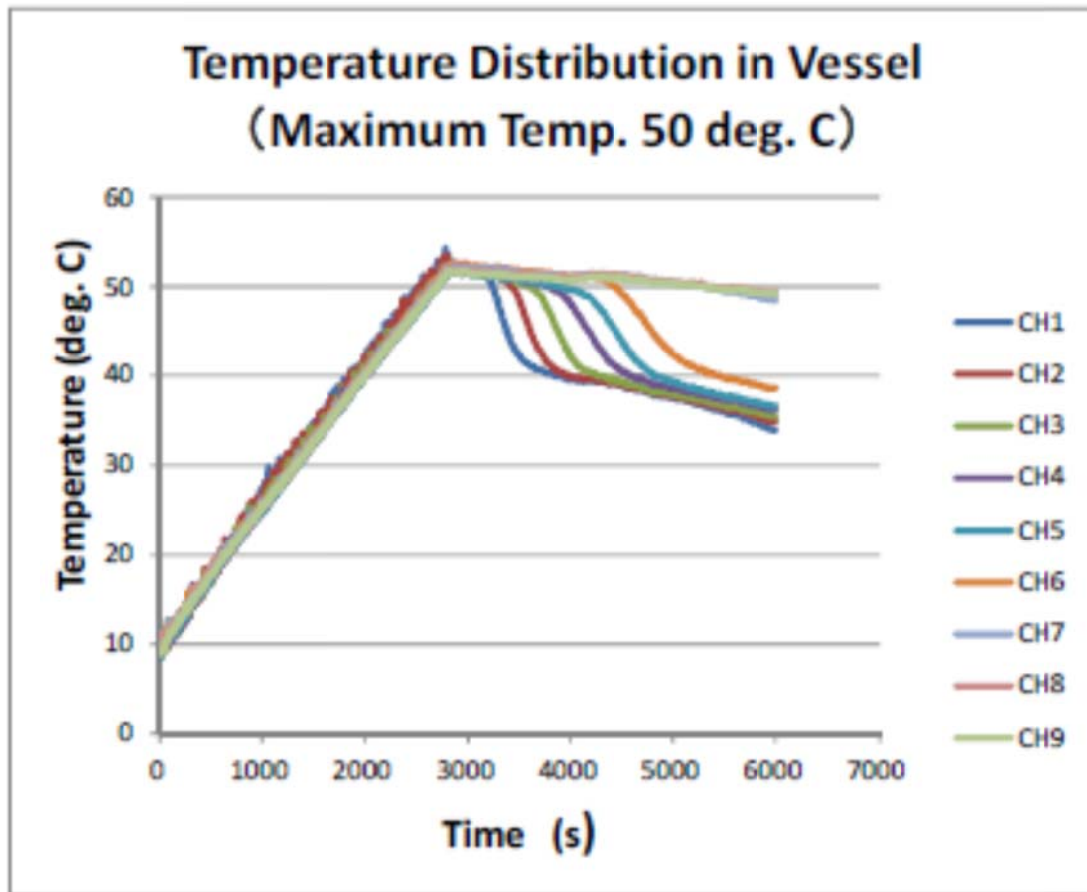


Fig. 3-52 Temperature distribution in vessel in large facility (Maximum Temperature: 50 deg.C)

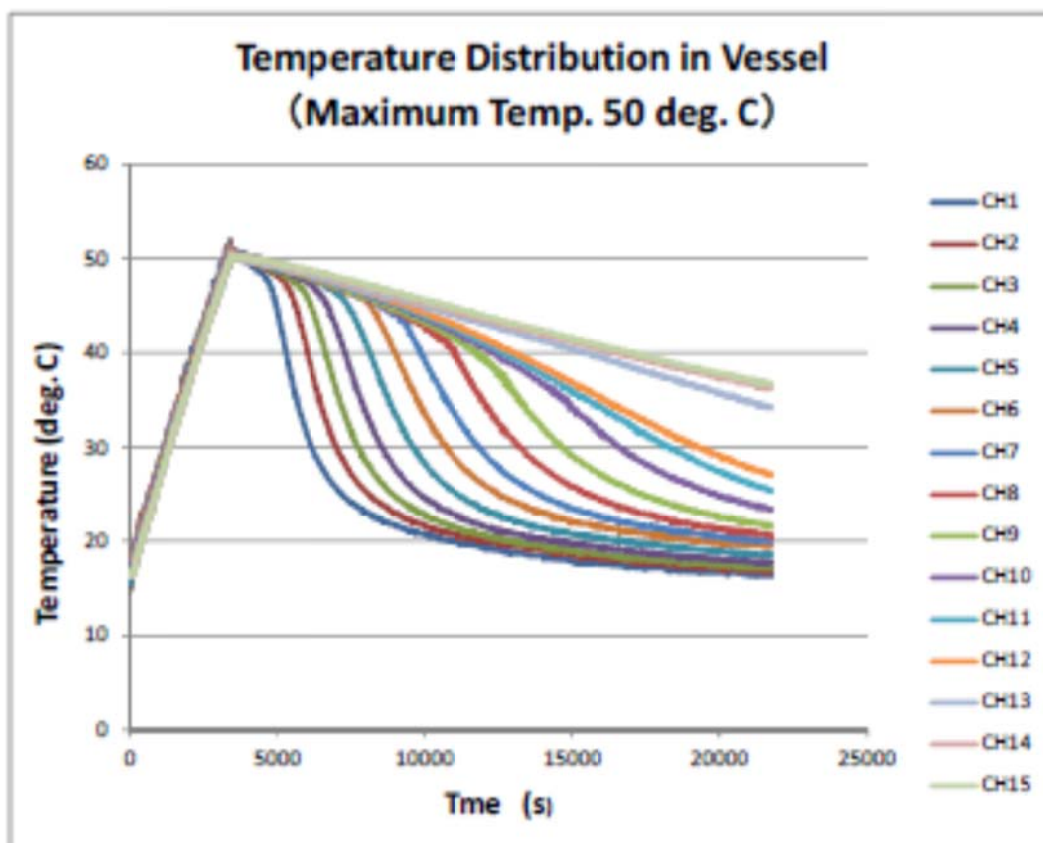


Fig. 3-53 Temperature distribution in vessel in medium facility (Maximum Temperature: 50 deg.C)

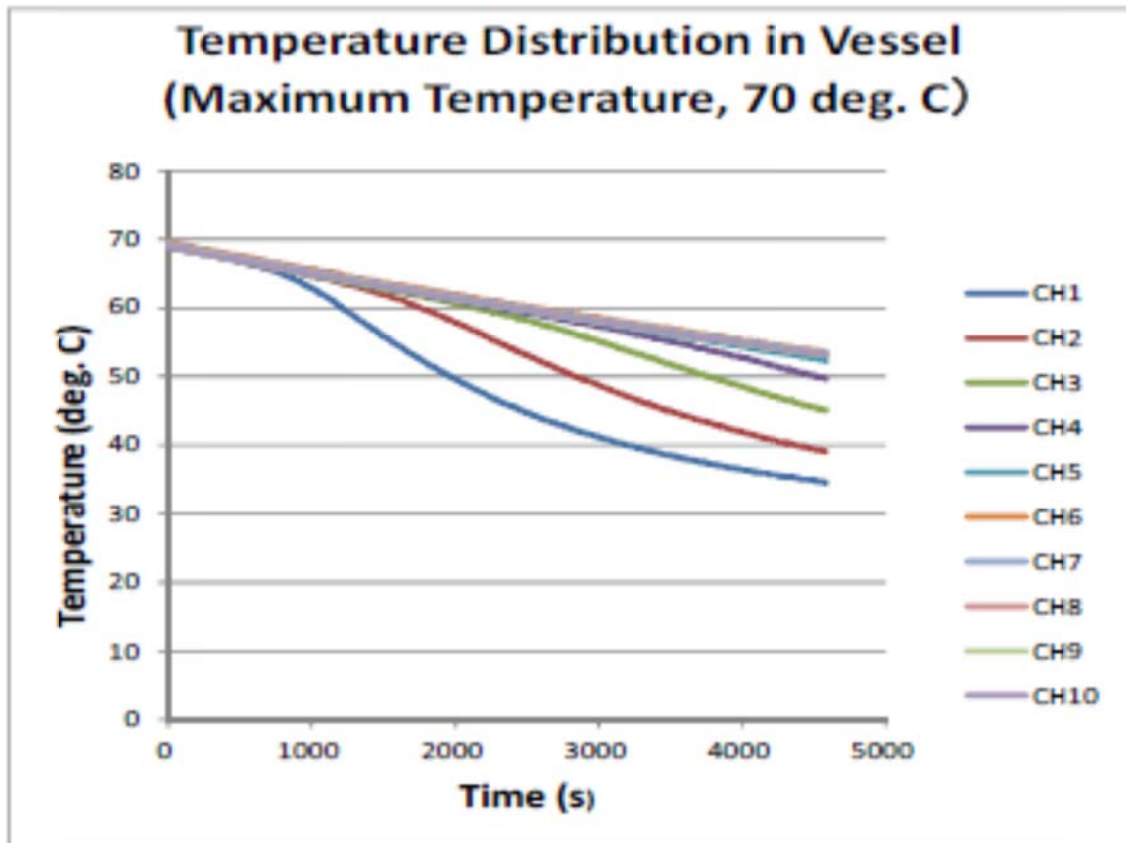


Fig. 3-54 Temperature distribution in vessel in small facility (Maximum Temperature: 70 deg.C)

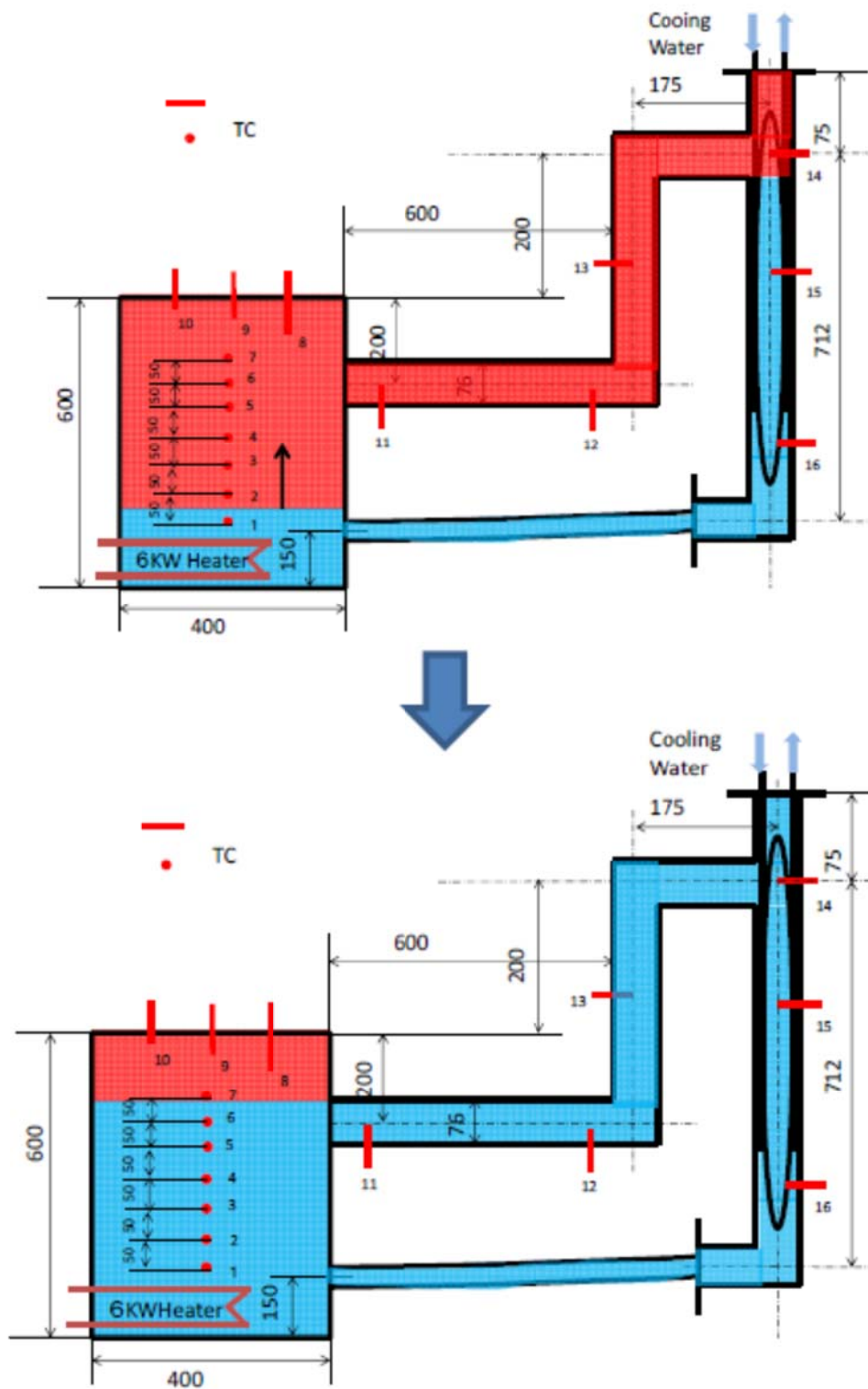


Fig. 3-55 Thermal stratification in natural circulation in large facility

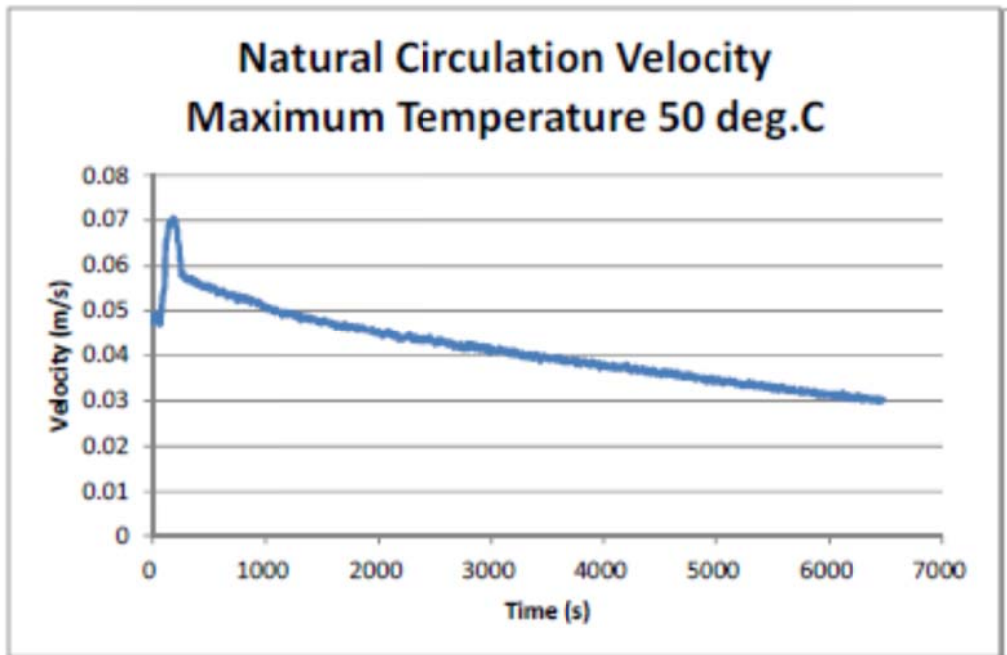


Fig. 3-56 Natural circulation velocity in large facility (Maximum Temperature: 50 deg.C)

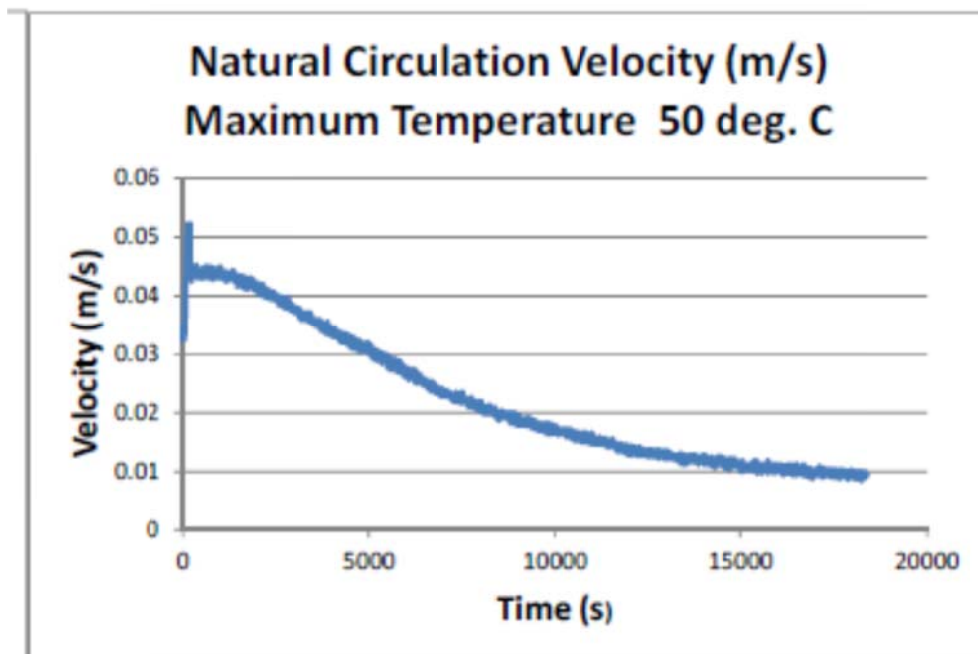


Fig. 3-57 Natural circulation velocity in medium facility (Maximum Temperature: 50 deg.C)

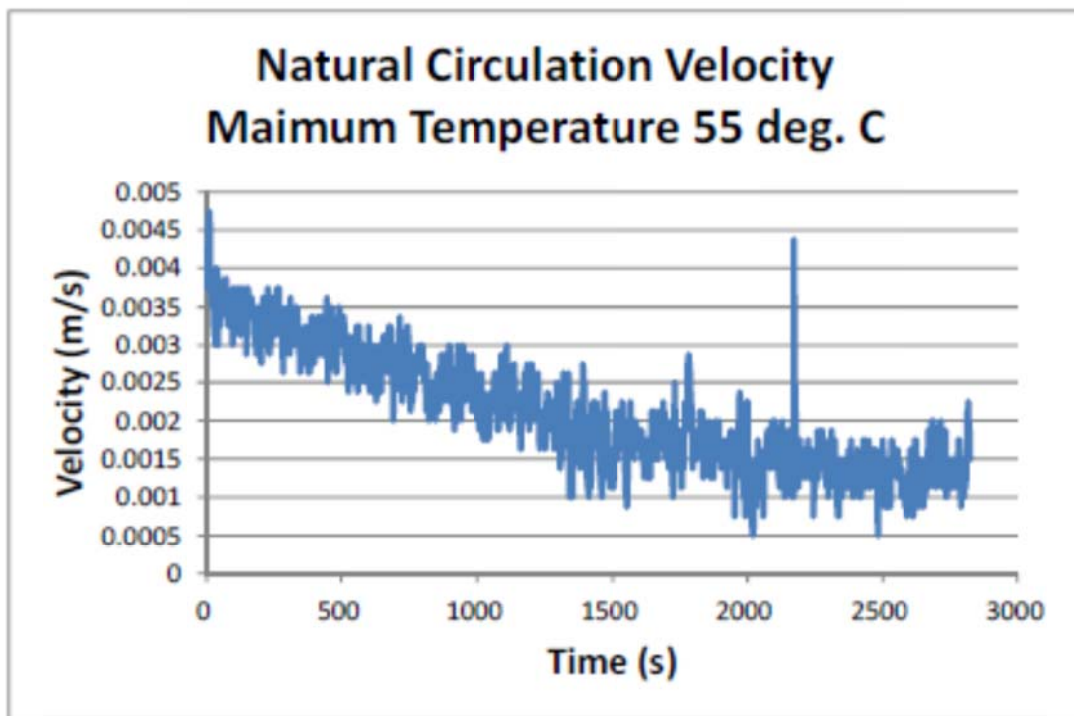


Fig. 3-58 Natural circulation velocity in small facility (Maximum Temperature: 55 deg.C)

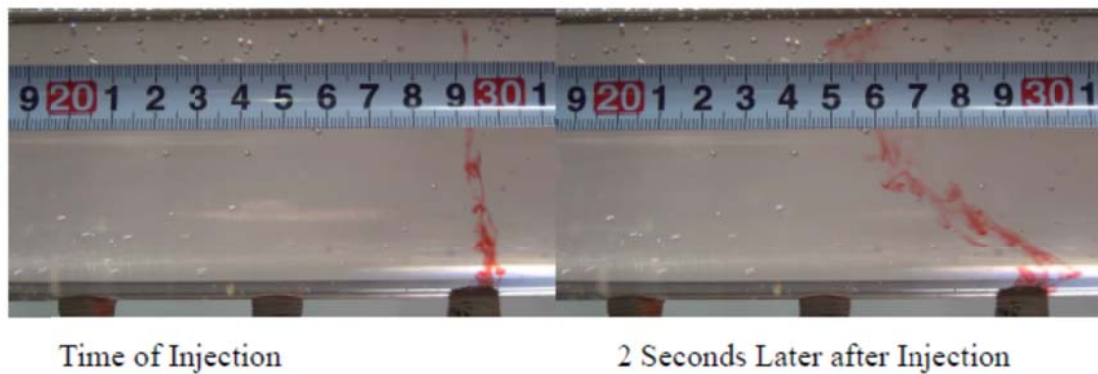


Fig. 3-59 Flow visualization in horizontal pipe in large facility (Maximum temperature 60 deg.C)

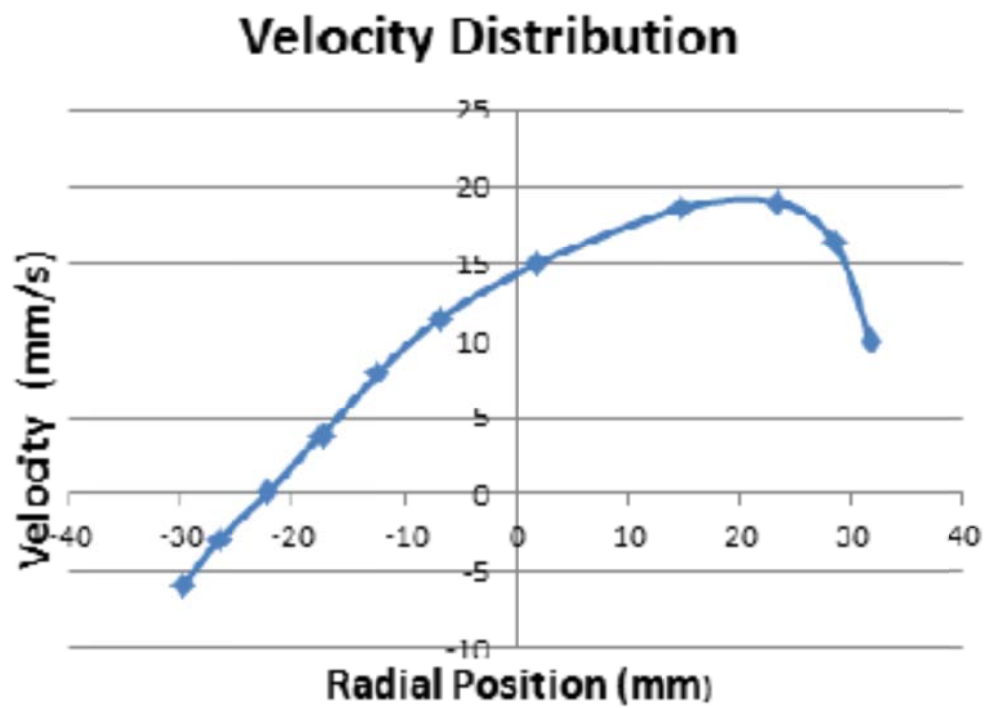


Fig. 3-60 Radial velocity distribution in horizontal pipe in large facility (Maximum temperature 60 deg.C)

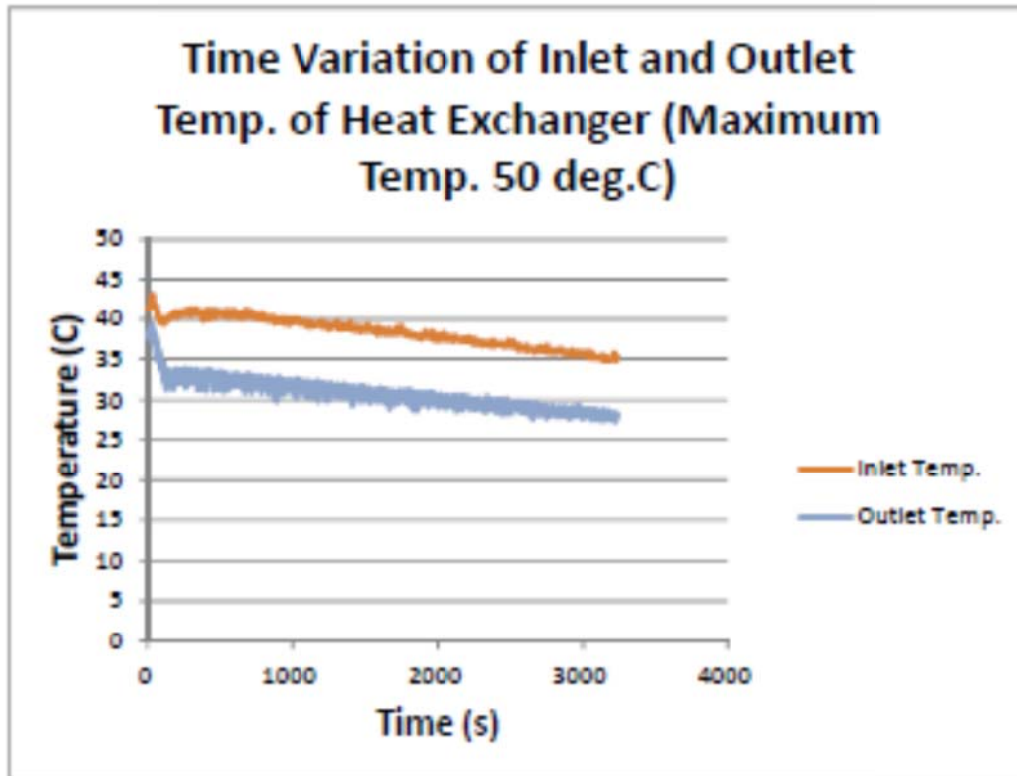


Fig. 3-61 Inlet and outlet temperatures of heat exchanger in large facility (Maximum temperature 50 deg.C)

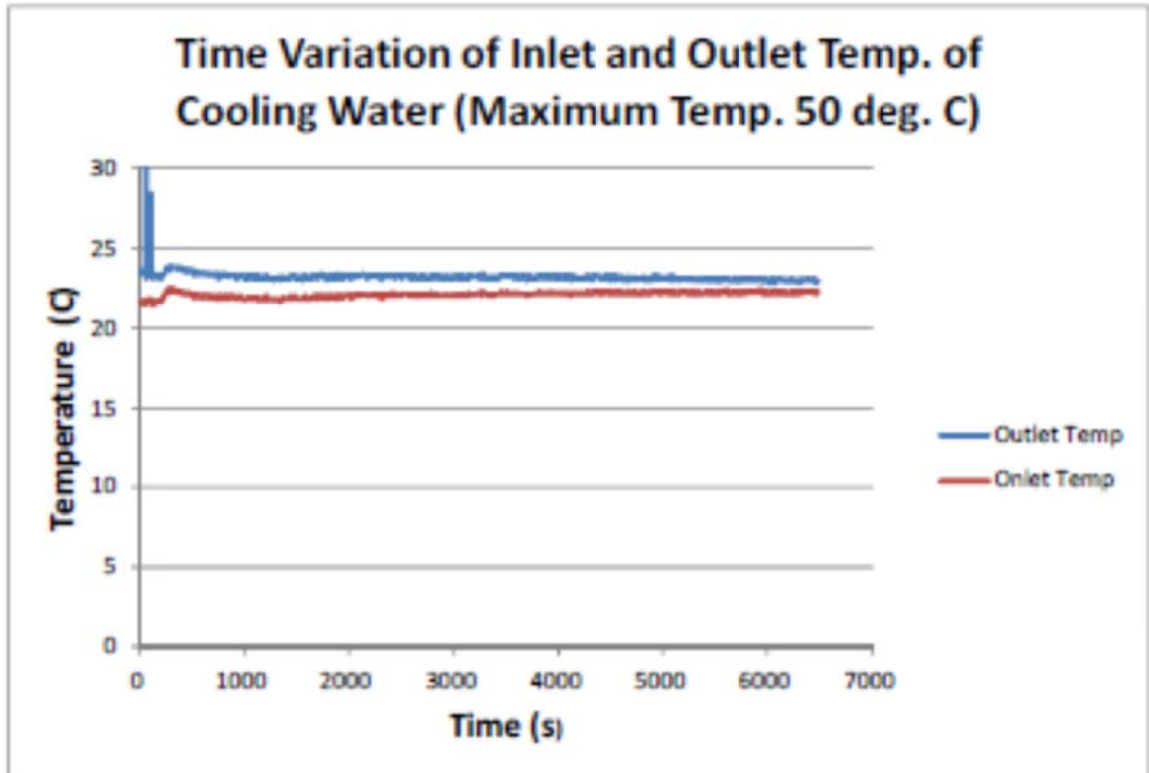


Fig. 3-62 Inlet and outlet temperatures of cooling water in large facility (Maximum temperature 50 deg.C)

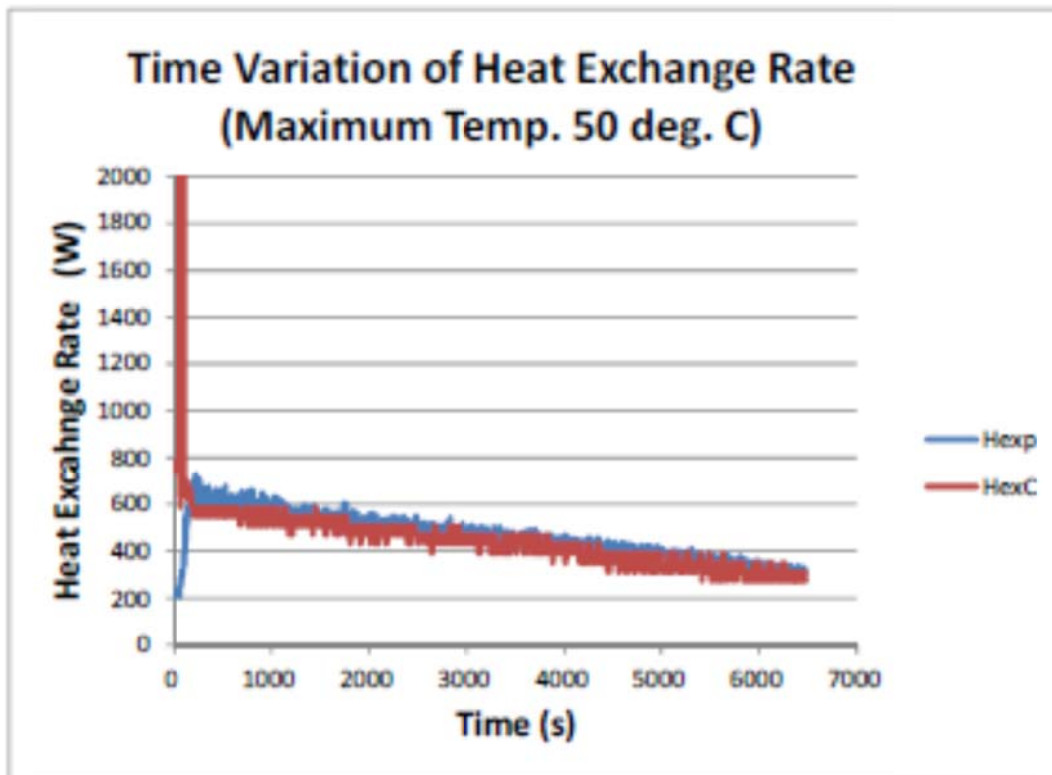


Fig. 3-63 Heat exchange rate in large facility (Maximum temperature 50 deg.C)

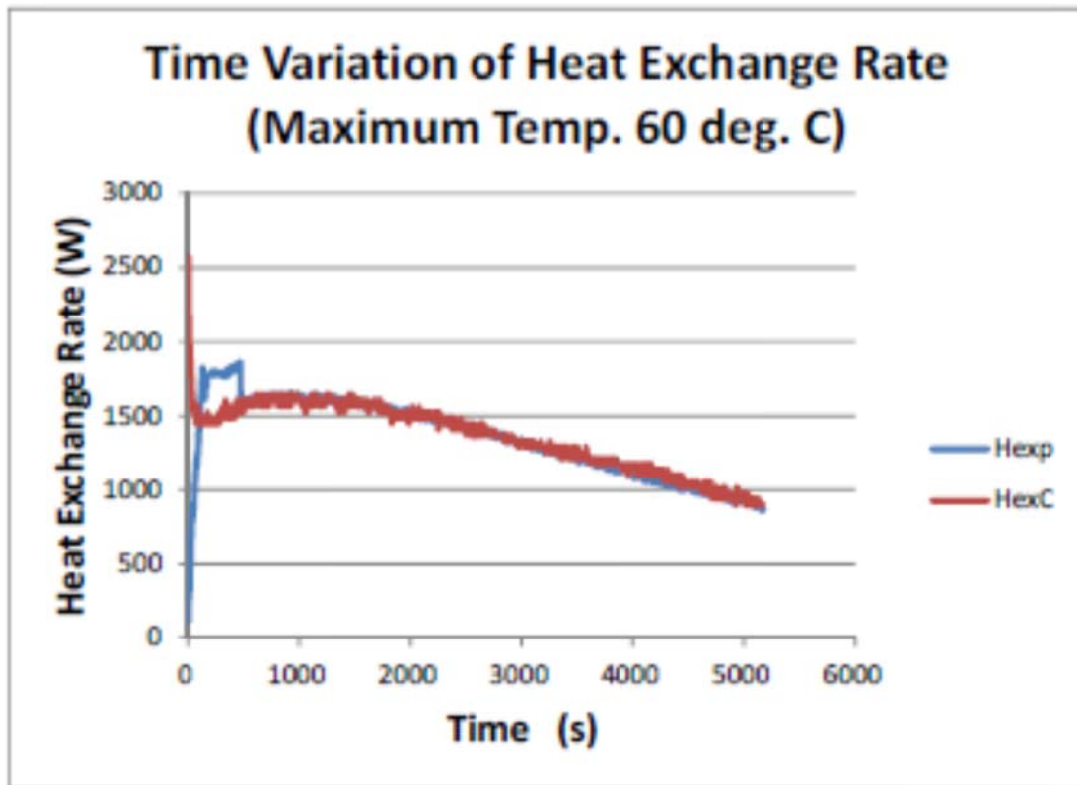


Fig. 3-64 Heat exchange rate in medium facility (Maximum temperature 60 deg.C)

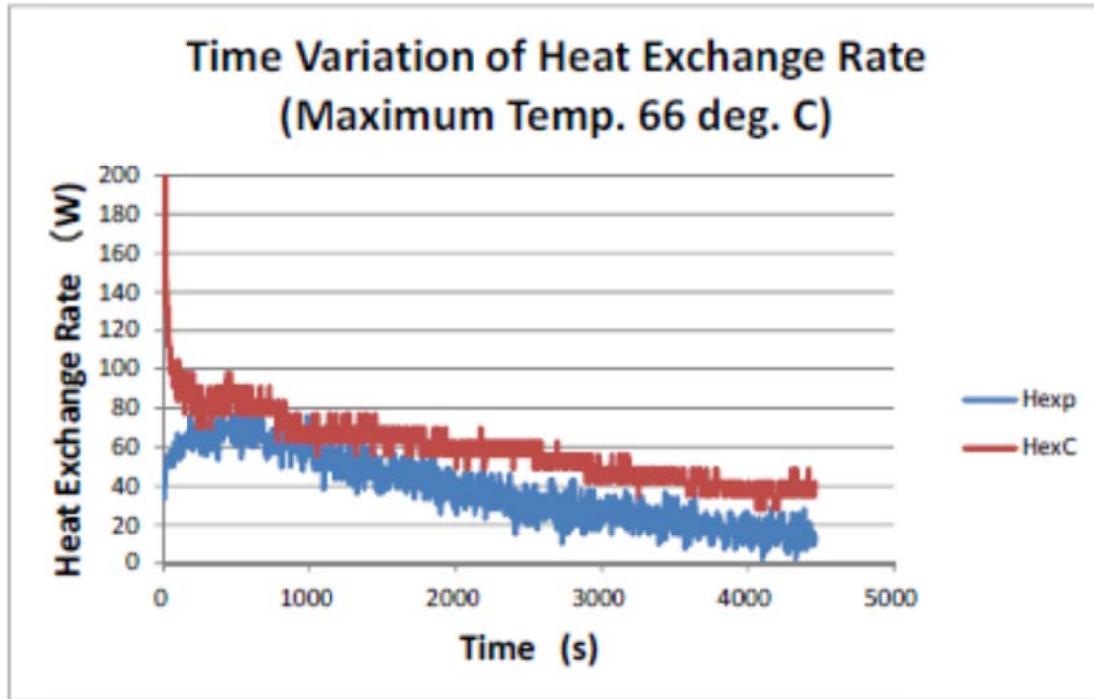


Fig. 3-65 Heat exchange rate in small facility (Maximum temperature 66 deg.C)

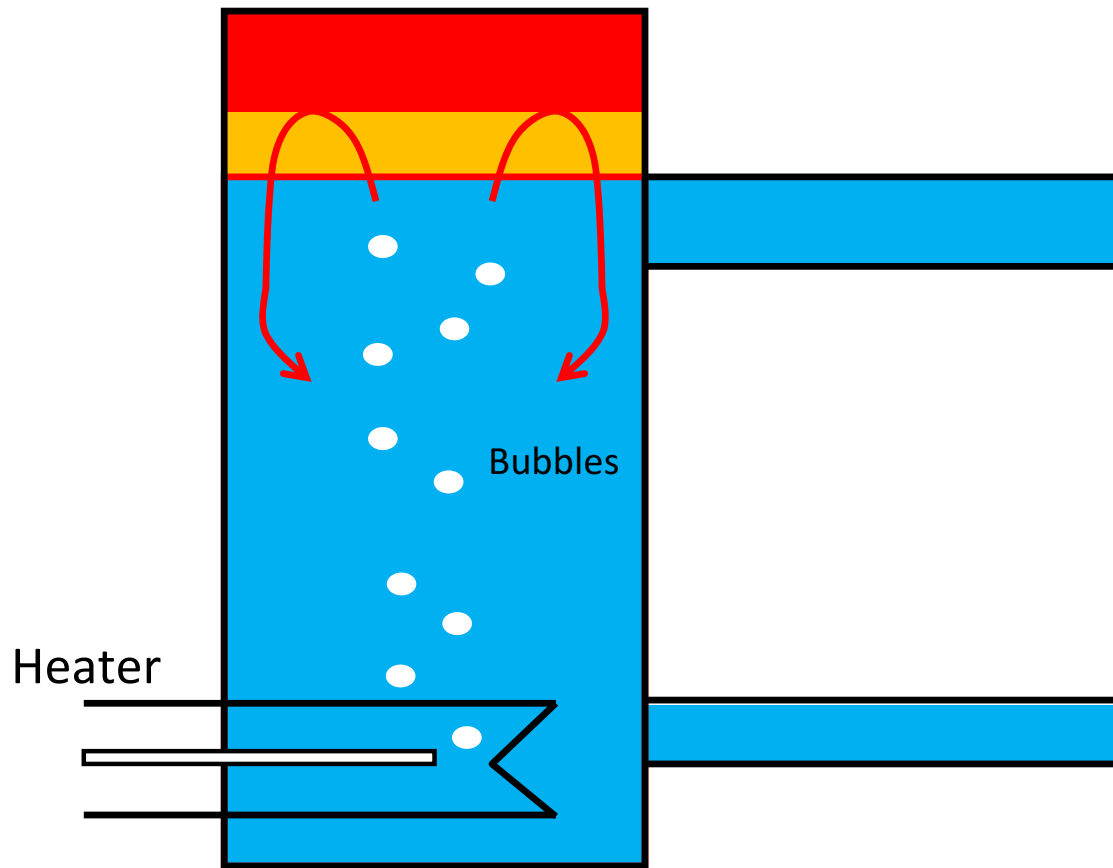


Fig. 3-66 Mixing of high temperature region by bubble induced flow

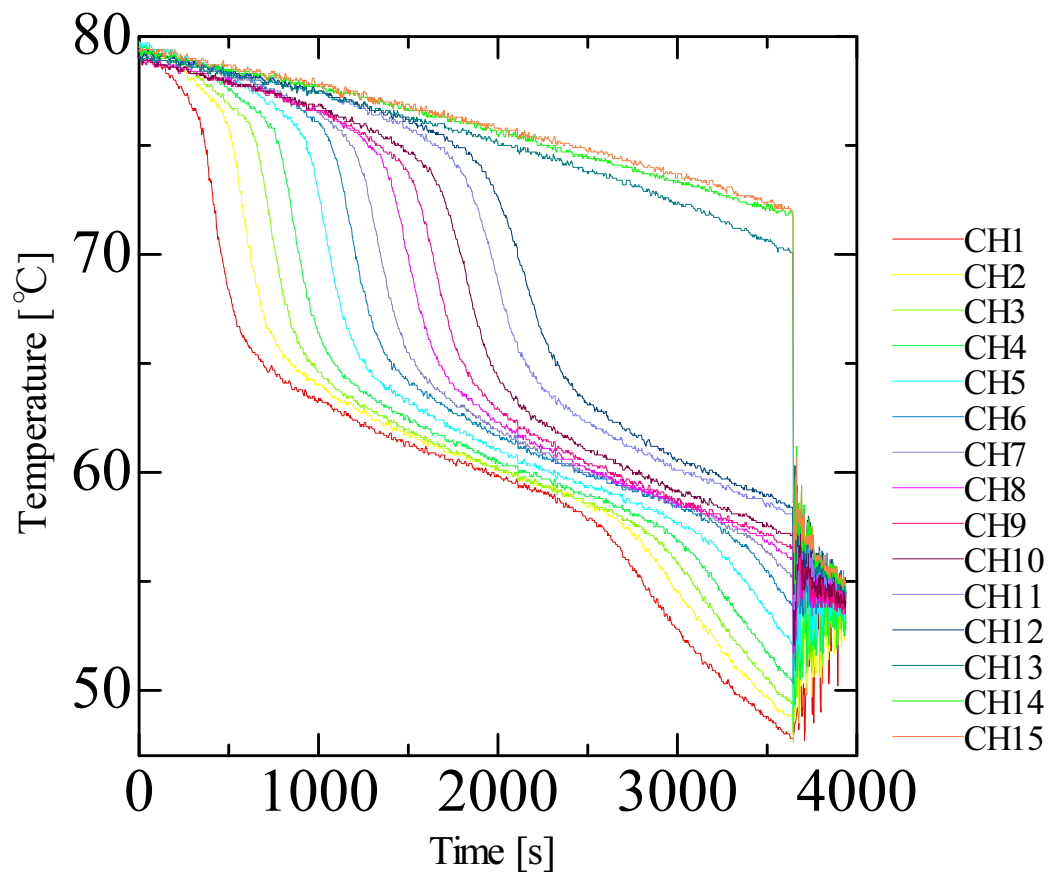


Fig. 3-67 Temperature distribution in vessel under mixing of thermal stratification by bubble (Maximum Temperature 80 deg.C)

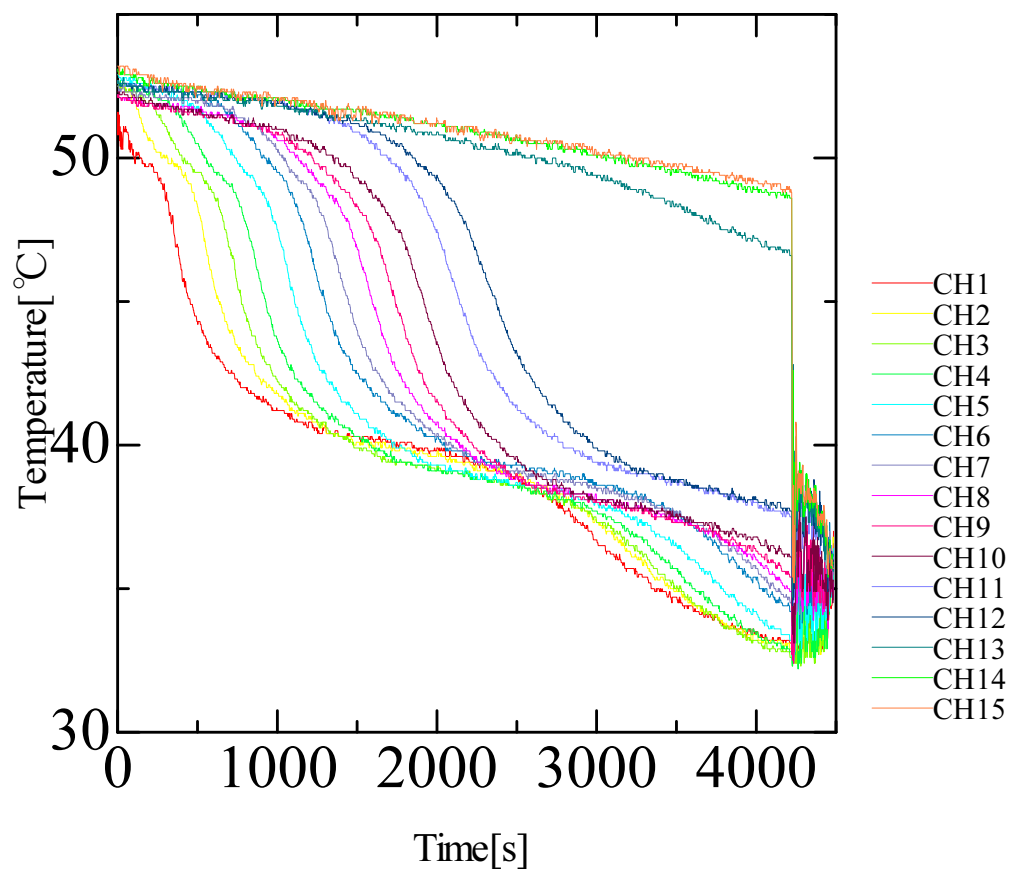


Fig. 3-68 Temperature distribution in vessel under mixing of thermal stratification by bubble (Maximum Temperature 50 deg.C)

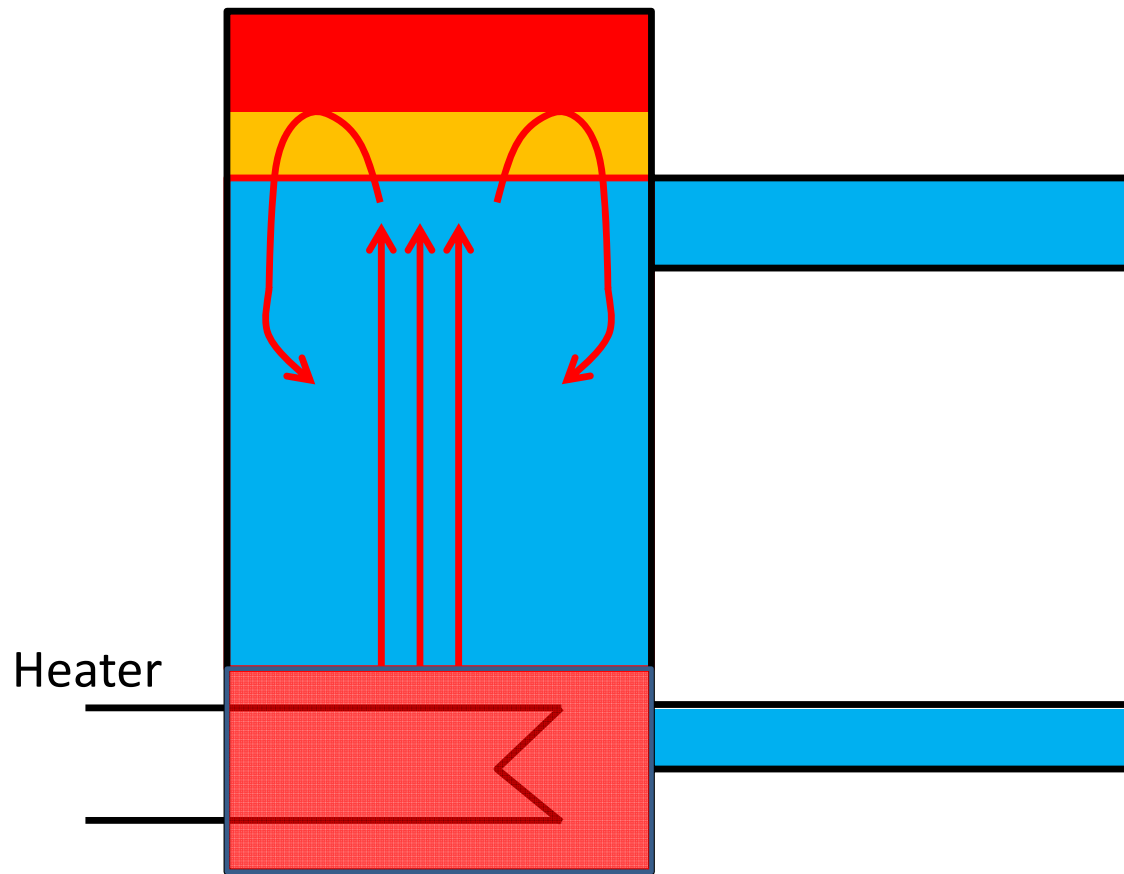


Fig. 3-69 Mixing of high temperature region by natural convection

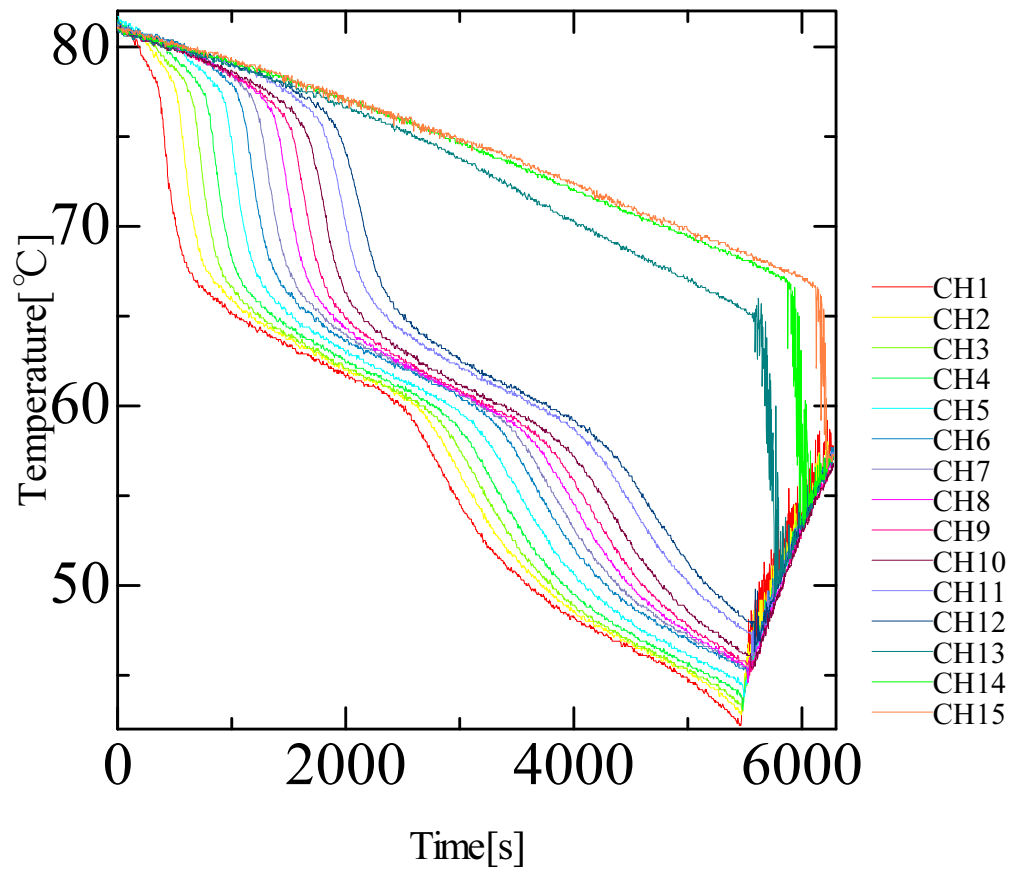


Fig. 3-70 Mixing of high temperature region by natural convection for maximum temperature 80 deg.C with heater power of 4 kW

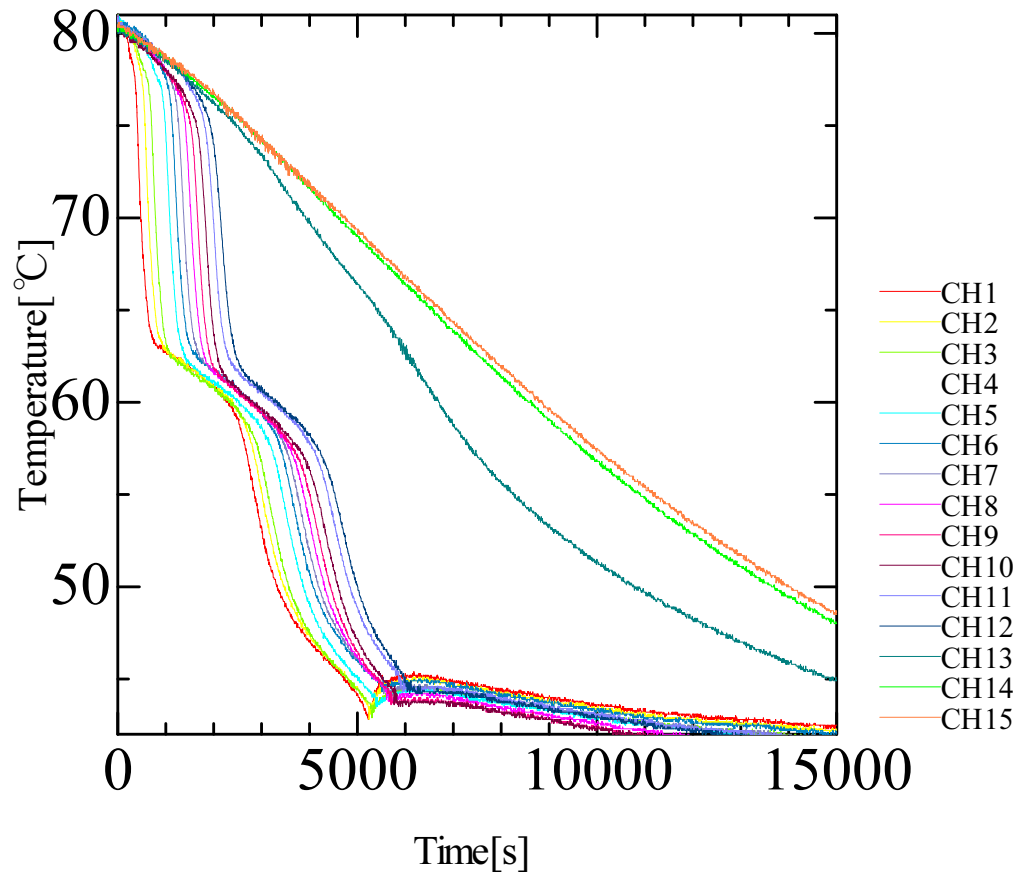


Fig. 3-71 Mixing of high temperature region by natural convection for maximum temperature 80 deg.C with heater power of 2 kW

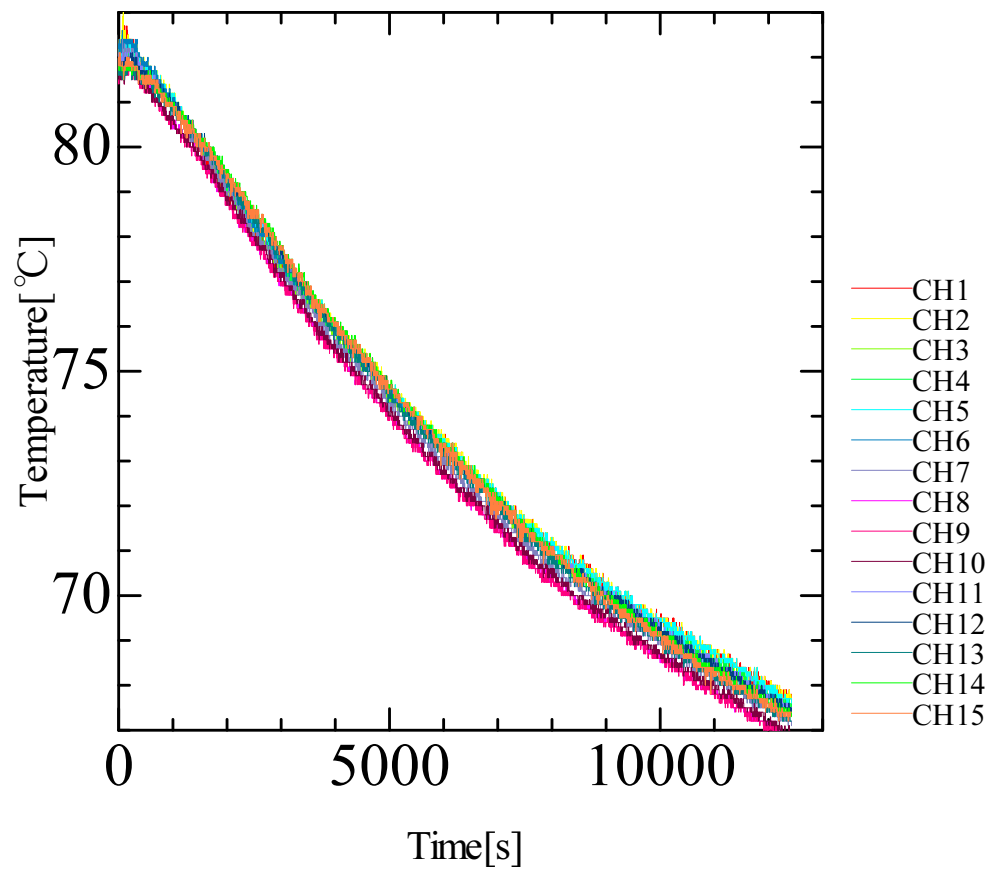


Fig. 3-72 Temperature distribution in vessel with cooling and heating for maximum temperature 80 deg.C with heater power of 3 kW

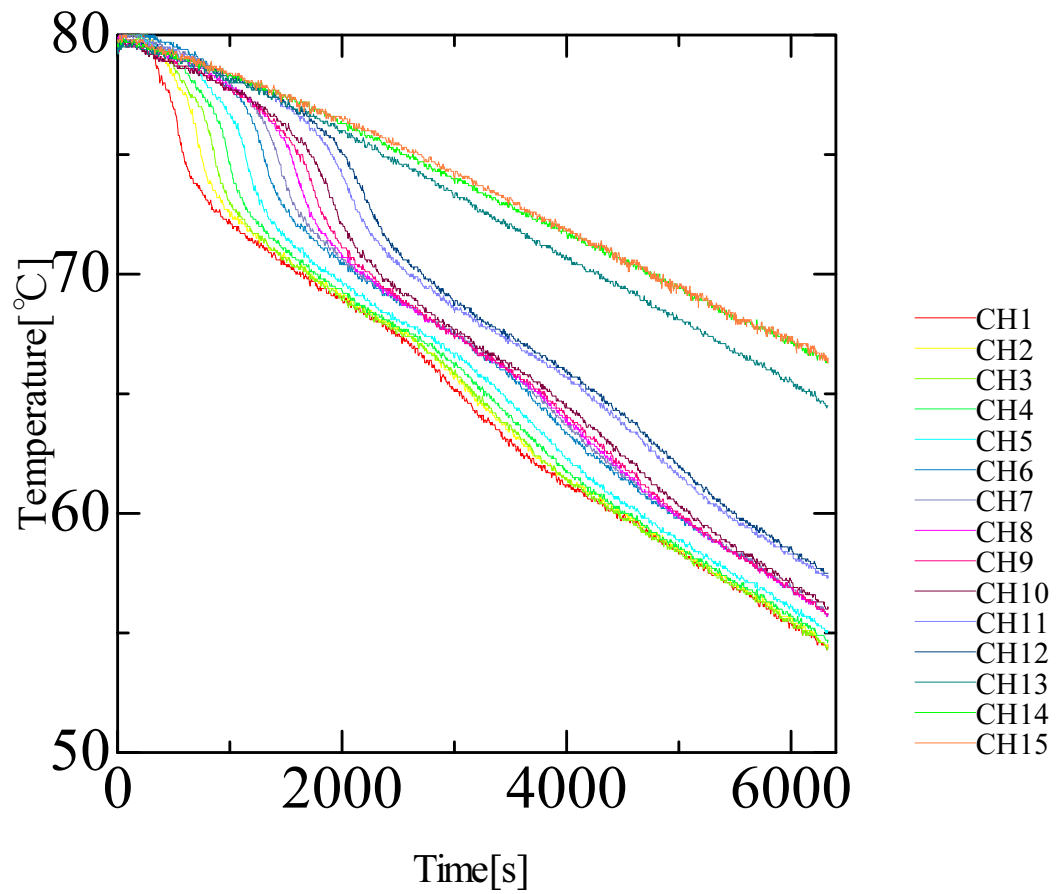


Fig. 3-73 Temperature distribution in vessel with cooling and heating for maximum temperature 80 deg.C with heater power of 2 kW

【参考文献】

- (3-1) 富山, 他, 1993. 第 12 回混相流シンポジウム講演論文集, 197-200.
- (3-2) Shekhar.R., et al., 1989. Metallurgical Transactions B. Vol.20B, 781-791.
- (3-3) Ilegbusi.O.J., et al., 1990. ISIJ International. Vol.30, 731-739.
- (3-4) Kojima.K., et al., 1992. MBAA.T.Q., Vol.29, 122-126.
- (3-5) Kojima K., et al., 1992. MBAA.T.Q., Vol.29, 127-133.
- (3-6) 原, 伊飼, 浪江, 1982. 関西造船協会誌, 第 186 号, 133-138.
- (3-7) 岩佐, 他, 1984. 京大防災研究所年報, 第 27 号 B-2, 393-408.
- (3-8) 松平, 田代, 1988. 東京都立科学技術大学研究報告, 第 2 号, 17-28.
- (3-9) 芹澤, 1974. 京都大学博士論文
- (3-10) 戸井, 1994. 京都大学修士論文
- (3-11) Saffman,P.G., 1965. J.Fluid Mech., 22-2, 385.
- (3-12) Matsumoto,Y. and Murai,Y., 1992. Proc. Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, 105-111.
- (3-13) S.Kodama, et al., 1995. Numerical Simulation of Two-Phase Natural Circulation Induced by a Bubble Plume, Proc. of the First International Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Vol.1, 117-124.
- (3-14) 仮屋崎, 深野, 1988. 第 6 回混相流シンポジウム講演論文集, 37-40.
- (3-15) 富山, 片岡, 坂口, 1995. 機論, 61-587, B, 2357-2364.
- (3-16) 富山, 片岡, 福田, 坂口, 1995. 機論, 61-588, B, 2810-2817.
- (3-17) Ishii,M. and Chawla,T.C., 1979. Argonne National Laboratory Report, ANL79-105, NUREG/CR-1230.
- (3-18) Frenkel,N.A. and Acrivos,A., 1967. Chem. Eng. Sci., Vol.22, 847.
- (3-19) M.Lopez de Bertodano, et al., 1994. Int. J. Multiphase Flow, Vol.20, No.5, 805-818.
- (3-20) Thomas,N.H., et al., 1983. Proc. of Int. Conf. on the Physical Modeling of Multiphase Flow, Coventry, U.K., paper E1.
- (3-21) S.Carlos et al., 2008. Analysis of a loss of residual heat removal system during mid-loop conditions at PKL facility using RELAP5/Mod3.3, Nucl. Eng. Des., 238, 2561- 2567.
- (3-22) C.H.Lee et al., 1996. Investigation of mid-loop operation with loss of RHR at INER integral system test(IIST) facility, Nucl. Eng. Des., 163, 349-358.
- (3-23) Dumont, D., et al., 1994. Loss of residual heat removal during mid-loop operation:BETHSY experiments, Nucl. Eng. Des., 149, 365-374.

- (3-24) NEA/CNRA/R(2006)4. Loss of residual heat removal(RHR) while at mid-loop conditions corrective actions
- (3-25) Birchley, J., et al., 2008. Accident management following loss of residual heat removal during mid-loop operation in a Westinghouse two-loop PWR, Nucl. Eng. Des., 238, 2173–2181.
- (3-26) L.L.Tong et al., 2009. Thermal hydraulic behaviors during loss of RHR system at mid-loop operation of Chinese 300MWe PWR NPP, Nucl. Eng. Des., 239, 3027–3033
- (3-27) P. Saha, N. Aksan, J. Andersen, J. Yan, J.P. Simoneau, L. Leung, F. Bertrand, K. Aoto, H. Kamide, 2013. Issues and future direction of thermal-hydraulics research and development in nuclear power reactors, Nucl. Eng. Des., 264, 3-23.
- (3-28) Nicolas Tregoures, Marc Philippot, Laurent Foucher, Gaétan Guillard, Joëlle Fleurot, 2010. Reactor cooling systems thermal–hydraulic assessment of the ASTEC V1.3 code in support of the French IRSN PSA-2 on the 1300 MWe PWRs, Nucl. Eng. Des., 240, 1468-1486.
- (3-29) Xin-Guo Yu, Hyun-Sik Park, Yeon-Sik Kim, Kyoung-Ho Kang, Seok Cho, Ki-Yong Choi, 2013. Systematic analysis of a station blackout scenario for APR1400 with test facility ATLAS and MARS code from scaling viewpoint, Nucl. Eng. Des., 259, 205-220.
- (3-30) Andrija Volkanovski, 2013. Andrej Prošek Extension of station blackout coping capability and implications on nuclear safety, Nucl. Eng. Des., 255, 16-27.
- (3-31) Changwook Huh, Namduk Suh, Goon-Cherl Park, 2009. Optimum RCS depressurization strategy for effective severe accident management of station black out accident, Nucl. Eng. Des. 239, 2521-2529.
- (3-32) Dipankar N. Basu, N.D. Patil, Souvik Bhattacharyya, P.K. Das, 2013. Hydrodynamics of a natural circulation loop in a scaled-down steam drum-riser-downcomer assembly, Nucl. Eng. Des. 265, 411-423.
- (3-33) Andhika Feri Wibisono, Yoonhan Ahn, Wesley C. Williams, Yacine Addad, Jeong Ik Lee, 2013. Studies of various single phase natural circulation systems for small and medium sized reactor design, Nucl. Eng. Des. 262, 390-403.
- (3-34) Jong-Ho Choi, John Cleveland, Nusret Aksan, 2011. Improvement in understanding of natural circulation phenomena in water cooled nuclear power plants, Nucl. Eng. Des. 241, 4504-4514.
- (3-35) Abdelhakim Bouzinaoui, Paul Vallette, Fabrice Lemoine, Jean Raymond Fontaine, René Devienne, 2005. Experimental study of thermal stratification in ventilated confined spaces, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.48, Issues 19–20, 4121-4131.

- (3-36) C. Crouzeix, J.-L. Le Mouél, F. Perrier, P. Richon, 2006. Non-adiabatic boundaries and thermal stratification in a confined volume, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.49, Issues 11–12, 1974-1980.
- (3-37) Mohamed Jomaa Safi, Ta Phuoc Loc, 1994. Development of thermal stratification in a two-dimensional cavity: a numerical study, *Int. J Heat and Mass Transfer*, Vol.37, Issue 14, 2017-2024.

第4章 結論

本研究では、気液二相流動の数値解析モデルに関する最新知見を原子力発電プラントの設計および運転における安全性の更なる向上に反映させるべく調査・研究を行った。

以下に研究の成果および今後の課題について概説する。

第1章では、序論として本研究の背景、目的を示し、本研究の位置づけを明確にした上で、本論文の構成について述べた。

第2章では、広範囲にわたる熱水力条件下における限界熱流束（CHF）を解析的に予測する手法を開発することを目的として以下の検討を行った。

本研究では、広範囲にわたる CHF データを整理しデータ群間の整合性やばらつき、信頼データの除外等十分に検討している Thompson-Macbeth のデータベースを評価対象とした。Thompson-Macbeth のデータベースに含まれる実験データは一様加熱円管内垂直上昇流の CHF データであることから、本研究では円管内垂直上昇流を対象とした多流体モデルに基づく二相流解析コードに CHF 予測モデルを組み込むことにより CHF を解析的に予測し、これと実験データを比較することにより CHF 予測モデルの適用性について検討した。その結果、以下のような知見が得られた。

- (1) 多流体モデルを用いて CHF、特に DNB 熱流束を予測する場合、気泡離脱点を評価するサブクール沸騰モデルを適切に与えることが重要である。本研究では、いくつかの代表的なサブクール沸騰モデルを Thomson-Macbeth のデータベース条件に適用したところ、相対的に低サブクール条件では気泡離脱点を過剰に上流側に予測し、高サブクール条件では気泡離脱点を過剰に下流側に予測する傾向があることを見出した。このような傾向を補正する手法として、本研究ではサブクール度と壁面気泡の接触角との相関性を考慮して Staub のサブクール沸騰モデルを修正する手法を考案し、これを適用することで上述の気泡離脱点評価におけるサブクール度の影響を合理的に補正できることを確認した。
- (2) ドライアウトモデルを用いて CHF 予測をする場合、三流体モデルにおける液滴発生率および液滴付着率を適切に与えることが重要であり、いくつかの代表的な相関式が提案されている。本研究では、沸騰水型原子炉のドライアウト条件を中心として比較的広範囲の水-蒸気系の実験データベースに基づいて作成され、液滴発生率と液滴付着率の組合せでドライアウトに対する適用性が確認されている Sugawara の式を用いたドライアウトモデルを構築した。ドライアウトモデルは伝熱面の液膜厚さが 0 になることにより生じるバーンアウトを対

象としたモデルであり相対的に高クォリティ条件下での CHF 予測に適用される。本研究ではその適用範囲を確認するため上述のドライアウトモデルを用いて Thompson-Macbeth の CHF 試験データを予測したところ、熱平衡クォリティで 0.15~0.2 以上の高クォリティ条件に対しては比較的良好に CHF を予測できることを確認した。

- (3) DNB モデルについては様々な機構論モデルが提案されており、これらは気泡下薄液膜ドライアウト型モデルと気泡充満型モデルの2つのタイプに分類できるが、いずれのモデルにおいても、そのモデルに含まれる構成式に実験式が用いられている。しかしながら、近年の二相流解析研究の成果を反映させると、こうした実験式を解析モデルに置き換えることが可能である。本研究では従来の気泡充満型モデルに含まれている乱流混合構成式（実験式）に対しこれを近年の研究成果を反映させた二相乱流解析モデルに置き換えたモデルを構築し、伝熱面近傍のボイド率を解析的に計算する手法を開発した。また、この手法が DNB を起こすような高サブクール条件で適用可能であることを確認した。
- (4) (3) で開発したモデルを用いて DNB 熱流束を予測する手法について検討し、伝熱面近傍のボイド率が 0.80 を超えると DNB 発生という条件で DNB 熱流束を予測できることを確認した。
- (5) (4) で開発した DNB モデルは伝熱面近傍に気泡が密集することにより生じるバーンアウトを対象としたモデルであり相対的に低クォリティ条件下での CHF 予測に適用される。本研究ではその適用範囲を確認するため(4)で開発した DNB モデルを用いて Thompson-Macbeth の CHF 試験データを予測したところ、熱平衡クォリティで 0.15~0.2 以下の低クォリティ条件に対しては比較的良好に CHF を予測できることを確認した。
- (6) (2) および(5)の結果を踏まえ熱平衡クォリティ 0.15~0.2 程度を境界としてドライアウトモデルと DNB モデルを使い分けることによって広範囲にわたる CHF を予測するモデルを開発し、これを用いて Thompson-Macbeth の CHF 試験データを予測したところ、一部予測精度の悪いケースが含まれているものの、低クォリティ条件から高クォリティ条件まである程度の精度で CHF を予測できることを確認した。
- (7) (6) の結果を踏まえ今後の課題として、ドライアウトモデルおよび DNB モデル双方との連続性を考慮して、クォリティ 0.2 程度が適用範囲の中心となる

ような CHF 予測モデルを新たに導入することでさらに予測性能が向上すること、そのためには流動様式の細分化ならびに流動様式判定手法の高度化が必要であることを見出した。また、これとは別に、流量が $100 \text{ [kg/m}^2\text{s]}$ 未満の極めて流量の低い条件における沸騰遷移に対してはプール沸騰の CHF との連続性を考慮したモデルの導入を検討する必要があることを見出した。

第3章では、気泡により誘起される気液二相流動の基礎特性を把握するとともにその特性を適切に表現する合理的なモデルの開発および実機条件への適用法について検討することを目的として以下の検討を行った。

本研究では気泡により誘起される気液二相流動として容器内気液二相自然循環流動を対象とした数値解析および数理モデルの検討を実施し、現象の複雑さとこれを踏まえた合理的な平均化モデルについて検討した。更に、加圧水型原子炉において気泡により誘起される気液二相流動の特性把握が重要となる事象を想定し、これを模擬した簡易実験を実施し、その結果について整理し、気泡により誘起される気液二相流動の解析モデルの実機条件への適用法について検討した。その結果、以下のような知見が得られた。

- (1) 気泡により誘起される気液二相流動は不規則な気泡挙動と不均一な流れ場との相互作用により特徴づけられるものである。平均化モデルである二流体モデルを用いてこうした挙動を解析する場合、構成式として気泡拡散モデルを適切に与えることが重要である。気泡拡散モデルについては様々なモデルが提案されているが、いずれも気泡に働く拡散力の大きさを気泡により誘起される液相の乱れの程度と関連付けたモデルとなっている。本研究では、気泡により誘起される液相の乱れの程度を気泡数密度（ボイド率）、気泡の大きさ（断面積）、気液相対速度、および液相の速度勾配と関連付け、これを気泡拡散モデルに反映させることにより気泡により誘起される気液二相流動を合理的に計算できることを確認した。
- (2) 軽水炉において炉心内気液二相流動の特性を把握することが重要となる事象として、本研究では加圧水型原子炉におけるミッドループ運転時余熱除去機能喪失時および全電源喪失時自然循環冷却時の炉心内流動を対象とし、これらの事象を簡易的に模擬した実験を実施した。いずれの実験においても対象となる事象の過程で単相流状態では明確な温度成層が形成されるが、気泡が発生し二相流状態となると温度成層の境界面が移動あるいは解消されるという現象が観察された。

- (3) (2) の現象は気泡により誘起される液相の乱れの影響が目に見える結果、すなわち観測しやすい結果として現れたものである。従って、(1) で述べた気泡拡散モデルを用いて(2) の実験の解析を行い、実験結果と比較することによりモデルの検証を行うことが十分に可能であると考えられる。今後、更に実験データを蓄積・整理するとともに解析結果との比較、モデルの検証を進め、ここで得られた気泡拡散モデルを実炉心条件を対象とした解析に反映することにより実用的な評価を行うことが可能であることの見通しを得た。

以上のように、本研究においては、広範囲にわたる CHF を解析的に予測するモデルの開発により、これを用いた原子力発電プラントの安全設計の確認・見直し・向上に資する見通しを得た。また、気泡により誘起される気液二相流動の基礎特性把握と解析モデルの開発により、原子力発電プラントの事故時対応の手順書および教育プログラムの確認・見直し・向上に資する見通しを得た。

謝 辞

本研究の全過程を通じて、長期間にわたり終始ご指導、ご助言を賜りました大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻・片岡勲教授に謹んで深く感謝の意を表します。

本研究に取り組む機会を与えて下さった原子燃料工業株式会社・松浦敬三部長、株式会社原子力エンジニアリング・森本研次特任技師長（前部長）、石川孝康部長、ならびに本研究への取り組みに対しご理解を頂いた解析サービス本部安全グループの各位に深く感謝の意を表します。

大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻・片岡勲教授、吉田憲司准教授、杉田和範様、須賀貴史様には本研究において実験を実施するに当たり大変お世話になりました。深く感謝の意を表します。

本研究に係る学会発表に際し的確なご指摘をして頂いた皆様、有意義な質疑応答をさせて頂いた皆様、ならびに本研究に係る投稿論文に対し的確なコメントをして頂いた皆様に深く感謝の意を表します。

また、論文審査において大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻・赤松史光教授、吉田憲司准教授にお世話頂きました。深く感謝の意を表します。

最後に、本論文を取り纏める当たって常に理解と支援・激励を与えてくれた妻・友樹子に心から感謝の意を表します。

本論文に関する著者の発表論文

雑誌掲載論文

- 1) Isao Kataoka, Shigeo Kodama, Akio Tomiyama, and Akimi Serizawa, “Study on Analytical Prediction of Forced Convective CHF Based on Multi-Fluid Model”, Nuclear Engineering and Design, 175, No.1-2, 107-117 (1997).
- 2) Shigeo Kodama and Isao Kataoka, “Critical Heat Flux Prediction Based on Two-Phase Turbulence Model,” Nuclear Science and Technology, Vol. 40, No.10, pp. 725-733 (2003).
- 3) Shigeo Kodama, Kenji Yoshida, Isao Kataoka, “Thermal stratification and mixing under single- and two-phase flow in rod bundle with axially distributed heat flux in vessel without forced convection,” Nuclear Engineering and Design 268 164– 172 (2014)

国際会議発表論文

- 1) S.Kodama, T.Toi, I.Kataoka, A.Gofuku and A.Serizawa, Numerical Simulation of Two-Phase Natural Circulation Induced by a Bubble Plume, Proceedings of the First International Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Vol.1, pp.117-124, Rome, Italy, October 9-11(1995).
- 2) I.Kataoka, S.Kodama, A.Tomiyama and A.Serizawa, Study on Analytical Prediction of Forced Convective CHF Based on Multi-Fluid Model, Proceedings of Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, pp.145-152, Fukuoka, Japan, July 15-20 (1996).
- 3) S. Kodama and I. Kataoka, “Study on Analytical Prediction of Forced Convective CHF in The Wide Range of Quality,” Proceedings of ICONE10, 10th International Conference on Nuclear Engineering, paper ICONE10-22128, Arlington, VA, USA, April 14-18, 2002 (2002).
- 4) S.Kodama and I.Kataoka “Study on CHF Prediction Method Based on Two-Phase Turbulence Model,” Proceedings of Third Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety, Gyeongju, Korea, October 13-16, (2002)
- 5) S.Kodama, I.Kataoka, K.Yoshida, T.Suga and K.Michii “Experimental Investigation on Thermal Stratification Due to Natural Circulation Cooling” Proceedings of FLUCOME2013, 12th International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization, Nara, Japan, November 18-23, 2013(2013)

国際会議発表予定論文

- 1) Shigeo Kodama, Isao Kataoka, Kenji Yoshida, Takafumi Suga, Kizuku Michii, Takashi Fujisaki, "Experimental and Analytical Investigation on Thermal Stratification under Natural Circulation Cooling", International Heat Transfer Conference, paper IHTC15-8606, Kyoto, Japan, August 11-15(2014)