

多次元二相流構成方程式に関する評価調査研究報告書

平成18年9月

日本原子力学会 熱流動部会

「多次元二相流構成方程式に関する評価」調査委員会

本報告書は、平成 12 年 9 月～平成 16 年 8 月の期間、日本原子力学会熱流動部会に設置された「多次元二相流構成式に関する評価」調査委員会で得られた成果をとりまとめたものです。本報告書の著作権は、日本原子力学会に帰属します。

目 次

1. はじめに (片岡, 森, 大川)	1
2. 原子炉過渡事象における気液二相流構成方程式	6
2.1 原子炉過渡解析と気液二相流現象における技術的課題 (森)	6
2.2 BWR における過渡事象と気液二相流構成方程式 (奈良林)	11
2.3 PWR における過渡事象と気液二相流構成方程式 (綿田, 梅沢)	75
3. シビアアクシデントに関連した気液二相流構成方程式	179
3.1 シビアアクシデントに関連する気液二相流現象について (阿部)	179
3.2 軽水炉シビアアクシデント解析と構成方程式 (荒木)	194
3.3 高速炉の安全解析に関わる構成方程式の現状と課題 (飛田)	211
4. サブチャンネル解析における構成方程式	246
4.1 サブチャンネル解析の現状と課題 (二ノ方)	246
4.2 PWR のサブチャンネル解析と構成方程式 (秋山)	252
4.3 BWR のサブチャンネル解析と構成方程式 (堀田)	276
4.4 新型炉・将来炉におけるサブチャンネル解析と構成方程式 (秋本)	311
5. 気泡流・スラグ流における構成方程式	329
5.1 二流体モデルにおける気泡流・スラグ流の構成方程式 (大貫)	329
5.2 オイラー・ラグランジモデルにおける気泡流の構成方程式 (大川)	334
5.3 気泡流・スラグ流における構成方程式とデータベース (米田)	340
5.4 サブクール沸騰における気泡流の構成方程式 (堀, 坂場)	365
6. 環状流・環状噴霧流・液滴流の構成方程式	371
6.1 噴霧流・環状噴霧流における液滴挙動シミュレーションと構成方程式 (松浦, 村瀬)	371
6.2 液膜流の CHF 解析と構成方程式 (村瀬, 大川)	387
6.3 ポストドライアウト熱伝達における液滴挙動の構成方程式 (三島)	404
7. 気液二相流の解析方法と構成方程式	414
7.1 気液二相流 CFD におけるモデル化手法と構成方程式 (富山)	414
7.2 解析技術の多様化と構成方程式および検証の課題 (湊)	431
7.3 気液二相流解析コードの現状と構成方程式の課題 (藪下)	438
8. おわりに (片岡, 森, 大川)	453

1. はじめに

本報告書は平成12年9月に日本原子力学会熱流動部会に設置された「多次元二相流構成式に関する評価」調査委員会における第1期（平成12年9月から平成14年8月）第Ⅱ期（平成14年9月から平成16年8月）の活動をもとに各委員が多次元二相流構成式に関する知見の現状と今後の課題についてとりまとめたものである。

「多次元二相流構成式に関する評価」調査委員会は二相流シミュレーションの高度化、高精度化に必要な構成式に関する研究の現状を再調査分析するとともに、多次元で高度化、高精度化を目的とした二相流解析モデリング及びシミュレーション技術のためにどのような構成式データが見直される必要がありどのように改善するべきか、また今後どのような実験若しくは解析研究等を実施していく必要かを議論し、今後の研究の方向性と課題を整理することを目的として設置された。

委員会の構成は以下の通りである。

主査	片岡 勲	(大阪大)
幹事	森 治嗣	(東京電力)
幹事	大川 富雄	(大阪大)
	秋本 肇	(原研)
	阿部 豊	(筑波大)
	池田 孝志	(NUPEC) (平成15年4月まで)
	荒木 和博	(NUPEC) (平成15年5月より)
	大貫 晃	(原研)
	浦田 茂	(関西電力) (平成14年9月まで)
	宮越 裕久	(関西電力) (平成14年10月より平成15年6月まで)
	綿田 雅之	(関西電力) (平成15年7月より)
	岡本 孝司	(東京大)
	飛田 吉春	(サイクル機構)
	富山 明男	(神戸大)
	奈良林 直	(東芝)
	二ノ方 寿	(東工大)
	堀 慶一	(三菱重工) (平成15年5月まで)
	坂場 弘	(三菱重工) (平成15年6月より)
	松浦 敬三	(原子燃料工業)
	三島 嘉一郎	(京都大)
	湊 明彦	(日立)
	村瀬道雄	(日立、原子力安全システム研)
	藪下 幸久	(CSA ジャパン)

米田 公俊（電中研）

堀田亮年（テプコシステムズ）

（オブザーバー）

戸井 隆（構造計画研究所）（平成15年10月まで）

以上の委員に加えて本報告書のとりまとめにあたっては下記の専門家の方々にもご執筆を戴いた。

秋山 美映（三菱重工）

梅沢 成光（三菱重工）

気液二相流の研究は原子力開発とも密接な関連を持ち、約50年ほど前より本格的な研究が始められ、現象についての知見が蓄積されると共に、現象を支配する基礎方程式が確立され、コンピュータの飛躍的発展に伴って、数値シミュレーション技術の開発が行われ、原子炉の伝熱流動に関する安全解析並びに設計に用いる多くの計算コードが開発され実用に供されている。これらのコードは主として1次元流についての解析を行うものであるが、近年では、原子炉内のより高精度の伝熱流動特性の予測の必要性から、2次元、3次元的な気液二相流挙動の解析コードが開発されるようになってきている。

気液二相流は単相流に比べて、極めて複雑な伝熱流動特性を示す。単相流の場合には、近年では構成方程式を用いない直接解析が行われるようになっており、その適用範囲が拡大しつつある。しかしながら気液二相流においては、このような直接解析は事実上不可能であり、時間的、空間的に平均化された基礎方程式を用いて数値シミュレーションを行う必要がある。この場合、気液二相流の伝熱流動に関する様々な構成方程式が必要となり、構成方程式によって、気液二相流の数値シミュレーション精度は大きく異なる。こうした、気液二相流の構成方程式は1次元流についてはかなり整備されており、信頼性のある構成方程式を用いた1次元流の数値シミュレーションはかなりの精度をもっており、原子炉の伝熱流動解析に大きく寄与している。しかしながら、こうした1次元流においてさえ、構成方程式の選択は、それぞれの計算コードの開発者の恣意に委ねられており、標準的な気液二相流の構成方程式が日本あるいは世界各国において規定され認証されている状況には至っていない。

気液二相流の多次元解析は、基礎方程式を数値解析するというシミュレーション技術そのものについては現時点に於いても可能となっている。しかしながら、多次元の挙動に関する知見は実験データベース、モデリング共に現時点では極めて不十分であり、信頼性のある構成方程式が開発されていないのが現状である。従って現状では気液二相流の多次元挙動の予測は十分な精度をもって行うには至っていない。一例を挙げれば、乱流応力や乱流熱流束の構成方程式は1次元流では壁面摩擦、熱伝達係数の相関式を与えれば良いが、多次元流では、局所的な乱流応力や乱流熱流束の構成方程式を与える必要があり、これは詳細な気液二相流乱流解析によって初めて与えることが可能であるが現状では研究段階にあり十分確立された構成方程式は得られていない。

本委員会の目的はこうした、多次元の気液二相流の構成方程式について、現状を調査し、特に重要度の高い構成方程式を抽出し、信頼性のある構成方程式を確立する上でどのような実験デー

データベースが現時点で利用可能であり、今後どのような研究が必要であるかを展望し、それを開発する上での戦略を議論しようとするものである。多次元の気液二相流の構成方程式は現象面からもまた応用面からも極めて多岐にわたる検討が必要である。本委員会では現象面からは気泡流(スラグ流を含む)、環状流、環状噴霧流、液滴流についての構成方程式を、応用面からは、サブチャンネル解析、シビアアクシデント、原子炉過渡事象に関する構成方程式について検討を行うと共に多次元気液二相流の解析方法についても調査を行ってきた。また平成14年9月には第I期の調査研究活動のとりまとめとして中間報告書「多次元二相流構成式に関する評価」を発行した。

これまでに下記の8回に委員会を開催し上記の各項目についての現状の調査方向とそれについての議論を行ってきた。

第1回委員会

日時：平成12年9月25日(月) 1時30分～4時30分

場所：蔵前工業会館802 会議室

本調査委員会の設立の趣旨および意義等について(片岡委員長)
原子炉過渡解析と気液二相流現象における技術的課題(森幹事)
解析技術の多様化と構成方程式及び検証の課題(湊委員)
熱流動部会委員会に望むこと；メーカーの視点から(奈良林委員)
多次元二相流動現象と解析モデル(片岡委員長)
多次元二相流解析コードの現状調査結果(各委員)

第2回委員会

日時：平成13年7月3日(火)、午後1時30分～5時

場所：東電別館(新幸橋ビル)4階405 会議室

多次元二流体モデルによる大口径管内気泡流-スラグ流のモデリング(大貫委員)
Euler-Lagrangeモデルによる鉛直管内気泡流の数値解析(大川幹事)

第3回委員会

日時：平成13年10月4日(木)、午後1時30分～5時

場所：蔵前工業会館10階101号室

ポストドライアウト熱伝達について(三島委員)
噴霧流及び環状噴霧流における液滴挙動シミュレーション(松浦委員)

第4回委員会

日時：平成13年12月26日(水)、午後1時30分～5時

場所：蔵前工業会館8階803号室

気液二相流CFDにおけるモデル化手法(富山委員)
気液二相流の複雑さと解析技術(湊委員、産業技術総合研究所 黒田雅治氏)

第5回委員会

日時：平成14年5月8日(水)、午後1時30分

場所：蔵前工業会館8階803号室

サブチャンネル解析の現状と課題（二ノ方委員）

NASCA コードのBWR燃料適用における期待と課題（堀田オブザーバー）

低減速スペクトル炉の限界熱流束の評価（日本原子力研究所 中塚亨氏）

第6回委員会

日時：平成14年10月23日（木）、午後1時

場所：東京電力（株）技術開発センター会議棟3階共用第一会議室

液滴流の構成方程式／データベース（松浦委員）

サブチャンネルコードWG活動の方針（堀田委員）

第7回委員会

日時：平成14年12月18日（木）、午後1時30分

場所：三菱重工東京本社3階305会議室

PWRの大破断LOCA解析コードにおける構成式及び適用範囲例について（坂場委員）

事象の素過程と構成方程式について（藪下委員）

第8回委員会

日時：平成15年4月19日（月）、午後1時30分

場所：東電本店本館204会議室

液膜流モデルによるドライアウト熱流束の予測について（大川）

液膜流のCHF解析と構成式（村瀬委員）

また、上記の現象面と応用面の中から特に重点的に調査を行うべき項目について以下の4つのワーキンググループを構成し、調査研究を行った。

気泡流（スラグ流を含む）についてのWG

○大貫委員、堀委員、米田委員、大川幹事
環状流、環状噴霧流、液滴流についてのWG

松浦委員、三島委員、○村瀬委員
サブチャンネル解析についてのWG

○秋本幹事、二ノ方委員、
シビアアクシデントに関するWG

阿部委員、○池田委員、飛田委員
原子炉過渡事象に関するWG

浦田委員、奈良林委員、○森幹事
解析方法についてWG

岡本委員、富山委員、○湊委員、
多次元二相流解析コード調査についてのWG

○藪下委員、戸井オブザーバー

本調査委員会は平成16年8月をもって終了するが、日本原子力学会熱流動部会では本年度後半より、模擬実験と数値解析を組み合わせた合理的な炉心熱流動評価・燃料開発技術の体系化を

進めること目的として「合理的炉心・機器熱流動評価・燃料開発（仮称）」調査専門委員会を発足させる予定であり、この調査委員会の中に炉心機器熱流動評価分科会を設けることが提案されている。この分科会は高度な熱流動解析のモデリング及びシミュレーション技術の研究開発の進展を背景に、炉心・機器の熱流動解析手法について、シミュレーション技術、現象のモデリング、基礎方程式ならびに構成方程式、ならびに検証データについて系統的な調査研究を行い、それらに対して合理的かつ整合性のある評価を行い、より一般的かつ普遍的な手法の開発に寄与することを目的とする。本調査委員会の調査研究結果はこの炉心機器熱流動評価分科会の研究活動に発展的に活用されていくものと期待される。

また、現在原子力に関する民間基準の策定が進められており、日本原子力学会においても標準委員会が設置され、様々な学会基準の制定が行われている。標準委員会発電炉専門部会では二相流解析における適用構成式の基準が検討項目に挙げられており、平成17年度より具体的な検討を開始する予定である。本調査委員会の活動はこうした二相流解析における適用構成式の基準の策定も視野に入れて進められてきており、本報告書の調査研究結果はその策定にも大きく寄与しうることを念頭に入れて取りまとめた。

多次元二相流現象は、原子力を始めとして様々な産業分野の応用上極めて重要であり、信頼性のある解析方法の確立が強く求められている。しかしながら二相流現象、特に多次元二相流現象は極めて複雑で多岐に亘るため、これまで多くの研究がなされてきたにも拘わらず、その体系化は十分になされていないのが現状である。本調査委員会の目的は、こうした多次元二相流現象について、学術的な意味からも、また原子力分野への応用の意味からも、その体系化を進め、基礎方程式、構成方程式を系統的に整理し、標準的な解析手法を確立し、既存炉、将来炉の双方についてその設計、安全性評価に役立てる事である。勿論、これまでの、多くの二相流の解析コードが開発され、設計、解析に用いられてきたが、それらのコードの使われている二相流の構成方程式は、コードごとに異なり、必ずしも統一のとれたものではなかった。これらを、統一し、標準的な構成方程式を1次元流も含め系統的に整備することにより、解析方法の標準化、高信頼度化が測れると考えられる。しかしながら、上にも述べたように二相流現象は極めて多岐に亘るため、そのすべてを網羅することは、本調査委員会の限られた調査期間内においては不可能である。従って、原子力の分野において、特に重要である現象を抽出し、それを解析するに当たって、必要とされる、構成方程式、解析方法をこれまでに開発されて解析コードを参照しつつ、調査研究を進めることが現実的である。

以下には、本調査委員会のこれまでの調査研究活動をもとに、原子炉過渡事象における多次元気液二相流構成方程式、シビアアクシデントやサブチャンネル解析における多次元気液二相流構成方程式の技術的現状を取りまとめるとともに、個々の二相流現象として、気泡流、スラグ流、環状流、環状噴霧流、液滴流における多次元気液二相流構成方程式の知見の現状と課題についての調査研究結果を報告した。また、気液二相流の解析方法や解析コードにおける多次元気液二相流構成方程式の位置づけとその技術的な現状並びに今後の課題についても報告した。

2. 原子炉過渡事象における気液二相流構成方程式

2.1 原子炉過渡解析と気液二相流現象における技術的課題

かつて、軽水炉の実用化とともに安全評価の重要性が認識され、大規模な安全性実証実験と原子炉過渡／安全解析コードの開発整備が行われた。原子炉過渡／安全解析コードは、初期に米国の旧アイダホ国立研究所を中心に行われ、FLASH等の名前で開発されたが、その後その目的とする解析対象に応じて発展していった。一つは、旧アイダホ国立研究所で、LOCA時等の気液二相流状態が大きく変化する系の解析に対応可能な二流体モデルを積極的に導入したRELAPに発展し、また事故時炉心の熱流動詳細解析化をめざして多次元解析を図ったTRACが、ロスアラモス国立研究所とペンシルバニア州立大学で開発された。一方、原子炉の燃料リロードライセンシング時の炉心過渡解析に重点を置き、電力ユーティリティ用にEPRIでRETRANが開発されてきた。RETRANは大LOCAを詳細解析の対象外とし原子炉の燃料リロードライセンシング等を対象にしていることから、ドリフトフラックスモデルを採用している。これらのコードにおいては、軽水炉の異常事象に対して、保守的に評価できる構成式の組み合わせが、安全研究を通して一点及び一次元の限られた体系に対して利用できるレベルに到達し、現行の軽水炉の設計や安全解析に利用されている。しかし、体系や運転条件が異なる軽水炉に適用するためには、実規模大の試験により構成式をその都度見直す必要があるほか、次世代軽水炉の開発設計に利用するためには、普遍性の高い機構論的モデル化に基づく構成式の確立と、さらにその多次元化が要求されている。その後、上記のコードは計算機の能力向上と炉心解析の詳細化ニーズに対応し、RELAP5、TRACG、RETRAN-3Dにおいて、現在何れも炉心の核熱三次元解析化を図っている。

現行の原子炉過渡解析事象を表2-1-1に示す。これらの事象は何れも炉心の複雑な気液二相流変化を含んでおり、それを炉心の核熱カップリング事象に反映させる必要があると考えられている。これらの解析上の技術的課題の例としては、

- ・ サブクール沸騰：サブクール沸騰開始点と沸騰領域の成長
炉心安定性、燃料燃焼度評価への影響
 - ・ 液相中の蒸気凝縮メカニズム
 - ・ 加熱壁面上での気泡の成長、変形、運動、干渉
 - ・ 加熱壁近傍を移動する気泡力学
- ・ 気泡流・スラグ流：クロスフローの評価、流動様式の変化
サブチャンネル解析、燃料燃焼度評価への影響
 - ・ 加熱壁流路内での生成気泡と消滅気泡の干渉、
 - ・ ボイドドリフト、圧力振動の影響
- ・ 環状流：液膜厚さ、気液界面挙動評価
リウエットイング、限界熱流束の評価

- ・薄液膜蒸発特性、加熱面への気泡・液滴の衝突時の挙動
- ・相変化（凝縮・蒸発）特性：炉水位面でのフラッシング・凝縮

- ・圧力過渡時のボイド率、圧力、水位解析結果への影響
- ・気液界面非平衡挙動、フラッシング、凝縮評価、

等が上げられる。また、上記の個々の事象に共通に関わる二相流の技術的課題としては、以下のような課題がよく知られている。

- ・流動様式、遷移条件の決定

状態図：種々の状態図が提案、流動様式の全体把握に利便性がある。

判定式：特定の流動様式の遷移条件を実験的・機構論的に求めた形であらわすので計算コードへの組み込みに利用。

- ・空間分布の影響評価

同一の流動様式であっても、相の分布状態の細かな相違により流動特性が変わる可能性が指摘されている。すなわち、

- ・垂直管内上昇気泡流の空間多次元性：
 - ・気泡が完璧付近に多く分布するカルデラ型分布状態、圧損は大となる。
 - ・気泡が管中心に多く分布するコア型分布状態
- ・対向気泡流の空間多次元性：
 - ・気泡の分布の違いによる乱流構造の違いが、圧力損失、熱伝達率、流動様式遷移条件が異なる。

すなわち、気泡、液滴、液相の相互作用は、液相の運動状態、気泡径、流体の物性、重力、気泡密度、また壁の形状と表面状態の等の関数であり、したがって以上のような検討において、流動様式を機構論的に理解するためには、界面安定性や個々の気泡・液滴の力学的特性並びに気泡、液滴同士の合体や分裂挙動を含めた力学特性の解明が必要であり、離散化モデルの進展、多次元解析による精度と信頼性の向上が必要であると思われる。

図 2-1-1(参考文献 1)は、前記 RETRAN-3D を用いた原子炉過渡解析例と測定値との比較を示したものである。参考文献 2-5 にも同様な解析例が示されている。これらの結果は参考文献 4 を除き一点または一次元近似解析によるものであるが、測定値を定性的には良く再現しているものの、細部の定量的な一致までは限界があり、いずれも予測精度向上のためには、多次元解析と構成式の精度及び信頼性の向上に期待せざるを得ないというのが現状と思われる。

表 2-1-1 原子炉過渡解析事象

	過渡解析イベントの例	クライテリア	現象／シーケンス
1	給水加熱喪失	M CPR 燃料設計制限値	入口サブクール度増加、ボイド減少、出力増加
2	高圧補給水系（HPCI／HPCS ポンプ）誤起動	M CPR 燃料設計制限値	HPCI：入口サブクール度増加と水位上昇、出力増加、給水炉心流量減少
			HPCS：蒸気凝縮、減圧、主蒸気流量減少／水位上昇、出力減少
3	停止時冷却系故障 （温度降下） （温度上昇）	燃料設計制限値	RHR 熱交換過度冷却、出力上昇
		S/P 温度制限	電源喪失／全ポンプトリップ、スクラム、MSIV 閉
4	圧力調整器故障	系圧力／M CPR 燃料設計制限値	主蒸気流量ゼロ要求信号、TCV 閉、スクラム、SRV 開、PLR トリップ、ボイド発生／水位上昇
5	負荷遮断	系圧力 M CPR 燃料設計制限値	バイパス有り：TCV 閉、TBV 開、SRI 挿入、SRV 開、PLR トリップ、ボイド発生／水位上昇
			バイパス無し：TCV 閉、TBV 不作動、スクラム、圧力高／ボイド崩壊／水位低下、ボイド発生／水位上昇
6	タービントリップ	系圧力 M CPR 燃料設計制限値	バイパス有り：TSV 閉、TCV 閉、TBV 開、SRI 挿入、SRV 開、PLR トリップ、水位上昇、給水コントロール
			バイパス無し：TSV 閉、TCV 閉、TBV 不作動、スクラム、圧力高／ボイド崩壊／水位低下、SRV 開／ボイド発生／水位上昇
7	主蒸気隔離弁閉	系圧力／M CPR 燃料設計制限値	MSIV 閉、スクラム、圧力高／ボイド崩壊／水位低下、SRV 開、PRL トリップ、ボイド発生／水位上昇

	過渡解析イベントの例	クライテリア	現象／シーケンス
8	復水器真空度低下	系圧力／M CPR 燃料設計制限値	TSV 閉、スクラム、圧力高／ボイド崩壊／水位低下、TBV 開／水位回復、PLR トリップ、ボイド発生／水位上昇
9	再循環ポンプトリップ	M CPR	PLR トリップ、炉心流量低下、ボイド発生、水位上昇
10	再循環流量制御系故障 （流量低下）	M CPR	炉心流量低下、ボイド発生／水位高(L8)、TSV 閉、TBV 開、SRV 開
11	給水流量制御系故障	系圧力／M CPR 燃料設計制限値	給水ポンプ回転数高、給水流量最大、入口サブクール・水位高、ボイド率低下、炉出力増加（下部ピーク出力）
12	SPV 誤開	M CPR S/P 温度制限	炉圧低下、S/P 蒸気流入、凝縮、温度増加
13	圧力調整器故障	M CPR	TCV 全開、主蒸気流量増加、炉圧低下／水位上昇
14	給水流量喪失	M CPR	水位低下、PLR ランバック、ボイド増加／水位回復、出力低下、水位低(L3)／スクラム
15	外部電源喪失	M CPR／系圧力	全ポンプモータートリップ、非常用発電機起動／TCV 閉、MSIV 閉、水位低(L2)
16	再循環流量制御系故障 （流量増加）	M CPR 燃料設計制限値	TCV 開、炉心流量増加／炉出力増加（出力分布ピーク上部シフト）、水位上昇
17	待機再循環流ループ起動	M CPR 燃料設計制限値	冷水浸入、中性子束増加、スクラム

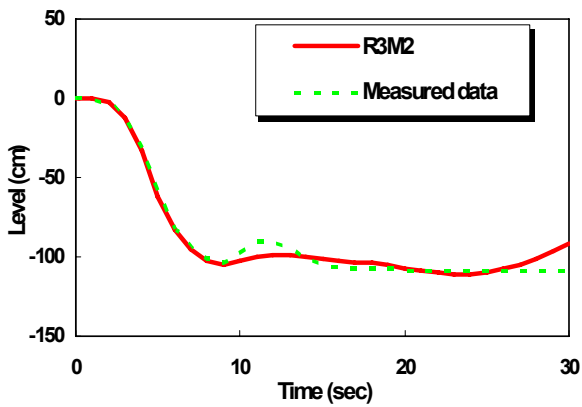
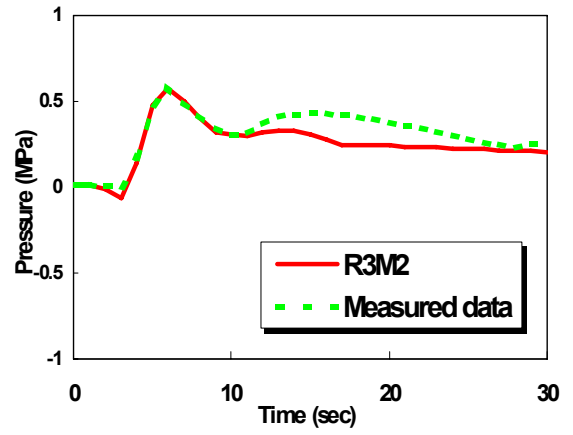
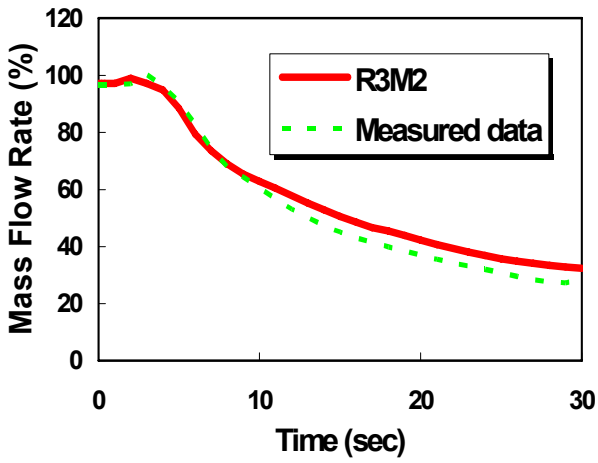
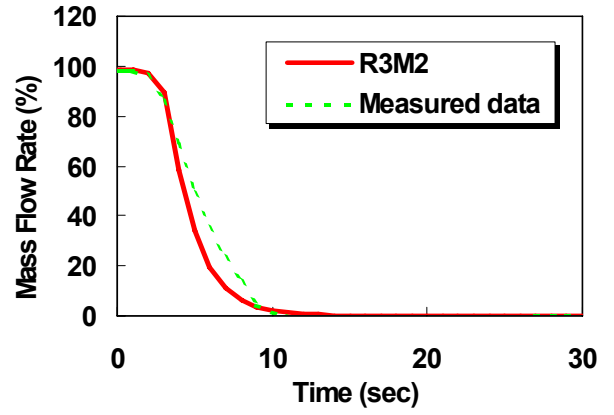
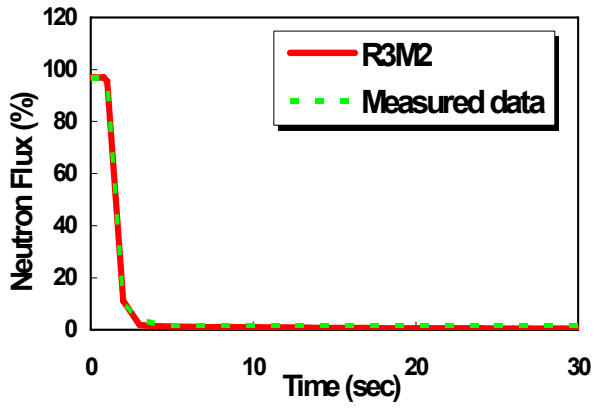


图 2-1-1 原子炉过渡解析例

2.1 節の参考文献

- [1] M. Mori, “Simulation of a BWR-5 plant : Verification and Validation of RETRAN-3D”, Nuclear Technology, 121 (1998) pp.245-259.
- [2] M. Mori, “Benchmarking and Qualification of RETRAN-3D for BWR Stability Analysis by Comparison with Frequency-Domain Stability Analysis Code”, Nuclear Technology, 121 (1998) pp.260-274.
- [3] M. Mori, “Modeling and Simulation of the First ABWR for Validation of RETRAN-3D”, Nuclear Technology, 128 (1999) pp.205-215.
- [4] M. Mori, K. Ogura, G. Gose, and J. Y. Wu, “RETRAN-3D MOD003 Peach Bottom Turbine Trip2 Multidimensional Kinetics Analysis Models and Results”, Nuclear Technology, 142 (2003) pp.10-18.
- [5] M. Mori, “Modeling and Simulation of the ABWR with Transient Analyses for Validation of RETRAN-3D/MOD003”, Nuclear Technology, 147, 4 (2004) .

2.2 BWRにおける過渡事象と気液二相流構成方程式

2.2.1 BWRにおける過渡事象および安全性の評価

(1) はじめに

軽水炉の実用化とともに過渡事象および安全性評価の重要性が認識され、実寸大燃料集合体を用いた過渡時の炉心の沸騰遷移(Boiling Transition:BT)および沸騰遷移後のレウィッティングに至る燃料挙動(Post BT)研究が活発に行われると共に、大規模な安全性実証試験と原子炉過渡・安全解析コードの開発整備が日米の原子力メーカーおよび電力会社との共同研究により、現在まで約30年間に亘って精力的に行われた。沸騰遷移およびポストBTの研究については、原子力学会の標準委員会にて「BWRにおける過渡的な沸騰遷移後の燃料健全性評価基準」がまとめられた(意見受付終了日:2002年9月30日)ことから、詳細は同基準に譲るが、沸騰遷移後の燃料被覆管温度の評価と沸騰遷移後の燃料被覆管温度の評価・サブチャンネル解析による沸騰遷移後の液膜進展挙動評価、基準を安全評価に適用する場合の考え方と適用例が解説を含めて記載されている。また、サブチャンネル解析に関する多次元二相流の構成方程式に関しては4.2節に、ポストドライアウト熱伝達に関する多次元二相流の構成方程式に関しては6.3節に詳細に記載されているので、本節では、BWRの安全性評価に用いられているフローパターンマップおよび各種関係式と冷却材喪失事故(Loss of Coolant Accident:LOCA)時にBWRの炉心内で発生する多次元効果について、現在まで得られている知見と構成方程式を纏めることとする。

(2) LOCA/ECCS評価に用いられる二相流関係式

原子力発電プラントが広く社会に受け入れられる為には、第一に安全性の確保が不可欠である。我が国では、工学安全および環境安全の広い範囲にわたって多くの経験を蓄積し、また多くの安全研究が行われており、軽水炉の安全確保に真剣に取り組んでいる。中でも冷却材喪失事故(LOCA)は、軽水炉の安全性を評価する上で非常に重要な最大仮想事故であり、原子力発電プラントを設置する曙合の安全審査の対象の一つとなっている。この冷却材喪失事故とは、原子炉一次系冷却材が何らかの原因で喪失し、炉心が蒸気雰囲気中にさらされて、燃料棒から発生する崩壊熱により燃料温度が上昇する事故であり、そのまま放置すると燃料破損に至ることも想定されている。しかしこの様な事故の偶合でも、BWRでは、炉心内の崩壊熱を除去するのに十分な性能を持つ非常用炉心冷却系(Emergency core cooling system:ECCS)を装備しており、このECCSが作動することにより冷却材の減少が防止され、燃料の発熱域の露出による炉心損傷が防止される設計となっている。

軽水炉の安全性を評価する一つの手法として、LOCA時に於ける原子炉压力容器内の熱水力挙動や燃料棒の振る舞いを、解析コードを用いてシミュレートし、その健全性の確認が行われた[1]。BWRの熱水力挙動を解析する代表的なプログラムとして、米国原子力規制委員会や米国アイダホ国立研究所が中心となって開発されたREALP5コード[2]やTRAC-BD1コード[3]がある。これらの解析コードは最適評価コードと呼ばれ、水と蒸気に対して非均質・非平衡の二相流モデルを採

用しており、RELAP5 コードは圧力容器内を2次元に、TRAC コードは3次元で入力データにより任意のボリュームに分割する。各ボリューム内や各ボリューム間を移動する水と蒸気に対して、それぞれ質量、エネルギー、運動量保存式に対する流動様式に依存した二相流構成方程式を解くことにより、各ボリューム内の圧力や質量、エネルギーを求める解法を採用している。しかしこの様に詳細な解析モデルを適用したとしても、水・蒸気に対する壁の摩擦や二相界面摩擦、壁面熱伝達、二相界面熱伝達などを評価する為には試験結果から得られた相関式を使用する必要があり、必ずしも原子炉内の熱水力挙動全体を正確にシミュレートできるとは限らない。また原子炉内の圧力分布やポイド分布、流動様式を正確に評価する為には、分割したボリュームを多くする必要があり、これにより計算時間が増加する。

一方、BWR の安全評価コードとして SAFE,REFLD,LAMB,SCAT,CHASTE コード[4]が使用されてきた。SAFE や REFLD コードの解析モデルは、1次元平衡・均質モデルを採用しており、圧力は圧力容器内を一点で近似し、下部プレナム内では水頭分を加えて評価している。圧力容器内は5ノードに分割し、各ノード内の気相、液相に対する質量、エネルギー保存の法則を解くことにより、各ノード内の質量、エネルギーを求めている。しかし添付1に示す一連の LOCA/ECCS 試験によって明らかにされてきた炉心入口部での気液対向流制限(Counter-Current Flow Limiting:CCFL)現象や、上部タイプレートでの CCFL ブレークダウン現象、多バンドルによる効果、蒸気冷却効果や液滴を伴う蒸気冷却効果など、LOOA が発生した場合での BWR 特有の現象が、これらの安全評価コードには含まれておらず、結果的には被覆管最高温度を過大(過度に保守的)な結果を与えていた[5]。

この様に従来安全評価コードでは、物理現象のモデル化は重要視されておらず、安全側に評価することが重要視されていた。しかし出力密度の向上や、燃料棒の高燃焼度化に伴い、過大な安全裕度を持つ解析手法では限界が生じたため、従来安全評価コードから過大な安全裕度を適度に削減できる解析手法の確立が、軽水炉を高度化する上で必要となってきた。そのためには、BWR 冷却材喪失事故時に発生する原子炉圧力容器内の物理現象を忠実にモデル化する必要があった。本節ではこの観点に立って開発された SAFER コード[6]に採用された、冷却材喪失事故時の主要な事象を支配する物理現象に対応する各種の二相流構成方程式や相関式を中心に述べる。特に、LOCA 時の BWR の炉心内の各種の二相流現象を忠実に評価できる多次元二相流構成方程式を中心に LOCA 時の解析手法などについて解説を加えることとした。本節では、2.2.2 項でフローパターンマップを、2.2.3 項で圧力損失相関式を、2.2.4 項で CCFL 相関式を、2.2.5 項で LOCA 時の炉心冷却と多次元効果、2.2.6 項で LOCA 時の熱伝達モデルについて解説する。

2.2.2 流動様式マップ

(1) はじめに

気流二相流では、様々な流動現象が現われる。沸騰水形原子炉の炉心、炉内構造物、一次系の高圧管路系機器である配管、ポンプ、バルブなど、あるいはタービン、復水器の設計をする際に、流動現象をいくつかの流動様式(flow pattern)に分類して現象を把握し、解析モデルを作成することが極めて重要となる。すなわち、与えられた設計条件下で、二相流動現象がどの流動様式に属するかをあらかじめ判定し、それに対応した圧力損失や熱伝達率の実験式や解析モデルを用意する必要がある。また、この評価によりプラントにとって好ましくない運転条件を回避することも可能となる。

流動様式は、原子炉の炉心のような管群体系、ポンプやバルブのような複雑な武略形状を有するものも含め、一般にそれと等価な水力直径を有する管路系に置きかえて判定する手法が一般的である。管内二相流は気泡が重力による浮力を受けるため、垂直管内流と水平管内流に大別して流動様式が分類されている[7]。

(2) 垂直管内二相流

図 2.2.2-1 に垂直管内二相流の流動様式を示す。同図(a)は、液相容積流量が小さい場合、(b)は大きい場合である。気相の容積流量が液相よりかなり小さい場合は気泡流(bubbly flow)となる。気相流量を増加すると気泡は管中心部に集まり・合体して管断面をほぼ満たすような気体プラグに成長するので、流れは小気泡を含む液体スラブと気体プラグが交互に流れるスラグ流(slug flow)となる。液相流量の大きい場合は、気体プラグは歪んだ形状となり、液体スラグ中に多数の気泡を含んだ状態となる。この状態をフロス流(froth flow)、チャーン流(churn flow)または半環状流(semi-annular flow)と呼ぶこともある。いずれの場合も、この流動様式の液相は、管軸方向の大きい密度変化のために脈動を伴った流れとなる。

気相流量がさらに増加すると液相は壁面方向に押しやられ管壁に沿った環状液膜として流れ、気相は管中心部を多数の液滴(entrainment)を伴いながらかんりの流速で流れる状態となる。このような流動様式を環状流(annular flow)または環状噴霧流(annular-dispersed flow)と呼ぶ。また特に管中心部の気相中に多量の群状の液滴または液塊を伴う場合を wispy annular flow と呼ぶこともある。

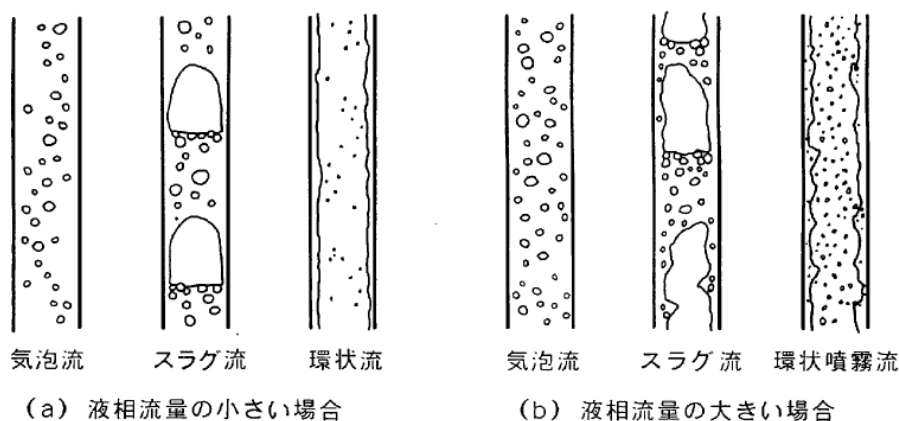


図 2.2.2-1 垂直管内二相流の流動様式[7]

(3) 水平管内二相流

図 2.2.2-2 に水平管内二相流の流動様式を示す。同図(a)は液相流量の小さい場合、同図(c)は大きい場合である。液相と気相の流量が低い場合は、液相は重力のために管底面に沿って流れる。気液界面が比較的なめらかな場合を層状流(stratified flow)、気相流量が増加して気液界面が波立つ場合を波状流(wavy flow)と呼ぶ。液相流量が増えると重力の影響は小さくなり気池沢や栓状流、スラダ流となる。そして気相流量が多い場合は重力の影響はほとんどなくなり垂直・管内二相流と同様に環状噴霧流となる。

加熱された管路の場合は、沸騰により気相流量が次第に増加し、放相流量が減少する(クオリティが増加)するため、以上に述べた各種の流動様式が連続的に現われる。この流動状態は十分に発達していないため、流動様式の遷移は加熱条件などの影響を受ける。特に問題なのは層状流やスラダ流などの気・放の分離が著しい場合に管壁がドライアウトしたり、繰り返し熱応力を受けて変形や損傷に至ることもある。また、気相流量が多くなると環状流の放談が薄くなってドライアウトを生じやすくなり、特に熱渡来が高い場合は管壁が焼損(バーンアウト)する可能性が高くなる。

また、非加熱管の場合でもスラダ流は管路系の脈動の原因となり、管路系の設計を困難にする。また、閉じ込められた気体スラダ(プラグ)が凝縮すると激しいウォータハンマを生じ、過去には、このウォータハンマにより原子炉の蒸気発生器の給水配管が損傷した例[12]もある。

以上に述べたとおり、流動様式の予知は管路系機器を設計する際のポイントとなるが、高圧二相流の流動様式は判定が難しいこともあって、従来の研究は、可視化が容易な大気圧近傍の実験が圧倒的に多い。特に高圧水平管内流については公表された研究は極めて少ない[8]。

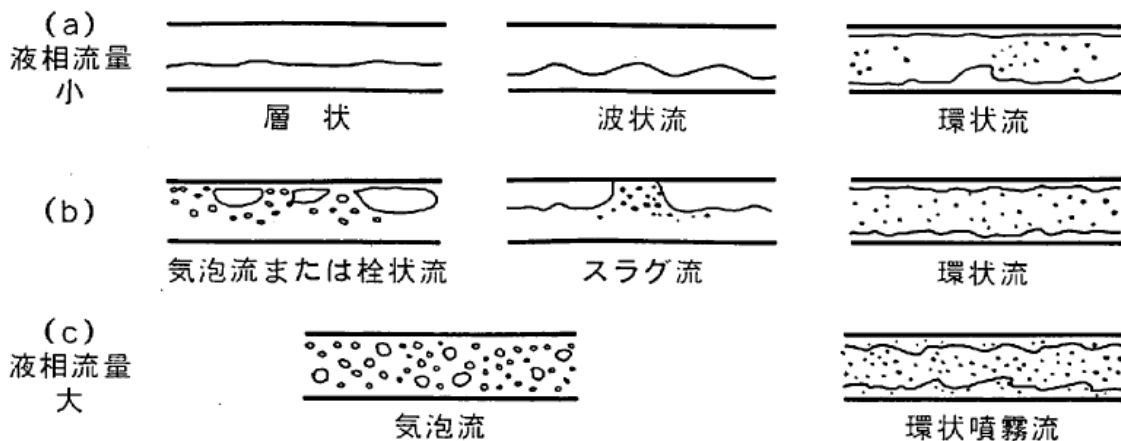


図 2.2.2-2 水平管内二相流の流動様式[7]

(4) 流動様式線図

従来の流動様式線図を表 2.2.2-1 に示す。各種の流動様式線図(flow pattern map)のうち、最も良く知られている Baker 線図(3)を図 2.2.2-3 に示す。ほぼ大気圧下の内径 25~102 mm の様々な流体の非加熱水平管内二相流の観察に基づいて作成されたものである。

図の横組は・気相と液相の質量速度比 G_g/G_l ・縦組は気相の質量速度 G_g をもとに整理し、これに物性値に対する補正項として次式のパラメータを加えた表示となっている[7]。

表 2.2.2-1 各種の流動様式マップ[8]

	低 圧	高 圧	
垂直	<ul style="list-style-type: none"> ● Hosler } G vs x ○ Quandt } G vs x ○ Griffith-Wallis } Fr vs β ○ Jones-Zuber (X線にて測定) } $j\delta$ vs α ○ Golan } $j\delta$ vs j_g ○ 世古口 } $j\delta$ vs j_g ○ Taitel-Dukler } $j\delta$ vs j_g ○ 松井 (差圧変動) } $j\delta$ vs j_g ○ Hewitt-Roberts } $\rho_g j_g^2$ vs $\rho_g j_g^2$ 	<ul style="list-style-type: none"> ● Bennett (35,70at. X線) } G vs x ● Hosler (3-5) (写真観察) } G vs x 	
	水平	<ul style="list-style-type: none"> ● Bergles } G vs x ○ Baker 線図 (d=25~102mmφ) } $G_g \lambda$ vs $G_g \lambda \phi$ ○ Scott } $G_g \lambda$ vs $G_g \lambda \phi$ ○ Al-Sheikn (10組のパラメータを使って4475点のデータをプロット) } $G_g \lambda$ vs $G_g \lambda \phi$ ○ Mandhane } j_g vs j_g ○ Weisman-Simpson (d=127,216mmφ) } j_g vs j_g ○ 世古口 } j_g vs j_g ○ 坂口 (発達しつつある流れ) } j_g vs j_g ○ 松井 (差圧変動) } j_g vs j_g ○ Taitel-Dukler (4個の無次元数を座標軸, Mandhane線図とも比較) 	<ul style="list-style-type: none"> ○ 奈良林 (3-24) } G vs α

注) ●印：加熱管， ○印：非加熱管

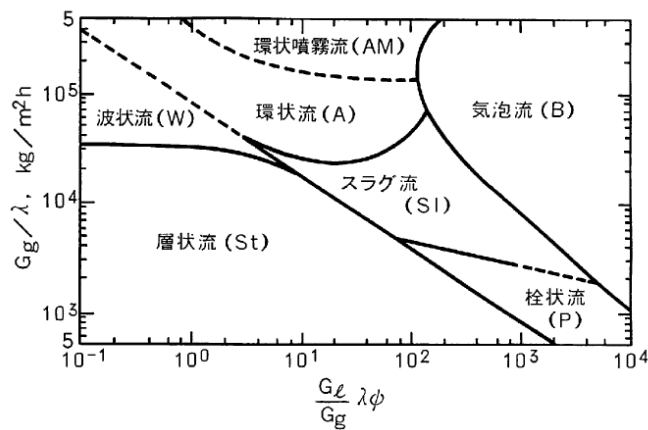


図 2.2.2-3 Baker の流動様式線図

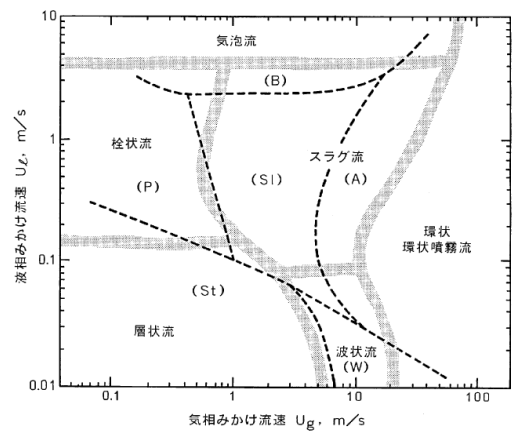


図 2.2.2-4 Mandhane の流動様式線図

$$\lambda = \left[\left(\frac{\rho_g}{\rho_A} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_W} \right) \right]^{1/2} \quad \phi = \frac{\sigma_W}{\sigma} \left[\frac{\mu_L}{\mu_W} \left(\frac{\rho_W}{\rho_L} \right)^2 \right]^{1/3} \quad \dots(2.2.2-1)$$

ただし、 β は密度、 μ は粘性係数、 σ は表面張力、添字AとWは大気圧20°Cの空気と水の物性値、 σ_W はこの状態の空気-水系の表面張力である[7].

二相流における流動様式の遷移は、ある断面における状態量のみならず、気液の混合方法(気泡径等に影響する)や混合位置からの距離などの上流の影響を受け、境界線はかなりの幅をもつと考える方がよい。Mandhane らは水平管内二成分二相流の多数の観察結果を総合し、流動様式に最も影響を及ぼすものは、みかけ流速で、気液の物性値の影響は比較的少ないことを見出し、図 2.2.2-4 に示す流動様式縮図を提案している。図中の点線は大気圧下の空気-水系に対する Baker 縮図の境界線であり、大体の傾向は一致していることがわかる。

以下に、Baker 縮図と原子炉の最適評価コードと称される TRAC コードの流動様式縮図との比較を行う。即ち、Baker 縮図を TRAC コードと同じ座標軸、すなわち、横軸をボイド率、縦軸を質量流束に変換する。これにはクオリティをボイド率へ変換するボイド率相関式が必要である。

Zuber らは管断面内のボイド率分布に関する解析から、蒸気・水の管内二相流の気相平均流速りに対してドリフトフラックスモデル式を与えている。ここで、係数 C_0 は 1.13, C_b は 1.18 または 1.41 を用いる。 u_g が求まれば以下の通り、管断面平均ボイド率 α が求まる。気泡の浮力に関する項は $(j_g + j_l)$ が大きくなると、相対的に小さな値となるので、

$$u_g = C_0 (j_g + j_l) \quad \dots(2.2.2-2)$$

と近似できる。したがって Armand らは流れパラメータ $K = 1/C_0$ とおき、垂直および水平管内空気・水二相流に対して、 $K = 0.833$ ($C_0 = 1.20$)、高压の蒸気・水系では K の値は圧力の上昇とともに 1 に近づくとしている。

また、山崎はとおき、 $C_Y = 1$ とおくと、管径 10mm 以下の蒸気-水系を除いて従来のデータのボイド率を士 15% の誤差で求められると述べている。すなわち、スリップ比 S は

$$S = 1 / (1 - C_Y \alpha) \quad \dots(2.2.2-3)$$

となる。この式は $\alpha \rightarrow 1$ で $S \rightarrow \infty$ となるため、 $1/S$ を使った次式を用いる。

$$\bar{\alpha} = \frac{x(1/S)}{x(1/S) + (1-x)(\rho_g/\rho_L)} \quad \dots(2.2.2-4)$$

また、(3-12) 式より流れパラメータ $K = \alpha / \beta$ は

$$K = \frac{\bar{\alpha}}{\beta} = \frac{1}{C_0} = \frac{(1 - \bar{\alpha})^2}{(1 - \beta)} \quad \dots(2.2.2-5)$$

となる。この α と β の関係を図示すると図 2.2.2-5(b) のようになる。山崎の式の良いところは、図 2.2.2-5(c) に示す Armand の大気圧のデータの傾向とよく一致して、 $\beta = 1$ のとき $\alpha = 1$ と $\beta = 1$ のとき $\alpha = 1$ となるところである。

一方, 図 2.2.2-5(c)の実線で示されている曲線は Chisholm によるもので, 次式で表される。

$$C_0 = \frac{1}{K} = \beta + \frac{1}{[1 - \beta(1 - \frac{v_L}{v_g})]^{1/2}} \quad \dots(2.2.2-6)$$

$v_L/v_g \ll 1$ (大気圧近傍) のときは $\beta = 1$ で $\alpha = 1$ が成り立つ。

以上に述べたとおり, ボイド率とクオリティの相関式にはスリップ比 S で与えられるもの (スリップモデル) と, 気相平均流速を与えるドリフトフラックスモデルに大別できる。

以上に述べた各相関式を含め, 主要な相関式を表 2.2.2-2 に示す[8]。

表 2.2.2-2 主要なボイド相関式[8]

相関式名 (文献)	相関式	備考
1. 均質流 (Homogeneous)	$S = 1$ ($C_0 = 1, C_b = 0$)	$\beta \rightarrow 1$ ($x \rightarrow 1$) で $\alpha \rightarrow 1$
2. Ahmad	$S = (\frac{\rho_L}{\rho_g})^{0.205} (\frac{GD}{\mu_L})^{-0.016}$	$P \geq 10 \text{ ata}$ $G \geq 400 \text{ kg/m}^2\text{s}$
3. Zuber	$\bar{\alpha} = j_g / u_g$ $u_g = C_0(j_g + j_L) + C_b [\frac{\sigma(\rho_L - \rho_g)g}{\rho_L^2}]^{1/4}$ $C_0 = 1.13, C_b = 1.18$ または 1.41	ドリフトフラックスモデル $\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 1$ とならない
4. Armand	3.に同じ, ただし, $C_0 = 1/K = 1/0.833$ $C_b = 0$, 高压の蒸気・水系では $C_0 \rightarrow 1$	$\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 1$ とならない
5. Kholodovski	4.に同じ, ただし, K の値を圧力の関数 $K'(P)$ を用いて $K = K'(P)(j_g + j_L)^{0.019}$	高压 (210 at) になると $\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 1$
6. 山崎	$S = 1 / (1 - C_Y \alpha)$ $\rightarrow K = \frac{1}{C_0} = \frac{(1 - C_Y \alpha)^2}{(1 - \beta)}$	$C_Y = 1$ とおくと $\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 1$
7. Chisholm	$C_0 = \frac{1}{K} = \beta + \frac{1}{[1 - \beta(1 - \frac{v_L}{v_g})]^{1/2}}$	大気圧近傍で $\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 1$
8. 井上・青木	$\alpha = 1 / [1 + 0.0025 (\frac{\rho_L}{\rho_g}) (\frac{1}{\beta} - 1)^{0.25} + (\frac{1}{\beta} - 1)]$	$\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 1$
9. Bankoff	$K = \frac{1}{C_0} = 0.71 + 0.0014P$ ($P: \text{at}$)	$\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 1$ とならない
10. Dix	3.に同じ, ただし, C_0 は次式 $C_0 = \beta [1 + (\frac{1}{\beta} - 1)^b]$, $b = (\frac{\rho_g}{\rho_L})^{0.1}$ $C_b = 1.41$	$(j_g + j_L)$ が大なるとき $\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 1$

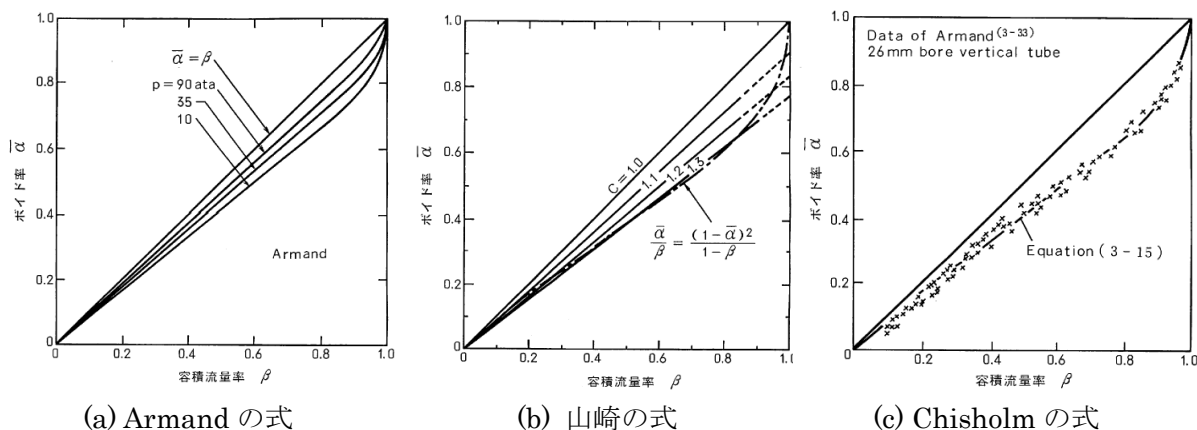


図 2.2.2-5 ボイド率 α と容積流量率 β の関係

(5) 流動様式線図の比較検討

Zuber のボイド相関式を用いた高圧域の場合である。Zuber の相関式では、 $\beta \rightarrow 1$ で $\alpha \rightarrow 0.88$ となるため、ボイド率 88% 以上で、流動様式縮図に空白を生ずる。Baker 縮図を用いて流動様式の検討を行う場合、用いるボイド率相関式の影響が大きい。これらの相関式を用いて変換した圧力 7MPa と大気圧の場合の流動様式縮図と TRAC コードの流動様式縮図の比較をそれぞれ図 2.2.2-6 と図 2.2.2-7 に示す。TRAC コードの流動様式縮図は質量流束 G が 2000~2700 の範囲で、流動様式の遷移領域(斜線の領域)を有している。両図から、この領域と Baker 縮図の気泡流とスラグ流の境界が比較的近く、特に大気圧の場合はほぼ一致していることがわかる。また、TRAC コードは、ボイド率 α が 0.5~0.75 でスラグ流(G が 2700 以上では気泡流)から、環状噴霧流への遷移領域(図の斜線部)を有しているが、両図のなかで、大気圧の均質流モデルを除き、これらの境界が概ね、この遷移領域に含まれることがわかる。このような意味では、TRAC コードの流動様式縮図は IF 文で判定しやすい比較的単純な縮図であるが、なかなかうまくできていると言える。質量流束 G が 2000 以下でボイド率が 25% 以下の TRAC コードで気泡流の領域が、Baker 縮図で特徴的な層状流や波状流の領域である等、低質量流束領域での TRAC コードの流動様式線図については慎重な取り扱いが必要である[8]。

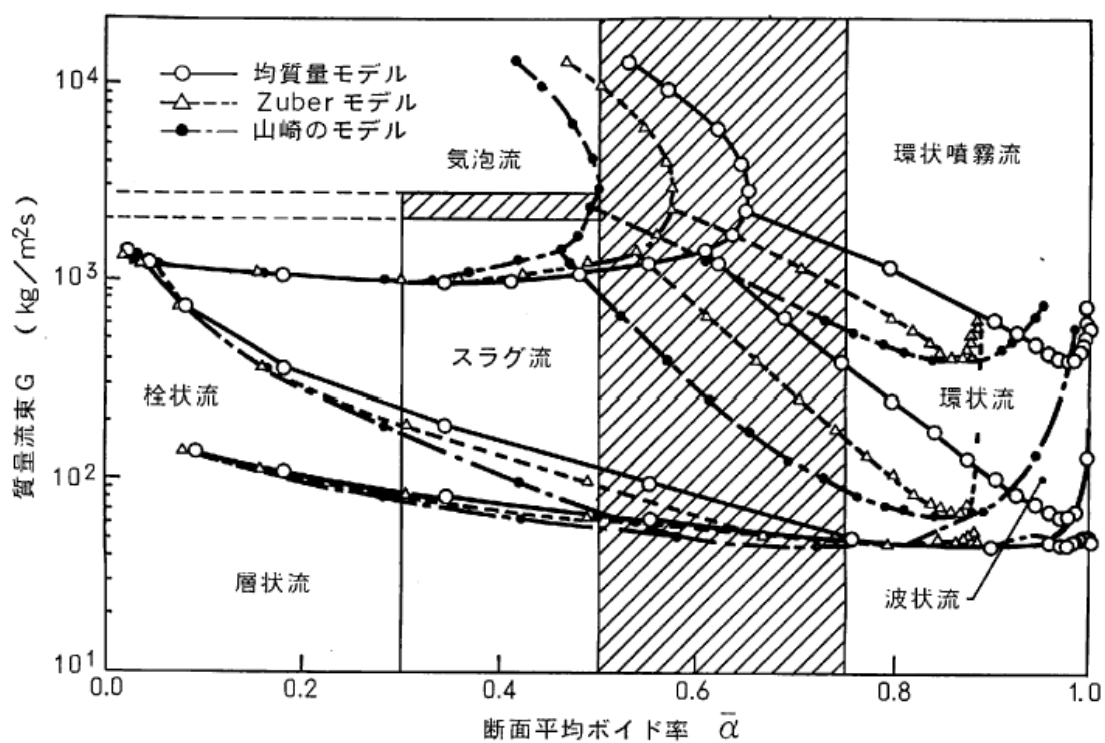


図 2.2.2-6 流動様式縮図と TRAC コードの流動様式縮図の比較(7MPa の場合) [8]

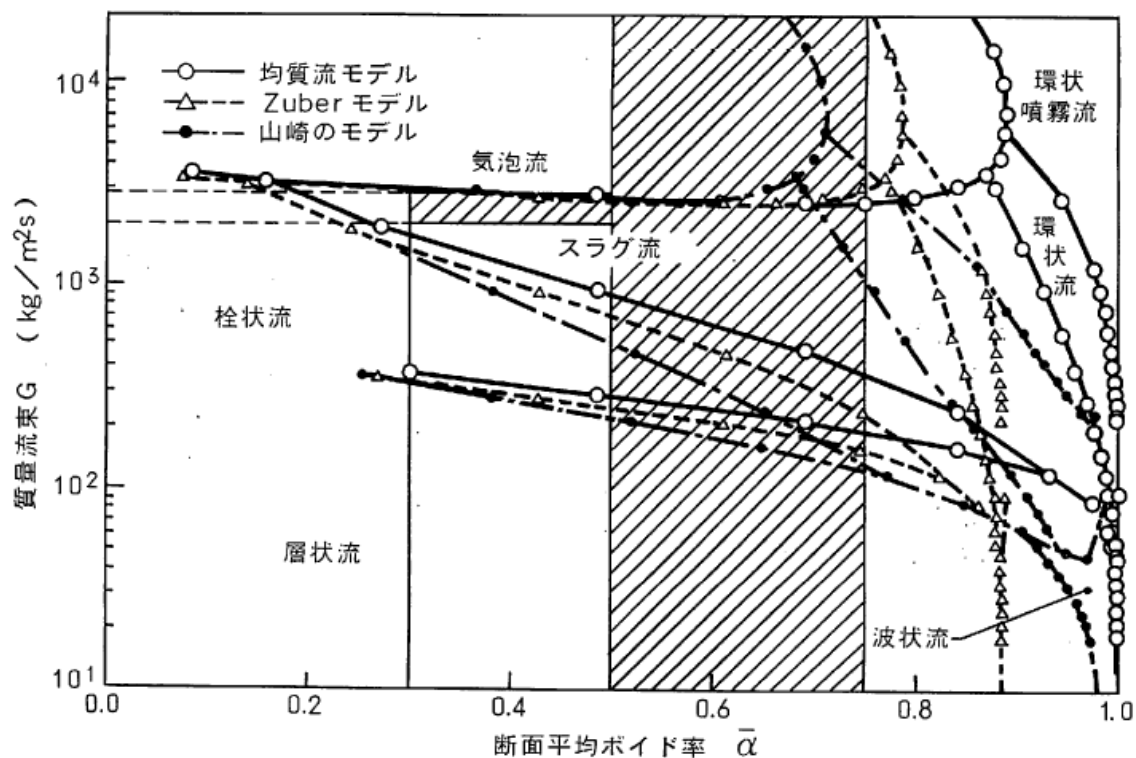


図 2.2.2-7 流動様式縮図と TRAC コードの流動様式縮図の比較(大気圧の場合) [8]

2.2.3 圧力損失相関式

本項では Lockhart ら[9], Martinelli ら[10]こよって提案された, 分離流モデルに基づく圧力損失の相関式を中心として解説する[12]。図 2.2.3-1 に示した上下に完全に層状分離した流れについて、各相が独立した流路を流動しているとみなすと、気相, 液相のそれぞれに対して、圧力損失は次の式で与えられる。

$$\left(-\frac{dP_f}{dz}\right) = \frac{\lambda_G}{2D_G} \rho_G u_G^2 \quad (2.2.3-1)$$

$$\left(-\frac{dP_f}{dz}\right) = \frac{\lambda_L}{2D_L} \rho_L u_L^2$$

ここで, D_G, D_L は気相, 液相の水力等価直径, λ_G, λ_L は気相, 液相の各摩擦係数で, それぞれブラジウス形のつぎの式で与えられるものとする。

$$\lambda_G = m_G \left(\frac{\rho_G D_G u_G}{\mu_G}\right)^{n_G} \quad \lambda_L = m_L \left(\frac{\rho_L D_L u_L}{\mu_L}\right)^{n_L} \quad (2.2.3-2)$$

さらに断面平均ボイド率 α を用いて, 流速 u_G, u_L は容積流束 j_G, j_L で、

$$u_G = \frac{j_G}{\alpha}, \quad u_L = \frac{j_L}{1-\alpha} \quad (2.2.3-3)$$

と書き表せる。以上の関係を用いると

$$-\frac{\partial P_f}{\partial z} = \left(\frac{m_G \rho_G^{1+n_G} j_G^{2+n_G}}{2D^{1-n_G} \mu_G^{n_G}}\right) \left(\frac{D}{D_G}\right)^{1-n_G} \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{2+n_G} \equiv \left(-\frac{\partial P_f}{\partial z}\right)_G \cdot \phi_G^2 \quad (2.2.3-4)$$

$$-\frac{\partial P_f}{\partial z} = \left(\frac{m_L \rho_L^{1+n_L} j_L^{2+n_L}}{2D^{1-n_L} \mu_L^{n_L}}\right) \left(\frac{D}{D_L}\right)^{1-n_L} \left(\frac{1}{1-\alpha}\right)^{2+n_L} \equiv \left(-\frac{\partial P_f}{\partial z}\right)_L \cdot \phi_L^2$$

ここで, $(-\partial P_f / \partial z)_{L,G}$ は各相がそれぞれ単独で管を満たして流れる際の圧力損失である。 ϕ_L^2, ϕ_G^2 は二相摩擦乗数である。

$$\phi_L^2 \equiv \frac{(-dP_f/dz)}{(-dP_f/dz)_L} \quad (2.2.3-5)$$

$$\phi_G^2 \equiv \frac{(-dP_f/dz)}{(-dP_f/dz)_G}$$

これらの定義式と Lockhart-Martinelli パラメータ

$$X^2 \equiv \frac{(-\partial P_f / \partial z)_L}{(-\partial P_f / \partial z)_G} = \frac{m_L}{m_G} D^{n_L-n_G} \frac{\rho_L^{1+n_L} \mu_G^{n_G} j_L^{2+n_L}}{\rho_G^{1+n_G} \mu_L^{n_L} j_G^{2+n_G}} \quad (2.2.3-6)$$

との間に、 $\phi_G^2 = \phi_L^2 X^2$ の関係が成立する。

$\phi_G^2, \phi_L^2 X^2$ は元来はの関数であるが、この関数は単純ではない。Lockhart-Martinelli は

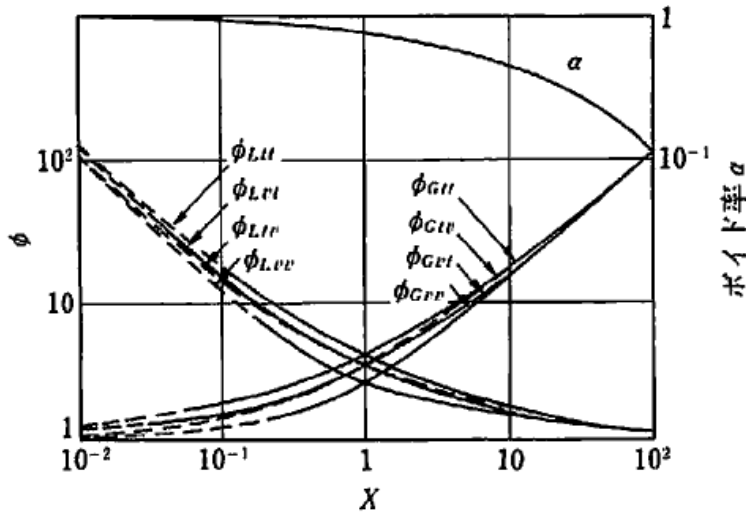


図 2.2.3-2 Lockhart-Martinelli の圧力損失の相関[11]

X^2 のみの関数とし、実験結果の整理を行って、図 2.2.3-2 に示す曲線群をまとめた。各相がそれぞれ乱流であるか層流であるかによって曲線が異なり、各状態は表 2.2.3-1 のように分類されている。

表 2.2.3-1 Lockhart-Martinelli 相関の流動状態の分類[11]

流動状態 (液相-気相)	乱流-乱流 (tt)	層流-乱流 (vt)	乱流-層流 (tv)	層流-層流 (vv)
液相 レイノルズ数	>2000	<1000	>2000	<1000
気相 レイノルズ数	>2000	>2000	<1000	<1000
Chisholm のパラメータ C	20	12	10	5

Chisholm は大気圧下の空気-水二相流もしくはそれと同程度の密度比の系に対して ϕ_{L^2} は、

$$\phi_{L^2} = 1 + (C/X) + (1/X^2) \quad (2.2.3-7)$$

で近似的に Lockhart-Martinelli 相関(L-M相関, L-M法とも略称する)に一致することを報告している。このときのCの値は各相が層流か乱流かによって表 2.2.3-1 に示すように変化する。

Lockhart-Martinelli にならって管摩擦係数を算出する際のレイノルズ数の指数を $n_G = n_L = -0.2$ とし、 $m_G = m_L$ とおくと Lockhart-Martinelli パラメータ X_{tt}^2 は、(2.2.3-6) 式より、

$$X_{tt}^2 = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{1.8} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.2} \equiv \frac{\{(1-x)/x\}^{1.8}}{\Gamma^2} \quad (2.2.3-8)$$

となり、クオリティと物性値インデックス $1/\Gamma^2$ だけの関数として表すことができる。

蒸気管においては一成分の二相流であり、しかも入口においては通常、液体単相流状態であるから全質量流束が液相として流動する場合の圧力損失を基準にとったほうが実用的である。つまり二相摩擦乗数としては ϕ_{Lo^2} を用いることになる。Martinelliら[10]はLockhart-Martinelliの方法(L-M法)を蒸気-水系に適用して、クオリティと ϕ_{Lo^2} の関係を求め、図2.2.3-3のように表した。これは各相が乱流・乱流流の組合せの場合で、しかも彼らはレイノルズ数の指数として $n = -0.25$ を用いていることに注意が必要であり、例えば、

$$X_{tt}^2 = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{1.75} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right) \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.25} \quad (2.2.3-9)$$

のように指数が少し変わる。

この相関式は最も標準的なものとして常用されている。

Thom[11]も蒸気-水系に対してMartinelliらと同様な関係を求めた。Thomによる相関曲線は図2.2.3-3に破線で示している。先のM-N曲線に比較してThomの曲線による方が ϕ_{Lo^2} を小さく、つまり圧力損失を小さく評価することになる。

以上の、L-M、M-NおよびThomの相関では ϕ_{Lo^2} あるいは ϕ_{Lo^2} は物性値パラメータ、つまり沸騰系においては圧力とクオリティのみに依存することになる。

以上の通り、各種の圧力損失相関式があるが、均質流モデル、Storek-Brauer、M-N、Thom、Baroczyらが高圧域まで利用できそうである[12]。

一方、低圧ではL-M、Beattie-Whalleyが環状流域でよく一致するようである。TRACコードやRELAPコードなどでは、これらの相関式の

いくつかが入力データで選択できるようになっている。TRACコードでは、各セル毎に二相摩擦損失相関式や局所摩擦損失、形状損失を指定して計算できるので、沸騰を開始して二相流となって系外に排出されるような系の管全体の圧力損失を算出する際、二相流部(沸騰部)も含めて圧力損失は実験結果と比較的良く一致する。

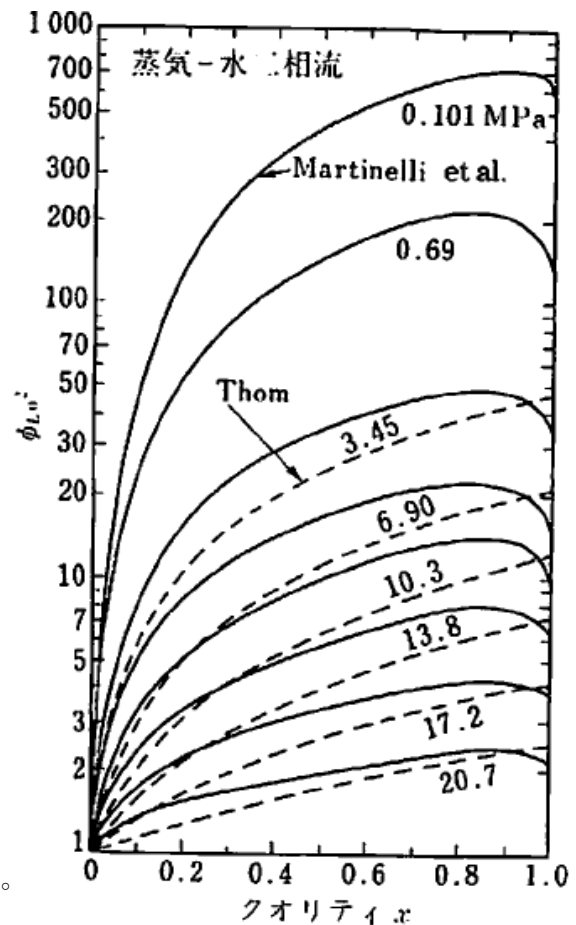


図 2.2.3-3 蒸気-水二相流の圧力損失の相関

2.2.4 CCFL 関連式

(1) はじめに

BWRの許認可用の安全評価コードとしてSAFE, REF LD, LAMB, SCAT, C HASTEコード[4] が使用されてきた。SAFEやREF LDコードの解析モデルは、1次元平衡・均質二相流モデルを採用しており、圧力は压力容器内を一点で近似し、下部プレナム内では水頭分を加えて評価している。压力容器内は5ノードに分割し、各ノード内の気相、液相に対する質量、エネルギー保存の法則を解くことにより、各ノード内の質量、エネルギーを求めている。しかし、添付に示す一連のLOCA/ECCS試験によって明らかにされた炉内各部での気液対向流制限(Counter-Current Flow Limiting :CCFL)現象[13]や、上部タイプレートでのCCFLブレイクダウン現象などのBWR特有の現象モデルが、これらの安全評価コードには含まれておらず、結果的には被覆管最高温度の解析結果を過度に保守的(高い温度)にすることが明らかになった[5]。

(a) 炉心上部でのCCFL現象

(b) 炉心入口オリフィス部でのCCFL現象

(c) 炉心バイパス底部でのCCFL現象

(d) CCFLブレイクダウン現象

炉心入口オリフィス部でのCCFL現象は、下部プレナム内からの吹き上げ蒸気により、炉心内の冷却材落下が抑制され、その結果、炉心と下部プレナム内に独立に水位が形成され、炉心内の燃料棒は有効に冷却される現象であり、試験結果を総合的に判断して、そのメカニズムが明らかになった。炉心バイパス底部でのCCFL現象は、制御棒案内管内の冷却材が減圧される過程でフラッシングした後に発生し、炉心バイパス領域から制御棒案内管への冷却材落下水量を抑制する現象であり、この現象が解明された。この炉心バイパス底部でのCCFL現象により、炉心バイパス内で冷却材が蓄水し、炉心バイパスから燃料集合体内への漏洩流が増大し、炉心冷却および炉心再冠水に寄与することが明らかになった。CCFLブレイクダウン現象は、上部タイプレートでのCCFLにより上部プレナム内に蓄積されていた冷却材が、CCFLブレイクダウンによって炉心周辺部や炉心バイパスを経由して下部プレナム内に落下する現象である。このCCFLブレイクダウン現象は、ECCSによって上部プレナム内に非飽和水の冷却材が直接供給される為に起こる現象であり、炉心からの吹き上げ蒸気流を凝縮するだけのサブクール度を上部プレナム内の非飽和水が保有した場合に発生するが、個別効果試験の結果からCCFLブレイクダウンの発生メカニズムが明らかになった。

(2) 炉心上部でのCCFL現象

気液対向流制限現象はCCFL(Counter-Current Flow Limiting)現象と呼ばれ、流路面積が急激に小さくなるような箇所、吹き上げ蒸気流により落下水が抑制される現象である。この蒸気と水による二相流でのCCFL現象の特徴は、圧力が低くなるにつれて落下水がますます制限される傾向にある。この原因は、ある一定の流路面積に対して低圧になるほど蒸気の流

路面積の割合が増大し、それだけ落下水の流路面積が縮小するからである。炉心上部でのCCFL現象は、燃料集合体上部にあるタイプレート上で発生する。BWR燃料集合体の上部タイプレートの構造を図2.2.4-1に示す。炉心を通り抜けてきた吹き上げ蒸気流の流路面積は、この燃料集合体上部にあるタイプレートで小さくなり、蒸気流速は急激に速くなる。これにより上部プレナム内に蓄水されている冷却材の落下が妨げられ、炉心内への落下水が減少する。この現象は先程も述べたように、系の圧力が低下するにつれて、ますます顕著になる。

この上部タイプレートでのCCFL現象は、総合システム試験であるTLTA試験[14]やROSA-III試験[15]、TBL試験[17][18]等の結果から数多く観察されており、BWRのLOCA時の再冠水に重要な影響を与えている。代表的な試験結果としてROSA-IIIの炉内各部の水位を図2.2.4-2に示す[15]。これらの試験結果から、炉心上部でのCCFL現象の存在とそのメカニズムが明らかとなった。上部タイプレートにおけるCCFL現象のメカニズムは以下の通りである。

再循環配管破断後の冷却材喪失（LOCA）後、ダウンコマ領域から下部プレナム内を通って炉心内に流入していた冷却材が急激に減少し、シュラウド内のインベントリーが減少する。また冷却材喪失による破断口の露出が起因する急激な減圧により、下部プレナム内の冷却材がフラッシングする。その後の圧力の低下は緩やかとなり、フラッシング量も少なくなるが、シュラウド内への冷却材の供給が減少しているために、シュラウド内の各領域内に水位が形成される。特に炉心内の領域は、スクラム後の崩壊熱による冷却材への加熱が続けられているために高ボイド率となっており、吹き上げ蒸気流も多い。この時点における上部プレナム内にはまだ冷却材が残存しており、上部タイプレートでのCCFLが発生する。

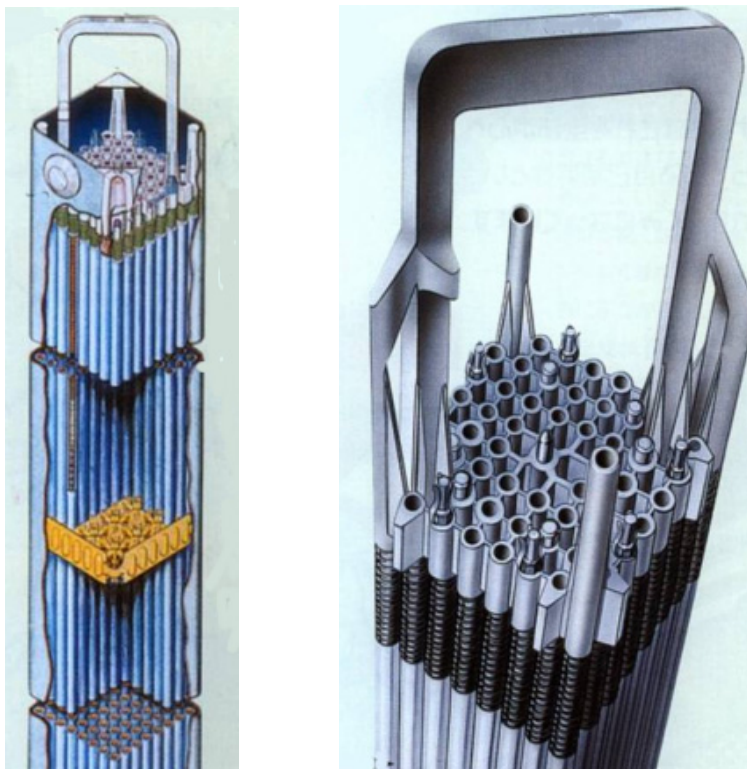


図 2.2.4-1 BWR燃料集合体の上部タイプレートの構造の一例[33]

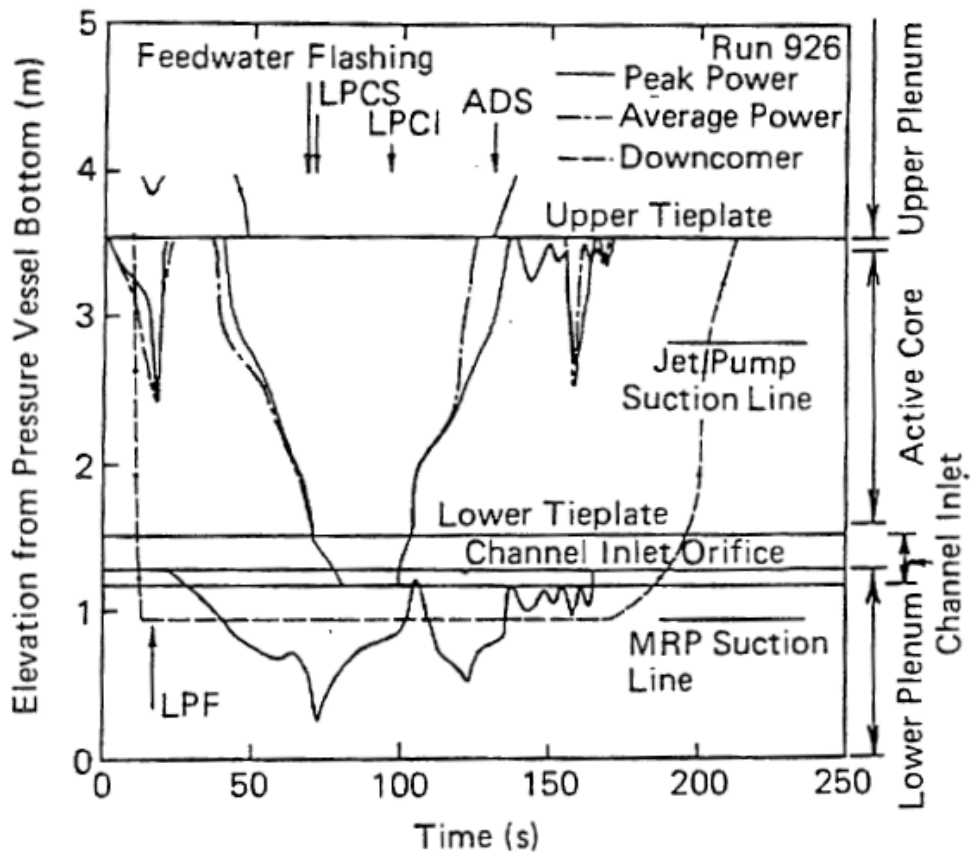


図 2.2.4-2 ROSA-III の炉内各部の水位を示す試験結果[16]

以上の発生メカニズムが、個別効果試験である E S T A 試験や U P S E T 試験[19]および S S T F 試験[15]等によって確認されてきた。従来の安全評価コードでは、上部タイプレートでの C C F L 相関式は、Wallis の相関式を用いており、これを確認するために E S T A 試験装置を用いて試験が行われた。図 2.2.4-3 に、E S T A 試験結果を示す。上部プレナム内への注入口である H P C S の上部ヘッドから、飽和水を注入した場合の試験結果である。この試験は上部タイプレートでの C C F L 相関式を確認する試験であるため、E C C S の水を飽和水としている。また E S T A 試験では、バイパスとバンドル間の漏洩孔は閉じてあり、バイパス内は飽和水で充満されている。このように上部プレナム内に飽和水を供給し、蒸気を各バンドル内へ注入することにより試験が行われた。Wallis 相関式は単一バンドルの試験から得られた C C F L 相関式であるが、多バンドルを有する E S T A 試験結果と良く一致していることが、これらの試験結果から分った。Walls 相関式を次式に示す。

$$(j_g^*)^{1/2} D^{1/4} + m (j_1^*)^{1/2} D^{1/4} = C D^{1/4} \quad \dots (2.2.4-1)$$

ここで、 $C D^{1/4} = 0.616$ (上部タイププレートの場合)

$$j_{\epsilon}^* = j_{\epsilon} \left(\frac{\rho_{\epsilon}}{g D (\rho_l - \rho_{\epsilon})} \right)^{1/2}$$

$$j_{\tau}^* = j_{\tau} \left(\frac{\rho_l}{g D (\rho_l - \rho_{\epsilon})} \right)^{1/2}$$

また、添付1に示すUPSET試験装置の試験結果に依って、圧力0.2MPaの条件下で、吹き上げ蒸気量が40t/hrと55t/hrの2ケースの比較により、吹き上げ蒸気量の増加によってCCFL現象によるバンドルへの流入量が減少しても、バイパスへの流入量が増加し、冷却材の系外への流出が無いことが明らかになった[19]。

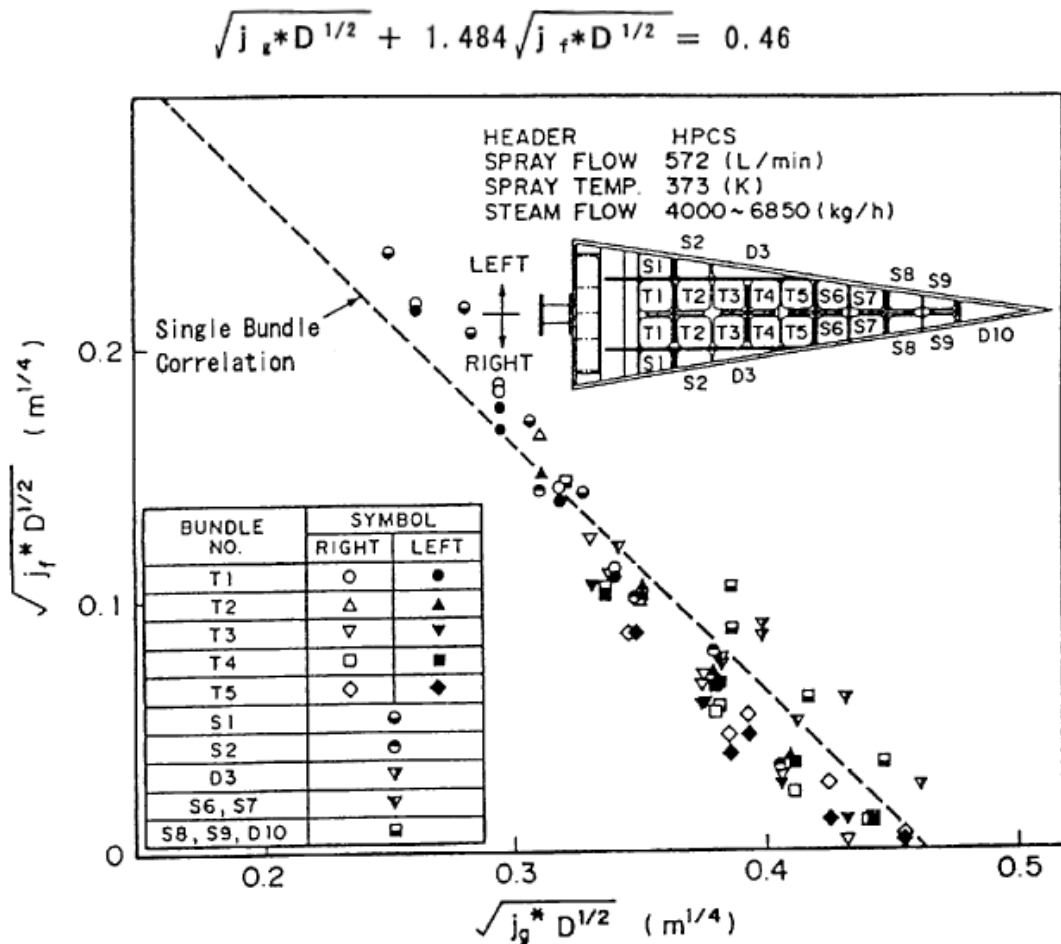


図 2.2.4-3 18° セクタ試験装置 (E S T A) の CCFL 試験結果[20]

(3) 炉心入口部でのCCFL現象

炉心入口部で発生するCCFL現象は、LOCA後の炉内熱水力現象に大きな影響を与えることが、添付1に示すRRTFシステム試験により明らかにされた[22]。BWRの場合、燃料棒はチャンネルボックスにより囲まれており、その長さは約4mある[33]。その入口部は炉心入口オリフィス（SEO:Side Entry Orifice）と呼ばれており、BWR固有のものである。この炉心入口オリフィスの概観図を図2.2.4-4に示す。LOCAに起因する下部プレナム内冷却材の減圧により、冷却材が非飽和水から飽和水になるいわゆるフラッシングにより蒸気が形成され、この蒸気が炉心入口オリフィスへ吹き上げる。これにより、チャンネル内にある冷却材の落下が抑制される。またECCS作動後においては、下部プレナムが満水になる以前に、炉心部でECCS水が蓄積される現象も観察された[22]。

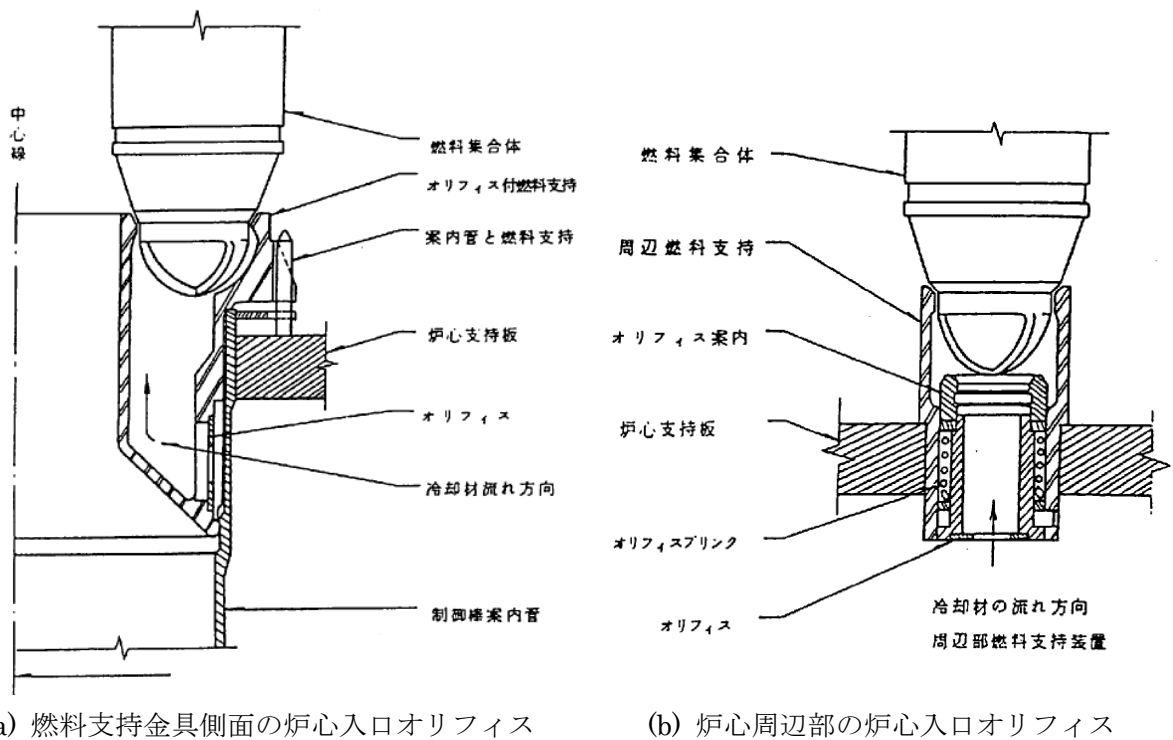
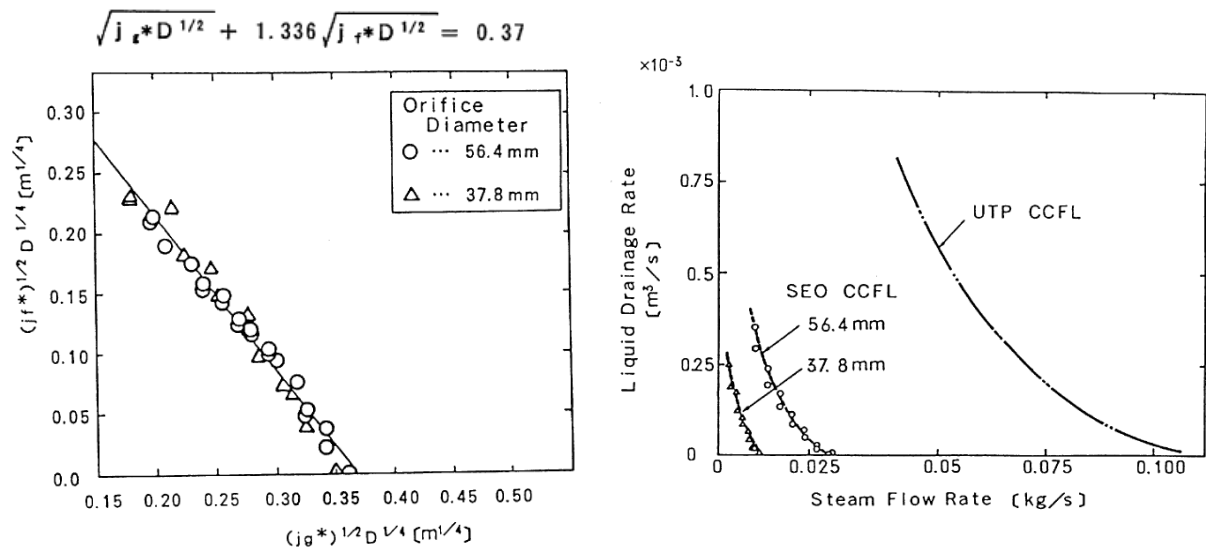


図 2.2.4-4 炉心入口オリフィスの概略形状[22]

これまでの安全評価解析では、この炉心入口部でのCCFL現象はモデル化されておらず、チャンネル内の冷却材は全て下部プレナム内に落下するとして評価していた。この仮定により、安全評価コードによる解析結果では、試験結果に比べて「炉心露出が早くなり、炉心再冠水が遅くなる」という保守的な評価を与えていた。この炉心入口部でのCCFL現象により、LOCAが発生してもチャンネル内に冷却材が保有され、燃料棒の冷却に大きく寄与することをシステム試験によって示された。BWRの燃料棒はチャンネルボックスによって囲まれているので、径方向への冷却材の流れはなく、これによりCCFL現象は促進される。これらTLTA, ROSA-III, TBLシステム試験の結果を踏まえ、炉心入口部CCFL現象の個別効果試験が行われ、上部タイプレートでのCCFL現象に適用されるWalls型相関式が、係数は異なるもののこの炉心入口部CCFL現象に対しても適用できることが示された。

図 2.2.4-5 に、試験結果と Wallis の相関式の結果との比較を示す。BWR の炉心入口部である炉心入口オリフィスは、炉心の周辺部とその中心部とは異なる流路面積になっているものの、同図から分るように個別効果試験により同じ係数をもつ Walls 型の C C F L 相関式が適用されることも示された。但し後で述べるように、全炉心を考えた場合には、全燃料集合体の入口部で必ず同時に C C F L が発生している訳ではない。この多バンドル現象については、2.2.5 で述べる。

炉心入口オリフィスでの C C F L による冷却材落下流量と上部タイプレートでの C C F L による落下流量との比較を図 2.2.4-6 に示す。この図から明らかな様に、炉心入口オリフィスでの C C F L 現象による冷却材落下流量の抑制が大きいことが分かる。従って、例えば E C C S 作動後に発生する上部タイプレートでの C C F L 現象により、上部プレナムから炉心内へ流入する E C C S 水の量は、炉心から炉心入口オリフィスを通して下部プレナム内へ流入する冷却材の量よりも多く、炉心内での E C C S 水の蓄積を促進させる。



(UTP:上部タイプレート部、SEO : 炉心入口部)

図 2.2.4-5 試験結果と Wallis の相関式との比較 図 2.2.4-6 C C F L 落下流量との比較

(4) 炉心バイパス底部での C C F L 現象

チャンネルボックスに囲まれている炉心バイパス領域内の冷却材は、LOCA 後減圧によりフラッシングする。炉心バイパスの下方には制御棒案内管があり、この案内管内の冷却材も同様にフラッシングする。上部タイプレートや炉心入口部での C C F L 現象と同様に、この炉心バイパス底部においても C C F L 現象が発生し、再冠水過程に於いて炉心冷却に顕著な効果があることが判明した。この C C F L 現象により冷却材が炉心バイパス内に蓄積され、炉心下方にある漏洩孔を通してチャンネル内に冷却材が流入する。炉心バイパス内に冷却材が蓄積されれば、バイパス内の水頭圧が大きくなり、それだけチャンネル内に冷却材が流入し易くなる。炉心下方での漏洩孔としては、図 2.2.4-7 に示すように、下部タイプレートや炉心支持金具と

の間や下部タイプレート孔である。炉心バイパス底部でのCCFL現象を定量的に評価するために、図 2.2.4-8 に示すGTCC試験装置による試験が行われた[23]。図 2.2.4-9 に試験結果を示す。これらの試験結果により、炉心バイパス底部のCCFL特性は Wallis の相関式で表わせることが明らかになり、またCCFL特性はバイパス内の水頭圧によらないことも明らかとなった。さらにGTCC試験装置のバイパス底部には可視化観察窓があり、流動様式を詳細に検討した結果、CCFL現象は燃料支持金具上部と下部タイプレートおよび制御棒のクリアランス部で発生していることが明らかになった。

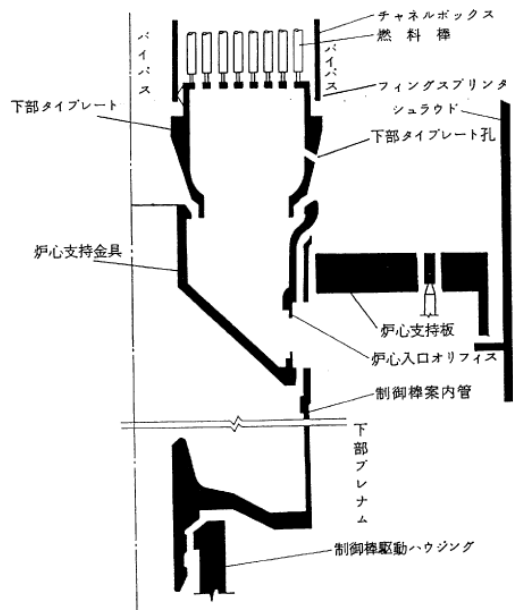


図 2.2.4-7 炉心下部の流路構造の概略[32]

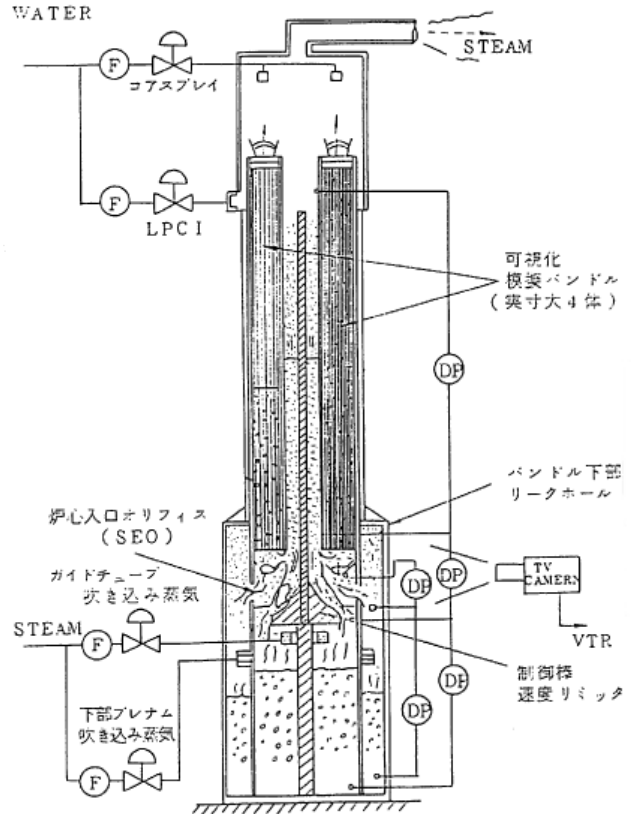


図 2.2.4-8 GTCC試験装置[23]

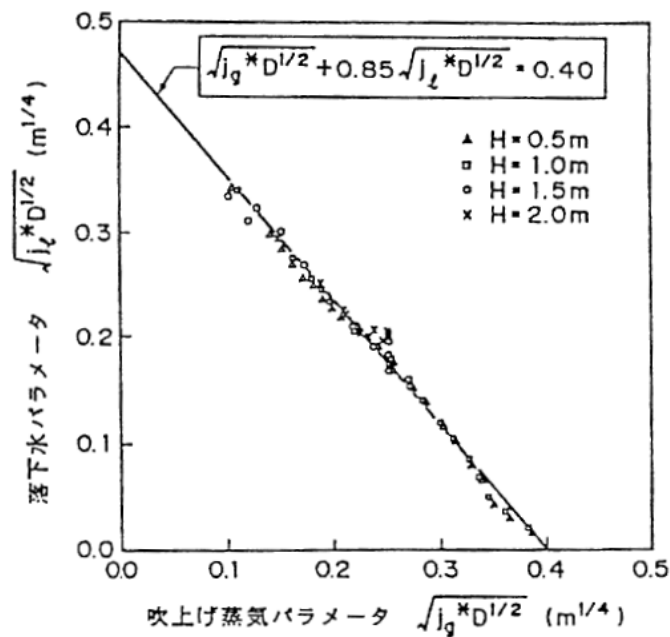


図 2.2.4-9 GTCC試験装置により得られた炉心バイパス底部 CCFL 相関式[23]

(5) C C F Lブレイクダウン現象

上部プレナムと炉心との間に位置している上部タイプレートでC C F L現象が発生し、上部プレナムから炉心内への落水量が制限されるため、これまでは炉心冷却の点では好ましくない現象と考えられていた。また安全評価解析においても、この上部タイプレートで発生するC C F L現象を考慮しているものの、上部プレナム内に蓄水される冷却材は、全く炉心冷却に寄与しないとして、系外へ捨てられていた。しかし、上部タイプレートで発生するC C F L現象を詳細に評価するために行われたE S T A, U P S E T, S S T F試験結果から、上部プレナム内に蓄水された冷却材が、炉心再冠水に大きく寄与することが総合的に明らかにされた。

E C C S作動後の上部プレナム内では、炉心スプレイヘッドから注入されるサブクール水の炉心スプレイ水と、炉心からの吹き上げ蒸気流とが混合することにより二相流状態になる。その後、上部プレナム内の水位が次第に上昇し、炉心スプレイヘッドの高さより上方に位置するようになる。この時に、スプレイヘッドからは高いサブクール度の冷却材が注入されているために、スプレイヘッド周辺が局所的に高いサブクール度となり、また炉心周辺部の燃料集合体が低出力であることから、スプレイヘッドが配置されている炉心周辺部においては、上部タイプレートでのC C F Lブレイクダウン現象が発生する。これにより、一時的に上部プレナム内の二相水は周辺部の燃料集合体内に落下し、これ以降は上部プレナム内に浅い二相プール水を形成しながら、再び水位は上昇を始める。炉心下部に位置する炉心入口オリフィスの形状は図2.2.4-4に示した通り、周辺部と中心部での炉心入口オリフィスの形状が異なっており、周辺部燃料集合体の炉心入口オリフィスの方が、中心部のそれと比較して、C C F Lが発生しにくい構造となっている。この構造の違いにより、周辺部の燃料集合体内に落下した冷却材は、炉心下部の炉心入口オリフィスで発生していたC C F Lをもブレイクダウンさせ、燃料集合体内の冷却材は下部プレイヘッドの高さまで下降し、その後上昇しており、断続的にC C F Lブレイクダウンが発生していることが分る。

18°セクタ試験装置(E S T A)を用いて、スプレイ水温度が上部タイプレートでのC C F Lブレイクダウンに与える影響についての試験を行った[21]。図2.2.4-10に上部プレナム内水位(水頭 ΔP)の変化に対するスプレイ水温の影響を示す。この図では、時刻ゼロ時にスプレイ水の注入が開始されたことを示す。この図から明らかなように、高い温度のスプレイ水の場合には、スプレイ開始後から水頭 ΔP は上昇しており、冷却材が上部プレナム内に蓄積されていることになる。スプレイ水温度が低い場合には、水頭 ΔP は減少し、その後振動を繰り返している。これは、周辺部燃料集合体の上方にあるサブクール水が、C C F Lブレイクダウンにより断続的に燃料集合体内に落下していることになる。スプレイ水温度が低くなるにつれて、C C F Lブレイクの発生する時間の間隔が早くなり、水頭 ΔP が小さくなる。この結果から、スプレイ水温度が低くなるにつれて、上部プレナム内のスプレイヘッド近くの二相混合水位は、C C F Lブレイクダウン後はスプレイヘッドの高さよりも低くなる。しかし、スプレイ水温度が高い場合には、スプレイヘッドは完全に二相混合水位よりも下に位置している。図2.2.4-11に、燃料集合体内への流入量に与えるスプレイ水温度の影響を示す。この図から、周辺部の燃料集合体だけが、C C F L相関式によって計算された飽和水の流入量を大幅に上回っていることが分かる。その他の燃料集合体では、C C F L相関式により計算された飽和水量と同じ量の

冷却材が流入していることが分かる。図 2.2.4-11 中の横軸である蒸気流量は、試験では各燃料集合体の下方から注入した蒸気流量である。またこの図から、周辺部燃料集合体では、CCFL 相関式に依存した以上の冷却材が流入していることや、周辺部以外の燃料集合体では、CCFL 相関式に依存した冷却材が流入していることから、炉心内の冷却効果の点では、炉心上方に散水される炉心スプレイ水の流量分布は LOCA 解析上さほど重要ではないことが分かった。

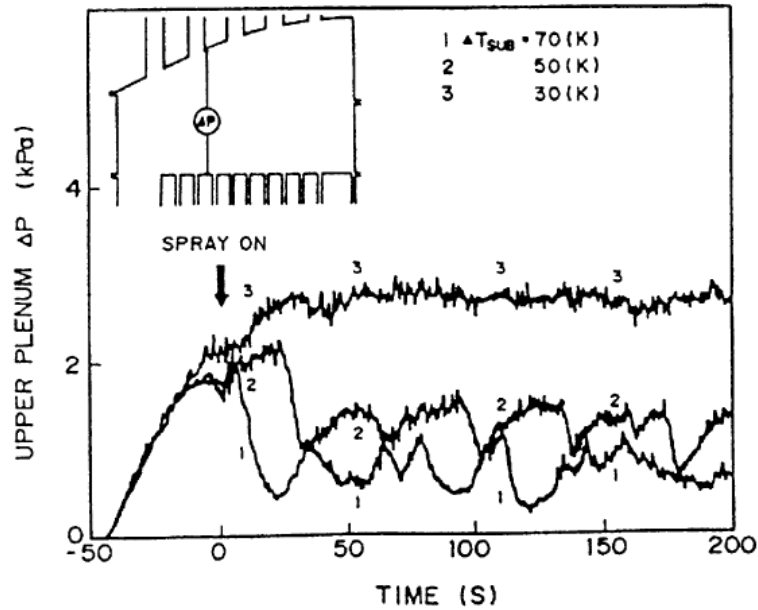


図 2.2.4-10 上部プレナム内水位（水頭 ΔP ）に与えるスプレイ水温の影響[21]

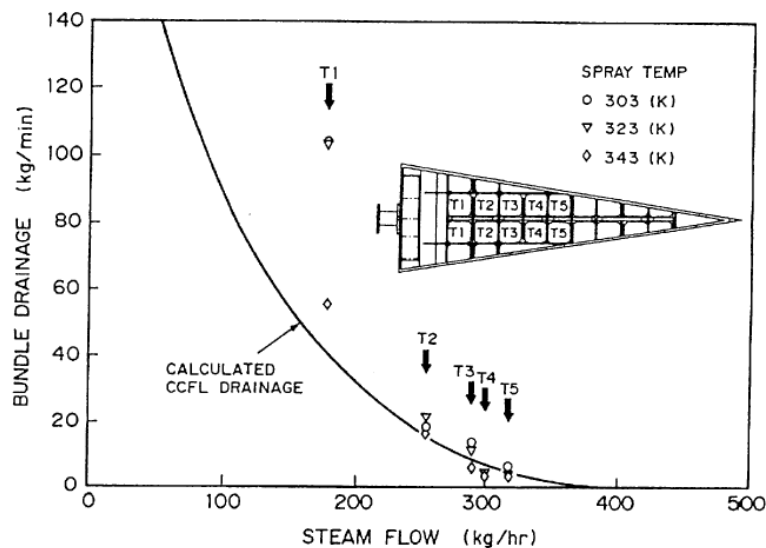


図 2.2.4-11 燃料集合体内への流入量に与えるスプレイ水温度の影響[21]

(6) SAFERコードに採用されたCCFL計算

図2.2.4-12にSAFERコード[24]に採用された各ノード間のCCFL計算の流路とマスバランスを示す。CCFLが発生する箇所での吹き上げ蒸気流は、二相液面から離脱する蒸気流 (W_v) と、落下水が液面に到着する前に蒸発する量 (W_{evap}) の合計として計算される。特に炉心内における蒸発量は、第2章で既に述べた炉心スプレイ蒸発量の式2.2-2により求められる。但し蒸発量 (W_{evap}) は、落下水量 (W_F) より大きくなることはない。もし上方の領域内に存在する冷却材が非飽和水である場合には、吹き上げ蒸気量から凝縮量を差し引いて、CCFL相関式により落下水量が計算される。吹き上げ蒸気流の全量が凝縮される場合は、次章で述べるCCFLブレイクダウン現象が発生する場合であり、この時には流路断面積の大きさにより落下水量は制限される。

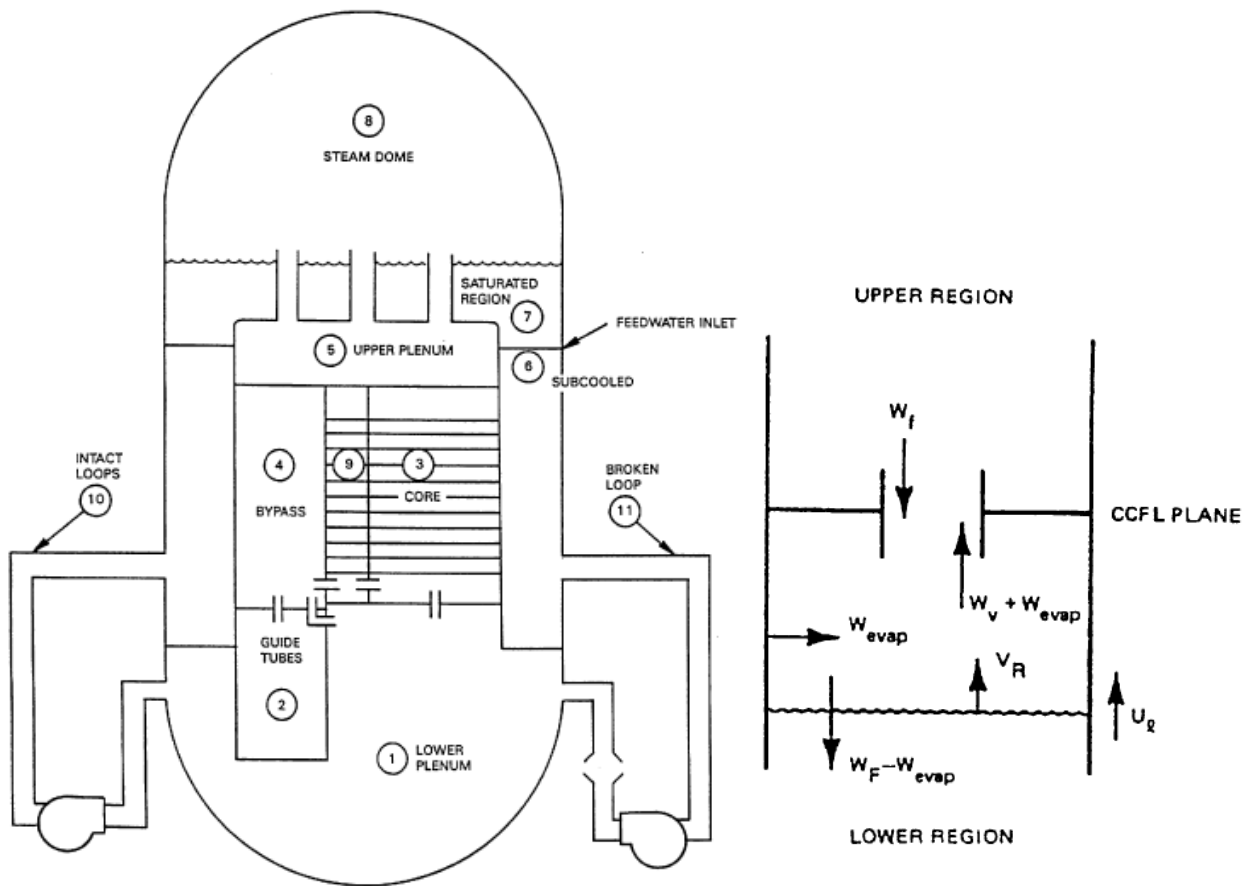


図 2.2.4-12 SAFERコードの炉心各ノード間のCCFL計算の流路とマスバランス[28]

一方、CCFLブレイクダウン現象を解析する場合、上部プレナム内の水位が炉心スプレイヘッドより高く、さらに凝縮係数 Ca が次式を満足した時に、炉心周辺部においてCCFLブレイクダウンが生じるとした[24]。

$$C_d = \frac{W_g \cdot h_{fg}}{W_l (h_g - h_l)} < (C_d)_{max} \quad \dots\dots (2.2.4-2)$$

ここで、

W_g : 上部プレナム内に炉心及び炉心バイパスから流入する蒸気流量

W_l : 上部プレナム内に流入するサブクール水の流量

h_l : 上部プレナム内に流入するサブクール水のエンタルピー

h_g : 飽和水のエンタルピー

h_{fg} : 凝縮潜熱

$(C_d)_{max}$: C C F Lブレイクダウン現象が発生する定数

(2.2.4-2)式中で、 C_d は凝縮係数であり、上部プレナム内に流入したサブクール水が蒸気を凝縮する割合を示している。また $(C_d)_{max}$ は、図 2.2.4-13 に示す試験データに基づく値である。

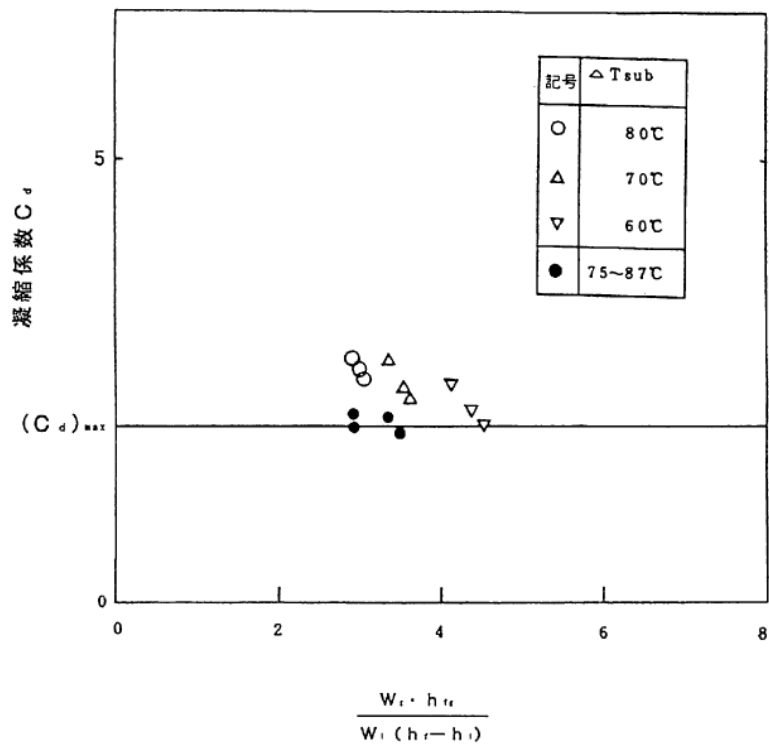


図 2.2.4-13 C C F Lブレイクダウン現象が発生する凝縮係数[32]

C_d の値が減少するにつれて、上部プレナム内のサブクール度が局所的に大きくなり、炉心周辺部で発生していたC C F Lブレイクダウンが中心部へ拡大する。(2.2.4-2)式により、 Ca が1に近づくにつれて、上部プレナム内の蒸気の全てが凝縮される様になり、1より小さくなった場合には燃料集合体の全てにおいてC C F Lブレイクダウンが発生する。S A F E Rコー

ドでは、CCFLブレークダウンが発生する燃料集合体数 N_{BD} を、 C_d の関数として以下の様にモデル化した[24]。

$$N_{BD} = \begin{cases} 0 & C_d > (C_d)_{lim} \\ \frac{(C_d)_{lim} - C_d}{(C_d)_{lim} - 1} * (N_T - N_p) + N_p & (C_d)_{lim} \geq C_d > 1 \\ N_T & C_d \leq 1 \end{cases} \quad \dots\dots (2.2.4-3)$$

ここで、

N_p : 炉心周辺部の燃料集合体数

N_T : 炉心の全燃料集合体数

である。

2.2.5 LOCA 時の炉心冷却と多次元効果

(1) はじめに

LOCA 時の炉心内の蒸気冷却効果・ミスト（液滴を伴う蒸気）冷却効果や炉心内の多バンドルによる 3次元効果など、LOCA が発生した場合での BWR 特有の現象が、過去の許認可用安全評価コードには含まれておらず、結果的には被覆管最高温度に対し、過度に保守的な結果を与えていた。しかし出力密度の向上や燃料棒の高燃焼度化に伴い、過大な安全裕度を持つ解析手法よりも、より現実的に現象を忠実に評価する解析手法の確立が軽水炉を高度化する上で必要となってきた。そのためには、BWR 冷却材喪失事故時に発生する原子炉压力容器内の物理現象を忠実にモデル化する必要があり、これらの現象を忠実に評価できる様々な多次元二相流構成方程式が必要となった。

2バンドルループ（TBL）試験装置による再循環系配管のギロチン破断試験[17]の解析が行なわれ、試験データとの比較が実施された[5]。これにより、BWR の LOCA 時に於けるブローダウン・リフィル・再冠水のそれぞれの過程に於いて、基本的な圧力変化やダウンカム部の水位挙動を良く予測することを示した。しかし、試験結果[17]から、炉心内の高出力燃料集合体内では吹き上げ蒸気量が多く、これによりヒートアップ開始時間が遅れることを示し、この様な多バンドル効果のモデルが必要であることが明らかとなった。また炉心内水位挙動の不一致と共に、燃料棒表面が露出した後では、被覆管最高温度の時間変化は試験データよりも高く予測し、これにより蒸気冷却による効果が有効であることが分かり、以下に示す蒸気冷却の熱伝達モデルが必要となった。

(g) 蒸気冷却効果

(h) 液滴を伴う蒸気冷却効果

(i) スプレイ冷却効果

(j) 多バンドル効果

蒸気冷却効果は、従来の安全評価コードには含まれていないが、炉心露出後も下部プレナム内からの蒸気流、或いは炉心内で発生した蒸気流により冷却が行われる現象であり、LOCA を模擬した BWR 総合システム試験結果から明らかにした。また炉心バイパスからの漏洩流による液滴を伴う蒸気冷却すなわち噴霧流（ミスト）冷却により、炉心内は有効に冷却されることが試験により得られた。

多バンドル効果とは、高出力燃料集合体内では吹き上げ蒸気流が平均出力燃料集合体内のそれと比較して多くなり、その結果として、高出力燃料集合体内の燃料棒表面温度のヒートアップ開始が、平均出力燃料集合体内のそれよりも遅く発生する現象であり、多バンドルを有する総合システム試験結果[17]から明らかになった。

LOCA により多量の冷却材が压力容器内から系外へ流出することにより急激な減圧が発生し、下部プレナム内の冷却水がフラッシングする。このフラッシングした蒸気流が高出力燃料集合体と平均燃料集合体への流動分離が生じ、より多くの蒸気流が高出力燃料集合体へ流れることを明らかにしており、この多バンドル効果をモデル化した[34]。燃料棒表面熱伝達係数

に関しては、核沸騰・遷移沸騰を、また蒸気冷却や上部プレナムから落下する炉心スプレイ水による冷却も、燃料棒表面を落下する液膜速度を考慮してモデル化した。この他に輻射熱伝達モデルも考慮した。これらの熱伝達モデルをまとめて、冷却材喪失事故時に於ける熱伝達の計算に使用した。

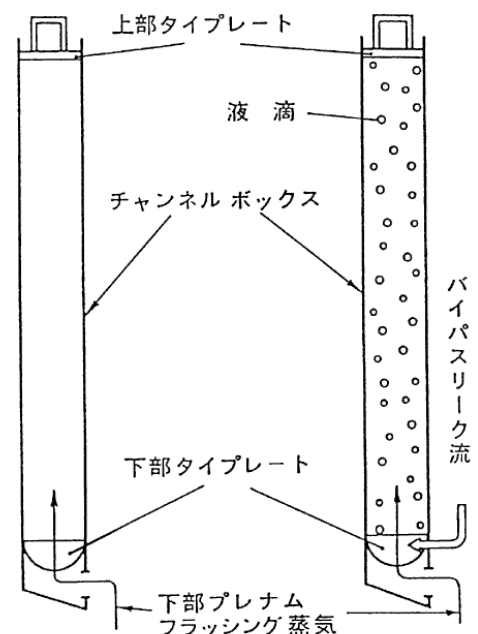
(2) 蒸気冷却効果

従来の安全評価解析では、燃料棒被覆管が露出した場合での冷却メカニズムとしては、各燃料棒間やチャンネル壁との輻射熱伝達だけを考慮し、被覆管と冷却材間との熱の授受はないとしていた。しかし現実的には、吹き上げ蒸気流が存在する場合には、蒸気冷却があることは広く知られており、McEligot の式や Dittus-Boelter の式で表される蒸気冷却がその代表的なものである。

BWR 模擬燃料棒を用いて、蒸気冷却を定量的に評価する個別効果試験が R R T F 試験装置で行われた[22]。LOCA が発生した場合、下部プレナム内の冷却材が減圧沸騰によって蒸気が発生し、この蒸気が炉心内に流入し、燃料棒被覆管の露出部が冷却される場合、大きく分けて2つのモードが考えられる。1つは蒸気単相による冷却であり、もう1つはバイパスからの漏洩流が液滴となって蒸気に同伴する場合のミスト冷却である。この2つの蒸気冷却モードを図 2.2.5-1 に表す。

R R T F 試験装置による蒸気単相冷却の試験結果と、Dittus-Boelter の式により得られた Nu 数との比較を図 2.2.5-2 に示す。この図から、全体的に試験結果による Nu 数（即ち熱伝達率）が大きくなっていることが分かる。これは、バンドル入口部やスパーサ下流側の影響によると考えられる。

バンドル入口部で Nu 数が大きくなる理由は、炉心入口部での助走区間の影響である。即ち炉心入口付近では流速が一定となっており、壁面近傍では比較的流れが速いためである。しかしこの下流側では流れが発達するにつれて流速は不均一となり、この領域での壁近傍では炉心入口部に比べて流速が遅くなるために、伝熱特性が悪くなる。スパーサの下流側で Nu 数が大きくなり伝熱特性が良くなる理由は、スパーサによる乱流促進効果のためと考えられる。図 2.2.5-2 から、蒸気単相冷却効果を安全評価コードに適用する場合に、Dittus-Boelter の式を使用しても保守性を維持できることが分かった。



(a)蒸気冷却 (b)ミスト冷却
図 2.2.5-1 2つの蒸気冷却モード

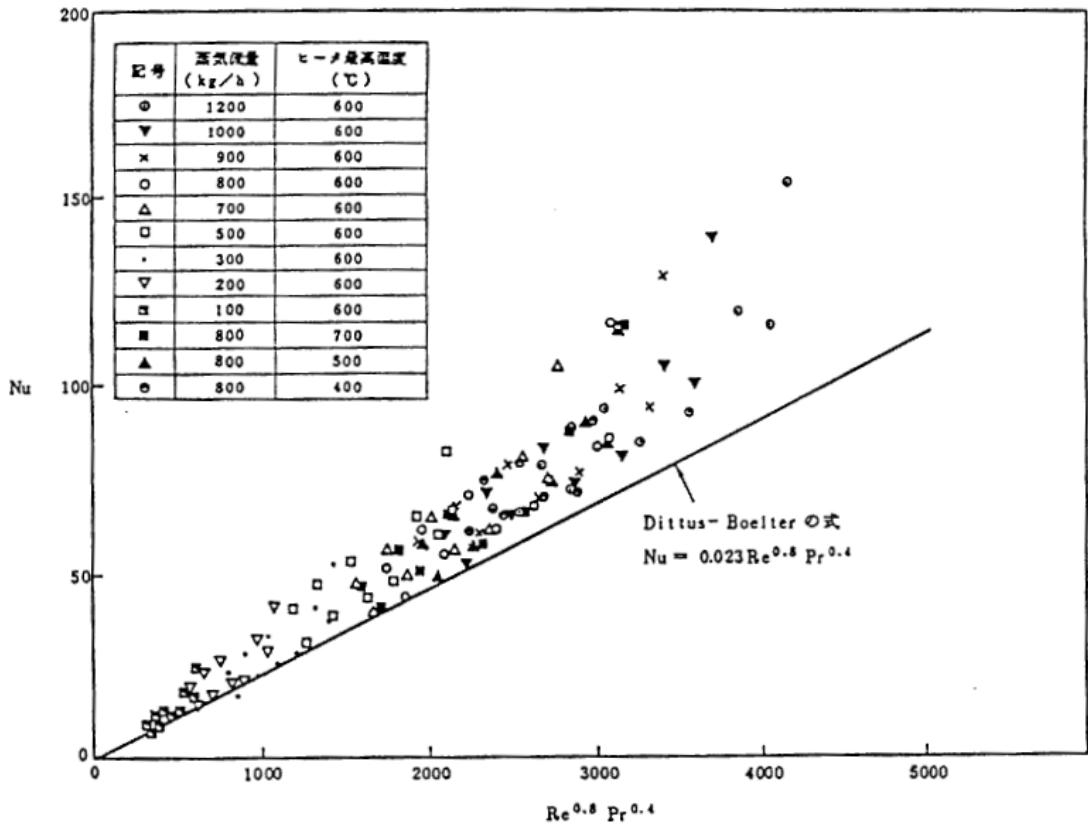


図 2.2.5-2 蒸気单相冷却の試験結果と Dittus-Boelter 式との比較 (R R T F 試験装置) [22]

(3) ミスト冷却

BWRプラントの燃料棒はチャンネルにより囲まれており、チャンネルとチャンネル間には炉心バイパス領域が存在する。LOCA時において、燃料棒が露出した場合には、(1)の蒸気流による冷却効果の他に液滴を同伴したミスト冷却効果（噴霧流冷却効果）も期待できる。この液滴は、炉心バイパス領域内にある冷却材が、炉心下方の漏洩孔を通してチャンネル内に流入することにより生じる。このミスト冷却を定量的に評価する試験が、R R T F 試験装置を用いて行われた。一般的に、蒸気单相冷却の場合と比べて、液滴を同伴したミスト冷却効果の方が、以下の効果により冷却効果がより大きいと考えられる。

- ①液滴の蒸発による冷却効果
- ②液滴の存在による蒸気の過熱抑制
- ③加熱面（被覆管やチャンネル壁）から液滴への放射による伝熱
- ④ウォーターロッド，チャンネル壁内面のリウエットによる幅射熱伝達の促進

上記④の冷却効果は、BWR燃料集合体固有のものである。これらの冷却効果のうち、①の効果は小さいことが分っている。これは、これまで行われてきた単管等の試験により、伝熱面温度が高い場合には、液滴と伝熱面との間に蒸気の膜が形成され、液滴は直接加熱面に触れないので冷却効果が期待できないからである。これにより、①の効果は小さい。また比較的高ボイ

ド率の場合には、③の効果も小さい。ミスト冷却の場合には、液滴の存在による②の効果、および輻射による④の効果が主なものである。

図 2.2.5-3 に R R T F 試験装置で得られた燃料棒被覆管の典型的な温度変化[22]を示す。試験初期は燃料集合体内を蒸気単相流が流れており、炉心バイパス領域内に L P C I 注入口を通して直接に飽和水を注入することにより試験開始となる。この図から分るように、飽和水注入後しばらくして、冷却材は漏洩孔を通過して炉心バンドル内に流入し始め、被覆管温度は減少し始める。その後、被覆管は液滴及び加熱面での液膜形成によりクエンチし、飽和温度近くに減少している。

この温度変化の結果を用いて、蒸気を飽和と仮定して、熱伝達率を評価した。図 2.2.5-4 は、漏洩流量を試験パラメータとした燃料バンドル縦方向の熱伝達率分布である。この図から、燃料の上方位置の方が熱伝達率がより高くなっていることが分る。この理由は、液滴の一部が蒸発し蒸気流量が増加したり、スパーサの効果により下流側で乱流による伝熱促進効果である。また漏洩流が多いほど熱伝達率も良くなっていることが分る。図中の破線は、蒸気温度を飽和温度と仮定した場合の Dougall-Rohsenow 相関式と試験データとの比である。この図から、漏洩流が十分に多くある時(●印)は、良く一致していることが分る[22]。漏洩流がある程度以上多くなると、液滴が蒸発することにより蒸気の過熱は抑制されて飽和温度に保たれるため、蒸気温度を飽和温度とした試験データと一致するからである。

一方、漏洩流が少ない場合には蒸気は過熱し、蒸気温度を飽和温度と仮定して整理した場合での、試験データの熱伝達率は小さくなる。これにより、液滴を同伴したミスト冷却熱伝達率を計算する場合には、過熱蒸気中の液滴の蒸発量が重要な因子であることが分かる。

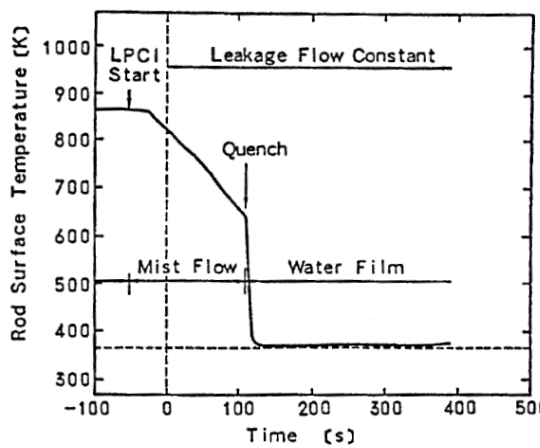


図 2.2.5-3 燃料棒被覆管の典型的な温度変化 (R R T F 試験装置) [22]

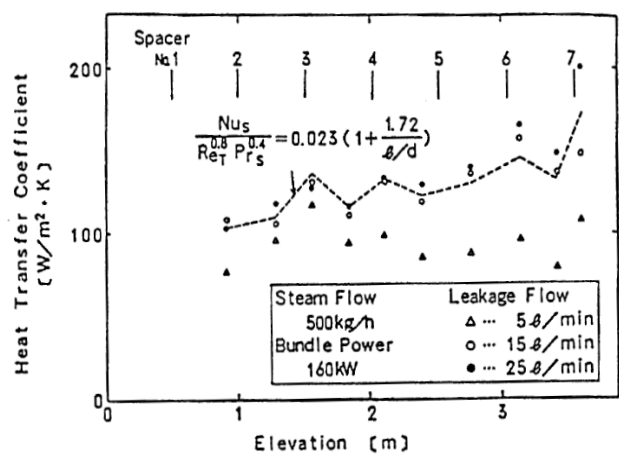


図 2.2.5-4 対流熱伝達率分布 (R R T F 試験装置) [22]

(4) スpray冷却効果

従来の安全評価モデルで用いられている ECCS Spray熱伝達率は、GE社が実施した BWR-FLECHT 試験結果[4]に基づいている。この試験では、軸方向コサイン分布を持つ実寸大の7×7燃料集合体を用いており、大気圧下で実施された。この試験に基づいた Spray熱伝達率は、図 2.2.5-5 に示すように、7×7燃料集合体内の燃料棒を4つのグループに分割してまとめられている。Spray定格流量 (3.25gpm = 12.3L/min) に対して、チャンネル壁を含めた Spray熱伝達率は以下の通りである。

- グループ①(コーナー燃料棒) : 17.03W/m²K
- グループ②(周辺燃料棒) : 19.87W/m²K
- グループ③(内部燃料棒) : 8.52W/m²K
- グループ④(中央燃料棒) : 8.52W/m²K
- チャンネル壁 : 56.78W/m²K

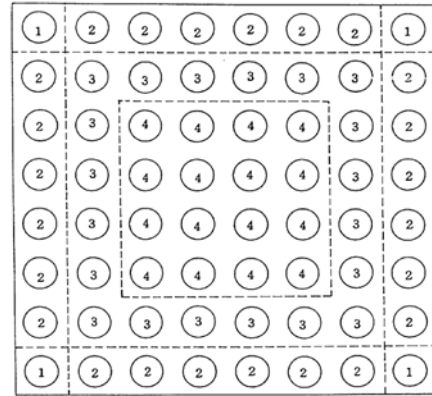


図 2.2.5-5 燃料棒グループ分け

また BWR-FLECHT 試験によると、圧力による依存性についても検討されており、2.1 MPa (約 20 気圧) 以下の範囲について定性的な評価を与えている。図 2.2.5-5 に、Spray冷却に及ぼす圧力の影響についての FLECHT 試験結果を示す。この図から明らかなように、燃料棒温度は圧力が高い程低くなっている。これにより、高圧になれば Spray冷却はより効果的であることが分る。従来の安全評価モデルで用いられている Spray熱伝達率は、保守的な値として、大気圧下での試験による値である。

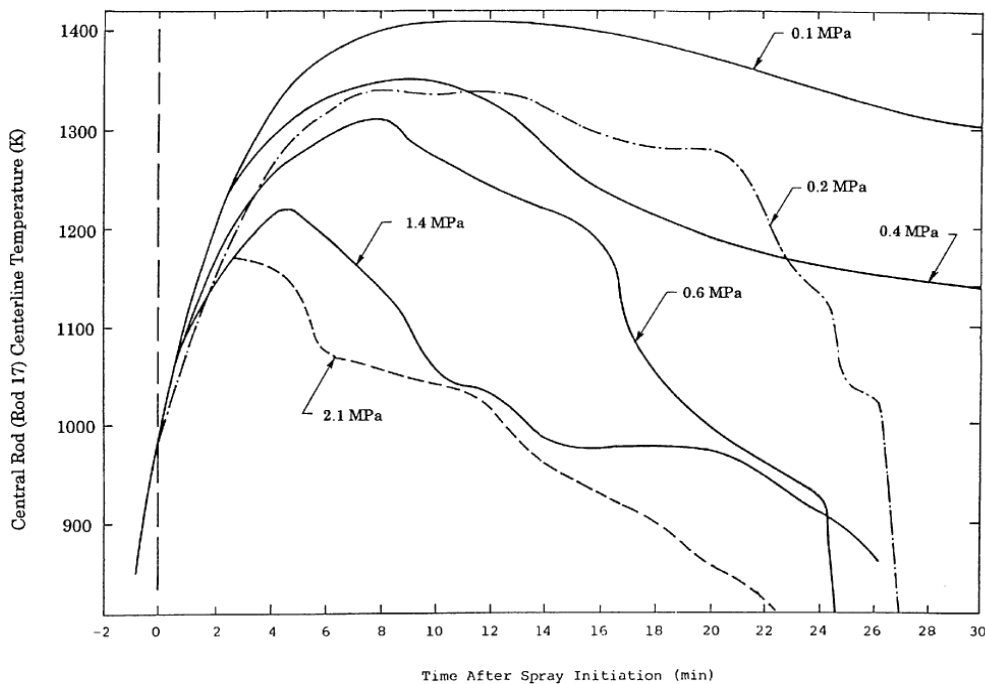


図 2.2.5-5 Spray冷却に及ぼす圧力の影響 (FLECHT の試験結果) [4]

高圧力条件下での低スプレィ流量時におけるスプレィ対流熱伝達率を評価する試験が、SHTF試験装置を用いて行われた[22]。試験は実寸大の8×8燃料集合体を用いており、コサイン分布の間接電気加熱のヒータバンドルである。この試験では、上部タイプレートでのCCFL現象を生じさせ、このCCFL効果により制限された落下水に依存した冷却効果に関して評価している。試験条件は、スプレィ流量 3.5 gpm=13.2L/min 以下、圧力は大気圧から 7 MPa、バンドル出力は 100~300 kW である。図 2.2.5-6 に、対流熱伝達率のスプレィ流量による依存性を示す。図 2.2.5-3 中の値は、最高出力部における、ウォーターロッドを除いた全燃料棒の対流熱伝達率を平均したものである。この図から分かるように、上部プレナムからの落下水量の減少に対して、対流熱伝達率は緩やかに減少している。また従来の8×8燃料集合体と新型8×8燃料集合体間の形状の相違による影響が、ほとんど少ないことも分った。

図 2.2.5-7 は対流熱伝達率の軸方向依存性を示す試験結果である。この図から明らかのように、燃料集合体内の高さが増加するにつれて、大きな対流熱伝達率が得られる。これは、燃料集合体内の上方になれば液滴が多く存在し、さらに燃料集合体内で発生する蒸気の吹き上げ量が多くなる蒸気冷却効果と考えられる。

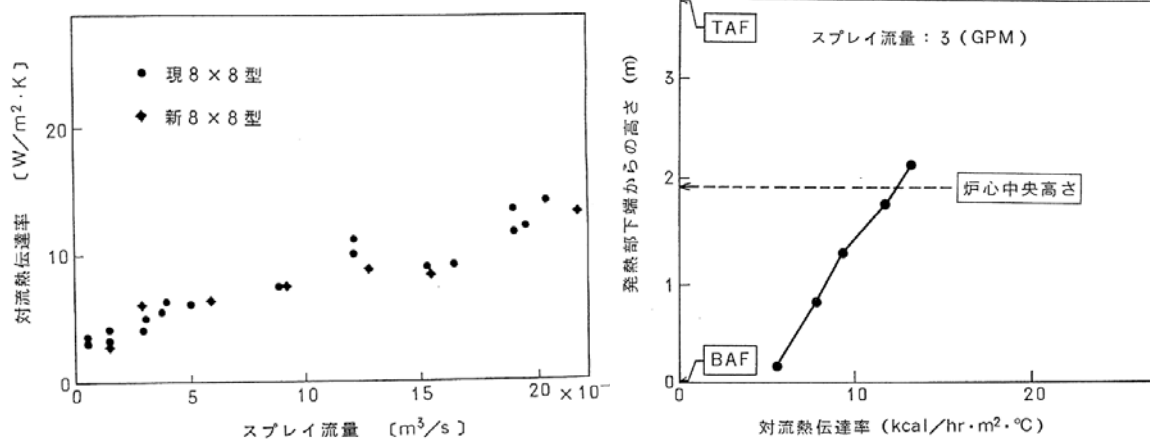


図 2.2.5-6 対流熱伝達率のスプレィ流量依存性 図 2.2.5-7 対流熱伝達率の軸方向依存性

図 2.2.5-8 , 図 2.2.5-9 に圧力依存性に関する SHTF の対流熱伝達率の試験結果を示す[26]。図 2.2.5-8 は、最高出力をもつバンドル中央部での燃料棒表面温度変化であり、圧力による影響が見られる。圧力が低い程、温度上昇率は大きく、さらにクエンテ時間も遅くなっている。図 2.2.5-9 には、燃料棒表面温度とその時間変化から評価された、対流熱伝達率の圧力依存性について示す。この対流熱伝達率の値は、燃料集合体内の各燃料棒の最高出力部において表面温度がクエンチする以前の対流熱伝達率を時間平均して得られたものである。この図から明らかのように、圧力が高くなる程、スプレィ冷却による対流熱伝達率が大きくなることが分る。この理由として、高圧力になれば燃料棒表面温度とライデンフロスト温度との差が小さくなり、スプレィ液滴が燃料棒表面での蒸発量が多くなること、及び蒸気の熱伝達率の増加が考えられる。これらの試験結果により、上部プレナムからの落下水量及び圧力に対する熱伝達率の依存性が評価された。また従来の安全評価モデルに用いられているスプレィ熱伝達率の値は、大気圧下で求められており、保守的であることを確認した。

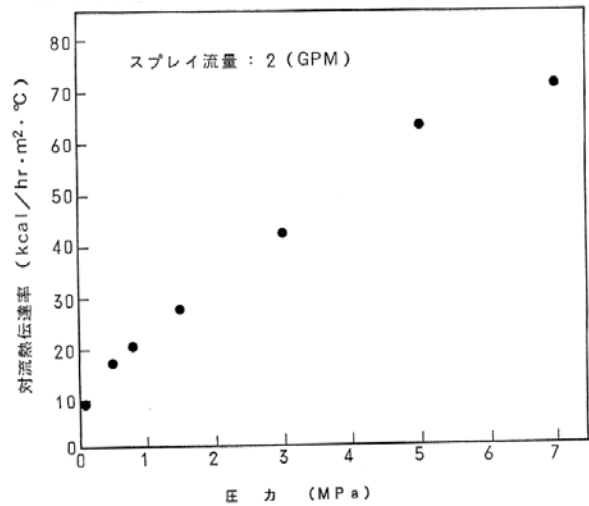
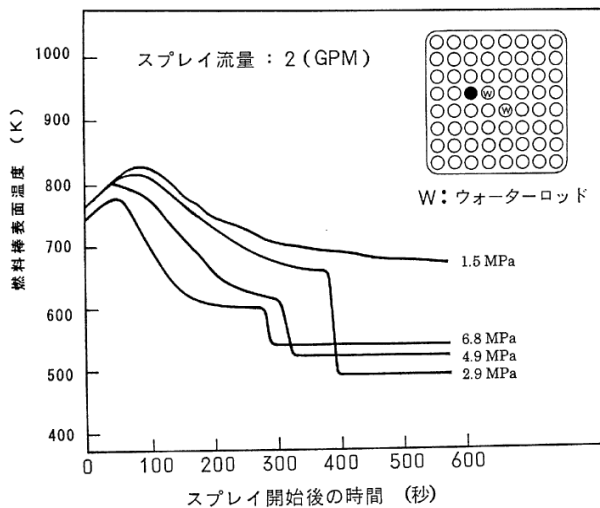


図 2.2.5-8 パンドル中央部での燃料棒表面温度変化 図 2.2.5-9 対流熱伝達率の圧力依存性

(5) 多バンドル効果

BWR炉心は、チャンネルボックスにより囲まれた燃料集合体（バンドル）で構成されており、この構造はBWR炉心固有のものである。LOCA時再冠水過程においては、炉心内の冷却材はこのチャンネルボックスに仕切られることにより、各燃料集合体内では異なった流動様式が発生することが、TBL試験結果[17]やROSA-III試験結果[16]、SSTF試験結果[15]およびESTA試験結果[21]により明らかになった。TBL試験装置の炉心は、高出力燃料集合体と低出力燃料集合体の2体から構成されている。TBL試験結果[17]から、2つある燃料集合体のうち高出力燃料集合体内では、減圧過程において下部プレナムから燃料集合体内へ

の吹き上げ蒸気量が多くなり、気液上昇流が生じていることが明らかになった。

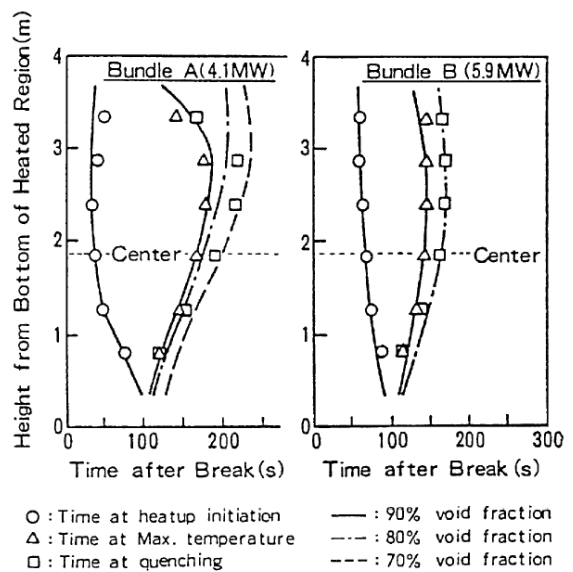
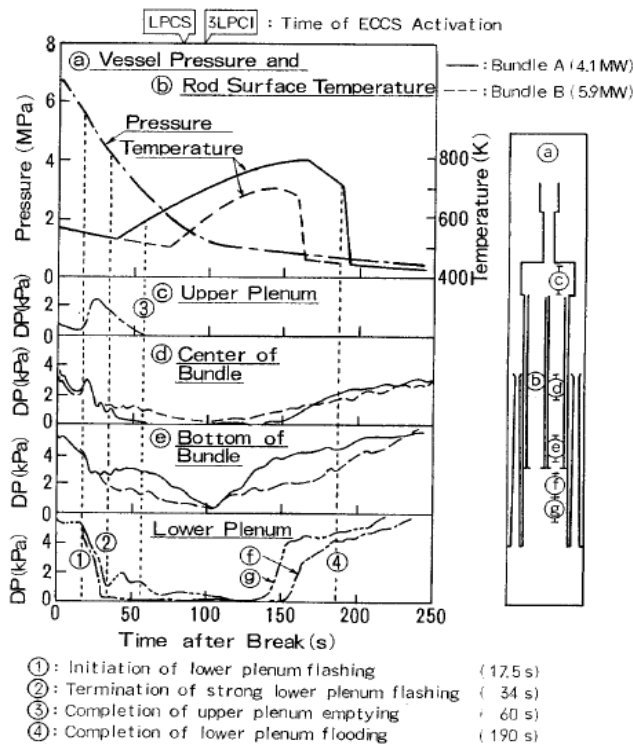


図 2.2.5-10 TBL 大破断 LOCA 試験結果[17] 図 2.2.5-11 TBL 大破断 LOCA 時クエンチ時間[17]

また、もう一つの燃料集合体である低出力燃料集合体内では、下部プレナムからの吹き上げ蒸気量は高出力燃料集合体と比べて少なく、上部プレナム領域からの落水量が多く、気液対向流が生じていることも明らかになった。このような流動分離の現象が生じていることにより、高出力燃料集合体内では気液上昇流により、図 2.2.5-10、図 2.2.5-11 に示すように、低出力燃料集合体内よりもヒートアップ開始時刻が遅くなっている。

炉心再冠水過程では、ECCSにより冷却材が補給されて下部プレナム内に流入し、炉心下方から再冠水するため、多バンドル効果は発生しない。これにより、高出力燃料集合体内の燃料棒被覆管の温度上昇率は大きいものの、最終的な被覆管表面最高温度（PCT）が低減されることを明らかにした。同様の試験結果が、図 2.2.5-12 に示すように、ROSA-III試験結果からも観察された[16]。

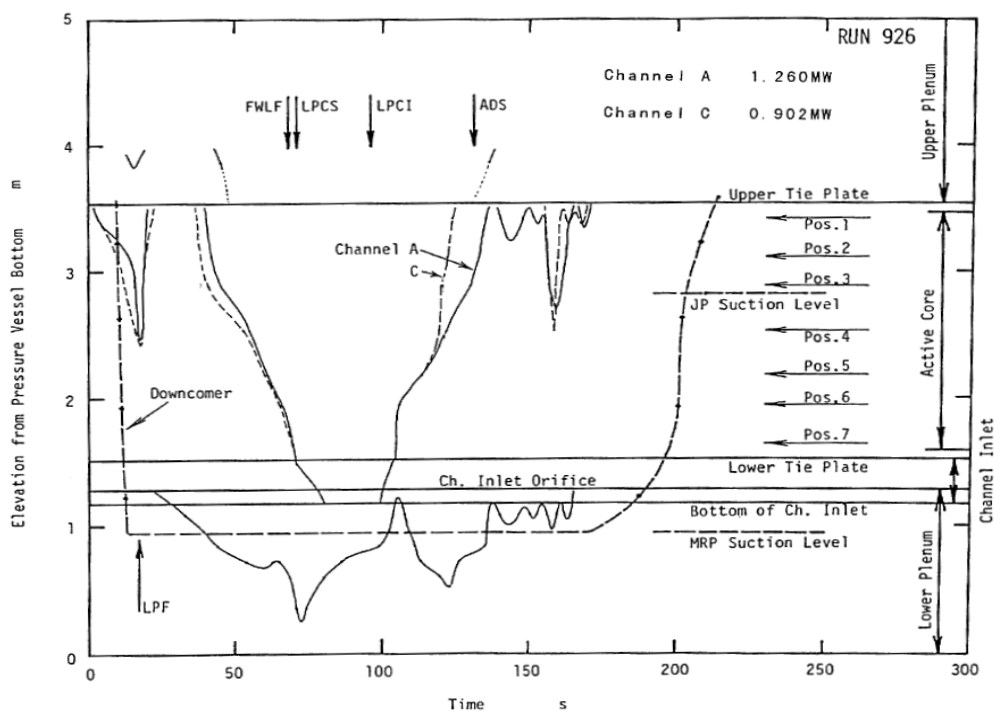


図 2.2.5-12 ROSA-IIIの大破断 LOCA 試験結果[16]

米国 GE 社で実施された S S T F 試験[15]は個別効果試験であるが、添付 1 に示す通り、炉心を実機 BWR の 1/12 分割炉心 (30° セクタ) で模擬しており、図 2.2.5-13 に示したように 58 体の模擬燃料集合体をもつ試験装置である。この実規模多チャンネルセクターを持つ試験装置を用いて、LOCA 時再冠水過程の模擬試験が行なわれた。S S T F 試験で観察された多バンドル現象の典型的な流量パターンを図 2.2.5-14 に示す。再冠水の初期には、全炉心内は気液対向流になっており、下部プレナムからの吹き上げ蒸気は炉心入口に流れて C C F L を形成している。この際、燃料集合体内の水は、チャンネルの下方にある漏洩口を通して炉心バイパス領域から供給されている。時間の経過とともに、周辺部のバンドルがその他のバンドルよりも早く冠水し始める。これは周辺部バンドル上部での C C F L ブレークダウンが生じることと、下部プレナムからの吹き上げ蒸気量及びバンドル内での発生蒸気量が少ないことによる[15]。

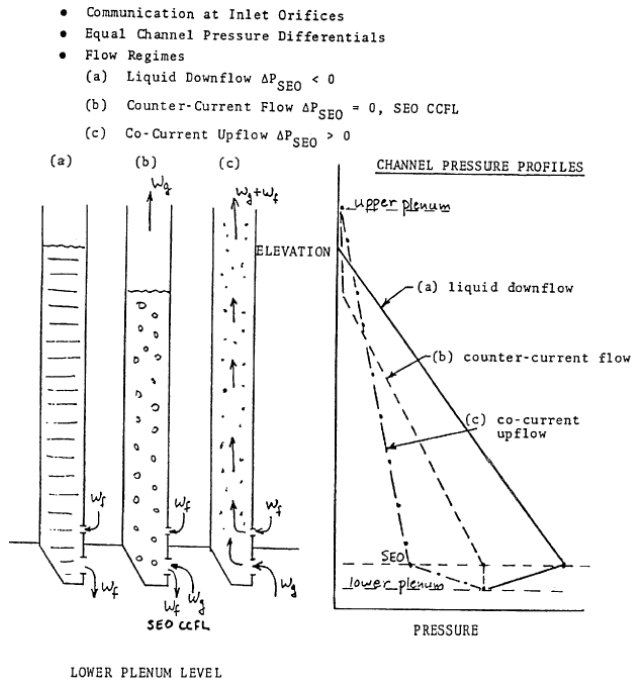
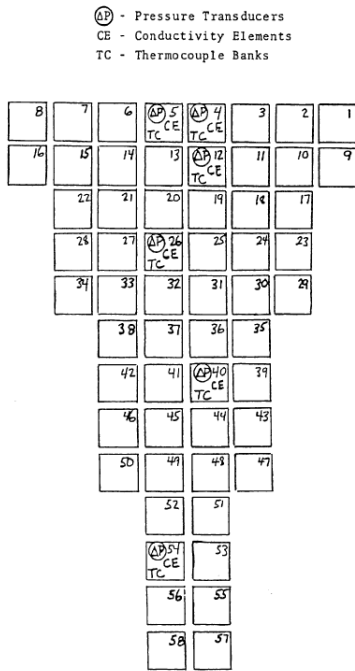


図 2.2.5-13 SSTF 試験装置のバンドル位置 図 2.2.5-14 多バンドル現象の典型的パターン

ESTA装置は、2.2.4 項で述べたように炉心を実機BWRの1/20分割炉心(18°セクタ)で模擬している。このESTAを用いて実規模多チャンネルの再冠水試験が行なわれた[21]。図 2.2.5-15、図 2.2.5-16 に試験状況と飽和水注入による試験結果をそれぞれ示す。飽和水はLPCI配管により炉心バイパス内に直接供給された。炉心入口部(SEO)での差圧は、正の符号で上昇流、負で下降流、ほぼ零は対向流を表わす。

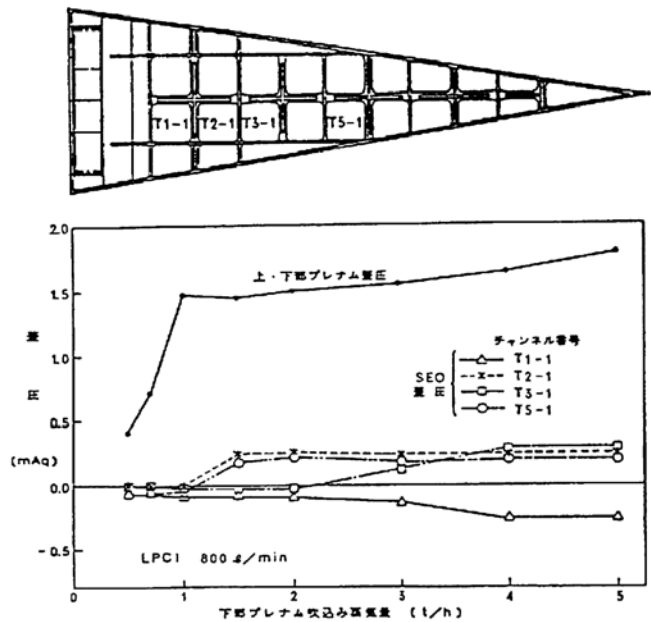
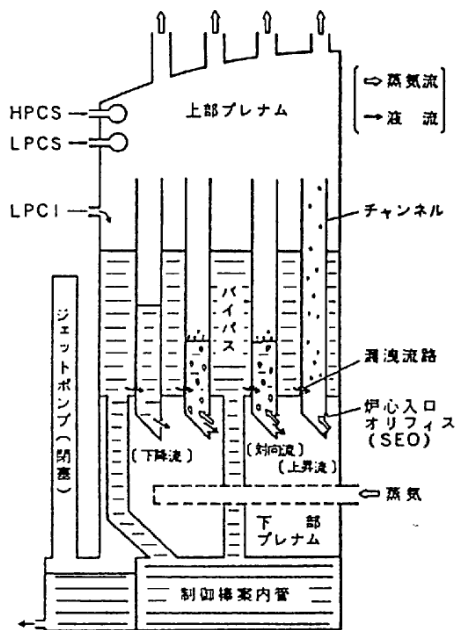


図 2.2.5-15 ESTA装置で観察された流況[21] 図 2.2.5-16 飽和水注入による試験結果[21]

この図から分かるように、周辺部燃料集合体 TI-1 は常に下降流が観察されている。また下部プレナムからの吹き込み蒸気量が少ない時には、燃料集合体 T5-1, T2-1 は上昇流となっており、蒸気量が増加すると燃料集合体 T3-1 も上昇流に変化する。この実規模多チャンネルの炉心入口部 C C F L 試験結果により、LOCA後の再冠水過程において上昇流、下降流、対向流となる3様の燃料集合体が存在することが明らかにされた。

T B L, S S T F, E S T A 試験結果から、BWRでLOCAが発生し、その後の再浸水／再冠水過程において、燃料集合体内に様々な流量パターンが存在することが明らかになった。この原因は、炉心周辺部での燃料集合体が低出力であることや、炉心入口オリフィスの形状が異なっていること、及び上部プレナム内の周辺部が局部的にサブクール水となっていることなどである。この上部プレナム内の周辺部がサブクール水となるのは、炉心スプレイ系が作動し、スプレイヘッドが冷却材に覆われていることによるものである。観察された様々な流量パターンは図 2.2.5-14 に示した通り、以下の3様式である。

- ①中心部に位置する高出力燃料集合体内で、液滴と蒸気が伴い上昇する「気液並行上昇流」が生じる。
- ②平均出力燃料集合体内で、二相混合水位が安定的に存在し、蒸気流が上昇するのに対して冷却水が下降する「気液対向流」が生じる。
- ③周辺部に位置する低出力燃料集合体内で、冷却水が下降する。

上記②、③のモデルは、2.2.4 で述べた C C F L モデルおよび C C F L ブレークダウンモデルである。平均出力燃料集合体内は二相混合水位が安定的に存在し、炉心入口オリフィス部や炉心上方の上部タイプレートでは、C C F L が発生する。炉心スプレイヘッドが上部プレナム内の二相プール水に水没している場合に、注入された炉心スプレイ水により上部プレナム内の周辺部に局所的なサブクール域が生じ、周辺部燃料集合体内へ冷却水が下降し、C C F L ブレークダウンが発生する。

2.2.6 LOCA 時熱伝達モデル

(1) はじめに

燃料棒から冷却材への熱伝達は、冷却材の沸騰状態に依存した熱伝達モードから熱伝達率を計算することにより求める。燃料棒が単相及び二相の冷却材に冠水されている場合には、核沸騰、強制対流膜沸騰、プール膜沸騰を考慮する。また膜沸騰から核沸騰への移行期間では遷移沸騰を考慮する。露出部分に対しては蒸気冷却、噴霧流冷却、炉心スプレー熱伝達、及び輻射熱伝達を考慮する。図 2.2.6-1 に、熱伝達モデルの解析ロジックを示す[32]。

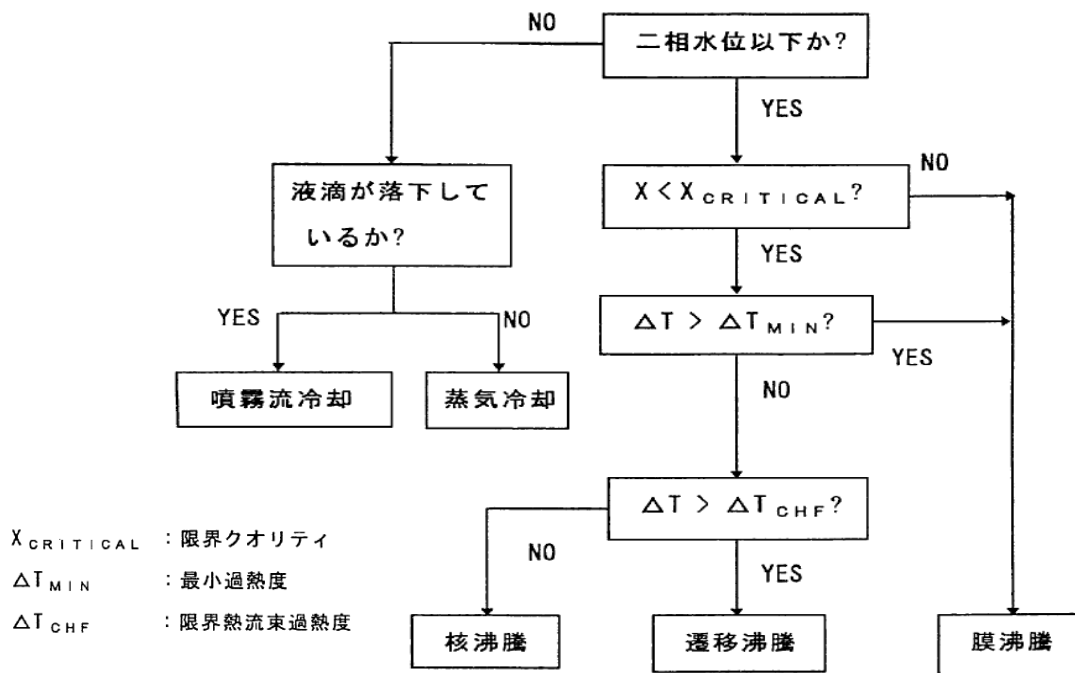


図 2.2.6-1 熱伝達モデルの解析ロジック [28]

まず解析モデルでは、燃料棒の軸方向ノードが、二相混合水で冠水しているかいないかを判定する。冠水している場合には、そのノードに位置する混合水のクオリティが限界クオリティ ($X_{CRITICAL}$) より小さいか否かを比較する。大きい場合には、膜沸騰領域と判定する。SAFER解析モデルでは、まず破断が開始すると、燃料棒から冷却材への熱伝達モードは、核沸騰から膜沸騰へ移行するとする。この核沸騰から膜沸騰への判定には、GEXLの式から得られた限界クオリティを用いる[27]。これは、再循環ポンプがトリップした後に炉心入口流量は急激に減少し、その後破断流量が高クオリティになることにより急激な減圧が生じると、下部プレナム内の冷却材はフラッシングし、一時的に炉心入口流量は増加するが、その後は次第に減少し、燃料棒はドライアウトが発生する。このドライアウトを評価するために、限界クオリティを用いる。一度ドライアウトが発生した後では、炉心内への冷却材供給がなくなるために炉心内は露出し、熱伝達モードは蒸気冷却や輻射冷却等になる。再浸水過程を経て再冠水過程に移行した後では、遷移沸騰や核沸騰へと移行する。燃料棒が冠水している場合での熱伝達ロジックの判定には、まず燃料棒被覆管表面温度と冷却材間の温度差 (ΔT) と最小過熱度 (ΔT_{MIN})

とを比較する。この ΔT を用いるのは、炉心内の流れが少なく、プール状態になっているためである。この温度差 (ΔT) が最小過熱度より大きい場合には、依然として安定なプール膜沸騰領域にあると判断する。次に燃料棒被覆管表面温度と冷却材間の温度差 (ΔT) が最小過熱度 (ΔT_{MIN}) よりも小さく、限界熱流束過熱度 (ΔT_{CHF}) よりも大きい場合にはプール膜沸騰から遷移沸騰領域へ移行したと判断し、さらに小さくなった場合には核沸騰領域に移行したとして計算する。なお最小過熱度 (ΔT_{MIN}) は Henry によって示された実験結果により得られた 250K を用いる [29]。

核沸騰熱伝達モデルは S A F E R 解析コードでは L O C A 時の長期間に渡る熱水力現象を対象としている。このために大破断 L O C A の場合には、核沸騰領域となる状態は定常状態からドライアウトするまでの期間と、再冠水過程が終了した後の期間であり、核沸騰熱伝達率は冷却材のボイド率の関数として求める。この理由は、核沸騰領域では、燃料棒から冷却材への熱伝達が十分に確保できればよく、これによる P C T への影響は少ないと判断した。

膜沸騰熱伝達モデルは冷却材の局所的なボイド率の関数としてモデル化した。これは二相混合水が低ボイド率であれば、気泡攪拌状態が連続して存在しているとして修正 Bromley の式を適用し、高ボイド率であれば、分散した液滴と蒸気が連続して存在しているとして噴霧流冷却の熱伝達率を適用する。遷移沸騰熱伝達モデルの場合には、これら核沸騰熱伝達率と膜沸騰熱伝達率の間を対数値が直線的に変化すると仮定してモデル化した。燃料棒の軸方向ノードが、二相混合水で冠水していない場合には、上部タイプレートからの落下水があるか否かによって、落下水がない場合には蒸気冷却を、落下水がある場合には噴霧冷却を考慮する。またこの他に、炉心スプレイ冷却や、燃料棒間の輻射熱伝達を計算する。

(2) 核沸騰熱伝達モデル

核沸騰熱伝達率 (H_{NB}) は、従来の S A F E コードで用いられた解析モデルと同じく、冷却材のボイド率に依存した熱伝達率として計算する。これのボイド率の境界値を入力して、その間の熱伝達率は内挿により求める方法である。このボイド率と熱伝達率の関係を図 2.2.6-2 に示す。

このように、核沸騰熱伝達の単純な解析モデルを採用したのは、核沸騰熱伝達率 (H_{NB}) が他の熱伝達率と比較して非常に大きく、核沸騰領域

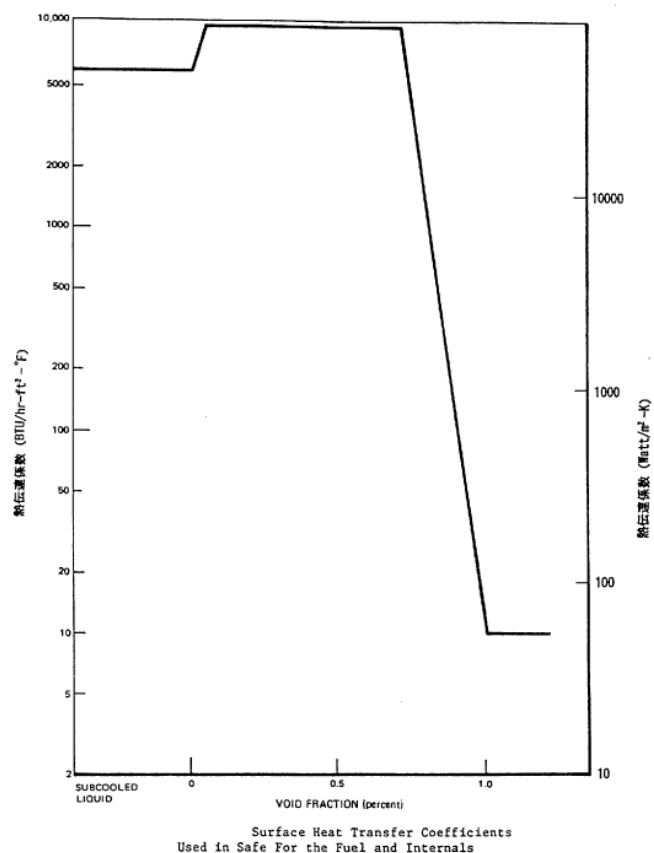


図 2.2.6-2 核沸騰熱伝達率モデル

でのモデルを詳細にしても、解析結果に与える影響が非常に小さいためである。

(3) 膜沸騰熱伝達モデル

膜沸騰熱伝達率は、冷却材の局所的なボイド率の関数としてモデル化した。二相混合水が低ボイド率であれば、気泡攪拌状態が連続して発生しているとして修正 Bromley の式を適用し、高ボイド率であれば、分散した液滴と蒸気が連続して発生しているとして噴霧流冷却の熱伝達率を適用する。

修正 Bromley の式は次式で表される [30]。

$$H_{MB} = H_{MFB} + H_R \quad \dots\dots(2.2.6-1)$$

$$H_{MFB} = 0.62 \left(\frac{K_g^3 \rho_g (\rho_f - \rho_g) h_{fg} g}{\mu_g (T_w - T_s) L_H} \right)^{1/4} \quad \dots\dots(2.2.6-2)$$

$$H_R = \sigma_R \varepsilon \frac{T_w^4 - T_s^4}{T_w - T_s} \quad \dots\dots(2.2.6-3)$$

ここに、

- T_w = 燃料棒被覆管の表面温度
- T_s = 冷却材の飽和温度
- σ_R = ステファン・ボルツマン定数
- ε = 被覆管の輻射率

$$L_H = 16.24 \left(\frac{\sigma_f^4 h_{fg}^3 \mu_g^5 g_c^4}{\rho_g (\rho_f - \rho_g)^5 g^5 (T_w - T_{sat})^3} \right)^{1/11} \quad \dots\dots(2.2.6-4)$$

以上のように修正 Bromley の式から求められた値 (H_{MB}) と、噴霧流冷却による熱伝達率の値 (H_{MIST}) から、ボイド率による重みづけをして最終的に膜沸騰熱伝達率 (H_{FB}) を計算する。冷却材のボイド率が小さい領域では、プール膜沸騰または低流量時の膜沸騰熱伝達率で適用される修正 Bromley の式から計算される熱伝達率 (H_{MB}) を採用し、高ボイド率の領域では、高流量時の膜沸騰に適用される噴霧流冷却による熱伝達率 (H_{MIST}) を採用する。冷却材のボイド率が局所的に 1 に近づいた場合には、膜沸騰熱伝達率は単相蒸気冷却モードへ移行するため、噴霧流冷却を採用することは妥当である。低ボイド率の場合には修正 Bromley の式から計算し、ボイド率が次第に増加するにつれて噴霧流冷却による熱伝達率 (H_{MIST}) へと遷移するが、この遷移が最初に発生するボイド率を遷移ボイド率 (α_T) として定義し、遷移は ($\alpha_T + 0.1$) で終了するとした。ボイド率が中間領域にある場合には、膜沸騰熱伝達率 (H_{FB})

はボイド率に依存して H_{MB} と H_{MIST} を内挿することにより計算して求める。これらを式に表すと、以下のようになり、またこれらの関係を図 2.2.6-3 に示す。

$$(a) \alpha < \alpha_T \quad H_{FB} = H_{MB} \quad \dots\dots(2.2.6-5)$$

$$(b) \alpha_T \leq \alpha \leq \alpha_T + 0.1$$

$$H_{FB} = (1 - 10(\alpha - \alpha_T)) H_{MB} + 10(\alpha - \alpha_T) H_{MIST} \quad \dots\dots(2.2.6-6)$$

$$(c) \alpha > \alpha_T + 0.1 \quad H_{FB} = H_{MIST} \quad \dots\dots(2.2.6-7)$$

ここで、

α = 局所的なボイド率

α_T = 遷移ボイド率 = $a + b \exp(-Re/c)$

a, b, c = 定数

Re = レイノルズ数

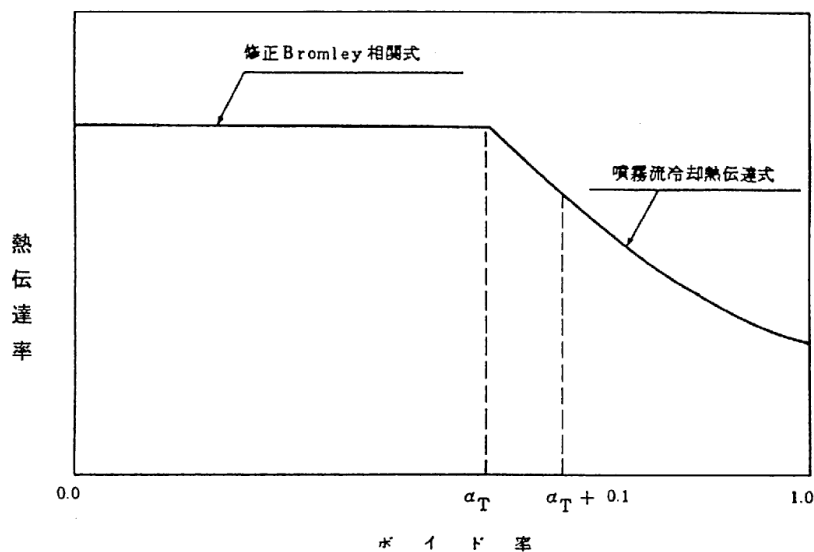


図 2.2.6-3 膜沸騰熱伝達率 (H_{FB})

(4) 遷移沸騰熱伝達モデル

遷移沸騰は、膜沸騰領域から核沸騰領域への移行期間を滑らかに変化させるために解析モデル化したものであり、図 2.2.6-1 に示したように、冷却材のクオリティが限界クオリティ ($X_{CRITICAL}$) 以下になった場合に適用する。限界クオリティ以上の場合には、解析モデルでは膜沸騰領域として判断し、膜沸騰熱伝達率を採用する。

遷移沸騰の熱伝達率は、膜沸騰領域から核沸騰領域に変化する場合に採用し、核沸騰熱伝達率 (H_{NB}) と膜沸騰熱伝達率 (H_{FB}) の対数値が直線的に変化するとしてモデル化した。これらの関係を図 2.2.6-3 に示す。

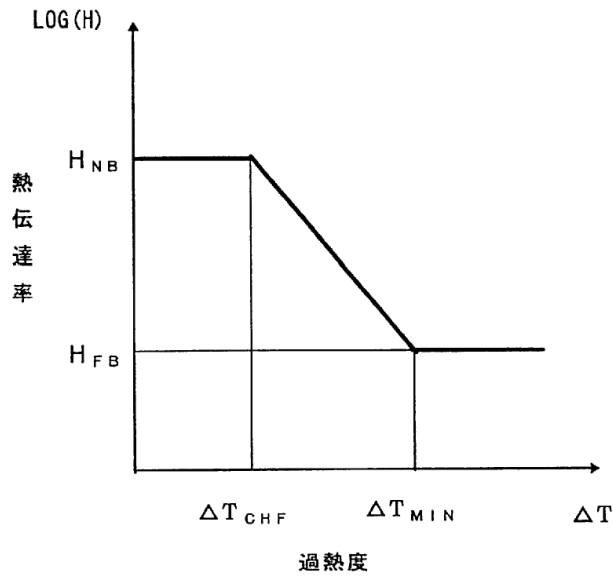


図 2.2.6-3 遷移沸騰熱伝達率モデル

(5) 蒸気冷却熱伝達モデル

蒸気単相冷却は Dittus-Boelter の式を使用しても保守性が維持できることが示されたので、新しい安全評価コードでは、蒸気単相冷却として Dittus-Boelter の式を採用した。Dittus-Boelter の式による蒸気単相冷却の熱伝達率 (H_{sc}) を以下に示す。

$$H_{sc} = 0.023 \frac{K_g}{D_H} Re_g^{0.8} Pr_g^{0.4} \quad \dots\dots(2.2.6-8)$$

ここに、

- H_{sc} : 蒸気冷却熱伝達係数
- K_g : 蒸気の熱伝導度
- D_H : 水力直径
- Re_g : 蒸気のレイノルズ数
- Pr_g : 蒸気のプラントル数

(6) 噴霧流冷却熱伝達モデル

噴霧流冷却は液滴を同伴した蒸気冷却であり、蒸気単相冷却の場合に比べて冷却効果が大きい。噴霧冷却熱伝達率 (H_{MD-B}) は、蒸気冷却熱伝達式をもとに、次式で求める。

$$H_{MD-B} = \frac{K_v}{D_H} \left[2X - 1 + \frac{(Nu_{DB} + 1)^2}{Nu_{DB} + 1 + 2X} \right] \quad \dots\dots(2.2.6-9)$$

ここで、 Nu_{DB} は、Dittus-Boelter の式による蒸気単相熱伝達のヌセルト数であり、次式で表す。

$$Nu_{DB} = 0.023 Re_g^{0.8} Pr_g^{0.4} \quad \dots\dots(2.2.6-10)$$

X は、液滴による冷却効果の大きさを表すパラメータである。

$$X = \frac{D_H}{2} \sqrt{\frac{\beta h_g}{K_g h_{fg}}} \quad \dots\dots(2.2.6-11)$$

ここで、

D_H : 水力等価直径

H_g : 飽和蒸気エンタルピー

H_{fg} : 蒸発潜熱

K_g : 蒸気の熱伝導度

Nu_D 蒸気/液滴との間のヌセルト数

N_D : 単位体積当たりの液滴の個数

d_d : 液滴の直径

噴霧流冷却時において、蒸気の温度は飽和温度よりも高いことが、Saha によって示されている。Saha はドライアウト後の円管の噴霧流冷却熱伝達を測定し、これらの実験結果をもとにした過熱蒸気中の液滴の蒸発量を求める相関式を得ている[30]。蒸気温度を飽和温度として、燃料棒からの熱伝達を評価すると、燃料棒から蒸気への冷却効果を過大評価することになる。このため解析モデルでは、以下に示す液滴蒸発量をもとにして、飽和温度よりも高い蒸気温度である過熱蒸気温度を計算する。

$$\Gamma_v = K_1 \frac{K_g (T_v - T_s) (1 - \alpha)}{D_h^2 h_{fg}} \quad \dots\dots(2.2.6-12)$$

$$K_1 = 6300 \left(1 - \frac{P}{P_{CR}}\right)^2 \left[\left(\frac{P_g j_g}{\alpha}\right)^2 \frac{D}{\rho_g \sigma}\right]^{1/2} \quad \dots\dots(2.2.6-13)$$

ここで、

Γ_v : 単位面積、単位時間当たりの液滴蒸発量

K_1 : 蒸気の熱伝達率

T_v : 蒸気の温度 (過熱蒸気)

T_s : 飽和温度

α : ボイド率

D_h : 水力等価直径

H_{fg} : 蒸発潜熱

P : 圧力

P_{CR} : 臨界圧力

ρ_g : 蒸気の密度

j_g : 蒸気のみかけ流速

d_d : 液滴の直径

σ : 表面張力

(2.2.6-12), (2.2.6-13)式により、燃料棒被覆管表面から蒸気への伝熱量と過熱蒸気から液滴への伝熱量を求め、炉心内軸方向のクオリティ変化とを連立させることにより、蒸気の軸方向温度分布を計算された。上記の Sun-Saha のモデルによる計算値と、電気加熱集合体による試験結果(RRTF 試験結果)とを比較した結果を、図 2.2.6-5 に示す。この図から分かるように、計算による燃料棒被覆管表面温度は試験値よりも高くなっており、この噴霧流冷却熱伝達モデルが保守的であることが示された。

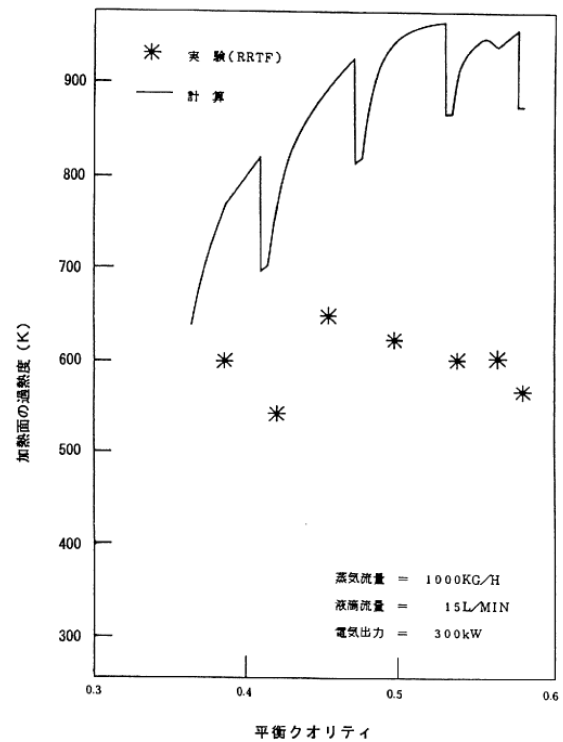


図 2.2.6-5 Sun-Saha 噴霧流冷却モデルと試験値との比較[22]

(7) スpray 冷却熱伝達モデル

スプレイ冷却による熱伝達相関式は、第 3. 8 章で述べた SHTF 試験データから求めた 124 \Rightarrow これは、平均出力燃料棒と高出力燃料棒のそれぞれに対して求めており、燃料集合体内を上部プレナムから落下する水量と燃料棒被覆管表面の過熱度、及び圧力の関数として、解析モデル化した。また炉心スプレイ系が作動する以前においても、CCFLにより上部プレナムから落下水がある場合には、スプレイ熱伝達があるとして解析モデル化した。

$$H_{SP} = C_1 W^{C_2} P (C_3 + C_4 \Delta T) \quad \dots\dots(2.2.6-14)$$

ここで、

H_{SP} : プレイ水による熱伝達係数

W : プレナムからの落下水量

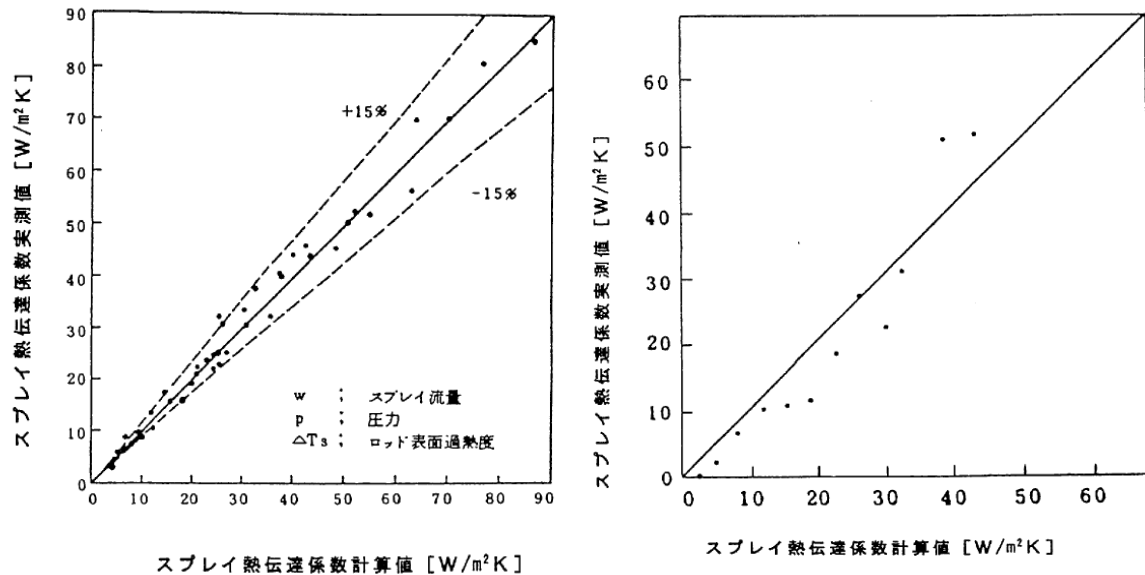
P : 圧力

ΔT : 燃料棒被覆管表面での過熱度

C_1, C_2, C_3, C_4 : 係数

(2.2.6-14) 式における係数 C_1, C_2, C_3, C_4 は、平均出力燃料棒と高出力燃料棒のそれぞれに対して、上部プレナムからの落下水量、圧力、燃料棒被覆管表面での過熱度の関数として最小二乗法で求めた。試験値と計算値との比較を図 2.2.6-6, 図 2.2.6-7 に示す。平均出力燃料棒に対

しては、SHTF試験から得られた全ての燃料棒の平均値から求めたものである。また高出力燃料棒に対しては、最も高い被覆管表面温度を示した燃料棒に対して求めた。



(a)平均出力燃料棒

(b)高出力燃料棒

図 2.2.6-6 スpray熱伝達率の計算と試験値の比較[26][27]

(8) LOCA 解析時の熱伝達の計算ロジックの概要と解析結果

燃料棒の冷却効果を中心に、試験結果から得られたデータや発生メカニズムをもとにして、熱伝達解析モデルが開発された。燃料棒から冷却材への熱伝達を解析モデル化した。燃料棒が液面以下にある場合には、核沸騰、強制対流説沸騰、プール膜沸騰の熱伝達を計算する。核沸騰と膜沸騰の間では遷移沸騰熱伝達を計算する。液面以上にある場合には、蒸気冷却、噴霧流冷却、炉心スプレイ冷却の熱伝達、および輻射熱伝達を計算する。安全評価コード SAFER では、冷却材喪失事故時において、冷却材の状態により熱伝達モードを選択する計算ロジックを採用した[31]。核沸騰熱伝達モデルでは、従来の安全評価コードSAFEで使われていた解析モデルと同じく、冷却材のボイド率に依存した熱伝達率を計算する。

以上に述べた二相流構成方程式（相関式）と多次元効果を考慮した新安全評価コードSAFER[28]等による解析結果を図 2.2.6-7 に示す。燃料集合体の被覆管最高温度（PCT）はブローダウン過程で約 500°C に上昇するものの、その後の蒸気冷却や ECCS の注入に伴うスプレイ熱伝達およびミスト冷却により PCT は低く維持されたまま再冠水が完了することが分かる。ちなみに ABWR では、炉心は冠水維持されるため、PCT は高々 350°C 程度にしか上がらない。

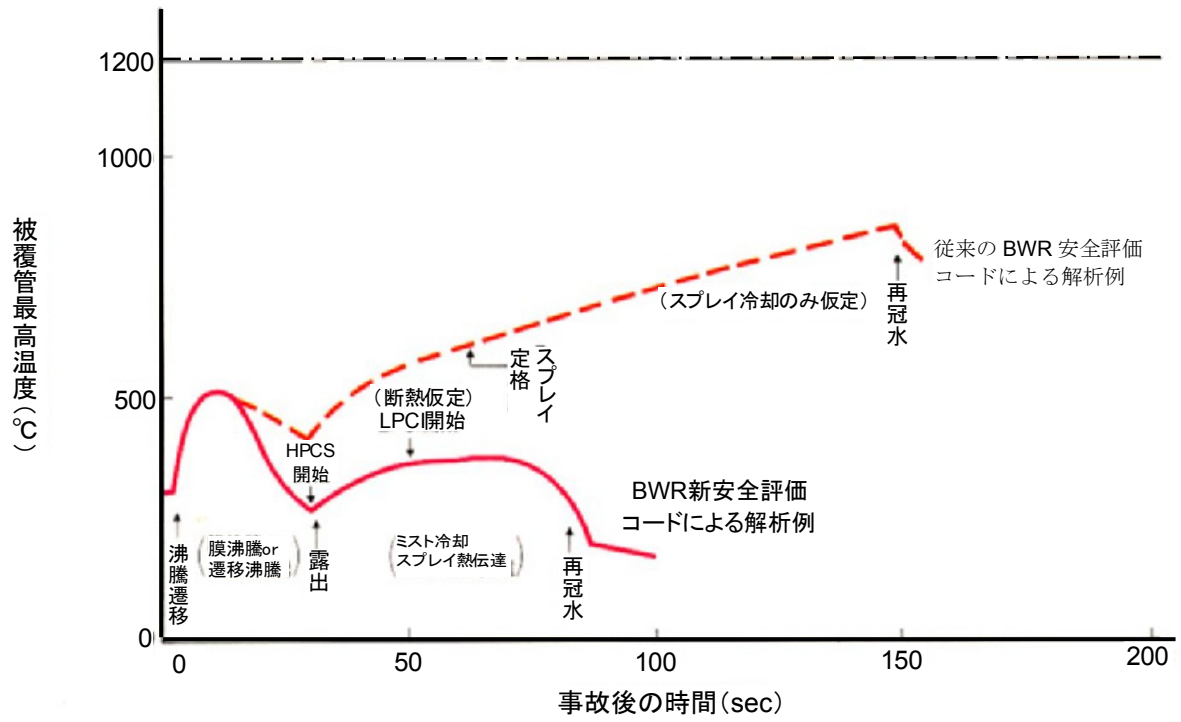


図 2.2.6-7 新安全評価コード SAFER による被覆管最高温度 (PCT) と従来の安全評価コードによる PCT との比較[28]

2.2 節 参考文献

- [1] ECCS Analytical Model in BWR, TLR-028, Toshiba Corp., (1981).
- [2] V.H.Ransom, et al., "RELAP5/MOD2 Code Manual volume.1 : Code Structure, System Models, and Solution Methods", NUREG/CR-4312, EGG-2396 (1985).
- [3] J.W.Spore, et al., "TRAC-BDI : An Advanced Best Estimate Computer Program for Boiling Water Reactor Loss-of-Coolant Accident Analysis", NUREG/CR-2178, EGG-2109 (1981).
- [4] General Electric Company Analytical Model for Loss-of-Coolant Analysis in Accordance with 10CFR50 Appendix K – volume I, II, NEDO-20566 (January, 1976).
- [5] S. Itoya, K. Arai, F. Masuda and T. Gomyo, "Boiling Water Reactor Loss-of-Coolant Tests with Two Bundle Loop – Examination of Conservativeness for Licensing Analysis Models using Large Break Test Data", J. Nucl. Sci. Technol. 21 [7], pp538-549 (1984).
- [6] 尾本彰他、「BWRのLOCAに関するSAFERコードの開発」、日本原子力学会誌、vol.28, No.10 (1986).
- [7] 植田辰洋著、「気液二相流」、養賢堂(1981)。
- [8] 奈良林直、学位論文「高温高压管路系機器に於ける二相流特性とボイド率計測に関する研究」東京工業大学 (1991)。
- [9] R. W. Lockhart and R. C. Martinelli, " Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase Flow in Pipes", Chemi. Eng. Progress, 45-L, 39-48, (1949).
- [10] R. C. Martinelli, J. A. Putnam and R. W. Lockhart, " Two-Phase Component Flow in the Viscous Region", Trans. American Inst. Chem. Engrs., 42, 681-705 (1046).
- [11] J. R. S. Thom, " Prediction of Pressure Drop during Forced-Circulation Boiling of Water", Int. J. Heat Mass Transfer, 7, 709-724 (1964).
- [12] 小澤ら、改訂「気液二相流技術ハンドブック」2. 圧力損失・ボイド率、日本機械学会編、コロナ社 (2006)。
- [13] G.B.Wallis, "One-Dimensional Two-Phase Flow", MCGrow-Hill (1969).
- [14] L. S. Lee, G. L. Sozzi and S. A. Allison, "BWR Large Break Simulation Tests – BWR Blowdown/ Emergency Core Cooling Program", NUREG/CR-2229 (EPRI NP-1783, GEAP-24962), (March 1981).
- [15] J. A. Findlay, "BWR Refill-Reflood Program Task 4.4 – CCFL/Refill System Effects Tests (30° sector) Evaluation of Parallel Channel Phenomena", NUREG/CR-2566 (EPRI NP-2373, GEAP-22044), (March 1982).
- [16] K. Tasaka and M. Shiba, "ROSA-III Program at JAERI for BWR LOCA/ECCS Integral Tests", Proc. ANS/ENS Topi. Mtg. Thermal Reactor Safety, Knoxville, Tennessee, April 1980, CONF- 800403, vol. 1. pp427 (1980).
- [17] Murase, M. and Naitoh, M.: BWR Loss of Coolant Integral Tests with Two Bundle Loop, (II) Effect of ECCS Activation Modes on Thermal-Hydraulic Characteristics: J. of Nucl. Sci. Technol., Vol.22, No.4 (1985), pp.301-312.
- [18] T. Matsumoto, M. Naito and T. Sugisaka, "TBL Analys by Best Estimate Code (1)", NUREG/CP-0058 vol.3 (January 1985).
- [19] S. Miura, T. Sugisaki and T. Horiuchi, "BWR Upper Plenum Mixing Tests", Trans. 12th Water Reactor Safety Research Information Mtg., NUREG/CP-0058, vol.3 (1985).
- [20] H. Nagasaka, M. Katoh, T. Kagawa and H. Aoki, "Thermal Hydraulic Behavior in Upper Plenum during Refill Reflood Phase of BWR LOCA, (I)", "J. Nucl. Sci. Technol., 22[11] (1985).
- [21] H. Nagasaka, M. Katoh, N. Abe, H. Aoki and T. Kagawa, "Thermal Hydraulic Behavior in upper Plenum during Refill Reflood Phase of BWR LOCA, (I)", " J. Nucl. Sci. Technol., 23[2] (1986).
- [22] H. Nagasaka, K. Yamada and A. Kuwako, "BWR Core Cooling in Refill Reflood Phase", Trans. 12th Water Reactor Safety Information Mtg., NUREG/CP-0058, vol.3, pp.675 (1985).
- [23] 矢作公利、奈良林 直他、「BWR各種CCFL現象の定量的評価に関する研究 – (1) バイパス底部 CCFL特性試験」、日本原子力学会昭和 60 年分科会, A5, 東北大(1985)。
- [24] S. Itoya and N. Abe, "SAFER03 and TRAC-BD1 Analyses of TBL Experiments on A Boiling

- Water Reactor Loss of Coolant Accident", Nucl. Eng. Des., pp297-311 (1986).
- [25] F. W. Dittus and L. M. K. Boelter, "Heat Transfer in Automobile Radiators", University of California Publication in Engineering, vol.2,pp443-461 (1930).
- [26] 吉村元孝他,「BWR燃料集合体のスプレイ熱伝達実験(2)圧力の影響」, 日本原子力学会 昭和59年分科会 D32, 原研(1984).
- [27] 五明利栄他,「BWRプラントにおける冷却材喪失事故の模擬実験(7)被覆管表面の最高温度に及ぼす並列チャンネル効果の影響」, 日本原子力学会 昭和57年分科会 D8, 神戸商船大(1982).
- [28] 東芝 沸騰水型原子力発電所非常用炉心冷却系解析モデル(SAFER)、TLR-044(改訂1)、(1986.12)。
- [29] R. E. Henry, "A Correlation for the Minimum Film Boiling Temperature", AIChE Symposium Series 138, pp81-90 (1974).
- [30] K. H. Sun, J. M. Gonzalez-Santalo and C. L.Tien, "Calculation of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles under Emergency Cooling Conditions", Journal of Heat Transfer, 414, August 1976.
- [31] S. Itoya, F.D.Shum, J. Otonari and H. Nagasaka, "Assessment of The SAFER03 Computer Code using Advanced Boiling Water Reactor Test Data on A Loss-of-Coolant Accident", Nucl. Technol., 80, pp349-359 (1988).
- [32] 糸矢清広, 学位論文、「沸騰水型原子炉の冷却材喪失事故時熱水力挙動モデルの開発研究」東京工業大学 平成9年度(1997)。
- [33] 沸騰水型原子炉パンフレット、東京電力株式会社(2000)。
- [34] Suzuki, H., Murase, M., Findlay, J. A. and Shum, F. D., "Development of Parallel Channel Models and Their Application to BWR LOCA Analysis", Proceedings of 2nd International Topical Meeting on Nuclear Power Plant Thermal Hydraulics and Operations, No.3B-4, Tokyo, Japan (April 1986), pp.3.66-3.73.

添付1 安全研究試験装置

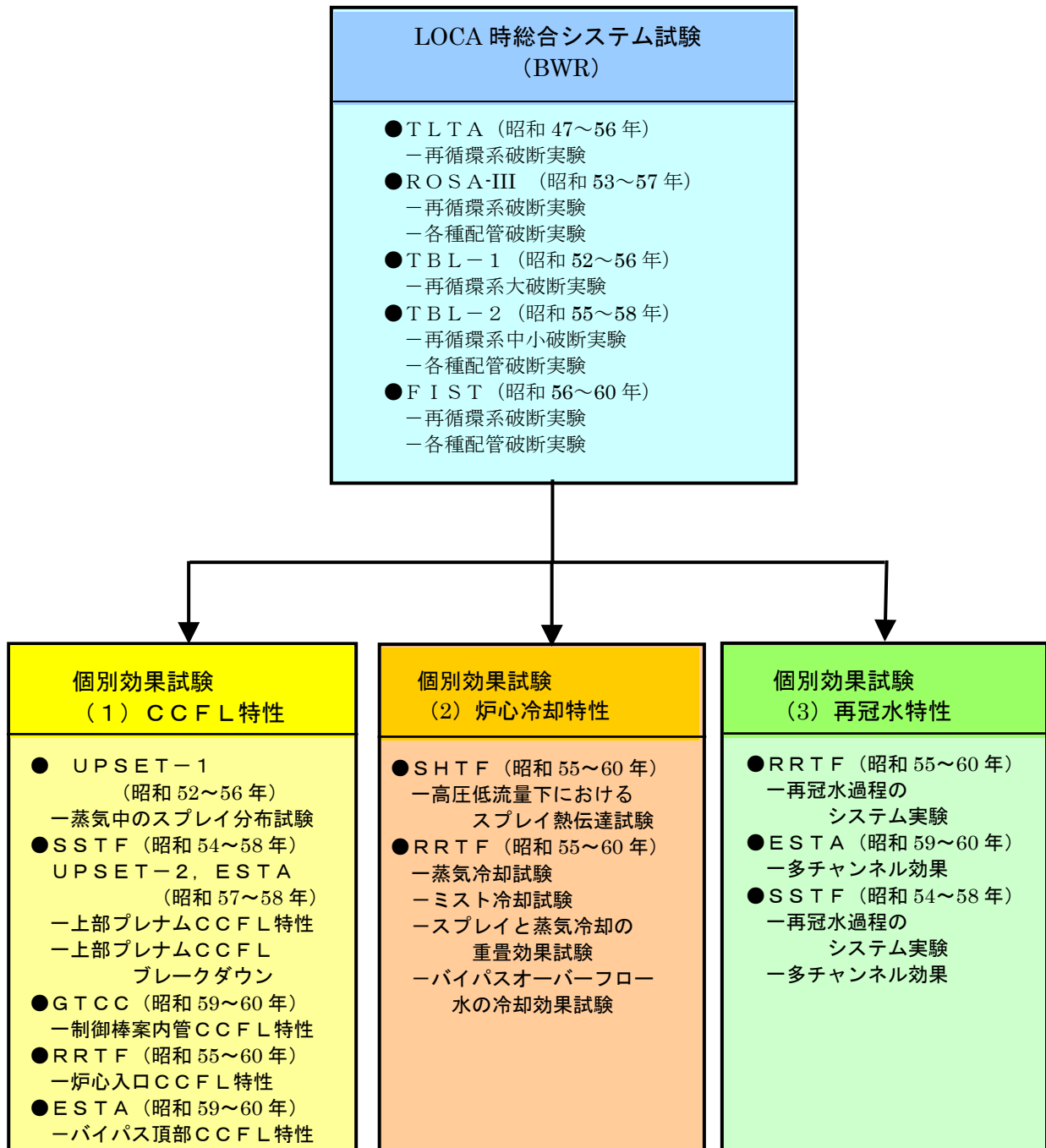
BWRの想定する冷却材喪失事故（LOCA）模擬総合試験や様々な分離効果試験が、日本国内及び米国に於いて行われ、LOCA時に於ける冷却水の分配メカニズムや炉心冷却メカニズムが明らかにされた。これらの研究は、BWRを設置している日本の電力会社とメーカーとの共同研究を始め[29]、日本原子力研究所、及び米国原子力規制委員会（NRC：Nuclear Regulatory Committee）、米国電力研究所（EPRI: Electric Power Research Institute）、GE社の共同研究に代表されるものである。付図1-1に、これら日米の各種試験研究の関係を示す。

BWRのLOCAを模擬した代表的な総合システム試験は、TBL、ROSA-III、TLTAおよびFIST試験装置などであり、種々の配管破断模擬試験が行われた。分離効果試験は、主にCCFL特性、炉心冷却特性および再冠水特性に分類され、様々な熱水力特性を評価するために行われた。

BWR圧力容器内は、下部プレナムと燃料集合体間や、燃料集合体と上部プレナム間、また制御棒案内管と炉心バイパス間や、炉心バイパスと上部プレナム間では流路断面積が急激に小さくなっており、冷却材流量が制限される。このために、LOCAが発生して急激な減圧により冷却材がフラッシングし、蒸気上昇流がこの流路断面積の小さい箇所流れ込み、CCFL現象が発生することが総合システム試験結果より解明され、これらのCCFL特性を分離効果試験により評価した。分離効果試験とはUPSET、SSTF、ESTA、GTCC、RRTF試験装置である。

炉心冷却特性では、SHTFやRRTF試験装置により、炉心内燃料棒被覆管の冷却メカニズムが定量的に評価された。これらは蒸気冷却、液滴を伴う蒸気冷却（噴霧冷却）、スプレイ冷却、スプレイ冷却と蒸気冷却の重畳効果、炉心バイパスから上部プレナムへ流入し、その後燃料集合体内へ流入する冷却である。

炉心再冠水特性では、BWR炉心は多くの燃料集合体（バンドル）で構成されているために、発生する多バンドル効果について特に解明した。BWRのLOCA発生直後にはこの多バンドル効果が発生するが、ECCSが作動した後の炉心再冠水過程では多バンドル効果は発生せず、一次元的な冷却メカニズムが支配的であることが明らかになった[31][32]。



付図 1-1 日米の BWR 各種 LOCA/ECCS 試験研究の関係[32]

(1) TLTA試験装置

TLTA (Two-Loop Test Apparatus) 試験は、NRC, EPR I 及びGE社の共同研究により、1972年(昭和47年)から1981年(昭和56年)にかけて実施されたものである。当初はBWRのブローダウン時の熱伝達メカニズムを評価するために行われた試験であり、BDHT (Blowdown Heat Transfer Program) と呼ばれ、1972年から1975年にかけて行われていた[14]。その後BD/ECC (Blowdown/Emergency Core Cooling) と呼ばれる試験を1975年から1981年にかけて行い、ECCSを作動させてブローダウンから再冠水までの炉心冷却特性を評価したものである。付図1-2にTLTA試験装置を、また付表1-1に装置の圧力容器内の各領域内体積を示す。各部の体積はほぼ燃料集合体数の比、即ち1/624に縮小模擬されている。TLTA試験装置は、BWR/6 (圧力容器内径5.54 m (218 inch)、燃料集合体数624体) プラントを模擬しており、以下の特徴を持つ。

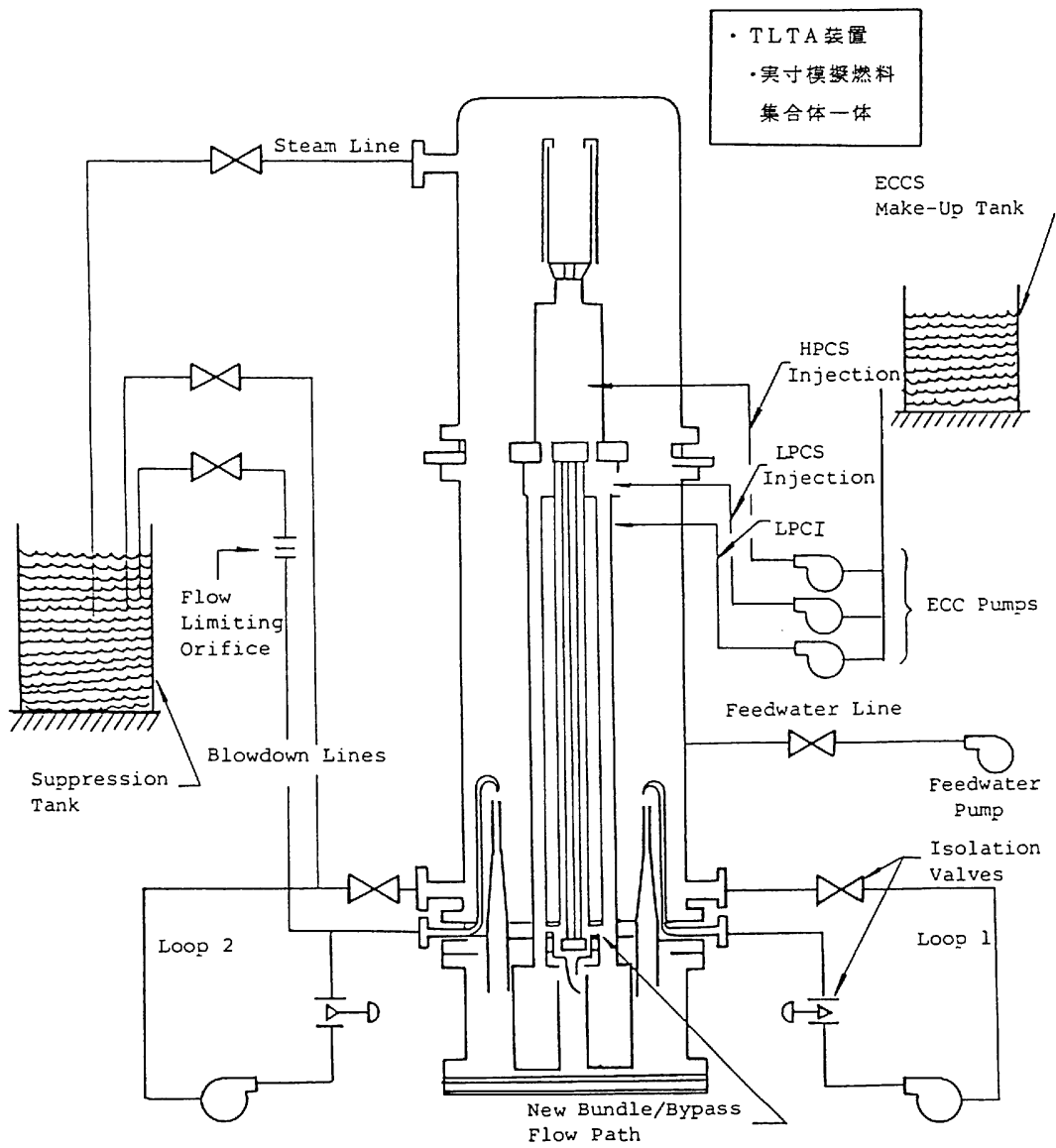
- 1) 電気加熱の実寸大8×8燃料集合体1体で炉心を模擬
- 2) 圧力容器内にはBWRコンポーネントを保有
- 3) 2つの外部再循環ループを保有
- 4) BWRプラントを模擬した主要なECCS系を保有

付表 1-1 TLTA 装置の圧力容器内の各領域内体積

Region	volumes (ft ³)	
	"Ideal" TLTA ^a	TLTA 5 and 5A
Lower Plenum	2.97	3.09
Core	1.38	1.38
Upper Plenum	2.34	2.78
Separation Region	8.21	11.76
Downcomer	2.88	2.88
Recirculation Loop No. 2	0.48	2.09
Recirculation Loop No. 1	0.48	2.79 (0.53) ^b
Bypass	1.05	1.01
Steam Dome	5.09	5.29
Guide Tube Volume	2.03	1.90
<u>Fluid Volumes Governing Key Events Timing</u>		
Volume of saturated liquid in the separation region	3.26	3.26
Volume from jet pump support plate to jet pump throat	1.37	1.37
Volume of inventory in annulus	6.15	6.15
Volume of subcooled liquid in annulus	2.89	2.89

^aIdeal TLTA Volumes = BWR/6 Volumes ÷ 624.

^bTLTA-5A recirculation loop volume after isolation valves closed.



付図1-2 TLTA試験装置[14]

(2) ROSA-III試験装置

ROSA (Rig of Safety Assessment) -III試験は、日本原子力研究所にて昭和53年から昭和57年まで試験が実施されたものである。付図1-3にROSA-III装置の概観図を、付図1-4に冷却材の流れ図を示す。ROSA-III試験装置は、BWR/6 (圧力容器内径 251 インチ、燃料集合体 848 体) プラントのLOCA時の各部圧力、温度、クオリティの時間変化を模擬することを設計目標としている。炉心は、実物の1/2軸長の電気加熱による模擬燃料棒が8×8に正方格子に配置されている燃料集合体4体で構成されており、このため圧力容器内の各部体積は、848体の燃料集合体からなる実炉の1/424に縮小されている。破断口の破断面積は変化できるようになっており、破断面積も実炉での破断面積の1/424に縮小される。付表1-2にROSA-IIIとBWR/6の主な特徴の比較を示す[16]。

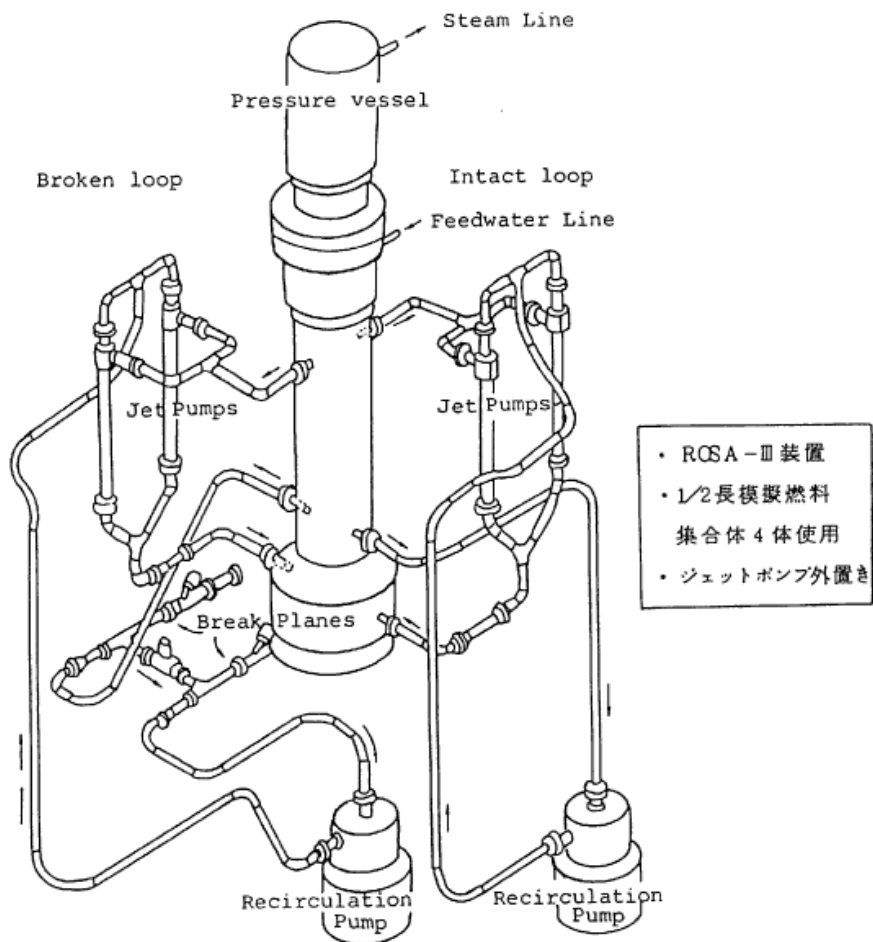
ジェットポンプは、ジェットポンプおよびダウンコマ部の体積と高さを模擬するために、原子炉圧力容器の外部に設置し、健全側・破断側の両再循環ループにそれぞれ2個が設けられている。またジェットポンプ吸い込み部、出口、再循環ノズル、給水スパージャの設置高さ、炉心有効発熱部に対する相対的な高さ関係は、実炉を模擬している。

炉心部は有効発熱長で 1880 mm、外径 12.27mm の間接発熱型電気ヒータ 62 本および外径 15.01mm のウオータロッド 2 本が、8×8の正方格子に配列された燃料集合体 4 本で構成され、その最大発熱量は 4.4MW である。

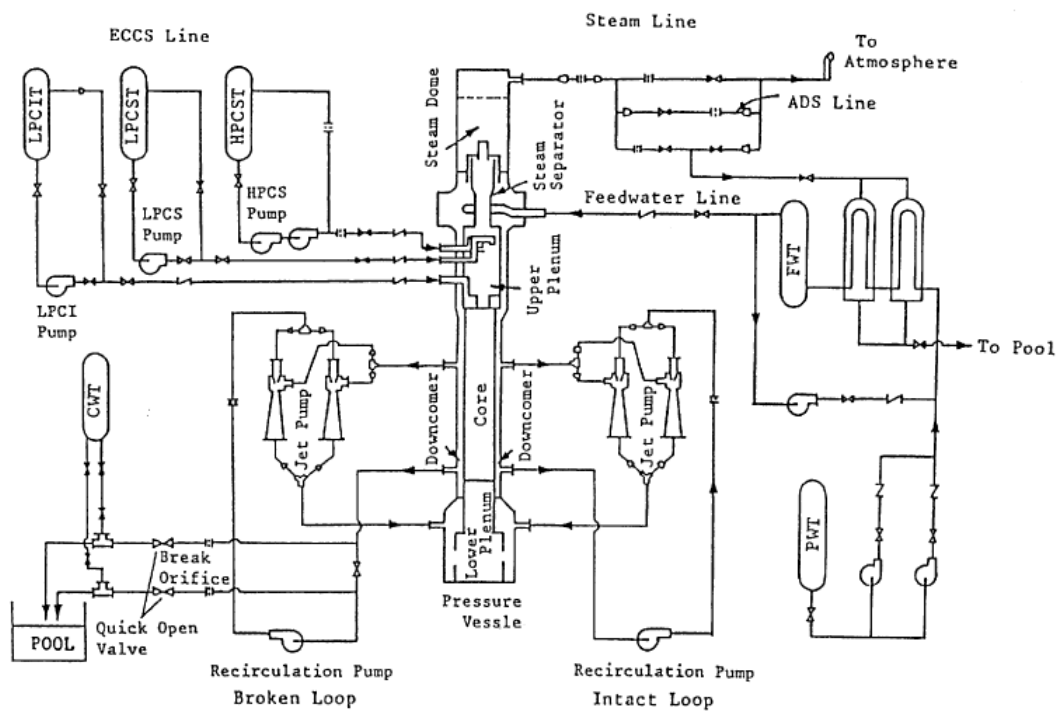
ECCSとしては高圧炉心スプレイ系 (HPCS)、低圧炉心スプレ系 (LPCS)、低圧注水系 (LPCI) の3種類があり、その他に自動減圧系 (ADS) が用意されている。これらのECCSは、ダウンコマ部の水位が通常水位より低下した時にそれぞれ時間遅れを持って作動する。HPCS、LPCSは上部プレナム内にある炉心スプレイスパージャから噴射され、LPCIは炉心周辺バイパス部の上端部に注入される。

付表 1-2 ROSA-IIIとBWR/6の比較[16]

	BWR/6	ROSA-III	BWR/ROSA
No. of recirculation loops	2	2	1
No. of jet pumps	24	2	6
No. of separators	251	1	251
No. of fuel assemblies	848	4	212
Active fuel length (m)	3.76	1.88	2
Total coolant volume (m ³)	623	1.37	455
Power (MW)	3800	4.24	896
Pressure (MPa)	7.23	7.23	1
Core flow (kg/s)	13900	32.8	424
Recirculation flow (kg/s)	2790	7.01	424
Feedwater flow (kg/s)	2060	4.86	424
Feedwater temp. (K)	489	489	1



付図1-3 ROSA-III装置の概観図[16]



付図1-4 冷却材の流れ図[16]

(3) TBL試験装置

TBL (Two Bundle Loop) 試験は、BWRを設置している日本の電力会社、(株) 東芝、(株) 日立の共同研究によって行われた試験である[17]。

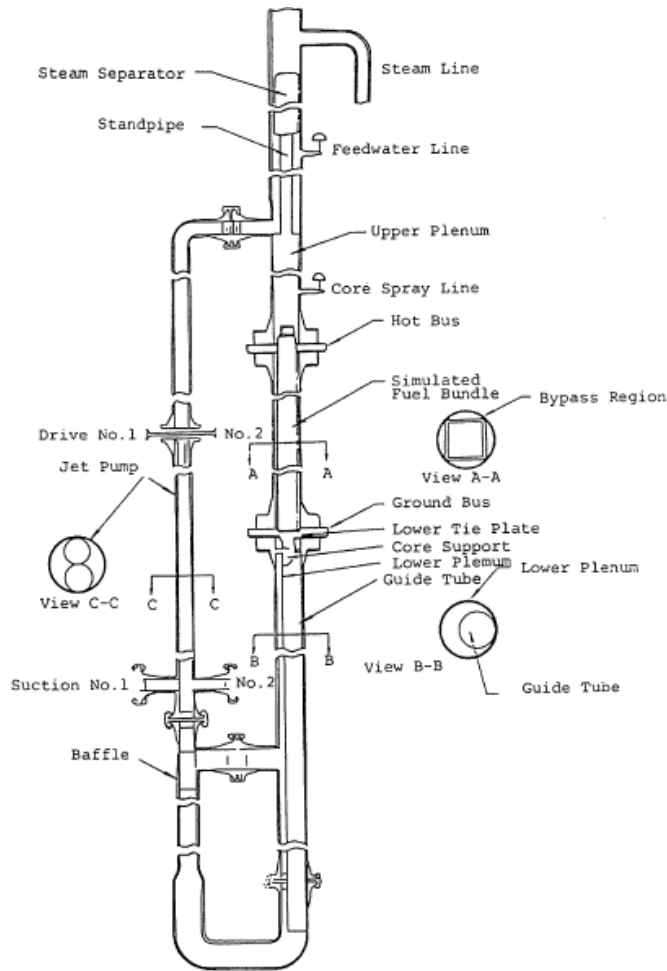
BWR/4およびBWR/5プラントのLOCA時におけるブローダウン開始から炉心再冠水までを模擬するように設計され、昭和52年から昭和58年にかけて、大破断試験、中小破断試験および各種配管破断試験が行われた。付図1-5にTBL試験装置の系統図を示す。

TBL試験装置の炉心部は、有効発熱長370mmで、外径12.52mmの模擬燃料棒63本とウォーターロッド1本が、ピッチ16.26mmの8×8正方形格子に配列された電気加熱の燃料集合体2体で構成されており、最大発熱量は10MWである。圧力容器内の各部の体積は、代表的なジェットポンプ付きBWRプラントを、燃料集合体数の比である2/764に縮小模擬している。付表1-3に、TBL試験装置とBWR/5プラントの主な特徴の比較を示す。

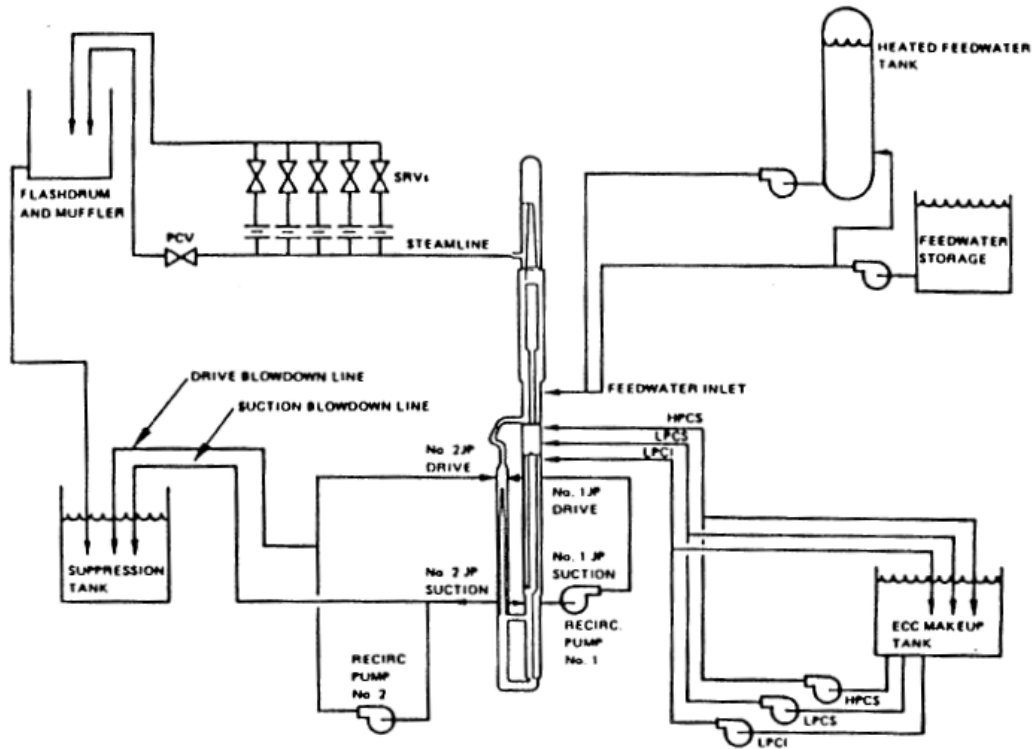
TBL試験装置は、2つの再循環ループを保有しており、それぞれのループでは再循環ポンプとジェットポンプを1台ずつ装備している。表3.2-4に、TBL試験装置とBWR/5プラントの主要な比較を示す。再循環ポンプのコーストダウンの時定数は約3秒である。定格時におけるTBLのジェットポンプを通る流量は、参考BWRの1/38.2倍である。これはTBL装置は燃料集合体2体で2個のジェットポンプであるのに対して、参考BWRは燃料集合体764で20個のジェットポンプであることを反映したものである。ECCSはHPCS、LPCS、LPCI、ADSより構成されており、ROSA-IIIと同様に完全にBWRのECCSを模擬している。これらECCSの容量は、2/764にほぼ縮小模擬されている。

付表 1-3 TBL 試験と BWR/5 プラントの比較[17]

項目	T B L	BWR/5	BWR/TBL
Number of recirculation loops	2	2	1
Number of jet pumps	2	20	10
Number of steam line	1	4	4
Number of fuel assembly	2	764	382
Active fuel length (m)	3.708	3.708	1
Total volume (m ³)	1.57	596.	380
Vessel height (m)	12.9	22.3	1.7
Power (MWt)	10	3440.	344
Pressure (MPa)	7.1	7.1	1
Core flow (kg/s)	35.1	1.34x10 ⁴	382
Recirculation flow (kg/s)	10.5	4056.	386
Feedwater flow (kg/s)	4.96	1898.	382
Feedwater temperature (K)	490.	490.	1



付図 1-6 F I S T 試験装置の圧力容器[14]



付図 1-7 F I S T 試験装置の系統図[14]

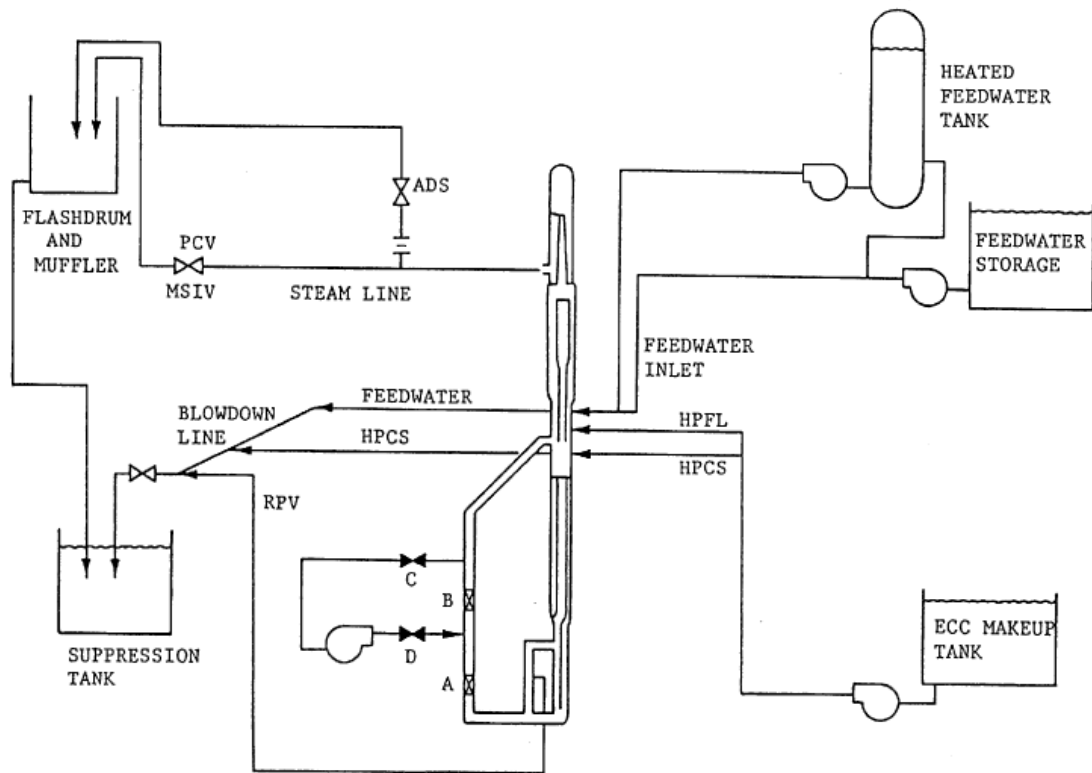
昭和57年7月から昭和59年6月にかけて、このFIST試験装置を改造することにより、ABWRプラントのLOCA試験が、BWR設置の日本の電力会社とGE社等のメーカーとの共同研究により行われた。FIST-ABWR試験装置の系統図を付図1-8に示す。ABWRプラントは、燃料集合体872体を有する出力1300MWeのプラントであり、外部再循環ループやジェットポンプがない代わりに、インターナルポンプを有することを特徴としている。付表1-4にFIST-ABWR試験装置とABWRプラントの主な比較を示す。このABWRプラントを模擬するために、FIST試験装置は以下の様に改造された。

- 1) 圧力容器内各部の体積や流路面積を、ABWRの燃料集合体のスケール比に合わせる。
- 2) ECCS容量も燃料集合体のスケール比に合わせて模擬。
- 3) ABWR破断箇所の模擬。
- 4) ジェットポンプを隔離することにより、インターナルポンプを模擬。

特にインターナルポンプによる再循環流量を模擬するために、付図1-8に示した弁A～Dを使用している。定常状態における定格時の再循環流量は、外部ループに位置するポンプにより模擬し、破断前には弁Bは閉じており、弁C、Dは開いている。ポンプによる吐出流量は、下部プレナムを通して炉心や炉心バイパスへ流れる。弁Aは、自然循環流量を模擬するための弁であり、ABWRのインターナルポンプの抵抗を模擬している。定格時には、弁Aは完全に開いている。破断後のブローダウン中では、インターナルポンプのコストダウンを模擬するために、弁Aは部分的に閉まる。ポンプのコストダウンは、弁Dを制御することにより模擬する。コストダウン後は、弁C、D共に完全に閉となると同時に、弁Bが完全に開く。これ以降は、外部ループおよびポンプは完全に隔離される。また弁Aも自然循環流量を模擬するために、さらに部分的に閉まる。以上の操作により、外部ループのポンプを使って、インターナルポンプの特性を模擬している。

付表1-4 FIST-ABWR試験とABWRプラントの比較[14][32]

項目	ABWR	FIST-ABWR	ABWR/FIST
Number of internal pumps	10	1	10
Number of steam line	4	1	4
Number of fuel assembly	872	1	872
Active fuel length (m)	3.708	3.81	0.973
Total volume (m ³)	690.	0.748	922
Vessel height (m)	21.0	19.5	1.077
Power (MWt/tonne)	4005.	4.59	872
Core flow (kg/s)	1.45x10 ⁴	17.23	842
Feedwater flow (kg/s)	2174.	2.494	872
Feedwater temperature (K)	490.	490.	1



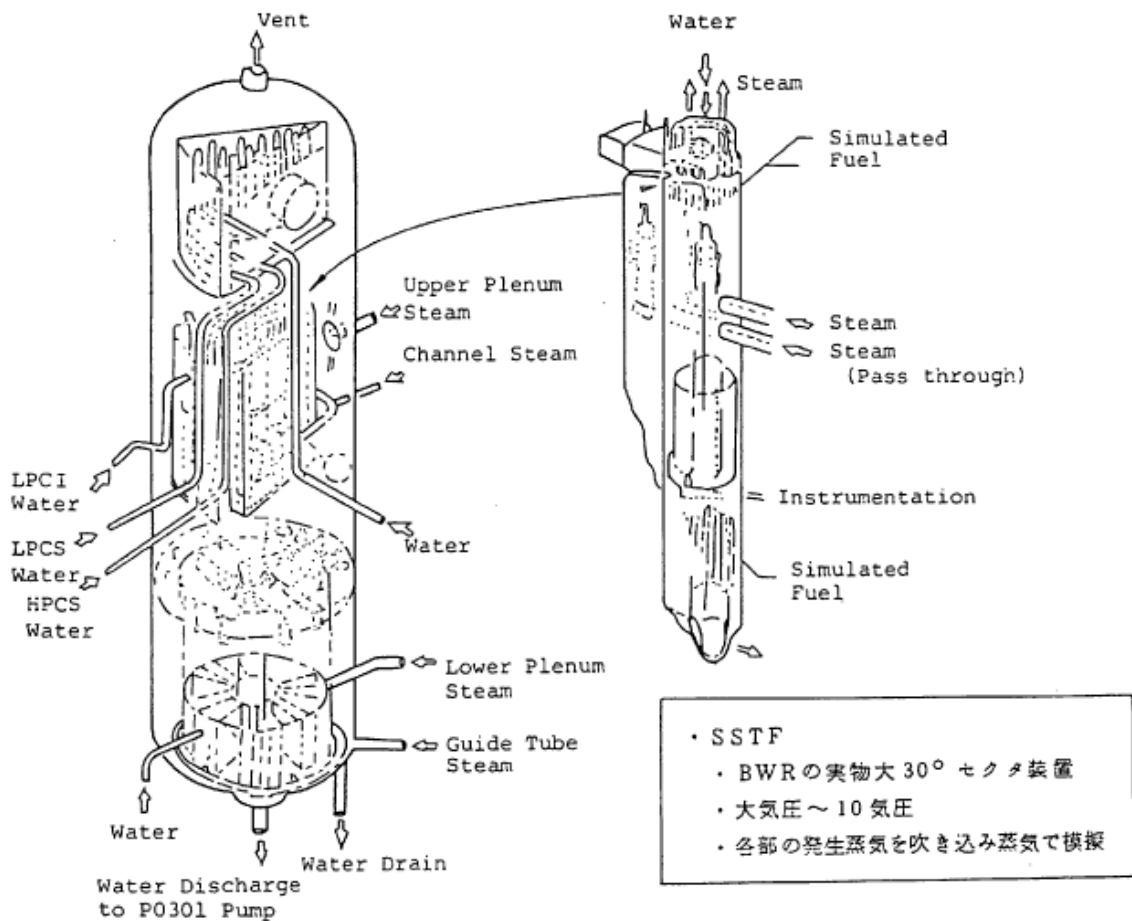
付図 1-8 F I S T - A B W R 試験装置の系統図[14]

(5) S S T F 試験装置

SSTF (Steam Sector Test Facility) 試験は、NRC、EPRI および GE 社の共同研究で行われた。BWR 再浸水/再冠水プログラム (BWR Refi 目/Reflow Program) によって 1979 年から 1983 年にかけて行われた[15]。この試験の目的は、これまでの試験が BWR の体系を一次元的に模擬したものであるのに対して、SSTF は再浸水および再冠水過程における多次元・多チャンネル効果を、完全な BWR 体系の大きさで模擬した試験装置を用いて評価しようというものである。付図 1-9 に SSTF 試験装置を示した。

SSTF 試験装置は、実機 BWR の 1 / 1 2 分割炉心 (30° セクタ) で炉心を模擬しており、主に次の特徴をもっている[15]。

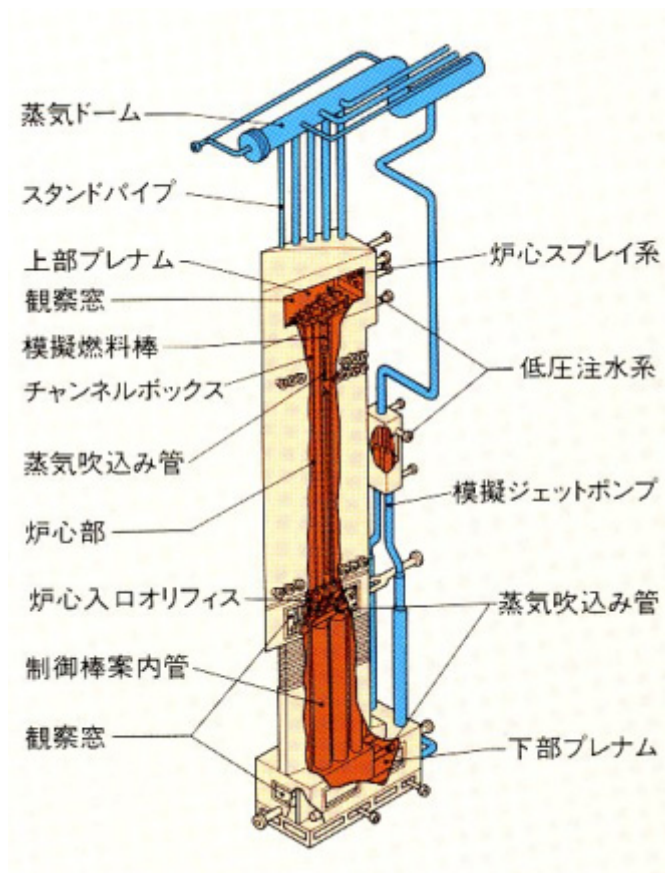
- 1) チャンネルボックスの周りには、3次元のバイパス領域がある。バイパス周辺部には L P C I 注入口があり、またバイパス底部には 12 個の制御棒案内管が連結されている。
- 2) 実寸大の上部プレナムがあり、周辺には炉心スプレイのヘッダーが備わっている。
- 3) 58 個の燃料集合体があり、各に炉心中心部および周辺部で用いられている、異なった内径の炉心入口オリフィスが取り付けられている。さらに半径方向の出力分布を模擬した炉心への蒸気吹き込みを行い、燃料集合体内の熱伝達を模擬する。



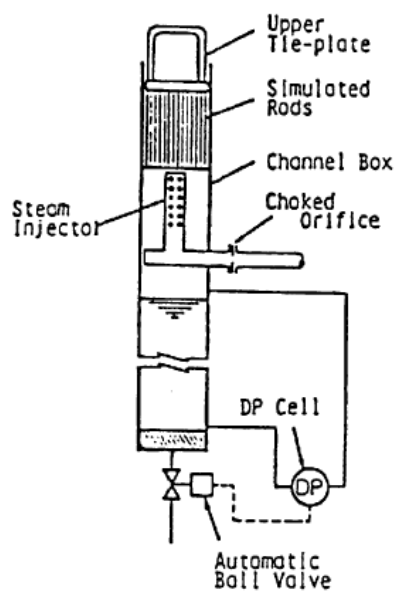
付図1-9 30°セクタ試験装置 (S S T F) 参考文献 [15]

(6) E S T A試験装置

ESTA (Eighteen Degree Sector Test Apparatus) 試験は、(株) 東芝で行われた試験であり、BWR・LOCA時における再冠水過程の熱水力現象を評価することを目的としている[20]。ESTA試験装置は多チャンネルを有し、実規模多チャンネルの炉心入口CCFL特性、および炉心上部タイプレートでのCCFLブレイクダウン現象を評価した。付図1-10にESTA試験装置の鳥瞰図を示す。ESTA試験装置は、実炉のジェットポンプ下端から気水分離器上端まで、炉心構成機器を18°セクタで模擬した実寸大、大気圧下の装置であり、BWRの全てのECCS機能を有している。ジェットポンプは実長であり、体積は18°セクタ分の体積を有している。また制御棒案内管および下部プレナム内の体積も18°セクタ分の体積を有している。炉心各部の発生蒸気は、ポイラから供給される蒸気の吹き込みによって模擬している。この吹き込み蒸気流は、半径方向の出力分布を模擬するために、各燃料集合体や炉心パイパス毎に吹き込む。各吹き込み蒸気配管にはオリフィスを設け、このオリフィス部分で流れを臨界流にし、供給蒸気流量は上流側圧力のみで決まる。上部プレナム内には、二相充満状態を作るための飽和水充満系がある。模擬燃料集合体の概略図を付図1-11に示すが、分離効果試験においては各燃料集合体に流入するドレン流が測定できる。



付図 1-10 EST A 試験装置の鳥瞰図および外観写真[20][21]



付図 1-11 模擬燃料集合体の概略図[20]

(7) UPSET試験装置

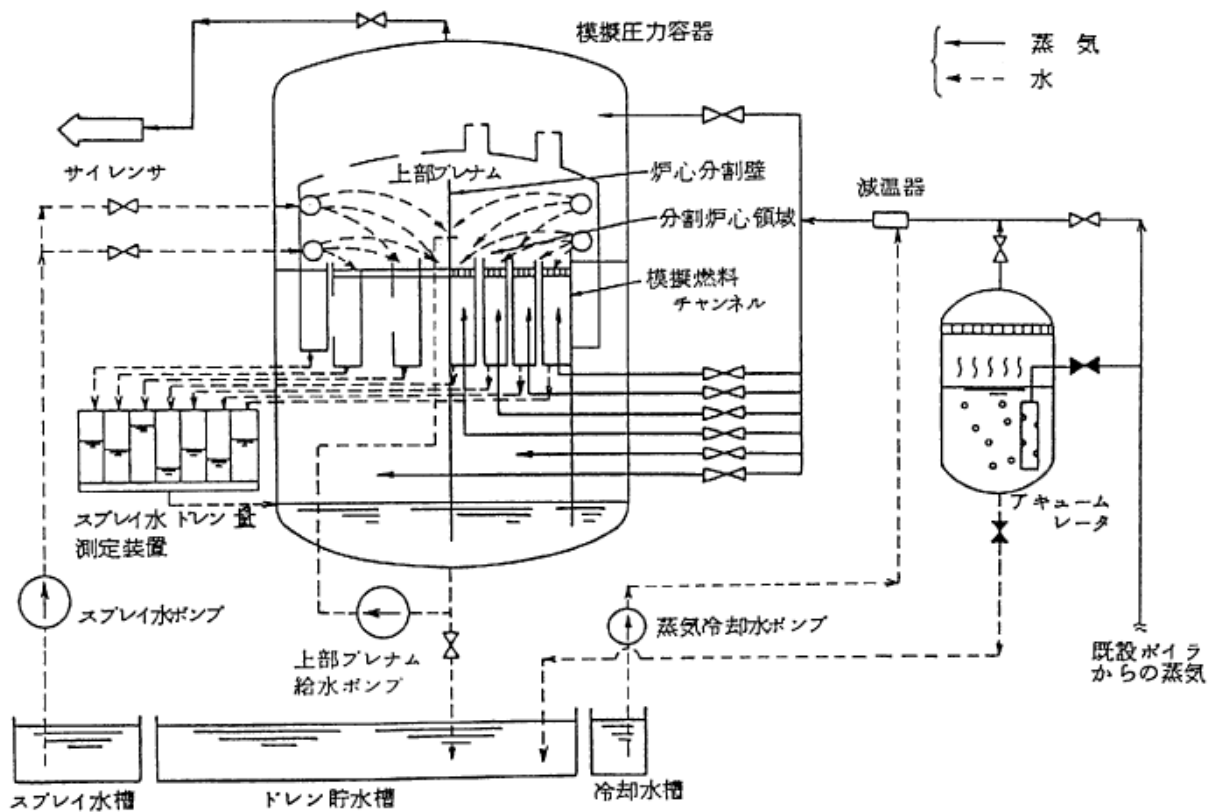
UPSET (Upper Plenum Simulaton Equipment) 試験装置を付図 1-12 に示す。本装置の目的は、BWR/5, 電気出力 1100MWe プラントを対象とした大破断事故時における、事故後約 60 秒以降の炉心上部プレナム内の熱水力現象を模擬することである[19]。そのため模擬圧力容器は、炉心上部および上部プレナムを実寸法で模擬し、最高圧力 0.5 MPa までの蒸気雰囲気中で試験が可能である。上部プレナムの周辺部には、実機と同仕様の炉心スプレイスパージャ 2 系統が配置されている。付表 1-5 に、試験装置と実機の主要な仕様の比較を示す。この試験は、昭和 52 年 4 月から昭和 58 年 9 月にかけて BWR を採用した国内の電力会社、(株)東芝および(株)日立の共同研究で行われた[19]。

炉心部で発生する蒸気は、ポイラおよびアキュムレータから供給される蒸気で模擬し、この最大流量は 70,000Kg/hr の容量がある。これは実機の LOCA 時に発生する蒸気量の 1/6 に相当するので、炉心を 1/6 に分割 (60° セクタ) している。また炉心上部での CCF L 特性を実機と等しくするために、1/6 分割炉心部の燃料集合体を、半径方向に 4 領域に分割し、蒸気吹き上げ分布を模擬している。さらに実機 8×8 燃料集合体用の上部タイプレートも設けている。上部プレナムには、蒸気・水の二相充満状態を模擬するための飽和水供給系がある。試験の計測は、各系統の流量と温度、上部プレナム内の圧力、温度、差圧および液位、各燃料集合体への流入水量等を約 260 点測定している。

付表 1-5 UPSET 試験装置と実機の主な仕様の比較[19]

項 目	1100MWe 炉心 BWR	UPSET	UPSET/BWR
上部プレナム内径(m)	5.5	5.5	1/1
炉心シュラウド内径(m)	5.2	5.2	1/1
チャンネル数	764	764(128)*	1/1(1/6)*
上部プレナム面積(m ²)	24	24 (4/1) *	1/1(1/5.9)*
炉心スプレイ系	HPCSLPCS	HPCSLPCS	-
スプレイ流量 (m ³ /min)	24 (スプレイ定格)	26 (最大流量)	-
吹上げ蒸気量 (1000kg/Hr)	420	70	1/6
最大試験圧力(MPa)	-	0.5	—

* 1/6 分割炉心での値



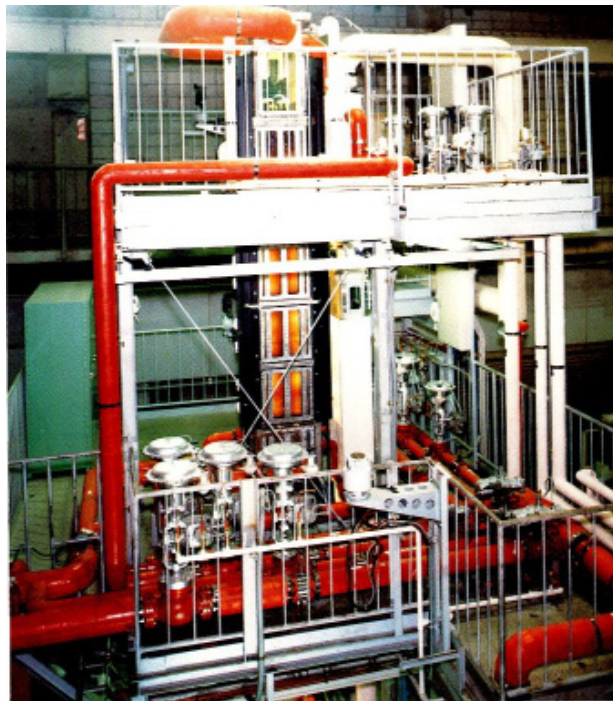
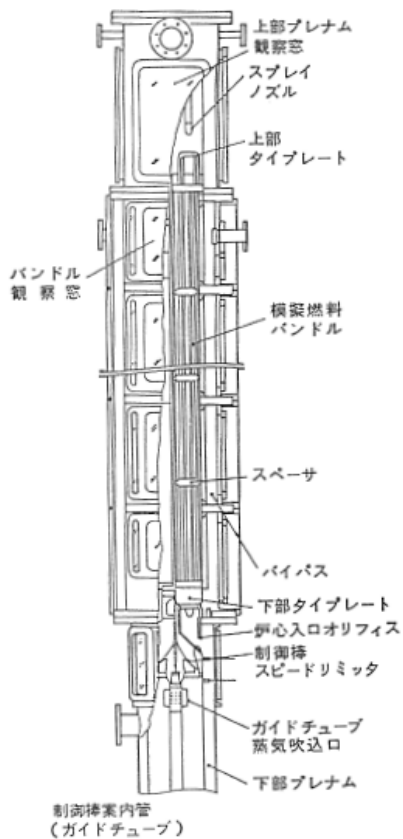
付図1-12 UPSET (Upper Plenum Simulation Equipment) 試験装置の概略系統図[19]

(8) GTCC試験装置

個別効果試験であるGTCC (Guide Tube CCFL) 試験装置を付図1-13に示す。この試験装置は、炉心バイパス底部でのCCFL特性を定量的に把握することを目的とした[23]。本装置は、耐熱ガラス窓を多数設けた大気圧下の実寸大可視試験装置であり、燃料集合体4体を収納し、燃料支持金具と下部タイプレートおよび制御棒速度リミッタは実機部品を使用して、炉心バイパス底部の流路の模擬性を確保している。さらに炉心バイパス底部CCFLと炉心入口CCFLの相互干渉試験のために、下部プレナムと上部プレナムの一部(炉心スプレイを注入するのに必要な高さ)を設けている。制御棒案内管と下部プレナムは、2重管構造となっており、吹き上げ蒸気が均一に流れるように配慮している。付表1-6に、GTCC試験装置の設計仕様を示す。この試験は、BWRを設置している国内の電力会社、(株)東芝、(株)日立の共同研究により行われた[23]。試験の方法は、制御棒案内管に一定量の蒸気を吹き込み、LPCI注入口から飽和水を注入して炉心バイパス内に水位を形成し、炉心バイパス内の水頭が一定となるようにLPCIの注入量を制御する。これにより、安定した炉心バイパス底部でのCCFLが発生する。その後、制御棒案内管内の水位上昇速度を測定し、制御棒案内管への落下水量を求めている。本試験シリーズでは、吹き込み蒸気流量と炉心バイパス水位をパラメータとして、約100ケースの試験を行っている。付図1-14に測定方法の概略図を示す。

付表 1-6 GTCC装置本体仕様[23]

No.	項目	仕様
1	模擬対象プラント	・BWR/5, 1100MWe
2	実機模擬範囲	・ガイドチューブから上部フレナムまで実寸大・断面積は実機の4/764相当
3	高さ, 重量	・高さ 8.73m, 重量約 5t(満水時)
4	設計圧力	・0.3MPa(3at), 上部大気開放
5	主要部品	<ul style="list-style-type: none"> ・上部フレナム: 1体 ・可視化模擬バンドル: 新 8×8 相当4体 (上,下タイプレートは実機相当部品) ・制御棒: 1体 (スピードリミッタは実機相当部品) ・燃料支持金具: 1体(実機相当部品) ・ガイドチューブ: 実寸大1体 ・下部フレナム: 1体(実機 4/764 相当) ・ジェットポンプ: 2体(実機 2/764 相当)

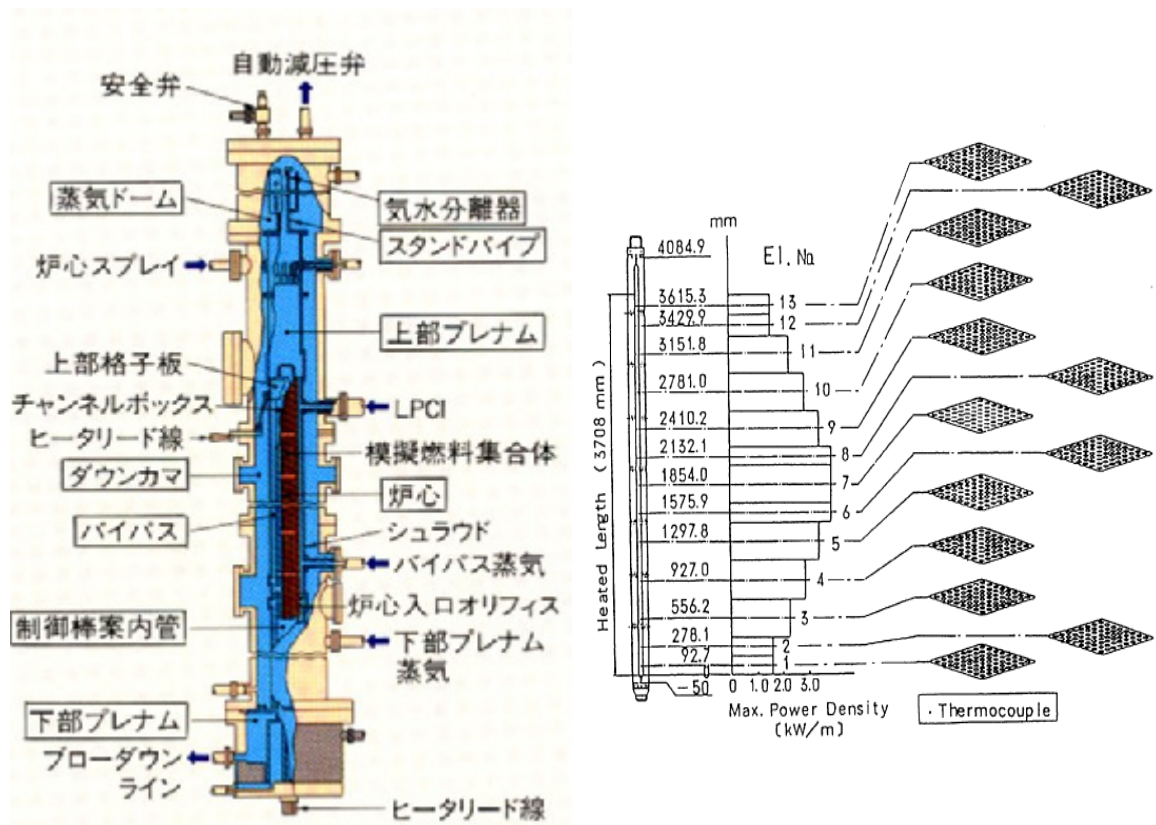


付図 1-13 GTCC (Guide Tube CCFL) 試験装置[23]

(9) R R T F 試験装置

付図 1-15 に R R T F (Refill/Reflood Test Facility) 試験装置を示す。この試験装置は、再冠水過程における流動・熱水力現象を模擬し、BWRで想定される現象を明らかにすることを目的とした個別効果試験を実施した[22]。この試験は、昭和 55 年から昭和 60 年にかけて、BWRを採用している国内の電力会社、(株) 東芝、(株) 日立の共同研究により行われた[22]。

本試験装置は、付図 1-15(a)に示す通り、実寸大模擬燃料集合体 1 体を有する大気開放の容器を中心とし、これに実機 E C C S を模擬したスプレー系、注水系および外部から蒸気を供給するための蒸気吹き込み系などを備えている。上部タイプレート、下部タイプレート、スペーサは、炉心の流動状態を合わせるために、実機と同一形状としている。また燃料集合体は、実機 8 × 8 型燃料集合体を模擬した電気加熱ヒータであり、同図(b)に示す通り、発熱分布は 9 ステップのコサイン近似分布とした。燃料集合体内の熱電対は、発熱部の 13 の高さに対してヒータロッド表面に 156 点、その他上部タイプレートや下部タイプレート、チャンネル壁に 50 点の合計 206 点が取付けられた。また容器内各部にも熱電対が取付けられ、燃料集合体の出入口における流体温度を測定した。この燃料集合体の出入口部には、可視化観察窓が設けられた。この R R T F 試験装置では、再冠水過程における種々の試験が行われており、蒸気冷却や噴霧流冷却による熱伝達相関式や炉心入口オリフィスでの C C F L 相関式を得た。



(a)試験容器内断面図

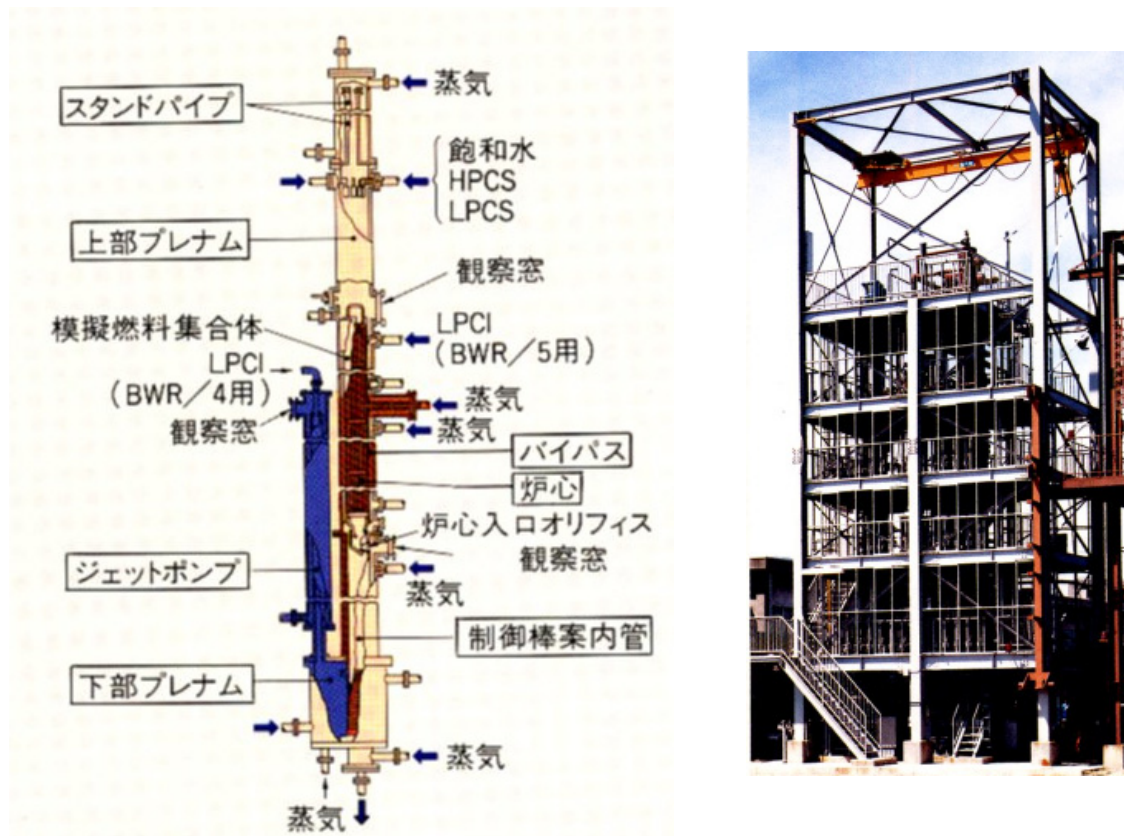
(b)模擬燃料バンドル (電気加熱)

付図 1-15 R R T F (Refill/Reflood Test Facility) 試験装置[22]

(10) SHTF 試験装置

SHTF (Spray Heat Transfer Test Facility) 試験装置は、高圧力条件下での低スプレー流量時における対流熱伝達率を評価することを目的とし、実機相当の 7MPa までの LOCA 時のスプレー熱伝達試験を実施した[26]。付図 1-16 に本試験装置の断面図および外観写真を示す。従来の再冠水過程におけるスプレー試験の評価は、主にスプレー流量が定格流量近傍である大気圧下の試験に基づいていた。しかし実機のスプレー冷却時の炉心は減圧過程にあり、炉心上方から流入するスプレー流量は、炉内圧力に応じてゼロから定格流量までの範囲にわたって変化する。また CCF L 発生時における炉心へのドレン流によるドロップレット流量も広範囲に変化する。本装置では、実炉の炉心冷却特性を現実的に評価するため、スプレー冷却およびドロップレット冷却による対流熱伝達率を、高圧力および低流量の場合について評価した。本試験は、昭和 55 年から昭和 60 年にかけて、BWR を設置している国内の電力会社、(株) 東芝、(株) 日立の共同研究により行われた[22][26]。

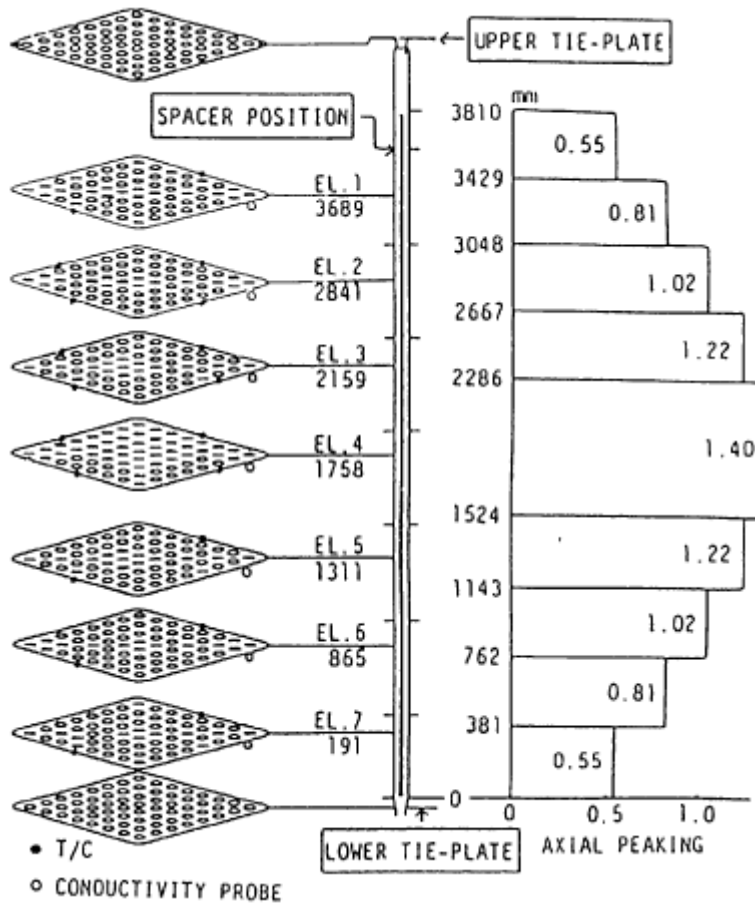
本試験装置は、付図 1-17 に示す 8 × 8 型燃料集合体を実寸大に模擬した燃料集合体 1 体と、燃料集合体 1 体あたりの体積を有する実長の炉内構造物および設計圧力 9.1 MPa(90 kg/cm²) の高圧試験容器で構成されている。燃料集合体は、軸方向コサイン分布の間接電気発熱のヒータから成っており、156 点の温度、20 点の液位、10 点の差圧の計測点が設置されている。



(a)高圧試験容器内断面図

(b)試験装置外観写真 (RRTF/SHTF 共用架台)

付図 1-16 SHTF (Spray Heat Transfer Test Facility) 試験装置[26]



付図 1-17 SHTF 試験装置の模擬燃料集合体（電気加熱） [26]

2.3 PWRにおける過渡事象と気液二相流構成方程式

2.3.1 大破断 LOCA 評価手法の一般的動向

当初、大破断 LOCA コードは1次元、熱平衡モデルからスタートしたが、その後の知見の集積により、各国は事象をより現実的に模擬できるコードを開発してきている。また、米国における1988年の10CFR50.46^{注1)}の改訂を契機として、各国は統計的評価手法の検討を進めてきている。

現在、米国においては最適評価コードを使用した統計的評価手法を用いた実機プラントの認可を既に得ている状況である。フランスにおいては、米国と同様に統計的評価手法を指向しているが、現状は統計的評価手法による評価結果を基にした合理的な決定論的評価手法を実用化する方向で検討がなされている。その統計手法については、1999年2月以前に規制当局の認可が下りたとの情報がある。ドイツにおいては、シーメンス社が実施した統計的評価手法による実機適用例が報告されているが詳細な情報は不明である。なお、シーメンス社製 ANGRA2 プラント（ブラジル）については、ブラジル原子力規制当局が同手法を承認したとのことである。

上記の統計的手法は、米国、フランス、ドイツの他カナダ等も NRC が提唱したレスポンスサーフィス法に基づいており、現在の傾向として同手法が主流を占めている。なお、レスポンスサーフィス法以外では、実機における不確定性伝播を総合試験の結果から統計的に外挿するピサ大の手法、信頼度レベルを担保するためにランダムサンプリングで感度解析数を設定し、これらの結果から PCT 上限値を決める GRS 等の手法がある。

(1) 米国 NRC による CSAU 手法について

米国の PWR については、申請者は Appendix K^{注2)}に基づいたコードにより認可を取得してきている。Appendix K に基づいたコードの例としては、ウエスティングハウス社が開発した SATAN/BASH コードがあり、基本的には1次元、熱平衡モデルのコードである。

1988年に10CFR50.46の改訂が行われ、従来認められてきた Appendix K モデル以外に最適評価コードを用いた統計的評価手法が認められるようになった。本手法では現実的な計算手法により、モデルと入力の不確定性を考慮して 2200 ° F を越えないことを高い確率で示すものである。この手法の詳細について NRC は Regulatory Guide 1.157 を作成すると共に、実際の統計的評価手法の適用例として、1989年に NUREG/CR-5249(CSAU 手法^{注3)})を作成し、多次元、多流体、熱非平衡の最適評価コード TRAC-PF1 を用いたウエスティングハウス社の 17×17 燃料 PWR の検討例を示している。この手法が米国及び欧州での統計的評価手法のベースとなっている。CSAU 手法の概要を表 3-1 に示す。

一方で、ウエスティングハウス社は3、4ループプラントに対し、WCOBRA/TRAC コードを最適評価コードとした統計的評価手法を NRC に申請し、レビューを受け、1996年6月に認可を得ている。この WCOBRA/TRAC コードの特徴は、原子炉容器内を多次元的に模擬していること、多流体の模擬として液滴を独立に模擬していること、熱非平衡の扱い等現実的な評価ができることである。

この手法は、既に実プラントの申請に使用されており、最初の適用プラント Indian Point 2 号機

が 1997 年 3 月に認可を得ている。当申請では、新手法適用によるメリットを出力増加、 F_Q の増加等に使用している。

注 1) 10CFR50.46

1988 年、米国 NRC は 10CFR50.46 (ECCS 承認基準) 及び付則 K (ECCS 評価モデル) を改訂し、かなり大きな設計裕度を含んだ決定論的な評価手法から過度な保守性を排した現実的な評価手法を認可した。この改訂では、従来通りの Appendix K に準拠した現行評価モデルと、最適評価モデルのそれぞれの適用を認可している。

最適評価モデル適用の要求事項は下記の通りである。

- 最適評価モデルには、導入されている解析技術が LOCA 時の挙動を現実的に模擬していることを示すための十分な妥当性評価を必要とする。
- 更に、現実的な評価に対する不確実性が定量化されており、解析結果と制限条件を比較する際には高い確率で制限値を越えないことを示す。

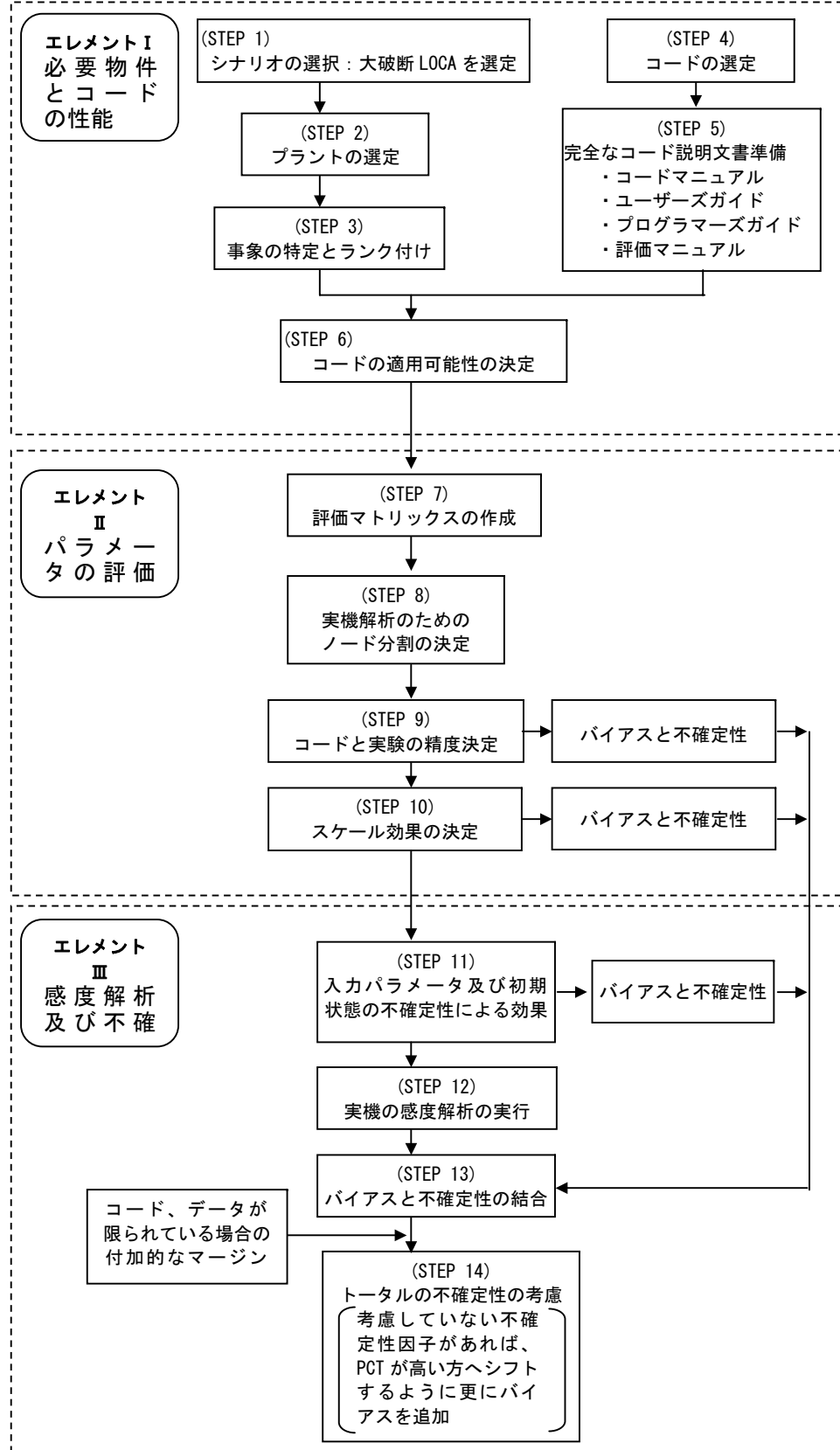
注 2) Appendix-K

日本の ECCS 性能評価指針に相当する米国の指針。米国連邦規則 10CFR50.46 の付録であり、LOCA 解析結果を保守的に評価するためのモデルを説明している。

注 3) CSAU 手法

Code Scaling, Applicability and Uncertainty の頭文字。米国 NRC が実際の統計的評価手法の実機への適用例として、1989 年に、NUREG/CR-5249 を作成し、最適評価コードとして TRAC-PF1 コードを使用して、統計的な不確実性評価を行い、95%累積確率値での被覆管最高温度を計算する適用例を示したもの

表 2.3.1-1 CSAU 手法の手順 (1/2)



(CSAU 手法の具体的内容)

(STEP 3) 主要事象のランク付けと、PIRT の作成

PIRT (事象のランク付け表: Phenomena Identification and Ranking Table) を作成する際、PCT に対して大きな影響を与える現象を抽出する。

(重要事象の例)

- ・破断流
- ・蓄積熱
- ・燃料棒から流体への熱伝達
- ・ポンプの二相流挙動
- ・スチームバインディング
- ・ECCs バイパス
- ・非凝縮性ガス

(STEP 6) コード適用可能性の決定

PIRT で特定した主要事象やコンポーネントを、TRAC-PF1 で模擬することが可能かを確認する。
具体的には、コードの方程式系/数値解法の能力の評価、プラントをノード化する能力の評価を実施する。

・コードの方程式系の能力評価例

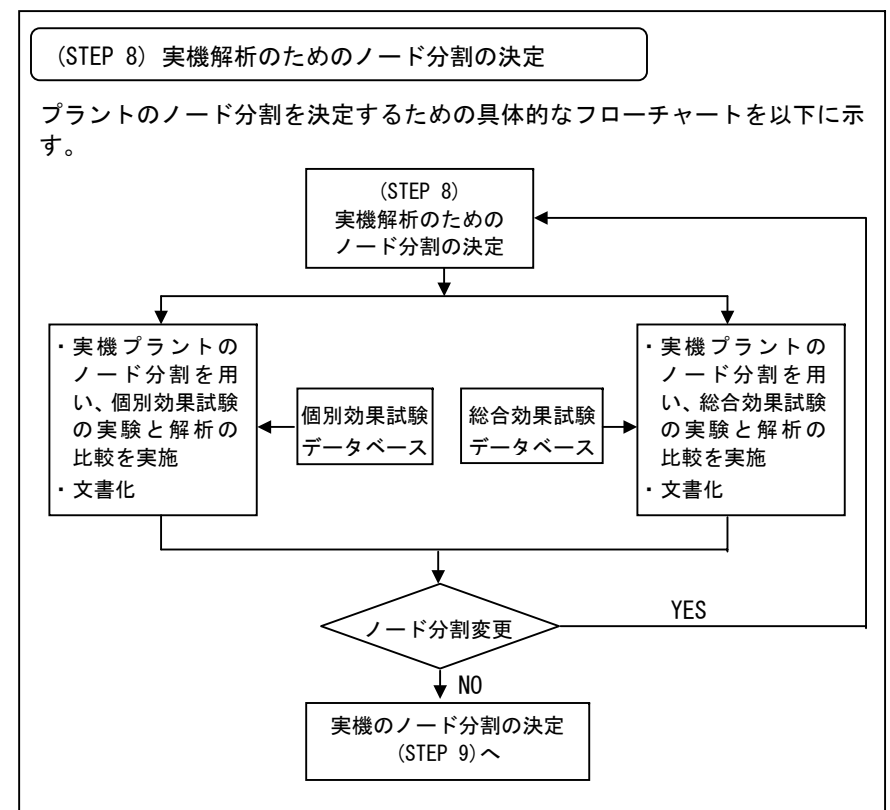
シナリオと PIRT からの要求項目	TRAC-PF1/MOD1 におけるモデルの存在	保存式/モデル
非平衡二相流	有	2V2T の 6 方程式系
非凝縮性ガスの流れ	有	蒸気流領域におけるガスの質量バランス
多次元流の模擬能力	有	ベッセルのみ、1-D、2-D、3-D の流れを模擬可能

(STEP 7) 評価マトリックスの作成

PIRT で特定した主要事象が、TRAC-PF1 で検討されていることを確認するため、評価マトリックスを作成する。

・評価マトリックスの例

	燃料蓄積熱	炉心熱伝達	ポンプ挙動	臨界流	ECC バイパス	スチームバインディング
FLECHT		×				
CCTF		×				×



(STEP 9) コードと実験の精度決定

(STEP 8) で決定したノード分割を用いて実験解析を実施し、コードの計算結果と実験データの差から平均バイアスと標準偏差を算出する。

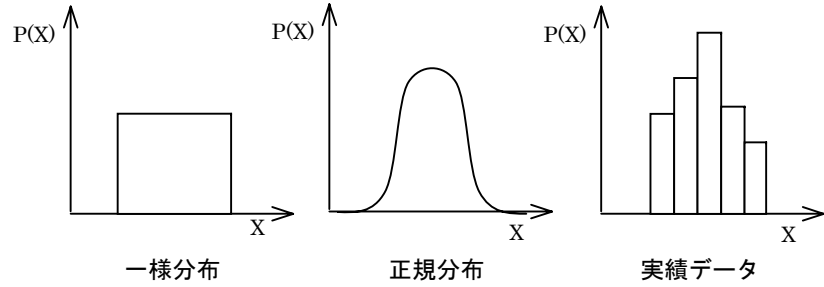
平均バイアス: (実験値 - 計算値) の平均
標準偏差: (実験値 - 計算値) の標準偏差

以下は、被覆管温度に関して実験と解析のデータの比較を行った場合の概念図である。

表 2.3.1-1 GSAU 手法の手順(2/2)

(STEP 11) 主要変数に対する不確実性分布/不確実性の範囲の決定

主要変数 X の不確実性の確率分布 P(X) を以下の 3 つのタイプに分類する



(STEP 11 続き) 計算マトリックスの作成

主要変数の不確実性の幅を考慮して、計算マトリックスを作成する

・計算マトリックスの例

	ノミナル値	ノミナル値	臨界流モデル	最小膜沸騰温度
	ノミナル値		2 ケース選出	2 ケース選出
ピーキン	-5.6 %			
グ係数	-2.8 %			
(FQ)	+2.8 %			
	+5.6 %			
ギャップ	-80 %			
コンダク	-46 %			
タンス	+46 %			
(HG)	+80 %			
その他				
燃料熱伝	-10 %			
(STEP 12) 実機感度解析の実行				
(KF)	+10 %			
熱伝達係	-25 %	}		
	+25 %			
数	+50 %	}		
	+75 %			

(STEP 13) response surface の作成

感度解析の結果をもとに、response surface を作成する。
response surface とは、主要変数から PCT を算出する関数である。

- ・ response surface の作成手順例
response surface は主要変数についての関数となる。
考慮する主要変数の変化分を以下で定義する。
X₁: ピーキングファクター変化分
X₂: ギャップコンダクタンスの変化分
X₃: 燃料熱伝導度の変化分
X₄: 熱伝達係数の変化分
X₅: 臨界流モデルの Rm の変化分
X₆: ポンプヘッドとトルクの変化分
X₇: 最小膜沸騰温度の変化分

response surface : PCT = f(X₁, X₂, X₃, X₄, X₅, X₆, X₇)

・ f(X₁, X₂, X₃, X₄, X₅, X₆, X₇) の関数形の決定 (A_i: 定数)

- 1 次式

$$f = A_0 + (A_1X_1 + A_2X_2 + A_3X_3 + A_4X_4 + A_5X_5 + A_6X_6 + A_7X_7)$$

定数項 1 次式
- 2 次式 (1 次式 + 乗積項)

$$f = A_0 + (A_1X_1 + \dots + A_7X_7) + (A_8X_1X_5 + \dots)$$

定数項 1 次の項 2 次の乗積項
- 完全 2 次式

$$f = A_0 + (A_1X_1 + \dots + A_7X_7) + (A_8X_1X_5 + \dots) + [A_9(X_1)^2 + \dots + A_{1+6}(X_7)^2]$$

定数項 1 次の項 2 次の乗積項 2 次の累乗項
- 4 次式 (3 次の項、4 次の項を選択)

$$f = A_0 + (A_1X_1 + \dots + A_7X_7) + (A_8X_1X_5 + \dots) + [A_9(X_1)^2 + \dots + A_{1+6}(X_7)^2] + (A_{17}X_2X_2X_2 + \dots) + (A_{18}X_2X_2X_4X_5 + \dots)$$

定数項 1 次の項 2 次の乗積項 2 次の累乗項 3 次の項 4 次の項

- ・ ブローダウン
 - ・ 再冠水前期
 - ・ 再冠水後期
- 各フェーズに対して PCT の推定値を計算し、各関数形の誤差の二乗平均を比較 (下表参照)

各 response surface の誤差比較の例 (ブローダウン期間)

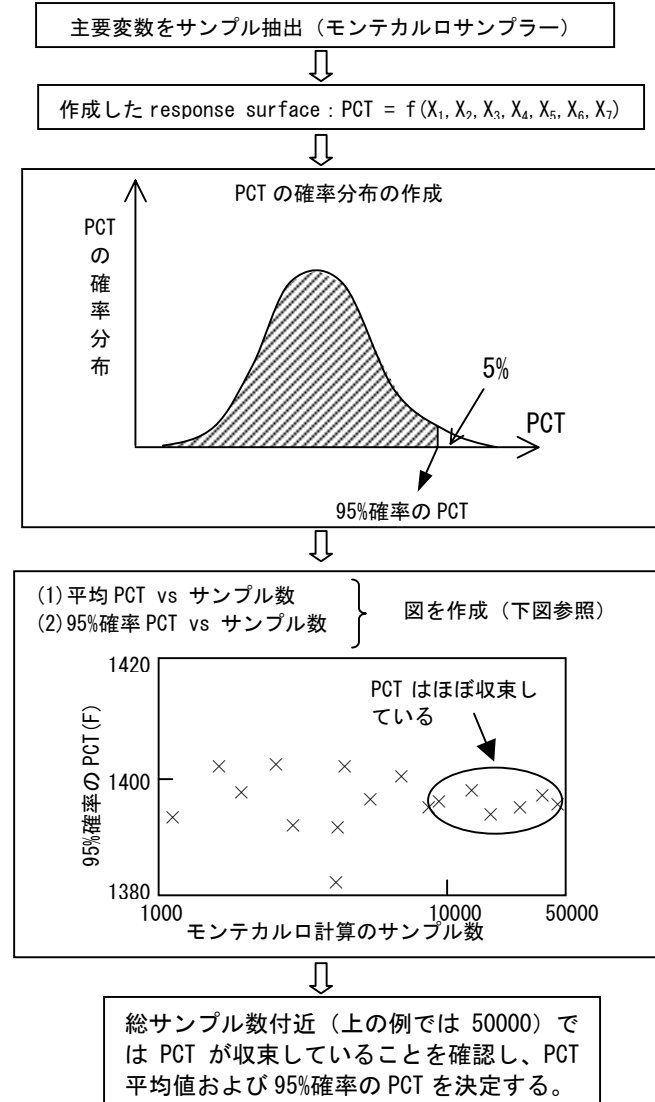
関数形	平均の PCT (°F)	95% 確率の PCT (°F)	誤差の二乗平均 (°F)
1 次式	1112	1418	56.5
2 次式	1128	1423	51.7
完全 2 次式	1147	1430	26.8
最適 4 次式	1162	1447	9.6

各フェーズの最終的な response surface の決定。

(STEP 13 続き) モンテカルロ計算の実行

作成した response surface をもとに、各フェーズ (ブローダウン期、再冠水前期、再冠水後期) に対しモンテカルロ計算を行う。サンプル抽出数の妥当性判断のため、「PCT vs サンプル数」の図を作成し、PCT の分布が収束していることを確認する。

モンテカルロ計算の例



(STEP 14) トータル不確実性の考慮

データ不足等の理由により、定量化されていない不確実性の因子があれば、それらを考慮するため、STEP 13 で求めた 95% 確率の PCT がさらに高い方へシフトするように、バイアスを追加し、トータルの不確実性に含める。

2.3.2 大破断 LOCA 事象の概要

(1) ブローダウン過程

1次冷却系に大破断が発生すると冷却材が、急速に格納容器に流出し、1次冷却系は、減圧してゆき、最後は格納容器内圧と同程度になり、冷却材の流出が停止する。この破断に伴う冷却材の流出、減圧過程をブローダウン過程と称している。

破断初期には、一時冷却系は急激に減圧され、上部プレナム、ホットレグ、および加圧器で減圧沸騰を引き起こす(図 2.3.2-1)。また冷却材の流出により冷却材及び炉心の流れが減少し、急速に炉心冷却が悪化する。低温側配管破断の場合、原子炉容器側から破断コールドレグノズルを経由した流出流量は、ポンプや蒸気発生器伝熱管が抵抗となるポンプ側からの流出流量よりも大きい。冷却材が両方の流路から流出するため、炉心内での流れが停滞するためである。加圧器での減圧沸騰は、保有水の急速なホットレグへの流出をもたらす、炉心出口側の流量に影響を与える。

出力運転時には、燃料ペレットは高温状態にあり、かつ熱容量を有しているために、DNBが発生し、熱伝達は核沸騰から膜沸騰へと遷移する。このため冷却が悪化し、燃料被覆管は燃料ペレットからの伝熱により急激に過熱する(ペレット温度に近づいてゆく)。しかし、炉心の減速材も少なくなるため、核分裂反応は、急速に減少し、炉心出力も低下する。

このため、ブローダウン初期に被覆管温度はピークに達した後、炉心を通る二相流によって冷却され低下する。ブローダウン終盤には、炉心の流れが蒸気のみとなり、また流量も減少するため再び被覆管温度は上昇してゆく。

1次冷却系が減圧し、工学的安全施設作動信号設定値以下になると信号が発信されるが、外部電源喪失を仮定すると、非常用発電機による電源の確立を待たなければならないため、高圧注入系及び低圧注入系からの注水は遅れる。しかし、蓄圧器の保持圧力以下に1次冷却系が減圧すると蓄圧器からの注入が行われる。蓄圧器注入開始直後には、蓄圧器からの注入水は、低温側配管の破断の場合、炉心から逆流しダウンカマを上昇する蒸気流によって、破断口に運ばれ流出してしまうため、炉心冷却には寄与しない。これを ECCS バイパスと称す(図 2.3.2-2)。

やがて、ブローダウン終盤になるとダウンカマの上昇蒸気流も弱まり、蓄圧器からの注入水がダウンカマを下降し原子炉容器内に蓄積してゆく(図 2.3.2-3)。

(2) リフィル過程

1次冷却系が格納容器内圧まで減圧すると1次冷却系内の流動もほとんど停滞した状態であり、蓄圧器及び高圧注入系、低圧注入系からの注入水がダウンカマを下降し、下部プレナムに蓄積してゆく。この過程をリフィル過程と呼ぶ(図 2.3.2-4)。リフィル過程では、蓄圧器及び高圧注入系、低圧注入系からの注入水の重力による落下あるいは圧力差による炉心や下部プレナムからダウンカマ部への蒸気の上向き流れにより、冷却材が下部プレナムに流入しにくくなる。これは対向流制限(CCFL)現象と呼ばれている。

この期間は炉心の流れほとんど停滞しているため、燃料棒は、ほぼ断熱状態で温度が上昇してゆく。被覆管温度が上昇すると金属水反応による発熱現象が顕著になり、温度上昇を加速する方向に作用する。

やがて、下部プレナムが注入水で満水になると、炉心底部に冷却水が流入し、炉心が冷却さ

れ始める。

(3) 再冠水過程

下部プレナムが満水になり、炉心底部から冷却水が流入すると炉心冷却が始まる。ECCS からの注入水によって炉心が冷却され水位が再び回復してゆく過程を再冠水と呼ぶ(図 2.3.2-5)。この期間の炉心への冷却水の駆動力は、ダウンカマに溜まった冷却水の水頭である。

再冠水開始時には、ブローダウン及びリフィル期間に燃料棒が過熱されているため、被覆管温度は高温になっており、冷却水が流入すると激しい蒸発に伴う液滴の発生(エントレインメント)、液滴の蒸気による巻き込みが起これ、炉心内の熱水力挙動は、複雑になる。炉心から蒸気によって運ばれた液滴は、一部上部プレナム内の構造物と衝突し、そこで振り落とされる(ディエントレインメント)。残りは、高温側配管、蒸気発生器へと運ばれる。蒸気発生器2次側はこの時期には高温であり、蒸気発生器伝熱管部に運ばれた液滴は、2次側からの加熱により蒸発し、1次冷却材ポンプを通して格納容器へ流出する。

1次冷却材ポンプの軸固着を仮定するため、大きな圧力損失が発生し、この期間の炉心への冷却水の駆動力はダウンカマと炉心の水頭差であるため、炉心への冷却水の流入速度が抑えられる。

炉心は、冷却水により下部から徐々に冷却されクエンチしてゆく。クエンチ位置より上部では、蒸気とそれによって巻き込まれた液滴によって冷却される。

燃料被覆管温度は、再冠水後もしばらく上昇するが、クエンチが進行するにつれて炉心上部でも冷却が良好となり、ピークに達した後低下してゆく。さらに、クエンチが進み、やがて炉心全体がクエンチし、燃料被覆管温度は、飽和温度近傍に保たれ、長期の冷却が行われる。

(4) 格納容器挙動

1次冷却系の破断に伴い冷却材が激しく流出すると、格納容器温度、圧力は急速に上昇してゆく。しかし、格納容器内には種々の構造物があり、これらが1次冷却系から流出してきたエネルギーを吸収すること及びブローダウンの終盤では、流出流量も減少するため、やがて格納容器圧力はピークに達した後低下してゆく。再冠水が始まると炉心からの発生蒸気及び蒸気発生器に流入した液滴の蒸発により発生した蒸気が流出するため格納容器へのエネルギー放出が増加するが、工学的安全施設である格納容器スプレが作動するとスプレの除熱も加わり、圧力、温度は低下してゆく。

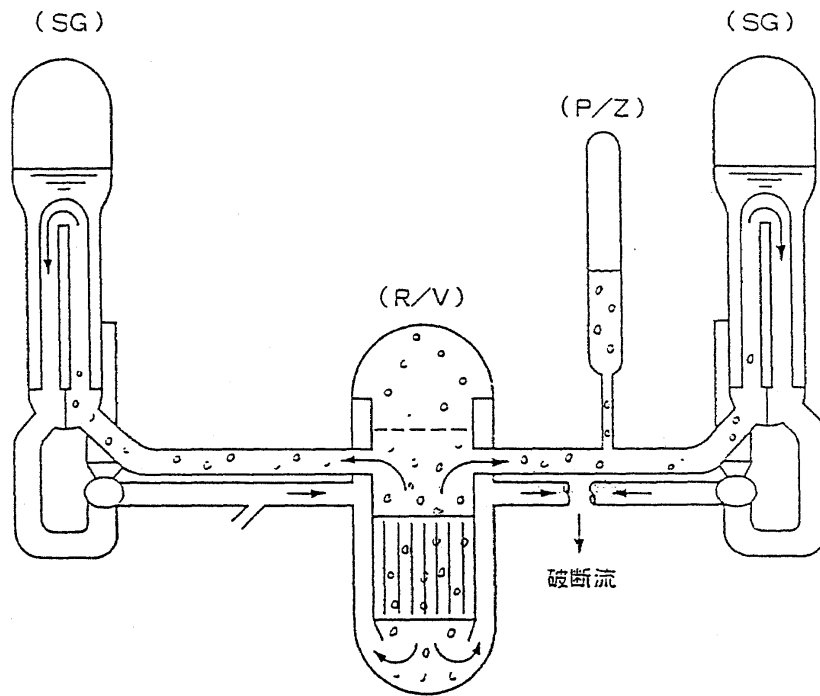


図 2.3.2-1 大破断 LOCA 時の挙動 (ブローダウン期間-S I 信号発信直後 (約 2 秒))

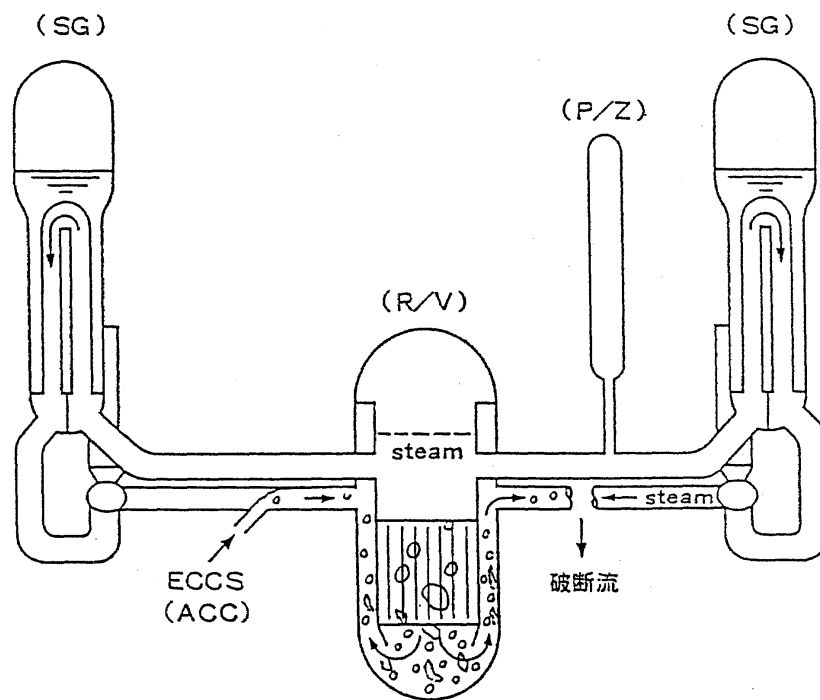


図 2.3.2-2 大破断 LOCA 時の挙動 (ブローダウン期間-ECCS バイパス (約 20 秒))

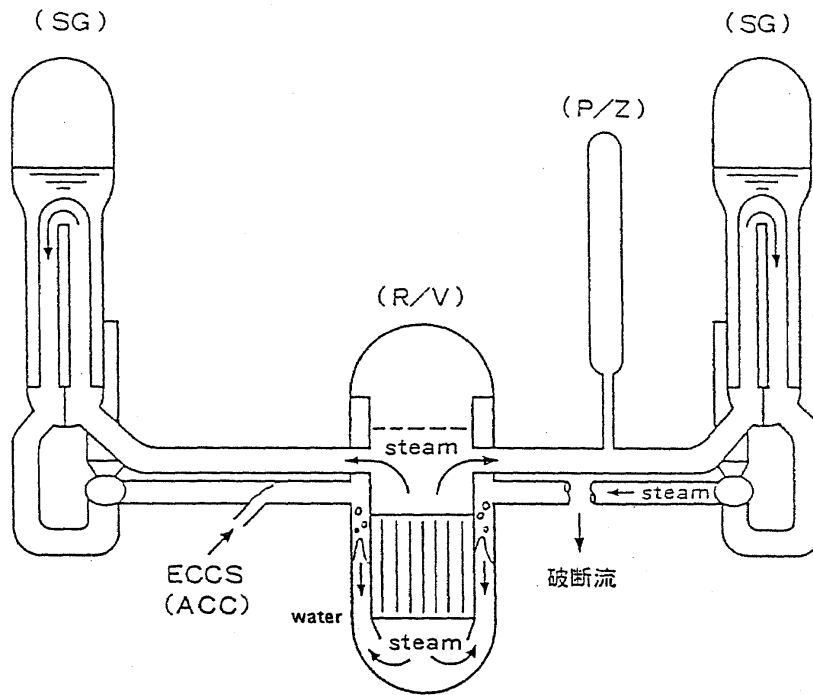


図 2.3.2-3 大破断 LOCA 時の挙動 (ECCS バイパス終了時 (約 30 秒付近))

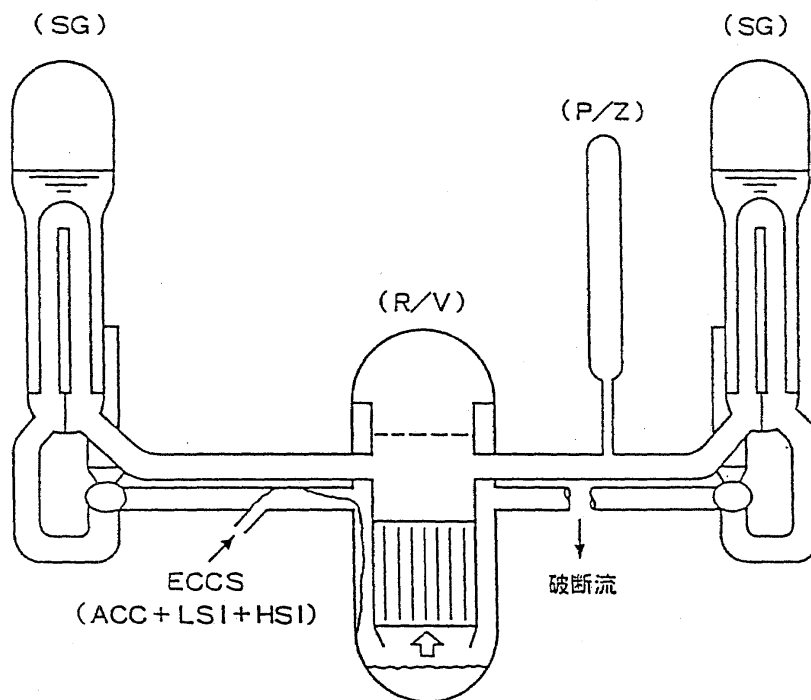


図 2.3.2-4 大破断 LOCA 時の挙動 (リフィル期間 (約 35 秒付近))

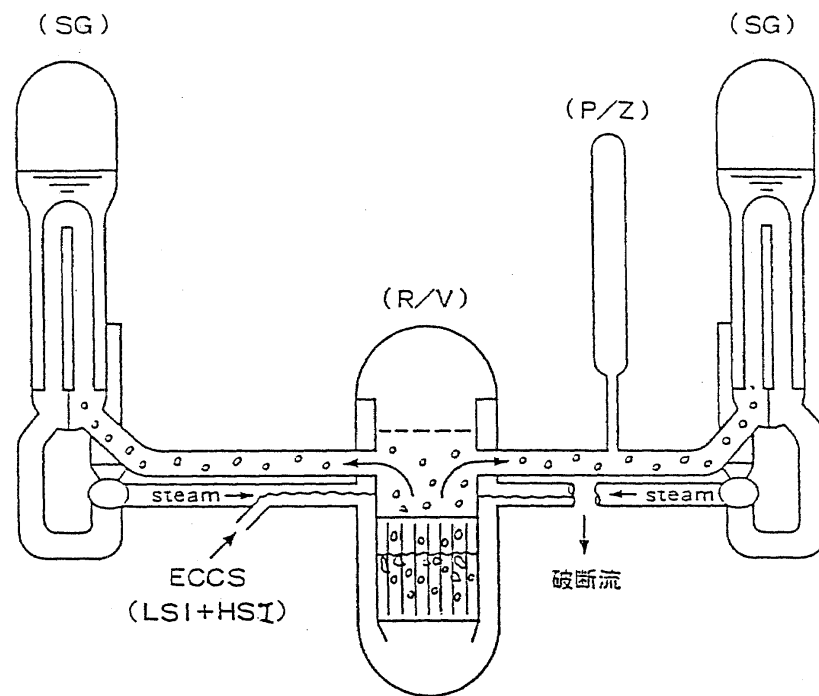


図 2.3.2-5 大破断 LOCA 時の挙動 (再冠水期間 (約 40 秒以降))

2.3.3 PIRT による主要事象の抽出と重要度分類

大破断 LOCA 事象でどのような評価パラメータが結果に有意な影響を及ぼすかを把握しておくことが重要であるが、体系的に漏れなく抽出するために米国の CSAU 手法における事象のランク付け表(PIRT: *Phenomena Identification and Ranking Table*)を参考としてまとめた。

PIRT は、評価対象となる過渡現象を同定、分析、整理した上で、評価目的に添って抽出した項目別に重要度ランキングを付けたものである。CSAU 手法では、階層分析法 (AHP : *Analytical Hierarchical Process*) などに基づいて PIRT を作成するとしている。AHP は、米ピッツバーグ大学のサーティ教授によって開発された意思決定法で、対象問題を分析して階層化し、各階層要素の比較により (仮) 重要度を設定する。その後整合性を確認し、必要に応じてこの作業を反復して重要度を決定する。

NRC が実施した PIRT 作成プロジェクトでは、2つの独立した委員会 INEL の熱水力解析グループ
専門家のグループ

が、LOCA 時における支配的な熱水力現象に対して別々にランク付け作業を行っている。2つの委員会が独立にランク付けした結果を比較することにより調査結果の信頼性を向上させている。

CSAU 手法の PIRT (事象のランク付け表 : *Phenomena Identification and Ranking Table*) を参考にして、評価対象となる LOCA 事象を特徴づける細分化された諸現象及び寄与度の高いパラメータを「ブローダウン・リフィル期間」と「再冠水期間」に分けて抽出して重要度分類を行った。

NRC が実施した PIRT 作成プロジェクトでは、最初に INEL の熱水力グループが検討したランク付けに対し、主にランク 7 以上の重要項目を対象に専門家のグループが更にランク付けしている。NRC の PIRT を

表 2.3.3-1 に示す。最終的に重要と判断されたのは網掛けで示された項目である。

重要と判断された項目については、評価マトリクス(実験解析)が作成され、また、モデル不確定性についての取り扱いが検討された。

ここでは、NRC の作成した PIRT で抽出された事象に対して重要性を検討した。

(1) 燃料棒

(a) 燃料棒の蓄積熱

燃料の蓄積熱は、NRC の PIRT においても高くランクされているように、DNB 後の被覆管のヒートアップに大きな影響を与えるため、ブローダウン時の被覆管温度評価に特に重要である。しかし、再冠水時については、崩壊熱が支配的となるため燃料の初期保有エネルギーの影響は小さくなる。

(b) 被覆管の酸化、崩壊熱

ブローダウン、リフィル期間については、崩壊熱は、核分裂及び初期保有熱と比較して小さく、被覆管の酸化については温度レベルが低い(高くなっても時間が短い)ため、何れも影響が小さく、NRC の PIRT においてもランクが低く設定されている。

再冠水時については、燃料棒の熱源として重要であり、NRC の PIRT でも重要度が高くランクされている。

(c) ギャップ熱伝達

ペレット-被覆管のギャップ熱伝達は、初期の燃料ペレット温度(保有エネルギー)と密接に関係しており、熱伝達が小さいほど温度が高くなる。ブローダウン時にはペレット温度は被覆管温度挙動に大きな影響を与えるが、NRC の PIRT でランクが低くなっているのは、過渡時への影響の観点でランク付けされたものと考えられる。

一方、再冠水時については、被覆管の変形によりギャップコンダクタンスが変わる影響が現れ、これは再冠水時の被覆管温度評価上重要と考えられ NRC の PIRT においてもランクが高く設定されている。

(2) 炉心

(a) DNB 評価

大破断 LOCA 時には DNB は破断後数秒で発生する。DNB が発生すると被覆管温度は急激に上昇するが、その後炉心冷却が回復してターンアラウンドする(低下に転ずる)ことでブローダウン PCT が形成される。しかし、次に示すように DNB 評価モデルが、ブローダウンピークに与える影響は小さいと予想され重要度は低いと判断できる。

- ・ブローダウン初期における燃料被覆管のヒートアップは燃料ペレットの保有エネルギーによるところが大きく表面熱伝達の影響は小さい。

- ・ DNB 発生後間もなく被覆管表面がドライアウトするため、大破断 LOCA 時には DNB 発生時間のばらつきは小さい。

リフィル、再冠水期間については DNB 事象は既に発生しているため、発生現象についての重要性は低い。NRC の PIRT においても、DNB は全過程に対して低いランクとなっている。

(b) CHF(DNB)後熱伝達

NRC の PIRT では、CHF(Critical Heat Flux : 限界熱流束)後の炉心熱伝達はブローダウン・リフィル期に高くランクされている。これは、CHF 後の熱伝達がこの期間に被覆管から熱を除去する主な熱伝達モードであることによる。

再冠水時については、(d)再冠水時熱伝達でカバーされているため、ランクが低くなっている。

(c) リウエット

ブローダウン過程においては DNB が生じて被覆管温度が上昇した後に、流動の回復によりリウエットが生ずる場合があり、リウエットの有無はその後の被覆管温度変化に影響が大きいと考えられる。NRC の PIRT においても、DNB 後の炉心のリウエットはブローダウン・リフィル期において、重要度が高くランクされている。

(d) 再冠水時熱伝達

再冠水時の炉心では、液滴の発生や蒸気による巻き込み等が起こり、複雑な熱水力挙動によって炉心のクエンチが進展する。再冠水時熱伝達は、燃料被覆管温度挙動に大きな影響を与える重要な事象であり、NRC の PIRT においても高くランクされている。

(e) 核沸騰

ブローダウン期間については、核沸騰は DNB 発生までの数秒間のみ現れ、その間の被覆管温度変化はわずかであるため、評価結果への影響は小さいと判断できる。

リフィル期間については、核沸騰は現れない。再冠水期間については、被覆管がクエンチして温度が低下した領域で現れるため、被覆管温度変化に与える影響は小さく重要度は低いと考えられる。NRC の PIRT においても低いランキングとなっている。

(f) 蒸気単相自然循環

NRC の PIRT において本現象は低くランクされている。

ブローダウン期間は、炉心が蒸気単相になる期間は存在するが、流動は強制対流であり本事象は出現しない。リフィル期間については、蒸気単相自然循環は生じうるが、蒸気の熱容量が小さく蒸気温度が短時間に被覆管温度と同等の温度になり影響は小さいと考えられる。再冠水期間については、ブローダウン期間と同様蒸気流は強制対流であり本現象は発生しない。

(g) 3次元流れ

ブローダウン期間、リフィル期間については、差圧流が支配的であり多次元効果は小さいと考えられ、NRCのPIRTにおいても低くランクされている。

再冠水期間については、原研のCCTF、SCTF試験でも示されているように、チムニー効果(炉心内に半径方向出力分布がついていれば、高出力領域により多くの流れが導かれる)に代表される多次元流れの影響が顕著に表れ、NRCのPIRTにおいても高くランクされている。

(h) ボイド発生/分布

ブローダウン開始後短時間で炉心は高ボイド率状態となり、ブローダウン期間からリフィル期間にかけてその状態が継続することより、ボイド発生及び分布のブローダウン期間の結果に及ぼす影響は小さいと考えられ、NRCのPIRTにおいても低くランクされている。

再冠水期間については、炉心各部の出力、クエンチ状況に応じてボイド発生及びボイド率分布が生じ、これは炉心再冠水速度、炉心各部への冷却材の供給に大きな影響を与えたと考えられ、NRCのPIRTにおいても高くランクされている。

(i) 逆流及び流れの停滞

ブローダウン、リフィル期間については、破断位置、破断サイズに依存して、炉心流の逆流及び停滞が生ずる。NRCのPIRTにおいては、いずれの過程においても低くランクされているが、ブローダウン期間については、被覆管温度挙動に影響を与える。ただ、炉心の流動は炉心内の要因ではなく、ループ流を含む一次系全体の流動の結果として生ずるものであるため、ループ流動、破断流の不確定性を考慮することでカバーされると考えられる。

(j) 輻射熱伝達

NRCのPIRTではブローダウン、リフィル期間についてはランク付けがなされておらず、再冠水期間のみランク3となっている。

高温壁面から流体への熱輻射は、液及び蒸気の両方について存在するため、ブローダウンから再冠水のいずれの過程においても生ずる現象であるが、熱伝達として支配的ではないため低いランクが与えられていると考えられる。

(3) 上部プレナム

(a) エントレインメント、ディエントレインメント

NRCのPIRTにおいては再冠水期間のみ高いランクとなっている。

ブローダウン期間においては、原子炉容器のみに冷却材質量が集中する再冠水期間と異なり、差圧によるループ流動が炉心流に大きく影響するため、上部プレナムでの冷却材形態が炉心冷却へ与える影響は小さいと考えられる。

再冠水期間については、上部プレナムにおけるエントレインメント及びディエントレインメントは、蒸気発生器のスチームバイディングと関係して、炉心の再冠水速度に影響するため重要である。

(b) 気液分離

大破断 LOCA 時においても、上部プレナム蓄水効果のように気液分離現象が生ずると考えられるが、蓄水はエントレインメント及びディエントレインメント現象により支配されると考えられ、気液分離現象そのものの影響は小さいと考えられる。NRC の PIRT においても低くランクされている。

(c) 対向流及び液の落下

上部プレナムの冷却材が、炉心からの蒸気流が大きいときは CCFL 現象により保持され、蒸気流量が小さくなると落下する現象を意味しているが、NRC の PIRT においては、何れの期間においても低くランクされている。

ブローダウン期間においては、ブローダウン半ばに上部プレナムの冷却材が炉心に落下するが、落下開始時間は CCFL ではなく蒸気流が下降流になるタイミングでほぼ決まっており CCFL による不確定要因は小さいと考えられる。

再冠水期間においては、上部プレナムから炉心部に液が落下するような場合には出力の低い領域に落下するため、高温チャンネルにおいてトップクエンチが生ずることはない。このため同様に CCFL による不確定要因は無視しうる。

(d) 二相流の対流

上部プレナム内での気液二相状態での対流現象を意味していると考えられる。上部プレナムにおける冷却水は、下降流時の炉心への冷却材供給源として、あるいは水頭として炉心冷却挙動に影響を与えるが、内部での対流の影響は小さいと考えられる。NRC の PIRT においても何れの期間においても低くランクされている。

(4) 高温側配管

(a) エントレインメント、ディエントレインメント

現象の評価結果への影響及び重要性は、上部プレナムの場合と同様である。NRC の PIRT においても上部プレナムの場合と同様の高いランク付けになっている。

(b) 逆流

ブローダウン、リフィル期間においては、健全ループ高温側配管から原子炉容器への逆流が生ずる。この逆流はブローダウン後半の炉心下降流に影響を与えるが、破断流等による主要なループ流に支配され、詳細な物理モデルの影響は小さいと考えられる。このため NRC の PIRT においても低くランクされていると考えられる。

再冠水期間については逆流が生じないので対象外である。

(c) ボイド率分布

ブローダウン期間には、圧力分布により高温側配管内にボイド率分布が生ずると考えられるが、詳細なモデルの影響を受けるような現象ではなく、炉心流動に影響する要因としても小さいと考えられる。

再冠水期間については、SG (Steam Generator : 蒸気発生器) 入口配管傾斜部、SG 入口プレナムに冷却材の滞留が生ずるようであれば、逆水頭として炉心再冠水速度に影響を与えると考えられるが、再冠水システム実験、解析共にボイド率は高く、炉心冷却に影響するような要因にはならないと判断できる。

NRC の PIRT においても本現象は低くランクされている。

(d) 二相流の対流

上部プレナムでの同項目と同様、NRC の PIRT において何れの期間においても低くランクされているように、ホットレグ内の対流現象も評価結果への影響はほとんどないと考えられる。

(5) 加圧器

(a) 早期クエンチ

本現象は、ブローダウン前半において加圧器からのアウトサージ流が高温側配管を経由して上部プレナムに流入することで、炉心の上昇流を抑制し早期リウエットに影響する(生じにくくする)ことを意味していると考えられ、NRC の PIRT において比較的高くランクされている。

(b) サージ管での臨界流

ブローダウン前半の加圧器からのアウトサージ流は差圧が大きいことから臨界流となる可能性があるが、既存の実機解析では臨界流とはなっていない。しかし、前項で述べたように、加圧器からのアウトサージ流は炉心の流動、ひいては被覆管温度挙動に影響を与えるため、NRC の PIRT でも比較的高くランクされているとおり影響を考慮すべき現象である。

(c) フラッシング

加圧器での減圧沸騰(フラッシング)は、サージ管流量に影響する加圧器圧力を与える意味で重要であり NRC の PIRT において高くランクされているが、フラッシング自体は、加圧器の減圧に伴う沸騰現象であり不確定要因は小さいと考えられる。

(6) 蒸気発生器

(a) スチームバインディング

再冠水期間において炉心から流出した冷却水が、上部プレナム、ホットレグを経由して蒸気発生器に達すると、SG 二次側の保有熱を受け取って蒸発し更に過熱されて、蒸気流量、流速が増加する。これにより、ループの圧損(特にポンプ部、SG 部)が増大

し、上部プレナムの圧力が上昇して、炉心での再冠水速度を低下させる影響がある。これをスチームバインディングと称しているが、再冠水期間の最も重要な現象の一つであり、NRC の PIRT においても高くランクされている。

(b) 差圧、形状損失

SG 一次側は、ループ～プレナム～伝熱管と流路面積の拡大縮小による形状損失があり、また、等価直径の小さい伝熱管部での摩擦圧力損失が生ずるため、ループ流動に影響を与えるが、基本的に設計データに合わせて圧損係数が設定されるので不確定性は小さく、現象としての重要性は低いと考える。NRC の PIRT においても低くランクされている。

(7) ポンプ

(a) 二相流挙動

ポンプの二相流特性はループ流動への影響を通じて炉心流量に影響を与えるため重要と考えられ、NRC の PIRT においても重要項目としてランクされている。

健全ループについては、ポンプでのボイド発生によりポンプヘッドが低下し、それにより健全ループ流量が低下することでブローダウン後半の炉心下降流に影響する。破断ループについては、ポンプはタービンモード(破断流により加速される)になるが、二相時のヘッド低下が大きい方が、流路抵抗が大きくなることにより炉心上昇流を抑制する方向となる。

(b) 差圧、形状損失

一次冷却材ポンプの圧損は、ブローダウン過程においては(a)の二相流挙動が支配的であり重要性は低いが、再冠水過程においては、炉心再冠水速度に影響を与える要因として重要であり、NRC の PIRT においても高くランクされている。

(8) 低温側配管、蓄圧器

(a) 安全注入水による凝縮

安全注入水による蒸気の凝縮現象は、以下に示すようにリフィル過程において最も重要な事象であり、NRC の PIRT においても高くランクされている。

- ・凝縮により圧力が低下し、これにより炉心下降流が促進されて炉心冷却に影響する。
- ・凝縮によりダウンカマからの蒸気流の吹き上げが促進され、注入水がダウンカマ經由下部プレナムへ落下する時間、すなわちリフィル期間が影響を受ける。リフィル期間が長引くと、炉心の過熱期間が長くなり再冠水 PCT が高くなる。

(b) 蓄圧タンクの非凝縮性ガス

再冠水時には蓄圧タンクが空になるとタンク内の非凝縮性ガス(窒素ガス)が低温側配管に流出しダウンカマを通過して破断口から流出するため、炉心流動に影響を及ぼす

ことが考えられ重要な事象である。NRC の PIRT においても再冠水期間について高くランクされている。

(c) 安全注入水の混合

再冠水期間においては、低温側配管に注入された安全注入水がループ蒸気流を凝縮する現象が生ずるが、注入流量が小さいために、注入水温は蒸気により飽和温度まで上昇することが実験により判っている。言い換えると凝縮モデルの不確実性が評価結果に与える影響は小さいと言え、NRC の PIRT においても低くランクされている。

(9) ダウンカマ

(a) エントレインメント、ディエントレインメント、ECCS 注入水による凝縮、対向流、スラグ、熱非平衡

ダウンカマにおける首記現象は、いずれも以下に示すように、リフィル期間における ECCS 注入水のバイパス現象、下部プレナムへの冷却水の落下に係わる重要な現象であり、NRC の PIRT においても高くランクされている。

- ・液滴形状は液膜と比較して気液界面摩擦が大きいので、エントレインメントが生ずると、液の下部プレナムへの落下が遅れるため、リフィル期間が長くなる。
- ・ECCS 注入水による凝縮については、凝縮が生ずると一時的にはダウンカマの蒸気流の吹き上げが大きくなり、下部プレナムへの冷却水の落下を抑制するが、一方凝縮水がリフィルのための有効水となる影響もある。
- ・リフィル期間において ECCS 注入水はダウンカマ上部から下部プレナムに蒸気上昇流に抗して落下するが、対向流(気液界面抗力)の評価がリフィル期間に影響を与える。気液界面抗力は、流動様式(スラグ流、環状流等)に依存するため、流動様式の評価も重要である。
- ・ECCS 注入水がダウンカマを落下する際には、蒸気との熱非平衡状態が生じ、界面熱伝達による蒸気の凝縮等がリフィル期間に影響するため、熱非平衡状態を取り扱えることが必須である。

(b) 高温壁

リフィル期間における高温壁の影響は、ダウンカマ経由に流入した ECCS 注入水がダウンカマの高温壁により過熱されることで蒸気が発生し、これにより下部プレナムへの落下が妨げられること(Hot Wall Delay)であるが、NRC の PIRT においてはランクが低くなっている。これは、NRC による LOFT 実験を通じた Hot Wall Delay の検討において高温壁での蒸気発生によるリフィルの遅れは無視しうると結論された(ref. NUREG-1230)ためと思われる。

再冠水期間においては、高温壁から冷却材への伝熱は、炉心流入冷却材のサブクール度を減少させ、炉心冷却に影響を与える可能性が考えられるが、NRC の PIRT におけるランクは高くない。これは、高温壁と流体の伝熱は、伝熱流動様式が複雑な炉心

と異なり、熱伝達の不確定性及びそれによる影響が小さいと判断されたためと思われる。

(c) 二相流の対流

上部プレナムでの同項目と同様、NRC の PIRT において何れの期間においても低くランクされているように、ダウンカム内の対流現象も評価結果への影響はほとんどないと考えられる。

(d) 飽和核沸騰

ダウンカム内の冷却水が昇温し飽和に達した後の核沸騰を意味しているが、NRC の PIRT においても低くランクされているように、短期的には後述の減圧沸騰を除いて炉心冷却に影響を与えるような沸騰は生じないと考えられる。

(e) 多次元効果

ダウンカムにおける3次元効果は特にリフィル期間における ECCS 注入水の下部プレナムへの落下挙動に影響が大きいと考えられ、NRC の PIRT においても高くランクされている。

(f) 減圧沸騰(フラッシング)

ダウンカムにおける減圧沸騰はブローダウン期間のみに生じ、ブローダウン中期の炉心上昇流に影響を与える可能性が考えられる。しかし、減圧沸騰による蒸気発生量はエネルギー保存の観点から単純に求まるものであり、一流体モデルでも模擬可能な単純な現象であることより、モデルとしての不確定要因は小さいと考えられる。NRC の PIRT においても低くランクされている。

(g) 水位の振動

ここでのダウンカムにおける水位は、ECCS 注入水により形成される水位であり、リフィル期間以降が対象である。ダウンカム水位が振動すると、炉心の再冠水速度、ひいては被覆管温度挙動に影響すると考えられるが、実機の模擬性が最も高い再冠水システム試験である原研の CCTF 試験によると、ダウンカム水位は細かい振動はあるものの安定しており、被覆管温度挙動に大きな影響は与えていないと考えられる。NRC の PIRT においてもランクは低くなっている。

(10) 下部プレナム

(a) 冷却材の流出

ブローダウンからリフィル期間にかけて下部プレナムでの減圧沸騰により、下部プレナムの冷却水がダウンカムを経由して流出する現象であるが、NRC の PIRT では高いランク付けはなされていない。

(b) 高温壁

下部プレナムにおける高温壁から冷却材への伝熱の重要性及び取り扱いは、前述のダウンカマの場合と同様である。

(c) 多次元効果

炉心の水平方向に出力分布がある場合には炉心入口流が不均一になり、炉心流動に影響を及ぼすが、下部プレナム内での多次元流動が炉心流動に影響することは LOCA 時には考えにくい。NRC の PIRT においては比較的高くランクされているが、これは炉心入口流量分布を意味していると考えられ、炉心内 3 次元挙動の項目においてカバーできると考えられる。

(11) 破断口

(a) 臨界流

破断口における臨界流はブローダウン期間中の炉心流量に大きな影響を与えるため重要な事象であり、NRC の PIRT においても高くランクされている。

(b) フラッシング

ブローダウン期間において破断口付近において圧力が飽和圧力を下回ると、冷却材の減圧沸騰が開始し破断流は二相状態となる。これにより破断流量は減少するが、体積流量は増加し一次系の減圧が促進される。このように破断口付近でのフラッシングは一次系の減圧挙動、インベントリーに影響するが、一流体モデルでも模擬可能な単純な現象であることより、モデルの不確定要因は小さく、NRC の PIRT においても低くランクされている。

(c) CV 内圧

CV 内圧は、一次系からの質量放出が臨界流のうちは一次系の挙動に影響しないため、主に再冠水過程において評価結果に影響を与えるが、被覆管温度への影響の大きさの観点で NRC の PIRT では低くランクされていると考えられる。

(12) ループ

(a) 二相圧力損失、破断口への流量配分

ブローダウン期間についてはループの二相圧力損失は炉心流動、炉心冷却に影響すると考えられるが、NRC の PIRT においてはあまり高くランクされていない。

「破断口への流量配分」は、破断ループにおいて破断口に向かう 2 つの流れ(低温側配管破断の場合、原子炉容器側からと一次冷却材ポンプ側からの流れ)の大小関係を意味しており、ブローダウン、リフィル時の炉心流量に影響すると考えられる。ただし、流量配分は、破断流量(臨界流)、一次冷却材ポンプ二相流挙動及び二相圧力損失の結果として決まるため、不確定性の考慮はこれらの項目でカバー可能と考えられ、NRC の PIRT においてもランクが低い。

(b) 振動

リフィル及び再冠水期間における注入水の凝縮に伴う振動を意味している。凝縮振動が生ずると、ループ差圧が振動し炉心水頭も影響を受け被覆管温度にも影響する可能性があるため、NRCのPIRTにおいて高くランクされていると考えられる。

しかしながら、原研のCCTF試験によると注入水の凝縮振動が激しく生じて一次系挙動に影響したのは、炉心の出力が低く蒸気発生量が小さい一方で、安全注入流量を最大とした試験のみであり、同試験では極めて低い被覆管温度となっている。炉心での蒸気発生量が大きく、注入流量が小さい安全評価条件ではこのような現象は生じておらず、安全評価上の重要性は低いと考えられる。

以上の検討結果を表 2.3.3-2 にまとめる。重要度が高いと判断した項目を○で示している。

表 2.3.3-1 NRCによるLOCA/ECCS性能評価の重要事象とランキング(1/2)

	Blowdown		Refill		Reflood	
	Expert Rank	Base Line (AHP)	Expert Rank	Base Line (AHP)	Expert Rank	Base Line (AHP)
燃料棒						
蓄積熱	9	9		2		2
酸化		—		1	8	7
崩壊熱		2		1	8	8
ペレット-被覆管ギャップ熱伝達		3		1	8	6
炉心						
DNB		6		2		2
CHF後熱伝達	7	5	8	8		4
リウエット	8	8	7	6		1
再冠水熱伝達		—		—	9	9
核沸騰		4		2		2
蒸気単相自然循環		—		6		4
3次元流れ		1		3	9	7
ボイド発生と分布		4		6	9	7
エントレインメント/ディエントレインメント		2		3		6
逆流/流れ停滞		3		1		1
輻射熱伝達						3
上部プレナム						
エントレインメント/ディエントレインメント		1		1	9	9
相分離		2		1		2
対向流		1		2		6
二相時の対流		2		1		5
高温側配管						
エントレインメント/ディエントレインメント		1		1	9	9
流れの逆転		2		1		—
ボイド分布		1		1		4
二相時の対流		2		2		3
加圧器						
早期クエンチ	7	7		—		—
サージラインでの臨界流		7		—		—
減圧沸騰		7		2		2

AHP: Analytical Hierarchical Process

表 2.3.3-1 NRC による LOCA/ECCS 性能評価の重要事象とランキング(2/2)

	Blowdown		Refill		Reflood	
	Expert Rank	Base Line (AHP)	Expert Rank	Base Line (AHP)	Expert Rank	Base Line (AHP)
蒸気発生器						
スチームバインディング		—		2	9	9
Δp, 形状損失		2		2		2
ポンプ						
二相挙動	9	9		5		—
Δp, 形状損失		3		3	8	8
低温側配管／蓄圧器						
凝縮		2	9	9		5
非凝縮性ガス		—		1	9	9
高圧注入の混合		—		3		2
ダウンカマ						
エントレインメント/ディエントレインメント		2	8	8		2
凝縮		—	9	9		2
対向流,スラグ,熱非平衡		1		8		2
高温壁		—	5	4	7	3
二相循環		2		3		2
飽和核沸騰		1		2		2
3次元効果		2	9	7		2
減圧沸騰		1		—		—
水位振動		—		3		7
下部プレナム						
冷却材排出		2	7	6		5
高温壁		1		7	7	6
多次元効果		1		2		7

破断口						
臨界流	9	9	7	7		1
減圧沸騰		3		2		1
格納容器内圧		2		4		2
ループ						
二相時 Δp	7	7		7		6
振動		—	7	7	9	9
破断口への流量配分		7	7	7		2

表 2.3.3-2 主要事象の抽出と重要度分類のまとめ

○：重要度が高いと判断される項目

項目	ブローダウン リフィル期間	再冠水期間	二相流構成方 程式の影響
燃料棒の蓄積熱	○	—	—
被覆管の酸化、崩壊熱	—	○	—
ギャップ熱伝達	—	○	—
CHF(DNB)後熱伝達	○	—	有
リウエット	○	—	有
炉心での再冠水熱伝達	—	○	有
炉心での3次元流れ	—	○	有
炉心でのボイド発生及び分布	—	○	有
上部プレナム・ホットレグでのエントレ インメント、ディエントレインメント	—	○	有
加圧器サージ管流量	○	—	— (形状損失が支 配的)
SGでのスチームバインディング	—	○	有
ポンプの二相流挙動	○	—	—
ポンプの差圧・形状損失	—	○	—
低温側配管、ダウンカマでの安全注入水 による凝縮	○	—	有
蓄圧タンクの非凝縮性ガス	—	○	—
ダウンカマでのエントレインメント	○	—	有
ダウンカマでの多次元効果	○	—	有
破断口での臨界流	○	—	有

2.3.4 PIRT に基づく二相流構成方程式の整理例

前節の検討において重要と判断された事象の中で代表的なものについての評価に関する二相流構成方程式の整理例を表 2.3.4-1 に示す。

表の構成方程式は 3 流体モデル(液、液滴、蒸気)を想定した記述となっているが、2 流体モデルの場合、必要な構成式が異なる。今後、構成方程式の分類、整理にあたっては、基礎方程式の想定が必須と考えられる。

なお、この整理においては以下に示すように PWR での大破断 LOCA 事象推移に相当する適用する系統の圧力範囲を付記している。

① ブローダウン期間 12.0 MPa – 4.0 MPa
(12MPa は、一次系が二相状態になる最高圧力)

② リフィル期間 4.0 MPa – 0.2 MPa

③ 再冠水期間 0.4 MPa – 0.2 MPa

(再冠水期間中は、原子炉容器内圧力が変動すること、またプラントにより圧力が異なることより、圧力範囲はリフィル期間とオーバーラップする。)

表 2.3.4-1 重要事象に関する構成方程式の整理例

項目	関係する二相流構成方程式	対応する状態	適用圧力範囲
CHF(DNB)後熱伝達	壁面熱伝達式 気液界面積 気液界面熱伝達式	液滴分散流、逆環状流 膜沸騰熱伝達、液滴接触熱伝達、対流、輻射熱伝達 高温壁でのエントレイン率、発生液滴径が影響 液滴分散流、逆環状流での界面熱伝達	12.0MPa-0.2MPa
ブローダウン中のリウエット	最小膜沸騰温度		12.0MPa-4.0MPa
炉心での再冠水熱伝達	最小膜沸騰温度 壁面熱伝達 気液界面積 気液界面熱伝達式	液滴分散流、逆環状流 膜沸騰熱伝達、液滴接触熱伝達、対流、輻射熱伝達 高温壁でのエントレイン率、発生液滴径が影響 液滴分散流、逆環状流での界面熱伝達	0.4MPa-0.2 MPa
炉心での3次元流れ 炉心でのボイド発生及び分布	気液界面積 気液界面摩擦式	液滴分散流、逆環状流、環状スラグ流 気泡径、高温壁でのエントレイン率	0.4MPa-0.2MPa
上部プレナム・ホットレグでのエントレインメント、ディエントレインメント SGでのスチームバインディング	エントレインメント式 ディエントレインメント式	環状流での気液並行流、対向流 構造材間のクロスフロー	0.4MPa-0.2MPa
低温側配管、ダウンカマでの安全注入水による凝縮	気液界面積 気液界面熱伝達式	環状流、スラグ流 凝縮熱伝達	4.0MPa-0.2MPa
ダウンカマでのエントレインメント	エントレインメント式	環状流での気液対向流	4.0MPa-0.2MPa
ダウンカマでの多次元効果	気液界面積 気液界面摩擦式	環状流、スラグ流	4.0MPa-0.2MPa
破断口での臨界流	臨界流	液単相、二相、蒸気単相	12.0MPa-0.2MPa

2.3.5 PWR 大破断LOCA解析コードのモデル例

PWRでの大破断LOCA評価用解析コードの例としてMCOBRA/TRACコードモデルの例を以下に示す。

(1) 原子炉容器内モデル

a. 概要

原子炉容器内モデルの特長としては、多次元モデル、3領域モデル、気液熱非平衡モデル、通常壁や高温壁が存在する場合の流動様式の考慮等がある。

・多次元モデル

空間は3次元直交座標または疑似3次元模擬（サブチャンネル座標）により分割して模擬することが可能であり、きわめてフレキシブルなノーディングが可能である。具体的には、原子炉容器部分は疑似3次元模擬（サブチャンネル座標）により模擬され、200～300ヶの小さな流体要素（セルと称する）に分割することにより、詳細な模擬が可能である。

・3領域モデル

連続液相、液滴相、水蒸気相の3つの流体要素（3領域と称す）に対して、運動方程式、質量保存式、エネルギー保存式を計算する。但し、連続液相と液滴相は熱平衡であると仮定して、エネルギー保存則は2つとしている。

・気液熱非平衡モデル

水（連続液相と液滴相）と水蒸気の2つに対して、水は飽和水、水蒸気は過熱蒸気というような熱非平衡状態を扱うことが可能である。

・流動様式マップ

二相流の物理現象を記述するモデル（相間の質量移動、相間の運動量移動、壁面摩擦等）は流動様式ごとに、異なるモデルを使用する扱いになっている。流動様式マップは、高温壁が存在しない場合は通常の流動様式マップとして、気泡流、スラグ流、チャーントービュレント流、環状噴霧流が考慮されている。

高温壁が存在する場合の流動様式マップは、逆環状流、逆スラグ流、液滴分散流、落下液膜流及び上部デリュージ流を含み、LOCA時の再冠水期間に生ずる、非均質性が強い熱非平衡状態の二相流の水力挙動を記述するものである。

b. 原子炉容器のノード分割の考え方

原子炉容器のノード分割では、原子炉容器全体を軸方向に幾つかの領域（セクションと呼ぶ）に分割し、各セクションを更に細かな領域（セルと呼ぶ）に分割する。次に各セクションを断面方向に幾つかの領域（チャンネルと呼ぶ）に分割することによ

りノード分割を定義する。つまり、各チャンネルにおけるセルが最小単位となり、各セルにおける冷却材体積や構造材への伝熱面積などを入力で指定する。

冷却材の軸方向流れは上下セクション間のチャンネル接続により定義し、横方向流れはセクション内のチャンネルとチャンネルを結ぶ流路（ギャップと呼ぶ）により定義する。チャンネル及びギャップについては流路面積や抵抗係数などを入力で指定する。

(a) セクション分割の考え方の例

一般的なセクション分割の考え方の例を示す。この例では原子炉容器全体を大きく10セクションに分割し、詳細な流動表現をする必要のある領域についてはセルに分割している。以下に分割の考え方を示す。

- ・セクション1～セクション2：下部プレナム、ダウンカマ

炉心部下端以下を上部接続板を境に2つのセクションに分割する。これは、ダウンカマ領域を下部ヘッドまで外挿すると、概ね上部接続板高さで下部ヘッド半球部と交差するためである。

- ・セクション3：炉心発熱部、ダウンカマ

炉心部は燃料モデルとの兼ね合いから1つのセクションとして定義し、燃料グリッド位置を目安に細かくセルに分割する。

- ・セクション4：CCFL領域、ダウンカマ

炉心発熱部上端と上部炉心板との間の領域は、上部プレナムからの冷却材の落下と炉心での発生蒸気が激しい対向流を引き起こすと考えられるので、1つのセクションとして定義する。

- ・セクション5～7：上部プレナム、ダウンカマ

上部プレナムのノズル高さ領域ではホットレグへの冷却材の流れが起きるので、この領域を1つのセクションとして定義し、その上下をそれぞれ1つのセクションと定義する。上部プレナムの構造材は大きく分けて、ガイドチューブ、支持柱、オープンホールに分類される。

- ・セクション8～10：頂部ヘッド、ダウンカマ

上部炉心支持板高さ、スプレイノスル高さ、ガイドチューブ上端高さで3つのセクションに分割する。

c. 保存則

(a) 質量保存則

質量保存則については、蒸気相、連続液相、液滴相に対して、おのおの保存式を立て

る。

蒸気相の質量保存式、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_v \rho_v) + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \underline{U}_v) = \Gamma'''$$

(2.3.5(1)c(a)-1)

連続液相の質量保存式、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_\ell \rho_\ell) + \nabla \cdot (\alpha_\ell \rho_\ell \underline{U}_\ell) = -\Gamma_\ell''' - S'''$$

(2.3.5(1)c(a)-2)

液滴相の質量保存式、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_e \rho_e) + \nabla \cdot (\alpha_e \rho_e \underline{U}_e) = -\Gamma_e''' + S'''$$

(2.3.5(1)c(a)-3)

ここで、 α は各領域の体積率、 ρ は密度、 U は流速、 Γ''' は蒸気生成率、 Γ_ℓ''' は連続液相の蒸発率、 Γ_e''' は液滴相の蒸発率、 S''' はエントレインメント率である。

(b) 運動量保存則

運動量保存則については、蒸気相、連続液相、液滴相に対して、おのおの保存式を立てる。

蒸気相の運動量保存則

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_v \rho_v \underline{U}_v) + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \underline{U}_v \underline{U}_v) = & -\alpha_v \nabla P + \alpha_v \rho_v \underline{g} \\ & + \underline{\tau}_{w,v}''' - \underline{\tau}_{i,v\ell}''' - \underline{\tau}_{i,ve}''' + (\Gamma''' \underline{U}) \end{aligned} \quad (2.3.5(1)c(b)-1)$$

右辺の第1項は圧力勾配項、第2項は重力項、第3項は壁面摩擦力項、第4、5項は連続液相、液滴相との界面摩擦項、第6項は蒸気発生による運動量項である。

連続液相の運動量保存則

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_\ell \rho_\ell \underline{U}_\ell) + \nabla \cdot (\alpha_\ell \rho_\ell \underline{U}_\ell \underline{U}_\ell) = & - \alpha_\ell \nabla P + \alpha_\ell \rho_\ell \underline{g} \\ & + \underline{\tau}_{w,\ell}''' + \underline{\tau}_{i,v\ell}''' - (\Gamma_\ell''' \underline{U}) - (\mathbf{S}''' \underline{U}) \end{aligned} \quad (2.3.5(1)c(b)-2)$$

右辺の第1項は圧力勾配項、第2項は重力項、第3項は壁面摩擦力項、第4項は蒸気相との界面摩擦項、第5項は連続液相の蒸発による運動量項、第6項はエントレメントによる運動量項である。

液滴相の運動量保存則

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_e \rho_\ell \underline{U}_e) + \nabla \cdot (\alpha_e \rho_\ell \underline{U}_e \underline{U}_e) = & - \alpha_e \nabla P + \alpha_e \rho_\ell \underline{g} \\ & + \underline{\tau}_{w,e}''' - \underline{\tau}_{i,ve}''' - (\Gamma_e''' \underline{U}) + (\mathbf{S}''' \underline{U}) \end{aligned}$$

(2.3.5(1)c(b)-3)

右辺の第1項は圧力勾配項、第2項は重力項、第3項は壁面摩擦力項、第4項は蒸気相との界面摩擦項、第5項は液滴の蒸発による運動量項、第6項はエントレメントによる運動量項である。

(c) エネルギー保存則

エネルギー保存式については、連続液相と液滴相は熱平衡であると仮定して、エネルギー保存則は2つとした扱いとしている。

蒸気相のエネルギー保存式、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_v \rho_v H_v) + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v H_v \underline{U}_v) = + \Gamma''' H_g + q_{iv}''' + Q_{wv}''' + \alpha_v \frac{\partial P}{\partial t}$$

(2.3.5(1)c(c)-1)

右辺の第1項は蒸発項、第2項は界面熱伝達項、第3項は壁面熱伝達項、第4項は圧力変化項である。

液相（連続液相と液滴相）のエネルギー保存式、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [(\alpha_\ell + \alpha_e) \rho_\ell H_\ell] + \nabla \cdot (\alpha_\ell \rho_\ell H_\ell \underline{U}_\ell) + \nabla \cdot (\alpha_e \rho_\ell H_\ell \underline{U}_e) \\ = -\Gamma''' H_f + q_{i\ell}''' + Q_{w\ell}''' + (\alpha_\ell + \alpha_e) \frac{\partial P}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.3.5(1)c(c)-2)$$

右辺の第1項は蒸発項、第2項は界面熱伝達項、第3項は壁面熱伝達項、第4項は圧力変化項である。

(2) 1次冷却系モデル

a. 概要

MCOBRA/TRAC では原子炉容器内については多次元的な熱水力挙動が重要になる部分もあるため、最大3次元までの多次元解析が可能である。しかし、1次冷却系ループについては、多次元熱水力挙動が、ECCS性能評価において重要となることはないので、簡略な1次元モデルを用いている。一方、気液2相流の扱いについては、蓄圧器からの注入水の影響、再冠水過程において炉心部から流出する蒸気と液滴の扱い等において熱非平衡状態を考慮する必要があり、熱非平衡を扱う基本定式を用いている。

MCOBRA/TRACの保存方程式は、質量保存については2相混合流体と蒸気について解き、運動量保存については、ドリフトフラックスモデルを用いて2相混合流体について解き、エネルギー保存については、2相混合流体と蒸気について解く5方程式系を用いている。また、これらの保存方程式を補完するための構成方程式として、壁面摩擦、壁面熱伝達、相間熱伝達、気液相対速度が各流動様式あるいは各熱伝達モードに対して設定されている。

PWRの1次冷却系は、配管、蒸気発生器、加圧器、1次冷却材ポンプ等の機器から構成されており、これらの機器の挙動を模擬する必要がある。MCOBRA/TRACでは、これらの機器を模擬するために前述の1次元の熱流動解析手法に機器の特性を模擬するモデルを加えて、各機器コンポーネントモデルを構成している。PWRの1次冷却系ループは、これらの機器コンポーネントモデルを組み合わせることで、全体が模擬される。各機器要素内は更に細かい流体ノードに分割されている。また、機器を構成する構造物から流体への熱伝達も模擬される。

b. 1次冷却系のノード分割の考え方

PWRの1次冷却系は、複数のループで構成されている。MCOBRA/TRACコードでは、原子炉容器ダウンカマ部については、破断低温側配管からの流出の影響を考慮するため多次元ノード分割を用いており、これに接続するループの位置を適切に考慮する必要があり、各ループをそれぞれ独立に模擬している。

1次冷却系ループは、配管、蒸気発生器、1次冷却材ポンプ等の機器で構成されているが、これらの機器は、それぞれの特性をモデル化した機器コンポーネントモデルを用いて模擬し、これらを組合わせて全体を構成する。

PWRの1次冷却系ループのモデル化には次のコンポーネントモデルが用いられる。

PIPE	: 通常の配管を模擬するコンポーネント
TEE	: 枝管を持つ配管を模擬するコンポーネント
PUMP	: RCPを模擬するコンポーネント
STGEN	: 蒸気発生器(1次側と2次側)を模擬するコンポーネント
PRIZER	: 加圧器を模擬するコンポーネント
ACCUM	: 蓄圧器を模擬するコンポーネント
VALVE	: 蓄圧器の弁等を模擬するコンポーネント
BREAK	: 破断口の境界条件を模擬するコンポーネント
FILL	: 安全注入等を模擬するコンポーネント

高温側配管は枝管の接続がない場合はPIPE要素を用いて模擬する。加圧器が接続している場合はTEE要素を用いて模擬し、枝管に加圧器要素を接続する。蒸気発生器は、STGEN要素を用いて模擬し、給水の模擬はFILL要素、主蒸気管は、BREAK要素を用いて境界条件を模擬する。

ポンプ吸い込み側配管は、PIPE要素で模擬し、1次冷却材ポンプは、PUMP要素を用いる。破断ループの低温側配管は2つのPIPE要素を用い、それぞれにBREAK要素を接続してギロチン破断を模擬する。健全ループの低温側配管は、TEE要素とPIPE要素で模擬する。TEE要素の枝管には、PIPE要素とACCUM要素を接続して蓄圧注入系を模擬する。安全注入系が接続されている場合はPIPE要素とFILL要素を用いて同様に模擬する。

各コンポーネント内は更に細かくセル分割され、1次冷却系内の熱流動が詳細に計算される。

c. 保存方程式

(a) 概要

MCOBRA/TRAC の 1 次冷却系モデルの保存方程式は、2 相流をドリフトフラックスモデルで扱うため 5 つの方程式から構成されている。この 5 つの保存方程式は、質量保存の 2 つの方程式、エネルギー保存の 2 つの方程式、2 相混合流体の運動量保存方程式 1 つである。これらの保存方程式を補完し、完全にするためには相間相対速度、熱力学状態方程式、相間熱伝達、質量伝達等の構成方程式が必要となる。

MCOBRA/TRAC で用いる 1 次元保存方程式は、流路断面内での平均物理量に基づいている。物理量の平均化の方法は、物理量個々の特性に依存する。単純な断面平均の場合、次式で計算され、この平均化は各相の体積率、2 相混合流体の密度に適用される。

$$\langle F \rangle = \frac{1}{A} \int_A F dA \quad (2.3.5(2)c(a)-1)$$

各相の速度、エネルギーは、体積率重み平均が用いられ、次式で計算される。

蒸気相

$$\langle\langle F \rangle\rangle \equiv \frac{\langle \alpha F \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (2.3.5(2)c(a)-2)$$

液相

$$\langle\langle F \rangle\rangle \equiv \frac{\langle (1-\alpha)F \rangle}{\langle 1-\alpha \rangle} \quad (2.3.5(2)c(a)-3)$$

平均 2 相混合流速度、2 相混合流内部エネルギー及び相対速度は次の式で計算される。

$$\bar{U}_m \equiv \frac{\langle \rho_m U_m \rangle}{\langle \rho_m \rangle} \quad (2.3.5(2)c(a)-4)$$

$$\bar{e}_m \equiv \frac{\langle \rho_m e_m \rangle}{\langle \rho_m \rangle} \quad (2.3.5(2)c(a)-5)$$

$$\bar{U}_r \equiv \langle\langle U_v \rangle\rangle - \langle\langle U_\ell \rangle\rangle \quad (2.3.5(2)c(a)-6)$$

以下にこれらの平均化物理量を用いた 1 次冷却系モデルの各保存方程式の導出について記載する。式中に現われる下線を施した変数はベクトル量であり、上線をつけた変数は平均化したスカラー量である。

(b) 質量保存方程式

質量保存方程式は2相混合流体の連続の式と蒸気の連続の式で与えられる。

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \underline{U}_m) = 0 \quad (2.3.5(2)c(b)-1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_v) + \nabla \cdot (\alpha \rho_v \underline{U}_m) + \nabla \cdot (\rho_f \underline{U}_r) = \Gamma$$

(2.3.5(2)c(b)-2)

ここで、相対速度は次式で与えられる。

$$\underline{U}_r = \underline{U}_v - \underline{U}_\ell$$

(2.3.5(2)c(b)-3)

$$\rho_f = \frac{\alpha(1-\alpha)\rho_\ell\rho_v}{\rho_m} \quad (2.3.5(2)c(b)-4)$$

(c) 2相混合流運動量保存方程式

3次元流れ場での2相混合流の運動量保存方程式は、次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \underline{U}_m) + \nabla \cdot (\rho_m \underline{U}_m \underline{U}_m) + \nabla \cdot (\rho_f \underline{U}_r \underline{U}_r) = -\nabla P - L_{fric} + \rho_m \underline{g} \cos \theta$$

(2.3.5(2)c(c)-1)

ここで、 L_{fric} は、壁面摩擦、断面積変化による圧力損失を表す。粘性拡散項は比較的小さいので無視されている。

(d) エネルギー保存方程式

3次元流れ場の2相混合流と蒸気のエネルギー保存方程式は、それぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_m e_m) + \nabla \cdot (\rho_m e_m \underline{U}_m) + \nabla \cdot (\rho_f (e_v - e_\ell) \underline{U}_r) = \\ - P \nabla \cdot \underline{U}_m - P \nabla \cdot \left(\rho_f \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_\ell} \right) \underline{U}_r \right) + q_{wl}''' + q_{wv}''' \end{aligned}$$

(2.3.5(2)c(d)-1)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_v e_v) + \nabla \cdot (\alpha \rho_v e_v \underline{U}_m) + \nabla \cdot (\rho_f e_v \underline{U}_r) = \\ - P \frac{\partial \alpha}{\partial t} - P \nabla \cdot (\alpha \underline{U}_m) - P \nabla \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_v} \underline{U}_r \right) + q_{wv}''' + q_{iv}''' + \Gamma''' H_g \end{aligned}$$

(2.3.5(2)c(d)-2)

これらの方程式の q_{wv}''' 、 q_{w1}''' はそれぞれ壁面からの蒸気相、液相への熱流量である。

q_{iv}''' 、 $\Gamma''' H_g$ はそれぞれ相間の熱流量、蒸気発生によるエネルギー増加を表す。

2.3.6 ベッセルモデル流動様式

(1) 気泡流領域

MCOBRA/TRACの気泡流領域bubble flow regimeは、 $\alpha_v \leq 0.2$ のボイド率の範囲であると仮定している。この領域では、一般的に **bubbly flow** とよばれているものを模擬している。このフローレジームにおいて、蒸気層は、水連続相中の分散球状気泡から成ると仮定している。ボイド率が 0.2 よりも大きくなると、スラグ流領域が選択され、気泡流からスラグ流への遷移が模擬される。

気泡流からスラグ流への遷移は、分散していた気泡が集まって塊になったときに起こる。分散気泡の密度が十分大きくなると、密集してきて衝突率が増加する。Griffith and Wallis(1961)は、直径が 1.0 inch 以下のチューブ中で気水混合実験を行い、ボイド率が 0.18 以下では、スラグ生成の兆候がないことを観察した。Griffith and Snyder(1964)による追加実験では、気泡からスラグへの遷移は 0.25 から 0.30 の範囲で起こることが示された。別の研究者達も、気泡-スラグ流遷移点について同様の結論を得た。Radovicich and Moissis は半理論的なアプローチにおいて、気泡の衝突周波数がかなり大きくなると、気泡流に対する最大ボイド率に到達すると仮定した。彼らはこのボイド率を 0.30 であると結論した。Mishima and Ishii (1980) も、気泡流とスラグ流との遷移点に対し、0.30 という値を推薦した。

(2) 小気泡から大気泡遷移領域 (スラグ流領域)

MCOBRA/TRAC における「小から大気泡遷移領域」は、気泡流からスラグ流への遷移を模擬している。この領域は、一般的にスラグ流もしくは気泡/スラグ流領域として知られている。MCOBRA/TRAC の通常の流動様式マップでは、この領域はボイド率が $0.20 \leq \alpha_v \leq 0.50$ の場合であると仮定している。この条件の下限については前節で議論した。上限は、Taitel, Bornea, and Dukler (1980)の仮定に基づいている。Taitel 等は、球状の気泡が立方格子中に並んでいると考えた。彼らの報告によると、 $\alpha_v = 0.52$ のボイド率では、静止した気泡が接触し始めるということを報告し、このときのボイド率で気泡流の理論的上限を表現しなければならないということを示唆した。MCOBRA/TRAC では、この条件を近似するために、 $\alpha_{LB} = 0.50$ という値を用いている。**small to large bubble regime** は大きな蒸気スラグの成長を模擬しており、したがって、気泡流からスラグ流への遷移近似している。この領域におけるフローは、水が連続している領域に、幾つかの大きな気泡と多くの小さな球状の気泡が存在していると仮定している。スラグ領域では、蒸気は小さな気泡領域中にボイド率 $\alpha_{SB} = 0.20$ で分配されている。残りの蒸気は、1つあるいはそれ以上の大きな気泡を形成するのに用いられる。図 2.3.6-1 では、この過程が図に示されている。蒸気の割合が増加するにつれ、大きな気泡のサイズも増加し、ついにはコンピュータセルの水力直径、または 3 in. のどちらか小さい方に等しくなる。蒸気の割合が増加するにつれて、この大きな気泡は一定値に保たれる。したがって、各コンピュータセル

中には、1個以上の大きな気泡が存在することができ、その界面積はセルのサイズに独立している。

(3) チャーン乱流領域

フロー中の蒸気の割合が増加するにつれて、大気泡が合体し始める。これは、チャーン・タービュレント流への遷移の始まりを示している。チャーン・タービュレント流領域は、 $\alpha_{LB} = 0.5$ 以上のボイド率で起こると仮定している。そしてこの領域の上限の α_{LB} は、安定な液膜が得られるところであると仮定している。安定な液膜が存在するようなボイド率は、フローのチャンネルサイズと蒸気の数値に依存している。臨界ボイド率 α_{crit} は、液膜上の波の波頭に対する圧力勾配による破裂力と表面張力という破裂抑止力との間の力のバランスから決定される。

(4) 液膜液滴流領域

$\alpha_v \geq \alpha_{crit}$ のボイド率では、流れ（フロー）は完全に film/drop 流になっていると考えられる。液滴をエントレインするのに十分なほど蒸気速度が大きい間は、液滴領域は維持される。液膜と液滴流の間の遷移は、蒸気と液滴間のエントレインメントと界面摩擦力に対して用いられるモデルに基づいて予想される。

PWR のブローダウン過程の初期では、核沸騰からの離脱 (DNB : Departure from Nucleate-Boiling) が起こり、炉心部は急速にヒートアップされる。DNB 後は、水の急速な蒸発によって、液体と壁の接触が妨げられるので、その流動様式は、加熱されていない表面に対する二相流の流動様式とかなり異なっている。

「高温壁」の流動様式は、ある温度 T_w を超える表面温度の加熱面を含んでいる場合に仮定されるものである。これらの高温壁の領域は、ブローダウン及び再冠水過程において見られる、かなり非均一で熱的に非平衡な二相流の構造と水力学を示したものである。この高温壁の流動様式は、サブクール逆環状流領域 (subcooled inverted annular flow regime)、チャック流 (逆スラグ流) 領域 (inverted liquid slug flow regime)、噴霧流 (dispersed droplet flow regime) 領域、降下液膜流領域 (falling film flow regime)、上部浸水流領域 (top deluge flow regime) などの領域を含む。

(5) 逆環状流領域

逆環状流領域は、上昇流が生じている期間に、液連続相がサブクール状態になる場合に仮定されるものである。逆環状流領域では、連続液層は、薄い蒸気膜によって壁から分離されていると仮定している。この流動様式の仮定は、DeJarlais (1983) によって行われた実験で観測されたものと一致している。

(6) 逆環状スラグ流領域

逆スラグ流領域は、チャンク流領域とも呼ばれ、逆環状流領域における連続液層カラムの崩壊後に続く流動様式を模擬している。この領域では、気液界面に発生する不安定な波の成長によって、環状の液体カラムが崩壊する。生成する液体スラグは大きく、チャンネルの流路面積の大部分を満たし、それら自身不安定である。これらのスラグは、結局はもっと小さい分散状の液滴に分かれる。

(7) 液滴分散流領域

液滴分散流領域は、蒸気連続相で囲まれた小さな液滴によって特徴づけられる。逆スラグ領域における液連続相のエントレインメントは、液滴分散流領域 (**disperted droplet flow regime**) へのなめらかな遷移を考慮するものである。もし、エントレインメントのメカニズムによってこの領域が形成されるのなら、液滴分散領域は、ボイド率がどのような値でも存在しうるものである。

(8) 落下液膜流領域

通常、再冠水の向きは炉心の底部からであるが、もし高温壁がある場合のフローレジーム(逆環状流、逆液スラグ流、液滴分散流など)中のセルの上側のモーメンタムセルが、 T_{CHF} より大きな温度の壁を含まない場合、トップクエンチフロントが存在すると仮定される。もし、ボイド率が 0.8 よりも大きければ、**falling film flow** 領域が仮定される。

(9) 上端浸水領域

top deluge フローレジームは、ボイド率が 0.8 以下の場合に仮定されるということを除いては、**falling film regime** とよく似ている。**falling flow regime** と同様に、**hot wall regime** 中のセルの上にあるモーメンタムセルが T_{CHF} 以下の温度の燃料棒を含んでいる場合は、トップクエンチフロントが存在すると仮定される。**deluge flow regime** においては、フローチャンネルの水力等価直径と等しい直径をもつ、大きな液スラグから成り立っていると仮定される。

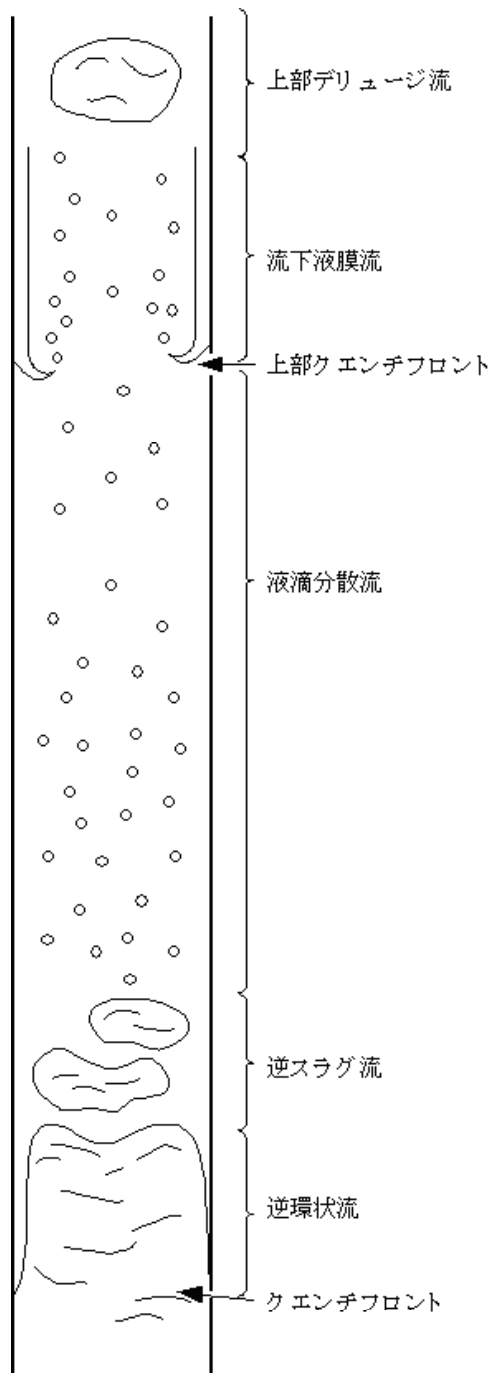


図 2.3.6-1 高温壁が存在する場合の流動様式

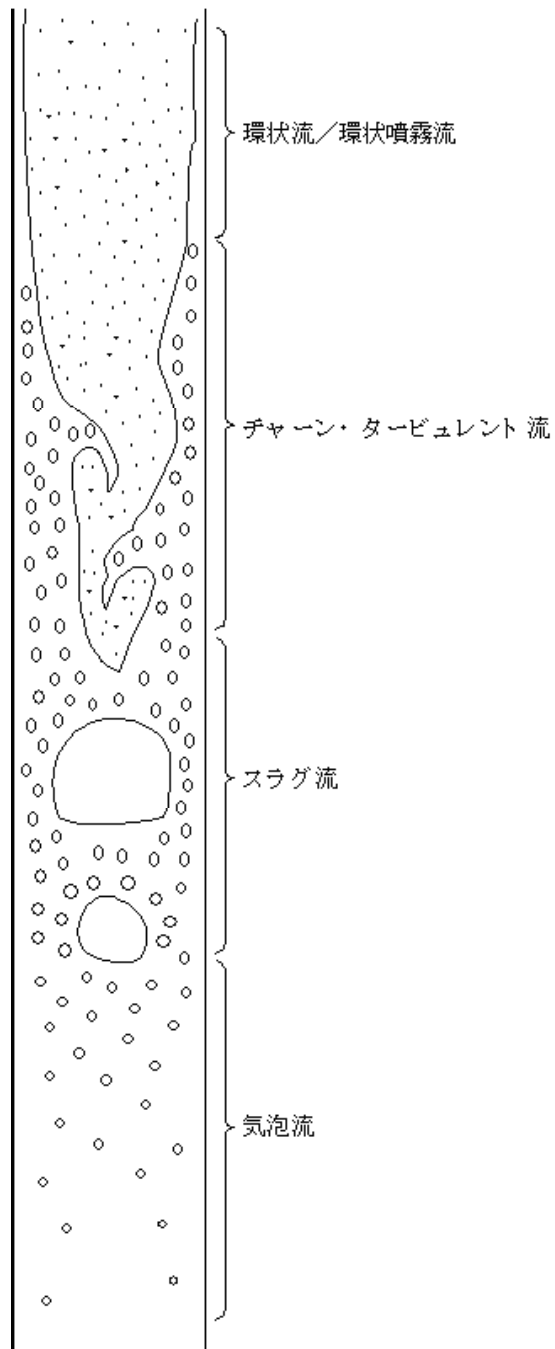


図 2.3.6-2 通常の壁が存在する場合の流動様式

2.3.7 1次元モデルでの流動様式

MCOBRA/TRAC の 1 次冷却系モデルの相間熱伝達モデルでは、気液 2 相流の流動様式に基づいて適切な気液界面積、熱伝達相関式を適用する。

MCOBRA/TRAC の流動様式は当初 TRAC-PD2 コード(Liles et al. 1981)のために開発され、用いられてきたものであり、垂直、水平流路共に同じマップを用いている。流動様式マップは、ボイド率と質量流束をパラメータとして作成され、4 つの流動様式、気泡流、スラグ流、Churn 流及び環状噴霧流が考慮されている。

2.3.8 MCOBRA/TRAC コードにおける各構成方程式 ベッセル部気液界面積

(1) 小気泡様式(0.0 α ≤ 0.2)

【構成方程式全体】

$$A_{i,SB} = 3\alpha_v A_x \Delta X / r_b$$

A_x : 軸方向の流路面積

ΔX : セルの軸方向長さ

r_b : 気泡の半径

ここで、気泡の半径は

$$r_b = \text{minimum}\{r'_b, D_h / 2, 0.02 \text{ ft}\}$$

$$r'_b = \frac{0.5 We_{crit} \sigma g_c}{\rho_l |U_{vl}|^2} + 0.00001$$

We_{crit}: 臨界ウエーバー数 10.0 (RELAP5/MOD2 10, TRAC-PF1/MOD1 7.5, Ishii and Chawla 8.0)

界面積の導出

$A_{i,SB} = (1 \text{ セル中の気泡数}) \times (1 \text{ 気泡の界面積 (球の表面積)})$

$$\begin{aligned} &= \frac{\text{蒸気の体積}}{1 \text{ 気泡の体積}} \times 4\pi r_{SB}^2 \\ &= \frac{\alpha_v A_x \Delta X}{\frac{4}{3}\pi r_{SB}^3} \times 4\pi r_{SB}^2 \\ &= 3\alpha_v A_x \Delta X / r_b \end{aligned}$$

(2) 小気泡から大気泡への遷移様式(0.2 α ≤ 0.5)

【構成方程式全体】

$$A_{i,SLB} = F_{SB} A_{i,SB} + (1 - F_{SB}) A'_{i,LB}$$

$$F_{SB} = \frac{V_{SB}}{V_c}$$

(F は小気泡の体積割合、 $A_{i,SB}$ は小気泡の界面積、 $A_{i,LB}$ 大気泡の界面積)

$$A'_{i,LB} = \frac{\text{minimum}\{\alpha_v(i, j), \alpha_v(i, j+1)\}}{\alpha_v} A_{i,LB}$$

但し、

$$A_{i,LB} = 3\alpha_v A_x \frac{\Delta X}{r_{LB}}$$

$$r_{LB} = \text{maximum}\{\text{minimum}(0.25 \text{ ft}, 0.5 D_h, r'_{LB}), r_{SB}\}$$

I ; チャンネルのインデックス、 j ; ノード軸方向のインデックス

$$\alpha_v = \frac{1}{2} \{\alpha_v(i, j) + \alpha_v(i, j+1)\}$$

(3) チャーン乱流様式 (0.5 α <math>< \alpha_{crit}</math>)

【構成方程式全体】

臨界ボイド率 α_{crit} は 0.8 が上限となっている。

$$\alpha_{crit} = \max imum \left\{ 1 - \frac{2.0\sigma g_c}{\rho_v \left| \frac{U_{vl}}{D_h} \right|^2} - \alpha_l, 0.8 \right\}$$

もし、ボイド率 $\alpha < \alpha_{crit}$ であれば、小気泡から大気泡レジュームへの界面積は、大気泡界面積 $A_{i, LB}$ を求めるために実行される。

膜液滴レジュームで計算される液滴径は以下のようになる。

$$D_d = 2r_d = \max imum \left\{ \frac{6\alpha_l}{A_{i,d}^m}, 0.0005 \text{ ft} \right\}$$

ここで、 $A_{i,d}^m$ は液滴界面積濃度（輸送計算式を解くことによって求められる。）連続液相と蒸気の界面抗力用の界面積は円管ダクトでの均質膜を仮定する。

$$A_{i, film} = \frac{4\sqrt{\alpha_v + \alpha_l} A_X \Delta X}{D_h}$$

液滴発生に対して、径面積は球形液滴を仮定する。

$$A_{i, drop} = A_{i,d}^m A_X \Delta X$$

界面熱伝達については、界面積は、2つの隣あう流体セル間の過渡を滑らかにするため次のように調整される。

$$A_{i, film} = \sqrt{\frac{\alpha^*}{\alpha_v + \alpha_l}} \left(\frac{4\sqrt{\alpha_v + \alpha_l} A_X \Delta X}{D_h} \right)$$

$$\alpha^* = \min imum \{ 1 - \alpha_l, 1 - \alpha_l(i, j + 1) \}$$

チャーレン乱流での界面積は、 α_{LB} と α_{crit} という大気泡と液膜の計算値を線形内挿することによって求める。

(4) 液膜液滴流様式

【構成方程式全体】

臨界ボイド率 α_{crit} は 0.8 が上限となっている。

$$\alpha_{crit} = \max imum \left\{ 1 - \frac{2.0\sigma g_c}{\rho_v \left| \frac{U_{vl}}{D_h} \right|^2} - \alpha_l, 0.8 \right\}$$

もし、ボイド率 $\alpha < \alpha_{crit}$ であれば、小気泡から大気泡レジュームへの界面積は、大気泡界面積 $A_{i, LB}$ を求めるために実行される。

膜液滴レジュームで計算される液滴径は以下のようになる。

$$D_d = 2r_d = \max imum \left\{ \frac{6\alpha_l}{A_{i,d}^m}, 0.0005, ft \right\}$$

ここで、 $A_{i,d}^m$ は液滴界面積濃度（輸送計算式を解くことによって求められる。）
連続液相と蒸気の界面抗力用の界面積は円管ダクトでの均質膜を仮定する。

$$A_{i, film} = \frac{4\sqrt{\alpha_v + \alpha_l} A_X \Delta X}{D_h}$$

液滴発生に対して、径面積は球形液滴を仮定する。

$$A_{i, drop} = A_{i,d}^m A_X \Delta X$$

界面熱伝達については、界面積は、2つの隣あう流体セル間の過渡を滑らかにするため次のように調整される。

$$A_{i, film} = \sqrt{\frac{\alpha^*}{\alpha_v + \alpha_l}} \left(\frac{4\sqrt{\alpha_v + \alpha_l} A_X \Delta X}{D_h} \right)$$

$$\alpha^* = \min imum \{1 - \alpha_l, 1 - \alpha_l(i, j + 1)\}$$

チャーレン乱流での界面積は、 α_{LB} と α_{crit} という大気泡と液膜の計算値を線形内挿することによって求める。

(5) 逆環状流様式($Tl < T_{sat}$)

【構成方程式全体】

$$A_{i, film} = \frac{4\sqrt{\alpha_l} A_X \Delta X}{D_h}$$

$$A_{i, drop} = A_{i,d}^m A_X \Delta X$$

ここで、 A は界面積輸送方程式によって求められる。

$A_{i, film}$ は円管周辺の（蒸気＋液滴）の領域と中心部の（連続液相）の領域の境界の面積である。従って、

$$A_{i, film} = 2\pi r \Delta X$$

また、全セル体積と連続液相の体積比は、

$$\frac{\pi r^2 \Delta X}{\pi R^2 \Delta X} = \alpha_l$$

$$r = \sqrt{\alpha_l} R$$

となる。

従って、

$$\begin{aligned}
A_{i, film} &= \sqrt{\alpha_l} \times 2\pi R \times \Delta X \\
&= \sqrt{\alpha_l} \times P_w \times \Delta X \\
&= \frac{4\sqrt{\alpha_l} A_X \Delta X}{D_h}
\end{aligned}$$

(6) 逆液スラグ流($T_l \geq T_{sat}$)

【構成方程式全体】

$$A_{i, film} = 8.04 \frac{\alpha_l}{D_h} A_X \Delta X \quad (8.04 = 6/0.746)$$

$$A_{i, drop} = A_{i, d}'' A_X \Delta X$$

液スラグの直径を D_s とし、液スラグを $D_s = 0.746 D_h$ の球であると仮定する。

この時、

$A_{i, film} = (\text{単位体積当たりのスラグ界面積}) \times (\text{セルの体積})$

$$= A_{i, s}''' \times V_c = A_{i, s}'' A_X \Delta X$$

であり、

$A_{i, film} = (\text{単位体積当たりのスラグ数}) \times (\text{スラグの表面積})$

$$= \frac{\alpha_l V_c}{\frac{4}{3}\pi \left(\frac{D_s}{2}\right)^3} \frac{1}{V_c} \times \pi D_s^2 = \frac{6\alpha_l}{D_s}$$

$$\therefore A_{i, film} = \frac{6\alpha_l}{D_s} A_X \Delta X$$

ここで、 $D_s = 0.746 D_h$ と仮定すると。

$$A_{i, film} = \frac{6}{0.746} \frac{\alpha_l}{D_h} A_X \Delta X = 8.04 \frac{\alpha_l}{D_h} A_X \Delta X$$

(7) 分散液滴流様式

【構成方程式全体】

$$A_{i, drop} = A_{i, d}'' A_X \Delta X$$

ここで、 A_i は界面積輸送方程式より求める。

(8) 上端浸水様式

【構成方程式全体】

$$A_{i, film} = \frac{6\alpha_l}{D_h} A_X \Delta X$$

$$A_{i, drop} = A_{i, d}'' A_X \Delta X$$

逆液スラグ流様式の $A_{i, \text{film}}$ と同じ考え方

この領域におけるスラグは、直径が水力等価直径に等しいと仮定する。

つまり、 $D_s = D_h$ と仮定する。

よって

$$A_{i, \text{film}} = \frac{6\alpha_l}{D_h} A_x \Delta X$$

(1) 落下液膜様式

【構成方程式全体】

$$A_{i, \text{film}} = \frac{4\sqrt{1-\alpha_v}}{D_h} A_x \Delta X$$

$$A_{i, \text{drop}} = A_{i, d}^m A_x \Delta X$$

A は界面積輸送方程式より求める。

2.3.9 ベッセル部気液界面抗力

(1) 小気泡流様式(0.0 α ≤ 0.2)

【構成方程式全体】

相間の運動量輸送量 F_{ib} (N/m³)

$$F_{ib} = 0.375 \frac{C_{Db}}{r_b} \alpha_g \rho_l |u_g - u_l| (u_g - u_l)$$

$$r_b = \min \left(0.5 \frac{We_{crit} \sigma}{\rho_l |u_g - u_l|^2}, 0.5 D_e, 0.02 ft \right)$$

ここで $We_b = 10$

気泡の抗力係数 C_{Db} は、2つの領域に分けて与えられる。(i)viscous regime (ii)cap bubble regime であり、各領域での気泡の抗力係数 C_{Db1} と C_{Db2} の大きい方の値がとられる。

(i) viscous regime

$$C_{Db1} = \frac{24}{Re_b} (1.0 + 0.1 Re_b^{0.75})$$

$$Re_b = \frac{2r_b \rho_l |u_g - u_l|}{\mu_{mb}}, \mu_{mb} = \mu_l (1 - \alpha_g)^{-2.5} \left(\frac{u_g + 0.4u_l}{u_g + u_l} \right)$$

(ii) cap bubble regime

$$C_{Db2} = \frac{8}{3} (1 - \alpha_g)^2$$

変形粒子域

$$C_{Db} = \frac{\sqrt{2}}{3} N_\mu Re'_b (1 - \alpha_v)^2$$

$$N_\mu = \frac{\mu_l}{\left[\rho_l \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{1/2}}$$

$$Re'_b = \frac{2r_b \rho_l (1 - \alpha_v) |U_{vl}|}{\mu_m}$$

$$\mu_m = \frac{\mu_l}{(1 - \alpha_v)}$$

We 数 10 は、TRAC-PF1/MOD1(7.5)及び RELAP5/MOD2(10.)と整合している。

(2) 小気泡から大気泡流への遷移様式(0.2 α ≤ 0.5)

【構成方程式全体】

大気泡の流れでは、気泡の抵抗係数は

$$C_{Db} = \frac{24}{\text{Re}_b} (1.0 + 0.1 \text{Re}_b^{0.75})$$

$$\text{Re}_b = \frac{2r_b \rho_l |U_{vl}|}{\mu_{mb}}$$

$$\mu_{mb} = \mu_l (1 - \alpha_v)^{-2.5 \frac{(\mu_v + 0.4\mu_l)}{(\mu_v + \mu_l)}}$$

と単一球の抵抗が 0.45 となるような Newton 流の制限値の最大値と仮定される。Newton 流では、平均体積流束に比例して動くとして仮定され、以下の式のようになる。

$$C_{Db} = C_{Db} (1 - \alpha_v)^2$$

Cdb 値は、上式の値、または 0.45 との最大値である。

連続液体と大気泡流れの蒸気との間の境界面抵抗は次式で計算

$$K_{iX,vl,LB} = 0.125 C_{Db} \rho_l \left| \frac{U_{vl}}{\Delta X} \right| \frac{A_{i,LB}}{\Delta X}$$

(但し、比速度については前述の制限を受ける。)

壁面での蒸気発生率が大きい場合には、気泡の抵抗は高温壁面流動様式の境界面抵抗との内挿による以下の式による。

$$K_{iX,vl,LB} = F_\Gamma K_{iX,vl,HW} + (1 - F_\Gamma) K_{iX,vl,LB}$$

ここで第 1 項の K は

$$K_{iX,vl,HW} = \max \text{imum} \left\{ f_{i,HW} \rho_v \left| \frac{U_{vl}}{\Delta X} \right| A_{i,HW}, 0.625 \rho_v A_{i,HW} \right\}$$

$$A_{i,HW} = \frac{4A_x}{D_h} \alpha_l$$

$$f_{iX,HW} = 0.0125(1 + 75\alpha_l)$$

で表される。

また、内挿関数 F は

$$F_\Gamma = \left[(U_\Gamma - U_l) - 0.8U_{rb} \right] / 0.4U_{rb}$$

U_{rb} は Ishii による気泡上昇流モデルによる。

$$U_{rb} = 1.414 \left[\sigma_g g_c (\rho_l - \rho_v) / \rho_l^2 \right]^{2.5} / (1 - \alpha_v)$$

$$U_\Gamma = \Gamma_v / (\alpha_v \rho_v A_x)$$

Γ はセルの蒸気発生率である。

連続流体と小から大気泡流れでの蒸気との境界面の抵抗は $\alpha_{SB}=0.2$ での小気泡流れ抵抗と $\alpha_{LB}=0.5$ での大きい気泡の抵抗の内挿を次式で計算する。

$$K_{iX,vl,SLB} = F_{SB} K_{iX,vl,SB} + (1 - F_{SB}) K_{iX,vl,LB}$$

ここで、FSB は当該セル中の全蒸気の体積に対する小気泡形状の蒸気の体積比である。

$$F_{SB} = \frac{V_{SB}}{V_c}$$

(3) チャーン乱流様式 ($0.5 < \alpha < \alpha_{crit}$)

【構成方程式全体】

チャーン流は大気泡の流れと液膜/液滴流動様式の組み合わせであると仮定する。
大気泡流の境界面での抗力は、

$$K_{iX,vl,LB} = 0.125 C_{Db} \rho_l \left| \underline{U}_{vl} \right| A_{i,LB} / \Delta X$$

チャーン流に対しては、次のように両要素の線形結合が使用される。

$$K_{iX,vl,CT} = F_{CT} K_{iX,vl,FD} + (1 - F_{CT}) K_{iX,vl,LB}$$

$$F_{CT} = \frac{\alpha_v - \alpha_{LB}}{\alpha_{crit} - \alpha_{LB}}$$

$$\alpha_{crit} = \max \left\{ 0.8, 1 - \frac{2.0 \sigma g_c}{\rho_v \left| \underline{U}_{vl} \right|^2 D_h} - \alpha_l \right\}$$

$$\alpha_{LB} = 0.5$$

この構成式については、スケール効果が確認される。

(4) 液膜液滴流様式 ($\alpha_{crit} < \alpha < 1.0$)

【構成方程式全体】

ボイド率が $\alpha_v = \alpha_{crit}$ 以上の場合、流れは完全な噴霧流となる。

噴霧流領域での液滴径は以下の式で計算される。

膜流動様式の軸流について、境界面の抵抗係数の一般形は、

$$K_{iX,vl,FD} = f_i \rho_v \left| U_r \right| A_{iX, film} / 2 \Delta X$$

である。 $A_{i, film}$ はその体積中の境界面の面積である。おのおのの境界面の面積を考慮すると軸流の流れについては

$$K_{iX,vl,FD} = 2 f_i \rho_v \left| U_r \right| \sqrt{\alpha_v + \alpha_l} A_X / D_h$$

横流れについては、

$$K_{iZ,vl,FD} = 0.5 f_i \rho_v \left| U_r \right| \sqrt{\alpha_v + \alpha_l} N_g \Delta X$$

となる。

液膜流に対する摩擦係数 $f_i = f_i.FD$ は、その液膜が安定か不安定かに依存している。

$\alpha_l \leq (1 - \alpha_{crit})$ のときは液膜は安定と判断する。

$f_{iW} = 0.005 (1 + 75 (1 - \alpha_v))$ Wallis の式

$\alpha_l > (1 - \alpha_{crit})$ のときは、液膜は不安定であると判定する。

$$\max \left\{ f_s \left\{ 1 + 1400 F \left[1 - \exp \left(1 - \frac{1}{G} \frac{(1 + 1400 F)^{3/2}}{13.2 F} \right) \right] \right\} \right\} \quad (\text{Hnstock and Hanrally})$$

の相関式)

$$0.025\{1+75(1-\alpha_v)\}$$

(Wallis の式 (安定液膜に対する式) で求まる値の 5 倍)

$$G = \frac{\rho_l g D_h}{\rho_v}, F = \frac{m^+}{\text{Re}_v^{0.9}} \frac{\mu_l}{\mu_v} \sqrt{\frac{\rho_v}{\rho_l}}$$

$$m^+ = \left[(0.707 \text{Re}_l^{0.5})^{2.5} + (0.0379 \text{Re}_l^{0.9})^{2.5} \right]^{0.40}$$

$$f_s = (0.0055 + 0.55 \text{Re}_v^{-3.33}) / 4 (\text{Blasius の式})$$

臨界流ボイド率の表示式は

$$\alpha_{crit} = 1.0 - 2.0\sigma / \left(\rho_v |U_{vl}| \right)^2 D_h$$

臨界ボイド率の最小値としては 0.8 とする。(この値は、波が流路チャンネルを塞ぎ、チャンネルへの遷移を起こすと想定されるものである。)

ギャップを通る横流れについては、膜流は安定であると仮定し、ギャップ数 N_g を考慮する。

$$f_{iZ,FD} = 0.0025(1 + 75\sigma_i)N_g$$

(5) 逆環状流様式

【構成方程式全体】

スラグを円柱で仮定

$$K_{iX,vl,IVA} = f_{iX,IVA} |U_{vl}| A_{i,fil} / \Delta X$$

$$f_{iX,IVA} = 0.005 \quad (\text{逆環状流に対しては境界面の抵抗は一定と仮定される。})$$

横流れの境界面の抵抗は

$$K_{iZ,vl,IVA} = 0.375 C_{Dd} \alpha_v \rho_l |W_{vl}| L_g \Delta X / r_d$$

ここで W_{vl} は横方向の相対速度

横方向の抵抗係数として、

$$C_{Dd} = 0.45 \alpha_i^2$$

一塊の液体の半径は

$$r_b = \max \{ 0.002 ft, 0.5 L_g / N_g \}$$

逆環状流は、再冠水の初めに炉心に強制的にサブクールの液体が入った場合、または窒素でダウンカマが加圧される場合の急速な再冠水過程で通常最も発生しえるもの。

(6) 逆液スラグ流様式

スラグを円柱で仮定

境界面の摩擦は、大きな液体の紐状または液滴状の不安定な液体膜が存在するものとして計算する。

界面摩擦係数 (軸流側)

$$K_{ix,vl,IVS} = \maximum \left\{ \begin{array}{l} f_{i,IVS} \rho_v |U_{vl}| A_{i,IVS} \\ 0.625 \rho_v A_{i,IVS} \end{array} \right\}$$

液体スラグ領域の境界面の界面積は、

$$A_{i,IVS} = \frac{4A_x}{D_h} \alpha_l$$

$$f_{i,IVS} = 0.0125(1 + 75\alpha_l)$$

これは、安定液膜に対する Wallis の式の 2.5 倍である。

0. 625 ρA という下限は、蒸気速度が小さくてスラグが合体し、界面抗力が増加している範囲を限定するために必要である。

横流れについて

横流れの境界面の抵抗は

$$K_{iz,vl,IVA} = 0.375 C_{Dd} \alpha_v \rho_l |W_{vl}| L_g \Delta X / r_d$$

ここで W_{vl} は横方向の相対速度

横方向の抵抗係数として、

$$C_{Dd} = 0.45 \alpha_l^2$$

一塊の液体の半径は

$$r_b = \maximum \{ 0.002 ft, 0.5 L_g / N_g \}$$

L_g : ギャップ幅、 ΔX : メッシュセルの垂直方向の高さ

である。

(7) 分散液滴流様式

【構成方程式全体】

スラグを球で仮定

液滴モデルは、無限の蒸気の媒体中の単一の液滴挙動を無限の液体の場の中の単一の気泡への相似側を用いた Ishii の研究に基づいている。

使用する境界面の摩擦係数は

$$K_{ix,vl,DD} = 0.375 \frac{G_{Dd}}{r_d} \alpha_e \rho_v |U_{ve}|$$

ここで、 C_{Dd} は液滴の抵抗係数、 r_d は液滴の半径、 α_e は流れの中の液体の割合、 U_{ve} は相対速度（ベクトル合成値）である。

$$U_{ve} = \sqrt{\max(W_{ve})^2 + U_{ve}^2}$$

液滴はレイノルズ数が大きいところでは Newton 流になると仮定

$$C_{Dd} = 0.45$$

Bird, Stewart 及び Lightfoot(1960)は Newton 流での抵抗は $C_d=0.44$ を推奨しているが、Ishii と Chawla(1979)は 0.45 を推奨している。

液滴径は (FLECHT-SEASET での測定値をベース)

$$r_d = \maximum \left\{ \frac{3\alpha_e}{A_{i,d}}, 0.0005 ft \right\}$$

横方向流れの液滴抵抗係数は

$$K_{iZ,vl,DD} = 0.375 C_{Dd} \rho_v \left| \underline{W_{ve}} \right| \alpha_e L_g \Delta Z / r_d$$

$$C_{Dd} = 0.45$$

(8) 上端浸水流様式 ($\alpha \leq 0.8$)

【構成方程式全体】

高温壁が存在し、また多量の水が流れ落ちる場合の流動様式は、上端浸水流(top deluge)と呼ばれる。

上端浸水流は、多量の水が頂部あるいは上部プレナムから排水され高温炉心に押し込まれるブローダウン中に発生する。

軸方向流れの界面抗力係数は以下の通りである。

$$K_{iX,vl,TD} = 0.125 C_{Dd} \rho_v \left| \underline{U_{vl}} \right| A_{i, film} / \Delta X$$

ここで、抵抗係数は

$$C_D = \max imum \left\{ \frac{24}{Re_v} \left[1.0 + 0.1 Re_v^{0.75} \right], 0.45 \right\}$$

(9) 落下液膜流様式 ($\alpha > 0.8$)

落下液膜における境界摩擦抗力係数は、以下の式で表される。

$$K_{iX,vl,FF} = f_{iX,FF} \rho_v \left| \underline{U_{vl}} \right| A_{i, film} / \Delta X$$

$$f_{iX,FF} = 0.005(1 + 75\alpha_l)$$

液膜は常に安定

横流れ方向の界面抗力は、以下のとおりである。

横方向流れの液滴抵抗係数は

$$K_{iZ,vl,DD} = 0.375 C_{Dd} \rho_v \left| \underline{W_{ve}} \right| \alpha_e L_g \Delta Z / r_d$$

$$C_{Dd} = 0.45$$

2.3.10 ベッセルエントレインメント

(1) 液膜流領域のエントレインメント

【構成方程式全体】

a. エントレイン率

(a) 対向流の場合

エントレイン率 S_E [lbm/s]

$$S_E = (\alpha_l - \alpha_{l,crit}) \cdot \rho_l |U_l| A_X$$

$$\alpha_{l,crit} = (1 - \alpha_{crit})$$

$$\alpha_{crit} = \max \left\{ \begin{array}{l} 1.0 - \frac{2.0\sigma}{\rho_v |U_{vl}|^2 D_h} \\ 0.8 \end{array} \right.$$

(b) 順流の場合

エントレイン率 (Wurtz の式) S_E [lbm/s]

$$S_E = 0.41 \cdot S_u \times (P_w \cdot \Delta X)$$

ここで、 P_w : 濡れ縁長さ [ft], ΔX : (軸方向の) メッシュ長さ [ft]

無次元エントレインメントパラメータ S_u

$$S_u = \frac{k_s \tau_i |U_{vl}| \mu_l}{\sigma^2}$$

液膜の等価粗さ (equivalent sand roughness) k_s [ft] ← Wurtz の式

$$k_s = [0.57]\delta + [6625.0 \text{ ft}^{-1}]\delta^2 - [3.56 \times 10^6 \text{ ft}^{-2}]\delta^3 + [1.5736 \times 10^9 \text{ ft}^{-3}]\delta^4$$

界面せん断応力 → 界面せん断応力モデルの相関式を参照

$$\tau_i = \frac{f_i}{2} \rho_v |U_{vl}|^2$$

b. 液滴径

Sauter 平均径 (Tatterson の式) $r_{d,E}$

$$r_{d,E} = 0.0056 \left(\frac{D_h \sigma}{\frac{f_s}{2} \rho_v |U_{vl}|^2} \right)^{1/2}$$

摩擦係数 f_s (乱流ガス流れに対する壁面摩擦係数)

$$f_s = \frac{0.046}{\text{Re}_G^{0.20}} \quad \text{Taitel-Dukler の相関式}$$

(2) 底部再冠水時のエントレインメント

【構成方程式全体】

a. エントレイン率

エントレイン率 S_E [lbm/s]

$$S_E = \dot{m}_v \cdot \left(\frac{\alpha_v U_v}{U_{crit}} \right)^{6 \left(1 - \frac{P}{P_{crit}} \right)}$$

\dot{m}_v : 垂直方向の蒸気の質量流量[lbm/s]

U_{crit} : 液滴を持ち上げるのに必要な垂直方向の蒸気速度[lbm/s]

$$= \left(\frac{4We_d}{3C_{Dd}} \right)^{1/4} \cdot \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_v^2} \right)^{1/4} \quad \leftarrow \text{表面張力係数 } \sigma \text{ の単位は [lbm/s}^2\text{]}$$

ここで、 $We_d = 1.77$ (FLECHT 試験の再冠水時の典型値)

$$C_{Dd} = 0.45$$

b. 液滴径

Sauter 平均径 D_d [ft]

$$D_d = \max \left\{ \begin{array}{l} \min(D_h, D_1, D_2) \\ 0.0033 \end{array} \right.$$

$$D_1 = \frac{22.4}{\left(\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v} \right)^{0.865}}$$

$$D_2 = \frac{(\sigma g_c) We}{\rho_v (\alpha_v U_v)^2} \quad \text{表面張力係数 } \sigma \text{ の単位は [lbm/ft]}$$

ここで、 $We = 7.5$

(3) 上部再冠水時のエントレインメント

エントレイン率

$$S_E = m_l - \Gamma_q'' V$$

m_l : クエンチフロントに到達する液膜流の流量率

$\Gamma_q'' V$: クエンチフロントにおける蒸気の発生率

2.3.11 ディエントレインメント

(1) 液膜流領域でのディエントレインメント

【構成方程式全体】

$$\begin{aligned} \text{ディエントレイン率 } S_{DE} \text{ [lbm/s]} \\ S_{DE} = k_{\sigma} \Delta C P_w \Delta X \quad (\text{Cousins のモデル}) \end{aligned}$$

ここで

k_{σ} : 質量移送係数

P_w : 漏れぶち長さ

ΔX : セルの高さ

ΔC : チャンネルに対する濃度勾配

$$\Delta C = \frac{\alpha_e \rho_l}{\alpha_e + \alpha_v}$$

$$k_{\sigma} = \text{maximum} \left\{ \begin{array}{l} 3.0492(10^{12})\sigma^{5.3054} \\ 12.491\sigma^{0.8968} \end{array} \right. \quad (\text{Whalley の式})$$

σ : 表面張力

(2) クロスフローのディエントレインメント

【構成方程式全体】

$$\begin{aligned} \text{ディエントレイン率 } S_{DE} \text{ [lbm/s]} \\ S_{DE} = \eta_{NR} \alpha_e \rho_l |U_e| L_g \Delta X \quad (\text{Dallman \& Kirchner の式}) \end{aligned}$$

ここで

η_{NR} : ディエントレインメント比

$$\eta_{NR} = 1 - (1 - \eta_R)^N \quad (\text{Dallman \& Kirchner の推奨})$$

$$\eta_R = \eta_I (1 + 4.5\beta^2) \quad (\text{Chen の式})$$

η_R = 1列管に対するディエントレインメント率

N = 管の列数

β = 配列の直径/ピッチ比

η_I = 単管に対するディエントレインメント率 (円管は 0.19、角管は 0.27)

α_e : エントレイン領域のボイド率

ρ_l : 液相密度

U_e : エントレイン領域の鉛直方向速度

L_G : ギャップ幅

ΔX : メッシュセルの垂直方向高さ

2.3.12 ベッセル 壁面摩擦

(1) 高温壁を含まない場合の軸方向流れ

【構成方程式全体】

連続液相と壁が接触していると想定し、壁による摩擦は連続液相のみに働く。

- ・ 蒸気相（形状損失項のみ）

$$K_{wX,v} = \frac{K_X |U_v|}{2\Delta X}$$

K_X は入力する形状圧損係数

- ・ 連続液相

$$K_{wX,l} = \frac{\frac{dP}{dX}_{fric,l}}{\alpha_l^2 G_{X,l}} + \frac{K_X |\overline{U}_l|}{2\Delta X}$$

$$\frac{dP}{dX}_{fric,l} = \frac{f_{wl} G_{X,l}^2}{2D_h \rho_l} \Phi_l^2$$

$$G_{X,l} = \rho_l \alpha_l \overline{U}_l$$

$$\Phi_l = \frac{1}{\alpha_l}$$

圧力損失の式は Wallis のモデル

$$f_{wl} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} 64 / Re_l \text{ (層流)} \\ 0.0055 + 0.55 Re_l^{-1/3} \text{ (乱流)} \end{array} \right\}$$

$$Re_l = \frac{D_h |G_{X,l}|}{\mu_l}$$

- ・ 液滴流（形状損失項のみ）

$$K_{wX,l} = \frac{K_X |\overline{U}_e|}{2\Delta X}$$

K_X は入力する形状圧損

(2) 高温壁を含まない場合の径方向流れ

【構成方程式全体】

連続液相と壁が接触していると想定し、壁による摩擦は連続液相のみに働く。

- ・ 蒸気相（形状損失項のみ）

$$K_{wX,v} = \frac{K_X |U_v|}{2\Delta X}$$

K_X は入力する形状圧損係数

- ・ 連続液相

$$K_{wX,l} = \frac{\frac{dP}{dX}_{fric,l} \times F_l}{\alpha_l^2 G_{X,l}} + \frac{K_X |\overline{U}_l|}{2\Delta X}$$

$$F_l = \left\{ \begin{array}{l} (1 - F_{SPV}) \text{ 両方のセルがリウエットしている} \\ F_{SPL} \text{ 片方あるいは両方が高温壁} \end{array} \right\}$$

$$\frac{dP}{dX_{fric,l}} = \frac{f_{wl} G_{X,l}^2}{4L_g \rho_l} \Phi_l^2$$

$$G_{X,l} = \rho_l \alpha_l \bar{U}_l$$

$$\Phi_l = \frac{1}{\alpha_l}$$

圧力損失の式は Wallis のモデル

$$f_{wl} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} 64 / Re_l \text{ (層流)} \\ 0.0055 + 0.55 Re_l^{-1/3} \text{ (乱流)} \end{array} \right\}$$

$$Re_l = \frac{G_{z,l} (2L_g / F_w)}{\mu_l} + 10^{-5}$$

L_g はギャップ幅、 F_w はギャップの摩擦による圧力損失調整パラメータ

- 液滴流 (形状損失項のみ)

$$K_{wX,l} = \frac{K_x |\bar{U}_e|}{2\Delta X}$$

K_x は入力する形状圧損

高温壁とは、705.3° F あるいは T_{CHF} 以上の表面温度の構造物

(3) 高温壁を含む場合の軸方向流れ

【構成方程式全体】

蒸気相が壁と接触しているため、壁による摩擦は蒸気相のみに働く。

- 蒸気相

$$K_{wX,v} = \frac{dP}{dX_{fric,v}} + \frac{K_x |\bar{U}_v|}{2\Delta X}$$

$$\frac{dP}{dX_{fric,v}} = \frac{f_{wv} G_{X,v}^2}{2D_h \rho_v} \Phi_v^2$$

$$G_{X,v} = \rho_v \alpha_v \bar{U}_v$$

$$\Phi_v = \frac{1}{\alpha_v}$$

$$f_{wv} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} 64 / Re_v \text{ (層流)} \\ 0.0055 + 0.55 Re_v^{-1/3} \text{ (乱流)} \end{array} \right\}$$

$$Re_v = \frac{D_h |G_{X,v}|}{\mu_v}$$

圧力損失の式は Wallis のモデル

- 連続液相

$$K_{wX,l} = \frac{K_x |\bar{U}_l|}{2\Delta X}$$

K_x は入力する形状圧損

- ・液滴流（形状損失項のみ）

$$K_{wX,l} = \frac{K_X \left| \overline{U_e} \right|}{2\Delta X}$$

K_x は入力する形状圧損

(1) 高温壁を含む場合の径方向流れ

【構成方程式全体】

蒸気相が壁と接触しているため、壁による摩擦は蒸気相のみに働く。

- ・蒸気相

$$K_{wZ,v} = \frac{\frac{dP}{dZ}_{fric,v} \times F_v}{\alpha_v^2 G_{X,v}^2} + \frac{K_Z \left| \overline{U_v} \right|}{2\Delta Z}$$

$$F_v = \left\{ \begin{array}{l} F_{SPV} \text{ 両方のセルがリウエットしている} \\ 1 - F_{SPL} \text{ 片方あるいは両方が高温壁} \end{array} \right\}$$

$$\frac{dP}{dZ}_{fric,v} = \frac{f_w G_{Z,v}^2}{4L_g \rho_v} \Phi_v^2$$

$$G_{Z,v} = \rho_v \alpha_v \overline{U_v}$$

$$\Phi_v = \frac{1}{\alpha_v}$$

$$f_w = \max imum \left\{ \begin{array}{l} 64 / Re_v \text{ (層流)} \\ 0.0055 + 0.55 Re_v^{-1/3} \text{ (乱流)} \end{array} \right\}$$

$$Re_v = \frac{G_{Z,v} (2L_g / F_w)}{\mu_v} + 10^{-5}$$

圧力損失の式は Wallis のモデル

- ・連続液相

$$K_{wZ,l} = \frac{K_Z \left| \overline{U_l} \right|}{2\Delta X}$$

K_x は入力する形状圧損

- ・液滴流（形状損失項のみ）

$$K_{wX,l} = \frac{K_X \left| \overline{U_e} \right|}{2\Delta X}$$

K_x は入力する形状圧損

高温壁とは、705.3° F あるいは T_{CHF} 以上の表面温度の構造材

2.3.13 ベッセル界面熱伝達

(1) 小気泡流 ($0.0 < \alpha \leq 0.2$)

【構成方程式全体】

- 過熱蒸気（蒸発）に対する気相側の熱伝達率は以下のように一定

$$h_{i,SHV} = 2.78(Btu / ft^2 s^{\circ}F)$$

- 過熱状態の液相（蒸発）では、液相を飽和させるために以下の式が使用される。

$$h_{i,SHL} = 278.0(Btu / ft^2 s^{\circ}F)$$

- サブクールの気相（凝縮）での界面熱伝達は大きな定数となる。

$$h_{i,SCV} = 2780.0(Btu / ft^2 s^{\circ}F)$$

なお、サブクール状態での気相の界面積は

$$A_{i,SCV} = 144\alpha_v(1-\alpha_v)A_x\Delta X$$

ここで、 $A_x \times \Delta X$ はセルの体積である。

- 気泡流領域でのサブクール液相（凝縮）での界面熱伝達率は Row らの相関式(1965)

$$h_{i,SCL} = \frac{k_i}{D_b} (2.0 + 0.69 Re_b^{1/2} Pr_i^{1/3})$$

$$Re_b = \frac{\rho_l U_{br} D_b}{\mu_l}$$

(2) 小気泡から大気泡流への遷移($0.2 < \alpha \leq 0.5$)

【構成方程式全体】

この領域では、小気泡と大気泡の界面熱伝達の和が熱伝達量となる。

- 過熱蒸気（蒸発）に対する気相側の熱伝達率は

$$(h_i A_i)_{SLB,SHV} = F_{SB} (h_i A_i)_{SB,SHV} + (1 - F_{SB}) (h_i A_i)_{LB,SHV}$$

$$F_{SB} = \frac{V_{SB}}{V_C}$$

(小気泡の体積比)

V_{SB} : 小気泡の体積、 V_C : セル体積

$$(h_i A_i)_{LB,SHV} = h_{i,LR} A_{i,SLB}$$

$$A_{i,SLB}$$

$$h_{i,LR} = \frac{k_v}{D_h} (2.0 + 0.74 Re_b^{1/2} Pr_v^{1/3}) \text{ (Lee - Ryleyの式)}$$

D_h : 水力等価直径

Re_b : 気泡のレイノルズ数

- サブクール気相（凝縮）での気相側の熱伝達率

$$(h_i A_i)_{SLB,SCV} = 2780. (BTU / ft^2 s^{\circ}F) A_{i,SCV}$$

$A_{i,SCV}$ は小気泡流様式の SCV と同じ界面積

- サブクール液相での液相側の熱伝達

$$(h_i A_i)_{SLB,SCL} = F_{SB} (h_i A_i)_{SB,SCL} + (1 - F_{SB}) (h_i A_i)_{LB,SCL}$$

$(h_i A_i)_{SB,SCL}$ については、Small Bubble Regime と同じ

$$(h_i A_i)_{LB,SCL} = \min \{ h_{i,RCL} A_{i,SCL}, h_{i,max} A_{i,SCL} \}$$

$$A_{i,SCL} = F_{\Delta\alpha} A_X + (1 - F_{\Delta\alpha}) A_{i,SLB}$$

$$A_{i,SLB}$$

$F_{\Delta\alpha}, A_X, h_{i,RCL}, h_{i,max}$ については小気泡と同じ

- 加熱液相での液相側の熱伝達

$$(h_i A_i)_{SLB,SHL} = F_{SB} (h_i A_i)_{SB,SHL} + (1 - F_{SB}) (h_i A_i)_{LB,SHL}$$

$(h_i A_i)_{SB,SHL}$ については Small Bubble Regime と同じ

$$(h_i A_i)_{LB,SHL} = 278.0 (BTU / ft^2 s F) A_{i,SLB}$$

(3) チャーン乱流様式 ($0.5 < \alpha < \alpha_{crit}$)

【構成方程式全体】

遷移域にある液滴はエントレイン及び隣接チャンネルからの流入による

- 過熱蒸気（蒸発）では、液膜からの界面熱伝達率より以下の式となる。

$$h_{i,vl} = \frac{f_{i,l} \rho_v C_{pv} |U_{vl}|}{Pr^{2/3}}$$

- 液滴から過熱された蒸気では界面熱伝達率は Lee-Ryley の相関式

$$h_{i,LR} = \frac{k_v}{D_d} [2.0 + 0.74 Re_d^{1/2} Pr_v^{1/3}]$$

(過熱された気相での液滴の蒸発に対して作られた式)

- サブクール気相への界面熱伝達は気相を飽和させるために大きな定数が使用される。

$$h_{i,SCL,vl} = 2780.0 (Btu / ft^2 s F)$$

- 過熱された液膜では界面熱伝達率には3つの表現がある。

① Hughmark の摩擦係数 (1973) を使用する Colburn の分類 (1933)

$$h_{i,HM} = f_{HM} \rho_l C_{pl} |U_{vl}| Pr^{-2/3}$$

$$f_{HM} = 3.850 / Re_i^{2/3} (Re_i < 1000.), 0.5402 / Re_i^{0.38} (Re_i \geq 1000.)$$

② 液膜を通過する熱伝達を使ったもの

$$h_i^* = \frac{2k_l}{\delta_l}$$

δ_l は液膜の厚さ

③ 定数

$$h_i^{**} = 278.0$$

- 液滴に対する表面から液相への界面熱伝達率は Andersen (1973) の式

$$h_{i,drop} = C \frac{\pi^2 k_l}{3 r_d}$$

ここで、 $C=2.7$

- 表面からサブクール状態の液膜への界面熱伝達も Hughmark (1973) の式

$$h_{i,SCL,vl} = h_{i,HM}$$

・サブクール液滴に対しては、Andersen(1973)の式が使用される。

$$h_{i,SCL,vl} = h_{i,drop}$$

(2) 逆環状流様式 (Tl<Tsat)

【構成方程式全体】

連続した液相が薄い気相の膜によって壁面から離れた環状流に起きる。

連続した液相から過熱された蒸気への界面熱伝達率は Forslund and Rohsenow の相関式がベースとなる。

・過熱蒸気

$$(h_i A_i)_{IVA,SHV} = h_{i,FR,vl} A_{i,filn} + h_{i,FR,ve} A_{i,drop}$$

$$h_{i,FR,vl} = \frac{k_v}{D_h} \frac{(2.0 + 0.55 \text{Re}_v^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

$$h_{i,FR,ve} = \frac{k_v}{D_d} \frac{(2.0 + 0.55 \text{Re}_v^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

0.5 は Young らの質量輸送係数

$$\text{Nu}_d = 2 + 0.55 \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3}$$

Pr は気相の膜温度での値が用いられる。

液滴からの界面熱伝達は蒸発による液滴の熱伝達の減少を考慮した Yue and Chen によって修正された式(1978)が用いられる。

$$\text{Nu}_d(1+B) = 2 + 0.6 \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3}$$

$$B = \frac{H_v - H_f}{H_{fg}}$$

・サブクール蒸気

$$(h_i A_i)_{IVA,SCV} = 2780(Btu / ft^2 s^\circ F) A_{i,SCV}$$

・過熱液相

$$(h_i A_i)_{IVA,SHL} = 278 A_{i,filn} + 27.8 A_{i,drop}$$

・サブクール液相

$$(h_i A_i)_{IVA,SCL} = \min \left\{ \begin{array}{l} h_{i,vl}^* A_{i,filn} + h_{i,ve}^* A_{i,drop} \\ h_{d,max} (A_{i,max} + A_{i,drop}) \end{array} \right\}$$

サブクール状態の連続した液相については

$$h_{i,vl}^* = C \frac{\pi^2 k_l}{3 D_h}$$

$$C=2.7$$

サブクール状態の液滴についても同様に

$$h_{i,ve}^* = C \frac{\pi^2 k_l}{3 D_h}$$

$$C=2.7$$

(3) 逆液スラグ流様式 (TI >= Tsat)

【構成方程式全体】

連続した液相は、大きな液相のスラグを作るとみなす。

・ 過熱蒸気

$$(h_i A_i)_{IVA,SHV} = h_{i,FR,vl} A_{i,filn} + h_{i,FR,ve} A_{i,drop}$$

$$h_{i,FR,vl} = \frac{k_v}{D_h} \frac{(2.0 + 0.55 Re_v^{1/2} Pr_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

$$h_{i,FR,ve} = \frac{k_v}{D_d} \frac{(2.0 + 0.55 Re_d^{1/2} Pr_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

0.5 は Young らの質量輸送係数

$A_{i,filn}$ は液膜の界面積、 $A_{i,drop}$ は液滴の界面積

$$Nu_d = 2 + 0.55 Re_d^{1/2} Pr_v^{1/3}$$

Pr は気相の膜温度での値が用いられる。

液滴からの界面熱伝達は蒸発による液滴の熱伝達の減少を考慮した Yue and Chen に
よって修正された式(1978)が用いられる。

$$Nu_d (1 + B) = 2 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr_v^{1/3}$$

$$B = \frac{H_v - H_f}{H_{fg}}$$

・ サブクール蒸気

$$(h_i A_i)_{IVA,SCV} = 2780 (Btu / ft^2 s^{\circ}F) A_{i,SCV}$$

・ 過熱液相

$$(h_i A_i)_{IVA,SHL} = 278 A_{i,filn} + 27.8 A_{i,drop}$$

・ サブクール液相

$$(h_i A_i)_{IVA,SCL} = \min \left\{ \begin{array}{l} h_{i,vl}^* A_{i,filn} + h_{i,ve}^* A_{i,drop} \\ h_{d,max} (A_{i,max} + A_{i,drop}) \end{array} \right\}$$

サブクール状態の連続した液相については

$$h_{i,vl}^* = C \frac{\pi^2 k_l}{3 D_h}$$

$$C=2.7$$

サブクール状態の液滴についても同様に

$$h_{i,ve}^* = C \frac{\pi^2 k_l}{3 D_h}$$

$$C=2.7$$

(6) 分散液滴流様式

【構成方程式全体】

分散液滴流は連続した液相が完全にエントレインしたときに生じる領域である。よ
って界面熱伝達は液滴によってのみ起きる。

・過熱蒸気

$$(h_i A_i)_{DD,SHV} = h_{i,FR,ve} A_{i,drop}$$

$$h_{i,DD,ve} = \frac{k_v}{D_d} \frac{(2.0 + 0.55 \text{Re}_v^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

0.5 は Young らの質量輸送係数

$A_{i,drop}$ は液滴の界面積

$$\text{Nu}_d = 2 + 0.55 \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3}$$

Pr は気相の膜温度での値が用いられる。

液滴からの界面熱伝達は蒸発による液滴の熱伝達の減少を考慮した Yue and Chen によって修正された式(1978)が用いられる。

$$\text{Nu}_d(1+B) = 2 + 0.6 \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3}$$

$$B = \frac{H_v - H_f}{H_{fg}}$$

・サブクール蒸気

$$(h_i A_i)_{DD,SCV} = 2780(Btu / ft^2 s^\circ F) A_{i,SCV}$$

・過熱液相

$$(h_i A_i)_{DD,SHL} = 27.8 A_{i,drop}$$

・サブクール液相

$$(h_i A_i)_{IVA,SCL} = \min \left\{ \begin{array}{l} h_{i,ve}^* A_{i,drop} \\ h_{d,max} (A_{i,drop}) \end{array} \right\}$$

サブクール状態の液滴についても同様に

$$h_{i,ve}^* = C \frac{\pi^2}{3} \frac{k_l}{D_h}$$

$$C=2.7$$

(7) 落下液膜流様式

【構成方程式全体】

落下時の膜状流領域は、セル内のボイド率が 0.8 より大きくなり、セルの上方には冷たい壁面を持った流れが生じる。この場合、連続した液膜と液滴の両方ができる。

連続した液相から過熱された蒸気への界面熱伝達率は Forslund and Rohsenow の相関式がベースとなる。

・過熱蒸気

$$(h_i A_i)_{FF,SHV} = h_{i,FR,vl} A_{i,fil} + h_{i,FR,ve} A_{i,drop}$$

$$h_{i,FR,vl} = \frac{k_v}{D_h} \frac{(2.0 + 0.55 \text{Re}_v^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

$$h_{i,FR,ve} = \frac{k_v}{D_d} \frac{(2.0 + 0.55 \text{Re}_v^{1/2} \text{Pr}_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

0.5 は Young らの質量輸送係数

$$Nu_d = 2 + 0.55 Re_d^{1/2} Pr_v^{1/3}$$

Pr は気相の膜温度での値が用いられる。

液滴からの界面熱伝達は蒸発による液滴の熱伝達の減少を考慮した Yue and Chen に
よって修正された式(1978)が用いられる。

$$Nu_d(1+B) = 2 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr_v^{1/3}$$

$$B = \frac{H_v - H_f}{H_{fg}}$$

・サブクール蒸気

$$(h_i A_i)_{FF,SCV} = 2780(Btu / ft^2 s^{\circ}F) A_{i,SCV}$$

・過熱液相

$$(h_i A_i)_{FF,SHL} = 278 A_{i,fil} + 27.8 A_{i,drop}$$

・サブクール液相

$$(h_i A_i)_{FF,SCL} = \min \left\{ \begin{array}{l} h_{i,vl}^* A_{i,fil} + h_{i,ve}^* A_{i,drop} \\ h_{d,max} (A_{i,max} + A_{i,drop}) \end{array} \right\}$$

サブクール状態の連続した液相については

$$h_{i,vl}^* = C \frac{\pi^2 k_l}{3 D_h}$$

$$C=2.7$$

サブクール状態の液滴についても同様に

$$h_{i,ve}^* = C \frac{\pi^2 k_l}{3 D_h}$$

$$C=2.7$$

(8) 上端浸水流様式

【構成方程式全体】

セル内のポイド率が 0.6 より小さく、セルの上方に冷たい壁面の流れがある場合に選択される。連続した液相、液滴ともに起こりえるが、エントレインメントが低いため、ほとんどの液相が連続した液相中に残るため、液相での界面熱伝達が重要となる。

連続した液相から過熱された蒸気への界面熱伝達率は Forslund and Rohsenow の相関式がベースとなる。

・過熱蒸気

$$(h_i A_i)_{TD,SHV} = h_{i,FR,vl} A_{i,fil} + h_{i,FR,ve} A_{i,drop}$$

$$h_{i,FR,vl} = \frac{k_v}{D_h} \frac{(2.0 + 0.55 Re_v^{1/2} Pr_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

$$h_{i,FR,ve} = \frac{k_v}{D_d} \frac{(2.0 + 0.55 Re_v^{1/2} Pr_v^{1/3})}{1.0 + 0.5B}$$

0.5 は Young らの質量輸送係数

$$Nu_d = 2 + 0.55 Re_d^{1/2} Pr_v^{1/3}$$

Pr は気相の膜温度での値が用いられる。

液滴からの界面熱伝達は蒸発による液滴の熱伝達の減少を考慮した Yue and Chen によって修正された式(1978)が用いられる。

$$Nu_d(1+B) = 2 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr_v^{1/3}$$

$$B = \frac{H_v - H_f}{H_{fg}}$$

・サブクール蒸気

$$(h_i A_i)_{TD,SCV} = 2780(Btu / ft^2 s^{\circ}F) A_{i,SCV}$$

・過熱液相

$$(h_i A_i)_{TD,SHL} = 278 A_{i,filn} + 27.8 A_{i,drop}$$

・サブクール液相

$$(h_i A_i)_{TD,SCL} = \min \left\{ \begin{array}{l} h_{i,vl}^* A_{i,filn} + h_{i,ve}^* A_{i,drop} \\ h_{d,max} (A_{i,max} + A_{i,drop}) \end{array} \right\}$$

サブクール状態の連続した液相については

$$h_{i,vl}^* = C \frac{\pi^2}{3} \frac{k_l}{D_h}$$

$$C=2.7$$

サブクール状態の液滴についても同様に

$$h_{i,ve}^* = C \frac{\pi^2}{3} \frac{k_l}{D_h}$$

(9) グリッドリウエットの影響

【構成方程式全体】

- ・グリッドがクエンチした場合には液膜がグリッドを覆うため、液相の表面積を作り出す。
- ・グリッドによって集合体流路面積を塞ぐため、バンドルそばの気相速度が速くなる。このため、濡れたグリッドはそばの液滴と比べると大きな界面熱伝達を持つ。

グリッドからの熱伝達は、

$$(h_i A_i)_{grid} = I_{wet} h_{i,grid} A_{i,grid} (1 - F_{SPV})$$

$$I_{wet} = \begin{cases} 1.0 & \text{if } T_{grid} < 900^{\circ}F \\ 0.0 & \text{if } T_{grid} \geq 900^{\circ}F \end{cases}$$

$$F_{SPV} = \max \left\{ \begin{array}{l} \min \left\{ \frac{\alpha_v - 0.9990}{0.9999 - 0.9990} \right\}, 1.0 \right\} \\ 0.0 \end{array} \right\}$$

グリッド液膜からの界面熱伝達は、

$$h_{i,grid} = (1 + 5.55 \alpha_r^2) h_0$$

濡れたグリッドに対する界面熱伝達率は、Yao, Hochreiter and Leech の相関式(1982)を用いて以下のように計算される。

$$\frac{Nu_x}{Nu_0} = 1 + 5.55\alpha_r^2 \exp(-0.13X/D_h)$$

ここで、 α_r はグリッドの閉塞割合、 Nu_0 は同じ流体条件下でグリッドがなかった場合の熱伝達でのヌッセルト数である。グリッド位置は $X=0.0$ であることから、上記の式が求まる。

ここで、 h_0 は Dittus-Boelter の式 (1930) で使用されたものである。

$$h_0 = \frac{k_v}{D_h} (0.023 Re_v^{0.8} Pr_v^{0.3})$$

蒸気の Pr 数は冷却期間には 0.3 と仮定される。また、 k_v は蒸気膜温度に対して計算される。

液膜での界面積 $A_{i,grid}$ は、グリッドのメタルの表面積

流れに高温壁があり、ボイド率 $\alpha > 0.8$ においては、このグリッドによる増加分を本来の SHV の熱伝達に加える。

$$(h_i A_i)_{fr,SHV} = (h_i A_i)_{fr,SHV}' + (h_i A_i)_{grid}$$

fr:流れに高温壁があり、ボイド率 $\alpha > 0.8$ となる流動様式

2.3.14 ベッセル壁面熱伝達

以下にMCOBRA/TRACの Vessel Component の熱伝達の計算に使用される熱伝達領域を挙げる。

- ①液単相流 (SPL)
- ②蒸気単相流 (SPV)
- ③サブクール核沸騰 (SCNB)
- ④飽和核沸騰 (NB)
- ⑤遷移沸騰 (TRAN)
- ⑥逆環状流膜沸騰 (IAFB)
- ⑦分散液滴膜沸騰 (IADF)
- ⑧分散液滴流熱伝達 (DFFB)

適用されるモードを入れた熱伝達領域マップを示す。各領域では、これらの熱伝達係数が決定される。ここで、 h_{wv} ：壁面から気相への熱伝達係数、 h_{wl} ：壁面から液相への顕熱としての熱伝達係数、 h_{wb} ：壁面から液相への潜熱としての熱伝達係数である。

(1) 限界熱流束とCHF温度

核沸騰領域から遷移沸騰領域へは、CHF点で変化する。領域間を連続的に変化させるために、CHF点(q''_{CHF}, T_{CHF})は必ず必要である。3つのCHF領域(プール沸騰、強制対流DNB、環状液膜ドライアウト)が考慮されている。

プール沸騰DNB

プール沸騰DNBは、質量流束が低い($G < 30 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sec}$)場合に選択されるが、流動様式は環状液膜流ではない。プール沸騰のCHFは、Bjornard and Griffithによる修正Zuberの式により与えられる。

$$q''_{CHF} = 0.9(1 - \alpha_v) \frac{\pi}{24} H_{fg} \rho_g^{0.5} \left[g_c g \sigma (\rho_f - \rho_g) \right]^{0.25}$$

この領域の限界熱流束は、上式と($G < 30 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sec}$)で計算された強制対流DNB熱流束との大きいほうが取られる。

強制対流DNB

強制対流DNBは、質量流束が高い($G > 30 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sec}$)場合に選択されるが、流動様式は環状液膜流ではない。限界熱流束は、Biasiの相関式によって与えられる。この相関式は、以下の低クオリティCHFの式と高クオリティCHFの式からなり、そのうち大きい値の方が限界熱流束となる。

$$q''_{B1} = (5969500) G^{-1/6} \left[F(P) G^{-1/6} - x \right] D_h^{-n}$$

$$q''_{B2} = (11980000) H(P) (1 - x) D_h^{-n} G^{-0.6}$$

ここで、

q'' : 限界熱流束(Btu/hr-ft²)

G : 質量流束(g/cm²sec)

D_h : 水力的等価直径(cm)

P : 圧力(bars)

x : クオリティ

n : $D_h < 1.0 \text{ cm}$ なら、 $n=0.6$

$D_h > 1.0 \text{ cm}$ なら、 $n=0.4$

$$F(P) = 0.7249 + 0.099P \cdot \exp(-0.032P)$$

$$H(P) = -1.159 + 0.149P \cdot \exp(-0.019P) + 8.99P(10 + P^2)^{-1}$$

環状液膜ドライアウト

もし環状流が存在する場合には、DNBが環状液膜のドライアウトによって生じる。この領域では、熱流束は相関式で制限されるのではなく、むしろ液膜がドライアウトするまでは強制対流蒸発が存在する。液膜ドライアウトは、液膜流量、熱流束、そしてエントレインメント/デエントレインメント率の複雑な関数であり、水力的方程式を解くことにより決定される。このアプローチは、Whalleyらにより開発され、Bennettの単管試験の解析へ十分適用できることが確認されている。

熱伝達パッケージの他の部分と整合させるため、環状液膜ドライアウトのCHF点を決定しなければならない。壁面過熱が75°Fになると、CHFがZuberの式で与えられる。膜沸騰は液膜ドライアウトによって制限されるために、この定義には影響しない。

以上のように、限界熱流束は、環状液膜ドライアウト領域、プール沸騰領域、強制対流DNB領域にランプされる。

限界熱流束温度

沸騰曲線を定義するために、CHFが発生する表面温度を知る必要がある。Chenの核沸騰相関式からの熱流束が限界熱流束と等しくなる壁温を算出するために繰り返し計算が使用される。つまり、

$$q''_{CHEN}(T_{CHF}) = q''_{CHF} \quad \text{となる。}$$

モデルとしては、Biasiの相関式をまず計算し、Biasiの限界熱流束を計算する。

$$q''_{CHF,Biasi} = \max \begin{cases} q''_{B1} \\ q''_{B2} \\ 90000 \text{ BTU/hr-ft}^2 \end{cases}$$

ここで、 q''_{B1}, q''_{B2} は前述の式で求められる。

また、Zuberの限界熱流束は以下のように計算される。

$$q''_{CHF,Zuber} = 0.15 H_{fg} \rho_g^{0.5} \left[g_c g \sigma (\rho_f - \rho_g) \right]^{0.25} \max \left\{ \begin{matrix} (1 - \alpha_v) \\ 0.2 \end{matrix} \right\}$$

この式中の定数0.15は前述の式の0.1178とは異なる。この定数はオリジナルのZuberの式の値よりも大きいものである。しかし、Zuberのデータから分かるのは拡張係数は0.10~0.24の間であるという事だけである。この間の平均値を取ると、0.17であり、これにLienhard and Dhir(1973)の推奨する鉛直のロッド形状に対する定数0.9をかけてやると、値は $0.153 \approx 0.15$ となる。

低流量では、限界熱流束は質量流量によって線形にランプする。

$$q_{CHF}^{**} = \begin{cases} q_{CHF,Biasi}'' , G \geq 30 \text{ g/cm}^2 - \text{sec} \\ q_{CHF,Zuber}'' + \frac{G}{30} (q_{CHF,Biasi}'' - q_{CHF,Zuber}'') , G < 30 \text{ g/cm}^2 - \text{sec} \end{cases}$$

もし流れが環状ドライアウトに近づけば、 q_{CHF}^{**} は $\alpha_\ell < 0.01$ の範囲では線形に減少する。

$$q_{CHF}^{***} = q_{CHF}^{**} F_D$$

ここで、

$$F_D = \begin{cases} \max \begin{cases} 200(\alpha_\ell - 0.005) \\ 0.2 \end{cases} & \text{if } \alpha_\ell < 0.01 \\ 1.0 & \text{if } \alpha_\ell \geq 0.01 \end{cases}$$

さらに壁面での限界熱流束は気相への熱流束とほぼ同等の条件を含んでいる。

$$\tilde{q}_{CHF}'' = F_v q_{CHF}^{***} + (1 - F_v) 50 h_{wv}$$

ここで

$$h_{wv} = \max \begin{cases} 0.023 Re_v^{0.8} Pr_v^{0.4} \left(\frac{k_v}{D_h} \right) \\ 7.86 \left(\frac{k_v}{D_h} \right) \end{cases}$$

$$F_v = \min \begin{cases} 1.0 \\ 100(1 - \alpha_v) \end{cases}$$

(2) 最小膜沸騰温度

遷移沸騰領域は、CHF点（これ以下だと壁面は連続的に濡れており、核沸騰が存在する）と最小膜沸騰点（これ以上だと液は壁面を濡らすことができず、膜沸騰が存在する）で境界付けされる。最小膜沸騰温度は、平衡核温度 T_{hn} に等しい瞬時接触温度である壁温であると仮定される。表面熱物性値の影響を考慮した接触温度の修正をおこなうことで、最小膜沸騰温度は

$$T_{MIN,hn} = T_{hn} + (T_{hn} - T_{\ell}) \left[\frac{(k_{\rho} C_p)_{\ell}}{(k_{\rho} C_p)_w} \right]^{1/2}$$

ここで、平衡核温度は単純な曲線にそった圧力の関数として与えられる。

$$T_{hn} = 705.44 - (4.722E-2)\Delta P_{crit} + (2.3907E-5)\Delta P_{crit}^2 - (5.8193E-9)\Delta P_{crit}^3$$

$$\text{ただし, } \Delta P_{crit} = (3203.6 - P)$$

最小膜沸騰温度は、上記の式と以下の Henry による修正 Berenson 相関式の大きい方が取られる。

$$T_{MIN,Henry} = T_B + 0.42(T_B - T_{\ell}) \left\{ \left[\frac{(k_{\rho} C_p)_{\ell}}{(k_{\rho} C_p)_w} \right]^{1/2} \left[\frac{H_{fg}}{C_{pw}(T_B - T_{sat})} \right] \right\}^{0.6}$$

ここで、

$$T_B = T_{sat} + 0.127 \frac{\rho_v H_{fg}}{k_v} \left[\frac{g(\rho_f - \rho_g)}{\rho_f + \rho_g} \right]^{2/3} \left[\frac{g_c \sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \right]^{1/2} \left[\frac{\mu_v}{g(\rho_f - \rho_g)} \right]^{1/3}$$

となる。

また、MCOBRA/TRAC では、すべての構造材(unheated structures)に対しては、 $T_{MIN} = 900^{\circ}F$ であり、熱構造材(heated structures)については、上記の式を考慮して以下のように決まる。

$$T_{MIN} = \max \left\{ \begin{array}{l} 1158 \\ \min \left\{ \begin{array}{l} T_{MIN,hn} \\ T_{MIN,Henry} \end{array} \right\} \\ 900 \quad ; \text{if } \alpha_v < 0.8 \\ 700 \quad ; \text{if } \alpha_v \geq 0.8 \end{array} \right.$$

(3) 蒸気単相への熱伝達

MCOBRA/TRAC コードの VESSEL コンポーネントでは、気相単相への熱伝達相関式として以下の相関式が用いられている。蒸気単相流と判定されるのは、流れのボイド率が > 0.9999 の時である。強制乱流に対しては Dittus-Boelter の相関式等、McAdams の自然対流に対する相関式、及び McAdams の強制層流に対する相関式である。燃料棒等の発熱構造材についてはこれらのうち、一番大きいものが選択される。

• Dittus-Boelter の式

$$h_{wv,DB} = 0.023 \left(\frac{k_v}{D_h} \right) \left(\frac{G_v D_h}{\mu_v} \right)^{0.8} (Pr_v)^n$$

但し、 $n=0.4$

• McAdams の自然対流の式

$$h_{wv,nc} = 0.13 \left(\frac{k_v}{L} \right) (Gr_v Pr_v)^{1/3}$$

• McAdams の層流の式 (Nusselt 数=10) 但し

$$h_{wv,lam} = 10 \left(\frac{k_v}{D_h} \right)$$

ただし、これらの式に使用されている変数は以下のように定義される。

$$Pr_v = \frac{\mu_v C_{pv}}{k_v}$$
$$Gr_v = \frac{g \beta \rho_v^2 |T_w - T_v| L^3}{\mu_v^2}$$

グリッドが流れの中にある場合、グリッドへの影響をモデルに含めるために熱伝達係数には F_{grid} という係数をかけて考える。

$$h_{wv,SPV} = F_{grid} h_{wv,FC}$$

気相への熱伝達だけがこの領域では計算されるので、液相の顕熱分、液相の潜熱分に関する熱伝達は考慮しない。

$$h_{wl,SPV} = 0$$

$$h_{wb,SPV} = 0$$

(4) 液单相流への熱伝達

MCOBRA/TRAC コードは、液单相流の場合の壁面からの熱伝達係数にはこの2つの相関式のうち、大きい方が用いられる。

・ Kim らの層流に対する相関式

$$h_{w\ell,lam} = 7.86 \left(\frac{k_\ell}{D_h} \right)$$

ただし、 k_ℓ は液相に対する流体熱伝導率である。

・ Dittus-Boelter の相関式

$$h_{w\ell,DB} = 0.023 \left(\frac{k_\ell}{D_h} \right) \left(\frac{G_\ell D_h}{\mu_\ell} \right)^{0.8} (Pr_\ell)^n$$

ただし、 $n=0.4$ 。

すべての液相物性値は、バルクの液相圧力とエンタルピにおける飽和での値を用いる。また、液相单相流において、 $T_\ell < T_{sat}$ の領域においては、沸騰は起こらないため、液相の潜熱分の熱伝達はないと考える。

(5) 核沸騰熱伝達

a. 飽和状態での核沸騰

壁面温度が飽和温度より高くかつCHF温度より低く、さらに液相がある場合に、液相の顕熱分への熱伝達はChenの核沸騰相関式によって求められる。

・Chenの式

$$h_{CHEN} = h_{FC} + h_{NB}$$

ここで,

$$h_{FC} = 0.023 F_{CHEN} \left(\frac{k_f}{D_h} \right) Re_\ell^{0.8} Pr^{0.4}$$

$$Re_\ell = \frac{G_\ell D_h}{\mu_f}$$

$$h_{NB} = 0.00122 S_{CHEN} \left(\frac{k_f^{0.79} C_{P_f}^{0.45} \rho_f^{0.49} g_c^{0.25}}{\sigma^{0.5} \mu_f^{0.29} H_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right) (T_w - T_f)^{0.24} (P_w - P_f)^{0.75}$$

ここで、 F_{CHEN} は Reynolds 係数であり、Martinelli 係数の逆数、 χ_{TT}^{-1} の関数として与えられる。また、 S_{CHEN} は沸騰サブプレッション係数である。 P_w は壁面における飽和圧力である。

Martinelli 係数の逆数が決まることにより、 F_{CHEN} および S_{CHEN} が決まる。

$$\chi_{TT}^{-1} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f} \right)^{0.1}$$

よって F_{CHEN} は、

$$F_{CHEN} = \max \begin{cases} 1.0 & ; x_{TT}^{-1} < 0.1 \\ 2.34 (\chi_{TT}^{-1} + 0.213)^{0.736} & ; x_{TT}^{-1} > 0.1 \end{cases}$$

沸騰サブプレッション係数は、

$$S_{CHEN} = \begin{cases} [1 + 0.12 Re_{2\phi}^{1.14}]^{-1} & ; Re_{2\phi} \leq 32.5 \\ [1 + 0.42 Re_{2\phi}^{0.78}]^{-1} & ; 32.5 < Re_{2\phi} < 50.9 \\ 0.1 & ; Re_{2\phi} > 50.9 \end{cases}$$

ここで、 $Re_{2\phi} = (10^{-4}) F_{CHEN}^{1.25} Re_\ell$

b. サブクール核沸騰

Chenの式は、飽和沸騰に対して開発された式であるが、サブクール核沸騰に対しても拡張して使用される。

(6) 遷移沸騰熱伝達

遷移沸騰領域は、限界熱流束(T_{CHR}, q''_{CHF})と最小膜沸騰点(T_{MIN}, q''_{MIN})の間にある領域であり、この領域では液相は壁面と断続的にのみ接触する。MCOBRA/TRAC のベッセル コンポーネントでは、遷移沸騰熱伝達率を3つのモデルを用いて評価した結果の最大値がそのときの遷移沸騰熱流束の計算に用いられる。

a. モデル1

モデル1は、遷移沸騰熱伝達は濡れた壁面と乾いた壁面の両方の熱伝達率の組み合わせで決まると考えて、以下の4つの要素、即ち、対流による気相への熱伝達、気相への輻射熱伝達、液滴への輻射熱伝達、液相への直接熱伝達を考慮するものである

対流による気相への熱伝達率は気相单相流の考え方から決定される。輻射熱伝達の項は、Sun, Gonzalez and Tien のモデルを使って求められる。直接熱伝達は、連続液相と液滴相について別々に直接接触熱伝達を考慮する。

b. モデル2

モデル2は、濡れた壁面と乾いた壁面の熱流束の合計を使って、遷移沸騰を表す。対流による気相への熱伝達、気相への輻射熱伝達はモデル1と同じ考え方とする。濡れた壁面の熱流束は、限界最小膜沸騰熱流束の関数として見なせるので、限界熱流束に係数を掛けて考慮する。

c. モデル3

モデル3は、クエンチフロントの近傍に適用される。上部クエンチの場合、ボイド率は非常に大きく(0.95~0.99)なっても、かなりの再冠水率を生み出す。モデル1と同様に、対流による気相への熱伝達、気相への輻射熱伝達、液滴への輻射熱伝達を考え、上部クエンチの考慮として、Zuber の限界熱流束の評価をベースに液相接触有効性を考慮するものである。

(7) 逆環状流膜沸騰熱伝達

MCOBRA/TRAC の Vessel の熱伝達パッケージでは、壁面が最小安定膜沸騰温度より大きい場合 ($T_w > T_{MIN}$)、および、ボイド率が 0.8 より小さい場合に逆環状流領域と見なす。

ボイド率が 0.6 より小さい場合、逆環状流膜沸騰熱伝達係数は、修正 Bromley の相関式を用いて求められる。また、ボイド率が $0.6 < \alpha_v \leq 0.8$ の場合、熱伝達率は、修正 Bromley の相関式と液滴分散流で決まる熱伝達率の内挿で決まる。

・修正 Bromley の式

$$h_{Brom} = 0.62 \left(\frac{D_h}{\lambda} \right)^{0.172} \left[\frac{k_g^3 \rho_g (\rho_f - \rho_g) H_{fg} g}{D_h \mu_g (T_w - T_{sat})} \right]^{1/4}$$

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{g_c \sigma}{g(\rho_f - \rho_g)}}$$

壁面からの輻射による熱流束 q''_{rwl} は次式で定義される。

$$q''_{rwl} = \frac{\sigma_{SB}}{\frac{1}{\epsilon_w} + \frac{1}{1 - \epsilon_\ell}} (T_w^4 - T_{sat}^4)$$

ここで、

σ_{SB} = ボルツマン定数

ϵ_w = 壁面からの輻射率

ϵ_ℓ = 液相からの輻射率

$\alpha < 0.6$ の場合は、逆環状流の熱流束は

$$q''_{IAFB} = q''_{Brom} + q''_{rwl}$$

$0.6 < \alpha_v \leq 0.8$ の場合、逆環状流熱流束は上記の q''_{IAFB} と次節の q''_{DFFB} の内挿によって求められる。

以上より、コードでの熱伝達率は以下のように求めることができる。

Bromley の膜沸騰熱流束は次式のように評価される。

$$q''_{Brom} = h_{Brom} (T_w - T_{sat})$$

Bromley の相関式は実験からできた式のため、 h_{Brom} には気相への熱伝達の影響も含まれている。よって、液相への熱流束は以下のように修正される。

$$q''_{wl} = q''_{Brom} - (h_{wv,FC} + h_{rvv}) (T_w - T_v)$$

ここで $h_{wv,FC}$, h_{rvv} , $q''_{dcht,e}$ はおののおの与えられる。

また、 q''_{wl} は液滴分散流熱流束と比較され、もし液滴分散流熱流束の方が大きければ、液滴分散流領域と見なす。

過熱蒸気及びそのボイド率を考慮すると、

$$F_{IAFB} = 1.11\alpha_v \sqrt{\frac{T_w - T_v}{T_w - T_{sat}}}$$

となり，Bromley の相関式より，液相，気相の分配が計算されて，

$$q''_{wl,Brom} = (1 - F_{IAFB})q''_{wl}$$

$$q''_{wv,Brom} = F_{IAFB}q''_{wv}$$

$\alpha_v < 0.6$ の場合，逆環状流膜沸騰領域(IAFB)となり，熱伝達は以下ようになる。

$$h_{wv,IAFB} = h_{wv,SPV} + h_{rwv} + \frac{q''_{wv,Brom}}{(T_w - T_v)}$$

$$h_{wl,IAFB} = h_{rwl}$$

$$h_{wb,IAFB} = \frac{q''_{wl,Brom}}{(T_w - T_{sat})}$$

逆環状流膜沸騰熱伝達と液滴分散流膜沸騰熱伝達の補間領域の扱い

$0.6 \leq \alpha_v \leq 0.8$ の場合，熱伝達係数はボイド率のランプ関数で修正 Bromley の熱流束と液滴分散流熱流束の内挿を行う。このボイド率の範囲では，熱伝達は逆環状分散流領域(IADF)と呼ばれる。

ランプ関数は

$$F_{IADF} = \frac{0.9 - \alpha_v}{0.3}$$

よって，IADF の熱伝達係数は

$$h_{wv,IADF} = (h_{wv,FC} + h_{rwv}) + \frac{q''_{wv,Brom}}{(T_w - T_v)}$$

$$h_{wl,IADF} = F_{IADF}h_{rwl} + (1 - F_{IADF})h_{rwe}$$

$$h_{wb,IADF} = F_{IADF} \frac{q''_{wl,Brom}}{(T_w - T_{sat})} + (1 - F_{IADF}) \frac{q''_{dcht,e}}{(T_w - T_{sat})}$$

壁温が上がると全体の熱伝達のつり合いは気相に移り，液相への直接接触熱伝達，輻射は減る。ボイド率が増加すると，液相への熱伝達は0に減少する。

(8) 液滴分散流領域での膜沸騰熱伝達

ボイド率が 0.8 より大きい場合は液滴分散流とされ、過熱蒸気による強制対流熱伝達が支配的となる。蒸気の過熱度はエントレインされた液滴の界面熱伝達率によって決まる。液滴分散流膜沸騰熱流束は4つの要素からなる。

$$q''_{DFFB} = q''_{c_{wv}} + q''_{r_{wv}} + q''_{r_{we}} + q''_{d_{cht,\ell}}$$

ここで、

$q''_{c_{wv}}$ = 気相への対流熱流束

$q''_{r_{wv}}$ = 気相への輻射熱流束

$q''_{r_{we}}$ = 液滴への輻射熱流束

$q''_{d_{cht,\ell}}$ = 液滴と壁面の直接接触熱伝達

a. 気相への強制対流

MCOBRA/TRAC では、噴霧流における気相への対流流束膜沸騰は次のようになる。

$$q''_{c_{wv}} = F_{2\Phi} F_{grid} h_{wv,FC} (T_w - T_v)$$

ここで、

$h_{wv,FC}$ = 蒸気単相への熱伝達係数

$F_{2\Phi}$ = 2相に対する *enhancement factor*

F_{grid} = グリッドの熱伝達に対する *enhancement factor*

* 2相に対する冷却促進効果

液滴分散流における2相での冷却促進効果は、Kays の考えに従い、壁面の剪断力と熱伝達の間類似性から考慮する。

壁面剪断力は以下のように表せる。

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho_v f_w \frac{U_v^2}{D_h}$$

また、液滴による界面剪断力は

$$\tau_d = \frac{3}{4} \alpha_e \rho_v C_{Dd} \frac{(U_v - U_d)^2}{D_d}$$

よって、2相噴霧流領域での全剪断力は $\tau_{2\Phi} = \tau_w + \tau_d$ となる。

ここで、
 f_w = 壁面摩擦係数
 $= 0.0791 / Re_v^{0.25}$

C_{Dd} = 液滴摩擦係数

D_d = 液滴直径

α_e = エントレインした液滴の体積割合

さらに、運動量と熱伝達の類似から、乱流の対流熱伝達率は Kays により、剪断力の2乗根に比例するので、

$$h_{wv,SPV} \propto \sqrt{\tau_w}$$

2相の冷却促進係数は2相液滴分散流領域での気相単相への対流熱伝達の割合として定義

できるので,

$$F_{2\Phi} = \frac{h_{wv,2\Phi}}{h_{wv,SPV}} = \sqrt{\frac{\tau_{2\Phi}}{\tau_w}}$$

*グリッドの熱伝達促進係数 r

MCOBRA/TRAC で用いているグリッドの熱伝達促進係数の相関式は、以下に示す、Yao,Hochreiter,and Leech らの作った式である。

$$F_{grid} = \frac{Nu_X}{Nu_0} = 1 + 5.55a_r^2 \exp(-0.13 \cdot X / D_h)$$

ここで, a_r = グリッドによってブロックされるチャンネルの割合

X = グリッドからの距離

Nu_0 = グリッドの影響が無い場合の单相熱伝達のヌッセルト数

b. 液滴分散流における輻射熱伝達

液滴分散流膜沸騰領域での気相や液滴への輻射熱伝達については Sun,Gonzalez ,and Tien のモデルが使われている。

c. 液滴直接接触熱流束

液滴分散流における直接接触熱伝達は、Forsland and Rohsenow のモデルを使って行われる。

$$q''_{dcht,e} = (0.2)(1.276)(1 - \alpha_v)^{2/3} \left[\frac{g \rho_f \rho_g H_{fg}^* k_g^3}{(T_w - T_{sat}) \mu_g D_d} \right]^{1/4} (T_w - T_{sat})$$

$$\text{ここで, } H_{fg}^* = \frac{H_{fg}}{\left(1 + 0.35 \frac{C_{p_v} (T_w - T_{sat})}{H_{fg}} \right)^3}$$

(9) 輻射熱伝達

輻射による熱伝達は、壁面から気相や液滴までの間、また、逆環状流においては壁面から連続した液相までの間で計算される。

気相や液滴からの輻射は Sun, Gonzalez, and Tien の開発したモデルが使われる。このモデルでは液滴分散流において、壁面、気相および液滴は、輻射熱伝達の回路の中では1つのノードとして扱う。

(10) グリッドリウエットモデル

グリッド温度の評価には、グリッドにおいては隣接燃料ロッドと気相は見かけ上平衡していると仮定している。よって、輻射によるロッドからグリッドへの熱伝達はグリッドから気相への対流と等しいと仮定している。そのため、

$$q''_{rwg} = h_{gv}(T_{grid} - T_v)$$

式を変形するとグリッド温度は、

$$T_{grid} = T_v + \frac{q''_{rwg}}{h_{gv}}$$

ここで、 h_{gv} = グリッドから気相への対流熱伝達

q''_{rwg} = ロッドからグリッドへの輻射熱流束

輻射によるロッドからグリッドへの熱伝達は

$$q''_{rwg} = \frac{\sigma_{SB}(T_w^4 - T_{grid}^4)}{\frac{1}{\epsilon_w} + \frac{1 - \epsilon_{grid}}{\epsilon_{grid}} \left(\frac{D_{rod}}{D_{grid}} \right)}$$

ここで、 D_{rod} = ロッドの直径

D_{grid} = グリッドのセルの直径と同値

グリッドは、もし十分な量の液体があり T_{grid} が最小膜沸騰温度 T_{MIN} 以下になった場合にはリウエットを仮定する。

2.3.15 1次元モデル 壁面熱伝達モデル

MCOBRA/TRACの1次冷却系モデルの壁面熱伝達係数計算ロジックは、TRAC-PD2と同じ方法を用いている。MCOBRA/TRACでは、次の8つの熱伝達モードが考慮されており、壁面温度、流体条件に対応して適切な熱伝達モードが選定され、壁面からの熱放出が計算される。

- ① 単相流への強制対流
- ② 核沸騰
- ③ 遷移沸騰
- ④ 膜沸騰
- ⑤ 蒸気単相流への対流
- ⑥ 2相流への対流
- ⑦ 凝縮
- ⑧ 液単相流への自然対流

(1) 最小膜沸騰温度

【構成方程式全体】

最小安定膜沸騰温度(T_{min})は、沸騰曲線上での遷移沸騰と膜沸騰領域の転換温度であり、均質核生成温度と I_{ioeje} 等の相関式の最大値とする。

$$T_{MIN} = \max imum \{ T_{MIN,Jn}, T_{MIN,I} \}$$

① 均質核生成温度

$$T_{MIN,Jn} = T_{crit} + (T_{crit} - T_l) R^{1/2}$$

T_{crit} : 限界温度(=705.2° F)

R:流体温度及び壁面温度での流体の物性値の比

$$R = \frac{(\kappa \rho c_p)_l}{(\kappa \rho c_p)_w}$$

② I_{ioeje} 等の相関式

$$T_{MIN,I} = T_{sat} + 0.29 \Delta T_B (1.0 - 0.295 \chi^{2.45}) \left\{ 1.0 + (G * 10^{-4})^{0.49} \right\}$$

$$\Delta T_B = 0.127 \frac{\rho_v H_{fg}}{\kappa_v} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l + \rho_v} \right]^{2/3} \left[\frac{g_c \sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0.5} \left[\frac{\mu_l}{g_0(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/3}$$

χ : 平衡クオリティ

安定な最小膜沸騰点での熱流束は次式で計算する。

$$q_{MIN} = (h_{rwl} + h_{diff})(T_{MIN} - T_l) + h_{wv,fb}(T_{MIN} - T_v)$$

h_{rwl} : 輻射項

$$h_{rwl} = (1 - \alpha) \sigma_{SB} \epsilon_w \frac{T_{MIN}^4 - T_{sat}^4}{T_{MIN} - T_{sat}}$$

(2) 限界熱流束

【構成方程式全体】

限界熱流束は、低質量速度、高ボイド率で修正した Biasi 相関式から計算される。

$$q_{CHF, Biasi}'' = \max \text{mum} \left\{ \begin{array}{l} q_{B1}' \\ q_{B2}' (\text{Biasiの式}) \end{array} \right\}$$

① 低クオリティ領域

$$q_{B1}' = \frac{1883}{D_h^m G^{1/6}} \left\{ \frac{F(P)}{G^{1/6}} - x \right\}$$

② 高クオリティ領域

$$q_{B2}' = \frac{3780}{D_h^m G^{0.6}} H(P)(1-x)$$

$m=0.4$ for $D_h \geq 1\text{cm}$, 0.6 for $D_h < 1\text{cm}$

$F(P)=0.7249+0.099P \exp(-0.032P)$

$H(P)=-1.159+8.99P/(10+P^2)+0.149\exp(-0.019P)$

D_h = 直径(cm)

G = 質量流束(g/cm²/sec)

P = 圧力 (bar)

X = 平衡クオリティ

(3) 蒸気単相対流熱伝達
【構成方程式全体】

$$h_{wv,SPV} = \max imum(h_{wv,inc}, h_{wv,tfc})$$

① McAdams の乱流自然対流熱伝達係数 $h_{wv,tnc}$

$$h_{wl,inc} = 0.13 (Gr_v Pr_v)^{1/3} \frac{k_v}{D_h}$$

$$Gr_v = \frac{g_c \beta \rho_v^2 |T_w - T_v| D_h^3}{\mu_v^2}$$

$$\beta = 1/T_v$$

② Dittus-Boelter の強制対流熱伝達係数 $h_{wv,tfc}$

$$h_{wv,inc} = 0.023 Re_v^{0.8} Pr_v^{1/3} \left(\frac{k_v}{D_h} \right)$$

$$Re_v = \frac{\rho_v |U_v| D_h}{\mu_v}$$

(4) 蒸気単相強制熱伝達

【構成方程式全体】

- ・ 気相への熱伝達

$$h_{mw,nc} = 0.0$$

- ・ 液相への熱伝達

$$h_{wl,nc} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} h_{wl,tfc} \\ h_{wl,tfc} \end{array} \right\}$$

③ 層流に対する熱伝達係数：Rohsenow and Choi の理論解析式

$$h_{wl,tfc} = 4.0 \frac{k_l}{D_h}$$

④ 乱流に対する熱伝達係数：Dittus-Boelter の式

$$h_{wl,tfc} = 0.023 \frac{k_l}{D_h} Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4}$$

$$\text{液相のレイノルズ数： } Re_l = \frac{\rho_l U_l D_h}{\mu_l}$$

$$\text{液相のグラフホフ数： } Gr_l = \frac{g_c \beta |T_w - T_l| \rho_l^2 D_h^3}{\mu_l^2}$$

(5) 二相混合流への熱伝達

【構成方程式全体】

限界熱流束(CHF)の計算を無視する計算を仮定する場合は、以下の扱いとする。

液相への熱伝達

$$h_{wv,2\phi} = \max imum(h_{wl,jfc}, h_{wl,tfc})$$

① Rohsenow-Choi の層流強制対流の式

$$h_{wl,jfc} = \frac{4.0k_l}{D_h}$$

② Dittus-Boelter の乱流強制対流相関式

$$h_{wv,tfc} = 0.023 \frac{k_l}{D_h} Re_m^{0.8} Pr_l^{0.4}$$

$$\text{プラントル数} : Pr_l = \frac{C_{pl}\mu_l}{k_l}$$

$$\text{レイノルズ数} : Re_m = \frac{G_m D_h}{\mu_m}$$

μ_m : McAdams, Woods, Bryan が提案した二相流体の粘性係数

$$\mu_m = \frac{1}{\frac{\chi}{\mu_v} + \frac{1-\chi}{\mu_l}}$$

・ 蒸気相への熱伝達

$$h_{wv,2\phi} = \max imum(h_{wv,tnc}, h_{wv,tfc})$$

① 乱流自然対流熱伝達係数

$$h_{wv,tnc} = 0.13k_v \left\{ \frac{\rho_v^2 g |T_w - T_v|}{\mu_v^2 T_v} \right\}^{0.3333} (Pr_v)^{0.333}$$

② Dittus-Boelter の乱流強制対流相関式

$$h_{wv,tfc} = 0.023 \frac{k_v}{D_h} Re_v^{0.8} Pr_v^{1/3}$$

$$\text{プラントル数} : Pr_v = \frac{C_{pv}\mu_v}{k_v}$$

$$\text{レイノルズ数} : Re_v = \frac{\rho_v U_v D_h}{\mu_v}$$

(6) 核沸騰

【構成方程式全体】

・ 気相への熱伝達

高ボイド率の場合にのみ、蒸気単相の場合との線形内挿を仮定して考慮する。

・ 液相への熱伝達 : Chen の相関式

$$h_{CHEN} = h_{jfc} + \min imum \left(1, \frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_l} \right) h_{mcb}$$

$(T_w - T_{sat}) / (T_w - T_l)$: Chen の相関式は、飽和状態を仮定して作られた式であるため、相関

式の核沸騰項: h_{nucb} にサブクール液相に対する h_{nucb} を調整するための温度比をかける。

① 強制対流項 修正 Dittus-Boelter の式

$$h_{forc} = 0.023 \frac{k_l}{D_h} \left(\frac{|U_l| \rho_l (1-\alpha) D_h}{\mu_l} \right) \left(\frac{\mu C_p}{k} \right)_l^{0.5} F_{CHEN}$$

F_{CHEN} : 気泡発生による攪拌効果を考慮し強制対流項を増加させる定数

$$F_{CHEN} = 1.0, \text{ for } x_{TT}^{-1} \leq 0.10$$

$$F_{CHEN} = 2.35 (x_{TT}^{-1} + 0.213)^{0.736}, \text{ for } x_{TT}^{-1} > 0.10$$

$$x_{TT}^{-1} = (\text{Martinelli factor})^{-1} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f} \right)^{0.1}$$

② 核沸騰項 Forster と Zuber のプール沸騰の解析を基にした式

$$h_{nucb} = 0.00122 \frac{k_l^{0.79} C_{pl}^{0.45} \rho_f^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_f^{0.29} H_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} (T_w - T_{sat})^{0.24} (P_w - P)^{0.75} S_{CHEN}$$

S_{CHEN} 沸騰抑制係数

$$S_{CHEN} = (1 + 0.12 \text{Re}_{2\Phi}^{1.14})^{-1}, \text{Re}_{2\Phi} \leq 32.5$$

$$S_{CHEN} = (1 + 0.42 \text{Re}_{2\Phi}^{0.78})^{-1}, 32.5 \leq \text{Re}_{2\Phi} \leq 70.0$$

二相のレイノルズ数

$$\text{Re}_{2\Phi} = 10^{-4} \frac{|U_l| \rho_l (1-\alpha) D_h}{\mu_l} F_{CHEN}^{1.25}$$

(7) 液单相自然対流

【構成方程式全体】

・ 気相への熱伝達

$$h_{mw,nc} = 0.0$$

・ 液相への熱伝達

$$h_{wl,nc} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} h_{wl,Inc} \\ h_{wl,nc} \end{array} \right\}$$

⑤ 自然層流対流に対する熱伝達係数 : McAdams の相関式

$$h_{wl,Inc} = 0.59 (Gr_l Pr_l)^{1/4} \frac{k_l}{D_h}$$

$$(Gr_l Pr_l) \leq 10^9$$

⑥ 自然乱流対流に対する熱伝達係数 : Holman の相関式

$$h_{wl,nc} = 0.10 (Gr_l Pr_l)^{1/3} \frac{k_l}{D_h}$$

$$\text{液相のレイノルズ数 : } \text{Re}_l = \frac{\rho_l U_l D_h}{\mu_l}$$

$$\text{液相のグラフホフ数 : } Gr_l = \frac{g_c \beta |T_w - T_l| \rho_l^2 D_h^3}{\mu_l^2}$$

(8) 液単相強制対流

【構成方程式全体】

- ・ 気相への熱伝達

$$h_{nw,nc} = 0.0$$

- ・ 液相への熱伝達

$$h_{wl,nc} = \maximum \left\{ \begin{array}{l} h_{wl,ffc} \\ h_{wl,ffc} \end{array} \right\}$$

⑦ 層流に対する熱伝達係数：Rohsenow and Choi の理論解析式

$$h_{wl,ffc} = 4.0 \frac{k_l}{D_h}$$

⑧ 乱流に対する熱伝達係数：Dittus-Boelter の式

$$h_{wl,ffc} = 0.023 \frac{k_l}{D_h} \text{Re}_l^{0.8} \text{Pr}_l^{0.4}$$

$$\text{液相のレイノルズ数} : \text{Re}_l = \frac{\rho_l U_l D_h}{\mu_l}$$

$$\text{液相のグラフホフ数} : \text{Gr}_l = \frac{g_c \beta |T_w - T_l| \rho_l^2 D_h^3}{\mu_l^2}$$

(9) 遷移沸騰

【構成方程式全体】

遷移沸騰は、核沸騰熱伝達成分と膜沸騰熱伝達成分から構成されていると仮定する。
各成分は、壁面の濡れ割合(Fwet)で重み付けられて加算される。

Jones and Bankoff の式 (1977)

$$q_{tb}'' = F_{wet} q_{CHF}'' + (1 - F_{wet}) q_{MIN}''$$

$$F_{wet} = \left(\frac{T_w - T_{MIN}}{T_{CHF} - T_{MIN}} \right)$$

遷移沸騰熱伝達係数は、上式から求めた値より以下の式で計算される。

$$h_{tb} = q_{tb}'' (T_w - T_l)$$

T_{MIN} 最小安定膜沸騰点の壁面温度

Q_{MIN} 壁面温度での熱流束

- ・ 蒸気相への熱伝達係数：膜沸騰熱伝達係数を仮定する。

$$h_{wv,tb} = \maximum \{ h_{wv}, B_{rom}, h_{wv,nc}, h_{wv,BR} \}$$

- ・ 液相への熱伝達係数

$$h_{wl,tb} = \frac{h_{tb}(T_w - T_l) - h_{wv}(T_w - T_v)}{T_w - T_l}$$

(10) 膜沸騰熱伝達

【構成方程式全体】

- ・ 液相への熱伝達

輻射と噴霧流膜沸騰熱伝達の2つの成分の和として計算する。

$$h_{wl,fb} = h_{rwl} \frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_l} + h_{dffb}$$

① 輻射項

$$h_{rwl} = (1 - \alpha) \sigma_{SB} \varepsilon_w \frac{T_w^4 - T_{sat}^4}{T_w - T_{sat}}$$

ε_w は壁面射出率 0.84 を仮定している。

② 噴霧流膜沸騰熱伝達 (修正 Forslund-Rohsenow の式)

$$h_{dffb} = c_1 c_2 \left\{ (1 - \alpha_v) F_e \right\}^{2/3} \left\{ \frac{\rho_v \rho_l g k_v^3 H'_{fg}}{\mu_v (T_v - T_{sat}) D_d} \right\}^{0.25} \frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_l}$$

H_{fg} : 過熱蒸気を考慮した修正潜熱

$$H'_{fg} = H_{fg} + 0.5 C_{pv} (T_v - T_{sat})$$

$$D_d = \frac{We_d \sigma}{\rho_v (U_v - U_d)^2}$$

D_d : 液滴の直径 (限界 We 数は 4.0 を仮定)

(0.1mm < D_d < 1mm)

F_e : 液体巻き込み (エントレインメント) 割合

$$F_e = 1.0 - \exp(-0.23(|U_v| - U_{r,e}))$$

$|U_r| > U_{r,e}$ の場合

$$U_{r,e} = 3.65 \left\{ \frac{(\rho_l - \rho_v) \sigma}{\rho_v^2} \right\}$$

$$F_e = 0$$

$|U_r| \leq U_{r,e}$

・ 蒸気相への熱伝達

$$h_{wb,fb} = \max imum \left\{ h_{wv,nc}, h_{wv,Brown}, h_{wv,DR} \right\}$$

① McAdams の自然対流熱伝達

$$h_{wv,nc} = 0.13 k_v \left\{ \frac{\rho_v^2 g_c (T_w - T_v)}{\mu_v^2 T_v} \right\}^{1/3} Pr^{1/3}$$

β : 体積膨張率

$$\beta = 1/T_v$$

② Bromley の相関式

$$h_{wv,Brown} = 0.62 \left\{ \frac{\rho_v k_v^3 (\rho_l - \rho_v) g H_{fg}}{\mu_v (T_w - T_{sat}) \lambda} \right\}^{0.25}$$

臨界波長

$$\lambda = 2\pi \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right\}^{1/2}$$

③ Dougall-Rohsenow の相関式

$$h_{wv,DR} = 0.023 \frac{k_v}{D_h} \left[\rho_v \frac{\{\alpha_v U_v + (1-\alpha_v) U_l\} D_h}{\mu_v} \right]^{0.8} (\text{Pr}_v)^{0.4}$$

(11) 凝縮熱伝達

【構成方程式全体】

凝縮熱伝達領域は、以下の条件が満足される時に仮定する。

$$T_w < T_{sat}$$

$$T_w < T_l$$

$$\alpha < 0.005$$

1. $X_{CHEN} < x < 1.0$ の場合

X_{CHEN} : クオリティとして x の最小値 (=0.71) (Chen の相関式より求められたデータ Collier and Thome(1994)の表)

- ・ 蒸気相への熱伝達

$$h_{wv,cond} = \frac{x - x_{CHEN}}{1 - x_{CHEN}} \max \{ h_{wv,mc}, h_{wv,ffc} \}$$

① McAdams(1954)の相関式

$$h_{wv,mc} = 0.13 \frac{k_v}{D_h} Gr_v^{1/3} Pr_v^{1/3}$$

② Dittus-Boelter(1930)の式

$$h_{wv,ffc} = 0.023 \frac{k_v}{D_h} \left[\frac{\rho_v U_v D_h}{\mu_v} \right]^{0.8} (\text{Pr}_v)^{0.4} F_{CHEN}$$

F_{CHEN} は核沸騰の項参照

- ・ 液相への熱伝達

$$h_{wl,cond} = h_{wl} + (0 - h_{wl}) \frac{x - x_{CHEN}}{1.0 - x_{CHEN}}$$

$$h_{wl} = \max \{ h_{wl,ffc}, h_{wl,ffc} \}$$

①管内層流強制対流の Rohsenow and Choi(1961) の式

$$h_{wv,ffc} = 4.0 \frac{k_l}{D_h}$$

②Chen のサブレーション係数を 0.0 とした Chen の相関式

$$h_{wv,ffc} = 0.023 \frac{k_l}{D_h} \left\{ \frac{\rho_l U_l (1.0 - \alpha) D_h}{\mu_l} \right\}^{0.8} (\text{Pr}_l)^{0.4} F_{CHEN}$$

2. $X < X_{CHEN}$

- ・ 気相への熱伝達

$$h_{wv,cond} = 0.0$$

- ・ 液相への熱伝達

$$h_{wv,cond} = \max \{ h_{wv,ffc}, h_{wv,ffc} \}$$

① 管内層流強制対流の Rohsenow and Choi(1961)の式

② Chen のサブレーション係数を 0.0 とした Chen の相関式

$$h_{wv,fc} = 0.023 \frac{k_l}{D_h} \left\{ \frac{\rho_l U_l (1.0 - \alpha) D_h}{\mu_l} \right\}^{0.8} (\text{Pr}_l)^{0.4} F_{CHEN}$$

F_{CHEN} は核沸騰の項を参照

2.3.16 1次元モデル 気液界面積モデル

(1) 流動様式 気泡流 (ボイド率 $0.0 < \alpha_g \leq 0.3$ 、流量 $2700 \text{ kg/m}^2 \text{ sec}$ 以上 $\alpha_g 0.5$ 以下)

【構成方程式全体】

一様な気泡の分布を仮定し、セル内気液界面積は、次式となる。

$$A'_{i,bubbly} = \frac{6\alpha}{D_b} V_c = \left[6\alpha V_c \frac{\rho_l U_r^2}{We_b \sigma} \right]$$

ここで、気泡の We 数が一定と仮定して計算

V_c はセルの体積

$$We_b = \frac{\rho_l U_r^2 D_b}{\sigma} = 7.5$$

$We_b = 7.5$ の値は CREARE 低サブクールダウンカメラ実験の TRAC による予測計算より求められた。

最小気泡数密度に基づく表面積は

$$A''_{i,bubbly} = 4.83598 \alpha^{2/3} N_{b,\min}^{1/3} V_c f(T_l)$$

(最小気泡数密度 $N_{b,\min} = 1 \times 10^{10} \text{ bubbles/m}^3$)

(2) 流動様式 スラグ流 (ボイド率 $0.3 < \alpha_g \leq 0.5$ 、流量 $2000 \text{ kg/m}^2 \text{ sec}$ 以下)

【構成方程式全体】

スラグ流領域については、We 数から決まる小気泡の界面積と流路水力直径から決まる大きな蒸気スラグの界面積の線形結合により計算される。

$$A'_{i,bubbly} = 6\alpha'_b V_c \frac{\rho_l U_r^2}{We_{b,crit} \sigma}$$

α'_b 小気泡のボイド率 = $0.45 - 0.5\alpha$

気泡流と同様に最小気泡数密度の制限を考慮し $A_{i,bubbly}$ を求める。

・ 気泡スラグ部に対する界面積

$$A_{i,slug} = \frac{(\alpha - \alpha'_b)}{D_h} V_c = 0.25(\alpha - \alpha'_b) P_w \Delta X$$

$$D_h = \frac{4A}{P_w} V_c = A \Delta X$$

壁面界面積の 1/4 と仮定する。

(3) 流動様式 チャーン流 (ボイド率 $0.5 < \alpha < 0.75$)

【構成方程式全体】

チャーン流は、気泡流/スラグ流と環状噴霧流の間の遷移領域として、簡略的に扱われる。(遷移が滑らかになるように重み係数を考慮して計算)

$$A_{i, churn} = (1 - \alpha') A_{i, bs} + \alpha' A_{i, am}$$

$$\alpha' : \text{重み係数} = 3(4\alpha - 2)^2 - 2(4\alpha - 2)^3$$

$A_{i, bs}$ $\alpha = 0.5$ の時の気泡/スラグ流の界面積

$A_{i, am}$ $\alpha = 0.75$ の環状噴霧流の界面積

(4) 流動様式 環状噴霧流 (ボイド率 $0.75 < \alpha < g$)

【構成方程式全体】

・ 液滴に対する界面積は

$$A'_{i, mist} = 6F_e (1 - \alpha) V_c \rho_v \frac{U_r^2}{We_d \sigma}$$

小液滴の界面積が小さすぎると過大な非平衡性が発生しうる。このため、最小液滴密度を仮定して次の式となっている。

$$A^*_{i, mist} = 4.83598 V_c \{F_e (1 - \alpha)\}^{2/3} N_{d, min}^{1/3}$$

$$A_{i, mist} = \max \text{mum} \left\{ \begin{array}{l} A'_{i, mist} \\ A^*_{i, mist} \end{array} \right\}$$

・ 液膜に対する界面積は

$$A_{i, film} = (1 - F_e) \pi D_h \Delta X$$

従って、この流動様式に対する界面積は

$$A_i = A_{i, mist} + A_{i, film}$$

2.3.17 1次元モデル 気液界面熱伝達

(1) 流動様式 気泡流 (ボイド率 $0.0 < \alpha_g \leq 0.3$ 、流量 $2700 \text{ kg/m}^2 \text{ sec}$ 以上 $\alpha_g 0.5$ 以下)

【構成方程式全体】

1. サブクール状態の液相側の熱伝達係数 ALV_{bubbly}

$$ALV_{\text{bubbly},SCL} = \min imum \left\{ \begin{array}{l} 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r A_w \\ 100000 A_w \\ h_{i,\max} A_w \end{array} \right\}$$

A_w : 壁面の表面積

① 第1式

$$h_{i,SCL} = 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r$$

Santon 定数

$$St = \frac{h_i}{\rho_l C_{pl} U_r} = 0.0035$$

② 第3式 拡散により制限される熱伝達係数

$$h_{i,\max} = \frac{f \rho_v U_r h_{fg}}{T_{sat} - T_l}$$

2. 過熱状態の液相側の熱伝達係数 ALV_{bubbly}

$$ALV_{\text{bubbly},SHL} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} F_{SHL} A_{i,\text{bubbly}} * \max \left\{ \begin{array}{l} h_{i,SHL} \\ h_{i,SHL}^* \end{array} \right\} \\ 1000 A_w \end{array} \right\}$$

係数 F_{SHL} : 液相を飽和させるための関数

$$F_{SHL} = 1.0 + 500 (T_l - T_{sat})^2$$

ここで、おのおのの界面熱伝達係数は

① 修正 Lee-Ryley の相関式

$$h_{i,SHL} = \frac{k_l}{D_b} (2.0 + 0.74 \text{Re}_b^{1/2})$$

$$\text{Re}_b = \frac{\rho_l U_r D_b}{\mu_l}$$

オリジナルの Lee-Ryley の相関式(1968)との差は、気相の物性値が液相の物性値と置き換わっていること、また、液相の Pr 数を 1.0 と仮定。さらに、気泡は液体のようにふるまうと仮定している。

② Plesset and Zwick の気泡成長モデルをベースにしたモデル

$$h_{i,SHL}^* = \left(\frac{k_l}{D_b} \right) \frac{12}{\pi} (T_l - T_{sat}) \frac{\rho_l C_{pf}}{\rho_v (H_v - H_l)}$$

3. 過熱蒸気側の熱伝達係数 $CHTI_{\text{bubbly}}$

$$CHTI_{bubbly,SHV} = h_{i,SHV} A_{i,bubbly}$$

$$h_{i,SHV} = 10 \frac{k_v}{D_b}$$

Nu 数を 10.0 と仮定

4. サブクール蒸気側の熱伝達係数 $CHTI_{bubbly}$

$$CHTI_{bubbly,SCV} = \maximum \left\{ \begin{array}{l} F_{SCV} CHTI_{bubbly,SHV} \\ 1000 A_w \end{array} \right\}$$

係数 F_{SCV} : 蒸気を飽和させるための関数

$$F_{SCV} = 1.0 + 500(T_{sat} - T_v)^2$$

$$h_{i,SCV} = 10 \frac{k_v}{D_b}$$

Nu 数は 10.0 と仮定

(2) 流動様式 スラッグ流 (ボイド率 $0.3 < \alpha_g \leq 0.5$)

【構成方程式全体】

1. サブクール状態の液相側の熱伝達係数 ALV_{bubbly}

$$ALV_{bubbly,SCL} = \min imum \left\{ \begin{array}{l} 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r A_w \\ h_{il,max} A_w \end{array} \right\}$$

A_w : 壁面の表面積

① 第 1 式

$$h_{i,SCL} = 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r$$

Stanton 定数

$$St = \frac{h_i}{\rho_l C_{pl} U_r} = 0.0035$$

② 第 2 式 拡散により制限される熱伝達係数

$$h_{il,max} = \frac{f \rho_v U_r h_{fg}}{T_{sat} - T_l}$$

2. 過熱状態の液相側の熱伝達係数 ALV

$$ALV_{slug,SHL} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} F_{SHL} A_{i,bubbly} + h_{il,slug} F_{SHL} A_{i,slug} \\ 1000 A_w \end{array} \right\}$$

係数 F_{SHL} : 液相を飽和させるための関数

$$F_{SHL} = 1.0 + 500(T_l - T_{sat})^2$$

界面熱伝達係数 $h_{il,slug}$ は

$$h_{il,slug} = 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r$$

スタントン数

$$St = \frac{h_i}{\rho_l C_{pl} U_r} = 0.0035$$

を仮定

3. 過熱蒸気側の熱伝達係数 CHTI

$$CHTI_{slug,SHV} = h_{iv,bubbly} A_{i,bubbly} + h_{iv,slug} A_{i,slug}$$

$$h_{iv,bubbly} = 10 \frac{k_v}{D_b}$$

$$Nu \text{ 数} = 10.0$$

$$h_{iv,slug} = 0.0035 \rho_v C_{pv} U_r$$

4. サブクール蒸気側の熱伝達係数 CHTI

$$CHTI_{slug,SCV} = F_{SCV} \max imum \left\{ \begin{array}{l} h_{iv,bubbly} A_{i,bubbly} + h_{iv,slug} A_{i,slug} \\ 1000 A_w \end{array} \right\}$$

係数 F_{SCV} : 蒸気を飽和させるための関数

$$F_{SCV} = 1.0 + 500(T_{sat} - T_v)^2$$

$$h_{iv,SCV} = 10 \frac{k_v}{D_b}$$

Nu 数は 10.0 と仮定

$$h_{iv,slug} = 0.0035 \rho_v C_{pv} U_r$$

(3) 流動様式 チャーン流 (ボイド率 $0.5 < \alpha_g \leq 0.75$)

【構成方程式全体】

1. サブクール状態の液相側の熱伝達係数 ALV

$$ALV_{churn,SCL} = \min imum \left\{ \begin{array}{l} 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r A_w \\ h_{il,max} A_w \end{array} \right\}$$

A_w : 壁面の表面積

① 第1式

$$h_{i,SCL} = 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r$$

Stanton定数

$$St = \frac{h_i}{\rho_l C_{pl} U_r} = 0.0035$$

② 第2式 拡散により制限される熱伝達係数

$$h_{il,max} = \frac{f \rho_v U_r h_{fg}}{T_{sat} - T_l}$$

2. 過熱状態の液相側の熱伝達係数 ALV

$$ALV_{churn,SHL} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} \alpha'' ALV_{am} + (1 - \alpha'') ALV_{bs} \\ 1000 A_w \end{array} \right\}$$

$$ALV_{am} = ALV_{film} + ALV_{mist}$$

$$ALV_{bs} = ALV_{bubbly,SHL} + h_{il,slug} A_{i,slug}$$

$$\text{重み係数 } \alpha'' = 3(4\alpha - 2)^2 + 2(4\alpha - 2)^2$$

3. 過熱蒸気側の熱伝達係数 CHTI

$$CHTI_{churn,SHV} = (1 - \alpha'') CHTI_{bs} + \alpha'' CHTI_{am}$$

$$CHTI_{bs} = h_{iv,bubbly} A_{i,bubbly} + h_{iv,slug} A_{i,slug}$$

$$CHTI_{am} = CHTI_{film} + CHTI_{mist}$$

$$\text{重み係数 } \alpha'' = 3(4\alpha - 2)^2 - 2(4\alpha - 2)^3$$

4. サブクール蒸気側の熱伝達係数 CHTI

$$CHTI_{churn,SCV} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} F_{SCV} CHTI_{churn,SHV} \\ 1000 A_w \end{array} \right\}$$

係数 F_{scv} : 蒸気を飽和させるための関数

$$F_{SCV} = 1.0 + 500(T_{sat} - T_v)^2$$

(4) 流動様式 環状噴霧流 (ボイド率 $0.75 < \alpha_g$)

【構成方程式全体】

1. サブクール状態の液相側の熱伝達係数 ALV

$$ALV_{am,SCL} = \min imum \left\{ \begin{array}{l} h_{il,SCL} A_w \\ h_{il,max} A_w \end{array} \right\}$$

A_w : 壁面の表面積

① 第1式

$$h_{i,SCL} = 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r$$

$S \tan ton$ 定数

$$St = \frac{h_i}{\rho_l C_{pl} U_r} = 0.0035$$

② 第2式 拡散により制限される熱伝達係数

$$h_{il,max} = \frac{f \rho_v U_r h_{fg}}{T_{sat} - T_l}$$

2. 過熱状態の液相側の熱伝達係数 ALV

$$ALV_{am,SHL} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} ALV_{am, film} + ALV_{am, mist} \\ 1000A_w \end{array} \right\}$$

$$ALV_{am, film} = h_{il, film} A_{il, film} F_{SHL}$$

$$ALV_{am, mist} = F_{SHL} \min imum \left\{ \begin{array}{l} h_{il, mist} A_{il, mist} \\ (10^6) A_{il, mist} \end{array} \right\}$$

係数 F_{SHL} : 液相を飽和させるための関数

$$F_{SHL} = 1.0 + 500(T_l - T_{sat})^2$$

① 過熱液膜

$$h_{il, slug} = 0.0035 \rho_l C_{pl} U_r$$

スタントン数

$$St = \frac{h_i}{\rho_l C_{pl} U_r} = 0.0035$$

を仮定

② 過熱液滴

$$h_{il, mist} = \frac{Ck_l}{D_l}$$

定数 C は、C=11300 で固定。液滴内の熱的境界層が液滴直径の 1/1000 に相当することを意味する。

3. 過熱蒸気側の熱伝達係数 CHTI

$$CHTI_{am, SHV} = h_{iv, mist} A_{iv, mist} + h_{iv, film} A_{iv, film}$$

① 過熱蒸気から液膜への界面熱伝達率

$$h_{iv, film} = 0.0035 \rho_v C_{pv} U_r$$

② 過熱蒸気から液滴への界面熱伝達率 Lee-Ryley の相関式

$$h_{iv, mist} = \frac{k_v}{D_d} (2 + 0.74 Re_v^{1/2} Pr_v^{1/3})$$

4. サブクール蒸気側の熱伝達係数 CHTI

$$CHTI_{am, SCV} = \max imum \left\{ \begin{array}{l} (h_{iv, mist} A_{iv, mist} + h_{iv, film} A_{iv, film}) F_{SCV} \\ 1000A_w \end{array} \right\}$$

係数 F_{SCV} : 蒸気を飽和させるための関数

$$F_{SCV} = 1.0 + 500(T_{sat} - T_v)^2$$

① 過熱蒸気から液膜への界面熱伝達率

$$h_{iv, film} = 0.0035 \rho_v C_{pv} U_r$$

② 過熱蒸気から液滴への界面熱伝達率 Lee-Ryley の相関式

$$h_{iv, mist} = \frac{k_v}{D_d} (2 + 0.74 Re_v^{1/2} Pr_v^{1/3})$$

2.3.18 構成式根拠実験の例

(1) 逆環状流の壁面熱伝達

$$q''_{Brom} = h_{Brom} (T_w - T_{sat})$$

ここで修正 Bromley の式を使用

$$h_{Brom} = 0.62 \left(\frac{D_h}{\lambda_c} \right)^{0.172} \left[\frac{k_g^3 \rho_g (\rho_f - \rho_g) H_{fg} g}{D_h \mu_g (T_w - T_{sat})} \right]^{1/4}$$

$$\lambda_c = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)}}$$

D_h : 水力等価直径、 k_g : 蒸気熱伝導度、 ρ : 密度、 H_{fg} : 蒸発潜熱(修正潜熱)、 μ_g : 蒸気粘性、 σ 表面張力、 λ_c : 臨界波長

a. Bromley の実験

Bromley の実験の主なパラメータは以下のものである。

- ・ 使用流体 水、窒素、n-ペンタン、ベンゼン、CCl₄、エチルアルコール
- ・ 伝面形状(m)及び姿勢 $d=0.0064 \sim 0.013(1/2, 3/8, 1/4inch)$ 水平円柱
- ・ 圧力範囲 ほぼ大気圧
- ・ 壁面過熱度 水: 940°C(1600° F)程度以下
- ・ 流体速度 0

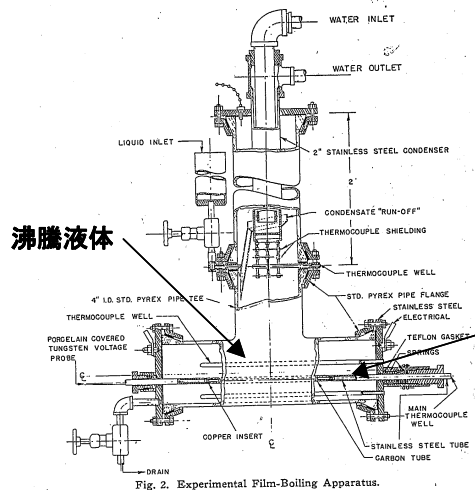


Fig. 2. Experimental Film-Boling Apparatus.

実験体系

図 2.3.18(1)-1 Bromley の実験体系

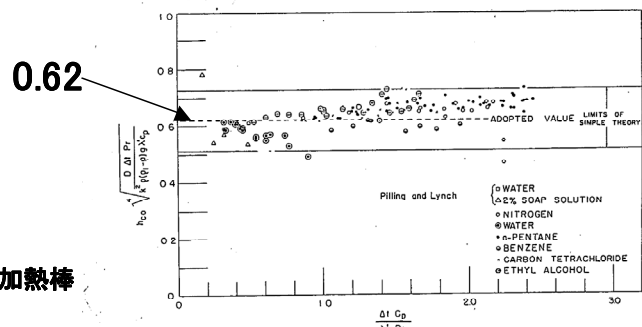


Fig. 3. Evaluation of "Constant" in Convection Eq. 2.

実験結果

図 2.3.18(1)-2 実験結果

b. Pomerantz の試験

Pomerantz の実験の主なパラメータは以下のものである。

- ・ 使用流体 フレオン 113
 - ・ 伝面形状(m)及び姿勢 $l=0.1016$ (4inch) $d=0.0047$ (3/16inch) 水平円柱
 - ・ 圧力範囲 ほぼ大気圧
 - ・ フレオン温度差 $200^{\circ} F \sim 500^{\circ} F$
 - ・ 流体速度 0
- (重量加速度幅 1.0~10.0)

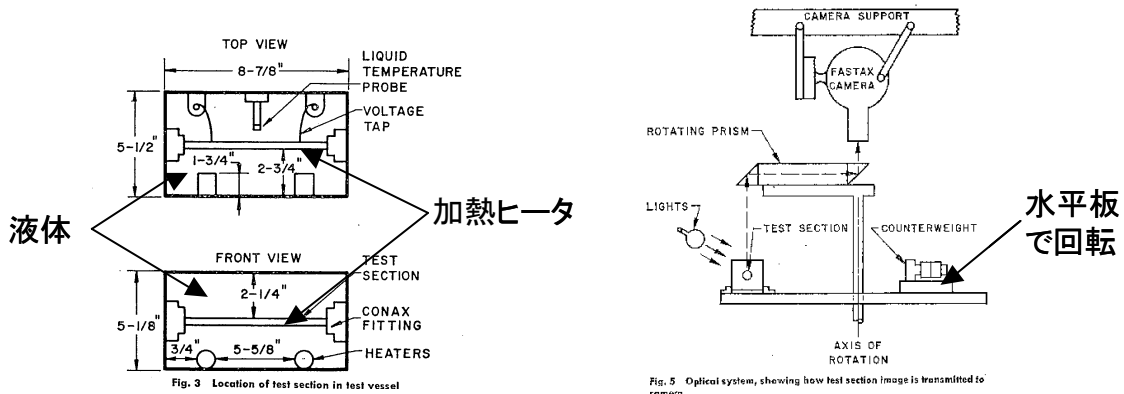


図 2.3.18(1)-3 Pomerantz の実験装置

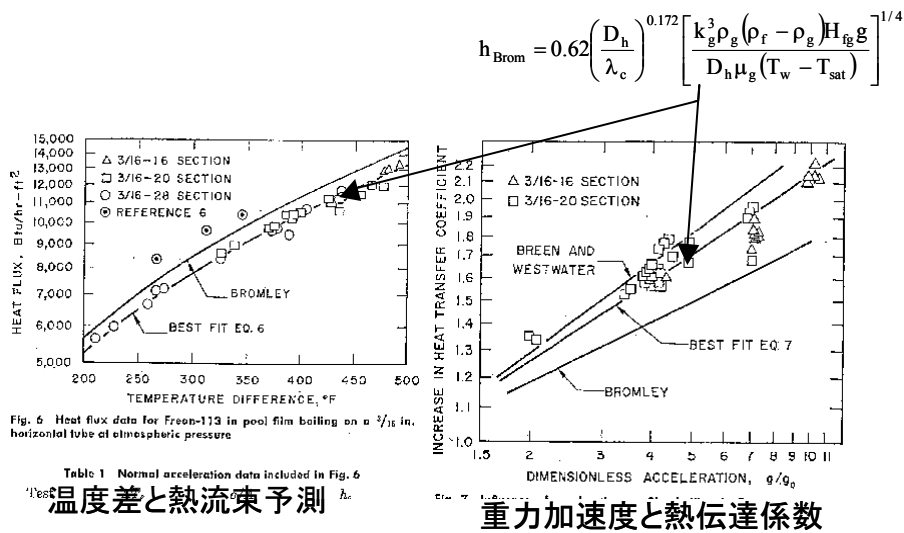


図 2.3.18(1)-4 Pomerantz の実験結果

(2) エントレインメントの構成式例

エントレインメント率 (Wurtz の式) [kg/m²/sec]

$$G_E = 2.0 \cdot S_u$$

無次元エントレインメントパラメータ

$$S_u = \frac{k_s \tau_i |U_v| \mu_l}{\sigma^2}$$

τ_i : 液膜表面せん断応力、 σ :液面表面張力、 μ_l : 粘性係数

液膜等価厚さ

$$k_s = 0.57 \cdot \delta_{th} + 21.73 \times 10^3 [m^{-1}] \cdot \delta_{th}^2 - 38.30 \times 10^6 [m^{-2}] \cdot \delta_{th}^3 + 55.68 \times 10^9 [m^{-3}] \cdot \delta_{th}^4$$

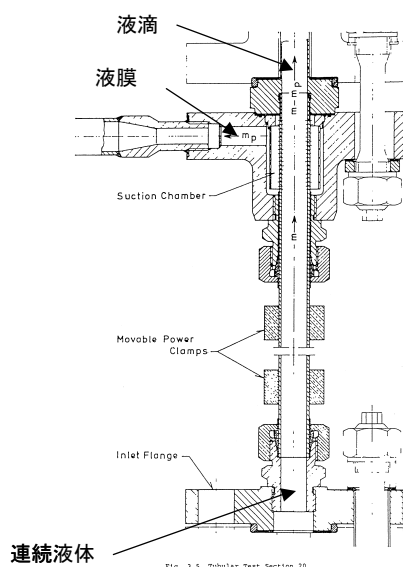
(Wutz の式)

界面せん断力

$$\tau_i = \frac{f_i}{2} \rho_v |U_v|^2$$

a. 高圧液膜流エントレインメント試験

以下に上記構成式の根拠となった高圧液膜流エントレインメント実験装置及び条件を示す。



実験装置

表 2.3.18(2)-1 実験条件

試験装置		試験パラメータ	
円管試験	Section 10	圧力 [bar]	30, 50, 70, 90
		質量流束 [kg/m ² /s]	500, 750, 1000, 2000, 3000
	Section 20	圧力 [bar]	70
		質量流束 [kg/m ² /s]	500, 750, 1000, 2000

図 2.3.18(2)-1 高圧液膜流エントレインメント実験装置

b. 高圧液膜流エントレインメント実験結果

図 2.3.18(2)-2 は Wurtz が実施した蒸気-水系の実験データである。本図は軸スケールを対数で表記しているように、Wurtz の実験は非常に薄い液膜厚さまで計測できている点に特徴がある。この図に示すように、液膜厚さが非常に薄い領域や非常に厚い領域を除く大部分の場合には非常に良く一致している。

図 2.3.18 (2) -3 の液膜等価粗さと理論厚さから相関式が求められる

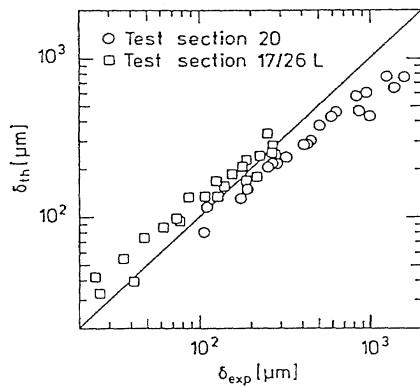


Fig. 4.1. Comparison between Experimental and Theoretical Film Thicknesses. Test Sections 20 and 17/26L. Adiabatic. P = 30-90 bar.

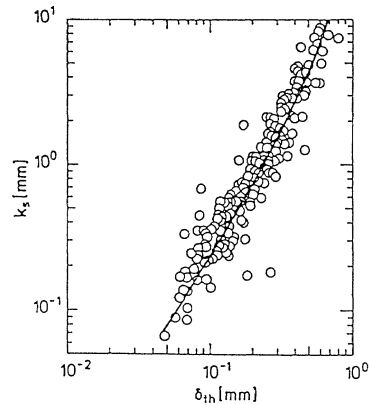


Fig. 4.6. Equivalent Sand Roughness Versus Theoretical Film Thickness. Summary of Figs. 4.4.a-d and Fig. 4.5.

図 2.3.18(2)-2 液膜厚さの理論と実験データとの比較

図 2.3.18(2)-3 液膜等価粗さと理論液膜厚さの関係

図 2.3.18(2)-3 より液膜等価粗さと理論液膜厚さの相関式が以下のように求まる。

$$k_s = 0.57 \cdot \delta_{th} + 21.73 \times 10^3 [m^{-1}] \cdot \delta_{th}^2 - 38.30 \times 10^6 [m^{-2}] \cdot \delta_{th}^3 + 55.68 \times 10^9 [m^{-3}] \cdot \delta_{th}^4$$

Whalley, Hewitt and Hutchinson(1973)は、彼らが実施した空気-水系の実験データと Singh ら(1969)および Keey, Ralph and Roberts(1970)の蒸気-水系の実験データを整理することにより、無次元エントレインメントパラメータによる整理を考えた。しかし、まだ不十分であった。

Wurtz は、による整理が不十分であったのは、蒸気流速の影響を考慮していないためと考え、無次元エントレインメントパラメータによる整理を考えた。

$$S_u = (k_s \tau_i \bar{u}_g \mu_l) / \sigma^2$$

この式を用いて無次元エントレインメントパラメータとエントレインメント率の相関を求めると以下の図のようになった。

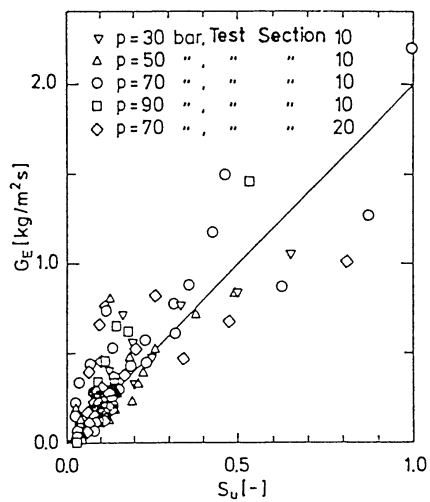


Fig. 4.9.b. Entrainment Correlation.
Steam-Water. Test Sections 10 and 20.
Adiabatic. $p = 30\text{-}90$ bar.

図 2.3.18(2)-4 無次元エントレインメントパラメータ S_u とエントレイン率 G_E の関係

この図より以下の相関が求まる。

$$G_E = 2.0 \cdot S_u$$

(3) 液膜流領域におけるエントレインメント液滴径構成式例

$$r_{d,E} = 0.0056 \left(\frac{D_h \sigma}{\frac{f_s}{2} \rho_v |U_v|^2} \right)^{1/2} \quad \text{Tatterson のモデル}$$

$$\left(\frac{\bar{d}_{10}}{d_t} \right) \left(\frac{\rho_G u_G^2 \frac{f_s}{2} d_t}{\sigma} \right)^{1/2} = 2.4 \times 10^{-3} \quad \bar{d}_{10} : \text{算術平均液滴径 (length mean diameter) [m]}$$

この式の場合には、Kelvin-Helmholtz 型の不安定を液膜に適用

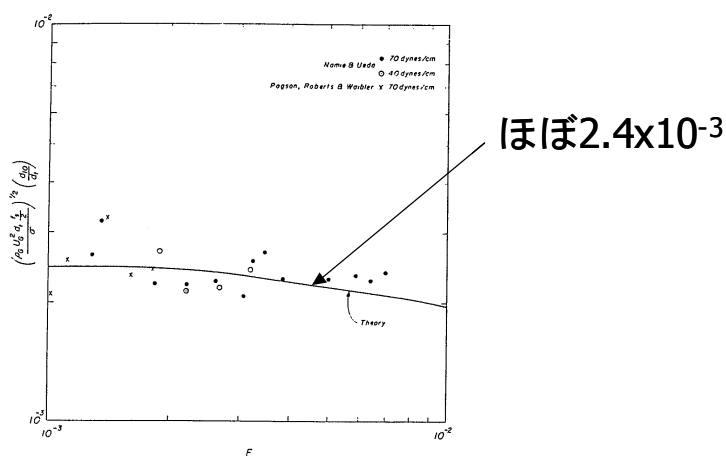


図 2.3.18(3)-1 Tatterson らによる算術平均液滴径(length mean diameter)の整理結果

3. シビアアクシデントに関連した気液二相流構成方程式

3.1 シビアアクシデントに関連する気液二相流現象について

3.1.1 現象の本質

シビアアクシデント時に想定される事象は、FP 放出や水素爆発さらには、溶融物と構造材との相互作用など、気液二相流に止まらず、極めて多岐の現象を包含している。本節では、特に気液二相流挙動の予測が重要な役割を果たす溶融物-冷却材相互作用時において想定される蒸気爆発現象に絞って概説することとする。

蒸気爆発の研究は 1950 年代に始まり、1960 年代には原子炉施設における蒸気爆発の事例が発端となり、原子炉の安全性に関連して精力的に行われるようになった。1970 年代には、数 kg から数十 kg 規模の溶融物を用いた大規模な実験的研究が始まり、機構に関するモデルが発達した。1975 年には、Board らによって、蒸気爆発が、図 3.1-1 に示すような 4 段階の素過程、すなわち、1) 初期粗混合状態、2) 自発的あるいは外部トリガ、3) 急速伝熱・細粒化を伴う相互作用の伝播、4) 膨張による機械的エネルギーの放出、から成るといわれる熱的デトネーションモデルと呼ばれているモデルが提唱され、その後、素過程の各段階の物理的な解明を目的とした実験的・理論的研究、大規模な蒸気爆発のシミュレーションを目的とする数値解析コードの開発などが行われてきた。

上記の熱的デトネーションモデルにおいては、蒸気爆発現象の各粗過程は、以下に示すような、更に詳細な過程を経て進行していくものと提唱されている。

- ① 高温高沸点液体（溶融金属）と低温低沸点液体（水など）の接触
- ② 粗混合- 溶融金属の固まりが水中で細かくなり粗い粒子として分散
- ③ 膜沸騰- 細かく分散した金属液滴の周りを蒸気の膜が覆う
- ④ 蒸気膜の一部が崩壊
- ⑤ 金属と水の直接接触
- ⑥ 高温液滴の微粒化
- ⑦ 急激な熱移動
- ⑧ 圧力波の発生
- ⑨ 圧力波の伝播
- ⑩ 大規模の蒸気爆発

特に機械的エネルギーへの変換効率が発生する条件としては、適度な大きさに細粒化した高温融体と水とが蒸気膜を介して粗混合し、これに蒸気膜を崩壊して高温融体と水の直接接触を引き起こす「トリガ」が働き、これがきっかけで直接接触と高温伝熱・沸騰、高温融体の微粒化が高速に進む「伝播」、そして体系全体への「膨張」の 4 過程が必要であると考えられている。

すなわち、高温融体の熱エネルギーが有効に機械的エネルギーに変換されるためには、全高温融体は、微粒化しやすい適度な大きさの粒子となって水中へ粗混合していなければならない。そして、外部からの圧力波等の強制的な力がかかるもの（強制的蒸気爆発）あるいは、凝縮効果な

どで蒸気膜崩壊が自発的に起こるもの（自発的蒸気爆発）などの蒸気膜を崩壊させるトリガが働く必要がある。爆発的となるためには粗混合した全体系へこれが瞬時に伝播しなければならない。熱的デトネーションの考え方は、この4段階のすべての条件がそろって初めて大規模爆発となるとするものである。

各粗過程に対しては、このような蒸気爆発の発生条件として、両液が直接接触したとき水が瞬時に沸騰する均質核生成温度と直接接触界面温度の関係、そして高温融体の凝固温度と直接接触界面温度との関係が重要であることが、Fauskeによって指摘されており、この条件を考慮すると大規模を含む蒸気爆発発生の実験結果をかなりよく説明できる。次にトリガとして、冷却水面や容器底面と高温融体との衝突が作用することもあるが、多くは自発的トリガ条件であり、この際の蒸気膜の安定性は凝縮効果に関係する水温で決まり、サブクールの小さい水では蒸気膜が安定で自発的な蒸気爆発は起こりにくい。次に、強制的であれ自発的であれ、両液が直接接触しこれが伝播するかどうかは、直接接触に伴う局所的急速沸騰により両液がさらに直接接触、そして微細化が進むかどうかに関わっている。この微細化機構に関し現在研究が活発に行われている。

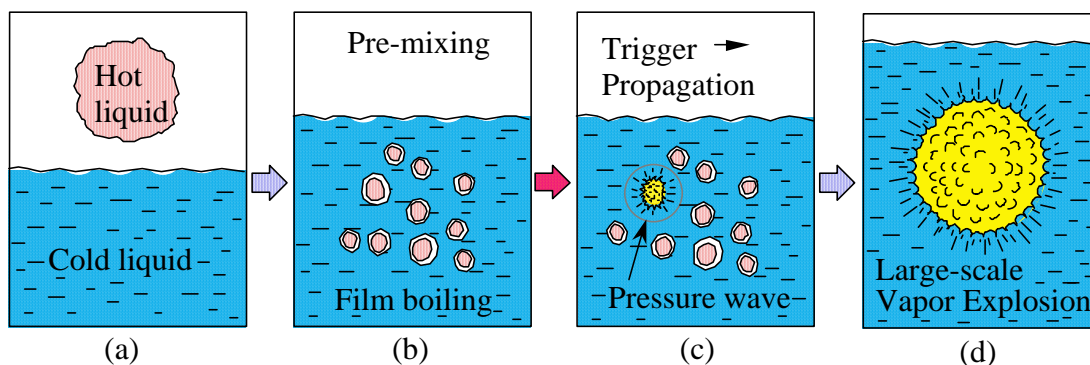


図 3.1-1 熱的デトネーションモデルの概念

3.1.2 想定されるシナリオ

シビアアクシデント時の水蒸気爆発の発生可能性について、**In-vessel** では溶融炉心が下部プレナム内の残存水に落下した場合や圧力容器底部に落下した溶融デブリに注水した場合、**Ex-vessel** では圧力容器破損時に格納容器床面のプール水に落下した場合や格納容器床面の溶融プールにAMとして注水した場合等が想定される。水蒸気爆発の発生有無は、溶融燃料と水の直接接触時の条件が大きく左右されると考えられているが、水蒸気爆発が想定される **In-vessel** と **Ex-vessel** の条件について以下に示すように幾つかの相違がある。表 3.1-1 に、**In-vessel** と **Ex-vessel** の条件相違のまとめを示す。

系圧力は、**In-vessel** では事故シナリオに大きく依存するが、**Ex-vessel** 条件では想定的に低い。通常運転時の圧力容器内圧力は **PWR** で 15MPa、**BWR** では 7MPa であり、高圧で炉心損傷事故が進展するような事故においてはこれらの条件で溶融炉心と水が直接接触する可能性があるが、事故シナリオ及び運転員操作に依存して多くの事故で一次系は減圧される。一方、**MAAP** コードや **MELCOR** コードの解析では、**BWR** 及び **PWR** とともに、シビアアクシデント時に圧力容器底部

が溶融破損する時の格納容器内圧力はその最高使用圧力より十分低く、0.1～0.2 MPa 程度である。

メルト成分について、In-vessel の場合は主に燃料 (UO₂)、被覆管 (Zr)、制御棒材(B₄C/SS : BWR、Ag/Cd : PWR)、チャンネルボックス(Zr : BWR)の混合物である。Ex-vessel の場合には、これらに圧力容器下部ヘッド内構造材 (主に SS) が加わり、メルト中の金属成分が増加する。特に、BWR では圧力容器下部ヘッド内に制御棒駆動機構が存在し、Ex-vessel メルト中の金属成分に寄与する。また、In-vessel のドライシーケンスでは、融点の低い炉内構造物もしくは共有合金からプールに落下する可能性がある。さらに、メルト中金属の酸化割合については、事故シナリオに大きく依存し、特に、In-vessel メルトは、炉心損傷がウェット条件 (圧力容器内に多くの水が存在する)、もしくは、ドライ条件 (圧力容器内の水の存在量が少ない) で大きく異なる。

メルトの落下状態については、In-vessel の場合、TMI-2 事故で見られたように比較的大きなメルト流から、炉心支持板穴を介しての間欠的なメルト流まで予想される。特に、BWR のドライ事故シーケンスではバイパス領域からの落下、炉心入り口穴からの落下等、複数の落下経路が予想される。Ex-vessel 条件においては、RPV 下部貫通穴からのメルトジェットが最も可能性が高いと予想される。

メルト落下速度に関しては、In-vessel では自由落下であり、且つ、プール水面までの落下距離が比較的短いために、プール水面衝突時のメルト速度は比較的遅いと考えられる。一方、Ex-vessel では高圧シーケンスでは圧力容器底部からの落下開始時にメルトが加速される場合があることに加え、プール水面までの落下距離も比較的長い為に、プール水面衝突時のメルト速度は比較的速いと予想される。

プール水温については、In-vessel 条件では、BWR では下部ヘッド内の水はほぼ飽和温度である。PWR の In-vessel 条件では、高圧シーケンスの場合はほぼ飽和水と考えられるが、蓄圧注入系が作動するような低圧シーケンスの場合にはサブクール水になる。一方、Ex-vessel 条件においては、事故シナリオに大きく依存する。LOCA (冷却材喪失事故) を起因事象とする SA では、圧力容器破損前には飽和水が存在することになる。一方、現在提案されている AM においては、BWR の Mark-I 格納容器ではドライウェルシェルアタック防止のため、PWR では MCCI 抑制のために圧力容器破損前に原子炉キャビティに水を張ることになっているが、この場合にはプール水温は大きなサブクール度を有する。

プール水深については、In-vessel では、大 LOCA を起因事象とする事故や一次系が減圧されるような事故においては、一次系から冷却水が流出し、溶融炉心が下部プレナムに落下する場合には水量は相対的に少ない。一方、高圧で炉心損傷が進展する様な事故では、下部ヘッド内の水量は比較的多いと判断される。Ex-vessel については格納容器型式に大きく依存し、BWR の Mark-I 格納容器のようにプールの最大水深は 40cm 程度であるが、他の型式においてはかなり深い水深も可能である。

雰囲気ガス組成は、In-vessel 条件では水蒸気 100% である。一方、Ex-vessel 条件では非凝縮ガス成分が含まれる。この非凝縮ガス成分割合は、事故シナリオや格納容器型式に依存する。

プール底部形状と構造については、In-vessel では圧力容器下部ヘッドは鋼製 (SS 又はインコネル内張) 半球状であり、ペダスタルキャビティはコンクリート製平面である。プール底部形状

効果としては、半球状の場合にはプール底部でメルトが水を取り込み易く、水蒸気爆発が発生し易くなる可能性がある。

3.1.3 解析モデルの現状について

① 解析の考え方

蒸気爆発などの多相流の熱移動現象を解析する上での解析モデルは、一般的に以下の 3 つに大別される。

- 平均化された物理変数を用いた多流体モデル
- 局所的な物理変数を用いた解析モデル
- 粒子法の考えに基づく解析

現在、実炉規模での蒸気爆発の解析コードとして採用されているものは、上記の計算空間内で平均化された物理変数を用いた COMETA、TEXAS、PM-ALPHA、MC3D、Flecher による解析コード、JASMINE などの多流体モデルコードがほとんどである。単相流や固気混相流解析において行われているような Navier-Stokes 方程式を LES や DNS を用いて解く局所的な物理変数を用いた解析は、蒸気爆発の解析ではほとんど行われていない。これは、多成分であるために基礎方程式の数が多数にのぼることや、現象の複雑さの度合いに依存して乱流などの取り扱いが困難となることによるものと考えられる。むしろ、最近では MPS や CIP のように粒子法の考えに基づく解析が精力的に行われつつある。粒子法に基づく解析については、マクロな現象モデルに依存しないという特徴がある一方、現象の物理的再現性についての検証が行われてゆくことが今後の課題であると考えられる。本章においては、現在、蒸気爆発の解析モデルとして最も多く用いられている多相流モデルに議論を絞り、その物理構成式等の整理・検討を行うこととする。

② 多流体モデルについて

蒸気爆発の解析では、冷却材の液相と蒸気相、及び燃料流体の大粒径高温粒子(Droplet)とその大粒径高温粒子が分裂して小さくなっていった粒径の異なる粒径(Fragment)などの多数の成分を対象と考えなければならない。これまでの研究では Fletcher らのモデルに代表されるように Droplet と Fragment は独立に扱うが、冷却材の液相と蒸気相は平衡であるとして HEM(Homogeneous Eequilibrium Model) で解析する 9 方程式モデル、あるいは、モデルは融体の Droplet と Fragment 及び冷却材の液相と蒸気相の全てを独立に扱う 4 成分、4 速度場モデル(12 方程式モデル)など様々な多流体モデルが提唱されている。

③ 基礎方程式について

基礎方程式は、気液二相流に対する二流体モデルと同様、時間、空間、における速度や圧力や温度に対して計算空間セル内で平均化された物理量を用いた質量、運動量、エネルギー保存に関する偏微分方程式からなる。これらは通常の二流体モデルの偏微分方程式を多成分に拡張したものであるが、蒸気爆発現象の特徴はその成分が融体の Droplet と Fragment、冷却材の蒸気相と液相など多数である点にあり、独立して取り扱う成分の数の 3 倍の基礎式を解かなければならない。また、大粒径の Droplet は分裂の過程で徐々に小さくなり、小粒径の Fragment となるこ

とも考慮しなければならない。

④ 構成方程式について

上記の多流体モデルに対する基礎方程式を解く場合、各基礎式中の各項を計算しなければならない。これらの項は、物理的な関係式あるいは実験的な相関式を用いて計算される。蒸気爆発の場合、解法によっては成分の数が多数にのぼるため、全ての構成式に対して十分に評価された関係式を選択することは極めて困難なものとなる。

また、物理構成式を計算する上では、分裂過程における Droplet から Fragment への質量移行及び Droplet の粒径あるいは表面積の変化についても考慮しなければならない。

考慮すべき構成式のモデルには以下のものが挙げられる。

- 流動様式遷移モデル

流動様式は、界面積、界面摩擦係数、および熱伝達係数を決定するために用いる。蒸気爆発解析においては、気-液間の体積割合が変化するだけでなく、高温融体が径の大きな液滴 (Droplet) から径の小さな微粒子 (Fragment) にまで変化し、高温融体の直径や表面積にも変化が生じる。基礎方程式を解く際に必要となる運動量交換モデルや熱伝達モデルにおいては、気-液間や固-気、さらには固-液間の相関の運動量や熱交換の値を計算するために、流動様式ごとのモデルの違いとともに、それらのモデル中に使用する界面積が流動様式によって異なることを考慮することが求められる。界面積濃度の計算にあたっては、(a) 流動様式線図を用いて各流動様式毎に界面積濃度を表す式を適用する方法と (b) 界面積の輸送方程式を解く方法とに大別される。

- (a) 流動様式線図と界面積濃度を表す式を用いた方法

流動様式を、水-蒸気二相中のボイド率と溶融物の体積率を用いて分けているという点ではいずれのコードも共通している。また、水-蒸気二相に関する流動様式は二相流のように細かく分類せず、気泡流、チャーン流、液滴流と分けるのが一般的である。

二相流においても一般性のある構成式は確立していないのが現状である。そのため、水、蒸気の界面積としては、チャーン流以外は Weber 数から代表径を求め、それに適当な平均気泡(液滴)径分布を加味し、球の表面積の式をもとにして界面積を決定するといった方法が用いられている。

- (b) 界面積輸送方程式を用いる方法

溶融物の界面積変化については、ブレイクアップによる生成項を加えた界面積の輸送方程式を解いている CHYMES、SIMMER-III などのコードがある。界面輸送方程式を基礎式と連立して解くことによって、界面積の変化を評価している。

- 微粒化モデル

蒸気爆発現象の特徴は、熱的デトネーションモデルにおける膜沸騰の崩壊時において高温液滴の微粒化が発生する点にある。この微粒化によって界面積が増大することによって伝熱量の急増加を招くことになる。Sheet stripping モデルあるいは Boundary layer stripping モデルと呼ばれているものなど、それぞれのブレイクアップの形態に対して異なる物理モデルが提唱されている。

- 運動量交換モデル

蒸気爆発過程において考慮しなければならない運動量交換の数は、取り扱う成分の数に比例するが、

仮に固体を Droplet と Fragment として考えることにすると、以下のものが挙げられる。

- (a) Droplet と冷却材液相
- (b) Droplet と冷却材気相
- (c) Fragment と冷却材液相
- (d) Fragment と冷却材気相
- (e) 冷却材の気相と液相

- 熱伝達モデル

エネルギー方程式の右辺の値を計算するためには、エネルギー交換関数 R を評価しなければならない。エネルギー交換関数は取り扱う各成分間の熱伝達率により表されるが、極めて多種多様な式が提案されており、それらの妥当性や組み合わせて使用する場合の整合性などについて十分に検討することが必要である。

- 状態方程式

融体に対しては、密度および比熱に関する状態方程式を与えることが必要である。

3.1.4 解析コードの現状

① 各国で開発されているコードの概要

表に、既存の水蒸気爆発解析コードの概要をまとめる。これまでに CIP やレベルセット^[33,34]や MPS^[35]を用いた局部現象の直接シミュレーションも試みられているが、実炉規模の現象予測の観点からは、水蒸気爆発で細粒化される粒子（直径数十マイクロ）から数 m の幅広いスケールレンジを直接シミュレーションで取り扱うことには現時点では無理があると考えられる。そこで、ここでは実炉スケールの評価を目的としたコードに限定してある。

ほぼ全てのコードが、混相流解析の手法を用いて水蒸気爆発の現象をモデル化している。水蒸気爆発は、基本として水、蒸気およびコリウム溶融物の 3 相を含む混相流現象として捉えることができる。粗混合過程では比較的低速の対流に伴って、伝播過程では衝撃波の伝播に伴って、溶融物のブレイクアップと伝熱が進行する。後者では溶融物は前者と比較して非常に細かく細粒化され、これによる伝熱面積増加と、水の加熱、蒸発による衝撃波の成長との間にポジティブなフィードバックが生じながら、相互作用領域が音速で伝播するようになる。したがって、粗混合過程では、3 相（以上）の混相流の対流混合、伝播過程では衝撃波伝播を取り扱う必要がある。

既存のコードには、まず、溶融物の取り扱い方の上で、オイラー的に扱うものと、ラグランジュ的に取り扱うものがある。現在のところ、ラグランジュ法を採用しているものは、米国ウィスコンシン大学の TEXAS、アルゴンヌ国立研究所の THIRMAL、EU の JRC イスプラ研究所で開発されている COMETA、米国カリフォルニア大学の PM-ALPHA.L、原研の JASMINE である。他のコードでは全てをオイラー法で取り扱っている。

水、蒸気、溶融物の基本的な 3 相の他、気相に非凝縮ガスを含むもの、溶融物として、粗混合状態の液滴、伝播過程で細粒化した後の粒子、さらに垂直方向に連続な溶融物ジェットなど複数の「相」をもつものもある。

伝播過程において生じる細粒は近傍のごく少量の冷却材に対して非常に速く熱平衡になるという仮説

(マイクロインタラクションの概念^[36])に基づき、カリフォルニア大の ESPROSE.m コードでは溶融物の細粒と蒸気および少量の水を「m-流体」という相にしている。

粗混合時における溶融物ジェットの分裂による液滴発生の挙動は、液滴の分裂とは別のモデルで評価する必要がある。この点は、THIRMAL コードで初期から考えられ、最近では多くのモデル開発者の間で共通の考え方となっている。MC3D、TEXAS、COMETA、SAMPSON、JASMINE などで溶融物ジェット「相」が取り入れられている。一方では、ジェットの分裂機構を明確にする実験データが不足している現時点では、ある範囲の液滴径を仮定して解析することで粗混合の結果をある範囲で予測できれば良いという観点で、ジェットモデルをもたないコードもある。

数値解法としては、激しい蒸発、凝縮を伴うため数値的に困難をきたすことが多いため、安定性を重視して 1 次風上差分を用いるものが多い。

名称	開発機関	特徴
COMETA ^[37,38]	JRC イスプラ 研究所 (EU)	二相流解析に RELAP コードを用い、溶融物モデルをラグランジュ法で構築して二相流解析と結合している。1 次元または 2 次元円筒座標系の解析を行う。溶融物モデルはジェット、粒子および体系の底に溜った連続相の 3 つ。溶融物の酸化による水素発生のモデル化も試みられている。
CHYMES / CULDESAC ^[39,40]	AEA テクノロジー (英)	CHYMES は粗混合を 2 次元円筒座標系で水、蒸気、溶融物の 3 流体モデルで解析する。CULDESAC は 1 次元で伝播過程を解析する。ただし直線、円筒および球座標 (r 方向) の計算ができ、それぞれの体系で拘束の違いの影響は分かる。
IFCI ^[41]	サイディア 国立研究 所(米)	粗混合および伝播過程の解析を行う。水、蒸気、溶融物液滴、溶融物細粒の 4 流体モデルを、SETS (Stability-Enhanced Two-Step) 法で解く。解析体系は 2 次元円筒座標である。解析セルサイズを超える溶融物の大規模分布については、VOF (Volume of Fluid) 法に基づいて界面追跡を行い、高解像度を得られる。
IKEJET ^[42,43]	シュツット ガルト大 (独)	溶融物ジェットの 1 次元モデル。Kelvin-Helmholtz 不安定、Miles 不安定などの理論に基づくブレイクアップモデルを用いた解析が行われている。COMETA コードと組み合わせて用いられた例もある ^[44] 。
IVA ^[45,46,47]	Siemens, FZK (独)	エネルギー保存則をエントロピで表した方程式系を使っている。旧 KfK(現 FZK)で開発された IVA3 が、FZK では水蒸気爆発解析に特化した IVA-KA として、また Siemens で汎用の IVA4 として継続している。ジェットモデルは含まない。
JASMINE ^[48,49]	JAERI (日)	融体モデルと二相流コード ACE-3D をカップリングした構造となっており、融体モデルは融体ジェット、融体プール、融体粒子の 3 成分から成る。融体粒子モデルには爆発時の細粒化を扱うための細粒モデルが付加されている。融体ジェット及び融体プールは各々 z 方向、r 方向の 1 次元流れをオイラー的な記述で、融体粒子はラグランジュ粒子として取り扱っている
MC3D ^[50]	CEA (仏)	3 次元の混相流ソルバーを中心として、種々のアプリケーションに適用できる構造になっている。粗混合解析では、溶融物ジェットおよび液滴、水、蒸気+非凝縮ガスの 4 速度場、伝播解析では溶融物を液滴と細粒として同様に 4 速度場の方程式系を解く。層状体系(堆積した溶融物の表面での伝播)のモデルも試みられた ^[51] 。

PM-ALPHA / ESPROSE.m [52,53,54]	カリフォルニア大(米)	PM-ALPHA で粗混合、ESPROSE.m で伝播過程を解析する。溶融物ジェットについての特別な取り扱いは含まれず、溶融物は既に液滴状になっているという仮定に基づいて計算する。PM-ALPHA は、水、蒸気、溶融物の 3 流体モデル、ESPROSE.m は水、溶融物液滴および m-流体の 3 流体モデルである。m-流体とは、水の一部、蒸気および溶融物の細粒を含むもので、水のうち溶融物の細粒と熱および運動量交換を行うのはごく一部であり、それらは短時間で熱および力学的平衡に達するというマクロインタラクションの概念 ^[36] に基づく。粗混合コード PM-ALPHA には3D 版、ラグランジュ粒子モデルを用いるバージョン(PM-ALPHA.L)もある。
SAMPSON ^[55,56]	NUPEC (日)	軽水炉発電プラントの事故解析システム IMPACT の中のシビアアクシデント解析コードである。この一部として、水蒸気爆発解析モジュールが含まれている。水、蒸気、溶融炉心液滴、細粒またはジェットの 4 相 4 速度場モデルを用いている。水蒸気爆発の粗混合過程、伝播過程の解析を行う。トリガリングは簡略モデルによって判断している。
SIMMER-III ^[57]	JNC (日)	高速炉の炉心崩壊時の核熱流体解析のために開発された。2 次元の平面または円筒座標系、1 次元の解析ができる。多くの成分、速度場を設定して解析でき、軽水炉のシビアアクシデント条件に関連した解析も行われている。
TEXAS ^[58]	ウィスコンシン大(米)	1 次元水蒸気爆発解析コード。初期から溶融物をラグランジュ法で扱っている。水、蒸気には二流体モデルが用いられている。溶融物を粒子法で扱うため溶融物分布に対して数値拡散等の問題が無い、数値的な安定性などの長所があるが、1 次元のため冷却材の複雑な流れを考慮できない点が短所である。最近、3 次元への拡張が行われている ^[59] 。
THIRMAL-1 ^[60]	アルゴン国立研究所(米)	溶融物ジェットに重点を絞った粗混合解析コードである。冷却材の流れは 1 次元で、溶融物ジェットおよび液滴はラグランジュ粒子として扱う。連続した溶融物のジェットの表面から液滴となって冷却材中に分散する溶融物の量と粒径を、ジェットの側面では Kelvin-Helmholtz 不安定、ジェット先端では境界層ストリッピングモデルにより与える。冷却材の昇温と蒸発量、溶融物の酸化による水素発生モデルが含まれる。
TRACER-II ^[61]	韓国海洋大(韓)	水、蒸気、溶融物の液滴と細粒の 4 成分 3 速度場モデル。細粒は瞬時に水と力学的平衡、水蒸気の平均温度と熱平衡になると仮定。ジェットモデルは含まない。

② 国際標準問題 (ISP)-39 について

1996～1997年にかけて、OECD/CSNIの国際標準問題(ISP)-39の比較解析が行われた。これは、イタリアにあるJRCイストラ研究所で行われたFARO-L14を参照データとして、各国の水蒸気爆発解析コードによる解析を実施し、その結果を参照データおよび相互に比較することによって、解析技術の現状を示そうとする試みである。

参照された実験ケースL14は、酸化ウランから成るコリウム(UO₂:80%、ZrO₂:20%)125kgを2850℃に加熱し、約5MPaに加圧された直径約70cm、高さ約3mの密閉容器中の飽和温度の水プール中に落下させたものである。この実験では水蒸気爆発は発生せず、コリウムは粗混合状態のままクエンチされた。したがって、ISP-39の解析では、粗混合過程に関するモデルの比較がテーマとなっている。圧力履歴は、コリウム落下後3秒間に約3MPaの急速な昇圧の後、ほぼ一定値となった。

解析における初期条件、境界条件については試験装置の形状等を参照し、また、コリウムの物性値についても参加者は同じデータを使用することにして計算を実施した。実験結果から、計算と比較する参照データとして以下のものが挙げられた。

- 試験容器内の圧力履歴
- 落下するコリウムジェット先端位置の進行
- プールの水位変化
- 時刻0.9秒のボイド率空間分布
- 水および蒸気相の温度履歴
- コリウムから水への伝熱量
- 試験後に採取されたデブリの直径分布

9カ国1地域から、14機関の参加があり、11種類のコードが使用された。使用されたコードは、MC3D、IVA(-4, -KA)、COMETA(-1D, -2D, -IKEJET)、IFCI、TEXAS、THIRMAL、VAPEX、JASMINEである。(括弧内は同コードの異なるバージョンあるいは使用機関によるマイナーチェンジを示す)

FCI解析コードには、多くの構成式やチューニング可能なパラメータが含まれ、コリウムの挙動に直接関与するものだけでも、摩擦係数、熱伝達率、ブレイクアップに関する相関式、ジェットと液滴の取り扱いに関するものなどがある。究極的には、これらは各種の実験データによって検証され、実機規模でも有効なモデルや定数に固定されるべきものであるが、そこまで至っていない現在は、未確定な定数も多く、それらがチューニングの対象となる。その中には計算結果に対して非常に影響の大きいものもあり、これらをどのように扱うかが計算結果を大きく左右する。ISP-39は、実験結果を公開した上での計算となったので、計算者は実験結果を良く再現するように、ある程度パラメータの調整ができた。多くの場合、圧力履歴や熱伝達量など、積分的性格のデータをまず最初に参照して、実験データを再現するようにパラメータ設定を行い、その後に局所的な温度履歴や、水位変化など、詳細な比較を行うという手順で計算を行ったと思われる。全体として、あるデータ(例えば圧力履歴)を実験結果に一致させようとするとデブリ粒径や水位が実験結果から外れる、というように、実験結果のいろいろな側面について一貫した一致を得ることは困難だったようである。比較結果を見ると、圧力履歴では多くの計算結果が比較的狭い範囲にまとまっているのに対し、水位やボイド率分布などでは、計算結果間に大きな差が生じた。局所ボイド率は、

水蒸気爆発のトリガリングや伝播に対して大きな影響を及ぼす量であり、粗混合段階の計算では比較的精度を期待される部分である。これは、コリウムと冷却材の相互作用に関する構成式だけでなく、水-蒸気間の相互作用についても FCI 特有の考慮が必要であることを示唆している。すなわち、高温の熱源から、主に膜沸騰によって冷却材への伝熱が生じる際、水、蒸気への熱の分配の取り扱いについての改善の必要性である。また、コリウムが容器底に到達した後の、比較的ゆっくりとした冷却過程は、デブリベッドの形成とその伝熱特性によって定まると考えられるが、多くのコードでは蒸気爆発の粗混合、すなわちトリガリングが起きるまでの短時間の現象を最初の解析目的としているため、このような長時間にわたる現象のモデルが整備されていない。このようなモデルの必要性も示唆された。

3.1-1 水蒸気爆発に関する In-vessel 条件と Ex-vessel 条件の比較

	In-vessel	Ex-vessel	水蒸気爆発に与える影響
系の圧力	低圧力から高圧力	低圧力	・系圧力が低い方が水蒸気爆発が起き易い
メルト組成	金属成分比較的小	金属成分比較的大	・金属成分が含まれた場合、粗混合時のブレークアップが促進された ・アルミナを用いた試験に反し、 UO_2 混合物を用いた試験では、低圧力、プールサブクール度大でも大規模水蒸気爆発は発生していない
メルト落下状態	事故シナリオ、炉心下部形状に大きく依存	単数/複数のメルトジェットが主	・ジェットが複数の方が水蒸気爆発が起きやすい試験結果がある ⁽³⁶⁾
メルト落下速度	低速度	比較的速い	・落下速度が大きい場合、粗混合時の粒子化割合が大きく、粒径が小さい
プール水温	飽和温度～低サブクール度	飽和温度～高サブクール度	・アルミナを用いた試験では、サブクール度が大きい場合、水蒸気爆発が生じた
プール水深	比較的浅い（数m程度）	格納容器型式に大きく依存（40cm 程度から 10m 程度）	・水深が深い方が粗混合が促進され、水蒸気爆発が発生し易くなると考えられるが、水蒸気爆発の有無に関して水深の影響を評価した試験データは少ない
雰囲気ガス組成	水蒸気 100%	格納容器型式や事故シナリオに依存し、ほぼ水蒸気 100%の状態から多くの非凝縮ガスを含む場合もある	・水蒸気 100%の方が水蒸気爆発は起き易い
プール底部形状	鋼製半球	平板コンクリート	・半球状の方が水蒸気爆発は起き易くなる可能性がある

参考文献

- [1] S. J. Board et al., “Detonation of Fuel-Coolant Explosions”, *Nature* 254, pp.319-321 (1975).
- [2] S. Medheckar, W.H. Amarasooriya and T. G. Theofanous, “Integrated Analysis of Steam Explosions”, *Proc. 4th. Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Karlsruhe, Vol. 1*, pp. 319-326 (1989).
- [3] H. K. Fauske, *Nucl. Sci. and Eng.* 51, pp. 95 (1973).
- [4] S. J. Board and R. W. Hall, *Proc. of the 3rd. Specialist Meeting on Na / Fuel Interactions in Fast Reactors, Tokyo, Japan*, pp.249 (1976).
- [5] W. B. Hall, *OECD / CSNI Meeting, Argonne I11* (1977).
- [6] R. E. Henly and L. W. McUmber, *ANL-77-43* (1977).
- [7] 秋山ほか, 軽水炉のシビアアクシデント研究の現状, *日本原子力学会誌*, Vol. 35, No. 9 (1993), pp. 762-794
- [8] 杉本ほか, シビアアクシデント研究に関する CSARP 計画の成果, *日本原子力学会誌*, Vol. 39, No. 2 (1997), pp. 33-44
- [9] 成合ほか, シビアアクシデント研究に関する熱流動研究の最近の動向, *日本原子力学会誌*, Vol. 39, No. 9 (1997), pp. 739-752
- [10] Fletcher, D.F. and Anderson, R.P. (1990), A Review of Pressure-induced Propagation Models of the Vapor Explosion Process, *Progress in Nuclear Energy*, 23, pp.137-179.
- [11] Taxelius, T.G. et al. (1970), *Annual Report SPERT Project, IN-1370*.
- [12] Wright, A.E. et al. (1990), *Fast Reactor Safety Testing in Treat in the 1980s, International Fast Reactor Safety Meeting Vol. II*, pp.233-243.
- [13] Inoue, A. et al. (1992), *Experimental and Analytical Study on Vapor Explosion of Melting Heated Rod During a Severe Power Transient, Proc. 5th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*, pp.762.
- [14] Benz, R. et al. (1979), *Melt/Water Interactions in Tank Geometry : Experimental and Theoretical Results, 4th CSNI Specialists Meeting on FCI in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth*, pp.363-386.
- [15] Sugimoto, J. et al. (1992), *Fuel-Coolant Interaction Experiments in ALPHA Program, Proc. 5th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*, pp.890.
- [16] Yamano, N. et al. (1993), *Studies on Fuel-Coolant Interactions during Core Melt Accident of Nuclear Power Plants, CSNI Specialists Meeting on FCI, Santa Barbara, III.3*.
- [17] Marshall, B.W. and Beck, D.F. (1987), *The Coarse Mixing of Boiling and Isothermal Jets, SAND87-2455C*.
- [18] Kondo, Sa. et al. (1993), *Fuel-Coolant Interaction Studies at PNC Relevant to Fast Reactor Safety, Proceedings of the International Seminar on the Physics of Vapor Explosions, Tomakomai*, p.96.
- [19] Berthoud, G. and Valette, M. (1993), *Development of a Multi dimensional Model for the Premixing*

- Phase of a Fuel-Coolant Interaction, Proceedings of 6th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, pp.115-125.
- [20] 庄司・ほか3名 (1986), 急激な温度勾配をつけた水中で生じる小規模蒸気爆発に関する実験的研究, 日本機化学会論文集 B編, 52, pp.2633-2639.
- [21] Matsumura, K. and Nariyai, H. (1994), Thermal Interaction Zone of Vapor Explosion with Tin-Water Drop Experiment, The 4th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety, Taipei, 11-A.
- [22] Yuen, W.W. et al. (1992), On the Fundamental Microinteractions That Support the Propagation of Steam Explosions, Proc. 5th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, pp.627.
- [23] Kim, H. et al. (1989), Single Droplet Vapor Explosion: Effect of Coolant Viscosity, Proc. 4th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, pp.261.
- [24] Anderson, R. et al. (1988), Experimental and Analytical Study of Vapor Explosions in Stratified Geometries, CONF-880724-20.
- [25] Frost, D.L. et al. (1993), Effect of Boundary Conditions on the Propagation of a Vapor Explosion in Stratified Molten Tin/Water Systems, CSNI Specialist Meeting on FCI, Santa Barbara, II.4.
- [26] D. F. Fletcher and R. B. Anderson, "A view of pressure-induced propagation models of the vapor explosion process," Prog. Nucl. Energy 23, pp.137-179 (1990)
- [27] 八木理公 ほか, "高温粒子表面状における膜沸騰の崩壊条件に関する研究," JAERI-Research 94-041 (1994)
- [28] D. F. Fletcher, "An improved mathematical model of melt/water detonations.--I. Model formulation and example results," Int. J. Heat Mass Transfer 34, pp.2435-2448 (1991)
- [29] D.F.Fletcher and A.Thyagaraja, "A mathematical model of melt/water detonations," Appl. Math. Modelling 13, pp.139-347 (1989)
- [30] S. Medhekar, W. H. Amarasooriya and T. G. Theofanous, "Integrated analysis of steam explosions," Proc. 4th.Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Karlsruhe, Vol. 1, pp.319-326
- [31] 森山ほか, 蒸気爆発に関する実験的研究の概要, JAERI Review 94-010 (1994)
- [32] 森山ほか, 水蒸気爆発解析コード JASMINE の開発, JAERI-Data / Code 95-016 (1995)
- [33] Inoue and S. R. Lee, "Studies on micro-structures at vapor-liquid interfaces of film boiling on hot liquid surface at arriving of a shock pressure", Proc. CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp.410-425, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA / CSNI / R(97)26 (1997).
- [34] T. N. Dinh, V. A. Bui, R. R. Nourgaliev et al., "Experimental and analytical studies of melt jet-coolant interactions : a synthesis", Proc. CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp.468-491, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA / CSNI / R(97)26 (1997).
- [35] S. Koshizuka, H. Ikeda and Y. Oka, "Numerical analysis of fragmentation mechanisms in vapor

- explosions”, Proc. CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp. 722-731, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA / CSNI / R(97)26 (1997).
- [36] W. W. Yuen and T. G. Theofanous, “The prediction of 2D thermal detonation and resulting damage potential”, Proc. CSNI Specialists Meeting on FCI, Santa Barbara, U.S. (NUREG / CP-0127), pp. 233-250 (1993).
- [37] A. Annunziato and C. Addabbo, “COMETA (core melt thermal-hydraulic analysis) a computer code for melt quenching analysis”, Proc. International Conference on New Trend in Nuclear System Thermohydraulics, Pisa, Italy, 1994, Vol. 2, pp. 391-406 (1994).
- [38] A. Annunziato, A. Yerkess and C. Addabbo, “FARO and KROTOS code simulation and analysis at JRC Ispra”, Proc. OECD / CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, pp. 751-768, 1997. NEA / CSNI / R(97)26, JAERI-Conf 97-011 (1997).
- [39] A. Thyagaraja and D. F. Fletcher, “Buoyancy driven, transient, two-dimensional thermal-hydrodynamics of a melt-water-steam mixture”, Computers and Fluids, Vol. 16, pp. 59-80 (1988).
- [40] D. F. Fletcher, “Propagation investigations using CULDESAC model”, Proc. CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Santa Barbara, U.S., 1993, pp.180-192, (1993).
- [41] F. J. Davis and M. F. Young, “Integrated fuel-coolant interaction (IFCI 6.0) code, user's manual”, Technical Report NUREG / CR-6211, SAND94-0406, U. S. Nuclear Regulatory Commission (1994).
- [42] E. von Berg, M. Burger, S. H. Cho and A. Schatz, “Modeling of the breakup of melt jets in liquids for LWR safety analysis”, Nuclear Engineering and Design, Vol. 149, pp.419-429 (1994).
- [43] M. Burger, S. H. Cho, E. von Berg, and A. Schatz, “Breakup of melt jets as pre-condition for premixing : modeling and experimental verification”, Nuclear Engineering and Design, Vol. 155, pp.215-251 (1995).
- [44] A. Annunziato, C. Addabbo, A. Yerkess, R. Silverii, W. Brewka and G. Leva, “FARO test L-14 on fuel-coolant interaction and quenching-comparison report, Volume I : Analysis of the results”, Technical Report NEA / CSNI / R(97)31 / Part I, OECD / NEA / CSNI (1998).
- [45] N. I. Kolev, “The code IVA3 for modelling of transient three-phase flows in complicated 3D geometry”, Kerntechnik, Vol. 58, No. 3, pp. 147-156 (1993).
- [46] N. I. Kolev “Verification of the IVA4 film boiling model with the data base of Liu and Theofanous”, Proc. OECD / CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp. 699-720, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA / CSNI / R(97)26 (1997).
- [47] H. Jacobs, V. Vath and K. Thurnay, “Constitutive relations for multiphase flow modeling”, Proc. OECD / CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp.205-217, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA / CSNI / R(97)26 (1997).
- [48] K. Moriyama, H. Nakamura, Y. Maruyama, Simulation of alumina and corium steam explosion experiments with JASMINE v.3, The 6th International Conference on Nuclear Reactor Thermal

Hydraulics, Operations and Safety (NUTHOS-6), Nara, Japan (2004)

- [49] K. Moriyama, H. Nakamura, Y. Maruyama, Analytical tool development for coarse break-up of a molten jet in a deep water pool, Nuclear Engineering and design, (to be published).
- [50] C. Brayer and G. Berthoud, "First vapor explosion calculations performed with MC3D thermal-hydraulic code", Proc. CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp. 391-408, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA / CSNI / R(97)26 (1997).
- [51] S. Picchi and G. Berthoud. MC3D modeling of stratified explosion. In Proc. Workshop on Severe Accident Research held in Japan, Tokyo, Japan, 1998, pp. 370-375, 1998. JAERI-Conf 99-005.
- [52] T.G.Theofanous, W.W.Yuen, S. Angelini. The verification basis of the PM-ALPHA code NED 189 (1999) 59-102
- [53] T. G. Theofanous, W. W. Yuen, and S. Angelini. The verification basis of the PM-ALPHA code. In Proc. CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp. 219-268, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA/CSNI/R(97)26.
- [54] T. G. Theofanous, W. W. Yuen, K. Freeman, and X. Chen. The verification basis of the ESPROSE.m code. In Proc. CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp. 287-362, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA/CSNI/R(97)26.
- [55] 内藤, 安藤, 氏田. 軽水炉発電プラントの事故シミュレーションシステム IMPACT の開発. 日本原子力学会誌, Vol. 41, No. 3, pp. 174-201, 1999.
- [56] K. Vierow, K. Nagano, and K. Araki. Development of the VESUVIUS module : molten jet breakup modeling and model verification. In Proc. OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp. 541-565, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA/CSNI/R(97)26.
- [57] K. Morita, Sa. Kondo, Y. Tobita and D. J. Brear, "SIMMER-III : applications to fuel-coolant interactions", Proc. OECD / CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp. 785-802, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA/CSNI/R(97)26 (1997).
- [58] Cho-Chone Chu, Michael L. Corradini, Ilpo Huhtiniemi, John Murphy, Jian Tang and Sunchai Niluwankosit, "A code manual for TEXAS-V: One dimensional transient fluid model fuel-coolant interaction analysis", <http://silver.neep.wisc.edu/~NSRC/texas/>.
- [59] S. W. Hong, I. K. Park, C. H. Kim, M. G. Hwang, B. T. Min, J. H. Song and H. D. Kim, "Overview of KAERI fuel-coolant interaction test", Proc. Workshop on Severe Accident Research, Japan (SARJ-99), to be published as JAERI-Conf. (1999).
- [60] K. K. Sienicki, et al, "Analysis of melt arrival conditions on the lower head in US LWR configurations", Proc. 5th International Topical Meeting on Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-5), Salt Lake City, U.S., p. 450 (1992).
- [61] K. H. Bang, I. G. Park and G. C. Park, "TRACER-II : a complete computational model for mixing and propagation of vapor explosions", Proc. OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, Tokai-mura, Japan, 1997, pp. 804-816, 1997. JAERI-Conf 97-011, NEA/CSNI/R(97)26 (1997).

3.2 軽水炉シビアアクシデント解析と構成方程式

3.2.1 シビアアクシデント解析コード IMPACT/SAMPSON の例

SAMPSON コード[1][2][3]は、軽水炉プラントの安全解析ソフトウェア IMPACT[4]に含まれるコード群の一つで、プラントの定常運転からシビアアクシデントに至る一連の事象の解析を行う。SAMPSON コードでは、表3.2-1 及び図3.2-1 に示す11個のモジュール(THA, FRHA, MCRA[5], FPRA/FPTA[6], DCA/ DSA/ DCRA[7], CVPA/HYNA, VESUVIUS[8], ACM)を連成させることによって、プラント全体の解析を可能としている。このうち、気液二相流解析が中心となるモジュールは、THA, MCRA, VESUVIUS である。THA は米国 NRC との提携に基づいて、RELAP5/MOD3 に連成解析機能を追加したモジュールであり、構成式に関しては RELAP コードマニュアル[9] [10]が詳しいので、以下では MCRA, VESUVIUS について述べる。

表 3.2-1 SAMPSON コードの構成モジュール

モジュール名	機能
原子炉容器内熱水力解析モジュール THA	定常状態から炉心溶融開始までの原子炉冷却系内の熱水力挙動を解析する。RELAP5を基にしたモジュール。
燃料棒ヒートアップ挙動解析モジュール FRHA	燃料棒、制御棒の昇温、溶融及び被覆管の酸化、膨張、破損(溶融・脆化・破裂)を解析する。溶融移動した燃料棒、制御棒はMCRAで解析する。
溶融炉心移動挙動解析モジュール MCRA	HIS(Heat Interactive Structure)の昇温、溶融解析及び溶融した燃料棒、制御棒及びHISの移動挙動解析を行う。移動挙動解析は、再固化/溶融、冷却材/未溶融物との熱的相互作用を考慮。
燃料内FP放出挙動解析モジュール FPRA	FPの燃料ペレット内拡散、被覆管外への放出及び構造材蒸気の炉心からの放出量を解析する。また、崩壊熱出力を計算する。
FP移行挙動解析モジュール FPTA	炉心から放出されたFP、構造材の蒸気、エアロゾルの原子炉冷却系内と格納容器内での輸送、付着、環境への放出を解析する。
デブリ冷却挙動解析モジュール DCA	原子炉容器下部プレナムに落下したデブリの拡がりや冷却挙動を解析する。炉容器の温度挙動、破損も併せて解析する。
デブリ拡がり挙動解析モジュール DSA	格納容器のコンクリート床に落下したデブリの拡がりを解析する。
デブリ・コンクリート反応挙動解析モジュール DCRA	格納容器のコンクリート床に落下したデブリに関し、注水冷却、コンクリート侵食、可燃性ガス生成等の長期的挙動を解析する。
格納容器内熱水力挙動解析モジュール CVPA, HYNA	格納容器内の熱水力挙動及び格納容器の破損を解析する。格納容器内の全体的挙動を解析するCVPAと、水素混合を含めたより詳細な解析が可能なHYNAの2種類がある。
水蒸気爆発解析モジュール VESUVIUS	格納容器内に起きる水蒸気爆発の初期粗混合、トリガリング、細粒化・伝播現象を解析する。
制御モジュール ACM	上記の各解析モジュールを事象進展に応じて実行/停止させ、実行中のモジュールを連携させる。

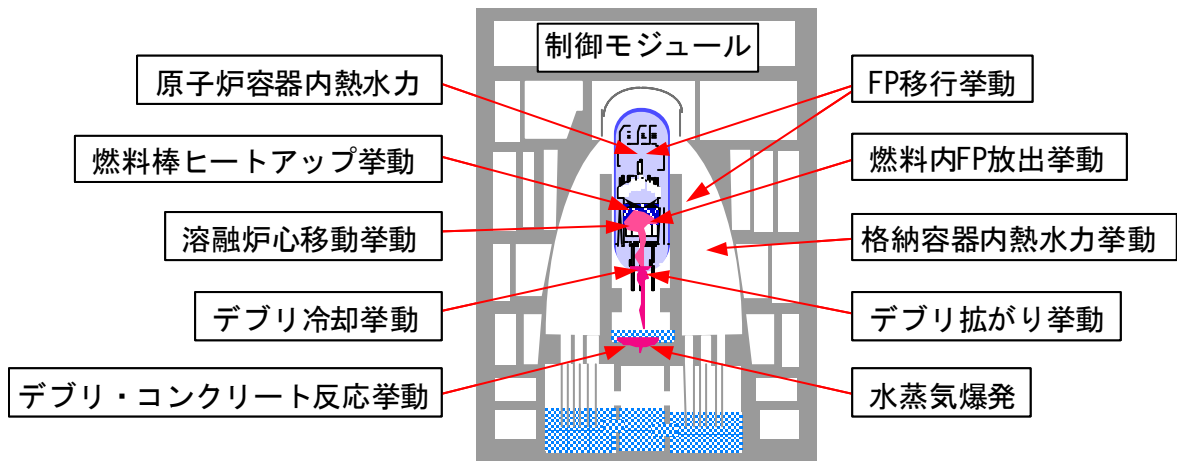


図 3.2-1 SAMPSON コードのモジュールの担当領域
(BWR プラントで図示しているが、PWR プラントも同様)

3.2.2 溶融炉心移動挙動解析モジュール(MCRA)

(1) 概要

MCRA モジュールは、機構論的モデル化を指向しており、以下に提示する方針に基づいてモデル化を行っている。

- a) 固気液 3 相を扱う。MCRA モジュールは気体成分と液体成分で 15 程度の成分を考慮する。これに応じて固液、気液間の相変化を扱う。
- b) 多速度場を扱う。気体、冷却材、溶融金属の 3 速度場である。これに応じて速度場間の運動量交換を扱う。
- c) 相変化や運動量交換をモデリングするためには、それらの成分間の界面積が必要であり、これに応じて流動様式を扱う。
- d) 炉心内および近傍の複雑な構造へのクラストの付着や再溶融を扱う。このため、計算セルの 6 面に隣接セルと相互作用できるスラブ要素(Slab_HIS: Heat Interactive Structure)、および計算セル内部にアニュラス要素(Annulus_HIS)を任意に考慮できる機能を扱う。

MCRA モジュールは以下のモデルから構成されている。

- ・ 流動様式モデル
- ・ 運動量交換関数モデル
- ・ 熱伝達モデル
- ・ 体積発熱モデル
- ・ 金属・水反応モデル
- ・ 溶融・凝固モデル
- ・ 蒸発・凝縮モデル
- ・ 構造材モデル

- ・ 流体力学モデル
- ・ 状態方程式モデル
- ・ 熱物性モデル

これらのモデルを MCRA モジュールが扱う物理現象と関連付けて図 3.2-2 に示す。以下に主要モデルを説明する。

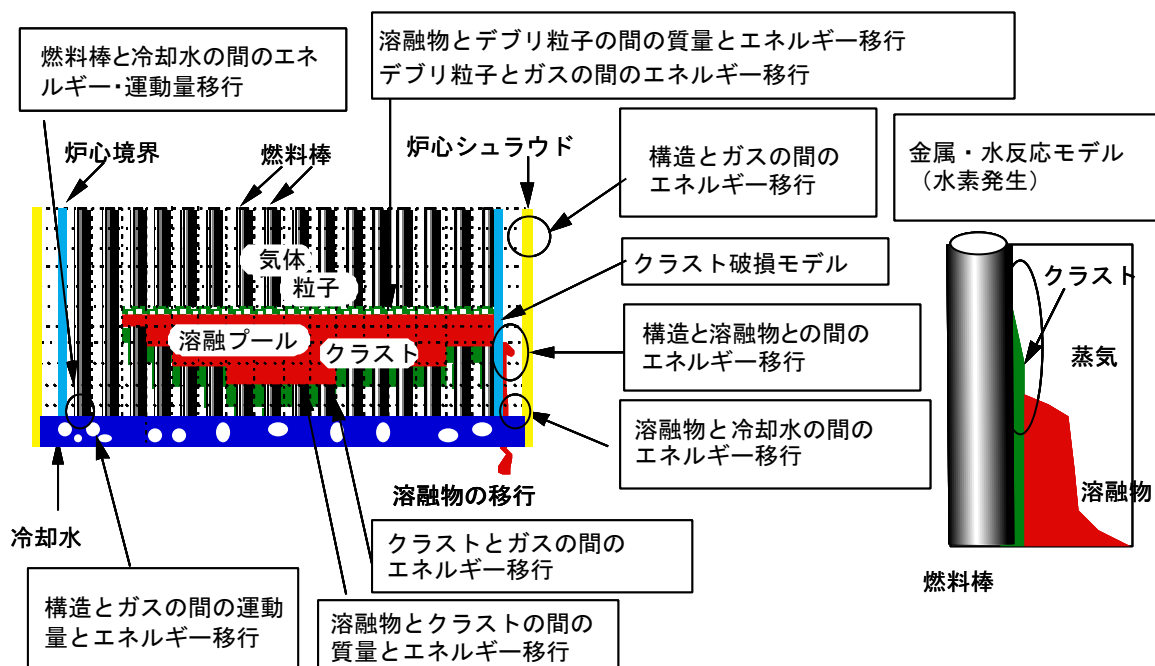


図 3.2-2 MCRA の物理モデル

(2) 多成分モデル

MCRA モジュールでは、液体成分として表 3.2-2 に示す L1~L10、構成成分として S1, S2, S4, S9 を考慮している。粒子成分は対流するため液体成分に含められている。液体成分は構造材と熱的に相互作用して固化する場合、全てデブリクラストとして構成物質の平均物性を有するものとして扱う。また、デブリクラストが溶融した場合、もとの液体成分に変化するものとし、バルクな相変化計算を行うことにより液滴あるいは固体粒子に移行させる。

これらの成分のうち、金属は一般には酸化物との混合物として扱われる。相変化をこのように扱うため、各計算セルで各成分の物質構成比を記憶しておく必要がある。各成分の物質構成比は対流させる必要がある。

気体成分は同表に示す 6 成分を考慮する。

FP の移行は、MCRA モジュールでは陽には扱わない。MCRA モジュールの速度場および各成分の各計算セルにおける存在量を用いて SAMPSON の別モジュールで評価される。

以上の構成成分に基づき、MCRA モジュールでは、液体、気体の 15 成分の質量保存式、液体成分の 9 成分および混合気体の 1 成分のエネルギー保存式、3 つの速度場の運動量保存

式を解く。構成材成分の質量とエネルギー保存式は、相変化モデルで解かれる。

表 3.2-2 液体、固体および気体成分

Liquid Components		Structure Components		Gas Components	
L1	Water	S1	Rod Structure	g1	Steam
L2	Liquid Fuel	S2	Zircaloy Structure	g2	N2
L3	Liquid Steel			g3	O2
L4	Liquid Zircaloy	S4	Steel Structure	g4	H2
L5	Liquid Control			g5	Ar
L6	(ice; not considered)			g6	He
L7	Fuel Particle				
L8	Steel Particle				
L9	Zircaloy Particle	S9	Debris Crust		
L10	Control Particle				

(3) 計算アルゴリズム

計算アルゴリズムは、各タイムステップにおいて STEP_A(セル内の相変化と対流)、STEP_B(圧力方程式と速度場の更新)、STEP_C(対流)という過程に基づく半陰解法を採用している。この手法は SIMMER-III コードで開発された手法[11]を参考としている。

(4) 流動様式及び境界面積モデル

流動様式は基本的に、流れに対する構造の影響を無視できるプール流動様式と、構造に大きく影響されるチャンネル流動様式の 2 つがあるが、MCRA ではプール流動様式のみが開発されている。これら 2 つは、モデリングの全体構想としては、ボイド率と、気相中に液膜から液滴が同伴される量を示すエントレインメント割合をパラメータとする様式図の中で位置づけられている。図 3.2-3 にプール流の流動様式のスケッチを示す。

気液間の相互作用は、気液界面での質量、運動量およびエネルギーの輸送から構成されている。そのため界面における境界面積を精度よく評価することは物理現象のモデル化にとって必要不可欠な要素のひとつである。MCRA モジュールでは、計算セル内における流体の分散成分(気泡、液滴)の数密度の輸送を考え、その値から、各成分の境界面積を求める方法を用いている。以下に液滴/気泡の数密度 N_b の輸送方程式を示す。

$$\frac{\partial N_b}{\partial t} + \nabla \cdot (N_b \mathbf{v}) = \sum_i S_i$$

境界面積 $[A]_b$ は、数密度と形状因子 f_{shape} から

$$[A]_b = (36\pi)^{\frac{1}{3}} f_{shape}^2 N_b^{\frac{1}{3}} \alpha^{\frac{2}{3}}$$

で評価される。分散成分の形状は、球状ではなく、楕円体として扱っており、形状因子 f_{shape}

は Eötvös 数 N_{Eo} を用いて

$$f_{shape}^2 = \frac{2 + \frac{E^2}{\sqrt{1-E^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1-E^2}}{1 - \sqrt{1-E^2}}}{4E^{\frac{2}{3}}}$$

$$E = (1 + 0.16N_{Eo}^{0.75})^{-1} \quad (\text{分散成分のアスペクト比})$$

で表される[12]。

生成項 S_i では以下の効果を考慮している。

- ・ 液滴／気泡の分裂(Pilch&Erdman [13]、Kocamustafaogullari&Ishii[14])
- ・ 液滴／気泡の乱流効果による分裂(Sevik&Park [15])
- ・ 液滴／気泡の合体(ランダムな衝突モデル)

また、構造材やロッドはセル内やセル境界面に定義し、流体側との相互作用は、表面積を体積率に応じて気液に分配する形で評価している。

気液界面摩擦は、Stokes 則と Ishii の相似則[12]に基づいて計算し、気液間熱伝達は、RELAP5/MOD3[16]の手法を用いて計算している。

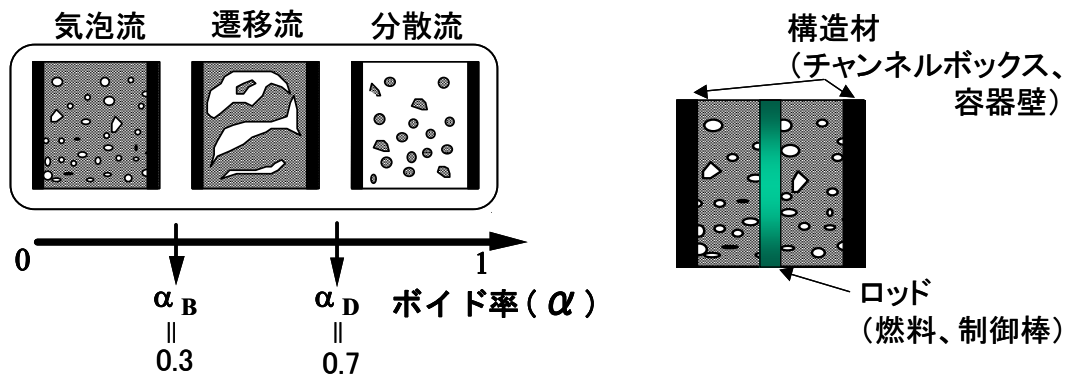
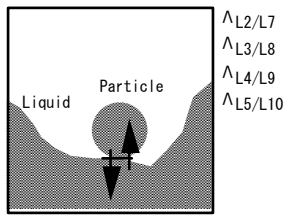


図 3.2-3 プール流の流動様式

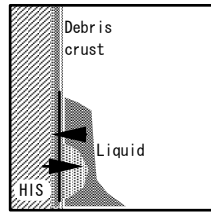
(5) 相変化モデル

図 3.2-4 に溶融／凝固の経路を、また図 3.2-5 に蒸発／凝縮の経路を示す。これらは、図 3.2-2 に示した諸現象を扱うために必要と考えられるものである。相変化モデルは伝熱律速の非平衡モデルに基づく。



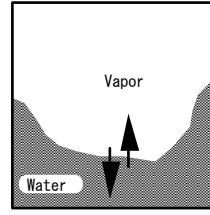
Melt contacts its particles then each changes into each other.

^L2/L7
^L3/L8
^L4/L9
^L5/L10



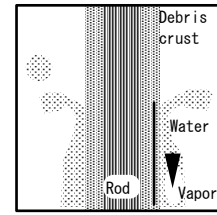
Melt contacts structure or crust then structure or crust melts or melt freezes into crust.

^L2/S2
^L2/S4
^L3/S2
^L3/S4
^L4/S2
^L4/S4
^L5/S2
^L5/S4



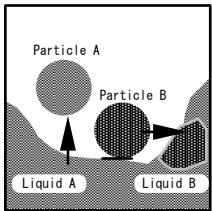
Water contacts steam then each changes each other.

┌ L1/G



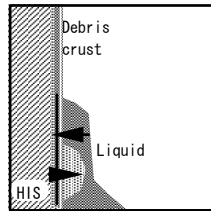
Water contact a rod or crust on it then water vaporizes.

┌ L1/G:S1
┌ L1/G:S9(7)
┌ L1/G:S9(8)



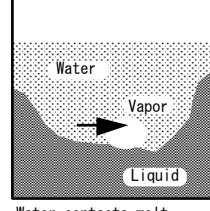
Melt contacts particles then each changes its phase.

^L8, L3:L2
^L2, L7:L8
^L9, L4:L2
^L2, L7:L9
^L10, L5:L2
^L2, L7:L10



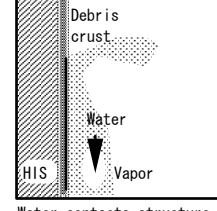
Melt contact s crust then crust melts or melt freezes into crust.

^L2/S9
^L3, S9
^L4, S9



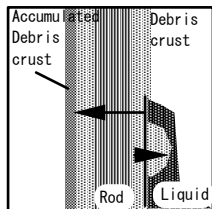
Water contacts melt then water vaporizes.

┌ L1, G:L2
┌ L1, G:L3
┌ L1, G:L4
┌ L1, G:L5



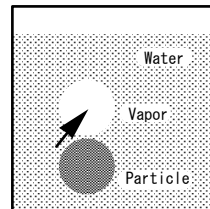
Water contacts structure or crust on it then water vaporizes.

┌ L1/G:S2
┌ L1/G:S4
┌ L1/G:S9



Melt contacts crust on a rod then crust melts or melt freezes into crust.

^L2, S9:S1
^S9, L2:S1
^L3, S9:S1
^L4, S9:S1
^L5, S9:S1



Water contacts particles then water vaporizes.

┌ L1, G:L7
┌ L1, G:L8
┌ L1, G:L9
┌ L1, G:L10

図 3.2-4 熔融／凝固経路

図 3.2-5 蒸発／凝縮経路

(6) MCRA の検証

a) FZK/QUENCH ISP 解析[18]

図 3.2-6 に示す体系において MCRA と FRHA の 2 モジュールを用いて QUENCH ISP 解析を実施した (ブラインド解析として実施された)。燃料棒温度の変化を実験と比較して図を 図 3.2-7 と 図 3.2-8 に示す。

b) IRSN/PHEBUS ISP 解析[19]

図 3.2-9 に試験装置概要を、図 3.2-10 に試験中の過渡変化を、図 3.2-11 に MCRA モジュールの解析体系を示す。PHEBUS ISP 解析は MCRA モジュールの他に SAMPSON コードの FRHA、FPRA、FPTA、CVPA モジュールを連成して実施した。解析結果を図 3.2-12～図 3.2-14 に示す。

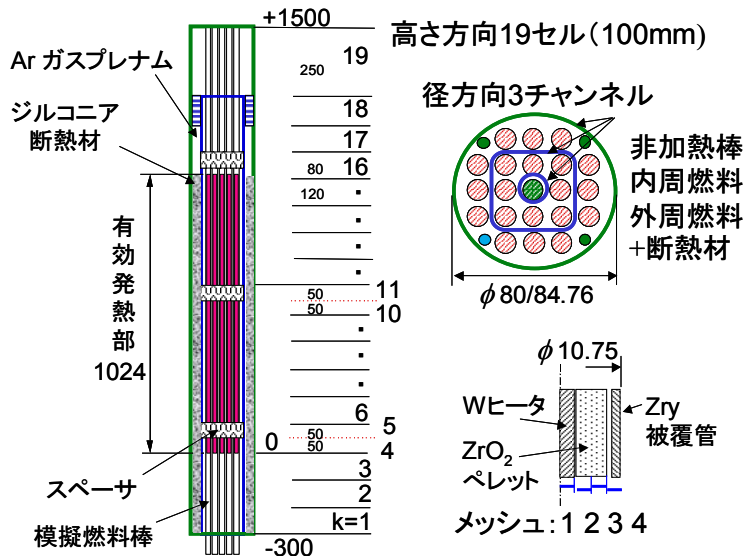


図 3.2-6 QUENCH ISP 解析体系

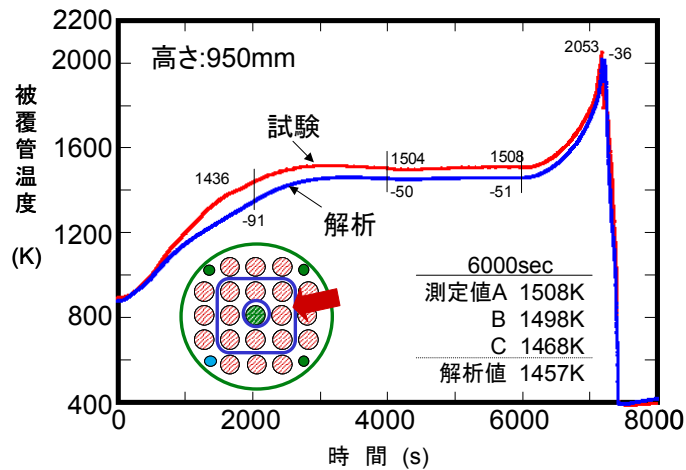


図 3.2-7 内周燃料の被覆管温度変化

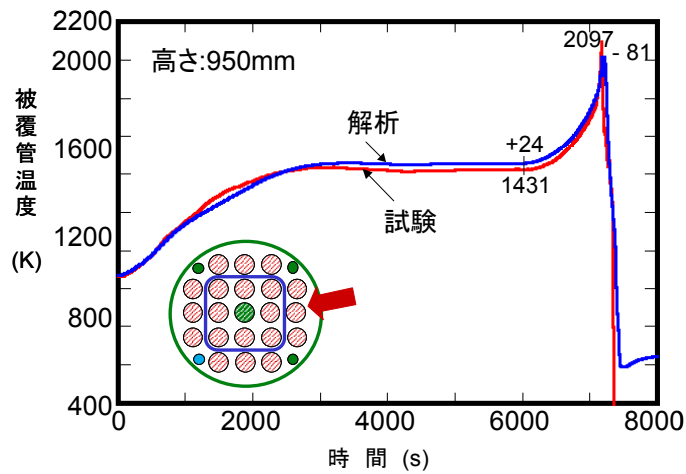


図 3.2-8 外周燃料の被覆管温度変化

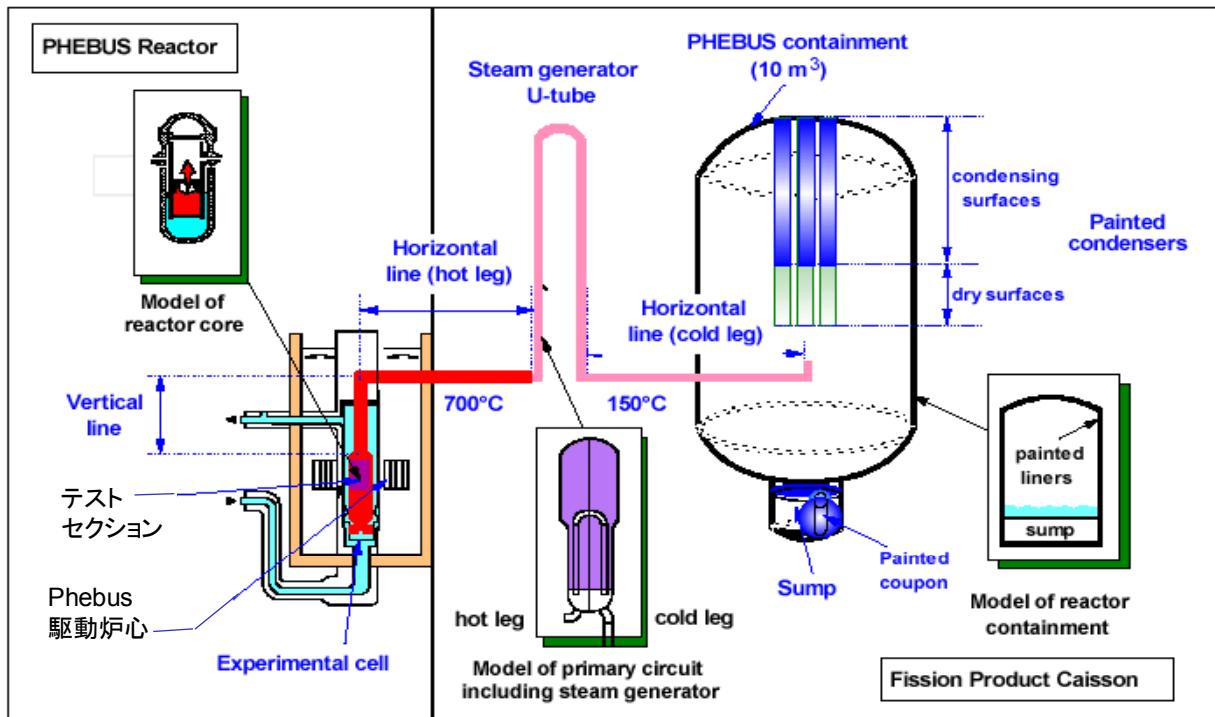


図 3.2-9 PHEBUS ISP 試験装置概要

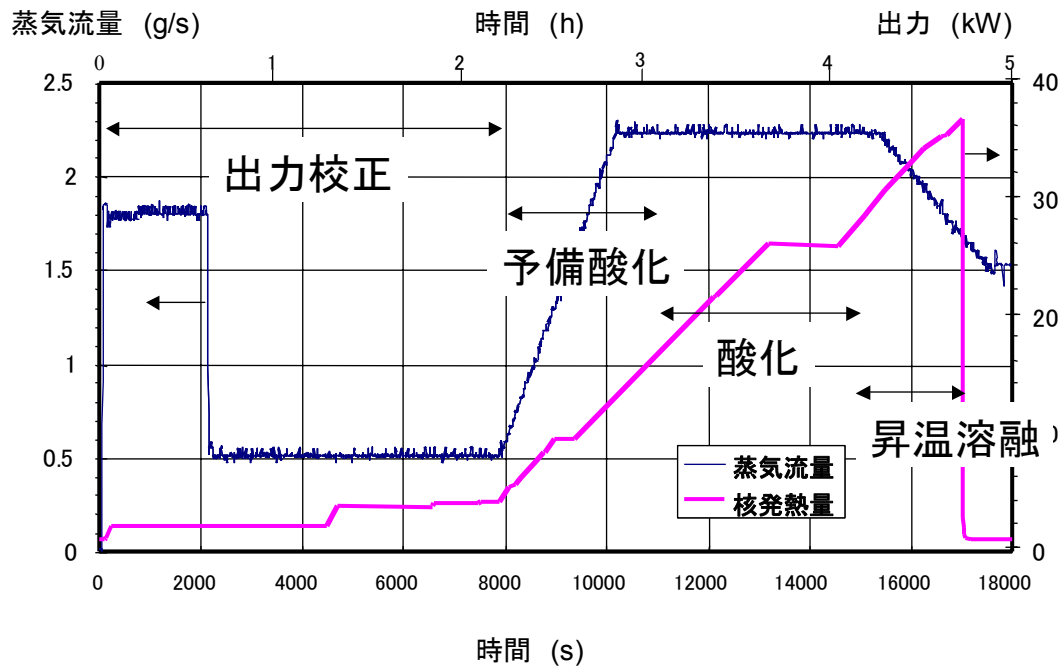


図 3.2-10 PHEBUS ISP 試験の過渡変化の概要

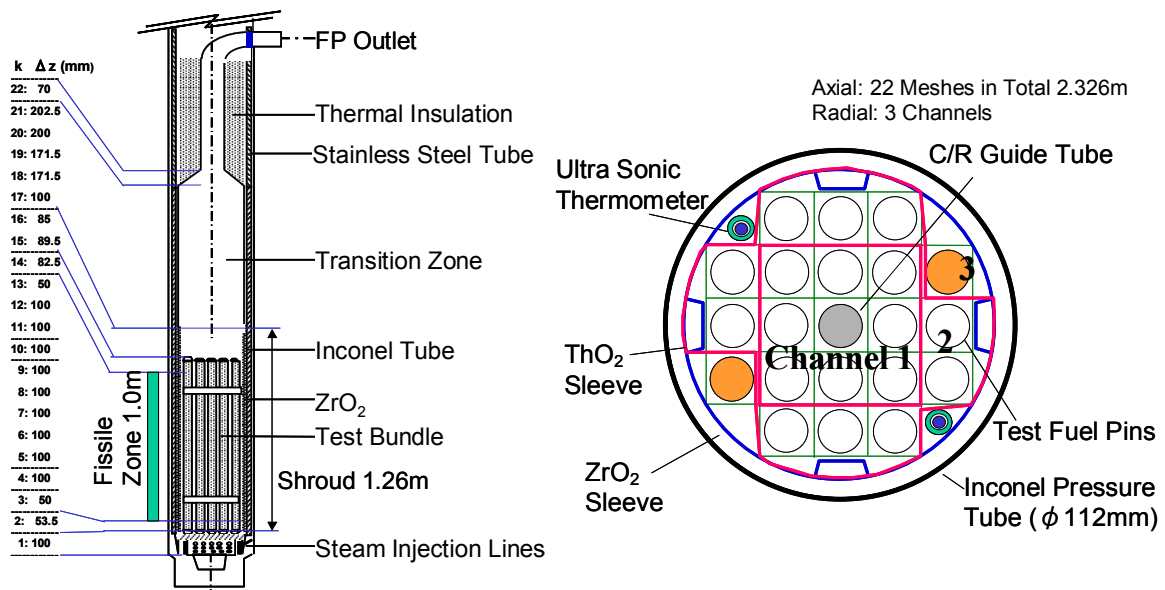


図 3.2-11 PHEBUS ISP 解析体系

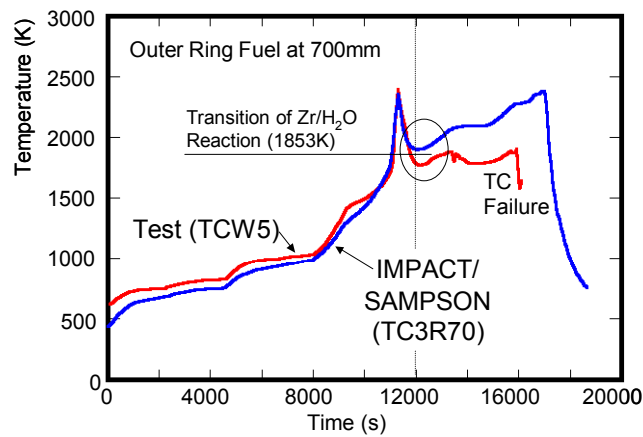


図 3.2-12 燃料被覆管温度变化

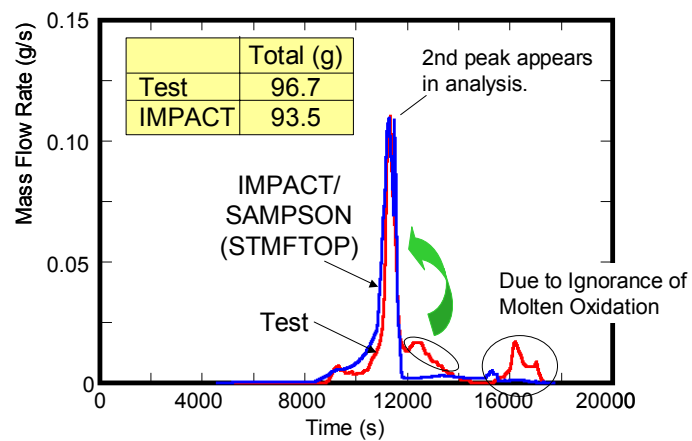


図 3.2-13 水素ガス発生量

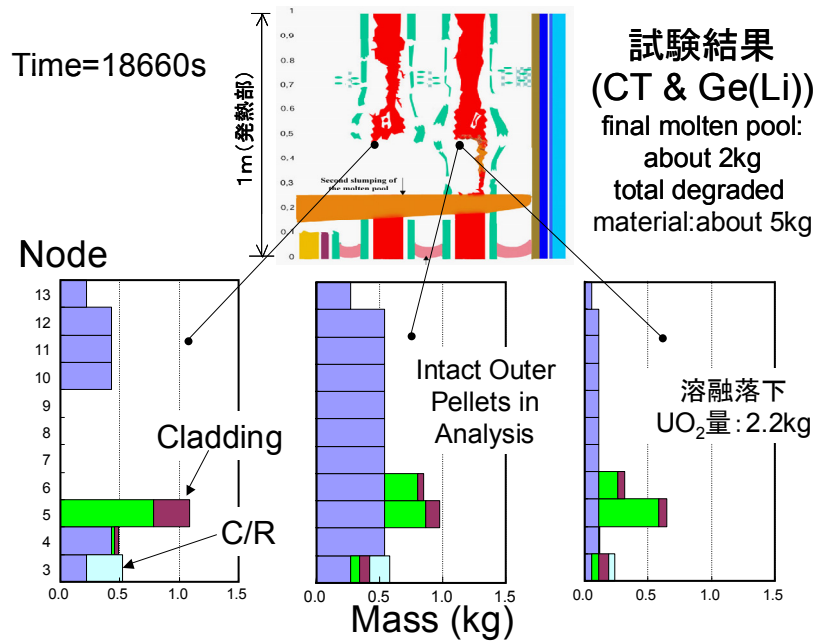


図 3.2-14 試験終了時の質量分布

3.2.3 水蒸気爆発解析モジュール(VESUVIUS)

(1) 概要

水蒸気爆発解析では、事象を準安定な混合状態を形成する初期粗混合過程と、トリガリング以降の細粒化・圧力伝播過程に分けてモデル化されるのが一般的であり、VESUVIUSでも2つの過程に分けてモデル化が行われている。水蒸気爆発解析では事象のタイムスケールがIMPACT/SAMPSONの他のモジュールと比べて非常に短い(粗混合過程で数秒～数10秒、細粒化・圧力伝播過程で数ミリ秒～数100ミリ秒)ため、他のモジュールとの連成計算は行われない。

VESUVIUSでは、4速度場4温度場の4流体モデルが採用されており、水・気体(水蒸気+非凝縮ガスの混合気体)の2相の他に、2種類の溶融物相を扱う。溶融物に関しては、初期粗混合と細粒化・伝播過程で取り扱いが異なり、表3.2-3のようになる。

図3.2-15は冷却水に溶融ジェットが落下した状況を示す模式図であり、数字は以下に説明するVESUVIUSの主な物理モデルに対応している。図の(1)～(5)は初期粗混合過程の事象であり、(1) 安定な粗混合状態の形成、(2) 溶融ジェット表面からの粒子のブレイクアップ(Kelvin-Helmholtz不安定を考慮。Epstein-Fauskeの式)、(3) ジェット先端での表面張力による粗いブレイクアップ、(4) 粒子のブレイクアップ(Rayleigh-Taylor不安定を考慮。Pilchの相関式)を表す。(5)はトリガリング、(6)、(7)が細粒化・伝播過程の事象であり、(6) 非常に細かな粒子への分裂(フラグメンテーション、Theofanousのモデル、Chenの実験式を使用)、(7) 圧力波の成長及び伝播を表す。

以下では、初期粗混合過程の構成式について説明する。

表 3.2-3 VESUVIUS の 4 流体モデルの内訳

	初期粗混合過程	細粒化・伝播過程
冷却材（液相）	水	水
冷却材（気相）	水蒸気＋非凝縮性気体	水蒸気＋非凝縮性気体
溶融物相 1	ジェット状溶融物＋デブリベッド	粒子状溶融物(～数 mm)
溶融物相 2	粒子状溶融物	微粒子状溶融物(～100 μm)

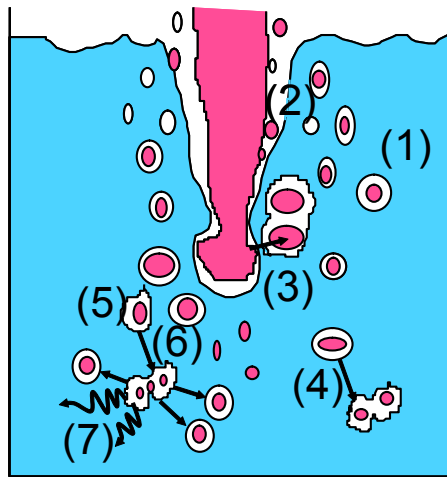


図 3.2-15 VESUVIUS の物理モデル

(2) 流動様式及び界面面積濃度

水蒸気爆発解析では、激しい沸騰を伴う 3 次元的な流れを対象としており、管路系の解析で利用されているような詳細な流動様式分類は当てはまらない。水・気体の流動様式に関しては、VESUVIUS を含めて主な水蒸気爆発解析コードでは、局所的なボイド率 α を用いた比較的簡単な分類を用いる場合が多い。図 3.2-7 に示すように気泡流、遷移域、液滴流の 3 種類に分けられ、VESUVIUS では境界の値を $\alpha_{\text{bub}}=0.3$ 、 $\alpha_{\text{dnp}}=0.7$ としている。他の水蒸気爆発解析コードでは、 $\alpha_{\text{bub}}=0.3\sim 0.5$ 、 $\alpha_{\text{dnp}}=0.7\sim 0.8$ 程度の値が用いられている。遷移域の扱いについては、以下の 2 種類のアプローチがある。VESUVIUS では前者を採用している。

- ・ 遷移域を気泡流 ($\alpha = \alpha_{\text{bub}}$) と液滴流 ($\alpha = \alpha_{\text{dnp}}$) の混合領域と仮定して、界面の相互作用を線形補間の形で計算する。計算の安定性を重視したアプローチともいえる。
- ・ 遷移域を別の流動様式 (チャーン流) として扱う。

(例) 気泡径 : $d_g = 4\sqrt{\frac{g\Delta\rho}{\sigma}}$

抵抗係数 : $C_d = \frac{8}{3}(1-\alpha)^2$ (Ishii-Zuber, 1979[17])

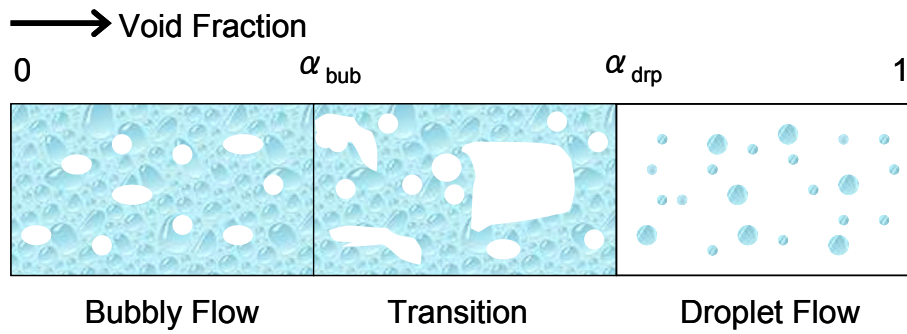


図 3.2-16 水蒸気爆発解析での流動様式区分

- ・気泡・液滴径の計算

$$d_i = \frac{We \sigma}{\rho_j (v_i - v_j)^2}$$

i : 分散相、 j : 連続相、 We : Weber 数 (=8 : 気泡流、=12 : 液滴流)

- ・気泡・液滴表面積濃度の計算 (球形を仮定) (面積濃度 : 単位体積中の面積[m²/m³])

$$a_i = \frac{6 \alpha_i}{d_i}$$

- ・他の相 (溶融物) の存在を考慮したときの気液の界面面積濃度の補正

$$a_{lg} = \frac{6 \alpha_i \alpha_j}{d_i (1 - \alpha_i)}$$

(3) 界面摩擦

界面摩擦係数 K_{ij} 及び抵抗係数 C_D は、以下の式から計算する (Ishii&Zuber[17])。なお、添え字の l は水、 g は気体 (水蒸気+非凝縮ガス)、 p は溶融物粒子を表す。

$$K_{ij} = \frac{1}{8} A_{ij} C_D \rho_j |v_{rel,ij}|$$

$$C_D = \frac{2}{3} d_i \left(\frac{g \Delta \rho}{\sigma} \right)^{1/2} \left\{ \frac{1 + 17.67 f(\alpha_{ij})^{6/7}}{18.67 f(\alpha_{ij})} \right\}^2, \quad f(\alpha_{ij}) = \begin{cases} \alpha_{ij}^{1.5} & (i = g, j = l) \\ \alpha_{ij}^3 & (i = l, j = g) \\ \alpha_{ij}^{1.5} & (i = p, j = g, l) \end{cases}$$

ただし、溶融物粒子については、体積率が大きくなった場合には、冷却材と溶融物との間の摩擦係数を以下の式で計算する (Bird[20])。

$$K_{gp} = 150 \frac{\alpha_g \alpha_p^2 \mu_g}{(\alpha_l + \alpha_g)^3 d_p^2} f(10^3, Re_g) + 1.75 \frac{\alpha_g^2 \alpha_p \rho_g |v_g - v_p|}{(\alpha_l + \alpha_g)^3 d_p} f(Re_g, 10)$$

$$K_p = 150 \frac{\alpha_l \alpha_p^2 \mu_l}{(\alpha_l + \alpha_g)^3 d_p^2} f(10^3, Re_l) + 1.75 \frac{\alpha_l^2 \alpha_p \rho_l |v_l - v_p|}{(\alpha_l + \alpha_g)^3 d_p} f(Re_l, 10)$$

$$f(x, y) = \begin{cases} 1 & (x > y) \\ 0 & (x \leq y) \end{cases}, \quad Re_g = \frac{\alpha_g \alpha_p \rho_g d_p |v_g - v_p|}{\mu_g}, \quad Re_l = \frac{\alpha_l \alpha_p \rho_l d_p |v_l - v_p|}{\mu_l}$$

溶融ジェットに対する界面摩擦係数は、水面からの通過距離 L_{jet} を用いて以下の式から計算される(Burger[21])。

$$C_D = \left\{ 2.87 + 0.686 \ln \left(\frac{L_{jet} - Z}{K_{eff}} \right) \right\}^{-2.5}, \quad K_{eff} = 0.1 \text{ (input parameter)}$$

$$\frac{L_{jet}}{d_{jet}} = 2.1 \left(\frac{\rho_{jet}}{\rho_l} \right)^{0.5} Fr^{0.5} \quad (\text{Saito}[22])$$

(4) 界面熱伝達

表 3.2-4 に VESUVIUS の相間熱伝達の分類を示す。気液間の熱伝達は、界面を飽和温度と仮定して計算される。気液のうち連続相から飽和界面への熱伝達は強制対流熱伝達

$$h_{i,sat} = \frac{\lambda_i}{d_i} (2 + 0.6 Re_{i,j}^{1/2} Pr_j^{1/3})$$

$$Re_{i,j} = \frac{\rho_j d_i |v_i - v_j|}{\mu_j}$$

から計算され、気液のうち分散相から飽和界面への熱伝達は熱伝導

$$h_{i,sat} = \frac{2 \lambda_i}{d_i}$$

から計算される。遷移域は線形補間により熱伝達係数を計算する。

ジェット及び粒子からの熱伝達では、膜沸騰熱伝達(Epstein[23])及び輻射熱伝達モデルを使用している。ただし、離れた計算セル間での輻射熱伝達は考慮されていないが、溶融燃料の熱伝達計算を考えた際に計算格子の詳細化に伴ってその影響が無視しがたくなる。

(5) 主な水蒸気爆発解析コード

表 3.2-5 に主な水蒸気爆発解析コードを示す。水蒸気爆発実験としては、FARO, KROTOS (JRC Ispra), TROI (KAERI), MIXA (Winfrith), MAGICO-2000, SIGMA-3000 (UCSB), ALPHA (JAERI), PREMIX, ECO, QUEOS (FZK: ref. FZKA-6380,7011), BILLEAU (CEA)等があり、コードの検証に利用されている。

(6) VESUVIUS の検証

検証例として、FARO L-28 実験解析[24]の体系図を図 3.2-17 に、初期粗混合過程の圧力変化を図 3.2-18 に示す。また、KROTOS-44 実験解析における細粒化・伝播過程の圧力変化を図 3.2-19 に示す。

表 3.2-4 VESUVIUS の 4 相間の熱伝達パス一覧（初期粗混合過程）

From(To)	To(From)	Bubbly Flow ($0 \leq \alpha \leq 0.3$)	Transition ($0.3 < \alpha < 0.7$)	Droplet Flow ($0.7 \leq \alpha$)
Gas	Gas-Water Interface	Conduction	Linear Interpolation	Forced Convection
Water	Gas-Water Interface	Forced Convection	Linear Interpolation	Conduction
Particles	Water	Film Boiling + Radiation		Radiation
Jet	Water	Conduction + Radiation		Radiation
Particles	Gas	Neglected		Forced Convection
Jet	Gas	Neglected		
Particles	Jet	Neglected		

表 3.2-5 主な水蒸気爆発解析コード

コード名	開発機関	座標系	相の分類 (premixing)
CHAMP/VE	U.Tokyo	Euler	Liquid, Vapor & vapor film Melt
COMETA	JRC Ispra	Lagrange(Melt) Euler(others)	Liquid, Vapor & non condensable gases, Melt
IFCI	SNL	Euler	Liquid, Vapor, Melt
IKEMIX / IKEJET	IKE, Stuttgart	Lagrange(particle) Euler(others)	Liquid, Vapor & non condensable gas, Melt(jet), Melt(particle)
IVA5	SIEMENS	Euler	Liquid, Vapor & non condensable gases, Melt
JASMINE	JAEA	Lagrange(particle), Euler(others)	Liquid, Vapor & non condensable gas, Melt(jet, debris bed), Melt(particle)
MATTINA	FZK	Euler	Liquid, Vapor & non condensable gas, Melt
MC3D	CEA	Euler	Liquid, Vapor & non condensable gas, Melt(Jet, Debris bed), Melt(particle)
PM-ALPHA(.L) .3D	UCSB	Euler or Lagrange(particle), Euler(others)	Liquid, Vapor, Melt(particle)
TEXAS-V	U.Wisconsin	1D-Lagrange(particle), 1D-Euler(others)	Liquid, Vapor & non condensable gas, Melt
TRACER	KMU	Euler	Liquid, Vapor, Melt
VAPEX	EREC	Lagrange(particle), Euler	Liquid, Vapor & non condensable gas, Melt
VESUVIUS	NUPEC	Euler	Liquid, Vapor & non condensable gas, Melt(Jet, Debris bed), Melt(particle)

FARO-L28 Test Condition

Total Mass of Corium: 175 kg
 Corium Temperature: 3053 K
 Water Temperature: Saturated
 Initial Pressure: 5.1 bar

Test Analysis

- With r-z 2D cylindrical Coordinates
- With measured particle diameter of 2.3 mm

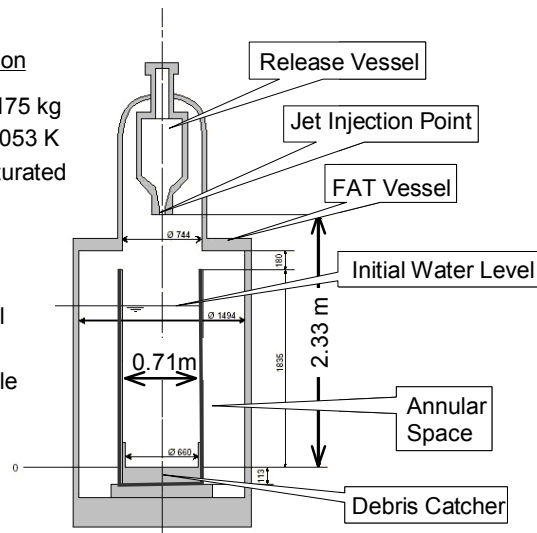


図 3.2-17 FARO L-28 実験解析：体系図

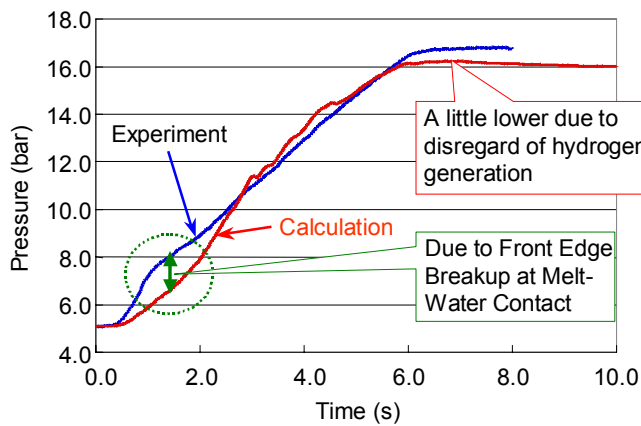


図 3.2-18 初期粗混合過程の圧力変化

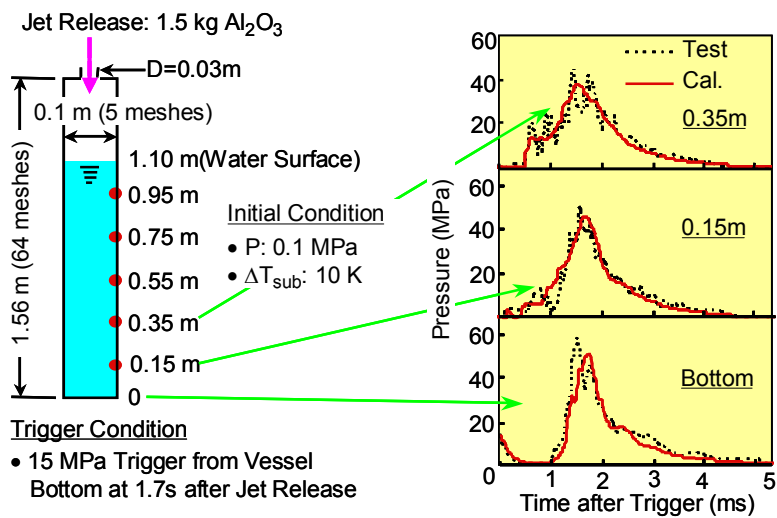


図 3.2-19 KROTOS-44 実験解析：細粒化・伝播過程の圧力変化

3.2 節の参考文献

- [1] Ujita, H.: Development of Severe Accident Analysis Code SAMPSON in IMPACT Project, J. Nucl. Sci. Technol., Vol.36, No. 11 (1999).
- [2] Ujita, H., et al.: PWR and BWR plant analyses by Severe Accident Analysis Code SAMPSON for IMPACT Project, GENES4/ANP, Kyoto (2003)
- [3] Naitoh, M., S. Hosoda, C. M. Allison: ASSESSMENT OF WATER INJECTION AS SEVERE ACCIDENT MANAGEMENT USING SAMPSON CODE, ICONE-13, Beijing, China (2005)
- [4] 内藤正則: 軽水炉発電プラントの事故シミュレーションシステム'IMPACT' の開発, 日本原子力学会誌, Vol.41, No.3 (1999).
- [5] Satoh, N. et al.: Development of Molten Core Relocation Analysis Module MCRA in the Severe Accident Analysis Code SAMPSON, Nucl. Sci. Technol., Vol.37, No. 3 (2000)
- [6] Satoh, N. et al.: MODELS AND VERIFICATION STUDY ON FISSION PRODUCT RELEASE AND TRANSPORT ANALYSIS MODULES IN SAMPSON FOR THE IMPACT PROJECT, NTHAS2, Fukuoka (2000)
- [7] Hidaka, M. S. Sato, H. Ujita: Verification for Flow Analysis Capability in the Model of Three-Dimensional Natural Convection with Simultaneous Spreading, Melting and Solidification for the Debris Coolability Analysis Module in the Severe Accident Analysis Code 'SAMPSON',(II), Nucl. Sci. Technol., Vol.39, No. 5 (2002)
- [8] Vierow, K.: ANALYTICAL INVESTIGATION OF EFFECT OF FUEL COMPOSITION ON THE PREMIXING PHASE OF A STEAM EXPLOSION, NTHAS2, Fukuoka (2000)
- [9] RELAP5/MOD3 CODE MANUAL, NUREG/CR-5535 (INEL-95/0174).
- [10] SCDAP/RELAP5/MOD3.1 CODE MANUAL, NUREG/CR-6150 (EGG-2720).
- [11] Kondo, S., et al.: SIMMER-III, ANP'92, Oct.25-29, Tokyo, Japan (1992).
- [12] Ishii, M.: ANL/RAS/LWR, Vol.80, No. 3 (1980).
- [13] Pilch, M. and C. A. Erdman: Int. J. Multiphase Flow, Vol.13 (1987).
- [14] Kocamustafaogullari, G. and Ishii, M.: (1984).
- [15] Sevik, M., S. H. Park: (1973).
- [16] RELAP5/MOD3 Code Manual Vol.4, p4-57.
- [17] Ishii M., N. Zuber: AIChE J. 25 p.843-855, (1979).
- [18] Ikeda, T., K. Katsuragi, N. Shirakawa: Analysis of International Standard Problem No.45, QUENCH06 Test at FZK by Detailed Severe Accidents Analysis Code, IMPACT/SAMPSON, Nucl. Sci. Technol., Vol.40, No. 4 (2003)
- [19] Ikeda, T., et al.: Analysis of Core Degradation and Fission Products Release in Phebus FPT1 Test at IRSN by Detailed Severe Accidents Analysis Code, IMPACT/SAMPSON, Nucl. Sci. Technol., Vol.40, No. 8 (2003)
- [20] Bird, R.B., et al., J. Wiley and Sons, New York (1960).
- [21] Burger, M., et al., Nucl. Eng. Design., Vol.155, No 1-2, pp.215-251 (1995).
- [22] Saïto M., K. Sato, S. Imahori, Nat. Heat Transfer Conf., Houston, p.173 (1988).
- [23] Epstein, M., G. M. Hauser, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.23, pp.179-189 (1980).
- [24] Morii, T. et al.: BENCHMARK ANALYSIS OF PREMIXING PHASE OF FCI EXPERIMENT BY THE VESUVIUS CODE, NURETH-10, Seoul, Korea (2003)

3.3 高速炉の安全解析に関わる構成方程式の現状と課題

3.3.1 はじめに

高速炉の安全解析では設計基準事象（DBE: Design Basis Event）から設計基準外事故（BDBA: Beyond Design Basis Accident）まで考慮すると、熱流動現象のみに限定しても容器内液面からのカバーガス巻き込み、炉停止時の温度成層化等の单相熱流動からはじまり、蒸気発生器の伝熱管破損に伴うナトリウム-水反応、炉心局所事故によるナトリウム沸騰と燃料破損、通常空気雰囲気中に設置される二次冷却系配管からのナトリウム漏洩燃焼、さらには ATWS（Anticipated Transient Without Scram）による炉心損傷事故などの多相多成分流動まで、多種多様な現象を解析対象とする必要がある。これらの広範囲に亘る現象のなかから、一般的な二相流に関わる解析技術は本報告書の他章で詳細に報告されていることから、ここでは高速炉の安全研究において重点的に取り組まれてきた炉心損傷事故の解析に関わる構成方程式の現状と課題に限定して述べる。

一般に、原子炉は炉心からの除熱と発熱のバランスがとれなくなった場合、自動的に発熱を低下させ、炉心で発生する熱を安全に除去できるように多重の安全保護系が働くように設計されている。一方、高速炉の安全審査では、安全確保における深層防護の観点から、原子炉の公衆と環境に対する安全裕度を確認するために、技術的に起こるとは考えられないが、これらの多重の安全保護系が仮に全て機能しない場合を仮想的に想定し、その結果として発生する炉心損傷の影響を評価することが求められる。この高速炉における炉心損傷事故では、炉心物質配位の変化を介した事故開始後の出力変動、特に即発臨界によるエネルギー発生が原子炉の一次系バウンダリー健全性に与える影響を適切に評価することが重要となる。

炉心損傷事故においては、炉心を構成する物質成分の固気液混相流の熱流動に加え、燃料要素の溶融破損挙動、燃料集合体のラッパー管や制御棒案内管の熱的・機械的破損挙動、炉心物質配位の変化に伴う反応度と出力の変動が相互に関連し合う。このため、この過程を模擬した実験を実施することは不可能であり、各種物理現象を適正にモデル化した解析コードの開発と主要現象に着目した模擬実験による解析モデルの検証が研究の主要な手段となってきた。ここでは、炉心損傷事故の事象推移を支配する熱流動現象に着目して、これまで開発を進められてきた SAS4A コード[1]及び SIMMER-III コード[2]で採用されている構成方程式について報告する。

3.3.2 起因過程解析手法

高速炉の炉心損傷事故において、事故の開始から冷却材の沸騰、燃料の破損を経て損傷が集合体規模を超えて拡大するまでを起因過程と呼ぶ。この過程では、冷却材ボイド反応度

が主要な反応度を印加する因子であり、ドップラー反応度、燃料膨脹反応度、燃料移動反応度などがこれに対して競合、相殺する。これらの反応度増減に関連する熱流動現象として、冷却材の沸騰、被覆管の溶融移動、燃料破損後の燃料移動が挙げられる。この過程の事象推移の解析コード SAS4A は、当初米国 DOE にて 1970 年代後半に開発に着手され、JNC がこれを 1983 年に導入し、DOE との協力の下に改良検証を継続した[3]。1991 年からは独国 FZK、仏国 IRSN と協力して大型 FBR への適用を念頭にモデルの改良・検証を進めてきている。[4]

図 1 に SAS4A コードの概念図を示す。SAS4A では出力や流量の近い炉心集合体をグループ化し、各グループにおける冷却材沸騰から燃料溶融分散までの一連の事象を 1 次元モデルで解析することにより、全炉心の炉心損傷事故の初期挙動解析を行う。従って燃料集合体のラッパー管が破損して燃料が径方向に移動できるようになる過程は適用範囲外となり、後述の SIMMER-III コードが事象推移解析を引き継ぐ。核計算モデルはあらかじめ 3 次元摂動計算によって求めた物質の反応度価値マップに基づいて炉心物質の移動に伴う反応度変化を求め、一点近似動特性で出力の変化を計算する。従って、出力分布の形状の変化は考慮されず、また物質分布が大きく変動するような状況にも適用できないが、起因過程で考慮する程度の燃料移動の範囲では十分な近似である。以下に起因過程の事象推移へ大きな影響を与える熱流動現象と SAS4A におけるそのモデル化について述べる。

(1) 冷却材沸騰挙動

集合体内における冷却材の沸騰を扱うモデルで、一次元流路における複数の気泡の生成、蒸発凝縮、その運動を扱うモデルであり、仏国で実施された CABRI 炉内試験を通じて広範な検証が行われてきている[5]。発生初期の気泡の挙動は Fauske と Cronenberg による一点モデル[6]を採用し、気泡の軸方向サイズが数 cm を超えた段階で、気泡内の蒸気対流を差分式を用いて考慮する大気泡モデルを用いる。気泡が発生して成長していく過程では、ピン束表面にナトリウム液膜が残留し、ピン束からの伝熱でこの液膜が蒸発することで気泡の成長が維持される。これらの気泡の成長を支配する主な構成方程式は燃料ピン束から気泡へのエネルギー供給を支配する各種熱伝達係数、気泡の成長とともに運動するナトリウムスラッグの摩擦損失、及びナトリウム蒸気とピン束の摩擦損失である。熱伝達係数は極めて単純に構造材及びナトリウム液膜の熱伝導率を等価厚みで除した式が用いられる。摩擦損失に関しては一般的な Blausius 型の摩擦損失係数が使用される。ナトリウム液膜が存在する場合の蒸気に対する摩擦損失係数に対しては、液膜環状流の液膜表面の乱れによる Wallis の増倍係数[7]が適用される。

(2) 被覆管溶融移動

ピン束表面のナトリウム液膜のドライアウト後、燃料の発熱が継続すると被覆管の溶融

移動が生じる。SAS4A コードでは、溶融した被覆管の移動はオイラー座標系の **film motion** モデルとしてモデル化されている。このモデルでは、溶融したスティールは燃料ペレット表面または未溶融の被覆管に接する液膜流として扱われ、ナトリウム蒸気流と燃料ペレット表面からの摩擦力及び重力とが作用し、移動しつつ燃料ペレットナトリウム蒸気との間での伝熱が考慮され、また低温の炉心上下ブランケット領域等では再固化に伴う流路断面積の縮小もモデル化されている。これらの現象における摩擦損失係数は冷却材沸騰挙動と同様に **Blasius** 型の関数と必要に応じて **Wallis** による増倍係数が適用される。一方、熱伝達係数については、液体金属の特性を考慮した実験式が使用されている。

(3) 破損後物質移動モデル

燃料ピンの溶融破損がナトリウム沸騰開始以前に生じる場合は **PLUTO2** モデル[8]、沸騰以後に生じる場合は **LEVITATE** モデル[9]と呼ばれる、それぞれ異なる解析モデルが適用される。これはナトリウム未沸騰、もしくは部分沸騰状態での燃料破損は、低温で未溶融の被覆管が局所的に破損して破損孔から内部の溶融した燃料が噴出する挙動となるのに対し、ナトリウム沸騰後の燃料破損は機械的強度の失われた被覆管と燃料ペレットが混在した状況で破損する崩壊型の挙動となり、それぞれ関連する物理現象、挙動が異なるためである。破損初期は未沸騰状態での破損モデルから始まり、その後被覆管の温度が上昇することで崩壊型の破損条件が満たされれば **PLUTO2** から **LEVITATE** モデルへ移行する。**LEVITATE** には、キャビティ内の運動を扱う 1 速度場モデルとチャンネル側の運動を扱う 3 速度場モデル（溶融燃料＋溶融スティール、固体燃料＋固体スティール、Na 蒸気＋Na 液体＋燃料蒸気＋スティール蒸気）が含まれている。**LEVITATE** モデルでは、炉心中心領域に比べると低温の炉心の上下境界で固化閉塞することによる燃料分散停止挙動が反応度変化に大きな影響を与えるが、これは固体片燃料（チャンク燃料と呼ばれる）の閉塞モデルによって **CABRI** 等の炉内試験結果を適切に再現できることが示されている。[10]

3.3.3 遷移過程解析手法

起因過程で事故が終息しない場合に、燃料が集合体内で溶融分散配置した状態から炉心の溶融が徐々に拡大する事故過程は遷移過程と呼ばれる。遷移過程における着目点は再臨界の可能性とその結果としてのエネルギー発生量の評価である。この過程では炉心の溶融領域の拡大に伴う燃料の空間移動自由度が増加する一方で、炉心内の温度・圧力上昇に駆動された燃料の炉心外への流出による反応度低下が生じる。この過程における事象推移を解析するために **SIMMER-III** コードが開発されてきた。**SIMMER-III** は 2 次元、多速度場、多相多成分、オイラー座標系の流体力学コードを中核とし、物質配位及びエネルギー状態に依存した空間依存の核計算部と有機的に結合した核熱流動の総合コードである。コードの設計に際しては、汎用性を持たせるように配慮しているため、高速増殖炉の安全解析への適用に加え

て、多相多成分問題を取り扱う他の多くの分野及び現象に対して潜在的に適用できる可能性を有している。図 2 に SIMMER-III のコード全体構成を示す。コードは流体力学部、構造材部、及び核計算部の 3 つの要素から構成されている。コード全体の約 2/3 を占める流体力学部は、燃料ピン及び集合体管壁（燃料集合体ラップ管）表面での熱及び質量移行を通じて構造材モデルと結合されている。核計算部は、流体力学部と構造材部によって計算された質量及びエネルギー分布に基づいて核発熱分布を計算する。各構成部における適切なタイムステップの大きさが異なるため、SIMMER-III では 3 種類の階層式タイムステップ制御が用いられている。これらを小さい順に列挙すると流体力学、反応度動特性計算、及び中性子束空間分布計算タイムステップである。

図 3 に示すように SIMMER-III の基本的な計算体系は 2 次元 R-Z 座標系であり、流体力学計算に対しては、X-Z 座標系も選択することができる。核計算メッシュは、流体力学の計算メッシュをさらに細分したメッシュとすることもできる。流体力学部のメッシュ・セルでは、燃料ピン及び集合体管壁が構造材成分として定義されている。集合体管壁は炉心プールの溶融拡大挙動を模擬するために、2 次元計算セルの左右のセル境界それぞれで独立に扱われる。流体力学モデルで取り扱う構造材、液体及び蒸気場成分の一覧を表 1 に示す。燃料物質については、炉心内でのプルトニウム富化度の空間分布を表すために、その密度成分を親物質と核分裂物質に分けて扱う。しかしながら、これら 2 種の物質は実質的に均一混合しているため、エネルギー成分としては単一の温度が割り当てられている。ピン燃料の内部成分は、燃料ピンモデルのみで扱うため、表 2 には含まれていない。ピン燃料内部は、標準的な簡易モデルでは、1 点の温度ノードとしてモデル化しているが、詳細ピンモデルでは、複数のメッシュを用いて径方向の温度分布を評価する。速度場数（最大 8 速度場）の選択および流体成分の各速度場への割当は任意であり、通常は燃料、スチール、冷却材、制御材、蒸気成分の相対運動を模擬するように割り当てられる。蒸気成分については蒸気分子が完全に混合した状態を模擬するために、単一のエネルギー成分を与えている。多速度場モデルの採用により、遷移過程における反応度効果として重要な燃料とスチールの相対運動、炉心物質の冷却材中への浸入挙動等の現実的な解析が可能となっている。

SIMMER-III では、高速炉の崩壊炉心における多相多成分流動における各成分間での相変化、すなわち溶融／固化、及び蒸発／凝縮過程を扱うため、基礎方程式における質量移行を表す項は数式上の表記も、またモデル化及び解法の上でも相当に複雑となる。SIMMER-III の流体力学計算においては、27 の質量保存式、最大 8 の運動量保存式、及び 16 のエネルギー保存式が基礎方程式として取り扱われている。このような複雑な基礎方程式群を数値的に解くために SIMMER-III で採用された解法アルゴリズムは、SIMMER-III のパイロットコードである AFDM[11]で開発された半陰解法の時間分割積分法（4 ステップ法と呼ぶ）に基づいている。この手法の特徴は、ステップ 1 で有限差分セル内の境界面積のソース項、熱及び質量移行、及び運動量交換関数を計算した後に、ステッ

プ 2 でセル間の対流後の物理量を予測、ステップ 3 で圧力反復、ステップ 4 でセル間の対流後の物理量を確定することにある。このようにセル内とセル間の計算を分離したことにより、多相・多成分の相互作用を効率良く扱い、多相・多成分の物理現象のモデル開発と改良に対する大きな柔軟性を有しているが、半面、対流項とソース項が密接に関連するような流動状況に対しては、計算結果のタイムステップ幅依存性が強くなるという問題がある。しかしながら、SIMMER-III が扱う複雑な系では、完全陰解法のような手法は明らかに現実的ではなく、本手法は最善の妥協策であると判断している。また、この問題への対策として、セル内とセル間の計算の分離により生じる圧力差を評価し、これに関する制限条件をタイムステップに課すことにより、合理的な結果を得ることができるようになった。対流項の差分スキームは Van-leer 型の 2 次精度の上流差分 [12] を用いている。本節では以下に SIMMER-III における多相・多成分流の数値解析で使用される構成方程式についてその概要を報告する。

(1) 流動様式と境界面積モデル

(a) 流動様式モデル

炉心損傷の過程で生じる複雑な多成分多相流における運動量交換、熱及び物質移行量を求めるには、表 1 に示す 7 種の流体エネルギー成分および 3 種の構造材成分（燃料ピン、左側集合体壁、及び右側集合体壁）間の 42 の接触モードに対して各成分間の接触面積を定義する必要がある。SIMMER-III では単位体積当たりの境界面積の対流とソース項を一般的にモデル化した基礎式を解く方法が採用されている [13]。SIMMER-III では、流動様式に対する構造材の影響が無視できるような状況における流動であるプール流に加えて、ピン束内部の流れのように構造材壁の影響が無視できない流動であるチャンネル流に対する流動様式モデルを採用した。流動様式モデルは簡明な流動様式マップを採用しており、図 4 に示したプール流ではボイド率をパラメータとして、気泡流、分散流、及びその中間の遷移流の 3 流動様式をモデル化している。遷移流は、一般には チャーン乱流と呼ばれる流動様式であるが、本モデルではこれを気泡流領域（液体が連続相を形成する領域）と分散流領域（気体が連続相を形成する領域）とから構成されるとして定式化を行った [15]。これにより、全てのボイド率範囲にわたって成分間の接触面積が連続に定義でき、熱及び質量移行、運動量交換等の物理現象の連続性が保証されるため、数値的安定性の観点からも優れたモデルとなった。一方、チャンネル流では、図 5 に示すように、ボイド率と液滴生成率を基に 9 種の流動様式をモデル化している。液滴生成率は流動状況がフラディング条件を超えた場合に気液間の流速差を基にして次式の Ishii-Mishima の式を用いて求める。液滴生成率は次式の時間発展式を解くことにより求める。

$$\frac{dE_r}{dt} = \frac{1}{\tau_{en}} (E_e - E_r) \quad (1)$$

$$E_e = \tanh\left(7.25 \times 10^{-7} We^{1.25} Re_f^{0.25}\right) \quad (2)$$

$$\tau_{en} = 45 \frac{\rho_l}{\phi_f} \left(\frac{\phi_f D_h}{\mu_G} \right)^{0.26}, \quad \phi_f = \frac{\rho_l v_l}{1 - \alpha_s} \quad (3)$$

フラディング条件は Wallis[7]による次式で判定する。

$$\begin{cases} E_r = 0 \rightarrow E_r > 0 & \text{if } j_G^* > j_{Begin}^* = 1.2 \\ E_r = 0 \leftarrow E_r > 0 & \text{if } j_G^* < j_{Stop}^* = 0.4 \end{cases} \quad (4)$$

$$j_G^* = \frac{\alpha_G}{1 - \alpha_s} |\vec{v}_G| \sqrt{\frac{\rho_G}{g D_h (\rho_L - \rho_G)}}$$

各流動様式の中で、内挿領域と呼ぶ中間的な流動様式に対しては流動の幾何学的な状況を明確に定義できないため、各物理量を純粋に数学的な内挿によって求める。これらの複数の流動様式をモデル化することで、SIMMER-III は遷移過程の炉心プールにおいて物質挙動を支配するスチールの蒸発／凝縮挙動、燃料の凝集の観点から重要となる低ボイド率領域での流動、健全ピン束中への融体の移行・固化挙動等の重要な現象のより適切な取り扱いが可能となった。

(b) 境界面積モデル

多成分多相流における境界面積の対流を追跡して流動の履歴の影響を考慮することで、多相流における物理現象の評価精度を改善するために、SIMMER-III では Ishii [14]によって導出された単位体積当たりの境界面積の対流に対する一般式を基礎として解析モデルを開発した。Ishii の基礎式を SIMMER-III のようなオイラー座標系による多成分多速度場コードに適用する場合の問題点として、境界面積の対流速度を正確に定義することが困難であることが挙げられる。そこで、SIMMER-III では各エネルギー成分の表面積がそのエネルギー成分と同じ速度で対流するとの仮定を用いることで Ishii の基礎式を簡略化することとし、図 6 に示す総計 9 種の境界面積の対流を取り扱うモデルを開発した。例として、気泡流領域における対流境界面積の基礎式を次式に示す。分散流領域の対流境界面積においても同様の式が用いられている。

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{G,B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{v} A_{G,B}) - \frac{2A_{G,B}}{3\alpha_G} \left(\frac{\partial \alpha_G}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{v} \alpha_G) \right) &= \sum_k S_{G,B,k} - A_{G,B \rightarrow D} \\ \frac{\partial A_{M,B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{v} A_{M,B}) &= \sum_k S_{M,B,k} - A_{M,B \rightarrow D} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $A_{M,B \rightarrow D}$ は異なるボイド率や異なる流動様式を持つメッシュセル間で境界面積が対流することによる、気泡流領域と分散流領域の間の移流項で、次式で与えられる [15]。

$$\begin{aligned} A_{M,B \rightarrow D} &= \begin{cases} -\frac{A_{M,B}}{\zeta_B} \frac{\partial \zeta_B}{\partial t} - \nabla \cdot (\bar{v} A_{M,B}) + \zeta_B \nabla \cdot \left(\bar{v} \frac{A_{M,B}}{\zeta_B} \right) & \text{for } \rho_{M,B \rightarrow D} \geq 0 \\ \frac{A_{M,D}}{\zeta_D} \frac{\partial \zeta_D}{\partial t} - \nabla \cdot (\bar{v} A_{M,D}) + \zeta_D \nabla \cdot \left(\bar{v} \frac{A_{M,D}}{\zeta_D} \right) & \text{for } \rho_{M,B \rightarrow D} < 0 \end{cases} \\ \rho_{M,B \rightarrow D} &= -\rho_M \left\{ \frac{\partial \zeta_B}{\partial t} + \bar{v} \nabla (\zeta_B) \right\} \\ \zeta_B &= \begin{cases} X_B & \text{for liquid components} \\ \frac{\alpha_{G,B}}{\alpha_G} & \text{for vapor} \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

各エネルギー成分間の接触面積は対流境界面積と構造物の表面積、各成分の体積率、流動様式、及び物性値から求める。基本的には界面を共有する各成分の体積率に比例させて対流境界面積を分割することで接触面積を決めるが、液滴と液滴の接触面積については液滴のランダムな運動による衝突を考慮したモデル [16] を用いる。5 式の左辺に現れる $S_{G,B,k}$ 及び $S_{M,B,k}$ は表面積のソース/シンク項である。

相変化が無い場合、単位体積当たりの境界面積の時間変化の増分として寄与するソース項は粒子の機械的な分裂によるもののみとなる。分散相 M の分裂による時間平均の生成率は

$$S_{M,br} = \frac{A_{M,\infty} - A_M}{\tau_{M,br}} \quad (7)$$

で与えられる。ここで、 $A_{M,\infty}$: 分裂後の粒子の平行界面積濃度、 $\tau_{M,br}$: 分裂の時定数である。同じく相変化が無い場合、単位体積当たりの境界面積の時間変化の減分として寄与するシンク項は粒子の合体によるものとなる。単位時間、単位体積当たりの分散相 M の合体率による時間平均の変化率は、

$$S_{M,coal} \propto -A_M^\rho \quad (8)$$

で記述できる場合が多く、SIMMER-III のモデルにおいてもこの形の式が採用されている。以下に SIMMER-III で採用されているソース/シンク項の概要について述べる。

(i) 乱流による合体

液体中の気泡及び液滴の合体を考慮して、SIMMER-II コード[16]で採用された簡易な相互作用モデルを用いる。このモデルでは、速度 v' で不規則な運動をする粒子が単位時間に衝突する頻度を、一つの粒子が単位時間にスウィープする体積 $\pi r_d^2 v'$ および粒子の数密度 $\alpha_d / (4\pi r_d^3 / 3)$ の積とし、一回の衝突当たりの合体確率を ω とすると、

$$S_{M,coll} = -\frac{A_M \omega v'}{24} \quad (9)$$

となる。SIMMER-III コードは、いわゆる乱流モデルを持たないため、 v' を気泡の浮力による乱流と関係付けてモデル化した式[17]を採用している。

$$\frac{v'}{\sqrt{r_b g}} = \left\{ \alpha_b (1 - \alpha_b) \left| 1 - \frac{\rho_b}{\rho_c} \right| \right\}^{1/2} \quad (10)$$

(ii) 乱流による分裂

気泡流では、気泡及び液滴が周囲の液体の乱流エネルギーによって分裂する機構が考えられる。一方、液滴分散流における気体連続相の乱流エネルギーは、気泡流のそれと比べて小さいため、乱流による分散相の分裂は気泡および気泡流中の液滴のみに対して考慮している。Wilhelm[18]は液滴あるいは気泡が安定に存在できるためには、その第1次モードの自然振動周波数が乱流の特性周波数以上となる必要があると仮定し、Sevik & Park[19]らが実験的に求めた乱流分裂に対する臨界ウェーバー数から流れの積分スケールを気泡の直径程度と定めることで、分裂後の安定直径を以下の式のように定めた。

$$D_{d,\infty} = \frac{24}{\pi^2} \frac{1}{3\rho_d + 2\rho_c} \frac{\sigma}{v'^2} \quad (11)$$

分裂の特性時間定数は、第1次モードの自然周波数から、

$$\tau_{tb} = 0.0325 r_b^{3/2} \left(\frac{3\rho_d + 2\rho_c}{\sigma} \right)^{1/2} \quad (12)$$

で与えられる。乱流変動速度の RMS 値 v' は(3-4)式を用いる。

(iii) 加速による分裂

気泡及び液滴が周囲の流体との相対速度で加速される場合の流体力学的な不安定性によって分裂する挙動は Weber 数で記述される。気泡に対しては気泡内の粘性の影響を考慮した次式[20]が用いられる。

$$We_{FB} + \frac{7\mu_b^2}{\rho_b r_e \sigma} = \frac{\rho_{CL} 2r_e \Delta v^2}{\sigma} \quad (13)$$

We_{FB} は気泡の臨界 Weber 数で、 $We_{FB} = 10.0$ である。時定数は次の経験式[21]

$$\Delta \tau_e = 5.6 \frac{r_b}{\Delta v} \left(\frac{\rho_b}{\rho_{CL}} \right)^{1/2} \quad (14)$$

を用いる。液滴の分裂に対しても同様に Weber 数に基づく関係式を用いるが、液滴の場合の安定径と時定数は液体の密度比の影響を考慮した次式[22]が用いられる。

$$r_e = \frac{We_{FD} \sigma}{2\rho_{CP} \Delta v^2} \left(1 - \frac{10\sqrt{\rho_{CP}/\rho_d}}{1 + 10\sqrt{\rho_{CP}/\rho_d}} \right)^{-2} \quad (15)$$

$$\Delta \tau_e = \frac{r_d}{3\Delta v} \left(\frac{\rho_d}{\rho_{CL}} \right)^{1/2} \quad (16)$$

We_{FD} は液滴の臨界 Weber 数で、 $We_{FD} = 13.0$ である。

(iv) 核生成による気泡の発生

急激な減圧が生じる場合、連続相を形成する液体が過飽和状態となり、急速な気泡の発生によって気液界面積が増大する。この現象を模擬するために、液体の加熱度に応じて単位体積当たりの気泡数密度を急増させるモデルを用いる。無次元加熱度

$$\theta_{sup} = \frac{T_L - T_{sat}}{T_{crt} - T_{sat}} \frac{P_{crt}}{P_{crt} - P_{sat}} \quad (17)$$

に対する気泡数密度 M_b の増加を次式で表す。

$$M_b = \begin{cases} 0 & \text{for } \theta_{sup} < 0 \\ M_{min} & \text{for } \theta_{sup} \leq \theta_0, P_{sat} \leq 0.9P_{crt} \\ M_{min} + M_{max} \left\{ -\exp \left[-C_\theta [\theta_{sup} - \theta_0]^2 \right] \right\} & \text{for } \theta_0 < \theta_{sup}, P_{sat} \leq 0.9P_{crt} \\ M_{min} + M_{max} & \text{for } \theta_0 < \theta_{sup}, 0.9P_{crt} < P_{sat} \end{cases} \quad (18)$$

モデルのパラメータ及び時定数は Wilhelm[18]によって Abuaf 等[23]の試験データを再現するように $M_{min} = 10^5$, $M_{max} = 10^{11}$, $C_\theta = 2 \times 10^{-3}$, $\tau_{NUC} = 1.0 \times 10^{-4}$ と定められている。

この気泡数密度に対して気泡の界面積濃度は $A_{G,B,n} = (36\pi M_b)^{1/3} \alpha_{G,B}^{2/3}$ で与えられる。

ボイド率が増加すると気泡数密度が増加することよりも既に存在している気泡へ蒸気が蒸発するようになると考えられることから、時定数は以下の式のように定める。

$$\Delta\tau_N = \tau_{NUC} \exp\left\{\frac{\max(0, \alpha_g - \alpha_{NC})}{\max(10^{-2}, \alpha_{NC} - \alpha_g)}\right\} \quad (19)$$

ここで、 α_{NC} は核生成が生じ得ると想定される最大のボイド率であり、 $\alpha_{NC} = 0.1$ とする。

(v) Flashing による液滴の破碎

液滴の温度が周囲の圧力に表面張力を加えた圧力に対する飽和温度よりも高くなった場合、その液滴の内部から気泡が発生して液滴は分裂すると考えられる。従って、液滴径は次式の値よりも大きくなることはできない。

$$r_e = \frac{2\sigma}{p_{sat} - p} \quad (20)$$

時定数は飽和状態からの逸脱に対応する Ja 数

$$Ja = \frac{C_d \rho_d (T_d - T_{sat})}{\rho_g h_{lg}} \quad (21)$$

を用いた次式[24]で与えられる。

$$\Delta\tau_{fl} = \frac{C_d \rho_d r_d^2}{k_d Ja} \quad (22)$$

(2) 運動量交換関数モデル

多成分の 3 速度場系の運動量交換関数に関しては理論的および実験的研究例が限られているため、主として定常の二相流に対して得られている関係式からの類推に基づいて定式化されている。SIMMER-III では流体-構造材、及び流体速度場間の運動量交換、気液間の仮想質量をモデル化している。SIMMER-III における運動量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{\rho}_m \dot{v}_q}{\partial t} + \nabla \mathbf{g} (\bar{\rho}_q \dot{v}_q \dot{v}_q) + \alpha_q \nabla p - \bar{\rho}_q \mathbf{g} + K_{qs} \dot{v}_q - K_{qq'} (\dot{v}_{q'} - \dot{v}_q) - VM_q \\ & = - \sum_{q'} \Gamma_{qq'} [H(\Gamma_{qq'}) \dot{v}_q + H(-\Gamma_{qq'}) \dot{v}_{q'}] \end{aligned} \quad (23)$$

において、構造材による摩擦圧力損失項の係数である K_{qs} と流体成分間の運動量交換項の係数 $K_{qq'}$ は運動量交換関数と呼ばれる。これらの運動量交換関数は各成分間の接触面積と抵抗係数の関数として与えられる。連続相（液体、気体）と分散相（液滴、固体粒子、気泡）の間の運動量交換関数 $K_{qq'}$ は次式に示すように層流項 $A_{qq'}$ と乱流項 $B_{qq'} |\dot{v}_q - \dot{v}_{q'}|$ の和として定義される。

$$K_{qq'} = A_{qq'} + B_{qq'} |\dot{v}_q - \dot{v}_{q'}| \quad (24)$$

この式において、層流項は Stokes の法則に基づいて定式化を行い、乱流項は Ishii の関数相似則 [25] に基づく抵抗係数と流速差の積に比例する式を用いる。これらの流体成分間の運動量交換関数を表 2 に示す。

同じく表 2 に示した構造材表面と各流体速度場間の運動量交換関数も層流項と乱流項の和として定義する。従来の二相流圧力損失は多速度場に適用することはできないため、構造材表面と各流体速度場との運動量交換関数を同等の水力等価直径を有する単相流における摩擦損失関係式を適用した。この水力等価直径は各流体成分の体積率と構造材との接触面積から求める。分散相どうし、もしくは分散相と構造材表面間の運動量交換関数は、分散相内に層流境界層が発達するとは考えられないため、乱流項のみを考慮し、一定の抵抗係数を用いる。

各成分間、例えば気体と液体成分間の運動量交換関数は、流動様式モデルで定義された気泡流領域と分散流領域において数桁程度の大きさの違いを有する。一方で、運動量保存式は流路全体における運動量の保存則を記述するため、両方の流動領域における運動量交換関数を平均して流路全体の運動量交換関数を求める必要がある。流動様式の変化に伴う運動量交換関数の急変を避けるため、この平均操作は運動量交換に関与する成分の体積率を重みとした対数平均によって行われる。

以上の汎用的な運動量交換関数に加えて、炉心崩壊事故で現れる特定の流動状況に対応した運動量交換関数モデルが開発されている。高温の融体の液滴が冷却材中に侵入する場合に膜沸騰条件を満たすと、高温液滴は冷却材の蒸気膜に覆われ、通常の液滴と連続相流体間の運動量交換関数は適用できなくなる。このような膜沸騰が生じる条件が満たされる場合は、

次式に示す Cao[26]による膜沸騰状態の液滴の抵抗係数が適用される。

$$C_{D-fb} = (1 - \alpha_p)^{2n} \left[a_0 + a_1 \frac{Ev \mu_o}{Re_p \rho_o} + a_2 \left(\frac{Ev \mu_o^2}{g_o \rho_o} \right)^{1/3} + \frac{a_3 g_o}{Re_p^2 (1 - \alpha_p)^{2n}} + \frac{a_4}{Ev} \right] \quad (25)$$

$$Ev = \frac{\Gamma'' D_p}{\mu}, \quad g_o = \frac{D_p^3 \rho_l^2 g}{\mu_c^2}, \quad \rho_o = \frac{\rho_g}{\rho_l}, \quad \mu_o = \frac{\mu_g}{\mu_l}$$

各項の係数は、層流 ($Re_p < 3000$) の場合は $a_0 = 0.849$, $a_1 = 0.00205$, $a_2 = 3.47$, $a_3 = 0.0424$, $a_4 = -2.18$ 、乱流 ($Re_p \geq 3000$) の場合は $a_0 = 0.0065$, $a_1 = 0.0689$, $a_2 = 0.0115$, $a_3 = 5.11$, $a_4 = 0$ である。

高速炉の崩壊炉心では溶融した燃料とスチールの混在した炉心プールが形成される。燃料の融点はスチールの沸点に近いので、炉心プールは燃料の核発熱で生じたエネルギーでスチールが沸騰する沸騰プールとなる。この炉心プールの沸騰挙動は炉心物質の空間分布の変化を通じて反応度と出力変動を支配する重要な現象である。炉心プールは高密度の液体と蒸気からなる高密度比の気液二相流であり、このような高密度比気液二相流ではボイド率の増加に伴って気泡の形状が *ellipsoidal bubble* から *cap bubble* へ変化し、それに伴って気液間の抵抗係数も変化することが Hibiki 等[27]によって実験的に示された。Suzuki[28]はこの知見に基づき、気泡の形状を支配する無次元数 *Eotvos* 数を用いた気液間の抵抗係数を導入した。

$$C_D = C_{D(ellip)} \{ \exp(F\alpha) \} + C_{D(cap)} \{ 1 - \exp(F\alpha) \} \quad (26)$$

$$F = 1 - \exp(0.084 Eo)$$

ここで、 $C_{D(ellip)}$ は Ishii の関数相似則[25]による *ellipsoidal bubble* の抵抗係数であり、 $C_{D(cap)}$ は次式に示す Kataoka[29]による *cap bubble* の抵抗係数である。

$$C_{D(cap)} = \frac{8 r_g g \Delta \rho (1 - \alpha)}{3 \rho_f v_{gr}^2}, \quad v_{gr} = \frac{V_{gj}^+}{1 - C_0 \alpha} \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_f^2} \right)^{0.25}$$

$$V_{gj}^+ = \begin{cases} 0.0019 D_h^{*0.089} \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{-0.157} N_{\mu f}^{-0.562} & \text{for } D_h^* \leq 30, N_{\mu f} \leq 2.2 \times 10^{-3} \\ 0.03 \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{-0.157} N_{\mu f}^{-0.562} & \text{for } D_h^* > 30, N_{\mu f} \leq 2.2 \times 10^{-3} \end{cases} \quad (27)$$

(3) 熱伝達係数モデル

各成分間の熱及び物質移行の速度は、成分間の接触面積と流体及び構造材成分間の熱伝達係数によって定められる。SIMMER-III では、流体エネルギー成分間の熱伝達をエネルギー成分のバルク温度（代表温度）と界面の温度との温度差により計算するため、熱伝達係数もこれと対応させて定義する。固体粒子、液滴、及び構造材表面における熱伝導による熱移行過程に対する熱伝達係数は、物性値である熱伝導率と定常状態を仮定した代表長さを用いて計算する。対流熱伝達に関しては、実機の炉心損傷条件下で想定される流動状態（例えば、低 Prandtl 数流れ、層流等）に対応するため、無次元経験式（Nusselt 数を用いた関係式）に基づいた熱伝達係数のモデル化を行っている。また、燃料-冷却材相互作用の初期粗混合条件を適切に取り扱うための膜沸騰熱伝達も併せて行っている。現在 SIMMER-III において使用されているこれらの熱伝達係数を表 3 にまとめて示す。

高速炉安全解析の分野における最近の研究成果として、溶融燃料の流路への侵入・固化に関わる熱伝達挙動が挙げられる。炉心崩壊事故の過程では溶融した燃料が上下の軸ブランクットのピン束流路、集合体間ギャップ、制御棒案内管などの炉内構造物を通して流出する。燃料の流出は反応度を低下させて事故を終息に導く重要な現象であり、溶融した燃料の流路への侵入・固化挙動を適切に評価することが必要とされる。高温融体の流路への侵入固化挙動は融体から流路壁への熱損失によって支配される。従来の実験的研究の知見から、この熱損失を適切に評価するためには、融体と構造材の接触熱抵抗と接触界面における融体の過冷却温度を考慮することが必要であることが明らかとなっている。この接触熱抵抗は溶融燃料の固化実験結果を基にして Berthoud[30]によって次式で与えられている。

$$h_{R,i} = \frac{4\xi\kappa_i\sqrt{C_{p1} + C_{p2}V_l^2}}{(1 - 1.40925\xi + 0.40925\xi^3)\sqrt{\pi}} \quad (28)$$

ここで、 ξ は接触面における接触割合であり、実験的に $\xi = 0.1$ と与えられている。融体の過冷却温度は Kamiyama[31]が燃料、スチール、錫、低融点合金の固化実験結果を基に、以下のように定めている。

$$\Delta T_{sc} = 0.083\beta^{0.275}T_{liq}^{1.147} \left(T_{liq} - \frac{\sqrt{\beta}T_L + T_S}{\sqrt{\beta + 1}} \right)^{-0.147} \quad (29)$$

(4) 状態方程式モデル

状態方程式（EOS）は、流体力学の基礎方程式を構成する状態変数に対して熱力学的関係を与えるものであるが、SIMMER-III が対象とする高温高压の多成分多相流の解析では、流体力学計算の数値的な精度及び安定性、さらには計算効率の上からも状態方程式の定式化が重要である。SIMMER-III では、汎用性のある関数形式の EOS モデルを新たに開発し、

計算効率と精度の向上を図っている[41]。本モデルでは、高速炉の炉心物質である混合酸化燃料、スティール、ナトリウム、制御材 (B₄C) 及び FP ガスに対して不混和性 (immiscibility) を仮定し、各々の物質に固有の EOS を規定している。その関数型は、高温高压状態の物質に対しても十分な精度を有し、かつ、熱力学的な整合性を満足するように、固体から超臨界状態までの広い温度・圧力範囲をカバーしている。固相に対しては内部エネルギーの多項式、液相に対しては圧縮性を考慮し圧力と内部エネルギーの多項式を用い、気相に対しては、Redlich-Kwong 式を基礎とした状態方程式 (MRK EOS) [42]を採用している。本式は、ファンデルワールス型の状態式であるが、簡便な関数型で臨界点近傍への適用にも良い精度を与える。しかしながら、ナトリウム蒸気の内部エネルギー及び比熱の評価値の再現精度に欠ける[43]ため、MRK EOS にナトリウム蒸気の2原子分子化の効果を含めることが Fischer により提案され、評価値と良い一致を得ている[44],[45]。さらに SIMMER-III では、固体、液体、混合蒸気のエネルギー成分間の溶融/凝固及び蒸発/凝縮に伴う熱及び質量移行過程を扱うが、このモデルでは、飽和状態を記述する関係式も必要となる。このため、飽和密度、飽和内部エネルギー等の状態変数に対する関数型としても、融点から臨界点までの温度範囲で飽和温度の多項式を採用し定式化している。これらの EOS 関数は、炉心物質について現状で最も信頼できるデータ[42],[43],[46]を用い、また、状態変数間の熱力学的な整合性を満足させてフィッティングを行っており、数値的な精度及び安定性の確保を図っている。

(5) 構成方程式の検証研究

以上の構成方程式モデル群は高速炉の炉心崩壊事故で炉心に形成される多相多成分の複雑な流動状況を支配する物理現象を総合的に、かつ数値的に安定に解析することを主眼として開発されたものである。SIMMER-III は実用化時代における高信頼度の炉心損傷安全解析のための標準的な安全評価手法を目標としているが、このためには事故時に生じる種々の物理現象を適切にシミュレーションできなければならない。すなわち、同コードの物理モデルは、実験データ及び理論又は他の検証されたモデルとの比較を通じて十分に検証される必要がある。したがって、SIMMER-III の開発当初から検証計画の検討を開始し、すべての流体力学モデルを統合した最初のコードが完成した段階から、コードのモデル開発と並行して検証研究が実施されてきた。本研究では、体系的な検証を行うために、第1期計画と第2期計画の2ステップに分けて段階的に検証計画を立案して実施した。第1期計画は、コードが設計された仕様どおりにプログラミングされ動作することを確認することを目的として基礎的なベンチマーク問題を解析の対象としたのに対し、第2期計画は原子炉の安全評価に直接関係するより複雑な物理現象を解析の対象とした。

第1期検証計画では、個別モデルを分離した形で検証解析を行うことにより、個々のモデルのコーディングのデバッグとチェック、妥当性の評価を行った。安全評価における

SIMMER-III の適用分野は、複雑な複合現象であるが、個別の現象に対して、流体力学ベンチマーク問題、単純な実験（水の二相流）の解析、他の計算コードとの比較[47]を行っておくことは、本コードの信頼性の確保の観点からも不可欠である。また、数値的安定性や精度の確認、計算時間や適用性の確認を行うことも重要な目的である。第 1 期検証計画では、(1)流体力学対流アルゴリズム、(b)運動量交換関数及び境界面積、(c)熱伝達係数及び構造材熱伝達、(d)溶融／固化、(e)蒸発／凝縮、の 5 分野に対して表 4 に示すように、計 34 のテスト問題についての解析を行った。これらの検証研究の結果、SIMMER-III の数値解析アルゴリズムが十分な精度と数値的安定性を有すること、気液二相流に対する SIMMER-III の構成方程式群の基本的な妥当性を確認した[48]。

第 2 期検証計画では、安全評価上重要ないくつかの主要現象を対象として、炉内及び炉外の安全性実験の解析を通じて、SIMMER-III の総合的な検証を行った。炉心損傷の事象推移に関する現象論的検討及びこれまでの安全評価の経験を基に、第 2 期検証研究では以下の主要現象について検証を実施した。すなわち、(1) 単成分及び多成分プールの定常及び過渡沸騰挙動、(2)燃料の放出・固化挙動、(3)物質の相変化・膨張挙動、(4)燃料-冷却材相互作用 (FCI: Fuel-Coolant Interaction)、(5)構造材の損傷挙動 (燃料ピン及びラップ管)、(6) 損傷炉心の核的挙動、である。本計画は、第 1 期計画と同様に、欧州研究機関と協力して分担実施し、欧州機関の貴重な実験データベースを活用した。本計画は、ほぼ予定どおりに進み、その成果は総合報告書としてまとめられている[49]。表 5 に第 2 期検証計画で解析した問題の一覧を示す。以下にこれら第 2 期検証計画の主要な検証研究の結果について述べる。

(a) 沸騰プール挙動

崩壊炉心に形成される燃料とスチールから成るプールの沸騰挙動の安定性を実証する観点から、特に、境界面積対流モデル、高ボイド率プール流での運動量交換関数及び非平衡蒸発／凝縮モデルが現象模擬の上で重要である。プール体系での気液二相流におけるボイド率（気相の体積率）と気相流速の関係は(1)節の境界面積モデルと(2)節の運動量交換関数モデルの妥当性を確認するために最も適切な試験データである。図 7 に、炉心プールと同様の高密度比を模擬した鉛ビスマスを用いた試験[27]に SIMMER-III を適用した結果[28]を示すが、気泡流領域の広範な気相流速に対して適切なボイド率を再現できているといえる。さらに液体の体積加熱による沸騰現象が加わる炉心プールへの SIMMER-III の適用性を確認する目的で、仏国で実施された SCARABEE BF2 試験の解析を行い、沸騰プールの安定性にかかわる現象論的知見を裏付ける解析結果を得ている。この試験は Nb 製のるつぼ内に核加熱によって UO₂ の沸騰プールを形成した試験であり、プールの表面が沸騰によって振幅 10cm、周波数 10Hz で振動する挙動が観測されている[50]。SIMMER-III の前バージョンである SIMMER-II による解析も実施されており[51]、その結果と今回の SIMMER-III による結果の比較を図 8 に示す。SIMMER-II ではプールの沸騰の振幅・振動数がともに

実験結果よりも大きく、実際よりも激しい沸騰挙動を予測しているのに対して SIMMER-III は実験に近い沸騰挙動を再現している。これは、SIMMER-III で導入された流動様式及び境界面積対流モデルによってプール内の気泡成長挙動が適切に評価できるようになったためと考えられる。

(b) 燃料の流出・固化挙動

炉心崩壊事故では、集合体内ピン束流路、集合体間ギャップ流路及び制御棒案内管流路が、燃料の炉心外流出による核的ポテンシャルの低減効果の観点から重要である。第1期検証計画で必要性が明らかとなった流体-構造材間の接触熱抵抗を考慮するため、固化現象の微視的な観察に基づき、融体-構造材間の非均一接触及び接触面近傍での融体の過冷却を考慮することで、バルク型と伝導律速型の混在した侵入・固化挙動を適切に再現できることが確認された[31], [52]。今後は、構造材のアブレーションを伴う条件下での燃料の侵入固化や、固化燃料粒子及び崩壊燃料ペレットが混入した混相流の流出挙動について検討を進めるとともに、制御棒案内管等の炉内構造物を通じた燃料流出挙動については、より実機で想定される条件に近い実験データを取得し、検証することが必要となる。

(c) 物質の相変化・膨張挙動

炉心崩壊事故において再臨界が発生した場合、高温となった炉心物質が上部ナトリウムプレナムへ膨張して蒸気泡を形成する。この炉心膨張過程には、ピン束流路での高速多相流流動及びナトリウムプール中での蒸気泡膨張の現象が含まれ、それぞれ、構造材との相互作用によるエネルギー低減効果、蒸気泡内の非凝縮性ガスと界面の流体力学不安定性の蒸気泡成長への影響が現象模擬の上で重要である。第2期検証研究では、これらの個別効果を対象とした炉外試験を中心に、コードの妥当性を検証した。水プールの下面から高圧の水・蒸気二相流を噴出させて蒸気泡を模擬した Omega 試験における水プール液面位置の変化を実験結果と比較し図 10 に示す[54]。このように SIMMER-III は気液界面への蒸気の凝縮が同時に生じる気泡の成長挙動を適切に再現できることを明らかにした。

(d) 燃料-冷却材相互作用

燃料-冷却材相互作用 (FCI: Fuel Coolant Interaction) は炉心崩壊事故の様々な局面で重要となる現象であり、多成分多相流の対流・伝熱・相変化等の複合現象に対して、SIMMER-III のモデル化手法の妥当性が総合的に問われる現象でもある。これまで、ナトリウム-アルミナ (+鉄) 系及び UO₂-水系、及びナトリウム系での実験解析を中心に検証が進められ[55]、実機条件下で予測される FCI 現象に対する基本的な妥当性を確認している。図 11 に FZK で実施された THINA 試験の圧力履歴と解析結果の比較を示す。SIMMER-III は FCI による圧力発生挙動をほぼ適切に再現できることを確認できる。

(6) まとめ

本節では、サイクル機構が開発した安全解析コード SIMMER-III の開発の現状と研究成果について、主に崩壊炉心の多相多成分流に関わる構成方程式に着目して概説した。欧州研究機関との共同研究体制により、体系的かつ計画的に実施した検証研究を通して、SIMMER-III の基本性能と数値的安定性を確認するとともに、本コードのモデル及び手法が、先行の SIMMER-II に比して、その精度、適用範囲及び検証性において確実に高度化されていることが明確に示された。さらに、実際の安全評価における解析上重要となるいくつかの主要現象を対象として、炉内及び炉外の安全性実験の解析を通じた総合的な検証を行い、多成分多相流の流動・伝熱・相変化の複合現象への適用性向上を進め、実機へ適用できる評価手法として確立した。その一方で、今後の検証研究への提言、さらに開発・改良すべき研究課題等も整理することができた。これらについては、さらに研究を続けるとともに、コードのモデル改良計画にも反映していく。

3.3 節の参考文献

- [1] A. M. Tentner, et al., " The SAS4A LMFBR Whole Core Accident Analysis Code," *Proc. Int. Mtg. on Fast Reactor Safety*, pp.989-998, Knoxville, TN (April, 1985).
- [2] Y. Tobita, et al., "The Development of SIMMER-III, an Advanced Computer Program for LMFR Safety Analysis," *Proc. Technical Meeting on Use of Computational Fluid Dynamics (CFD) Codes for Safety Analysis of Reactor Systems, including Containment*, Pisa, Italy (Nov., 2002).
- [3] H. Niwa, "Model development of SAS4A and investigation on the initiating phase consequence in LMFRs related with material motion," *IAEA/IWGFR Tech. Comm. Mtg. on Material Motion in LMFRs*, O-arai, Japan (June, 1994).
- [4] Imke, H. Niwa, et al., " Status of the SAS4A-code development for consequences analysis of core disruptive accidents," *Proc. of Intl. Topic. Mtg. on Sodium Cooled Fast Reactor Safety (FRS'94)*, Obninsk, Russia, October 3-7, Vol. 2, p.232 (1994).
- [5] D. Struwe, N. Nonaka, et al., "Two-Phase Flow, Clad Melting and Transient Materials Relocation in the CABRI-1 Experiments," *Proc. of the Intl. Fast Reactor Safety Meeting*, Snowbird, Utah, Vol. 1, pp.431-440, (1990).
- [6] A. W. Cronenberg, H. K. Fauske, et al., "A Single Bubble Model for Sodium Expulsion from a Heated Channel," *Nucl. Eng. Design*, **16**, p. 285 (1971).
- [7] G. B. Wallis, *One-dimensional Two-phase Flow*, McGraw-Hill (1969).
- [8] H. U. Wider, "PLUTO2: A Computer Code for the Analysis of Overpower Accidents in LMFBRs," *Trans. ANS*, **27**, p. 533 (1977).
- [9] A. M. Tentner and H. U. Wider, "LEVITATE- A Mechanistic Model for the Analysis of Fuel and Cladding Dynamics under LOF Conditions," *Int. Mtg. on Fast Reactor Safety Technology, Seattle, WA*, p. 1998 (Aug. 1979).
- [10] 丹羽、「SAS4A コード改良：固体片燃料による流路閉塞モデルの開発」、日本原子力学会 1994 年春の年会要旨集、(1994 年 3 月)
- [11] W. R. Bohl, et al., "The AFDM Program: Scope and Significance," *Proc. 1990 Int. Fast Reactor Safety Mtg.*, Snowbird, Utah, U.S.A., Aug. 12-16 (1990).
- [12] Bram van Leer, "Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme," *Journal of Computational Physics*, **23**, pp. 276-299 (1977).
- [13] D. Wilhelm and W. R. Bohl, "The AFDM Models for Interfacial Areas and Their Test on Out-of-Pile Experiments," *Proc. 1990 Int. Fast Reactor Safety Mtg.*, Snowbird, Utah, U.S.A., Aug. 12-16 (1990).
- [14] M. Ishii, "Thermo-Fluid Dynamics Theory of Two-Phase Flow," Eyrolles, Paris (1975).

- [15] Y. Tobita, et al., "Interfacial Area Modeling for a Multiphase, Multicomponent Fluid-Dynamics Code," *Int. Conf. on Multiphase Flows '91-Tsukuba*, Tsukuba, Japan, Sept. 24-27, 1991.
- [16] W. R. Bohl and L. B. Luck, "SIMMER-II: A Computer Program for LMFBR Disruptive Core Analysis," *Los Alamos National Laboratory*, LA-11415-MS (June, 1990).
- [17] T. G. Theofanous & J. Sullivan, "Turbulence in Two-Phase Dispersed Flows," *J. Fluids Mech.*, **116**, pp. 343-362 (1982).
- [18] D. Wilhelm, "AFDM: An Advanced Fluid-Dynamics Model Volume II: Topologies, Flow Regimes, and Interfacial Areas," *Los Alamos National Laboratory*, LA-11692-MS, Vol. II (Sept. 1990).
- [19] M. Sevik, S. H. Park, "The Splitting of Drops and Bubbles by Turbulent Fluid Flow," *J. Fluids Eng.*, **95**, pp. 53-60 (Mar. 1973).
- [20] R. S. Brodkey, 1967, *The phenomena of Fluid Motions*, Addison-Wesley, Reading, Mass.
- [21] O. G. Engel, "Fragmentation of Water in the Zone behind of Air Shock," *J. Res. Natl Bureau of Standard*, **60**, pp. 254-249 (1958).
- [22] M. Pilch and C. A. Erdman, "Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop," *Int. J. Multiphase Flow*, **13**[6], pp. 741-757 (1987).
- [23] N. Abuaf, et al., "A Study of Nonequilibrium Flashing of Water in a Converging-Diverging Nozzle," *Brookhaven National Laboratory report BNL-NUREG-51317*, NUREG/CR-1864, Vol. 2 (1980).
- [24] A. Kostel, R. G. Gido, and D. E. Lamkin, "Drop-Size Estimates for a Loss-of-Coolant-Accident," *Los Alamos National Laboratory report LA-8449-MS*, NUREG/CR-1607 (1980).
- [25] M. Ishii and N. Zuber, "Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows," *AIChE J.*, **25**[5], pp. 843-855 (September, 1979).
- [26] Xuewu Cao and Yoshiharu Tobita, "Drag Correlations for a Hot Particle/Droplet with Vapor Film," *J. Nuclear Science and Technology*, **38**[9], pp. 721-728 (Sep. 2001).
- [27] T. Hibiki, K. Mishima, Y. Saito, Y. Tobita, K. Konishi and M. Matsubayashi, "Study on Flow Characteristics in Gas-Molten Metal Mixture Pool," *Nuclear Engineering and Design*, **196**, pp. 233-245 (2000).
- [28] T. Suzuki, Y. Tobita, Sa. Kondo, Y. Saito and K. Mishima, "Analysis of Gas-Liquid Metal Two-phase Flows Using a Reactor Safety Analysis Code SIMMER-III,"

Nuclear Engineering and Design, **220**, pp. 207-223 (2003).

- [29] I. Kataoka and M. Ishii, "Drift flux model for large diameter pipe and new correlation for pool void fraction," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **30**[9] (1987).
- [30] G. Berthoud, "Relocation of molten fuel: determination of the interfacial resistance," *Proc. IAEA/IWGFR Technical Committee Meeting on Material Coolant Interactions and Material Movement and Relocation in LMFRs*, O-arai, p.331 (June 1994).
- [31] Kenji Kamiyama, "Improvement of SIMMER-III Freezing Model, – A Study on a Semi-empirical Correlation for the Supercooling Temperature at the Melt/Structure Interface–," JNC TN9400 2003-039 (July, 2003).
- [32] R. Clift, et al., "Bubbles, Drops and Particles", Academic Press, 1978.
- [33] S. Whitaker, "Forced convection heat transfer correlations for flow in pipes, past flat plates, single cylinders, single spheres, and for flow in packed beds and tube bundles," *AIChE J.*, **19**[2], p. 361 (March 1972).
- [34] J. P. Holman, "Heat Transfer", McGraw-Hill, 1989.
- [35] R. A. Seban and T. Shimazaki, "Heat transfer to a fluid flowing turbulently in a smooth pipe with walls at constant temperature", *Trans. ASME* **73**, p. 803 (1951).
- [36] R. I. NIGMATULIN, "Dynamics of multiphase media", Vol. II, Hemisphere Pub. Corp. (1991).
- [37] K. J. Baumeister and F. F. Simon, "Leidenfrost Temperature – Its Correlation for Liquid metals, Cryogenes, Hydrocarbons and Water", *J. Heat Transfer*, pp. 166-173 (May 1973).
- [38] V. K. Dhir and G. P. Pirohit, "Subcooled Film Boiling Heat Transfer from Spheres", *Nucl. Eng. Design*, **47**, pp. 49-66, 1978.
- [39] M. M. K. Farahat and F. Z. EL Halfawy, "Film Boiling Heat Transfer from Spherical Particles to Subcooled Liquids", *Atomkernenergie* Bd 26, pp. 235-241 (1975).
- [40] K. Morita, Sa. Kondo, Y. Tobita and D. J. Brear, "SIMMER-III Applications to Fuel-Coolant Interactions", *Nuclear Engineering and Design*, **189**, pp. 337-357 (1999).
- [41] K. Morita, et al., "Improved Modeling of Multicomponent Equations of State for a Multiphase Flow Code SIMMER-III," *Int. Conf. on Multiphase Flows '91-Tsukuba*, Tsukuba, Japan, Sept. 24-27 (1991).
- [42] E. A. Fischer, "Fuel equation of state data for use in fast reactor accident analysis codes," Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK-4889, (May, 1992).
- [43] J. K. Fink and L. Leibowitz, "Calculation of thermophysical properties of sodium,"

- Proc. 8th Symp. Thermophysical Properties*, CONF-8106164-5, Guithersburg, Maryland, U.S.A., June 15-18 (1981).
- [44] K. Morita and E. A. Fischer, "Thermodynamic Properties and Equations of State for Fast Reactor Safety Analysis, Part I: Analytic Equation-of-State Model," *Nuclear Engineering and Design*, **183**, pp. 177-191 (1998).
- [45] K. Morita, E. A. Fischer and K. Thurnay, "Thermodynamic Properties and Equations of State for Fast Reactor Safety Analysis, Part II: Properties of Fast Reactor Materials," *Nuclear Engineering and Design*, **183**, pp. 193-211 (1998).
- [46] E. A. Fischer, "Evaluation of the Urania Equations of State Base on Recent Vapour Pressure Measurements," KfK-4084, Kernforschungs-zentrum Karlsruhe (September, 1987).
- [47] G. F. Hewitt, J. M. Delhaye, et al., "Multiphase Science and Technology," Vol.3, p.453, Hemisphere Publishing Co. (1987)
- [48] Sa. Kondo, D. J. Brear, et al., "Status and Achievement of Assessment Program for SIMMER-III, A Multiphase, Multicomponent Code for LMFR Safety Analysis," *Proc. 8-th Int. Top. Mtg. on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* (1997).
- [49] Sa. Kondo, H. Yamano, et al., "Phase 2 Code Assessment of SIMMER-III, A Computer Program for LMFR Code Disruptive Accident Analysis," JNC TN9400 2000-105, September (2000).
- [50] Y. Tobita, "An Analysis of Boiling Fuel Pool Experiment by SIMMER-III", *Proc. 8-th Int. Top. Mtg. on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* (1997).
- [51] M.A. George and T.G. Williams, "SIMMER-II calculations for the SCARABEE N boiling fuel pool experiment BF2", RSSD Note 215 AEA RS 5333.
- [52] D. J. Brear, Sa. Kondo, et al., "Modeling of fuel Freezing for Reactor Safety Analysis", 1997 Fall Mtg. of AESJ, H57 (1997).
- [53] Kenji Kamiyama, "Improvement of SIMMER-III Freezing Model, – A Study on a Semi-empirical Correlation for the Supercooling Temperature at the Melt/Structure Interface –", JNC TN9400 2003-039 (July, 2003).
- [54] 山本昌宏, 飛田吉春, "SIMMER-III コードを用いた Omega 試験解析", PNC TN9410 98-032, 1998 年 6 月.
- [55] K. Morita, Sa. Kondo, et al., "SIMMER-III Applications to Fuel-Coolant Interactions", *OECD/CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interaction (FCI)* (1997).

変数一覧

A	対流境界面積濃度 (m^{-1})
a	接触境界面積濃度 (m^{-1})
C	比熱 ($\text{J kg}^{-1} \text{m}^{-3}$)
D	直径 (m)
D_h	水力等価直径 (m)
D_h^*	無次元水力等価直径、 $D_h^* = D_h / \sqrt{\sigma/g\Delta\rho}$ (-)
E_r	液滴発生割合 (-)
E_e	平衡状態の液滴発生割合 (-)
EO	Eotvos 数 (-)
g	重力加速度 (m s^{-2})
h_{lg}	蒸発潜熱 (J kg^{-1})
h	熱伝達係数 ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
Ja	Jacob 数 (-)
k	熱伝導度 ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)
K	運動量交換関数 ($\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$)
N_{μ_f}	Viscosity 数、 $N_{\mu_f} = \mu_f / \left(\rho_f \sigma (\sigma/g\Delta\rho)^{1/2} \right)^{1/2}$ (-)
Nu	Nusselt 数 (-)
p	圧力 (Pa)
r, R	半径 (m)
Re	Reynolds 数 (-)
Ra	Rayleigh 数 (-)
S	対流境界面積濃度のソース項 ($\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$)
T	温度 (K)
v	速度 (m s^{-1})
VM	仮想質量 ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$)
W	液膜厚さ
We	Weber 数 (-)
X	流体分割割合 (-)
Δv	分散相と連続相の速度差 (m s^{-1})

α	体積率 (-)
$\Gamma_{qq'}$	速度場 q から q' への質量移行率 ($\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$)
Γ''	界面における単位面積当たりの質量移行率 ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$)
μ	粘性率 ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)
ρ	密度 (kg m^{-3})
σ	表面張力 (N m^{-1})
τ	時定数 (s)
τ_{en}	液滴発生時定数 (s)

添字

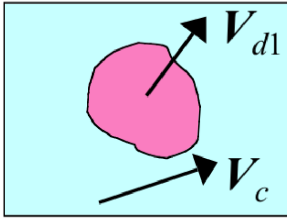
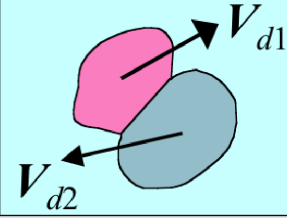
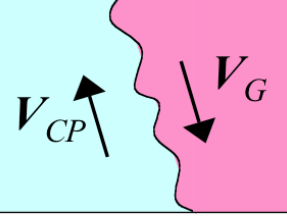
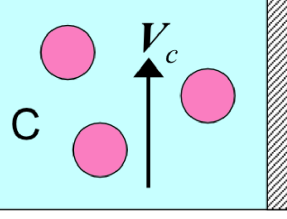
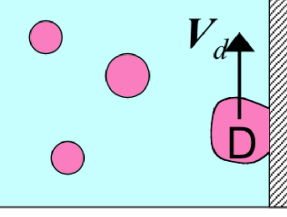
B	気泡流領域
b	気泡
c, CP	連続相
crt	臨界状態
br	分裂
D	分散流領域
d, DP	液滴、分散相
e, ∞	平衡状態
en	液滴発生
f	流体
h	高温液体
i	内部
L	液体
l	液体
q	運動量成分
r	放射伝熱
S	構造物、固体

sat	飽和状態
sc	サブクール状態
sup	過飽和状態
v, G	気体
0	基準値、閾値

表 1 SIMMER-III における成分一覧

構造 材 成 分	密度成分		エネルギー成分	
	s1	Fertile 燃料ペレット表面ノード	S1	燃料ペレット表面ノード
	s2	Fissile 燃料ペレット表面ノード		
	s3	左側 Fertile 燃料クラスト	S2	左側燃料クラスト
	s4	左側 Fissile 燃料クラスト		
	s5	右側 Fertile 燃料クラスト	S3	右側燃料クラスト
	s6	左側 Fissile 燃料クラスト		
	s7	被覆管	S4	被覆管
	s8	左側ラッパー管表面ノード	S5	左側ラッパー管表面ノード
	s9	左側ラッパー管内側ノード	S6	左側ラッパー管内側ノード
	s10	右側ラッパー管表面ノード	S7	右側ラッパー管表面ノード
	s11	右側ラッパー管内側ノード	S8	右側ラッパー管内側ノード
	s12	制御材ペレット	S9	制御材ペレット
液 体 成 分	密度成分		エネルギー成分	
	l1	溶融 Fertile 燃料	L1	溶融燃料
	l2	溶融 Fissile 燃料		
	l3	溶融スチール	L2	溶融スチール
	l4	ナトリウム	L3	ナトリウム
	l5	Fertile 燃料固体粒子	L4	燃料固体粒子
	l6	Fissile 燃料固体粒子		
	l7	スチール固体粒子	L5	スチール固体粒子
	l8	制御材粒子	L6	制御材粒子
	l9	Fertile 燃料チャンク	L7	燃料チャンク
	l10	Fissile 燃料チャンク		
	l11	液体燃料溶存 FP ガス		
	l12	固体燃料溶存 FP ガス		
気 体 成 分	密度成分		物質成分	
	g1	Fertile 燃料蒸気	G1	燃料
	g2	Fissile 燃料蒸気		
	g3	スチール蒸気	G2	スチール
	g4	ナトリウム蒸気	G3	ナトリウム
	g5	FP ガス	G4	FP ガス

表 2 SIMMER-III における運動量交換関数

液体成分間の接触モード	運動量交換関数
	$A_{cd} = \frac{3}{2} a_{cd} \frac{\mu_c}{r_d} \text{ and } B_{cd} = \frac{a_{cd}}{2} \frac{C_D}{4} \rho_c$ <p>抵抗係数 C_D は Ishii-Zuber による関数相似則[25]に基づいた式を用いる。</p>
	$A_{cd} = 0 \text{ and } B_{cd} = C_{dd} a_{dd} \frac{\rho_{d1} + \rho_{d2}}{\alpha_{d1} + \alpha_{d2}}$ <p>ここで、$C_{dd} = 0.005$</p>
	$A_{CP,G} = 0 \text{ and } B_{CP,G} = C_{cc} a_{CP,G} \frac{\rho_G}{2}$ <p>ここで、$C_{cc} = 0.005$</p>
	$A_{qc,S} = \begin{cases} 2a_{qc,S}^2 \mu_c & \text{for } Re_{qc} \leq Re_0 \\ \alpha_{qc,S} & \text{for } Re_{qc} > Re_0 \\ 0 & \text{for } Re_{qc} > Re_0 \end{cases}, B_{qc,S} = \begin{cases} 0 & \text{for } Re_{qc} \leq Re_0 \\ \frac{a_{qc,S} \mu_{qc} C_D}{2} & \text{for } Re_{qc} > Re_0 \end{cases}$ $Re_{qc} = 4 \frac{\alpha_{qc}}{a_{qc,S}} \rho_{qc} \vec{v}_{qc} \frac{1}{\mu_{qc}}, C_D = 0.0791 Re_{qc}^{-0.25}, Re_0 = 3000$
	$A_{ds} = 0 \text{ and } B_{ds} = C_{ds} a_{ds} \frac{\rho_d}{2}$ <p>ここで、$C_{cc} = 0.005$</p>

運動量交換関数は $K_{qq'} = A_{qq'} + B_{qq'} \cdot |\vec{v}_{q'} - \vec{v}_q|$ で与えられる。

表 3 SIMMER-III における熱伝達係数

固体粒子内部	$Nu = 10$
液滴内部	<p>Kronig-Brink の式 [32]</p> $HFP_i = HP_i \times \left\{ 1 + 0.842 \left[1 + \tanh \left(1.025 \ln \left(\frac{Pe}{200} \right) \right) \right] \right\} \text{ for } Re_i < Re_{os}$ $HFP_i = HP_i \times 2.7 \text{ for } Re_{os} \leq Re_i$ $Re_{os} = 0.00375 \frac{Pe}{1 + \frac{\mu_{DP}}{\mu_{CP}}}$
流体→固体粒子	<p>Whitaker [33]</p> $Nu = 2 + 0.4 Re^{0.5} Pr^{0.4} (1 + 0.15 Re^{1/6})$
流体→液滴	<p>Clift [32]</p> $Nu = \begin{cases} 2 + 0.4 Re^{0.5} Pr^{0.4} (1 + 0.15 Re^{1/6}) & \mu_{DP} / \mu_{CP} > 2 \\ 2 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[1 - \frac{(2.89 + 2.15 \kappa^{0.64})}{Re^{0.5}} \right] Pe^{0.5} & \mu_{DP} / \mu_{CP} \leq 2 \end{cases}$
流体→構造材表面	<p>Dittus-Boelter correlation in Holman [34] and Seban-Shimazaki correlation [35]</p> $Nu = \begin{cases} 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} & Pr > 0.1 \\ 0.025 Re^{0.8} Pr^{0.8} & Pr < 0.1 \end{cases}$
液膜→構造材表面	<p>Nigmatulin [36]</p> <p>流体→構造材表面の Nu に以下のファクターが乗せられる。</p> $F = \left(\frac{W}{R} \right)^{0.743} \frac{7}{\{ 15 - 8 \left(\frac{W}{R} \right) \}}$
液滴→構造材表面	$Nu = 10$
膜沸騰状態 流体→液滴 流体→固体粒子	<p>最小膜沸騰加熱度 [37], [38] :</p> $\Delta T_{\min} = 0.6 (T_m - T_{sat}) + \frac{k_l}{k_v} \frac{Nu_c \Delta T_{sc}}{D / \delta_{\min} + Nu_r}$ $\frac{T_m - T_{sat}}{T_c} = \left(1 - \frac{T_{sat}}{T_c} \right) - 0.095 \left\{ 1 - \left(\frac{T_{sat}}{T_c} \right)^8 \right\}$ <p>膜沸騰熱伝達係数 [39], [40] :</p> $Nu_i \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{k_l}{k_v} \frac{T_{sat} - T_c}{T_h - T_{sat}} \right\} \left\{ Nu_i - \frac{1}{2} Nu_r \right\}^3 = \frac{Ra}{17.0} + 0.295 \frac{\rho_g}{\rho_l} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^2 Re^2 Pr$

表 4 第 1 期検証計画におけるテスト問題

Category	流体工学アルゴリズム (FCA)	担当機関	検証対象となるモデル					状態 方程式
			FCA	IFA/MXF	HTC	SHT	M/F	
1.1	理想気体衝撃波管	サイクル機構	○					
1.2	二相衝撃波管	FZK		○				
1.3	マンメーター内の振動	IPSN	○					
1.4	一次元沈降	サイクル機構	○					
1.5	二次元沈降	サイクル機構	○					
1.6	一次元ナトリウム沸騰	サイクル機構		○			○	
1.7	固体粒子を含む液体揺動	FZK		○				
1.8	水撃現象	サイクル機構						○
1.9	液体スラッグの衝突	FZK		○				
1.10	サブクール水による水蒸気押し出し	サイクル機構						
1.11	一次元気泡柱の安定性	サイクル機構	○	○				
Category 2 境界面積・運動量交換関数モデル (IFA・MXF)								
2.1	プール流動	サイクル機構		○				
2.2	一次元等温気泡柱	CEA-G	○	○				
2.3	二次元等温気泡柱	CEA-G	○	○				
2.4	発達二相流の圧力損失	CEA-G	○	○				
2.5	管内流の運動量交換	サイクル機構	○	○				
2.6	環状二相流の発達	サイクル機構	○	○				
Category 3 熱伝達係数・構造材熱伝達 (HTC・SHT)								
3.1	壁面への熱伝達	サイクル機構				○		
3.2	軸方向構造材熱伝導	サイクル機構				○		
3.3	膜沸騰	サイクル機構			○		○	
Category 4 溶融／固化 (M/F)								
4.1	燃料固化：GEYSER 実験	CEA-G	○	○	○	○	○	
4.2	F燃料固化：SMPR 実験	CEA-G	○	○	○	○	○	
4.3	管内の高温融体固化(THEFIS)	FZK	○	○	○	○	○	
Category 5 蒸発／凝縮 (V/C)								
5.1	液滴への蒸気凝縮	サイクル機構			○			
5.2	蒸発過程におけるエネルギー保存	サイクル機構						○
5.3	蒸気泡の崩壊	サイクル機構						○
5.4	燃料の急速蒸発	FZK		○				
5.5	管内の沸騰	サイクル機構	○	○				
5.6	構造材表面への蒸気凝縮	CEA-G				○		
5.7	沸騰プール	CEA-G				○		
5.8	二相流ブローダウン: Bartak's pipe	CEA-G						
5.9	二相流ブローダウン: Edwards' pipe(1)	CEA-G						
5.10	二相流ブローダウン: Edwards' pipe(2)	サイクル機構						
5.11	ナトリウムへのテルミット放出: THINA	CEA-G	○	○	○		○	○

表 5 第 2 期検証計画におけるテスト問題

安全評価上の重要現象	総合検証課題と検証項目	試験データベース
<p>1. 沸騰プール挙動 ★沸騰挙動の安定性</p>	<p>◎燃料/スチール溶融沸騰プール ・燃料/スチール熱伝達 ・多成分系非平衡蒸発/凝縮 ・境界面積ソース項</p> <p>○小規模沸騰プール（模擬物質） ・運動量粘性拡散, 乱流効果 ・境界面積ソース項</p>	<p>SCARABEE BF(CEA)* CABRI-RAFT (CEA)*</p> <p>POOL 試験 (PNC)* SEBULON (CEA) MMB (FZK)</p>
<p>2. 燃料再配置・固化挙動 ★ピン束内融体侵入挙動 ★再配置燃料の安定性</p>	<p>◎ピン束内溶融/固化 ・融体/構造材接触における熱伝達, 溶融/固化 ・固体粒子の粘性効果</p> <p>○円管内溶融/固化 ・融体/構造材接触における熱伝達, 溶融/固化</p>	<p>Spencer (ANL)* TRAN (SNL) CABRI-RAFT (CEA)* SIMBATH (FZK)</p> <p>GEYSER (CEA)* SMPR (AEA)* SIGELCO (CEA)</p>
<p>3. 物質膨張挙動 ★機械的エネルギー低減効果</p>	<p>◎構造物によるエネルギー低減と蒸気泡成長 ・凝縮への非凝縮性ガス効果 ・気泡表面の不安定性による entrainment 効果 ・ピン束流路での高速臨界 2 相流</p>	<p>VECTORS (PNC)* OMEGA (Purdue)* SGI (FZK) EXCOBULLE (CEA)</p>
<p>4. 燃料-冷却材相互作用 ★FCI と流体運動挙動</p>	<p>◎FCI（燃料-ナトリウム） ・融体の冷却材侵入挙動 ・多成分系非平衡相変化 ・境界面積ソース項</p> <p>○蒸気爆発（燃料-水） ・液/液接触膜沸騰熱伝達 ・境界面積ソース項</p>	<p>THINA (FZK)* 融体放出移行挙動試験 (PNC)* SIMBATH (FZK) CAMEL (ANL)</p> <p>FARO (ISPRA)* KROTOS (ISPRA)* QUEOS (FZK) KATS (FZK)</p>

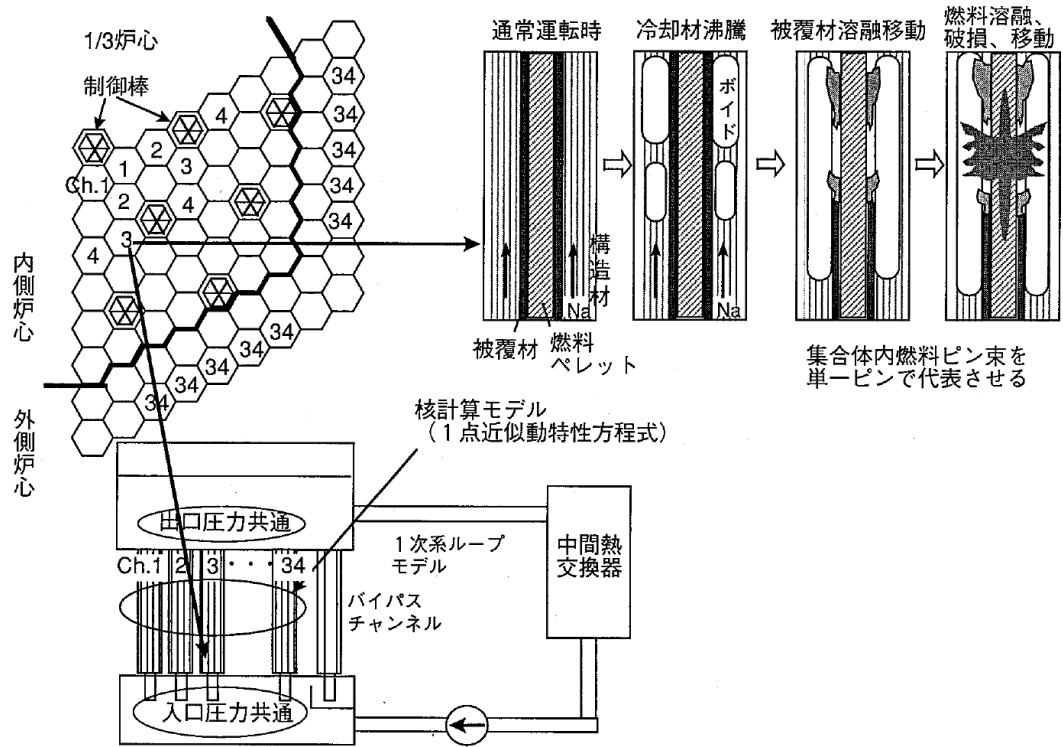


図 1 SAS4A モデル概要

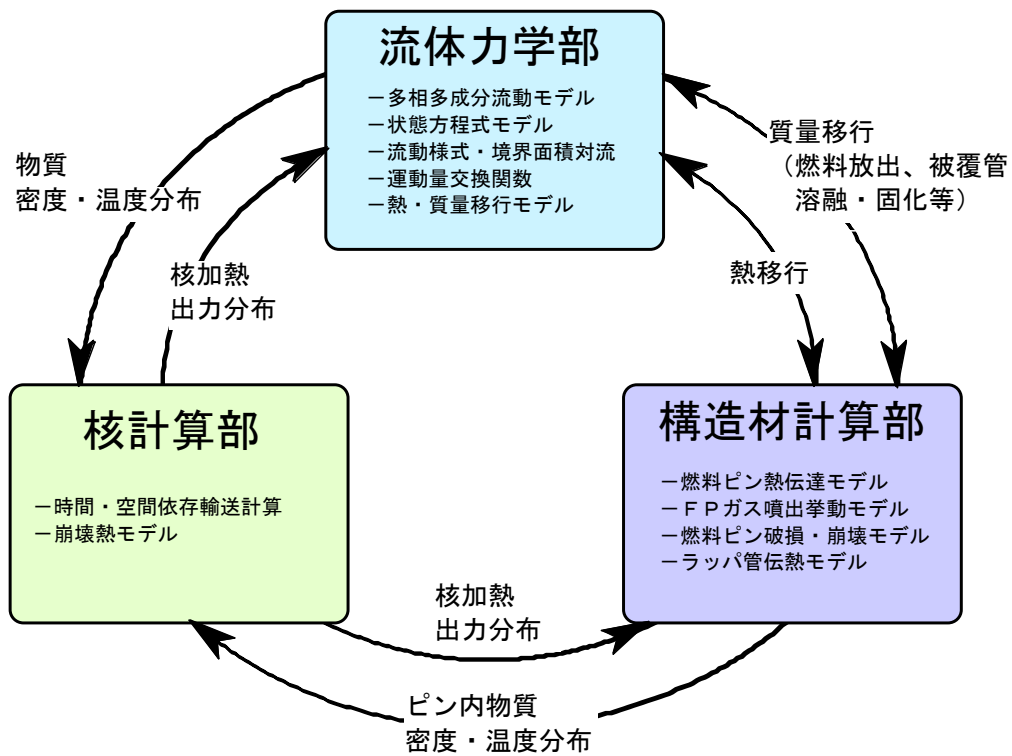


図 2 SIMMER-III モデル概要

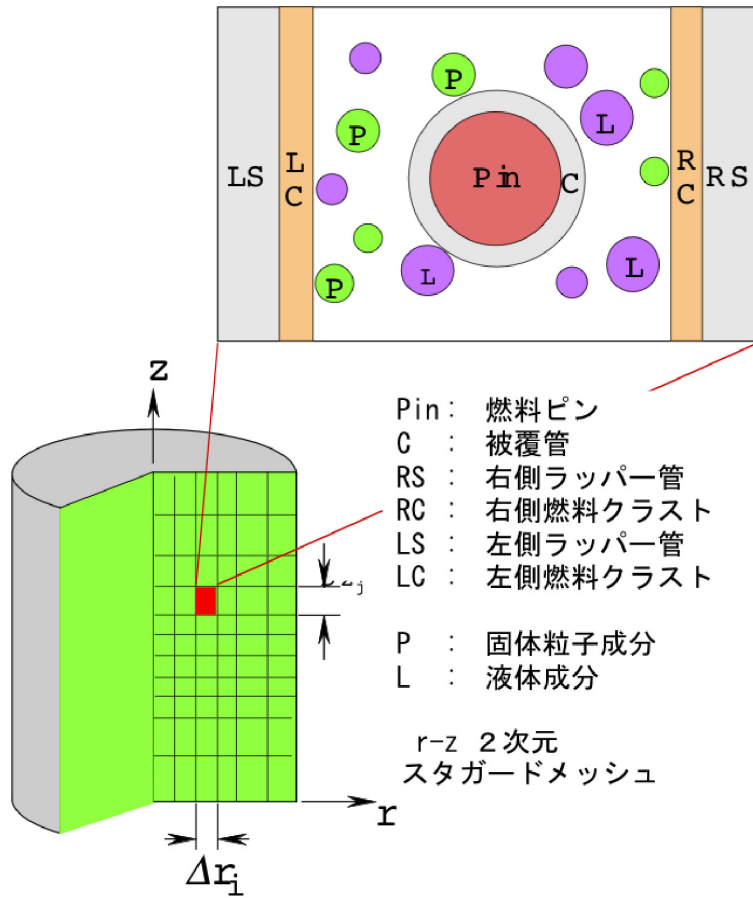


図 3 SIMMER-III の流体力学部メッシュ構成

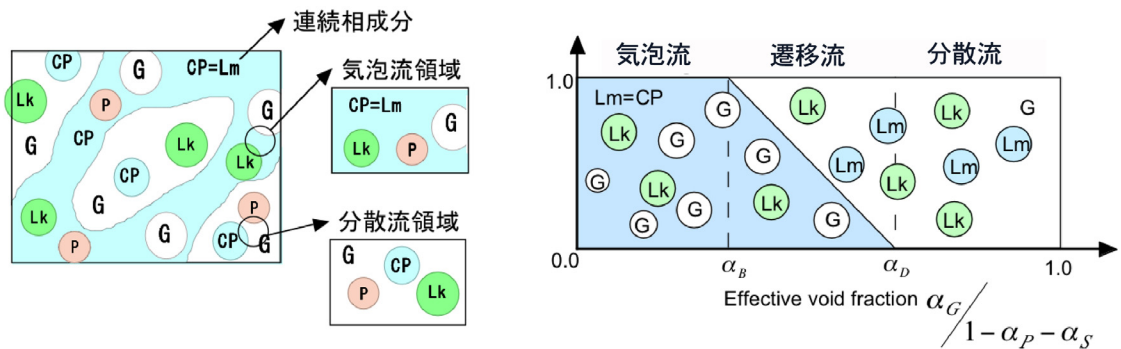


図 4 SIMMER-III のプール流流動様式マップ

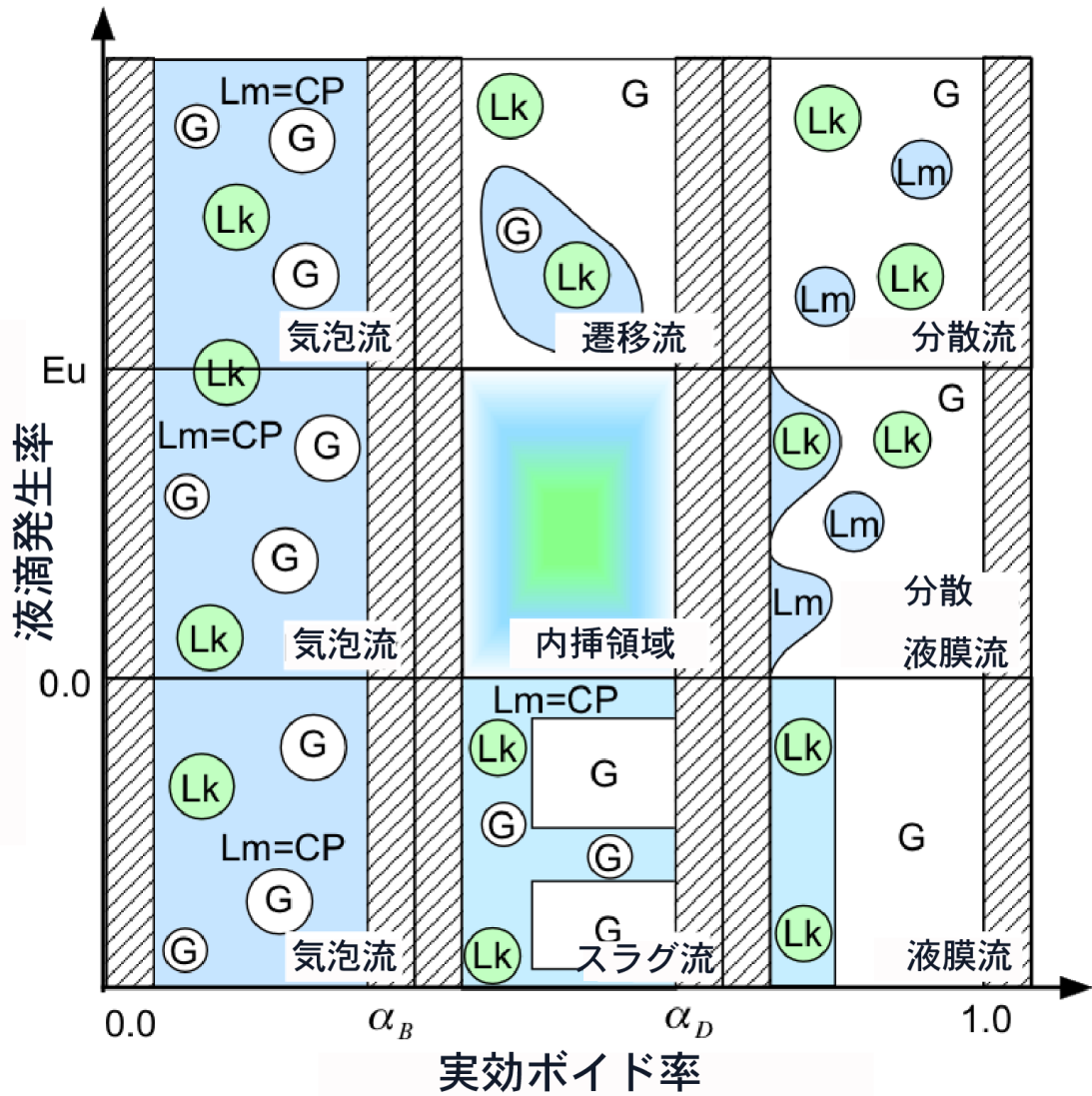


図 5 SIMMER-III のチャンネル流流動様式マップ

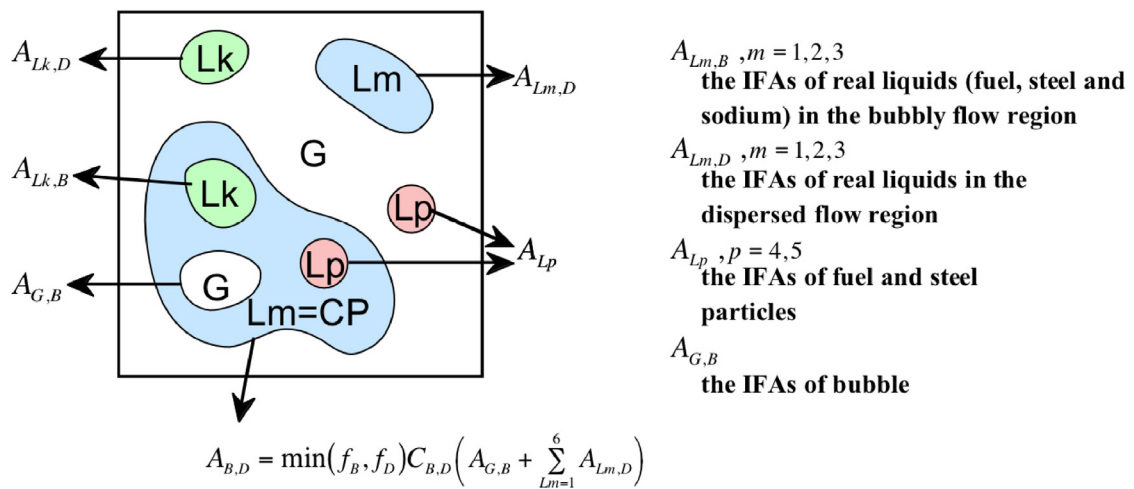


図 6 SIMMER-III の対流境界面積

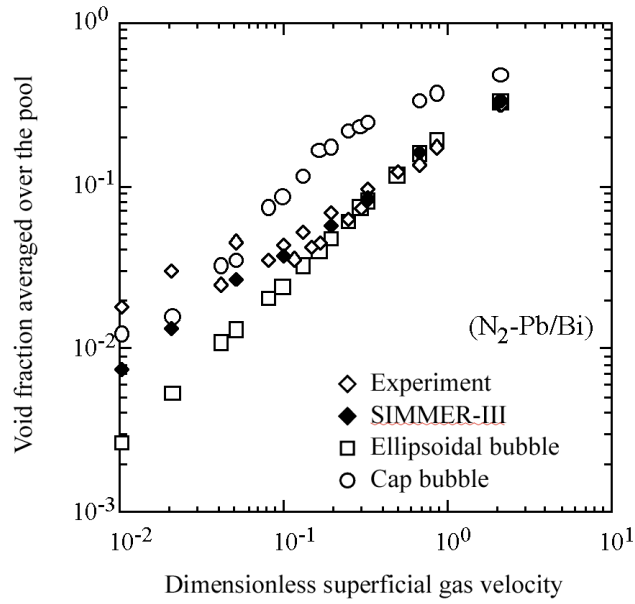


図 7 高密度比気液二相流におけるガス皮相速度とボイド率の関係

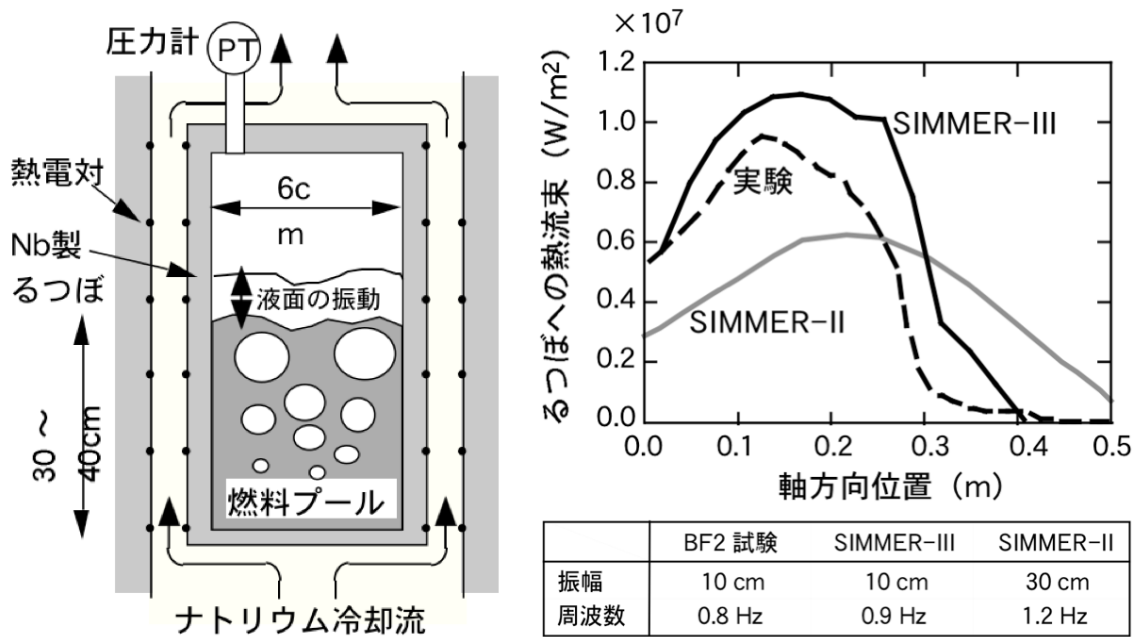


図 8 SCARABEE BF2 試験による炉心プール沸騰試験の解析結果[50]

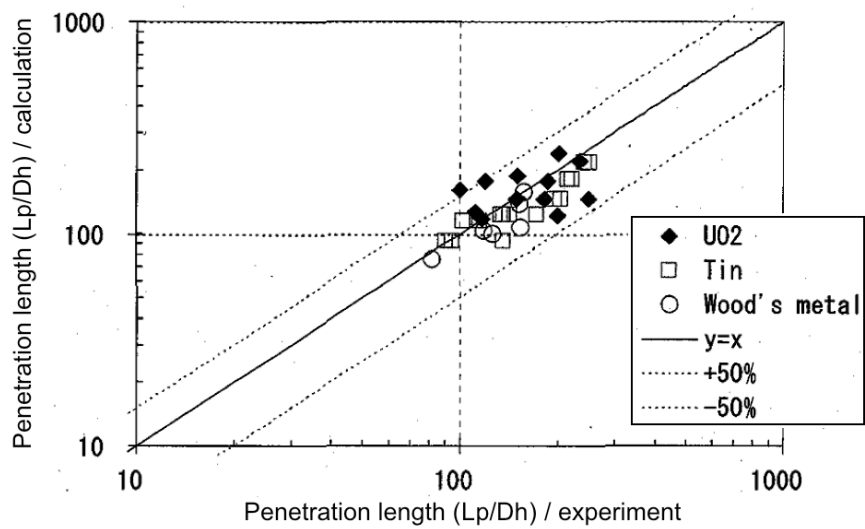


図 9 構造材流路への融体の侵入長：実験と計算結果の比較[53]

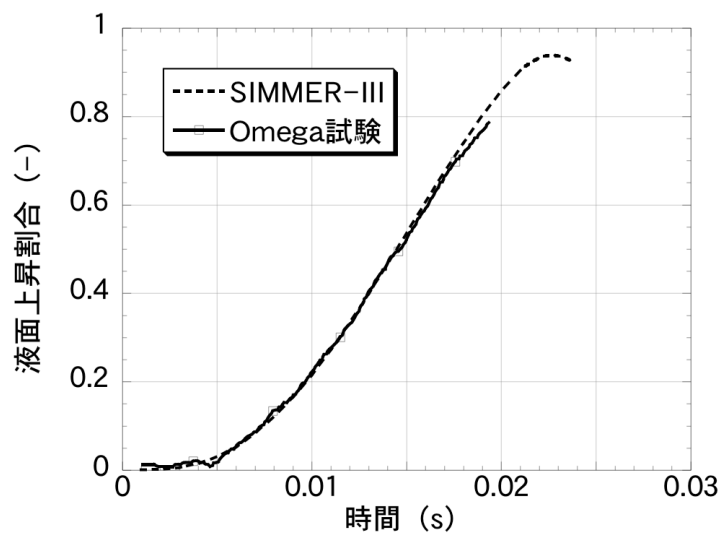
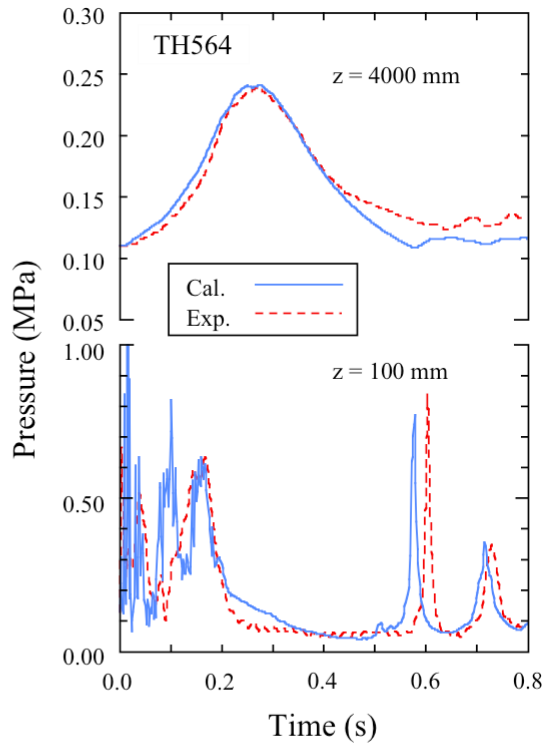
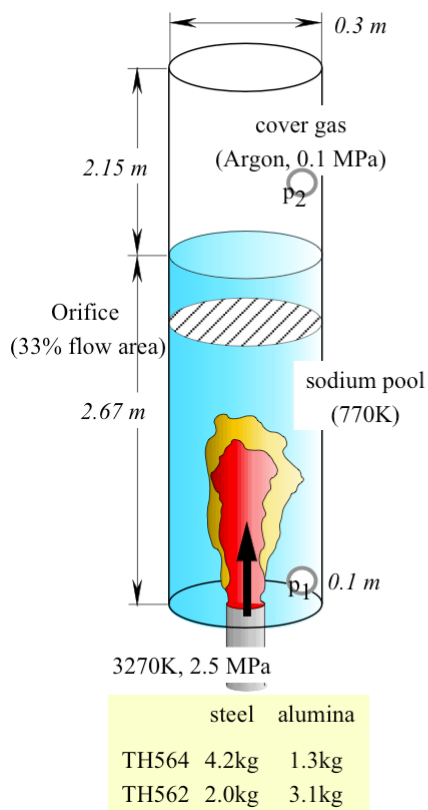


図 10 Omega 試験の気泡成長による液面上昇挙動と解析結果の比較



カバーガスおよびナトリウムプール中の圧力

図 11 THINA 試験装置の概略図と試験装置各部における圧力履歴の比較

4. サブチャンネル解析における構成方程式

4.1 サブチャンネル解析の現状と課題

4.1.1 サブチャンネル解析の位置付けと歴史

サブチャンネル解析は、燃料棒及びチャンネル壁面などで囲まれる流路を一次元モデルにより表現し、流路間のコミュニケーション（クロスフロー）を考慮することにより、この複雑な流路を実用的な精度で表現するために考えられた数値解析手法である。大規模なメッシュを切ることが難しい複雑な二相流路を扱うその他の手法としては、ポーラスメディアによる多流体 CFD 的アプローチも考えられるが、これは純粋な 3 次元流体モデルであり、1 次元流路モデルを主体とするサブチャンネル解析とは本質的に異なる。

サブチャンネル解析の適用可能な体系とは、以上のように並行して流れる 1 次元流路が狭隘部を介して相互に連絡している流路である。その観点から言えば、燃料棒バンドルからなる核燃料や蒸気発生器細管流路などはそのような抽象化が可能である。また、各流路は主流に沿って直線的であることが必要である。それは、サブチャンネル解析では、主流路の流れを 1 次元支配方程式で表現できることが前提とされ、通常はクロスフローを二次的な項として扱うためである。以下では、サブチャンネル解析の主要な適用の場として、核燃料の流動特性評価や沸騰遷移に代表される熱的性能評価を念頭に置き、その現状と課題について述べる。

軽水炉の燃料特性予測を目的としたサブチャンネルコードの開発の歴史は古く、70 年代に遡る THINC[1]や COBRA-IV-I[2]のような均質流モデルベースから、80 年代初めの THERMIT-2[3]のような二流体モデルベースを経てのち、今日では COBRA-TF[4]、NASCA[5]のような 3 流体モデルベースに発展し、その実用レベルを発展させてきた。サブチャンネルコードのモデル化の枠組みは、このような各相保存式と重要な流動メカニズムに対応した構成方程式群から成り立っており、その性能向上は、保存式のアップグレードという側面と、個別の構成方程式の精緻化という側面を併せ持っている。VOF 法、CIP 法、MPS 法など、気液界面構造を考慮することが可能な多次元直接シミュレーション的な数値手法により、燃料バンドル内の二相流動をより忠実に表現しようという試みも進めら

れているが、伝熱沸騰系で実用規模の解析を行うことは容易ではない。また、二相流では様々なスケールの流動プロセスが複雑に関与しており、それらの中で重要なものを捉えるためには、どの程度の規模のモデル化が必要かということも大きな課題である。このような将来有望な大規模数値シミュレーション手法と比較した場合、サブチャンネル解析は、個々の重要プロセスに関するその時点での知見を取り込むことによって、タイムリーに信頼性向上を実現することができるという点で工学的なアプローチと言える。

以下では、多次元二相流構成方程式との関連という観点から、サブチャンネル解析の課題を概観しておく。

4.1.2 炉心・燃料設計からのニーズ

サブチャンネル解析の高度化の方向性を考える上では、炉心・燃料設計における実用上のニーズを把握することが重要である。軽水炉プラントの経済性向上を実現するために炉心・燃料設計の領域で考えられる手段としては、燃料集合体の設計変更と設計基準の合理的見直しがある。前者については、PWR 燃料と BWR 燃料では選択の自由度が異なるものの、一般的には、核設計改良、燃料棒細径化、スペーサ構造改良、混合機能の追加、部分長燃料棒導入などが考えられ、これによって到達燃焼度の増加、熱的余裕の拡大、プラント増出力などの選択肢が与えられる。一方で後者については、既存の制限値に含まれる不確かさを減じることや沸騰遷移以降の燃料棒健全性を評価することにより、実質的な熱的余裕の拡大を実現することであり、これによってより柔軟なプラントの運用が可能となる。

以上の何れの手段を考える上でも、従来は実規模の試験によってデータベースを蓄積し、これに基づき相関式を打ち立てて設計に用いるというやり方を踏襲してきた。燃料設計変更において今後ますます要求レベルが高度となることに対応して、各部位の仕様に様々な選択肢が存在する場合に、それらの最適な組み合わせを絞り込むというプロセスが十分になされないまま実規模試験へ進むことは避けねばならない。例えば、より性能の高いスペーサ構造の開発では、スペーサに求められる燃料棒保持機能、冷却形状維持機能と混合機能向上を同時に満足させなければならない。これは構造、材料、熱流動の複数分野に跨る最適化問題であるが、実規模試験を多数繰り返して最適解に辿り着くという事は非現実

のである。また、実規模試験を行う場合であっても、それが必ずしも実機炉心のあらゆる運転状況を包絡しているとは限らないため、試験結果を実機条件へ外挿するに際しては技術的に信頼性の高い方法論が必要である。

一方で設計基準の合理的見直しについては、従来は議論するに十分な知見が無かったか、あるいはより安全側の立場に立って設計に考慮されなかった物理現象に対して、試験結果と現象論的相関式の組み合わせだけではなく、より機構論的なアプローチによって技術的な議論を尽くすことが望ましく、そのことが社会的受容性の観点からも重要である。

4.1.3 サブチャンネル解析に求められる汎用性

様々な燃料設計を事前に検討するうえで、または限られた試験条件下で観察された現象を実機条件下に外挿するうえで、サブチャンネル解析に求められる汎用性について考えておくことは重要である。汎用性の考え方は一義ではないが、ここでは流動条件と幾何形状に関する外挿性という2つの側面から捉えておく。

流動条件外挿性の議論には、水物性値の信頼性の他にも数多くの課題が含まれている。ここでは流動様式と沸騰遷移を主要なものとして述べる。まず流動様式に関しては、現在炉心・燃料設計で用いられている二相流動モデルでは、二相流動様式と界面面積濃度が密接にリンクしており、流動状況の発達は両者の組み合わせで表現される。コードに組み込まれた熱伝達係数、壁面摩擦、相間交換項などの構成方程式の多くは特定範囲の流動様式について行われた試験結果に基づいて検証されている。これを流動様式遷移に応じて連続的に変化するように、ボイド率などをパラメータとして定式化している。ベースとなる構成方程式群が、全体として設計で求められる広範囲の流動様式を包絡することばかりでなく、以上のような流動様式遷移を含めた構成方程式パッケージが、定常条件ばかりでなく過渡条件も含めてロバストであることが求められる。一方、沸騰遷移に関して言えば、PWR燃料については低クオリティ下のDNBが、BWR燃料については高クオリティ下のドライアウトが基本メカニズムと考えられており、後述するように、それぞれ異なる考え方で機構論的モデルが提案されている。しかしながら、革新的軽水炉をも含めた様々な燃料仕様、広範囲の運転条件に対して適用する場合、必ずしもこのように沸騰遷移メカニズムを狭く捉えて扱うことが予測モデルのあり方として適切とも言い切れない。この点については、

沸騰遷移自体をより詳細に分析し、圧力と質量流量に依存した連続的な物理現象と考えて限界クオリティをルックアップテーブル化しようという考え方も提案されている。[6]

幾何形状に関しては、流動様式を始めとして多くの構成方程式が単円管などの理想的流路に基づいて検証されており、実際の燃料バンドル流路形状へは水力等価直径などを介して焼き直されている。平均的なサブチャンネル流路については、このような考え方で多くの流動プロセスについて妥当な結果が得られるが、燃料棒周囲の液膜流れや液滴再付着については、流路形状の影響が無視できないという知見がある。[7] また、BWR 燃料のチャンネル周辺や水ロッド近傍、PWR 燃料では制御棒案内管近傍など、隣接サブチャンネル形状が非対称である場合には、等価な扱いではサブチャンネル間の相違を適切に表せない可能性もある。さらに、スぺーサのような複雑な構造物が液滴や液膜流れに及ぼす影響については、これを幾つかのメカニズムに分解してモデル化するアプローチが取られるが、スぺーサ形状が大幅に変更される場合には、その外挿性について改めて検討するべきである。

流動条件と幾何形状の双方に深く係わるものとして、バンドル流路内の広域スケールでの流動現象も重要と考えられる。前提条件として述べたように、サブチャンネルモデルとは、1次元流路がギャップを介してコミュニケーションを有する体系である。このことから、流動様式発達を始めとした多くの二相流動現象は、基本的には個々のサブチャンネル内で閉じて扱い得るという暗黙の了解がある。しかしながら、気泡が成長し大きくなると、サブチャンネルを跨いだ移動や合体が盛んとなり、気液界面の発達はバンドル全体スケールでの現象となる。このプロセスは、気液の密度比、粘性比、表面張力などによって影響を受けると考えられるが、実機相当の高温高压条件下であっても、小規模なバンドルでより顕著に観察されており、4 x 4 程度の部分バンドルではバンドル全体が一本の流路のように振舞うことが報告されている。[8]

サブチャンネル解析が、先に述べた炉心・燃料設計からのニーズに対して応えるには、このような流動条件及び幾何形状の外挿性に関する要件を満足する必要がある、そのためには従来の構成方程式の適用性を再検討し、解決すべき課題を摘出していくことが求められる。

4.1.4 多次元二相流構成方程式に関する見直し

スパーサ周囲の単相乱流場や壁面近傍の気泡に作用する力の影響は PWR 燃料と BWR 燃料に共通な重要課題である。液滴や液膜流の多次元性に関しては、主として BWR 燃料のドライアウトに対する影響が重要とされている。また、気泡発生後の気液再配分（クロスフロー）は、バンドル規模の流動様式発達との関連で多次元性を考慮することが不可欠であり、双方にとって重要である。

以上に述べたような設計上のニーズ、それに伴い要求される汎用性を考えた場合、これらの二相流構成方程式に多次元性をできるだけ直接的に組み込むことが有効な解決策となる。そうすることによって、スパーサ詳細構造や燃料格子配置の影響をできるだけ忠実に反映できるようになり、実設計における適用性・有用性が増すことになる。これを従来のサブチャンネル解析の枠組み、すなわち 1 次元流路とクロスフローという構成に基づき実現することができれば、これまで積み上げてきた技術的知見を継承しつつ、さらなる精度向上を実現することができる。一方で、従来の枠組みの中での高度化として、流動様式発達を界面面積濃度輸送問題として捉え、気泡の合体及び分離プロセスをソース項として定式化して扱おうという試みがある。[9]このような革新的なアプローチは 1 次元流路においてようやく実用化の目途が立ちつつあるものの、これに多次元効果を考慮するとなればさらなる努力を要するであろう。

このように、従来のサブチャンネル解析の枠組みを維持しながら、これに汎用性の高い多次元構成方程式を組み込むことには限界があるという考えもある。その打開策としては、例えば、

- ① 二相流構成方程式における流動条件及び流路幾何形状記述性の自由度を可能な限り拡大し（例えば関連パラメータを陽に含む）、想定される流動条件に対応した実験及び詳細 CFD 解析に基づきパラメータを同定する。
- ② マルチスケールな二相流動現象のモデル化を保存式レベルで多次元化するために、多次元多流体モデル、気泡追跡法、あるいはハイブリッドな手法をベースとし、これに即した多次元二相流構成式を組み込む。

ことなどが考えられる。

後述する BWR 燃料の改良クロスフローモデルは、既存の構成方程式を大きく変更するこ

となく①の方向性を指向した試みの一つである。[10] PWR 燃料の DNB 予測のための革新的手法として提案されているアプローチは②の方向性を指向した考え方に基づいている。後者の道を選択するとなれば、現時点でアベイラブルな構成方程式では明らかに不足しており、従来のサブチャンネル解析の枠組みを見直すことも含めて、より広範な分野での取り組みが必要となる。

参考文献

- 1) H.Chelmer, P.T.Chu and L.E.Hochreiter, THINC-IV-An Improved Program for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Cores, WCAP-9956(1973).
- 2) C.L.Wheeler, C.W.Stewart et al., COBRA-IV-I: an interim version of COBRA for thermal-hydraulic analysis of rod bundle nuclear fuel elements and cores, Battelle Pacific Northwest Labs., Richland, Wash. (USA), BNWL-1962(1976).
- 3) J.E.Kelly, S.P.Kao and M.S.Kazimi, THERMIT-2 : a two-fluid model for light water reactor subchannel transient analysis, Cambridge, Mass. : Massachusetts Institute of Technology, Energy Laboratory,(1981).
- 4) M.J.Thurgood et al., COBRA/TRAC-A Thermal-Hydraulic Code for Transient Analysis of Nuclear Reactor Vessels and Primary Coolant Systems, Equation and Constitutive Models, NUREG/CR-3046, PNL-4385, Vol.1(R4)(1983).
- 5) ニノ方寿, 有富正憲, 三島嘉一郎, 他 : 非定常サブチャンネル解析コード NASCA の開発・改良 (1) 開発状況 ; 日本機械学会 2000 年年会予稿集, 2443, 名城大学, (2000) .
- 6) D.C.Groeneveld, P.L.Kirillov et al., The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes, NED, Volume 163, Number 1, June, pp. 1-23(23)(1996).
- 7) 革新的実用原子力技術開発費補助事業, 広範囲の燃料格子仕様に適用する汎用沸騰遷移解析手法に関する技術開発、平成 15 年度最終報告書(2004).
- 8) R.T.Lahey, B.S.Shiralkar et al., Out-of-pile subchannel measurements in a nine-rod bundle for water at 1000 psia, Prog. In Heat Transfer 6, 345-363 (1972).
- 9) T.Hibiki and M. Ishii, Two-group Interfacial Area Transport Equations at Bubbly-to-Slug Flow Transition, Nucl. Eng. Des., 202, p.39(2000).
- 10) A. Hotta, H. Shirai, M. Azuma, M. Sadatomi, A. Kawahara, H. Ninokata, A Modified Equilibrium Void Distribution Model Applicable to Subchannel Scale Vapor-Liquid Cross Flow Model for Conventional Square and Tight Lattice BWR Fuel Bundles, Nucl. Eng. Des., 235, p.983(2005).

4.2 PWR のサブチャンネル解析と構成方程式

4.2.1 サブチャンネル解析の目的

PWR 炉心の安全性を確保するために、DNB に対し適切な余裕を確保しておく必要がある。従来の技術で燃料集合体の DNB 発生を解析的に予測することは難しく、その予測は燃料集合体を模擬した DNB 試験に依存している。

PWR 燃料集合体は開水路構造を特徴としており、また燃料集合体サイズは BWR のそれと比較し大きい。直接、炉心や燃料集合体を模擬して DNB 試験を実施することは現実的ではなく、5×5 配列程度の小さな管群体系で実施された DNB 試験から DNB 特性を把握してきた。この場合、試験結果には実機燃料にはない流路壁の影響が含まれる。この影響を排除するため、DNB 熱流束を DNB 発生位置の燃料棒で囲まれた流路(サブチャンネル)の断面平均冷却材条件(圧力・冷却材質量速度・冷却材クオリティ)で整理することにより DNB 相関式を導き、これを用いて実燃料集合体の DNB 熱流束を評価してきた。この DNB 発生位置の局所冷却材条件の評価にサブチャンネル解析が適用されてきた。

一方、DNB 相関式を用いて実炉の DNB 余裕を評価する際には、炉心で DNB が予想される位置の局所冷却材条件を評価する必要がある。PWR 炉心は、燃料集合体が開水路構造で DNB 余裕が問題となる運転時の異常な過渡変化や事故時には高出力部を中心に有意なボイドが生成され、燃料集合体間に顕著なクロスフローが生ずる。また、燃料棒と外径の異なる非発熱の制御棒案内シンプルの存在や燃料棒出力分布の存在は、燃料集合体内の流量やエンタルピの分布に影響を与える。このような、炉心の局所冷却材条件の評価にもサブチャンネル解析が適用されてきた。

このように、サブチャンネル解析は DNB 相関式を用いた PWR 炉心の DNB 設計手法と密接に関連した解析技術であり、開発当時の技術レベルを反映し、気液の非均質効果や熱非平衡効果を構成方程式で取扱い、保存的に均質流モデルを適用した解析コード THINC⁽¹⁾、改良 COBRA-3C⁽²⁾、COBRA-IV-I⁽³⁾等が用いられてきた。なお、PWR が対象とする条件が比較的高圧高流量であるため気液の相間結合が強く、保存的に均質流モデルを用いた評価は、急激な過渡変化を対象としない限り、現在においてもなお有効といえる。

4.2.2 現行手法で用いられている構成方程式

サブチャンネル解析コードに内蔵された構成方程式は、サブチャンネル断面で平均化された1次元パラメータの間関係を与えるものであり、多次元的な現象を1次元的なパラメータの間関係に縮約する役割を担っているといえる。なお現行のPWRを対象としたサブチャンネル解析コードが均質流モデルを前提としたものであることから、使用されている二相流構成方程式も均質流あるいは混合流に対するものである。

内蔵されたボイドモデルや二相圧損モデル等の構成方程式の多くは1960年代の単管試験データに基づき導出され、パラメータの空間スケールはサブチャンネル相当であり、水力的等価直径を介して燃料集合体形状に適用される。このことは、これらの構成方程式が対象とする現象については、サブチャンネルより小さな空間スケールの燃料集合体形状に依存する多次元性の影響が、少なくとも現行のPWR燃料集合体のDNB余裕評価の範囲では無視しうる程度であることを前提としている。

一方、典型的なPWR燃料集合体のグリッドには、サブチャンネル間の冷却材混合促進のためにベーンが設けられている。このベーンによりサブチャンネル間にクロスフローが生じ、さらにクロスフローがお互いにサブチャンネル内で対向流を生ずるようにベーンが配置されているため、サブチャンネル内には旋回流が生ずる。また、制御棒案内シムルは燃料棒と径が異なるため、燃料集合体は流路形状の異なるサブチャンネルからなり、ベーンの配置もシムルの周りでは特殊なものになっている。このため、実際の燃料集合体内の流動はグリッドや流路形状による多次元性が顕著となり、混合特性やDNB特性に影響を与える。例えば、混合ベーンなしの場合にはDNBが燃料棒ギャップ部で生ずる傾向があるのに対し、混合ベーンがある場合にはDNB熱流束が向上するとともにDNBは燃料棒周方向にランダムに生ずるようになる。また、実機燃料集合体を模擬したDNB試験で発熱管出力が同一にもかかわらず特定の発熱管に集中してDNBが生ずる傾向がある。このような多次元的な挙動は燃料集合体構造に固有なものであり、そのDNB特性やサブチャンネル間混合特性の差は、サブチャンネル程度の空間スケールで平均化されたパラメータによっては評価できない。このため、現行手法では、実機燃料集合体を模擬した試験データに基づき

これらの特性を評価している。このように現行手法において燃料集合体固有の多次元性は、DNB 相関式あるいは混合係数といった実験式の中で扱われている。

後に述べるように DNB 余裕を現象の素過程に遡って評価する場合でも、炉心を対象とした解析、燃料集合体を対象とした解析では、その空間スケールに応じた解析手法が必要とされる。例えば、差圧によるクロスフローは流路間の二相圧力損失特性の差により生ずるが、これを支配する空間スケールは燃料集合体あるいはサブチャンネル程度であり、従来のサブチャンネル解析の適用範囲内と考えられる。このため、サブチャンネル解析は将来においても DNB 余裕評価において必要とされ、サブチャンネル解析で用いられる多くの構成方程式は今後も有効であるといえる。

DNB 余裕評価で必要とされる重要な構成方程式は、炉心や燃料集合体内の流量再分布評価に係わるボイドモデル、軸方向圧損モデル、クロスフローモデル、及びサブチャンネル間混合モデルである。これらにつき設計で使用されているモデルを含め代表的なモデルを以下に示す。これらの構成方程式はサブチャンネル解析を介して DNB 相関式と一体で扱われ、その予測精度は最小 DNBR の評価値の不確定性として考慮される。

(1) ボイドモデル

加熱流路のボイド率を評価するためには、二相流の発達過程に従い、気泡生成開始点、壁面ボイド率、気泡離脱開始点、サブクール沸騰での正味の蒸気生成量及び気液の速度差や気液の流路内での分布の差を考慮して蒸気量と断面平均ボイド率の関係を与える狭義のボイド相関式が必要とされる。

強制対流熱伝達を仮定して得られる壁面温度がサブクール沸騰による壁面温度を超えると沸騰熱伝達に移行しボイドが生成される。ここでサブクール沸騰熱伝達には Jens-Lottes⁽⁴⁾ や Thom の式⁽⁵⁾が、強制対流熱伝達には Dittus-Boelter の式⁽⁶⁾が一般に使用される。気泡が生成されても液相のサブクール度が大きな場合には、気泡の成長は凝縮により抑えられ、気泡は壁面上を滑走する状態で存在する。この領域のボイド率は Maurer の式⁽⁷⁾で与えられる。Maurer の式は、気泡サイズが速度境界層の厚さに留まり、気泡密度は沸騰伝達熱流束に依存すると考え、気泡観察試験データから実験定数を定めることにより導出されたものであ

る。壁面ボイド厚さの上限は Griffith の観察試験結果から約 0.1mm とされ、この領域のボイド率は 1 ~ 2 % 程度と小さな値に留まる。

液相のサブクール度が小さくなり、気泡の成長により気泡径があるしきい値を超えると気泡は壁面から離脱する。このような状態では、離脱気泡の主流での凝縮速度も小さく、加熱長とともにボイド率は急速に増加する。このため、気泡離脱開始点を実質的な気泡生成開始点と考えることもできる。この気泡離脱点の予測には Griffith、Levy、Saha-Zuber 等の式が用いられる。Griffith のモデル⁽⁸⁾は Rohsenow の実験データに基づき、サブクール度が沸騰開始点のサブクール度の 1/5 となる条件で気泡が離脱するとする。一方、Levy⁽⁹⁾は付着気泡に作用する浮力、軸方向抗力、表面張力の釣合条件と壁面近傍の液相温度分布から定まる気泡径の大きさを関連づけ、実験データから必要な実験定数を定めることにより離脱条件に関する式を導いている。ここで液相温度分布は Martinelli の単相乱流に対するの分布⁽¹⁰⁾が仮定されている。Levy のモデルは質量速度が小さな場合、必ずしも良いボイド率の予測を与えない。すなわち低流量領域では水力的な条件を満たして気泡が離脱しても、液相のサブクール度が大きい場合は直ちに凝縮し流路のボイド率は増大しない。このため Saha-Zuber⁽¹¹⁾は離脱条件に熱的な制約条件を追加した。すなわち低流量領域の気泡は蒸発率と凝縮率の比で与えられる熱的な局所ヌッセルト数に依存して離脱し、高流量領域では流れが支配因子となり局所スタントン数に依存して離脱すると考え、多くの気泡離脱データに基づき必要な実験定数を定めることにより離脱条件の式を導いている。

サブクール沸騰状態は蒸気とサブクール水が共存する熱力学的非平衡状態を特徴とし、流路内のボイド率は沸騰熱伝達と主流のサブクール水による凝縮熱伝達により定まる。Bowring⁽¹²⁾は壁面からの熱伝達を離脱気泡による潜熱輸送伝熱 q_e 、気泡かく乱による伝熱 q_a 、液相による強制対流伝熱 q_{sp} に区分し、 q_{sp} は液相のサブクール度に比例するとして定式化し、さらに q_e と q_a の比を実験データから定めることにより最終的に q_e を導き、これに基づき真の蒸気生成量を評価している。Bowring のモデルでは q_e と q_a の比をサブクール度によらず一定としているため、サブクール沸騰から飽和沸騰に移行する際に蒸気生成率は不連続となる。なお、Bowring のモデルでは主流サブクール水による蒸気の凝縮は小さいとし

て無視されている。Ahmad⁽¹³⁾は、サブクール度と液相熱伝達係数の積によって与えられる液相への熱伝達から液相温度分布を求め、この液相加熱量を壁面加熱量から差し引くことにより蒸気生成率を評価している。Lahey⁽¹⁴⁾は、気泡かく乱による伝熱は、離脱気泡体積相当の境界層内の飽和エンタルピ液相と主流側のサブクール液相との交換により生ずると考えることにより q_e と q_a の関係を与え、また液相による強制対流伝熱については、気泡離脱点で全熱流束に等しく、液相サブクール度に比例して減少し、液相が飽和エンタルピとなる条件で0になると仮定して蒸気生成量を定めている。また、液主流での蒸気の凝縮も実験データに基づきモデル化している。一方、Levy⁽⁹⁾あるいは Saha-Zuber⁽¹¹⁾は、真のクオリティと熱平衡クオリティの数学的關係に着目し、気泡離脱点で両者の変化率は等しく、十分大きなクオリティでは両者は等しいとの境界条件から、熱平衡クオリティからサブクール沸騰時の真のクオリティを与える式を導いている。

PWR 炉心のように高圧高流量条件では、真の蒸気クオリティからボイド率を求める際、気液の速度差を無視した均質流モデルが一般的に用いられている。一方、Bankoff⁽¹⁵⁾は気泡流を対象に局所の気液速度差は無視する一方、速度分布と気相分布の差を考慮し、蒸気-水系の測定値等から圧力をパラメータとする実験定数を持ち込むことによりボイド予測モデルを導いている。このモデルでは速度の大きな流路中心に気相が多く存在すると仮定するため、均質流に比較し小さなボイド率を与える。Ishii⁽¹⁶⁾はそれまでの二相流に関する知見に基づき理論的検討を行い、実験データを整理することにより、各流動様式に対しドリフトフラックスモデルのドリフト速度、分布係数に関する構成方程式を与えている。気泡流に対しては、ドリフト速度は無限媒質中の独立気泡の終端速度にボイド率に依存した気泡間の相互作用を考慮した式を、分布係数は気液密度比に関する限界条件とサブクール沸騰条件で壁面近傍のボイド率が高いことを考慮して得られた式を提案している。Ishii の式は流動様式毎に式を切り替えて使用する必要があり、別途流動様式の判別式が必要とされる。これに対し EPRI の Chexal⁽¹⁷⁾は、主に実用上の観点から広範なデータに基づき全ての流動様式に適用可能な式を提案している。

原子力発電技術機構は、PWR 燃料集合体を模擬した試験体を用い、PWR 炉心の異常な過

渡変化、事故時の条件を対象に管群ボイド試験を実施し、種々の構成方程式との比較を行っている。その結果、Saha-Zuberの気泡離脱開始点モデル、Laheyのサブクール沸騰モデル、ボイド相関式として12MPa以上の高圧条件では均質流モデル、10MPa以下の低圧条件ではIshiiあるいはEPRIのドリフトフラックスモデルを用いることにより、試験データを精度よく予測できることを確認している⁽¹⁸⁾。このように、単管試験データに基づく構成方程式を用いて試験データを予測できることから、サブチャンネル平均ボイド特性は、少なくともPWR燃料集合体においては流路形状による多次元性の影響は小さいといえる。

(2) 軸方向圧損モデル

燃料集合体の圧力損失は燃料棒表面での摩擦損失、グリッド等の構造物による形状損失、加速損失、及び水頭損失よりなる。一般にグリッドによる形状損失は燃料集合体を模擬した単相試験から得られた圧損係数を用い、二相流に対しては均質流を仮定して評価される。単相加熱状態の摩擦損失は、表面粗さの効果を含むMoodyの式や滑らかな管に対するBlasiusの式、Colburnの式に加熱壁面近傍での粘性や密度の物性値変化に対する補正を考慮した式^{(21),(22)}が用いられる。一方、二相流の摩擦圧損はボイド率やボイド分布によって定まる流動様式と密接に関連しており、この評価には、修正Martinelli-Nelsonの式、あるいは純粋に試験データから得られた実験式が用いられる。

Martinelli-Nelsonの式は、大気圧水平管における二成分系流れの測定値に基づき得られたLockhart-Martinelli式を加熱蒸発管に拡張したものである。蒸発管では液相割合が加熱長とともに変化するため、増倍係数は全量が飽和水として流れた時の摩擦損失を基準にそれに対する値として与えられる。増倍係数は、液相のみが流れた場合と気相のみが流れた場合の圧損の比の平方根で与えられる無次元数 X_{tt} で整理され、Lockhart-Martinelli式による大気圧での関係と臨界圧条件では二相として扱った圧損と飽和液相の圧損が一致することを境界条件とし、Davidsonらのデータを参考に大気圧から臨界圧までの関係が与えられている。Martinelli-Nelsonの式は、高圧高流量条件で過大な増倍係数を与え、むしろ均質流モデルの方が良い予測を与える。このため13.8MPaのSherの実験データ⁽¹⁹⁾に基づき、流量とクオリ

ティをパラメータとする補正項を乗じた修正 Martinelli-Nelson の式⁽²⁰⁾が設計で用いられている。設計評価では、修正 Martinelli-Nelson の式は飽和沸騰領域の圧損評価に用いられ、サブクール沸騰領域に対しては Bettis の実験データに基づく式⁽²¹⁾が用いられる。

一方、Novendstern ら⁽²²⁾は、Bettis の実験データに他のデータも追加し、単相からサブクール沸騰、体沸騰まで連続して適用できる式を提案している。この式では、均質流を仮定して求めた圧損に、熱流束、質量速度、ボイド率及び水力的等価直径をパラメータとする増倍係数を乗ずることにより、二相流に対する圧損を求める。増倍係数は、ボイド率が 0%と 100%で増倍係数が 1.0 となり、サブクール沸騰時には壁面近傍にボイドが分布するため圧損が増加し、また質量速度が小さい程増倍係数は大きくなるといった傾向を定式化し、広範なデータとの比較から実験定数を定めることにより導出されている。

前述の原子力発電技術機構の PWR 燃料集合体管群ボイド試験では、二相圧損も測定されており、サブクール沸騰領域に Bettis の実験式、飽和沸騰領域に修正 Martinelli-Nelson の式を用いた手法、あるいは Novendstern らの実験式を用いた手法により、これらのデータが適切に評価できることが確認されている⁽¹⁸⁾。このように、単管試験データに基づく構成方程式を用いて試験データを予測できることから、二相軸方向圧損特性についても、少なくとも PWR 燃料集合体においては流路形状による多次元性の影響は小さいといえる。

(3) 横方向圧損モデル

燃料集合体間あるいはサブチャンネル間の差圧によって生ずるクロスフローは、クロスフローによる軸方向運動量の変化とともに、横方向の圧損係数によって支配される。この圧損係数の評価には、燃料棒径、配列ピッチ、配列層数をパラメータとする I'delcheck の相関式⁽²³⁾が用いられている。また、設計評価での感度解析と実測データの比較に基づき配列層数あたりの圧損係数を一定値として与える手法も用いられている。

(4) サブチャンネル間混合モデル

サブチャンネル間に生ずる冷却材混合は、正味の質量移動なしに各サブチャンネルの

ンタルピや軸方向流速に影響を与える。混合は壁面せん断によって誘起される乱流や流路形状の異方性による二次流れ、あるいはグリッドに設けられたベーンによる強制混合により引き起こされ、また二相流構造も混合特性に影響を与える。

乱流による混合係数は、うず拡散係数と混合長の比で与えられ、単相での混合係数は Rowe-Angle⁽²⁴⁾や Rogers-Rosehart の式⁽²⁵⁾で与えられる。Rowe-Angle は、ギャップ部の二次流れが乱流のスケールを支配し混合長はギャップ巾に依存するとし、一方 Rogers-Rosehart は、混合長はギャップ巾のみでなく水力的等価直径にも依存するとし、それぞれ試験データに基づき式を導出している。二相状態で混合係数はボイド率とともに増加し、スラグ流から環状流に移行する状態で最大値を示し、それ以降は減少する。これらの二相状態での混合係数の増倍係数は Beus⁽²⁶⁾によって定式化されている。

一方、PWR 燃料集合体では、壁面せん断誘起乱流による混合に比べ、グリッドに設けられたベーンによる強制混合が支配的である。このため実際の設計には、実機燃料を模擬した混合試験から得られた混合係数が用いられている。混合係数は、サブクール沸騰状態を含む条件で径方向出力分布をつけた管群試験の出口温度分布測定試験データから評価される。混合係数はグリッド形状やグリッド軸方向間隔に依存するものの、レイノルズ数、圧力、クオリティへの依存性は小さいことが試験によって確認されており、燃料集合体毎に一定値が用いられる。また、サブチャンネル間混合によりエンタルピのみでなく、軸方向運動量の輸送も生ずるが、試験で軸方向流速が測定されていないこともあり、DNB 試験データ評価や設計評価では混合による運動量輸送は無視されている。

なお、管群形状では乱流混合とともに、ボイドが流路面積の大きな領域を選択的に流れるボイドドリフト現象が生ずる可能性があるが、PWR のサブチャンネル解析ではこの現象は考慮されていない。これに対しては、Ispra での圧力をパラメータとした管群試験の実施により、高压条件では気泡流が支配的となり、かつ気泡径が小さいためボイドドリフト現象は顕著とならないとの報告がなされている⁽²⁷⁾。

以上に示した構成方程式を纏めて表 4.2-1 に示す。

4.2.3 現行手法の課題と革新的手法

サブチャンネル間混合特性や DNB 特性は、燃料形状への依存性が大きく、それによる多次元的な挙動を解析的に把握することは従来の技術では困難であり、これらの特性は、実際の燃料体を模擬した試験に基づき評価されてきた。このため、現行手法の適用範囲は試験データで実証された範囲に限定され、形状の異なる燃料集合体の評価に適用することはできない。

他方、近年の二相流に関する知見の蓄積や二相流に関する試験技術や解析技術の進歩により、燃料集合体内の多次元的なサブチャンネル間混合特性や DNB 特性を、現象の素過程に遡り、より普遍的な物理モデルを用いて予測することが可能な状況になってきている。このような現象の素過程に遡った解析を行う場合には、対象とする現象の時間・空間スケールにより適切な手法を選定する必要がある。例えば、比較的大きな空間スケールを対象とする解析には多流体モデル、一方気液界面挙動のように間欠的で微小な空間解像度が必要とされる解析には界面追跡法や粒子法、気泡挙動のように間欠的で中間的な空間解像度が必要とされる解析には気泡追跡法の適用が考えられる。このような解析技術により必要な時間・空間スケールで流動場、相分布及び界面構造の評価が可能となれば、実規模試験に依存することなく炉心や燃料の開発が可能となり、予測性を持った効率的な開発や、斬新なアイデアの実現、及び試験で同定が困難な工学的因子の解明による設計の信頼性向上が期待できる。

このような解析技術が対象とする DNB 現象を、Weisman⁽²⁸⁾や Katto の現象論的 DNB 予測モデル⁽²⁹⁾、あるいは DNB 発生時の観察試験結果⁽³⁰⁾を参考に、DNB 現象と密接に関連する気泡の挙動に着目して推察してみた。

気泡は PWR で典型的なサブクール状態においては壁面上で生成され、壁面や過熱液相からのエネルギー輸送により成長する。気泡は壁面上を滑走し、離脱条件を充たす気泡は壁面を離脱し、沸騰による気泡生成に伴う横方向強制流や、乱流拡散により次第に主流側に移動する。離脱後、周囲の液相が過熱状態の場合には成長を継続し、サブクール状態の場合には凝縮により収縮・消滅する。下流側に向かうに従い加熱壁面上の気泡数密度が増加し

気泡境界層を形成し、境界層内では気泡間の相互干渉が顕著となる。これにより一部の気泡は合体し、合体した気泡は流体力と表面張力の作用により変形し、一部は再び分裂する。このようにして、気泡の一部は合体により大きなスラグ気泡に成長する。スラグ気泡が通過する間、主流側液相と加熱壁面との間の伝熱は遮断され、スラグ下に形成される薄液膜は次第に蒸発する。スラグ気泡が大きな場合には薄液膜はスラグ気泡通過時に消失し、一時的にドライアウトが生じ壁面温度が上昇する。しかしながら温度上昇が小さな場合にはスラグ気泡が通過後リウエットにより再び液膜に覆われる。このような状態では、燃料棒はドライアンドウェットを繰り返し、壁面温度が大きく上昇することはない。さらに熱的余裕が減少すると、液膜消失時の壁面温度上昇が大きくなり、スラグ気泡の通過後、もはやリウエットが生ぜず安定した膜沸騰状態に移行する。これらの気泡の挙動は、燃料集合体の流路形状に依存した多次元性を示すことが考えられる。以上の気泡挙動を模式的に図4.2-1に示す。

ここでは、気泡の挙動に着目して述べたが、DNBが液相による熱伝達が阻害されることにより生ずる点に着目すれば、液相の加熱壁面への輸送がより本質的なプロセスといえる。液相の加熱壁面への輸送は、気泡の乱流拡散等による気液の体積交換により生ずる。このため、気泡の運動を予測することは、液相の気泡境界層への輸送を予測することと等価であり、気泡に着目した解析によりDNBの予測が可能といえる。なお、WeismanのDNB予測モデルは、この液相の気泡境界層への輸送に着目したモデルである。

一方、燃料集合体内での二相流に着目すると、二相流が燃料グリッドを通過する際に、拡張流や流れの分断あるいはベーンによる強制的なクロスフローにより、多次元的な流動場の変化を生じ、サブチャンネル間及びサブチャンネル内の気泡分布に影響を与える。また、気泡の分裂・合体が促進され、気泡径分布に影響を与える。グリッドベーンによるクロスフローによってサブチャンネル内に引き起こされる旋回流やグリッドによる乱流エネルギーの増大は、グリッド下流側のサブチャンネル内の気泡分布に影響を与える。さらに、制御棒案内シンプルの存在や各燃料棒の出力の差も、サブチャンネル内の気泡分布に影響を与える。このような燃料グリッドや流路形状の多次元的な二相流挙動への影響は、DNB発生

位置の二相流構造に影響し、最終的に DNB 特性に影響を与える。

このような加熱壁面近傍の二相流構造やグリッドや管群形状の二相流挙動への影響を素過程に遡り機構論的に評価することができれば、実規模試験に依存することなく解析的に DNB を予測することが可能となるといえる。また、燃料棒曲がりや燃料棒表面状態といった種々の工学的因子の DNB に与える影響評価も可能となる。

原子力発電技術機構を実施された燃料集合体過渡時熱伝達試験で、PWR 炉心においても、速やかな原子炉トリップが期待できるような事象では、仮に DNB が生じても DNB 発生後の燃料被覆管の温度上昇は低く抑えられ、燃料健全性が維持されるとの結果が得られ、DNB 発生からリウエットに至る過程の熱的挙動も明らかにされている⁽³¹⁾。このため、解析的に DNB が予測できるようになれば、その延長上で DNB 後の熱伝達挙動を解析的に予測することも可能になると考えられる。

このような DNB に到る現象の解析に適した一つの手法は、個々の気泡と連続液相を対象とし、それらの相互作用を現象に即してモデル化できる Two-Way 気泡追跡法と考えられる。一方、気泡境界層での気泡相互作用や気泡合体・分裂といった、より小さな空間スケールを対象とする評価には界面追跡法や粒子法の適用が有効と考えられる。他方、燃料集合体内のマクロな二相流挙動の評価には、気泡追跡法に比べ計算負荷が小さな二流体モデルや、気泡径分布が考慮できる多流体モデルの適用が有効と考えられる。また、炉心を対象とした解析には、従来のように粗視化されたパラメータを対象としたサブチャンネル解析が必要とされる。

このように機構論的に DNB を予測するためには、それぞれの評価で対象とする現象の空間スケールに適した解析技術と、それらの解析で必要とされる構成方程式を準備する必要がある。これらの構成方程式の現状及び課題を以下に述べる。なお、気泡追跡法等の二相流 CFD の構成方程式に関する詳細については 5.2 節及び 7.1 節を参照されたい。

4.2.4 革新的手法で必要とされる構成方程式

DNB 現象の解析的な評価を実現するためには、DNB 現象に係わる素過程の整理、そのよ

うな素過程に係わる構成方程式の抽出、各構成方程式の現状分析と課題の整理、及びそれらを踏まえた試験の実施が必要とされる。ここでは、各素過程の評価に必要とされる構成方程式の現状と課題を示す。

(1) 気泡生成と成長、消滅

PWR 炉心ではサブクール沸騰が支配的であり、壁面で生成された気泡は、過熱液相あるいは気泡下の薄液膜を介した加熱壁面からの熱伝達により成長し、気泡径があるしきい値を超えると壁面から離脱し、液相乱流等により主流側に移動する。離脱した気泡は、周囲の液相との質量・エネルギー輸送により、液相温度が過熱状態にある場合には成長を継続し、逆にサブクール状態にある場合には凝縮により収縮・消滅する。このような個々の気泡の生成、成長、収縮・消滅を評価するためには気泡発生頻度、気泡径、発泡点密度、及び相間エネルギー・質量伝達に関する構成方程式が必要とされる。また、気相の成長、収縮・消滅を評価する上で、液相の温度分布も必要とされる。

気泡径に関しては、気泡離脱条件の予測のために、離脱時のサブクール度に関する試験データから中間パラメータとして得られた Levy の離脱気泡に関する式⁽⁹⁾がある。気泡発生頻度は気泡の成長時間と気泡の生成により乱された過熱液相の回復時間から定まるが、発生頻度と気泡径のべき乗の積が一定とする種々のモデルが提案されている。発泡点密度は壁面での蒸気生成量が求まれば、個々の気泡サイズ及び発生頻度から定めることができる。壁面での蒸気生成量は沸騰熱伝達に対する Chen の式⁽³²⁾や、気泡離脱条件では Lahey の式⁽¹⁴⁾が適用できる。一方、気泡の成長や消滅を評価するためには、相間熱伝達や流路内の液相温度分布が必要とされる。気泡成長に対しては Plessert-Zwick⁽³³⁾の均一温度場を仮定した近似式が、凝縮に対しては、例えば気相側の熱伝達率に一定値 ($10^4 \text{W/m}^2\text{K}$)、液相側に修正 Unal の式⁽³⁴⁾等を適用するモデルがある。液相温度分布については、ボイド率が小さい場合には Martinelli 等の单相乱流温度分布モデル⁽¹⁰⁾が適用できるが、ボイド率の増大とともに、気液相互作用の液相温度分布への影響が無視できなくなる。

このように、気泡生成や成長、消滅に関連して幾つかの構成方程式が提案されているが、プール沸騰を対象にしたものもあり、それらの適用性につき吟味する必要がある。また気

泡挙動は気泡径に依存するため、気泡の気泡径分布を考慮した解析が必要とされ、それらに関する情報も必要と考えられる。このため、冷却材や熱流束条件をパラメータに加熱壁面上の気泡数密度や気泡径分布及び加熱壁面上の液相温度分布に関する基礎的なデータの蓄積が必要といえる。

(2) 気泡の運動

壁面より離脱した気泡は液相との間の運動量輸送、液相乱流の影響、及び気泡同士あるいは壁面との衝突により、その位置は時々刻々変化し、サブチャンネル内の気泡分布に影響を与える。気泡の挙動を予測することは、一方の相である液相の挙動を予測することであり、これにより DNB 現象にとってより本質的な液相の加熱壁面への輸送も評価される。

① 相間運動量輸送

気泡の運動を評価するためには、液相のよる抗力、揚力、仮想質量力、Basset 力に対する構成方程式が必要とされる。なお、Basset 力は気泡流では他の力に比較し小さく無視できるとされている。また、壁面との距離が気泡径の数倍程度の範囲では、気泡は壁面上の液相を押し分けて上昇するため、結果として外向きの力が気泡に作用し、この壁面力に関する構成方程式も必要とされる。

気泡の抗力係数に関する代表的な構成方程式として、富山の式⁽³⁵⁾あるいは Ishii の式⁽³⁶⁾が提案されている。前者は、広範な流体物性・気泡径条件で単一気泡に対し適用可能なモデルであり、多気泡系に適用する場合にはボイド率をパラメータとする補正項が提案されている。後者は非沸騰系の気泡が複数存在する二相流データに基づき得られた式であり沸騰二相流にも適用できるとされている。気泡の揚力係数に関する構成方程式として、富山の式⁽³⁷⁾がある。富山の式は一様せん断流中の気泡運動軌跡観察データから得られたもので、気泡形状の影響が気泡径をパラメータとするエトベスト数により考慮されており、ボイド率が比較的小さな条件において適用性が検証されている。仮想質量係数は単一球形気泡の場合には 0.5 となり、ボイド率の増加とともに大きくなることが知られている。壁面力については Antal らによる解析的検討に基づく式⁽³⁸⁾が提案されている。一方、相間運動量輸送を評

価するためには、液相の流速分布が必要とされる。ボイド率が小さい場合には、単相の 1/7 乗則を速度分布として用いることもできるが、ボイド率の増大とともに相間相互作用を考慮した評価が必要とされる。

以上に示す構成方程式の多くは、十分広い静水中の独立気泡を基準としたモデルである。このため、強制対流のように流路内で速度分布が顕著な条件や、DNB 現象のように局所的にボイド率が大きな条件への適用性についてはさらに検討が必要といえる。また気泡との相互作用を考慮して液相の速度分布を評価することも必要といえる。なお、気泡境界層のように気泡数密度が大きな条件では、分散した気泡が連続液相と個々に相互作用を及ぼしているといった概念はもはや成立せず、内部に界面を有する連続体として取り扱う必要性も考えられる。このような挙動の評価のためには、壁面上のボイド率が大きな流水条件で、気泡挙動に関するデータを蓄積する必要があるといえる。

② 液相乱流の影響

気泡の運動を評価するためには、液相乱流の影響を考慮する必要がある。液相乱流には、壁面せん断によって誘起される乱流、気泡によって誘起される乱流、及び燃料集合体グリッドによって誘起される乱流があり、気泡は、気泡サイズより大きな渦サイズの乱流の影響を受けて揺動する。気泡分布がある場合、この動揺により正味の気泡の拡散が生ずる。

気泡の液相乱流による影響を評価するためには、渦サイズと乱れ速度が必要とされるが、これらをいずれも構成方程式として与える方法、渦サイズは構成方程式で乱れ速度は乱流エネルギー保存則から等方性乱流を仮定して与える方法、及び両者を乱流エネルギーと乱流エネルギー消散の保存式から与える方法がある。渦サイズに対する構成方程式としては、単相壁面せん断乱流については円管形状に対し Nikuradse の式⁽³⁹⁾、一般形状に対し Prandtl の式⁽⁴⁰⁾、気泡誘起乱流については Sato⁽⁴¹⁾あるいは Kataoka の式⁽⁴²⁾がある。Kataoka の式には、壁面近傍で気泡の動きが抑制され、これにより渦サイズも制限される効果が考慮されている。一方、乱れ速度の構成方程式としては、壁面せん断乱流に対して Laufer の式⁽⁴³⁾があり、気泡誘起乱流に対しては静止水中の気泡終端速度等が適用される。一般に、壁面せん断乱流と

気泡誘起乱流の気泡への影響は独立であるとし、それぞれ加算的に取り扱われる。

このような構成方程式あるいは乱流モデルによって与えられる乱流パラメータは時間平均されたものであり、気泡追跡法で乱流特有の間欠性を気泡の運動方程式に取り込むためには、乱れ速度を時間変動成分として与える必要がある。この場合、一般に乱れ速度はガウス分布に従うとして乱数を用いて算出され、乱流渦の寿命あるいは気泡が乱流渦を通過する間は一定として扱われる。

一方、液相速度分布も乱流を考慮して評価する必要があり、このためには運動量保存則で用いる乱流渦拡散係数を構成方程式、あるいは乱流エネルギーや乱流エネルギー消散に関する保存式で与える必要がある。Kataoka ら⁽⁴²⁾は、乱流エネルギー保存則を沸騰二相流に適用するにあたり、液単相流に対する項に加え、新たに二相流に起因する界面での乱流吸収項、気液の相互作用による乱流生成項、及び沸騰気泡による乱流生成項を定式化している。

このように、気泡流に対しては二相乱流モデルの定式化が進められているが、単相の渦サイズや乱れ速度に関する構成方程式を含め、これらのモデルは円管あるいは並行流路を対象としている。このため、燃料集合体を対象とした評価では、流路内で流速分布やボイド分布等の多次元性が与える影響に関する考慮が必要といえる。また、壁面近傍への等方性乱流モデルの適用性について検討が必要と考えられる。このためには、流路形状をパラメータとした試験体を用い非加熱及び加熱二相流条件で乱流パラメータに係わるデータの取得が必要といえる。

③ 気泡相互作用及び壁との作用

気泡数密度が大きくなると、気泡同士の衝突や壁面との衝突が無視できなくなる。これらの衝突により各気泡の運動量は変化し、サブチャンネル内での気泡分布に影響を与える。また、気泡同士の衝突は、気泡合体の前段階としても重要である。

気泡数密度が比較的小さな場合には、衝突は2つの気泡の間で生ずるが、気泡数密度が大きくなると、複数の気泡同士あるいは壁面も含めた衝突が生じ、多体衝突問題として取り扱う必要が生ずる。なお、対象としている現象では、各気泡は隣接する気泡とほぼ同じ

方向に並進するため、衝突は主に各気泡に作用する液相乱流の非一様性により生じ、衝突速度は乱れ速度程度の比較的小さな値と考えられる。

(3) 気泡の形状変化

気泡数密度が大きくなると気泡は衝突あるいは接触により合体する可能性がある。気泡の合体は気泡の接触時間と気泡間の液相の排出時間に依存し、接触時間には液相乱流が影響を与える。合体した気泡は、その気泡径が臨界 We 数から定まる最大気泡径を超える場合には再び分裂する。気泡径が小さな場合には球形を仮定できるが、気泡合体が進むと、軸方向に亘る複数の気泡の合体、あるいは大気泡後流の小気泡の巻き込みによる合体により、Katto の現象論的 DNB モデルに示されたようなスラグ気泡が加熱壁面上に生ずる可能性がある。その長さは、液相との速度差から定まるヘルムホルツ不安定性により支配され、その長さを超えるスラグ気泡は分裂する。このようにボイド率の増大とともに、加熱壁面上の気泡サイズや気泡形状は変化していくと考えられる。

気泡の合体や分裂については、Hibiki-Ishii⁽⁴⁴⁾により断面平均 1 次元流の界面積濃度保存則で検討されている。但し、Hibiki-Ishii のモデルは一群あるいは小気泡と大気泡の二群の気泡群を対象に導かれたもので、気泡追跡法のように気泡径分布を考慮した解析への適用性については改めて検討が必要と考えられる。気泡の分裂については、球形気泡に対する臨界 We 数として一般に 7.5 あるいは 10.0 が用いられている。気泡の合体や分裂は、確率事象とし取り扱う必要があるが現在のところ必ずしも確立された手法はない。

DNB 条件のように壁面近傍のボイド率が大きな条件では、気泡の合体、変形あるいは分裂により二相界面構造が複雑かつ不安定となる。このため、気泡追跡法をこのような状態に拡張して適用する場合には、予め界面追跡法や粒子法により局所的な表面張力や液相によるせん断力、あるいは気泡内部の循環流を考慮して界面構造を評価し、気泡追跡法での気泡形状の取扱いを検討しておく必要があると考えられる。場合によっては、分散気泡流を前提とする気泡追跡法とは異なるアプローチが必要となることも考えられる。

このような壁面近傍のボイド率が大きな条件での界面追跡法や粒子法による気泡構造に

係わる評価、及びそれらを反映した気泡追跡法による評価の妥当性を確認するため、非加熱及び加熱条件で壁面近傍の気液界面構造に関するデータの蓄積が必要とされる。

(4) 燃料構造の影響

燃料集合体の流路形状は燃料棒の壁面近傍のボイド率や流動場に周方向分布を与え、DNB 特性に影響するため、DNB 予測評価では流路形状を考慮したサブチャンネル内の多次元的な評価が前提とされる。

さらに、燃料グリッドや流路形状の燃料集合体内二相流挙動に与える影響を評価する必要がある。単相流の場合には、燃料グリッドや流路形状によって引き起こされる燃料集合体内の多次元的な流動場を、CFD を用いた解析技術により比較的精度良く予測できる段階に到達している。これらの解析技術を多流体モデルや気泡追跡法を用いた二相流解析に拡張し、必要な相間相互作用に係わる構成方程式や二相乱流モデルを準備することにより、将来的には燃料集合体内の二相流挙動をグリッド形状や流路形状に即して評価することは可能と考えられる。しかしながら、現状の二相流解析技術や構成方程式のレベル及び計算機能力を考慮すれば、このような評価はなお難しいと考えられる。このため、グリッド周りの流動や流路間の混合といった限定された領域を対象とした解析から、グリッド構造のサブチャンネル間あるいはサブチャンネル内の気泡再分布に与える影響や流路形状に依存するサブチャンネル間の混合特性を定式化し、それらを粗視化された燃料集合体内流動評価に反映することが現実的と考えられる。

これらの気泡追跡法や多流体モデルを用いた燃料集合体二相流挙動評価の妥当性を確認するため、グリッドや流路形状を模擬した試験体を用いた水空気試験により、サブチャンネル間及びサブチャンネル内の流度場や気泡分布に係わるデータを蓄積する必要があるといえる。

(5) DNB 現象

DNB の発生は Weisman によれば気泡境界層が気泡により充満された状態、Katto によれ

ば、スラグ気泡下の薄液膜が消失した状態で発生すると説明されている。両者のモデルは一連の過程をある側面からみたものとの解釈もなされている。すなわち、スラグ気泡の形成の前段階として気泡充満が生じ、最終的にスラグ気泡と加熱壁面との間に残された薄液膜が消失することにより DNB が発生すると説明されている。なお、薄液膜が消失しても壁面温度上昇が小さければ、スラグ気泡通過後、再びリウエットにより液膜に覆われ安定膜沸騰状態に移行することはない。このため、DNB を継続的な温度上昇と解釈する場合は、流体側の挙動のみではなく、発熱壁側のリウエットを考慮した熱伝達や熱伝導に関する評価も必要とされる。

DNB 発生を気泡境界層での気泡充満として捉える場合の支配因子は、気泡生成と気泡移動あるいはそれに伴う液相輸送による壁面近傍のボイド率であり、スラグ気泡下の薄液膜消失として捉える場合の支配因子は、気泡合体後のスラグ気泡の形状、薄液膜厚み、及び気泡と薄液膜の相対速度である。Weisman や Katto の現象論的 DNB 予測モデルでは、これらの支配因子を流路断面平均パラメータから構成方程式を用いて導くことにより DNB 発生を予測している。これらの DNB 現象に係わる支配因子を DNB 観察データから特定し、多次元性を考慮した詳細二相流解析によって得られる壁面近傍パラメータから導くことができれば、機構論的な DNB 発生予測が可能となる。

このため機構論的な DNB 予測モデルを構築するためには、種々の冷却材条件で DNB 発生時の二相流構造を観察し、DNB 現象のメカニズムを明らかにすることが前提とされる。

DNB に関連し加熱壁面上で生ずる現象と、それを支配する構成方程式の関連を図 4.2-2 に示す。

4.2.5 革新的手法開発のために必要とされる試験

DNB 現象の機構論的な評価のためには、種々の構成方程式が必要とされるが、前述のように特に実機の燃料集合体や高レイノルズ数・壁面高ボイド率条件に適用するためには、改めて構成方程式の適用性の確認や新たな構成方程式開発のための試験が必要とされる。

構成方程式は実機条件を模擬した試験に基づき検討することが望ましいが、例えば高温高圧条件でかつ実機形状で精度の高いデータを取得することには一般に大きな困難が伴う。一方、ここで述べた革新的手法で必要とされる構成方程式は現象に遡った物理的メカニズムに基づくものであるため、物理的普遍性が保たれる範囲であれば、必ずしも実機の条件や形状を模擬して試験を実施する必要はない。すなわち低圧条件での試験や、水空気や水以外の冷媒等を用いることにより試験条件を緩和した試験、あるいは境界条件を明確にした単純な形状での試験で、多様な計測設備を駆使し精度の高いデータが取得できると考えられる。このように現象の素過程に遡ることにより、計測設備にとって適切な試験体系を選択し精度の高いデータの取得することができる。ここでは、これらの点に留意し、DNB現象の機構論的な評価のために必要とされる試験を示す。

水空気をを用いた二成分二相流試験は、これまでに数多く実施されており、構成方程式の検証や開発に活用できる。しかしながら、これまでの試験は主に液相速度が小さくボイド率が小さな条件や、単純な流路形状で実施されており、燃料集合体のDNBを機構論的に予測するためには、新たに高レイノルズ数・壁面高ボイド率条件での試験や燃料集合体流路形状による多次元性に着目した試験データの蓄積が必要といえる。また、壁面での沸騰を模擬した試験も沸騰現象に係わる構成方程式の開発には有益と考えられる。さらに、グリッド形状や流路形状の二相流挙動への影響を明らかにするため、それらをパラメータとした管群試験も必要といえる。

一方、沸騰現象、DNB現象をモデル化するためには加熱二相流での気泡挙動に係わる基礎的なデータが必須とされるが、利用できるデータは限定されており新たな試験が必要といえる。この場合、実機条件で精度の高いデータを取得することは難しいため、圧力条件の緩和や、水以外の冷媒等の利用といった工夫が必要と考えられる。加熱二相流試験では特にサブクール沸騰時の加熱壁面近傍の気泡挙動や液相温度分布に関するデータの蓄積が必要とされる。また、非等方的な流路形状での多次元的な二相流挙動に関するデータの取得も必要といえる。

DNBを機構論的に予測するためには、DNB現象を観察しDNB発生時の二相流構造に関

する情報を取得することが前提とされる。このためには、時間・空間的に解像度の高いデータの取得を主眼に、矩形等の単純な流路形状の試験体を用いた水試験や、圧力条件の緩和が可能な冷媒等を用いた試験が必要といえる。また、燃料集合体の DNB 特性を把握するため、DNB 現象の流路形状に伴う多次元性に関するデータも必要といえる。

4.2 節の参考文献

- (1) Chelemer, H. et al. "THINC-IV An Improved Program for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Cores," WCAP-7956 (1973)
- (2) 原子燃料工業(株),「PWR 熱水力設計手法」, NFK-8024 改 5, (1984)
- (3) Wheeler, C. I. Et al., "COBRA-IV-I An Interim Version of COBRA for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements and Cores," BNWL-1962 (1976)
- (4) Jens, W. H. and Lottes, P. A., "Analysis of Heat Transfer, Burnout, Pressure Drop, and Density Data for High Pressures," ANL-4627 (1951)
- (5) Thom, J. R. S., et al., "Boiling in Subcooled Water During Flow in Tubes and Annuli," Proc. Inst. Mech. Eng., 3C180 (1966)
- (6) Dittus, F. W. and Boelter, L. M. K., "Heat Transfer in Automobile Radiators of Tubular Type," University of California Pubs. in Eng. Vol.2, No.13 (1930)
- (7) Maurer, G. W., "A Method of Predicting Steady-State Boiling Vapor Fractions in Reactor Coolant Channels," WAPD-BT-19 (1960)
- (8) Griffith, P., et al., "Void Volumes in Subcooled Boiling Systems," ASME-58-HT-19 (1958)
- (9) Levy, S., "Forced Convection Subcooled Boiling Prediction of Vapor Volumetric Fraction," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.10 (1967)
- (10) Martinelli, R. C., "Heat Transfer to Molten Metals," Trans. Am. Soc. Mech. Engrs. 69, (1947)
- (11) Saha, P. and Zuber, N., "Point of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling," Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol.IV (1974)
- (12) Bowring, R. W., "Physical Model Based on Detachment and Calculations of Steam Voidage in the Subcooled Region of a Heated Channel," HPR-10 (1962)
- (13) Ahmad, S. Y., "Axial Distribution of Bulk Temperature and Void Fraction in a Heated Channel with Inlet Subcooling," J. Heat Transfer, 92 (1970)
- (14) Lahey, R. T. and Moody, F. J., "The Thermal-Hydraulics of a BWR," ANS Monograph (1975)

- (15) Bankoff, S. G., "A Variable Density Single-fluid Model for Two-phase Flow with Particular Reference to Steam-water Flow," *Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer*, Vol.82 (1960)
- (16) Ishii, M., "One-dimensional Drift-Flux Model and Constitutive Equations for Relative Motion Between Phases in Various Two-phase Flow Regimes," ANL-77-47 (1977)
- (17) Chexal, B. et al., "A Void Fraction Correlation for Generalized Applications," *Proc. NURETH-4* (1989)
- (18) (財)原子力発電技術機構, 原子力発電施設信頼性実証試験の現状, 平成7年
- (19) Sher, N. C. and Green, S. J., "Boiling Pressure Drop in Thin Rectangular Channels," *Chem. Engr. Proc. Symp. Series, Nuclear Engineering, Part IV*, Vol.55, No23
- (20) "Revised Pressure Drop Recommendations for Pressurized Water Reactor Design," WAPD-TH-326 (1957)
- (21) Tong, L. S., "Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow," Willey (1966)
- (22) Novendstern, E. H. and Sandberg, R. O., "Single Phase, Local Boiling and Bulk Boiling Pressure Drop Correlations," WCAP-2850 (1966)
- (23) Idel'chik, I. E., "Handbook of Hydraulic Resistance," Israel Program for Scientific Translations for the AEC (1966)
- (24) Rowe, D. S. and Angle, C. W., "Cross Flow Mixing Between Parallel Flow Channels During Boiling Part III," BNWL-371 Pt-3 (1969),
- (25) Rogers, J. T. and Rosehart, R. G., "Mixing by Turbulent Interchange in Fuel Bundles, Correlations and Inference," ASME paper 72-HT-53 (1972)
- (26) Beus, S. G., "A Two-phase Turbulent Mixing Model for Flow in Rod Bundles," WAPD-TM-2438 (1971)
- (27) Herkenrath, H. et al., "Experimental Investigation of the Enthalpy and Mass Flow Distribution in Subchannels of a 16-rod PWR Bundle (EUROP)," European Two-Phase Flow Group Meeting (1980)
- (28) Weisman, J. and Pei, B.S., "Prediction of Critical Heat Flux in Flow Boiling at low qualities," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.26 (1983)
- (29) Katto, Y., "Prediction of Critical Heat Flux of Subcooled Flow Boiling in round tubes," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.33, No.9 (1990)
- (30) Bang, I. C. et al., "A Digital Photographic Study on Nucleate Boiling on Subcooled Flow for Water and Refrigerant 134a Fluids," *Proc. of ICONE10* (2002)
- (31) Tsukuda, Y. et al., "Post DNB Heat Transfer Experiments for PWR Fuel Assemblies," *J. Nucl. Sci. Tech.*, Vol.40, No.10 (2003)
- (32) Chen, J. C., "A Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow," ASME 63-HT-34 (1963)

- (33) Rohatgi, U.S. and Saha, P., "Constitutive Relation in TRAC-P1A," NUREG/CR-1651, (1980)
- (34) Unal, H. C., "Maximum Bubble Diameter, Maximum Bubble-Growth Rate During the Subcooled Nucleate Flow Boiling of Water Up to 17 MN/m^2 ," *Int. J. of Heat Mass Transfer*, 19 (1976)
- (35) Tomiyama, A. et al., "Drag Coefficients of Single Bubbles under Normal and Micro Gravity Conditions," *JSME Int. J., Ser. B*, 41(2) (1998)
- (36) Ishii, M. and Chawla, T. C., "Local Drag Laws in Dispersed Two-phase Flow," NUREG/CR-1230, ANL-79-105 (1979)
- (37) Tomiyama, A. et al., "Measurement of Transverse Migration of Single Bubbles in a Couette Flow," *Proc. 2nd Int. Symp. on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation* (1999)
- (38) Antal, S. P. et al., "Analysis of Phase Distribution in Fully Developed Laminar Bubbly Two-Phase Flow," *Int. J. Multiphase Flow*, 17, (1991)
- (39) Nikuradse, J., "Gesetzmässigkeit der turbulenten Strömung in Glatten Röhren," *Forsh. Arb. Ing.-Wes.*, No.356 (1932)
- (40) Prantl, L., *Z. AMM*, 22 (1942)
- (41) Sato, Y. et al., "Liquid Velocity Distribution in Two-Phase Bubbly Flow," *Int. J. Multiphase Flow*, 2 (1975)
- (42) Kataoka, I., et al. "Analysis of Turbulent Structure in Boiling Two-Phase Flow," *Proc. Int. Symp. Two-Phase Flow Modeling and Experimentation*, Vol.2 (1999)
- (43) Laufer, J., "The Structure of Turbulence in Fully developed Pipe Flow," *NACA Report No.1174* (1954)
- (44) Hibiki, T. and Ishii, M., "One-group Interfacial Area Transport of Bubbly Flows in Vertical Round Tubes," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43 (2000)

表 4.2-1 PWR 炉心のサブチャンネル解析のための構成方程式

内容		開発者	適用範囲	参考文献
壁面熱伝達	单相	Dittus-Boelter	$10^4 \leq Re \leq 10^5$, $1 \leq Pr \leq 10$	(6) pp.450 eq.(15)
	核沸騰	Jens-Lottes	圧力 3.4~13.7MPa	(4) pp.15
		Thom	圧力 5.2~13.8MPa	(5) pp.245 eq.(6.25)
サブクール沸騰	壁面ボイド率	Maurer	圧力 6.9~15.2MPa	(7) pp.60 eq.(1)
	気泡離脱条件	Griffith	圧力 3.5~10MPa	(8) pp.15 eq.(21)
		Levy	高流量条件(530kg/m ² 以上)	(9) pp.954 eq.(16)
		Saha-Zuber	低流量条件にも適用可能	(11) pp.176 eq.(1),(2)
	正味の蒸気生成率	Bowring	広範な条件に適用可能	(12) pp.12 eq.(13a)
		Ahmad	同上	(13) pp.600 eq.(27)
		Lahey	同上	(14) pp.218 eq.(5.169),(5.172),(5.173),(5.174)
		Levy	同上	(9) pp.959 eq.(28)
		Saha-Zuber	同上	(11) pp.178 eq.(10)
ボイド相関式	Bankoff	圧力の上限 17.2MPa	(15) pp.269 eq.(34)	
	Ishii	流動様式毎に構成式が与えられている	(16) pp.34 eq.(71),pp.35 eq.(75) for bubbly flow	
	Chexal	管群を含む広範な条件に適用可能	(17) pp.997 eq.(6),(18)	
軸方向 摩擦圧力損失	加熱条件	Bettis	高圧条件(12.8~14.8MPa)	(21) pp.93 eq.(4-3.7)
		Novendstern	高圧条件(10.3MPa 以上)	(22) pp.15 eq.(3-11)
	二相圧損増倍	修正 Martinelli-Nelson	高圧条件(12.8~13.8MPa)	(20) pp.11~12
		Bettis	高圧条件(12.8~14.8MPa)	(21) pp.93 eq.(4-3.8)
		Novendstern	高圧条件(8.6MPa 以上)	(22) pp.32
横方向圧力損失	Idel'check	$3 \times 10^3 \leq Re \leq 10^5$	(23) pp.752	
サブチャンネル間 乱流混合	单相	Rowe-Angle		(24) pp.25 eq.(2)
		Rogers-Rosehart	管群形状に対する式	(25) pp.2 eq.(6), pp.3 eq.(13)
	二相増倍係数	Beus	圧力(0.3~5.3MPa)	(26) pp.8 eq.(9)~(12) pp.9 eq.(15)

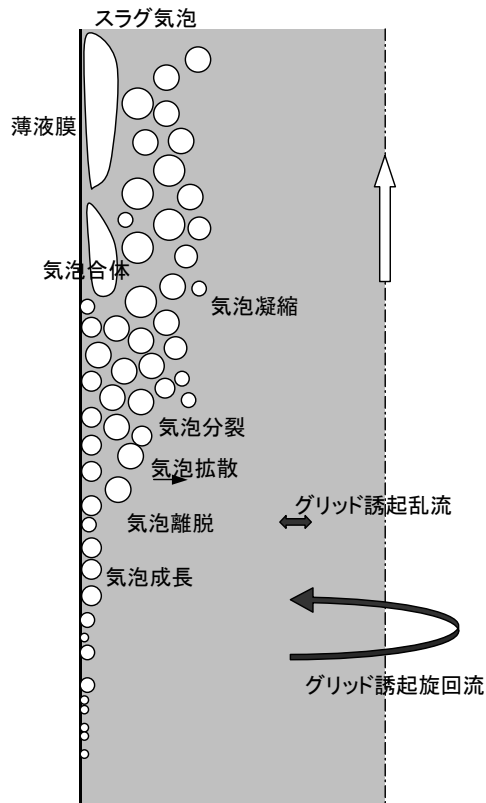


図 4.2-1 DNB 発生近傍の気泡挙動

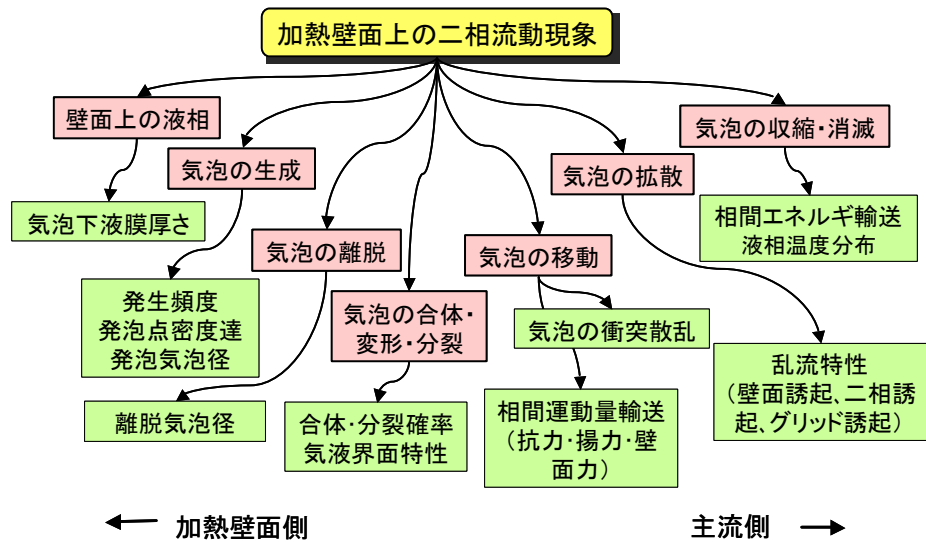


図 4.2-2 加熱壁面上の二相流動現象を支配する構成方程式

4.3 BWR 炉心サブチャンネル解析と多次元二相流構成方程式

4.3.1 サブチャンネル解析の目的

BWR では、炉心下部からサブクール状態で流入した冷却水が炉心の比較的入口近傍で沸騰を始め、炉心の大部分が二相流状態となる。これによって、蒸発に伴い冷却材に吸収される潜熱と気泡による攪拌作用を活かした効率的な熱輸送が行われる。BWR 燃料における沸騰遷移事象は、様々な二相流動条件下にて多用な形態を呈すると考えられる。例えば、冷温時の制御棒落下事故のように、DNB が沸騰遷移事象を支配することもあり得る。しかし、通常運転時の沸騰遷移メカニズムは、環状噴霧流状態において燃料棒表面の液膜が消失するドライアウトと考えられる。液膜ドライアウトは、上流側の熱流動現象の積み重ねとして発生するものであり、局所的条件で支配される DNB とは基本的に異なるメカニズムである。BWR 炉心設計では、上流側出力分布の効果を軸方向に積分した GEXEL などの積分型相関式による限界クオリティ評価法が確立している。

BWR の運転上熱的制限値である OLMCPR (Operational Limit Minimum Critical Power Ratio) は統計的な不確かさを考慮して決定され、その内訳は運転条件、燃料、炉心公差、相関式そのものの精度のみならず、燃料単位の流量配分、クオリティ分布に対する予測精度なども含まれる。通常炉心計算では燃料を 1 次元流路で平均化するが、詳細な二相プロセスを平均化することによる不確かさを評価するために、GE 社 ATLAS ループや我が国の NUPEC に代表されるフルバンドル限界熱出力試験によるデータベースが提供されている。

り その意味では、サブチャンネルコードが設計に導入されている PWR 燃料と比較して、これまでに BWR 燃料サブチャンネル解析コードが設計の表舞台に出る機会は少なかったと言える。

しかしながら、近年になって沸騰二相流動に関する計測技術、解析技術の発展により、これまでマクロに捉えてきたドライアウトやリウェットに関連する素プロセスの理解が深まると同時に、計算機性能の急速な向上により、その成果をサブチャンネルモデル高度化として実用化することが考えられるようになってきた。そして BWR 燃料設計においてサブチャンネルコードをより積極的に活用しようという機運が盛り上がっている。この背景には、以下に挙げる 2 つの設計上のニーズが影響している。

まず第一に、今後の燃料開発の動向に関連したニーズがある。現在検討されている次世

代 BWR 炉心概念では、ABWR-II や低減速炉心のように、より高い経済性を達成するために、燃料バンドルサイズの大型化、格子の稠密化が指向される方向にある。このことから、フルサイズ試験体を用いた実証試験の実施は、技術的、設備容量的に徐々に困難となりつつある。開発段階の試験を完全に省略することはできないとしても、サブチャンネルコードにより、机上にて高度な設計パラメータの最適化を実現すること、そしてフルサイズ試験の一部、あるいは大部分を代替することが可能となれば、燃料性能向上、コスト低減に大いに資することになるであろう。

第二には、安全設計手法高度化に関連したニーズである。BWR 燃料の沸騰遷移は、炉心設計安全性、経済性にインパクトを与える設計上の重要因子である。沸騰遷移からリウエットに至る過程では、環状噴霧流領域における熱伝達、液膜流動、液膜内沸騰、液滴発生・付着など、現段階ではマイクロレベルでは十分に解明されていない二相流動素過程が複雑に絡み合っており、様々な過渡事象に対して沸騰遷移後の熱的挙動を単純な相関式の枠組みにより論じることは難しい。

日本原子力学会標準委員会では、BWR 燃料に関して沸騰遷移からリウエットまでの過程を考慮した燃料健全性および再使用性の基準をポストドライアウト標準として提案している。同標準では、沸騰遷移限界クオリティ x_c を積分型相関式により与え、リウエットクオリティは限界クオリティに対する差分項 Δx_{rewet} を別の相関式により与える。このリウエットクオリティ相関式としては、圧力-流量に関するフィッティング式ベースの相関式、あるいは現象論的モデルに基づく相関式が提案されている。後者を導出する議論では、液膜流動や液滴挙動に関してできる限り機構論的な仮定に基づき導出されたモデルが組み込まれている。

リウエット相関式を導出する過程で導入した機構論的モデルは、対象とする過渡事象をポンプリップや負荷遮断などように、ドライアウト発生から制御棒スクラムによる出力低下後のリウエットという一過性のプロセスに限定することによって、単純な式として表現することが可能となったものである。²⁾ よって本標準の適用事象を拡張しようとする場合、これらの機構論的考察に遡って、各モデルの当該事象に対する適用性を論じる必要性が残されていることも事実である。また将来燃料の開発において、燃料組成、格子形状、スペーサなどの基本仕様が、標準において指定された適用範囲を超えて変更された場合に、こ

これらの特性パラメータを常に実験データをベースに再評価するという事は必ずしも合理的ではない。このことから、ドライアウトからリウェットまでの過程を追跡可能なサブチャンネルコードがあれば、ポストドライアウト標準の適用範囲を拡張する数値的アプローチを確立することが期待される。

以上の場面において、BWR でのサブチャンネルコードに期待される基本性能とは、ドライアウト限界クオリティからリウェットクオリティ、そして被覆管温度上昇を、設計で求められる不確かさの範囲内にて予測可能ということである。そして、ドライアウトが上流における二相流動過程の影響を受けることから、沸騰遷移点に至るまでのサブチャンネル間の流量配分、相変化、液膜-液滴-蒸気各相間の相互作用、そして障害物の影響などが適切に模擬できることが必要である。このような背景から、二相流動方程式をクローズするために導入される様々な構成方程式の性能がサブチャンネルコードの予測性能を左右すると言っても過言ではない。以下の節では、サブチャンネルコードに用いられる構成方程式について、特に燃料バンドル流路の多次元流れの観点から改善すべき課題を述べ、現在進められている構成方程式改良の方向性についてまとめる。

4.3.2 現行サブチャンネルコードで用いられる構成方程式

数値解法という枠組みにおいて、BWR サブチャンネルコードと PWR サブチャンネルコードの間に大きな差異はない。すなわち、上下に境界を共有し横方向にコミュニケーションを有する並行流路束を解析対象とし、各流路内では主流方向 1 次元流れ場を仮定する。さらに詳細な流速分布を考慮する場合には、サブチャンネルを複数の詳細サブチャンネルに分割する。

根本的に両炉型間で扱い上の差異がある点としては、

- ① WR では燃料バンドル間に横流れが存在するのに対して、BWR ではチャンネルボックスにより燃料バンドルが独立流路に仕切られること、
- ② PWR では比較的高流量-低クオリティ条件下の二相流動を対象とするのに対して、BWR では入口から出口までの広範囲の流動条件下において、単液相から低流量-高クオリティ二相流動までを対象とすること、

という 2 点を挙げるができる。PWR では沸騰遷移として DNB が中心であり、一方

BWR ではドライアウトが中心となることは、上記項目②に由来している。以下の節では、BWR サブチャンネルコードにおける保存式及び構成方程式について解説するが、PWR と重複する項目については記述を簡略化している。

(1) BWR におけるサブチャンネルプロセスの定式化

二相流動を1次元サブチャンネルスケールに縮約するためには、瞬時局所性を時間-空間平均化する必要がある。同時に重要な二相流動特性を保持するため、サブチャンネルスケール変数によって記述される構成方程式群が必要となる。特に多次元効果については、燃料バンドルが比較的複雑な3次元流路であることから、燃料棒表面やギャップ部の詳細速度場及びスパーサ攪拌効果などのマイクロ乱流効果をパラメータとして直接保存式に含めるか、あるいは構成方程式に適切な形で反映しなければならない。

既往の実測データによれば、ドライアウトが発生するのは環状噴霧流領域のスパーサ直上流部である。これには環状噴霧流領域において、スパーサ近傍において液膜厚みが局所的に変化すること、あるいはスパーサへの液滴付着及び再飛散などのように、スパーサという障害物の周囲に形成される多次元的な乱流場が深く影響を及ぼしている。サブチャンネルコードでは、このような乱流プロセスを個別にモデル化するというアプローチは一般的には採用されず、後述するようにランプ化されたスパーサ効果として構成方程式化される。

燃料バンドル入口のサブクール液単相流状態から、炉心下部で沸騰が開始し、気泡流、スラグーチャーン流、そして環状噴霧流へと、出口に向けて二相流動様式が発達するに伴い、気液界面構造は徐々に変化していく。気泡はそのサイズ、流体物性及び流動条件によって安定な形態が決まり、気泡流領域では界面が比較的安定で球形となり易く、サブチャンネル流路の中心に沿って流れる傾向が強く、ギャップを超えて隣接サブチャンネルへ移動する確率は低い。しかし、スラグーチャーン流領域のように気泡サイズが大きくなると、界面はより不安定となって燃料棒表面に付着し易くなり、ギャップを超えて隣接サブチャンネルにまで拡大し、これがボイドドリフト現象として観察される。どのような気液界面形態であるかは、気液間の摩擦や熱伝達、そして相変化など界面を通じての相互作用において重要な要素であり、これらの相間相互作用に関する構成方程式が二相流動様式ごとに

異なる形式で与えられるのである。

BWR サブチャンネルコードでは、構成方程式群と二相流動保存式を組み合わせることで、時間-空間平均化された二相流動現象を表現する。連続相としての気相及び液相の保存式としては、PWR のように気液相を平均化する均質流（3 方程式）モデル、または相間すべりを考慮するドリフトフラックス（4 方程式）モデルを適用することができる。さらに急激な過渡現象を扱うために両相の熱的非平衡状態が重要である場合には、各相独立に保存式を立てる二流体（6 方程式）モデルを選択すべきである。一方で相関式に依らないドライアウトの直接予測を行うためには、環状噴霧流において液膜流を考慮すると同時に、ドライアウト点近傍の液膜流収支に大きな影響を与える液滴相を分散相として考慮する必要があり、このために液滴に関する 3 保存式を追加する。ドライアウト現象に関する理解が進み、計算機の性能も向上した現在では、このような二流体/三流体場モデルに基づくサブチャンネルコードが実用化されており、NASCA³⁾、FIDAS⁴⁾、COBRA-TF⁵⁾などがその代表例である。

数値モデルにおいて気相及び液相を連続相として扱い得るとは言っても、その形態は二相流動様式によってかなり異なる。例えば、気泡流では液連続相中を流れる分散相として気泡を捉えることが適切であるが、スラグ流では気泡が合体し比較的大きな気泡スラグとなり、その周囲速度場の影響により液相流が影響を受けることになる。遷移的なチャンネル流領域を経て、環状噴霧流では壁面上を流れる液膜流と流路中心を流れる蒸气流に分離する。このような気液界面の構造的相違によって壁面への付着挙動も異なることから、クロスフロー、相間摩擦、壁面摩擦及び相間熱伝達における多次元性も流動様式ごとに異なる様相を呈すると考えられる。これらの効果は対応する構成方程式に適切な形で反映されなければならないが、現状では流動様式遷移条件や界面面積濃度において不完全な形で反映されているに過ぎず、その結果サブチャンネルコードの流路幾何形状に対する柔軟性が不足している。

以下では、二流体/三流体場サブチャンネルコードを中心に、広く採用される構成方程式について紹介する。

(2) ボイド率相関式

二相流動モデルとして均質流モデルやドリフトフラックスモデルを適用する場合には、流れのクオリティ x_f からボイド率 α を求めるためにボイド-クオリティ相関式が必要となる。燃料棒被覆管表面からの気泡離脱、サブクール沸騰、バルク沸騰という沸騰領域の区分けは PWR の場合と同様である。これらの点については PWR の項において詳細に述べられているので、ここでは解説を省略する。BWR のボイド-クオリティ相関式としては、ドリフト速度とボイド集中係数により流路内気液相多次元分布を平均化した Zuber-Findlay 型モデルが用いられ、従来は Dix らが BWR 燃料のために改良した相関式が用いられてきた。今日設計で用いられる EPRI などのバルクボイド相関式は、従来固定されていたドリフト速度やボイド集中係数を様々な流動条件に応じた変動値としており、燃料バンドル体系を含む広範囲の二相流動条件に対して用いることができる。

一方、二流体モデルでは各相の運動量方程式を独立に解いており、相間摩擦による運動量交換に基づきバルク沸騰領域の気液相間すべりを求めるため相関式に頼らずにボイド率を評価することができる。広範囲の過渡条件下の沸騰遷移を精度良く予測することを主目的とするならば、二流体モデルによって気液非平衡状態を精度良く解くことは有意義である。しかし一方で、ボイド離脱やサブクール沸騰は壁面近傍の局所非平衡性に依存するプロセスであり、二流体モデルに適合するモデルが確立しているわけではない。二流体モデルプラントシステムコードでは、核動特性とのカップリングを考慮する必要上二流体モデルに適合するサブクールモデルを導入する必要がある。⁶⁾ 二流体サブチャンネルコードにおいて、サブクール沸騰領域でのボイド率を適切に求める必要がある場合、これらプラントシステムコードにおける手法が参考となる。

以上の手法では、ボイドクオリティ相関式または二流体モデルのいずれを選択しても、基本的にはサブチャンネル流路において平均化されたボイド率しか得られない。ボイド率は二相流保存式の独立変数であると同時に、流動様式遷移や界面面積濃度などの構成方程式における幾何パラメータとしても適用される。しかし一方で、環状噴霧流におけるドライアウト判定においては、ボイド率という平均化した気相体積割合は判定条件には反映されず、液膜厚さが直接判定対象となり得る。このように、サブチャンネルコードではボイド率は流路平均値であるという前提があり、流路多次元性を考慮する上でボイド率あるいはボイドクオリティ相関式が直接的影響を及ぼすことがないような論理構造と

なっている。

(3) 二相流動様式遷移

対象とする二相流動様式とは垂直上昇流において下部から順次出現する4形態、すなわち(a)気泡流、(b)スラグ流、(c)チャーン流、(d)環状噴霧流である。二相流動様式遷移条件に影響を及ぼす要因としては、①気液密度比、②表面張力、③気液粘性比、④流量、⑤気液相対すべり、⑥助走区間長さ、⑦蒸発、凝縮の有無、等々が考えられる。また、気液界面と流路壁面の付着特性が流動様式発達に影響を及ぼすことから、その他の条件が同一だとしても、バンドル幾何形状が変化することにより二相流動様式遷移挙動は異なる。

二相流動様式の推定では、ボイド率、各相見かけ速度、質量速度など、適切な二相流動変数の組み合わせからなる2次元平面にて、目視などで観察された流動様式をマッピングする手法が採用されてきた。BWR 燃料設計の観点から十分な汎用性を有すると見なし得る流動様式マップは未だに提案されていない。Taitel-Dukler は、断熱二成分系発達垂直上昇流に関して二相流動形態間の遷移の物理機構をとらえ、広範囲の流体物性、流路形状に適用可能なものとして見かけ流速に基づく線図を提案している。⁷⁾ 流路中で相変化が生じるような未発達上昇流では、流動様式遷移が熱的条件に左右される。全質量速度 G と平衡クォリティ x_e を用いれば、気液相見かけ速度を $G = \rho_g j_g + \rho_l j_l$ 、 $x_e = \rho_g j_g / G$ のように表すことが可能である。サブクール度が大きい場合、あるいは熱的平衡状態から離れた状態では、平衡クォリティ x_e は実際の界面形態と符合しないため、流れのクォリティ x_f を用いるべきである。Benett らは垂直上昇流過熱管に対する写真撮影と X 線透過法に基づき、水-蒸気系、圧力 35ata から 70ata の範囲での流動様式線図を同定している。⁸⁾ 水平管までを含めた流動様式構成方程式は、過去に多くの研究者が提案してきたものであるが、そのほとんどが単管に関する試験結果に基づいており、燃料バンドルに関する適用性という観点からは限界があり、多次元性という観点では最も課題の多い構成方程式のひとつである。

Mishima-Ishii はボイド率が幾何形状特性を反映したパラメータであることに着目し、典型的な流動様式遷移に関して、気泡形状と流路形状などの相互関係において基本的な物理プロセスを保持した基本式を提案し、これまでに提案された単管ベースの代表的な流動

様式マップとの照合を実施している。⁹⁾ これらの遷移条件式は、流路等価直径や物性値などの陽的扱いのために、それ以前の手法よりは幾何形状依存性について改良された手法とすることができる。また、本遷移条件はサブチャンネルスケールのパラメータにより記述されており、サブチャンネルコードへの導入について比較の見通しが得られるモデルである。しかしながら、燃料バンドル体系への適用性については十分に検討されておらず、今後取り組むべき課題と考えられる。

(4) 気液界面面積濃度

相変化、相間摩擦、そして相間熱伝達などの相間交換プロセスでは、気液相が界面を介して質量、エネルギー、運動量の交換を行うことにより二相流動様式依存性が顕在化する。これらの交換項は、(交換項) = (界面面積濃度) * (単位当たり相間交換量) という一般形により表すのが通常の手法である。界面面積濃度は単位体積当たりの気液界面面積であり、単位は(1/m)となる。

界面面積濃度に関する構成方程式を求めるには、二相流動様式ごとに典型的な気泡形態を想定し、これに基づく幾何学的関係から界面面積濃度の定式化を行うことが考えられる。以下の記述は Ishii-Mishima による定式化をベースにしている。¹⁰⁾ 気泡流領域では、個々の気泡を球形と仮定すれば、その平均的半径は臨界ウェーバー数 (一般的には 7.5) から見積ることができる。これに流路径などの制約条件を考慮した補正が考慮され、ボイド率から気泡個数が求まる。気泡が合体し砲弾状スラグ気泡に成長すると、これに小気泡を含む液体スラグを併せたスラグ流領域となり、砲弾状スラグ気泡と小気泡の寄与を加法的に考慮した界面面積濃度を導出することができる。チャーン流では、このようなスラグ構造がかなり崩壊しかけているので、界面乱れパラメータを導入しスラグ気泡による寄与項を考慮している。しかし実際のプラントシステムコードでは、チャーン流領域の界面面積濃度に関しては、スラグ流と環状流の直線補間式として表現する場合が多い。環状噴霧流では、液膜と液滴の寄与を加法的に考慮した表現が用いられる。液膜に関しては液膜表面の乱れによる増倍を、一方で液滴に関してはホールドアップやザウター平均半径などの効果を考慮している。界面面積濃度の流路多次元性は、流路形状に応じてどのような気泡形態を考えるかに依存しており、その意味で流動様式遷移条件と一対一に対応して構成方程式が考

えられるべきである。

近年、二相流発達過程における界面面積濃度変化を、小気泡 - 笠状気泡グループ間の相互作用を含む輸送過程として機構論的に扱おうという試みが Ishii らにより進められている。¹¹⁾ この考え方によれば、原理上は構成方程式に頼らずに相間交換項の流動様式依存性を考慮することができる。しかし、異なる気泡グループにおけるソース項、シンク項(含む: グループ間交換項)の定式化はやや複雑である。既存のプラントシステムコードの中には、RETRAN-03 の Dynamic Flow Regime モデルのように、簡易的な界面面積濃度輸送方程式に基づく流動様式遷移モデルをオプションとして適用できるものも存在する。この既往モデルでは調整パラメータが多数存在し、実用性と汎用性の観点からは課題も多い。⁶⁾

(5) 液滴発生・付着

液膜流からの波立ちなどによる液滴発生、反対に液滴が液膜上へ再付着することは、特に環状流領域で液膜が薄くなったドライアウト点近傍領域において液膜流の収支に多大な影響を及ぼす。このことから、限界熱流束の流量依存性や圧力依存性において液滴発生及び付着挙動が重要な役割を担っていると考えられる。

液滴発生における基本メカニズムとは、液膜表面に擾乱波が波立ち、気液界面のせん断力によって先端が引き裂かれて液滴として離脱するエントレインメントが主なものである。これに対応する構成方程式は、単位面積単位時間当たりの液滴発生質量 ($\text{kg}/\text{m}^2\cdot\text{s}$) を左辺として表現される。COBRA-TF に導入された Wurtz モデルでは、これを等価擾乱波高、せん断力と気相の無次元流速を組み合わせた無次元流速からなる無次元数 $S_u = (k_s \tau_{if} / \sigma)(u_g \mu_f / \sigma)$ によって表す。等価擾乱波高は理論液膜厚さのみに依存する 4 次多項式で表し、相間せん断応力は Wallis の式を用いる。¹²⁾ これに対して FIDAS における Sugawara モデルでは、低流速条件下で等価擾乱波高に気相速度の影響を加味し、さらに気液密度比を考慮した無次元数 $S_R = (k_s' \tau_{if} / \sigma)(u_g \mu_f / \sigma)(\rho_f / \rho_g)^{0.4}$ を導入した。¹³⁾

Murano 及び Okubo らは上記モデルを低圧条件にまで拡張するために等価擾乱波高を修正し、さらに無次元数に気液レイノルズ数比を導入している。¹⁴⁾ 一方 Govan らによるモデルでは、液滴発生率が気相質量流束と液相質量流束の双方に依存すると考えている。さら

に、液相流束に関しては臨界流束が存在し、これを超える液相質量流束においてのみ液滴が発生すると仮定している。¹⁵⁾

以上のモデルは主として単管の環状噴霧流において確立したものであるが、実際にサブチャンネルコードに組み込む際には、上流側の二相流動様式遷移に対して挙動連続性を満足する必要がある。液膜が現れるのは環状噴霧流以降であるが、スラグ気泡程度の発達状態でも、気液界面で発生した液滴を気泡内部にある程度内包することができると考えられる。この点を考慮するために、スラグ流からチャーン流へ、あるいはチャーン流から環状噴霧流への遷移ポイド率 α_{S-C} 、 α_{C-A} を折点とする線形内挿式により、スラグ開始点で立ち上がり環状噴霧流開始点においてちょうど 100% の液滴発生率となるように調整する。

環状噴霧流遷移直後に、例えば以上に述べた気泡に内蔵された液滴の解放や液スラグ分裂の結果遊離する液塊からのエントレインメントによる液滴発生、あるいは液膜内沸騰による気泡離脱時の液滴発生の影響も無視できない。このようなモデルの代表例としては、Katto らの限界液膜厚さモデル¹⁶⁾や Mishima らの液滴同伴モデル¹⁷⁾が挙げられる。前者は環状流における液膜に制限を与えることにより液滴発生を助長するものであり、発熱長が短い場合の予測性能を向上できるとされている。一方後者は、Petrovichev や Ueda による液膜沸騰による液滴同伴を表すものであり、擾乱波による液滴発生を加えてトータルの液滴発生量を算出するものである。また本モデルでは圧力依存性係数を考慮することが可能であり、実測における限界熱流束の圧力依存性に関する予測性を向上することができる。

液滴付着の基本メカニズムは、壁面近傍に飛来した液滴が壁面と衝突し、一部は反射し残りは壁面上に付着し液膜流として流れるものと捉えられている。このような特性を表現する無次元数としては Weber 数が適しており、入射 Weber 数と反射 Weber 数の相関が Wachters により実測されており、反射、衝突後の液滴分裂、付着特性をある程度マクロに捉えることができる。¹⁸⁾ 液滴付着特性は、単位面積単位時間当たりの付着量 ($\text{kg/m}^2\text{-s}$) によって表す。Cousins モデルでは、液滴付着率を平均液滴濃度と壁面液滴濃度の勾配に比例するとして拡散的過程を当てはめている。¹⁹⁾ これに対して Whalley らは、この比例係数に表面張力依存性を考慮して COBRA-TF に導入した。²⁰⁾ Sugawara は、実験室から実機までのデータから上記比例係数を見直し、液滴濃度勾配、気相レイノルズ数、シュミット数などに依存した関数として表している。さらに、液膜が薄くなった条件下での蒸発によ

る液滴付着抑制を考慮したモデルを提案している。²¹⁾ Govan らは、液滴濃度勾配にしきい値を設け、これを境に比例係数の関数形を変化させている。¹⁵⁾

(6) 圧力損失

BWR 燃料でも PWR 燃料と同様に、全圧力損失を摩擦損失、スプレーサによる（局所）形状損失、加速損失及び静水頭に分類する。BWR 燃料では沸騰による密度変化が大きいいため、流路面積変化がない場合でも体積膨張による加速損失は無視できない成分となる。また静水頭の評価でも密度変化が重要であり、ボイド率の正確な評価は圧損評価の上で重要である。二相流動モデルが均質モデルあるいはボイドドリフトモデルであれば、各種圧力損失構成方程式の多くは PWR 燃料の節において既に紹介された表現と同様である。二流体モデルでは相間摩擦をより直接的に表現することが可能であり、壁面摩擦については流動様式に応じて気液界面構造が比較的に明確に分かれるので（例：環状噴霧流では液膜が壁面と接し、蒸気相は接しない）、より機構論的なモデルを考えることができる。以下は NASCA や COBRA-TF における例である。

まず気液相（液滴を除く）間の摩擦について以下に述べる。気泡流領域においては、Ishii のモデル²²⁾ に基づき液相中の気泡抗力係数を Viscous Regime と Cap Bubble Regime に区別して評価する。スラグ流領域では、スラグ気泡と液相スラグ領域の小気泡が共存しているため、両者の寄与を加法的に考慮する。例えば気泡流-スラグ流遷移ボイド率を 0.2 と仮定すれば、ボイド率 0.5 の内 0.2 は小気泡、残りの 0.3 はスラグ気泡により占められることになる。スラグ気泡の抗力係数については気泡形状を考慮して適切に与える。環状流では、気泡に作用する抗力という構図ではなく、界面摩擦という構図に基づき評価する。液膜-気相界面における摩擦係数は Wallis モデル²³⁾により与えられるが、液膜界面が不安定化する場合には Henstock らの式などで補正を考慮する。チャーン流領域の相間摩擦は、スラグ流と環状流の線形補間として表現されるのが通例である。液滴を加えた 3 流体場モデルでは、液滴と蒸気間の摩擦に関しては気泡流モデルと同様に液滴抗力を Viscous Regime モデルとして扱う。

次に壁面摩擦について以下に述べる。二流体モデルでは各相の速度差が得られており、流動様式ごとに各相と壁面との接触比率を仮定することにより、均質流モデルや分離流モ

デルとは異なる機構論的アプローチに基づいて壁面摩擦を評価することができる。大別すると、(1)気液界面構造を重視して各相に対して単相ベースの扱いを行う、(2)二相流全体として捉えて従来手法である Lockhart-Martinelli 相関式などを適用する、の2種類のアプローチが存在する。プラントシステムコードでは後者を採用する例も見られるが、NASCA や COBRA-TF などの詳細なサブチャンネルコードでは前者が採用される例が多い。BWR では流路の大半が十分に発達した乱流領域である。よって各相の摩擦圧損評価において必要とされる単相摩擦係数は修正 Blasius モデルなどである。

(7) 壁面熱伝達・相間熱伝達

被覆管表面からの熱伝達プロセスだけでなく、蒸気-液相間及び液滴-蒸気間の熱伝達プロセスは炉心部の熱輸送において無視できない。特にドライアウトによって液膜が消失した後、液滴と他相との熱交換による除熱が被覆管温度の上昇を緩和している。燃料バンドル入口から出口までの二相流動様式の変化に応じて熱伝達の形態は多様に変化しており、これを構成方程式として適切にモデル化することはサブチャンネルコードのロバスト性を保証する上で重要である。

環状噴霧流以前の被覆管熱伝達係数については、低クオリティ領域に対する PWR 燃料と同様のモデルが BWR 燃料にも適用できる。ドライアウト以降の噴霧流ならびに単相蒸気流における熱伝達については、BWR 燃料ではある程度の除熱量が維持され、これを表現するためにポストドライアウト熱伝達係数と呼ばれる一連のモデルが提案されている。従来から用いられる最確評価モデルとしては、噴霧流領域では Dittus-Boelter モデルと Forslund-Rohsenow モデル²⁵⁾の組み合わせにより蒸気強制対流と被覆管表面-液滴間熱伝達の和を表現し、かつ単蒸気相では Dittus-Boelter モデルを適用する。近年 Mishima らは、ポストドライアウト熱伝達メカニズムを、①伝熱面から蒸気相への強制対流、②伝熱面と液滴との直接接触熱伝達、③蒸気から液滴への熱伝達、④輻射熱伝達、の4成分に分解し、それぞれについて相関式あるいは機構論的なモデルを与えた。本モデルの妥当性は、公開された伝熱面過熱度、蒸気過熱度データに基づき検証されている。²⁶⁾ 一方ポストドライアウト基準のように保守性を求められる評価では、修正 Dougall-Rohsenow²⁷⁾や Groeneveld5.9式²⁸⁾などが採用される。修正 Dougall-Rohsenow モデルでは、熱伝達における液滴蒸発の影

響を無視することにより保守的な数値を得ることができる。Groeneveld5.9式は LOCA 解析に対応するために蒸気過熱度を考慮したモデルであるが、模擬燃料集合体を用いた試験データに対し熱伝達係数を保守的に評価できることが確認されている。

気液相間熱伝達は、気液相間の非平衡状態を扱う二流体モデルでは重要なプロセスとしてモデル化する。通常は、気液界面面積濃度に界面熱伝達係数を掛け合わせた定式化にてモデルを与える。気泡流領域では、臨界ウェーバー数に基づき気泡径を求め界面面積濃度を評価する。界面熱伝達係数としては、過熱蒸気、サブクール蒸気、過熱液相及びサブクール液相について、それぞれ独立に値を設定する。蒸気に関する熱伝達係数は通常は定数を仮定し、液相については気泡径、気液相対速度、液相熱容量の関数として求める。スラグ流領域では、スラグ気泡と小気泡群の存在割合から界面面積濃度を評価し、やはり界面熱伝達係数としては気泡流と同じく4成分を考慮する。この場合も、蒸気に関する熱伝達係数は一般には定数と仮定し、液スラグ中を流れる小気泡熱伝達係数は気泡流領域と同様の表現を適用するが、スラグ気泡領域に関しては等価水力直径、プラントル数及びレイノルズ数の関数として表す。環状噴霧流における界面面積濃度には分離流構造を反映したモデルを与える。蒸気-液膜間の熱伝達係数としては、界面摩擦係数、気液相対速度、液相熱容量及びプラントル数の関数として表す。さらに蒸気-液滴間熱伝達係数は、液滴径、プラントル数及びレイノルズ数の関数として表す。

(8) スペーサ効果

BWR 燃料のドライアウトは炉心上部環状噴霧流領域に位置するスペーサの直上流で発生し、スペーサの形状変化によって限界出力が有意に変化することが知られている。高燃焼度燃料に用いられている丸セルタイプのスペーサは、このようなスペーサ形状効果を分析し改良したものである。スペーサ形状がドライアウトに影響を及ぼすメカニズムについて、従来のグリッド型スペーサでは、直上流において馬蹄渦が発生することによる液膜厚さ減少が主要因と考えられた。丸セル型スペーサ開発ではさらに現象理解が進み、液膜流厚さの変化と液滴再付着挙動に対して、スペーサ部材周囲の流れ場が重要な影響を及ぼすことが主要因と考えられている。

現在までに、スペーサ周囲の蒸気乱流速度場における液滴飛跡、液滴のスペーサ部材へ

の付着、部材からの蒸気乱流場への再飛散、そして被覆管への付着挙動などに関して、具体的メカニズムに関する議論が展開されている。Yokobori らは、これらを 8 種類の分離効果として解釈した。²⁹⁾ 一方で Aritomi 及び Yano らは、スぺーサによる液滴の集積、最飛散挙動を実験的に把握し、ドライアウトに重要な液滴の付着率変化の観点から、以下の 3 種類のサブモデルをサブチャンネルコードへの実装することを提案している。³⁰⁾

- ① スぺーサ下流の乱流促進による液滴付着率変化
- ② スぺーサ流路断面変化により気流速度分布が変化することによる液滴付着率変化
- ③ スぺーサ主部表面に付着した液膜が離脱後、液滴となる再付着することによる液滴付着率変化。

以上のうち③はランオフ効果とも呼ばれ、液滴がスぺーサと衝突した後その一部が付着し液膜流としてスぺーサ上を流れ、端部から下流域に放出された液滴塊が被覆管へ再付着し下流の液膜厚さを維持する効果である。これらのモデルは、スぺーサの詳細形状に依存するものであるが、構成方程式に含まれる幾何パラメータは、被覆管ースぺーサ間クリアランス、サブチャンネル流路におけるスぺーサ部材投影面積など抽象化されたパラメータのみである。

(9) クロスフロー

BWR 燃料バンドル中の隣接サブチャンネル間クロスフローに関する研究は、Lahey による 3 x 3 バンドルを用いた等速吸引法に基づく試験³¹⁾以前にも、Rowe らによる COBRA コードの開発時に主要なテーマとして扱われている。³²⁾ しかし、サブチャンネル単位の質量流束分布やクオリティ分布の実測データとなると、Columbia 大の PWR 模擬バンドルに関するレポートが存在するのみである。³³⁾ このように、気液二相流のクロスフローに関するメカニズムの解明の歴史は比較的新しいものであるが、現在までに多くの研究者達に支持されている考え方は、以下の三成分に分類する手法 (Three-Component-Cross-Flow-Model : TCCF モデル) である。³⁴⁾

TCCF モデルでは、気液相の横流れを、①乱流混合、②ボイドドリフト、および③差圧移動の 3 種類の独立プロセスから成るという仮定に立ち、様々な二相流動条件のもとで上記各メカニズムの寄与を以下のように想定している。

- ① 力学的平衡流では流体移動として乱流混合 (Turbulent Mixing=TM) のみ発生
- ② サブチャンネル間時間平均圧力差の無い非平衡流では乱流混合 (TM) とボイドドリフト (Void Drift=VD) が共存
- ③ サブチャンネル間時間平均圧力差のある非平衡流では乱流混合(TM)、ボイドドリフト (VD) そして差圧移動 (Divergent Convection=DC) が共存

以上の如くクロスフローを独立3プロセスに分類して扱うという合理化により、複雑な燃料バンドル中のクロスフロー現象を実験データに基づき分離抽出し、それらに基づき個々のプロセスに関するモデルの忠実度をそれぞれ段階的に高めることが可能となり将来への発展性が生まれる。

差圧移動とは、単相流あるいは二相流を問わず、サブチャンネル間の平均的圧力勾配に応じて運動量保存則を解くことにより得られるクロスフロー成分であり、ロッドバンドルの横方向流路抵抗などに半実験的要素は含まれるものの、保存式に内包される物理プロセスとして説明し得る成分である。隣接チャンネル間に差圧がない場合でも、気液両相が乱流効果により隣接サブチャンネル間を往来するという考え方が従来から支持されている。これを隣接サブチャンネル間の適切な保存量の勾配に比例する拡散プロセスと捉えることは、特定できない種々の乱流効果を近似するアプローチとしては一般性を有している。すなわち、渦拡散係数 ϵ と混合距離 l の比として拡散係数を仮定し、Fick の法則により隣接サブチャンネル間の保存量移動をフラックス (質量の場合は質量流束) として表現する。

一方ボイドドリフトに関しては、気泡が流速の早いオープンスペースへ集積するという非拡散的な移動を現象論的に表現するためのモデルが必要である。仮に隣接チャンネル間の水力学的平衡ボイド分布という概念が成立するのであれば、その分布をゴールとして拡散的に収束するプロセスを想定することができる。時間平均的に考えるならば、乱流混合により正味に物質移動は生じない。また乱流混合とボイドドリフトは、その物理メカニズムにおいて明確に区分できるとは限らない。そのことから、サブチャンネルコードでは両成分を統一的に扱い、平衡ボイド分布モデルへ収束する拡散モデルにより表されることが多い。Lahey により提案されたこのモデルをボイド整定モデルと呼ぶ。³¹⁾

ここで重要なのは平衡状態のボイド分布である。オリジナル Lahey の整定モデルは均質流を前提としており、Levy が提案した質量流束勾配に比例するボイド率勾配を適用してい

る。³⁵⁾ これにより同一質量流束勾配に対して気液相が逆勾配の平衡分布を有し、これにより時間平均的に双方向の気液相移動を表現しようとしている。またもう一つの良く知られた平衡ボイド分布モデルとして、Rowe による表現がある。³⁶⁾ これは、隣接サブチャンネル間の等価直径にのみ依存する関係で表される。質量流量に基づく Levy モデルは、流動という動的なパラメータに対して流路間の特性差を考慮したものであり、Rowe モデルは等価直径という静的なパラメータに対して流路間の特性差を考慮に入れたものである。ほぼ対称な 2 チャンネル体系では Levy モデルは概ね良い予測結果を与えると考えられている。さらに、気液相クロスフローは、PWR 燃料サブチャンネルコードにおいて述べられたように二相流動様式に顕著に依存することが知られている。熊本大学の試験において、スラグ-チャーナ流領域における乱流混合及びボイドドリフトの増加傾向が定量的に把握できた結果、これを両者に関する流動様式依存拡散係数として定式化することが提案されている。³⁴⁾

表 4.3-1 には、二流体/三流体場サブチャンネルコードの典型例として、NASCA における各種構成方程式群を整理する。

4.3.3 現行構成方程式の課題

(1) BWR 燃料熱的設計における Design-by-Analysis

有限要素法構造解析や乱流直接シミュレーション解析が進歩した今日、詳細数値解析を主体とした設計思想は、原子力や航空機の構造強度設計分野や単相流で扱うことのできる空力設計分野においてすでに広く普及している。これらの分野では、焦点となる物理現象の時間空間スケールを絞り込むことにより、これらを実用的レベルで適切に表現する数値モデルを与えることが可能である。これにより性能設計の広い範囲において、基礎実験や実証試験に頼らずに、机上において基本仕様を事前検討することができるようになった。このように、解析的アプローチ、あるいは今日では数値的アプローチを主体とした設計思想を Design-by-Analysis（解析による設計）と呼ぶこととする。

現在の BWR 燃料設計では、熱水力的性能の実現において既往の設計に基づく机上の予備的検討と共に、要素的な試験から部分バンドル、さらにはフルバンドル試験を用いた試験的アプローチが重視されている。一連の試験は、それぞれに技術的にも期間的にもしばしば設計工程のクリティカルパスとなりつつある。先に述べたように、現在検討段階にある ABWR-II などの次世代 BWR プラント、あるいは開発が進められている低減速炉心へ装荷される予定の燃料では、燃料格子が大型化され、あるいは稠密化される傾向にあることから、試験設備容量や開発コストの点でフルサイズバンドルを用いた試験の実施は困難であり、この一部あるいは大部分を解析的アプローチにより代替することが望まれる。また部分サイズバンドルを用いた試験についても、既往の燃料仕様からの変更幅が大きい場合には、事前の解析に基づくより合理的な試験計画立案が求められる。このような技術的背景から、試験中心の開発・設計から解析中心の開発・設計= Design-by-Analysis への移行が従来にも増して望まれている。

一方で BWR 燃料の入口から出口までの広範囲の二相流動現象には様々なスケールの物理プロセスが含まれている。近年になって、気液界面を直接扱う連続体的手法や粒子法的手法、あるいは両者のコンバインド手法が提案され、二相流動の瞬時局所性をミクロスケール及びメゾスケールで分析しようという機運が高まっている。このような直接シミュレーション的アプローチは今後も発展していくと予想され、いずれは大規模シミュレーション技術により高度な燃料設計最適化を実現することになることが期待される。しかし、当

面利用可能な計算機性能や数値解析技術の組み合わせでは、実用的レベルの Design-by-Analysis に基づく燃料設計手法実現は困難である。サブチャンネルコードは燃料バンドル全体の二相流動現象を抽象的にモデル化する手法として発達してきたが、広範囲の燃料格子体系及び熱流動的条件下においてこのようなニーズに十分応えられる予測性能を実現できなかった。そこでドライアウトに対する影響の大きなマイクロプロセスの解明に対しては、現在利用できる直接シミュレーション的アプローチを援用することにより、ドライアウトに関連する構成方程式をより機構論的に再構築することによって実質的に Design-by-Analysis を実現することが現実的である。

(2) サブチャンネル構成方程式における課題

二流体/三流体場サブチャンネル解析コードでは、液滴を含む三流体場の保存式に加えて、経験的あるいは半機構論的に構築された構成方程式により重要物理プロセスを表現している。二相流動現象に関する構成方程式の確立では、実機とは異なる条件下（単純化された幾何形状あるいは水-空気系を含む理想化流動条件）で実施される試験において高解像度のデータを取得し、それらをベースとして基本メカニズムを推定する。これは、言わば物理変数集合の部分空間から数値空間への写像を試みる作業であり、両空間の余空間が大きいほど粗視化による非可逆的な情報の喪失は免れない。より汎用性の高い構成方程式確立のためには、適切な実験的及び解析的アプローチにより、必要十分な範囲において変数間依存性を抽出可能なデータベースを構築する必要がある。

これまでの要素試験では、単管や平板などのように境界条件および流れの形態に関する不確かさをできるだけ排除した単純な体系が用いられてきた。また流動条件としては、高圧水-蒸気系だけではなく、計測方法選択自由度の大きな常圧水-空気系も採用されてきた。しかしながら、従来計測法の制約のため時間空間平均化されたプロセスの把握が主体であり、これらをもとに構築された液滴、液膜流などのデータベースや構成方程式はランプ化あるいは1次元化された数値モデルを念頭に開発されたものが多い。

サブチャンネルコードでは、燃料バンドルのような複雑なロッドバンドル流路であっても、その時間空間的平均挙動を、1次元並行チャンネルモデルとクロスフローモデル、そしてスペーサなどのランプ化モデルというマクロモデルの枠組みで扱い得るという特徴が

ある。単相流の質量流束分布を予測する場合には本前提は十分な妥当性を有するが、ドライアウトやそれに関連する二相流動現象を適切に予測するためには、各構成方程式の適用範囲に合理的な配慮がなされた上で組み込まれているかについて十分に吟味する必要がある。気液界面と壁面の付着が、ロッドバンドル形状、スパーサ、チャンネルボックスなどの構造境界配置に依る形状依存性を顕在化させる状況下では、これを従来のサブチャンネルコードが追従できないことは往々にして起こりえる。これまでのサブチャンネルコードでは、燃料タイプや運転条件によって観測されるこのような不確かさ要因を、構成方程式に組み込まれたパラメータを調整することにより吸収してきた。

以上のアプローチでは、構成方程式の適用範囲を超えて燃料格子形状を変更する場合には、新たな試験による構成方程式の適用性確認あるいは拡張が必要となる。このような追試験を廃し、サブチャンネル解析手法をベースに広い適用範囲を有する燃料設計手法を確立するためには、瞬時局所の二相熱流動機構についての知見を基にした、より詳細で汎用性の高い機構論的モデルの開発が必要不可欠である。なかでも BWR サブチャンネル解析においては、図 4.3-1 に示す除熱性能の支配因子である①クロスフローによる気液各相の再配分、②液膜ドライアウト、③二相流動様式の遷移、④液滴再付着、⑤スパーサ等障害物の影響、に関するメカニズムの解明と機構論的構成方程式の開発が最重要課題となっている。

サブチャンネル解析手法を高度化し、これに基づく高度な燃料熱的性能を実現するためには、予想される格子形状変更やスパーサ等構造物形状の変更に対して沸騰遷移限界出力とその発生位置、そして過渡事象時においてはドライアウトからリウェットに至る多次元の液膜流動に支配される沸騰遷移挙動を精度良く予測する必要がある。これまでに開発された三流体サブチャンネル解析コードにより Design-by-Analysis を実現できなかった要因としては、先に掲げた5つの支配因子に対する要素モデルや構成方程式の定式化において、基礎とするデータベースのデータ解像度が粗く、形状因子やそれに深く関連する物性値依存性が含まれていなかったため、多次元的な幾何形状効果を反映しない経験的あるいは半実験的洞察を導入せざるを得なかったことが挙げられる。各支配因子に関する構成方程式の現状、および形状因子や物性値に関連する課題を表 4.3-2 にまとめる。

本表に明記されている課題の多くは、燃料格子形状及びスパーサなど重要な構成部品の

設計変更において効果を定量判断すべき幾何形状依存性に関連しており、これは二相流動多次元性を数値的にどのように扱うかという技術論に通じるものである。これらの課題を解決するには、本専門委員会のテーマである多次元二相流構成方程式を構築しサブチャンネルコードに組み入れるか、あるいは実験的アプローチおよび数値的アプローチにより、従来の枠組みの上に多次元性が縮約された構成方程式を確立することが有効と考えられる。実際には、これら双方をバランスよく取り入れて、現行サブチャンネルコードを高度化するアプローチが採用されるであろう。次節ではその一例について紹介する。

4.3.4 Design-by-Analysis のために必要とされる多次元構成方程式

サブチャンネルコードでは、二相流をボイド率などの平均化パラメータによって近似する二相流平均化手法が適用されるので、対象とする BWR 燃料バンドルタイプについて適用可能な条件範囲を限定する必要がある。ここでは、ABWR-II を含む正方格子 BWR 燃料、そして開発が進められている低減速炉心装荷用の稠密格子燃料を想定した場合に改良が必要となるであろう構成方程式について、特に多次元性、具体的には幾何形状依存性に関する改良の方向性をまとめる。ここで紹介する内容は、革新的実用原子炉技術開発提案公募事業「広範囲の燃料格子仕様に適用する汎用沸騰遷移解析手法に関する技術開発」において進められている改良方針をベースとしている。³⁷⁾

(1) クロスフローによる気液各相の再配分 (図 4.3-2)

基本的には現状の TCCF モデル枠組みを守りつつ、広範囲のチャンネル形状に対する高解像度実験データベースに基づき、幾何形状依存性を直接モデルに導入すること、多次元性を実効的に表現する要素モデルを構成方程式に組み込むことが考えられる。これらの多くのモデル改良は、ボイド整定モデルにおいて平衡ボイド分布モデルの詳細化として実現できる見通しがある。

これを支える実験データとしては、これまで熊本大学で実施されてきた高解像度試験データや、GE 及び ISPRA などの実機相当部分バンドル試験を挙げることができる。これに気液界面追跡法に代表される数値的アプローチに基づく定性的解釈を組み合わせ、構成方程式改良に必要な物理メカニズムを抽出し定式化を試みる。また、クロスフローと流動様

式依存性遷移の間には密接な相互関係があることは明らかであり、これら2プロセスに関して多くの共通素過程が考えられている。クロスフローモデルの高度化において、流動様式遷移モデルと共通のメカニズムに立った構成方程式を確立することが求められる。そのため、熱流動データベースから素過程抽出の過程においては、両モデル改良に対して共通の問題分析が必要となる。

(2) 液膜ドライアウト (図 4.3-3)

現行のドライアウト条件は、燃料棒表面上の周方向一様性を仮定した軸方向1次元液膜保存式に基づいており、サブチャンネル平均の液膜体積あるいは液膜厚みがしきい値を下回った場合にドライアウトが発生すると判定している。しかし、BWR燃料バンドルでは、燃料棒やスペーサによって流路形状が多次的に湾曲しており、環状噴霧流領域では被覆管表面の液膜厚さ分布が複雑化し、局所的に液膜厚さが薄くなった領域においてまずドライパッチが発生し、これを起点として広範囲のドライアウトへと拡大するプロセスが考えられる。

燃料棒バンドルでは、周方向のギャップ方向とサブチャンネルオープン方向では液膜厚さが有意に異なると考えられ、ドライアウト発生条件にこのような周方向非均一性を考慮することより、限界出力および発生場所の予測精度が向上することが期待できる。また、燃料格子やスペーサ形状の変更による熱的性能の向上には、このような液膜厚さ分布による影響を考慮する必要がある。以上のことから、燃料バンドル内の液膜厚さ分布を予め評価し、これとドライアウトプロセスの関係を把握することは、適切な設計改良を実現する上で重要である。

実験的アプローチとしては、京都大学にて開発された回転式超音波デバイスを用いた広域液膜厚さ分布測定法により、実機相当スペーサを設置したロードバンドル体系において、水-空気系環状流下のスペーサ近傍液膜厚さ分布を高解像度で測定することができる。これを実機条件へ外挿すること、さらに任意流路形状に対する液膜厚さ分布を予測することに対して、高精度の気液界面追跡法を援用することが考えられる。以上の実験的及び数値的アプローチにより得られた知見により、被覆管表面上の非一様な液膜流れを考慮し、平均厚さ対最小厚さ比を定式化しこれをドライアウト条件に反映する。

(3) 二相流動様式の遷移 (図 4.3-4)

従来の固定流動様式マップでは、非沸騰系での円管等における定常実験に基づくデータを1次元流れの観点から整理し、定常発達流に関して見かけ流速、クオリティや質量流量などを座標軸とした領域マップとして表現している。流動様式マップは、二流体/三流場解析コードに組み込まれて使用されるが、①過渡未発達流れ、②軸方向密度波振動を伴う流れ、③沸騰系中の流れ、④多次元流に対して適用上の限界がある。さらには、サイド、コーナーサブチャンネルやウォーターロッド近傍、部分長燃料上端部近傍など、隣接サブチャンネル間の非対称性のため形状効果によるクロスフローが顕著となり、隣接サブチャンネルの二相流動様式発達が互いに強い相関を有する場合には、個々のサブチャンネル単位で流動様式を捉えることに限界があり、ロッドバンドル体系における総括的な流動様式遷移条件について概念を確立する必要がある。

ここでは、神戸大の水・空気系 FEP (六フッ化4エチレンプロピレン) 製ロッドバンドル流路において、レーザー光線による透過法により取得できる時系列データ、あるいはボアスコープと高速度 CCD によって得られる詳細画像データに基づき客観的に流動様式発達プロセスを分析する。これらの可視化を中心とした試験では、単一サブチャンネル領域を超えて発達する大気泡の効果、特にこれにより誘引されるクロスフローによって複数サブチャンネルにおける流動様式発達に及ぼされる影響について把握する。ここでも、水・空気系観察結果を実機条件へ外挿するために気液界面追跡法を援用する。

構成方程式の改良の方向性としては、Mishima-Ishii モデルのように等価直径などの幾何形状パラメータ及び流体物性を含むモデルをベースとすることが考えられる。コーナー、サイドサブチャンネルにおける気泡偏流やサブチャンネル間を跨ぐ大気泡の効果などは、これまでに水・空気系試験では観察されているものの、実機条件下でその傾向を維持できるかについての定量的知見は不十分である。以上の現象は、本質的には多次元性プロセスとして捉えることが妥当であるが、形状依存性としてマクロ化することもひとつのオプションである。そこで後述のクロスフローモデル改良との関連に配慮しながら、流動様式遷移構成方程式の改良を進めていくべきである。

(4) 液滴再付着 (図 4.3-5)

液滴付着に関する既往のデータベースは、そのほとんどが中太径単管体系に基づくものであり、これに対応した1次元流路の構成方程式がサブチャンネルコードに組み込まれている。燃料バンドルのように壁面形状が複雑に湾曲している場合、凸部よりは凹部において付着率が高いことが予想される。このような液滴付着の形状依存性は、上述の液膜流非一様性と相俟って、ドライパッチ発生位置や限界出力値に影響を及ぼすことになる。また、スパーサなどの障害物による液膜流非一様化及び液滴付着挙動への影響もこれらとほぼ同種のメカニズムであるが、これは後述のスパーサ効果に含めて議論することとする。

障害物のないロッドバンドル流路における液滴付着挙動は、蒸気乱流場での液滴飛跡と液滴と壁との衝突とその後の挙動(反射あるいは付着)という過程に分離して解釈できる。液滴付着率の測定は、入口条件を制御した条件において、単管流路の複数箇所において液膜流を抽出し特定区間の液膜流量の収支差分から求めることができる。この手法を壁面形状が実機相当に複雑な流路に適用した例は存在しない。これまで、液滴再付着現象をより一般的な幾何形状依存性の問題として捉える試みは必ずしも十分ではなかった。今後、湾曲流路の液滴付着率分布の測定法における技術開発が期待される。しかしながら現時点ではまず実機燃料バンドル仕様を包絡する細径単管にまでデータベースのパラメータ範囲を拡大することが必要であり、数値的アプローチによって実機流路形状への外挿を試みることが考えられる。ここで適用する数値手法は、蒸気乱流場における分散相としての液滴飛跡を求める Euler-Lagrange 法や液滴に連続相としての性質を考慮できる Moving Particle Semi-Implicit (MPS) 法などの粒子法である。

以上の知見に基づいて、任意形状に対する液滴付着率分布を評価することができた後、ここから多次元形状依存性を抽出し構成方程式に反映する。この具体的な扱い方については、最終的には液膜ドライアウトの局所性を左右することから、液膜厚さの非一様性を構成方程式化する考え方と整合性を保つ必要がある。

(5) スパーサ効果 (図 4.3-6)

スパーサがドライアウトプロセスに及ぼす影響は、液滴の付着・再飛散による被覆管への付着挙動変化と、液膜流との干渉による液膜厚さ変化が主なメカニズムと考えられ、こ

れらは当然のことながらスパーサの詳細構造に依存するという点で多次元性に関連した課題と言える。液膜流との干渉に関しては、液膜厚さの周方向分布の一部として実機相当スパーサを設置したロッドバンドルでの液膜厚さ分布を実験的および数値的に把握し、図 4.3-3 にしめすごとく液膜ドライアウト構成方程式の一部として考慮することが考えられる。

一方、液滴との相互作用に関しては、先に述べた 3 種類の分離モデル、

- ① スパーサによって生ずる気相の乱れにより液滴付着が促進される効果(乱流効果)
- ② スパーサによって生ずる気相の流れの偏りにより液滴付着挙動が変化する効果(偏流効果)
- ③ スパーサに衝突した液滴が一度スパーサに付着し、下流で再離脱し燃料棒表面へ付着する効果(ランオフ効果)

という枠組みで現象を捉えることについて検討する。先に述べたように、サブチャンネルスケールでは詳細形状に起因するスパーサ効果を記述することは原理的に困難であり、これを以上のようにランプ化したとしても、抽象化された幾何パラメータにより表現できないスパーサ形状効果を考慮できない。今後もスパーサは重要な設計変更対象部品と位置付けられるので、その効果を事前に評価するために、多次元的要素をより直接的に導入することが望まれる。

構成方程式改良の方向性としては、スパーサ詳細形状を表現可能な多次元パラメータに基づきモデルを再構築するというアプローチが考えられる。しかしながら様々なスパーサ形状変更に対し、汎用的なモデルを考えることは容易なことではない。他方、実験によって検証された数値流体的アプローチによって、スパーサ詳細形状を直接的に模擬した流路における液滴及び液膜流の振る舞いを解析し、ランプ化モデルを再構築するという考え方もある。このようなアプローチは現実的であり、様々なスパーサ形状に対する適用性もある。

このような目的に適用する数値手法としては、液滴-スパーサ干渉については液滴を分散相とした **Euler-Lagrange** 法、液膜流-スパーサ干渉に対しては気液界面追跡法が考えられる。現時点では、液滴とスパーサの衝突後の反射及び付着比率、そして再飛散条件などについて解明すべきメカニズムが残されている。さらには、スパーサによる液膜流の波立ち

が液滴発生と付着に影響を及ぼすことを考えると、液滴と液膜の挙動は相互に強い相関関係にあると考えられ、それを一括して扱える数値手法の開発も期待される場所である。さらに、このような直接シミュレーションによって観察される挙動を、従来3種類にカテゴリ分けされてきた枠組みに基づいて捉えるか、あるいはこれとは異なるモデルを構築するかという課題も存在する。

サブチャンネルコードでは、二相流動様式に基づき気液界面形態が与えられ、これに基づき界面面積濃度などが構成方程式として与えられ、これが相間交換項構成方程式の独立変数となる。また、液膜ドライアウト判断のしきい値である液膜厚さ（あるいは体積割合）が環状流における分離流構造を前提として与えられることを考えると、液膜ドライアウト構成式も流動様式遷移と深く関連している。汎用化のために流路幾何形状多次元性を直接的に考慮するという事は、界面面積濃度、さらには液膜厚さにも流路の3次元展開を反映した空間非均一性を考慮することを意味する。このことにより、構成式間の相互関係は従来よりも物理的整合性の保たれたものとなる。改良後の各構成式相互の階層構造について、組み込みプラットフォームとして三流体場サブチャンネルコード NASCA を考えた場合、その階層構造は図 4.3.7 に示すように複雑である。

表 4.3-1 BWR サブチャンネル解析のための構成方程式例

内容		開発者・導入コード等	適用範囲	参考文献	
壁面熱伝達	通常用いられる壁面熱伝達係数パッケージ	単相液相	Laminar&Dittus-Boelter	燃料入口から出口までの広範囲の二相流動事象	Ref.(1) : P4.12
		核沸騰 強制対流蒸発	Chen		Ref.(1) : P4.14
		ポストドライアウト	Dittus-Boelter + Forslund-Rohsenow		Ref.(1) : P4.25
		単相蒸気	McAdams&Dittus-Boelter		Ref.(1) : P4.11
	最確ベース ポストドライアウト熱伝達係数 パッケージ (Mishima)	ポストドライアウト	伝熱面-蒸気相は Reynolds アナロジ 伝熱面-液滴は液滴衝突、バウンド 蒸気-液滴は Lee-Ryley モデル 輻射は電気回路理論	液膜消失後の噴霧流状態の 最確評価	Ref.(2)
保守的ベース ポストドライアウト熱伝達係数	ポストドライアウト	修正 Dougal-Rohsenow Groeneveld5.9	液膜消失後の噴霧流状態の 保守的評価 (Post-BT 基準適用時)	Ref.(3):P6	
相間熱伝達	気泡流	COBRA-TF : 過熱蒸気、サブクール状態の蒸気、 液相の寄与を考慮	2 流体モデルの最確評価		
	スラグ流	COBRA-TF : 過熱蒸気、サブクール状態の大気泡、 小気泡群の寄与を考慮			
	チャーン流	COBRA-TF : 過熱蒸気、サブクール状態のスラグ 流と環状噴霧流の間をボイド率にて 線形補間			
	環状噴霧流	COBRA-TF : 過熱蒸気、サブクール状態の蒸気- 液膜、蒸気-液滴の寄与を考慮			
	噴霧流	COBRA-TF : 過熱蒸気、サブクール状態の液滴の 存在を仮定する場合			

サブチャンネル構成方程式文献

- 1) M.J.Thurgood et al., COBRA/TRAC-A Thermal-Hydraulics Code for Transient Analysis of Nuclear Reactor Vessels and Primary Coolant Systems, NUREG/CR-3046, PNL-4385, Vol.1(1982).
- 2) (財) エネルギー総合工学研究所、BWR サブチャンネル解析コード (NASCA) のポスト沸騰遷移への適用性研究 (平成 11 年度最終報告書) (2002).
- 3) (社) 日本原子力学会標準、BWR における過渡的な沸騰遷移後の燃料健全性評価基準: 2003、AESJ-SC-P002:2003(2003).

表 4.3-2 各支配因子に関する構成式方程式の現状および多次元性に関連する課題

支配因子	構成方程式の現状	多次元性に関連する課題
クロスフロー	隣接サブチャンネル間の気液相クロスフローを、①差圧移動、②乱流混合、③ボイドドリフトの3成分に分類する。後二者を統合して平衡ボイド分布へ整定する拡散モデルとして表現する。拡散係数には、二相流動様式に関する依存性が考慮されている。	拡散係数には抽象化された形状係数が含まれ、また平衡ボイド分布には隣接サブチャンネル間の流動条件差異（質量流量または等価水力直径）が考慮されるが、コーナー、サイド、水ロッド近傍など、非対称性顕著なサブチャンネル間の非拡散的偏流を表現できない。ロッドバンドル壁面配置を直接的に考慮したモデル改良が必要である。同時に、大気泡による隣接サブチャンネル間の流動様式遷移相関について考慮する必要がある。
液膜ドライアウト	サブチャンネル平均の液膜体積割合に基づき、これがしきい値を下回ることによってドライアウト発生が判定される。被覆管表面上の液膜厚さは周方向一様と仮定される。	ロッドバンドルおよびスぺーサによって流路形状が多次元的に湾曲することにより、液膜厚さは周方向非一様に分布する。ドライアウトは、最小液膜厚さ位置において発生すると考えられ、流路形状に依存する液膜平均厚さ対最小厚さの関係を考慮する必要がある。
二相流動様式遷移	理想化された円管流路において、見かけ流速、クオリティ、質量流量などを座標軸とする固定2次元マップ様式の遷移条件を与える。	流路幾何形状や流体物性に関する依存性を考慮する必要がある。またサブチャンネルを跨ぐ大気泡の効果を考慮したバンドル内流動様式遷移に関する概念を確立し、クロスフローモデルとの整合性を確立する必要がある。
液滴付着	理想化された円管流路において取得したデータベースに基づき、一次元流れ場に対する液滴発生モデルを与えている。気液界面からの液滴発生については、スラグ流領域から考慮し、環状噴霧流領域において最大となるようにデータ補間している。環状流開始点における同伴液滴の効果を考慮している。	スぺーサなどの障害物のないロッドバンドル体系において、壁面の湾曲による液滴付着率への影響を流路幾何形状依存性として、より直接的な形で反映する必要がある。円管実験データベースに基づく構成方程式を、実機体系へ外挿する数値流体手法を実験に基づき確立する必要がある。
スぺーサ効果	スぺーサによる液滴挙動への影響を、①乱流促進、②偏流効果、③ランオフに分類し、それぞれについて独立にランプ化モデルを与えている。ランオフモデルに導入されるスぺーサ幾何形状パラメータは、スぺーサ部材と被覆管とのクリアランスや投影面積など抽象化されたものである。	スぺーサ詳細構造を直接模擬可能な数値流体手法を実験に基づき確立し、スぺーサによる液滴飛跡と液膜流への影響を定量的に分析し、任意スぺーサ形状に対する構成方程式を導く道筋を確立する必要がある。このうち液膜流との干渉効果はドライアウト判定条件に反映する。

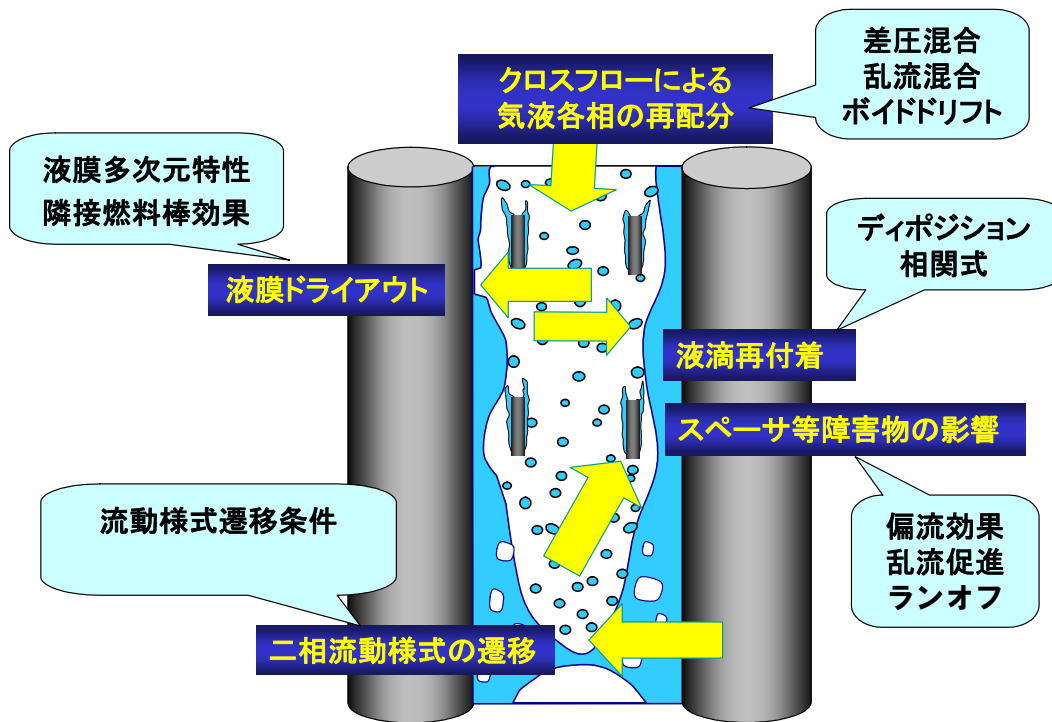


図 4.3-1 沸騰遷移特性支配因子

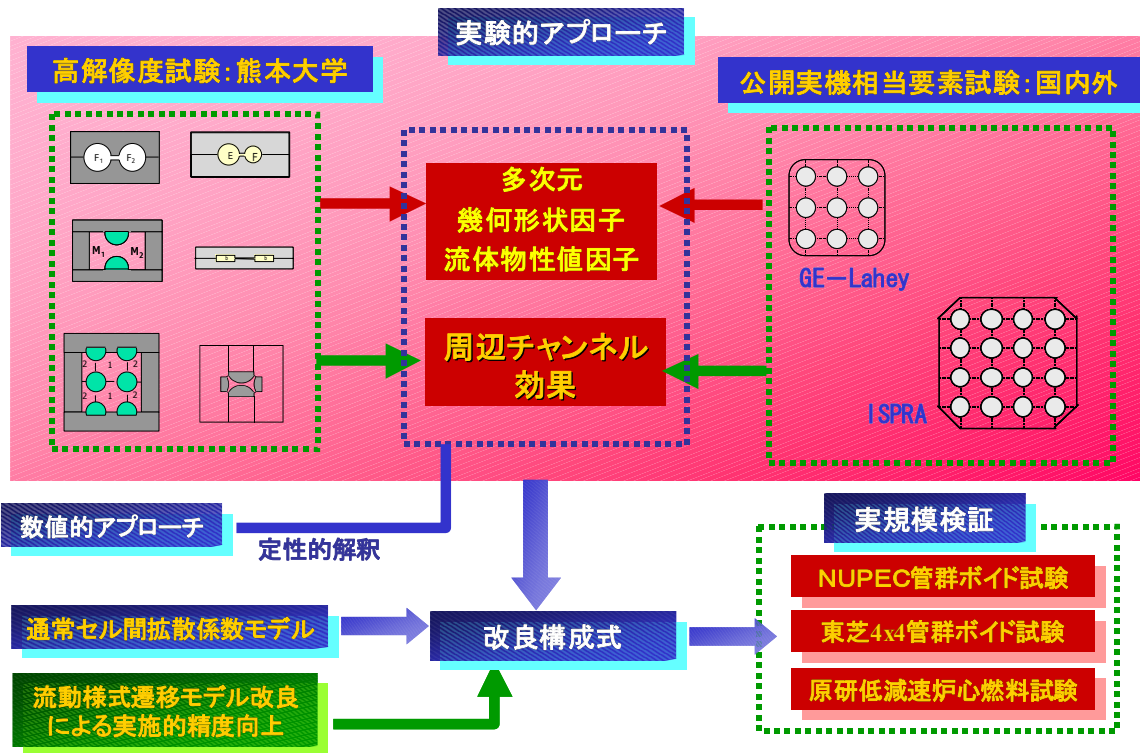


図 4.3-2 クロスフロー構成方程式改良の流れ

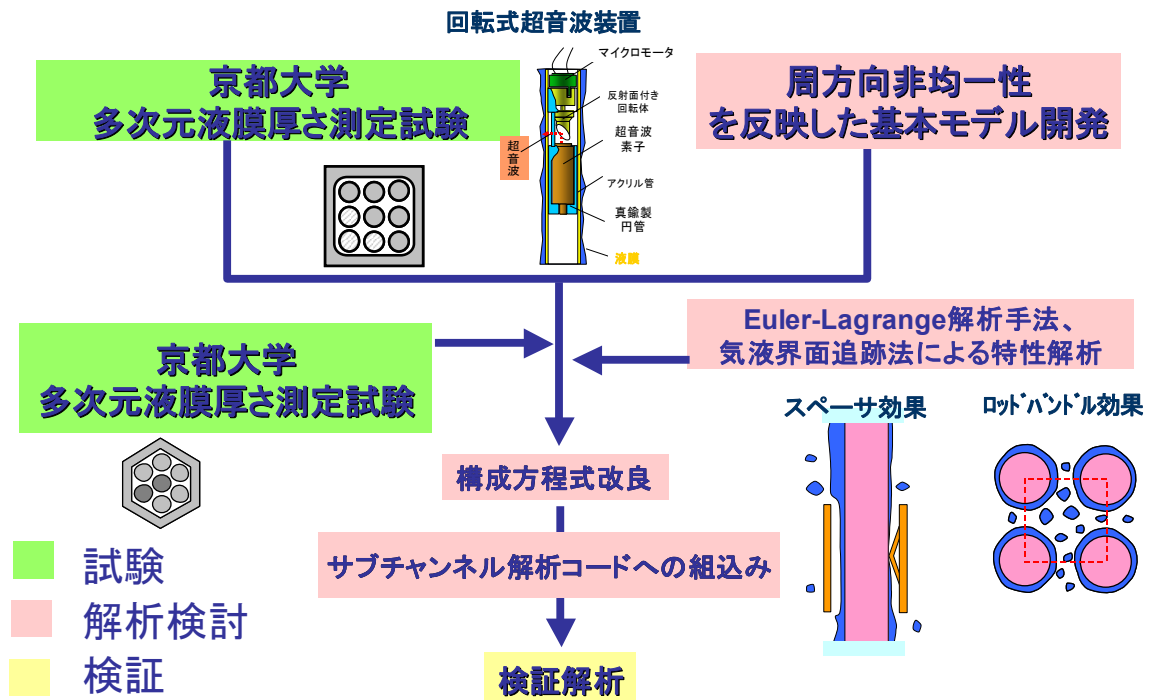


図 4.3-3 液膜ドライアウト構成方程式改良の流れ

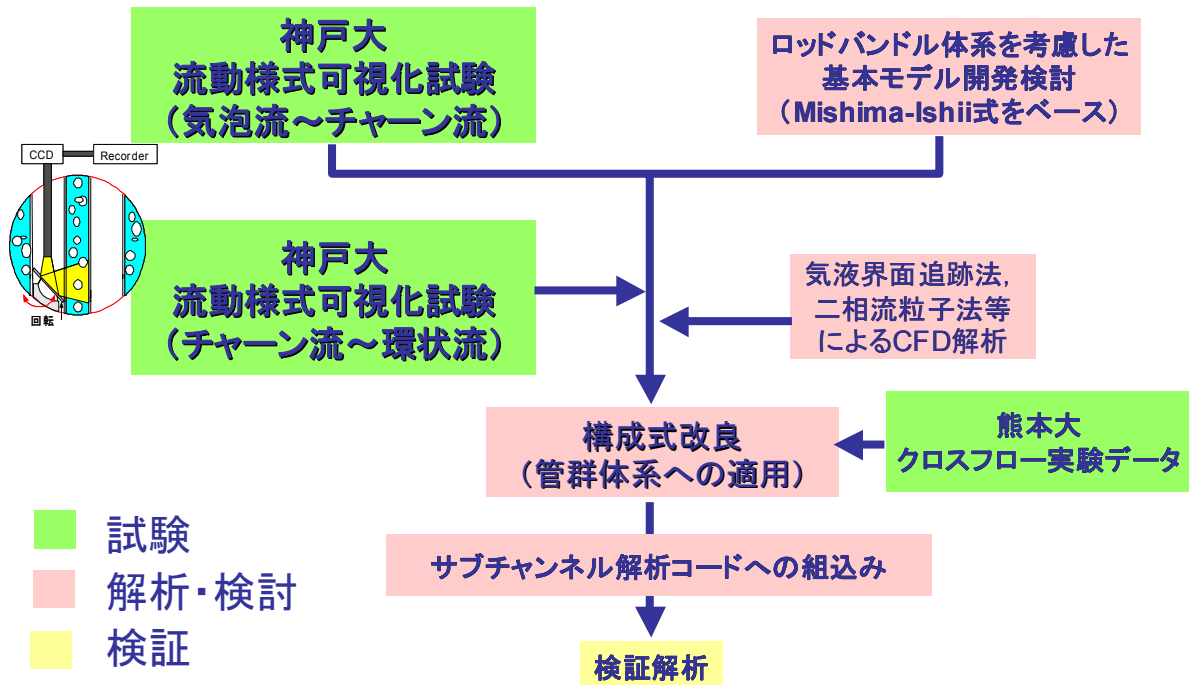


図 4.3-4 流動様式遷移条件構成方程式改良の流れ

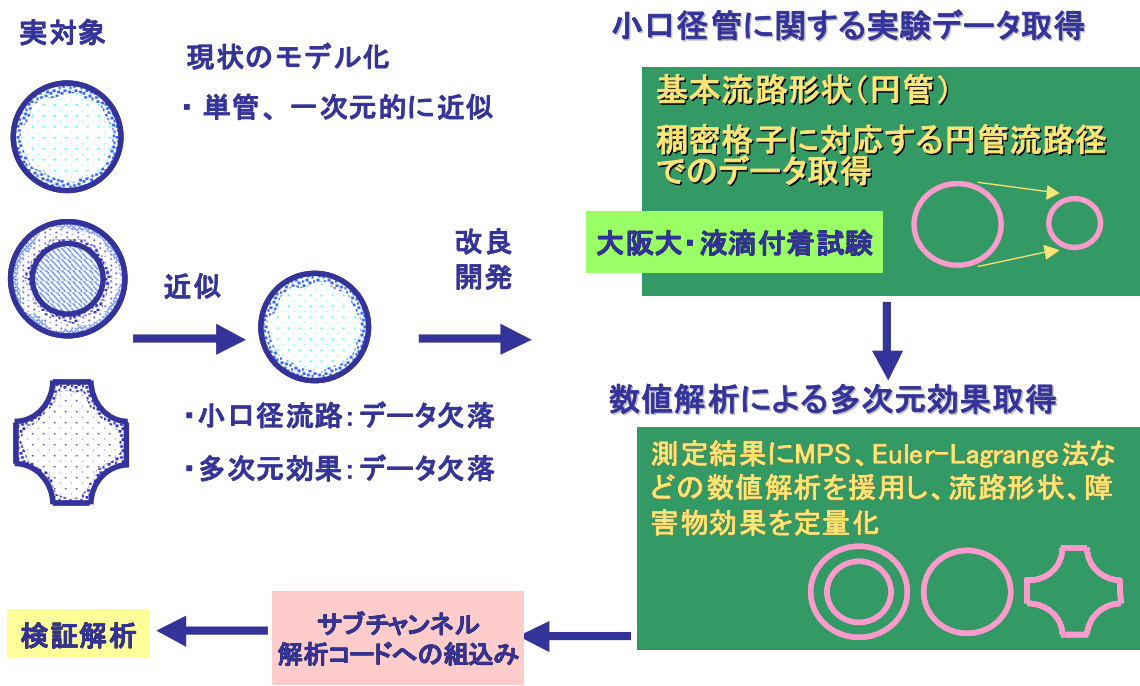


図 4.3-5 液滴再付着構成方程式改良の流れ

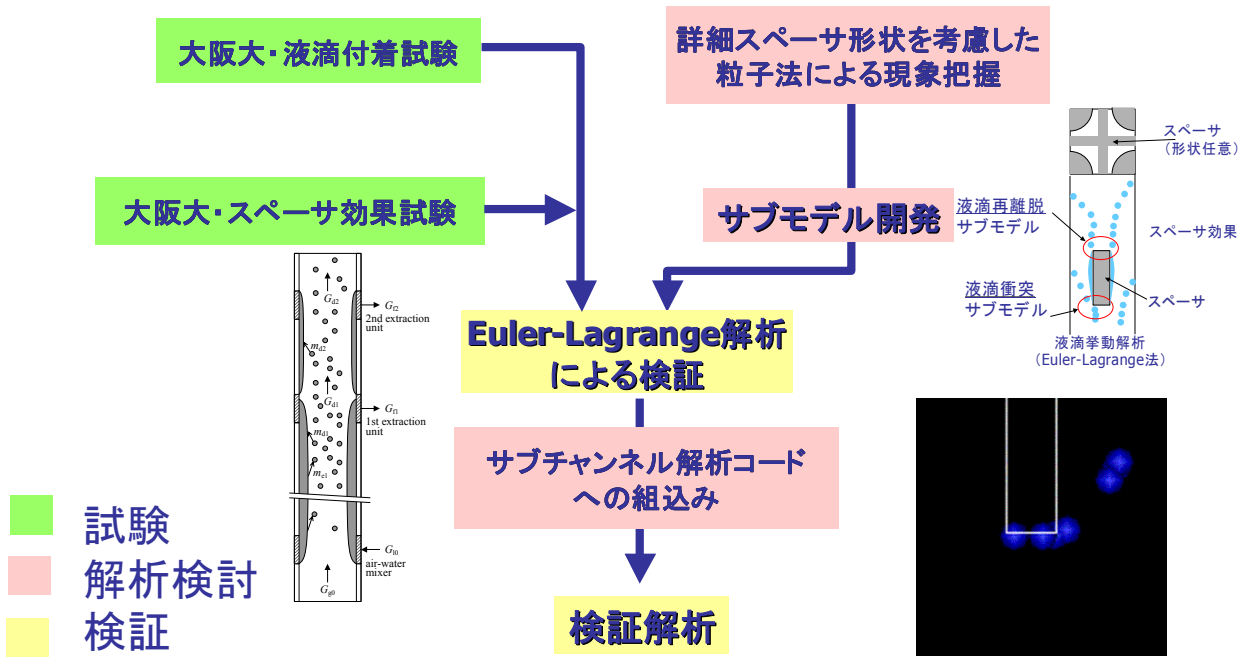


図 4.3-6 スパーサ効果構成方程式改良の流れ

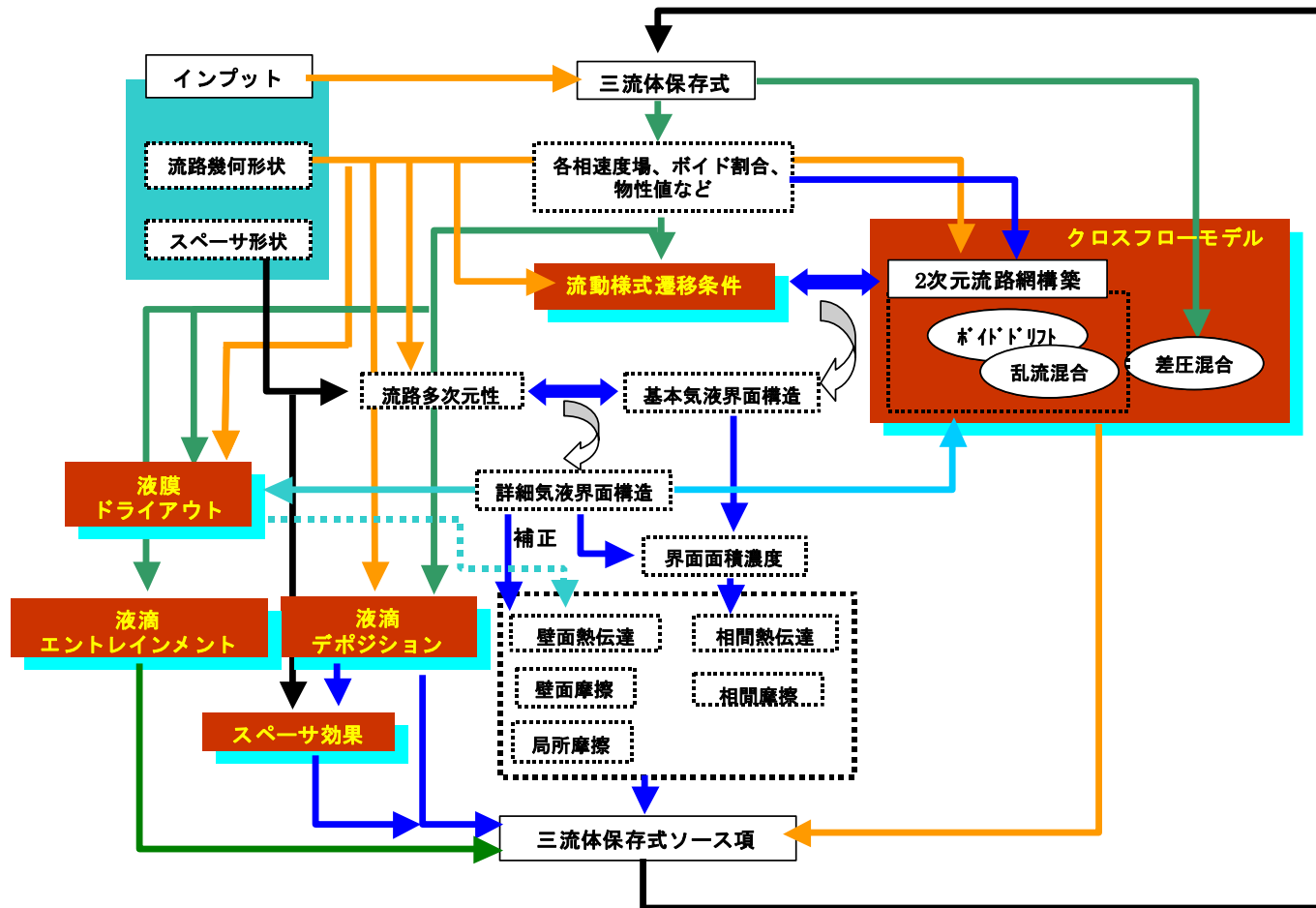


図 4.3-7 多次元性改良構成方程式間の階層関係を情報受け渡し

参考文献

- 1) General Electric BWR Thermal Analysis Basis (GETAB): Data, Correlation and Design Application, NEDO-10958-A (1973).
- 2) (社) 日本原子力学会標準 : BWR における過渡的な沸騰遷移後の燃料健全性評, AESJ-SC-P002:2003
- 3) 二ノ方寿, 有富正憲, 三島嘉一郎, 他 : 非定常サブチャネル解析コード NASCA の開発・改良 (1) 開発状況 ; 日本機械学会 2000 年年会予稿集, 2443, 名城大学, (2000) .
- 4) Sugawara, S. and Miyamoto, Y., FIDAS: Detailed Subchannel Analysis Code Based on the Three-Fluid and Three-Field Model, NED, 129, 146-161(1983).
- 5) Thurgood, M. J. et al., COBRA/TRAC-A Thermal-Hydraulic Code for Transient Analysis of Nuclear Reactor Vessels and Primary Coolant Systems, Equation and Constitutive Models, NUREG/CR-3046, PNL-4385, Vol.1(R4) (1983).
- 6) RETRAN-03: A Program for Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Complex Fluid Flow Systems, Volume 1: Theory and Numerics, EPRI NP-7450(1992).
- 7) Taitel, Y., Barnea, D., and Dukler, A.E., "Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes," AIChE J., 26, p.345, (1980).
- 8) Bennett, A.W., Hewitt, G.F. et al., Flow Visualization Studies of Boiling Water at High Pressure, AERE-R 4874(1965).
- 9) K. Mishima and M. Ishii, Flow Regime Transition Criteria for Upward Two-phase Flow in Vertical Tubes, Int. J. Heat Mass Transfer, 27(5), p.723(1984).
- 10) M. Ishii and K. Mishima, Study of Two-Fluid Model and Interfacial Area, ANL-80-111, NUREG/CR-1873(1980).
- 11) Hibiki, T. and Ishii, M., Two-group Interfacial Area Transport Equations at Bubbly-to-Slug Flow Transition, Nucl. Eng. Des., 202, p.39(2000).
- 12) Wurtz, J., An Experimental and Theoretical Investigation of Annular Steam-Water Flow in Tubes and Annuli at 30 to 90 Bar, Report No.372, RISO National Laboratory, Denmark(1978).
- 13) Sugawara, S., Droplet Deposition and Entrainment Modeling based on Three-Field Model, Nucl. Eng. Des., 122, p.67(1990).

- 14) Murano, Y., Iwamura, T. and Okubo, T., Improvement and Application of Subchannel Analysis Codes for Advanced Light Water Reactors, EPRI TR-103188, Proc. Of 2nd Int. Seminar on Subchannel Analysis, p.16-1(1993).
- 15) Govan, A.H., Hewitt, G.F. et al., An Improved CHF Modeling Code, 2nd U.K. National Heat Transfer Conf., C175/88(1988).
- 16) 甲藤、限界液膜厚さ概念を考慮した環状流領域・限界熱流束の計算、機会学会第 922 回講演会、論文 No.83-0096(1983).
- 17) Mishima, K. and Nishihara, H., Dryout Model for Critical Heat Flux at High and Intermediate Quality Region, Annual Report of the Research Inst., Kyoto Univ., Vol.22.p.1
- 18) Wachter, H.J. and Westerling, N.A.J., The Heat Transfer from a Hot Wall to Impinging Water Drop in the Spheroidal State, Chem. Eng. Sci., 2(1966).
- 19) Cousins, L.B., Denton, W.H. and Hewitt, G.F., Liquid Mass Transfer in Annular Two-Phase Flow, The Symposium on Two-Phase Flow, Vol.2, AERE, Harwell,p.C401(1965).
- 20) Whalley, P.B., The Calculation of Dryout in a Rod Bundle, Int. J. Multiphase Flow, 13. p.501(1977).
- 21) Sugawara, S., Analytical Prediction of CHF by FIDAS Code Based on Three-Fluid and Film-Dryout Model, JNST, 27(1),p.12(1990).
- 22) Ishii, M. and Mishima, K., Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations, NED, 82, 107-126(1984).
- 23) Wallis, G.B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGrawHill, 315-374(1969).
- 24) Henstock, W.H. and Hanratty, T.J., The Interfacial Drag and the Height of the Wall Layer in Annular Flows, AIChE, 22(6), p.990(1976).
- 25) Forslund, R.P. and Rohsenow, W.M., Dispersed Flow Film Boiling, J. of Heat Transfer, 90-6, p.399(1968).
- 26) Mishima、Post-BT
- 27) 井口 他、BWR 定常ポスト CHF 試験結果—限界熱流束及びポスト CHF 熱伝達、JAERI-Research 2001-060(2002).
- 28) Groeneveld, D.C., Post-Dryout Heat Transfer at Reactor Operating Conditions, Proc. Topical

- Meeting on Water Reactor Safety, CONF-730304, U.S. Atomic Energy Commission.
- 29) S. Yokobori et al., A Phenomenological Study on the Dryout Mechanism in a Fuel Rod, NURETH-4, 1054(1989).
 - 30) Yano, T. and Aritomi, M., Simple Estimation Method for BWR Fuel Spacer Performance with Liquid Film Measurements under Ambient Air-Water Condition, NURETH-8, Vol.1, p.256(1997).
 - 31) R. T. Lahey, B. S. Shiralkar et al., Out-of-pile subchannel measurements in a nine-rod bundle for water at 1000 psia, Prog. In Heat Transfer 6, 345-363 (1972).
 - 32) D. S. Rowe, Cross Flow Mixing between Parallel Flow Channels during Boiling, BNWL-317, Pt.1, (1967).
 - 33) Casterline, J.E. and Castellana, F.A., Flow and enthalpy measurements in a simulated nuclear fuel assembly, Columbia University Report CU 187-2(1969).
 - 34) 川原顕磨呂、BWR 燃料集合体内のサブチャンネル間の流体移動に関する基礎的研究、博士論文、熊本大学大学院、(1998).
 - 35) S. Levy, Prediction of Two-phase Pressure Drop and Density Distribution from Mixing Length Theory, 10221-7, April. (1971).
 - 36) Rowe, D. S., Cross Flow Mixing between Parallel Flow Channels during Boiling, BNWL-317, Pt.1, (1967).
 - 37) 革新的実用原子炉技術開発提案公募事業「広範囲の燃料格子仕様に適用する汎用沸騰遷移解析手法に関する技術開発」評価用報告書、平成 16 年 3 月(2004).

4.4 新型炉・将来炉におけるサブチャンネル解析と構成方程式

4.4.1 新型炉・将来炉におけるサブチャンネル解析の課題

新型炉・将来炉の炉心の安全性を確保するために、炉心の除熱限界に対して適切な余裕を確保しておく必要がある。従来、炉心の除熱限界評価に関しては、対象とする燃料集合体を模擬した実験を行って流動特性と除熱特性を把握し、得られたデータを用いて実験式を作成する方法が用いられてきた。従って、実験式の妥当性は実験を行った体系に依存しており、新型炉・将来炉のような燃料集合体形状の異なる体系に対しては無条件では保証されない。

サブチャンネル解析コードに内蔵された構成方程式(実験式)は、サブチャンネル断面で平均化された1次元パラメータの関係を与えるものであり、燃料集合体内の多次元的な現象を1次元的なパラメータ間の関係に縮約する働きを担っている。したがって、個々の構成方程式が新型炉・将来炉に対してそのまま適用できるものか、変更する必要があるものかを判定することが、新型炉・将来炉に対するサブチャンネル解析を行う上での重要な課題といえる。

構成方程式の妥当性を検証する方法としては(1)実験による手法と(2)解析による手法がある。従来の開発では、設計段階の確認のための要素実験からフルサイズの実証試験まで実験を主としていた。すなわち、要素実験データを用いて構成方程式を改良した後に、フルサイズ実験データによって実証する。このような実験を主体とした方法は信頼性の高い手法として確立されており、今後も重要な役割を果たすものと考えられる。

一方、燃料集合体の大型化によりフルサイズの実証試験を行うことが難しくなりつつある。このため、炉心を模擬した部分バンドル試験によって得られる結果をいかに外挿してフルサイズでの特性を精度よく評価するかが必要になっている。このような外挿手法には、当然ながら、熱流動の多次元性を適切に表現することが求められる。近年、除熱限界を発生する物理プロセスの理解が深まったことと計算機性能の大幅な向上により詳細な3次元解析が現実的な手段となりつつある。このような解析技術面の進歩をさらに発展させて、構成方程式のなかに縮約されている形状依存性を多次元解析によって補正する技術が確立できれば、従来は実験に依存していた開発の一部を解析で代替することが可能になると思われる。

以下、将来炉炉心の除熱限界評価の一例として稠密な炉心を有する低減速軽水炉にサブチャンネル解析コードを適用したケースについて述べる。次に、多次元解析コードを構成方程式の形状依存性評価に応用することの可能性について整理する。

4.4.2 低減速軽水炉におけるサブチャンネル解析

低減速軽水炉¹⁾は、減速材としての水の割合を減らすことで中性子の減速を抑制して高速中性子を利用する軽水炉であり、ウラン資源の利用効率向上、高燃焼度・長期サイクル運転、プルトニウムの多重リサイクル利用などを可能とする革新的な水冷却炉である。低減速軽水炉では、燃料棒を三角格子状に配置した稠密な炉心を採用している。また、低減速軽水炉では、炉心の平均ボイド率を従来の BWR よりも高くすることで中性子の減速を抑えている。このような炉心形状や運転条件の相違のため、PWR や BWR の正方格子燃料集合体を対象に蓄積されてきた実験結果や実験式をそのまま適用することはできないと考えられ、既存の知見の低減速軽水炉炉心設計への適用性を検討することが必要である。

低減速軽水炉炉心では、BWR 燃料集合体と同様に、燃料棒表面を流れる液膜がなくなる、いわゆる液膜ドライアウトにより、限界出力を生じると考えられる。BWR 燃料集合体では液膜ドライアウトによる限界出力の評価のため、COBRA-TF²⁾、FIDAS³⁾、NASCA⁴⁾などの三流体モデルに基づいたサブチャンネル解析コードが適用されており、適切な構成方程式を用いれば、限界出力を解析的に予測できることが示されている。

現行の解析コードの稠密格子炉心への適用性を検討するため、稠密 37 本バンドル試験体内流動を NASCA コードにより解析した例を紹介する。解析に用いられたノーディング図を図 4.4-1 に示す。解析は対称性を考慮して稠密 37 本バンドル試験体の 1/6 領域を対象としている。燃料棒間ギャップは 1.3mm であり、従来の体系に比べて、燃料棒が稠密に配置されている。また、圧力などの流動条件は低減速軽水炉の定格運転条件を模擬し、軸方向出力分布も二重炉心の出力分布を模擬している。

クオリティ分布の解析結果を図 4.4-2 に示す。解析で得られたクオリティ分布は、図 4.4-2 に示すように、蒸気は集合体中央に、水は集合体周辺部に分布する傾向がみられる。限界出力を生じた時の試験体中心のサブチャンネル-1、外周の流路壁に面したサブチャンネル-11、及びコーナーのサブチャンネル-14 の各相流量の解析結果を図 4.4-3 に示す。燃料集合

体下部より流入した冷却水は沸騰の進展とともに流動様式を気泡流-スラグ流-チャーン流-環状噴霧流と順次変化して燃料集合体上部より流出する。流体温度は蒸気も水もほぼ飽和温度であり、過熱蒸気等は炉心内にはなかった。試験体中心のサブチャンネル-1において液膜流量が0になることで液膜ドライアウトを生じている。また、図 4.4-4 に示すように、稠密炉心における限界出力を実験結果よりもやや高めではあるものの流量依存性を良好に予測できている。

解析の精度は、解析に用いられる個々の構成方程式の精度に主に依存すると考えられる。以下、稠密炉心内の限界出力を予測する際の構成方程式の外挿性を検討する。

NASCA コードの構成方程式は、4.3 節によれば、(1)ボイド率関連式、(2)流動様式遷移相關式、(3)界面面積相關式、(4)液滴発生・付着相關式、(5)圧力損失相關式、(6)壁面熱伝達相關式・相間熱伝達相關式、(7)スパーサ効果モデル、及び(8)クロスフローモデルに整理される。稠密炉心体系での限界出力を予測する際のこれらの構成方程式の役割と稠密炉心体系に拡張する上での課題を表 4.4-1 に示す。

表 4.4.1 構成方程式の役割と稠密炉心体系への拡張する上での課題

構成方程式の種類	限界出力予測時の役割	課題
(1)ボイド率相關式	気泡流領域、スラグ流領域、チャーン流領域におけるボイド率を決定する。	等価直径の小さな体系への拡張性
(2)流動様式遷移	気泡流領域-スラグ流領域-チャーン流領域-環状噴霧流領域の間の流動様式遷移を決定する。	等価直径の小さな体系への拡張性、特に環状噴霧流開始時の条件
(3)界面面積濃度	気泡流領域、スラグ流領域、チャーン流領域における相間交換項の大きさを与える。	等価直径の小さな体系への拡張性
(4)液滴発生・付着	環状噴霧流領域における液滴と液膜の割合を決定する。	燃料集合体形状（等価直径、三角配列）の異なる体系への拡張性
(5)圧力損失	摩擦損失の大きさを決定する。	等価直径の小さな体系への拡張性
(6)壁面熱伝達・相間熱伝達	燃料棒からの伝熱量、相間の熱伝達率を決定する。	燃料集合体形状（等価直径、三角配列）の異なる体系への拡張性
(7)スパーサ効果	スパーサによる流体混合効果、伝熱促進効果を決定する。	スパーサ形状及び燃料集合体形状（等価直径、三角配列）の異なる体系への拡張性
(8)クロスフロー	サブチャンネル間の流体混合効果を定め、チャンネル間のクオリティ分布を決定する。	燃料集合体形状（等価直径、三角配列）の異なる体系への拡張性

以下、各構成方程式について開発の課題を整理する。

(1) ボイド率相関式

サブチャンネル解析では限界出力を液膜厚さ（液膜流量）で判定するため、ボイド率は限界出力の計算値に直接影響を及ぼさない。しかし、流動様式遷移相関式・クロスフローモデルなどのほとんどの構成方程式はパラメータとしてボイド率を含むため、ボイド率は稠密炉心の限界出力評価においても重要な因子である。また、核特性解析コードとのカップリングを考慮する上では、ボイド率を高精度で予測する必要がある。

Kureta ら⁵⁾ は中性子ラジオグラフィを用いて 7 本及び 14 本の模擬燃料棒で構成された稠密炉心内のボイド率を測定し、Ishii⁶⁾ 及び Mishima & Hibiki⁷⁾ によるドリフトフラックス相関式により気泡流/スラグ流領域の稠密炉心内のボイド率を予測できることを報告している。

(2) 流動様式遷移

流動様式遷移相関式は相間熱伝達率を評価する上で重要である。限界出力を求める解析では、流動様式はクオリティの増加に伴って、気泡流—スラグ流—チャーン流—環状噴霧流と変化する。この時、気相と液相はともにほぼ飽和温度にある。したがって、流動の詳細な状況よりも十分に大きな熱伝達率と界面面積を有していれば、解析で得られる気相と液相の温度は飽和温度に保たれる。このため、気泡流—スラグ流—チャーン流の流動様式遷移相関式が解析結果に与える影響は少ないと思われる。

チャーン流と環状噴霧流の流動様式遷移については、環状噴霧流が生成された時の初期液滴割合が相関式により与えられている。ドライアウトの計算では、燃料棒表面を流れる液膜流量が 0 になることで限界出力の発生を判定している。したがって、限界出力の予測に対して初期液滴割合を与える相関式が影響する可能性があり、BWR に対して求められた相関式の稠密炉心に対する拡張性についてさらに検討する必要がある。

(3) 界面面積濃度

界面面積濃度相関式は、気泡流領域、スラグ流領域、チャーン流領域における相間交換項の大きさを与える。上述のように、限界出力を評価する条件では、気相と液相はともにほぼ飽和温度にあり、十分に大きな熱伝達率と界面面積を有していれば、解析で得られる気相と液相の温度は飽和温度に保たれ、詳細な流動構造の違いはあまり問題にならない。

このため、気泡流－スラグ流－チェーン流の界面面積相関式が解析結果に与える影響は少ないと思われる。

(4) 液滴発生・付着

NASCA コードでは、液滴発生率モデルとして Wurtz⁸⁾, Sugawara³⁾, Okubo⁹⁾, Govan¹⁰⁾ のモデルを、液滴付着率モデルとして Whalley¹¹⁾, Sugawara³⁾, Govan¹⁰⁾ のモデルを使用できる。これらのモデルの多くは単管や二重管における実験データを基に構築されており、様々な実験を通して BWR 炉心解析への適用性は確認されてきた。

稠密炉心への適用性を検討する際に問題となりうる点は、流路稠密化に伴う流路内の流速分布、ボイド率（液膜）分布の周方向異方性の増大である。すなわち、流路内の二相流挙動の多次元性が顕著となり、燃料棒のギャップに面する部分と主流に面する部分で流動挙動の偏差が増大し、各サブチャンネル内を空間平均し軸方向一次元で近似することが困難になる可能性がある。これらの問題点を検討するためには、稠密炉心流路を模擬した試験体において液膜と液滴の割合を測定する試験が考えられる。また、簡単なモデル試験や数値解析により、稠密流路内の流速分布や液膜分布を把握できれば、流路稠密化に伴う液滴発生・付着の影響をある程度評価できると考えられる。ただし、最終的にはモデル内にフィッティングパラメータが残るため、実炉形状を模擬した部分バンドル試験などを通して、パラメータの調節が必要と思われる。

(5) 圧力損失

4.3 節で述べられているように、NASCA コードなどの詳細なサブチャンネルコードでは界面構造を重視して各相に対して単相ベースの扱いを行うことにより壁面摩擦を評価する。環状噴霧流領域では、稠密炉心においても界面構造は BWR 炉心と大きく変わらないため、この取り扱い方法を稠密炉心にも適用できると考えられる。ただし、Rehme¹²⁾ は様々な燃料棒配置における単相圧力損失を実験的に調べ、燃料棒ピッチと燃料棒の比が約 1.1 より小さくなると、水力等価直径の等しい円管より摩擦損失が小さくなることを指摘しており、そのような稠密炉心の場合には評価方法を補正する必要がある。

稠密炉心においてもスペーサによる局所圧力損失は、単相流時の局所損失と二相増倍係数の積で評価される。Rehme¹³⁾ は稠密炉心において様々な形状のグリッドスペーサの局所損失を実験的に調べ、単相流時の局所損失係数が流路閉塞率の二乗で整理できることを示

した。また、大久保ら¹⁴⁾はグリッドスパーサの局所損失が、スパーサ入口及び出口での流路の縮小及び拡大による圧力損失とスパーサ部分での狭い流路における摩擦損失の和で整理できることを明らかにした。この評価方法は燃料集合体の格子形状に依存しないため、低減速軽水炉の稠密炉心にも適用可能である。スパーサによる局所損失に対する二相増倍係数は、均質流モデルにより評価される。均質流モデルが稠密炉心のスパーサ損失評価にも適用できることは実験により確認されている¹⁵⁾。

稠密炉心における圧力損失の評価には、現行モデルを適用できると考えられる。

(6) 壁面熱伝達・相間熱伝達

炉心内では沸騰を生じており、核沸騰熱伝達領域の相関式が使用される。この領域では、 $10^4 \text{W/m}^2\text{K}$ 以上の大きな熱伝達率が得られており、使用する熱伝達率相関式の違いが限界出力の解析結果に与える影響は小さいと考えられる。

限界出力を評価する条件では、気相と液相はともにほぼ飽和温度にあり、十分に大きな相間熱伝達率と界面面積を有していれば、解析で得られる気相と液相の温度は飽和温度に保たれ、詳細な流動構造の違いはあまり問題にならない。このため、気泡流－スラグ流－チェーン流の相間熱伝達率相関式が解析結果に与える影響は少ないと思われる。

(7) スパーサ効果

4.3節に述べられているように、スパーサ形状の変化により限界出力は顕著に変化する。これは、①スパーサ下流の乱流促進、②スパーサによる流路面積変化に伴う気流速度分布変化、③スパーサ表面に付着した液膜が離脱して再付着する現象などの影響で液滴の再付着率などが大きく変化するためである。解析コード内では、それぞれ、乱流促進効果、偏流効果、ランオフ効果としてスパーサ効果モデルに組み込まれている。これらのモデルでは、単管及び二重管の実験結果を基にモデルを定式化し、BWR体系に対して実験係数がチューニングされている。

稠密炉心体系では、サブチャンネルやスパーサの形状が異なるため、BWR体系とは異なった実験係数になると思われる。そのためには、スパーサ周りの液膜/液滴挙動を詳細に把握する必要があるが、実験的にそれらの現象を分離して測定することは不可能である。そのため、スパーサ前後の液膜厚さや液滴割合などのマクロ量からモデルの適用性を検討する必要がある。

(8) クロスフロー

燃料集合体の限界出力を解析により把握するためには、燃料集合体内の各サブチャンネルへの冷却材の流量配分を正確に予測する必要がある。サブチャンネル内の流量配分に影響する要因は幾つか考えられるが、冷却材が沸騰を開始し環状噴霧流に移行するまでのクロスフロー量を把握することが最も重要であると思われる。

4.3 節に述べているように、サブチャンネル間のクロスフローに関しては、①差圧移動、②乱流混合、③ボイドドリフト、の三つのメカニズムに分類する手法が広く用いられている。

差圧移動は、サブチャンネル間の時間平均圧力差に応じて生じるサブチャンネル間のクロスフロー成分である。この成分は（時間平均操作を行って得られた）運動量保存式を解くことで得られる成分である。各サブチャンネルの圧力損失を適切に評価できれば、稠密炉心においても現行モデルを適用できると考えられる。

乱流混合は、時間平均操作を行うことで失われたサブチャンネル間圧力差の乱流成分により発生するクロスフロー成分である。また、ボイドドリフトは、二相流条件に特有の成分であり、流速の高い領域に気相が集積するという非拡散的な挙動を表すためのクロスフロー成分である。二相流において、乱流混合とボイドドリフトを明確に区分することが困難なため、実験データを用いて相関式の係数を調節することが行われている。例えば、NASCAコードでは、BWRの燃料集合体形状を模擬した Lahey¹⁶⁾ の3x3バンドル試験で得られた実験データに基づいて係数が設定されている。このことは、燃料集合体形状の異なる稠密炉心に対する乱流混合モデルとボイドドリフトモデルの適用性を検討する必要があることを示している。

クロスフローモデルについては、今後、二相流の多次元分布を測定する基礎実験により実験データベースを多数蓄積していく必要がある。佐田富ら¹⁷⁾ や大貫ら¹⁸⁾ は稠密炉心内流体分布測定を進めている。

以上の結果をまとめると、稠密炉心における限界出力を予測する上で、今後さらに、①環状噴霧流領域に遷移した時の初期液滴割合、②液滴発生・付着、③スパーサ周りの液膜/液滴挙動、④乱流混合/ボイドドリフトについて検討する必要がある。これらの構成方程式は燃料集合体内の多次元的な挙動を集約化して1次元解析に反映する働きをしていると考

えられる。

4.4.3 多次元解析によるサブチャンネル解析用構成方程式の改良

サブチャンネル解析コードに内蔵された構成方程式（実験式）は、サブチャンネル断面で平均化された1次元パラメータの関係を与えるものであり、燃料集合体内の多次元的な現象を1次元的なパラメータ間の関係に縮約する働きを担っている。前項ではBWR体系で開発されたサブチャンネル解析コードを低減速軽水炉に拡張したケースについて検討した。その結果によれば、①環状噴霧流領域に遷移した時の初期液滴割合、②液滴発生・付着、③スぺーサ周りの液膜/液滴挙動、④乱流混合/ボイドドリフトについて検討する必要があることがわかった。

従来、新型炉への解析コードの適用性を検討する場合、対象とする体系を忠実に模擬した実験を実施し得られたデータを用いて構成方程式を評価する方法が用いられてきた。近年の計算機器の急速な発達に伴い、実験式や経験式を必要としない機構論的モデルに基づく詳細解析手法が開発されてきた。これらの手法を用いれば、一部の実験の代替として安価な計算資源を用いて構成方程式の評価・開発を効率よく遂行することが可能であると考えられる。すなわち、基礎事象に対するモデル実験及び3次元二相流解析技術開発を行い、燃料集合体形状効果の解析的評価の実現により、高稠密格子炉心での伝熱的、流動的境界を決定できる熱特性予測技術開発を確立できると考えられる。

現在、気液二相流に対する数値解析手法としては、TRAC¹⁹⁾、RELAP²⁰⁾などのシステム解析コード、COBRA²⁾、FIDAS³⁾、NASCA⁴⁾などのサブチャンネル解析コード、3次元二流体モデル²¹⁾や3次元多流体モデル²²⁾などの多次元平均化手法、界面追跡法²³⁾などの詳細解析手法、粒子法^{24),25)}や気泡追跡法²⁵⁾などのラグランジアン的手法などが挙げられる。これらの手法は、それぞれの得意な現象に限られており、残念ながら、すべての体系に適用できる二相流解析手法は現在のところ存在しない。例えば、詳細解析手法では、実験式や経験式を用いずに変形する自由界面を伴う流れを解析できるが、界面曲率を高精度に求めるためには多くの計算格子を必要とする。このため、現状では多数の気泡を含む大規模な体系には適用できない。一方、平均化手法では、荒い計算格子で対応できるので大規模な体系にお

ける気液二相流を解析できるが、その解析精度が構成方程式に依存する問題点がある。

解析中心の熱特性予測技術開発 (Design by Analysis) を実現するためには、それぞれの得意な現象に適用できるように各種解析手法を適切に組み合わせる必要がある。このような組み合わせの一例を図 4.4-5 に示す。直接解析コードや粒子法コードは大きな計算資源を必要とするため、現状ではシステム全体の解析に適用することはできないが、二流体モデルやサブチャンネル解析の構成方程式の検証及び改良に利用できる。また、3次元二流体モデルでは、サブチャンネル解析では一次元化されてしまう液膜流の多次元分布や沸騰遷移機構の多次元特性などを評価できる。これらの3次元二相流解析コードにより検証及び改良された構成方程式群をサブチャンネル解析に組み込めば、大規模なフルスケール実験の代替としての高精度な実炉解析を実施できると考えられる。また、3次元二相流解析やサブチャンネル解析を通して、燃料集合体内流量分布や燃料棒間隙幅効果などの多次元的な形状効果を解析的に評価できる技術を確立することで、システム解析コードの構成方程式の検証、最終的には新型炉・将来炉の成立性の実証に結びつくと考える。

以下では、このような考えに基づき3次元二相流解析を原子炉炉心流動に応用した例を紹介するとともに、構成方程式作成の際の課題を整理する。

3次元二流体モデルを炉心内流動に適用した場合、ボイド率の多次元的分布などを予測できる。しかしながら、基礎方程式が時間的あるいは空間的に平均化されているため、ボイドドリフトや界面挙動などの非定常な因子に起因する現象を予測できない。このため、対象とする体系に対して検証されたクロスフローモデルやスパーサ効果モデルなどをあらかじめ構成方程式として二流体モデルに組み込む必要がある。このような構成方程式を極力減らすことを目的とし、様々な気泡径を取り扱えるように気相を分割した多流体モデル²²⁾や、二流体モデルと界面追跡法を結合した手法^{27),28)}、二流体モデルと粒子法を結合した手法²⁹⁾などが拡張二流体モデルとして提案されている。これらの手法では、比較的少ない計算資源で気液界面を含む流れ場を解析できるため、今後、解析手法の発展と様々な体系への応用が期待される。

界面追跡法に基づく詳細解析手法では、実験式や経験式を用いずに変形する自由界面を伴う流れを解析できるが、多くの計算資源を必要とする問題点がある。一つのアプローチとして、地球シミュレータなどの並列計算機を用いた大規模解析が実施されている³⁰⁾。図

4.4-6 に地球シミュレータを用い界面追跡法を稠密炉心内大規模流動解析に適用した例を示す。燃料棒間隔の狭い領域に液膜が分布しているなどの多次元的な様相が予測されている。また、本手法をチャーン流—環状流遷移条件に適用すれば、環状流開始時の様相を知ることができる。すなわち、前項でサブチャンネル解析を低減速軽水炉に適用する際に検討課題として残っていた①初期液滴割合モデル、②液滴発生・付着モデルに対して重要な情報を提供することが期待できる。

界面追跡法を④クロスフローモデルの構築に適用した例²³⁾として、2チャンネル間クロスフローのモデル試験を解析した結果を示す。気液界面挙動に関する実験結果と解析結果の比較を図4.4-7に、流路間差圧とギャップ部見かけ速度の時間変化を図4.4-8に示す。左側の流路を上昇する大気泡がギャップ部に到達するまでは、左流路の圧力が右流路より高いため、水は左側から右側の流路に流れている。時刻 $t=0.76\text{s}$ で大気泡がギャップ部に到達した時は、左流路の圧力が右流路より高いため、気泡の一部も水と同様にギャップ部を左側から右側に移動するが、大気泡通過後は大気泡の水頭圧分だけ左側流路の圧力が減少するため、水は逆に右側から左側に流れる。このように詳細解析でも、流路間差圧や流体移動量を良好に再現できており、実験では把握が困難な液相速度場及び圧力場の三次元分布や気液界面せん断力などの詳細な情報も取得できる。

粒子法では、界面追跡法に比べて、複雑な流路形状を容易に模擬できることや気相及び液相の合体・分裂現象を比較的容易に取り扱えるなどの利点を有する。このため、粒子法はスプレーサ周りの液滴/液膜挙動の解析に適しているといえる。白川²⁴⁾は3次元粒子法をスプレーサを含む体系での液滴/液膜流に適用し、スプレーサが液滴飛散量に及ぼす影響を評価している。また、越塚ら²⁵⁾は原子炉炉心を想定した体系で液滴と液膜の衝突現象を解析し、液滴が液膜に付着する際の液滴再飛散量を評価している。一方、山本ら³¹⁾は、スプレーサ周りの液滴挙動を解析するため、蒸気流をLESモデルで解き液滴挙動をOne-Way法で追跡するラグランジアン的手法を提案した。本手法をBWR燃料集合体に適用し、スプレーサ形状による液滴付着特性の違いを予測している。今後、このようなラグランジアン的手法を稠密炉心体系に適用すれば、③スプレーサ周りの液膜/液滴挙動モデルを解析的に評価することが期待される。

このように、詳細解析により得られた結果を用いて多次元効果を縮約したサブチャンネル

ル解析用構成方程式の開発/改良を実現する試みが進められている。今後の発展により、高価な実験装置を製作することなく、高温高压条件などの様々な状況下での現象の定量的な検討が実施され、その結果、解析的手法に基づいて高精度な構成方程式の開発へと発展することを期待する。

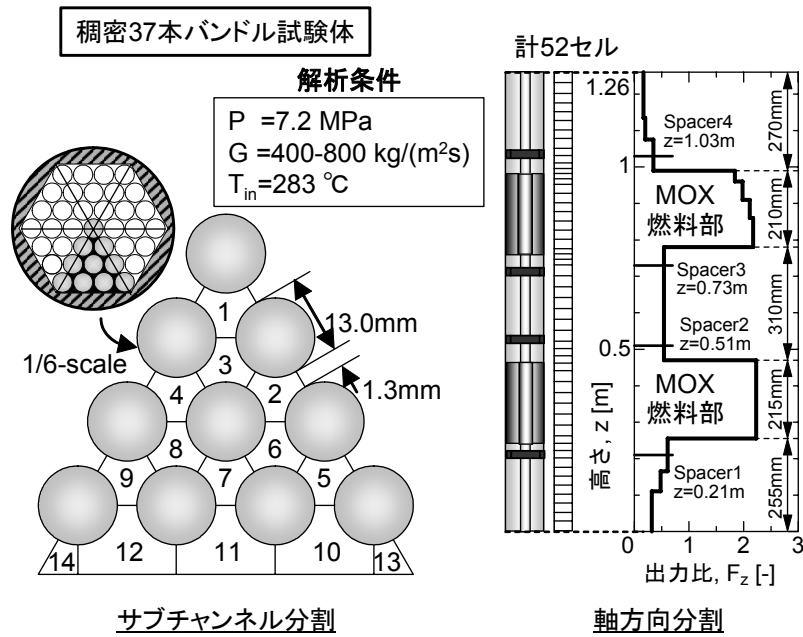


図 4.4-1 サブチャンネル解析による稠密 37 本バンドル試験解析のノーディング図

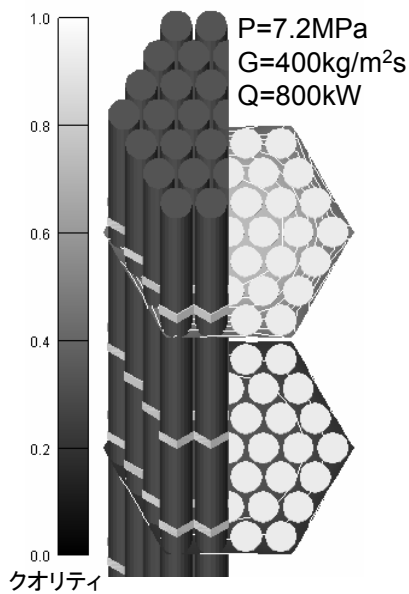


図 4.4-2 クオリティ分布解析結果

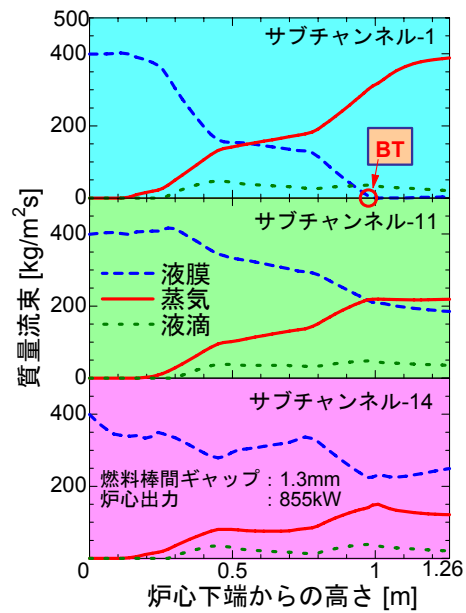


図 4.4-3 流量分布解析結果

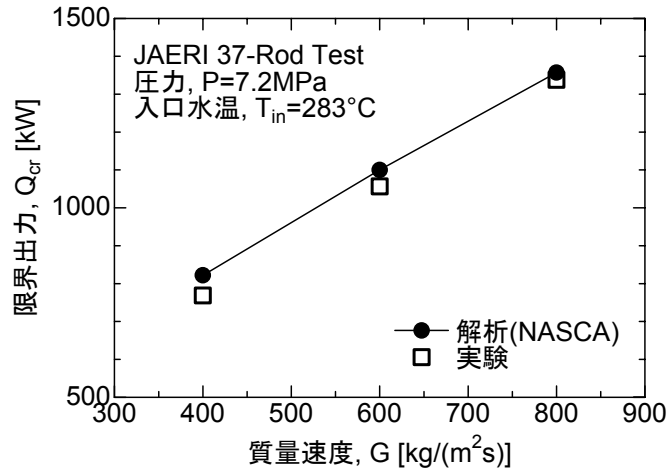


図 4.4-4 限界出力解析結果

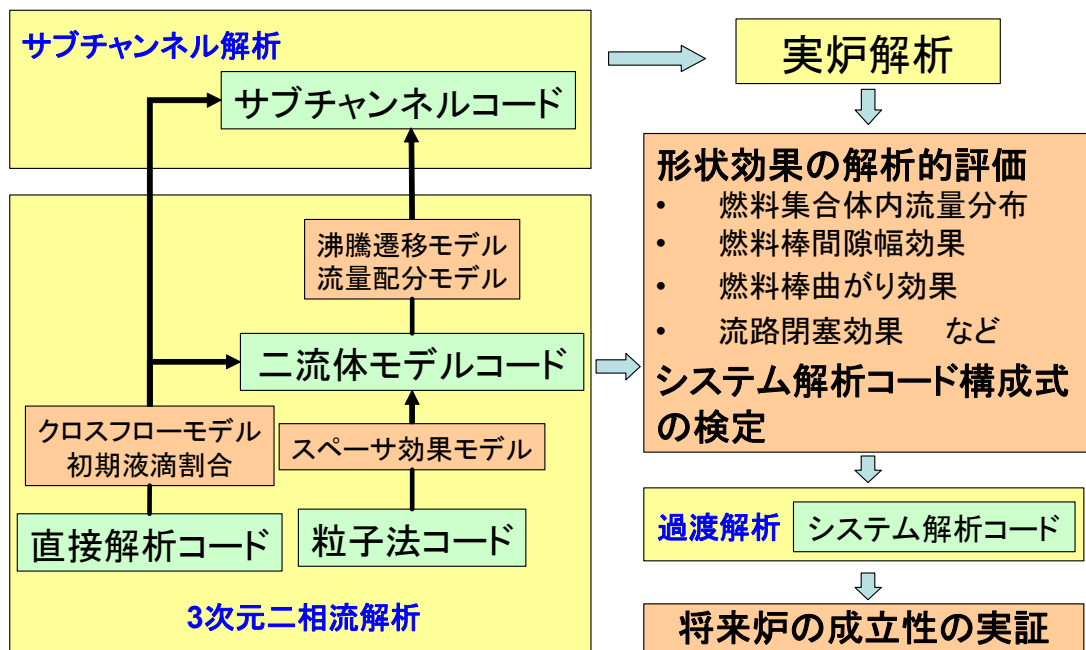


図 4.4-5 将来炉における Design by Analysis のフローチャート

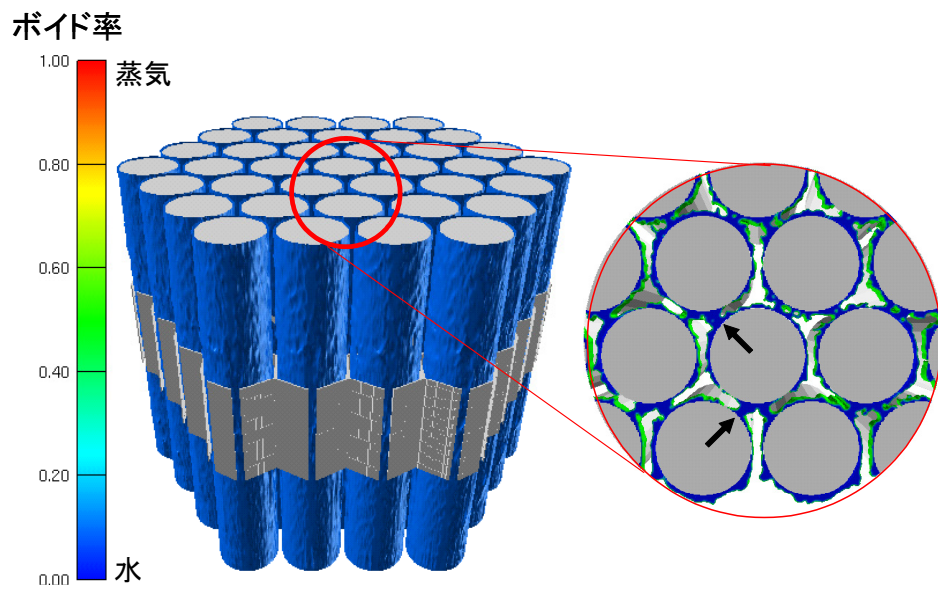


図 4.4-6 界面追跡法による稠密炉心における液膜の三次元分布の解析結果

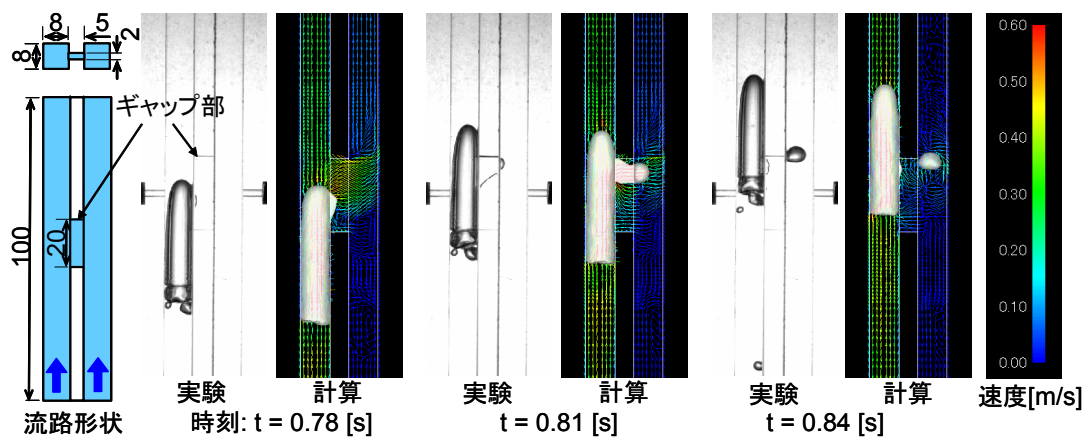


図 4.4-7 ギャップ部近傍の気液界面挙動の実験と解析との比較 (大気圧、水 - 空気系)

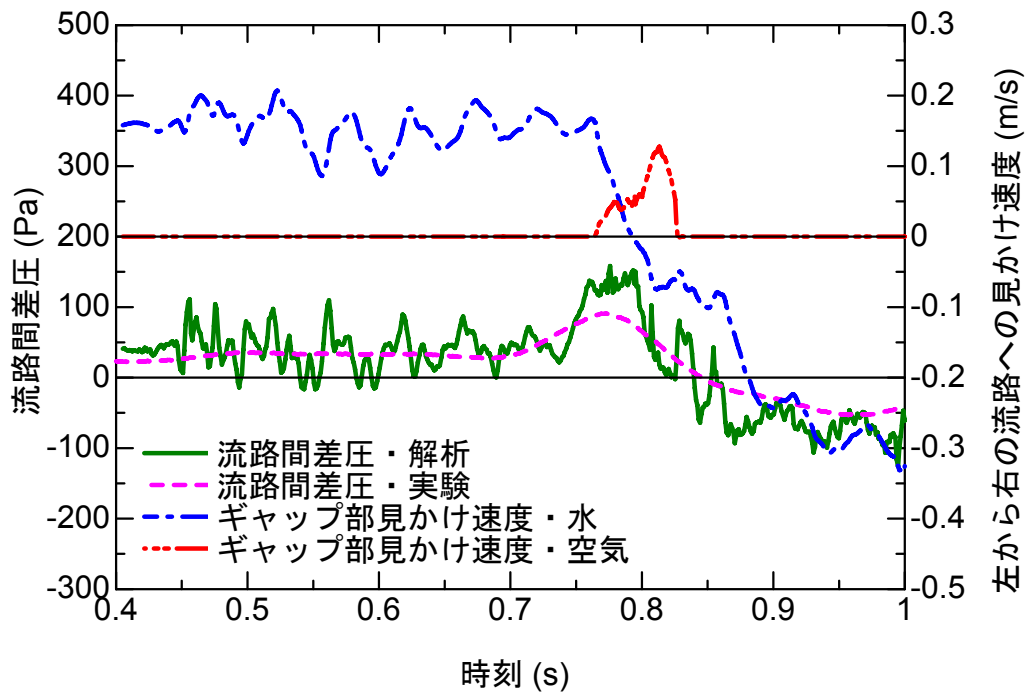


図 4.4-8 流路間差圧とギャップ部見かけ速度の時間変化

参考文献

- 1) T. Okubo et al., "Design Study on Reduced-Moderation Water Reactor (RMWR) Core for Plutonium Multiple Recycling", Proc. GENES4/ANP2003, 1145, Kyoto, Japan (2003).
- 2) C.L. Wheeler, et al., "COBRA-IV-I: An Interim Version of COBRA for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements and Cores", BNWL-1962, (1976).
- 3) S. Sugawara, "Analytical Prediction of CHF by FIDAS Code Based on Three-Fluid and Film-Dryout Model", J. Nucl. Sci. Technol., 27-1, 12-29, (1990).
- 4) H. Ninokata, et al., "Development of the NASCA Code for Prediction of Transient BT and Post BT Phenomena in BWR Rod Bundles", Proc. 4th Int. Seminar on Subchannel Analysis, 231-265, (1997).
- 5) M. Kureta, et al., "Experital Study on Void Fraction in Tight Lattice Rod Bundles", NURETH-10, Seoul, Korea, October 5-9, (2003).
- 6) M. Ishii, 1977, "One-Dimensional Drift-Flux Model and Constitutive Equations for Relative Motion between Phases in Various Two-Phase Flow Regimes", ANL Report ANL-77-47, (1977).
- 7) K. Mishima and T. Hibiki, "Some Characteristics of Air-Water Two-Phase Flow in Small Diameter Vertical Tubes", Int. J. Multiphase Flow, 22, pp.703-712, (1996).
- 8) J. Wurtz, "An Experimental and Theoretical Investigation of Annular Steam-Water Flow in Tubes and Annuli at 30 to 90 bar", RISO Report No. 372, RISO National Laboratory, Denmark, (1978).
- 9) Y. Murao, T. Iwamura and T. Okubo, "Improvement and Application of Subchannel Analysis Codes for Advanced Light Water Reactors", EPRI TR-I03188, Proc. of 2nd Int. Seminar on Subchannel Analysis, November (1993), pp.16-1~16-24.
- 10) A. H. Govan, G. F. Hewitt, D. G. Owen and T. R. Bott, "An Improved CHF Modeling Code", 2nd U.K. National Heat Transfer Conf., Glasgow, C175/88, (1988), pp.33-48.
- 11) P. B. Whalley, G. F. Hewitt and P. Hutchinson, "Experimental Wave and Entrainment Measurements in Vertical Annular Two-Phase Flow", U.K.A.E.A. report AERE-R7521, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England (1973).

- 12) K., Rehme, "Pressure Drop Performance of Rod Bundles in Hexagonal Arrangements", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15, 2499-2517 (1972).
- 13) K., Rehme, "Pressure Drop Correlations for Fuel Element Spacers", *Nuclear Technology*, 17, 15-23 (1973).
- 14) 日本原子力研究所・伝熱流動研究室, "高転換軽水炉の熱水力工学の研究", JAERI-M 91-055 (1991).
- 15) 玉井・他 4 名, "低減速軽水炉心における圧力損失評価方法の検討", 日本原子力学会 2003 年秋の大会, E6, 285 (2003).
- 16) R.T. Lahey Jr., et al., "Out-of-Pile Subchannel Measurements in a Nine Rod Bundles for Water at 1000 Psia", *Progress in Heat Transfer*, 6, Pergamon Press, 345-363 (1972).
- 17) M. Sadatomi, et al., "Two-Phase Void Drift Phenomena in a 2x3 Rod Bundle (Flow Redistribution Data and Their Analysis)", *Nureth-10*, (2003).
- 18) 大貫・他 5 名, "稠密格子ロッドバンドルでの気液二相流流量配分に関する研究", 混相流学会年次大会, (2003).
- 19) Schnurr, N. M. et al., "TRAC-PF1/MOD1 Code Manual", NUREG/CR-5673, Los Alamos National Laboratory, (1992).
- 20) The RELAP5 Development Team, "RELAP5/MOD3 Code Manual", NUREG/CR-5535, (Aug. 1995).
- 21) Anglart, H., Ji, W. and Gu, C-Y, "Numerical Simulation of Multidimensional Two-Phase Boiling Flow in Rod Bundles", *Pro. Int. Top. Mtg. Nucl. Thermal-Hydraulics*, 3, 1647, (1997).
- 22) Tomiyama, A. and Shimada, N., "Numerical Simulation of Bubble Columns Using a 3D Multi-Fluid Model", CD-ROM, of *Int. Conf. Multiphase Flow*, Lyon, (1998).
- 23) H. Yoshida et al., "Numerical Simulation of Void Drift using Interface Tracking Method", *Proc. NURETH 10*, 207, Seoul, Korea (2003).
- 24) N. Shirakawa, "Simulations of Two-Phase Flows and Jet Flows with the Particle Interaction Method", Doctor Thesis in Tokyo Univ., (2002).
- 25) S. Koshizuka, et al., "A Particle Method for Incompressible Viscous Flow with Fluid Fragmentation", *J. Comp. Fluid Dynamics*, 4, pp.29-46, (1995).

- 26) 玉井・富山, “三次元 ONE-WAY 気泡追跡法に基づく未発達気泡・スラグ流の予測 (第 1 報: モデル及び計算例)”, 機論 B 編, 70-692, 880-887, (2004).
- 27) Tomiyama, A. and Shimada, N., “(N+2)-Field Modeling for Bubbly Flow Simulation”, Computational Fluid Dynamics Journal, 9-4, 418-426, (2001).
- 28) Yoshida, H., et al., “Development of Predictable Technology for Thermal/Hydraulic Performance of Reduced-Moderation Water Reactors (3) - Current Status of Development of Three-Dimensional Two-Phase Flow Simulation Method -“, Proceedings of ICAPP’04, Pittsburgh, (2004).
- 29) 湊, “二流体モデルと粒子法を併用した気液二相流数値解析”, 弥生研究会 粒子法研究会 (第 7 回), (2003).
- 30) Takase, K., et al., “Large-Scale Water-Vapor Two-Phase Flow Simulations in Advanced Light Water Reactor Cores”, Proceedings of ICAPP’04, Pittsburgh, (2004).
- 31) Yamamoto, Y, et al., “Analytical Study on Effects of BWR Fuel Spacer on Droplet”, Nuclear Engineering and Design, 175, (1997).

5. 気泡流・スラグ流における構成方程式

5.1 二流体モデルにおける気泡流・スラグ流の構成方程式

本節で対象とする二流体モデルは「新しい気液二相流数値解析」[1]で述べている「微視的二流体モデル」であり、平均操作を行う空間スケールが流路の代表長さに比べて小さいケースに相当する。この「微視的二流体モデル」は、たとえば液相中に形成される乱れや速度勾配が気泡運動に影響を及ぼし、それにより相分布が変化するという微視的な現象を解析できる枠組みとなっている。使用する構成方程式が微視的な物理現象を適切にモデル化したものであれば流路の等価直径の影響や流路の拡大・縮小といった形状効果の定量的な評価に実験の代替として活用することができる。

本節ではいままで比較的多くの研究者によりモデル化が試みられてきた相変化のない気泡流での構成方程式を中心に、気泡の合体により形成された大気泡が混在する「スラグ流」領域のものも併せて概観し、構成方程式の評価の現状をまとめる。対象とした構成方程式は以下のものである：相間抗力、揚力、乱流拡散力、壁近傍の力、乱流モデル、気泡径（気液界面積）。

5.1.1 相間抗力

二流体モデルの構成方程式として基本的なものであるが、一次元解析用に開発されてきたものを多次元解析用にも適用できるとして使われる場合が多い。

代表的なものに、Ishii & Chawla [2]、Ishii & Mishima [3]のものがある。気泡の変形や流れの乱れが大きい場合、スラグ流に遷移した場合、等により分類して定式化している。解析コードに組み込むには各領域間の遷移条件を設定する必要があるが、一次元解析の場合に通常使われる遷移条件が多次元解析においても適用できるか否かは解析体系に応じて慎重に吟味する必要がある。

近年、Tomiyama ら[4, 5]は単一気泡の相間抗力と上昇速度を研究し、水質や気泡の変形挙動の影響を解明した。単一気泡ではあるが、微視的な観点から構成方程式を機構論的に再構築したものであり、次節に示すオイラー・ラグランジモデルも含めた微視的モデルのベースとして採用できる。Okawa ら[6]は Tomiyama らの相間抗力モデルに先行気泡の作るウェークの影響を考慮して内径約15cmの垂直管内蒸気/水二相流の相分布の予測に成功している。

5.1.2 揚力

「微視的二流体モデル」を構築する上で最も重要な構成方程式の一つであり、鞍型分布や流路中央でピークとなるコア型分布といった相分布を生み出す駆動力と考えられている。せん断流中の球形気泡に働く力をベースに議論されることが多いが、気泡の変形や流れの乱れが重畳する実際の流れ場でその考え方が適用できるか否かは必ずしも明確ではない。

鞍型分布からコア型分布への遷移には気泡径の増大と変形が関与することが、Tomiyama

ら[7, 8]の界面追跡法による解析と基礎実験により示唆された。Tomiyama らは球形気泡に対する関係と、気泡が大きくなり、変形した場合の影響を重畳する相関式を提案しており、Ohnuki & Akimoto[9]やOkawa ら[6]が内径 15cm 以上の大口径管を含む垂直管内の解析に適用している。以下に Tomiyama らの関係式を示す。

$$F_T = -C_T \rho_L (\vec{V}_G - \vec{V}_L) \times \text{rot} \vec{V}_L \quad (5.1-1)$$

ここで

$$C_T = C_{LF} + C_{TL} = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 \text{Re}), f(Eo_d)] & : Eo_d < 4, \\ f(Eo_d) & : 4 \leq Eo_d \leq 10.7, \end{cases}$$

$$f(Eo_d) = 0.00105 Eo_d^3 - 0.0159 Eo_d^2 - 0.0204 Eo_d + 0.474.$$

C_T : net transverse lift coeff.

C_{LF} : lift coeff., C_{TL} : transverse lift coeff.

Re: bubble Reynolds number.

Eo_d : Eötvös number using the maximum horizontal dimension of a bubble as a characteristic length.

5.1.3 乱流拡散力

気泡を拡散粒子と考え、分子拡散から類推した関係式をベースに導入が検討されているが研究例は少ない。Lahey ら[10]が気泡流解析への導入を試み、Ohnuki & Akimoto[9]は内径 20cm の大口径管内の乱流変動の測定データと「微視的二流体モデル」による解析から気泡径と渦スケールとの相対的な関係を考慮して定式化を試みている。ともに下記の関数形を使用し、乱流エネルギー k_{LT} 中の気泡により誘起される項を Ohnuki らは修正した。

$$F_{TD} = -C_{TD} \rho_L k_{LT} \nabla \alpha \quad (5.1-2)$$

ここで

C_{TD} : turbulent diffusion coeff.

$$k_{LT} = k_{LSI} + k_{Lbi}$$

k_{LT} : total turbulent kinetic energy

k_{LSI} : shear-induced turbulent energy

k_{Lbi} : bubble-induced turbulent energy

5.1.4 壁近傍の力

壁面上では液相の「滑りなし」の条件が想定できるため、壁近傍に近接した気泡は気泡と壁に挟まれた液相領域から力を受ける。壁面潤滑力 (Wall lubrication force、Wall lift force) と呼ばれるもので、Antal ら[11]が層流中を上昇する球形気泡に作用する壁面潤滑力を解析的及び数値的に検討し、相関式を提案した。Tomiyama ら[7]は Antal らの相関式を改良し、単一気泡による基礎実験を交えて下記を提案している。

$$F_w = -C_w f(r) \frac{1}{2} \rho_L \left| (\vec{V}_G - \vec{V}_L) \cdot \vec{n}_z \right|^2 \vec{n}_r \quad (5.1-3)$$

ここで

C_w : wall force coeff.

$$f(r) = d \left[\frac{1}{(R-r)^2} - \frac{1}{(R+r)^2} \right].$$

\vec{n}_z, \vec{n}_r : unit vectors in the axial and radial directions.

Antal ら、または Tomiyama らの相関式が使われるが、Antal らは層流条件で、Tomiyama らは静止水中での単一気泡の上昇軌跡から求められたものであり、乱れのある実際の流動場での適用性は明確ではない。実際、Ohnuki ら[9]は内径 20cm の大口径管内気泡流の解析で Tomiyama らの相関式を使っているが、力の作用する範囲を壁から気泡径の半分までとし、力の大きさも調整している。

5.1.5 乱流モデル

多次元解析の精度や汎用性を向上させる上で不可欠のモデルであり、今まで気泡流を対象とした研究は比較的多く行われてきた。代表的なものは「新しい気液二相流数値解析」[1]に述べられており、Kataoka らの混合距離を用いた一方程式モデル[12]、Bertodano らの提案する k-ε 乱流モデル[13]が挙げられる。共に発達した円管内気泡流の液相速度勾配や乱流強度を良く予測している。今後、これらの代表的な考え方の適用性の検証やベースとしている気泡誘起乱流の考え方の妥当性を界面追跡法等のより詳細な数値解析で評価する研究が望まれる。

5.1.6 気泡径 (気液界面積)

気液二相流の数値解析にとって解析の次元によらず最も重要な構成式の一つである。特に、

本節で述べている「微視的二流体モデル」ではここまでの各構成式の説明にあるように、気泡径の増大による気泡の変形により影響を受ける効果を取り込んだものが多く、精度の高い汎用的なモデルが望まれる。

気泡径の予測には気泡の安定性／分裂と気泡同士の合体をそれぞれモデル化して対処する必要がある。TRAC[14]に代表されるシステム解析コードでは臨界ウェーバ数とボイド率による重み付けで大気泡への遷移をモデル化しており、臨界ウェーバ数としては5～7.5の値を採用している。システム解析コードは開発の段階から多くの検証も並行して遂行されてきているが、気泡径に着目した検証はほとんど無く、積分されたシステム実験に対する検証がほとんどであり、汎用性と精度については今後の検証が待たれる。実際、Ohnukiら[9]は内径20cmの垂直管内空気／水二相流の気泡径の予測において、TRACモデルに気泡と液相渦との相互作用を考慮した補正項を導入している。

気泡の合体と分裂のモデル化については近年いくつかの報告がある。代表的なものにHibiki & Ishii[15, 16]の界面積濃度輸送方程式に関する研究が挙げられ、合体については玉井と富山[17, 18]による気泡流からスラグ流への遷移過程の予測研究が挙げられる。ともに重要な素過程をモデル化し、実験によりその妥当性を確かめている貴重なものである。界面積濃度輸送方程式の研究では、多次元を考慮したモデルの構築は実験による検証が困難との理由から一次元モデルの構築を目指している。システム解析コードの流動様式マップを動的なものに変えたいとの背景から研究を組み上げている。玉井らは次節に示す気泡追跡法と組み合わせで検討している。界面積濃度輸送方程式等の気泡の合体／分裂を動的に扱う解析手法は助走域での予測にその真価が発揮されるものであり、また、原子炉システム内はほとんどが助走域と見ても良いような複雑な体系であることを考えると、上述したTRACモデルに代表される簡便法の適用性を確かめるうえで重要な研究領域と考えられる。

5.1 節の参考文献

- [1] 秋山守、有富正憲監修「新しい気液二相流数値解析」、コロナ社、2001.
- [2] M. Ishii, T. C. Chawla, Local drag laws in dispersed two-phase flow, NUREG/CR-1230 ANL-79-105 (1979).
- [3] M. Ishii, K. Mishima, Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations, Nucl. Eng. Design 82 (1984) 107-126.
- [4] A. Tomiyama et al., Drag coefficients of single bubbles under normal and micro gravity conditions, JSME Int. J. Series B 41[2] (1998) 472-479.
- [5] A. Tomiyama et al., Terminal velocity of single bubbles in surface tension force dominant regime, Int. J. Multiphase Flow 28 (2002) 1497-1519.
- [6] T. Okawa et al., New interfacial drag force model including effect of bubble wake (II), Model validation using experimental data of steam-water bubbly flow in large-diameter pipes, J. Nucl.

- Sci. Technol. 36[11] (1999) 1030-1040.
- [7] A. Tomiyama et al., Effects of eötvös number and dimensionless liquid volumetric flux on lateral motion of a bubble in a laminar duct flow, *Advances in Multiphase Flow* (1995) 3-15.
- [8] A. Tomiyama et al., Transverse migration of single bubbles in simple shear flows, *Chem. Eng. Sci.* 57 (2002) 1849-1858.
- [9] A. Ohnuki, H. Akimoto, Model development for bubble turbulent diffusion and bubble diameter in large vertical pipes, *J. Nucl. Sci. Technol.* 38[12] (2001) 1074-1080.
- [10] R. T. Jr. Lahey et al., Phase distribution in complex geometry conduits, *Nucl. Eng. Design* 141 (1993) 177.
- [11] S. P. Antal et al., Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow* 17[5] (1991) 635-652.
- [12] I. Kataoka, A. Serizawa, Modeling and prediction of turbulence in bubbly two-phase flow, *Int. Conf. Multiphase Flow (ICMF-Kyoto)* (1995).
- [13] M. Lopez de Bertodano et al., Development of k- ϵ model for bubbly two-phase flow, *J. Fluids Eng.* 116 (1994) 128-134.
- [14] D. R. Liles et al., TRAC-PF1/MOD1 correlations and models, NUREG/CR-5069, LA-11208-MS (1988).
- [15] T. Hibiki, M. Ishii, Development of one-group interfacial area transport equation in bubbly flow systems", *Int. J. Heat & Mass Transfer* 45 (2002) 2351-2372.
- [16] T. Hibiki, M. Ishii, Two-group interfacial area transport equations at bubbly-to-slug flow transition, *Nucl. Eng. Design* 202 (2000) 39-76.
- [17] 玉井秀定、富山明男, 三次元 One-Way 気泡追跡法に基づく未発達気泡・スラグ流の予測 (第1報、モデル及び計算例), *機論 B* 70[692] (2004) 880-887.
- [18] 玉井秀定、富山明男, 三次元 One-Way 気泡追跡法に基づく未発達気泡・スラグ流の予測 (第2報、実験結果と計算結果の比較), *機論 B* 70[692] (2004) 888-895.

5.2 オイラー・ラグランジモデルにおける気泡流の構成方程式

気液二相流の流動様相は、流路形状や気相と液相の物性値および流量条件等により大きく変化する。このため、ある特定の条件下で信頼性の高い数値解を与えるように意図された二相流の数理モデルがいくつか提案されている。オイラー・ラグランジモデルは、このようなモデルの一つであり、気泡流、スラグ流、液滴流といった分散流の解析を高精度に行うことを目的に開発が行われている。本モデルでは、気泡や液滴といった分散粒子の挙動をラグランジ座標を用いて個別に解析する。したがって、サイズ、位置、速度などの情報が分散粒子個別に計算されるため、時間平均、空間平均あるいはアンサンブル平均等に基づく平均量を計算する二流体モデルと比較して原理的により詳細な情報が得られる。この結果、(1) 分散粒子の径分布を容易に考慮できる、(2) 分散粒子の合体・分裂をより機構論的な方法でモデル化できる、(3) 気泡流からスラグ流に至る流動様式遷移を流動様式線図を用いずに自然に計算できる等の点で二流体モデルよりも有利となる。一方、(1) 分散流以外の流動様式には適用できない、(2) 気泡の合体・分裂に代表される分散粒子間での相互作用の記述に多数の構成式を必要とする等の点は、二流体モデルと比較した場合の欠点といえよう。本節では、オイラー・ラグランジモデルに基づく気泡流解析で、これまでに使用実績のある基礎式と構成式について解説する。

5.2.1 基礎式

(1) 気泡に対する基礎式

オイラー・ラグランジモデルでは、個々の気泡を粒子として捉え、各気泡に関する質量保存則、運動量保存則および位置の時間変化を下記で表す[1]。

$$\frac{d}{dt}(\rho^i V^i) = 0 \quad (5.2-1)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho^i \mathbf{u}^i) = -\nabla P^i + \rho^i \mathbf{g} + \mathbf{m}^i \quad (5.2-2)$$

$$\frac{d\mathbf{x}^i}{dt} = \mathbf{u}^i \quad (5.2-3)$$

ここで、 t は時間、 ρ は密度、 V は体積、 \mathbf{u} は速度、 P は圧力、 \mathbf{g} は重力加速度、 \mathbf{m} は相間作用力、 \mathbf{x} は位置、上付き添字の i は i 番目の気泡を表す。なお、等温系で相変化はないものとした。上式中で、相間作用力 \mathbf{m} について構成式を用いた評価が必要となる。

(2) 液相に対する基礎式

オイラー・ラグランジモデルにおける液相の取扱い方法は様々であるが、One-Way法とTwo-Way法に大別できる。One-Way法では、何らかの乱流モデルや円管内乱流であればべ

き乗則等を用いて液相の平均速度場の評価を行う[2-4]。したがって、その取扱いは単相流解析の場合と同様である。一方、Two-Way 法では、以下に示す二流体モデルとほぼ同様の基礎式を使用する。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \mathbf{u}_l) = 0 \quad (5.2-4)$$

$$\alpha_l \rho_l \left[\frac{\partial \mathbf{u}_l}{\partial t} + \mathbf{u}_l \cdot \nabla \mathbf{u}_l \right] = -\alpha_l \nabla P_l + \nabla \cdot [\alpha_l (\boldsymbol{\tau}_l + \boldsymbol{\tau}_l^{Re})] + \alpha_l \rho_l \mathbf{g} + \mathbf{M}_l \quad (5.2-5)$$

ここで、 α_l は体積率、 $\boldsymbol{\tau}_l$ は粘性応力、 $\boldsymbol{\tau}_l^{Re}$ は乱流応力、 \mathbf{M}_l は相間作用力、下付き添字の l は液相を表す。オイラー・ラグランジモデルでは気泡挙動を普通多次元的に取扱うため、液相挙動も多次元的に取扱う場合もあるが[5,6]、原子炉安全解析等によく使用される一次元二流体モデルを発展させるという立場から液相に対しては空間一次元の保存則を使用する場合もある[1,7,8]。Two-Way 法では、式(5.2-5)中の α_l および \mathbf{M}_l を評価するため、液相挙動を記述する式を次式を用いて気泡に対する保存式とカップリングして解く必要がある。

$$\sum_i \frac{V^i \zeta_j^i}{V_j} + \alpha_l = 1 \quad (5.2-6)$$

$$\sum_i \mathbf{m}^i \zeta_j^i + \mathbf{M}_l V_j = 0 \quad (5.2-7)$$

ここで、 ζ_j^i は計算セル j に含まれる i 番目の気泡の割合を表す。ただし、気泡と液相に用いる保存則の性質が異なるために、上式によりカップリングを行うと特に気泡サイズがセルサイズに比して無視できない場合に数値振動を生じる原因となる場合がある。このため、数値振動を緩和するための方策がいくつか提案されている[1,9,10]。

5.2.2 構成式

(1) 相間作用力

オイラー・ラグランジモデルは、気泡の形状をも計算対象とする界面追跡法とは異なり、気泡周囲に形成される局所的な流れ場を計算しない。したがって、式(5.2-2)中の気泡に作用する相間抗力 \mathbf{m} は構成式により評価する必要がある。相間作用力 \mathbf{m} の評価に用いられる構成式は二流体モデルの場合と共通点が多い。これは、オイラー・ラグランジモデルが個々の気泡の挙動を計算するのに対し、二流体モデルで使用される構成式が単一気泡挙動に関する実験データを基礎としていることによる。相間作用力 \mathbf{m} は、いくつかの要素の和として表現できると仮定される場合が多く、よく使用される構成要素として、抗力 \mathbf{m}_D 、せん断揚力 \mathbf{m}_{SL} 、壁面揚力 \mathbf{m}_{WL} 、仮想質量力 \mathbf{m}_{VM} の4種類があげられる。これら各要素の評価法として数多くのモデルが提案されている。以下に、比較的使用頻度が高いと思われるモデルを紹介

する。抗力 m_D は、次式により評価する。

$$m_D = \frac{3}{4d_b} C_D \rho_l |\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l^b| (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l^b) \quad (5.2-8)$$

ここで、抗力係数 C_D の評価には、静止水中における単一気泡の上昇速度に基づく実験相関式を使用するケースが多い。一例として、Tomiyama 等は中程度に汚れた液中を上昇する気泡に対して以下の相関式を提案している[11].

$$C_D = \max \left\{ \min \left[\frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \frac{72}{Re} \right], \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right\} \quad (5.2-9)$$

ここで、 Re は気泡レイノルズ数、 Eo はエトベス数である。抗力を計算する際に使用される液相の参照速度 \mathbf{u}_l^b は、気泡の重心位置で評価される平均液速度を使用するのが基準であるが、先行気泡の形成する渦の影響による速度上昇分を考慮に入れるといった工夫もよく行われる[1-3,8]。また、気泡径が流路径に比して無視できない場合に生じる気泡上昇速度の低下や液相中の乱れに起因する速度低下を抗力に関する相関式を介して考慮に入れる試みも行われている[8].

気泡がせん断流れ場中を移動する場合、気泡には揚力が作用する。その評価式は普通以下で与えられる。

$$m_{SL} = C_L \rho_l (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l) \times (\nabla \times \mathbf{u}_l) \quad (5.2-10)$$

Auton の行った理論解析の結果によれば、非粘性流体でせん断があまり大きくなく、かつ気泡が球形である場合には、揚力係数 C_L の値は 0.5 となる[12]。しかし、 C_L は液体の粘性、せん断の大きさ、気泡の変形の影響を受けるようであり、特に気泡が比較的大きく変形が顕著な場合には負の値をとり得ることが指摘されている。Tomiyama は、気泡径の影響を考慮した C_L の相関式として次式を提案している[13].

$$C_L = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 Re), f(Eo_d)] & (Eo_d < 4) \\ f(Eo_d) & (4 < Eo_d < 10.7) \end{cases} \quad (5.2-11)$$

$$f(Eo_d) = 0.00105 Eo_d^3 - 0.0159 Eo_d^2 - 0.0204 Eo_d + 0.474 \quad (5.2-12)$$

ここで、下付き添字の d は気泡の水平方向最大長さを代表長さとして用いることを表す。

気泡が壁の近くを移動すると、気泡周囲の流れ場および圧力場が非対称となり、気泡が壁から遠ざかる方向に力を受ける場合がある。これを壁面揚力あるいは壁面潤滑力と呼ぶ。Antal 等は、層流中を運動する球形気泡に関して理論解析および数値解析を実施し、この結果を基に壁面揚力 m_{WL} の評価式として次式を提示している[14].

$$m_{wL} = \rho_l U_R^2 \left[-\frac{2}{d_b} (0.104 + 0.06U_R) + \frac{0.147}{y_b} \right] n_w \quad (5.2-13)$$

ここで、 U_R は壁と水平方向の気液間相対速度、 y_b は気泡と壁との距離、 n_w は壁面単位法線ベクトルである。

仮想質量力 m_{VM} は、次式により計算される。

$$m_{VM} = C_{VM} \rho_l \left(\frac{du_b}{dt} - \frac{du_l}{dt} \right) \quad (5.2-14)$$

仮想質量係数 C_{VM} については、他気泡の影響や揚力係数との関係等についても研究がなされているが、非粘性流体中の単一球気泡に対する標準値 ($C_{VM} = 0.5$) [15] を使用する場合が多いようである。

(2) 気泡の揺動運動

気泡流中の気泡が呈する複雑かつ確率論的な揺動運動は、時間平均ボイド率分布に大きく影響する。したがって、オイラー・ラグランジモデルでは気泡の揺動運動を適切にモデル化する必要がある。Trapp 等[1]および Tomiyama 等[16]は、決定論的に計算された気泡速度に揺動成分を加えることにより、気泡位置の時間変化を計算している。

$$x_b(t + \Delta t) = x_b(t) + (\bar{u}_b + u'_b) \Delta t \quad (5.2-15)$$

一方、Okawa 等は気泡運動を計算する際に使用される参照液相速度に揺動成分を考慮することにより、気泡の揺動運動をモデル化している[8,17].

$$u_l^b = \bar{u}_l + u'_l \quad (5.2-16)$$

揺動運動を引き起こす原因としては、せん断流れに起因する乱れ成分、他気泡の液相との相対運動により誘起される乱れ成分、静止水中の単一気泡でも見られる気泡固有の揺動運動などが考慮される[1,7,8,16-18].

(3) 気泡の合体

二流体モデルでは、気泡流からスラグ流への流動様式遷移をボイド率等の情報を用いて流動様式線図により判定する必要がある。一方、オイラー・ラグランジモデルでは各気泡の位置および速度が個別に計算されるため、気泡の合体の帰結としてスラグ流への流動様式遷移を自然に計算できる可能性がある。ただし、スラグ流への流動様式遷移を計算するためには、気泡の合体を適切にモデル化しなければならない。しかし、異なる気泡が十分に接近してから合体に至るまでの過程はきわめて複雑で、正確なモデル化には困難を伴う。初期の解析では、オイラー・ラグランジモデルによる解析で気泡の重なりが生じた場合に必ず合体に至るとの単純な過程が使用されたが[1]、より近年の解析では気泡の合体を確率的な事象として捉えている[16].

(4) 沸騰流の解析

管内強制対流サブクール沸騰を対象としたオイラー・ラグランジモデルに基づく数値解析も近年いくつか行われている[4,18]. 加熱壁面上の発泡核で形成された直後の気泡の挙動はかなり複雑であり[19], 主に非加熱系二相流の実験データに基づく相関式では予測精度が不十分となる場合も多い. このため, 実験データの蓄積と高信頼性の相関式の開発は今後の課題である. サブクール沸騰では, 壁面熱流束は液相の温度上昇または気泡の生成に消費される. したがって, 全壁面熱流束のうち, 相変化に消費される割合も構成式により与える必要がある. この他, 伝熱面上の沸騰核密度, 気泡の生成周期, サブクール液中における気泡凝縮熱伝達率等も評価する必要があり, 準備すべき構成式は数多い. これらの諸量を決定する物理は十分に理解されてはいないが, いくつかの相関式が解析に使用されている. これらは5.4節で述べられる.

5.2 節の参考文献

- [1] J. A. Trapp and G. A. Mortensen, A Discrete Particle Model for Bubble-Slug Two-Phase Flows, *Journal of Computational Physics* 107 (1993) 367-377.
- [2] I. Zun, The mechanism of bubble non-homogeneous distribution in two-phase shear flow, *Nuclear Engineering and Design* 118 (1990) 155-162.
- [3] A. Tomiyama, K. Miyoshi, H. Tamai, I. Zun, T. Sakaguchi, A bubble tracking method for the prediction of spatial-evolution of bubble flow in a vertical pipe, *Proceedings of 3rd International Conference on Multiphase Flow* (1998).
- [4] I. Kljenak, G. C. Park, B. Mavko, T. Lee, Simulation of subcooled nucleate boiling in a vertical annulus with a bubble-tracking model, *Proceedings of 5th International Conference on Multiphase Flow* (2004).
- [5] 村井祐一・松本洋一郎, 気泡ブルームの微細流動構造の数値解析 (第1報, ラグランジュ法による気泡流の数値解析), 日本機械学会論文集 B 63 (1997) 2277-2282.
- [6] A. Tomiyama, I. Zun, H. Higaki, Y. Makino, T. Sakaguchi, A three-dimensional particle tracking method for bubbly flow simulation, *Nuclear Engineering and Design* 175 (1997) 77-86.
- [7] H. Pokharna, M. Mori, V. H. Ransom, The particle fluid model and using Lagrangian representation in two-phase flow, *Nuclear Engineering and Design* 175 (1997) 59-69.
- [8] T. Okawa, I. Kataoka, M. Mori, Numerical simulation of lateral phase distribution in turbulent upward bubbly two-phase flows, *Nuclear Engineering and Design* 213 (2002) 183-197.
- [9] A. Tomiyama, Y. Makino, I. Zun, T. Sakaguchi, Bubble shape modeling for a 3D two-way bubble tracking method, *Proceedings of International Conference on Multiphase Flow* (1998).
- [10] T. Okawa, Y. Suzuki, I. Kataoka, M. Aritomi, M. Mori, Numerical implementation of interfacial drag force for one-dimensional, two-way bubble tracking method, *Journal of Nuclear Science*

and Technology 37 (2000) 387-396.

- [11] A. Tomiyama, I. Kataoka, I. Zun, T. Sakaguchi, Drag coefficient of single bubbles under normal and micro gravity conditions, *JSME International Journal B* 41 (1998) 472-479.
- [12] T. R. Auton, The lift force on a spherical body in a rotational flow, *Journal of Fluid Mechanics* 183 (1987) 199-218.
- [13] A. Tomiyama, Struggle with computational bubble dynamics, *Proceedings of 3rd International Conference on Multiphase Flow* (1998).
- [14] S. P. Antal, R. T. Lahey, J. E. Flaherty, Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow, *International Journal of Multiphase Flow* 13 (1991) 309-326.
- [15] D. A. Drew, R. T. Lahey, The virtual mass and lift force on a sphere in rotating and straining inviscid flow, *International Journal of Multiphase Flow* 13 (1987) 113-121.
- [16] A. Tomiyama, H. Tamai, S. Hosokawa, Velocity and pressure distributions around large bubbles rising through a vertical pipe, *Proceedings of 4th International Conference on Multiphase Flow* (2001).
- [17] T. Okawa, K. Araki, K. Yoshida, T. Matsumoto, I. Kataoka, M. Mori, Numerical simulation of single bubbles located in turbulent flow in vertical pipes using bubble tracking method, *Japanese Journal of Multiphase Flow* 15 (2001) 165-174.
- [18] Y. F. Rao, K. Hori, A. Tomiyama, H. Tamai, Numerical modeling of two-phase bubbly flows in a subcooled boiling channel with a three-dimensional particle-tracking method, *Proceedings of 4th JSME-KSME Thermal Engineering Conference* (2000).
- [19] T. Okawa, T. Ishida, I. Kataoka, M. Mori, Bubble rise characteristics after the departure from a nucleation site in vertical upflow boiling of subcooled water, *Nuclear Engineering and Design* (2005).

5.3 気泡流・スラグ流におけるデータベース

5.1 及び 5.2 節において気泡流及びスラグ流の流動様式の範囲に適用できる構成方程式についてまとめた。多次元二相流解析の信頼性を高める為には、信頼性のある実験データベース (DB) による検証が必要である。その検証結果により、解析に採用する構成方程式の適用の妥当性が確認できることとなる。

本節では多次元二相流解析の検証に適用できる気泡流・スラグ流における実験 DB を紹介する。

5.3.1 データベースの条件、分類、情報項目

(1) データベースの条件

多次元二相流解析を検証する上で、実験 DB に求められる条件としては以下の項目が挙げられる：

- ① 解析を実行する際に必要となる流体の諸条件に関する情報が備わっていること
- ② 流路、計測点位置等の解析対象領域の空間的な幾何形状に関する情報が備わっていること
- ③ 多次元的（軸方向、径方向等）な流動挙動の変遷に関する情報が備わっていること
- ④ 計測手法に信頼性があること

これらの条件をほぼ満たす実験 DB を掲載した文献を『推奨実験 DB』として、実験体系・実験パラメータ・計測結果等を詳細に 5.3.2 に記す。またこれに順ずる実験 DB を掲載した文献は『参考文献 DB』として、その文献に含まれる各種情報項目を整理して 5.3.3 に一覧を記す。

(2) データベースの分類

文献を整理するに当たって、本節で扱う気泡流・スラグ流の範囲を以下の 3 つに分類した。

- ① 小口径管（内径 < 100mm）における気泡流・スラグ流
- ② 大口径管（内径 > 100mm）における気泡流・スラグ流
- ③ サブクール沸騰

ここで、小口径管と大口径管とを分離して扱うことにする理由としては、これまでの研究において双方の流動挙動に違いが存在することが示唆されているからである。例えば、Kataoka & Ishii[1] は種々の空気／水二相流実験データに対してドリフトフラックスモデルを適用した場合、ドリフト速度が管径 100mm までは増大し、管径 100mm 以上ではほぼ一定値となることを示した。更にその後、無次元の流路等価直径 $D_H^* = D_H / (\sigma / g \Delta \rho)^{0.5} = 30$ （水・空気系大気圧条件でおよそ $D_H = 75\text{mm}$ ）を境界に、ドリフト速度の異なる相関式を用いる手法を提案している。尚、この $D_H^* = 30$ は物理的には安定した cap 気泡が存在し得る最大口径を意味することとなる。また Ohnuki & Akimoto[2] は、口径 200mm の鉛直円管における空気／水二相流の流動様式線図を作成し、小口径管にて得られた気泡流・スラグ流境界線と比較した結果、大口径管においてはその境界線が低 J_G 側にシフトすることを示した。以上のことを踏まえて、本節では気液二相流の流動挙動に違いが存在する小

口径管と大口径管とを、便宜的に管径 100mm を境に分離して関連文献を分類・整理した。

一方、サブクール沸騰に関しては、単純な管内気液二相流とは実験体系や実験パラメータが異なる為、小口径管あるいは大口径管とは独立させて別途分類することとした。

(3) データベースの情報項目

参考文献 DB の構築において、各文献に含まれる実験に関する各種情報を分類・整理する必要がある。ここでは、実験 DB を流動数値解析の検証に用いることを念頭におき、以下の項目について情報を抽出し、整理した。

① 流体の種類

水・蒸気、水・空気、フロン等

② 流路形態

鉛直 or 水平、平行流 or 対向流、円管 or 矩形、水力等価直径 D_H 、 L/D

③ 熱流動条件

(ア) 非沸騰流：圧力、温度、気相体積流束 J_G 、液相体積流束 J_L

(イ) 沸騰流：圧力、温度、サブクール度、質量流量、熱流束

④ 気相発生形態

(ア) 非沸騰流の気液混合部体系：sinter、porous、needle、初期気泡径

(イ) 沸騰流の加熱器仕様：ヒータ外形・本数、有効加熱長、加熱器容量

⑤ 計測項目

ボイド率、各相流速、気泡径、界面積濃度、乱流強度等

⑥ 計測手法

resistivity probe、optical probe、hot film anemometer、LDA、gamma densitometer 等

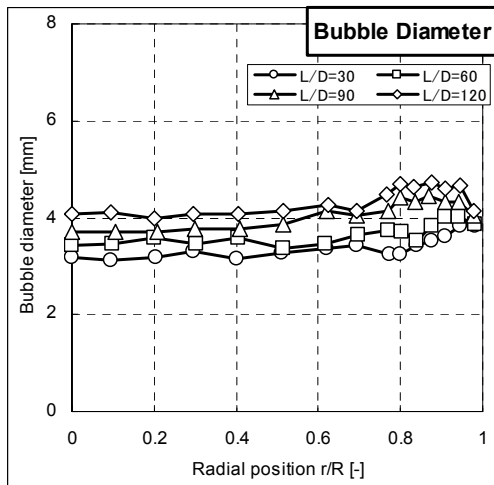
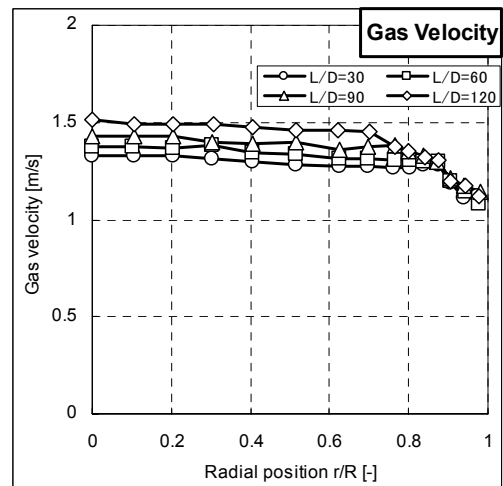
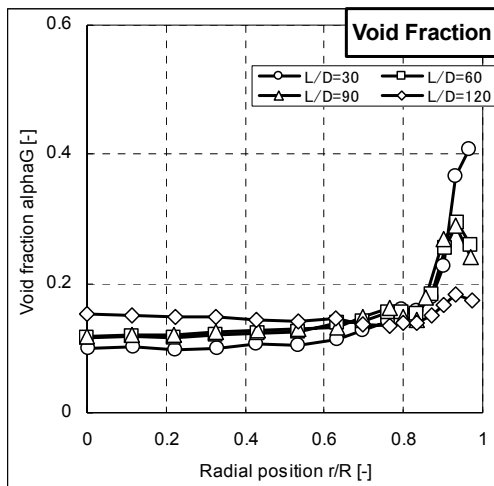
5.3.2 推奨実験データベース

先に述べたデータベースの条件をほぼ満たしていると考えられる推奨実験データベースとして、小口径管、大口径管及びサブクール沸騰に対して、ここでは以下の文献を紹介する。

- ・ 小口径管①：Liu, T. J., Int. J. Multiphase Flow (1993)
- ・ 小口径管②：Grossetete, C., Proc. ICMF '95 (1995)
- ・ 小口径管③：Paranjape, S., Ishii, M., et al., Proc. ICONE-11 (2003)
- ・ 大口径管①：Ohnuki, A. & Akimoto, H., Int. J. Multiphase Flow (2000)
- ・ 大口径管②：Shen, X., Mishima, K., et al., Proc. ICONE-11 (2003)
- ・ 大口径管③：Yoneda, K., Okawa, Y., et al., Nuclear Eng. Design (2002)
- ・ サブクール沸騰①：Lee, T. H., Park, G. C., et al., Int. J. Multiphase Flow (2002)

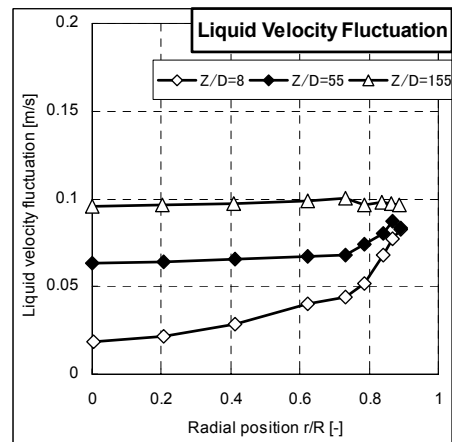
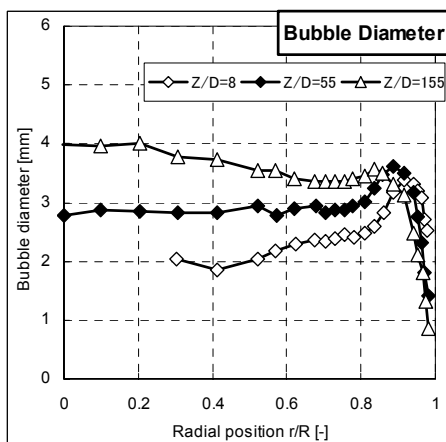
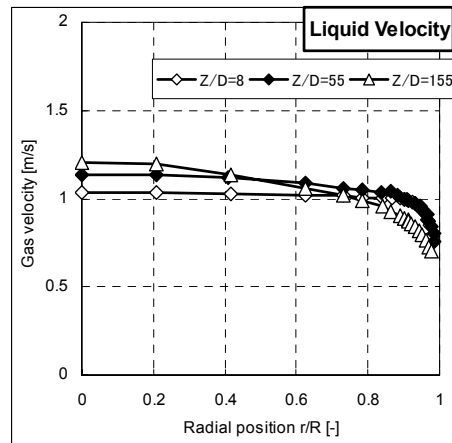
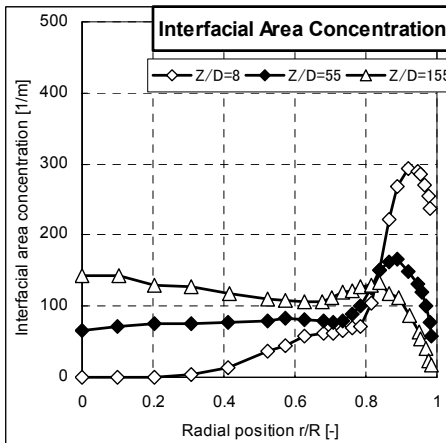
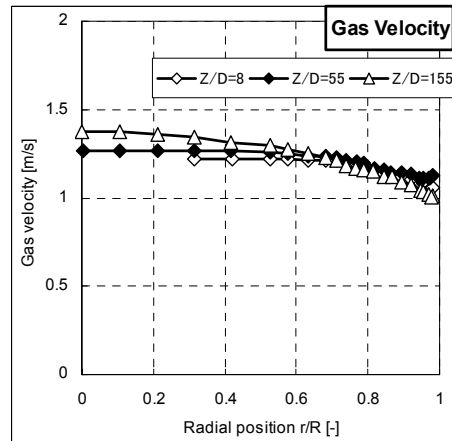
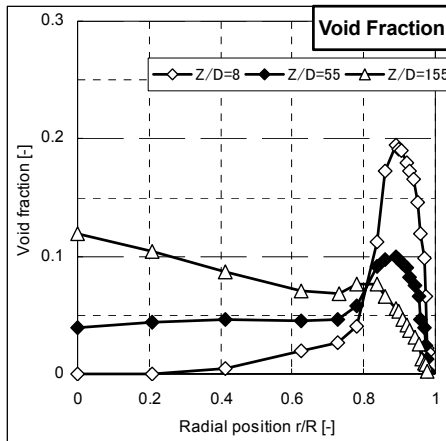
これらの各文献に記された多次元実験データベースをこれより示す。

推奨実験 DB 番号	小口径管①-1
著者名	Liu, T. J.
文献名	Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel
出典	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19, No. 1, pp. 99-113, (1993)
流体条件等	水・空気系、大気圧、鉛直管内上昇流、 $D=57.2\text{mm}$ 、 $L/D=30\sim 120$ 、 $J_G=0.2\text{m/s}$ 、 $J_L=1.0\text{m/s}$ 、



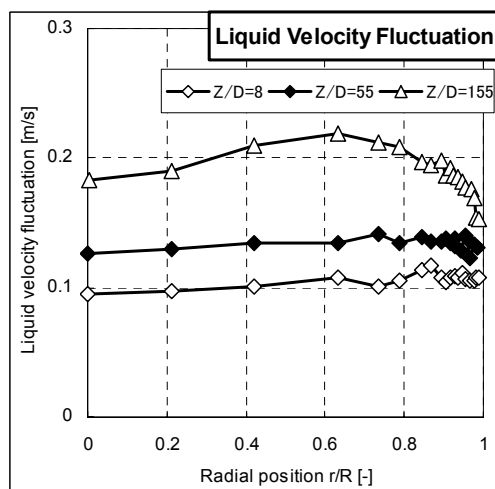
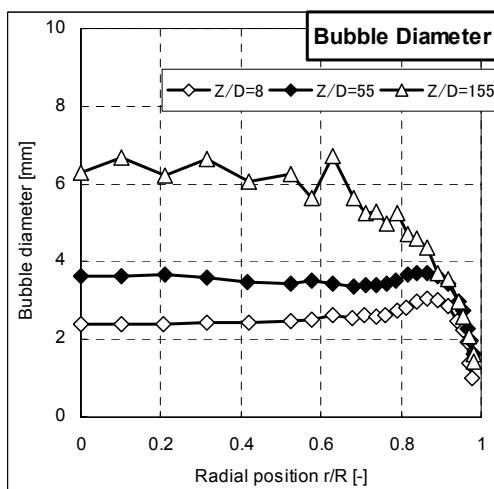
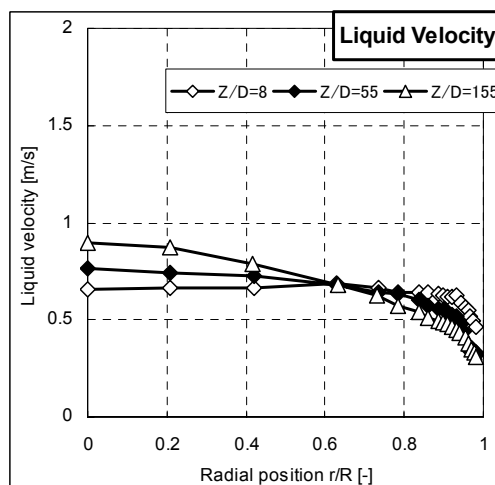
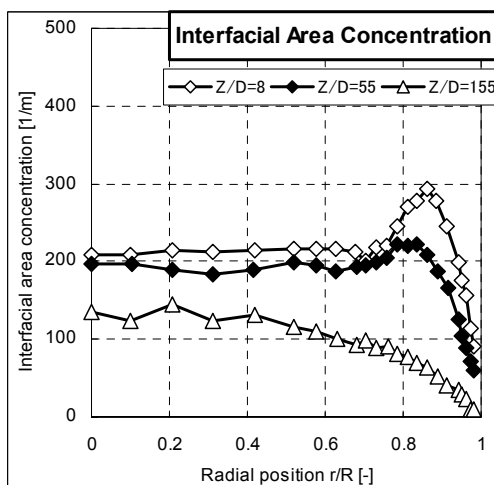
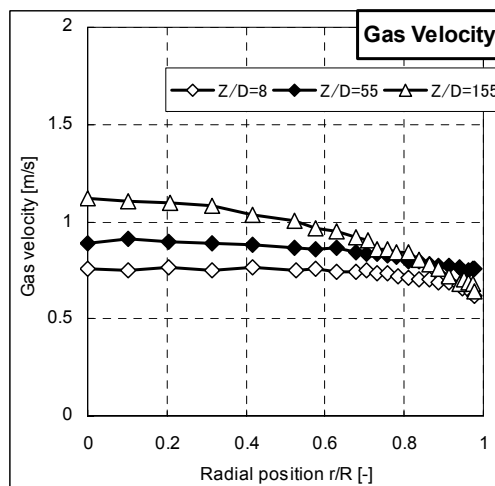
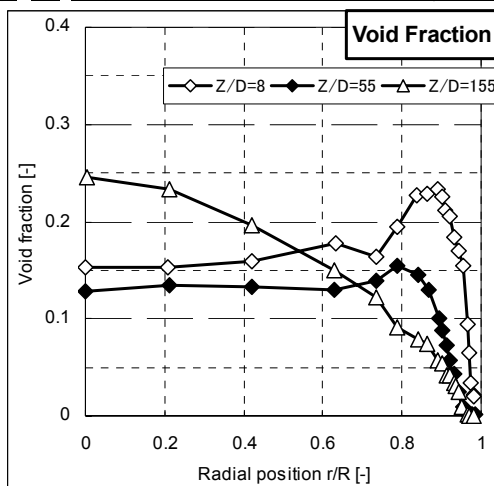
推奨実験 DB 番号	小口径管②-1
著者名	Grossetete, C.
文献名	Experimental investigation and preliminary numerical simulations of void profile development in a vertical cylindrical pipe
出典	Proc. ICMF '95, Kyoto, IF1-1-5 (1995)
流体条件等	水・空気系、大気圧常温、鉛直管内上昇流、 $D=38.1\text{mm}$ 、 $L/D=8\sim 155$ 、 $(J_G, J_L)=(0.877\text{m/s}, 0.0588\text{m/s}), (0.526\text{m/s}, 0.0917\text{m/s}), (0.877\text{m/s}, 0.322\text{m/s})$

• $(J_G, J_L)=(0.877\text{m/s}, 0.0588\text{m/s})$ bubbly flow



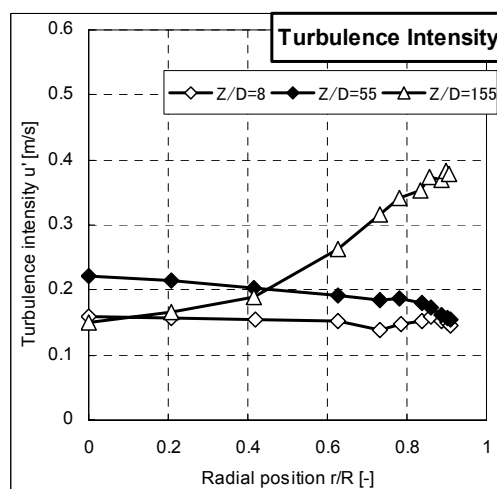
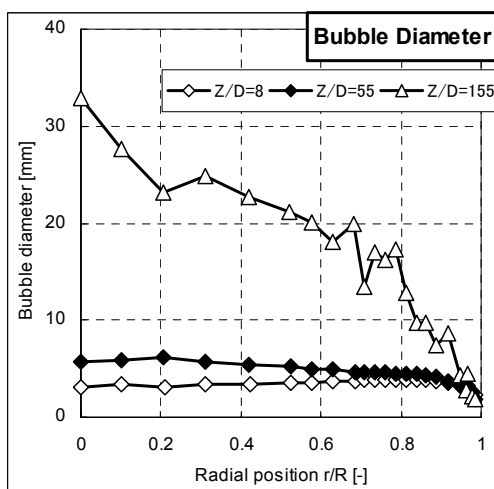
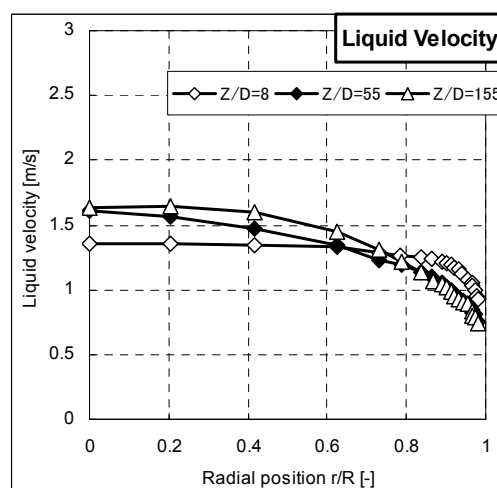
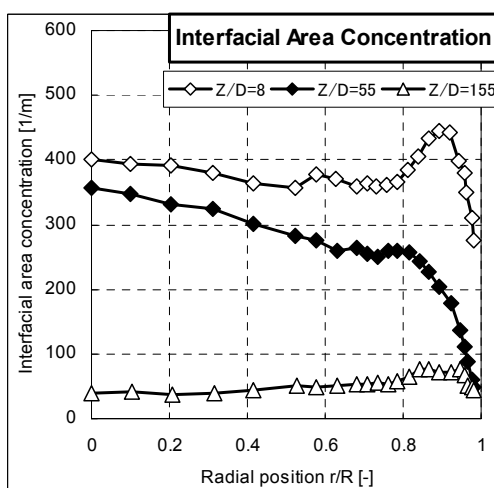
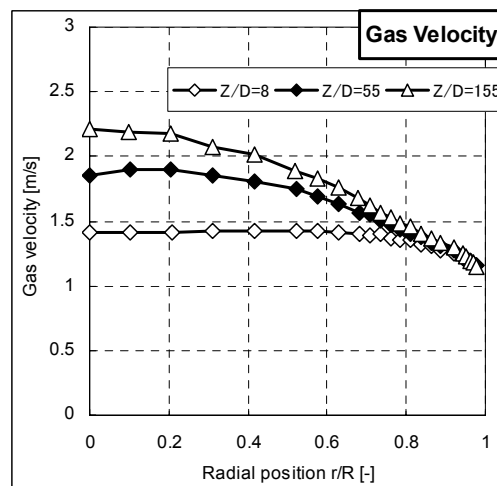
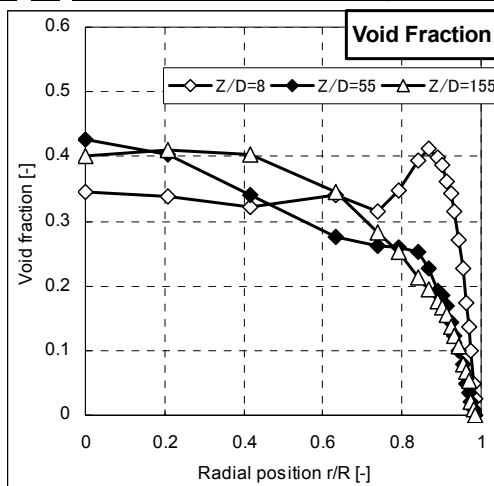
推奨実験 DB 番号	小口径管②-2
著者名	Grossetete, C.

• $(J_G, J_L)=(0.526\text{m/s}, 0.0917\text{m/s})$ bubbly-to-slug-churn



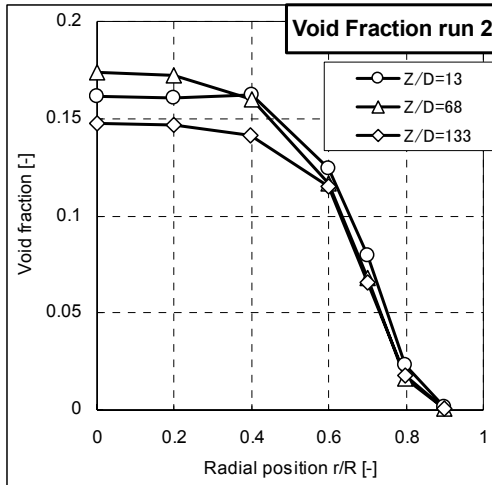
推奨実験 DB 番号	小口径管②-3
著者名	Grossetete, C.

• $(J_G, J_L) = (0.322 \text{ m/s}, 0.877 \text{ m/s})$ slug-churn flow

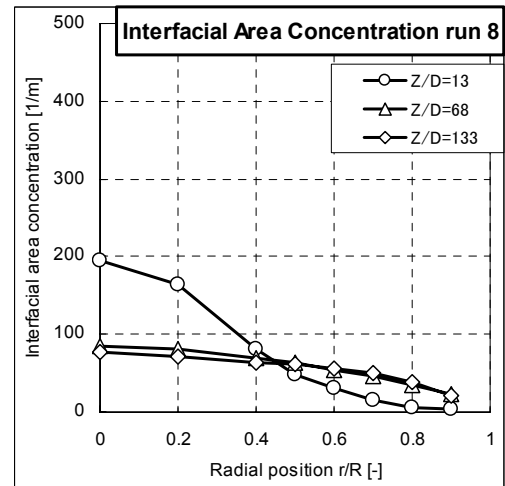
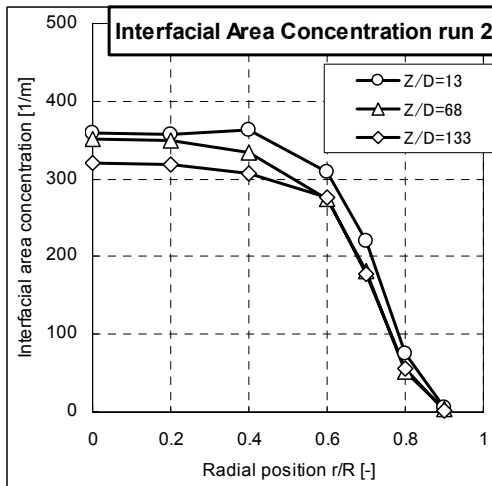
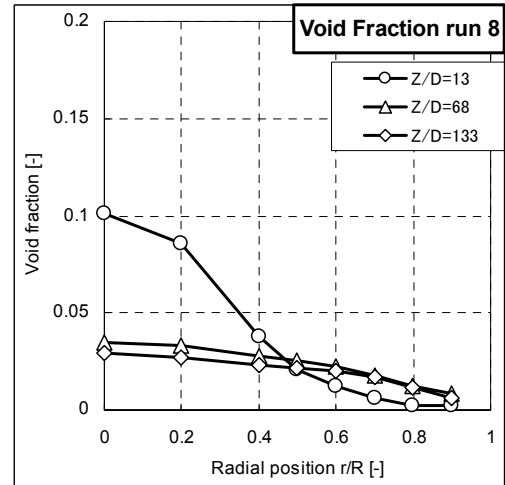


推奨実験 DB 番号	小口径管③
著者名	Paranjape, S., Kim, S., Ishii, M. & Kelly, J.
文献名	Interfacial structures in downward two-phase bubbly flow
出典	Proc. ICONE-11, Tokyo, 36263 (2003)
流体条件等	水・空気系、大気圧常温、鉛直管内下降流、 $D=25.4\text{mm}$ 、 $L/D=13\sim 133$ 、 $(J_G, J_L)=(-0.087\text{m/s}, -1.25\text{m/s})$, $(-0.068\text{m/s}, -4.0\text{m/s})$

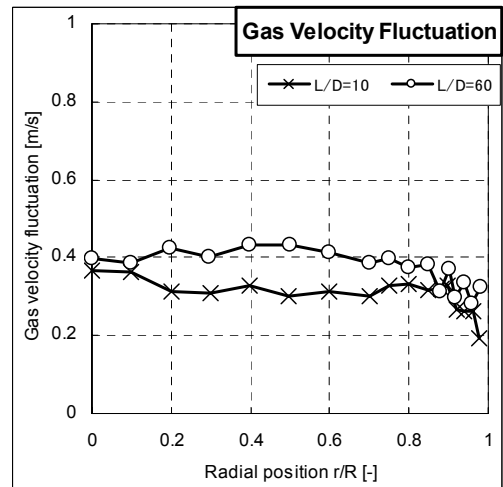
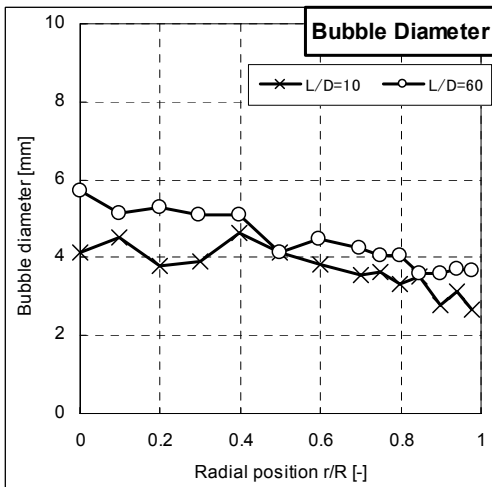
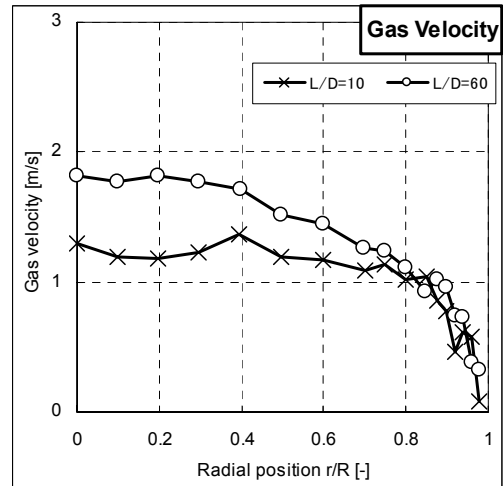
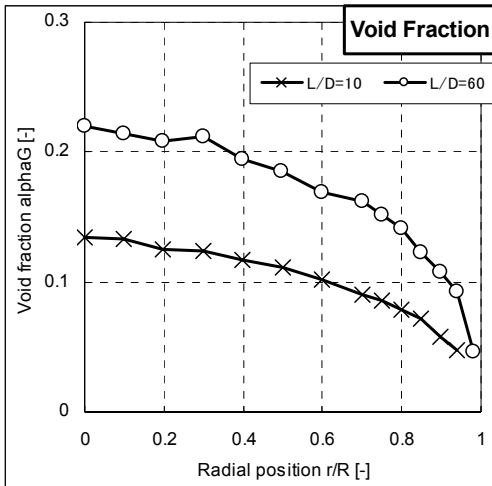
• $(J_G, J_L)=(-0.087\text{m/s}, -1.25\text{m/s})$



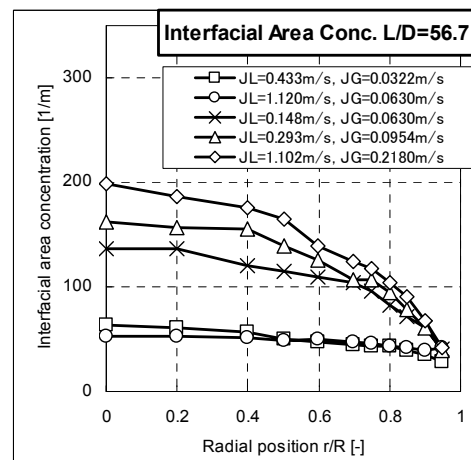
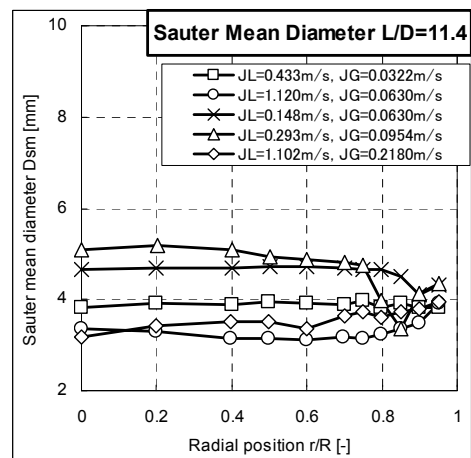
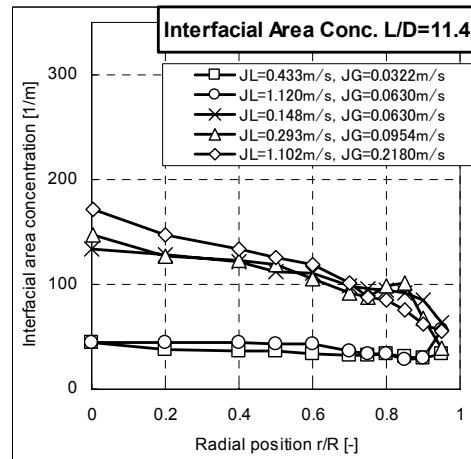
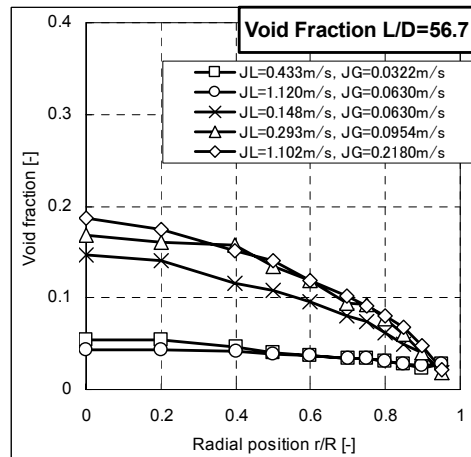
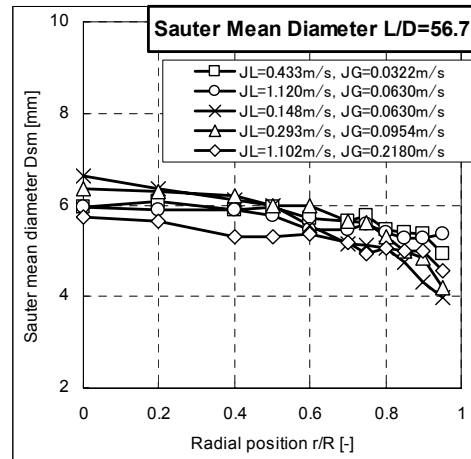
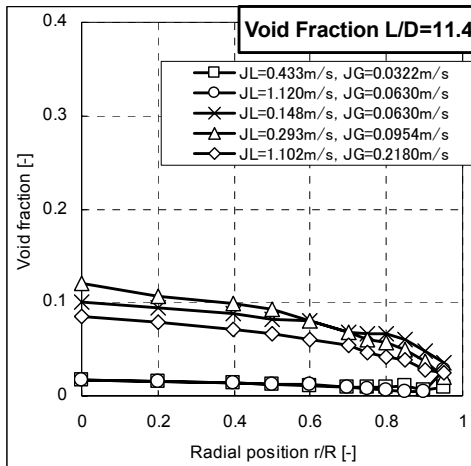
• $(J_G, J_L)=(-0.068\text{m/s}, -4.0\text{m/s})$



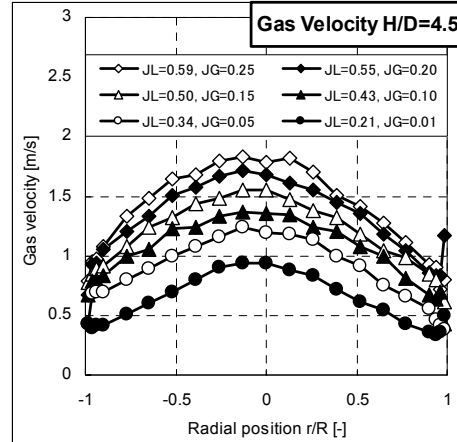
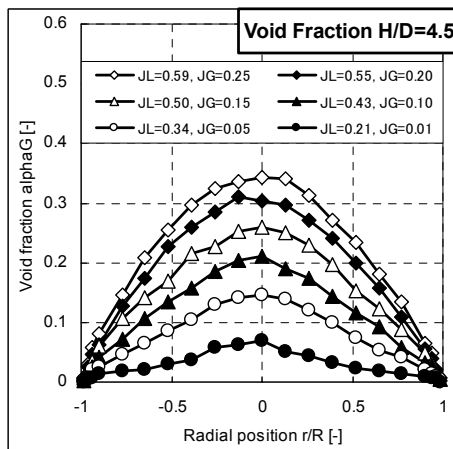
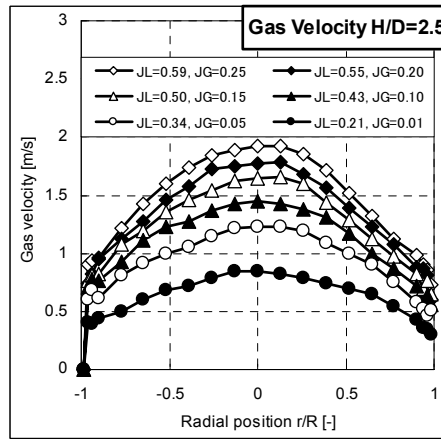
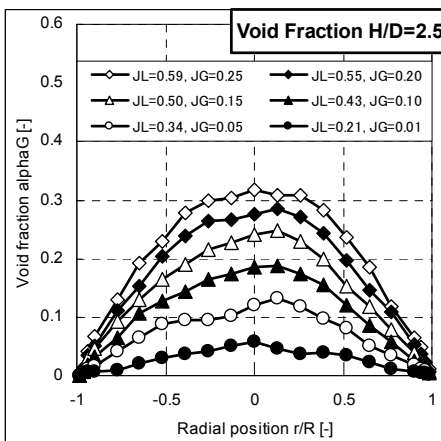
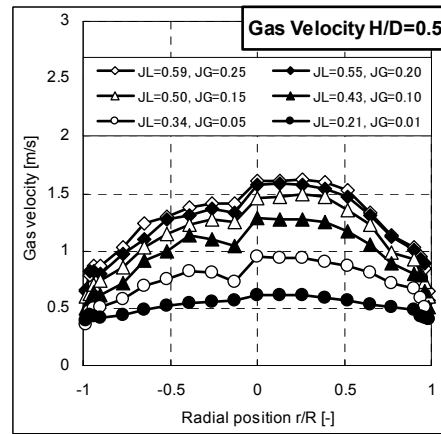
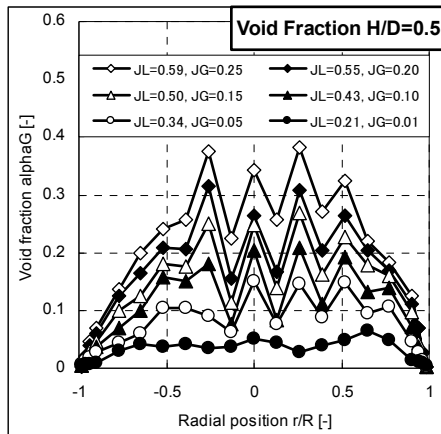
推奨実験 DB 番号	大口径管①-1
著者名	Ohnuki, A. & Akimoto, H.
文献名	Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe
出典	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 26, pp. 367-386 (2000)
流体条件等	水・空気系、大気圧常温、鉛直管内上昇流、 $D=200\text{mm}$ 、 $L/D=10\sim 60$ 、 $J_L=1.06\text{m/s}$ 、 $J_G=0.12\text{m/s}$ @ $L/D=10$ & $J_G=0.26\text{m/s}$ @ $L/D=60$



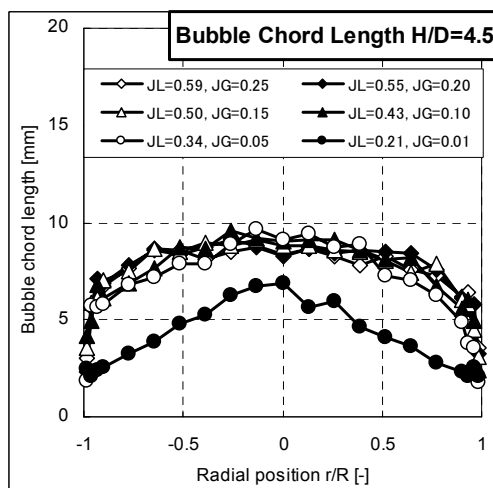
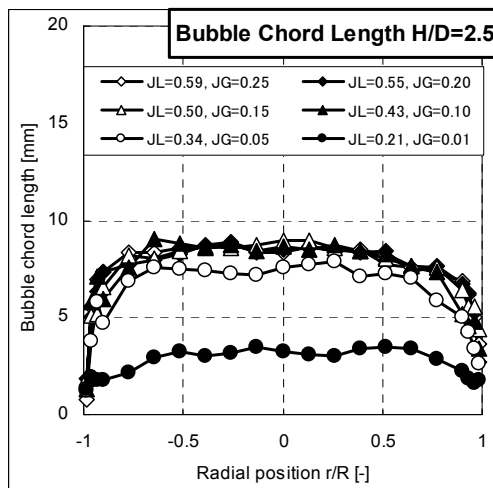
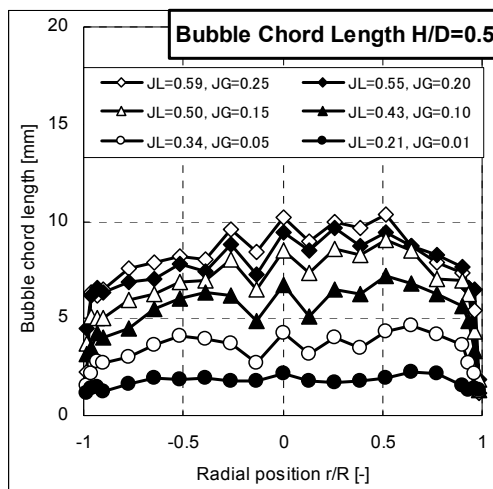
推奨実験 DB 番号	大口径管②-1
著者名	Shen, X., Mishima, K. & Nakamura, H.
文献名	A study on the characteristics of upward air-water two-phase flow in a large pipe
出典	Proc. ICONE-11, Tokyo, #36062, (2003)
流体条件等	水・空気系、大気圧常温、鉛直管内上昇流、 $D=200\text{mm}$ 、 $L/D=11.4\sim 56.7$ 、 $J_L=0.293\sim 1.120\text{m/s}$ 、 $J_G=0.0322\sim 0.218\text{m/s}$



推奨実験 DB 番号	大口径管③-1
著者名	Yoneda, K., Okawa, T. & Yasuo, A.
文献名	Flow structure and bubble characteristics of steam-water two-phase flow in a large-diameter pipe
出典	Nuclear Engineering and Design, Vol. 217, pp. 267 (2002)
流体条件等	水・蒸気系、 $P=0.5\text{MPa}$ 、 $T=150^\circ\text{C}$ 、鉛直管内上昇流、 $D=155\text{mm}$ 、 $L/D=0.5\sim 4.5$ 、 $J_L=0.59\sim 0.21\text{m/s}$ 、 $J_G=0.25\sim 0.01\text{m/s}$



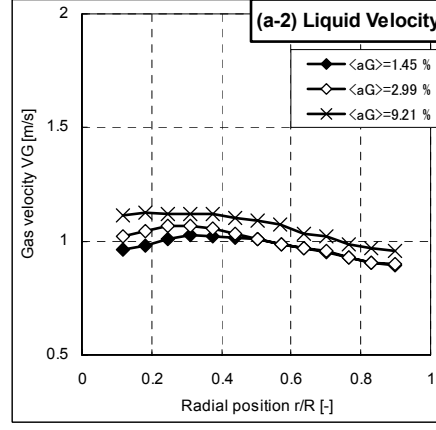
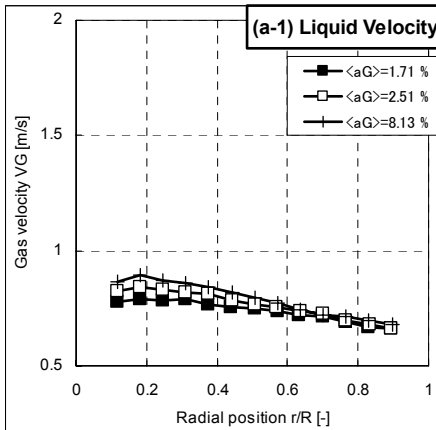
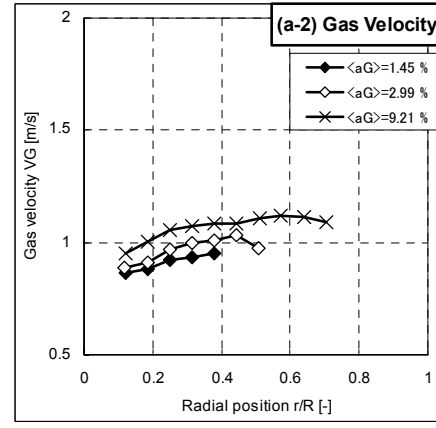
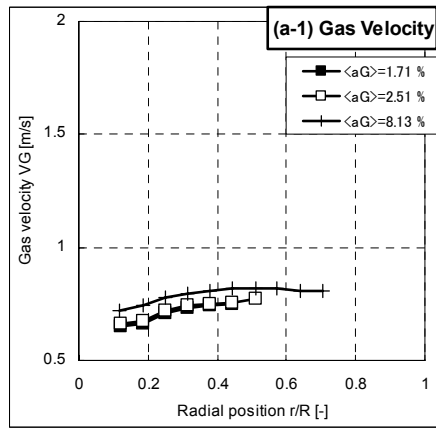
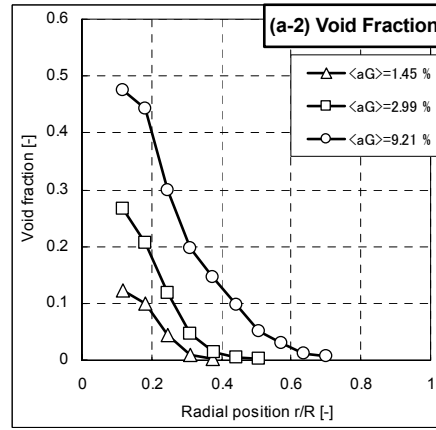
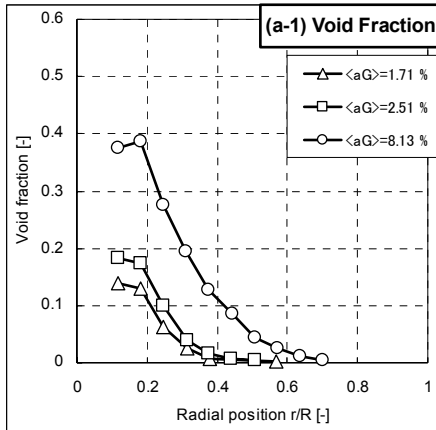
推奨実験 DB 番号	大口径管③-2
著者名	Yoneda, K., Okawa, T. & Yasuo, A.



推奨実験 DB 番号	サブクール沸騰①-1
著者名	Lee, T. H., Park, G. C. & Lee, D. J.
文献名	Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical concentric annulus
出典	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 28, No. 8, pp. 1351, (2002)
流体条件等	水・沸騰系、圧力 0.1~0.2MPa、鉛直環状流路内上昇流、ID=19mm、OD=37.5mm、沸騰長=1670mm

$\langle \alpha_G \rangle$ [%]	G [kg/m ² s]	T _{sub} [K]	q" [kW/m ²]
1.71	478.0	19.2	152.8
2.51	478.1	19.6	169.8
8.13	476.8	20.1	225.6

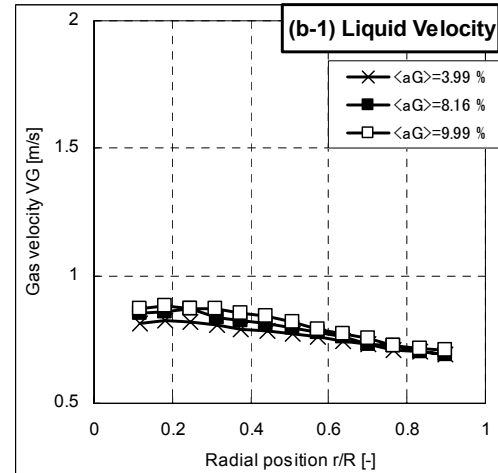
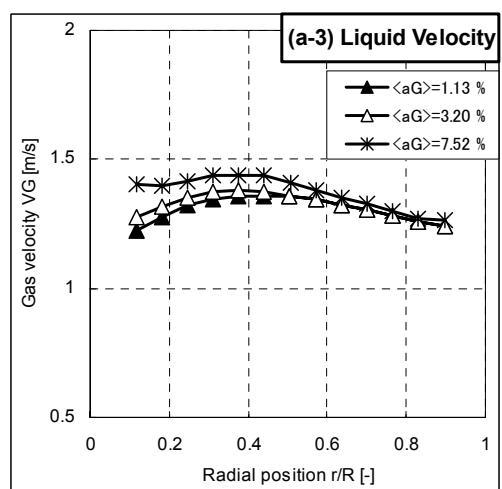
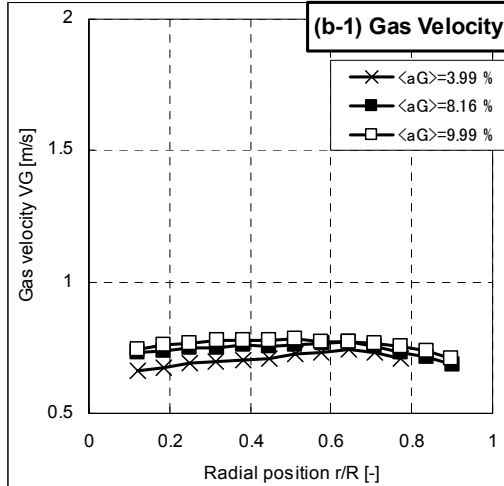
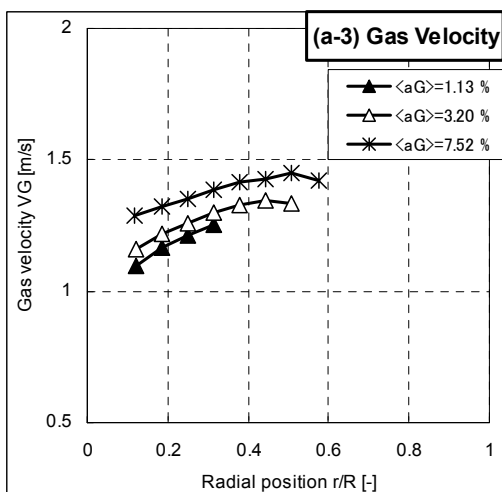
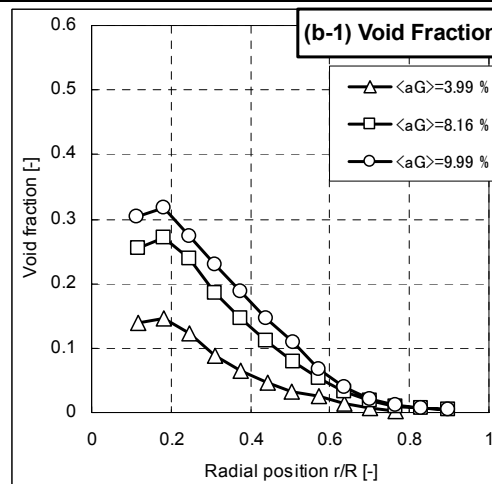
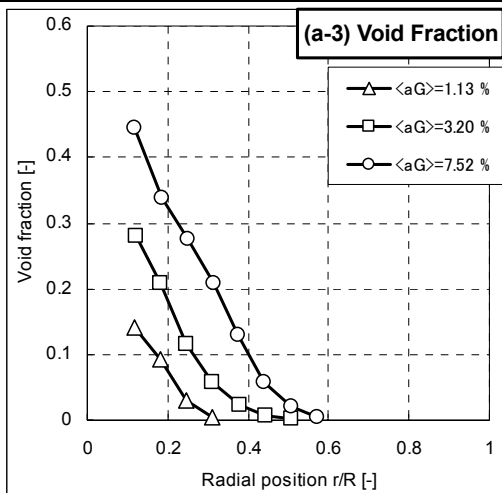
$\langle \alpha_G \rangle$ [%]	G [kg/m ² s]	T _{sub} [K]	q" [kW/m ²]
1.45	718.4	21.2	196.9
2.99	718.2	21.2	232.6
9.21	718.8	21.3	320.4



推奨実験 DB 番号	サブクール沸騰①-2
著者名	Lee, T. H., Park, G. C. & Lee, D. J.

$\langle \alpha_G \rangle$ [%]	G [kg/m ² s]	T _{sub} [K]	q'' [kW/m ²]
1.13	1057.2	18.0	220.0
3.20	1059.2	18.0	251.5
7.52	1061.4	18.1	299.9

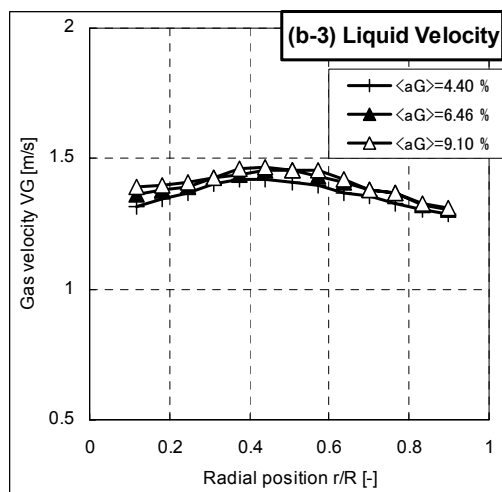
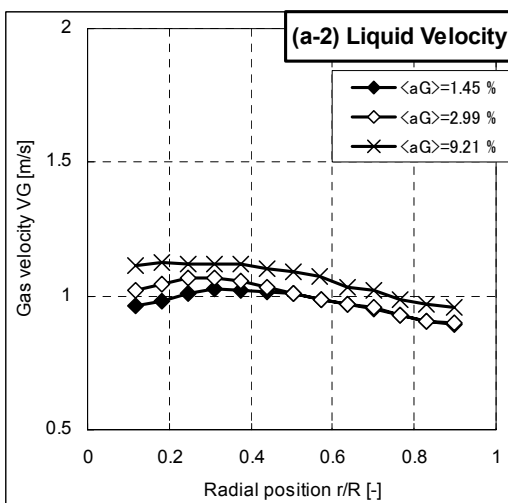
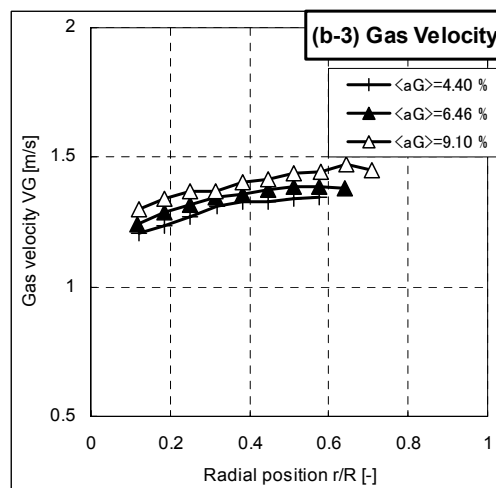
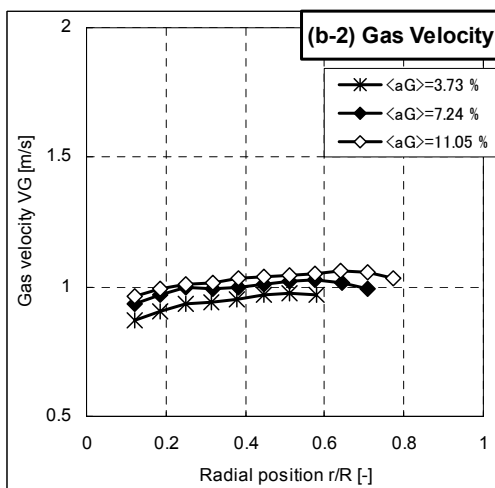
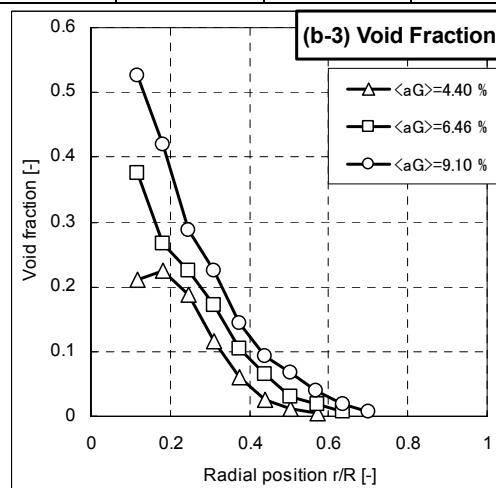
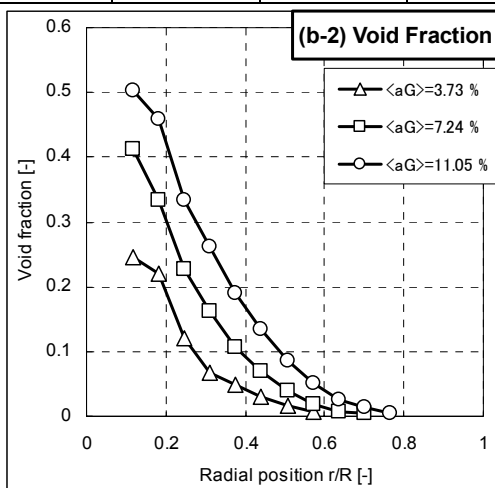
$\langle \alpha_G \rangle$ [%]	G [kg/m ² s]	T _{sub} [K]	q'' [kW/m ²]
3.99	477.0	11.5	114.8
8.16	474.0	13.2	152.9
9.99	475.9	13.6	169.7



推奨実験 DB 番号	サブクール沸騰①-3
著者名	Lee, T. H., Park, G. C. & Lee, D. J.

$\langle \alpha_G \rangle$ [%]	G [kg/m ² s]	T _{sub} [K]	q'' [kW/m ²]
3.73	715.2	12.0	139.1
7.24	714.4	13.8	197.2
11.05	716.4	14.9	232.4

$\langle \alpha_G \rangle$ [%]	G [kg/m ² s]	T _{sub} [K]	q'' [kW/m ²]
4.40	1050.7	12.0	173.9
6.46	1054.9	13.0	220.2
9.10	1047.2	13.4	251.2



5.3.3 参考文献データベース

本節では、前節にて紹介した『推奨実験 DB』に順ずる実験 DB を掲載した文献を『参考文献 DB』として、その文献に含まれる各種情報項目を整理して一覧を記す。文献の分類はこれまでと同様に、

- ① 小口径管（内径<100mm）における気泡流・スラグ流
- ② 大口径管（内径>100mm）における気泡流・スラグ流
- ③ サブクール沸騰

とした。尚、一覧表に示す略語は以下の通りである。

A/W:	air-water,
S/W:	steam-water
aG:	void fraction
VL:	liquid velocity
VG:	gas velocity
dB:	bubble diameter
dSM:	Sauter mean diameter
dCL:	bubble chord length
IAC:	interfacial area concentration
BF:	bubble frequency
TSS:	turbulent shear stress
TKE:	turbulent kinetic energy
ED:	eddy diffusivity
ML:	mixing length
HFA:	hot film anamometer
LDV:	laser doppler velocimetry

小口径管における気泡流・スラグ流①

No.	year	1st author	2nd author	3rd author	paper title	source
1	1957	Filimonov, A. I.	Przhizhalov	Dik, E. P., P	The driving head in pipes with a free interface in the pressure range from 17 to 180 atm	Teploenergetika, Vol. 4, pp. 22
2	1962	Petrick, M.	-	-	A study of vapour carryunder and associated problems	ANL report ANL-6581
3	1968	Brown, F. C.	Kranich, W.	-	A model for the prediction of velocity and void fraction profile in two-phase flow	AIChE J., Vol. 14, No. 5, pp. 750-758
4	1975	Sato, Y.	Sekoguchi,	-	Liquid velocity distribution in two-phase bubbly flow	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, pp. 79-95
5	1975	Serizawa, A.	Kataoka, I.	Michiyoshi,	Turbulence structure of air-water bubbly flow 2. Local properties	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, pp. 235
6	1976	Inoue, A.	Aoki, S.	Koga, T., Ya	Void fraction, bubble and liquid velocity profiles in a vertical pipe	Trans. JSME, Vol. 42, pp.2521-2531
7	1976	Herringe, R. A.	Davis, M. R.	-	Structural development of gas-liquid mixture flows	J. Fluid Mechanics, Vol. 73, part 1, pp. 97
8	1981	Nakoryakov, V. E.	Kashinsky,	Burdukov, A	Local characteristics of upward gas-liquid flows	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, pp. 63-81
9	1982	Ohba, K.	Yuhara, T.	-	Study on vertical bubbly flow using laser doppler measurement	Trans. JSME, Vol. 48, No. 425, pp.78-85
10	1986	Lee, S. G.	(Lahey, R. T	-	Turbulence modeling in bubbly tow-phase flow	Ph.D. Thesis, RPI
11	1986	Michiyoshi, I.	Serizawa, A	-	Turbulence in two-phase bubbly flow	Nuclear Engineering and Design, Vol. 95, pp.253-267
12	1987	Wang, S. K.	Lee, S. J.	Jones, O. C	Three-dimensional turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 3, pp. 327
13	1988	Serizawa, A.	Kataoka, I.	-	Phase distribution in two-phase flow	Transient phenomenon in multiphase flow, Hemispher, pp. 179
14	1988	Zun, I.	-	-	Transition from wall void peaking to core void peaking in turbulent bubbly flow	Transient phenomenon in multiphase flow, Hemispher, pp. 225
15	1990	Kataoka, I.	Serizawa, A	-	Interfacial area concentration in bubbly flow	Nuclear Engineering and Design, Vol. 120, pp. 163-180
16	1991	Takamasa, T.	Iijima, N.	-	Measurements of interfacial conditions in vertical bubble flow	Proc. ICMF-1991, Tsukuba, Vol. 1, pp. 469-472
17	1991	Kocamustaf aogullari, G.	Wang, Z.	-	An experimental study on local interfacial parameters in a horizontal bubbly two-phase flow	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 17, No. 5, pp. 553
18	1992	Revankar, S. T.	Ishii, M.	-	Local interfacial area measurement in bubble flow	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 35, No. 4, pp. 913
19	1992	Van Hout, R.	Shemer, L.	Barnea, D.	Spatial distribution of void fraction within liquid slug and some other related slug parameters	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 18, No. 6, pp. 831
20	1993	Liu, T. J.	-	-	Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19, No. 1, pp. 99-113
21	1993	Liu, T. J.	Bankoff, S.	-	Structure of air-water bubble flow in a vertical pipe 1. Liquid mean velocity and turbulence measurements	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 4, pp. 1049
22	1993	Liu, T. J.	Bankoff, S.	-	Structure of air-water bubble flow in a vertical pipe 2. Void fraction, bubble velocity and bubble size distribution	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 4, pp. 1061
23	1993	Andreussi, P.	Bendiksen,	Nydal, O. J.	Void distribution in slug flow	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19, No. 5, pp. 817-828
24	1995	Grossetete	-	-	Experimental investigation and preliminary numerical simulations of void profile development in a vertical cylindrical pipe	Proc. ICMF-1995, Kyoto, IF1-1
25	1995	Leung, W. H.	Eberle, C. S	Wu, Q., Uen	Quantitative characterizations of phasic structure developments by local measurements methods in two-phase flow	Proc. ICMF-1995, Kyoto, IN2-17
26	1997	Liu, T. J.	-	-	Investigation of the wall shear stress in vertical bubbly flow under different bubble size conditions	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 23, No. 6, pp. 1085
27	1997	Wu, Q.	Ishii, M.	-	One-dimensional model for bubble sauter mean diameter development in vertical air-water flow	Proc. NURETH-8, Vol. 1, pp. 101-108
28	1999	Hosokawa, S.	Tomiyaama,	-	Turbulence modification due to bubbles and particles in dispersed two-phase upflows in a vertical pipe	Proc. ICONE-7, Tokyo, 7242
29	2000	Fu, X. Y.	Mi, Y.	Ishii, M.	Interfacial area measurement in a bubbly-slug transition air-water flow	Proc. ICONE-8, Baltimore, 8327
30	2003	Paranjape, S.	Kim, S.	Ishii, M. & K	Interfacial structures in downward two-phase bubbly flow	Proc. ICONE-11, Tokyo, 36263

小口径管における気泡流・スラグ流②

No.	fluid combination	pressure [MPa]	temperature [C]	flow direction	flow path	hydraulic diameter [mm]	aspect ratio (L/D)	JG [m/s]	JL [m/s]
1	S/W	1.7-18		vertical up	pipe	63	?	0.05-0.9	0
2	S/W	4		vertical up	pipe	50.4	-	0.93-1.82	0.67
3	A/W	atm.	-	horizontal	pipe	25.4	170	$Q_g/Q=0.18-0.35$	(Re)
4	A/W	0.138	13.0 22.0	vertical up	pipe	34.8	17.2	0.175 0.207	0.50 1.00
5	A/W	0.11	18-22	vertical up	pipe	60	10, 20, 30	$x=0.0085$ -0.09%	0.3-1.03
6	A/W	atm.	20	vertical up	pipe	40	34	0.07-0.3	0.32-1.27
7	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	50.8	8, 36, 108	0.18-3.01	1.88-6.13
8	A/W	atm.	24	vertical up	pipe	86.4	55	0.036-1.01	0.442-2.05
9	A/W	atm.	-	vertical up	square ch.	11.5	61	aG=0-0.1	0.75-1.5
10	A/W	atm.	-	vert. up vert. down	pipe	57	?	0.27	0.43-1.08 -0.43-1.08
11	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	60	28	0.035-0.17	0.45-0.77
12	A/W	atm.	-	vert. up vert. down	pipe	57.2	35	0.0-0.4	0.71, 1.08
13	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	30	83	0.001-0.41	0-5.0
14	A/W	atm.	-	vertical up	square ch.	25.4	45	0.001-0.007	0-0.87
15	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	30	83	0.1	0.5
16	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	25	61, 107, 152	0.017	1.2
17	A/W	atm.	-	horizontal	pipe	50.3	25, 148, 253	0.25-1.37	3.74-5.71
18	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	50.8	21.6, 73.4	0-0.12	0.1-1
19	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	50	120	0.1-1.56	0.01-0.75
20	A/W	atm.	10	vertical up	pipe	57.2	30,60,90,120	0.1-0.4	0-6.0
21	A/W	atm.	10	vertical up	pipe	38	36	0.027-0.347	0.376-1.391
22	A/W	atm.	10	vertical up	pipe	38	36	0.027-0.347	0.376-1.391
23	A/W	atm.	-	horizontal	pipe	53	15-22	2, 4, 6, 9	1.2
24	A/W	atm.	30	vertical up	pipe	38.1	8, 55, 155	0.06-0.46	0.526, 0.877
25	A/W	atm.	23	vertical up	pipe	25.4	12, 62, 112 120	0.09-1.35 0.0-1.1	0.30-3.0 0.1-3.5
26	A/W	atm.	10	vertical up	pipe	57.2	60	0.1-0.4	2.0
27	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	50.8	2, 32, 62	0.023-0.117	0.77-1.58
28	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	250	30	0.017, 0.023	0.5, 0.7, 1.0
29	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	48.3	5, 30, 55	0.491	0.685
30	A/W	atm.	-	vert. down	pipe	25.4 50.8	13, 68, 133 7, 34, 67	0.015-1.98 0.004-0.158	1.25-5.07 0.62-3.48

小口径管における気泡流・スラグ流③

No.	aG	VL	VG	dB	dSM	dCL	IAC	BF	uL'	TSS	others	injection or generation of gas phase	initial (mean) bubble size [mm]	measurement method
1	1D													
2	○													
3	○	○	-	-	-	-	-	-	-	-	-	?	-	conductivity probe
4	○	○	-	-	-	-	-	-	-	○	ED	series of 60 holes (0.3mm)	4.2, 3.4	resistivity probe
5	○	○	○	-	-	-	-	○	○	-	-	series of 84 holes (1.5mm)	4	double resistivity probe HFA
6	○	○	○	-	-	-	-	-	○	○	ML, uG'	sinter tube (75mic)	-	resistivity probe, HFA
7	○	-	○	PDF	-	-	-	-	-	-	-	sinter tube, wire gauze	-	double resistivity probe
8	○	○	-	-	-	-	-	-	○	-	-	porous cylinder	-	electrochemical probe
9	-	○	-	-	-	-	-	-	○	-	-	sinter plate (2mic)	1	LDV
10	○													
11	○	○	-	○	-	-	○	-	○	○	-	sinter tube (70mic)	-	fiber hot-film probe, conical-type hot-film probe
12	○	○	-	-	-	-	-	-	○	○	TKE	?	-	HFA, conical 3-sensor probe
13	○	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	porous cylinder (40mic)	-	
14	○	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	hypodermic needle	0.6-5.3	micro-resistivity probe
15	-	-	-	-	-	-	○	-	-	-	-	porous cylinder (40mic)	3.0-5.0	double-sensored probe
16	○	-	-	○	-	-	○	-	-	-	bubble aspect ratio	sinter tubes (1.5mic)	3.0-5.0	image processing with video
17	○	-	○	-	○	PDF	○	○	-	-	-	porous cylinder (0.1mm)	-	double resistivity probe
18	○	-	○	-	○	○	○	-	-	-	-	needle bundle (0.12mm)	-	double resistivity probe
19	○	-	-	-	-	-	-	-	-	-	liquid slug PDF	small holes (1mm)	-	optical fiber sensors
20	○	-	○	○	-	-	-	○	-	-	-	porous cylinder	2.0-4.0	HFA
21	-	○	-	-	-	-	-	-	○	-	-	needle bundle (0.1mm)	2.0-4.0	resistivity probe, HFA
22	○	-	○	○	-	PDF	-	○	○	-	-	needle bundle (0.1mm)	2.0-4.0	resistivity probe, HFA
23	○	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	parallel injection	-	conductance probe optical probe
24	○	○	○	○	-	-	○	○	○	-	-	80 holes (0.6mm)	-	HFA dual-fiber optical probe
25	○	-	-	-	-	-	○	-	-	-	-	porous tube	4.0-5.0	double- & four-sensor probe
26	○	-	-	○	-	PDF	-	○		-	-	porous cylinder	-	HFA
27	-	-	-	-	1D	-	○	-		-	-	?	3.4-4.7	2-sensor conductivity probe
28	1D	○	-	-	-	-	-	-	○	-	-	?	4.7-4.9	LDV
29	○	-	○	-	○	-	○	-	○	-	-	porous tube (40mic)	-	4-sensor conductivity probe
30	○	○	○	-	-	-	○	-	-	-	-	porous tip sparger (10mic)	-	four-sensor probe

大口径管における気泡流・スラグ流①

No.	year	1st author	2nd author	3rd author	paper title	source
1	1958	Hughes, T. A.	-	-	Steam-water mixture density studies in a natural circulation high pressure system	Babcock & Wilcox Report no. 5453
2	1961	Styrikovich, M. A.	Surnov, A.	Vinokour, J.	Experimental data on hydrodynamics of two-phase mixture	Teplenergetika, Vol. 8, No. 9, pp.56
3	1963	Carrier, F.	et al.		Steam separation technology under the Euratom program	Allis-Chalmers Atomic Energy Div., Report No. ACNP-63021
4	1976	Hills, J. H.	-	-	The operation of a bubble column at high throughputs 1. Gas holdup measurements	Chemical Eng. J., Vol. 12, pp. 89-99
5	1985	Van Der Welle, R.	-	-	Void fraction, bubble velocity and bubble size in two-phase flow	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 11, No. 3, pp. 317
6	1986	Hashemi, A.	Kim, J. H.	Sursock, J.	Effect of diameter and geometry on two-phase flow regimes and carry-over in a model PWR hot leg	Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., San Francisco, pp. 2443
7	1993	Hills, J. H.	-	-	The behaviour of a bubble column at high throughputs II. Radial voidage profiles	Chemical Eng. J., Vol. 53, pp. 115
8	1996	Ohnuki, A.	Akimoto, H.	-	An experimental study on developing air-water two-phase flow along a large vertical pipe: effect of air injection method	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 22, No. 6, pp. 1143
9	1996	Hasanein, H. A.	Chan, A. M.	Kawaji, M. a	Steam-water two-phase flow in large diameter vertical piping at high pressures and temperatures	Proc. ICONE-4, Tokyo, Vol. 1, Part B, pp. 675
10	1998	Cheng, H.	Hills, J. H.	Azzopardi,	A study of the bubble-to-slug transition in vertical gas-liquid flow in columns of different diameter	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 24, No. 3, pp. 431
11	2000	Ohnuki, A.	Akimoto, H.	-	Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 26, pp. 367
12	2000	Sun, X.	Smith, T.	Kim, S., Ishi	Local measurement of liquid velocity in bubbly flow	Proc. ICONE-8, Baltimore, 8476
13	2000	Shoukri, M.	Stankovic, B	Hassan, I. I	Effect of pipe diameter on flow pattern transitions and void fraction of air-water flow in vertical pipes	Proc. ICONE-8, Baltimore, 8285
14	2001	Smith, T.	Ishii, M.	Sun, X., Kim	Interfacial area transport in large diameter pipe: (4" and 6")	Proc. 4th ICMF, New Orleans, 766
15	2002	Yoneda, K.	Yasuo, A.	Okawa, T.	Flow structure and bubble characteristics of steam-water two-phase flow in a large-diameter pipe	Nuclear Engineering and Design, Vol. 217, pp. 267
16	2003	Shen, X.	Mishima, K.	Nakamura,	A study on the characteristics of upward air-water two-phase flow in a large pipe	Proc. ICONE-11, Tokyo, 36062

大口径管における気泡流・スラグ流②

No.	fluid combination	pressure [MPa]	temperature [C]	vertical or horizontal	flow path	hydraulic diameter [mm]	aspect ratio (L/D)	JG [m/s]	JL [m/s]
1	S/W	8.3-16.6	300-350	vertical up	pipe	168	14	0.26-1.07	0.23-0.81
2	S/W	0.61-9.32	164-305	vertical up	pool	238	?	0.05-1.7	0
3	S/W	4-13.6	250-335	vertical up	pool	456	?	0.1-1.3	0
4	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	150	0-10	0.3-3.6	0-2.6
5	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	100	30	0.7-10.7	1.7
6	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	305	2, 6, 9	0.01-1.16	0-0.06
7	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	150	27	0.06-2.08	0.26-2.66
8	A/W	atm.	35	vertical up	pipe	480	3.84	0.02-0.87	0.01-0.2
9	S/W	2.8, 6.4	230, 280	vertical up	pipe	501	14.4	aG=0.1-0.8	
10	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	150	27.2, 48.6	0.552	0.64
11	A/W	atm.	30	vertical up	pipe	200	10, 60	0.03-4.7	0.06-1.06
12	A/W	atm.	const.	vertical up	pipe	101.6	16,18	0.04	0.69
13	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	100 200	43 43	0.02-15.5	0-1.8
14	A/W	atm.	-	vertical up	pipe	152.4	4, 11, 18	0.07, 0.15	0.5, 1
15	S/W	0.2-0.5	120-160	vertical up	pipe	155	0.48, 2.42, 4.35	0.01-0.25	0.21-0.59
16	A/W	atm.	30	vertical up	pipe	200	11.4, 56.7	0.03-0.22	0.15-1.12

大口径管における気泡流・スラグ流③

No.	aG	VL	VG	dB	dSM	dCL	IAC	BF	uL'	others	injection or generation of gas phase	initial (mean) bubble size [mm]	measurement method
1	1D	-	-	-	-	-	-	-	-	-	85kW power supply	-	gamma densitometer
2	1D												
3	1D												
4	1D	-	-	-	-	-	-	-	-	-	sparge cap (3.1mm)	-	DP
5	○	-	○	-	-	-	-	-	-	-	600 ferrules	-	resistivity probe
6	1D	-	-	-	-	-	-	-	-	-	nozzles	-	gamma densitometer
7	○	-	-	-	-	-	-	○	-	-	sparge cap (3.1mm)	-	resistivity probe
8	○	-	-	-	-	-	-	-	-	-	porous sinter	-	optical probe
9	○	-	-	-	-	-	-	-	-	-	?	-	gamma densitometer
10	○	-	-	-	-	○	-	-	-	-	sparge cap (3.1mm)	-	resistivity probe
11	○	○	-	○	-	-	-	-	○	-	porous sinter	-	optical probe, resistivity probe, hot film anemometer
12	-	○	○	-	-	-	-	-	-	-	porous spargers (10mic)	-	LDA, hot film anemometer
13	○	-	-	-	-	-	-	-	-	-	circular showerhead disc	-	optical probe
14	○	-	○	-	○	-	○	-	-	-	porous spargers (10mic)	-	4-sensor conductivity probe
15	○	-	○	-	-	○	-	-	-	-	24 heater pins (75kW)		dual optical probes
16	○	-	-	-	○	○	○	○	-	interfacial direction	porous sinter tube (40mic)	-	optical four-sensor probe

サブクール沸騰①

No.	year	1st author	2nd author	3rd author	paper title	source
1	1957	Egen, R. A.	Dingee, D. A.	Chastain, J.	Vapor formation and behavior in boiling heat transfer	BMI-1163
2	1958	Griffith, P.	Clark, J. A.	Rohsenow, W. M.	Void volumes in subcooled boiling systems	ASME Paper No. 58-HT-19
3	1960	Maurer, G. W.	-	-	A method of predicting steady-state boiling vapor fractions in reactor coolant channels	WAPD-BT-19
4	1960	Marchaterre, J. F.	Petrack, M.	Lottes, P. A.	Natural and forced-circulation boiling studies	ANL-5735
5	1961	Foglia, J. J.	Peter, F. G.	Epstein, H.	Boiling water void distribution and slip ratio in heated channels	BMI-1517
6	1961	Christensen, H.	-	-	Power-to-void transfer functions	ANL-6385
7	1964	Ferrell, J. K.	-	-	A study of convection boiling inside channels	North Carolina State Univ.
8	1965	Eklund, G.	Geluis, O.	Nylund, O.	FROJA, FT-6 preliminary results of experiments	KAB 65-8, internal report from ASEA, Vasteras, Sweden
9	1965	Rouhani, S. Z.	-	-	Void measurements in the region of sub-cooled and low-quality boiling	Symposium on two-phase flow, Univ. of Exeter
10	1966	Rouhani, S. Z.	-	-	Void measurements in the region of sub-cooled and low-quality boiling, Part 2	AE-RTL-849
11	1966	Zuber, N.	Staub, F. W.	Bijiwaard, G.	Vapour void fraction in subcooled boiling systems	Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago, Vol. 5, pp. 24-38
12	1967	St. Pierre, C. C.	Bankoff, S.	-	Vapor volume profiles in developing two-phase flow	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 10, pp. 237-249
13	1967	Levy, S.	-	-	Forced convection subcooled boiling -Prediction of vapor volumetric fraction	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 10, pp. 951-965
14	1967	Bartolemei, G. G.	Chanturiya, V. I.	-	Experimental study of true void fraction when voiding subcooled water in vertical tubes	Teploenergetika, Vol. 14, No. 2, pp. 80-83
15	1968	Nylund, O.	et al.	-	FRIGG loop project, FRIGG-2	AB Atomenergi, Stockholm, and ASEA, Vasteras, Sweden
16	1969	Evangelisti, R.	Lupoli, P.	-	The void fraction in an annular channel at atmospheric pressure	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 12, pp. 699-711
17	1969	Larsen, P. S.	Tong, L. S.	-	Void fraction in subcooled boiling	Trans. ASME J. Heat Transfer, Vol. 91, pp. 471-476
18	1970	Rouhani, S. Z.	Axelsson, E.	-	Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 13, pp. 383-393
19	1970	Ahmad, S. Y.	-	-	Axial distribution of bulk temperature and void fraction in a heated channel with inlet subcooling	Trans. ASME J. Heat Transfer, Vol. 92, pp. 595-609
20	1972	Martin, R.	-	-	Measurement of the local void fraction at high pressure in a heating channel	Nuclear Science and Engineering, Vol. 48, pp. 125
21	1973	Lobachev, A. G.	Kolchugin, E. I.	Zakharov, E. I.	Investigating the true steam contents in a heated tube with rising and falling motion of a two-phase flow	Teploenergetika, Vol. 20, No. 5, pp. 75
22	1974	Saha, P.	Zuber, N.	-	Point to net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling	Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf, Tokyo, Vol. 4, pp.175-179
23	1980	Jain, P. K.	Nourmoham	Roy, R. P.	A study of forced convective subcooled boiling in heated annular channels	Nuclear Engineering and Design, Vol. 60, pp. 401-411
24	1987	Rogers, J. T.	Salcudean, A.	Abdullah, Z.	The onset of significant void in upflow boiling of water at low pressure and low velocities	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 30, No. 11, pp. 2247-2260
25	1990	Bibeau, E. L.	Salcudean, A.	-	The effect of flow direction on void growth at low velocities and low pressure	Int. Communications in Heat and Mass Transfer, Vol. 17, pp. 19-25
26	1991	Hasan, A.	Roy, R. P.	Kalra, S. P.	Some measurement in subcooled flow boiling of refrigerant-113	Trans. ASME J. Heat Transfer, Vol. 113, pp. 216-223
27	1994	Roy, R. P.	Velidandla, S. R.	Kalra, S. P.	Local measurement in the two-phase region of turbulent subcooled boiling flow	Trans. ASME J. Heat Transfer, Vol. 116, pp. 660-669
28	1996	Zeitoun, O.	Shoukri, M.	-	Bubble behaviour and mean diameter in subcooled flow boiling	Trans. ASME J. Heat Transfer, Vol. 118, pp. 110-116
29	1997	Roy, R. P.	Velidandla, S. R.	Kalra, S. P.	Velocity field in turbulent subcooled boiling flow	Trans. ASME J. Heat Transfer, Vol. 119, pp. 754-766
30	1997	Zeitoun, O.	Shoukri, M.	-	Axial void fraction profile in low pressure subcooled flow boiling	Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 4, pp. 869
31	2002	Lee, T. H.	Park, G. C.	Lee, D. J.	Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical concentric annulus	Int. J. Multiphase Flow, Vol. 28, No. 8, pp. 1351

サブクール沸騰②

No.	fluid	vertical or horizontal	flow path	hydraulic diameter [mm]	pressure [MPa]	Inlet temperature [C]	Subcooling [C]	Heat flux [kW/m ²]	Mass flux [kg/m ² s]	Heating length [mm]
1	water		channel	25.4 x 2.6	13.8		4.4-21.1	252-1577	549-1145	
2	water				8.27-13.8	251-272	6.1-41.7	306-1912	553-1222	
3	water		channel	25.4 x 2.2	8.27-13.8		27.1-167	640-1890	766-1226	
4					1.12-4.23		3.6-7.2	132-240	502-1520	
5					4.9-9.0		24.5-92.8	599-1757	1836-3635	
6			channel		2.76-6.90		0-14.4	211-495	637-915	
7					0.41-1.66		10.6-18.9	243-681	529-1318	
8			6 rods		3.16-5.14		5.7-27.2	467-645	1345-1607	
9	water		annulus	ID12.0-OD25.0	0.98-5.00		11.1-32.2	301-934	132-1439	
10	water		annulus	ID12.0-OD25.0	0.98-5		1-67	607-1210	130-1430	
11										
12										
13	<i>(ref. Egen1957, Griffith1958, Christensen1961, Ferrell1964, Rouhani1965)</i>									
14	water		tube	24	1.5-4.5			380, 782	888	2000
15			36 rods		5		11-22.4	220-646	1110-1159	
16	water	vertical up	annulus	ID7.0-OD13.0	0.115		12.7-21.5	437-888	607, 1413	500
17	<i>(ref. Bartolemei1967, Maurer1960)</i>									
18	<i>(ref. Egen1957, Christensen1961, Eklund1965, Rouhani1966, Nylund1968)</i>									
19	<i>(ref. Egen1957, Marchaterre1960, Christensen1961, Foglia1961, Rouhani1966,)</i>									
20	water		rec. channel	50 x 2.0 or 2.8	7.85			1700	1500	
21	water		tube	12.1	9.8			580	689	
22	<i>(ref. Staub1969, Martin1972, Lobachev1973)</i>									
23										
24	water	vertical up	annulus	ID13.1-OD??	0.155			774, 973	260, 330	480
25										
26	R-113	vertical up	annulus	ID15.9-OD38.1	0.219	43	40	422-1200	579, 801	2750 (1940)
27	R-113	vertical up	annulus	ID15.9-OD38.1	0.269	43-50.3	29.8-37.1	950-1260	579, 801	2750 (1940)
28	water	vertical up	annulus	ID12.7-OD25.4	0.12-0.17		11.6-31.1	287-706	151-412	306
29	R-113	vertical up	annulus	ID15.9-OD38.1	0.269	42.7-50.3	29.8-37.1	794-1260	579, 801	2750 (1940)
30	water	vertical up	annulus	ID12.7-OD25.4	269	116-134	11.4-22.5	210-603	161-403	306
31	water	vertical up	annulus	ID19-OD37.5	0.1-0.2		11.5-21.2	115-320	476-1061	1670 (1610)

サブクール沸騰③

No.	aG	VL	VG	dB	dSM	dCL	IAC	others	heat source	measurement method
1	1D									
2	1D									
3	1D									
4										
5										
6	1D									
7	1D									
8	1D									
9	1D									
10	1D									
11										
12										
13	-									
14	1D									
15										
16	1D								30kW DC power supply	gamma densitometer
17	-									
18	-									
19	-									
20										
21										
22	-									
23										
24	1D									
25										
26	○							temperature	40kW DC power supply	hot-film sensor
27	○		○	○		PDF	○	temperature	40kW DC power supply	2-sensor fiber optic probe
28	1D				1D				55kW DC power supply	gamma densitometer
29	○		○	○		PDF	○	temperature	40kW DC power supply	2-sensor fiber optic probe
30	1D								55kW DC power supply	gamma densitometer
31	○	○	○						54kW DC power supply	2-conductivity probe, pitot tube

5.3 節の参考文献

- [1] I. Kataoka, M. Ishii, Drift flux model for large diameter pipe and new correlation for pool void fraction, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 30, No. 9 (1987) 1927-1939.
- [2] A. Ohnuki, H. Akimoto, Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe, *International Journal of Multiphase Flow* 26 (2000) 367-386

5.4 サブクール沸騰における気泡流の構成方程式

壁面熱流束が大きくなると主流の液相がサブクール状態でも壁面で沸騰を生じ気泡が生成される。これをサブクール沸騰と呼ぶ。サブクール沸騰は、気液が熱的非平衡状態にあること、流路内の気泡分布による非均質性が大きいこと、及び垂直管内流の場合には流路方向にボイド率が增大する発達過程の現象であることを特徴としている。

サブクール沸騰は高い熱伝達特性を特徴とするが、原子炉の二相流挙動を評価する観点からも、その取扱いは重要である。ここでは、気泡挙動に着目し、流路内での気泡分布の評価等、詳細多次元流動解析で必要とされる構成方程式の現状につき示す。なお、粗視化された流路断面平均パラメータを対象とした1次元解析で必要とされる構成方程式については「サブチャンネル解析における構成方程式」に示されており、二流体モデルやオイラー・ラグランジモデルを用いた非加熱気泡流解析で必要とされる構成方程式については前節に詳細に示されている。このため、ここでは流路内の微視的空間スケールの二相流挙動評価で必要とされるサブクール沸騰に係わる構成方程式に限定して述べる。

微視的空間スケールの気泡流解析手法をサブクール沸騰に適用する際に、考慮すべき現象として、加熱壁面での気泡の生成、壁面過熱液相による気泡の成長、加熱壁面からの気泡の離脱、サブクール液相中での気泡の収縮・消滅、沸騰気泡によって誘起される液相乱流、及び気泡発生頻度（気泡発生周期）、気泡発泡点密度が挙げられる。

沸騰現象は主にプール沸騰を対象に試験や理論的検討が行われ、原子炉熱流動解析が主として対象とする強制対流サブクール沸騰に係わる研究は限られている。プール沸騰と強制対流沸騰の差、サブクール度、あるいは発熱面の傾きの沸騰熱伝達への影響は比較的小さいとされている。しかしながら、これは多様な要因の積み上げの結果として熱伝達に与える影響が小さいということであり、気泡挙動を評価する際には、強制対流、サブクール度の影響を個々の挙動に照らして吟味する必要がある。例えば、壁面過熱液相内の気泡生成・成長については液相温度分布への強制対流やサブクール度の影響と考える必要があり、気泡壁面離脱については、強制対流による液相抗力を考慮したモデルが必要と言える。また、主流のサブクール液相と気泡との相間熱伝達については凝縮熱伝達のみでなく対流熱伝達の影響も考慮する必要がある。

(1) 気泡生成条件及び初期気泡径

気泡が生成するためには、液体を蒸気に転換し気液界面をつくるためのエネルギーが必要とされ、液相は過熱状態でなければならない。気泡が気泡径 0.0 から出発して成長する均一核生成では、非常に大きな液相過熱度が必要とされる。しかしながら加熱壁面には微小なキャビティが存在するため、ここを核として十分小さな過熱度で気泡が生成される。このように、気泡は加熱壁表面の気泡生成条件を満たすキャビティを核として生成し、熱流束増大による壁面過熱度の上昇とともに、より広範なサイズのキャビティで気泡が生成され気泡発泡点が増大していく。

気泡生成条件は、活性化されうるキャビティのサイズと壁面上の液相温度分布に依存する。すなわち、キャビティサイズから定まる気泡頂部位置での液相過熱度が、表面力から定まる気泡生成条件を満たす場合に気泡が生成される。またこの時の初期気泡径は、ほぼキャビティの開口部の半径に等しいとされている。

Rohsenow は、あらゆるサイズの有効キャビティが発熱面上に存在すると仮定することにより、強制対流条件における気泡生成条件を熱流束と壁面過熱度の関係として与えている⁽¹⁾。また、Bergles-Rohsenow は、この関係を圧力が 0.1~13.7MPa における種々の流動条件の水試験データに適用することにより、圧力をパラメータとする実験式を導いている⁽²⁾。一方、平滑面のようにキャビティサイズの上限を考慮する必要がある場合には、活性化されうる最大キャビティに基づいて気泡生成条件を定める必要がある。これらの式により、強制対流条件における気泡生成条件は評価される。

(2) 気泡の壁面過熱液相での成長

気泡発生時の気泡頂部位置での液相過熱度が十分高く、蒸気圧が表面力を上回る場合には、気泡は成長を継続する。このような過熱液相での気泡成長についてはプール沸騰を対象に種々の解析が試みられている。

Plesset-Zwick は均一温度場の球形気泡を対象に、詳細な解析を実施し、気泡成長の液体慣性力や表面張力への依存性は小さく、界面熱伝達により支配されるとの結果に基づき、ヤコブ数と液相の温度伝導率をパラメータとする気泡成長モデルを提案している⁽³⁾。

強制対流サブクール沸騰では、過熱液相内に有意な温度分布が存在する。このような不均一温度場を対象とした解析も、界面での液相温度分布を種々仮定することにより行われている。しかしながら、これらの解析で仮定された温度分布は、理論的にも実験的

にも十分検討されたものではなく、実際の分布とは異なると考えられている。このため、得られた結果の信頼性は必ずしも高くはないと考えられている。また、Plesset-Zwick やこれらの不均一温度場を対象とした解析では、気泡上面の気液界面での熱伝達が支配的と考えているが、気泡の成長過程では気泡底部の伝熱面と気泡との間に存在する薄液膜の蒸発が支配的であるとの研究もあり、後述する Unal のモデルのように、このような熱伝達のメカニズムを考慮した検討も必要と考えられる。

RELAP5(MOD3)⁽⁴⁾では、気泡成長の評価において、Plesset-Zwick の気泡成長モデルに基づく界面熱伝達式と、球形分散相に対する対流熱伝達式である修正 Lee-Ryley の式⁽⁵⁾による値を比較し、大きな方を適用している。なお、壁面過熱液相では気液速度差は小さく、後者の対流熱伝達が支配的となることはないと考えられる。気泡成長モデルが用意されている。なお、Plesset-Zwick の均一温度場を仮定したモデルを用いて気泡成長を評価する際には、分布を有する液相過熱度の代表値につき検討する必要がある。

(3) 気泡の壁面からの離脱

気泡は過熱液相からの質量・エネルギー伝達により成長し、ある大きさに達すると壁面より主流側に離脱する。このような壁面よりの気泡離脱が顕著になると、流路のボイド率は急上昇する。このため、気泡離脱点を実質的なボイド生成開始点とみなすこともでき、古くから気泡離脱点の予測モデルが検討されてきた。強制対流条件での壁面よりの気泡離脱は、気泡に作用する浮力、表面張力による付着力、及び液相による抗力のバランスによって定まる。このようにして得られた気泡離脱条件に対する代表的な相関式として Levy の式⁽⁶⁾がある。また、低流量域においては、上記の水力的条件を満たして離脱しても主流のサブクール度が大きな場合には離脱気泡は直ちに凝縮により消滅し、流路のボイド率が増加することはない。この点を考慮し、Saha-Zuber は、正味のボイド率が急上昇する条件を予測することを目的に、水力的条件と熱的制約条件の両者を考慮し、多数のデータを相関することにより、実験相関式を得ている⁽⁷⁾。

これらの相関式は、粗視化された流路断面平均パラメータを対象とする1次元解析を念頭に、気泡離脱条件を熱流束や質量速度をパラメータとして主流のサブクール度の関数として与えている。しかしながら、微視的空間スケールでの二相流挙動評価においては、対応する空間スケールのパラメータに基づいた評価が必要とされる。これについて

は、気泡に作用する力のバランス式に遡り、Levy の式で得られた実験定数を反映することにより、微視的空間スケールに対する構成方程式の構築が可能と考えられる。また、低流量域・高サブクール条件での離脱気泡の凝縮については、後述する離脱気泡の主流側サブクール水との相間熱伝達を考慮することにより現象に即した評価が可能と言える。

このように、気泡の壁面よりの離脱については、Levy の式を解析の空間スケールに合わせて適切に再設定することにより評価可能と考えられる。

(4) 気泡の主流サブクール液相における収縮・消滅

壁面より離脱した気泡が主流側に拡散しサブクール液相と接する場合には、相間熱輸送により気泡は収縮あるいは消滅する。

Unal は高圧サブクール沸騰条件での気泡径の高速度カメラによる観察、及び広範な強制対流サブクール沸騰条件から得られた実験データに基づき、気泡成長速度、最大気泡径、成長時間に係わるモデルを構築している⁽⁸⁾。Unal のモデルでは、気泡体積の変化は、加熱壁面と気泡の間の薄液膜蒸発と、気泡上部表面での周辺液相による凝縮の差により支配されるとしている。

RELAP5(MOD3)⁽⁴⁾では、気泡のサブクール液相による凝縮熱伝達評価に、この Unal の気泡凝縮モデルを適用している。しかしながら、Unal のモデルは離脱前の気泡を対象としたものであり、離脱気泡の主流サブクール液相との相間熱伝達への適用性については検討の余地が残されていると考えられる。

(5) 沸騰気泡による液相の誘起乱流

気泡は加熱壁面上で生成・成長することにより液相を主流側に押し出し、また気泡が壁面より離脱する場合には逆に液相が加熱面に流れ込む。このように沸騰気泡は加熱面近傍で付加的な乱流混合を引き起こす。サブクール沸騰条件の液相の流動挙動を評価する際には、この沸騰気泡によって引き起こされる乱流を考慮する必要がある。また、沸騰気泡誘起乱流は、液相乱流による気泡のランダムな挙動を評価する上でも重要である。

この沸騰気泡誘起乱流については、Kataoka らによりモデル化が試みられている⁽⁹⁾。乱流を考慮して流動挙動を評価するためには、混合長と乱れ速度が必要とされる。Kataoka らは、混合長は構成方程式で与え、乱れ速度は乱流エネルギー保存則から等方性乱流を仮

定して与えている。ここで、混合長については壁面近傍での沸騰気泡と液相の入れ替わりを考慮することにより定式化し、乱流エネルギー保存則に追加される沸騰気泡による乱流生成項については、気泡発泡点密度、気泡径、気泡発生周期、及び気泡成長率に比例するとして与えられる液相変動速度をパラメータとして定式化している。このように沸騰気泡によって誘起される乱流については、Kataokaらのモデルを用いて評価できると考えられる。

(6) 気泡発生頻度

気泡発生頻度は、気泡が成長し離脱径に達するまでの時間と気泡離脱による擾乱によって生ずる液相過熱相の温度分布の回復時間に依存する。プール沸騰状態の気泡発生頻度については、成長時間と回復時間がほぼ等しいとの観察データと気泡上昇速度から求めた Zuber 式⁽¹⁰⁾、次元解析に基づく McFadden– Grassmann の式⁽¹¹⁾等、離脱気泡径をパラメータとした幾つかの式が提案されている。これらの式では、気泡発生頻度 f と気泡離脱径 d_0 のべき乗の積 fd_0^n が一定とされており、 n は 1/2 から 2 の値とされている。

大気圧条件での実験結果によれば気泡発生頻度と気泡離脱径の積はサブクール度によらずほぼ一定であり、気泡発生の様相に飽和沸騰とサブクール沸騰で大きな差はないとされている⁽¹²⁾。また、圧力 0.2MPa において強制対流サブクール沸騰条件で熱流束をパラメータとして実施した試験では、熱流束の増大とともに気泡発泡点が増大し、熱流束の気泡発生頻度や気泡離脱径に対する影響は小さいことが観察されている⁽¹³⁾。これらのことは、気泡発生頻度に係わる現象がプール沸騰と強制対流サブクール沸騰で基本的な差はなく、強制対流サブクール沸騰に対するモデルをプール沸騰に関するモデルに基づいて検討できることを意味していると考えられる。但し、具体的な式の定数については、強制対流サブクール沸騰条件での試験データに基づき確認する必要があると言える。

なお、気泡挙動評価では、気泡発生頻度とともに気泡発泡点密度が必要とされる。これについては、加熱壁面単位面積あたりの沸騰熱伝達による伝熱量と個々の気泡生成エネルギーから定めることができる。

気泡追跡法等の微視的空間スケールを対象とした二相流動解析手法を、原子炉の熱流動評価で重要とされる強制対流サブクール沸騰条件に適用する際には種々の構成方程式が必

要とされる。これらについては、最小限の構成方程式は揃っているものの、プール沸騰を対象とした構成方程式や、古い試験データに基づく構成方程式が含まれている。このため、改めて最新の試験技術を用いた、強制対流サブクール沸騰を対象とした試験実施によりデータを蓄積し、それらの試験データに基づく構成方程式の適用性確認、あるいは新たな構成方程式の構築が必要と考えられる。

5.4 節の参考文献

- (1) Rohsenow, W. M., "Status of and Problem in Boiling and Condensation Heat Transfer," Progress in Heat and Mass Transfer, 6, Pergamon Press. (1972)
- (2) Bergles, A. E., and Rohsenow, W. M., "The Determination of Forced-Convection Surface-Boiling Heat Transfer," Trans. ASME, Ser. C, 86 (1964)
- (3) Plesset, M. S., and Zwick, S. A., J. Appl. Phys., 25 (1954)
- (4) "RELAP5/MOD3 Code Manual Volume1: Code Structure, System Models, and Solution Methods," NUREG/CR-5535 INEL-95/-0174 (1995)
- (5) Lee, K, and Ryley, D. J., "The Evaporation of Water Droplets in Superheated Steam," J. of Heat Transfer, ASME (1968)
- (6) Levy, S., "Forced Convection Subcooled Boiling Prediction of Vapor Volumetric Fraction," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.10 (1967)
- (7) Saha, P. and Zuber, N., "Point of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling," Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol.IV (1974)
- (8) Unal, H. C., "Maximum Bubble Diameter, Maximum Bubble-Growth Rate During the Subcooled Nucleate Flow Boiling of Water Up to 17MN/m²," Int. J. of Heat Mass Transfer, 19 (1976)
- (9) Kataoka, I., et al. "Analysis of Turbulent Structure in Boiling Two-Phase Flow," Proc. Int. Symp. Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Vol.2 (1999)
- (10) Zuber, N., Int. J. Heat Mass Transfer 6-1 (1963)
- (11) McFadden, P. W. and Grassmann, P., Int. J. Heat Mass Transfer 5-3/4 (1962)
- (12) 西川・楠田, 機会学会論文集, 29-204 (1963)
- (13) Gunter, F. C., "Photographic Study of Surface Boiling Heat Transfer to Water with Forced Convection," Trans. ASME 73 (1951)

6. 環状流・環状噴霧流・液滴流の構成方程式

6.1 噴霧流・環状噴霧流における液滴挙動シミュレーションと構成方程式

「液滴挙動シミュレーション」というと、近年では個々の液滴挙動を計算するラグランジュ手法が盛んであるが、本節では、オイラー手法も含めた噴霧流及び環状噴霧流シミュレーション全般に用いられる液滴挙動に関連する代表的な構成式について述べる。以下、各節においては、まず各液滴構成式についてその現状について述べた後、今後の高度化への課題について説明する。

一般的にラグランジュ手法は、個々の液滴の挙動を解析するために、液滴径分布の影響、気相乱流との相互作用、液滴の合体・分裂、複雑形状との相互作用など、平均的な挙動を解析するオイラー手法と比べて詳細な解析ができるものと考えられている。しかしながら、流動様式を限定した解析であるため、原子炉内の沸騰遷移現象のように、液单相流から気泡流、スラグ流、環状噴霧流、噴霧流というように流動様式が大きく変化するような流れには適用できない場合が多い。このため、沸騰水型原子炉燃料スパーサの液滴伝達に対する影響評価など、構成式高精度化のために用いられる場合が多い。つまり、現在はオイラー手法とラグランジュ手法の長所をそれぞれ活かす形で二相流数値解析が進められている。そこで、このように両手法を関連させて二相流現象を解析する場合、両手法について、噴霧流、環状噴霧流でどのような構成式が用いられているかについて整理しておくことは意味があると考え、表 6.1-1 に現状における両手法（オイラー手法については、二流体モデルと三流体モデル）の各液滴関連構成式の適用状況についてまとめた。これを見ると、液滴径分布はラグランジュ手法とオイラー手法では、解法への取り込み方が違うことがわかる。ラグランジュ手法では、解析する液滴径そのものを規定する際に液滴径分布の構成式を用いるが、オイラー手法では直接液滴径分布を用いるのではなく、界面積濃度を算出する際に液滴径分布を想定している（6.1.1 参照）。従って、ラグランジュ手法でモデルを開発した局所モデルをオイラー手法のコードに適用する場合において、解析手法間の整合性について考慮することも必要である。

6.1.1 界面積濃度

(a) 界面積濃度 (a_i) モデルの現状

噴霧流及び環状噴霧流における液滴に起因する界面積濃度は次式のように液滴体積率 (α_d) とザウター平均径 (d_{sm}) で表される。これは、気泡流の界面積濃度の求め方と同じである。

$$a_i = \frac{6\alpha_d}{d_{sm}} \quad (6.1-1)$$

ザウター平均径については、コードにより異なるが、RELAP5/MOD2 では、次のように

求めている。つまり、 We 数を 3.0 として最大液滴径 (d_{max}) を求め、その 1/2 を平均液滴径 (d_0) として仮定する。さらに、液滴径分布として抜山棚沢の式¹を仮定することで、平均径からザウター平均径を求める。

$$We = \frac{\rho_g (u_g - u_l) d_{max}}{\sigma} = 3.0 \quad (6.1-2)$$

$$d_0 = 0.5 d_{max} \quad (6.1-3)$$

$$d_{sm} = \frac{2}{3} d_0 \quad (6.1-4)$$

ただし、

We	: 液滴ウェーバー数
ρ_g	: 気相密度
u_g	: 気相速度
u_l	: 液相速度
d_{max}	: 最大液滴径
d_0	: 平均液滴径
σ	: 表面張力

(b) 界面積濃度構成式の高度化

界面積濃度の構成式は、現状の二相流解析コードでは、流動様式毎に定義されているのが普通である。しかし、今後より解析結果の精度を向上したり、実験データベースがない領域での解析を行う必要がある場合、流動様式判別に依存した解析では限界があると考えられ近年、界面積濃度そのものを物理量としてとりあつかう方法が Ishii²らによって開発され二相流解析コードへの組み込みも進められている。

6.1.2 液滴径

(a) 液滴径分布モデルの現状

液滴径及びその分布に関する構成式は、ラグランジュ手法による二相流解析コードでは、挙動を解析する液滴の初期値として非常に重要である。また、他のオイラー手法による二相流解析コードにおいても界面積濃度などに間接的にその影響を採り入れられている。現在までも Azzopardi³によってまとめられた表 6.1-2 に示すように数多くの液滴径分布測定が行われこれらの液滴径分布モデルが提案されている。以下にその代表的な液滴径分布モデルを以下に示す。

i) ロジン・ラムラー分布

ロジン・ラムラー分布⁴は、次式で定義される液滴径分布である。この分布は、元々固体

を粉砕して得られる粉体に適用されたものであるが、噴霧流の液滴径分布の評価にも多用されている。(6.1-5)式は、径が d 以上である液滴の割合を示す累積確率分布関数である。一方、これを個数基準で表した確率密度関数を (6.1-6)に示す。なお、これらに対応する確率密度関数を図 6.1-1 に示す。

$$F(d) = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{d}{d_e}\right)^\beta\right\} \quad (6.1-5)$$

$$f_N(d) = \frac{\beta}{\bar{d} \left\{ \Gamma\left(1 - \frac{3}{\beta}\right) \right\}} \left(\frac{d}{\bar{d}}\right)^{\beta-4} \exp\left\{-\left(\frac{d}{\bar{d}}\right)^\beta\right\} \quad (6.1-6)$$

ただし、

$F(d)$: 液滴径が d 以上である液滴の確率分布関数

$f_N(d)$: 液滴径 d の個数基準の確率密度関数

β : 実験定数

ii) 対数正規分布と上限対数正規分布

一般的な確率密度分布としてよく用いられるのは次式で表される正規分布である。

$$f_N(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(d-D)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (6.1-7)$$

ところが、実際の噴霧では平均径より小さい液滴個数が多く、平均より大きい粒子の個数は少ない。そこで微小粒子については、増加、粗大粒子については減少させた形の分布関数を用いた方がよい。そこで、正規分布の横軸の粒径を対数にとった分布関数である対数正規分布が利用されることがある。両者を比較のため図 6.1-2 に示す。

$$f_N(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_g}} \exp\left\{-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln d - \ln D_g}{\ln \sigma}\right)^2\right\} \quad (6.1-8)$$

D_g : 幾何平均径

σ_g : 液滴径 d の個数基準の確率密度関数

ただし、正規分布にしる対数正規分布にしる、実際の分布と異なり上限液滴径が存在しない。そこで上限液滴径を設定した、上限対数正規分布 (upper-limit log normal) が用いられることがある。環状噴霧流の液滴径分布を表す片岡の液滴径分布⁵は、この分布形を用いている。

$$f_N(d) = -\frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \exp\{-(\xi y)^2\} \quad (6.1-9)$$

$$y = \ln \frac{kd}{d_{\max} - d} \quad (6.1-10)$$

$$k = \frac{d_{\max} - d_{vm}}{d_{vm}} \quad (6.1-11)$$

ただし、

- d_{\max} : 最大液滴径
- d_{vm} : 体積メジアン液滴径
- ξ : 係数

iii) 抜山・棚沢分布

抜山・棚沢分布は、液滴径分布として広く用いられるものであるが、元々気流噴射弁によって作られる液体微粒子群の実験式として提案されたものである。ロジック・ラムラー分布は、本分布の一例に含まれる。なお、図 6.1-3 に抜山・棚沢分布を示す。

$$f_N(d) = Ad^\alpha \exp(-Bd^\beta) \quad (6.1-12)$$

ただし、

- A, B, α, β : 係数、ただし以下の関係を有する

$$\frac{A}{\beta B^{\frac{\alpha+1}{\beta}}} \Gamma\left(\frac{\alpha+1}{\beta}\right) = 1$$

以上のように、液滴径分布モデルは、異なる実験データベースや理論により複数のモデルが提案されているので、解析しようとする現象に適切なモデルを十分評価して選択する必要がある。このような差異を確認するために、Kataoka の分布と抜山・棚沢の分布を比較してみる。Kataoka の分布は、環状噴霧流を対象として提案されたもの、抜山・棚沢の分布は、気流噴射弁からの噴霧をベースにして提案されたものということで両者のベースは異なる。図 6.1-4 に個数基準の Kataoka の分布と抜山・棚沢の分布を、図 6.1-5 に体積基準の同分布を示す。個数基準では両者の差異は一見わずかであるが、体積基準で比較すると分布の差異が明確となる。乱流拡散による液滴伝達シミュレーションに用いる場合、伝達された液滴質量が重要となるため、どのような液滴径分布を用いるかを留意しなければならない。

次に、ラグランジュ手法に液滴径分布を用いる際の注意点について述べる。先に説明した液滴径分布を見てもわかるようにほとんどの液滴径は、平均液滴径より小さいところに数多く分布している。このような径の小さい液滴が、壁面近傍の速度の遅い領域に侵入した場合、慣性が小さく壁面になかなか到達せず計算時間ばかりかかってしまう場合がある。しかも、着目する現象が液滴伝達のような場合、径の大きい、つまり質量の大きい液滴が現象を

支配してしまうため、平均径以下の液滴の計算を行わない場合がある。ただし、これは径の小さい液滴の挙動解析をする必要がないことを意味していない。界面積に着目すると径の小さい液滴は重要な役割を果たすことになる。以上から、着目する現象、それを評価するために必要な計算時間を考慮して計算する液滴径範囲を決める必要がある。

(b) 液滴径構成式の高度化

液滴径分布の構成式については、前述のように数多くの実験が行われているものの機構論的なモデルに基づいたものではないため実験範囲外への適用には問題がある。このような問題に対して、最近粒子法を用いた数値シミュレーションによって液滴径分布を求める試みがなされている。図 6.1-6 は、Shibata ら⁶による抜山・棚沢の実験を対象とした計算結果である。実験結果とよい一致を示すことが分かる。今後このような方法に基づいた液滴径分布構成式の開発が進むことが望まれる。

6.1.3 液滴伝達

(a) 液滴伝達モデルの現状

噴霧流及び環状噴霧流における液滴伝達現象は、ポストドライアウト熱伝達や沸騰水型燃料の沸騰遷移に影響する重要なものである。従来から多くの実験がなされ各々の実験に基づいて液滴伝達構成式が開発されてきた。ここではその中でも従来から得られてきた数多くの液滴伝達データベースに基づいて得られた代表的な液滴伝達係数 (k_d) 構成式について述べる。

i) Govan の式

Govan の式⁷は、表 6.1-3 に示すように、圧力、作動流体の種類とも広範囲なデータに基づいて開発された液滴伝達構成式であり、広く用いられている。

$$k_d \sqrt{\frac{\rho_g D}{\sigma}} = 0.18 \quad \text{if } \frac{c}{\rho_g} < 0.3$$

$$k_d \sqrt{\frac{\rho_g D}{\sigma}} = 0.083 \left(\frac{c}{\rho_g} \right)^{-0.65} \quad \text{if } \frac{c}{\rho_g} > 0.3$$

ただし、

D : 管径
 c : 液滴濃度

ii) Okawa の式

Okawa の式⁸は、Govan の式に基づいて不連続の箇所がないように開発された構成式である。

$$k_d \sqrt{\frac{\rho_g D}{\sigma}} = 0.0632 \left(\frac{C}{\rho_g} \right)^{-0.5}$$

iii) Sugawara の式

Sugawara の式⁹は、乱流拡散を液滴伝達の支配的要因として考え、乱流熱伝達の式である Colburn の式のアナロジーとして液滴伝達の式を求めている。さらに、これに対して高圧の実験データに基づいて液滴濃度と圧力の影響を加味して構成式を作成している。三流体二相流解析コード FIDAS に採用されている。

$$k_d / u_g = 0.009 \operatorname{Re}_g^{-0.2} \left(C / \rho_g \right)^{-0.5} Sc^{-2/3}$$

ただし、

$$\begin{aligned} Re_g &: \text{気相レイノルズ数} \\ Sc &: \text{シュミット数} \end{aligned}$$

(b) 液滴伝達構成式の高度化

ここで取り上げた Govan の構成式は、広範囲の条件、流体に対して±30%程度の精度で予測を行える信頼性の高い構成式として利用されている。ただし、構成式のベースとなっている実験は単管で行われているため、サブチャンネル解析コードで取り扱う管群形状流路のような複雑形状への適用性については、検討が必要となってくる。形状効果の例としては、二重管の内管と外管で液滴伝達係数が異なることが実験的に指摘されており、山本ら⁹は、ラグランジュ手法に基づいた解析でも、同様に差異が生じることを確認している。このように単管で開発された構成式を高度化するためには、従来の実験データベースだけでなくシミュレーションによる検討が今後も必要となる。

6.1.4 液滴発生

(a) 液滴発生モデルの現状

液滴発生モデルは、液滴伝達モデルと同様に沸騰遷移などの現象で重要な役割を果たす構成式である。液滴発生率を直接測定することができないので普通は、環状噴霧流の定常状態において液滴伝達量と液滴発生量が釣り合っているとしてあらかじめ求めてある液滴伝達モデルから液滴発生モデルを作成する。

i) Govan の式

Govan の式⁶は、表 6.1-4 に示すように、圧力、作動流体の種類とも広範囲なデータに基づき構成式を開発している。

$$\frac{m_E}{\dot{m}_g} = 5.75 \times 10^{-5} \left((m_{lf} - m_{lfc})^2 \frac{d \cdot \rho_l}{\sigma \cdot \rho_g^2} \right)^{0.316} \quad \text{for } m_{lf} > m_{lfc}$$

ただし、

- m_E : 液滴発生量
- \dot{m}_g : 気相流量
- m_{lf} : 液膜流量
- m_{lfc} : 限界液膜流量

ii) Okawa の式

Okawa の式⁷は、次式にも示すように界面せん断力と表面張力の比に基づいて開発されている。また、表 6.1-5 は本構成式のデータベースである。

$$m_E = k_E \rho_l \frac{f_i \rho_g J_g^2 \delta}{\sigma} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.2} \quad \text{for } \text{Re}_f > \text{Re}_{fc}$$

$$\delta = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{f_w \rho_l}{f_i \rho_g} \frac{J_f}{J_g}} D, f_i = 0.005 \left(1 + 300 \frac{\delta}{D} \right), f_w = \max \left(\frac{16}{\text{Re}_f}, 0.005 \right)$$

iii) Wurtz の式

Wurtz の式¹¹は、次式にも示すように界面せん断力と表面張力の比と液膜厚さに関するパラメータに基づいて開発されている。サブチャンネル解析コード COBRA-TF に採用されている。

$$m_E = 2.0 \left(\frac{k_s \tau_i}{\sigma} \right) \left(\frac{u_g \mu_l}{\sigma} \right)$$

ただし、 k_s は液膜厚さ δ に関係したパラメータで次式で表される。

$$k_s = 0.57 + 21.73 \times 10^3 \delta^2 - 38.8 \times 10^6 \delta^3 + 55.68 \times 10^9 \delta^4$$

iv) Sugawara の式

Sugawara の式は、液滴発生を擾乱波の先端部のせん断によるものとしているが、せん断力以外にも圧力の影響についても考慮している。

$$m_E = 1.07 \left(\frac{\Delta h_{eq} \tau_i}{\sigma} \right) \left(\frac{u_G \mu_l}{\sigma} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.4}$$

$$\Delta h_{eq} = k_s \quad \text{Re}_g \geq 1.0 \times 10^5$$

$$= k_s \{ 2.136 \log_{10}(\text{Re}_g) - 9.68 \} \quad \text{Re}_g < 1.0 \times 10^5$$

(b) 液滴発生構成式の高度化

液滴発生構成式についても、液滴伝達構成式と同様に実験データベースが単管流路であるため今後シミュレーションと併用した形で複雑形状流路への対応を目指した高度化を進めていく必要がある。また、液滴発生は、液滴伝達と比較して数値解析による現象の再現が困難であるため、今後、粒子法、界面追跡法などを用いたより高度な解析手法の開発が待たれる。

6.1.5 まとめ

本節では、噴霧流及び環状噴霧流における液滴挙動シミュレーションで重要となる液滴関連の構成式について実験データベースも含めたモデルの現状と今後の高度化の課題について述べた。近年の計算機性能の発達と数値解析手法の発展により、大きく進歩している分野であるが、ここで述べたように構成式の開発にはさらなる進展が望まれる。

参考文献

1. 拔山 四郎, 棚澤 泰, 液体微粒化の実験, 日本機械学会論文集, **5** (1939), 63-75.
2. Ishii, M. Two-fluid Model Based on Interfacial Area Transport Equation, *5th International Conference on Multiphase Flow, ICMF'04* Yokohama, Japan, May 30-June 4, 2004, PL4.
3. Azzopardi, B. J., DROPS IN ANNULAR TWO-PHASE FLOW, *Int. J. Multiphase Flow*, **23** (1997) 1-53.
4. Rosin, P. and Rammler, E. Laws governing the fitness of powdered coal., *J. Inst. Fuel*, **7** (1933), 29-36.
5. Kataoka, I., Ishii, M. and Mishima, K., Generation and Size Distribution of Droplet in Annular Two-Phase Flow, *Transactions of the ASME*, **105** (1983), 230-238.
6. Shibata, K., Koshizuka, S., Oka, Y. and Yamauchi, T., Numerical Analysis of Jet Break Behavior Using Particle Method, *GENES4/ANP2003*, Kyoto, Japan, Sep.15-19, 2003, No.1077.
7. Govan, A. H., Hewitt, G. F. and Owen, D. G., An Improved CHF Modeling Code, 2nd UK National Heat Transfer Conference, 1988, 33-48.
8. Okawa, T. et. al, New entrainment correlation in annular two-phase flow applicable to wide range of flow condition, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **45** (2002), 87-98.
9. Sugawara, S., Analytical Prediction of CHF by FIDAS Code Based on Three-Fluid and Film-Dryout Model, *J.Nucl.Sci.Tech.*, **27** (1990), 12-29.
10. 山本 泰, 大川 富雄, 小谷 明央, 二重管流路の液滴付着率, 日本機械学会 2004 年度年次大会, No.2314.
11. Wurtz, J., An Experimental and Theoretical Investigation of Annular Steam Water Flow in Tubes and Annuli at 30 to 90 bar, RISO Report No.372 (1978).

表 6.1-1 代表的な液滴構成式とシミュレーション手法について

構成方程式	オイラー手法		ラグランジュ 手法	備考
	二流体 モデル	三流体 モデル		
界面積濃度	○	○	×	
液滴径（平均径、分布）	○ ¹⁾	○ ¹⁾	○	1)界面積濃度の算出に用いる。
液滴発生条件	○	○	△ ²⁾	2)環状噴霧流における液膜からの液滴発生を判断する。
液滴流量比	○	△ ³⁾	×	3)環状噴霧流への遷移点における液滴流量を設定する。
液滴発生	×	○	△ ⁴⁾	4)液膜から発生する液滴個数を評価する。
液滴伝達	×	○	×	
液滴に働く力（抗力、揚力）	△ ⁵⁾	△ ⁵⁾	○	5)界面抗力として考慮する。
熱伝達	○	○	○	

○：必要、△：手法によっては不要、×：不要

表 6.1-2 代表的な液滴径実験データベース³

文献著者	作動流体	管径 (mm)	圧力 (bar)	jg (m/s)	jl (m/s)	分布	備考*
Hewitt(1962)	air-water	32	1	26-66	0.032-0.238	-	
Wicks and Dukler(1966)	air-water	152 x19	1	25-86	0.022-0.175	-	Unreliable technique
Cousins and Hewitt(1968)	air-water	9.5	2.2	27-47	0.06-0.39	-	
Pogson et al.(1970)	steam-water	34	1	70	0.014-0.043	NT	Sample size small
Tatterson et al.(1977)	air-water	305 x25	1	26-60	0.044-0.018	ULLN	Unreliable technique
Andreussi(1978)	air-water	24	1	26-65	0.036-0.29	ULLN	
Azzopardi(1978)	air-water	32	1.5	24-44	0.016-0.095	RR	
Linstead(1978)	air-water	32	1.1	7-22	0.001-0.09		miss small drops
Ueda et al.(1978), Ueda(1979)	R113 low surface tension and higher viscosity liquid	10,30	1	43-85	0.02-0.114	Γ	Sample size small
Azzopardi et al.(1980)	air-water	32	1.5	23-42	0.016-0.16	RR	
Azzopardi et al.(1983)	air-water	125	1	30-43	0.008-0.026	RR	
Gibbons(1985)	aq.Glycerol	32	1.5	31-44	0.048	RR	

文献著者	作動流体	管径 (mm)	圧力 (bar)	jg (m/s)	jl (m/s)	分布	備考*
Lopes and Dukler(1985)	air-water	50	~1	14-25	0.034-0.121	ULLN	miss small drops
Teixeria et al.(1988)	air-water	32	1.5	26-50	0.016-0.125	RR	
Jepson et al.(1989)	air-water,Helium-water	10	1.5	22-67 44-67	0.04-0.14 0.04-0.15	RR RR	
Jepson et al.(1990)	air-1,1,1trichlorethane	10	1.5	8-24	0.03-0.122	RR	
Tayali et al.(1990)	air-water	32	1.6	10-32	0.013-0.032		
Azzopardi and Teixeria(1994)	air-water	20	1.5	30-59	0.041-0.124	RR	
Jepson(1992)	CF4-water	10	1.5	28-42	0.04-0.14	RR	
Fore and Dukler(1995)	air-water,Aq.glycerol soln	50	1-1.2	17-33 16-32	0.015-0.06 0.017-0.067	ULLN ULLN	
Hay et al.(1996)	air-water	42	~1	36	0.022-0.123	ULLN/RR	
Okada et al.(1995)	air-water	30	~1	28-47	0.01-0.15		center jet injector
Ribeiro et al.(1995)	air-water	32	1.3-1.4	25-42	0.03-0.11		
Azzopardi et al.(1996)	air-water	65	~1	17-25	0.11-0.16	MI	
Azzopardiet al.(1997)	air-water	38	1.5	15-30	0.02-0.16	MI	
Zaidi et al.(1997)	air-water	38	1.5	15-30	0.02-0.16		

* : 備考は、著者 (Azzopardi) による論文中的コメント

表 6.1-3 Govan の液滴伝達構成式のデータベース⁷

文献著者	作動流体	管径(mm)	圧力(bar)	点数
Willetts(1987)	air-1,1,1trichlorethane	10.3		9
↑	air-fluoroheptane	10.3		12
Govan(1988)	air-water	31.8		34
Cousins & Hewitt(1968)	air-water	9.5		643
↑	air-water	31.8		24
Jepson(1987)	air-water	10.3		65
Bennet et al.(1966)	steam-water	12.6	70	19
Lee & Obertelli(1963)	steam-water	9.7	70	9
↑	steam-water	9.7	40/70/110	94
↑	steam-water	9.7	70/110	47
Lee(1965)	steam-water	9.5	70/110	32

988

表 6.1-4 Govan の液滴発生構成式のデータベース⁷

文献著者	作動流体	管径(mm)	圧力(bar)	点数
Gill et al(1964)	air-water	31.8		27
Cousins et al(1965)	air-water	9.5		20
Truong Quang Minh(1965)	air-water	12.0		29
↑	air-water	6.0		28
↑	air-methanol	12.0		17
Cousins & Hewitt(1968a)	air-water	9.5		73
↑	steam-water	31.8		24
Cousins & Hewitt(1968b)	air-water	31.8		2
Singh et al(1969)	steam-water	12.5		39
Gill et al(1969)	air-water	31.8		5
Hewitt & Pulling	steam-water	9.3		72
Kees et al(1970)	steam-water	12.6		18
Whalley et al(1974)	air-water	31.8		129
↑	air-water	31.8		4
Nigmatulin et al(1977)	steam-water	13.3		45
Brown(1975,1978)	air-water	31.8		30
Wurtz(1978)	steam-water	10.0		72
↑	steam-water	20.0		21
Willets(1987)	air-water	10.3		15
↑	helium-water	10.3		9
↑	air-sulpholane	10.3		0
↑	air-1,1,1trichlorethane	10.3		10
↑	air-fluorohethane	10.3		19
Asali(1984)	air-water	42.0		24
↑	air-glycerine	42.0		2
↑	air-water	22.9		20
Leman(1983)	air-glycerine	42.2		1
Azzopardi et al(1983)	air-water	125.0		17
Owen(1986)	air-water	31.8	2.4	96
↑	air-water	31.8	3.7	69
↑	air-water	31.8		28

965

表 6.1-6 Okawa の液滴発生構成式のデータベース⁸

文献著者	作動流体	管径 (mm)	圧力 (Mpa)	流量 (kg/m ² s)	x _g (%)	点数
Cousins et al(1965)	air-water	9.5	0.12-0.27	80-530	15	52
Cousins & Hewitt(1968)	air-water	9.5	0.14-0.25	159-877	8	434
Cousins & Hewitt(1968)	air-water	31.8	0.20-0.21	107-199	46	24
Hewitt & Pulling(1969)	steam-water	9.3	0.24-0.45	297	14	66
Yanai(1971)	steam-water	12.0	0.34	139-278	11	20
Wurtz(1978)	steam-water	10.0	3.0-9.1	500-3000	8	71
↑	steam-water	20.0	7.1	500-2000	20	20
Kees et al(1970)	steam-water	12.7	3.5-6.9	1300-2740	15	21
Nigmatulin et al(1976)	steam-water	13.3	0.91-10.0	500-4000	10	46
Whalley et al(1973)	air-water	31.8	0.12-0.35	79-792	10	117
↑	air-water	31.8	0.27-0.28	158-319	35	16
Singh et al(1969)	steam-water	12.5	6.9	271-963	28	28
Bennet et al(1966)	steam-water	9.3	0.38	297	20	12
Owen et al(1985)	air-water	31.8	0.24	120-550	17	47
Asali(1983)	air-water	22.9	0.10	53-257	25	25
↑	air-water	42.0	0.10	54-188	30	25
↑	air-glycerine	42.0	0.10	73-182	36	8

1032

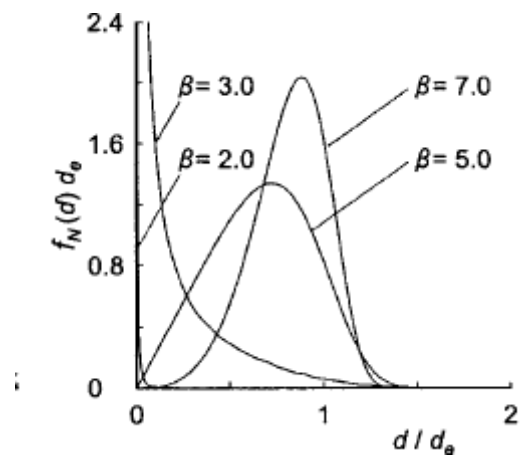


図 6.1-1 ロジン・ラムラー分布

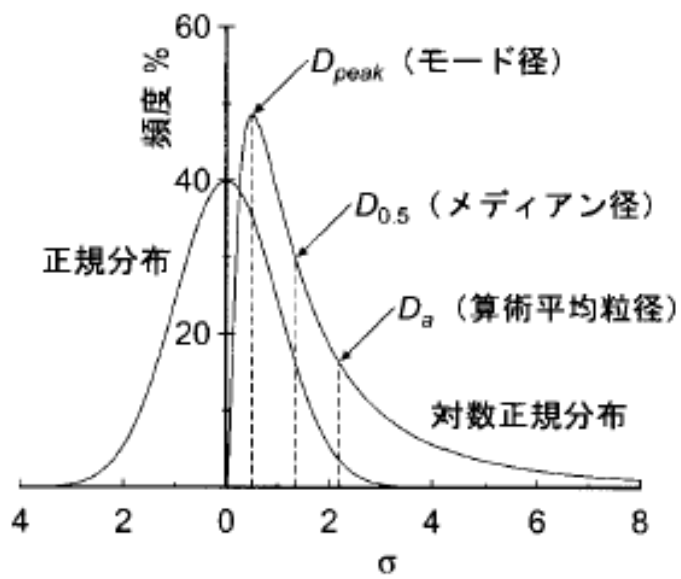


図 6.1-2 対数正規分布

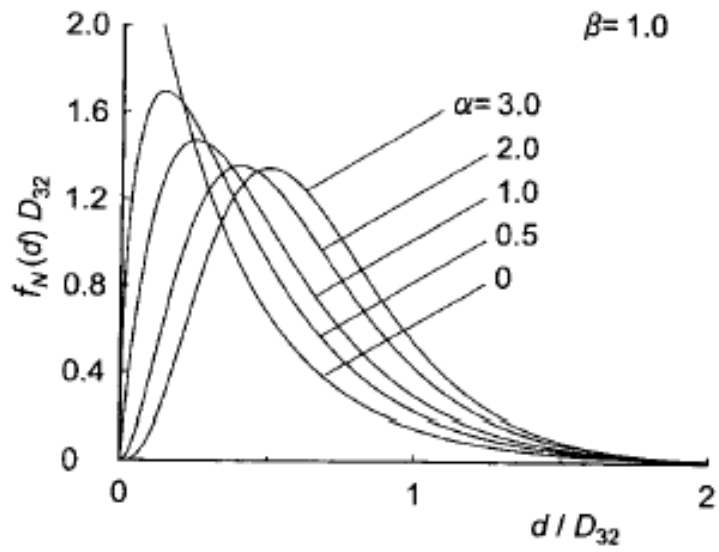


図 6.1-3 抜山・棚沢分布

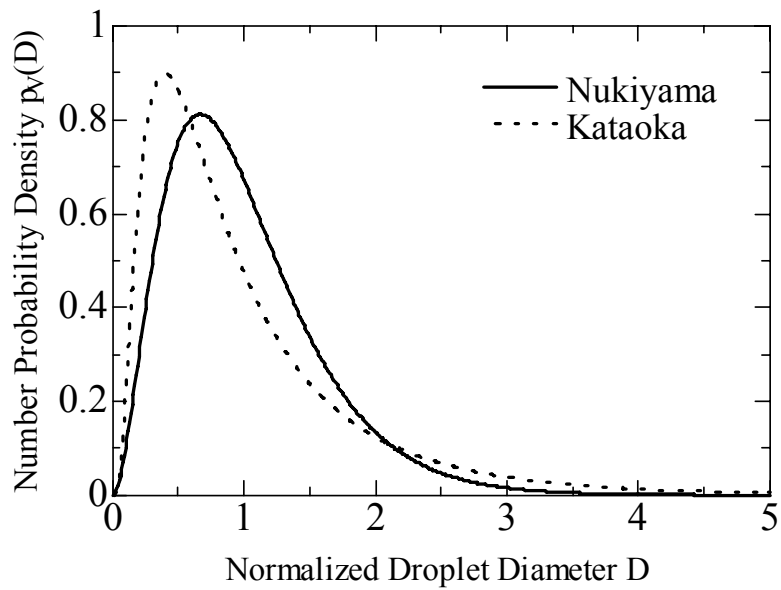


図 6.1-4 個数基準液滴径分布の比較

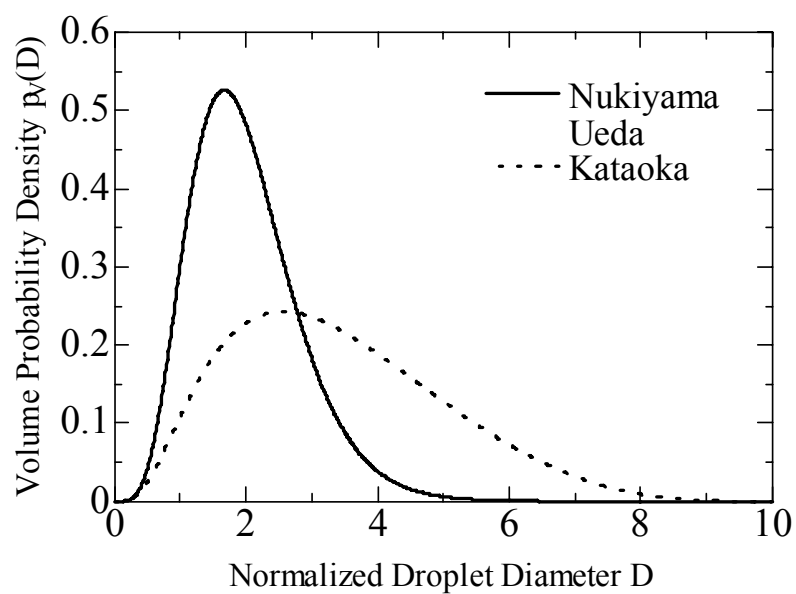


図 6.1-5 体積基準液滴径分布の比較

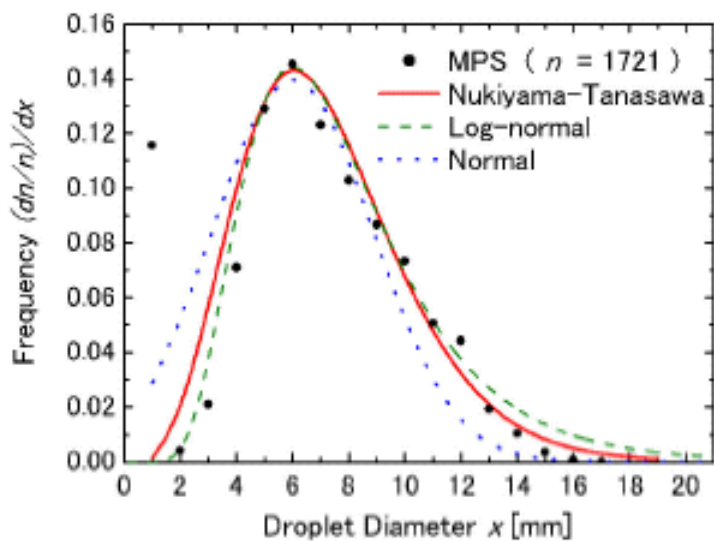


図 6.1-6 粒子法 (MPS 法) による噴流液滴分裂による液滴径分布⁶

6.2 液膜流のCHF解析と構成方程式

本節においては、第4章のサブチャンネル解析の元になる管内流を主な対象として液膜流と限界熱流束（CHF）の解析について述べる。

第6.2.1項では管内流を対象とする液膜流の解析モデルと構成方程式、第6.2.2項では管内流での液膜の消失によるドライアウト熱流束の予測解析と構成方程式、第6.2.3項では凝縮液膜など液膜蒸発以外の各種液膜流と構成方程式について述べる。したがって、第6.2.1項では第4章と一部重複する部分があり、第6.2.2項では第6.1節の噴霧流・環状噴霧流と一部重複する部分がある。

6.2.1 液膜流の解析モデルと構成方程式

対象とする液膜流を図6.2.1-1に示す。相変化を伴わない非加熱系では質量保存式と運動量保存式を解く。質量保存式ではエントレインメントとデポジションの構成式が必要になるが、多次元解析の構成式は第6.1節で扱い、管内流解析の構成式は第6.2.2項で扱う。質量保存式では壁面摩擦、気液界面摩擦、気液界面積濃度の構成式が必要になる。解析目的によるが、基礎式と構成式を用いて気液の流速、液膜厚さもしくはボイド率、液滴流量比を求める。相変化を伴う加熱系では、質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式を解くが、エネルギー保存式では壁面熱伝達、液膜表面熱伝達、液滴表面熱伝達の構成式が必要になる。これらの基礎式と構成式は、「原子炉における熱流動数値解析の現状(II)」⁽¹⁾、「気液二相流の数値解析」⁽²⁾、「新しい気液二相流数値解析—多次元流動解析—」⁽³⁾などにまとめられている。壁面摩擦、壁面熱伝達の構成式は他の流動様式と相違はないため、気液界面摩擦、気液界面積濃度、液膜表面熱伝達について述べる。

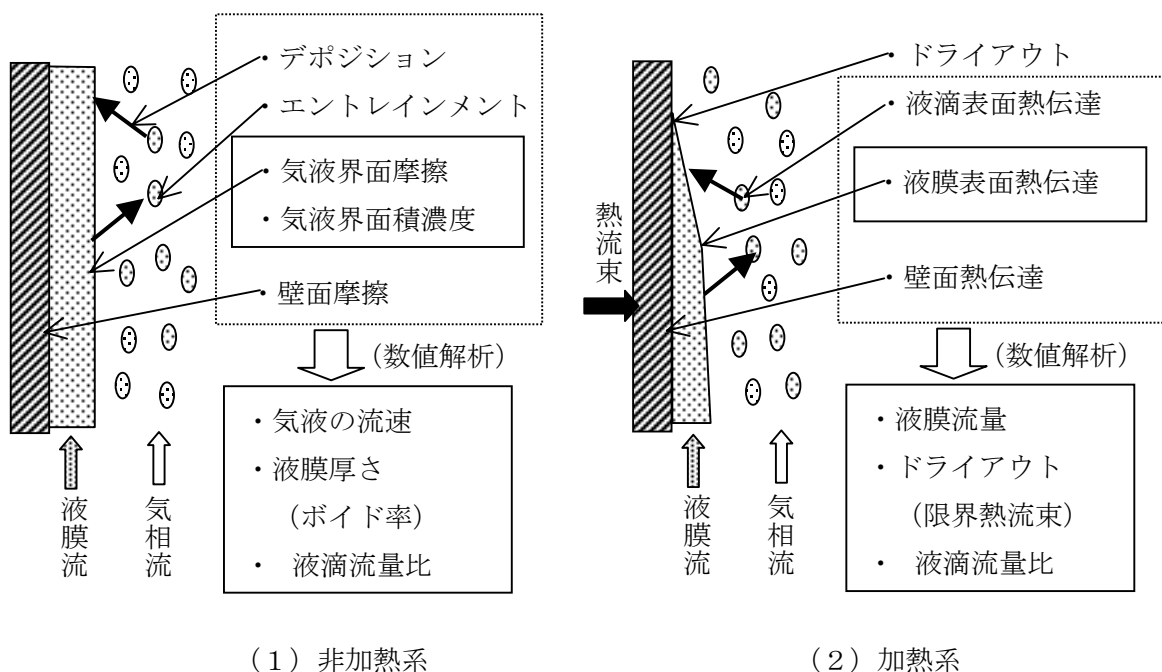


図 6.2.1-1 対象とする液膜流

以下に示す構成式や相関式は実験式であり、主として空気・水系での測定値に基づいている。

したがって、蒸気・水系、特に高圧条件に適用する場合には、適用する条件に近い条件での測定値を用いて検証して使用する必要がある。

(1) ボイド率

ドリフトフラックスモデルでは、ボイド率 $\langle\alpha\rangle$ は分布定数 C_0 とドリフト速度 $\langle\langle V_{gj}\rangle\rangle$ を用いて次のように表せる。

$$\frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = C_0 \langle j \rangle + \langle\langle V_{gj} \rangle\rangle \quad (6.2.1-1)$$

$$\langle\langle V_{gj} \rangle\rangle = \frac{\langle \alpha V_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (6.2.1-2)$$

記号 $\langle \rangle$ は流路断面平均値を示す。分布定数とドリフト速度は式(6.2.1-1)における勾配と切片から間接的に求める場合が多い。Ishii の式⁽⁴⁾を用いると、環状流における分布定数とドリフト速度は次のようになる。

$$C_0 = 1 + \frac{1 - \langle \alpha \rangle}{\langle \alpha \rangle + 4(\rho_g / \rho_l)^{1/2}} \quad (6.2.1-3)$$

$$\langle\langle V_{gj} \rangle\rangle = \frac{1 - \langle \alpha \rangle}{\langle \alpha \rangle + 4(\rho_g / \rho_l)^{1/2}} \left\{ \frac{gD(\rho_l - \rho_g)(1 - \langle \alpha \rangle)}{0.015\rho_l} \right\}^{1/2} \quad (6.2.1-4)$$

(2) 気液界面積濃度

Ishii と Mishima ⁽⁵⁾は、液膜と液滴の存在を考慮して、環状流での気液界面積濃度を次式で与えている。

$$a_i = \frac{4C_{an}}{D} \left(\frac{\alpha}{1 - \alpha_{fd}} \right)^{1/2} + \frac{\alpha}{1 - \alpha_{fd}} \frac{3\alpha_{fd}}{r_{sm}} \quad (6.2.1-5)$$

ここで、 α_{fd} は液滴のホールドアップ、 C_{an} (≥ 1) は液膜表面の乱れによる増加効果、 r_{sm} は液滴の Sauter 平均半径を表すパラメータである。

COBRA-TRAC ⁽⁶⁾では、液膜流に対して次式を用いている。

$$a_i = \frac{P_w \sqrt{\alpha}}{A} \quad (6.2.1-6)$$

ここで、 P_w は濡れぶち長さである。

(3) 気液界面摩擦

気液界面摩擦は界面積濃度 a_i と抵抗係数 C_D を用いて次式で表せる。

$$\text{界面摩擦} = -\frac{1}{8} \rho_c a_i C_D |u_g - u_l| (u_g - u_l) \quad (6.2.1-7)$$

液膜に対する抗力係数として、Wallis⁽⁷⁾ や Bharathan ら⁽⁸⁾の界面摩擦係数を用いた次式が使

用されている。

$$C_D = 4 \times 0.005 \{1 + 75(1 - \alpha)\} \quad (6.2.1-8)$$

$$C_D = 4(0.005 + A\delta^{*B}) \quad (6.2.1-9)$$

$$\log_{10} A = -0.56 + 9.07/D^*, \quad B = 1.63 + 1.63/4.74D^*$$

$$\delta^* = \delta / \{\sigma/g(\rho_l - \rho_g)\}^{1/2}, \quad D^* = D / \{\sigma/g(\rho_l - \rho_g)\}^{1/2}$$

(4) 気液界面熱伝達

熱平衡を仮定できる場合には、純蒸気での気液界面の熱抵抗は無視でき、液膜の熱伝導による熱抵抗で近似できる。熱的非平衡を考慮する必要がある場合の相間熱輸送と熱伝達については、文献(2)第3.1.5項(91～92頁)や文献(3)第2.4.4項(59～60頁)に記述されているので、参照されたい。

(5) 環状流に関する相関式

環状流に関する相関式として、Sakaguti⁽⁹⁾によるボイド率、液膜厚さ、液滴流量比の相関式を以下に示す。

$$\alpha_{g,A} = 4.08 \left(\frac{j_g}{j}\right)^{0.110} \left(\frac{j_l}{j}\right)^{-0.000932} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{-0.158} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.00382} \left\{\frac{j}{(gD)^{1/2}}\right\}^{0.0744} \left(\frac{\rho_l D j}{\mu_l}\right)^{0.154} \left(\frac{\rho_l D j^2}{\sigma}\right)^{-0.114} - 18.35 \quad (6.2.1-10)$$

$$\frac{t_f}{D} = 0.317 \left(\frac{j_g}{j}\right)^{-0.803} \left(\frac{j_l}{j}\right)^{0.486} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{-0.0733} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{-0.146} \left\{\frac{j}{(gD)^{1/2}}\right\}^{-0.327} \left(\frac{\rho_l D j}{\mu_l}\right)^{-0.0565} \left(\frac{\rho_l D j^2}{\sigma}\right)^{-0.0126} + 0.0000345 \quad (6.2.1-11)$$

$$\frac{W_{l,E}}{W_l} = 0.399 \left(\frac{j_g}{j}\right)^{0.0753} \left(\frac{j_l}{j}\right)^{0.0951} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{-0.0251} \left\{\frac{j}{(gD)^{1/2}}\right\}^{-0.0834} \left(\frac{\rho_l D j}{\mu_l}\right)^{-0.226} \left(\frac{\rho_l D j^2}{\sigma}\right)^{0.396} - 0.00423 \quad (6.2.1-12)$$

上式は無次元量のベキ関数として、それぞれ22点、279点、274点の測定値を用いて多変量解析で求められたものであり、測定条件と測定値に依存することに注意しておく必要がある。

参考文献

- (1) (社)日本原子力学会「熱流動数値解析」特別専門委員会「原子炉における熱流動数値解析の現状(II)」(1987年3月)。
- (2) 日本原子力学会熱流動部会編「気液二相流の数値解析」, 朝倉書店(1993)。
- (3) 秋山守、有富正憲 監修「新しい気液二相流数値解析—多次元流動解析—」, コロナ社(2002)。
- (4) Ishii, M., ANL 77-47 (1977)。
- (5) Ishii, M. and Mishima, K., “Study of Two-fluid Model and Interfacial Area,” NUREG/CR-1873, ANL 80-111 (1980)。
- (6) Thurgood, M. J., et al., “COBRA/TRAC-A Thermal-Hydraulics Code for Transient Analysis of Nuclear Reactor Vessels and Primary Coolant Systems,” NUREG/CR-3046, PNL-4385, Vol. 1 (1983)。
- (7) Wallis, G. B., *One-dimensional Two-phase Flow*, McGraw-Hill, New York (1969)。

- (8) Bharathan, D., Richter, H. T. and Wallis, G. B., "Air-Water Counter-Current Annular Flow in Vertical Tubes," EPRI NP-786 (1978).
- (9) Sakaguti, T., "A General Correlation for Characteristic Quantities of a Developed Gas-Liquid Two-Phase Steady Flow in a Pipe," Proc. of 5th Int. Conf. on Multiphase Flow (ICMF'04), No. 201, Yokohama, Japan, May 30-June 4 (2004).

6.2.2 液膜流モデルによるドライアウト熱流束の予測

(1) 液膜流モデル

加熱管内の二相流動様式が環状噴霧流である場合、限界熱流束は液膜のドライアウトにより引き起こされる。一方、環状噴霧流中で液相の一部は液膜として管壁を、一部は液滴的として高速の蒸気流中を流れる。このため、ドライアウト熱流束の評価においては、環状噴霧流中の液膜流量を正確に予測することが求められる。液膜流モデルでは、液膜流量の軸方向変化を次のように表す。

$$\frac{dG_f}{dz} = \frac{4}{D}(m_d - m_e - m_v) \quad (6.2.2-1)$$

ここで、 z は軸方向座標、 G_f は液膜の質量流束、 D は流路の直径、 m_d は液滴付着率（デポジション）、 m_e は液滴発生率（エントレインメント）、 m_v は蒸発量を表す。上式を環状流遷移点から加熱管の出口まで積分すれば、液膜流量 G_f の軸方向変化が計算される。

上式の積分を行うとともに限界熱流束を予測するためには、以下の諸量を構成式により与える必要がある。

- 環状流遷移条件および遷移点における液滴流量比：積分を行うための境界条件として、加熱管内の二相流動様式が液単相流から気泡流、スラグ流等を経て環状流に遷移する条件を与える必要がある。また、環状流遷移時においても一般には液滴と液膜の両者が存在すると考えられる。したがって、環状流遷移点における液膜流量を与えるため、環状流遷移点における液滴流量比を与える構成式が必要となる。
- 液滴付着率、液滴発生率、液膜蒸発率：積分実行のためには、式(6.2.2-1)中に現れる m_d 、 m_e 、 m_v に関する構成式が必要である。このうち、 m_d と m_e を決定する物理プロセスはきわめて複雑であり、実験相関式により与える場合が多い。一方、多くの場合環状流中の気相と液相は飽和状態にあると仮定できるため、 m_v の評価は容易である。
- ドライアウト発生条件：均一加熱管内を上昇するにつれて液膜の流量は減少していくが、既存の実験データによれば、管壁温度の急上昇は液膜が完全に消失する前に発生する。これは、液膜が流路内で軸方向あるいは周方向に必ずしも均一ではないこと、液膜が流路壁から剥がれることなどが原因と考えられる。したがって、限界熱流束を予測する上では壁面温度の急上昇を引き起こすときの液膜流量あるいは液膜厚さを与える構成式が必要となる。

(2) 環状流遷移条件と遷移時液滴流量比

加熱長が長くドライアウトを引き起こすときの熱流束が小さい場合には、環状流に遷移してから液膜が消失するまでの距離が長くなる。このため、環状流遷移条件が限界熱流束の計算値に及ぼす影響は比較的小さい。しかし、加熱長が短い場合には環状流遷移条件をより正確に与える必要がある。ただし、二相流動様式の環状流への遷移は必ずしも明確ではなく、実験的にも測定方法あるいは流動様式判定方法により遷移条件が変化することが指摘されている⁽¹⁾。軽水炉安全解析への応用を念頭において0.6-0.8程度のボイド率で環状流への遷移が生じると仮定する場合も多いが⁽²⁻⁴⁾、より汎用性の高い構成式を使用することもできる。Hewitt等⁽⁵⁾は、Wallis⁽¹⁾の提案する無

次元体積流束を用いて次式により環状流遷移条件を与えている。

$$J_g^* = 1 \quad (6.2.2-2)$$

Okawa 等⁽⁶⁾は、Wallis が工学的な観点で推奨している次式を用いている。

$$J_g^* = 0.4 + 0.6J_l^* \quad (6.2.2-3)$$

ここで、無次元体積流束は次式で定義される。

$$J_k^* = J_k \sqrt{\frac{\rho_k}{gD(\rho_l - \rho_g)}} \quad (6.2.2-4)$$

環状流に遷移したときの液滴と液膜の割合については実験情報がほとんど得られていない。このため、環状流遷移時の液滴流量比を一定値とするもの⁽⁵⁾、加熱壁面における液膜の安定性を基本として限界熱流束データより遷移時液膜厚さを与えるもの⁽⁴⁾などがある。Okawa 等は、環状流遷移時の液滴流量比が平衡液滴濃度に等しいと仮定することにより、限界熱流束データとの比較を行うことなしに遷移時液滴流量比を定めている⁽⁶⁾。

(3) 液滴付着率

液滴付着率はドライアウト熱流束に多大な影響を及ぼす最も重要な物理現象といえる。このため、数多くの実験がなされてきているが、きわめて複雑な現象であるために幅広い熱流動条件で正確な予測を与える構成式を開発できるには至っていない。以下に、比較的広い熱流動条件で取得された実験データを基に開発された構成式を示す。なお、単位時間・単位面積あたりの液滴付着率 m_d は気流中の液滴濃度 C に比例するものと仮定し、下記で定義される液滴付着に関する質量輸送係数 k_d に対して構成式を与えるのが普通である。

$$m_d = k_d C \quad (6.2.2-5)$$

McCoy 等⁽⁷⁾は、気流中の粒子濃度が低い場合、 k_d が粒子運動の緩和時間および摩擦速度を用いてよく相関できることを見出した。環状流中の液滴の場合には緩和時間が長く、 k_d は摩擦速度 u_f を用いて次式で相関できる。

$$k_d = 0.17u_f \quad (6.2.2-6)$$

ただし、上式の適用範囲は低液滴濃度条件に限られる。菅原⁽⁴⁾は、水・空気系および水・蒸気系の実験データより、 k_d を次式で相関している。

$$\frac{k_d}{J_g} = 0.009 \left(\frac{C}{\rho_g} \right)^{-0.5} Re_g^{-0.2} Sc^{-2/3} \quad (6.2.2-7)$$

ここで、 Re は Reynolds 数、 Sc は Schmidt 数である。加熱系の場合には液膜蒸発による液膜表面から気流により液滴付着率が抑制されるものとしてドライアウトの解析を行っているが、液膜蒸発に起因する気流が液滴付着率に及ぼす影響は実験的には確認されておらず、さらに検討が必要と考えられる。Govan 等⁽⁸⁾は、水・空気、水・蒸気を含む様々流体を用いて取得された実験データを収集・整理し、以下の相関式を提示している。

$$k_d \sqrt{\frac{\rho_g D}{\sigma}} = \min \left[0.18, 0.083 \left(\frac{C}{\rho_g} \right)^{-0.65} \right] \quad (6.2.2-8)$$

上式は C の増加とともに k_d が減少する形となっており、二式と異なり相関式中に気流の速度が含まれていない。Okawa 等⁽⁹⁾は、水・空気系の実験データを基に検討を行い、低液滴濃度では k_d は J_g と概ね比例関係にあり、McCoy 等の式によりよく相関できること、高液滴濃度では J_g よりもむしろ C の影響が強くなり、 k_d は次式で相関できるとしている。

$$k_d \sqrt{\frac{\rho_g D}{\sigma}} = \min \left[0.19 \left(\frac{C}{\rho_g} \right)^{-0.2}, 0.105 \left(\frac{C}{\rho_g} \right)^{-0.8} \right] \quad (6.2.2-9)$$

なお、上式は高温・高圧の水・蒸気系で取得されているデータとも比較的良好に一致することが確認されている。以上に示した相関式は既存の実験データの傾向をよく表すものであるが、経験則に強く依存しており、また予測精度も十分ではない。また、Okawa 等⁽¹⁰⁾は、流路内に障害物を設置すると、液滴付着率が顕著に増加する場合のあることを実験的に示している。数値解析技術を活用するなどして、液滴付着機構の解明と機構論的かつ高精度の構成式の開発が期待される。

(4) 液滴発生率

液滴発生率 m_e は、きわめて計測の困難な物理量である。このため、気液混合部から十分に下流では液滴付着率と液滴発生率が釣り合い準平衡状態に至るとの仮定を用いて、平衡状態下で計測された液滴流量比や液滴付着率の実験データを基に構成式の開発が行われることが多い。Govan 等⁽⁸⁾は、広範な実験条件で取得された平衡液滴流量比の実験データを用いて、経験的に次式を提示している。

$$\frac{m_E}{G_g} = 5.75 \times 10^{-5} \left[(G_f - G_{fc})^2 \frac{D \rho_l}{\sigma \rho_g^2} \right]^{0.316} \quad (6.2.2-10)$$

上式中の G_{fc} は液滴発生を生じる最小の液膜流量を表す。菅原⁽⁴⁾は、水・蒸気系における典型的な平衡液滴流量比の実験データより次式を提案している。

$$m_E = 1.07 \left(\frac{\tau_{fg} \Delta h_{eq}}{\sigma} \right) \left(\frac{u_g \mu_l}{\sigma} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.4} \quad (6.2.2-11)$$

ここで、 Δh_{eq} は液膜表面に形成される波の等価波高で、液滴流量比の実験データとの比較によりその関数形が定められる。Okawa 等⁽¹¹⁾は、 m_e が気流より液膜表面に作用するせん断力により促進され、一方表面張力により抑制されると考え、表面張力に対するせん断力の大きさを表す下記の無次元数 π_e により m_e がよく相関できるとした。

$$\pi_e = \frac{f_i \rho_g J_g^2}{\sigma / \delta} \quad (6.2.2-12)$$

既存の実験データによれば、 π_e が小さいとき m_e は π_e と概ね比例関係にあるが、 π_e の増加に伴って依存性が低下する。これより、平衡状態で取得された液滴付着率のデータを対象に π_e を用いて次式により m_e を相関し、さらに平衡時液滴流量比のデータよりその適用条件を確認している⁽⁹⁾。

$$\frac{m_e}{\rho_l} = \min(0.0038\pi_{e1}, 0.0012\pi_{e1}^{0.5}, 0.0012) \quad (6.2.2-13)$$

ここで、上式中の係数は m/s の次元を有する。以上に示した構成式は、気相流量の増加とともに液滴発生率が増加する形となっており、液膜と気流の相互作用の帰結として液滴発生が生じるものと想定されている。また、構成式の開発にあたっては、非加熱系のデータのみが使用されている。加熱系では、液膜内で気泡が生成され、気泡が液膜を離脱するときに液滴が随伴される可能性がある。加熱系に特有の液滴発生機構について調べるため、Ueda 等⁽¹²⁾は円柱状のヒーター表面を自由流下する液膜からの液滴発生率を調べ、次の構成式を与えた。

$$m_{eb} = c_{eb} \left(\frac{q}{h_v} \right)^{2.5} \left(\frac{y_{im}}{\sigma \rho_g} \right)^{0.75} \quad (6.2.2-14)$$

ここで、 m_{eb} は液膜内の沸騰に起因する液滴発生率で、熱流束の増加とともに増大することを示している。上式は自由流下液膜からの液滴発生率を相関したものであり、加熱系環状流に対する適用性は確認されていない。ただし、Okawa 等⁽¹³⁾の解析によれば、上式により沸騰に起因する液滴発生を考慮することで、加熱長が短い場合の限界熱流束の予測精度が向上する。

(5) ドライアウト発生条件

液膜流モデルでは、流路断面内液膜流量の統計平均量が計算される。環状流中では、加熱壁面が蒸気相に露出するときに壁面温度の急上昇が引き起こされると考えられるが、液膜界面に波が形成されることから類推されるように断面内液膜流量は時間的に変化し、また周方向にも分布をもつ可能性がある。したがって、瞬時局所的な液膜の消失により壁面温度の急上昇が引き起こされるものとする。壁面温度の急上昇は液膜流モデルにより計算される液膜流量が零となる前に生じることとなる。ただし、壁面温度急上昇時における液膜流量は小さい場合が多い。このため、液膜流モデルを用いた解析の多くでは、液膜流量が零になることをもってドライアウト（壁面温度の急上昇）が発生するとの仮定が用いられる^(4,5)。しかし、この仮定は少なくとも加熱長がきわめて長い場合には重大な問題となり得る。加熱長が長い場合、ドライアウト発生時の熱流束

は小さいことから、液滴と液膜の流量割合は平衡状態における値に近いと考えられる。一方、平衡状態では液相が存在する限りその一部は液膜として存在するものとする、ドライアウトの発生は液がすべて蒸気に相変化することとほぼ一致する。この結果、ドライアウト熱流束を過大評価する可能性がある。Ueda 等⁽¹⁴⁾は、R113 を用いて壁面温度の急上昇が引き起こされるときの平均液膜流量を計測し、以下の相関式を提示している。

$$\frac{q_c / h_v \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.08}}{\rho_l u_{fc}} = C \left(\frac{\rho_l u_{fc}^2 L_s}{\sigma} \right)^n \quad (6.2.2-15)$$

Ueda 等の推奨する係数 C および指数 n の値は各々 $C = 0.060$, $n = -0.38$ であるが、Okawa 等⁽⁶⁾は、水・蒸気系に対する Milashenko 等⁽¹⁵⁾のデータを参考にして、 $C = 0.050$, $n = -0.33$ として解析に使用している。

参考文献

- (1) G. B. Wallis, *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, New York (1969).
- (2) M. J. Thurgood, J. M. Kelly, T. E. Guidotti, R. J. Kohrt, K. R. Crowell, *COBRA/TRAC - A thermal-hydraulics code for transient analysis of nuclear reactor vessels and primary coolant systems, equations and constitutive models*, NUREG/CR-3046, PNL-4385, Vol. 1, R4 (1983).
- (3) D. R. Liles et al., *TRAC-PF1/MOD1 correlations and models*, NUREG/CR-5069, LA-11208-MS (1988).
- (4) 菅原悟, 強制対流沸騰二相流における流動とドライアウト現象に関する研究, 学位論文, 東京工業大学 (1990).
- (5) G. F. Hewitt, A. H. Govan, *Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change*, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 33 (2), 229-242 (1990).
- (6) T. Okawa, A. Kotani, I. Kataoka, M. Naito, *Prediction of the critical heat flux in annular regime in various vertical channels*, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 229, Issue 2-3, pp. 223-236 (2004).
- (7) D. D. McCoy, T. J. Hanratty, *Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow*, *International Journal of Multiphase Flow* 3 (1977) 319-331.
- (8) A. H. Govan, G. F. Hewitt, D. G. Owen and T. R. Bott, *An improved CHF modelling code*, *Proceedings of the second UK National Heat Transfer Conference*, 1988, pp. 33-48.
- (9) T. Okawa, I. Kataoka, *Correlations for the mass transfer rate of droplets in vertical upward annular flow*, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, accepted.
- (10) T. Okawa, A. Kotani, N. Shimada, I. Kataoka, *Effects of a flow obstacle on the deposition rate of droplets in annular two-phase flow*, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 41, 871-879 (2004).
- (11) T. Okawa, T. Kitahara, K. Yoshida, T. Matsumoto, I. Kataoka, *New entrainment rate correlation in annular two-phase flow applicable to wide range of flow condition*, *International Journal of Heat and*

Mass Transfer, Vol. 45, pp. 87-98 (2002).

- (12) T. Ueda, M. Inoue, S. Nagatome, Critical heat flux and droplet entrainment in boiling of falling liquid films, *Int. J. Heat Mass Transfer* 24 (7), 1257-1266 (1981).
- (13) T. Okawa, A. Kotani, I. Kataoka, M. Naito, Prediction of critical heat flux in annular flow using a film flow model, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 40, No. 6, pp. 388-396 (2003).
- (14) T. Ueda, Y. Isayama, Critical heat flux and exit film flow rate in a flow boiling system, *Int. J. Heat Mass Transfer* 24 (7), 1267-1276 (1981).
- (15) V. I. Milashenko, B. I. Nigmatulin, V. V. Petukhov, N. I. Trubkin, Burnout and distribution of liquid in evaporative channels of various lengths, *Int. J. Multiphase Flow* 15 (3), 393-401 (1989).

6.2.3 各種の液膜流と構成方程式

(1) 狭隘流路での限界熱流束と沸騰熱流束

米国スリーマイル島原子炉2号機(TMI-2)の事故では、高温の炉心溶融物(デブリ)の凝固層(クラスト)と原子炉压力容器(RPV)との間の微小なギャップ(狭隘流路)に冷却水が侵入し、RPVの冷却が促進されたと推定されている。図6.2.3-1に示す質点系モデルではRPV壁のエネルギー保存式は次のようになる。

$$Cp_v M_v \left(\frac{dT_{v,A}}{dt} \right) = -q_v A_v = \max \{ (q_{LC} A_{LC} - q_{CS} A_{CS})_+, -q_{v,B} A_v \} \quad (6.2.3-1)$$

ここで、 $q_{LC} A_{LC}$ は下部クラストからの放熱量であり、 $q_{CS} A_{CS}$ はギャップ上端における熱輸送量である。一般にクラスト外表面温度はRPV壁内面温度よりかなり高く、下部クラストからの放熱は冷却水、或いはRPV壁に伝熱される。ギャップ上端における熱輸送量は流入冷却水の蒸発潜熱に等しく、流入水は気液対向流制限(CCFL)に依存する。式(6.2.3-1)は下部クラストからの伝熱量がCCFLで制限されるギャップ冷却より大きい($q_{LC} A_{LC} > q_{CS} A_{CS}$)場合、RPV壁の平均温度 $T_{v,A}$ が増加することを示している。RPV壁の冷却過程では、ギャップ冷却が大きくなると、冷却率は沸騰伝熱 $q_{v,B} A_v$ で制限される。したがって、RPV壁の温度変化を計算するにはギャップ上端での熱流束 q_{CS} と沸騰熱流束 $q_{v,B}$ の相関式が必要になる。

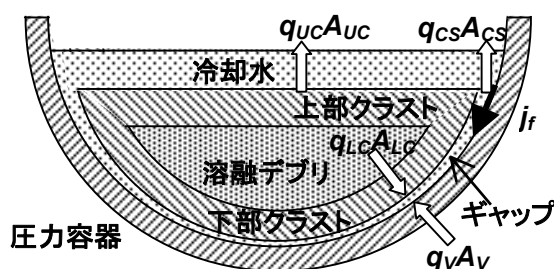


図 6.2.3-1 压力容器底部でのデブリ冷却

岡野ら⁽¹⁾は、WallisによるCCFL相関式の代表長さにラプラス長さ L_L を使用し、質量保存式と従来の準定常加熱によるCHF実験データを用いてCCFL定数 C_K を求めた。

$$q_{CS} = q_{C,A} \left(\frac{A_H}{A_{CS}} \right) = \left\{ \frac{C_K}{1 + (\rho_g / \rho_f)^{1/4}} \right\}^2 \rho_g h_{fg} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{1/4} \quad (6.2.3-2)$$

$$C_K = C (D_h / L_L)^{1/4}, \quad L_L = \left\{ \frac{\sigma}{g (\rho_f - \rho_g)} \right\}^{1/2} \quad (6.2.3-3)$$

$$C_K = 1.2 \text{ (層状分離流)} \quad (6.2.3-4)$$

$$C_K = 2.1 \text{ (液の部分流入)} \quad (6.2.3-5)$$

CはWallisによるCCFL定数、 A_H は伝熱面積、 $q_{C,A}$ は伝熱面平均の限界熱流束である。また、

岡野ら⁽²⁾は、高過熱度からのクエンチ実験でも流動様式が同一であれば CCFL 定数は準定常加熱実験と顕著な相違がないことを示した。

気液分離流モデルを用いると、気液の質量保存式と運動量保存式から次式が求まる⁽¹⁾。

$$\frac{8}{(j_g^*)^2} = \frac{f_w}{\alpha^3} \frac{L_{w,g} D_h}{A_{CS}} + \frac{f_w}{(1-\alpha)^3} \frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{L_{w,f} D_h}{A_{CS}} + \frac{f_i}{\alpha^3 (1-\alpha)} \left\{ 1 + \frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{\alpha}{1-\alpha} \right\}^2 \frac{L_i D_h}{A_{CS}} \quad (6.2.3-6)$$

$$j_g^* = j_g / \{g D_h (\rho_f - \rho_g) / \rho_g\}^{1/2} \quad (6.2.3-7)$$

f_w は壁面摩擦係数、 f_i は気液界面摩擦係数、 $L_{w,g}$ は壁面と気相の接触長さ、 $L_{w,f}$ は壁面と気相の接触長さ、 L_i は気液界面長さである。式(6.2.3-6)に最大流速条件 ($\partial j_g / \partial \alpha = 0$) 適用すると、気液対向流での気相流速が求まり、ギャップ上端での熱流束を計算できる。

$$q_{CS} = q_{C,A} (A_H / A_{CS}) = \rho_g j_g h_{fg} = \rho_f j_f h_{fg} \quad (6.2.3-8)$$

気液界面摩擦係数($f_i=C_D$)に Wallis の式(6.2.1-8) と Bharathan の式(6.2.1-9)を使用して計算した限界熱流束 $q_{C,A}$ を、Park ら⁽³⁾の CHF データおよび Chun ら⁽⁴⁾の CHF データと比較して図 6.2.3-2 に示す。式(6.2.3-2)は CHF 測定値の圧力依存性とよく一致している。Park らの実験ではドライアウト領域が伝熱面の広い領域に拡大した時を CHF と判定しているため他の実験より CHF が高く、CCFL 定数は $C_k=1.33$ になる。Wallis の界面摩擦の式(6.2.1-8)は測定値に近い圧力依存性を与えるが、界面摩擦を過小評価し、CHF を過大評価する。Park らの実験に対しては界面摩擦を約 2 倍、Chun らの実験に対しては界面摩擦を約 4 倍にすると CHF 計算値が測定値と比較的よく一致する。Bharathan の界面摩擦の式(6.2.1-9)を使用すると CHF 計算値の圧力依存性が測定値と大きく異なる。また、高ボイド率であることから、Wallis の式と Bharathan の式で液相容積率($1-\alpha$)の計算値は 2 倍以上異なる。

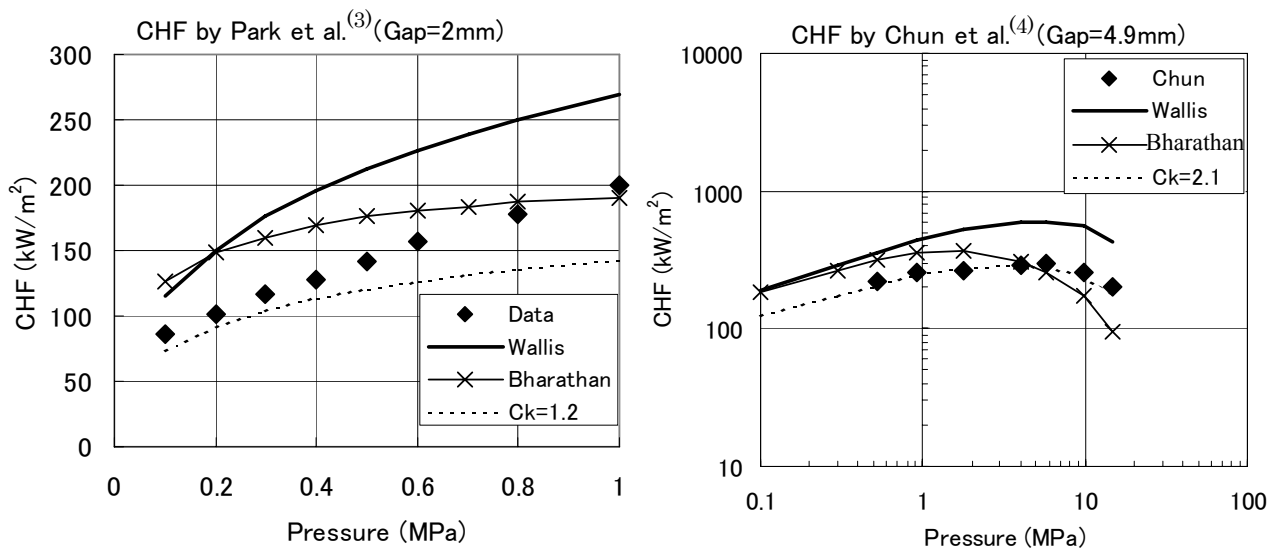


図 6.2.3-2 限界熱流束の圧力依存性と計算値の比較 (Wallis, Bharathan は使用した界面摩擦)

Uchibori ら⁽⁵⁾ はドリフトフラックスモデルを使用して 2 次元流動解析を行い、CHF を計算し測定値との良い一致を得ている。この解析では、分布定数は $C_0=1.0$ を仮定し、ドリフト速度は CCFL 相関式と一致する関数を求めて使用しており例えば円管内二相流データに基づくドリフト速度とボイド率依存性が大きく異なっている。このように、解析条件に近いデータや検証された相関式などを用いてドリフト速度や界面摩擦係数を検証するか適切な相関式を導出して使用する必要がある。

Murase ら⁽⁶⁾ は従来データを用いて狭隘流路での沸騰曲線（熱流束と過熱度の関係）を求め、膜沸騰は Bromley によるプール膜沸騰熱流束の相関式で近似できることを示すとともに、核沸騰熱流束の相関式を導出した。

$$Nu_{NB} = \frac{q_{NB} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = 1.1 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^{0.3} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32} \quad (\text{低過熱度}) \quad (6.2.3-9)$$

$$Nu_{NB} = \frac{q_{NB} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = 2.2 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^{-0.1} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32} \quad (\text{高過熱度}) \quad (6.2.3-10)$$

低過熱度の式は準定常加熱実験データ、高過熱度の式はクエンチ実験データから求められたものであるが、高圧でのクエンチ実験データがないことから圧力項の指数 0.32 は低過熱度と同じ値が使用されている。沸騰曲線と相関式の比較を図 6.2.3-3 に示す。

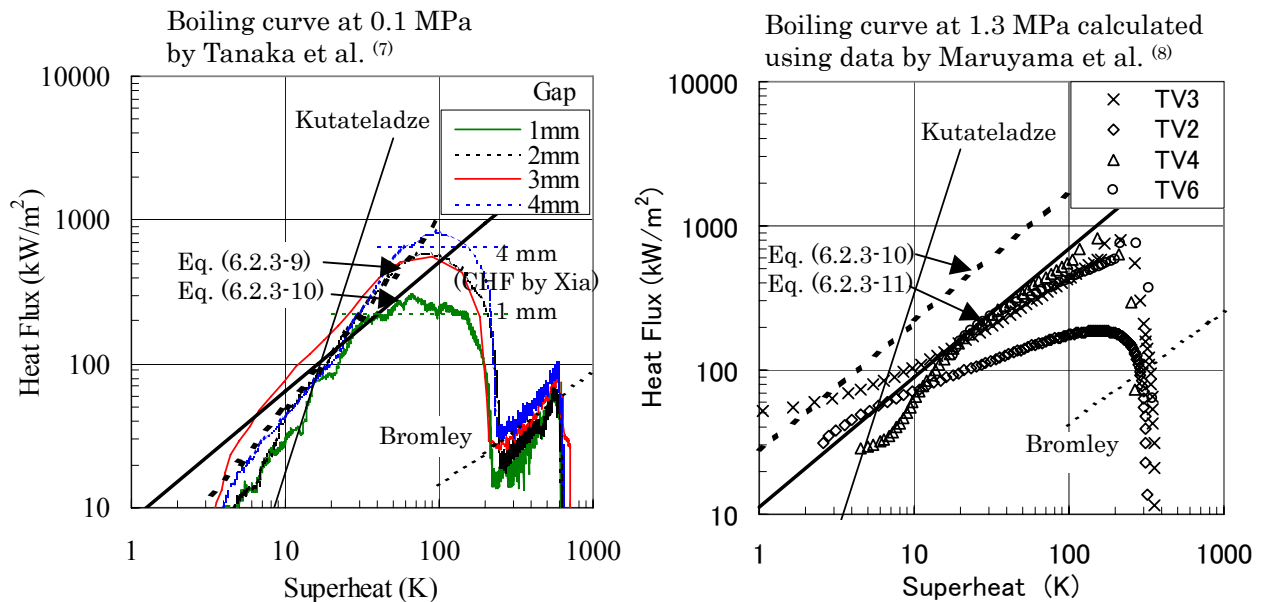


図 6.2.3-3 狭隘流路での沸騰曲線

Tanaka ら⁽⁷⁾ の実験圧力は 0.1 MPa であり、Maruyama ら⁽⁸⁾ による ALPHA 実験は 1.3 MPa の飽和水プールに約 2700 K の熔融アルミナを落下させたもので、容器外面での温度測定値から 1 次元非定常熱伝導方程式を解いて容器内面での過熱度と熱流束を計算したものである。圧力

0.1 MPa と 1.3 MPa での沸騰曲線の比較からクエンチ過程では顕著な圧力の影響は現れておらず、式(6.2.3-10)は次のようになる。

$$Nu_{NB} = \frac{q_{NB} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = 32 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^{-0.1} \quad (\text{高過熱度}) \quad (6.2.3-11)$$

圧力 0.1 MPa では、式(6.2.3-10)と式(6.2.3-11)は一致する。

(2) 非凝縮性ガス存在下での蒸発熱伝達と凝縮熱伝達

鋼製格納容器の BWR で配管破断事故を想定すると、ドライウエルに流出した蒸気はベント管を經由して圧力抑制プールで凝縮される。プール水温が上昇すると蒸発し、格納容器壁からの放熱で凝縮する。圧力抑制室内には非凝縮性ガスが存在するため、非凝縮性ガス存在下での蒸発熱伝達と凝縮熱伝達になる。Fujii ら⁽⁹⁾は非凝縮性ガスに空気を用いた実験を行い、蒸発熱伝達率 h_e と凝縮熱伝達率 h_c の実験式を導出している。実験条件は、圧力 0.1~0.32 MPa、凝縮面高さ 0.67 m, 4.2 m である。

$$h_e = 1.43 \left(\bar{C}_s / \bar{C}_a \right) \text{ kW/m}^2\text{K}, \quad 0.5 < \left(\bar{C}_s / \bar{C}_a \right) < 100 \quad (6.2.3-12)$$

$$h_c = 0.48 \left(\bar{C}_s / \bar{C}_a \right)^{0.85} \text{ kW/m}^2\text{K}, \quad 0.05 < \left(\bar{C}_s / \bar{C}_a \right) < 50 \quad (6.2.3-13)$$

$$\bar{C}_s = (C_{s,b} - C_{s,i}) / \ln(C_{s,b} / C_{s,i}), \quad \bar{C}_a = (C_{a,b} - C_{a,i}) / \ln(C_{a,b} / C_{a,i}),$$

$$C_s = P_s / P_t, \quad C_a = P_a / P_t$$

C は分圧比、添字 s, a, b, i は蒸気、空気、バルク、気液界面を示す。

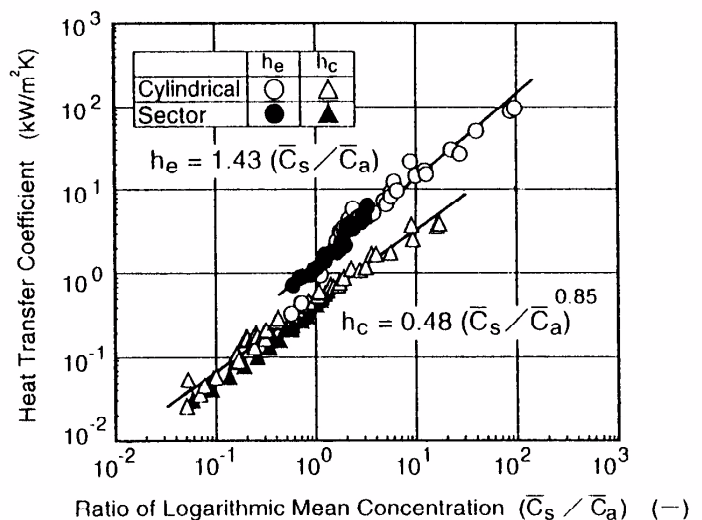
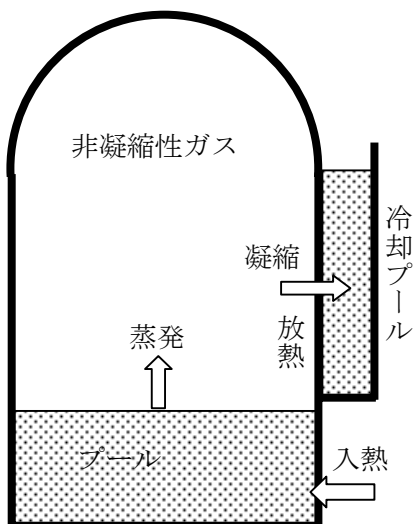


図 6.2.3-4 非凝縮性ガス存在下での蒸発熱伝達率と凝縮熱伝達率

式(6.2.3-12)と式(6.2.3-13)には気液界面の分圧比を含むため収束計算が必要になる。簡易式と

して、バルクの分圧比を用いた次式⁽¹⁰⁾が提案されているが、式(6.2.3-12)・式(6.2.3-13)より精度はよくない。

$$h = 0.43(P_s/P_a)^{0.76} \text{ kW/m}^2\text{K}, \quad 0.03 < (P_s/P_a) \leq 4.2 \quad (6.2.3-14)$$

$$h = 0.035(P_s/P_a)^{2.5} \text{ kW/m}^2\text{K}, \quad 4.2 \leq (P_s/P_a) \leq 7.2 \quad (6.2.3-14)$$

上式は蒸発熱伝達率と凝縮熱伝達率を含むが、凝縮熱伝達率の測定範囲は $(P_s/P_a) < 0.6$ 、蒸発熱伝達率の測定範囲は $(P_s/P_a) > 1.6$ である。

(3) 非凝縮性ガス存在下での管内凝縮熱伝達

RELAP5/MOD2 では、非凝縮性ガス存在下での管内凝縮熱伝達として、液膜熱伝達率に Nusselt の層流液膜と Carpenter & Colburn の乱流液膜で大きい方の熱伝達率を使用し、気液界面熱伝達率に次式⁽¹¹⁾が使用されている。

$$q_i = h_i(T_{s,b} - T_{s,i}) = \rho_{s,b} \beta_s h_{fg} \ln \left(\frac{1 - P_{s,i}/P_t}{1 - P_{s,b}/P_t} \right) \quad (6.2.3-15)$$

$$Sh = \beta_s d/D = 0.023 \text{Re}^{0.83} \text{Sc}^{0.44} \quad (\text{乱流}) \quad (6.2.3-16)$$

$$Sh = \beta_s d/D = 4.0 \quad (\text{層流}) \quad (6.2.3-17)$$

β_s は界面への蒸気の移動速度、 D は拡散係数である。上式は熱伝達と物質伝達の相似則に基づいているが、流れ方向の区分が無く、層流では熱伝達率を過小評価する。乱流条件でも高圧では熱伝達率を過小評価する傾向がある。

気液下降流の凝縮伝熱では、静的格納容器冷却の熱交換器を対象として多くの実験が行われ、相関式が提案されているが、Kuhn ら⁽¹²⁾の相関式の信頼性が高いと考えられる。Kuhn らは劣化係数の実験式、熱伝達と物質伝達の相似則に基づく拡散層モデル、蒸気の拡散と対流を考慮した物質伝達モデルの3種類を提案しているが、劣化係数の実験式と拡散層モデルの概要を紹介しておく。

$$[\text{劣化係数}] \quad f = h_{\text{exp}}/h_{\text{Nu}} = f_{1,\text{shear}} f_{1,\text{other}} f_2, \quad h_{\text{Nu}} = \delta_{f,0}/\lambda_f, \quad f_{1,\text{shear}} = \delta_f/\delta_{f,0},$$

$$f_{1,\text{other}} = 1 + 7.32 \times 10^{-4} \text{Re}_f, \quad f_2 = 1 - f(m_g) \quad (6.2.3-18)$$

h_{Nu} は Nusselt の層流理論による液膜熱伝達率、 $f_{1,\text{shear}}$ は気液界面摩擦による補正項、 $f_{1,\text{other}}$ は液膜の乱れによる熱伝達率増加の補正項、 f_2 は非凝縮性ガスによる熱伝達率劣化の項であり、 m_g は非凝縮性ガスの質量流量比である。

$$[\text{拡散層モデル}] \quad \text{Nu}_c = h_c d/\lambda_c = 0.021 \text{Re}_m^{0.8} \text{Sc}_m^{0.5} \left\{ 1 + 0.046(-\beta_m)^{2.48} \right\} \quad (6.2.3-19)$$

添字 m は mixture を示し、 β_m は mass transfer blowing parameter である。

PWR では、プラント停止時のミッドループ運転中に余熱除去機能が喪失した場合、蒸気発

生器によるリフラックス冷却が期待される。蒸気発生器の伝熱管上流側では、蒸気・空気混合流が上昇し、凝縮水が重力落下する気液対向流条件になる。長江ら⁽¹³⁾は、内径 19.3 mm・高さ 1.8 m の伝熱管での Vierow ら⁽¹⁴⁾の実験データ（圧力 0.1~0.45 MPa、蒸気流量 0.49~1.9 g/s、空気流量が 0.03~0.18 g/s）を用い、液膜熱伝達率に自由落下液膜の Nusselt モデルによる熱伝達率を 1.28 倍した McAdams の式を用いて、気液対向流条件での気液界面熱伝達率の相関式を導出している。

$$Nu_i(z) = \frac{h_i(z)d}{\lambda_{steam}(z)} = 120 \left(\frac{P_{steam}(z)}{P_{air}(z)} \right)^{0.75} \max(1.0, 0.0012 Re_{steam}),$$

$$Re_{steam} = j_{steam} d / \nu_{steam} < 5000 \quad (6.2.3-20)$$

上式は気体の層流領域を主対象としており、乱流領域では対象データが少なく改良が必要である。乱流領域に対しては Moon ら⁽¹⁵⁾による劣化係数の実験式があるが層流条件では熱伝達率を過大評価する。

$$f = \frac{h_c}{h_f} = \frac{2.58 Re_g^{0.2} Re_f^{0.602}}{10^4 Ja^{0.642} (Wa/W_t)^{0.244}}, \quad 6119 < Re_g < 66586, \quad 0.14 < (W_a/W_t) < 0.972,$$

$$0.03 < Ja < 0.125, \quad 1.2 < Re_f < 166.6 \quad (6.2.3-21)$$

上式において気体レイノルズ数の範囲は $612 < Re_g < 6659$ と思われる。Chun ら⁽¹⁶⁾は Moon らの相関式より約 38% 高い熱伝達率を測定している。気液対向流条件での凝縮熱伝達率と温度分布の比較を図 6.2.3-4 に示す。低レイノルズ数、低熱伝達率の範囲では長江らの相関式を用いるのがよい。高レイノルズ数、高熱伝達率の範囲では凝縮熱伝達率測定値の相違が大きく精度の良い測定が必要である。

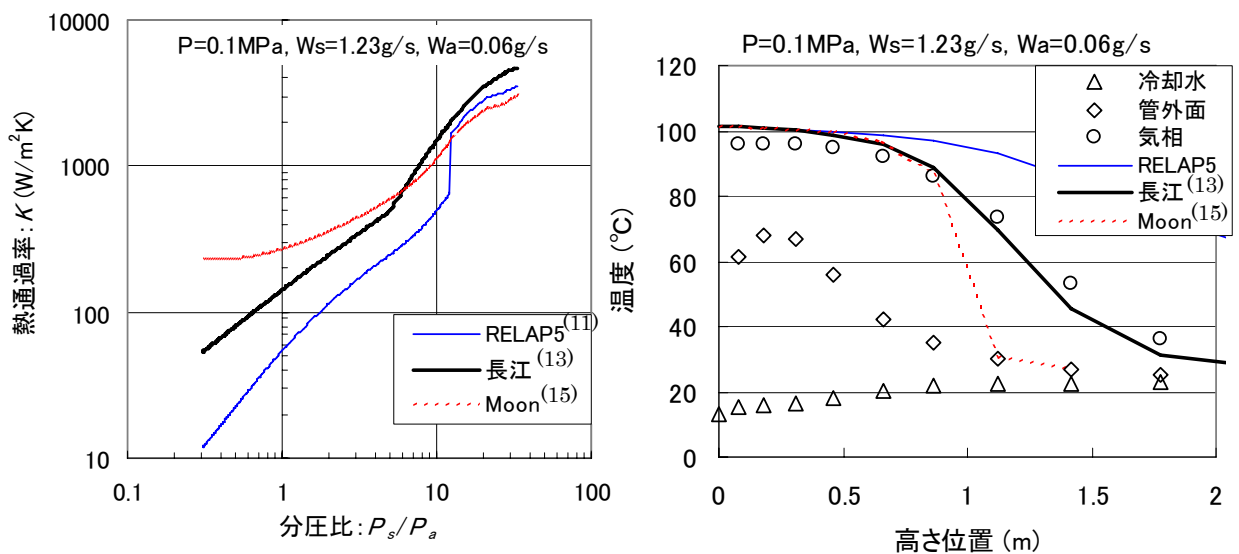


図 6.2.3-4 気液対向流条件での凝縮熱伝達率と温度分布の比較（測定値：Vierow⁽¹⁴⁾）

(4) 非凝縮性ガス存在下での水平管外凝縮熱伝達

軽水炉の給水加熱器では、給水が水平 U 字形の伝熱管内を流動しタービンからの抽気蒸気で加熱される。蒸気側は水平管群外面での凝縮熱伝達になるが、非凝縮性気体が混入する。非凝縮性気体はベント管で排気されるが、純蒸気の場合より熱伝達率が低下する。高森ら⁽¹⁷⁾は、外径 16 mm, 4×32 段の水平伝熱管群を用い、圧力 $P=0.1$ MPa、入口クオリティ $X_{in}=0.2 \sim 1.0$ 、空気モル分率 $Ca_{in}=0 \sim 1.2\%$ で凝縮熱伝達率を測定し、 n 段目の凝縮熱伝達率を示す実験相関式を導出している。

$$\left(\frac{Nu}{\text{Re}_f^{1/2}} \right)_n = aB^b n^c, \quad B = \frac{\text{Pr}_f}{\text{Fr}H}, \quad \text{Fr} = \frac{U_s^2}{gd}, \quad H = \frac{Cp_f(T_s - T_w)}{h_{fg}},$$

$$a=(0.29+0.85X_{in})(1.0 - 25Ca_{in}), \quad b=0.114+0.1 X_{in}, \quad c=(-0.625+0.30 X_{in})+(14 - 20 X_{in}) Ca_{in},$$

$$0.5 \text{ m/s} \leq U_s \leq 5 \text{ m/s}, \quad 0.2 \leq X_{in} \leq 1.0, \quad 0 \leq Ca_{in} \leq 0.012, \quad 0.05 \leq B \leq 0.5 \quad (6.2.3-22)$$

参考文献

- (1) 岡野行光・ほか4名, 機論 B, 68-666, 504-510 (2002).
- (2) 岡野行光・ほか5名, 機論 B (to be published).
- (3) Park, R. J., et al., Nuclear Technology, 140, 266-278 (2002).
- (4) Chun, S. Y., et al, 4th JSME-KSME Thermal Eng. Conf., E114 (2000).
- (5) Uchibori, A., et al., JNST, 40 [10], 796-806 (2003).
- (6) Murase, M., et al., ICONE-9, Paper No. 385 (2001).
- (7) Tanaka, F., et al., J of Nuclear Science and Technology, 41 [3], 279-284 (2004).
- (8) Maruyama, Y., et al., Nuclear Eng. and Design, 187, 241-254 (1999).
- (9) Fujii, T., et al., J of Nuclear Science and Technology, 33 [5], 374-380 (1996).
- (10) Murase, M., et al., Nuclear Eng. and Design 141, 135-143 (1993).
- (11) Nithianandan, C. K., et al., Proc. of 8th Int. Heat Transfer Conf., Vol. 4, 1627-1633 (1986).
- (12) Kuhn, S. Z., et al., Nuclear Eng. and Design 177, 53-69 (1997).
- (13) 長江尚史・ほか3名, 日本混相流学会 2004 年会講演会, B317 (2004).
- (14) Vierow, K., Nagae, T., Wu, T, NURETH-10, Seoul, (2003).
- (15) Moon, Y. M., et al., NUREG/IA-0181, USNRC (2000).
- (16) Chun, M. H., et al., IMECE2001/HTD-24160 (ASME), 99-109 (2001).
- (17) 高森和英・ほか2名, 混相流, 11 巻 4 号, 380-387 (1997).

6.3 ポストドライアウト熱伝達における液滴挙動の構成方程式

6.3.1 はじめに

現行の軽水炉の指針では、燃料健全性を維持するために、通常運転時のみならず異常な過渡変化時においても燃料集合体内において限界熱流束 (CHF) を起こさないことを要求している。例えば、沸騰水型原子炉 (BWR) では、沸騰遷移 (BT) が起これば、燃料棒が高温になり、被覆管の焼損や材料の劣化を招いて燃料棒の健全性が損なわれるとされているからである。しかし、これまでの知見によれば、たとえ BT が発生しても、直ちに燃料棒の損傷に至るわけではなく、短時間のうちに BT 状態が終結すれば燃料棒の健全性は維持される。このことを踏まえ、日本原子力学会では BWR の燃料健全性に係る標準を策定した[1]。この標準では、燃料健全性の判断基準は、燃料被覆管が経験する最高温度とその持続時間によって表される。したがって、燃料被覆管温度を決定する BT 後の熱伝達 (あるいはポストドライアウト熱伝達) とその開始点である BT 条件 (あるいはドライアウト発生条件) およびポストドライアウト熱伝達を終結させるリウエット条件に関する十分な知見が要求される。このため、この標準では、BWR 過渡事象で想定される条件範囲において検証され信頼性が確認された予測手法が推奨されている。しかしながら、一般的には、ドライアウト発生条件については多くの知見があるものの、ポストドライアウト熱伝達とリウエット条件については、様々な流動様式が関与しメカニズムも多様であるために、予測手法が確立されているとは言い難い[2]。このため、ポストドライアウト熱伝達とリウエット現象に関しては、今後の研究に待つところが大きい。ここでは、これまでの研究をもとに、ポストドライアウト熱伝達に関するモデルとそれに使用される構成方程式について述べる。

6.3.2 ポストドライアウト熱伝達における構成方程式

(1) ポストドライアウト熱伝達の機構論的モデル

大雑把に言って CHF のメカニズムにはドライアウト型と DNB 型とがあることは周知のとおりである。前者は環状噴霧流の液膜蒸発によって起こり、後者はプール沸騰 CHF と同様に、いわゆる核沸騰からの遷移によって起こる。DNB 後の熱伝達では、伝熱面が蒸気膜で覆われ主流部に液相が流れる、いわゆる逆二相流 (逆環状流、逆スラグ流など) になっており、熱伝達モードとしては膜沸騰熱伝達である。この熱伝達モードは、概して高サブクール度、高熱流束の条件で起こり伝熱面温度は極めて高くなる。実験が難しく、また、現象自身が複雑なため、熱伝達の詳細なプロセスが十分に把握されているとは言い難い。このため、DNB 後の熱伝達の予測には、プール膜沸騰熱伝達式や噴霧流をもとにした熱伝達式、あるいは実験相関式が用いられる (CHF 後の熱伝達相関式については文献[3,4]参照)。この点において、DNB 後の熱伝達の機構論的モデルは、他の気液二相流の流動伝熱の研究が高度に進展する中で、取り残されている感がある。これに対して、ドライアウト後の熱伝達では、流れは噴霧流となっており、熱伝達のプロセスは比較的単純である。ここでは、その機構論的モデルに用いられる構成方程式、特に液滴挙動に関する構成方程式について述べる。

噴霧流は、蒸气流に同伴して流れる液滴によって特徴づけられ、その熱輸送は蒸气流、液滴および伝熱面の三者の間の熱輸送から成る。通常、加熱噴霧流においては、蒸気と液滴との間には温度差があり、熱非平衡の状態にある。蒸気は過熱蒸気であり、熱平衡クオリティが 1 であっても蒸气流にはかなりの量の液滴が残っていると考えられる。したがっ

て、伝熱面から蒸気流への熱伝達のみでなく、蒸気から液滴への熱伝達や液滴と伝熱面との衝突あるいは接近による熱伝達も考慮し、また、伝熱面が高温の場合、輻射による熱伝達も考慮する必要がある。

このような噴霧流領域の熱伝達のモデル化のため、相関式の導出において様々な仮定が用いられてきた。その典型的なものは熱平衡の仮定である [3, 4]。すなわち、液相は蒸気相と熱平衡状態にあり、伝熱面は蒸気の強制流動によってのみ冷却されるという仮定である。一方、ドライアウト後の噴霧流域では蒸発は起こらず、熱はすべて蒸気の加熱に使われると仮定する相関式もある[4]。これらの相関式によれば、噴霧流域でクオリティは一定になるので、‘凍結クオリティ相関式 (Frozen quality correlation)’ と呼ばれている。熱平衡を仮定したこれらの相関式は伝熱面温度の上限を与える。これらの相関式の欠点を補うため、補正項を導入して熱非平衡の効果を取り入れる考え方もある[4, 5, 6]。このタイプの相関式は、前二者に比べて適用範囲が広く、正しい漸近的傾向を予測することができる。

これらの相関式に加え、噴霧流域の強制流動に対する多くの実験式が提案されている[4, 5]。これらの多くは伝熱面温度と飽和温度との差、すなわち壁面過熱度をもとに熱伝達係数を予測する式であり簡便ではあるが、適用範囲が限られている。

次に、ドライアウト後の熱伝達モデルについて述べる。一般には、熱非平衡を考慮しなければドライアウト後の熱伝達を精度よく予測することは難しい。その上、ドライアウト後の熱伝達においては、液滴と伝熱面との衝突による熱伝達と輻射による熱伝達も無視できない。これらは、特に低圧力、低流量において全伝熱量と蒸気の過熱度の両方に顕著な効果を示す。このことから、Guo-Mishima [7]は、Fig.1 に示すように伝熱面、蒸気および液滴の間の6つの熱伝達成分、すなわち、伝熱面から蒸気への強制流動熱伝達 $q_{c,w-v}$ 、液滴と伝熱面との直接接触による熱伝達 $q_{D,w-d}$ 、蒸気と液滴との界面における熱伝達 $q_{c,v-d}$ 、伝熱面、蒸気、液滴の間の輻射熱伝達 $q_{\gamma,w-v}$ 、 $q_{\gamma,w-d}$ 、 $q_{\gamma,v-d}$ を考慮して非平衡熱伝達モデルを提案した。蒸気の過熱度と伝熱面から流体への全伝熱量は、上記熱伝達成分の合計により求められる。

(2) 伝熱面から蒸気への対流熱伝達

伝熱面から蒸気への対流熱伝達量 $q_{c,w-v}$ は運動量輸送と熱輸送の相似性[8]に基づいて計算する。

$$St \equiv h_{c,w-v} / (xGC_{pv}) = (f/2)Pr_v^{-2/3} \quad (6.3-1)$$

$$q_{c,w-v} = h_{c,w-v}(T_w - T_v) \quad (6.3-2)$$

ここで、 St : Stanton 数、 $h_{c,w-v}$: 伝熱面から蒸気相への熱伝達率、 G : 質量速度、 x : 蒸気クオリティ、 C_{pv} : 蒸気相の比熱、 Pr_v : 蒸気相の Prandtl 数、 f : Fanning 摩擦係数、 T_w および T_v : それぞれ伝熱面と蒸気相の温度を表す。

(3) 液滴と伝熱面との直接接触による熱伝達

液滴と伝熱面との直接接触による熱伝達は、伝熱面に衝突する単一液滴の伝熱量をもとに計算する。噴霧流領域では液滴は球形で小さい (Weber 数 80 以下) とする[9]。このよう

な液滴が伝熱面に衝突し、分裂することなく跳ね返るものとする。図 6.3-2 に示すように、跳ね返るまでの過程で液滴は伝熱面上で平らに変形し、伝熱面を離れる際に再び球形に戻るものとする。この間、液滴と伝熱面との間に蒸気層が形成され、ここで熱伝達が起こる。この蒸気層の直径 d_b と伝熱面近傍での液滴の滞在時間 t_R (すなわち液滴が伝熱面に接触してから離れるまでの時間) は、いずれも次の Rayleigh の式[9]により計算される。

$$t_R = \pi \sqrt{\rho_l d^3 / (16\sigma)} \quad (6.3-3)$$

$$(d_b / d)^2 = 6.97(\tau - \tau^2) \quad \text{ただし } \tau = t / t_R \quad (6.3-4)$$

ただし、 d は液滴径、 ρ_l は液相密度、 σ は表面張力、を表す。

ここで、簡略化のために液滴下の蒸気膜について以下のような仮定を置く。

- ① 蒸気層厚さは液滴下の蒸気生成量によって決まる。
- ② 蒸気層の厚さは一定とする。
- ③ 蒸気層は極めて薄いので伝熱面の法線方向の蒸気速度は無視できる。
- ④ 液滴内の液相は飽和状態にある。
- ⑤ 蒸気層内の輻射伝熱は考慮しない。
- ⑥ 蒸気層内の蒸気流は層流とする。慣性力は無視できる。

以上の仮定の下に蒸気層内の運動量式、質量速度の式、質量保存式および圧力の式を解けば、単一液滴の衝突による熱伝達量 Q_{sd} に対して次式を得る。

$$Q_{sd} = \frac{\pi \lambda_v (T_w - T_s) t_R d^2}{4} \left[\frac{32 \rho_l \rho_v \Delta h_v u_{dr}}{9 \mu_v \lambda_v (T_w - T_s) t_R d} \right]^{1/4} \quad (6.3-5)$$

ここで、 λ_v : 蒸気の熱伝導率、 T_w : 伝熱面温度、 T_s : 飽和温度、 t_R : 液滴の滞在時間、 ρ_v : 蒸気相の密度、 Δh_v : 修正蒸発潜熱、 u_{dr} : 伝熱面の法線方向の液滴速度、 μ_v : 蒸気の粘性係数。

噴霧流の液滴衝突による熱伝達は、単一液滴の衝突による熱伝達量と液滴付着率 \dot{m}_D を用いて次のように計算できる。

$$q_{D,w-d} = \frac{\dot{m}_D}{\rho_l \pi d^3 / 6} Q_{sd} \quad (6.3-6)$$

伝熱面の法線方向の液滴の速度 u_{dr} は次式で近似できる。

$$u_{dr} = \frac{\dot{m}_D}{\rho_l (1 - \alpha)} \quad (6.3-7)$$

ただし、 α はボイド率を表す。従って、単一液滴の衝突による熱伝達をもとに噴霧流における液滴衝突による熱伝達は次のように求められる。

$$q_{D,w-d} = (T_w - T_s) \left[\frac{18\lambda_v^3 t_R^3 \rho_v \Delta h_v \dot{m}_D^5}{d^5 \rho_l^4 \mu_v (1-\alpha)(T_w - T_s)} \right]^{1/4} \quad (6.3-8)$$

ここで、 α : ボイド率を表す。

上式には液滴付着率 \dot{m}_D の式が含まれており、これに対する構成方程式が必要である。

これまで、種々の構成方程式が提案されているが、それらによる予測結果はかなりばらついている。Guo-Mishima のモデル[7]では、比較的妥当な結果を与える構成方程式として、低流量では Kataoka-Ishii の式[10]、高流量では Whalley-Hewitt の式[11]が用いられている。ここでは、それらを紹介する。彼らの方法によれば、液滴付着率は蒸気中の液滴濃度 C と液滴付着における質量伝達係数 k を用いて次のように表される。

$$\dot{m}_D = kC \quad (6.3-9)$$

質量伝達係数 k は Kataoka-Ishii[10]および Whalley-Hewitt[11]により、それぞれ以下のよう
に与えられている。

Kataoka-Ishii[10]の式

$$k = \frac{\mu_l}{D_h} 0.22 \text{Re}_l^{0.74} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0.26} E^{0.74} \quad (6.3-10)$$

上式中の液相 Reynolds 数は次式で与えられる。

$$\text{Re}_l = \frac{G(1-x)D_h}{\mu_l} \quad (6.3-11)$$

ここで、 μ_l は液相粘性係数、 D_h は流路の水力学的等価直径を表す。 E は蒸気コア中の液滴エントレインメント割合であり噴霧流では 1 である。

Whalley-Hewitt[11]の式

$$k = 87u_\tau \sqrt{\mu_l^2 / (D_h \sigma \rho_l)} \quad (6.3-12)$$

ただし, $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_v}$, τ_w は壁面せん断力を表す.

式(6.3-8)において液滴径 d はもう一つの重要なパラメータであるが, Guo-Mishima のモデルでは次式で表される Kataoka, Ishii & Mishima の式[12]が用いられている.

$$d = 7.96 \times 10^{-3} \frac{\sigma}{\rho_v (\alpha u_v)^2} \text{Re}_v^{2/3} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-1/3} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{2/3} \quad (6.3-13)$$

(4) その他の構成方程式

蒸気と液滴の間の界面熱伝達率

蒸気と液滴の間の界面熱伝達率は次の Lee-Ryley [13] の式を用いて計算される.

$$h_{c,v-d} = \frac{\lambda_v}{d} (2 + 0.74 \text{Re}_d^{0.5} \text{Pr}_v^{0.333}) \quad (6.3-14)$$

ここで液滴 Reynolds 数 Re_d は次式で定義される.

$$\text{Re}_d = (u_v - u_d) \rho_v d / \mu_v \quad (6.3-15)$$

式(6.3-14)は単一液滴に対する式であるが, これを流路の単位体積当たりの噴霧流の液滴への熱伝達 $q_{vc,v-d}$ として表せば, 次式を得る.

$$q_{vc,v-d} = h_{c,v-d} (T_v - T_s) n \pi d^2 \quad (6.3-16)$$

ここで n は噴霧流の単位体積当たりに含まれる液滴の数であり, 次式で計算される.

$$n = 6(1 - \alpha) / (\pi d^3) \quad (6.3-17)$$

したがって,

$$q_{vc,v-d} = h_{c,v-d} (T_v - T_s) \frac{6(1 - \alpha)}{d} \quad (6.3-18)$$

輻射による熱伝達

輻射熱伝達量は, 通常, 無視されるが, 伝熱面と蒸気あるいは液滴との間の温度差が大きい場合, 無視できない. Guo-Mishima のモデルでは, 噴霧流は光学的に希薄な体系と考え, 図 6.3-3 に示すような伝熱面と蒸気, 液滴を3つのノードとする電子回路網のアナロジーから輻射熱伝達を計算している[14].

6.3.3 実験データとの比較

Guo-Mishima は、Evans ら[15, 16]および Gottula ら [17]の実験データを用いて、各々の熱伝達成分の寄与を調べるによりモデルの検証をしている。Evans らのデータ[16]との比較の結果を図 6.3-4 に示す。これによれば、蒸気の対流熱伝達が支配的であり、伝熱面—液滴および液滴—蒸気間の輻射熱伝達は無視できるが、液滴と伝熱面との衝突による熱伝達と伝熱面から蒸気への輻射熱伝達は無視できず、これらは無視すれば予測精度はかなり悪くなる。その理由として、とくに、低圧力、低流量、低クオリティにおいては、液滴径が大きいいため界面熱伝達が低下し蒸気の過熱度が大きくなること、また、Reynolds 数が小さいため蒸気の対流熱伝達率が小さくなることにより、蒸気対流による伝熱面からの熱伝達量が小さくなり、相対的に液滴衝突と伝熱面から蒸気への輻射熱伝達量の寄与が大きくなったと考えられる。一方、高流量・高クオリティでは、蒸気対流による熱伝達量が支配的になる。また、既存の実験データ[15, 16, 17, 18, 19]とモデルとの比較の結果、伝熱面過熱度と蒸気過熱度をよく再現することが示されている。これらのデータの実験条件は大部分が、 $P=0.2 - 0.6$ MPa, $G=10 - 50$ kg/m²s and $x=0.3 - 0.9$ の範囲内にある。また、高圧力、高流量条件での実験データ[19]との一致もよい。なお、液滴付着率については、Kataoka-Ishii の式[10]は液滴付着率を過大評価し、Whalley-Hewitt の式[11]は実験データをよく再現する結果が得られている。

6.3 節の参考文献

- [1] 日本原子力学会標準「BWR における過渡的な沸騰遷移後の燃料健全性評価基準:2003」, AESJ-SC-P002:2003, 2003 年 6 月.
- [2] R.A. Nelson and R.B. Duffey, Quenching Phenomena, International Workshop on Fundamental Aspects of Post-Dryout Heat Transfer, Salt Lake City, 1984.
- [3] G. F. Hewitt, J. M. Delhay and N. Zuber, Post-Dryout Heat Transfer, CRC Press, 1992.
- [4] D. C. Groeneveld, Post-Dryout Heat Transfer: Physical Mechanisms and a Survey of Prediction Methods, Nucl. Engng. Design, 32 (1975) 283-294.
- [5] F. Mayinger and H. Langer, Post-Dryout Heat Transfer, Proc. 6th International Heat Transfer Conference, Part 6, pp. 181-198, Toronto, Canada, Aug. 7-11, 1978.
- [6] D. C. Groeneveld and G. G. J. Delorme, Prediction of Thermal Non-Equilibrium in the Post-Dryout Regime, Nucl. Engng. Design, 1976, 36, 17-26.
- [7] Y.J. Guo and K. Mishima, "A Non-equilibrium Mechanistic Heat Transfer Model for Post-dryout Dispersed Flow Regime," Exp. Therm. Fluid Sci., 26 (2002) 861-869.
- [8] J. C. Chen, F. T. Ozkaynak and R. K. Sundaram, Vapor Heat Transfer in Post-CHF Region Including the Effect of Thermodynamic Non-Equilibrium, Nucl. Engng. Design, 51 (1979) 143-155.
- [9] L. Bolle and J. C. Moureau, Spray Cooling of Hot Surface, in Multiphase Science and Technology, vol. 1, edited by G. F. Hewitt, J. M. Delhay and N. Zuber, Hemisphere, 1986.
- [10] I. Kataoka and M. Ishii, Entrainment and Deposition Rates of Droplets in Annular Two-Phase Flow, Proc. ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Vol 1, ed. Y. Moriand and W. J. Yang, 1983.
- [11] G. F. Hewitt, Pressure Drop, Handbook of Multiphase System, Edited by G. Hetsroni, 2-44 - 2-75, Hemisphere Publishing Corporation, 1982.
- [12] I. Kataoka, M. Ishii and K. Mishima, Generation and Size Distribution of Droplet in Annular Two-Phase Flow, Trans. ASME, J. Fluid Engng., 105 (1983) 230-238

- [13] K. Lee and D. J. Ryley, The Evaporation of Water Droplets in Superheated Steam, ASME paper 68-HT-11, 1968.
- [14] K. H. Sun, J. M. Gonzalez-Santalo and C. L. Tien, Calculations of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 98 (1976) 414-420.
- [15] D. Evans, S. W. Webb and J. C. Chen, Axially Varying Vapor Superheats in Convective Film Boiling, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 107 (1985) 663-669.
- [16] D. G. Evans, S. W. Webb, et al, Measurements of Axially Varying Non-Equilibrium in Post-Critical-Heat-Flux Boiling in a Vertical Tube, NUREG/CR-3363, Vols. 1 and 2, June 1983.
- [17] R. C. Gottula, R. A. Nelson, et al, Forced Convective Non-Equilibrium Post-CHF Heat Transfer Experiments in a Vertical Tube, ASME-JSME Thermal Engineering Conference, Honolulu, Mar, 1983.
- [18] S. Nijhawan, J. C. Chen, R. K. Sundaram and E. J. London, Measurement of Vapor Superheat in Post-Critical-Heat-Flux Boiling, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 102 (1980) 465-570.
- [19] NUPEC, Annual Report of NUPEC Thermal Hydraulic Test to Evaluate Post DNB Characteristics for PWR Fuel Assemblies, 1999.
- [20] D.C. Groeneveld and C.W. Snoek, A Comprehensive Examination of Heat Transfer Correlation Suitable for Reactor Safety Analysis, Multiphase Science and Technology, Vol. 2, 181-274, Edited by G. F. Hewitt, J. M. Delhay and N. Zuber, Hemisphere, 1986.
- [21] L.A. Bromley, Heat Transfer in Stable Film Boiling, Chem. Eng. Progr., **46**, 221 (1950)
- [22] P.J. Berenson, Film-Boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface, J. Heat Transfer, 83 (1961) 351-358.
- [23] R. E. Henry, A Correlation for the Minimum Film Boiling Temperature, AIChE Symposium Series, 70, No. 138, 81-90 (1974).
- [24] D.N. Plummer, O.C. Iloeje, P. Griffith, and W.M. Rohsenow, A Study of Post-Critical Heat Flux Heat Transfer in a Forced Convection System, M.I.T. Report No. 73645-80, 1973.
- [25] P. Spiegler, J. Hopenfeld, M. Silberberg, C.F. Bumpus, and A. Norman, Onset of Stable Film Boiling and Foam Limit, Int. J. Heat Mass Transfer, 6 (1963) 987-994.
- [26] E.K. Kalinin, Investigation of the Crisis of Film Boiling in Channels, Two-Phase Flow and Heat Transfer in Rod Bundles, ASME Winter Annual Meeting, Los Angeles, pp. 89-94, 1969.
- [27] K.J. Baumeister and F.F. Simon, Leidenfrost Temperature – Its Correlation for Liquid Metals, Cryogenics, Hydrocarbons, and Water, J. Heat Transfer, 95 (1973) 166-173.
- [28] O. C. Iloeje, A Study of Wall Rewet and Heat Transfer in Dispersed Vertical Flow, PhD. Dissertation of the Massachusetts Institute of Technology, July 1974.
- [29] D.C. Groeneveld and J.C. Stewart, The Minimum Film Boiling Temperature for Water During Film Boiling Collapse, 7th Int. Heat Transfer Conf., Munich, 1982.
- [30] L.S. Tong, Heat Transfer Mechanisms in Nucleate and Film Boiling, Nucl. Engng. Design, 21 (1972) 1-25.
- [31] S.C. Cheng, K.T. Poon, P. Lau, and W.W.L. Ng, Transition Boiling Heat Transfer in Forced Vertical Flow (Measurements of Quench Temperature), University of Ottawa 20th Quarterly Progress Report, Oct.-Dec. 1981.

- [32] Y.J. Guo and K. Mishima, A Mechanistic Model on Rewetting Temperature Based on Droplet Impingement, Proc. US-Japan Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, Santa Barbara, USA, June 5-8, 2000.
- [33] Y.J. Guo and K. Mishima, A Rewetting Model Based on Vapor-liquid Interface Instability Mechanism, International Workshop on Current Status and Future Directions in Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow, Osaka, Japan, October 5-6, 2000.
- [34] N. Zuber, Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer, Doctoral Dissertation of University of California, Los Angeles, 1959.
- [35] J.E. Galloway and I. Mudawar, CHF Mechanism in Flow Boiling from a Short Heated Wall – II. Theoretical CHF Model, Int. J. Heat Mass Transfer, 36 (1993) 2527-1540.
- [36] Y. Chen, J. Wang, M. Yang and X. Fu, Experimental Measurement of the Minimum Film Boiling Temperature for Flowing Water,
- [37] Y. Koizumi, et al., High-Pressure Reflooding Experiments of Multi-Rod Bundle at ROSA-IV TPTF, Nucl. Engng. Design, 120 (1990) 301-310.

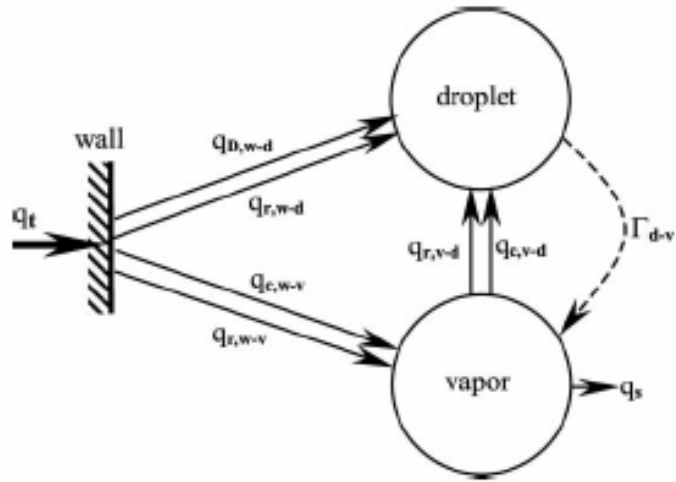


図 6.3-1 液滴—蒸気—伝熱面間の熱交換モデル

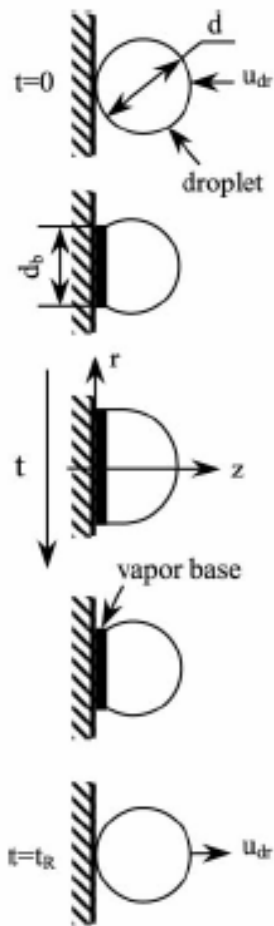


図 6.3-2 伝熱面に衝突した液滴の変形

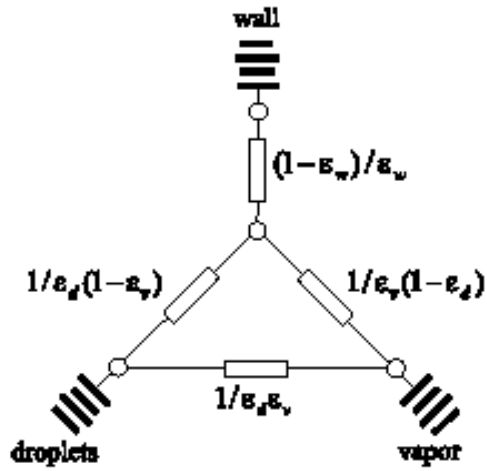


図 6.3-3 電子回路網とのアナロジーによる輻射熱伝達の計算

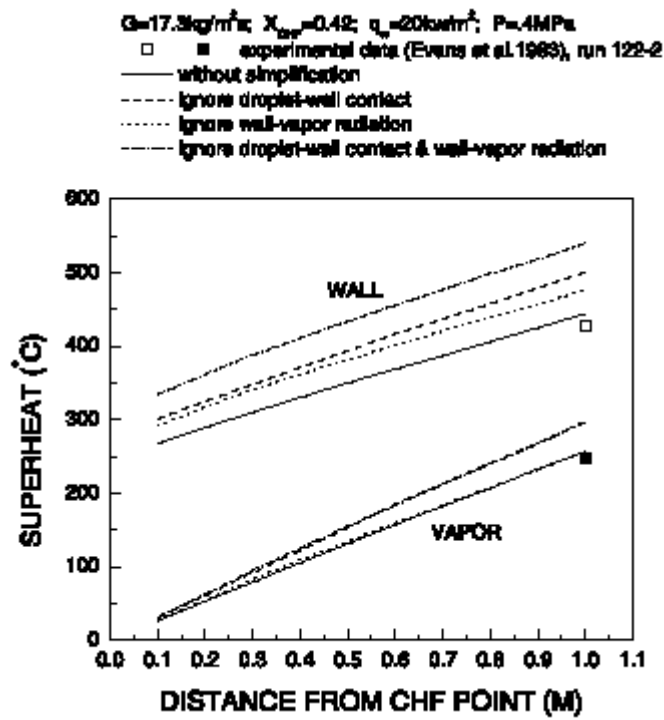


図 6.3-4 Evans ら[16]の実験データとの比較による各熱伝達成分の寄与の評価

7. 気液二相流の解析方法と構成方程式

7.1 気液二相流 CFD におけるモデル化手法と構成方程式

連続体のスケールで気液二相流を数値予測するモデルは、界面追跡法、流体粒子追跡法、平均化手法の3種に大別できる。このうち、流体粒子追跡法は気泡流や液滴流等の分散性二層流を対象とする方法である。対象とする流動様式が限定されること、及び流体粒子の運動方程式に必要な各種外力のモデルは平均化手法に必要なモデルとほぼ同じである。そこで本節では、界面追跡法と平均化手法を対象として、その基礎方程式と構成方程式を基礎的な観点から整理しておく。

7.1.1 界面追跡法の数理モデルと代表的手法

(1) 気液界面の運動学と曲率

界面追跡法は気液界面の運動を予測しながら、気液両相の流れ場を求める手法である。従って、この方法を理解するためには、界面の運動学及び曲面の微分幾何学に関する基礎的知識が必要となる。微分幾何学にはかなり面倒な数学が含まれるので、ひとまず数学的厳密さは放棄して必要最小限の基礎を整理しておく。

気液界面で0、気相内で正、液相内で負となる任意の関数を S とすると、時刻 t における気液界面は次式で表せる（正負の定義は逆でもよい）。

$$S(\mathbf{x}, t) = S(x, y, z, t) = 0 \quad (7.1-1)$$

例えば、関数 $S = R^2 - (x^2 + y^2 + z^2)$ は \mathbf{x} が半径 R の球内にあれば正、球表面で0、球外部で負となり、上の条件を満たす関数である。球表面における単位法線ベクトル \mathbf{n} は、球中心から球表面上の点に向かうベクトル $\mathbf{r} = (x, y, z)$ に平行である。一方、 $\nabla S = -2\mathbf{r}$ より、関数 S の勾配は界面の単位法線ベクトルに平行であること、及びその向きが関数 S の値が負から正になる向きであることがわかる。すなわち、界面の単位法線ベクトルは次式で計算できる。

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla S}{|\nabla S|} \quad (\text{向きは } S < 0 \text{ の領域から } S > 0 \text{ の方向}) \quad (7.1-2)$$

界面の移動速度を \mathbf{V}_i とすると、時刻 $t+dt$ における界面は

$$0 = S(\mathbf{x} + \mathbf{V}_i dt, t + dt) = S(\mathbf{x}, t) + \frac{\partial S}{\partial t} dt + (\nabla S) \cdot \mathbf{V}_i dt = \left(\frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{V}_i \cdot \nabla S \right) dt \quad (7.1-3)$$

と書ける。従って、界面の運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{V}_i \cdot \nabla S = 0 \quad (7.1-4)$$

現在までに提案されている界面追跡法の内、VOF法[1]に代表される体積追跡法とLevel-Set法[2]は式(7.1-4)を基礎式に用いている。界面記述関数 S (通常、カラー関数と呼ばれる)として体積追跡法は気相ないしは液相の体積平均体積率を、Level-Set法は界面からの距離を採用している。これが両手法の決定的相違点である。一方、Front Tracking法[3]やBFC法[4]は界面上の点 \mathbf{x}_i を従属変数としており、界面位置の時間変化を $d\mathbf{x}_i/dt = \mathbf{V}_i$ で予測する。

表面張力による力の評価には界面曲率 κ が必要となる。曲率とはその名のごとく曲がり具合を意味する。簡単のため図7.1-1に示す平面内曲線 C を例に曲率計算式を考える。曲線の長さを表すパラメータを s とすると曲線上の近接2点間の距離は ds と書ける。点 A, B において曲線は各々ベクトル \mathbf{a}, \mathbf{b} の方向を向いている。図に示すように2つのベクトルは角度 $d\theta$ だけ向きが異なる。曲率 κ は、曲線上を単位長さ移動する際の角度変化として定義され、 $\kappa = d\theta/ds$ で求められる。図に示すように弧 AB の接円を考えると、円中心 O から点 A, B に引いた2つの線分のなす角は $d\theta$ に等しい。また、弧 AB の長さ ds は $Rd\theta$ である。従って、 $\kappa = d\theta/ds = d\theta/(Rd\theta) = 1/R$ となる。 R を曲率半径、接円中心 O を曲率中心という。曲率は曲線の単位法線ベクトル \mathbf{n} を用いても表せる。図右下に示すように点 A, B における単位法線ベクトル \mathbf{n}, \mathbf{n}' の起点を合わせて書いてみると、点 A から B に曲線上を ds だけ移動する間に法線ベクトルは $d\mathbf{n}$ だけ変化していること、及び \mathbf{n} の向きが $d\theta$ 変化していることがわかる。 \mathbf{n} は単位ベクトルなので、 $|d\mathbf{n}| = |rd\theta| = |1 \times d\theta| = |d\theta|$ が成り立つ。従って、 $|\kappa| = |d\theta/ds| = |d\mathbf{n}/ds|$ となる。すなわち、単位法線ベクトルの勾配は曲率に対応する。実は、この結果は曲面の曲率に対しても成り立ち、

$$\kappa = -\nabla \cdot \mathbf{n} = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla S}{|\nabla S|} \right) \quad (7.1-5)$$

により、曲率を計算できる。曲率中心が $S > 0$ の領域にあるならば $\kappa > 0$ 、 $S < 0$ にあるならば $\kappa < 0$ となる。上式は、表面張力評価手法として現在最も使用されているCSF(Continuum Surface Force)モデル[5]の基礎式である。本モデルでは、表面張力 σ による単位界面面積当たりの力 $\mathbf{F}_s = \sigma \kappa \mathbf{n}$ を

$$\mathbf{F}_s = \sigma \kappa \mathbf{n} = -\sigma \nabla \cdot \left(\frac{\nabla S}{|\nabla S|} \right) \frac{\nabla S}{|\nabla S|} = \sigma \frac{1}{|\nabla S|} \left[\frac{\nabla S}{|\nabla S|} \cdot \nabla |\nabla S| - \nabla \cdot \nabla S \right] \frac{\nabla S}{|\nabla S|} \quad (7.1-6)$$

によって計算する。右辺最後の式は単に $\nabla \cdot (\nabla S / |\nabla S|)$ を変形したにすぎないが、この式を用

いて計算することを提案者 Blackbill が推奨している。なお、 S に体積率を用いるより距離関数を用いるほうが表面張力評価精度は高い。界面追跡法では、式(7.1-6)に $2|\nabla S|/(\rho_G + \rho_L)$ を掛けた単位体積当たりの力を Navier-Stokes 式に組み込む。

(2) 一流体近似に基づく界面追跡法の概要

非圧縮性気液二相流の瞬時局所的保存式，界面境界条件は次式で与えられる。

$$\nabla \cdot \mathbf{V}_k = 0 \quad (7.1-7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_k}{\partial t} + (\mathbf{V}_k \cdot \nabla) \mathbf{V}_k = -\frac{1}{\rho_k} \nabla P_k + \frac{1}{\rho_k} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_k + \mathbf{g} \quad (7.1-8)$$

$$(\mathbf{V}_G - \mathbf{V}_L) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (7.1-9)$$

$$-(P_G - P_L - \sigma \kappa) \mathbf{n} + (\boldsymbol{\tau}_G - \boldsymbol{\tau}_L) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (7.1-10)$$

添字 k は気相 G または液相 L を， $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力テンソル ($\mu[\nabla \mathbf{V} + (\nabla \mathbf{V})^T]$) を意味する。式(7.1-7),(7.1-8)は各相内部では单相流と同じ質量・運動量保存式が成り立つことを表している。式(7.1-9),(7.1-10)は気液界面における境界条件，いわゆる跳躍条件(Jump condition)である。式(7.1-9)は界面における気液各相の法線方向速度が等しいことを，式(7.1-10)は気相側の力 $-P_G \mathbf{n} + \boldsymbol{\tau}_G \cdot \mathbf{n}$ と液相側の力 $-P_L \mathbf{n} + \boldsymbol{\tau}_L \cdot \mathbf{n}$ の間に表面張力による力 $\sigma \kappa \mathbf{n}$ の分だけ跳びがあることを示している。界面追跡法では以上4式を満たす解を求める。

体積追跡法・Level-Set 法・Front Tracking 法などの大部分の界面追跡法では，気液二相流場を密度・粘性が可変の一流体場と捉えた以下の質量・運動量保存式を基に気液両相の速度・圧力場を計算する。

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (7.1-11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_k + \mathbf{g} + \frac{\sigma \kappa \mathbf{n} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)}{\rho} \quad (7.1-12)$$

ここで， δ はデルタ関数， ρ 及び μ は体積率 α_k の関数， $\rho = \alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L$ ， $\mu = \alpha_G \mu_G + \alpha_L \mu_L$ とする。式(7.1-11),(7.1-12)を界面を含む薄い検査体積に適用し検査体積の厚さを 0 にすると跳躍条件(7.1-9),(7.1-10)が得られる。また，気相・液相内部では式(7.1-11),(7.1-12)は式(7.1-7),(7.1-8)に一致する。すなわち，一流体場近似式(7.1-11),(7.1-12)は瞬時局所的基礎式と無矛盾であり，気液界面幅が 0 かつ格子幅 $\Delta x \rightarrow 0$ ならば正しい解を与えることが数学的に保証されている。

気液界面位置が与えられている場合，式(7.1-11),(7.1-12)を解くのは容易である。これらの式は单相流の式と全く同じなので，密度・粘性係数が場所の関数であることに注意して

SMAC 法, SIMPLE 法, Projection 法などを用いて新しい時刻の速度・圧力を求めればよい。その際, 式(7.1-12)の表面張力項は前述の CSF モデルなどを用いて評価すればよい。従って, 残された課題は界面位置の予測である。前項で述べたように, 界面位置の追跡には界面運動方程式(7.1-4), あるいは $d\mathbf{x}_i/dt = \mathbf{V}$ を用いればよい。

体積追跡法では, 式(7.1-4)の関数として体積率 α (気相・液相のどちらでも良い)を使用する。すなわち,

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \alpha = 0 \quad (7.1-13)$$

を用いる。VOF 法では α を流体体積率 F と称している。上式は拡散項のない移流方程式なので, 通常の数値法では数値的不安定性による解の発散や数値拡散による界面のぼやけ等の問題が生じる。このため, 式(7.1-13)を精度良く解ける特殊な数値解法が必要となる。Donor-Acceptor 法[1], SLIC 法[6], FLAIR 法[7], PLIC 法[8], CIP 法[9], MARS 法[10], ASCA 法[11]など多数の解法が提案されているので適宜参照されたい。近年提案された解法[9], [10], [11]等では体積保存性がかなり良くなってはいるが, 今なお, 例えば気泡運動を長時間追跡すると, 徐々に気泡体積が変化してしまうという問題を有している。

Level Set 法は界面からの距離を表す標位関数 $S(\mathbf{x}, t)$ を基礎とする。距離 S は気相内で負, 液相で正と定義される。また, S は滑らかな連続関数のため, 体積追跡法の式(7.1-13)に比べ標位関数を従属変数とする界面運動方程式(7.1-4)は数値的に精度良く解ける。 ρ, μ はヘビサイド関数 $H(S)$ を用いると次式で表せる。

$$\rho(S) = \rho_G + (\rho_L - \rho_G)H(S), \quad \mu(S) = \mu_G + (\mu_L - \mu_G)H(S) \quad (7.1-14)$$

ただし, $H(S)=1 (S>0), H(0)=1/2, H(S)=0 (S<0)$ である。式(7.1-14)は界面での物性値の不連続性を厳密に捉えた表現であるがこのままでは数値的に不安定となりやすい。このため界面近傍で H を連続的に変化させる次式,

$$H(S) = \begin{cases} 0 & S < -\varepsilon \\ 0.5(1 + S/\varepsilon + \pi^{-1} \sin(\pi S/\varepsilon)) & |S| \leq \varepsilon \\ 1 & S > \varepsilon \end{cases} \quad (7.1-15)$$

を利用する。 ε に Δx 程度の値を代入すると界面厚さが $2\Delta x$ 程度となり, その範囲で ρ, μ が滑らかに変化するようになる。表面張力項評価には CSF モデルを利用する。ただし,

$$\frac{\sigma \kappa \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)}{\rho} = -\frac{2\sigma}{\rho_G + \rho_L} \left[\nabla \cdot \left(\frac{\nabla S}{|\nabla S|} \right) \right] \nabla H = \frac{\sigma}{\rho_G + \rho_L} \left[\frac{\nabla S}{|\nabla S|} \cdot \nabla |\nabla S| - \nabla \cdot \nabla S \right] \nabla H \quad (7.1-16)$$

と一部ヘビサイド関数を用いることにより、界面位置においてのみ表面張力が働くようする。さて、式(7.1-14)により界面位置の更新は容易に行えるが、輸送された S は界面からの距離という標位関数の意味を失ってしまう。すなわち、輸送前には全ての界面位置で一様($2\Delta x$ 程度)であった界面厚さが不均一となり、結果として数値的不安定を生じやすくなる。このため S 輸送計算の度に S の再初期化計算が必要となる。再初期化計算は、距離の定義を表すポアソン方程式 $\Delta S = 1$ を界面で $S = 0$ という境界条件と気相内で負、液相内で正という制約条件の基で解くことに相当するが、放物型方程式の定常解が楕円型方程式の解であることを利用し、 $\Delta S = 1$ と制約条件を満たす放物型方程式に変換して解く方法が取られる。いずれにせよ、再初期化計算はかなりの計算負荷を伴うので、その効率向上が重要な課題となる。また、 S 輸送計算で更新される各相の流体体積は、流体速度場が正確に $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$ を満たし、かつ界面運動方程式を正確に計算しないと変化する。言い換えれば特別な処理を施さない限り体積保存を満たせないという欠点を有している。

Front Tracking 法は、界面と共に移動する二次元曲面上非構造格子を用いる。有限要素法の三角形要素と同様に気液界面を三角形で埋め尽くし、この三角形の頂点 \mathbf{x}_i をその位置における速度 \mathbf{V} で移動させる。本来、界面の表裏で ρ, μ はステップ関数的に変化すべきであるが、計算の安定性確保のために \mathbf{x}_i 近傍の $(4\Delta x)^3$ の体積内での ρ, μ の滑らかな変化が保証される補間法を用いて界面近傍の ρ, μ 分布を決定する。同様に界面上の速度 \mathbf{V} も \mathbf{x}_i 近傍 $(4\Delta x)^3$ 内に含まれる速度を用いて補間計算する。従って界面は常に $4\Delta x$ 程度の幅を有しているが、逆に常に界面厚さをこの範囲内に抑えられる点が本手法の最大の利点であり、長時間現象の計算にも十分耐えうる。表面張力項の計算には、微小面積 ΔA の三角要素に働く表面張力を Stokes の定理により三角形の辺上 C の線積分に置き換えた次式を用いる。

$$\sigma \int_{\Delta A} \kappa n dA = \sigma \oint_C \mathbf{t} \times \mathbf{n} ds \quad (7.1-17)$$

単位接線及び法線ベクトル \mathbf{t}, \mathbf{n} は、対象とする三角要素及び隣接 3 要素における計 6 個の頂点座標を放物曲面でフィットした補間関数より求める。従って、放物曲面で近似できない程度に界面が変形した場合、表面張力評価精度の低下は免れない。なお、本手法は気液の密度比が 100 程度以上になると計算が不安定となりやすい(差分スキームの高度化により近年この問題は解決されたようである)。

7.1.2 平均化手法と構成方程式

膨大な数の気泡や液滴を含む気液二相流、実機プラントなどの大規模体系における気液二相流などの数値予測には、瞬時局所的保存式に対して時間平均・空間平均・集合平均等の平均化操作を施して得られる平均化方程式が利用されている。平均化手法の最大の利点は大規

模で複雑な混相流動場を少数の未知変数で扱える点にあるが、逆に平均化操作により気液間の力学的及び熱的相互作用に関する情報が欠落してしまうという欠点がある。このため気液間相互作用に関するモデルを理論・実験等に基づいて作成した構成方程式や相関式(多くの場合、実験式)で与えねばならない。平均化モデルが一次元二流体モデルのように比較的大きな空間・時間スケールに基づいている場合は相関式を作成しやすいが、多次元多流体モデルの場合、様々な空間・時間スケールで生起する現象を考慮しつつ数多くの相互作用モデルを用意しなければならない。一次元モデルでは気泡流・スラグ流・層状流・波状流・環状流等の流動様式を相互作用モデルの中に取り込むことも平均化の際の空間・時間スケールが大きいため比較的容易である。一方、多次元モデルでは流動様式を規定するスケールに比べて平均化のスケールが小さくなることが多く、気液界面の幾何学的構造を局所的に捉えて相互作用モデルを構築する必要がある。このため多次元モデルの完結問題は極めて難解である。

(1) 平均化方程式

表 7.1-1 に示すように平均化方法には幾つかの方法があるが、どの平均化を用いても結果として得られる平均化方程式自体に有為差はない[13]。相変化がなく等温非圧縮性流体の場合、平均化によって得られる二流体モデルの質量及び運動量方程式は以下の諸式で与えられる。

$$\text{気相質量保存: } \frac{\partial \alpha_G}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_G \mathbf{V}_G = 0 \quad (7.1-18)$$

$$\text{液相質量保存: } \frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_L \mathbf{V}_L = 0 \quad (7.1-19)$$

$$\begin{aligned} \text{気相運動量保存: } \rho_G \alpha_G \left[\frac{\partial \mathbf{V}_G}{\partial t} + \mathbf{V}_G \cdot \nabla \mathbf{V}_G \right] \\ = -\alpha_G \nabla P_G + \delta P_{Gi} \nabla \alpha_G - \mathbf{M}_{GL} + \rho_G \alpha_G \mathbf{g} + \nabla \cdot \alpha_G (\boldsymbol{\tau}_G + \boldsymbol{\tau}_{ReG}) \end{aligned} \quad (7.1-20)$$

$$\begin{aligned} \text{液相運動量保存: } \rho_L \alpha_L \left[\frac{\partial \mathbf{V}_L}{\partial t} + \mathbf{V}_L \cdot \nabla \mathbf{V}_L \right] \\ = -\alpha_L \nabla P_L + \delta P_{Li} \nabla \alpha_L + \mathbf{M}_{GL} + \rho_L \alpha_L \mathbf{g} + \nabla \cdot \alpha_L (\boldsymbol{\tau}_L + \boldsymbol{\tau}_{ReL}) \end{aligned} \quad (7.1-21)$$

$$\text{体積率関係式: } \alpha_G + \alpha_L = 1 \quad (7.1-22)$$

ここで、下付添字の G, L は各々気相、液相、 α は体積率(相の存在割合)、 \mathbf{M}_{GL} は界面を通過する運動量輸送(相間相互作用力)、 δP_{ki} ($k=G$ or L) は気液界面近傍における相圧力 P_k と界面圧力 P_i の差である。平均化方法による基礎式の相違は見かけ上存在しないが、体積率 α 、相平均速度 \mathbf{V} 、圧力 P 等の平均化された物理量、及び界面運動量輸送項 \mathbf{M}_{GL} や乱流応力テン

ソル τ_{Re} の物理的意味が平均化方法によって異なることを認識しておく必要がある。さもなければ、実験結果と計算結果を比較検証する際や相間運動量輸送項をモデル化する際に思わぬ誤りを犯す危険性がある。例えば、実験結果と計算結果を比較する際には、測定値と計算値の物理的意味が同じであるべきである。現在行われている体積率測定の多くは電極プローブや光ボイドプローブ等による時間平均体積率測定、ないしは急閉弁締切法による空間平均体積率測定を多数回実施してその平均を求めるという統計平均と空間平均を組み合わせた意味での体積率測定である場合が多い。純粋に空間平均や統計平均等の単独の平均に基づく体積率が測定されることはまれであり、体積率測定値は幾つかの平均化手法が組み合わさった平均値(composite average)として得られていることが多い。一方、数値計算においては格子幅 Δx とタイムステップ Δt の導入により自動的に空間スケール $V=\Delta x^3$ 及び時間スケール $T=\Delta t$ に基づく時空間平均が導入されている。従って、仮に統計平均に基づく M_{GL} 等の構成方程式を利用したとしても計算結果は統計平均と時空間平均が組み合わされた意味での平均量を意味することになる。

基礎式(7.1-18)-(7.1-22)を使用する際に、気相圧力 P_G 、液相圧力 P_L 、界面圧力 P_i を

$$P=P_G=P_L=P_i \quad (7.1-23)$$

と仮定することが多い。これを「一圧力の仮定」と呼び、一圧力を仮定したモデルを一圧力二流体モデルという。もちろんこの仮定は物理的に容認できるものではない。例えば、液中の気泡内部の圧力は表面張力等により周囲液体よりも高い。また、水平管内波状流では波面の空間勾配や重力の存在により液相と気相の圧力は異なる。にもかかわらず同一圧力が仮定されているのは、界面圧力 P_i を正しく記述できるモデルが不足していること、及び同一圧力であると数値計算が容易になるためである。確かに一圧力とすると計算プログラム作成は容易となるが、その代償として「基礎方程式系が初期値問題として不適切 (ill-posed initial value problem)となる」という重大な欠陥を一圧力二流体モデルは含む[14]。不適切な初期値問題では、極僅かな初期値の相違により時刻 t における解が極端に異なってしまう。物理的イメージでいうならば、例えば気液各相流量が極僅か異なるだけで圧力損失や熱伝達特性が極端に変化してしまうことに対応する。実現象においてこのような極端な変化を経験することはないので、一圧力二流体モデルが不適切であるのはまさにモデルの欠陥といえる。不適切性を緩和するには、一圧力仮定の排除、ないしは相間運動量輸送項をモデル化する際に $\delta P_{ki} \text{grad} \alpha_k$ に相当する項を付加する等の対処をする必要がある。

(2)構成方程式・相関式

非圧縮性二流体モデルの基礎式は5本の方程式からなり、従属変数も $\alpha_G, \alpha_L, V_G, V_L, P$ の5変数である。従って、相間運動量輸送項 M_{GL} 及びせん断応力項 τ に対するモデルを用意すれば解を求められる。気液二相流には様々な流動様式があるが、多次元二流体モデルに使用できる M_{GL} や τ のモデルの大部分は気泡流や液滴流等の分散性二相流を対象としており、他の

流動様式に対する構成方程式は殆どない状況にある。気泡流用の相関式もさほど多くはないが、以下では気泡流を例に幾つかの構成方程式・実験相関式・乱流モデル・界面積濃度評価法を纏めておく。

(a) 相間運動量輸送項 一圧力二流体モデルにおける相間運動量輸送項は以下のようにモデル化されることが多い[15]。

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{GL} &= \mathbf{M}_D + \mathbf{M}_{LF} + \mathbf{M}_{VM} + \mathbf{M}_{TD} \\ &= \frac{1}{8} a_{int} \rho_L C_D |\mathbf{V}_R| \mathbf{V}_R + \alpha_G \rho_L C_{LF} \mathbf{V}_R \times (\nabla \times \mathbf{V}_L) + \alpha_G \rho_L C_{VM} \left[\frac{D\mathbf{V}_G}{Dt} - \frac{D\mathbf{V}_L}{Dt} \right] + C_{TD} \rho_L k \nabla \alpha_G \end{aligned} \quad (7.1-24)$$

ここで、 \mathbf{M}_D は抗力(Drag Force)、 \mathbf{M}_{LF} は揚力(Lift Force)、 \mathbf{M}_{VM} は仮想質量力(Virtual Mass Force)、 \mathbf{M}_{TD} は乱流分散力(Turbulent Dispersion Force)を意味する。また、 a_{int} は界面積濃度(単位体積当たりの気液界面面積)、 \mathbf{V}_R は気液間相対速度($\mathbf{V}_G - \mathbf{V}_L$)、 D/Dt は実質微分、 k は乱れエネルギー、 C は各力の係数である。

界面積濃度は直径 d の球形気泡のみからなる気泡流の場合、

$$a_{int} = \frac{6\alpha_G}{d} \quad (7.1-25)$$

で与えられる。様々な大きさ・形の気泡が含まれる場合は上式における d をザウター平均径 d_{sm} とすればよい。 N 個の気泡集団において、 i 番目の気泡の体積が θ_i 、表面積が A_i の場合、 d_{sm} は

$$d_{sm} = 6 \frac{\sum_{i=1}^N \theta_i}{\sum_{i=1}^N A_i} \quad (7.1-26)$$

で求められる。

抗力係数 C_D は流体の物性値・気泡サイズ・気泡形状・気泡近傍の液相速度勾配・気相体積率・液相の乱れ強度・気液界面への汚れ(界面活性剤)の吸着など様々な因子に支配されるため、普遍性のあるモデルは未だ構築されていない。静止液中単一球形気泡を対象とした理論解や様々な条件における終端上昇速度測定値から求めた実験相関式を基礎として基本抗力係数 C_{D0} を求め、それに各種の因子を乗じて対象とする体系における気液間相対速度に一致するように工夫せざるをえない状況にある。基本抗力係数にも様々な式が提案されているが[16]、数値計算に使用しやすい相関式として例えば次式[17]を利用できる。

$$C_{D0} = \max \left[\min \left[\frac{16}{Re} \left(1 + 0.15 Re^{0.687} \right), \frac{48}{Re} \right], \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right] \quad (7.1-27)$$

ここで、 Re は気泡レイノルズ数、 Eo はエトベス数であり、各々次式で定義される。

$$Re = \frac{\rho_L |\mathbf{V}_G - \mathbf{V}_L| d}{\mu_L} \quad (7.1-28)$$

$$Eo = \frac{(\rho_L - \rho_G) g d^2}{\sigma} \quad (7.1-29)$$

次式は気泡形状(アスペクト比 $E = \text{短軸長さ}/\text{長軸長さ}$)が抗力係数に及ぼす影響を考慮した理論抗力係数の一例であり、回転楕円型気泡に適用できる[18].

$$C_{D0} = \frac{8}{3} \frac{Eo}{E^{2/3} (1-E^2)^{-1} Eo + 16E^{4/3}} \left[\frac{1-E^2}{\sin^{-1} \sqrt{1-E^2} - E\sqrt{1-E^2}} \right]^2 \quad (7.1-30)$$

冠球形気泡の場合は、以下の理論式[19]

$$C_{D0} = 8/3 \quad (7.1-31)$$

球形小気泡の場合は、

$$C_{D0} = \frac{A}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}) \quad (7.1-32)$$

が利用できる[16]. ここで定数 A は界面活性剤吸着の有無に応じて、 $A=16$ (無)、 $A=24$ (有)とすればよい。

球形気泡の揚力係数 C_{LF} に関しては以下の半理論式がある[20].

$$C_{LF} = \sqrt{\left(\frac{6}{\pi^2} \frac{2.255}{(ReSr)^{1/2} (1 + 0.2Re/Sr)^{3/2}} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{1 + 16/Re}{1 + 29/Re} \right)^2} \quad (7.1-33)$$

ここで、 Sr はシアレイトと呼ばれる無次元数であり、液相速度勾配 $\omega = |\nabla \times \mathbf{V}_L|$ を用いて

$$Sr = \frac{\omega d}{|\mathbf{V}_G - \mathbf{V}_L|} \quad (7.1-34)$$

で定義される。上記半理論式は常に正の抗力係数を与えるが、現実の気泡は気泡サイズが大きい場合や気泡サイズが極端に小さくかつ非球形の場合に揚力係数が負となることが実験的に確認されている[21]. このような特性を考慮した実験相関式の一例として次式をあげておく[22].

$$C_{LF} = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 Re), f(Eo_d)] & \text{for } Eo_d < 4 \\ f(Eo_d) & \text{for } 4 \leq Eo_d \leq 10.7 \end{cases} \quad (7.1-35)$$

$$f(Eo_d) = 0.00105 Eo_d^3 - 0.0159 Eo_d^2 - 0.0204 Eo_d + 0.474 \quad (7.1-36)$$

ここで、 Eo_d は気泡の長軸長さを代表距離としたエトベス数である。

仮想質量係数 C_{VM} は非粘性流中の単一球形状気泡の場合 0.5 となることが知られている。このため多くの数値計算で $C_{VM} = 0.5$ が使用されているが、気泡形状に応じて 0.5~2 程度の値が使用される場合もある。静止流体中回転楕円体気泡に対しては以下の式を利用できる[21].

$$C_{VM} = \begin{cases} \frac{E \cos^{-1} E - \sqrt{1-E^2}}{E^2 \sqrt{1-E^2} - E \cos^{-1} E} & \text{for } E < 1 \\ \frac{E \tanh^{-1}(E^{-1} \sqrt{E^2-1}) - \sqrt{E^2-1}}{E^2 \sqrt{E^2-1} - E \tanh^{-1}(E^{-1} \sqrt{E^2-1})} & \text{for } E > 1 \end{cases} \quad (7.1-37)$$

多気泡系に対する C_{VM} 相関式として、

$$C_{VM} = C_{VM0} [1 + 2.78 \alpha_G] \quad (7.1-38)$$

が提案されている[23]。ここで、 C_{VM0} は単一気泡の仮想質量係数、 α_G は対象とする気泡周囲の平均ボイド率を意味する。

界面運動量輸送式(7.1-24)の右辺最終項は乱れにより気泡が数密度の高い領域から低い領域に拡散する効果を表す。この項は体積率の空間勾配の形をしているため、一圧力二流体モデルの不適切性を緩和する効果を有する。係数 C_{TD} に関するモデルは整備されていないが、0.1~4.0 程度の値が使用されている[14],[25]。気泡径が大きくなるほど C_{TD} の値は増加するようである。また、乱流エネルギー k には二相 k - ϵ モデルから計算される値、ないしは気液間相対速度の2乗に気相体積率を乗じた

$$k = \alpha_G |\mathbf{V}_G - \mathbf{V}_L|^2 \quad (7.1-39)$$

などが使用されている[26]。上式は気泡誘起擬似乱れに相当する。

(b) 応力テンソル 気泡流では分散相である気相の応力テンソル $\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}_{Re}$ は無視できる。液相の応力テンソルには

$$\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}_{Re} = (\mu + \mu_t) [\nabla \mathbf{V} + (\nabla \mathbf{V})^T] \quad (7.1-40)$$

を使用する．ここで，ただし， μ は粘性係数， μ_t は乱流粘性係数(渦粘性)[kg/ms]， $\nabla\mathbf{V}$ はナブラ演算子とベクトル \mathbf{V} のテンソル積(dyadic product)，上付添字の T は転置を意味する．この際，粘性係数に気泡群の効果・気泡誘起擬似乱れ・せん断誘起乱れの効果を加味する必要がある． $\mu+\mu_t$ を纏めて実効粘性係数 μ_{eff} と書くことにすると，

$$\mu_{eff} = \mu_L \phi(\alpha_G) + \mu_{BI} + \mu_{SI} \quad (7.1-41)$$

の形のモデルが多くの計算で使用されている．上式中の μ_L は液相の粘性係数， $\phi(\alpha_G)$ は気泡群の効果を表す補正係数， μ_{BI} は気泡誘起擬似乱れ(Bubble-Induced pseudo turbulence)の寄与， μ_{SI} はせん断誘起乱れ(Shear-Induced turbulence)の寄与を意味する．気泡群によるみかけ粘性の変化を表す $\phi(\alpha_G)$ には，以下の形のモデルが使用されることが多い．

$$\phi(\alpha_G) = 1 + C\alpha_G \quad (7.1-42)$$

係数 C には1~2.5程度の値が使用されている．このモデルは浮遊微粒子によって懸濁した液体のみかけ粘性に対する統計理論解[27]を拡張利用したものである．

気泡誘起擬似乱れの粘性係数には，以下のモデル[28]が利用されることが多い．

$$\mu_{BI} = C_{BI} \rho_L \alpha_G d |\mathbf{V}_G - \mathbf{V}_L| \quad (7.1-43)$$

係数 C_{BI} は直径3mm程度の気泡からなる鉛直管内水・空気系気泡流では0.6程度の値であるが，他の流れでの値は殆ど調べられていないようである．

せん断誘起乱れの粘性係数は，二相 k - ε モデル等を用いて計算したせん断乱流強度 k_{SI} を用いて

$$\mu_{SI} = C_{\mu} \rho_L \frac{k_{SI}^2}{\varepsilon} \quad (7.1-44)$$

として求められる($C_{\mu} \sim 0.09$)．

(c) 乱流モデル 気泡流に対する乱流モデルで実験との比較検証が丁寧に行われたものは数少ない．以下にLopez de Bertodanoら[15]が管内流実験データとの検証によりその妥当性を十分に検証した二相 k - ε モデルを紹介しておく．まず， τ_{ReL} を気泡誘起成分とせん断誘起成分の和で表す．

$$\tau_L + \tau_{ReL} = \{\tau_L + \tau_{SI}\} + \tau_{BI} = \left\{ \mu_{eff} \left[\nabla\mathbf{V}_L + (\nabla\mathbf{V}_L)^T \right] + \frac{2}{3} \rho_L A_{SI} k_{SI} \right\} + \frac{2}{3} \rho_L A_{BI} k_{BI} \quad (7.1-45)$$

分子粘性は渦粘性に比べ無視できるので，実行粘性係数 μ_{eff} には式(7.1-41)-(7.1-44)において $\mu_L\phi(\alpha_G)$ を無視した式を用いる。行列 A_{SI} には非等方性乱流を考慮する場合には代数応力モデルから得られる行列を，等方性乱流を仮定する場合は単位行列を用いる。行列 A_{BI} は次式で与える(主流方向が6/5)。

$$A_{BI} = \begin{bmatrix} 6/5 & 0 & 0 \\ 0 & 9/10 & 0 \\ 0 & 0 & 9/10 \end{bmatrix} \quad (7.1-46)$$

せん断誘起乱流エネルギー k_{SI} は以下の k - ε モデルを解いて算出する。

$$\alpha_L \frac{Dk_{SI}}{Dt} = \nabla \cdot \alpha_L \left(\frac{\mu_{eff}}{\rho_L \sigma_k} \nabla k_{SI} \right) + \alpha_L (p_k - \varepsilon) \quad (7.1-47)$$

$$\alpha_L \frac{D\varepsilon}{Dt} = \nabla \cdot \alpha_L \left(\frac{\mu_{eff}}{\rho_L \sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + \alpha_L \left(C_{e1} \frac{\varepsilon p_k}{k_{SI}} - C_{e2} \frac{\varepsilon^2}{k_{SI}} \right) \quad (7.1-48)$$

ここで乱流エネルギー生成項 p_k は次式で与える。

$$p_k = \rho_L \mu_{eff} \left(\nabla \mathbf{V}_L + (\nabla \mathbf{V}_L)^T \right) : \nabla \mathbf{V}_L \quad (7.1-49)$$

以上の諸式に含まれる係数には， $C_\mu=0.09$ ， $C_{BI}=0.6$ ， $\sigma_k=1.0$ ， $\sigma_\varepsilon=1.3$ ， $C_{e1}=1.44$ ， $C_{e2}=1.92$ を使用する。気泡誘起乱流エネルギー k_{BI} には式(7.1-39)を使用する。

上記乱流モデルは，基本的に単相乱流モデルを拡張し実験結果と計算結果が一致するように各種係数を操作したものと位置付けられる。これに対し，より気泡誘起乱れを直接数値計算結果を基により厳正にモデル化する試み[29]も既に行われている。

(d) 界面積濃度(気泡の合体・分裂) 二流体モデルに代表される平均化モデルにおける気液間相互作用力の評価には，界面積濃度(単位体積当たりの気液界面面積)が必要となる。従来，界面積濃度は流動様式線図や実験相関式などに基づいて経験的に与えられてきた。一方，流動様式及び界面積濃度を予測しつつ気液二相流場を解析する手法として，界面積濃度輸送方程式と二流体モデルを併用する手法や，気泡数密度の変化をポピュレーションバランスから求める手法の開発が推進されている。Ishii[30]は1975年に二流体モデルの基礎式を提示した際，既に界面積濃度輸送方程式の原型を構築するとともに，その重要性を指摘している。また，後の研究[31]において気泡数密度輸送方程式とボルツマン方程式の類似性を論拠として以下の界面積濃度輸送方程式(定常一次元式のみ記す)を導出している。

$$\frac{d}{dz}(a_i V_i) = (\Phi_B - \Phi_C) + \left(\frac{2a_i}{3\alpha_G} \right) \frac{d}{dz}(\alpha_G V_i) \quad (7.1-50)$$

ここで、 a_i は界面積濃度、 V_i は気液界面速度(=気相速度 V_G と通常仮定)、 Φ_B 、 Φ_C は各々気泡分裂、気泡合体による界面積濃度のソースタームである。Hibiki と Ishii[32] は乱流渦との干渉による気泡分裂及び液相乱流に起因する気泡の確率的衝突に基づいて、 Φ_B 、 Φ_C に対する半経験モデルを構築している。モデルの詳細は表 7.1-2 に整理しておく。上式を二流体モデルと連立して解く際には、界面積濃度の境界値($z=0$ における値)が必要となる。Hibiki らは境界値評価式として以下の相関式を提案している[33]。

$$\tilde{a}_{i,0} = 1.64 \tilde{L} o_0^{-0.127} \alpha_{G,0}^{0.851} \tilde{\varepsilon}_0^{0.0318} \quad (7.1-51)$$

$$\tilde{a}_i = a_i L o \quad (7.1-52)$$

$$\tilde{L} o = L o / D \quad (7.1-53)$$

ここで、添字 0 は境界値を表し、 $\tilde{\varepsilon}$ は無次元エネルギー消散、 $L o$ はラプラス長さである。

以上のモデルは、スラグ流のように小気泡と大気泡が混在する流れに対しては適用できない。このため、気相を小気泡(グループ I)と大気泡(グループ II)に分類した一次元二群界面積濃度輸送方程式も提案されている[34]。非加熱定常条件では一次元二群界面積濃度輸送方程式は以下の諸式で与えられる。

$$\frac{d}{dz}(a_{i,1} V_{i,1}) = -\Phi_{RC,1} + \Phi_{TI,1} - \Phi_{WE,12} + \Phi_{TI,12} + \Phi_{VT,1} \quad (7.1-54)$$

$$\frac{d}{dz}(a_{i,2} V_{i,2}) = -\Phi_{WE,2} + \Phi_{TI,2} + \Phi_{VT,2} \quad (7.1-55)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_{G,1} V_{G,1}) = -\Psi_{WE,12} + \Psi_{TI,12} + \Psi_{VT,1} \quad (7.1-56)$$

$$\alpha_{G,1} + \alpha_{G,2} = \alpha_G \quad (7.1-57)$$

ここで、下付添字 1, 2 は各々グループ I 及びグループ II を表し、 Φ 、 Ψ は各々界面積濃度及びボイド率のソースタームである。また、下付添字 $RC,1$ は小気泡の確率的合体によるグループ I への寄与、 $TI,1$ は乱流渦による小気泡分裂に起因するグループ I への寄与、 $WE,12$ は大気泡後流域への小気泡の巻き込みによるグループ I への寄与、 $TI,12$ は乱流渦による大気泡分裂に起因するグループ I への寄与、 $VT,1$ は減圧膨張によるグループ I への寄与、 $WE,2$

は大気泡同士の合体によるグループ II への寄与, $TI,2$ は大気泡の大気泡への分裂によるグループ II への寄与, $VT,2$ は減圧膨張によるグループ II への寄与を表す. 式(7.1-54)-(7.1-56)中の各ソースタームのモデルを表 7.1-3~表 7.1-5 に整理しておく.

7.1 節の参考文献

- [1] Hirt, C. W., Nichols, B. D., J. Comp. Phys., 39, pp.201-225 (1981).
- [2] Sussman, M., Smerka, P., Other, S., J. Comp. Phys., pp.114, 146-159 (1994).
- [3] Unverdi, S. O., Tryggvason, G., J. Comp. Phys., 100, pp.25-37 (1992).
- [4] Takagi, S. and Matsumoto, Y., Proc. German-Japanese Symp. on Multi-Phase Flow, KfK 5389, pp.499-511 (1994).
- [5] Brackbill, J. U., Kothe, D. B., Zemath, C., J. Comp. Phys., 100, pp.335-354 (1992).
- [6] Noh, W. F., Woodward, P., Proc. 5th Int. Conf. Num. Method in Fluid Dynamics, 59, pp.330-340 (1976).
- [7] Ashgriz, N., Poo, J. Y., J. Comp. Phys., 93-2, pp.449-468 (1991).
- [8] Rider, W. J., Kothe, D. B., J. Comp. Phys., 141, 2, pp.112-152 (1998).
- [9] Nakamura, T., Yabe, T., Comp. Phys. Comm., 120, pp.122-154 (1999).
- [10] 功刀, 機論 B, 63(609), pp.1576-1584 (1997).
- [12] 宋, 林, 富山, 機論 B, 70(698), 2538-2544 (2004).
- [13] Delhaye, J. M., Giot, M., Riethmuller, M. L., Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, McGraw-Hill (1981).
- [14] Lyczkowski, R. W. et al., Nucl. Sci. Eng., Vol.66, p.378 (1978).
- [15] Lopez de Bertodano, M., Lahey, R. T. Jr., Jones, O. C., Int. J. Multiphase Flow, Vol.20, No.5, pp.805-818 (1994).
- [16] Clift, R., Grace, J. R., Weber, M. E., Bubbles, Drops, and Particles, Academic Press (1978).
- [17] Tomiyama, A., Kataoka, I., Zun, I., Sakaguchi, T., JSME Int. J., Ser. B., Vol.41, No.2, pp.472-479 (1998).
- [18] Tomiyama, A., Celata, G. P., Hosokawa, S., Yoshida, S., Int. J. Multiphase Flow, Vol.28, No.9, pp.1497-1519 (2002).
- [19] Davies, R. M., Taylor, G. I., Proc. Roy. Soc., Ser. A, 200, pp.375-390 (1950).
- [20] Legendre, D., Magnaudet, J., J. Fluid Mech., 368, pp.81-126 (1998).
- [21] Tomiyama, A., "Drag, Lift and Virtual Mass Forces acting on a Single Bubble", on CD-ROM of 3rd Int. Symp. on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, , pp.1-10 (2004).
- [22] Tomiyama, A., Tamai, H., Zun, I., Hosokawa, S., Chem. Eng. Sci., Vol.57, No.11, pp.1849-1858 (2002).
- [23] van Wijngaarden, L., Theoretical and Applied Mechanics, Northe-Holland, Amsterdam (1976).

- [24] Lahey, R. T. Jr., Lopez de Bertodano, M., Jones, O. C., *Nucl. Eng. Des.*, Vol.141, pp.177-201 (1993).
- [25] Moraga, F. J., Larreteguy, A. E., Drew D. A. and Lahey, Jr., R. T., *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.29, No.4, pp.655-673 (2003).
- [26] Tomiyama, A., Shimada, N., *Trans. ASME, J. of Pressure Vessel Tech.*, Vol.123, No.4, pp.510-516 (2001).
- [27] 日本流体力学会編, 流体力学ハンドブック, pp.639-641, 丸善 (1987).
- [28] Sato, Y., Sekoguchi, K., *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.2, pp.79-95 (1975).
- [29] 杉山, 高木, 松本, 日本混相流学会誌, Vol. 15, No. 1, pp.31-38, (2001).
- [30] Ishii, M., *Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow*, Eyrolles, Paris, 1975.
- [31] Kocamustafaogullari, G. and Ishii, M., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38, 481-493, 1995.
- [32] Hibiki, T. and Ishii, M., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43, 2711-2726, 2000.
- [33] Hibiki, T. and Ishii, M., *on CD-ROM of 4th ICMF-2001, New Orleans*, 2001.
- [34] Hibiki, T. and Ishii, M., *Nucl. Eng. Des.*, 202, 39-76, 2000.

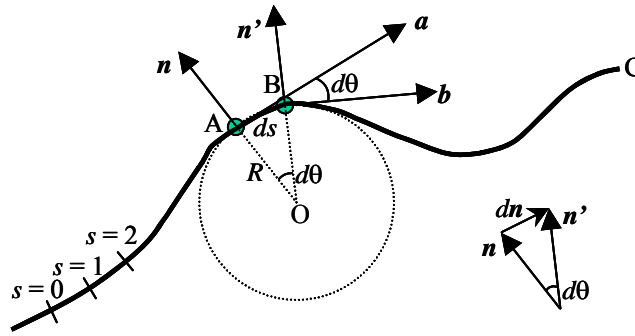


図 7.1-1 曲線の曲率

表 7.1-1 各種平均化方法と体積率及び相平均量の定義

平均化方法	平均の物理的意味	気相体積率の定義	相平均の定義 (例：気相速度)
空間平均	ある空間スケール V における体積平均	$\alpha_G = \frac{V_G}{V} = \frac{1}{V} \int_V \phi_G dV$	$V_G = \frac{1}{\alpha_G} \frac{1}{V} \int_V \phi_G V dV$
時間平均	ある時間スケール T における時間平均	$\alpha_G = \frac{T_G}{T} = \frac{1}{T} \int_T \phi_G dt$	$V_G = \frac{1}{\alpha_G} \frac{1}{T} \int_T \phi_G V dt$
時空間平均	2種のスケール V, T における時空間平均	$\alpha_G = \frac{1}{VT} \int_V \int_T \phi_G dt dV$	$V_G = \frac{1}{\alpha_G} \frac{1}{VT} \int_V \int_T \phi_G V dt dV$
統計平均	N 回の同一試行を行ったときの集合平均	$\alpha_G = \frac{N_G}{N} = \frac{1}{N} \sum \phi_G$	$V_G = \frac{1}{\alpha_G} \frac{1}{N} \sum \phi_G V$

注1) ϕ_G : 気相の相定義関数, $\phi_G(\mathbf{x}, t) = 1$ for $(\mathbf{x}, t) \in$ 気相, $\phi_G(\mathbf{x}, t) = 0$ for $(\mathbf{x}, t) \in$ 液相

注2) $T \rightarrow \infty$ の時間平均値と $N \rightarrow \infty$ の統計平均は一致すると考えて良い: エルゴード仮説

表 7.1-2 一群界面積濃度輸送方程式のソースタームモデル

気泡分裂	$\Phi_B = \frac{\Gamma_B \alpha_G \alpha_L \varepsilon^{1/3}}{d^{5/3} (\alpha_{B,max} - \alpha_G)} \exp\left(-\frac{K_B \sigma}{\rho_L d^{5/3} \varepsilon^{2/3}}\right)$
気泡合体	$\Phi_C = \frac{\Gamma_C \alpha_G^2 \varepsilon^{1/3}}{d^{5/3} (\alpha_{C,max} - \alpha_G)} \exp\left(-\frac{K_C \rho_L^{1/2} d^{5/6} \varepsilon^{1/3}}{\sigma^{1/2}}\right)$
エネルギー散逸	$\varepsilon = -J_m \rho_m^{-1} (dP/dz)_F$
モデル定数など	$K_B = 1.59, K_C = 1.29, \Gamma_B = 5.02 \times 10^{-10} \alpha_G \tilde{\varepsilon}, \Gamma_C = 1.82 \times 10^{-8} \alpha_G \tilde{\varepsilon}$ ここで $\tilde{\varepsilon} = Lo^4 \varepsilon \nu_L^{-3}, Lo = [\sigma/g(\rho_G - \rho_L)]^{1/2}$

α_{max} : 最大許容ボイド率 (=0.741), J_m : 全体積流束, ρ_m : 混合密度, $(dp/dz)_F$: 摩擦圧力降下

表 7.1-3 二群界面積濃度輸送方程式(7.1-54),(7.1-55)のソースタームモデル

グループ I ランダム衝突	$\Phi_{RC,1} = \left(\frac{\alpha_{G,1}}{a_{i,1}}\right)^2 \frac{\Gamma_{RC,1} \alpha_{G,1}^2 \varepsilon^{1/3}}{d_1^{11/3} (\alpha_{RC,max} - \alpha_G)} \exp\left(-K_{RC,1} \sqrt[6]{\frac{\rho_L^3 d_1^5 \varepsilon^2}{\sigma^3}}\right)$
乱流渦効果	$\Phi_{TI,1} = \left(\frac{\alpha_{G,1}}{a_{i,1}}\right)^2 \frac{\Gamma_{TI,1} \alpha_{G,1} \alpha_L \varepsilon^{1/3}}{d_1^{11/3} (\alpha_{TI,max} - \alpha_G)} \exp\left(-\frac{K_{TI,1} \sigma}{\rho_L d_1^{5/3} \varepsilon^{2/3}}\right)$
ボイド輸送	$\Phi_{VT,1} = \left(\frac{2a_{i,1}}{3\alpha_{G,1}}\right) \frac{d}{dz} (\alpha_{G,1} V_{i,1})$
グループ間 後流への気泡巻き込み	$\Phi_{WE,12} = \left(\frac{\alpha_{G,1}}{a_{i,1}}\right)^2 \frac{\Gamma_{WE,12} \alpha_{G,1} \alpha_{G,2}}{d_1^3 d_2} (V_{G,2} - V_L) \exp\left(-K_{WE,12} \sqrt[6]{\frac{\rho_L^3 \varepsilon^2}{\sigma^3} \left(\frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2}\right)^5}\right)$
乱流渦効果	$\Phi_{TI,12} = \left(\frac{\alpha_{G,1}}{a_{i,1}}\right)^2 \frac{\Gamma_{TI,12} \alpha_{G,2} \alpha_L \varepsilon^{1/3}}{d_2^{11/3} (\alpha_{TI,max} - \alpha_G)} \exp\left(-\frac{K_{TI,12} \sigma \left\{ (d_2^3 - d_1^3)^{2/3} + (d_1^2 - d_2^2) \right\}}{\rho_L d_2^{11/3} \varepsilon^{2/3}}\right)$
グループ II 後流への気泡巻き込み	$\Phi_{WE,2} = \left(\frac{\alpha_{G,2}}{a_{i,2}}\right)^2 \frac{\Gamma_{WE,2} \alpha_{G,2}^2}{d_2^4} (V_{G,2} - V_L) \exp\left(-K_{WE,2} \sqrt[6]{\frac{\rho_L^3 d_2^5 \varepsilon^2}{\sigma^3}}\right)$
乱流渦効果	$\Phi_{TI,2} = \left(\frac{\alpha_{G,2}}{a_{i,2}}\right)^2 \frac{\Gamma_{TI,2} \alpha_{G,2} \alpha_L \varepsilon^{1/3}}{d_2^{11/3} (\alpha_{TI,max} - \alpha_G)} \exp\left(-\frac{K_{TI,2} \sigma}{\rho_L d_2^{5/3} \varepsilon^{2/3}}\right)$
ボイド輸送	$\Phi_{VT,2} = \left(\frac{2a_{i,2}}{3\alpha_{G,2}}\right) \frac{d}{dz} (\alpha_{G,2} V_{i,2})$

表 7.1-4 ボイド輸送式 (7.1-56)のソースタームモデル

後流への気泡巻き込み	$\Psi_{WE,12} = \left(\frac{\alpha_{G,1}}{a_{i,1}}\right)^3 \frac{\Gamma_{WE,12} \alpha_{G,1} \alpha_{G,2}}{d_1^3 d_2} (V_{G,2} - V_L) \exp\left(-K_{WE,12} \sqrt[6]{\frac{\rho_L^3 \varepsilon^2}{\sigma^3} \left(\frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2}\right)^5}\right)$
乱流渦効果	$\Psi_{TI,12} = \left(\frac{\alpha_{G,1}}{a_{i,1}}\right)^3 \frac{\Gamma_{TI,12} \alpha_{G,2} \alpha_L \varepsilon^{1/3}}{d_2^{11/3} (\alpha_{TI,max} - \alpha_G)} \exp\left(-\frac{K_{TI,12} \sigma \left\{ (d_2^3 - d_1^3)^{2/3} + (d_1^2 - d_2^2) \right\}}{\rho_L d_2^{11/3} \varepsilon^{2/3}}\right)$
圧力変化	$\Psi_{VT,1} = -\alpha_{G,1} V_{G,1} \rho_G^{-1} d\rho_G / dz$

表 7.1-5 式(7.1-54)-(7.1-56)の各種係数

Group I	$\Gamma_{RC,1}=0.351$	$\Gamma_{TI,1}=1.12$	Inter-group	$\Gamma_{WE,12}=24.9$	$\Gamma_{TI,12}=317$	Group II	$\Gamma_{WE,2}=63.7$	$\Gamma_{TI,2}=4.26$
	$K_{RC,1}=0.258$	$K_{TI,1}=6.85$		$K_{WE,12}=0.460$	$K_{TI,12}=11.7$		$K_{WE,2}=0.258$	$K_{TI,2}=6.850$

7.2 解析技術の多様化と構成方程式および検証の課題

7.2.1 従来の研究を越えて

身近なヤカンの沸騰やジェットバスの流れを見れば、一般の気液二相流は時間的・空間的に激しく変動する固有の複雑さを持っていることが容易に理解できる。気液二相流は異なる性質を持つ二種類の流体(気体と液体)が共存するため本質的に非均質である。しかも非均質さを特徴づける気液界面の形状が固定されておらず、流動場に従って変化し移動することでさらに複雑な現象を生じる。気液二相流の厳密な意味での相似則は存在せず、特定の流動条件において得られた知見は一般性に乏しいことも流動現象の把握をむずかしくしている。最も均質的な気液二相流である気泡流でも、気泡運動は周囲の液流速分布による力や浮力の影響を受け、気泡がマクロな液流速分布や二相密度に影響する相互作用のため気泡群の分布に偏りと揺らぎがある。他の流動様式では非均質性はさらに顕著である。

気液二相流の研究は多くの実用分野で研究されており、特に原子力開発に伴って大規模な実験が行われ解析技術も大きく進歩した。それでも、複雑な気液二相流を直接取り扱うことが困難であるため、平均化した時間・空間的に連続な物理量が研究の対象とされていた。平均化したときに、流れを特徴づける間欠的・非均質特性の情報は失われているが、これらの効果は構成方程式により補正できるものとして扱われてきた。特に、二流体モデルの理論では気液各相の平均運動を求める精緻な理論が構築された。これらの研究は、平均化された気液速度等の満たすべき基礎方程式を求め、間欠的・非均質特性は補正項として合理的に表されることを明らかにした。これは乱流理論において瞬間・局所的な速度変動成分の効果を Reynolds 応力として考慮する手法に似ている。RELAP5 コードおよび TRAC コードに代表される原子炉熱流動解析プログラムの成功により、二流体モデル理論は気液二相流の標準的な解析技術として定着し、原子炉の熱設計や安全性の評価に大きいに役立ってきた。原子力分野の二流体モデルの成功は膨大な実規模試験と、実験式のフィッティングや解析プログラムのチューニングに関する研究や設計における長年の努力の蓄積で可能になったものであるが、その根底にある気液二相流固有の複雑さはこれまで顧みられることは少なかった。実際に、気液二相流を用いる大部分の装置や機器の設計には平均的なマクロ流動が予測できれば十分な場合が多く、ニーズの面からも間欠的・非均質特性が取り上げられることは少なかった。しかし、定常的な気液二相流であっても間欠的・非均質な挙動を内蔵しており、マクロな流動に影響していることは明らかであったので、間欠的・非均質特性を無視した気液二相流研究に懸念を示す見解もあった。

二流体モデル解析において実験と解析との比較は時間・空間的に平均化したボイド率と圧力および気液速度について行われる。これらの比較項目において実験と解析結果がよく一致したとしても、時間的・空間的に絶えず複雑に変動する実現象と準定常的な解析結果がよく対応していると言うには違和感がある。実際の気液二相流の流れを観察しこれを二流体モデルの解析結果を比較すると、両者の違いは明らかである。特に、気液二相流の最大の特徴で

ある界面が計算されないのは実現象との決定的な相違である。最近は大規模試験と構成方程式の作成、実験式のフィッティングや解析プログラムのチューニングに要するコストと時間を確保することが困難になり、信頼性の高い二流体モデルの構築に必要な作業が十分行われなくなった。一方、計算機や数値計算技術の進歩により、経験的な補正項に依存せず間欠的・非均質特性を直接計算する大規模気液二相流解析が可能になり、大規模試験に代替できる期待が持てる状況になりつつある。このため、従来は考慮されなかった間欠的かつ非均質な複雑気液二相流を扱う高精度数値解析技術の開発とその検証は、気液二相流の工学的応用において重要な課題になっている。

7.2.2 現在の数値解析技術と多様化の必要性

一般に気液二相流は種々のスケールを持つ気液界面が混在しているが、微細な気泡や液滴、液膜のようなマイクロな流れ構造に適合した計算格子を用いると計算量が膨大になり、気液二相流の実用的意味での流動現象全体を数値解析で扱うことは殆ど不可能である。例えば 10 μm の液滴の三次元計算に 1 μm の計算格子を用いれば、僅か 1 立方 mm の流路容積の計算に 10 億個の計算格子が必要であり、実用規模の解析は絶望的である。このため、従来から数値計算の負担を軽減する工夫が行われてきた。初期の気液二相流数値解析では気液混合媒質を一様な流体とみなす均質モデルが用いられていたが、その後気液間の速度差を近似的に考慮したスリップモデルあるいはドリフトフラックスモデルと呼ばれる解析モデルが発達し、原子力プラントの実用的な大規模過渡解析に発展した。さらに、気体と液体の速度を個別に取り扱う二流体モデルの基礎理論が Ishii[1]や Drew[2]らによって確立され、特に 1980 年以降は米国で開発された二流体モデルによる大規模な解析プログラムによる気液二相流解析技術が発達した。二流体モデルは既に述べたように時間・空間平均操作をした基礎方程式を連立するモデルであり、気体と液体に関する時間・空間平均物理量を未知数とする。

気液二相流の解析技術は、二流体モデルの他に気液界面を追跡して気体と液体の領域に分割し、それぞれの領域で単相流として計算する手法があり、界面追跡モデルと呼ばれる。基礎方程式を平均化せず気液界面挙動を直接計算する手法であり、VOF (Volume of Fluid) 法、MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法、標位関数 Level Set Function) 法などの数値計算法が提案されている。CIP (Cubic Interpolated Propagation) 法は幅広い流動現象の解析に適用でき、界面追跡モデルに相当する機能も持つ。界面追跡モデルは必然的に界面運動に伴う時間的・空間的非均質を取扱い、気液界面における密度や圧力勾配の不連続の取扱いや気液界面形態を保存する高精度輸送計算など数値計算上むずかしい課題が多い。TVD (Total Variance Diminishing) 法に代表されるような新しい数値計算技術の導入により、界面追跡モデル計算に有効な不連続分布の安定な高精度輸送計算が可能になった。代表的な界面追跡モデルである VOF 法は気液界面位置を直接計算せず、気液比率の輸送計算から得られた気液比率分布から気液界面位置を決定する。初期の VOF 法は気液界面形状の輸送に問題があったが、最近では PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) 法のように計算格子内の気液界面位置と勾配

を輸送計算において考慮することにより大幅に改善された。しかし、実際の数値計算では計算量の制約から適用対象は比較的単純な界面を持つ気液二相流に限られる。

二流体モデルと VOF 法はともに気液比率の輸送計算を行う点は共通しているが、二流体モデルは気体と液体の二速度計算を行い、VOF 法は基本的に気液各相の領域において単相流として計算する。基礎方程式のうえで、二流体モデルにおいてボイド率が 0 と 1 の領域を基本的に取り扱う特別の場合と解釈することができる。従って、二流体モデルも気液界面追跡が可能であるが、曲率や輸送などの界面計算の取扱いは VOF 法の方が容易である。しかし、界面モデルは現実的には十分小さくできない計算格子より微細な気泡、液滴、液膜などの界面構造には二流体モデルのように近似的に対処する手段がないデメリットがある。

現在の代表的な気液二相流解析技術である二流体モデルと界面追跡モデルはそれぞれ得失があり、解析の対象と目的によって使い分けられるべきである。流動現象が複雑であり、また解析のニーズも様々であるため、従来の解析技術の高度化・活用と同時に従来の枠を越えた多様な技術開発が求められている。

7.2.3 非均質・間欠性を伴う複雑な気液二相流の解析技術(拡張二流体モデルを例に)

(1)従来の解法と比較した特徴

従来の解析技術を補う代表的な技術開発として、複雑な気液二相流の非均質・間欠的特性を効率よく取り扱う解析技術の開発を挙げることができる。拡張二流体モデル[3]を例に取り上げて紹介する。拡張二流体モデルは、二流体モデルと界面モデルの長所を組み合わせたモデルであり、自由液面や計算格子より十分大きい気泡や液滴や液膜を界面モデルにより直接計算し、計算格子より同等か小さい界面構造を持つ場合は平均化して取り扱う。計算時間と記憶容量の及ぶ限り詳細な解析を行い、時間・空間的分解能の及ばない微細な挙動のみ平均化手法を取り入れる効率的な数値計算を目指したものである。これは、格子サイズより大きい渦を直接計算し、微視的な渦をモデル化する乱流の LES(Large Eddy Simulation, 大渦シミュレーション)モデルに似ている。モデル化された部分は構成方程式が必要であるが、計算格子が十分小さければ格子内の流動現象は比較的単純であると判断することができ、簡単な構成方程式を用いても十分信頼性のある予測が可能になると期待することができる。

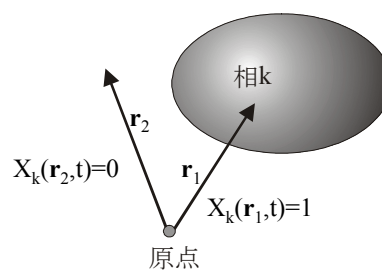


図 7.2-1 相関数

(2)基礎式について

本手法は二流体モデルをベースとしているので、基礎方程式は二流体モデルと全く同じである。よく知られているように、二流体モデルでは相の体積比と気液速度は時間・空間的に平均化された物理量を取り扱う。これらの定義には次の相関数を用いる(図 7.2-1)。

$$X_k(\mathbf{r},t)=1 \quad (\text{時間 } t, \text{ 位置 } \mathbf{r} \text{ における流体は } k \text{ 相})$$

$$X_k(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{時間 } t, \text{ 位置 } \mathbf{r} \text{ における流体は非 } k \text{ 相}) \quad (7.2-1)$$

局所・瞬間的な相分布から、次式を用いて二流体モデル計算の対象となる k 相の物理量 f_k の平均化された値を定義することができる。

$$\hat{f}_k(\mathbf{r}, t) = \frac{\int_V \int_T X_k(\mathbf{r}', \tau) f_k(\mathbf{r}', \tau) d\tau d\mathbf{r}'}{\int_V \int_T X_k(\mathbf{r}', \tau) d\tau d\mathbf{r}'} \quad (7.2-2)$$

平均化操作の空間積分区間 V と時間積分区間 T は従来の二流体モデルの理論では必ずしも明確ではないが、非均質性と間欠性を取り扱わないので空間積分区間 V は気泡径などの界面構造スケールより、時間積分区間 T は間欠周期より十分大きい範囲を想定すると思われる。平均化された物理量の空間・時間分布は滑らかにすることができ、数値計算で容易に取り扱うことができる。しかし、この操作は基礎式において既に大きい拡散が取り込まれていることと等価であり、解析においても数値拡散を殆ど考慮する必要がなかった。

拡張二流体モデルでは、空間積分区間 V を計算格子幅、時間積分区間 T をタイムステップと考える。従って、平均化操作は計算格子とタイムステップの分解能の範囲内に限られる。基礎式は二流体モデルと同一であるが、界面におけるボイド率に代表されるステップ状分布の高精度輸送計算を用いれば二流体モデルにおいても界面追跡による非均質・間欠特性の解析が可能である。

計算格子は、内部の界面挙動が十分単純になるほど小さいことが望ましい。気泡サイズの計算格子を用いることで、内部の界面構造は気泡と液滴に限られ自由液面やスラグは計算格子による直接計算が可能である。このとき必要な構成方程式は小気泡と液滴を対象とするものであり、信頼性の高い評価式を用意することができる。三澤らは気泡サイズとボイド率信号の関係から、Taylor 波長より小さい気泡はランダム的であり、大きい気泡を伴う流れは構造を持つことを明らかにした[4]。この結果から、Taylor 波長サイズの計算格子を用いて構造を持たない小気泡の取扱いを選択的に単純化し、計算精度を落とさず計算を効率的に行うことができると考えられる。

(3)数値計算の工夫

流体解析では、圧力と速度の計算点を計算セル幅の半分だけずらせて配置するスタガードメッシュによる差分法がよく用いられる。これは、圧力勾配により流体が駆動される機構を反映した安定性の高い手法である。しかし、気液二相流では圧力・速度ともボイド率と密接に関係するので、圧力・速度・ボイド率を異なる位置で計算することは不都合がある。また、ボイド率は界面で不連続になり、同じ位置で計算する流体の密度、圧力勾配、速度も不連続的な分布を示す。これらの不連続な物理量の間関係を精度よく計算するには、非スタガードメッシュが適している。また、気液混合流体の保存則だけでは不十分であり、気液各相独立に保存則を満たすことを保証する必要があるため、保存形の方程式をそのまま取り扱える有限体積法が適している。二流体モデルの高精度計算は单相流の解析技術をそのまま用いることができない場合が多く、特別な工夫を要する。以下に、代表的なポイントを示す。

単相流計算の場合は前タイムステップの圧力分布を新タイムステップの反復計算の初期値とすることが多い。気液二相流では、タイムステップ間の密度分布の変化が大きく、圧力分布は密度分布に大きく影響さえるため、必ずしも前タイムステップの圧力分布は正解に近くない。ボイド率分布の大きな変化に対応できるよう、毎タイムステップの圧力計算を一様圧力場から始める方が安定で効率的である。

気体と液体の運動を全く個別に計算するよりも、二相媒質をある代表密度を持つ単相流に置き換えて単相流解析で確立された SMAC(Simplified Marker and Cell)法のような計算法を用いるのが効率的である。付加質量を考慮すると圧力勾配による気体と液体の加速度の間で簡単な比例関係があるため、気液の加速度比を用いて二相媒質の体積速度の加速度を与える代表密度を求めることができる。体積速度から摩擦や外力を考慮した気液速度を求めるのは容易である。

隣接する有限体積間で流体の密度差が過大になったとき、圧力勾配が一様であるとか速度差が大きく計算を不安定にする。隣接する有限体積の加速度は近いはずであるので、隣接する有限体積の加速度が等しくなるように圧力勾配を分配することによって安定化できる。この操作によって、大きい密度比の気液を同時に扱うことができる。

速度や圧力の不連続な分布形において過度に数値拡散を生じることなく安定に輸送計算を行うため、発生した数値振動からフィードバック制御した数値粘性を導入し、数値振動が生じない最小限に数値拡散を抑制した安定かつ高精度な輸送計算が可能になった。

二流体モデル計算の数値計算上の大きい問題の一つは、単相の有限体積と二相の有限体積が隣接するときの速度の連続性の問題であり、気液各相においてそれぞれ速度が連続であると考えるのは無理がある。従来は、単相領域でも少量の他の相の存在を想定することがあったが、隣接する有限体積の単相と二相の体積速度の連続条件を用いると無理なく単相と二相の計算を接続することができる。

(4)実験結果と解析結果の比較による検証

従来の気液二相流解析は平均化した物理量を対象に行われていたので、実験結果との比較検討も実験データを平均化した値と比較されていた。拡張二流体モデルによる非定常性や非均質性をともなう気液二相流のシミュレーションを検証するには、解析と実験から得られた過渡挙動について、平均化した数値に加えて時間的・空間的な変動を代表する統計量による比較が必要である。しかしながら、既存の気液二相流に関するデータベースは殆ど平均値であり、非均質・間欠特性を示す試験データは極めて少ない。また、実験データが揃っていたとしても、複雑な実験データと複雑な解析結果をどのように定量的に比較するか難しい問題である。非線形統計やカオス理論ではフラクタル次元やコルモゴロフ指数、K-S エントロピーなど複雑さを数値化する方法が知られているが、気液二相流の複雑さはこれらの適用できる範囲を超えている[5]。

現在のところ、非均質・間欠的特性の実験データは必要とする研究者が新たに試験を行って採取しなければならない。上記したようにカオス理論等の新しい手法を適用することがで

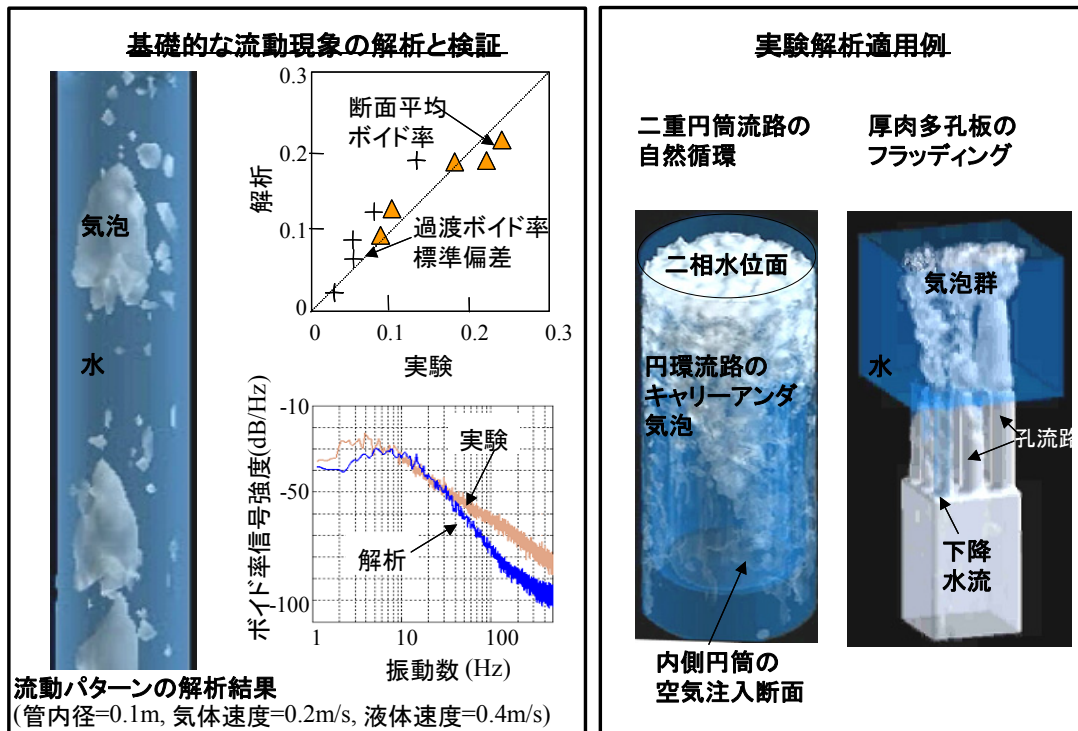


図 7.2-2 拡張二流体モデルの解析結果

きず、平均値、標準偏差などの基本統計量比較のほか、高速 Fourier 変換を用いたパワースペクトル分析による比較を行った。図 7.2-2 に基本的な気液二相流動である円管内の上昇二相流による検証結果と二重円筒流路の自然循環及び厚肉多孔板のフラッディングの実験解析例を示す[5][6]。円管内二相流実験では常温・常圧の水-空気の混合流を作動流体とし、ワイヤメッシュ法[7]を用いて断面のボイド率分布を測定した。円管内上昇二相流解析では、断面平均ボイド率の解析精度は 15%以内であり、拡張二流体モデルの解析結果は従来の実験式によるボイド率予測評価と同程度の精度を持つ。ボイド率過渡信号のパワースペクトルは、数値解析の分解能を超える 50Hz 以上の領域を除いて実験と解析はよく対応し、間欠的特性を模擬することができた。自然循環およびフラッディング実験のシミュレーションは、実験で観察された流動パターンと極めて類似しており、気泡浮力による自然循環流量や上昇空気による落下水量制限について定量的にも信頼性の高い解析結果を得ることができた。

7.2.4 おわりに

従来の気液二相流数値解析技術は時間・空間平均化された準定常状態を対象とする二流体モデルと基本的に全ての界面全体を取り扱う界面追跡モデルに代表される。前者は大規模な体系を効率的に計算でき、後者は正確に計算できれば経験式を必要としない直接計算が可能

である特徴を持つ。これらは、対象と目的によって使い分けられるべきであるが、現実問題として大規模な対象の信頼性の高い予測が必要とされるニーズもある。従来の手法の高度化と活用と並行して、複雑な気液二相流に関する種々のニーズに応える多様な解析技術の開発が望まれている。

ここでは、解析技術の多様化の一つの方向として気液二相流の本質をなす非均質・間欠的流動に関する実用的な解析技術と検証について報告した。今後、さらに詳細な数値解析技術と計測技術の発達が予想され、今日多くの産業分野で構造力学や单相流の数値シミュレーション技術が工業製品開発における実験に代替されつつあるように、原子力ほかの産業分野において気液二相流に関わるシステム・機器開発において数値シミュレーションが重要な役割を果たすようになって考えられる。

実験データの複雑さと解析結果の複雑さの定量的な比較検討に関し、上記したように現在のところ気液二相流の複雑さを部分的にはともかく総体的に表すことができる適切な指標は見当たらない。自由度が大きかつランダム要素を包含する複雑な現象を、比較的少数のパラメータで特徴づけることができなければ真の検証はむずかしい。解析技術の向上のみならず、三次元過渡二相流の正確な測定技術および顕著な複雑さを扱う非線形統計理論の進歩が期待される。

7.2 節の参考文献

- [1] M. Ishii: Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow, Eyrolles (1975).
- [2] D. A. Drew: Continuum Modeling of Two-Phase Flow, (Ed. Mayer, R.E.) Theory of Dispersed Two-Phase Flow, Academic Press, (1983).
- [3] A. Minato, N. Ishida, K. Takamori: An Extended Two-Fluid Model for Interface Behavior in Gas-Liquid Two-Phase Flow, 8th Int. Conf. Nucl. Engng., (2000) ICONE-8045.
- [4] M. Misawa, A. Suzuki, Y. Morikawa, A. Minato, H-M. Prasser: "Nonlinear Characteristics of Gas Liquid Two-Phase Flow and Verification of Extended Two-Fluid Model," 5th International Conference on Multiphase Flow, ICMF'04, Yokohama, (2004), Paper No. 213
- [5] 日立製作所, 東京工業大学, 東京大学, 産業技術総合研究所: エネルギー総合工学研究所平成 15 年度革新的実用原子力技術開発公募事業「原子炉における気液二相流複雑流動評価に関する技術開発」成果報告書, (2004)
- [6] Minato, A., Nagayoshi, T., Misawa, M., Suzuki, A., Ninokata, H., Koshizuka, S., "Numerical Simulation Method of Complex 3D Gas-Liquid Two-Phase Flow," 5th International Conference on Multiphase Flow, ICMF'04, Yokohama, (2004), Paper No. 170
- [7] M. Misawa, N. Takeda, N. Ichikawa, M. Arai, K. Kato: Measurement of Dynamic Interface Structure in Immiscible Two-Component Fluids Using a Fast X-ray CT Scanner, 8th Int. Conf. Nucl. Engng., (2000) ICONE-8440.

7.3 気液二相流解析コードの現状と構成方程式の課題

原子力分野の熱流動解析のみならず、広い熱流動現象を取り扱うツールとして、気液二相流解析コードが使われ始めている。特に、前述の米国ロスアラモス国立研究所で開発が進められた TRAC 系コードと、米国アイダホ国立研究所で開発が進められてきた RELAP 系コードは、その元来のプログラム設計仕様のフレキシブルさにより、単なる水物性を対象とした軽水炉の熱流動解析のツールではなく、ヘリウムの物性値に変更して、高温ガス炉の流動解析に適用されたり、ナトリウムの物性値に変更して高速炉に適用されたり、水銀物性値に変更して中性子科学のループ内の熱流動解析への適用が実現されている現状がある。この現状を踏まえて、本節では、これらのコードの開発の経緯と現状をサーベイすると共に、それらの適用に際して現在問題となっている点について、できるだけ構成方程式と言う 2 流体モデルの特徴的な箇所に着目して現状をまとめる。

7.3.1 解析コードの現状

解析コードの現状として、国内外で広く利用されている米国の TRAC シリーズコードと RELAP5 シリーズコード、それにフランスで開発整備が進められている CATHARE コード、ドイツで開発されている ATHLET コードが代表的である。本項では、これらのコードの特徴と現状について、公開文献から得られる範囲の情報をまとめる。

(1) CATHARE コード

①開発の経緯

1979 年にフランスの原子力庁 (CEA) と電力 (EdF)、メーカー (Framatome) が共同で開発を始めた⁽¹⁾。元来 PWR の冷却材喪失事故 (LOCA) と過渡事象の解析を目的とした最適評価コードである。

1984 年から精力的に整備拡張が進められ、単に小破断 LOCA だけの解析を対象としていたものから、PWR で生じる事象全体への適用が可能となり、更にダウンカマ部が 2 次元モデルから 3 次元モデルへ拡張された⁽²⁾。

最新バージョンの CATHARE 2 V1.3U は、主に数値解法を改良した再冠水サブモジュールと詳細な CCFL モデルが特徴的である⁽³⁾。しかし、現状では解析対象事象に、シビアアクシデントは含まれていない。

②適用事例

20 年以上の使用実績があり、フランス国内以外に米国、韓国でも使用されている。

- TMI-2 プラントの事故解析⁽⁵⁾
- 実プラントの許認可解析⁽⁴⁾
- LOBI、LOFT、LSTF、PKL 等の実験解析⁽¹⁾
- CREATE のダウカマ実験解析⁽⁶⁾
- Winfrith の単管トップダウン再冠水実験解析⁽⁷⁾

－UPTF ダウンカマ実験解析⁽⁸⁾

－BETHSY 実験解析⁽⁹⁾

③モデルの特徴と問題点

基礎式は2流体モデルをベースとした6方程式とホウ酸濃度及び4種類の非凝縮性ガス濃度を取り扱うことができる。

熱水力モデルでは、0次、1次、2次、3次の次元のモデルがモジュールとして用意されており、0次、1次のコンポーネントに対しては完全陰解法が、3次については半陰解法が適用される。2相流の流動状態の遷移については、液滴エントレインメントと層状化については明確に区別されているものの、全体的には特別な流動様式図(相関図)を参照せずに、主要変数の関数として取り扱っているために、流動様式間の遷移は比較的スムーズである。壁面での熱伝達のうちクエンチフロント近傍では、特別な熱伝達パッケージと、壁面内の2次元熱伝導を考慮している。また3次元の流動モデルにk-ε乱流モデルが適用されるといふ特徴がある。

BETHSY の RHR 喪失実験などの解析経験から界面せん断力が過大評価されたり、液滴生成量が過大評価される等の傾向が見られた⁽¹⁰⁾。これらの2相間の挙動には、上流での現象の積分的な効果が考えられ、これらをモデルに反映する努力が行われている。モデルで使用されるモジュールの適用、構成方程式の適用外での使用等、今後の幅広い適用事例による問題点の摘出とモデルの開発・改良が指摘されている。

(2) ATHLET コード

①開発の経緯

本コードは、ドイツの原子力安全協会(GRS)で軽水炉の過渡事象並びに大LOCA、中小LOCAの解析のために、過渡事象解析コードとして開発されたALMODコードと大LOCAから小LOCAまでのブローダウン解析コードとして開発されたDRUFANコードと、再冠水解析コードFLUT等を統合して、1985年頃から開発が始められた⁽¹¹⁾。

ATHLETコードは基本的にはドリフトフラックスモデルを適用しており、そのモデルはLOFT実験やLOBI実験解析で検証されていたが、水平配管内の流動への適用には限界があり、対向流に対する実験結果を考慮して、ドリフトフラックスモデルの改良を行い、UPTF、IVO、TPTFの実験により検討を行った。

②適用事例

PWR、BWRの炉心損傷を除く全ての事象を対象とし、アクシデントマネージメントにも使用する。主に東欧圏で使用されている。

－GRSで許認可解析⁽¹¹⁾

－UPTF実験解析

－ECTHOR実験解析⁽¹²⁾

－CATHAREコードの計算結果との比較

－VVER-440プラントの実機解析

③モデルの特徴と問題点

基本的には、基礎方程式は2流体5方程式で構成され、気液の相対速度はドリフトフラックスモデルで計算し、CCFL事象も取り扱える。ホウ酸濃度と非凝縮性ガス濃度取り扱うことができる。単純な事象・体系に対しては、4方程式モデルを用いて計算速度を速めることができる。また2流体6方程式モデルもオプションとして追加が考慮されている。

核動特性に対しては、1点近似モデルと時間依存の中性子拡散方程式を1次元モデルが用意されており、ホウ素トラッキングモデルを使用することにより、ホウ素濃度の変化による反応度フィードバックが考慮される。但し、ホウ素の拡散に対しては、数値的な拡散が大きいため、使用上の注意が必要である。

フローレジームの計算のために、界面積濃度の動的なモデルの開発や、2次元ダウンカムモデルを拡張して原子炉容器内の3次元モデルの開発を実施している。

また最適評価コードの適用について、不確実さの評価の研究が活発に行われ、最新の検証マトリックスに従った完全な評価を継続し、一般的な原子炉過渡事象に対するGRS不確定性評価を適用している。

(3) TRAC-B コード

①開発の経緯

従来から米国のロスアラモス国立研究所でPWR用のTRACコードの開発が行われていたが、BWRの設計基準のLOCA事象をブローダウンからリフィルまで一貫して最適評価するコードとして、1979年にアイダホ国立研究所にてTRAC-BD1の開発が始められた⁽¹³⁾。

この後、運転時の異常な過渡変化及びATWSの解析能力を備えたり、計算速度の高速化と1次元核動特性の開発・改良、気水分離器、ドライヤーモデルの改良等を行って、1992年にTRAC-BF1/MOD1が公開された。このコードがBWR専用バージョンとしてTRAC-Bと命名された。

NRCの10CFR Appendix K要求に対する改良がスペインのUITESAによって行われ、ユーザーの指定により最適評価(BE)とAppendix Kの両方の手法で計算することができるTRAC-BF1/APKが作成された。

②適用事例

- －BWR-5 実機プラントの
 - ・主蒸気隔離弁全閉事象
 - ・タービントリップ事象
- －ラサール2号機の不安定振動
- －THTF 実験解析
- －TLTA 実験解析
- －FLECHT 実験解析
- －FIST 実験解析

③モデルの特徴と問題点

モデルの特徴としては、すでに述べられているように、非均質、非平衡の2流体モデルを採用する6方程式モデルで、炉心部は3次元でモデル化できる。燃料バンドルには詳細なモデル（蒸気、水、チャンネル壁間での輻射熱伝達、燃料棒、チャンネル壁の下方からのクエンチ事象、落下液膜によるクエンチ事象等を取り扱っているモデル）が組み込まれている。またジェットポンプ、気水分離器、ドライヤー等のBWRに特徴的なコンポーネントモデルやCCFLモデルが組み込まれている。これらのコンポーネントの特有の特性は殆んどが特殊な構成方程式の適用という形でモデル化されている⁽¹³⁾。

(4) TRAC-P コード

①開発の経緯

1977年にTRAC-P1として、初版が公開されて以来ずっと米国ロスアラモス国立研究所で開発整備が続けられている。途中、数値解法にSETS法を適用して計算の高速化が図られた⁽¹⁴⁾。

1983年にTRAC-PF1/MOD1が公開された。このバージョンは大LOCA以外に小LOCAや運転操作等の過渡事象に適用するために、多くのモデルの改良が行われた。

1990年に、数値解法と構成方程式の改良がなされた最新版のTRAC-PF1/MOD2が公開された。このコードがPWR専用バージョンとしてTRAC-Pと命名された。

②適用事例

TRAC-Pコードシリーズの使用実績は20年以上になるので、ここでは最新版の適用事例について示す。

- －サバンナリバープラントの解析⁽¹⁶⁾
- －WinfrithのポストCHF実験解析
- －Berkleyの再冠水試験⁽¹⁷⁾
- －FLECHT-SEASET試験⁽¹⁸⁾
- －SCTF実験解析⁽¹⁹⁾
- －UPTFのダウンカマ分離効果試験⁽²⁰⁾
- －AP600プラントの実機解析⁽²¹⁾

③モデルの特徴と問題点

流体モデルは、水への溶融物、水蒸気中の非凝縮性ガスを含む2流体を対象とした非均質、非平衡の6方程式モデルが適用される。数値解法では、1次元と3次元の両方に対してSETS法を適用している⁽¹⁵⁾。

サバンナリバーの重水原子炉に関するポンプ機能喪失、ヒートシンク喪失や反応度挿入事象の解析を実施した際に、サブクーリング時の限界熱流束相関式が考慮されていないこと、未飽和沸騰モデルが省略されていることにより、集合体内の圧損が過小評価されていた可能性がある。

Berkleyの再冠水試験解析では、低圧条件において、軸方向の温度分布を過大評価し、高圧条件下では逆に過小評価する傾向があることが報告されている。また、この再冠水実験の

解析で、高熱流束の条件下で非物理的な温度振動が発生し、蒸気生成量が過大になる事象が見られた。これは界面せん断モデルに、ボイド率の効果が適切に反映されていないことが原因と考えられている。

(5) RELAP5/MOD3 コード

①開発の経緯

1966年に RELAPSE の名称で米国アイダホ国立研究所で開発が開始された RELAP シリーズコードは、元来の LOFT 実験のサポートツールと言う役割から、実機プラント内の流動解析に適用できるように整備が進み、TMI-2 事故を契機に評価モデルから最適評価モデルへ移行する過程で、モデルの詳細化が加速され、1976 年以降 RELAP5 コードと名前を変え、非均質・非平衡モデルとして完全に書換えが行われた。

1985 年に改良版として RELAP5/MOD2 が公開された後、NRC、CAMP メンバーの共同により、PWR の全過渡事象と仮想事故の解析が可能な RELAP5/MOD3 が公開された⁽²²⁾。

RELAP5/MOD3 は基本的には 1 次元コードであり、多次元効果を反映できないために、KAERI では、サブチャンネル解析コード COBRA-TF と RELAP5/MOD3 を統合化したコードの開発を実施している。統合制御プログラムである COBRAP から RELAP5/MOD3 と COBRA-TF が交互に呼び出されて、それぞれの結果を相手側の境界条件として解析を進める仕組みとなっている。統合プログラムの性能評価のために、THTF 試験解析と LOFT の L2-3 試験の解析を実施し、有効性が確認されている⁽²⁵⁾。

②適用事例

RELAP シリーズコードも長年の使用実績があるので、RELAP5/MOD3 コードに限ったものについて記述する。(その他のモデル検証事例については参考資料⁽²²⁾を参照。)

- －BETHSY の実験解析⁽²³⁾
- －Berkley の自然循環試験
- －CATHARE コードの計算結果との比較
- －FLECHT-SEASET 実験解析⁽²⁴⁾

③モデルの特徴と問題点

解析の対象とする流体は、2 流体と水溶物と水蒸気中の 8 種類までの混合非凝縮性ガスである。モデル体系は仮想的な 2 次元ネットワークの 1 次元流れとして取扱い、数値解析は半陰解法と 2 段階近似陰解法が用意されている。

ECCS の注入実験で、ECCMIX コンポーネントでの取扱いは 0.5%破断に対しては不適切であるが、5%破断に対しては適切であった。これは相間せん断力モデルに問題があるものと考えられる。

CCFL 事象の解析では、CCFL モデルにも問題があることが判明した。また、非凝縮ガスの存在下における凝縮熱伝達が過小評価される傾向がある。

BETHSY 実験解析について CATHARE コードの計算結果と比較が行われた結果、小破断で重要となる物理事象である二相流臨界流、減圧、炉心水位の低下、ループシールのクリア

等の事象の再現では、CATHARE コードの方が優れている結果となった。相間せん断力モデルについては不確実性が多く、今後の研究課題が残されている。

また、BETHSY の実験解析で炉心バイパスと上部ヘッドからダウンコマバイパスへのモデル化が一次冷却系の挙動に最も影響を与えるが、RELAP5/MOD3 は加圧器の差圧と上部プレナム圧を過大評価するので、結果として気液相間摩擦を過大評価する結果となっている。FLECHT-SEASET の実験解析では、再冠水壁面熱伝達パッケージの変更と分散流の液滴サイズを変更し、圧カスパイクと再冠水時の水位振動を回避するために、壁面蒸発の時間スムージングと遷移流の水位トラッキングを追加したことにより、再冠水速度の予測精度の改善が見られた。また、再冠水速度が遅く、被覆管温度のターンアラウンドが早い時に、PCT を低めに評価する。低圧で再冠水速度が遅い場合や高出力の実験ではクエンチングが遅れ、炉心上端部の PCT が高めに評価される傾向が見られる。

(6) TRACE コード

現在、米国 NRC は研究開発リソースの集約化を図るために、上記のコードのうち TRAC-P と TRAC-B と RELAP5 コードに新たに、RAMONA コードを統合させたプログラムとして TRACE コードの開発を進めている。このコードは PWR、BWR を問わずあらゆる原子力施設の過渡事象一般への適用を目指しているが、現実にはかなり困難な作業となっているようである⁽¹⁵⁾。

7.3.2 最適評価コードの適用

TMI-2 事故を契機に、単なる安全審査用のツールであった「解析コード」が実際に生じる事象をどれだけ適切に再現できるかと言うことが問われる最適評価 (BE) の段階に突入した。この試みは設計の合理化にも必要な問題提起であった。

この最適評価 (BE) とそれ以前の保守的な「評価モデル (EM)」との兼ね合いが非常に問題となった。つまり今現在でも全てを最適評価できるほどのデータベースは未だに整備されておらず、特に 2 流体モデルの最重要項目である構成方程式については、未だに既存のデータベースの外挿や仮定に立脚したものが多く、とても「最適評価」と呼べるものではないという現実がある。しかし現実面から言えば、これまでの研究の成果である「最適評価」技術を取り込んで、無駄な過剰設計は回避して、より重要な箇所へ資源リソースを振り分ける必要がある。以下に「最適評価」の実際への適用過程について示す。

(1)最適評価に対する米国NRCの見解

1988 年 9 月 16 日、NRC スタッフは連邦規則 50.46 と Appendix K (ECCS 評価モデル) を改定し、1974 年 1 月の制定時以降の ECCS 性能に関する多くの研究成果から得られた知見を反映させて改定を行った。1989 年 5 月に規制に関する NRC スタッフの具体的見解を規制ガイド 1.157 「ECCS 性能の BE 計算」として公表した。その中で NRC スタッフが LOCA 時の ECCS 性能に対する BE 解析及び不確かさ評価のための要求に適合していると認めたモデル、相関式、モデル評価手順について記述がある。

実際には、このガイドで明示しているもの以外のモデル、データ、モデル評価手順についても、適切な実験データに基づいて妥当性が示されていれば適用できるとしている。このガイドで適用可能としているモデル、データ、モデル評価手順は一般的な意味あいにおいてのものであり、特定プラントに適用する場合には NRC スタッフに対する妥当性の説明が要求される。

BE 計算においては、以下の項目が必要な要件となる。

- －着目している現象の重要なパラメータについて、有効な実験データやその現象に関する知識と一致する程度に、使用する BE モデルによって具体的に評価できること。
- －重要なパラメータの効果は全て取り入れること。現象の考慮が困難な場合は、解析結果に対する直接的なバイアス値としてではなく、モデルの不確かさとして評価すること。
- －モデルの使用に際しては、そのモデルの適用範囲に特に注意をすること。原子炉内で実際に起こる状況とデータの適用範囲に対する評価を行うこと。
- －相関式は適用範囲を越えて使用しないこと。有効な範囲を越えて使用する場合には、外挿に伴う効果の評価とそれによる不確かさ評価を行うこと。
- －BE コードによる計算結果は実験データとの比較を行い、総合的な不確かさとバイアス値を決定すること。また、LOCA 時に発生すると考えられる重要な現象を適切に予測できることを示すこと。
- －以下の状況においては、BE コードに近似や保守的なモデルを導入することは可能である。
 - ・近似や保守的な取扱いによる影響が小さく、さらなるモデル開発を行うことが困難である場合。
 - ・モデルの不確かさの評価が困難で、上限のみが決定可能である場合。
 - ・BE 評価の必要がなく、結果に対するバイアス評価が可能である場合。

(2)CSAU 手法について

BE コードの評価解析への適用方法を明確にするために、米国 NRC が提唱した BE コードの評価方法である CSAU (Code Scaling Applicability and Uncertainty) 手法⁽²⁶⁾について簡単に整理する。

NRC は軽水炉の LOCA 時炉心冷却評価に、BE コードの使用を認める改定を行った。その改定の中で最も重要な点は、BE コードを用いる場合には、計算の不確かさを定量化し、10CFR50.46 の基準と計算結果を比較する際に、その不確かさを含めて評価することを要求していることである。この連邦規則の改定、所謂 ECCS ルールの見直しとその適用方法を具体的に示すために、NRC は CSAU と呼ばれる BE コードを用いた安全評価手法を示した。

CSAU 手法は、問題の分析をトップダウン的に行う。まず、対象とする実炉と事故シナリオを決定し、そのシナリオの中で重要な現象を特定する。この選定は実験で得られた事実、コードによる解析結果の検討、工学的な判断などに基づいて行う。重要な現象を選定した後、各々の現象に対してボトムアップ的に不確かさの評価を行う。

これらの評価は、大きくは次の3つのステップから構成される。

①主要現象の選定とコードの選定

まず、事故のシナリオ及び対象とする実炉を選定する。そして、そのシナリオに沿った主要現象を特定し、現象のランクづけを行う。あわせて解析コードを選択し、コードについてのマニュアル及び評価レポート等により、想定しているシナリオを解析することが可能かを判定する。

②主要現象に対するコードの性能評価

次に、実験解析によりシナリオ中の主要現象に対するコードの適用可能性を検証する。この結果、コードのノーディングに対する感度、解析精度及び耐スケールアップ性が検討される。

③不確かさ評価

最後に、個々の現象の不確かさから全体の不確かさを算出する。

(3)欧米での BE コードを用いた安全評価手法について

米国以外にドイツ^(29,30)、フランス^(31,32)、スペイン⁽³³⁾及びカナダ^(34,35)における、BE コードの許認可解析への使用⁽³⁶⁾に関しては、米国 NRC の CSAU 手法を手本にしながらも、ドイツのように、規制に BE コードの計算時の仮定に関する詳細な指標を定めて、その範囲内での使用を認めている例もあるが、ほとんどは、BE コードを用いた手法の適用を試みている段階である。その中でドイツとフランスの合同理事会 (DFD) では、将来炉 PWR についての安全評価には、高い信頼度で制限値を満足することを条件に現実的解析を認めている。一方、カナダのように、BE コードを用いた手法を適用するかどうかは、申請者側に任せられているケースもある。但しこの場合、その信頼性の担保として実験結果に裏づけされた方法を求めている。

BE コードを用いた手法については、ドイツで使用している手法は、米国 NRC の手法と基本的には同じものであるが、不確かさ評価について、原子力安全協会 (GRS) は独自の評価プログラムの開発を行っている。フランスの EdF とフラマトム社では、BE コードを従来の保守的手法に取り込んで使用する手法を共同で開発している。そこでは、初期条件と境界条件には保守的な仮定を用いて、過渡解析は BE コードで行う。ただし、BE モデルで結果への影響の大きい主要モデルに対しては、実験結果との比較から保守的な値が使われる。スペインでは、申請者側の電力会社の試みとして、3つの手法を解析対象により使い分ける評価手法を提示している。この3つの手法とは、

- ・すべてに保守的な取扱いを行う決定論的手法
- ・統計的処理から得られる 95%信頼限界により、許認可値を満足するような BE モデルの使用による統計的手法
- ・上記の二つの手法を組み入れた中間的手法

である。

カナダの申請者側においても、計算コードの物理モデルやパラメータの扱いにおいて、現

実的なものと保守的なものを使い分ける形で BE コードを用いた手法を取り入れている。

BE コードを用いた手法の具体的な整備状況については、ドイツでは GRS が前述の ATHLET コードを整備し、安全評価手法としても整備が進んでいる。フランスは CATHARE コードを整備し、許認可に適用するための準備としての研究を行っている状況である。カナダでは、BE コードを具体的なプラントに適用して検討している状況である。

BE コードを用いた手法の適用事例については、ドイツでは、シーメンス社が KWU 型 1300MWe 級 PWR に S-RELAP5 コードを用いた LOCA 解析に、フランスでは EdF が 1300MWe 級 PWR に CATHARE コードを用いた LOCA 解析に適用している。また、スペインでは IBERDROLA 電力会社の実機炉に RETRAN-03 コードを用いた負荷変動解析に、そしてカナダでは 920MWe 級 CANDU 炉に CATHARE コードを用いた LOCA 解析に適用した例が見られる。

(4)OECD/CSNI の BE コード評価手法について⁽²⁷⁾

ここでは、OECD/CSNI が提唱する BE コード評価手法について、簡単に整理する。実際的には、BE コードの精度に関する評価はまだ確立されておらず、使用する目的によって必要とされる精度も変わってくる。開発が終わったコードに対する独立評価 (Independent Assessment) の過程では、現象が明確となっている実験結果が使われる。そのような実験結果の整理を通して、コード評価手法が次のようにまとめられている。

BE コードの評価は、次の 3 点が対象となる。

- ・ バランス式を含む基本モデルと理論
- ・ 数値解法、収束判定、丸め誤差
- ・ プログラム内への基本モデルの組み込み方法

一方、検証試験は、次の 3 点に分類される。

- ・ 数値解法の検証や単一の熱水力挙動に対する基本試験
- ・ 分離効果試験や機器単体試験
- ・ 実プラントでの過渡変化測定データを含む総合試験

対象とする事故は、次の 6 点に分類される。

- ・ 大破断 (最大口径配管の 25%以上の破断断面積を持つ破断)
- ・ 小、中破断 (破断面積が最大口径配管の 25%以下)
- ・ 貫流型蒸気発生器を有する PWR での小、中破断
- ・ プラント機器の単一あるいは多重故障を伴う過渡変化
- ・ 停止時の過渡変化
- ・ 炉心損傷を伴わないアクシデントマネジメント

(5)TRAC-P コードの予測性能評価について⁽²⁸⁾

日本原子力研究所において実施された TRAC-PF1/MOD1 コードの予測性能評価について、簡単に整理する。この記述は、最適評価コードの現状と問題点を具体的に示している良い事例である。

日本原子力研究所において、REFLA/TRAC コード整備の準備として、TRAC-PF1/MODI コードの PWR 大破断 LOCA に対する予測性能評価が行われている。ブローダウン過程、リフィル過程及び再冠水過程における熱流動挙動で重要と考えられる物理事象に対して、つぎの3つのステップで性能評価を行っている。

- －TRAC-PF1/MODI コードのプログラム検証による不明確部分の除去
- －単純な体系（分離効果実験）に対する評価計算に基づく、物理事象モデル化に対する基本性能の確認
- －大破断 LOCA 実験解析による総合的な性能評価

ブローダウン過程の破断口からの流体の流出挙動を対象とする臨界流実験、リフィル過程のダウンカマーの流動を対象とする対向流実験、低温配管に生成される凝縮二相流を対象とする凝縮実験及び再冠水過程の炉心内熱流動現象を対象とする再冠水実験の中から、次の3点を基準に選定した実験に対して、TRAC-PF1/MODI コードの予測性能評価を行っている。

- ・実炉に対する模擬性が優れていること。
- ・実炉の大破断 LOCA で想定されている流動条件範囲を含んでいること。
- ・信頼性の高い計測が実施されており、どのような物理現象を生じているかが把握できること。

TRAC-PF1/MODI コードによる実験予測結果に基づく性能評価をまとめて示す。

上記の性能評価から、PWR 大破断 LOCA 事象をより精度よく解析するために、TRAC-PF1/MODI に対する以下のモデル改良が提示されている。

①ブローダウン開始直後の炉心内熱伝達モデル改良

ブローダウン開始直後の被覆管温度のピーク値が実験結果よりもやや低めに計算されている。大破断 LOCA では、再冠水時のピーク値と同程度のピーク値がブローダウン直後に見られるので、最高被覆管温度を精度良く予測するためにはブローダウン直後のピーク値の予測精度向上が重要である。

②ダウンカマーにおける ECC バイパスモデル改良

ECC 水のバイパス量の大小は、炉心再冠水開始の時期、リフィル過程の継続時間及びその間の被覆管温度の上昇量を決定する。TRAC-PF1/MODI コードによる計算では、対象とする実験によって落下水量が実験より大きめになる場合も、小さめになる場合もある。主要因は、次の3点、

- －解析で使用されているせん断応力モデルは並行流のデータに基づいて開発されており、対向流条件への拡張性が検証されていない。
- －凝縮を伴う流れであり、凝縮モデルの不備のために落下水量の予測精度が劣化している。
- －現象が3次元であるのにその効果が反映されていない。

が考えられる。

③凝縮モデル改良と計算安定化

凝縮を伴う流れの計算で、解を収束させるためにタイムステップサイズが小さくなる。セル分割数に対する依存性を軽減し、大きなセル長さを用いても小さなセル長さを用いた場合と同等な結果が得られるようにすること、及び非物理的な振動に対する計算の安定性と予測精度を向上させることが必要である。

④再冠水モデルの改良

再冠水モデルに関しては、炉心内流動モデルの改良が必要である。すなわち、炉心での安定した水位形成を計算するために組み込まれた **Interface sharpner** モデルの使用により、炉心内のボイド率予測値が測定値と定性的に異なる結果となっている。このモデルは現状では流動状態に対して感度が強すぎる。このモデルなしでも安定した計算が行えるモデルの開発が必要である。

熱伝達モデルについては、コードで使用されている膜沸騰熱伝達相関式は測定結果と異なったボイド率が与えられたとき、実験結果と同等な熱伝達率を与えるように調整されている。今後更にボイド率精度の改善に伴う見直しが必要となる。また、膜沸騰領域と遷移沸騰領域の境界温度（膜沸騰限界温度）、クエンチモデルの見直しが必要である。

⑤計算速度の向上

炉心を3次元「VESSEL」コンポーネントで模擬した場合に、解析に要する計算時間が多大である。このため、凝縮を伴う流れに対する計算の安定化、3次元モデルの数値解法を改良して、クーラン条件を超えた大きなタイムステップでの計算の安定化が必要である。

(6)TRAC-P コードの評価解析への適用について

NRC は、TRAC-P コードのような BE コードを用いて ECCS 性能評価計算を行う場合、燃料棒条件等の計算条件に含まれる不確かさや BE コードのモデル化に対する不確かさを定量的に評価することを要求している。NRC は、この要求に沿った形で計算条件やモデル化に含まれる不確かさを総合的に評価するための統計的評価手法（CSAU 手法）を提唱しており、この手法に基づいて、W 社型 4 ループ PWR での被覆管表面最高温度の不確かさ評価が、TRAC-PF1/MODI コードを用いて行われている⁽²⁶⁾。

TRAC-PF1/MODI 及び TRAC-P コードでは、CSAU 手法による評価過程で作成される現象分類表 PIRT で重要度の高い現象を取扱える物理モデルを有しており、LANL において検証マトリクスに基づいて検証解析と評価が進められている。

BE コードを用いて安全評価を行う手法について、欧州各国では NRC の CSAU 手法と若干異なる手法が検討されている。原研での TRAC-P コードを用いた安全評価については、これらの動向を考慮して検討が進められている。

7.3.3 現状の問題点

本節では、実現象の把握と設計上のニーズから、ここ 20 年に精力的に進められてきた、現象をより良く予測する技術として、最適評価モデルのコードの開発状況をまとめ、その後で

その最適評価モデルで得られる結果を合理的に実際（例えば、安全審査）へ適用する方法の現状をまとめた。ここでは、これらの種々のアプローチが実施されているにもかかわらず、依然として2相流の課題として解析の際の障害となっている事項について、2流体モデルの構成方程式に着目してまとめる。

(1) 壁面熱伝達モデル

- ①クエンチフロント近傍の熱伝達メカニズム（トップクエンチとボトムクエンチ）の詳細化
- ②サブクール時の限界熱流束（CHF）
- ③膜沸騰限界温度
- ④再冠水壁面熱伝達パッケージ

(2) 界面せん断モデル

- ①ECCS 注入時の混合（凝縮）モデル
- ②液滴サイズ
- ③ボイド率効果を取り入れたモデル
- ④再冠水モデル
- ⑤対向流時のモデル検証

(3) 界面熱伝達モデル

- ①非凝縮ガス混入時の凝縮熱伝達
- ②再冠水モデル

(4) フローレジームマップ

- ①界面積濃度の動的モデルの導入

(5) その他

- ①3次元効果（乱流モデルも含む）
- ②計算速度の高速化
- ③各モデルの不確かさの評価

以上のモデル（構成方程式）の精緻化により、解析結果に対する不確かさの系統的・効果的な減少が可能となり、解析技術の格段の高度化が進められ、シミュレーション技術の更なる汎用化に繋がるものと考えられる。

7.3 節の参考文献

- [1] The CATHARE code strategy and assessment, F. Barre and M. Bernard, Nuclear Engineering and Design, 124, No.3 (1990) 257-284
- [2] IMPROVEMENT AND ASSESSMENT OF THE CATHARE 2 THREE-DIMENSIONAL MODULE COMPARED WITH THE UPTF DOWNCOMER TEST 7, JAE-JUN JEONG, ISABELLE and DOMINIQUE BESTON, Nuclear Technology, Vol.117, No.3 (1997) 267-280. .
- [3] LOSS OF RHR SYSTEM AT COLD SHUTDOWN STATES SIMULATION WITH CATHARE, O. Weber, Simul. Ser. Vol.27, No.3 (1995) 147-152.
- [4] Current and Anticipated Uses of CATHARE Code at EdF and Framatome, JL. Gandrill, JL. Vacher, F. Poizat, OECD/CSNI Workshop on Transient Thermal-Hydraulic & Neutronic Code Requirements, 5-8 Nov. 1996.
- [5] Three Mile Island Unit 2 analysis exercise : CATHARE computations of phase 1 and 2 of the accident, PATRICK D. UMAZ, Nuclear Technology, Vol. 87, No.4 (1989) 946-955.
- [6] An Assessment of the Best Estimate Thermal-Hydraulic Analysis Code CATHARE on CREARE Downcomer Experiment, Won-Pyo CHANG, Jae-Hoon LEE, Dong-Su Kim, Sung Ki CHAE, Journal of the Korean Nuclear Society, Vol.24, No.3, (1992) 274-284.
- [7] SIMULTANEOUS BOTTOM AND TOP=DOWN REWETTING CALCULATIONS WITH THE CALCULATIONS WITH THE CATHARE CODE, Jan BARTAK and Timo HAAPALEHTO, Nuclear Technology, Vol. 106, No. 1 (1994) 46-59.
- [8] Analysis of UPTF downcomer tests with the CATHARE multidimensional model, I. Dor, Nuclear Engineering and Design, Vol. 149 (1994) 129-140.
- [9] Assessment of the CATHARE 1D pump model, G. Geffraye, D. Bestion, Nuclear Engineering and Design, Vol. 149 (1994) 117-128.
- [10] CATHARE Code Development and Assessment Methodologies, J. C. Micaelli, F. Barre, D. Bestion, Trans. Am. Nucl. Soc. Vol. 73 (1995) 509-511.
- [11] Small-break loss-of-coolant accident analysis for pressurized water reactors with an advanced drift-flux model in ATHLET, R. Kirmse, W. Pointner, H. G. Soenborg, F. Steinhoff, Nuclear Engineering and Design 154 (1995) 23-25.
- [12] Verification of the two-phase stratified-flow model in ATHLET by separate effect tests, U. BROCKMEIER, A. SCHAFFRATH, H. UNGER, Nuclear Engineering and Design, Vol. 154 (1995) 43-50.
- [13] TRAC-BF1/MOD1: An Advanced Best Estimate Computer Program for BWR Accident Analysis, Model Description. NUREG/CR-4356-Vol. 1 TI92 040185 1992.
- [14] TRAC-PF1/MOD2 VOLUME I. THEORY MANUAL, NUREG/CR-5673, LA-12031-M, Vol.I.
- [15] METHODOLOGY, STATUS, AND PLANS FOR DEVELOPMENT AND ASSESSMENT OF TRAC CODE, B. E. BOYACK and S. Jolly-Woodruff, OECD/CSNI Workshop on Transient

- Thermal-Hydraulic & Neutronic Codes Requirements, 5-8 Nov. 1996.
- [16] TRAC-PF1/MOD2 Analysis of Downflow in a Ribbed Vertical Annulus, Kemal O. Pasamehmetoglu, Trans. Am. Nucl. Soc. Vol.61 (1990) 464-466.
- [17] A PHENOMENOLOGICAL MODEL OF THE THERMAL-HYDRAULICS OF CONVECTIVE BOILING DURING THE QUENCHING OF HOT ROD BUNDLES PART II: ASSESSMENT OF THE MODEL WITH STEADY-STATE AND TRANSIENT POST-CHF DATA, Cetin Unal, Ralph Nelson, LA-UR-91-4096, DE92 (1991) 005051.
- [18] BWNT Assessment of TRAC/PF1-MOD2, C. K. Nithianandan, C. A. Schamp, J. R. Biller, Trans. Am. Nucl. Soc. Vol.69, (1993) 559-560.
- [19] ASSESSMENT OF TRAC-PF1/MOD1 AND TRAC-PF1/MOD2 CODES FOR THERMAL-HYDRAULIC BEHAVIOR IN PRESSURE VESSEL DURING REFLOOD IN SCTF WITH INCLINED RADIAL POWER DISTRIBUTION, Akira OHNUKI, Hajime AKIMOTO and Yoshio MURAO, JAERI-M 93-138, July 1993.
- [20] TRAC-PF1/MOD2 Drag Model Revision for UPTF Simulation, C. K. Nithanandan, R. J. Lowe, J. R. Biller, Trans. Am. Nucl. Soc. Vol. 75 (1996) pp.394-396.
- [21] AP600 LARGE-BREAK-LOSS OF COOLANT-ACCIDENT DEVELOPMENTAL ASSESSMENT PLANT FOR TRAC-PF1/MOD2, Thad D. Knight, LA-UR-96-2700, 1996.
- [22] METHODOLOGY, STATUS, AND PLANS FOR DEVELOPMENT AND ASSESSMENT OF THE RELAP5 CODE, OECD/CSNI WORKSHOP ON TRANSIENT THERMAL HYDRAULIC & NEUTRONIC CODE REQUIREMENTS 5-8 November 1996.
- [23] ASSESSMENT OF RELAP5/MOD3 Version 7 BASED ON THE BETHSY TEST 6.2 TC, C. J. Choi, P. A. Roth and R. R. Schultz, EGG-M-92134, DE92 017884, 1992.
- [24] Assessments of FLECHT-SEASET Unblocked Forced Reflood Tests Using RELAP5/MOD3, Joo Seo Baek, Won Jee, Sang Yong Lee, Jung Eui Kuh, Journal of the Korean Nuclear Society, Vol.24, No.3 (1992) 297-310.
- [25] Development and Assessment of the COBRA/RELAP5 Code, Jae-Jun JEONG, Suk Ku SIM and Sang Yong LEE, J. Nuclear Sci. and Tech., Vol. 34, No.11 (1997) 1087-1098.
- [26] Quantifying Reactor Safety Margines, Application of Code Scaling, Application and Uncertainty Evaluation Methodology to a Large-Break Loss-of-Coolant Accident, NUREG/CR-5249, 1989.
- [27] CSNI Integral Test Facility Validation Matrix For The Assessment of Thermal Hydraulic Codes For LWR LOCA and Transients NEA/CSNI/R(96)17, 1996.
- [28] PWR 大破断 LOCA に対する TRAC-PF1/MOD1 コードの予測性能評価、JAERI-M 93-028, 1993.
- [29] Best Estimate Practices in Licensing in Germany, R.Kirmse GRS, OECD/CSNI Seminar, 1998.
- [30] Application of Best Estimate Methods to LOCA in a PWR, F. Depisch, G. Seeberger, S. Blank,

Siemens KWU, OECD/CSNI Seminar, 1998.

- [31] Status of The French Approaches for Using Best Estimate Code in Licensing, M. Reocreux, P. Jamet IPSN, OECD/CSNI Seminar, 1998.
- [32] Use of Best-estimate Methods in a Licensing case of 1300MWe PWR, A. Amri, OECD/CSNI Seminar, 1998.
- [33] Utility Perspective on the Use of Best-Estimate Codes in The Licensing Enviroment, P. Garcia, OECD/CSNI Seminar, 1998.
- [34] The Developing Roles of Best-Estimate Thermal-Hydraulic Calculations and Uncertainty Analyses in Licensing in Canada, D. B. Newland, OECD/CSNI Seminar, 1998.
- [35] Safety Analysis: The Treatment of Uncertainty, R. B. Duffey, OECD/CSNI Seminar, 1998.
- [36] CSNI Status Summary on Utilization of Best-Estimate Methodology in Safety Analysis and Licensing, 1996.

8. おわりに

以上、「多次元二相流構成式に関する評価」調査委員会におけるの活動をとりまとめた結果について報告した。

本委員会では二相流シミュレーションの詳細化、高度化、多次元化を行っていく上で、どのような多次元構成式が必要となってくるか、その適用対象となる原子炉事象、基礎となる物理現象、方法論等について、検討を行い、研究調査対象を現象面、応用面、方法論の立場から分類した。

こうした調査研究対象の分類に従い、応用面からは、原子炉過渡事象、シビアアクシデント、サブチャンネル解析に関する構成方程式を、現象面からは気泡流（スラグ流を含む）、環状流、環状噴霧流、液滴流についての構成方程式について検討を行うと共に多次元気液二相流の解析方法についても検討を行い、現状の知見を明らかにするとともに、今後必要とされる研究課題について展望した。本報告書では上に述べた各項目について章を設け、委員会委員ならびに関連する専門家により、本委員会の調査結果を基に最新の知見も加えてとりまとめを行った。

本委員会の目的は、多次元の気液二相流の構成方程式について、現状を調査し、特に重要度の高い構成方程式を抽出し、信頼性のある構成方程式を確立する上でどのような実験データベースが現時点で利用可能であり、今後どのような研究が必要であるかを展望し、それを開発する上での戦略を議論しようとするものである。本報告からも明らかなように、二相流の多次元解析、多次元構成方程式は極めて多岐に亘る現象を含んでおり、高度化に向けた課題は極めて多い。しかしながら、原子炉の熱流動解析の高度化、詳細化、高信頼度化への要求はますます高まっており、コンピューターの性能向上と解析技術の進展により、より、一般的で信頼度の高い構成方程式を系統的に整備することが急務となっている。また、学術的な意味からも、二相流の構成方程式を系統的に整合性を持った形で整理し、二相流の熱流体力学を学問体系として完成させることは極めて意義深い事と考えられ得る。

本報告書の調査研究結果により二相流の多次元構成方程式の現状と問題点の概略が明らかになった。この結果を基に「炉心・燃料・機器の合理的な熱流動評価・開発手法」調査専門委員会の炉心機器熱流動評価分科会において更に調査を進め、気液二相流の多次元解析手法の確立とその原子炉の設計、開発、安全解析への実用化を目指していく予定である。