

JAERI - M
83-032

再冠水過程における原子炉炉心内熱水力現象の研究

1983年3月

村尾 良夫

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1983

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

再冠水過程における原子炉炉心内熱水力現象の研究

日本原子力研究所東海研究所安全工学部

村尾 良夫

(1983年 1月29日受理)

本論文は、軽水炉冷却材喪失事故時の再冠水現象についての炉心内熱水力モデルの開発について述べたものである。安全解析への適用性を広くするために、物理的現象把握に基づいてモデルの開発を行った。

この目的のために、流動様式をモデル化し、基礎方程式を導いた。各流動領域の熱水力モデルを再冠水解析コードに組込むために適した変数を知るために、この方程式を用いた。

そして、全流動領域の水力モデルと熱伝達モデルおよびクエンチモデルを導いた。いくつかのものは新たに開発したものである。ある場合に、クエンチフロント上方での蓄水が見い出されたが、その発生条件を明らかにすることはできなかった。

一次元強制注水再冠水実験を行い、実験データを用いて、モデルの評価および一部の修正を行った。

検証を行ったモデルを一次元再冠水解析コードに組み込み、上記の実験のデータを用いて総合的なモデルの評価を行った。グリッドスペーサの直下の状態の評価、高冠水速度の場合の評価を除き、クエンチフロント上方への蓄水を仮定した計算は、実験結果を良好に予測した。

更に、他の試験装置で得られた実験データにより、モデルの評価を行った。この場合も、計算は、実験結果を良好に予測した。しかし、クエンチフロント上方への蓄水を仮定しない方がよい予測結果を与えることがわかった。

これらの評価により、本モデルは部分的な改良の余地があり、蓄水現象については更に究明すべきであるが、本モデルが再冠水現象を全体的に記述していることがわかった。

Study of the Thermo-hydrodynamic Phenomena in
the Nuclear Core During Reflood Phase

Yoshio MURAO

Division of Nuclear Safety Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received January 29, 1983)

This paper describes the development of the core thermo-hydrodynamic model on the reflood phenomena during a loss-of-coolant accident in a light water reactor. This model was developed based on the physical understanding in order to obtain the flexibility of application to safety analysis.

For this purpose, the flow pattern was modeled and the fundamental equations were derived. The equations were used to know the suitable variables for assembling the thermo-hydrodynamic model of each flow regime in a reflood analysis code.

Then the hydrodynamic models and the heat transfer models of all flow regimes and the quench model were derived. Some of them were newly developed. It was found that water accumulation above the quench front occurred in some cases, however the criteria was not clarified.

One-dimensional forced-feed reflood tests were performed and the models were assessed and partly improved by using the data of the tests.

The verified models were built in a one-dimensional reflood analysis code and totally assessed with the data of the test mentioned above. Except for the location just below a grid spacer and cases of high flooding rate, the calculational results indicated good comparison with the experimental results when the water accumulation was assumed above the quench front.

Additionally the test data from the other test facility were used for the verification of the model. The results also showed good comparison with the experimental results. It was found that better comparisons were obtained when the water accumulation was not assumed above quench front.

From these assessment of the model, it was found that the model derived here describes the over-all reflood phenomena, while it has to be partly improved and the water accumulation phenomena should be further investigated.

Keywords: Reactor Safety, Loss-of-coolant Accident, Hydrodynamics, Heat Transfer, Two-phase Flow, Reflood, ECCS, PWR, Reactor Core, Water Accumulation.

目 次

図表リスト

1. 緒 論	1
1.1 扱うべき現象の一般的定義	1
1.2 従来の研究	1
1.3 システム挙動と炉心熱水力挙動との関係	3
1.4 研究目的と研究方法	5
1.5 本論文の構成	6
2. 再冠水過程における炉心内流動様式と炉心内水力モデル	10
2.1 緒 言	10
2.2 炉心内流動様式	10
2.2.1 PWR-FLECHT 実験での流動様式の観測結果ならびに熱伝達形態の検討	11
2.2.2 石英単管実験による流動様式の可視実験	11
2.2.3 炉心内流動様式の検討	12
2.3 冷却材に関する基礎熱水力方程式	13
2.4 各流動領域の水力モデル	16
2.5 飽和二相流領域および遷移流領域の水力モデル	17
2.5.1 流路壁への水の付着が二相流水力挙動に及ぼす影響	17
2.5.2 飽和二相流領域および遷移流領域のボイド率相関式	19
2.5.3 軸方向圧力勾配からのボイド率の評価とその精度	20
2.6 液滴分散流領域の水力モデル	21
2.6.1 液滴の発生	22
1. 従来の研究	22
2. 液滴発生モデル	25
2.6.2 液滴の浮遊	26
1. 液滴の気液相対速度と終端速度	26
2. 液滴の形状と抗力係数	27
2.6.3 液滴高密度区間	28
2.6.4 液滴の合体と分裂	29
2.6.5 液滴分散流水力モデルのまとめ	31
2.7 本章の結論	32
3. 炉心内熱伝達モデルおよびクエンチモデル	46
3.1 緒 言	46
3.2 遷移流領域の熱伝達モデル	47
3.2.1 従来の研究	47

3.2.2	熱伝達モデルの導出	48
3.2.3	FLECHT low flooding 実験データによる熱伝達モデルの評価	49
3.3	クエンチ基本モデル	49
3.3.1	従来の研究	49
3.3.2	クエンチ基本モデルの導出	51
1.	クエンチフロント付近の流動様式の分類	51
2.	最大液体過熱度	52
3.	ドライアウト型クエンチ	52
4.	液柱型クエンチ	55
5.	液滴再付着型クエンチ	56
3.3.3	クエンチ基本モデルの検討	57
1.	液滴付着型クエンチについての検討	57
2.	クエンチ速度式の評価	57
3.4	クエンチモデルの低温クエンチへの拡張	58
3.4.1	従来の研究	59
3.4.2	低温クエンチモデルの導出	59
3.5	系圧力効果のクエンチモデルへの考慮	61
3.5.1	系圧力効果モデルの導出	61
3.5.2	高系圧クエンチへの系圧力効果モデルの適用	62
3.6	本章の結論	63
4.	一次元強制注水再冠水実験による各流動領域の熱水力モデルおよびクエンチモデル の評価	78
4.1	緒言	78
4.2	一次元強制注水再冠水実験	78
4.2.1	実験の目的	78
4.2.2	実験装置	79
1.	装置の概要	79
2.	テスト部	80
3.	計測系	81
4.2.3	実験手順	81
4.2.4	データ処理	81
4.2.5	実験条件	82
4.3	飽和二相流領域, 遷移流領域, 液滴分散流領域の水力モデルの評価	82
4.3.1	全体的流動挙動	82
4.3.2	第Ⅲ期のボイド率相関式	84
4.3.3	第Ⅱ期の開始条件	85
4.3.4	第Ⅱ期におけるテスト部内蓄水率	86
4.3.5	炉心蓄水についての考察	86

4.4	遷移流領域の熱伝達モデルの評価	87
4.4.1	評価法	87
4.4.2	熱伝達率の実測値と予測値との比較	88
4.4.3	炉心高さ位置の効果	88
4.4.4	熱伝達率に及ぼす他のパラメータの効果	89
4.5	クエンチモデルの評価	89
4.5.1	低温クエンチモデル	89
1.	基準実験におけるテスト部内熱水力挙動	89
2.	テスト部下部でのクエンチ挙動	90
3.	低温クエンチモデルの未知数 η の決定	90
4.5.2	系圧力効果モデルの評価	90
4.6	本章の結論	91
5.	炉心内再冠水熱水力モデルの総合評価	118
5.1	緒言	118
5.2	流体挙動の数値解法	118
5.2.1	基礎方程式の差分表示	118
5.2.2	領域境界の計算	120
1.	液相最上端位置の計算	120
2.	クエンチフロント	120
3.	沸騰開始点	121
4.	液滴分散流発生点	121
5.	流動領域境界の計算手順	121
5.2.3	燃料棒(発熱棒)モデルとその数値解法	121
5.3	計算条件	122
5.4	計算結果	123
5.4.1	基準実験(Run 6033)の計算結果	123
5.4.2	一次元強制注水再冠水実験についての計算	124
5.5	本章の結論	126
6.	再冠水モデルの他の体系への適用	142
6.1	緒言	142
6.2	計算条件	143
6.3	計算結果	143
6.3.1	炉心内蓄水の炉心内熱水力挙動におよぼす影響	143
6.3.2	臨界ウェーバー数の炉心冷却に与える影響	144
6.3.3	FLECHT low flooding 実験 Run 2833 についての計算	144
6.3.4	PWR-FLECHT Group 1 および 2 実験の 0.41MPa の実験データについての計算	146
6.4	異形状炉心についての再冠水熱水力挙動の計算	146

6.4.1	FLECHT skewed power 実験 Run 13404 についての計算結果	146
6.4.2	FLECHT SEASET 実験 Run 31504 についての計算結果	146
6.4.3	Semiscale 実験 Run S 03 - 2, S 03 - A についての計算結果	147
6.5	本章の結論	147
7.	結 論	163
	記号表	167
	謝 辞	170
	参考文献	171

Contents

List of figure and table	
Chapter 1 Introduction	1
1.1 General definition of phenomena to be treated	1
1.2 Previous works	1
1.3 Relation between system behavior and core thermo- hydrodynamic behavior	3
1.4 Objectives and procedure of this study	5
1.5 Structure of this paper	6
Chapter 2 Flow pattern in core during reflood process and core hydrodynamic model	10
2.1 Introductory remarks	10
2.2 Flow pattern in core	10
2.2.1 Flow pattern observed in PWR-FLECHT tests and discussion on heat transfer process	11
2.2.2 Visual test with quartz single tube for observing flow pattern	11
2.2.3 Discussion of in-core flow pattern	12
2.3 Basic thermo-hydrodynamic equation for coolant	13
2.4 Hydrodynamic model for respective flow region	16
2.5 Hydrodynamic models for Saturated two-phase flow region and Transition flow region	17
2.5.1 Influence of contact of water with channel wall on two-phase flow hydrodynamic behavior	17
2.5.2 Void fraction correlations for Saturated two-phase flow region and Transition flow region	19
2.5.3 Evaluation of void fraction from axial pressure gradient and its accuracy	20
2.6 Hydrodynamic model for dispersed flow region	21
2.6.1 Onset of entrained droplets	22
1. Previous works	22
2. Model of entrained droplet formation	25
2.6.2 Suspension of droplets in steam flow	26
1. Relative velocity between gas and liquid phases and terminal velocity of entrained droplet	26

2.	Shape and drag coefficient of entrained droplet ...	27
2.6.3	Entrained droplet high density region	28
2.6.4	Integration and disintegration of entrained droplets.	29
2.6.5	Summary of hydrodynamic model for dispersed flow ...	31
2.7	Conclusion of this chapter	32
Chapter 3	Core heat transfer model and quench model	46
3.1	Introductory remarks	46
3.2	Heat transfer model for transition flow region	47
3.2.1	Previous works	47
3.2.2	Derivation of heat transfer model	48
3.2.3	Evaluation of heat transfer model with FLECHT low flooding test data	49
3.3	Basic quench model	49
3.3.1	Previous works	49
3.3.2	Derivation of basic quench model	51
1.	Classification of flow regimes near quench front ..	51
2.	Maximum liquid superheat	52
3.	Dryout type quench	52
4.	Liquid column type quench	55
5.	Droplet rewetted type quench	56
3.3.3	Discussion of basic quench model	57
1.	Discussion of droplet rewetted type quench	57
2.	Evaluation of quench velocity correlation	57
3.4	Extension of quench model to low-temperature quench ..	58
3.4.1	Previous works	59
3.4.2	Derivation of low-temperature quench model	59
3.5	Consideration of system pressure effect on quench model.	61
3.5.1	Derivation of system pressure effect model	61
3.5.2	Application of this model to high-pressure quench ..	62
3.6	Conclusion of this chapter	63
Chapter 4	Evaluation of derived thermo-hydrodynamic model for respective flow region and quench model with one-dimensional forced-feed reflood test	78
4.1	Introductory remarks	78
4.2	One-dimensional forced-feed reflood test	78
4.2.1	Objectives of this test	78

4.2.2	Test facility	79
1.	Outline of test facility	79
2.	Test section	80
3.	Instrumentation	81
4.2.3	Test procedure	81
4.2.4	Data processing	81
4.2.5	Test conditions	82
4.3	Evaluation of hydrodynamic models for Saturated two-phase flow region, Transition flow region and Dispersed flow region	82
4.3.1	Over-all flow behavior	82
4.3.2	Void fraction behavior in Third period	84
4.3.3	Initiation condition for Second period	85
4.3.4	Water accumulation rate in test section for Second period	86
4.3.5	Discussion on core water accumulation	86
4.4	Evaluation of heat transfer model for Transition flow region	87
4.4.1	Evaluation procedure	87
4.4.2	Comparison of measured and predicted heat transfer coefficients	88
4.4.3	Effect of axial location in core	88
4.4.4	Effect of other parameters on heat transfer coefficient	89
4.5	Evaluation of quench model	89
4.5.1	Low-temperature quench model	89
1)	Thermo-hydrodynamic behavior observed in test section for Base case test	89
2)	Quench behavior at lower portion of test section ..	90
3)	Determination of unknown parameter η in low-temperature quench model	90
4.5.2	Evaluation of system pressure effect model	90
4.6	Conclusion of this chapter	91
Chapter 5	Over-all evaluation of core thermo-hydrodynamic model for reflood phase	118
5.1	Introductory remarks	118
5.2	Numerical analysis procedure of fluid behavior	118
5.2.1	Finite differential forms of basic equations	118

5.2.2	Calculation of boundaries of flow regimes	120
1)	Calculation of top position of liquid phase	120
2)	Quench front	120
3)	Boiling initiation point	121
4)	Dispersed flow initiation point	121
5)	Calculational procedure of flow regime boundaries ..	121
5.2.3	Model of fuel rod (heater rod) and its numerical analysis procedure	121
5.3	Calculational conditions	122
5.4	Calculated results	123
5.4.1	Calculated results for Base case test (Run 6033)	123
5.4.2	Calculations for one-dimensional forced-feed reflood tests	124
5.5	Conclusion of this chapter	126
Chapter 6	Application of present reflood model to other systems	142
6.1	Introductory remarks	142
6.2	Calculational conditions	143
6.3	Calculated results	143
6.3.1	Influence of core water accumulation on core thermo-hydrodynamic behavior	143
6.3.2	Influence of critical Weber number on core cooling ..	144
6.3.3	Calculation for FLECHT low flooding test Run 2833 ..	144
6.3.4	Calculation for PWR-FLECHT Group 1 and 2 test performed at the pressure of 0.41 MPa	146
6.4	Calculation of reflood thermo-hydrodynamic behavior in core with different configuration from FLECHT core ...	146
6.4.1	Results of calculation for FLECHT skewed power test Run 13404	146
6.4.2	Results of calculation for FLECHT SEASET test Run 31504	146
6.4.3	Results of calculations for Semiscale test Runs S03-2 and S03-A	147
6.5	Conclusion of this chapter	147
Chapter 7	Conclusions	163
Nomenclature	167

Acknowledgement	170
References	171

List of figures and tables

(Chapter 1)

- Fig. 1.1 Clad surface temperature history during reflood phase of a LOCA
- Fig. 1.2 Cross section of FLECHT 10×10 bundle
- Fig. 1.3 Comparison of FLECHT/FLECHT-SEASET, FLECHT skewed power and Semiscale axial power profiles
- Fig. 1.4 Mass and momentum balance in PWR system

(Chapter 2)

- Fig. 2.1 Flow pattern observed in FLECHT tests
- Fig. 2.2 Typical heat transfer behavior
- Fig. 2.3 Quartz single tube test rig
- Fig. 2.4 Flow pattern observed in quartz single tube tests
- Fig. 2.5 Models of flow pattern
- Fig. 2.6 Three types of quench mode
- Fig. 2.7 Reflood flow model and definition of flow regime boundaries
- Fig. 2.8 Flow structures and explanation of shear forces
- Fig. 2.9 Void fraction calculated with correlations and measured against superficial gas velocity for air-water two-phase flow
- Fig. 2.10 Models of entrained droplet formation from disturbance wave
- Fig. 2.11 Entrainment measured in co-current upflow-air and water
- Fig. 2.12 Models of entrained droplet formation during reflood phase
- Fig. 2.13 Relation between entrainment fraction and dimensionless gas velocity
- Fig. 2.14 Schematic of droplet diameter distribution
- Fig. 2.15 Drag coefficient correlations against Reynolds number
- Fig. 2.16 Predicted droplet diameter and slip velocity as a function of critical Weber number
- Fig. 2.17 Relation between the arrival times of transition front and quench front and the variation of void fraction
- Fig. 2.18 Classification of core water accumulation type
- Fig. 2.19 Classification of core water accumulation type against initial peak clad temperature
- Table 1 Critical Weber number We_c reviewed by Groeneveld

(Chapter 3)

- Fig. 3.1 Flow model of saturated film boiling
- Fig. 3.2 Liquid distribution model and their indexes n of configuration factor $(1-\alpha)^n$
- Fig. 3.3(a) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time - for FLECHT Run 3709
- Fig. 3.3(b) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time - for FLECHT Run 5342
- Fig. 3.4 Comparison of experiment with model developed by Duffey et al.
- Fig. 3.5 Liquid maximum superheat calculated by Groeneveld and present approximate correlation
- Fig. 3.6 Schematic illustration of two-dimensional heat conduction model
- Fig. 3.7 Plot of inverse quench velocity against quench temperature using PWR-FLECHT data recognized as dryout type quench
- Fig. 3.8 Schematic diagram of heat flux versus wall superheat
- Fig. 3.9 Boiling curve for reflood phase
- Fig. 3.10 Schematic diagram of axial temperature distribution in clad
- Fig. 3.11 Plot of X defined by Eq. (3-44) against liquid subcooling (Data source is PWR-FLECHT experiment)
- Fig. 3.12 Plot of quench temperature against time ratio (Time ratio is defined as a ratio of quench time to apparent arrival time of water)
- Fig. 3.13(a) Comparison of quench velocity calculated by Thompson's and present correlations with PWR-FLECHT data - Thompson's correlation -
- Fig. 3.13(b) Comparison of quench velocity calculated by Thompson's and present correlations with PWR-FLECHT data - Present correlation -
- Fig. 3.14 Comparison of calculated quench velocity with Piggott-Porthouse's data
- Fig. 3.15 Effect of system pressure on minimum temperature in saturated film boiling
- Fig. 3.16 Effect of water subcooling on minimum film boiling temperature for various system pressures
- Fig. 3.17 Quench front velocities versus initial wall temperatures
- Fig. 3.18 Film boiling model near quench front

- Fig. 3.19 Parametric calculation on relation between inverse quench velocities versus quench temperature in case of top quench
- Fig. 3.20 Boiling curve during reflood phase
- Fig. 3.21 Effect of pressure on quench front velocity of FLECHT low flooding test
- Fig. 3.22 Quench front velocity results for top quenching (0.2 MPa)
- Fig. 2.23 Quench front velocity results for top quenching with zircalloy test section (0.343 MPa)
- Fig. 2.24 Quench front velocity results for top flooding (0.69~6.89 MPa)
- Table 3.1 Leidenfrost temperatures of water measured by Baumeister et al.

(Chapter 4)

- Fig. 4.1 Schematic of one-dimensional forced-feed reflood test facility and instrumentation
- Fig. 4.2 Cross section of test section
- Fig. 4.3 Cross section of heated rod
- Fig. 4.4 Schematic of test section
- Fig. 4.5 Configuration of grid spacer
- Fig. 4.6 Identification of thermocouples
- Fig. 4.7 Elevations of housing wall temperature measuring points
- Fig. 4.8 Mass balance in core
- Fig. 4.9 Typical transient of void fraction and steam velocity
- Fig. 4.10 Applicability of modified Cunningham-Yeh's correlation for low void fraction region
- Fig. 4.11 Applicability of modified Cunningham-Yeh's correlation for high void fraction region
- Fig. 4.12 Applicability of modified Cunningham-Yeh's correlation combined with modified Lockhart-Martinelli's correlation
- Fig. 4.13 Void fraction transients in core
- Fig. 4.14 Quench front propagations
- Fig. 4.15 Water accumulation in core
- Fig. 4.16 Schematic of upper end of core/simulated core
- Fig. 4.17(a) Example of void fraction distribution calculated and range of measuring points used for verification
- Fig. 4.17(b) Example of quench front propagation and range of measuring points used for verification of correlation

- Fig. 4.18 Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time
- Fig. 4.19(a) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients - effect of thermocouple elevation (Base case, System pressure: 0.196 MPa)
- Fig. 4.19(b) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients - effect of thermocouple elevation (System pressure: 0.098 MPa)
- Fig. 4.20(a) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time - a case of good prediction
- Fig. 4.20(b) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time - a case of poor prediction
- Fig. 4.21 Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients - effect of flooding rate
- Fig. 4.22 Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients of all data of one-dimensional forced-feed reflood test
- Fig. 4.23 Temperature transients of clad surface at various elevations
- Fig. 4.24 Void fraction transients in core
- Fig. 4.25 Temperatures at cooling initiation times and quench times
- Fig. 4.26 Parametric calculation on quench front envelope for Run 6033
- Fig. 4.27(a) Comparison of measured and predicted quench front velocities (0.196 MPa one-dimensional forced-feed reflood tests)
- Fig. 4.27(b) Comparison of measured and predicted quench front velocities (One-dimensional forced-feed reflood tests except for tests shown in (a), and FLECHT low flooding tests)
- Table 4.1 Main specification of one-dimensional forced-feed reflood test facility
- Table 4.2 Main specification of test section
- Table 4.3 Thermal characteristics of heater rod
- Table 4.4 Notation of instrumentation
- Table 4.5 Measuring methods and their accuracy
- Table 4.6 Test conditons

(Chapter 5)

- Fig. 5.1 Variables determined in calculation at i-th node
- Fig. 5.2 Computational procedure
- Fig. 5.3 Determination of flow regime at next node

- Fig. 5.4 Flow chart of calculated for core thermo-hydrodynamic behavior
- Fig. 5.5 Release of stored energy from a fuel rod during quenching
(Heat capacity of a fuel rod per unit length = $S_F C_F \rho_F g$)
- Fig. 5.6 Effect of water accumulation above quench front on clad surface temperature history for Run 6033 (1.8 m Elevation)
- Fig. 5.7 Effect of water accumulation above quench front on clad surface temperature history for Run 6033 (2.1 m Elevation)
- Fig. 5.8 Comparison of measured and predicted void fraction
- Fig. 5.9 Comparison of measured and predicted core water accumulation
- Fig. 5.10 Schematic of appearance of partial filling phase
- Fig. 5.11 Comparison of measured and predicted quench front envelopes under various pressures
- Fig. 5.12 Comparison of measured and predicted quench front envelopes at various power rating
- Fig. 5.13 Comparison of measured and predicted quench front envelopes at various initial peak temperature
- Fig. 5.14 Comparison of measured and predicted quench front envelopes at various flooding velocities
- Fig. 5.15 Comparison of measured and predicted quench temperatures for Run 6048
- Fig. 5.16 Comparison of measured and predicted quench temperatures for Run 6033
- Fig. 5.17 Comparison of measured and predicted quench temperatures for Run 6056
- Fig. 5.18 Comparison of measured and predicted clad surface temperature at various flooding velocities (1.8 m Elevation)
- Fig. 5.19 Comparison of measured and predicted clad surface temperature at various flooding velocities (2.1 m Elevation)
- Fig. 5.20 Comparison of measured and predicted core water accumulations at various flooding velocities
- Fig. 5.21 Comparison of measured and predicted carryover rate fraction for Run 6013
- Fig. 5.22 Comparison of measured and predicted carryover rate fraction for Run t027
- Table 5.1 Thermo-hydrodynamic correlations used in flow regions

Table 5.2 Features of one-dimensional forced-feed reflood test runs selected for simulation calculation

(Chapter 6)

- Fig. 6.1 Effect of water accumulation above quench front on history of clad surface temperature
- Fig. 6.2 Housing temperature histories measured in FLECHT low flooding test Run 2833
- Fig. 6.3 Effect of water accumulation above quench front on quench envelope
- Fig. 6.4 Void fraction histories observed in FLECHT low flooding test Run 2833
- Fig. 6.5 Effect of water accumulation above quench front on void fraction
- Fig. 6.6 Effect of water accumulation above quench front on core water head
- Fig. 6.7 Effect of critical Weber number on quench front envelope
- Fig. 6.8 Effect of critical Weber number on history of clad surface temperature (1.83 m Elevation)
- Fig. 6.9 Effect of critical Weber number on history of clad surface temperature (2.44 m Elevation)
- Fig. 6.10 Movement of boundaries of flow regimes
- Fig. 6.11 Comparison of measured and predicted quench temperatures for FLECHT Run 2833
- Fig. 6.12 Heat transfer coefficient
- Fig. 6.13 Axial distribution of heat transfer coefficient
- Fig. 6.14 Core water head and carryover rate fraction
- Fig. 6.15 Comparison of measured and predicted void fractions
- Fig. 6.16 Effect of water accumulation above quench front on heat transfer coefficients
- Fig. 6.17 Comparison of measured and predicted heat transfer coefficients
- Fig. 6.18 Comparison of measured and predicted peak clad temperatures
- Fig. 6.19 Comparison of measured and predicted quench envelope for FLECHT skewed power test Run 13404
- Fig. 6.20 Comparison of measured and predicted clad surface temperature histories for FLECHT skewed power test Run 13404

- Fig. 6.21 Comparison of measured and predicted core water accumulation for FLECHT skewed power test Run 13404
- Fig. 6.22 Comparison of measured and predicted quench front envelope for FLECHT SEASET Run 31504
- Fig. 6.23 Comparison of measured and predicted clad surface temperature history for FLECHT SEASET Run 31504 (1.8 m Elevation)
- Fig. 6.24 Comparison of measured and predicted quench front envelope for Semiscale Run S03-2
- Fig. 6.25 Comparison of measured and predicted clad surface temperature history for Semiscale Runs S03-2 and S03-A
- Table 6.1 Test runs used for simulation calculation and inputted values
- Table 6.2 Calculated droplet diameter and relative velocity between gas and liquid phases for FLECHT low flooding test, Run 2833

1. 緒 論

1.1 扱うべき現象の一般的定義

本論文で扱う再冠水炉心熱水力現象とは、軽水炉の冷却材喪失事故時に冷却材の減少により炉心が過熱し、燃料棒表面に液相の冷却材が接触できない状態となった場合に、非常用炉心冷却系の作動により炉心を冠水し、その冷却材の飽和温度に近い温度に復帰させる際の炉心熱水力現象を意味している。

本論文においては、加圧水型原子炉（Pressurized Water Reactor：PWR）の大破断冷却材喪失事故（Large Break Loss-of-Coolant Accident：Large Break LOCA）時の非常用炉心冷却系（Emergency Core Cooling System：ECCS）の作動による過熱炉心の冠水する過程、すなわち、再冠水過程（Reflood Phase）を解析の対象とする。

再冠水過程については多くの研究がなされてきた。なぜならば、炉心燃料棒表面の被覆管は核燃料および核分裂生成物を閉じ込めるための一番内側の構造体であり、万一、被覆管表面温度が過度に上昇すると、化学反応、相変化、機械的強度の低下等のために高温時または冷却状態で被覆管の健全性が損われ、放射性物質の放出、冷却材流路の変形による長期間冷却能力の低下が起る恐れがあるからである。

再冠水過程においては、一般に、炉心が冠水するにつれて、炉心内燃料棒の被覆管の温度上昇は制限され、最高温度（Turnaround Temperature：ターンアラウンド温度）に達し、それ以後、冷却され始め、ある状態で被覆管表面は急冷（Quench：クエンチ）される。炉心発熱部下端に冷却水が達し、液面が上昇を開始する時刻（再冠水開始時刻）からの経過時間（Time after flood）と炉心中央部の被覆管表面温度との関係を模式的に図 1.1 に示す。

ターンアラウンド温度に達する時刻をターンアラウンド時刻、クエンチする温度、時刻をそれぞれクエンチ温度、クエンチ時刻と定義する。既にクエンチした領域、未だクエンチしていない領域をそれぞれ既クエンチ部、未クエンチ部と定義し、両者の境界をクエンチフロントと定義する。クエンチフロントの移動速度をクエンチ速度と定義する。

1.2 従来の研究

再冠水現象は、軽水炉、特に PWR の仮想的な大破断事故時において、炉心燃料棒の被覆管最高温度（Peak Clad Temperature：PCT）を決定する機会が多いことから精力的な研究がなされてきた。被覆管強度の確保のため、事故時の PCT の許容限界が安全評価基準で定められているからである。PCT のみならず、被覆管の酸化、炉心内での水素発生も許容限界が定められており、その評価のためには、被覆管の温度履歴を正しく評価する必要がある。そのために、再冠水開始後から炉心が冷却材の飽和温度に近い温度になるまでの炉心の冷却挙動に関する多く

の試験、解析がなされてきた。

体系的な試験研究として有名なものとしては、米国ウェスティングハウス社で行われた PWR-FLECHT 実験⁽¹⁻¹⁾、FLECHT-SET 実験⁽¹⁻²⁾、FLECHT-SEA SET 実験⁽¹⁻³⁾がある。

FLECHT 実験は、Full Length Emergency Core Heat Transfer 実験の略称であり、実物と同じ発熱長の模擬燃料棒の集合体を用い、再冠水過程を模擬した実験条件下で実験を行い、炉心内再冠水熱水力挙動を実験的に評価するための実験である。発熱棒の形状、配列ピッチは 15 × 15 型 PWR 燃料のものに準拠しており、模擬炉心は、図 1. 2 のように 10 × 10 本の正方格子状に、91 本の発熱棒、9 本の非発熱棒が配列されている。

実験は、初期被覆管温度、冠水速度（炉心入口流速）、炉心入口流体温度、系圧力、テスト部外管壁温、発熱量等をパラメータとして、それらの効果を調べるために行われた。これらの実験結果より、再冠水過程での炉心内熱伝達率に関する実験式および、炉心から排出される冷却材の質量流量と炉心入口質量流量との比（キャリオーバー率と定義する。）に関する実験式を作り、安全評価解析に用いた。

キャリオーバー率（Carryover Rate Fraction: CRF）が定まると、炉心内蓄水率 m_c および炉心出口質量流量 \dot{m}_{out} は炉心入口質量流量 \dot{m}_F により次のように表わすことができる。

$$\dot{m}_c = (1 - CRF) \times \dot{m}_F \quad (1-1)$$

$$\dot{m}_{out} = CRF \times \dot{m}_F \quad (1-2)$$

炉心内蓄水量 m_c 、蓄水位 L_c は次のように表わされる。

$$\dot{m}_c = \int_0^t \dot{m}_c dt \quad (1-3)$$

$$L_c = m_c / (\rho_l \cdot S_c) \quad (1-4)$$

\dot{m}_{out} は、1.3 で述べるように、その増加を抑制される。それ故、(1-2) 式より、 \dot{m}_F は定めることができる。このように \dot{m}_{out} により \dot{m}_F が制御されることを蒸気閉塞と呼ぶ。

この \dot{m}_F を用いて、炉心内熱水力挙動を計算する。炉心内熱伝達率は \dot{m}_F の関数で表わされるので、燃料体の温度応答が計算できる。クエンチフロントの位置は、熱伝達率実験式に付属するクエンチ速度の相関式および、クエンチフロント位置が蓄水位 L_c より下方であるという仮定により計算できる。

従って、キャリオーバー率の実験式ならびに、クエンチ速度相関式を含む熱伝達率の実験式が与えられれば、システム計算および炉心内熱水力挙動の計算を行うことができる。更に PCT を定めるためには、平均出力燃料棒に対するシステム計算結果より \dot{m}_F を求め、最高出力燃料棒についての炉心内熱水力挙動の計算を行う。

FLECHT-SET 実験は⁽¹⁻²⁾、FLECHT-System Effect Test の略称であり、上述の方法による再冠水解析の妥当性についての検証を行うためのものである。本装置はシステム全体を模擬したものであり、蒸気発生器、ポンプ模擬部、ダウンコマ部、健全・破断両ループが FLECHT 実験装置に付加されたものである。実験結果より、システム内での相互干渉のため炉心入口流速が変動しても、炉心内の熱水力挙動は等価な強制注水再冠水実験のものと同様であることが実証された。

従って、炉心内の熱伝達率とキャリオーバー率の相関式が得られれば、再冠水過程の安全評価計算が可能となる。しかし、FLECHT 実験から得られた相関式は、15 × 15 型 PWR 燃料に対する Cosine 状発熱分布の実験に対する実験式であり、実験条件からはずれた条件での予測計算には利用できない。

それ故、15 × 15 型 PWR 燃料について、低冠水速度での実験：FLECHT low flooding 実験⁽¹⁻⁴⁾、15 × 15 型 PWR 燃料についての軸方向出力分布を歪めた実験：FLECHT skewed power 実験⁽¹⁻⁵⁾ および、17 × 17 型 PWR 燃料についての実験：FLECHT SEASET 実験⁽¹⁻³⁾ が行われた。それらの軸方向出力分布を図 1. 3 に示す。

また、米国アイダホ国立工学研究所 (INEL) においては、原子炉を用いた LOCA 実験である LOFT 実験をサポートするために、Semiscale 実験⁽¹⁻⁶⁾ と呼ばれる発熱長の短い模擬燃料棒による再冠水実験が行われた。図 1-3 に軸方向出力分布を示す。

炉心内の熱伝達率相関式はこれらの実験からのデータにもとづいて改良され、全ての実験について十分なる精度で予測できるようになっている。キャリオーバー率の相関式は、Babcock & Wilcox 社の相関式⁽¹⁻⁷⁾、Aerojet Nuclear 社⁽¹⁻⁷⁾ の相関式が公開されている。

現在の安全評価解析に用いられている炉心内熱伝達率およびキャリオーバー率の相関式は上述したように実験式であり、物理的現象把握に基づいたものではない。従って、炉心形状、運転条件等が大巾に変化した場合、計算による予測ができない。そのため、現象の解析的モデルを作成するために多くの研究がなされてきた。例えば、REFLUX⁽¹⁻⁸⁾、FLIRA⁽¹⁻⁹⁾、TRAC⁽¹⁻¹⁰⁾、UCFLOOD⁽¹⁻¹¹⁾ 等の計算コードが外国において開発され、又、国内においても筆者により、REFLA-1D⁽¹⁻¹²⁾、⁽¹⁻¹³⁾ コードが開発され、現在その改良が進行中である。これらのコードの中で、TRAC コード、REFLA-1D コードはシステム計算を目標としたものであり、炉心入口で逆流が生じて炉心内熱水力挙動の計算ができるようになっている。

REFLA-1D コードの最大の特徴は、クエンチフロントの移動の計算に、筆者が開発したクエンチ速度相関式を用いていることである。他のコードではクエンチフロントの移動を二次元熱伝導方程式を解いて求めているので、計算時間がかかるにもかかわらず、その予測精度が十分でない。その理由は、クエンチフロント近傍の熱伝達率分布又は熱流束分布に関する情報が十分でないことである。計算時間が短いということは、軸方向のノード数を多くして水力計算の精度を上げることを可能にし、又、実験結果との比較のため多数回の計算を可能にする。従って、計算時間の短い計算コードの場合、その相関式の精度の向上が容易であることがわかる。

REFLA-1D 第 1 版⁽¹⁻¹³⁾ においては、高冠水速度、高系圧力の場合により予測をしたが、低冠水速度、低系圧力の場合、予測能力に問題があることがわかった。それ故、REFLA-1D の第 1 版のモデルを再吟味し、根本的にモデルを検討し、再構成する必要があることがわかる。

1.3 システム挙動と炉心熱水力挙動との関係

一次系低温側配管が大破断事故を起した場合の PWR 一次系の概念図を図 1. 4 に示す。低温側配管に ECC ポートより注入された冷却水は圧力容器内下部プレナムに蓄積し、やがて、炉心発熱部下端に到達する。再冠水過程の開始である。炉心内静水頭の増加とともにダウンコマ静水

頭も増加する。炉心に注入された冷却水の一部が蒸発し、蒸気が発生するにつれて、ダウンコマ水頭と炉心水頭との間に差が生ずる。炉心内で発生した蒸気が高温側配管を通り一次系外に流出する時の流動抵抗により上部プレナムの圧力が増加し、炉心水位を押下げるためである。

高温側配管に入り蒸気発生器に流入した気水混合物は、蒸気発生器内において二次系の高温水からの熱伝達により蒸発し、過熱蒸気となりポンプに入る。ループ全体の圧力損失の大部分はポンプ部で生ずるので、ループ部の流動抵抗はループを流れる全質量流量とポンプ部での蒸気の密度とループの抵抗係数を用いて近似できる。健全ループ、破断ループの圧力損失はそれぞれ、次のように表わされる。

$$\Delta P_I = (K_I / 2 \rho_I S_L^2) \dot{m}_I^2 \quad (1-5)$$

$$\Delta P_B = (K_B / 2 \rho_B S_L^2) \dot{m}_B^2 \quad (1-6)$$

ここで、 ΔP はループの圧力損失、 K はループの圧力損失係数、 ρ は蒸気密度、 \dot{m} はループ内質量流量、 S_L はループ配管の断面積、添字 I, B はそれぞれ健全ループ、破断ループを表わす。

システム全体の質量バランス、圧力バランスを考えると次式が成り立つ。

$$\dot{m}_F = \dot{m}_C + \dot{m}_U + \dot{m}_B + \sum_{i=1}^n \dot{m}_{I_i} \quad (n \text{ はループ数}) \quad (1-7)$$

$$\Delta P_D - \Delta P_C - \Delta P_U = \Delta P_I \quad (1-8)$$

$$\Delta P_B - \Delta P_I = \Delta P_{BCN} \quad (1-9)$$

ここで、 \dot{m} は質量流量又は蓄積率、 ΔP は差圧（静差圧又は圧力損失）、添字 D, C, U, I, B, BCN, F はそれぞれダウンコマ、炉心、上部プレナム、健全ループ、破断ループ、破断コールドレグノズル、炉心入口を表わす。

一般に、 $\dot{m}_C, \dot{m}_U, \Delta P_D, \Delta P_C, \Delta P_U, \Delta P_{BCN}$ の変位はゆるやかであり、 \dot{m}_I, \dot{m}_B に強く依存しないので、(1-8)式、(1-9)式からわかるように $\Delta P_I, \Delta P_B$ は各時刻にある値をとる。従って、(1-5)式、(1-6)式からわかるように \dot{m}_I, \dot{m}_B も規定される。それ故、(1-7)式からわかるように、 \dot{m}_F も規定される。

このように炉心入口流入水量が炉心内で発生した蒸気の一次系外への流出に伴う流動抵抗により規定されてしまうことを蒸気閉塞 (Steam binding) と呼んでいる。

上部プレナム蓄水率は、炉心上端から流出する水、蒸気の質量流量および温度に依存するので、システム挙動を解析するために炉心内熱水力解析モデルに要求される出力変数は次のものである。

- (1) 炉心内蓄水量
- (2) 炉心出口での水、蒸気質量流量
- (3) 炉心出口での水、蒸気の温度

その他に炉心内熱水力解析の直接の出力である炉心温度又は、炉心冷却を表わす一つの尺度としての熱伝達率も炉心内熱水力解析モデルの出力として当然要求される。

またシステムの側から炉心内熱水力現象の解析に与える入力変数としては、炉心の境界条件である。すなわち、

- (1) 炉心入口流量、入口水温
- (2) 炉心出入口圧力

当然、炉心発熱量は炉心内の解析に必要である。

1.2において述べたように、現行の安全解析においては、キャリオーバー率の相関式を純実験式としてFLECHT実験より定めているので、炉心内蓄水量は(1-1)式より定まる。又、上部プレナムでの蓄水も考慮していないので、全質量流量のみが与えられればよく、(1-2)式により定めることができる。炉心出口の流体温度を飽和温度と考えれば、システム挙動の解析に必要な出力変数はなく、キャリオーバー率のみが必要であることがわかる。

従って、現行の安全解析においては、炉心熱伝達率の相関式とキャリオーバー率の相関式とを用いて再冠水解析が行われている。

以上の議論より、上部プレナムでの蓄水を考慮した実現象に忠実なシステム解析を行うためには、炉心熱水力モデルとして次の変数の入出力が必要であることがわかる。

入力変数

- (1) 炉心入口流量
- (2) 炉心入口水温
- (3) 炉心出入口圧力
- (4) 炉心発熱量

出力変数

- (1) 炉心温度又は、熱伝達率
- (2) 炉心内蓄水量
- (3) 炉心出口での水、蒸気質量流量
- (4) 炉心出口での水、蒸気の温度

なお、出力変数の中で、(2)は、(3)と入力変数(1)、(2)が与えられれば定まるものである。

1.4 研究目的と研究方法

本研究の目的は、物理的な現象把握にもとづいて、炉心内再冠水現象のモデルを開発し、システム全体の最適評価モデルの一部とすることである。

炉心内の再冠水現象は、熱的・水力学的に干渉し合った現象であり、水力学的にも単純な単流動様式のものではなく、熱的にも複雑に組合さった現象である。それ故、研究方法としては、

- (1) 実験的、理論的考察にもとづく流動様式と構成流動領域の決定
- (2) 各流動領域の水力モデルおよび熱伝達モデルの決定
- (3) 一次元強制注水再冠水実験の実施と実験結果による上記の熱水力モデルの評価・改良
- (4) 計算コードへの熱水力モデルの組込みと一次元強制注水再冠水実験の予測によるモデルの総合評価

(5) 他の体系での実験の計算コードによる予測とモデルの一般性についての評価
 の手順により個々の素過程のモデルの作成からその総合評価までを行うこととする。そして、計算コードとしては、REFLA-1Dコード第1版を改良して使用することとする。

1.5 本論文の構成

本章において再冠水現象に関する従来の研究の問題点を明らかにし、本研究の目的、アプローチの方法を明らかにした。次章以降では次のように議論を進める。

第2章においては、再冠水過程における炉心内流動様式を明らかにし、炉心内水力モデルの導出を行う。

第3章においては、第2章で導く、炉心内流動様式に対応する炉心内熱伝達モデルおよびクエンチモデルの導出を行う。

第4章においては、一次元強制注水再冠水実験により第2章、第3章において導出する個々の炉心内熱水力モデルの評価を行い、必要があれば改良を行う。

第5章においては、個々の炉心内熱水力モデルを一次元再冠水解析コード REFLA-1D に組み込み、モデルの総合的評価を一次元強制注水再冠水実験のシミュレーション計算と実験結果との比較により行う。

第6章においては、REFLA-1D に組込んだモデルの一般性を調べるために、他の体系での実験のシミュレーション計算と実験結果との比較を行い、モデルの一般性を論じる。

以上の議論にもとづいて、第7章において結論を導く。

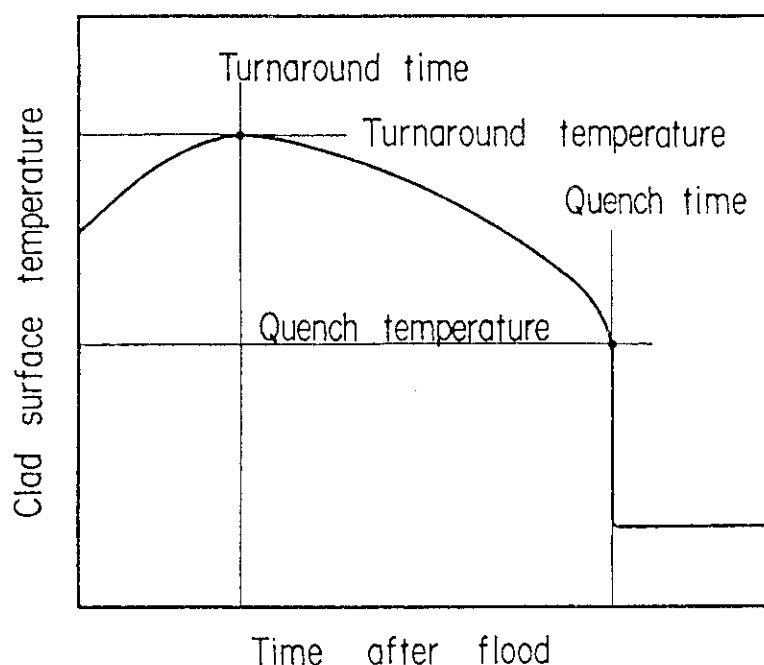
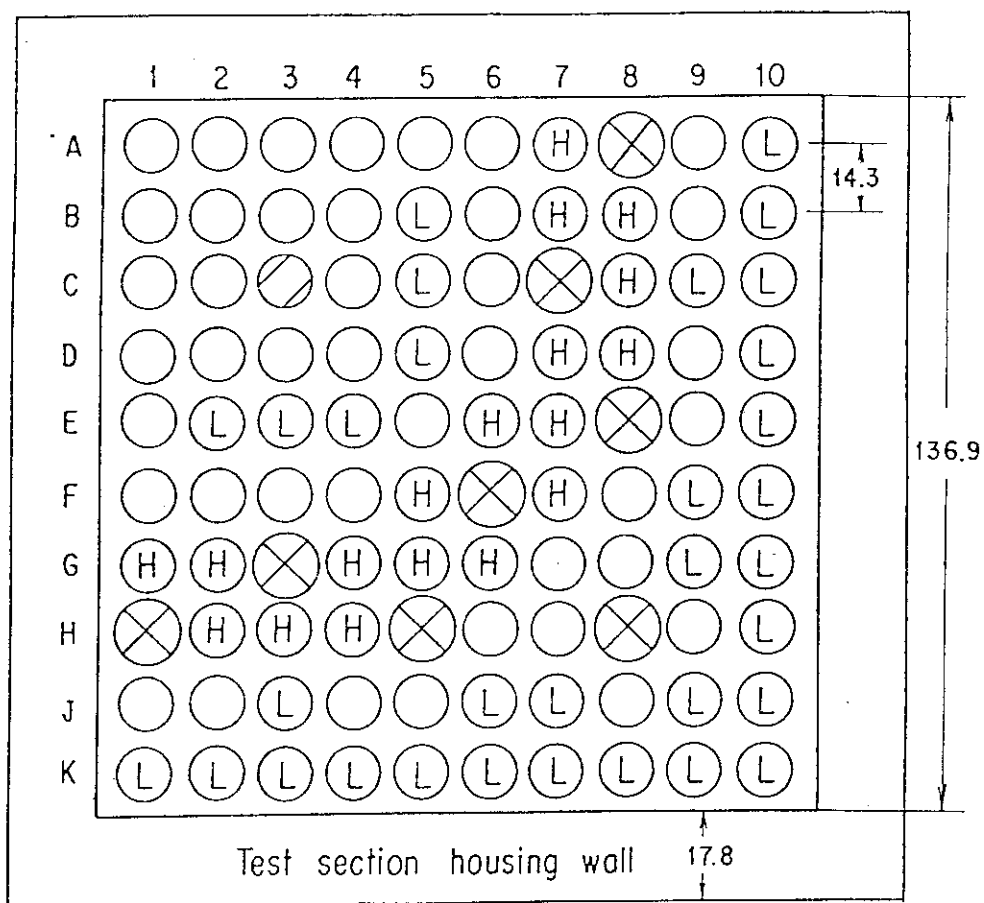


Fig. 1.1 Clad surface temperature history during reflow phase of a LOCA



- Heated rod (10.7 ϕ)
 - L: Low power (Local power factor = 0.95)
 - H: High power (Local power factor = 1.1)
- ⊗ Control rod thimble (13.8 ϕ)
- ⊘ Instrument tube (11.8 ϕ)

Fig. 1.2 Cross section of FLECHT 10x10 bundle⁽¹⁻⁴⁾

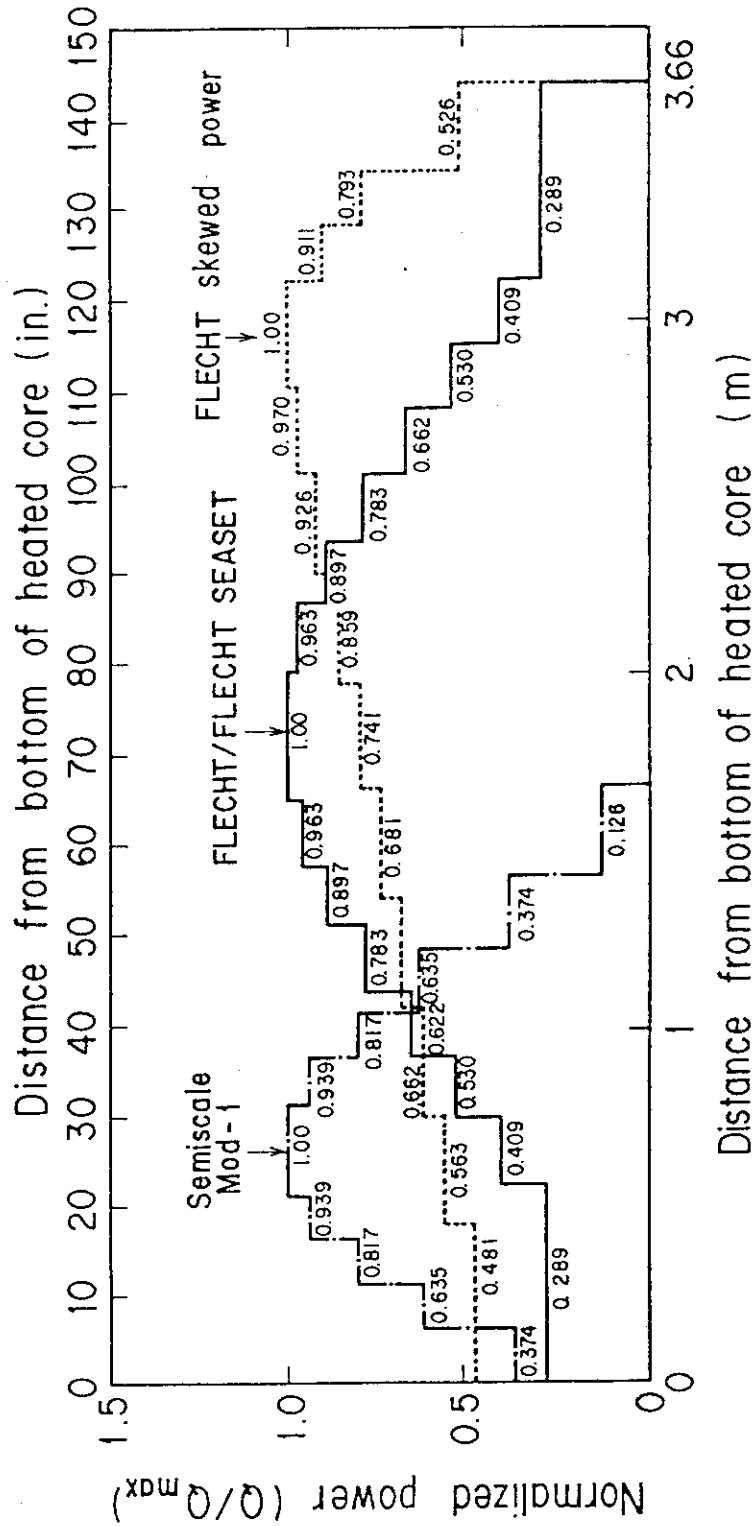


Fig. 1.3 Comparison of FLECHT/FLECHT-SEASET, FLECHT skewed power and Semiscale axial power profiles

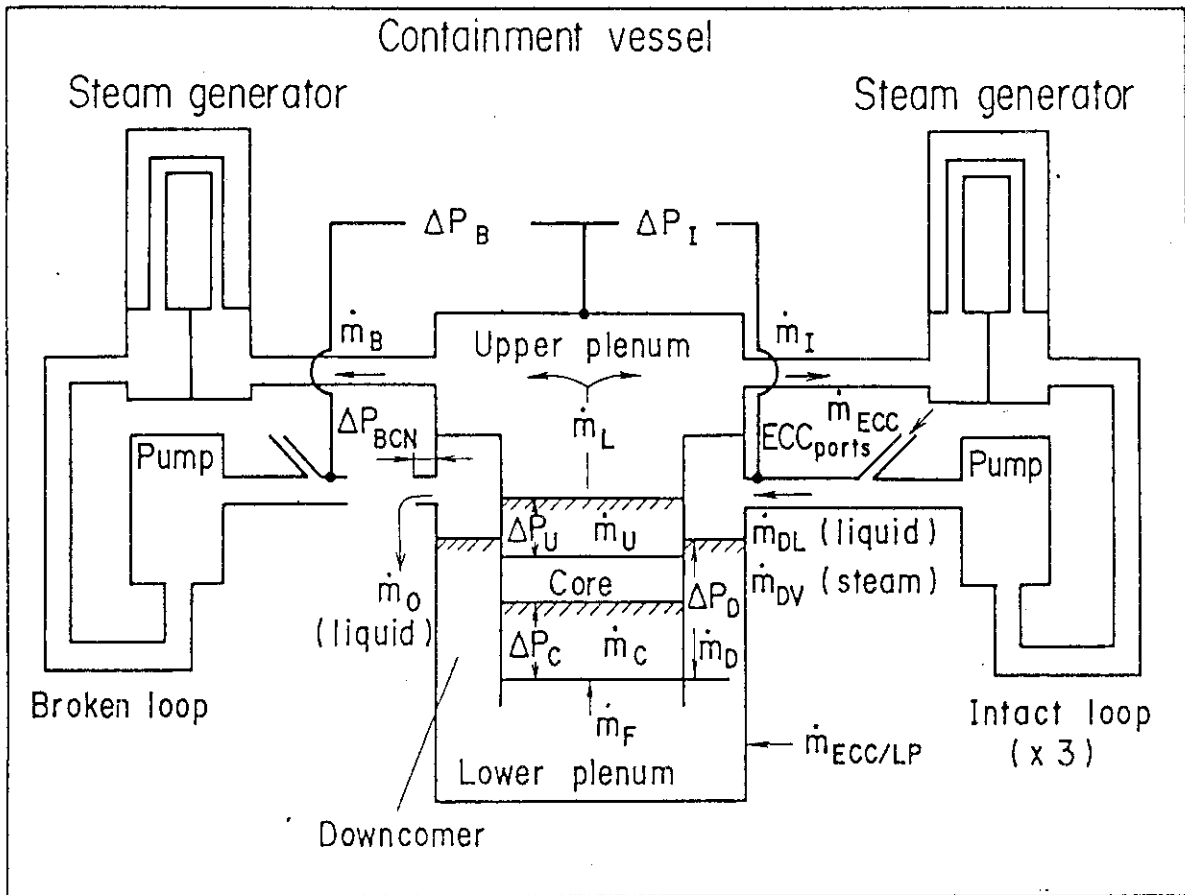


Fig. 1.4 Mass and momentum balance in PWR system

2. 再冠水過程における炉心内流動様式と炉心内水力モデル

2.1 緒言

再冠水現象の特徴は、炉心の冠水速度が低い場合があること、ならびに、再冠水開始時の炉心燃料温度が高く、炉心全体を冷却するのに時間がかかることである。そのため、炉心内の流動様式と熱伝達形態が時間とともに変化し、かつ、空間的にも種々の流動様式、熱伝達形態が共存している。しかし、現段階においては、クエンチ現象をはじめ、未クエンチ部分の熱水力挙動等について、十分なる現象把握がなされていないので、共存している種々の流動様式および熱伝達形態を組合せて再冠水現象を総合的に把握することは困難である。

このような状況下で現象を総合的に把握するためには、現象を素過程に分解し、各々にモデルを設定し、それ等を再構成し、そのモデル全体を定量的かつ、総合的に評価し、個々のモデルの問題点を探るという方法をとる必要がある。

本研究においては、この方法を用いて現象の把握を行う。モデルの再構成のためには、計算コードの使用が便利であり、実験結果との比較が容易に行えるように、次元解析コードとしてモデルの再構成を行う。

そのため、各モデルは、再構成が容易な形で記述できるように、各モデルの設定前に、再構成のための骨組となる基礎方程式の導出を行う。

本章においては、炉心内流動様式の決定、次元再冠水現象に関する基礎方程式の導出、各流動領域の水力モデルの検討について述べる。

2.2 炉心内流動様式

2.2.1 PWR-FLECHT 実験での流動様式の観測結果ならびに熱伝達形態の検討

PWR-FLECHT 実験の報告書⁽²⁻¹⁾においては、図 2.1 に示す流動パターンのスケッチとともに、テスト部の観測窓から観測された再冠水過程での流動様式について、次のように説明されている。

クエンチフロントの直上部又は、遷移沸騰領域の先端部に安定な膜沸騰領域が存在する。映画により観測された流動状況は、発熱棒の周囲に薄い蒸気膜があり、その周囲に液体の連続相が存在しているものである。

ボイド率が比較的低く、かつ、蒸気膜の厚さが均一に見えるので、液体はサブクール状態であると考えられる。流体温度の測定データからもクエンチフロントの上方に飽和温度以下の液体の存在が確認できる。

低冠水速度の場合、又は、テスト部上部においては、クエンチフロントより上方の液体が飽和温度であることが計算により確認できる。丁度、核沸騰と安定膜沸騰領域との間に不安定な遷移領域が存在するように、安定な膜沸騰と液滴分散流の領域との間に不安定な流動状況遷移領域が

存在している。この領域においては、流動状況はほとんど液体、すなわち、蒸気膜沸騰を有する連続液相の状態からほとんど蒸気、すなわち、分散液滴の流れを有する連続蒸気相まで変化している。そして、その流れは非常に乱れている。

流動様式と熱伝達との関係については、PWR-FLECHT の報告書においては、図 2.2 の概念図に示すように考えている。すなわち、(1) 熱伝達率が増加し始める時刻：蒸気流が終了し、液滴分散流の始まる時刻、(2) 熱伝達率の初めの頂点：液滴分散流が終了し、遷移流の開始する時刻、(3) 熱伝達率が急上昇し始める点：遷移流が終了し、膜沸騰の開始する時刻に対応すると考えている。

上に述べたことより、流動様式と熱伝達率との間には一対一の対応があることがわかる。それ故、各流動様式の発生条件、流動状況を記述する相関式、熱伝達を記述する相関式を組合せ、燃料棒又は発熱棒の温度計算と結合すれば、炉心内の熱水力挙動を解析的に予測することが可能になると考えられる。

PWR-FLECHT の報告書でも述べているように、流動様式の変化はあまり明確なものではなく、流動様式の観測はテスト部外管に隣接した流路（サブチャンネル）でなされており、一方、熱伝達率の情報は、テスト部中央部の計測用発熱体から得られており、先に引用した流動様式と熱伝達率との関係はそれ程厳密なものではない。それ故、再冠水現象の炉心モデルを確立するためには、流動様式の観察以外にテスト部各部の差圧、温度、テスト部出口の流出質量流量等の測定データの特徴を検討し、従来の熱水力現象に関する知見と照合し、総合的に現象を検討する必要がある。

2.2.2 石英単管実験による流動様式の可視実験

再冠水過程での流動様式を観察するために、外側を加熱した透明石英管の内側に水を下端より注入した。同様な観察は多くの研究者によりなされているが、一般的には、外側に加熱装置のない透明管の中心に発熱体を取付けた環状流路が実験に用いられている。外側の管が非加熱のため、水は外管を容易に冷却し、内部の発熱体表面より早く外側の管の内面に水が付着し、その粘性効果のため流路内の水の運動は抑制される可能性がある。然るに、原子炉の燃料の場合には、冷却材流路は燃料棒で囲まれているので、再冠水過程開始時には冷却材の周囲の伝熱面は高温となり、水が付着しにくい状況となっている。このような状況では、冷却材に働く力は重力および二相流としての気-液界面の相間力のみであり、冷却材の運動は余り抑制されない可能性がある。

上記のことを確認するために、透明石英管にニクロムのリボンを粗くらせん状に巻き、リボンの間隙を通して内部の流動状況が観察できるテスト部を製作した。実験装置の構成を図 2.3 に示す。水を貯水タンク内で設定温度に加熱し、ガス圧でテスト部に供給した。水の流量の設定はガス圧の調整により行った。石英管の壁温の設定は加熱電力の調整により行った。

実験で観測した典型的な流動様式を図 2.4 に示す。(a) の場合、冠水速度 $15 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ 、入口サブクール度 90 K、(b) の場合、冠水速度 $2 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ 、入口サブクール度 5 K であり、各々二枚の写真を示す。(a) の場合、沸騰開始点がクエンチフロントの下流側であり、(b) の場合、クエンチフロントの上流側である。

どちらの場合においても、石英管に水が付着していない部分は石英管内壁を示す境界のある部

分として識別することができる。それは、石英管と水との間に蒸気相が存在すると、蒸気と石英蒸気と水との屈折率の違いがあり、全反射が起るからである。然るに蒸気相が石英管と水との間に存在しない場合は、水と石英との屈折率の違いがほとんどなく、境界の識別はできない。クエンチフロントは水が付着していない部分の最下端として定義できるので、容易に写真上でクエンチフロントの識別ができる。図中にその位置を示す。

図 2.4 (a) は、三種類の流動領域がクエンチフロント上部に存在していることを示している。第 1 の領域は、液相が壁に接近しているが境界線を有し、薄い蒸気膜があることがわかるので、サブクール膜沸騰領域である。第 2 の領域は、液相と壁との間にかなり厚い間隙を有しており、流れは振動的であり、液滴を発生させている。この領域を遷移流領域と呼ぶ。第 3 の領域は、上方へ飛ぶいくつかの液滴を有するので、液滴分散流領域と呼ぶ。

図 2.4 (b) において、クエンチフロントより下方に環状流領域があることがわかる。クエンチフロントでは、液体が環状流の上端に架橋し、その後、架橋部分は吹き上げられ液滴となる。液滴に変化した水は短時間振動しながら停留し、その後吹き上げられる。この領域は先に述べた遷移流領域と同等なものである。この領域の上は液滴分散流領域である。

両方の場合において、実験後半にテスト部上端から別のクエンチフロントが降下するのが観測された。石英管上端の温度降下により液滴が石英管内面に付着できるようになり生じたのであろう。この領域を液滴再付着領域（リウェット領域）と呼ぶ。

液滴径は、 $2 \sim 3 \times 10^{-3}$ m であり、他に同伴された小液滴も観測された。

上述の観測結果に基づき、流動挙動の時間的変化を概念的に示すと、図 2.5 のようになる。

クエンチフロントで冷却材が飽和温度以下（サブクール状態）の場合、(a) 水はクエンチフロント上流の伝熱面を濡らす。しかし、(b) クエンチフロント下流では、水は伝熱面に付着せず流路中心に液柱を形成する。(c) 液柱がある臨界長さに達すると、過剰の水は液滴として分離し、液柱の上端から液滴を発生させる。この液滴はテスト部上端まで飛行する。

クエンチフロントで冷却材が飽和温度の場合、(d) 環状流領域がクエンチフロント上流に形成され、時々、過剰な水が環状流の上端に架橋し、これがクエンチフロント上流で発生した蒸気により吹き上げられる。このように、クエンチフロント下流では液柱は現われない。過剰な水は液滴となり、テスト部上端まで飛行する。

クエンチについては、以上の説明より次のモードのものを定義する。

- (1) 液柱型：冷却材が飽和温度より低い場合。
 - (2) ドライアウト型：冷却材が飽和温度の場合。
 - (3) 液滴再付着型：上方からのクエンチ
- それぞれのモードのものを、図 2.6 に示す。

2.2.3 炉心内流動様式の検討

PWR-FLECHT 実験および石英単管実験からわかるように、従来の二相流の流動状況と異なることは、クエンチフロントの下流に現われる領域、すなわち、

- (1) 安定な膜沸騰領域、
- (2) 遷移流領域、

(3) 液滴分散流領域

が存在することである。

(2)は、安定な膜沸騰流から液滴分散流へと遷移する区間に対流する領域であり、流れが徐々に不安定となり液滴を発生させるか、又は、蒸気流速が十分に速くなり、水を液滴として吹上げることができるようになると液滴分散流に遷移する。

Schmidt⁽²⁻²⁾は、 10^{-9} 秒のストロボフラッシュを用いた再冠水可視実験を行い、液滴径は約 0.5×10^{-3} m であり、再冠水開始直後にはより大なる液滴も存在することを見出した。

石英単管実験で観測された液滴径は $2 \sim 3 \times 10^{-3}$ m であった。これは、Schmidt の実験での再冠水開始直後の液滴に相当する。石英単管実験のテスト部は短かくて、十分なる蒸気流速が得られず微小液滴が形成されなかったのであろう。

ここでは、遷移流領域は蒸気流速が十分に大ではなく、液滴を蒸気流速中に浮遊できない場合に現われ、液滴分散流は蒸気流速が十分に大なる場合に現われると仮定する。

安定な膜沸騰領域が現われる場合、PWR-FLECHT 実験では、局所流体温度は飽和温度より低い。そこで、この領域をサブクール膜沸騰領域と呼び、局所流体温度が飽和温度より低い場合に現われると仮定する。

以上の検討に基づいて、炉心内流動様式を図 2.7 のように次の二つのタイプに分類し、その各々の流動領域を次のように定める。

タイプ1は、クエンチフロントにおいて流体がサブクール状態の場合に現われる。クエンチフロントの上流では、炉心下端に入った水は、(1)液体単相流領域、(2)サブクール核沸騰領域に入る。クエンチフロント下流では、(3)サブクール膜沸騰領域（局所水温が飽和温度より低い場合に現われる。）、(4)遷移流領域（局所水温が飽和温度であり、液滴分散流が生ずる程蒸気流速が速くない場合に現われる。）、(5)液滴分散流領域（蒸気速度が十分に大なる場合に現われる。）、(6)液滴再付着領域（壁温がある臨界温度より低い場合に現われる。）そして、(7)過熱蒸気流領域（水が存在しない場合に現われる。）に入る。

タイプ2は、クエンチフロントにおいて流体が飽和温度の場合に現われる。この流動様式はほとんどタイプ1のものと同じであるが、クエンチフロント近傍のみ異なっている。クエンチフロントの上流では、(3)飽和二相流領域（局所水温が飽和温度の場合に現われる。）が存在し、クエンチフロント下流には、サブクール膜沸騰領域が存在しない。タイプ1に現われた領域(1)、(2)、(4)、(5)、(6)、(7)は存在する。

クエンチフロント上流と液滴再付着領域とを既クエンチ領域、他の部分を未クエンチ領域と呼ぶ。

2.3 冷却材に関する基礎熱水力方程式

完全分離1次元二相流を仮定し、質量、運動量、エネルギーの保存則を垂直単管内の上向き二相流に適用すると、そのオイラー型方程式は次のように記述できる⁽²⁻³⁾。

蒸気相の連続の式

$$\frac{\partial (\alpha \rho_g)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha \rho_g u_g)}{\partial z} = \dot{m} \quad (2-1)$$

液相の連続の式

$$\frac{\partial \{(1-\alpha) \rho_l\}}{\partial t} + \frac{\partial \{(1-\alpha) \rho_l u_l\}}{\partial z} = -\dot{m} \quad (2-2)$$

蒸気相の運動量保存の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\alpha \rho_g u_g)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha \rho_g u_g^2)}{\partial z} + \alpha \frac{\partial p}{\partial z} \\ + \alpha \rho_g g + v_g = \dot{m} u_l \end{aligned} \quad (2-3)$$

液相の運動量保存の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \{(1-\alpha) \rho_l u_l\}}{\partial t} + \frac{\partial \{(1-\alpha) \rho_l u_l^2\}}{\partial z} + (1-\alpha) \frac{\partial p}{\partial z} \\ + (1-\alpha) \rho_l g + v_l = -\dot{m} u_l \end{aligned} \quad (2-4)$$

蒸気相のエネルギー保存の式

$$\frac{\partial (\alpha \rho_g g H_g)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha \rho_g g u_g H_g)}{\partial z} = Q_g + \dot{m} g H_g \quad (2-5)$$

液相のエネルギー保存の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \{(1-\alpha) \rho_l g H_l\}}{\partial t} + \frac{\partial \{(1-\alpha) \rho_l g u_l H_l\}}{\partial z} \\ = Q_l - \dot{m} g H_g \end{aligned} \quad (2-6)$$

ここで、 \dot{m} は単位体積の二相流の液相から蒸気相へ蒸発により輸送される単位時間あたりの質量であり、 Q 、 V は、それぞれ、単位体積の二相流の注目する相に対する単位時間あたりの入熱量および粘性力である。

再冠水過程では、系圧力の変化が小であるので飽和水のエンタルピーの変化は無視できるものとし、蒸気相、液相のエンタルピー H_g 、 H_l を飽和水のエンタルピーを基準として次のように表わす。

$$H_g = H_{fg} + C_{pg} (T_g - T_{sat}) \quad (2-7)$$

$$H_l = C_{pl} (T_{sat} - T_l) \quad (2-8)$$

(2-1) ~ (2-8) 式を組合せて次式を得る。

$$\frac{\partial \{ \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l \}}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (2-9)$$

$$\frac{D T_g}{D t} \equiv \frac{\partial T_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial T_g}{\partial z} = \frac{Q_g}{\alpha \rho_g C_{pg}} \quad (2-10)$$

$$\dot{m} = \frac{Q_{\ell}}{H_{fg}g + C_{pg}g(T_g - T_{sat})} \quad (2-11)$$

$$\frac{\partial(\alpha\rho_g)}{\partial t} + \frac{\partial G_g}{\partial z} = \dot{m} \quad (2-12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{1}{\rho_{\ell}} \frac{\partial D_v}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} + g\{\alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_{\ell}\} \\ + V_{\ell} + V_g = 0 \end{aligned} \quad (2-13)$$

$$\begin{aligned} \rho_{\ell} \frac{D u_{\ell}}{D t} \equiv \rho_{\ell} \frac{\partial u_{\ell}}{\partial t} + \rho_{\ell} u_{\ell} \frac{\partial u_{\ell}}{\partial z} = -\alpha g(\rho_{\ell} - \rho_g) \\ - \frac{\alpha(V_{\ell} + V_g)}{1-\alpha} + \frac{V_g}{1-\alpha} + \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{1}{\rho_{\ell}} \frac{\partial D_v}{\partial z} \end{aligned} \quad (2-14)$$

ここで、

$$D_v = \frac{\rho_{\ell}}{\alpha\rho_g} G_g^2 + \frac{1}{1-\alpha} (G - G_g)^2 \quad (2-15)$$

$$G_g = \rho_g u_g \alpha \quad (2-16)$$

$$G = G_g + \rho_{\ell} u_{\ell} (1-\alpha) \quad (2-17)$$

各相に働く粘性力 V_{ℓ} , V_g は、二相流の流動様式、ボイド率、各相の流速 u_{ℓ} , u_g が定まれば原理的には求まるものである。それ故、各相への入熱量 Q_{ℓ} , Q_g , 物性値、各変数の境界条件及び初期条件が与えられれば、 α , T_g , \dot{m} , G , G_g , D_v , p , u_{ℓ} , u_g の9個の変数は、

(2-9) ~ (2-17) 式の9個の方程式により、時間 t , 軸方向距離 z の関数として決定されることわかる。

しかし、 V_{ℓ} , V_g は実験的には、ボイド率測定から間接的に定まるものであり、現在の段階では確立された相関式はない。そこで(2-14)式の代りに、直接ボイド率の相関式を用いることとする。ボイド率の相関式は蒸気相と液相との相対速度 Δu が与えられれば、(2-16)式、(2-17)式および Δu の定義式

$$\Delta u = u_g - u_{\ell} \quad (2-18)$$

より次式で表わされる。

$$\alpha = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{C_1 + C_2}{\Delta u} - \sqrt{1 + \frac{2(C_2 - C_1)}{\Delta u} + \frac{(C_1 + C_2)^2}{\Delta u^2}} \right\} \quad (2-19)$$

ここで、

$$C_1 = G_g / \rho_g \quad (2-20)$$

$$C_2 = (G - G_g) / \rho_{\ell} \quad (2-21)$$

液体单相流では、(2-11)式、(2-12)式は、それぞれ次式で置換えられる。

$$\frac{D T_{\ell}}{D t} = \frac{\partial T_{\ell}}{\partial t} + u_{\ell} \frac{\partial T_{\ell}}{\partial z} = \frac{Q_{\ell}}{\rho_{\ell} C_{p\ell} g} \quad (2-22)$$

$$\dot{m} = 0 \quad (2-23)$$

(2-14) 式の代わりに、ボイド率相関又は、(2-19) 式を用いるので、(2-13) 式の $V_l + V_g$ を与える必要がある。従って、物性値、各変数の境界条件及び初期条件および次の相関式、すなわち、

- (1) ボイド率 α 又は気液相対速度 Au の相関式、
- (2) 単位体積の二相流の液相への単位時間あたりの入熱量 Q_l の相関式、
- (3) 単位体積の二相流の蒸気相への単位時間あたりの入熱量 Q_g の相関式および
- (4) 単位体積の二相流の液相と蒸気相とに働く粘性力の総和 $V_l + V_g$ すなわち、単位体積の二相流に働く粘性力の相関式

が与えられれば、(2-9) ~ (2-13) 式、(2-15) ~ (2-23) 式により、 α 、 T_g 又は T_l 、 \dot{m} 、 G 、 G_g 、 D_v 、 p 、 u_l 、 u_g が決定される。なお、(2-5) 式、(2-6) 式を(2-7) 式、(2-8) 式を用いて変形する際に、 $T_l < T_{sat}$ の場合は、 $T_g = T_{sat}$ とし、 $T_g > T_{sat}$ の場合は、 $T_l = T_{sat}$ としたので、この基礎方程式系では、飽和温度より低い温度の水(サブクール水)と飽和温度より高い温度の蒸気(過熱蒸気)の共存を考慮することはできないが、再冠水過程での炉心内熱水力現象は比較的ゆるやかなものなので問題はない。

炉心内再冠水現象の解析においては、上記の相関式(1)、(2)、(3)、(4)は、燃料棒被覆管表面温度、熱伝達率又は表面熱流速、クエンチの状況に依存しているので、ここで導いた基礎方程式系とクエンチのモデル、燃料棒内温度計算モデルと組合せる必要がある。

2.4 各流動領域の水力モデル

前節で得られた基礎方程式より、現象の表現に必要な相関式が明らかになった。本節以降では、各流動領域での水力モデル、すなわち、ボイド率又は気液相対速度の相関式および単位体積あたりの二相流に働く粘性力の相関式を導出する。各流動領域に対して、既存の相関式の使用の可能性を検討する。

(1) 液体单相流/サブクール核沸騰領域

クエンチ直後を除き、熱流束が低いので、サブクール核沸騰領域は無視できる程短い。そこでボイド率は0とし、粘性力は円管内摩擦損失の式、すなわち、層流に対して Hagen-Poiseuille⁽²⁻⁴⁾ の式、乱流に対して Blasius⁽²⁻⁴⁾ の式を用いて計算する。

(2) 飽和二相流領域

燃料棒束(バンドル)内の二相流に関する情報が乏しいので、(2.5) 節で検討する。

(3) サブクール膜沸騰領域

ボイド率は0とし、粘性力も0とする。粘性力を無視した理由は、伝熱面が薄い蒸気膜で覆われ、この膜が潤滑剤の役目をすると考えたからである。

(4) 遷移流領域

(2.5) 節で検討する。粘性力は(3)と同様に0とする。

(5) 液滴分散流領域

(2.6) 節で検討する。

(6) 過熱蒸気流領域

ボイド率は1とし、粘性力は円管内摩擦損失の式（上述のもの）を用いて計算する。

2.5 飽和二相流領域および遷移流領域の水力モデル

FLECHT low flooding 実験⁽²⁻⁵⁾において、クエンチフロントの位置が液滴分散流の開始点、すなわち、フロスレベルであり、フロスレベルより下の二相流に対するボイド率は Cunningham - Yeh の相関式⁽²⁻⁶⁾で予測できることが見いだされた。

Cunningham - Yeh の式は静水中での沸騰実験より得られたデータより導かれたものであり、水流動下の飽和二相流領域のボイド率の予測に用いるには、何らかの修正が必要である。

遷移流領域のボイド率については、参考文献がなく、飽和二相流領域のボイド率相関式を修正して適用することを検討する。

そのため、先づ、流路壁に水が付着することによる水力挙動への影響を検討し、流路壁に水が付着する飽和二相流領域と水が付着しない遷移流領域との水力挙動の差異を評価し、次に、水流動下の水力モデルについて検討し、最後に、実験的なボイド率評価法について考察する。最終的な水力モデルの確立は、第4章における一次元強制注水再冠水実験により行う。

2.5.1 流路壁への水の付着が二相流水力挙動に及ぼす影響

飽和二相流領域と遷移流領域とに対して、それぞれ図2.8のタイプ1、タイプ2のような流れの構造を仮定する。もしタイプ2において、蒸気膜の厚さが十分に薄く、蒸気膜内の蒸気流量が二相混合部分の蒸気流量に較べて無視でき、かつ、(2-14)式の右辺第2項が第1項に対して無視できる、すなわち、

$$g(\rho_l - \rho_g)(1 - \alpha) \gg V_l + V_g \quad (2-24)$$

ならば、同じ見掛けの蒸気速度はタイプ1、タイプ2に対して等しい液体の加速を与える。これは次の理由による。

蒸気膜内の蒸気相に働く粘性力を V_{gA} 、蒸気膜の断面積を S_A 、二相混合流部分の蒸気相に働く粘性力を V_{gB} 、流路断面積を S とし、 $S_A \ll S$ とする。蒸気膜内の粘性力は二相混合流部分の静圧水頭とほとんど平衡するので、

$$\frac{V_{gA}}{S_A} \approx (1 - \alpha)(\rho_l - \rho_g)g$$

また、単位体積あたりの二相流の蒸気相に働く粘性力 V_g はタイプ2の場合、次のように表わされる。

$$V_g = \frac{V_{gA} + V_{gB}}{S}$$

V_{gA} を代入し、 $S_A \ll S$ を考慮すると、 V_g は次のように表わされる。

$$V_g \approx \frac{S_A}{S}(1 - \alpha)(\rho_l - \rho_g)g + \frac{V_{gB}}{S} \approx \frac{V_{gB}}{S}$$

すなわち、蒸気膜内の蒸気相に働く粘性力は、蒸気膜の厚さが薄い場合 ($S_A \ll S$) には、無視でき、タイプ1とタイプ2において V_g は二相混合流部分の蒸気相に働く粘性力で表わすことができることがわかる。(2-14)式、(2-17)式、(2-24)式を組合せると次式が得られる。

$$\rho_l \frac{Du_l}{Dt} = \left(\frac{G - G_g}{\rho_l u_l} - 1 \right) (\rho_l - \rho_g) g + \frac{\rho_l u_l}{G - G_g} V_g + \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial D_v}{\partial z}$$

従って、液相、蒸気相の質量流量が等しい場合、タイプ1、タイプ2に対して等しい液体の加速度を与える。

液体の加速度が等しければ、液体の速度は等しくなり、(2-17)式よりタイプ1とタイプ2のボイド率が等しいことがわかる。

液相、蒸気相に対して、気液境界面での相互作用により生ずるそれぞれの粘性力の合力は、作用、反作用の関係で打消し合い、零となり、二相流全体の粘性力の総合 $V_l + V_g$ は流路壁面でのせん断力に等しい。このことを考慮して、飽和二相流領域と遷移流領域とに対して、 $V_l + V_g$ の評価を行う。

(1) 飽和二相流領域

赤川⁽²⁻⁷⁾ は、二相流の摩擦損失、従って $V_l + V_g$ 、について、次の実験式を導いた。

$$V_l + V_g = -\Delta P_{l0} (1 - \alpha)^{-1.75} \quad (2-25)$$

ここで、 ΔP_{l0} は同じ見掛けの液相速度に相当する液体单相流の圧力損失である。本相関式は、0.1 ~ 0.5 MPa の圧力範囲で、平滑円管内の垂直蒸気-水二相流に対して成立する。

加圧水型原子炉の燃料バンドル流路の水力等価直径に相当する直径 0.01 m の場合、(2-25)式による $V_l + V_g$ の計算値は、次の条件下では $g(\rho_l - \rho_g)(1 - \alpha)$ の 20% 以下であった。

$$\left. \begin{array}{l} u_{l0} \leq 0.1 \text{ m/s}, \quad \alpha \leq 0.8 \\ u_{l0} \leq 0.05 \text{ m/s}, \quad \alpha \leq 0.88 \end{array} \right\} \text{条件 A}$$

ただし、系圧力が 0.1 ~ 0.5 MPa の範囲内の場合。

(2) 遷移流領域

図 2.8 に示すように、タイプ1と同じ二相流混合物の構造をタイプ2 (遷移流領域) に仮定した。クエンチフロント下流に形成された蒸気膜は、水が伝熱面に接触するのを阻止し、蒸気膜内の蒸気流は二相混合流を保持している。蒸気膜と二相混合流とに対して、次の力の平衡の式が得られる。

蒸気膜に対して、

$$\begin{aligned} & \pi (D_l - \delta) \delta (\Delta P_{gr} + \Delta P_f) \\ & = -2 \pi \tau (D_l - \delta) \Delta Z - \pi (D_l - \delta) \delta g \rho_g \Delta Z \end{aligned} \quad (2-26)$$

二相混合流部に対して、

$$\begin{aligned} \pi (D_\ell - 2\delta)^2 (\Delta P_{gr} + \Delta P_f) / 4 &= \pi \tau (D_\ell - 2\delta) \Delta Z \\ - \pi (D_\ell - 2\delta)^2 g (\rho_g \alpha + \rho_\ell (1 - \alpha)) \Delta Z / 4 & \quad (2-27) \\ \Delta P_{gr} / \Delta Z &= -g (\rho_g \alpha + \rho_\ell (1 - \alpha)) \end{aligned}$$

と表されることを考慮して、(2-26)式、(2-27)式より次の関係を導くことができる。

$$\begin{aligned} V_\ell + V_g &= -\frac{\Delta P_f}{\Delta Z} = -\frac{2\delta}{D_\ell} \frac{\Delta P_{gr}}{\Delta Z} + \frac{2\delta \rho_g g}{D_\ell} \\ &\simeq -\frac{2\delta}{D_\ell} \frac{\Delta P_{gr}}{\Delta Z} \quad (2-28) \end{aligned}$$

蒸気膜の厚さは、膜沸騰に対する対流熱伝達率 h_{conv} から次のように評価できる。

$$\delta = \lambda / h_{conv} \quad (2-29)$$

ここで、 λ は蒸気膜の熱伝導率である。 h_{conv} は通常 $60 \sim 120 \text{ W/m}^2 \text{ K}^{(2-8)}$ である。従って、 δ は、 $0.4 \sim 0.2 \times 10^{-3} \text{ m}$ であることがわかる。

それ故、等価直径 $D_\ell = 0.01 \text{ m}$ の場合、 $V_\ell + V_g$ は重力項の約4～8%であり、粘性力は遷移流において無視できることがわかる。

以上の検討により、条件Aの下では、等価直径 D_ℓ の円管内の飽和二相流と遷移流とに対して、同じボイド率相関式が実用上適用できることがわかる。単相流における水力学的相似則に基づき、上述の結果は、水力等価直径 D_ℓ の燃料バンドル内の二相流に対しても適用可能であると考えられる。

この考えの妥当性については、第4章において実験的に検討する。

2.5.2 飽和二相流領域および遷移流領域のボイド率相関式

Nickline等は⁽²⁻⁹⁾、円管内スラグ流のボイド率の予測のための相関式として、次式を開発した。

$$u_{g0} / \alpha = 1.2 (u_{g0} + u_{\ell 0}) + 0.35 \sqrt{g D_\ell} \quad (2-30)$$

本式は、直径 $0.01 \sim 0.025 \text{ m}$ の円管内空気-水二相流に対して良い予測を与える。Butterworth⁽²⁻¹⁰⁾、Lockhart - Martinelli⁽²⁻¹¹⁾の相関式を次のように修正した。

$$\alpha^{-1} = 1 + 0.28 (u_{\ell 0} / u_{g0})^{0.46} (\rho_\ell / \rho_g)^{0.28} (\mu_\ell / \mu_g)^{0.07} \quad (2-31)$$

この式は、細い管のボイド率の予測に利用できる。

模擬燃料バンドル内での空気-水二相流のボイド率の測定結果は図2.9に示すように、同じ水力等価直径の円管に対するボイド率の予測値とは異なっており、水力等価直径 $D_\ell = 0.1 \text{ m}$ の場合のWilsonの式⁽²⁻¹²⁾又は、Cunningham - Yehの式による予測値と良い一致を示してい

る。

バンドル内空気-水二相流実験において、バンドル内流路（サブチャンネル）内の流れは隣接模擬燃料棒間の間隙を通しての横向きに交流し合うことができ、バンドル内のスラグ流の水力学的挙動は大口径円管内のそれと類似なものであることが観測された。これが、バンドル内のボイド率が大口径管のボイド率とほぼ等しい理由であると考えられる。従って、バンドル内の流速分布も水力等価直径が等しい円管内の流速分布より平坦であり、バンドル内の速度勾配は円管のものより小である。それ故、バンドル内摩擦圧力損失は、水力等価直径の等しい円管内のものより小であると考えられる。

完全分離二相流の仮定と、液相内の速度勾配が零であるとの仮定より、次の気液相対速度の式が得られる。

$$\Delta u = u_{g0} / \alpha - u_{\ell 0} / (1 - \alpha) \quad (2-32)$$

Cunningham - Yeh の相関式のデータベースとなった実験は、静水中のバンドル内沸騰実験であった。従って、液相の速度は零であり、次式が成立する。

$$\Delta u = u_{g0} / \alpha Y_{eh} \quad (2-33)$$

ここで、 αY_{eh} は Cunningham - Yeh の相関式から予測されるボイド率である。

(2-32) 式より、 α は次式で表わされる。

$$\alpha = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{u_{g0} + u_{\ell 0}}{\Delta u} - \sqrt{1 - \frac{2(u_{g0} - u_{\ell 0})}{\Delta u} + \left(\frac{u_{g0} + u_{\ell 0}}{\Delta u}\right)^2} \right\} \quad (2-34)$$

これは、(2-19) 式と同じ式である。

Cunningham - Yeh の相関式の $(u_{g0} / (u_{g0} + u_{\ell 0}))^{0.6}$ の項は、 $u_{g0} \gg u_{\ell 0}$ の場合、1 と近似できるので、 $\alpha_{1/\ell h}$ は次のように定式化できる。

$$\alpha Y_{eh} = 0.925 (\rho_g / \rho_\ell)^{0.239} (u_{g0} / u_{bcr})^a \quad (2-35)$$

ここで、

$$u_{bcr} = 1.53 (\sigma g / \rho_\ell)^{0.25} \quad (2-36)$$

$$\left. \begin{array}{l} u_{g0} / u_{bcr} < 1 \text{ の場合} \quad a = 0.67 \\ u_{g0} / u_{bcr} \geq 1 \text{ の場合} \quad a = 0.47 \end{array} \right\} \quad (2-37)$$

ただし、 αY_{eh} が 1 より大と計算された場合、 $\alpha Y_{eh} = 1$ とする。

2.5.3 軸方向圧力勾配からのボイド率の評価とその精度

ボイド率の相関式を実験的に検証するには、一般的に、

- (1) X線又は γ 線の透過減衰率によるボイド率測定、
- (2) テスト部上下端に設けた急速遮断弁の閉鎖によるボイド測定
- (3) テスト部軸方向圧力勾配からのボイド率の測定

により得られた値を予測値と比較することにより行う。(1)は、バンドル内二相流では困難であり、(2)は、空気-水系の二相流のようにテスト部下端より下で気体が発生する場合にしか利用できない。(3)は、簡便な方法であるが、摩擦圧力損失、加速圧力損失を正しく評価しないと静圧水頭が得られない。

本節においては、(3)の方法およびその精度について検討し、第4章において実験によりボイド率の検証を行う際の基礎とする。

準定常状態では、 $\partial G / \partial t$ はほぼ零であり、(2-13)式よりボイド率は次のように表わすことができる。

$$\alpha = \left(\rho_L + \frac{1}{g} \left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} + V_L + \dot{V}_g + \frac{1}{\rho_L} \frac{\partial D_v}{\partial Z} \right) \right) / (\rho_L - \rho_g) \quad (2-38)$$

ここで、 $\Delta P / \Delta Z$ は軸方向圧力勾配の測定値であり、 D_v は(2-35)式で定義されている。

2.5.1節で述べたように、飽和二相流および遷移流領域では $V_L + V_g$ はある条件下(2.5.1節の条件A)では、-20%の相対誤差となる。

液滴分散流においては、流れの中の液滴が蒸気流の半径方向流速分布を乱さないと仮定すれば、 $V_L + V_g$ は次式で表わされる。

$$V_L + V_g = F (\rho_g / D_L) u_g^2 / 2 \quad (2-39)$$

ここで、 F は直径 D_L の円管内蒸気流の抵抗係数であり、Blasiusの式で評価する。液滴分散流に対して、系圧力 0.2 MPa、蒸気流速 15 m/s の場合、ボイド率の誤差は -4.5% の絶対誤差となる。

$(1 / \rho_L) \partial D_v / \partial Z$ は、局所見掛け蒸気速度とボイド率相関式とが定めれば評価できる。それ故、ボイド率は、圧力勾配より計算できることがわかる。

もしも、 $V_L + V_g$ と $(1 / \rho_L) \partial D_v / \partial Z$ の項が暫定的に定められたボイド率相関式に対して無視できる場合は、計算の便宜上次式を用いる。

$$\alpha = (\rho_L + (1/g) \Delta P / \Delta Z) / (\rho_L - \rho_g) \quad (2-40)$$

2.6 液滴分散流領域の水力モデル

従来の二相流における液滴分散流(又は、噴霧流、ミストフロー)の出現は、高蒸気流速の場合のみであった。又、その場合においても、水は流路壁に付着できるので、一般には、水は流路の内壁に沿って環状に流れ、一部の水が環状の液膜より分離し液滴流となり、又、一部の液滴が環状液膜に捕獲されるというように環状流と液滴流との共存する環状噴霧流が現われた。特に高蒸気流速の場合のみ、環状液膜流が消失し、液滴のみの流れとなった。

再冠水過程においては、未クエンチ部の伝熱面に水が付着できないので、何らかの原因で液滴が発生すれば、比較的蒸気流速が低くとも液滴分散流となる可能性がある。しかし低蒸気流速の場合、液滴の合体を阻止する程蒸気が運動エネルギーを有しておらず、何らかの原因で液滴が合体

し、大きな液塊の流れとなる可能性もある。

そこで、液滴分散流についての水力モデルを作成するために、液滴発生についての検討、液滴の浮遊に関して終端速度の式の使用の妥当性および液滴の抗力係数についての検討、浮遊液滴の合体および分裂についての検討を行い、液滴分散流の水力モデルの導出を行う。この水力モデルの評価は、第4章において、一次元強制注水再冠水実験により行う。

2.6.1 液滴の発生

1. 従来の研究

環状流中での液滴発生として、一般に図 2.10 に示す二つの形式が考えられている^{(2-13), (2-14)}。図 2.10 (a) は気相流速が高い場合に現われるものであり、大きく成長した乱れ波の先端が気流により引きのばされ、その薄い液膜が破断して液滴を発生する過程である。もう一つの過程は比較的気相流速が低い場合に現われるものであり、液膜の脈動をともなう上昇流又は、フラッディングを起している下降流において、界面上の不安定になった乱れ波の大波が気流中に大きく突出し、根本が切れて径の大きい一次液滴を生じ、それが気流中で更にいくつかの液滴に分裂する過程である。しかしその他に、乱れた液膜中に巻込まれた気泡の界面での破裂、沸騰により生成された気泡の気液界面での破裂によっても液滴は発生する。

図 2.11 は Wallis⁽²⁻¹⁵⁾ の上昇二相流の液滴流量についての測定例であり、液滴流量が下降流では気相流速とともに増大するのに対して、上昇流では、気相流速を低下させると流動様式が環状流からスラグ流に近づき、図 2.10 (b) の液滴発生過程により液滴流量が増加する。そのため、気相流速に対して極小値を持つ。しかし、上昇流でも安定な環状流を示す高い気相流速範囲では下降流の液滴流量に近い値となる。

この液滴発生機構をクエンチフロントでの液滴発生に適用すると、図 2.12 に示すような液滴発生状況を考えることができる。図 2.12 (a) は、液柱型クエンチの場合の液滴発生を示す。クエンチフロントの上にサブクール水の液柱があり、その上に飽和水の遷移流領域がある。遷移流領域の下端付近では蒸気流速も低く、図 2.10 (b) に対応した液滴発生過程が考えられる。図 2.12 (b) は、ドライアウト型クエンチの場合の液滴発生を示す。クエンチフロントの上方に達した水はクエンチフロントに架橋し、図 2.10 (b) のように液滴となる。両方の場合において液滴発生開始点より下方では、液相は十分に安定しているが、上方では、液相は伝熱面に付着できず、液相の運動の拘束がないので、液相の形状が乱れ、大きな脈動を生ずる。

特に流路が1次元的な場合には、液相の脈動により液体が気流中に大きく突出し、液体が気流により加速され、引き千切られ、更にいくつかの液滴に分裂する可能性が高い。これは、液相の形状の乱れが気流の完全閉塞を生じさせ易いからである。

流路がバンドル形状であり、かつ大きな断面積を有する場合、液相の形状の乱れが生ずると部分的な気流のバイパスが生じ、液体の加速が弱まり、液滴の発生が抑えられるものとする。

従来の二相流においては、液体は伝熱面への付着ができ、そのため、液相の運動はある程度拘束され、液相の大きな乱れは生じにくかった。それ故、従来の二相流からの液滴発生の条件と再冠水時の二相流からの液滴発生の条件は異なるものと考えられるが、ここでは先づ、従来の二相流からの液滴発生について検討を行う。

環状流において、気流からの動圧による力（ $\rho_g \Delta u^2 \Delta h$ に比例）が表面張力による力（ σ に比例）より大なる場合に液滴が発生すると考えると、両方の力の比すなわち、Weber 数

$$We = \rho_g \Delta u^2 \Delta h / \sigma \quad (2-41)$$

が液滴発生限界に関係する特性数である。ここで Δu は気液相対速、 Δh は環状流の液膜の代表寸法である⁽²⁻¹⁵⁾。

Woodmansee⁽²⁻¹⁶⁾等によると、 Δh として環状流液膜上の波の最大高さと最小高さとの差、すなわち、乱れ波の高さを用いると、 $We_c = 5.5$ 、最小高さの二倍をとると、 $We_c = 1.5$ である。

Steen⁽²⁻¹⁸⁾ は圧力をパラメータとして下降流の実験を行い、液滴発生を生ずる最小蒸気流速は次式で定まることを見出した。

$$\frac{u_g \mu_g}{\sigma} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/2} = \pi_2 > 2.46 \times 10^{-4} \quad (2-42)$$

Wallis⁽²⁻¹⁷⁾ は、図 2.13 のようなエントレインメント率の相関を示した。エントレインメント率は、発生液滴流量の流入液体流量に対する比と定義される。次式は図中のエントレインメント率 E の相関の近似式であり、図中に点線で示す。

$$E = 23.53 \times (\pi_2 - 2.46 \times 10^{-4})^{1/2} \quad (2-43)$$

(2-43) 式の関係は、液膜の厚い流れについてよい相関を示したが、液膜の薄い流れについては液膜の粘性が関係し、相関が成立していないと云われている。Wallis の曲線において、エントレインメント率が零の点は、気体流量の増加に対するエントレインメント率がリニアに増加していることを考慮して、プロットした曲線の直線部を外挿して求めたものである。

前述したように、下降流では問題がないが、上昇流では、低蒸気流速になるとエントレインメント率は流速の低下とともに増加する。従って、(2-43) 式の関係は、蒸気流速が高く、エントレインメント率が単調増加する場合にのみ適用できることがわかる。

低蒸気流速の上昇流⁽²⁻¹⁵⁾ では、蒸気流速の低下とともにエントレインメント率が単調に増加する。外挿して、エントレインメント率が零となる点を Wallis は下方臨界蒸気流速と呼んでいる。この流速以上ではフラッキングが生じないので、液体は下降せず、気液界面が安定となり、液滴が発生しにくくなるためである。すなわち、下方臨界蒸気流速以下では、流れはスラグ流であり、局所的には、液体は上下動を繰り返しているが、下方臨界蒸気流速以上では、環状流に遷移して流れは安定となる。

液体の流速が増加すると、スラグ流から環状流への遷移は蒸気流速のより高い状況で生ずるようになり、液滴の生じない環状流が存在しなくなり、エントレインメント率が零の領域がなくなる。

具体的な数値を考えてみると、再冠水過程における J_g^* , J_l^* は次の通りである。

$$J_g^* = u_g \left[\rho_g / g D_e (\rho_l - \rho_g) \right]^{1/2} = 0 \sim 2.5$$

(u_g : 0 ~ 30 m/s, 0.2 MPa の場合)

$$J_{\ell}^* = u_{\ell} \left[\rho_{\ell} / g D_c (\rho_{\ell} - \rho_g) \right]^{1/2} = 0.023 \sim 0.58$$

$$(u_{\ell} : 1 \times 10^{-2} \sim 25 \times 10^{-2} \text{ m/s})$$

FLECHT low flooding 実験において、蒸気流速が約 1.5 m/s で液滴が生じたことを考えると、 $J_g^* \sim 0.15$ で液滴が発生したことになる。これは、図 2.12 において、下方臨界蒸気速度以下での液滴発生が再冠水過程においても主たる原因であろうと推測させる十分なる根拠であると考えられる。しかし、低蒸気流速の蒸気流中に浮遊できる液滴の径はかなり小さいものとなる。

Wong と Hochreiter⁽²⁻¹⁹⁾ は、PWR-FLECHT 実験における模擬炉心内熱伝達を解析し、 $0.762 \times 10^{-3} \text{ m}$ の液滴径を仮定し、蒸気と液滴との相対速度を液滴の終端速度と考えると、熱伝達率の測定結果を十分に説明できると述べているが、蒸気流速が気液相対速度より低い再冠水開始直後の説明ができない。

単一の液滴径を考えた場合、低蒸気流速の液滴の発生と炉心内の熱伝達とを同時に合理的に説明することは出来ず、何らかの液滴径分布又は、液滴径の時間的变化を考えねば現象の説明が出来ないことがわかる。

そこで、液滴径の分布を考えることにする。抜山と棚沢⁽²⁻²⁰⁾ はスプレーノズルから発生する液滴の液滴径分布関数を求め、次式を得た。

$$P(D_d) = 32 \frac{D_d^2}{D_0^3} e^{-4 D_d / D_0} \quad (2-44)$$

ここで、 D_0 は最大安定液滴の液滴径であり、臨界ウェーバー数 We_c によって決定される。

We_c は次式のように定義され、球形液滴の表面張力による表面エネルギーと液滴が浮遊している気流の運動エネルギーとの比を表わしている。

$$We_c = \rho_g \Delta u_c^2 D_0 / \sigma \quad (2-45)$$

気流の運動エネルギーの一部が圧力変動として液滴に伝播されると、液滴の保有エネルギーは増加する。液滴の表面エネルギーは有限であるので、気流速度が増加し、液滴の保有エネルギーが増加すると、ある気液相対速度 Δu_c (臨界スリップ速度と呼ぶ。) において液滴は分裂し、個々の液滴の表面エネルギーは減少し、分裂液滴全部の表面エネルギーの和は、増加する。

臨界ウェーバー数は、多くの研究者によりまとめられている。Groeneveld⁽²⁻²¹⁾ のレビューによると、 We_c は表 2.1 に示すようにまとめられ、一色の値 $We_c = 6.5$ が推奨されている。

Thurgood 等は⁽²⁻²²⁾、COBRA-TF コードのモデルとして、(2-44) 式の分布を考え、それらの液滴径の液滴の中で、終端速度が蒸気速度に等しくなる液滴径 D_{max} のものより小なる液滴のみが蒸気流中に浮遊すると仮定した。それ故、蒸気流中に吹上げられる液滴の流量の全液体流量に対する割合 η は、次式で表わされた。

$$\eta = \int_0^{D_{max}} D_d^3 P(D_d) dD_d / \int_0^{\infty} D_d^3 P(D_d) dD_d \quad (2-46)$$

このモデルは、Andersen により REMI/HEAT COOL コードにおいて BWR コアスプレーからの液滴のキャリオーバーモデルとして用いられており、Lahey により推奨されているものである⁽²⁻²³⁾。

Thurgood 等の用いたモデルは、コアスプレーからの液滴のキャリオーバー量を求める場合のように、ある最大液滴径より大なる液滴が重力により分離され、残りの液滴がキャリオーバーされる現象の解析には適しているが、炉心下端よりの再冠水現象のように水が炉心下端より供給され、クエンチフロント部分で液滴となる現象の評価のためには適当でない。

なぜならば、重力により分離した液滴は液滴発生点に戻り、この還流した水も液滴発生のための液体の一部となるからである。すなわち、液体のリフラックスを考慮した場合、準定常状態を考えると、液滴発生点付近には大きな液滴又は、液塊が漂い、液滴発生点を通じた液体は、ほとんど全て液滴となるからである。もし、単位時間あたりの液滴発生点通過液体の量と発生液滴量との間に差があれば、液滴発生点より上に漂流する液塊が成長するはずであるが、初期を除いてその成長速度は通過液体量に対応した成長速度に較べて十分に低いので⁽²⁻²⁴⁾、近似的には、通過液体は全量液滴となると考えられる。

2. 液滴発生モデル

従来の研究の検討結果にもとづいて、以下に述べるモデルを用いることとする。

液体の還流がない場合の発生液滴の液滴径の分布形を図 2.14 のように考える。 D_{\min} は最小液滴、 D_{\max} は液滴発生点での蒸気流速により蒸気流中に浮遊できる最大液滴径を示す。液滴発生開始点では、A の領域の液滴は蒸気流に浮遊し上昇するが、B の領域の液滴は発生時の初速によりある程度上昇するが重力に抗しきれずに落下し、液滴発生開始点に還流する。それ故、B の領域のものは、ある割合で A の領域の液滴を生成する。

A の領域の液滴の発生割合を η とし、還流量を含めた液滴発生開始点での液体の流量を G_l とすると、A の領域の液滴発生量 G_A は次式で表わされる。

$$G_A = G_l \times \eta$$

従って、発生点への還流量が還流量を除いた正味の液滴発生開始点通過流量の $(\frac{1}{\eta} - 1)$ 倍あれば、液滴発生開始点では、通過液体は全て A の領域の液滴となることがわかる。液滴発生開始点付近ではフラッシングが生じており発生点近傍に蓄積した液体は間欠的に落下、吹上げを繰り返しており、A 領域の液滴発生量が少なく、発生点通過液体流量がより多ければ、B 領域の液体の蓄積が増加し、フラッシングによる液体の落下が増加し、液滴発生量の増加を生じさせる。このように準定常状態を考えると、自動的に液滴発生量は液滴発生開始点での正味の液体通過流量に等しくなることがわかる。

そこで、液滴発生開始点は、クエンチフロントより上方にあり、気液相対速度が液滴径 D_{\min} の液滴浮遊に十分であれば、その点の通過液体は全て液滴となり、液滴分散流が生ずるものと仮定する。この仮定は実験により確める。液滴分散流の発生点をフロスレベルと定義する。

この仮定によれば、液滴分散流発生点の上方に蒸気流中に浮遊できない液体の存在する領域があることになる。この領域を液体高密度領域と定義し、2.6.3 で検討を行う。

FLECHT SEASET 実験⁽²⁻²⁴⁾ において、液滴の直径の頻度分布の測定を行っている。その結果によると、一般に、最大頻度の液滴径が $0.7 \sim 0.8 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、最小液滴径が約 $0.2 \times 10^{-3} \text{ m}$ であり、液滴径がかなり広く分布していることがわかる。(2-44) 式からの類推により、最大頻度の液滴径が臨界ウェーバー数によって決定されると考え、最小液滴径はこの臨界液滴径に

比例したものとする。そして、最小気液相対速度は、臨界ウェーバー数に対する臨界スリップ速度 Δu_c に比例するものと仮定し、 $a \cdot \Delta u_c$ と表わすことにする。臨界ウェーバー数 We_c および a は FLECHT low flooding 実験、FLECHT SEASET 実験より決定する。

2.6.2 液滴の浮遊

1. 液滴の気液相対速度と終端速度

一般に、液滴の気液相対速度として液滴の終端速度が用いられている。終端速度とは、一般に、広い気体空間中を液滴が自由落下する場合のその最終的な到達速度を意味し、液滴に働く重力と抗力との平衡した状態での気液相対速度に等しい。従って、終端速度を Δu_t とすると、次式が成立する。

$$\frac{1}{2} C_D \rho_l \Delta u_t^2 \cdot \frac{1}{4} \pi D_d^2 = (\rho_l - \rho_g) g \cdot \frac{3}{4} \pi \left(\frac{D_d}{2}\right)^3 \quad (2-47)$$

一方、狭い流路の蒸気流中に液滴を浮遊させる場合に必要な気液相対速度、ここでは臨界スリップ速度と定義し、 Δu_c と記す、は、液体の加速が零 ($Du_l/D_t = 0$) として、(2-14) 式により求めることができる。

定常流を考え、 $\partial G/\partial t = 0$ とし、液滴は水の剛体球であり、かつ、蒸気相の半径方向速度分布は円管内蒸気単相流のそれと同じであると仮定すると、次式が導かれる。

$$\Delta u_c = \sqrt{\frac{(\rho_l - \rho_g)g - (1-\alpha)(\rho_l - \rho_g)g - (1/\rho_l)(\partial D_v/\partial Z)}{(3/4)\rho_l C_D/D_d + \rho_g F/(2D_l)}} \quad (2-48)$$

ここで、 F は直径 D_e の円管内の流れの摩擦係数であり、 C_D は直径 D_d の球と見なした液滴の抗力係数である。

上式は、1次元完全分離二相流に対する定常状態での臨界スリップ速度の厳密解であり、右辺の平方根内の分子の第1項は液滴に働く重力の効果を、第2項は静圧水頭による流路内圧力勾配の効果を、第3項は蒸気速度の変化による加速の効果を示している。分母の第1項は液滴の抗力の効果を、第2項は蒸気流の摩擦損失によって生じた圧力勾配の影響の効果を示す。

上式の右辺の分子と分母の各第1項以外を無視すれば、(2-47) 式と上式とは同じ形になり、 $\Delta u_c = \Delta u_t$ となる。

そこで、この仮定が成立するか否かを調べる。分子第2項は、一般にボイド率 $\alpha \approx 1$ であるので無視できる。分子第3項は、次のように評価できる。

$$(1/\rho_l)(\partial D_v/\partial Z) = \partial(u_g G_g + u_l G_l)/\partial Z$$

であり、スリップ速度が蒸気流速に較べて小であれば、 $u_g \doteq u_l$ であり、従って、次式が成立する。

$$(1/\rho_l)(\partial D_v/\partial Z) \doteq G(\partial u_g/\partial Z)$$

再冠水過程では、PWR の 15 × 15 型燃料体に対して、線出力密度は高々 3 kW/m であり、

系圧力が0.2 MPaとして、分子の第3項は第1項の約10%であり、実用上、第3項は十分無視できることがわかる。

分母の第2項は、PWRの15×15型燃料体の流路と等価な水力直径を有する円管を考え、 $D_L = 0.01 \text{ m}$, $u_g = 10 \text{ m/s}$ 、系圧力=0.2 MPa、円管の摩擦損失係数を用い、 $D_d = 0.001 \text{ m}$, $C_D = 0.4$ とすると、第1項の約1%であり、実用上、十分無視できることがわかる。

このようにして、燃料棒束内の摩擦損失係数が等価水力直径 D_L の円管のそれと同じであると仮定できれば、(2-47)式と(2-48)式とは、ほぼ等価であることがわかる。しかし、気泡流での液相の半径方向速度分布が特に流路壁近傍で気泡のために乱され、速度勾配が大となっていることから考えて、液滴分散流でも液滴による蒸気流の速度分布の変化が問題となる可能性がある。この場合には、(2-48)式にもとづいてスリップ速度を評価しなければならない。しかし実際上、 F の評価が困難であり、 C_D を補正して分母第2項の効果を近似的に表わし、実測された Δu_c と D_d との関係を満すようにする以外に実際的な解決方法はない。

従って、本研究においては、従来通りの終端速度(2-47)式による Δu_t を臨界スリップ速度 Δu_c と等しいとして解析を行い、実験結果と解析結果との間に矛盾を生じた場合に C_D を補正することとする。

2. 液滴の形状と抗力係数

FLECHT low flooding 実験においては、蒸気流速が約1.5 m/sで液滴分散流が現われたが、これは、液滴の浮遊も低蒸気流速で生じたことを意味している。ここでは、液滴の終端速度の評価に必要な液滴の抗力係数についての検討を行う。

まず、液滴が剛体球として考えられるか否かを調べる。液滴の重力による上下方向の静圧差と表面張力による収縮圧とを考えると、それぞれ、 $D_d(\rho_L - \rho_g)g$, $2\sigma/(D_d/2)$ となり、剛体とみなせるためには少なくとも次式が成立する必要がある。

$$D_d(\rho_L - \rho_g)g < 4\sigma/D_d$$

Bond⁽²⁻²⁵⁾ は上式より、

$$D_d^2(\rho_L - \rho_g)g/(4\sigma) \geq 1$$

を流体、剛体の判定条件とした。左辺はBond数と呼ばれている。

0.1 MPaの場合、 $D_d = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$ とすると、Bond数は、0.16であり、直径 $2 \times 10^{-3} \text{ m}$ 以下では、液滴は十分に剛体球として扱えることがわかる。

剛体球の抗力係数は、図2.15に示すように、レイノルズ数の関数で表わされる。この曲線を折線近似すると、次式のように示される。

$$\begin{aligned} C_D &= 24/Re & (Re < 2) \\ C_D &= 17.5 Re^{-0.5473} & (2 \leq Re < 1000) \\ C_D &= 0.4 & (Re > 1000) \end{aligned} \quad (2-49)$$

Ingebo⁽²⁻²⁶⁾は、気流中で加速されている球および蒸発液滴の抗力係数を実験的に求め、次式を得た。

$$C_D = 27 \text{Re}^{-0.84} \quad (2-50)$$

$$C_{D \min} = 0.4$$

Wong と Hochreiter⁽²⁻¹⁹⁾は、液滴の終端速度を求めるため、液滴の抗力係数として次式を用いた。

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_d} + \frac{6}{1 + \text{Re}_d^{0.5}} + 0.4 \quad (2-51)$$

これらの C_D の値を図 2.15 に示す。(2-51) 式は、レイノルズ数が約 100 ~ 10000 で (2-49) 式による C_D より大なる値を与えるが、レイノルズ数対 C_D の関係は傾向的に類似のものである。Ingebo の式は $1.8 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ 程度の高い加速度が液滴に働く条件下での実験結果から導かれたものであり、再冠水過程での液滴発生が低蒸気流速で生ずることを考えると、再冠水過程への Ingebo の式の適用は不相当と考えられる。

なお、液滴の蒸発効果については、(1) 蒸発による液滴表面の境界層厚さ、境界層内蒸気物性値の変化、(2) はく離点の位置の変化、(3) 液滴後流領域への発生蒸気の流入による圧力回復の促進等が考えられる。荒木らの研究⁽²⁻²⁹⁾によれば、(2) の効果はほとんどなく、(1) の効果による表面摩擦抗力の減少も小であり、抗力係数変化の主な要因は (3) の効果であり、蒸発により抗力係数が減少する、という結果が得られている。Eisenklam らの研究⁽²⁻²⁷⁾も含め、いくつかの研究がなされているが、広い範囲のレイノルズ数に対する定式化された関係式はない。

以上の検討に基づき、液滴を剛体球とみなし、抗力係数として、(2-49) 式を採用し、蒸発による抗力係数の変化を無視する。

図 2.16 に、抗力係数として (2-49) 式を用いた場合の臨界ウェーバ数 Wec に対する液滴径、気液相対速度の計算結果を示す。本計算は、重力と抗力との力のつり合いと臨界ウェーバ数とを考慮して行ったものである。 $Wec \approx 0.1$ の場合、FLECHT low flooding 実験の結果（液滴径：約 $0.75 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、気液相対速度：最低 1.5 m/s ）とも比較的良好一致を示していることがわかる。

そこで、臨界ウェーバ数を一応 0.1 と定め、2.6.1 で導入した最小気液相対速度の臨界スリップ速度に対する比 a を 0.01 と定める。

2.6.3 液体高密度区間

液滴発生開始点の上方に蒸気流中に浮遊するには大なる液滴又は液塊の存在を 2.6.1 において仮定した。ここでは、その妥当性の検討とその特性についての検討を行う。

Ihle 等⁽²⁻²⁸⁾による FEBA 実験および FLECHT low flooding⁽²⁻⁵⁾ 実験によれば、クエンチフロントが蒸気温度測定プローブより 0.3 ~ 0.4 m 下方に近づくと、蒸気温度の指示値は飽和温度を示すか、又は、飽和温度と過熱温度との間の振動を示すようになる。又、熱伝達率も変化し、膜沸騰熱伝達率でほぼ表わすことができるようになる。これは、液体の存在率の高い区間がクエンチフロント上に形成されていることを示している。

図 2.17 (a) は、筆者の指摘にもとづいて、Lee 等が FLECHT-SEASET 実験⁽²⁻²⁴⁾ におい

て実測した熱伝達率の遷移点とクエンチフロント位置との関係の1例である。

$2.5 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ 以下の冠水速度では、遷移点とクエンチフロントとの距離は約 0.3 m である。

図 2.17(b) は、1.83 m と 2.13 m の圧力タップ間の差圧から計算された同一実験の平均ボイド率である。遷移点が 1.83 m の高さに達した時刻 A にボイド率が低下し始め、液体がこの区間に蓄積し始めたことがわかる。クエンチフロントが 1.83 m の高さに到達した時刻 B よりボイド率は急速に低下し始め、クエンチフロントが 2.13 m の高さに到達した時刻 C よりボイド率の変化はゆるやかとなる。このように図から、遷移点が測定区間に到達するまではボイド率がほぼ 1 であり、液滴分散流が存在しており、遷移点の下には液体の密度の比較的高い区間が存在していることが推定できる。

以上の検討にもとづき、液体高密度区間の存在は妥当なものであると考える。そして、この区間の長さを 0.3 m と定め、ボイド率は遷移流領域のもので表わされると仮定する。

2.6.4 液滴の合体と分裂

発生した液滴が蒸気流中に浮遊し、燃料棒束内の流路を移動する時、液滴の周囲の気流状態が変化したり、他の液滴と干渉し合ったりするようになり、そのため、液滴の分裂および合体が生ずるようになると考えられる。

FLECHT low flooding 実験における炉心ボイド率の時間的変化を模式的に示すと、図 2.18 のようになる。ボイド率は、2つの異なる高さ (Level $N-N+1$, $N=0.5$) の区間の差圧から換算された平均ボイド率を示している。各区間の長さは、2 フィート (0.3048 m) である。

Type 1 では、クエンチフロントより上方でのボイド率は約 1.0 であり、クエンチフロントがボイド率の測定区間の下端に到達すると、ボイド率は急速に低下し始め、クエンチフロントが測定区間上端に達するとボイド率はゆるやかに低下し始める。そして、各測定区間に対応したボイド率は、その高さ位置の順に 1 区間ずつ低下する。

それに対して、Type 2 では、下方の測定区間を除き、各測定区間のボイド率はほとんど同時に低下し始める。

図 2.19 に FLECHT low flooding 実験におけるボイド率変化のパターンを Type 1, 2 に分類した結果について示す。

初期被覆管温度が 420 K 程度の低温の場合、又は、冠水速度が $3.8 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ (1.5 inch/s) より速い場合のみ、Type 2 が現われた。冠水速度が $2 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ (0.8 inch/s) の場合、初期被覆管温度が 470 K 以上では Type 1 であった。初期被覆管温度が 1140 K 程度では、冠水速度が $3.8 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ であっても明確には Type 2 の状態が現われなかったが、実験後半のある時刻に Type 2 の状態が現われた。

液滴分散流のボイド率は、約 1.0 と考えられるから、ボイド率の低下は、液滴分散流での水の存在率に較べてかなり多量の水が炉心に存在するようになることを意味している。本研究においては、ボイド率が 0.95 以下 (すなわち、水の存在率が 5% 以上) となることを炉心内蓄水、又は、テスト部内蓄水と定義する。

炉心内蓄水現象についての検討を行う。発生時の液滴は発生点での蒸気流速より低い気液相対速度を有する液滴径のものであり、臨界ウェーバー数に対応した臨界スリップ速度を有する液滴

径より十分に小さいものである。従って、何らかの作用により発生時の液滴が合体を起せば、臨界スリップ速度を有する液滴径（臨界直径と呼ぶ。）まで液滴の成長が可能である。

それ以上の大きさの液滴は、蒸気流の乱流エネルギーにより表面エネルギーがより大なる状態、すなわち、より小なる液滴に分裂する。しかし、分裂する速度より速く合体が生じた場合、臨界直径以上の液滴を生じ、蒸気流速より速い気液付対速度を有する故にそれらの液滴は沈降し始め、クエンチフロント直上部の液体高密度区間又は、グリッドスペーサ上部に蓄積する。グリッドスペーサ上部への蓄水は、水力等価直径の小なるグリッドスペーサ部で上向き蒸気流による対向流抑制（Counter Current Flow Limitation）現象によって生ずるものと考えられる。

液滴の合体は次の原因で起るものと考えられる。

- (1) 低温壁面への液滴再付着による液膜生成と液膜の液滴捕獲
- (2) 炉心部又は、炉心上部での液滴の構造物への衝突による液滴の分離、合体
- (3) 低速又は沈降しつつある液滴、液塊、液膜による液滴捕獲
- (4) 対向流抑制の破壊による炉心部への落下水による液滴捕獲

液滴の合体により、炉心蓄水が生じ、ボイド率が低下する場合、その下限値は未クエンチ部での液体の最大存在率に対応したボイド率と考えられるので、遷移流のボイド率と仮定する。

液滴の分裂が卓越している場合は、臨界スリップ速度に対応したボイド率となると仮定する。

液滴の合体と分裂のバランスを考えることとする。液滴分散流が生ずるためには、液滴発生開始点において、気相-液相間の相間摩擦力 Δp_f が液滴分散流が生ずる場合の液体の加速力 Δp_a に等しくなければならない。そこで次の仮定を行い、定性的な評価を試みることとする。

- (1) 液滴発生開始点への還流量も含めた液体の質量流量を G_ℓ とし、液滴発生開始点の前後でボイド率が α_0 から α_1 に変化する。
- (2) 相間摩擦力の相関式として赤川の円管に対する式⁽²⁻⁷⁾が成立する。ただし、補正係数 C 、作用長さ Δx を考える。

従って、

$$\Delta p_a = G_\ell^2 \left(\frac{1}{1 - \alpha_1} - \frac{1}{1 - \alpha_0} \right) / \rho_\ell \quad (2-52)$$

$$\Delta p_f = C (1 - \alpha_0)^{-1.75} \Delta p_\ell \quad (2-53)$$

ここで、

$$\Delta p_\ell = (F / 2D \rho_\ell) G_\ell^2 \cdot \Delta x$$

$$F = 64 / (G_\ell D / \nu \rho_\ell) \quad (\text{層流の場合})$$

$$F = 0.3164 / (G_\ell D / \nu \rho_\ell)^{0.25} \quad (\text{乱流の場合})$$

一般に、液滴分散流では、 $1 / (1 - \alpha_1) \gg 1 / (1 - \alpha_0)$ であるから、次式が成立する。

$$\frac{\Delta p_f}{\Delta p_a} = \frac{F}{2} \frac{1 - \alpha_1}{(1 - \alpha_0)^{1.75}} \frac{C \Delta x}{D} \quad (2-54)$$

C_{dx}/D の値が不明であるが、定性的には、液体流量が小であれば F は大であり、蒸気流量が大であれば α_0 は大であるので、 $\Delta p_f / \Delta p_a$ が大であることがわかる。 $\Delta p_f \geq \Delta p_a$ であれば、液滴は加速され、液滴分散流が現われ、炉心蓄水が生じにくいと考えられるので、液滴発生開始点での蒸気流速と発生開始点での液体の還流量を含めた液体の流量とが共に、Type 1, 2 の決定に大きな影響を与えているものと考えられる。

FLECHT low flooding 実験においては、テスト部外管の肉厚が厚く、ほとんどの実験においてテスト部外管は加熱され、発熱棒のクエンチとほとんど同時に同じ高さの外管はクエンチを生じ、クエンチ点での蓄熱量の放出は発熱棒だけのその約2倍となった。しかも、同実験のテスト部の発熱棒は炉心上端において何ら流路形状の変化を与えずに上方に貫通しており、その結果、テスト部上端での液滴の構造物との衝突が起らず液体のテスト部への還流が少なかったものと思われる。それ故、この実験においては、ほとんどの場合に炉心蓄水が生じなかったものと思われる。

しかし、現状では、合体率、分裂率についての定量的なモデルを決定するための情報がないので、本解析においては、炉心蓄水のない場合、炉心蓄水ありの場合の二つのケースについて解析を行う。

なお、液滴の合体率は、液体の存在率の関数と仮定し、その最大合体率は、局所液体流量 G_L に比例すると考える。液体高密度区間では合体率は他の部分より高いものとする。これらの仮定にもとづいてボイド率変化を示すと次のようになる。

$$\frac{d(1-\alpha)}{dt} = f(1-\alpha) \quad (2-55)$$

$$\rho_L \left(\frac{d(1-\alpha)}{dt} \right)_{\max} = C_1 G_L \quad (\text{液体高密度区間}) \quad (2-56)$$

$$\rho_L \left(\frac{d(1-\alpha)}{dt} \right)_{\max} = C_2 G_L \quad (\text{その他の区間})$$

2.6.5 液滴分散流水力モデルのまとめ

以上をまとめると液滴分散流水力モデルは次のようにまとめられる。

- (1) 液滴発生開始点は、クエンチフロントより上方にあり、気液相対速度 Δu が臨界スリップ速度 Δu_c の a 倍以上である点である。臨界スリップ速度は臨界ウェーバー数 We_c と液滴の終端速度によって定まる。 a を0.01とする。
- (2) 臨界ウェーバー数を一応0.1とする。
- (3) 液滴の抗力係数は(2-49)式で表わされる。
- (4) 液滴発生開始点を通過した液体は全て浮遊可能な液滴となる。液滴径はある頻度分布をもって表わされる。
- (5) 液滴の気液相対速度は液滴の終端速度で表わされる。
- (6) 液滴発生開始点の上方に Δl の長さの液体高密度区間が存在する。 Δl を0.3 m とする。ボ

イド率は、遷移流領域のもので表わされる。

- (7) 液滴の合体が卓越していれば、ボイド率の下限值は遷移流領域でのボイド率となる。
- (8) 液滴の分裂が卓越していれば、ボイド率の下限值は臨界スリップ速度に対するボイド率となる。
- (9) 液滴の合体は(2-55)式、(2-56)式で表わされるものとし、実験により関数形、未知数を定めるものとする。

2.7 本章の結論

本章においては、再冠水過程における炉心内流動様式の検討、炉心内熱水力現象の基礎方程式の導出、炉心内水力モデルの検討を行った。そして、以下の結論を得た。

- (1) PWR-FLECHT 実験結果の評価ならびに石英単管実験による観測結果の分析により、炉心内流動様式の検討を行い、いくつかの流動領域に分類した。すなわち、(i) 液体単相流領域、(ii) サブクール核沸騰領域、(iii) サブクール膜沸騰領域、(iv) 遷移流領域、(v) 液滴分散流領域、(vi) 液滴再付着領域である。クエンチフロントでの液体が飽和温度の場合には、(ii) は飽和二相流領域となり、(iii) は消失する。又、水が存在しない場合には、過熱蒸気流領域が生ずる。
- (2) 炉心内再冠水現象を数学的に記述するために、完全分離1次元二相流を仮定し、基礎方程式(2-1)式～(2-23)式を導出した。そして局所ボイド率又は、気液相対速度、気相、液相への熱入力、気相、液相の粘性力の総和を定めれば、現象が確定できることを示した。
- (3) 各流動領域の水力モデルの検討を行い、(i) 液体単相流領域、サブクール核沸騰領域、(ii) サブクール膜沸騰領域、(iii) 過熱蒸気流領域に対する水力モデルを提示した。
- (4) 飽和二相流、遷移流領域のボイド率については、静水中の燃料棒束に対するCunningham-Yehの式(2-35)式を修正し、(2-33)式のような気液相対速度を求め、(2-34)式に代入することにより液体の速度を考慮したボイド率を計算する方法を定めた。
- (5) 液滴分散流については、液滴の発生がクエンチフロントの直上部でのフラッキング現象による乱れ波の発生によっていることを明らかにした。更に、発生した液滴が蒸気流中に浮遊する条件を検討し、剛体球の抗力係数についての(2-49)式を用いた終端速度がよい結果を与えることを示した。従って、クエンチフロントを液体が通過し、液滴を浮遊させるに十分なる気液相対速度が存在すれば、液滴は発生するというモデルが導出された。液滴を浮遊させる最小気液相対速度は臨界ウェーバー数 We_c と終端速度とによって定まる臨界スリップ速度 Δu_c の a 倍 ($a < 1$) とした。

液滴発生点の直上部には長さ Δl の液体高密度区間が存在し、そのボイド率は、遷移流領域でのボイド率となると定めた。

液滴の合体、分裂についての仮定および a 、 We_c 、 Δl についての暫定値は、2.6.5に示した。

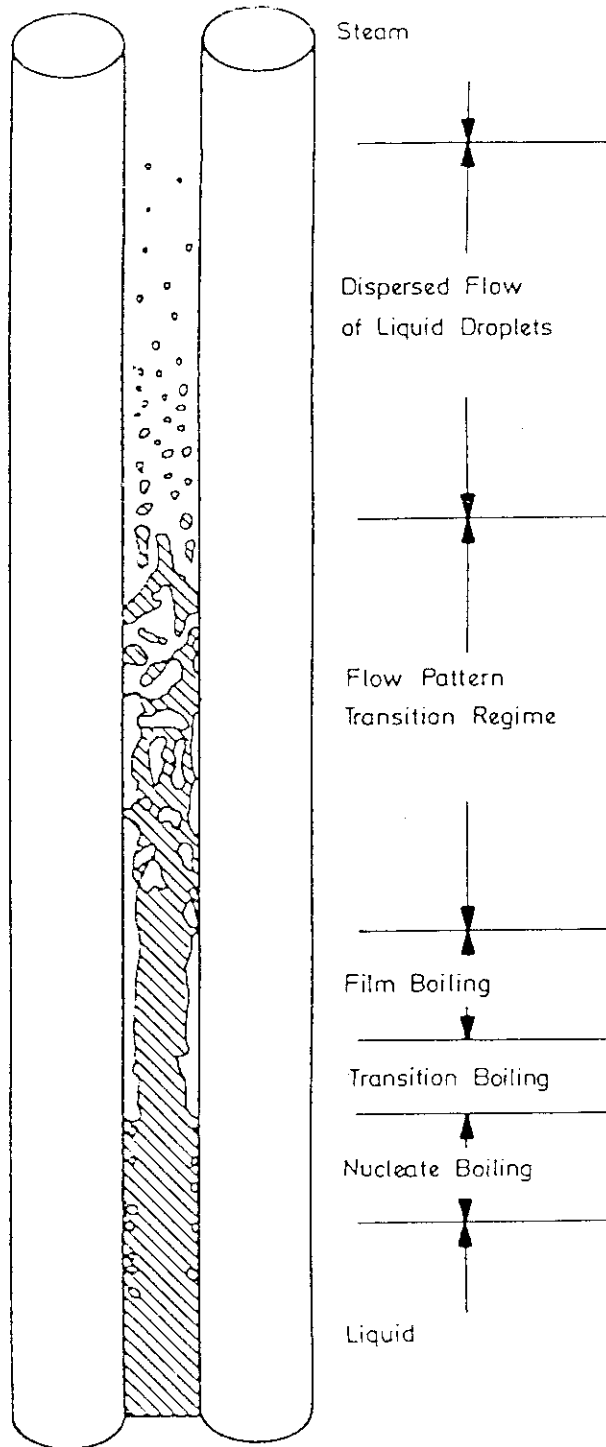


Fig. 2.1 Flow pattern observed in FLECHT tests⁽²⁻¹⁾

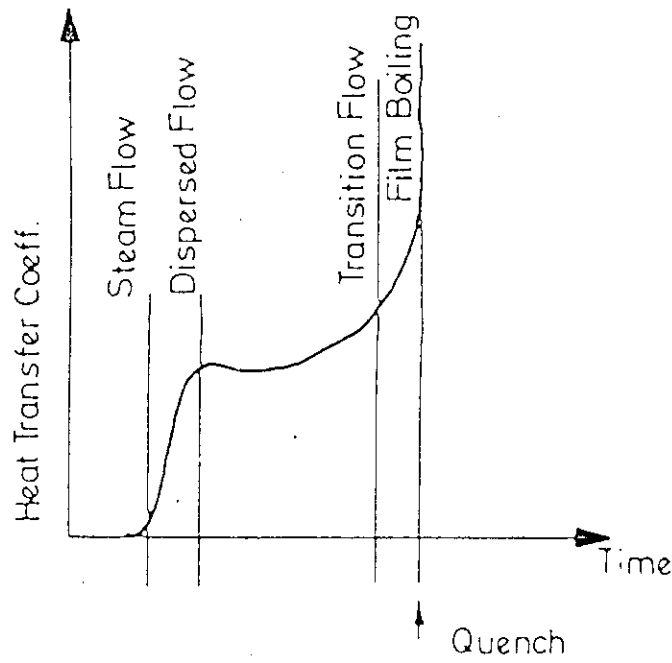


Fig. 2.2 Typical heat transfer behavior⁽²⁻¹⁾

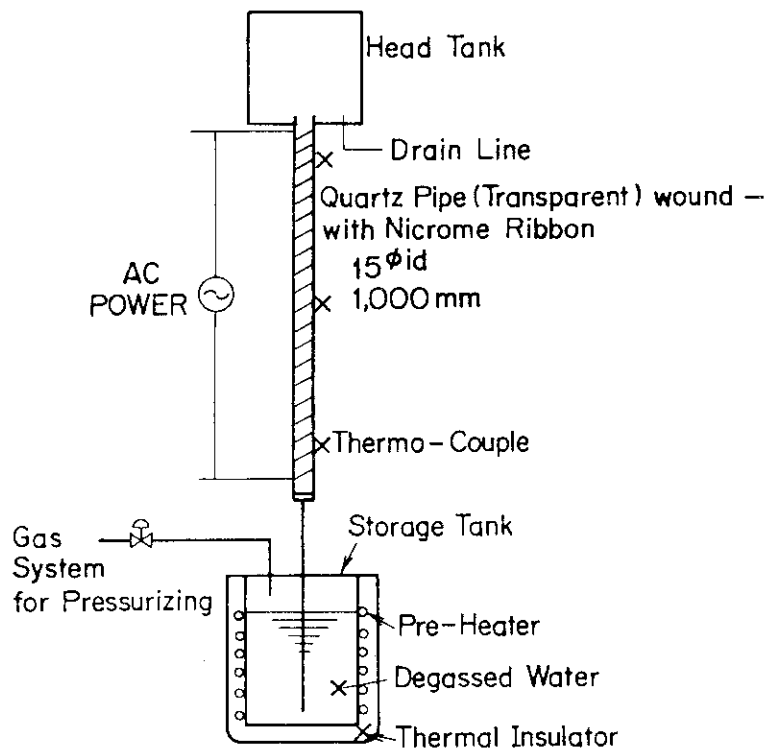


Fig. 2.3 Quartz single tube test rig

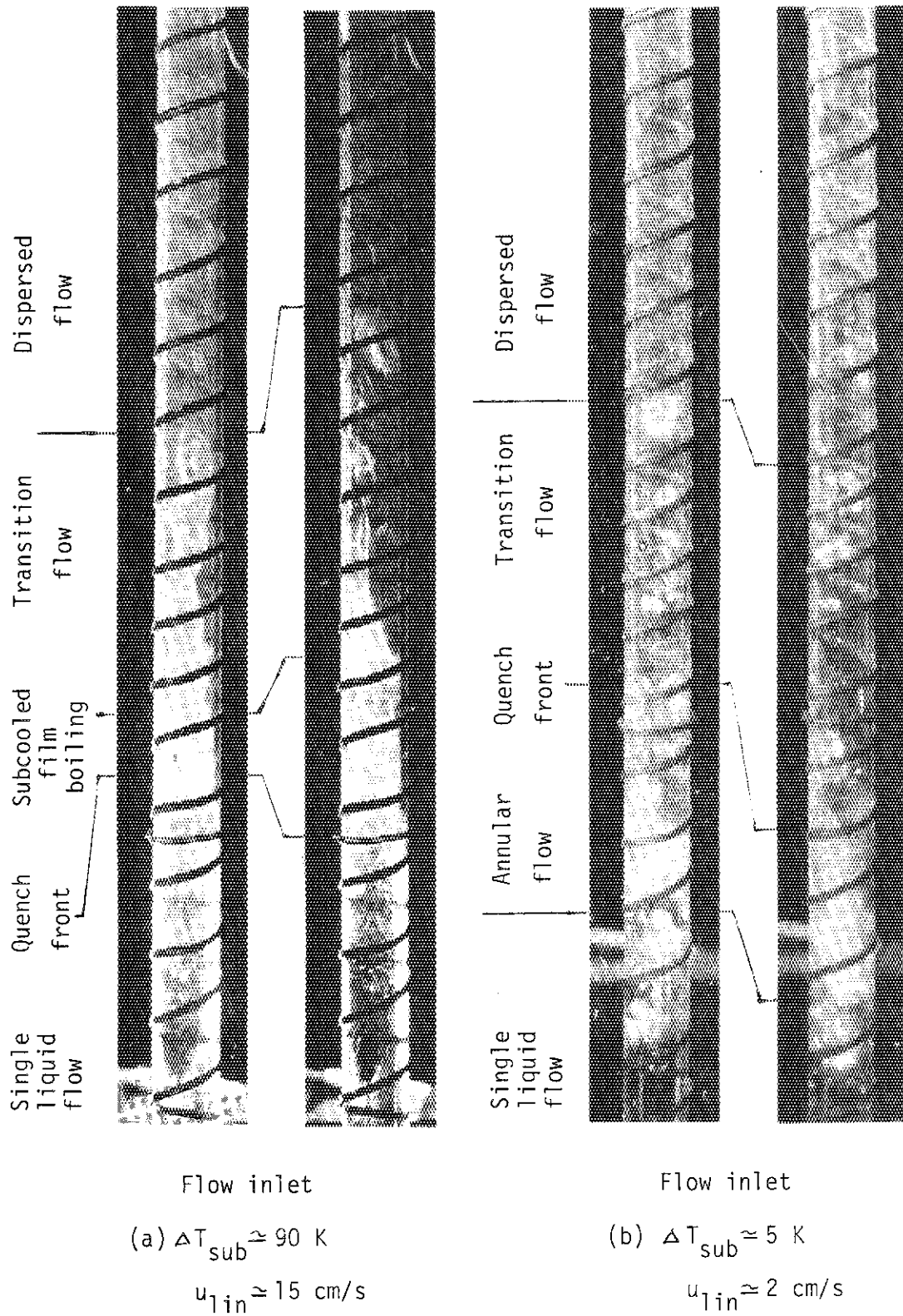


Fig. 2.4 Flow patterns observed in outside-heated quartz tube experiment

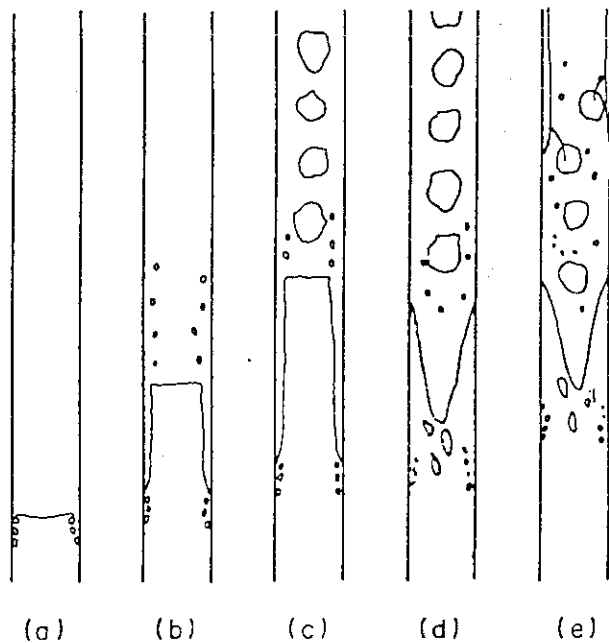


Fig. 2.5 Models of flow pattern

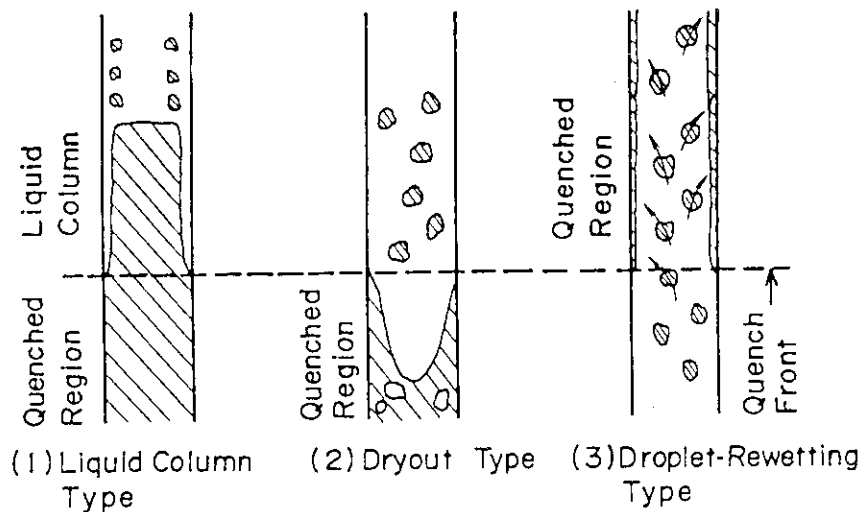
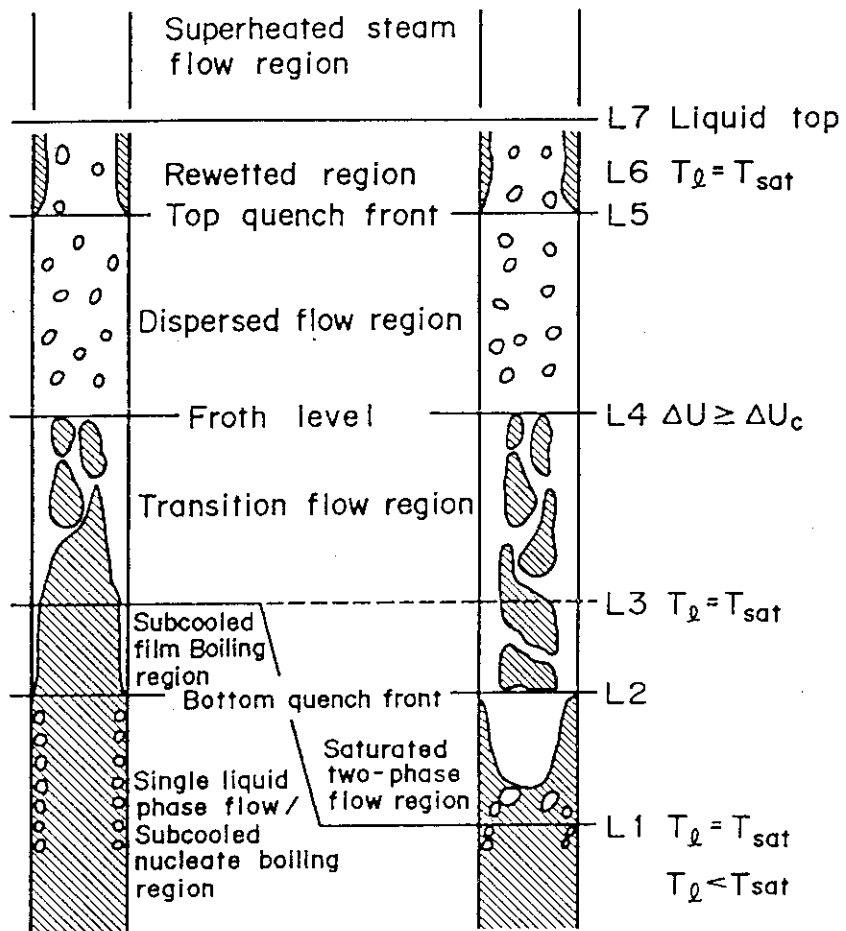


Fig. 2.6 Three types of quench mode



Type 1
 $T_l < T_{sat}$
 at quench front

Type 2
 $T_l = T_{sat}$
 at quench front

- T_l : Liquid Temperature
- T_{sat} : Saturation Temperature
- ΔU : Slip velocity between two-phases
- ΔU_c : Critical slip velocity

Fig. 2.7 Reflood flow model and definition of flow regime boundaries

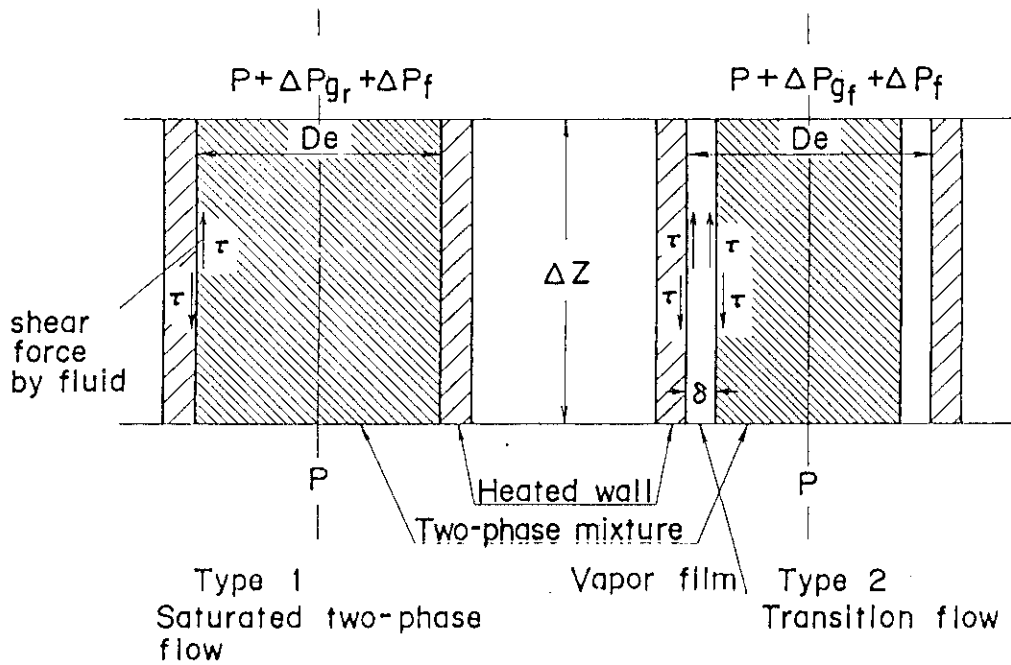


Fig. 2.8 Flow structures and explanation of shear forces

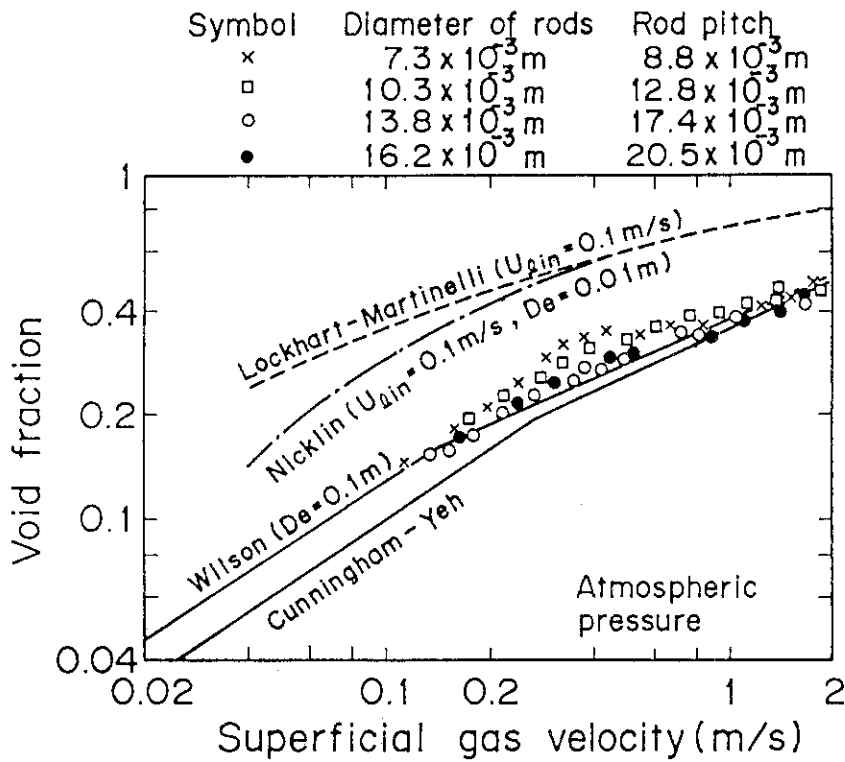


Fig. 2.9 Void fractions calculated with correlations and measured against superficial gas velocity for air-water two-phase flow

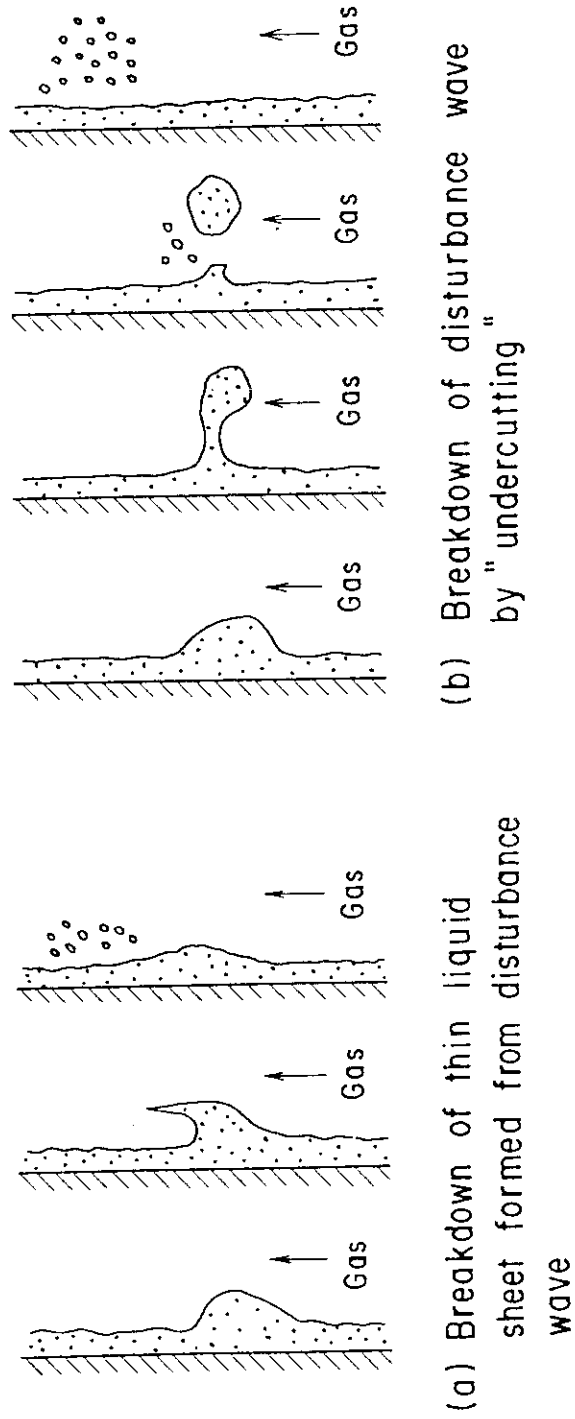


Fig. 2.10 Models of entrained droplet formation from disturbance wave (2-14)

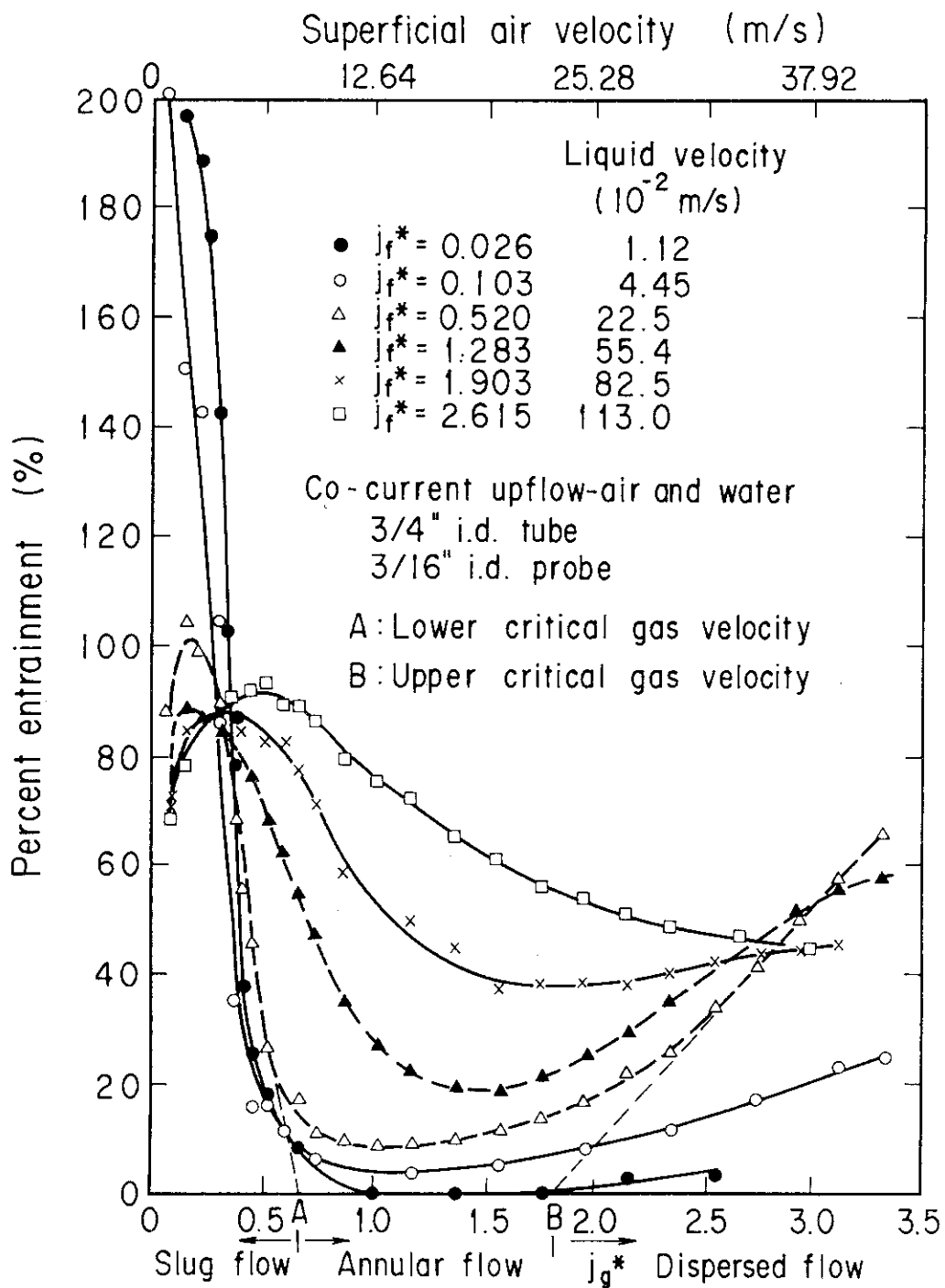


Fig. 2.11 Entrainment measured in co-current upflow-air and water⁽²⁻¹⁵⁾

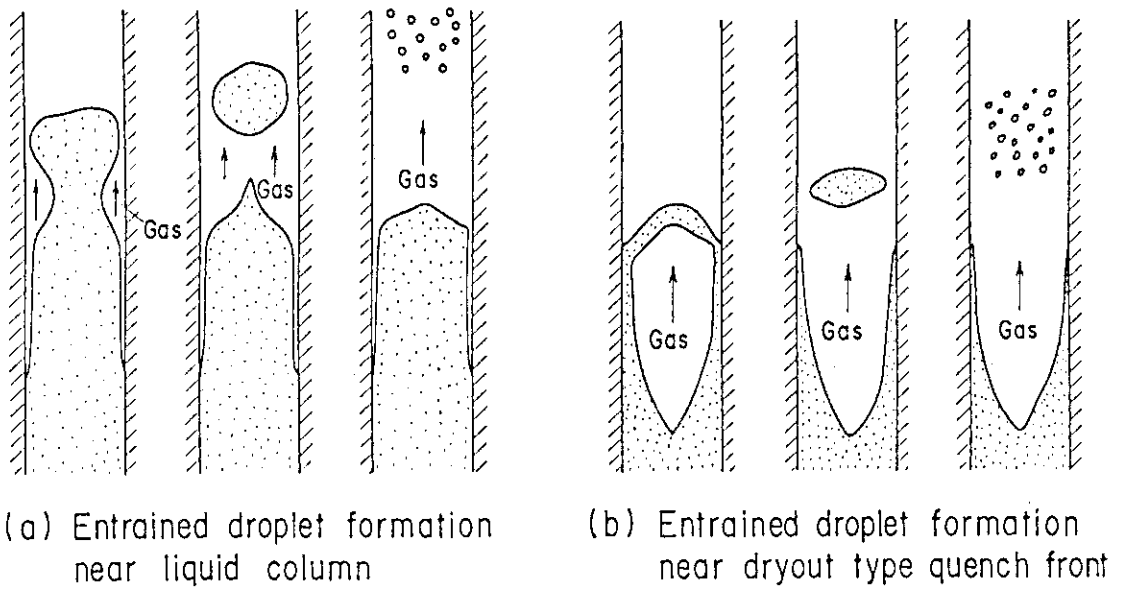


Fig. 2.12 Models of entrained droplet formation during reflood phase

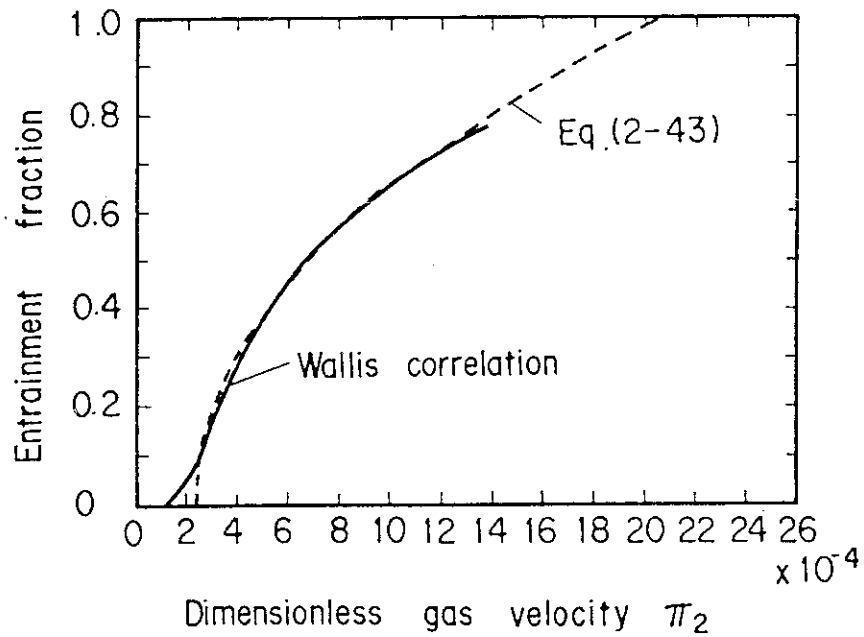


Fig. 2.13 Relation between entrainment fraction and dimensionless gas velocity⁽²⁻¹⁷⁾

Table 2.1 Critical Weber number We_c reviewed by Groeneveld(2-21)

Author	We_c	Note
Isshiki	6.5	For an accelerating air stream
Forslund	7.5	For dispersed nitrogen film boiling
Hinze	13	For a sudden acceleration
	22	For a gradual acceleration

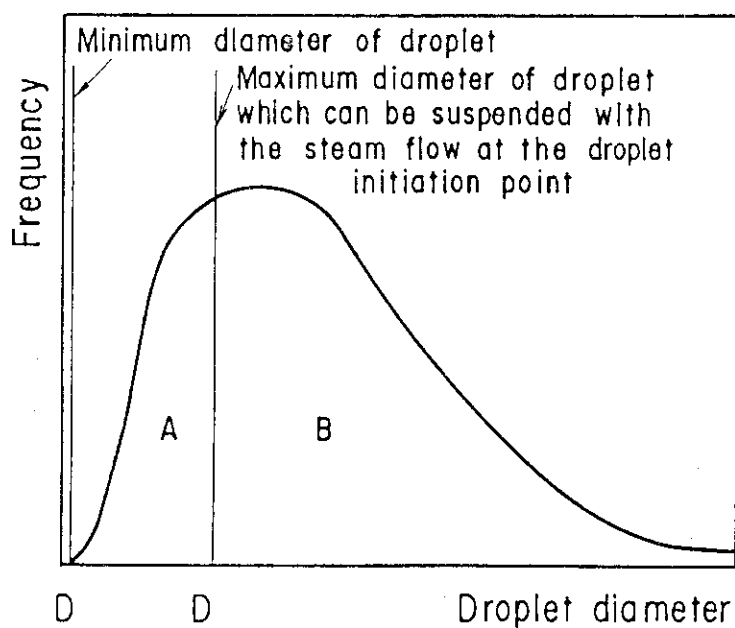


Fig. 2.14 Schematic of droplet diameter distribution

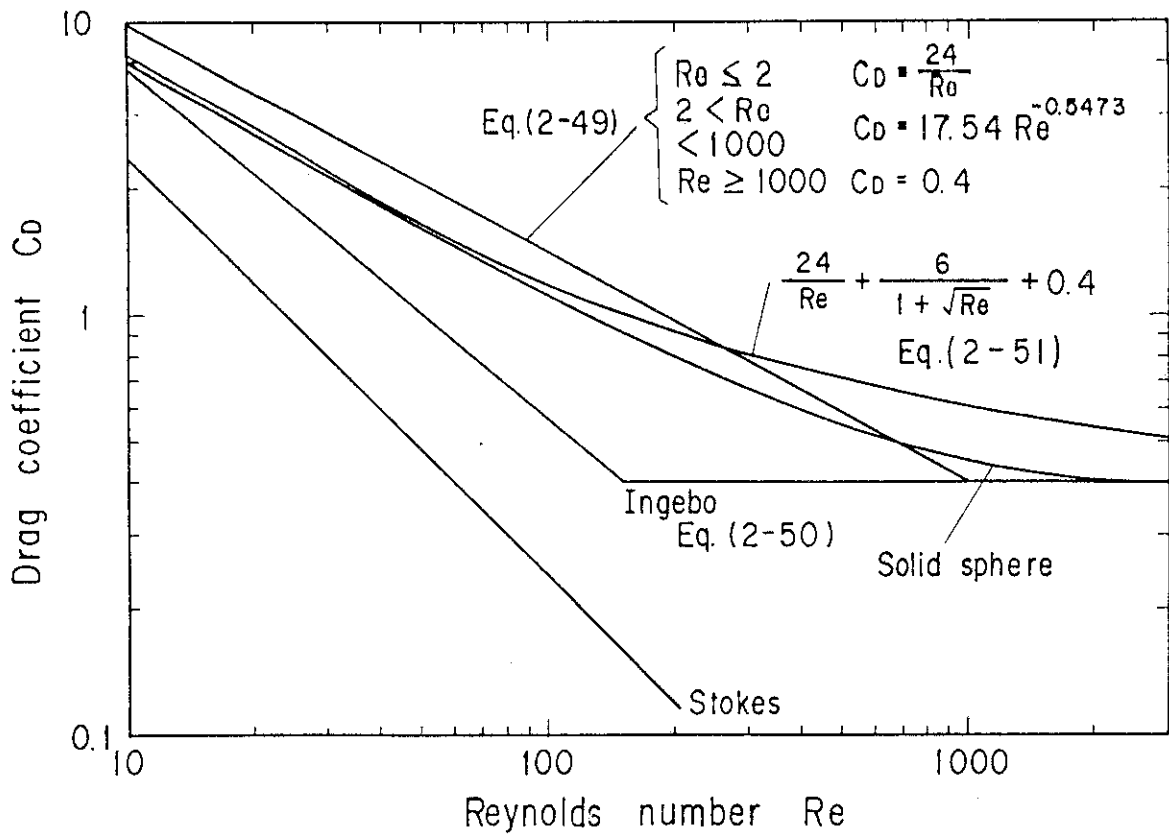


Fig. 2.15 Drag coefficient correlations against Reynolds number

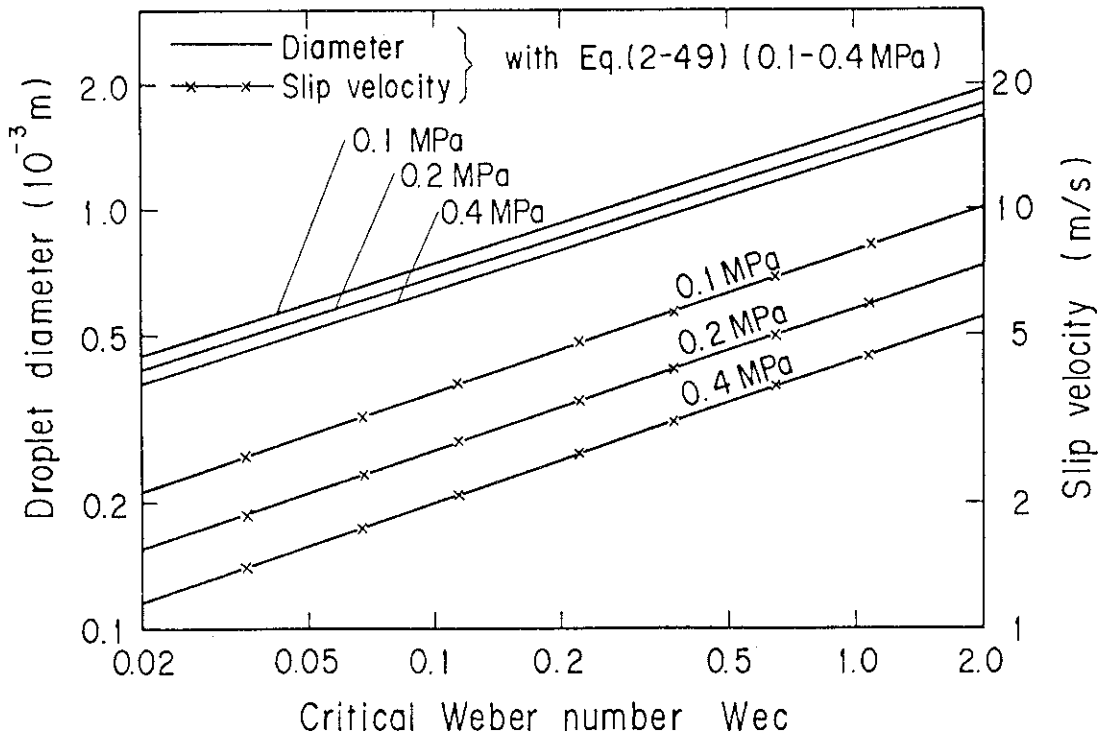
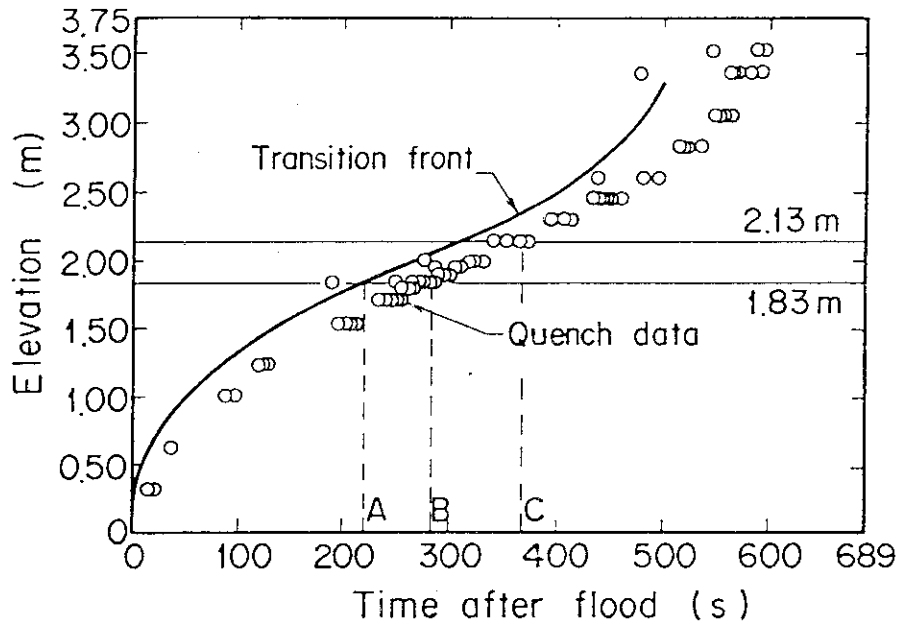
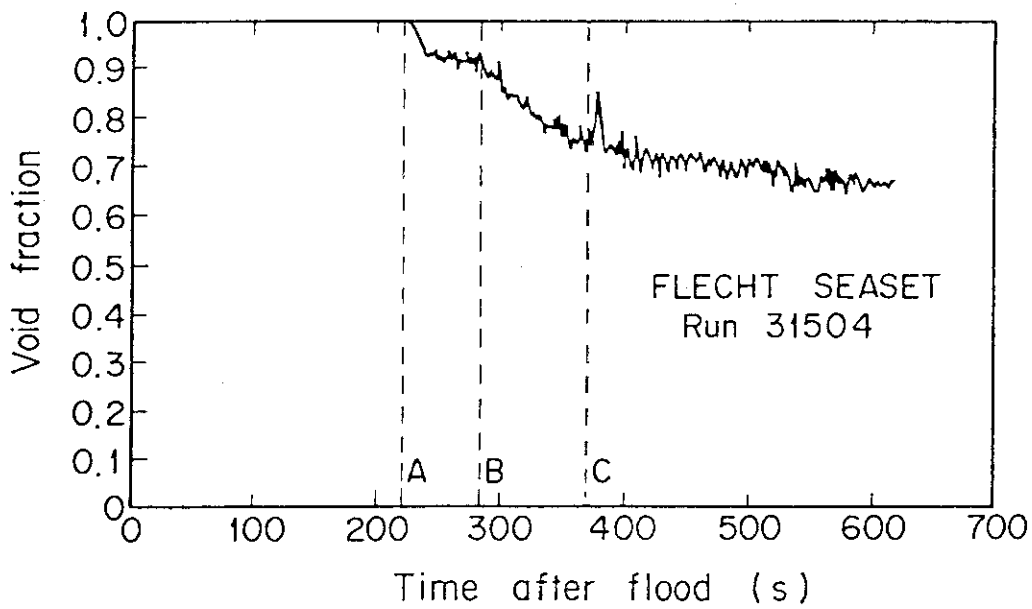


Fig. 2.16 Predicted droplet diameter and slip velocity as a function of critical Weber number



(a) Transition front curve



(b) Void fraction (1.83 - 2.13m elevation)

Fig. 2.17 Relation between the arrival times of transition front and quench front and the variation of void fraction

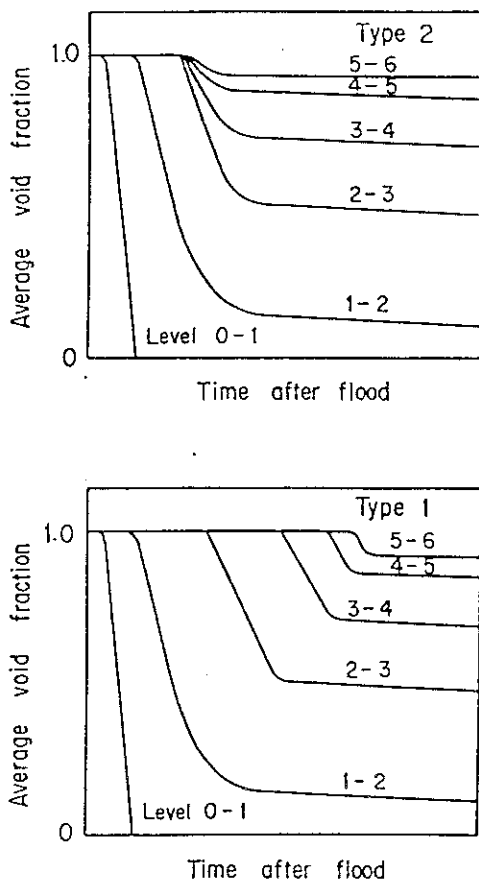


Fig. 2.18 Classification of core water accumulation type

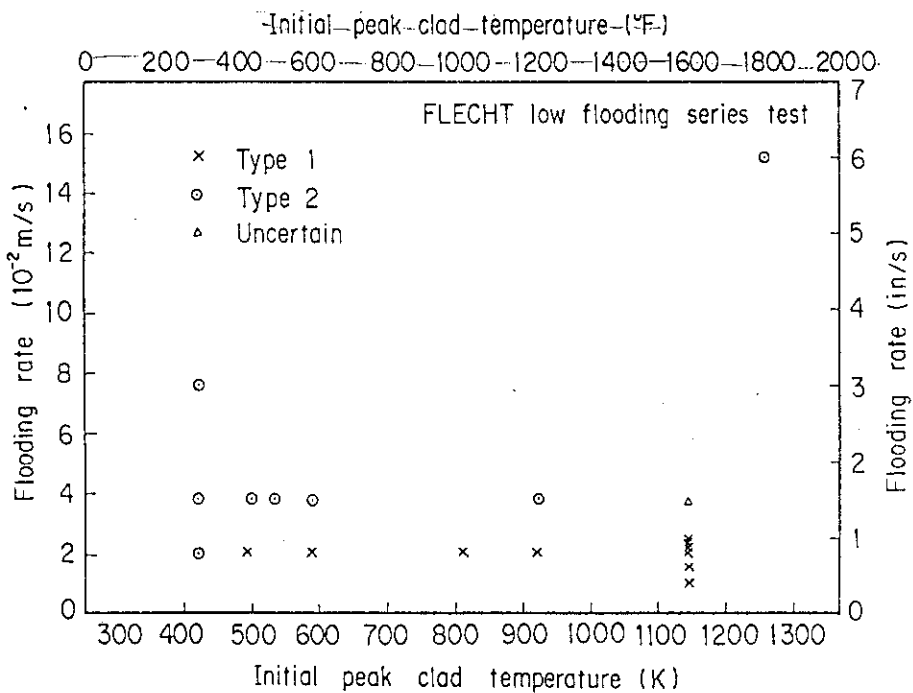


Fig. 2.19 Classification of core water accumulation type against initial peak clad temperature

3. 炉心内熱伝達モデルおよびクエンチモデル

3.1 緒 言

前章においては炉心内流動様式に対応した各流動領域での水力モデルを導出した。本章においては、各流動領域の気相部と液相部への入熱を決定するための熱伝達モデルの導出を行い、かつ、燃料棒内温度計算に必要なクエンチモデルの導出を行う。

各流動領域の熱伝達モデルのうち、次のものは以下のように定める。

(1) 液体单相流/サブクール核沸騰領域

熱は全て液相に与えられるものとする。すなわち、 $Q_g = 0$ 。モデルを単純化するため、伝熱面からの熱流束は Jens & Lottes の式⁽³⁻¹⁾により決定されるものとする。液体单相流では対流熱伝達の相関式を用いるべきであるが、沸騰熱伝達との切換えが計算上複雑なことから、再冠水過程ではクエンチ以後の温度変化にあまり興味が持たれないからである。

(2) 飽和二相流領域

(1)と同じとする。気相と液相とは熱的に平衡であるとする。

(3) サブクール膜沸騰領域

熱は全て液相に与えられるものとする。すなわち、 $Q_g = 0$ 。熱伝達率相関式として、数士の式⁽³⁻²⁾を用いる。

(4) 液滴分散流領域

Forsslund等⁽³⁻³⁾、Hynek等⁽³⁻⁴⁾、Plummer等⁽³⁻⁵⁾、Iloje等⁽³⁻⁶⁾と同様に小泉⁽³⁻⁷⁾は、次の伝熱系路に対するモデルを作成した。

① 壁面から蒸気、蒸気から液滴への伝熱系路

② 壁面から壁面に接している液滴への伝熱系路

そして、①の伝熱系路に較べて、②の伝熱系路により伝わる熱量が無視できることを見出した。Bennett⁽³⁻⁸⁾の解析では①のみを考慮している。Iloje等は、①の蒸気から液滴への伝熱の代りに②に蒸気層を通した壁から液滴への熱伝導の系路を加えているが、これは解析の対象が多少異なっているからである。

このように、②の系路による伝熱は無視でき、かつ②の定式化については確立された方法がないので、本解析においては、①のみを考えることにする。ただし、再冠水過程では、一般に壁温が高いので、壁から液滴へのふく射熱伝達を考慮する。

そこで、壁面から蒸気への熱伝達は円管内蒸気单相流対流熱伝達率相関式を用い、蒸気から液滴への熱伝達は蒸気单相流中に置かれた剛体球への熱伝達相関式を用いる。壁から液滴のふく射熱伝達に関しては、球形液滴の表面積の総和が伝熱壁の表面積より小なる場合は、球形液滴の表面積の総和に対するふく射熱伝達を、大なる場合は、伝熱壁の表面積に対するふく射熱伝達を用いる。気相と液相とは熱的に非平衡であるとする。

(5) 過熱蒸気流領域

円管内蒸気単相対流熱伝達率相関式を用いる。

遷移流領域については、3.2節において検討する。又、クエンチモデルについては、基本モデルを3.3節で、その低温クエンチへの拡張、系圧力効果の考慮についてそれぞれ3.4、3.5節で検討する。

3.2 遷移流領域の熱伝達モデル

3.2.1 従来の研究

Clement 等⁽³⁻⁹⁾ は、ERSEC 実験結果の解析と物理モデルの検討とに基づいて次の結論を得た。すなわち、代表長さとして安定波長を用いたどのような膜沸騰熱伝達率の相関式も良い結果を与えない。しかし代表長さとしてクエンチフロントからの距離を用いた Bromley 型の相関式が良好な局所熱伝達率を与えるとの結論を得た。又、熱伝達率はクオリティの増加とともに減少し、Bromley 型の相関式の係数が 1.0 と 0.5 との間であることを示した。Ellion⁽³⁻¹⁰⁾ の相関式 (係数 = 0.537) と Bromley⁽³⁻¹¹⁾ の相関式とはともにばらつきの範囲に入っていた。

CLADFLOOD コード⁽³⁻¹²⁾ の熱伝達モデルにおいて、遷移流領域の熱伝達率は次のような修正 Ellion の式を用いて計算している。

$$h = 0.537 [\lambda_g^3 \rho_g \rho_l H_{fg} g / L_q \mu_g \Delta T_{sat}]^{1/4} (1/X)^{2.07} \sqrt{u_{lin}} \quad (3-1)$$

この修正は PWR - FLECHT データ⁽³⁻¹³⁾ に基づいて行われ、この相関式を組込んだコードを用いて、相関式作成に参照しなかった他の試験結果の予測に成功した。本相関式に使われている炉心冠水速度 u_{lin} は正の値でなくてはならないので、逆流時には成立しない。なお、 L_q はクエンチフロントからの距離を表わす。

カリフォルニア大学・バークレイで行われた単管再冠水実験にもとずき、Yu と Yadigaroglu⁽³⁻¹⁴⁾ は、再冠水時のクエンチフロント付近の下流部での熱伝達率相関式を開発した。この相関式は次のように表わされる。

$$h = h_q \exp(-aL_q) \quad (3-2)$$

ここで、 h_q と a は冠水速度、クエンチ速度、局所クオリティの関数である。

Yeh 等⁽³⁻¹⁵⁾ は、FLECHT low flooding 実験のデータに基づいて、再冠水時の熱伝達率相関式を開発した。準定常期間に対しては次の相関式を導いている。

$$h = 261.2 \{1 - \exp(-9.84 u_{lin})\} \{0.714 + 0.286 [1 - \exp(-0.16843 P / u_{lin}^2)]\} + 215.8 \exp(-5.9 u_{lin}) \exp(-3.937 L_q)$$

この相関式は上向き流に対してのみ正しいものと思われる。

数土⁽³⁻²⁾ は、再冠水時の飽和およびサブクール膜沸騰熱伝達率に関する次のような相関式を開発した。

$$h = h_{sat} (1 + 0.025 \Delta T_{sub}) + 3/4 \cdot h_R \quad (3-4)$$

ここで、

$$h_{sat} = 0.94 [\lambda_g^3 \rho_g (\rho_l - \rho_g) H_{fg}' g / L_q \mu_g \Delta T_{sat}]^{1/4} \quad (3-5)$$

$$h_R = E \varepsilon (T_w^4 - T_{sat}^4) / \Delta T_{sat} \quad (3-6)$$

$$H_{fg}' = H_{fg} [1 + 0.4 C_p \Delta T_{sat} / H_{fg}]^2 \quad (3-7)$$

飽和膜沸騰に対する相関式は Ellion の式と類似しているが、係数 0.94 および H_{fg}' を用いている点が異なっている。

(3-4) 式は、高冠水速度の場合に良く h_{sat} を予測するが、低冠水速度の場合にはできない。一般に、入口条件を変数として含む実験式は参照した実験の特性を反映する傾向がある。これは解析する対象の自由度を確保するために好ましくない。しかしながら、数士の式は解析すべき点の局所変数のみを用いて表現しているので、適用性の高い相関式の一つとなることが期待できる。

3.2.2 熱伝達モデルの導出

サブクール膜沸騰から飽和膜沸騰への円滑な遷移が行われるためには、沸騰開始点でサブクール、飽和膜沸騰のモデルは連続的に接続されねばならない。そこで、暫定的な相関式を上述の必要条件を考慮して導き、実験データを用いて検証、改良を行うこととする。

図 3.1 に仮定した流動モデルを示す。モデルの導出には次の仮定を用いる。

- (1) 伝熱面上に形成された蒸気膜は非常に薄く、膜内の蒸気流は層流である。蒸気流は定常、非圧縮性であり、伝熱面および蒸気膜-二相混合物界面において流速は 0 である。
- (2) 二相混合物柱の中央蒸気芯部を流れる蒸気は、蒸気膜内の流れを干渉しない。
- (3) 蒸気膜内で発生する蒸気のうち A なる割合のものが、液体環状部を貫通し中央蒸気芯部に入る。
- (4) この蒸気の貫通はランダムにかつ瞬間的にどここの場所においても生ずる。そして蒸気貫通孔および蒸気膜の断面積は無視できるものとし、局所ボイド率 α が水平面での平均値として定義される。
- (5) 伝熱面での熱流束は一定である。

上述の仮定に基づき、かつ、Ellion の相関式の導出方法と同様の方法により、次のように膜沸騰熱伝達率の相関式を導いた。

エネルギー保存の式と質量保存の式を組合せると次のようになる。

$$L_q(1-A)\lambda_g\Delta T_{sat}/\delta = H_{fg}\int_0^{\delta}u\rho_g dy \quad (3-8)$$

ここで、 y は伝熱面から垂直方向への距離、 δ は蒸気膜厚さである。単位長さあたりの二相流混合物柱に働く重力は $\rho_l g(1-\alpha)$ であり、運動量保存の式より蒸気膜内の速度分布は次のように表わされる。

$$u = (\rho_l g(1-\alpha)/\mu_g)(\delta y/2 - y^2/2)$$

対流熱伝達率 h_{sat} の相関式は $h_{sat} = \lambda_g/\delta$ を考慮して次のようになる。

$$h_{sat} = 0.537 \{1/(1-A)\}^{1/4} \{ \lambda_g^3 \rho_g \rho_l H_{fg} g / L_q \mu_g \Delta T_{sat} \}^{1/4} (1-\alpha)^{1/4} \quad (3-9)$$

数士の式はサブクール膜沸騰に対して成立する。 H_{fg}' と $3/4 h_R$ をそれぞれ H_{fg} と h_R に変更した場合においても第 1 項の減少分と第 2 項の増加分とは、再冠水条件においては、互いにほぼ打消し合っている。そこで数士の式を次のように修正する。

$$h = 0.94 \{ \lambda_g^3 \rho_g \rho_l H_{fg} g / L_q \mu_g \Delta T_{sat} \}^{1/4} (1 + 0.025 \Delta T_{sub}) + h_R \quad (3-10)$$

(3-4) 式と(3-10)式とは沸騰開始点において連続的に接続されねばならないので、次の関

係を得る。

$$0.537 [1/(1-A)]^{1/4} = 0.94 \text{ 又は, } A = 0.893 \quad (3-11)$$

ふく射熱伝達率は次のように仮定した。

$$h_R = E \epsilon (1 - \alpha)^n (T_w^4 - T_{sat}^4) / \Delta T_{sat} \quad (3-12)$$

ここで、 n は未知の指数である。仮定したモデルは図 3.2 の A型、B型の中間のモデルと考えることができる。A型は無限に薄い蒸気膜モデルである。B型は液体円柱モデルであり、同じ局所ボイド率に対して最大蒸気膜を与えるモデルである。ふく射項 h_R を簡単にするため、暫定的に $n = 1/2$ とした。

従って、暫定的な相関式の形は次のようになる。

$$h = 0.94 \left[\lambda_g^3 \rho_g \rho_l H_{fg} g / L_q \dot{\mu}_g \Delta T_{sat} \right]^{1/4} (1 - \alpha)^{1/4} + E \epsilon (1 - \alpha)^{1/2} (T_w^4 - T_{sat}^4) / \Delta T_{sat} \quad (3-13)$$

3.2.3 FLECHT low flooding 実験データによる熱伝達モデルの評価

FLECHT low flooding 実験⁽³⁻¹⁶⁾に対する本熱伝達モデルによる予測能力の評価を行った。しかし、ボイド率、熱伝達率をデータレポート⁽³⁻¹⁷⁾の図から読取らねばならず、十分なる精度の評価が期待できなかったので、2つの場合についてのみ評価を行った。

図 3.3 (a), (b)はそれぞれ Run 3709, Run 5342 に対する 5G8, 5G9 と表示された位置のデータ及び計算結果を示したものである。この図から、実測値と計算値とのよい一致が得られ、その誤差は±20%以下であることがわかる。

本予測計算は、ボイド率がほとんど1の状態から低下し始める時刻からクエンチが生ずる時刻までの時間に対してなされたものである。この時間においては、5G8, 5G9の位置はそれぞれ、2.6.3で述べた液体高密度区間に入っていると考えられる。従って、この液体高密度区間での熱伝達を、飽和膜沸騰熱伝達の相関式(3-13)式で表わすことができることがわかる。

3.3 クエンチ基本モデル

3.3.1 従来の研究

水の伝熱面への再付着（リウェットィング、Rewetting）は、燃料棒の温度を正常かつ安全な値にするために必須なことである。リウェットィングとは過熱した燃料棒の高温伝熱面への液体の接触が再確立することである。高温伝熱面が部分的にリウェットィングした場合、その部分に液体が接触するが、接触領域の端部はクエンチフロントと呼ばれ、接触領域の良好な熱伝達により未接触領域の温度は徐々に低下し、液体が接触できるようになる。このようにしてクエンチフロントは前進して行く。進行速度はクエンチ速度（又は、リウェットィング速度）と呼ばれている。又、燃料棒の表面が急冷され始め短時間のうちにほとんど飽和温度まで温度降下する見掛けの温度をクエンチ温度と呼ぶ。

Duffey と Porthouse⁽³⁻¹⁸⁾は、二次元熱伝導問題として解析的にクエンチ速度に関する近似解を導いた。解析においては次のような仮定を用いた。

- (1) 水はライデンフロスト（Leidenfrost）温度 T_0 以下の伝熱面と接触する。 T_0 は時間的、

空間的に一定である。

(2) 水の付着した伝熱面では、熱伝達率 h は一定であり、温度 T_s は一定であるが、水の付着していない伝熱面では熱伝達は生じない。この近似は熱伝達率の実測値が、水の付着した部分で $10^4 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ のオーダーであり、水の付着していない部分で $10^2 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ のオーダーであることに基づいている。

(3) 二次元熱伝導方程式で現象が記述できる。すなわち、

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\rho c}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3-14)$$

低クエンチ速度 ($B_i = h\delta/\lambda \ll 1$) に対して得られた近似式は

$$u^{-1} = \rho c \left(\frac{\delta}{h\lambda} \right)^{1/2} \frac{(T_w - T_s)^{1/2} (T_w - T_o)^{1/2}}{T_o - T_s} \quad (3-15)$$

$$\approx \rho c \left(\frac{\delta}{h\lambda} \right)^{1/2} \frac{T_w - T_s}{T_o - T_s}, \quad (T_o \approx T_s \ll T_w) \quad (3-16)$$

高クエンチ速度 ($B_i \gg 1$) に対して、

$$u^{-1} = \frac{\pi \rho c}{2h} \frac{T_w - T_s}{T_o - T_s} \quad (3-17)$$

彼等は結論として次のように述べている。

高冠水速度の場合、クエンチ速度は被覆管肉厚、および熱伝導率には本質的に依存しない。低冠水速度の場合、一次元熱伝導のモデルが適用でき、クエンチ速度は被覆管肉厚と熱伝導率とに依存する。そして実験結果より、熱伝達率は単位ぬれ縁長さあたりの重量流量に比例するとして、実験開始時の壁温が 873 K の場合の多くの試験データを図 3.4 のようにまとめた。この図から、一次元および二次元近似解の交点を求め、PWR-FLECHT 実験の実験条件を適用すると、冠水速度は $1.25 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ となり、冠水速度が $1.25 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ 以上の場合には、二次元近似解にもとづくクエンチ速度の式、(3-17) 式が適用でき、クエンチ速度は被覆管肉厚、熱伝導率には本質的に依存しないことがわかる。

山内⁽³⁻¹⁹⁾ は、一次元熱伝導解析により (3-15) 式と同じ解を得た。そして彼の流下液膜のクエンチ実験に基づき、熱伝達率の相関式を求めた。

Blair⁽³⁻²⁰⁾ は、(3-14) 式の解を求める際に、正確な漸化式公式を用い級数展開し、そのすべての級数項を考慮して次式を求めた。

$$u^{-1} = \frac{\pi}{2} \frac{\rho c (T_w - T_o)}{h (T_o - T_s)} \quad (3-18)$$

彼の説明によれば、クエンチフロント先端部は数学的に特異点であり、その特異性のために、クエンチフロントの両側へ展開した級数の収束性が明らかに低い。しかるに、Duffey と Porthouse はこの級数の第一項のみを用いたので、(3-17) 式と (3-18) 式との間にわずかな差異 (式の右辺の分子の括弧の内が (3-17) 式では、 $T_w - T_s$ に対して、(3-18) 式では $T_w - T_o$) が生じた。

Tien と Yao⁽³⁻²¹⁾ は、(3-14) 式の解を Wiener-Hopf 法⁽³⁻²²⁾ によりフーリエ変換を用いて導いた。

低クエンチ速度の場合 ($Pe \equiv \rho c u \delta / \lambda \ll 1$), (3-15)式と同じであり, 高クエンチ速度の場合 ($Pe \gg 1$),

$$u^{-1} = \left(\frac{\rho c}{h} \right) \left[\frac{1 + \sqrt{2}}{\sqrt{2}} \left(\frac{T_w - T_o}{T_o - T_s} \right) + \frac{(1 + \sqrt{2})^2}{4} \frac{T_w - T_o}{T_o - T_s} \right] \quad (3-19)$$

で表わされ, 括弧〔 〕内第1項のみを考えると, (3-18)式と類似の式となり, その係数が Blair の式では, $1.571 (= \pi/2)$ であるのに対して, (3-19)式では, $1.707 (= (1 + \sqrt{2}) / \sqrt{2})$ とわずかに異なっている。更に, (3-19)式には第二項があり, $(T_w - T_o) / (T_o - T_s) \ll 1$ の場合を除き無視できない。

Tien 等は, (3-19)式は Andersen 等⁽³⁻²³⁾ および Coney⁽³⁻²⁴⁾ による (3-14)式の数値解とも良い一致を示していると述べている。

Dua と Tien⁽³⁻²⁵⁾ は, Tien と Yao による解析解と Andersen 等による数値解とを用い, $Pe \gg 1$, $Pe \gg 1$ 以外の中間域を含む全 Pe 数領域についての次の近似式を提案した。すなわち,

$$Pe = [\bar{B}_i (1 + 0.40 \bar{B}_i)]^{1/2} \quad (3-20)$$

$$\text{ここで, } Pe = \rho c u \delta / \lambda \quad (3-21)$$

$$\bar{B}_i = B_i (T_o - T_s)^2 / [(T_w - T_o)(T_w - T_s)] \quad (3-22)$$

$$B_i = h \delta / \lambda \quad (3-23)$$

3.3.2 クエンチ基本モデルの導出

従来クエンチに関する実験事実は, クエンチ速度の逆数 u^{-1} がクエンチ温度 T_w とある温度 T_o との差にほぼ比例していることを示している。但し, T_w が T_o に近づくときによりこのような関係は崩れるが, 一般的には正しい。そこで, この実験事実も最も単純な形で記述している Blair の式, (3-18)式と, PWR-FLECHT 実験のデータを用いて, クエンチモデルの検討を行う。PWR-FLECHT 実験のデータ⁽³⁻¹³⁾ を用いたのは, 冠水速度, 入口サブクーリングを比較的広範囲に変化させて, 多くの実験データがとられているからである。

(3-18)式を用いるためには, T_o と h との決定が必要である。熱伝達率 h は, 流動状態に依存していると考えられる。原子炉炉心での実際の冷却材流路においては, 冷却材への伝熱量は, 二相流を成長させ, 一般には液体单相流から噴霧流又は, 過熱蒸気流までの流動様式が現われる。故に, クエンチ現象と流動様式との関係を考えることがクエンチ現象そのものの理解に有用だと思われる。

そこで, クエンチフロント付近の流動様式を検討し, その後, クエンチモデルを考えることとする。

1. クエンチフロント付近の流動様式の分類

前章に述べた外側加熱透明石英管による再冠水実験結果により, クエンチの様式を図 2.6 に示すように, 次の三つのタイプに分類した。

- (1) 液柱型
- (2) ドライアウト型
- (3) 液滴再付着型

タイプ(1)は, 液柱がクエンチフロント下流に形成し, クエンチフロントでの局所流体温度が飽

和温度より低い場合に現われる。タイプ(2)は、クエンチフロントで二相流が存在し、クエンチフロントがドライアウト点と考えられる場合に現われる。タイプ(3)は、温度の低い場所で現われ、液滴が伝熱面に付着することによって生ずると考えられる場合である。

タイプ(1)と(2)においては、クエンチフロント上流では、液体は伝熱面に付着し、その部分の熱伝達を増加させて冷却させる。又、付着部分の周辺の未付着部分からの熱の一部は付着部分の良好な熱伝達特性により放出される。それ故、液体の伝熱面への付着、すなわち、クエンチフロントの移動に関しては、熱伝導モデルが利用できる。タイプ(1)のクエンチは、クエンチフロントで液体がサブクール状態の場合に現われ、タイプ(2)は、クエンチフロントで液体が飽和温度の場合に現われる。

2. 最大液体過熱度

Spiegler 等⁽³⁻²⁶⁾は、van der Waals の状態方程式を用い、液体の最高温度では状態方程式の圧力-比容積曲線の極小圧力値が0となると仮定して最大液体過熱度を導いた。結果は次のように表わされる。

$$T_M = 27/32 \cdot T_{crit}$$

ここで、 T_{crit} は臨界温度を示す。もちろん、極小圧力が0であるという仮定は正しくない。極小圧力は系圧に等しいとすべきであるが、解析解を得るのが困難である。

Groeneveld⁽³⁻²⁷⁾は、数値計算により最大液体過熱度を圧力の関数として求めた。結果を図3.4に示す。van der Waals の状態方程式から計算した最大液体過熱度は10 MPa 以上でその圧力の飽和温度より低い、という明らかな矛盾を取除くために、Groeneveld は Juza⁽³⁻²⁸⁾、Himpan⁽³⁻²⁹⁾ の状態方程式も使用した。これらの式は、部分的に水に関する実験データに基づいている。これらの計算結果も図3.5に示す。

Juza と Himpan の式による計算結果より次の近似式を得た。

$$T_M = 594.21 + 2.417 \times 10^{-6} p \quad (3-24)$$

ここで、 p は圧力 (Pa) である。

他の型式の理論的相関式は、液体の発泡核発生率に基づくものである。液体はいくつかの空所を有する。それは、液体のエネルギーレベルが固体よりも高く、固体状態では分子で満されていると考えられる位置の一部分は液体状態では分子で占められていない。この空所は、「空孔」と呼ばれている。気泡核に成長するに足りる程空孔の発生確率が高いか否かは、液体の温度に依存している。このような理論では、最大過熱温度として、543 K (270°C) 以下の温度を与える。

高温面上への液滴落下実験によりライデンフロスト温度として測定された最大値は、ステンレス鋼の場合、598 Kであった。⁽³⁻³⁰⁾ パルス状加熱実験⁽³⁻³¹⁾ および毛細管実験⁽³⁻³²⁾ では、543 ~ 573 K の範囲の最大過熱度が得られた。

後で示すように、クエンチ速度の逆数は、クエンチフロントの壁温が約598 K に近づくにつれて0に漸近する傾向がある。

それ故、(3-24)式をクエンチ現象での最大液体過熱度とする。

3. ドライアウト型クエンチ

二次元熱伝導モデルに基づき、クエンチの生じている部分およびその付近の温度分布の検討のため、図3.6のような簡単なモデルを仮定する。この図において、斜線をほどこした領域1は、

クエンチフロント面の dx の中の部分から水の付着している伝熱面への熱流の流路を示したものであり、領域 2 は、クエンチフロント付近での熱流の流路を示したものである。

このモデルで次のことを仮定している。

- (1) $z \geq 0$ なる領域において、軸方向 (z 方向) の温度分布は一次元であり、 $x = 0$ なる伝熱面表面において熱伝達はない。
- (2) $z < 0$ なる領域において、水の付着した伝熱面での熱伝達率 h は一定である。
- (3) 裏面 ($x = \delta$) は断熱状態とする。
- (4) z が無限大に近づくにつれて、被覆管温度は T_w に近づく。すなわち、

$$\lim_{z \rightarrow \infty} T(z, x) = T_w$$

- (5) 速度 u で進行するクエンチフロント面で、被覆管温度は所謂ライデンフロスト温度 T_s であり、この温度より被覆管表面温度が高い場合には表面には水が付着できない。
 - (6) 冷却材温度は飽和温度である。
 - (7) 被覆管に蓄積された熱エネルギーは、 $z = 0$ と $-L$ との間で完全に放出される。すなわち、 $z = -L$ で被覆管温度は飽和温度となる。式で示すと次のようになる。
- $$T(-L, x) = T_s$$
- (8) 被覆管内の温度分布は、速度 u でクエンチフロントと同一速度で移動する座標系に対して変化しない。

斜線で示した領域 1 の熱収支を考えると、熱流の流線に対して垂直方向の熱の出入りはないから、次式が得られる。

$$r c (T_w - T_o) u dx + r c s = h(z) (T(z, 0) - T_s) dz \quad (3-25)$$

ここで、

$$s = \int_{R_1} (\partial T(z, x) / \partial t) dz dx$$

(\int_{R_1} は領域 1 での面積積分を示す。)

仮定(8)より、 $T(z, x) = \text{const.}$ であるから、

$$s = 0$$

x, z が 0 でない場合、 dx/dz は限りなく小なる値をとり得る。すなわち、 dz を十分に大とすれば、(3-25) 式は必ず満足される。

(3-25) 式の x, z を 0 とした場合の極限を考えると、次のようになる。

$$r c (T_w - T_o) u dx = h (T_o - T_s) dz \quad (3-26)$$

dz を 0 に近づけた場合、注目している領域 1 は領域 2 に近づく。

dx/dz の dx, dz を 0 とした場合の極限值 F_ϕ が有限であると仮定する。すなわち、

$$F_\phi = \lim_{dx, dz \rightarrow 0} (dx/dz)$$

と仮定すると、 u^{-1} は次式で表わされる。

$$u^{-1} = F_\phi \frac{r c (T_w - T_o)}{h (T_o - T_s)} \quad (3-27)$$

(3-27) 式と (3-18) 式との比較により、 $F_\phi = \pi/2$ であり、クエンチフロント (図 3.6 の

A点)の付近のみの熱伝達によってクエンチ速度が律則されていると考えることができる。

熱伝達のメカニズムは沸騰熱伝達と同様であると仮定すると、熱流束は熱伝達率よりもより意味があると考えられる。

それ故、(3-27)式を次のように変形する。

$$u^{-1} = F_{\phi} \frac{r_c (T_w - T_o)}{\phi_o} = \frac{r_c (T_w - T_o)}{\phi_{eff}} \quad (3-28)$$

ここで、

$$\phi_o \equiv h (T_o - T_s) \quad (3-29)$$

$$\phi_{eff} \equiv \phi_o / F_{\phi} = (2/\pi) \phi_o \quad (3-30)$$

ϕ_o と ϕ_{eff} とは、それぞれ、クエンチフロントでの冷却材への熱流束、軸方向熱流束を意味している。熱流束 ϕ_o が過熱度、 $\Delta T_s (\equiv T_o - T_s)$ 、のみの関数であるならば、 ϕ_o を定めることができる。

水が伝熱面に付着できる温度として、(2-11)式で示す最大液体過熱度をとることとする。すなわち、

$$T_o = T_M \quad (3-31)$$

有効熱流束 ϕ_{eff} の決定のために、PWR-FLECHT Group 1 実験⁽³⁻¹³⁾のうち、クエンチフロントでの冷却材温度が飽和温度であると考えられるデータを用いて、クエンチ温度とクエンチ速度の逆数との関係をプロットしたのが図 3.7 である。冷却材温度の計算では、加熱電力のみを考え、蓄積エネルギーの放出を無視した。

本図より ϕ_{eff} は次のように誤差±20%で定められた。

$$\phi_{eff} / r_c = 0.6565 \text{ (mK/s)} \quad (3-32)$$

被覆材はステンレス鋼であり、 $r_c = 3882 \text{ kJ/mK}$ として、 ϕ_{eff} 、 ϕ_o は次のように定まる。

$$\phi_{eff} = 2.55 \times 10^6 \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (3-33)$$

$$\phi_o = F_{\phi} \phi_{eff} = 4.00 \times 10^6 \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (3-34)$$

従って、クエンチ速度の相関式として次式を得ることができる。

$$u^{-1} = \frac{r_c \{T_w - (594.2 + 2.417 \times 10^{-6} p)\}}{2.55 \times 10^6} \quad (3-35)$$

クエンチ現象での冷却挙動が「沸騰曲線」で表現できると仮定すると、それは概念的に図 3.8 のように図示できる。そして、極大熱流束 ϕ_{MAX} は ϕ_o に対応していると考えられる。すなわち、

$$\phi_{MAX} = 4.00 \times 10^6 \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (3-36)$$

この仮定は、セミスケール実験⁽³⁻³³⁾で得られた図 3.9 に基づいたものであり、クエンチ開始後の冷却過程で熱流束がほとんど一定と見なせる領域があることによっている。しかし、 ϕ_{MAX} の絶対値は多少異なっているが、これは、データの平滑化のためか、又は、1次元熱伝導計算により局所熱流束分布が平坦化したためであろう。

クエンチフロント下流の末クエンチ部の温度分布は次のように計算される。図 3.10 に示すように座標を定め、末クエンチ部での伝熱面から冷却材への熱流束が無視でき、軸方向の熱伝導が卓越していると仮定すると、クエンチフロント面での軸方向熱流束が ϕ_{eff} であることを考慮して、次の熱伝導方程式、境界条件が得られる。

$$r c \frac{dT}{dt} + \lambda \frac{d^2 T}{dz^2} = 0 \quad (3-37)$$

$$\left. \begin{aligned} z = \quad \text{で} \quad T = T_w \\ z = 0 \text{で} \quad T = T_0 \\ \lim_{z \rightarrow \infty} (dT/dz) = 0 \\ \phi_{\text{eff}} = (\lambda dT/dz)_{z=0} \end{aligned} \right\} \quad (3-38)$$

更に、クエンチ速度は一定であると仮定する。すなわち、

$$dz/dt = u \quad (3-39)$$

とすると、次式が得られる。

$$r c u \frac{dT}{dz} + \lambda \frac{d^2 T}{dz^2} = 0 \quad (3-40)$$

上式を境界条件とともに積分すると、次式が得られる。

$$T = T_w - (T_w - T_0) \exp(-r c u z / \lambda) \quad (3-41)$$

$$\phi_{\text{eff}} = (T_w - T_0) r c u \quad (3-42)$$

軸方向温度分布は概略、図 3.10 のように表わされる。 z の大なる位置から $z = 0$ の方向に温度変化を進ると、それは丁度ある 1 点のクエンチ時の温度履歴と相似である。すなわち、クエンチフロントの近くの A 点に近づくまでは、温度変化は非常にゆっくりしているが、A 点を過ぎると、温度は急降下し、最大液体過熱度になり真のクエンチが生ずる。A 点とクエンチフロントとの距離および A 点に達してからクエンチが生ずるまでの時間は、それぞれ近似的に (3-41) 式より $\lambda / (r c u)$, $\lambda / (r c u^2)$ と表わされる。ステンレス鋼に対して、クエンチ速度が $1 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合、それぞれ $0.42 \times 10^{-3} \text{ m}$, 50 ms と計算される。

このように実際上は、被覆管の温度は A 点で急冷を開始し、真のクエンチフロントと A 点との距離が非常に短く、かつ、非常に短時間に真のクエンチが生ずる。そのため、A 点を「見掛けのクエンチフロント」、A 点の被覆管温度を「見掛けのクエンチ温度」、ある点が A 点に対応する状態になる時刻を「見掛けのクエンチ時刻」と定義する。実際上、実験的に定められるクエンチ時刻、クエンチ温度は、この見掛けの値であると考えられる。

そこで、見掛けのクエンチ温度を「クエンチ温度」 T_q とする。測定されたクエンチ温度は一般に 647 K 以上であり、クエンチが終了し、被覆管が飽和温度まで降下すると考えると、その温度降下は 200 K 以上である。従って、クエンチ終了時の温度の予測が核沸騰が生じないため 20 K 程度飽和温度より高くとも、その熱放出に与える誤差は 10% 以下である。それ故、クエンチ終了時には核沸騰が生ずると仮定する。

4. 液柱型クエンチ

この型のクエンチは、クエンチフロントにおいて液体がサブクール状態の場合に生ずる。沸騰の限界熱流束が液体のサブクール度の関数であることを考慮して、 ϕ_0 はサブクール度 ΔT_{sub} の関数であり、次のような簡単な形で表わすことができると仮定する。

$$\phi_0 = \phi_{0 \text{ sat}} (1 + a \Delta T_{\text{sub}})^n \quad (3-43)$$

ここで、 $\phi_{0 \text{ sat}}$ はサブクール度 0 の場合のクエンチフロントでの冷却材への熱流束、 a , n は定数とする。

ドライアウト型クエンチとサブクール度0の場合の液柱型クエンチとは同一であると仮定すると、

$$\phi_{0 \text{ sat}} = 2.55 \times 10^6 \text{ (W/m}^2\text{)}$$

クエンチ温度 T_w の場合の液柱型クエンチ，ドライアウト型クエンチのクエンチ速度をそれぞれ， $u_{\text{sub}}(T_w)$ ， $u_{\text{sat}}(T_w)$ と定義すると，それらは次のように表わされる。

$$u_{\text{sub}}(T_w) = \phi_{0 \text{ sat}} (1 + a \Delta T_{\text{sub}})^n / \{r_c (T_w - T_o)\}$$

$$u_{\text{sat}}(T_w) = \phi_{0 \text{ sat}} / \{r_c (T_w - T_o)\}$$

そこで，次のパラメータを導入して，PWR-FLECHT Group 1⁽³⁻¹³⁾ のデータを用い， X と ΔT_{sub} との関係をプロットすると，図 3.11 に示す結果を得る。

$$X \equiv \frac{u_{\text{sub}}(T_w)}{u_{\text{sat}}(T_w)} - 1 = a \Delta T_{\text{sub}}^n \quad (3-44)$$

本図から a ， n は次のように定まる。

$$a = 2.778 \times 10^{-5}, \quad n = 3$$

従って，液柱型クエンチおよびドライアウト型クエンチ ($\Delta T_{\text{sub}} = 0$) のクエンチ速度とクエンチ温度との関係は次式により表わすことができる。

$$u^{-1} = \frac{r_c \{T_w - (594.2 + 2.417 \times 10^{-6} p)\}}{2.55 \times 10^6 (1 + 2.778 \times 10^{-5} \Delta T_{\text{sub}}^3)} \quad (3-45)$$

5. 液滴再付着型クエンチ

伝熱面に水が付着できる最高温度を最大液体過熱度 T_M と考える。少量の水が伝熱面の一部分に接触する場合，伝熱面の温度降下はほとんどないと考えられるのでリウエット温度 T_R ，すなわち水がその温度以下では伝熱面に付着できる温度は，最大液体過熱度に等しいと考えられる。すなわち，

$$T_R = T_M \quad (3-46)$$

しかし，多量の水が伝熱面全体に接触する場合，伝熱面の表面温度 T_c は接触温度まで降下する。接触温度⁽³⁻³⁴⁾ は次式で表わされる。

$$T_{\text{cont}} = (T_1 a_1 + T_c a_c) / (a_1 + a_c) \quad (3-47)$$

ここで， $a_1 = \sqrt{(\lambda r C_p)_1}$ ， $a_c = \sqrt{(\lambda r C)_c}$ である。

もし，接触温度が最大液体過熱度に等しいか，又は，それよりも低い場合，すなわち， $T_M \geq T_{\text{cont}}$ の場合，水は伝熱面上に付着できる。それ故に，伝熱面に水が付着できる最高温度を T_R とすれば，接触時に $T_{\text{cont}} = T_M$ となるような接触前の伝熱温度 T_c と T_R とは等しいことがわかる。従って， T_R は次式で表わされる。

$$T_R = T_M + K (T_M - T_1) \quad (3-48)$$

ここで，

$$K = a_1 / a_c = \{(\lambda r C_p)_1 / (\lambda r C)_c\}^{1/2} \quad (3-49)$$

(3-46) 式は，(3-48) 式において $K=0$ の場合であり，一般には K の値は水の量の多少に関係すると考え， K を次式で表わす。

$$K = A a_1 / a_c = A \{(\lambda r C_p)_1 / (\lambda r C)_c\}^{1/2} \quad (3-50)$$

ここで A は，液滴が伝熱面に衝突する頻度を考慮した係数であり，局所ボイド率が0の場合， A

= 1 であり、局所ボイド率が約 1 の場合、 $A = 0$ である。

ステンレス鋼の場合、水が飽和温度ならば、

$$T_{RA=1} = 636.5 \text{ K (0.1 MPa)}, 628.8 \text{ K (0.4 MPa)}$$

$$T_{RA=0} = 594.5 \text{ K}$$

ジルカロイ 2 の場合、水が飽和温度ならば、

$$T_{RA=1} = 666.3 \text{ K (0.1 MPa)}, 651.3 \text{ K (0.4 MPa)}$$

$$T_{RA=0} = 594.5 \text{ K}$$

炉頂クエンチモデルについては、次のように仮定する。

- (1) 水が炉頂部に存在し、炉頂部の壁温が T_R まで降下した時、炉頂クエンチが炉心部で発生する。
- (2) 一度炉頂クエンチが発生すると、炉頂クエンチのクエンチ速度は (3-45) 式で表わされる。
- (3) 但し、炉頂クエンチが生ずるためには、炉頂クエンチが生じている場所に水が存在し、かつ十分なる水が既クエンチ部に供給され、燃料棒からの熱を水の蒸発により除去できることが必要である。

3.3.3 クエンチ基本モデルの検討

1. 液滴付着型クエンチについての検討

図 3.12 に PWR - FLECHT 実験⁽³⁻¹³⁾における 5F と名付けられた発熱体のクエンチ温度を時間比に対して示す。時間比とは、ある高さに液体单相流が到達する時間とその高さのクエンチ時間との比を意味する。ほとんどのクエンチ温度は 593~783 K の範囲にある。記号 X は、上から 2 番目の熱電対よりも早くクエンチを示した最上部の熱電対のデータを表わしている。それ故、X の記号の付いたクエンチは液滴再付着型クエンチと考えることができる。A の記号の付いたデータは特殊なもので、 $44.7 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ と非常に速い冠水速度の実験のものである。

時間比がほぼ 1 である領域は、速いクエンチを意味しており、テスト部上流で発生した蒸気によって押し上げられたかなり多量の水が急速に伝熱面に付着したことによるクエンチであると考えることができる。

記号 ⊗ は、同じ条件であるが大気圧の下で採られたデータを示している。記号 X のデータはほとんど 0.4 MPa の圧力の下で採られている。A を除き、記号 X の付いたデータのクエンチ温度は、633 K より低い。この温度は、0.4 MPa でのステンレス鋼の $T_R (= 628.8 \text{ K})$ とほぼ等しい。大気圧においては、 T_R は 636.5 K であるが、クエンチ温度は 613~658 K とわずかに高い値を示している。

最上部の熱電対のクエンチ温度と炉頂部でのリウェット発生時の壁温との差は小であると考えられるので、以上の結果をまとめると、PWR - FLECHT 実験における液滴再付着型クエンチのデータは (3-48) 式で定性的に表わすことができると云える。

2. クエンチ速度式の評価

Thompson⁽³⁻³⁵⁾ は、次の実験式を彼の実験データならびに Blair の解析に基づいて導いた。

$$u^{-1} = \frac{r_c \{T_w - (600 + \Delta T_{sub})\}}{2.14 \times 10^6} \quad (3-51)$$

液体のサブクール度が0, すなわち $\Delta T_{sub} = 0$ の場合, Thompson の式は, (3-45) 式とほとんど同じである。両相関式の間での主な相異点は, 液体のサブクール度の取扱い方にある。これらの相関式の信頼性を調べるために, PWR-FLECHT Group 1 実験でのクエンチ速度を両相関式による予測値と比較した。その結果を図 3.13(a),(b) に示す。Thompson の式よりも, (3-45) 式の方が信頼性が高いと考えることができる。しかしながら, (3-45) 式は, PWR-FLECHT 実験データ自身によってその係数が決定されており, より深い検証を行う意味はない。

Piggott と Porthouse⁽³⁻³⁶⁾ は, 環状テスト部を用い, 大気圧下でテスト部下端からの再冠水実験を行った。テスト部は, インコネル被覆, マグネシア充填の発熱体 (直径 1.27×10^{-2} m, 肉厚 0.085×10^{-2} m, 長さ 0.2 m) を内径 2.5×10^{-2} m のパイプの中心に取付けた構造のものである。発熱体を設定温度に加熱した後, 加熱を停止し, 一定水頭の貯水槽から水をテスト部下端に供給した。クエンチフロントが 0.1 m 離れた二点間を移動する時間をストップウォッチで測定した。入口流速と入口サブクール度の積に対してクエンチ速度の逆数をプロットすると, 図 3.14 のようになる。彼等の論文の Fig. 3 ならびに, 「流量 3 g/s, 入口サブクール度 80 K で水は飽和温度になる」という記述に基づいて, 局所サブクール度を計算し, 図 3.14 の上側の横軸として示した。そして両相関式による予測値も図中に示した。傾向的に (3-45) 式の予測値が実測値とかなり良い一致を示していることがわかる。なお, クエンチ温度は, クエンチが生ずるまでに発熱体は多少冷却されており, クエンチ温度は初期設定温度より低いはずであるので, 定量的な議論はできない。

最後に, クエンチ速度式 (3-45) 式の有効範囲を考えると, PWR-FLECHT Group 1 実験データの多くは, 系圧力が約 0.4 MPa, クエンチ温度 643~783 K, 局所サブクール度 0~60 K, 冠水速度 $5 \sim 25 \times 10^{-2}$ m/s の実験範囲で行われた実験によって得られたものである。これらのほとんど全てのデータは, (3-45) 式により, $\pm 15\%$ 誤差範囲内で関係づけられた。それ故, 上記の実験範囲が (3-45) 式の有効範囲であると考えることができる。

3.4 クエンチモデルの低温クエンチへの拡張

(3-45) 式によれば, クエンチ温度が $594.2 + 2.417 \times 10^{-6} p$ 以下では, クエンチ速度は無限大となる。それ故, この温度以下ではクエンチは瞬間的に生ずることとなり, 500 K 付近の壁温でも生じている定常沸騰が説明できなくなる。一般に, 水の極小膜沸騰温度は 470 K 程度である。クエンチのメカニズムを考える場合, この矛盾は従来の沸騰現象の知識によるクエンチ現象の把握を困難にさせる。

又, 原子炉炉心の軸方向出力分布はコサイン状であり, 炉心上下端付近での出力が低く, 再冠水開始時の燃料棒の壁温が低く 590 K 以下の場合がある。このような状況を模擬した再冠水実験において, 模擬炉心下端付近では, 膜沸騰が生じ, 瞬時クエンチは生じなかった。

そのため, ここでは, クエンチに関する基本モデルを定常膜沸騰の極小膜沸騰温度程度の低温部分のクエンチ (低温クエンチと名付ける) への拡張を行うこととする。

3.4.1 従来の研究

桜井等⁽³⁻³⁷⁾は、白金細線を高速アナログ計算機により電力増巾器からの電流を制御しながら加熱し、安定な膜沸騰を実現させ、サブクール度、系圧力をパラメータとして膜沸騰熱伝達実験等を行った。そして、飽和膜沸騰における極小膜沸騰温度 T_{min} と系圧力との間に、図 3.15 のような関係のあることを見出した。極小膜沸騰温度 T_{min} とは、膜沸騰状態でそれ以上壁温が低下すると熱流束が急増する温度と定義する。

本図より、系圧力が 2 MPa 以上では、ほぼ一定値に漸近する傾向があり、大気圧では T_{min} は Berenson⁽³⁻³⁸⁾ による極小膜沸騰温度とほぼ一致し、系圧力が上がるにつれて、(3-45) 式のクエンチ温度の表式(3-24)式に漸近して行くことがわかる。すなわち、系圧力が高くなると、熱力学的過熱限界温度に近づき、低圧力では、Berenson のモデルにあるように水力学的安定限界に基づく過熱限界温度(ここでは、水力学的過熱限界と呼ぶ)に近づくことがわかる。

又、サブクール度がある場合、図 3.16 に示すように、高サブクール度では、低系圧力の場合においても T_{min} は(3-24)式で表わすことができることがわかる。

山内⁽³⁻³⁹⁾は、大気圧下で各種のシース材により被覆した垂直加熱体を加熱し、冷却材を上部より一定流量で流しクエンチ速度の測定を行った。実験結果の1例を図 3.17 に示す。本図は、クエンチ温度とクエンチ速度の逆数 u^{-1} との関係についての実測値と(3-45)式による予測結果とを比較したものである。(3-24)式によるクエンチ温度で u^{-1} が 0 に収束しないで、有限値を有し、クエンチ温度が 473K 以下の温度になるにつれて u_q^{-1} が 0 に収束する傾向があることがわかる。

Baumeister 等⁽³⁻³⁰⁾の高温伝熱面への液滴落下実験によれば、ライデンフロスト温度の測定値の最高値は表 3.1 のようになり、ステンレス鋼ではほぼ(3-24)式で表わされるが、他の材質(黄銅、アルミニウム)では(3-24)式の予測値よりかなり低く、かつ、表面粗さによって異なる。このことは、(3-24)式による温度以下では、水による表面の部分的なぬれが生じていることを示唆しており、熱力学的過熱限界温度以下では、膜沸騰は比較的不安定なものと考えられることができる。

3.4.2 低温クエンチモデルの導出

見掛けのクエンチ温度 T_q に対して、その接触温度が熱力学的過熱限界温度 T_M 以上の場合のクエンチを高温クエンチ、それ以下の温度でのクエンチを低温クエンチと定義する。すなわち、見掛けのクエンチ温度 T_q の値により、次のように分類される。

(1) 高温クエンチ

$$T_q > T_M + K(T_M - T_1) \quad (3-52)$$

(2) 低温クエンチ

$$T_q \leq T_M + K(T_M - T_1) \quad (3-53)$$

ここで、

$$K = \{(\lambda r C_p)_l / (\lambda r C)_c\}^{1/2} \quad (3-54)$$

高温クエンチにおいて、見掛けのクエンチフロント点 B は、真のクエンチフロント点 A より図 3.18(a)のように $\lambda / (r C u_q)$ だけ離れているので、B 点と A 点との間では壁表面温度は急

降下しており、又、A点より既クエンチ部においても、より短い距離で急激な温度降下をしている。なお、 $\lambda / (rCu_q)$ は(3-41)式より導いたものである。それ故、A点と既クエンチ部との間に、極小膜沸騰温度の点が存在し、この点とA点の間では不安定な膜沸騰が生ずる可能性がありそうであるが、実際には、A点と既クエンチ部分の間には膜沸騰は起らず見掛けのクエンチ点から急激な温度降下をしている。

この理由として考えられるのは、図3.18(a)のA点と極小膜沸騰温度の点との距離に対して、不安定な膜沸騰の波長が十分に長く、不安定な膜沸騰が存在できないという仮説である。

上の仮説に対して、低温クエンチを考えると、図3.18(b)のB点より右側に水が瞬時に付着できる点が確率的に存在する状況が考えられる。この場合、不安定な膜沸騰の波長に相当する点にも水が付着出来る可能性があり、そのような場合に不安定な膜沸騰を生ずる。そして水力学的過熱限界温度 T_{min} まで温度が低下すると核沸騰に移行する。すなわち、伝熱面温度が T_{min} となる点が低温クエンチにおける真のクエンチフロントとなる。

しかし、この現象は、不安定な膜沸騰ゆえに確率的なものであり、図3.18(b)下図のようにB点より右側に水が付着せず、クエンチフロントでの壁温は熱力学的過熱限界温度 T_M となる時もあるはずである。

クエンチフロントでの壁温が T_M , T_{min} どちらの場合にもクエンチ中は同じ除熱能力があると考え、クエンチフロントが単位長さ進行する時、そのクエンチ温度が T_M , T_{min} となる確率をそれぞれ $f(x)$, $1 - f(x)$ とすると次式が成立する。

$$u^{-1} = f(x) u_T^{-1} + (1 - f(x)) u_H^{-1} \quad (3-54)$$

ここで、

$$u_T^{-1} = g(T_M) \quad (3-55)$$

$$u_H^{-1} = g(T_{min}) \quad (3-56)$$

$$g(T) = \frac{c_p r (T_2 - T)}{2.55 \times 10^6 (1 + 2.778 \times 10^{-5} \Delta T_{sub}^3)} \quad (3-57)$$

$f(x)$ についての関数形は未知であるので、 η を未知定数として、次式で表わされると仮定する。

$$f(x) = \left(\frac{T_q - T_{min}}{T_R - T_{min}} \right)^\eta \quad (3-58)$$

$$\left. \begin{aligned} f(x) &= 1 & (T_q \geq T_R) \\ f(x) &= 0 & (T_q \leq T_{min}) \end{aligned} \right\} \quad (3-59)$$

$T_q \leq T_{min}$ の場合、 u_q は次式で表わされるものとする。

$$u^{-1} = 0 \quad (T_q \leq T_{min}) \quad (3-60)$$

T_M は、(3-24)式、 T_{min} は、桜井の実験結果を直線近似した次式を用いる。

$$T_{min} = 480 + 8 \times 10^{-5} p \quad (3-61)$$

ただし、 $T_{min} > T_M$ ならば、 $T_{min} = T_M$ とする。 T_R は、(3-48)式で表わされるものとする。

次に実験データを用いて、未知定数 η の決定を行う。炉心下端からの再冠水実験に適当なデータがないので、山内の炉心上端からの再冠水実験のデータを用いる。この場合、クエンチフロント付近の熱伝達について詳細に検討すべきであるが、ここでは、高温クエンチでのクエンチフロント部の熱流束を実測値により推定し、(3-58)式の指数 η をパラメータとした計算を行い、

低温クエンチ部分の実験結果との比較を行う。比較結果を図 3.19 に示す。最適の η の値は得られないが、 η の値が 0.6~2.0 の間にあり、 $\eta = 1$ がほぼ妥当な値であることがわかる。 η の値については、実験を行い検討を行う。

3.5 系圧力効果のクエンチモデルへの考慮

3.3.2 で導出したクエンチ基本モデルは、主として、系圧力が約 0.4 MPa の実験データを主として用いて作成された。本節においては基本モデルに系圧力効果を導入することを行う。

3.5.1 系圧力効果モデルの導出

Hanson⁽³⁻³³⁾ は Semiscale 実験のデータを処理し、図 3.9 に示す再冠水時の「沸騰曲線」を得た。日本原子力研究所の小型再冠水実験⁽³⁻⁴⁰⁾ においても、図 3.20 に示すような「沸騰曲線」を得ている。図 3.20 は、軸方向の熱伝導を無視した半径方向一次元熱伝導計算により求めたものであるが、植田等⁽³⁻⁴¹⁾ は、二次元熱伝導計算を行えば実験条件にあまり依存しない一般性のある「沸騰曲線」が得られることを示した。このように、再冠水時の冷却過程も所謂「沸騰曲線」で表現できるものと考えられる。

実験データからこのような冷却曲線を求めることを考えると、温度測定用の熱電対の大きさと応答性のために表面の真の温度変化を知ることが困難であり、得られた冷却曲線の定量的評価が難しいことがわかる。そのため、図 3.8 に示すような単純化した「沸騰曲線」を考えた。すなわち、膜沸騰が生じている時、真のクエンチフロントが注目する点に到達すると、注目する点の温度は急速に降下し、核沸騰が生じ、有効最大熱流束 ϕ_{\max} で冷却されるとした。これは、見掛けのクエンチフロント付近の蓄積熱が熱伝導により真のクエンチフロントに隣接した既クエンチ部に移動し、既クエンチ部の良好な熱伝達により冷却材に放熱されるからであり、それにより、見掛けのクエンチフロント付近の壁温は急速に降下し、伝熱面に液体が付着できるようになる。

なお、前節の結果も考慮すれば、液体が伝熱面に付着できる温度として、熱力学的過熱限界温度と水力学的過熱限界温度の二種の温度があることになる。

有郊最大熱流束 ϕ_{\max} は、沸騰曲線上の極大熱流束又はバーンアウト熱流束に対応すると考えることができるが、過渡的現象を単純化した一定値により近似しているため、その値は、時間的、空間的な平均極大熱流束のようなものである。

バーンアウト熱流束が系圧力の関数であることから類推し、 $\phi_{0\text{eff}}$ を系圧力の関数とする。すなわち、

$$\phi_{0\text{eff}}(p) = ap + b$$

未知定数 a , b を実験データより決定する。

熱力学的過熱限界温度は検証は行われていないが、臨界圧力まで成立するように作られており、水力学的過熱限界が 2 MPa まで実験的に検証されていると考えられるので、 $\phi_{0\text{eff}}$ の系圧力依存性がわかれば、(3-45) 式に系圧力効果を導入できることがわかる。

図 3.21 に FLECHT low flooding 実験⁽³⁻¹⁶⁾ におけるクエンチ速度の逆数 u^{-1} とクエンチ温度 T_q との関係を示す。系圧力が低い方が同じクエンチ温度に対してクエンチ速度が低いこと

がわかるが、 u^{-1} と T_q との単純な直線関係が見い出されない。これは実験中に発熱体表面温度が上昇して、伝熱面表面の状態が変化したためであると思う。すなわち、クエンチ速度が同一発熱体において、その実験の回数とともに変化するという事は多くの研究⁽³⁻⁴⁵⁾において云われており、その原因は被覆管表面の酸化被膜の生成と関係していると考えられている。表面が酸化すると酸化膜の低い熱伝導性により、被覆管表面の冷却作用が酸化膜表面と被覆管内部との間に温度差を生じさせる。従って、測定された被覆管内部の温度が高くとも、酸化膜表面の温度は低下しクエンチ速度が見掛け上高くなると説明できる。

そこで、0.137 MPaのデータに対して、熱力学的過熱限界温度 T_M を通る直線 L を引き、未知定数 a 、 b を決定すると、次式が得られる。データの中で、図中に A と印したデータは表面酸化の影響が含まれるものとして無視した。

$$\phi_{0, \text{eff}}(p) = 5.74p + 0.297 \times 10^6 \quad (3-62)$$

上式は、基本モデルの $\phi_{0, \text{eff}} (= 2.55 \times 10^6 \text{ W/m}^2)$ と比較すると、 $p = 0.393$ (MPa)の時に両者が一致することがわかる。これは、基本モデルが主として0.4 MPaの系圧力のデータから導かれたことから考えて妥当な結果である。

従って、クエンチ速度の相関式(3-54)式~(3-61)式、(3-24)式、(3-46)式の中の(3-57)式は次のように書き換えられる。

$$g(T) = \frac{c_p r (T_q - T)}{(5.74p + 0.297 \times 10^6)(1 + 2.778 \times 10^{-5} \Delta T_{\text{sub}}^3)} \quad (3-63)$$

(3-63)式による0.274 MPaの系圧力に対するクエンチ温度とクエンチ速度の逆数との関係を図3.20に示す。表面が酸化していると思われる場合を除き、実験と予測値とはよい一致を示している。

比較すべきデータ量が不足しているので、強制注水再冠水実験を行い、更にクエンチ相関式を検討する。

3.5.2 高系圧クエンチへの系圧力効果モデルの適用

高系圧でのクエンチの実験は主として、炉心上方からの注水による再冠水実験である。

ElliottとRose⁽³⁻⁴²⁾は、図3.22に示す結果を得た。(3-63)式による関係ならびにその20%増(クエンチ速度が20%低いことに対応する)の直線を示す。第1シリーズのデータと本相関式の関係とはよい一致を示しており、第2シリーズのデータは、本相関式によるクエンチ速度より速いクエンチ速度を示しており被覆管の表面酸化の影響が現われていると考えることができる。

図3.23は、彼ら⁽³⁻⁴³⁾の0.343 MPaでのジルカロイ被覆管でのクエンチ温度対クエンチ速度の逆数の関係を示している。ジルカロイの酸化が進むにつれて、ステンレスの場合と同様にクエンチ速度が増加することがわかる。特に高温に晒された後では、酸化の影響が顕著になっていることがわかる。

図3.24は、Bennett⁽³⁻⁴⁴⁾による系圧力0.69 MPa~6.89 MPaのデータに対して、(3-63)式による関係を示したものであり、この広い圧力範囲に対して上式ではほぼクエンチ速度が予測できることを示している。

これらの結果より、(3-63)式は、十分高圧まで適用できることがわかる。

原子炉の安全性の問題としては、一般に、クエンチ速度が低い方が炉心に対して厳しい条件となる。従って、被覆管の表面の酸化によりクエンチ速度が増加する傾向はあるが、安全解析上は、(3-63)式によるクエンチ速度又は、その20%減のクエンチ速度を用いればよいと云える。20%減のクエンチ速度はデータの中で最も低い値であると考えるので、最も保守的な解析には好ましいと考える。

3.6 本章の結論

1. 炉心内流動様式に対応した各流動領域での熱伝達モデルを導いた。
2. 特に、遷移流領域に対しては、サブクール膜沸騰熱伝達率相関式を改良して、局所ボイド率の影響を考慮した新相関式(3-13)式を導いた。
3. クエンチ現象に関しては、クエンチフロントの進行が既クエンチ部有限長さの熱伝達率ではなく、クエンチフロントでの流体への熱流束に依存することを見い出し、局所サブクール度を考慮したクエンチ速度相関式(3-45)式を導いた。本式には、液体の熱力学的過熱限界温度 T_M として、(3-24)式を用いた。更にこの T_M を用い、液滴再付着が(3-48)、(3-50)式より定まる温度 T_R で生ずることを見い出した。
4. クエンチ基本モデルを極小膜沸騰温度付近の壁温に対するクエンチ(低温クエンチ)まで適用できるようにモデルの拡張を行った。そして、液体の水力学的過熱限界温度 T_{min} を、(3-61)式のように定め、低温クエンチまで拡張されたクエンチ速度相関式(3-54)式～(3-60)式を導いた。
5. 更に系圧効果も考慮して、(3-57)式を(3-63)式のように改良した。この式は、系圧力が0.137～6.89 MPaまで適用でき、ステンレス鋼被覆管だけでなくジルカロイ2被覆管に対しても適用できることを示した。又、安全解析のように保守的な結果を得たい場合は、得られたクエンチ速度の20%減の値を用いることを推奨した。又、被覆管表面が酸化した場合、クエンチ速度が増加することを示した。

なお、新たに開発した遷移流領域の熱伝達率相関式、および、クエンチモデルは、次章で述べる一次元強制注水再冠水実験により評価を行う。

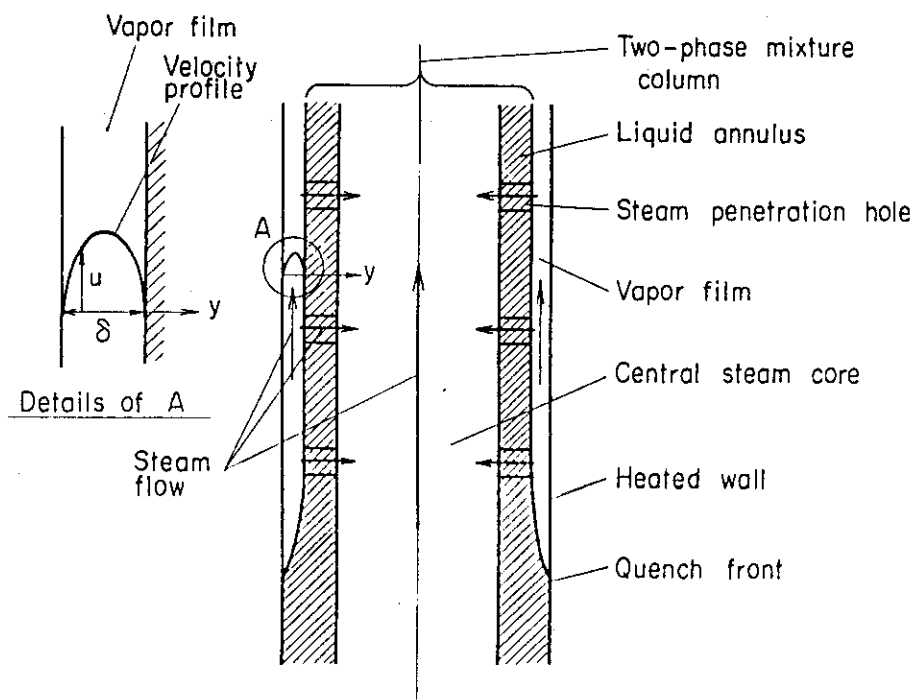


Fig. 3.1 Flow model of saturated film boiling

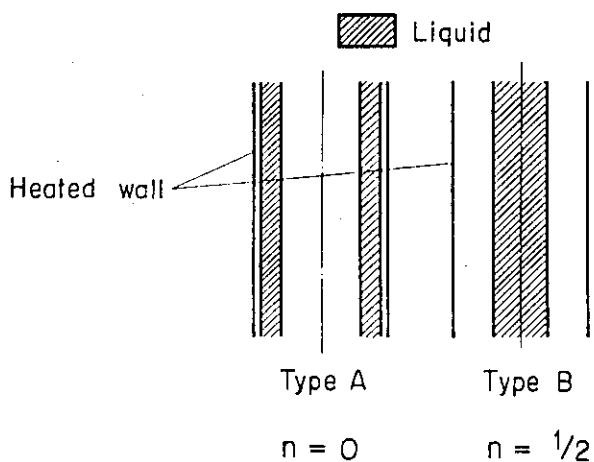


Fig. 3.2 Liquid distribution models and their indexes n of configuration factor $(1-\alpha)^n$

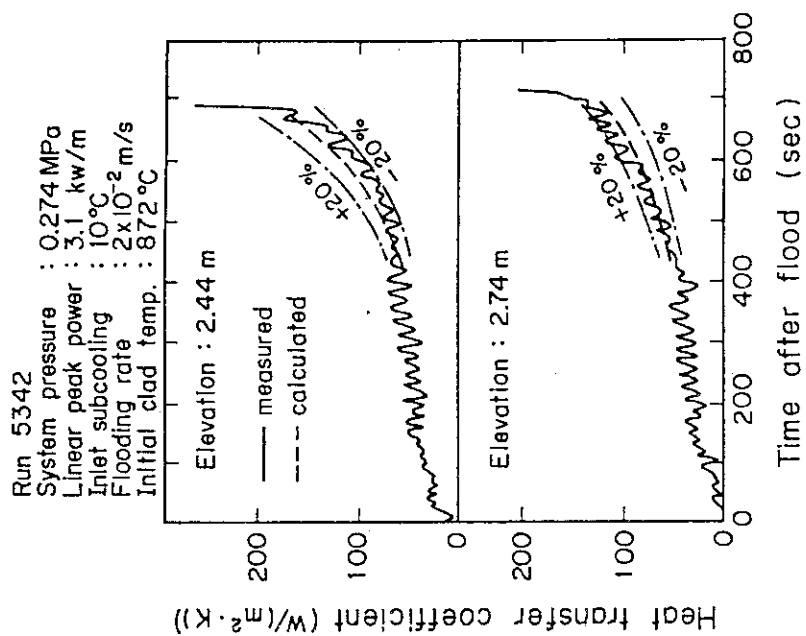


Fig.3.3(b) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time - for FLECHT Run 5342(3-16)

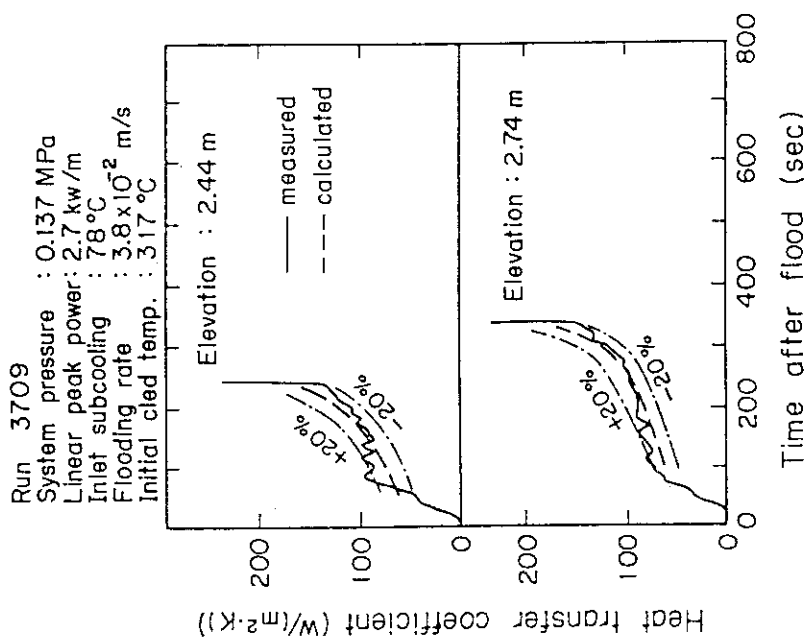


Fig.3.3(a) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time - for FLECHT Run 3709(3-16)

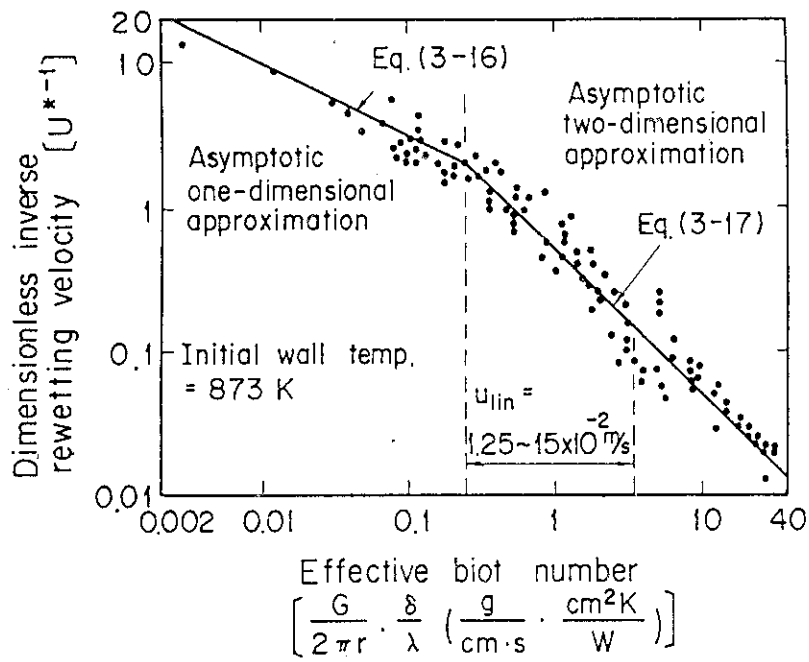


Fig. 3.4 Comparison of experiment with model developed by Duffey et al. (3-18)

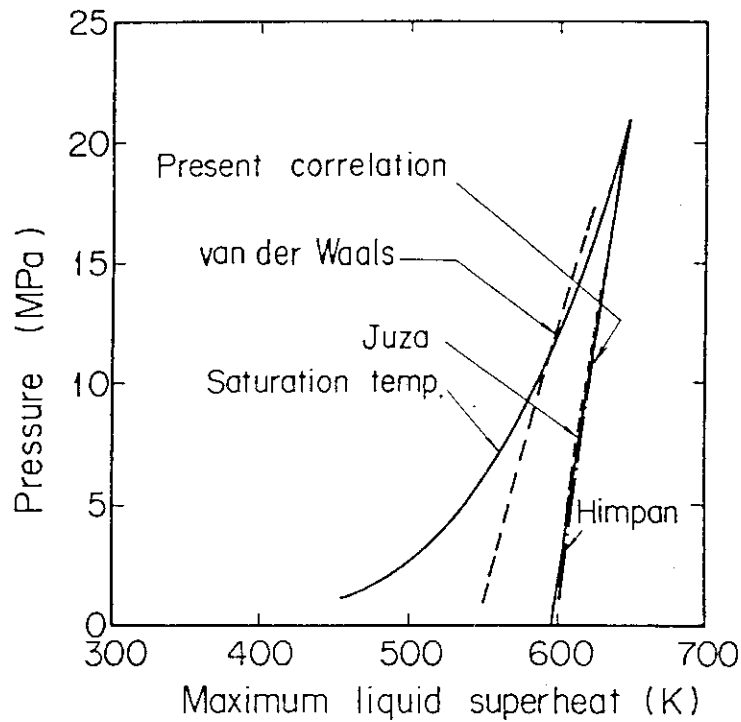


Fig. 3.5 Liquid maximum superheat calculated by Greenveld (3-27) and present approximate correlation

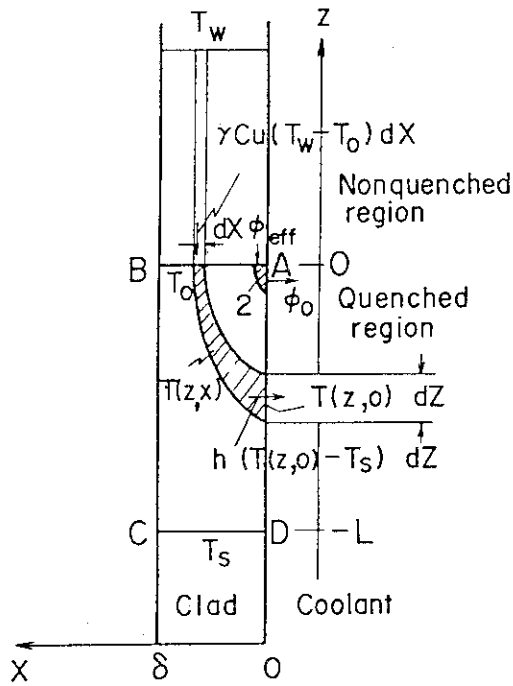


Fig. 3.6 Schematic illustration of two-dimensional heat conduction model

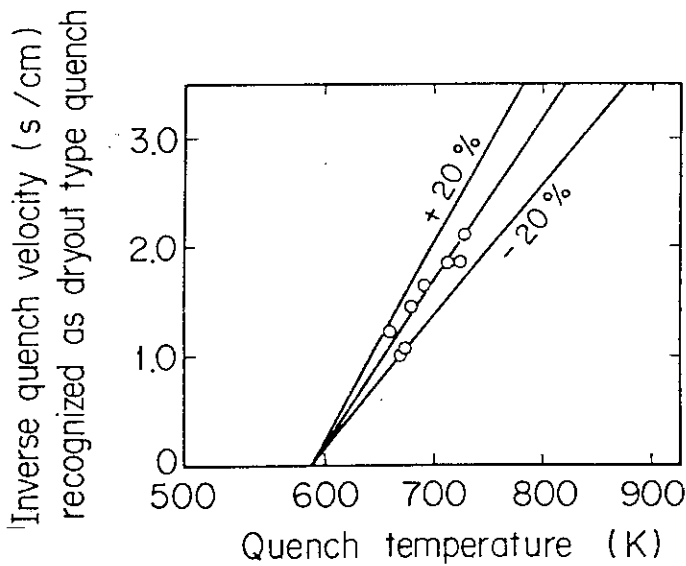


Fig. 3.7 Plot of inverse quench velocity against quench temperature using PWR-FLECHT data recognized as dryout type quench

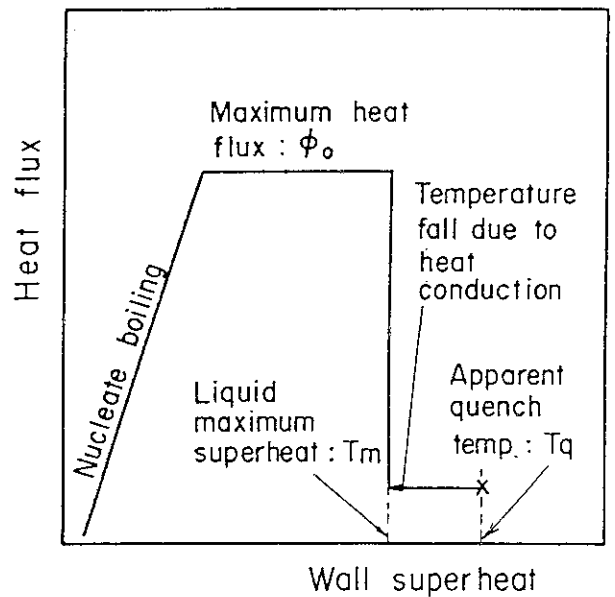


Fig. 3.8 Schematic diagram of heat flux versus wall superheat

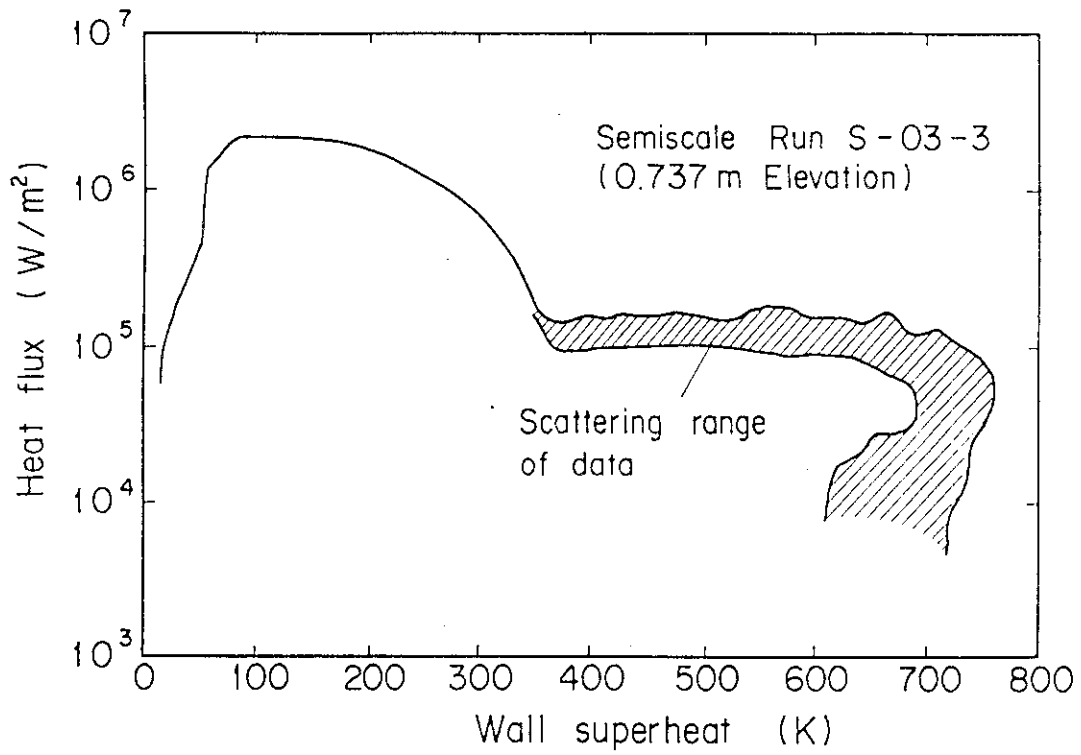


Fig. 3.9 Boiling curve for reflow phase⁽³⁻³³⁾

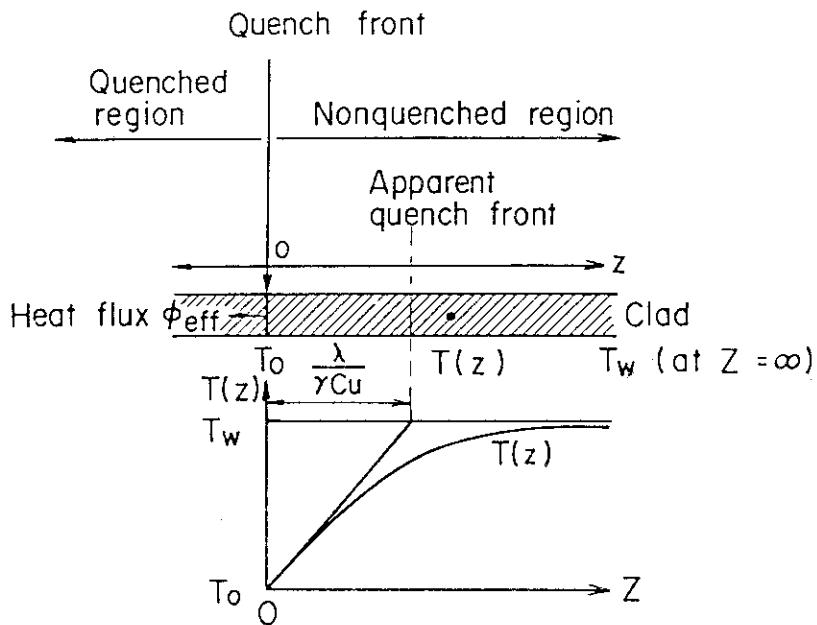


Fig. 3.10 Schematic diagram of axial temperature distribution in clad

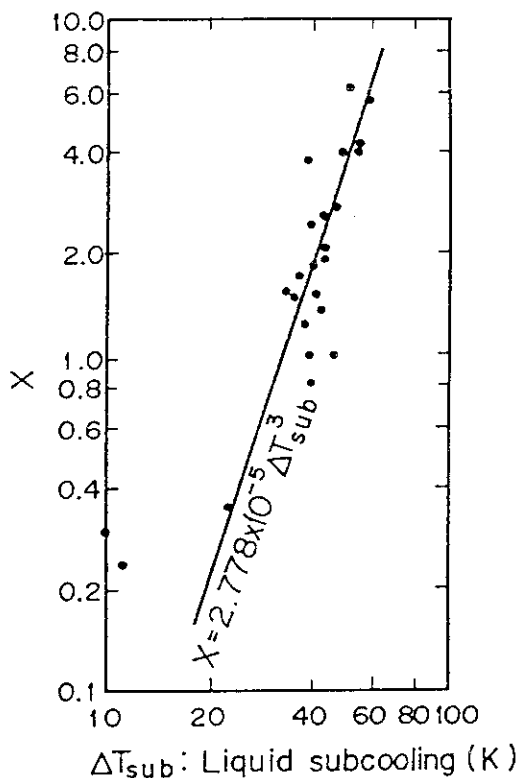


Fig. 3.11 Plot of X defined by Eq.(3-44) against liquid subcooling (Data source is PWR-FLECHT experiment) (3-13)

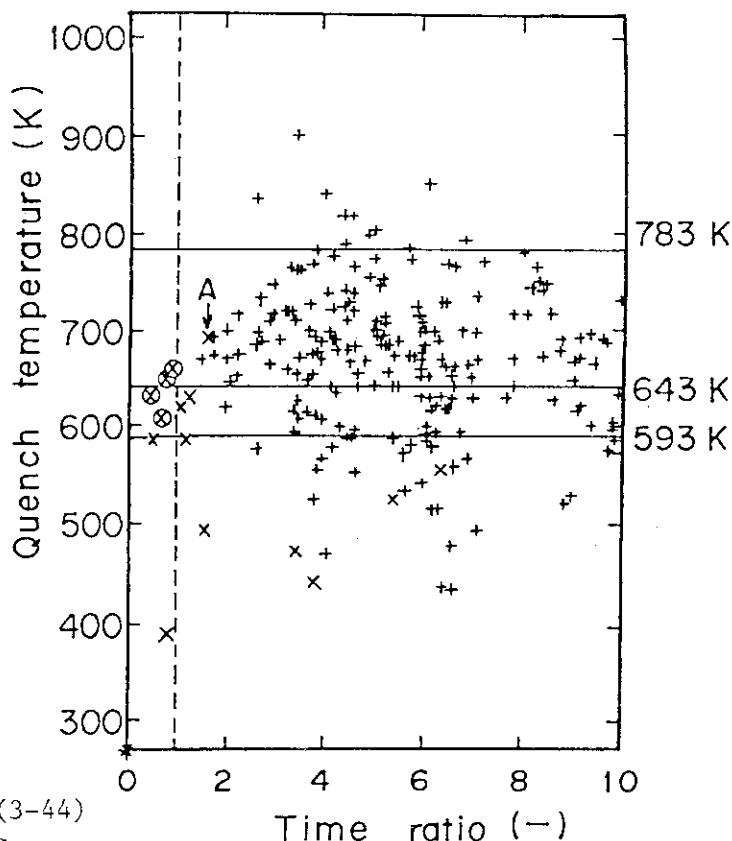


Fig. 3.12 Plot of quench temperature against time ratio (Time ratio is defined as a ratio of quench time to apparent arrival time of water)

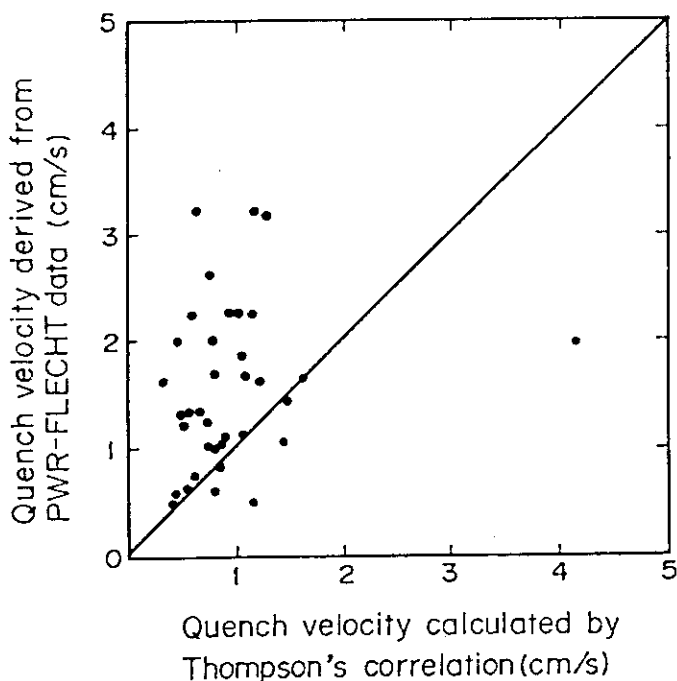


Fig.3.13(a) Comparison of quench velocity calculated by Thompson's and present correlations with PWR-FLECHT data
- Thompson's correlation (3-35) -

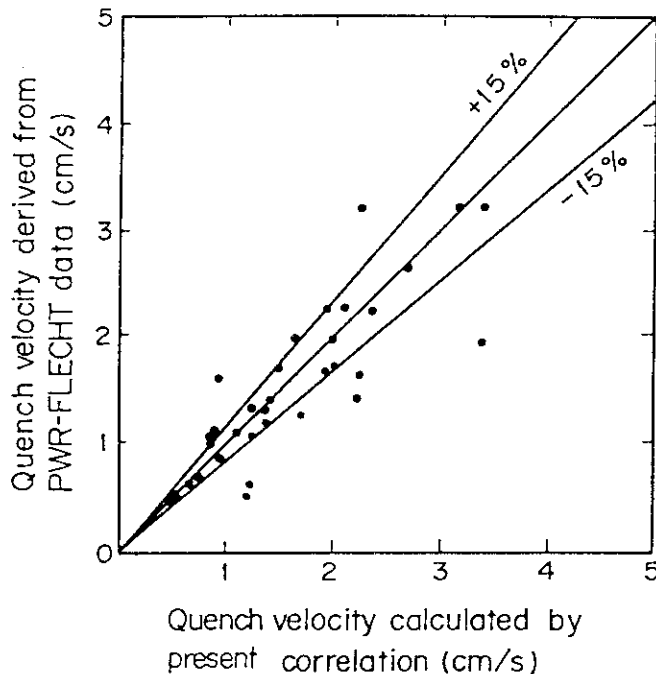


Fig.3.13(b) Comparison of quench velocity calculated by Thompson's and present correlations with PWR-FLECHT data
- Present correlation -

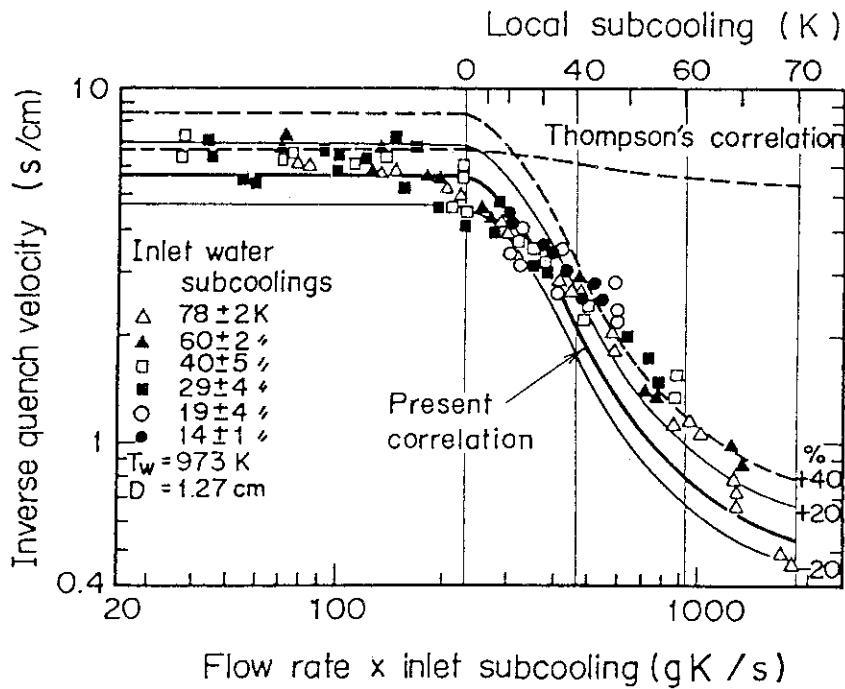


Fig. 3.14 Comparison of calculated quench velocity with Piggot-Porthouse's data⁽³⁻³⁶⁾

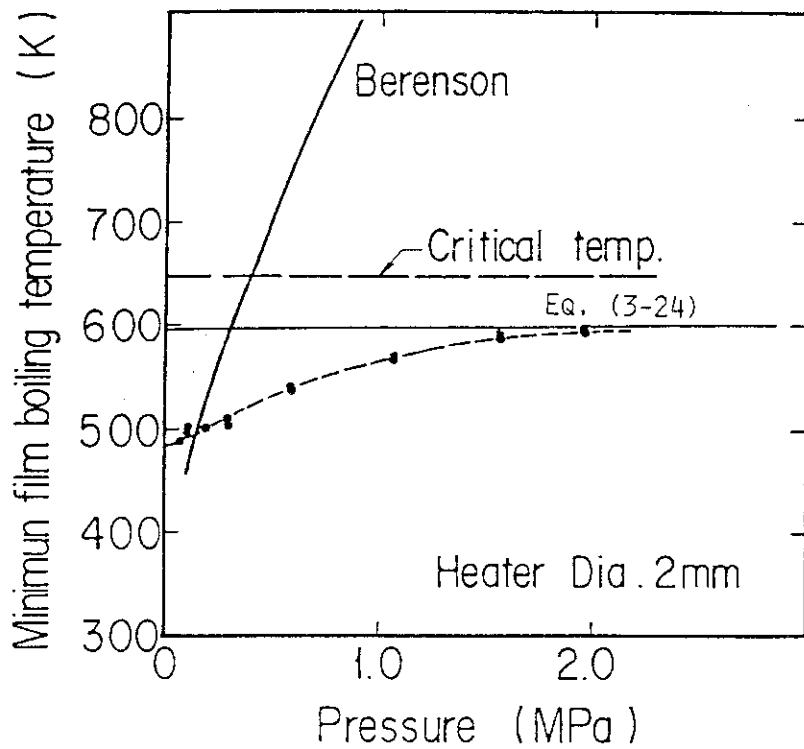


Fig. 3.15 Effect of system pressure on minimum temperature in saturated film boiling⁽³⁻³⁷⁾

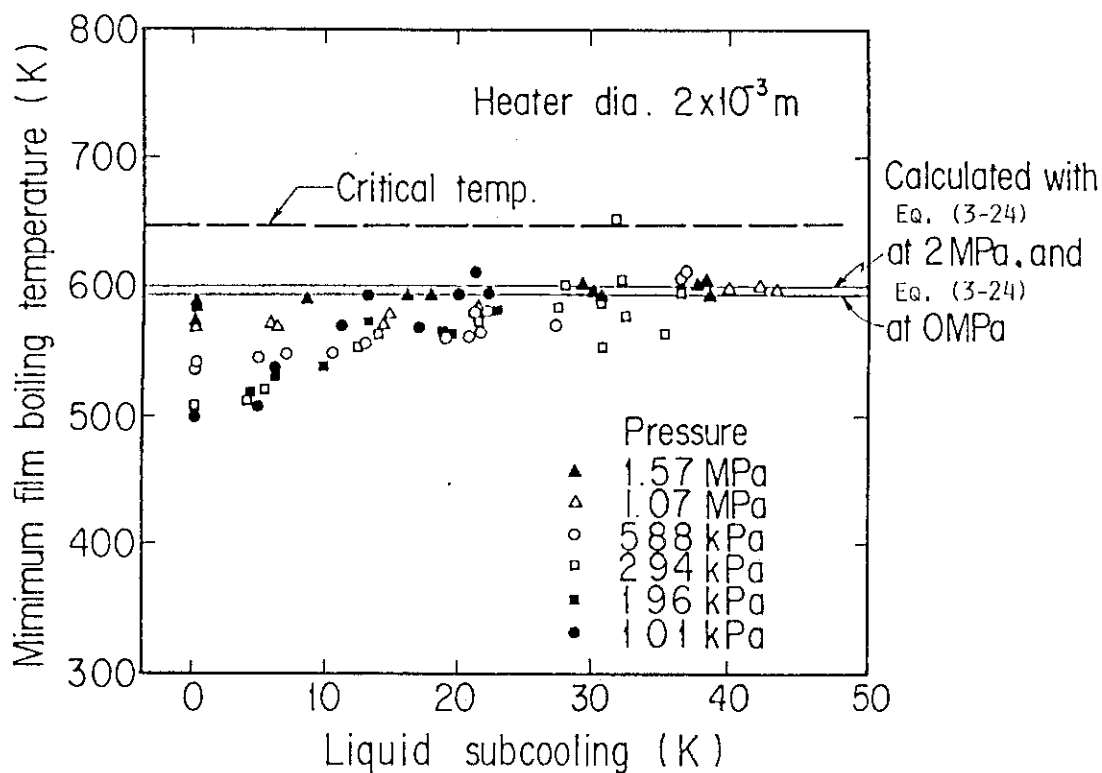


Fig. 3.16 Effect of water subcooling on minimum film boiling temperature for various system pressures⁽³⁻³⁷⁾

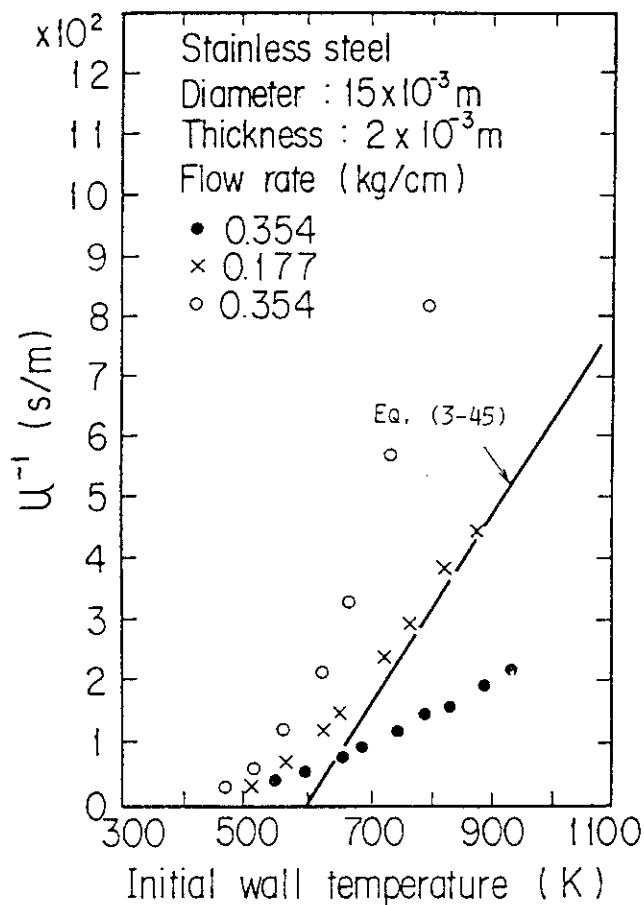


Fig. 3.17 Quench front velocities versus initial wall temperatures⁽³⁻³⁹⁾

Table 3.1 Leidenfrost temperatures of water measured by Baumeister et al. (3-30)

Plate material	0.032 ml drop		6 ml drop	
	Water temp. 373K	Water temp. 299K	Water temp. 373K	Water temp. 299K
Pyrex glass	788	>973	---	---
Stainless steel	578	578	598	598
Brass	---	503	508	508
Aluminum	---	503	508	508
Aluminum(smoothed)	---	---	538	---
Aluminum(fresh polish)	---	428	>473	---
Brass(fresh polish)	---	---	>473	---
Gold fresh polish (very smooth)	---	---	<457	---

Unit: K

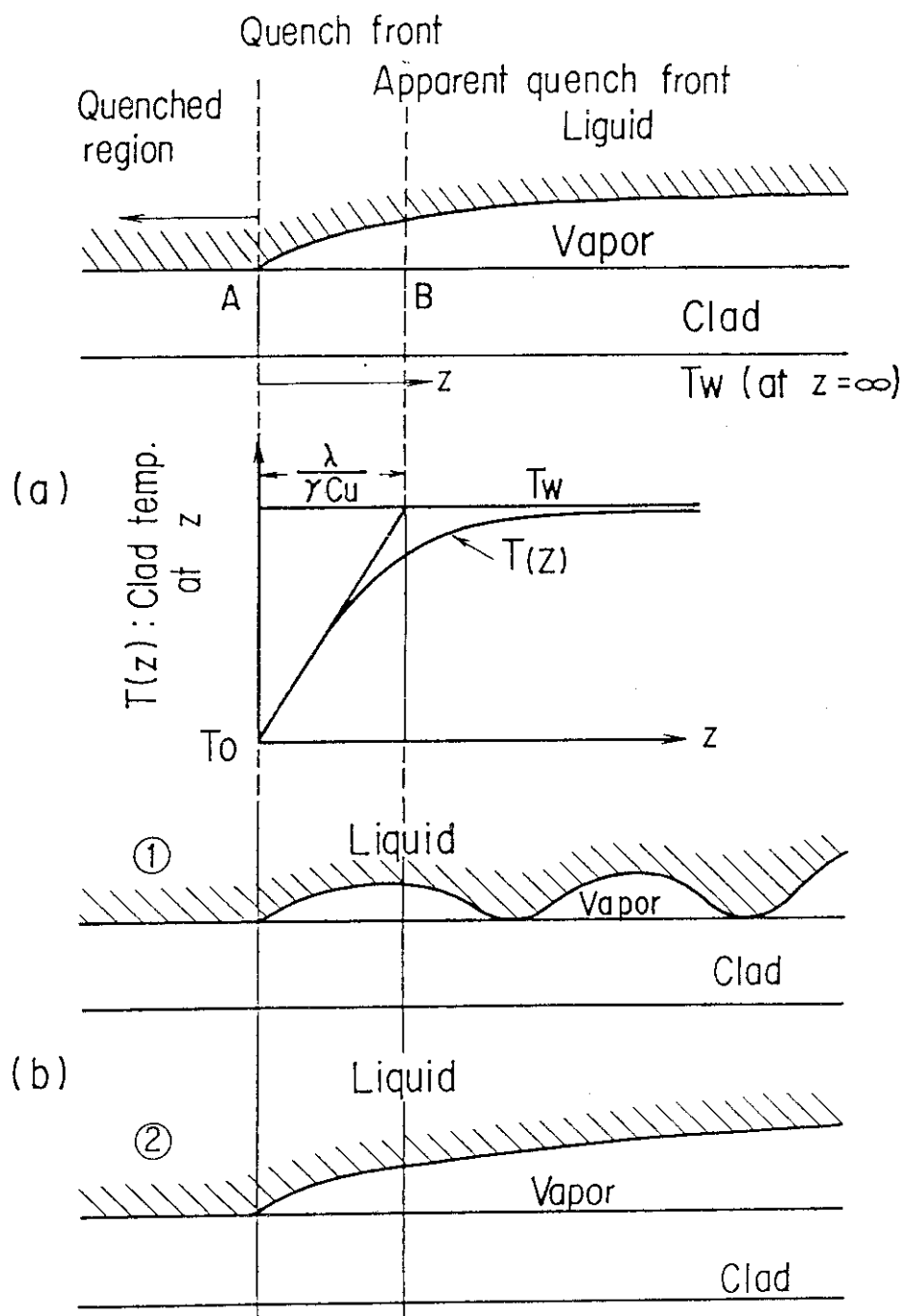


Fig. 3.18 Film boiling model near quench front

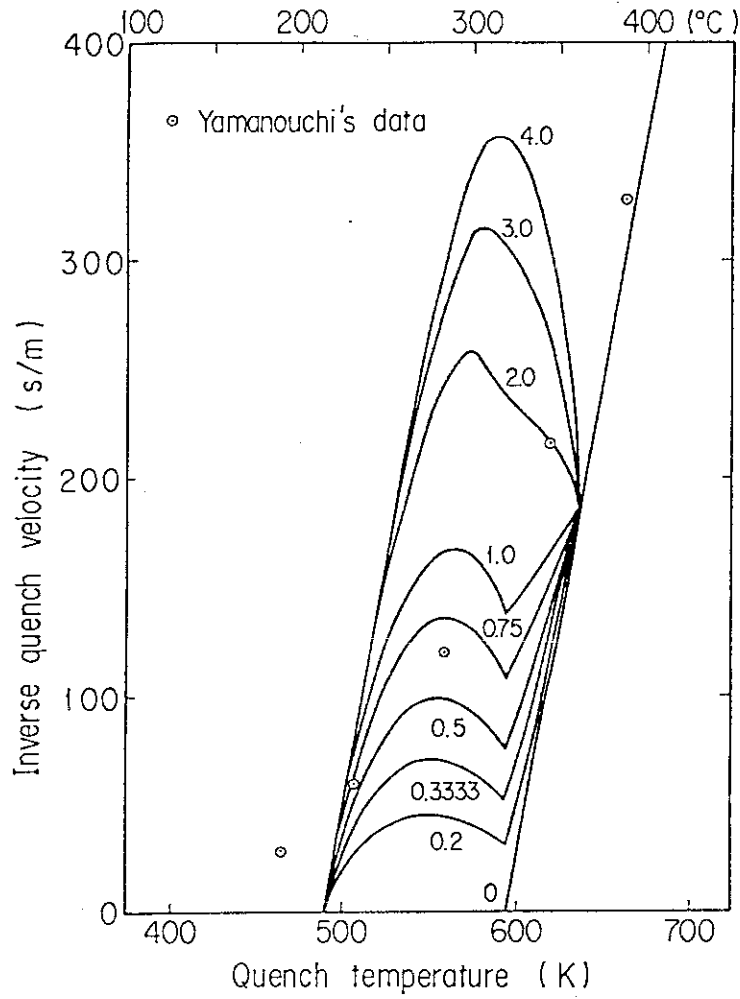


Fig. 3.19 Parametric calculation on relation between inverse quench velocities versus quench temperature in case of top quench

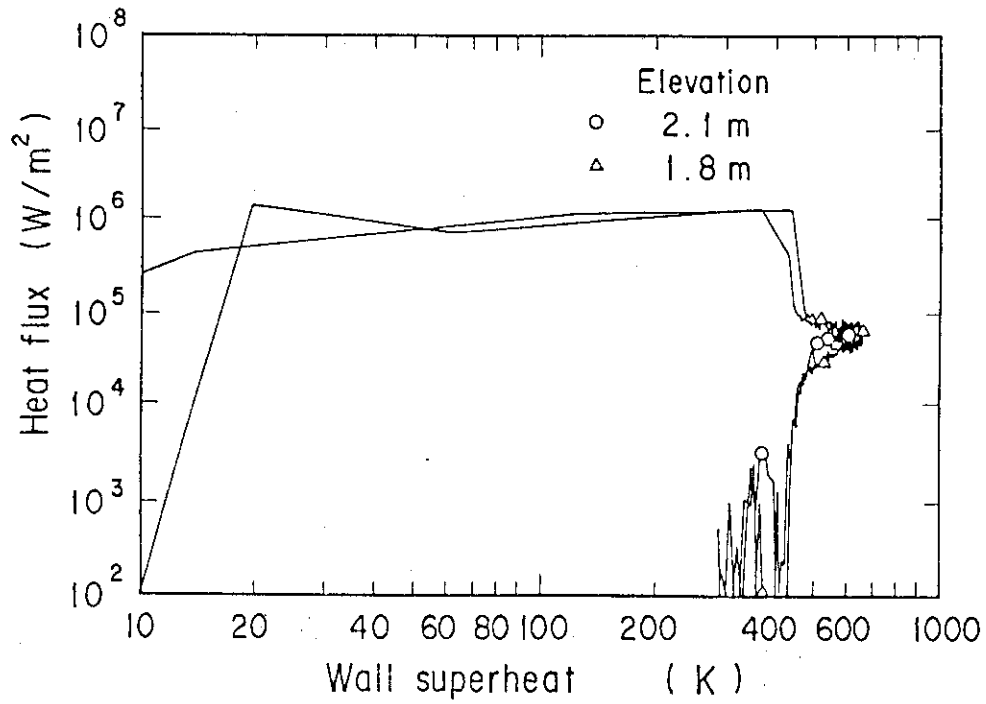


Fig. 3.20 Boiling curve during reflood phase

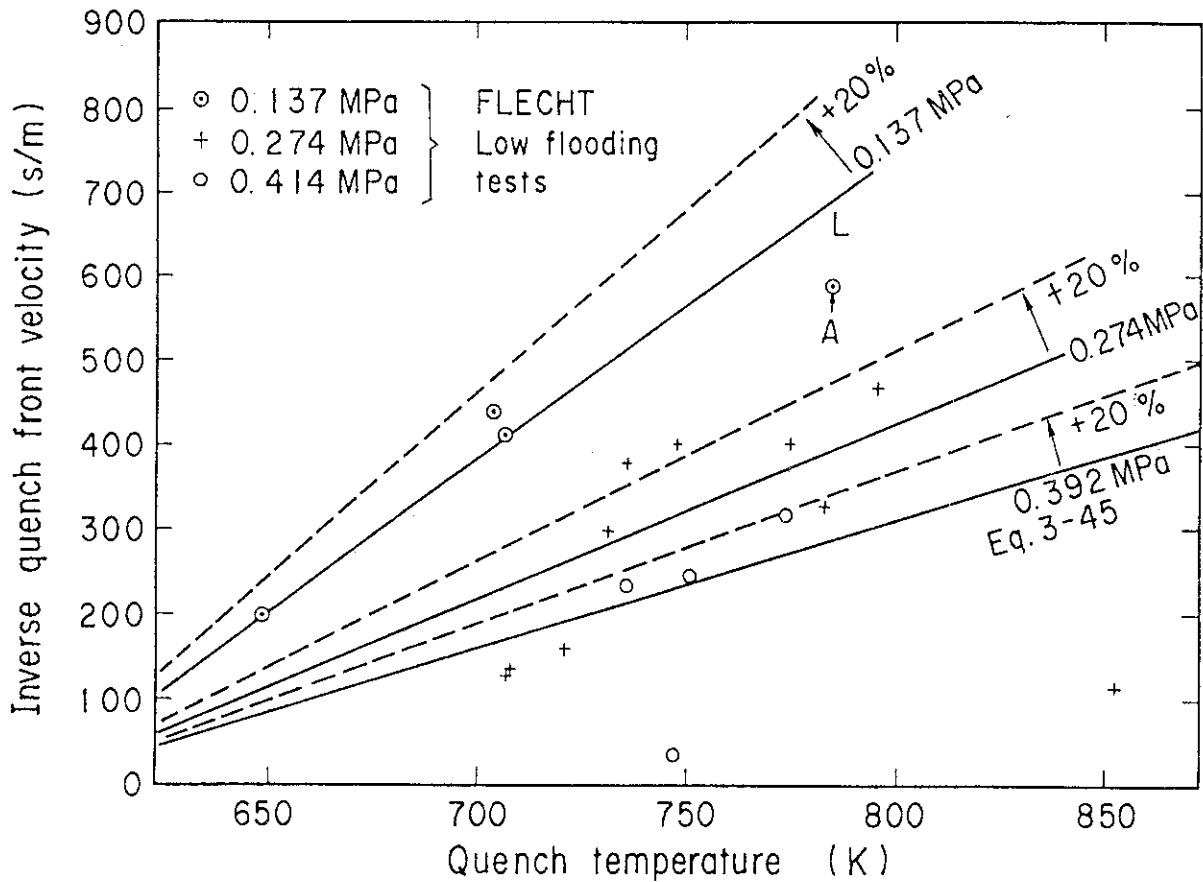


Fig. 3.21 Effect of pressure on quench front velocity for FLECHT Low flooding test

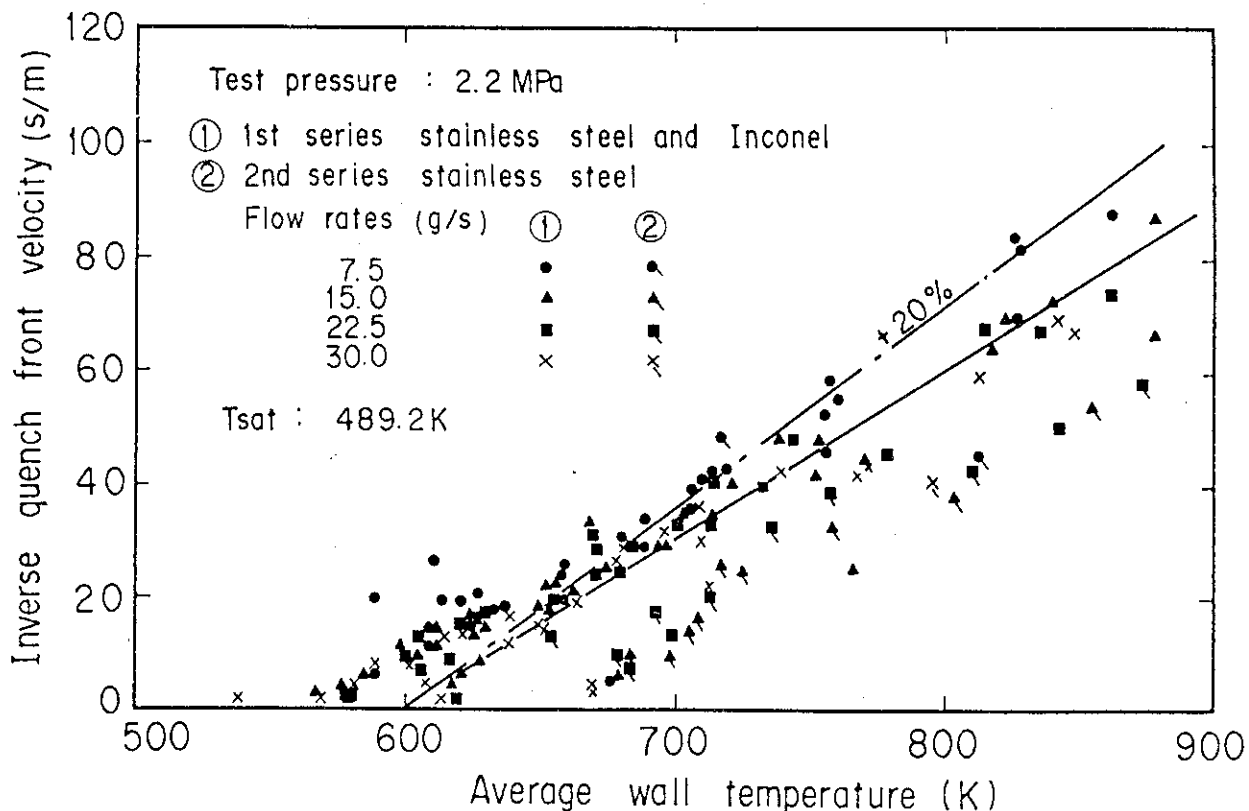


Fig. 3.22 Quench front velocity results for top flooding (0.2MPa)⁽³⁻⁴²⁾

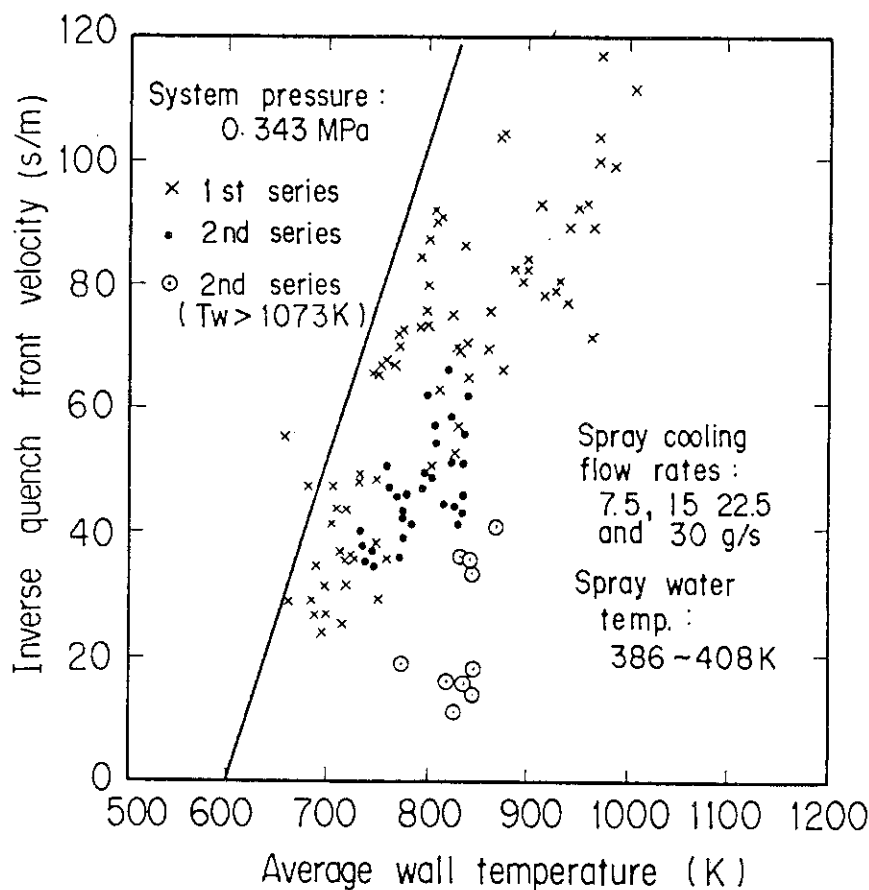


Fig. 3.23 Quench front velocity results for top flooding with zircaloy test section (0.343MPa)⁽³⁻⁴³⁾

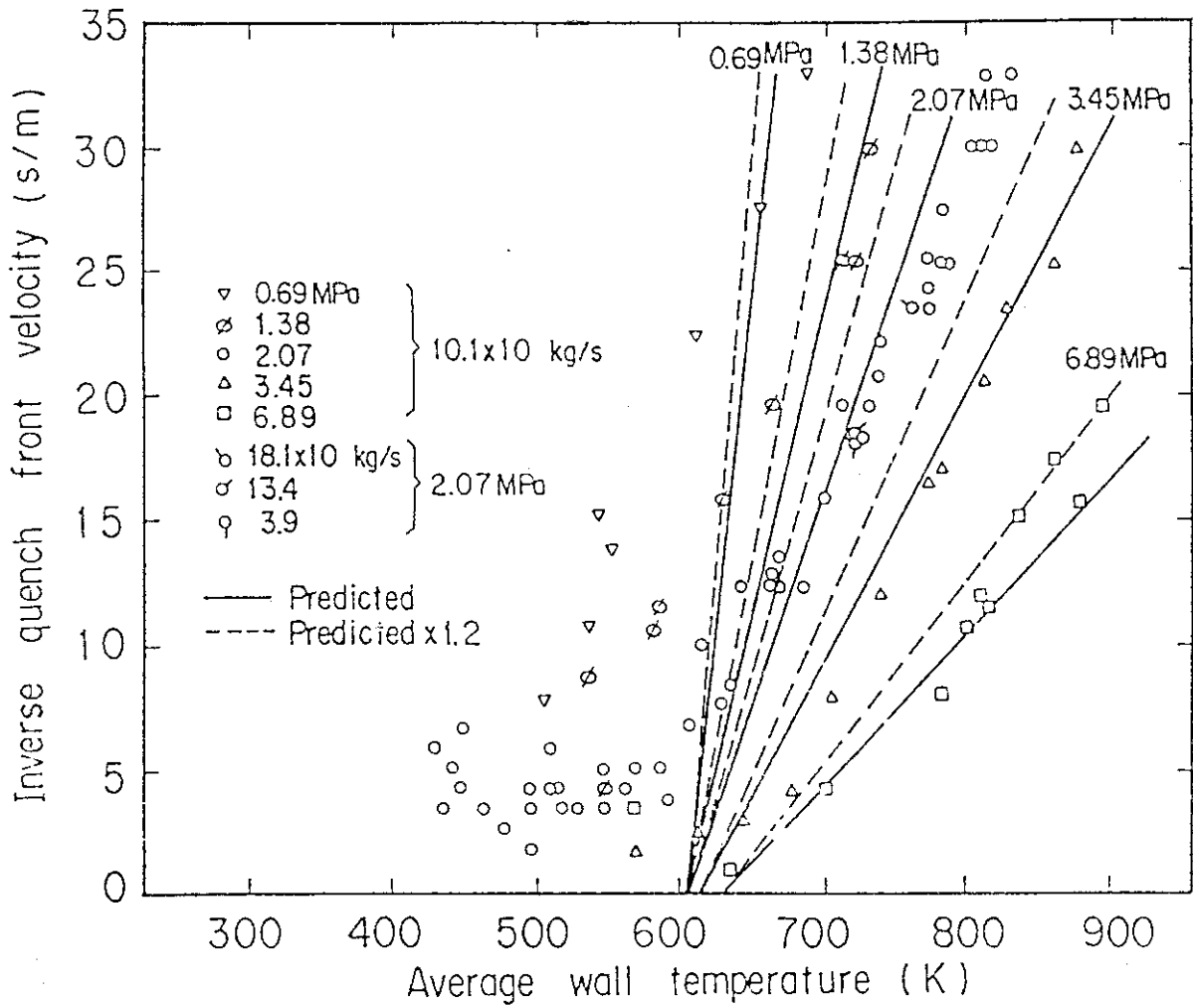


Fig. 3.24 Quench front velocity results for top flooding (0.69~6.89 MPa) (3-44)

4. 一次元強制注水再冠水実験による各流動領域の熱水力モデルおよびクエンチモデルの評価

4.1 緒言

本章においては、前章までに導出した各流動領域の熱水力モデルおよびクエンチモデルの評価を行う。そのため、単純な境界条件の下で一次元強制注水再冠水実験を行い、その実験データと各モデルによる予測値とを比較して各モデルの評価を行う。また、必要に応じてモデルの改良を行う。

単純な境界条件で実験を行うため、実験中、冠水速度、発熱量、テスト部圧力等を一定に保つ。また、テスト部内各発熱棒の発熱は均一にし、現象が一次的になるようにする。又、発熱棒を収納する流路外管の壁温は実験直前に飽和温度に設定し、流路壁面での水の蒸発、蒸気の凝縮が生じないようにし、流路内の熱移動の評価誤差が少なくなるようにする。

本章では、次のモデルの評価を行う。

1. 遷移流領域の熱伝達モデル
2. 飽和二相流領域，遷移流領域，液滴分散流領域の水力モデル
3. クエンチモデル

他のモデルの評価は、モデル全体の総合評価として、第5章および第6章で行う。そのため、本実験で収集した実験データは第5章におけるモデルの総合評価にも用いる。

4.2 一次元強制注水再冠水実験

4.2.1 実験の目的

第2章，第3章で導出した各流動領域の熱水力モデルおよびクエンチモデルの評価，改良および次章で行う炉心モデルの総合評価のためのデータの収集を行うことが、本実験の目的である。

米国で行われた FLECHT 実験（PWR-FLECHT 実験，FLECHT low flooding 実験，FLECHT skewed power 実験，FLECHT SEASET 実験）は広範囲な実験条件での実験データを産み出した。しかし、安全性の実証，実験式の作成という緊急かつ重要な使命を担っているため、実験条件が実際の現象に類似しているか又は少なくとも「安全側」であった。そのため、発熱棒に供給される電力は、崩壊熱曲線を模擬して減衰し、模擬炉心内の発熱も制御棒案内管の影響を考慮して不均一であった。それ故、モデルの評価を行う上で必要な流路内の質量，運動量，エネルギーのバランスの計算が困難であるという欠点を持っていた。

そこで、本実験においては、実験の境界条件を単純にした。すなわち、

- (1) テスト部内の各発熱体への供給電力を等しくして現象が一次的となるようにした。
- (2) 軸方向出力分布を段数の少ない階段関数で模擬した。
- (3) 実験中、冠水速度，発熱量，テスト部圧力，注水温度を一定に保つようにした。
- (4) 流路外管壁温は実験前に飽和温度とし，発熱体温度は短時間に設定温度となるようにし、

流路外管壁温の上昇およびその結果生ずる流路外管から流体への伝熱を抑制し、テスト部内で発生する蒸気量評価の不確定性を排除した。

各モデルの評価、改良のため、本実験では次の状態量の測定を行った。

- (1) 発熱体被覆管温度
- (2) テスト部内軸方向圧力分布
- (3) 流路外管壁温
- (4) テスト部出口液体流量
- (5) テスト部出口液体温度
- (6) テスト部出口蒸気流量
- (7) テスト部出口蒸気温度

被制御変数は次のものである。

- (1) 冠水速度
- (2) テスト部入口液体温度
- (3) 系圧力
- (4) 発熱体供給電力
- (5) 再冠水開始時発熱体被覆管最高温度
- (6) 発熱体発熱開始時流路外管壁温

4.2.2 実験装置

1. 装置の概要

本実験装置は原子炉炉心を一次元的に模擬したテスト部を有し、炉心流路断面積は100万kw級PWRの2100分の1である。長手方向の発熱長は、PWRの発熱長にほぼ等しい。

本装置のフローシートを図4.1に示す。構成機器は次の通りである。又、主要諸元を表4.1に示す。

- (1) テスト部（上・下部プレナム付）

後程詳述する。

- (2) 冷却系供給系

温度制御装置付貯水タンク、オーバーフロー水用サンプタンク、サンプタンク水を貯水タンクに汲上げるためのポンプ、貯水タンク水をテスト部へ供給するための循環ポンプ、テスト部発熱体発熱部下端直下のオーバーフロー配管より構成されている。

再冠水開始前は、貯水タンク→循環ポンプ→下部プレナム→テスト部→オーバーフロー配管→サンプタンクのように冷却水は流れている。この間に冷却材は設定温度に加熱される。サンプタンク水位が設定値以上になると汲上げポンプによりサンプタンク水は貯水タンクに戻る。

発熱体最高温度が設定値に到達すると、オーバーフロー配管に設けられた開閉弁が閉じ、テスト部に流入した冷却水はオーバーフロー配管の高さより上昇し、発熱部を冠水し始める。この状態は実験終了まで継続し、終了後、オーバーフロー配管の開閉弁を開き、テスト部内の残留水をドレインする。

(3) 排気系

テスト部上部プレナムと格納容器模擬部との間の配管である。中間にオリフィスを有し、その差圧により上部プレナムから排出される蒸気流量を測定し、蒸気を格納容器に導く。

(4) 格納容器模擬部

原子炉格納容器を模擬するためのものであるが、炉心断面積比で縮小しても小容量のタンクでは模擬できないので、この格納容器模擬部には圧力調整弁を取付け、一定圧力制御を行い大容量容器を模擬した。

(5) ホールドアップタンク

上部プレナム内の気水分離器で分離された水を貯め、テスト部出口での液体流量の積分値を水頭変化として測定するのに用いた。

(6) テスト部加熱電源

IVRにより電圧調整した三相電流、単相電流をそれぞれ15本、1本の発熱体に供給した。

2. テスト部

テスト部の断面図を図4.2に示す。テスト部は正方格子配列の4×4本発熱体バンドルとそれを収納する流路外管より構成されている。発熱体バンドルの仕様を表4.2に示す。

発熱体の構造は、図4.3の断面図のように、同心円状に中心部から窒化硼素(BN)絶縁材、ニクロムリボン発熱素子、窒化硼素絶縁材、インコネル600被覆管の順に構成され、各材料はスウェーピングにより密着している。インコネル600被覆管の表面には5条の溝が付けられ、0.75級の0.5mmφのシース熱電対5本が埋込まれ、機械的に溝をつぶすことにより固定されている。熱電対先端は被覆管にTIG溶接されている。

発熱体の熱的特性を表4.3に示す。ただし、これは、発熱体の半径方向に温度分布がないと仮定して評価したものであり、概略の目安を与えるものである。

発熱体バンドルを収納した流路外管は軸方向の8分割され、各部はフランジにより接続されている。流路外管、フランジ部にはそれぞれ独立した加熱用ヒータが取付けられ、任意の温度に設定できるようになっている。図4.4に、流路外管と発熱体の発熱部の相対位置、発熱体の出力分布、テスト部内軸方向圧力分布計測用差圧測定位置を示す。

図4.5に、グリッドスペーサの構造を示す。個々の発熱体は各グリッドスペーサの四個の固い突起とわずかな間隙をもって接しており、多少のがたのある状態で水平方向に保持されている。6個のグリッドスペーサの底面位置は、発熱体下端からそれぞれ0.031, 0.631, 1.231, 1.831, 2.431, 3.031mの位置にある。発熱体上端は流路孔のある電極板に固定され、発熱体は吊下げられている。発熱体の熱変形を防止するために発熱体下部はスプリングにより張力が与えられている。熱膨張を逃げるため発熱体下端はOリングシールを通してテスト部下端より圧力バウンダリーの外に取出し、電力の供給、発熱体伸縮の吸収を行った。

テスト部の上、下には上部プレナムと下部プレナムとを取付けた。

上部プレナムは、テスト部上端より流出する蒸気-水二相流の水と蒸気との分離を行うための気水分離器を内蔵している。分離された水をホールドアップタンクに導いて、流出水量の測定を行い、分離した蒸気を排気系に導き、オリフィス部の差圧の測定により流出蒸気量の評価を行う。

テスト部下部には、下部プレナムがあり、テスト部入口水温の測定、注入水の整流を行っている。

る。張力付加用スプリング、発熱体伸縮吸収用 O リングシールも下部プレナムに取付けられている。

3. 計測系

テスト部以外のループ各部における主要測定量を表 4.4 に示す。P は圧力、 ΔP は差圧、T は温度、F は流量、V は電圧そして、A は電流を表わす。テスト部の差圧は図 4.4 に示す位置の 8 個の差圧計により測定した。発熱体、テスト部外管の温度はそれぞれ図 4.6、図 4.7 に示す位置の熱電対により測定した。用いた計測器の仕様を表 4-5 に示す。

これらの計測器からの信号を増巾し、ローパスフィルタにより高周波ノイズを除去し、高速データ集録装置により磁気テープ上にデジタル信号として記録した。主要な 30 個のデータは 100 ~ 30 Hz でデータ集録し、残りの約 80 個のデータは 2 Hz でデータ集録した。

4.2.3 実験手順

実験手順は次の通りである。

装置全体を空気圧により設定圧力まで加圧する。次に冷却水供給系の水温を設定温度にし、オーバーフローラインの弁を開き、循環ポンプを作動させて冷却水を貯水タンク→循環ポンプ→テスト部下部プレナム→オーバーフロー配置→サンプタンクと流しながら循環ポンプ吐出側の流量調整弁により設定流量とする。そして、テスト部入口水温が設定温度になるまでこの状態を継続する。

テスト部流路外管を設定温度まで加熱し、発熱体に設定電流を流し加熱する。発熱体の中央高さの被覆管が設定温度になると、オーバーフロー配管の弁を閉じて冷却水をテスト部に導く。この時刻が再冠水開始時刻である。

監視している部分の温度が設定温度以上になるか又は全ての温度が飽和温度に達すると、テスト部への電流を遮断し、発熱体を十分に冷却してからオーバーフロー配管の弁を開いて、テスト部内の水をドレインする。

データの記録は発熱体への電力の供給中、高速データ集録装置により行う。

4.2.4 データ処理

実験終了後、高速データ集録装置により作成した磁気テープを計算機処理し、熱伝達率の計算結果とともにデータファイルに格納した。

このデータファイルを利用し、データのプロット、複数個のデータを用い暫定的に定めた相関式の検証、未知定数の決定を行った。

物理量の換算においては、実験時に行った次の較正用データを用いた。

- (1) 温度 熱電対出力は、クロメル-アルメル熱起電力表を用いて温度に換算した。増巾器-高速データ集録装置間の増巾倍率は増巾器に較正信号を与えて検定を行った。
- (2) 炉心差圧 テスト部の満水時と水抜き時の差圧の変化より差圧（水頭）と動歪計出力との換算係数を求めた。動歪計-高速データ集録装置間の増巾倍率は動歪計の較正信号により検定を行った。
- (3) その他の差圧 水張りにより差圧変化が得られるものは炉心差圧と同一の方法により検

定を行った。他の場合は、差圧計の一端を大気開放とし、他端を加圧し、加圧側の圧力を精密圧力計により求め、検定を行った。

- (4) 圧力 装置の系圧力を精密圧力計により測定しながら、圧力計出力の較正を行った。動歪計—高速データ集録装置間の増巾倍率の検定は、炉心差圧の場合と同様である。
- (5) 流量 流量を一定に保ち、テスト部水位上昇速度を液面計の水位の二点間の通過時間差より求め、テスト部断面積を乗じて流量を求め、流量計出力の較正を行った。増巾器—高速データ集録装置間の増巾倍率の検定は、温度の場合と同様である。
- (6) 電力 電力は、15本の発熱体に三相交流で供給され、1本の発熱体には単相交流で供給された。電力は、ホール素子型乗算器を用いた電力変換器により電圧信号に変換し、増巾器を通し、データ集録装置に入力した。電力変換器の変換倍率はメーカーの較正表の値を用いた。増巾器—高速データ集録装置間の増巾倍率の検定は、温度の場合と同様である。

熱伝達率の計算は、Malang⁽⁴⁻¹⁾により開発された HETRAP コードを用いて行われた。計算に用いた発熱体の形状は、発熱体の X線写真より実測し、出力分布は出力の変化する位置を X線写真における発熱素子の巻きピッチ変化点より実測し、各部の出力は、実験開始時の断熱的溫度変化より求めた。物性値については、窒化硼素 (BN) を除いて、物性表の値を用い、窒化硼素のみ、実験データと矛盾のないように調整した。

熱流束は、熱伝達率と壁面過熱度とから計算した。

クエンチの定義は、熱流束が急増して、 $2.326 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ ($2 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}$) を越える状態になることとし、その時刻をクエンチ時刻、その時の被覆管温度をクエンチ温度とした。各時刻のクエンチフロントの位置は、各熱電対位置でのクエンチ時刻より直線内挿して求めた。

ボイド率は、炉心差圧より 2.5.3 に述べた方法で評価した。

4.2.5 実験条件

実験条件を表 4.6 に示す。これらの実験の中で、Run 6033 が基準実験であり、他の実験においては一般に系圧力、発熱体最高線出力密度、冠水速度、テスト部入口サブクール度、被覆管初期最高温度の中の 1 状態変数を変化させた。

変数の変化範囲を以下に示す。なお、アンダーラインは基準実験の条件を示す。

系圧力 (MPa)	0.098, 0.196, 0.392
発熱体最高線出力密度 (kW/m)	1.0, 2.0, 2.8
冠水速度 (10^{-2} m/s)	1.4, 4, 7.5, 8, 10
テスト部入口サブクール度 (K)	20
被覆管初期最高温度 (K)	673, 823, 973

4.3 飽和二相流領域，遷移流領域，液滴分散流領域の水力モデルの評価

4.3.1 全体的流動挙動

基準実験での炉心内蓄水およびテスト部からの流出流量の時間的变化を図 4.8 に示す。ここで、 ΔP_c は炉心全体の差圧、 ΔP_i ($i = 1 \sim 6$) は差圧変換器で測定した局所差圧、 $G_{g \text{ out}}$ およ

び $G_{1\text{out}}$ はそれぞれテスト部出口の蒸気および水の質量流量である。この過渡変化は次の三期間に分割できる。

- (1) 第Ⅰ期： ΔP_c は冠水速度と等価な一定の割合いで時間とともに増大する。この一定の割合の増大は、図中、Cold fill lineとして示している。この期間には $G_{1\text{out}}$ は0であり、 $G_{g\text{out}}$ は0であるか又は小なる値である。クエンチフロントの進行を示す線はCold fill lineと重なり合っている。 ΔP_i は ΔP_c と等しく、 ΔP_i ($i = 2 \sim 6$) は0である。それ故、この期間はキャリーオーバーのない期間として特徴づけることができる。
- (2) 第Ⅱ期： ΔP_c は冠水速度より低い速度で時間とともに増大する。 ΔP_i ($i = 2 \sim 6$) はほとんど同時に増大し始めるが、それぞれの測定領域はほとんどクエンチフロントの上である。 ΔP_2 の測定領域の下半分のみが第Ⅱ期の後半にクエンチするだけである。 $G_{g\text{out}}$ および $G_{1\text{out}}$ は時間とともに増大する。この期間は、クエンチフロントより上の部分での同時蓄水期間として特徴づけられる。
- (3) 第Ⅲ期： ΔP_c と ΔP_i ($i = 1 \sim 6$) は同時にある飽和値に漸近するよう見え、クエンチが生じた後も値の変化はほとんどない。 $G_{g\text{out}}$ と $G_{1\text{out}}$ とは、それぞれほぼ一定値となり、両者の和もほぼ $G_{1\text{in}}$ に等しくなる。ここで $G_{1\text{in}}$ はテスト部に流入する冷却材の質量流量である。この期間はテスト部内蓄水量飽和期間として特徴づけられる。

これらの特性は他の実験においても観測された。

第Ⅰ期においては、テスト部内の水はクエンチフロントより上に水は分布していないので、クエンチフロントより上には蒸気流又は密度の低い液滴分散流しか存在していないことになる。従って、フロスレベルは第Ⅰ期においてはクエンチフロントと同じ位置にあると考えることができる。

第Ⅱ期におけるクエンチフロントより上方の部分への同時蓄水は、高速で伝播する水の存在とそれらの部分的堆積を示唆している。もし液滴分散流が現われなかったと仮定すると ΔP_i の各区間での蓄水は高さの順に下から1区間毎に生ずるからであり、又、液滴分散流は生ずるが水の堆積が生じなかったと仮定すると、 ΔP_i はクエンチ時刻前に時間とともに増大することはないからである。

第Ⅲ期における ΔP_i の飽和はテスト部内に蓄積される液体の質量は最大値を有し、その値はクエンチ後も一定である。

第Ⅱ期の初期には、フロスレベルの位置はクエンチフロントの位置とほぼ同じであると考えることができる。しかし、第Ⅱ期の後半又は第Ⅲ散においては、明確なフロスレベルの識別は困難であった。なぜならば、クエンチフロントの上、下部の密度がほとんど同じになったからである。流動挙動の観測結果から次の流動モデルが導出できる。

- (1) 液滴分散流はクエンチフロントより上方で現われ、フロスレベルはクエンチフロントとほぼ同じ位置にある。
- (2) 液滴分散流中の隋伴液滴は高速で伝播し、クエンチフロント上方に堆積する。
- (3) テスト部に蓄積する液体の質量には最大値があり、その値はクエンチ前後でほとんど変化しない。それ故、その値は、従来の二相流に対するボイド率相関式により計算される。

以下の節では上述のモデルについて定量的に検討する。

4.3.2 第Ⅲ期のボイド率相関式

第2章で導いた修正 Cunningham-Yehの相関式(2-33)~(2-37)式を第Ⅲ期のボイド率相関式として適用できるか、否かを検討する。

測定されるボイド率は差圧測定点 z_1 と z_2 の間の差圧より計算されるものであり、 z_1 と z_2 の間の平均ボイド率に相当する。従って、この平均ボイド率と相関式により予測されたボイド率とを比較するためには、予測ボイド率も z_1 と z_2 の間の平均値とする必要がある。そこで、高さ z での見掛けの蒸気速度 $u_{go}(z)$ をエネルギーバランスより求め、ボイド率相関式により高さ z でのボイド率 $\alpha(z)$ を計算し、次式により平均ボイド率 $\bar{\alpha}$ を決定した。

$$\bar{\alpha} = \int_{z_1}^{z_2} \alpha(z) dz / (z_2 - z_1) \quad (4-1)$$

高さ z での見掛けの蒸気速度 $u_{go}(z)$ はテスト部入口サブクール度 ΔT_{sub} 、クエンチ速度 u_q 、クエンチフロントでの温度降下 ΔT_q 、線出力密度 $Q'(z)$ 、発熱棒の温度 T の時間変化率 dT/dt を考えると次式のようなエネルギーバランスの式が得られる。

$$u_{go}(z) = \{ C_{pf} \rho_f S_f \cdot u_q \Delta T_q + \int_0^z Q'(z) dz - \int_0^z C_{pf} \rho_f S_f \frac{dT}{dt} dz - C_{pl} P I S_c u_{lin} \Delta T_{sub} \} / (P_g H_{fg} S_c) \quad (4-2)$$

上式において、発熱棒内の半径方向温度分布を無視しているが、窒化硼素(BN)絶縁体に対しては妥当な近似である。

本実験においては、発熱体への供給電力は実験中一定に保たれ、又、既クエンチ部の被覆管温度は短時間に定常状態に達した。それ故、クエンチフロント通過後短時間に局所見掛け蒸気速度 $u_{go}(z)$ は一定値となった。窒化硼素(BN)の場合は発熱体の時定数が短いので、事実上、クエンチと同時に $u_{go}(z)$ は一定値となった。従って、予測平均ボイド率は、クエンチフロントが差圧測定区間 z_1 、 z_2 を通過した後、ほぼ一定値となった。

図4.9は、差圧測定区間1.0~1.8mでの平均ボイド率変化についての実測値と予測値との比較結果を示している。時刻A、Bにおいて、クエンチフロントはそれぞれ測定区間の下端、上端に到達した。時刻A、Bの間の期間において、注目している領域は部分的に未クエンチ状態であり、時刻B以降、その領域は完全にクエンチしている。時刻A以降、予測値と実測値とはよい一致を示しているので、既クエンチ領域ならびに未クエンチ領域ともにボイド率は、(2-33)式~(2-37)式のような単一のボイド率相関式で予測できそうなことがわかる。

加速項 $(1/\rho_l) \partial D_v / \partial z$ の寄与を検討し、条件が本実験条件の範囲であり、蒸気速度が15 m/s以下の場合、加速項の寄与は、重力項の2.5%以下であることがわかった。加速項ならびに粘性項 $(V_l + V_g)$ の項が無視できることを考え、(2-40)式で実測平均ボイド率を定義し、(2-33)式~(2-37)式の相関式を検証する。

図4.10は、測定区間1.0~1.8mでの平均ボイド率についての予測値と実測値との比較結果を示している。ここで、斜線を引いて示した領域は、ボイド率と液体存在率の予測誤差が±20%以内である範囲を示している。ボイド率 α は、単に α^a (a は指数) の形だけではなく、 $(1-\alpha)^b$ (b は指数) の形でも用いられるので、このような評価法を用いた。冠水速度が7.5、 8×10^{-2} m/sの実験に対応する二本の曲線を除き、ほとんど全ての曲線は±30%の誤差範囲に入っている。

る。これらの場合において、(2-33)式～(2-37)式の相関式による誤差は、Cunningham-Yehの式による同様の評価に対する誤差よりも小であった。

図4.11は、測定区間2.2～2.8mの高ボイド率領域での ΔP_4 による平均ボイド率の予測値と実測値との比較結果を示している。この図から高ボイド率の場合は、(2-33)式～(2-37)式の相関式ではボイド率予測ができないことがわかる。そこで、(2-31)式を適用したがよい結果は得られなかった。

そこで(2-31)式を次式のように修正し、係数Kの最適値を決定することとした。

$$\alpha_{LM}^{-1} = 1 + K \cdot 0.28 (u_{10} / u_{g0})^{0.64} (\rho_l / \rho_g)^{0.28} (\mu_l / \mu_g)^{0.07} \quad (4-3)$$

ここで、ボイド率 α は、(2-34)式と次式から定まるものとする。

$$\Delta u = u_{g0} / \min(\alpha_{Yeh}, \alpha_{LM}) \quad (4-4)$$

$\min(A, B)$ は、AとBの値の中で小なるものを意味している。

Kの最適値は3と決定された。図4.11の点線は新相関式による予測値と実測値との比較結果を示している。なお、 $(V_l + V_g)$ 、 $(1/\rho_l) \partial D_v / \partial z$ の項が無視できることがわかったので、ボイド率の実測値の計算を(2-40)式にもとづいて行った。

図4.12は、全てのデータに対するボイド率についての予測値と実測値との比較結果を示している。大半のデータは斜線で示した範囲に入っているが2個のデータのみ曲線1、2で表わされるように斜線の範囲に入っていない。この図から、多くのデータはほぼ±30%の誤差範囲内で予測できることがわかる。

4.3.3 第Ⅱ期の開始条件

4.3.1において定義した第Ⅱ期の詳しい過渡変化を図4.13に示す。図中には基準実験、低冠水速度実験、高冠水速度実験の場合のボイド率変化とテスト部出口蒸気速度を示す。ボイド率は測定区間長さ Δz_i の差圧 ΔP_i より $1 - \Delta P_i / \Delta z_i$ として計算した。ボイド率の曲線に付した ΔP_i ($i=2\sim6$)は、ボイド率計算に参照した差圧変換器を示す。図からわかるように、クエンチフロントより上方での蓄水(これは、ボイド率の急速な減少に対応している)は、7秒以内の時間差でほとんど同時に、どの位置でも生じている。液体の伝播速度は圧力タップ間の距離と伝播時間から判断して、約0.3～0.6m/sであり、テスト部出口蒸気速度の低い割りに伝播速度が速いことがわかる。テスト部出口蒸気速度は低冠水速度実験で0～1m/s、基準実験で2.5～5m/s、高冠水速度実験で1～3m/sである。従って、テスト部内での気液相対速度は低く、流れは液滴分散流であると推定される。

図4.14は、クエンチフロントの進行とCold fill lineとの関係を示したものである。それぞれの曲線が互に離れる時刻と図4.13におけるクエンチフロント上部への蓄水開始時刻とはほぼ同時刻であることがわかる。この事実から、クエンチフロントの進行より液面の進行が速くなりクエンチフロントを水が通過すると低い気液相対速度を有する微小液滴に分裂し、液滴分散流としてテスト部を上昇して行くことと推定される。

この推定は、FLECHT low flooding 実験において、約1.5m/sの蒸気速度での液滴の発生した事実とも一致しており、正しいものと判断される。

4.3.4 第Ⅱ期におけるテスト部内蓄水率

第Ⅱ期において、ほとんど同時刻にクエンチフロントより上の部分で蓄水が観測された。そして蓄水率は徐々に減少し、最終的にボイド率はある飽和値に達した。見掛けの蓄水は停滞した水の存在を意味している訳ではなく、液滴分散流中に液滴速度より低速の水が存在していることを意味している。それはより低速の液体速度はより低いボイド率（すなわち、より高い液体体積率）を与えるからである。一般に、より大なる液滴はより大なる気液相対速度を有しているので、液体の速度はより低い。従って、この蓄水は液滴分散流中の液滴が合体を起していることを示唆している。

現段階においては、液滴の合体の機構は明らかではないので、定量的な解析は将来の問題である。ここでは、実験データより合体率についての実験式を作成する。(2-55)式を修正し、液滴の合体率は、その時刻のボイド率とボイド率の飽和値、すなわち遷移流領域のボイド率、との差に比例すると仮定する。すなわち、

$$\frac{d(1-\alpha)}{dt} = \frac{1}{\tau_c} (\alpha - \alpha_\infty) \quad (4-5)$$

ここで α_∞ はボイド率の飽和値、 τ_c は合体の時定数とする。上式は次のように書直すことができる。

$$(\alpha - \alpha_\infty) / (1 - \alpha_\infty) = \exp(-t / \tau_c) \quad (4-6)$$

図4.15にいくつかのデータを表示する。 τ_c は10.8～20.8sの範囲にあり、便宜上 $\tau_c = 15.8$ sと考える。

(2-56)式の未知数 c_1, c_2 の決定はできないので、総合解析において適当な値を仮定する。

4.3.5 炉心蓄水についての考慮

2.6.4で示したFLECHT low flooding 実験の場合と異なり、本実験では、顕著な炉心蓄水が生じた。炉心蓄水とは、2.6.4で定義したように液滴の合体によるクエンチフロント上方への蓄水を意味する。ここでは、本実験とFLECHT low flooding 実験との比較により炉心蓄水についての考察を行う。

FLECHT low flooding 実験⁽⁴⁻²⁾と本実験との装置、実験条件の相異点は次の通りである。

- (1) テスト部流路外管壁温の差異
- (2) テスト部外管ぬれ縁長さ対流路断面積の比の差異
- (3) グリッドスペーサ、炉心上端部の構造の差異
- (4) 発熱棒軸方向発熱分布の差異
- (5) 実験条件の差異

(1)については、前者の壁温は軸方向の平均で約610Kであり、後者の壁温は飽和温度である。外管壁温が高いことは、外管への水の付着を遅らせ、かつ、付着した場合の蒸気発生による炉心内蒸気速度の増加をもたらす効果が考えられる。しかし、FLECHT low flooding 実験のうち、Run 2223では、外管壁温がほぼ飽和温度(416K)であったにもかかわらず、炉心蓄水は実験後期に生じた。異なる点は、Run 2833では約300秒で炉心蓄水が始まったのに対して、Run

2223 では約 200 秒で始まったことである。少なくとも、流路外管壁温が低い場合の方が炉心内蓄水を早く生じさせる傾向があることがわかる。

(2)については、前者では、ぬれ縁長さ対流路断面積の比は、 $0.04 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ 、後者では、 $0.1084 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ であり、本実験では流路外管のぬれ縁の割合が2倍以上大であることがわかる。このことも、液滴の壁面への付着を促す効果があると考ええる。

(3)のグリッドスペーサの構造の差異については、特にその断面積についての差はほとんどない。それ故、液滴捕獲率、CCFL特性（Counter current flow limiting 特性）の差異は少ない。

(3)の炉心上端部の構造の差異については、図 4.16 のように、前者では、発熱棒上端は上部プレナムに貫通しており、テスト部上端には何ら障害物が流路に存在していない。これは FLECHT SEASET 実験装置⁽⁴⁻³⁾も同様である。従って、テスト部上端における液滴の分離、逆流は生じないものとする。それ故、流路外管での液滴捕獲又は上部プレナムからの CCFL ブレークによる逆流が生じない限り、液体の逆流、液滴発生点への還流は生じないものとする。これに対して、後者では、発熱棒上端は多孔の電極板に取付けられ接地されている。この電極端の流動孔の流路閉塞率は52%であり、流れがこの孔の部分で絞られているため、テスト部から流出される液滴の一部分が分離、逆流し、液滴発生点への液体の還流が生ずる可能性がある。なお、PWR においては、図に示すように制御棒案内管を固定するためのエンドボックスにより流れは絞られている。閉塞率は約52%である。それ故、本実験装置のテスト部上端での液滴の分離特性は、PWR のそれに類似したものであると考えることができる。

(4)については、前者は発熱部上、下端部の出力が後者に較べて大であり、発熱棒の上、下端部の初期壁温が前者の方が高く、流路外管上部の加熱効果も含めてテスト部上端からのクエンチを抑制し、既クエンチ部での液滴の捕獲・液体の逆流、液滴発生点への還流を抑制する。

(5)については、後者は一般に発熱棒の初期壁温が低く、かつ冠水速度が大である。すなわち、初期壁温：最高873K、冠水速度： $4 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ である。それに対して、前者では、それぞれ、最高1143K、冠水速度 $2 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ である。前者の実験の中でも、冠水速度が $2.5 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ 以上で、初期壁温が1023K以下の場合には、図 2.19 に示すように炉心蓄水が早期に生じている。又、サブクール度については、前者は、約60K、後者は、約20Kである。サブクール度が高い場合には、液滴の発生に必要な蒸気流量を得るのに時間がかかり、その時間に流路外管、発熱棒等が更に加熱され水の付着を抑えるようになる。

このような原因により、FLECHT low flooding 実験に較べて、本実験においては蓄水が多かったものとする。

しかし、これらの現象の定量的な評価は現状ではできない。それ故、次章以降の総合解析においては、クエンチフロント上方への蓄水のない場合、蓄水のある場合の両方について検討を行うことにする。

4.4 遷移流領域の熱伝達モデルの評価

4.4.1 評価法

相関式の評価を行うためには次の値が必要である。

- (1) 熱伝達率
- (2) 被覆管温度
- (3) ボイド率
- (4) クエンチフロントからの距離

これらの値は、4.2.4の方法により決定した。

図 4.17(a)にボイド率計算の例を示す。差圧変換器(DPセル)の測定範囲、熱電対位置(T/C s)と軸方向出力変化との位置関係を図中に示す。

図 4.17(b)にクエンチフロントの進行の例を示す。炉心下端と上端において、クエンチフロントの進行は速いがT/C 2~T/C 5の高さでクエンチ速度はほぼ一定であることがわかる。しかし、T/C 2およびT/C 5付近では、クエンチ速度がどの高さで不連続に変化するかを確定することは困難である。そのため、T/C 2とT/C 5の位置ではボイド率の直線状分布の仮定は成立しない可能性がある。そこで、本評価においては、T/C 3UからT/C 4Lのデータを用いる。

ボイド率の評価において、実液位が差圧測定範囲内にある期間には、平均ボイド率の評価値に誤差が生じた。それ故、実液位が差圧測定範囲より上に到達した時刻後のデータのみをボイド率評価に用いた。

ふく射率Eは0.65と仮定した。この値は、インコネル600被覆管に対する酸化時のEの値⁽⁴⁻⁴⁾すなわち、十分に酸化した場合、0.9、わずかに酸化した場合、0.4の平均値である。

4.4.2 熱伝達率の実測値と予測値との比較

図 4.18に、(3-1)、(3-2)、(3-3)、(3-4)、(3-13)式およびクエンチフロントからの距離Lを組込んだ修正 Bromley の式による予測結果と基準実験のT/C 4Lの温度変化より求めた熱伝達率との比較結果を示す。(3-13)式とFLECHTの実験式とがよい予測を行っていることがわかる。FLECHT実験式の作成に用いた実験は原子炉の崩壊熱を模擬して出力を減衰させながら行ったものであり、本実験は一定出力のもとで行ったものである。FLECHT実験式が出力一定の本実験に適用できることは興味深い。

FLECHT実験式は、 V_m 、Pおよび L_q なる変数を含む比較的複雑な形をしている。定常状態においては、局所流動状態は炉心入口状態で評価できるが、過渡状態においては、局所流動状態は炉心入口と注目する点との間のボイド率変化にも依存している。また、FLECHT実験式は逆流時に適用することができない。従って、FLECHT実験式の過渡状態への適用は適当ではない。

同図には、ふく射熱伝達率 h_R を $n=0$ と $n=1/2$ として(3-12)式より計算した結果も示してある。 h_R の絶対値が小なるため、実験データに対して最適な n を定めることは困難である。そこで、 $n=1/2$ を組込んだ(3-12)式を含む(3-13)式を熱伝達率相関式として選定し、本式のみを検証する。

4.4.3 炉心高さ位置の効果

図 4.19(a)、(b)は、それぞれ0.196、0.098 MPaの系圧力下で得られた熱伝達率と予測値との比較結果を示す。計算と実験との一致の程度は、4 Mの位置のデータを除き、ほとんど±15%の誤差範囲内にある。4 Mの位置の熱伝達率の実測値は、熱伝達率が $145 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ 以下である時刻

に低い値を示した。

図 4.20(a), (b)に, 4 Uと 4 Mの位置における熱伝達率の時間的変化についての予測値と実測値との比較を示す。他の位置での熱伝達率の実測値は 4 U位置におけるものと類似なものであった。4 Mの場合には, 4 Uの場合に現われた曲線の平坦部は現われず, 異った挙動を示した。現時点では, この差異の生ずる理由は説明できない。しかし, 4 M熱電対の位置が下流側グリッドスペースの 3.5 cm 下方, 上流側グリッドスペースの 0.565m 上方と下流側グリッドスペースの直下にあることが原因の一つであると考えられる。T/C 3 Uは二番目にその下流側グリッドスペースに近い熱電対であり, 図 4.18(a), (b)において, $93 \text{ W/m}^2\text{K}$ 以下の熱伝達率の部分で T/C 4 Mと同様の傾向を示している。

4.4.4 熱伝達率に及ぼす他のパラメータの効果

図 4.21 は, 冠水速度の熱伝達率の予測に与える影響を示したものである。 $7.5 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ より高冠水速度の場合を除いて, ほぼ $\pm 20\%$ 以下の誤差で熱伝達率が予測できることを示している。

図 4.22 は, 冠水速度, 初期被覆管温度, 線出力密度, 系圧力, 冷却材テスト部入口サブクール度, 測定位置の熱伝達率の予測に与える効果を調べたものであり, 4 L, 4 M, 4 U, 3 L, 3 Uの位置の全ての実験に対する熱伝達率の実測値と計算値とを比較している。斜線を引いた部分は, 誤差が+方向, -方向に大きいそれぞれ3本の曲線を除いた範囲を示している。本相関式は, 遷移流領域の熱伝達率計算に対して誤差が $\pm 30\%$ 以下であることがわかる。

一般に予測が不良なものは, 高冠水速度 ($10 \times 10^{-2} \text{ m/s}$) および高系圧 (0.392 MPa) において現われた。この原因の解明については, 今後の研究が必要である。

4.5 クエンチモデルの評価

4.5.1 低温クエンチモデル

1. 基準実験におけるテスト部内熱水力挙動

テスト部内の発熱体被覆管表面の熱電対から得られた温度履歴を図 4.23 に示す。位置 7 (最下端熱電対位置) では, 炉心冠水速度から計算される水位到達時刻とほぼ同時刻にクエンチが生じている。他の位置においては, 再冠水開始直後に断熱的温度上昇を示すが, 再冠水開始後 20~25秒に冷却挙動を示し始める。このことを冷却開始と定義し, その時の被覆管温度を冷却開始温度と定義する。位置 6, 5 においては, 被覆管温度が比較的低いにもかかわらずしばらくの間クエンチが起きず温度は降下を続ける。

図 4.24 は基準実験におけるテスト部内各高さでのボイド率とテスト部出口蒸気速度を示している。再冠水開始後 20~25秒にテスト部全体に蓄水, すなわちボイド率の低下, が生じ始め, 又, テスト部から蒸気が発生し始めることがわかる。

テスト部内全体に蓄水が始まるならば, 3.3.3 において導いた基本モデルでは 594 K 以下では瞬時クエンチが生ずることを予測するが, 図 4.23 の位置 6 においては, 594 K 以下でも瞬時クエンチは生じないで, 少し冷却が進んだ後にクエンチしている。そこで, 3.4.2 で考えた低温ク

エンチを考えることとする。

2. テスト部下部でのクエンチ挙動

図 4.25 に発熱体 D, I の位置 6, 発熱体 G の位置 7 における冷却開始温度○とクエンチ温度×との関係を示す。ただし, 液位到達時刻が冷却開始時刻以前の場合, 液位到達時の温度を冷却開始温度とする。この図からわかるように, 冷却開始温度が 500 K 以下であり熱力学的過熱限界温度 (約 594 K) 以下であっても瞬時クエンチはせず, クエンチ温度は約 500 K 以上であり, 冷却開始温度が 500 K 以下の場合に瞬時クエンチが生じている。このことは, 低温クエンチモデルで考慮した桜井の式に基づく水力学的過熱限界温度 ((3-61) 式で近似) に意味のあることがわかる。また, 発熱体 D, I の位置 6 のクエンチ温度を比較するとばらつきが大であり, 現象が確率的であることを示唆している。

3. 低温クエンチモデルの未知数 η の決定

(3-58) 式の η の決定を行う。第 2 章で導いた基礎方程式に基づく再冠水解析コード REFLA-1D⁽⁴⁻⁵⁾ に, 今までに確定した熱水力モデルを組み込み, クエンチフロント上方への液滴分散流領域の存在を無視してクエンチの進行を計算させた。系圧力効果が確定していないので, 高温クエンチでのクエンチフロント部の熱流束を実測値により推定した。図 4.26 に η をパラメータとして行った計算結果を示す。本図より $\eta = 1$ と決定する。

4.5.2 系圧力効果モデルの評価

クエンチ温度とクエンチ速度の逆数との関係を図 4.27 に示す。図 4.27(a) は, 0.196 MPa のデータを示す。1 点鎖線は系圧力効果を無視した基本モデルによる予測結果を示す。図 4.27(b) は, 0.196 MPa 以外のデータ, FLECHT low flooding 実験データ, 基本モデルによる予測結果を示す。それぞれの図において実線は系圧力効果モデル (3-63) 式による予測結果を, 破線はその 20% 増し (クエンチ速度 20% 減) の値を示す。

クエンチ速度のデータは, 4L と 4U 位置および 3L と 3U 位置のそれぞれのクエンチ時刻, クエンチ温度より求めた。クエンチ速度は 2 点間のクエンチ時刻の差と 2 点間の距離から求めた 2 点間の平均速度であり, クエンチ温度は 2 点のクエンチ温度の平均値である。

図 4.27(a) からわかるように, Run 6039 以降の実験についてのほとんどのデータは, 基本モデル (3-45) 式の予測結果を示す直線 (図中 Original correlation と表示されているもの) の付近に分布していることがわかる。Ⓐ と示したデータ及び Ⓑ と示したデータとは同一の試験条件で行われた実験から得られたものである。すなわち, Ⓐ は Run 6033 のデータで, 実験初期のものであり, Ⓑ は Run 6054 のデータで, 実験後期のものである。このことから, 実験後期のクエンチ速度は速くなっており, 3.5.2 で述べた伝熱面表面の酸化膜の影響が現われていることがわかる。

図 4.27(a), (b) から (3-63) 式は, 伝熱面表面に酸化膜のない場合のクエンチ速度を 20% の誤差範囲内で示していることがわかる。

4.6 本章の結論

第2章、第3章において導出した各流動領域の熱水力モデルの評価のため、一次元強制注水再冠水実験を行い、実験データを得た。実験においては、導出した熱水力モデルの評価が容易に出来るように、実験中の発熱体の線出力密度、テスト部入口流速（冠水速度）、テスト部圧力を一定にし、テスト部流路外管の初期温度を飽和温度に設定し、テスト部内流動伝熱挙動の評価が簡単にできるようにした。

本章においては、次のモデルの評価を行った。

- (1) 飽和二相流領域、遷移流領域、遷移流領域、液滴分散流領域に関する水力モデル
- (2) 遷移流領域の熱伝達モデル
- (3) クエンチモデル

結論は、次の通りである。

飽和二相流領域、遷移流領域、液滴分散流領域の水力モデルに関しては、以下のことがわかった。

1. 液滴分散流はクエンチフロントより上方で現われ、フロスレベルはクエンチフロントとほぼ同じ位置にある。
 2. 液滴分散流中の随伴液滴は高速で伝播し、クエンチフロント上方に堆積する。これは、液滴が合体してより大なる液滴又は液塊になることを意味している。合体の機構は明らかではないが、実験データよりボイド率の時間的变化を(4-6)式のように表わした。合体の時定数 τ_c を15.8秒と定めた。
 3. テスト部に蓄積する液体の質量には最大値があり、その値はクエンチ前後でほとんど変化しない。従って、その値は、従来の二相流のボイド率相関式で計算される。そして、ボイド率相関式として(4-4)式による J_u と(2-34)式との組合せを選定した。(4-4)式の $\alpha_{Y_{eh}}$ としては、(2-35)~(2-37)式を、 α_{LM} としては、 $K=3$ の場合の(4-3)式を用いることにより、ボイド率 α および液体体積率 $(1-\alpha)$ を $\pm 30\%$ の誤差範囲内で予測できることが明らかとなった。
 4. 液滴分散流の発生は、FLECHT low flooding 実験と同様に低い蒸気流速で生ずることがわかった。
 5. 液滴の合体によるクエンチフロント上方への液体の堆積（炉心蓄水と呼ぶこととする）は、FLECHT low flooding 実験では実験後期まで生じない場合が多かった。それに対して、本実験では、短時間に炉心蓄水が生じた。今後、合体の機構を明らかにしていく必要がある。
- 遷移流の熱伝達モデルについては、以下のことがわかった。

1. (3-13)式により熱伝達率を約 $\pm 30\%$ の誤差範囲内で予測できる。予測が不良なものは、高冠水速度($10 \times 10^{-2} \text{ m/s}$)および高系圧力(0.392 MPa)の場合であった。この原因の解明については、今後の研究が必要である。

クエンチモデルについては以下のことがわかった。

1. クエンチ速度相関式としては、熱力学的過熱限界温度以下のクエンチ温度も含めて、 $\eta = 1$ とした場合の(3-58)式を含む(3-54)~(3-61)式で表わせたことを明らかにした。

2. 系圧力効果については、(3-63)式により、0.1 MPaから0.4 MPaまでの圧力範囲に対してクエンチ速度が予測でき、更に、前章の結論も考慮すれば、約7 MPaまでクエンチ速度の予測ができることがわかった。

3. しかし、実験回数の増加とともに、クエンチ速度の実測値は予測値よりも大となった。これは、被覆管表面が酸化したためと考えられる。

その他のモデルの評価およびモデル全体の評価は、次章において、モデルを次元再冠水解析コードに組み込み、実験のシミュレーションを行い、総合的に評価する。

Table 4.1 Main specification of one-dimensional forced-feed
reflood test facility

<u>Loop</u>	
Maximum operating pressure	0.5 MPa
Maximum operating temperature	423K(Water) 623K(Steam)
Water storage	0.5 m ³
Volume of containment tank	1.0 m ³
Power of preheater for water in storage tank	30 kW
Cooling capacity for water in storage tank	5 kW
Volume of upper plenum	0.023 m ³
Main piping	1 inch pipe
Material of loop	Stainless steel type 304
 <u>Test section</u>	
Maximum operating pressure	0.5 MPa
Maximum operating temperature	1473K (Heater rod)
Power/Voltage of power supplied to heater rods	300kW/400V

Note: Other specification for test section are shown in Table 4.2.

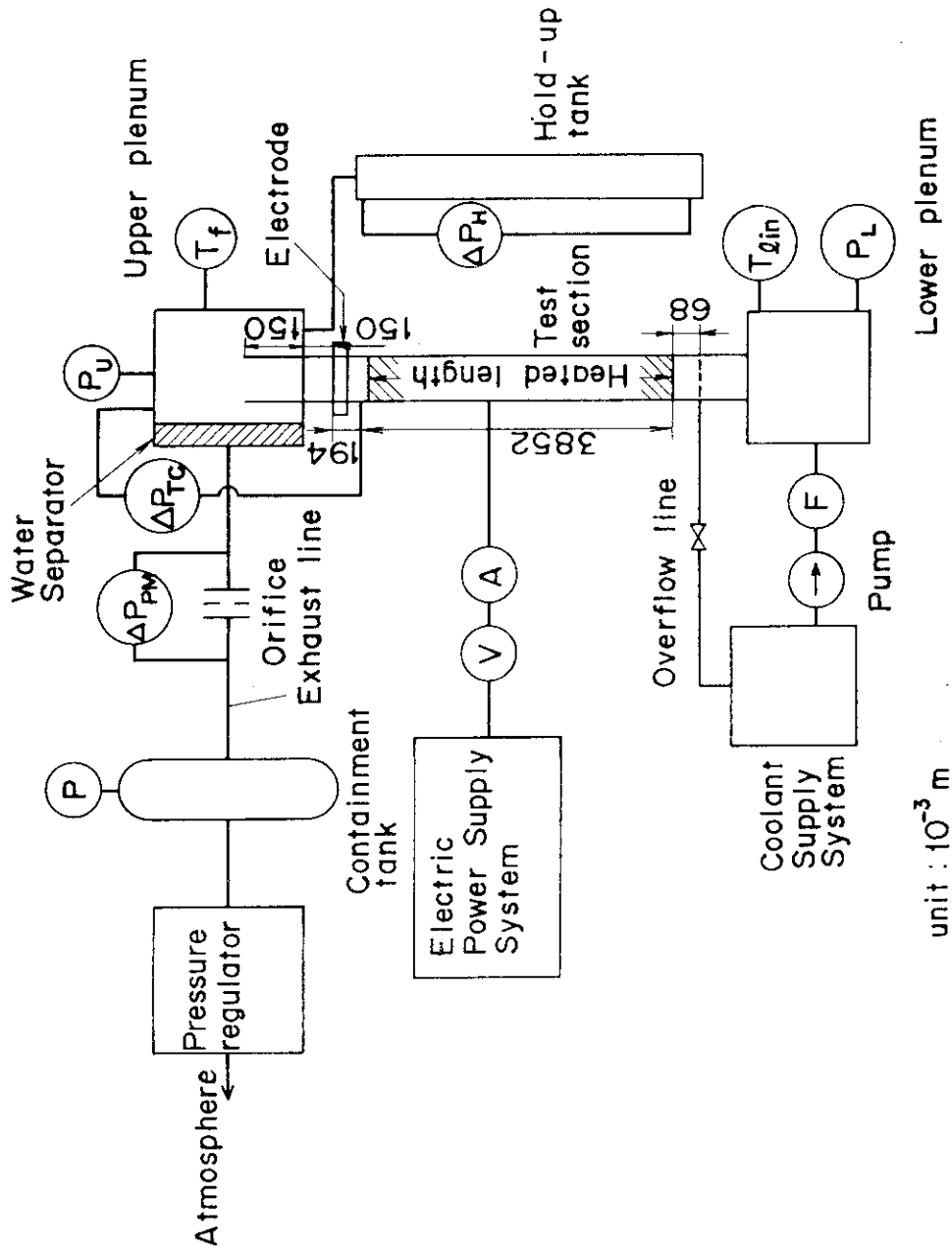


Fig. 4.1 Schematic of one-dimensional forced-feed reflood test facility and instrumentation

Table 4.2 Main specification of test section

<u>Heater rod</u>	
Type	Indirect heating
Effective heated length	3.6 m
Outer diameter of heated rod	10.5 mm
Heating power per rod	9 kW
Maximum linear power density	4 kW/m
Power distribution	Shown in Fig. 4-4.
Cladding material	Inconel 600
Isolating material	Boron nitride
Material of heating element	Nichrome
Grid spacer	Hasteloy
<u>Thermocouple</u>	
Type	Ungrounded and sheathed type
Material of element	Chromel-alumel
<u>Test section</u>	
Arrangement of heater rods	4×4-rod (square pitch)
Pitch	13.8 mm
Power supply	3 phase star connection (15 rods) and single phase (1 rod)
Material of flow housing	Stainless steel type 304

Table 4.3 Thermal characteristics of heater rod

	Clad outer diameter (mm)	Clad inner diameter (mm)	Volume per unit length ($\times 10^{-5}$ m ³ /m)	Heat capacity per unit volume (kJ/m ³ K)	Heat capacity per unit length (kJ/mK)	Thermal conductivity (W/m·K)
Heater rod	10.5	7.9	Inconel • 4.00 BN • 3.52 Nichrome • 1.13	3179 3973 4434	0.318	18.6 8.1 16.3
15×15 type PWR fuel rod	10.72	9.48 (Gap•0.12)	Zircaloy 4•1.96 UO ₂ • 6.71	2342 3346	0.272	17.4 4.7

(Note) Referred temp.: ~673K

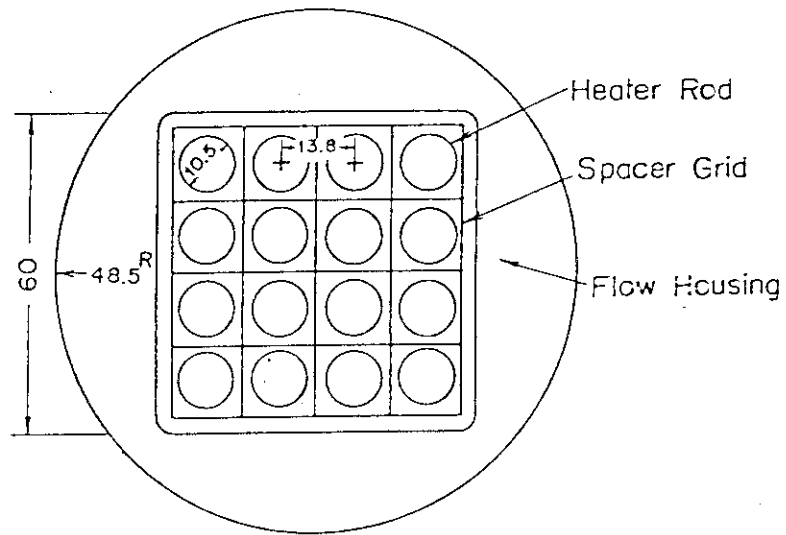


Fig. 4.2 Cross section of test section

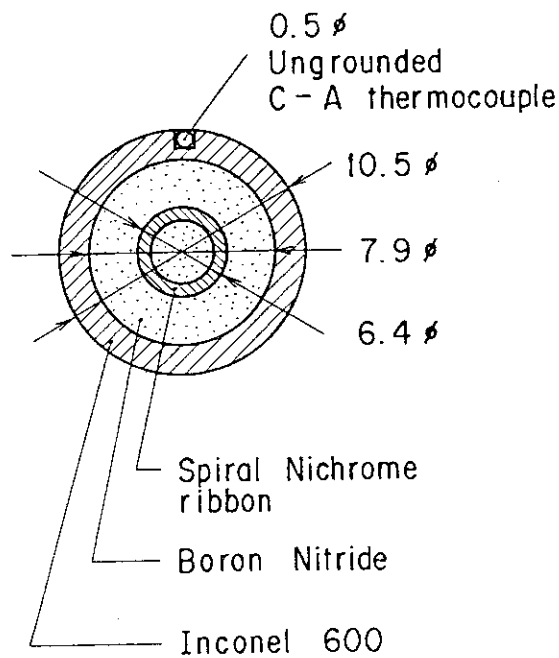


Fig. 4.3 Cross section of heated rod

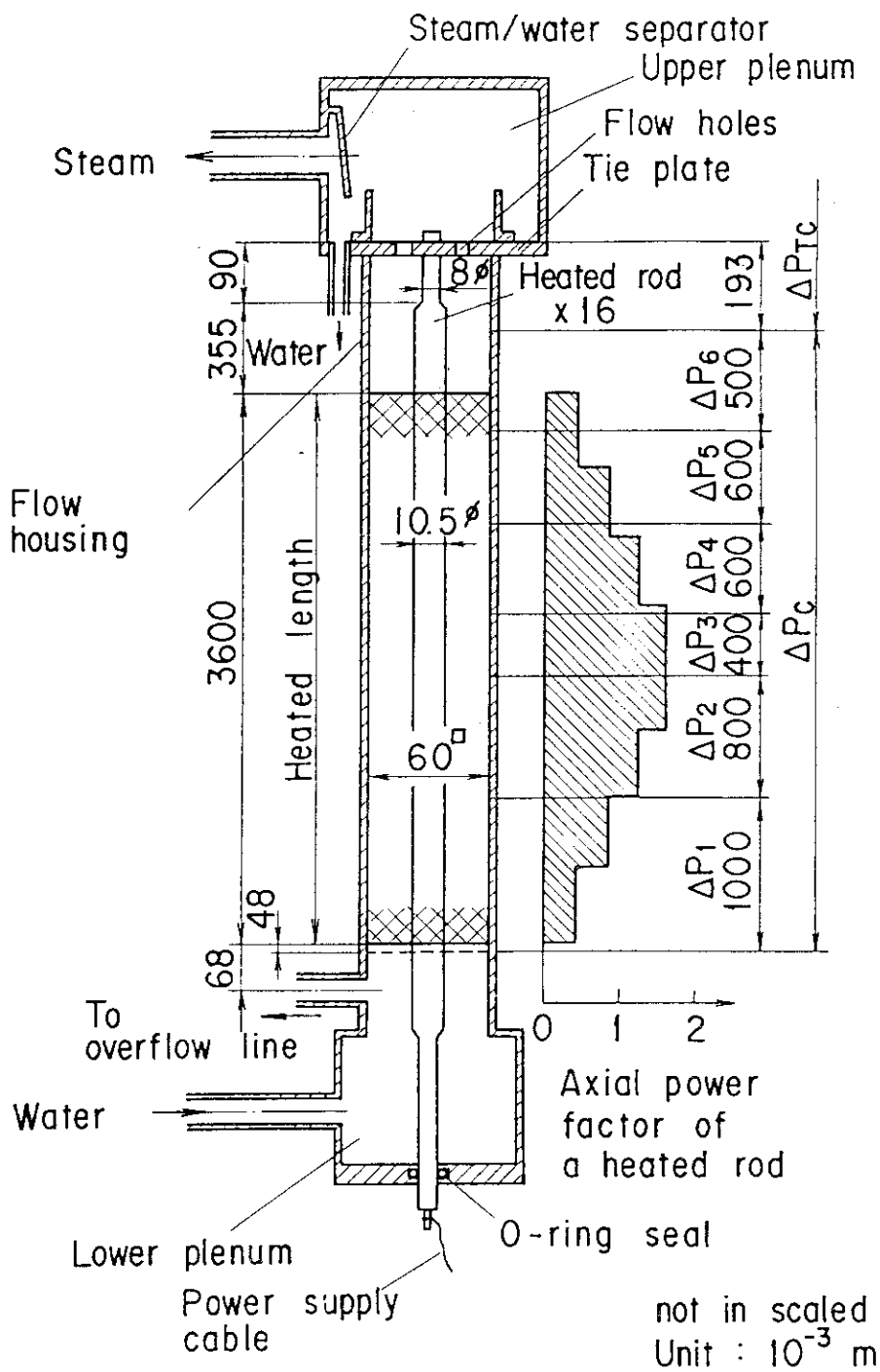


Fig. 4.4 Schematic of test section

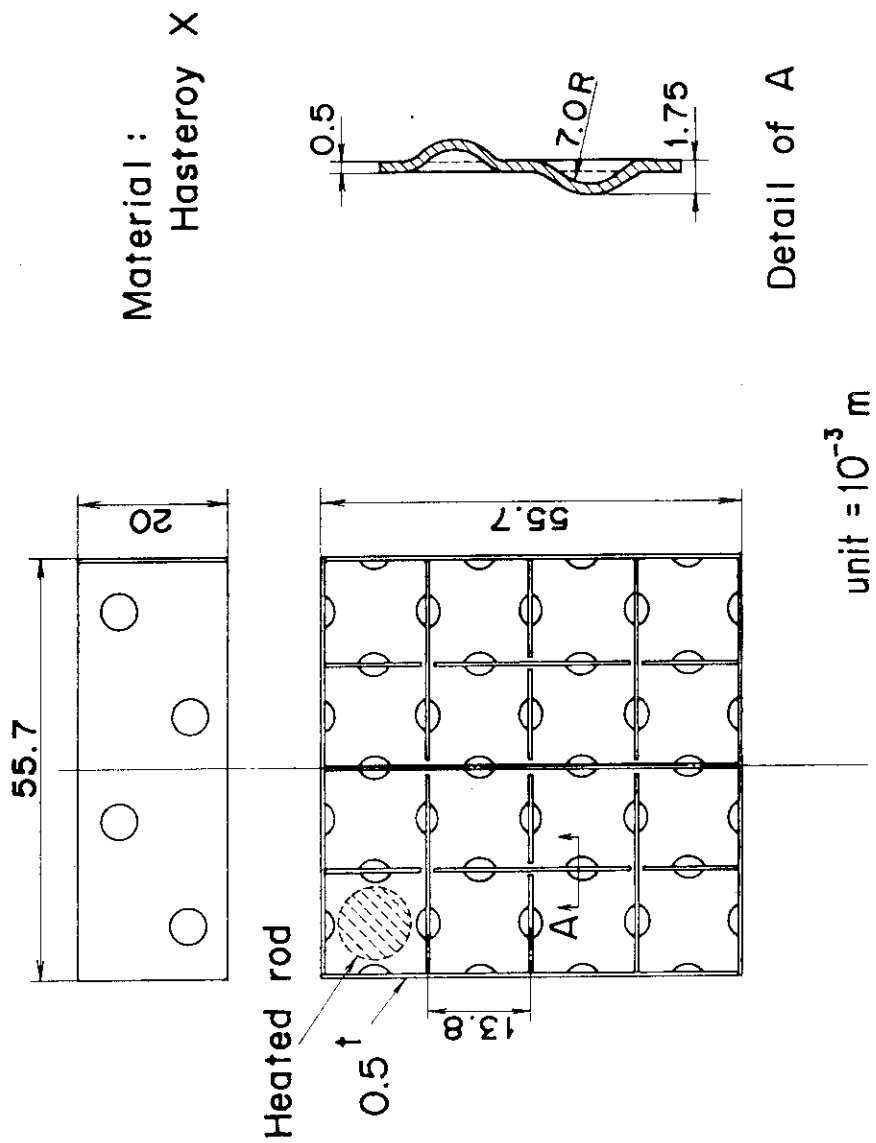


Fig. 4.5 Configuration of grid spacer

Table 4.4 Notation of instrumentation

ΔP_C	Differential pressure in the full length of the test section (shown in Fig. 4-4)
$\Delta P_i (i=1-6)$	Differential pressure in the divided parts of the test section (shown in Fig. 4-4)
ΔP_H	Differential pressure in the hold-up tank
ΔP_{PM}	Differential pressure across the orifice in the exhaust line
T_{ws}	Clad surface temperatures of the heated rods (shown in Fig. 4-6)
V	Voltage of supplied power
A	Current of supplied power
F	Flow rate of coolant supplied into core
T_{in}	Fluid temperature of coolant supplied into core
T_f	Fluid temperature of the upper plenum
P	Pressure of containment tank
P_L	Pressure of the lower plenum
P_U	Pressure of the upper plenum

Note: The location of instrumentation, which are not indicated the referring figure, are indicated in Fig. 4-1 by symbols.

Table 4.5 Measuring methods and their accuracy

Clad surface temperature	0.5 mm dia. Ungrounded, sheathed type chromel-alumel thermocouple 0.75 class (JIS C1602-1974)
Core differential pressure	Strain-gauge type differential pressure transducer, 1.5 m full scale
Pressure	Strain-gauge type pressure transducer, 5 kg/cm ² G full scale
Power supplied to heater rods	Hall-element type power transducers one unit for 3 phases power and one unit for single phase power
Flow rate	Turbine flow meter 0 to 1200 l/h ±1.0 % Error
Differential pressure across orifice for measuring the steam generated in core (installed in exhaust line)	Strain-gauge type differential pressure transducer 1 kg/cm ² full scale, Linearity 0.5%/FS Hysteresis 0.5%/FS

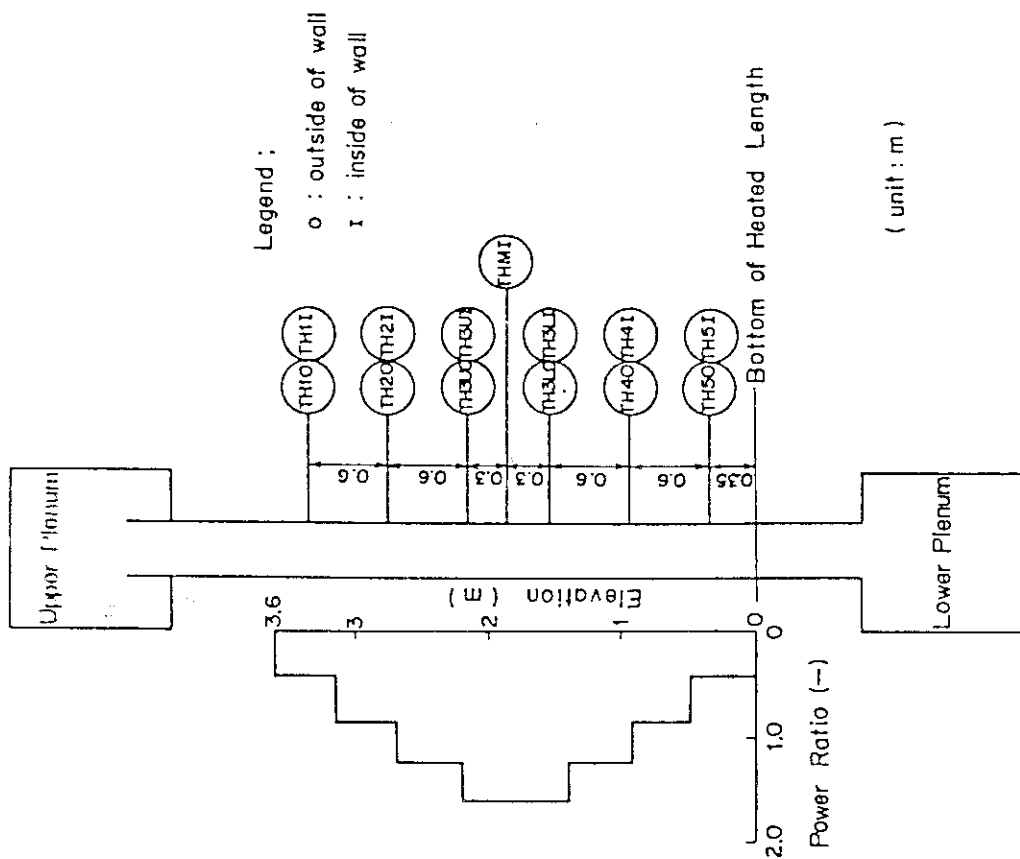


Fig. 4.7 Elevations of housing wall temperature measuring points

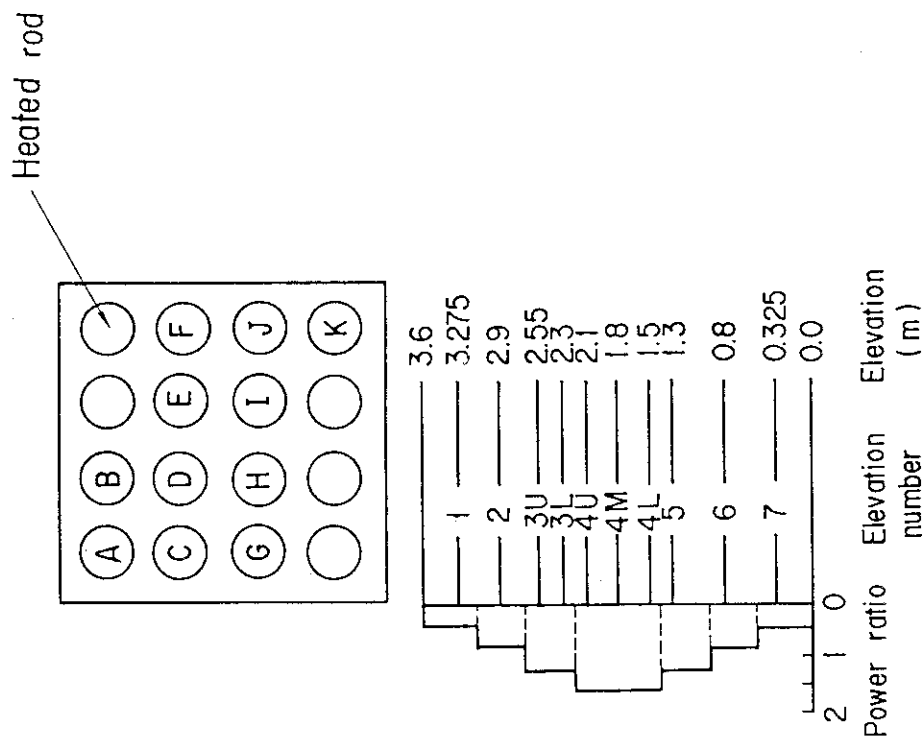


Fig. 4.6 Identification of thermocouples

Table 4.6 Test conditions

Run number	Peak linear power (kW/m)	System pressure (MPa)	Flooding rate (cm/s)	Peak clad temp. at reflood initiation (K)	Housing wall temp. (K)	Core inlet temp. (K)
6010	2.2	0.1	6	673	393	353
6012**	2.0	0.1	3	673	373	358
6013	2.0	0.1	2	673	373	358
6021	2.0	0.39	4	673	413	393
6022	1.6	0.39	4	673	413	393
6023	2.4	0.39	4	673	413	393
6024	2.0	0.39	2.6	673	413	393
6027	2.0	0.2	8	673	393	373
6028	2.8	0.2	4	673	393	373
6029	2.0	0.2	4	823	393	373
6031	2.0	0.2	4	673	393	373
6033*	2.0	0.2	4	673	393	373
6037	1.0	0.2	4	673	393	373
6039	1.6	0.2	4	673	393	373
6040	2.2	0.2	4	673	393	373
6041	2.8	0.2	4	673	393	373
6042	2.0	0.2	4	823	393	373
6043	2.0	0.2	4	973	393	373
6044	2.0	0.2	4	673	393	358
6046	2.0	0.2	5	673	393	373
6047	2.0	0.2	7.5	673	393	373
6048	2.0	0.2	10	673	393	373
6049	2.0	0.2	10	973	393	373
6050	2.0	0.2	4	1073	393	373
6052	2.0	0.2	2.9	673	393	373
6053	2.0	0.2	3.9	673	393	373
6054	2.0	0.2	3.9	673	393	373
6056	2.0	0.2	1.4	673	393	373
6057	2.0	0.2	1.5	973	393	373

(Note) * Run 6033 is Base case test.

** Run 6011 was also performed. The test conditions were similar as those for Run 6012 except for linear power density (1.7 kW/m) and flooding rate (6 cm/s for 5 seconds and 3 cm/s) afterwards.

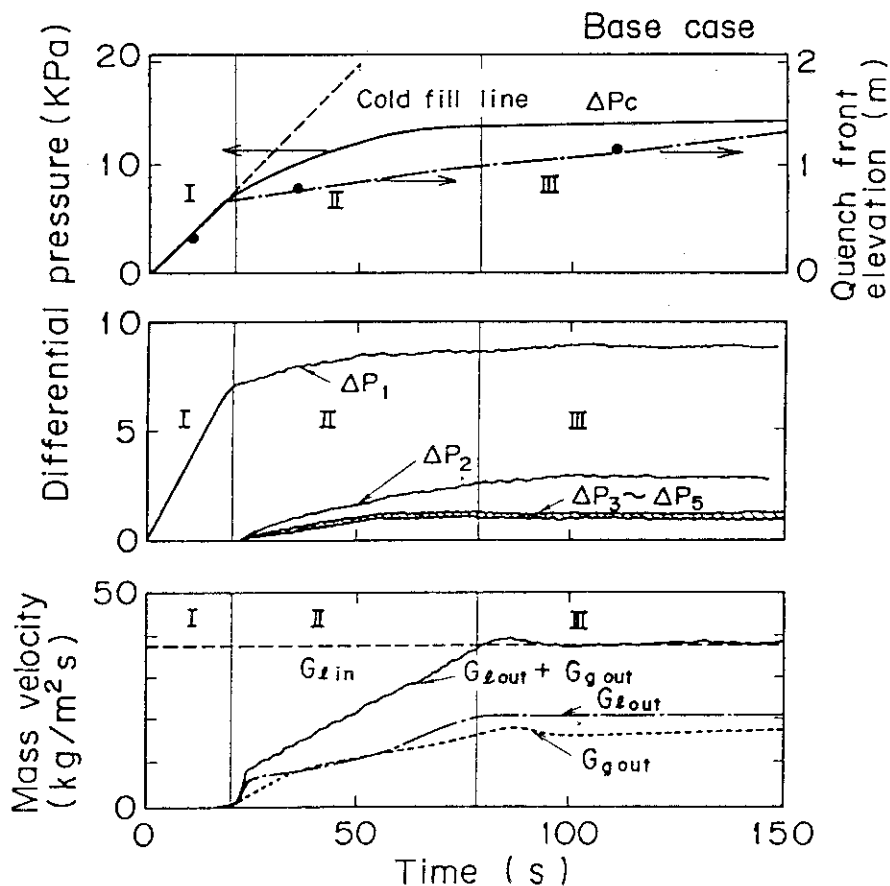


Fig. 4.8 Mass balance in core

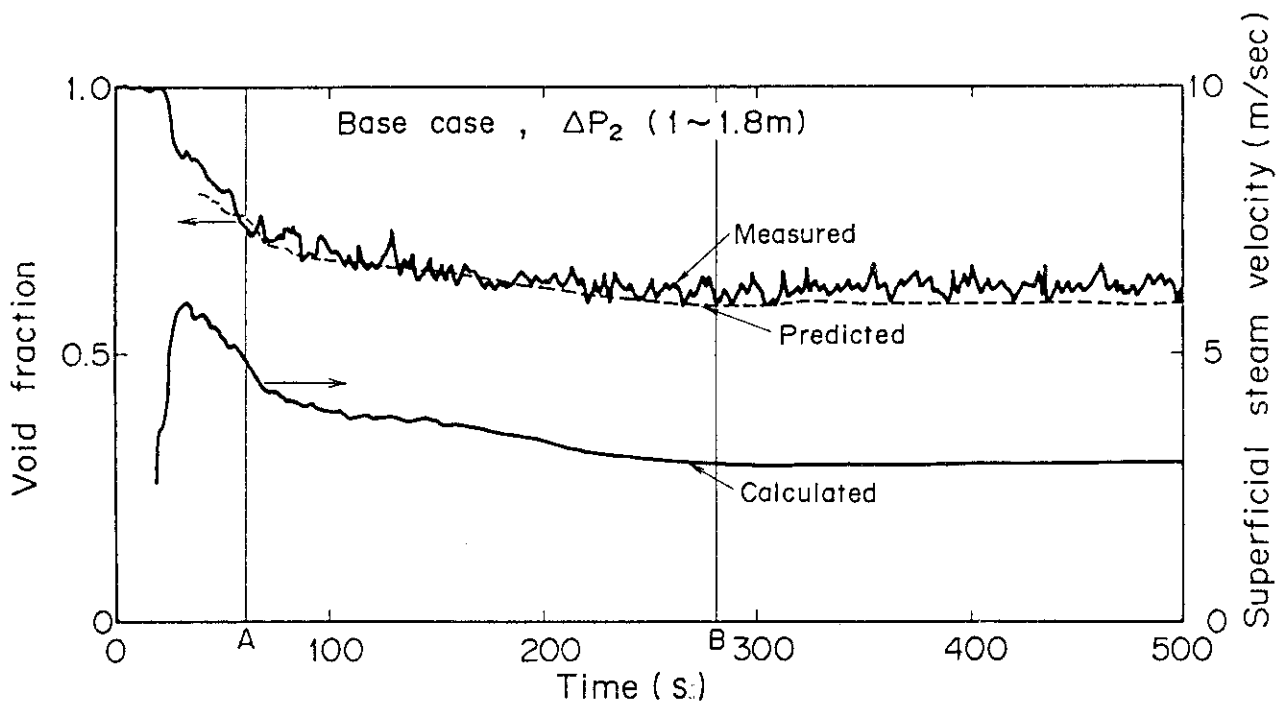


Fig. 4.9 Typical transient of void fraction and steam velocity

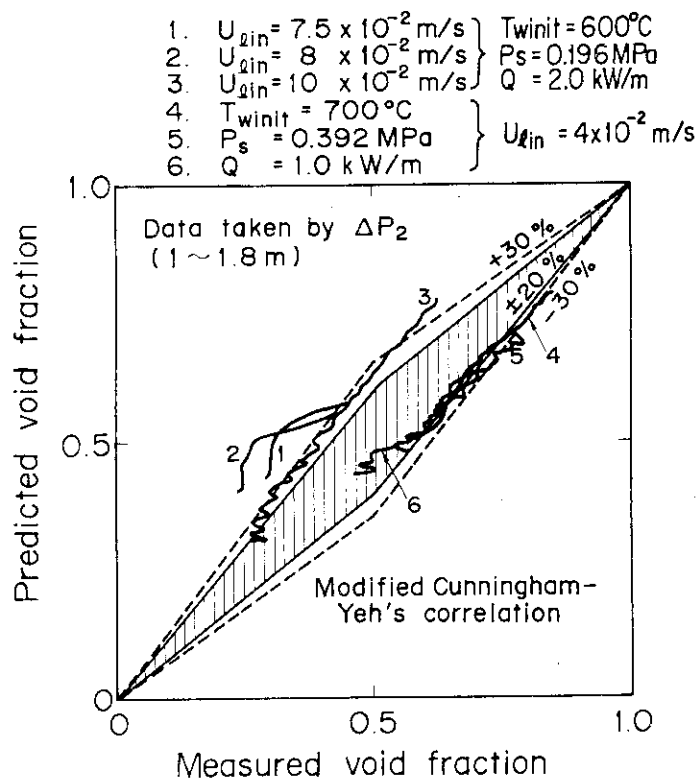


Fig. 4.10 Applicability of modified Cunningham-Yeh's correlation for low void fraction region

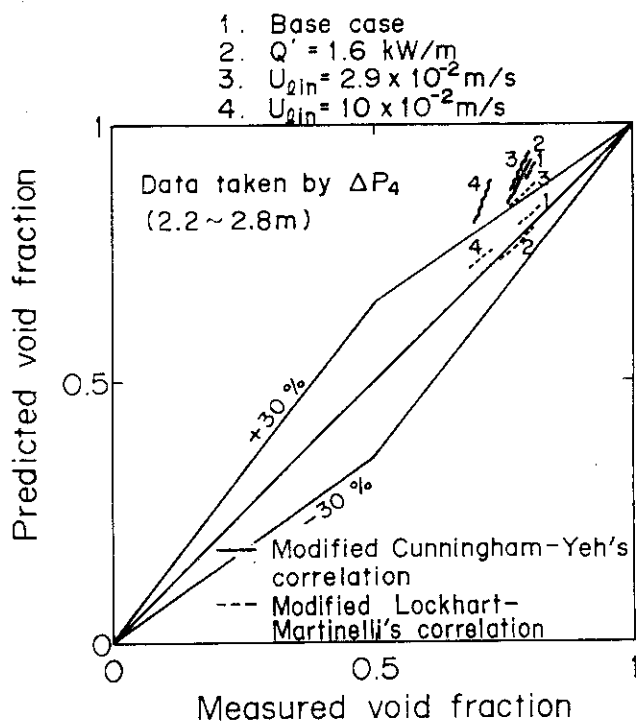


Fig. 4.11 Applicability of modified Cunningham-Yeh's correlation for high void fraction region

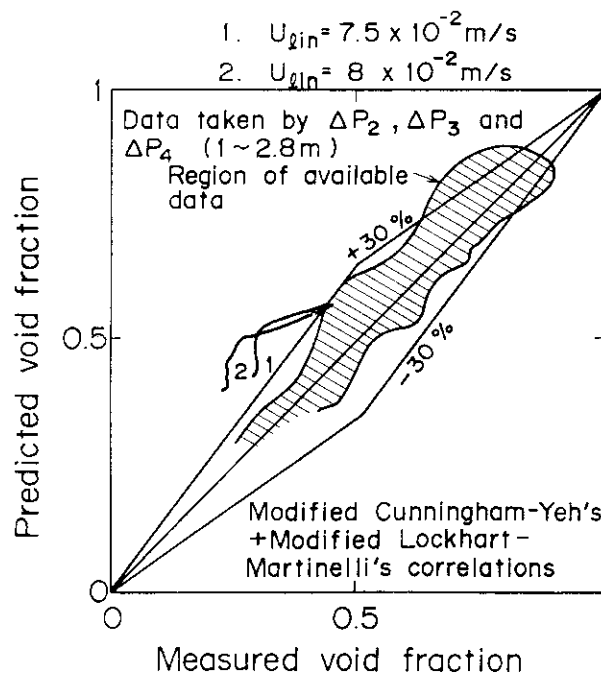


Fig. 4.12 Applicability of modified Cunningham-Yeh's correlation combined with modified Lockhart-Martinelli's correlation

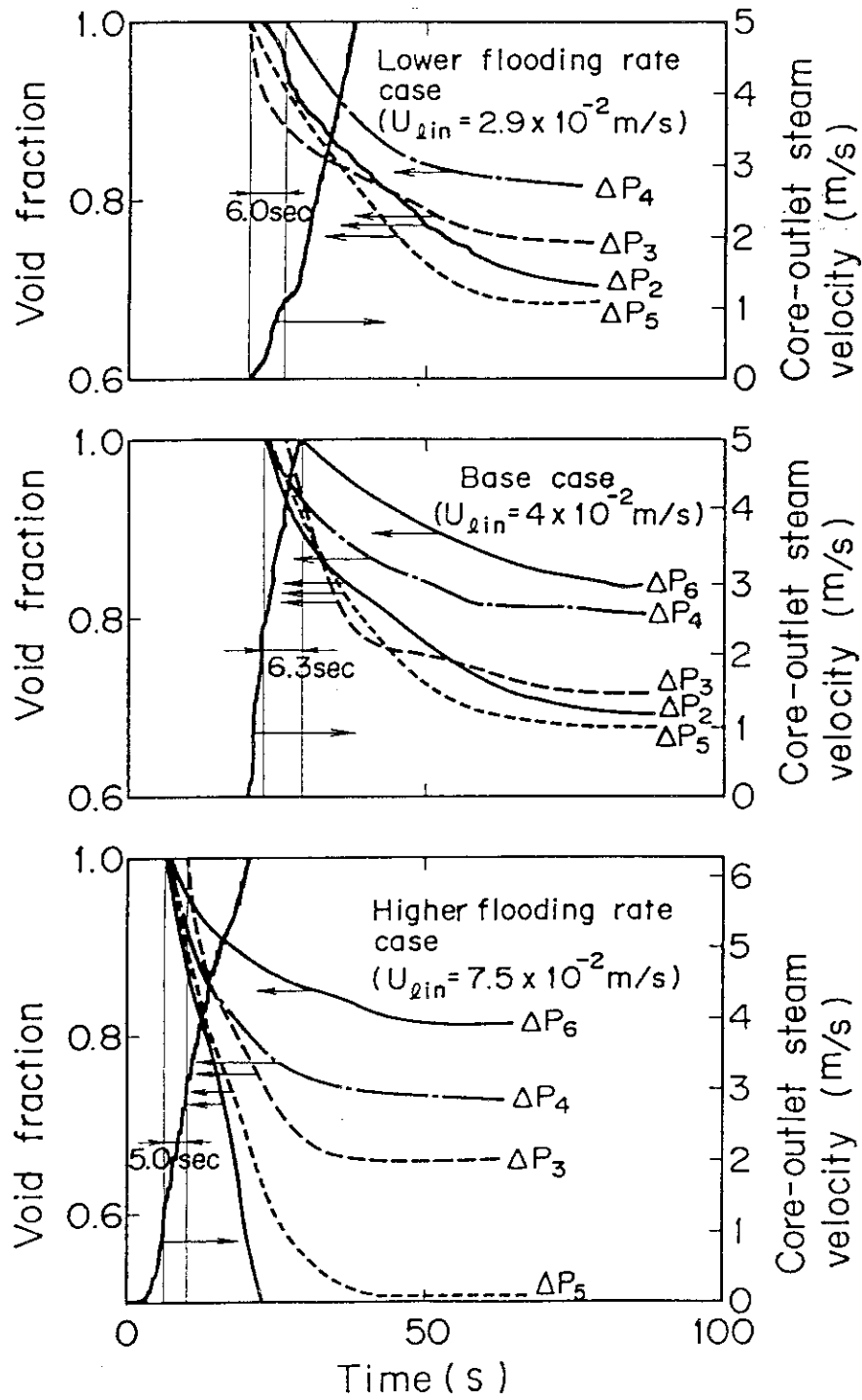


Fig. 4.13 Void fraction transients in core

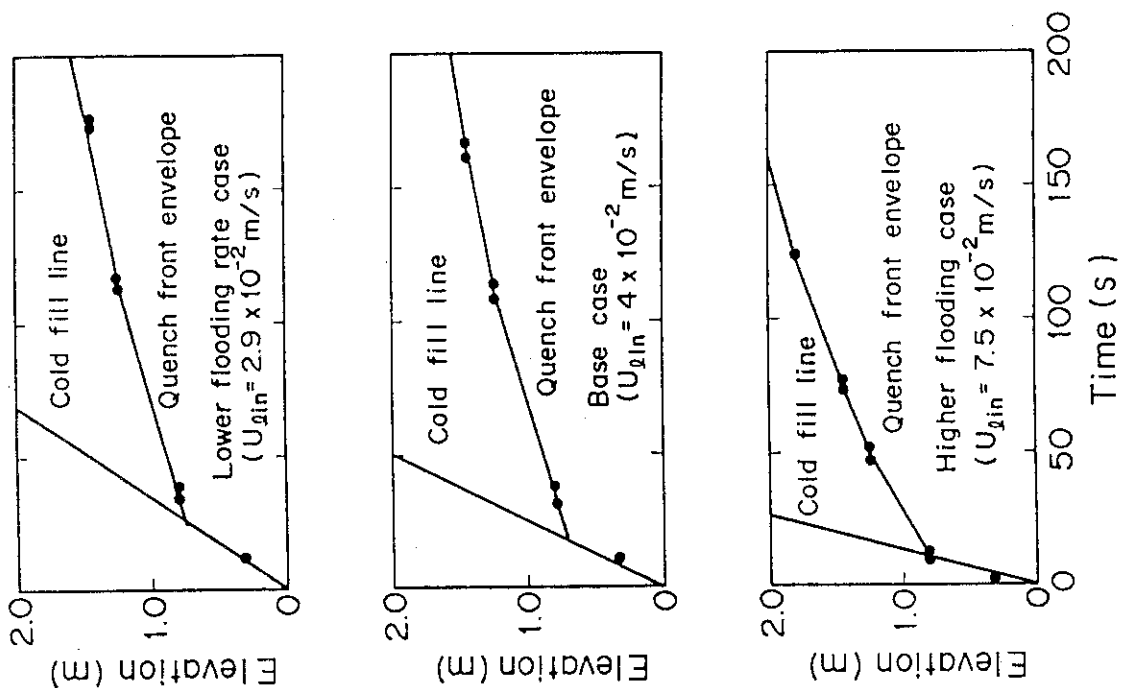


Fig. 4.14 Quench front propagations

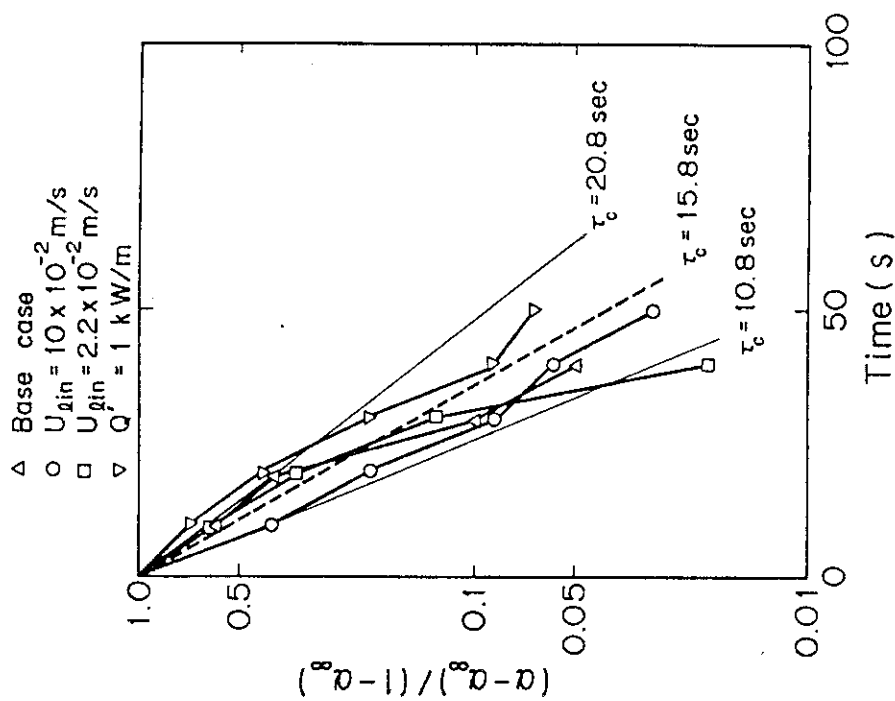


Fig. 4.15 Water accumulation in core

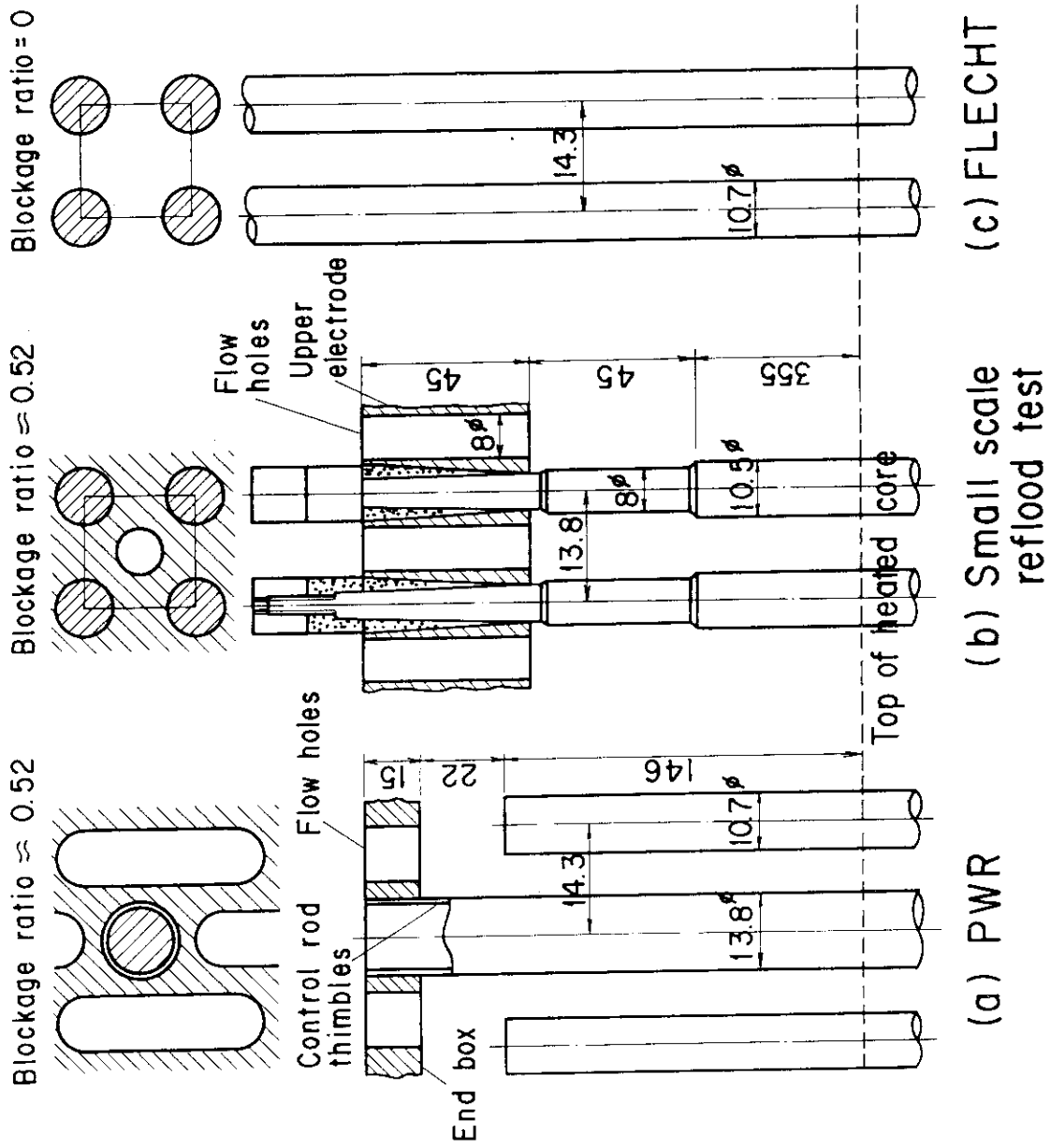


Fig. 4.16 Schematic of upper end of core/simulated core

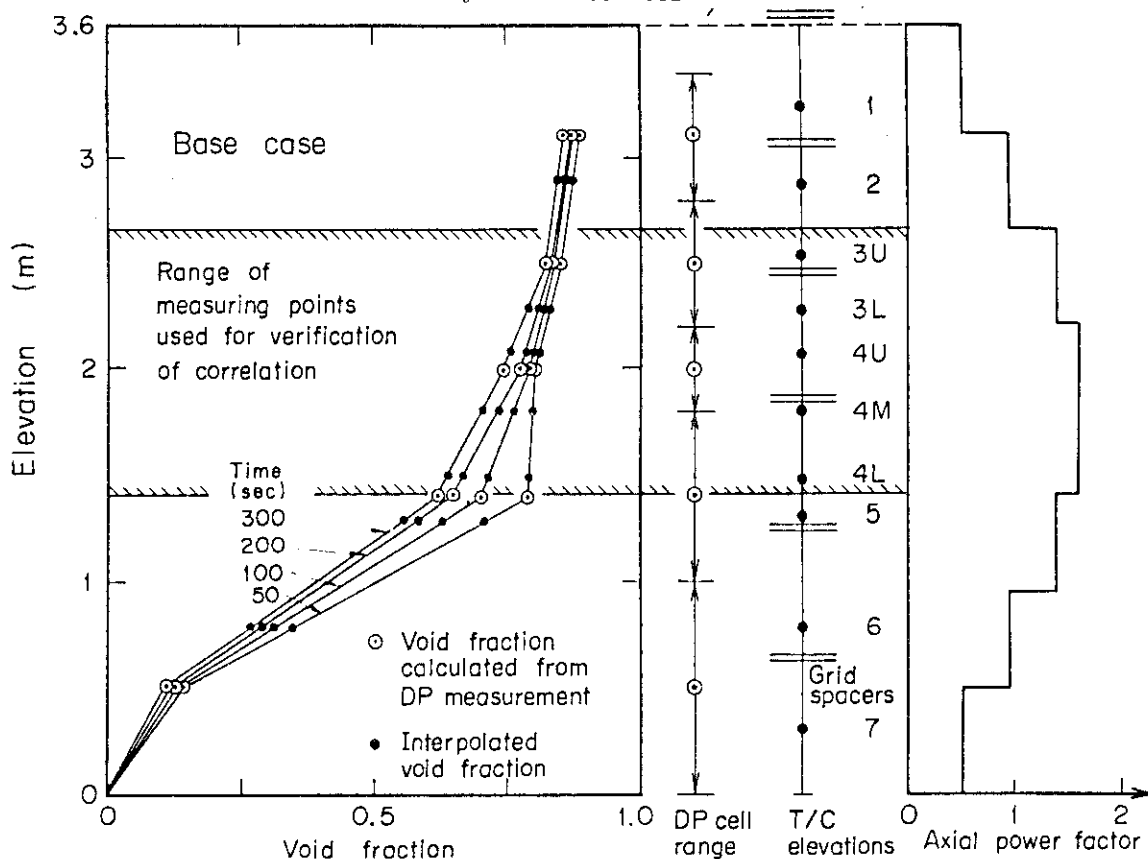


Fig.4.17(a) Example of void fraction distribution calculated and range of measuring points used for verification

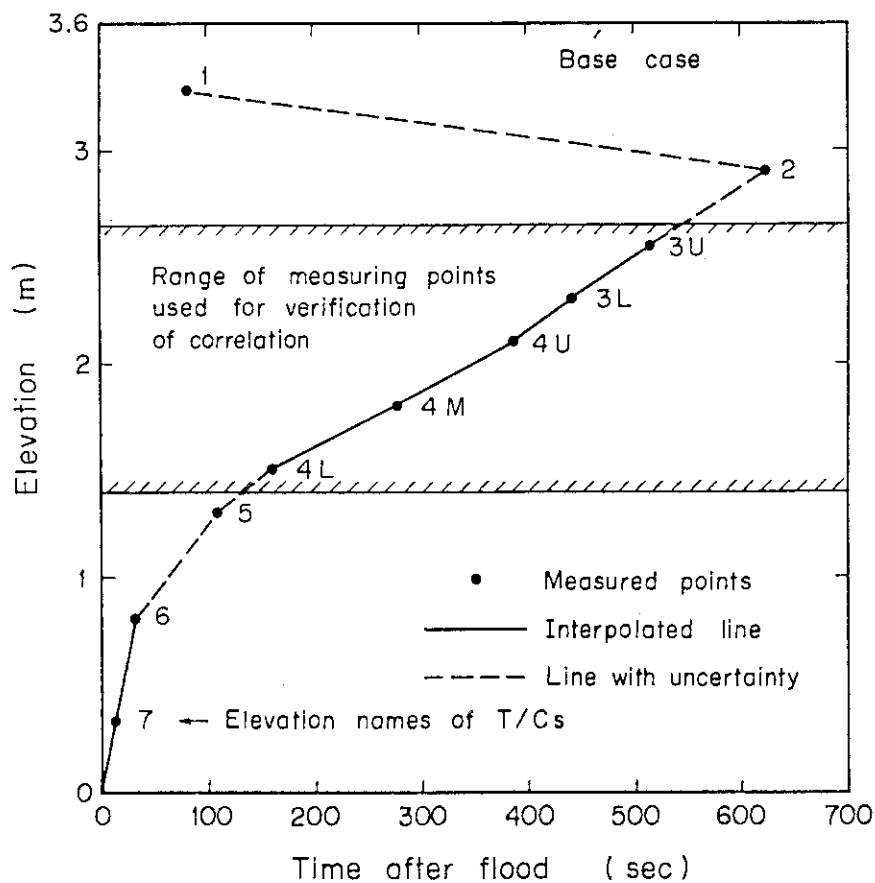


Fig.4.17(b) Example of quench front propagation and range of measuring points used for verification of correlation

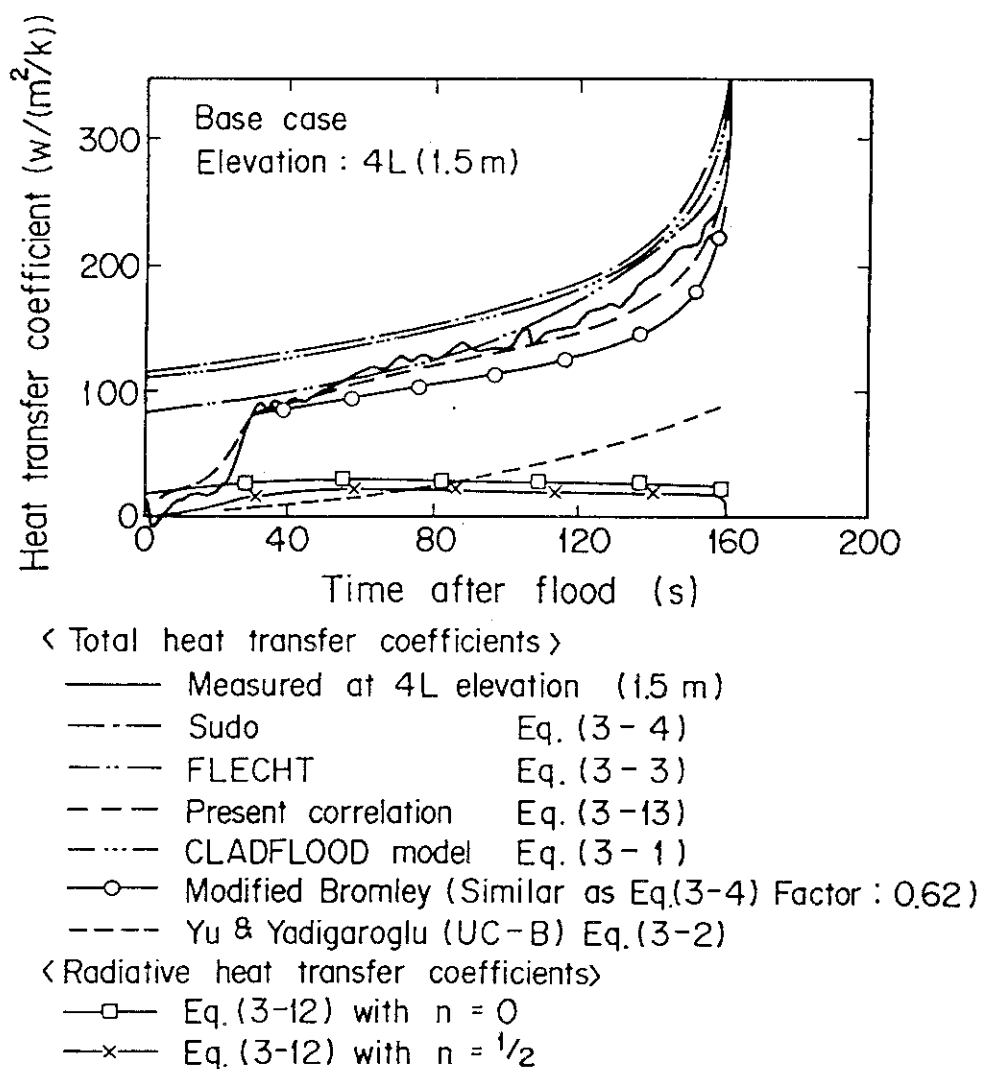


Fig. 4.18 Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time

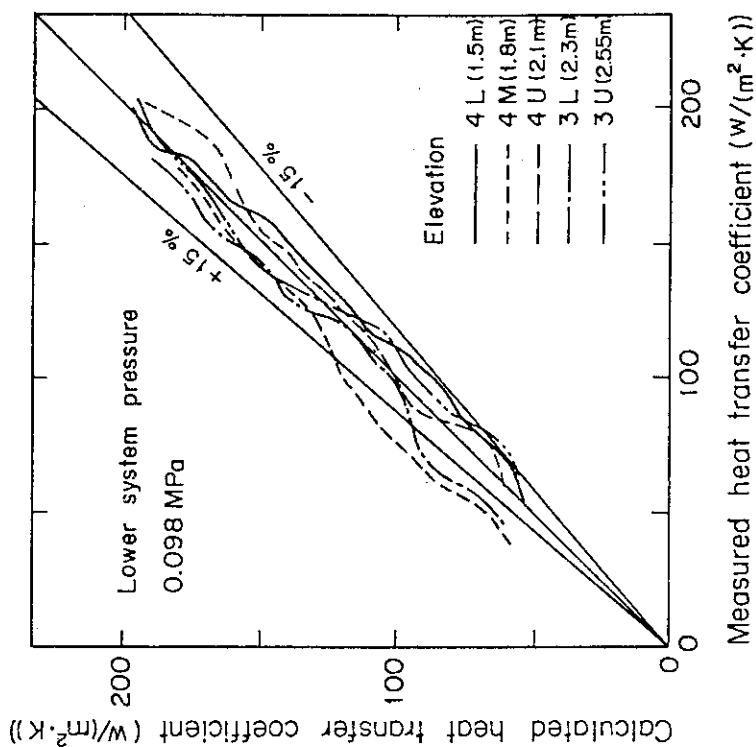


Fig.4.19(a) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients - effect of thermocouple elevation (Base case, System pressure: 0.196MPa)

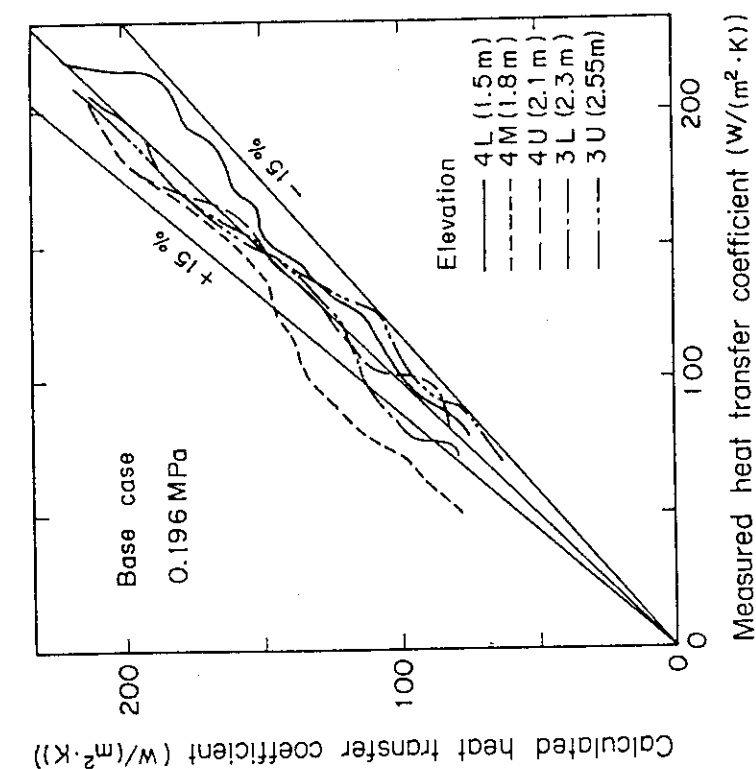


Fig.4.19(b) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients - effect of thermocouple elevation (System pressure: 0.098MPa)

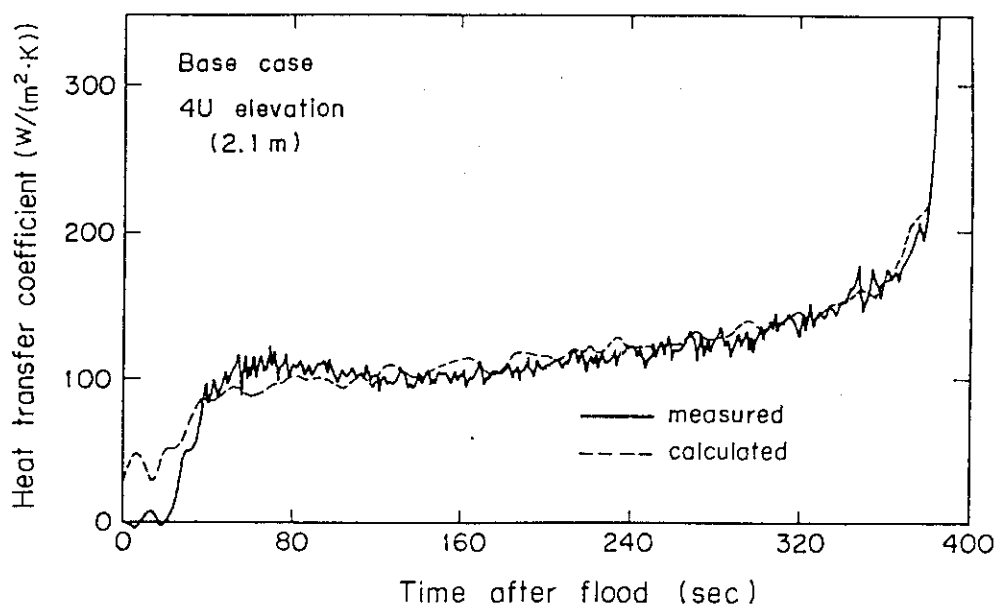


Fig.4.20(a) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time - a case of good prediction

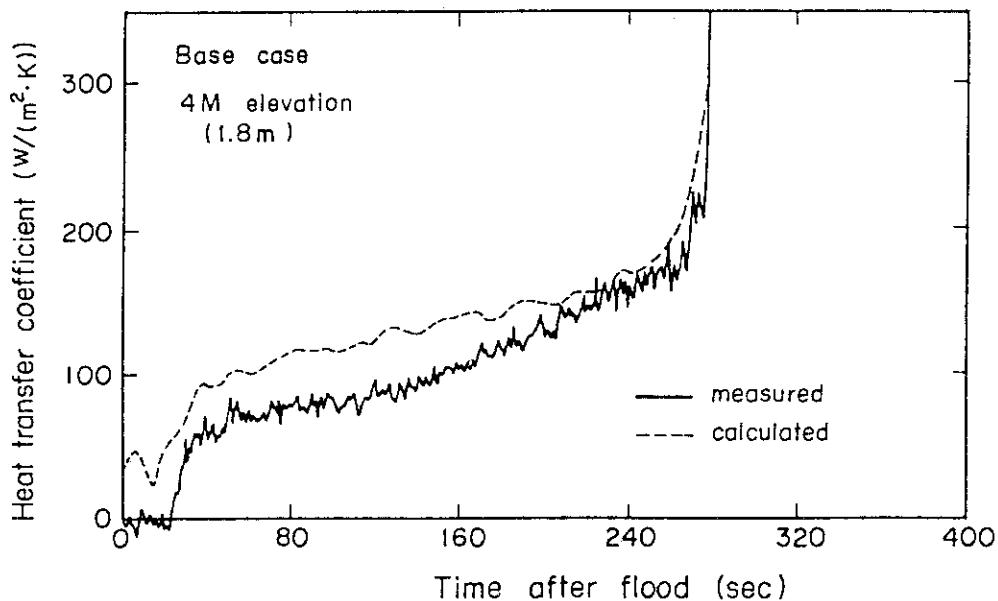


Fig.4.20(b) Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients versus time - a case of poor prediction

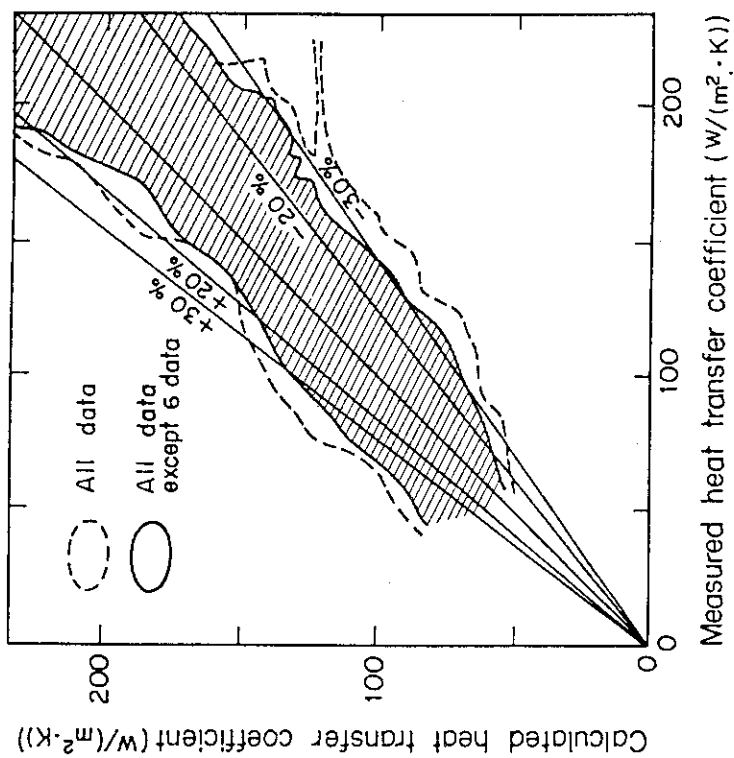


Fig. 4.22 Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients of all data of one-dimensional forced-feed reflood test

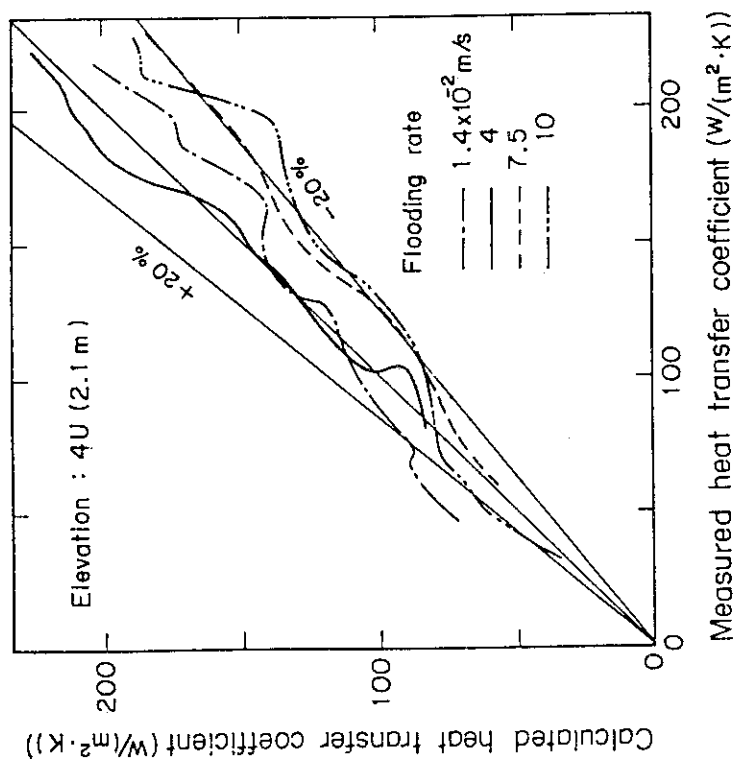


Fig. 4.21 Comparison of calculated and measured heat transfer coefficients - effect of flooding rate

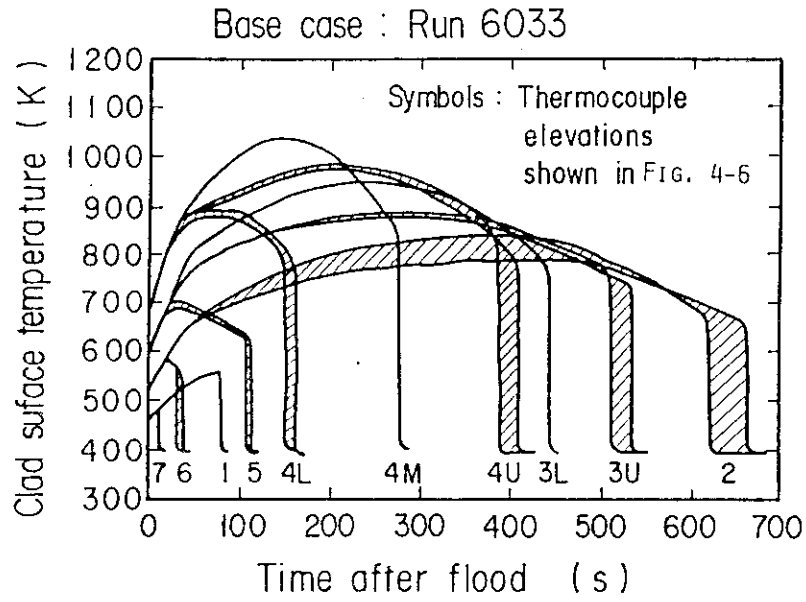


Fig. 4.23 Temperature transients of clad surface at various elevations

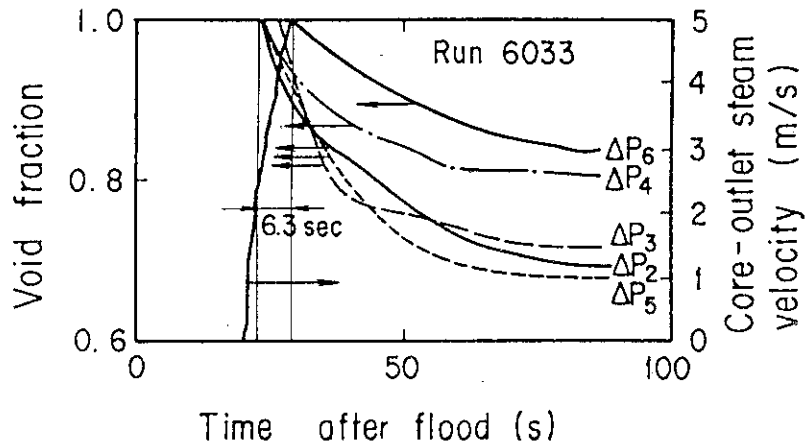


Fig. 4.24 Void fraction transients in core

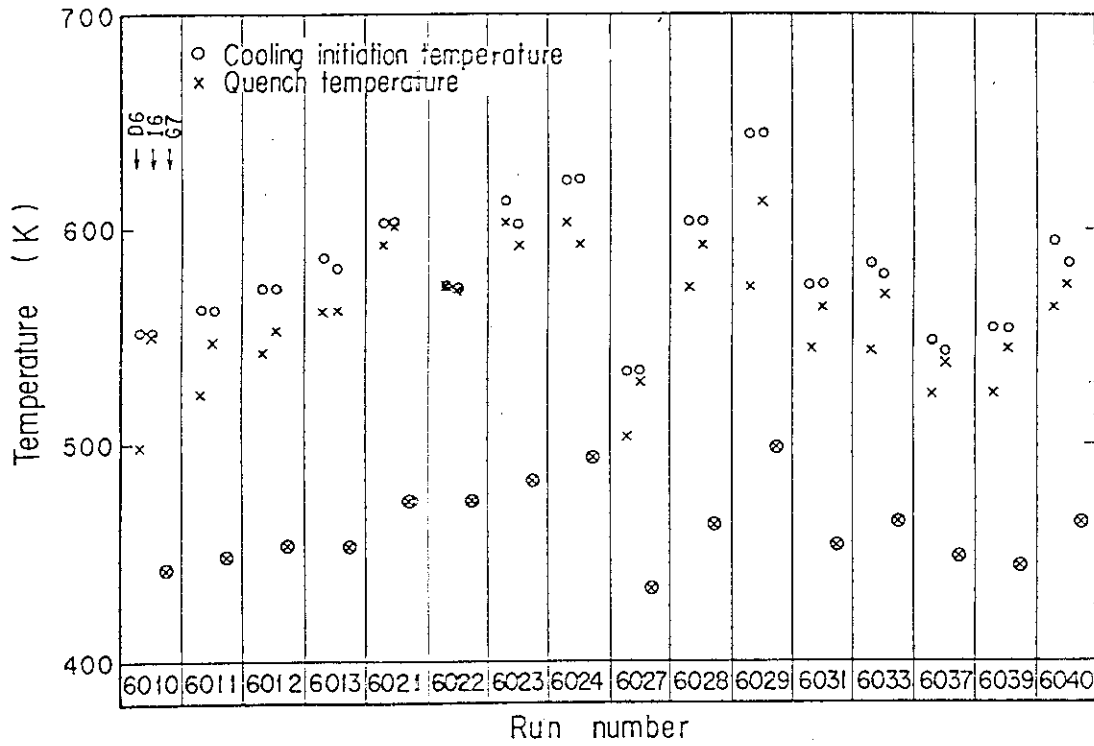


Fig. 4.25 Temperatures at cooling initiation times and quench times

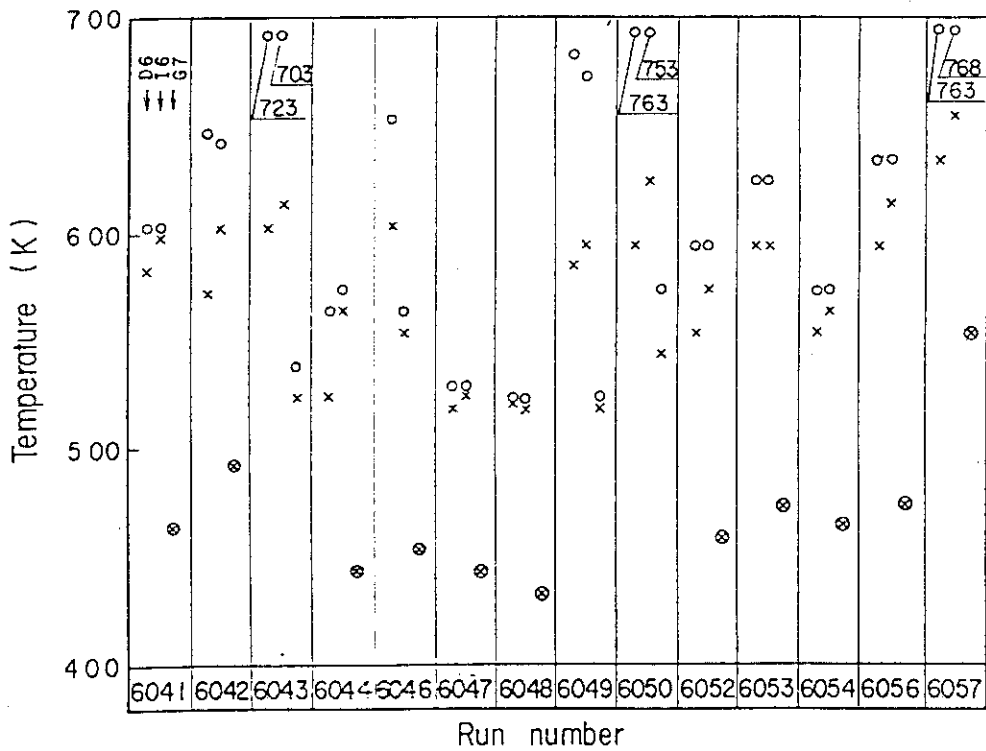


Fig. 4.25 (Continued)

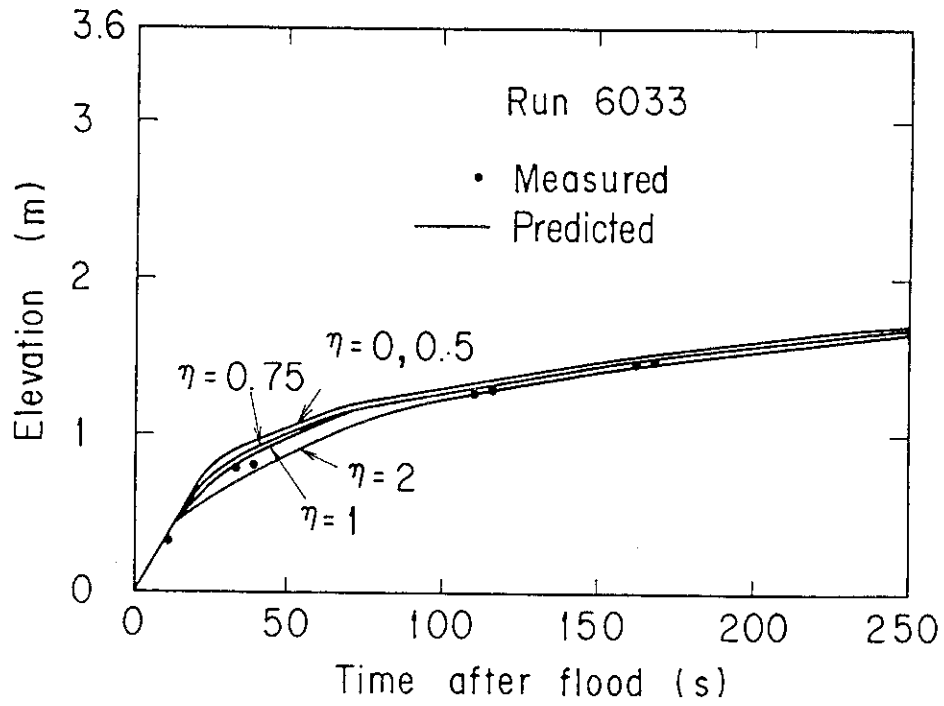


Fig. 4.26 Parametric calculation on quench front envelope for Run 6033

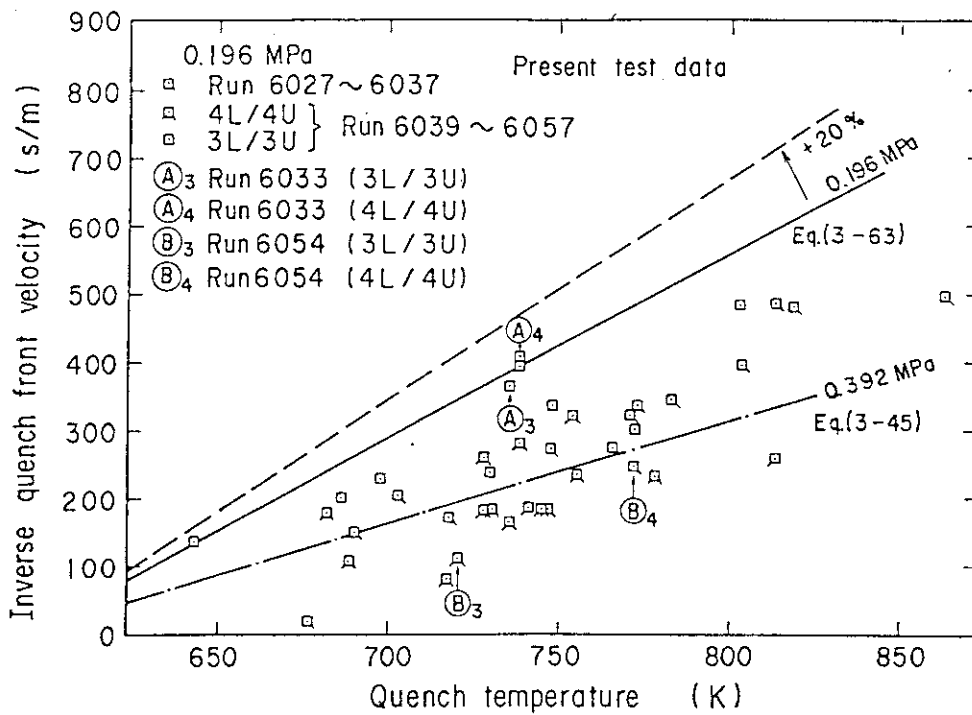


Fig.4.27(a) Comparison of measured and predicted quench front velocities (0.196 MPa One-dimensional forced-feed reflood tests)

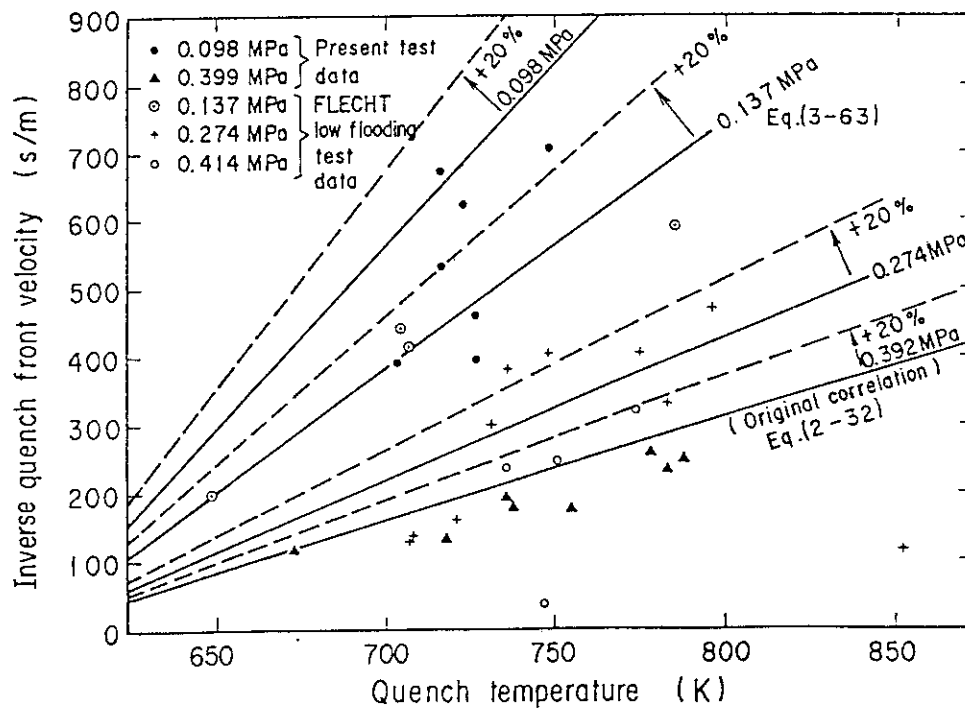


Fig.4.27(b) Comparison of measured and predicted quench front velocities (One-dimensional forced-feed reflood tests except for tests shown in (a), and FLECHT low flooding tests)

5. 炉心内再冠水熱水力モデルの総合評価

5.1 緒言

第2章、第3章において導出した各流動領域の熱水力モデルの主要なものについては、第4章において評価を行った。本章においては、それ以外の熱水力モデルの評価およびモデル全体として矛盾があるか否かの評価、流動様式それ自身の妥当性の評価を総合的に行う。

そのため、各流動様式の熱水力モデルを第2章で導出した基礎方程式と組合せ、以前に開発した一次元再冠水解析コード REFLA-1D に組み込み、テスト部（又は炉心内）熱水力挙動を総合的に解析する。そして、一次元強制注水再冠水実験の結果と計算によるシミュレーション結果とを比較して、モデル全体の総合評価を行う。

なお、REFLA-1Dへのモデルの組み込みにおいて、液滴再付着領域を無視した。これは、日本原子力研究所において行われた大型冠水試験（円筒炉心試験）において、模擬炉心上端からのクエンチは炉心中央部において局所的に生じているだけであり、かつ、そのクエンチが炉心の主要部分の熱水力挙動に与える影響が無視できるからである。一次元解析コードにこのような効果を入れることができず、また、液滴再付着型クエンチについての評価も十分でないことも、液滴再付着領域を無視した理由である。

本章においては、流体挙動の数値解法、各流動領域での使用相関式の具体的選定、燃料棒モデルとその数値解法、液滴分散流領域に対する未知数の設定、一次元強制注水再冠水実験のシミュレーション計算と実験結果との比較、この比較によるモデルの総合評価を行う。

5.2 流体挙動の数値解法

5.2.1 基礎方程式の差分表示

(2-9)式～(2-23)式を前進型差分式で表示すると次のようになる。すなわち、

(2-9)式より、

$$G_{i+1} = G_i - \Delta \left\{ \int_i^{i+1} (\alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l) dz \right\} / \Delta t \quad (5-1)$$

(2-12)式より

$$G_{g,i+1} = G_{g,i} - \Delta \left\{ \int_i^{i+1} \alpha \rho_g dz \right\} / \Delta t + \dot{m} \Delta z \quad (5-2)$$

(2-11)式より

$$\dot{m} = (1/\Delta z) \int_i^{i+1} Q_l dz / \{ H_{fg} g + C_{pg} g (T_g - T_{sat}) \} \quad (5-3)$$

(2-10)式のラグランジュ型微分方程式より

$$T_{g,i+1} = T_{g0} + (T_x - T_{g0}) (1 - \exp(-A \cdot B \Delta t)) \cdot \{ 1 - \exp(-A \cdot B \Delta t) \} \quad (5-4)$$

ここで、

$$A = 1 / (\alpha \rho_{g,i} C_{pg})$$

$$\begin{aligned}
 B &= (h_{wv} + h_{vD})L/S \\
 T_X &= (h_{wv}T_w + h_{vD}T_{sat}) / (h_{wv} + h_{vD}) \\
 h_{wv} &= Q_{wv_j} / (T_{w_j} - T_{g_j}) \\
 h_{vD} &= Q_{vD_j} / (T_{g_j} - T_{sat}) \\
 T_{g_o} &= T_g(z - u_{g_j} \Delta t, t - \Delta t)
 \end{aligned}$$

ただし、正流時: $j = i$, 逆流時: $j = i + 2$ とする。そして逆流時には、 T_{g_j} , ρ_{g_j} , u_{g_j} は前のタイムステップの値を用いる。

液体单相流では、(2-22)式, (2-23)式より、

$$\dot{m} = 0 \tag{5-5}$$

正流時:

$$T_{1_{i+1}} = T_1(z - u_{1_i} \Delta t, t - \Delta t) + \frac{1}{\Delta z} \int_i^{i+1} Q_1 dz \Delta t / (\rho_1 g C_{p1})$$

逆流時:

$$T_{1_{i+1}} = T_1(z - u_{1_{i+2}} \Delta t, t - \Delta t) + \frac{1}{\Delta z} \int_{i+1}^{i+2} Q_1 dz \Delta t / (\rho_1 g C_{p1})$$

(5-6)

ただし、逆流時には $u_{1_{i+2}}$ は前のタイムステップの値を用いる。

(2-13)式より

$$\begin{aligned}
 P_{i+1} &= P_i + \Delta z \{ -g \{ \alpha_{i+1} \rho_{g_{i+1}} + (1 - \alpha_{i+1}) \rho_l \} - (V_l + V_g) \} \\
 &\quad - (DV_{i+1} - DV_i)
 \end{aligned} \tag{5-7}$$

ここで、 DV_{i+1} は(2-15)式より

$$\begin{aligned}
 DV_{i+1} &= F_1 G_{g_{i+1}}^2 / (\alpha_{i+1} \cdot \rho_{g_{i+1}}) \\
 &\quad + F_2 (G_{i+1} - G_{g_{i+1}})^2 / \{ (1 - \alpha_{i+1}) \cdot \rho_l \}
 \end{aligned} \tag{5-8}$$

ここで、 $\alpha_{i+1} = 0$ の場合、 $F_1 = 0, F_2 = 1$

$\alpha_{i+1} = 1$ の場合、 $F_1 = 1, F_2 = 0$

$\alpha_{i+1} \approx 0, 1$ の場合、 $F_1 = 1, F_2 = 1$

蒸気密度は、蒸気を理想気体であると仮定して、次のように定めた。

$$\rho_{g_{i+1}} = \rho_{g_{sat}} (T_{sat} + 273.15) / (T_{g_{i+1}} + 273.15) \tag{5-9}$$

ボイド率は(2-19)式より次式のように表わされる。

$$\begin{aligned}
 \alpha_{i+1} &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{C1_{i+1} + C2_{i+1}}{\Delta u_{i+1}} - \sqrt{1 + \frac{2(C2_{i+1} - C1_{i+1})}{\Delta u_{i+1}} + \left(\frac{C1_{i+1} + C2_{i+1}}{\Delta u_{i+1}} \right)^2} \right) \\
 &= f(\Delta u_{i+1}, C1_{i+1}, C2_{i+1})
 \end{aligned} \tag{5-10}$$

ここで、

$$C1_{i+1} = G_{g_{i+1}} / \rho_{g_{i+1}} \tag{5-11}$$

$$C2_{i+1} = (G_{i+1} - G_{g_{i+1}}) / \rho_{l_{i+1}} \tag{5-12}$$

上式を計算するには繰返し計算が必要であり、次のように近似計算を行う。

$\alpha \rho_g$ の時間的変化が小として、 $\partial(\alpha \rho_g) / \partial t = 0$ と近似して、(5-2)式より $G_{g_{i+1}}$ の近似値 $G'_{g_{i+1}}$ を求める。すなわち、

$$G'_{g_{i+1}} = G_{g_i} + \dot{m} \Delta z \tag{5-13}$$

$\alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l$ の時間的变化も小であるとして、同様にして G_{i+1} の近似値 G'_{i+1} を求める。すなわち、

$$G'_{i+1} = G_i \quad (5-14)$$

Δu_{i+1} の近似値 $\Delta u'_{i+1}$ は G'_{i+1} に対する値を用いる。すなわち、

$$\Delta u'_{i+1} = g(G'_{i+1}) \quad (5-15)$$

これらの近似値を用いて、

$$\alpha_{i+1} = f(\Delta u'_{i+1}, C1'_{i+1}, C2'_{i+1}) \quad (5-16)$$

ここで、

$$C1'_{i+1} = G'_{i+1} / \rho_{g i+1} \quad (5-17)$$

$$C2'_{i+1} = (G_i - G'_{i+1}) / \rho_l \quad (5-18)$$

$C2'_{i+1}$ は $C2_{i+1}$ の時間的平均値である。

なお、図 5.1 のように、主な変数は $(i+1)$ ノードで定義され、 $Q_l, Q_g, \dot{m}, V_l, V_g$ は (i) ノードで定義されている。

以上の (5-1) 式 ~ (5-18) 式の計算手順は図 5.2 に示す通りである。 $Q_l, Q_g, V_l, V_g, \alpha$ 又は Δu として使用した相関式を表 5.1 に示す。

なお、1 ノードの間に流動領域の境界点が存在する場合、その伝熱流動挙動が不連続に変化するるので、境界点の位置に比例した重みを境界両側の入熱量に乗じた総和を求め、クエンチフロントでの流体への入熱を考慮して \dot{m} の計算を行うこととした。

5.2.2 領域境界の計算

1. 液相最上端位置の計算

まず、液相最上端が計算を行っているノードにあるか否かのチェックを行った。そのために次のように $M_{1i} (i=1 \sim i+1)$ を定義した。

$$M_{1i} = \left\{ \sum_{z=1}^n \int_i^{i+1} (1 - \alpha) \rho_l dz \right\}_{t=i-\Delta t} + G_{l \text{ in } t=t} \cdot \Delta t \quad (5-19)$$

$$M_{1i+1} = M_{1i} - \int_i^{i+1} (1 - \alpha) \rho_l dz - \dot{m} \Delta z \Delta t \quad (5-20)$$

ここで、 M_{1i+1} は $(i+1)$ ノードより上に存在する液体の質量を示している。従って、 $M_{1i+1} \leq 0$ であれば、 $(i+1)$ ノードより下に液相最上端が存在することがわかる。

そこで $G_{i+1}, G_{g i+1}$ の計算と同時に M_{1i+1} の計算を行い、 $M_{1i+1} \leq 0$ となる (i) を求めた。そして、 M_{1i} の値が 0 となる位置を内挿により求め、液相最上端位置とした。

なお、液相最上端がテスト部内にある場合、

$$G_{n+1} = G_{g n+1} \quad (n+1 \text{ はテスト部上端のノード}) \quad (5-21)$$

として、桁落ちに伴う誤差を排除した。

2. クエンチフロント

前のタイムステップにおける被覆管温度とクエンチフロント位置よりクエンチ温度 T_q を外挿して求めた。そして、(3-54) 式 ~ (3-56) 式、(3-63) 式、(3-58) 式 ~ (3-61) 式を用

い、 $\eta = 1$ として、クエンチ速度 u_q を計算し、クエンチフロントを前のタイムステップの位置より $u_q \Delta t$ 前進させた。そして、前のタイムステップでの液相最上端位置からその位置での液相速度 $u_{l,i+1}$ で液相最上端位置が移動するとして新しい時刻での液相最上端位置を求め、クエンチフロント位置はその位置より前進しないものとして位置の補正を行った。

3. 沸騰開始点

液体单相流と仮定して液体温度を計算し、その温度が飽和温度を越えた場合、内挿して沸騰開始点を計算した。

4. 液滴分散流発生点

気液相対速度を Δu 、液滴発生のための最小気液相対速度を Δu_c とした場合、液滴分散流の発生開始の判定条件は $\Delta u \geq \Delta u_c$ を用いるべきであるが、次のような問題点がある。すなわち、液滴分散流発生点の前後では一般にボイド率の大きな変化が生じているので、発生点の下ではボイド率が低く、蒸気速度が高く、 Δu は大となるが、発生点の上ではボイド率が高く、液相速度が速く Δu は小となる。それ故、発生点の下では $\Delta u > \Delta u_c$ であっても、発生点の上では $\Delta u < \Delta u_c$ となる可能性がある。

このような矛盾を避けるため、 Δu の定義として、見掛けの蒸気速度とボイド率 0.98 と仮定した二相流の液相速度との差を用いた。すなわち、

$$\Delta u = u_{g0} - u_{l0} / (1 - 0.98) \quad (5-22)$$

Δu_c としては、臨界ウェーバー数によって決定される臨界スリップ速度の $1/10$ と仮定した。

5. 流動領域境界の計算手順

テスト部入口での流動を液体单相流として、図 5.3 に示す論理で 1 ノード上の流動様式、流動領域境界の決定を行う。そして次々と上段のノードに同一の方法を繰返し、テスト部全体の流動様式、流動領域境界を決定する。この際、その流動様式に固有な特徴を考慮し、不要な判定を飛越すものとする。例えば、遷移流領域では、クエンチフロントより上方で液体が飽和温度であるので、直接④点に入るものとする。

このような判定に必要な情報は、図 5.4 に示すように炉心内熱水力計算と同時に計算して求め、同時に判定を行い、次のノードの流動様式を決定した。

なお、本計算においては、テスト部上端からのクエンチを無視した。これは、上端からのクエンチが局所的なものであり、かつ、テスト部下端からのクエンチに与える影響が無視できるからである。⁽⁵⁻⁾

5.2.3 燃料棒（発熱棒）モデルとその数値解法

計算を単純化するため、次のことを仮定した。

- (1) 半径方向温度分布は平坦である。すなわち、燃料棒内温度は軸方向に 1 次元に分布している。
- (2) 軸方向熱伝導を無視する。
- (3) 既クエンチ部分においては燃料の温度変化は小であり、蓄積エネルギーの放出は非常に少なく、燃料体から冷却材へ輸送される熱量は燃料棒内で発生する熱量にほぼ等しい。

エネルギー保存則より、

$$S_F C_F \rho_{FG} \partial T_W / \partial t = S_F Q_F - S Q \quad (5-23)$$

ここで、 Q_F は燃料棒単位体積あたりの発熱量、添字 F は燃料棒を表わす。Q は冷却材流路単位体積あたりの熱輸送量であり、壁温と冷却材温度の関数である。すなわち、

$$Q = f(T_W, T_1) \quad (5-24)$$

仮定(8)より、既クエンチ部では、(5-23)式より左辺=0として、

$$S_F Q_F = S Q \quad (5-25)$$

従って、(5-25)式、(5-26)式より既クエンチ部の T_W が定まる。 T_1 は前のタイムステップの値を用いる。

未クエンチ部では、前の時刻の情報にもとづき熱伝達計算を行い、Q が定まるので、新しい時刻の T_W が定まる。

クエンチしつつある領域において、クエンチにより放出される燃料棒内蓄熱エネルギーが流体に供給される。単位流路断面面積あたりのクエンチによる追加熱放出量を Q' とすると次のように表わされる。

$$S Q' = S_F C_F \rho_{FG} (T_q - T_w) u_q \quad (5-26)$$

ここで、 T_w はクエンチフロントでの既クエンチ側の壁温である。そして、 u_q はクエンチ速度を表わす。

クエンチフロントのないノードでの単位流路体積あたりの伝熱量を Q とすると、クエンチフロントを含むノードでの単位流路体積あたりの伝熱量は $Q + Q' / \Delta z$ となる。ただし、 Δz は1ノード間の長さとする。

(5-26)式は、クエンチした部分の蓄熱量が瞬時に放出されるものとして求めたものであるが、図 5.5 のように、燃料棒内の熱伝導による熱放出の時間遅れを考慮に入れて、(5-26)式の右辺のうち、 A_{st} の割合のみ瞬時放出し、残りの $1 - A_{st}$ なる割合のものは時定数 τ で徐々に放出されると仮定した。

計算には次の値を用いた。

$$A_{st} = 0.2$$

$$\tau = 4 \text{ s}$$

5.3 計算条件

表 5.2 に、シミュレーション計算を行った一次元強制注水再冠水実験の実験番号およびその実験の特徴を示す。

これらの計算においては、次の仮定を行った。

1. 寸法の熱膨張による変化は無視した。
2. 流体の物性値は、テスト部入力圧力によって定まるものとした。
3. 燃料棒（発熱棒）の物性値は構成する材料の体積比に対する平均値とし、各構成材料の温度は等しいものとした。物性値、寸法は、4.2.4の熱伝達率計算に用いたものと同じの値とした。従って、窒化硼素（BN）の物性値のみ、再冠水開始前の発熱棒が断熱的溫度上昇する時の溫度変化より求めた値を用いた。

4. 流路断面積としては、サブチャンネル断面積ではなく、全流路面積を発熱棒本数で除した値を用いた。水力等価直径は、サブチャンネルの断面積とぬれ縁長さから求めた値である。
5. 実験的に決定できなかった液滴分散流領域の未知定数は次のように定めた。
 - (1) 液滴発生气液相対速度 $\Delta u = 0.01 \Delta u_c$
(Δu_c : 臨界ウェーバー数 W_{cc} と液滴終端速度より定まる臨界スリップ速度)
 - (2) 液体高密度区間の長さ: 0.3 m
 - (3) 液滴の合体率: (4-6) 式 ただし, $\tau_c = 15.8$ s
 - (4) 合体率の最大値: (2-56) 式 ただし, $C_1 = 2.0 \text{ m}^{-1}$, $C_2 = 0.3 \text{ m}^{-1}$
 - (5) 臨界ウェーバー数: 0.1 (暫定値)
6. 液体高密度区間より上方での液滴の合体については、次のように考える。
液滴の合体が進行し、液体の存在率が低下するにつれて、気液相対速度 Δu は増大する。液滴発生時は前に述べたように $0.01 \Delta u_c$ と定めたので、 $\Delta u \geq 0.01 \Delta u_c$ である。
もし、液体高密度区間より上方で液塊が存在しない場合、すなわち「炉心蓄水がない場合」(2-18 Type 1 参照) は、 $\Delta u \leq \Delta u_c$ である。
クエンチフロントの上方に液塊が存在する場合、すなわち、「炉心蓄水がある場合」(図 2.18 Type 2 参照) は、 $\Delta u \leq \Delta u_s$ (ただし、 Δu_s は、(4-4) 式に対応した Δu とする。) である。
 $\Delta u = \Delta u_c$ の時のボイド率を α_d 、 $\Delta u = \Delta u_s$ の時のボイド率を α_s とする。
7. 液滴分散流領域の熱伝達は次のように考えた。
 - (1) 液体高密度区間の熱伝達は、遷移流領域のそれと等しい。
 - (2) $\Delta u \leq \Delta u_c$ の場合、 Δu に対応する液滴の熱伝達を考える。
 - (3) $\Delta u_c < \Delta u < \Delta u_s$ の場合、液滴の熱伝達と遷移流領域の熱伝達とをボイド率に応じた重み平均をして熱伝達を計算する。すなわち $\Delta u = \Delta u_c$ の場合の液滴の熱伝達率 h_d と遷移流領域の熱伝達率 h_s とから熱伝達率 h を次のように定める。

$$h = h_d (\alpha - \alpha_s) / (\alpha_d - \alpha_s) + h_s (\alpha_d - \alpha) / (\alpha_d - \alpha_s)$$
 - (4) 同様にして蒸気温度の計算も行う。

5.4 計算結果

5.4.1 基準実験 (Run 6033) の計算結果

次の2ケースの計算結果を比較して、クエンチフロント上方への蓄水が炉心内熱水力挙動に与える影響を調べ、一次元強制注水再冠水実験での炉心蓄水挙動を総合的に検討した。

ケース1: 液体高密度区間を除き、クエンチフロント上方への炉心蓄水がない場合

ケース2: クエンチフロント上方への炉心蓄水がある場合

本計算では、臨界ウェーバ数 0.1 と設定した。その妥当性については 6.3.2 において検討する。

図 5.6 は、高さ 1.8 m での被覆管表面温度履歴を示したものである。実験結果はケース1とケース2の計算結果の間にある。後半はケース2の結果に接近するが、クエンチ以前はケース1の計算結果に近い。それに対して高さ 2.1 m の高さでは、図 5.7 に示すように実験結果はケー

ス 2 の計算結果とほとんど同じ傾向であり、ケース 1 の結果とは大きく違っている。多くの高さのデータは、高さ 1.8 m のものを除いて、図 5.7 の結果に類似しており、炉心内ほとんどの位置では炉心内蓄水が生じて類似の熱伝達特性を有していると考えられる。

図 5.8 は、差圧測定区間 0～1.2 m、1.8～2.4 m での平均ボイド率の実測値と予測値との比較結果を示している。0～1.2 m でのケース 1、2 の予測値はともに実測値とよい一致を示しているが、これは短時間にクエンチが生じ、差圧測定区間が飽和二相流領域に入り、クエンチフロント上方の蓄水と関係がなくなるからである。それに対して、1.8～2.4 m での予測値はケース 1 と 2 とでは大きく異っており、ケース 1 の計算ではボイド率は 200 秒後に低下し始めるが、ケース 2 の計算結果および実験結果では約 25 秒後にボイド率が低下し始める。このことから、ケース 2 がボイド率の実験結果をよく表わしていることがわかる。

図 5.9 は炉心水頭を示している。実験結果はケース 1、2 の計算結果の中間にあるが、定性的傾向はケース 2 の結果に近い。

このようにして、全体としては、炉心内蓄水が生じ、遷移流領域の熱水力相関式により現象が記述できることがわかる。

例外としては、グリッドスペーサ直下 (3.5 cm 下) での熱伝達である。この現象の説明を試みることにする。まず、次の 2 つのことを仮定する。(1) 二相流のボイド率は時間的に変動している。(2) グリッドスペーサ部では対向流抑制 (Counter-current flow limitation: CCFL) が生じている。この 2 つの仮定より、図 5.10 に示すように、ボイド率が増加する時は、(a) のように余分の水をグリッドスペーサ上方に押し上げるが、ボイド率が減少した場合にはグリッドスペーサ上方の水は逆流せず、(b) のように発熱体の一部が蓄水部から露出してしまい、従って熱伝達率がこの部分では低くなると説明できる。

一次元強制注水再冠水実験については、これ以降、ケース 2 の計算を行うこととする。

5.4.2 一次元強制注水再冠水実験についての計算

ケース 2 の条件で、クエンチフロントの進行についての計算を行った。計算結果を図 5.11～図 5.14 に実線で示す。

図 5.11 は、系圧力をパラメータとしてクエンチフロントの進行についての実測値と計算値とを比較した結果を示している。この図から、本計算モデルは系圧力が現象におよぼす影響を正しく表現していることがわかる。

図 5.12 は、線出力密度のパラメータ効果を示している。線出力密度 2.2 kW/m の場合に、実験結果は線出力密度 2.0 kW/m の場合の実験結果とほとんど重なり合い、計算結果の有する傾向を表わしていないが、他の場合においては、本計算モデルは、線出力密度が現象におよぼす影響を正しく表現していることがわかる。

図 5.13 は、被覆管初期最高温度の効果を示している。2.55 m 以上の高さでは、実測値において初期温度の効果は明確でなくなるが、計算結果は明確な効果を予測している点が異なっている。しかしながら、2.55 m より低い位置では、本計算モデルは被覆管初期最高温度の効果を示していると考えられる。

図 5.14 は、冠水速度のパラメータ効果を示したものである。低冠水速度では実測値と計算結

果との一致はよいが、高冠水速度での一致は悪い。この原因は、遷移流領域の熱伝達率相関式(3-13)式とボイド率相関式(2-34)式、(4-4)式が高冠水速度の場合、誤差がそれぞれ20%程度あり、その相乗効果であるか、又は、クエンチ速度それ自身が被覆管表面酸化の影響等で速くなることであると考えられる。そこで、 $10 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合について、膜沸騰熱伝達率を1.4倍とした場合およびクエンチ速度を0.4 MPaでのクエンチ速度(速いクエンチ速度)とした場合についてのクエンチフロントの移動についての計算結果を、それぞれ、一点鎖線、点線で示す。どちらの場合でもかなり実測結果に近くなることがわかる。

図 5.15～図 5.17は、それぞれ冠水速度が10, 4, $1.4 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合のクエンチ温度についての実測値と計算値との比較結果を示している。図からわかるように、クエンチ温度の実測値と計算値との一致はよい。 $10 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合、膜沸騰熱伝達率を1.4倍した場合と、クエンチ速度を0.4 MPaでの値とした場合の計算結果を、それぞれ、図 5.15に一点鎖線、点線で示すが、後者の場合の方が、クエンチ温度の計算値が実験結果に近く、前者の場合の方が、離れている。それ故、熱水力モデルのみを修正して、クエンチ速度、クエンチ温度を同じに正しく予測することはできないことがわかる。

図 5.18, 図 5.19は、冠水速度が10, 4, $1.4 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合の被覆管表面温度履歴についての実測値と計算値との比較結果を示したものである。高冠水速度実験の場合を除いて、比較的よい予測結果を与えている。 $10 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合には、クエンチ時刻の予測誤差が被覆管表面温度履歴の予測にも大きな誤差を与えていることがわかる。そこで、 $10 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合に対して、膜沸騰熱伝達率を1.4倍した場合と、クエンチ速度を0.4 MPaでの値として速いクエンチ速度の場合とを、それぞれ一点鎖線、点線で図 5.18, 図 5.19に示す。図からわかるように、どちらの場合も被覆管温度の予測を改善することがわかる。

もしも、熱伝達率が増加すると、被覆管温度の低下が早まり、クエンチ温度が低下し、それ故に、クエンチ速度が増加する。又、一方、クエンチ速度が増加すると、膜沸騰熱伝達率がクエンチフロントからの距離の関数で表わされるので、注目する点とクエンチフロントとの距離は短くなり、より高い膜沸騰熱伝達率を与える。このように高冠水速度でのクエンチ速度の予測が不良となる原因としては次のどちらのことも考えられる。

- (1) 高冠水速度での遷移流領域の熱水力相関式の不良
- (2) 高冠水速度でのクエンチモデルの不良

もちろん、これらの原因が複合して現われる可能性もある。ただし、クエンチモデルに対して、被覆管表面酸化の効果を考慮することはかなり困難であろう。図 5.14において、Run 6033 より以前に行われた $8 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ でのRun 6027においても予測が不十分なことから、表面酸化効果は高冠水速度で現われる可能性があることが推定される。

図 5.20は、冠水速度がそれぞれ10, 4, $1.4 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合の炉心蓄水頭を示す。約10%以内の誤差で現象が予測できることがわかる。

図 5.21, 図 5.22は、Run 6013, Run 6027のキャリオーバー率についての実測値と計算値との比較結果を示す。キャリオーバー率の評価は、炉心蓄水頭の時間的変化率と入口流量との比にもとづいて評価した。炉心蓄水頭の時間的変化率は炉心蓄水頭の時間微分より求めるため、炉心蓄水頭の測定値に含まれる変動分がキャリオーバー率の評価値(実測値と呼ぶ)に大きな変動を与え

た。このような変動分の平均値を考えるならば、実測値と計算値との一致はかなり良いと言える。

5.5 本章の結論

第2章で導出した基礎方程式に、第2章、第3章で導出した熱水力モデルを組合せ、5.3に述べたいくつかの仮定を加え流体挙動モデルとし、5.2.3に述べた半径方向1点近似の燃料棒モデルと結合し、一次元再冠水熱水力挙動解析を行った。解析においては、一次元強制注水再冠水実験のシミュレーション計算を行い、実験結果との比較を行った。

計算としては、臨界ウェーバー数を0.1として、クエンチフロント上方には液体高密度区間を除いて炉心蓄水がない場合（液滴の合体により液塊が生じない場合）とクエンチフロント上方への炉心蓄水の生ずる場合の2ケースについて行った。

一次元強制注水再冠水実験に対しては、実験結果から推定されるように炉心蓄水がある場合の方が実験結果と計算結果との一致がよいことがわかった。しかし、グリッドスペース直下の測定点での被覆管表面温度は、炉心蓄水がない場合の計算結果に近い履歴を示した。

系圧力パラメータ効果、線出力密度パラメータ効果については、実験結果と計算結果との一致は良好であった。初期被覆管温度パラメータ効果については、炉心中央高さ以下の予測は良好であったが、上半分での予測は不十分であった。

炉心冠水速度パラメータ効果については、高冠水速度の場合を除き予測は良好であった。高冠水速度（10 cm/s, 8 cm/s）の場合は、実験結果と計算結果との一致が悪かった。この原因は、遷移流領域の熱伝達率相関式（3-13）式が高冠水速度で誤差が大であること、被覆管表面の酸化によりクエンチ速度が増加することのどちらか又は複合作用にあると考えられる。

総合的には、本モデルは現象を十分に記述しているものと考えられることができるが、細部においては、更にモデルの改良を進める必要があることがわかった。

また、キャリアオーバー率の予測は十分なる精度でできることがわかった。

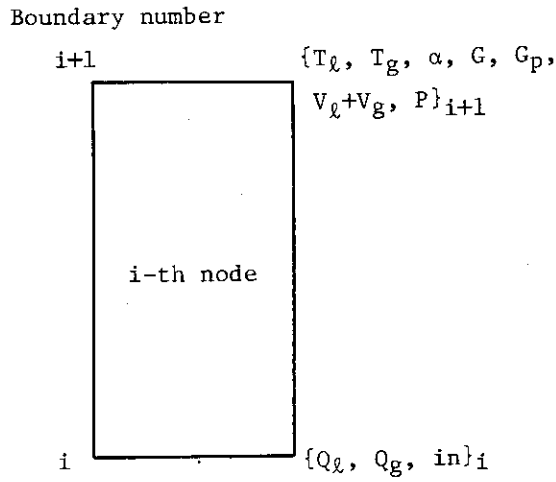
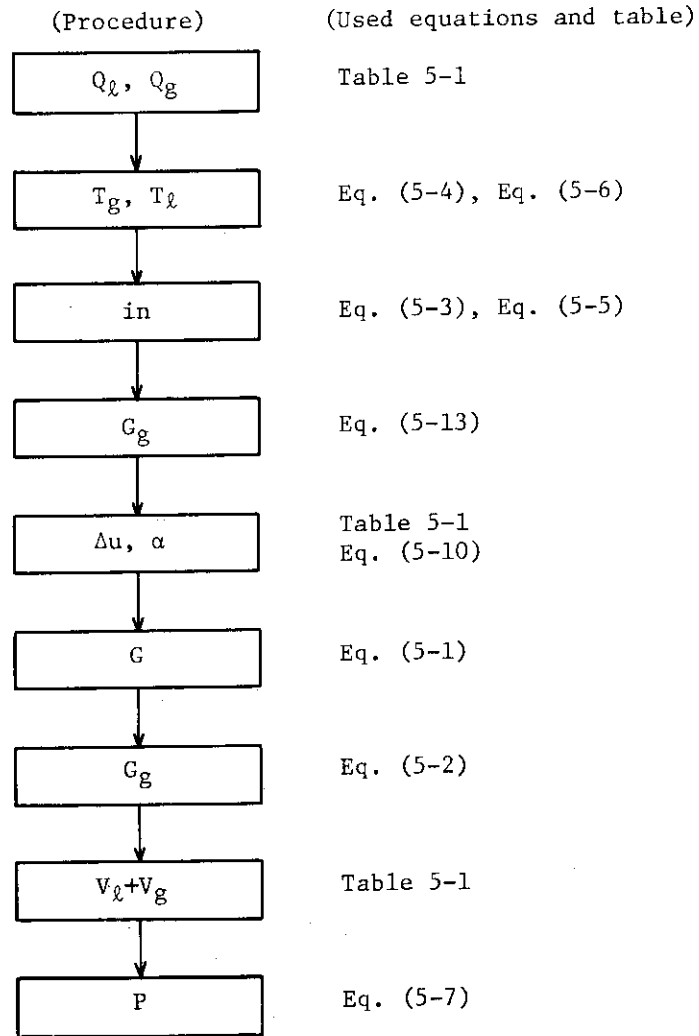


Fig. 5.1 Variables determined in calculation at i -th node



* In case of liquid phase

Fig. 5.2 Calculational procedure

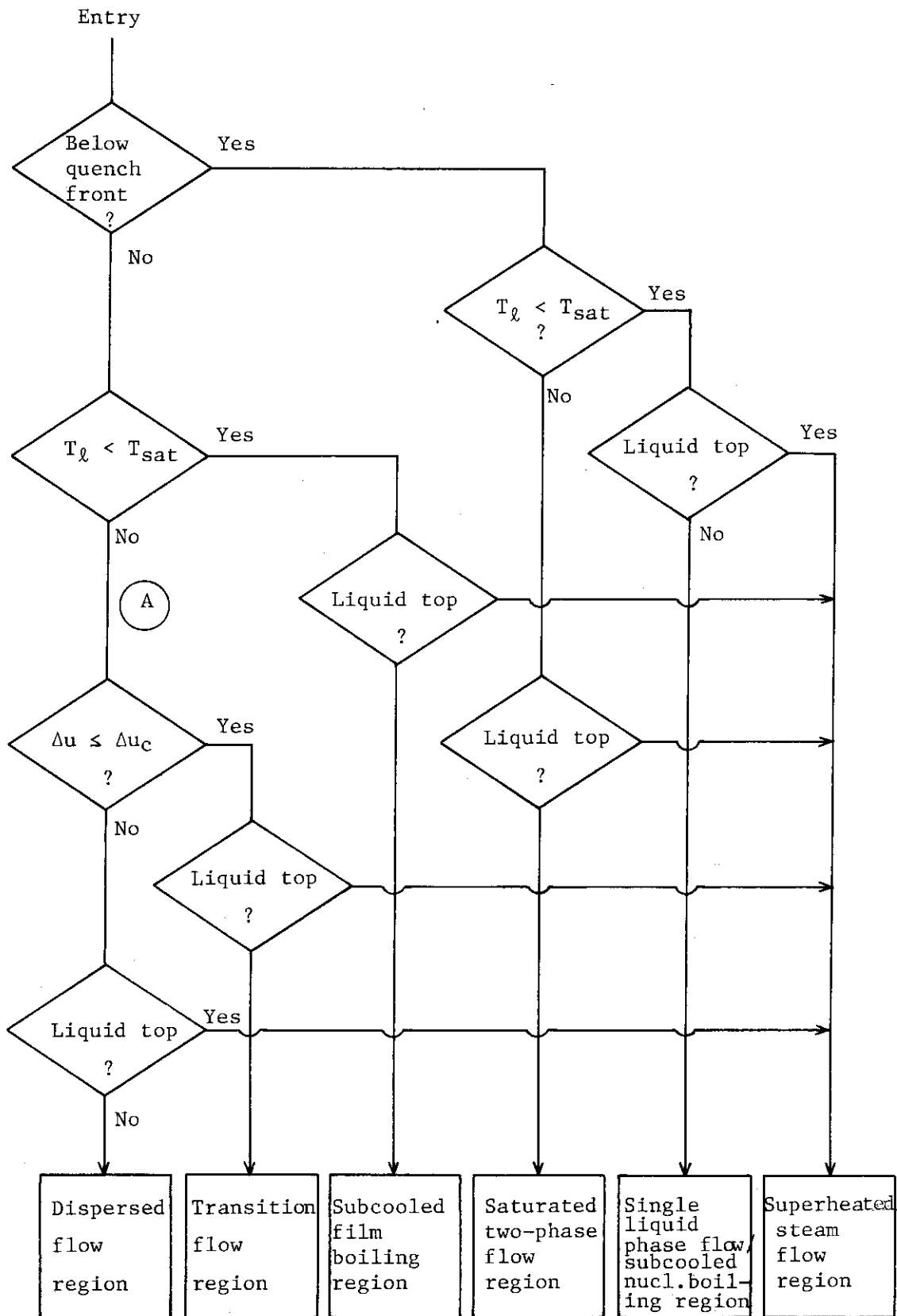


Fig. 5.3 Determination of flow regime at next node

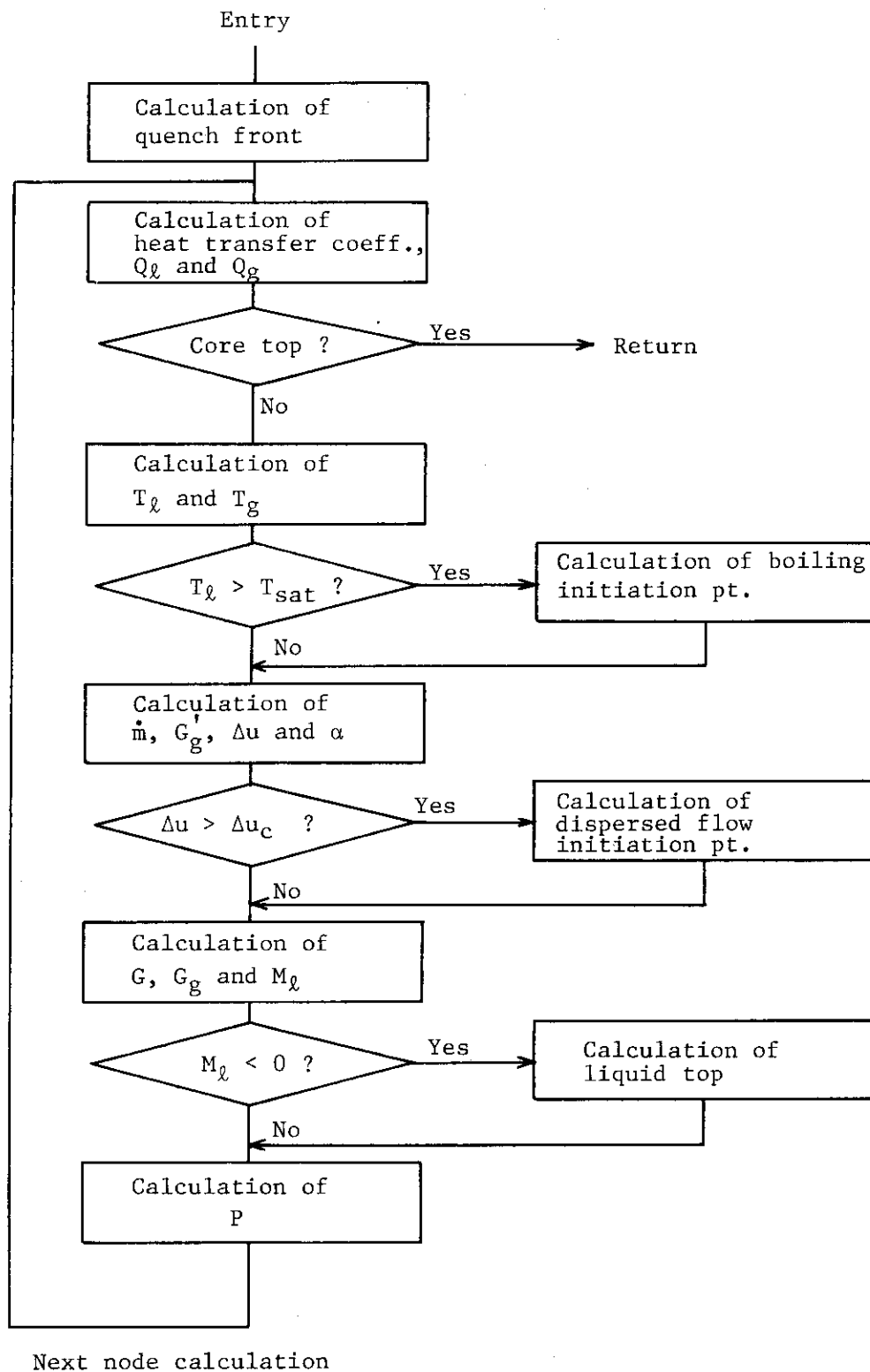


Fig. 5.4 Flow chart of calculation for core thermo-hydrodynamic behavior

Table 5.1 Thermo-hydrodynamic correlations used in flow regions

Flow region	Hydrodynamic correlations	Heat transfer correlations
(1) Single liquid phase flow/Subcooled nucleate boiling region	$V_\ell + V_g = F \cdot (1/2) \cdot (\rho/\rho_\ell) \cdot u_\ell^2$ $F = 0.3166 Re^{-0.25} \quad (Re \geq 2400)$ $F = 64/Re \quad (Re < 2400)$ $Re = D_e u_\ell / \nu_\ell$ $\alpha = 0$	$Q_\ell = L/S \cdot \phi_B$ $\phi_B = 0.2434 \Delta T^4 \exp(0.6447 \times 10^{-6} P)$ (Jens & Lottes) $Q_g = 0$
(2) Saturated two-phase flow region	$V_\ell + V_g = 0$ $\Delta u: \text{Eq. (4-4)} \quad \equiv \Delta u_s$ $\alpha_{Yeh}: \text{Eqs. (2-35)} \sim (2-37)$ $\alpha_{LM}: \text{Eq. (4-3)}, K=3$ $\alpha: \text{Eq. (2-34)} \quad \equiv \alpha_d$	$Q = L/S \cdot \phi_B$ $Q_g = 0$ $T = T_g = T_{sat}$
(3) Subcooled film boiling region	$V_\ell + V_g = 0$ $\alpha = 0$	$Q_\ell = L/S \cdot h \cdot (T_w - T_{sat})$ $h = h_{sub} + h_R:$ Eqs. (3-10) and (3-6)
(4) Transition flow region		$Q_\ell = L/S \cdot h \cdot (T_w - T_{sat})$ $h: \text{Eq. (3-13)}$
(5) Dispersed flow region (if $\Delta u \leq \Delta u_c$) $Re = D_e u_g / \nu_g$ $Re_d = D_d \Delta u / \nu_g$ if $\Delta u_c < \Delta u < \Delta u_s$ Value = Value of (4) $\cdot \frac{\alpha_d - \alpha}{\alpha_d - \alpha_s}$ + Value of (5) $\cdot \frac{\alpha - \alpha_s}{\alpha_d - \alpha_s}$ where $\Delta u_s: \Delta u$ of (2).	$V_\ell + V_g = (F \text{ of (2)}) \cdot (\rho/D_e) \cdot (1/2) \cdot u_g^2$ $\Delta u: \text{Eq. (2-39)} + \alpha$ $C_D: \text{Eq. (2-49)}$ $\Delta u_c: \text{Eq. (2-47)}, (2-49), (2-45)$ $\alpha: \text{Eq. (4-6)} + \tau_c = 15.8s$ $\alpha_d: \text{Eq. (2-34)} + \Delta u_c$ $\frac{n}{u_\ell} = (1-\alpha) / \{ \frac{4}{3} \pi (\frac{D_d}{2})^3 \}$ $\alpha_{max}: \text{Eq. (2-34)} + 0.01 \Delta u_c$ $(\frac{d(1-\alpha)}{dt})_{max}: \text{Eq. (2-56)}$ $C_1: 2.0 \text{ m}^{-1}$ $C_2: 0.3 \text{ m}^{-1}$	$Q_\ell = Q_{VD} + Q_{WD}$ $Q_{VD} = (n/u_\ell) \lambda_g \pi D_d N_{UVD} \cdot (T_g - T_{sat})$ $N_{UVD} = 2 + 0.34 Re^{0.566} Pr^{1/3} \quad (Re_d \geq 1800)$ $N_{UVD} = 2 + 0.55 Re^{0.5} Pr^{1/3} \quad (Re_d < 1800)$ $Q_{WD} = (L/S) h_{RWD} \cdot (T_w - T_{sat})$ $h_{RWD} = E F_s' \cdot \epsilon (T_w^4 - T_{sat}^4) / (T_w - T_{sat})$ $F_s = \min (Sn/u_\ell \cdot \rho D_d^2 / L, 1)$ $Q_g = Q \text{ of (6)}$ $T_\ell = T_{sat}$

Table 5.1 (continued)

Flow region	Hydrodynamic correlation	Heat transfer correlation
(6) Superheated steam flow region $Re = D_e u_g / \nu_g$	$V_{\ell} + V = F \cdot (1/2) (\rho_g / D_e) \cdot u_g^2$ $F = 0.3166 Re^{-0.25} (Re \geq 2400)$ $F = 64 / Re \quad (Re < 2400)$ $\alpha = 1$	$Q = 0$ $Q_g = L/S \cdot \lambda_g / D_e \cdot Nu (T_w - T_g)$ $Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} (Re \geq 2700)$ $Nu = \max(1.077 (Re Pr D_e / Z)^{1/3}, 3.65) \quad (Re \leq 2100)$ $Nu = Nu_{2100} + (Nu_{2700} - Nu_{2100}) \cdot (Re - 2100) / 600 \quad (2700 > Re > 2100)$

Table 5.2 Features of one-dimensional forced-feed reflood test runs selected for simulation calculation

Test run	Feature
6033	Base case test
6040	Linear power density 2.2 kW/m (2.0 kW/m)
6039	Linear power density 1.6 kW/m (2.0 kW/m)
6037	Linear power density 1.0 kW/m (2.0 kW/m)
6021	System pressure 0.39 MPa (0.2 MPa)
6012	System pressure 0.1 MPa (0.2 MPa)
6048	Flooding rate 10 cm/s (4 cm/s)
6027	Flooding rate 8 cm/s (4 cm/s)
6046	Flooding rate 5 cm/s (4 cm/s)
6056	Flooding rate 1.4 cm/s (4 cm/s)
6043	Peak clad temp. 973K (673K)
6013	System pressure 0.1 MPa (0.2 MPa)
	Flooding rate 2 cm/s (4 cm/s)

- Note 1) Values in parentheses indicate conditions for base case test.
- 2) Subcoolings for tests except for Run 6013 are 20K and these for Run 6013 is 15K.

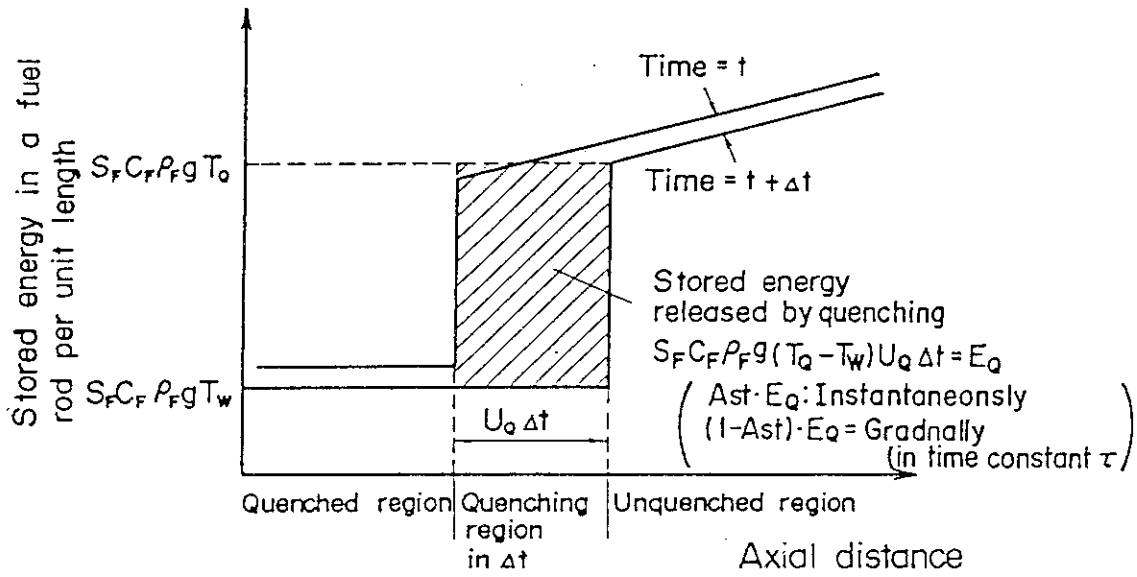


Fig. 5.5 Release of stored energy from a fuel rod during quenching
 (Heat capacity of a fuel rod per unit length = $S_F C_F \rho_F g$)

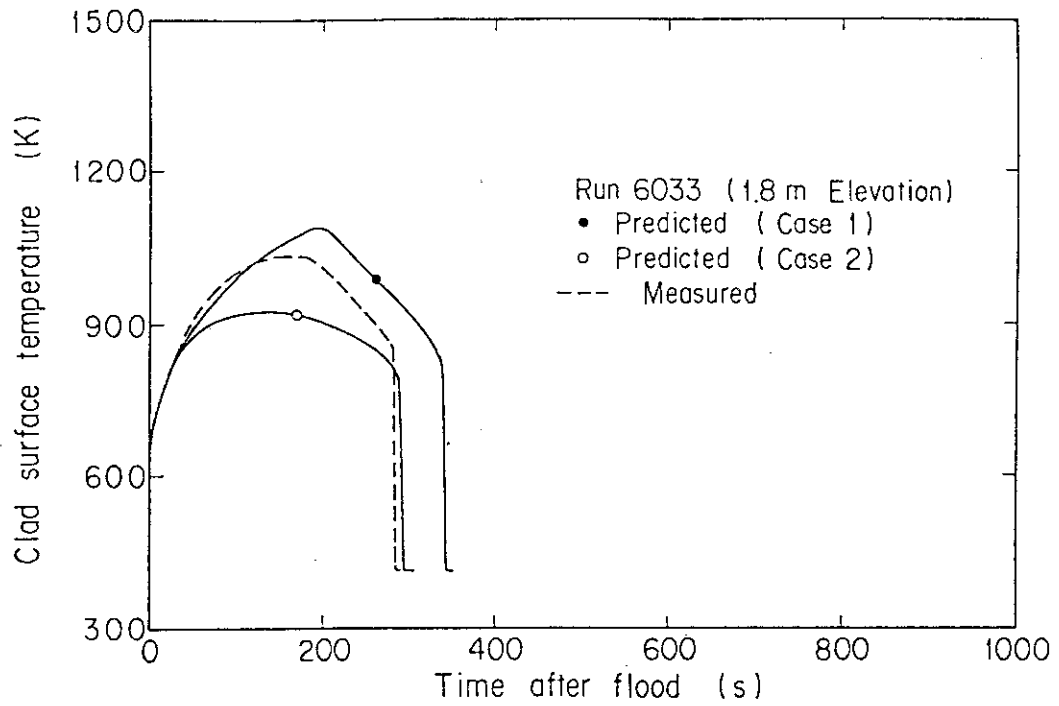


Fig. 5.6 Effect of water accumulation above quench front on clad surface temperature history for Run 6033 (1.8 m Elevation)

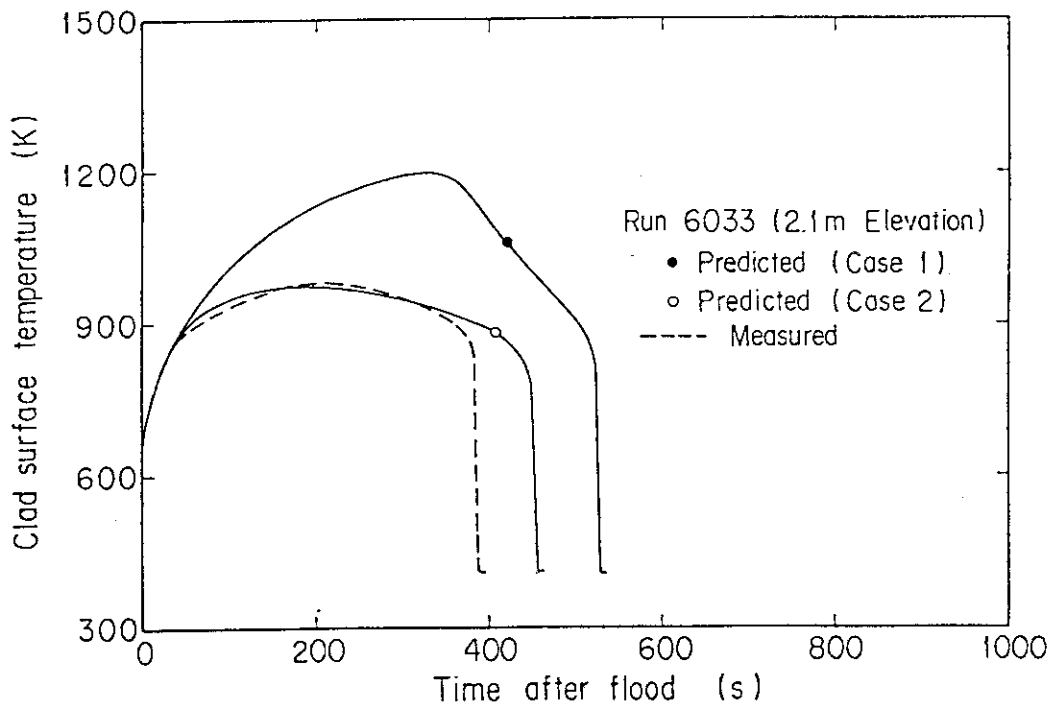


Fig. 5.7 Effect of water accumulation above quench front on clad surface temperature history for Run 6033

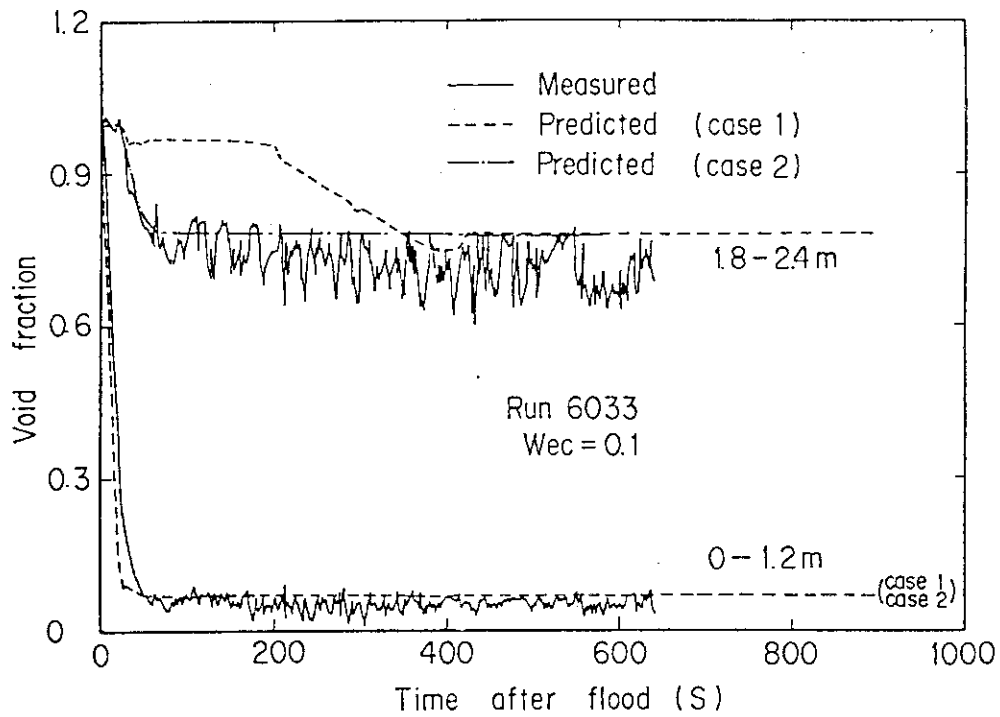


Fig. 5.8 Comparison of measured and predicted void fraction

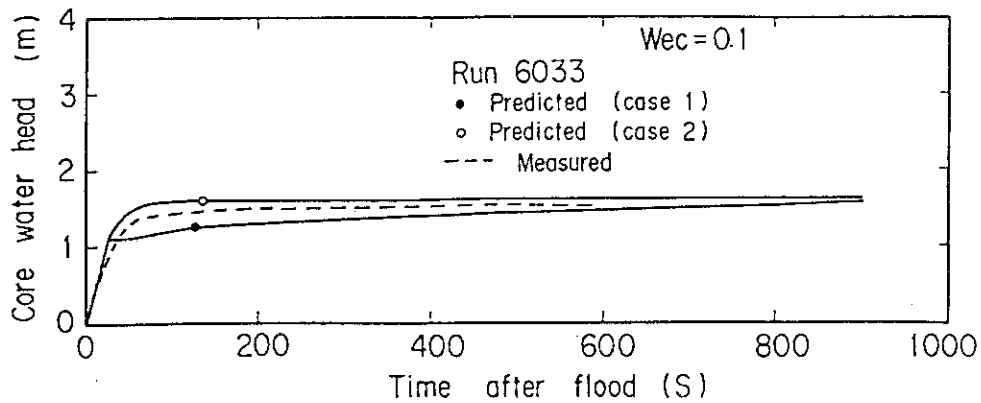
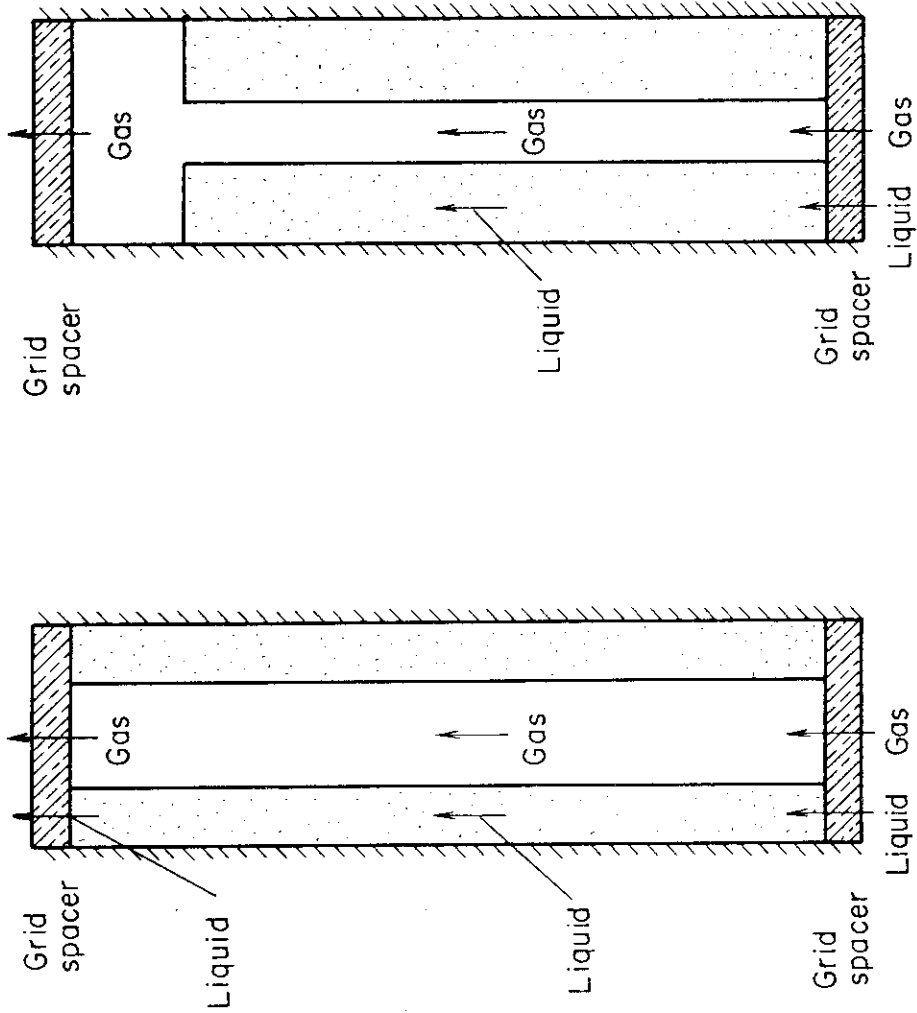


Fig. 5.9 Comparison of measured and predicted core water accumulation

No reversal flow
due to CCFL
(Counter current
flow limiting)
at grid spacer

Cause :
Reduction of
void fraction
or
Reduction of
liquid flow
rate



(a) Complete filling phase
(b) Partial filling phase

Fig. 5.10 Schematic of appearance of partial filling phase

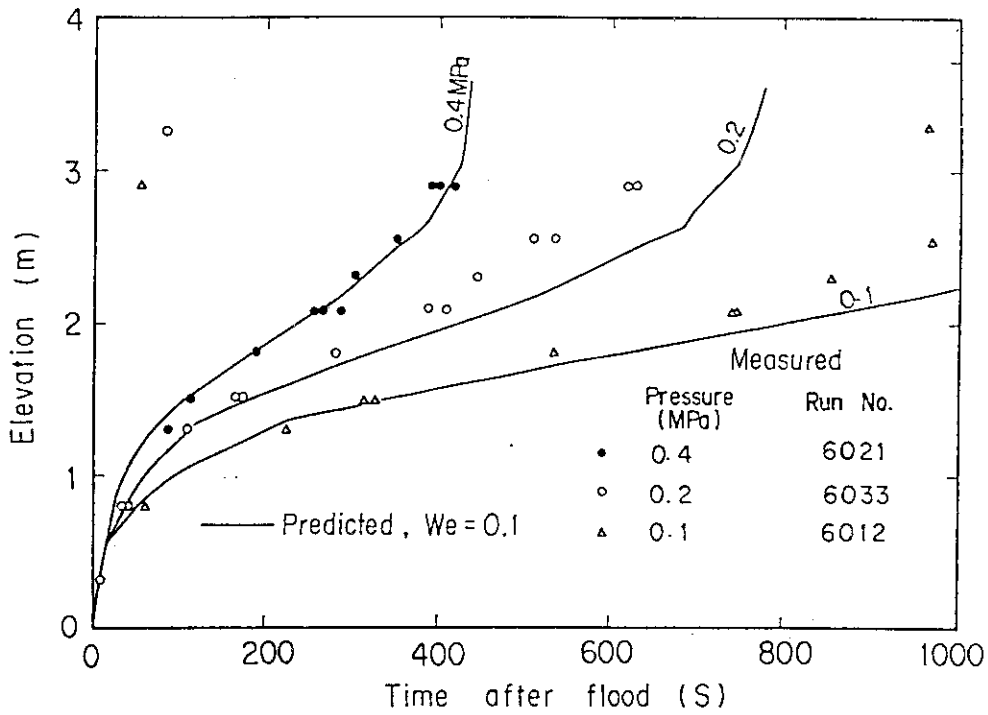


Fig. 5.11 Comparison of measured and predicted quench front envelopes under various pressures

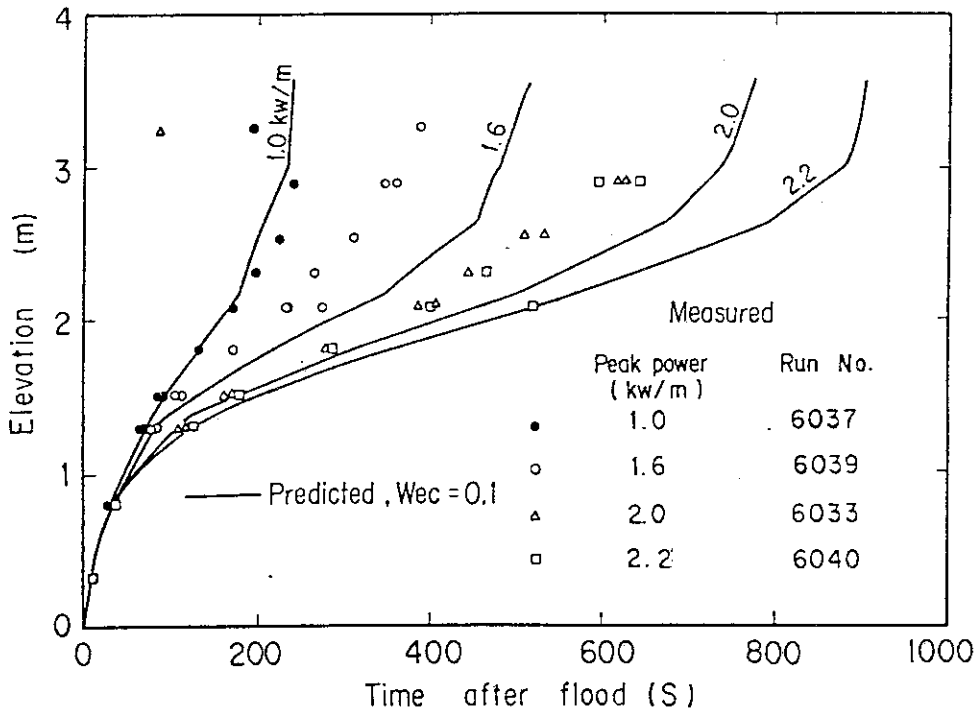


Fig. 5.12 Comparison of measured and predicted quench front envelopes at various power rating

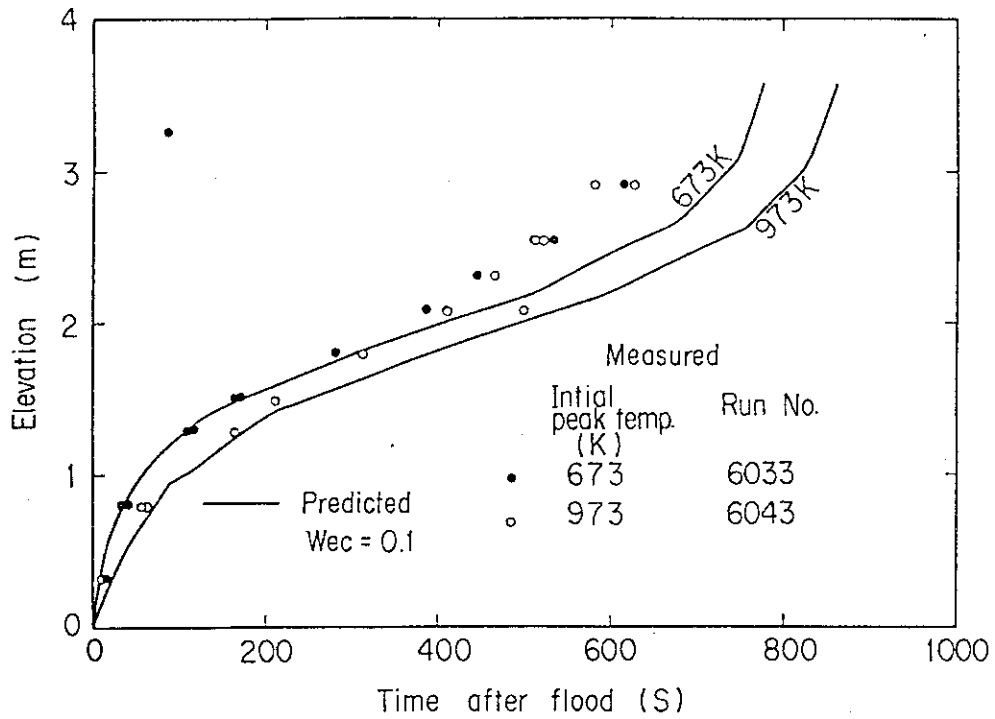


Fig. 5.13 Comparison of measured and predicted quench front envelopes at various initial peak temperature

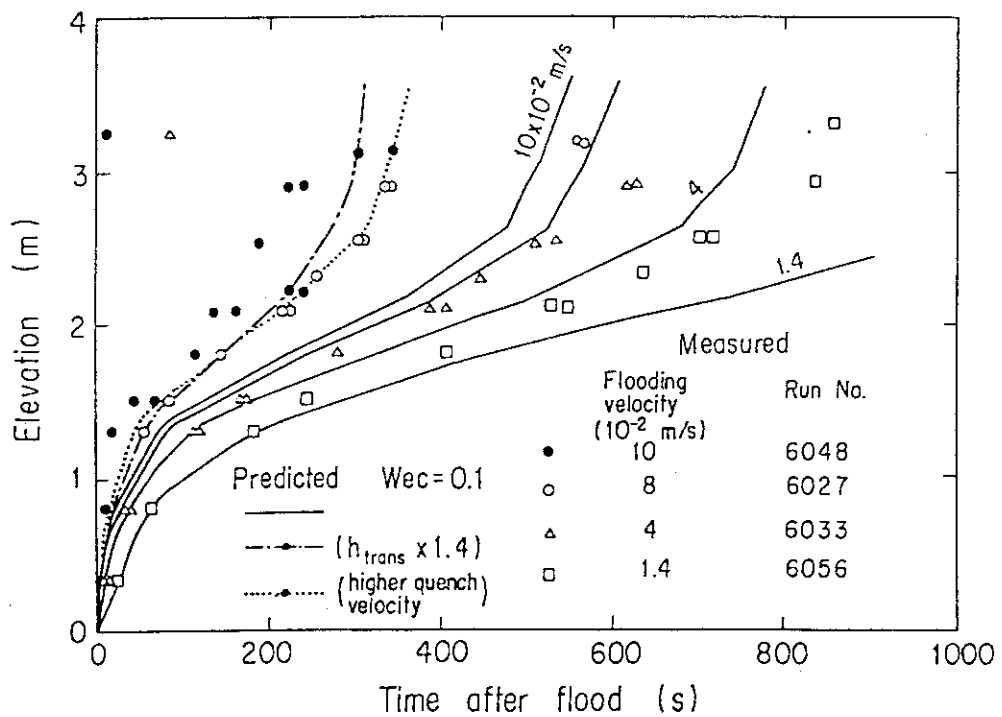


Fig. 5.14 Comparison of measured and predicted quench front envelopes of various flooding velocities

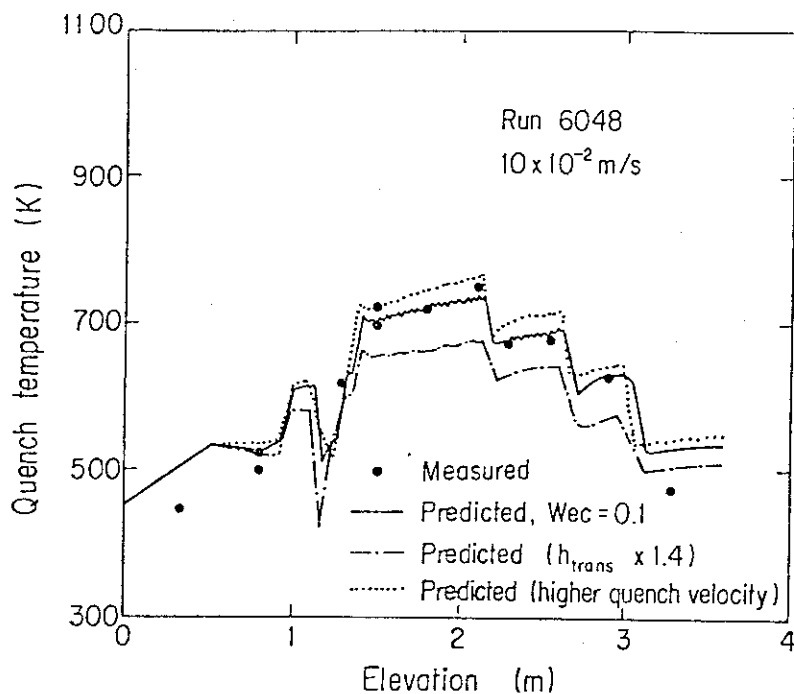


Fig. 5.15 Comparison of measured and predicted quench temperatures for Run 6048

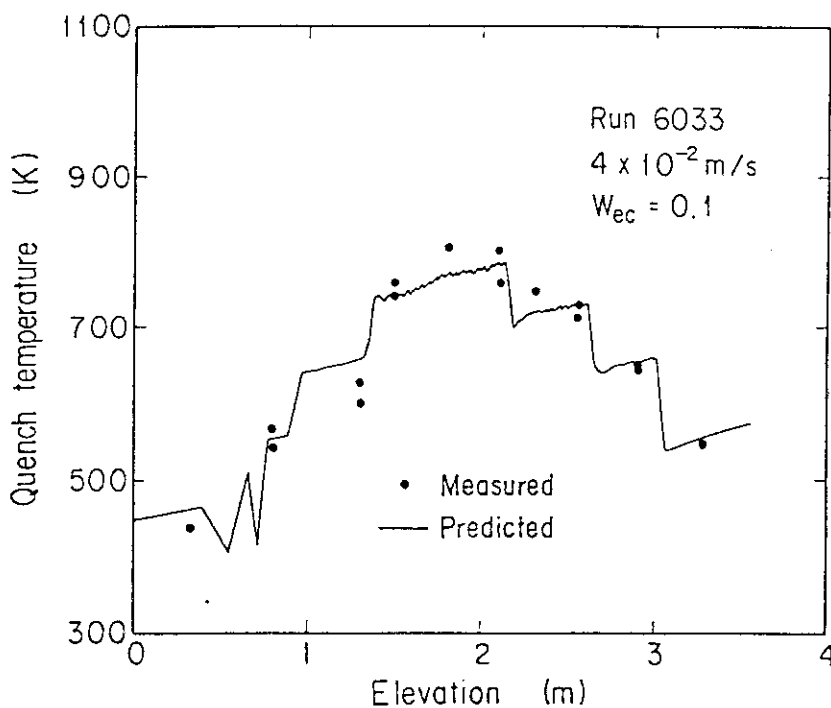


Fig. 5.16 Comparison of measured and predicted quench temperatures for Run 6033

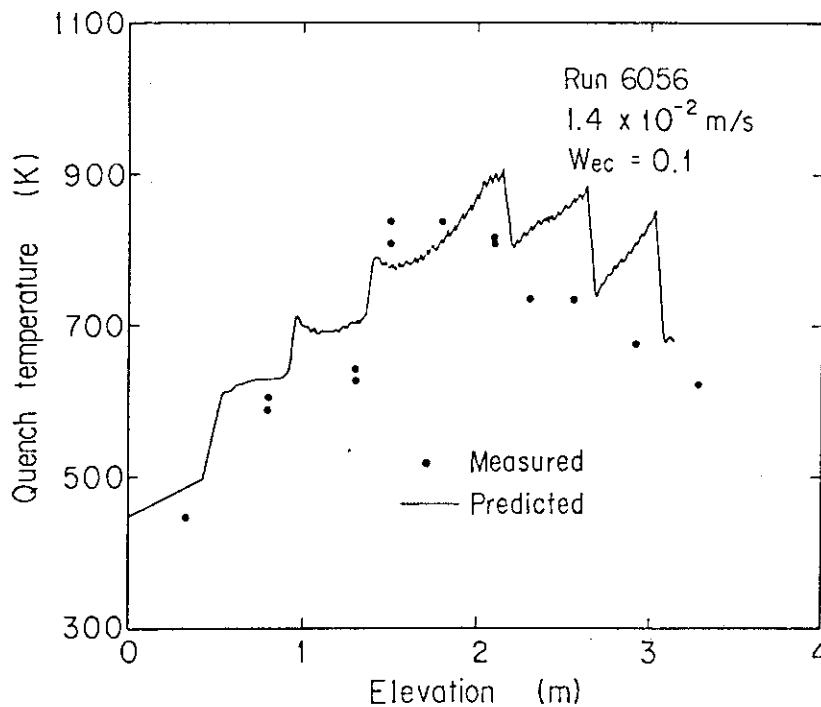


Fig. 5.17 Comparison of measured and predicted quench temperatures for Run 6056

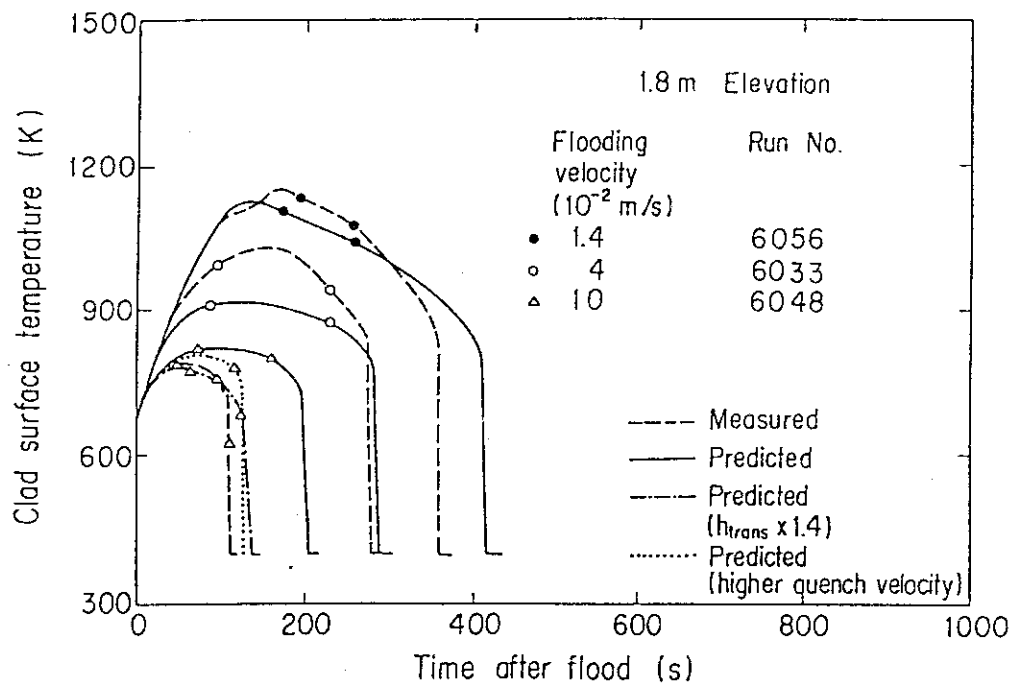


Fig. 5.18 Comparison of measured and predicted clad surface temperature at various flooding velocities (1.8 m Elevation)

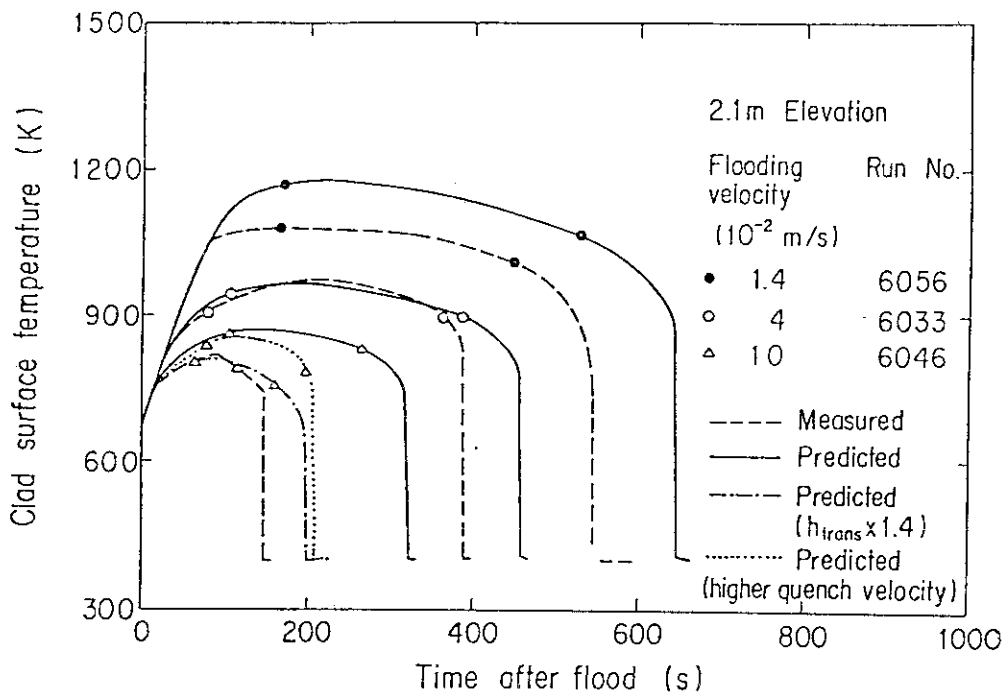


Fig. 5.19 Comparison of measured and predicted clad surface temperature at various flooding velocities (2.1 m Elevation)

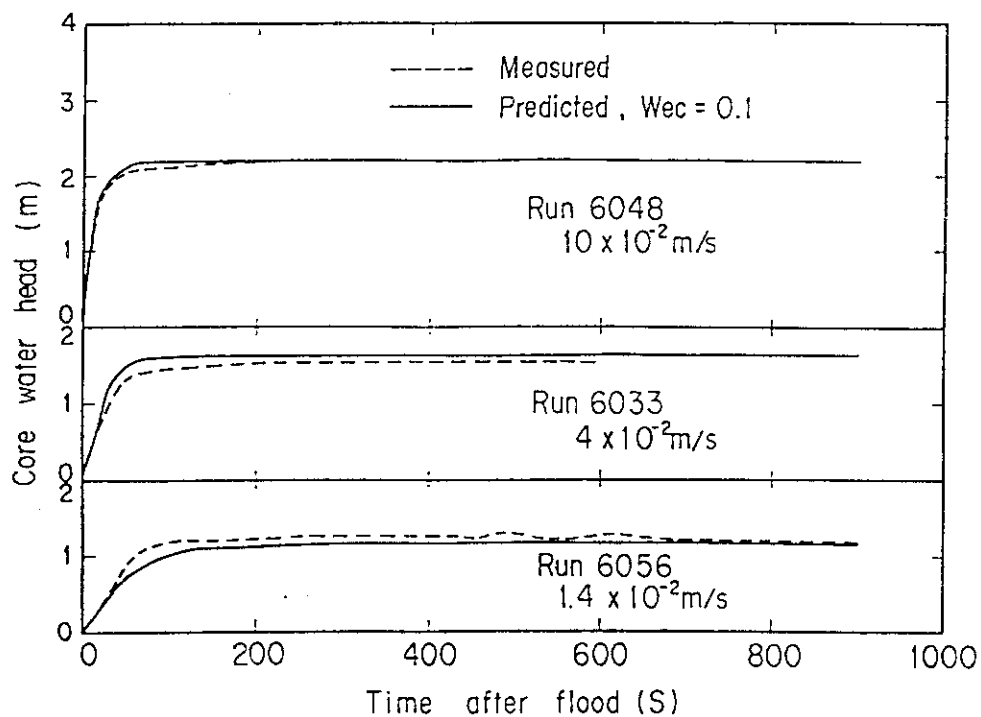


Fig. 5.20 Comparison of measured and predicted core water accumulations at various flooding velocities

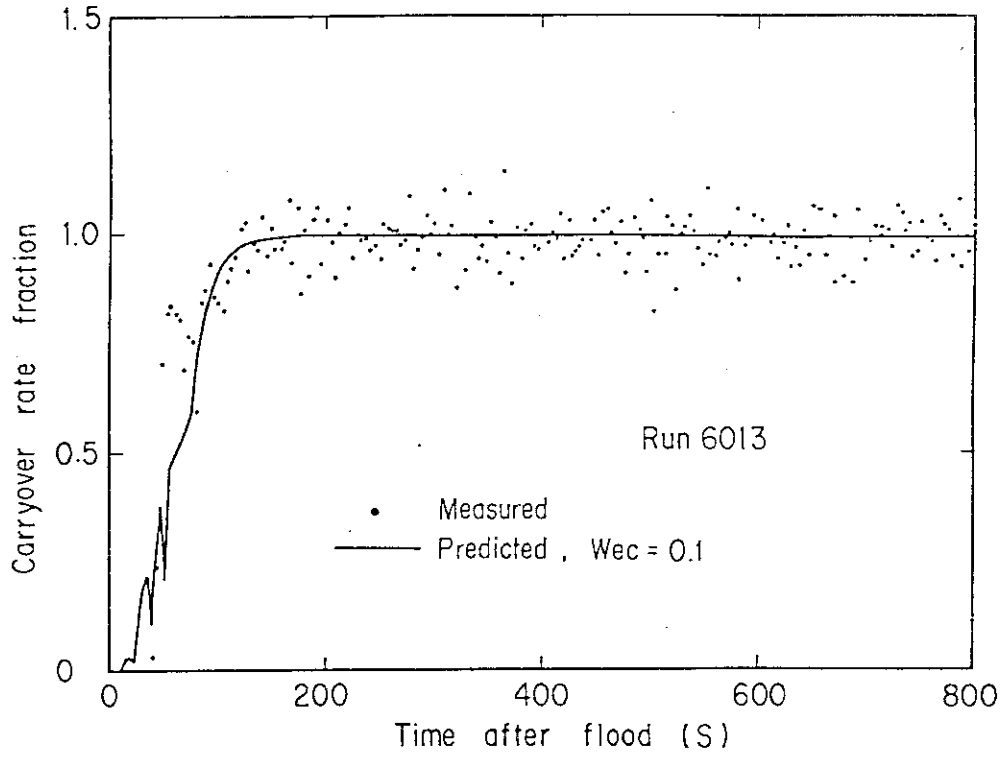


Fig. 5.21 Comparison of measured and predicted carryover rate fraction for Run 6013

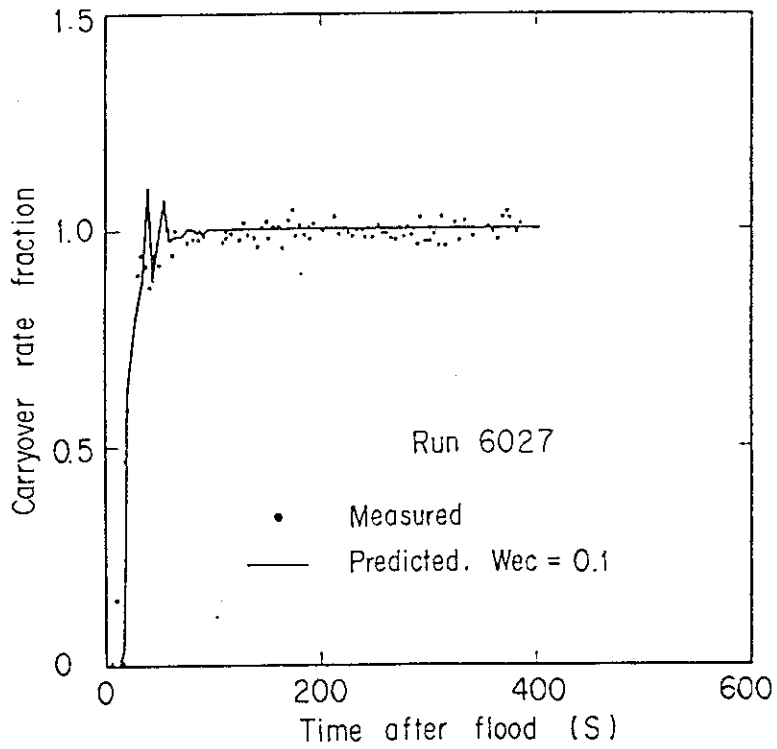


Fig. 5.22 Comparison of measured and predicted carryover rate fraction for Run 6027

6. 再冠水モデルの他の体系への適用

6.1 緒 言

本章では、一次元強制注水再冠水実験以外の他の体系で行われた再冠水実験について、第4章で得た再冠水モデルを用いてシミュレーション計算を行い、実験結果と計算結果との比較により本再冠水モデルの評価を行う。

参照した実験は、次のものである。

- (1) FLECHT low flooding 実験⁽⁶⁻¹⁾, (6-2)
- (2) PWR-FLECHT 実験 (Group 1 および Group 2 実験)⁽⁶⁻³⁾
- (3) FLECHT skewed power 実験⁽⁶⁻⁴⁾
- (4) FLECHT SEASET 実験⁽⁶⁻⁵⁾
- (5) Semiscale 実験⁽⁶⁻⁶⁾

これらの実験において、(1)は実際の再冠水過程で現われると思われる低い冠水速度 ($\sim 2 \times 10^{-2} \text{ m/s}$) の実験を主としたものであり、かつ、十分なるデータが入手できるものであり、(2)は広範囲の冠水速度での実験データを含み、(3)は軸方向出力分布が正弦状分布でなく、上方の出力が高くなるように歪んだ出力分布を有する模擬炉心の実験であり、(4)は最新のPWRに採用されている細径 ($0.95 \times 10^{-2} \text{ m}$) の燃料棒を模擬した発熱棒を用いた実験であり、(5)は発熱長が他の3.66 mのものより短い1.68 mの発熱棒による実験である。

これらの実験との比較により、広い範囲の実験条件、模擬炉心形状に対する本再冠水モデルの適用性の検討を行う。

本計算は1次元計算であり、非発熱棒、高出力発熱棒およびテスト部流路外管の効果を考慮することができない。しかるに、実験データの多くは高出力棒の温度応答に対するものである。そこで、計算においては、全流路断面積/発熱棒本数を1本の発熱棒あたりの流路断面積とし、代表発熱棒の出力は高出力発熱棒のものを用いる。従って、出力は平均出力のものより10%増しとなっているが、テスト部流路外管の蓄熱量の放熱を無視しているため、ある程度出力効果は打消し合うものと考えられる。

計算としては次の2ケースのものを行った。

- ケース1: クエンチフロント上方の領域で、液体高密度区間を除き、ボイド率は臨界スリップ速度に対応したボイド率以下にならない。(液体高密度区間を除き、クエンチフロント上方への炉心蓄水がない場合)
- ケース2: クエンチフロント上方のボイド率が遷移流領域のボイド率まで低下する。(クエンチフロント上方への炉心蓄水のある場合)

6.2 計算条件

計算に用いた実験および計算用入力値を表 6.1 に示す。計算は次の 2 ケースについて行い、被覆管表面温度履歴、クエンチフロントの進行、炉心内ボイド率変化、炉心蓄水頭等の計算結果を対応した実験結果と比較して、再冠水モデルの評価を行った。すなわち、2 ケースの計算とは次のものである。

ケース 1：液体高密度区間を除き、クエンチフロント上方への炉心蓄水がない場合

ケース 2：クエンチフロント上方への炉心蓄水がある場合、臨界ウェーバ数を 0.1 と設定した。その妥当性については、6.3.2 において検討する。

6.3 計算結果

6.3.1 炉心内蓄水の炉心内熱水力挙動におよぼす影響

FLECHT low flooding 実験 Run 2833 について検討した。

図 6.1 は被覆管表面温度履歴についての計算結果と実験結果との比較を示す。全体的にはケース 1 の方が実測値に近いし、かつ、定性的傾向を把握していることがわかる。5G 発熱棒（位置は図 1.2 の 5，G の交叉点である。）の実験結果は再冠水開始直後の冷却の良好さを示しているが計算結果においては見られない。これは実験において、5G 発熱棒からより低温の隣接発熱棒 5F 発熱棒へ熱が移動しているためである。又、バンドル周辺の発熱棒からテスト部外管への熱移動もある。それは、図 6.2 に示すように、流路外管壁温が再冠水開始後も上昇し続けることから判定できる。図 6.1 にターンアラウンド時刻とその温度の実測値を示す。●印はバンドル内部のもの、◎印はバンドル外周部の 1G 発熱棒のものを示す。◎印のものが低い温度を示していることからバンドルからテスト部外管への熱移動があることがわかる。従って、原子炉炉心のように炉心外周構造物への熱移動の影響が小なる場合、予想される結果は、本再冠水モデルによる予測結果に近いものになると推定される。

図 6.3 はクエンチフロントの移動についての計算結果と実験結果との比較を示す。炉心下半分では、ケース 1 とケース 2 との差がなく、実験値とよく一致しているが、炉心下 3 分の 2 では、ケース 1 がよい結果を与える。より上方では、実測値はケース 1 とケース 2 との間にあることがわかる。×印は流路外管のクエンチを示したものである。炉心下 3 分の 2 では、発熱棒のクエンチと流路外管のクエンチはほとんど同時に起るが、より上方では、流路外管のクエンチが先行していることがわかる。○印は、流路内蒸気温度測定用プローブの温度指示値が飽和温度になる時刻を示したものであり、2.13 m (7 ft) の位置ではクエンチフロントが 0.3 ~ 0.6 m 下方までくるとそれまで過熱蒸気を示していたプローブが飽和温度を示し、多量の水がきたことを示している。それ故、本再冠水モデルで仮定した液滴高密度区間の存在を傍証していると考えることができる。

図 6.4 はテスト部各区間での平均ボイド率の実測値を示す。本図は 2 フィート間隔の圧力タップ間の差圧より摩擦損失、加速損失を無視して計算されたものであり、0-2, 2-4, 4-6, 6-8, 8-10, 10-12 フィートの区間の平均ボイド率を示したものである。炉心下半

分のボイド率変化の開始時刻とその圧力タップ位置のクエンチ時刻とはほぼ一致していることがわかる。然るに、炉心上半分では、約 300 秒後にほとんど同時にボイド率の変化が開始し、有意な炉心内蓄水が全体的に生じていることがわかる。そして、8-10, 10-12 フィートの区間では、クエンチが生ずる前に炉心蓄水が生じていることがわかる。その結果、8 フィートより上の高さでは炉心内熱水力挙動がケース 1 からケース 2 の状態に移行し、その部分でのクエンチフロントの進行がケース 2 の進行の型に似てきたものとする。

8 フィートより上の区間での炉心蓄水は流路外管の上部からのクエンチの進行により流路外管に水が付着し、炉心内を浮遊する液滴を捕獲し易くなったことおよび流路外管温度の低下により、発生蒸気流が減少したことが関係しているものと思われるが、この炉心蓄水メカニズムを検討する情報が足りないため、ここでは議論しないこととする。

図 6.5 は、1.8 から 2.4 m (6~8 ft) の間の平均ボイド率についての結果を示す。ケース 1 の計算結果が定性的により実験結果に近いことがわかる。

図 6.6 は、炉心蓄水頭についての結果を示す。ケース 1 の計算結果が定性的により実験結果に近いことがわかる。しかし、300 秒以前では、ケース 1 の場合でも定量的な誤差が多い。これは流路外管からの放熱量を無視しているためであり、流路外管がほとんどクエンチしてしまう 300 秒後には、実験結果と計算結果との一致がよくなっている。

6.3.2 臨界ウェーバー数の炉心冷却に与える影響

液体高密度区間を除いてクエンチフロントの上方に炉心蓄水が生じないとしたケース 1 について、臨界ウェーバー数をパラメータとして FLECHT low flooding Run 2833 についての計算を行った。

図 6.7 はクエンチフロントの進行についての結果を示したものである。臨界ウェーバー数 Wec を 0.01~1.0 まで変化させても結果に与える影響が小さいことがわかる。そして、 $Wec = 0.1$ が最も良く予測することがわかる。

図 6.8 はテスト部中央位置 1.83 m (6 ft) での被覆管表面温度の結果を示したものである。 $Wec = 0.05 \sim 0.2$ の場合、予測結果は 2 つの実測値の間に入ることがわかる。

図 6.9 は 2.44 m (8 ft) での被覆管表面温度の結果を示したものであり、 $Wec = 0.05 \sim 0.2$ の場合、ほぼ良い結果が得られることがわかる。

表 6.2 に $Wec = 0.01 \sim 1.0$ の範囲の液滴径の計算値を示す。FLECHT 実験における測定値は $0.508 \sim 1.27 \times 10^{-3}$ m であり、FLECHT SEASET 実験での実測された頻度分布の中央値は、約 0.7×10^{-3} m であることから、 $Wec = 0.05 \sim 0.2$ であることがわかる。

以上の結果を総合して、 Wec の最適値を 0.1 と選定する。

6.3.3 FLECHT low flooding 実験 Run 2833 についての計算

6.3.2 の結果にもとづいて、臨界ウェーバー数 $Wec = 0.1$ とした。また、6.3.1 より液体高密度区間より上方への炉心蓄水のない場合すなわち、ケース 1 が FLECHT low flooding 実験をよく予測することができることがわかったので、ケース 1 の場合のみについて計算を行った。

図 6.10 は、沸騰開始点、クエンチフロント、液滴分散流の発生位置、液体の最上端位置の

計算結果ならびに、クエンチフロントおよび液滴が観測地点に初めて現われた時刻から評価した液滴の軌跡の実測値を示す。実験結果においては、200秒以前であっても液滴分散流の発生位置はクエンチフロント位置とほとんど一致しているが、計算では多少ずれている。しかし、液滴分散流の発生位置は、測定された2フィート毎の炉心差圧の変曲点から決定されたものであり、実験から得られたものの精度は期待できない。それ故、微細な差異を議論することはできない。

初期液滴の軌跡については、実験結果と計算結果との一致はほぼ得られている。

クエンチフロントの進行については、6.3.1で述べたように2.44m(8ft)の高さまで、実験結果と計算結果の一致はよいが、より上方では、炉心内蓄水のためクエンチの進行は計算より速くなっている。

図6.11は、クエンチ温度を示したものである。2.44m以下では、クエンチの進行と同様、実験結果と計算結果との一致が良いことがわかる。高さ1mでの計算結果の「あばれ」は、クエンチ速度が熱水力学的過熱限界温度と水力学的過熱限界温度との両方の値に依存しているために生じたものである。

図6.12は、テスト部中央(1.83m高さ)での熱伝達率の実測値と計算値とを示したものである。5G発熱体では、隣接した低い温度の発熱体があり、再冠水開始時に熱伝達率が有限であるが、4E発熱体のものはそのようなことがなく、実測値とよい一致を示している。しかし、250秒後、クエンチフロントの上0.3mの液体高密度区間がテスト部中央に到達すると、熱伝達率の計算値はほとんど階段状に急増する。しかるに、熱伝達率の実測値はよりなだらかに増加する。クエンチフロントの近傍に熱伝達の良好な区間が存在することは確実であるが、その特性は更に検討を加える必要がある。

図6.13は、再解水開始後、50、100、150秒の軸方向熱伝達率分布を示したものである。矢印で示した位置A、Bはグリッドスペーサの直上であり、熱伝達率が高いのはグリッドスペーサの影響であろう⁽⁶⁻¹⁾。それ以外の温度測定位置での熱伝達率については計算値と実測値との一致はよいことがわかる。

図6.14はキャリアオーバー率と炉心内蓄水頭の実測値と計算値との比較を示す。キャリアオーバー率については、再冠水開始直後の30秒間の計算値と実測値との一致が悪いが、それ以降の時刻での両者の一致はよい。この初期の不一致は、テスト部流路外管への水の接触により生じた蒸気発生を計算では考慮していないことによって生じたものと考えられる。炉心内蓄水頭については、全体としては、計算値と実測値の一致はよいが、詳細に見れば、計算値の方がわずかに大である。

図6.15は、炉心下端より2フィート毎の平均ボイド率の実測値と計算値との比較を示す。クエンチ時刻の実測値と計算値との一致がよいにもかかわらず、ボイド率の低下の開始時刻についての実測値と計算値との一致が悪いことがわかる。この原因は、クエンチフロント直上の液体高密度区間のボイド率がスラグ流ほど低いことにあると考えられる。炉心内蓄水頭についての実測値と計算値との差異も、液体高密度区間の水力モデルに問題があるからであろう。なぜならば、実測値と計算値との不一致は、丁度炉心内で蒸気が発生し始め、液体高密度区間が成長し始める時刻から生ずるからである。それ故、液体高密度区間の水力モデルは熱伝達モデル同様更に検討する必要がある。

6.3.4 PWR - FLECHT Group 1 および 2 実験の 0.41MPa の実験データについての計算

図 6.16 は、冠水速度を $25 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ から $1.5 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ までパラメトリックに変えた場合の発熱体中央高さ (1.83 m) での熱伝達率のケース 1 とケース 2 の条件での計算結果を比較したものである。

冠水速度が $1.52 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合を除き、熱伝達率、クエンチに与える炉心蓄水の影響が小なることがわかる。これは、冠水速度が大なる場合、沸騰開始点が長い位置にあり、中央高さでは、ほとんどの場合、冷却材はサブクール状態であり液滴分散流が生じないので、ケース 1、ケース 2 の選択の影響を受けないからである。

実験結果と計算結果との比較に対しては、ケース 1 の場合の計算結果を用いた。その理由は、実験条件が冠水速度を除き、FLECHT low flooding 実験に近いものであったからである。図 6.17 に比較結果を示す。 $1.52 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ の場合、実験が中断しデータはないが、 $2.03 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ 以上の冠水速度では、実測値と計算値とのよい一致が得られている。

図 6.18 に冠水速度をパラメータとして「温度上昇」の実測値と計算値との比較を log-log グラフ上に示す。「温度上昇」とは、発熱体中央高さでの被覆管最高温度と再冠水開始時の被覆管温度との温度差であると定義する。絶対値は計算結果の方が大であるが、冠水速度の「温度上昇」に及ぼす効果の定性的傾向に関しては本モデルはよい予測結果を与えていることがわかる。

6.4 異形状炉心についての再冠水熱水力挙動の計算

6.4.1 FLECHT skewed power 実験 Run 13404 についての計算結果

FLECHT skewed power 実験の 1 つである Run 13404 について、ケース 1 とケース 2 の計算を行った。

図 6.19 にクエンチフロントの進行について実測値と計算値との比較結果を示す。実験結果はケース 1 とケース 2 の計算結果の間であり、かつ、両計算結果は接近しており、実測値と計算値の一致は良いといえる。

図 6.20 は、発熱棒中央高さおよび炉心上部の最高出力部での被覆管温度履歴についての実測値と計算値との比較結果を示す。中央高さでは、実測値はケース 1 とケース 2 の中間にあり、比較的予測は良好であるが、最高出力部では、被覆管が高温の場合に実験結果が計算結果に較べて高い熱伝達 (すなわち、低い最高被覆温度を示す) を示している。これは、計算では無視した流路外管へのふく射によって生じたものと考えられる。

図 6.21 は炉心水頭についての実測値と計算値との比較した結果を示している。実測値はケース 1 とケース 2 の計算値の間であり、ほぼよい一致を示しており、特にケース 1 の場合がよい。

6.4.2 FLECHT SEASET 実験 Run 31504 についての計算結果

FLECHT SEASET 実験 Run 31504 について、ケース 1 とケース 2 の計算を行った。

図 6.22 に、クエンチフロントの進行についての実測値と計算値との比較を示す。実測値はケース 1 とケース 2 の計算値の間であり、両計算値は互に接近しているので、実測値と計算値と

の一致はよいといえる。

図 6.23 に、発熱棒被覆管温度履歴についての実測値と計算値との比較を示す。実測値はやはりケース 1 とケース 2 の計算値の間にあり、炉心内の熱水力現象がケース 1 とケース 2 との中間的なものであると考えられる。本実験では、FLECHT skewed power 実験と同様に流路外管のクエンチ時に放出される熱量は FLECHT low flooding 実験のものより小であるが、実験開始時の被覆管表面温度が高いため、実験結果はケース 2 に近づかずケース 1 とケース 2 との中間の値をとったものと考えられる。

本実験は 17×17 型 PWR 燃料を模擬した 9.5×10^{-3} m の細径発熱棒を 12.6×10^{-3} m の配列ピッチで並べた模擬バンドルによる実験であるが、このような体系にも本モデルがよい予測を与えていることがわかる。

6.4.3 Semiscale 実験 Run S03-2, S03-A についての計算結果

Semiscale 実験 Run S03-2, S03-A について、ケース 1 とケース 2 の計算を行った。

図 6.24 に、Run S03-2 におけるクエンチフロントの進行についての実測値と計算値との比較を示す。ケース 1、ケース 2 の計算結果はともに炉心下 3 分の 1 では実験結果との一致がよい。しかし、上方では、実験結果と計算結果との一致は得られなかった。Peterson⁽⁶⁻⁶⁾等は、1.1 m (44 in) より上で、上部プレナムから炉心への水の降下 (fallback) が生じ、しかも炉心上部の被覆管温度が低いため、炉心上部からのクエンチを起していると考えている。上部プレナムから炉心への水の降下が生じているか、否かは推定の域を出ないが、被覆管表面温度が低い場合には、炉心上部からのクエンチが生じているものと考えられる。本計算モデルにおいては、上部からのクエンチを無視しているため、炉心上半分では実験値と計算値との間に大きな誤差が生じたものと考えられる。

図 6.25 に、Run S03-2, S03-A の最高出力部 (0.737 m = 29 in 高さ) での被覆管表面温度履歴の実測値と計算値との比較を示す。最高温度の予測には多少の誤差があるが、全体的には計算値と実測値との一致はよい。

本計算の対象とした Semiscale Mod - 1 炉心は、発熱長が 1.676 m と商業用の PWR の炉心発熱部の半分以下である。このように発熱長が異なった実験に対しても、炉心上部からのクエンチが卓越していない領域では実験結果と計算結果とのよい一致が得られた。一般に、炉心長が PWR 程度の場合、炉心上端からのクエンチは炉心全長のうちの限られた領域のみで生じ、かつその下部への影響は無視し得るものである⁽⁶⁻⁷⁾。従って、炉心長の大なる発電用原子炉の場合、炉心上端からのクエンチを無視しても、安全解析上問題はない。

6.5 本章の結論

本章においては、一次元強制注水再冠水実験以外の他の体系で行われた再冠水実験について、第 4 章で得た再冠水モデルを用いてシミュレーション計算を行い、実験結果と計算結果との比較により再冠水モデルの評価を行った。

参照した実験は、次のものである。

- (1) 低冠水速度実験：FLECHT low flooding 実験
- (2) 広範囲の冠水速度実験：PWR-FLECHT Group 1, 2 実験
- (3) 歪んだ軸方向出力分布実験：FLECHT skewed power 実験
- (4) 細径発熱棒による実験：FLECHT SEASET 実験
- (5) 短炉心実験：Semiscale 実験

計算としては、次の2ケースのものを行った。

ケース1：液体高密度区間を除き、クエンチフロント上方への炉心蓄水のない場合

ケース2：クエンチフロント上方への炉心蓄水のある場合

計算結果と実験結果との比較により次のことがわかった。

- 1) 一般的に臨界ウェーバー数 $We_c = 0.1$ の場合、実験結果と計算結果との一致がよい。
- 2) FLECHT low flooding 実験においては、実験後半を除き、ケース1の計算結果がよい予測を与えた。しかし後半、流路外管が全体的にクエンチしてしまうと、実験結果は、ケース2の予測結果に似た傾向を示した。
- 3) 上記計算においては、ボイド率変化、炉心水頭の変化については実測値のそれらに対して多少時間的なずれが見られた。又、キャリオーバー率についても同様であった。これらの結果より、液体高密度区間の熱水力モデルに改善の余地があることが明らかとなった。
- 4) PWR-FLECHT Group 1, 2 の高冠水速度実験については、ケース1、ケース2とも結果に差がほとんどなく、実験結果をよく予測した。
- 5) FLECHT skewed power 実験、FLECHT SEASET 実験については、ケース1とケース2の計算結果は比較的接近しており、実験結果はその間にあった。FLECHT low flooding 実験と異なり実験の前半にケース1の結果に近いということとはなかった。これは、流路外管の肉厚が skewed power, SEASET 実験のものは薄く設計されており、low flooding 実験のものより速く流路外管が冷却し、かつ、冷却時に放出される熱量が小なるためと推定した。
- 6) Semiscale 実験においては、炉心下3分の1では、ケース1とケース2の計算結果は接近しており、実験結果との一致も良好であったが、炉心上方では、計算上無視した炉心上部からのクエンチが生じ、計算より速いクエンチを示した。

総合的には、本モデルは現象の特徴を捉えており、現象を十分に記述していると判断できる。

なお、安全評価上は、炉心上端からのクエンチが生じない方が炉心を厳しい状態にするので、本再冠水モデルは安全解析上は十分使用できるものとする。

Table 6.1 Test runs used for simulation calculation and inputted values

Test run	System pressure (MPa)	Maximum linear power density (kW/m)	Peak clad temp. at reflood initiation (K)	Initial clad surface temp. (K)	Flooding rate (cm/s)	Core inlet fluid temp. (K)	Power decay curve	References
FLECHT low flooding 2833	0.28	2.92	1143	Measured values at reflood initiation	2.03	325	ANS×1.2 (30S after shutdown)	(6-1) (6-2)
PWR-FLECHT Group 1&2								
0408	0.41	4.07	1143	416	25.4	350	B**	(6-3)
3541					15.0		B**	
4321					9.91		B**	
4225					4.83		B**	
6948					2.54		B**	
7057					2.03		A***	
6749					1.52		A***	
FLECHT SEASET 31504	0.28	2.30	1093	403	2.4	324	ANS×1.2 (30S)	(6-5)
FLECHT skewed power 13404	0.28	2.30	997*	403	2.54	326	ANS×1.2 (30S)	(6-4)
Semiscale								
S03A	0.14	2.30	994	387	2.54	311	ANS×1.2 (30S)	(6-6)
S032	0.41	2.26	996	427	2.29	350	ANS×1.2 (30S)	

* Peak clad temperature at midplane at reflood initiation.

** Normalized function = $0.42e^{-0.0283t} + 0.58 - 3.92 \times 10^{-4} t$

*** Normalized function = $0.4518e^{-0.0283t} + 0.5482 - 4.922 \times 10^{-4} t$

where t is time after reflood initiation.

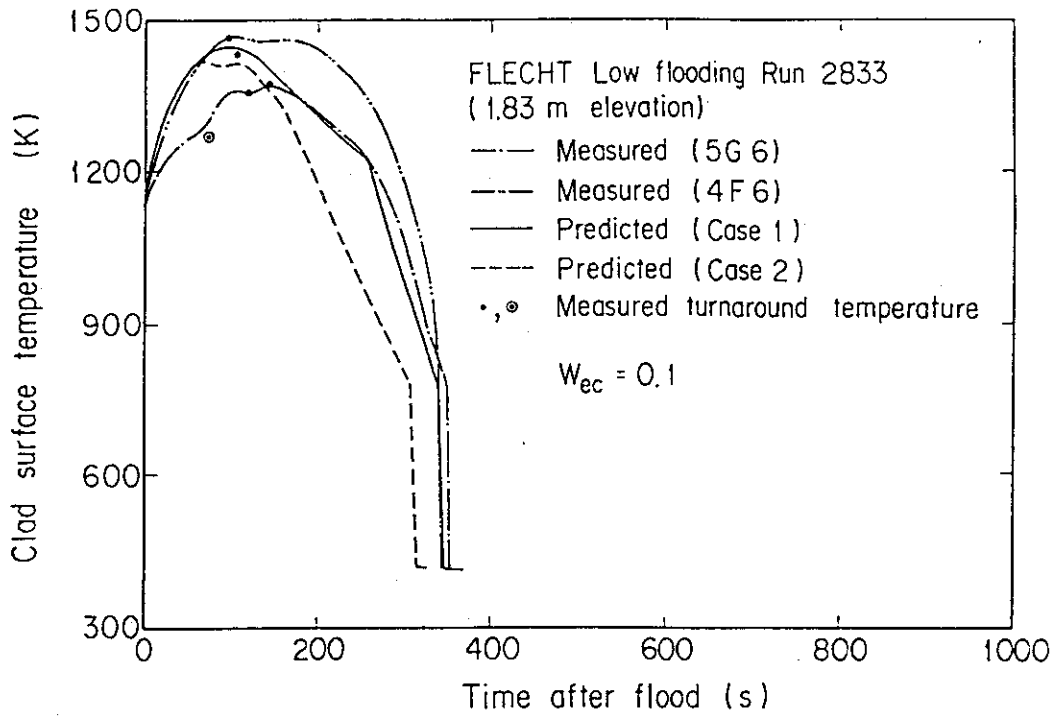


Fig. 6.1 Effect of water accumulation above quench front on history of clad surface temperature

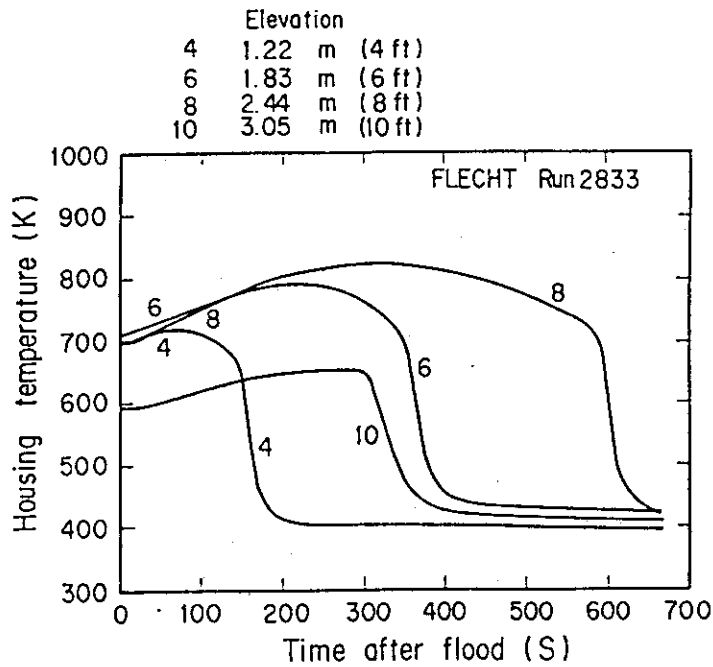


Fig. 6.2 Housing temperature histories measured in FLECHT low flooding test Run 2833

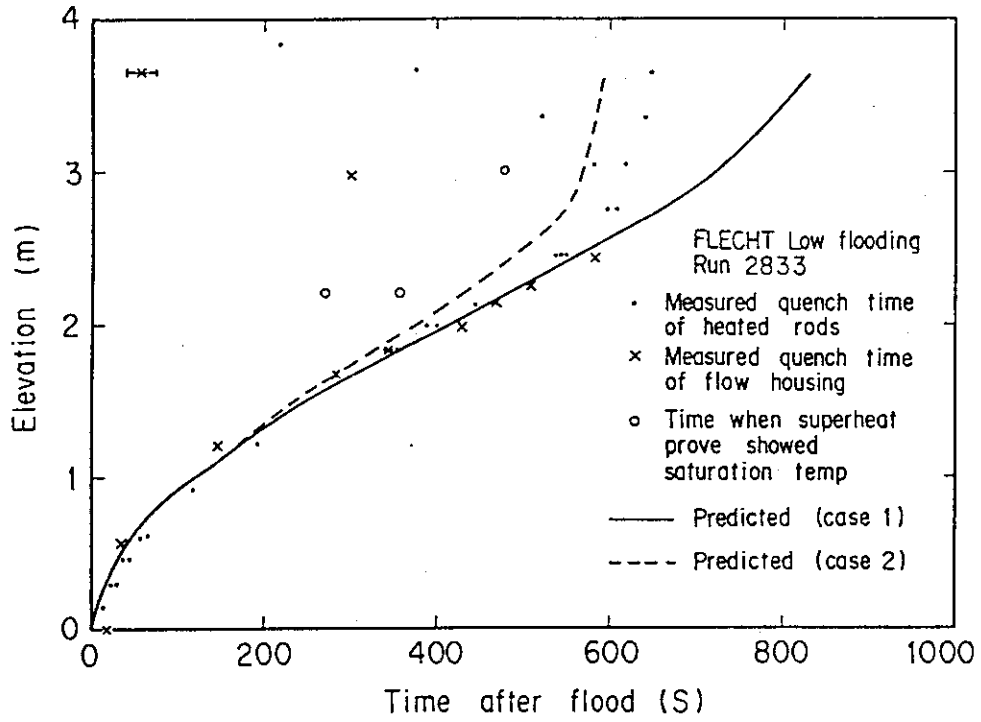


Fig. 6.3 Effect of water accumulation above quench front on quench envelope

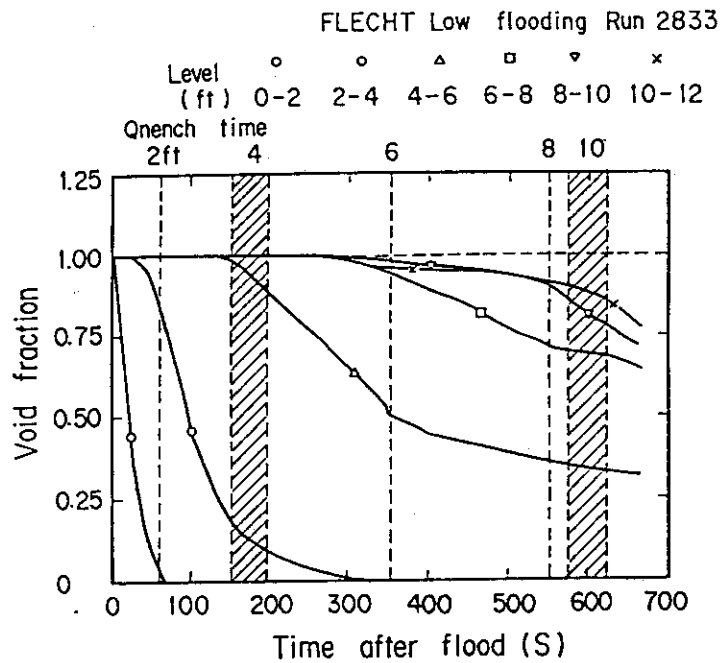


Fig. 6.4 Void fraction histories observed in FLECHT low flooding test Run 2833

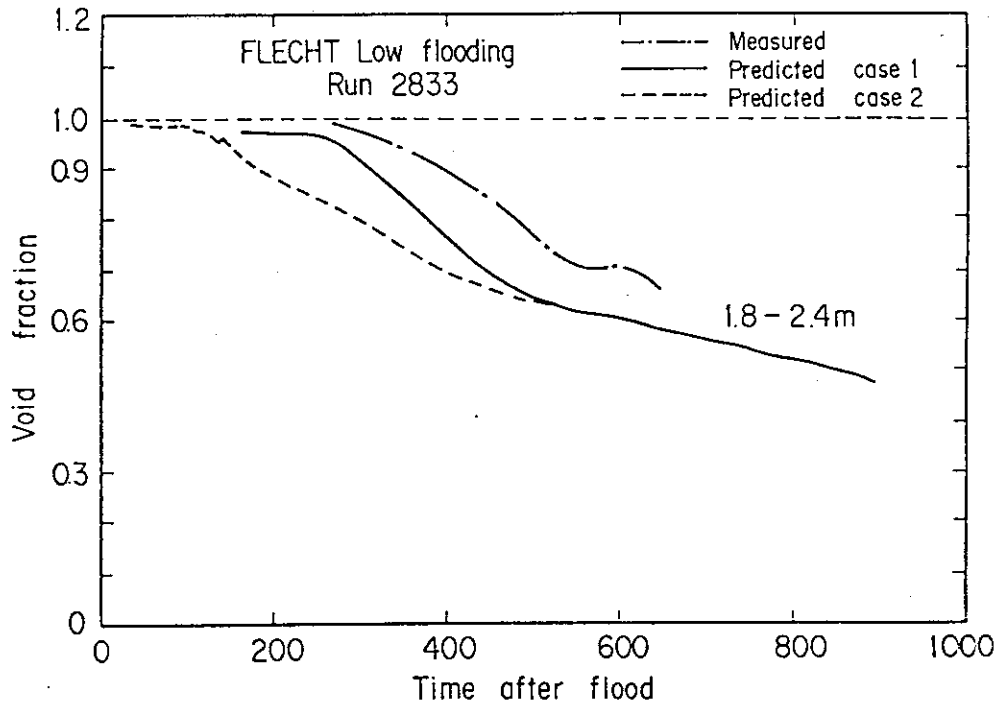


Fig. 6.5 Effect of water accumulation above quench front on void fraction

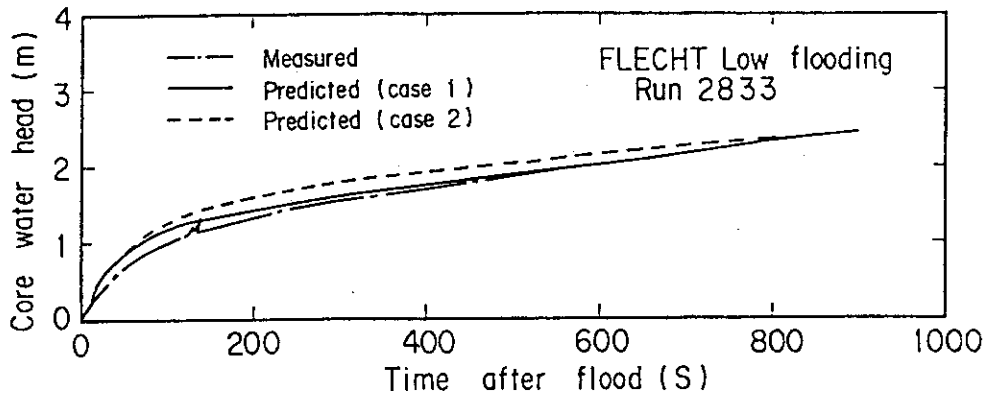


Fig. 6.6 Effect of water accumulation above quench front on core water head

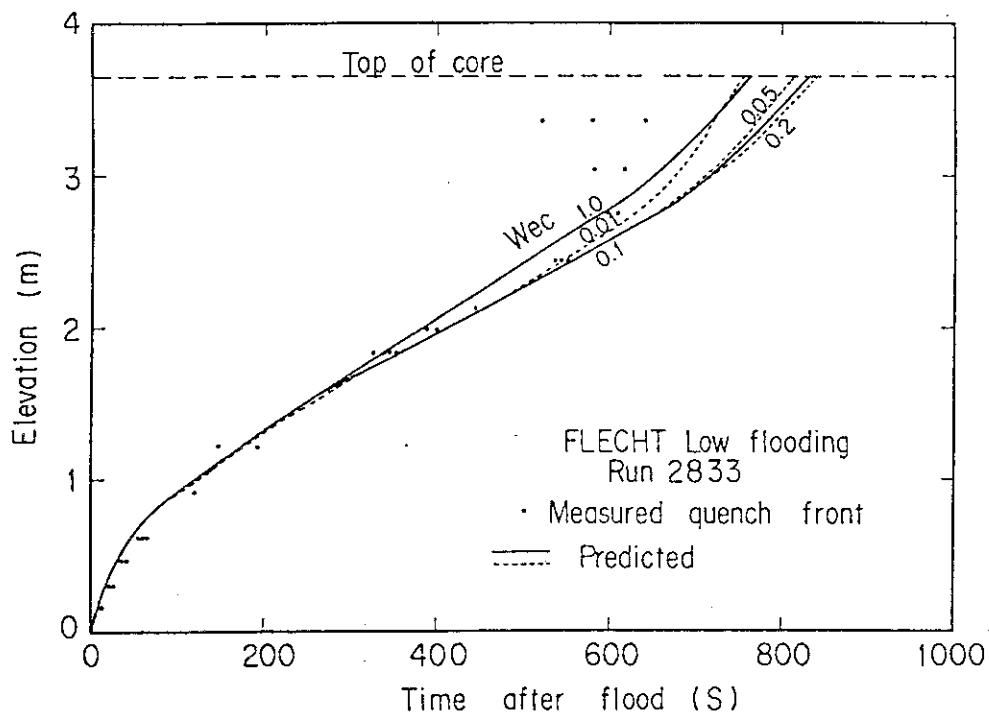


Fig. 6.7 Effect of critical Weber number on quench front envelope

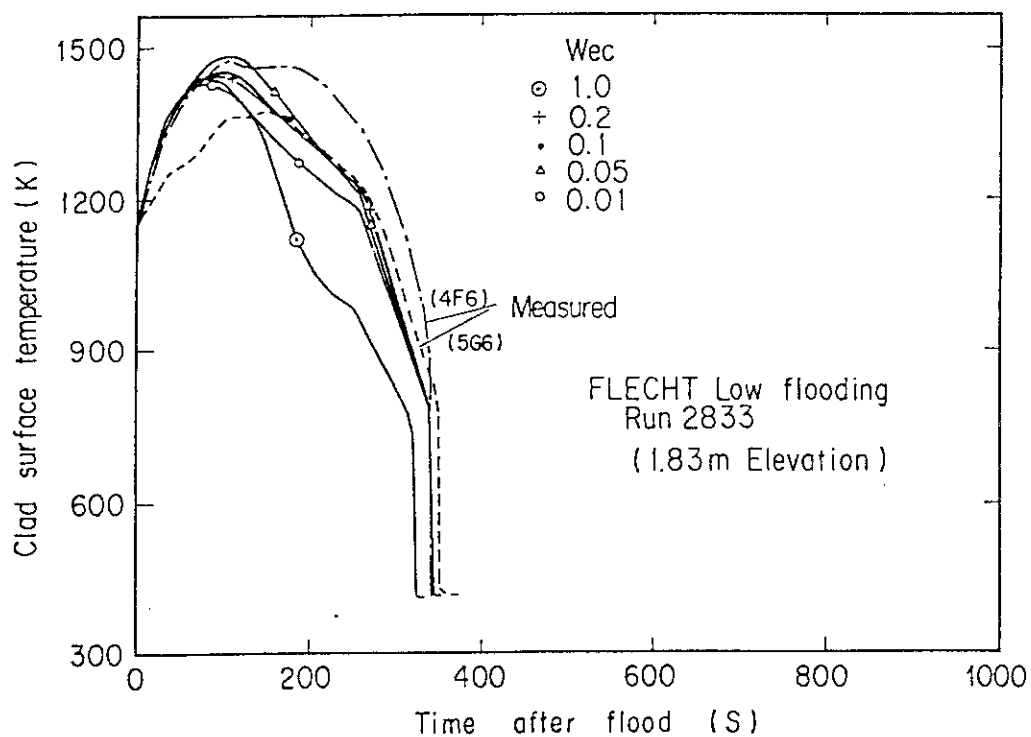


Fig. 6.8 Effect of critical Weber number on history of clad surface temperature (1.83 m Elevation)

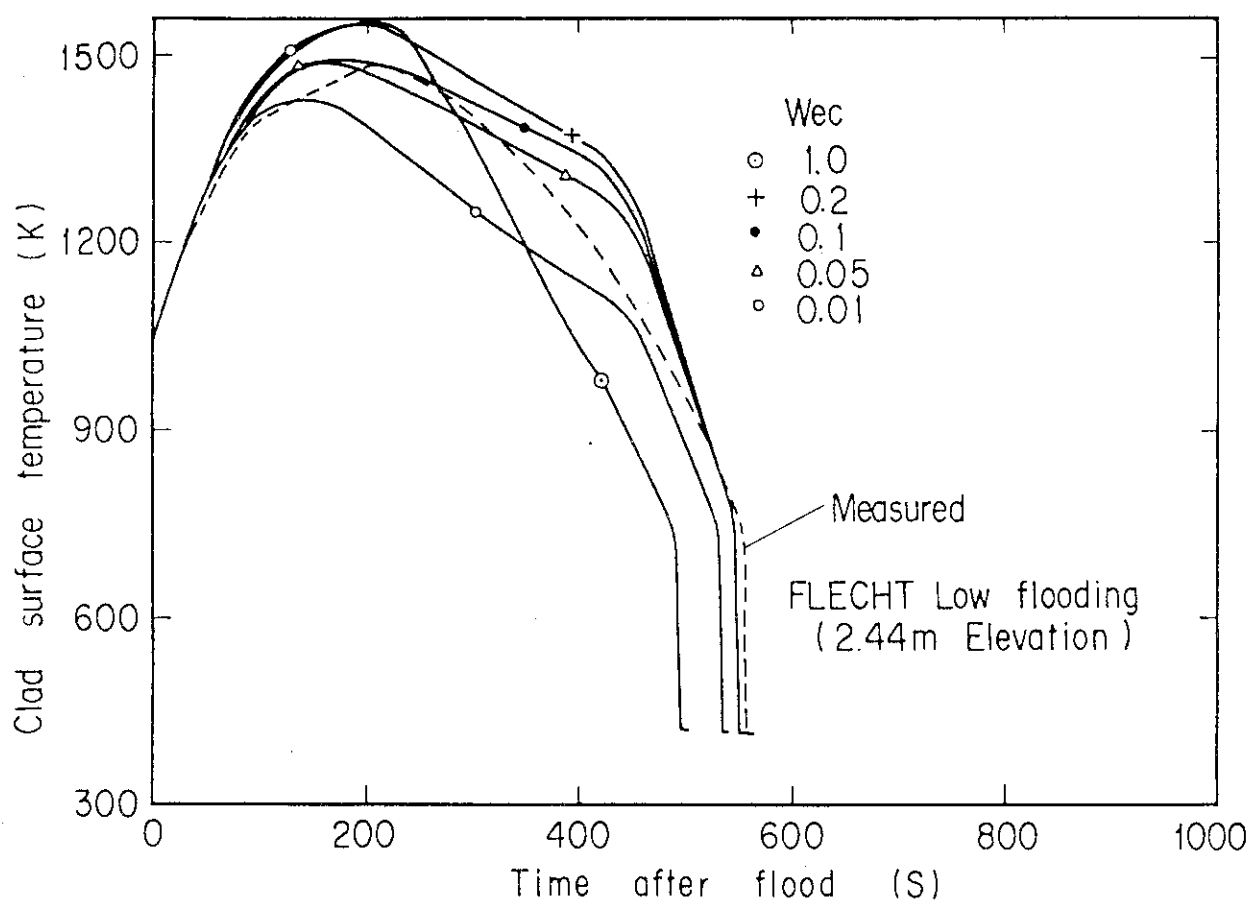


Fig. 6.9 Effect of critical Weber number on history of clad surface temperature (2.44 m Elevation)

Table 6.2 Calculated droplet diameter and relative velocity between gas and liquid phases for FLECHT low flooding test, Run 2833

Critical Weber number We_c	Droplet diameter (mm)	Relative velocity between gas and liquid phases (m/s)
1.0	1.407	4.96
0.2	0.841	2.87
0.1	0.674	2.27
0.05	0.540	1.79
0.01	0.323	1.03

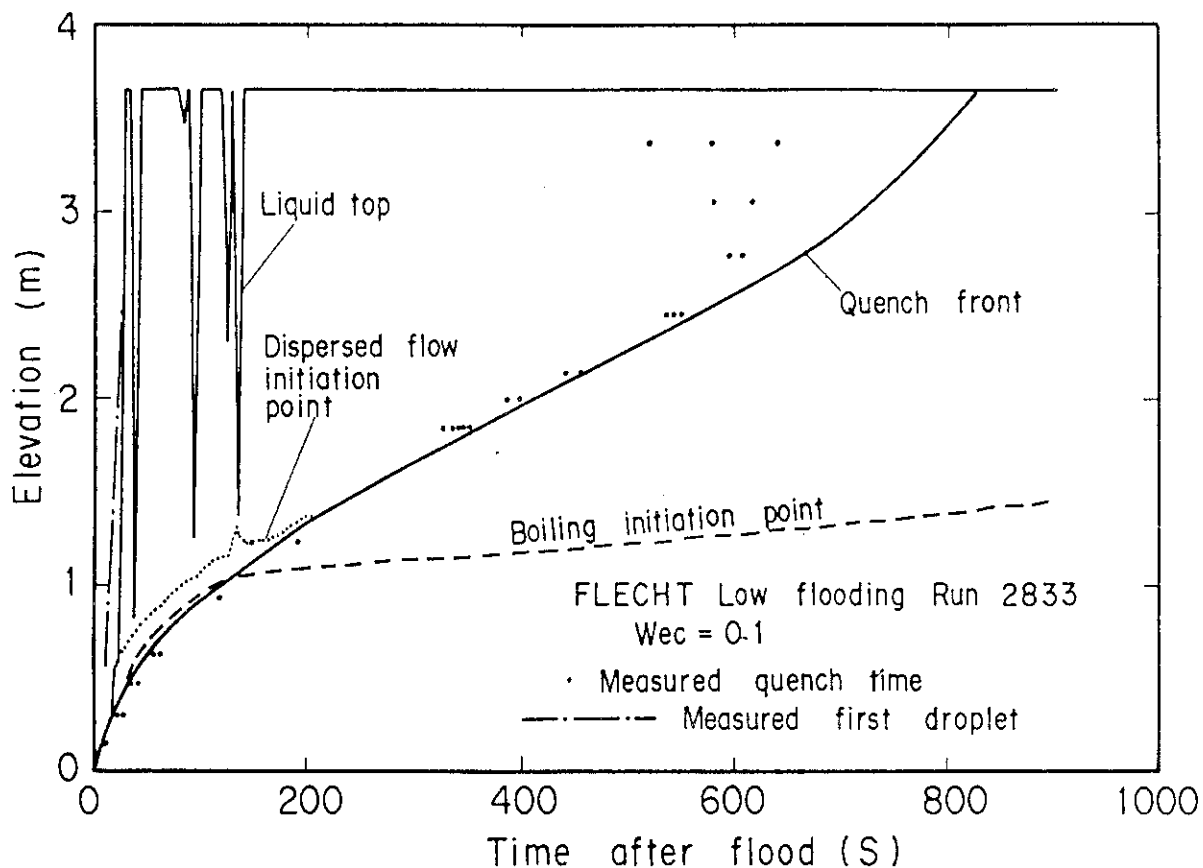


Fig. 6.10 Movement of boundaries of flow regimes

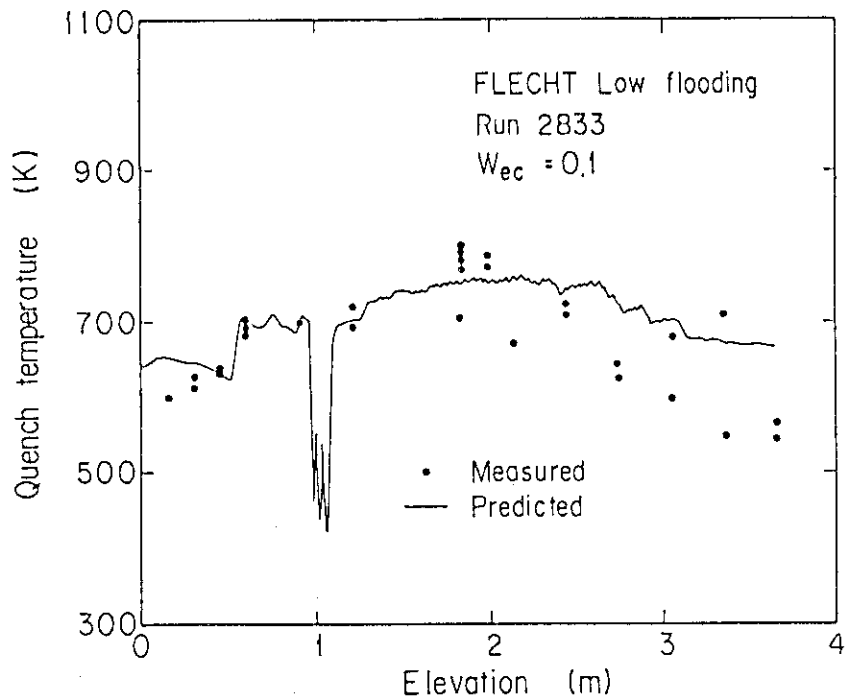


Fig. 6.11 Comparison of measured and predicted quench temperatures for FLECHT Run 2833

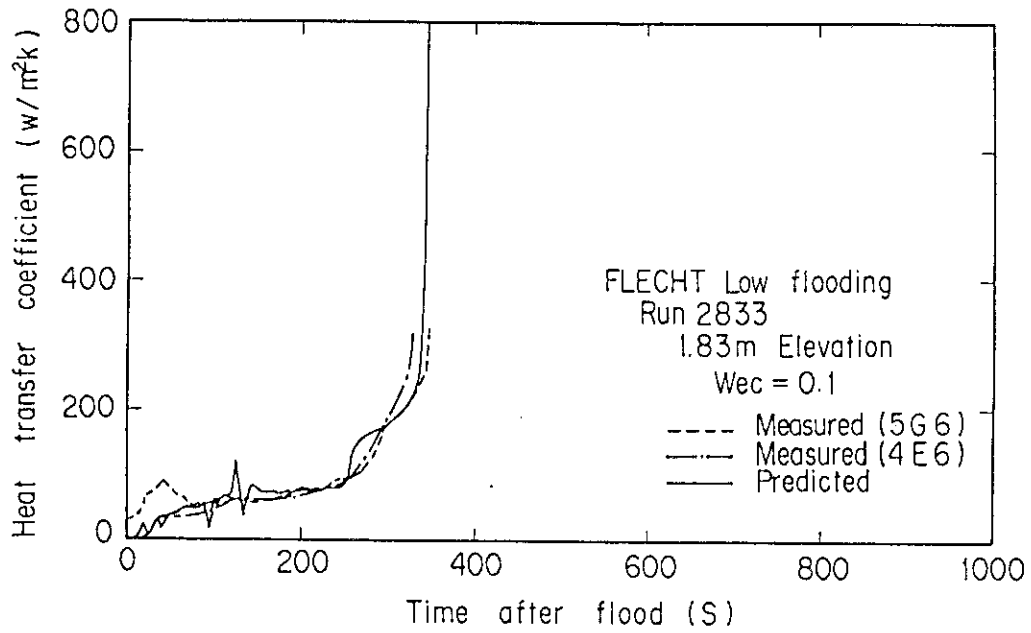


Fig. 6.12 Heat transfer coefficient

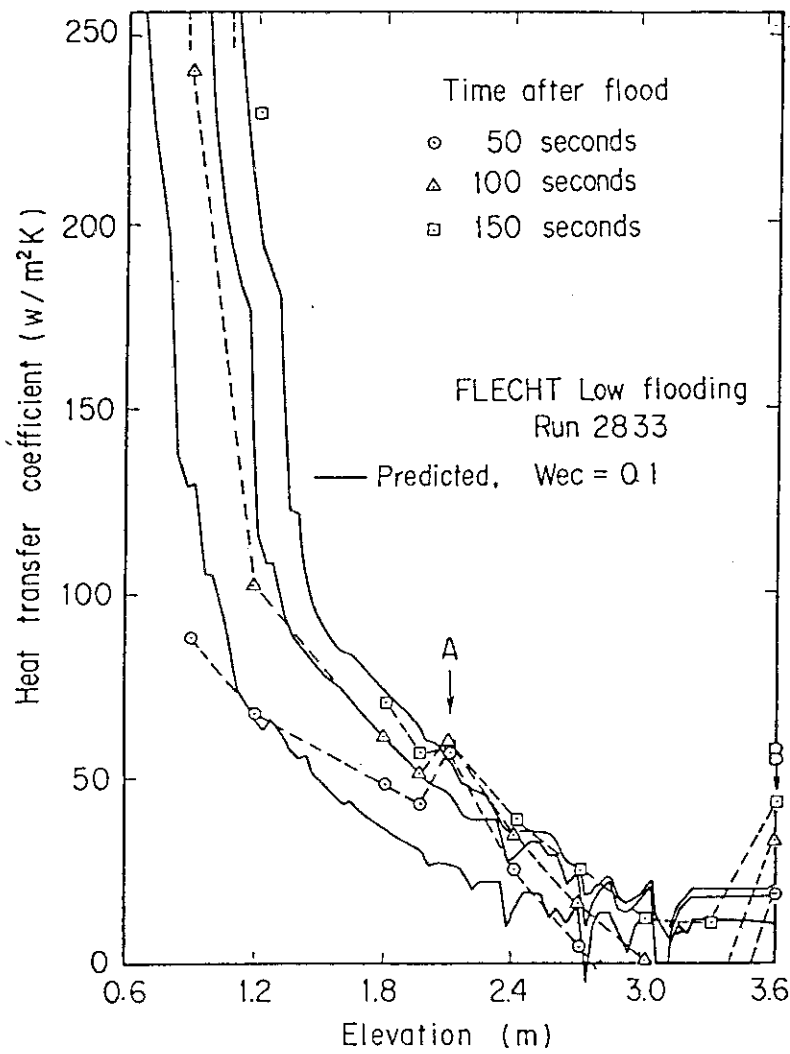


Fig. 6.13 Axial distribution of heat transfer coefficient

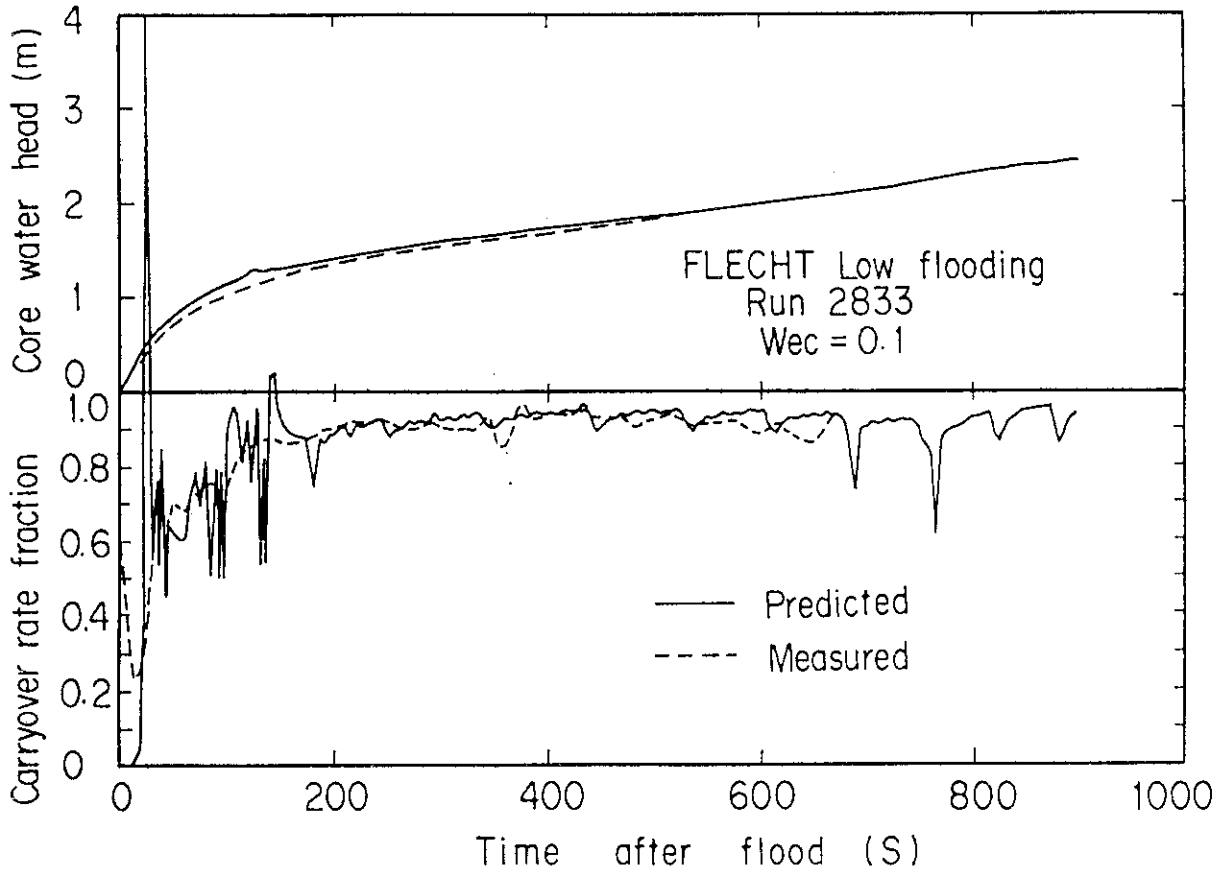


Fig. 6.14 Core water head and carryover rate fraction

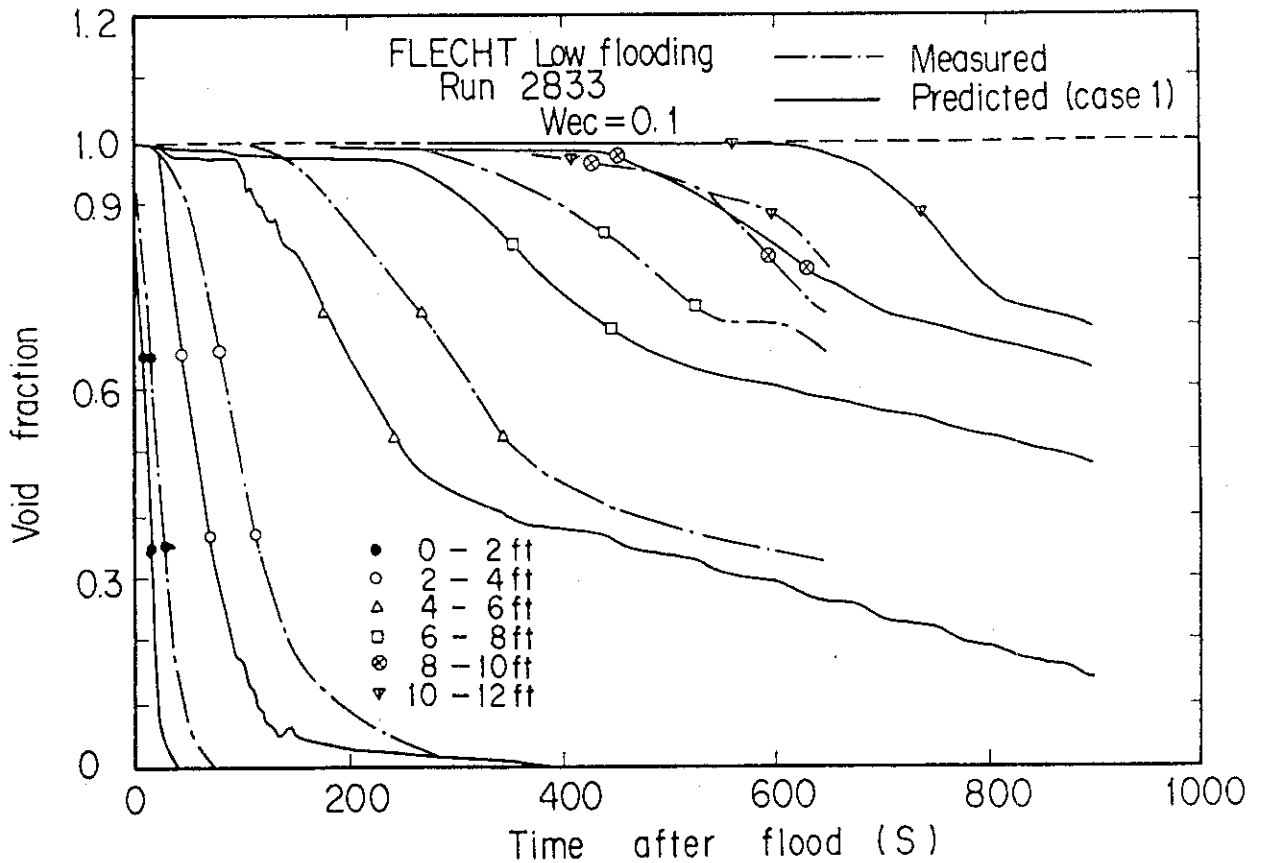


Fig. 6.15 Comparison of measured and predicted void fractions

Run No	0408	3541	4321	4225	6948	7057	6749
Flooding rate (10^{-2} m/s)	25.4	15.0	9.91	4.83	2.54	2.03	1.52

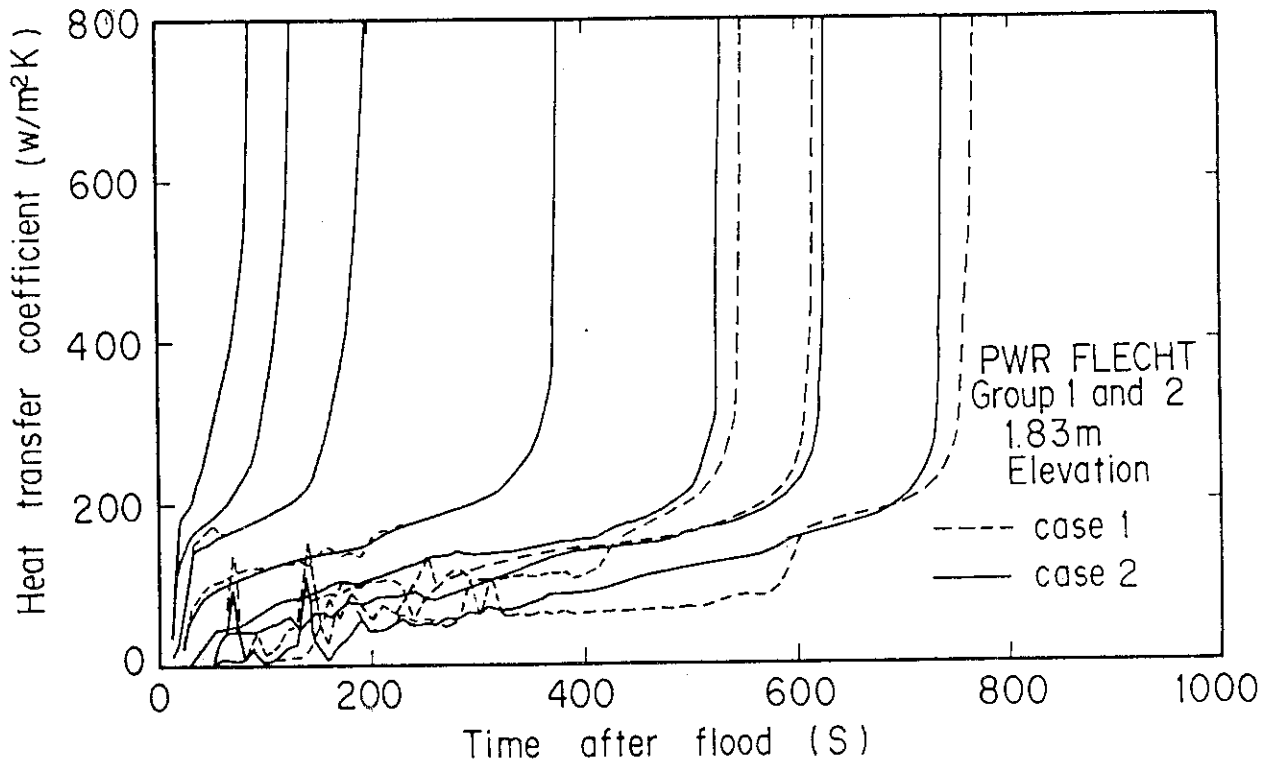


Fig. 6.16 Effect of water accumulation above quench front on heat transfer coefficients

Run No	0.408	3541	4321	4225	6948	57	6749
Flooding rate (10^{-2} m/s)	25.4	15.0	9.91	4.83	2.54	2.03	1.52

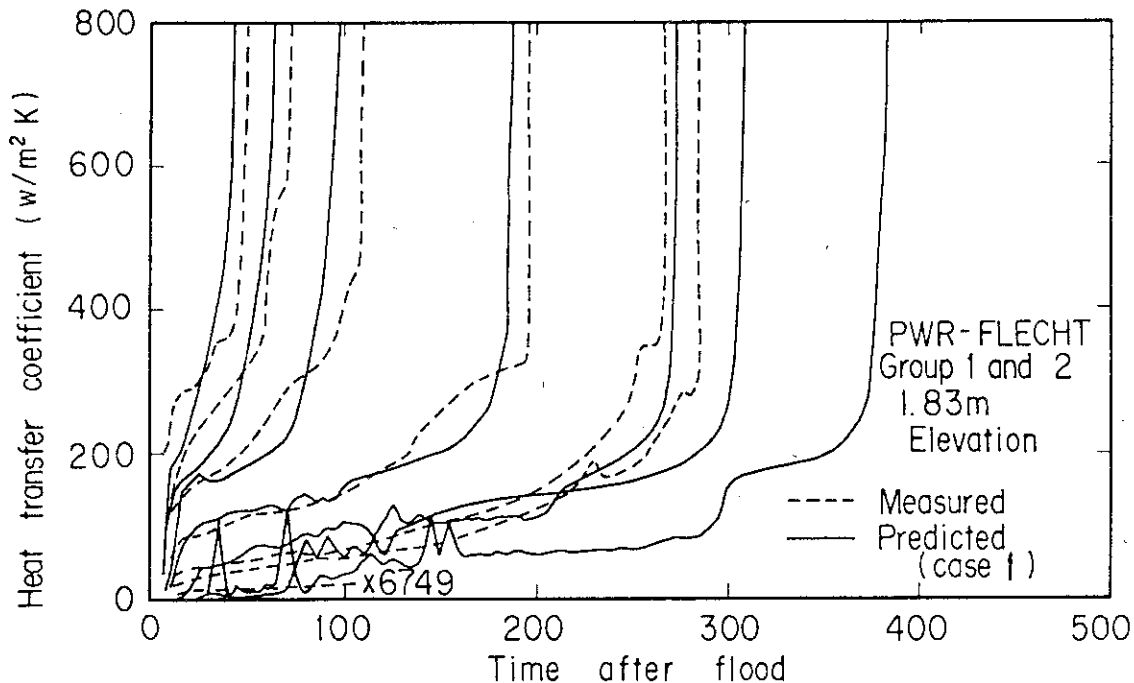


Fig. 6.17 Comparison of measured and predicted heat transfer coefficients

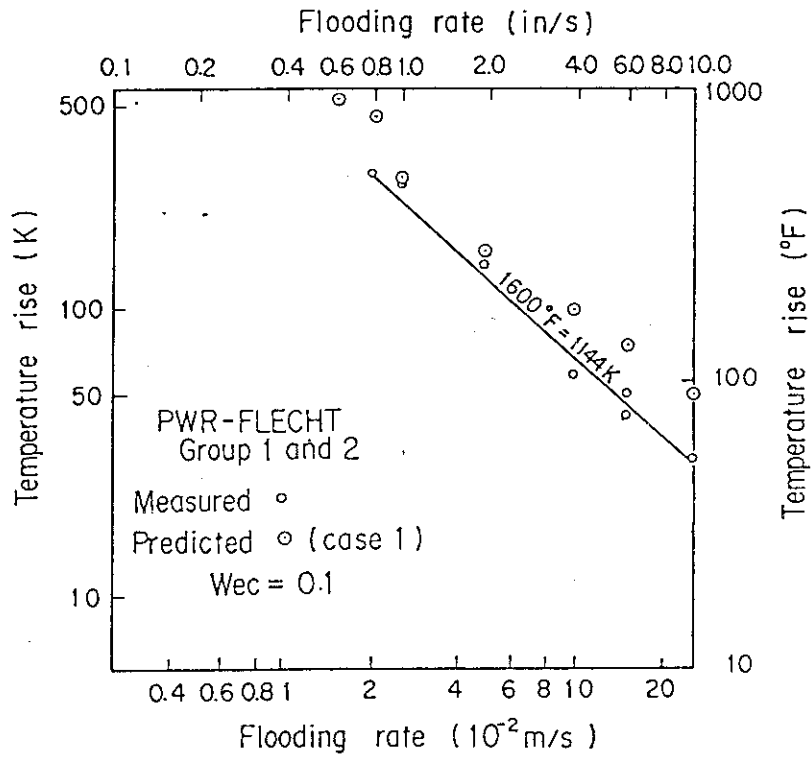


Fig. 6.18 Comparison of measured and predicted peak clad temperatures

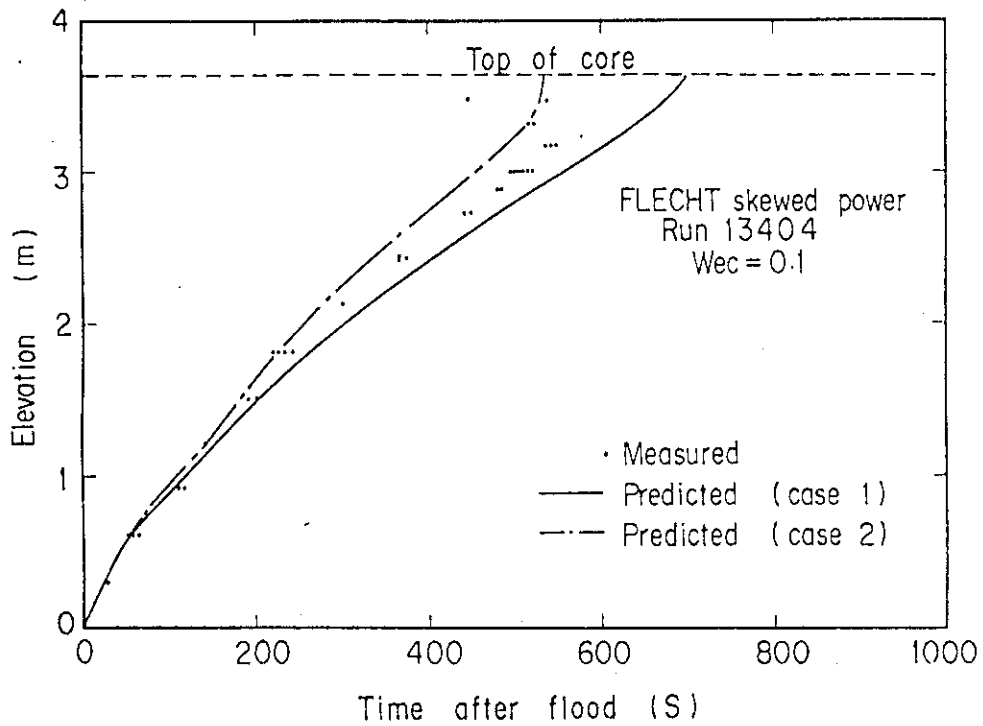


Fig. 6.19 Comparison of measured and predicted quench envelope for FLECHT skewed power test Run 13404

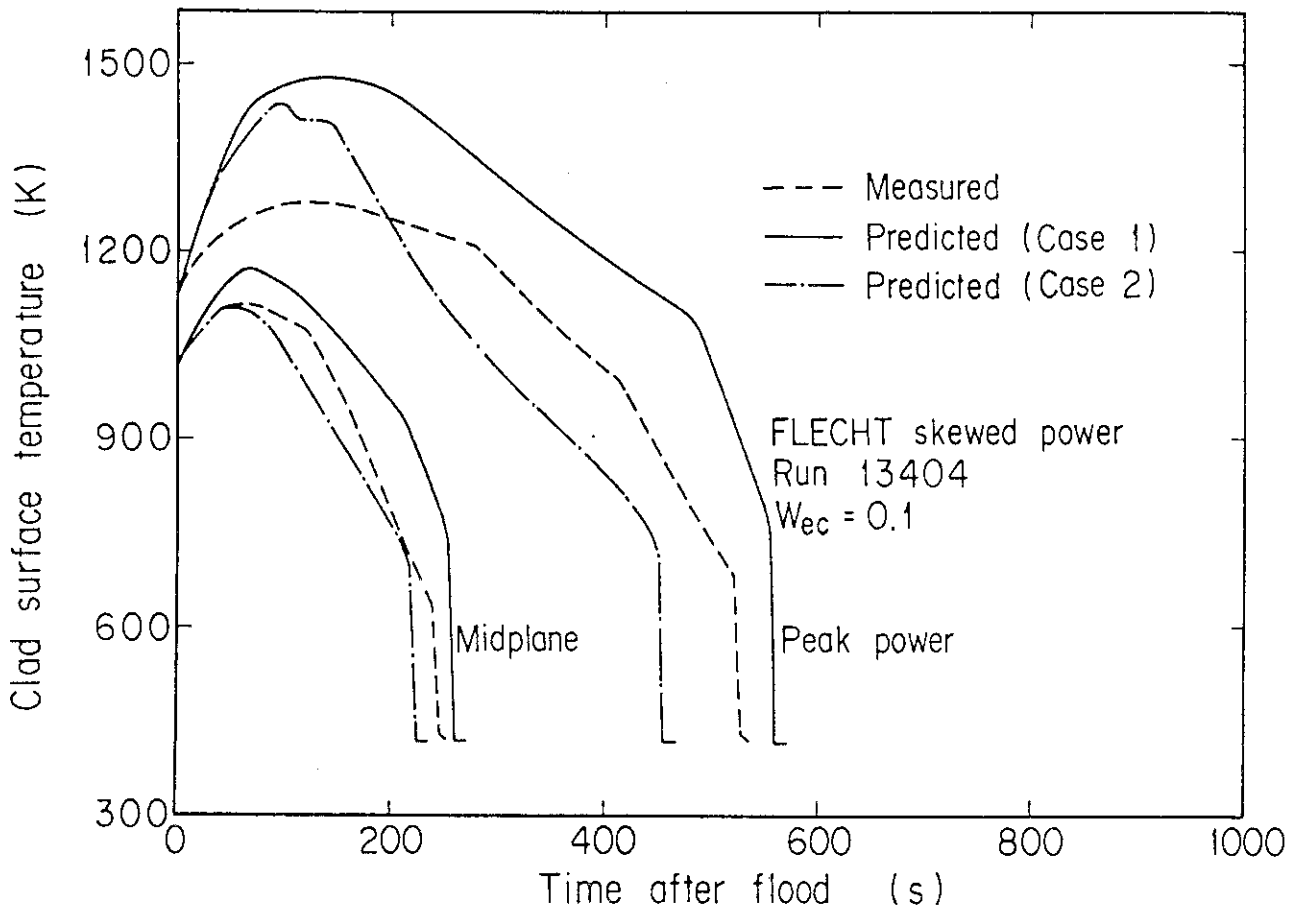


Fig. 6.20 Comparison of measured and predicted clad surface temperature histories for FLECHT skewed power test Run 13404

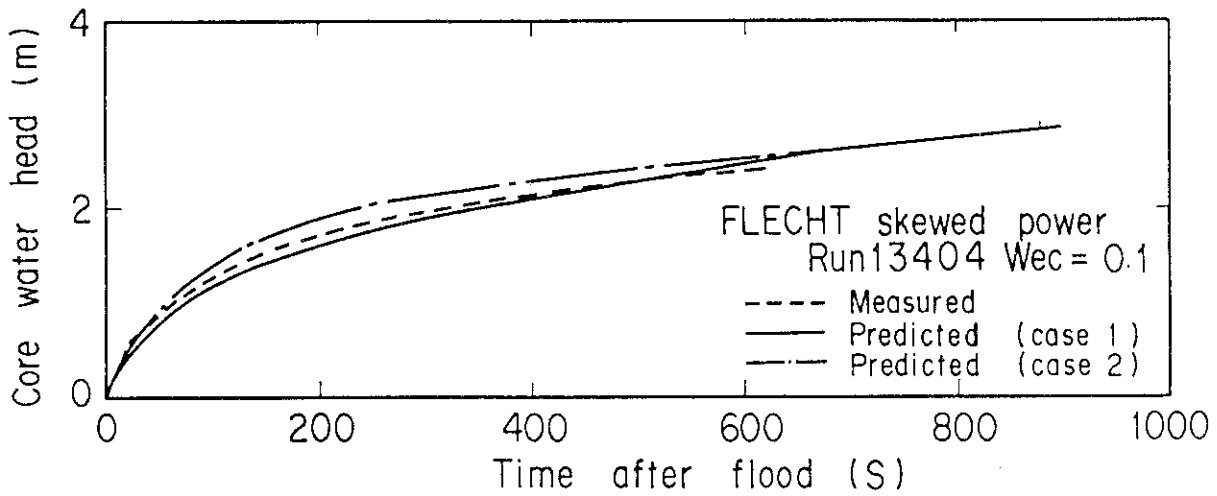


Fig. 6.21 Comparison of measured and predicted core water accumulation for FLECHT skewed power test Run 13404

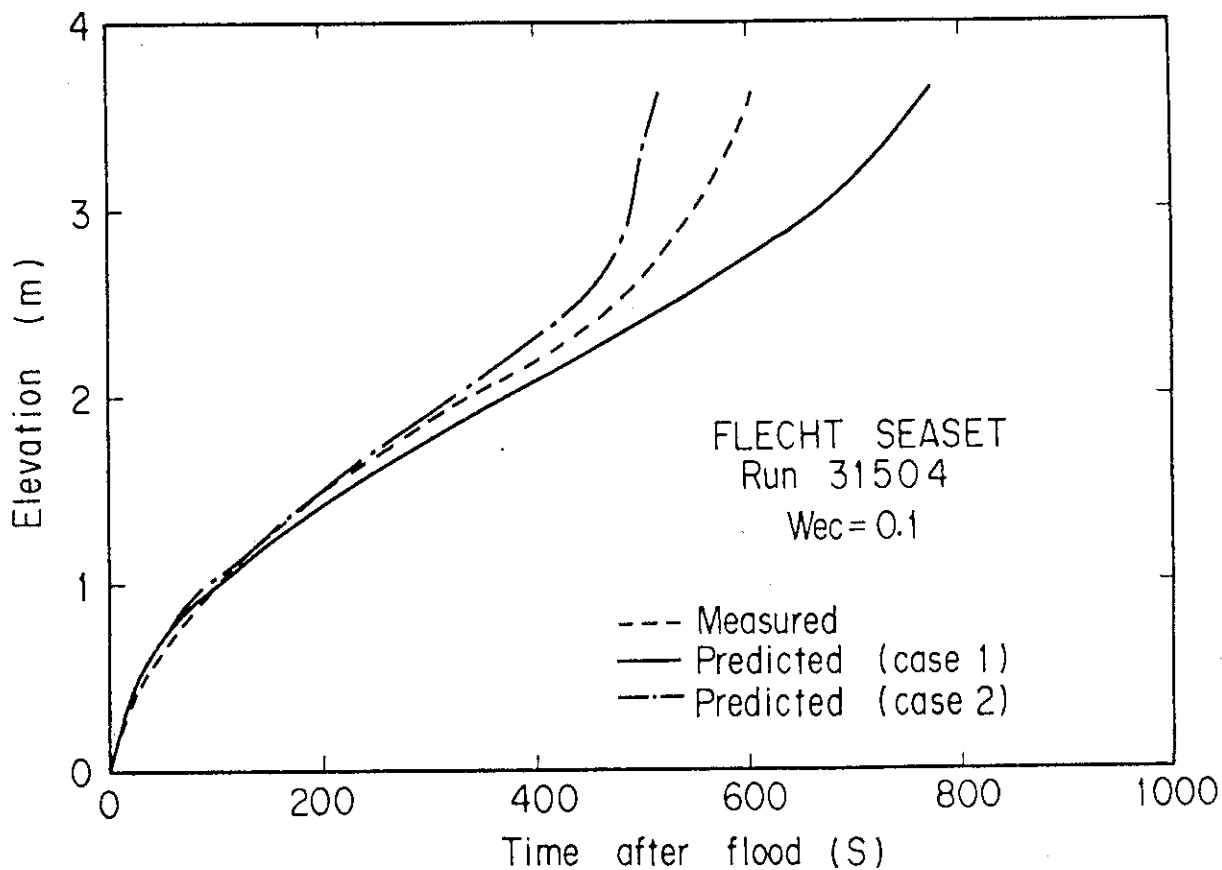


Fig. 6.22 Comparison of measured and predicted quench front envelope for FLECHT SEASET Run 31504

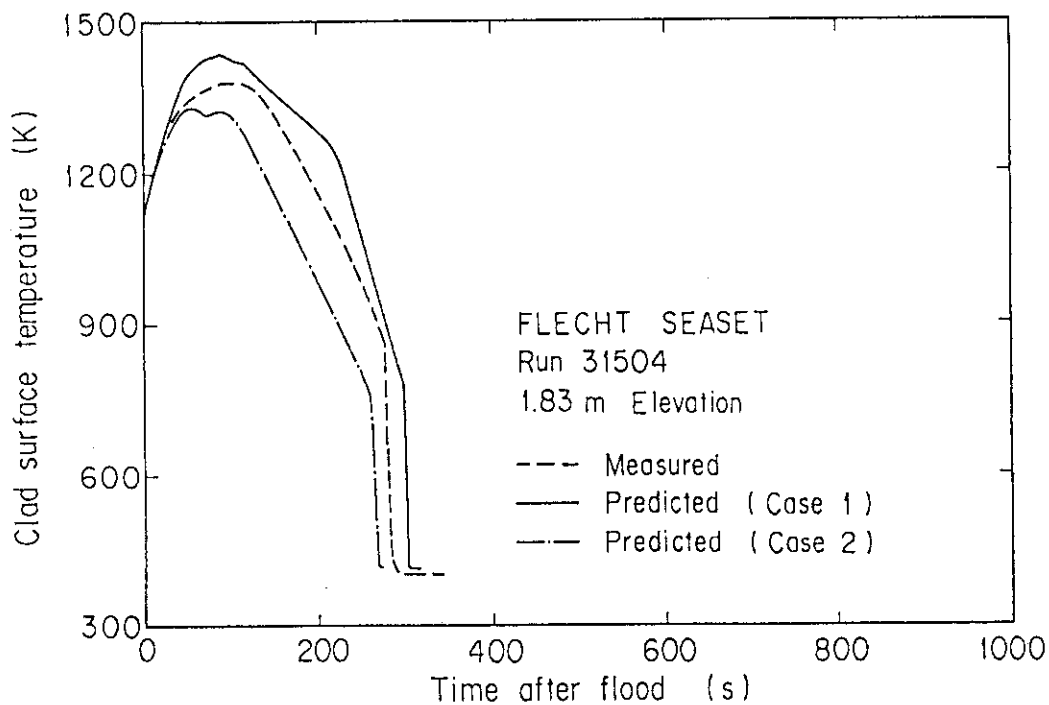


Fig. 6.23 Comparison of measured and predicted clad surface temperature history for FLECHT SEASET Run 31504 (1.83 m Elevation)

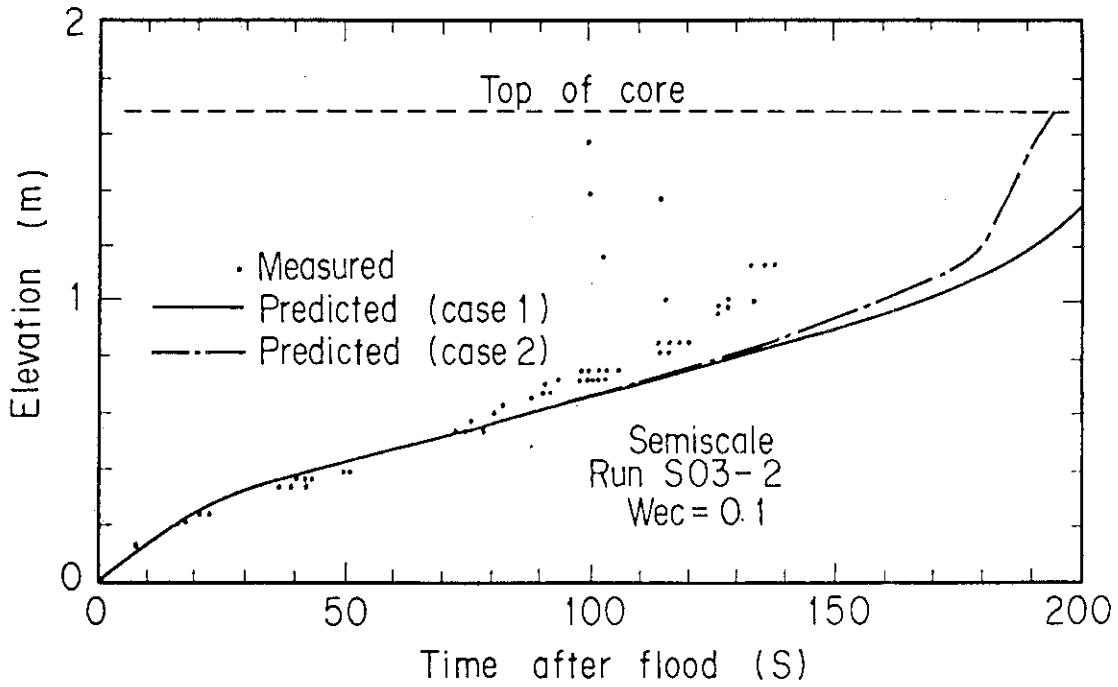


Fig. 6.24 Comparison of measured and predicted quench envelope for Semiscale Run S03-2

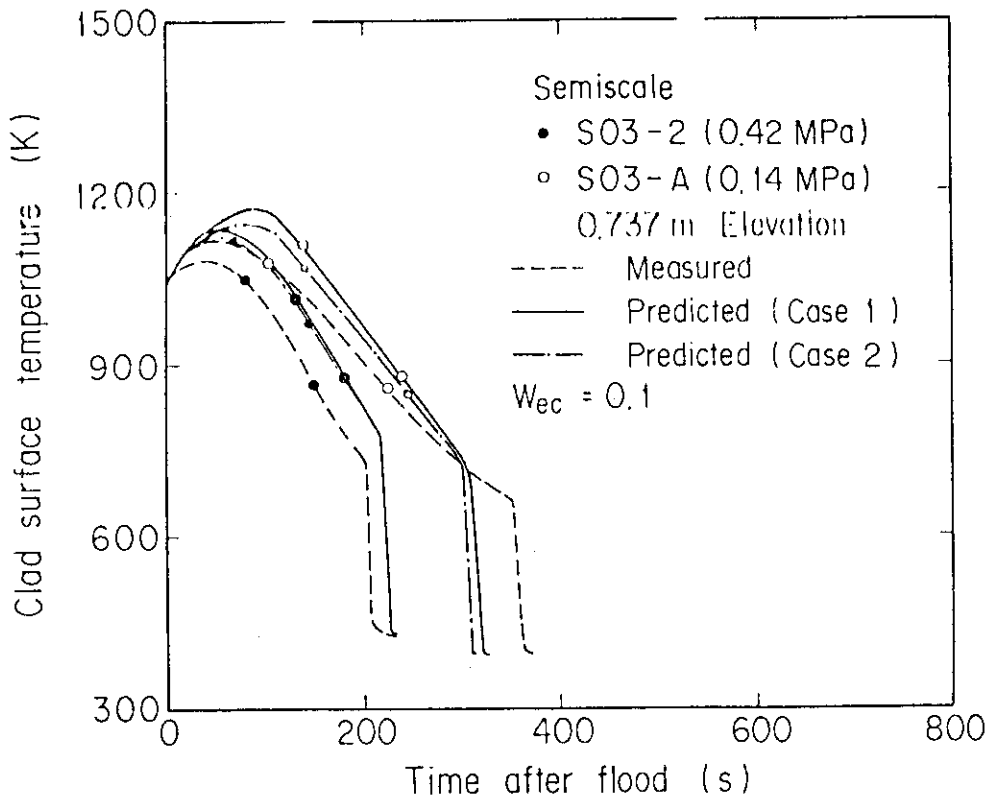


Fig. 6.25 Comparison of measured and predicted clad surface temperature history for Semiscale Runs S03-2 and S03-4

7. 結 論

原子炉は、核分裂反応を停止させた後も、核分裂反応によって生成された核分裂生成物の崩壊により熱放出を行う。それ故、核分裂反応停止後の炉心冷却についても十分なる考慮がなされている。軽水炉の冷却材喪失事故（LOCA）時に、炉心内の冷却材が減少し、炉心が蒸気雰囲気中に露出すると、冷却が不十分となるために、炉心は過熱する。それ故、炉心を冠水し冷却させるための非常用炉心冷却系（ECCS）の作動については高い信頼性が要求されている。

加圧水型原子炉（PWR）のECCSが働き、過熱した炉心を冠水させる場合、炉心の温度がいわゆるライデンフロスト温度より高い状態では、炉心燃料棒に液体状の冷却材が接触できず、思うように冷却できないことがある。また、たとえ炉心の一部が冷却されても、冷却材は炉心の冷却に見合うだけ加熱され蒸気を発生するので、その発生蒸気の排出が十分できないと炉心上部の圧力が上昇し、炉心下端からの冷却材の供給が十分でなくなることがある。このような状態での炉心冷却は通常の運転状態から大きくはずれ、伝熱流動に関する過去のデータから類推し難いものであった。このため、炉心の冠水挙動、すなわち、再冠水現象に多くの興味が払われてきた。

現在の安全評価においては、米国で行われたPWR-FLECHT実験、FLECHT low flooding 実験、FLECHT skewed power実験、FLECHT SEASET実験にもとづいて作られた炉心内熱伝達率相関式、炉心出口流出流量の相関式を用いて解析が行われている。これらの相関式は複雑な形の実験式であり、物理的な現象把握なしに作られたものである。それ故、炉心の体系が変わった場合、または、解析条件が実験式作成のための実験の実験条件範囲を逸脱した場合に、これらの相関式を用いることはできない。

本研究においては、上記の問題点を解決するために、炉心内の熱水力現象を物理的に把握することにより総合的にモデル化し、実験式的相関式に代るものを得ることを目的として、実験、解析の両面から現象、モデルの検討・評価を行った。

以下に各章で得られたことを整理して述べる。

第1章「緒論」においては、再冠水現象に関する従来の研究について、総合的な実験および得られた実験式について概観し、その問題点を明らかにした後、本研究の目的を明らかにした。更に、この複雑な現象のアプローチの方法を明らかにした。

第2章「再冠水過程における炉心内流動様式と炉心内水力モデル」においては、従来の実験的研究、解析的研究および石英単管内再冠水実験で得られた流動状態観察結果にもとづいて、炉心内流動様式を決定した。そして、構成する流動領域を次のように分類した。すなわち、(i) 液体単相流領域、(ii) サブクール核沸騰領域、(iii) サブクール膜沸騰領域、(iv) 遷移流領域、(v) 液滴分散流領域、(vi) 液滴再付着領域である。場合によっては、(vii) 飽和二相流領域、(viii) 過熱蒸気流領域が現われたり、一部の流動領域が消失する。

次に炉心内再冠水現象を数学的に記述するために、完全分離1次元二相流を仮定し、基礎方程式(2-1)式～(2-23)式を導出した。そして、局所ボイド率又は気液相対速度、気相、液相への熱入力、気相、液相の粘性力の総和を定めれば現象が確定できることを明らかにした。

更に、各流動領域の水力モデルの導出を行った。特に、飽和二相流領域、遷移流領域でのボイド率相関式として、(2-33)式と(2-34)式を提案した。液滴分散流については、液滴の発生がクエンチフロント直上部でのフラッディング現象による乱れ波の発生によっていることを明らかにした。液滴を浮遊させる最小気液相対速度は臨界スリップ速度の a 倍 ($a < 1$) とした。液滴の抗力係数は(2-49)式がよい結果を与えることを示した。更に、液滴発生開始点の上に液体高密度区間が存在することを示した。FLECHT low flooding 実験のデータを整理して、液滴が合体し、液塊を生じさせる場合があることを見出し、これを炉心蓄水と呼ぶこととした。また、炉心蓄水の生ずる原因の考察を行ったが、その機構を明らかにすることはできなかった。

第3章 「炉心内熱伝達モデルおよびクエンチモデル」においては、各流動領域での熱伝達モデルおよびクエンチモデルを導いた。

特に遷移流領域に対しては、局所ボイド率の影響を考慮して、熱伝達率相関式(3-13)式を導いた。

クエンチ現象に関しては、クエンチフロントの進行がクエンチフロントでの流体への熱流束に依存することを見出し、局所サブクール度を考慮したクエンチ速度相関式(3-45)式を導いた。本式には、液体の熱力学的過熱限界温度として、(3-24)式を用いた。この限界温度を用い、液滴再付着が(3-48)、(3-50)式より定まる温度で生ずることを見出した。

更に、液体の水力学的過熱限界温度(3-61)式を用い、上記クエンチ速度相関式を極小膜沸騰温度付近までの壁温に対するクエンチ(低温クエンチ)まで適用できるようにし、拡張されたクエンチ速度相関式(3-54)式～(3-60)式を導いた。

更に系圧力効果も考慮して、(3-57)式を(3-63)式のように改良した。そして、この式が系圧力 0.137～6.89 MPa まで適用でき、被覆管の材質としては、ステンレス鋼だけでなく、ジルカロイ 2 に対しても適用できることが明らかにした。又、安全解析のように保守的な結果を得たい場合は、得られたクエンチ速度の 20% 減の値を用いることを推奨した。被覆管表面が酸化した場合、クエンチ速度が増加することを示した。

第4章 「一次元強制注水再冠水実験による各流動領域の熱水力モデルおよびクエンチモデルの評価」においては、第2章、第3章において導出した各流動領域の熱水力モデル評価のため、一次元強制注水再冠水実験を行った。そして、実験データを用い、いくつかのモデルの評価を行った。

飽和二相流領域、遷移流領域、液滴分散流領域の水力モデルに関しては次のことがわかった。すなわち、液滴分散流は低い蒸気流速の場合でもクエンチフロント上方で現われた。これは、FLECHT low flooding 実験と同様であったが、それ以降の挙動は異なった。本実験では、液滴は合体しクエンチフロント上方に堆積した。そのため、液体の存在率は増加し、ある飽和値に達した。液滴の合体率を(4-6)式のように表わし、 $\tau_c = 15.8$ s と定めた。飽和値はクエンチ後もほとんど変化せず、その値は、第2章で導出したボイド率相関式を多少改良した式の組合せ：(2-34)、(4-4)、(2-35)～(2-37)式ならびに $K = 3$ の場合の(4-3)式により、 $\pm 30\%$ の誤差範囲内で予測できることを明らかにした。このボイド率相関式は、飽和二相流領域、遷移流領域、液体飽和時の液滴分散流領域に適用できる。

遷移流の熱伝達モデルについては、(3-13)式により熱伝達率を約 $\pm 30\%$ の誤差範囲内で

予測できることを明らかにした。ただし、高冠水速度の場合および高系圧力の場合に、予測が不良であった。

クエンチモデルに関しては、熱力学的過熱限界温度以下の場合を含め、 $\eta=1$ の場合の(3-58)～(3-61)式で表わされること、系圧力効果は(3-63)式で表わせることを明らかにした。又、被覆管表面の酸化によるクエンチ速度の増大が見い出された。

第5章 「炉心内再冠水熱水力モデルの総合評価」においては、前章までに導出した各流動領域の熱水力モデルを第2章で導出した基礎方程式、ならびに半径方向1点近似の燃料棒モデルと組合せ、一次元再冠水解析コード REFLA-1D に組み込み、モデルの評価を行った。モデルの評価は、一次元強制注水再冠水実験のシミュレーション計算を行い、実験結果との比較により行った。計算は炉心蓄水がない場合とある場合の両ケースについて行ったが、グリッドスペース直下の位置を除き、炉心蓄水がある場合の方がよい結果を与えることがわかった。系圧力、線出力密度パラメータ効果については、予測は良好であった。しかし、被覆管初期温度、炉心冠水速度パラメータ効果については、一部予測に問題があった。前者の場合は、炉心上半分、後者の場合は高冠水速度の場合に予測値と実測値との一致が悪かった。高冠水速度の場合の誤差は、遷移流領域の熱伝達率相関式の誤差又は、被覆管表面酸化によるクエンチ速度の増加によって生じたものと推定した。

キャリオーバー率の予測は十分なる精度でできることがわかった。

総合的には、本モデルは現象を十分に記述していると判断した。

第6章 「再冠水モデルの他の体系への適用」においては、前章で導いた一次元再冠水解析コード REFLA-1D を用いて、一次元強制注水再冠水実験以外の他の体系で行われた実験のシミュレーション計算を行い、本再冠水モデルの一般性の評価を行った。

FLECHT low flooding 実験、PWR-FLECHT Group 1 および 2 実験、FLECHT skewed power 実験、FLECHT SEASET 実験、Semicale 実験についてのシミュレーション計算を行った。計算は炉心蓄水のない場合とある場合の2ケースについて行った。ここで参照した実験は、それぞれ、低冠水速度実験、冠水速度パラメータ効果実験、非正弦状軸方向出力分布実験、細径発熱棒実験、短炉心実験と特徴がある。

計算結果と実験結果との比較により次のことがわかった。臨界ウェーバ数は0.1がよい。実験結果は一般に、炉心蓄水なしの場合とありの場合の予測結果の間にあり、かつ、両予測値の差は小である。しかし前半は、炉心蓄水なしの結果に近く、後半は、炉心蓄水ありの結果に近づく。高冠水速度では、両予測値の差はほとんど生じなかった。テスト部流路外管が冷却されると炉心蓄水ありの場合の予測値に近づくように思われる。

ボイド率変化、炉心水頭の計算結果より、液体高密度区間の熱水力モデルには改善の余地のあることがわかった。

Semiscale 実験では、炉心下3分の1では、炉心蓄水の有無に関係なく、よい予測を与えた。炉心上方では、計算上無視した炉心上部からのクエンチが生じ、計算より速いクエンチを示した。安全評価上は、炉心上端からのクエンチが生じない場合の方が厳しい状態となるので、本再冠水モデルは安全解析上は十分使用できるものと考えられる。

第1章から第6章までの結論をまとめると、総括的に次のように結論を述べることができる。

すなわち、

本研究により導いた炉心内再冠水熱水力モデルは、炉心入口条件、炉心内熱水力条件、炉心の幾何学的形状（炉心長さ、発熱棒直径、配列ピッチ）、軸方向出力分布形の異なる再冠水実験に対して実用的に十分な精度でその炉心内熱水力挙動を予測できる。今後、更に精度を上げるためには、以下の事柄を究明すべきである。

- (1) クエンチフロントより上方での液滴の合体、すなわち、炉心蓄水機構
- (2) 液体高密度区間の熱水力モデルの検討
- (3) 短炉心での炉心上端からのクエンチモデルの考慮

本解析において再冠水熱水力モデル組込みに用いた次元再冠水解析コード REFLA-1 D の第 1 版は⁽⁷⁻¹⁾、筆者が西独カールスルーエ原研留学中に開発した。その修正版は⁽⁷⁻²⁾、原子力船「むつ」の短炉心の再冠水熱水力挙動に用いられた。遷移流領域の熱水力モデルを改良した第 2 版は、⁽⁷⁻³⁾、⁽⁷⁻⁴⁾安全解析所において、17×17 型 PWR 燃料についての FLECHT 熱伝達率相関式（当時公表されていなかった。）の作成に用いられ、又、カールスルーエ原研における流路閉塞の生じた炉心の熱水力挙動解析用に相手側の依頼により送付された。本研究において、液滴分散流領域のモデル、クエンチモデルの改良を行った第 3 版を開発した。なお、第 2 版にクエンチモデルの改良を加えたものは、日本原子力研究所における大型再冠水円筒炉心試験の解析用に用いられている。又、同研究所における ROSA-III 実験による沸騰水型原子炉（BWR）の解析用に改造することが計画されている。

記 号 表

B_i	: ビオ数 ($\equiv h \delta / \lambda$)
C, C_p	: 比熱 (J/kg)
C_D	: 液滴の抵抗係数
CRF	: キャリオーバー率 ($\equiv m_{out} / m_F$)
D_d	: 液滴径 (m)
D_e	: 水力等価直径 (m)
D_o	: 最大安定液滴径 (m)
E	: ふく射率
F	: 円管の抵抗係数
F_ϕ	: (3-27) 式に用いられている変数
G	: 全質量速度 ($kg/m^2 \cdot s$)
G_ℓ, G_g	: 液相, 気相の質量速度 ($kg/m^2 \cdot s$)
g	: 重力加速度 (m/s^2)
H	: エンタルピ (J/kg)
H_{fg}	: 蒸発潜熱 (J/kg)
h	: 熱伝達率 ($W/m^2 K$)
L	: むれ縁長さ (m)
L_c	: 炉心蓄水位 (m)
L_q	: クエンチフロントからの距離 (m)
m	: 質量 (kg)
m (第1章)	: 質量変化率, 蓄水率, 質量流量 (kg/s)
m (他の章)	: 単位体積の二相流中で液相から気相へ単位時間あたり移動する質量 ($kg/m^3 s$)
$M_{\ell i+1}$: ($i+1$) ノードより上に存在する液体の質量 (kg/m^2)
ρ	: 液滴径分布関数
P	: 圧力 (Pa)
Q	: 単位体積あたりの熱入力 ($J/m^3 s$)
$Q'(Z)$: 高さ Z における発熱棒の線出力密度 (J/ms)
S	: 断面積 (m^2)
S_c (第1章)	: 炉心流路断面積 (m^2)
S_c (他の章)	: 炉心サブチャンネル断面積 (m^2) (1本の発熱体あたりの炉心流路断面積)
T	: 温度 (K)
U	: 流速, クエンチ速度 (m/s)
U_q	: クエンチ速度 (m/s)
V	: 単位体積の二相流あたりの粘性力 (N/m^3)

W_{ec}	: 臨界ウェーバー数 ((2-45) 式で定義される。)
X	: クオリティ
x	: 被覆管の厚み方向の座標 (m) (図 3.6 で定義される。)
Z	: 発熱体軸方向の座標 (m)
α	: ボイド率
δ (3.2)	: 蒸気膜厚さ (m)
δ (3.3)	: 被覆管肉厚 (m)
Δ	: 差
ΔP	: 差圧 (Pa)
ΔP_f	: 摩擦圧力損失 (Pa)
ΔP_{gr}	: 重力による圧力損失 (Pa)
ΔT_q	: クエンチ時の被覆管表面の温度降下 (K)
ΔT_{sub}	: 液体のサブクール度 (K)
ΔU	: 気液相対速度 (m/s)
ΔU_c	: 臨界スリップ速度 (m/s)
ΔU_s	: (4-4) 式に対応した ΔU (m/s)
ϵ	: ステファンボルツマン定数 ($W/m^2 K$)
λ	: 熱伝導率 ($W/m \cdot K$)
μ	: 動粘性係数 ($Pa \cdot s$)
ρ	: 密度 (kg/m^3)
σ	: 表面張力 (kg/m)
ϕ	: 熱流束 (W/m^2)
τ_c	: 液滴合体の時定数 (s)

(添字)

a	: 加速度
c	: 炉心 (ΔU_c , W_{ec} を除く)
F	: 炉心入口 (m_F : 炉心入口質量流量)
f	: 燃料棒または発熱棒 (ΔP_f を除く)
g	: 気体または気相
ℓ	: 液体または液相
M, MAX	: 最大 (T_M : 液体最大過熱度)
min	: 最小 (T_{min} : 極小膜沸騰温度, 水力学液体最大過熱度)
R	: リウエット (T_R : リウエット温度, 液滴再付着温度) または, ふく射 (h_R : ふく射熱伝達率)
sat	: 飽和
t	: 最終 (ΔU_t : 終端速度)

謝 辞

本論文を作成するにあたり、適切な御助言と懇切な御指導を賜りました東京工業大学原子炉工学研究所青木成文教授ならびに井上 晃教授に深謝致します。

また本研究を日本原子力研究所において遂行するにあたり、終始暖かみのある適切な御助言と激励を与えて下さった能沢正雄安全工学試験センター長、桂木 学安全工学部長、石川迪夫安全工学部次長に深く感謝致します。そして、筆者の所属する研究室において、数多くの御助言と御指導を賜りました平野見明安全工学第二研究室長に心から感謝の意を表します。

本研究に用いた実験データの収集およびデータ処理についての御援助を賜り、かつ、導出した熱水力モデルについての討論で御助言を賜りました井口 正、須藤高史、杉本 純、秋本 肇、大久保努氏に対して感謝致します。

参 考 文 献

第1章

- 1-1 Cadek, F.F. 他, WCAP-7665, (1971)
- 1-2 Waring, J.P. 他, WCAP-8583, (1975)
- 1-3 Lee, N. , WCAP-9891, (1981)
- 1-4 Lilly, G.P. 他, WCAP-8834, (1977)
- 1-5 Rosal, E.R. 他, WCAP-9108, (1977)
- 1-6 Peterson, A.C. 他, TREE-NUREG-1001, (1976)
- 1-7 WREM: Water reactor evaluation model Revision 1, NUREG-75/056, (1975)
- 1-8 Kirchner, W.L., NUREG-0106, (1976)
- 1-9 Chabrillac, M. 他, Newsletter of the NEA computer program library, 19, 83~101, (1975)
- 1-10 Liles, D. 他, Fifth Water Reactor Safety Information Meeting, Nov. 9, (1977)
- 1-11 Arrieta, L. 他, EPRI NI-756, (1978)
- 1-12 Murao, Y., KFK 2545, (1977)
- 1-13 Murao, Y., J. Nucl. Sci. Technol. 16[11], 802~817, (1979)

第2章

- 2-1 Cermak, J.O. 他, WCAP-7435, (1970)
- 2-2 Schmidt, H., 私信, (1976)
- 2-3 Mac Farlane, R.D., ANL-7222, (1966)
- 2-4 岡本哲史, 応用流体力学, (1962) (誠文堂新光社) より引用
- 2-5 Lilly, G.P. 他, WCAP-8838, (1977)
- 2-6 Cunningham, J.P. 他, Trans. ANS, Vol.17, 369~370, (1973)
- 2-7 赤川浩爾, 気液二相流, (1974) (コロナ社)
- 2-8 Rosal, E.R. 他, WCAP-8651, (1975)
- 2-9 Nickline, E.J. 他, Trans. Insti. Chem. Engineers, 40[1], 61~68, (1962)
- 2-10 Butterworth, D., Int. J. Multi-phase Flow, 1[6], 845~850, (1975)
- 2-11 Lockhart, R.W. 他, Chem. Eng. Prog. 45[1], 39~48, (1949)
- 2-12 Wilson, J.F. 他, Trans. ANS, Vol.5, 151~152, (1962)
- 2-13 植田辰洋, 機械の研究, 31 [10], 81~86, (1979)
- 2-14 Hewitt, G.F. 他, Annular Two-Phase Flow, (1970) (Pergamon Press)
- 2-15 Wallis, G.B., NYO-3114-14, (1966)

- 2-16 (2-7) より引用
- 2-17 Wallis, G.B., One-dimensional Two-phase Flow, (1969) (McGraw-Hill)
- 2-18 (2-17) より引用
- 2-19 Wong, S. 他, Experimental and Analytical Modeling of LWR Safety Experiments, ASME, HTD-Vol.7, 11~22, (1980)
- 2-20 (2-17) より引用
- 2-21 Groeneveld, D.C., AECL-4309, (1972)
- 2-22 Thurgood, M.J., 2-19 と同じ Proceeding, 31~39, (1980)
- 2-23 (2-22) より引用
- 2-24 Lee, N. , WCAP-9891, (1981)
- 2-25 (2-7) より引用
- 2-26 Ingebo, R.D., N.A.C.A. Techn. Note 3762, (1956)
- 2-27 Eisenklam, P. 他, Proc. 11th. Symp. on Comb., 715, (1967)
- 2-28 Ihle, P. 他, CONF-800403/V-I 419~426, (1980)
- 2-29 荒木, 他第 11 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 185, (1974), 第 12 回日本伝熱シンポジウム講演文集 593, (1975)

第 3 章

- 3-1 Jens, W.H., 他, ANL-4627 (1951)
- 3-2 Sudo, Y., J. Nucl. Sci. Technol., 17[7], 516~530, (1980)
- 3-3 Forslund R.P. 他, Trans ASME(C) 90[4], 399~407, (1968)
- 3-4 Hynek, S.J. 他, MIT, Dep. of Mech. Eng. Rep., No. DSR 70586-63, (1969)
- 3-5 Plummer, D.N. 他, MIT, Dep. of Mech. Eng. Rep., No. DSR 72718-91, (1974)
- 3-6 Iloeje, O.C. 他, MIT, Dep. of Mech. Eng. Rep., No. DSR 72718-92, (1974)
- 3-7 小泉安郎他, 日本機械学会論文集 395
- 3-8 Bennett, A.W. 他, AERE-R5373, (1967)
- 3-9 Clement, P. 他, 5th Annual Water Reactor Safety Research Information Meeting, (1977)
- 3-10 Ellion, M.E., Jet Propulsion Lab. Memo 20-80 C.I.T., (1954)
- 3-11 Bromley, L.A., Chem. Eng. Prog. 46, 221~227, (1950)
- 3-12 Goldemund, M.H., CREST Specialist Meeting on Emergency Core Cooling for Light Water Reactors, Munich 18~20 Oct., 1982
- 3-13 Cermak, J.O. 他, WCAP-7435, (1970)

- 3-14 Yu, K.P. 他, ASME paper 79-HT-48, (1979)
- 3-15 Yeh, H.C. 他, Nucl. Technol., 46 [MID-DEC. 1979], (1979)
- 3-16 Lilly, G.P., 他, WCAP-8838, (1977)
- 3-17 Rosal, E.R., 他, WCAP-8651, (1975)
- 3-18 Duffey, R.B., 他, Nucl. Eng. Design, 25, 379~394, (1973)
- 3-19 Yamanouchi, A., J. Nucl. Sci. Technol., 5[11] 547~558, (1968)
- 3-20 Blair, J.M., Nucl. Eng. Design, 32, 159~170, (1975)
- 3-21 Tien, C.L., 他, Trans. ASME(C), 97, 161~165, (1975)
- 3-22 Noble, B., Methods Based on the Wiener-Hopf Technique, (1958)
(Pergamen Press)
- 3-23 Andersen, J.G.M., 他, Rep. No. NORHAV-D-6, Riso, (1974) (3-21)より引用
- 3-24 Coney, M.W.E., Nucl. Eng. Design, 31, 246~259, (1974)
- 3-25 Dua, S.S., 他, Int. J. Heat Mass Transfer, 20, 174~176, (1977)
- 3-26 Spiegler, P., 他, Int. J. Heat Mass Transfer, 6, 987~994, (1963)
- 3-27 Groeneveld, D.C., AECL-4309, (1972)
- 3-28 Juza, (3-27)より引用
- 3-29 Himpan, (3-27)
- 3-30 Baumeister, K.J., 他, Augmentation of Convective Heat and Mass
Transfer, 91~101 (1970), ASME
- 3-31 Cole, R., Advanced in Heat Transfer, Vol.10, 85~166 (1974),
(Academi Press)
- 3-32 (3-31)より引用
- 3-33 Hanson, D.J., Fourth Water Reactor Safety Research Information
Meeting, (1976)
- 3-34 例えば, Eckert, E.R.G., 他, Analysis of Heat and Mass Transfer,
(1972) (McGraw-Hill)
- 3-35 Thompson, T.S., AECL-5060, (1975)
- 3-36 Piggott, B.D.G., 他, Nucl. Eng. Design, 32, 171~181, (1975)
- 3-37 Sakurai, A., 他, 1980 ICHMT International Seminar, Nuclear Reactor
Safety Heat Transfer, Dubrovnik, Yugoslavia, (1980)
- 3-38 Berenson, P.J., Trans. ASME(C), 83, 351~358, (1961)
- 3-39 山内淳男, 日本機械学会論文集(第2部), 34 (266), 1756~1767, (1968)
- 3-40 杉本 純, 他,
- 3-41 値田辰洋, 他, 日本伝熱シンポジウム
- 3-42 Elliot, D.F., 他, AEEW-M976, (1970) Butterworth, D., 他, AERE-R 7992
(1975)より引用
- 3-43 Elliot, D.F., 他, AEEW-M1027, (1971) 上記 AERE-R 7992より引用

3-44 Bennett, A.W., 他, AERE-R5146 (1966)

3-45 例えば, (3-44) に述べられている。

第4章

4-1 Malang, S., ORNL-TM-4555, (1974)

4-2 Lilly, G.P. 他, WCAP-8838, (1977)

4-3 Hochreiter, L.E. 他, NRC/EPRI/Westinghouse Rep. No.3, (1978)

4-4 Touloukian, Y.S. 他, Thermophysical properties of matter, Vol.7
thermal radiative properties-metallic elements and alloys, P.972,
IFI/Plenum, (1970)

4-5 Murao, Y. 他, JAERI-M-9286, (1981)

第6章

6-1 Lilly, G.P. 他, WCAP-8834, (1977)

6-2 Rosal, E.R. 他, WCAP-8651, (1975)

6-3 Cadek, F.F. 他, WCAP-7665, (1971)

6-4 Rosal, E.R. 他, WCAP-9108, (1977)

6-5 Lee, N. 他, WCAP-9891, (1981)

6-6 Peterson, A.C. 他, TREE-NUREG-1001 (1976)

6-7 Murao, Y. 他, J. Nucl. Sci. Technol, 19[9], 903~915, (1982)

7-1 Murao, Y., KFK 2545, (1977)

7-2 Murao, Y., J. Nucl. Sci. Technol 16[11], 802~817, (1979)

7-3 Murao, Y. 他, JAERI-M-9286, (1981)

7-4 Murao, Y. 他, Experimental and analytical modeling of LWR safety
experiments, the 19th National Heat Transfer Conference, Orlando,
Florida, July 27-30, 1980, 23~29, (1980)

引用した著者の論文
(学会誌投稿論文)

1. Murao, Y. : Analytical Study of Thermo-Hydrodynamic Behavior of Reflood-Phase during LOCA, J. Nucl. Sci. Technol., 16[11], 802-817, (1979)
第2章 2.2 / 2.3 / 2.4
2. Murao, Y. and Iguchi, T. : Experimental Modeling of Core Hydrodynamics during Reflood Phase of LOCA, J. Nucl. Sci. Technol., 19[8], 613-627, (1982)
第2章 2.5
第4章 4.3
3. Murao, Y. and Sugimoto, J. : Correlation of Heat Transfer Coefficient for Saturated Film Boiling during Reflood Phase Prior to Quenching, J. Nucl. Sci. Technol., 18[4], (1981)
第3章 3.2
第4章 4.4
4. Murao, Y. : Correlation of Quench Phenomena for Bottom Flooding during Loss-of-Coolant Accidents, J. Nucl. Sci. Technol., 15[12], 875-885, (1978)
第3章 3.3

(その他の論文)

1. Murao, Y.: An Analytical Study of the Thermo-Hydrodynamic Behavior of the Reflood-Phase During a LOCA, KFK 2545
第2章 2.2 / 2.3 / 2.4
第5章 5.2
2. Murao, Y. et al.: REFLA-1D/MODE 1: A Computer Program for Reflood Thermo-Hydrodynamic Analysis during PWR-LOCA, User's Manual, JAERI-M-9286, (1981)
第2章 2.3 / 2.4
第5章 5.2
3. Murao, Y. and Sudoh, T.: A Study on Quench Phenomena during Reflood Phase (1. Quench Models for Bottom Flooding), JAERI-M-6984, (1977)
第2章 2.2
第3章 3.3
4. 村尾良夫: 熱力学的過熱限界温度以下でのクエンチ・モデル, JAERI-M-10000, (1982)
第3章 3.4
第4章 4.5