

# 3 流体モデルの構成方程式等の 高度化に関する研究(2)

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1993年4月

日本混相流学会

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせください。

〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター システム開発推進部・技術管理室

Enquires about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-cho, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken, 311-13, Japan

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation)

# 3 流体モデルの構成方程式等の 高度化に関する研究(2)

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1993年4月

日本混相流学会

### 3 流体モデルの構成方程式等の高度化に関する研究 (2)

日本混相流学会  
三流体詳細熱流動解析コード  
検討専門委員会\*

#### 要 旨

本研究では、三流体モデルに基づく混相流の数値解析技術の高度化を目的として、(1)数値計算手法の改良、(2)基礎方程式の妥当性の検討、(3)構成方程式の調査・検討、(4)構成方程式の理論モデルの開発、(5)水・蒸気系及び水・空気系実験データの解析を実施した。その結果、支配方程式の完全な多流体モデル化、三流体モデルの数値的安定性の解明、安定性に優れた解法の確立、数学的に適切で物理的にも合理的な基礎方程式系の提示、液滴発生率に関する既存の構成方程式の定量的比較検討、界面せん断力の理論的評価方法の提示がなされた。また、実験解析により、現状のFIDASのモデルにより、大気圧条件下の限界熱流束を精度良く予測できること、及び水・空気系環状噴霧流の液膜厚さ、液滴流量に関しても定性的に良好に予測できることが確認された。

---

本報告は、日本混相流学会が動力炉・核燃料開発事業団の依頼により実施した研究の成果である。

契約番号：040D0197

事業団担当部課室および責任者：安全工学部 原子炉工学室 菅原 悟

\*混相流学会側責任者：神戸大学機械工学科 坂口 忠司

April, 30, 1993

Study on Improvement of Constitutive Equations and Numerical Methods  
for Three-Fluid Model

The Japan Society of Multiphase Flow  
Special Committee for Examination of  
Thermohydraulic Analysis Code based  
on Three-Fluid Model \*

**ABSTRACT**

The purpose of the present study is to improve a numerical method for multiphase flows based on the three-fluid model. Conducted were (1) improvement of a numerical scheme, (2) examination on the validity of governing equations, (3) survey and verification of available constitutive equations, (4) development of theoretical constitutive equations and (5) numerical analyses of experimental database on steam-water and air-water annular-mist flows. As a result, the following conclusions were obtained: (a) multi-fluid modelling for all flow regimes were completed, (b) numerical stability of the three-fluid model was clarified, (c) stability-enhanced solution method was developed, (d) a physically-rational and well-posed multi-fluid model was proposed for dispersed flows, (e) systematic survey and evaluation of available constitutive equations for entrainment was conducted and summarized, (f) a theoretical method for the evaluation of film thickness and interfacial shear stress was presented, and (g) it was confirmed that FIDAS-1DS can accurately predict critical heat fluxes under atmospheric pressure, and that it can give qualitatively good predictions concerning film thickness, droplet flow rate and so forth of the air-water annular-mist flow.

---

This work was performed by the special committee of the Japan Society of Multiphase Flow under the contract with Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation

No. of Contract : 040D0197

PNC liaison : Reactor Engng. Section, Safety Engng. Division, OEC, PNC., Satoru Sugawara

\*JSMF liaison : Mechanical Engng., Faculty of Engng., Kobe Univ., Tadashi Sakaguchi

# 目次

1. 序論	1
1.1 研究体制	1
1.2 本研究の背景と目的	2
1.3 三流体モデルの概要	4
1.4 前年度の研究成果	7
1.4 本報告書の構成	7
2. 数値解法に関する検討	10
2.1 はじめに	10
2.2 FIDAS-1DSの数学モデルの修正	11
2.3 数値解法	23
2.4 流動様式の遷移条件とサブクール沸騰モデル	35
2.5 計算結果の一例	37
2.6 多流体モデルの安定性解析	41
2.7 数値解法の改良	44
2.8 おわりに	49
第2章の付録	52
3. 構成方程式に関する調査検討	70
3.1 はじめに	70
3.2 三流体モデルによる基礎式の導出	71
3.3 分散相の基礎方程式系の適切性の検討	79
3.4 おわりに	83
4. 液滴発生率の構成方程式の定量的比較検討	87
4.1 はじめに	87
4.2 液滴発生率に関する文献調査	88
4.3 代表的な相関式	91
4.4 相関式の相互比較	102
4.5 考察	104

4.6	おわりに	108
5.	界面せん断応力の構成方程式に関する検討	127
5.1	はじめに	127
5.2	評価方法	127
5.3	結果の検討	135
5.4	おわりに	137
6.	水・蒸気系実験解析	155
6.1	はじめに	155
6.2	実験	156
6.3	解析	162
6.4	おわりに	165
7.	水・空気系実験解析	213
7.1	はじめに(事前検討)	213
7.2	圧力損失	215
7.3	平均液膜厚さ	216
7.4	臨界液膜厚さ	217
7.5	浮遊液滴量	218
7.6	上昇流と下降流の差異	219
7.7	おわりに	221
8.	結論	262

## 1.序論

(坂口、富山)

### 1.1 研究体制

本研究は、1992年9月10日付けで動力炉・核燃料開発事業団（以下、動燃と略す）から日本混相流学会が委託を受け、日本混相流学会内に設立されている「三流体詳細熱流動解析コード検討専門委員会」において実施した、

” 3流体モデルの構成方程式等の高度化に関する研究(2)”

の研究成果を纏めたものである。なお、本委託研究は昨年度実施した、

” 3流体モデルの構成方程式等の高度化に関する研究”

と題する委託研究の継続テーマである。昨年度の研究成果は、委託研究成果報告書(PNC ZJ9565 92-001)に記載されている。

本研究委員会は、実質的研究成果を効率よく得るために、以下に示す少人数の混相流学会に所属する専門家で構成されている。

氏名	所属	主担当
主査：坂口 忠司	神戸大学工学部機械工学科	研究の立案・企画・整理
幹事：富山 明男	神戸大学工学部機械工学科	数値解法・モデルの改良
幹事：片岡 勲	京都大学原子エネルギー研究所	構成式の理論モデル開発
委員：三島 嘉一郎	京都大学原子炉実験所	水・蒸気系構成式の改良
委員：岡田 修	鈴鹿工業高等専門学校機械工学科	水・空気系構成式の改良
委員：阿部 豊	山形大学工学部機械工学科	構成式・モデルの改良



## 1.2 本研究の背景と目的

計算機の速度や数値解析技術の進歩に伴い、近年、気液二相流の予測手法はより詳細な手法へと推移している。気相・液相・構造物間の非常に複雑な相互作用により、気液二相流は時間的空間的に非常に複雑な挙動を呈する。この複雑な挙動に対し、古くは気相と液相が均質に混合した一流体であるという仮定の下で予測が試みられた。一方、種々の実験は、気相と液相の速度の相違が圧力損失や熱伝達等の巨視的流動特性に多大な影響を与えることを示していた。この実験事実に対応するために、気液二相流のモデルも均質流モデルからスリップ流モデル、あるいはドリフトフラックスモデルへと推移した<sup>(1)</sup>。さらに、時間的あるいは空間的に加速が大きな流れでは力学的非平衡性が大きく、経験的相関式で速度差を与えるスリップ流モデルやドリフトフラックスモデルでは適切な予測ができないことが指摘された<sup>(1)</sup>。現在、この非平衡性への対応手段として、気液各相の各々に対して保存を考える二流体モデルに関する研究が進められている<sup>(2)</sup>。以上の、均質流モデル、スリップ流モデル、ドリフトフラックスモデル、二流体モデルは、基礎方程式を数学的に閉じた形とするために必要となる構成方程式を変更しさえすれば、気泡流・スラグ流・環状流等の種々の流動様式に対応できるという利点がある。逆に、この利点は、各流動様式における気液各相の幾何的配置を、基礎方程式に十分反映できないという欠点でもある。

一方、気液二相流における気液界面の存在状態が流動様式毎に大きく異なることに着目した、いわゆる”流動様式依存型の詳細解析(Flow regime dependent analysis)”も急速に進展している。例えば、気泡流や噴霧流に対しては、個々の気泡あるいは液滴を追跡するラグランジュ型の解析<sup>(3)</sup>、あるいは気泡内部の流れも考慮する瞬時局所的な解析<sup>(4)</sup>が行なわれ、スラグ流に対しては大気泡部と液スラグ部からなる一スラグユニットの挙動に着目した解析<sup>(5)</sup>が行なわれている。これらの解析手法は、上記の均質流モデル～二流体モデルと全く異なる基礎方程式系に基づくものである。一方、元来二流体モデルの基礎方程式は分離流という水平管内層状流や液滴を伴わない環状流の幾何学的配置を良好に反映している<sup>(6)</sup>。このため、環状流の場合、液滴という第3の流体の保存式を二流体モデルに加えることにより、流れの幾何学的配置を考慮した詳細解析が実現できる<sup>(7)</sup>。したがって、三流体モデルは二流体モデルの拡張という側面と、流動様式依存型の詳細解析モデルという2つの側面を保有している。この二面性により、三流体モデルは、環状流状態の

詳細解析と同時に、任意の3種以下の流体からなる混相流を非平衡性まで考慮して解析できる能力を保有している。具体的には、環状流の詳細解析に加えて、

二流体モデルで解析できる二相流 (気液二相流、固液二相流、固気二相流等)

二流体モデルで解析できない二相流 (気液二相流、気気液二相流等の三成分流)

固気液三相流 (固体粒子、気体、液体からなる混相流)

等の種々の流れに、原理的に応用できる。ただし、あくまで原理的であり、実際に高精度の解析を実現するためには、三流体モデルを数学的に閉じた形とするための種々の構成方程式を、流れの種類に応じて準備しなければならない。

気液二相流を二流体モデルで解くために必要な構成方程式に関しては、本委員会の片岡<sup>(8)</sup>、三島<sup>(9)</sup>らの優れた研究を含め数多くの研究が行なわれており、標準的な構成方程式が整備されつつある<sup>(1)</sup>。一方、固液二相流に対しては、直径が同一な球形固体粒子を含む熱平衡状態の流れ用の構成方程式が本委員会の坂口、富山ら<sup>(10)</sup>によって提示されているのみで殆どない状況にある。さらに、固気二相流に関しては皆無である。固気液三相流の三流体モデルに基づく解析は富山、坂口ら<sup>(11)</sup>による解析以外は現状行なわれておらず、構成方程式も富山らによって提示された熱平衡状態の固気液三相流用構成方程式以外は存在しないようである。環状流の詳細解析に必要な構成方程式に関する研究は早くから行なわれているが、広範囲の環状流の流動条件に適用できる構成方程式は殆どない。現状では、本研究で使用する動燃の菅原ら<sup>(12)</sup>が開発した環状流解析プログラムFIDAS、およびWhalleyら<sup>(13)</sup>が開発している環状流解析プログラムHANAに使用されている構成方程式が最も適用範囲が広く高精度の構成方程式と考えられる。しかし、構成方程式として完全な段階にはまだ到達しておらず、より物理的な根拠が明確で高精度・広適用範囲の構成方程式の確立が不可欠な状況にある。

以上が、本研究の背景と動機であり、環状流を中心とする種々の定常一次元混相流の三流体モデルに基づく高精度解析の実現に不可欠な”構成方程式等の高度化”を目的としている。

### 1.3 三流体モデルの概要

本節では、本研究で対象とする三流体モデルの基礎方程式と構成方程式を整理し、基礎方程式に含まれる仮定を明示しておく。

#### 1.3.1 基礎方程式と構成方程式

対象とする流れに対して

- 1) 一次元流れ
- 2) 定常流
- 3) 流路断面積一定
- 4) 圧力は流路断面内で一定
- 5) 熱平衡状態（相変化あり）

を仮定した場合、混相流の瞬時局所的基礎方程式を流路断面及び時間に関して平均化することにより、流体  $k$  の質量保存式、運動量保存式として次式が得られる。

(質量保存式)

$$\frac{d}{dz} (\alpha_k \rho_k V_k) = \Gamma_k \quad (1.1)$$

(運動量保存式)

$$\frac{d}{dz} (\alpha_k \rho_k V_k^2) + \alpha_k \frac{dp}{dz} = F_{ik} + F_{mk} + F_{wk} + F_{bk} \quad (1.2)$$

ここで、 $\alpha$  は体積率、 $\rho$  は密度、 $V$  は流速、 $p$  は圧力、 $z$  は流動方向の位置を表す。また、 $\Gamma_k$  は単位体積・単位時間あたりに他の流体から流体  $k$  に移動するネットの質量輸送量、 $F_i$  は界面抗力、 $F_m$  は質量輸送にともなう運動量輸送、 $F_w$  は流路壁による摩擦力、 $F_b$  は外場が流体に及ぼす体積力を表す。一方、エネルギー保存式は熱平衡状態を仮定しているので、全流体の温度は一定であり、沸騰等の相変化がない場合は必要ない。一方、壁面加熱等により沸騰が生じている場合は、式(1.1)の  $\Gamma_k$  に沸騰に起因する項を位置の関数として与えればよい(この場合、圧力による仕事と散逸は無視されるが、これらの項は通常非常に小さいので無視しえる)。

もう一つの保存式として、流路断面積全体を3種の流体が占めるという体積(面積)の

保存より次式が成立する。

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1 \quad (1.3)$$

以上が、熱平衡定常一次元の三流体モデルの基礎方程式であり、種々の流れの高精度の解析を実現するためには、 $\Gamma_k$ 、 $F_{Ik}$ 、 $F_{Mk}$ 、 $F_{Wk}$ 、 $F_{Bk}$  ( $k=1\sim 3$ )に関する高精度の構成方程式が不可欠となる。

現在、動燃で開発されたFIDAS-1DSには、環状流を詳細解析するための構成方程式の一群が含まれている。すなわち、

( $\Gamma_k$ に関する構成方程式)

- a)液滴付着率
- b)液滴発生率
- c)沸騰に起因する液滴付着抑制率
- d)加熱による沸騰

( $F_{Ik}$ に関する構成方程式)

- e)液膜・蒸気間の界面抗力
- f)液滴・蒸気間の界面抗力

( $F_{Mk}$ に関する構成方程式)

- g)液滴付着に伴う運動量輸送
- h)液滴発生に伴う運動量輸送
- i)沸騰に起因する液滴付着抑制に伴う運動量輸送
- j)加熱による沸騰に伴う運動量輸送式

( $F_{Wk}$ に関する構成方程式)

- k)液膜・管壁間の摩擦力

の構成方程式が含まれている。なお、 $F_{Bk}$ としては重力のみが考慮されている。これらの構成方程式を閉じた形とするためにさらに必要となる構成方程式として、

- l)液滴径
- m)液膜・蒸気間界面積濃度
- n)液滴・蒸気間界面積濃度
- o)液膜・流路壁間界面積濃度

の評価式も組み込まれている。さらに、式(1.1)-(1.3)を数値積分する際の初期位置、および初期条件を決定するための補助方程式として、

p)環状流開始点評価式

q)環状流開始位置における液滴体積率の評価式

r)環状流開始位置における液滴速度の評価式

が利用できるようになっている。

以上の全構成方程式が、本研究の高度化の対象である。さらに、固気液三相流等の他の混相流の解析を実現できるように構成方程式を準備していくことも本研究の課題である。

### 1.3.2 状態方程式および物性値

基礎方程式および構成方程式には、流体の状態方程式と物性値が必要となる。すなわち、

密度 :  $\rho$

粘性係数 :  $\mu$

表面張力 :  $\sigma$

熱伝導係数 :  $\lambda$

定圧比熱 :  $c_p$

飽和エンタルピー :  $h$

等が圧力と温度の関数として与えられている必要がある。本研究で対象とする三流体モデルでは、熱平衡状態を仮定しているので、

a)飽和沸騰系の場合

飽和状態における上記の物性値（飽和圧力あるいは飽和温度のみの関数）

b)非沸騰系の場合

温度一定条件下で圧力依存性のみを考慮した  $\rho$ 、 $\mu$ 、 $\sigma$  の物性値

が必要となる。原版のFIDAS-1DSでは、飽和沸騰系の場合は水・蒸気系のみが取扱可能であり、蒸気表のデータベースから内挿により物性値を求める方法が用いられていた。非沸騰系は水・空気系のみが解析可能であり、気相は理想気体の等温変化が仮定されている。

FIDASの適用範囲を拡大するためには、各種流体の物性値を評価するサブルーチンの補充が不可欠である。また、計算の効率化には物性値評価の高速化が必要である。これらの作業も高度化に不可欠となる。

#### 1.4 前年度の研究成果

前年度は、委託研究の初年度のため主に調査・検討を実施した。実施した内容は、

- (1) 数値計算手法の高度化に関する調査・検討
- (2) 液滴発生率・付着率に関する構成方程式の調査
- (3) 液滴付着率の構成方程式に関する定量的比較検討
- (4) 環状噴霧流の実験的研究に関する調査
- (5) 水・蒸気系実験データベースの提示
- (6) 水・空気系実験データベースの提示

の6項目である。前年度の研究の結果、

- (1) FIDAS-1DSにおける行列解法の改良による計算の高効率化（約20倍の高速化）
- (2) 飽和水・蒸気系の簡単な物性評価式の提示
- (3) 簡易三流体モデル解析プログラムの提示
- (4) 既存の構成方程式の実験データベースには流動条件に偏りがあり、結果として構成式の理論的裏付けの欠如や適用範囲が限定される等の問題を有していることの明確化
- (5) 既存の液滴付着率の構成方程式の大部分が、原子炉の作動条件に近い流動条件ではほぼ同程度の値を与えるが他の流動条件では大きく異なる等の定量的知見の蓄積
- (6) 今後の高度化作業に役立つ実験データベースの確立

が成し遂げられた。さらに、現状の三流体モデルの問題点も整理され、本年度の研究遂行のための基礎が固められた。

#### 1.5 本報告書の構成

本年度は、研究作業内容を

- (1) 数値計算手法の改良
- (2) 構成方程式の調査・検討
- (3) 実験データベース解析による構成方程式の検証
- (4) 環状噴霧流のモデル化に関する検討

の4つに大きく分類し、研究作業を分担で実施した。

本報告書は上記分類に準拠して作成した。すなわち、

第2章：数値解法に関する検討

第3章：液滴についての基礎方程式に関する検討

第4章：液滴発生率の構成方程式の定量的比較検討

第5章：界面せん断力の構成方程式に関する検討

第6章：水・蒸気系実験解析

第7章：水・空気系実験解析

の順に整理されている。第8章では、本年度の作業結果を総括するとともに、高度化のための課題が整理されている。

### 第1章の参考文献

- (1)日本原子力学会熱流動数値解析特別専門委員会編, "原子炉における熱流動数値解析の現状", 日本原子力学会, (1986).
- (2)日本混相流学会, "二流体モデル熱水力相関式の評価Ⅲ", 日本混相流学会, (1991).
- (3)I. Zun, I. Kljenak and S. Moze, "Space-Time Evolution of Bubble Nonhomogeneous Distribution in Upward Flow", Proc. Int. Conf. Multiphase Flows '91 Tsukuba, Vol.1, pp.463-466(1991).
- (4)A. Tomiyama, A. Sou, H. Minagawa and T. Sakaguchi, "Numerical Simulation of a Single Bubble Rising in Liquids using the Volume of Fluid Method", Proc. Int. Conf. Multiphase Flows '91 Tsukuba, Vol.1, pp.373-376(1991).
- (5)M. Ozawa and T. Sakaguchi, Memoirs of Faculty of Engng. Kobe Univ., Vol.32, p.25 (1985).
- (6)赤川浩爾, "気液二相流", コロナ社, (1973).
- (7)T. Saito, E. D. Hughes and M. W. Carbon, "Multi-Fluid Modeling of Annular Two-phase Flow", Nucl. Eng. Des., Vol.50, p.225(1978).
- (8)I. Kataoka and M. Ishii, "Entrainment and Deposition Rates of Droplets in Annular Two-Phase Flow", Proc. ASME/JSME Thermal Eng. Joint Conf., Vol.1, p.69,

- (9) K. Mishima and M. Ishii, Int. Heat Mass Transfer, Vol. 27, p. 723 (1984).
- (10) 坂口、富山、南川、川端, "垂直管内固液二相流の二流体モデルによる解析に必要な構成方程式の検討", 日本機械学会論文集 B 編, 56 巻 525 号, pp. 146-153, (1990).
- (11) A. Tomiyama, H. Minagawa, S. Kawabata and T. Sakaguchi, "Constitutive Equations for Interfacial Momentum Transfer in Three-Phase Flow and Application them to Gas-Liquid-Solid Three-Phase Bubbly Flow", Proc. ASME/JSME Thermal Engng. Joint Conf., pp. 101-108 (1991).
- (12) 菅原悟, "強制流動沸騰二相流における流動とドライアウト現象に関する研究", 東京工業大学博士論文, (1990).
- (13) P. B. Whalley, et al., "The Calculation of Critical Heat Flux in Complex Situations using an Annular Flow Model", Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., Tronto, Vol. 5, pp. 65-70 (1978).



## 2. 数値解法に関する検討

(富山、片岡)

### 2.1 はじめに

三流体モデルに基づく数値解析手法を確立するためには、構成方程式の高度化と同時に、計算手法の高度化も不可欠である。精度が不十分な数値解法に基づくプログラムを用いた場合、本来物理的に妥当な構成方程式を用いても正しい解は得られず、構成方程式が妥当でないと判断される場合が考えられる。逆に、本来不正確な構成方程式が良好な結果を与えることもありえる。一方、計算効率が低いと、一つの実験を解析するのに多くの時間を要し、本来の目的である構成方程式の改良に十分な検討時間を確保できないという問題が生じる。また、本高度化作業により完成されるであろうプログラムの実用性も低くなる。以上の理由より、精度良く効率的な数値計算法により三流体モデルの基礎方程式系を解くプログラムの確立は、三流体モデル詳細熱流動解析高度化作業の前提といえる。

このため前年度の研究<sup>(1)</sup>においては、定常一次元三流体モデルを数値計算する際の課題について検討し、高度化のための改良方針および課題の抽出を実施した。まず、具体的な改良作業として、

(1) 原版のFIDAS-1DSの数値計算手法が、非線形連立常微分方程式の数値積分に多大な演算時間を消費していた原因は、

- a) 刻み幅 $\Delta z$ だけ数値積分する度に、7行7列の零要素の多い行列の逆行列計算を実施している点、
- b) 方程式系の硬直さのために $\Delta z$ が極端に小さく、上記の逆行列計算の回数が非常に多くなる点、
- c) 物性値の計算に蒸気表データベースを利用しているため、蒸気表ファイルへのアクセスに計算時間を浪費する点、

にあることを指摘し、まず、逆行列計算を短時間で行なうためのプログラム例を提示した。これにより、計算時間が約1/20に減少することを示した。また、蒸気表を単純な補間式で表現する一例を示した。

(2) 多流体モデルの高度化作業時に有用となる簡易検討プログラムを提示した。

等の結果を得ている。一方、今後に残された数値計算上の課題として以下の事項を抽出した。

- (1)サブクール沸騰計算部の追加
- (2)気泡流～チャーン流域の計算の二流体モデル化
- (3)三流体モデルの数値的特性の明確化
- (4)三流体モデルの数値積分の効率向上
- (5)既存の構成方程式の追加
- (6)種々の流体の物性値補間式の整備

そこで本年度は、上記の未解決課題の内(1)-(4)を対象として研究を実施した。

## 2.2 FIDAS-1DSの数学モデルの修正

原版のFIDASでは、サブクール沸騰が考慮されていない。このため、未飽和状態では常に液相单相状態と判断され、飽和状態になると急激にボイド率が上昇する結果となっていた。このままでも、ドライアウト現象のみを解析対象とするならば特に支障はないが、沸騰二相流の圧力損失評価等のより汎用的な目的に適用しようとする場合には好ましくない。一方、気泡流～チャーン流領域にはスリップ流モデルが採用されているが、スリップ速度の相関式は1種類のみが使用されており、流動様式を考慮したモデル化はなされていない。また、環状噴霧流領域が最先端の三流体モデルに基づいているのに対し、その他の領域がスリップ流モデルという古典的なモデルとなっているのは、全体的なモデルのレベルの整合性に欠けているといえる。FIDASに使用されるモデルの全体的整合性を保つには、スリップ流モデルを二流体モデルに置き換える必要があると考える。

そこで本報告では、前年度の報告書に示した簡易プログラムにサブクール沸騰モデルと二流体モデルを組み込む。また、三流体モデルにも仮想質量力を組み込み数値計算の安定化をはかる。

### 2.2.1 二流体モデルの基礎方程式と構成方程式

まず、原版のFIDAS-1DSにおいてスリップ流モデルで取り扱われていた飽和気泡流域からスラグ流、チャーン流域を、以下に示す二流体モデルに修正する。

$$\alpha_G + \alpha_L = 1 \quad (2.1)$$

$$\frac{d(\alpha_G \rho_G V_G)}{dz} = M_B \quad (2.2)$$

$$\frac{d(\alpha_L \rho_L V_L)}{dz} = -M_B \quad (2.3)$$

$$\frac{d(\alpha_G \rho_G V_G^2)}{dz} + \alpha_G \frac{dp}{dz} = -F_{LG} - F_{WG} + M_B V_L - \alpha_G \rho_G g \quad (2.4)$$

$$\frac{d(\alpha_L \rho_L V_L^2)}{dz} + \alpha_L \frac{dp}{dz} = F_{LG} - F_{WL} - M_B V_L - \alpha_L \rho_L g \quad (2.5)$$

$$M_B = \frac{S q_w}{A H_{ig}} \quad (2.6)$$

$$\rho_G = (H_G, p) \quad (2.7)$$

$$\rho_L = (H_L, p) \quad (2.8)$$

ここで、 $M_B$  : 蒸発量 [kg/m<sup>3</sup>s] ,  $F_{LG}$  : 気液間運動量輸送量 [N/m<sup>3</sup>] ,  $F_{WL}$  : 液相-壁面間運動量輸送量 [N/m<sup>3</sup>] ,  $F_{WG}$  : 気相-壁面間運動量輸送量 [N/m<sup>3</sup>] ,  $H_k$  : 飽和エンタルピ [kJ/kg] ,  $q_w$  : 熱流束 [kW/m<sup>2</sup>] ,  $H_{ig}$  : 潜熱 [kJ/kg] ,  $S$  : ぬれぶち長さ [m] ,  $A$  : 流路

断面積 [m<sup>2</sup>] である。

構成方程式には、以下の諸式を準備した。ここに示す構成方程式の有効性は、既に多くのアプリケーションによって確認済みである<sup>(2),(3),(4)</sup>。

まず、壁面と各相間の運動量輸送量（壁面摩擦） $F_{WG}, F_{WL}$ を次式で与える。

$$F_{WG} = 0 \quad (2.9)$$

$$F_{WL} = \lambda \frac{\rho_L V_L^2}{2D} \quad (2.10)$$

$$\lambda = 0.3164 Re_L^{-0.25} \quad (2.11)$$

$$Re_L = \frac{\alpha_L V_L D}{\nu_L} \quad (2.12)$$

ただし、 $\lambda$ は摩擦係数 [-]、 $Re$ はレイノルズ数 [-]、 $\nu$ は動粘性係数 [m<sup>2</sup>/s] を意味する。

次に、気液間運動量輸送量  $F_{LG}$ を界面抗力  $F_{DLG}$ と仮想質量力  $F_{UMLG}$ の和として、次式で表す。

$$F_{LG} = F_{DLG} + F_{UMLG} \quad (2.13)$$

界面抗力  $F_{DLG}$ には、管内の各相の分布状態を考慮した以下の2種の式を準備しておく<sup>(5)</sup>。  
なお、両式は関数形は異なるが、ともに同じ値を与える。

(a) Andersen型の式<sup>(5),(6)</sup>

$$F_{DLG} = \frac{\Phi |\Phi| \{ \alpha_G \alpha_L (\rho_L - \rho_G) - \alpha_L F_{WG} + \alpha_G F_{WL} \}}{V_{GJ} |V_{GJ}|} \quad (2.14)$$

$$\Phi = (1 - C_G \alpha_G) V_G - C_G \alpha_L V_L \quad (2.15)$$

(b)  $C_D$ 型の式<sup>(5)</sup>

$$F_{DLG} = \frac{1}{8} a_{INT} C_D \rho_L (V_G - V_L) |V_G - V_L| \quad (2.16)$$

$$a_{INT} C_D = \frac{8 \{ \alpha_G \alpha_L (\rho_L - \rho_G) - \alpha_L F_{WG} + \alpha_G F_{WL} \}}{\rho_L V_R |V_R|} \quad (2.17)$$

$$V_R = \frac{V_{GJ} + (C_G - 1) V_L}{1 - C_G \alpha_G} \quad (2.18)$$

ここで、 $C_G$ はドリフトフラックス相関式における分布定数 [-] ,  $V_{GJ}$ は体積率加重平均ドリフト速度 [m/s] を意味する。分布定数、ドリフト速度の相関式には水-蒸気二相流の典型的相関式を用いる<sup>(7)</sup>。

$$C_G = \max(0.3, C_G^*) \quad (2.19)$$

$$C_G^* = (1.2 - 0.2 \sqrt{\rho_G / \rho_L}) \{1 - \exp(-18 \alpha_G)\} \quad (2.20)$$

$$V_{GJ} = \begin{cases} \sqrt{2} \alpha_L^{-1.75} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25} & \text{(気泡流)} \\ 0.35 \left\{ \frac{g D (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right\}^{0.5} & \text{(スラグ流)} \\ \sqrt{2} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25} & \text{(チャーン流)} \end{cases} \quad (2.21)$$

仮想質量力の構成方程式には、Drew<sup>(8)</sup>が提示した次式を用いる。

$$F_{UMLG} = \xi_G \frac{dV_G}{dz} + \xi_L \frac{dV_L}{dz} \quad (2.22)$$

$$\xi_G = \alpha_G \rho_0 C_{UM} \{V_G + (\kappa - 2)(V_G - V_L)\} \quad (2.23)$$

$$\xi_L = \alpha_G \rho_0 C_{UM} \{-V_G + (1 - \kappa)(V_G - V_L)\} \quad (2.24)$$

ここで、 $\rho_0$ は気相周囲の流体の密度 [kg/m<sup>3</sup>]、 $C_{UM}$ は仮想質量係数 [-]、 $\kappa$ はパラメータ [-] である。上式は、座標変換に関する普遍性・客観性を満たす式として導出されたが、後に普遍性・客観性を満たすのは仮想質量力のみではなく、仮想質量力と揚力の和であることが示された<sup>(9)</sup>。したがって、上式は仮想質量力と揚力の和とみなすべき構成方程式である。上式を数学的に閉じた形とするためには、 $\rho_0, C_{UM}, \kappa$ に関する相関式が必要となる。ここでは、以下の3種の相関式を準備しておく。

(a)仮想質量力無視

$$C_{UM} = 0 \quad (2.25)$$

(b)原子炉安全解析コードRELAPのモデル<sup>(10)</sup>

$$\rho_0 = \alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L \quad (2.26)$$

$$C_{UM} = \begin{cases} (1 + 2\alpha_G)/2 & (\alpha_G \leq 0.5) \\ \alpha_L(3 - 2\alpha_G)/(2\alpha_G) & (\alpha_G > 0.5) \end{cases} \quad (2.27)$$

$$\kappa = 1 \quad (2.28)$$

(c)Laheyが使用したモデル<sup>(11)</sup>

$$\rho_0 = \rho_L \quad (2.29)$$

$$C_{UM} = 0.5 \quad (2.30)$$

$$\kappa = 2 \quad (2.31)$$

### 2.2.2 三流体モデルの基礎方程式と構成方程式

環状噴霧流部分には、原版のFIDAS-1DSと同様に、液膜(添え字 $F$ )、蒸気(添え字 $G$ )、液滴(添え字 $E$ )を独立に取り扱い各々に保存則を適用する三流体モデルを用いる。以下に基礎方程式・構成方程式を整理しておく。

$$\alpha_G + \alpha_F + \alpha_E = 1 \quad (2.32)$$

$$\frac{d(\alpha_G \rho_G V_G)}{dz} = M_B \quad (2.33)$$

$$\frac{d(\alpha_F \rho_F V_F)}{dz} = -M_B - M_E + M_D \quad (2.34)$$

$$\frac{d(\alpha_E \rho_E V_E)}{dz} = M_E - M_D \quad (2.35)$$

$$\frac{d(\alpha_G \rho_G V_G^2)}{dz} + \alpha_G \frac{dp}{dz} = -F_{FG} - F_{EG} + M_B V_F - \alpha_G \rho_G g \quad (2.36)$$

$$\frac{d(\alpha_F \rho_F V_F^2)}{dz} + \alpha_F \frac{dp}{dz} = F_{FG} - F_{EF} - F_{WF} + M_D V_E - (M_E + M_B) V_F - \alpha_F \rho_F g \quad (2.37)$$

$$\frac{d(\alpha_E \rho_E V_E^2)}{dz} + \alpha_E \frac{dp}{dz} = F_{EF} + F_{EG} - M_D V_E + (M_E + M_B) V_F - \alpha_E \rho_E g \quad (2.38)$$

$$\rho_G = (H_G, p) \quad (2.39)$$

$$\rho_F = (H_F, p) \quad (2.40)$$

$$\rho_E = (H_E, p) \quad (2.41)$$

ここで、 $M_S$ :蒸発量 [ $\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$ ]、 $M_D$ :液滴再付着量 [ $\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$ ]、 $M_E$ :液滴発生量(沸騰に起因するネットの液滴発生量も含む) [ $\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$ ]、 $F_{FG}$ :液膜-蒸気間運動量輸送量 [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]、 $F_{EG}$ :液滴-蒸気間運動量輸送量 [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]、 $F_{EF}$ :液滴-液膜間運動量輸送量 [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]、 $F_{WF}$ :液膜-壁面間運動量輸送量 [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]である。

質量輸送量は

- ・加熱による液膜の蒸発
- ・蒸気コア中に同伴された液滴の液膜上への付着

に加え、液滴発生量に関して

- ・気液界面上のじょう乱波からの液滴発生
- ・液膜からの蒸気発生による液滴伝達抑制や蒸気泡による液膜からの液滴発生

を考慮した、以下の構成方程式が用いられている<sup>(1)</sup>。

液滴伝達量: $M_D$

$$M_D = \frac{S}{A} m_D \quad (2.42)$$

$$m_D = k_D C \quad (2.43)$$

$$k_D = 9.0 \times 10^{-3} V_G \left( \frac{C}{\rho_G} \right)^{-0.5} Re_G^{-0.2} Pr^{-2/3} \quad (2.44)$$

$$C = \rho_E \frac{\alpha_E}{\alpha_G + \alpha_E} \quad (2.45)$$



ここで、 $S$ :ぬれぶち長さ [m] ,  $A$ :流路断面積 [m<sup>2</sup>] ,  $m_D$ :液滴伝達率 [kg/m<sup>2</sup>s] ,  $C$ :平均液滴濃度 [kg/m<sup>3</sup>] ,  $k_D$ :液滴伝達係数 [m/s] ,  $Pr$ :プラントル数 [-] を表す。  
一方、

液滴発生量:  $M_E$

$$M_E = \frac{S}{A} (m_E + m_{BE}) \quad (2.46)$$

とし、 $m_E$ :じょう乱波からの液滴発生率 [kg/m<sup>2</sup>s]、 $m_{BE}$ :加熱による液膜内沸騰に起因する液滴発生率 [kg/m<sup>2</sup>s] の和で表す。ここで、

$$m_E = 1.07 \frac{\mu_F}{\sigma^2} \left( \frac{\rho_F}{\rho_G} \right)^{0.4} \tau_{FG} \Delta h_{eq} V_G \quad (2.47)$$

$$\Delta h_{eq} = \begin{cases} k_s & (Re_G \geq 1 \times 10^5) \\ k_s \{ 2.136 \log_{10}(Re_G) - 9.68 \} & (Re_G < 1 \times 10^5) \end{cases} \quad (2.48)$$

$$k_s = 0.57 t_F + 21.73 \times 10^3 t_F^2 - 38.8 \times 10^6 t_F^3 + 55.68 \times 10^9 t_F^4 \quad (2.49)$$

$$m_{BE} = \left( \frac{q_w}{H_{1g} \rho_G} \right) \exp \left\{ - \frac{t_F \sqrt{\tau_{WF} / \rho_F}}{158.7 (\mu_G / \mu_F)^{2.6630} \nu_F} \right\} C \quad (2.50)$$

である。ただし、 $\Delta h_{eq}$ はじょう乱波の平均波高 [m]、 $k_s$ はじょう乱波の等価粗さ [m] を意味する。

運動量輸送量にはそれぞれ以下の構成方程式が使用されている。

液膜-壁面間運動量輸送量:  $F_{WF}$

$$F_{WF} = A_{WF} \tau_{WF} \quad (2.51)$$

$$\tau_{WF} = f_{WF} \frac{\rho_F}{2} V_F^2 \quad (2.52)$$

$$f_{WF} = \begin{cases} 0.079 Re_F^{-0.25} & (Re_F \leq 1 \times 10^5) \\ 8 \times 10^{-4} + 0.05525 Re_F^{-0.237} & (Re_F > 1 \times 10^5) \end{cases} \quad (2.53)$$

$$Re_F = \frac{\alpha_F V_F \rho_F D}{\mu_F} \quad (2.54)$$

ここで、 $A_{WF}$ :壁面と液膜間の界面面積 [1/m] ,  $\tau_{WF}$ :壁面せん断力 [N/m<sup>2</sup>] ,  $f_{WF}$ :摩擦係数 [-] を表す。

次式に示すように、液滴-蒸気間の運動量輸送量  $F_{EG}$  を、界面抗力  $F_{DEG}$  と仮想質量力  $F_{UMEG}$  の和で表す形に修正する。

$$F_{EG} = F_{DEG} + F_{UMEG} \quad (2.55)$$

このうち、界面抗力項は次式で評価されている。

$$F_{DEG} = A_{EG} \tau_{EG} \quad (2.56)$$

$$A_{EG} = 1.5 \alpha_E / D_E \quad (2.57)$$

$$\tau_{EG} = k_{EG} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_E)^2 \quad (2.58)$$

$$D_E = \frac{\sigma We}{\rho_G} (V_G - V_E)^{-2} \quad (2.59)$$

$$k_{EG} = 24 Re_E^{-1} + 3.1 Re_E^{-0.313} + 0.42 (4.25 \times 10^4 Re_E^{-1.16} + 1)^{-1} \quad (2.60)$$

$$Re_E = \frac{\rho_E |V_G - V_E| D_E}{\mu_E} \quad (2.61)$$

ただし、 $D_E$ は平均液滴径 [m]， $We$ はウエーバー数 [-]， $k_{EG}$ は抗力係数 [-] を表す。

本来、液膜-蒸気間の運動量輸送量  $F_{FG}$  には仮想質量力は含まれないと考えられるが、数値的安定性の向上のために仮想質量力を考慮する形に修正する。

$$F_{FG} = F_{DFG} + F_{UMFG} \quad (2.62)$$

このうち、界面抗力  $F_{DFG}$  は次式で評価されている。

$$F_{DFG} = A_{FG} \tau_{FG} \quad (2.63)$$

$$A_{FG} = \frac{4}{D} \sqrt{1 - \alpha_F} \quad (2.64)$$

$$\tau_{FG} = f_{FG} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_F)^2 \quad (2.65)$$

$$f_{FG} = 0.079 Re_G^{-0.25} (1 + 300 t_F / D) \quad (2.66)$$

$$Re_G = \frac{\rho_G |V_G - V_F| D_{FG}}{\mu_G} \quad (2.67)$$

$$D_{FG} = D \sqrt{1 - \alpha_F} \quad (2.68)$$

$$t_F = D [1 - \sqrt{\alpha_G + \alpha_E}] / 2 \quad (2.69)$$

ここで、 $A_{FG}$ :液膜-蒸気間の界面積濃度 [1/m] ,  $\tau_{FG}$ :界面せん断力 [N/m<sup>2</sup>] ,  $t_F$ :液膜厚さ [m] である。

液滴-液膜間運動量輸送量  $F_{EF}$  は、従来同様次式で与える。

$$F_{EF} = A_{EF} \tau_{EF} \quad (2.70)$$

$$A_{EF} = 0 \quad (2.71)$$

ここで、 $A_{FG}$  は液膜-液滴間の界面積濃度 [1/m] である。

環状噴霧流における仮想質量力としては、液滴-蒸気間、液膜-蒸気間の力を考慮する。

液滴-蒸気間の仮想質量力:

$$F_{UMEG} = \xi_{GE} \frac{dV_G}{dz} + \xi_E \frac{dV_E}{dz} \quad (2.72)$$

$$\xi_{GE} = \alpha_E \rho_0 C_{UM} \{V_G + (\kappa - 2)(V_G - V_E)\} \quad (2.73)$$

$$\xi_E = \alpha_E \rho_0 C_{UM} \{-V_G + (1 - \kappa)(V_G - V_E)\} \quad (2.74)$$

Drewら<sup>(8)</sup>によれば気相体積率が1の極限と見なせる単一の液滴の場合、 $\kappa$ は0となる。環状噴霧流におけるガスコアの全体積率( $\alpha_G + \alpha_E$ )に占める液滴体積率の割合は小さく、ガスコア内気相体積率 $\alpha_G/(\alpha_G + \alpha_E)$ は近似的に1とみなせる。そこで、ひとまず $\kappa = 0$ とする。また、液滴は非常に小さく球形に近いと考えられるので、 $C_{UM} = 0.5$ とおける。以上より、以下のようにパラメータを与える。

$$\rho_0 = \rho_G, \quad C_{UM} = 0.5, \quad \kappa = 0 \quad (2.75), (2.76), (2.77)$$

次に、液膜-蒸気間の仮想質量力を考える。仮想質量力は分散相とそれをとりまく連続相の間に働く力なので、液膜と管中心を流れる気相との間の仮想質量力は考えにくい。しかし、環状噴霧流の遷移位置は計算上はある条件を満たした位置として確定的に与えられるが、実際には明確な遷移位置を規定するのは困難である。遷移前までは働いていた仮想質量力が遷移後に突然0となるよりも、連続的に0に移行していった方がチャーンに近い乱れた流れから液膜流れへの移行過程に合致すると考えられる。また、環状流開始点付近は数値的に不安定になりやすく、この不安定性を緩和するためにも液膜-蒸気間に仮想質量力を考慮するのは無駄とはいえない。そこで、液膜-蒸気間にも以下の仮想質量力を考慮することにした。

$$F_{UMFG} = \xi_{GF} \frac{dV_G}{dz} + \xi_F \frac{dV_F}{dz} \quad (2.78)$$

$$\xi_{GF} = \alpha_G \rho_0 C_{UM} \{V_G + (\kappa - 2)(V_G - V_F)\} \quad (2.79)$$

$$\xi_F = \alpha_G \rho_0 C_{UM} \{-V_G + (1 - \kappa)(V_G - V_F)\} \quad (2.80)$$

ここで各パラメータには、RELAPのモデル<sup>(10)</sup>における高ボイド率域での相関式を用いる。

$$\rho_0 = \alpha_G \rho_G + \alpha_F \rho_F \quad (2.81)$$

$$C_{UM} = \alpha_F (3 - 2\alpha_G) / (2\alpha_G) \quad (\alpha_G > 0.5) \quad (2.82)$$

$$\kappa = 1 \quad (2.83)$$

以上で、二流体モデル及び三流体モデルに使用する基礎方程式と構成方程式が準備できた。サブクール沸騰域は、スリップ流モデルになんらかのサブクール沸騰の相関式を組み込めばよい。サブクール沸騰の取扱は流動様式判定と密接に関連するので、多流体モデルの数値解法を説明した後に述べる。

## 2.3 数値解法

本節では、前節に示した多流体モデルの基礎方程式・構成方程式に対する数値解法について述べる。

### 2.3.1 二流体モデルの解法

数値計算を行なうために、まず基礎方程式(2.1)-(2.5)を以下のように書き改めておく。

$$\frac{d}{dz}(\alpha_G \rho_G u_G) = R_1 \quad (2.84)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_F \rho_F u_F) = R_2 \quad (2.85)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_G \rho_G u_G^2) + \xi_G \frac{d u_G}{dz} + \xi_F \frac{d u_F}{dz} + \alpha_G \frac{d p}{dz} = R_3 \quad (2.86)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_F \rho_F u_F^2) - \xi_G \frac{d u_G}{dz} - \xi_F \frac{d u_F}{dz} + \alpha_F \frac{d p}{dz} = R_4 \quad (2.87)$$

$$\frac{d \alpha_G}{dz} + \frac{d \alpha_F}{dz} = 0 \quad (2.88)$$

ここで、 $R_1 \sim R_4$ は次式で表される。

$$R_1 = M_B \quad (2.89)$$

$$R_2 = -M_B \quad (2.90)$$

$$R_3 = -F_{DFG} + M_B u_F - \alpha_G \rho_G g - \alpha_G \rho_G g \quad (2.91)$$

$$R_4 = F_{DFG} - F_{WF} - M_B u_F - \alpha_F \rho_F g - \alpha_F \rho_F g \quad (2.92)$$

以上の式の空間微分を展開し、状態方程式を利用して  $d\rho/dz$  を  $\partial\rho/\partial p \times dp/dz$  に置き換えると、以下の諸式を得る。

$$\rho_G u_G A \frac{d\alpha_G}{dz} + \alpha_G u_G A \frac{d\rho_G}{dp} \frac{dp}{dz} + \alpha_G \rho_G A \frac{du_G}{dz} + \alpha_G \rho_G u_G \frac{dA}{dz} = R_1 \quad (2.93)$$

$$\rho_F u_F A \frac{d\alpha_F}{dz} + \alpha_F u_F A \frac{d\rho_F}{dp} \frac{dp}{dz} + \alpha_F \rho_F A \frac{du_F}{dz} + \alpha_F \rho_F u_F \frac{dA}{dz} = R_2 \quad (2.94)$$

$$\rho_G u_G^2 \frac{d\alpha_G}{dz} + (\alpha_G u_G^2 \frac{\partial\rho_G}{\partial p} + \alpha_G) \frac{dp}{dz} + (2\alpha_G \rho_G u_G + \xi_G) \frac{du_G}{dz} + \xi_F \frac{du_F}{dz} = R_3 \quad (2.95)$$

$$\rho_F u_F^2 \frac{d\alpha_F}{dz} + (\alpha_F u_F^2 \frac{\partial\rho_F}{\partial p} + \alpha_F) \frac{dp}{dz} - \xi_G \frac{du_G}{dz} + (2\alpha_F \rho_F u_F - \xi_F) \frac{du_F}{dz} = R_4 \quad (2.96)$$

以上の諸式を整理すると、

$$\begin{pmatrix} B_{11} & 0 & B_{13} & 0 & B_{15} \\ 0 & B_{22} & 0 & B_{24} & B_{25} \\ B_{31} & 0 & B_{33} & B_{34} & B_{35} \\ 0 & B_{42} & B_{43} & B_{44} & B_{45} \\ 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \alpha_G \\ \alpha_F \\ u_G \\ u_F \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \\ R_4 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.97)$$

となる。ここで、

$$B_{11} = \rho_G u_G \quad (2.98)$$

$$B_{13} = \alpha_G \rho_G \quad (2.99)$$

$$B_{15} = \alpha_G u_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p} \quad (2.100)$$

$$B_{22} = \rho_F u_F \quad (2.101)$$

$$B_{24} = \alpha_F \rho_F \quad (2.102)$$

$$B_{25} = \alpha_F u_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p} \quad (2.103)$$

$$B_{31} = \rho_G u_G^2 \quad (2.104)$$

$$B_{33} = 2 \alpha_G \rho_G u_G + \xi_G \quad (2.105)$$

$$B_{34} = \xi_F \quad (2.106)$$

$$B_{35} = \alpha_G u_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \alpha_G \quad (2.107)$$

$$B_{42} = \rho_F u_F^2 \quad (2.108)$$

$$B_{43} = -\xi_G \quad (2.109)$$



$$B_{44} = 2 \alpha_F \rho_F u_F - \xi_F \quad (2.110)$$

$$B_{45} = \alpha_F u_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} + \alpha_F \quad (2.112)$$

である。また、 $\mathbf{x} = (\alpha_G \ \alpha_F \ u_G \ u_F \ p)^t$  ( $t$ は転置を表す。)とし、 $d\mathbf{x}/dz$ について解くと次式が得られる。

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \alpha_G \\ \alpha_F \\ u_G \\ u_F \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_4 \\ f_5 \\ f_7 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f_2 \\ \frac{\beta_{45} \gamma_3 - \beta_{35} \gamma_4}{(\beta_{32} - \beta_{31}) \beta_{45} - \beta_{35} (\beta_{42} - \beta_{41})} \\ \frac{R_1 - B_{11} f_1 - B_{15} f_5}{B_{13}} \\ \frac{R_2 - B_{22} f_2 - B_{25} f_5}{B_{24}} \\ \frac{-(\beta_{42} - \beta_{41}) \gamma_3 + (\beta_{32} - \beta_{31}) \gamma_4}{(\beta_{32} - \beta_{31}) \beta_{45} - \beta_{35} (\beta_{42} - \beta_{41})} \end{pmatrix} \quad (2.113)$$

ここで、

$$\beta_{31} = B_{31} - \frac{B_{11} B_{33}}{B_{13}} \quad (2.114)$$

$$\beta_{32} = -\frac{B_{22} B_{34}}{B_{24}} \quad (2.115)$$

$$\beta_{35} = B_{35} - \frac{B_{15} B_{33}}{B_{13}} - \frac{B_{25} B_{34}}{B_{24}} \quad (2.116)$$

$$\beta_{51} = -\frac{B_{11} B_{54}}{B_{14}} \quad (2.117)$$

$$\beta_{41} = -\frac{B_{11}B_{43}}{B_{13}} \quad (2.118)$$

$$\beta_{42} = B_{63} - \frac{B_{22}B_{44}}{B_{24}} \quad (2.119)$$

$$\beta_{45} = B_{45} - \frac{B_{15}B_{43}}{B_{13}} - \frac{B_{25}B_{44}}{B_{24}} \quad (2.120)$$

$$\gamma_3 = R_3 - \frac{B_{33}}{B_{13}}R_1 - \frac{B_{33}}{B_{23}}R_2 \quad (2.123)$$

$$\gamma_4 = R_4 - \frac{B_{43}}{B_{13}}R_1 - \frac{B_{44}}{B_{24}}R_2 \quad (2.124)$$

である。式(2.113)より、二流体モデルの基礎方程式系を以下の非線形連立常微分方程式の形に整理できた。

$$\frac{d\mathbf{x}}{dz} = \mathbf{f}(\mathbf{x}) \quad (2.125)$$

上式を以下に示すようにオイラー法で差分化し、数値積分する。

$$\frac{\mathbf{x}^{n+1} - \mathbf{x}^n}{\Delta z} = \mathbf{f}(\mathbf{x}^n) \quad (2.126)$$

前年度の報告書に示したように、上記の計算手法には逆行列の数値計算が含まれていないので、計算は効率よく行える。

### 2.3.2 三流体モデルの解法

環状噴霧流部分の基礎方程式も以下のように書き改め、数値計算用の基礎方程式とする。

$$\frac{d}{dz}(\alpha_G \rho_G u_G) = R_1 \quad (2.127)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_F \rho_F u_F) = R_2 \quad (2.128)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_E \rho_E u_E) = R_3 \quad (2.129)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_G \rho_G u_G^2) + (\xi_{GF} + \xi_{GE}) \frac{d u_G}{dz} + \xi_F \frac{d u_F}{dz} + \xi_E \frac{d u_E}{dz} + \alpha_G \frac{d p}{dz} = R_4 \quad (2.130)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_F \rho_F u_F^2) - \xi_{GF} \frac{d u_G}{dz} - \xi_F \frac{d u_F}{dz} + \alpha_F \frac{d p}{dz} = R_5 \quad (2.131)$$

$$\frac{d}{dz}(\alpha_E \rho_E u_E^2) - \xi_{GE} \frac{d u_G}{dz} - \xi_E \frac{d u_E}{dz} + \alpha_E \frac{d p}{dz} = R_6 \quad (2.132)$$

$$\frac{d \alpha_G}{dz} + \frac{d \alpha_F}{dz} + \frac{d \alpha_E}{dz} = 0 \quad (2.133)$$

ここで、 $R_1 \sim R_6$ は次式で表される。

$$R_1 = M_B \quad (2.134)$$

$$R_2 = -M_B - M_E + M_D \quad (2.135)$$

$$R_3 = M_E - M_D \quad (2.136)$$

$$R_4 = -F_{DFG} - F_{DEG} + M_B u_F - \alpha_G \rho_G g \quad (2.137)$$

$$R_5 = F_{DFG} - F_{WF} + M_D u_E - (M_E + M_B) u_F - \alpha_F \rho_F g \quad (2.138)$$

$$R_6 = F_{DEG} - M_D u_E + (M_E + M_B) u_F - \alpha_E \rho_E g \quad (2.139)$$

以上の式の空間微分を展開し、状態方程式を利用して  $d\rho/dz$  を  $\partial\rho/\partial p \times dp/dz$  に置き換えると、以下の諸式を得る。

$$\rho_G u_G A \frac{d\alpha_G}{dz} + \alpha_G u_G A \frac{d\rho_G}{dp} \cdot \frac{dp}{dz} + \alpha_G \rho_G A \frac{du_G}{dz} + \alpha_G \rho_G u_G \frac{dA}{dz} = R_1 \quad (2.140)$$

$$\rho_F u_F A \frac{d\alpha_F}{dz} + \alpha_F u_F A \frac{d\rho_F}{dp} \cdot \frac{dp}{dz} + \alpha_F \rho_F A \frac{du_F}{dz} + \alpha_F \rho_F u_F \frac{dA}{dz} = R_2 \quad (2.141)$$

$$\rho_E u_E A \frac{d\alpha_E}{dz} + \alpha_E u_E A \frac{d\rho_E}{dp} \cdot \frac{dp}{dz} + \alpha_E \rho_E A \frac{du_E}{dz} + \alpha_E \rho_E u_E \frac{dA}{dz} = R_3 \quad (2.142)$$

$$\rho_G u_G^2 \frac{d\alpha_G}{dz} + (\alpha_G u_G^2 \frac{\partial\rho_G}{\partial p} + \alpha_G) \frac{dp}{dz} + (2\alpha_G \rho_G u_G + \xi_{GF} + \xi_{GE}) \frac{du_G}{dz} + \xi_F \frac{du_F}{dz} + \xi_E \frac{du_E}{dz} = R_4 \quad (2.143)$$

$$\rho_F u_F^2 \frac{d\alpha_F}{dz} + (\alpha_F u_F^2 \frac{\partial\rho_F}{\partial p} + \alpha_F) \frac{dp}{dz} - \xi_{GF} \frac{du_G}{dz} + (2\alpha_F \rho_F u_F - \xi_F) \frac{du_F}{dz} = R_5 \quad (2.144)$$

$$\rho_E u_E^2 \frac{d\alpha_E}{dz} + (\alpha_E u_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} + \alpha_E) \frac{dp}{dz} - \xi_{GE} \frac{du_G}{dz} + (2\alpha_E \rho_E u_E - \xi_E) \frac{du_E}{dz} = R_6 \quad (2.145)$$

以上の諸式を整理すると、

$$\begin{pmatrix} B_{11} & 0 & 0 & B_{14} & 0 & 0 & B_{17} \\ 0 & B_{22} & 0 & 0 & B_{25} & 0 & B_{27} \\ 0 & 0 & B_{33} & 0 & 0 & B_{36} & B_{37} \\ B_{41} & 0 & 0 & B_{44} & B_{45} & B_{46} & B_{47} \\ 0 & B_{52} & 0 & B_{54} & B_{55} & 0 & B_{57} \\ 0 & 0 & B_{63} & B_{64} & 0 & B_{66} & B_{67} \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \alpha_G \\ \alpha_F \\ \alpha_E \\ u_G \\ u_F \\ u_E \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \\ R_4 \\ R_5 \\ R_6 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.146)$$

となる。ここで、

$$B_{11} = \rho_G u_G \quad (2.147)$$

$$B_{14} = \alpha_G \rho_G \quad (2.148)$$

$$B_{17} = \alpha_G u_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p} \quad (2.149)$$

$$B_{22} = \rho_F u_F \quad (2.150)$$

$$B_{25} = \alpha_F \rho_F \quad (2.151)$$

$$B_{27} = \alpha_F u_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p} \quad (2.152)$$

$$B_{33} = \rho_E u_E \quad (2.153)$$

$$B_{36} = \alpha_E \rho_E \quad (2.154)$$

$$B_{37} = \alpha_E u_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p} \quad (2.155)$$

$$B_{41} = \rho_G u_G^2 \quad (2.156)$$

$$B_{44} = 2 \alpha_G \rho_G u_G + \xi_{GF} + \xi_{GE} \quad (2.157)$$

$$B_{45} = -\xi_F \quad (2.158)$$

$$B_{46} = -\xi_E \quad (2.159)$$

$$B_{47} = \alpha_G u_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \alpha_G \quad (2.160)$$

$$B_{52} = \rho_F u_F^2 \quad (2.161)$$

$$B_{54} = -\xi_{GF} \quad (2.162)$$

$$B_{55} = 2 \alpha_F \rho_F u_F - \xi_F \quad (2.163)$$

$$B_{57} = \alpha_F u_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} + \alpha_F \quad (2.164)$$

$$B_{63} = \rho_E u_E^2 \quad (2.165)$$

$$B_{64} = -\xi_{6E} \quad (2.166)$$

$$B_{66} = 2\alpha_E \rho_E u_E - \xi_E \quad (2.167)$$

$$B_{67} = \alpha_E u_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} + \alpha_E \quad (2.168)$$

である。前項と同様に  $\mathbf{x} = (\alpha_G \ \alpha_F \ \alpha_E \ u_G \ u_F \ u_E \ p)^t$  とし、 $d\mathbf{x}/dz$  について解くと、

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \alpha_G \\ \alpha_F \\ \alpha_E \\ u_G \\ u_F \\ u_E \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \\ f_5 \\ f_6 \\ f_7 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f_2 - f_3 \\ \frac{\beta_{63} - \beta_{61}}{\beta_{61}} f_3 + \frac{\beta_{67}}{\beta_{61}} f_7 - \frac{\gamma_6}{\beta_{61}} \\ \frac{T_{P4} T_{P5} - T_{P2} T_{P6}}{T_{P1} T_{P4} - T_{P2} T_{P3}} \\ \frac{R_1 - B_{11} f_1 - B_{17} f_7}{B_{14}} \\ \frac{R_2 - B_{22} f_2 - B_{27} f_7}{B_{25}} \\ \frac{R_3 - B_{33} f_3 - B_{37} f_7}{B_{36}} \\ \frac{-T_{P3} T_{P5} + T_{P1} T_{P6}}{T_{P1} T_{P4} - T_{P2} T_{P3}} \end{pmatrix} \quad (2.169)$$

となる。ここで、

$$T_{P1} = \beta_{43} - \beta_{41} \frac{\beta_{51}(\beta_{42} - \beta_{41})}{\beta_{52} - \beta_{51}} \quad (2.170)$$

$$T_{P2} = \beta_{47} - \frac{\beta_{57}(\beta_{42} - \beta_{41})}{\beta_{52} - \beta_{51}} \quad (2.171)$$

$$T_{P3} = \beta_{63} - \beta_{61} - \frac{\beta_{51} \beta_{61}}{\beta_{52} - \beta_{51}} \quad (2.172)$$

$$T_{P4} = \beta_{63} - \beta_{61} - \frac{\beta_{57} \beta_{61}}{\beta_{52} - \beta_{51}} \quad (2.173)$$

$$T_{P5} = \gamma_4 - \frac{\gamma_5(\beta_{42} - \beta_{41})}{\beta_{52} - \beta_{51}} \quad (2.174)$$

$$T_{P6} = \gamma_6 + \frac{\gamma_5 \beta_{61}}{\beta_{52} - \beta_{51}} \quad (2.175)$$

$$\beta_{41} = B_{41} - \frac{B_{41} B_{44}}{B_{14}} \quad (2.176)$$

$$\beta_{43} = - \frac{B_{33} B_{46}}{B_{36}} \quad (2.177)$$

$$\beta_{47} = B_{47} - \frac{B_{17} B_{44}}{B_{14}} - \frac{B_{27} B_{45}}{B_{25}} - \frac{B_{37} B_{46}}{B_{36}} \quad (2.178)$$

$$\beta_{51} = - \frac{B_{11} B_{54}}{B_{14}} \quad (2.179)$$

$$\beta_{52} = B_{52} - \frac{B_{22} B_{55}}{B_{25}} \quad (2.180)$$

$$\beta_{57} = B_{57} - \frac{B_{17} B_{54}}{B_{14}} - \frac{B_{27} B_{55}}{B_{25}} \quad (2.181)$$



$$\beta_{61} = -\frac{B_{11}B_{64}}{B_{14}} \quad (2.182)$$

$$\beta_{63} = B_{63} - \frac{B_{33}B_{66}}{B_{36}} \quad (2.183)$$

$$\beta_{67} = B_{37} - \frac{B_{17}B_{64}}{B_{14}} - \frac{B_{37}B_{66}}{B_{36}} \quad (2.184)$$

$$\gamma_4 = R_4 - \frac{B_{44}}{B_{14}}R_1 - \frac{B_{45}}{B_{25}}R_2 - \frac{B_{46}}{B_{36}}R_3 \quad (2.185)$$

$$\gamma_5 = R_5 - \frac{B_{54}}{B_{14}}R_1 - \frac{B_{55}}{B_{25}}R_2 \quad (2.186)$$

$$\gamma_6 = R_6 - \frac{B_{64}}{B_{14}}R_1 - \frac{B_{66}}{B_{36}}R_3 \quad (2.187)$$

である。式(2.169)より、基礎方程式系を以下の非線形連立常微分方程式の形に整理できた。

$$\frac{d\mathbf{x}}{dz} = \mathbf{f}(\mathbf{x}) \quad (2.188)$$

上式をオイラー法で差分化し、以下のように数値積分する。

$$\frac{\mathbf{x}^{n+1} - \mathbf{x}^n}{\Delta z} = \mathbf{f}(\mathbf{x}^n) \quad (2.189)$$

以上より、仮想質量力を組み込んだ三流体モデルに基づく環状噴霧流の解析が可能となった。

## 2.4 流動様式の遷移条件とサブクール沸騰モデル

本節では、単相流～サブクール沸騰、サブクール沸騰～気泡流、及びチャーン流～環状噴霧流間の流動様式遷移条件について述べる。流動様式遷移の判定基準には主に熱平衡クオリティ  $X_{eq}$  を用いる。  $X_{eq}$  の管軸方向変化は、熱バランスより次式で表される。

$$\frac{dX_{eq}}{dz} = \frac{Sq_w}{GAH_{gl}} \quad (2.190)$$

なお、入口熱平衡クオリティ  $X_{eq,in}$  は次式で与えられる。

$$X_{eq,in} = \frac{H_{in} - H_L}{H_{gl}} \quad (2.191)$$

$$H_{in} = H_L - H_{SUB} \quad (2.192)$$

ここで、  $H_{in}$  は入口エンタルピ [J/kg] ，  $H_{SUB}$  は入口サブクール度 [J/kg] ，  $H_L$  は入口圧力での飽和水エンタルピ [J/kg] を表す。

熱平衡クオリティ  $X_{eq}$  が、気泡離脱点クオリティ  $X_{dp}$  より大きい場合に、単相流からサブクール沸騰に遷移すると考える。ここで気泡離脱点クオリティ  $X_{dp}$  は Saha-Zuber<sup>(12)</sup> による次式で評価する。

$$X_{dp} = \begin{cases} -0.0022 \frac{q_w D C_p}{h_{gl} \lambda_L} & (P_e < 70000) \\ -154 \frac{q_w}{G h_{gl}} & (P_e > 70000) \end{cases} \quad (2.193)$$

$$P_e = \frac{G D C_p}{\lambda_L} \quad (2.194)$$

ここで、 $P_0$ :ペクレ数 [-] ,  $C_p$ :比熱 [KJ/KgK] ,  $\lambda_L$ :熱伝導率 [KW/mK] である。

次に、フロークオリティ  $X_f$  と熱平衡クオリティの差が、

$$|X_f - X_{eq}| < 0.005 \quad (2.195)$$

ならば、サブクール沸騰領域から飽和沸騰気泡流域に移ると考える。ここで、フロークオリティは、次式で評価する。

$$X_f = X_{eq} - X_{dp} \exp\left(\frac{X_{eq}}{X_{dp}} - 1\right) \quad (2.196)$$

また、サブクール沸騰領域のボイド率は、ドリフトフラックスモデルに基づく以下のボイド・クオリティ関係式より計算する<sup>(13)</sup>。

$$\alpha_G = \frac{X_f \rho_L}{C_G \{X_f \rho_L + (1 - X_f) \rho_G\} + \frac{\rho_L \rho_G V_{GJ}}{G}} \quad (2.197)$$

式中の  $C_G, V_{GJ}$  には、式(2.19)-(2.21)を用いる。飽和気泡流からスラグ流、チャーン流間の流動様式判定には、三島-石井<sup>(14)</sup>の流動様式判定法を使用する。詳細は文献を参照されたい。

最後に、チャーン・アニュラー遷移条件には原版のFIDAS-1DSの条件をそのまま用いる。すなわち、環状噴霧流領域への遷移ボイド率を次式で評価する<sup>(1)</sup>。

$$\alpha_{Gtrans} = \left(\frac{p + 9.0}{p_0}\right) \exp\left(-\frac{G}{G_0}\right) + \left(\frac{31.0 - p}{p_0}\right) \quad (2.198)$$

ここで、 $p_0, G_0$  は基準となる圧力および質量速度であり、各々

$$p_0 = 40\text{MPa}$$

$$G_0 = 720\text{kg/m}^2\text{s}$$

(2.199), (2.200)

である。

## 2.5 計算結果の一例

表2.1に示す2通りの流動条件で計算した結果を図2.1(a),(b)に示す。この計算は、二流体モデルの構成方程式として、①C<sub>0</sub>タイプの界面抗力式、②RELAPの相関式による界面抗力式を用い、また、三流体モデルの構成方程式として、液滴-蒸気間、蒸気-液膜間ともに仮想質量力を考慮して行なったものである。二流体モデルの界面抗力式にAndersenタイプを用いた場合、及び二流体モデルと三流体モデルの仮想質量力を無視した場合も本結果と同じ計算結果となった。したがって、仮想質量力は数値計算結果にほとんど影響がないことが確認された。このため、数値解の安定性が仮想質量力により向上するならば、仮想質量力をモデルに組み込むべきといえる。

図中の液膜-蒸気間界面抗力が0以上の値となっている位置から二流体モデルの計算が行なわれている。また、液滴に関する量が示されている位置から、三流体モデルの計算が行なわれている。本計算条件では、サブクール沸騰領域からすぐスラグ流領域に遷移している。さらに、三島-石井の流動様式判定法より、本条件ではスラグ流状態から環状噴霧流に遷移するため、二流体モデルで解いた部分はすべてスラグ流となっている。

本計算結果より、二流体モデルに基づく計算部分と三流体モデルによる計算部分が、ほぼ滑らかに接続していることがわかる。また、サブクール沸騰モデルを組み込んだため、原版のFIDAS-1DSに比べ、沸騰開始後のボイド率の変化がより現実的な滑らかな立ち上がりとなっている。

図2.1(c)には、図2.2(a)と同一条件で、空間刻み幅のみを $\Delta z = 0.008(\text{m})$ に変更して行なった結果を示す。本結果には、数値的不安定性が発生している。これ以上刻み幅を大きくすると、解が発散した。本計算結果より、二流体モデルよりも三流体モデルの方が数値的不安定性が発生しやすく、特に環状噴霧流開始点付近と液膜流量が0に近づく付近で不安定となりやすいことが確認できた。次節では、モデルに内在する緩和距離から、多流体モデルの数値的安定性を定量的に評価する。

表2.1 計算条件

	全質量流速 [kg/m <sup>2</sup> s]	入口サブ クール度 [J/kg]	入口圧力 [MPa]	熱流束 [MW/m <sup>2</sup> ]	管径 [m]
条件1	2000	52.67	7.0	0.87	0.01
条件2	〃	〃	〃	0.4	〃

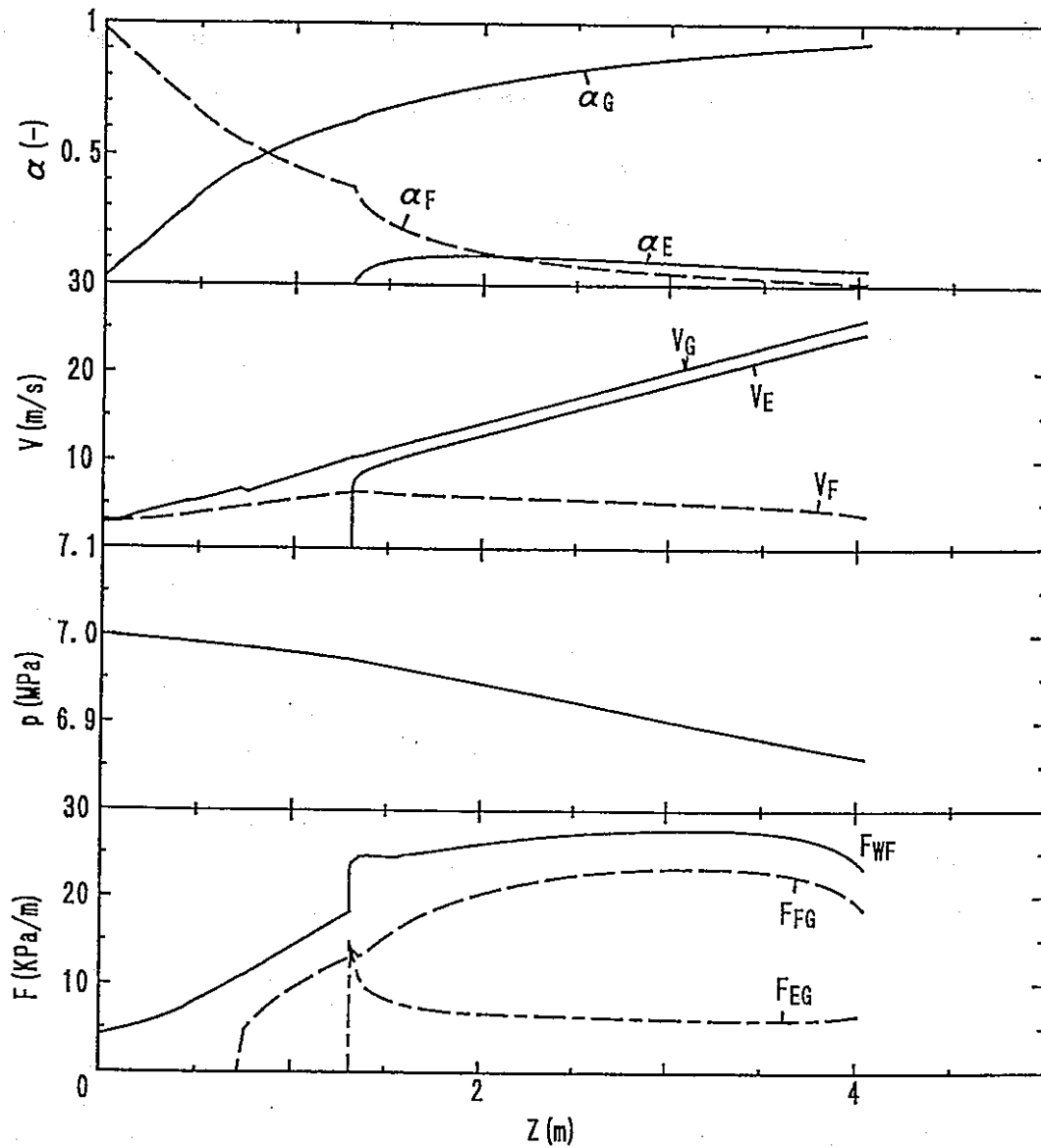


図2.1(a) 条件1の計算結果

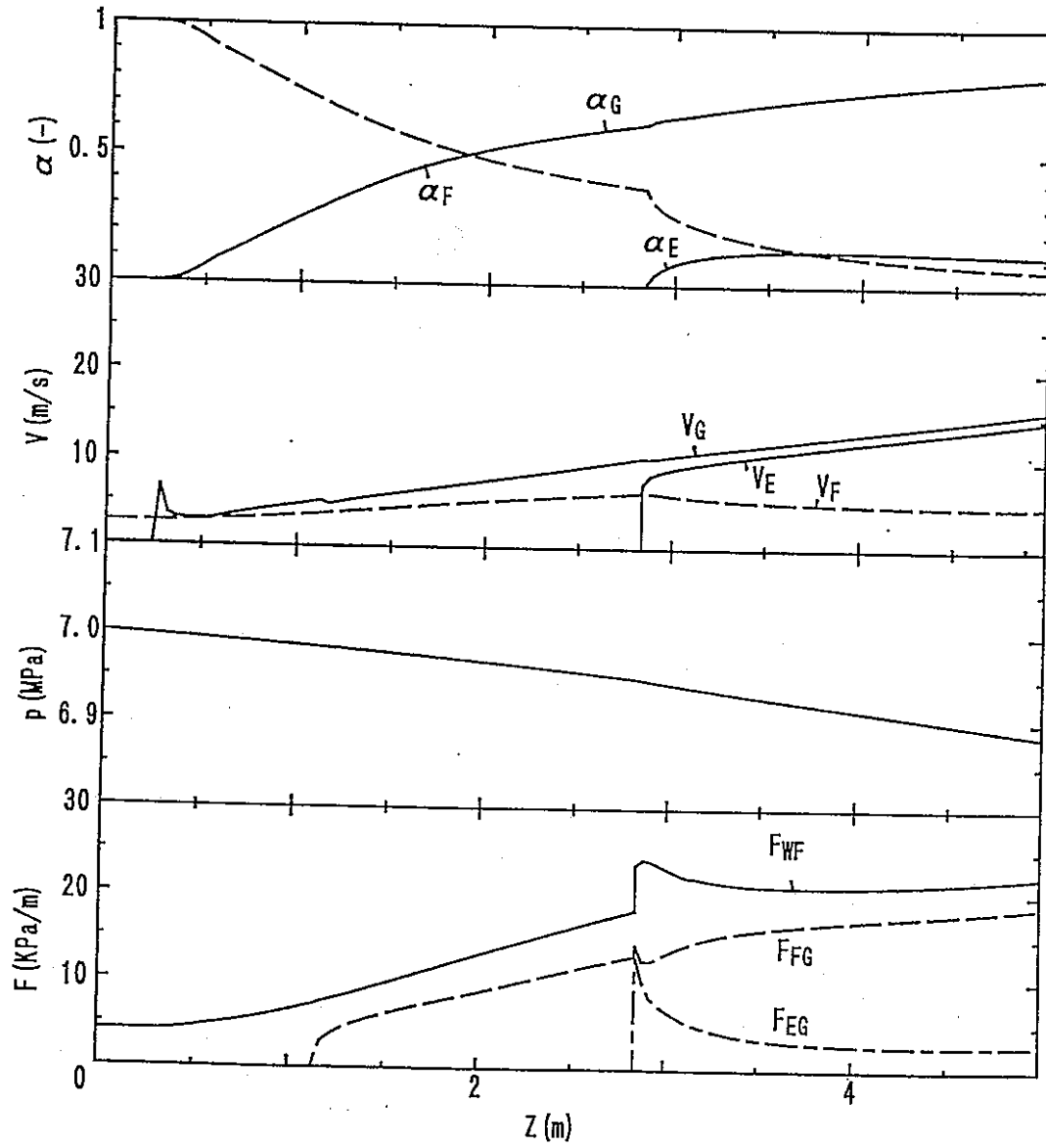


図2.1(b) 条件2の計算結果

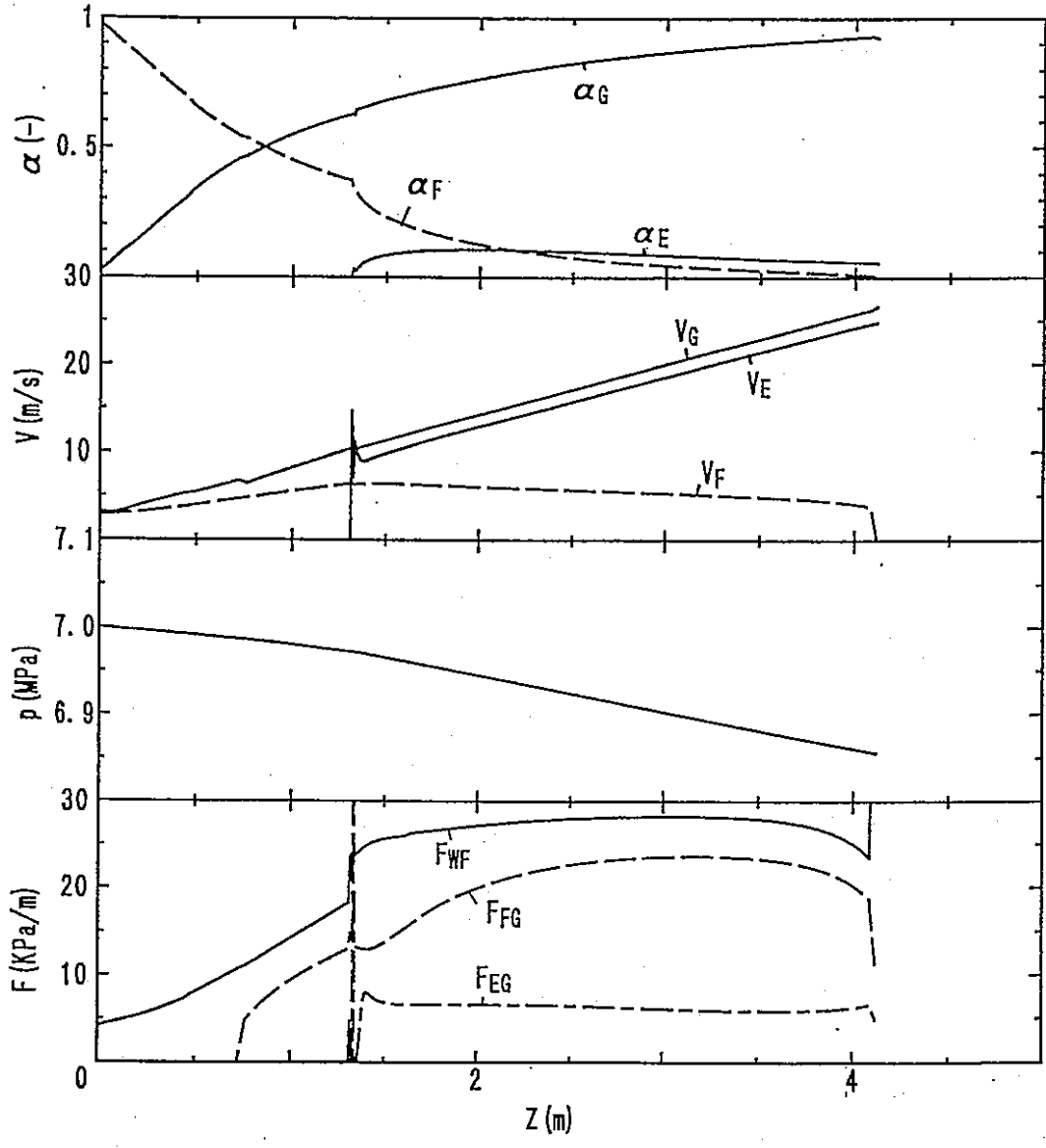


図2.1(c) 条件1の計算結果(不安定解,  $\Delta z = 0.008$ )

## 2.6 多流体モデルの安定性解析

二流体モデルの基礎方程式(2.125)と三流体モデルの基礎方程式(2.188)は、共に非線形連立常微分方程式を構成している。基礎方程式の両辺を変分すると、微小区間における線形近似として次式が得られる。

$$\delta \left( \frac{d \mathbf{x}}{d z} \right) = \delta \mathbf{f}(\mathbf{x}) \quad (2.201)$$

微分と変分の演算順序は変更できるので、以下のように変形できる。

$$\frac{d(\delta \mathbf{x})}{d z} = \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}} \delta \mathbf{x} = \mathbf{J} \delta \mathbf{x} \quad (2.202)$$

ここで、 $\mathbf{J} (= \partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{x})$  はヤコビ行列である。前年度の報告書に示したように  $\mathbf{J}$  の固有値の逆数より、最小緩和距離が得られる。一例として、三流体モデルの基礎方程式系におけるヤコビ行列  $\partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{x}$  の各要素を、本章の付録に示しておく。前節に示した流動条件における各変数の値を用いて、付録に載せた各項の計算しヤコビ行列の各要素の値を求めた。さらに、ヤコビ行列の7個の固有値をダブルQR法により求め、その絶対値最大固有値の逆数からモデルの最小緩和距離を導出した。

図2.2, 2.3に緩和距離の計算結果を示す。また、図2.2(b)には、図2.1(C)に示した数値的不安定を起こす刻み幅  $\Delta z = 0.008(\text{m})$  が破線で示されている。本結果より、二流体モデルの方程式系よりも三流体モデルの方程式系の方が最小緩和距離が小さく、より数値的に不安定となりやすいことがわかる。また、前節に示した環状噴霧流開始点付近と液膜流量が0に近づく付近で最も不安定がおきやすいという定性的傾向と、最小緩和距離計算結果が良く一致していることもわかる。

気泡流～チャーン流領域(結果的にはスラグ流のみであったが便宜上こう呼ぶ)を二流体モデルで計算した部分では、

- ① 仮想質量力により数値的安定性が向上すること、



気泡～チャーン流部分

環状噴霧流部分

— : 仮想質量力無視  
 - - - : RELAPのモデル  
 - · - : Laheyのモデル

— : 仮想質量力無視  
 - - - : 仮想質量力考慮

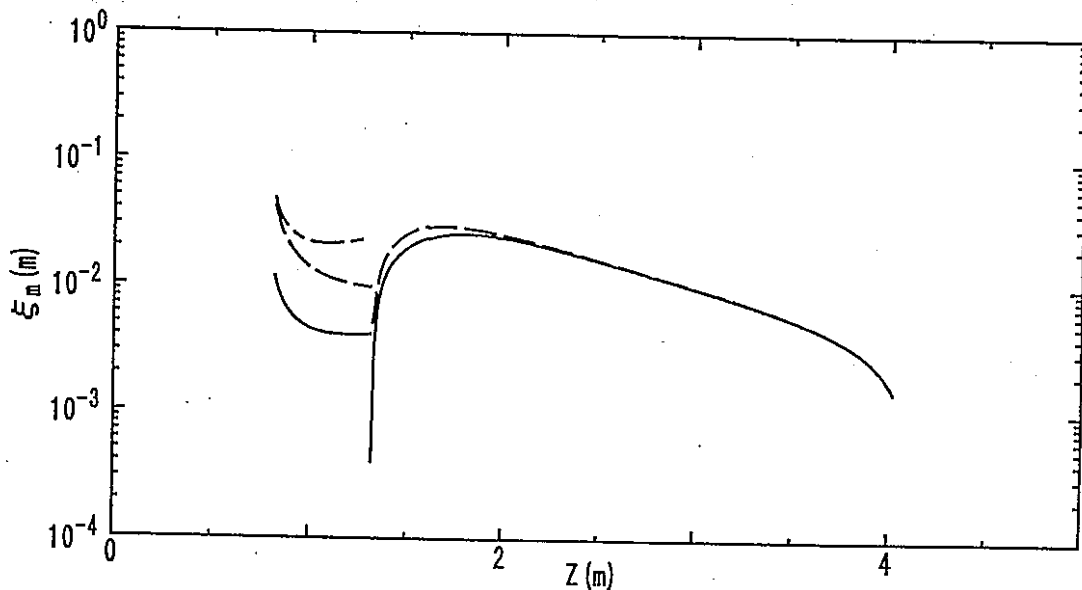


図2.2(a) 例題1の場合の最小緩和距離  
 (気泡～チャーン流部分の界面抗力の構成式にAndersen Typeを使用)

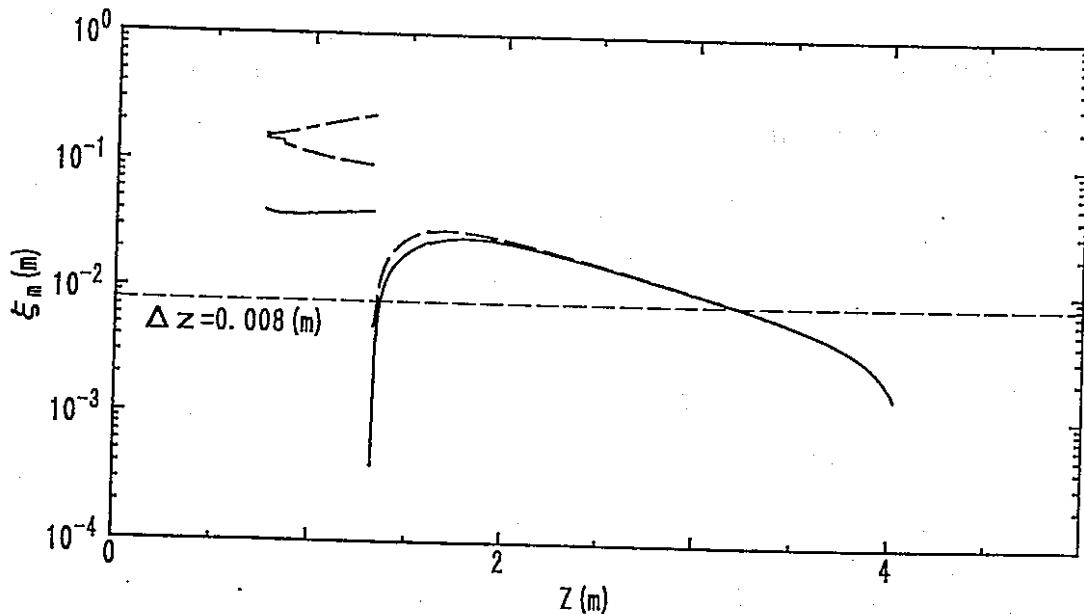


図2.2(b) 例題1の場合の最小緩和距離  
 (気泡～チャーン流部分の界面抗力の構成式にCD Typeを使用)

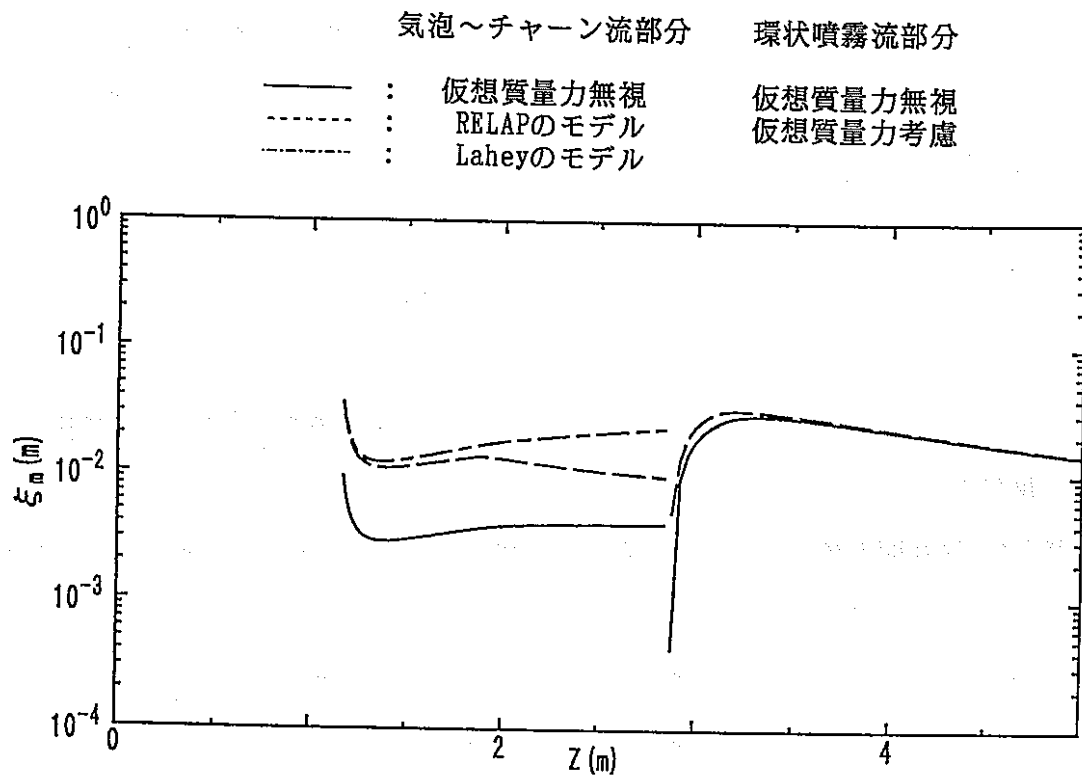


図2.3(a) 例題2の場合の最小緩和距離  
 (気泡～チャーン流部分の界面抗力の構成式にAndersen Typeを使用)

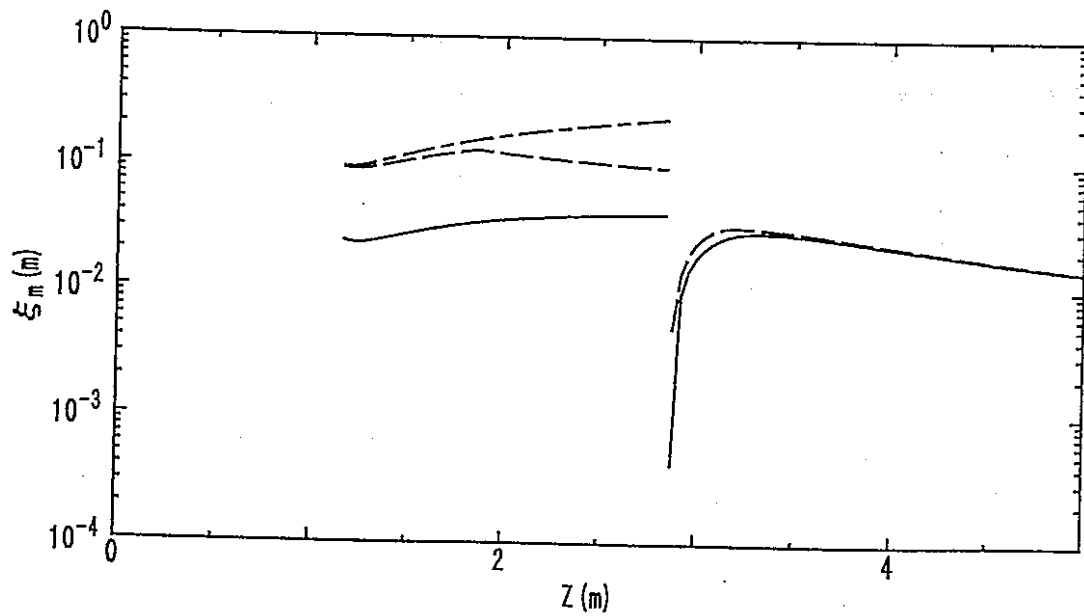


図2.3(b) 例題2の場合の最小緩和距離  
 (気泡～チャーン流部分の界面抗力の構成式にCD Typeを使用)

② 仮想質量力の相関式としてはRELAPタイプよりLaheyらの式の方が安定性に優れること、

③ C<sub>D</sub>タイプの界面抗力式の方がAndersenタイプより安定性に優れること

がわかる。この特性は、前年度の報告書に示した非加熱系二流体モデルの数値的特性と全く同じである。

一方、三流体モデルの方程式系では、

① 仮想質量力によりごくわずかしか安定性が向上しないこと

がわかる。これは、

① 蒸気の密度及び蒸気-液滴間の相対速度が小さいため蒸気-液滴間の仮想質量力の絶対値が小さいこと、

② 蒸気-液膜間仮想質量力の構成方程式の関数形が、気相体積率が増加すると仮想質量力が小さくなる形となっていること

が原因と考えられる。本安定性解析より、三流体モデルの数値的安定性を向上させ、空間刻み幅を増加させるには、数値解法をより安定な方法に修正する必要があることが確認できた。

## 2.7 数値解法の改良

前節の安定性解析より、三流体モデルを用いて環状噴霧流領域を安定に解くためには、

- ・ 空間刻み幅を非常に小さくする必要があること、
- ・ 仮想質量力はほとんど効果がないこと

が定量的に明かとなった。本節では、数値解法を変更することにより、計算の単純さ及び効率を陽解法と同等に保ちながら安定性の向上をはかった結果について述べる。

まず、簡単な常微分方程式を例に、安定性を向上させる方法について説明する。以下に示す一変数の常微分方程式を考える。

$$\frac{du}{dz} = ku^2 \quad (2.203)$$

上式を変形すると、

$$\frac{d u}{d z} = k u^2 = \frac{u}{\left(\frac{1}{k u}\right)} = \frac{u}{\tau} \quad (2.204)$$

となる。ここで、 $\tau (= 1/k u)$ が緩和距離に対応する。また、上式を差分する際に、

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta z} = \frac{u^{n+1}}{\left(\frac{1}{k u^n}\right)} \quad (2.205)$$

と、部分的に陰に差分化すると無条件安定となる。以下、便宜上、上記の差分方法を部分陰解法と呼ぶことにする。

部分陰解法を三流体モデルに応用する際に、基礎方程式の右辺のソース項中で速度を乗数として含む項に着目し、乗数としての速度のみを陰的に取り扱うことにする。三流体モデルの基礎方程式(2.32)~(2.38)のソース項の内、速度を乗数として含む項は、

- ・ 界面抗力項..... $F_{DFG}, F_{DEG}$
- ・ 質量輸送による運動量輸送項..... $M_D V_E, M_E V_F, M_B V_F$
- ・ 壁面運動量輸送項..... $F_{WF}$

の7項である。そこで、以下に示す手順で部分陰解法による安定性の変化を調べることにした。

- ① 界面抗力の項を陰的に取り扱う。
- ② ①に加え、質量輸送による運動量輸送項も陰的に取り扱う。
- ③ ②に加え、壁面運動量輸送項も陰的に取り扱う。
- ④ 運動量輸送に関する項をすべて陰的に取り扱い(①~③)、さらに仮想質量力を考慮する。

以下、①～④の方法を具体的に示しておく。

① 界面抗力項の陰的取扱

界面抗力式  $F_{DFG}, F_{DEG}$  は、次式で表される。

$$F_{DFG} = A_{FG} \tau_{FG} = \frac{4}{D} \sqrt{1 - \alpha_F} \frac{\rho_G}{2} (u_G - u_F)^2 \quad (2.206)$$

$$F_{DEG} = A_{EG} \tau_{EG} = 1.5 \frac{\alpha_E}{D_E} K_{EG} \frac{\rho_G}{2} (u_G - u_E)^2 \quad (2.207)$$

上式を式(2.189)のように差分する際、

$$\left[ \frac{4}{D} \sqrt{1 - \alpha_F^n} \frac{\rho_G}{2} (u_G^n - u_F^n) \right] (u_G^{n+1} - u_F^{n+1})$$

$$\left[ 1.5 \frac{\alpha_E^n}{D_E} K_{EG} \frac{\rho_G}{2} (u_G^n - u_E^n) \right] (u_G^{n+1} - u_F^{n+1})$$

とする。この差分化により、 $u_G^{n+1}, u_F^{n+1}, u_E^{n+1}$  に関する線形連立方程式を解くことになるが、結果として得られる差分式は陽解法と同じように単純代入で解を求めることができる式となる。もちろん、界面抗力式を

$$\left[ \frac{4}{D} \sqrt{1 - \alpha_F^n} \frac{\rho_G}{2} \right] (u_G^{n+1} - u_F^{n+1})^2$$

$$\left[ 1.5 \frac{\alpha_E^n}{D_E} K_{EG} \frac{\rho_G}{2} \right] (u_G^{n+1} - u_F^{n+1})^2$$

の様に差分することも出来るが、この場合、多変数の非線形連立方程式を解かねばならない。このため、例えばNewton法を用いて多変数非線形代数方程式を解く際にたとえ $\Delta z$ を大きく取れても反復収束計算に時間がかかり、計算時間の短縮には効果がなくなる。

## ② 質量輸送による運動量輸送項の取扱

基礎方程式中の質量輸送による運動量輸送項 $M_{DU_E}$ 、 $M_{EU_F}$ 、 $M_{BU_F}$ は、

$$M_{DU_E}^n, M_{EU_F}^n, M_{BU_F}^n$$

と差分化する。

## ③ 壁面運動量輸送項の取扱

壁面運動量輸送量は次のように表される。

$$F_{WL} = A_{WL} \tau_{WL} = \frac{4}{D} f_{WL} \frac{\rho_F}{2} u_F^2 \quad (2.208)$$

この項は以下のように差分化する。

$$\frac{4}{D} f_{WL}^n \frac{\rho_F}{2} u_F^n u_F^{n+1}$$

## ④ 運動量輸送に関する項をすべて陰的に取り扱い、仮想質量力を考慮

①～③すべて行い、また仮想質量力も考慮し、安定性を調べる。

①～④に示した各方法に基づくプログラムを実際に作成し、前節で求めた三流体モデル

の最小緩和距離 $\xi_m$ の何倍まで空間刻み幅を取れるかを調べた結果を表2.2に示す。参考のため、原版のFIDAS-1DS同様、単純な陽解法を用いて安定限界刻み幅を調べた結果も示しておく。原版のFIDAS-1DSの場合、液滴-蒸気間のみ仮想質量力を考慮しても安定性はほとんど向上せず、さらに液膜-蒸気間仮想質量力を加えてもわずかしか安定性が向上しないことがわかる。これは、最小緩和距離の解析結果とよく対応している。

次に、部分陰解法の①や②の場合の結果をみると、 $F_{DFG}, F_{DEG}, M_{DUE}, M_{BUF}, M_{EUF}$ だけを陰的に取り扱っても、ドライアウト点付近の壁面運動量輸送量 $F_{WL}$ の不安定さを抑えることができず、安定性の向上にはあまり効果がないことがわかった。一方、③の方法により $F_{WL}$ も陰的に取り扱おうと安定性が向上し、安定限界空間刻み幅は約2倍に増加した。さらに④の方法により運動量輸送に関する項をすべて陰的に取り扱い、かつ仮想質量力を考慮すると、最終的に安定性が約5倍近くまで向上した。これにより、クロック12MHzのパーソナルコンピュータ(数値演算プロセッサ付き)で約30秒かかった計算時間が約10秒に短縮された。

表2.2 安定限界刻み幅

----- 陽解法 -----

仮想質量力	なし	液滴-蒸気間	液滴-蒸気間 液膜-蒸気間
限界刻み幅	$1.9\xi_m$	$1.9\xi_m$	$2.9\xi_m$

----- 部分陰解法 -----

陰的に取り 扱う項	$F_{DFG},$ $F_{DEG}$ のみ	$F_{DFG}, F_{DEG}, M_{DUE},$ $M_{EUF}, M_{BUF}$	$F_{DFG}, F_{DEG}, F_{WL},$ $M_{DUE}, M_{EUF}, M_{BUF}$
仮想質量力		なし	液滴-蒸気間 液膜-蒸気間
限界刻み幅	$2.5\xi_m$	$2.7\xi_m$	$5\xi_m$ $9\xi_m$

## 2.8 おわりに

本章では、FIDAS-1DSの数値計算法に関連する課題として、

- (1) サブクール沸騰計算部の追加
- (2) 気泡流～チャーン流域の計算の二流体モデル化
- (3) 三流体モデルの数値的特性の明確化
- (4) 三流体モデルの数値積分の効率向上

を取り上げ、FIDAS-1DSの基本モデルの改良と数値計算の効率向上をはかった。以下に、得られた結果を要約する。

- (1) サブクール沸騰モデルの組み込みにより、より現実的なボイド率の軸方向変化が計算で得られるようになった。この改良により、サブクール沸騰域が長い場合の圧力損失の計算精度向上を期待できる。
- (2) 飽和気泡流域からチャーン流領域の数値モデルを、スリップ流モデルから二流体モデルに変更した。本改良により、より物理的な視点に基づく流れ解析が実現できるようになった。また、固液二相流・固気二相流・液液二相流等の多の二相流に関する解析も多流体モデルという単一のモデルで解析できる準備が整えられた。
- (3) 三流体モデルに基づく環状噴霧流解析モデルに仮想質量力項を付加した。その結果、三流体モデルでは仮想質量力による数値的安定性の向上は望めないことがわかった。
- (4) 最小緩和距離に基づく多流体モデルの数値的安定性の解析を実施した。その結果、
  - ・ 定常一次元一圧力二流体モデルによって気泡流～チャーン流領域を解析する場合には、仮想質量力が数値的安定性の向上に有効であることを定量的に確認できた。
  - ・ 定常一次元一圧力三流体モデルによって環状噴霧流領域を解析する場合には、仮想質量力による数値的安定性の向上はないことが確認できた。また、環状噴霧流への遷移位置付近及びドライアウト点付近で解くに数値的に不安定性となりやすいことが明かとなった。
- (4) 定常一次元一圧力三流体モデルによる環状噴霧流解析の数値的安定性を向上をはかるために、部分陰解法に基づく数値解法の有効性を検討した。その結果、
  - ・ 壁面摩擦項及び質量輸送による運動量輸送項を部分的に陰に取り扱うと、数値的安



定性が向上すること、

・さらに仮想質量力も考慮すると約5倍程度安定性が向上すること

がわかった。本改良により、実質的に約3倍の計算速度の向上が実現できた。したがって、前年度の報告書に示した行列解法の改良と本年度の計算手法の改良により、原版のFIDAS-1DSに比べて約60倍の計算速度の向上を計ることができた。

## 第2章の参考文献

- (1)日本混相流学会三流体詳細熱流動解析コード検討専門委員会編, "3流体モデルの構成方程式等の高度化に関する研究, 動力炉・核燃料開発事業団委託研究成果報告書", PNC ZJ 9565 92-001, (1992).
- (2)A.Tomiyama, N.Furutani, H.Minagawa and T.Sakaguchi "Numerical Analyses of Air Lift Pumps based on the Multi-Fluid Model", 混相流, Vol.6, No.2, (to be published) (1992).
- (3)富山, 南川, 坂口, 古谷, "垂直管内定常水・空気系二相流解析のための構成方程式の検討", 日本混相流学会研究成果報告書, 二流体モデル熱水力相関式の改良(II), pp.24-33, (1993).
- (4)A.Tomiyama, H.Minagawa, S.Kawabata and T.Sakaguchi, "Constitutive Equations for Interfacial Momentum Transfer in Three-Phase Flow and Application them to Gas-Liquid-Solid Three-Phase Bubbly Flow", Proc.ASME/JSME Thermal Engng. Joint Conf., pp.101-108(1991).
- (5)富山, 南川, 坂口, "一次元三流体モデルに基づく固気液三相流の解析に必要となる相間運動量輸送の構成方程式の導出", 日本機械学会論文集B編, 57巻536号, pp.37-43, (1990).
- (6)J.M.Andersen, Trans. ANS, Vol.41, p.669, (1982).

- (7)日本原子力学会熱流動数值解析特別専門委員会編,"原子炉における熱流動数值解析の現状",日本原子力学会,(1986).
- (8)D.Drew,L.Cheng and R.T.Lahay,Jr., "The Analyses of Virtual Mass Effects in Two-Phase Flow", Int. J. Multiphase Flow,5-4,p.233,(1979).
- (9)D.Drew,R.T.Lahey,Jr., "The Virtual Mass and Lift Force on a Sphere in Rotating and Straining Inviscid Flow", Int. J. Multiphase Flow, 13-1, p.113, (1987).
- (10)V.H.Ransom,et al., "RELAP5/MOD1 Code Manual, Vol.1;System Model and Numerical Methods", NUREG/CR-1826, EGG-2070(1982).
- (11)R.T.Lahay,Jr.,et al."The Effect of Virtual Mass on the Numerical Stability of Accelerating Two-Phase Flows", Int. J. Multiphase Flow,Vol.6.pp.281-294, (1979).
- (12)P.Saha,N.Zuber,"Point of Net Vapor Generation and Vapour Void Fraction in Subcooled Boiling", 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo, 4, pp.175-179, (1974).
- (13)G.Hetsroni,"Handbook of Multiphase Systems",McGraw-Hill,(1982).
- (14)K.Mishima and M.Ishii,Int. Heat Mass Transfer,Vol.27,p.723(1984).

## 第2章の付録

以下に、三流体モデルのヤコビ行列の各要素を示しておく。本文に示したように、三流体モデルの基礎方程式を  $d\mathbf{x}/dz$  について解くと、次式が得られる。ただし、以下に示す諸式は液滴-蒸気間だけに仮想質量力を考慮した場合の式である。

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \alpha_G \\ \alpha_F \\ \alpha_E \\ V_G \\ V_F \\ V_E \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \\ f_5 \\ f_6 \\ f_7 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f_2 - f_3 \\ \frac{\gamma_5 - \beta_{57} f_7}{\beta_{52}} \\ \frac{T_{P2} - T_{P1} f_7}{\beta_{52}} \\ \frac{R_1 - B_{11} f_1 - B_{17} f_7}{B_{14}} \\ \frac{R_2 - B_{22} f_2 - B_{27} f_7}{B_{25}} \\ \frac{R_3 - B_{33} f_3 - B_{37} f_7}{B_{36}} \\ \frac{T_{P2} - T_{P4}}{T_{P1} - T_{P3}} \end{pmatrix}$$

以下、ヤコビ行列  $\partial f / \partial \mathbf{x}$  の各要素を示す。ただし、以下の式で  $x_i$  ( $i = 1 \sim 7$ ) は以下の変数に対応する。

$$\mathbf{x} = (x_1 \ x_2 \ x_3 \ x_4 \ x_5 \ x_6 \ x_7)^t = (\alpha_G \ \alpha_F \ \alpha_E \ V_G \ V_F \ V_E \ p)^t$$

$$f_7 = \frac{T_{P2} - T_{P4}}{T_{P1} - T_{P3}}$$

$$\frac{\partial f_7}{\partial x_i} = \frac{(\frac{\partial T_{P1}}{\partial x_i} - \frac{\partial T_{P3}}{\partial x_i})(T_{P2} - T_{P4}) - (T_{P1} - T_{P3})(\frac{\partial T_{P2}}{\partial x_i} - \frac{\partial T_{P4}}{\partial x_i})}{(T_{P1} - T_{P3})^2}$$

$$T_{P1} = \frac{\beta_{52} \beta_{47} + \beta_{57} \beta_{41}}{\beta_{43} - \beta_{41}}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{P1}}{\partial x_i} &= \frac{(\beta_{52} \frac{\partial \beta_{47}}{\partial x_i} + \beta_{47} \frac{\partial \beta_{52}}{\partial x_i} + \beta_{57} \frac{\partial \beta_{41}}{\partial x_i} + \beta_{41} \frac{\partial \beta_{57}}{\partial x_i})(\beta_{43} - \beta_{41})}{(\beta_{43} - \beta_{41})^2} \\ &\quad - \frac{(\beta_{52} \beta_{47} + \beta_{57} \beta_{41})(\frac{\partial \beta_{43}}{\partial x_i} - \frac{\partial \beta_{41}}{\partial x_i})}{(\beta_{43} - \beta_{41})^2} \end{aligned}$$

$$T_{P2} = \frac{\gamma_4 \beta_{52} + \gamma_5 \beta_{41}}{\beta_{43} - \beta_{41}}$$

$$\frac{\partial T_{P2}}{\partial x_i} = \frac{(\beta_{52} \frac{\partial \gamma_4}{\partial x_i} + \gamma_5 \frac{\partial \beta_{41}}{\partial x_i} + \gamma_4 \frac{\partial \beta_{52}}{\partial x_i} + \beta_{41} \frac{\partial \gamma_5}{\partial x_i})(\beta_{43} - \beta_{41})}{(\beta_{43} - \beta_{41})^2} - \frac{(\gamma_4 \beta_{52} + \gamma_5 \beta_{41})(\frac{\partial \beta_{43}}{\partial x_i} - \frac{\partial \beta_{41}}{\partial x_i})}{(\beta_{43} - \beta_{41})^2}$$

$$T_{P3} = \frac{\beta_{52} \beta_{67} + \beta_{57} \beta_{61}}{\beta_{63} - \beta_{61}}$$

$$\frac{\partial T_{P3}}{\partial x_i} = \frac{(\beta_{67} \frac{\partial \beta_{52}}{\partial x_i} + \beta_{52} \frac{\partial \beta_{67}}{\partial x_i} + \beta_{61} \frac{\partial \beta_{57}}{\partial x_i} + \beta_{57} \frac{\partial \beta_{61}}{\partial x_i})(\beta_{63} - \beta_{61})}{(\beta_{63} - \beta_{61})^2} - \frac{(\beta_{52} \beta_{67} + \beta_{57} \beta_{61})(\frac{\partial \beta_{63}}{\partial x_i} - \frac{\partial \beta_{61}}{\partial x_i})}{(\beta_{63} - \beta_{61})^2}$$

$$T_{P4} = \frac{\gamma_6 \beta_{52} + \gamma_5 \beta_{61}}{\beta_{63} - \beta_{61}}$$

$$\frac{\partial T_{P4}}{\partial x_i} = \frac{(\beta_{52} \frac{\partial \gamma_6}{\partial x_i} + \gamma_6 \frac{\partial \beta_{52}}{\partial x_i} + \gamma_5 \frac{\partial \beta_{61}}{\partial x_i} + \beta_{61} \frac{\partial \gamma_5}{\partial x_i})(\beta_{63} - \beta_{61})}{(\beta_{63} - \beta_{61})^2} - \frac{(\gamma_6 \beta_{52} + \gamma_5 \beta_{61})(\frac{\partial \beta_{63}}{\partial x_i} - \frac{\partial \beta_{61}}{\partial x_i})}{(\beta_{63} - \beta_{61})^2}$$

$$f_2 = \frac{T_{P2} - T_{P1} f_7}{\beta_{52}}$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial x_i} = \frac{(\frac{\partial T_{P2}}{\partial x_i} - f_7 \frac{\partial T_{P1}}{\partial x_i} - T_{P1} \frac{\partial f_7}{\partial x_i}) \beta_{52} - (T_{P2} - T_{P1} f_7) \frac{\partial \beta_{52}}{\partial x_i}}{\beta_{52}^2}$$

$$f_3 = \frac{\gamma_5 - \beta_{57} f_7}{\beta_{52}}$$

$$\frac{\partial f_3}{\partial x_i} = \frac{(\frac{\partial \gamma_5}{\partial x_i} - f_7 \frac{\partial \beta_{57}}{\partial x_i} - \beta_{57} \frac{\partial f_7}{\partial x_i}) \beta_{52} - (\gamma_5 - \beta_{57} f_7) \frac{\partial \beta_{52}}{\partial x_i}}{\beta_{52}^2}$$

$$f_1 = -f_2 - f_3$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial x_i} = -\frac{\partial f_2}{\partial x_i} - \frac{\partial f_3}{\partial x_i}$$

$$f_4 = \frac{R_1 - B_{11}f_1 - B_{17}f_7}{B_{14}}$$

$$\frac{\partial f_4}{\partial x_i} = \frac{(\frac{\partial R_1}{\partial x_i} - f_1 \frac{\partial B_{11}}{\partial x_i} - B_{11} \frac{\partial f_1}{\partial x_i} - f_7 \frac{\partial B_{17}}{\partial x_i} - B_{17} \frac{\partial f_7}{\partial x_i}) B_{14} - (R_1 - B_{11}f_1 - B_{17}f_7) \frac{\partial B_{14}}{\partial x_i}}{B_{14}^2}$$

$$f_5 = \frac{R_2 - B_{22}f_2 - B_{27}f_7}{B_{25}}$$

$$\frac{\partial f_5}{\partial x_i} = \frac{(\frac{\partial R_2}{\partial x_i} - f_2 \frac{\partial B_{22}}{\partial x_i} - B_{22} \frac{\partial f_2}{\partial x_i} - f_7 \frac{\partial B_{27}}{\partial x_i} - B_{27} \frac{\partial f_7}{\partial x_i}) B_{25} - (R_2 - B_{22}f_2 - B_{27}f_7) \frac{\partial B_{25}}{\partial x_i}}{B_{25}^2}$$

$$f_6 = \frac{R_3 - B_{33}f_3 - B_{37}f_7}{B_{36}}$$

$$\frac{\partial f_6}{\partial x_i} = \frac{(\frac{\partial R_3}{\partial x_i} - f_3 \frac{\partial B_{33}}{\partial x_i} - B_{33} \frac{\partial f_3}{\partial x_i} - f_7 \frac{\partial B_{37}}{\partial x_i} - B_{37} \frac{\partial f_7}{\partial x_i}) B_{36} - (R_3 - B_{33}f_3 - B_{37}f_7) \frac{\partial B_{36}}{\partial x_i}}{B_{36}^2}$$

$$\beta_{41} = -\rho_G V_G^2 + \frac{V_G \xi_G}{\alpha_G}$$

$$\frac{\partial \beta_{41}}{\partial \alpha_G} = V_G \frac{\alpha_G \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} - \xi_G}{\alpha_G^2}$$

$$\frac{\partial \beta_{41}}{\partial \alpha_F} = \frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{41}}{\partial \alpha_E} = \frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_E}$$

$$\frac{\partial \beta_{41}}{\partial V_G} = -2 \rho_G V_G + \frac{\xi_G}{\alpha_G} + \frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_G}$$

$$\frac{\partial \beta_{41}}{\partial V_F} = \frac{V_G}{\alpha_F} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{41}}{\partial V_E} = \frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_E}$$

$$\frac{\partial \beta_{41}}{\partial p} = -V_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial p}$$

$$\beta_{43} = \frac{V_E \xi_E}{\alpha_E}$$

$$\frac{\partial \beta_{43}}{\partial \alpha_G} = \frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G}$$

$$\frac{\partial \beta_{43}}{\partial \alpha_F} = \frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{43}}{\partial \alpha_E} = V_E \frac{\alpha_E \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_E} - \xi_E}{\alpha_E^2}$$

$$\frac{\partial \beta_{43}}{\partial V_G} = \frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial V_G}$$

$$\frac{\partial \beta_{43}}{\partial V_F} = \frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial V_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{43}}{\partial V_E} = \frac{\xi_E + V_E \frac{\partial \xi_E}{\partial V_E}}{V_E}$$

$$\frac{\partial \beta_{43}}{\partial p} = \frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial p}$$

$$\beta_{47} = \alpha_G - \alpha_G V_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_G \xi_G}{\rho_G} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_E \xi_E}{\rho_E} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{47}}{\partial \alpha_G} = 1 - V_G^2 \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{47}}{\partial \alpha_F} = \frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_F} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{47}}{\partial \alpha_E} = \frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_E} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_E} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{47}}{\partial V_G} = -2 \alpha_G V_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{1}{\rho_G} (\xi_G + V_G \frac{\partial \xi_G}{\partial V_G}) \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial V_G} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{47}}{\partial V_F} = \frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_F} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial V_F} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{47}}{\partial V_E} = \frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_E} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{1}{\rho_E} (\xi_E + V_E \frac{\partial \xi_E}{\partial V_E}) \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{47}}{\partial p} = \frac{V_G}{\rho_G^2} (\rho_G \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} - \xi_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p}) \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_E}{\rho_E^2} (\rho_E \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G} - \frac{\partial \rho_E}{\partial p}) \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\beta_{52} = -\rho_F V_F^2$$

$$\frac{\partial \beta_{52}}{\partial V_F} = -2 \rho_F V_F$$

$$\frac{\partial \beta_{52}}{\partial p} = -V_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p}$$

$$\beta_{57} = -\alpha_F V_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} + \alpha_F$$

$$\frac{\partial \beta_{57}}{\partial \alpha_F} = -V_F^2 \frac{\partial \rho_F}{\partial p} + 1$$

$$\frac{\partial \beta_{57}}{\partial \alpha_F} = -2 \alpha_F V_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p}$$

$$\beta_{61} = -\frac{V_G \xi_G}{\alpha_G}$$

$$\frac{\partial \beta_{61}}{\partial \alpha_G} = -\frac{V_G}{\alpha_G^2} (\alpha_G \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} - \xi_G)$$

$$\frac{\partial \beta_{61}}{\partial \alpha_F} = -\frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{61}}{\partial \alpha_E} = -\frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_E}$$

$$\frac{\partial \beta_{61}}{\partial V_G} = -\frac{1}{\alpha_G} (V_G \frac{\partial \xi_G}{\partial V_G} + \xi_G)$$

$$\frac{\partial \beta_{61}}{\partial V_F} = -\frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{61}}{\partial V_E} = -\frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_E}$$

$$\frac{\partial \beta_{61}}{\partial p} = -\frac{V_G}{\alpha_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial p}$$

$$\beta_{63} = -\frac{V_E \xi_E}{\alpha_E} - \rho_E V_E^2$$

$$\frac{\partial \beta_{63}}{\partial \alpha_G} = -\frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{63}}{\partial \alpha_F} = -\frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{63}}{\partial \alpha_E} = -\frac{V_E}{\alpha_E^2} (\alpha_E \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_E} - \xi_E)$$

$$\frac{\partial \beta_{63}}{\partial V_G} = -\frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{63}}{\partial V_F} = -\frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial V_F}$$

$$\frac{\partial \beta_{63}}{\partial V_E} = -\frac{1}{\alpha_E} (V_E \frac{\partial \xi_E}{\partial V_E} + \xi_E)$$

$$\frac{\partial \beta_{63}}{\partial p} = -\frac{V_E}{\alpha_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial p}$$

$$\beta_{67} = \alpha_E - \alpha_E V_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} + \frac{V_G \xi_G}{\rho_G} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} + \frac{V_E \xi_E}{\rho_E} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{67}}{\partial \alpha_G} = -\frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{67}}{\partial \alpha_F} = -\frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_F} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{67}}{\partial \alpha_E} = 1 - V_E^2 \frac{\partial \rho_E}{\partial p} - \frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{67}}{\partial V_G} = -\frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_G} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \frac{1}{\rho_E} (\xi_E + V_E \frac{\partial \xi_E}{\partial V_G}) \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{67}}{\partial V_F} = -\frac{V_G}{\rho_G} \frac{\partial \xi_G}{\partial V_F} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial V_F} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{67}}{\partial V_E} = -2 \alpha_E V_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p} - \frac{1}{\rho_G} (\xi_G + V_G \frac{\partial \xi_G}{\partial V_E}) \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \frac{V_E}{\rho_E} \frac{\partial \xi_E}{\partial V_E} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial \beta_{67}}{\partial p} = -\frac{V_G}{\rho_G^2} (\rho_G \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} - \xi_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p}) \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \frac{V_E}{\rho_E^2} (\rho_E \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G} - \frac{\partial \rho_E}{\partial p}) \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\gamma_4 = C_4 - 2 \frac{V_G}{A} C_1 + \frac{\xi_G}{\alpha_G \rho_G A} C_1 + \frac{\xi_E}{\alpha_E \rho_E A} C_3$$

$$\frac{\partial \gamma_4}{\partial \alpha_G} = \frac{\partial C_4}{\partial \alpha_G} - 2 \frac{V_G}{A} \frac{\partial C_1}{\partial \alpha_G} + \frac{\alpha_G (C_1 \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} + \xi_G \frac{\partial C_1}{\partial \alpha_G}) - \xi_G C_1}{\alpha_G^2 \rho_G A} + \frac{C_3 \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G} + \xi_E \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_G}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_4}{\partial \alpha_F} = \frac{\partial C_4}{\partial \alpha_F} - 2 \frac{V_G}{A} \frac{\partial C_1}{\partial \alpha_F} + \frac{C_1 \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_F} + \xi_G \frac{\partial C_1}{\partial \alpha_F}}{\alpha_G \rho_G A} + \frac{C_3 \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F} + \xi_E \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_F}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_4}{\partial \alpha_E} = \frac{\partial C_4}{\partial \alpha_E} - 2 \frac{V_G}{A} \frac{\partial C_1}{\partial \alpha_E} + \frac{C_3 \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_E} + \xi_G \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_E}}{\alpha_G \rho_G A} + \frac{\alpha_E (C_3 \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_E} + \xi_E \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_E}) - \xi_E C_3}{\alpha_E^2 \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_4}{\partial V_G} = \frac{\partial C_4}{\partial V_G} - \frac{2}{A} (C_1 + V_G \frac{\partial C_1}{\partial V_G}) + \frac{C_1 \frac{\partial \xi_G}{\partial V_G} + \xi_G \frac{\partial C_1}{\partial V_G}}{\alpha_G \rho_G A} + \frac{C_3 \frac{\partial \xi_E}{\partial V_G} + \xi_E \frac{\partial C_3}{\partial V_G}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_4}{\partial V_F} = \frac{\partial C_4}{\partial V_F} - 2 \frac{V_G}{A} \frac{\partial C_1}{\partial V_F} + \frac{C_1 \frac{\partial \xi_G}{\partial V_F} + \xi_G \frac{\partial C_1}{\partial V_F}}{\alpha_G \rho_G A} + \frac{C_3 \frac{\partial \xi_E}{\partial V_F} + \xi_E \frac{\partial C_3}{\partial V_F}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_4}{\partial V_E} = \frac{\partial C_4}{\partial V_E} - 2 \frac{V_G}{A} \frac{\partial C_1}{\partial V_E} + \frac{C_1 \frac{\partial \xi_G}{\partial V_E} + \xi_G \frac{\partial C_1}{\partial V_E}}{\alpha_G \rho_G A} + \frac{C_3 \frac{\partial \xi_E}{\partial V_E} + \xi_E \frac{\partial C_3}{\partial V_E}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_4}{\partial p} = \frac{\partial C_4}{\partial p} - 2 \frac{V_G}{A} \frac{\partial C_1}{\partial p} + \frac{\rho_G (C_1 \frac{\partial \xi_G}{\partial p} + \xi_G \frac{\partial C_1}{\partial p}) - \xi_G C_1 \frac{\partial \rho_G}{\partial p}}{\alpha_G \rho_G^2 A}$$



$$+ \frac{\rho_E (C_3 \frac{\partial \xi_E}{\partial p} + \xi_E \frac{\partial C_3}{\partial p}) - \xi_E C_3 \frac{\partial \rho_E}{\partial p}}{\alpha_E \rho_E^2 A}$$

$$\gamma_5 = C_5 - \frac{2V_F}{A} C_2$$

$$\frac{\partial \gamma_5}{\partial \alpha_G} = -\frac{\partial C_5}{\partial \alpha_G} - \frac{2V_F}{A} \frac{\partial C_2}{\partial \alpha_G}$$

$$\frac{\partial \gamma_5}{\partial \alpha_F} = -\frac{\partial C_5}{\partial \alpha_F} - \frac{2V_F}{A} \frac{\partial C_2}{\partial \alpha_F}$$

$$\frac{\partial \gamma_5}{\partial \alpha_E} = -\frac{\partial C_5}{\partial \alpha_E} - \frac{2V_F}{A} \frac{\partial C_2}{\partial \alpha_E}$$

$$\frac{\partial \gamma_5}{\partial V_G} = -\frac{\partial C_5}{\partial V_G} - \frac{2V_F}{A} \frac{\partial C_2}{\partial V_G}$$

$$\frac{\partial \gamma_5}{\partial V_F} = -\frac{\partial C_5}{\partial V_F} - \frac{2}{A} (C_2 + V_F \frac{\partial C_2}{\partial V_F})$$

$$\frac{\partial \gamma_5}{\partial V_E} = -\frac{\partial C_5}{\partial V_E} - \frac{2V_F}{A} \frac{\partial C_2}{\partial V_E}$$

$$\frac{\partial \gamma_5}{\partial p} = -\frac{\partial C_5}{\partial p} - \frac{2V_F}{A} \frac{\partial C_2}{\partial p}$$

$$\gamma_6 = C_6 - 2\frac{V_G}{A} C_3 - \frac{\xi_G}{\alpha_G \rho_G A} C_3 - \frac{\xi_E}{\alpha_E \rho_E A} C_1$$

$$\frac{\partial \gamma_6}{\partial \alpha_G} = \frac{\partial C_6}{\partial \alpha_G} - 2\frac{V_G}{A} \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_G} - \frac{\alpha_G (C_3 \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} + \xi_G \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_G}) - \xi_G C_3}{\alpha_G^2 \rho_G A} - \frac{C_1 \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G} + \xi_E \frac{\partial C_1}{\partial \alpha_G}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_6}{\partial \alpha_F} = \frac{\partial C_6}{\partial \alpha_F} - 2\frac{V_G}{A} \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_F} - \frac{C_3 \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_F} + \xi_G \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_F}}{\alpha_G \rho_G A} - \frac{C_1 \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F} + \xi_E \frac{\partial C_1}{\partial \alpha_F}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_6}{\partial \alpha_E} = \frac{\partial C_6}{\partial \alpha_E} - 2\frac{V_G}{A} \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_E} - \frac{C_3 \frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_E} + \xi_G \frac{\partial C_3}{\partial \alpha_E}}{\alpha_G \rho_G A} - \frac{\alpha_E (C_1 \frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_E} + \xi_E \frac{\partial C_1}{\partial \alpha_E}) - \xi_E C_1}{\alpha_E^2 \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_6}{\partial V_G} = \frac{\partial C_6}{\partial V_G} - 2\frac{V_G}{A} \frac{\partial C_3}{\partial V_G} - \frac{C_3 \frac{\partial \xi_G}{\partial V_G} + \xi_G \frac{\partial C_3}{\partial V_G}}{\alpha_G \rho_G A} - \frac{C_1 \frac{\partial \xi_E}{\partial V_G} + \xi_E \frac{\partial C_1}{\partial V_G}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_6}{\partial V_F} = \frac{\partial C_6}{\partial V_F} - 2\frac{V_G}{A} \frac{\partial C_3}{\partial V_F} - \frac{C_3 \frac{\partial \xi_G}{\partial V_F} + \xi_G \frac{\partial C_3}{\partial V_F}}{\alpha_G \rho_G A} - \frac{C_1 \frac{\partial \xi_E}{\partial V_F} + \xi_E \frac{\partial C_1}{\partial V_F}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_6}{\partial V_E} = \frac{\partial C_6}{\partial V_E} - \frac{2}{A} (C_3 + V_G \frac{\partial C_3}{\partial V_E}) - \frac{C_3 \frac{\partial \xi_G}{\partial V_E} + \xi_G \frac{\partial C_3}{\partial V_E}}{\alpha_G \rho_G A} - \frac{C_1 \frac{\partial \xi_E}{\partial V_E} + \xi_E \frac{\partial C_1}{\partial V_E}}{\alpha_E \rho_E A}$$

$$\frac{\partial \gamma_6}{\partial p} = \frac{\partial C_6}{\partial p} - 2\frac{V_G}{A} \frac{\partial C_3}{\partial p} - \frac{\rho_G (C_3 \frac{\partial \xi_G}{\partial p} + \xi_G \frac{\partial C_3}{\partial p}) - \xi_G C_3 \frac{\partial \rho_G}{\partial p}}{\alpha_G \rho_G^2 A}$$

$$- \frac{\rho_E (C_1 \frac{\partial \xi_E}{\partial p} + \xi_E \frac{\partial C_1}{\partial p}) - \xi_E C_1 \frac{\partial \rho_E}{\partial p}}{\alpha_E \rho_E^2 A}$$

$$B_{11} = \rho_G V_G$$

$$\frac{\partial B_{11}}{\partial x_4} = \rho_G$$

$$\frac{\partial B_{11}}{\partial x_7} = V_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p}$$

$$B_{14} = \alpha_G \rho_G$$

$$\frac{\partial B_{14}}{\partial x_1} = \rho_G$$

$$\frac{\partial B_{14}}{\partial x_7} = \alpha_G \frac{\partial \rho_G}{\partial x_7}$$

$$B_{17} = \alpha_G V_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p}$$

$$\frac{\partial B_{17}}{\partial x_1} = V_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p}$$

$$\frac{\partial B_{17}}{\partial x_4} = \alpha_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p}$$

$$B_{22} = \rho_F V_F$$

$$\frac{\partial B_{22}}{\partial x_5} = \rho_F$$

$$\frac{\partial B_{22}}{\partial x_7} = V_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p}$$

$$B_{25} = \alpha_F \rho_F$$

$$\frac{\partial B_{25}}{\partial x_2} = \rho_F$$

$$\frac{\partial B_{25}}{\partial x_7} = \alpha_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p}$$

$$B_{27} = \alpha_F V_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p}$$

$$\frac{\partial B_{27}}{\partial x_2} = V_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p}$$

$$\frac{\partial B_{27}}{\partial x_5} = \alpha_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p}$$

$$B_{33} = \rho_E V_E$$

$$\frac{\partial B_{33}}{\partial x_6} = \rho_E$$

$$\frac{\partial B_{33}}{\partial x_7} = V_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$B_{36} = \alpha_E \rho_E$$

$$\frac{\partial B_{36}}{\partial x_3} = \rho_E$$

$$\frac{\partial B_{36}}{\partial x_7} = \alpha_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$B_{37} = \alpha_E V_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial B_{37}}{\partial x_3} = V_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\frac{\partial B_{37}}{\partial x_7} = \alpha_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$\xi_G = \alpha_B \rho_B C_{UM} [V_G + (\lambda - 2)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_G} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial \alpha_G} \rho_B C_{UM} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial \alpha_G} C_{UM} \right] [V_G + (\lambda - 2)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_F} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial \alpha_F} \rho_B C_{UM} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial \alpha_F} C_{UM} \right] [V_G + (\lambda - 2)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_G}{\partial \alpha_E} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial \alpha_E} \rho_B C_{UM} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial \alpha_E} C_{UM} \right] [V_G + (\lambda - 2)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_G}{\partial V_G} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial V_G} \rho_B C_{UM} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial V_G} C_{UM} \right] [V_G + (\lambda - 2)(V_G - V_E)] \\ + \alpha_B \rho_B C_{UM} [1 + (\lambda - 2)]$$

$$\frac{\partial \xi_G}{\partial V_F} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial V_F} \rho_B C_{UM} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial V_F} C_{UM} \right] [V_G + (\lambda - 2)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_G}{\partial V_E} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial V_E} \rho_B C_{UM} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial V_E} C_{UM} \right] [V_G + (\lambda - 2)(V_G - V_E)] \\ + \alpha_B \rho_B C_{UM} [-(\lambda - 2)]$$

$$\frac{\partial \xi_G}{\partial p} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial p} \rho_B C_{UM} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial p} C_{UM} \right] [V_G + (\lambda - 2)(V_G - V_E)]$$

$$\xi_E = \alpha_B \rho_B C_{UH} [-V_G + (1 - \lambda)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_G} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial \alpha_G} \rho_B C_{UH} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial \alpha_G} C_{UH} \right] [-V_G + (1 - \lambda)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_F} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial \alpha_F} \rho_B C_{UH} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial \alpha_F} C_{UH} \right] [-V_G + (1 - \lambda)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_E}{\partial \alpha_E} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial \alpha_E} \rho_B C_{UH} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial \alpha_E} C_{UH} \right] [-V_G + (1 - \lambda)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_E}{\partial V_G} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial V_G} \rho_B C_{UH} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial V_G} C_{UH} \right] [-V_G + (1 - \lambda)(V_G - V_E)] \\ + \alpha_B \rho_B C_{UH} (-\lambda)$$

$$\frac{\partial \xi_E}{\partial V_F} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial V_F} \rho_B C_{UH} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial V_F} C_{UH} \right] [-V_G + (1 - \lambda)(V_G - V_E)]$$

$$\frac{\partial \xi_E}{\partial V_E} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial V_E} \rho_B C_{UH} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial V_E} C_{UH} \right] [-V_G + (1 - \lambda)(V_G - V_E)] \\ + \alpha_B \rho_B C_{UH} [-(1 - \lambda)]$$

$$\frac{\partial \xi_E}{\partial p} = \left[ \frac{\partial \alpha_B}{\partial p} \rho_B C_{UH} + \alpha_B \frac{\partial \rho_B}{\partial p} C_{UH} \right] [-V_G + (1 - \lambda)(V_G - V_E)]$$

$$C_1 = \frac{S}{A} \frac{q_w}{H_{1g}}$$

$$\frac{\partial C_1}{\partial x_i} = 0$$

$$C_2 = \frac{S}{A} [m_D - (m_E + m_B) - \frac{q_w}{H_{1g}}]$$

$$\frac{\partial C_2}{\partial x_i} = S \frac{\partial m_D}{\partial x_i} - S \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial x_i} \quad (i = 1 \sim 7)$$

$$C_3 = \frac{S}{A} [(m_E + m_B) - m_D]$$

$$\frac{\partial C_3}{\partial x_i} = S \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial x_i} - S \frac{\partial m_D}{\partial x_i} \quad (i = 1 \sim 7)$$

$$C_4 = -A_{FG} \tau_{FG} - A_{EG} \tau_{EG} + \frac{S}{A} \frac{q_w}{H_{1g}} V_F - \alpha_G \rho_G g \cos \theta$$

$$\frac{\partial C_4}{\partial \alpha_G} = -\tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial \alpha_G} - A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_G} - \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial \alpha_G} - A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial \alpha_G} - \rho_G g \cos \theta$$

$$\frac{\partial C_4}{\partial \alpha_F} = -\tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial \alpha_F} - A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_F} - \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial \alpha_F} - A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial \alpha_F}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial C_4}{\partial \alpha_E} &= -\tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial \alpha_E} - A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_E} - \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial \alpha_E} - A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial \alpha_E} \\
\frac{\partial C_4}{\partial V_G} &= -\tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial V_G} - A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_G} - \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial V_G} - A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial V_G} \\
\frac{\partial C_4}{\partial V_F} &= -\tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial V_F} - A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_F} - \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial V_F} - A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial V_F} + \frac{S}{A} \frac{q_W}{H_{1g}} \\
\frac{\partial C_4}{\partial V_E} &= -\tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial V_E} - A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_E} - \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial V_E} - A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial V_E} \\
\frac{\partial C_4}{\partial p} &= -\tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial p} - A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial p} - \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial p} - A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial p} - \alpha_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p} g \cos \theta
\end{aligned}$$

$$C_5 = A_{FG} \tau_{FG} - A_{WF} \tau_{WF} - \frac{S}{A} \left\{ \frac{q_W}{H_{1g}} V_F - m_D V_E + (m_E + m_B) V_F \right\} - \alpha_F \rho_F g \cos \theta$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial C_5}{\partial \alpha_G} &= \tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial \alpha_G} + A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_G} - \tau_{WF} \frac{\partial A_{WF}}{\partial \alpha_G} - A_{WF} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial \alpha_G} \\
&\quad - \frac{S}{A} \left\{ -V_E \frac{\partial m_D}{\partial \alpha_G} + V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial \alpha_G} \right\} \\
\frac{\partial C_5}{\partial \alpha_F} &= \tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial \alpha_F} + A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_F} - \tau_{WF} \frac{\partial A_{WF}}{\partial \alpha_F} - A_{WF} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial \alpha_F} \\
&\quad - \frac{S}{A} \left\{ -V_E \frac{\partial m_D}{\partial \alpha_F} + V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial \alpha_F} \right\} - \rho_F g \cos \theta \\
\frac{\partial C_5}{\partial \alpha_E} &= \tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial \alpha_E} + A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_E} - \tau_{WF} \frac{\partial A_{WF}}{\partial \alpha_E} - A_{WF} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial \alpha_E} \\
&\quad - \frac{S}{A} \left\{ -V_E \frac{\partial m_D}{\partial \alpha_E} + V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial \alpha_E} \right\} \\
\frac{\partial C_5}{\partial V_G} &= \tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial V_G} + A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_G} - \tau_{WF} \frac{\partial A_{WF}}{\partial V_G} - A_{WF} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial V_G} \\
&\quad - \frac{S}{A} \left\{ -V_E \frac{\partial m_D}{\partial V_G} + V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial V_G} \right\} \\
\frac{\partial C_5}{\partial V_F} &= \tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial V_F} + A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_F} - \tau_{WF} \frac{\partial A_{WF}}{\partial V_F} - A_{WF} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial V_F} \\
&\quad - \frac{S}{A} \left\{ \frac{q_W}{H_{1g}} - V_E \frac{\partial m_D}{\partial V_F} + (m_E + m_B) + V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial V_F} \right\} \\
\frac{\partial C_5}{\partial V_E} &= \tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial V_E} + A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_E} - \tau_{WF} \frac{\partial A_{WF}}{\partial V_E} - A_{WF} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial V_E} \\
&\quad - \frac{S}{A} \left\{ -m_D - V_E \frac{\partial m_D}{\partial V_E} + V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial V_E} \right\} \\
\frac{\partial C_5}{\partial p} &= \tau_{FG} \frac{\partial A_{FG}}{\partial p} + A_{FG} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial p} - \tau_{WF} \frac{\partial A_{WF}}{\partial p} - A_{WF} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial p} \\
&\quad - \frac{S}{A} \left\{ -V_E \frac{\partial m_D}{\partial p} + V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial p} \right\} - \alpha_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p} g \cos \theta
\end{aligned}$$

$$C_6 = A_{EG} \tau_{EG} - \frac{S}{A} \{ m_D V_E - (m_E + m_B) V_F \} - \alpha_E \rho_E g \cos \theta$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial C_6}{\partial \alpha_G} &= \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial \alpha_G} + A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial \alpha_G} - \frac{S}{A} \left\{ V_E \frac{\partial m_D}{\partial \alpha_G} - V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial \alpha_G} \right\} \\
\frac{\partial C_6}{\partial \alpha_F} &= \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial \alpha_F} + A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial \alpha_F} - \frac{S}{A} \left\{ V_E \frac{\partial m_D}{\partial \alpha_F} - V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial \alpha_F} \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial C_B}{\partial \alpha_E} &= \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial \alpha^E} + A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial \alpha^E} - \frac{S}{A} \left\{ V_E \frac{\partial m_D}{\partial \alpha^E} - V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial \alpha^E} \right\} - \rho_E g \cos \theta \\
\frac{\partial C_B}{\partial \alpha_G} &= \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial \alpha_G} + A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial \alpha_G} - \frac{S}{A} \left\{ V_E \frac{\partial m_D}{\partial \alpha_G} - V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial \alpha_G} \right\} \\
\frac{\partial C_B}{\partial V_G} &= \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial V_G} + A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial V_G} - \frac{S}{A} \left\{ V_E \frac{\partial m_D}{\partial V_G} - V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial V_G} \right\} \\
\frac{\partial C_B}{\partial V_F} &= \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial V_F} + A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial V_F} - \frac{S}{A} \left\{ V_E \frac{\partial m_D}{\partial V_F} - V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial V_F} - (m_E + m_B) \right\} \\
\frac{\partial C_B}{\partial V_E} &= \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial V_E} + A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial V_E} - \frac{S}{A} \left\{ m_D + \frac{\partial m_D}{\partial V_E} V_E - V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial V_E} \right\} \\
\frac{\partial C_B}{\partial p} &= \tau_{EG} \frac{\partial A_{EG}}{\partial p} + A_{EG} \frac{\partial \tau_{EG}}{\partial p} - \frac{S}{A} \left\{ V_E \frac{\partial m_D}{\partial p} - V_F \frac{\partial (m_E + m_B)}{\partial p} \right\} \\
&\quad - \alpha_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p} g \cos \theta
\end{aligned}$$

$$\tau_{WF} = f_{WF} \frac{\rho_F V_F^2}{2}$$

$$\frac{\partial \tau_{WF}}{\partial \alpha_F} = \frac{\partial f_{WF}}{\partial \alpha_F} \frac{\rho_F V_F^2}{2}$$

$$\frac{\partial \tau_{WF}}{\partial V_F} = \frac{\partial f_{WF}}{\partial V_F} \frac{\rho_F V_F^2}{2} + f_{WF} \rho_F V_F$$

$$\frac{\partial \tau_{WF}}{\partial p} = \frac{\partial f_{WF}}{\partial p} \frac{\rho_F V_F^2}{2} + \frac{f_{WF}}{2} \frac{\partial \rho_F}{\partial p} V_F^2$$

$$f_{WF} = 0.079 \text{Re}_F^{-0.25} \quad (\text{Re}_F \leq 1 \times 10^5)$$

$$\frac{\partial f_{WF}}{\partial V_F} = -1.975 \times 10^{-2} \text{Re}_F^{-1.25} \frac{\partial \text{Re}_F}{\partial V_F}$$

$$\frac{\partial f_{WF}}{\partial p} = -1.975 \times 10^{-2} \text{Re}_F^{-1.25} \frac{\partial \text{Re}_F}{\partial p}$$

$$f_{WF} = 8 \times 10^{-4} + 0.05525 \text{Re}_F^{-0.237} \quad (\text{Re}_F > 1 \times 10^5)$$

$$\frac{\partial f_{WF}}{\partial V_F} = -1.309 \times 10^{-2} \text{Re}_F^{-1.25} \frac{\partial \text{Re}_F}{\partial V_F}$$

$$\frac{\partial f_{WF}}{\partial p} = -1.309 \times 10^{-2} \text{Re}_F^{-1.25} \frac{\partial \text{Re}_F}{\partial p}$$

$$\text{Re}_F = \frac{\alpha_F V_F \rho_F D}{\mu_F}$$

$$\frac{\partial \text{Re}_F}{\partial \alpha_F} = \frac{V_F \rho_F D}{\mu_F}$$

$$\frac{\partial \text{Re}_F}{\partial V_F} = \frac{\alpha_F \rho_F D}{\mu_F}$$

$$\frac{\partial Re_F}{\partial p} = \alpha_F V_F D \frac{\mu_F \frac{\partial \rho_F}{\partial p} - \rho_F \frac{\partial \mu_F}{\partial p}}{\mu_F^2}$$

$$\tau_{FG} = f_{FG} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_F)^2$$

$$\frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_G} = \frac{\partial f_{FG}}{\partial \alpha_G} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_F)^2$$

$$\frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_F} = \frac{\partial f_{FG}}{\partial \alpha_F} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_F)^2$$

$$\frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_E} = \frac{\partial f_{FG}}{\partial \alpha_E} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_F)^2$$

$$\frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_G} = \frac{\partial f_{FG}}{\partial V_G} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_F)^2 + f_{FG} \rho_G (V_G - V_F)$$

$$\frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_F} = \frac{\partial f_{FG}}{\partial V_F} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_F)^2 - f_{FG} \rho_G (V_G - V_F)$$

$$\frac{\partial \tau_{FG}}{\partial p} = \left\{ \frac{\partial f_{FG}}{\partial p} \frac{\rho_G}{2} + \frac{f_{FG}}{2} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} \right\} (V_G - V_F)^2$$

$$A_{FG} = \frac{4}{D} \sqrt{1 - \alpha_F}$$

$$\frac{\partial A_{FG}}{\partial \alpha_F} = -\frac{2}{D} (1 - \alpha_F)^{-0.5}$$

$$f_{FG} = 0.079 Re_G^{-0.25} \left( 1 + 300 \frac{t_F}{D} \right)$$

$$\frac{\partial f_{FG}}{\partial \alpha_G} = 0.079 Re_G^{-0.25} \left( 1 + 300 \frac{1}{D} \frac{\partial t_F}{\partial \alpha_G} \right)$$

$$\frac{\partial f_{FG}}{\partial \alpha_F} = -1.975 \times 10^{-2} Re_G^{-1.25} \frac{\partial Re_G}{\partial \alpha_F} \left( 1 + 300 \frac{t_F}{D} \right)$$

$$\frac{\partial f_{FG}}{\partial \alpha_E} = 0.079 Re_G^{-0.25} \left( 1 + 300 \frac{1}{D} \frac{\partial t_F}{\partial \alpha_E} \right)$$

$$\frac{\partial f_{FG}}{\partial V_G} = -1.975 \times 10^{-2} Re_G^{-1.25} \frac{\partial Re_G}{\partial V_G} \left( 1 + 300 \frac{t_F}{D} \right)$$

$$\frac{\partial f_{FG}}{\partial V_F} = -1.975 \times 10^{-2} Re_G^{-1.25} \frac{\partial Re_G}{\partial V_F} \left( 1 + 300 \frac{t_F}{D} \right)$$

$$\frac{\partial f_{FG}}{\partial p} = -1.975 \times 10^{-2} Re_G^{-1.25} \frac{\partial Re_G}{\partial p} \left( 1 + 300 \frac{t_F}{D} \right)$$

$$Re_G = \frac{\rho_G |V_G - V_F| D_{FG}}{\mu_G}$$

$$\frac{\partial R_{EG}}{\partial \alpha_F} = \frac{\rho_G |V_G - V_F|}{\mu_G} \frac{\partial D_{FG}}{\partial \alpha_F}$$

$$\frac{\partial R_{EG}}{\partial V_G} = \frac{\rho_G D_{FG}}{\mu_G}$$

$$\frac{\partial R_{EG}}{\partial V_F} = -\frac{\rho_G D_{FG}}{\mu_F}$$

$$\frac{\partial R_{EG}}{\partial p} = |V_G - V_F| D_{FG} \frac{\mu_G \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \rho_G \frac{\partial \mu_G}{\partial p}}{\mu_G^2}$$

$$D_{FG} = D \sqrt{1 - \alpha_F}$$

$$\frac{\partial D_{FG}}{\partial \alpha_F} = -\frac{D}{2} (1 - \alpha_F)^{-0.5}$$

$$t_F = \frac{D}{2} [1 - \sqrt{\alpha_G + \alpha_E}]$$

$$\frac{\partial t_F}{\partial \alpha_G} = -\frac{D}{4} (\alpha_G + \alpha_E)^{-0.5}$$

$$\frac{\partial t_F}{\partial \alpha_E} = -\frac{D}{4} (\alpha_G + \alpha_E)^{-0.5}$$

$$\tau_{EG} = k_{EG} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_E)^2$$

$$\frac{\partial \tau_{EG}}{\partial V_G} = \frac{\partial k_{EG}}{\partial V_G} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_E)^2 + k_{EG} \rho_G (V_G - V_E)$$

$$\frac{\partial \tau_{EG}}{\partial V_E} = \frac{\partial k_{EG}}{\partial V_E} \frac{\rho_G}{2} (V_G - V_E)^2 - k_{EG} \rho_G (V_G - V_E)$$

$$\frac{\partial \tau_{EG}}{\partial p} = \left\{ \frac{\rho_G}{2} \frac{\partial k_{EG}}{\partial p} + \frac{k_{EG}}{2} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} \right\} (V_G - V_E)^2$$

$$A_{EG} = 1.5 \frac{\alpha_E}{D_E}$$

$$\frac{\partial A_{EG}}{\partial \alpha_E} = \frac{1.5}{D_E}$$

$$\frac{\partial A_{EG}}{\partial V_G} = -\frac{1.5 \alpha_E}{D_E^2} \frac{\partial D_E}{\partial V_G}$$

$$\frac{\partial A_{EG}}{\partial V_E} = -\frac{1.5 \alpha_E}{D_E^2} \frac{\partial D_E}{\partial V_E}$$

$$\frac{\partial A_{EG}}{\partial p} = -\frac{1.5 \alpha_E}{D_E^2} \frac{\partial D_E}{\partial p}$$



$$D_E = \frac{\sigma We}{\rho_G} (V_G - V_E)^{-2}$$

$$\frac{\partial D_E}{\partial V_G} = -2 \frac{\sigma We}{\rho_G} (V_G - V_E)^{-3}$$

$$\frac{\partial D_E}{\partial V_E} = 2 \frac{\sigma We}{\rho_G} (V_G - V_E)^{-3}$$

$$\frac{\partial D_E}{\partial p} = \frac{\rho_G \frac{\partial \sigma}{\partial p} - \sigma \frac{\partial \rho_G}{\partial p}}{\rho_G^2} We (V_G - V_E)^{-2}$$

$$k_{EG} = 24 Re_E^{-1} + 3.1 Re_E^{-0.313} + 0.42 (4.25 \times 10^4 Re_E^{-1.16} + 1)^{-1}$$

$$\frac{\partial k_{EG}}{\partial V_G} = \{-24 Re_E^{-2} - 0.9703 Re_E^{-1.313} + 2.07 \times 10^4 (4.25 \times 10^4 Re_E^{-1.16} + 1)^{-2} Re_E^{-2.16}\} \frac{\partial Re_E}{\partial V_G}$$

$$\frac{\partial k_{EG}}{\partial V_E} = \{-24 Re_E^{-2} - 0.9703 Re_E^{-1.313} + 2.07 \times 10^4 (4.25 \times 10^4 Re_E^{-1.16} + 1)^{-2} Re_E^{-2.16}\} \frac{\partial Re_E}{\partial V_E}$$

$$\frac{\partial k_{EG}}{\partial p} = \{-24 Re_E^{-2} - 0.9703 Re_E^{-1.313} + 2.07 \times 10^4 (4.25 \times 10^4 Re_E^{-1.16} + 1)^{-2} Re_E^{-2.16}\} \frac{\partial Re_E}{\partial p}$$

$$Re_E = \frac{\rho_E |V_G - V_E| D_E}{\mu_E}$$

$$\frac{\partial Re_E}{\partial V_G} = \frac{\rho_E}{\mu_E} \{D_E + (V_G - V_E) \frac{\partial D_E}{\partial V_G}\}$$

$$\frac{\partial Re_E}{\partial V_E} = \frac{\rho_E}{\mu_E} \{-D_E + (V_G - V_E) \frac{\partial D_E}{\partial V_E}\}$$

$$\frac{\partial Re_E}{\partial p} = \left\{ \frac{\mu_E \frac{\partial \rho_E}{\partial p} - \rho_E \frac{\partial \mu_E}{\partial p}}{\mu_E^2} D_E + \frac{\rho_E}{\mu_E} \frac{\partial D_E}{\partial p} \right\} (V_G - V_E)$$

$$m_D = k_D C$$

$$\frac{\partial m_D}{\partial x_i} = C \frac{\partial k_D}{\partial x_i} + k_D \frac{\partial C}{\partial x_i} \quad (i = 1 \sim 7)$$

$$k_D = 9.0 \times 10^{-3} V_G \left(\frac{C}{\rho_G}\right)^{-0.5} Re_G^{-0.2} Sc^{-2/3}$$

$$\frac{\partial k_D}{\partial x_i} = 9.0 \times 10^{-3} V_G \rho_G^{0.5} \left\{ -0.5 C^{-2/3} \frac{\partial C}{\partial x_i} Re_G^{-0.2} \right. \\ \left. - 0.2 C^{-0.5} Re_G^{-1.2} \frac{\partial Re_G}{\partial x_i} \right\} Sc^{-2/3}$$

(i = 1 ~ 3, 5 ~ 6)

$$\frac{\partial k_D}{\partial V_G} = 9.0 \times 10^{-3} \rho_G^{0.5} \left\{ -0.5 V_G C^{-1.5} \frac{\partial C}{\partial V_G} Re_G^{-0.2} \right. \\ \left. - 0.2 V_G C^{-0.5} Re_G^{-1.2} \frac{\partial Re_G}{\partial V_G} + C^{-0.5} Re_G^{-0.2} \right\} Sc^{-2/3}$$

$$\frac{\partial k_D}{\partial p} = 9.0 \times 10^{-3} V_G \left\{ -0.5 \left( \frac{C}{\rho_G} \right)^{-1.5} \frac{\rho_G \frac{\partial C}{\partial p} - C \frac{\partial \rho_G}{\partial p}}{\rho_G^2} Re_G^{-0.2} Sc^{-2/3} \right. \\ \left. - 0.2 \left( \frac{C}{\rho_G} \right)^{-0.5} Re_G^{-1.2} \frac{\partial Re_G}{\partial p} Sc^{-2/3} - \frac{2}{3} \left( \frac{C}{\rho_G} \right)^{-0.5} Re_G^{-0.2} Sc^{-5/3} \frac{\partial Sc}{\partial p} \right\}$$

$$C = \rho_E \frac{\alpha_E}{\alpha_G + \alpha_E}$$

$$\frac{\partial C}{\partial \alpha_G} = -\rho_E \frac{\alpha_E}{(\alpha_G + \alpha_E)^2}$$

$$\frac{\partial C}{\partial \alpha_E} = \rho_E \frac{\alpha_G}{(\alpha_G + \alpha_E)^2}$$

$$\frac{\partial C}{\partial p} = \rho_E \frac{\alpha_E}{\alpha_G + \alpha_E} \frac{\partial \rho_E}{\partial p}$$

$$m_E = 1.07 \frac{\mu_L}{\sigma^2} \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{0.4} \tau_{FG} \Delta h_{eq} V_G$$

$$\frac{\partial m_E}{\partial \alpha_G} = 1.07 \frac{\mu_L}{\sigma^2} \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{0.4} \left\{ \Delta h_{eq} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_G} + \tau_{FG} \frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial \alpha_G} \right\} V_G$$

$$\frac{\partial m_E}{\partial \alpha_F} = 1.07 \frac{\mu_L}{\sigma^2} \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{0.4} \left\{ \Delta h_{eq} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_F} + \tau_{FG} \frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial \alpha_F} \right\} V_G$$

$$\frac{\partial m_E}{\partial \alpha_E} = 1.07 \frac{\mu_L}{\sigma^2} \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{0.4} \left\{ \Delta h_{eq} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial \alpha_E} + \tau_{FG} \frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial \alpha_E} \right\} V_G$$

$$\frac{\partial m_E}{\partial V_G} = 1.07 \frac{\mu_L}{\sigma^2} \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{0.4} \left\{ \Delta h_{eq} V_G \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_G} + \tau_{FG} V_G \frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial V_G} + \tau_{FG} \Delta h_{eq} \right\}$$

$$\frac{\partial m_E}{\partial V_F} = 1.07 \frac{\mu_L}{\sigma^2} \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{0.4} \left\{ \Delta h_{eq} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial V_F} + \tau_{FG} \frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial V_F} \right\} V_G$$

$$\frac{\partial m_E}{\partial p} = 1.07 \frac{\mu_L}{\sigma^2} \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{0.4} \left\{ \Delta h_{eq} \frac{\partial \tau_{FG}}{\partial p} + \tau_{FG} \frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial p} \right\} V_G$$

$$+ 1.07 \left\{ \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{0.4} \frac{\sigma^2 \frac{\partial \mu_L}{\partial p} - 2 \mu_L \sigma \frac{\partial \sigma}{\partial p}}{\sigma^4} \right.$$

$$\left. + 0.40 \frac{\mu_L}{\sigma^2} \left( \frac{\rho^L}{\rho^G} \right)^{-0.6} \frac{\rho_G \frac{\partial \rho_L}{\partial p} - \rho_L \frac{\partial \rho_G}{\partial p}}{\rho_G^2} \right\} \tau_{FG} \Delta h_{eq} V_G$$

$$\Delta h_{eq} = k_s \quad (Re_G \geq 1 \times 10^5)$$

$$\frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial \alpha_G} = \frac{\partial k_s}{\partial \alpha_G}$$

$$\frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial \alpha_E} = \frac{\partial k_s}{\partial \alpha_E}$$

$$\Delta h_{eq} = k_s \{2.136 \log_{10}(Re_G) - 9.68\} \quad (Re_G < 1 \times 10^5)$$

$$\frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial \alpha_G} = \frac{\partial k_s}{\partial \alpha_G} \{2.136 \log_{10}(Re_G) - 9.68\}$$

$$\frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial \alpha_F} = k_s \left\{ 2.136 \frac{1}{\log_e 10} \frac{1}{Re_G} \frac{\partial Re_G}{\partial \alpha_F} \right\}$$

$$\frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial \alpha_E} = \frac{\partial k_s}{\partial \alpha_E} \{2.136 \log_{10}(Re_G) - 9.68\}$$

$$\frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial V_G} = k_s \left\{ 2.136 \frac{1}{\log_e 10} \frac{1}{Re_G} \frac{\partial Re_G}{\partial V_G} \right\}$$

$$\frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial V_F} = k_s \left\{ 2.136 \frac{1}{\log_e 10} \frac{1}{Re_G} \frac{\partial Re_G}{\partial V_F} \right\}$$

$$\frac{\partial \Delta h_{eq}}{\partial p} = k_s \left\{ 2.136 \frac{1}{\log_e 10} \frac{1}{Re_G} \frac{\partial Re_G}{\partial p} \right\}$$

$$k_s = 0.57 t_F + 21.73 \times 10^3 t_F^2 - 38.8 \times 10^6 t_F^3 + 55.68 \times 10^9 t_F^4$$

$$\frac{\partial k_s}{\partial \alpha_G} = \{0.57 + 43.46 \times 10^3 t_F^2 - 11.64 \times 10^7 t_F^3 + 22.27 \times 10^{10} t_F^4\} \frac{\partial t_F}{\partial \alpha_G}$$

$$\frac{\partial k_s}{\partial \alpha_E} = \{0.57 + 43.46 \times 10^3 t_F^2 - 11.64 \times 10^7 t_F^3 + 22.27 \times 10^{10} t_F^4\} \frac{\partial t_F}{\partial \alpha_E}$$

$$m_B = \left( \frac{q_w}{H_{1g} \rho_G} \right) \exp \left\{ - \frac{t_F \sqrt{\tau_{WF} / \rho_F}}{158.7 (\mu_G / \mu_L)^{2.66} 30 \nu_F} \right\} C$$

ここで、

$$T_{P1} = \frac{q_w}{H_{1g} \rho_G}$$

$$T_{P2} = - \frac{\rho_F^{-0.5}}{158.7 (\mu_G / \mu_L)^{2.66} 30 \nu_F} = - \frac{\rho_F^{0.5} \mu_L^{1.66}}{4761 \mu_G^{2.66}} \quad (\because \mu_F = \mu_L)$$

とおくと、 $m_B$ に関する微分項は次式で与えられる。

$$m_B = T_{P1} \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) C$$

$$\frac{\partial m_B}{\partial \alpha_G} = T_{P1} T_{P2} \tau_{WF} \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) C \frac{\partial t_F}{\partial \alpha_G}$$

$$+ T_{P1} \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) \frac{\partial C}{\partial \alpha_G}$$

$$\frac{\partial m_B}{\partial \alpha_E} = T_{P1} T_{P2} \tau_{WF} \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) C \frac{\partial t_F}{\partial \alpha_E} + T_{P1} \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) \frac{\partial C}{\partial \alpha_E}$$

$$\frac{\partial m_B}{\partial V_F} = T_{P1} T_{P2} t_F \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) C \frac{\tau_{WF}^{-0.5}}{2} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial V_F}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_B}{\partial p} &= T_{P1} T_{P2} t_F \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) C \frac{\tau_{WF}^{-0.5}}{2} \frac{\partial \tau_{WF}}{\partial p} \\ &+ \frac{\partial T_{P1}}{\partial p} \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) C \\ &+ T_{P1} t_F \tau_{WF}^{0.5} \exp(T_{P2} t_F \tau_{WF}^{0.5}) C \frac{\partial T_{P2}}{\partial p} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial T_{P1}}{\partial p} = -\frac{a_w}{H_{1g}} \frac{1}{\rho_G^2} \frac{\partial \rho_G}{\partial p} - \frac{a_w}{\rho_G H_{1g}} \frac{\partial H_{1g}}{\partial p}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{P2}}{\partial p} &= -\frac{\mu_G^{2.66} (\mu_L^{1.66} 0.5 \rho_F^{-0.5} \frac{\partial \rho_F}{\partial p} + \rho_F^{0.5} 1.66 \mu_L^{0.66} \frac{\partial \mu_L}{\partial p})}{4761 \mu_G^{5.32}} \\ &+ \frac{\rho_F^{0.5} \mu_L^{1.66} 2.66 \mu_G^{1.66} \frac{\partial \mu_G}{\partial p}}{4761 \mu_G^{5.32}} \end{aligned}$$

### 3. 液滴についての基礎方程式に関する検討

(片岡、富山)

#### 3.1 はじめに

現在のF I D A Sコードで用いられている気液二相流の三流体モデルに基づく基礎方程式としては、気相、液膜、液滴を連続体として平均したものが用いられており定常、及び過渡ドライアウトはじめ様々な原子炉内気液二相流動が精度よく予測されている。

F I D A Sコードにおいても見られる様に、気液二相流の流動、伝熱の諸現象を正確に解析するためには、気液二相流の質量、運動量、エネルギーの保存についての厳密な基礎方程式を確立する事が重要である。近年、コンピュータを用いた数値解析が飛躍的に発展するに従い、こうした厳密な基礎方程式についての要請が一層強くなってきている。通常、気液二相流の解析において必要とされているのは、気液二相流の平均的挙動についてであり、従って実際に必要とされる基礎方程式も、時間、空間について適当に平均化されたものである。気液二相流には時間空間とともに移動する気液界面が存在し、このため平均の基礎方程式を得るためには平均の方法について注意深い考察が必要となる。こうした平均化についての研究に基づき、これまでに気液二相流の基礎方程式の導出についての努力が行われ、現在ではその厳密さに於いては十分信頼に足る基礎方程式系が得られている<sup>(1-3)</sup>。

F I D A Sに代表される現在の気液二相流の三流体モデルに基づく基礎方程式としては、気相、液相を連続流体として平均したものが用いられており定常及び過渡状態に於ける様々な気液二相流動をかなりの精度で予測する事が可能となりつつある。こうした従来の基礎式は勿論、最も厳密なものであり流動現象を正確に表したものである。しかしながら、この基礎方程式を気泡流や液滴流などの分散流にも適用すると厳密に過ぎてかえって物理的な意味の把握が難しい場合がある。一例を挙げると従来の三流体モデルに基づく運動量保存の基礎式に於いては連続相、分散相両相に圧力勾配項が現れているが、気泡流や液滴流のような分散流について、平均の圧力勾配（勿論定義は可能である）の物理的な意味、及びこの圧力勾配により気泡や液滴に働く体積力というものも物理的には考えにくい。また、これらの式に現れる平均の物理量（平均速度、平均密度等）は気泡や液滴の内部での物理量分布までを考慮した平均値となっている。しかしながら、例えば速度について考えると

実際の気泡流、液滴流などの気液二相分散流の実験においては、電気抵抗プローブ、アネモメータ、レーザー流速計のいずれを用いるにせよ、測定しているのは（出来るのは）気泡や液滴界面の速度であり、気泡や液滴内部の速度については界面の速度と等しいとして平均の速度を求めているのが通常である。とすれば、こうした実験データと比較する場合の基礎式も気泡や液滴内部の速度分布まで考慮して平均したものである必要はない。従って、分散相の基礎式については、分散相である個々の気泡や液滴を1つの粒子として取扱い、気泡や液滴内部で速度が一様であるとして求めたものの方が実際的である。

また、現在実際の計算に用いられている基礎方程式については不適切性の問題、多次元流への拡張の際の問題等、検討すべき点も依然残されている。さらに現在のような連続相と分散相をともに連続体として平均する基礎式では分散相のラグランジュ的な取扱いの関連付けが容易でない場合が多い。

以上の観点から、本章では気液二相分散流について、分散相をより実際的に取り扱い、より簡略で数値解析上の取扱いの容易な三流体モデルの基礎式を導出した結果を報告する。さらにこうして導かれた基礎方程式系の適切性の問題を検討した結果についても報告する。

### 3.2 三流体モデルによる基礎式の導出

ここでは、瞬時・局所的な気液二相流の質量、運動量、エネルギーの保存式に基づき、分散相の平均の基礎方程式について考察する。連続相（気泡流に於ける液相、液滴流における気相）の平均の基礎方程式については従来のものでよいので分散相（気泡や液滴）についてのみ考える。分散相を添え字  $d$  で表すと分散相の瞬時・局所的な基礎式は次式で与えられる<sup>(2)</sup>。

(質量)

$$\phi_d \left\{ \frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \text{div} (\rho_d v_d) \right\} = 0 \quad (3.1)$$

(運動量)

$$\phi_a \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_a v_a) + \text{div} (\rho_a v_a v_a) \right\} = \phi_a (-\text{grad} P_a + \text{div} \tau_a + \rho_a g) \quad (3.2)$$

(エネルギー)

$$\begin{aligned} & \phi_a \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho_a \left( E_a + \frac{1}{2} v_a^2 \right) \right\} + \text{div} \left\{ \rho_a \left( E_a + \frac{1}{2} v_a^2 \right) v_a \right\} \right] \\ & = \phi_a \left\{ -\text{div} q_a - \text{div} (P_a v_a) + \text{div} (\tau_a \cdot v_a) + \rho_a g \cdot v_a + Q_a \right\} \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで $\phi_a$ は分散相の特性関数<sup>(2)</sup>である(分散相が存在すれば1そうでなければ0をとる関数)。この式を時間幅Tで平均する。ここで、個々の分散相内部では諸物理量の分布が一様であるとする

$$\text{div} (\rho_a \mathbf{v}_a) = 0 \quad (3.4)$$

$$\text{div} (\rho_a \mathbf{v}_a \mathbf{v}_a) = 0 \quad (3.5)$$

$$\text{div} \tau_a = 0 \quad (3.6)$$

$$\text{div} \left\{ \rho_a \left( E_a + \frac{1}{2} v_a^2 \right) \mathbf{v}_a \right\} = 0 \quad (3.7)$$

$$\text{div} (P_a \mathbf{v}_a) = 0 \quad (3.8)$$

$$\text{div} (\tau_a \cdot \mathbf{v}_a) = 0 \quad (3.9)$$

圧力については連続相からの流体力を考慮して界面での力のみを考える。

$$-\text{grad} P_a = -P_{ai} \mathbf{n}_{ai} a_i \quad (3.10)$$

また、熱流束についても連続相からの熱流を考慮して界面での熱流束のみを考える。

$$-\text{div} (\mathbf{q}_a) = -\mathbf{q}_{ai} \cdot \mathbf{n}_{ai} a_i \quad (3.11)$$

ここで  $a_i$  は瞬時・局所的な気液界面積濃度<sup>(2)</sup>、 $n_{aij}$  は界面外向き法線ベクトルであり、添え字  $i$  は界面での値を表す。

以上の関係式、および気液界面を含んだ微分項の平均の方法<sup>(2)</sup>を用いて式(3.1)～(3.3)を適当な時間間隔  $T$  で時間平均することにより、実際に用いられる時間平均の基礎方程式が得られる。ここで時間平均を  $\overline{\quad}$  で表す。気液界面を含んだ微分項の平均は次式で与えられる<sup>(2)</sup>。

$$\overline{\phi_a \frac{\partial X_a}{\partial t}} = \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_a \overline{X_a}) - \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{X_{aij} n_{aij} \cdot v_{ij}}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} \quad (3.12)$$

$$\overline{\phi_a \text{grad} X_a} = \text{grad} (\alpha_a \overline{X_a}) + \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{X_{aij} n_{aij}}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} \quad (3.13)$$

$$\overline{\phi_a \text{div} X_a} = \text{div} (\alpha_a \overline{X_a}) + \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{X_{aij} \cdot n_{aij}}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} \quad (3.14)$$

ここで  $\alpha_a = \overline{\phi_a}$  (分散相の体積率) (3.15)

$$\overline{X_a} = \overline{\phi_a X_a} / \alpha_a \quad (3.16)$$

$N$  は界面の通過個数、添え字  $j$  は  $j$  番目の界面を表す。また  $v_i$  は界面の速度を表す。また、瞬時・局所的な気液界面積の平均についての次式が与えられている<sup>(2)</sup>。

$$\overline{X_{ai} a_i} = \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{X_{aij}}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} \quad (3.17)$$

これらの関係式を用いて平均の基礎式は次のように与えられる。

(質量)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_a \overline{\rho_a}) + \text{div} (\alpha_a \overline{\rho_a v_{am}}) = \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{\rho_{aij} n_{aij} \cdot (v_{ij} - v_{aij})}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} \quad (3.18)$$



(運動量)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_d \overline{\rho_d v_{dm}}) + \text{div} (\alpha_d \overline{\rho_d v_{dm} v_{dm}}) = -\text{div} (\alpha_d \overline{\rho_d v_{dm} v_{dm}}) \\ + \alpha_d \overline{\rho_d g} - \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{P_{dij} n_{dij}}{|n_{dij} \cdot v_{ij}|} + \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{\rho_{dij} n_{dij} \cdot (v_{ij} - v_{dij}) v_{dij}}{|n_{dij} \cdot v_{ij}|} \end{aligned} \quad (3.19)$$

(エネルギー)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_d \overline{\rho_d E_{dm}}) + \text{div} (\alpha_d \overline{\rho_d E_{dm} v_{dm}}) = -\text{div} (\alpha_d \overline{\rho_d E_{dm} v_{dm}}) \\ - \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{q_{dij} \cdot n_{dij}}{|n_{dij} \cdot v_{ij}|} + \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{\rho_{dij} n_{dij} \cdot (v_{ij} - v_{dij}) E_{dij}}{|n_{dij} \cdot v_{ij}|} + \alpha_d \overline{Q_d} \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\text{ここで } v_{dm} = \overline{\rho_d v_d} / \overline{\rho_d} \quad (3.21)$$

$$\overline{\rho_d v_d v_d} = \overline{\rho_d (v_d - v_{dm}) (v_d - v_{dm})} \quad (3.22)$$

$$E_{dm} = \overline{\rho_d E_d} / \overline{\rho_d} \quad (3.23)$$

$$\overline{\rho_d E_d v_d} = \overline{\rho_d (E_d - E_{dm}) (v_d - v_{dm})} \quad (3.24)$$

ただし、式(3.20)において運動エネルギーは熱エネルギーに比べて十分小さいとして省略した。また式(3.18)の右辺は界面質量輸送項（相変化量）に対応する。

$$\frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{\rho_{dij} n_{dij} \cdot (v_{ij} - v_{dij})}{|n_{dij} \cdot v_{ij}|} = \dot{m}_d \alpha_d \quad (3.25)$$

ここで $\dot{m}_d$ は分散相の単位界面積あたりの相変化量（蒸発、凝縮による）である。運動量の保存式(3.19)の右辺第3項は気泡や液滴界面の圧力分布に対応した界面運動量輸送項であり具体的には浮力、抗力、Transverse Lift Force（マグナス力等）、仮想質量項等に相当する。

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{P_{aij} n_{aij}}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} &= -\alpha_d \overline{\rho_c} g - C_D (1/2) \overline{\rho_c} (v_{cm} - v_{dm})^2 \overline{\alpha_i} \\
- C_T \overline{\rho_c} (v_{cm} - v_{dm}) \text{grad} v_{cm} + C_{VM} \overline{\rho_c} \left\{ \frac{D_d}{Dt} (v_{dm} - v_{cm}) \right\} & \quad (3.26)
\end{aligned}$$

また式(3.19)の右辺第4項は相変化運動量輸送に対応する。すなわち

$$\frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{\rho_{aij} n_{aij} \cdot (v_{ij} - v_{aij}) v_{aij}}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} = \dot{m}_d v_{di} \overline{\alpha_i} \quad (3.27)$$

一方、エネルギーの保存式(3.20)の右辺第二項は気泡や液滴界面の温度勾配に対応した界面熱輸送項であり具体的には分散相と連続相の温度差による気液界面熱伝達項として次式で与えられる。

$$-\frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{q_{aij} \cdot n_{aij}}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} = -h_i (T_{cm} - T_{dm}) \overline{\alpha_i} \quad (3.28)$$

ここで $h_i$ は界面熱伝達係数、 $T_{cm}$ 、 $T_{dm}$ は連続相及び分散相の平均温度である。また式(3.20)の右辺第三項は相変化熱輸送項に対応する。すなわち

$$\frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \frac{\rho_{aij} n_{aij} \cdot (v_{ij} - v_{aij}) E_{aij}}{|n_{aij} \cdot v_{ij}|} = \dot{m}_d E_{di} \overline{\alpha_i} \quad (3.29)$$

こうして得られた分散相の質量、運動量、エネルギーの平均の基礎式の特徴は運動量式に圧力勾配項、粘性拡散項がないこと、エネルギー式において分子熱拡散項がないこと及び平均値が界面の離散的な量で与えられる事である。即ち、個々の分散相内部では物理量が一様と仮定している事から各物理量の平均値は次式のように与えられる。

$$\alpha_d = \frac{1}{T} \sum_{j=1}^{N/2} (t_{2j} - t_{2j-1}) \quad (3.30)$$

$$\overline{\alpha_d \rho_d} = \frac{1}{T} \sum_{j=1}^{N/2} (t_{2j} - t_{2j-1}) \rho_{d,2j-1} \quad (3.31)$$

$$\overline{\alpha_d \rho_d v_{dm}} = \frac{1}{T} \sum_{j=1}^{N/2} (t_{2j} - t_{2j-1}) \rho_{d,2j-1} v_{d,2j-1} \quad (3.32)$$

$$\overline{\alpha_d \rho_d E_{dm}} = \frac{1}{T} \sum_{j=1}^{N/2} (t_{2j} - t_{2j-1}) \rho_{d,2j-1} E_{d,2j-1} \quad (3.33)$$

ここで、 $t_{2j-1}$ 、 $t_{2j}$ はj番目の分散相が測定点を通り始める時刻及び通過し終わる時刻である(図3.1)。この平均値は例えば速度について言えば気泡や液滴界面が測定用プローブを通過する際の界面速度のみを用いて与えられており実験による分散相の実際の測定値に対応している。また分散相についての構成式のモデルや分散相を粒子としてラグランジュ的に解析する場合の結果とも対応がつけ易い。

一方、連続相(気泡流では液相、液滴流では気相)の平均の質量、運動量、エネルギーの保存式は、従来の二流体モデルに基づく基礎方程式として与えられる<sup>(1-3)</sup>。すなわち、連続相を添え字cで表して

(質量)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_c \rho_c}) + \text{div} (\overline{\alpha_c \rho_c v_{cm}}) = \dot{m}_c a_i \quad (3.34)$$

(運動量)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_c \rho_c v_{cm}}) + \text{div} (\overline{\alpha_c \rho_c v_{cm} v_{cm}}) = & -\text{grad} (\alpha_c P) - \text{div} (\overline{\alpha_c \rho_c v_{cm} v_{cm}}) \\ & + \text{div} (\overline{\alpha_c \tau_c}) + \overline{\alpha_c \rho_c} g + \dot{m}_c v_{ci} \overline{a_i} - C_D (1/2) \overline{\rho_c} (v_{dm} - v_{cm})^2 \overline{a_i} \\ & - C_{TP} \overline{\rho_c} (v_{dm} - v_{cm}) \text{grad} v_{cm} + C_{VM} \overline{\rho_c} \left\{ \frac{D_a}{Dt} (v_{cm} - v_{dm}) \right\} \end{aligned} \quad (3.35)$$

(エネルギー)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_c \overline{\rho_c E_{cm}}) + \text{div} (\alpha_c \overline{\rho_c E_{cm} v_{cm}}) = -\text{div} (\alpha_c \overline{\rho_c E_{cm} v_{cm}}) + \text{div} (\alpha_c \overline{q_c})$$

$$+ \overline{m_c E_{ci} a_i} - h_i (T_{dm} - T_{cm}) \overline{a_i} + \alpha_d \overline{Q_d} \quad (3.36)$$

で与えられる。ここでもエネルギー式において運動エネルギーに関する項は熱エネルギーの項に比べて十分小さいとして省略した。また式(3.25)、式(3.34)における分散相と連続相の相変化量は界面における質量保存式を満たす。

$$\dot{m}_d = -\dot{m}_c \quad (3.37)$$

また、式(3.19)と式(3.35)の界面運動量輸送項、式(3.20)と式(3.36)の界面エネルギー輸送項も界面における運動量、エネルギーの保存を満たしている。

以上のようにして、気液二相分散流に対する、二流体モデルに基づく基礎方程式系が、分散相に対して式(3.18)～(3.20) (界面輸送項は式(3.25)～(3.29)で与えられる)、連続相に対して式(3.34)～(3.36)で与えられる。従来の気相、液相を共に連続流体として平均した二流体モデルの基礎式に於いては、気相の基礎式と液相の基礎式は添え字を除いて全く同一の形で与えられたのに対し、ここで導いた、分散相の内部の物理量分布を均一とした近似に基づく基礎方程式系では、気相と液相の基礎式の形は異なっている。具体的には先にも述べたように分散相の運動量式に圧力勾配項、粘性拡散項がないこと、エネルギー式において熱伝導による熱拡散項がないことである。こうした式の特徴は、気泡流や液滴流など分散流の流動伝熱現象を物理的に把握する場合には極めて都合がよい。

まず、分散相の運動量保存式において圧力勾配項が現れないことは、分散相に加わる力の物理的解釈の上で考え易い。気泡や液滴等の気液二相流の分散相は連続流体であるとはいえ、各分散相は連結しておらず、従って連続相の場合の様に圧力勾配によって分散相に力が加わるとは考えにくい。勿論、分散相同士は相互に力を及ぼしあい、分散相が一個の場合と多数個存在する場合ではその相互作用は異なってくる。しかしながら、こうした分散相相互の力は分散相の圧力勾配によって直接に働くとするよりは、連続相を介して行わ

れると考える方が物理的にみて妥当である。

また、分散相に圧力勾配項が現れないことは、三流体モデルの圧力についてのモデル化をも極めて容易にする。従来の気液各相を連続流体とした基礎方程式では気相の圧力と液相の圧力の二つの平均圧力が式の上に現れるため、この圧力を等しいとする（1圧力モデル）か、等しいとしないか（2圧力モデル）がモデル化の上での未解決の重要な課題となっている<sup>(4)</sup>。1圧力モデルの場合には各相の圧力に対する構成方程式は必要ではないがこの仮定により、方程式系が不適切となり、物理的にも数学的にもモデルの不完全な点とされている。一方、2圧力モデルでは、こうした不適切性の問題は起こらないが、各相の圧力についての構成方程式が必要となるが、これについては十分に確立された構成方程式が開発されていないのが現状である。この点、ここで導いた分散流の運動量の保存式に於いては圧力項は連続相のみにしか現れないので、こうした圧力についてのモデル化の問題は考える必要がない。また、次節で示す様にこの場合の方程式系は適切な系となり、数学的にも問題は起こらない。こうした観点からも、ここで導いた分散相の二流体モデルによる運動量式は解析に都合の良い実用的な式であると言える。

さらに、分散相の運動量式に於いて、粘性拡散項が現れないことも、気液二相分散流の物理的な解釈の上で合理的なものとなっている。粘性応力はニュートン流体では速度勾配に比例するが、気液二相分散流において分散相について速度勾配に比例する粘性応力項を考えることは極めて困難である。分散相の平均速度は分布をもち従って速度勾配も存在するが、これにより分散相同士に粘性力が働くとは考えにくい。圧力勾配項についての議論と同様に、分散相相互に働くちからはあくまで連続相を介したものと考えるのが物理的に見ても自然であり、この点からも、分散相の運動量式に粘性拡散項が現れないことは、物理的にみて合理的なものと言えよう。

次に、分散相のエネルギー式に於いて熱伝導熱流束項が現れないことも上述の議論と同様に、気液二相分散流のエネルギー輸送を考える上で物理的に解釈しやすいものとなっている。気泡や液滴などの分散相も個々の温度は異なり従って平均の温度勾配は生じ得るが、この温度勾配による熱伝導によって、分散相同士に直接熱が伝わるとするのは物理的にみて妥当ではない。勿論、分散相が多数存在する場合には、分散相同士のエネルギー交換が存在するが、運動量交換の場合に述べた様に、これはあくまで連続相を介して行われるものであり、分散相同士に直接に起こるものではないと考えられる。従って、分散相のエネ

ルギー保存式に熱伝導熱流束項が現れないことも、気液二相分散流の物理的な解釈の上で合理的なものであると言えよう。

ここで導いた、気液二相分散流の基礎方程式は、固気二相流、固液二相流の二流体モデル（連続相と固体相に対してそれぞれ保存式をたてるモデル）による基礎式と極めて類似したものとなっている。これは、ここでの気液二相分散流の基礎式が気泡や液滴などの分散相をあたかも粒子の様に取り扱うことにより導出されたことから当然である。しかしながら、従来の固気二相流、固液二相流の基礎式の場合は検査体積内に十分多数個の固体粒子が存在するとの仮定を出発点とし、統計的平均を用いて導出されたものである<sup>(5)</sup>。こうした仮定は分散粒子の径が検査体積に比べて十分に小さい固気、固液二相流では妥当な場合が多いが、気泡流や、液滴流等の場合には分散相の大きさはかなり大きく、こうした仮定は必ずしも成り立たない。従ってここでは、気相と液相の瞬時・局所的な基礎方程式から出発し時間平均を用い、分散相の諸物理量の平均値を式(3.30)～(3.33)で定義したものをを用いている。この方法を用いると分散粒子がかなり大きく検査体積の中に十分多くの分散粒子の存在が仮定出来ない場合についても分散流の基礎方程式を導くことが可能となる。

混相流の基礎方程式は、固気、固液、気液と流体の組み合わせが異なっても、またその導き方がかなり異なっても非常に類似したものになっていることは従来から指摘されていた。しかしながら、それぞれの混相流の基礎方程式の関係を同一の出発点、平均の方法を用いて比較し、どのような仮定を用いることによりどのような類似点がありどのような相違点があるかについては十分な検討は行われていない。ここで用いた気液二相分散流の基礎方程式の導出方法は固気、固液二相流にも適用可能（但し分散相の瞬時・局所的な基礎式は流体に対するものではなく固体に対するものとしなければならないが）であると考えられる。ここでの議論を拡張することにより、こうした混相流の基礎方程式の統一的な取扱いも可能となるのではないかと考えられる。

### 3.3 分散相の基礎方程式系の適切性の検討

前節で導いた気液二相分散流の基礎方程式の重要な特徴の一つとして、分散相の運動量式に圧力勾配項が現れないことが挙げられた。そこでも述べたように、従来の気相、液相

を連続流体として平均する三流体モデルの基礎式では各相の平均圧力が現れ、それを等しいとする1圧力モデル（このモデルが最も一般的に用いられている）では、方程式系が初期値問題として不適切になることが指摘されている<sup>(4)</sup>。気液二相流の伝熱流動の数値解析は通常初期値問題として取り扱われる（ある初期条件、境界条件が与えられてその後の時間的空間的挙動を予測する問題）。気液二相流の基礎方程式系がこの初期値問題に対して適切を持つ（解が初期値に対して連続性を持つ）為には、方程式系は双曲型の偏微分方程式でなければならない。しかしながら、1圧力モデルによる二流体モデルの基礎方程式は楕円型となり、初期値問題としては不適切となることが示されている。実際の数値解析においては、数値粘性等の効果により、数値解は安定に得られており、1圧力モデルを用いても気液二相流の解析がある程度可能となっているが、物理的、数学的にみて、基礎方程式が不適切なまま解析を行っているという現状には問題がある。

前節で導いた気液二相分散流の基礎方程式系においては、分散流の圧力勾配が現れないためこうした基礎方程式系の適切性の問題が起こらないことが予想される。このことを確認するため、ここでは前節で導いた方程式系の適切性について検討を行った。

適切性の問題は主として圧力勾配項に起因することが知られている。従って、適切性についての検討を行うためには連続の式と運動量の式についてその方程式系が双曲型であるか楕円型であるかを調べれば良い。また、適切性に関連するのは、微分項だけでありそのほかの項はその大きさに関わらず適切性に関与しない。従って、前節で導いた二流体モデルによる気液二相分散流の基礎式(3.18)～(3.20)、式(3.34)～(3.36)のうち、連続の式と運動量の式(3.18)、(3.19)、(3.34)、(3.35)のみを取り扱う。またこれらの式における相間の質量、運動量、エネルギーの輸送項は適切性に関係しないので省略する。また従来の二流体1圧力モデルの適切性と対比するため適当なパラメーターを導入する。さらに、簡単のため1次元流を取扱い流れ方向をx方向とする。

以上のような前提の下での三流体モデルの簡略化された基礎方程式系（液滴と気相の式のみを考える）は次のようになる。

(質量)

$$\frac{\partial \alpha_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial \alpha_d}{\partial x} + \alpha_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = 0 \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial \alpha_c}{\partial t} + v_c \frac{\partial \alpha_c}{\partial x} + \alpha_c \frac{\partial v_c}{\partial x} = 0 \quad (3.39)$$

(運動量)

$$\frac{\partial v_a}{\partial t} + v_a \frac{\partial v_a}{\partial x} = - \frac{\xi}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial v_c}{\partial t} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial x} = - \frac{1}{\rho_c} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.41)$$

式(3.40)において $\xi = 0$ としたものがここで導いた気液二相分散流の基礎方程式の場合であり、 $\xi = 1$ としたものが従来の三流体1圧力モデルの基礎方程式の場合である。

$$\alpha_a + \alpha_c = 1 \quad (3.42)$$

に注意して式(3.38)~(3.41)を $f = (\alpha_a, P, v_a, v_c)^T$ を用いて表すと

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial t} + \begin{pmatrix} v_a & 0 & \alpha_a & 0 \\ -v_c & 0 & 0 & \alpha_c \\ 0 & \xi/\rho_a & v_a & 0 \\ 0 & 1/\rho_c & 0 & v_c \end{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (3.43)$$

式(3.43)左辺第1項の行列をA、第2項の行列をBで表すと

$$A \frac{\partial f}{\partial t} + B \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (3.44)$$

方程式系、式(3.38)~(3.41)は

$$\det(A\lambda + B) = 0 \quad (3.45)$$

の根 $\lambda$ が実数の場合双曲型となり適切、 $\lambda$ が複素数の場合楕円型となり不適切となる。そこで、行列 $A\lambda + B$ を求めると次式となる。



$$A\lambda + B = \begin{pmatrix} \lambda + v_a & 0 & \alpha_a & 0 \\ -(\lambda + v_c) & 0 & 0 & \alpha_c \\ 0 & \xi/\rho_a & \lambda + v_a & 0 \\ 0 & 1/\rho_c & 0 & \lambda + v_c \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

ここで  $\lambda + v_a = \phi_a$ ,  $\lambda + v_c = \phi_c$  (3.47)

とおくと式(3.45)は次の様に表される。

$$\det(A\lambda + B) = \begin{vmatrix} \psi_a & 0 & \alpha_a & 0 \\ -\psi_c & 0 & 0 & \alpha_c \\ 0 & \xi & \rho_a \psi_a & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \rho_c \psi_c \end{vmatrix} \frac{1}{\rho_a \rho_c} = 0 \quad (3.48)$$

これより

$$-\rho_a \alpha_c \psi_a^2 - \xi \rho_c \alpha_a \psi_c^2 = 0 \quad (3.49)$$

従って $\lambda$ に関する固有方程式は次式となる。

$$\rho_a \alpha_c (\lambda + v_a)^2 + \xi \rho_c \alpha_a (\lambda + v_c)^2 = 0 \quad (3.50)$$

従来の三流体1圧力モデルの基礎方程式の場合は $\xi = 1$ であるので式(3.50)において $\xi = 1$ とにおいて $\lambda$ の2次方程式の判別式Dを求めると

$$D = -\rho_a \rho_c \alpha_a \alpha_c (v_a - v_c)^2 \quad (3.51)$$

すなわち固有値 $\lambda$ が実数となるのは

$$v_a = v_c \quad (3.52)$$

の場合だけであり、従来から指摘されている通り<sup>(4)</sup>通常の気液二相流 ( $v_d \neq v_c$ ) の場合には固有値  $\lambda$  は複素数となり方程式系は楕円型となって、初期値問題として不適切となる。

一方、ここで導いた気液二相分散流の基礎方程式の場合には、 $\xi = 0$  であるので式(3.50)は次の様になる。

$$\rho_d \alpha_c (\lambda + v_d)^2 = 0 \quad (3.53)$$

これより

$$\lambda = -v_d \quad (3.54)$$

となり、固有値  $\lambda$  は常に実数となる。このことは、ここで導いた気液二相分散流の基礎方程式系は常に双曲型であって初期値問題として適切であることを意味する。

以上の様に、ここで導いた気液二相分散流の三流体モデルに基づく基礎方程式系は、その方程式の各項が物理的に見て合理的であるのみならず、分散相の運動量式に圧力勾配が現れないために数学的にも常に初期値問題として適切な方程式系となっており、合理的なものということが出来よう。この方程式系を用いて、気泡流や液滴流の解析を行えば従来のものに比べてより簡略にかつ物理的、数学的に整合性を持った予測が行えることが期待される。

### 3.4 おわりに

F I D A S に代表される三流体モデルに基づく気液二相流の質量、運動量、エネルギーの保存を表す基礎方程式系について分散流の特徴を考慮し、物理的にも数学的にも合理性をもち、かつ簡略な分散相の基礎方程式を導き、その数学的特性(適切性)を検討した。

分散相について瞬時・局所的な質量、運動量、エネルギーの保存を表す基礎式から出発し、分散相内部に於いて、諸物理量の分布が均一であるとの仮定に基づき時間平均の基礎方程式系を導いた。得られた基礎方程式系においては、運動量式に圧力勾配項、粘性拡散

項が現れず、エネルギー保存式に熱伝導熱流束項が現れないことが示された。こうした分散相の基礎方程式の特徴は、気液二相分散流の流動伝熱特性の物理的解釈の上で極めて合理的であることを示した。また、分散相の時間平均値は、界面が測定点を通過する際の時刻での諸物理量を用いて定義され、実際の気液二相分散流の測定と整合性を持つことが示された。

次に、こうして得られた、気液二相分散流の基礎方程式系が初期値問題に関して適切性を持つか否かについて検討を行った。従来の、各相を連続流体として平均した三流体1圧力モデルに基づく基礎方程式系とここで導いた基礎方程式系について、質量、運動量の式を簡略化し、その特性方程式を求めることにより適切性を判定した。その結果、従来の三流体1圧力モデルでは各相の速度が等しい場合以外は不適切となるのに対し、ここで求めた基礎方程式系では常に適切性が保たれることが示され、その数学的合理性が確認された。

ここで求めた気液二相分散流の基礎方程式系についての導出方法は固気、固液二相流についても適用可能であり、この方法を用いた混相流の基礎方程式系の一般化についても展望を述べた。

ここで検討した分散相についての簡略化された基礎方程式を用いる事により、F I D A Sコードの計算効率を向上し、またF I D A Sコードを多次元流、過渡二相流に拡張して用いた場合の適用範囲の大幅な拡大と信頼性向上が期待されると考えられる。

### 第3章の記号説明

$a_1$	: 気液界面積	[ 1 / m ]
A	: 行列	
B	: 行列	
$C_D$	: 抵抗係数	
$C_T$	: Transverse Lift Force に関する係数	
$C_{VM}$	: 仮想質量項に関する係数	
D	: 固有方程式の判別式	
E	: 内部エネルギー	[ J / K g ]
f	: ベクトル	

$g$	: 重力加速度	$[m/s^2]$
$h_i$	: 気液界面熱伝達係数	$[W/m^2/K]$
.		
$m$	: 単位気液界面積あたりの相変化量	$[Kg/m^2/s]$
$n_{ki}$	: 気液界面外向き法線ベクトル ( $k = d, c$ )	
$N$	: 界面通過個数	$[1/s]$
$P$	: 圧力	$[Pa]$
$q$	: 熱伝導熱流束ベクトル	$[W/m^2]$
$Q$	: 単位体積あたりの熱発生量	$[W/m^3]$
$t$	: 時間	$[s]$
$T$	: 平均時間間隔	$[s]$
$v$	: 速度ベクトル	$[m/s]$
$v_i$	: 気液界面の速度ベクトル	$[m/s]$
$x$	: 流れ方向座標	$[m]$
$X$	: 諸物理量	

(ギリシャ文字)

$\alpha$	: 平均体積率	
$\lambda$	: 固有値	
$\rho$	: 密度	$[Kg/m^3]$
$\tau$	: 粘性応力	$[N/m^2]$
$\phi$	: 特性関数	
$\phi$	: パラメーター	

(添え字)

$c$	: 連続相
$d$	: 分散相
$i$	: 界面での値
$m$	: 質量平均

(数学的操作)

T : 転置行列

— : 時間平均

== : 相平均

~ : 揺らぎ量

### 第3章の参考文献

(1) M. Ishii, Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow, Eyrolles, Paris (1975)

(2) 片岡 勲、混相流、Vol. 4, p. 275(1990), Vol. 5, p. 3(1991).

(3) J.M. Delhay, et al., Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, Hemisphere, Washington, D.C., (1981).

(4) H.B. Stewart and B.J. Wendroff, Comp. Phys. Vol. 56, p. 363 (1984).

(5) S.L. Soo, Fluid Dynamics of Multiphase Systems, Blaisdell, Waltham, Massachusetts (1967).

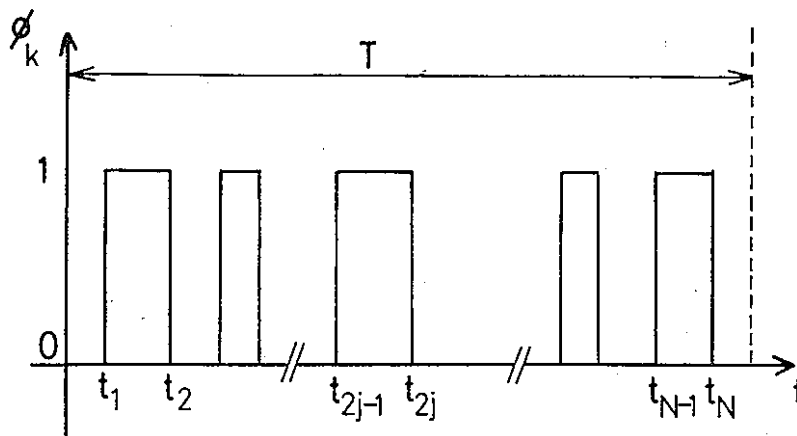


図3.1 気液界面のプローブ測定点通過の状況

#### 4. 液滴発生率の構成方程式の定量的比較検討

(片岡、富山)

##### 4.1 はじめに

昨年度の報告書においても述べたように、三流体モデルに基づくF I D A Sコードは実際の原子炉条件におけるドライアウト現象を高い精度で予測する能力を持つものであるが、その予測精度をより一層向上させ、また適用範囲をより広げるためには、基礎方程式、数値解法、構成方程式について十分な検討を加えそれに基づいて適切な改善が必要である。特に気液二相流、中でも三流体モデルでは非常に多種多様な構成方程式が必要となる。そして、これら構成方程式の精度によって三流体モデルによる予測結果は大きく影響を受ける。しかしながら、気液二相流現象は極めて複雑な現象であるため、様々なモデルに基づいた様々な構成方程式が存在し各構成方程式の間の差異も決して少なくないのが現状である。このような状況の下で、精度の高い予測を行うためには、現在までに得られている様々な構成方程式について十分な調査検討を行い、それに基づいて最も適切と思われる構成方程式を選択するか乃至は新たな構成方程式を作成する必要がある。勿論、このような手続きはF I D A Sコードに於いても既になされている訳であるが、その後の研究成果も加味し、予測精度を一層向上させ、適用範囲を拡大する事を目的として、昨年度の報告書においてはF I D A Sコードで用いられている構成方程式についての検討を行った。次にこの検討結果に基づき、三流体モデルにおいて最も重要である、液滴発生率・液滴付着率の構成方程式についての文献調査を行った。更に液滴付着率の構成方程式についての文献調査結果を基に、代表的と思われる液滴付着率の相関式を選択し様々な条件下でのそれらの相関式の与える値について定量的な相互比較を行い、各相関式の検討を行った。

本章ではこうした昨年度の調査検討結果を更に継続発展させ、液滴発生率についても文献調査に基づいて代表的と思われる相関式を選択し、様々な条件下でそれらの相関式の与える値について定量的な相互比較を行い、各相関式の検討さらには液滴発生率の相関式をより高精度化していく上での問題点についての考察を行った結果について報告する。

## 4.2 液滴発生率に関する文献調査

液滴発生率の構成方程式も液滴付着率の構成方程式と並んで三流体モデルにおける構成方程式の中でも最も重要なものの一つであり、これについても従来からも多くの研究が行われてきており、F I D A S においても従来研究成果の詳細な検討と理論的な検討を基に高い精度を持つ構成方程式が開発されている。F I D A S コードでは、従来の液滴発生率についての信頼できる実験データを集積しこれらが無次元数を用いて整理し実験データを最適に表現する式として液滴発生率の構成方程式を開発している。しかしながら、最終的に得られた式の係数は現在のところ次元を持ったものとなっている。勿論、この構成方程式も高い予測精度を持ち F I D A S が現在対象とする現象については特に問題はない。しかしながら F I D A S コードを高精度化し、適用範囲を広げるためにはやはり液滴発生率の構成方程式も無次元数で与えられた方が一般性を持ち望ましいであろう。また、構成方程式に現れる無次元数についてもその物理的意味が十分明確でないものもあり、高度化項目として検討の必要があろう。また、液滴発生率は液膜厚さと密接な関係をもつため、F I D A S における構成方程式に於いても等価的液膜厚さが用いられている。この等価的液膜厚さをを用いる事により構成方程式の精度は向上しているのであるが、この値は実際の液膜厚さの予測値とは異なるものである。質量保存則、運動量保存則との整合性、壁面せん断力、界面せん断力の構成方程式との関連性に於いて重要な問題となる。また、液膜厚さや液滴発生率についての代表的なモデルである *Triangular Relationship* とも深い関わりを持つと考えられる。F I D A S コードの高度化項目の重要な問題点として十分な考慮が必要であろう。

これに鑑み、本章では液滴発生率についての構成方程式についての詳細な調査検討を行うが、それを行うための基礎資料として先ずここでは現在までの液滴発生率についての文献を特に相関式に着目して調査した結果について報告する。こうした文献調査は昨年度の報告書においても報告したが、その後の文献調査の結果を加え更に整備したものである。

### 4.2.1 全般的なレビュー（環状噴霧流についての解説、液滴発生率、付着率の相関式を含む）についての文献

- (1) G. F. Hewitt and N. S. Hall Taylor, "Annular Two-Phase Flow," Pergamon Press, Oxford pp. 162-172 (1970).
- (2) G. B. Wallis, "One-dimensional Two-phase Flow," McGraw-Hill, NY, pp. 315-393 (1969).
- (3) 赤川浩爾、"気液二相流"、コロナ社、pp. 143-152 (1973).
- (4) 世古口言彦、"気液二相流"、「伝熱工学の進展1」、養賢堂、pp. 312-317 (1981).
- (5) 植田辰洋、"気液二相流－流れと熱伝達－"、養賢堂、pp. 156-174 (1974).
- (6) G. F. Hewitt, "Liquid-Gas System," Handbook of Multiphase Systems, ed. by G. Hetsroni, MacGraw Hill, pp. 271-275 (1982).
- (7) 日本機械学会、"気液二相流技術ハンドブック"、コロナ社、pp. 321-325 (1989).
- (8) 波江貞広、"噴霧流の流動機構"、混相流の流動機構と応用技術（第2回混相流シンポジウム）、pp. 119-134 (1983).
- (9) 日本原子力学会「熱流動数値解析の信頼性評価」特別専門委員会、「二相流」ワーキンググループ報告書、「二流体モデル熱水力相関式の改良 (II)」、pp. 168-190 (1993).

#### 4.2.2 液滴発生率 (Entrainment Rate) についての文献

- (10) 柳井誠、"管路流沸騰熱伝達に関する研究"、京都大学工学博士論文 (1971).
- (11) 石谷清幹、高城敏美、"水平流路内沸騰における眼界熱負荷に関する研究 (第4報、環状噴霧流におけるバーンアウト熱負荷の解析)"、日本機械学会論文集 (B編)、



Vol. 36, p. 629-637 (1970).

- (12) 植田辰洋、"環状気液二相流における液滴発生率と液滴径について"、日本機械学会論文集、Vol. 45-389, p. 127-135 (1979).
- (13) 植田辰洋、井上満、永留世一、"沸騰流下液膜の限界熱流束と液滴発生率"、日本機械学会論文集、Vol. 47-419, p. 1341-1348 (1981).
- (14) I. Kataoka and M. Ishii, "Mechanism and Correlation of Droplet Entrainment and Deposition in Annular Two-Phase Flow," ANL-82-44, NUREG/CR-2885 (1982)
- (15) I. Kataoka and M. Ishii, "Entrainment and Deposition Rates of Droplets in Annular Two-Phase Flow," Proc. ASME/JSME Thermal Eng. Joint Conf. Vol. 1, p. 69, Honolulu, USA (1983).
- (16) P. Hutchinson and P. B. Whalley, "A possible Characterisation of Entrainment in Annular Flow," Chem. Eng. Sci., Vol. 28, p. 974-975 (1973).
- (17) P. B. Whalley and G. F. Hewitt, "The Correlation of Liquid Entrainment Fraction and Entrainment Rate in Annular Two-Phase Flow," Rept. AERE-R9187, Harwell (1978).
- (18) J. Wurtz, "An Experimental and Theoretical Investigation of Annular Steam-Water Flow in Tubes and Annuli at 30 to 90 bar," RISØ Report No. 372 (1978).
- (19) T. Saito, E. D. Hughes and M. W. Carbon, "Multi-Fluid Modeling of Annular Two-Phase Flow," Nucl. Eng. Des., Vol. 50, p. 225 (1978).
- (20) J. C. Dallman and t. J. Hanratty, "Interpretation of Entrainment Measurements in

Annular Gas-Liquid Flow," Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical, Process and Energy Engineering System, (edited by F. Durst, C.G. Tsilkauli and N. Afgan), Vol. II, p. 681, Hemisphere McGraw Hill, Washington (1979).

- (21) V. I. Petrovichev, L. S. Kokorev, A. Ya. Didenko and G. P. Dubvrovskiy, "Droplet Entrainment in Boiling of Thin Liquid Film," Heat Transfer Soviet research, Vol. 3, p. 19 (1971).
- (22) O. Okada and H. Fujita, "Behaviors of Liquid Films in High Velocity Annular Mist Flow in a Vertical Pipe," Proc. 2nd JSME-KSME Thermal Engineering Conf. Fukuoka, Oct. 19-21, 1992, Vol. 2, pp. 249-254 (1992).
- (23) O. Okada and H. Fujita, "Behavior of Liquid Films and Droplets in the Non-Equilibrium Region of a Downward Annular Mist Flow (Comparison of Porous and Central Nozzle Mixing Methods)," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19, pp. 79-89 (1993).

#### 4.3 代表的な相関式

##### 4.3.1 柳井の式<sup>(10)</sup>

この式は主として、提案者自身の蒸気-水系の流動実験、沸騰実験に基づいて得られた式である。液滴発生率を直接求めたのではなく、従来の実験式、理論式をもとに新たなモデル化を加味して相関式を作成し、経験常数をドライアウトの実験結果の予測を通して決定して最終的な相関式を求めたものであり次式で与えられる。

$$\dot{m}_E = 3.5 \times 10^{-5} \left( \frac{\tau_i}{\sigma} \right)^3 \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho_L}} \Delta h^2 \rho_L \quad (4.1)$$

ここで

$$\Delta h = 5 \delta$$

$$Re_G < 6 \times 10^4$$

$$= 3 \times 10^5 \delta / Re_G \quad Re_G > 6 \times 10^4 \quad (4.2)$$

ここで $\delta$ は平均液膜厚さである。この式から液滴発生率を求める為には液膜厚さと界面せん断力 $\tau_i$ の値が必要である。柳井の式に於いてはこれらについてどのような相関式を用いたのかは明かではない。そこで、ここでは液膜厚さと界面せん断力の相関式として最も信頼性のあるWallis<sup>(2)</sup>の式を用いる事とする。

$$\tau_i = 0.005 \{1 + 75(1-\alpha)\} \frac{1}{2} \rho_G u_G^2 \quad (4.3)$$

$$\frac{(1-\alpha)^2 \{1 + 75(1-\alpha)\}}{\alpha^{5/2}} = \frac{\rho_L u_L^2}{\rho_G u_G^2} \quad (4.4)$$

$$4(1-\alpha) = \frac{\delta}{D} \quad (4.4)$$

次節以下で述べる液滴発生率の相関式においても液膜厚さや界面せん断力の値が必要となる場合がしばしばあるが、その場合も上述のWallis<sup>(2)</sup>の式を用いる事とする。これは、一つにはWallis<sup>(2)</sup>の式が極めて信頼性が高いことにもよるが、一つにはここで各種の液滴発生率の相関式を定量的に相互比較する際に液膜厚さや、界面せん断力について統一的な値を用いる必要があるからである。(統一的な相関式を用いなければ、液滴発生率の値の違いが相関式そのものによるのか、液膜厚さや界面せん断力の相関式の違いによるのかが不明確になってしまう恐れが生ずる)

この相関式を得るにあたって主として用いた柳井<sup>(10)</sup>のドライアウトの実験データの範囲は以下の通りである。

試験部：内径12mm長さ1000mmのSUS27引き抜き管(肉厚1mm)

加熱方法：交流による直接通電加熱

熱流束：0~0.9×10<sup>6</sup>kcal/m<sup>2</sup>hr

質量流量：0.5~1.5×10<sup>6</sup>Kg/m<sup>2</sup>hr

入り口オリティ：0.1~0.8

#### 4.3.2 石谷、高城の式<sup>(11)</sup>

この式は提案者ら自身の環状噴霧流の液膜のロール波の挙動、及びそこからの液滴発生もメカニズムについての独自のモデル化に基づいて相関式を作成したものである。相関式のいくつかの経験常数を与えるために、波の挙動、液滴発生についての従来の実験結果 (Wicks & Dukler<sup>(24)</sup>, Magiros & Dukler<sup>(25)</sup>, Collier & Hewitt<sup>(26)</sup>) 並びにドライアウトの実験結果 (提案者ら<sup>(11)</sup>, Bertolletti et al.<sup>(27)</sup>, Silvestri<sup>(28)</sup>) を用いている。

$$\dot{m}_E = 0.084 \frac{\lambda_g}{8} \left( \frac{\mu_L u_g}{\sigma} \right) \rho_g u_g \delta^+ \phi_g^2 \quad (4.5)$$

ここで $\lambda_g$ は気相が单相で流れた場合の摩擦係数であり

$$\lambda_g = 0.3164 \operatorname{Re}_g^{-1/4} \quad (4.6)$$

で与えられる。また $\delta^+$ は無次元液膜厚さであり

$$\delta^+ = \delta u_f / \nu_L \quad (4.7)$$

$$u_f = \sqrt{\tau_w / \rho_L} \quad (4.8)$$

ここで $\tau_w$ については $\tau_w = \tau_i$ と近似して界面せん断力の値を用いる。 $\delta$ 、 $\tau_i$ については前節で述べたように、Wallis<sup>(2)</sup>の式を用いる。また $\phi_g$ は摩擦係数の二相増倍係数でありこれもWallis<sup>(2)</sup>の式に基づいて

$$\phi_g = 1 + 7.5 (1 - \alpha) \quad (4.9)$$

で与える。

相関式を作成する為に用いた実験データの範囲としては、波の挙動、液滴発生についての実験結果 (Wicks & Dukler<sup>(24)</sup>, Magiros & Dukler<sup>(25)</sup>, Collier & Hewitt<sup>(26)</sup>) については

流路徑：26～74.8 mm

大氣圧近傍、水-空氣系

質量流量：0～30×10<sup>5</sup> Kg/m<sup>2</sup>hr

氣相流束：0～100 m/s

ドライアウトの実験結果（提案者ら<sup>(11)</sup>、Bertoletti et al.<sup>(27)</sup>、Silvestri<sup>(28)</sup>）については

流路徑：5.2～15.3 mm

圧力：1～70.8 ata

質量流量：3.86×10<sup>4</sup>～13.7×10<sup>6</sup> Kg/m<sup>2</sup>hr

熱流束：0～400×10<sup>4</sup> kcal/m<sup>2</sup>hr

である。

#### 4.3.3 植田の式<sup>(12,13)</sup>

この式は提案者自身の様々な流体の組み合わせについての精密な実験結果に基づき、液滴発生メカニズムを考慮して支配的なパラメーターを用いて整理したものである。提案者は環状噴霧流について極めて精密な理論解析と実験を行ってきておりこの式もそうした一連の研究から提案されたものである。この式は提案者自身の実験データを最もよく整理するという目的から次元をもった形となっており、次式で与えられる。

$$\dot{m}_E = 3.54 \times 10^{-3} \left[ \frac{\tau_i}{\sigma} \left( \frac{u_{LF}}{\sigma} \right)^{0.6} \right]^{0.57} \quad (4.10)$$

但し

$$\frac{\tau_i}{\sigma} \left( \frac{u_{LF}}{\sigma} \right)^{0.6} \geq 120$$

$$u_{LF} = (1-E) u_L \quad (4.11)$$

各パラメーターの次元は  $\dot{m}_E$  : Kg/m<sup>2</sup>s、 $\tau_i$  : N/m<sup>2</sup>、 $\sigma$  : N/m、 $u_{LF}$  : m/s で与えられている。また  $\tau_i$  としてはここでは Wallis<sup>(2)</sup> の式を用いる。

この相関式を導くのに用いた提案者自身の実験データの範囲は次の通りである。

空気-液系 2成分垂直上向二相流

液：水、オクタノール水溶液、グリセリン水溶液

表面張力 $\sigma$ ：0.037~0.069 Kg/s<sup>2</sup>

粘性係数 $\mu_L$ ：0.89~7.1×10<sup>-3</sup>Kg/ms

液相密度 $\rho_L$ ：1000~1160 kg/m<sup>3</sup>

管径D：10~30 mm

管長L：0.45~3.95 m

気相流速 $u_G$ ：17~64 m/s

液相重量流量：0~300 Kg/hr

#### 4.3.4 Harwellの式 (Whalley et al. <sup>(17)</sup>)

この式は環状噴霧流について最も早くから系統的な実験を行って来たHarwell研究所において提案されたものであり、昨年度報告書で報告した液滴付着率の相関式と共に現在でも最も標準的な液滴発生率の相関式として広く用いられているものである。この相関式は液滴発生率を液滴発生と液滴付着が平衡状態となった時の平衡液滴濃度 $C_E$ と液滴付着係数を用いて次式で与えられるとするものである。

$$m_E = KC_E \quad (4.12)$$

ここでKは同じくHarwell研究所で提案された液滴付着率であり表面張力の関数として図表で与えられている。甲藤<sup>(29)</sup>はそれを近似して次式を与えている。

$$\begin{aligned} K &= 0.405 \sigma^{0.915} \quad \sigma < 0.0383 \\ &= 9.48 \times 10^4 \sigma^{4.7} \quad \sigma > 0.0383 \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$K: \text{m/s}, \quad \sigma: \text{N/m}$$

また平衡液滴濃度 $C_E$ も同様に図表で与えられているが、富山ら<sup>(30)</sup>はそれを近似して次式を与えている。

$$\begin{aligned}
C_E &= 186.349 \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right)^2 + 0.185919 \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right) - 0.0171915 \quad \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right) \leq 0.047 \\
&= 92.6903 \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right)^2 + 10.5584 \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right) - 0.39705 \quad 0.047 < \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right) \leq 0.1 \\
&= 51.6429 \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right)^2 + 27.1302 \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right) - 1.65863 \quad 0.1 < \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right) \leq 0.3 \\
&= 145.8329 \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right)^{2.13707} \quad \left( \frac{\tau_1 \delta}{\sigma} \right) > 0.3
\end{aligned} \tag{4.14}$$

この式における  $\tau_1$ 、 $\delta$  についてもここでは Wallis<sup>(2)</sup> の式を用いる。

この式は主として Harwell で行われた水-空気系、アルコール-空気系の実験データに基づいておりその実験範囲は次の通りである。

(水-空気系)

管径：9.5 ~ 31.8 mm

圧力：0.2 ~ 0.3 MPa

気相流速：22.4 ~ 39.1 m/s

液相流速：0.026 ~ 0.408 m/s

(アルコール-空気系)

管径：12 mm

圧力：1.3 ~ 8 Kg/cm<sup>2</sup>

気相動圧  $\rho_g u_g^2$ ：2.3 × 10<sup>3</sup> ~ 10<sup>5</sup> dyne/cm<sup>2</sup>

液相質量流量：9 ~ 45 g/s

#### 4.3.5 片岡、石井の式<sup>(14,15)</sup>

この式は石井らによる研究グループの環状噴霧に関する一連の相関式の一つとして提案されたものであり、液膜上のロール波の先端がせん断力により引きちぎられる事により液滴が発生するとするメカニズムに基づき機構論的に導きだされたものである。三島、石井による発達域、助走域での液滴流量比の相関式<sup>(31)</sup>を考慮し、平衡状態にある液膜厚さよりも実際の液膜厚さの差が液滴発生 of 駆動力となるという物理的な考え方に基づいて導か

れたものであり、次式で与えられる。

$$\frac{\dot{m}_E D}{\mu_L} = 1.2 \times 10^3 Re_L^{-0.5} Re_{Lj\infty}^{-0.25} We^{-1.5} (Re_{Lj} - Re_{Lj\infty})^2 \quad (4.15)$$

$$+ 6.6 \times 10^{-7} Re_L^{0.74} Re_{Lj}^{0.185} We^{0.925} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.26} \quad (E \leq E_\infty)$$

$$\frac{\dot{m}_E D}{\mu_L} = 6.6 \times 10^{-7} Re_L^{0.74} Re_{Lj}^{0.185} We^{0.925} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.26} \quad (E \geq E_\infty) \quad (4.16)$$

$$Re_{Lj} = (1-E) Re_L \quad (4.17)$$

$$Re_{Lj\infty} = (1-E_\infty) Re_L \quad (4.18)$$

$$We = \frac{\rho_G u_G^2 D}{\sigma} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_G}\right)^{1/3} \quad (4.19)$$

$$E_\infty = \tanh(7.25 \times 10^{-7} We^{1.25} Re_L^{0.25}) \quad (4.20)$$

この相関式の特徴は局所的な液膜の厚さによって液滴発生量が与えられるとしている点であり、助走域、発達域のいずれにも適用可能な点である。この相関式のデータベースとなっているのは前節で述べたHarwell研究所の水-空気系の実験結果であり、従ってその実験範囲は前節の水-空気系のものと同一である。

#### 4.3.6 Wurtzの式<sup>(18)</sup>

この相関式は特に高圧の水-蒸気系への適用を目指して提案者自身による高圧水-蒸気系の実験データに基づいて導出したものであり次式で与えられる。

$$\dot{m}_B = 2.0 \left(\frac{k_s \tau_i}{\sigma}\right) \left(\frac{u_G \mu_L}{\sigma}\right) \quad (4.21)$$

ここで $k_s$ は液膜厚さに関係したパラメーターであり、液膜厚さの関数として次式で与えられている。



$$k_g = 0.57\delta + 21.73 \times 10^3 \delta^2 - 38.8 \times 10^6 \delta^3 + 55.68 \times 10^9 \delta^4$$

( $\delta$  : m)

(4.22)

この式を用いる際に必要となる $\delta$ 、 $\tau$ の値についてはここではWallis<sup>(2)</sup>の式を用いる。

この式を導出するに当たって用いた実験データは提案者自身による高圧の水-蒸気系の実験結果でありその実験範囲は以下の通りである。

管径：10～20 mm

管長：9.0 m

圧力：3～9 MPa

全質量流量：500～3000 Kg/m<sup>2</sup>s

クォリティ：0.15～0.75

#### 4.3.7 菅原の式

FIDASに用いられている液滴発生率の相関式である。昨年度の報告書でも述べたように、この相関式は、従来の液滴発生率の種々の相関式野実験結果を検討し、液滴発生メカニズムについての新たなモデル化を行い、特に水-蒸気系への適用性を考慮して圧力の影響を適切に表現するように導出されたものであり、BWRの運転条件近傍の圧力に於けるドライアウトはこの式を用いて特に精度良く予想される。この相関式は次式で与えられる。

$$\dot{m}_E = 1.07 \left( \frac{\Delta h_{eq} \tau_i}{\sigma} \right) \left( \frac{u_g \mu_L}{\sigma} \right) \left( \frac{\rho_L}{\rho_g} \right)^{0.4}$$
(4.23)

$$\begin{aligned} \text{ここで } \Delta h_{eq} &= k_g & Re_g &\geq 1 \times 10^5 & (4.24) \\ &= k_g \{2.136 \log_{10}(Re_g) - 9.68\} & Re_g &< 1 \times 10^5 \end{aligned}$$

$$\text{但し } \Delta h_{eq} \geq 0$$
(4.24)

この式に於いて $k_g$ としては前節で述べたWurtzの式(4.22)を用いるとしている。また $\delta$ 、 $\tau_i$ についてはここではWallis<sup>(2)</sup>の式を用いる。

この相関式における定数等は、Keaysら<sup>(32)</sup>、Hewittら<sup>(33)</sup>のHarwell研究所での低圧か

らから高圧に至る水-蒸気系の実験データに基づいて決定されている。従って、この相関式の実験データベースの実験範囲は以下の通りである。

管径：9.2 mm

管長：1.8～3.7 m

圧力：0.24～6.89 MPa

全質量流量：297～2650 Kg/m<sup>2</sup>s

クォリティ：0.25～0.7

#### 4.3.8 齊藤の式<sup>(19)</sup>

この式は基本的には4.3.4節で述べたHarwellの実験結果、相関式を基本として導かれたものである。従来の相関式、実験データも考慮して、蒸気-水系のドライアウト熱流束の予測の為に開発されたものであり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \dot{m}_E = & -2.695 \times 10^{-3} - 1.104 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) + 4.444 \times 10 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^2 + 1.241 \times 10^3 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^3 \\ & - 3.375 \times 10^3 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^4 + 4.077 \times 10^3 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^5 - 1.510 \times 10^3 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^6 \\ & \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) < 1 \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_E = & -4.504 \times 10 + 1.824 \times 10^2 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) - 6.828 \times 10 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^2 + 1.343 \times 10 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^3 \\ & - 1.268 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^4 + 4.519 \times 10^{-2} \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^5 \quad 1 < \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) \leq 5 \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_E = & 4.670 \times 10 + 4.725 \times 10 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) - 4.534 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^2 + 1.518 \times 10^{-1} \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^3 \\ & 5 < \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) \leq 10 \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$\dot{m}_E = 0.001 \rho_L \left[ 1 - \exp \left\{ -4.605 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} - 10 \right) \right\} \right] \quad \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) \cong 10 \quad (4.28)$$

ここで  $\dot{m}_E$  : Kg/m<sup>2</sup>s、 $\rho_L$  : Kg/m<sup>3</sup>

この相関式のデータベースは上にも述べたように、Harwell研究所の実験結果であり、従ってその実験範囲も4.3.4節で述べたものと同様である。

#### 4.3.9 Dallmanの式<sup>(20)</sup>

この式は比較的最近提案されたものであり、主として水-空気系の実験結果をもとに液滴発生についての物理的考察から導かれたものである。基本的な考え方は4.3.5節の片岡、石井の式に近い。即ち、局所的な液膜厚さによって液滴発生率が定まり、液滴発生の駆動力となるのは過剰に存在する液膜であるとして相関式を導いている。

$$\dot{m}_E = k_A \sqrt{\rho_G \rho_L} u_G^2 (W_{LF} - W_{LFC}) / (\pi D) \quad (4.29)$$

ここで $W_{LF}$ は液膜の質量流量(= (1-E)  $u_L \rho_L (\pi/4) D^2$ )、 $W_{LFC}$ は液滴発生開始点での液膜の質量流量(= (1-E)  $u_{LC} \rho_L (\pi/4) D^2$ 、 $u_{LC}$ は液滴発生開始点での液流束)である。また $k_A$ は液滴付着係数 $K$ に関連付けられた量であり、次元を持った形で次式で与えられる。

$$\frac{k_A}{K} = 2.10 \times 10^{-3} D^{5/4} \quad (4.30)$$

$D$  : m、 $k_A/K$  : s<sup>3</sup>/Kg m

この式を用いる為には液滴付着係数 $K$ 及び液滴発生開始点での液流束 $u_{LC}$ を与える式が必要となる。液滴付着係数の式としてはMcCoyらによる次式<sup>(34)</sup>を用いている。

$$K = 0.17 \left( \frac{\tau_{wg}}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad (4.31)$$

$$\tau_{wg} = 0.078 Re_g^{-1/4} \frac{1}{2} \rho_g u_g^2 \quad (4.32)$$

液滴発生開始点での液流束としては実験値を与えているだけである。従ってここでは定量的比較に用いるため、液滴発生開始点を与える相関式のうちで最も信頼性のある式の一つであるIshii & Gromlesの次式<sup>(35)</sup>を用いた。

$$\frac{u_{LC} D}{\nu_L} = 1635 N_{\mu L}^{-0.6} u_g^*^{-0.3} \quad (4.33)$$

$$\text{但し } u_g^* \geq N_{\mu L}^{-0.2} \quad (\text{これ以下の気相流束では液滴は発生しない}) \quad (4.34)$$

$$\text{ここで } u_g^* \equiv \frac{u_g}{\left( \frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_g^2} \right)^{1/4}} \quad (4.35)$$

$$N_{\mu L} \equiv \frac{u_L}{\left( \rho_L \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g \Delta \rho}} \right)^{1/2}} \quad (4.36)$$

この相関式の実験データベースとなっているのは、水-空気系の実験であり4.3.4節で述べたHarwellの実験結果並びにHinkleの実験結果<sup>(36)</sup>に基づいている。従ってその実験範囲は4.3.4節で述べたもの及びHinkleの次のものである。

管径：12.6 mm

空気密度（圧力）：3.3～7.4 Kg/m<sup>3</sup>

気相流束：14.9～39.1 m/s

液相質量流量：0.00378～0.02142 Kg/s

#### 4.3.10 Harwell の式 (Hewitt & Whalleyの式<sup>(6)</sup>)

この相関式は4.3.4節で述べたHarwellの相関式が次元を持つ形で与えられていたものを無次元式の形で表すことを目的として水-空気系、水-蒸気系の実験データを整理しなお

して導いたものである。一応、Harwellの式の改良型と考えられるが、その信頼性に付いては十分な評価が固まっていない。また、具体的な式の形で表されているのではなく、図4.1に示すように図表の形で与えられている。無次元式の形は次式で与えられる。

$$\left( \frac{m_E \sigma}{\tau_i \mu_L} \right) = f \left( \frac{\tau_i \sigma}{\sigma} \right) \quad (4.37)$$

この相関式における $\tau_i$ 、 $\delta$ についてはここではWallis<sup>(2)</sup>の式を用いる。

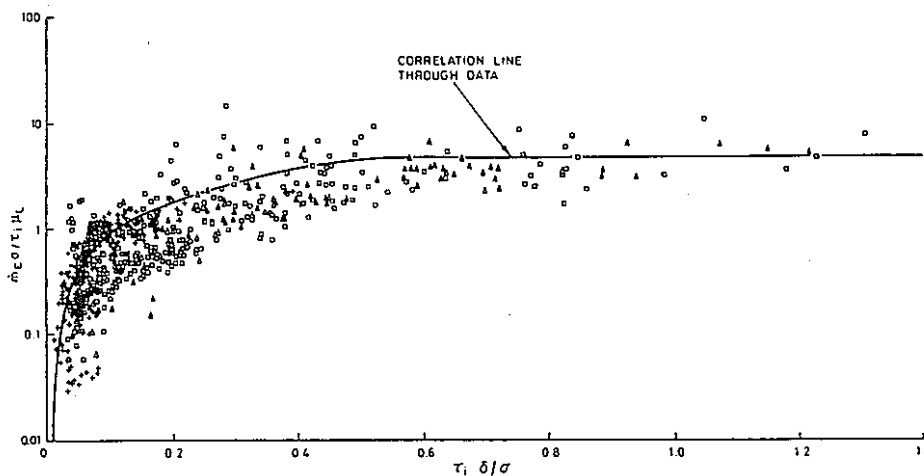


図4.1 Hewittらによる無次元表示による液滴発生率の相関

上にも述べたように、この相関式の実験データベースとなっているのはHarwell研究所における水-空気系、水-蒸気系の実験結果であり、その実験範囲は4.3.4節で述べたもの、4.3.7節で述べたものと同一である。

#### 4.4 相関式の相互比較

前節で述べた代表的な液滴発生率の相関式の定量的な相互比較を行った。前節でも明らかなように、従来の相関式はそれぞれに異なった無次元数やパラメーターを用いて表現されているため、それらの定量的な相互比較を行うためには、ある条件を定めて、各式の与

える値を具体的に計算しなければならぬ。ここでは、実用上の目的も考慮して、水-蒸気系について以下の条件のもとで、各相関式の与える液滴発生率を計算しその相互比較、各種パラメーターに対する感度解析を行った。計算に用いたプログラムを本章末尾に記載した。

圧力 (P) 10気圧、70気圧 (1.013MPa, 7.091MPa)

質量流量 (G) 500-2000 Kg/m<sup>2</sup>s

流路径 (D) 5-20 mm

クォリティ (x) 0.2-0.6

エントレインメント比 (E) 0.05-0.8

水-蒸気系

ここでクォリティは気相流速に関係するパラメーターであり、エントレインメント比は液滴濃度に関係するパラメーターである。これらはそれぞれ次式により関係づけられる。

$$u_G = x G / \rho_G \quad (4.38)$$

$$C = E(1-x)G/u_G \quad (4.39)$$

各相関式の比較の方法としては、P, G, D, xを一定としEを0.05から0.8まで変化させた場合と、P, G, D, Eを一定とし、xを0.2から0.6まで変化させた場合の各相関式の与える液滴発生率の変化の様子を相互比較して図示した。液滴発生率とエントレインメント比との関係を図4.2から図4.12に液滴発生率とクォリティとの関係を図4.13から図4.23に示す。相互比較に用いた相関式は4.3.1節から4.3.9節までに述べた以下の9つの相関式である。4.3.10節のHarwellの式(Hewitt & Whalleyの式<sup>(6)</sup>)は数式の形で与えられておらず、また結果のばらつきも大きいためここでは比較に用いなかった。

1. 柳井の式
2. 石谷、高城の式

3. 植田の式
4. Harwell(Whalley et al.) の式
5. 片岡、石井の式
6. Wurtzの式
7. 菅原の式
8. 斉藤の式
9. Dallmanの式<sup>(20)</sup>

#### 4.5 考察

##### 4.5.1 各種パラメーターが液滴発生率に及ぼす影響

図4.2から図4.23に見られるように、各相関式の液滴流量比、クォリティに対する定性的な傾向は一致しているが、その値は大きくばらついており数オーダーにも及んでいる。

大気圧下の空気-水系のデータに基づく相関式（植田、片岡、Dallman）は小さな値を示し、蒸気-水系のデータに基づく相関式（柳井、石谷、Wurtz、菅原、斉藤）は大きな値を示している。但し、水-空気系のHarwellの相関式だけは蒸気-水系の相関式に近い値を示している。

##### (1)液滴流量比Eの影響

図4.2から図4.12に示されるように、液滴流量比が増加するに従い、各相関式とも液滴発生率が減少する傾向を示している。これは、液滴流量比の増加により液膜流量が減少し、液膜厚さが薄くなることにより液滴発生率も減少するためと考えられ、各相関式とも液滴発生率の物理的メカニズムを定性的には反映していることが分かる。

##### (2)流量の影響

同一のクォリティ、液滴流量比の下では、全質量流量Gが増加するに従い、液滴発生率は増加する傾向を示している。これは全質量流量の増加により液膜流量も増加しこれにより液膜厚さも厚くなり結果として液滴発生率が増加する物理的メカニズムを反映したものと考えられる。

##### (3)管径の影響

前年度の報告書において報告した液滴付着率の場合には管径の影響は殆ど見られなかったが、液滴発生率に関しては図にも示される通り管径の影響が明確に見られる。即ち、管径が大きくなるに従い何れの相関式も大きな液滴発生率の増加の傾向を示している。この傾向についての直接的な物理的説明は現段階では明かではないが、何れにせよ、液滴発生率は液膜厚さと深い関係があり、液膜厚さは液膜流量と管径に強く依存することから、管径が液滴発生率に明確な影響を及ぼすことは当然であると考えられる。

#### (4) 圧力の影響

圧力の減少に対して蒸気-水系のデータに基づく相関式による液滴発生率は余り変化しないのに対し空気-水系のデータに基づく相関式による液滴発生率は一般に増加する傾向を示す。この理由は現段階では定かでないが、無次元数を用いて実験データを整理する際の物性値の取り方に関係していると考えられる。

#### (5) クォリティの影響

図にも示されるようにクォリティの変化に対してほとんどの相関式は液滴発生率の変化を示していない。これは、同一の全質量流量に対してクォリティが増加すると一方に於いては気相流速が増加して液滴発生率を増加させる方向に働くが、一方に於いて液流量は減少しこれにともない液膜流量も減少し結果として液滴発生率は減少する方向に働く。このように、同一の全質量流量に対しては、クォリティの増加は液滴発生率に対して相反する二つの効果を持つことになる。これらの効果が相殺し結果として液滴発生率はクォリティのに対してあまり変化を示さなくなるものと考えられる。ここでは、前年度の液滴付着率の相関式の定量的相互比較と対照させるため、液滴流量比とクォリティをパラメーターとして結果を図示したが、液滴発生率は気相流速、液膜流量のそうほうに強く影響を受けるので、これらの量の影響がより明確に表れるようなパラメーターの取り方で（液膜流量を一定として気相流束を変化させる、気相流束、液滴流量比を一定にして液膜流量比を変化させる等）評価計算をおこない、相関式の相互比較を行う必要もあると考えられる。今後このような方向での検討も行う予定である。

以上の各相関式の定量的相互比較の結果に見られるように、液滴発生率に付いては現時点では代表的な相関式でさえも、相互の不確定性が極めて大きいことが分かる。液滴発生率は F I D A S を始めとする三流体モデルに基づく計算コードにおいて極めて重要な構成



方程式であるだけに、相関式の信頼性を高めその精度を向上するためには、ここで検討した従来の各相関式のデータベース、物理的モデルに立ち帰って検討を行う必要がある。

#### 4.5.2 液滴発生率の構成方程式についての問題点の検討

前節でも明らかになったように、現在の液滴発生率の相関式はその予測値のばらつきが極めて大きい。この原因としては次の諸点が考えられる。

##### (1) 液滴発生率の直接測定の問題

通常、実験による液滴発生率の測定は、流れ方向の液膜流量の変化を測定しそれから液滴付着量を差し引いて算出することによる。即ち

$$\frac{dW_{LF}}{dz} = \pi D (\dot{d} - \dot{m}_B) \quad (4.40)$$

により求める。従って、液滴発生率は直接測定されるのではなく、液膜流量と液滴付着率という二つの測定値の差として間接的に測定される量である。しかも液滴付着率  $\dot{d}$  は液膜が存在する状態で測定するのは極めて難しく、液膜を吸引した後に測られる場合が多い。このように液滴発生率はいくつかの過程を経た間接測定値である。

また、環状噴霧流において液膜流量は通常小さな値であり測定誤差が生じ易い。また液滴付着率の測定誤差も現状ではかなり大きいと考えられる。従って、液滴発生率は誤差を含んだ小さな量同士の差として求められるため、極めて大きな測定誤差を生じ易いと考えられる。このような測定結果に基づいて導出された現状の各相関式も必然的に大きな誤差を含まざるを得ず、これが相関式の予測値の間の大きなばらつきの原因の一つとなっていると考えられる。

##### (2) 環状噴霧流の「発達域」の問題について

通常、液滴発生率、液滴付着率の測定値は環状噴霧流が十分発達したとの前提の下に得られている。しかしながら、環状噴霧流において、混合部から十分長い距離を取ったとし

でも本当に発達した流れになっているのかは未解決の問題である。特に環状噴霧流では圧力損失が大きく、下流に行くに従って気相の膨張により気相流速増加し続けるため流れの発達が真に達成されるか否かは疑問の多いところである。

実際、図4.24に示す植田らの測定結果<sup>(12,13)</sup>では混合部より十分長い距離をとっても液膜流量の変化(図4.24の $dW_d/dz$ )は0とならず、従って液滴発生率と液滴付着率は一致しない。即ち真の意味での環状噴霧流の発達は達成されていない。

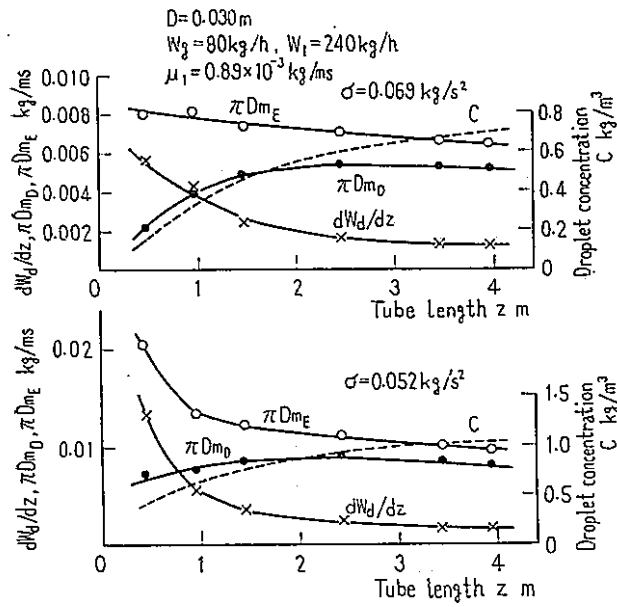


図4.24 管長に沿う液滴付着率、液滴発生率の変化(植田ら<sup>(12,13)</sup>)

このことを考慮すると、従来の液滴発生率の実験データは多かれ少なかれ「未発達」の環状噴霧流のデータであり、それらを「発達域」(即ち液滴発生率と液滴付着率が一致するとするHarwellの式<sup>(6.16,17)</sup>に代表される現在最も一般的なモデル)のモデルに基づいた構成方程式で整理した場合、当然大きな誤差が生じるのではないかと考えられる。

### (3) 構成方程式に用いられるパラメーターについて

液滴発生率の構成方程式は気液の流量、気液の物性値の他に液膜厚さ $\delta$ 、及び気液界面せん断力 $\tau_i$ で整理される場合が多い。これは液滴発生の物理的メカニズムから考えて合理的な方法である。(液滴発生は液膜が界面せん断力により引きちぎられることにより起こり、液膜厚さが厚い程、また界面せん断力が多い程液滴発生率は大きい。)しかしながら液膜厚さや気液界面せん断力はそれらが自体が実験やモデルに基づく相関式によって予測される量であり従ってかなりの誤差を含む量である。

液滴発生率の実験値から構成方程式を導く場合、液膜厚さや気液界面せん断力として測定値を用いる場合もあれば、既存の相関式を用いる場合もある。従って、 $\delta$  や  $\tau_i$  を用いて整理されたこれまでの液滴発生率の構成方程式はこれらの量の評価については一貫性が無いのが現状である。かつ  $\delta$  や  $\tau_i$  は液滴発生率の予測に大きな影響を及ぼすので、これらについての不確実性が現状の液滴発生率の構成方程式の間の大きなばらつきの原因となっていると考えられる。

ここでの評価検討においては  $\delta$  及び  $\tau_i$  についての評価の一貫性を保つため、いずれの式においても  $\delta$  及び  $\tau_i$  は代表的な相関式である Wallis の式<sup>(2)</sup>を用いている。しかしながら各構成方程式の原著論文では  $\delta$  や  $\tau_i$  についてどのような相関式、測定値を用いたか明確な記載がない場合が多く、そこで用いられた相関式、測定値と Wallis の式による  $\delta$  や  $\tau_i$  の予測値との差が液滴発生率の予測値の大きなばらつきの一因となっていると考えられる。

更に、Wallis の式そのものが環状流についてのものであって環状噴霧流に対応したのではなく、環状噴霧流について液膜厚さと界面せん断力を正確に予測する十分に確立された相関式がないことも液滴発生率の予測値の不確実性の一因となっていると考えられる。

#### 4.6 おわりに

以上、液滴発生率の構成方程式について文献調査、代表的な相関式の選択、各相関式の定量的相互比較、液滴発生率の構成方程式の問題点等について検討を加えてきた。その結果、液滴発生率についてはこれまでもかなりの理論的、実験的研究が行われてきており、相関式も多数提案されているが、現状ではこれらの相関式により予測される液滴発生率の値は極めて大きなばらつきを示す事が分かった。これは、液滴発生率の測定やモデル化が環状噴霧流の他のパラメーターに比べて極めて困難さを伴う事によると考えられる。勿論、FIDAS コードにおいては現段階での液滴発生率の相関式を用いてかなりの精度でドライアウト等の予測が可能とはなっているが、FIDAS コードの適用範囲を広げその信頼性を一層向上するためには、液滴発生率についての構成方程式のより一層の高度化が不可欠であると考えられる。

以上を鑑み、より信頼性のある液滴発生率の構成方程式を確立するためには、今後次のような方策が考えられる

### (1) 整合性のある実験データベースの確立

先ず従来の液滴発生率の実験データについて実験条件についてできる限り詳細に調査を行い、液膜厚さ、界面せん断力をどのように評価しているか、流れ方向の距離はどの程度であるか（流れの発達に関連して）、液滴付着率はどのように評価しているか、実験誤差はどの程度であるか等について検討を行い、単位系、実験パラメーターを統一した整合性のあるデータベースを確立する事が重要であると考えられる。こうした調査検討の結果不十分な実験範囲があれば適宜新たな実験によりデータを補う事も必要であろう。

### (2) 液滴発生率のモデル化の再検討

従来の液滴発生率の相関式はいずれも発達域、即ち液滴発生率と液滴付着率とが等しくなる領域でのモデル化に基づいていた。しかしながら、ここでの検討でも明らかになったように、実際に取り扱われる環状噴霧流においてこのような理想的な発達域が実現されているとは限らない。従って、より信頼性のある液滴発生率の相関式を開発するためには発達域の概念にとらわれない液滴発生率の新たなモデル化が必要であると考えられる。この為には環状噴霧流の局所的な状態、特に液膜挙動等についてより詳細な検討とモデル化が必要となるであろう。この為にはこうした環状噴霧流の局所的な微細構造についてより精密な実験と解析が不可欠となると考えられる。

### (3) 液膜厚さ、界面せん断力についての相関式の確立

液滴発生率の相関式においては液膜厚さや界面せん断力が極めて重要なパラメーターとなり、直接的、間接的にこれらの相関式が必要となる。しかしながら、これら液膜厚さ、界面せん断力についての相関式は主として液滴発生を伴わない環状流についての実験、解析に基づくものがほとんどである。しかしながら、液滴が発生している場合とそうでない場合では液膜厚さや界面せん断力はかなり異なると考えられる。従って、液滴発生率の相関式を高精度化するためには、環状噴霧流領域での液膜厚さや界面せん断力のより正確な相関式を開発する事が不可欠の課題であると考えられる。この為には新たな実験も含めて、環状噴霧流領域での液膜厚さや界面せん断力の実験データを収集し、それに基づいてより高度な解析モデルを開発し、実用的な関数型でかつ信頼性のある相関式を確立する必要があるであろう。

第4章の参考文献(4.2節の文献以外のもの)

- (24) M. Wicks III and A. E. Dukler, *AIChE J.* Vol. 6, p. 463 (1960).
- (25) P. G. Magiros and A. E. Dukler, *Proc. 7th Midwest Mechanics Conf.*, Vol. 1, p. 532 (1961).
- (26) J. G. Collier and G. F. Hewitt, *Trans. Inst. Chem. Engrs.*, Vol. 39, p. 127 (1961).
- (27) S. Bertoletti, et al., *Energia Nuclear*, Vol. 12, p. 121 (1965).
- (28) M. Silvestri, *Int. Development in Heat Transfer, Part I*, p. 341 (1961).
- (29) Y. Katto, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, p. 883 (1984).
- (30) A. Tomiyama et al., *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 25, p. 914 (1988).
- (31) M. Ishii and K. Mishima, *ANL/RAS/LWR 81-2* (1981).
- (32) R. K. F. Keays et al., *AERE-R6293* (1970).
- (33) G. F. Hewitt and D. J. Pulling, *AERE-R5374* (1969).
- (34) D. D. McCoy and T. J. Hanratty, *Two-Phase Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical Process and Energy Engineering Systems, Proc. ICHMT Mtg. Vol. 1*, p. 119, Hemisphere (1978).
- (35) M. Ishii and M. A. Gromles, *AIChE J.* Vol. 21, p. 308 (1975).
- (36) W. D. Hinkel, *Ph. D. Thesis, Massachusetts Inst. of Technol.* (1967).

```

100 'SAVE"C:ENTRE.BAS",A
110 '*****
120 '* 液滴飛散率評価プログラム By A.Tomiyama *
130 '*****
140 CONSOLE ,,0,1 : SCREEN 3,0,0,1 : CLS 3 : GRAV=9.80665
150 DIM PRD(10), MK(10), N$(10) : GOSUB *SETTEI
160 DEF FNTH(X)=(EXP(X)-EXP(-X))/(EXP(X)+EXP(-X))
170 INPUT"E-Loop or X-Loop (E:1, X:2)",ILOOP
180 INPUT"P (MPa) =",P : P=P*1E+06
190 INPUT"G (kg/m2s) =",G
200 INPUT"D (mm) =",D : D=D*.001
210 IF ILOOP=1 THEN INPUT"X (-) =",X : ES=.01 : EE=.99 : ESTP=.04
220 IF ILOOP=2 THEN INPUT"E (-) =",E : XS=.202 : XE=.599 : XSTP=.02
230 GOSUB *PROP : CLS 3
240 GOSUB *PLOT1 : GOSUB *PLOT2
250 ON ILOOP GOSUB *ERATIO, *QUALITY
260 ABC$=INKEY$ : IF ABC$="" THEN 260
261 IF ABC$<>"E" THEN CLS 3 : GOTO 170
270 STOP : END
280 '*****
290 '* E-Loop *
300 '*****
310 *ERATIO
320 GG=X*G : GL=(1-X)*G : JG=GG/ROG : JL=GL/ROL
330 REG=GG*D/VISG : REL=GL*D/VISL
340 FOR E=ES TO EE STEP ESTP
350 JF=(1#-E)*JL : GOSUB *TAUI
360 GOSUB *YANAI : II=1 : GOSUB *PLOT
370 GOSUB *ISHIGAI : II=2 : GOSUB *PLOT
380 GOSUB *UEDA : II=3 : GOSUB *PLOT
390 GOSUB *WHALLEY : II=4 : GOSUB *PLOT
400 GOSUB *KATAOKA : II=5 : GOSUB *PLOT
410 GOSUB *WURTZ : II=6 : GOSUB *PLOT
420 GOSUB *SUGAWARA : II=7 : GOSUB *PLOT
430 GOSUB *SAITO : II=8 : GOSUB *PLOT
440 GOSUB *DALLMAN : II=9 : GOSUB *PLOT
450 NEXT E
460 RETURN
470 '*****
480 '* X-Loop *
490 '*****
500 *QUALITY
510 FOR X=XS TO XE STEP XSTP
520 GG=X*G : GL=(1-X)*G : JG=GG/ROG : JL=GL/ROL
530 REG=GG*D/VISG : REL=GL*D/VISL
540 JF=(1#-E)*JL : GOSUB *TAUI
550 GOSUB *YANAI : II=1 : GOSUB *PLOT
560 GOSUB *ISHIGAI : II=2 : GOSUB *PLOT
570 GOSUB *UEDA : II=3 : GOSUB *PLOT
580 GOSUB *WHALLEY : II=4 : GOSUB *PLOT
590 GOSUB *KATAOKA : II=5 : GOSUB *PLOT
600 GOSUB *WURTZ : II=6 : GOSUB *PLOT
610 GOSUB *SUGAWARA : II=7 : GOSUB *PLOT
620 GOSUB *SAITO : II=8 : GOSUB *PLOT
630 GOSUB *DALLMAN : II=9 : GOSUB *PLOT
640 NEXT X
650 RETURN
660 '*****
670 '* PLOT 2 *
680 '*****
690 *PLOT2
700 LOCATE 0,10:PRINT" logMe":LOCATE 0,11:PRINT"(kg/m2s)"
710 LOCATE 7,17:PRINT"0":LOCATE 7,13:PRINT"2":LOCATE 7,9:PRINT"4"
720 LOCATE 7,5:PRINT"6":LOCATE 6,20:PRINT"-2":LOCATE 7,2:PRINT"8"
730 IF ILOOP=2 THEN GOTO 810
740 LOCATE 14,1
750 PRINT USING"P=##.##MPa G=####kg/m2s D=##.##mm X=#.##";P*.000001;G;D*1000;X

```

```

760 FOR II=1 TO 10 : XP=66+40*II
770 LINE(XP,36)-(XP,46),7 : LINE(XP,366)-(XP,356),7
780 NEXT II
790 LOCATE 8,23:PRINT"0      0.2      0.4      0.6      0.8      1.0";
800 LOCATE 31,24:PRINT"E(-)";:RETURN
810 FOR II=1 TO 8 : XP=66+50*II
820 LINE(XP,36)-(XP,46),7 : LINE(XP,366)-(XP,356),7
830 NEXT II
840 LOCATE 14,1
850 PRINT USING"P=#.##MPa G=####kg/m2s D=#.#mm X=#.##";P*.000001;G;D*1000;E
860 LOCATE 8,23:PRINT"0.2      0.3      0.4      0.5      0.6";
870 LOCATE 31,24:PRINT"X(-)";:RETURN
880 '*****
890 '* PLOT 1 *
900 '*****
910 *PLOT1
920 LINE(66,36)-(466,366),7,B
930 FOR IJK=1 TO 11 : YP=36+30*IJK
940 LINE(66,YP)-(78,YP),7 : LINE(454,YP)-(466,YP),7
950 NEXT IJK
960 GOSUB *KIGOU
970 RETURN
980 '*****
990 '* PLOT *
1000 '*****
1010 *PLOT
1020 IF ILOOP=1 THEN XP=66+400*E ELSE XP=66+400*(X-.2)/.4
1021 IF ME<0 THEN RETURN
1030 YP=276-30*LOG(ME)/LOG(10)
1040 IF YP>366 THEN YP=366 ELSE IF YP<36 THEN YP=36
1050 GOSUB *PLOTMK
1060 RETURN
1070 '*****
1080 '* PLOT MARKS *
1090 '*****
1100 *PLOTMK
1110 ON II GOTO 1120,1140,1160,1170,1210,1220,1230,1240,1280
1120 LINE(XP-3,YP-3)-(XP+3,YP+3),2,B : PAINT(XP,YP),0,2
1130 LINE(XP-3,YP-3)-(XP+3,YP+3),7,B : RETURN
1140 CIRCLE(XP,YP),3,2 : PAINT(XP,YP),0,2
1150 CIRCLE(XP,YP),3,7 : PAINT(XP,YP),7,7 : RETURN
1160 LINE(XP-3,YP-3)-(XP+3,YP+3),7 : LINE(XP-3,YP+3)-(XP+3,YP-3),7 : RETURN
1170 LINE(XP,YP-3)-(XP+3,YP+3),2 : LINE(XP+3,YP+3)-(XP-3,YP-3),2
1180 LINE(XP-3,YP+3)-(XP,YP-3),2 : PAINT(XP,YP),0,2
1190 LINE(XP,YP-3)-(XP+3,YP+3),7 : LINE(XP+3,YP+3)-(XP-3,YP-3),7
1200 LINE(XP-3,YP+3)-(XP,YP-3),7 : RETURN
1210 LINE(XP-3,YP-3)-(XP+3,YP+3),7,BF: RETURN
1220 CIRCLE(XP,YP),3,2 :PAINT(XP,YP),0,2:CIRCLE(XP,YP),3,7: RETURN
1230 LINE(XP,YP-3)-(XP,YP+3),7 : LINE(XP-3,YP)-(XP+3,YP),7 : RETURN
1240 LINE(XP,YP-3)-(XP+3,YP+3),2 : LINE(XP+3,YP+3)-(XP-3,YP-3),2
1250 LINE(XP-3,YP+3)-(XP,YP-3),2 : PAINT(XP,YP),0,2
1260 LINE(XP,YP-3)-(XP+3,YP+3),7 : LINE(XP+3,YP+3)-(XP-3,YP-3),7
1270 LINE(XP-3,YP+3)-(XP,YP-3),7 : PAINT(XP,YP),7 : RETURN
1280 CIRCLE(XP,YP),1,7 : RETURN
1290 RETURN
1300 '*****
1310 '* KIGOU HYOUJI *
1320 '*****
1330 *KIGOU
1340 IJK=30 : XP=(IJK+1)*16
1350 FOR II=1 TO 9 : YP=16*(L(II)+1)-6 : GOSUB *PLOTMK
1360 LOCATE (IJK+1)*2+1,L(II):PRINT USING": &      &";NS(II)
1370 NEXT II
1380 RETURN
1390 '*****
1400 '* KIGOU NO SETTEI *
1410 '*****

```

```

1420 *SETTEI
1430 NS(1)="柳井" : MK(1)=1 : PRD(1)=1 : L(1)=4
1440 NS(2)="石谷" : MK(2)=2 : PRD(2)=1 : L(2)=5
1450 NS(3)="植田" : MK(3)=3 : PRD(3)=1 : L(3)=6
1460 NS(4)="Whalley" : MK(4)=4 : PRD(4)=1 : L(4)=7
1470 NS(5)="片岡" : MK(5)=5 : PRD(5)=1 : L(5)=8
1480 NS(6)="Wurtz" : MK(6)=6 : PRD(6)=1 : L(6)=9
1490 NS(7)="菅原" : MK(7)=7 : PRD(7)=1 : L(7)=10
1500 NS(8)="齊藤" : MK(8)=8 : PRD(8)=2 : L(8)=11
1510 NS(9)="Dallman" : MK(9)=9 : PRD(9)=2 : L(9)=12
1520 RETURN
1530 '*****
1540 '* 液滴飛散の相関式 *
1550 '*****
1560 '-----
1570 *YANAI
1580 IF REG<60000! THEN DELH=5*FT ELSE DELH=300000!*FT/REG
1590 ME=.000035*(TAUI/SIGM)^3*SQR(TAUI/ROL)*DELH*DELH*ROL
1600 RETURN
1610 '-----
1620 *ISHIGAI
1630 FRICG=.3164/REG^.25
1640 UPLUS=SQR(TAUI/ROL) : FTPLUS=ROL*FT*UPLUS/VISL
1650 TPF2=1+75*(1-ALP)
1660 ME=.0084*FRICG/8*(VISL*JG/SIGM)*ROG*JG*FTPLUS*TPF2
1670 RETURN
1680 '-----
1690 *UEDA
1700 ME=.00354*(TAUI/SIGM*(JF/SIGM)^.6)^.57
1710 RETURN
1720 '-----
1730 *WHALLEY
1740 IF SIGM<=.0383 THEN DEPK=.405*SIGM^.915 ELSE DEPK=94800!*SIGM^4.7
1750 Z=TAUI*FT/SIGM
1760 IF Z<.047 THEN C=186.349*Z*Z+.185919*Z-.0171915
1770 IF Z>=.047 AND Z<=.1 THEN C=92.6903*Z*Z+10.5584*Z-.309705
1780 IF Z>.1 AND Z<.3 THEN C=51.6429*Z*Z+27.1302*Z-1.65863
1790 IF Z>.3 THEN C=145.833*Z^2.13707
1800 ME=DEPK*C
1810 RETURN
1820 '-----
1830 *KATAOKA
1840 RELF=(1-E)*REL : WE=ROG*JG*JG*D/SIGM*((ROL-ROG)/ROG)^.333333
1850 TMP=7.25E-07*WE^1.25*REL^.25 : E0=FNTH(TMP) : RELF0=(1-E0)*REL : AD=0
1860 IF E<=E0 THEN AD=1200/REL^.5/RELF0^.25/WE^1.5*(RELF-RELF0)^2
1870 TMP=AD+6.6E-07*REL^.74*RELF^.185*WE^.925*(VISG/VISL)^.26
1880 ME=VISL*TMP/D
1890 RETURN
1900 '-----
1910 *WURTZ
1920 DKS=.57*FT+21730*FT^2-3.88E+07*FT^3+5.568E+10*FT^4
1930 ME=2*DKS*TAUI/SIGM*JG*VISL/SIGM
1940 RETURN
1950 '-----
1960 *SUGAWARA
1970 DKS=.57*FT+21730*FT^2-3.88E+07*FT^3+5.568E+10*FT^4
1980 IF REG=100000! THEN DHEQ=DKS ELSE DHEQ=DKS*(2.136*LOG(REG)/LOG(10)-9.68)
1990 ME=1.07*DHEQ*TAUI/SIGM*JG*VISL/SIGM*(ROL/ROG)^.4
2000 RETURN
2010 '-----
2020 *SAITO
2030 Z=TAUI*FT/SIGM
2040 IF Z>=1 THEN GOTO 2060
2050 ME=-.002695+Z*(-1.104+Z*(44.44+Z*(1241+Z*(-3775+Z*(4077-1510*Z))))):RETUR
2060 IF Z>=5 THEN GOTO 2080
2070 ME=-45.04+Z*(182.4+Z*(-68.28+Z*(13.43+Z*(-1.268+.04519*Z)))) : RETURN
2080 IF Z>=10 THEN GOTO 2100

```



```

2090 ME=46.7+Z*(47.25+Z*(-4.534+Z*.1518)) : RETURN
2100 ME=ROL*(1-EXP(-4.605*(Z-10))) : RETURN
2110 '-----
2120 *DALLMAN
2130 TAUG=.078/REG^.25*.5*ROG*JG*JG : DEPK=.17*(TAUG/ROG)^.5
2140 UGSTAR=JG/(SIGM*GRAV*(ROL-ROG)/ROG/ROG)^.25
2150 NML=VISL/(ROL*SIGM*(SIGM/(GRAV*(ROL-ROG)))^.5)^.5
2160 ULC=1635*VISL/ROL/D/NML^.6/UGSTAR^3 : WLFC=(1-E)*ULC*ROL*D/4
2170 WLF=(1-E)*ROL*JL*D/4 : DEPKA=.0084*DEPK*D^1.25
2180 ME=DEPKA*SQR(ROG*ROL)*JG*JG*(WLF-WLFC)
2190 RETURN
2200 '*****
2210 '* 液膜厚さ (FT)と界面応力 (TAUI)の計算 *
2220 '*****
2230 *TAUI
2240 TMP=ROL*JF*JF/(ROG*JG*JG) : ALP=.8
2250 F=(1-ALP)^2*(1+75*(1-ALP))-TMP*ALP^2.5
2260 DF=-2*(1-ALP)*(1+75*(1-ALP))-75*(1-ALP)^2-2.5*TMP*ALP^1.5
2270 ALP1=ALP-F/DF : ER=ABS(ALP1-ALP) : ALP=ALP1 : IF ER>.000001 THEN GOTO 225
2280 FT=4*D*(1-ALP) : TAUI=.005*(1+75*(1-ALP))*5*ROG*JG*JG
2290 RETURN
2300 '*****
2310 '* 飽和水・蒸気の物性値計算 (100<T<320 C) *
2320 '*****
2330 *PROP
2340 PKC=P/98066.5
2350 TS=9.039518345#*P^.223-17.95
2360 DTD P=2.015812591#*P^(-.777)
2370 IF TS<150 THEN GOTO *TRG1
2380 IF TS<250 THEN GOTO *TRG2
2390 GOTO *TRG3
2400 *TRG1
2410 ROL=(-2.09404E-03*TS-.304069)*TS+1009.48
2420 ROG=(4.0516E-04*TS-.0623)*TS+2.76271
2430 HL=(9.37128E-04*TS+4.02818)*TS+6.85718
2440 HG=(-3.43919E-03*TS+2.2445)*TS+2486.24
2450 GOTO *TRG4
2460 *TRG2
2470 ROL=(-2.68452E-03*TS-.0978502)*TS+991.652
2480 ROG=(1.36069E-03*TS-.374327)*TS+28.2874
2490 HL=(2.64297E-03*TS+3.4717)*TS+52.3256
2500 HG=(-7.24182E-03*TS+3.46312)*TS+2388.19
2510 GOTO *TRG4
2520 *TRG3
2530 ROL=(-6.91201E-03*TS+2.06161)*TS+715.398
2540 ROG=(5.10688E-03*TS-2.28396)*TS+272.13
2550 HL=(9.00953E-03*TS+.23096)*TS+465.571
2560 HG=(-.0184676*TS+9.14731)*TS+1667.37
2570 *TRG4
2580 HGL=HG-HL : ROP=ROL
2590 VISG=(-1.37787E-11*TS+4.56493E-08)*TS+7.58723E-06
2600 SIGM=(6.1344E-11*TS-2.26221E-04)*TS+.0815909
2610 RAMD=(-5.43768E-09*TS+1.45464E-06)*TS+5.88297E-04
2620 VISL=(1.07994E-09*TS-9.94126E-07)*TS+2.89517E-04
2630 IF TS<200 THEN VISL=(1.17771E-08*TS-5.00139E-06)*TS+6.65335E-04
2640 CP=(1.04906E-04*PKC+5.23213E-03)*PKC+4.44572
2650 IF PKC<23 THEN CP=(-2.60081E-04*PKC+.0236625)*PKC+4.19759
2660 IF TS<200 THEN PRANTG=(8.66134E-06*TS-1.16653E-03)*TS+1.03428
2670 IF TS>=200 THEN PRANTG=(1.60714E-05*TS-4.21309E-03)*TS+1.34639
2680 IF TS>=250 THEN PRANTG=(5.20237E-05*TS-.0223035)*TS+3.61847
2690 VISP=VISL : HSAT=HL
2700 RETURN

```

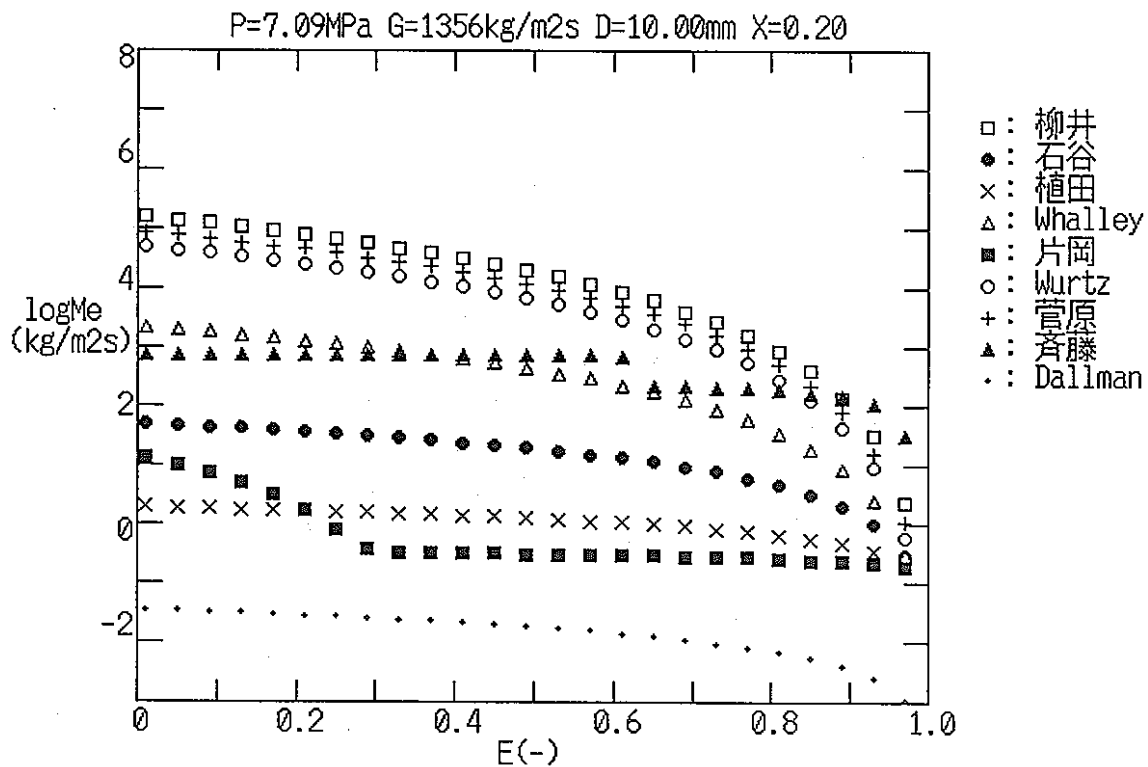


図4.2 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
(液滴発生率とエントレインメント比との関係)

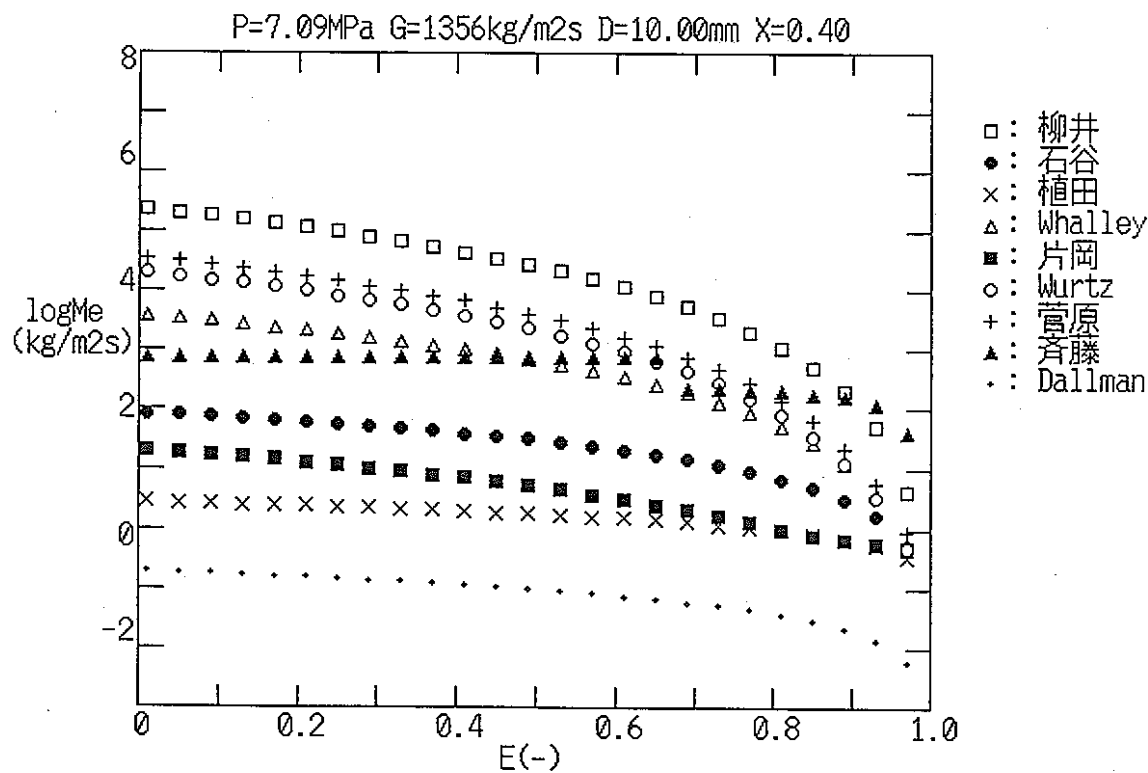


図4.3 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
(液滴発生率とエントレインメント比との関係)

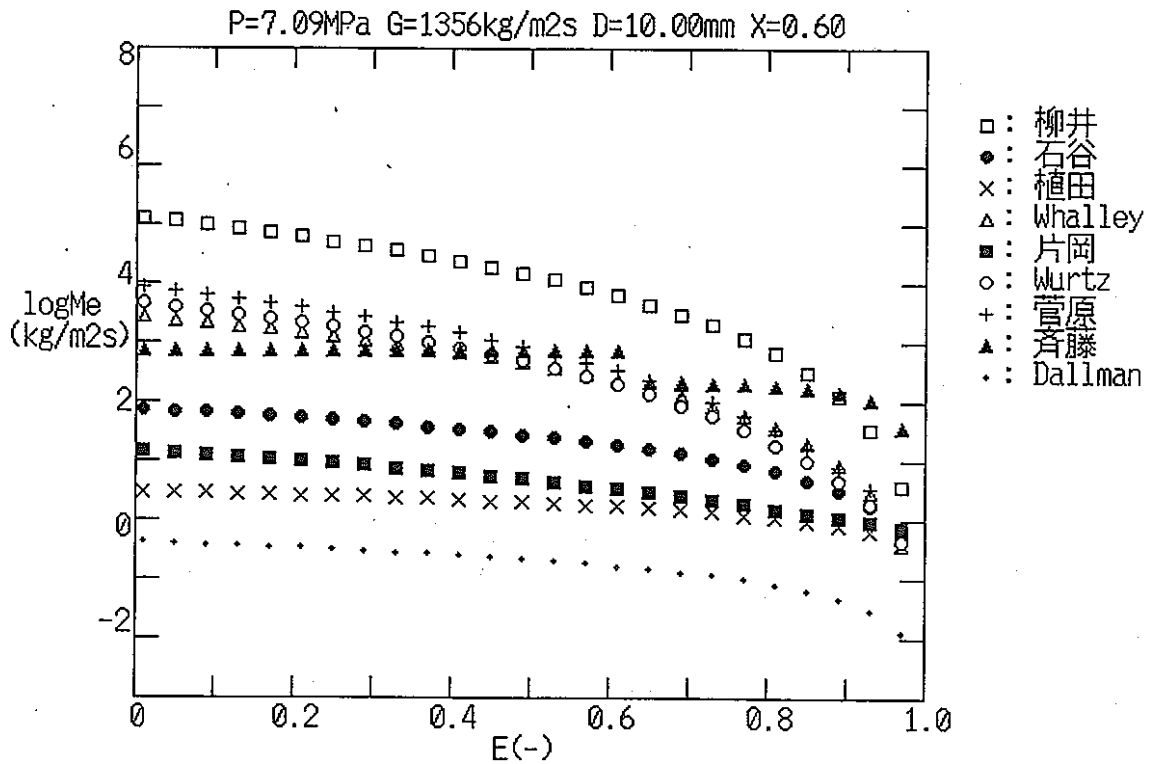


図4.4 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
 (液滴発生率とエントレインメント比との関係)

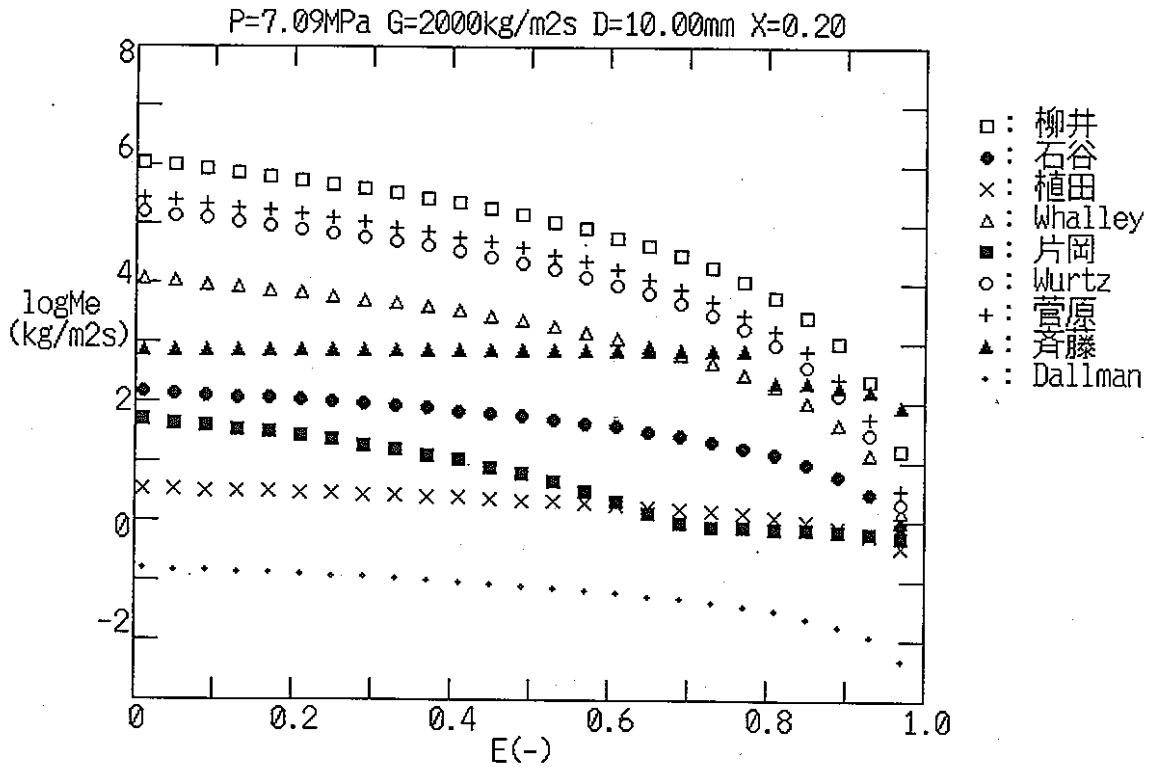


図4.5 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
 (液滴発生率とエントレインメント比との関係)

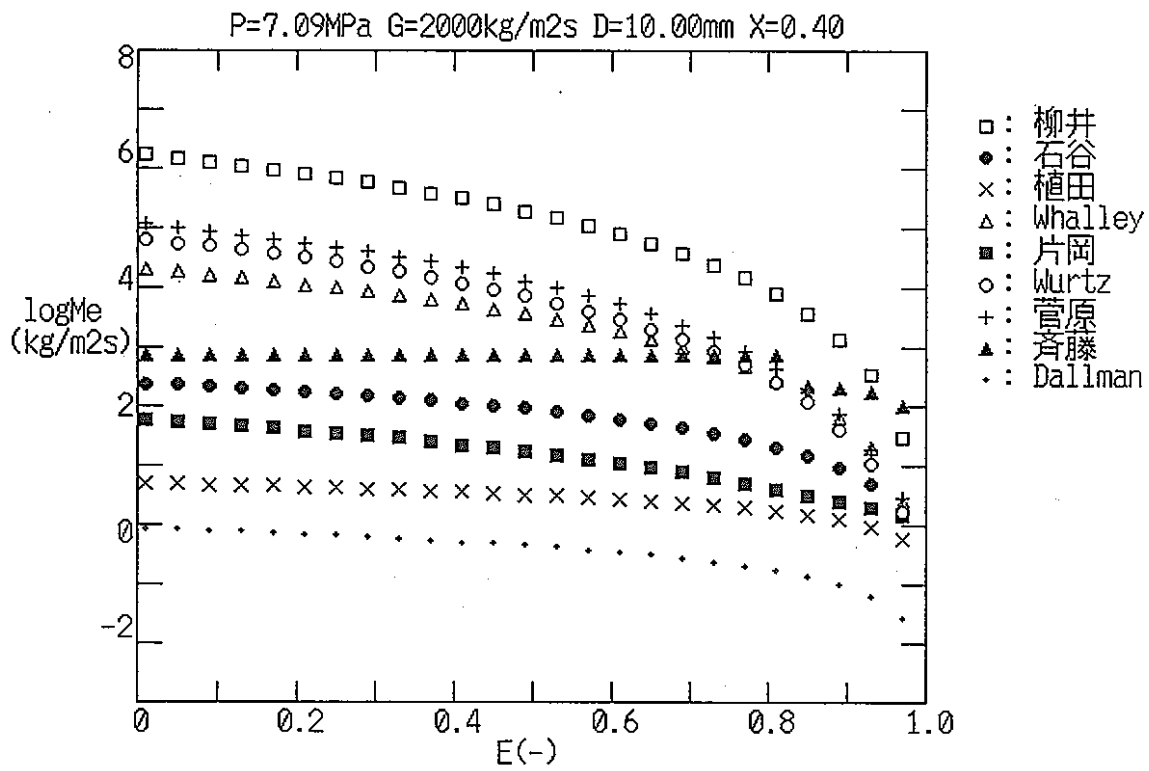


図4.6 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
 (液滴発生率とエントレインメント比との関係)

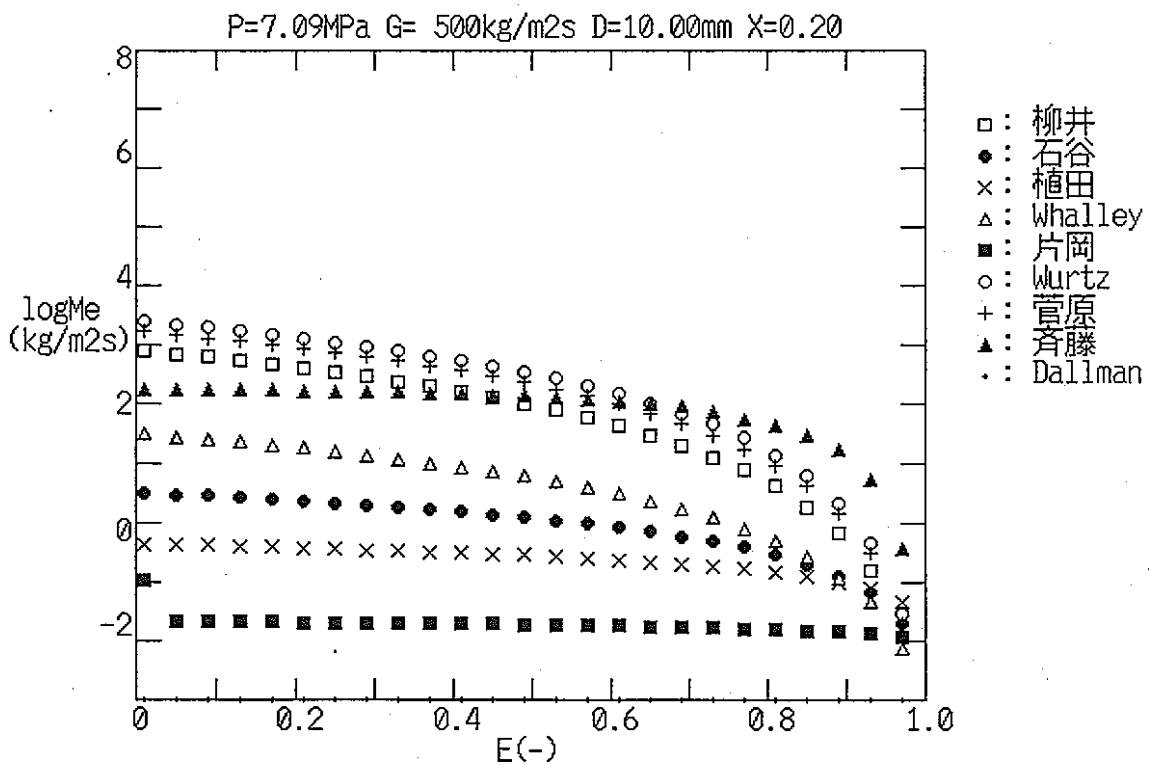


図4.7 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
 (液滴発生率とエントレインメント比との関係)

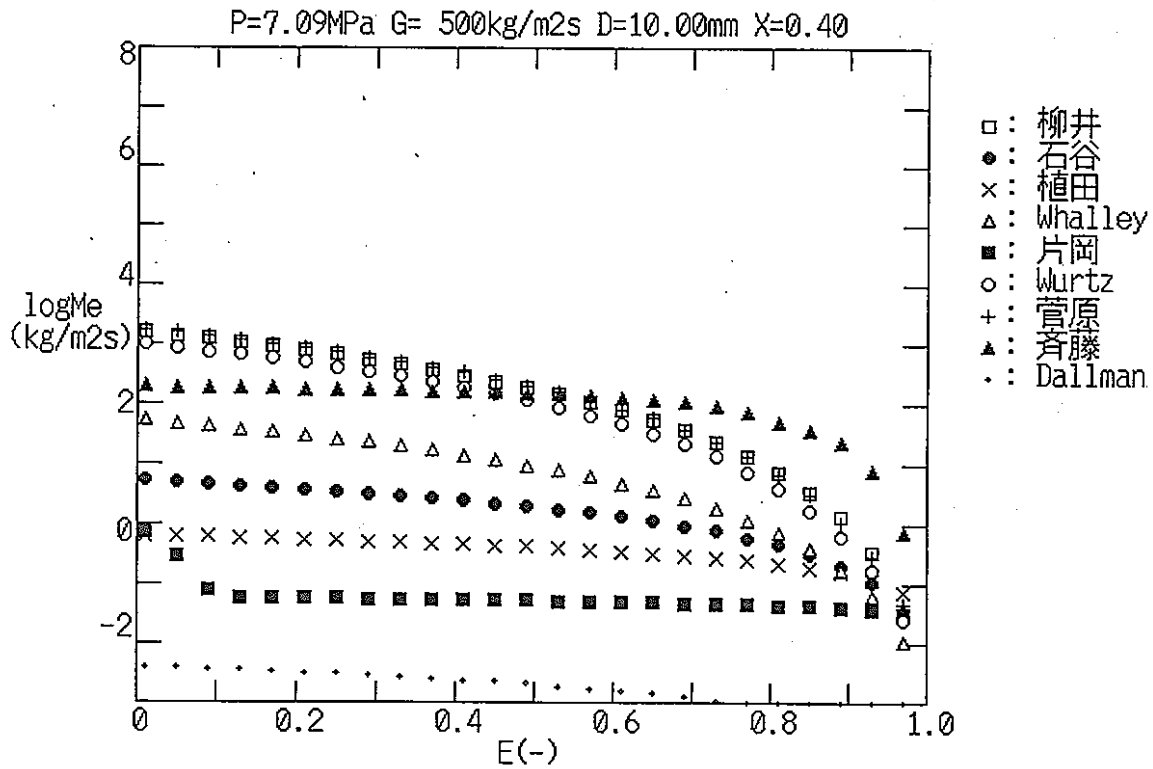


図4.8 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
(液滴発生率とエントレインメント比との関係)

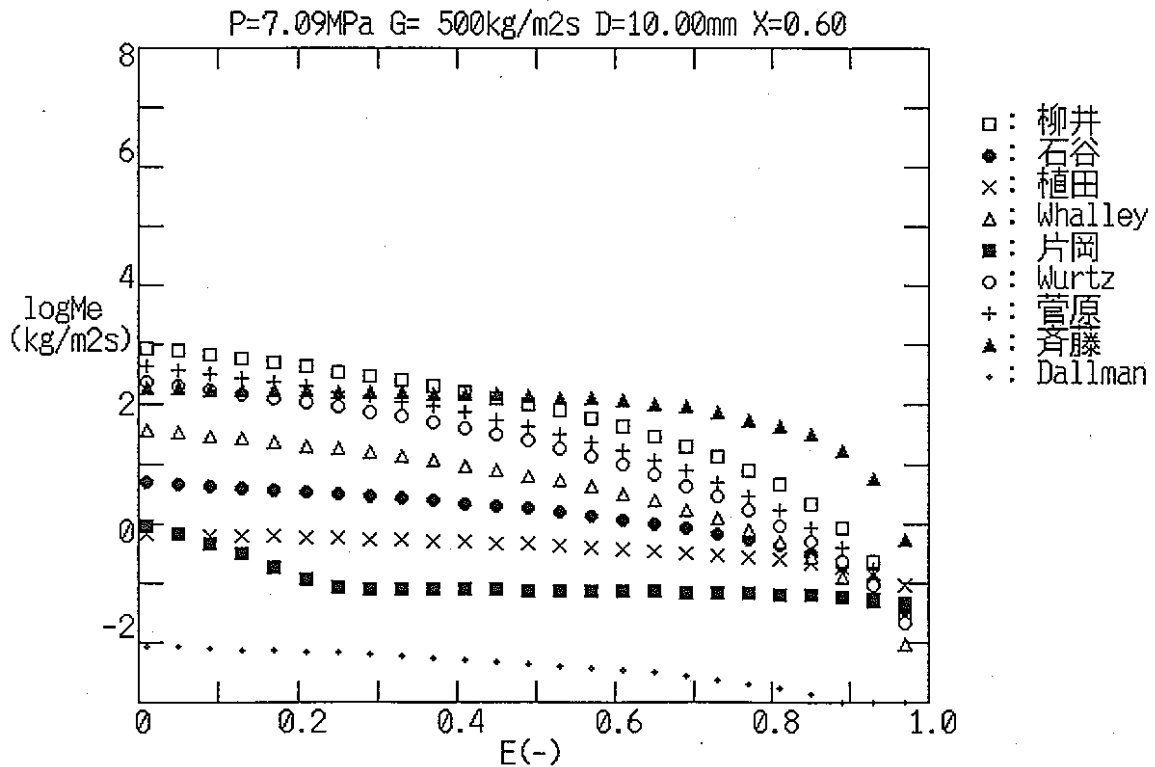


図4.9 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
(液滴発生率とエントレインメント比との関係)

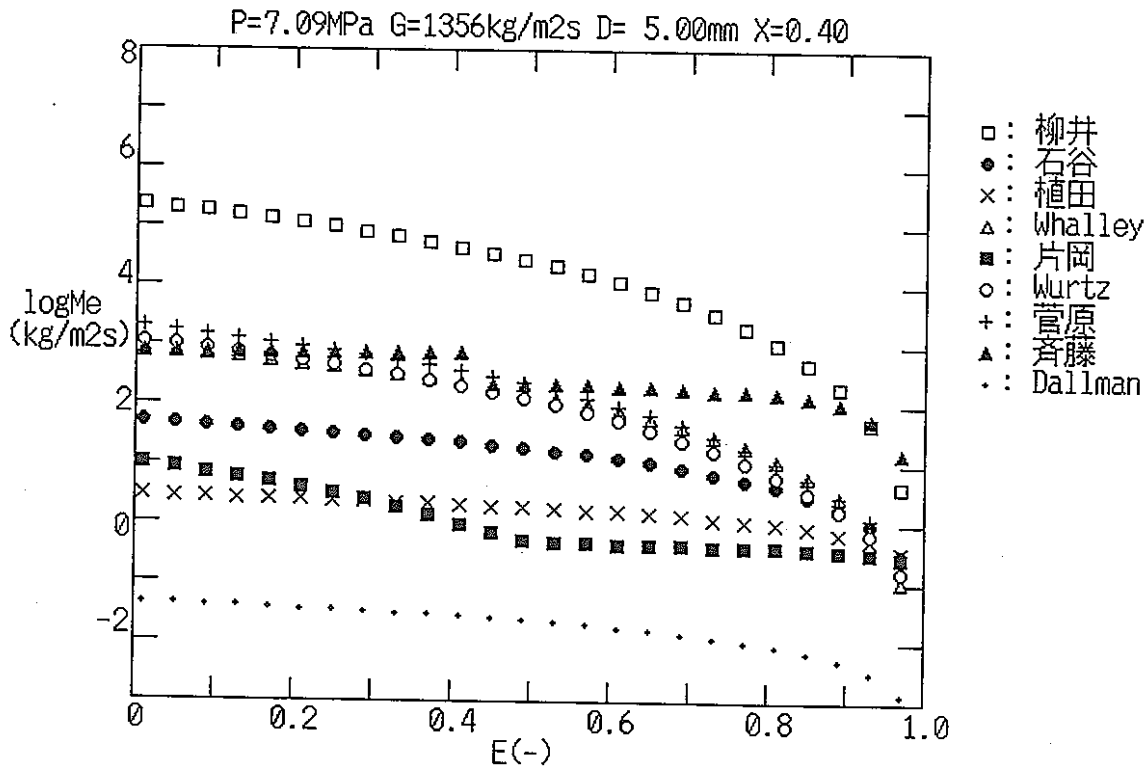


図4.10 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
 (液滴発生率とエントレインメント比との関係)

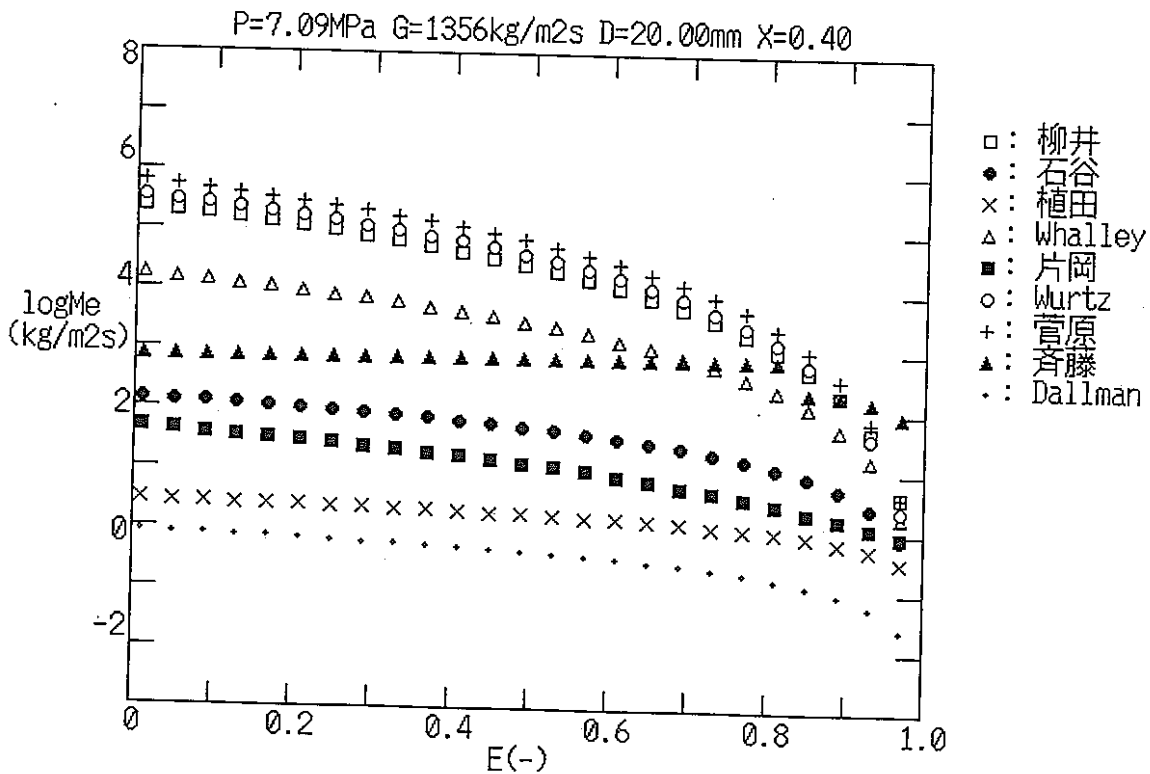


図4.11 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
 (液滴発生率とエントレインメント比との関係)

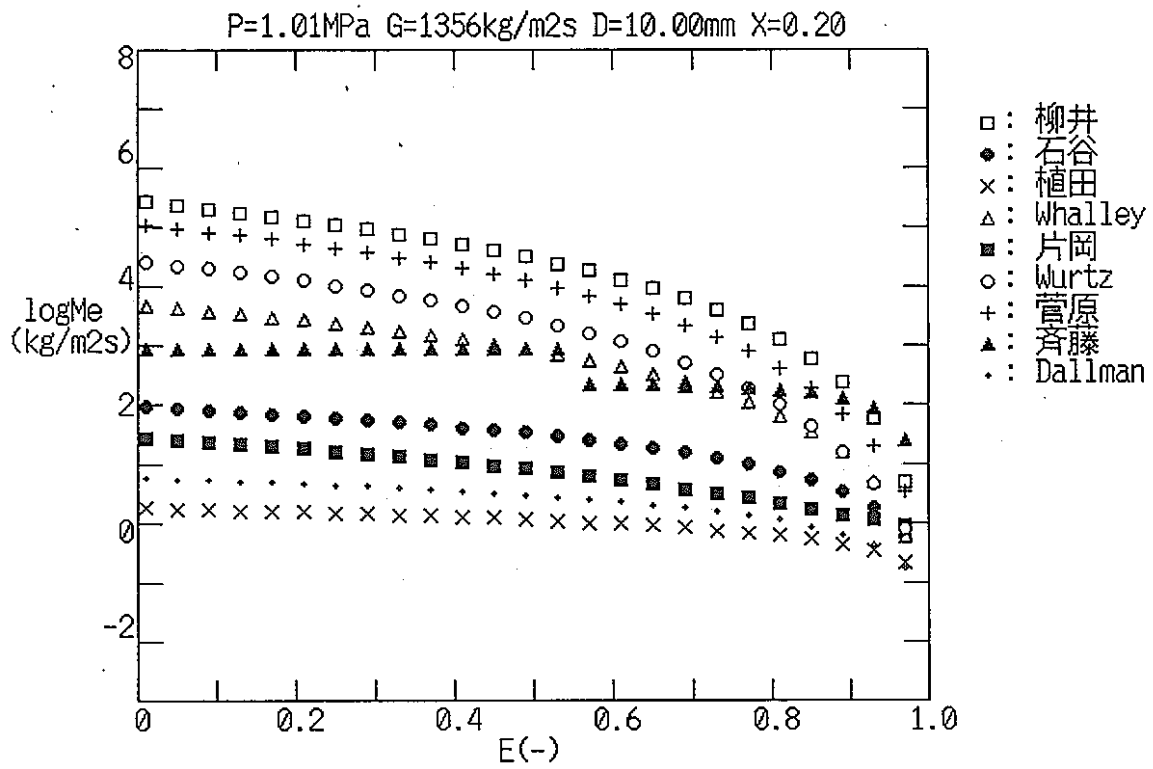


図4.12 各相関式の与える液滴発生率の相互比較  
 (液滴発生率とエントレインメント比との関係)

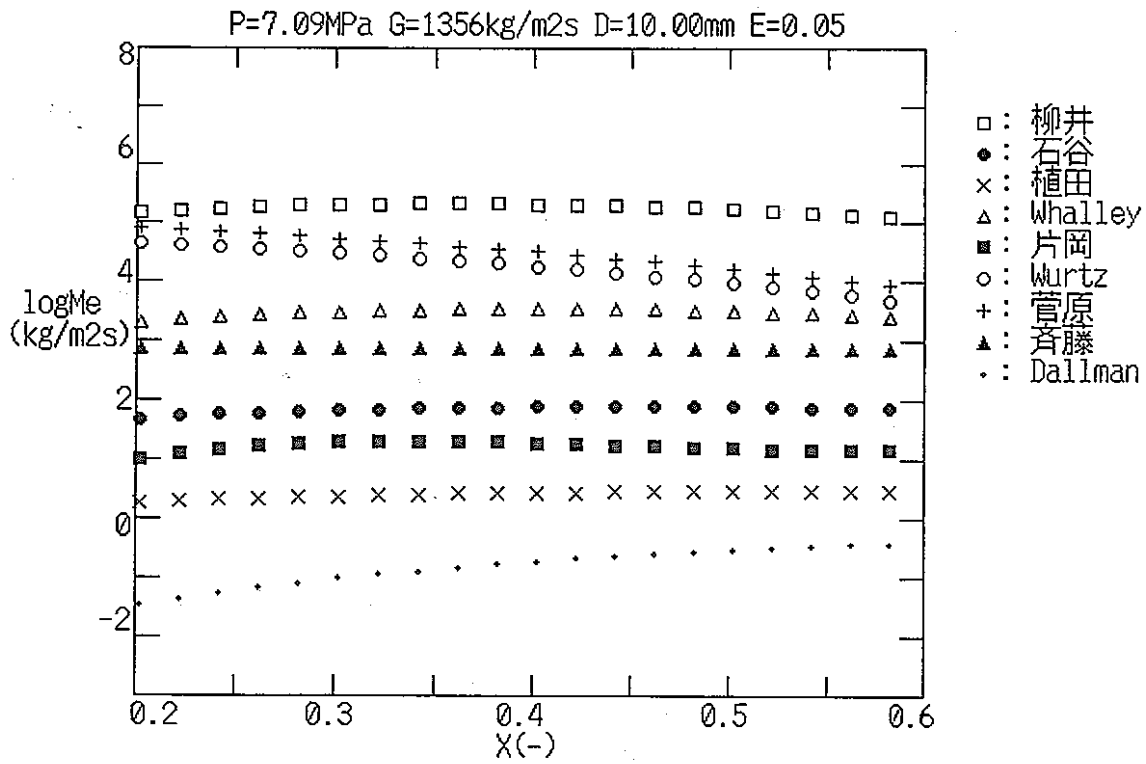


図4.13 各相関式の与える液滴発生率の相互比較（液滴発生率とクォリティとの関係）

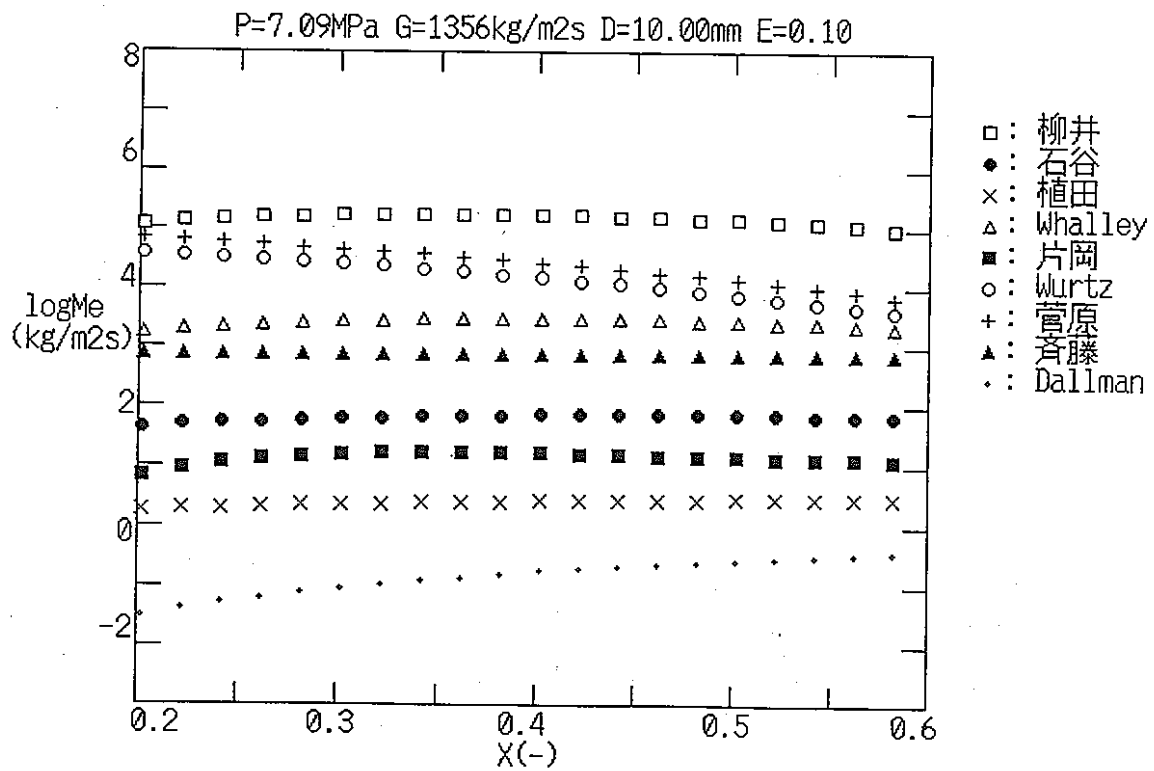


図4.14 各相関式の与える液滴発生率の相互比較（液滴発生率とクォリティとの関係）



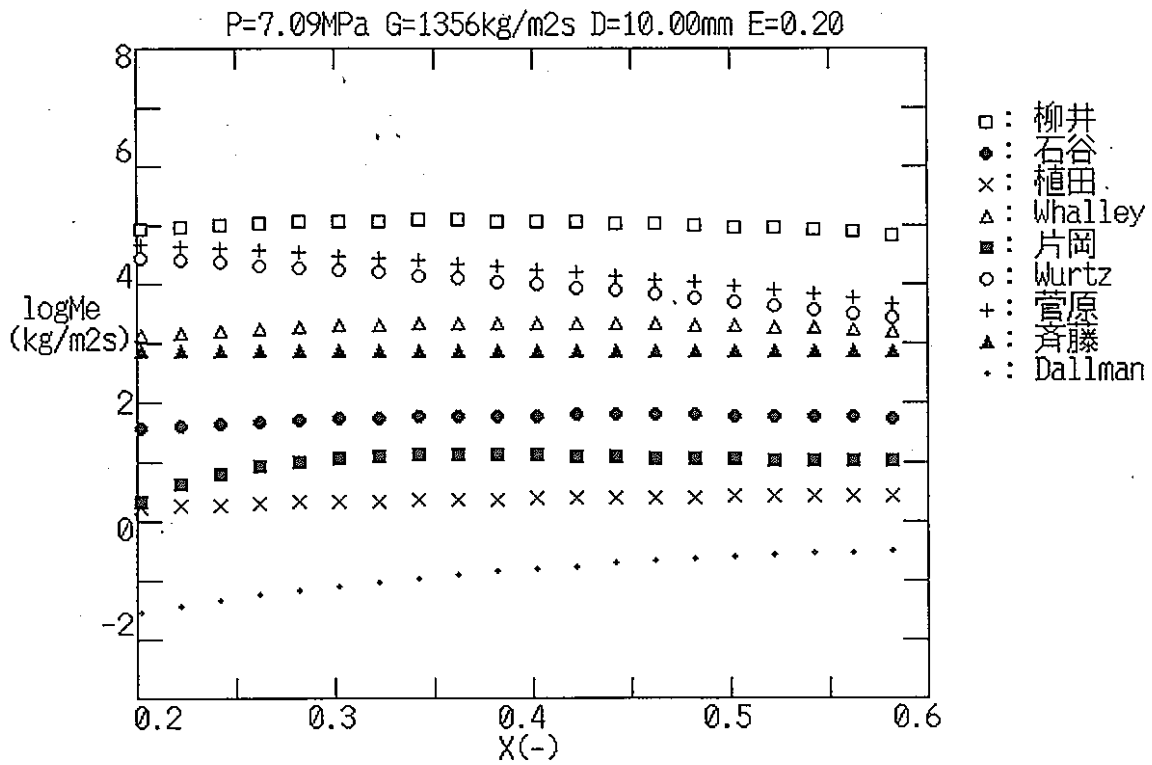


図4.15 各相関式の与える液滴発生率の相互比較 (液滴発生率とクォリティとの関係)

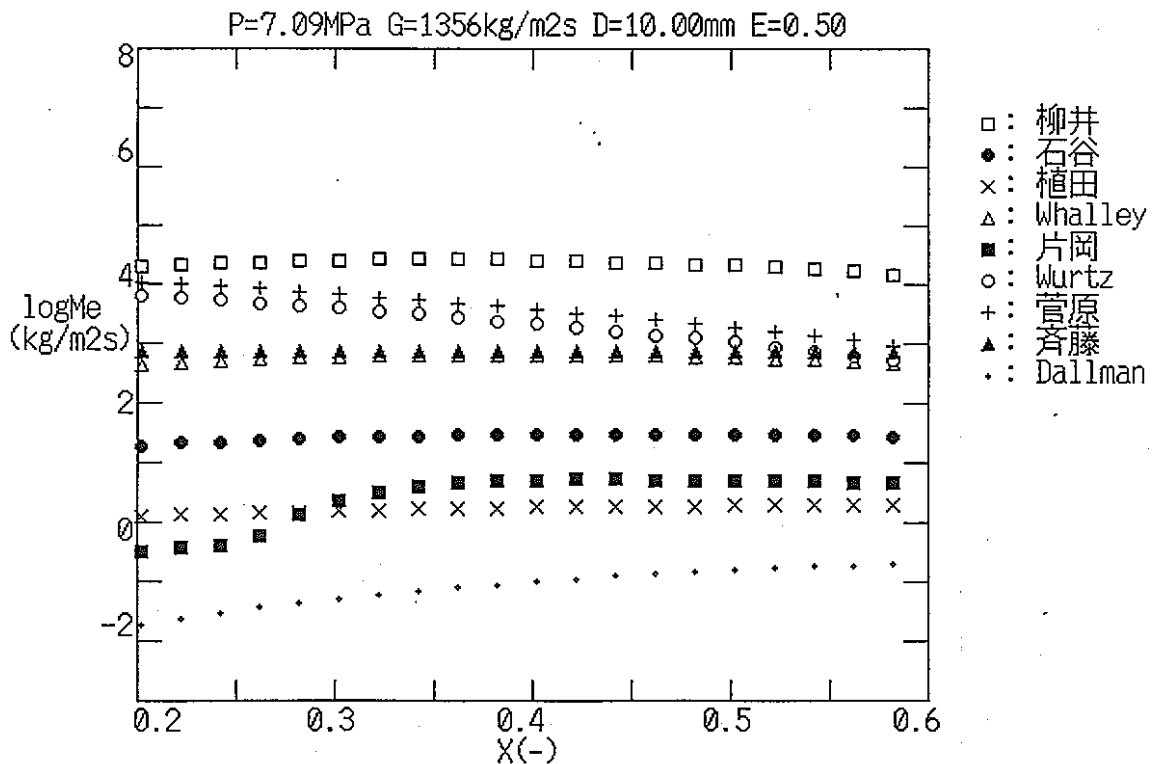


図4.16 各相関式の与える液滴発生率の相互比較 (液滴発生率とクォリティとの関係)

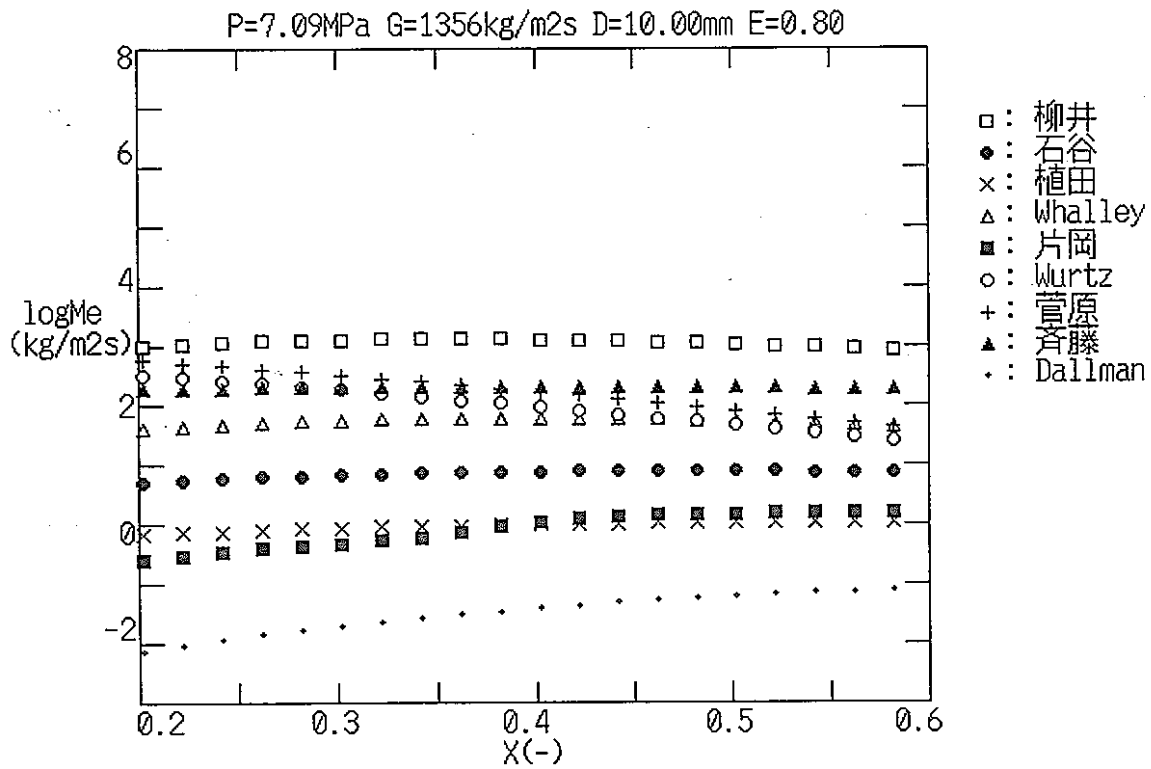


図4.17 各相関式の与える液滴発生率の相互比較（液滴発生率とクォリティとの関係）

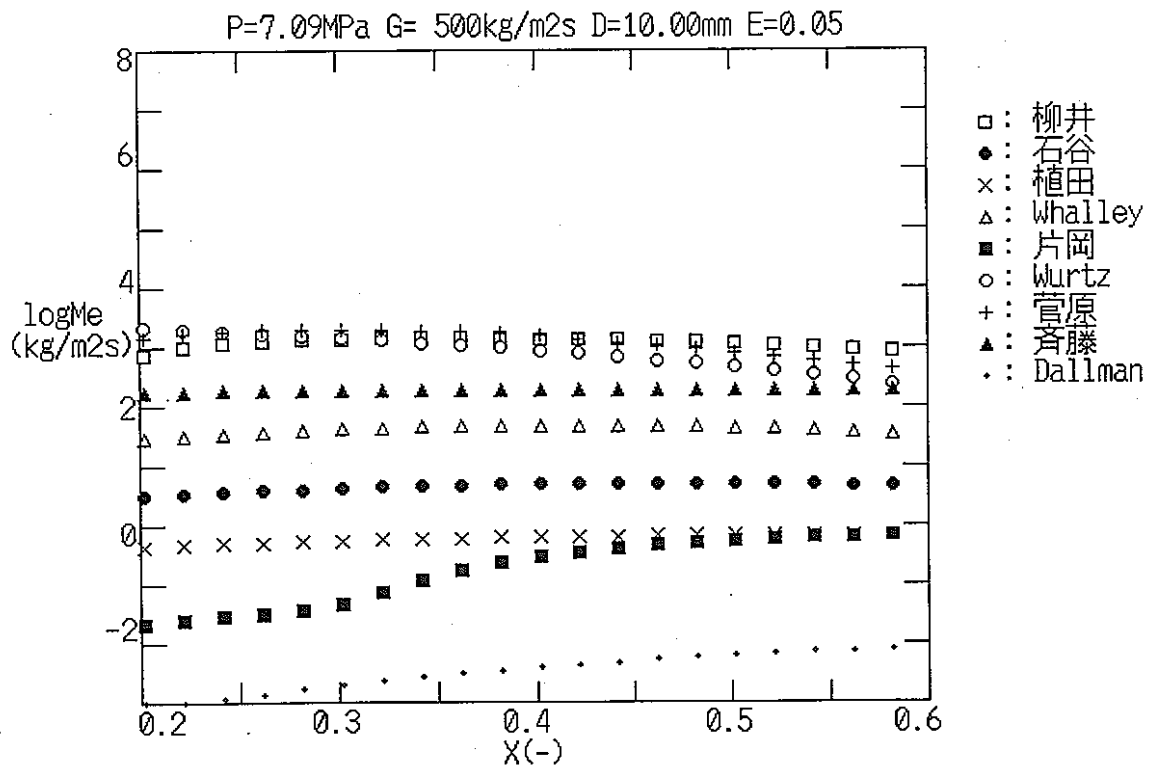


図4.18 各相関式の与える液滴発生率の相互比較（液滴発生率とクォリティとの関係）

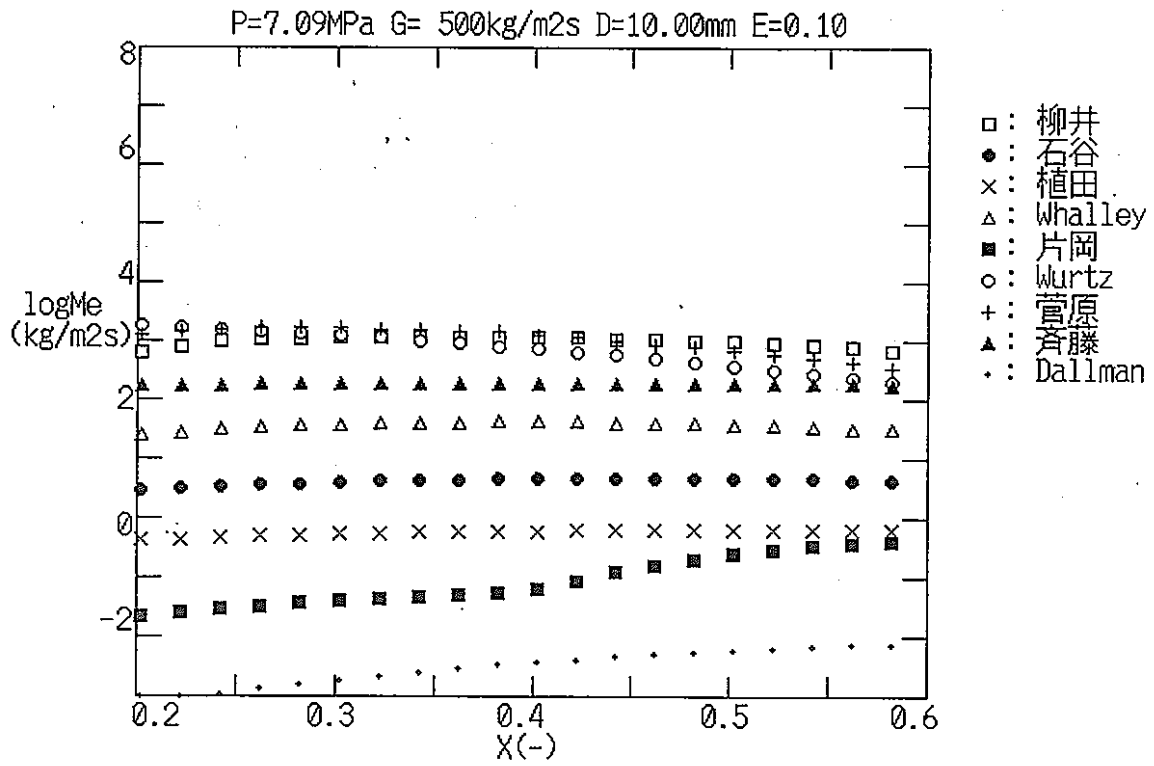


図4.19 各相関式の与える液滴発生率の相互比較 (液滴発生率とクォリティとの関係)

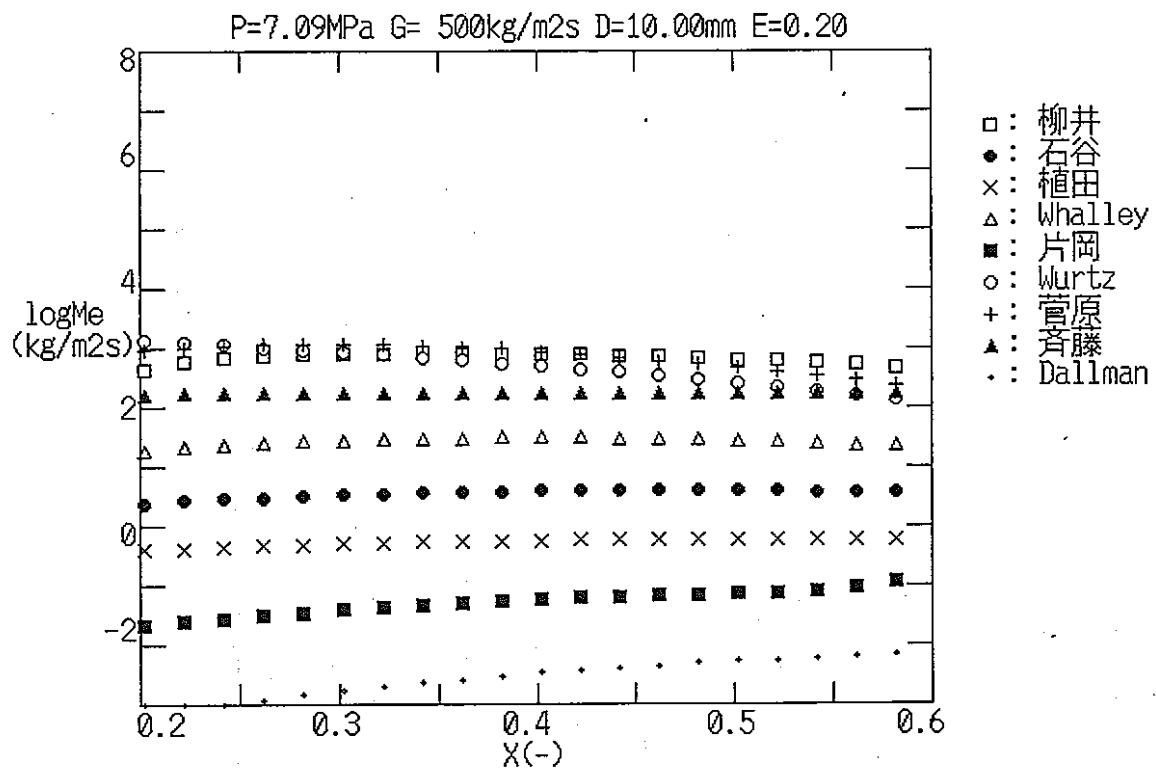


図4.20 各相関式の与える液滴発生率の相互比較 (液滴発生率とクォリティとの関係)

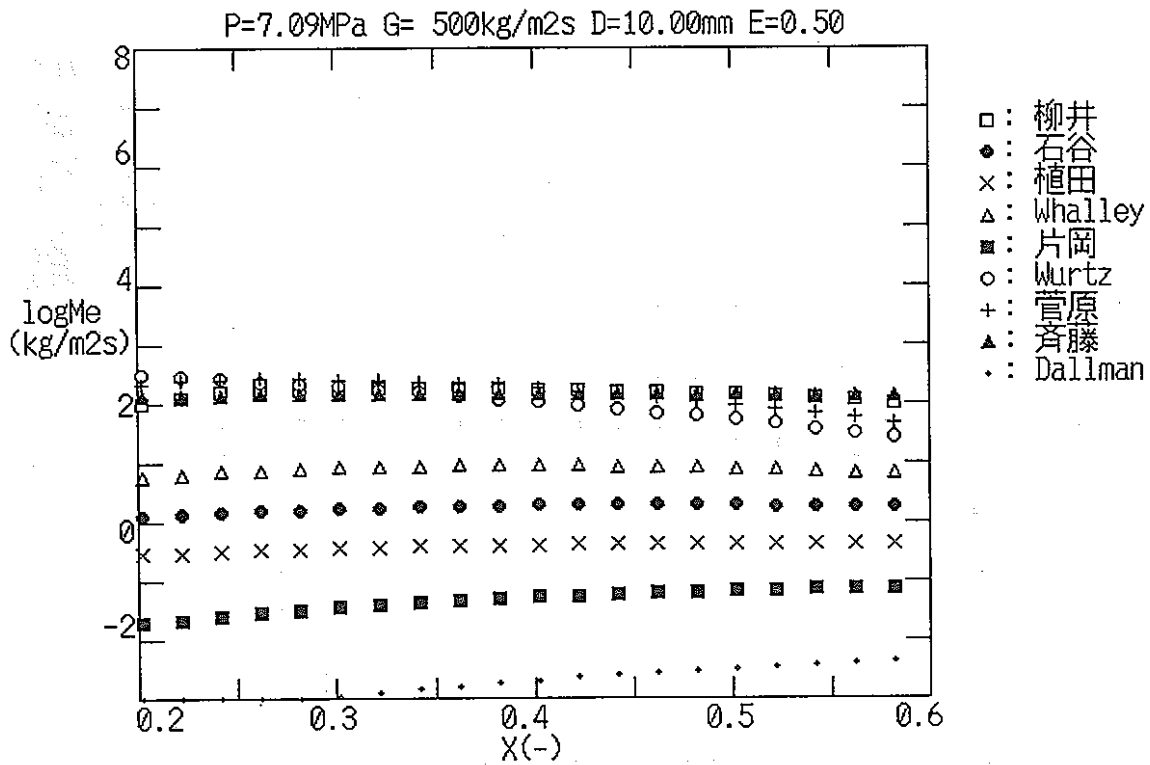


図4.21 各相関式の与える液滴発生率の相互比較（液滴発生率とクォリティとの関係）

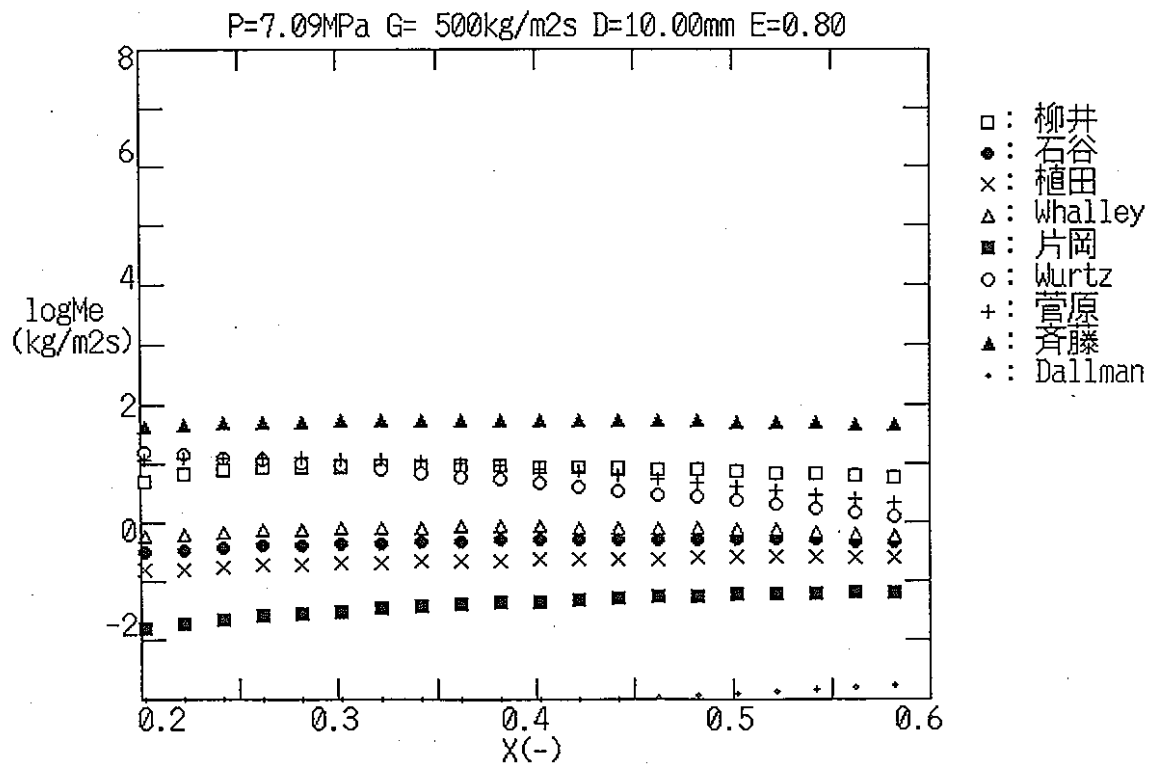


図4.22 各相関式の与える液滴発生率の相互比較（液滴発生率とクォリティとの関係）

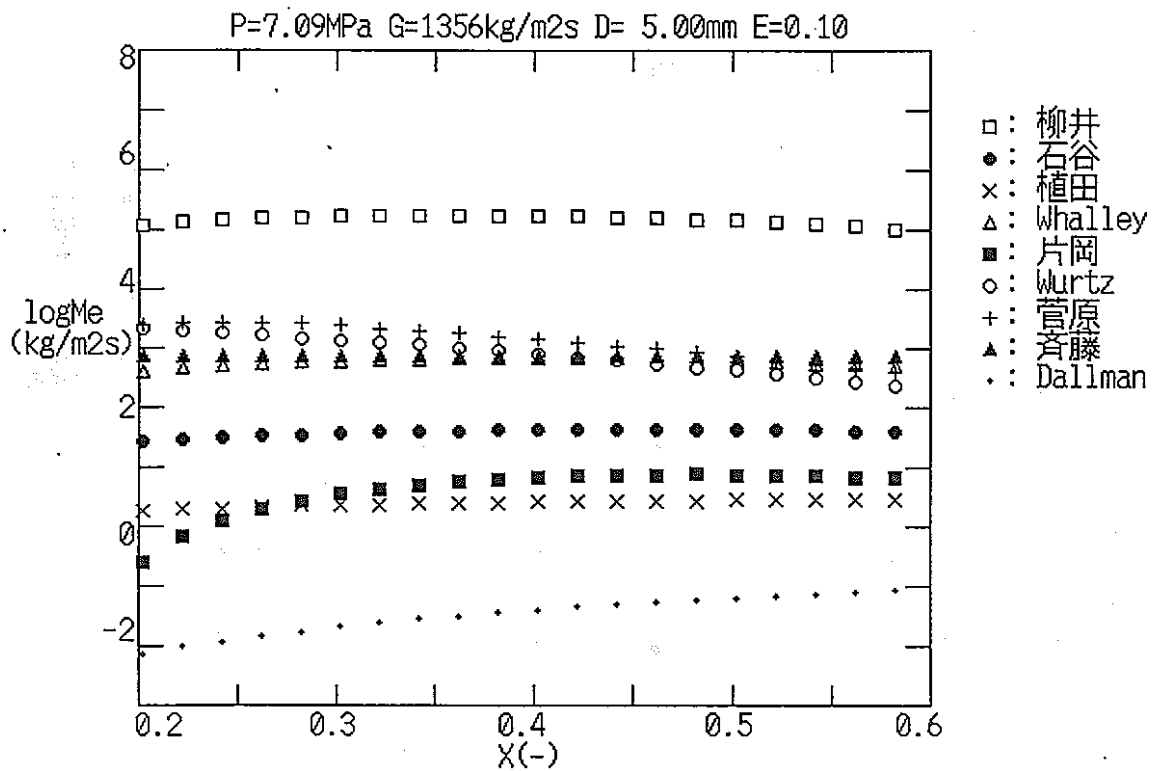


図4.23 各相関式の与える液滴発生率の相互比較 (液滴発生率とクォリティとの関係)

## 5. 界面剪断応力の構成方程式に関する検討

(阿部)

### 5.1 はじめに

3流体モデルによる解析を行う場合、液滴発生率ならびに液滴付着率の評価が計算の精度に大きく影響を及ぼす。液滴発生率ならびに液滴付着率を評価するためには、界面剪断応力ならびに液膜厚さをあらかじめ評価しておかなければならない。しかしながら、前章において述べられているように、

- (1) 界面剪断応力や液膜厚さは、実測による値ではなく、それら自身が実験データや解析モデルに基づいて予測される量であること、
- (2) 液滴発生率を実験データから整理する際に用いられる界面剪断応力や液膜厚さの評価方法が必ずしも統一されていないこと、

等のために界面剪断応力や液膜厚さについての相関式に大きな不確定性が存在することが問題点として指摘されている。

また、現在使用されている相関式は、それぞれ独立なデータベースを基に開発されてきたものである。3流体モデルを用いて界面剪断応力や壁面剪断応力や液膜厚さを決定するに当っては、これら個別に作成されてきた相関式を適宜組み合わせることによって計算を実行している。しかしながら、環状噴霧流においては、界面剪断応力や壁面剪断応力ならびに液膜厚さは互いに深く関係しているものと考えられる。従って、3流体モデルによる計算を実行する上では、それぞれ独立に決定された界面剪断応力や壁面剪断応力ならびに液膜厚の値を用いて全体の計算を実行することがどの程度妥当であるかについて検討を行う必要があるものと考えられる。

本章においては、実験もしくは局所変数に基づく解析などから流量や差圧などのマクロな値が得られた場合に、これらの値を用いて、界面剪断応力や壁面剪断応力と液膜厚さとの関係を定量評価する方法について、予備的に検討した結果について述べる。

### 5.2 評価方法

#### 5.2.1 基礎式

いま、円筒座標系において、定常の運動方程式に対して軸方向変化ならびに円周方向変化を無視すると次式が得られる。

$$\frac{dP}{dz} + \rho \cdot g - \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}(r\tau) = 0 \quad (5.1)$$

流れの状況として、壁面を上方に液膜が流れ、中心部を液滴を含む噴霧流がやはり上方に流れる並向上昇環状噴霧流を仮定し、(5.1)式を半径方向に積分すると、中心二相流部ならびに液膜部に対して次式が得られる。

$$\frac{dP}{dz} + \rho_m \cdot g - \frac{2}{r} \cdot \tau = 0 \quad (0 < r < r_i, \text{ for core two phase}) \quad (5.2)$$

$$\frac{dP}{dz} + \rho_l \cdot g - 2 \frac{r\tau - r_i\tau_i}{r^2 - r_i^2} = 0 \quad (r_i < r < r_w, \text{ for liquid film}) \quad (5.3)$$

$$\text{ただし、} \rho_m = \alpha_c \rho_g + (1 - \alpha_c) \rho_l \quad (5.4)$$

ここで $\alpha_c$ は中心二相流におけるボイド率である。

また、界面および壁面における境界条件を以下のように設定することによって、

$$\begin{aligned} \tau(r = r_i) &= \tau_i \quad (\text{at interface}) \\ \tau(r = r_w) &= \tau_w \quad (\text{at wall}) \end{aligned}$$

次の関係式が得られる。

$$\frac{dP}{dz} + \rho_m \cdot g - \frac{2}{r_i} \cdot \tau_i = 0 \quad (r = r_i, \text{ at interface}) \quad (5.5)$$

$$\frac{dP}{dz} + \rho_l \cdot g - 2 \frac{r_w \tau_w - r_i \tau_i}{r_w^2 - r_i^2} = 0 \quad (r = r_w, \text{ at wall}) \quad (5.6)$$

(5.5)式および(5.6)式は、各々互いに独立な関係式であり、(5.2)式および(5.3)式も、以下

に述べるように流速分布と剪断応力に関する関係および各相の見かけ流速を境界条件として与えることによって各々独立な関係式を与える。

いま、並向上昇環状噴霧流において流動に関する独立変数は、

- ①気相見かけ流速
- ②液相見かけ流速
- ③差圧
- ④液膜厚さ
- ⑤中心二相流におけるボイド率
- ⑥界面剪断応力
- ⑦壁面剪断応力

の7つである。従って、上記のように運動方程式から(5.2)式、(5.3)式、(5.5)式ならびに(5.6)式の4つの各々独立な関係式が得られることから、以上の7つの独立変数のうちいずれか3つが実験ないしはよりミクロな解析によって求められた場合、残りの4つの変数を決定することができる。実験データを用いる場合、一般に実測データとして得られるのは①から③の気液各相の見かけ流速と差圧であり、これら3つの独立変数が同時測定されていれば、原理的には界面剪断応力や液膜厚さなど他の変数全てを決定することができる。

(5.5)式および(5.6)式は、各々界面および壁面における関係式であるからそのまま使用することができる。一方、(5.2)式および(5.3)式は各々中心二相流部および液膜部における剪断応力の半径方向の分布を与えるものであるから、各相における流速と関係づけるためには、以下の粘性に関するニュートン則を使用しなければならない。

$$\tau = \rho(v + \epsilon) \cdot \frac{du}{dr} \quad (5.7)$$

いま、(5.2)式および(5.3)式から差圧の項を消去する事によって、次式が得られる。

$$\tau(r) = \tau_i \cdot \frac{r}{r_i} \quad (\text{for core two phase}) \quad (5.8)$$



$$\tau(r) = \tau_i \frac{r}{r_i} - \frac{2}{r} \left( 1 - \frac{r_i^2}{r^2} \right) \alpha_c (\rho_l - \rho_g) g \quad (\text{for liquid film}) \quad (5.9)$$

(5.7)式と(5.8)式および(5.9)式を連立することによって中心二相流部および液膜部における流速分布の導関数が得られる。これらの導関数を以下の境界条件のもとで積分することによって、各相における流速分布が得られる。

$$\textcircled{1} \quad u_l(r_w) = 0$$

$$\textcircled{2} \quad u_l(r_i) = u_g(r_i)$$

以上の境界条件を設定することは、気液界面でのモーメントジャンプが小さいものと仮定することに対応する。この仮定の妥当性については更に検討を行う必要があるものと考えられる。得られた流速分布を更に中心部ならびに液膜部毎に積分することによって、気相平均流速ならびに液膜平均流速が得られる。

### 5.2.2 乱流モデル

(5.2)式および(5.3)式から流速の関係式を求めるためには、(5.7)式中のうず動粘性係数(eddyviscosity:  $\varepsilon$ )を決定しなければならない。流れの乱れが小さく流れが層流的であればこのうず動粘性係数を0とおくことができる。しかしながら、並向上昇環状噴霧流においては、全ての条件に対して、このうず動粘性係数を0とおくことはできないものと推定される。特に、液膜界面や中心二相流部においては、むしろ流れはかなり乱れているものと考えるのが妥当である。従って、何らかの関係式によってうず動粘性係数を与えなければならない。本解析においては、並向上昇環状噴霧流の場合には、気液各相に対してそれぞれ单相乱流における関係式が適用できるものと考えことにする。单相乱流におけるうず動粘性係数に対しては、多くの式が提案されているが、最も一般的と考えられるPrandtlの混合距離を用いた以下の関係式を使用することにする。

$$\epsilon = l^2 \left| \frac{du}{dr} \right| \quad (5.10)$$

ここで、 $l$  は混合距離であり、壁面近傍の液膜内に対してはVan Driest型の式、中心二相流に対してはPlandti型の式によって以下のように与えるものとする。

$$l_i = \kappa y \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A}\right) \right] \quad (5.11)$$

$$l_g = \kappa (y - y_i) + l_i(r_i) \quad (5.12)$$

ただし、

$$\begin{aligned} y &= r_w - r \\ y_i &= r_w - r_i \\ y^+ &= \frac{y}{\nu_i} u^* \\ u^* &= \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_i}} \end{aligned}$$

(5.10)式を(5.7)式に代入することによって、以下の2次方程式が得られる。

$$\pm l^2 \left( \frac{du}{dr} \right) + v \left( \frac{du}{dr} \right) + \frac{\tau}{\rho} = 0 \quad (5.13)$$

(5.13)式の解は、以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{du}{dr} &= \frac{-v + \sqrt{v^2 - 4l^2 \frac{\tau}{\rho}}}{2l^2} \quad (\tau < 0) \\ &= \frac{v - \sqrt{v^2 + 4l^2 \frac{\tau}{\rho}}}{2l^2} \quad (\tau \geq 0) \end{aligned} \quad (5.14)$$

(5.14)式と(5.5)式および(5.6)式を組み合わせることによって、中心二相流部および液膜部における流速分布の導関数が得られる。これらの導関数を積分することによって、各相における流速分布が得られる。更に、得られた流速分布を中心部ならびに液膜部毎に積分することによって、気相平均流速ならびに液膜平均流速が計算される。

### 5.2.3 補助関係式

以上の計算を行なうためには、いくつかの補助的な関係式が必要となる。

境界条件として質量流量 $G(\text{kg/m}^2/\text{s})$ とクオリティ $\chi$ が与えられたとき、見かけ流速は、以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} J_g &= \frac{G\chi}{\rho_g} \\ J_l &= \frac{G(1-\chi)}{\rho_l} \end{aligned} \quad (5.15)$$

この見かけ流速は、中心の気相および液滴ならびに液膜の平均流速を各々 $\bar{u}_g$ 、 $\bar{u}_{ld}$ 、 $\bar{u}_f$ とすると、以下の関係式が成り立つ。

$$\begin{aligned} u_g &= \frac{J_g}{\alpha} \\ u_f &= \frac{J_l - (1-\alpha_c)\frac{\alpha}{\alpha_c}u_{ld}}{1 - \frac{\alpha}{\alpha_c}} \end{aligned} \quad (5.16)$$

(5.16)式は、もし流動が環状噴霧流ではなく、中心部に液滴が存在しない環状流である場合、 $\alpha_c=1$ であるから、以下のような一般的な関係式となる。

$$\begin{aligned}
 u_g &= \frac{J_g}{\alpha} \\
 u_l &= \frac{J_l}{1 - \alpha}
 \end{aligned}
 \tag{5.17}$$

同様にして、管断面平均ボイド率、中心二相流におけるボイド率、液膜厚さならびに界面位置については以下の関係式が成り立つ。

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \left( \frac{D_i}{D_h} \right)^2 \alpha_c \\
 \delta &= \frac{D_h}{2} \left( 1 - \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_c}} \right) \\
 r_i &= \frac{D_i}{2} = \frac{D_h}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_c}}
 \end{aligned}
 \tag{5.18}$$

(5.18)式も(5.16)式と同様、もし流動が環状噴霧流ではなく、中心部に液滴が存在しない環状流である場合  $\alpha_c=1$  であるから、以下のような関係式となる。

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \left( \frac{D_i}{D_h} \right)^2 \\
 \delta &= \frac{D_h}{2} (1 - \sqrt{\alpha}) \\
 r_i &= \frac{D_i}{2} = \frac{D_h}{2} \sqrt{\alpha}
 \end{aligned}
 \tag{5.19}$$

#### 5.2.4 中心二相流におけるボイド率の評価

(5.5)式にボイド率  $\alpha$ 、(5.6)式に水率  $(1-\alpha)$  を掛け、それぞれ辺々加えあわせることによって、次の二相流全体に対する運動方程式が得られる。

$$\frac{dP}{dz} + \{\alpha \rho_m + (1-\alpha) \rho_l\} g - \frac{2}{r_i} \tau_w = 0 \quad (5.20)$$

(5.20)式より、中心二相流における混合密度  $\rho_m$  が次式のように求まる。

$$\rho_m = \frac{\left(-\frac{dP}{dz}\right) + \frac{2}{r_i} \tau_w - (1-\alpha) \rho_l g}{\alpha g} \quad (5.21)$$

また、(5.4)式より

$$\alpha_c = \frac{\rho_l - \rho_m}{\rho_l - \rho_g} \quad (5.22)$$

(5.21)式を(5.22)式に代入する事によって、次式のような、中心二相流におけるボイド率を評価するための評価式が得られる。

$$\alpha_c = \frac{1}{\alpha} \left[ \frac{\rho_l}{(\rho_l - \rho_g)} - \frac{\left(-\frac{dP}{dz}\right)}{(\rho_l - \rho_g)g} - \frac{4 \tau_w}{(\rho_l - \rho_g)g D_h} \right] \quad (5.23)$$

(5.23)式中の右辺が全て既知の時、 $\alpha_c$ が評価出来る。

### 5.2.5 液滴速度の評価

液滴速度を、液滴終速度によって与えることにすると、液滴が終速度に達している状態における力のバランス式より、次式が得られる。

$$0.75 C_D \frac{\rho_g}{D_d} \Delta u_c^2 = (\rho_l - \rho_g) g \quad (5.24)$$

上式において、 $D_d$ は液滴径であり、

$$\Delta u_c = u_g - u_{id} \quad (5.25)$$

$$C_D = a Re^{-n}$$

where

$$\begin{cases} a = 24, n = 1 \\ a = 17.54, n = 0.5473 \\ a = 0.4, n = 0 \end{cases} \quad (5.26)$$

また、臨界ウエーバー数  $We_c$  は次式によって定義される。

$$We_c = \frac{\rho_g \Delta u_c^2 D_d}{\sigma} \quad (5.27)$$

(5.26)式と(5.27)式を連立する事によって、終速度が次式のように求められる。

$$\Delta u_c = \left[ \frac{(\rho_l - \rho_g) g}{0.75 a \rho_l} \right]^{\frac{1}{n+4}} \cdot \frac{1}{v_g^{\frac{n}{n+4}}} \cdot \left[ \frac{We_c \sigma}{\rho_g} \right]^{\frac{n+1}{n+4}} \quad (5.28)$$

(5.28)式から液滴終速度を求めるためには、臨界ウエーバー数を与えなければならない。以下に、現在汎用的に用いられている計算コード中で使用されている値を示す。

$$\begin{aligned} We_c &= 4.0 \quad (TRAC-PF1) \\ &= 3.0 \quad (RELAP5) \\ &= 2.7 \quad (TRAC-BF1) \\ &= 1.3 \quad (FIDAS) \end{aligned} \quad (5.29)$$

(5.29)式に示すように、各計算コード毎に使用している臨界ウエーバー数の値に違いがあり、この臨界ウエーバー数の値の違いによっても計算結果は影響を受けることになる。

### 5.3 結果の検討

一般に、界面剪断応力は、(5.5)式を用いて差圧やボイド率の実測データから逆算される。

すなわち、(5.5)式および(5.19)式より、界面剪断応力は次式で表わされる。

$$\tau_i = \frac{D_h \sqrt{\alpha}}{4} \left( \frac{dP}{dz} + \rho_m g \right) \quad (5.30)$$

一旦、界面剪断応力が求められれば、次式を用いて界面摩擦係数が決定できる。

$$f_i = \frac{2\tau_i}{\rho_g \bar{V}_g^2} \quad (5.31)$$

Wallisの相関式として提案されている次式は、並向上昇環状流に対して、このような方法によって得られた界面摩擦係数を水率の関数としてフィッティングしたものである。

$$f_i = 0.005 \cdot \left\{ 1 + 300 \cdot \frac{\delta}{D_h} \right\} \quad (5.32)$$

いま、予備的な解析として、液滴のない環状流に対して上記の解析モデルを適用した結果を、図7.1に示す。図7.1は、内径1インチの垂直円管に下部から、所定の流量ならびにクオリティの二相流を流した場合で、水-空気、大気圧の状態である。白抜き丸は本解析モデルによる解析結果で、実線は(5.32)式によるWallisの式である。解析モデルによる計算ならびにWallisの式による計算結果のいずれも、流量が低いほど、液膜厚さは厚く界面剪断摩擦係数も大きくなって傾向を示している。定量的にも、解析モデルによる計算結果にやや広がりが見られるものに、ほぼ、Wallisの式の周りに計算結果が分布している。

Wallisの式が実験結果をフィッティングした完全に経験的な式であるのに対して、解析モデルにおいて用いられている経験則はVan Driestの乱流モデルにおける係数のみが実験によって与えられる係数である。このことは、環状流における界面摩擦係数や剪断応力が本解析モデルによって理論的に導出されることを示すものである。

以上の解析は、流量のみを境界条件として、液滴を考慮しない状態で解析を行った。もし、流量データとともに差圧データが同時計測されているデータベースがあれば、上記の方法において、既知の境界条件として差圧データを追加する事によって、中心の二相流におけるボイド率を決定することができる。一旦、界面剪断応力が他の変数とともに求めら

れば、界面摩擦係数などを相関式化することが可能となるものと期待できる。そのようなデータベースとなる実験についての資料を、図7.2と図7.3に添付した。

#### 5.4 おわりに

- (1) 発達した環状流を仮定する事によって、界面剪断応力、壁面剪断応力ならびに液膜厚さの関係を与える解析モデルを作成した。本解析モデルを用いることによって、実験もしくは局所変数に基づく解析などから流量や差圧などのマクロな値から、3流体モデルにおいて使用できる界面剪断応力や液膜厚さの値を求めることができる。
- (2) 中心部に液滴のない環状流の場合、 $\alpha_c=1$ となる。従って、求めなければならない独立変数が一つ減ることから、差圧のデータなしに、気液各相の流量データのみから残りの変数を推定することができる。このような場合の解析を行った結果、解析結果は実験データのみから作成された界面摩擦係数に対するWallisの式に定量的にも定性的にも式に近い値となった。
- (3) この結果は、液滴の無い環状流に対してWallisの式を適用することの妥当性を裏付けるものであると考えられる。
- (4) 本章において述べた方法は、界面における流速のスリップを考慮していなかったり、液滴流速を与えなければならないなどの問題点を有しているが、比較的簡便に界面剪断応力や液膜厚さを推定できる方法の一つとなりうる可能性があるものと考えられる。
- (5) 環状噴霧流において、流量と差圧の同時測定が行なわれているBennettの実験データをデータベースとして整備した。今後、この解析手法をBennettのデータベースに適用する事によって、環状噴霧流に対してもWallisの式を適用することの妥当性について検討する予定である。



## 5章の参考文献

- (1) G. B. Wallis, "One-dimensional Two-phase Flow", McGraw-Hill
- (2) G. F. Hewitt, A. H. Govan, "Phenomenological Modeling of Non-equilibrium Flows with Phase Change", Int.J.Heat Mass Transfer, Vol.33,No.2,(1990), pp229-242
- (3) S.Sugawara, "Droplet Deposition and Entrainment Modeling based on the Three-fluid Model", Nucl.Eng. and Design, Vol.122,(1990)pp67-84
- (4) J. A. Bennett, J. d. Thornton, "Data on the Vertical Flow of Air-water Mixture in the Annular and Dispersed Flow Regions. Part I: Preliminary Study", Trans. Instn. Chem. Engrs., Vol.39, (1961), pp101-112
- (5) E. R. Van Driest, "On Turbulent Flow near a Wall", J. Aeronaut Sci., Vol.23 (1956),pp131-132

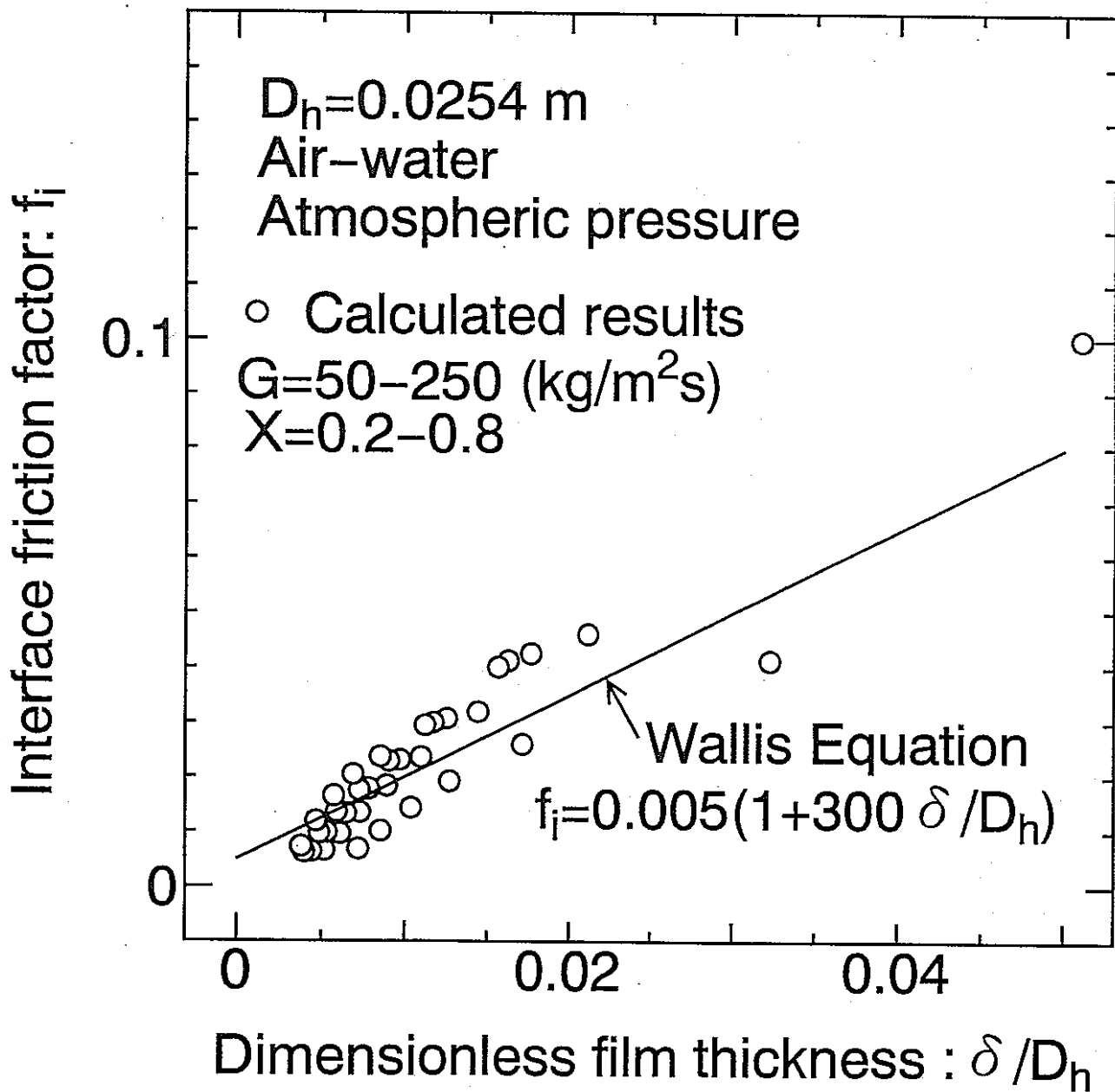
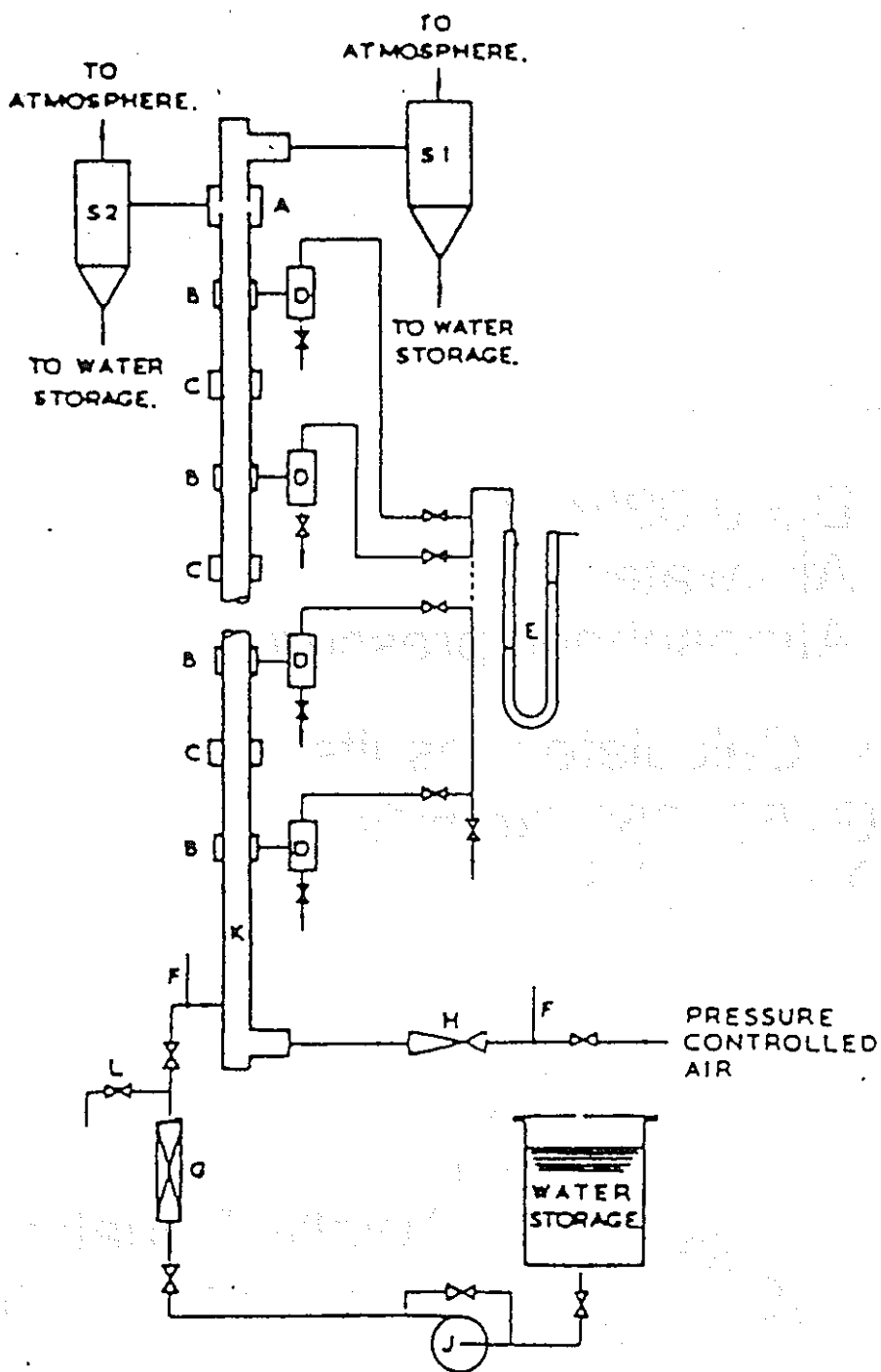


図5.1 環状流における界面摩擦係数と無次元液膜厚さの関係



- |                            |                                 |
|----------------------------|---------------------------------|
| A = Column head            | G = Rotameter                   |
| B = Pressure tapplings     | H = Venturi meter               |
| C = Film thickness devices | J = Pump                        |
| D = Water separator        | K = Test section                |
| E = Manometer              | L = Rotameter calibration point |
| F = Thermometer            | S = Cyclone separator           |

図5.2 Bennettらによる環状噴霧流実験の概要

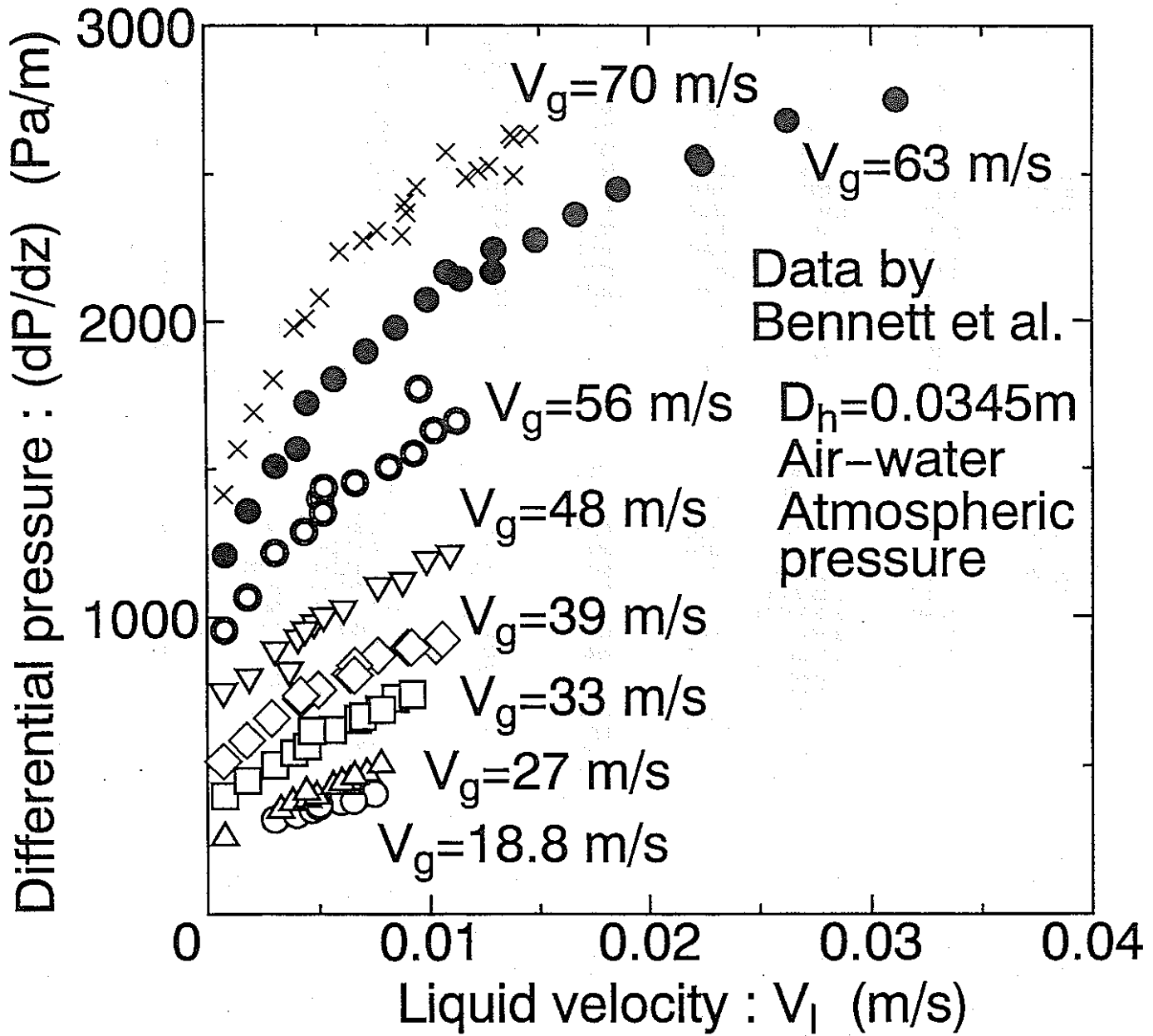


図5.3 Bennettらによる実験データベース

## 環状流の場合のパラメータ計算

重量流量:  $G=50, 100, 150, 200, 250$  ( $\text{Kg/m}^2/\text{s}$ )クオリティ:  $X=0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ 

No.	$J_0$ (m/s)	$J_1$ (m/s)	$J_0^*$ (-)	$J_1^*$ (-)	$\alpha$ (-)	$(dP/dz)$ (Pa/m)	$(dP/dz)^*$ (-)	$\tau_i$ (Pa)	$\tau_w$ (Pa)
1	10.552	.208657	.583134	.0810773	.80625	1764.21	.180557	-9.99395	.891113
2	14.7415	.283016	.884282	.07086	.875156	1163.02	.119029	-6.84095	.43335
3	18.4959	.449578	1.18229	.0607896	.932578	985.469	.100857	-5.97302	-2.00195
4	22.8909	.501512	1.47724	.0504856	.949805	1047.83	.10724	-6.41388	-3.4668
5	26.2475	.477259	1.72428	.0398	.958897	1028.46	.105257	-6.32245	-3.90625
6	31.8082	.450175	2.10731	.0301971	.966074	1050.09	.10747	-6.48425	-4.49219
7	36.1231	.353796	2.40621	.0199974	.971338	906.419	.0927668	-5.60254	-3.90625
8	18.7211	.959209	1.17704	.159156	.917266	1850.21	.189358	-11.1828	-6.54297
9	27.2879	1.2398	1.76398	.141463	.943106	2543.53	.260316	-15.6148	-12.5488
10	36.0665	1.37864	2.36459	.120261	.956504	3173.87	.324828	-19.64	-17.3828
11	43.7147	1.40997	2.88896	.101344	.964639	3556.64	.364002	-22.105	-20.3125
12	53.5052	1.38195	3.56054	.0807634	.970859	3864.07	.395466	-24.1052	-22.6563
13	63.3811	1.2522	4.23957	.0605629	.975525	3817.78	.390729	-23.8771	-22.6563
14	68.7385	.957678	4.61372	.0398847	.979353	3043.08	.311442	-19.05	-17.9688
15	27.7394	1.72503	1.76952	.239871	.930664	3610.9	.369555	-22.05	-18.5547
16	40.4601	2.11367	2.63539	.210748	.950523	5263	.538638	-32.508	-30.2734
17	54.1811	2.36944	3.57176	.181677	.961528	6907.14	.706907	-42.9426	-41.4063
18	66.6735	2.43579	4.4281	.151701	.968945	7942.81	.812902	-49.5761	-48.4375
19	80.9031	2.38981	5.40499	.121317	.974209	8627.45	.882971	-54.0149	-53.125
20	90.2141	2.07817	6.05071	.0895418	.978755	7847.92	.803191	-49.2243	-48.4375
21	107.139	1.73147	7.21572	.0604797	.982463	7072.11	.723791	-44.4432	-43.75
22	36.7078	2.5046	2.35366	.324238	.935928	6035.31	.61768	-36.9965	-34.2665
23	53.8128	3.03726	3.51747	.282433	.953633	9015.17	.922651	-55.8325	-54.2969
24	71.0873	3.35436	4.69792	.241101	.96416	11680.5	1.19543	-72.7587	-71.875
25	89.0168	3.497	5.92661	.201014	.971099	13825.6	1.41497	-86.4536	-85.9375
26	104.049	3.38827	6.96159	.162248	.976362	14515.8	1.48561	-90.9967	-90.625
27	123.875	3.11159	8.32665	.120631	.980549	14472.2	1.48115	-90.9343	-90.625
28	147.047	2.59981	9.92284	.080831	.984138	12959.3	1.32631	-81.5794	-81.25
29	45.5758	3.27906	2.93123	.405616	.93832	8980.24	.919077	-55.1676	-53.125
30	66.9008	3.97618	4.38175	.35448	.955547	13610.1	1.39292	-84.4107	-83.5938
31	82.2589	4.17542	5.43621	.300116	.966074	16106.9	1.64845	-100.358	-99.9999
32	89.0924	4.00233	5.91412	.253107	.972534	16061.4	1.64379	-100.298	-99.9999
33	99.5836	3.77973	6.6432	.202757	.97708	16014.8	1.63902	-100.253	-99.9999
34	117.6	3.48121	7.88751	.149995	.981267	15964.9	1.63391	-100.21	-99.9999
35	150.81	3.09222	10.1693	.100592	.984856	15916.1	1.62892	-100.172	-99.9999

No.	$U_0$ (m/s)	$U_1$ (m/s)	$\delta$ (m)	$\delta^*$ (-)	$D_i$ (m)	$f_i$ (-)	$f_w$ (-)	$Re_i$ (-)	$Re_w$ (-)
1	13.0877	1.07694	1.29649E-03	.0510429	.022807	-.100078	1.53943E-03	5530.77	19134.1
2	16.8444	2.26696	8.19177E-04	.0322511	.0237616	-.0413559	1.88952E-04	7356.07	25657.1
3	19.8331	6.66814	4.35599E-04	.0171496	.0245288	-.0260463	-9.02105E-05	11505.8	31184.7
4	23.8901	9.99123	3.22843E-04	.0127104	.0247543	-.019276	-6.9583E-05	12777.2	37909.1
5	27.3726	11.6112	2.63746E-04	.0103837	.0248725	-.0144739	-5.80525E-05	12130.7	43642.6
6	32.9252	13.2694	2.17287E-04	8.55461E-03	.0249654	-.0102597	-5.11171E-05	11421.2	52691.8
7	37.189	12.3437	1.83327E-04	7.21759E-03	.0250333	-6.94844E-03	-5.13665E-05	8963.89	59677.2
8	20.4097	11.5939	5.36703E-04	.0211301	.0243266	-.046048	-9.75285E-05	24648.3	31826.8
9	28.9341	21.7911	3.6657E-04	.0144319	.0246669	-.0319925	-5.29487E-05	31641.8	45750.8
10	37.7066	31.6959	2.7927E-04	.0109949	.0248415	-.0236939	-3.46679E-05	35063.2	60044.1
11	45.3171	39.8733	2.26565E-04	8.91986E-03	.0249469	-.0184628	-2.55983E-05	35784.8	72469.3
12	55.1111	47.4236	1.86411E-04	.007339	.0250272	-.0136133	-2.01842E-05	35017.8	88415.1
13	64.9712	51.1624	1.56379E-04	6.15665E-03	.0250872	-9.70223E-03	-1.7342E-05	31692.3	104484
14	70.1877	46.3837	1.31792E-04	5.18864E-03	.0251364	-6.63293E-03	-1.6734E-05	24214.6	113094
15	29.806	24.8793	4.48191E-04	.0176453	.0245036	-.0425728	-6.00605E-05	44169.9	46817.7
16	42.5662	42.7199	3.18167E-04	.0125263	.0247637	-.0307745	-3.32364E-05	53840.6	67570.2
17	56.3489	61.5894	2.4669E-04	9.71222E-03	.0249066	-.0231979	-2.18709E-05	60184.3	89965.4
18	68.8104	78.4356	1.98752E-04	7.82487E-03	.0250025	-.0179596	-1.5775E-05	61751.6	110284
19	83.0449	92.6606	1.64843E-04	6.48987E-03	.0250703	-.0134344	-1.23971E-05	60504.7	133459
20	92.1723	97.8191	1.3563E-04	5.33977E-03	.0251287	-9.93825E-03	-1.01426E-05	52553.8	148473
21	109.051	98.7352	1.1185E-04	4.40353E-03	.0251763	-6.41029E-03	-8.9918E-06	43745.3	175994
22	39.2208	39.0903	4.13593E-04	.0162832	.0245728	-.0412534	-4.49307E-05	64042.3	61779.8
23	56.4292	65.5046	2.97926E-04	.0117294	.0248041	-.0300754	-2.53538E-05	77304.4	89723
24	73.7297	93.5933	2.29659E-04	.0090417	.0249407	-.0229579	-1.644E-05	85143.8	117876
25	91.6661	120.998	1.84869E-04	7.27829E-03	.0250303	-.0176481	-1.17608E-05	88606.7	147079
26	106.568	143.342	1.50997E-04	5.94476E-03	.025098	-.0137436	-8.83716E-06	85736.6	171452
27	126.332	159.974	1.24118E-04	4.88654E-03	.0251518	-9.77309E-03	-7.09517E-06	78651.8	203684
28	149.417	163.905	1.01125E-04	3.98129E-03	.0251978	-6.26773E-03	-6.05974E-06	65655.8	241345
29	48.5717	53.1629	3.97898E-04	.0156653	.0246042	-.0401096	-3.76612E-05	83792.5	76607
30	70.0131	89.4466	2.85486E-04	.0112396	.024829	-.0295373	-2.09343E-05	101152	111433
31	85.1476	123.076	2.17287E-04	8.55461E-03	.0249654	-.0237432	-1.32272E-05	105933	136266
32	91.6085	145.721	1.75622E-04	6.91426E-03	.0250488	-.0204998	-9.43562E-06	101374	147095
33	101.92	164.911	1.46385E-04	5.76317E-03	.0251072	-.0165544	-7.36739E-06	95624.5	164033
34	119.845	185.834	1.19516E-04	4.70534E-03	.025161	-.0119675	-5.80176E-06	87978.3	193296
35	153.129	204.188	9.65315E-05	3.80045E-03	.0252069	-7.32765E-03	-4.80564E-06	78077.2	247430

No.	Jg (m/s)	Jl (m/s)	Jg* (-)	Jl+ (-)	$\alpha$ (-)	dP/dz (Pa/m)	(dP/dz)* (-)	$\tau_i$ (Pa)	$\tau_w$ (Pa)
1	19.175	3.04489E-03	1.12701	5.23632E-03	.934676	533.797	.0546311	-4.36136	1.00098
2	19.074	3.99336E-03	1.12108	6.86741E-03	.932727	557.083	.0570143	-4.55102	.964355
3	19.2435	4.67846E-03	1.13104	8.04559E-03	.932483	563.776	.0576993	-4.60564	.927734
4	19.1109	.0053169	1.12325	9.14352E-03	.930777	582.489	.0596145	-4.75794	.909424
5	19.0163	6.06343E-03	1.11769	.0104273	.929072	601.727	.0615834	-4.91436	.886536
6	19.1625	6.74999E-03	1.12628	.011608	.928828	607.896	.0622147	-4.96442	.854492
7	18.9591	7.61603E-03	1.11433	.0130973	.926879	629.062	.0643809	-5.13518	.836182
8	19.2384	4.97784E-03	1.13074	8.56043E-03	.932239	567.58	.0580886	-4.63615	.916076
9	19.1948	5.03564E-03	1.12818	8.65982E-03	.931143	578.045	.0591596	-4.72277	.916004
10	19.2489	6.61968E-03	1.13136	.0113839	.929072	605.437	.0619631	-4.94525	.854492
11	27.3743	3.25301E-03	1.60893	5.59422E-03	.951488	406.582	.0416114	-3.32918	.680542
12	27.3123	.0038097	1.60529	6.55157E-03	.950391	420.5	.0430358	-3.44423	.653076
13	27.4193	4.50054E-03	1.61158	7.73961E-03	.949295	435.479	.0445689	-3.56807	.616455
14	27.4324	4.89848E-03	1.61235	8.42394E-03	.948442	445.905	.0456358	-3.65438	.598145
15	27.3257	6.34371E-03	1.60807	.0109093	.946128	474.969	.0486104	-3.89333	.543213
16	27.5818	5.66672E-03	1.62113	.0097451	.947346	460.886	.0471691	-3.77796	.561523
17	27.2292	6.42111E-03	1.60041	.0110424	.946006	476.19	.0487353	-3.90308	.543213
18	27.7192	6.03324E-03	1.62921	.0103754	.946615	470.089	.0481111	-3.85433	.543213
19	26.9027	7.22395E-03	1.58121	.0124231	.944178	496.138	.050777	-4.06693	.524902
20	27.4089	7.89285E-03	1.61097	.0135734	.943447	507.459	.0519355	-4.16084	.488281
21	27.3006	6.61556E-03	1.6046	.0113768	.945397	483.112	.0494438	-3.9607	.534058
22	27.5202	4.43483E-03	1.61751	.0076266	.949417	434.262	.0444443	-3.55828	.616455
23	27.0763	7.84705E-04	1.59142	1.34946E-03	.957701	325.841	.033348	-2.65673	.854492
24	33.0442	3.05134E-03	1.94219	5.24741E-03	.957823	360.68	.0369135	-2.95148	.543213
25	33.5878	3.86329E-03	1.97413	6.64373E-03	.956117	383.662	.0392656	-3.1433	.488281
26	33.0744	4.50171E-03	1.94396	7.74162E-03	.954777	398.95	.0408302	-3.26947	.469971
27	33.507	5.63816E-03	1.96938	9.69599E-03	.952341	429.017	.0439075	-3.51955	.415039
28	34.2788	.0068361	2.01475	.0117561	.950513	453.203	.0463828	-3.72006	.360107
29	33.794	7.80528E-03	1.98625	.0134228	.949051	469.723	.0480735	-3.85521	.341797
30	33.9088	8.44202E-03	1.993	.0145178	.948077	481.368	.0492653	-3.95113	.323486
31	33.7923	9.32165E-03	1.98615	.0160305	.946371	500.093	.0511817	-4.1054	.305176
32	34.4139	4.69084E-03	2.02269	8.06688E-03	.954534	405.421	.0414926	-3.32492	.43335
33	33.9939	7.01626E-03	1.998	.0120659	.95027	455.64	.0466322	-3.73962	.360107
34	33.0997	7.71149E-04	1.94544	1.32615E-03	.964523	276.134	.0282608	-2.24467	.708008
35	34.2096	1.79215E-03	2.01068	3.08197E-03	.961356	319.696	.0327191	-2.61076	.598145
36	33.6567	7.90114E-03	1.97818	.0135877	.948442	475.586	.0486736	-3.90403	.341797
37	38.9235	2.89069E-03	2.28774	4.97114E-03	.961721	335.306	.0343167	-2.74262	.43335
38	39.5322	4.20803E-03	2.32352	7.23658E-03	.95831	377.03	.0385869	-3.09123	.360107
39	38.8452	.0049748	2.28314	.0085552	.956848	393.53	.0402756	-3.22745	.341797
40	39.408	6.45151E-03	2.31622	.0110947	.954046	427.246	.0437263	-3.50731	.286865
41	39.7656	7.74974E-03	2.33724	.0133273	.951488	456.402	.0467101	-3.74891	.250244
42	39.8465	9.08553E-03	2.34199	.0156245	.949417	479.845	.0491094	-3.94187	.222778
43	39.8817	.0103493	2.34406	.0177978	.946132	532.978	.0545473	-4.42546	-1.5625
44	39.0548	6.64004E-03	2.29546	.0114189	.953803	429.681	.0439754	-3.52695	.286865
45	39.5322	4.20803E-03	2.32352	7.23658E-03	.95831	377.03	.0385869	-3.09123	.360107
46	38.7818	9.29177E-03	2.27941	.0159791	.949051	482.446	.0493757	-3.96224	.231934
47	39.3162	.0106283	2.31082	.0182776	.946889	535.425	.0547977	-4.4451	-1.5625
48	39.0548	6.64004E-03	2.29546	.0114189	.953803	429.681	.0439754	-3.52695	.286865
49	39.8264	7.22634E-04	2.34081	1.24272E-03	.984137	100.443	.0102798	-7.56844	.575614
50	38.7907	1.77331E-03	2.27993	3.04957E-03	.964767	297.044	.0304008	-2.42259	.506592
51	48.4725	.0037024	2.84899	6.36704E-03	.962818	344.716	.0352797	-2.82409	.259399
52	48.1748	4.06561E-03	2.83149	6.99166E-03	.961843	355.299	.0363629	-2.91229	.250244
53	48.5764	4.82995E-03	2.85509	8.30611E-03	.960016	376.314	.0385136	-3.08753	.222778
54	48.3047	3.05008E-03	2.83912	5.24524E-03	.964645	323.699	.0331287	-2.64835	.286865
55	48.8072	.0044279	2.86866	.0076147	.96099	365.731	.0374305	-2.99949	.231934
56	48.3761	5.25224E-03	2.84332	9.03231E-03	.959041	386.897	.0395967	-3.17546	.213623
57	49.1398	6.15372E-03	2.88821	.0105826	.957214	407.907	.041747	-3.35017	.186157
58	48.6379	7.76109E-03	2.85871	.0133468	.971711	502.69	.0514475	-4.18211	-1.85547
59	47.4486	8.80821E-03	2.78881	.0151475	.971467	539.06	.0551698	-4.4906	-2.14844
60	48.1828	.0100166	2.83196	.0172256	.971955	602.155	.0616272	-5.02886	-2.73438
61	49.3331	.0111024	2.89957	.0190928	.972198	667.549	.0683199	-5.58695	-3.32031
62	53.6227	7.35103E-04	3.15169	1.26416E-03	.97165	249.006	.0254843	-2.02643	.336432
63	48.5746	1.88785E-03	2.85499	3.24656E-03	.967995	284.539	.0291209	-2.32076	.341797
64	57.4099	3.04275E-03	3.37428	5.23263E-03	.966107	319.938	.0327438	-2.61909	.195313
65	57.1736	4.39287E-03	3.36039	7.55446E-03	.96964	353.326	.0361609	-2.90729	-.390625
66	57.9207	5.06497E-03	3.40431	8.71027E-03	.975731	429.458	.0439526	-3.56626	-1.5625
67	55.6266	.0066614	3.28947	.0114557	.975366	500.964	.0512708	-4.17472	-2.14844
68	54.4759	8.18548E-03	3.20184	.0140766	.975122	571.272	.0584664	-4.77311	-2.73438
69	54.8073	9.41019E-03	3.22132	.0161828	.975122	639.137	.0654121	-5.35171	-3.32031
70	56.5852	.0102357	3.32581	.0176024	.975366	704.534	.0721051	-5.91075	-3.90625
71	57.2104	.0113546	3.36256	.0195265	.975122	774.677	.0792838	-6.50892	-4.49219
72	57.3322	5.16943E-03	3.36972	8.88991E-03	.975609	430.674	.0440771	-3.57619	-1.5625
73	58.5943	1.84182E-03	3.4439	.0031674	.969274	285.202	.0291888	-2.32947	.226569
74	60.683	7.82308E-04	3.58666	1.34534E-03	.972564	252.746	.0258671	-2.06026	.225997
75	59.3241	9.52692E-03	3.48679	.0163835	.975853	699.601	.0716002	-5.87161	-3.90625
76	56.7538	5.27467E-03	3.33572	9.07089E-03	.975488	431.89	.0442015	-3.58612	-1.5625
77	63.4805	3.07164E-03	3.73109	5.28232E-03	.973904	311.68	.0318987	-2.55861	-.390625
78	65.1074	4.47973E-03	3.82671	7.70382E-03	.978533	436.03	.0446252	-3.6273	-1.85547
79	67.5782	5.70213E-03	3.97193	9.80599E-03	.978533	537.67	.0550275	-4.49672	-2.73438
80	64.8772	7.20742E-03	3.81318	.0123947	.978046	610.411	.0624722	-5.11573	-3.32031
81	63.9611	8.49725E-03	3.75933	.0146128	.977681	681.873	.0697858	-5.72463	-3.90625

82	67. 3789	9. 99791E-03	3. 96022	. 0171935	. 977681	817. 376	. 0836538	-6. 88335	-5. 07813
83	65. 5555	. 011521	3. 85305	. 0198128	. 977193	890. 082	. 0910949	-7. 5015	-5. 66406
84	63. 8532	. 0131208	3. 75299	. 0225639	. 976706	962. 806	. 0985378	-8. 11935	-6. 25
85	66. 4213	8. 00102E-04	3. 90393	1. 37594E-03	. 988645	105. 948	. 0108432	-8. 807376	. 146174
86	66. 7911	1. 85471E-03	3. 92567	3. 18956E-03	. 969884	287. 61	. 0294352	-2. 35143	. 153613
87	64. 3828	4. 06513E-03	3. 78412	6. 99083E-03	. 978411	403. 32	. 0412775	-3. 34745	-1. 5625
88	63. 8532	. 0131208	3. 75299	. 0225639	. 976828	961. 675	. 098422	-8. 10969	-6. 25
89	58. 5753	. 0109659	3. 44278	. 0188581	. 975609	769. 915	. 0787965	-6. 46993	-4. 49219
90	73. 5823	3. 00129E-03	4. 32482	5. 16134E-03	. 980848	379. 42	. 0388315	-3. 14799	-1. 5625
91	68. 565	4. 53795E-03	4. 02993	7. 80395E-03	. 979752	458. 106	. 0468845	-3. 81779	-2. 14844
92	72. 3454	6. 04668E-03	4. 25213	. 0103985	. 979873	592. 52	. 0606411	-4. 96787	-3. 32031
93	67. 4598	7. 83241E-03	3. 96497	. 0134694	. 979021	668. 901	. 0684582	-5. 61667	-3. 90625
94	69. 2681	9. 60759E-03	4. 07125	. 0165222	. 978777	806. 913	. 082583	-6. 79568	-5. 07813
95	73. 1765	. 0108573	4. 30097	. 0186714	. 978899	941. 262	. 0963329	-7. 94538	-6. 25
96	72. 9048	. 012922	4. 285	. 0222221	. 978533	1080. 59	. 110592	-9. 13363	-7. 42188
97	76. 8552	. 0139368	4. 51719	. 0239673	. 978533	1215. 98	. 124449	-10. 2929	-8. 59375
98	72. 6257	. 0021369	4. 2686	3. 67485E-03	. 980909	310. 98	. 031827	-2. 56268	-9. 97563
99	68. 0606	7. 67724E-04	4. 00028	1. 32026E-03	. 973599	255. 826	. 0261824	-2. 08877	. 110841
100	75. 0449	. 0124263	4. 41079	. 0213696	. 978655	1079. 2	. 11045	-9. 12403	-7. 42188
101	68. 9724	. 0139298	4. 05387	. 0239552	. 977924	1086. 74	. 111222	-9. 18162	-7. 42188
102	73. 6103	. 0147587	4. 32647	. 0253806	. 978168	1219. 78	. 124838	-10. 3214	-8. 59375
103	72. 5975	1. 41278E-03	4. 26694	2. 42958E-03	. 987	126. 264	. 0129224	-9. 979256	. 11127
104	71. 2874	5. 19772E-03	4. 18994	8. 93856E-03	. 979995	523. 518	. 0535791	-4. 37796	-2. 73438
105	73. 3699	8. 84153E-03	4. 31234	. 0152048	. 979264	801. 954	. 0820755	-6. 75668	-5. 07813
106	69. 1393	. 0117471	4. 06368	. 0202016	. 978411	946. 256	. 096844	-7. 98407	-6. 25
107	76. 8552	. 0139368	4. 51719	. 0239673	. 978533	1215. 98	. 124449	-10. 2929	-8. 59375
108	73. 0704	4. 01076E-03	4. 29473	6. 89733E-03	. 980604	449. 69	. 0460232	-3. 74819	-2. 14844
109	71. 3362	7. 18832E-03	4. 19281	. 0123618	. 979508	663. 976	. 0679542	-5. 57737	-3. 90625
110	72. 3022	9. 03159E-03	4. 24959	. 0155317	. 979264	802. 053	. 0820856	-6. 75668	-5. 07813
111	72. 3022	9. 03159E-03	4. 24959	. 0155317	. 979264	802. 053	. 0820856	-6. 75668	-5. 07813
112	65. 4492	. 0149596	3. 84679	. 0257261	. 976584	1099. 63	. 112541	-9. 28707	-7. 42188
113	67. 028	. 0167261	3. 93959	. 0287639	. 97634	1237. 56	. 126657	-10. 4642	-8. 59375
114	67. 1779	. 0187417	3. 98014	. 0322302	. 976097	1375. 62	. 140787	-11. 641	-9. 76563
115	63. 7051	. 0227985	3. 74429	. 0392067	. 975122	1521. 38	. 155705	-12. 8736	-10. 9375
116	66. 4314	. 0263182	3. 90453	. 0452595	. 974635	1797. 16	. 183929	-15. 2248	-13. 2813
117	66. 1539	. 0314045	3. 88822	. 0540065	. 97366	2078. 08	. 21268	-17. 611	-15. 625
118	64. 4328	. 0224542	3. 78706	. 0386146	. 975244	1520. 1	. 155574	-12. 8642	-10. 9375
119	67. 1438	. 0490279	3. 9464	. 0843136	. 971102	3053. 14	. 312472	-25. 8843	-23. 8281
120	69. 7726	. 0717948	4. 10091	. 123466	. 968056	4303. 44	. 440433	-36. 4736	-34. 375
121	69. 2516	. 0922479	4. 07029	. 158639	. 96562	5142. 61	. 526317	-43. 539	-41. 4063

No.	Ug (m/s)	U1 (m/s)	$\delta$ (m)	$\delta^*$ (-)	Di (m)	fi (-)	fw (-)	Re1 (-)	Reg (-)
1	20. 5151	. 046612	5. 73666E-04	. 0166068	. 0333967	. 0177749	-923082	105. 921	43918. 9
2	20. 4497	. 0593602	5. 91087E-04	. 0171111	. 0333618	. 0186666	-548351	138. 986	43733. 3
3	20. 6368	. 0692932	5. 93265E-04	. 0171742	. 0333575	. 0185497	-387128	162. 841	44127. 6
4	20. 5322	. 0768089	6. 08525E-04	. 0176159	. 0333269	. 0193589	-308856	185. 146	43863. 7
5	20. 4681	. 0854871	. 0006238	. 0180581	. 0332964	. 0201207	-243057	211. 237	43686. 8
6	20. 6308	. 0948408	6. 25983E-04	. 0181213	. 033292	. 0200063	-19034	235. 17	44028. 3
7	20. 4548	. 104157	6. 43458E-04	. 0186272	. 0332571	. 0210522	-154433	265. 48	43606. 8
8	20. 6367	. 0734622	5. 95444E-04	. 0172373	. 0333531	. 0186727	-340107	173. 273	44121. 8
9	20. 6143	. 0731318	6. 05254E-04	. 0175213	. 0333335	. 019063	-343161	175. 335	44047. 8
10	20. 7184	. 0933295	. 0006238	. 0180581	. 0332964	. 0197609	-196554	230. 616	44221
11	28. 77	. 0670555	4. 24159E-04	. 0122788	. 0336957	6. 89905E-03	-303248	112. 665	62142. 6
12	28. 738	. 0767953	4. 33869E-04	. 0125599	. 0336763	7. 15339E-03	-221874	131. 983	62037. 6
13	28. 8839	. 0887594	4. 43584E-04	. 0128411	. 0336568	7. 33592E-03	-156778	155. 961	62136. 6
14	28. 9236	. 0950095	4. 51145E-04	. 01306	. 0336417	7. 49274E-03	-132765	169. 788	62374. 3
15	28. 8816	. 117754	4. 71683E-04	. 0136546	. 0336006	8. 00591E-03	-0784927	220. 015	62207. 6
16	29. 1149	. 107621	4. 6087E-04	. 0133415	. 0336223	7. 64469E-03	-0971365	196. 473	62750. 5
17	28. 7834	. 118922	4. 72764E-04	. 0136859	. 0335985	8. 08082E-03	-0769585	222. 706	61932. 1
18	29. 2825	. 113014	4. 67357E-04	. 0135293	. 0336093	7. 71017E-03	-0852161	209. 22	63087. 4
19	28. 4932	. 129411	4. 88998E-04	. 0141558	. 033566	. 0085924	-0627982	250. 671	61308
20	29. 0519	. 139566	4. 95496E-04	. 0143439	. 033553	8. 45597E-03	-0502251	273. 934	62485. 8
21	28. 8774	. 121156	4. 78174E-04	. 0138425	. 0335876	8. 14683E-03	-0728966	229. 487	62174. 5
22	28. 9865	. 087674	4. 42504E-04	. 0128099	. 033659	7. 26409E-03	-160684	153. 678	62542
23	28. 2721	. 0185514	3. 6924E-04	. 010689	. 0338055	5. 70114E-03	-4. 97469	27. 1338	61266. 3
24	34. 4993	. 0723459	3. 68165E-04	. 0106578	. 0338077	4. 25354E-03	-207948	105. 507	74765. 5
25	35. 1293	. 0880368	3. 83223E-04	. 0110938	. 0337776	4. 36895E-03	-126228	133. 641	76063
26	34. 641	. 0995452	3. 95062E-04	. 0114365	. 0337539	4. 67336E-03	-095026	155. 78	74953
27	35. 1838	. 118301	4. 1661E-04	. 0120603	. 0337108	4. 87677E-03	-0594186	195. 229	76030. 4
28	36. 0635	. 13814	4. 32789E-04	. 0125286	. 0336784	4. 90621E-03	-0378098	236. 821	77856. 5
29	35. 6082	. 153199	4. 45744E-04	. 0129037	. 0336525	5. 21532E-03	-0291789	270. 499	76814. 3
30	35. 7659	. 162587	4. 54386E-04	. 0131538	. 0336352	5. 29805E-03	-0245188	292. 64	77114. 9
31	35. 7072	. 173818	4. 6952E-04	. 0135919	. 033605	5. 52299E-03	-0202382	323. 276	76919. 2
32	36. 0531	. 103172	3. 97216E-04	. 0114988	. 0337496	4. 38761E-03	-08157	162. 335	77998. 5
33	35. 7729	. 141086	4. 34948E-04	. 0125911	. 0336741	5. 01246E-03	-0362473	243. 078	77219. 2
34	34. 3171	. 0217368	3. 09143E-04	8. 94925E-03	. 0339257	3. 26936E-03	-3. 00234	26. 6182	74630. 3
35	35. 5848	. 0463757	3. 37018E-04	9. 75621E-03	. 03387	3. 53647E-03	-557234	61. 9111	77260
36	35. 4863	. 153248	4. 51145E-04	. 01306	. 0336417	5. 31769E-03	-0291601	273. 865	76527
37	40. 4727	. 075517	. 0003338	9. 66305E-03	. 0338764	2. 87192E-03	-152251	99. 8519	87889. 1
38	41. 252	. 100937	3. 63865E-04	. 0105334	. 0338163	3. 11582E-03	-0708185	145. 484	89422. 3
39	40. 5971	. 115286	3. 76768E-04	. 0109069	. 0337905	3. 35893E-03	-0515259	172. 058	87935. 5
40	41. 3062	. 140392	4. 01523E-04	. 0116235	. 033741	3. 52595E-03	-0291614	223. 294	89340. 4
41	41. 7931	. 159749	4. 24159E-04	. 0122788	. 0336957	3. 68153E-03	-0196473	268. 405	90272. 2

42	41. 9694	. 179616	4. 42504E-04	. 0128099	. 033659	3. 83856E-03	-. 0138355	314. 838	90554. 3
43	41. 3225	. 296818	3. 03788E-04	8. 79425E-03	. 0339364	4. 44546E-03	. 0355346	357. 179	89893. 4
44	40. 9464	. 143732	4. 03678E-04	. 0116859	. 0337366	3. 60827E-03	-. 0278216	229. 834	88550. 9
45	41. 252	. 100937	3. 63865E-04	. 0105334	. 0338163	3. 11582E-03	-. 0708185	145. 484	89422. 3
46	40. 8637	. 182375	4. 45744E-04	. 0129037	. 0336525	4. 07002E-03	-. 0139715	322. 015	88151. 7
47	40. 7468	. 302704	3. 0593E-04	8. 85624E-03	. 0339321	4. 59224E-03	-. 0341661	366. 83	88630
48	40. 9464	. 143732	4. 03678E-04	. 0116859	. 0337366	3. 60827E-03	-. 0278216	229. 834	88550. 9
49	40. 4684	. 0455552	1. 37539E-04	3. 98156E-03	. 0342689	7. 92695E-04	-. 555734	24. 8193	88897. 9
50	40. 2073	. 0503309	3. 07001E-04	8. 88723E-03	. 03393	2. 57041E-03	-. 400684	61. 2066	87450. 8
51	50. 3444	. 0995744	3. 24148E-04	9. 38362E-03	. 0338957	. 0019112	-. 0524187	127. 854	109388
52	50. 0859	. 10655	3. 32728E-04	9. 63199E-03	. 0338785	1. 99129E-03	-. 0441641	140. 432	108772
53	50. 5996	. 120796	3. 48827E-04	. 010098	. 0338463	2. 06846E-03	-. 0305899	166. 912	109783
54	50. 0751	. 0862705	3. 08072E-04	8. 91826E-03	. 0339279	. 0018116	-. 0772264	105. 278	108906
55	50. 7885	. 113508	3. 40239E-04	9. 84943E-03	. 0338635	1. 99457E-03	-. 0360681	152. 98	110248
56	50. 4422	. 128232	3. 57419E-04	. 0103468	. 0338292	2. 14067E-03	-. 0260296	181. 551	109386
57	51. 3363	. 143825	3. 73542E-04	. 0108135	. 0337969	2. 18046E-03	-. 0180312	212. 812	111219
58	50. 0539	. 27435	2. 46057E-04	7. 12299E-03	. 0340519	2. 86319E-03	. 049392	267. 402	109258
59	48. 8422	. 308707	2. 48191E-04	7. 18477E-03	. 0340476	3. 22884E-03	. 0451692	303. 498	106600
60	49. 5731	. 357158	2. 43923E-04	7. 06121E-03	. 0340562	3. 51001E-03	. 0429487	345. 093	108222
61	50. 7438	. 399342	2. 41787E-04	. 0069994	. 0340604	3. 72168E-03	. 041716	382. 475	110792
62	55. 1873	. 0259297	2. 4659E-04	7. 13843E-03	. 0340508	1. 14126E-03	-. 1. 00257	25. 3278	120460
63	50. 1806	. 0589868	2. 7864E-04	8. 06624E-03	. 0339867	1. 58085E-03	-. 196821	65. 1063	109325
64	59. 424	. 0897751	2. 95223E-04	8. 54629E-03	. 0339536	1. 27221E-03	-. 0485546	104. 986	129337
65	58. 9637	. 144693	2. 6421E-04	. 0076485	. 0340156	1. 43433E-03	. 0373833	151. 433	128569
66	59. 3614	. 208704	2. 10872E-04	6. 10444E-03	. 0341223	1. 73595E-03	. 0718741	174. 33	129843
67	57. 0316	. 270413	2. 14067E-04	6. 19695E-03	. 0341159	2. 20155E-03	. 0588681	229. 299	124723
68	55. 8657	. 329027	2. 16198E-04	6. 25864E-03	. 0341116	2. 62327E-03	. 0506066	281. 779	122158
69	56. 2056	. 378256	2. 16198E-04	6. 25864E-03	. 0341116	. 0029058	. 0464965	323. 938	122901
70	58. 0143	. 415507	2. 14067E-04	6. 19695E-03	. 0341159	3. 01234E-03	. 0453332	352. 333	126872
71	58. 6699	. 456412	2. 16198E-04	6. 25864E-03	. 0341116	3. 24346E-03	. 0432071	390. 872	128290
72	58. 7655	. 211944	2. 11937E-04	6. 13528E-03	. 0341201	1. 77626E-03	. 0696933	177. 931	128531
73	60. 4517	. 0599444	2. 67416E-04	. 0077413	. 0340092	1. 09338E-03	-. 126333	63. 498	131789
74	62. 3949	. 0285137	2. 38587E-04	6. 90675E-03	. 0340668	9. 07727E-04	-. 556938	26. 9479	136256
75	60. 7921	. 39454	2. 09807E-04	6. 07362E-03	. 0341244	2. 72518E-03	. 0502795	327. 896	132980
76	58. 1799	. 215184	2. 13002E-04	. 0061661	. 034118	1. 81723E-03	. 0676101	181. 559	127242
77	65. 1815	. 117705	2. 26856E-04	6. 56715E-03	. 0340903	1. 03297E-03	. 0564915	105. 772	142439
78	66. 5357	. 208682	1. 86393E-04	. 0053958	. 0341712	1. 40542E-03	. 0853679	154. 077	145744
79	69. 0607	. 265627	1. 86391E-04	5. 39577E-03	. 0341712	. 0016172	. 0776472	196. 121	151275
80	66. 3335	. 328296	1. 90647E-04	5. 51897E-03	. 0341627	1. 99422E-03	. 0617247	247. 926	145265
81	65. 4213	. 38071	1. 93839E-04	5. 61136E-03	. 0341563	2. 29425E-03	. 0539988	292. 321	143240
82	68. 9171	. 447947	1. 93839E-04	5. 61136E-03	. 0341563	2. 48587E-03	. 0507065	343. 947	150894
83	67. 0855	. 505158	1. 98095E-04	5. 73456E-03	. 0341478	2. 85905E-03	. 044472	396. 392	146848
84	65. 3761	. 563266	2. 02353E-04	5. 85783E-03	. 0341393	3. 25847E-03	. 0394699	451. 489	143070
85	67. 1842	. 0704611	9. 83432E-05	. 0028469	. 0343473	3. 06813E-04	-. 0589908	27. 4485	147923
86	68. 8651	. 0615849	2. 62074E-04	7. 58666E-03	. 0340199	8. 50484E-04	-. 0811508	63. 9325	150178
87	65. 8034	. 188301	1. 87456E-04	5. 42659E-03	. 0341691	1. 32602E-03	. 0882934	139. 822	144131
88	65. 368	. 566227	2. 01288E-04	5. 82701E-03	. 0341414	3. 25541E-03	. 0390581	451. 475	143061
89	60. 0397	. 449594	2. 11937E-04	6. 13528E-03	. 0341201	. 0030786	. 0445276	377. 444	131318
90	75. 019	. 156709	1. 66196E-04	4. 81114E-03	. 0342116	9. 5945E-04	. 12748	103. 167	164521
91	69. 9821	. 224113	1. 7576E-04	. 005088	. 0341925	1. 33712E-03	. 0857037	156. 031	155388
92	73. 8314	. 300432	1. 74697E-04	5. 05725E-03	. 0341946	1. 56322E-03	. 0737054	207. 901	161836
93	68. 9054	. 373338	1. 82139E-04	5. 27266E-03	. 0341797	. 0020291	. 0561524	269. 357	150972
94	70. 77	. 452696	1. 84266E-04	5. 33423E-03	. 0341755	2. 32737E-03	. 0496482	330. 427	155038
95	74. 7539	. 514534	1. 83202E-04	5. 30344E-03	. 0341776	2. 43881E-03	. 0473003	373. 396	163776
96	74. 5042	. 601956	1. 86393E-04	. 0053958	. 0341712	2. 82237E-03	. 041039	444. 445	163199
97	78. 5412	. 649232	1. 86391E-04	5. 39577E-03	. 0341712	2. 86202E-03	. 0408503	479. 347	172042
98	74. 0392	. 111932	1. 65665E-04	4. 79576E-03	. 0342127	8. 01868E-04	. 156172	73. 4529	162377
99	69. 9062	. 0290797	2. 29521E-04	6. 64431E-03	. 034085	7. 33145E-04	-. 262622	26. 4385	152740
100	76. 6817	. 582168	1. 85328E-04	5. 36498E-03	. 0341733	2. 66155E-03	. 0438763	427. 38	167979
101	70. 5293	. 630999	1. 91711E-04	5. 54976E-03	. 0341606	. 003166	. 0373481	479. 181	154444
102	75. 2532	. 676007	1. 89583E-04	5. 48816E-03	. 0341648	3. 12624E-03	. 0376785	507. 662	164808
103	73. 5537	. 108677	1. 12635E-04	3. 26061E-03	. 0343187	3. 1047E-04	-. 0188763	48. 4878	161812
104	72. 7426	. 259824	1. 73634E-04	5. 02646E-03	. 0341967	1. 41914E-03	. 0811546	178. 706	159459
105	74. 9235	. 426391	1. 80012E-04	5. 21109E-03	. 034184	2. 06457E-03	. 0559629	304. 042	164178
106	70. 6648	. 544137	1. 87456E-04	5. 42659E-03	. 0341691	2. 74252E-03	. 0422937	404. 047	154779
107	78. 5412	. 649232	1. 86391E-04	5. 39577E-03	. 0341712	2. 86202E-03	. 0408503	479. 347	172042
108	74. 5156	. 206786	1. 68321E-04	4. 87265E-03	. 0342074	1. 15787E-03	. 100668	137. 875	163396
109	72. 8286	. 350784	1. 77886E-04	5. 14954E-03	. 0341882	1. 80367E-03	. 0636052	247. 176	159608
110	73. 8332	. 435557	1. 80012E-04	5. 21109E-03	. 034184	2. 12599E-03	. 0536323	310. 578	161789
111	73. 8332	. 435557	1. 80012E-04	5. 21109E-03	. 034184	2. 12599E-03	. 0536323	310. 578	161789
112	67. 0185	. 638864	2. 03418E-04	5. 88867E-03	. 0341372	3. 54667E-03	. 0364342	514. 781	146655
113	68. 6523	. 706947	2. 05547E-04	. 0059503	. 0341329	3. 80825E-03	. 0344526	575. 603	150212
114	69. 3762	. 784064	2. 07677E-04	6. 01196E-03	. 0341286	4. 14857E-03	. 031828	645. 008	151777
115	65. 3304	. 916418	2. 16198E-04	6. 25864E-03	. 0341116	5. 17368E-03	. 0260942	784. 821	142854
116	68. 1603	. 1. 03757	2. 2046E-04	6. 38202E-03	. 0341031	5. 62107E-03	. 0247181	906. 094	149005
117	67. 9435	. 1. 19228	2. 28988E-04	6. 62887E-03	. 034086	6. 54363E-03	. 0220229	1081. 47	148457
118	66. 0684	. 90702	2. 15133E-04	6. 22779E-03	. 0341137	5. 05506E-03	. 0266377	772. 944	144477
119	69. 1419	. 1. 69658	2. 51394E-04	7. 27749E-03	. 0340412	9. 28721E-03	. 0165865	1689. 48	150877
120	72. 0749	. 2. 24754	2. 78106E-04	8. 05077E-03	. 0339878	. 0120432	. 0136346	2475. 95	157030
121	71. 7173	. 2. 68316	2. 99505E-04	8. 67024E-03	. 033945	. 0145199	. 0115235	3183. 29	156054



環状噴霧流における流量、差圧の同時測定データ

内径 1.36 (inch) = 0.034 (m) = 0.00091 (m2)  
 1 lb = 0.45359 Kg      1 lb/h = 0.00012 kg/s  
 1 ft = 0.3048 m      1 lb/ft2 = 47.84 Pa  
 1 °C = (1F-32)\*5/9      1 lb/ft2/ft = 156.9 Pa/m

液相密度 = 998.2 (kg/m3for 20 °C)  
 気相密度 = 1.166 (kg/m3for 20 °C)  
 $(\rho_l - \rho_g) * g = 9770.$   
 $\sqrt{(\rho_l / \Delta \rho) g D} = 1.719$   
 $\sqrt{(\rho_g / \Delta \rho) g D} = 0.058$

No.	差圧		温度		流量		差圧		温度		流量		重量流量 kg/m2/s	流速 m/s	無次元 差圧	無次元 気相 流速	無次元 液相 流速	
	lb/ft3		F		lb/hr		Pa/m		°C		kg/s							
	気相	液相	気相	液相	気相	液相	気相	液相	気相	液相	気相	液相		気相	液相			
1	2.04	68.0	58.0	158.3	21.60	320.24	20.00	14.44	1.99E-02	2.72E-03	24.97	0.880	18.84	3.00E-03	0.0328	1.126	5.21E-03	
2	2.14	70.0	59.0	158.1	28.50	335.94	21.11	15.00	1.99E-02	3.59E-03	25.90	0.847	18.82	3.96E-03	0.0344	1.125	6.87E-03	
3	2.25	70.0	60.0	158.6	33.60	353.21	21.11	15.56	2.00E-02	4.23E-03	26.67	0.825	18.88	4.67E-03	0.0361	1.128	8.10E-03	
4	2.44	72.0	62.0	157.8	37.80	383.03	22.22	16.67	1.99E-02	4.76E-03	27.15	0.807	18.78	5.26E-03	0.0392	1.123	9.11E-03	
5	2.42	72.0	67.0	157.8	43.00	379.89	22.22	19.44	1.99E-02	5.42E-03	27.87	0.786	18.78	5.98E-03	0.0389	1.123	1.04E-02	
6	2.52	70.0	61.0	158.3	48.00	395.59	21.11	16.11	1.99E-02	6.05E-03	28.63	0.767	18.84	6.67E-03	0.0405	1.126	1.16E-02	
7	2.60	73.0	64.0	157.8	53.80	408.15	22.78	17.78	1.99E-02	6.78E-03	29.37	0.746	18.78	7.48E-03	0.0418	1.123	1.30E-02	
8	2.32	69.0	53.0	158.8	35.70	354.19	20.56	11.67	2.00E-02	4.50E-03	26.99	0.816	18.90	4.96E-03	0.0373	1.130	8.60E-03	
9	2.37	68.0	52.0	158.8	35.90	372.04	20.00	11.11	2.00E-02	4.52E-03	27.02	0.816	18.90	4.99E-03	0.0381	1.130	8.65E-03	
10	2.44	72.0	55.0	158.2	47.00	383.03	22.22	12.78	1.99E-02	5.92E-03	28.48	0.771	18.83	6.53E-03	0.0392	1.126	1.13E-02	
11	2.24	74.0	71.0	224.4	23.40	351.64	23.33	21.67	2.83E-02	2.95E-03	34.39	0.906	26.71	3.25E-03	0.0360	1.597	5.64E-03	
12	2.41	65.0	50.0	226.9	27.30	378.32	18.33	10.00	2.86E-02	3.44E-03	35.28	0.893	27.01	3.80E-03	0.0387	1.614	6.58E-03	
13	2.48	65.0	52.0	226.9	32.00	389.31	18.33	11.11	2.86E-02	4.03E-03	35.93	0.876	27.01	4.45E-03	0.0398	1.614	7.71E-03	
14	2.54	69.0	50.0	225.4	35.00	398.73	20.56	10.00	2.84E-02	4.41E-03	36.14	0.866	26.83	4.87E-03	0.0408	1.604	8.43E-03	
15	2.76	69.0	50.0	225.4	45.50	433.26	20.56	10.00	2.84E-02	5.73E-03	37.60	0.832	26.83	6.33E-03	0.0443	1.604	1.10E-02	
16	2.76	66.0	49.0	227.2	40.40	433.26	18.89	9.44	2.86E-02	5.09E-03	37.14	0.849	27.04	5.62E-03	0.0443	1.616	9.74E-03	
17	2.86	69.0	51.0	226.0	45.80	448.96	20.56	10.56	2.85E-02	5.77E-03	37.72	0.831	26.90	6.37E-03	0.0459	1.608	1.10E-02	
18	2.84	60.0	46.0	228.0	43.20	445.82	15.56	7.78	2.87E-02	5.44E-03	37.64	0.841	27.14	6.01E-03	0.0456	1.622	1.04E-02	
19	3.04	71.0	54.0	225.0	51.40	477.22	21.67	12.22	2.83E-02	6.48E-03	38.36	0.814	26.78	7.15E-03	0.0488	1.601	1.24E-02	
20	3.23	70.0	53.0	225.8	56.00	507.05	21.11	11.67	2.85E-02	7.06E-03	39.11	0.801	26.87	7.79E-03	0.0519	1.606	1.35E-02	
21	2.97	71.0	58.0	225.4	47.30	466.23	21.67	14.44	2.84E-02	5.96E-03	37.84	0.827	26.83	6.58E-03	0.0477	1.604	1.14E-02	
22	2.64	61.0	52.0	227.0	31.70	414.43	16.11	11.11	2.86E-02	3.99E-03	35.90	0.877	27.02	4.41E-03	0.0424	1.615	7.64E-03	
23	1.65	67.0	63.0	226.3	5.56	259.02	19.44	17.22	2.85E-02	7.01E-04	32.18	0.976	26.93	7.73E-04	0.0265	1.610	1.34E-03	
24	3.22	72.0	58.0	276.2	21.60	505.48	22.22	14.44	3.48E-02	2.72E-03	41.33	0.927	32.87	3.00E-03	0.0517	1.965	5.21E-03	
25	3.48	65.0	49.0	278.2	27.80	546.29	18.33	9.44	3.51E-02	3.50E-03	42.47	0.909	33.11	3.86E-03	0.0559	1.979	6.70E-03	
26	3.62	68.0	51.0	278.4	32.00	568.27	20.00	10.56	3.51E-02	4.03E-03	43.08	0.897	33.14	4.45E-03	0.0582	1.981	7.71E-03	
27	3.98	71.0	63.0	277.6	40.20	624.78	21.67	17.22	3.50E-02	5.07E-03	44.10	0.874	33.04	5.59E-03	0.0639	1.975	9.69E-03	
28	4.20	65.0	53.0	279.9	48.50	659.32	18.33	11.67	3.53E-02	6.11E-03	45.57	0.852	33.31	6.74E-03	0.0675	1.991	1.17E-02	
29	4.40	63.0	48.0	280.9	55.40	690.71	17.22	8.89	3.54E-02	6.98E-03	46.67	0.835	33.43	7.70E-03	0.0707	1.998	1.34E-02	
30	4.64	65.0	52.0	280.4	60.70	728.39	18.33	11.11	3.53E-02	7.65E-03	47.34	0.822	33.37	8.44E-03	0.0745	1.995	1.46E-02	
31	4.72	65.0	51.0	280.4	66.20	740.95	18.33	10.56	3.53E-02	8.34E-03	48.10	0.809	33.37	9.20E-03	0.0758	1.995	1.60E-02	
32	3.95	63.0	54.0	280.1	33.60	620.07	17.22	12.22	3.53E-02	4.23E-03	43.53	0.893	33.34	4.67E-03	0.0635	1.993	8.10E-03	
33	4.26	66.0	56.0	279.7	50.00	668.73	18.89	13.33	3.52E-02	6.30E-03	45.76	0.848	33.29	6.95E-03	0.0684	1.990	1.20E-02	
34	2.55	68.0	66.0	277.6	5.54	400.30	20.00	18.89	3.50E-02	6.98E-04	39.29	0.980	33.04	7.70E-04	0.0410	1.975	1.34E-03	
35	2.88	70.0	69.0	277.5	12.90	452.10	21.11	20.56	3.50E-02	1.63E-03	40.30	0.956	33.03	1.79E-03	0.0463	1.974	3.11E-03	
36	4.40	70.0	60.0	277.9	56.30	690.71	21.11	15.56	3.50E-02	7.09E-03	46.38	0.832	33.08	7.83E-03	0.0707	1.977	1.36E-02	
37	4.22	67.0	55.0	324.0	20.70	662.46	19.44	12.78	4.08E-02	2.61E-03	47.84	0.940	38.56	2.88E-03	0.0678	2.305	4.99E-03	
38	4.63	67.0	57.0	325.1	30.00	726.82	19.44	13.89	4.10E-02	3.78E-03	49.28	0.916	38.69	4.17E-03	0.0744	2.313	7.23E-03	
39	4.82	69.0	60.0	325.1	35.60	756.64	20.56	15.56	4.10E-02	4.49E-03	50.06	0.901	38.69	4.95E-03	0.0774	2.313	8.58E-03	
40	5.15	68.0	61.0	326.6	46.00	808.45	20.00	16.11	4.12E-02	5.80E-03	51.71	0.877	38.87	6.40E-03	0.0827	2.324	1.11E-02	
41	5.55	68.0	55.0	326.8	55.00	871.24	20.00	12.78	4.12E-02	6.93E-03	52.99	0.856	38.90	7.65E-03	0.0892	2.325	1.33E-02	
42	5.72	66.0	55.0	327.4	64.80	897.93	18.89	12.78	4.13E-02	8.16E-03	54.43	0.835	38.97	9.01E-03	0.0919	2.329	1.56E-02	
43	5.75	71.0	60.0	325.6	74.00	902.64	21.67	15.56	4.10E-02	9.32E-03	55.46	0.815	38.75	1.03E-02	0.0924	2.316	1.78E-02	
44	5.33	67.0	57.0	324.9	47.50	836.70	19.44	13.89	4.09E-02	5.98E-03	51.68	0.872	38.67	6.60E-03	0.0856	2.312	1.14E-02	
45	4.70	61.0	52.0	325.5	30.00	737.81	16.11	11.11	4.10E-02	3.78E-03	49.34	0.916	38.74	4.17E-03	0.0755	2.316	7.23E-03	
46	5.72	69.0	54.0	324.6	66.00	897.93	20.56	12.22	4.09E-02	8.32E-03	54.21	0.831	38.63	9.18E-03	0.0919	2.309	1.59E-02	
47	5.88	69.0	58.0	324.7	76.00	923.04	20.56	14.44	4.09E-02	9.58E-03	55.61	0.810	38.65	1.06E-02	0.0945	2.310	1.83E-02	
48	5.13	71.0	71.0	324.1	47.40	805.31	21.67	21.67	4.08E-02	5.97E-03	51.56	0.872	38.57	6.59E-03	0.0824	2.306	1.14E-02	

49	3.30	62.0	59.0	324.2	5.16	518.03	16.67	15.00	4.08E-02	6.50E-04	45.71	0.984	38.59	7.17E-04	0.0530	2.307	1.24E-03
50	3.75	65.0	61.0	323.9	12.70	588.68	18.33	16.11	4.08E-02	1.60E-03	46.71	0.962	38.55	1.77E-03	0.0602	2.304	3.06E-03
51	5.23	70.0	57.0	402.5	26.30	821.01	21.11	13.89	5.07E-02	3.31E-03	59.51	0.939	47.91	3.66E-03	0.0840	2.864	6.34E-03
52	5.93	67.0	59.0	403.1	29.10	930.89	19.44	15.00	5.08E-02	3.67E-03	59.98	0.933	47.98	4.05E-03	0.0953	2.868	7.01E-03
53	6.25	68.0	62.0	402.9	34.30	981.13	20.00	16.67	5.08E-02	4.32E-03	60.67	0.922	47.95	4.77E-03	0.1004	2.866	8.27E-03
54	5.67	67.0	53.0	403.0	21.80	890.08	19.44	11.67	5.08E-02	2.75E-03	58.95	0.949	47.97	3.03E-03	0.0911	2.867	5.25E-03
55	6.10	69.0	60.0	402.0	31.40	957.58	20.56	15.56	5.07E-02	3.96E-03	60.15	0.928	47.85	4.37E-03	0.0980	2.860	7.57E-03
56	6.40	68.0	62.0	403.2	37.40	1004.67	20.00	16.67	5.08E-02	4.71E-03	61.15	0.915	47.99	5.20E-03	0.1028	2.869	9.01E-03
57	6.55	66.0	54.0	404.2	43.80	1028.22	18.89	12.22	5.09E-02	5.52E-03	62.17	0.902	48.11	6.09E-03	0.1052	2.876	1.06E-02
58	7.05	70.0	56.0	403.0	55.00	1106.71	21.11	13.33	5.08E-02	6.93E-03	63.56	0.880	47.97	7.65E-03	0.1133	2.867	1.33E-02
59	7.15	70.0	57.0	403.3	63.00	1122.41	21.11	13.89	5.08E-02	7.94E-03	64.71	0.865	48.00	8.76E-03	0.1149	2.869	1.52E-02
60	7.60	70.0	62.0	403.6	70.80	1193.05	21.11	16.67	5.09E-02	8.92E-03	65.84	0.851	48.04	9.84E-03	0.1221	2.871	1.71E-02
61	7.73	67.0	62.0	404.8	78.50	1213.46	19.44	16.67	5.10E-02	9.89E-03	67.07	0.838	48.18	1.09E-02	0.1242	2.880	1.89E-02
62	4.80	58.0	54.0	405.1	5.20	753.50	14.44	12.22	5.10E-02	6.55E-04	56.94	0.987	48.22	7.23E-04	0.0771	2.882	1.25E-03
63	5.10	70.0	69.0	399.3	13.50	800.60	21.11	20.56	5.03E-02	1.70E-03	57.29	0.967	47.53	1.88E-03	0.0819	2.841	3.25E-03
64	7.75	71.0	63.0	468.6	21.80	1216.60	21.67	17.22	5.90E-02	2.75E-03	68.06	0.956	55.77	3.03E-03	0.1245	3.334	5.25E-03
65	8.20	69.0	63.0	471.0	31.20	1287.24	20.56	17.22	5.93E-02	3.93E-03	69.69	0.938	56.06	4.34E-03	0.1317	3.351	7.52E-03
66	8.90	64.0	55.0	472.0	36.40	1397.12	17.78	12.78	5.95E-02	4.59E-03	70.55	0.928	56.18	5.06E-03	0.1430	3.358	8.77E-03
67	9.25	68.0	58.0	472.2	47.70	1452.07	20.00	14.44	5.95E-02	6.01E-03	72.15	0.908	56.20	6.63E-03	0.1486	3.359	1.15E-02
68	9.60	74.0	62.0	470.0	58.70	1507.01	23.33	16.67	5.92E-02	7.40E-03	73.37	0.889	55.94	8.16E-03	0.1542	3.344	1.41E-02
69	9.90	73.0	66.0	471.3	66.80	1554.10	22.78	18.89	5.94E-02	8.42E-03	74.68	0.876	56.09	9.29E-03	0.1591	3.353	1.61E-02
70	10.40	66.0	48.0	475.2	73.50	1632.59	18.89	8.89	5.99E-02	9.26E-03	76.15	0.866	56.56	1.02E-02	0.1671	3.381	1.77E-02
71	10.60	67.0	49.0	475.6	81.00	1663.99	19.44	9.44	5.99E-02	1.02E-02	77.24	0.854	56.61	1.13E-02	0.1703	3.384	1.95E-02
72	8.60	71.0	59.0	471.2	37.20	1350.03	21.67	15.00	5.94E-02	4.69E-03	70.55	0.927	56.08	5.17E-03	0.1382	3.352	8.97E-03
73	6.80	73.0	65.0	467.2	13.10	1067.46	22.78	18.33	5.89E-02	1.65E-03	66.66	0.973	55.61	1.82E-03	0.1093	3.324	3.16E-03
74	6.10	71.0	67.0	467.6	5.58	957.58	21.67	19.44	5.89E-02	7.03E-04	65.67	0.988	55.65	7.76E-04	0.0980	3.327	1.34E-03
75	11.30	69.0	60.0	476.5	68.50	1773.87	20.56	15.56	6.00E-02	8.63E-03	75.63	0.874	56.71	9.52E-03	0.1815	3.390	1.65E-02
76	9.15	70.0	66.0	473.8	37.60	1436.37	21.11	18.89	5.97E-02	4.74E-03	70.97	0.926	56.39	5.23E-03	0.1470	3.371	9.06E-03
77	9.62	72.0	60.0	530.6	22.00	1510.15	22.22	15.56	6.69E-02	2.77E-03	76.69	0.960	63.15	3.06E-03	0.1546	3.775	5.30E-03
78	11.00	66.0	53.0	533.9	32.20	1726.78	18.89	11.67	6.73E-02	4.06E-03	78.56	0.943	63.55	4.48E-03	0.1767	3.798	7.76E-03
79	11.50	69.0	53.0	533.2	41.00	1805.27	20.56	11.67	6.72E-02	5.17E-03	79.69	0.929	63.46	5.70E-03	0.1848	3.793	9.88E-03
80	12.10	72.0	56.0	533.4	51.50	1899.46	22.22	13.33	6.72E-02	6.49E-03	81.17	0.912	63.49	7.16E-03	0.1944	3.795	1.24E-02
81	12.60	68.0	52.0	534.8	61.20	1977.95	20.00	11.11	6.74E-02	7.71E-03	82.71	0.897	63.65	8.51E-03	0.2024	3.805	1.47E-02
82	13.20	69.0	52.0	534.8	71.50	2072.14	20.56	11.11	6.74E-02	9.01E-03	84.14	0.882	63.65	9.94E-03	0.2121	3.805	1.72E-02
83	13.65	68.0	54.0	535.5	82.50	2142.78	20.00	12.22	6.75E-02	1.04E-02	85.77	0.867	63.74	1.15E-02	0.2193	3.810	1.99E-02
84	13.80	71.0	56.0	534.4	93.00	2166.32	21.67	13.33	6.73E-02	1.17E-02	87.07	0.852	63.60	1.29E-02	0.2217	3.802	2.24E-02
85	7.70	71.0	61.0	538.7	5.70	1208.75	21.67	16.11	6.79E-02	7.18E-04	75.55	0.990	64.12	7.92E-04	0.1237	3.833	1.37E-03
86	8.65	70.0	62.0	530.4	13.20	1357.88	21.11	16.67	6.68E-02	1.66E-03	75.44	0.976	63.13	1.84E-03	0.1390	3.774	3.18E-03
87	10.00	70.0	63.0	532.4	29.00	1569.80	21.11	17.22	6.71E-02	3.65E-03	77.91	0.948	63.37	4.03E-03	0.1607	3.788	6.99E-03
88	14.30	68.0	55.0	541.4	93.50	2244.81	20.00	12.78	6.82E-02	1.18E-02	88.11	0.853	64.44	1.30E-02	0.2297	3.852	2.25E-02
89	13.80	67.0	57.0	484.5	78.00	2166.32	19.44	13.89	6.10E-02	9.83E-03	78.06	0.861	57.67	1.08E-02	0.2217	3.447	1.88E-02
90	11.50	74.0	56.0	582.6	21.62	1805.27	23.33	13.33	7.34E-02	2.72E-03	83.85	0.964	69.34	3.01E-03	0.1848	4.145	5.21E-03
91	12.80	73.0	59.0	584.7	32.20	2009.34	22.78	15.00	7.37E-02	4.06E-03	85.61	0.948	69.59	4.48E-03	0.2056	4.160	7.76E-03
92	14.25	70.0	58.0	587.2	43.20	2236.96	21.11	14.44	7.40E-02	5.44E-03	87.49	0.931	69.89	6.01E-03	0.2289	4.178	1.04E-02
93	14.70	71.0	60.0	593.0	55.50	2307.61	21.67	15.56	7.47E-02	6.99E-03	90.00	0.914	70.58	7.72E-03	0.2362	4.219	1.34E-02
94	15.65	73.0	66.0	592.9	68.30	2456.74	22.78	18.89	7.47E-02	8.61E-03	91.76	0.897	70.57	9.50E-03	0.2514	4.218	1.65E-02
95	16.40	72.0	59.0	595.7	78.00	2574.47	22.22	15.00	7.51E-02	9.83E-03	93.50	0.884	70.90	1.08E-02	0.2635	4.238	1.88E-02
96	16.10	69.0	60.0	598.1	92.00	2527.38	20.56	15.56	7.54E-02	1.16E-02	95.77	0.867	71.19	1.28E-02	0.2587	4.255	2.22E-02
97	15.90	67.0	60.0	600.3	100.00	2495.98	19.44	15.56	7.56E-02	1.26E-02	97.19	0.857	71.45	1.39E-02	0.2555	4.271	2.41E-02
98	10.80	67.0	62.0	588.7	15.95	1695.38	19.44	16.67	7.42E-02	1.93E-03	83.83	0.975	70.07	2.13E-03	0.1735	4.188	3.70E-03
99	9.00	67.0	58.0	584.7	5.45	1412.82	19.44	14.44	7.37E-02	6.87E-04	81.90	0.991	69.59	7.58E-04	0.1446	4.160	1.31E-03
100	16.00	73.0	60.0	594.1	88.50	2511.68	22.78	15.56	7.49E-02	1.12E-02	94.73	0.870	70.71	1.23E-02	0.2571	4.227	2.13E-02
101	16.70	72.0	63.0	592.8	100.00	2621.57	22.22	17.22	7.47E-02	1.26E-02	96.15	0.856	70.56	1.39E-02	0.2683	4.217	2.41E-02
102	16.80	72.0	65.0	596.3	105.00	2637.26	22.22	18.33	7.51E-02	1.32E-02	97.33	0.850	70.97	1.46E-02	0.2699	4.242	2.53E-02
103	10.00	69.0	59.0	584.2	10.10	1569.80	20.56	15.00	7.36E-02	1.27E-03	82.48	0.983	69.53	1.40E-03	0.1607	4.156	2.43E-03
104	13.25	70.0	57.0	590.1	36.80	2079.98	21.11	13.89	7.44E-02	4.64E-03	87.00	0.941	70.23	5.12E-03	0.2129	4.198	8.87E-03
105	14.60	72.0	61.0	592.2	63.50	2291.91	22.22	16.11	7.46E-02	8.00E-03	91.00	0.903	70.48	6.83E-03	0.2346	4.213	1.53E-02
106	15.85	72.0	63.0	594.0	84.50	2488.13	22.22	17.22	7.48E-02	1.06E-02	94.16	0.875	70.70	1.17E-02	0.2547	4.226	2.04E-02
107	16.80	68.0	57.0	598.0	99.00	2637.26	20.00	13.89	7.53E-02	1.25E-02	96.73	0.858	71.17	1.38E-02	0.2699	4.254	2.39E-02

108	12.60	66.0	57.0	592.1	28.40	1977.95	18.89	13.89	7.46E-02	3.58E-03	86.11	0.954	70.47	3.95E-03	0.2024	4.213	6.84E-03
109	14.50	68.0	59.0	593.4	51.00	2276.21	20.00	15.00	7.48E-02	6.43E-03	89.43	0.921	70.63	7.09E-03	0.2330	4.222	1.23E-02
110	15.10	70.0	63.0	594.7	65.00	2370.40	21.11	17.22	7.49E-02	8.19E-03	91.55	0.901	70.78	9.04E-03	0.2426	4.231	1.57E-02
111	15.30	70.0	56.0	597.0	64.50	2401.79	21.11	13.33	7.52E-02	8.13E-03	91.80	0.902	71.06	8.97E-03	0.2458	4.247	1.55E-02
112	14.50	66.0	60.0	545.1	107.00	2276.21	18.89	15.56	6.87E-02	1.35E-02	90.50	0.836	64.88	1.49E-02	0.2330	3.878	2.58E-02
113	15.05	68.0	60.0	544.7	120.00	2362.55	20.00	15.56	6.86E-02	1.51E-02	92.25	0.819	64.83	1.67E-02	0.2418	3.875	2.89E-02
114	15.80	69.0	61.0	544.9	134.00	2448.89	20.56	16.11	6.87E-02	1.69E-02	94.22	0.803	64.85	1.86E-02	0.2506	3.877	3.23E-02
115	16.15	70.0	63.0	546.5	161.50	2535.23	21.11	17.22	6.89E-02	2.03E-02	98.26	0.772	65.04	2.25E-02	0.2595	3.888	3.89E-02
116	17.10	66.0	56.0	547.4	189.00	2684.36	18.89	13.33	6.90E-02	2.38E-02	102.20	0.743	65.15	2.63E-02	0.2747	3.894	4.55E-02
117	17.55	71.0	64.0	549.4	224.00	2755.00	21.67	17.78	6.92E-02	2.82E-02	107.33	0.710	65.39	3.11E-02	0.2820	3.909	5.40E-02
118	16.30	71.0	64.0	547.9	160.00	2558.77	21.67	17.78	6.90E-02	2.02E-02	98.24	0.774	65.21	2.22E-02	0.2619	3.898	3.86E-02
119	21.40	70.0	58.0	558.5	350.00	3359.37	21.11	14.44	7.04E-02	4.41E-02	126.08	0.615	66.47	4.87E-02	0.3438	3.973	8.43E-02
120	26.00	65.0	58.0	574.0	515.00	4081.48	18.33	14.44	7.23E-02	6.49E-02	151.13	0.527	68.32	7.16E-02	0.4177	4.084	1.24E-01
121	28.90	67.0	63.0	580.5	658.00	4536.72	19.44	17.22	7.31E-02	8.29E-02	171.88	0.469	69.09	9.15E-02	0.4643	4.130	1.59E-01

```

10 '#####
20 '## van Driest型渦動粘性係数による解析 ##
30 '## プログラム (VDRIEST$PARA.BAS) ##
40 '## パラメータ計算 for 環状流 ##
50 '## 1993.4.13(TUE) ##
60 '#####
70 '+++++++画面の設定+++++++
80 WIDTH 80,25
90 CONSOLE 0,25,0,1
100 SCREEN 3,0,0,1
110 CLS 3
120 VIEW (0,0)-(639,399),0
130 '+++++++配列の確保+++++++
140 LOCATE 56,3:INPUT "等価直径";DW
150 LOCATE 56,5:INPUT "半径位置の分割数";IMAX
160 LOCATE 56,6:INPUT "剪断応力の分割数";JMAX
170 LOCATE 56,7:INPUT "ポイド率の分割数";KMAX
180 '--- (1) 半径方向分布変数 ---
190 IMAX2=IMAX*2
200 DIM R(IMAX2), Y(IMAX2), YX(IMAX2)
210 DIM XMIXL(IMAX2), TAU(IMAX2), DVDR(IMAX2), VDIS(IMAX2)
220 '--- (2) ポイド率と壁面剪断応力に関する変数 ---
230 DIM XJG1(KMAX,JMAX), XJL1(KMAX,JMAX), TAUW1(JMAX), ALP1(KMAX)
240 DIM XJGST1(KMAX,JMAX), XJLST1(KMAX,JMAX)
250 '--- (3) 実験データ ---
260 IG=5
270 IX=7
280 NDAT=IG*IX
290 DIM DGIN(IG), DXIN(IX)
300 DIM DJG(NDAT), DJL(NDAT), DJGST(NDAT), DJLST(NDAT)
310 DIM DDPDZ(NDAT), DDPDZS(NDAT)
320 '--- (4) 計算結果 ---
330 DIM TAUWR(JMAX), ALPRG(JMAX), ALPRL(JMAX)
331 '---
340 DIM XJG(NDAT), XJL(NDAT), XJGST(NDAT), XJLST(NDAT)
350 DIM ALP(NDAT), DPDZ(NDAT), DPDZST(NDAT), TAU(NDAT), TAUW(NDAT)
351 DIM UG(NDAT), UL(NDAT), DELTA(NDAT), DELTAST(NDAT), DI(NDAT)
352 DIM FI(NDAT), FW(NDAT), REL(NDAT), REG(NDAT)
360 '+++++++物性ルーチン&実験データの読み込み+++++++
370 *REREAD
380 GOSUB *FPROP
390 GOSUB *DATRED
400 INPUT "良いですか(Y/N)";A$
410 IF A$="N" OR A$="n" THEN GOTO *REREAD
420 CLS 3
480 *OVER
490 '+++++++入力値の設定+++++++
500 LOCATE 56,13:INPUT "剪断応力の最小値";TWMIN
510 LOCATE 56,14:INPUT "剪断応力の最大値";TWMAX
520 LOCATE 56,15:INPUT "ポイド率の最小値";ALMIN
530 LOCATE 56,16:INPUT "ポイド率の最大値";ALMAX
540 LOCATE 56,17:INPUT "良いですか(Y/N)";A$
550 IF A$="N" OR A$="n" THEN GOTO *OVER
560 '+++++++実行+++++++
570 FOR N=1 TO NDAT
610 DJGST1=DJGST(N)
620 DJLST1=DJLST(N)
760 GOSUB *ROOTALTW
780 NEXT N
790 '+++
800 LOCATE 58,19:INPUT "データの保存(Y/N)";A$
810 IF A$="Y" OR A$="y" THEN GOSUB *STORE
820 '+++++++終了の判定+++++++
830 LOCATE 58,20:INPUT "パラメータ計算(Y/N)";A$
840 IF A$="Y" OR A$="y" THEN CLS 2:GOTO *OVER
850 LOCATE 58,21:INPUT "終了(Y/N)";A$
860 IF A$="N" OR A$="n" THEN *OVER
890 '+++
900 *FINAL
910 CLS 3
920 VIEW (0,0)-(639,399),0
930 CONSOLE 0,25,1,1
940 '+++
950 END
960 '#####
970 '## フレーム作成ルーチン ##
980 '#####
990 *FRAME
1000 '+++++++ウィンドウを決める+++++++
1010 *STEP1
1020 LOCATE 58,8:INPUT "X軸の最小値";XMIN
1030 LOCATE 58,9:INPUT "X軸の最大値";XMAX
1040 LOCATE 58,10:INPUT "Y軸の最小値";YMIN
1050 LOCATE 58,11:INPUT "Y軸の最大値";YMAX
1060 YMAX=-YMAX

```

```

1070 YMIN=-YMIN
1080 IF XMIN->XMAX OR YMAX->YMIN THEN GOTO *STEP1
1090 WINDOW(XMIN, YMAX)-(XMAX, YMIN)
1100 '+++++++ヒューボートを決める+++++++
1110 VIEW(80, 40)-(440, 360),, 7
1120 '+++++++作図の範囲を指定する+++++++
1130 XMID=(XMAX+XMIN)/2
1140 YMID=(YMAX+YMIN)/2
1150 LOCATE 5, 23:PRINT USING".###-----";XMIN
1160 LOCATE 29, 23:PRINT USING".###-----";XMID
1170 LOCATE 52, 23:PRINT USING".###-----";XMAX
1180 LOCATE 0, 22:PRINT USING".###-----";-YMIN
1190 LOCATE 0, 12:PRINT USING".###-----";-YMID
1200 LOCATE 0, 2:PRINT USING".###-----";-YMAX
1210 '+++++++タイトル及び軸名を書く+++++++
1220 LOCATE 1, 0:PRINT "解曲線"
1230 LOCATE 0, 1:PRINT "ALP"
1240 LOCATE 62, 23:PRINT "TAUW"
1250 '+++
1260 LOGATE 58, 12:INPUT "軸の設定(Y/N)";A$
1270 IF A$="N" THEN GOTO *FRAME
1280 '+++
1290 RETURN
1300 '#####
1310 '##      中心線を引くルーチン      ##
1320 '#####
1330 *CENTER
1340 '+++++++中心線を書く+++++++
1350 LINE(XMIN, 0)-(XMAX, 0), 7
1360 LINE(0, YMIN)-(0, YMAX), 7
1370 LINE(XMIN, YMID)-(XMAX, YMID), 1
1380 LINE(XMID, YMIN)-(XMID, YMAX), 1
1390 RETURN
1400 '#####
1410 '##      物性値の設定      ##
1420 '#####
1430 *FPROP
1440 '+++++++定数の設定+++++++
1450 G=9.8
1460 PAI=3.1415926#
1470 XK=.4
1480 AA=26
1490 '+++++++物性値の設定 (T=50°C)+++++++
1500 'XMG=.0000209
1510 'XML=.000472
1520 'RG=1.098
1530 'RL=986.6
1540 'XNG=1.903E-05
1550 'XNL=4.784E-07
1560 'SIGMA=0.0686
1570 '+++++++物性値の設定 (T=20°C)+++++++
1580 XMG=1.819E-05
1590 XML=.001008
1600 RG=1.166
1610 RL=998.2
1620 XNG=.0000156
1630 XNL=1.0098E-06
1640 SIGMA=.0717
1650 '+++
1660 RETURN
1670 '#####
1680 '##      定数の計算      ##
1690 '#####
1700 *CONST
1710 '+++
1720 RW=DW/2
1730 RI=SQR(ALP)*RW
1740 TAU1=SQR(ALP)*(TAUW-DW/4*(1-ALP)*(RL-RG)*G)
1750 DPDZ=RG*G-2/RI*TAU1
1760 DPDZST=DPDZ/(RL-RG)/G
1770 UFST=SQR(ABS(TAUW/RL))
1780 CG=SQR(RG/(RL-RG)/G/DW)
1790 CL=SQR(RL/(RL-RG)/G/DW)
1800 '+++
1810 RETURN
1820 '#####
1830 '##      独立変数の設定      ##
1840 '#####
1850 *YXROS
1860 '+++
1870 FOR I=0 TO IMAX
1880 R(I)=RI/IMAX*I
1890 Y(I)=RW-R(I)
1900 YX(I)=Y(I)*UFST/XNL
1910 NEXT I

```

```

1920 '+++
1930 FOR I=IMAX+1 TO IMAX2
1940 R(I)=(RW-RI)/IMAX*(1-IMAX)+RI
1950 Y(I)=RW-R(I)
1960 YX(I)=Y(I)*UFST/XNL
1970 NEXT I
1980 '+++
1990 RETURN
2000 '#####
2010 '#      混合距離の計算      ##
2020 '#####
2030 *XMIXL
2040 '+++++ 液相 ++++++
2050 FOR I=IMAX2 TO IMAX STEP -1
2060 XMIXL(I)=XK*Y(I)*(1-1/EXP(YX(I)/AA))
2070 NEXT I
2080 '+++++ 気相 ++++++
2090 FOR I=IMAX+1 TO 0 STEP -1
2100 XMIXL(I)=XK*(Y(I)-Y(IMAX))+XMIXL(IMAX)
2110 NEXT I
2120 '+++
2130 RETURN
2140 '#####
2150 '#      せん断応力の計算      ##
2160 '#####
2170 *TAUDIS
2180 '+++++ 気相 ++++++
2190 FOR I=0 TO IMAX
2200 TAU(I)=TAUI/RI*R(I)
2210 NEXT I
2220 '+++++ 液相 ++++++
2230 FOR I=IMAX+1 TO IMAX2
2240 TAU(I)=TAUI/RI*R(I)+R(I)/2*(1-RI^2/R(I)^2)*(RL-RG)+G
2250 NEXT I
2260 '+++
2270 RETURN
2280 '#####
2290 '#      流速勾配の計算      ##
2300 '#####
2310 *DVDR
2320 '+++++ 気相 ++++++
2330 FOR I=0 TO IMAX
2340 IF TAU(I) >= 0 THEN DVDR(I)=(-XNG+SQR(XNG^2+4*XMIXL(I)^2*TAU(I)/RG))/(2*XMIXL(I)^2)
2350 IF TAU(I) < 0 THEN DVDR(I)=(XNG-SQR(XNG^2-4*XMIXL(I)^2*TAU(I)/RG))/(2*XMIXL(I)^2)
2360 NEXT I
2370 '+++++ 液相 ++++++
2380 FOR I=IMAX+1 TO IMAX2-1
2390 IF TAU(I) >= 0 THEN DVDR(I)=(-XNL+SQR(XNL^2+4*XMIXL(I)^2*TAU(I)/RL))/(2*XMIXL(I)^2)
2400 IF TAU(I) < 0 THEN DVDR(I)=(XNL-SQR(XNL^2-4*XMIXL(I)^2*TAU(I)/RL))/(2*XMIXL(I)^2)
2410 NEXT I
2420 DVDR(IMAX2)=TAUW/RL/XNL
2430 '+++
2440 RETURN
2450 '#####
2460 '#      速度分布の計算      ##
2470 '#####
2480 *VELDIS
2490 '+++++ 液相 ++++++
2500 DELRL=(RW-RI)/IMAX
2510 VDIS(IMAX2)=0
2520 FOR I=IMAX2-1 TO IMAX STEP -1
2530 VDIS(I)=VDIS(I+1)-DELRL*DVDR(I+1)
2540 NEXT I
2550 '+++++ 気相 ++++++
2560 DELRG=RI/IMAX
2570 FOR I=IMAX-1 TO 0 STEP -1
2580 VDIS(I)=VDIS(I+1)-DELRG*DVDR(I+1)
2590 NEXT I
2600 '+++
2610 RETURN
2620 '#####
2630 '#      平均流速の計算      ##
2640 '#####
2650 *VELBAR
2660 '+++++ 気相平均流速 ++++++
2670 WFLXG=0
2680 FOR I=1 TO IMAX
2690 WFLXG=WFLXG+(VDIS(I)+VDIS(I-1))/2*PAI*(R(I)^2-R(I-1)^2)
2700 NEXT I
2710 VGBAR=WFLXG/RI^2/PAI
2720 XJG=ALP*VGBAR
2730 '+++++ 液相平均流速 ++++++
2740 WFLXL=0
2750 FOR I=IMAX+1 TO IMAX2
2760 WFLXL=WFLXL+(VDIS(I)+VDIS(I-1))/2*PAI*(R(I)^2-R(I-1)^2)

```

```

2770 NEXT I
2780 VLBAR=WFLXL/(RW^2-RI^2)/PAI
2790 XJL=(1-ALP)*VLBAR
2800 '---
2810 XJGST=XJG*CG
2820 XJLST=XJL*CL
2830 '+++
2840 RETURN
2850 '#####
2860 '##      モニター      ##
2870 '#####
2880 *MONITOR
2890 '---
2900 LOCATE 15,0:PRINT USING"N=###";N
2910 LOCATE 15,1:PRINT USING"I=###";I
2920 LOCATE 15,2:PRINT USING"J=###";J
2930 LOCATE 15,3:PRINT USING"K=###";K
2940 '---
2950 LOCATE 25,0:PRINT USING"VGBAR=#.###";VGBAR
2960 LOCATE 25,1:PRINT USING"VLBAR=#.###";VLBAR
2970 LOCATE 41,0:PRINT USING"JGBAR=#.###";XJG
2980 LOCATE 41,1:PRINT USING"JLBAR=#.###";XJL
2990 LOCATE 57,0:PRINT USING"JGST=#.###";XJGST
3000 LOCATE 57,1:PRINT USING"JLST=#.###";XJLST
3010 '---
3020 LOCATE 25,2:PRINT USING"ALP=#.###";ALP
3030 LOCATE 25,3:PRINT USING"RI=#.###";RI
3040 LOCATE 25,4:PRINT USING"RW=#.###";RW
3050 '---
3060 LOCATE 41,2:PRINT USING"TAUW=#.###";TAUW
3070 LOCATE 41,3:PRINT USING"TAUI=#.###";TAUI
3080 LOCATE 57,2:PRINT USING"DPDZ=#.###";DPDZ
3090 LOCATE 57,3:PRINT USING"DPDZ*=#.###";DPDZ*
3100 '---
3110 RETURN
3120 '#####
3130 '##      作図用バッファメモリ      ##
3140 '#####
3150 *BUFFER
3160 '---
3170 XJG1(K,J)=XJG
3180 XJL1(K,J)=XJL
3190 XJGST1(K,J)=XJGST
3200 XJLST1(K,J)=XJLST
3210 ALP1(K)=ALP
3220 TAUW1(J)=TAUW
3230 '+++
3240 RETURN
3250 '#####
3260 '###      根の検索(気相)      ##
3270 '#####
3280 *ROOTALPG
3290 '+++
3300 ITGMAX=20
3310 ITG=0
3320 EPSIG=.01
3330 ALPGL=ALMIN
3340 ALPGR=ALMAX
3350 *SKPG1
3360 ITG=ITG+1
3370 ALP=(ALPGL+ALPGR)*.5
3380 GOSUB *CONST
3390 GOSUB *YXROS
3400 GOSUB *XMIXL
3410 GOSUB *TAUDIS
3420 GOSUB *DVDR
3430 GOSUB *VELDIS
3440 GOSUB *VELBAR
3450 GOSUB *MONITOR
3460 ERRJG=XJGST-DJGST1
3470 IF ABS(ERRJG/DJGST1)<EPSIG OR ITG>ITGMAX THEN GOTO *SKPG2
3480 IF ERRJG<0 THEN ALPGL=ALP:GOTO *SKPG1
3490 IF ERRJG>0 THEN ALPGR=ALP:GOTO *SKPG1
3500 *SKPG2
3510 ALPRG1=ALP
3520 '+++
3530 RETURN
3540 '#####
3550 '###      根の検索(液相)      ##
3560 '#####
3570 *ROOTALPL
3580 '+++
3590 ITLMAX=20
3600 ITL=0
3610 EPSIL=.01

```

```

3620 ALPL1=ALMIN
3630 ALPLR=ALMAX
3640 *SKPL1
3650 ITL=ITL+1
3660 ALP=(ALPL1+ALPLR)*.5
3670 GOSUB *CONST
3680 GOSUB *YKROS
3690 GOSUB *XMIXL
3700 GOSUB *TAUDIS
3710 GOSUB *DVDR
3720 GOSUB *VELDIS
3730 GOSUB *VELBAR
3740 GOSUB *MONITOR
3750 ERRJL=XJLST-DJLST1
3760 IF ABS(ERRJL/DJLST1)<EPSIL OR ITL>ITLMAX THEN GOTO *SKPL2
3770 IF ERRJL<0 THEN ALPLR=ALP:GOTO *SKPL1
3780 IF ERRJL>0 THEN ALPL1=ALP:GOTO *SKPL1
3790 *SKPL2
3800 ALPRL1=ALP
3810 '+++
3820 RETURN
3830 '#####
3840 '### 計算結果の作図 ###
3850 '#####
3860 *GRFALTW
3870 '++++(1) 気相の作図+++++
3880 X1=TAUWR(1)
3890 Y1=-ALPRG(1)
3900 FOR J=2 TO JMAX
3910 X=TAUWR(J)
3920 Y=-ALPRG(J)
3930 LINE(X1,Y1)-(X,Y),2
3940 X1=X
3950 Y1=Y
3960 NEXT J
3970 '++++(2) 液相の作図+++++
3980 X1=TAUWR(1)
3990 Y1=-ALPRL(1)
4000 FOR J=2 TO JMAX
4010 X=TAUWR(J)
4020 Y=-ALPRL(J)
4030 LINE(X1,Y1)-(X,Y),3
4040 X1=X
4050 Y1=Y
4060 NEXT J
4070 '+++
4080 RETURN
4090 '#####
4100 '### 根の検索(ALP-TAUW) ###
4110 '#####
4120 *ROOTALTW
4130 '+++
4140 ITMAX=20
4150 IT=0
4160 EPSI=.001
4170 TAUWL=TWMIN
4180 TAUWR=TWMAX
4190 *SKPW1
4200 IT=IT+1
4210 TAUW=(TAUWL+TAUWR)*.5
4220 '---
4230 GOSUB *ROOTALPG
4240 GOSUB *ROOTALPL
4250 '---
4260 ERRW=ALPRG1-ALPRL1
4270 LOCATE 10,4:PRINT USING "TAUWL=##.###";TAUWL
4280 LOCATE 10,5:PRINT USING "TAUW=##.###";TAUW
4290 LOCATE 10,6:PRINT USING "TAUWR=##.###";TAUWR
4300 LOCATE 10,7:PRINT USING "IT=##";IT
4310 LOCATE 10,8:PRINT USING "ERRW=#.###";ERRW
4320 LOCATE 10,9:PRINT USING "ALPRG=#.###";ALPRG1
4330 LOCATE 10,10:PRINT USING "ALPRL=#.###";ALPRL1
4340 IF ABS(ERRW/ALPRG1)<EPSI OR IT>ITMAX THEN GOTO *SKPW2
4350 IF ERRW>0 THEN TAUWR=TAUW:GOTO *SKPW1
4360 IF ERRW<0 THEN TAUWL=TAUW:GOTO *SKPW1
4370 *SKPW2
4371 '---
4380 TAUW1=TAUW
4390 TAUW(N)=TAUW1
4400 ALP(N)=(ALPRG1+ALPRL1)*.5
4410 ALP1=ALP(N)
4420 XJGST(N)=XJGST
4430 XJLST(N)=XJLST
4440 XJG(N)=XJGST(N)/ALP/CG
4450 XJL(N)=XJLST(N)/(1-ALP)/CL

```



```

4460 TAU1(N)=SQR(ALP(N))*(TAUW(N)-DW/4*(1-ALP(N))+(RL-RG)*G)
4470 DPDZ(N)=RG*G-2/RI*TAUI(N)
4480 DPDZST(N)=DPDZ(N)/(RL-RG)/G
4481 '---
4482 UG(N)=XJG(N)/ALP(N)
4483 UL(N)=XJL(N)/(1.0-ALP(N))
4484 DELTA(N)=DW/2.0*(1-SQR(ALP(N)))
4485 DELTAST(N)=DELTA(N)/DW
4486 DI(N)=DW*SQR(ALP(N))
4487 FI(N)=TAUI(N)/(0.5*RG+UG(N)*UG(N))
4488 FW(N)=TAUW(N)/(0.5*RL+UL(N)*UL(N))
4489 REL(N)=4.0*UL(N)*DELTA(N)/XNL
4490 REG(N)=UG(N)*DI(N)/XNG
4500 '+++
4501 CIRCLE (TAUW1, -ALP1), (ALMAX-ALMIN)*10, 4
4510 '+++
4520 RETURN
4530 '#####
4540 '##          計算結果の記録          ##
4550 '#####
4560 *STORE
4570 '+++++++データを保存する+++++++
4580 LOCATE 56,18:INPUT "ファイル名";OUTFILE$
4590 OPEN OUTFILE$ FOR OUTPUT AS #1
4600 FOR I=1 TO NDAT
4610 PRINT #1, I, XJG(I), XJL(I), XJGST(I), XJLST(I), ALP(I), DPDZ(I), DPDZST(I), TAU1(I), TAUW(I)
4620 NEXT I
4621 '---
4622 FOR I=1 TO NDAT
4623 PRINT #1, I, UG(I), UL(I), DELTA(I), DELTAST(I), DI(I), FI(I), FW(I), REL(I), REG(I)
4624 NEXT I
4625 '---
4630 CLOSE#1
4640 RETURN
4650 '#####
4660 '##          データの入力          ##
4670 '#####
4680 *DATRED
4690 '+++ Input Data for Annular flow ++++
4700 '-- G (kg/m2s) --
4710 DATA 50.0, 100.0, 150.0, 200.0, 250.0
4720 '-- X (-) --
4730 DATA 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8
4740 '----- データの読み込み -----
4750 FOR J=1 TO IG:READ DGIN(J):NEXT J
4760 FOR K=1 TO IX:READ DXIN(K):NEXT K
4770 '----- 変数の計算 -----
4780 A$=""
4790 PRINT " I   Dh   G(kg/m2/s) X(-)   Jg (m/s)   J1 (m/s)   JG+ (-)   JL+ (-)"
4800 I=0
4810 FOR J=1 TO IG
4820 FOR K=1 TO IX
4830 I=I+1
4840 DJG(I)=DGIN(J)*DXIN(K)/RG
4850 DJL(I)=DGIN(J)*(1-DXIN(K))/RL
4860 DJGST(I)=DJG(I)*SQR(RG/(RL-RG))/G/DW
4870 DJLST(I)=DJL(I)*SQR(RL/(RL-RG))/G/DW
4880 PRINT USING "##, e, ##. ##", ##. ##, ##. ##, ##. ##, ##. ##, ##. ##, ##. ##, ##. ##"; I, A$, DW, DGIN(J), DXIN(K), DJG(I), DJL(I), DJG
ST(I), DJLST(I)
4890 NEXT K
4900 NEXT J
4910 '-----
4920 RETURN

```

## 6. 水・蒸気系実験解析

(三 島)

### 6.1 はじめに

三流体モデルに基づくF I D A Sコードは、もともと高圧力条件下の水に対して開発されたものであるので、より広い圧力条件での構成方程式の適用可能性については、適当な実験データをもとに検証する必要がある。ここでは、水・蒸気系実験解析として、小口径円管内の大気圧近傍の水の沸騰限界熱流束（CHF）の実験データ<sup>(1)(2)</sup>を用いて、同コードの予測性能を検討した。実験は、小口径円管内大気圧水のCHFについての基礎的な理解を深めるために実施したもので、

- ① 流動安定時のCHF、
- ② 圧力損失－流量特性、
- ③ 加熱部入口に圧縮性空間がある場合の流動不安定発生領域および不安定流動時の諸物理量の変動特性、および
- ④ CHFに対する流動不安定の影響、

などのデータが含まれている。これらの実験解析を通じて、F I D A Sコードに組み込まれている三流体モデルの構成方程式の、大気圧水のCHFの予測における妥当性を調べるのが本章のねらいである。

大気圧近傍の水の流動沸騰においては、水対蒸気の密度比が大きいため、流れが不安定になりやすく、そのためにCHFも著しい影響を受けることが知られている。このような低圧力条件での不安定な熱流動現象は、使用されている構成方程式の妥当性のほかに、高圧力条件とは違った様々な数値解析上の問題を発生させる可能性がある。また、小口径円管においては、管壁による気泡・液滴挙動の拘束や界面張力の影響が増大し、これが通常口径の流路のデータに基づく構成方程式による予測精度を低下させることが予想される。

平成4年度は、解析の第1段階として、流動安定時の大気圧水のCHFをF I D A Sコードにより解析し、その結果を実験データと比較することにより、その予測性能と適用上の問題点について検討した。以下に、実験データおよびその解析結果を示す。

## 6.2 実 験

### 6.2.1 実験装置

#### (1) 実験ループ

実験は、京都大学原子炉実験所熱特性実験装置大気圧水ループを利用して実施された。同ループの概略を図6.1 に示す。作動流体にはイオン交換水を用いた。この水は凝縮器①からポンプ②を通り加圧される。主流を流れる水は、予熱器③を通った後、タービン式流量計④又は⑤を通る。さらに、微調節用予熱器⑥により入口温度の調節を行い、入口流量は弁V4を用いて調節した。流動不安定を発生させるためのサージタンク（内径 100mm、高さ735mm の円筒、全容積5.77ℓ）は⑧のように試験部に接続した。サージタンクと試験部との間は、圧力損失を小さくするために1インチ管を用いて接続した。試験部内の流れは垂直上昇流である。試験部から出た水と蒸気は気水分離器⑨により分離され、それぞれ凝縮器①に入り一定温度に冷却される。主流のV4までの圧力は、バイパスに設けた弁V6を用いて常に約1.3MPaになるよう調節した。なお、後述の加熱長さ150mmおよび300mmの試験部については、入口のサージタンクは切り離し、流動安定時の実験のみ行った。

#### (2) 試験部

試験部にはステンレス鋼製円管（内径 6mm、外径 8mm、加熱長さ 150mm、300mmおよび680mmの3種類）を用い、これを垂直に据え付けた。その概略を図6.2 に示す。加熱部の外壁には壁温測定用のクロメル・アルメル熱電対を銀ロウ付けしてある。加熱部両端には銅の電極板を取り付けてあり、この2つの電極の間に直流電圧をかけ、ジュール加熱した。

#### (3) 計装類

加熱部壁温、試験部出入口水温および流量計入口水温は、それぞれクロメル・アルメル熱電対により測定し、アナログ記録計およびデータロガーに記録した。データロガーにより記録した数値データは、パーソナルコンピュータにより処理し、ハードディスクにデータファイルとして収録した。

加熱部への熱負荷を計算するための加熱部の電圧および電流値は、熱電対のデータと同様にデータロガー及びパーソナルコンピュータを介してハードディスクに収録した。

圧力の測定は、必要に応じてブルドン管式圧力計、半導体差圧発信器、半導体圧力発信器を使い分けた。試験部の差圧は、図6.3に示すように加熱長さ680mmの試験部をはさむ上下2カ所の圧力差を差圧発信器により測定した。試験部差圧と試験部入口およびサージタンク内の圧力は電気信号により取り出し、データロガーに記録した。

## 6.2.2 測定方法

### (1) 実験条件の設定

各種実験に先立ち、実験条件を次のように設定した。試験部入口にある弁V4までの圧力を1.3MPaとし、弁より上流の圧力変動の影響が無視できるものとした。試験部内の流れは上昇流とし、試験部下流にある大気開放弁V9を開けておき、試験部出口の圧力は常に大気圧近傍となるようにした。また試験部へ流入する水の入口温度は、2つの予熱器を用いて、30°Cになるように設定した。ただし、加熱長さが150mmおよび300mmの試験部については、入口温度は10°Cに調節した。試験部およびその周辺にはグラスウールを巻き、外部への放熱を、測定精度に比べ無視できるようにした。

### (2) 流動安定時の圧力損失特性の測定

この実験は、試験部入口に圧縮性空間がない（つまりサージタンクを配管より切り放した状態の）ときの試験部差圧 $\Delta P$ と質量速度 $G$ の関係を測定し、この静特性とCHFとの関係を把握するために行った。実験装置の設定として、サージタンク入口弁V5を閉め、差圧測定用圧力タップを図6.3のように800mm間隔で設け、入口温度を30°Cに設定した。熱流束を一定に維持した状態で、質量速度 $G$ を、最初1962.7kg/m<sup>2</sup>sに設定し、そのときの差圧を測定、その後、質量速度をステップ状に低下させてはそれぞれの質量速度における差圧を測定した。熱流束は、560、823、957、1107および1307kW/m<sup>2</sup>に設定した。

### (3) 流動安定時のCHFの測定

実験では、サージタンクを配管から切り離れた状態で、質量速度を設定、加熱部への熱負荷を小刻みにステップ状に上げて、加熱部壁温が急上昇するまでその操作を繰り返した。CHFは、試験部壁温が急上昇を始める時点の直前の熱流束とした。また、その時点で壁温が350°Cを超えたとき、熱電対に接続したトリップ回路により試験部加熱用直流電源を

遮断し、試験部の焼損を防止した。

#### (4) 流動不安定発生領域に対する試験部入口の圧縮性空間の影響

この実験では、圧縮性空間が存在した場合に、本実験ループで観察される流動不安定の発生領域がどのように変化するかを調べた。加熱部上流に圧縮性空間がある場合、圧力降下振動が発生することが知られており、また、大気圧近傍の水の沸騰では、低クオリティ域で二相流動様式が大きく変化するので、これによる流動不安定も予想される。

加熱部入口の圧縮性空間の体積は大気圧下で0.41及び4.16 lとした。これを加熱部内容積(0.0192 l)に対する比 $V^*$ で表せば、それぞれ21.3及び216.4に相当する。

#### (5) 圧力降下振動時の諸物理量の変動

この実験では、圧力降下振動を多角的に把握するため、圧力降下振動発生時の試験部差圧変動、圧縮性空間内の圧力変動及び加熱部出口壁温変動を、次のような条件で、変動の周期および振幅を測定した。

- ① 質量速度を一定とし、熱流束を小刻みにステップ状に上昇させた場合の圧力降下振動発生領域内での差圧変動と加熱部出口壁温変動の測定、
- ② 熱流束を一定にし、質量速度を小刻みにステップ状に減少させた場合の圧力降下振動発生領域内での差圧変動と圧縮性空間内の圧力変動の関係、

#### (6) 流動不安定時のCHFの測定

圧縮性空間の体積が大気圧下で0.41、0.66、2.14および4.16 l(加熱部内容積に対する比 $V^*$ がそれぞれ21.3、34.3、112.3及び216.4に相当)の場合に、質量速度を一定に保ち、熱流束を徐々に増加させることによりCHFを達成させる実験を行った。また、圧縮性空間の体積が0.66および4.16 l(加熱部内容積に対する比がそれぞれ34.3及び216.4に相当)の場合には、熱流束を一定にし、質量速度を減少させてCHFを発生させる実験も行った。

### 6.2.3 実験結果

#### (1) 流動安定時のCHF

加熱部上流側に圧縮性空間がなく、流れが安定している状態で入口温度一定の条件のも

とでのCHFの測定結果を、 $L/D=113$ 、50 および 25 の各場合について、それぞれ図 6.4 ~ 6.6 に示す。各図で(a)はCHFと質量速度との関係、(b)はCHFと出口クオリティとの関係を示す。図には、いくつかの既存の相関式による予測も示している<sup>(3)-(10)</sup>。質量速度の関数としてみた場合、質量速度が非常に小さいときには、加熱部上部においてフラッシングが起こるような条件のときにCHFが起こり、その値は質量速度に無関係にほぼ一定の値をとる。質量速度が増すにつれ、CHFはクオリティが1に近い条件に沿った、いわゆる高クオリティ域のCHFから、その傾きをやや小さくした中間クオリティ域のCHFへと変化している。この領域では、CHFは、加熱面上の液膜のドライアウトにより起こるものと考えられている。三流体モデルが対象としている領域は、これら高クオリティ域から中間クオリティ域までの領域に相当すると考えられる。

この実験においては、CHFはもっぱら加熱部出口付近で起こったので、出口クオリティは、CHFに対応する限界クオリティにほぼ等しい。これらの図の(b)のように、入口水温一定の条件のもとで、CHFを出口クオリティの関数としてみた場合、CHFは出口クオリティの減少関数となっているが、クオリティの範囲により、曲線の傾きが変化している。低クオリティでは、クオリティの減少にともなってCHFは減少するが、中間クオリティでは依存性は小さく、高クオリティでは再び減少関数となっている。高クオリティで、一部、不規則な変化がみられるのは、非常に低い質量速度のために、加熱部上部におけるフラッシングの影響と考えられる。

既存の相関式との比較については、出口クオリティが1に近い領域では、Macbethの式、Lowdermilkの式およびKattoの式のいずれもよい一致を示しているが、曲線の傾きが変わるあたりでは、Lowdermilkの式が最もよい結果を与えている。ただし、いずれの相関式も、フラッシングによるCHFは予測できない。

## (2) 流動安定時の圧力損失特性

流動安定時の試験部圧力損失と質量速度の関係を図6.7に示す。この結果より、この実験範囲では、 $q=823\text{kW/m}^2$ 以上の熱流束のとき極小値を持つ特性曲線になっている。また、極小値は高流量、高圧力損失側に移動していることが分かる。なお、この図の測定点以下の質量速度では、差圧変動が大かったため、データは示していない。差圧の測定値については、使用した増幅器のドリフトのため、最大20%の誤差を含むものと考えられる。

### (3) 流動不安定発生領域

試験部上流の圧縮性空間の体積が大気圧下で $V^*=21.3$ になるように設定し、熱流束を一定の状態、質量速度を小刻みにステップ状に減少させて求めた流動不安定発生領域を図6.8に示す。この図で、横線の領域は流動様式不安定、斜線の領域は圧力降下振動、縦線の領域は流量逸走が観察された。それぞれの流動不安定は、流動条件及びレコーダに記録した流量、圧力等の変動の様子から判断した。観察によると、圧力降下振動だけが単独で発生しているのはまれであり、流動様式不安定などの複数の流動不安定が合成された形で振動を繰り返しているのが観察された。このため圧力降下振動から流動様式不安定へはなだらかに移行するのが観察された。図中、△印は圧力降下振動発生時に現れる周期的な節状の安定流動期間が観察されなくなった時点を圧力降下振動の終わりとし、その点を示したものである。質量速度を減少させて測定した流動不安定の発生点○はすべて $X=0$ の条件近傍にあり、クオリティが少しでも正になれば大なり小なり流動不安定が発生し、高流量域では、1周期の振動を完了する前にCHFに至る（流れの逸走によるCHF）ことがわかった。圧力降下振動発生領域の低質量速度のあたりでは、振動の周期が密度波振動よりも長く、圧力降下振動よりも短い、振幅の小さい状態であった。

次に、圧縮性空間の体積を大気圧下で $V^*=216.4$ になるように設定した場合の流動不安定発生領域については、振動発生点は図6.8の○印に一致した。密度波振動への移行点については、図6.8に■印で示してある。この場合、高質量速度では流量の振幅が大きくCHFに至るため、移行点のデータは2点のみとなった。

これらの結果より、Mishimaら<sup>(12)</sup>の観察と同様、密度波振動の発生領域は安定流動時のCHFとクオリティが0のラインに囲まれた領域であり、圧力降下振動は図の斜線の領域、そして高流量域でクオリティが0近傍では流量逸走が発生することが分かった。

### (4) 圧力降下振動時の変動特性

質量速度を一定に保ち熱流束を図6.9(a)の●印で示したように上昇させた場合の試験部差圧 $\Delta P$ 、加熱部出口近傍の壁温 $T_{ex}$ 及び $q^*$ の変動の様子を図6.9(b)に示す。圧縮性空間の体積及び質量速度はそれぞれ $V^*=216.4$ 及び $G^*=119.5$ である。図より無次元熱流束 $q^*=0.0547$ のときははっきりしないが、 $q^*=0.0605$ 以上のときには圧力降下振動の特徴的な周期変動が認められる。このとき、試験部差圧と加熱部出口壁温の変動の周期は常に

一致しており、熱流束を増加させれば周期は0.2sec程度から70secへと長くなり、また、差圧変動の振幅も増加している。差圧と壁温の関係については、差圧が上昇するときに壁温が急激に低下し、それから密度波振動を起こしながら差圧が低下するときに壁温が急激に上昇する。このとき熱流束が十分高ければバーンアウトに至ると考えられる。

次に、熱流束を一定にし、質量速度を図6.10(a)のように減少させた場合の試験部差圧 $\Delta P$ 及びサージタンク内圧力 $P_s$ の変化を図6.10(b)に示す。無次元熱流束と圧縮性空間の体積は、それぞれ、 $q^*=0.0973$ 及び $V^*=34.3$ である。図6.10(b)の①は、液単相流の領域であり、振動は観察されていない。②からクオリティが0以上となり、圧力の変動が始まる。試験部差圧とサージタンク内圧力の振動の周期は一致しているが、位相は逆になっている。周期は、始め0.44sec程度であるが、質量速度を減少させると1.2secに長くなる。振幅も、質量速度の減少にともない増加し、密度波振動のみの領域では、差圧の変動は静定期間がなくなり、サージタンク内の圧力の変動は微小なものとなっている。

同様の実験を $V^*=216.4$ として行った結果を図6.11に示す。この実験より、圧縮性空間の体積が大きい $V^*=216.4$ の場合は周期が44sec程度になるのに対し、 $V^*=34.3$ の場合は周期が1~3secと短く、圧力降下振動は観察されなかった。この結果より、他の条件が同じであっても、圧縮性空間の体積が異なれば、流動変動の様子は全く異なるものになる。

圧力降下振動が発生しているときの試験部差圧の変動は図6.12より説明できる。まず、試験部差圧が安定に低下するときは図6.12のBC間に相当し、加熱部内は液単相であり壁温も低い。C点に達すると一気に液相から気相への逸走が起こり、加熱部のクオリティは1に近づき、壁温は上昇する。これが図6.12のCD間に相当する。その後、高クオリティのために差圧は上昇し図6.12のDAに沿って変化する。A点では再び流れの逸走が起こり、AB間のような経路をたどり高クオリティ域から液単相へと急激に変わる。このときに、壁温は急激に低下する。また、液単相域以外のときには密度波振動が誘発され、試験部差圧が図6.9~6.11に示すような特徴的な振動波形になったものと考えられる。

#### (5) 流動不安定時のCHF

質量速度を一定にし熱流束を増加させて求めたCHFの結果を、圧縮性空間の体積 $V^*=21.3$ 、 $34.3$ 、 $112.3$ 及び $216.4$ の場合について図6.13に示す。圧縮性空間がある場合には、ある質量速度のときにCHFがステップ状に変化しており、圧縮性空間の体積が大きいほ



ど、この変化の幅が大きく、また、それが起こる質量速度は小さくなっている。図6.13を流動不安定発生領域の結果と比較すると、ステップ状に変化するところが圧力降下振動発生領域とほぼ一致する。また、流動安定時（圧縮性空間を持たないとき）の圧力損失－質量速度の関係（図6.12）の極小値の位置が図6.13の  $x=0$  の線の近傍にあり、このループ特性により振動が起こり易くなり、CHFの低下を招いたと考えられる。

次に、熱流束を一定にし質量速度を小刻みに低下させて得たCHFの結果を、 $V^*=34.3$  および  $V^*=216.4$  の場合について図6.14に示す。この場合、図6.13の場合と異なり、低クオリティ域でのCHFから高クオリティでのCHFへと急変している。図6.13と図6.14とを比較すると、中間クオリティ域では、実験の方法によりCHFの結果は異なり、質量速度を低下させて求める方法によれば流動不安定を助長し、CHFは低くなることが分かる。

## 6.3 解析

### 6.3.1 解析の対象および解析条件

本年度は、上記実験結果のうち流動安定時のCHFの解析評価を行った。解析の対象は、内径6mm、加熱長さ 0.15m(L/D=25)、0.30m(L/D=50) および 0.68m(L/D=113)の3種の円管加熱部を上昇する沸騰水のCHFである。解析においては、加熱部出口において環状液膜がドライアウトするような熱流束を求め、これをCHFとする。解析条件は次のとおりである。

入口圧力：加熱部出口圧力が大気圧近傍になるように設定

入口温度：10℃（加熱長さ150mmおよび300mmの場合）または  
30℃（加熱長さ680mmの場合）

質量速度：10～1000 kg/m<sup>2</sup>s

### 6.3.2 解析結果

FIDASコードによる解析条件及び解析結果をまとめて表6.1～表6.3に示す。同図で、RUN No. に a を付けているケースは、液滴初速度を蒸気流速に等しいとして計算し、a を付けていないケースは液滴初速度を液膜速度に等しいとして計算した場合である。なお、計算で用いた入力条件の一例は表 6.4 に示す。

### (1) 液滴初速度の影響

図6.15～図6.19に、 $D=6\text{mm}$ 、 $L/D=113$ の試験部で  $G=400\text{kg/m}^2\text{s}$ のときの圧力、各相の速度、流量、体積率および液滴流量と全流量の流れ方向の変化をそれぞれ示している。図の (a) は、入力条件として  $IFGUEI=0$ (すなわち、液滴初速度が液膜速度に等しい)とした場合 (b) は  $IFGUEI=1$ (すなわち、液滴初速度が蒸気流速に等しい)とした場合の結果である。他の条件は同じとしている。これらの図より、圧力損失と体積率に関しては  $IFGUEI$ の影響は現れていないが、液滴と液膜の流量および速度については、 $IFGUEI=1$ の場合、液滴発生点でステップ状の変化が現れ、それより下流にしばらくその影響が残っている。この傾向は高流量ほど顕著である。また、液滴初速度を液膜速度に等しいとしたほうが、すこし高い  $CHF$  を与える傾向があるようである。

### (2) 質量速度の影響

図6.20～図6.24に、 $D=6\text{mm}$ 、 $L/D=113$ の試験部で、 $G=25$ 、 $100$ 、 $400$  および  $600\text{kg/m}^2\text{s}$ のときの圧力、各相の速度、流量、体積率および液滴流量と全液流量の流れ方向の変化をそれぞれ示している。いずれの場合も、液滴初速度は液膜速度に等しいとしている。各相の速度に関しては、質量速度が大きいほど液滴速度が蒸気流速に近づいている。また、質量速度が  $400\text{kg/m}^2\text{s}$ 以上では、加熱部出口における蒸気流速が  $300\text{m/s}$ を超えており、さらに高流量では臨界流が問題になることが予想される。液滴流量に関しては、質量速度が  $400\text{kg/m}^2\text{s}$ 以上で大きい値となっており、そのために、 $CHF$ 時のクオリティもその分、低くなっている。

これらの図に示された計算は安定に実行されたケースであるが、図6.25に示す  $G=800\text{kg/m}^2\text{s}$ のケースでは、加熱部出口付近で数値不安定が起こっている。これは、計算が収束するまでに加熱部出口付近での圧力が、一時的に大気圧以下の低圧となり、不安定が起こったものと考えられる。同じ入力条件で、入口圧力のみ  $0.60\text{MPa}$ に上げた場合の計算結果を図6.26に示す。この場合、図6.25のような不安定はみられず、計算は安定に実行されている。したがって、図6.25のような数値不安定は、計算実行中の出口付近の低圧力が原因であることが分かる。このような傾向は、同じ大気圧近傍でも、低流量ではみられない。これは、低流量では、各物理量の変化が小さいので、計算は安定に行われるものと考えられる。

逆に、質量速度  $G=20\text{kg/m}^2\text{s}$ 以下では、やはり計算実行中にエラーがでて、計算が収束し

なかったり、結果に疑問がある場合があった(例えば、表6.1のRun No.01aの結果)。この状況は、圧力を0.3MPaまで増しても変わらなかったのも、低圧というよりも、むしろ低流量が原因ではないかと推測されるが、今のところ確定できない。

### (3) L/D の影響

L/D=50 の場合の圧力、各相の速度、流量、体積率および液滴流量と全液流量の流れ方向の変化の計算結果を図6.27～図6.31に示す。また、L/D=25の場合の同様の結果を図6.32～図6.36に示す。図6.20～図6.24に示したL/D=113の結果と比較すれば、L/Dが小さい場合は、液滴発生開始点における液滴割合が著しく大きくなっていることが分かる。しかも、発生した液滴のデポジションは緩やかであるので、液滴流量は流れ方向に沿ってあまり減少しない。このために、L/Dが小さいほど、ドライアウト点でのクオリティは低くなっている。この傾向は、実験観察とも一致している。

### (4) 入口圧力の影響

表6.2中のRun No.12aおよびNo.18aの結果より分かるように、入口圧力が高いほどCHFは高くなっている。これは、当然のことであるが、入口圧力が高いほど出口圧力も高くなり、その結果、CHFも高くなったものである。CHFの計算精度を評価するには、出口圧力の正しい値を知っておく必要がある。しかしながら、実験での出口圧力の十分なデータはないので、計算精度の評価は大まかなものにとどまる。また、計算実行に当たっては、出口圧力が大気圧近傍、すなわち、0.1～0.11MPa程度になるように入口圧力を決めたと、質量速度が大きいところでは、出口圧力が0.1MPaに近いとき、計算途中で蒸気表の圧力制限に掛かる場合があり、計算を安定に行うために、少し高い圧力に設定せざるを得ない場合があった。したがって、質量速度が大きいところ(例えば $G=500\text{kg/m}^2\text{s}$ 以上)では、CHFの計算結果は、これが原因で実験結果よりは高くなっている可能性がある。

### 6.3.3 実験と解析との比較

図6.37～図6.39にCHFと質量速度の関係についての実験と解析および既存の相関式との比較を示す。図中○印が実験データ、●印が計算結果である。L/D=113のときは、実験結果とLowdermilkの式<sup>(4)</sup>との一致はよく、予測値はCHFをやや高い目に予測し、Katt

oの式<sup>(10)</sup>とよく一致していることが分かる。L/D=50では、実験結果、Lowdermilkの式および予測ともにより一致を示している。1に近い高クオリティでは、Kattoの式もよく一致している。L/D=25のときには、実験結果とLowdermilkの式との一致はよいが、予測値は低いCHFとなっている。この原因の一つとしては、すでに述べたように、L/Dが小さいときには、加熱部出口における液滴割合を過大評価している可能性があることと、CHFのメカニズムの面で、管径が6mmで比較的小口径であり、かつL/Dが小さいときには、三流体モデルによる液膜消滅とは異なるメカニズムが働いている可能性も考えられる。また、質量速度が大きいときには、CHFの予測値が高い目になる傾向があるが、これは、計算実行中の蒸気表に起因する圧力範囲の制限のために、高質量速度では計算での出口クオリティが大気圧より高くなることが原因と考えられるが、構成式に原因を求めるとすれば、蒸気流速が高いときには液滴割合を過小評価していることも考えられる。

また、同じ結果をCHFと出口クオリティの関係として示したものを図6.40～図6.42に示す。図中、●印が計算結果を、◎が実験結果を表す。L/D=50では、計算、実験およびLowdermilkの式の間で一致はよいが、L/D=113では、計算は同じ出口クオリティに対してCHFを過大評価している。これは、液滴割合を過小評価している可能性を示唆する。また、L/D=25のときには、同じCHFでみた場合に、出口クオリティを過小評価している。これは、L/D=113の場合とは逆に、液滴割合を過大評価する可能性を示唆するものである。

#### 6.4 おわりに

FIDASコードによる円管内大気圧水のCHFの予測を行い、実験結果と比較した。これにより、大気圧近傍においても、同コードに組み込まれている三流体モデルが適用できることが分かった。現時点における適用上の問題点は、以下のとおりである。

- ① 計算実行時の蒸気表の制限のために、高流量では加熱部出口における圧力を大気圧より高くなるよう入口圧力を設定せざるを得ない場合がある。このような場合、CHFは実験結果より高く予測される。
- ② ただし、高質量速度においてCHFを過大評価する原因としては、①の理由のほか、蒸気流速が大きいとき液滴割合を過小評価している可能性もある。
- ③ 液滴割合に対するL/Dの効果をより詳細に調べる必要がある。

- ④ 質量速度が大きいとき、CHF近傍では、加熱部出口における蒸気流速が音速に近くなるので、臨界流も考慮する必要があるかも知れない。
- ⑤ 質量速度が非常に低いときには、エラーが発生し、計算が実行できない。
- ⑥ 液滴初速度を蒸気速度に等しいとした場合は、液膜速度に等しいとした場合よりも計算がやや不安定で、CHFも低くなる傾向がみられた。

#### 参考文献

- (1) 呉田昌俊：「入口に圧縮性空間を持つ垂直円管内限界熱流束」近畿大学理工学部卒業論文(1991)。
- (2) 呉田昌俊：「細管内強制流動沸騰限界熱流束に関する実験的研究」名古屋大学大学院工学研究科修士論文(1993)。
- (3) R.V.Macbeth, Burnout Analysis, Part 4: Application of Local Conditions Hypothesis to World Data for Uniformly Heated Round Tubes and Rectangular Channels, AEEW-R267 (1963)。
- (4) W.H.Lowdermilk, C.D.Lanzo and B.L.Siegel, Investigation of Boiling Burnout and Flow Instability for Water Flowing Tubes, NACA TN 4382 (1958)。
- (5) J.Griffel, NYO-187-7, Columbia University (1965)。
- (6) H.Knoebel, DP-1306 (1973)。
- (7) D.A.Labuntsov, Soviet J. Atomic Energy (English Translation) 10, 516-518 (1961)。
- (8) S.Mirshak, W.S.Durant and R.H.Towell, DP-355 (1959)。
- (9) B.A.Zenkevich and B.I.Subbotin, J. Nucl. Energy, Part B, Nucl. Technol. 1[2], 134-136 (1959)。
- (10) Y. Katto, A Generalized Correlation of Critical Heat Flux for the Forced Convection Boiling in Vertical Uniformly Heated Round Tubes, Int. J. Heat Mass Transfer 21 (1978) 1527-1542。
- (11) K. Mishima, H. Nishihara and I. Michiyoshi, Boiling Burnout and Flow Instabilities for Water Flowing in a Round Tube under Atmospheric Pressure, Int. J. Heat Mass Transfer 28 (1985) 1115-1129。

表6.1 F I D A S 計算条件および計算結果

ケース			入口境界条件			F I D A S 計算結果						
RUN No.	D (mm)	L/D (-)	質量速度 (kg/m <sup>2</sup> s)	入口圧力 (MPa)	比エンタルピー (kJ/kg)	D.O.位置 (m)	限界熱流束 (MW/m <sup>2</sup> )	クオリティ (-)	出口圧力 (MPa)	蒸気流速 (m/s)	液滴速度 (m/s)	質量速度 (kg/m <sup>2</sup> s)
01a	6.0	113	10	0.11	125.6	0.6777	0.0433	0.7247	0.1095	10.09	2.090	8.88
02 02a	6.0	113	25	0.11	125.6	0.6794 0.6792	0.1299 0.1230	1.0000 0.9188	0.1084 0.1087	36.25 32.08	3.505 10.88	22.77 22.11
03 03a	6.0	113	50	0.11 0.11	125.6	0.6769 0.6814	0.2673 0.2579	1.0000 0.9619	0.1037 0.1042	77.35 73.75	15.48 34.32	46.86 46.57
04 04a	6.0	113	100	0.12	125.6	0.6824 0.6769	0.4982 0.5000	0.9943 0.9671	0.09871 0.09928	149.67 147.32	71.90 81.14	87.60 89.08
05 05a	6.0	113	200	0.17 0.15	125.6	0.6805 0.6805	0.9387 0.8737	0.8972 0.8515	0.1066 0.08902	254.40 251.82	149.14 152.35	179.08 171.44
06 06a	6.0	113	400	0.29 0.21	126.0	0.6793 0.6796	1.7174 1.400	0.7518 0.5937	0.13625 0.05338	347.62 377.89	226.01 254.40	381.75 367.40
07 07a	6.0	113	500	0.33	126.0	0.6802 0.6827	2.011 2.000	0.6112 0.5809	0.1658 0.1699	236.78 217.5	304.88 301.31	362.92 350.0
08 08a	6.0	113	600	0.43	126.0	0.6809 0.6809	2.555 2.565	0.7137 0.7111	0.1837 0.1832	380.94 382.2	261.95 262.7	592.3 595.6
09 09a	6.0	113	700	0.50	126.0 126.0	0.6774 0.6818	2.975 2.970	0.6939 0.6868	0.2354 0.2313	345.76 349.05	251.03 258.31	682.81 675.5
10 10a	6.0	113	800	0.50 0.52	126.0 126.0	0.6765 0.6786	3.200 3.152	0.5291 -2.3262	0.1488 0.4403	421.57 -207.48	305.91 347.69	631.13 83.52

RUN No. に a を付けているケースは、液滴初速度を蒸気流速に等しいとした場合、他は、液滴初速度を液膜速度に等しいとした。

表6.2 F I D A S 計算条件および計算結果

ケース			入口境界条件			F I D A S 計算結果						
RUN No.	D (mm)	L/D (-)	質量速度 (kg/m <sup>2</sup> s)	入口圧力 (MPa)	比エンタルピー (kJ/kg)	D.O.位置 (m)	限界熱流束 (MW/m <sup>2</sup> )	クオリティ (-)	出口圧力 (MPa)	蒸気流速 (m/s)	液滴速度 (m/s)	質量速度 (kg/m <sup>2</sup> s)
11a	6.0	50	10	0.11	41.9	0.3005	0.1000	0.6610	0.1098	9.743	2.56	9.42
12 12a	6.0	50	50	0.14	41.9	0.2995	0.4816	0.6884	0.1379	42.80	14.62	49.05
				0.25		0.3003	0.4547	0.5255	0.2493	18.98	5.80	49.89
				0.20		0.3008	0.4280	0.5102	0.1992	22.27	6.46	48.79
				0.11		0.2998	0.3632	0.4382	0.1088	33.79	8.64	48.77
13 13a	6.0	50	100	0.11	41.9	0.3005	0.8245	0.5747	0.1125	85.35	36.17	97.24
						0.3001	0.6151	0.3499	0.1068	53.81	17.26	95.53
14 14a	6.0	50	200	0.13	41.9	0.2995	1.4812	0.4909	0.1170	139.24	70.47	193.83
						0.3003	1.101	0.2816	0.1214	76.22	29.90	189.93
15 15a	6.0	50	400	0.25	41.9	0.3008	2.957	0.4665	0.1948	164.59	99.76	389.85
				0.24		0.2995	2.871	0.4432	0.1853	166.35	98.28	390.18
				0.17		0.3012	2.032	0.2315	0.1464	104.4	48.65	379.02
16a	6.0	50	800	0.24	41.9	0.3002	3.906	0.1941	0.1698	154.2	80.05	757.1
17a	6.0	50	1600	0.26	41.9	0.3007	5.766	0.08416	0.1691	136.0	60.41	1517.6
18a	6.0	50	1600	0.27	41.9	0.3007	5.729	0.0898	0.1785	134.6	61.58	1483.9
				0.26		0.2999	5.693	0.0884	0.1658	141.5	63.45	1479.7
				0.25		0.2991	5.662	0.0871	0.1525	148.7	65.69	1475.7

RUN No. に a を付けているケースは、液滴初速度を蒸気流速に等しいとした場合、他は、液滴初速度を液膜速度に等しいとした。

表6.3 F I D A S 計算条件および計算結果

ケース			入口境界条件			F I D A S 計算結果						
RUN No.	D (mm)	L/D (-)	質量速度 (kg/m <sup>2</sup> s)	入口圧力 (MPa)	比エンタルピー (kJ/kg)	D.O.位置 (m)	限界熱流束 (MW/m <sup>2</sup> )	クオリティ (-)	出口圧力 (MPa)	蒸気流速 (m/s)	液滴速度 (m/s)	質量速度 (kg/m <sup>2</sup> s)
21a	6.0	25	10	0.11	41.9	0.1498	0.1247	0.1381	0.1098	4.516	0.6979	9.95
22 22a	6.0	25	40	0.11	41.9	0.1507 0.1499	0.5152 0.3357	0.4137 0.1373	0.1094 0.1098	25.425 8.505	4.348 1.120	38.98 38.41
23 23a	6.0	25	100	0.11	41.9	0.1501 0.1500	1.121 0.7148	0.3362 0.09806	0.1072 0.1098	52.435 14.283	13.915 1.958	97.16 89.17
24 24a	6.0	25	200	0.11	41.9	0.1503 0.1500	1.9611 1.3284	0.27006 0.08684	0.1118 0.1092	80.457 25.998	26.684 3.829	193.22 181.93
25 25a	6.0	25	400	0.11	41.9	0.1499 0.1500	3.5784 2.444	0.22281 0.07893	0.1131 0.1064	130.310 48.095	51.784 9.491	385.12 364.78
26a	6.0	25	1000	0.16	41.9	0.1502	6.1572	0.06141	0.1448	70.782	19.514	918.10

RUN No. に a を付けているケースは、液滴初速度を蒸気流速に等しいとした場合、他は、液滴初速度を液膜速度に等しいとした。

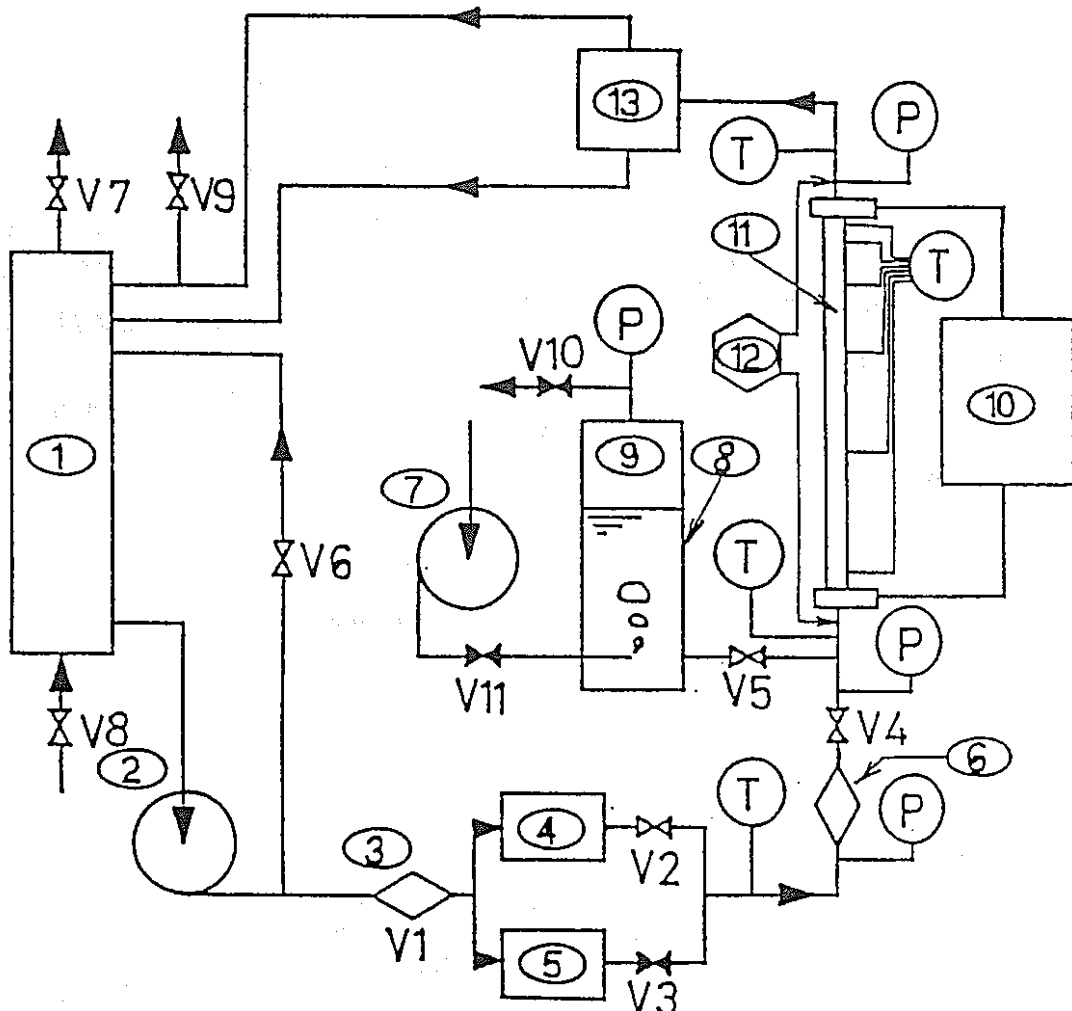


表6.4 FIDAS入力データの例

```

FIDAS-1DS PC-VERSION INPUT DATA #04A
KURETA DATA G=400.0 KG/M2S
PIN = 0.29 MPA
GVEL = 400.0 KG/M2S
HIN = 126.0 KJ/KG
¥XPUT0
  PIN = 0.29D6,      HIN = 126.0D3,      GVEL = 400.0,
  DIA = 6.00D-3,
  ZI2 = 100.0,      QI2 = 1.0,      NQ2 = 1,
  AVEHF = 1.54D6,  YKBB = 1.0,
  ZDOC = 0.68,     ZHTL = 1.0,      ZDPL = 0.5,
¥END
¥XPUT1
  IFGCAL = 1,      IFGCRT = 0,      IFGINT = 0,
  IFGPRO = 0,      IFGRMB = 1,      IFGTRN = 0,
  IFGTUB = 0,      IFGUEI = 0,
  IPRT = 100,      IPLT = 10,
  DELZ1 = 1.0D-2,  DELZ2 = 1.0D-2,  DELZ3 = 1.0D-2,
  DELZ3I = 1.0D-4,
  DELP = 100.0,    THETA = 0.0,     WEBER = 1.3,
  EPS = 1.0D-5,    EPS2 = 1.0D-5,  EPS4 = 1.0D-10,
¥END

```



- |       |           |         |
|-------|-----------|---------|
| ① 凝縮器 | ⑥ 予熱器     | ⑪ 試験部   |
| ② ポンプ | ⑦ コンプレッサー | ⑫ 差圧計   |
| ③ 予熱器 | ⑧ サージタンク  | ⑬ 気水分離器 |
| ④ 流量計 | ⑨ 圧縮性空間   | Ⓟ 圧力計   |
| ⑤ 流量計 | ⑩ 直流電源    | Ⓣ 熱電対   |

図6.1 実験装置の概略

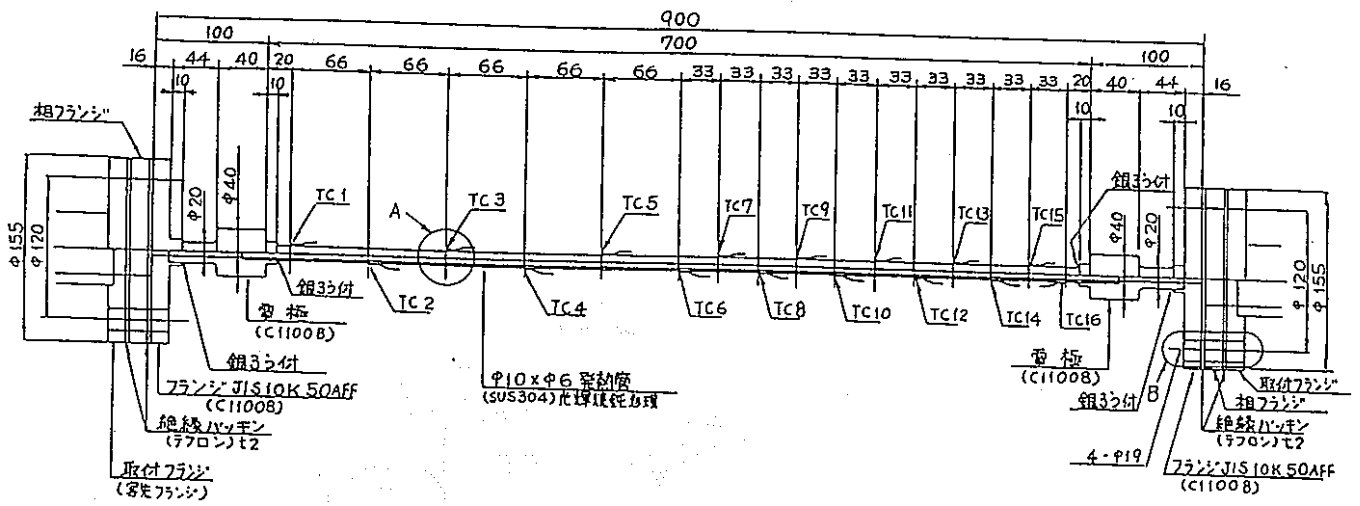


図6.2 試験部概略

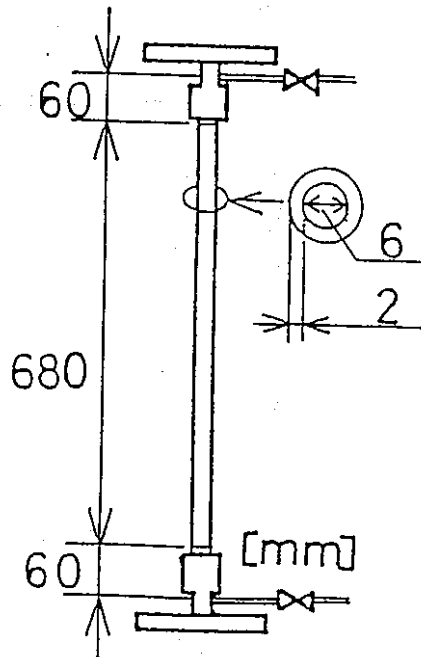


図6.3 圧力測定位置

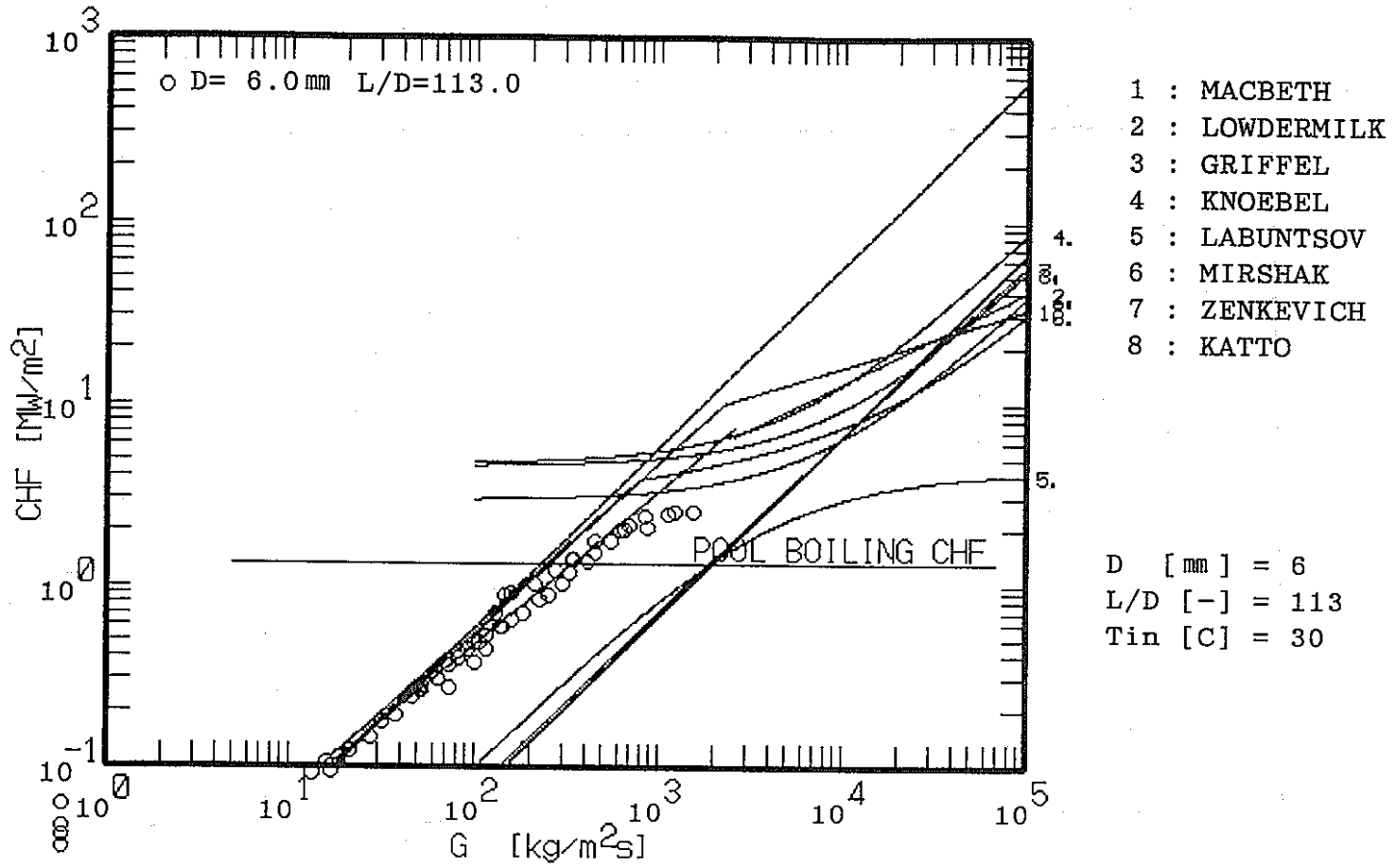


図6.4(a) D=6mm、L/D=113 の場合の CHF と質量速度との関係(T<sub>in</sub>=30°C)

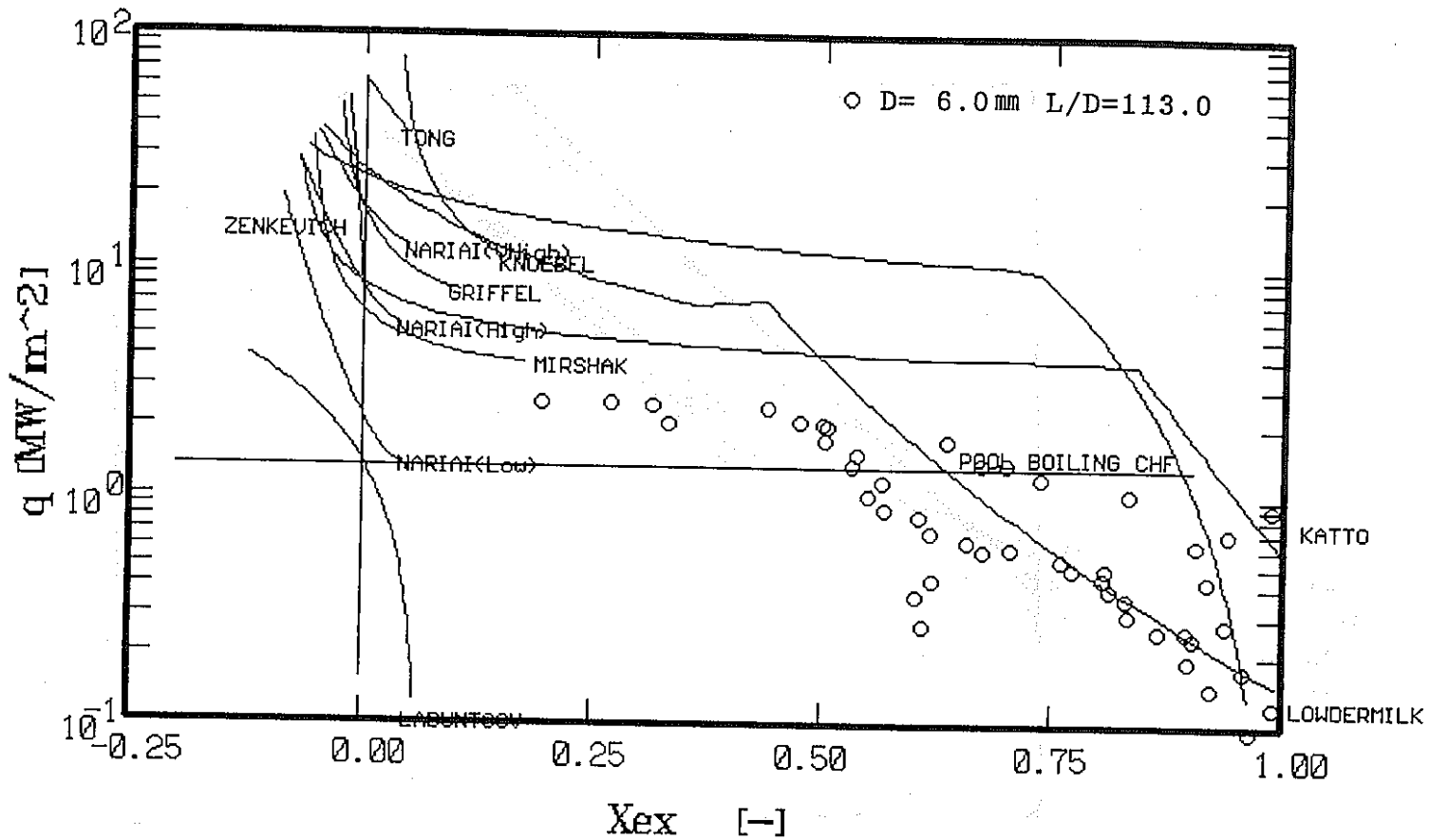


図6.4(b) D=6mm、L/D=113 の場合のCHFと出口クオリティとの関係( $T_{in}=30^{\circ}\text{C}$ )

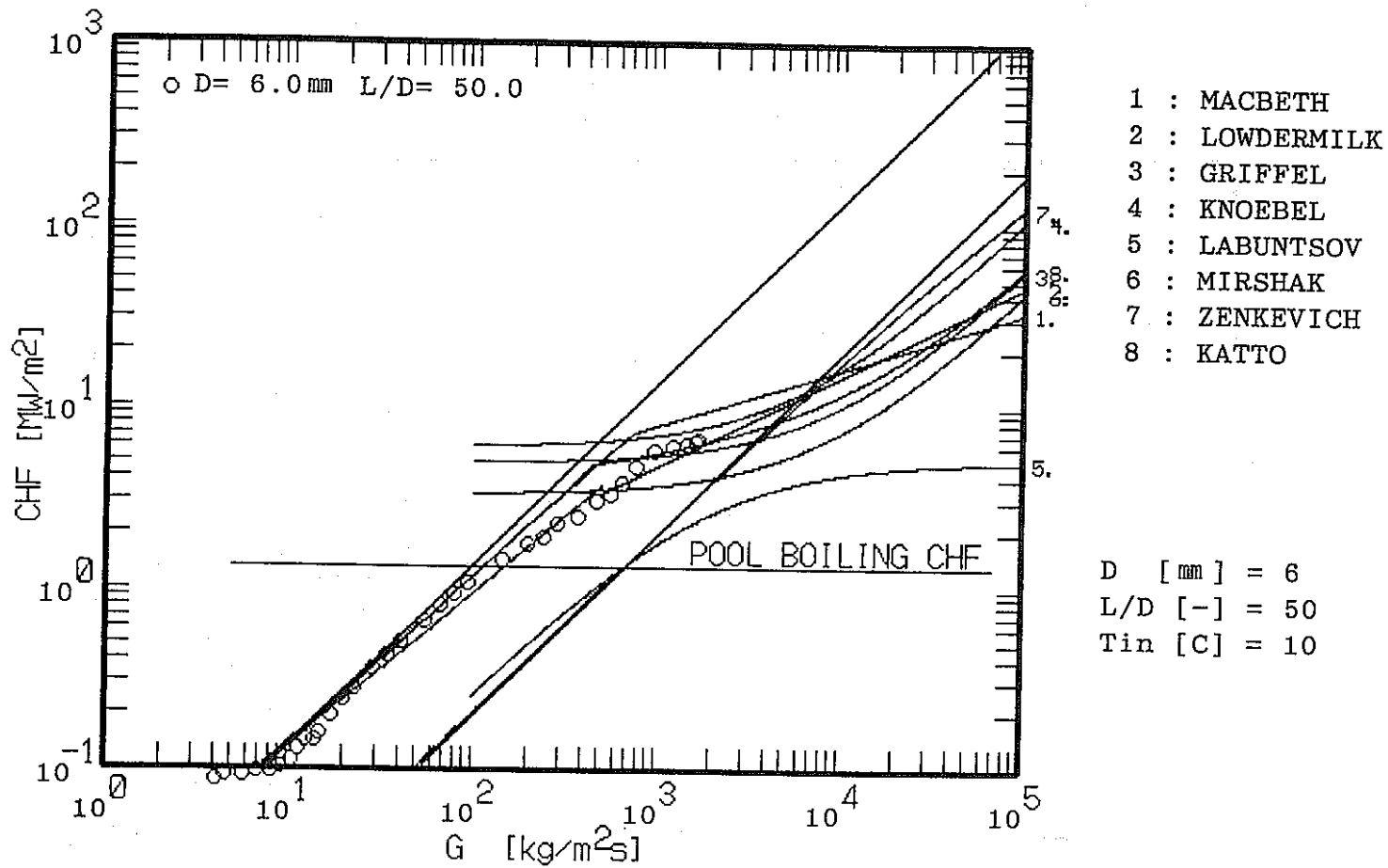


図6.5(a) D=6mm、L/D=50 の場合のCHFと質量速度との関係(T<sub>in</sub>=10°C)

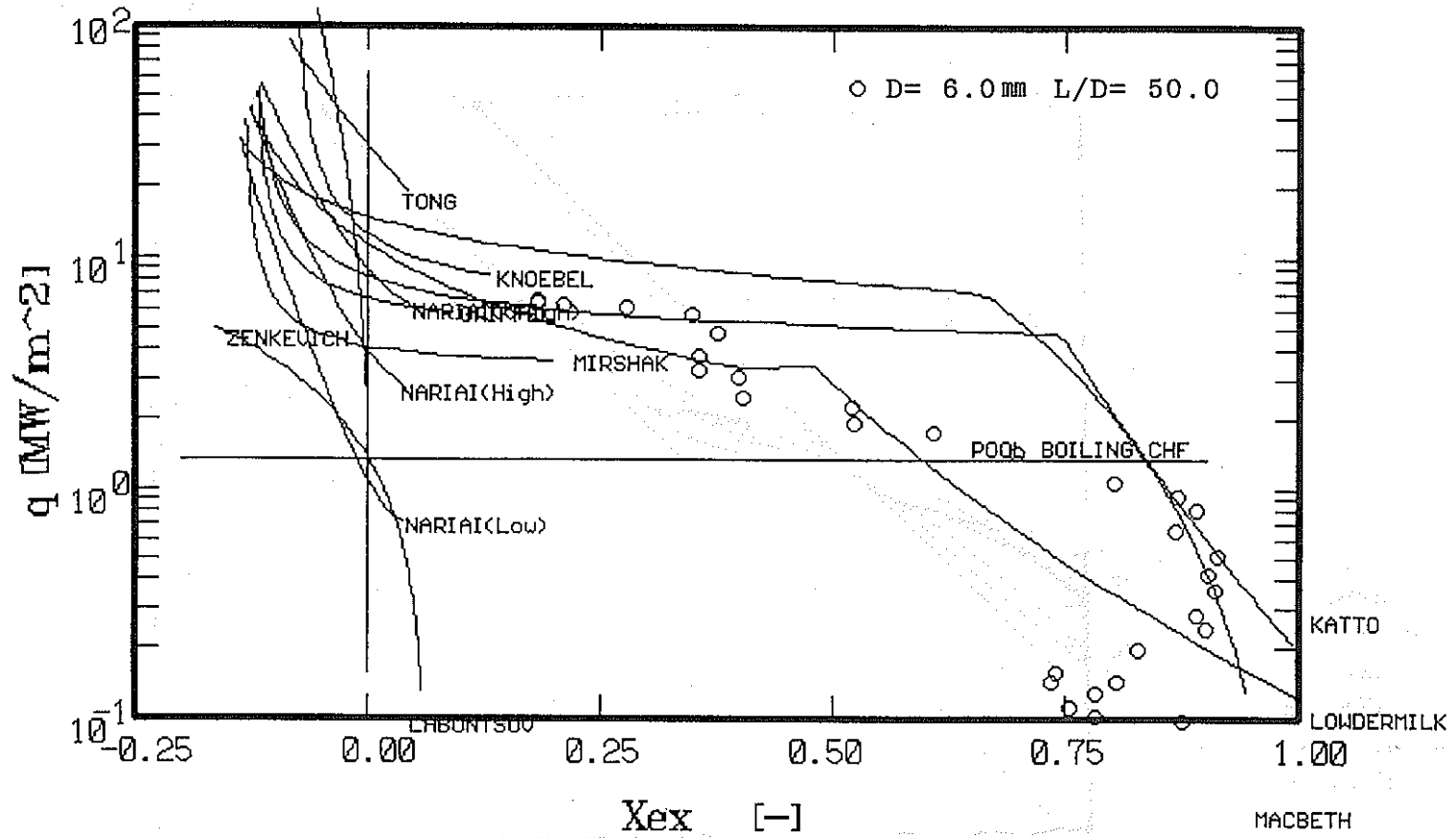


図6.5(b) D=6mm、L/D=50 の場合のCHFと出口クオリティとの関係( $T_{in}=10^{\circ}C$ )

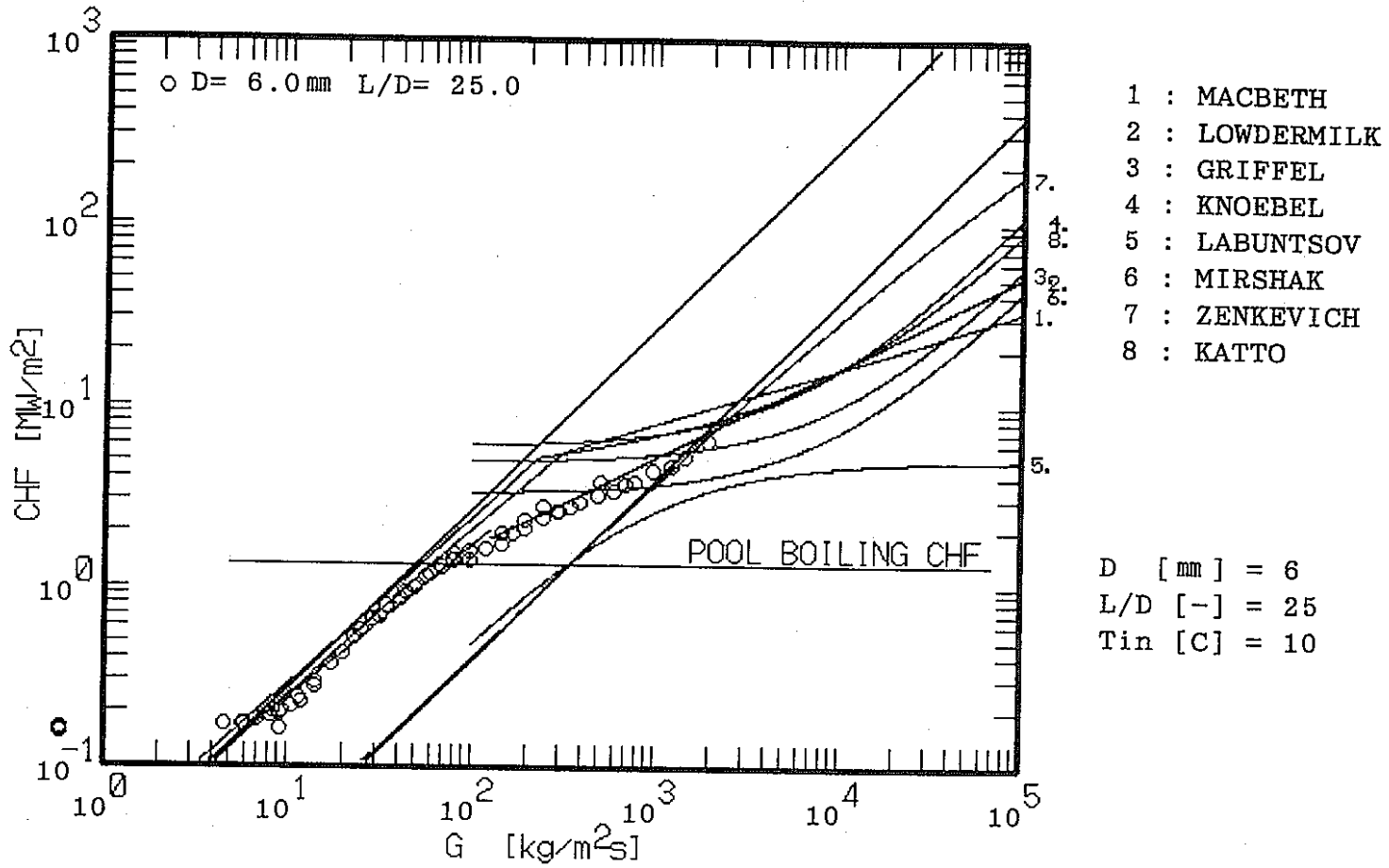


図6.6(a) D=6mm、L/D=25 の場合のCHFと質量速度との関係(T<sub>in</sub>=10°C)



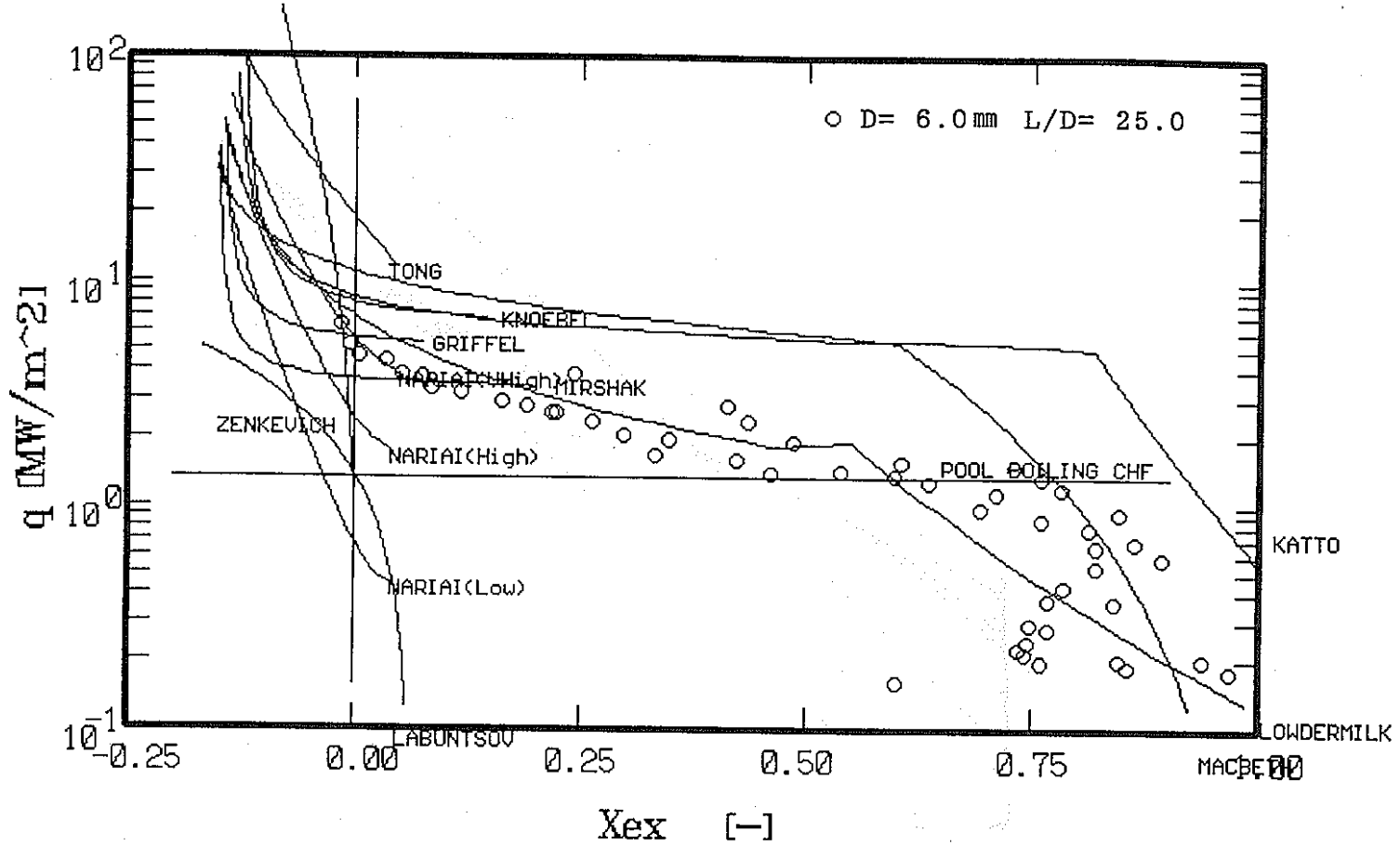


図6.6(b) D=6mm、L/D=25 の場合のCHFと質量速度との関係(T<sub>in</sub>=10°C)

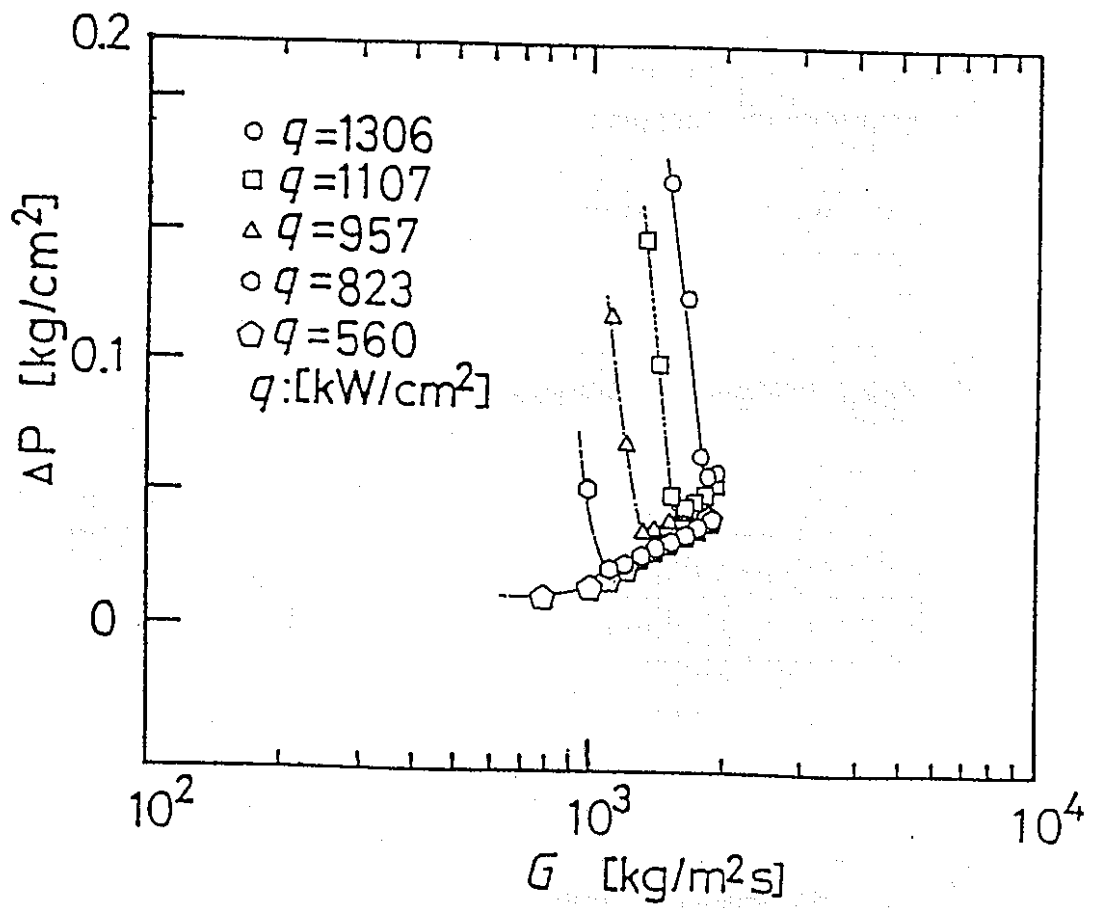


図6.7 試験部の圧力損失特性

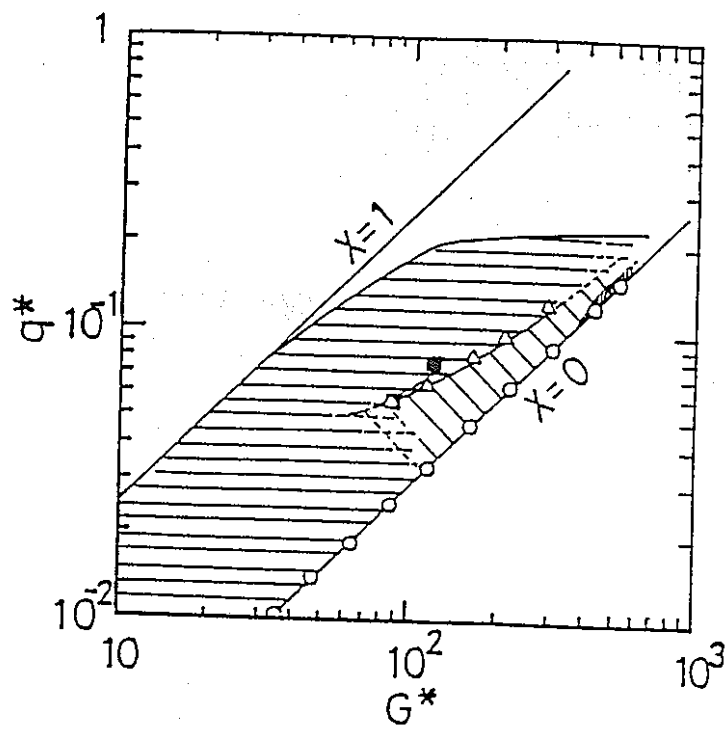


図6.8 流動不安定発生領域

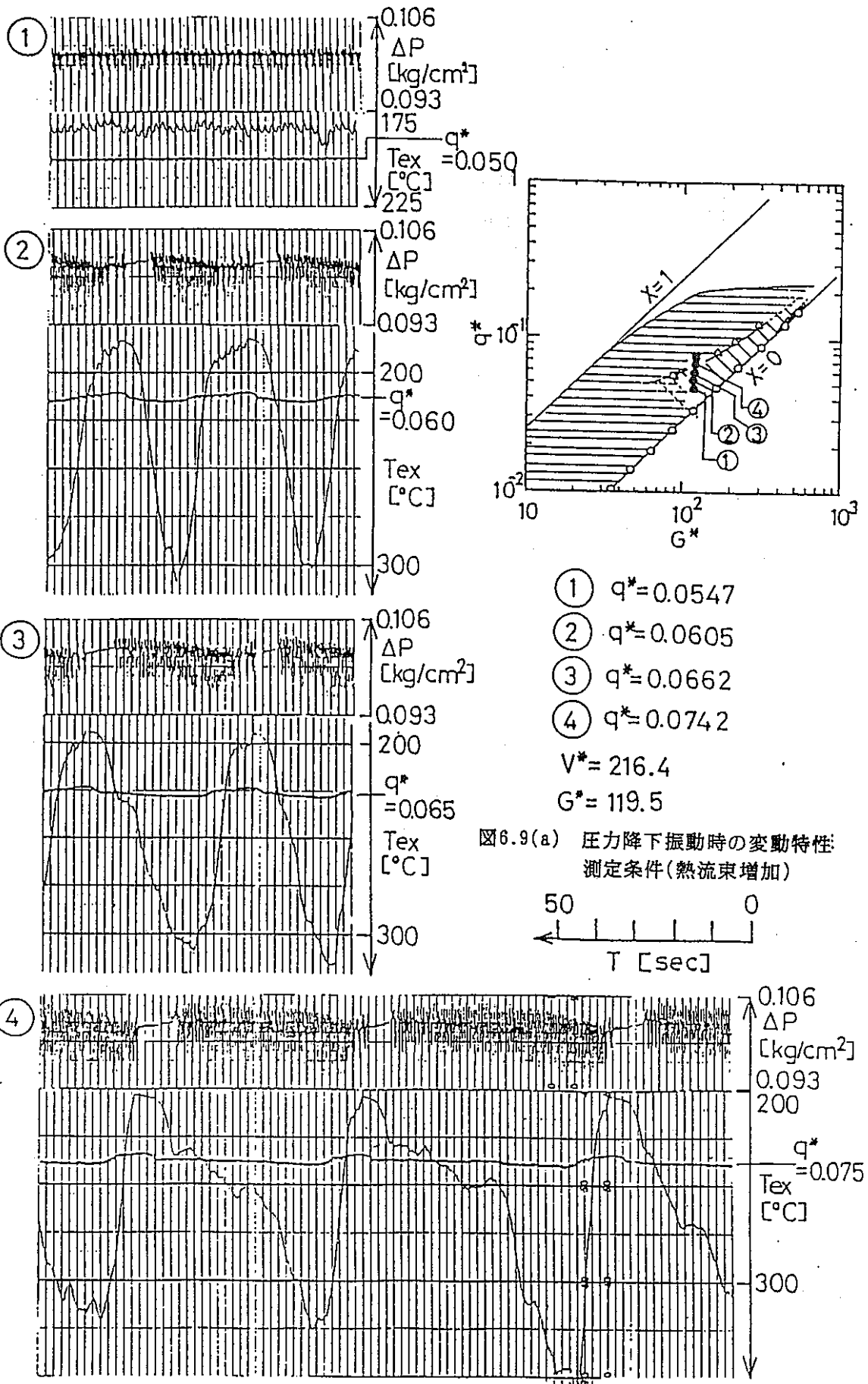


図6.9(b) 圧力降下振動時の差圧と壁温の変動 (熱流束増加)

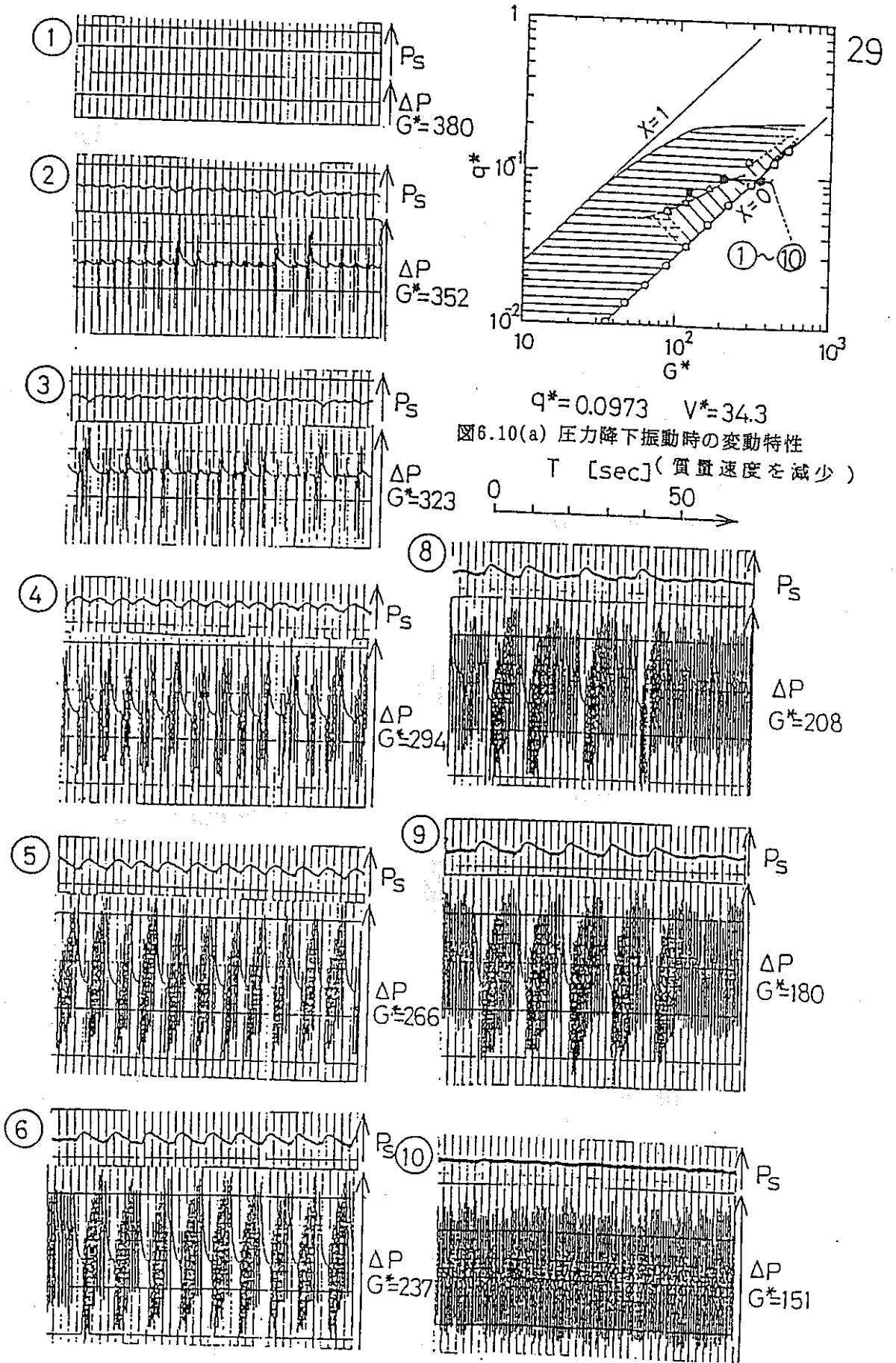
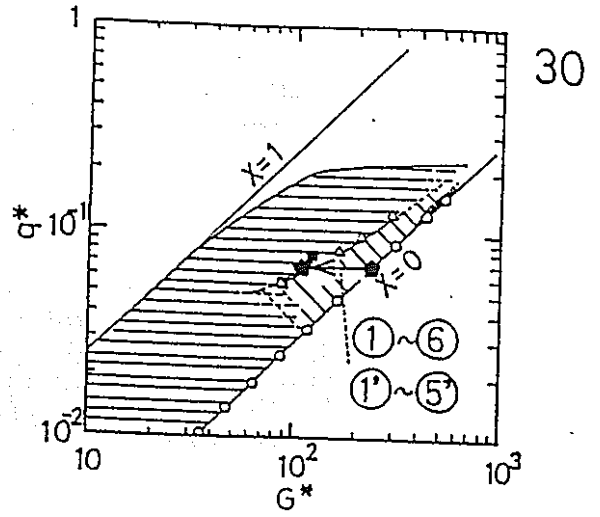


図6.10(b) 圧力降下振動時のサージタンク内圧力と差圧の変動 (質量速度減少、 $V^* = 34.3$ )

- ① ~ ⑥ :  $V^* = 216.4$
- ①' ~ ⑤' :  $V^* = 34.3$
- ① ①' :  $G^* = 237$
- ② ②' :  $G^* = 208$
- ③ ③' :  $G^* = 180$
- ④ ④' :  $G^* = 151$
- ⑤ ⑤' :  $G^* = 122$
- ⑥ :  $G^* = 94$



$q^* = 0.0662$

図6.11(a) 圧力降下振動時の変動特性測定条件  
(質量速度を減少させた場合)

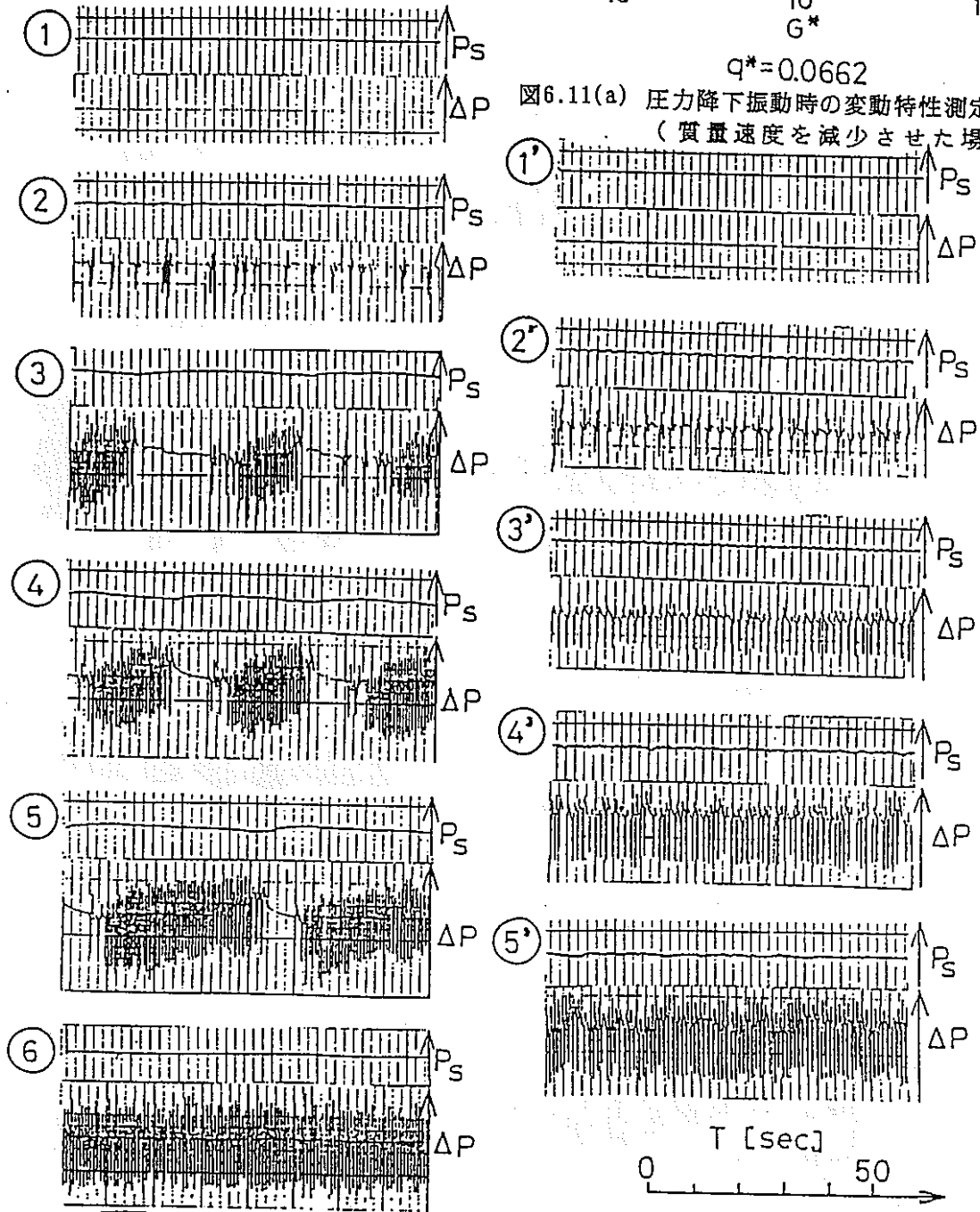


図6.11(b) 圧力降下振動時のサージタンク内圧力と差圧の変動 (質量速度減少,  $V^* = 216.4$ )

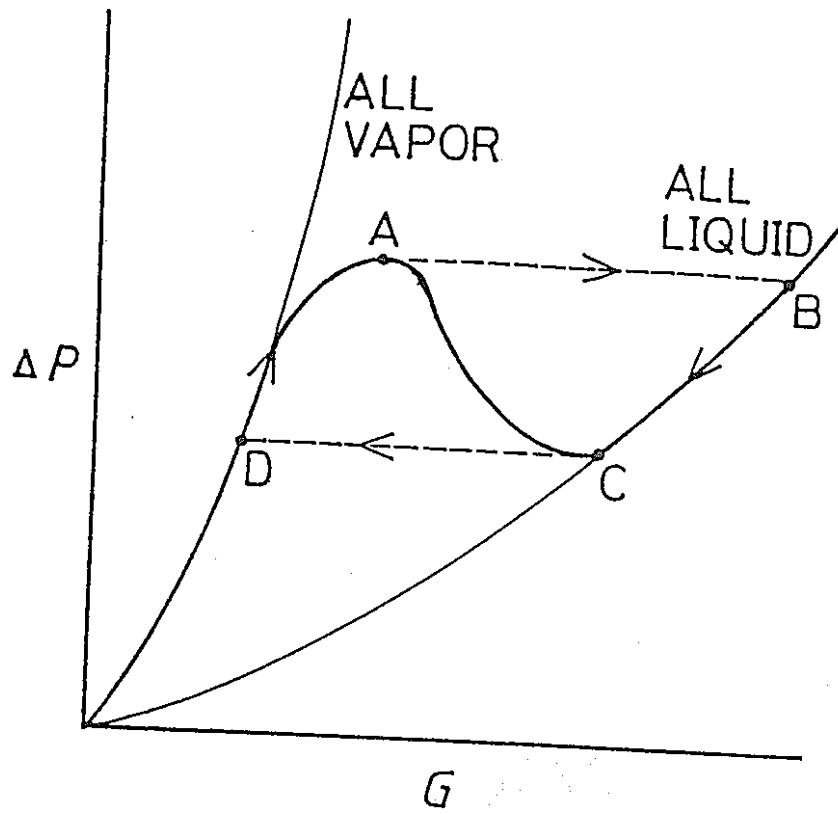


図6.12 圧力降下振動時の差圧と流量の関係

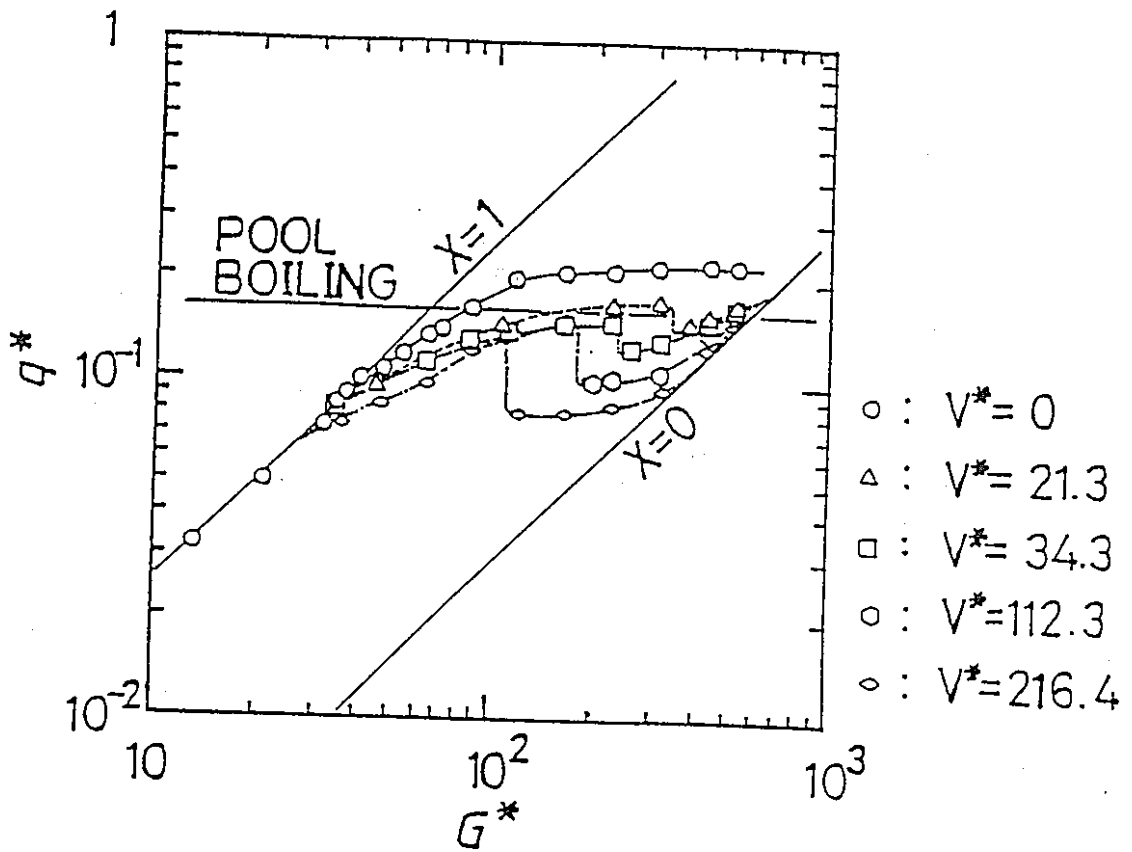


図6.13 CHFに及ぼす圧縮性空間の影響(熱流束増加)

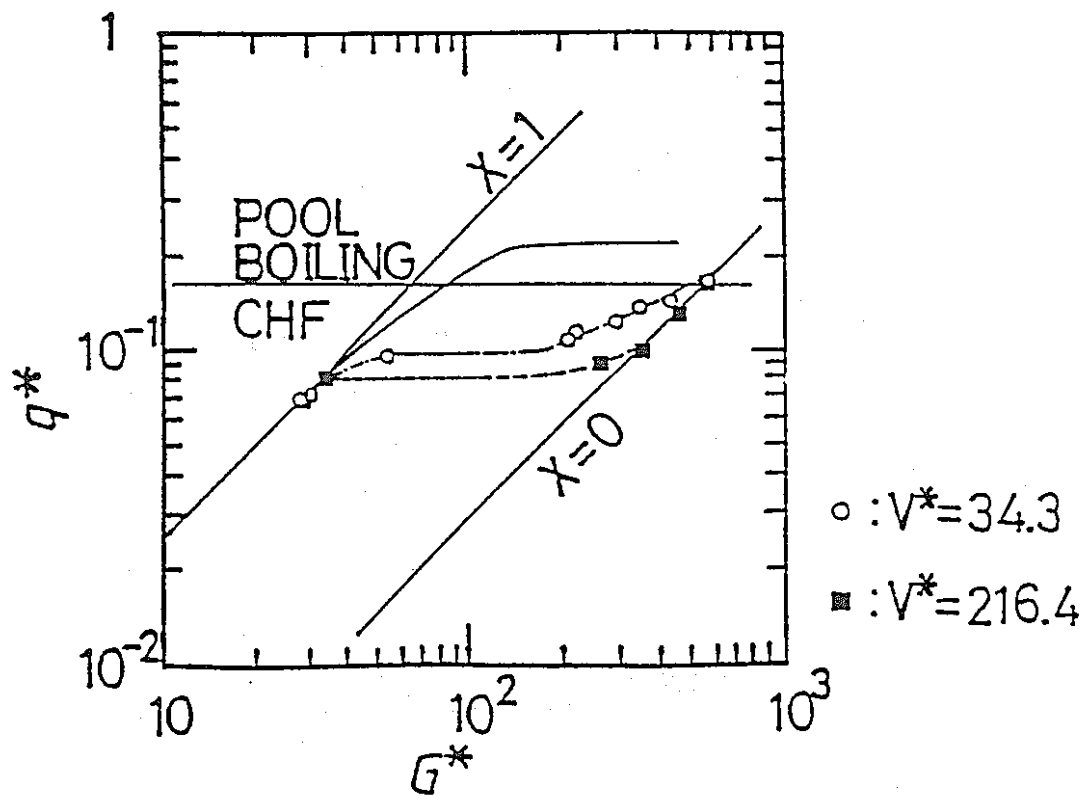


図6.14 CHFに及ぼす圧縮性空間の影響(質量速度減少)

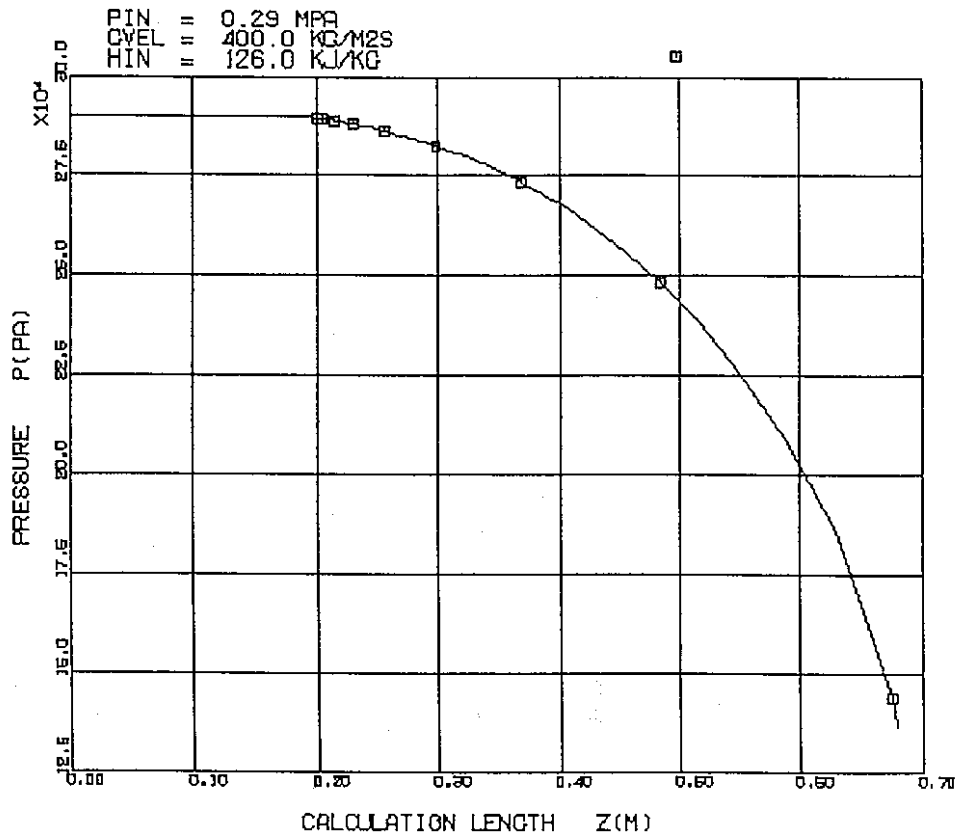


図6.15(a) 液滴初速度を液膜速度に等しいとした場合の流れ方向の圧力変化

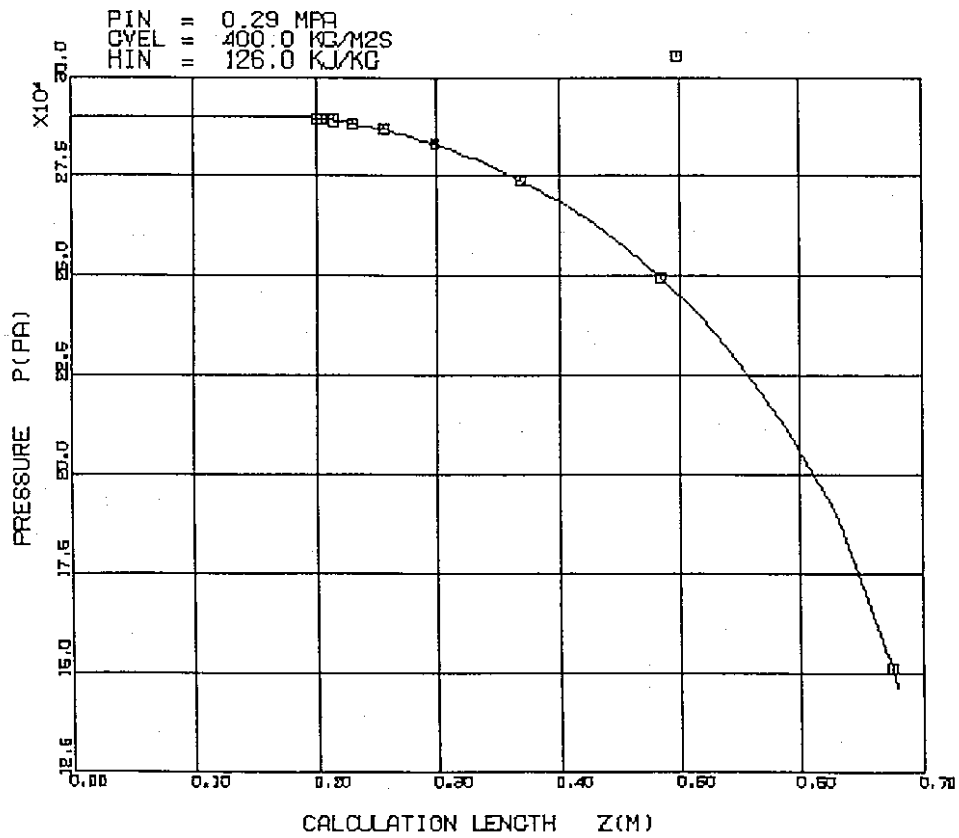


図6.15(b) 液滴初速度を蒸気速度に等しいとした場合の流れ方向の圧力変化



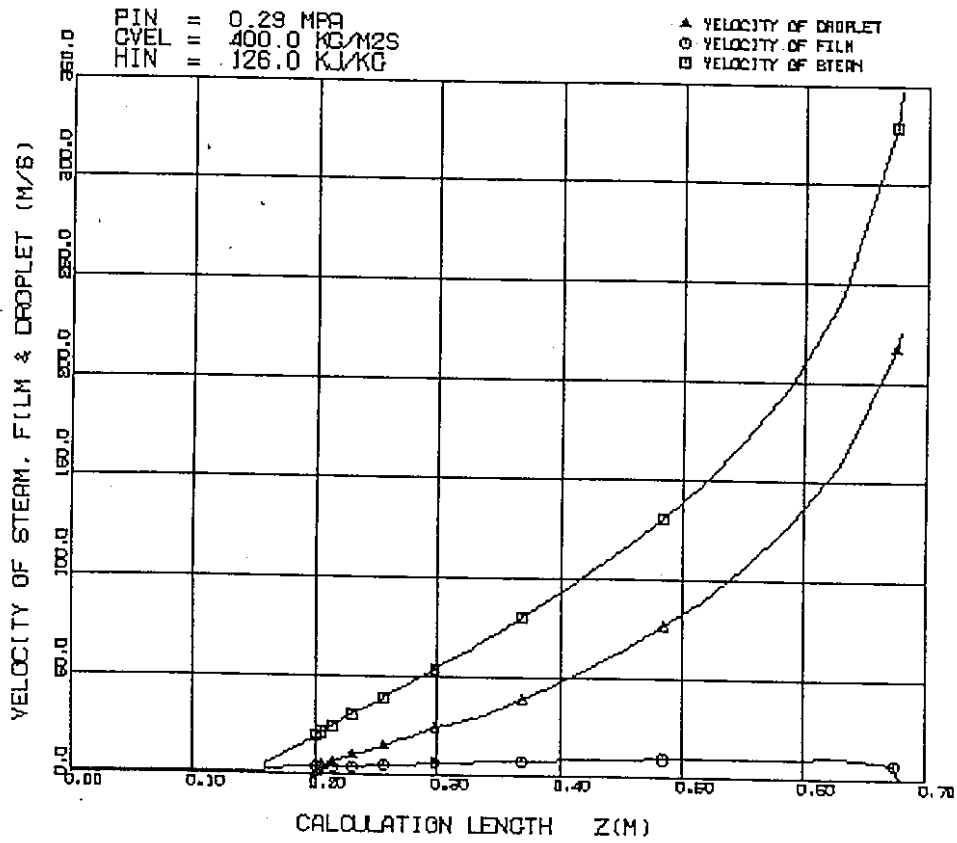


図6.16(a) 液滴初速度を液膜速度に等しいとした場合の流れ方向の各相の速度変化

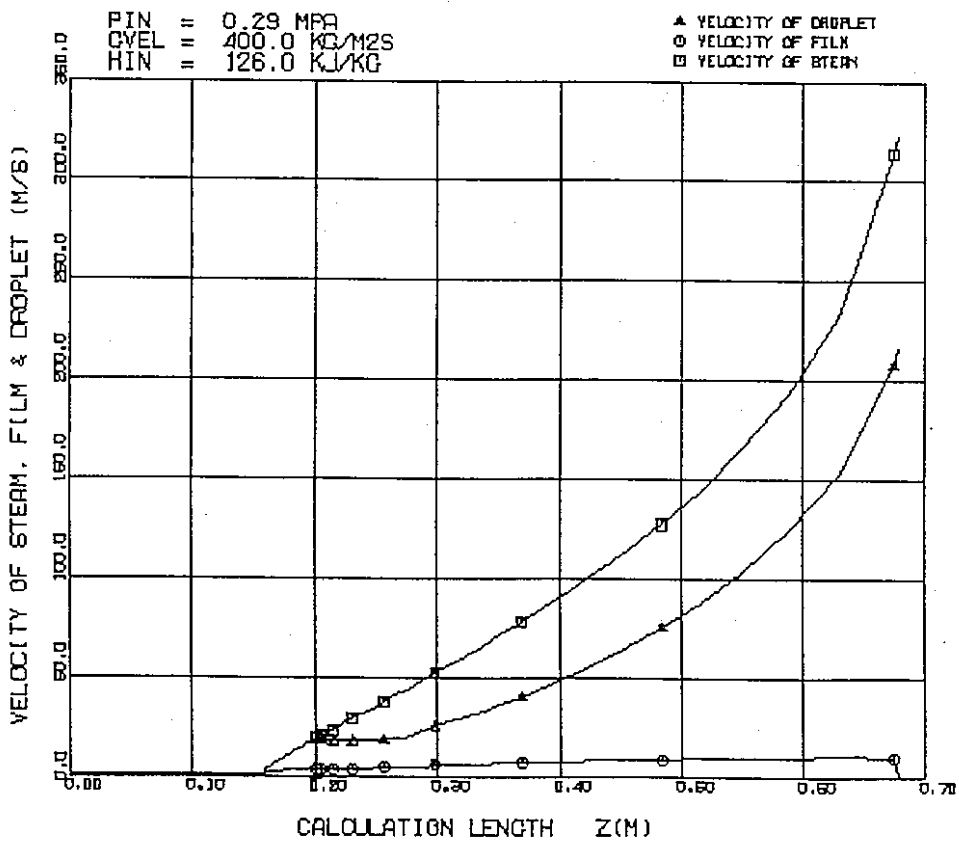


図6.16(b) 液滴初速度を蒸気速度に等しいとした場合の流れ方向の各相の速度変化

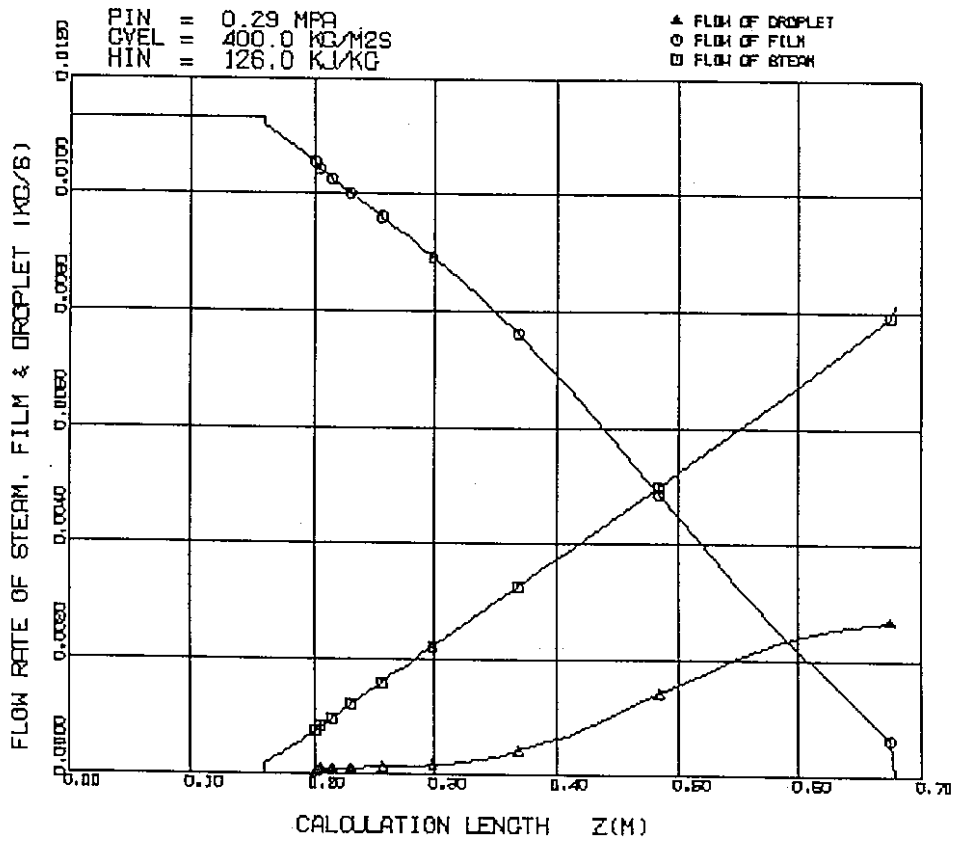


図6.17(a) 液滴初速度を液膜速度に等しいとした場合の流れ方向の各相の流量変化

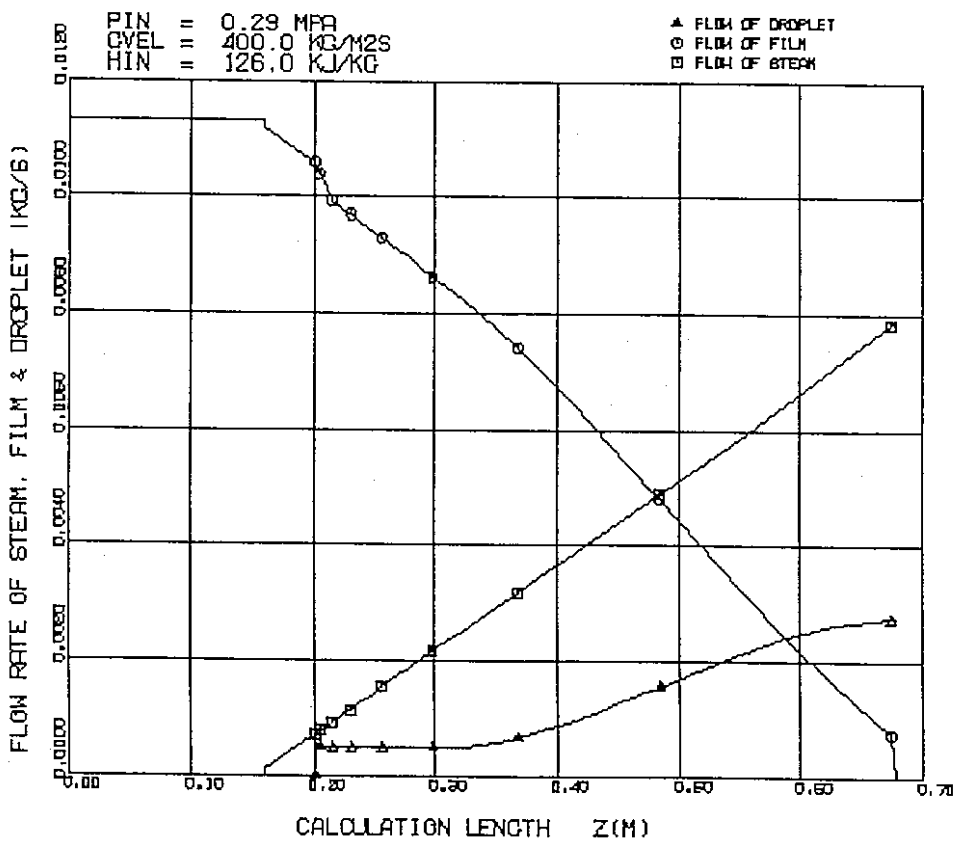


図6.17(b) 液滴初速度を蒸気速度に等しいとした場合の流れ方向の各相の流量変化

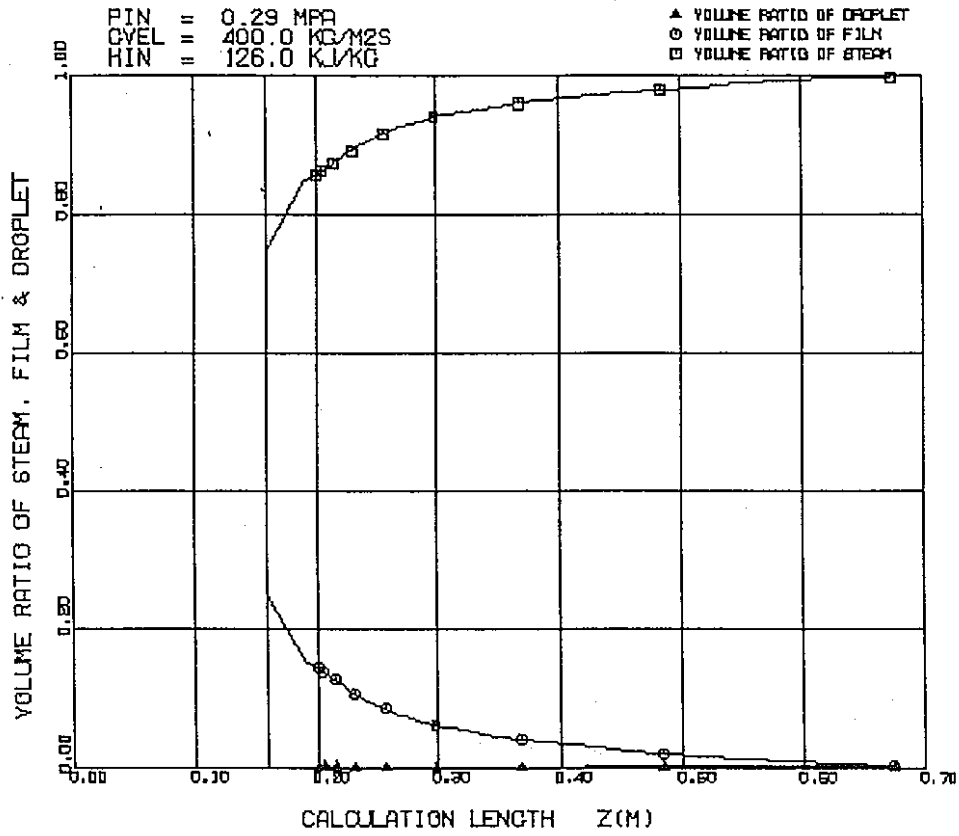


図6.18(a) 液滴初速度を液膜速度に等しいとした場合の流れ方向の各相の体積率の変化

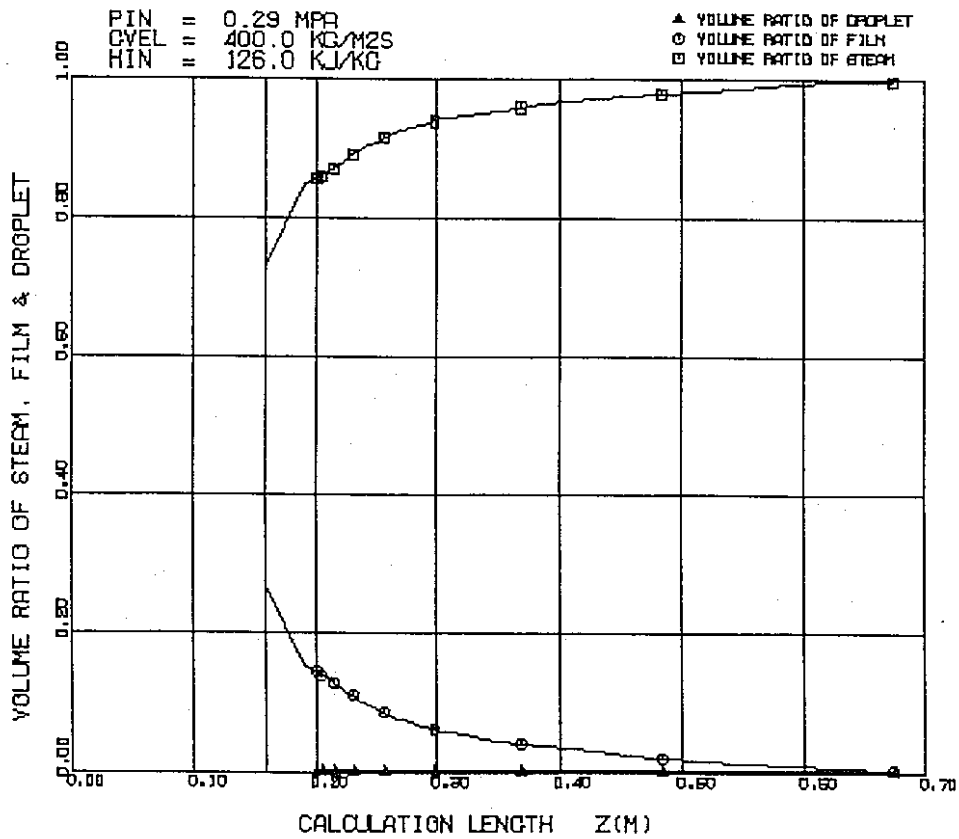


図6.18(b) 液滴初速度を蒸気速度に等しいとした場合の流れ方向の各相の体積率の変化

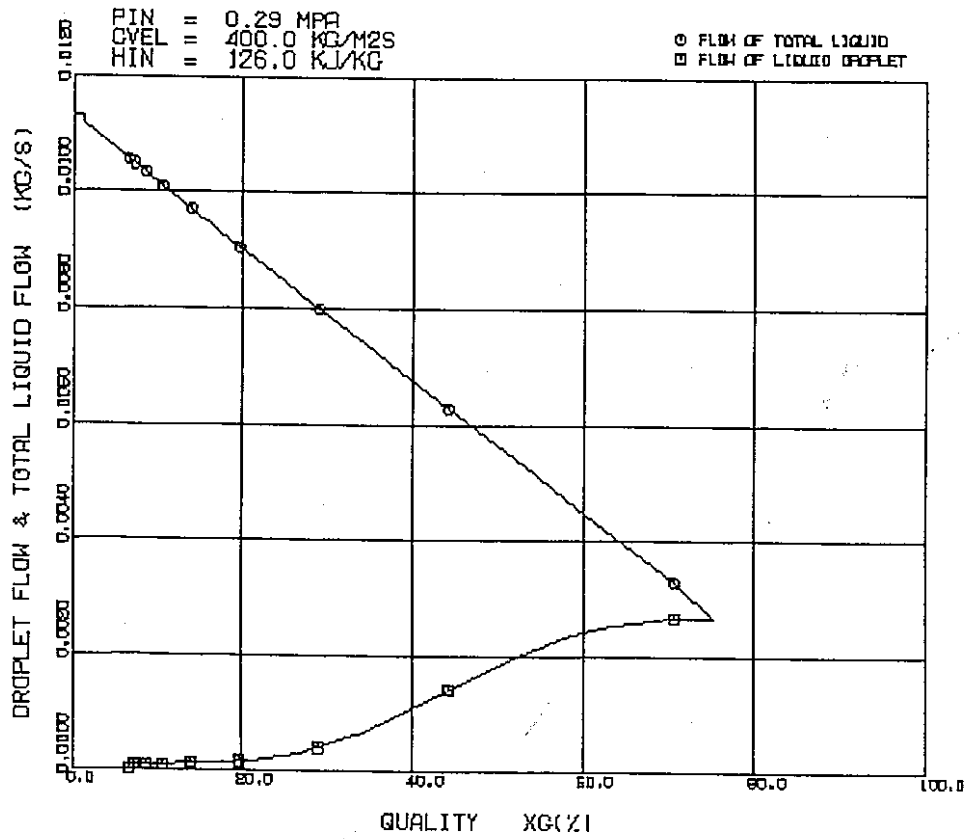


図6.19(a) 液滴初速度を液膜速度に等しいとした場合の全液流量と液滴流量の変化

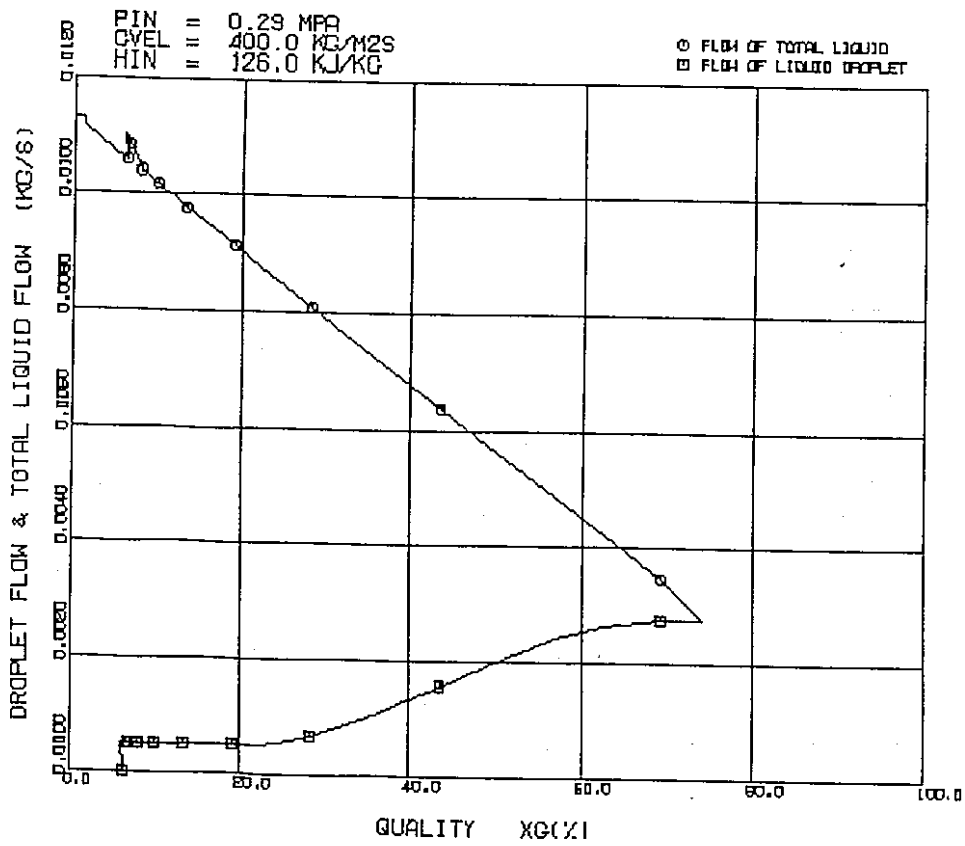


図6.19(b) 液滴初速度を蒸気速度に等しいとした場合の全液流量と液滴流量の変化

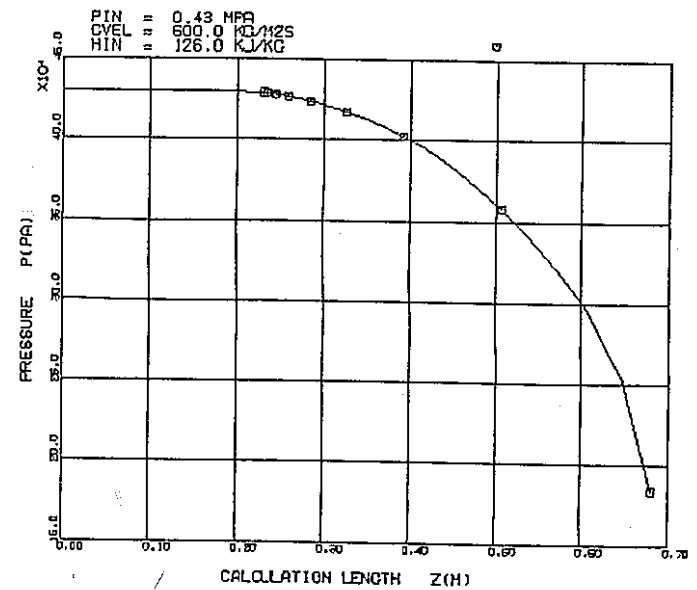
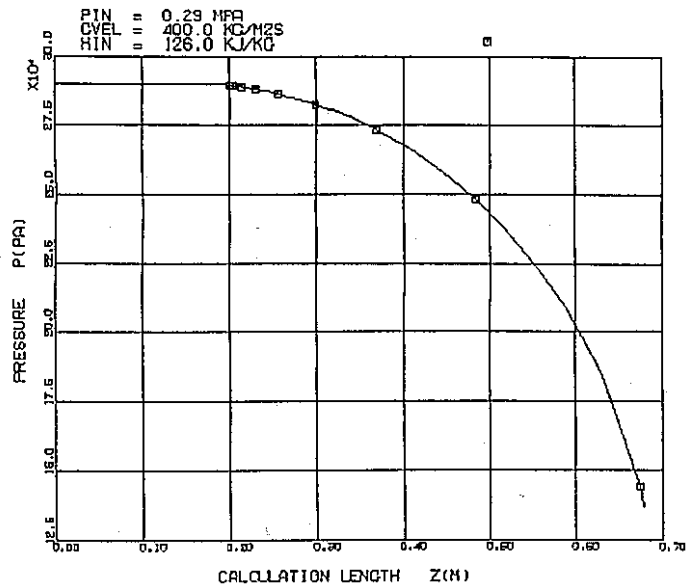
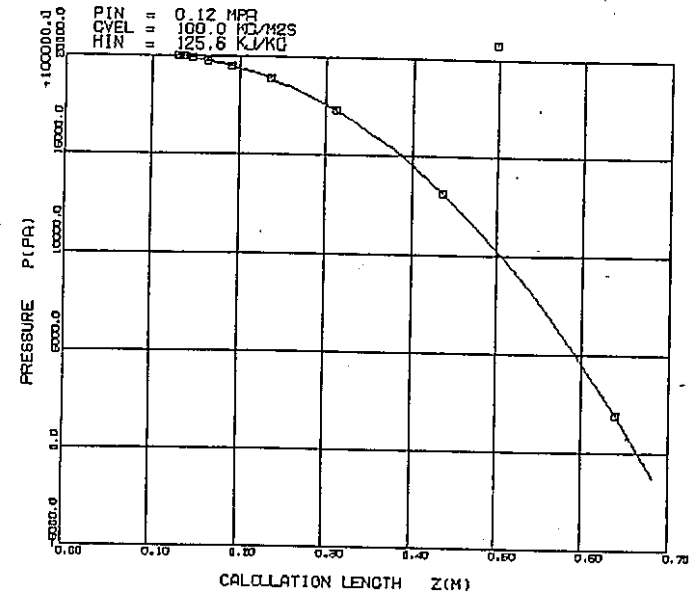
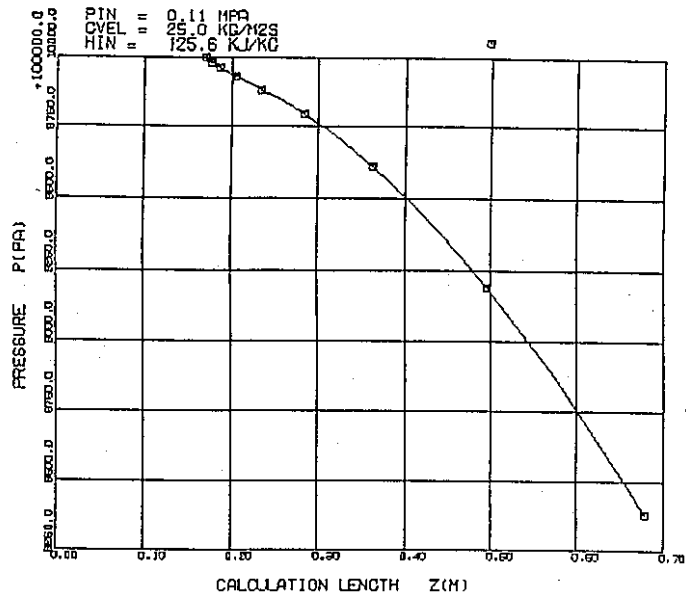


図6.20 L/D=113の場合の流れ方向の圧力変化

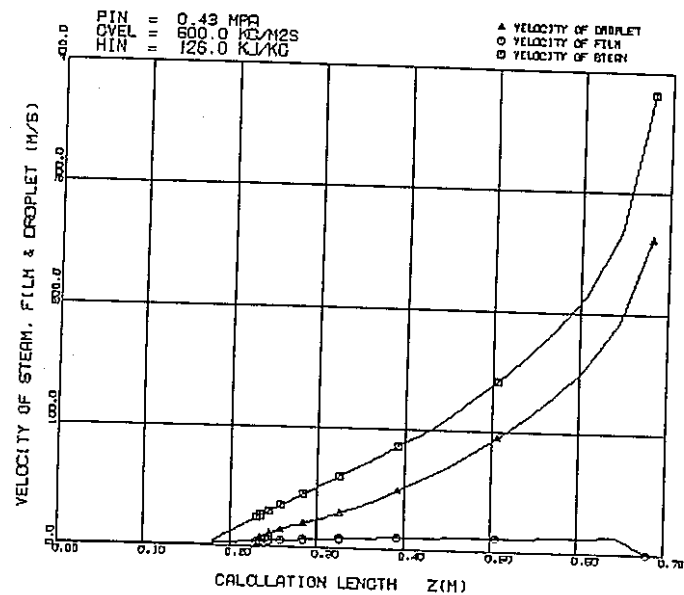
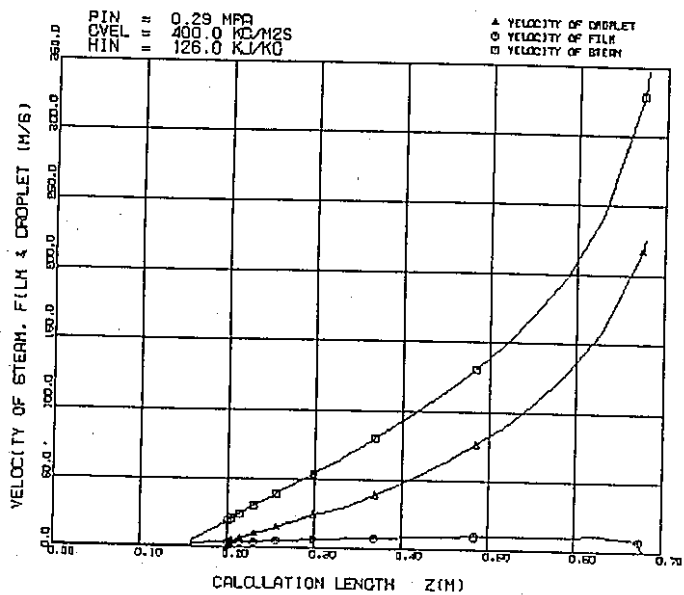
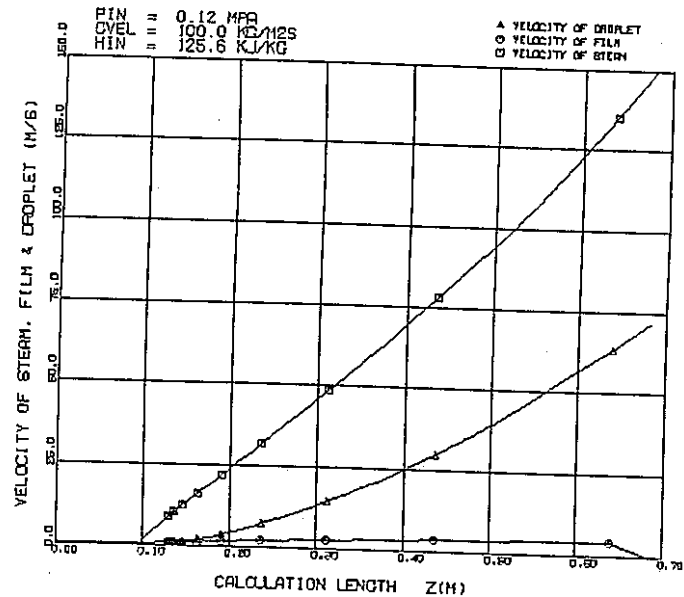
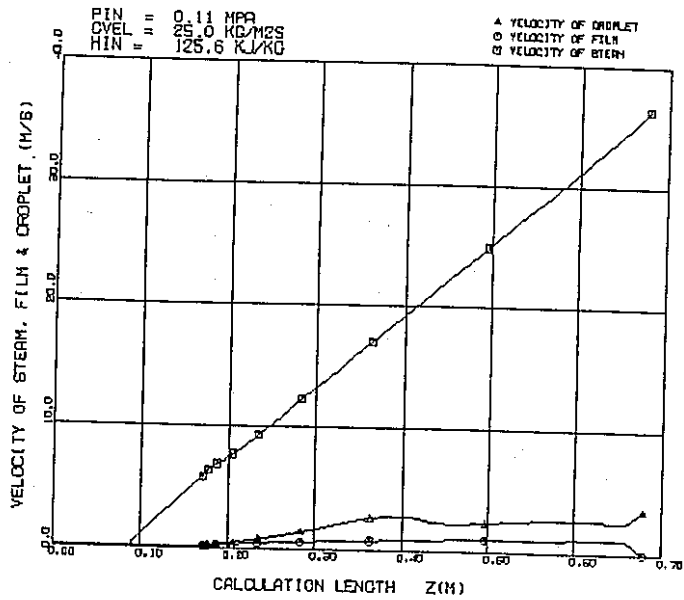


図6.21 L/D=113の場合の流れ方向の各相の速度変化

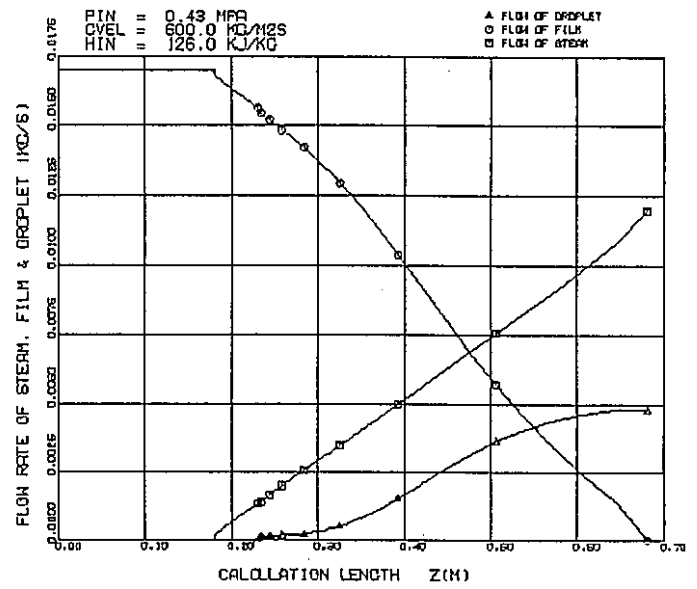
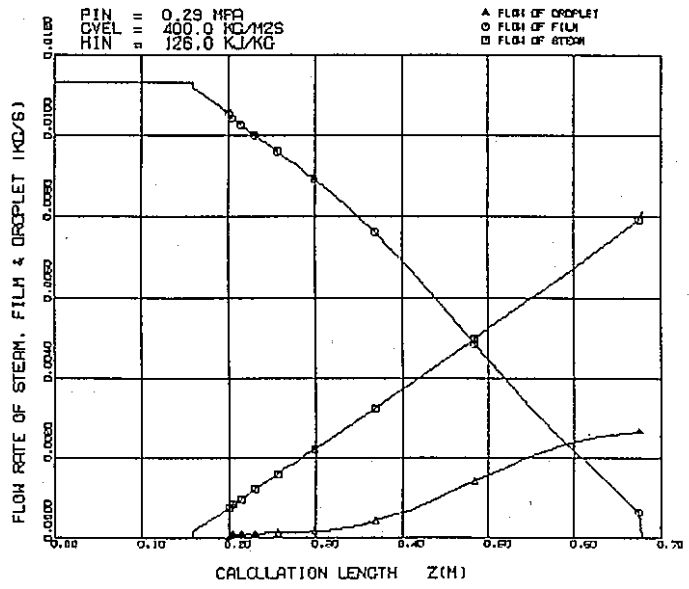
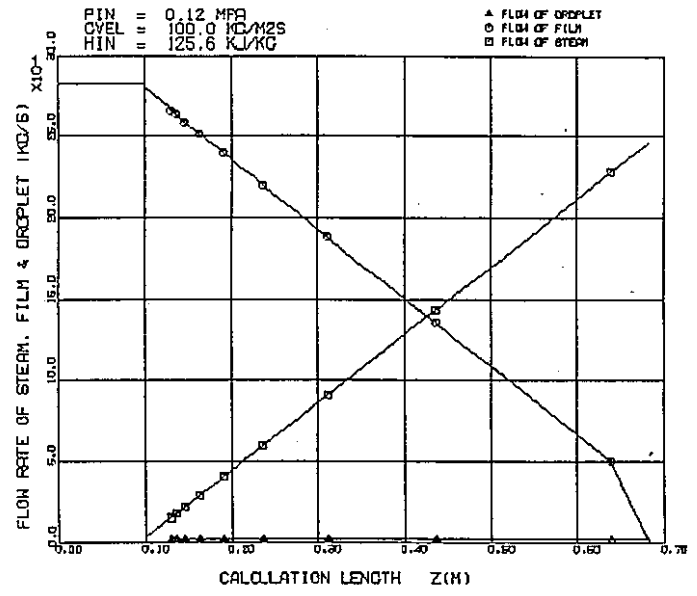
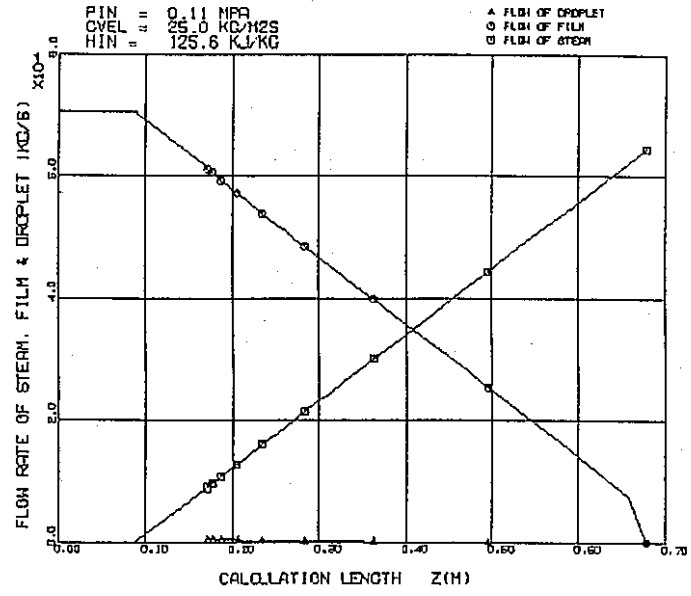


図6.22 L/D=113の場合の流れ方向の各相の流量変化

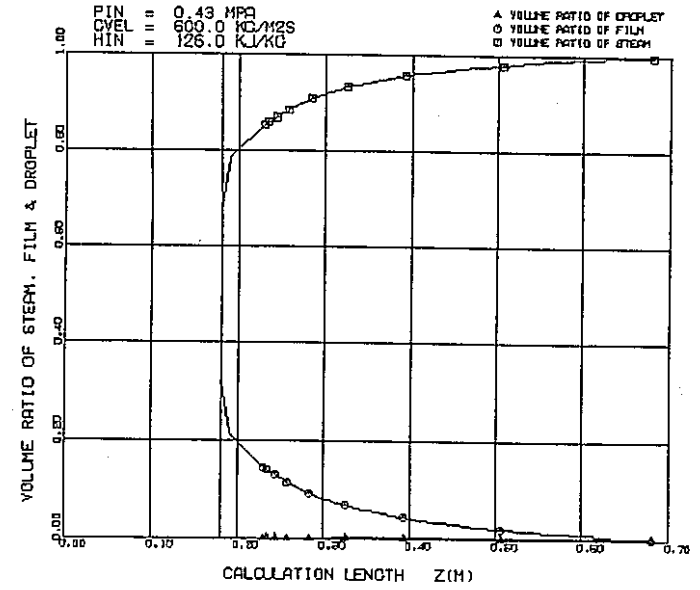
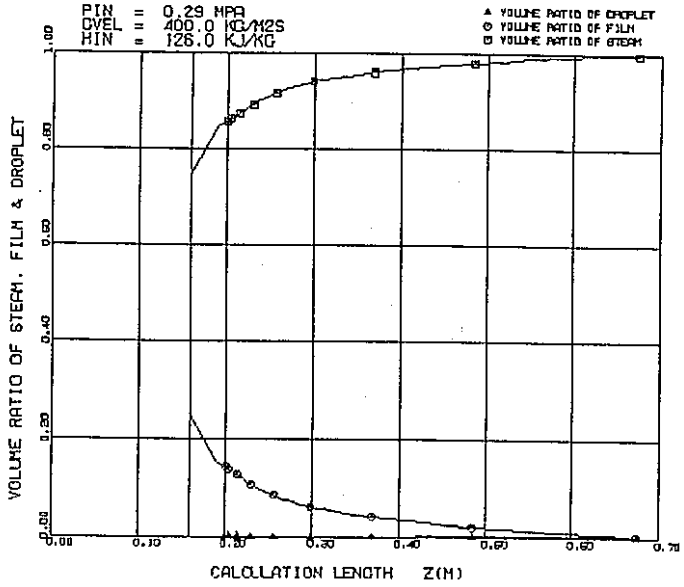
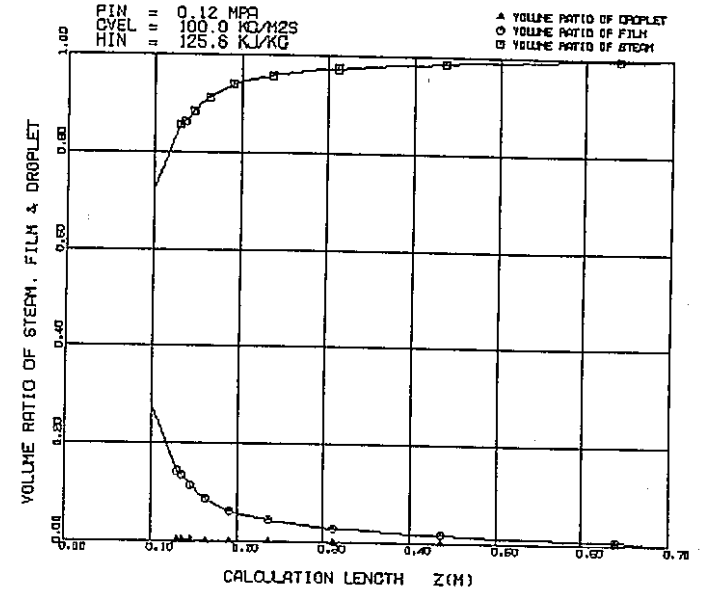
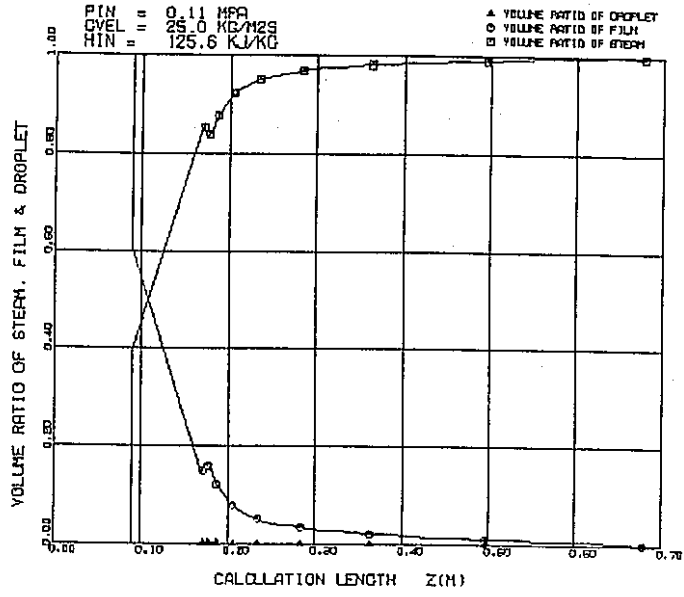


図6.23 L/D=113の場合の流れ方向の各相の体積率の変化



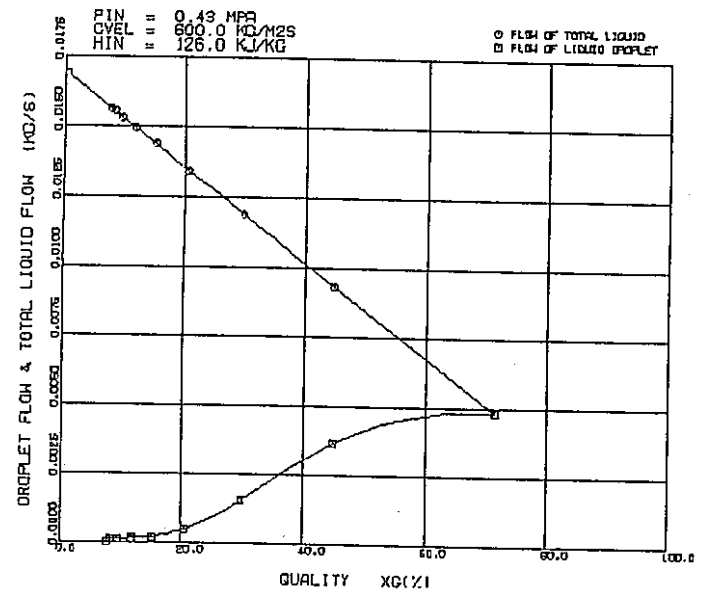
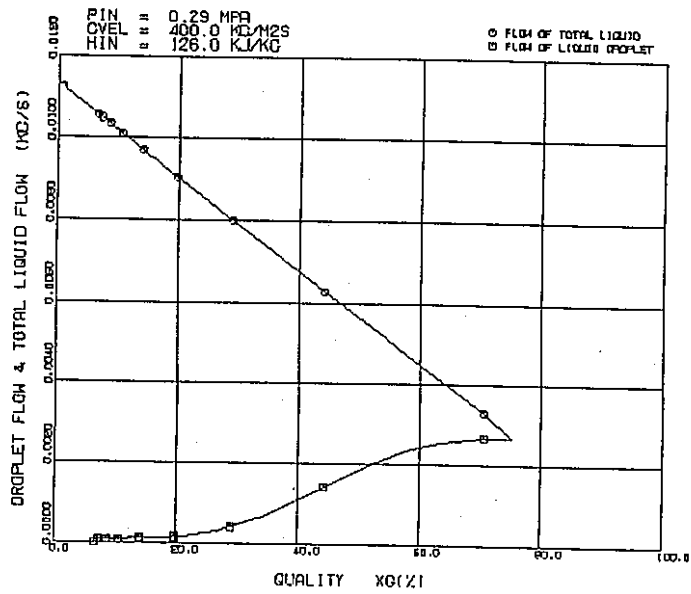
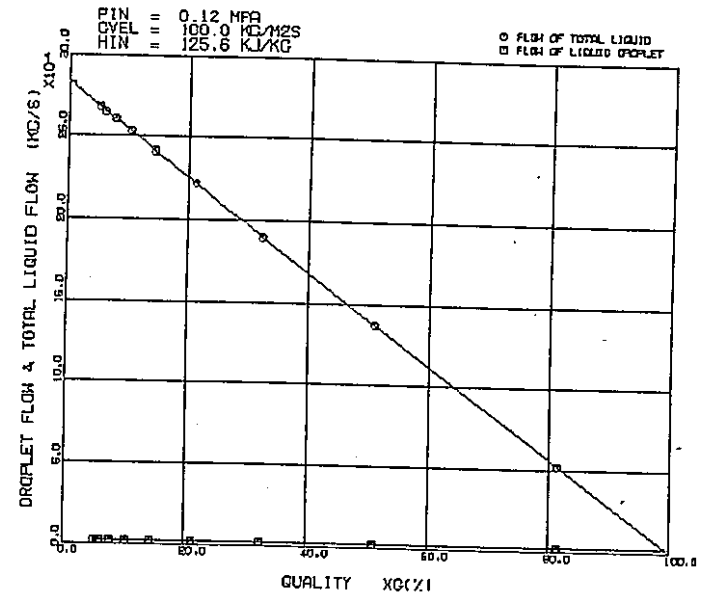
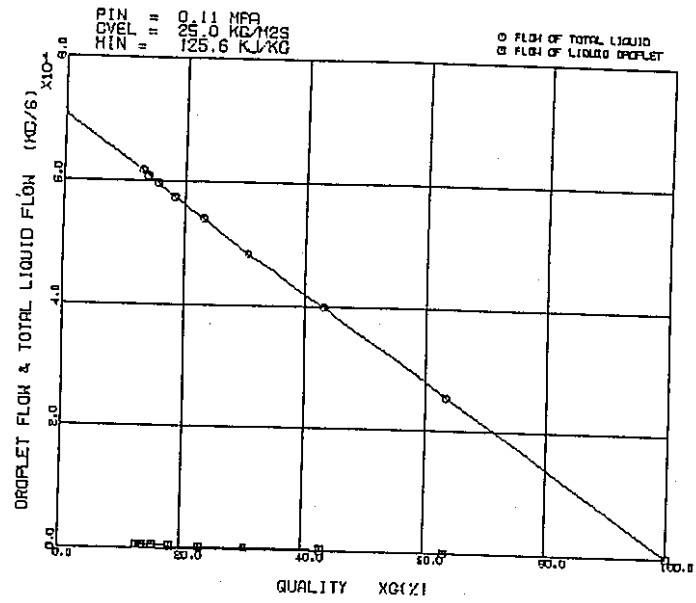


図6.24 L/D=113の場合の流れ方向の全液流量と液滴流量の変化

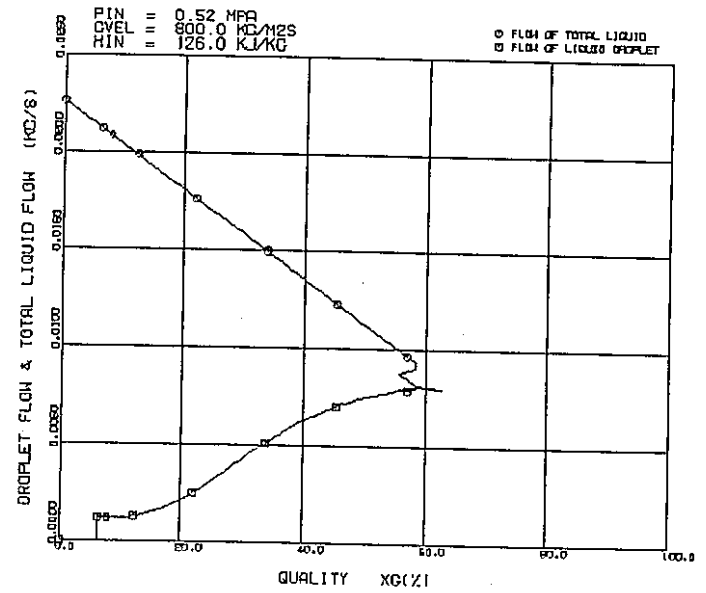
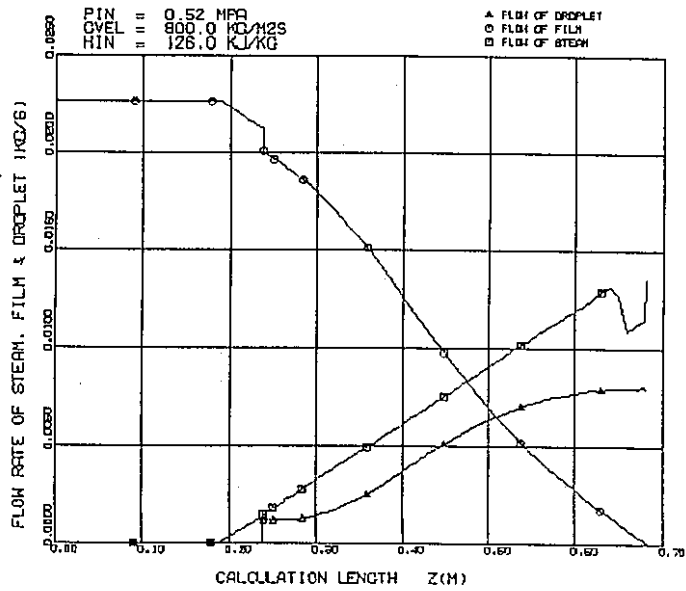
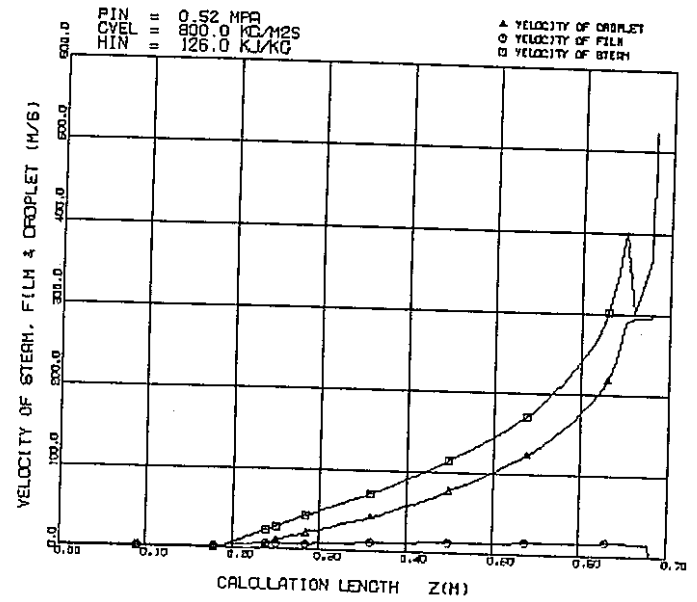
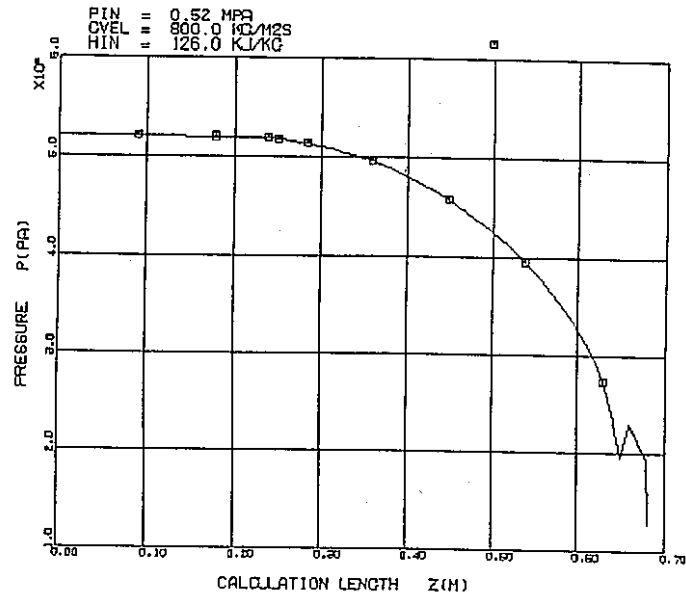


図6.25  $G=800\text{kg/m}^2\text{s}$ 、入口圧力0.52MPaの場合の計算結果

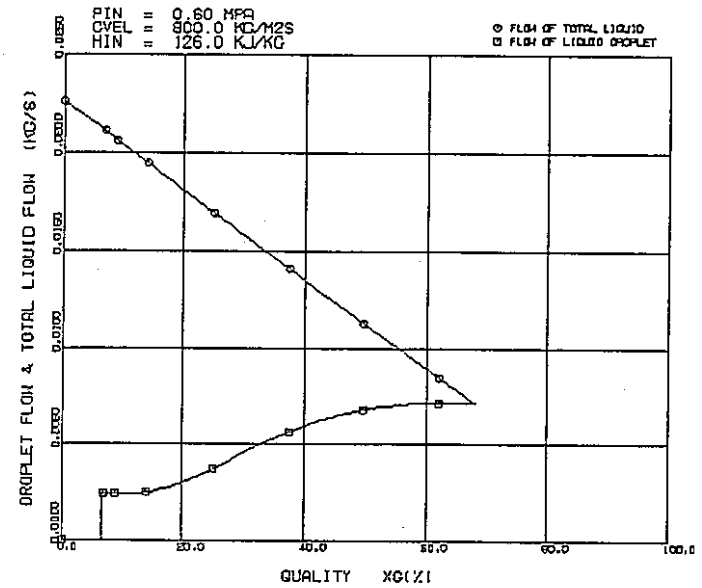
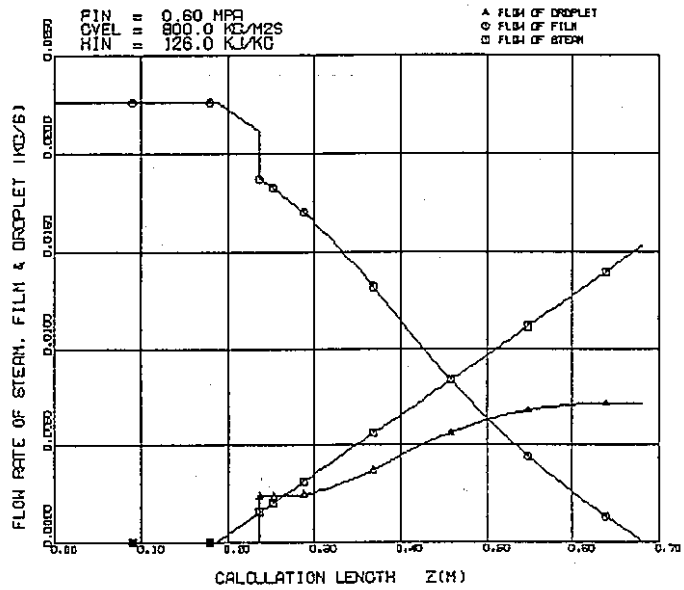
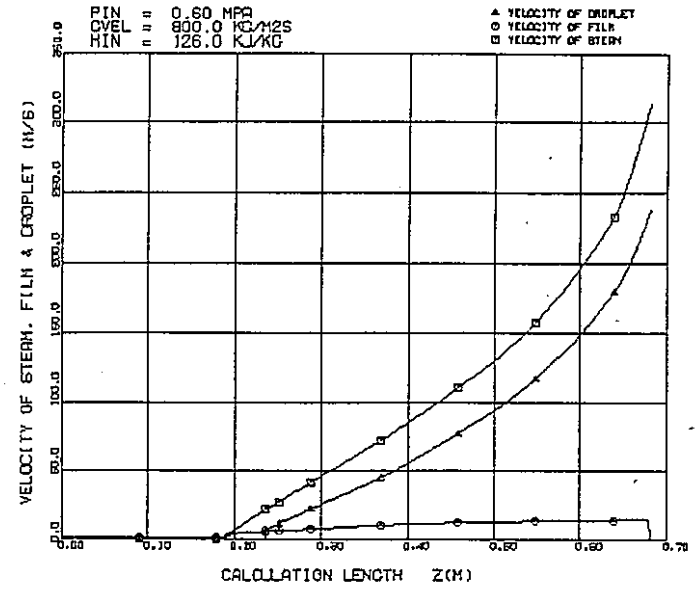
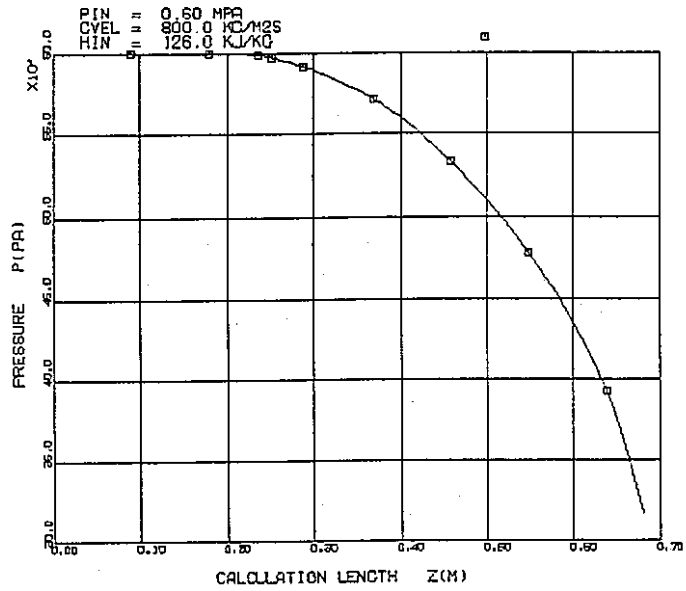


図6.26  $G=800\text{kg/m}^2\text{s}$ 、入口圧力 $0.60\text{MPa}$ の場合の計算結果

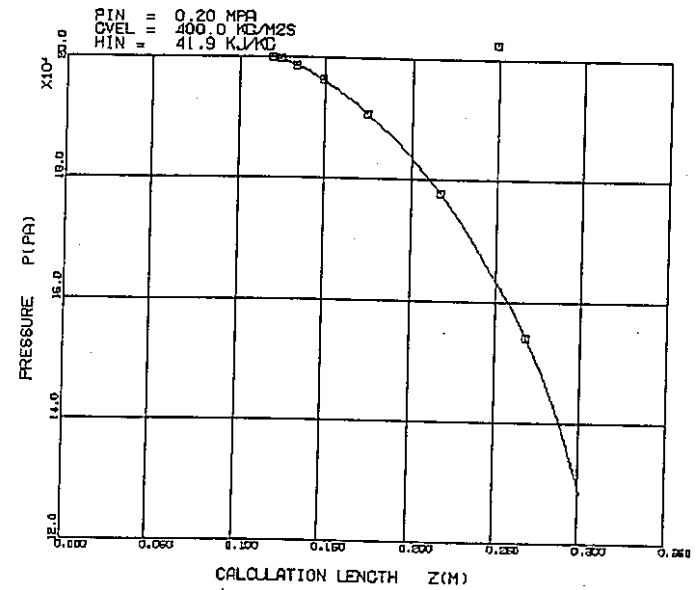
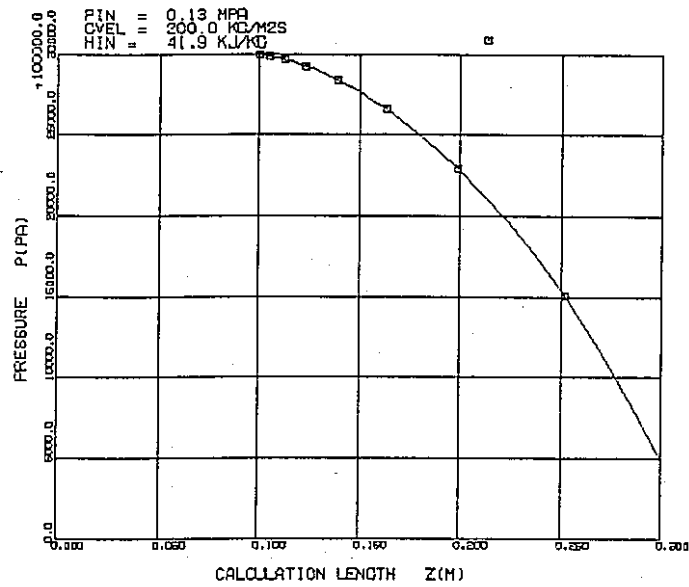
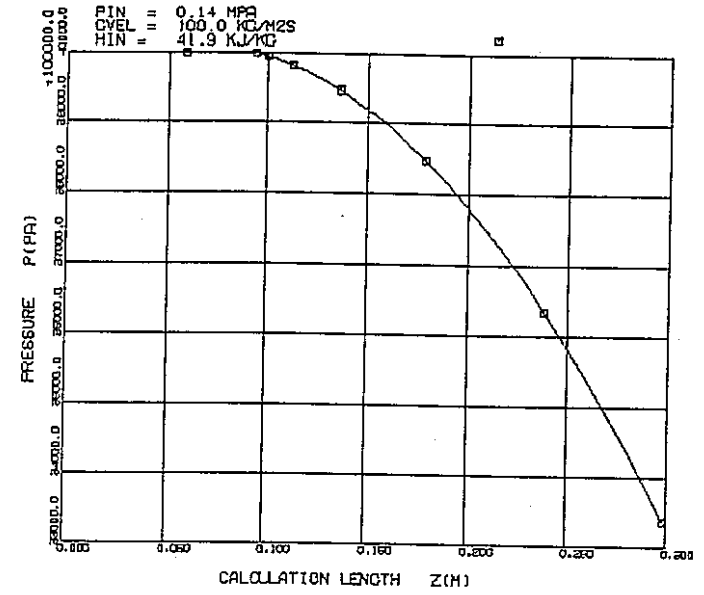
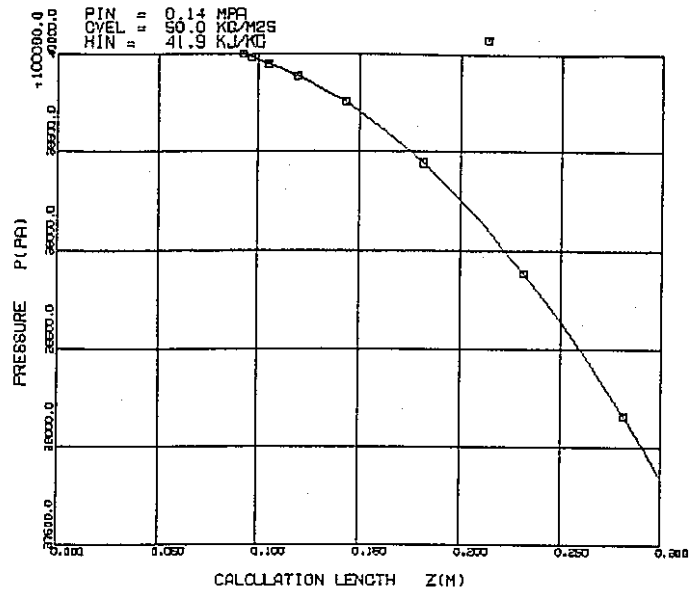


図6.27 L/D=50の場合の流れ方向の圧力変化

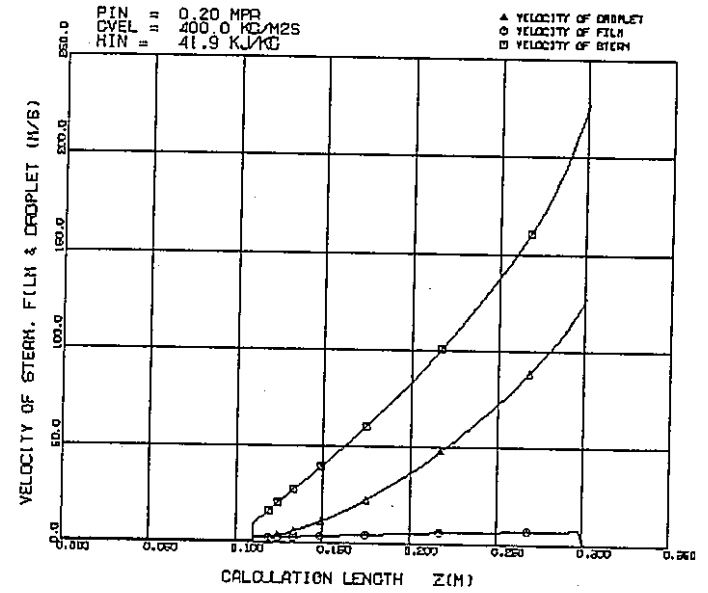
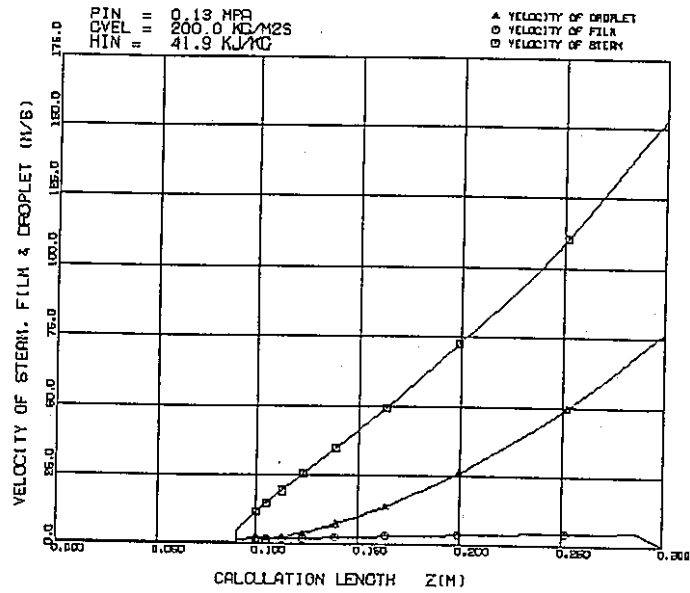
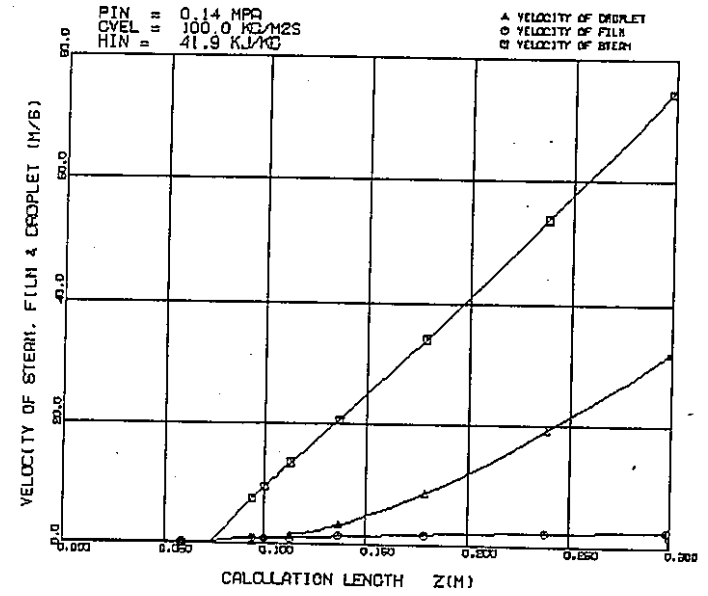
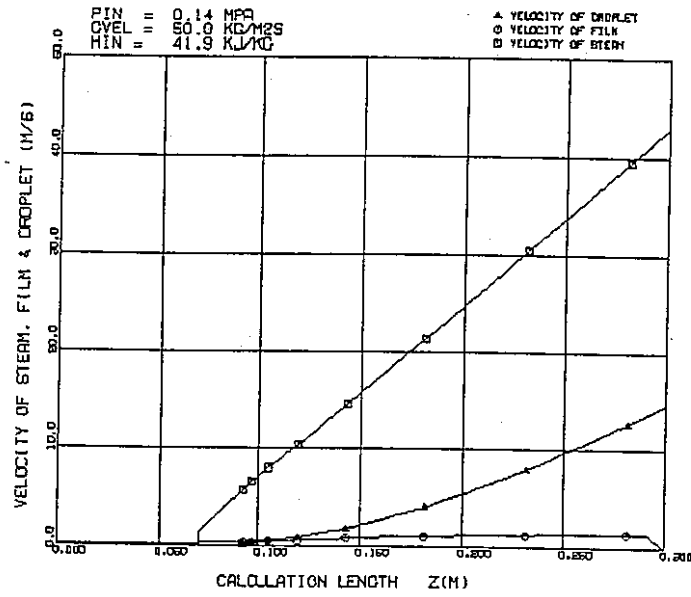


図6.28 L/D=50の場合の流れ方向の各相の速度変化

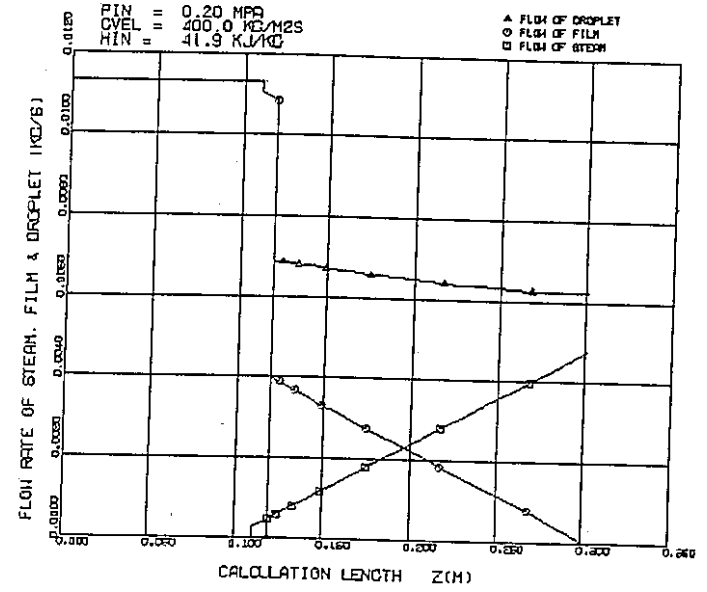
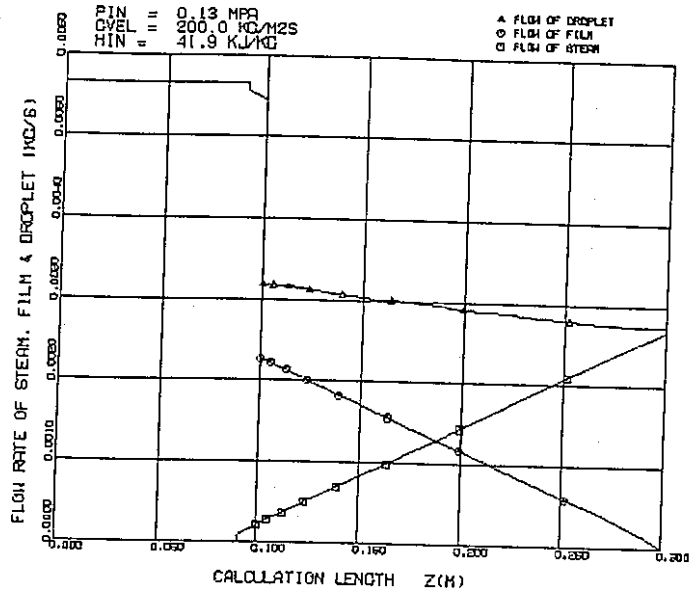
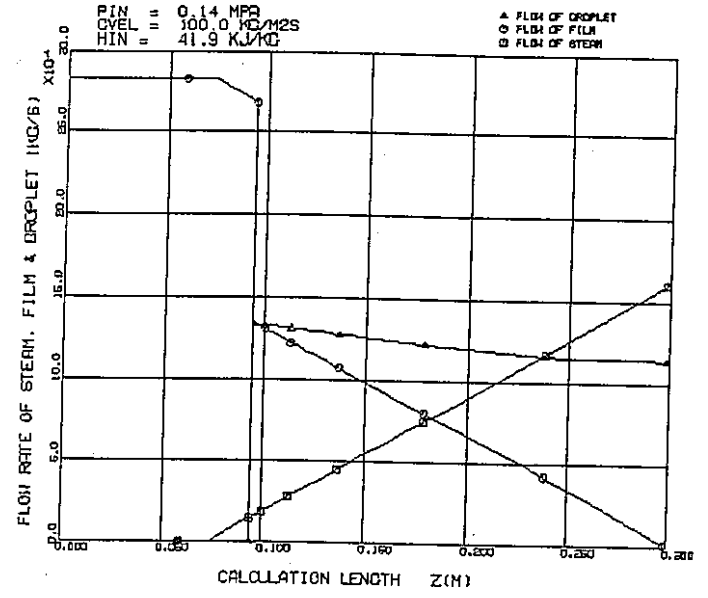
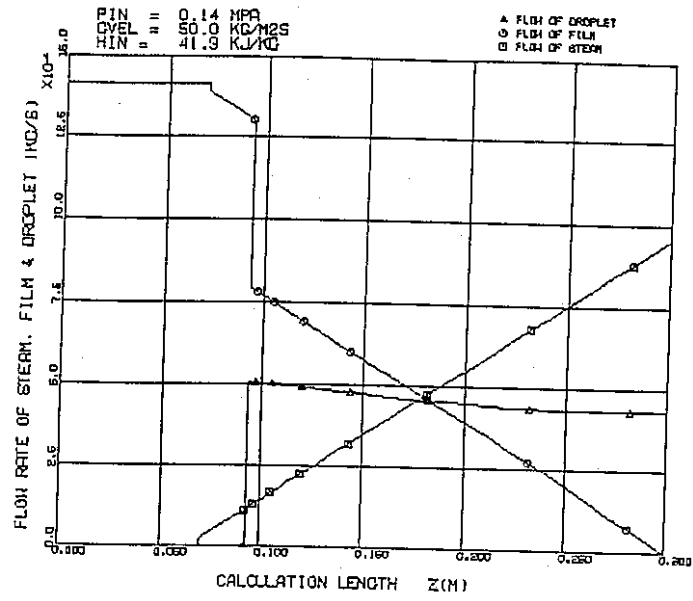


図6.29 L/D=50の場合の流れ方向の各相の流量変化

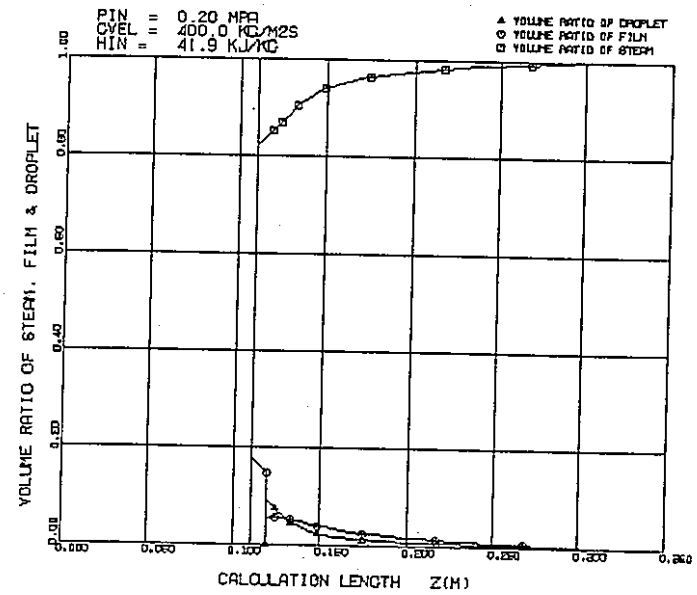
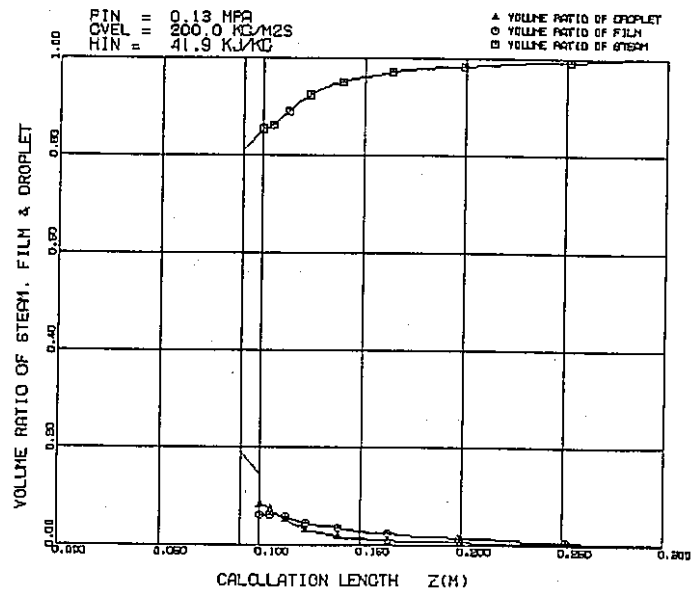
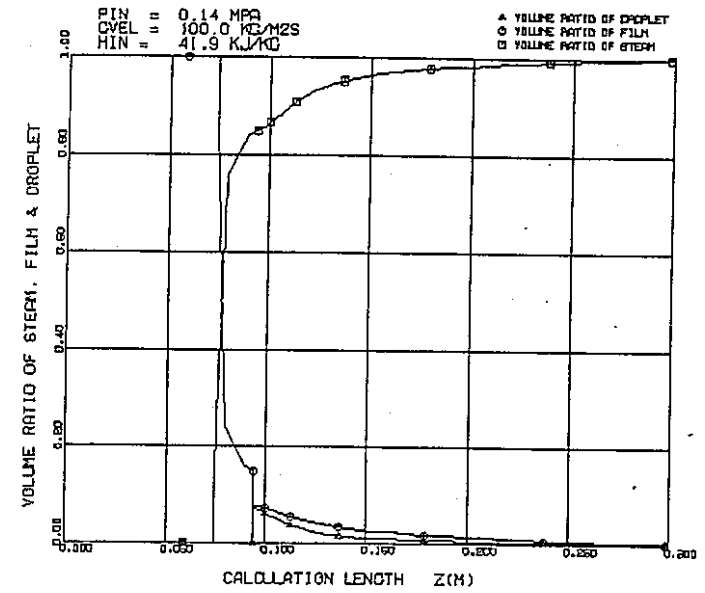
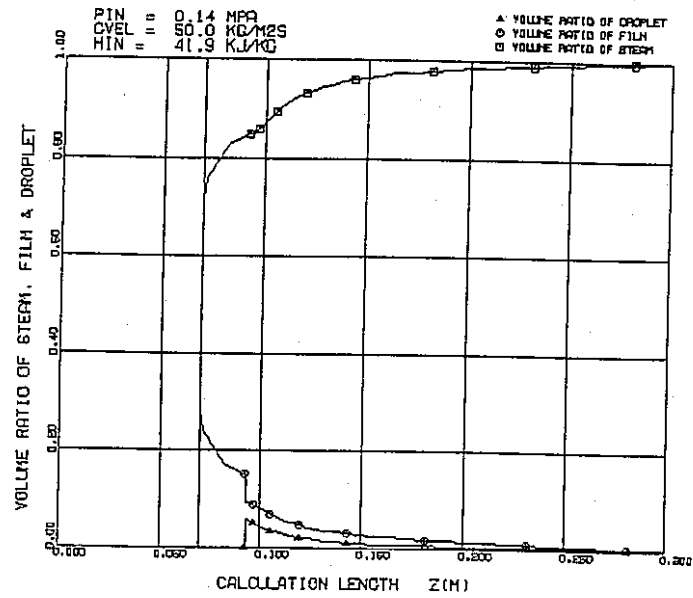


図6.30 L/D=50の場合の流れ方向の各相の体積率の変化

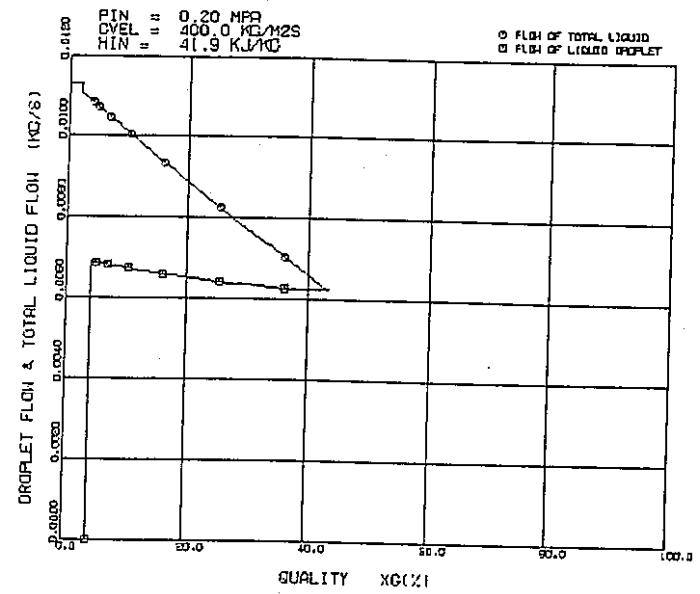
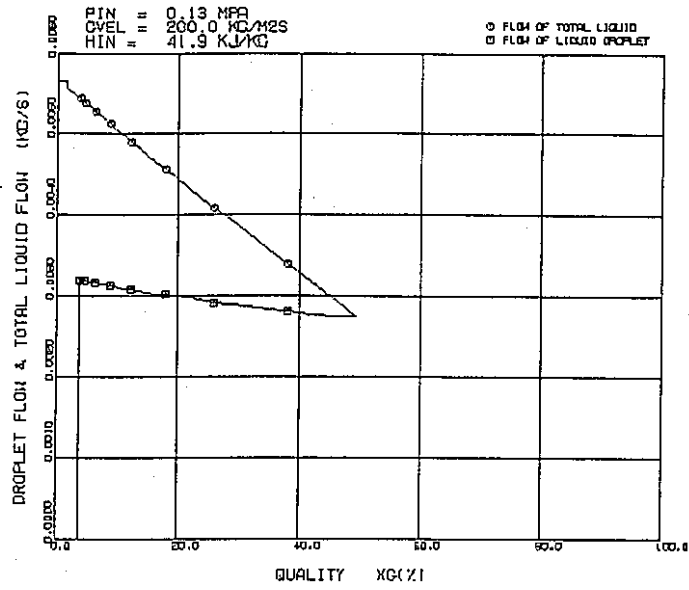
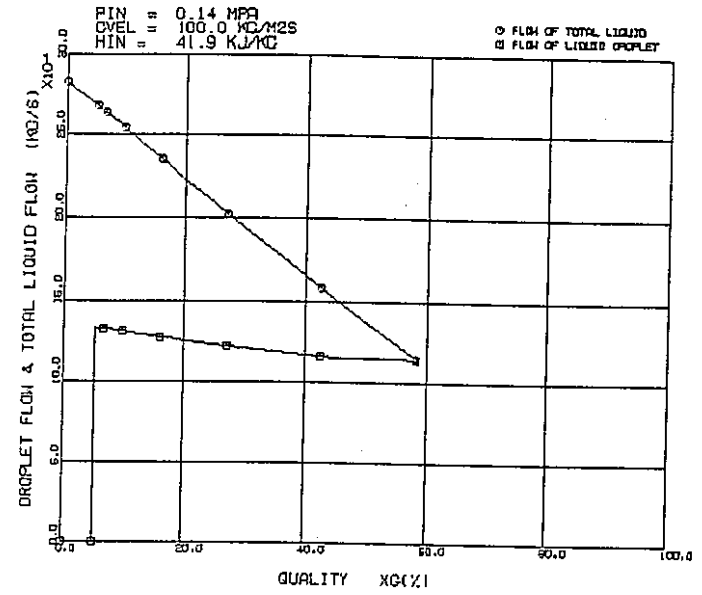
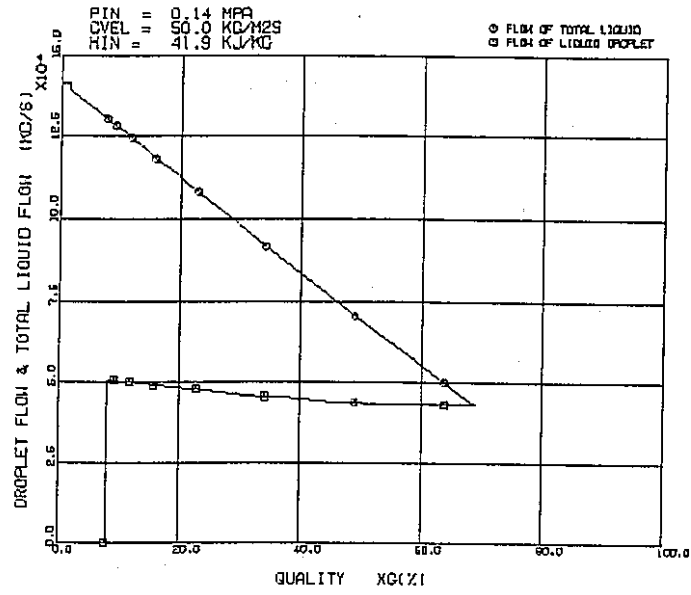


図6.31 L/D=50の場合の流れ方向の全液流量と液滴流量の変化



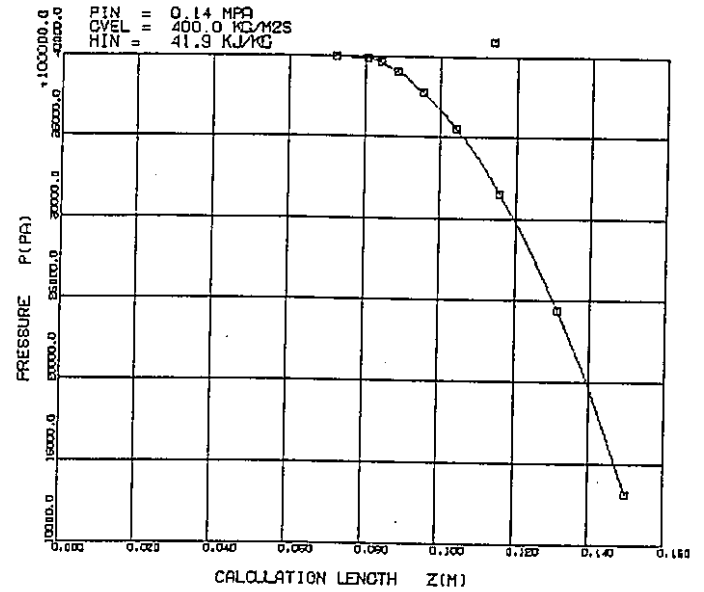
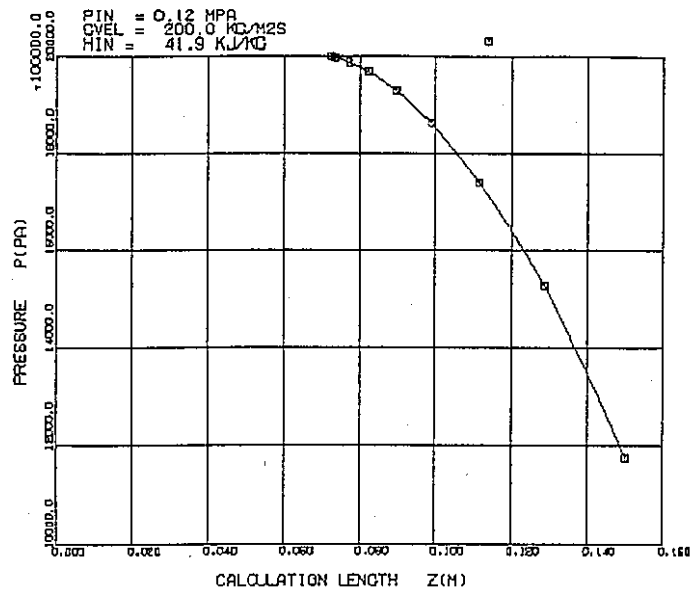
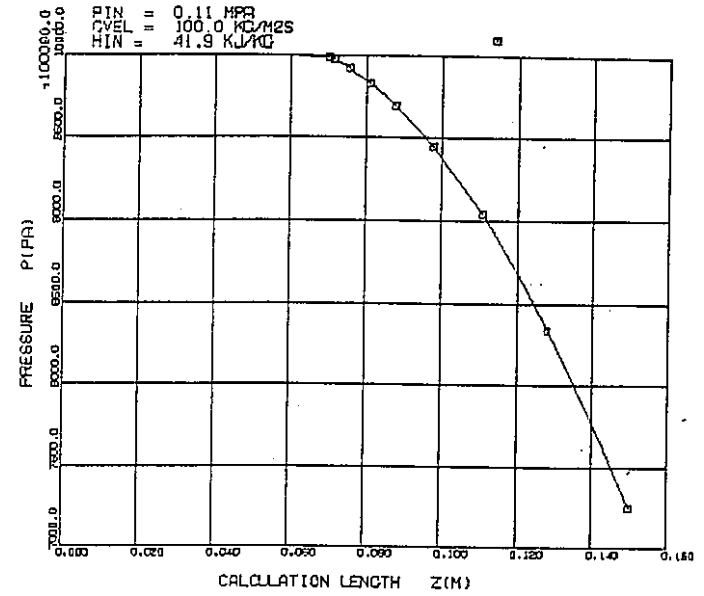
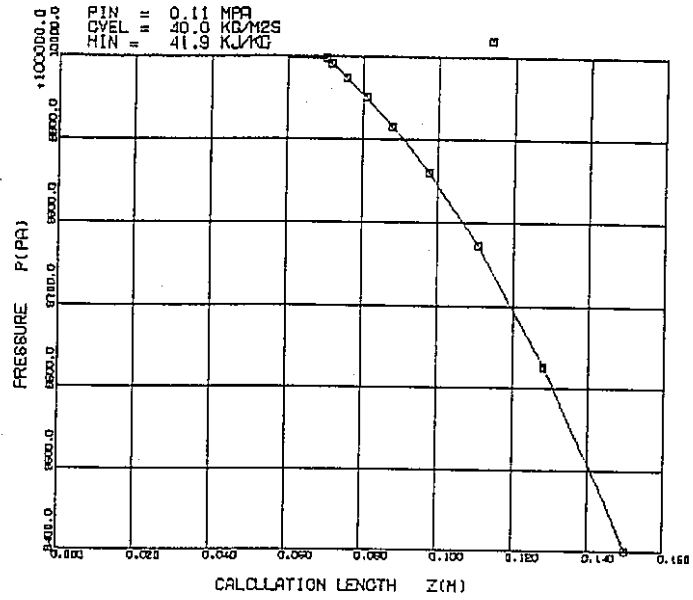


図6.32 L/D=25の場合の流れ方向の圧力変化

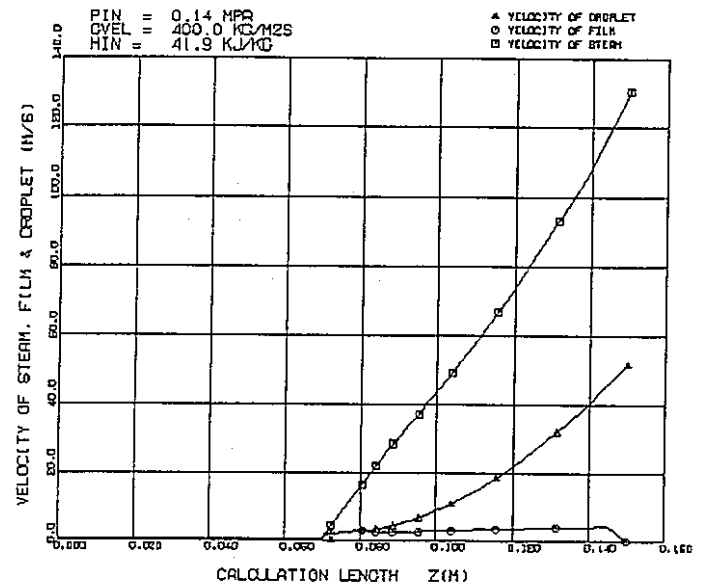
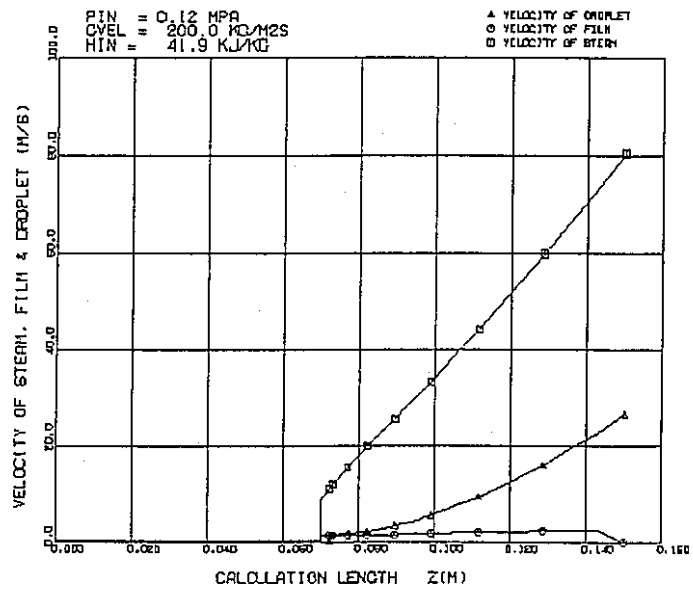
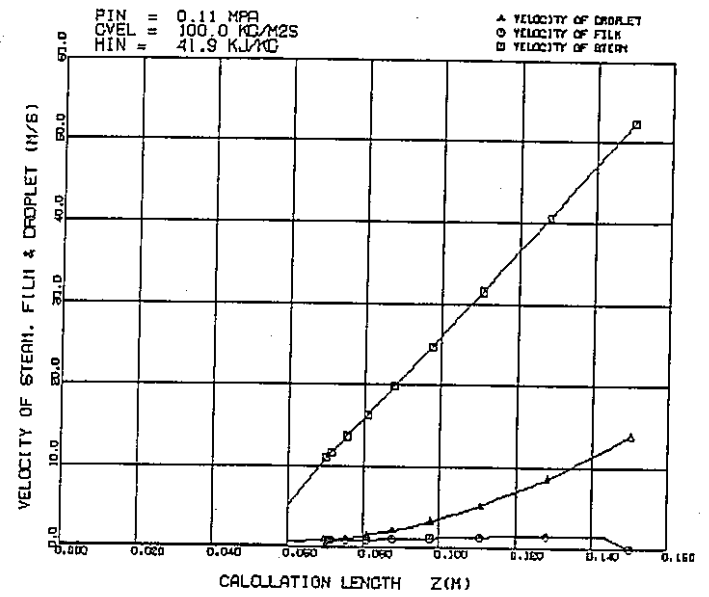
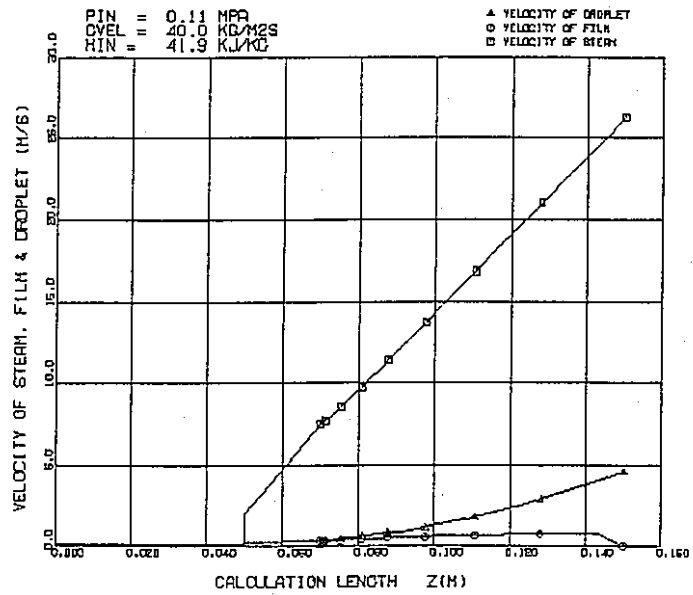


図6.33 L/D=25の場合の流れ方向の各相の速度変化

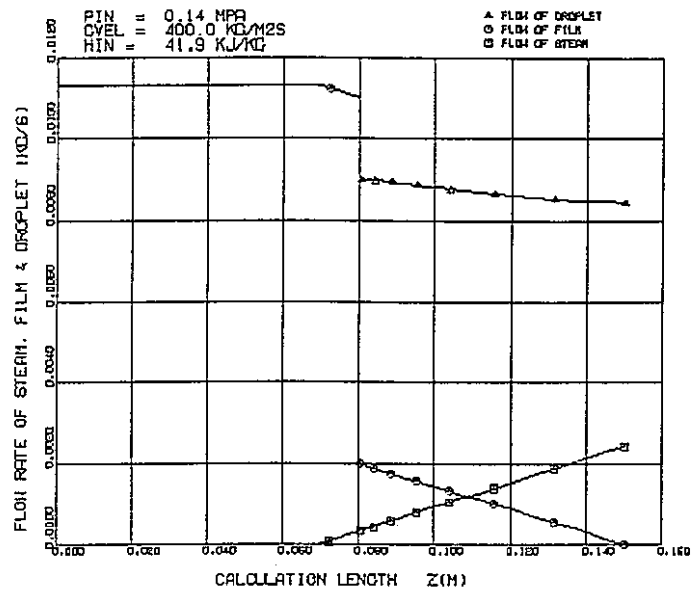
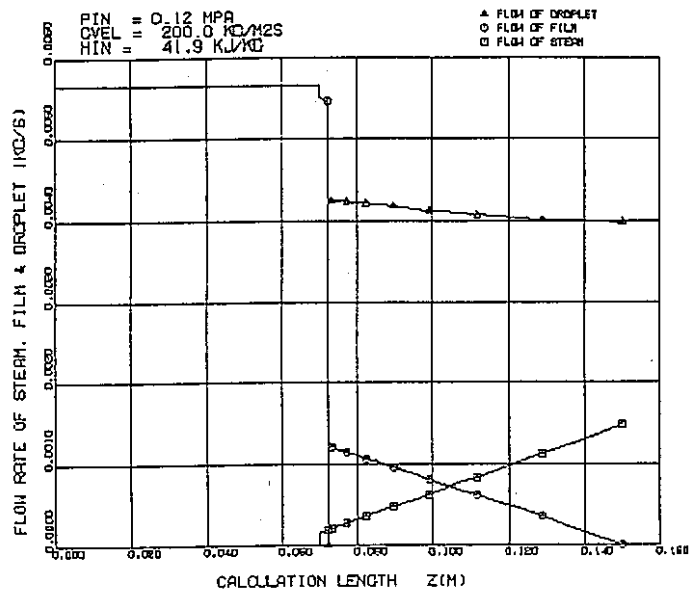
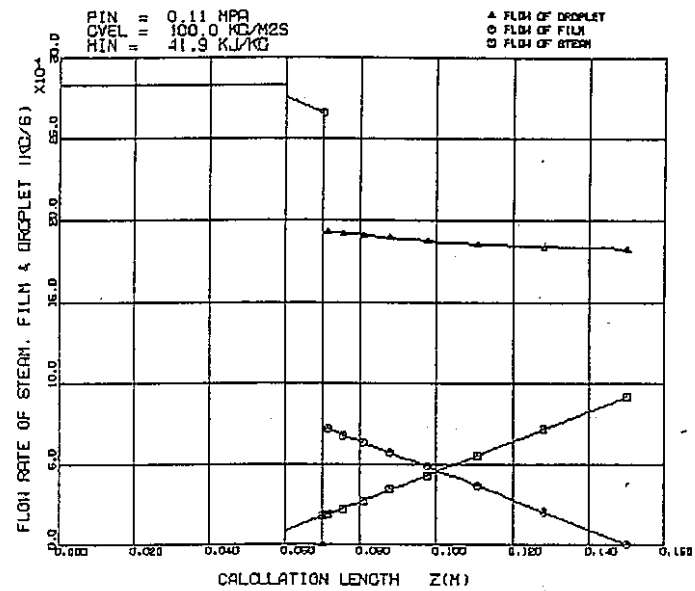
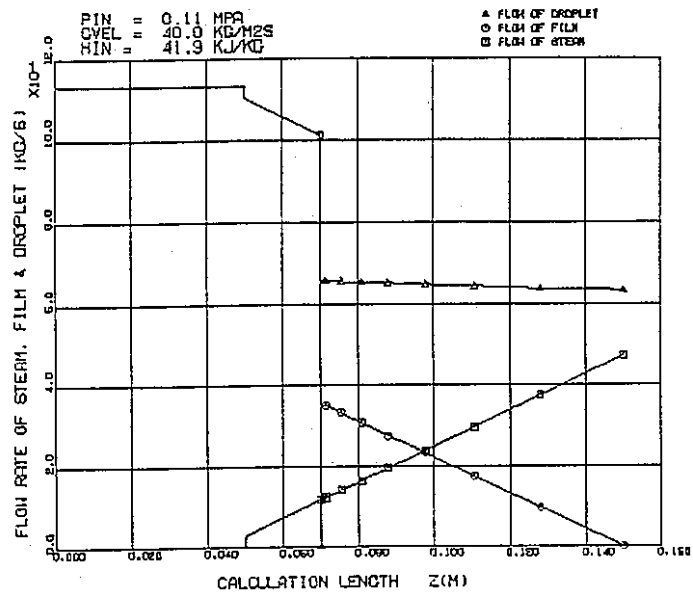


図6.34 L/D=25の場合の流れ方向の各相の流量変化

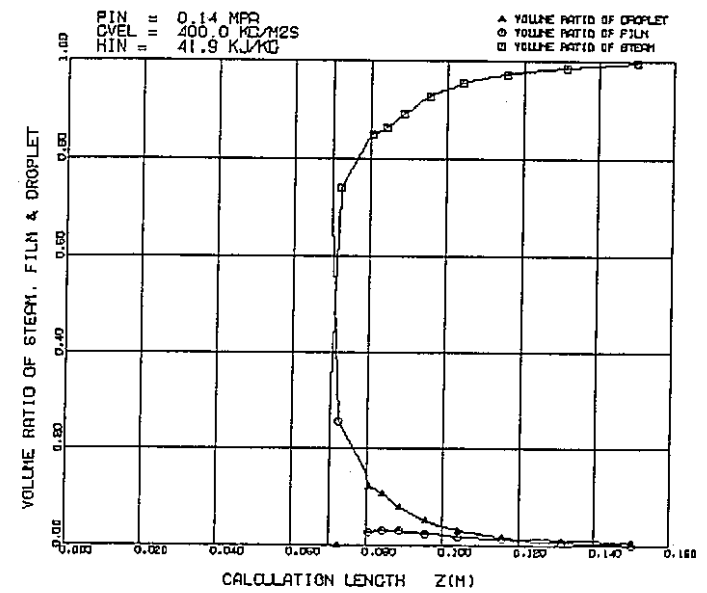
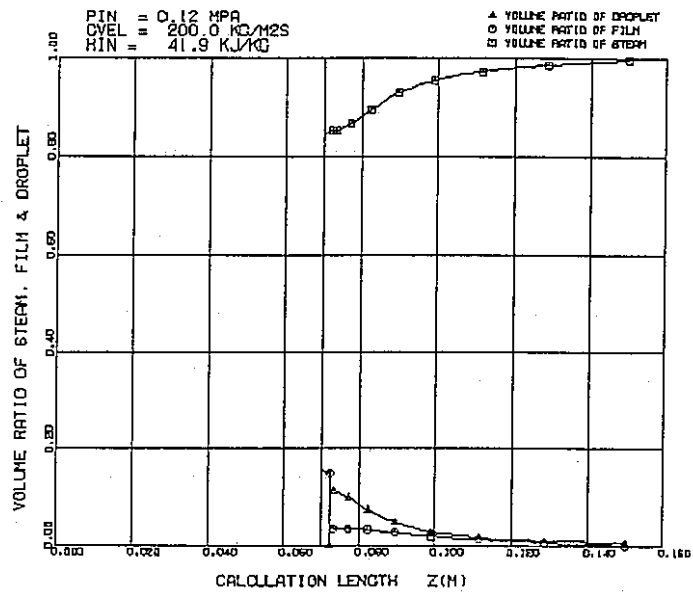
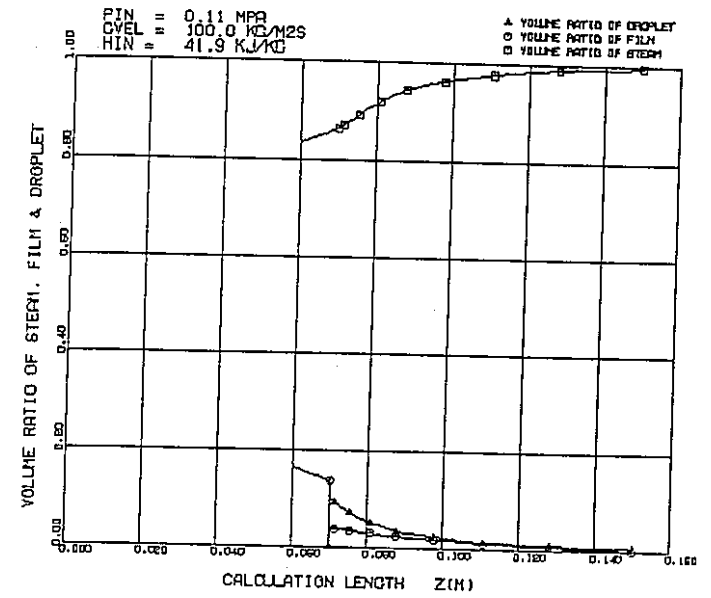
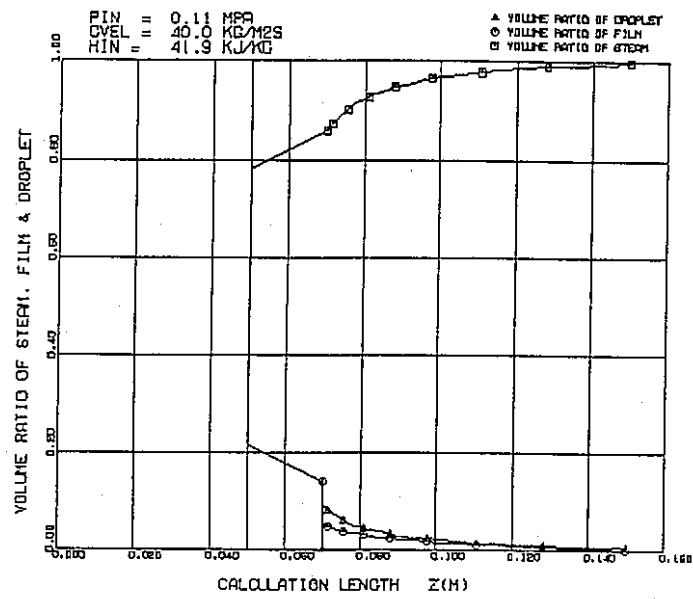


図6.35 L/D=25の場合の流れ方向の各相の体積率の変化

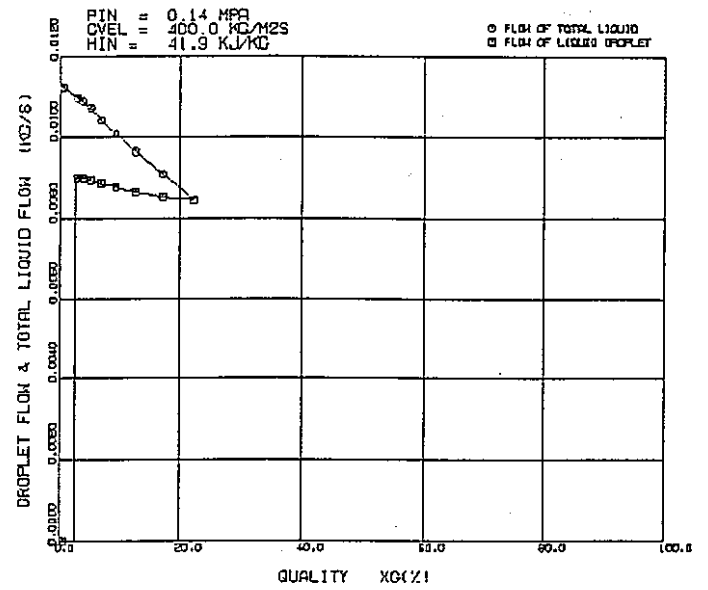
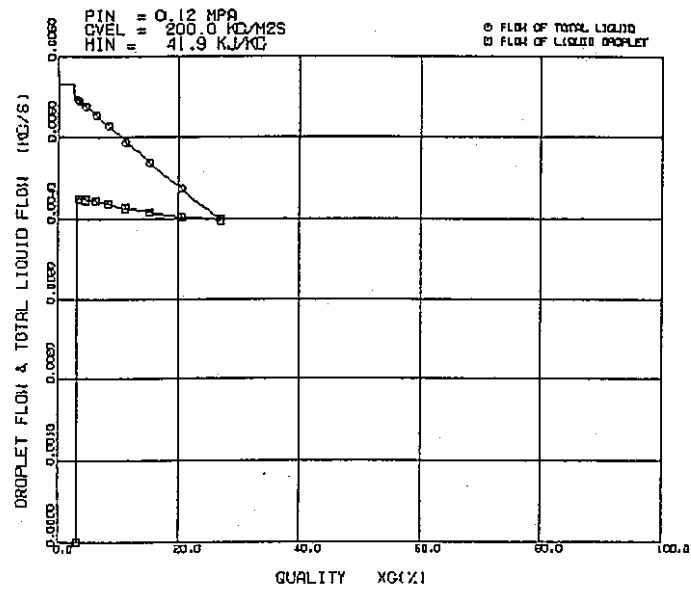
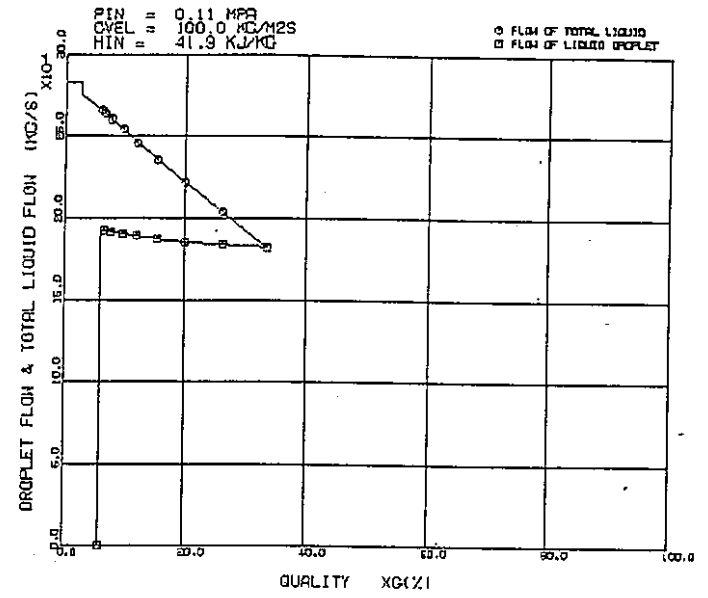
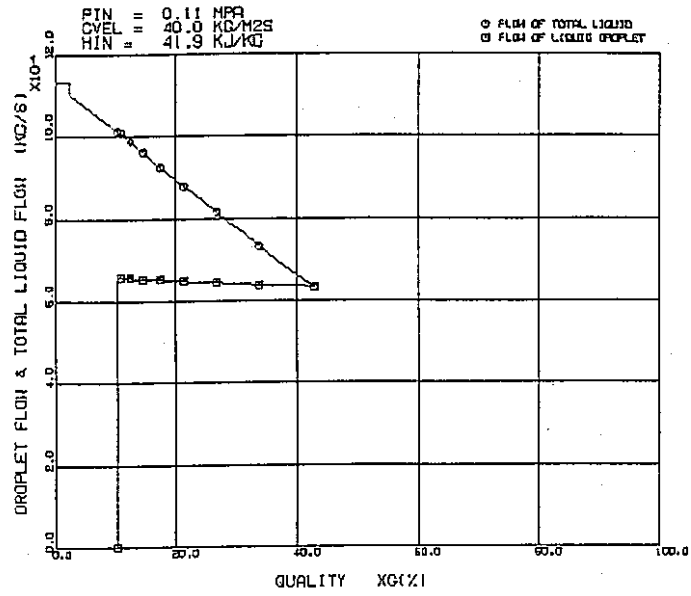


図6.36 L/D=25の場合の流れ方向の全液流量と液滴流量の変化

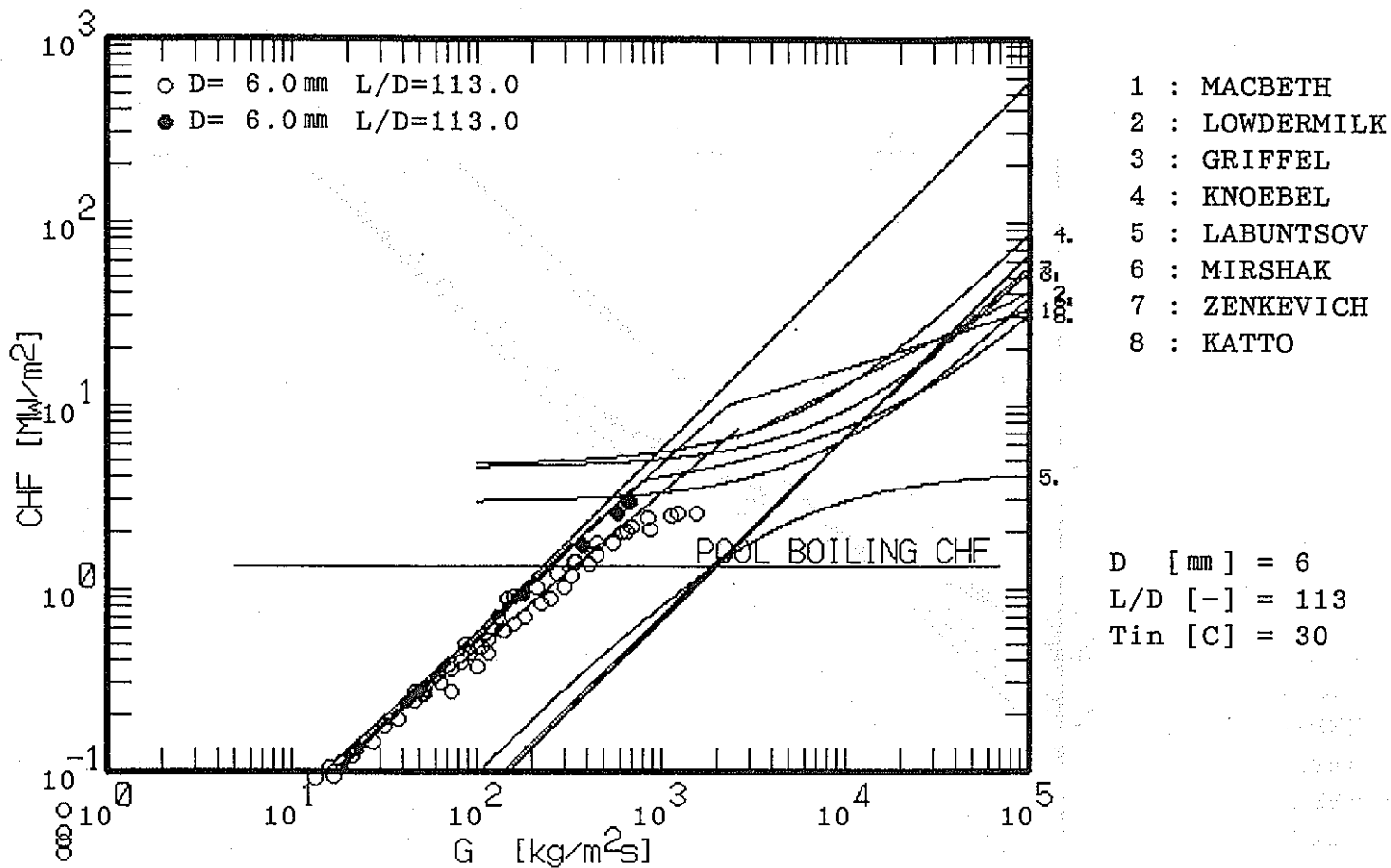


図6.37 L/D=113の場合のCHFと質量速度の関係の計算、実験および相関式の比較

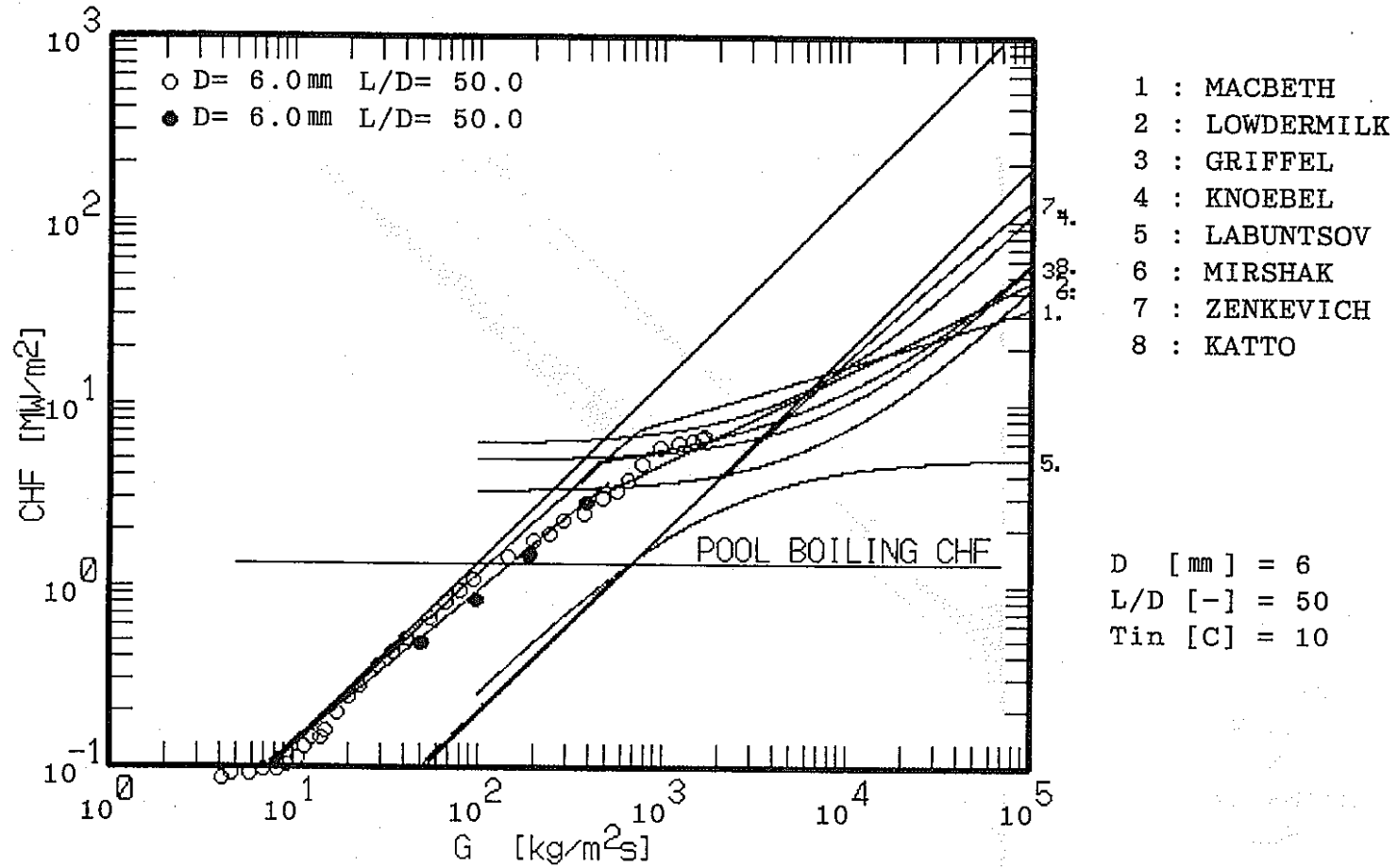


図6.38 L/D=50の場合のCHFと質量速度の関係の計算、実験および相関式の比較

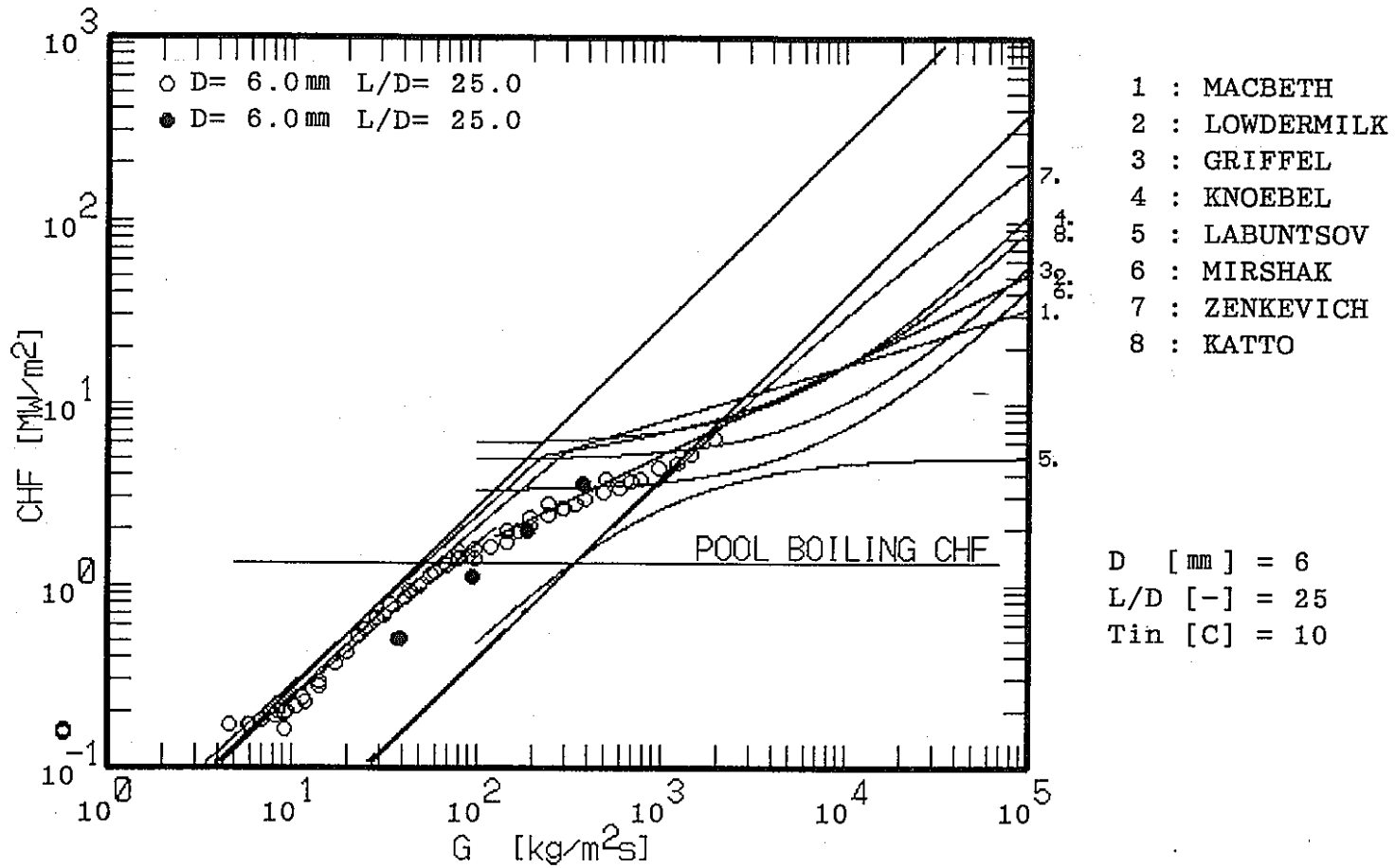


図6.39 L/D=25の場合のCHFと質量速度の関係の計算、実験および相関式の比較



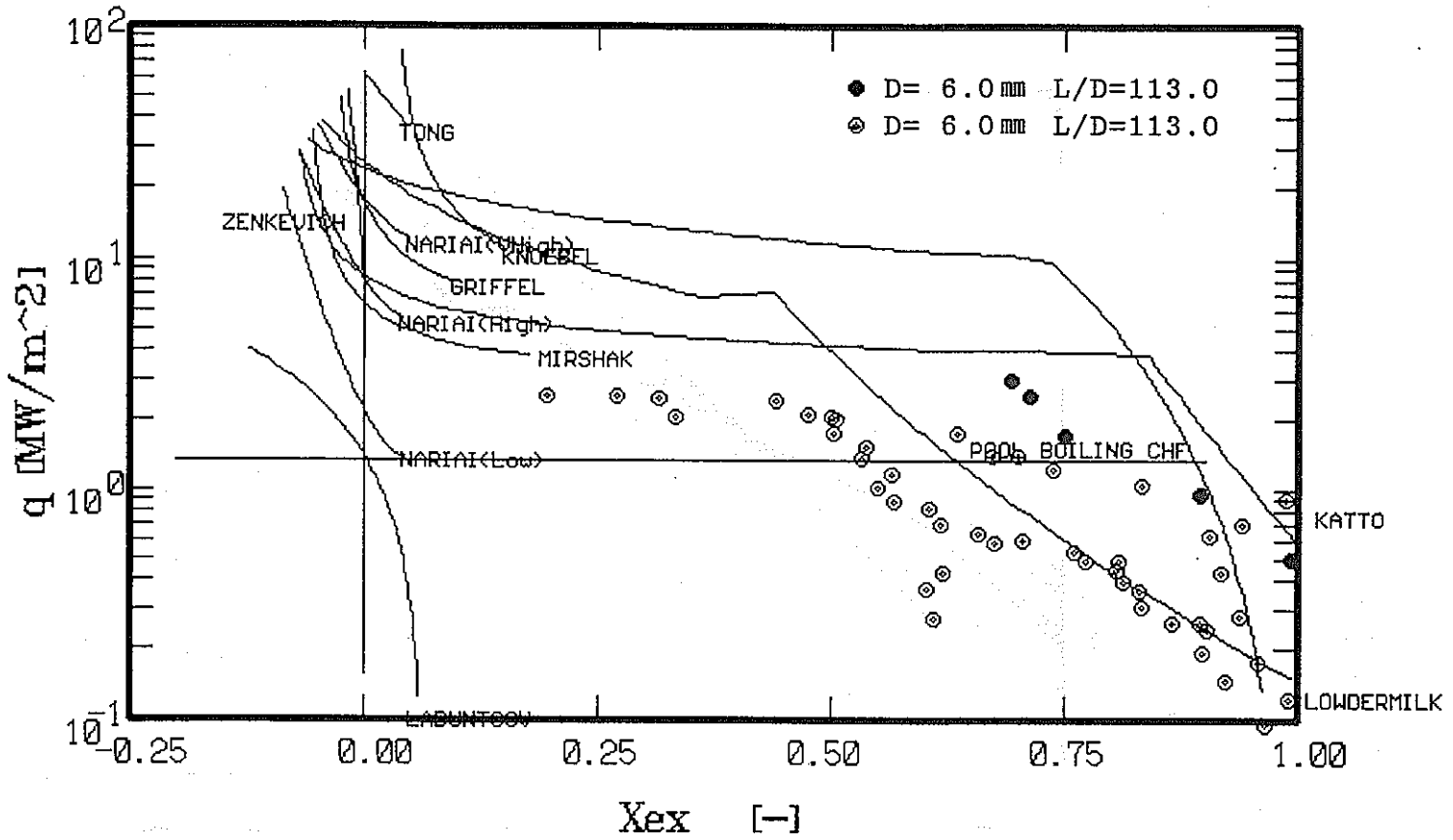


図6.40 L/D=113の場合のCHFと出口クオリティの関係の計算、実験および相関式の比較

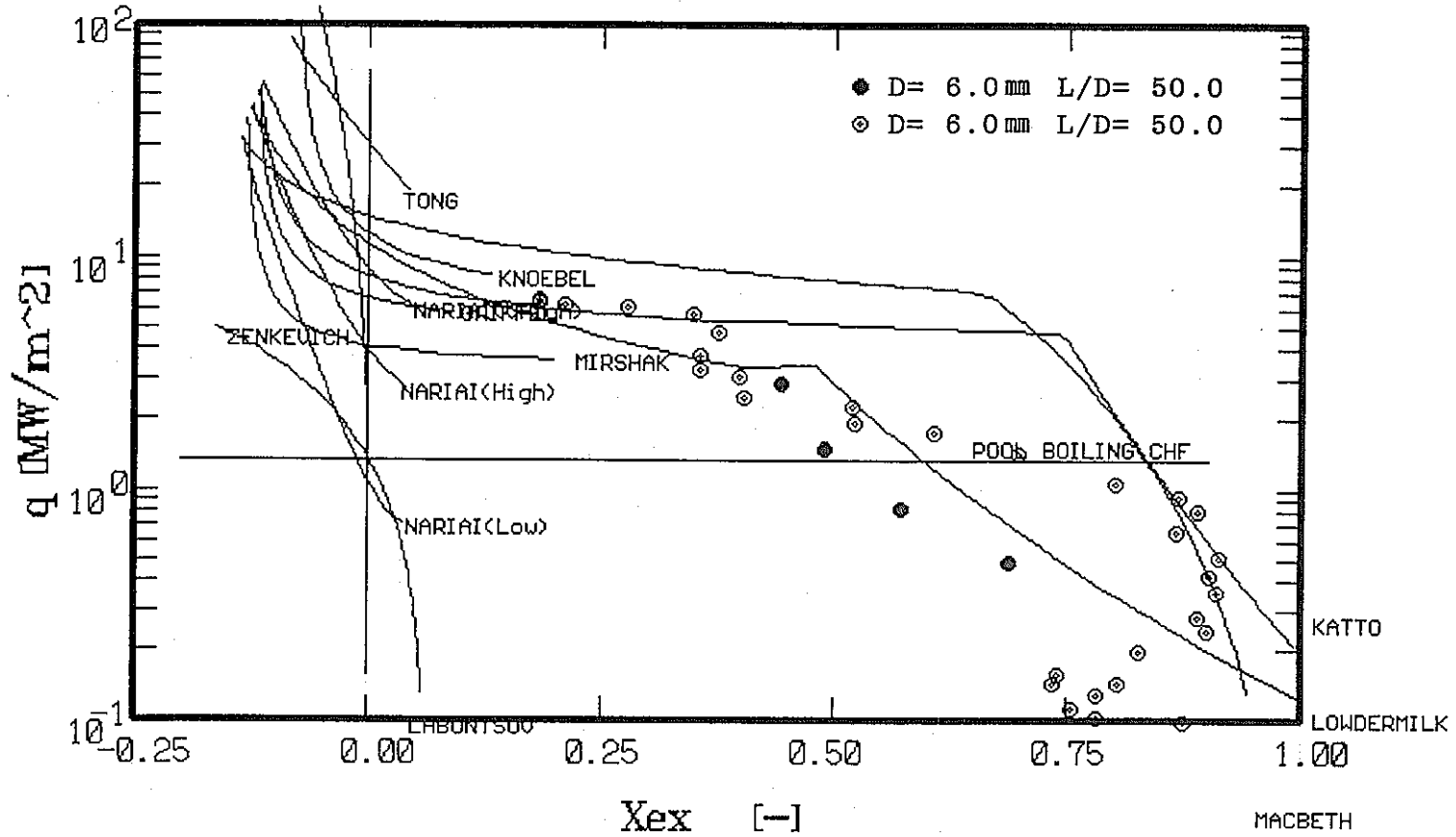


図6.41 L/D=50の場合のCHFと出口クオリティの関係の計算、実験および相関式の比較

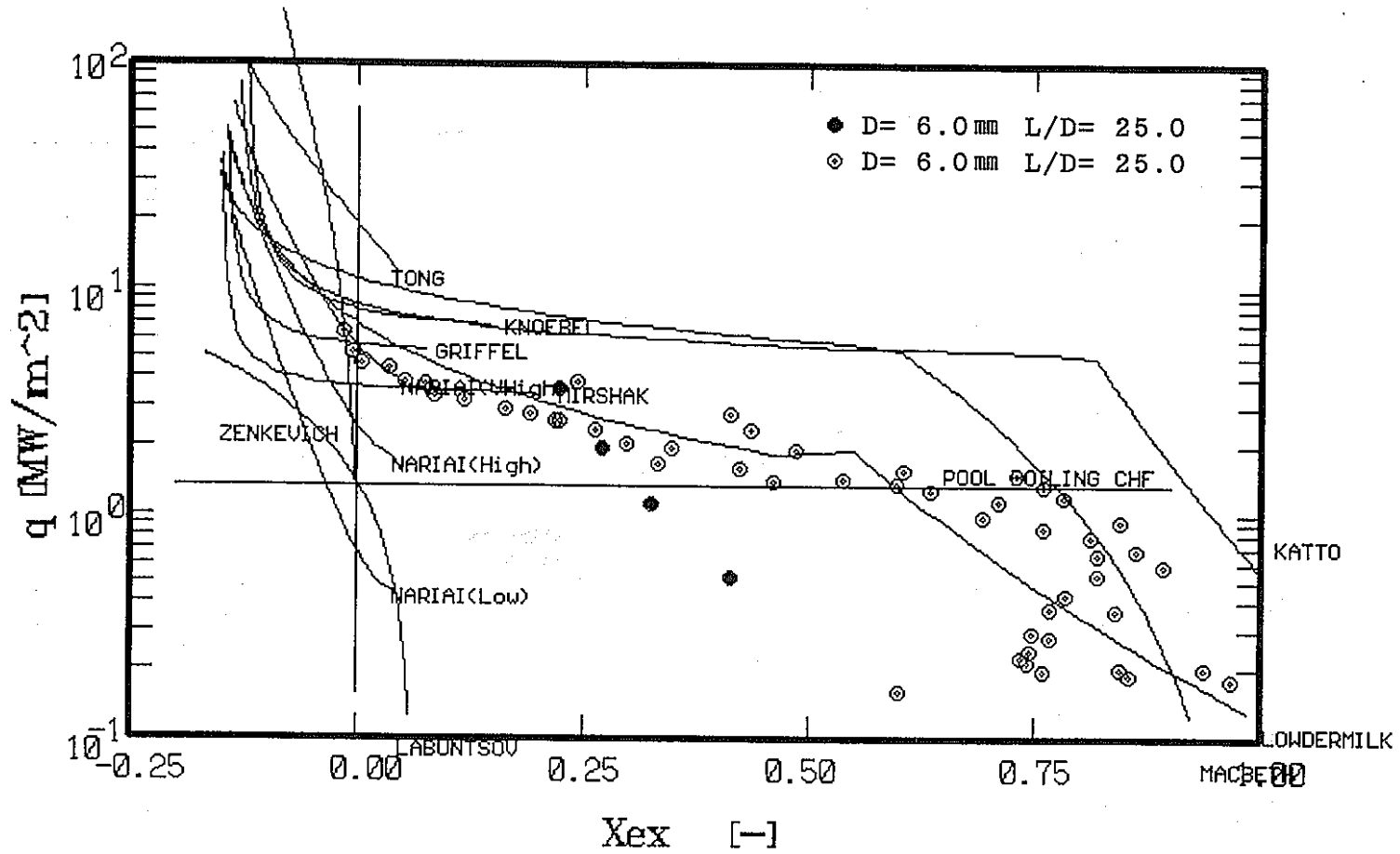


図6.42 L/D=50の場合のCHFと出口クオリティの関係の計算、実験および相関式の比較

## 7. 水・空気系実験解析

(岡田)

### 7.1 1次元定常3流体解析コード (FIDAS-1DS) を使用してシミュレーション計算を行う上での検討

#### 7.1.1 管内入口圧力の影響

管内入口圧力は実験値と、実験値に5kPa、10kPaとそれぞれ加えた条件でシミュレーション計算を行った。

図7.1～図7.12に示すように気相速度が低速(26.6 m/s)である場合には、実験値に5kPa、10kPaと付加させても圧力と液膜、液滴、蒸気の各流速および各流量と平均液膜厚さには、ほとんど影響はない。

気相速度が高速(75.8 m/s)の場合には、実験値および実験値に5kPa加えた値は計算が不可能であったが、実験値に10kPa加えた値では計算が可能であった。

#### 7.1.2 管内入口温度の影響

他の条件を一定とし、入口温度を20℃と30℃で比較した結果、図7.13に示すように、以下のことが明らかとなった。

- ・管内の圧力の変化 : 入口温度 $T_{in}$ による変化は全くなく、軸方向(z方向)に直線的に減少する。
- ・蒸気速度の変化 : 傾向は全く同じであるが、30℃の方が下流において幾分増加する(図7.13(b))。
- ・液滴速度の変化 : 傾向は全く同じであるが、 $z=10\text{m}$ まで30℃の方がやや高めとなる(図7.13(c))。
- ・液膜速度の変化 :  $T_{in}$ による変化はなく、軸方向にも変化しない(図7.13(d))。
- ・蒸気流量 :  $T_{in}$ による変化はなく、軸方向にも変化しない

(図7.13 (e))。

- ・液滴流量 :  $T_{in} = 30^{\circ}\text{C}$ の場合、液滴流量 $W_E$ は、 $T_{in} = 20^{\circ}\text{C}$ の場合よりも下流に行くにつれて、非常にわずかではあるが増加する。 $W_E$ の値の変化は $z$ の変化とともに幾分増加する傾向となる(図7.13 (f))。
- ・液膜流量 :  $T_{in}$ による液膜流量 $W_F$ の変化はない。 $W_F$ は $z$ 方向に混合部近傍では急激に減少するが、 $z \geq 2$ ではほとんど一定値となる(図7.13 (g))。
- ・平均液膜厚さ :  $T_{in}$ に基づく平均液膜厚さ $t_m$ の差異はほとんど認められない。 $z$ 方向には $W_F$ の変化とほとんど同様に、最初 $z$ 方向に急激に減少し、 $z \geq 2$ では次第に一定値に近づく(図7.13 (h))。

以上の結果より速度がわずかに影響されるが、他の因子への影響は見られない。

### 7.1.3 スリップ比の初期値の影響

ここでスリップ比 $S$ を気相速度 $u_{go}$ と液滴速度 $u_E$ の比 $u_{go}/u_E$ と定義して、妥当なスリップ比の初期値 $S_0$ の検討を行った。その結果を図7.14~図7.16に示す。

比較的低気相速度 ( $u_{go} = 26.6 \text{ m/s}$ ) の場合 (図7.14) には、液相レイノルズ数  $Re_{l_0} = 28$  の時、スリップ比の初期値 $S_0$ の値により、 $z = 10 \text{ m}$ の位置での $S$ の値がそれぞれ大きく異なった値に収束する。水量が増加して $Re_{l_0} = 99$ および $Re_{l_0} = 140$ では、初期値 $S_0$ にはあまり関係なく $S_0 = 2$ の場合、 $S$ は2をやや上回り、 $S_0 \geq 4$ では $z$ が増加すると2.5~3.5の範囲で一定値に収束する。いずれの場合にも $S$ の値は $z$ 方向にただちに収束する傾向があり、 $z \geq 0.5 \text{ m}$ では一定となる。

$u_{go} = 65.7 \text{ m/s}$ の場合 (図7.15) には、 $Re_{l_0} = 28$ の時、 $S_0 = 7$ では軸方向の途中 ( $z \geq 9.39 \text{ m}$ ) でドライアウトがおき、 $S_0 \leq 6$ では $z = 10 \text{ m}$ の点で一定値 $S = 1.57 \sim 1.73$ に収束する。 $Re_{l_0} = 99$ では、 $Re_{l_0} = 28$ と比べると水量が増加しているため、 $S_0 = 17$ でもドライアウトが生じていない。 $Re_{l_0} = 140$ の場合も傾向は、 $Re_{l_0} = 99$ と同様であった。

高気相速度 ( $u_{g0}=75.8\text{m/s}$ ) の場合 (図 7.16) には、 $Re_{l0}=28$  の時、 $S_0$  が 6 以上ではドライアウトを生じる。特に  $S_0=6$  の場合には、 $z\geq 7.8\text{m}$  の位置でドライアウトが生じる。また、 $Re_{l0}=99$  および  $Re_{l0}=140$  では、 $u_{g0}=65.7\text{m/s}$  の場合と傾向は同様であり、一定値  $S=1.4\sim 1.7$  および  $S=1.4$  に収束する。

以上の結果より、低気相速度ではスリップ比の初期値はスリップ比 (収束値) にかなりの影響を及ぼすが、 $u_{g0}=65.7\text{m/s}$  以上になると、水量が少ない場合においてスリップ比がある一定の値を越えると、ドライアウトを起こすようになる。

それ以外の大部分の場合には、初期値の大きさに関係なく一定値に収束するため、初期値設定の問題は、FIDAS-IDS の計算結果に対しては、あまり大きな影響はないものと考えて差し支えない。

#### 7.1.4 ボイド率の有効桁数の影響

入力するボイド率  $\alpha$  の有効桁数の影響を紙面の都合上、平均液膜厚さ  $t_m$  に限って検討した結果を図 7.17 に示す。気相速度  $u_{g0}$  を高速 ( $102\text{m/s}$ )、中速 ( $56\text{m/s}$ ) および低速 ( $28\text{m/s}$ ) の 3 通りとし、液相レイノルズ数  $Re_{l0}$  を 400 および 4800 の 2 種類の場合に、 $\alpha$  を有効桁数 4 桁と 5 桁で  $t_m$  に及ぼす影響を調べた結果、 $u_{g0}$  にはあまり影響を受けず、水量が少ない  $Re_{l0}=400$  では  $t_m$  に若干の差異が生じるが、水量の多い  $Re_{l0}=4800$  ではあまり影響を受けなくなることがわかった。

環状噴霧流という流動様式域では、ボイド率  $\alpha$  が極めて 1 に近い流動条件であるので、 $\alpha$  は 5 桁以上のデータを入力することが望ましいものと思われる。

## 7.2 圧力損失

比較的低気相速度  $u_{g0}=26.6\text{m/s}$  の場合、図 7.18 (a) および (b) に示すように圧力損失は非常に小さく、また、軸方向に減少する圧力勾配も非常に緩やかである。非常に低水量の場合 (図 7.18 (a))、計算値と実験値の一致はあまり良くない。

気相速度が増して、 $u_{g0}=65.7\text{m/s}$  および  $u_{g0}=75.8\text{m/s}$  の場合、図 7.18 (c) ~ 図 7.18 (f) に示すように圧力損失は増加し、計算値と実験値は良く一致するように

なる。液相レイノルズ数  $Re_{l_0}$  の影響については、 $Re_{l_0}=267$  および  $Re_{l_0}=895$  の場合を比較すると、各気相速度を通じて水量の少ない  $Re_{l_0}$  の場合の方が、計算値と実験値の一致性は良くない。また、水量の多い  $Re_{l_0}=895$  の場合、両者の値はかなり良い一致性を示し、図 7.18 (f) に示すように  $u_{g_0}=75.8\text{ m/s}$ 、 $Re_{l_0}=895$  の場合には、ほぼ一致する。

### 7.3 平均液膜厚さ

気相速度が比較的小さい  $u_{g_0}=18\sim44\text{ m/s}$  の範囲では、図 7.19 に示すように液相レイノルズ数  $Re_{l_0}\leq 140$  では平均液膜厚さ  $t_m$  は軸方向（下流）には顕著な変化はない。一方、 $Re_{l_0}\geq 155$  では、水量の増加とともに  $t_m$  は下流にいくに従って減少する傾向となる。

水量が  $Re_{l_0}=28$  から  $Re_{l_0}=309$  までほぼ 10 倍以上増加すると、 $t_m$  は入口部においては水量の多少により 9 倍の差異が生じているが、流れが十分に発達したと考えられる  $z=10\text{ m}$  の位置では、 $Re_{l_0}$  の多少による  $t_m$  の差異は 6 倍程度となり、水量の増加の割には、平均液膜厚さ  $t_m$  は増加しないことがわかる（図 7.19 (d)）。

次に気相速度が増加した  $u_{g_0}=53.2\sim102\text{ m/s}$  の場合には、図 7.20、図 7.21 に示すように、 $z$  の増加とともに  $t_m$  は急激に減少しながら、次第に一定値に近づくようになる。

また、その  $t_m$  の一定値は  $Re_{l_0}$  の値にあまり影響されず、主に気相速度  $u_{g_0}$  によって決定される。すなわち、後述するように環状噴霧流においては、液膜厚さは気相速度によって規定される液膜厚さが存在し、その臨界液膜厚さ以上の供給液量はすべて気流によりせん断、微粒化され、中央部の気流部分に浮遊するものと考えられる。

次に FIDAS-1DS によるシミュレーション計算結果と実験値との比較を図 7.22 に示す。図 7.22 (a) は低気相速度  $u_{g_0}=18\text{ m/s}$  の条件であり、実験値は○印がノズル給水を、●印はポラスウォールによる給水の場合をそれぞれ示している。気水混合部近傍で若干の傾向が異なるが、平均液膜厚さ  $t_m$  は  $220\ \mu\text{m}\sim100\ \mu\text{m}$  程度であり、流下方向に減少しつつ、両者の値はかなり一致している。一方計算値は実験値よりやや小さく  $t_m=110\ \mu\text{m}\sim90\ \mu\text{m}$  であり、同様に流下方向に非常に緩やかに減少する。

気相速度が増加して、 $u_{go} = 51.2 \text{ m/s}$  の場合、図 7.22 (b) に示すように、実験値は  $80 \mu\text{m} \sim 50 \mu\text{m}$  程度であるが計算値は  $40 \mu\text{m}$  から  $15 \mu\text{m}$  程度まで下流方向に漸次減少する。

高气相速度  $u_{go} = 75.8 \text{ m/s}$  の場合には (図 7.22 (c))、まず実験値に着目すると、ノズル給水では浮遊液滴の管壁付着、ならびに液膜形成が促進されるため、平均液膜厚さ  $t_m$  は流下方向に急激に増加し、最大値 ( $t_m = 70 \mu\text{m}$ ) をとった後、徐々に減少する傾向となる。ポーラスウォール給水では下流方向に  $t_m$  は、顕著な変化をしない。

一方、計算値では、気液混合部直後では、 $t_m$  は  $24 \mu\text{m}$  程度であり、下流にいくに従って次第に減少し、 $z = 6 \text{ m}$  では実験値の  $40 \mu\text{m} \sim 60 \mu\text{m}$  に比較して、かなり薄く  $8 \mu\text{m}$  程度に減少する傾向がある。

#### 7.4 臨界液膜厚さ

7.3.1 で述べたように気相速度が同一の場合には、通常は水量が多いほど液膜は厚くなる。しかし、水量の増加とともに、液膜厚さの増加の割合は小さくなり、それぞれ、ある一定値に漸近する傾向を示すことが推察された。そこで、この事実を確認するために気相速度  $u_{go} = 5, 8, 9, 10, 28, 38, 56, 80$  および  $102 \text{ m/s}$  において液相レイノルズ数  $Re_{l_0}$  を  $400 \sim 4800$  まで変化させて平均液膜厚さ  $t_m$  の軸方向変化を調べた結果を図 7.23 に示す。 $u_{go} \geq 28 \text{ m/s}$  のこの一連の結果からわかるように水量を 10 倍に増加させても、十分に流れが発達した位置においては、 $t_m$  はほとんど一定値に収束し、 $u_{go}$  によって決定される。それぞれの一定値すなわち臨界液膜厚さ<sup>(1)~(3)</sup>  $t_{mc}$  が存在することが FIDAS-1 DS の計算結果からも裏付けられたことになる。

この計算結果と、岡田・藤田<sup>(2)</sup> の臨界液膜厚さ  $t_{mc}$  に関する実験結果の比較を図 7.24 に示す。図中、▲印は岡田・藤田の実験値■印は Woodmansee & Hanratty<sup>(3)</sup> の低気相速度域における水平ダクトの場合の実験結果である。臨界液膜厚さ  $t_{mc}$  は気相速度  $u_{go}$  が  $10 \text{ m/s}$  以下の低速の場合には  $3 \text{ mm}$  とかなり厚いが、 $u_{go}$  の増加とともに急速に減少し、 $u_{go} = 51.2 \text{ m/s}$  で  $t_{mc} = 70 \mu\text{m}$ 、 $u_{go} = 93.7 \text{ m/s}$  では  $30 \mu\text{m}$  となる。

一方、計算値は、実験値より低く目に見積られ、 $u_{go} = 10 \text{ m/s}$  で  $t_{mc} = 350 \mu\text{m}$ 、 $u_{go} = 56 \text{ m/s}$  で  $t_{mc} = 16 \mu\text{m}$ 、 $u_{go} = 102 \text{ m/s}$  では  $7 \mu\text{m}$  程度となる。



図7.24における実験値と計算値の相違について、たとえば  $u_{go} \doteq 50 \text{ m/s}$  で実験値  $t_{mc} = 70 \mu\text{m}$  と計算値  $t_{mc} = 18 \mu\text{m}$  の値をほぼ同じオーダーであると判断するか、計算値は実験値の1/4程度になっていると判断するかは、それぞれ意見の大きいに分れるところであらう。

コンダクタンス法における検定方法（著者の場合、検定の最小間隔は、 $200 \mu\text{m}$ ）や、水温の差、また水の電解質の成分の差異など種々の因子の影響を考慮すると、これ以上の細かい検討は無理かも知れない。また、Mikielewicz, J. & Moszynski, J. R. <sup>(4)</sup> によると固体面を重力により、垂直に流下する液膜の最小厚さ  $t_0$  が議論されており、

表1 流下液膜の最小厚さ

系	$t_0$ $\mu\text{m}$
水-銅の滑面 (30℃)	136
水-銅の滑面 (45℃)	104
水-銅の滑面 (60℃)	67
水-銅の滑面 (75℃)	70
水-ガラスの滑面 (27℃)	147

のようなデータが提出されており、30℃においては  $100 \mu\text{m}$  程度の液膜が revulets に分裂せず、液膜として存在する最小値かも知れない。

環状噴霧流においては、気流のせん断作用により、流下液膜の場合よりもさらに薄い液膜が存在しうるものと思われ、実際に著者らもコンダクタンス法により  $25 \mu\text{m}$  程度の薄い液膜厚さを測定しているが<sup>(2)</sup>、 $10 \mu\text{m}$  あるいは、それ以下の薄い液膜流が破断せずに存在するかどうかについての疑問に対しては今のところ明瞭な解答を持っていない。

## 7.5 浮遊液滴量

環状噴霧流において供給された全液体がいかなる形態で移動するかを把握することは流れの機構を解析するうえにおいて極めて重要である。

単位時間、単位面積あたりの液滴通過量  $G_{en} \text{ kg/m}^2\text{s}$  を浮遊液滴量と称することとし、

その局所値は、内径  $d_s = 1.2 \text{ mm}$  の等速吸引管を通過する液滴流量  $E_n \text{ kg/s}$  の測定値を、 $G_{en} = 4 E_n / (\pi d_s^2)$  により求めた。浮遊液滴量  $W_E \text{ kg/s}$  は、 $G_{en}$  の実測値を管断面積にわたって図式積分することにより求めた。

浮遊液滴量  $W_E \text{ kg/s}$  について、実験値と計算値との比較を図 7.25～図 7.27 に示す。

図 7.25 (a) および (b) は、気相速度  $u_{go} = 51.2 \text{ m/s}$  の場合に、比較的水量の少ない  $Re_{10} = 358$  および  $538$  について、ノズル給水の実験値と計算値を比較したものである。ノズル給水の場合、気液混合部近傍では  $W_E$  の値は大きく、下流方向にいくに従い減少して一定値に近づく。計算値は気液混合部近傍では零であり、以降、下流にいくにつれて次第に増加して一定値に近づく傾向となる（このシミュレーションモデルはポーラスウォール給水であることが裏付けられる）。

図 7.25 (c) および (d) は、水量がやや増えた  $Re_{10} = 717$  および  $896$  の場合について、ノズル給水およびポーラスウォール給水の実験値と計算値を比較・検討したものである。軸方向距離  $z \geq 4 \text{ m}$  では、三者はほぼ一致するようになり、 $z = 6 \text{ m}$  すなわち、管径の 200 倍程度になると、浮遊液滴量は給水方式の相違にかかわらず一致するようになる。この位置において、環状噴霧流の非整定区間は終了するものと考えられる。

気相速度が高い  $u_{go} = 70 \text{ m/s}$  および  $u_{go} = 77.9 \text{ m/s}$  の場合、図 7.26 および図 7.27 に示すように実験値よりも計算値は低めの値となり、両者の一致は必ずしも良くない。

以上の結果より、各気相速度  $u_{go}$  に対する臨界液膜厚さに対応する流量以外の余分の液流量はすべて浮遊液滴になることが、実験的にも、FIDAS-1DS の計算結果からも確かめられた。すなわち、液膜の場合よりもオーダ的には浮遊液滴の実験値と計算値は比較的良く一致するようになる。

一方、臨界液膜厚さ  $t_{mc}$  は  $u_{go}$  に対応して、 $u_{go}$  の増加とともに次第に薄くなり、一意的に決定されるものの、その厚さの大きさを数  $10 \mu\text{m}$  ないしは  $10 \mu\text{m}$  のオーダにまで詳細にシミュレーションモデルとの適応性を検討することは、実験の精度上からも極めて難しいものと思われる。

## 7.6 上昇流と下降流との差異

次に上昇流と下降流の場合に、平均液膜厚さ  $t_m$  に着目して流動方向の差異の影響を検

討した。

気相速度が低い  $u_{go} = 10 \text{ m/s}$  の場合、水量の少ない  $Re_{10} = 400 \sim 800$  の範囲では、上昇流では気液混合部近傍で  $t_m$  は大きく、以降下流にいくに従って減少するが、下降流では  $t_m$  は流下方向にほとんど一定であり、 $t_m$  の値自身も上昇流の場合よりも小さい (図 7.28 (a) ~ (d))。  $Re_{10} = 1100 \sim 4800$  (図 7.28 (e)、(f)) では、定性的には両者の  $t_m$  は同じ傾向となり、流下方向に減少する。一般に平均液膜厚さ  $t_m$  は下降流の場合の方が小さいが、その差異は水量の増加とともに少なくなる傾向がある。

$u_{go} = 28 \text{ m/s}$  では、水量の少ない  $Re_{10} = 400 \sim 1600$  までは  $t_m$  は流下方向に次第に減少する傾向は、定性的にはよく一致している (図 7.29)。  $t_m$  の値自体は上昇流の場合の方が下降流の場合よりもやや大きい値である。これは上昇流の界面の状態が下降流より著しく乱れていることに原因すると思われ、このシミュレーションモデルの妥当性を示唆している。水量が増加して、 $Re_{10} = 2000 \sim 4800$  では、 $t_m$  は上昇流の方がわずかに大きい、両者の場合の流下方向の変化の差異はほとんど認められなくなる。

気相速度が増加して、 $u_{go} = 38 \sim 102 \text{ m/s}$  の領域では、その一例を図 7.30 に示すように、 $Re_{10}$  の大小にかかわらず、両者における  $t_m$  の  $z$  方向の変化は極めて良い一致性を示す。以上の結果をまとめて表したものが図 7.31 である。

すなわち、気相速度が増加した領域では、流動状態は気流のせん断作用に主に支配され、重力の作用の影響は無視できるものとなる。

また更に低気相速度域に着目して、 $u_{go} = 5, 8, 9$  および  $10 \text{ m/s}$  の場合の平均液膜厚さ  $t_m$  に及ぼす水量ならびに流下距離の影響を、上昇流と下降流の場合について比較した。

上昇流の場合には、図 7.32 (a) に示すように気相速度  $u_{go} = 5 \text{ m/s}$  では液相レイノルズ数  $Re_{10}$  の増加とともに  $t_m$  は逆に減少する結果となる。  $u_{go} = 8 \text{ m/s}$  では  $Re_{10} = 400 \sim 2400$  までは水量の増加とともに  $t_m$  はやはり減少し、 $Re_{10} \geq 3200$  では一定となる (図 7.32 (b))。  $u_{go} = 9$  および  $10 \text{ m/s}$  では、 $Re_{10}$  が  $400$  から  $1600$  までは  $t_m$  は減少し ( $u_{go} = 10 \text{ m/s}$  では、 $Re_{10} = 800$  まで  $t_m$  は減少し)、さらに水量が増加すると  $t_m$  は増加、減少を繰り返しながらほぼ一定値に近づく結果となる (図 7.32 (c)、(d))。

一方、下降流の場合には図 7.33 に示すように各気相速度において、 $t_m$  は  $Re_{10}$  の増

加とともに単調に増加しながら流下方向に減少する傾向となる。

上昇流の場合にこのような不合理な計算結果が生じるのは、本解析モデルにおいて、低気相速度域におけるフラッディングの判定条件が考慮されていないためと考えられる。従って、この解析コードを低気相速度域に使用するには、適応限界が存在することを考慮しておかなければならない。

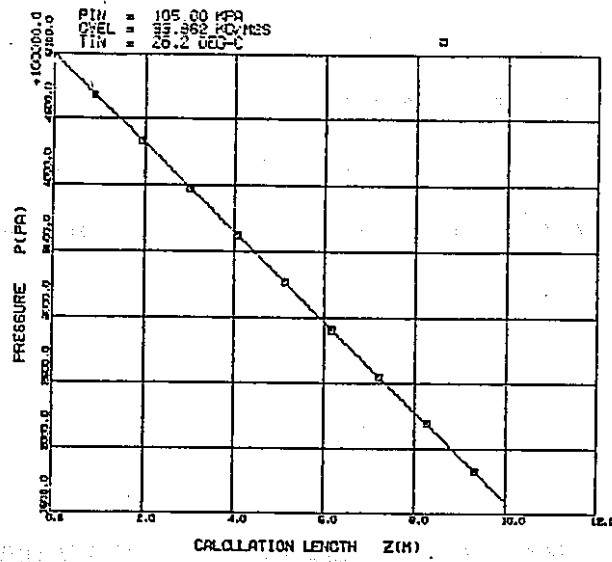
## 7.7 おわりに

水・空気系の環状噴霧流の解析において、現有の1次元定常3流体解析コード (FIDAS-1DS) を用いてシミュレーション計算を行い、流動の諸因子に及ぼす入口条件の影響を検討した。次に環状噴霧流の発達過程のシミュレーション結果を実験値で検討した結果、解析モデルの妥当性とかなり広い適応範囲が確認され、本解析コードの有用性が実証された。

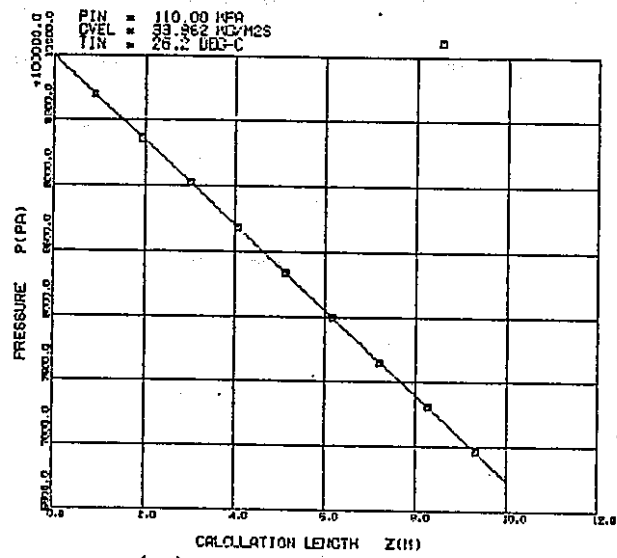
なお、解析コードの高度化を目指して、さらに詳細に検討すると、若干の改善すべき点が明らかとなったので、次回にこれらの点を改善したいと考えている。

## 文 献

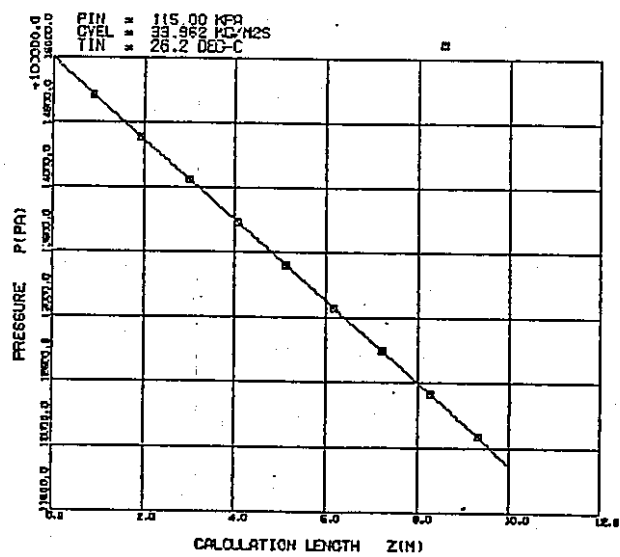
- (1) 波江・植田, 噴霧二相流における液滴輸送 (第1報, 輸送量, 速度および液滴分布の測定), 機論, 38-308 (1972), 821-831.
- (2) Okada, O. and Fujita, H., Behavior of liquid films and droplets in the non-equilibrium region of a downward annular mist flow (Comparison of porous and central nozzle mixing methods), Int. J. Multiphase Flow, 19-1 (1993), 79-89.
- (3) Woodmansee, D. E. and Hanratty, T. J., Mechanism for the removal of droplets from a liquid surface by a parallel air flow, Chem. Eng. Sci., 24-2 (1969), 299-307.
- (4) Mikielewicz, J. and Moszynski, J. R., Minimum thickness of a liquid film flowing vertically down a solid surface, Int. J. Heat Mass Transfer, 19 (1976), 771-776.



(a)

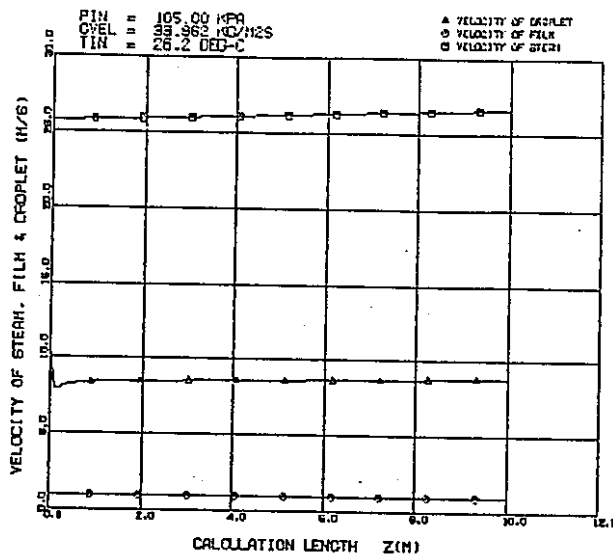


(b)

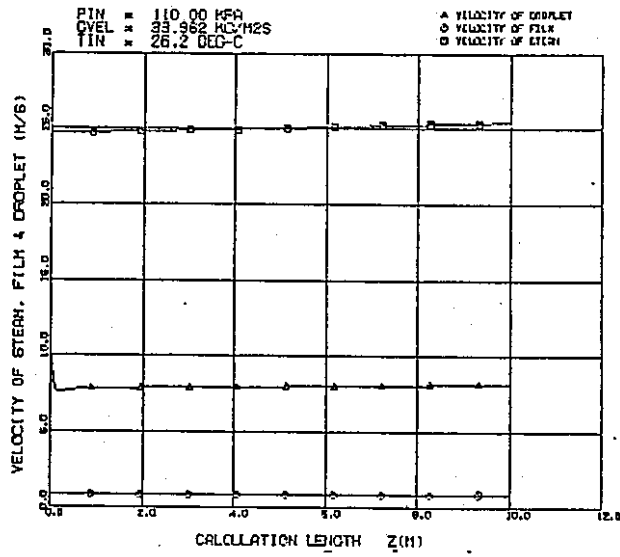


(c)

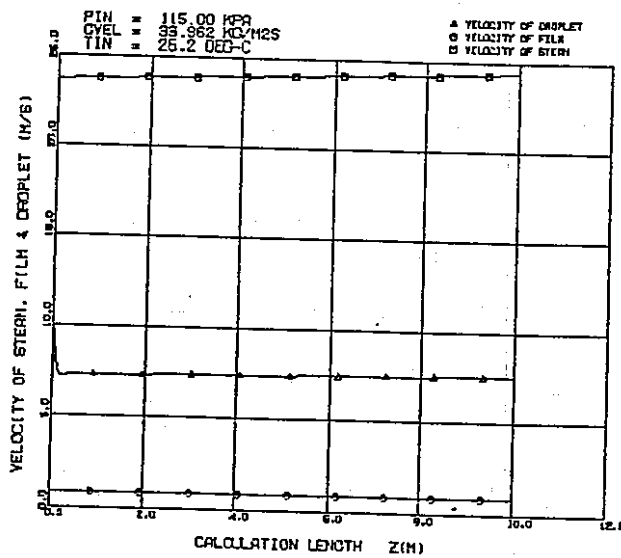
図 7.1 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)

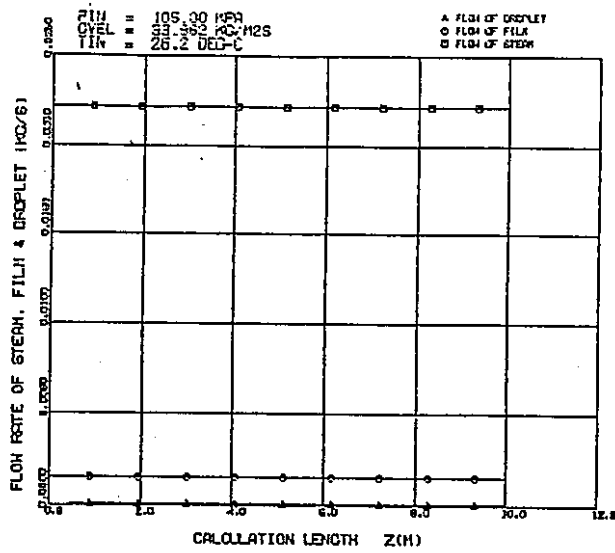


(b)

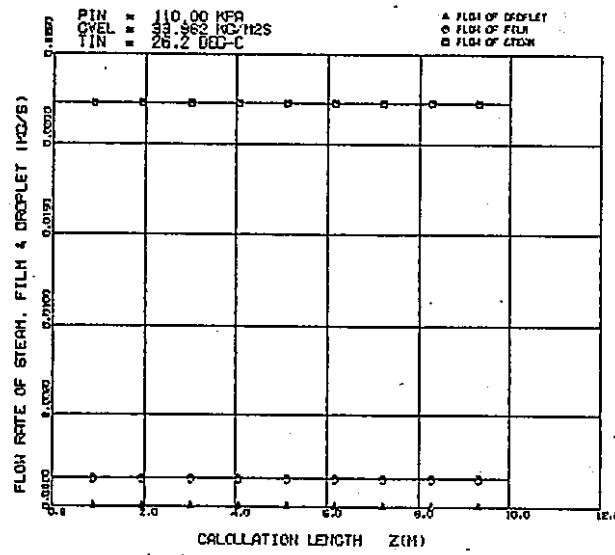


(c)

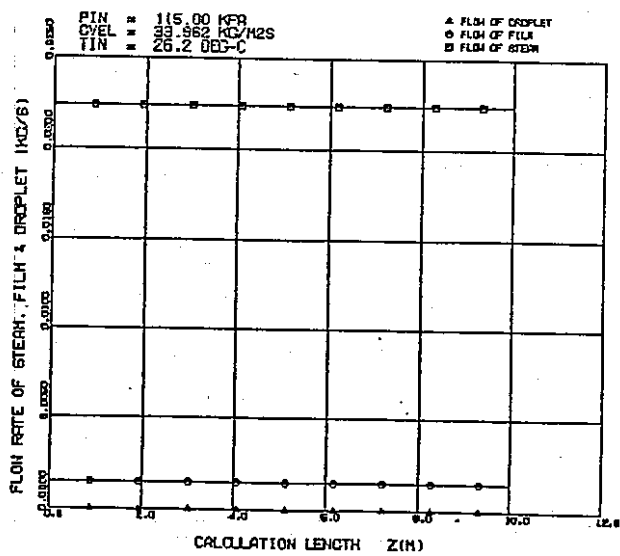
図 7.2 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)

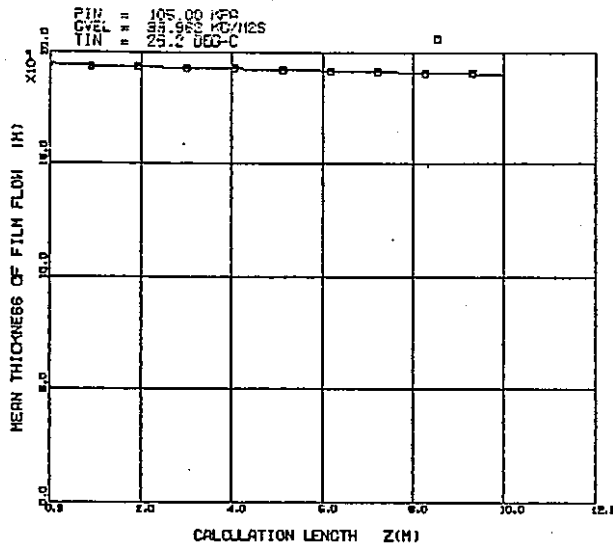


(b)

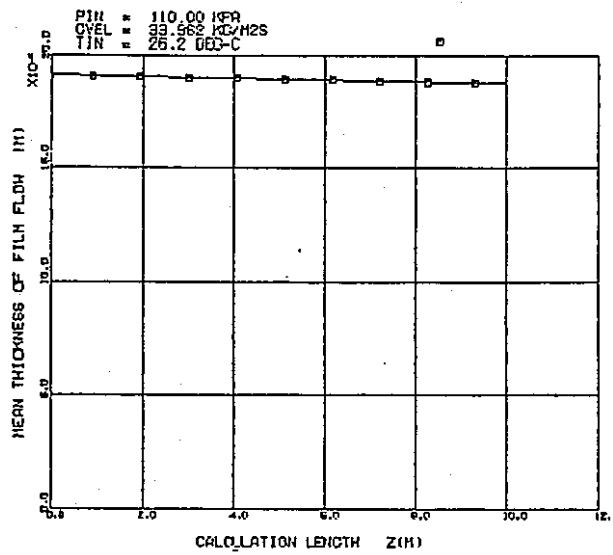


(c)

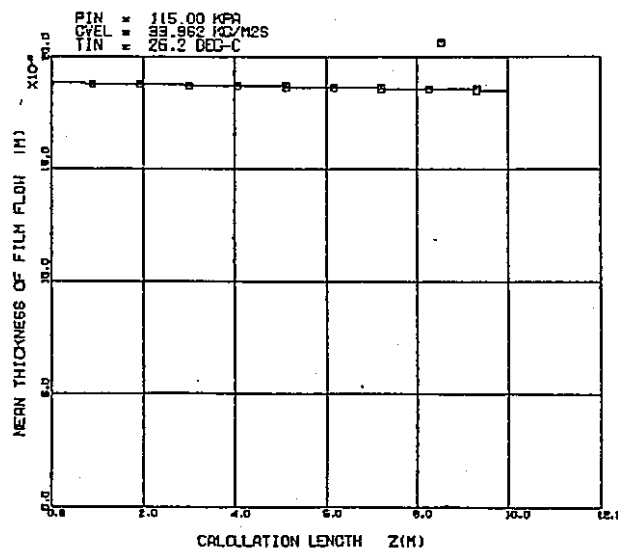
図 7.3 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)



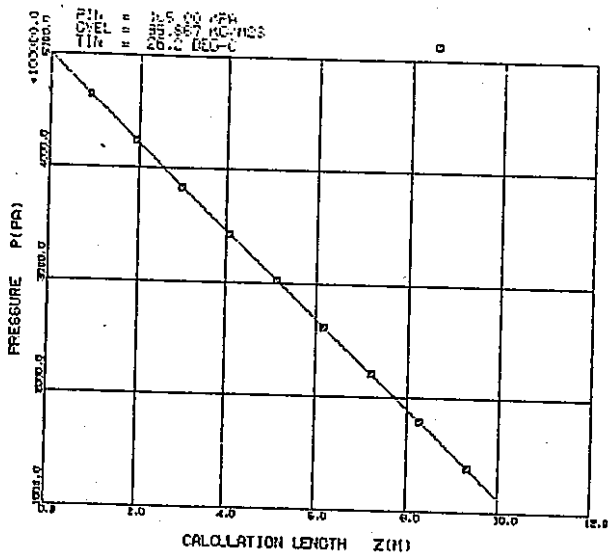
(b)



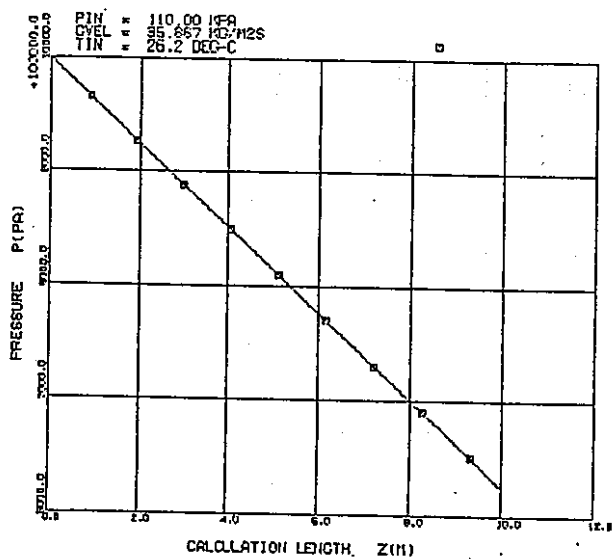
(c)

図 7.4 入口圧力が諸因子に及ぼす影響

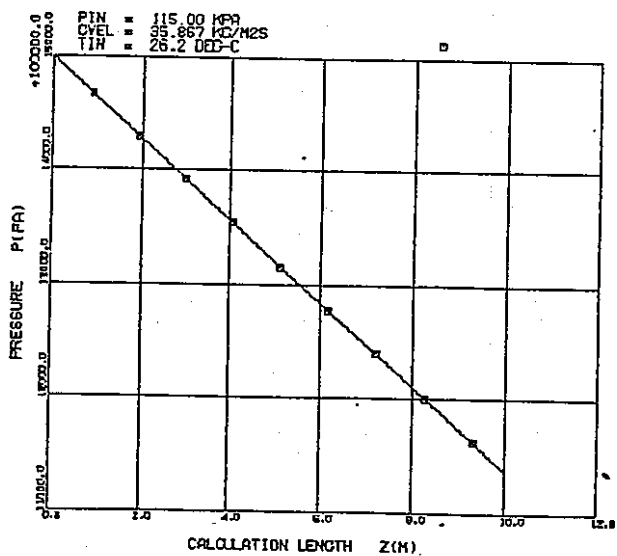




(a)

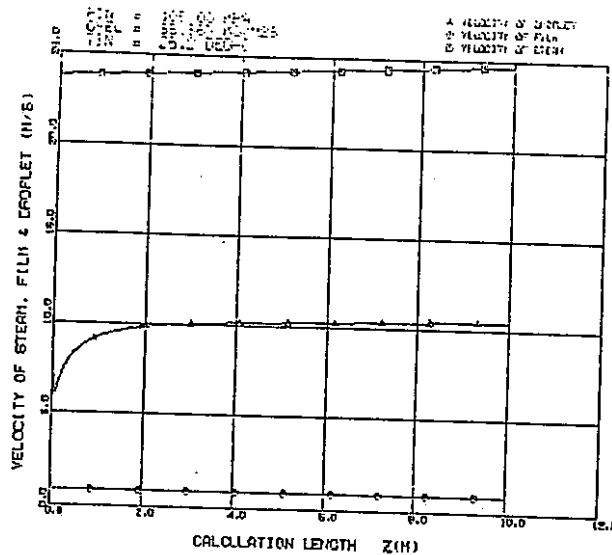


(b)

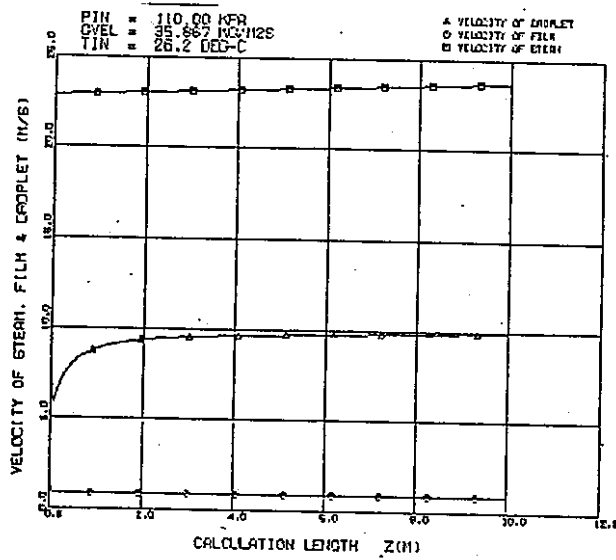


(c)

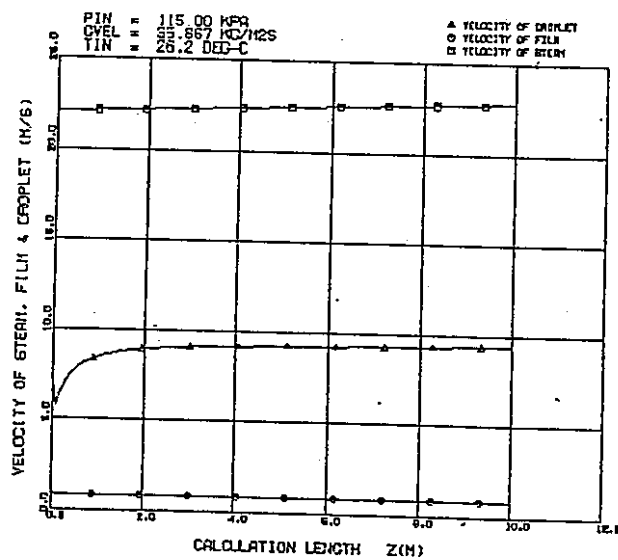
図 7.5 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)

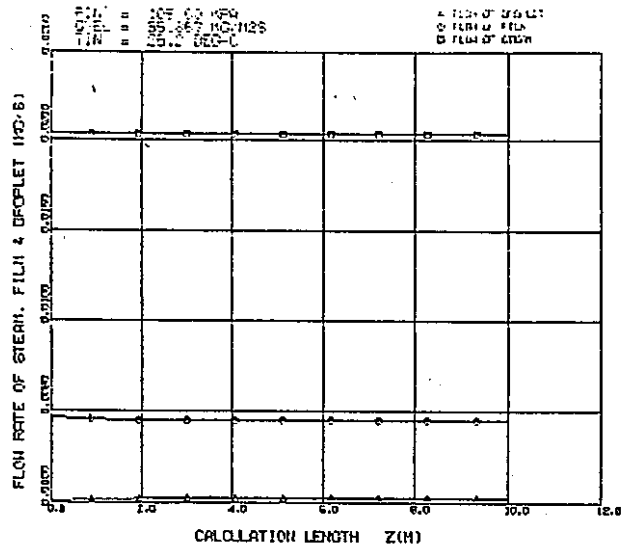


(b)

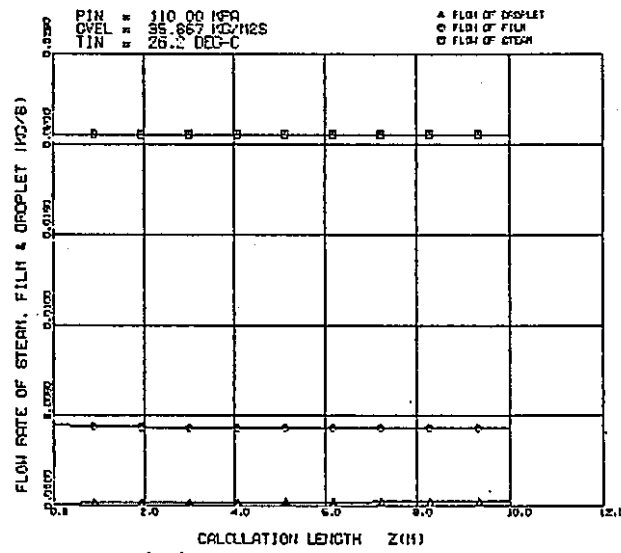


(c)

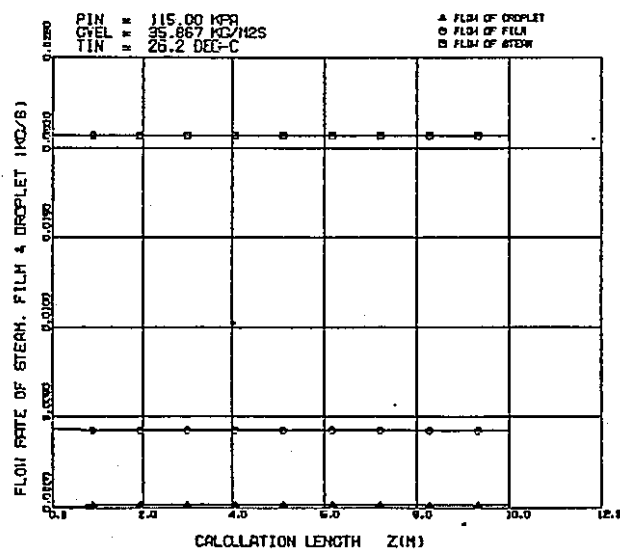
図 7.6 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)

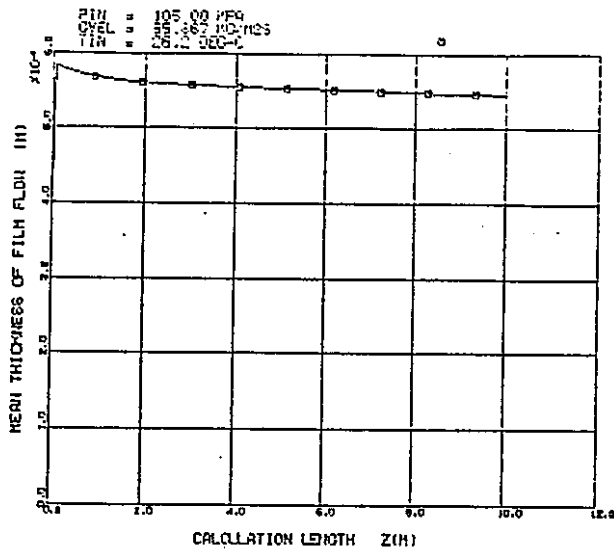


(b)

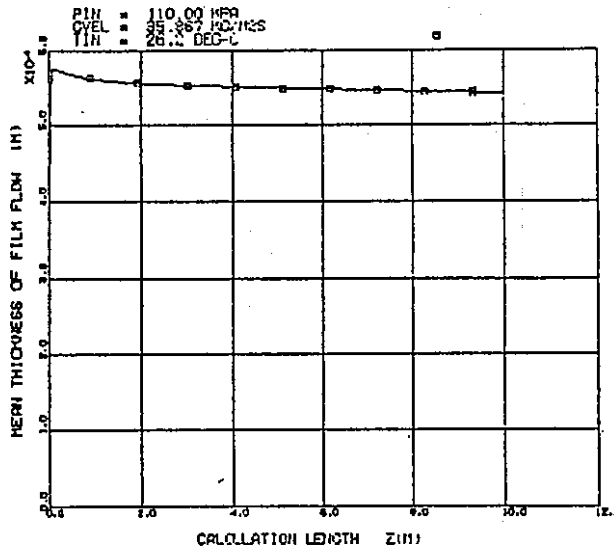


(c)

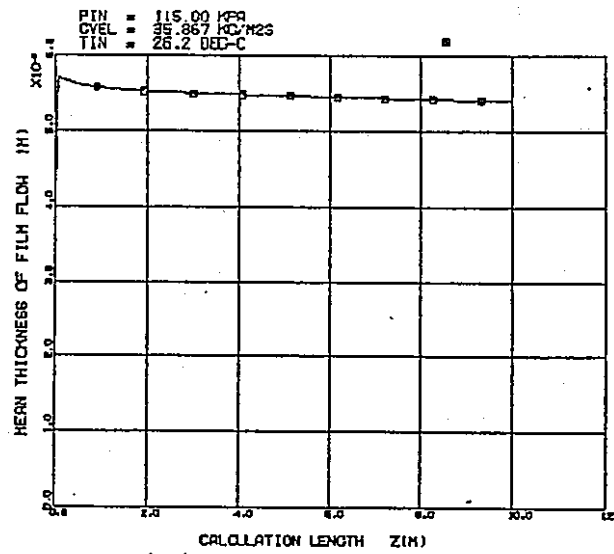
図 7.7 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)

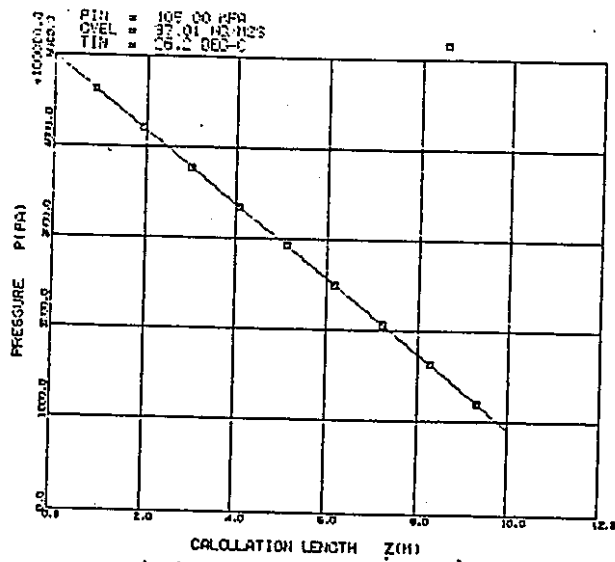


(b)

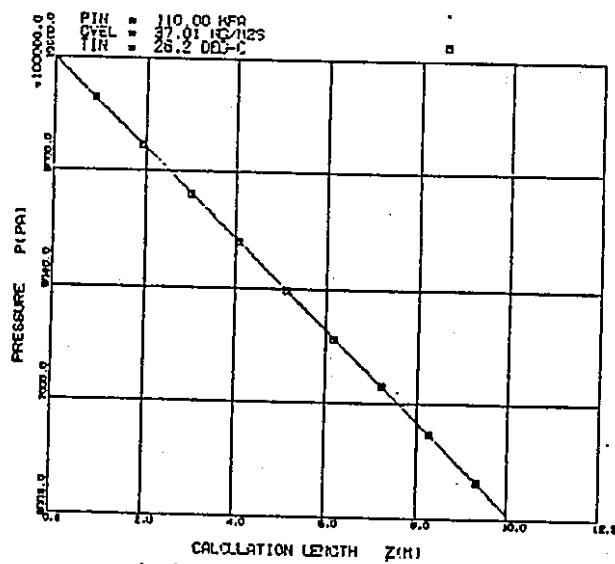


(c)

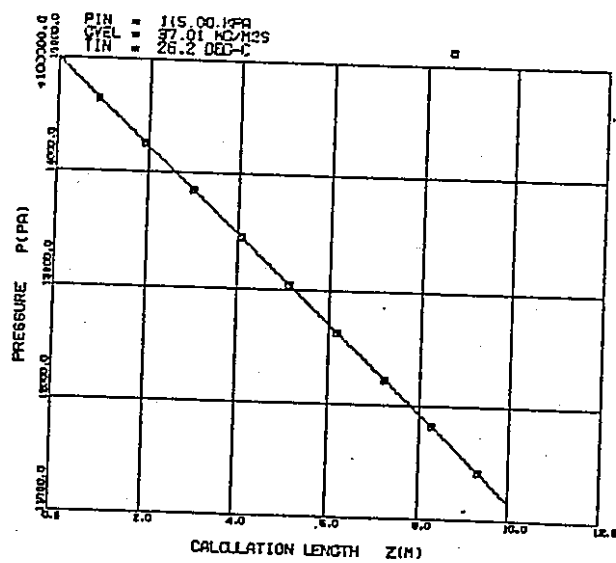
図 7.8 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)

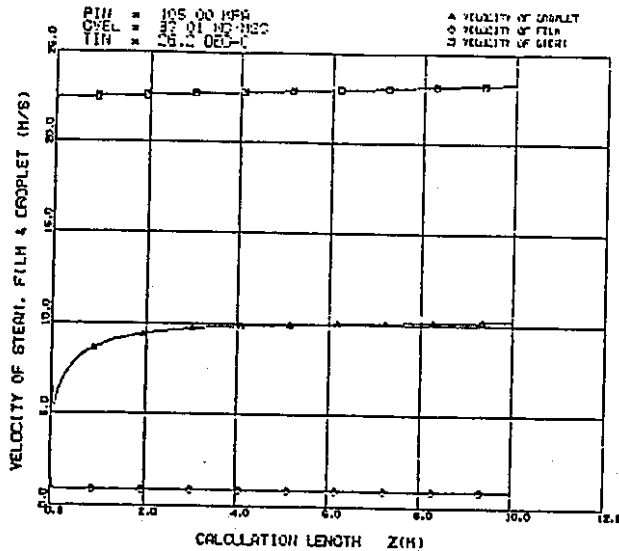


(b)

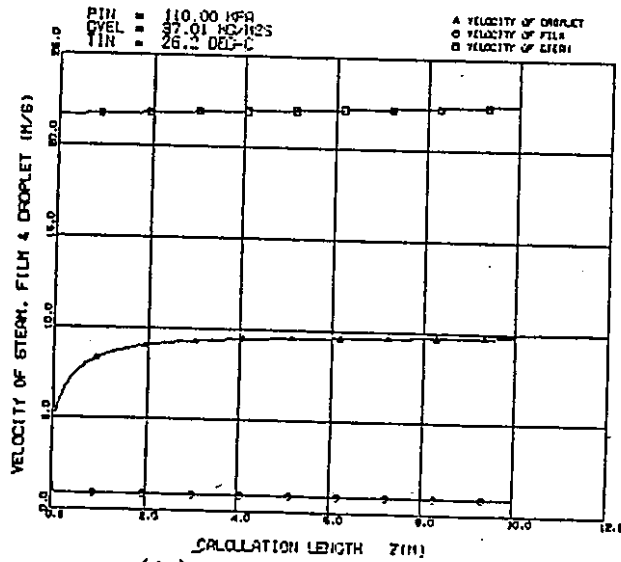


(c)

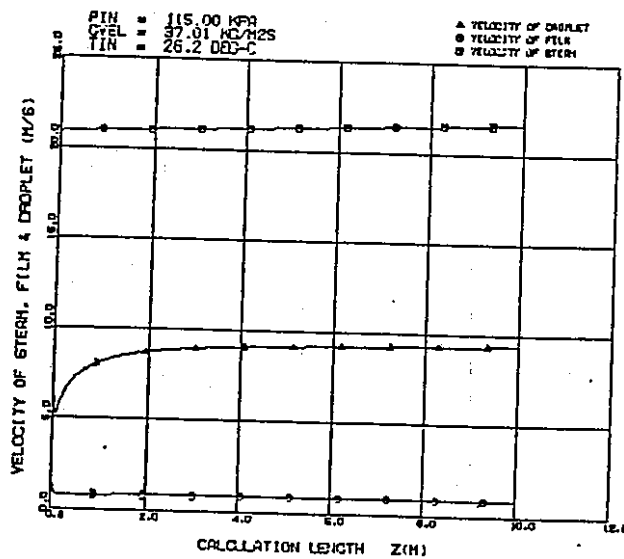
図 7.9 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)

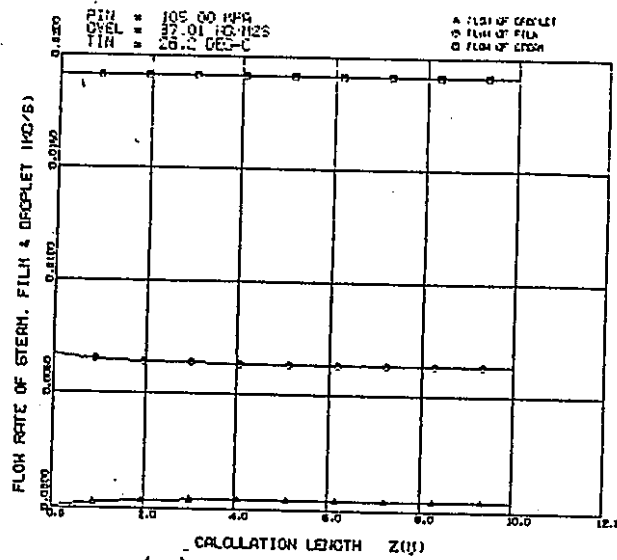


(b)

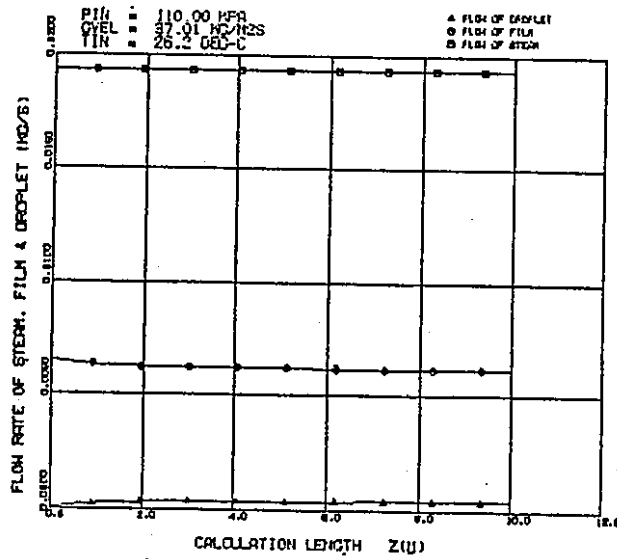


(c)

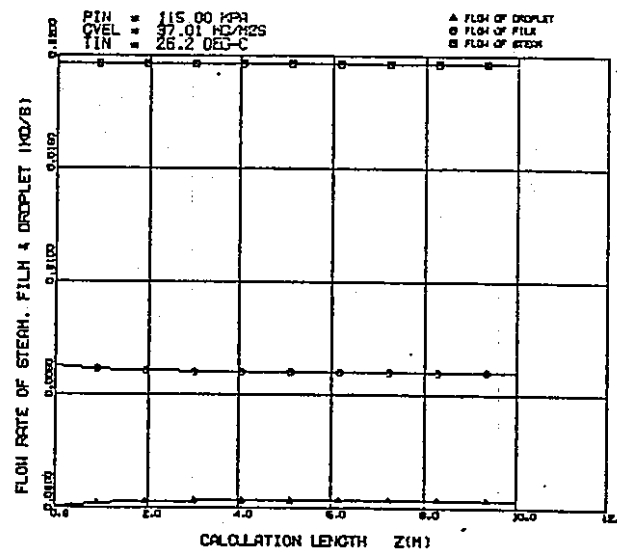
図 7.10 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)

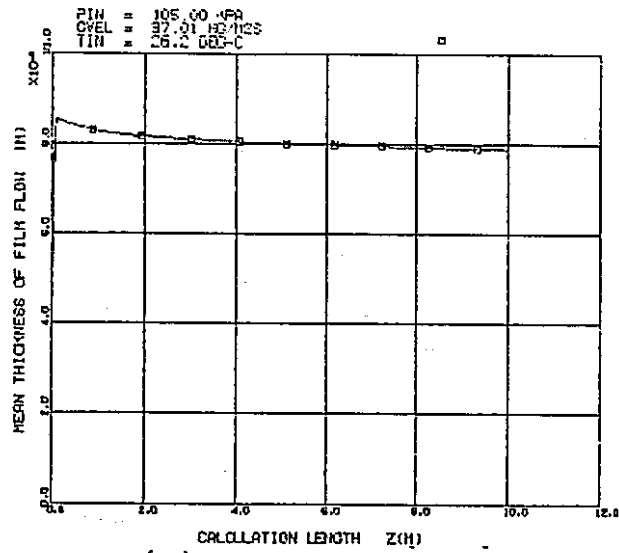


(b)

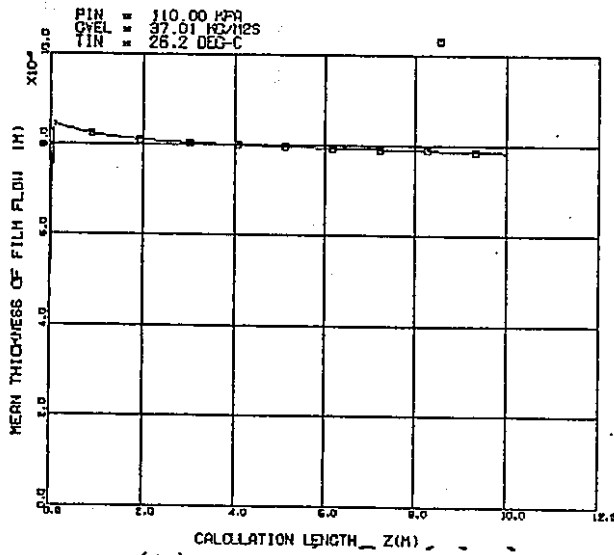


(c)

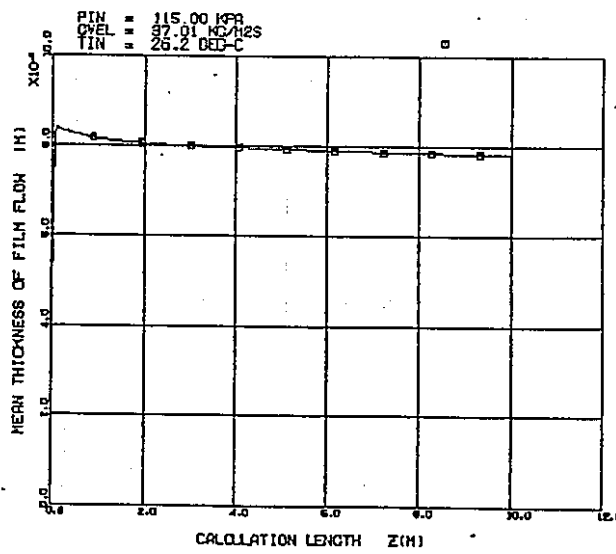
図 7.11 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



(a)



(b)



(c)

図 7.12 入口圧力が諸因子に及ぼす影響



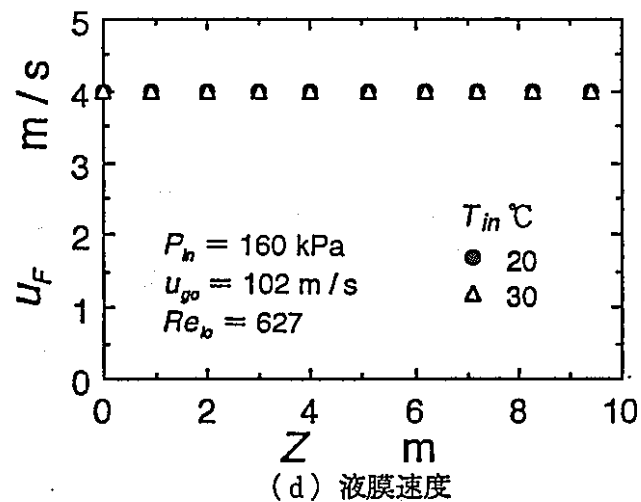
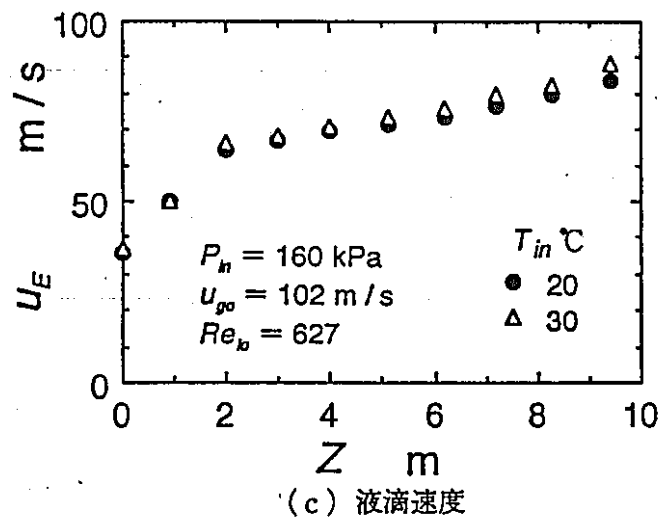
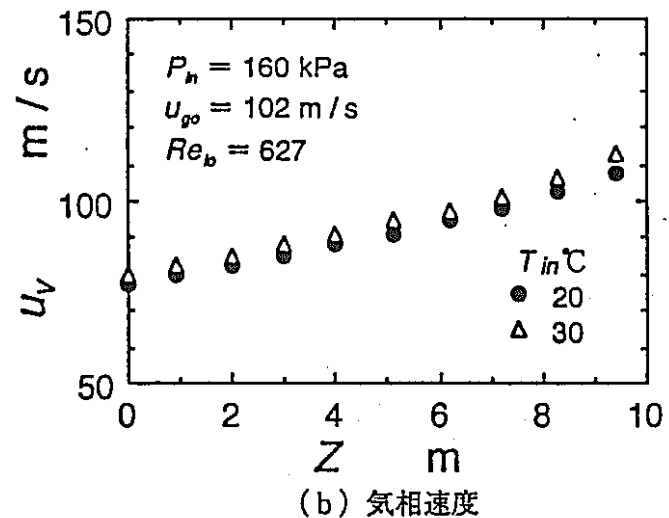
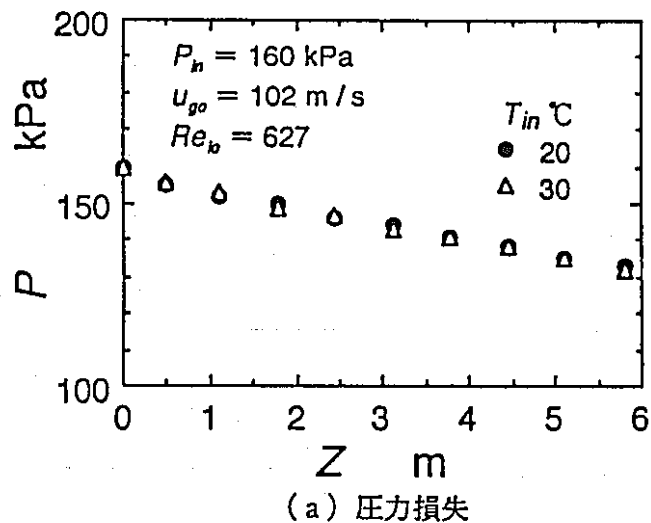
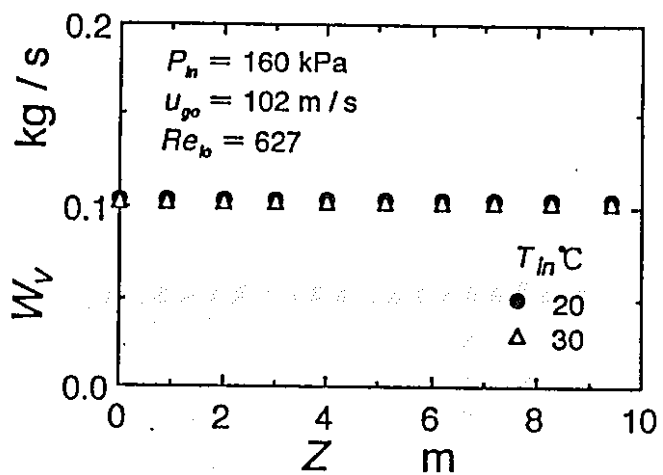
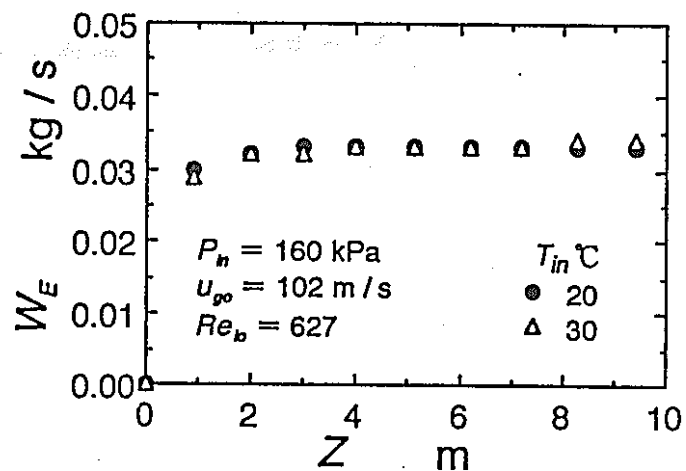


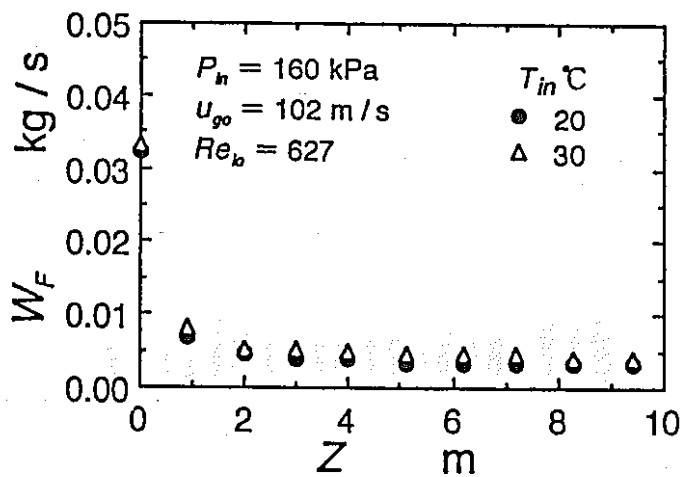
図 7.13 入口温度が各因子に及ぼす影響



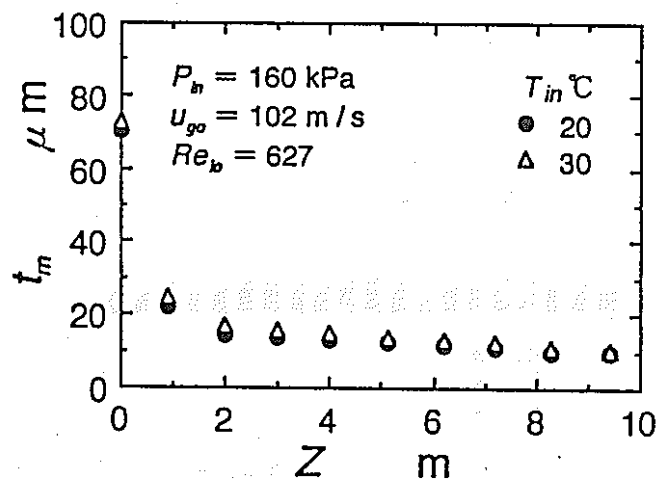
(e) 気相の質量流量



(f) 液滴の質量流量



(g) 液膜の質量流量



(h) 平均液膜厚さ

図 7.13 入口温度が各因子に及ぼす影響

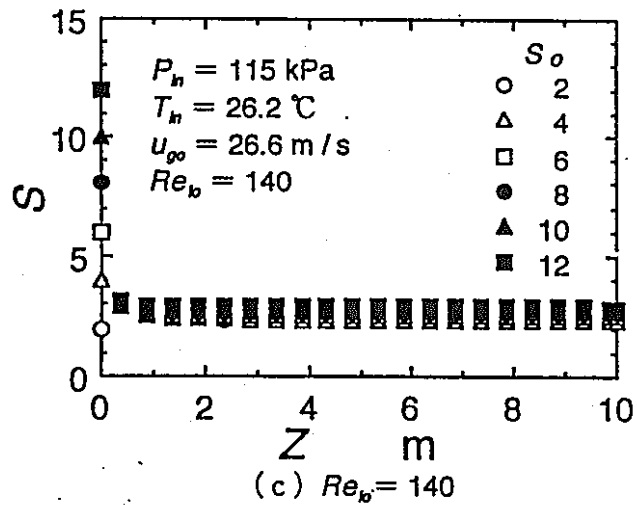
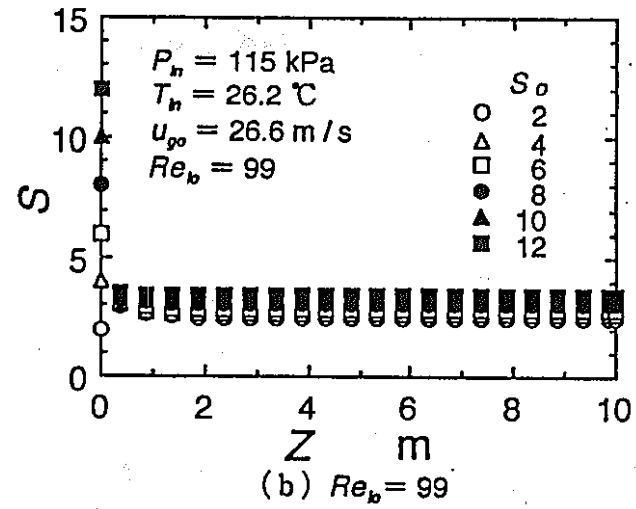
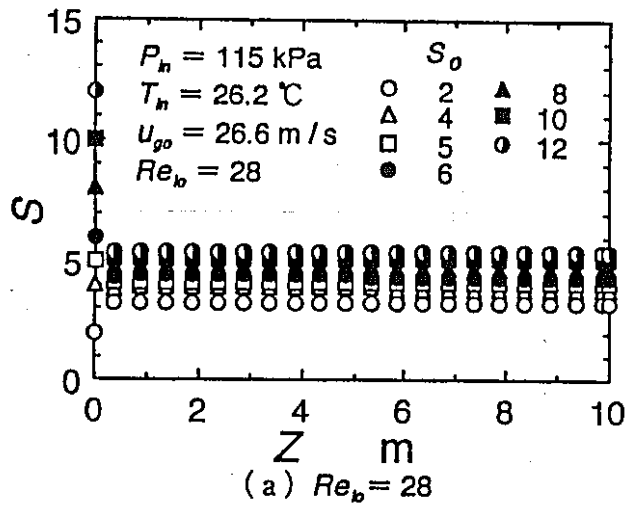


図 7.14 スリップ比の初期値  $S_0$  の影響 ( $u_{g0} = 26.6 \text{ m/s}$ )

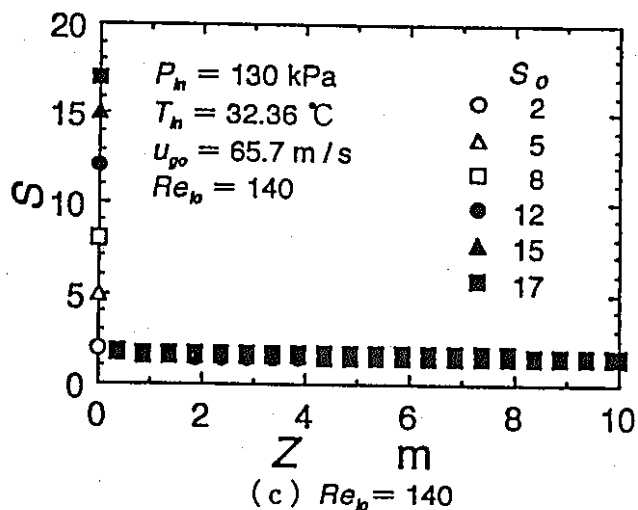
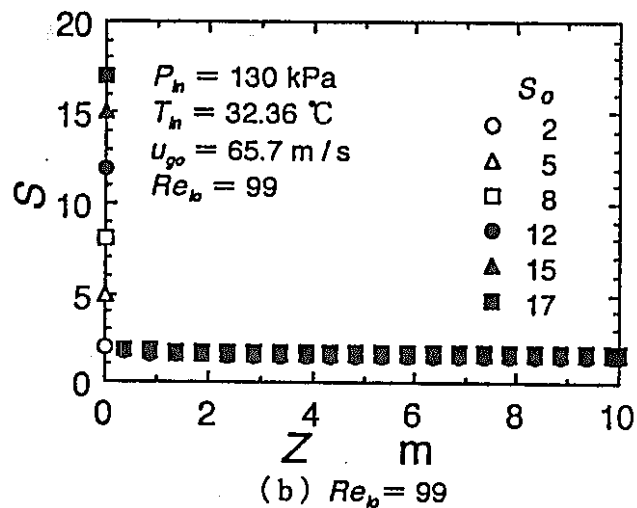
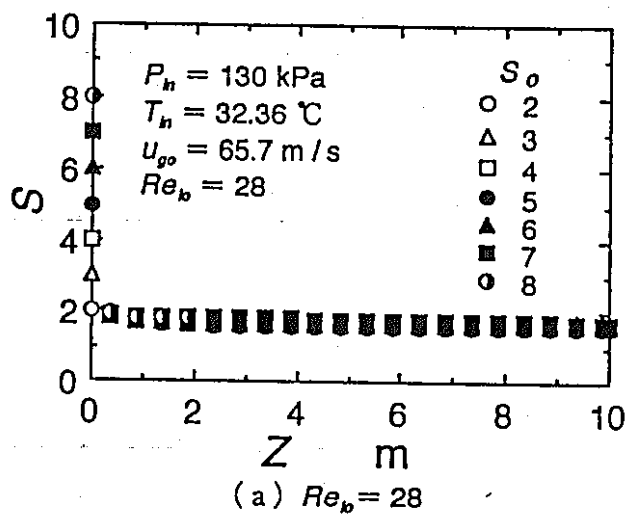
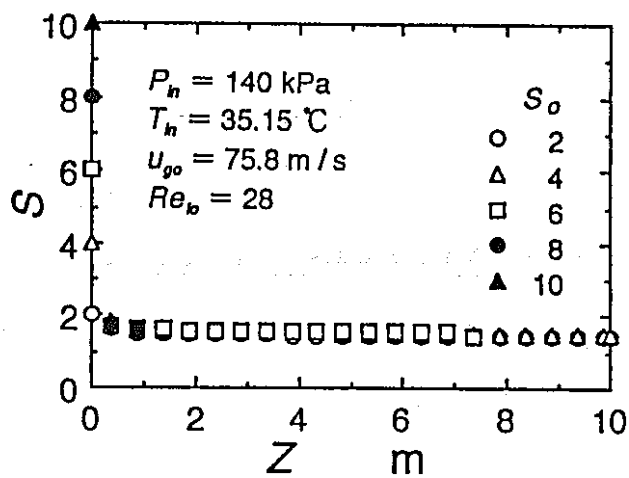
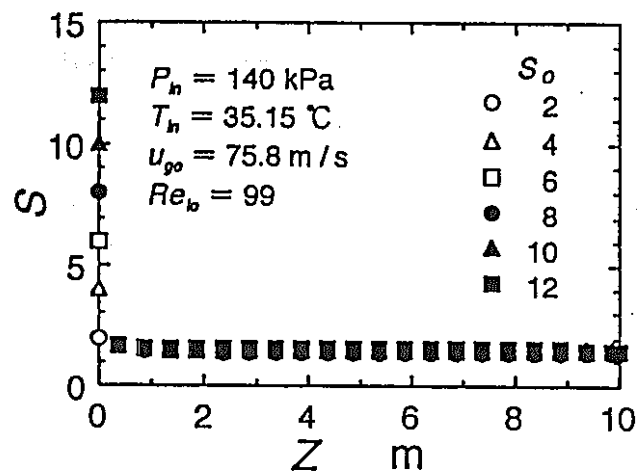


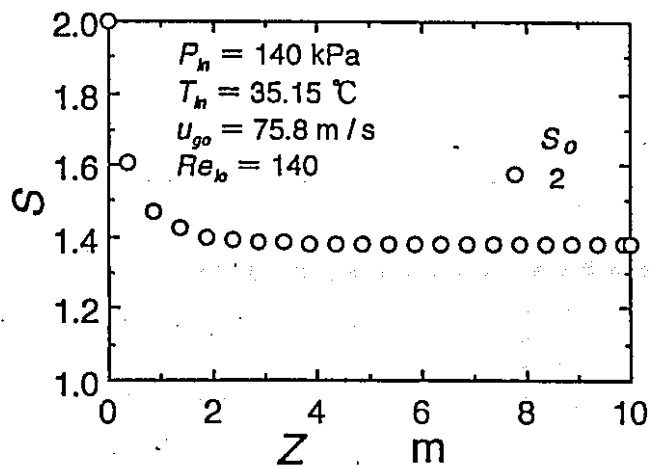
図7.15 スリップ比の初期値 $S_0$ の影響 ( $u_{go} = 65.7 \text{ m/s}$ )



(a)  $Re_b = 28$

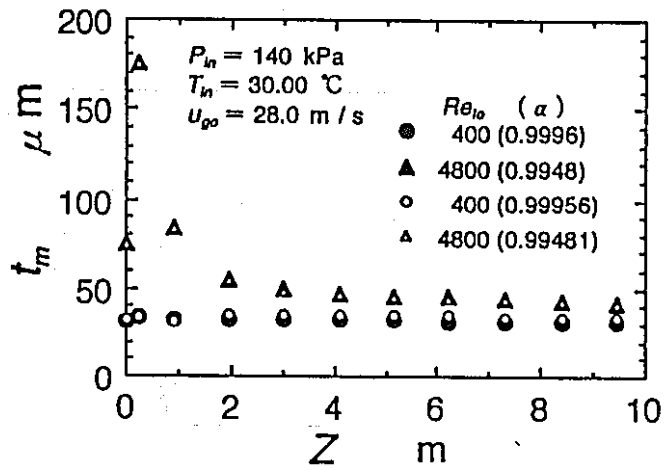


(b)  $Re_b = 99$

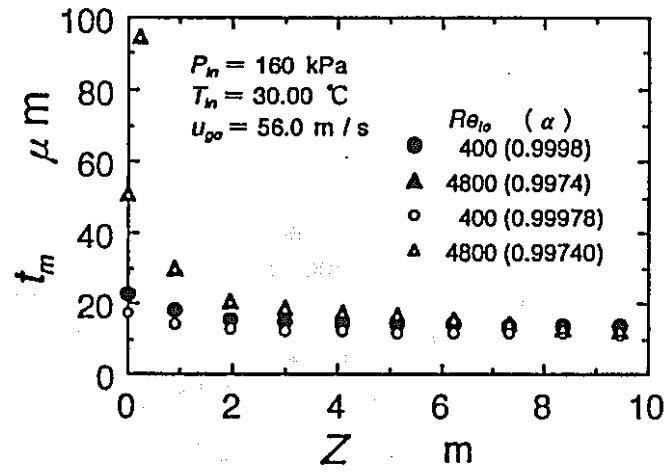


(c)  $Re_b = 140$

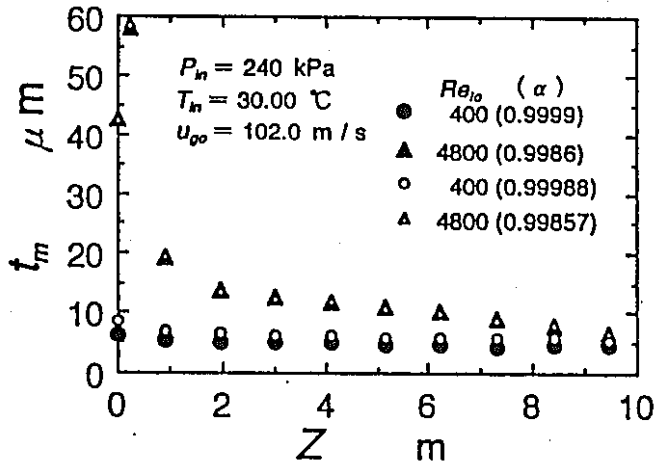
図 7.16 スリップ比の初期値  $S_0$  の影響 ( $u_{go} = 75.8 \text{ m/s}$ )



(a)  $u_{00} = 28.0 \text{ m/s}$

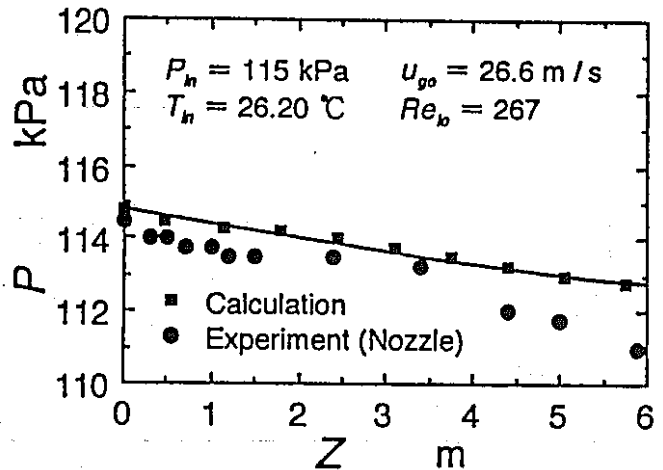


(b)  $u_{00} = 56.0 \text{ m/s}$

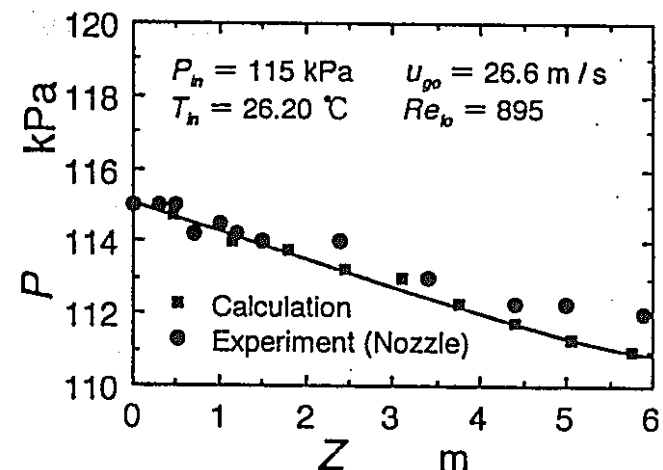


(c)  $u_{00} = 102.0 \text{ m/s}$

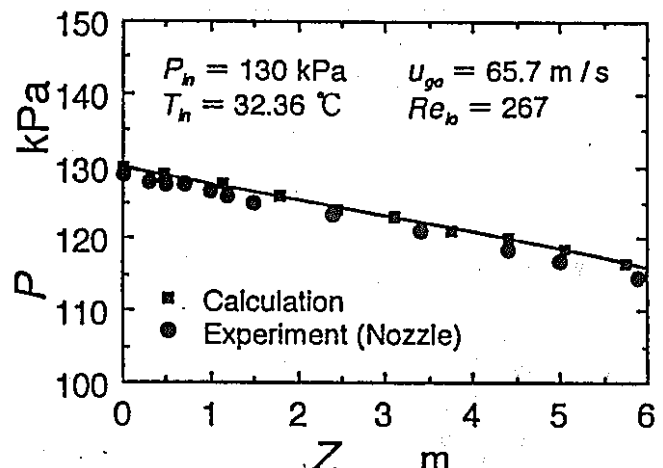
図 7.17 ボイド率の有効桁数の影響



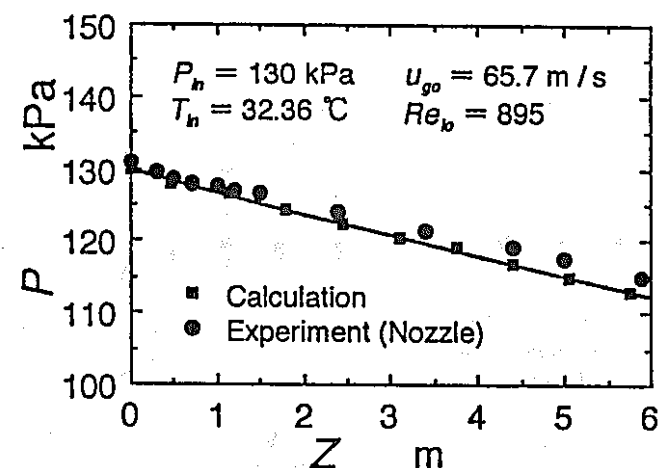
(a)  $u_{g0} = 26.6 \text{ m/s}$ ,  $Re_b = 267$



(b)  $u_{g0} = 26.6 \text{ m/s}$ ,  $Re_b = 895$

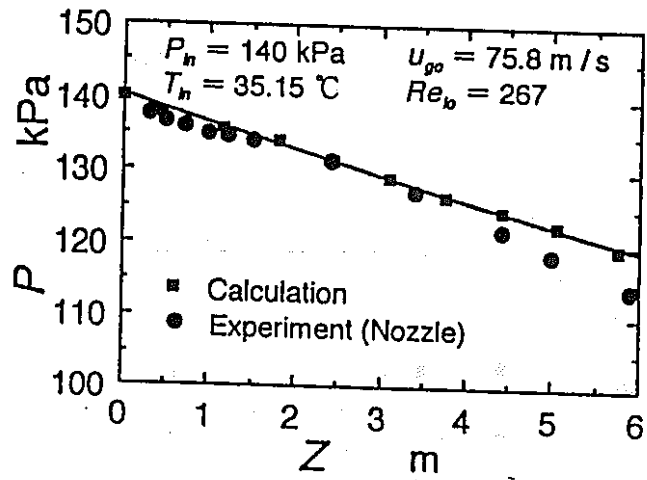


(c)  $u_{g0} = 65.7 \text{ m/s}$ ,  $Re_b = 267$

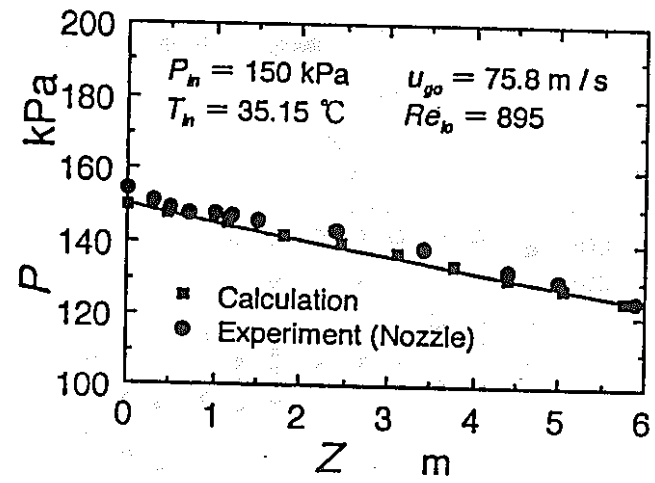


(d)  $u_{g0} = 65.7 \text{ m/s}$ ,  $Re_b = 895$

図 7.18 圧力損失の変化



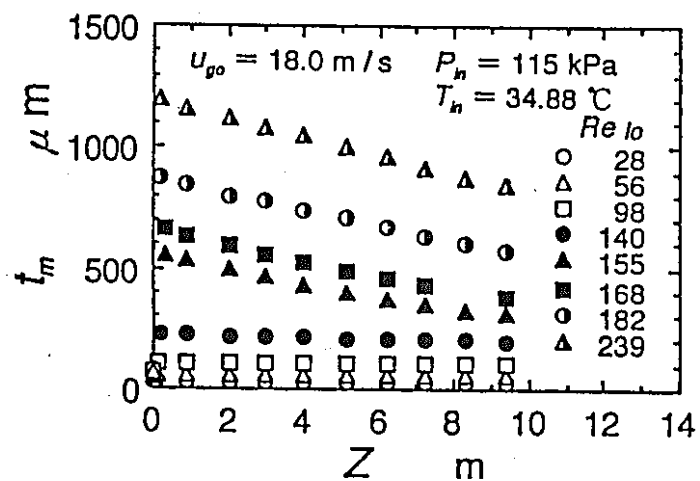
(e)  $u_{go} = 75.8$  m/s,  $Re_b = 267$



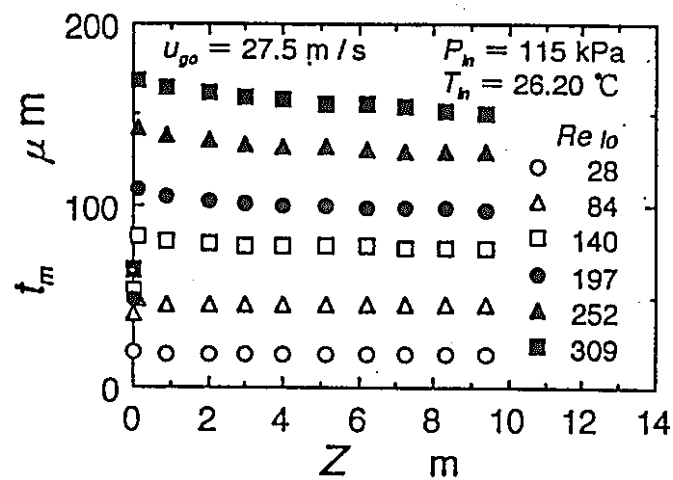
(f)  $u_{go} = 75.8$  m/s,  $Re_b = 895$

図 7.18 圧力損失の変化

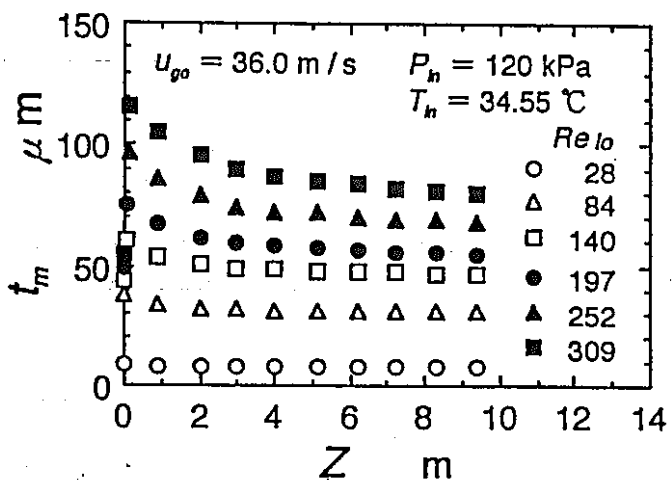




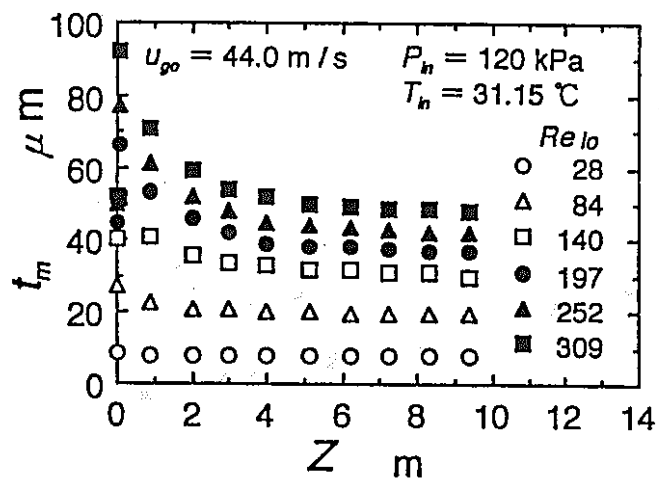
(a)  $u_{go} = 18.0 \text{ m/s}$



(b)  $u_{go} = 27.5 \text{ m/s}$

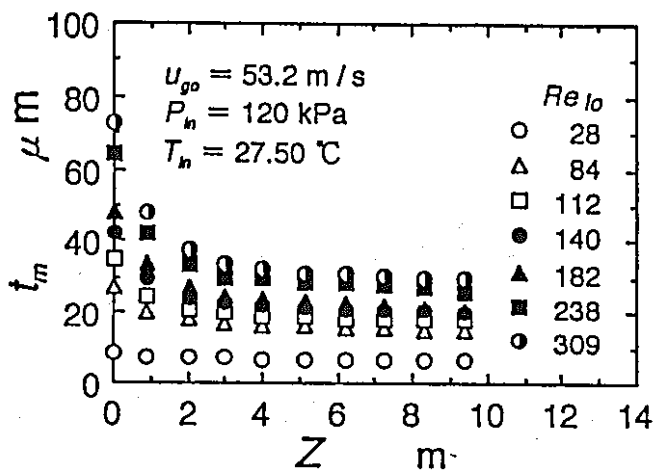


(c)  $u_{go} = 36.0 \text{ m/s}$

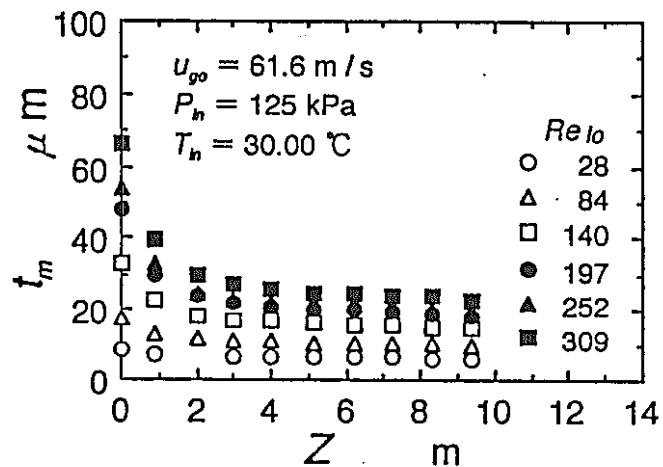


(d)  $u_{go} = 44.0 \text{ m/s}$

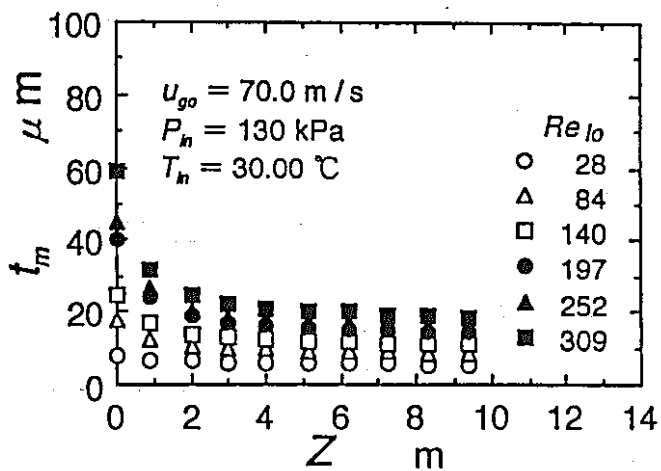
図 7.19 平均液膜厚さに及ぼす水量の影響



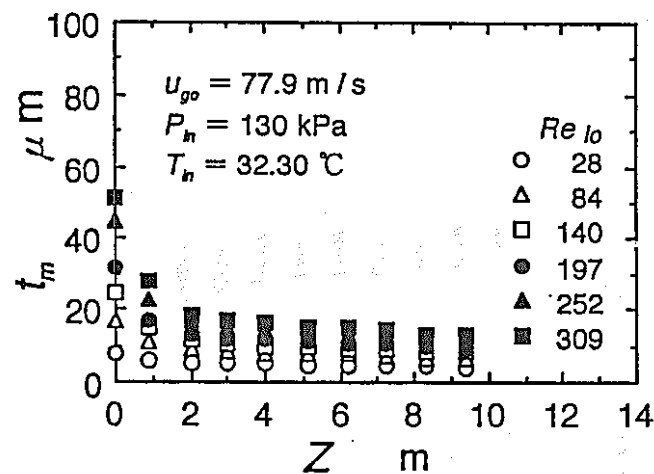
(a)  $u_{g0} = 53.2 \text{ m/s}$



(b)  $u_{g0} = 61.6 \text{ m/s}$

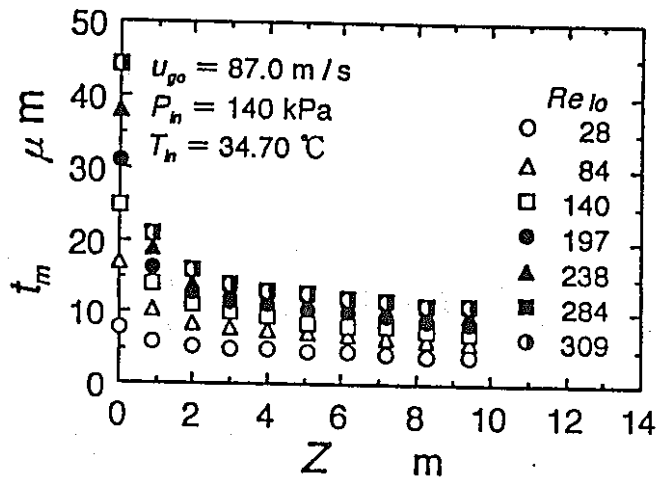


(c)  $u_{g0} = 70.0 \text{ m/s}$

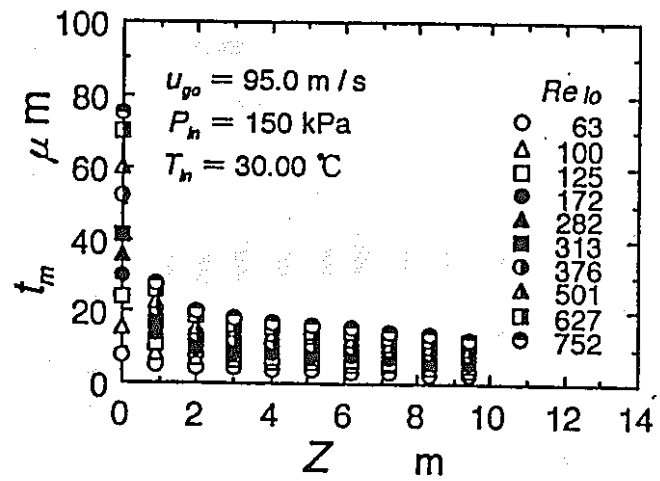


(d)  $u_{g0} = 77.9 \text{ m/s}$

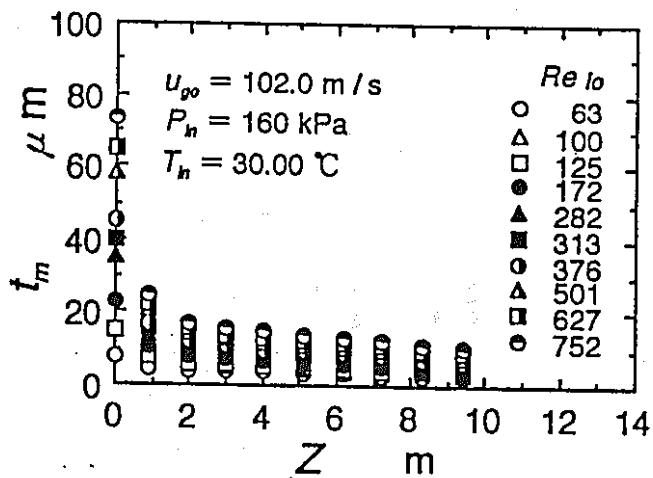
図 7.20 平均液膜厚さに及ぼす水量の影響



(a)  $u_{g0} = 87.0 \text{ m/s}$

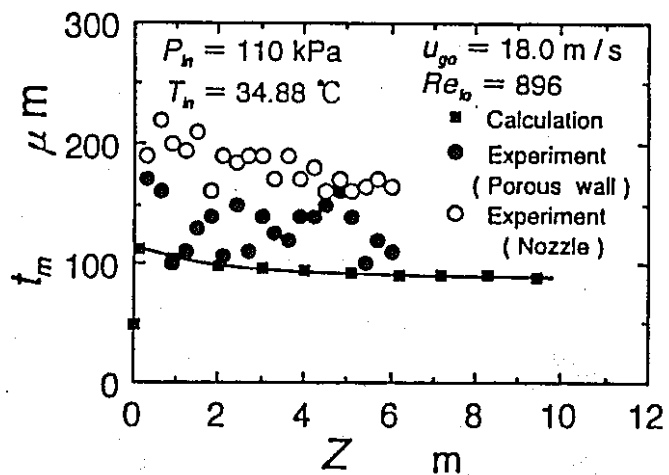


(b)  $u_{g0} = 95.0 \text{ m/s}$

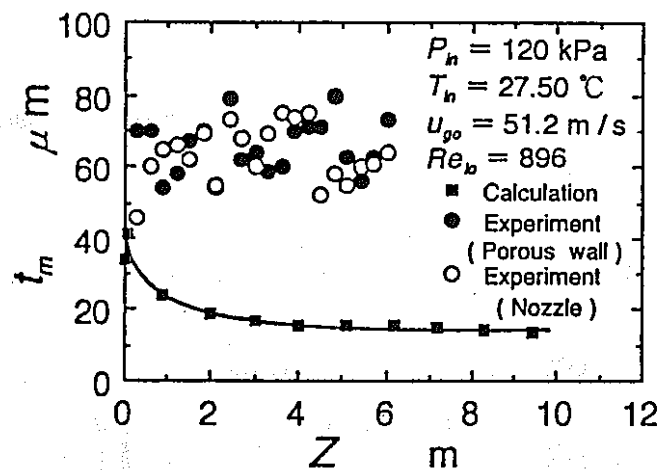


(c)  $u_{g0} = 102.0 \text{ m/s}$

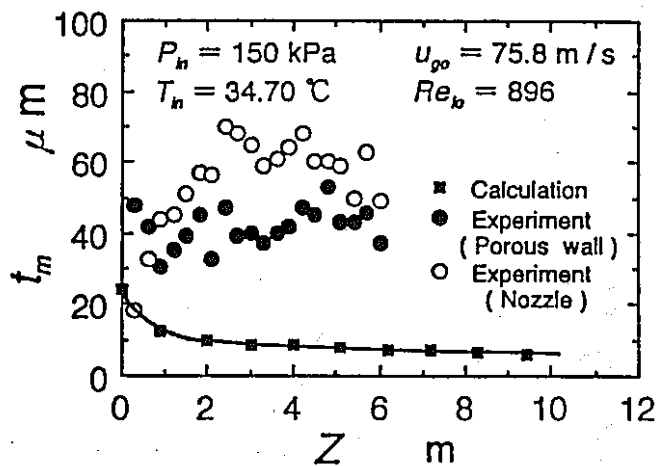
図 7.21 平均液膜厚さに及ぼす水量の影響



(a)  $u_{go} = 18.0 \text{ m/s}$



(b)  $u_{go} = 51.2 \text{ m/s}$



(c)  $u_{go} = 75.8 \text{ m/s}$

図 7.22 平均液膜厚さに関する実験値と計算値の比較

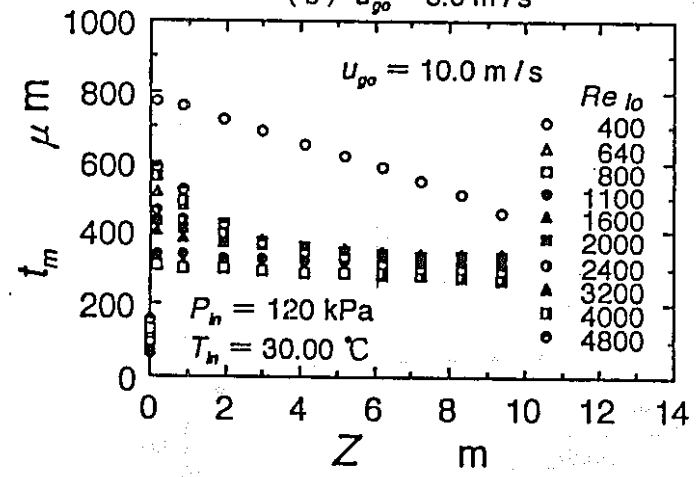
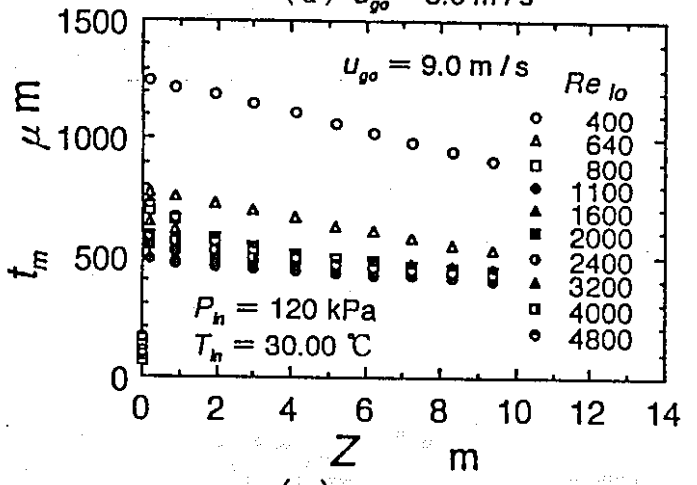
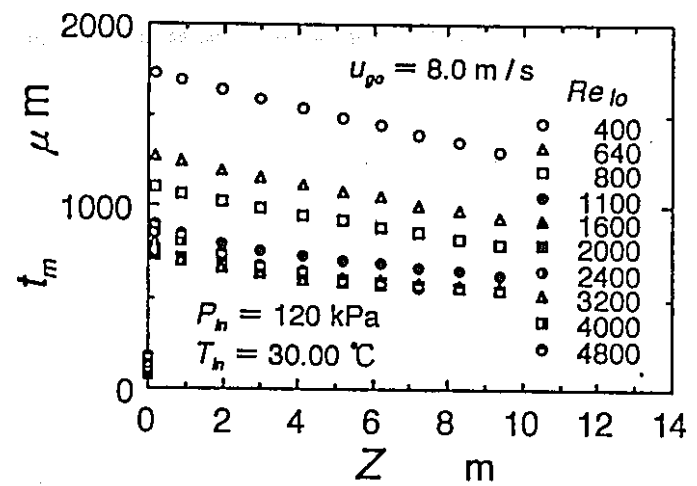
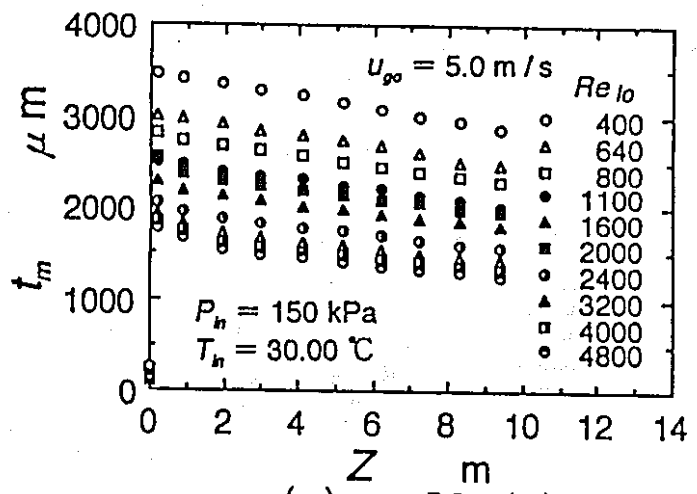


図 7.23 臨界液膜厚さの決定

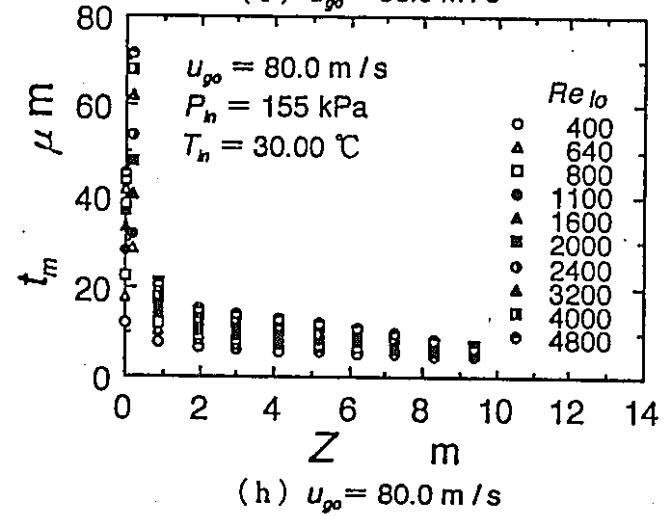
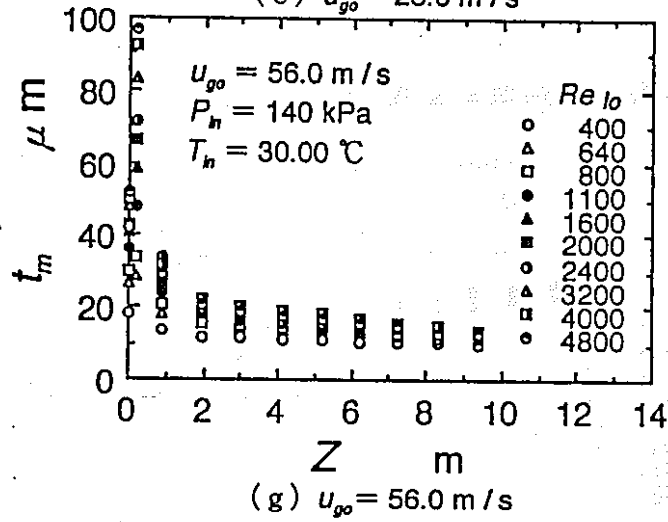
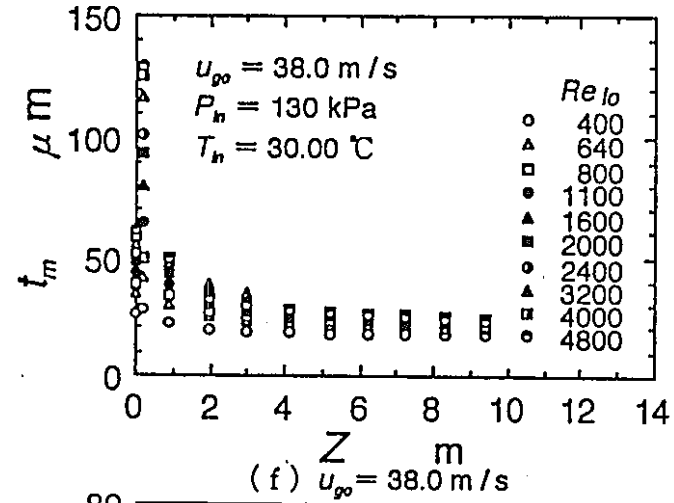
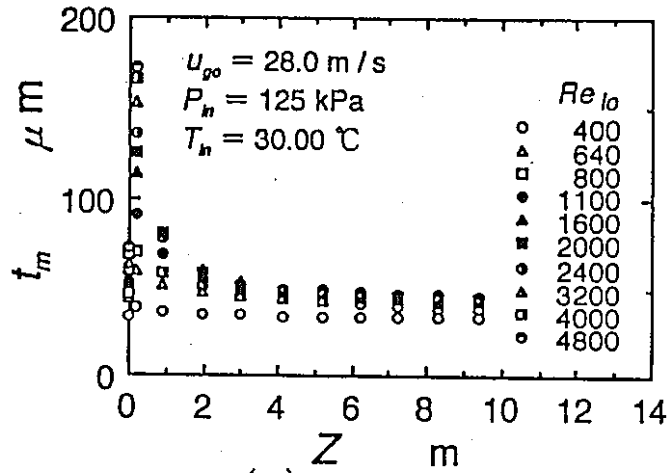
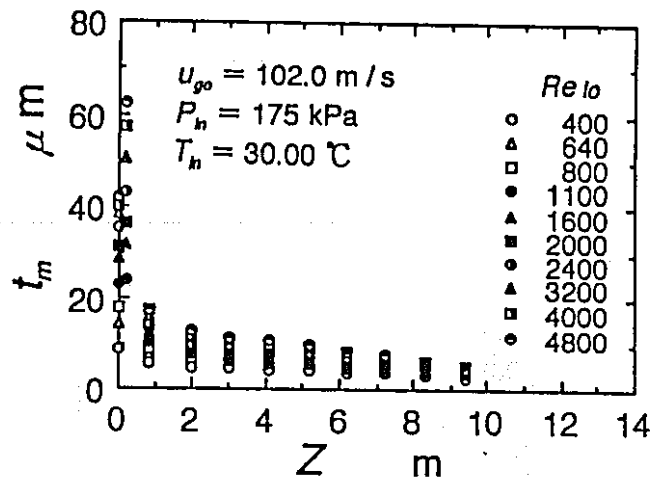


図 7.23 臨界液膜厚さの決定



(i)  $u_{go} = 102.0 \text{ m/s}$

図 7.23 臨界液膜厚さの決定

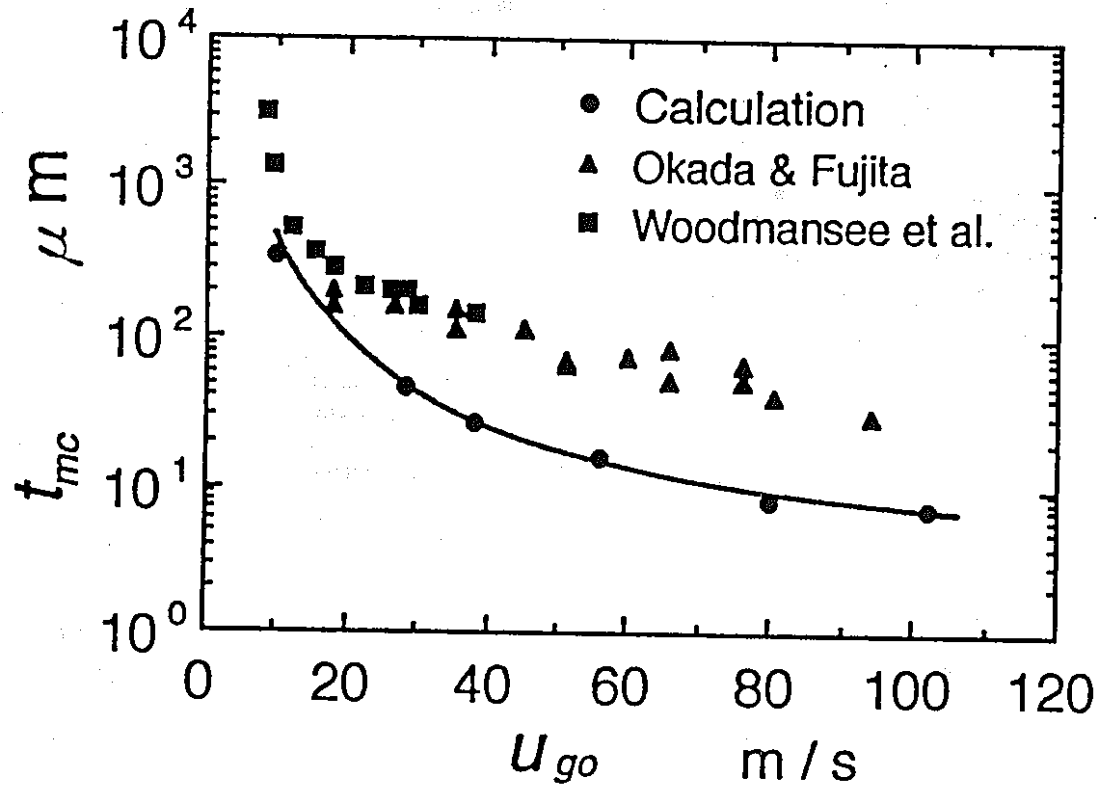


図 7.24 各気相速度に対する臨界液膜厚さ



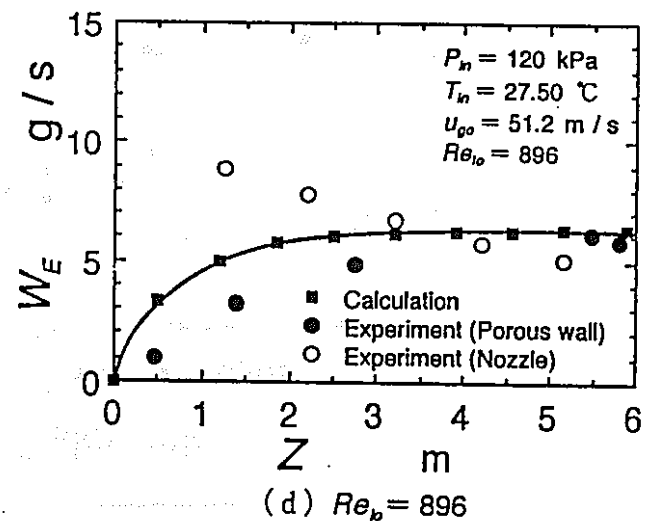
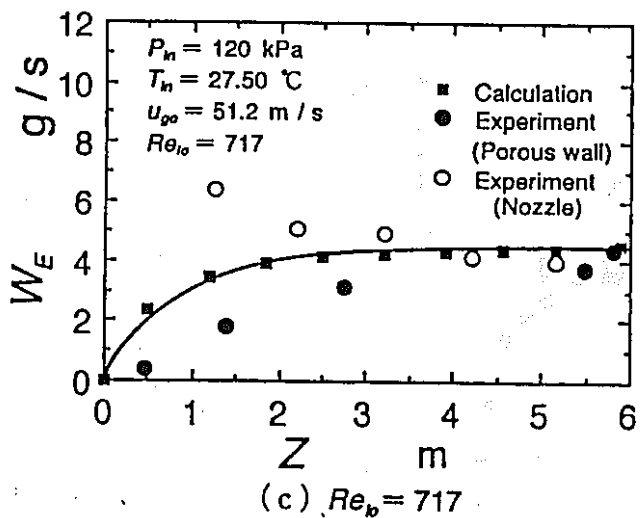
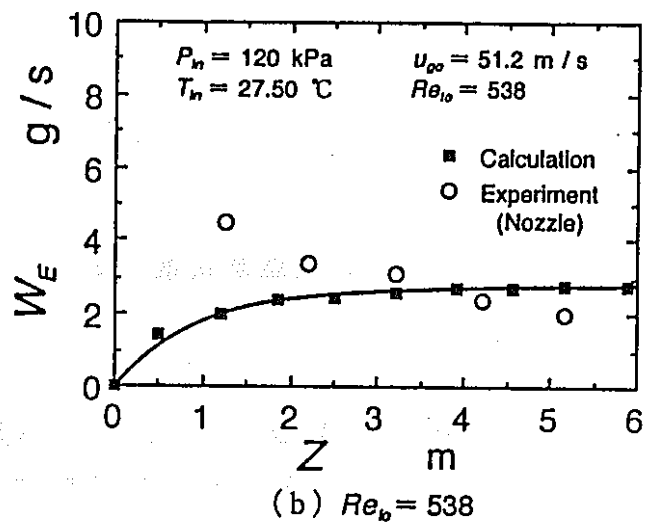
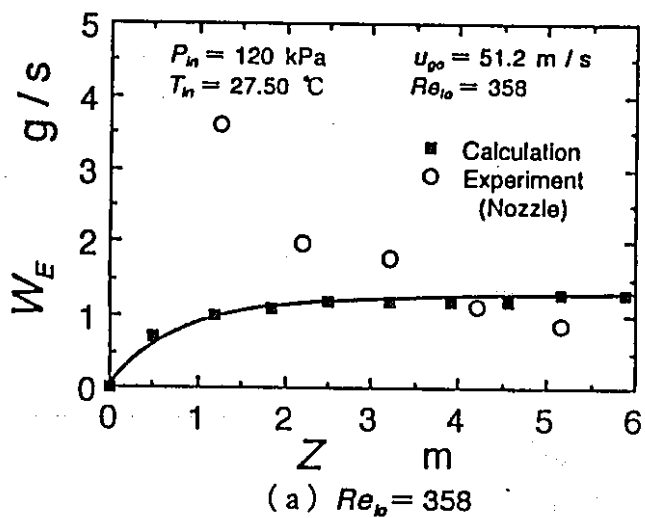


図 7.25 浮遊液滴量の変化 ( $u_{go} = 51.2$  m/s)

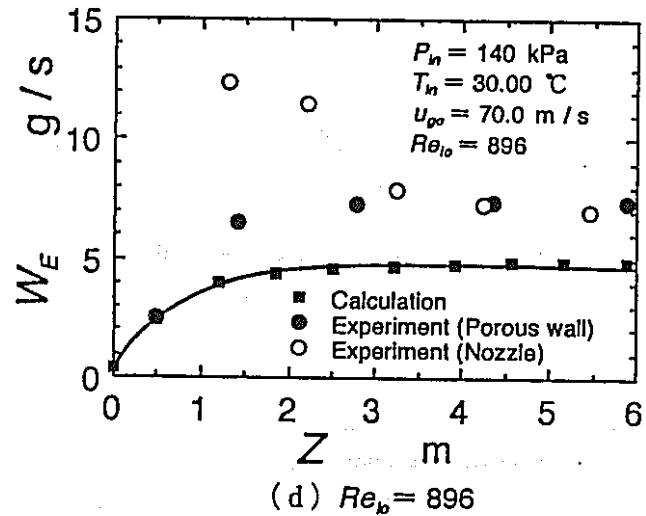
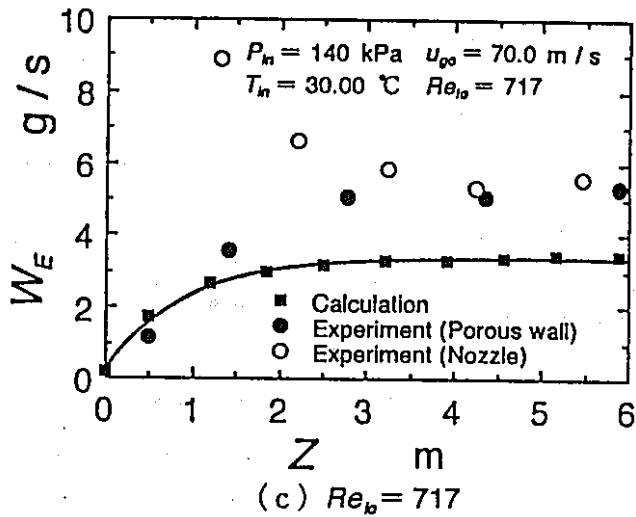
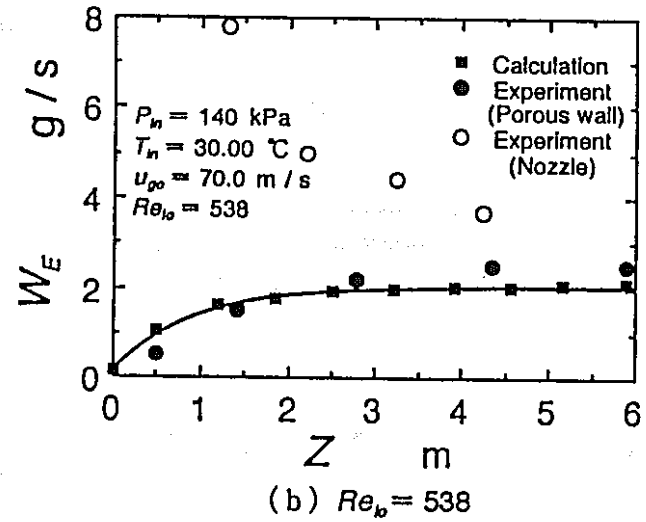
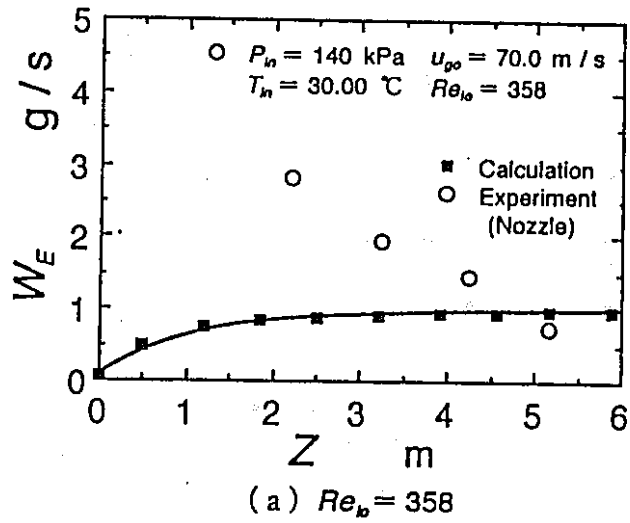
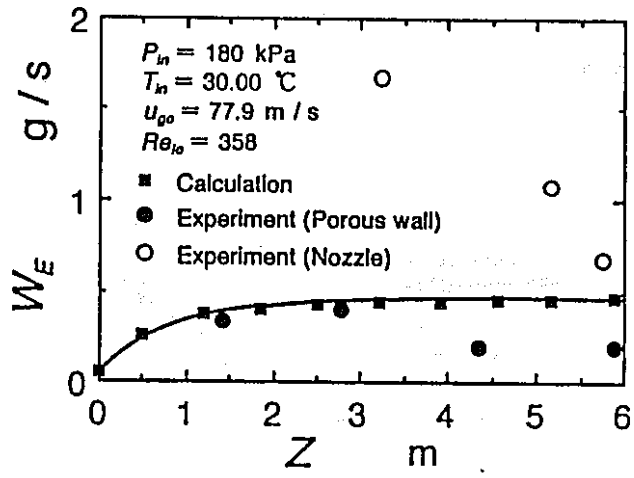
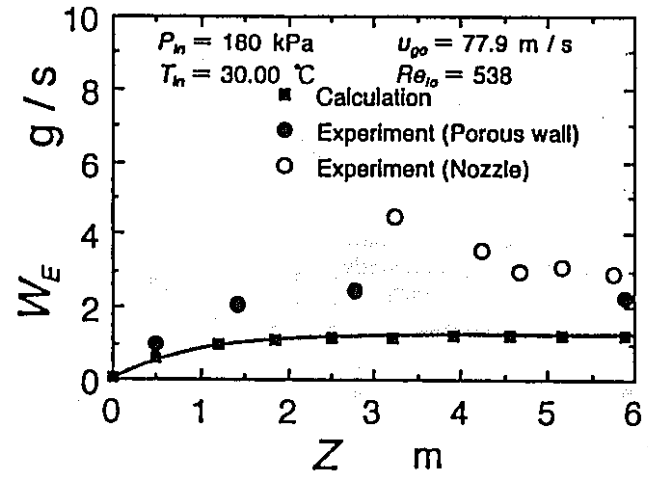


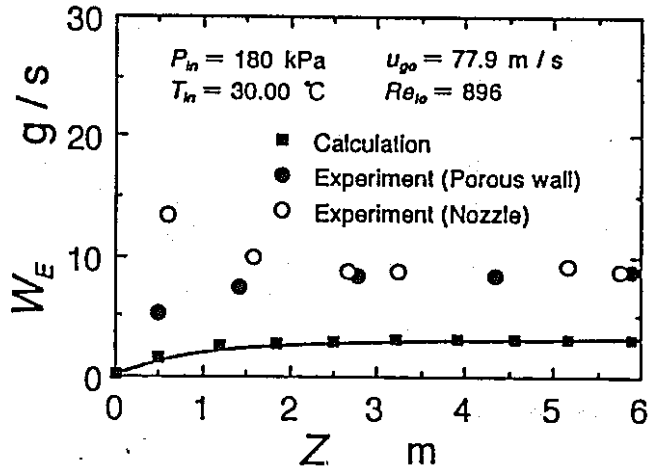
図 7.26 浮遊液滴量の変化 ( $u_{go} = 70.0$  m/s)



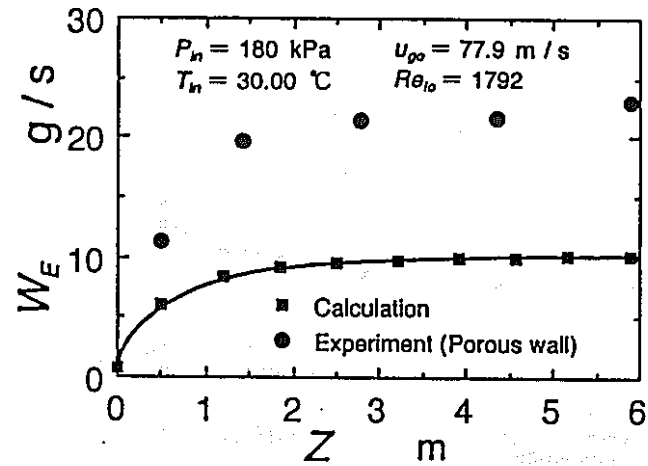
(a)  $Re_p = 358$



(b)  $Re_p = 538$

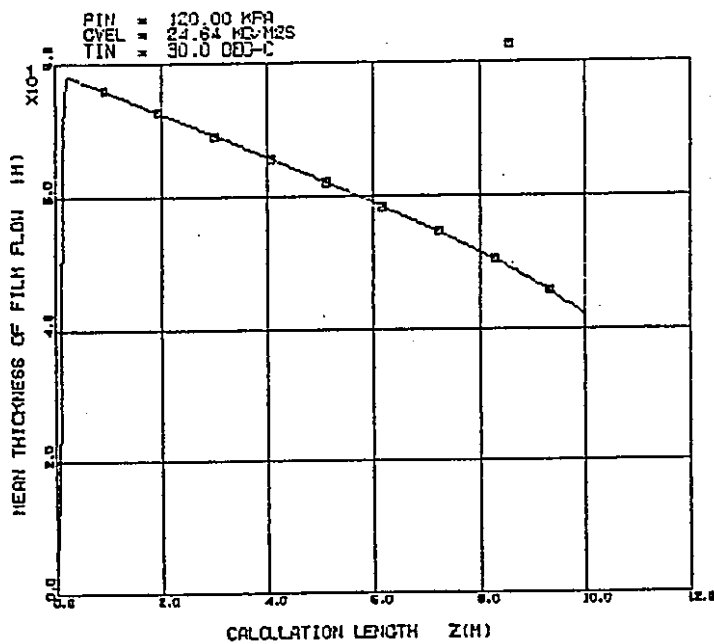


(c)  $Re_p = 896$



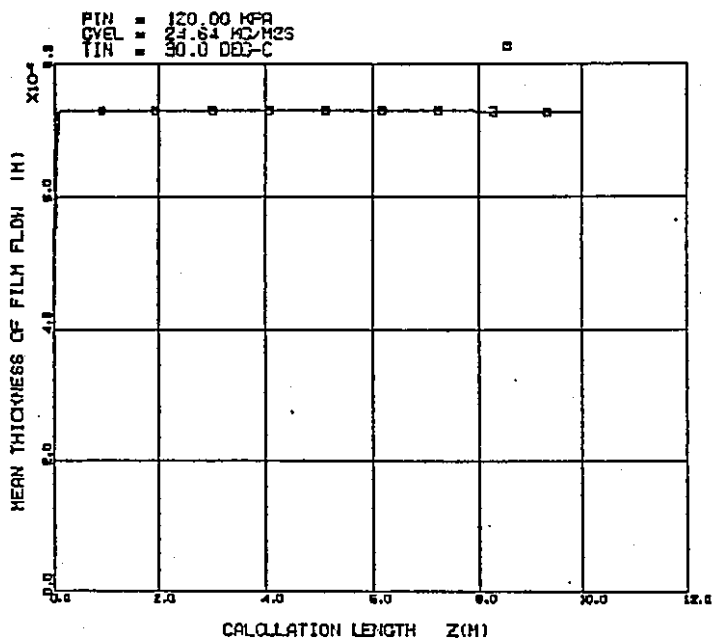
(d)  $Re_p = 1792$

図 7.27 浮遊液滴量の変化 ( $u_{go} = 77.9 \text{ m/s}$ )



FIDIAS-1CS PC-VERSION INPUT DATA #01  
 QKACA DATA AIR-WATER SYSTEM U =10 Re =400

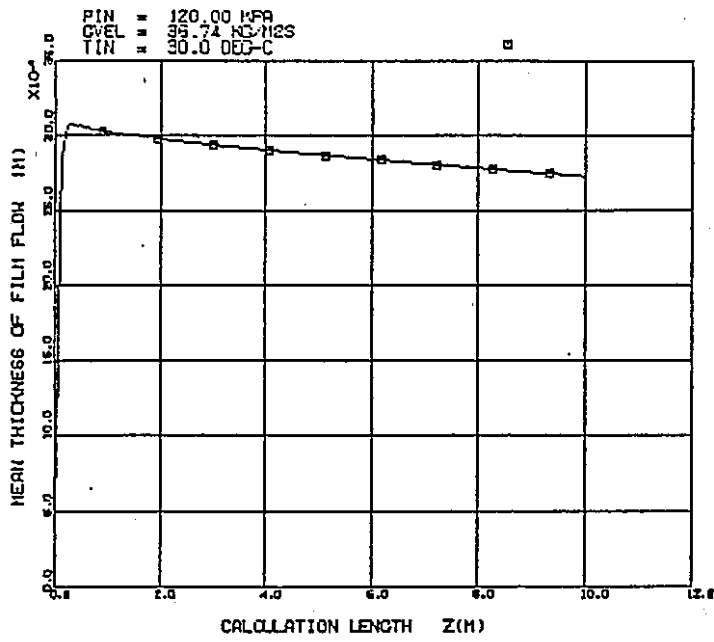
(a) 上昇流 ( $Re_b = 400$ )



FIDIAS-1CS PC-VERSION INPUT DATA #01  
 QKACA DATA AIR-WATER SYSTEM U =10 Re =400

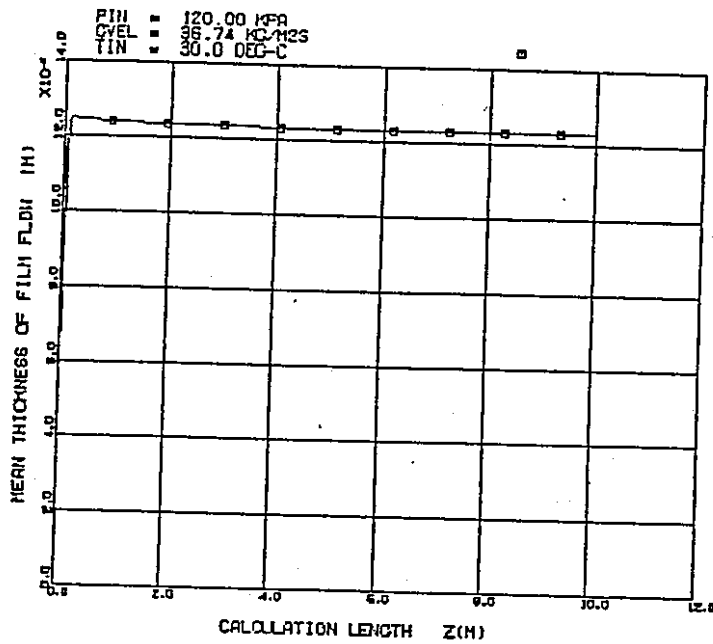
(b) 下降流 ( $Re_b = 400$ )

図 7.28 平均液膜厚さに及ぼす流動方向の比較 ( $u_{go} = 10.0 \text{ m/s}$ )



FIDAS-10S PC-VERSION INPUT DATA #01  
 QADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 10 R# = 800

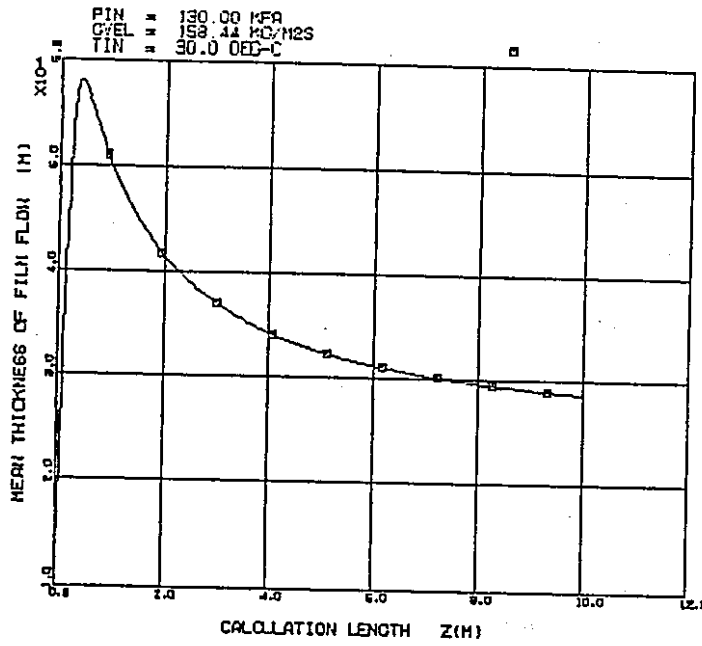
(c) 上昇流 ( $Re_b = 800$ )



FIDAS-10S PC-VERSION INPUT DATA #01  
 QADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 10 R# = 800

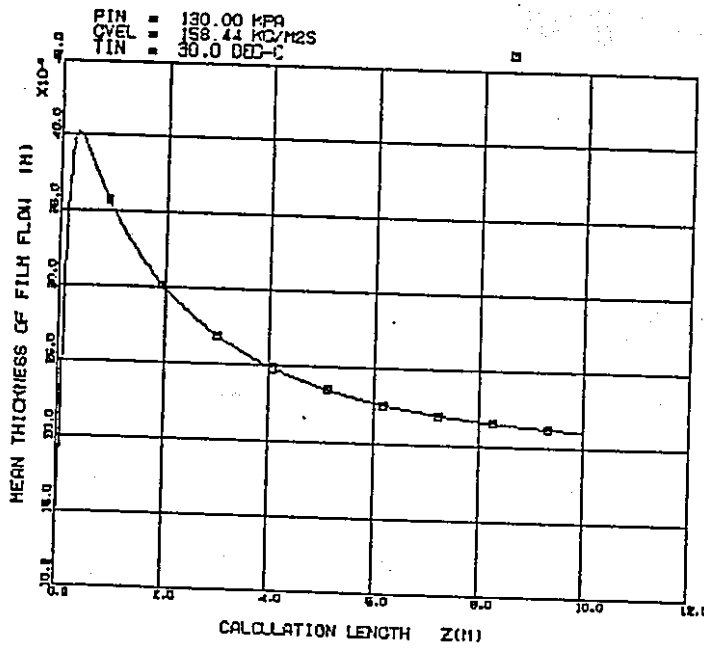
(d) 下降流 ( $Re_b = 800$ )

図 7.28 平均液膜厚さに及ぼす流動方向の比較 ( $u_{go} = 10.0 \text{ m/s}$ )



FIDAS-106 PC-VERSION INPUT DATA #01  
 OKADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 10 R# = 4800

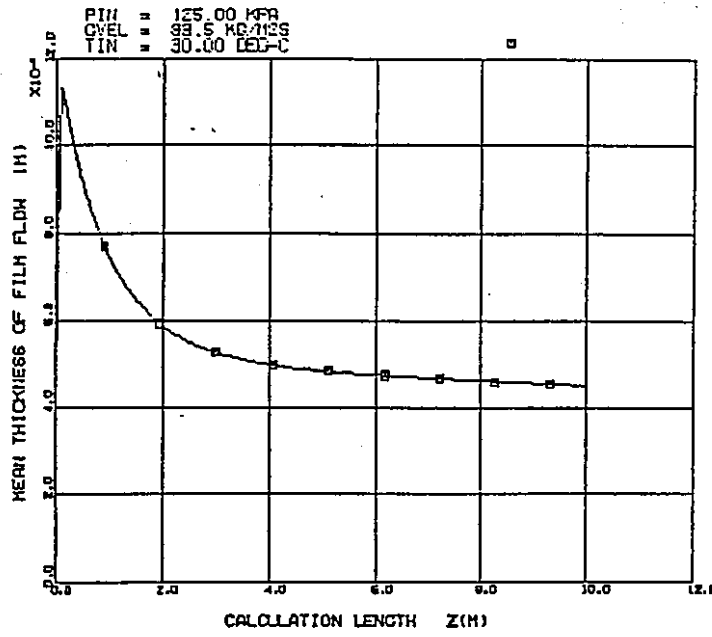
(e) 上昇流 ( $Re_b = 4800$ )



FIDAS-106 PC-VERSION INPUT DATA #01  
 OKADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 10 R# = 4800

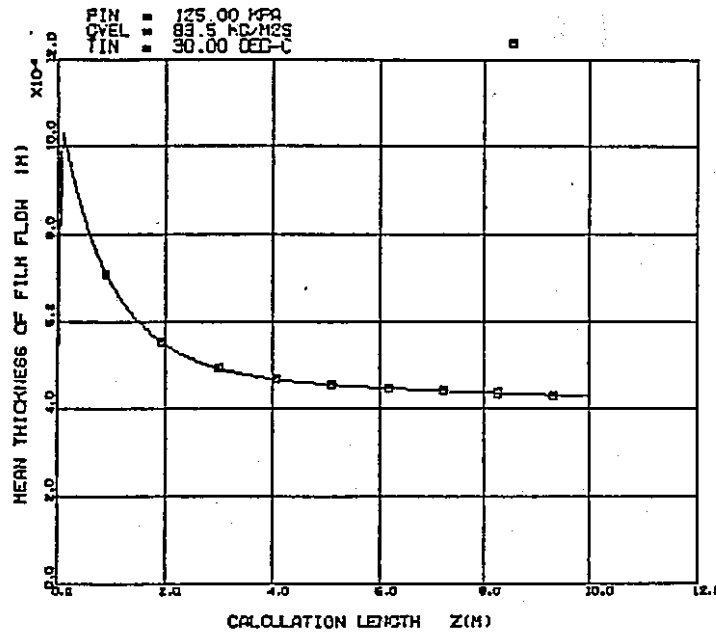
(f) 下降流 ( $Re_b = 4800$ )

図 7.28 平均液膜厚さに及ぼす流動方向の比較 ( $u_{go} = 10.0 \text{ m/s}$ )



FIDAS-103 PC-VERSION INPUT DATA #01  
 QKADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 28 Re = 1600

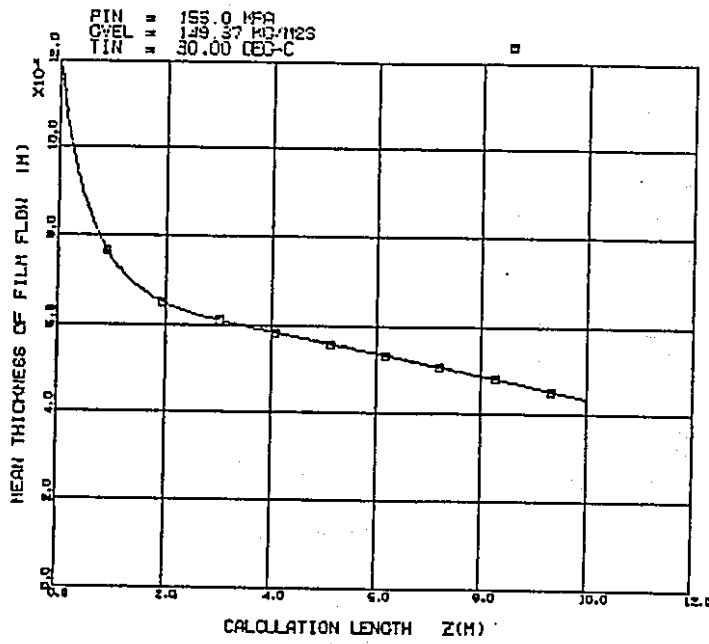
(a) 上昇流 ( $Re_{10} = 1600$ )



FIDAS-103 PC-VERSION INPUT DATA #01  
 QKADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 28 Re = 1600

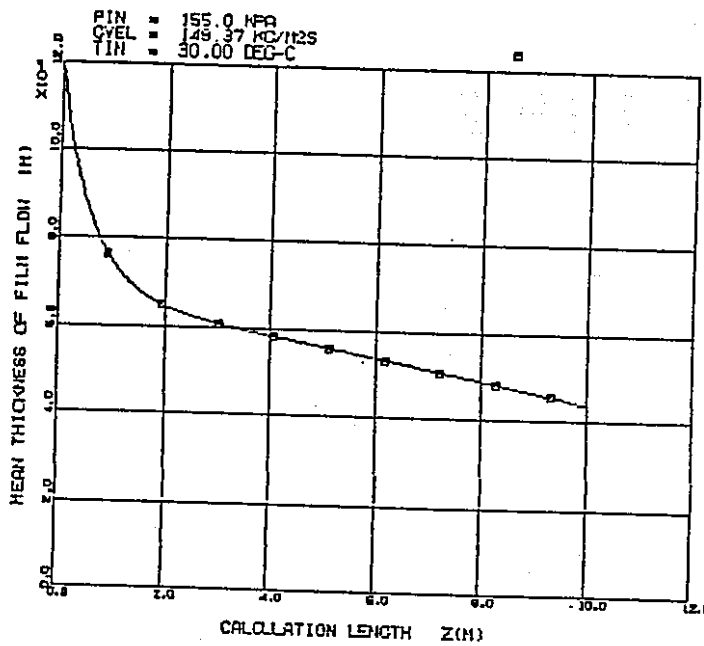
(b) 下降流 ( $Re_{10} = 1600$ )

図 7.29 平均液膜厚さに及ぼす流動方向の比較 ( $u_{go} = 28.0 \text{ m/s}$ )



FIDAS-10S PC-VERSION INPUT DATA #01  
 QXADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 80 R<sub>0</sub> = 400

(a) 上昇流 ( $Re_b = 400$ )

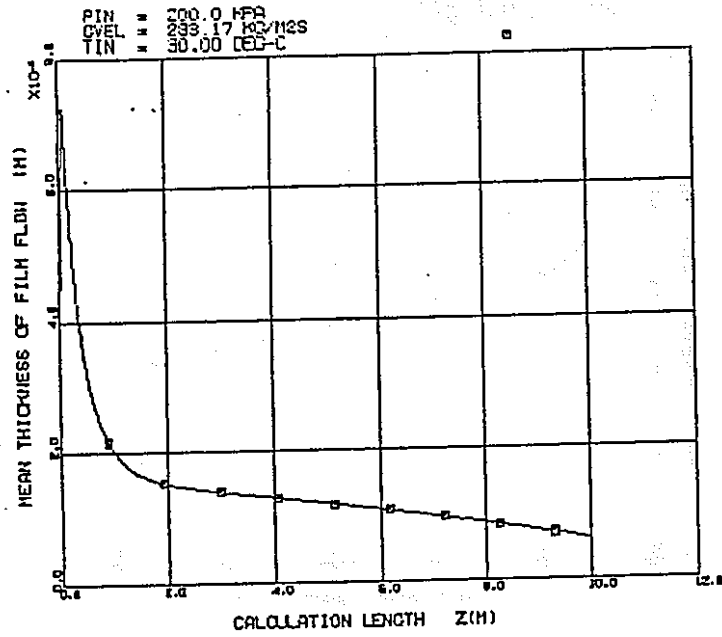


FIDAS-10S PC-VERSION INPUT DATA #01  
 QXADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 80 R<sub>0</sub> = 400

(b) 下降流 ( $Re_b = 400$ )

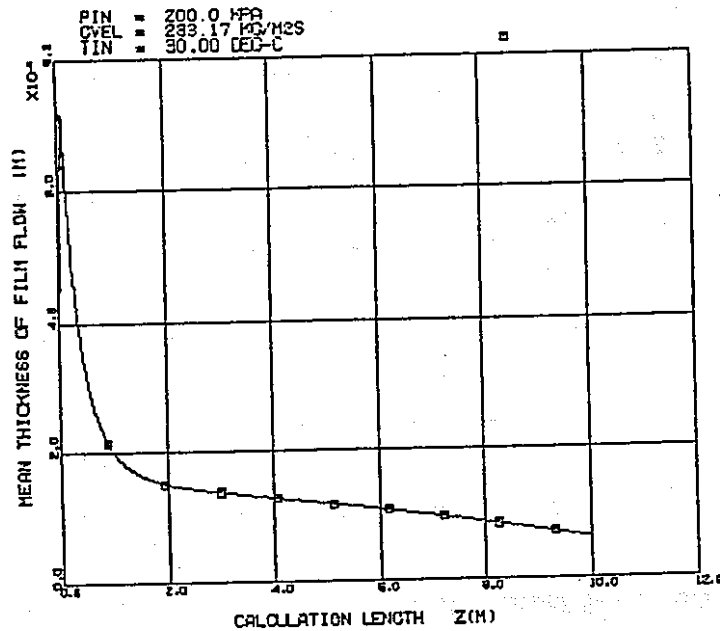
図 7.30 平均液膜厚さに及ぼす流動方向の比較 ( $u_{go} = 80.0 \text{ m/s}$ )





FIDAS-105 PC-VERSION INPUT DATA #01  
 ORADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 80 R# = 4800

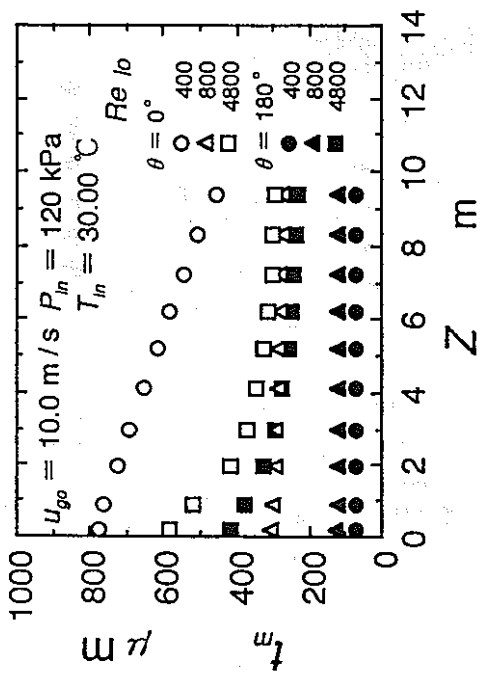
(c) 上昇流 ( $Re_b = 4800$ )



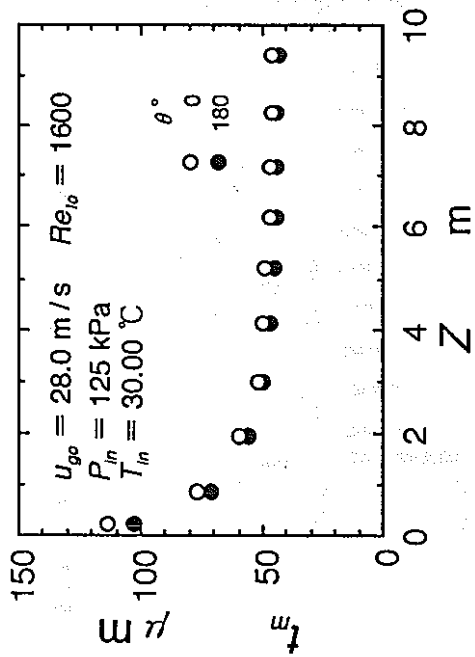
FIDAS-105 PC-VERSION INPUT DATA #01  
 ORADA DATA AIR-WATER SYSTEM U = 80 R# = 4800

(d) 下降流 ( $Re_b = 4800$ )

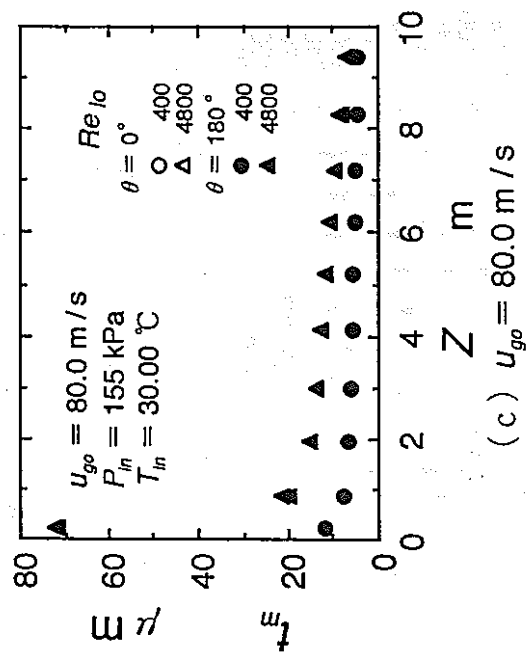
図 7.30 平均液膜厚さに及ぼす流動方向の比較 ( $u_{g0} = 80.0 \text{ m/s}$ )



(a)  $u_{go} = 10.0$  m/s



(b)  $u_{go} = 28.0$  m/s



(c)  $u_{go} = 80.0$  m/s

図 7.31 平均液膜厚さに及ぼす流動方向の影響

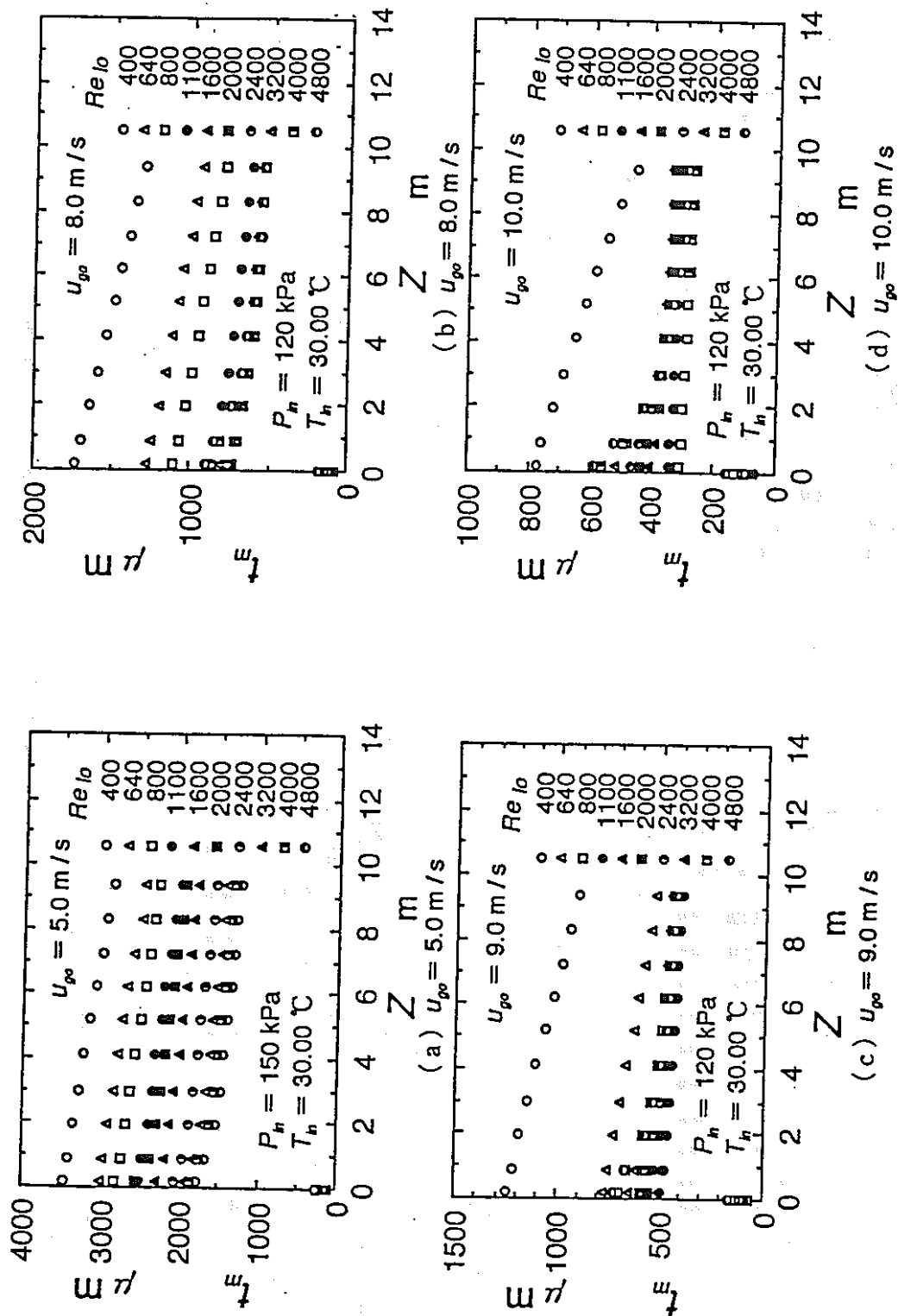
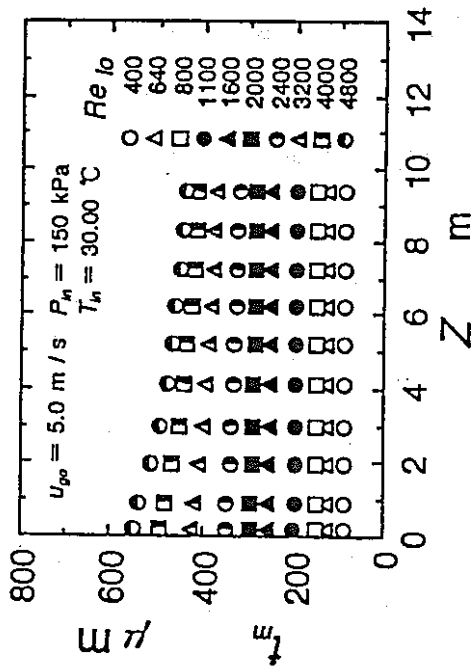
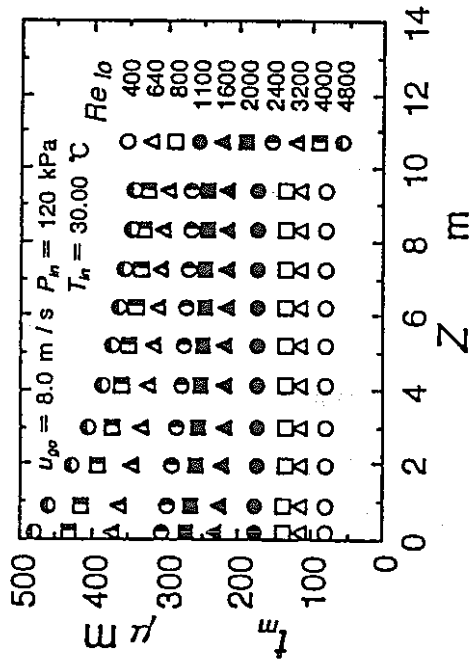


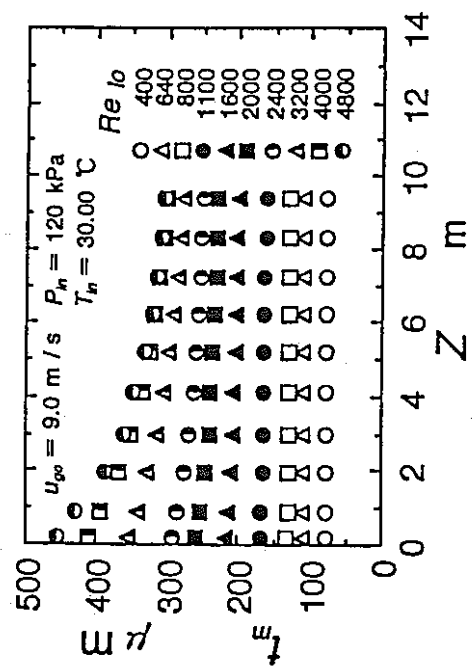
図7.32 低気相速度域における  $t_m$  に及ぼす  $Re_{lo}$  の影響 (上昇流の場合)



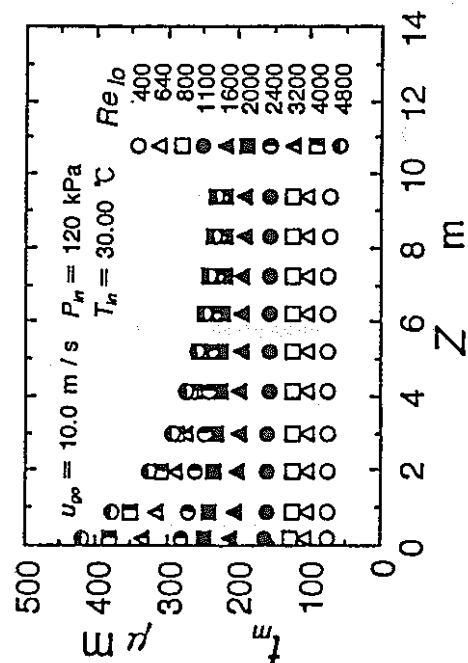
(a)  $u_{\infty} = 5.0 \text{ m/s}$



(b)  $u_{\infty} = 8.0 \text{ m/s}$



(c)  $u_{\infty} = 9.0 \text{ m/s}$



(d)  $u_{\infty} = 10.0 \text{ m/s}$

図 7.33 低気相速度域における  $t_m$  に及ぼす  $Re_{10}$  の影響 (下降流の場合)

## 8. 結論

(富山)

本研究では、三流体モデルに基づく混相流の数値解析技術の高度化を目的として、

- ①数値計算手法の改良
- ②基礎方程式の検討・考察
- ③構成方程式の調査・検討
- ④構成方程式の理論的検討・開発
- ⑤水・蒸気系実験データベースの解析による構成方程式の評価
- ⑥水・空気系実験データベースの解析による構成方程式の評価

の6項目に関して研究作業を実施した。以下、本研究の結果を各項目毎に整理しておく。

### ①数値計算手法の改良

数値計算手法を高度化するために、まず、サブクール沸騰計算機能の追加が行なわれた。その結果、強制沸騰流動現象におけるボイド率の軸方向変化に関する現実的な予測が可能となった。次に、飽和気泡流域からチャーン流領域の数値モデルが、スリップ流モデルから二流体モデルに変更された。本改良により、より物理的な視点に基づく流れ解析が可能となり、かつ固液二相流・固気二相流・液液二相流等の他の二相流の解析も多流体モデルという単一のモデルで解析できる準備が整えられた。さらに、三流体モデルに基づく環状噴霧流解析モデルに仮想質量力項が付加され、仮想質量力による数値的安定性向上が検討された。本検討により、三流体モデルでは仮想質量力による数値的安定性の向上は望めないという結果が得られた。

そこで、三流体モデルの数値的特性をより定量的に明らかにすることを目的として、最小緩和距離に基づく多流体モデルの数値的安定性の解析が実施された。本解析により、定常一次元一圧力三流体モデルによって環状噴霧流領域を解析する場合には、仮想質量力によって数値的安定性は向上しないことが定量的に確認された。また、環状噴霧流への遷移位置付近及びドライアウト点付近で解くに数値的に不安定性となりやすいことが示された。

本結果より、安定性を向上させるには数値解法自体の改良が不可欠であるといえる。そこで、数値的安定性の向上をはかるために、部分陰解法に基づく数値解法の有効性の検討が行なわれた。その結果、約5倍程度安定性が向上する計算が可能となった。したがって、前年度の報告書に示した行列解法の改良と本年度の計算手法の改良により、原版のFIDAS-1DSに比べて約60倍の計算速度向上が達成された。

## ②基礎方程式の検討・考察

本考察では、液滴等の分散相を多流体モデルで定式化する際の問題点に関して考察がなされた。まず、分散相に関する瞬時・局所的な保存式から出発し、分散相内部に於て密度・圧力等の諸物理量が一様であるという仮定に基づき時間平均の基礎方程式が導出された。得られた基礎方程式には、運動量式に圧力勾配項・粘性拡散項がなく、また、エネルギー式には熱伝導熱流束、一般に、一圧力二流体モデルの基礎方程式系は初期値問題として不適切な系を構成する項がない。この特徴が、分散相の運動の物理的解釈及び実験結果との比較に際して、極めて合理的であることが示された。さらに、提示された基礎方程式が初期値問題として適切な系を構成することが証明された。これは、従来の一圧力多流体モデルが初期値問題として不適切な系を構成するために、精度よく解こうとすればするほど数値的に不安定性となり易いという問題点を著しく改良している。

## ③構成方程式の調査・検討

前年度の委託研究では、液滴付着率の構成方程式に関する調査・検討が行なわれた。本年度は、それに引続き、液滴発生率の構成方程式に関する文献調査、定量的比較検討が行なわれた。その結果、液滴発生率に関しても数多くの構成方程式（実験相関式）が提示されているが、同一流動条件下における各相関式の値は非常に大きくばらつき、定量的精度にはかなり問題があることが明らかにされた。この問題点を解決するための方針が検討され、(a)整合性のある実験データベースの確立、(b)液滴発生率のモデル化の再検討、(c)液膜厚さと界面せん断力に関する相関式の確立が不可欠であることが指摘された。(a)に関しては、特に、液膜厚さと界面せん断力の評価方法・測定位置（流れの発達性）・液滴

付着率の評価方法に関する十分な調査が不可欠であることが指摘された。(b)に関しては、これまで液滴発生及び付着に関する実験において前提とされていた仮設、すなわち発生と付着の平衡状態の仮説を破棄し、発達過程にあることを前提とした実験とモデル化が必要不可欠であることが指摘された。また、通常、液膜厚さと界面せん断力は液滴発生率の相関式における独立変数となるので、これらの独立変数が正しく評価されなければ正確な液滴発生率の構成方程式の開発は不可能である。これが、(c)が指摘された最大の理由である。

#### ④構成方程式の理論的検討・開発

③における指摘を受けて、界面せん断応力項及び液膜厚さの理論モデルが開発された。本モデルにより、実験や局所変数に基づく解析等から得られる流量・差圧等のマクロ量から、三流体モデルに於て使用できる界面せん断力や液膜厚さの値を得ることが可能となった。本モデルにより解析を行なった結果、実験データのみから作成された代表的界面せん断応力の実験相関式であるWallisの式の値と、定量的・定性的に一致する結果が得られた。この結果より、Wallisの式の妥当性が理論的に確認された。ただし、本解析は液滴が無い純粋な環状流を対象とした解析であるため、液滴の存在する場合については別に検討を行なっていく必要がある。そこで、液滴を含む環状噴霧流の検討を行なう準備として、実験データベースの整備も実施された。

#### ⑤水・蒸気系実験データベースの解析による構成方程式の評価

本委託研究における三流体モデルに基づく解析手法のベースとなっているFIDAS-1DSのモデリングの妥当性を検証するために、前年度の委託研究で整備された水・蒸気系実験データベースの解析が実施された。本データベースは、常圧下のドライアウト実験データであり、FIDAS-1DSのモデリングの基礎となった実験データベースの範囲外のデータである。したがって、本解析により実験との良い一致が得られれば、FIDAS-1DSの現状のモデリングがかなり適用範囲の広いものであることが検証されることになる。

解析の結果、大気圧近傍のドライアウトデータも十分精度よく予測できることが明らか

になった。しかしながら、以下の問題点も同時に指摘された。(1)蒸気表データベースが大気圧以下の条件までサポートされていないため、高流量条件で流路出口部が大気圧以下になると妥当な解析が実行できない場合がある。(2)高蒸気流量条件下では液滴流量が過小に評価されている可能性があり、これが限界熱流束の過大評価の一因となっている可能性がある。(3)質量速度が大きい場合には蒸気流速が音速に近い場合も生じるが、この効果が解析には反映されない。(4)質量速度が低い場合には計算が不能となる。これらの問題点の大部分は、数値計算法の改良及び物性値相関式の改良により改善可能なものである。したがって、音速の問題を除けば現状のFIDAS-1DSのモデリングで、限界熱流束というマクロ量の予測は、十分精度よく行えることが確認された。

#### ⑥水・空気系実験データベースの解析による構成方程式の評価

前年度の委託研究で整備された水・空気系実験データベースの解析が実施された。本データベースは、液膜厚さ、液滴流量、圧力損失の流動方向変化や入口部の構造の差異による環状噴霧流の諸量の変化等を含む詳細なデータであり、局所変数の比較検討を実施可能なものである。解析に先立ち、入口における圧力、温度、スリップ比等の条件設定が結果に及ぼす影響が検討され、特にボイド率の初期値を十分精度よく（有効桁5桁以上）入力しないと妥当な解析が実施できないことが指摘された。実験と解析を比較した結果、(1)気相流量あるいは液相流量が低い場合には圧力損失の予測精度は低いが、他の条件では精度よく予測できることが示された。また、(2)平均液膜厚さに関しては、実験値より計算値が約半分程度の低めの値となった。(3)気相速度一定の条件下で液相流量を増加させると、ある段階までは液膜厚さが増加するがその後一定値に漸近する事が知られている。この液膜厚さの漸近値（臨界液膜厚さ）が、FIDAS-1DSでも得られることが明かとなった。ただし、定量的には実験データの誤差の問題もあり十分一致する結果は得られていない。(4)液滴流量解析の結果、整定流動区間では実験と計算が比較的よく一致すること、非整定区間では、解析結果はポーラス壁から液相を供給する場合の結果に近い値をしめすことが確認された。全体としては、環状噴霧流の発達過程における実験値と計算値の傾向は一致し、FIDAS-1DSの水・空気系環状噴霧流に対する有効性が実証された。ただし、定量的一致を実現するためには、現在実施中の構成方程式の高度化作業を完遂させる必要がある。