

JAERI-M
93-199

フラッディング二相流の研究
(委託研究)

1993年10月

小泉 安郎*・八木 純二*・熊丸 博滋

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し込みください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1993

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ニッセイエプロ株式会社

フラッディング二相流の研究

日本原子力研究所東海研究所原子炉安全工学部

小泉 安郎*・八木 純二*・熊丸 博滋

(1993年9月9日受理)

流路内を液相が重力により流下し気相が上方に流れる対向流状態においては、気相流量がある値を超過すると、液相の下降流量が制限され始める。この現象（フラッディングと呼ばれる）は、加圧水型原子炉（PWR）の小破断冷却材喪失事故（LOCA）時に、一次系内の蒸気発生器Uチューブ内等で発生する。このフラッディングは、一般に、緊急時に炉心冷却に利用可能な冷却材量を減少させる結果をもたらす。フラッディングは、種々の流動条件及び形状、特に垂直流路に対して研究が行なわれてきた。しかし、多くの研究は、流路下部に気相あるいは気相の連続相を有する二相流が存在する場合を対象としたものであり、流路下部に液相の連続相を有する二相混合物が存在する場合を対象とした研究はほとんどない。冷却材残存量が徐々に減少していく PWR の小破断 LOCA においては、前者より後者の状況がより頻繁に発生する。

本研究は、垂直流路下部に液相の連続相を有する二相混合物が存在する場合のフラッディングに関するものである。本研究では、高温高圧状態の水-蒸気二相流を模擬するため流体としてフロン R-113 を用いて、実験を実施した。実験の結果より、この場合のフラッディングは、時間とともに大きく変動する流路内の二相混合物の水位が流路上端に達した時点で発生することが明らかになった。更に、著者らが既に水-空気系について導いたフラッディング速度相関式は、気液の物性値の影響を適切に考慮すれば、フロン R-113 系へも適用できることが明らかになった。

本報告書は、日本原子力研究所（原研）が 1990 年度～1992 年度の 3 年度にわたり工学院大学工学部に委託して実施した研究の結果をまとめたものである。

* 工学院大学

Study on Flooding in Two-phase Flow

Yasuo KOIZUMI^{*}, Junji YAGI^{*} and Hiroshige KUMAMARU

Department of Reactor Safety Research
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received September 9, 1993)

In a countercurrent two-phase flow, where gas phase flows in the upward direction against a gravity-driven liquid downflow, the liquid downflow rate begins to be limited when the gas flow rate exceeds a certain threshold value. This phenomenon, termed "flooding", may occur during a loss-of-coolant accident (LOCA) at such locations in reactor coolant system as steam generator (SG) U-tubes in a pressurized water reactor (PWR). Flooding generally tends to reduce the amount of water available for core cooling in emergency situations. Flooding has been studied for various flow conditions and geometries, in particular for vertical channels. Most of these studies were concerned with those situations where the lower entry of the channel is exposed to the gas phase or a gas-continuous two-phase flow, and scarcely dealt with such situations where the liquid is the continuous phase at the channel lower entry. However, in a PWR small-break LOCA, where the reactor coolant inventory is depleted only slowly, the latter situations would be encountered more frequently than the former.

This report summarizes results of a study conducted by Kogakuin University for Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI) from FY 1990 to FY 1992.

* Kogakuin University

The present study is concerned with flooding in a vertical channel whose lower entry is facing to a liquid-continuous two-phase flow. Experiments were conducted using Freon R-113 as a simulant of high-pressure steam-water two-phase flow. Experimental results indicate that flooding for this situation initiates when the two-phase mixture swell level in the channel, which indicates large fluctuations with time, reaches the channel top entry at the peaks of level fluctuations. It was also found that the flooding correlation developed formerly by the authors for air-water flows can be applied to the present R-113 case if the difference in fluid properties are considered appropriately.

Keywords: Flooding, Two-phase Mixture, U-tube, Small-break, LOCA, PWR, Freon R-113, Liquid Film, Upward Gas Flow

目 次

記 号	
1. 緒 言	1
2. 実験装置と実験方法	8
2.1 実験装置	8
2.1.1 装置の概要	8
2.1.2 計測系	9
2.2 実験方法	9
2.2.1 静止液柱内に蒸気吹き込み時の液面挙動に関する実験	9
2.2.2 流下液膜の共存する液柱に蒸気吹き込み時の液面挙動に関する実験	9
2.2.3 流下液膜の共存する液柱に蒸気吹き込み時のフラッディング実験	9
3. 実験の結果	15
3.1 液柱に蒸気吹き込み時の液面挙動	15
3.2 フラッディング実験	29
4. 考 察	32
4.1 円管内液柱に蒸気を吹き込んだ場合の液面挙動	32
4.1.1 静止液柱への気相吹き込み	32
4.1.2 上部に流下液膜の共存する液柱への気相吹き込み	34
4.1.3 円管内液柱に蒸気を吹き込んだ場合の液面挙動のまとめ	40
4.2 流下液膜の共存する液柱に蒸気吹き込み時のフラッディング	40
4.2.1 フラッディング機構	40
4.2.2 流下液膜と気液混合物水位が共存する場合のフラッディング速度相関式	42
4.2.3 流下液膜の共存する液柱に蒸気吹き込み時のフラッディングのまとめ	42
5. 結 論	45
参考文献	46
付 録	48

Contents

Nomenclature

1. Introduction	1
2. Experimental Facility and Procedures	8
2.1 Experimental Facility	8
2.1.1 Outline of Experimental Facility	8
2.1.2 Instrumentation	9
2.2 Experimental Procedures	9
2.2.1 Experiments of Two-phase Mixture Level Swell in Bubbling of Stagnant Liquid Column	9
2.2.2 Experiments of Two-phase Mixture Level Swell in Bubbling of Liquid Column to which Liquid Film Falls Down	9
2.2.3 Flooding when Gas is Injected into Liquid Column to which Liquid Film Falls Down	9
3. Results of Experiments	15
3.1 Level Swell of Bubbling Two-phase Mixture	15
3.2 Flooding Experiments	29
4. Analyses	32
4.1 Level Swell of Bubbling Two-phase Mixture	32
4.1.1 Bubbling of Stagnant Liquid Column	32
4.1.2 Bubbling of Liquid Column to which Liquid Film Falls Down	34
4.1.3 Summary on Level Swell of Bubbling Two-phase Mixture	40
4.2 Flooding when Gas is Injected into Liquid Column to which Liquid Film Falls Down	40
4.2.1 Mechanisms of Flooding	40
4.2.2 Correlation of Flooding Velocity	42
4.2.3 Summary on Flooding when Gas is Injected into Liquid Column to which Liquid Film Falls Down	42
5. Conclusions	45
References	46
Appendix	48

記号

- c_s : 気体プラグ上昇速度の係数
 D : 管路直径
 g : 重力加速度
 h_l : 液スラグ長さ
 Δh : 液スラグ長さ変動幅
 j^* : 無次元容積速度
 L_e : 静水頭 (コラプスト水位)
 L_m : 気液混合物平均液面高さ
 L_{max} : 気液混合物液面最高位置
 L_{min} : 気液混合物液面最低位置
 ΔL : 液面変動高さ
 m : 液速度分布の係数
 m_f : 流下液膜共存時の液速度分布の係数
 N : 気液混合物液面変動係数
 N_f : 流下液膜共存時の気液混合物液面変動係数
 Δt_0 : 気体プラグの上昇にともなって Δh の厚さの液が消滅する迄の時間
 U : みかけ速度
 u : 速度
 α : ボイド率
 α_{pm} : プラグ部の平均ボイド率
 δ : 流下液膜の厚さ
 μ : 粘性係数
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度
 σ : 表面張力

添え字

- g : 気相
 l : 液相
 fl : 流下液膜

1 . 緒 言

高低差のある流路内を気相が上方に流れ、液相が重力により下向きに流れる気液対向流現象は、軽水炉の冷却材喪失事故（LOCA）時の安全性評価に於いて重要な流動現象の一つである。

加圧水型炉（PWR）の大破断LOCA時には緊急炉心冷却装置（ECCS）が作動し、コールドレグに緊急炉心冷却水（ECC水）が注入される。この場合、ECC水は圧力容器ダウンカマを流下して炉心に至るが、圧力容器内の一次冷却水は沸騰状態にあり、発生する蒸気はダウンカマを上向きに流れ、ダウンカマ内は気液の対向流状態となり、ECC水の流下量が制限される場合がありうる。

沸騰水型炉（BWR）の大破断LOCA時には、炉心スプレイ系が作動し、上部プレナムに注水を行ない炉心へ冷却材の供給を計る。炉心には沸騰状態にある気液混合水があり、そこで発生する蒸気は上昇流となって上部プレナムへ流れる。この上昇蒸気流により、スプレイ水の炉心への流下量が制限される。

PWRの小破断LOCA時には、一次系内冷却材分布は主に重力によって支配され、下方に水が集まり、上方に蒸気が存在する分布状況となるものと考えられている。この場合、炉心で発生した蒸気は蒸気発生器の逆Uチューブ上昇流側へ流れ、そこで凝縮する。小破断LOCA発生後の初期の段階では、系内には十分な冷却材があり、また、逆Uチューブ内を上昇する蒸気流のために凝縮した水は上方へ押しやられ、逆Uチューブの下降流側へと流れ込み一次系内には自然循環が維持される。冷却材の減少にともない、また、炉心での発生蒸気量が減少するのに伴い、ついには凝縮した水は逆Uチューブの頂部を越えて下降流側へ流入できなくなり一次系の自然循環はとぎれる。一次系内の自然循環がとぎれた後、逆Uチューブ上昇流側内においては気液対向流状態となるが、炉心で発生した蒸気により液の流下が制限される場合が生じる。同様な気液対向流状態での液の流下制限はホットレグと蒸気発生器の接続部でも生じ得る。

PWR小破断LOCA発生後の初期の段階では、炉心には十分な冷却材が保持されていて炉心は気液混合水により冠水されているが、一次系内の冷却材の減少にともない、一次系内には十分な冷却材が有るにも拘らず、幾つかの要因により、炉心の気液混合水位が低下し部分的に炉心が蒸気へ露出することも生じうる。この場合、蒸気発生器逆Uチューブ上昇流側で凝縮した水はホットレグ、上部プレナムを通り炉心へ落下するが、炉心から上方へ流れる蒸気との間で対向流状態となり、この凝縮水の炉心への流下を妨げることも生じ得ると考えられる。

以上、軽水炉LOCA時に一次系内で生じ得ると考えられる幾つかの気液の対向流現象とそれに起因する水の流下制限に付いて述べてきた。これらの現象で注意すべき点の一つは、それら気液の対向流はその下部に気液の混合した液だまり（液相の連続した二相混合物）をともなっている場合が多いことである。

さて、高低差の有る流路内の気液対向流はその工業上の重要性からこれまでに多くの研究が行なわれて来ている。特に、液の上昇開始についてはいわゆるフラッディング現象として多くの研究例がある。垂直管内面に沿って液膜が流下し、中心部を気相が上向きに流れる気液対向二相流では、上向き気相流速がある値に達すると、液の一部が上昇を開始する。これをフラッディングと呼んでいる。この場合の流路の上端と下端はともに外部へ開放された開放流路となっている、すなわち、下部に気液の混合した液だまりが存在しないことは注意に値する。この場合の流動状況を図1.1(a)に示す。このフラッ

ディング現象について、主に文献1を基に以下に概要を記すことにする。

垂直管の途中に設けたポーラス壁から液を供給するものとし、液流量、従って、液相みかけ流速を一定に保ち、管中心部の気相流速を増していくと、液膜挙動は図1.2の(a)~(d)のように変化する。始めは(a)の流下液膜の状態、気相流速の増加により、界面波は徐々に成長するが、ある気相流速に達すると界面の波高の大きな波の一つが急成長して大波を形成し、気相流の作用で上方に運ばれる。この大波が液注入部に達すると液膜は激しく乱れ、一部の液が上向きに流れ始める(b)。これをフラッディング開始と呼び、この時の気相流速をフラッディング速度と呼ぶ。フラッディングを生じると、(c)のように液の一部は上昇流として、残りは下降流として流れる。即ち、液の下降流と上昇流の共存する状態となる。気相流速を更に高めると、下降流が次第に減じ、やがて、液は全て上昇するようになる(d)。いったん上昇流となり下部の管が乾いた状態になった後、逆に気相流速を減少させると、かなり低い気相流速になって初めて(e)のように液注入部から一部の液が下降を始める。これを逆流開始(フローリバーサル)という。更に気相流速を下げると上昇流量が減少し、やがて液膜の下降流に戻る(f)。これをディフラッディングとよぶ。図1.2に大気圧下、水-空気系で測定された気液の見かけ流速の関係が示されているが、上昇流への遷移は液流量にかかわらずほぼ一定の気相流速で生じている。

液膜が流下している場合の管長に沿う圧力勾配は極めて小さい。フラッディング開始点においても圧力勾配は逆流開始点に比べてひと桁低い。従って、気液界面に作用する気相の剪断力は小さく、この力によって液膜が上方に持ち上げられてフラッディングを生ずるとは考えられない。また流下液膜の厚さはフラッディング発生迄の範囲では気相流速にほとんど依存しない。

従ってフラッディングの発生は界面の波と気相との相互作用によるものと考えられる。流下液膜は気相が無い場合にも液膜流量と表面張力が著しく小さくない限り、界面波をともしない、その波高は管長に沿って増大し、また、気相流速の増大とともに大きくなる傾向を持つ。

フラッディングの発生機構については幾つかの解析的検討がなされている。観察によれば、気相流速の増大により、界面の波のうち最も振幅の大きな波の一つが急成長してフラッディングに至る。また、このような大波では、波の先端は気相流により絶えず引きちぎられ、液滴の発生をともなっている。そこで植田・鈴木⁽²⁾は限界条件として液膜流の表面上に孤立した二次元波で、波頭がちぎられ平らになった断面形状を持つ大波状の液塊モデルを考え、それに加わる水平方向の力の釣合、即ち、液塊底部の表面張力と液塊の頂部で流路がせばめられることによる圧力の減少により液塊が中心部へ引かれる力の釣合と、垂直方向の力の釣合、すなわち、液塊前後の圧力差、液塊と液膜の重力及び壁面の剪断力の釣合から、フラッディング開始条件を導き出している。

一方、上記フラッディング開始条件の簡便な表記法(対向流状態で気相流により液の流下が制限されている場合の流下液量と上昇気相流量の関係を与えている事に等しい。)に付いては、Wallis⁽³⁾の提唱した無次元気液容積速度 j_{0}^* , j_{1}^*

$$j_{0}^* = U_{0} \rho_{0}^{1/2} / [gD(\rho_{1} - \rho_{0})]^{1/2} \quad (1.1)$$

$$j_{1}^* = U_{1} \rho_{1}^{1/2} / [gD(\rho_{1} - \rho_{0})]^{1/2} \quad (1.2)$$

を用いた式

$$(j_{g^*})^{1/2} + (j_{l^*})^{1/2} = C \quad (1.3)$$

があげられる。ここで、右辺の係数 C は $0.7 \sim 1.0$ の範囲にある値で、流下液膜に乱れが少ない場合程大きな値をとると言われている。この表示方式は若干の修正形も含めて、予測制度は別にして、垂直円管に限らず様々な系に対して広く応用されている。

また、鈴木・植田⁽⁴⁾は液膜の挙動に着目し、管径に加え、管長の影響をも含めて、フラッディング開始条件を与える関係式、即ち、液膜レイノルズ数とフラッディング開始時のフルード数との間の関係式を提唱している。この表示式は液膜の乱れが少ない体系に対するものであるが、ロッドバンドルの場合も含めて、良好な予測制度が得られている。

ところで、藤田ら⁽⁵⁾は上端が大気へ開き下端は封じられているが水はたまることなく排出される流路内の加熱管に沿う流下液膜の熱伝達実験に於いて、下部で発生した蒸気により上部でフラッディングを生じ、液膜の流下が妨げられ、高温乾き面が生じることを示している。一方、植田・宮下⁽⁶⁾は、密閉形二相サーモサイフォンでは、気液が対向して流れる部分でフラッディングが開始する以前にサーモサイフォンは熱輸送限界に達することを指摘している。密閉形二相サーモサイフォンでは、下部に沸騰する気液の混合した液だまりがあり、そこで発生した蒸気は上部の冷却部へ流れて凝縮し、流下液膜となって下部の加熱部へ戻る。加熱部と冷却部を結ぶ管路内では、気液の対向流となっているが、その部分でフラッディングが発生する以前に、加熱部からの液の周期的上昇により液の流下が間欠的に妨げられ、その結果、加熱部に乾き面ができて密閉形サーモサイフォンは熱輸送限界に達する。図1.1(b)に下部に気液の混合した液だまりがある場合の流動状況を示す。

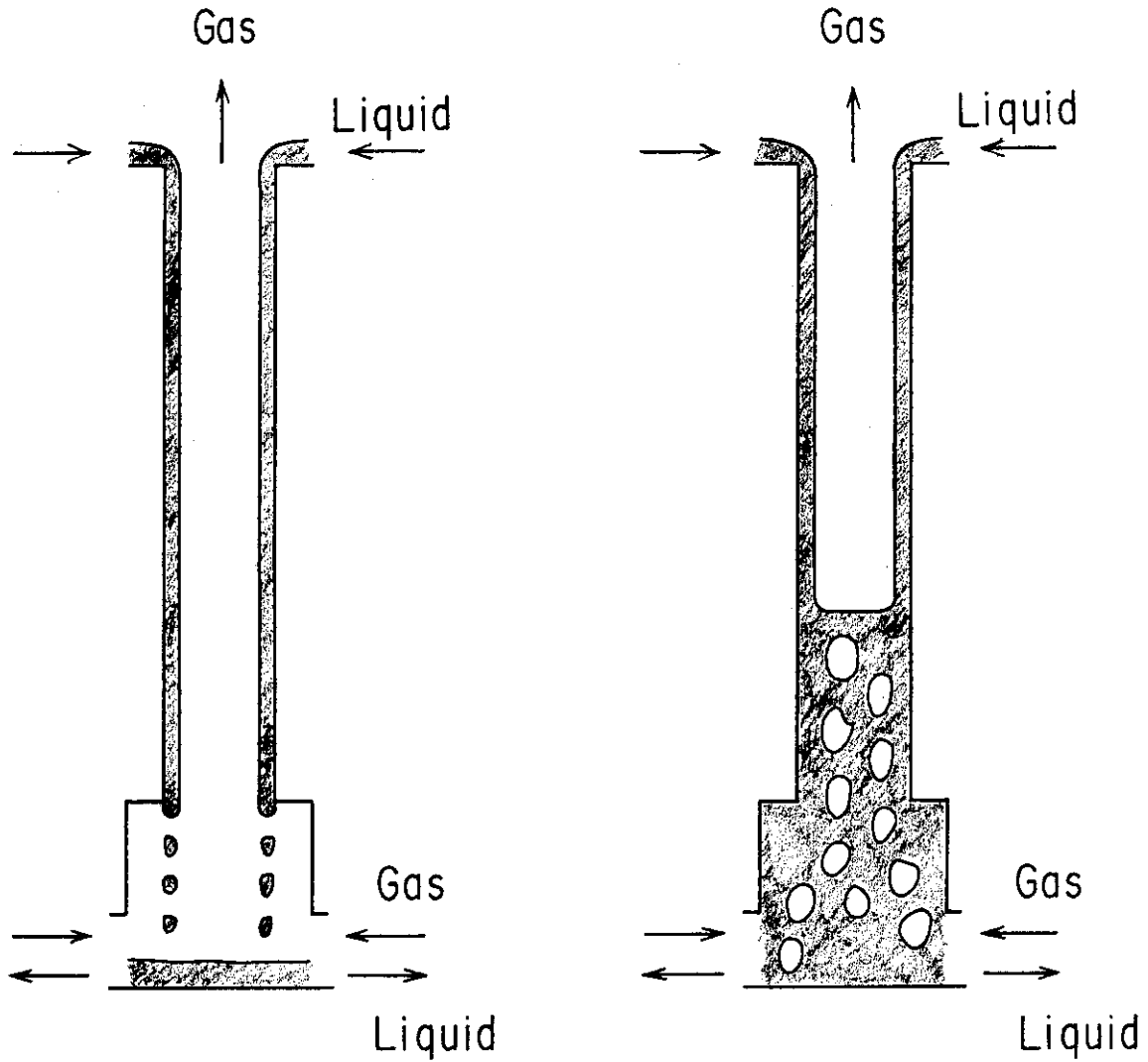
小泉ら⁽⁷⁾は、下端は封じられているが水はたまることなく排出される垂直管内に上端から管内面に沿う流下液膜を流し気相を上向きに流す対向流の実験と、垂直管内面に同様に上端から流下液膜を流し更に下部に一定の高さの液だまりを作り、液だまりを通過して上方へ気相が流れる対向流実験を行ない、両実験の結果の比較を行なっている。図1.3に示されているように、下部に気液の混合して液だまりがある場合には、液膜流だけの場合に比べて著しく低い気相流速で液の上昇は開始している。これらの結果から、下部に気液の混合した液だまりがあり、上部に流下液膜がある場合の気液対向流に於ける液の上昇は、流下液膜と上昇気相流だけの場合の対向流の液の上昇とは異なった機構により生じているらしいことを指摘している。

以上、対向気液二相流の液の上昇開始に付いてこれまでに明らかとされていることを述べてきた。さて、前述の軽水炉に於ける気液対向流状態は、多くの場合が、下部に気液の混合した液だまりがあり、上部に流下液膜のある対向流状態であろうと考えられる。即ち、現象の例として上げた藤田らの実験例より、植田ら、小泉らの実験例に近いものと思われる。従って、それらの場合の液の上昇開始条件に、Wallisの j_{g^*} , j_{l^*} を用いた整理式や鈴木・植田の整理式等を適用することは不相当であろうと結論付けられる。しかしながら、小泉らの指摘にあるように、気液の混合した液だまりと流下液膜が共存する気液対向流に於ける液の上昇開始の機構に付いてはまだ明らかとされていない。

そこで、軽水炉の安全性評価で重要な現象である、気液の混合した液だまりと流下液膜の共存した気液対向流における液上昇開始の機構を明らかとすることを目的として本研究計画を開始した。

実験は、水と蒸気の高圧状態を模擬する事を念頭に置き、フレオンR-113の液と蒸気

を用いて行なう（付録R-113物性値表参照）。テスト流路には、まず基本現象を明らかとすることを目的とし、また流動状態の観察が容易であることを考慮して、長さが1.5mで内径が14.8mmの垂直なパイレックスガラス管を用いる。実験の圧力は0.1MPaである。流下液膜と気液の混合した液だまりが共存する場合の気液対向流の実験を行ない、流動状態の観察を行なうとともに、液の上昇開始条件について調べ、その現象の解明をはかる。



(a) 液だまりがない場合

(b) 液だまりがある場合

図 1.1 下部に気液の混合した液だまりがない場合とある場合の流動状況

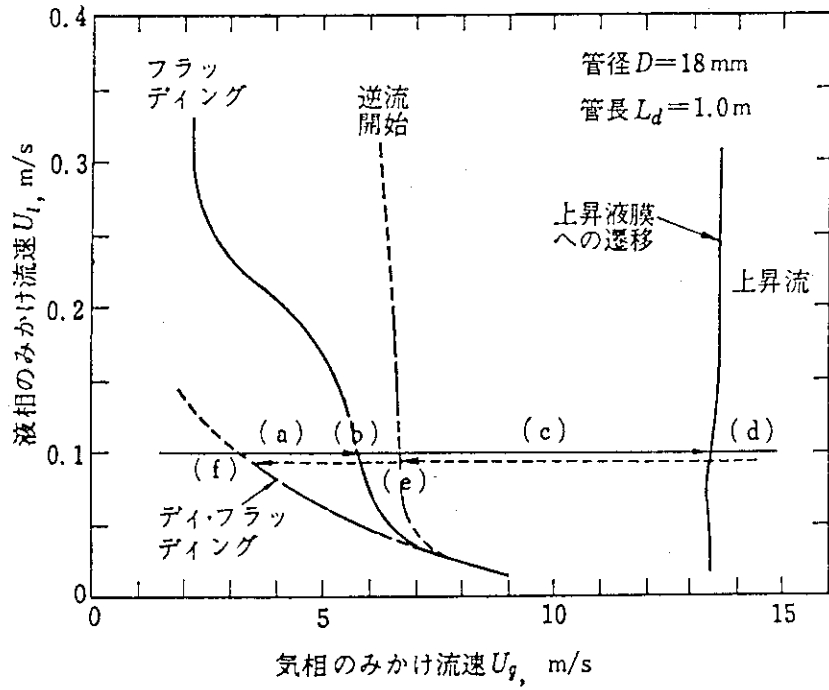
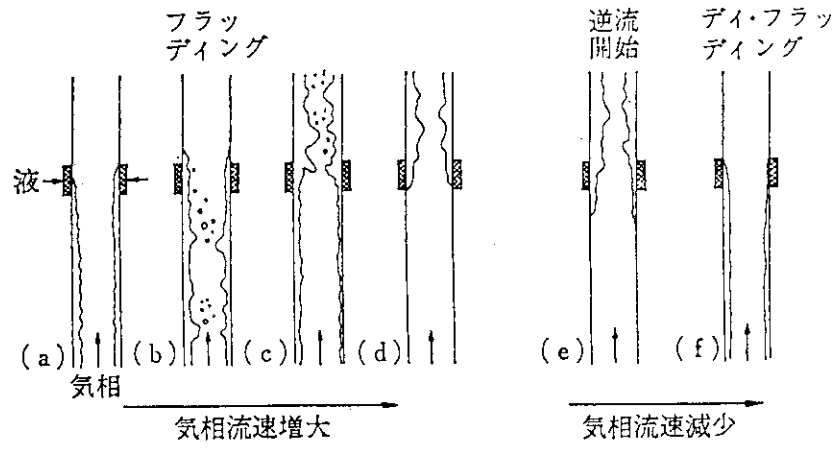


図 1.2 液膜挙動とフラッグディング (文献 1、P 82 図 5.12 より転載)

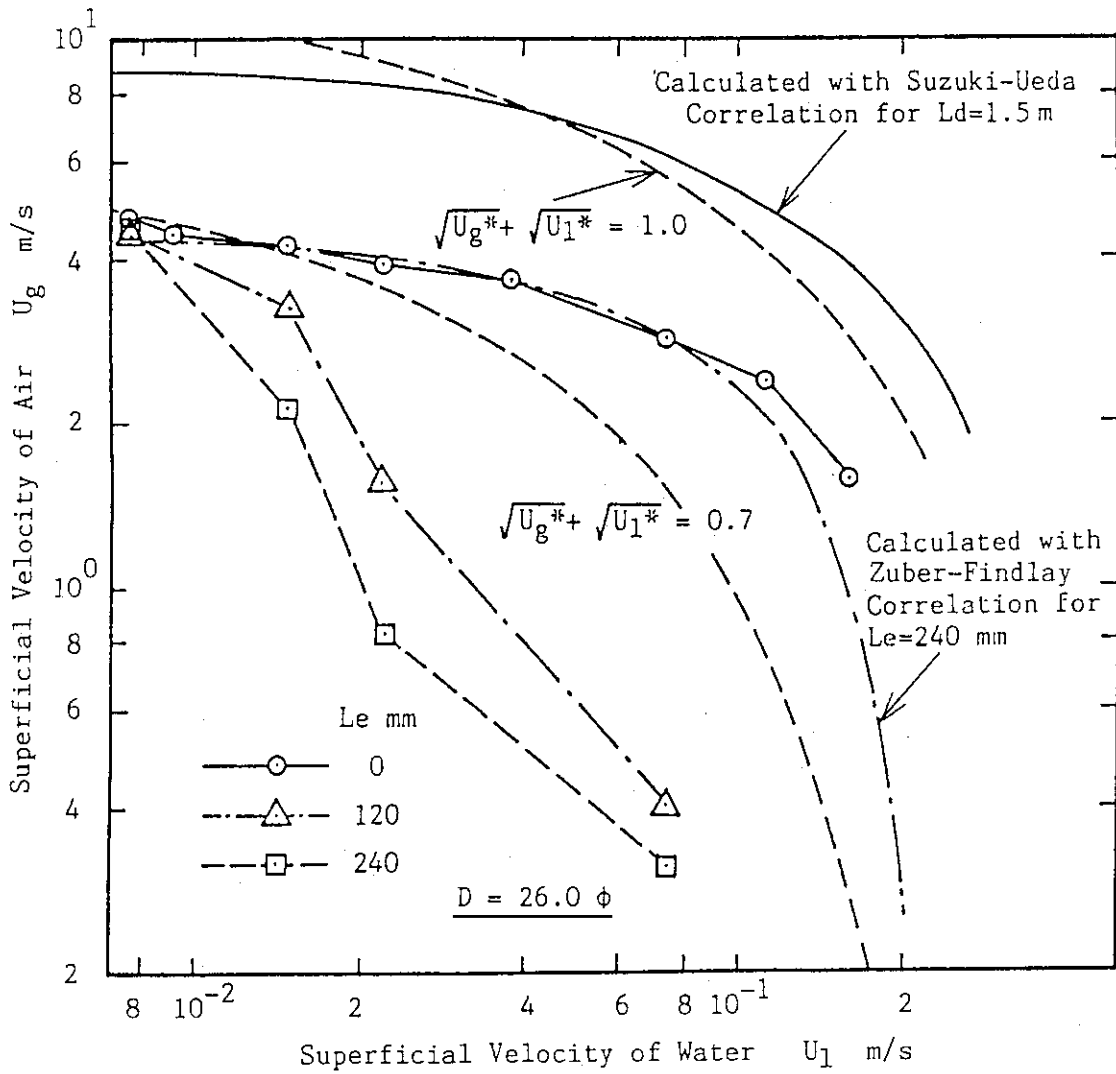


図 1.3 流下液膜と気液の混合した液だまりの共存する場合の液上昇開始時の U_g 、 U_1 の関係

2. 実験装置と実験方法

2.1 実験装置

図2.1 に装置系統図を示す。装置はテスト流路、テスト流路の下端の蒸気入口部（図2.2参照）と上端の出口プレナム部（図2.3参照）、凝縮器、R-113液だめタンク（図2.4参照）、蒸気発生器、冷水装置及び水タンクで構成されている。テスト流路は長さ1.5m、内径14.8mm、外形18mmのパイレックスガラス管である。実験に使用した流体はフロンR-113である。実験の圧力は0.1MPaである。

2.1.1 装置の概要

液だめタンク内のR-113液はポンプ2により液だめタンク内を循環される。タンクへの戻り配管にまかれた500Wの電気ヒータの電気入力をスライダッグで調節することにより、タンク内の液温は常に飽和温度に近い値に維持される（サブクール度1~2℃以内）。液だめタンク内の上半分内には液位設定用の短管が装着されており（図2.4参照）、ポンプ2からのR-113戻り液はこの短管の上端からタンクの下半分の液だめ部へ流下する。液だめタンクの液位設定部はテスト流路の下端と接続されており、この液位設定部と同一静水頭の液位がテスト流路内に形成される。

一方、液だめタンク内のR-113液はポンプ1により蒸気発生器へ送られる。蒸気発生器には2kWの電気ヒータが巻かれており、その電気入力はスライダッグによって調整される。蒸気発生器でR-113液は加熱され、R-113の蒸気となって蒸気発生器から流れ出る。蒸気発生器からのR-113蒸気は管路に巻かれた500Wの電気ヒータによって若干過熱された蒸気となり蒸気流量計へ流れ込む。なお、この蒸気過熱用の電気ヒータの入力はスライダッグによって調節される。流量計を出たR-113蒸気はテスト流路下端の入口部に至り、周囲にあけられた径が1mmで総計12個の小孔ノズルを通りテスト流路内液柱に吹き込まれ、テスト流路下部に気液の混合した液だまりが形成される。

一方、ポンプ2により、液だめタンク内のR-113液は流量計を通過してテスト流路上端の上部プレナムへ送られる。尚、この管路には、500Wの電気ヒータが巻かれており、それに接続されたスライダッグによって電気入力を調節することにより、上部プレナムへ流入するR-113液の温度は飽和温度に近い値に維持される（サブクール度1~2℃以内）。上部プレナムへ送られたR-113液はテスト流路上端から管内面に沿って流下液膜となって流下し、テスト流路下部の気液の混合した液だまりへ至る。テスト流路の下端は液だめタンクの液位設定部と接続されているため、テスト流路内の静水頭（コラプストレベル）は常に一定に保たれる。このようにして、テスト流路内に流下液膜と気液の混合した液だまりの共存する気液対向二相流が形成される。尚、当然の事ながら、流下液膜をとまなわぬ停滞した液柱に蒸気を吹き込む実験ではこの液供給系は使用されない。

テスト流路上端から流れ出たR-113蒸気は凝縮器に至り、そこで冷水装置からの冷却水により冷却されて液となり、液だめタンクへ戻る。

2.1.2 計測系

主な計測項目は表2.1に示すとおりである。

熱電対及び電子式圧力計、電子式差圧計の出力はマルチチャンネルデジタルレコーダ（株アドバンテスト製 TR-2724, 30CH）で計測記録を行なう。各流量はロータメータ流量計の指示値を目視により読み取る。また、装置の状態の監視及び、定常状態の確認のため、12打点記録計（横河電気株製 3058-71）に系を代表する温度、圧力（T 9, 10, & 11、P 1）を表示する。

2.2 実験方法

静止した液柱に蒸気を吹き込み二相混合物液面挙動を観察した実験、上部に流下液膜の共存する液柱に蒸気を吹き込み液面挙動を観察した実験、上部に流下液膜が共存する液柱に蒸気を吹き込み管路上端からの液相の吹き出し開始（フラッディング）を調べた実験、の3種類の実験を行なった。実験は圧力0.1MPaで行なった。以下に、それぞれの実験の手順について記す。

2.2.1 静止液柱内に蒸気吹き込み時の液面挙動に関する実験

テスト流路内静水頭一定の下に、流路下端への吹き込む蒸気量を段階的に増加させ、表2.1の各測定項目の測定を行なうとともに、テスト流路内液面高さを目視により測定した。測定は系が充分定常状態になった後に行なっている。また、目視による測定と同時に、ビデオカメラ及び写真機により流動状態の撮影を行なった。各実験は、テスト流路上端から液が吹き出し初めた時点で終了した。実験はテスト流路内静水頭が56、115、235、273、349mmのそれぞれに対して行なった。実験の範囲は吹き込み蒸気のみかけ速度 $U_v = \sim 3\text{m/s}$ である。

2.2.2 流下液膜の共存する液柱に蒸気吹き込み時の液面挙動に関する実験

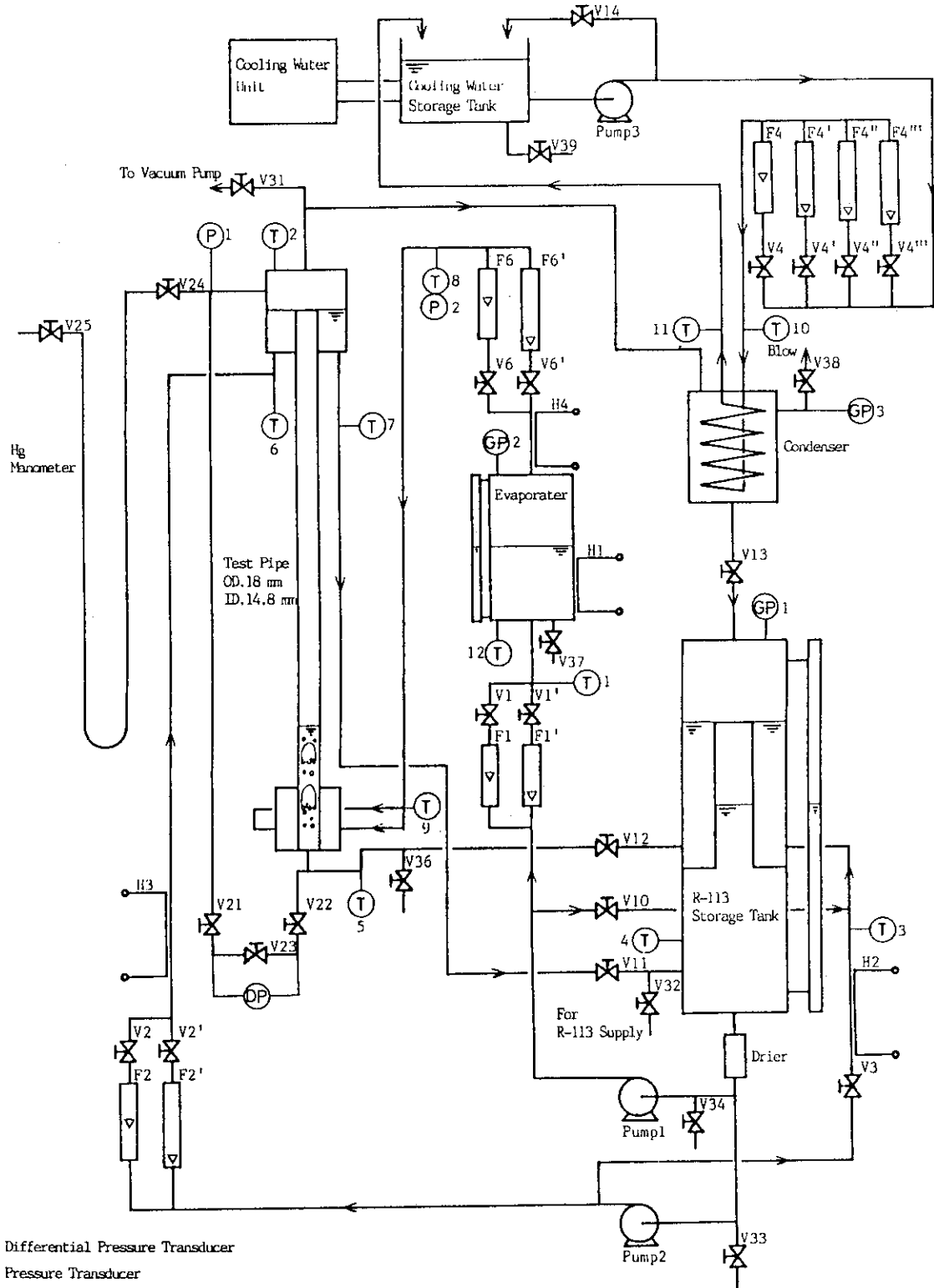
テスト流路内静水頭一定の下に、一定流量の液膜流を管内面に沿って流下させ、流路下端への吹き込み蒸気量を段階的に増加し、上記2.2.1の場合と同様に、テスト流路内液面高さを目視により測定した。その他の測定項目、実験の手順等は2.2.1と同様である。実験はテスト流路内静水頭が56、115、235、273、349mmのそれぞれに対して行なった。実験の範囲は吹き込み蒸気のみかけ速度 $U_v = \sim 3\text{m/s}$ 、流下液の見かけ速度 $U_{fl} = 0.013 \sim 0.080\text{m/s}$ である。

2.2.3 流下液膜の共存する液柱に蒸気吹き込み時のフラッディング実験

テスト流路内静水頭ならびに吹き込み蒸気流量を一定とし、テスト流路上端から管内面に沿って流下する液膜流量を段階的に徐々に増加させ、テスト流路上端から最初に液が吹き出し（フラッディング）を開始する時の流下液膜流量を求めた。系の安定性に充分注意を払い、また、流下液膜流量の変化幅を充分小さくして実験を行なっている。また、流下液膜流量の変化後しばらく時間をおいて後、次の流下流量に変化させた。

表 2.1 計測項目とその仕様

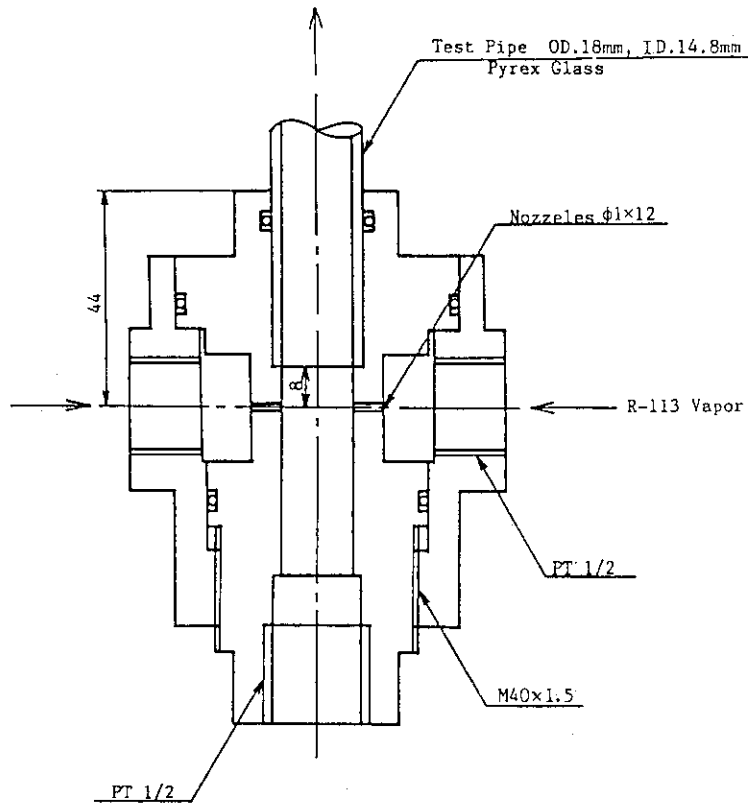
Tag ID.	項目	仕様
T 1	蒸気発生器入口液温度	1.6φ CAシース熱電対
T 2	上部プレナム温度	1.6φ CAシース熱電対
T 3	ポンプ1戻り液温度	3.2φ CAシース熱電対
T 4	R-113液タンク温度	3.2φ CAシース熱電対
T 5	テスト部下部出口液温度	1.6φ CAシース熱電対
T 6	上部プレナム入口液温度	1.6φ CAシース熱電対
T 7	上プレナム液出口温度	1.6φ CAシース熱電対
T 8	蒸気流量計入口蒸気温度	1.6φ CAシース熱電対
T 9	テスト部下部入口蒸気温度	1.6φ CAシース熱電対
T 10	凝縮器冷却水入口温度	3.2φ CAシース熱電対
T 11	凝縮器冷却水出口温度	3.2φ CAシース熱電対
T 12	蒸気発生器内R-113液温度	1.6φ CAシース熱電対
P 1	上部プレナム圧力	電子式圧力計(-76cmHg~2atg)
P 2	蒸気流量計圧力	電子式圧力計(-76cmHg~2atg)
D P 1	テスト流路上下端間差圧	電子式差圧計(スパン25~10000mmH ₂ O, レンジ-10000~10000mmH ₂ Oで可変)
D P 2	テスト流路上下端間差圧	Hgマノメータ
F 1	蒸気発生器流入R-113液流量	ロータメータ、~0.08 l/min
F 1'	蒸気発生器流入R-113液流量	ロータメータ、~0.4 l/min
F 2	上部プレナム流入R-113液流量	ロータメータ、~0.5 l/min
F 2'	上部プレナム流入R-113液流量	ロータメータ、~2.5 l/min
F 3	R-113液タンク循環流量	(平成3年度は未装備)
F 4	凝縮器冷却水流量	ロータメータ、~3.0 l/min
F 4'	凝縮器冷却水流量	ロータメータ、~15.0 l/min
F 5	凝縮器冷却水流量	(平成3年度は未装備)
F 5'	凝縮器冷却水流量	(平成3年度は未装備)
F 6	蒸気発生器出口R-113蒸気流量	ロータメータ、~16 l/min
F 6'	蒸気発生器出口R-113蒸気流量	ロータメータ、~80 l/min
A 1	蒸気発生器ヒータ供給電流	可動鉄片型電流計
V 1	蒸気発生器ヒータ供給電圧	可動鉄片型電圧計



DP : Differential Pressure Transducer
 P : Pressure Transducer
 GP : Gauge Pressure
 F : Rotameter
 T : Alumel-Chromel Thermocouple
 V : Valve

H1 : Micro Seath Heater (200W, 2k Ω)
 H2-H4 : Ribbon Heater (100W, 500 Ω)

図 2.1 装置系統図



Scale : 1/1

Material : BS

図 2.2 テスト流路下端蒸気入口部

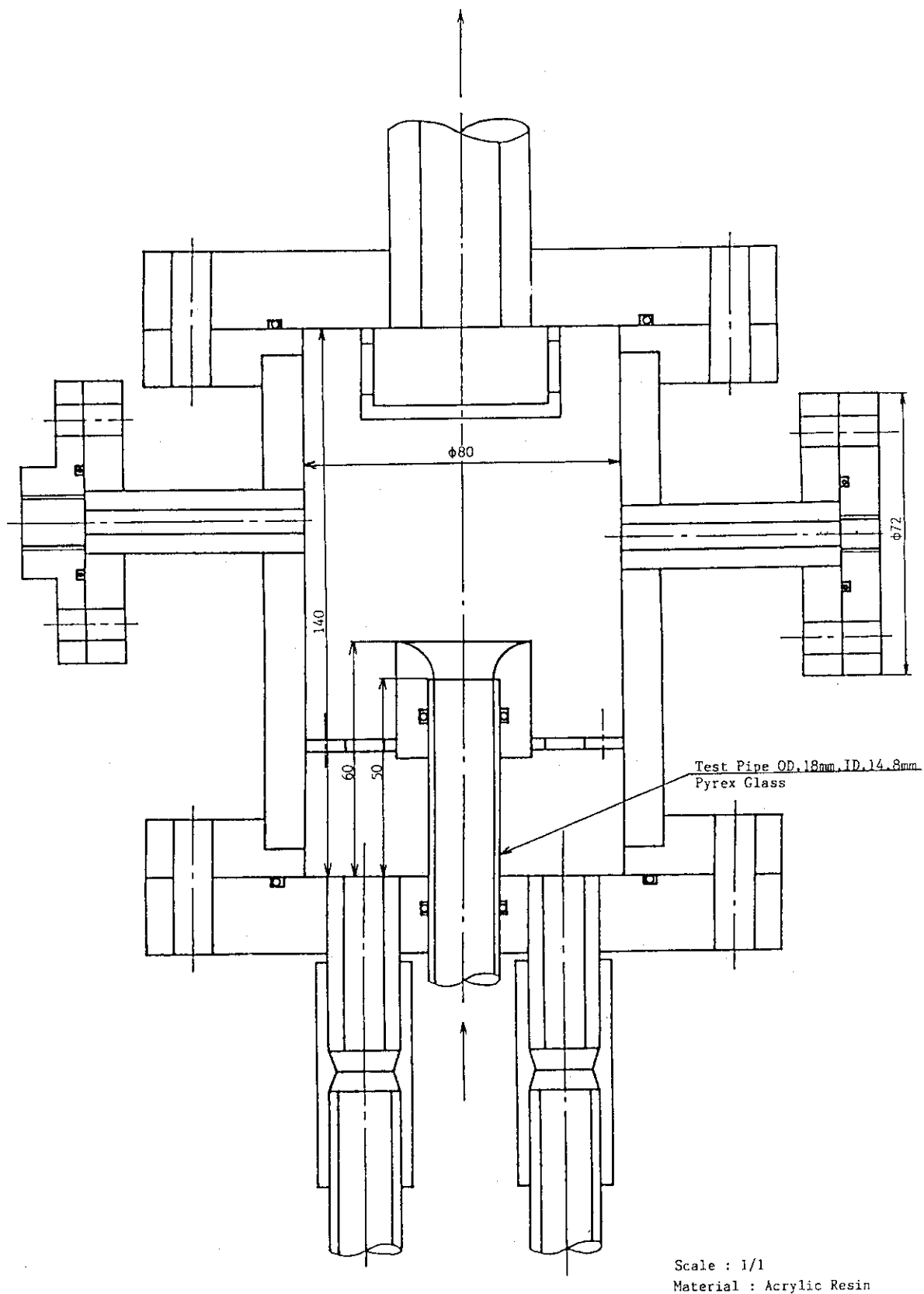
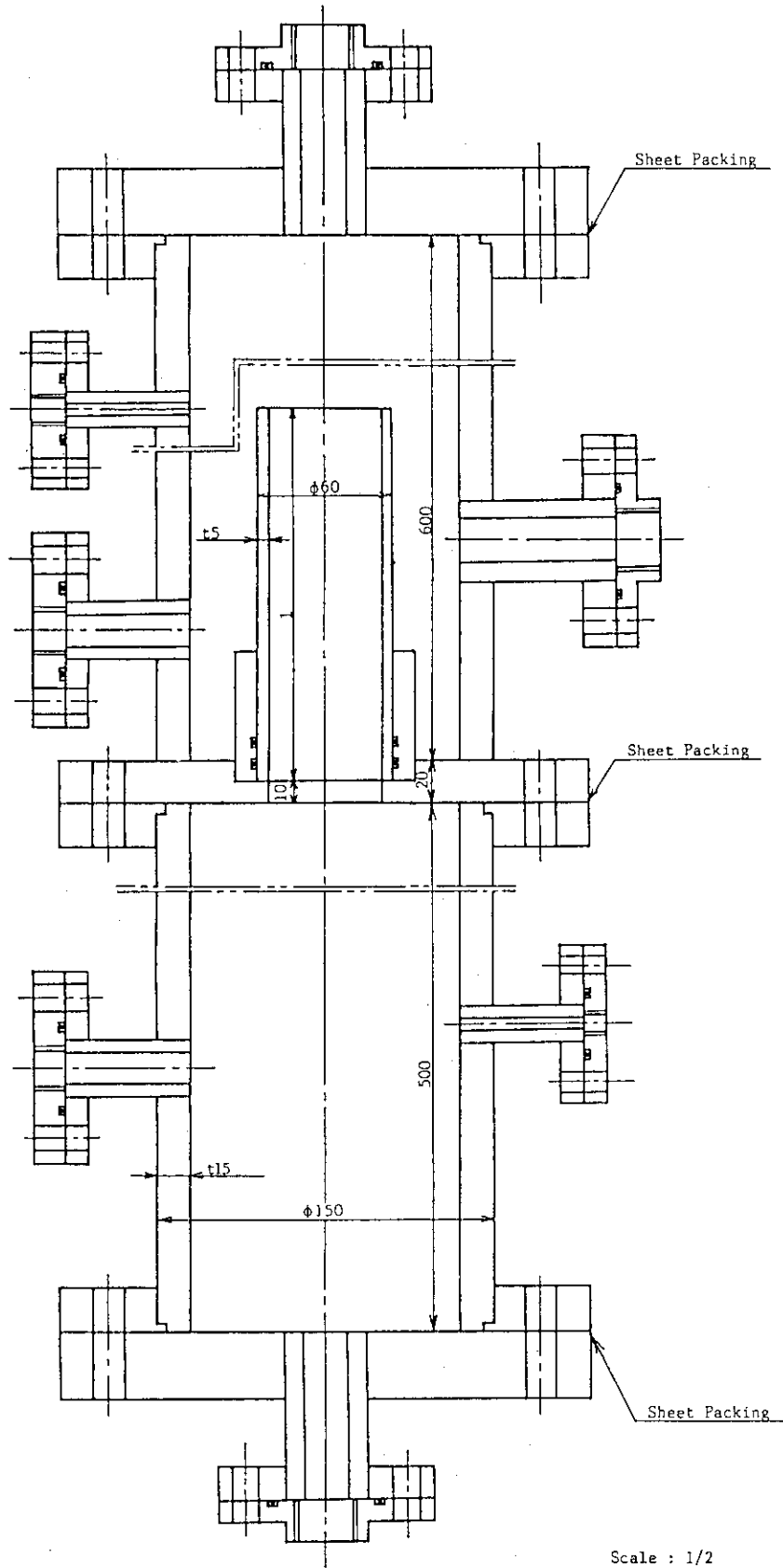


図 2.3 テスト流路上端出口プレナム部



Scale : 1/2

Material : Acrylic Resin

図 2.4 R-113 液だめタンク

3. 実験の結果

3.1 液柱に蒸気吹き込み時の液面挙動

静止液柱に蒸気を吹き込む場合も、上部に流下液膜が共存する液だまりに蒸気を吹き込む場合も、吹き込み蒸気量の増大とともに気液混合物の液面は上昇し、且つ、周期的変動をともなっている。本実験では、気泡塊が液面から離脱する時の液面の最高位置 L_{max} と最低位置 L_{min} を測定し、

$$\begin{aligned} \text{平均液面高さ } L_m &= (L_{max} + L_{min})/2 \\ \text{液面変動高さ } \Delta L &= (L_{max} - L_{min})/2 \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (3.1)$$

の値を求め、これらの値と液柱高さ L_0 との比、 L_m/L_0 と $\Delta L/L_0$ 、の整理を試みた。但し、 L_{max} 、 L_{min} は変動している液面の最高位値の平均値及び最低位置の平均値を読み取ったものである。

図3.1は静止液柱に蒸気を吹き込んだ場合の気液混合物平均液面高さ L_m/L_0 と液面変動高さ $\Delta L/L_0$ の測定結果で、吹き込み蒸気の見かけ流速 U_0 に対する L_m/L_0 と $\Delta L/L_0$ の変化を示している。図3.2は観察された主な流動状態図である。気相の流動状態は U_0 の小さい時、液柱高さ L_0 が高い場合 ($L_0 = 353\text{mm}$) には、流路下部で気泡状に分散していた気相が上昇とともに次第に合体し、砲弾状の気体プラグになって上昇するスラグ流が見られたが、他の場合は合体した気相の気液界面は不規則で、気相が大きな塊状を呈し激しく液相と入れ替わりながら上昇するスラグ流が見られた (図3.2 ①、②)。 U_0 の増大とともに流れの状態は長い不規則に変形する気体塊と分散した白濁状の液塊の見られるチャーン流状態を経て (図3.2 ③)、環状流 (図3.2 ④) へと遷移する。遷移の境界は必ずしも明確ではないが、大略 $U_0 \approx 1\text{m/s}$ 前後でチャーン流へ、また、 $U_0 \approx 2\text{m/s}$ 前後で環状流状態へ遷移を生じていた。 L_m/L_0 の値は U_0 の増大とともに増大する。チャーン流域、環状流域ではスラグ流域に比べて、 U_0 の増加にともなう L_m/L_0 の増加割合はやや大きい傾向にある。尚、植田・小泉⁽⁸⁾の水-空気系の同種の実験では、本実験に比べ環状流への遷移はより大きな U_0 で生じている。

$\Delta L/L_0$ の値はスラグ流では、多少のバラツキは見られるものの、 U_0 の増加にともない増加する傾向が見られ、チャーン流域、環状流域では統一的傾向は見られない。また、 L_0 が小さい程 $\Delta L/L_0$ は大きくなる傾向にある。植田・小泉の水-空気系の測定結果に比べ $\Delta L/L_0$ の値はかなり小さい。

図3.3~3.12は上方から液膜流が流下してくる液だまりに蒸気を吹き込んだ場合の気液混合物平均液面高さ L_m/L_0 と液面変動高さ $\Delta L/L_0$ の測定結果である。二相混合物中の気相の流動状態は、主にスラグ流で、チャーン流は気相流速の大きな領域でのみ (図3.3) 見られた。環状流は観察されていない。流下液量が小さい場合には、静止液柱に蒸気を吹き込んだ場合と同様、液柱高さ L_0 が高い場合 ($L_0 = 353\text{mm}$) のみ砲弾状の気体プラグが見られるスラグ流が現れたが、流下液量が増すとともに、より低い液柱高さでも砲弾状の気体プラグが観察された。 L_m/L_0 の値は U_0 の増加とともに増大している。 L_m/L_0 に対する

流下液流量の影響、また、液柱高さ L_0 の影響については、明確ではない。植田・小泉の水-空気系の実験では、流下液流量の増加にともない、また、 L_0 の低下にともない、 L_m/L_0 は増加傾向にあった。

$\Delta L/L_0$ の値は、多少のバラツキは見られるものの、静止液柱に蒸気を吹込んだ場合と同様 U_0 の増加にともない増加する。 $\Delta L/L_0$ の値は静止液柱に蒸気を吹き込んだ場合より大きく、水-空気系の場合と同様、流下液量の増加にともないまた、 L_0 の小さい程、大きくなる傾向にある。ただし、水-空気系の場合よりかなり小さい。

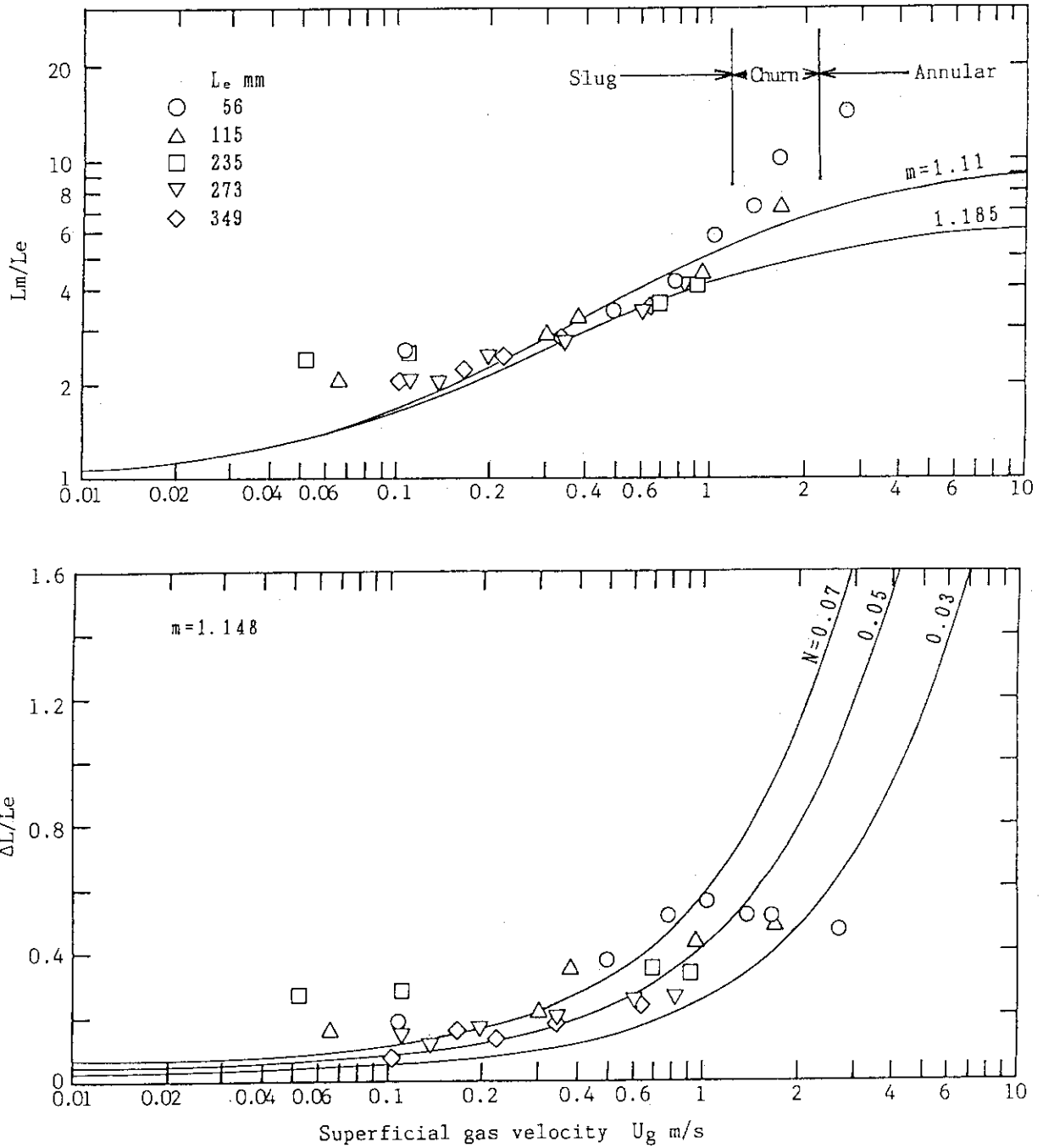


図 3.1 気液混合物の液面上昇と変動高さ (静止液柱)

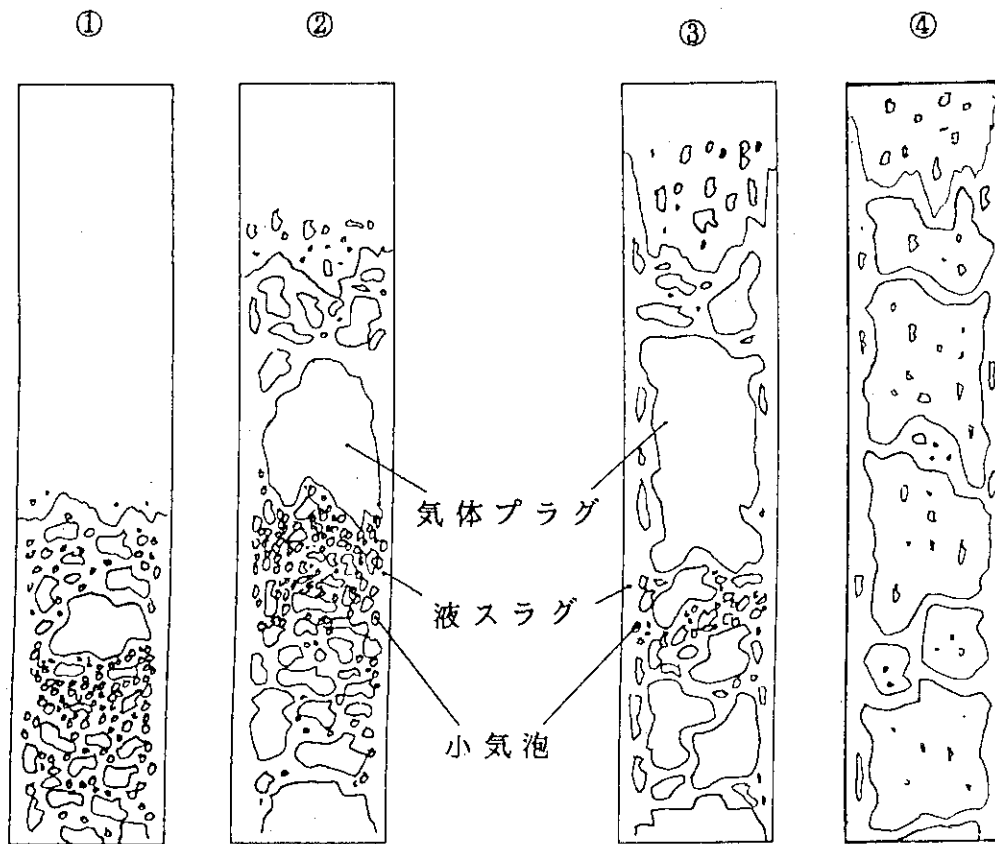


図 3.2 気液混合物流動状態（静止液柱へ蒸気吹き込み時）

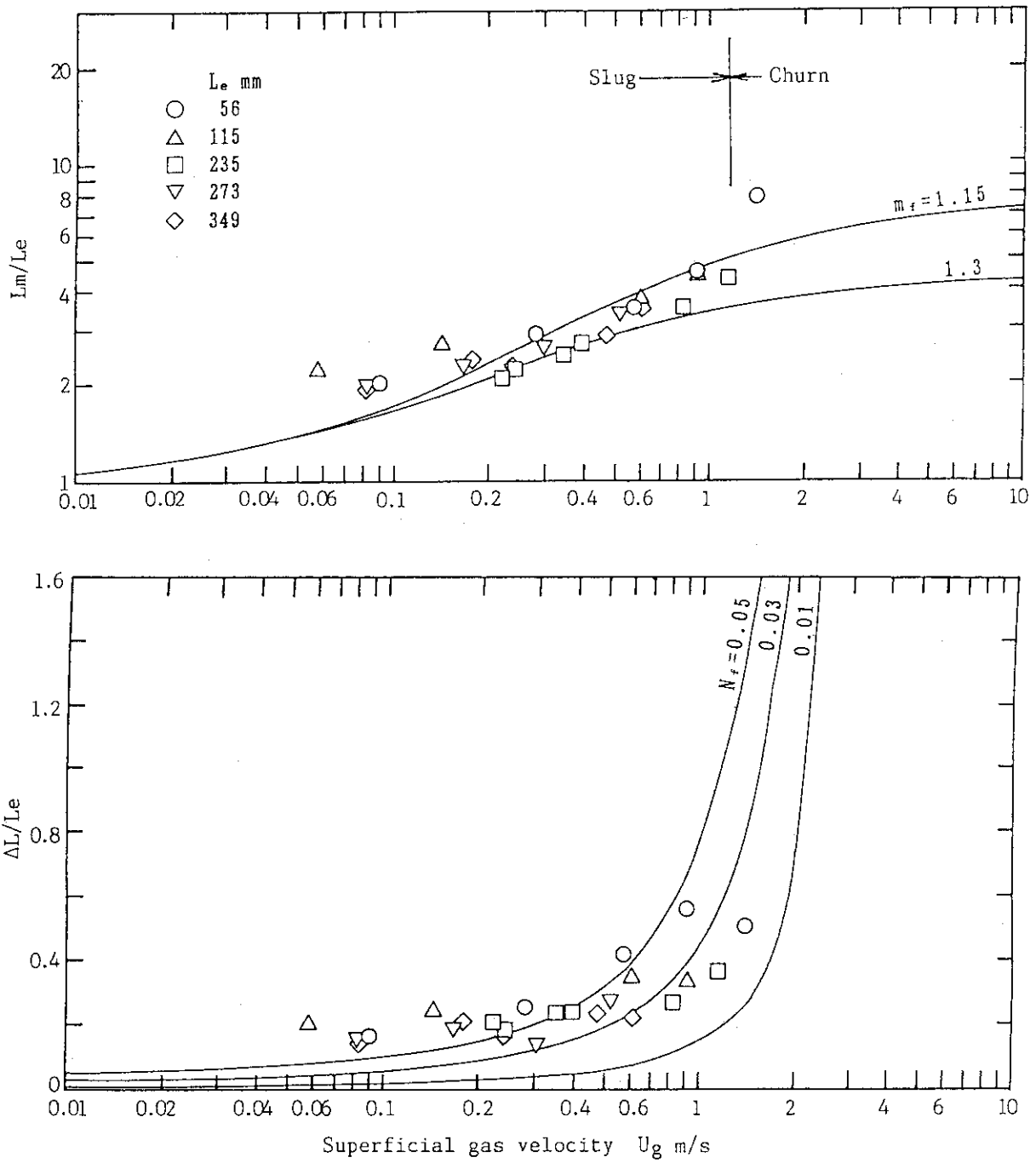


図 3.3 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.013$ m/s)

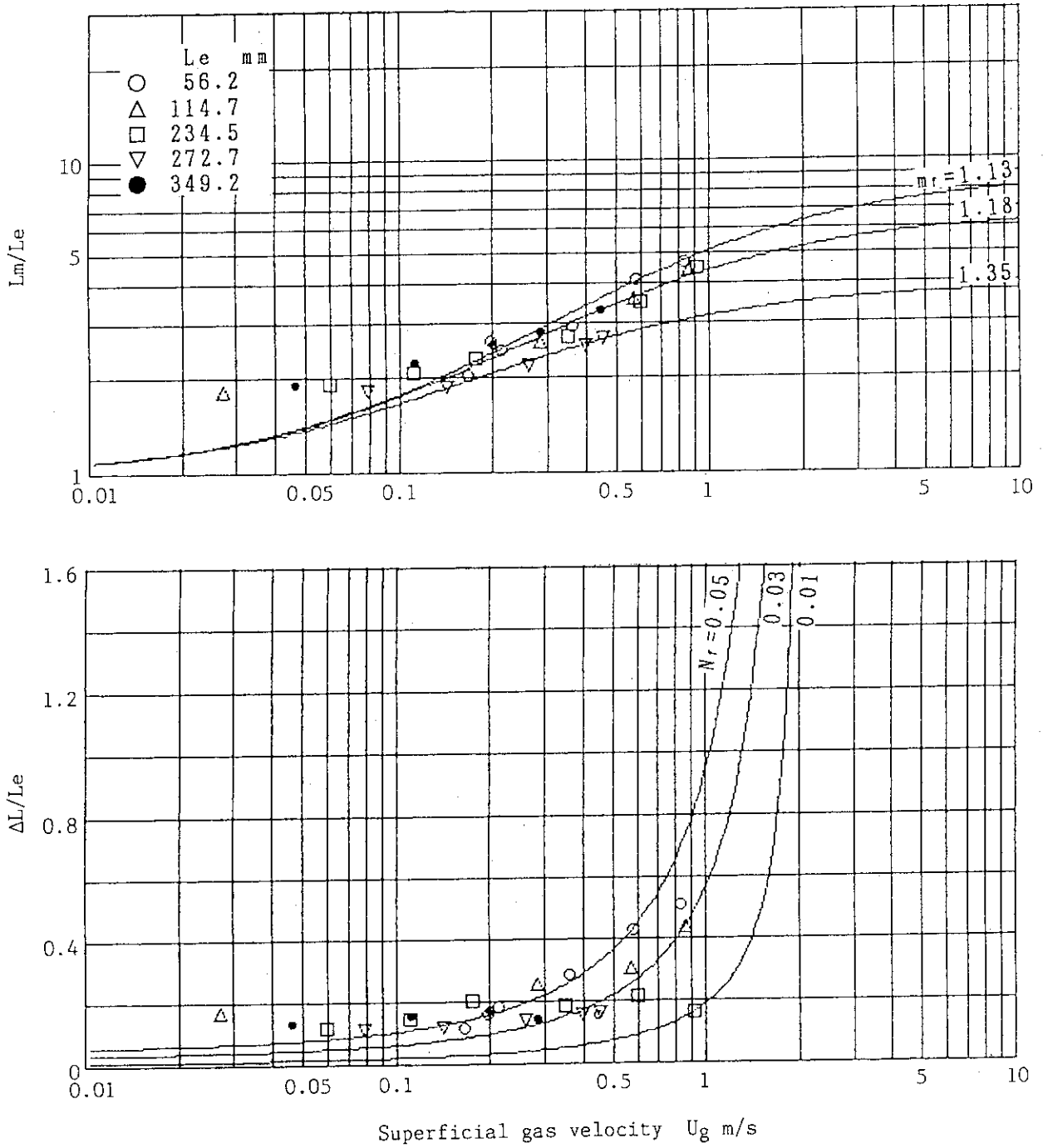


図3.4 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.018$ m/s)

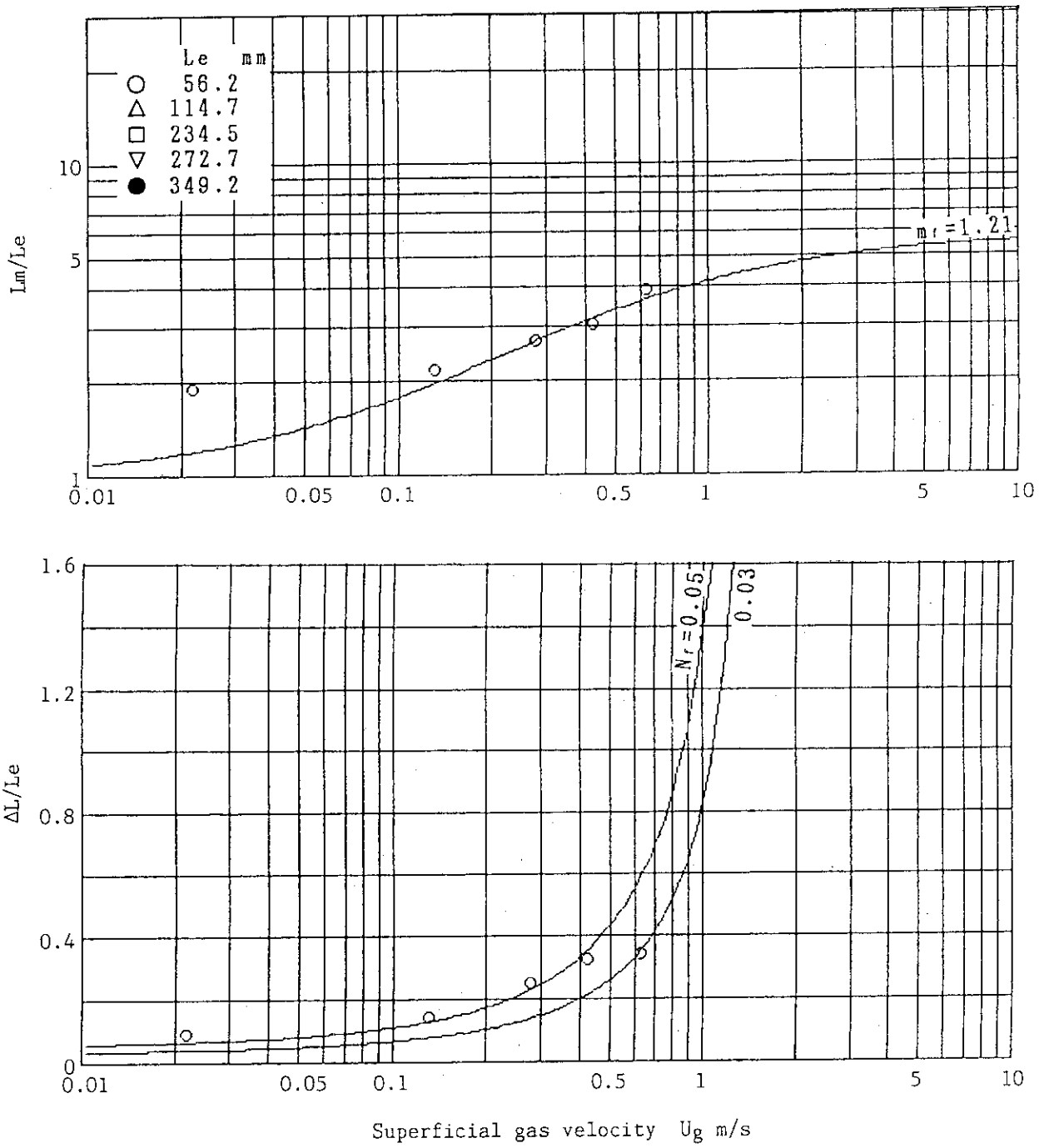


図 3.5 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.026$ m/s)

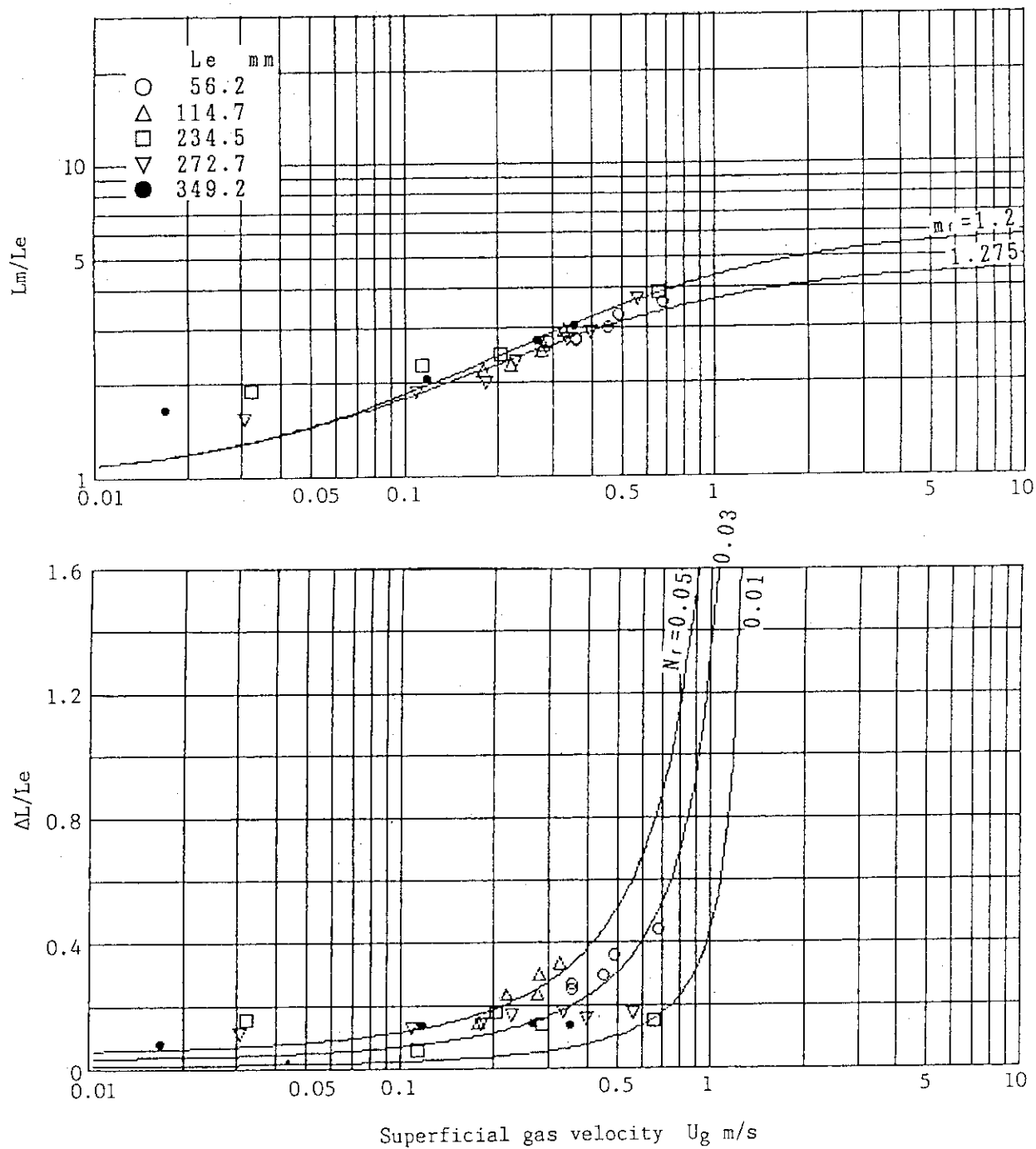


図 3.6 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.034$ m/s)

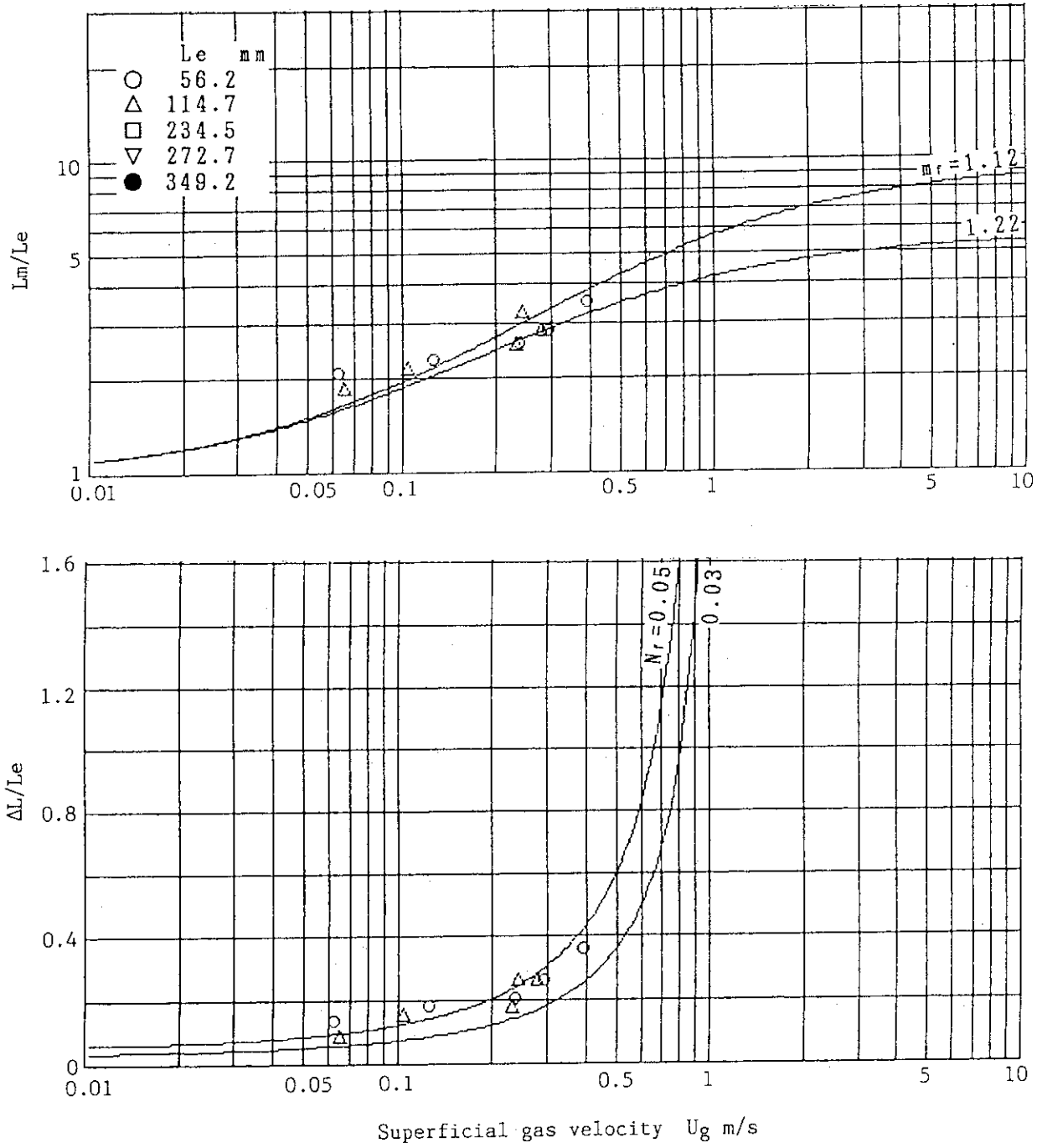


図3.7 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.040$ m/s)

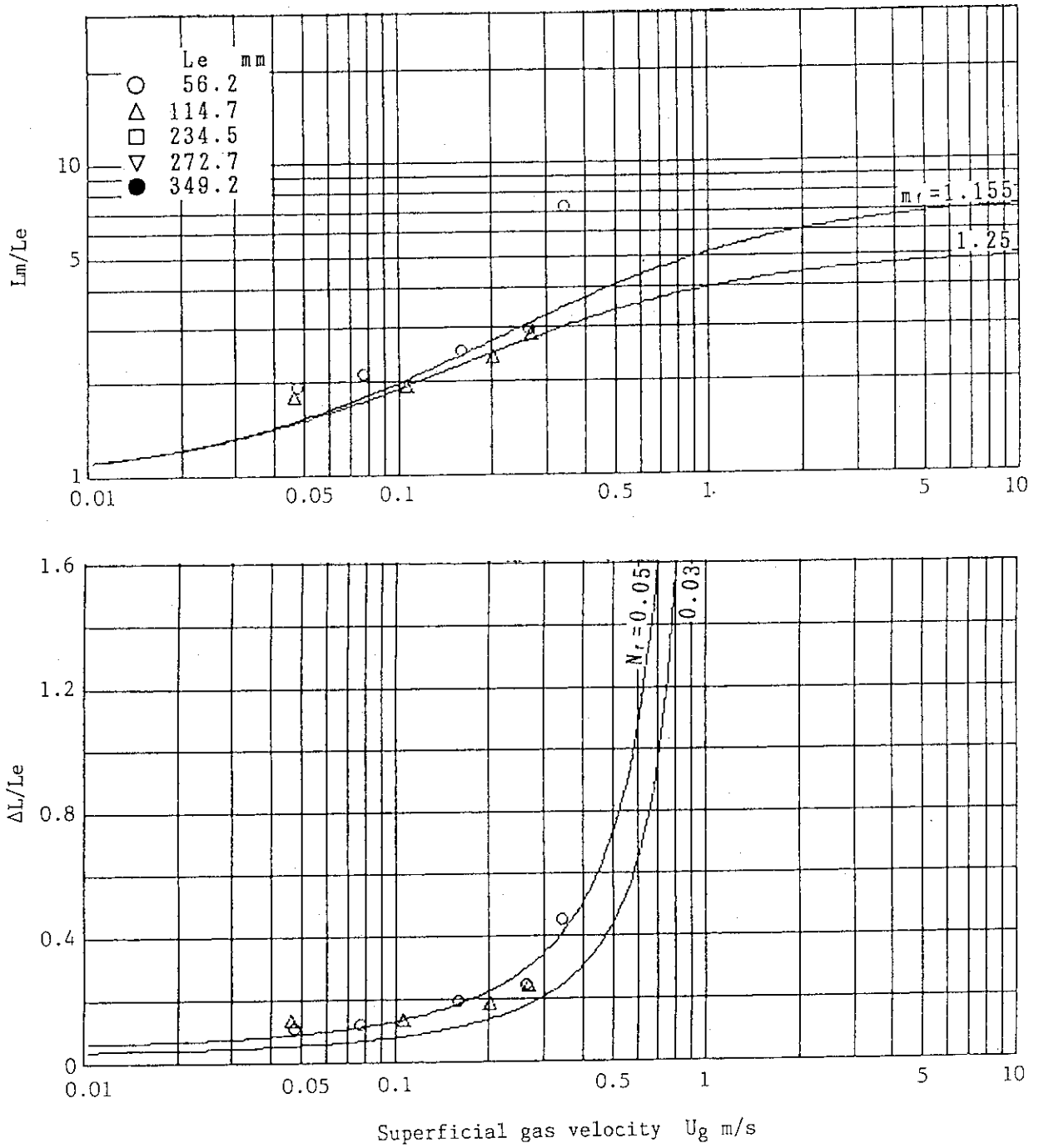


図3.8 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.047$ m/s)

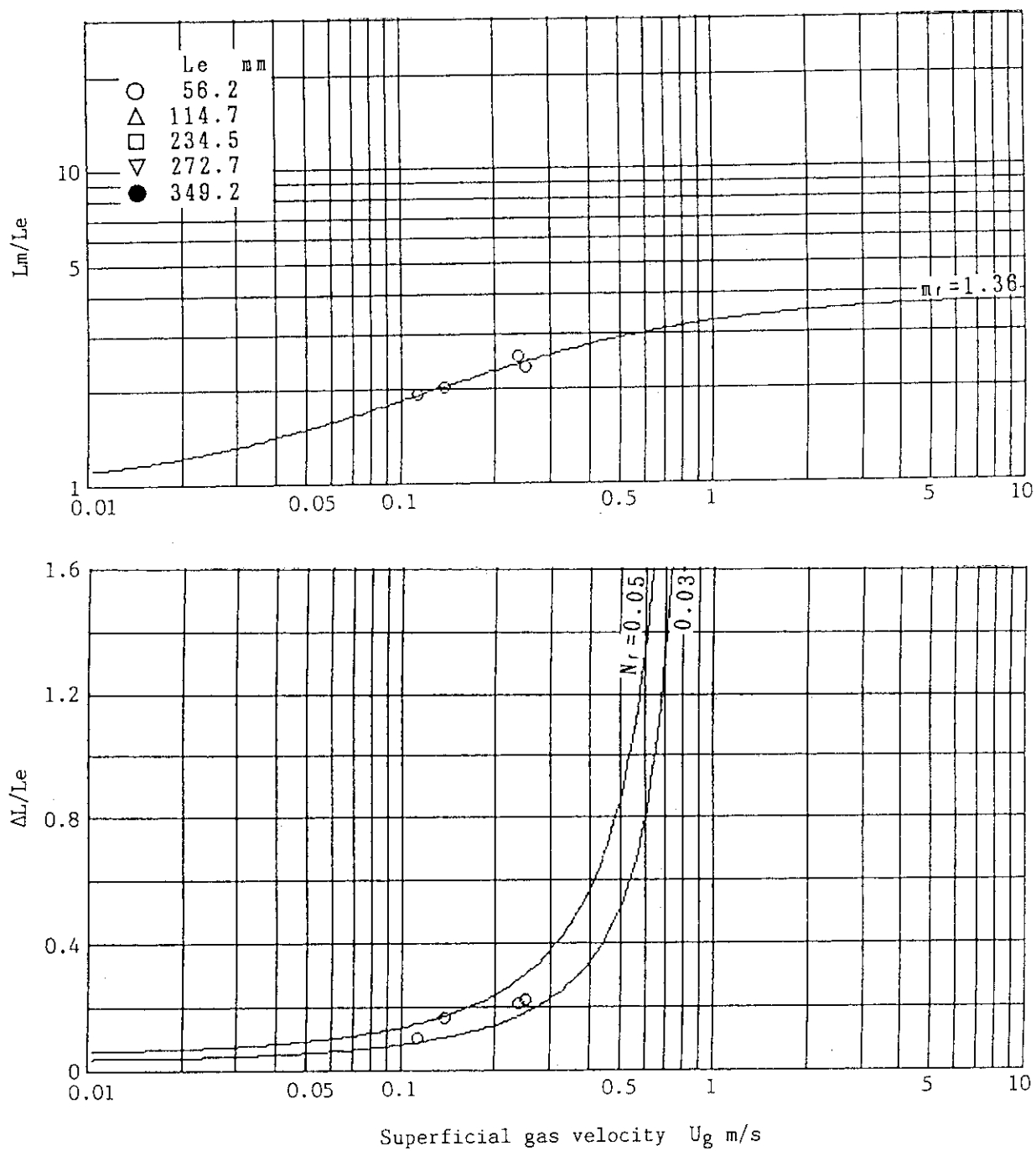


図 3.9 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.051$ m/s)

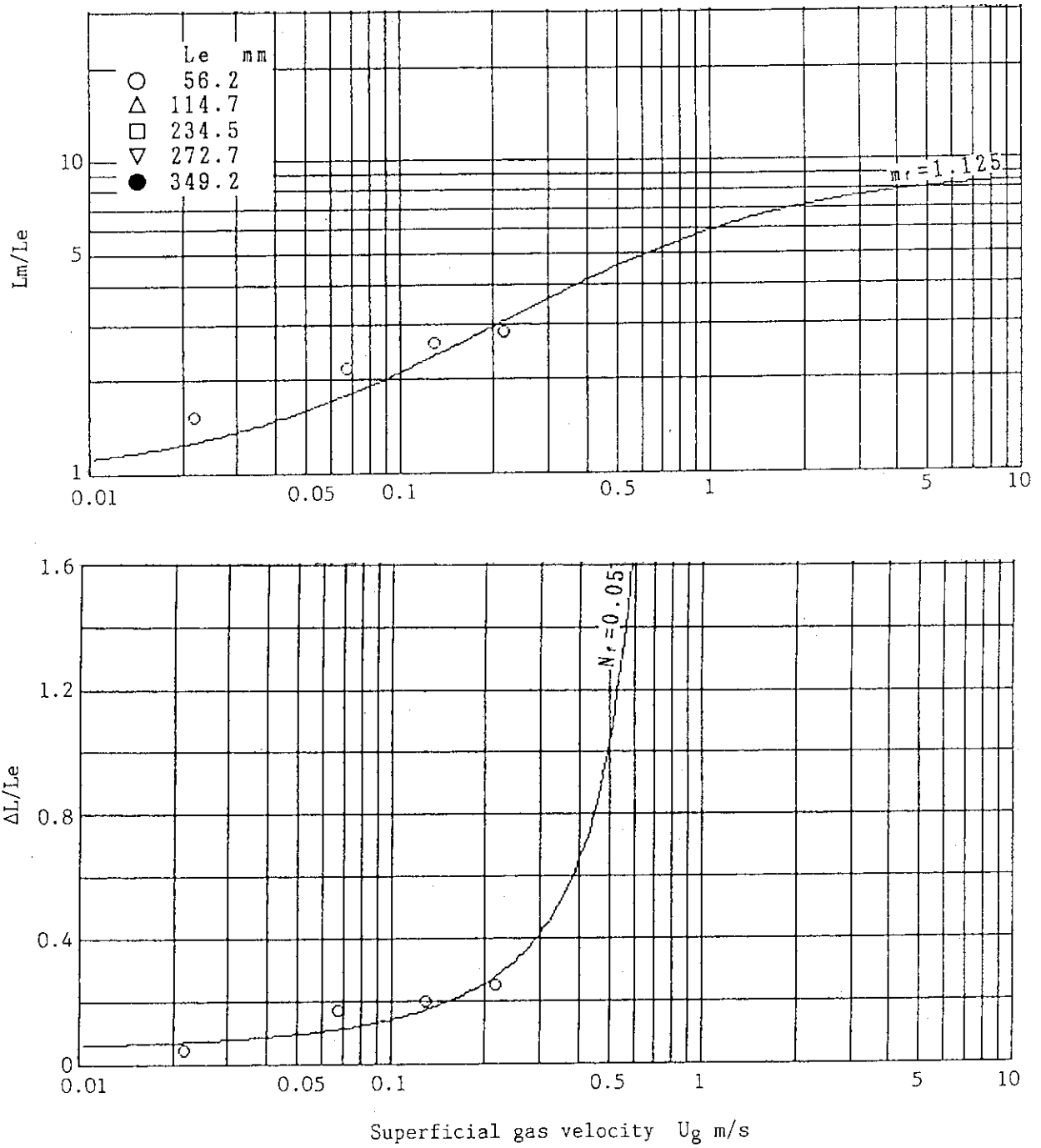


図 3.10 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.059$ m/s)

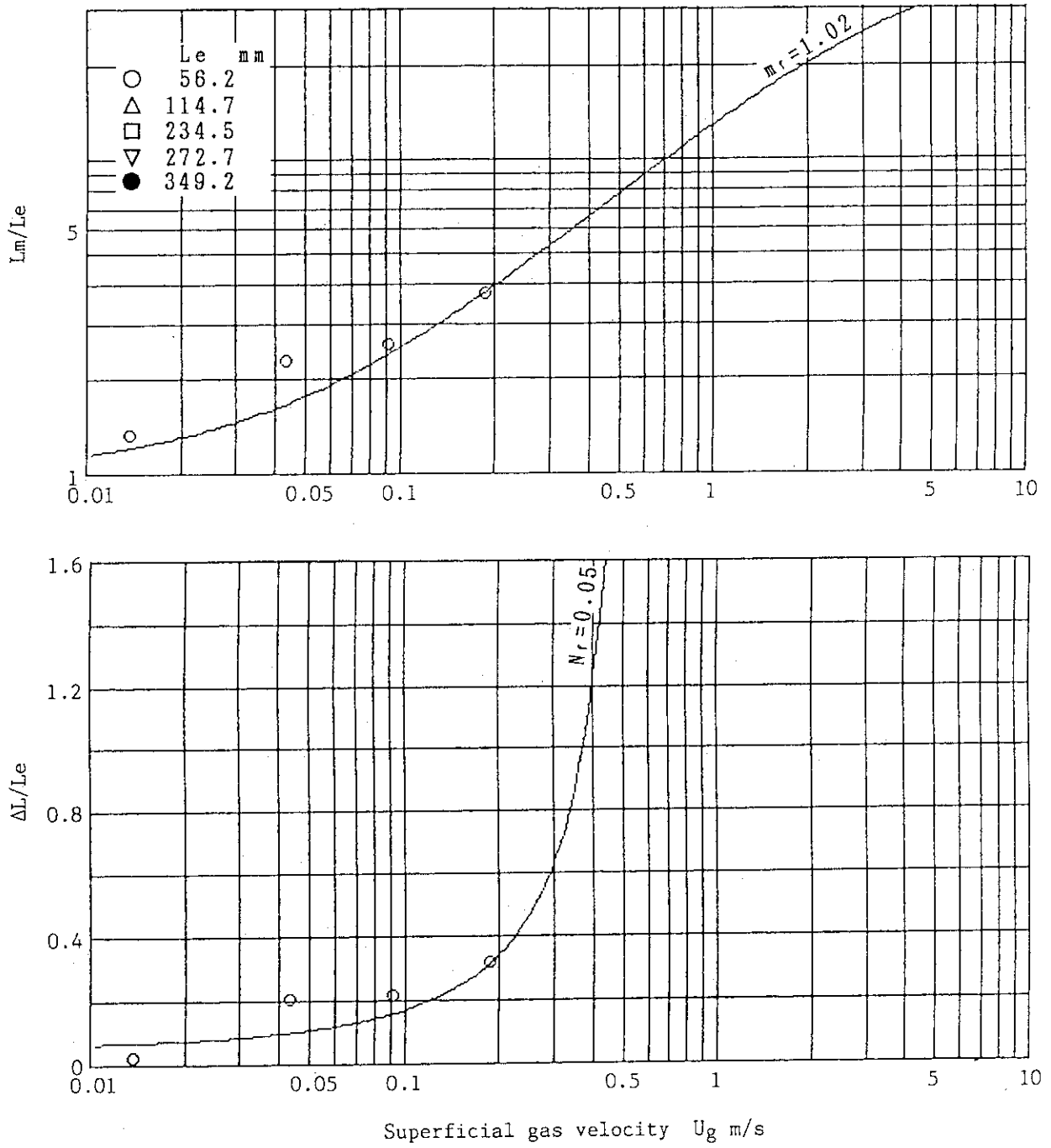


図 3.11 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.070$ m/s)

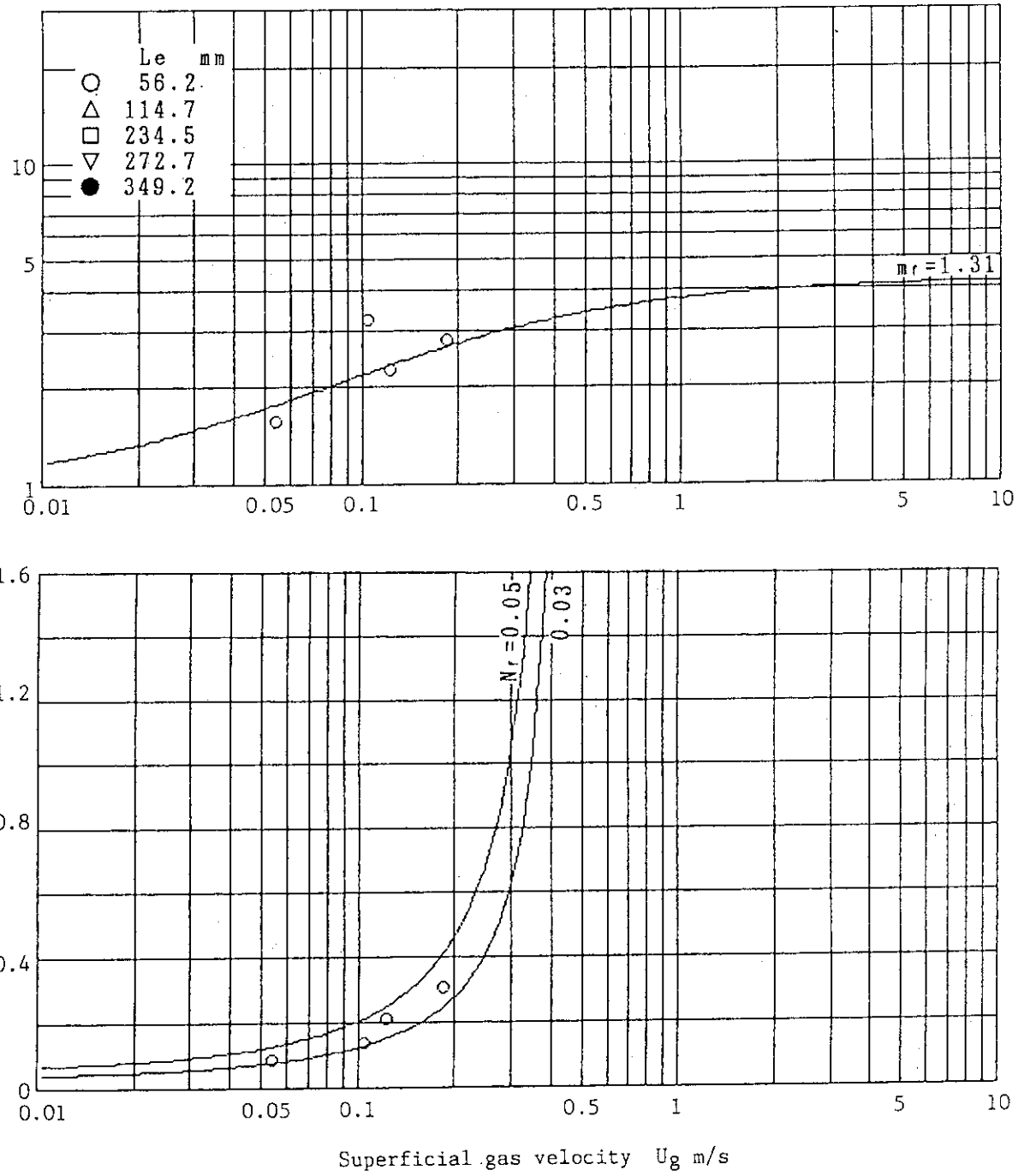


図 3.12 流下液膜のある場合の液面上昇と変動高さ (流下液膜 $U_{f1} = 0.080$ m/s)

3.2 フラッディング実験

実験で得られたフラッディング開始時の気液の見かけ速度（フラッディング速度）を図3.13～3.16に示す。流下液膜流量の増加とともに、より低い気相速度でフラッディングに至っている。また、気液混合物液柱高さ L が高い程フラッディング速度は小さくなる傾向にある。フラッディング開始直前の流動状態は気液界面が不規則な気体プラグと小さな気泡を含んだ液スラグが激しく入れ替わるスラグ流状態であった。

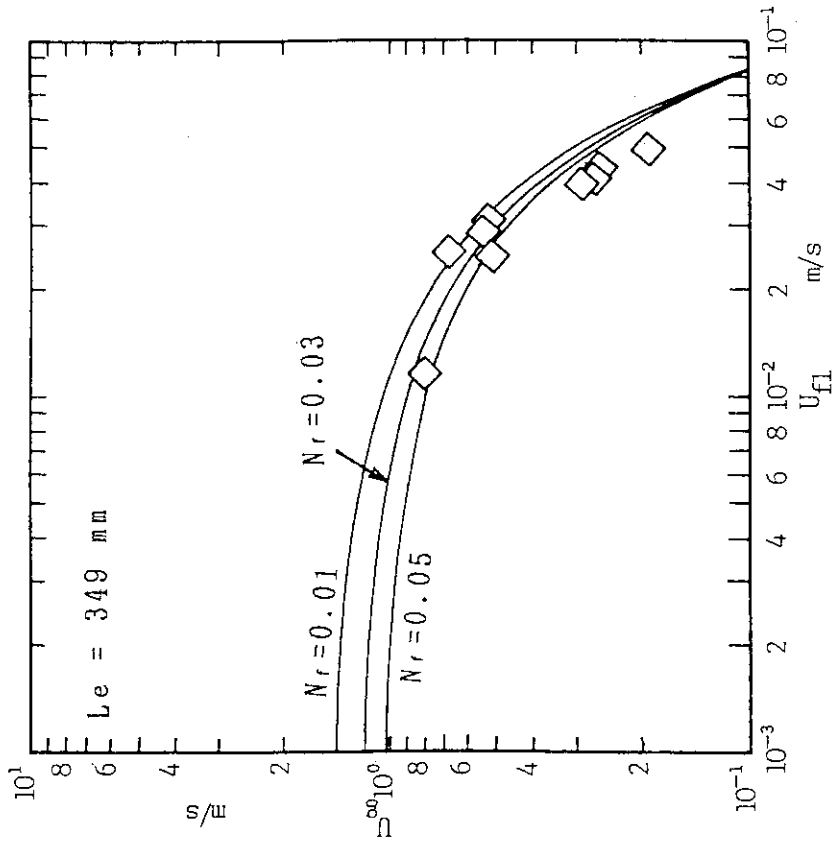


図 3.13 流下液膜と液だまり共存時のフラッディング速度
($L_e = 349$ mm)

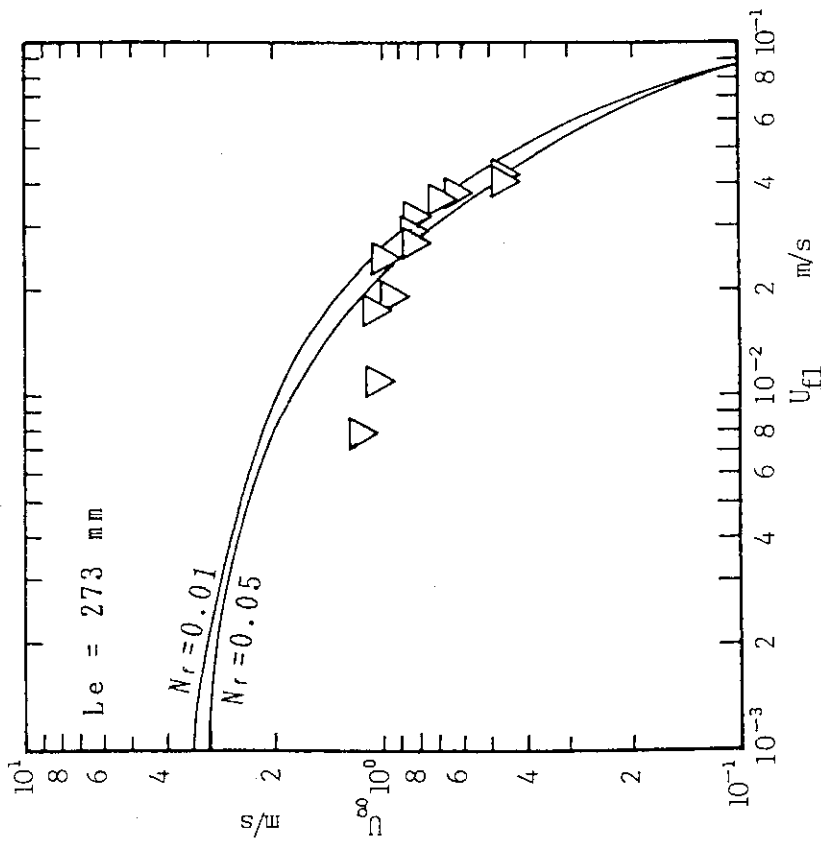


図 3.14 流下液膜と液だまり共存時のフラッディング速度
($L_e = 273$ mm)

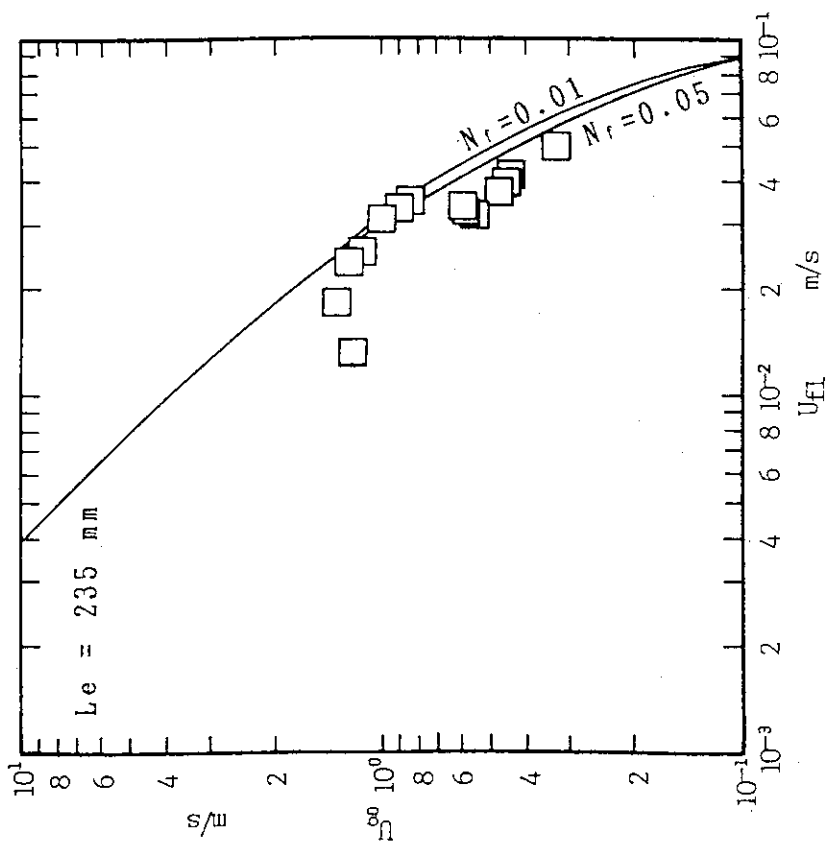


図 3.15 流下液膜と液だまり共存時のフラッシュ速度
($L_e = 235$ mm)

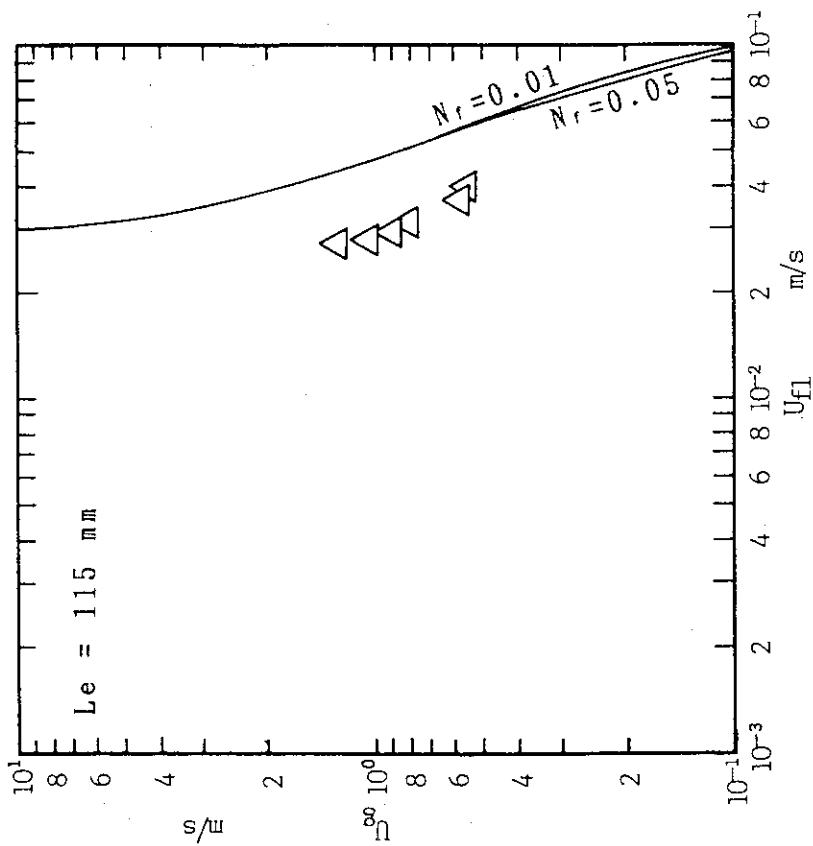


図 3.16 流下液膜と液だまり共存時のフラッシュ速度
($L_e = 115$ mm)

4. 考察

4.1 円管内液柱に蒸気を吹き込んだ場合の液面挙動

植田・小泉⁽⁸⁾は、本実験と同様の、円管内の停滞した液柱、及び、上部から液膜流が流下する液柱に気相を吹き込んだ場合の液面挙動について詳細に検討を加えている。その解析法に基づき、本実験結果に対し以下に考察を加える。

4.1.1 静止液柱への気相吹き込み

気相吹き込みによる液面上昇はボイドの発生に起因する。はじめに液面の平均高さ L_m について考える。図4.1の様に気液混合物がスラグ流状態にあるものとし、そのボイド率を α とすると、管壁に作用するせん断力は小さいので、 $L_e \rho_l = L_m \rho_l (1 - \alpha)$ とみなせる。ここで、 ρ_l は液の密度を表す。従って、

$$\frac{L_m}{L_e} = \frac{1}{1 - \alpha} \dots\dots\dots (4.1)$$

ボイド率は気相の上昇速度で決まる。図4.1の気体プラグ間の液相の平均流速は、連続の条件から明らかなように、 U_o に等しい。この断面の速度分布は、気体プラグの上昇により、そのまわりの液が流下するから、図中に示した形状をとるであろう。中心部の流速を $m U_o$ とし、気体プラグはこの流速に対してすべり速度を持つとすると⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、気体プラグの上昇速度は

$$u_o = m U_o + c_s (g D)^{1/2} \dots\dots\dots (4.2)$$

ボイド率は

$$\alpha = \frac{U_o}{u_o} = \frac{1}{m + c_s (g D)^{1/2} / U_o} \dots\dots\dots (4.3)$$

従って、式(4.1)から

$$\frac{L_m}{L_e} = \frac{m U_o + c_s (g D)^{1/2}}{(m - 1) U_o + c_s (g D)^{1/2}} \dots\dots\dots (4.4)$$

ここに、 $c_s (g D)^{1/2}$ は静止液柱の気体プラグの上昇速度であって、 c_s の値は $E_o = \rho_l g D^2 / \sigma$ と $Y = g \mu_l^4 / \rho_l \sigma^3$ の関係で定まる。⁽¹¹⁾ D 、 g 、 μ_l 、 σ はそれぞれ管径、重力加速度、液の粘性係数、表面張力を表す。本実験の管径で、フロン R113 では、 c_s は 0.35 の値をとる。

次に、液面の変動高さ ΔL について考える。液スラグの長さはある幅を持ち、スラグ流中にランダムに存在する⁽¹²⁾。液面高さの変動はこの液スラグの長さの変動に起因す

ると考えられる。いま、液スラグの長さは $h_1 \pm \Delta h$ の範囲にあり、長さ h_1 の時、液面は平均高さ L_m になり、 $h_1 + \Delta h$ の時、 L_{max} ($h_1 - \Delta h$ の時 L_{min}) に達するものとする。図4.2(a)はスラグ長さが h_1 及び $h_1 + \Delta h$ の時の状態を模式的に示したものである。図4.2(b)は上部に長さ $h_1 + \Delta h$ のスラグを持っていた気体プラグの頂部がちょうど平均液面高さ L_m に達した時の状態を示している。この時には気体プラグの頂部に厚さ Δh の液塊が残っている。

気体プラグ直上の液はプラグと同一速度、すなわち $u_g = mU_g + c_s(gD)^{1/2}$ で上昇するが、プラグは液塊に対して $c_s(gD)^{1/2}$ のすべり速度を持つから、液の一部はプラグと入れ替わり流下する。単位時間当りの流下液容積は、プラグ部の平均ボイド率を α_{pm} とすると、 $(\pi/4)D^2\alpha_{pm}c_s(gD)^{1/2}$ である。

位置 L_m における厚さ Δh の液塊は容積の減少をともないながら、さらに上昇し、 Δt_0 時間後に位置 L_{max} に達し、 $\Delta h = 0$ となる。すなわち、

$$\frac{\pi}{4}D^2\Delta h - \frac{\pi}{4}D^2\alpha_{pm}c_s(gD)^{1/2} \cdot \Delta t_0 = 0 \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

従って、この間の液面上昇 $\Delta L = L_{max} - L_m$ と $\Delta L/L_e$ は次の様に表される。

$$\Delta L = u_g \cdot \Delta t_0 = \Delta h \frac{mU_g + c_s(gD)^{1/2}}{\alpha_{pm}c_s(gD)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

$$\frac{\Delta L}{L_e} = N \left[\frac{U_g}{c_s(gD)^{1/2}} + \frac{1}{m} \right] \quad \dots\dots\dots (4.7)$$

$$N = \frac{\Delta h}{L_e} \cdot \frac{m}{\alpha_{pm}}$$

上式中の α_{pm} は気体プラグ長さ と管径の比によって決まり⁽¹⁾、一般に 0.70~0.85 の値をとる。従って、 Δh が液柱高さ L_e に比例するものとする、 N は定数に近い値となるであろう。

前出の図3.1に L_m/L_e の測定値と式(4.4)の比較を示す。計算値は測定結果の傾向をよく表しており、

$$m = 1.11 \sim 1.185 \quad \dots\dots\dots (4.8)$$

とおいた計算値がスラグ流及びチャーンス流全域にわたり測定値とよく一致している。尚、植田・小泉の水-空気系の実験では、 $m = 1.15 \sim 1.20$ の結果が得られている。

同様に、前出の図3.1に $\Delta L/L_e$ の測定値と式(4.7)の比較を示す。計算にあたっては、式(4.7)の m の値には、平均値 $m = 1.148$ を用いている。スラグ流域の測定値は、ほぼ

$$N = 0.03 \sim 0.07 \quad \dots\dots\dots (4.9)$$

とした範囲に入っており、平均的には $N = 0.05$ とおいた値に近い。尚、水-空気系の実験では $N = 0.10 \sim 0.20$ の値が得られている。流体にフロンR113の液と蒸気を用いた本実験では、液スラグの長さの変動を表すパラメータ N は水-空気系に比べてかなり小さな値になっている。 N の定義式中、 m 、 α_m はともに 1 に近い値である事から、 N は大略 $\Delta h/L_0$ 、即ち、気液混合物静水頭に対する液スラグ長さの変動幅を表している。従って、R-113ではスラグ長さの変動幅は水-空気系に比べてかなり小さい事が理解できる。

水-空気系の実験では流れが U_0 の増加にともなってチャーン流となると $\Delta L/L_0$ の値は低下を示す傾向にあったが、本実験でも同様な傾向が見られている。水-空気の実験ではボイド率が

$$\alpha \approx 78\% \quad (L_m/L_0 \approx 4.5) \dots\dots\dots (4.10)$$

でチャーン流へ遷移をしていたが、本実験でも近い結果となっている。また、環状流への遷移は、本実験の場合、気相の無次元容積速度

$$j g^* = \left[\frac{\rho_l U_0^2}{g D (\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2} = 0.30 \sim 0.50 \dots\dots\dots (4.11)$$

で生じており、水-空気系の実験の場合の値、 $j g^* = 0.35 \sim 0.45$ に近い。

4.1.2 上部に流下液膜の共存する液柱への気相吹き込み

流下液膜が共存する場合の流れ系は図4.3(a)のとおりで、下部から流下液膜と同量の液が排出され、液柱高さ L_0 が一定に保たれている。下部液だまりの気液混合物がスラグ流状態にあるものとする、気体プラグ間の液相の平均流速は図に示す様に $U_0 - U_{f1}$ である。中心部の液流速を $m_f U_0 - U_{f1}$ とし、気体プラグはこの液速度に対してすべり速度をもつものとする、その上昇速度は

$$u_g = m_f U_0 - U_{f1} + c_s (g D)^{1/2} \dots\dots\dots (4.12)$$

従って、気液混合物のボイド率と平均液面高さは、式(4.3)、(4.4)と同様に次式で表される。

$$\alpha = \frac{U_g}{u_g} = \frac{1}{m_f + \frac{c_s (g D)^{1/2} - U_{f1}}{U_0}} \dots\dots\dots (4.13)$$

$$\frac{L_m}{L_0} = \frac{m_f U_0 + c_s (g D)^{1/2} - U_{f1}}{(m_f - 1) U_0 + c_s (g D)^{1/2} - U_{f1}} \dots\dots\dots (4.14)$$

液面変動についても前節と同様に考え、液スラグの長さが $h_l \pm \Delta h$ の範囲にあり、長

さ h_1 の時液面は平均高さ L_m になり、 $h_1 + \Delta h$ の時 L_{max} に達するものとする。図 4.3 (b) は上部に長さ $h_1 + \Delta h$ のスラグを持っていた気体プラグが、ちょうど位置 L_m に達した時の状態を示している。気体プラグの上部に厚さ Δh の液塊が残っている。この液塊は容積の減少をともないながら上昇し、 Δt_0 時間後に L_{max} の位置に達し、 $\Delta h = 0$ となる。この時の質量バランスは

$$\frac{\pi}{4} D^2 \Delta h - \frac{\pi}{4} D^2 \alpha_{pm} c_s (g D)^{1/2} \cdot \Delta t_0 + \frac{\pi}{4} D^2 U_{f1} \cdot \Delta t_0 + \pi D \delta (\Delta L - \Delta h) = 0 \dots \dots \dots (4.15)$$

上式左辺の第3項は流下液膜による補給量、第4項は $(\Delta L - \Delta h)$ 区間に存在する液膜量である。

この間の気体スラグ頂部の上昇高さは

$$\Delta L = u_g \cdot \Delta t_0 = [m_f U_g - U_{f1} + c_s (g D)^{1/2}] \Delta t_0 \dots (4.16)$$

上式を式(4.15)に代入し、 $\Delta L \gg \Delta h$ とみなすと、

$$\Delta t_0 = \frac{\Delta h}{\alpha_{pm} c_s (g D)^{1/2} - U_{f1} - \frac{4\delta}{D} [m_f U_g - U_{f1} + c_s (g D)^{1/2}]} \dots \dots \dots (4.17)$$

したがって

$$\frac{\Delta L}{L_e} = \frac{\Delta h}{L_e} \cdot \frac{m_f}{\alpha_{pm}} \times \frac{U_g + [c_s (g D)^{1/2} - U_{f1}]/m_f}{c_s (g D)^{1/2} - \frac{U_{f1}}{\alpha_{pm}} - \frac{4\delta}{\alpha_{pm} D} [m_f U_g + c_s (g D)^{1/2} - U_{f1}]} \dots \dots \dots (4.18)$$

m_f 、 α_{pm} は 1 に近い値、また $4\delta/D \ll 1$ とみなせるから、上式は次の様に近似できる。

$$\frac{\Delta L}{L_e} = N_f \frac{U_g + c_s (g D)^{1/2} - U_{f1}}{c_s (g D)^{1/2} - U_{f1} - \frac{4\delta}{D} [U_g + c_s (g D)^{1/2} - U_{f1}]} \dots (4.19)$$

$$N_f = \frac{\Delta h}{L_e} \cdot \frac{m_f}{\alpha_{pm}}$$

なお、流下液膜厚さ δ は管周あたりの液膜流量から求められる⁽¹³⁾。本報では Kapitza の式及び一般速度分布の式から求めた。

前出の図3.2～3.12に L_m/L_o の測定値と式(4.14)において m_f の値を種々に変えた場合の計算値との比較を示す。

流下液膜は気液混合物にかなりの運動量を持ち込む事から、気体プラグの形状や上昇速度に影響を与える。事実、植田・小泉の水空気系の実験では、流下液膜流量の増加とともに L_m/L_o の測定値は増大する傾向を示し、気相上昇速度は低下傾向を示した。本実験でも同様な傾向が読み取れる。 m_f の値は流下液膜の見かけ流速 U_{f1} の増加とともに減少している。また、 L_o の低下とともに減少する。これらの傾向は水-空気系の場合と同一である。

植田・小泉は水-空気系の実験から、 m_f の範囲を与える関係式として次式を提示している。

$$m_f = (1.175 \pm 0.075) - 1.15 \frac{U_{f1}}{c_s(gD)^{1/2}} \left(\frac{D}{L_o}\right)^{1/2} \dots\dots (4.20)$$

L_m/L_o の測定値と式(4.14)の計算値とを比較し、良い一致を与える m_f の値を見出し、図4.4において、式(4.20)と同様の整理を試みた。測定値にはかなりのバラツキが見られ、また、測定点も少ないとは言え、R-113を用いた本実験の結果は式(4.20)と同傾向にある事が理解される。但し、若干大きめの値となっている。式(4.20)を参考にし、本実験の結果の m_f に対し以下の整理を得た。

$$m_f = (1.175 \sim 1.400) - 1.15 \frac{U_{f1}}{c_s(gD)^{1/2}} \left(\frac{D}{L_o}\right)^{1/2} \dots\dots (4.21)$$

データの蓄積が望まれる。

図3.2～3.12には、 $\Delta L/L_o$ の測定値と式(4.19)による計算値が比較して示してある。測定値はほぼ

$$N_f = 0.01 \sim 0.05 \dots\dots\dots (4.22)$$

とおいた範囲に入っている。 N_f の値は静止液柱の N の値よりやや小さい。植田・小泉の水-空気系の実験では $N_f = 0.15 \sim 0.08$ であり、平均的には $N_f = 0.10$ であって、静止液柱の場合の N の平均値 $N = 0.15$ より小さくなっている。流下液膜の流入により、液スラグ長さが平均化されることによるものと考えられている。R-113を用いた実験の結果は水-空気系の実験とは同傾向にあるものの、かなり小さな N_f の値となっている。

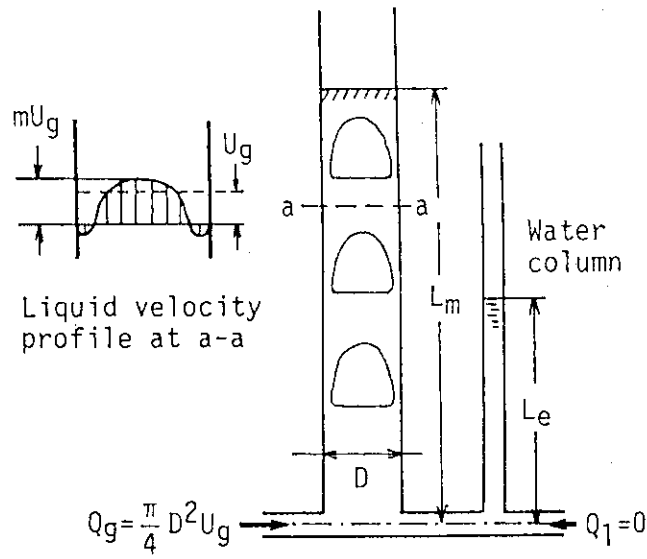


図 4.1 静止液柱への気相吹き込みによる液面上昇

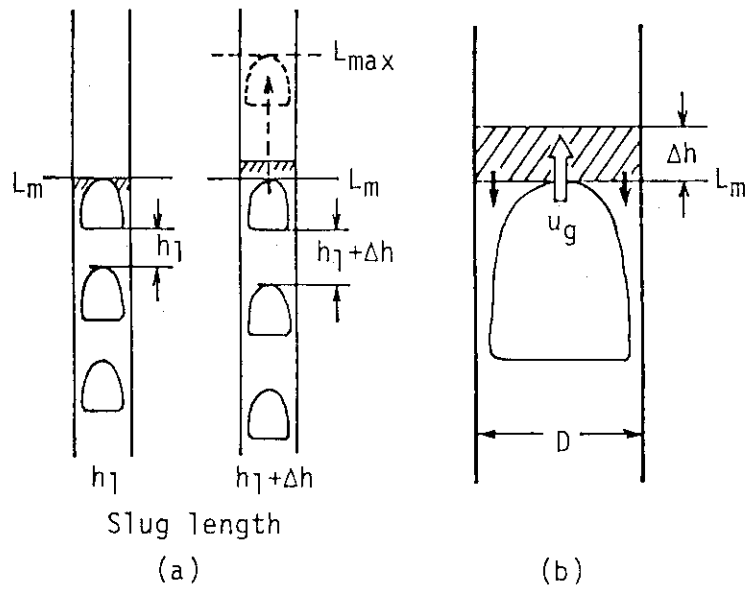


図 4.2 気液混合物液面位置の変動

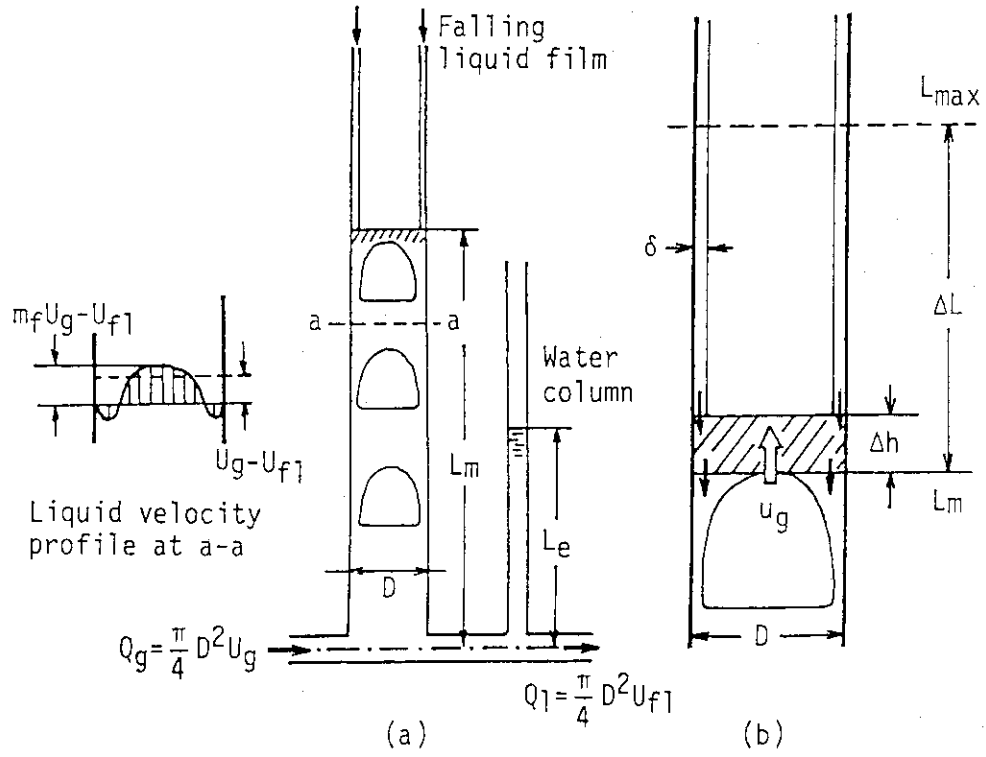


図 4.3 流下液膜共存時の気液混合物液面上昇と液面変動

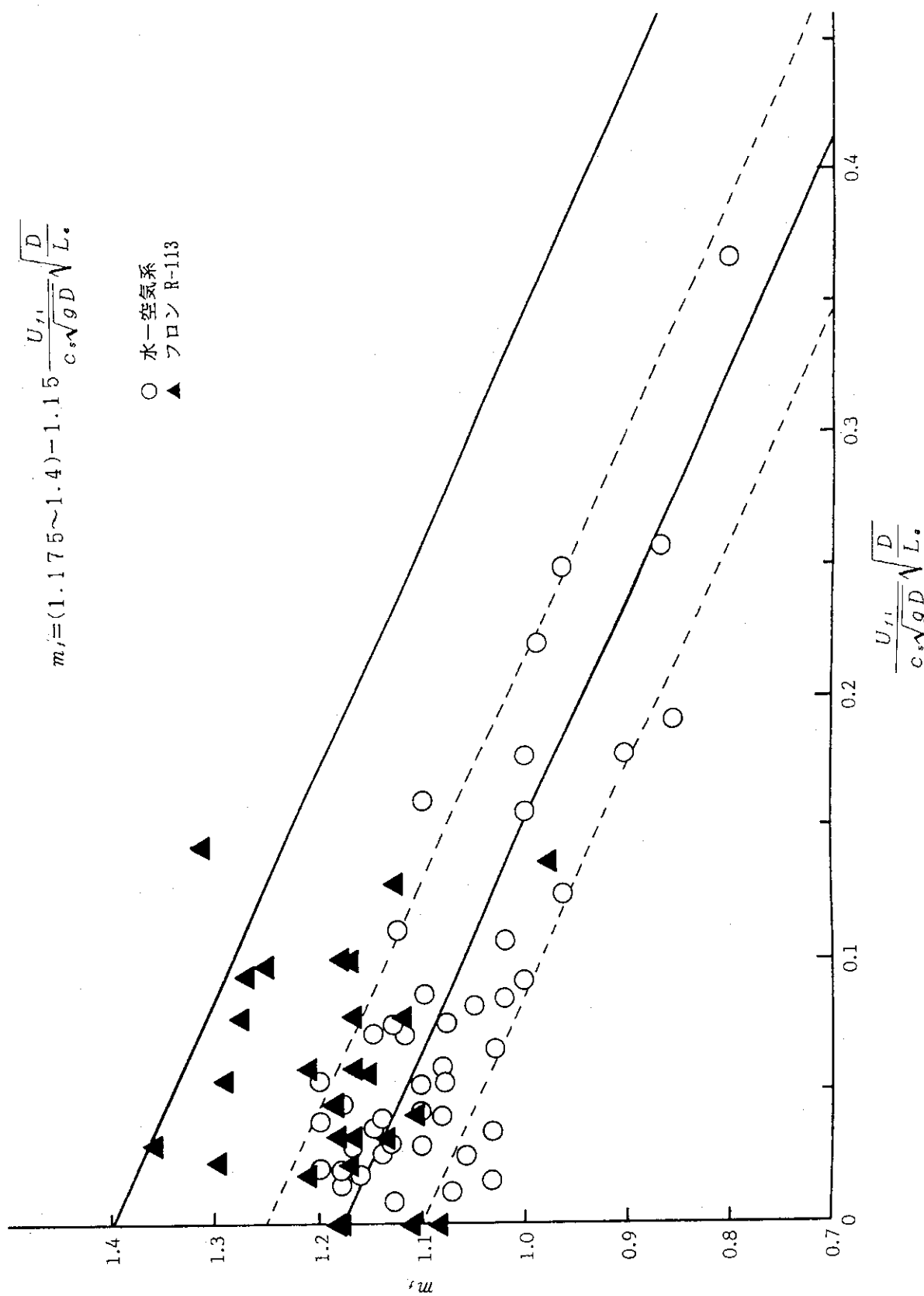


図 4.4 スラッグ流域における m_f の整理

4.1.3 円管内液柱に蒸気を吹き込んだ場合の液面挙動のまとめ

円管内液柱に蒸気を吹き込んだ場合の気液混合物液面挙動に関する実験の結果をまとめると、

- (1) 水-空気系の場合に比べ、静止液柱では気液混合物平均液面上昇 L_m/L_0 は同程度であるが、流下液膜が共存する場合、 L_m/L_0 は低く、従って、気泡上昇速度は速い。(式(4.8)、(4.21))
- (2) 液面変動高さ $\Delta L/L_0$ は水-空気系に比べかなり小さく、約1/3程度であった。(式(4.9)、(4.22))

R-113の液と蒸気では、水-空気の場合に比べ、表面張力は約1/5、蒸気と液の密度はそれぞれ約6.2、1.5倍である。この内、表面張力は気泡の合体(即ち液スラッグの合体)と気泡の形状に大きな影響を持つと考えられる。また、液の密度は気体プラグ(塊)後部の液速度分布に影響を持つものと思われる。上記結論を一般化するため、他の気液の物性値の組み合わせ、例えば高圧の水-蒸気による実験の実施が望まれる。

4.2 流下液膜の共存する液柱に蒸気吹き込み時のフラッディング

4.2.1 フラッディング機構

小泉・植田⁽¹⁴⁾は、管内壁に沿って上部から液膜流が流下する円管内液柱に気相を吹き込んだ場合のフラッディングについて、水-空気系の実験を行い、検討を加えている。その解析法に基づき、本実験結果に対し以下に考察を加える。

実験では、いずれの場合も、大気泡または気体プラグによって、その直上の液塊が一見押し上げられる様な状態で上昇し、管路上端から吹き出される事によりフラッディングに至っていた。フラッディングに至る以前の流れの状態は、前掲の流下液膜が共存する場合の流れ系(図4.3)と同一と考える事ができる。ここで、液スラッグ長さは平均値を h とし、 $h \pm \Delta h$ の範囲にある。

さて、ちょうど管路上端で気体プラグ上部の液塊が消滅する、即ち、平均液面高さ L_m の位置で厚さ Δh の液塊が管路出口 (L_H の高さ) で厚さがゼロになる状態がフラッディング開始に対応するものと考え事ができよう。気体プラグ先端が L_m の位置から上昇して L_H に達する迄の時間、即ち、 L_m で厚さ Δh の液塊が L_H で厚さがちょうどゼロになる迄の時間、を Δt_{f0} とすると、この液塊に対するこの間の質量保存則式は式(4.15)同様に、

$$\frac{\pi D^2}{4} \Delta h + \frac{\pi D^2}{4} U_{f1} \Delta t_{f0} + \pi D \delta (L_H - L_m) - \frac{\pi D^2}{4} \alpha_{pm} c_s (gD)^{1/2} \cdot \Delta t_{f0} = 0 \dots (4.23)$$

また、 Δt_{f0} 間の気体プラグの上昇距離と気体プラグ上昇速度の間には

$$u_g \cdot \Delta t_{f0} = L_H - L_m \dots (4.24)$$

の関係が有る。

式(4.12)、(4.14)、(4.23)、(4.24)より次の関係を得る。

$$\begin{aligned} \frac{L_H}{L_e} &= \frac{m_f U_g + c_s (gD)^{1/2} - U_{f1}}{(m_f - 1) U_g + c_s (gD)^{1/2} - U_{f1}} \\ &= \frac{\Delta h \cdot m_f}{L_e \cdot \alpha_{pm}} \cdot \frac{U_g + \frac{c_s (gD)^{1/2} - U_{f1}}{m_f}}{c_s (gD)^{1/2} - \frac{U_{f1}}{\alpha_{pm}} - \frac{4\delta}{\alpha_{pm} D} (m_f U_g + c_s (gD)^{1/2} - U_{f1})} \dots (4.25) \end{aligned}$$

α_{pm} 、 m_f はともに1に近く、 $U_g \gg U_{f1}$ 、 $c_s (gD)^{1/2}$ 、また $4\delta/D \ll 1$ とみなせ、式(4.25)は以下の様に近似できる。

$$\begin{aligned} \frac{L_H}{L_e} &= \frac{U_g + c_s (gD)^{1/2} - U_{f1}}{(m_f - 1) U_g + c_s (gD)^{1/2} - U_{f1}} \\ &= N_f \cdot \frac{U_g + c_s (gD)^{1/2} - U_{f1}}{c_s (gD)^{1/2} - U_{f1} - \frac{4\delta}{D} (U_g + c_s (gD)^{1/2} - U_{f1})} \dots (4.26) \end{aligned}$$

ここで、液スラグ長さの変化幅を表すパラメーター $N_f = (\Delta h \cdot m_f) / (L_e \cdot \alpha_{pm})$ は式(4.19)中の N_f と同一定義である。

式(4.26)より、フラッディング速度 U_g と見かけの流下液膜速度 U_{f1} との関係を求める事ができる。なお、式(4.26)中の m_f は、式(4.21)によって与えられる。但し、同式右辺第1項は 1.175 (即ち、気液混合物平均液面高さが最も高い場合の値) とする。管路上端からの液の吹き出し開始(フラッディング)では、気液混合物液面の最大高さが問題となるからである。また、前節の液面挙動に関する実験では、流下液膜が共存する場合、気液混合物液面変動高さ ΔL と静水頭 L_e の比 $\Delta L/L_e$ の極大値は約0.6であった。式(4.26)の左辺は $(L_H - L_m)/L_e$ に等しく、従って、右辺はフラッディング開始時の気液混合物液面変動高さ ΔL と静水頭 L_e の比を表している。そこで、式(4.26)の右辺が

0.6を越える場合は0.6とする。液膜厚さ δ の算出は、式(4.19)の場合と同じである。

式(4.26)によるフラッディング速度の計算値が図(3.13)～(3.16)中に実線で示されている。 L_e が低い場合、実験の困難性により、多少データに統一性が欠けるものの、全体として、 $N_f = 0.01 \sim 0.05$ とおいた計算値は実験の傾向を良く表している。この N_f の値は、流下液膜共存時の気液混合物液面挙動の解析で得られた値(式(4.22))に等しい。

4.2.2 流下液膜と気液混合物水位が共存する場合のフラッディング速度相関式

式(4.26)は

$$\frac{U_g}{c_s(gD)^{1/2}} + f\left(\frac{L_H}{L_e}, N_f, \frac{4\delta}{D}, m_f\right)\left(\frac{U_{f1}}{c_s(gD)^{1/2}} - 1\right) = 0 \dots\dots\dots (4.27)$$

と変形できる。これを参考にし、小泉らは、水-空気系の実験から、 $L_e = 120 \sim 360 \text{mm}$ 、 $U_{f1} = 0.004 \sim 0.1 \text{m/s}$ の範囲内で、垂直円管内に流下液膜と気液の混合した液だまりとが共存する場合のフラッディング速度相関式を次の様に提案している。

$$\begin{aligned} & \frac{U_g}{c_s(gD)^{1/2}} + \left[2.1\left(\frac{L_H}{L_e}\right)^{0.25} - \frac{2U_{f1}}{c_s(gD)^{1/2}}\right]\left(\frac{U_{f1}}{c_s(gD)^{1/2}} - 1\right) \\ & = 150\left(\frac{D}{L_H}\right)\left(\frac{L_H}{L_e} - 3.4\right)\left[1 - 3.53 \times 10^5 \left(\frac{L_H - L_e}{D}\right)^{-2.5} \left(\frac{U_{f1}}{c_s(gD)^{1/2}}\right)^2\right]^4 \end{aligned} \dots\dots\dots (4.28)$$

図4.5は式(4.28)の計算値とフラッディング速度測定値との比較である。計算値と測定値との間には系統的差が見られるものの、良いまとまりが得られている。気液の物性値の組み合わせによる補正を施す事により、上記相関式を一般的条件に拡張できる可能性が示されている。

4.2.3 流下液膜の共存する液柱に蒸気吹き込み時のフラッディングのまとめ

(1) 管内壁を流下する液膜流の共存する円管内液柱に蒸気を吹き込んだ場合のフラッディングは、流路下端が開放され、流下液膜のみが存在する場合のフラッディングとは異なり、変動をとまなう気液混合物液面が気相流量の増加とともに上昇し、変動する液面の最高高さが管路上端に達する事によりもたらされる。気液混合物液面上昇と変動高さ、即ち、フラッディング開始条件には気液の物性値が大きな影響を持つ。(4.1.3 参照。)

(2) 水-空気系の実験から導かれたフラッディング速度相関式とR-113を用いた本実

験結果との間には系統的差が有る。気液の物性値の組み合わせの影響を取入れる事により、広い範囲に適用できる相関式への拡張が期待できる。他の気液の物性値の組み合わせによる実験、例えば、高圧水-蒸気系、による実験の実施が望まれる。

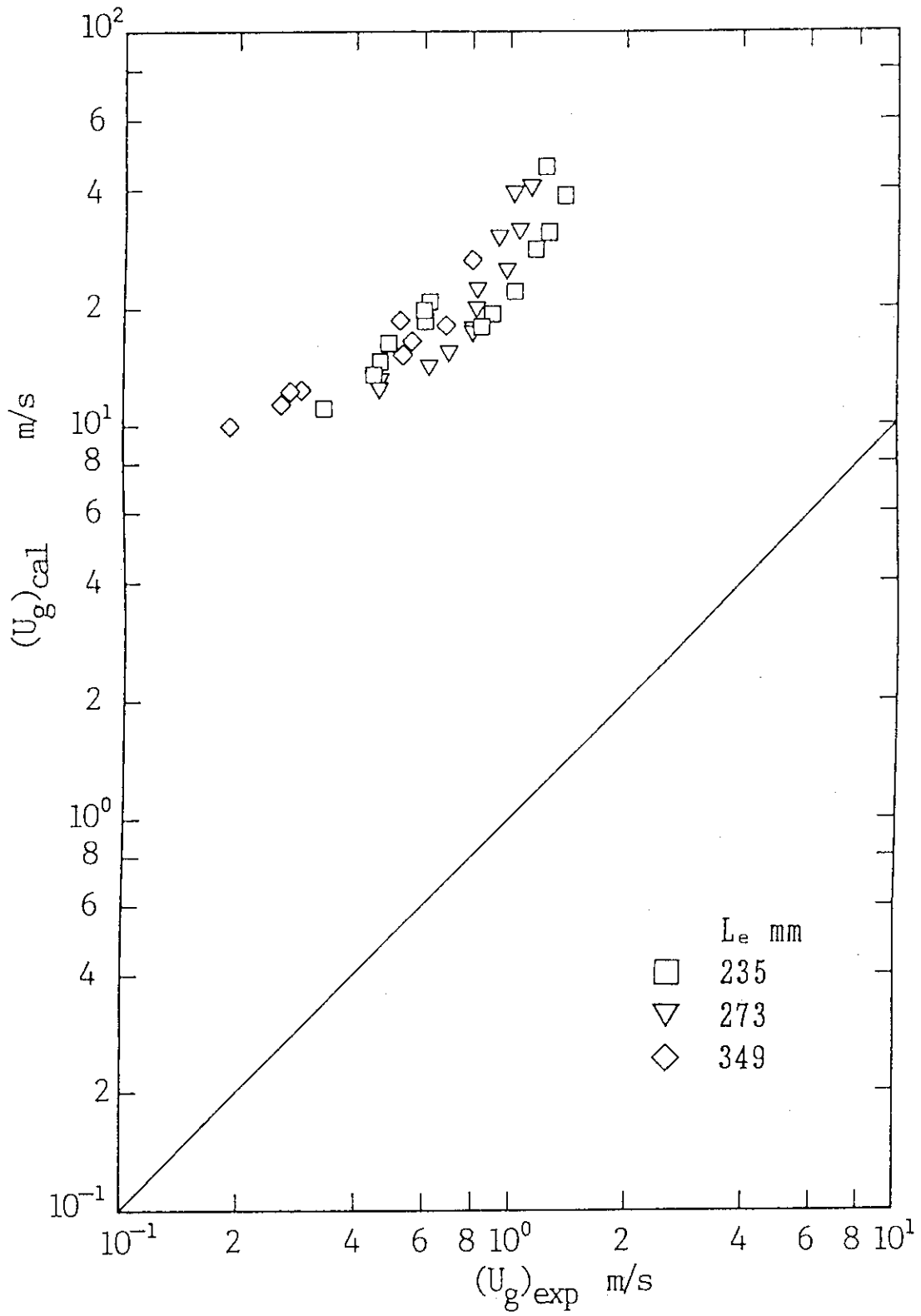


図 4.5 フラッディング速度相関式計算値と測定値の比較

5. 結論

垂直管路内の静止液柱、及び、上部から管路内壁に沿って液膜流が流下している液柱、に気相を吹き込んだ場合の気液混合物液面の上昇について調べた。更に、円管内に同様に流下液膜と気液混合物が共存する場合のフラッピングについて調べた。実験では、水-蒸気の高圧状態を模擬する事を念頭に置き、表面張力の小さな流体フロンR-113を用いた。テスト流路は内径が14.8mmで長さが1.5mのパイレックスガラス管である。得られた結論は以下のとおりである。

(1) 静止液柱に気相を吹き込んだ場合では、本実験で観察された流動状態は、気相流量の小さい場合にはスラグ流であり、気相流量の増加にともなって環状流へ遷移していた。スラグ流から環状流への遷移は、同種の水-空気系の実験の場合と同様、無次元気相容積速度 $j g^*$ = 0.3~0.5 近辺で生じていた。

(2) 静止液柱に気相を吹き込んだ場合、液面は変動をともなって上昇する。平均液面は、スラグ流域では気相流量の増加とともに上昇し、流動状態が環状流へ遷移すると上昇の度合いは大きくなる。平均液面の上昇 L_m/L_0 は水-空気系の場合と同程度であった。液面の変動 $\Delta L/L_0$ はスラグ流域では気相流量の増加とともに増大傾向を示し、環状流域では気相流量の増加に対し統一的傾向は見られなくなる。また、 L_0 が小さい程大きくなる傾向にあった。スラグ流域の $\Delta L/L_0$ は水-空気系の場合に比べて小さく、約1/3程度である。

(3) 流下液膜を持つ液柱に気相を吹き込んだ場合の流動状態は、本実験の範囲ではスラグ流であった。静止液柱に気相を吹き込んだ場合同様液面は変動をともなって上昇し、気相流量の増加とともに平均液面高さ、変動高さともに増大する。 L_m/L_0 と流下液量との関係、及び、液柱高さ L_0 との関係については、水-空気系の場合の様な明確な結論を得るには至っていない。但し、 L_m/L_0 は水-空気系の場合より低い。 $\Delta L/L_0$ は、水-空気系同様静止液中の場合に比べ大きく、流下液量の増加にともない、また、 L_0 が小さい程、大きくなる傾向にあった。 $\Delta L/L_0$ は水-空気系に比べ小さく、約1/3程度である。

(4) 水-空気系の同種の実験から導き出された、 L_m/L_0 及び $\Delta L/L_0$ と気相流速との関係の予測式は本実験結果の傾向をよく表していた。予測式中で用いられる液相速度分布を表すパラメータは、静止液柱の場合 (m) は水-空気系と同様の値であったが、流下液膜が共存する場合 (m_+) は、水-空気系の場合より大きく、従って、気泡上昇速度は速い。液面変動を表すパラメータ N (静止液柱) 及び N_+ (流下液膜共存時) はともに水-空気系の場合より小さく、それぞれ水-空気系の場合の約1/3程度の値であった。

(5) 管内壁を流下する液膜流の共存する円管内液柱に蒸気を吹き込んだ場合のフラッピングは、流路下端が開放され、流下液膜のみが存在する場合のフラッピングとは異なり、変動をともなう気液混合物液面が気相流量の増加とともに上昇し、変動する液面の最高高さが管路上端に達する事によりもたらされる。

(6) 水-空気系の実験から導かれたフラッディング速度相関式とR-113を用いた本実験結果との間には系統的差が有る。気液の物性値の組み合わせの影響を取り入れる事により、広い範囲に適用できる相関式への拡張が期待できる。

(7) 気液混合物液面上昇と変動高さ、及び、フラッディング開始条件には気液の物性値が大きな影響を持つ。本研究結果のより広い条件への拡張を目的とし、他の気液の物性値の組み合わせによる実験、例えば、高圧水-蒸気系、による実験の実施が望まれる。

参考文献

- 1) 植田辰洋、気液二相流、養賢堂(1981)、81~91、108。
- 2) 植田・鈴木、対向気液二相流に於けるフラッディングの研究(第2報、環状流路及びロッドバンドル内の流れ)、日本機械学会論文集、44-377(1978)、174~182。
- 3) Wallis, G. B., One Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill (1969), 336~345.
- 4) 鈴木・植田、対向気液二相流に於ける液膜挙動とフラッディング(第1報、円管内流の場合)、日本機械学会論文集、44-377(1978)、164~173。
- 5) 藤田・植田、流下液膜の伝熱と破断について(第2報、沸騰をともなう飽和水膜の場合)、日本機械学会論文集、43-373(1977)、3389~3398。
- 6) 植田・宮下、密閉形二相サーモサイフの作動限界について、日本機械学会論文集、56-526、B(1990)、176~182。
- 7) 小泉・植田・宮下、対向気液二相流の液上昇開始条件、第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集、Vol. III (1990)、988~990。
- 8) 植田・小泉、垂直管内気液混合物の液面上昇、日本機械学会論文集、58-547、B (1992)、904~910。
- 9) Griffith, P. and Wallis, G. B., Two-phase slug flow, Trans. ASME, Ser. C, 83(1961), 307.
- 10) Nicklin, D. J., Wilkes, J. O. & Davidson, J. F., Two-phase flow in vertical flow, Trans. Inst. Chem. Engr., 40(1962), 61-68.
- 11) White, E. T. and Beardmore, R. H., The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes, Chem. Engr. Sci., 17(1962), 351~361.

(6) 水-空気系の実験から導かれたフラッディング速度相関式とR-113を用いた本実験結果との間には系統的差が有る。気液の物性値の組み合わせの影響を取り入れる事により、広い範囲に適用できる相関式への拡張が期待できる。

(7) 気液混合物液面上昇と変動高さ、及び、フラッディング開始条件には気液の物性値が大きな影響を持つ。本研究結果のより広い条件への拡張を目的とし、他の気液の物性値の組み合わせによる実験、例えば、高圧水-蒸気系、による実験の実施が望まれる。

参考文献

- 1) 植田辰洋、気液二相流、養賢堂(1981)、81~91、108。
- 2) 植田・鈴木、対向気液二相流に於けるフラッディングの研究(第2報、環状流路及びロッドバンドル内の流れ)、日本機械学会論文集、44-377(1978)、174~182。
- 3) Wallis, G. B., One Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill (1969), 336~345.
- 4) 鈴木・植田、対向気液二相流に於ける液膜挙動とフラッディング(第1報、円管内流の場合)、日本機械学会論文集、44-377(1978)、164~173。
- 5) 藤田・植田、流下液膜の伝熱と破断について(第2報、沸騰をともなう飽和水膜の場合)、日本機械学会論文集、43-373(1977)、3389~3398。
- 6) 植田・宮下、密閉形二相サーモサイフオンの作動限界について、日本機械学会論文集、56-526、B(1990)、176~182。
- 7) 小泉・植田・宮下、対向気液二相流の液上昇開始条件、第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集、Vol. III (1990)、988~990。
- 8) 植田・小泉、垂直管内気液混合物の液面上昇、日本機械学会論文集、58-547、B(1992)、904~910。
- 9) Griffith, P. and Wallis, G. B., Two-phase slug flow, Trans. ASME, Ser. C, 83(1961), 307.
- 10) Nicklin, D. J., Wilkes, J. O. & Davidson, J. F., Two-phase flow in vertical flow, Trans. Inst. Chem. Engr., 40(1962), 61-68.
- 11) White, E. T. and Beardmore, R. H., The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes, Chem. Engr. Sci., 17(1962), 351~361.

- 12) 赤川・浜口・坂口、気液二相スラグ流の差圧脈動に関する研究（第3報、単一気体スラグによる圧力変化及びスラグ長さの性質）、日本機会学会論文集、36-289（1970）、1535～1542。
- 13) 植田・田中、環状気液二相流における液膜流について（第1報）、日本機会学会論文集、39-325（1973）、2842～2852。
- 14) 小泉・植田・宮下、対向気液二相流の液上昇開始条件（第2報）、第28回日本伝熱シンポジウム講演論文集、Vol. III（1991）、781～783。
- 15) 日本機会学会編、1980 SI 日本機会学会蒸気表（1981）。
- 16) 日本機会学会編、技術資料 流体の熱物性値集（1983）。

付録

付表1 フレオンR-113と空気、水蒸気及び水の主な物性値⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾

	ρ_l kg/m ³	ρ_g kg/m ³	η_l Pa·s	η_g Pa·s	ν_l m ² /s	ν_g m ² /s	σ N/m
R-113 47.6°C:飽和 0.1013MPa	1507	7.465	*10 ⁻⁶ 491.7	*10 ⁻⁶ 10.67	*10 ⁻⁶ 0.3261	*10 ⁻⁶ 1.433	*10 ⁻³ 14.66
空気 25°C 0.1013MPa		1.184		18.4		15.5	
水 25°C 0.1013MPa	997.1		891		0.891		72.74
水 100°C:飽和 0.1013MPa	958.1	0.5977	282.2	12.28	0.2945	20.54	58.91
水 198.3°C:飽和 1.5MPa	866.7	7.596	134.9	15.72	0.1556	2.075	38.07
水 233.8°C:飽和 3MPa	822.1	15.01	113.6	16.99	0.1382	1.137	29.86
水 285.8°C:飽和 7MPa	740.0	36.53	91.19	19.06	0.1224	0.523	17.65
水 342.1°C:飽和 15MPa	603.2	96.7	69.27	22.77	0.1149	0.236	5.23