沸騰二相流系の流れの安定性に関する研究

昭和47年２月

松　　井　　剛　　一

目　　次

記　　号

主な記号は各章を通じて統一をとるようにしたが，章によっては多少意味が変わる場合もある。そのときには，逐次説明を加える。

A ：流路の断面積（$=\pi D^2/4$），m^2
C_{pl} ：液体の比熱，$kcal/kg\,°C$
D ：管径，m
F ：駆動水頭，m
Fr_T ：二相流フルード数（$=(\gamma_l A u^2/2g)/(\gamma_l-\gamma_g)AF$）
f ：ボイド率（気体体積率）
$\bar{f}$ ：管内平均ボイド率（二相流部内で気相が占める体積割合）
g ：重力加速度，m/sec^2
h_L ：気化の潜熱，$kcal/kg$
L ：ループの全長，m
L_H ：加熱部の長さ，m
L_R ：上昇部の長さ，m
L_X ：非沸騰部の長さ（$=L_H-X_B$），m
L_t ：二相流部の長さ，m
l ：長さ，m
l_g ：気体スラグの長さ，m
p ：圧力，kg/m^2
Q ：全加熱量，$kcal/sec$
Q_g ：沸騰に寄与する熱量，$kcal/sec$
q ：単位時間，単位体積当りの加熱量，$kcal/m^3 sec$
q_B ：q の無次元量（$=qL_H/h_L\gamma_g u_c$）
R ：ループの全損失水頭（$=R_s+R_t$），m
R_s, R_t ：単相流部，二相流部の損失水頭，m

R_{tf}, R_{ta} ： 二相流部の摩擦損失水頭，加速損失水頭，m

R_{ts} ： 二相流部を液体だけが流れたとしたときの二相流部の損失水頭，m

Re ： レイノルズ数（$= uD/\nu_\ell$）

T ： 温度，°C または °K

T_g ： 気体スラグの通過の周期，sec

ΔT_{sub} ： サブクール温度（液相の飽和温度と加熱部入口での温度との差），°C

t ： 時間，sec

u ： 単相流部または加熱部入口での断面積Aに対する流速または二相流部でみれば液相の体積速度（二相流部を液相だけが流れたとしたときの流速），m/sec

u_ℓ, u_g ： 二相流部での液相および気相の流速（上昇速度），m/sec

u_{gi} ： 空気吹込みの場合の断面積Aに対する空気の流入速度，二相流部でみれば気相の体積速度（二相流部を気相だけが流れたとしたときの流速），m/sec

$u_{g\infty}$ ： 気相の終端上昇速度（静止液体中での気体スラグの上昇速度），m/sec

u_c ： 沸騰が止む加熱部入口での液体の流速（$= q L_H / \gamma_\ell C_{p\ell} \Delta T_{sub}$），m/sec

u_F ： 強制流の流速，m/sec

V ： （二相流部の）体積，m^3

v ： 二相流部の全体積速度（液相と気相の体積速度の和）（$= u + u_{gi}$ または $u + v_p$），m/sec

v_p ： 断面積Aに対する気相の発生速度，上昇部でみれば気相の体積速度（$= q X_B / h_L \gamma_g$），m/sec

x ： 空気流入口からの流れに沿った距離，m

x^* : 空気流入口からの無次元距離 $(= x/L_R)$

X_B : 沸騰長さ（一様加熱を仮定したときの加熱部における沸騰部分の長さ），m

x_B : 無次元沸騰長さ $(= X_B/L_H)$

α : 二相流の圧力損失の定数（第2章）

γ_ℓ, γ_g : 液体および気体の比重量，第1章および第4章では沸点における比重量，kg/m^3

$\gamma_{\ell s}$: 単相流部における液体の比重量（第4章）

ϵ : $= \gamma_{\ell s}/\gamma_\ell - 1$

ζ : ループの抵抗係数（ループを液体だけが流れたときの抵抗係数）$(= \zeta_s + \zeta_t)$

ζ_s, ζ_t : 単相流部，二相流部の抵抗係数

ζ_f, ζ_a : 二相流部の摩擦損失係数，加速損失係数

ζ_{ts} : 二相流部を液相だけが流れたとしたときの二相流部の抵抗係数

κ : 垂直気液二相流の全圧力損失比 $(= R_t/R_{ts})$

κ_f, κ_a : 二相流の摩擦損失比，加速損失比

μ : 粘性係数，$kg\,sec/m^2$

ν : 動粘性係数，m^2/sec

ρ : 比質量，$kg\,sec^2/m^4$

τ_{sub} : サブクール時間（飽和温度より ΔT_{sub} ℃だけ低い液体が q $kcal/m^3 sec$ の割合で加熱を受けて飽和に達するまでの時間）$(= \gamma_\ell c_{p\ell} \Delta T_{sub}/q)$，sec

χ : 蒸気含有率（クオリティ）$(= \gamma_g u_{gi}/(\gamma_g u_{gi} + \gamma_\ell u))$

添　字

a ： 加速損失
B ： 沸騰開始点，沸騰部，沸点
c ： 沸騰が止むところ，臨界点，
e ： 上昇部（二相流部）出口
f ： 摩擦損失
g ： 気相
i ： 加熱部（または二相流部）入口
l ： 液相
r ： 相対速度
s ： 単相流
sub ： サブクール
t ： 二相流
ts ： 二相流部を液相だけが流れたとした場合
ta ： 二相流部の加速損失
tf ： 二相流部の摩擦損失
x ： 非沸騰部

o ： 定常解
* ： 無次元量

総　　論

気体と液体の二相が共存する状態の流れは「気液二相流」と呼ばれ，とくに沸騰によって生ずる一成分気液二相流は「沸騰二相流」と呼ばれる。沸騰二相流を含む閉ループ系において，流速や気泡発生量などの量が，ある条件のもとで大きく振動する現象が起こるが，このような現象は沸騰二相流系の「流れの不安定現象」と呼ばれる。もう少し詳しくいえば，沸騰二相流系の流れの不安定現象というのは，気泡の単なる発生や消滅，気泡の局所的な運動によって生じる比較的振動数の高い不規則な流れの変動を指すのではなく，気泡の流動状態が刻々と変化し流速や気泡発生量などの量が比較的ゆるやかな間欠的な振動を示す流れの変化を指している。したがって，この振動現象が収束するか，持続するかによって，沸騰二相流系の流れの安定，不安定がきまる。

沸騰二相流系の流れの安定性に関する研究は，古くから貫流式ボイラの流動安定の問題として考えられていたが，最近になって動力用原子炉とくに沸騰水型原子炉（BWR）が開発され始めてから，炉の安定性や運転の安全性の問題および設計基準の問題に関連して，その実用化とともにますます盛んに行われるようになった。BWRにおける不安定の発生に関して，最初いくつかの原因があげられた。中性子の振舞による核的特性，沸騰熱伝達における熱的特性，二相流動における流体力学的特性がその主なものである。たとえば，核的特性についていえば，BWRでは軽水が減速材として用いられているために，熱の発生と気泡の発生が因果

関係を持ちうる．すなわち，発生熱の増加→気泡発生量の増加→減速材の能力低下→発生熱の減少→気泡発生量の減少→減速能力の回復→発生熱の増加　といった繰返しの可能性が考えられる。ところが，BWR内で生じる流れの振動と同じ現象が均一電気加熱による沸騰二相流ループ内でも起ることが発見されてから，不安定発生の直接の原因は二相流系の熱的および流体力学的特性にあって，核的特性はむしろ二相流の流動特性に付随して起こるものと考えられるようになった。その後の研究には，不安定発生の主な原因として熱的特性を考えるものと，流体力学的特性を考えるものが多く見られる。この論文は，前者の立場も考慮しているが主に後者の立場に立っていて，とくに長い上昇部をもつ沸騰二相流系で起こる流れの不安定現象においては，二相流動の流体力学的特性が不安定発生の主な原因となっているという立場に立っている。

沸騰二相流系とくに垂直，上向き沸騰二相流部を含む閉ループで起こる不安定現象を取扱った研究は，実験，理論ともに多い。研究の目的は，振動発生の機構を明らかにするとともに，なるべく数少いパラメータでなるべく一般的な条件に対して，発振の条件や発振時における振動特性を見積ることにあると思われるが，今日までの研究でこれらの目的が十分に達せられているとは考えられない。その理由が現象の複雑さにあることはいうまでもないが，実験についていえば，個々の研究者が個々の実験装置で流れに不安定をもたらす因子を列挙している場合が多く，因子相互間の関係が明らかでなく，普遍性のある結果として整理されていないうらみがある。また，理論についていえば，特

定の装置や流動状態について解析や数値計算が行われている場合が多く，結果の適用できる範囲や総合的な見通しが明らかでないうらみがある。

この論文は，上に述べた研究の目的に沿って，まず水より扱いやすいn-ペンタンを用いて，できるだけ広い範囲の条件について実験を行なうとともに，二相流部を含むループ系に供給または消費されるエネルギおよび運動量に対応する四つの因子を選ぶことによって，それらの結果が総括的にうまく整理でき，因子間の関係も明らかになることを示す。一方，空気吹込みによる定常二相流系を用いて，二相流部の圧力損失，気相の上昇速度や分布の状態を測定し，それらが一見流動状態によって著しく変わると思われるにもかかわらず，実際には流動状態の広い範囲にわたってある簡単な性質をもっていることを明らかにする。これらの実験結果は，沸騰二相流系の流れの不安定現象を総括的に説明する方法として，集中定数系としての取扱いが適当であることを示唆する。そして，実際に集中定数系として公式化した安定性の理論から，自励発振の機構や条件がうまく説明できることを示す。これらの内容は4章にわけて述べられる。

第1章では，均一電気加熱による沸騰二相流系の流れの不安定現象の実験について詳しく述べる。とくに，気液二相流の特徴が顕著にみられるように，加熱部が短かく上昇部の長い装置を作り，作業流体として沸点が水より低く物性値が水とあまり違わないn-ペンタンを用いた。測定はなるべく広い範囲の条件にわたって行なうように留意した。流れの不安定が二相流部だけでなくループの他の部分にも関係することを考え，

流れの不安定に関係する因子として，加熱量，サブクール温度（液体の飽和温度と加熱部へ流入してくる温度との差），管路系の抵抗係数，強制循環流の流速の四つを選んだ。これらの因子は，それぞれループ系に供給または消費されるエネルギおよび運動量に対応するものである。データの整理に際しては，これらの因子を軸とするパラメータ空間内での流れの安定・不安定領域の区分，不安定領域内での振動特性とともに，とくに各領域内での気泡の流動状態に注意を払った。このような整理法によって次のようなことが明らかになる。安定な流れには２種類ある。一つは加熱量が小さくサブクール温度が大きい場合に現われ，二相流部の流れは管径に比べて小さいか同程度の気泡がほぼ一様に分布して流れる状態を示す。このとき沸騰状態は飽和温度に近いが飽和になっていない核沸騰である。もう一つは，加熱量が大きくサブクール温度が小さい場合に現われ，二相流部の流れは，管いっぱいに広がり管径の10倍位の長さに発達した気相のかたまり（気体スラグという）がほぼ一定の間隔で並び，気体と液体が交互に重なって流れるようにみえる状態を示す。このとき沸騰状態は飽和温度における飽和沸騰である。不安定な流れは，パラメータ空間内でこれら二つの安定な流れの領域にはさまれた領域で起こる。このようにして，ある因子を変化させて流れが不安定になるとか安定になるとかいう場合には，その流動状態および沸騰状態を同時に考えねばならない理由が明らかになる。さらに，このような整理法によって，これまであいまいであった不安定をもたらす因子相互間の関係もまた明らかになる。たとえば，系に供給または消費されるエネルギに関係のある二つの因子，加熱量とサ

ブクール温度，また系に供給または消費される運動量に関係のある二つの因子，強制循環の流速と管路の抵抗係数（下降部を絞ること）とは，それぞれ互いに流れの安定性に対して本質的に相反する効果をもたらす。

第２章では，定常気液二相流の圧力損失に関する簡単な理論と実験が述べられる。気液二相流の圧力損失に関する研究は，今日まで数多くなされいろいろな整理式が提案されているが，それらは二相流の対象と取扱い方においてまちまちであり，適用できる範囲や総合的な見通しのはっきりしないうらみがある。ここで二相流の対象とは，どのような流動状態か，垂直流か水平流か，円管路か矩形管路か，各相の成分は何か，圧力水準はどの程度かといったことであり，二相流の取扱い方とは，気相と液相が分離して流れているとみるか，均一に混合した流れとみるかといったことである。ここでは，常温大気圧下における空気吹込みによる垂直気液二相流の圧力損失を水およびカーペンタンについて調べる。流れは定常とみられる。二相流の流動状態の広い範囲にわたって適用できる圧力損失の簡単な表式を得ることに重点がおかれている。方法は，まず全気相の浮力による駆動力とループ系全体の抵抗力の釣合いから全圧力損失比（二相流部全体の圧力損失と二相流部を二相流状態のときと同じ流入速度で液体だけが流れたとしたときの二相流部の圧力損失との比）に関する表式の形を求め，実験によってその表式に含まれる一つの未知量が流動状態の広い範囲にわたって一定値をとることを確め，その値を決定する。

この表式は，垂直気液二相流の全圧力損失比が，液体の種類（少なくとも水とカーペンタン）に関係なく，

新しく定義された二相流フルード数（単相流部慣性力と浮力による駆動力との比）と二相流部に液体だけを流したときの抵抗係数とで簡単に表わされ，流動状態の広い範囲にわたって浮力の約70%が有効な駆動力として働くことを示している。この二成分気液二相流の結果は，力学的相似性によって沸騰二相流の場合にも適用できる。

第3章では，前章と同様に空気吹込みによる垂直気液二相流系を用いて，気体流入速度および液体流入速度（二相流部断面に対する気体および液体の単位時間当りの流入量）に関する気体スラグの上昇速度，大きさ，流れに沿った分布の変化を測定した結果について述べる。これらのデータは，気液二相流の不安定現象を解析するとき必要になる。一見流動状態によって複雑に変わると思われるこれらの量の変化にある簡単な特徴のあることが見出される。たとえば，気体スラグの二相流全体積速度（二相流部断面に対する気体流入速度と液体流入速度の和）に相対的な上昇速度は，気体流入量に関係なくほぼ一定と考えられ，流れの方向に沿ってもほぼ一定であるとみなされる。したがって流れに沿った各断面での平均ボイド率もまた一定として取扱ってよく，気体流入量に比例して増すことが確められる。

第4章では，沸騰二相流系の流れの安定性に関する理論を述べる。非線形力学でよく知られている取扱いにしたがって，今日までの研究では二つの方法が用いられている。一つは，定常解があるとして求め，いろいろな微少かく乱に対する応答からその安定性を論じ

る方法であり，他の一つは，初期値問題としてある状態から出発したときその落着く先を調べる方法である。これらの方法は，二相流系を集中定数系として扱うか，またはどのような分布定数系として扱うかによってさらに区別できる。この論文では，集中定数系に対する前者の方法，すなわちまず定常解を求め微小かく乱に対する応答からその安定性を論じる方法をとる。これによって流れの安定・不安定の境を予測することができる。まず，積分形式で書いた二相流系の質量，運動量，エネルギの保存則から集中定数系に対する基礎式を導く。このとき第2，第3章で見出された結果が利用される。このようにして，非線形振動を表わす閉じた微分方程式系が得られる。これらの方程式は，振動発生の機構が二相流部の流動状態に関連した抵抗の変化にあるというよりもむしろ二相流部の運動量の時間変化にあり，見方を変えれば駆動力（管内気泡量）の非線形特性にあることを示す。すなわち，加熱部への流入速度の増加が，一旦駆動力を減少させ流速を減少させるが，駆動力の回復が上回るために流速を発散させる傾向を示す。一方，加熱部への流入速度の減少が，一旦駆動力を増加させ流速を増加させるが，駆動力の減少の下回り方が早いために流速を減少させる傾向を示す。こうして，やがて流れは振動状態となる。安定な流れでは，気泡発生量と流出量が釣合っていて，加熱部への流入速度の増減に対して沸騰量が多いために気泡の発生量と流出量があまり変化せず，ゆるい振動が発生しえないとみられる。これらの方程式に基く安定性の理論は，パラメータ空間において実験と理論が符号する程度を読みとることができることを示す。

以上を要約するに，本研究は，沸騰二相流系において生ずる流れの不安定現象について，実験によって現象を統一的に整理し，気液二相流の全圧力損失比についての簡潔な表式を導き，理論的解析によって流れの不安定の発生原因を説明するとともに，流れの安定性に関する予測の一つのモデルを提案したものである。

各　論

第1章　流れの不安定現象

§1. 序　論

沸騰によって生ずる気液二相流を含む閉ループの流れの不安定現象に関する研究は，実験・理論ともに多い。とくに，沸騰水型原子炉の安定性の問題が気液二相流の安定性の問題に帰着されることが知られてから，ますます盛んに研究されるようになった。そして，その取扱いは，気液二相の混合流れを平均的にみる方法から，個々の気泡の運動について考える方法まで多様である。

沸騰によって生ずる気液二相流を含む閉ループの流れの安定・不安定に関する従来の実験的研究から主な結果[(7)~(10)]をあげると，(1)二相流部出口ボイド率（出口断面における断面積に対する気相の占める断面積の割合）が60%以上で流れが不安定になる，(2)閉ループの下降部（単相流部）を絞ると安定になる，(3)強制循環にすると安定になる，(4)サブクール温度（液体の飽和温度と加熱部入口での温度の差）が大きくなると不安定になる，(5)摩擦損失曲線が負の勾配のところで不安定になる[(9)]，(6)加熱量－サブクール温度面で，流れの不安定領域は安定領域にはさまれて存在し，強制循環にすると不安定領域は狭くなってサブクール温度の小さい方へ移動する[(10)]，などである。

しかしながら，従来の実験的研究では，流れの安定・不安定の生ずる一面的な効果しか述べていないし，二相流の流動形式にもほとんどふれていない。したがって，現象の統一的な整理がなされないままである。

これでは，沸騰二相流系たとえば沸騰水型原子炉の運転や設計の基準として不十分である。

そこで，本章では，まずできるだけ数少ないパラメータによって，なるべく広い範囲の条件にわたって流れの不安定現象を把握することに留意して実験を行なった。実験装置は，気液二相流の特徴が顕著に現われるように加熱部を短かく上昇部を長くした管路系にした。また，作業流体は測定を容易にするために沸点が水より低く（36.9℃），物性値が水のそれとあまり違わない（Table 1.1. 参照）n−ペンタンを用いた。そして，流れの不安定が，従来の結果からも明らかなように，二相流部だけでなく系全体に関係することから，流れの不安定に影響する因子として，管路系で供給または消費されるエネルギおよび運動量に対応する加熱量，サブクール温度，管路系の抵抗係数，強制流の流速の四つを選び，これらの因子が流れの安定・不安定に及ぼす効果について，二相流部の流動形式や沸騰状態とも関連させて調べ，流れの不安定現象について広範で統一的な把握ならびに整理を行なうことができた。

	n-Pentane	Water
Specific weight of liquid (kg/m^3)	607	958
Specific weight of gas (kg/m^3)	2.8	0.58
Specific heat of liquid ($kcal/kg°C$)	0.54 (16.84°C)	1.0
Latent heat of evaporation ($kcal/kg$)	85.4	539
Coefficient of viscosity of liquid ($kg\cdot sec/m^2$)	0.20×10^{-4}	0.29×10^{-4}
Kinematic viscosity of liquid (m^2/sec)	0.32×10^{-6}	0.29×10^{-6}
Surface tension (kg/m)	1.4×10^{-3}	5.8×10^{-3}

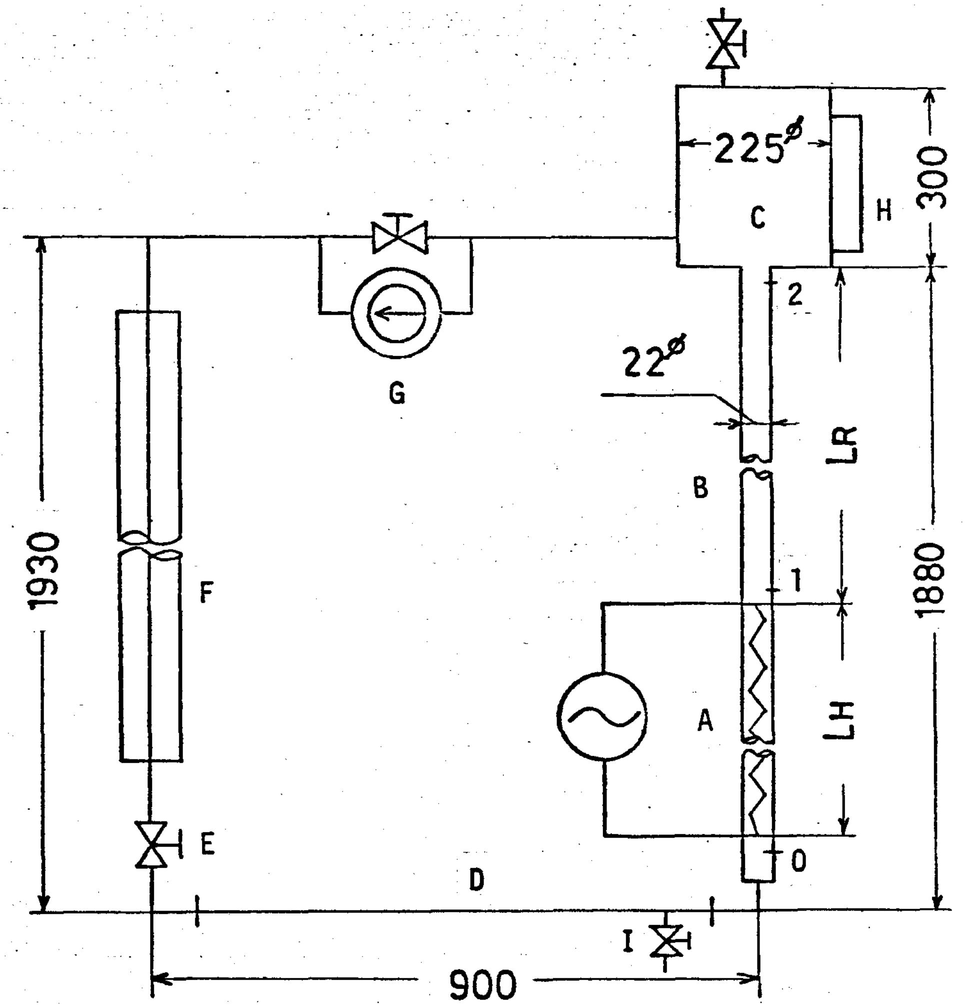
Table 1.1. Thermal and hydrodynamical properties of n-pentane and water at the boiling point[(11)~(16)]

§2. 実験装置および計測法

本実験で用いた均一電気加熱による沸騰ループの実験装置をFig.1.1.に示す。ループは，上の水平部，下降部，下の水平部，加熱部，上昇部および気液分離用のタンクからなる。加熱部および上昇部が二相流になりうる部分である。加熱部の管内中央にニクロム線が張ってある。加熱部および上昇部は内径22$^{\phi}$（流速を表わすときの代表管路径）のガラス管で作られ，沸騰および流動の様子が直接観測できる。加熱部および上昇部の長さは変えられるようにしてあり，その継手部が計測部になっている。

本実験では，加熱部の長さ（L_H）が0.2m，上昇部の長さ（L_R）が1.5mの管を用いた。上昇部の上に設けた気液分離用のタンクは大気圧に開放されている。下降部は熱交換用の恒温槽を通り，サブクール温度を調節する。上の水平部に付置したポンプ（最大流量15ℓ/min，最大揚程2.7m，標準流量8ℓ/min）で管路内の流体を駆動することができる。このポンプは，測定に先立って行なう管路系の抵抗係数の設定および強制循環の場合の強制流を作るために用いられる。下降部の絞り弁により管路系の抵抗係数ζを変える。ζは上のポンプで一定温度の液体（30℃のターペンタン）を一定流速（下の水平部で0.2m/sec，ただし，このあたりでは流速の多少の違いはζの設定にほとんど影響しないことが実測される）で流したとき，タンクの出口から入口までの全圧力損失を下の水平部における平均動圧で除した値で定義する。

計測は，下の水平部においてピトー静圧管（ζ=8，50，100，500の場合，時定数は0.006kg/cm²で0.22sec）またはピトー・ベンチュリ管（ζ=1400の場合，時定数は



(A) Heater section (B) Riser section (C) Separater
(D) Pitot static tube or Pitot venturi tube
(E) Throttle valve (F) Heat exchanger (G) Pump
(H) Level (I) Drain valve

Fig.1.1. Schematic diagram of single boiling channel upward flow system

0.006 kg/cm^2 で 0.22 sec ）で単相流部の流速 u （m/sec）を測定し，加熱部および上昇部の 0，1，2 の各点で差圧と温度を，1，2 の各点でボイド率を測定する。差圧はダイヤフラム型差圧計で，温度はサーミスタおよび水銀温度計（1/10°C 目盛）を用いて測定する。また，ボイド率は計測部の内壁に内径 22^{ϕ} で長さ 30mm の2枚の Al 極板を取り付け，極板間の電気容量の変化を井上回路で検出する。こうして測定した各量を電磁オシログラフに同時に記録させる。製作した静電容量式ボイド計の簡単な回路図を Fig.1.2 に示す。

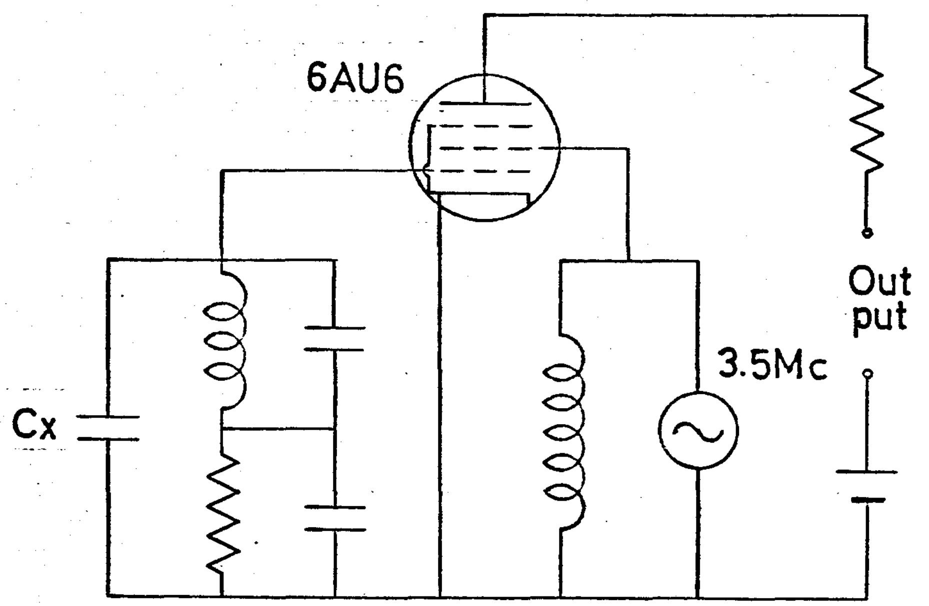


Fig.1.2. Void meter (Inoue circuit)

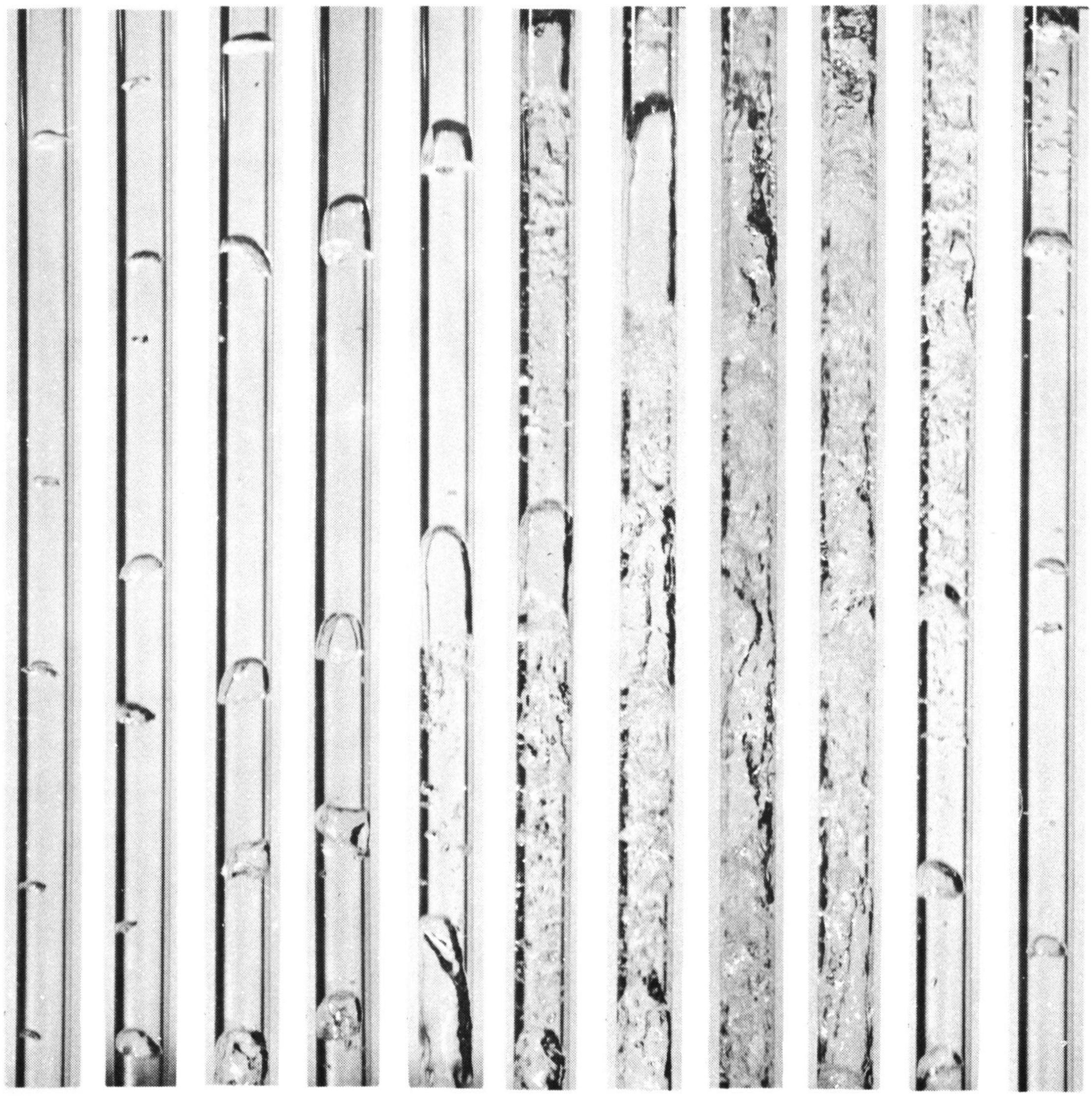
測定は，自然循環の場合，まず下降部の絞り弁を調節して管路系の抵抗係数 ζ を先に述べた方法で設定し，加熱量（単位体積当り単位時間内に加えられる熱量）q（$kcal/m^3sec$）とサブクール温度（液体の飽和温度と加熱部入口での温度の差）ΔT_{sub}（°C）との値をいろい

ろ変えて行ない，次にζを変えて同じことを繰返して行なった。一方，強制循環の場合は，まずζを自然循環の場合と同じ方法で設定し，引き続き上のポンプによって一定の強制流u_F（m/sec）を与えておいて，gとΔT_{sub}の値をいろいろ変えて実験を行なった。流れの安定・不安定の領域についての測定は，自然循環の場合ζ＝8，50，100，500，1400の値について行ない，強制循環の場合はζ=1400のときだけについて，強制流u_Fが（加熱しない状態で）0.045と0.08 m/sec の場合を調べた。流れの不安定時の自励振動の状況については，いずれの場合もζ＝1400のときだけについて調べた。

§3．安定・不安定の判別

沸騰によって生ずる気液二相流系の流れの不安定というのは，気泡の発生や消滅，気泡の運動などによって生じる比較的振動数の高い流れの変動ではなく，気泡の流れの状況が刻々と変化していくために，流速およびその他の量が比較的ゆるい間欠的な振動を示す流れの変化をさしている。したがって，二相流の流動形式が時間とともに変化して流れがゆるい振動を示せば「不安定」とし，流動形式が時間とともに変化せず流れがゆるい振動を示さなければ「安定」とする。

上昇部で観測した不安定時の流動状況の写真をPhoto. 1.1 に示す。流動状況は番号順に左から右へと移行しそれが繰返される。写真と単相流部流速とを対応させてみると，1，2では流速は最小で，3，4，5で徐々に増加し，6，7で急速に増加する。そして8，9で最大となり，10，11で急速に減少して再び最小となる。この観測から，二相流の流動形式が流れの不安定に大きな影響を与えることがうかがえる。また，Fig. 1.3 に電磁オシ



1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11

Photo. 1.1 Photographs of flow instability in the riser section.
(q=969kcal / m² sec, $\triangle$Tsub=1.8 ℃, ζ =8, Natural circulation,
Period=5.9sec)

ログラフに記録した不安定の例を示す。大きな周期で規則的な振動を示しているのがわかる。

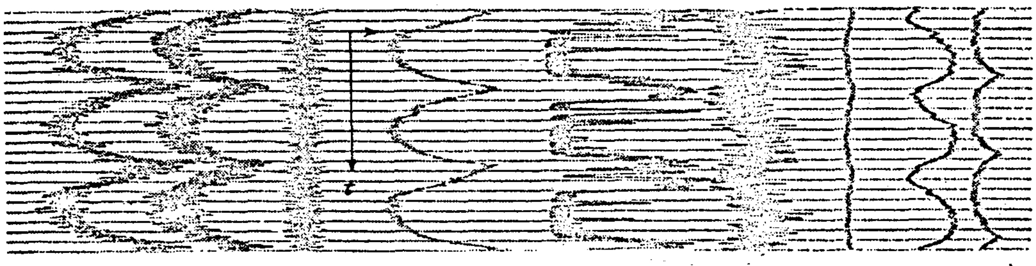


Fig.1.3. Recording of signals of flow instability (scale: sec)
(q=619 kcal/m²·sec, ΔT_{sub}=3. 15°C, ζ=1, 400, Natural circulation)

一般に気液二相流の流動形式は，Fig.1.4に示すように管内気相の存在割合によって分類される。気相の存在割合が増加する方向に(a)～(h)のパターンを示す.

(a) 球形または球形に近い小気泡がほぼ一様に分布して合体することなく流れている(気泡流).

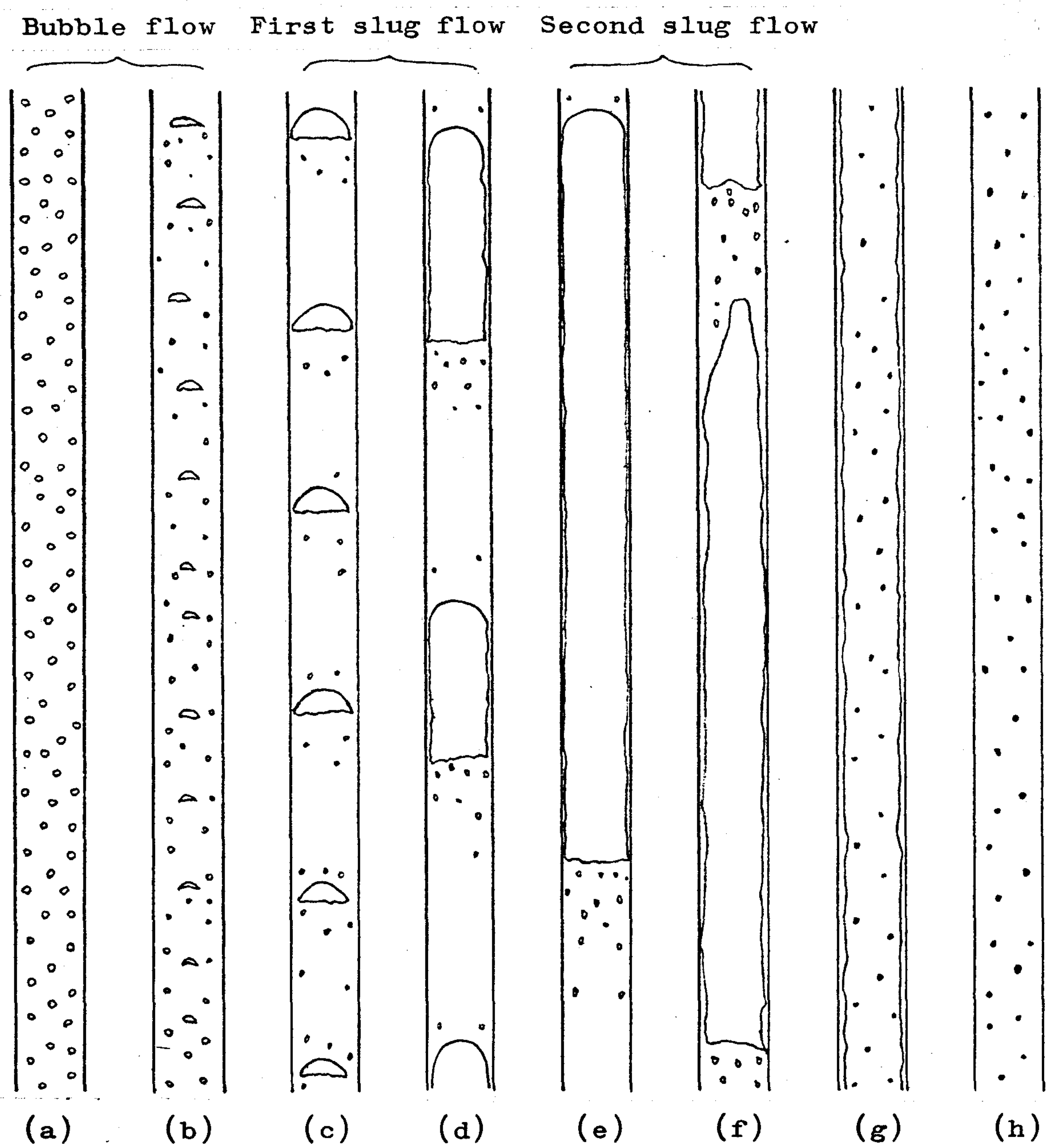
(b) 小気泡の一部が合体して球帽状の気泡を含む流れ(球帽状気泡流).

(c) さらに合体して管断面を満たすほどの栓状の大気泡に成長しほぼ等間隔で流れる(プラグ流).

(d) 気泡量がさらに増加するために栓状の気泡が合体して長くなっていく。これを気体スラグという。(未発達スラグ流)

(e) (d)の気体スラグがさらに合体成長して，十分に発達したとみられる気体スラグの流れになる。そして，気相の部分と液相の部分(液体スラグという)が明瞭になり，交互に重なって流れているようにみえる。(十分に発達したスラグ流)

(f) 気相の流量がさらに多くなって乱れがはげしくなり，気体スラグ間の境界が明瞭でなくなっている流



(a) Bubble flow
(b) Spherical Bubble flow
(c) Plug flow
(d) Developing slug flow
(e) Fully developed slug flow
(f) Froth flow
(g) Annular flow
(h) Mist flow

Fig.1.4 Flow patterns of vertical two-phase flows

れ(フロス流)。

(g) 管中央を液滴を含む気相が流れ，液相は管壁に膜状で流れている(環状流)。

(h) 管壁の液膜が消滅し，気体中に微小な液滴を含む噴霧状の流れ(噴霧流)。

ここでは，二相流の流動形式を次のように区別して流れの安定・不安定と対応づけることにする。

(1) 気泡流：球形に近い小気泡の流れおよび球帽状気泡流(Fig.1.4の(a)(b))

(2) 前期スラグ流：プラグ流および未発達スラグ流(Fig.1.4の(c)(d))

(3) 後期スラグ流：十分に発達したスラグ流およびフロス流(Fig.1.4の(e)(f))

§4. 実験の結果と考察

4.1. 流れの安定領域と不安定領域

(1) 自然循環

自然循環の場合に，流れが安定であるか不安定であるかということを，加熱量q，サブクール温度ΔT_{sub}，管路系の抵抗係数ζをパラメータにとって調べ，安定と不安定の境に境界線を引き，安定領域と不安定領域とを区別した結果をFig.1.5に示す。

これらの実験の結果から次のことがいえる。

(i) 流れの安定・不安定と二相流の流動形式および沸騰状態とは密接な関係があり，前期スラグ流から後期スラグ流への遷移域(気体スラグの成長過程)で不安定が起こる。また，飽和沸騰になってから不安定が起こることが観測される。気体スラグの大きさについていえば，管内径の5倍くらいになれば不安定が起こり，10倍くらいになると安定になる。不安

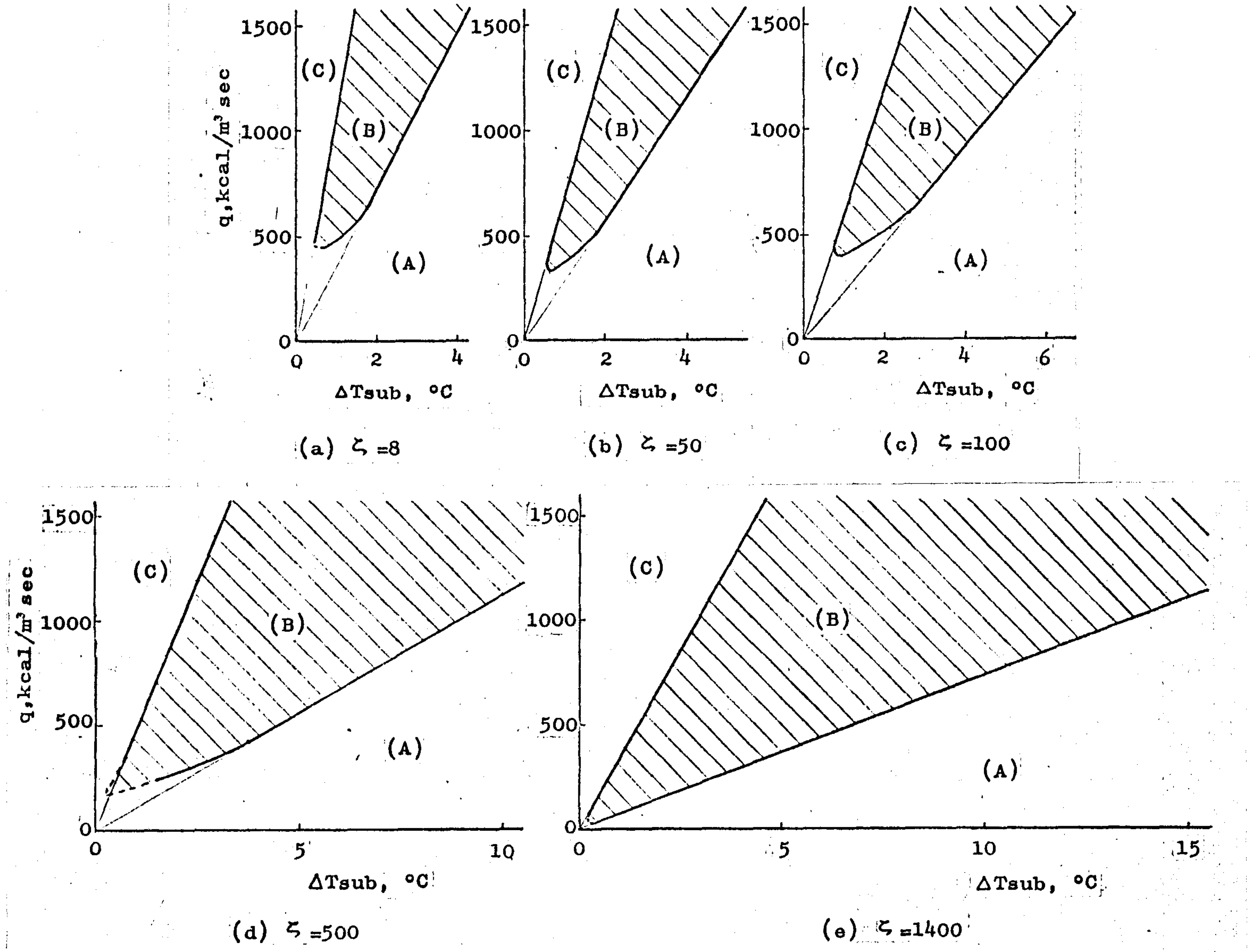


Fig.1.5. Stability division in (ΔTsub, q) plane. (Natural circulation)
(A) is the 1st stable region, (B) is the unstable region, and
(C) is the 2nd stable region.

定時には，一時的に10倍以上になることもある。
(ii) 流れの安定領域には2種類あって，gが小さくΔT_{sub}が大きい安定領域では，流動形式は気泡流または前期スラグ流である。このとき，沸騰状態は，二相流部全体が飽和温度に近い状態での核沸騰*である。このことは，加熱部出口温度が液体の沸点の温度より少し低いという測定結果からいえる。また，gが大きくΔT_{sub}が小さい安定領域では，流動形式は大きなかたまりの気液（発達した気体スラグと液体スラグ）が交互に重なって流れているようにみえる後期スラグ流である。このとき，沸騰状態は二相流部全体が飽和温度の状態である飽和沸騰（核沸騰の範囲）である。このことは，加熱部出口温度が液体の沸点の温度かやや高い目を示すことからわかる。便宜的に，前者を1次安定，後者を2次安定と呼ぶことにする。なお，1次安定と不安定との境は判別しやすいが，2次安定と不安定との境は，その付近で流れの振動の振幅および周期が小さくしかも不規則になることと，比較的振動数の高い不規則な変動の振幅が同じ程度になるために判別しにくい。そこで，規則的な流れの振動がくずれて振動数の高い不規則変動と区別がつかなくなった所を境とし，規則的な流れの振動がなくなった領域を安定領域（2次安定）とした。また，1次安定と2次安定の領域内で他の種類の不安定が存在することが考えられるが，ここでは取り上げずすべて安定とした。

* 核沸騰とは，気泡が伝熱面上のいくつかの特定の場所（気泡発生点という）から連続的に発生し，発生点に生じた気泡核より成長するような沸騰状態の総称である。

(iii) 流れの不安定領域は二つの安定領域にはさまれて存在し，流動形式が前期スラグ流から発達して後期スラグ流へと移行する遷移域で不安定が起こる。このとき，二相流部の流れは，Photo.1.1 に示すように，気泡流→前期スラグ流→後期スラグ流→気泡流の変化を繰返す。

(iv) ある ξ 以下では，ΔT_{sub} に依存せずつねに流れが安定になる領域が存在する。したがって，ΔT_{sub} が小さいところでは，ξ を大きくしていくと，1次安定から2次安定へとなめらかに移行する。しかし，ΔT_{sub} の非常に小さいところでの実験結果は，計測上多少あいまいである（図の点線表示のあたり）。

(v) ξ を大きくすることと ΔT_{sub} を小さくすることとは，流れの安定性に対してほぼ同じ効果を示している。逆の場合も同じことがいえる。

(vi) ζ が大きくなる（下降部を絞る）につれて，不安定の領域は拡がる。また，2次安定の領域も少し拡がる。このことは，ζ を大きくすると，循環流量が減少して気泡の発生量が増加することと二相流部での気液の速度が低下して気泡の二相流部滞在時間が増加することのために，管内平均ボイド率（二相流部内の気泡の全体積の二相流部容積に対する割合）が増加して気泡の合体が起こりやすくなり，気泡が成長して流動形式が発達するからである。したがって，下降部を絞ると，安定になる場合（1次安定または不安定→2次安定）と不安定になる場合（1次安定→不安定）とがある。

(2) 強制循環

$\zeta = 1400$ について，強制循環を加えた場合に，自然

循環の場合と同様にして得られた実験の結果をFig.1.6に示す。強制循環を加えると，1次安定の領域は拡がり，2次安定と不安定の領域は狭くなる。そして，強制流が大きいほどその効果は大きく，不安定の領域は下降部を絞る場合とは逆に2次安定側へ移行する。このことは，強制流があるために，循環流量が増加して気泡の発生量が減少することと二相流部での気液の速度が自然循環時に比べて増加して気泡の二相流部滞在時間が減少することのために，管内平均ボイド率が減少して気泡の合体が起こりにくくなり，流動形式が後退するからである。したがって，自然循環から強制循環にすると，安定になる場合（2次安定または不安定→1次安定）と不安定になる場合（2次安定→不安定）とがある。

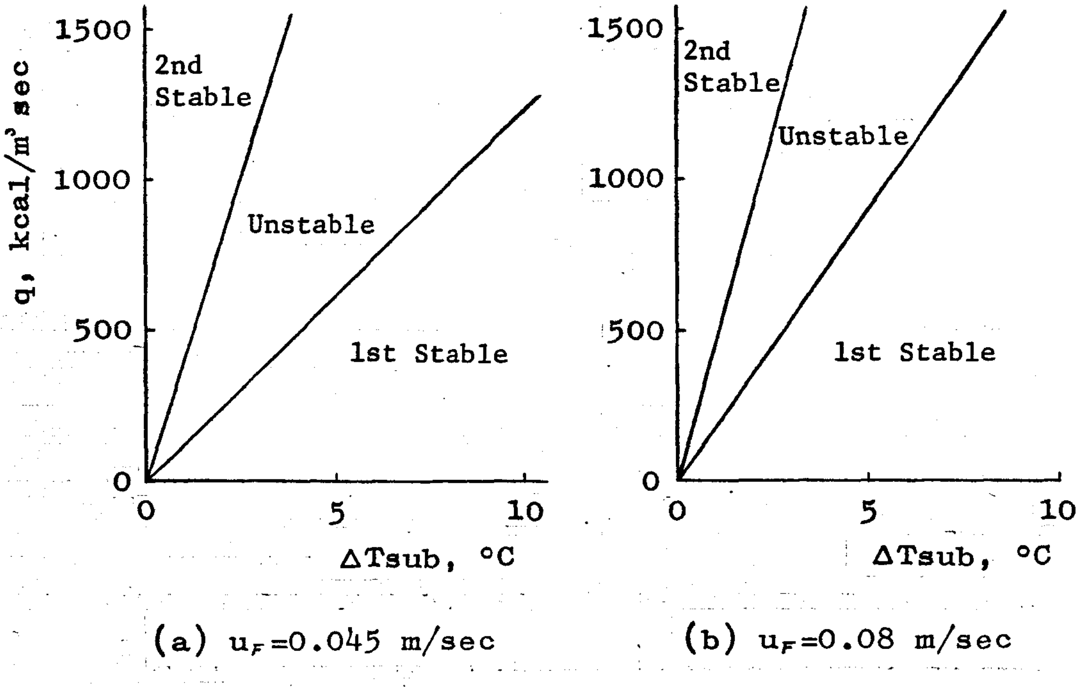


Fig.1.6. Stability division in (ΔTsub, q) plane.
(Forced circulation, ζ=1400)

（3） 流れの不安定領域帯

流れの不安定が流動形式の遷移域（気体スラグの成長過程）で起こり，系に供給または消費されるエネルギに関係のある二つの因子すなわち加熱量 q とサブクール温度 ΔT_{sub} が流れの安定性に対して相反する効果を示すことから，実験系が外界の影響を受けない理想的な系であれば，$\Delta T_{sub}-q$ 図において不安定の領域は全領域を二分するものと考えられる。そのときには，Fig. 1.5の各図において2本の直線にはさまれた領域が不安定の領域になり，ζ を固定するとき $q/\Delta T_{sub}$ の二つの値の内で不安定ということになる。そこで，加熱により発生する気泡の量に関係して流れの安定・不安定を左右する量として，サブクール時間* $\tau_{sub}=\gamma_l C_{pl}\Delta T_{sub}/q\,(sec)$ を定義して考えると，流れの不安定は，ある ζ に対して τ_{sub} の二つの値の内で起こることがわかる。このことから，サブクール時間 τ_{sub} と管路系の抵抗係数 ζ をパラメータに選び，$\zeta-\tau_{sub}$ 面でデータを整理するとFig. 1.7に示すような流れの不安定領域帯ができる。そして，安定領域のうち，τ_{sub} の大きい方が1次安定で，τ_{sub} の小さい方が2次安定である。Fig. 1.7から，τ_{sub} を固定して ζ を大きくしていくと，1次安定から不安定となり，さらに2次安定へと流れの状態が移行することがわかる。

強制循環の場合（$\zeta=1400$ のときに限られる）には，τ_{sub} と強制流速 u_F (m/sec) をパラメータにとって $u_F-\tau_{sub}$

---

* 飽和温度より ΔT_{sub} (℃) だけ低い液体が q ($kcal/m^3 sec$) の割合で加熱を受けて飽和に達するまでの時間をサブクール時間と呼ぶことにする。ここで，γ_l：液体の比重量，C_{pl}：液体の比熱，いま，n-ペンタンの場合，$\gamma_l C_{pl}$ は温度に依存しないとして $\gamma_l C_{pl}=340$ ($kcal/m^3$℃) である。

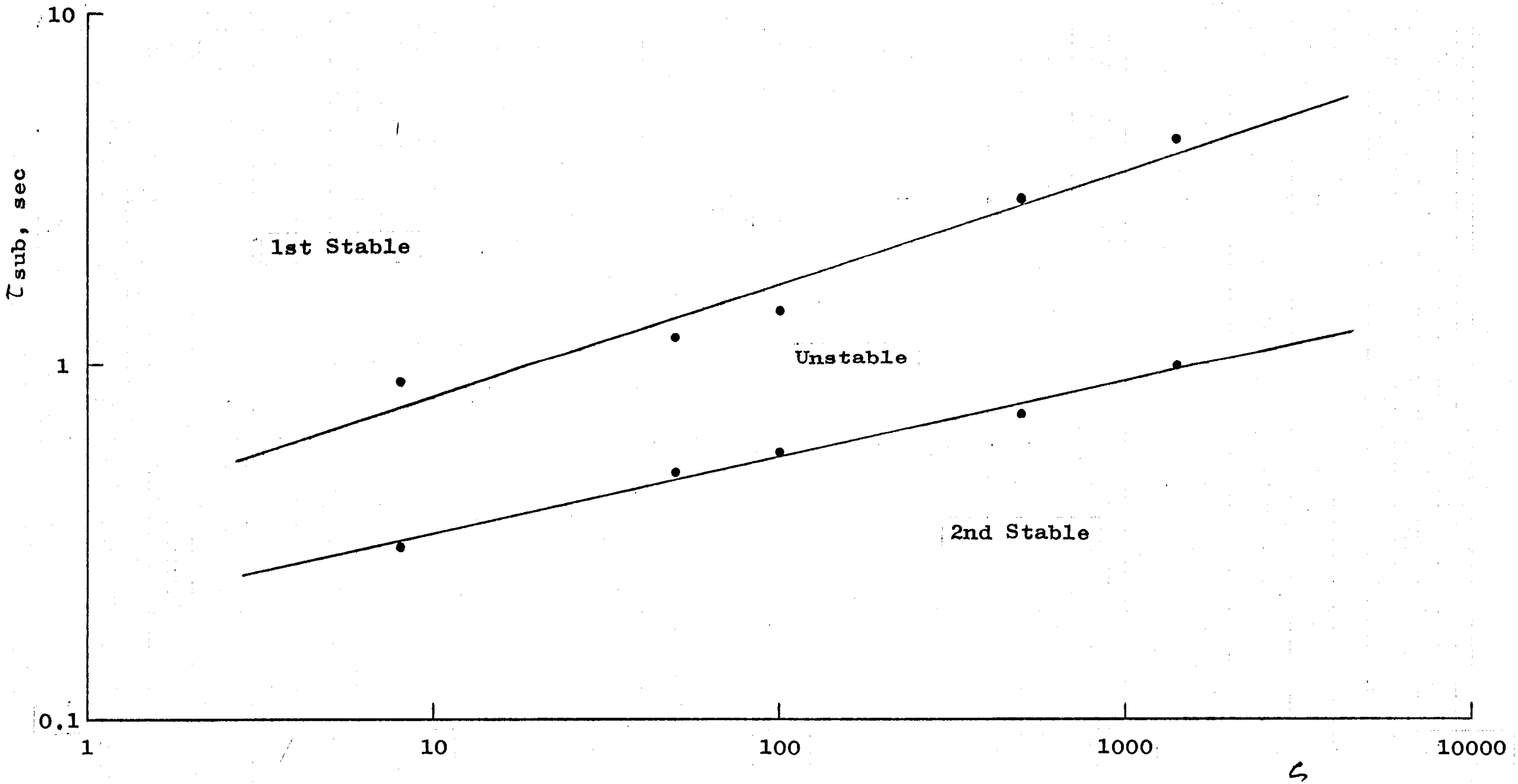


Fig.1.7. Stability division in (ζ, τsub) plane. (Natural circulation)

面で整理すると，Fig. 1.8 に示すような流れの不安定領域帯ができる。そして，Fig. 1.7 と同様，安定領域のうち，τ_{sub} の大きい方が1次安定で τ_{sub} の小さい方が2次安定である。強制循環の場合には，自然循環の場合（$u_F=0$）に比べて，不安定領域が狭くなり二つの境界は τ_{sub} の小さい方へ移行する。そして，u_F が大きくなるほどその傾向が大きい。Fig. 1.8 において，τ_{sub} を固定して u_F を大きくしていくと，流れの状態が2次安定から不安定となり，さらに1次安定へと移行する傾向があることがわかる。

Figs. 1.7, 1.8 から，サブクール時間 τ_{sub} を固定するとき，自然循環の場合に抵抗係数 ζ_2 を大きくすると，流れの状態は1次安定→不安定→2次安定へと移行する傾向を示し，強制循環の場合に強制流の流速 u_F を増加させると，流れの状態は2次安定→不安定→1次安定へと移行する傾向を示す。したがって，ζ_2 を大きくすることと u_F を増加させることとは，流れの安定・不安定に対して反対の効果を示すことがわかる。ここで，ζ_2 を大きくするというのは下降部を絞るということにあたり，また u_F を増加させるというのは自然循環から強制循環にするということにあたるので，流れの安定性に対する絞りの効果と強制循環の効果とは，本質的に相反する効果であることがわかる。

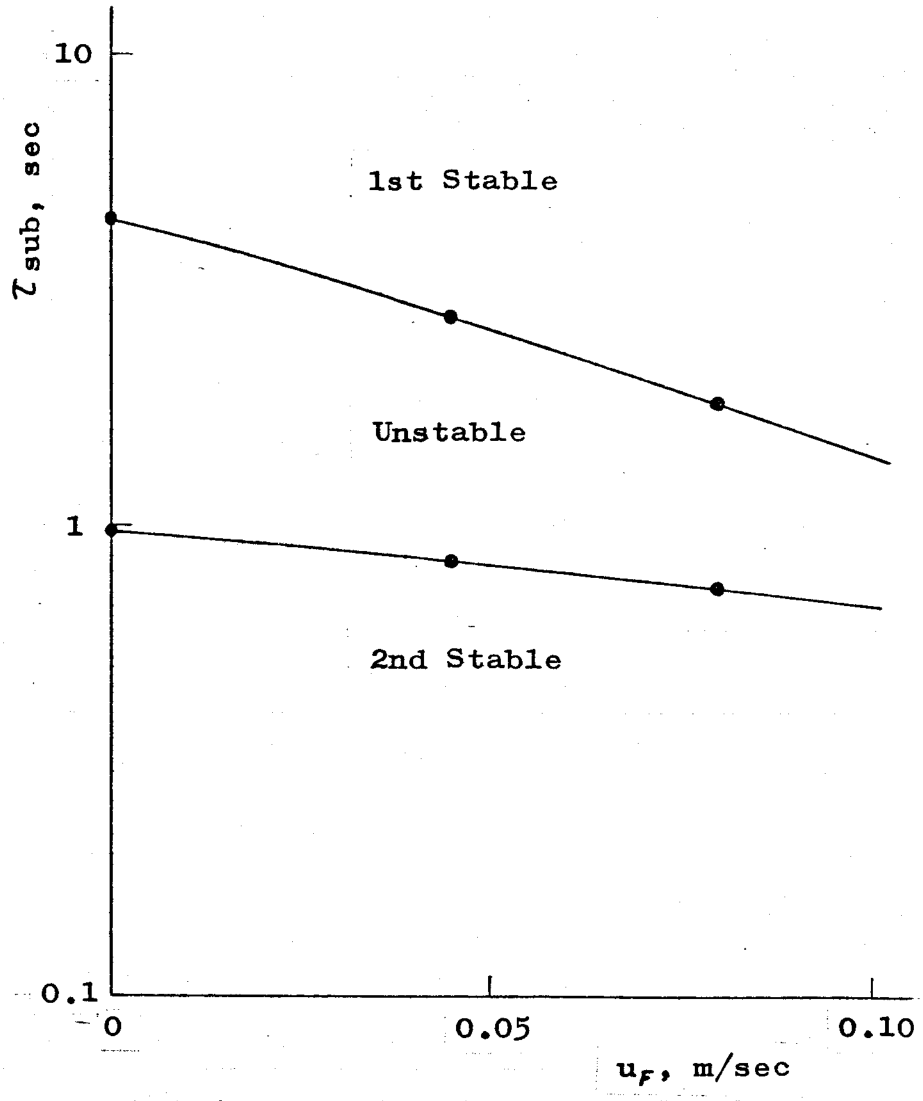


Fig.1.8. Stability division in (u_F, τsub) plane.
The flow at u_F=0 is the natural circulation.

4.2. 流れの振動(不安定時)

流れの不安定時には，Fig.1.3 に示すように流れはゆるやかな振動を示す。このとき($\zeta=1400$ に限られる)の流れの振動の振幅を Fig.1.9 に，流れの振動の周期を Fig.1.10 (a)~(c) に示す。

自然循環の場合に，1次安定と不安定との境の単相流部流速 u (m/sec) は，ΔT_{sub} が大きくなると大きくなる傾向がある。このことは，上昇部と下降部の液体の密度差による自然対流の効果が大きくなるためと思われる。

q，ΔT_{sub} および ζ を変化させて1次安定から2次安定へと移行させるとき，流れの振動の振幅は，不安定領域に入った初めは小さく，中央付近で最大となり，再び小さくなる。

流れの振動の周期は，q を小さくすると増加する傾向がある。この周期の増加の傾向は，ΔT_{sub} を大きくしても，ζ を小さくしても起こる。

また，強制循環にすると，振幅は小さくなり周期は大きくなる。そして，強制流が大きいほどその傾向は大きい。

自然循環の場合の流れの振動の振幅と周期に関する結果は，水を用いた香川の実験[17]と傾向は一致している。

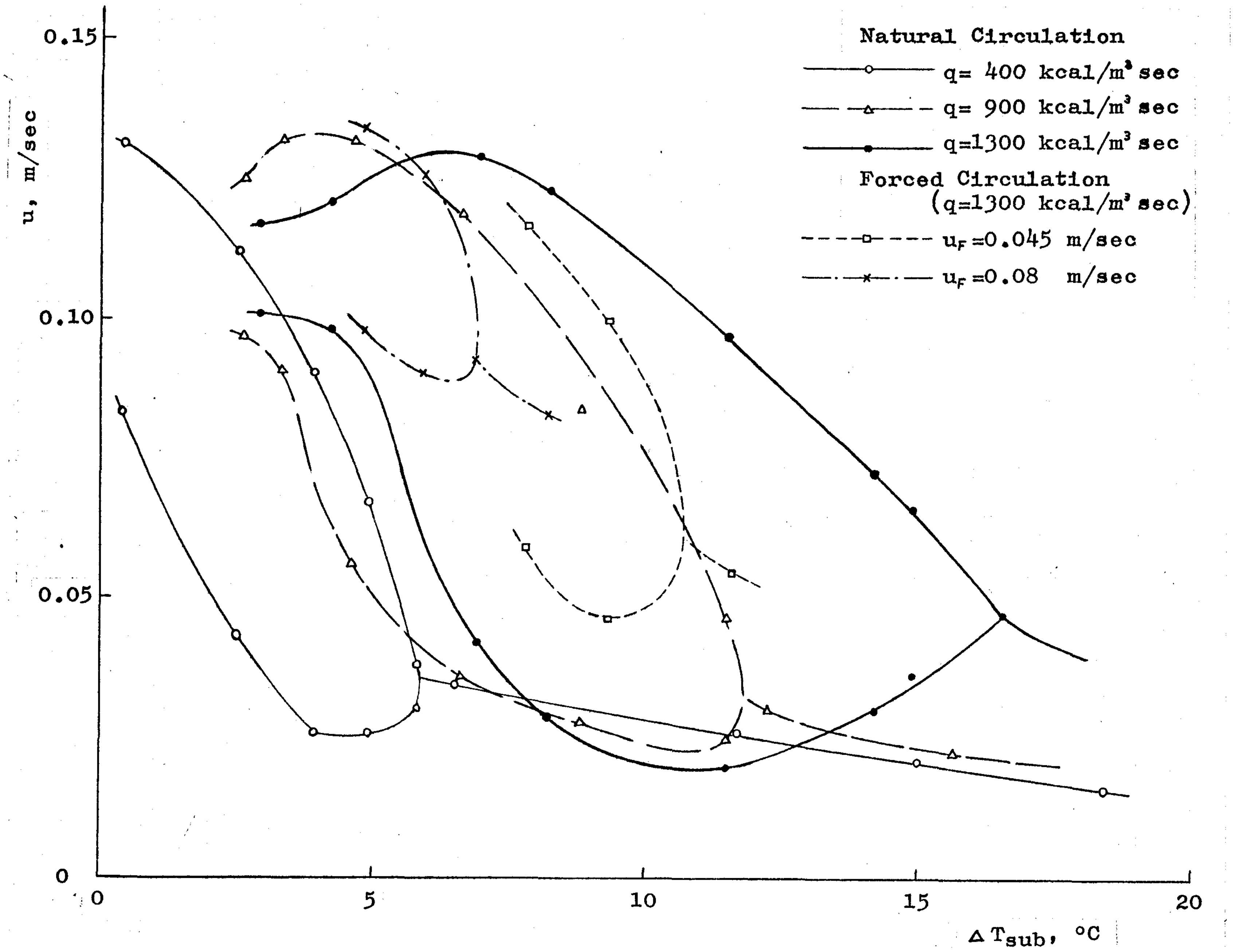
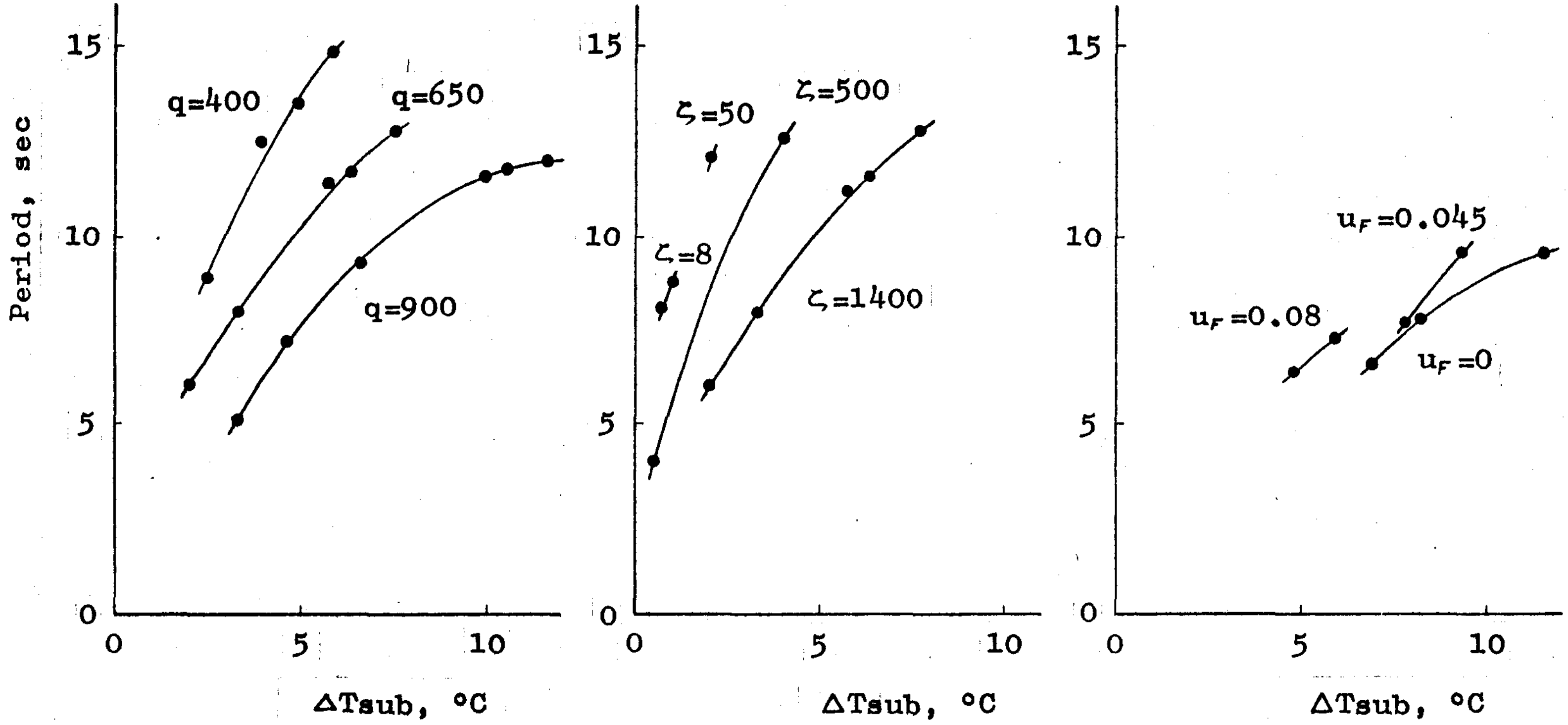


Fig.1.9. Amplitude of flow oscillations at ζ =1400.



(a) ζ=1400, Natural circulation.

(b) q=650 kcal/m² sec, Natural circulation.

(c) Effect of forced flow velocity u_F[m/sec] at ζ=1400 & q=1300 kcal/m² sec.

Fig.1.10. Period of flow oscillations.

§5. 結　論

n-ペンタンを用いて，沸騰によって生ずる気液二相流を含む循環ループの流れの不安定現象に関する実験を行ない，その結果を述べた。

従来は，下降部を絞ると安定になるとか不安定になることもあるとか，また，サブクールを大きくすると安定になるとかといった一面的な結果しか述べていなくて，現象が整理されていなかった。

本実験では，管路系で供給または消費されるエネルギおよび運動量に対応する加熱量，サブクール温度，管路系の抵抗係数および強制流の流速の四つをパラメータにとって，流れの安定・不安定と二相流の流動形式および沸騰状態とを対応させて，それらの効果を包括的に把握し，現象を統一的に整理することができた。主な結果を次にまとめる。

(1) 流れの不安定は流動形式（前期スラグ流から後期スラグ流へ）の遷移域で起こる。沸騰状態についていえば，不安定は飽和沸騰（核沸騰の範囲）になってから起こる。

(2) 流れの安定な領域は2種類あって，サブクール時間の大きい方が1次安定（気泡流，前期スラグ流；飽和温度に近い状態での核沸騰），小さい方が2次安定（後期スラグ流；飽和沸騰）である。その間に不安定の領域が存在する。

(3) 下降部を絞っていくと，流れの不安定領域は拡がり，流れの状態は1次安定から不安定となり，さらに2次安定へと移行する傾向がある。

(4) 強制循環にすると，不安定の領域は狭くなる。強制循環の流速を増すと，流れの状態は2次安定から不安定となり，さらに1次安定へと移行する傾向が

ある。

(5) 加熱量とサブクール温度および下降部の絞りと強制循環とは，流れの安定性に対して本質的に相反する効果を示す。

(6) 流れの自励振動（不安定時）の周期は，加熱量を減少させると増加する傾向がある。この周期の増加の傾向は，サブクール温度を高くしても，抵抗係数を小さくしても，また強制循環の流速を増加させても起こる。流れの振動の振幅は，自然循環から強制循環にすると減少する傾向がある。

序論で述べたように，n-ペンタンの物性値が水のような液体のそれとあまり違わないことから，この実験とあまり違わない（加熱部に比べて長い上昇部をもつ）幾何学的配置の装置では，水のような液体についても先のパラメータ空間での流れの安定・不安定の領域の存在および配置や流動形式の対応，それにパラメータの流れの不安定に及ぼす効果は，定性的にn-ペンタンについての結果と同じものと思われる。実際にそのような傾向を示す水についての実験[(10)(17)]，フレオン11についての実験[(18)]も見出される。

第2章 気液二相流の圧力損失

§1. 序　論

第1章において，沸騰二相流系に生ずる流れの不安定現象について，実験によって一般的に現象の特性を把握することができた。この沸騰二相流系に生ずる不安定現象を理論的に取扱うとき，流体力学における三つの保存則すなわち質量，運動量，エネルギの保存則を適用するのであるが，二相流の損失，気液のすべりおよび沸騰熱伝達に関する記述が不足するために方程式系が閉じない。この不足した関係は，実験によって得られた関係式で補わなければならない。このうち，本章では気液二相流の圧力損失について述べる。

気液二相流の圧力損失の評価は，流れの安定性に関する理論的解析の問題の他にも，実用の気液二相流系のプラント（BWR，ボイラ，化学におけるプラント等）の運転や設計上の問題に関連して，流体力学における重要な研究課題の一つである。

気液二相流の圧力損失に関しては，これまで多くの研究[(19)~(27)]がなされてきたが，二相流の対象と取扱いは多種多様である。すなわち，二相流の対象としては，流動形式（気泡流，スラグ流，環状流，噴霧流），二相流部の配置（水平管，傾斜管，垂直管）と形状（円管，矩形管，複管など），二相流の種類（沸騰二相流，蒸気二相流，空気二相流）それに供試流体や圧力水準の違いなどがある。しかし，それらを包含した統一的な研究は未だ見当らない。また，二相流の取扱い方としては，二相流をどのような流れのモデルとしてみるかによって大きく次の三つに分類できる。(1) 気液の分離流（Slip model，主に水平管），(2) 均質流（Homogeneous model，気泡流，噴霧流），（3）層状環流（液相が管壁に沿って層状でしかも環状で流れているとみるモデル，環状流に適用される）。そのうち，（1）の取扱い方をしているものにLockhartとMartinelliの研究[19]がある。LockhartとMartinelliは，水といくつかの液体を用い，試験部を水平管とし，気液の各相が二相流部を単独に流れたとしたときにそれぞれのレイノルズ数が1000以下を粘性流，2000以上を乱流として二相流を4種類に分類して，系統的に研究を進め，その整理方法を完成させている。この整理法はL-M法と呼ばれている。（2）の取扱い方をしているものに，赤川[20]，Bankoff[21]，井上ら[22]などの研究がある。赤川は，常温大気圧下での空気－水二相流について，水平管，傾斜管，垂直管の場合の摩擦損失の表式を実験から求め，ついで摩擦係数について論じている。Bankoffは，二相流部の半径方向に液流速が1/7乗分布，ボイド率が1/n乗分布（$n=2\sim3$）の形を仮定して，二相流と液相だけが流れたとしたときとの壁面せん断応力の比についての表式を導いている。また，井上らは，摩擦損失比に影響する必要十分な無次元量を，二相流体に対する保存則とその境界条件の無次元化から理論的に導出し，それらの関係式を導いている。そして，大気圧下の空気－水二相流の場合について実験によって関係式に含まれる係数および指数を定めている。（3）の取扱い方をしているものに，井上ら[23]などの研究がある。井上らは，次元解析によって環状流の摩擦損失比に関係する無次元量を求め，大気圧下の空気－水二相流についての整理式を得ている。

気液二相流の圧力損失には，上述のように関係する要因が多いので，二相流の広い範囲にわたって確立された研究も見当らないし，適用範囲の不明なものや予

測の精度の劣るものもある。したがって，流れの安定性の解析に際して，従来の結果をそのまま用いることはできないし，どの結果を用いるのがよいか決めにくい。そこで，本章では，理論的解析に必要な垂直気液二相流の圧力損失を水およびペンタンについて調べてみる。

常温大気圧下における垂直気液二相流全体の圧力損失を評価するのに，ループ系を集中定数系と考えて，力の釣合いから論じることを試みた。すなわち，二相流部を含むループ系を作り，系全体の気泡の浮力による駆動力と全抵抗力との釣合いから，全圧力損失比に関する表式の形を定め，実験によってその中に含まれる一つの未知量の値を決めることにより，全圧力損失比に関する表式を得た。二相流の全圧力損失から加速損失を差引くことにより摩擦損失が得られ，実験データの整理によって摩擦損失比に関する表式も得た。そして，従来の主な摩擦損失比に関する整理法（式）（L-M法，赤川，Bankoff，井上らの整理式）との比較検討を行なった。

§2．関係式の導出

垂直気液二相流部を含む閉ループ系において，液体内に流入あるいは発生した気泡は浮力によって上昇し，ループ内の液体は，この気泡の上昇運動によって粘性を通じて駆動される。このとき，気泡の浮力は，ループ内の液体に対する駆動力となっている。

閉ループ系を集中定数系とみるとき，全気泡の浮力による駆動力とループ内の流体の受ける全抵抗力とが定常な流れでは釣合っていることに注目する。そして抵抗が単相流部流速の2乗に比例する形で与えられる

とき，単相流の慣性力と気泡の浮力による駆動力との比は，力学的相似性を与える無次元量としての一種のフルード数を表わすので，これを二相流フルード数と定義する。閉ループを液相だけが流れたときの抵抗係数と二相流フルード数とが反比例関係にあることから，気液二相流の全圧力損失比（二相流部の全圧力損失と二相流部を二相流状態と同じ流入速度で液相だけが流れたとしたときの圧力損失との比）に関する簡潔な表式を得る。

定常な流れでは，管内に存在する全気泡の浮力による駆動力 $(\gamma_l-\gamma_g)AF$ とループの全抵抗力 $\gamma_l AR$ とが釣合っていて，

$$(\gamma_l-\gamma_g)AF-\gamma_l AR=0 \qquad (2.1)$$

である。全損失水頭 R は，単相流部の損失水頭 R_s と二相流部の損失水頭 R_t とに分けて考える。R_s は，

$$R_s=\frac{\zeta_s}{2g}u^2 \qquad (2.2)$$

で与えられ，R_t は，

$$R_t=\frac{\zeta_t}{2g}u^2 \qquad (2.3)$$

とおく。そして，二相流部を液相だけが流れたときの損失水頭 R_{ts} は，

$$R_{ts}=\frac{\zeta_{ts}}{2g}u^2 \qquad (2.4)$$

で与えられる。ここで，摩擦損失係数 ζ_{ts} は，乱流領域では Blasius の実験によって，

$$\zeta_{ts}=C\frac{L_R}{D}Re^{-\frac{1}{4}} \qquad (2320<Re<10^5) \qquad (2.5)$$

ここで，C：定数，L_R：二相流部の長さ

また，層流領域では，

$$\zeta_{ts} = \frac{L_R}{D}\frac{64}{Re} \qquad (Re < 2320) \qquad (2.6)$$

で与えられる。

ループを液相だけが流れたとしたときの抵抗係数ζ_lは，単相流部の抵抗係数ζ_sと二相流部を液相だけが流れたときの抵抗係数（摩擦損失係数）ζ_{ts}との和である。

$$\zeta_l = \zeta_{ts} + \zeta_s \qquad (2.7)$$

(2.7)式の関係を用いて，(2.1)式を変形整理すると，

$$\zeta_t - \zeta_{ts} = \frac{1}{(\gamma_l A u^2/2g)/(\gamma_l - \gamma_g)AF} - \zeta_l$$

を得る。ここで，単相流の慣性力と気泡の浮力による駆動力との比は，一種のフルード数を表わすので，

$$\frac{\gamma_l A u^2/2g}{(\gamma_l - \gamma_g)AF} \equiv Fr_T \qquad (2.8)$$

と定義し，Fr_Tを二相流フルード数と呼ぶことにする*。

したがって，(2.1)の変形された式は，

$$\zeta_t - \zeta_{ts} = Fr_T^{-1} - \zeta_l$$

となる。ここで，Fr_Tとζ_lとの関係を考えてみる。気泡の浮力によって駆動される二相流系をポンプによって駆動される単相流系におきかえて考える。このとき，ポンプは，気泡の浮力と同じ駆動力$(\gamma_l - \gamma_g)AF$をもっているが，二相流になっているために増えた抵抗分（$R_t - R_{ts}$）だけ効率が下がっていると考える。その効率は，$(1-\alpha)$とする。そうすれば，単相流系も二相流系も同じ流速uで循環される。このとき，ループの抵抗が

* 二相流部と単相流部とで流路断面積が異なるときには，二相流部の流路断面積Aを代表とする。

$\zeta \gamma_l A u^2/2g$ であるとすると,

$$(1-\alpha)(\gamma_l-\gamma_g)AF = \zeta\gamma_l A u^2/2g$$

の関係があり，したがって,

$$\zeta = (1-\alpha)\,Fr_T^{-1} \tag{2.9}$$

の関係が成立つ。垂直気液二相流系の場合も，浮力による駆動力が一種のポンプ作用をしていると考えることができ，(2.9)式の関係が成立つことが予想される。

したがって，(2.9)式の関係が成立っているものとすれば,

$$\zeta_t - \zeta_{ts} = \alpha\,Fr_T^{-1} \tag{2.10}$$

と表わされる。さらに，垂直気液二相流の全圧力損失比Kは,

$$K = \frac{R_t}{R_{ts}} = \frac{\zeta_t}{\zeta_{ts}} \tag{2.11}$$

とおかれることから,

$$K = 1 + \alpha\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-1} \tag{2.12}$$

の関係式を得る。すなわち，垂直気液二相流の全圧力損失比Kは，二相流フルード数Fr_Tとレイノルズ数および流路形状量を含む二相流部を液相だけが流れたときの抵抗係数ζ_{ts}とで表わされる。

また，二相流部の単位時間あたりの運動量の減少は，出口で流出する運動量$(\gamma_l/g)(1-f_e)u_{le}^2+(\gamma_g/g)f_e u_{ge}^2$から入口で流入する運動量$(\gamma_l/g)u^2$を差引いたもので，加速損失と呼ばれ,

$$R_{ta} = \frac{1}{g}\left\{(1-f_e)\,u_{le}^2 + \frac{\gamma_g}{\gamma_l} f_e\,u_{ge}^2 - u^2\right\} \tag{2.13}$$

を二相流部の加速損失水頭と定義すると，二相流部の摩擦損失水頭R_{tf}は，ふつう，

$$R_{tf} = R_t - R_{ta}\ , \qquad R_{tf} = \frac{\zeta_f}{2g}u^2 \tag{2.14}$$

で与えられるので，二相流の摩擦損失比K_fは，

$$\left.\begin{aligned} K_f &= \frac{R_{tf}}{R_{ts}} = \frac{\zeta_f}{\zeta_{ts}} = K - K_a\ , \qquad K_a = \frac{R_{ta}}{R_{ts}} \\ &= 1 + \frac{1}{\zeta_{ts}}\left(\alpha Fr_T^{-1} - \frac{2f_e}{1-f_e} - \frac{\gamma_g}{\gamma_l}\frac{u_{gi}^2}{f_e u^2}\right) \end{aligned}\right\} \tag{2.15}$$

ただし，$(1-f_e)u_{le} = u$，$f_e u_{ge} = u_{gi}$ である。

となる。そして，$(u_{ge}/u)^2$が(γ_l/γ_g)の程度より十分小さければ，近似的に，

$$K_f = 1 + \frac{1}{\zeta_{ts}}\left(\alpha Fr_T^{-1} - \frac{2f_e}{1-f_e}\right) \tag{2.15'}$$

で表わされる。

つぎに，循環の種類（自然循環，強制循環）および

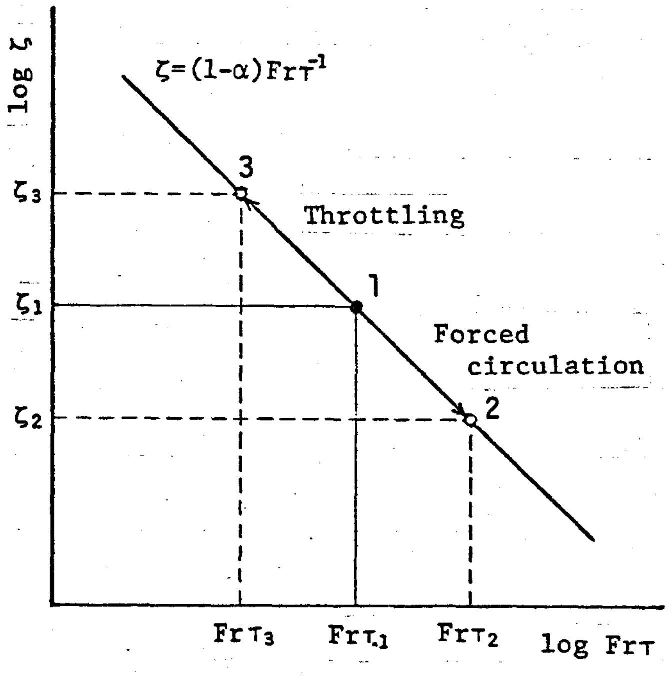


Fig.2.1. Relation of the throttling and the forced circulation in (Fr_T, ζ) plane

単相流部絞りの流れに及ぼす効果とその間の関係について述べる。自然循環の場合には，(2.9)式の関係は満たされている。Fig. 2.1に示すように1の状態の系の自然循環から強制循環にすると，みかけ上単相流部の抵抗がポンプの能力に応じて減少したように現われ，2の状態に移行する。したがって，このときは1の状態の系でありながら2の状態の系の自然循環に対応すると考える。また，1の状態の系の自然循環から3の状態まで絞るということは，3の状態の系の自然循環に移行したことになる。よって，先に導いた関係式(2.9)は，絞る場合にも，強制循環の場合にも適用される。

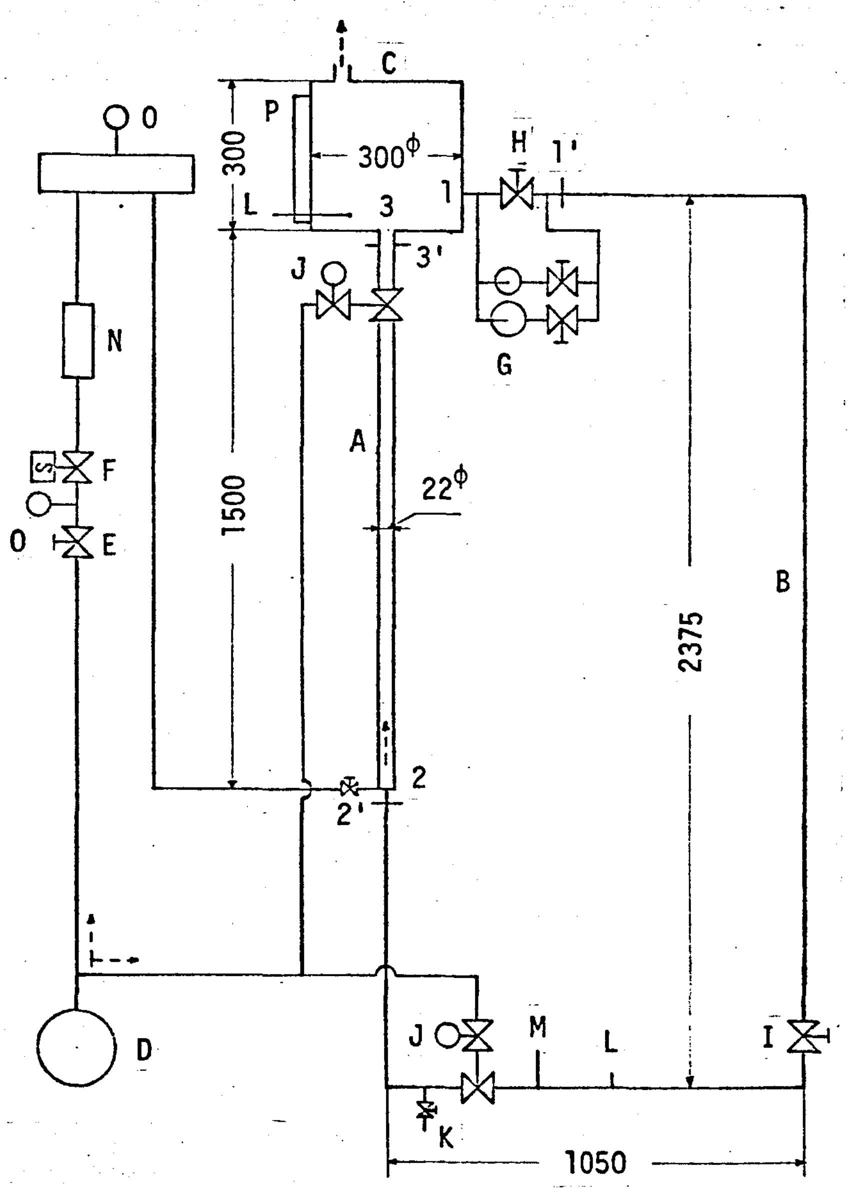
実験により，(2.9)式の関係を確かめ，同時に未知量αを定める。

§3. 実験装置および計測法

Fig. 2.2に実験装置を示す。装置は，気液分離用タンクと上部水平管，下降管，下部水平管，上昇管よりなり，一つのループを形成している。上昇管のうち二相流部は内径22^{ϕ}の透明なアクリル樹脂で作られ，内部の流動が観測できる。気液分離用タンクは大気圧に開放されている。

タンクの下1.5mの所から空気が流入し，液体は二相流部での気泡の浮力によって駆動され，ある速度で流動する。

絞り弁Iは，下降部で絞りを変えて系の抵抗係数ζを変化させるためのものであり，弁Hは自然循環と強制循環の切換え用である。ポンプGは，2台(最大揚程2.7m，最大流量15 l/min，標準流量8 l/minおよび最大揚程8.5m，最大流量70 l/min，標準流量44 l/min)を並列に接続して，それぞれの能力に応じて使いわける。ポンプ



(A) Riser section
(B) Downcomer
(C) Separater
(D) Air compresser
(E) Reducing valve
(F) Solenoide valve
(G) Pump
(H) Throttle valve
(I) Throttle valve
(J) Pinch valve
(K) Drain valve
(L) Pitot static tube
or Pitot venturi tube
(M) Mercury thermometer
(N) Rotameter
(O) Pressure gauge
(P) Level
(1'),(2'),(3')
Pressure tap
(2) Air inlet

Fig.2.2. Schematic diagram of upward air-liquid two-phase flow system

の下流にある弁によって強制流の速度を調節できる。

空気は，減圧弁Eでゲージ圧2気圧以下に減圧された後，気体流量計（ロータメータ）Nとブルドン管圧力計Oで流量と圧力が測定される。

1′-2′間の差圧ΔP_s，2′-3′間の差圧ΔP_t，1′-3′間の差圧ΔPをダイヤフラム型差圧計または水銀マノメータで測定する。

二相流部の平均ボイド率$\bar{\alpha}$は，上下のピンチ・バルブJ（シリンダ供給圧5kg/cm²，バルブ流体圧1kg/cm²のとき0.2secで閉じる．本実験はシリンダ供給圧5kg/cm²以上で測定）を同時に締切って測定する。このとき，電磁弁Fも同時に働き空気供給をしゃ断する。上のピンチ・バルブによってタンクの下25cmの所で締切られるが，測定値$\bar{\alpha}$でもって二相流部全体の平均ボイド率とした。

単相流部の平均流速uは，ピトー静圧管またはピトー・ベンチュリ管Mで測定する。ピトー・ベンチュリ管を用いるのは，ζがおよそ1000より大きい所である。

液温は，タンクと下部水平管に取付けられた水銀温度計L（1/10℃目盛）で測定して，20.0±0.3℃にセットする。

測定は，まず絞り弁Iによって適当な絞り状態（およそζ=12，22，60，130，200，1500）にしておき，自然循環でいろいろ空気流入量を変えて行なう。そして，ポンプGによって強制循環にして，空気流入量を変えて測定する．つぎに，絞り弁Iによって別の絞り状態にして同じことを繰返す。

供試液体として，水とn-ペンタンを用いた。

実験結果の整理にあたっては，次の補正を行なった。単相流部の圧力損失ΔR_s（1-2間）は，1′-2′間の測定値ΔP_sにBlasiusの実験式から求めた1-1′間，2-2′間の損失の

値を加えることによって求めた。3-1間の損失は小さいので無視した。二相流部の圧力損失$\gamma_l R_t$（2-3間）は，2-2′間の損失を上述と同様に計算して2′-3′間の測定値から差引き，2-3間の長さと2-3′間の長さの比をかけて求めた。平均ボイド率$\bar{f}$は，締切り法によって得られた値を用い，2-3間の気相の全体積は，$AL_R\bar{f}=AF$として求めた。したがって，

$$R_t = \frac{\Delta p_{23}}{\gamma_l} - L_R + F \ , \ R_s = \frac{\Delta p_{12}}{\gamma_l} - (1\text{–}2\text{間の高さ})$$

である。また，K_aを求める際に出口量を管内平均量でおきかえた。

§4. 実験の結果および考察

4.1. 圧力損失比

本実験の測定範囲は，$0.79>\bar{f}>0.025$, $4.2\times10^5>Re>4\times10^2$, $0.16>Fr_T>2.7\times10^{-4}$であり，流動形式は，気泡流，スラグ流の領域である。また，管内径は，$D=0.022\,m$，二相流部長さは，$L_R=1.5\,m$である。

まず，(2.9)式の関係を確かめるために，自然循環におけるζ_sとFr_Tとの関係を示したものがFig. 2.3である。この図から，水およびカーペンタンともに(2.9)式の関係を示しているのがわかる。そして，$1-\alpha \fallingdotseq 0.7$となり，

$$\zeta_s = 0.7\,Fr_T^{-1} \tag{2.9′}$$

の関係を得る。与えられた系に対して，浮力の約70%が有効な駆動力として働いているといえる。したがって，全圧力損失比Kについては，（$\alpha \fallingdotseq 0.3$であるから）

$$K = 1 + 0.3\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-1} \tag{2.12′}$$

の関係を得る。そして，$Fr_T-(\zeta_t-\zeta_{ts})$の関係を図に示

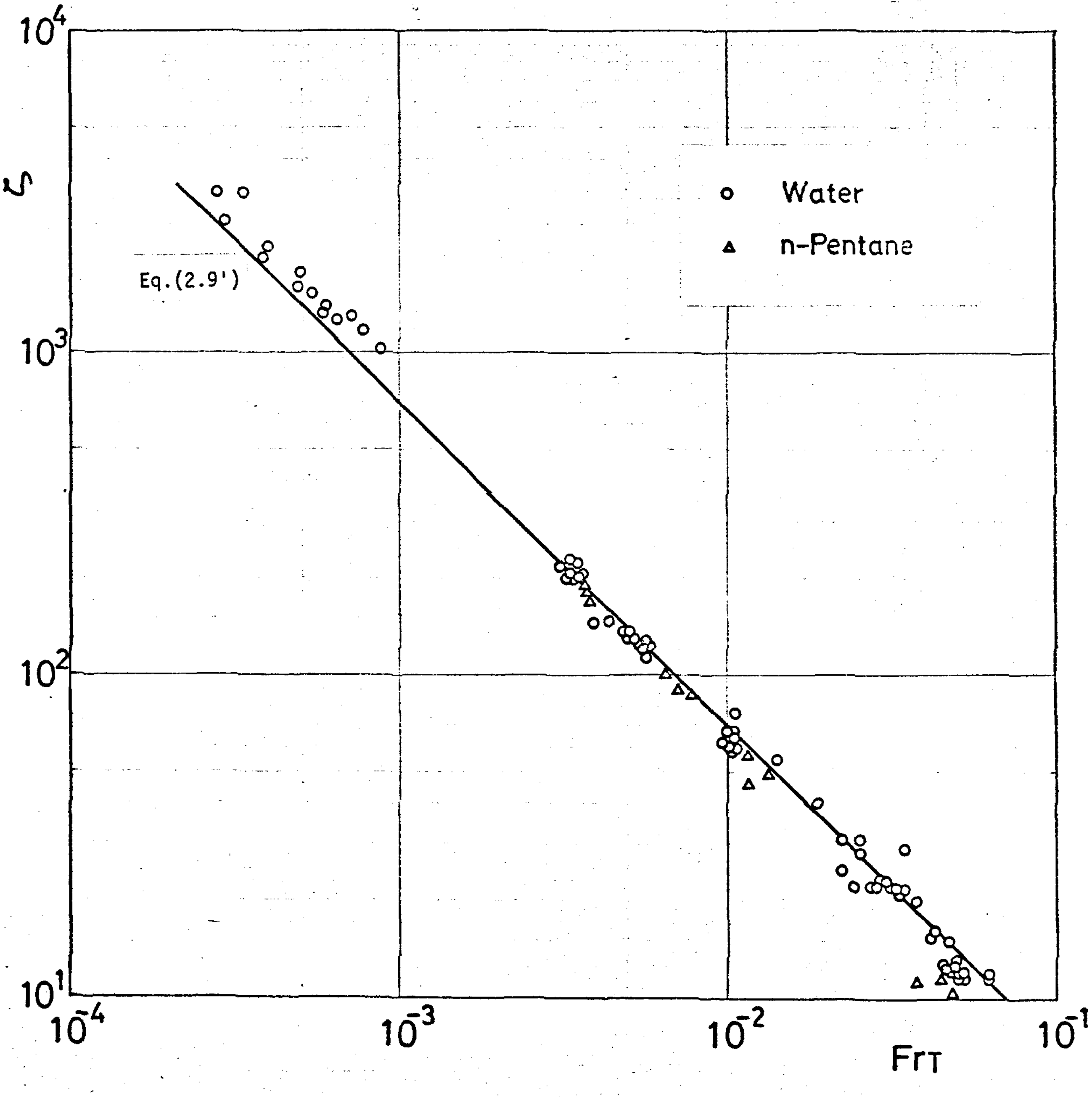


Fig.2.3. Relation of ζ with Fr_T (Natural Circulation)

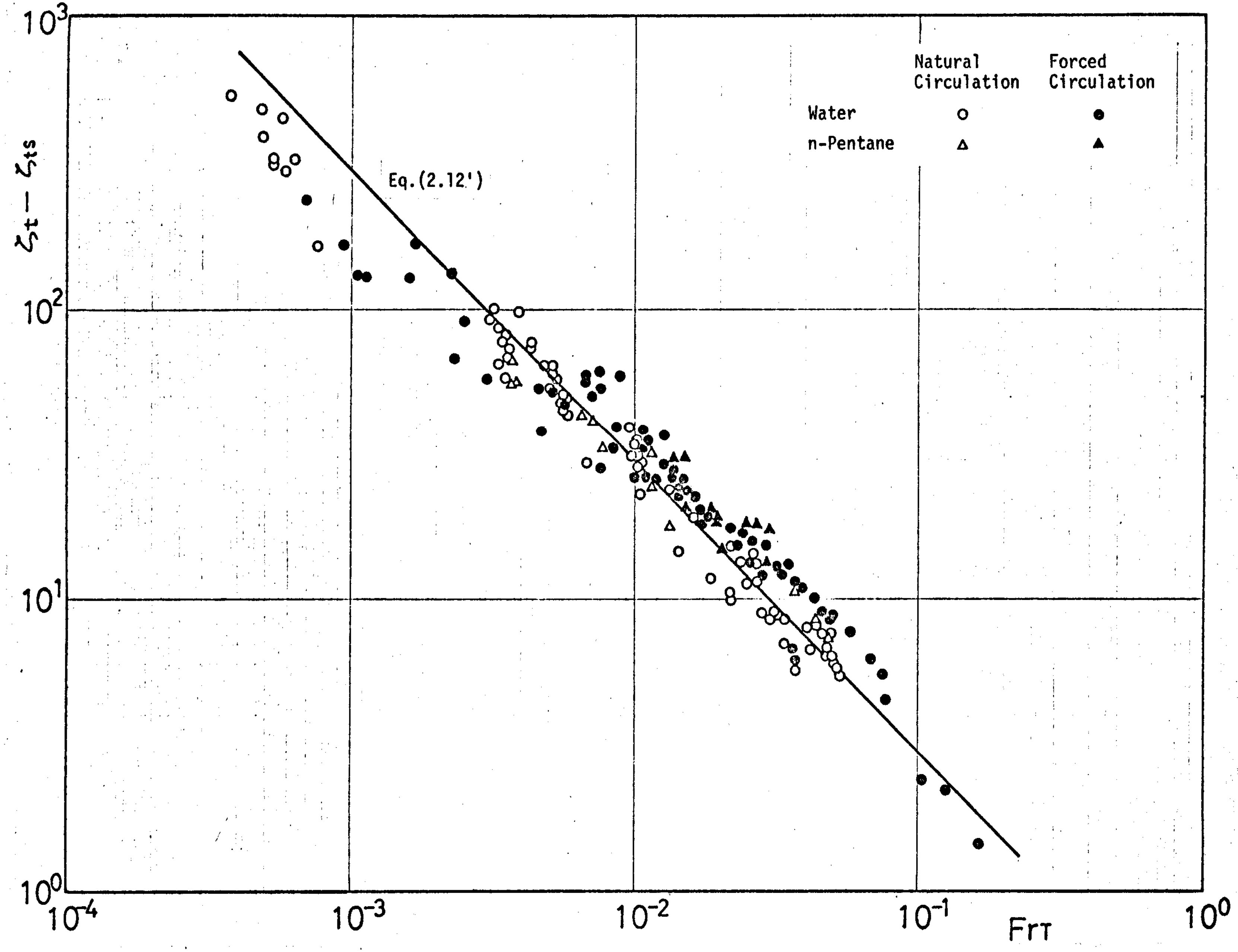


Fig.2.4. Relation of (ζt-ζts) with Fr_T

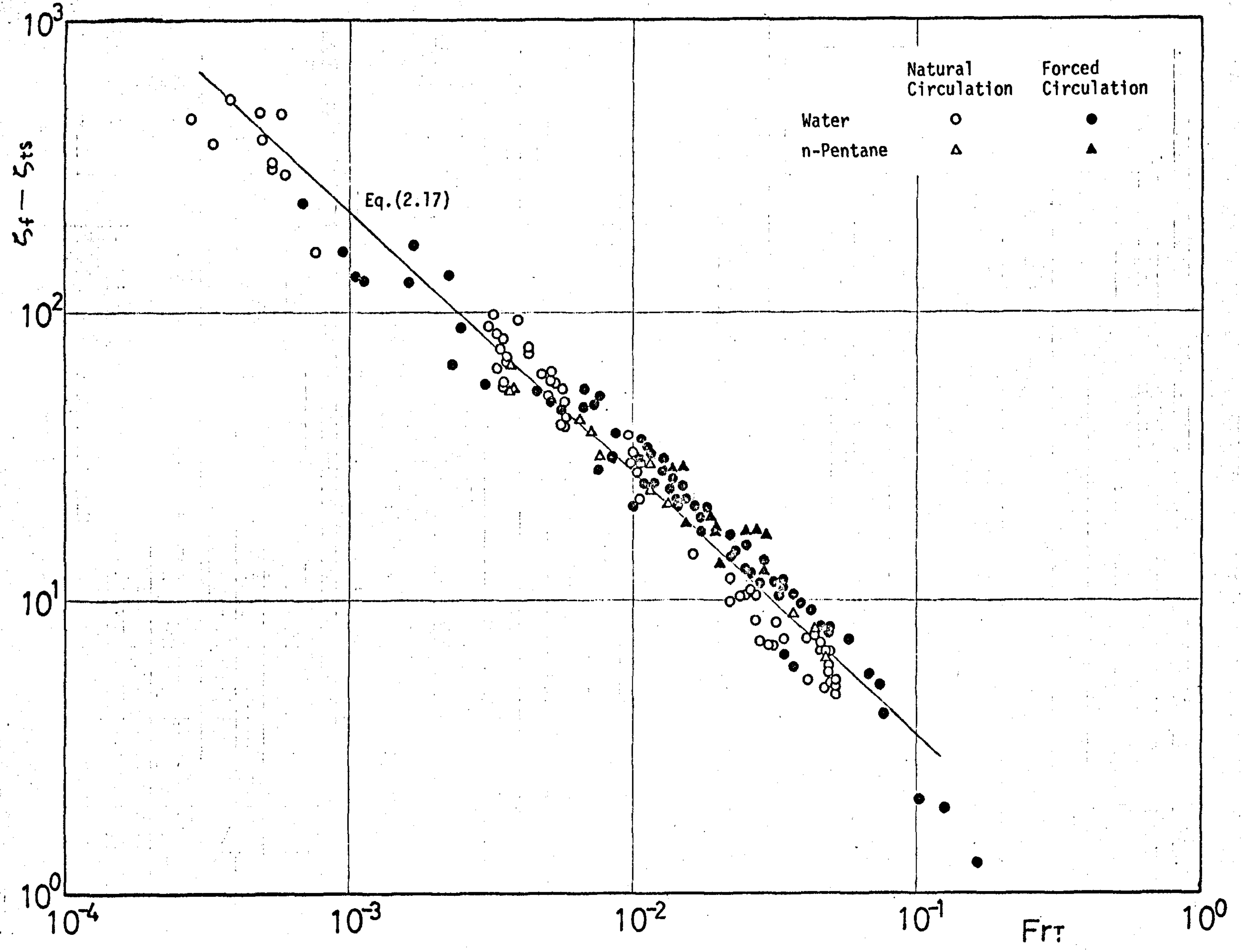


Fig.2.5. Relation of $(\zeta_f - \zeta_{ts})$ with Fr_τ

すとFig.2.4のようになり，(2.12′)の関係を示しているのがわかる。しかし，流速が小さく平均ボイド率が大きい所（Fr_Tが小さく，ζが大きい所）では，差圧の乱れが激しく測定が困難であるため幾分結果が悪く出ている。(2.12′)の関係は，Fr_Tが小さくなれば全圧力損失比Kが増加することを示しているが，このことは，単相流部流速が小さくボイド率が大きくなるために，二相流部において気相が液相に与える影響が大きくなるためであると考えられる。

また，二相流部全圧力損失から加速損失を差引いた残りの摩擦損失については，Fig.2.5に示すようになる。摩擦損失比K_fは，

$$K_f = 1 + \frac{1}{\zeta_{ts}}\left(0.3\,Fr_T^{-1} - \frac{2f_e}{1-f_e} - \frac{\gamma_g}{\gamma_e}\frac{u_{gi}^2}{f_e u^2}\right) \tag{2.16}$$

となり，およそ$10^{-1} > Fr_T > 3\times10^{-4}$の範囲で，

$$K_f = 1 + 0.44\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-0.9} \tag{2.17}$$

なる関係を得た。

つぎに，閉ループ系でない開路系においても，圧力損失比がFr_Tの関数として簡潔に表わされるかどうかを，井上らの実験データ[22][23]について調べてみる。井上らの実験装置は開路の垂直空気－水二相流系であり，測定部は二相流部のうち流動状況が一様とみられる上方の1mの長さの部分である。常温大気圧下において，試験部管径が28.8，19.0，9.0，5.0 mm^{ϕ}について，気泡流領域および気泡流～環状流領域の摩擦損失比を調べている。井上らの実験データについて，上述と同様の処理をして，$Fr_T-(\zeta_f-\zeta_{ts})$の関係を調べた結果をFigs.2.6，2.7に示す。この結果，平均ボイド率が1に近い領域すなわち環状流領域を除いて，気泡流，スラグ流の領

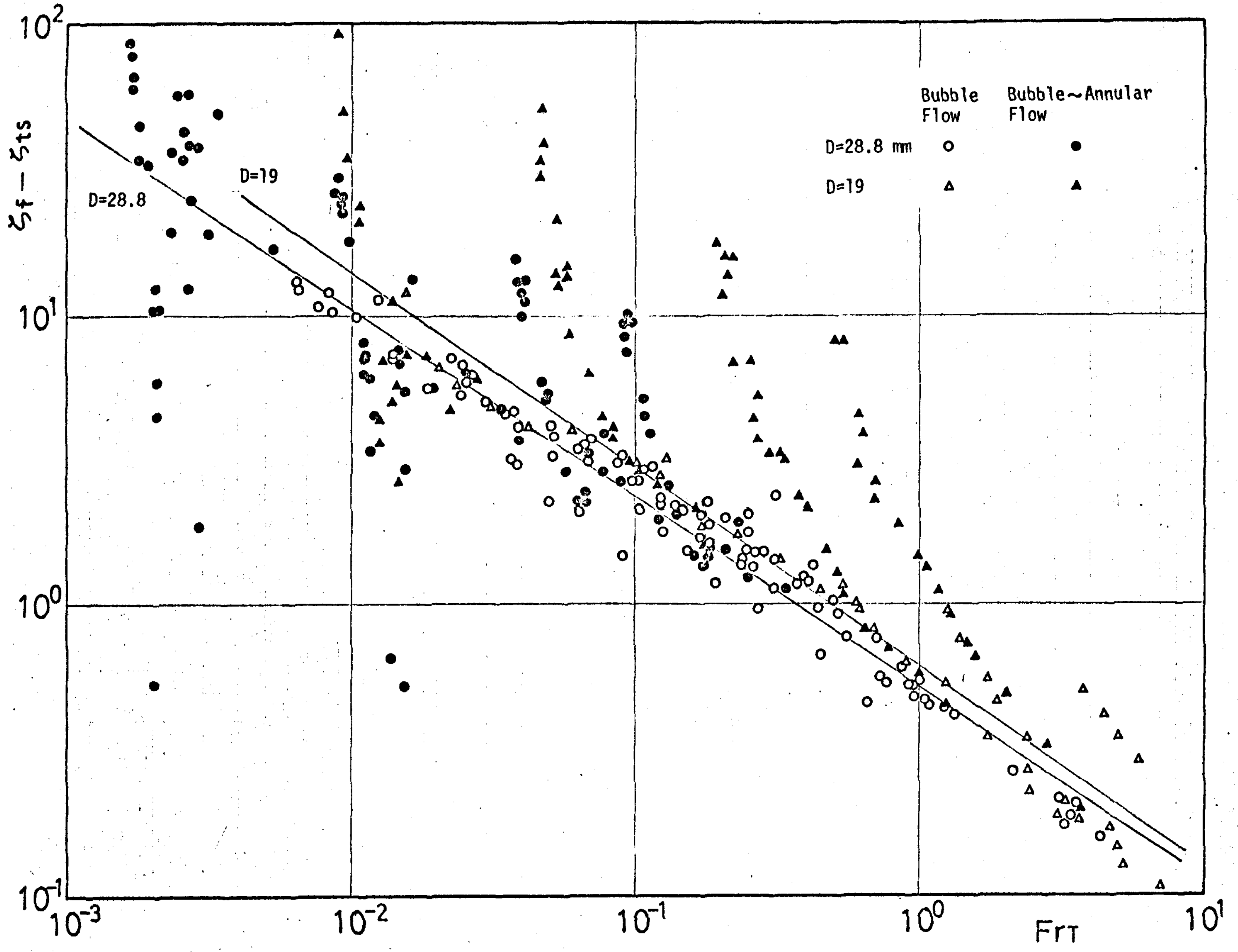


Fig.2.6. Data of Inoue and Aoki adjusted in (Fr_T, $\zeta_f - \zeta_{ts}$) plane

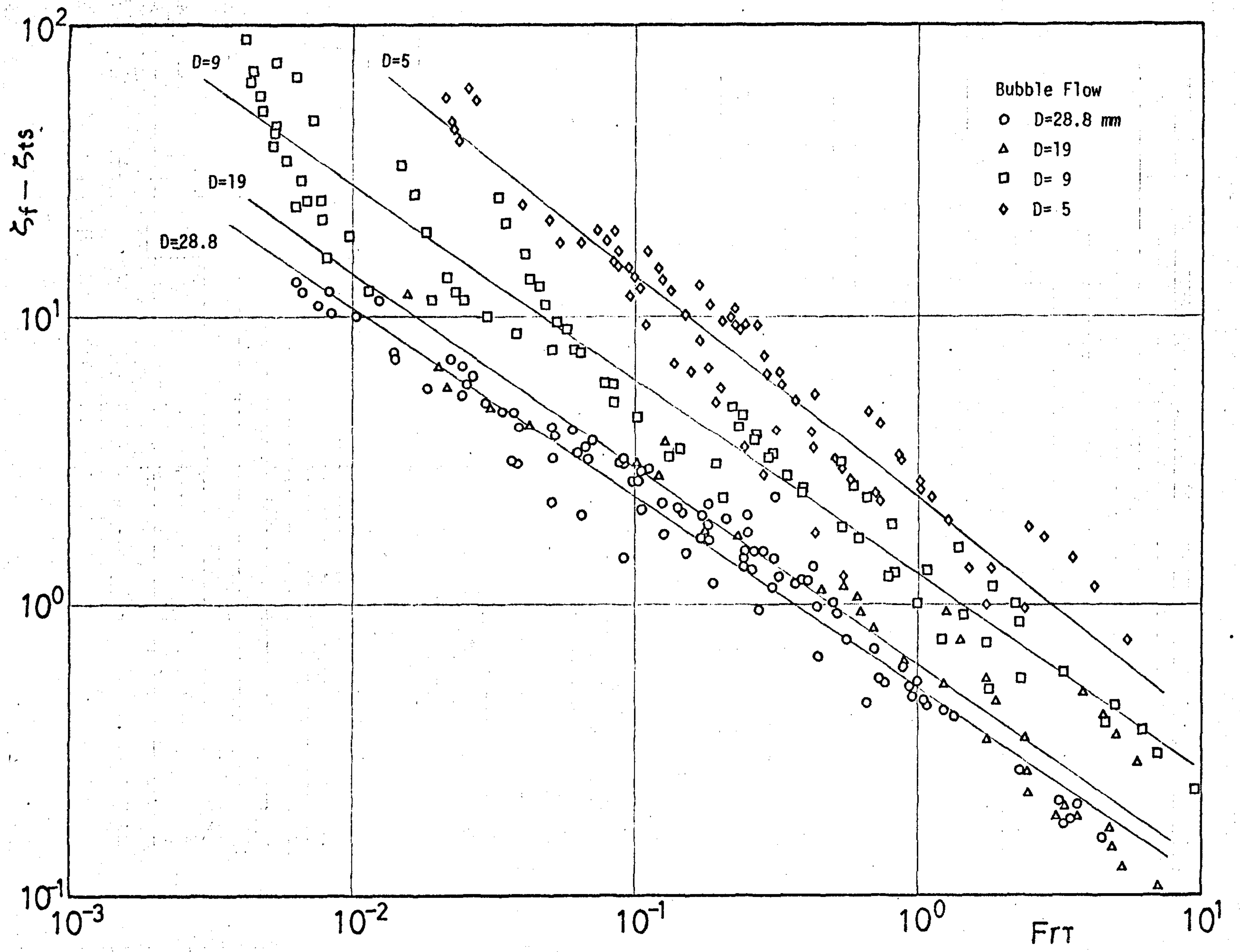


Fig.2.7. Data of Inoue and Aoki adjusted in (Fr_τ, ζ_f-ζ_{ts}) plane

域では，$\log(\zeta_f-\zeta_{ts})$ が $\log Fr_T$ に対して1次式で表わされる傾向をもつことがわかる。したがって，開路系の摩擦損失比 K_f も Fr_T と ζ_{ts} の関数で表わされる。気泡流の K_f は，各二相流部管径について，

$$\left.\begin{aligned} K_f &= 1 + 0.52\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-0.65} & (D=28.8\phi)\\ K_f &= 1 + 0.62\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-0.68} & (D=19.0\phi)\\ K_f &= 1 + 1.3\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-0.68} & (D=9.0\phi)\\ K_f &= 1 + 2.3\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-0.77} & (D=5.0\phi) \end{aligned}\right\} \quad (2.18)$$

と表わされる。平均ボイド率が1に近い環状流領域については，別に検討する必要がある。

以上のことから，閉ループ系および開路系ともに，気泡流，スラグ流領域において，摩擦損失比は Fr_T と ζ_{ts} で整理できることがわかった。

4.2. 従来の研究結果との比較検討

(1) Lockhart と Martinelli の研究[11]

L−M法と比較するために，

$$\Phi_l^2 = \frac{(\Delta P/\Delta l)_{TP}}{(\Delta P/\Delta l)_l}\ (= K_f \quad (2.15)\text{式}) \quad (2.19)$$

$$X^2 = \frac{(\Delta P/\Delta l)_l}{(\Delta P/\Delta l)_g} = \left\{\begin{array}{ll} (W_l/W_g)^{1.8}(\rho_g/\rho_l)(\mu_l/\mu_g) & (t-t)\\ (C_l/C_g)\,Re_{gp}^{-0.8}(W_l/W_g)(\rho_g/\rho_l)(\mu_l/\mu_g) & (v-t)\\ (C_l/C_g)\,Re_{lp}^{0.8}(W_l/W_g)(\rho_g/\rho_l)(\mu_l/\mu_g) & (t-v)\\ (W_l/W_g)(\rho_g/\rho_l)(\mu_l/\mu_g) & (v-v) \end{array}\right\} \quad (2.20)$$

ただし，$W_l = A\gamma_l u$，$W_g = A\gamma_g u_{gi}$ であり，二相流の分類は，

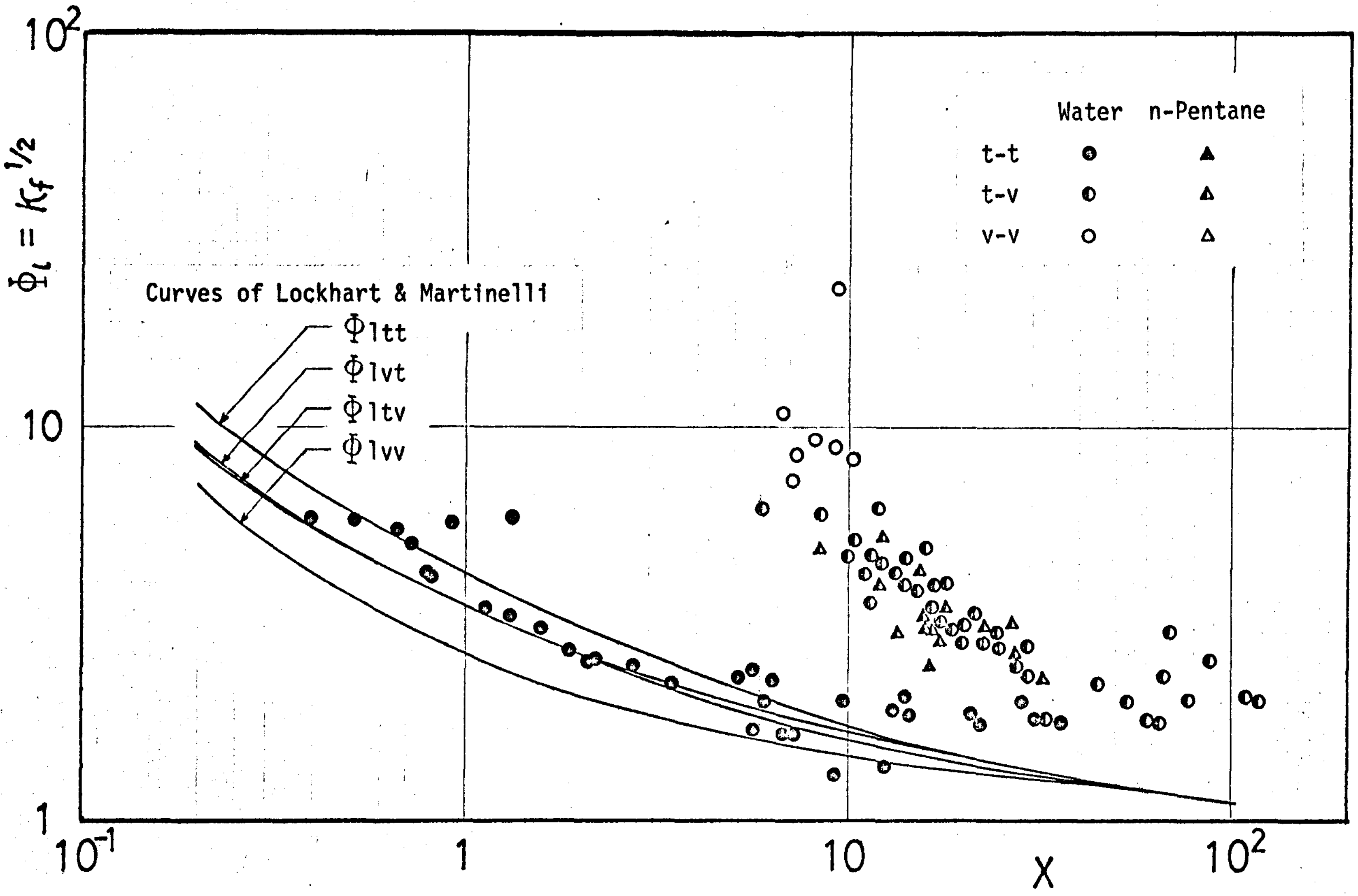


Fig.2.8. Comparison of prensent data with Lockhart-Martinelli correlation

$Re_{\ell p}\,(=Re=\frac{uD}{\nu_\ell})$, $Re_{gp}\,(=\frac{u_{gi}D}{\nu_g})$ <1000 : v（粘性流）

$Re_{\ell p}$, Re_{gp} >2000 : t（乱 流）

であり，vおよびtについては，（液相―気相）の表現である。

を計算して，プロットしたものがFig. 2.8 である。このうち，$(v-t)$に相当するデータはなかった。$(t-t)$の場合の傾向はかなりズレていることがわかる。これは，やはり水平流と垂直流の違いによるものであろう。また四つの分類に入らない領域の流れについては，L-M法では何もいっていないのでプロットしていない。なお$Re<3000$の所ではζ_{ts}の実測が困難であるため，乱流域でのζ_{ts}をそのまま延長して用いてK_fを求めてある。（2.6）式の関係による計算値ζ_{ts}を用いると，図示してあるK_fより大きい値となることがある。以下の比較においても同じ処理がしてある。なお，K_fは，(2.15)式から求めている。

（2）赤川の研究[20]

赤川の垂直管における摩擦損失比ξに関する実験式

$$\xi=(1-\bar{f})^{-x} \qquad (\text{垂直管では } x=1.51) \qquad (2.21)$$

に実験値を代入して求めたξと(2.15)式のK_fとを比較したものがFig. 2.9 である。図中の鎖線は，ξとK_fが一致する所である。同じ垂直流であるが，平均ボイド率だけでは摩擦損失比を表わすことができないことがわかる。L-M法の分類で$(t-t)$の流れの場合が比較的合っている（本実験では，$\zeta=10\sim30$程度の範囲）。また，二相流部の上流で大きく絞られているときには全然合わないことがわかる。

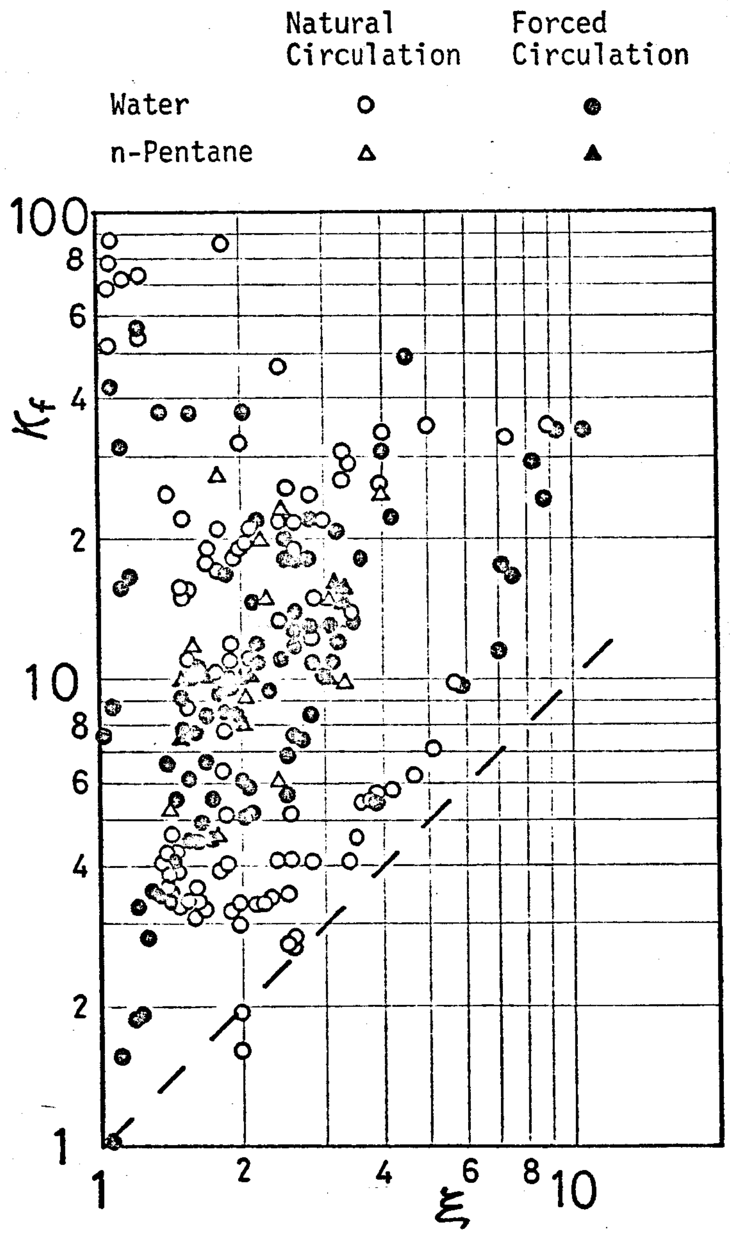


Fig.2.9. Comparison of present data with equation (2.21) of Akagawa

(3) Bankoffの研究[21]

蒸気－水二相流によって，Bankoffの導いた二相流と単相流（水）の壁面せん断力の比に関する整理式

$$\frac{\tau}{\tau_{sp}} = \left[1 - \bar{f}\left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_l}\right)\right]^{3/4}\left[1 - x\left(1 - \frac{\gamma_l}{\gamma_g}\right)\right]^{7/4} \qquad (2.22)$$

ただし，τ ：二相流の壁面せん断力

τ_{sp} ：単相流の壁面せん断力

x ：クオリティ $= W_g/(W_g + W_l)$

に実験値を代入して得られる (τ/τ_{sp}) と (2.15)式の K_f とを比較したものが Fig.2.10 である。(L－M)法の分類で，(t－t)の流れの場合には τ/τ_{sp} の値の方が大きく，(v－v)の流れの場合には τ/τ_{sp} の値の方が小さくなっていることがわかる。τ/τ_{sp} と K_f が等しくなる所を鎖線で示してある。

(4) 井上と青木の研究[22]

気泡流領域における井上らの導いた摩擦損失比 $\bar{R}$ についての整理式

$$\bar{R} = \frac{1}{1-\bar{f}}\left\{1 + 350\left(\frac{\bar{f}}{Re_l Fr_l}\right)^{1/2}\right\} \qquad (2.23)$$

ただし，$Re_l = \rho_l u D/\mu_l$，$Fr_l = u^2/gD$

に実験値を代入して求めた $\bar{R}$ と (2.15)式の K_f とを比較したものが Fig.2.11 である。$\bar{R}$ と K_f が等しくなる所を鎖線で示してある。全般に $\bar{R}$ の値の方が少し小さくなっているが，気泡流領域において傾向はよく合っている。しかし，水に対して上式を導いたためにカーペンタンの場合には適用できない。

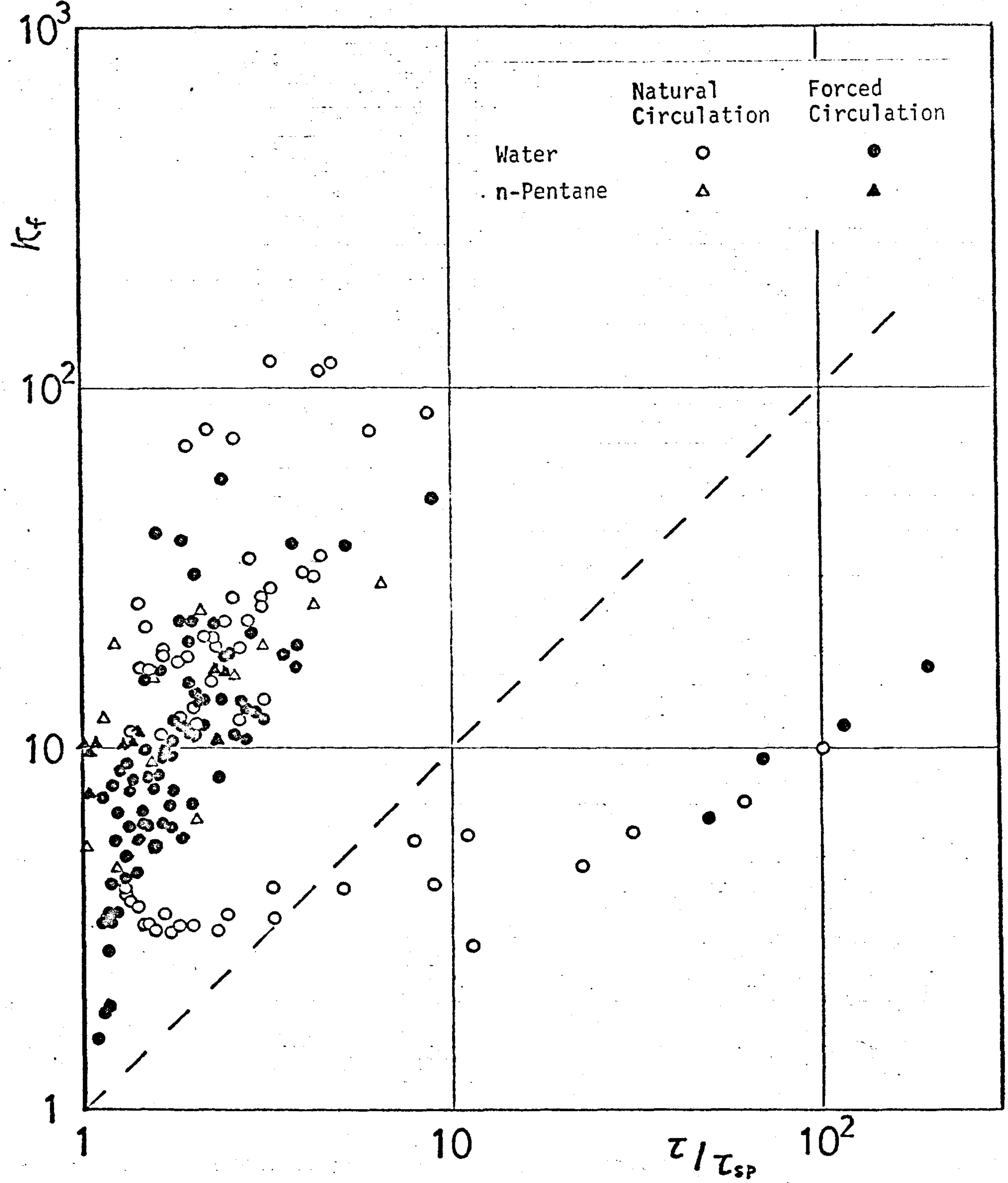


Fig.2.10. Comparison of present data with equation (2.22) of Bankoff

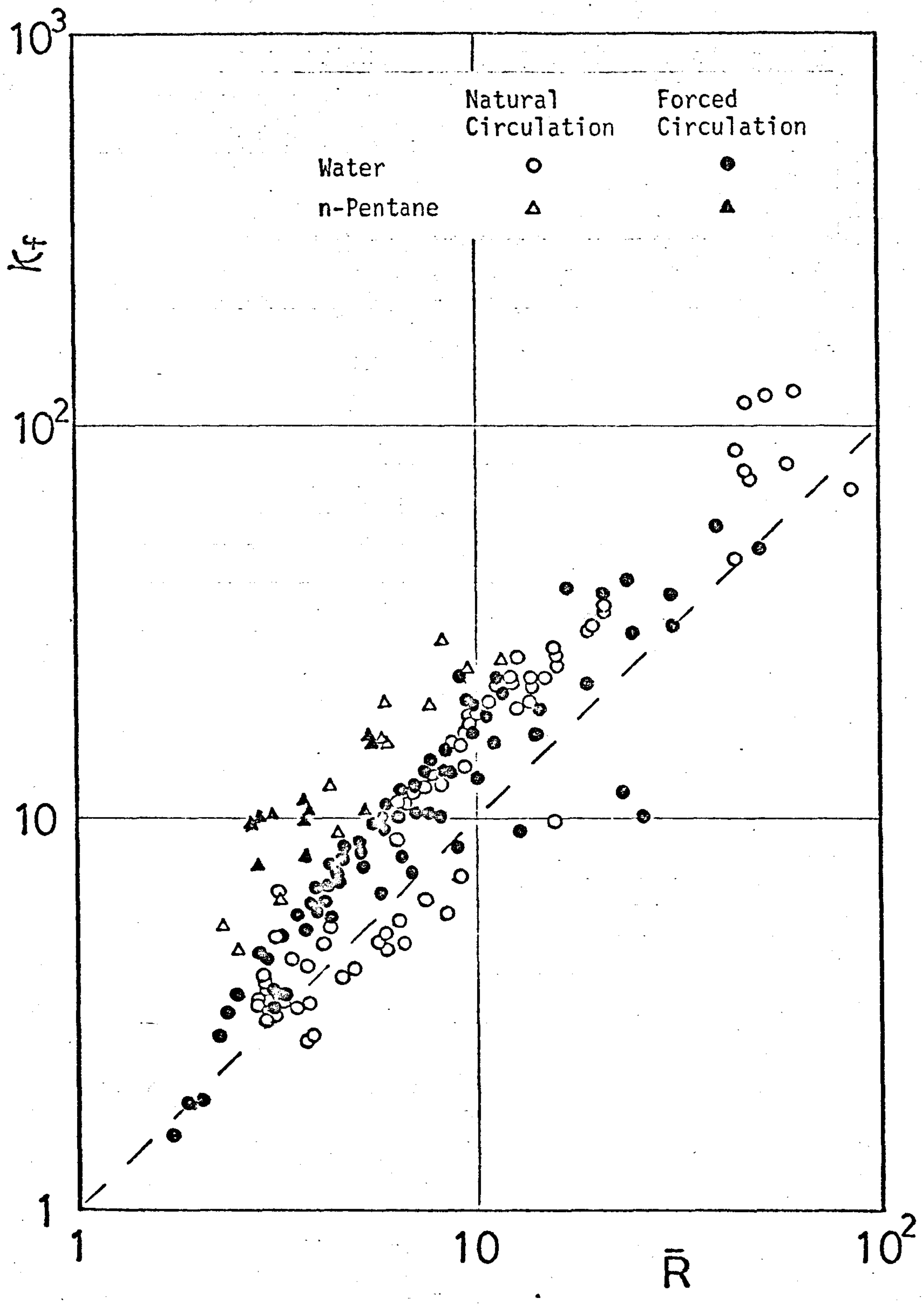


Fig.2.11. Comparison of present data equation (2.23) of Inoue and Aoki

§5．結　論

常温大気圧下における垂直気液二相流ループにおいて，二相流部の圧力損失を評価するために，管内気相の浮力とループの全抵抗力との釣合いから，二相流フルード数Fr_Tを定義して，二相流部の全圧力損失比Kの簡単な表式の形を決め，実験によってそれに含まれる未知量の値を求めた。結果は次の通りである。

(1) 垂直気液二相流の全圧力損失比Kは，液体の種類（少なくとも水とターペンタイン）に関係なく，気泡流，スラグ流の領域において，二相流フルード数Fr_Tとレイノルズ数および流路の形状量を含む二相流部を液相だけが流れたときの抵抗係数ζ_{ts}とで表わされ，

$$K = 1 + 0.3\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-1} \qquad (2.12')$$

で与えられる。

(2) 摩擦損失比K_fは，

$$K_f = 1 + \frac{1}{\zeta_{ts}}\left(0.3\,Fr_T^{-1} - \frac{2f_e}{1-f_e} - \frac{\gamma_g}{\gamma_\ell}\frac{u_{gi}^2}{f_e u^2}\right) \qquad (2.16)$$

近似的には，$10^{-1} > Fr_T > 3\times10^{-4}$ の範囲で，

$$K_f = 1 + 0.44\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-0.9} \qquad (2.17)$$

で与えられる。

(3) 垂直気液二相流の圧力損失比は，閉ループ系，開路系ともに，二相流フルード数Fr_Tとζ_{ts}とで表わされる。

流れの安定性の解析に際しては，(2.12')式が用いられる。流れの不安定がスラグ流領域において生じることから，(2.12')式の関係は，系を集中定数系として取扱えることを示唆している。

第3章　気体スラグの諸性質

§1．序　　論

沸騰二相流系の流れの安定性を理論的に取扱うとき，流体力学における三つの保存則を適用するのであるが，関数関係の厳密な記述が得られていないものがある。微分方程式系を閉じさせるためには，適切な仮定および補助式が必要である。不足する関係は，二相流の圧力損失，気相の性質（速度，分布など），および沸騰熱伝達である。このうち，二相流の圧力損失については，第2章で明らかにすることができた。本章では，空気－水二相流の垂直上昇流について，流れの不安定に関係する気体スラグの上昇速度や分布状態について調べる。

気体スラグというのは，管の断面をほとんど満たすような気泡の大きなかたまりのことをいう。スラグ流では，この気体スラグがほぼ等間隔に存在して流れている。気体スラグ間の液体の部分を液体スラグといい，一般の二相流では小気泡が散在している。

球形に近い小気泡が一様に分布して流れている気泡流については，流れの解析に際しては均質流とみなすことができて一様性が仮定でき取扱いが容易になるが，気相の占める割合が増えて気泡が合体して気相の部分と液相の部分とに分れて不連続性が著しくなるスラグ流については一様性が仮定できるかどうかが問題になる。一様性の仮定をしても差支えなければ，集中定数系としての取扱いが可能になる。

気体スラグの諸性質というのは，気体スラグの上昇速度，気体スラグの大きさと形状，気相の分布状態，平均ボイド率などのことである。この気体スラグの諸

性質については，いままでに多くの研究報告があり，かなり詳しく調べられている。しかし，従来の結果だけでは流れの安定解析上データが十分とはいえない。従来の報告では垂直流における流れ方向の様子についてはあまり調べられていない。理論解析上必要な情報として，気体スラグの流れ方向の性質も重要である。本章ではこの点に留意して，空気－水二相流について気体スラグの諸性質すなわち，気体スラグの上昇速度，長さ，通過の周期および平均ボイド率について，実験によって調べたことを述べる。得られた結果は，第4章で述べる流れの安定性についての理論的解析を行なう際に用いられる。

§2. 従来の研究

気液二相流中の気相の諸性質についても多くの研究があり，いままでにかなりのことが明らかにされている。ここでは，主に気体スラグについての従来の研究結果を述べる。

静止した液体の中を一つの気泡が一定の速度で上昇するとき，この絶対速度を気泡の終端上昇速度という。この値は，気泡の上昇によって影響を受けない十分に離れた所の静止液体との相対速度とみられるので終端の相対速度でもある。

この静止液中での気体スラグの終端上昇速度$u_{g\infty}$については，Davisら[28]は管径Dと重力加速度gで表わし，

$$u_{g\infty} = 0.35\sqrt{gD} \qquad (3.1)$$

で与えている。

また，Nicklinら[29]は気液二相流の水平流における気体スラグの速度を気液の体積速度uおよびu_{gi}で表わし，

$$u_g = 1.2(u + u_{gi}) \tag{3.2}$$

で与え，Griffithら[30]は垂直気液二相流における気体スラグの上昇速度を，

$$u_g = 1.2(u + u_{gi}) + 0.35\sqrt{gD} \tag{3.3}$$

で与えている。(3.2)，(3.3)式とも適用範囲はレイノルズ数$(u+u_{gi})D/\nu_l \geqq 8000$である。

ここで，体積速度というのは，気体または液体の一方だけが二相流部中を流れたとしたときの速度のことである。したがって，液相の体積速度というのは，単相流部と二相流部が同じ断面積であれば，単相流部流速（あるいは二相流部入口流速）に等しく，気相の体積速度というのは，単位時間あたりの空気流入量あるいは気泡発生量を二相流部の断面積で除した値に等しい。

また，管中における気液間の相対速度u_rは，二相流部中における気液の速度u_gおよびu_lの差で定義される。

$$u_r = u_g - u_l = \frac{u_{gi}}{f} - \frac{u}{1-f} \tag{3.4}$$

Griffithら[30]は，気体スラグ周辺に小気泡が散在する一般のスラグ流における十分に発達した気体スラグの相対速度u_rを，

$$u_r = C_1 C_2 \sqrt{gD} \tag{3.5}$$

で与えた。ここで係数C_1，C_2は，気泡レイノルズ数$N_{Reb} = u_r D/\nu_l$および液体レイノルズ数$N_{Rel} = (u+u_{gi})D/\nu_l$によって定まる値である（Figs. 3.1, 3.2参照）。Moissisら[31]は，気体スラグが合体成長するために不規則な形状となる未発達のスラグ流に対して，未発達の気体ス

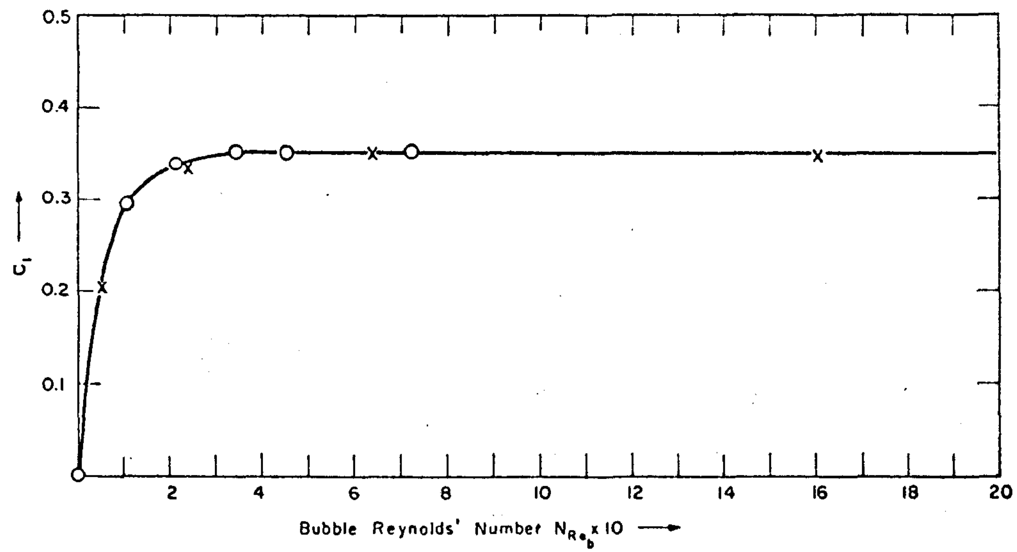


Fig. 3.1. Dimensionless constant C_1 against bubble Reynolds number
x = results of Dumitrescu
0 = results of Griffith and Wallis
Dumitrescu's theory gives $C_1 = 0.350$ for potential flow.
G. I. Taylor in a more approximate analysis obtains $C_1 = 0.328$.

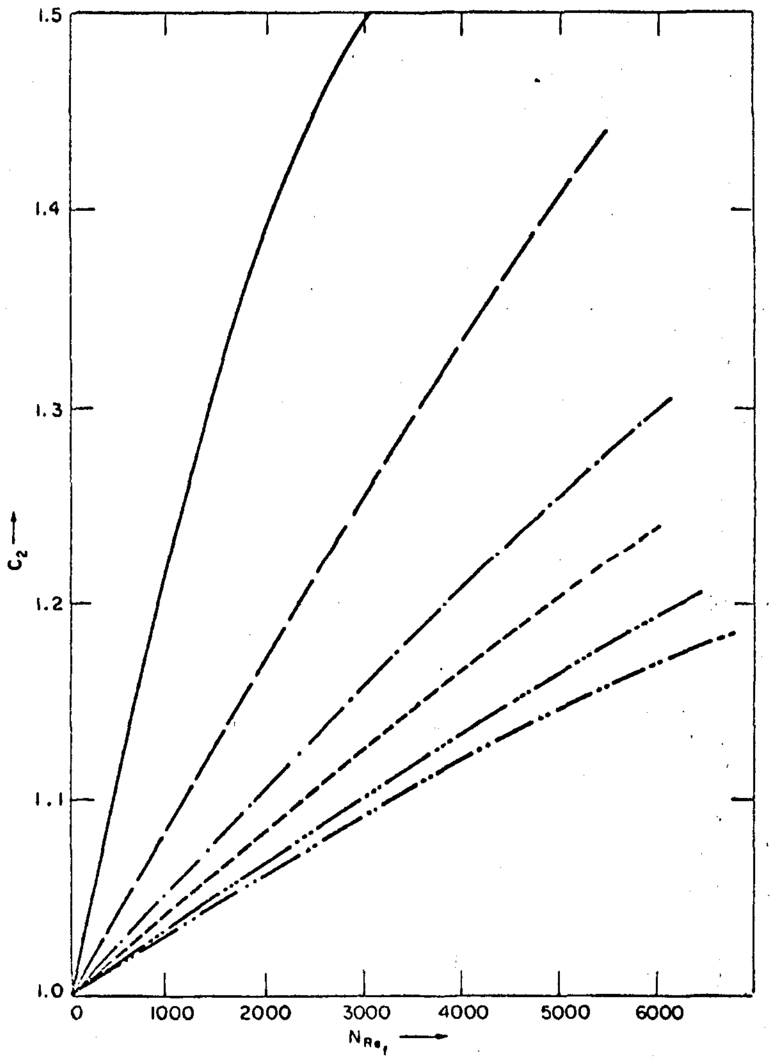


Fig. 3.2. Coefficient C_2 against liquid Reynolds number for various values of bubble Reynolds number

"Laminar" $N_{Re_b} = 0 \rightarrow 3000$
"Transition" $N_{Re_b} = 4000$
"Transition" $N_{Re_b} = 5000$
"Transition" $N_{Re_b} = 6000$
"Turbulent" $N_{Re} = 7000$
"Turbulent" $N_{Re_b} = 8000$

ラグの相対速度U_{ru}を表わすのに，十分に発達した気体スラグの相対速度U_rとの比で表わし，合体する気体スラグの長さl_gの影響を考慮して，

$$\frac{U_{ru}}{U_r} = 1 + 8\exp(-1.06\, l_g/D) \qquad (3.6)$$

で与えている。

二相流部中での気液両相の速度の比をすべり比といい，

$$S = \frac{U_g}{U_l} = \left(\frac{x}{1-x}\right)\left(\frac{1-f}{f}\right)\left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g}\right) \qquad (3.7)$$

で表わされる。ここで，xは気相重量流量の全重量流量に対する比のことで，蒸気含有率またはクォリティと呼ばれ，おもに，沸騰二相流，蒸気二相流で用いられる。

このすべり比Sについては，蒸気ー水二相流についてのBankoffの関係式[21]があり，

$$S = \frac{1-f}{K-f} \qquad (3.8)$$

ここで，$K = 0.71 + 0.0001p$

p：系の圧力（psia）

で表わされている。(3.8)式は，流れの安定性の解析における補助式としてよく用いられている。

気体スラグと液体スラグの長さに関しては，Griffith[30]や赤川[32]の研究があり，気体スラグの通過の周期については，赤川の研究[32]がある。

以上，気体スラグの上昇速度，長さ，通過の周期に関する従来の結果は，二相流部の一点における測定の結果で，流れ方向の分布についてはあまり調べられていない。そのため，気体スラグの成長の様子がよく分っていないと思われる。したがって，流れ方向の様子も知ってからでないと，従来の関係は流れの安定性解

析にそのまま用いることはできない。

二相流部中に存在する気相の全体積の二相流部容積に対する比を管内平均ボイド率 $\bar{f}$ といい，これについての研究も多くあるが，Bankoff[21]，Nicklin[29] および井上と青木[23][33] の導いた大気圧下での関係を Fig.3.3 に示す。横軸の u_{gi}/v は気相の体積流量比を表わす。

$$\left.\begin{aligned}
&\text{Bankoff} &&: \quad \bar{f} = K\,\frac{u_{gi}}{v} \qquad (K = 0.71) \\
&\text{Nicklin} &&: \quad \bar{f} = 0.83\,\frac{u_{gi}}{v} \\
&\text{井上と青木} &&: \quad \frac{u_{gi}}{v} = \frac{\bar{f}}{1-\bar{f}+\bar{f}^2}
\end{aligned}\right\} \qquad (3.9)$$

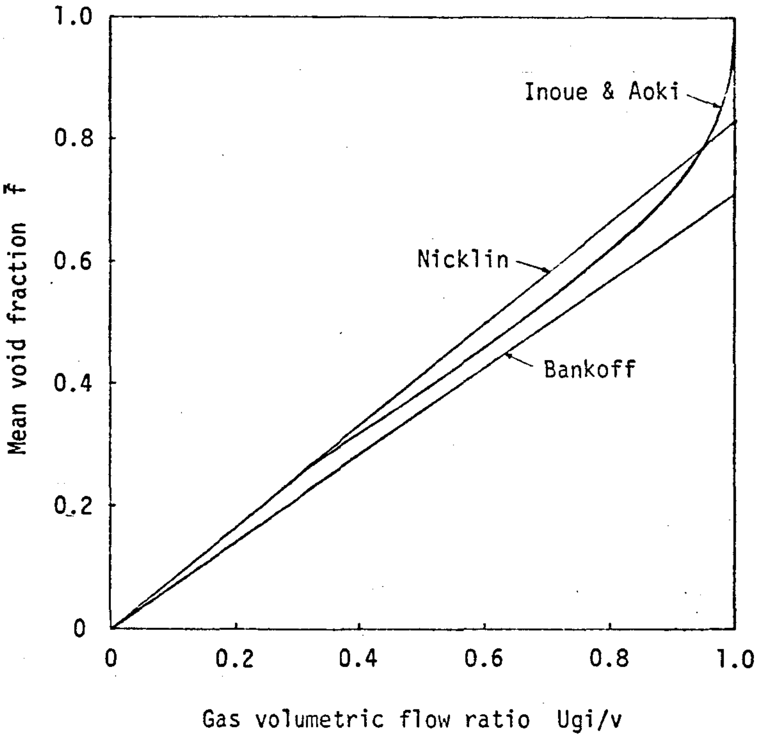
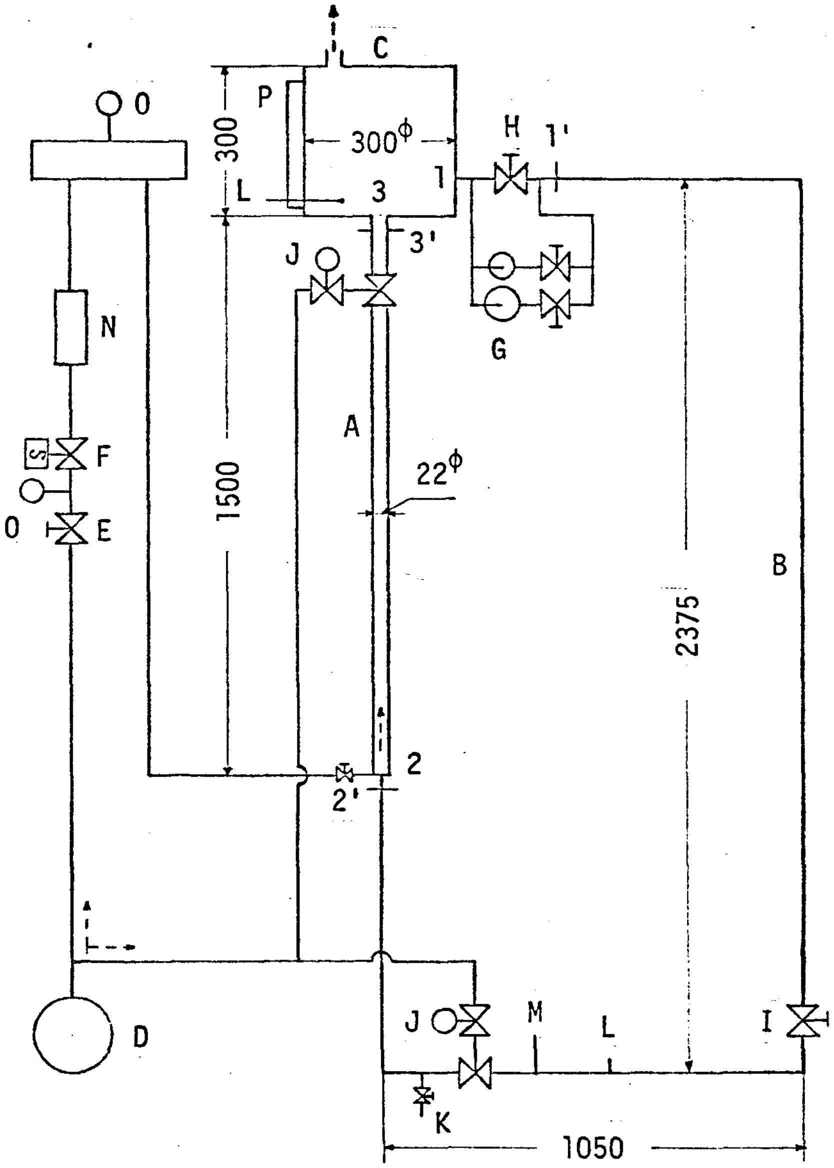


Fig.3.3. Mean void fraction versus gas volumetric flow ratio



(A) Riser section
(B) Downcomer
(C) Separater
(D) Air compresser
(E) Reducing valve
(F) Solenoide valve
(G) Pump
(H) Throttle valve
(I) Throttle valve
(J) Pinch valve
(K) Drain valve
(L) Pitot static tube
or Pitot venturi tube
(M) Mercury thermometer
(N) Rotameter
(O) Pressure gauge
(P) Level
(1'),(2'),(3')
Pressure tap
(2) Air inlet

Fig.3.4. Schematic diagram of upward air-liquid two-phase flow system

§3. 実験装置と計測法

実験装置は第2章のものと同じで，Fig.3.4に示す。管内平均ボイド率は，この装置で，水とカーペンタンについて測定した。気体スラグの上昇速度，長さ，通過の周期の測定に際しては，二相流部をFig.3.5のものに取換えた。図示してある寸法の位置に二つの抵抗変化の検知部が取付けてある。この気体スラグの通過を検知する方法は，二相流部中央に挿入してある2本のタングステン線の先端（間隔2mm）に気泡がかかると絶縁状態となることを利用したものであり，出力を電流で取出し，電磁オシログラフに記録させる。上昇速度を測定するために，抵抗変化による検知部を2cmの間隔で取付けてあり，出力のズレ（時間間隔）を知れば，上昇速度が求められる。これらは，常温大気圧における空気一水二相流について測定した。

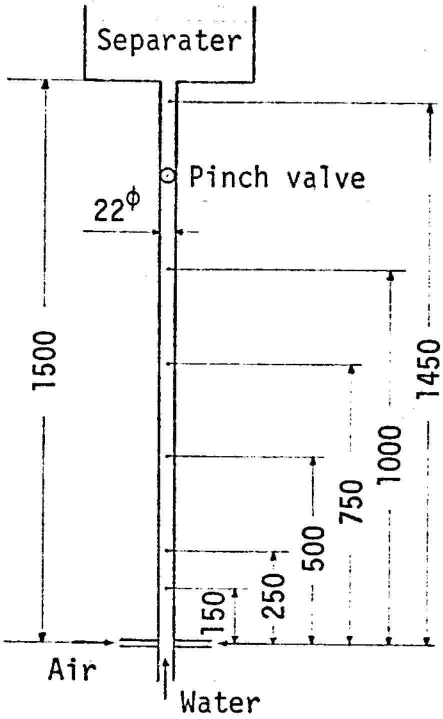


Fig.3.5. Test section

他の量の測定法は，第2章で述べた方法と同じである。単相流部流速および気体流入速度は，ピトー管およびロータメータで測定した。また，管内平均ボイド率は上下のピンチバルブを締切ることにより求められる。測定は，自然循環と強制循環について行ない，絞りはおよそ≒12，60，200について行なった。気相流入位置からz点での気体スラグの上昇速度u_{gz}は短い2点間Δl（2cm）の通過の時間Δtを知って，

$$u_{gx} = \frac{\Delta l}{\Delta t} \tag{3.10}$$

で与えられ，x点での気体スラグの長さl_{gx}は，x点での気体スラグの通過している時間t_{gx}から，

$$l_{gx} = u_{gx} t_{gx} \tag{3.11}$$

で与えられる。気体スラグの通過の周期は，不連続に通過する気体スラグの時間間隔T_g (sec) のことで，記録紙から直読した値を平均して求めた。

§4. 実験結果と考察

常温大気圧における垂直で上向きの空気－水二相流閉ループ系において，気体スラグの諸性質についての実験の結果を以下に述べる。

4.1. 気体スラグの上昇速度

まず，静止液中における単一の気体スラグの上昇速度すなわち，終端上昇速度は，実測すると$D = 22 mm^{\phi}$の管中で水は 0.163 m/sec，n-ペンタンは 0.162 m/sec であった。(3.1) 式の関係からは，$u_{g\infty} = 0.1625$ m/sec となり，(3.1) 式から得られる値は，実測値と一致するといえる。

単一の気体スラグがあって，下方では気相と液相とが流入してくる場合の上昇速度は，二相流部を液相だけが流れたとしたときの速度（液相の体積速度）uと気相だけが流れたとしたときの速度（気相の体積速度）u_{gi}の和（二相流の全体積速度）vに関係して，終端上昇速度$u_{g\infty}$に気液が流入してくる速度分だけ増加することが考えられ，

$$u_g = v + u_{g\infty} \tag{3.12}$$

の表式が得られる。一般に，下方の気体スラグは上方の気体スラグの後流の影響を受けるため，上昇速度は(3.12)式で表わされる値より大きくなる。その効果は気相の存在量すなわち流入量と液相の流入量（循環流量）に関係することが考えられるので，気体スラグの平均の上昇速度u_gは，

$$u_g = a\upsilon + u_{g\infty} \qquad (3.13)$$

の形で表わされるだろう。Griffithはこの表式で整理して，実験によって，$a=1.2$ を得ている（(3.3)式）。本実験では，空気流入口から1mの所と1.45mの所の値を整理すると，$a=1.25$ の値を得た（Figs. 3.6, 3.7）。

つぎに，流れ方向の分布を調べるために気相入口からの距離xについて6点で測定した結果を，二相流上昇部長さL_Rで無次元化した距離x^*（$=x/L_R$）で整理した結果をFigs. 3.8～3.10に示す。これらの結果から気体スラグの上昇速度u_gは気相入口からの無次元距離x^*によらず気液の入口流速（絞りや強制循環の効果は含まれている）の値に対してほぼ一定の分布とみなせる。しかし，気相入口付近では，バラツキが多く，測定値が記入されていないものもあるが，全体的にみれば，u_gはx^*についてほぼ一定とみなしてよいだろう。

以上の結果から，気体スラグの上昇速度は，流れ方向に一定で，二相流部の全体積速度υの関数として表わされることがわかった。

流れの不安定の解析に用いられる気液の速度の関係表式として，相対速度とすべり比がある。すべり比の場合一般に $S = u_g/u_\ell$ の表式が用いられているが，非定常の場合に気液が逆転すればu_ℓが負になることが考えられ，この表式はよいものとはいえない。むしろ，す

べり比としては $s = u_l/u_g$ とする表式の方がよいだろう[5]。一方，相対速度の場合は $u_r = u_g - u_l$ の表式で，非定常の場合に u_l が負になることがあっても問題にならないようであるが，それはある x 断面でのことで，二相流部全体を考えるときには，u_l が負になる効果が入らない表現になるだろう。そこで，流れの不安定が気体スラグの成長発達の過程でおこることが第1章の実験結果からわかっているので，気体スラグの相対速度を二相流部全体積速度 v に対して $u_g - v$ と定義するのが妥当と思われる。そして，理論解析上は，実験結果が v に対して45°の直線的な傾向を示しているのを考慮して，

$$u_g - v = u_{g\infty} \tag{3.14}$$

の仮定を用いるのが妥当と思われる。

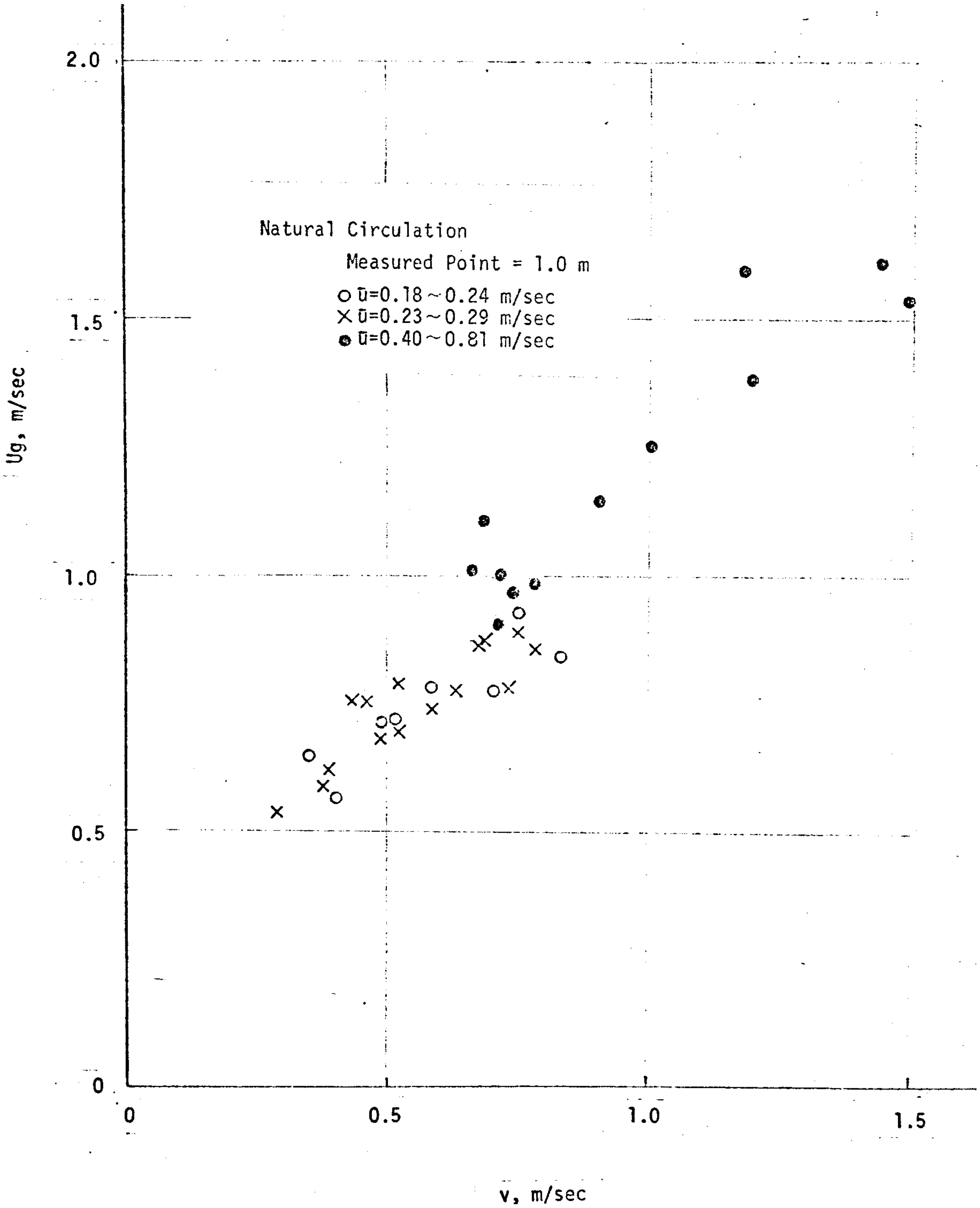


Fig.3.6. Rising velocity of gas-slugs versus total volumetric flow rate

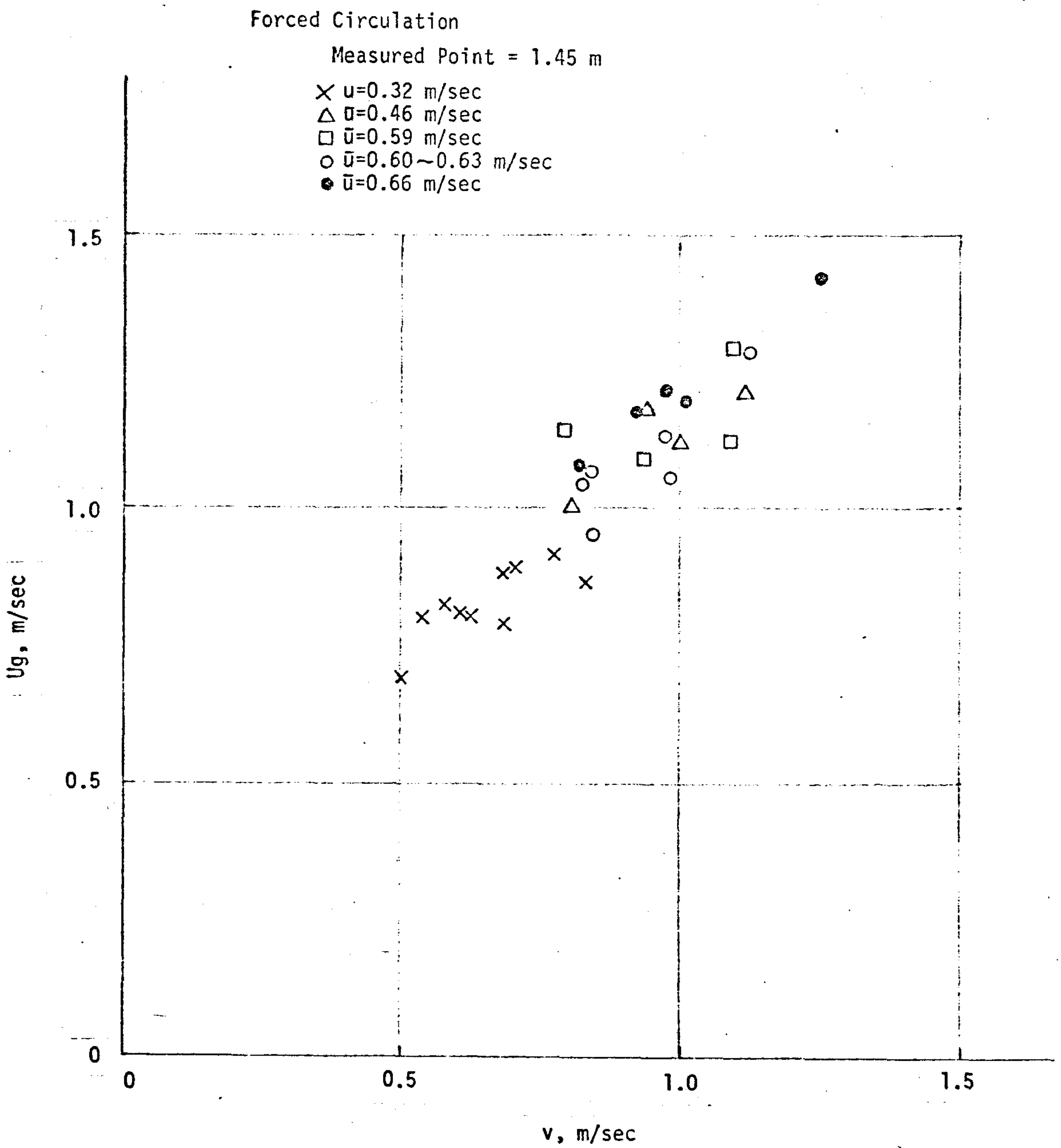


Fig.3.7. Rising velocity of gas-slugs versus total volumetric flow rate

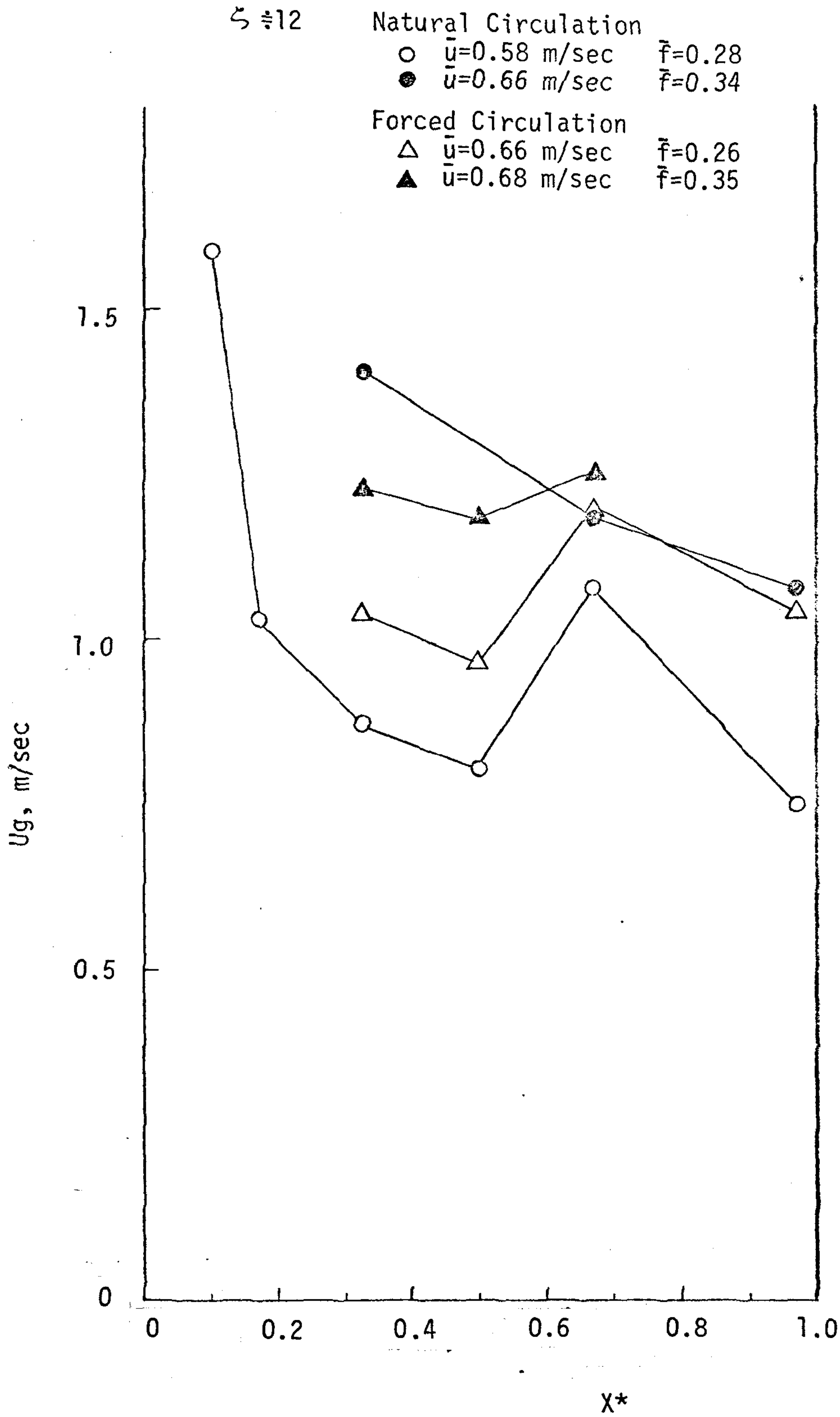


Fig.3.8. Rising velocity of gas-slugs versus flow direction

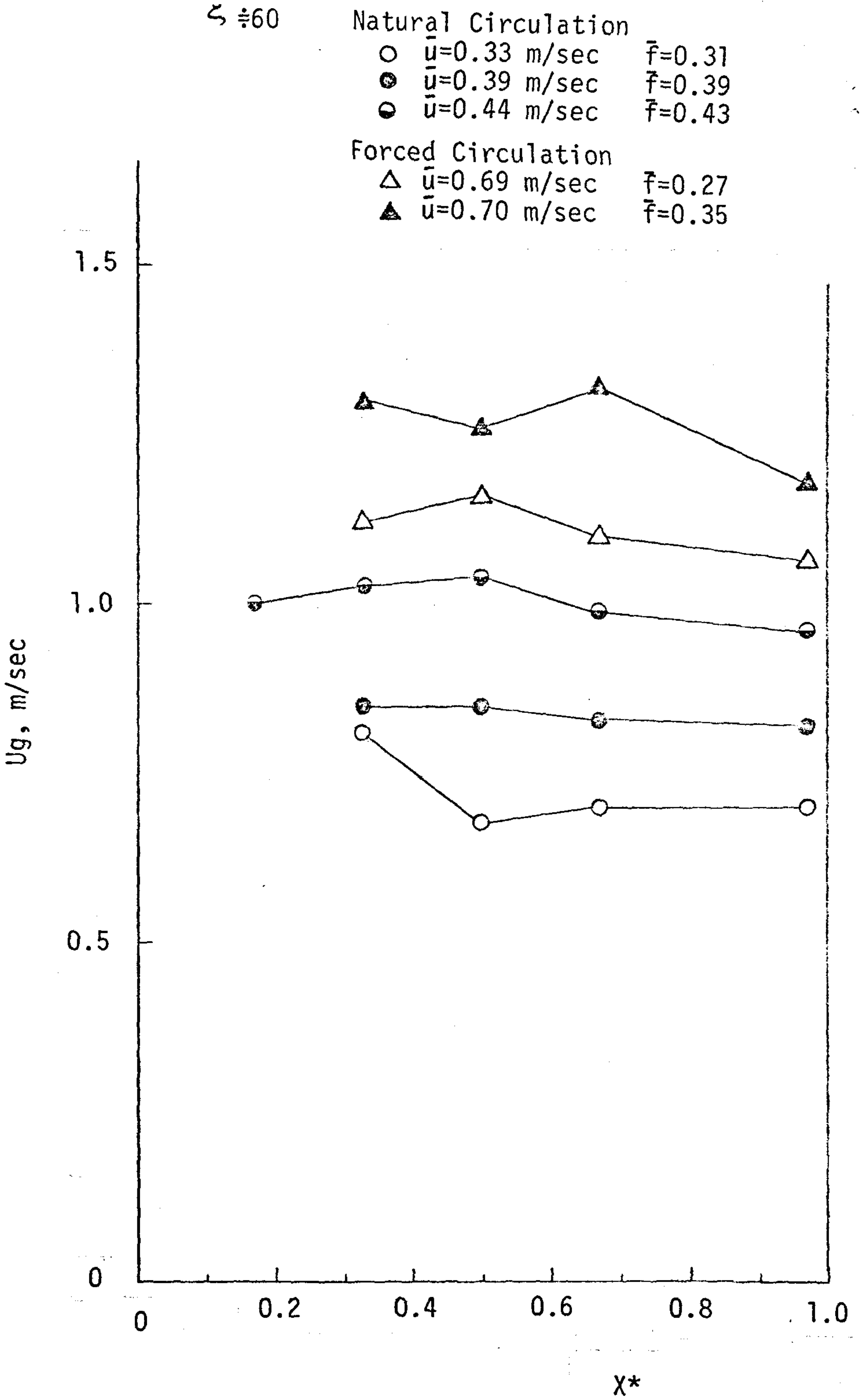


Fig.3.9. Rising velocity of gas-slugs versus flow direction

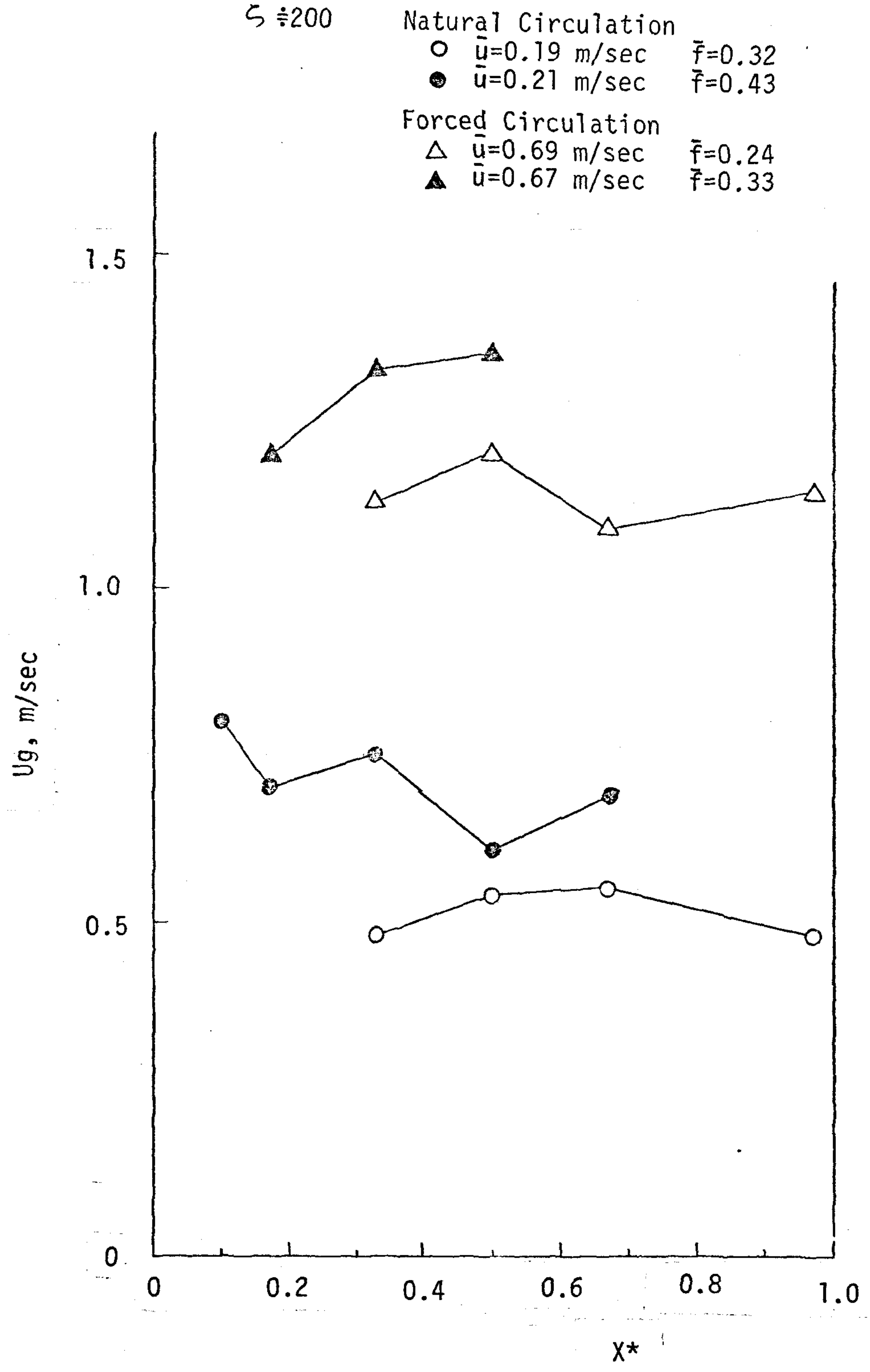


Fig.3.10. Rising velocity of gas-slugs versus flow direction

4.2. 管内平均ボイド率

二相流部で気相が占める体積の二相流部全容積との割合を管内平均ボイド率 $\bar{f}$ という。

まず，管内平均ボイド率 $\bar{f}$ の表式を考えてみる．流入速度 u_{gi} で流入した気相が，上昇部出口から出ていくまでの二相流部滞在時間を t_r とすると，二相流部に滞在する気相の全体積は $A u_{gi} t_r$ である。このとき，管内平均ボイド率が $\bar{f}$ であるとすると，

$$A \bar{f} L_R = A u_{gi} t_r \tag{3.15}$$

の関係が成立つ。いま，二相流部内での気相の平均上昇速度が $\bar{u}_g$ であるとすると，

$$\bar{u}_g = \frac{L_R}{t_r} \tag{3.16}$$

の関係が成立つので，$\bar{f}$ は，

$$\bar{f} = \frac{u_{gi}}{\bar{u}_g} \tag{3.17}$$

で与えられる。そこで，気相の平均上昇速度 $\bar{u}_g$ の気液の流入速度 u_{gi} および u に対する表式が知れると，$\bar{f} = \bar{f}(u, u_{gi})$ の関数形が決まる。

前節で気体スラグの上昇速度 u_g の表式が得られていて，スラグ流の場合には，$\bar{u}_g \doteqdot u_g$ とおける。Armand[29] や Bankoff[21] は，u_g が $v = u + u_{gi}$ の1次式で表わされることから，$\bar{f}$ を u_{gi}/v（気相の体積速度比という）で整理し，

$$\bar{f} = c \cdot \frac{u_{gi}}{v}, \tag{3.18}$$

を与えている。本実験の結果を (3.18)式の形で整理すると，$c = 0.845$ となった（Fig. 3.11）。しかし，この表式は，スラグ流の領域についてはよく合うが，$\bar{f}$ が1に近い所（環状流領域）および0に近い所（気泡流領域

）では合わなくなる。井上らの表式[23][33]（(3.9)の第3式）の方が精度がよいと思われる。

n-ペンタンについては，上昇中に空気泡の中に気化することが考えられ，$\bar{F}$が小さいほどすなわち液体量が多くなるほど水に比べて管内平均ボイド率が大きくでる傾向がある。それでも，n-ペンタンの場合の管内平均ボイド率も，スラグ流の領域でu_{gi}/Uで整理できる傾向をもっていることはわかる（Fig. 3.11）。

管内平均ボイド率$\bar{F}$の，気液の流入速度u_{gi}およびuについての表式がわかれば，前章で得られた全圧力損失比Kに関する表式（(2.12')式）を用いて，Kの値を予測することができる。

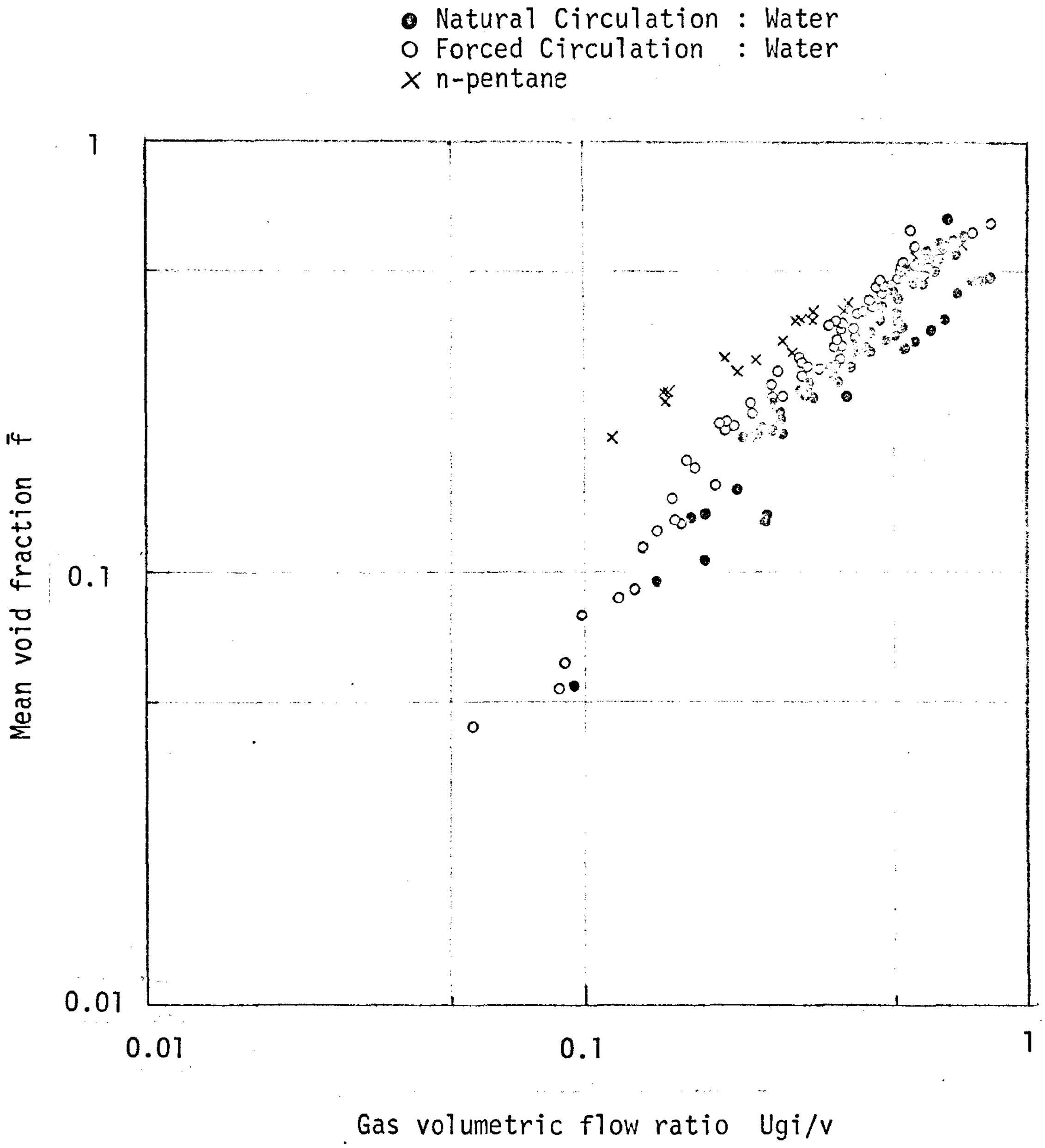


Fig.3.11. Mean void fraction versus gas volumetric flow ratio

4.3. 気体スラグの長さ

気相は，大気圧下における場合には，気液の流入速度u_{gi}とuで表わされることがわかってきた。

気体スラグの長さl_gの測定値を，液相の流入速度uをパラメータにして，気相の流入速度u_{gi}で整理するとFigs. 3.12，3.13に示すようになる。この結果，気体スラグの長さl_gは気相の流入速度に比例する傾向があり，液相の流入速度uの増加により減少する傾向があることがわかる。いま，u_{gi}が増えるということは管内平均ボイド率が増えると考え，またuが減少するということは絞りが強くなり，uが増えるということは強制循環にすると考えてよい。したがって，管内平均ボイド率が増えるにしたがい，気相の合体が起こって気体スラグの長さl_gが増えていく。また，絞っていく場合にも気液の上昇速度が小さくなってやはり合体が起こりやすくなりl_gが増加する。一方，強制循環にすると，自然循環の場合に比べて二相流部の気液の上昇速度が増して合体が起こりにくくなって，l_gの値が小さくなると考えられる。

つぎに，流れ方向の気体スラグの長さl_gの変化の様子を調べるために，気体スラグの長さの管内径Dに対する倍率l_g/Dを，気相入口からの無次元距離$z^*(=z/L_\ell)$で整理すると，Figs. 3.14～3.16に示すようになる。この結果，気体スラグの長さは，上昇するにつれて増加する傾向があり，上方にいくほど合体することがわかる。そして，液相の入口速度が小さく（単相流部が絞られる），管内平均ボイド率が大きい（気相の流入速度が大きい）ときには，気体スラグの合体成長が大きい傾向があることがわかる。

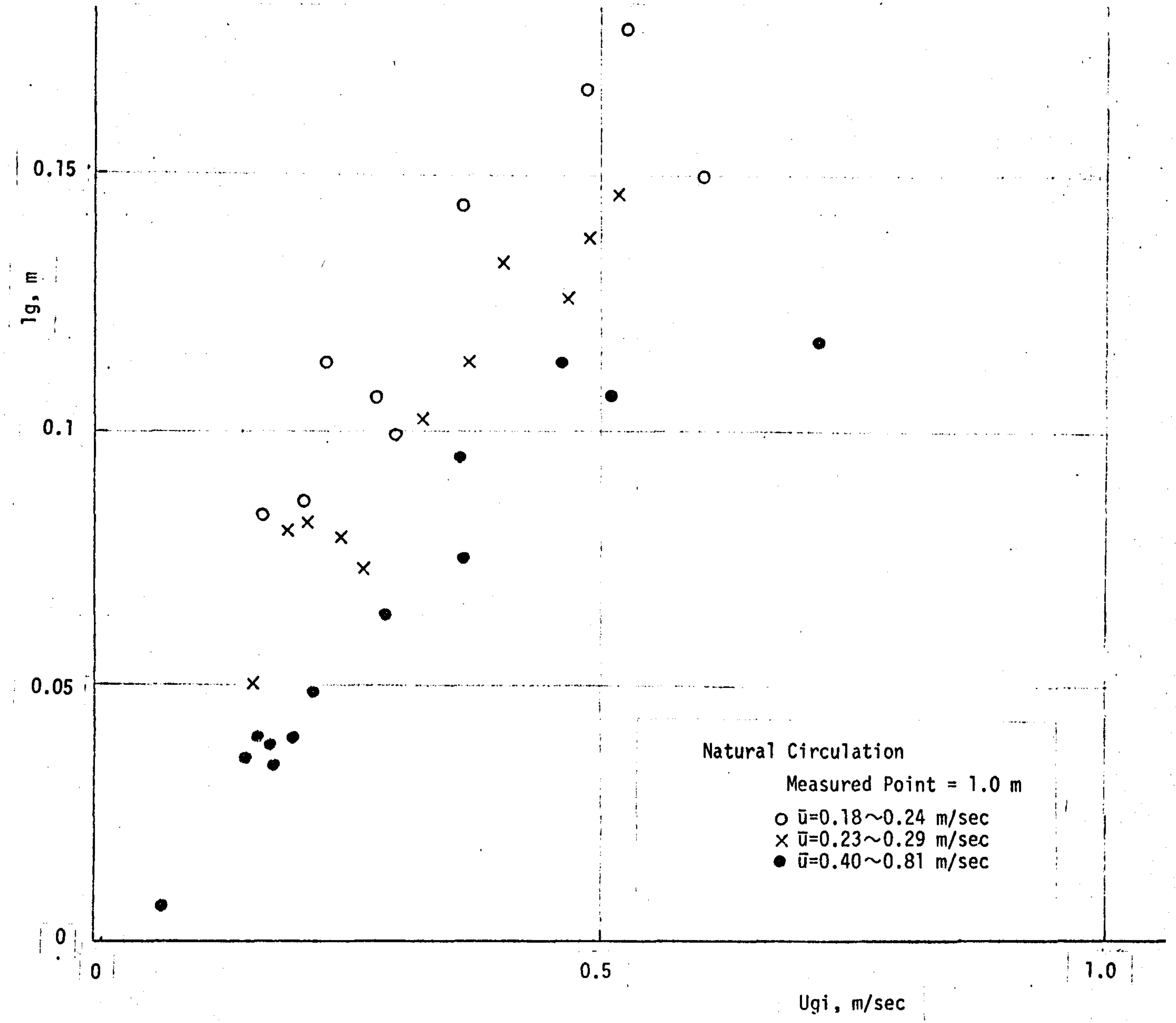


Fig.3.12. Length of gas-slugs versus gas volumetric flow rate

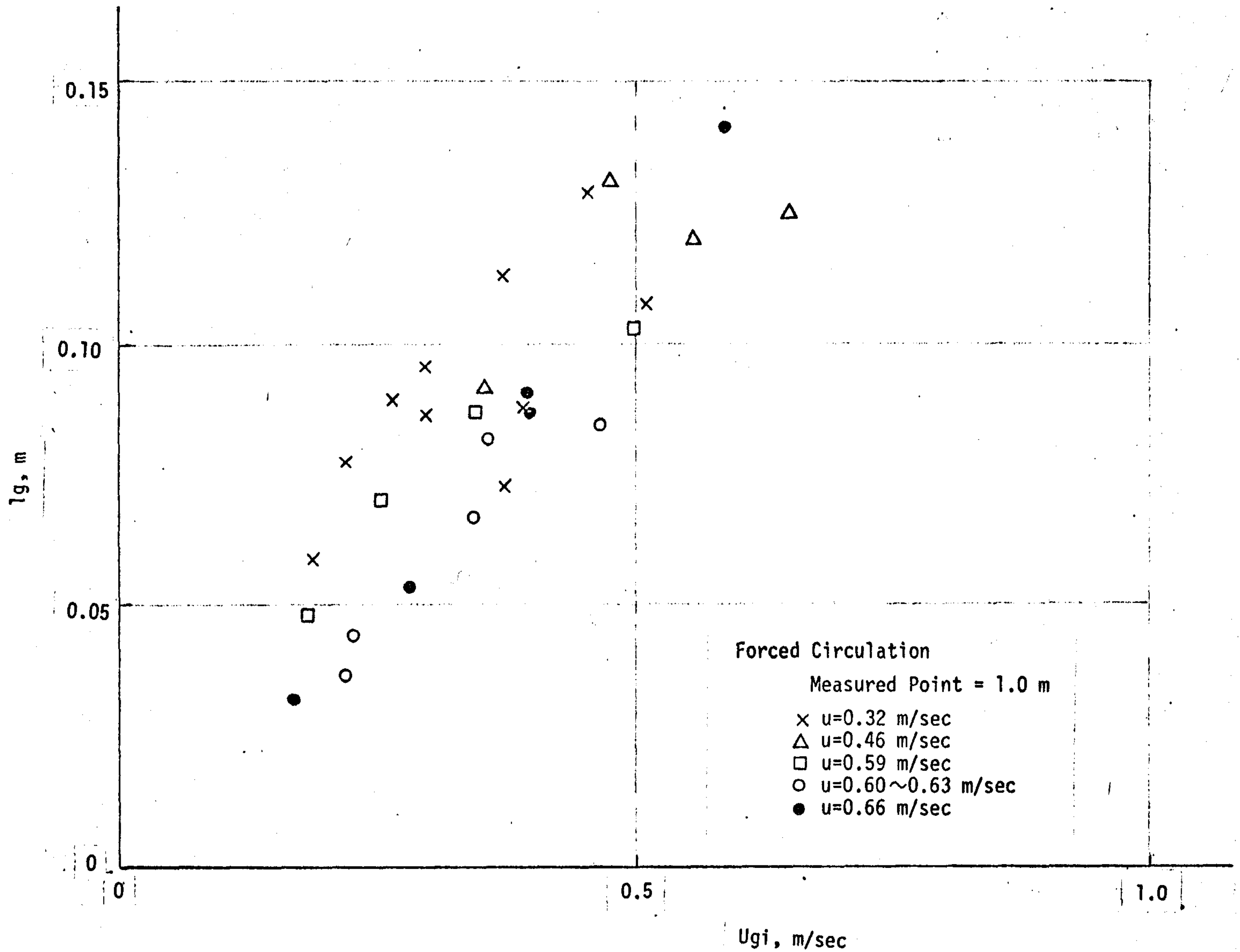


Fig.3.13. Length of gas-slugs versus gas volumetric flow rate

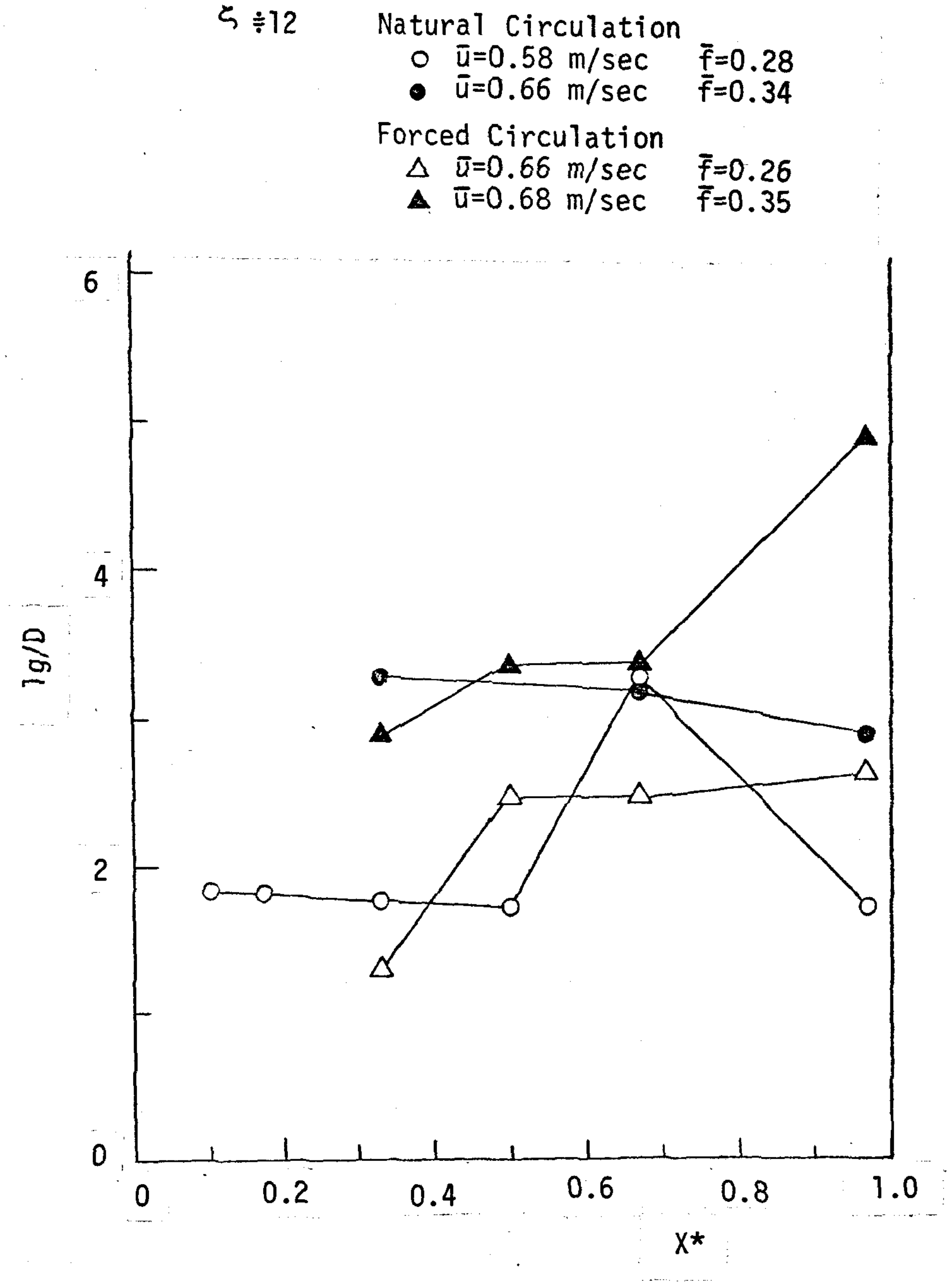


Fig.3.14. Length of gas-slugs versus flow direction

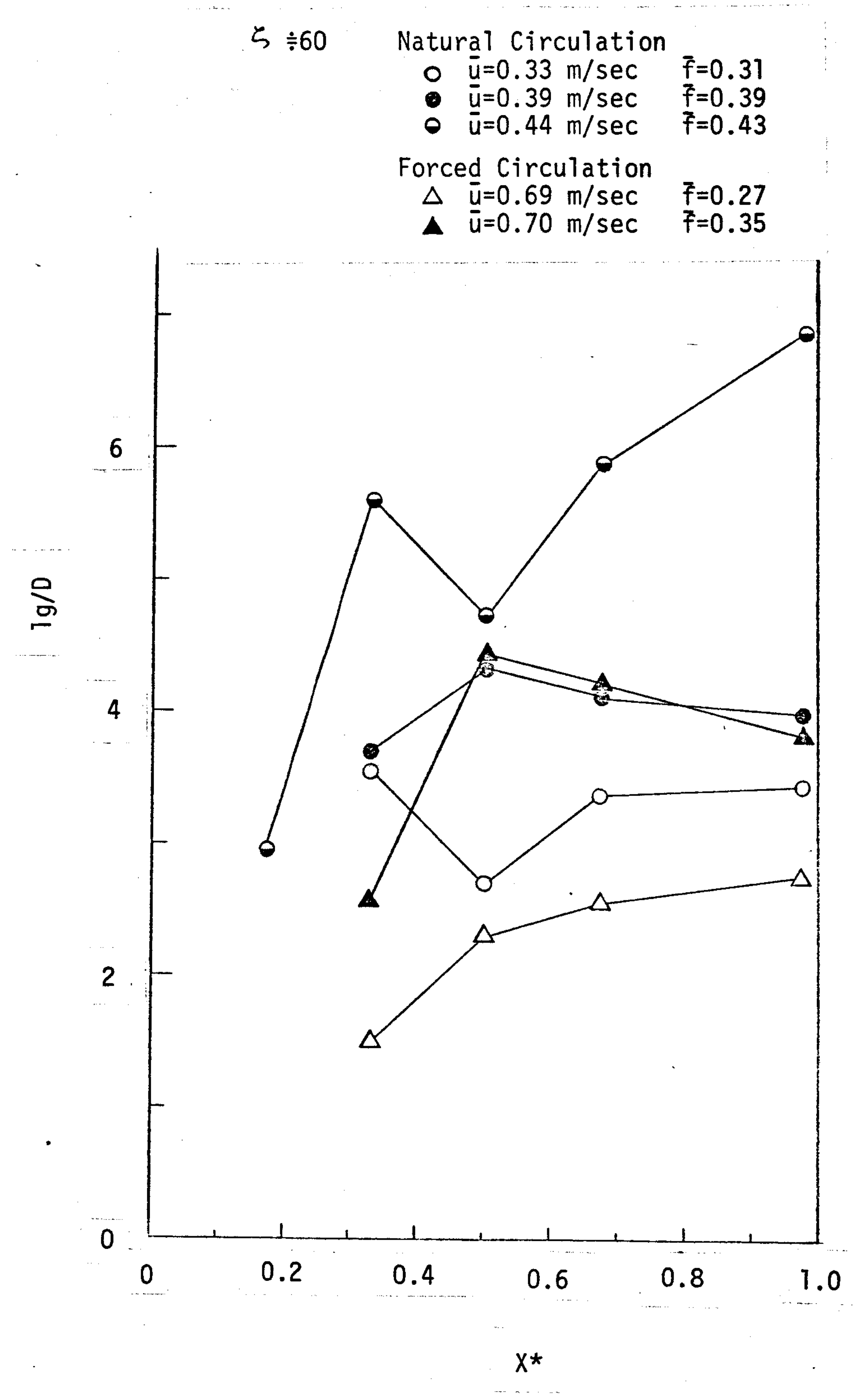


Fig.3.15. Length of gas-slugs versus flow direction

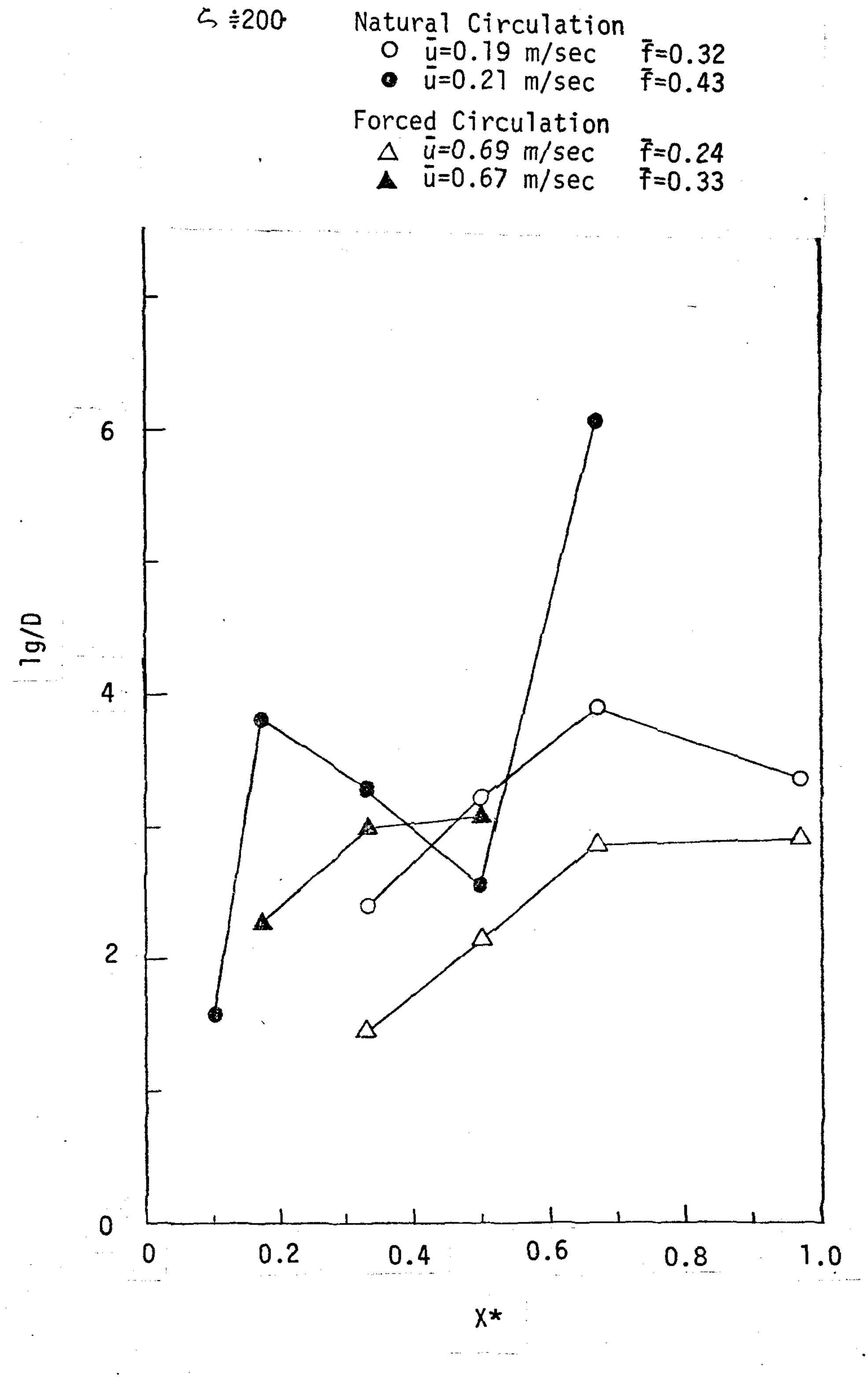


Fig.3.16. Length of gas-slugs versus flow direction

4.4. 気体スラグの通過の周期

気体スラグの通過の周期というのは，気相入口からの距離xの位置で観測するとき，気相が大きなかたまりとなっているために気相，液相，気相の順で通過するので，一つの気相が通過して次の気相がやってくる間の気相の頭の間の時間をさし，T_gの記号で表わす。

気体スラグの通過の周期T_gについても，液相の入口速度uをパラメータにとって，気相の二相流部断面積に対する流入速度u_{gi}で整理すると，Figs. 3.17, 3.18に示すようになる。この結果，通過の周期T_gは，気相流入速度u_{gi}にあまり影響を受けず，液相流入速度uに影響を受け，uの増加によってT_gが減少する傾向があることがわかる。

つぎに，気体スラグの通過の周期T_gの流れ方向の変化を調べるために，T_gを気相流入口からの無次元距離$x^*(=x/L_R)$で整理すると，Figs. 3.19～3.21に示すようになる。この結果，通過の周期T_gは，気体スラグが上昇するに従い増加する傾向があることがわかる。この傾向は，液相流入速度uの減少（絞りの増加）するほどその効果が大きく，逆にuを増加（強制循環）させるとT_gが減少する傾向があることがわかる。気体スラグの上昇にしたがいT_gが増加するのは，気体スラグの上昇速度が上昇中ほとんど一定とみなせることから，気体スラグが合体してその長さが長くなるからと考えられる。

結局，液相の入口速度uが増加すると，気体スラグの上昇速度u_gは増加し，その長さl_gと通過の周期T_gは減少する。また，気相の流入速度u_{gi}が増加すると，気体スラグの上昇速度u_gとその長さl_gは増加するが，通過の周期T_gはあまり影響を受けない。液相の入口速度

uが一定で，気相の流入速度u_{gi}が増加するとき，気体スラグの通過の周期があまり変わらないのは，その上昇速度u_gとその長さl_gの増え方が同じ程度であると考えられる。

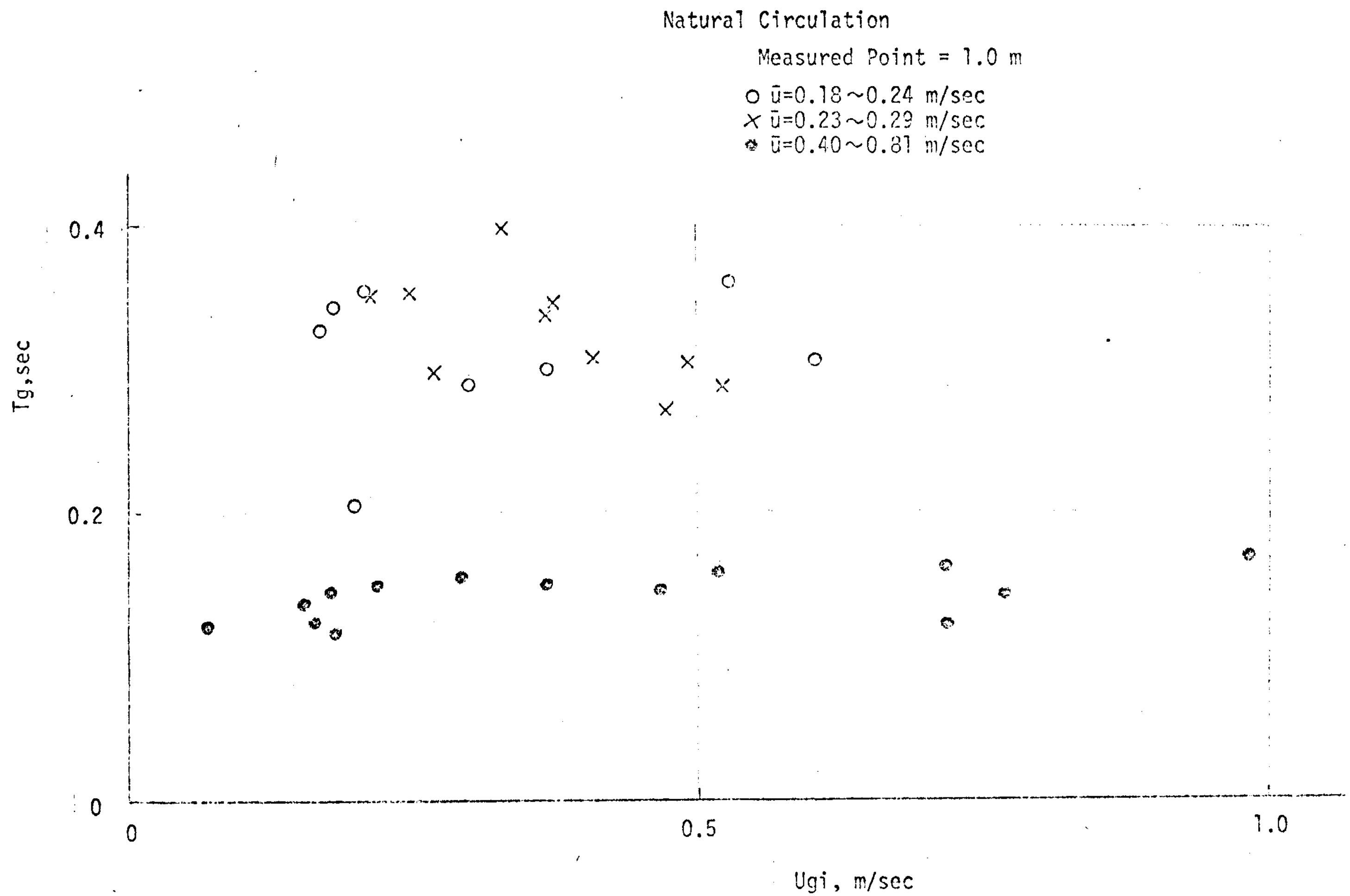


Fig.3.17. Period for passage of gas-slugs versus gas volumetric flow rate

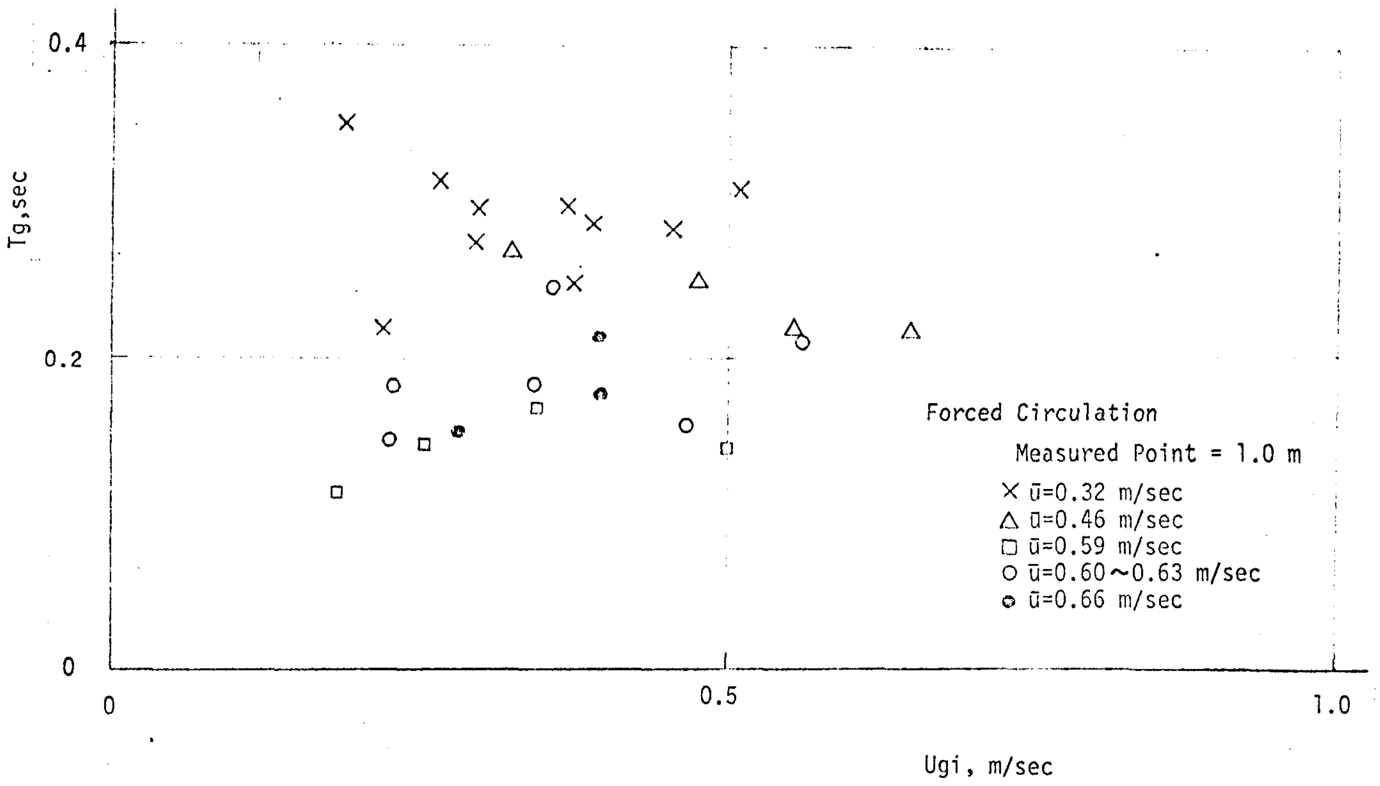
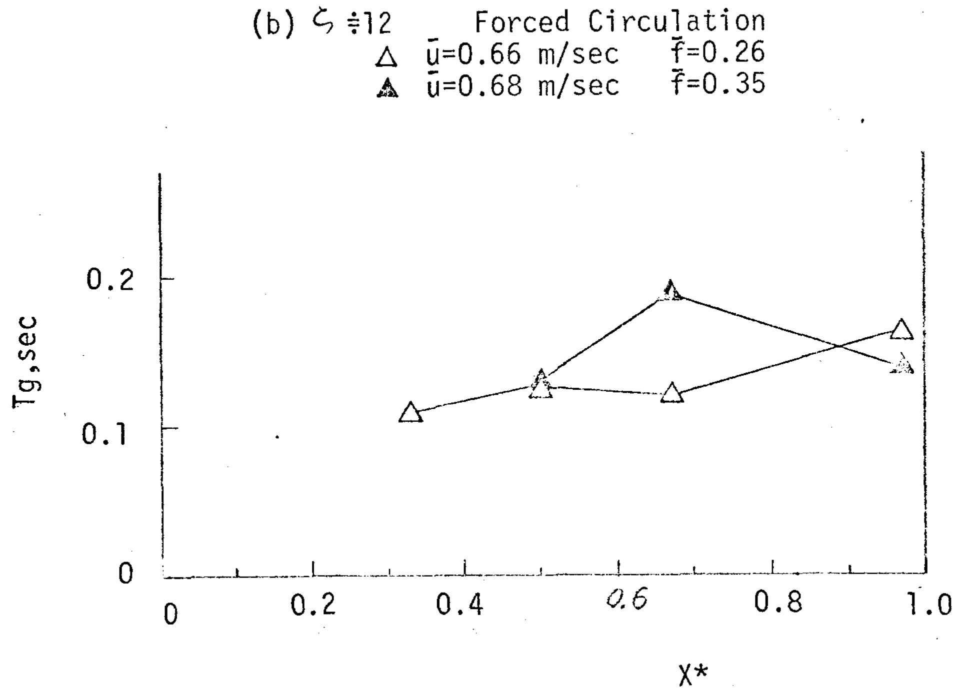


Fig.3.18. Period for passage of gas-slugs versus gas volumetric flow rate



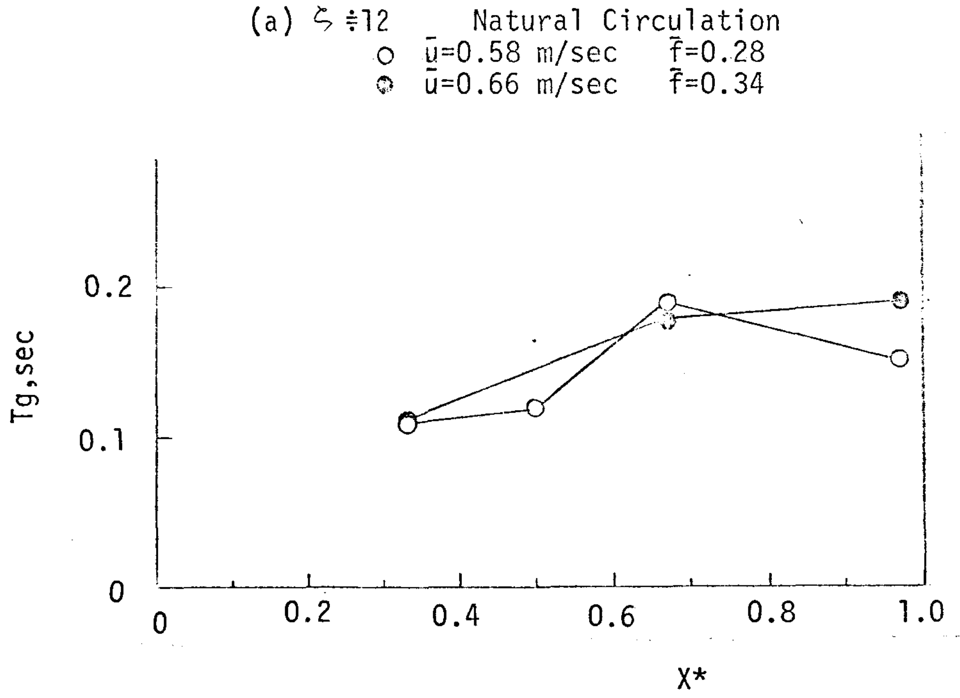
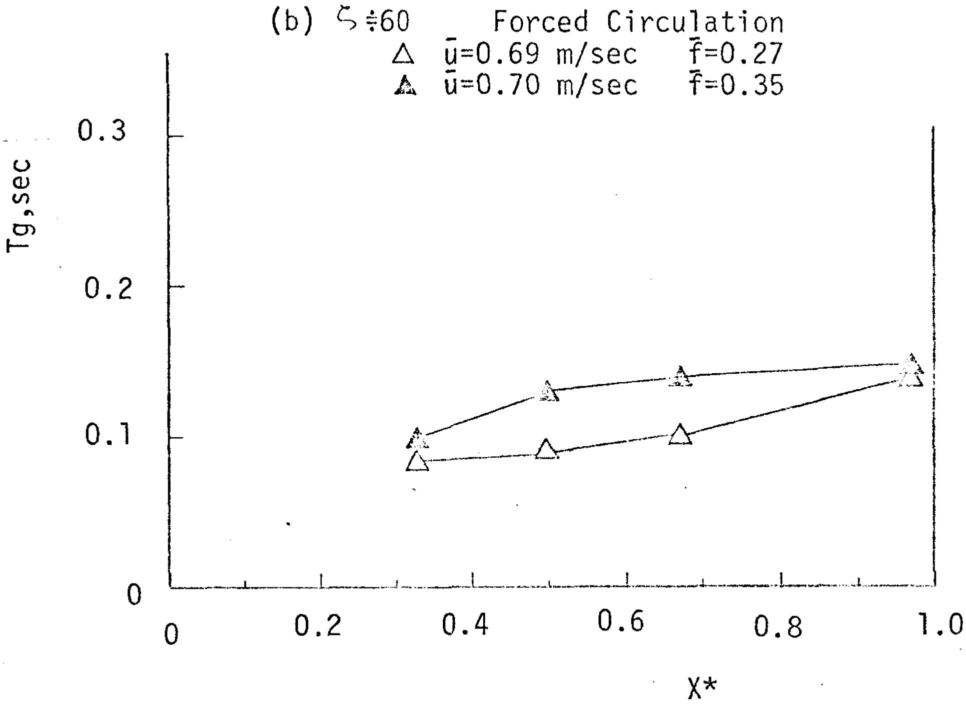


Fig.3.19. Period for passage of gas-slugs versus flow direction



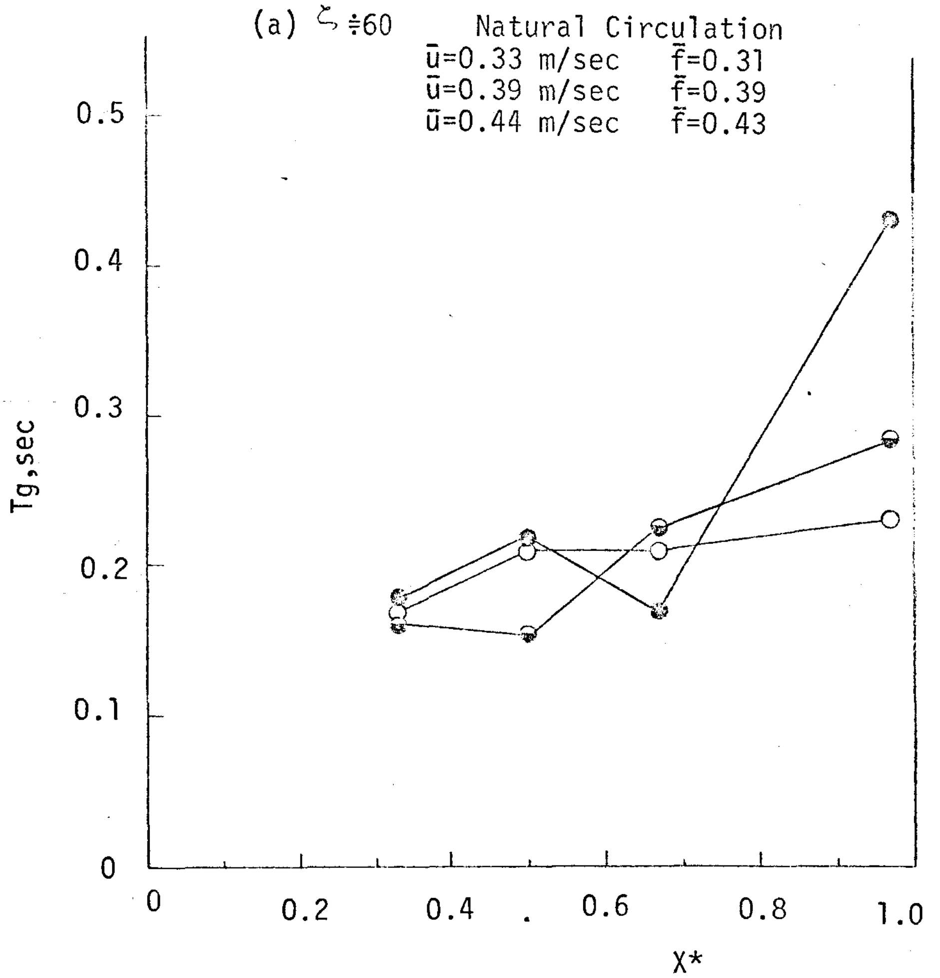


Fig.3.20. Period for passage of gas-slugs versus flow direction

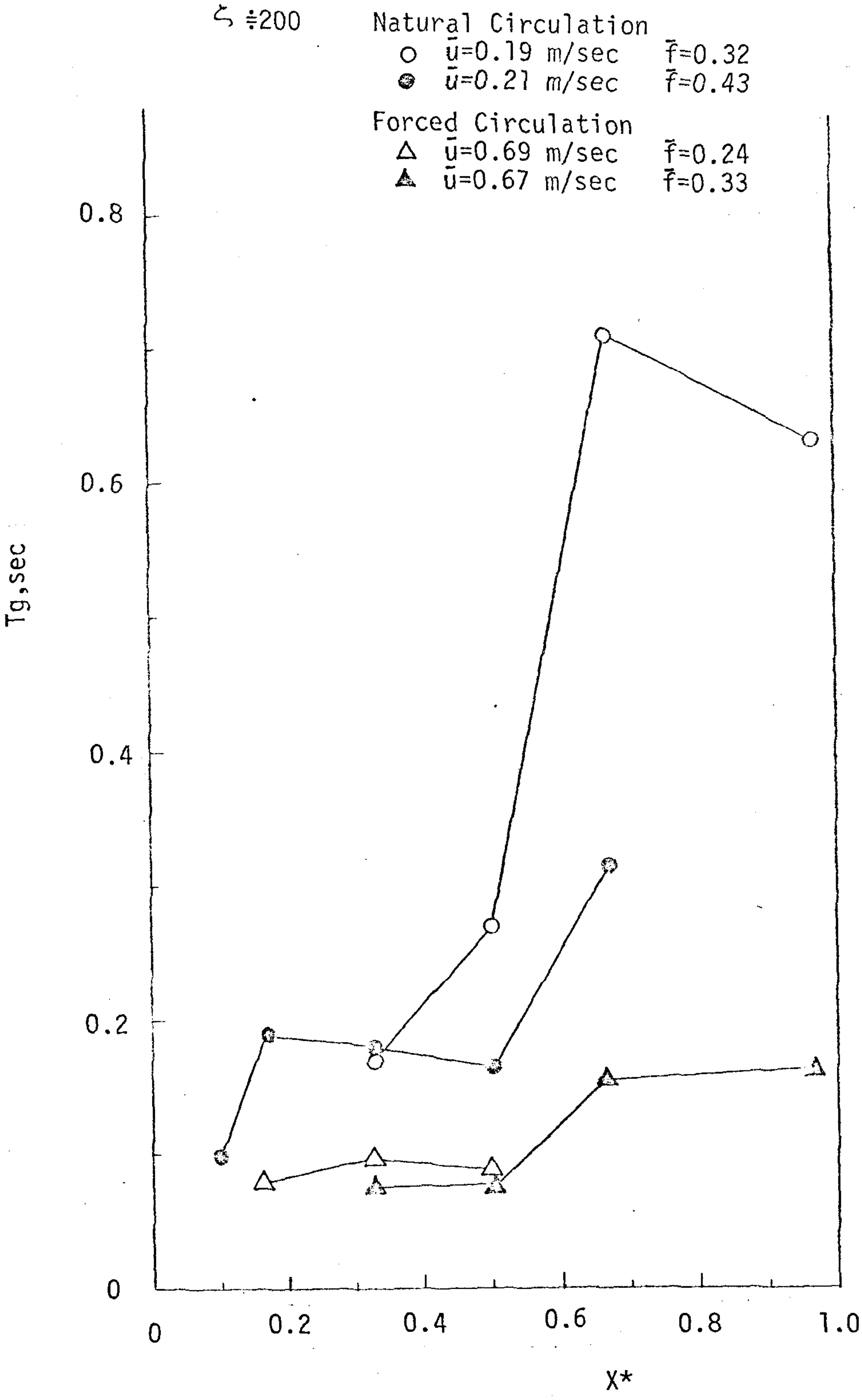


Fig.3.21. Period for passage of gas-slugs versus flow direction

§4. 結　論

常温大気圧下において，主に空気－水二相流系の平均ボイド率および気体スラグの諸性質について調べた。主な結果は次の通りである。

(1) 気体スラグの上昇速度 u_g は，二相流部での全体積速度 $U\ (=u+u_{gi})$ の1次式で表わされる。

(2) u_g は流れ方向に一定とみなせる。

(3) 管内平均ボイド率 $\bar{f}$ は，u_{gi}/U で整理できて，水の場合，スラグ流の領域で

$$\bar{f} = 0.845\frac{u_{gi}}{U}$$

で与えられる。

(4) 気体スラグの長さ l_g は，気相の流入速度 u_{gi} に正比例し，液相の入口速度 u の増加により減少する傾向をもつ。また，l_g は，流れ方向に増加する傾向をもつ。

(5) 気体スラグの通過の周期 T_g は，u の増加によって減少し，流れ方向に増加する傾向がある。また，u_{gi} にあまり影響を受けない。

(6) 以上の各量について循環方法の違いによる差は認められない。すなわち，強制循環および絞りの効果は，液相の入口速度 u に含まれる。

流れの不安定の解析に際しては，気体スラグの上昇速度が流れ方向に対して一定値をとること，気体スラグの二相流部全体積速度に対するすべりが一定値（終端上昇速度 $u_{g\infty}$）とおけること，気体スラグが上昇するにつれて成長するが定常状態における上方と下方の差はあまりはげしくなく，平均してみれば各点のボイド率を管内平均ボイド率でおきかえてもよいとみられることの結果を用いる。また，気体スラグの長さや通過

の様子の管軸に沿っての分布の仕方は，その周期が0.1～1 secのorderであるのに対して，流れの不安定にもとずく自励振動の周期はその10～100倍のorderである。このことは，安定解析に際して，気体スラグの諸性質を平均化してもよいことを示している。

これらの結果は，二相流閉ループ系を集中定数系として取扱えることを示唆している。

第4章 流れの安定性理論

§1. 序　論

沸騰によって生ずる気液二相流を垂直流として含む沸騰二相流閉ループ系の流れの不安定現象は，いろいろな方法で理論的に説明されているが，それらは二つに大別される。一つは，まず定常解があるとして求めその解の微小変動に対する安定性を調べるやり方[34]~[38]であり，他は，初期値問題として時間的発展を調べるやり方[39]~[42]で，しばしば非線形励起振動の問題に帰着させるやり方である。また，二相流系を集中定数系とみる[36]~[38][41][42]か分布定数系とみる[34][35][39][40]かによって取扱い方はさらに区別される。

微小変動の理論を用いる場合には，不安定時における非線形な流れの振動の振幅や周期を知ることはできないが，流れの不安定の生ずる限界を容易に知ることができる。実際のプラントにおいては，設計や運転の基準を得ることに重点をおかれるので，振動の開始点を予測することがむしろ重要で微小変動の理論による方法の方が有用である。

流れの不安定を説明する方程式系は，質量，運動量およびエネルギの保存則で構成されるが，二相流の運動に関係する項すなわち二相の損失とすべりさらに沸騰熱伝達の過程を表わす項の関数関係の厳密な記述は，現象が複雑なため現在の所得られていない。これらは，従来，適当な実験式および仮定を用いて補われている。

これまで多くの解析モデルが提案されているが，複雑なモデルも多く，統一的に実験結果が整理されていなかったために，実験や他のモデルとの比較が困難である。また，各々のモデルの適用範囲や総括的な見通

しが必ずしも明らかでない。わずかに，NealとZiri[43]がいくつかのモデルについて比較研究を行なっているにすぎない。どのような経験式を採用し，どのような仮定をするかによって，多様なモデルが生まれてきているとみられる。現象の特性をうまくとらえた経験式と仮定を採用すれば，それから導かれる流れの不安定発生の予測の精度はよいということになる。

流れの不安定の発生する原因については，従来，駆動力に原因があるとするもの[8]，摩擦損失に原因があるとするもの[9]，循環する流体の全運動量に原因があるとするもの[41]と種々であるが，いずれにしても気液二相流の流動特性に原因があるのは明らかであって，たとえば，加熱部入口流速と気泡発生量との関係を考えるとき，流速が小さい間は流速が増加しても沸騰部長さが増加するため気泡発生量が増加し，さらに流速を増加させる。ある程度流速が大きくなると，沸騰部長さは減少して気泡発生量も減少し，流速を減少させる。したがって，流速に対して，沸騰部長さひいては気泡発生量は非線形特性をもった復原力の役割をしていることがわかる。そして，この気泡発生量の非線形特性が流れの不安定の主要な原因の一つになっているのである。

結局，流れの不安定の発生原因は，気液二相流の流動特性とくに気相の流動特性と気泡発生量の特性との重なったものであることが推論される。

本研究では，流れの不安定が沸騰二相流系全体に関係することおよび二相流部を平均化して扱ってよいことから，系を集中定数系として取扱い，質量，運動量，エネルギの各保存則を適用し，第2章と第3章で見出された結果を利用して，閉じた微分方程式系を導き，

微小変動の理論を用いて，流れの安定条件を得る。得られた結果を第1章でのカーペンタンを用いた系に適用し，その実験結果と比較検討する。

§2．基礎方程式

Fig.4.1 に示すような沸騰によって生ずる気液二相流を含む閉ループ系について，質量，運動量，エネルギの保存則の表式を導く。

2.1．連続の式

Fig.4.1 に示す閉ループ系のうち，Fig.4.2 に示すような二相流部を含む固定閉曲面 S（加熱部と上昇部）を考える。閉曲面 S の内部にある二相流体の全質量の単位時間に増加する割合は，

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\iiint_V \frac{\gamma_l}{g}\,dV + \iiint_V \frac{\gamma_g}{g}\,dV\right)$$

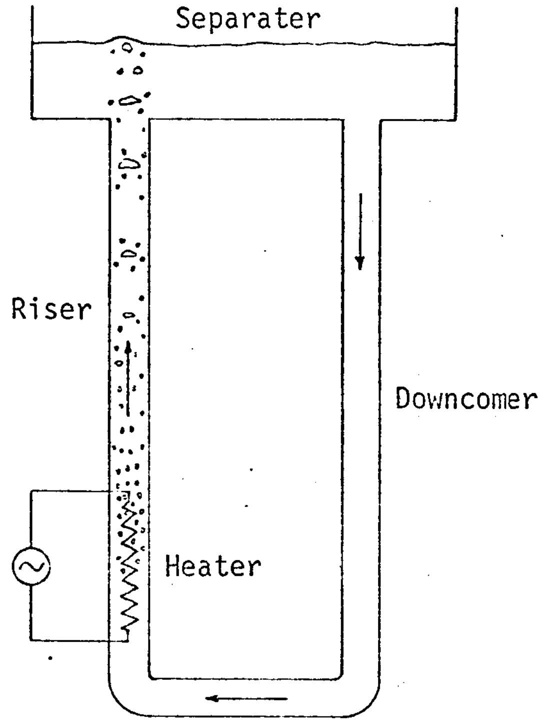


Fig.4.1. A single boiling loop

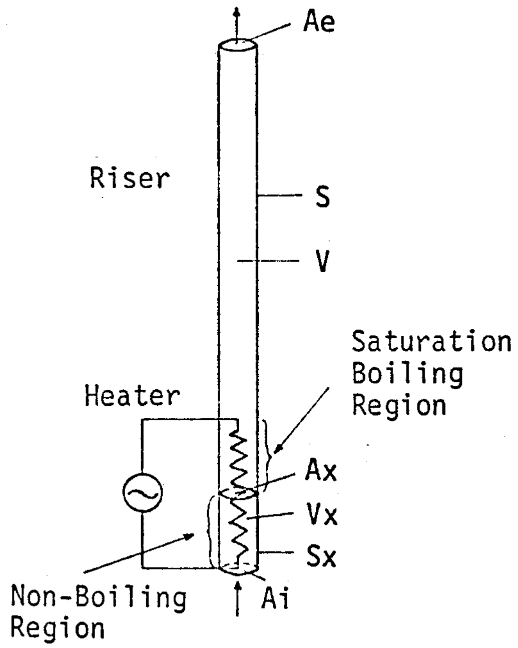


Fig.4.2. Two-phase flow section

Vは，考えている閉曲面S内の体積，γ_ℓ，γ_gは，液体および気体の比重量である。第1項の積分では液体以外の所では$\gamma_\ell = 0$，第2項の積分では気体以下の所で$\gamma_g = 0$とする。γ_ℓ，γ_gが変わらないとすれば，

$$= \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\gamma_\ell}{g}\iiint_{V_\ell} dV + \frac{\gamma_g}{g}\iiint_{V_g} dV \right)$$

$$= \frac{\partial}{\partial t}\left\{ \frac{\gamma_\ell}{g}(V - V_g) + \frac{\gamma_g}{g} V_g \right\}$$

V_ℓ，V_gは，液体および気体の占める体積で，$V_\ell + V_g = V$である。$\gamma_g/\gamma_\ell << 1$の場合には，第2項が無視できて，

$$= -\frac{\gamma_\ell}{g}\frac{dV_g}{dt}$$

Sを通して単位時間に流入する二相流体の質量は，

$$-\iint_S \mathbf{n}\cdot\left(\frac{\gamma_\ell}{g}\mathbf{u}_\ell\right) dS - \iint_S \mathbf{n}\cdot\left(\frac{\gamma_g}{g}\mathbf{u}_g\right) dS$$

$\mathbf{n}$は，外向法線ベクトルで，側壁では$\mathbf{n}\cdot\mathbf{u}_\ell = \mathbf{n}\cdot\mathbf{u}_g = 0$。$\mathbf{u}_\ell$，$\mathbf{u}_g$は，液体および気体の速度ベクトルである。

$$= \iint_{A_i}\frac{\gamma_\ell}{g}u_\ell\, dS + \iint_{A_i}\frac{\gamma_g}{g}u_g\, dS - \iint_{A_e}\frac{\gamma_\ell}{g}u_\ell\, dS - \iint_{A_e}\frac{\gamma_g}{g}u_g\, dS$$

Aは断面積，u_ℓ，u_gは液体および気体の速度，添字iおよびeはそれぞれ入口および出口を表わす。入口，出口断面で流れを平均化してみれば，

$$= \frac{\gamma_\ell}{g}u_{\ell i}A_i - \frac{\gamma_\ell}{g}u_{\ell e}(A_e - A_{ge}) - \frac{\gamma_g}{g}u_{ge}A_{ge}$$

A_{ge}は，出口断面で気体が占める断面積である。

よって，質量の保存を表わす式は，

$$-\frac{\gamma_\ell}{g}\frac{dV_g}{dt} = \frac{\gamma_\ell}{g}u_{\ell i}A_i - \frac{\gamma_\ell}{g}u_{\ell e}(A_e - A_{ge}) - \frac{\gamma_g}{g}u_{ge}A_{ge} \qquad (4.1)$$

である。（上式は，ループ全体についても成立する。）

2.2. エネルギの式（気相に対するエネルギ式）

二相流体のエネルギの保存を考えるとき，加熱量に比べて，気体および液体の運動エネルギ，液体の内部エネルギが無視でき，また，気体の輸送速度に比べて熱伝導が無視できるので，二相流体に対するエネルギの式としては，気相に対するエネルギの保存を考えれば十分である。

S の内部にある気体の全エネルギ（ほとんど内部エネルギ ε_g）の単位時間に増加する割合は，

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_V \gamma_g \varepsilon_g \, dV$$

ただし，$\varepsilon_g=\int_0^T C_{vg}\,dT+h_L$，$C_{vg}$ は，気体の定積比熱，h_L は，気化の潜熱である。

温度が飽和温度で一定とすれば，

$$=\gamma_g\varepsilon_g\frac{dV_g}{dt}$$

S を通して単位時間に流入する気体が持込むエネルギは，

$$-\iint_S \mathbf{n}\cdot(\gamma_g\varepsilon_g\mathbf{u}_g)\,dS$$

側壁では $\mathbf{n}\cdot\mathbf{u}_g=0$。入口，出口断面で流れが一様とすれば，

$$=\iint_{A_{gi}}\gamma_g u_g \varepsilon_g dS-\iint_{A_{ge}}\gamma_g u_g\varepsilon_g\,dS$$

$$=-\gamma_g u_{ge}\varepsilon_g A_{ge}$$

S に働く面積力および S の内部にある気体に働く体積力が単位時間になす仕事を無視し，S を通して単位時間に流入する熱のエネルギを無視する。

S の内部で発生する熱のエネルギのうち，気体が受

けとる分は Q_g とし，液体から気体へ移動するエネルギは無視する．

よって，気相部分のエネルギの保存を表わす式は，

$$\gamma_g \varepsilon_g \frac{dV_g}{dt} = -\gamma_g u_{ge} \varepsilon_g A_{ge} + Q_g \qquad (4.2)$$

である．（上式は，ループ全体のエネルギの式とも考えられる．）

2.3. 非沸騰部に対するエネルギの式

S の内部すなわち加熱部で発生する熱によって，加熱部へ流入してきた液体が飽和に達するまでの間のエネルギの保存を考える．このとき，流入する液体は断面で一様に熱せられ，加熱部入口から L_x の位置で飽和に達する．L_x より上の所では発生熱は全部沸騰に寄与しその熱量は Q_g である．

固定されていない閉曲面 S_x（非沸騰部）の内部にある液体の全エネルギ（ほとんど内部エネルギ ε_l）の単位時間に増加する割合は，

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_{V_x} \gamma_l \varepsilon_l \, dV_x$$

ただし，$\varepsilon_l = \int_0^T c_{pl}\, dT$，$c_{pl}$：液体の比熱

S_x を通して単位時間に流入する液体が持込むエネルギは，

$$-\iint_{S_x} \mathbf{n}\cdot(\gamma_l \varepsilon_l \mathbf{u}_l)\, dS_x$$

側壁では $\mathbf{n}\cdot\mathbf{u}_l = 0$．

$$= (\gamma_l \varepsilon_l u_l)_i A_i - \left(\gamma_l \varepsilon_l \left(u_l - \frac{dL_x}{dt}\right)\right)_x A_x$$

S の内部で，単位時間，単位体積当りの発生する熱のエネルギを q，発生熱の全エネルギを Q とすると，

S_xの内部で発生する熱のエネルギは，

$$\iiint_{V_x} q\, dV_x = Q - Q_g$$

よって，非沸騰部でのエネルギの保存を表わす式は，

$$\frac{d}{dt}\iiint_{V_x} \gamma_\ell \varepsilon_\ell \, dV_x = (\gamma_\ell \varepsilon_\ell u_\ell)_i A_i - \left(\gamma_\ell \varepsilon_\ell \left(u_\ell - \frac{dL_x}{dt}\right)\right)_x A_x + (Q - Q_g) \tag{4.3}$$

である。上式の左辺の積分を行なうためには，非沸騰部での温度の分布を知らなければならない。

2.4. 運動量の式

Sの内部にある二相流体の垂直方向の全運動量の単位時間に増加する割合は，

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\iiint_V \frac{\gamma_\ell}{g} u_\ell \, dV + \iiint_V \frac{\gamma_g}{g} u_g \, dV\right)$$

γ_ℓ, γ_gが不変とすると，

$$= \frac{\gamma_\ell}{g}\frac{\partial}{\partial t}\iiint_{V_\ell} u_\ell \, dV + \frac{\gamma_g}{g}\frac{\partial}{\partial t}\iiint_{V_g} u_g \, dV$$

$\gamma_g/\gamma_\ell << 1$ のために，$\gamma_g u_g/\gamma_\ell u_\ell << 1$により第2項を無視すれば，

$$= \frac{\gamma_\ell}{g}\frac{\partial}{\partial t}\iiint_{V_\ell} u_\ell \, dV$$

Sを通して単位時間に流入する二相流体の垂直方向の運動量は，

$$-\iint_S \mathbf{n}\cdot\left(\frac{\gamma_\ell}{g} u_\ell \mathbf{u}_\ell\right) dS - \iint_S \mathbf{n}\cdot\left(\frac{\gamma_g}{g} u_g \mathbf{u}_g\right) dS$$

側壁では，$\mathbf{n}\cdot\mathbf{u}_\ell = \mathbf{n}\cdot\mathbf{u}_g = 0$，入口断面では$\gamma_g u_g = 0$だから，

$$= \iint_{A_i} \frac{\gamma_\ell}{g} u_\ell^2 \, dS - \iint_{A_e} \frac{\gamma_\ell}{g} u_\ell^2 \, dS - \iint_{A_e} \frac{\gamma_g}{g} u_g^2 \, dS$$

入口，出口断面で流れが一様とすれば，

$$= \frac{\gamma_l}{g} u_{li}^2 A_i - \frac{\gamma_l}{g} u_{le}(A_e - A_{ge}) - \frac{\gamma_g}{g} u_{ge}^2 A_{ge}$$

S に働く面積力は,

$$\iint_S (n \cdot \tau_l)\, dS + \iint_S (n \cdot \tau_g)\, dS$$

$$= \iint_S (-n p_l + n \cdot \tau_l')\, dS + \iint_S (-n p_g + n \cdot \tau_g')\, dS$$

$p_l = p_g = p$ とする. τ_l', τ_g' は, 液体および気体の粘性応力を表わす。

$$= p_i A_i - p_e A_e + \iint_S n \cdot (\tau_l' + \tau_g')\, dS$$

$\iint_S n \cdot (\tau_l' + \tau_g')\, dS = R_{tf}'$ とおくと,

$$= p_i A_i - p_e A_e - R_{tf}'$$

S の内部にある二相流体に働く垂直方向の体積力は,

$$-\iiint_V \gamma_l\, dV - \iiint_V \gamma_g\, dV$$

$$\doteqdot -\gamma_l V_l = -\gamma_l (V - V_g)$$

よって, 垂直方向の運動量の保存を表わす式は,

$$\frac{\gamma_l}{g} \frac{d}{dt} \iiint_{V_l} u_l\, dV = \left\{ \frac{\gamma_l}{g} u_{li}^2 A_i - \frac{\gamma_l}{g} u_{le}^2 (A_e - A_{ge}) - \frac{\gamma_g}{g} u_{ge}^2 A_{ge} \right\}$$

$$+ \left\{ p_i A_i - p_e A_e - R_{tf}' \right\} - \gamma_l (V - V_g) \qquad (4.4)$$

である。上式において, 気相のすべりに関係する左辺の二相流体の運動量の項および右辺第1項, そして, 二相流の損失に関係する R_{tf}' の項をどのように表わすかが問題になる。

Fig.4.1 に示す系のループのうち, 加熱部と上昇部を除いた単相流部において, 運動量の保存を表わす式は,

$$\frac{\gamma_{ls}}{g}\frac{d}{dt}\iiint_{V_s'} u_l \, dV_s' = \frac{\gamma_{ls}}{g}(u_{ls}A_s - u_{li}A_i) + \{P_sA_s - P_iA_i - R_s'\} + \gamma_{ls}V \tag{4.5}$$

ここで，　γ_{ls}：単相流部での比重量

V_s'：非沸騰部を除いた単相流部の容積

u_{ls}：下降部入口での速度

A_s：下降部入口の断面積

P_s：下降部入口での圧力

R_s'：非沸騰部を除いた単相流部での粘性その他の全抵抗力

なお，タンク内の流動は無視してある。

(4.4)式と(4.5)式とを合わせると，ループ系全体の運動量保存を表わす式が得られる。

§3．流れの安定性

3.1．基礎の仮定

前節で得られた基礎方程式の中には，関数関係の明らかでない部分があって，そのまま解くことはできない。とくに，(4.4)式における運動量の時間変化の項と二相流の損失の項は，流れの安定性に重要な役割をもっているとみられるが，その表式は明らかでない。実際に問題を解くためには，適切な仮定および補助式を導入しなければならない。そこで，第2章および第

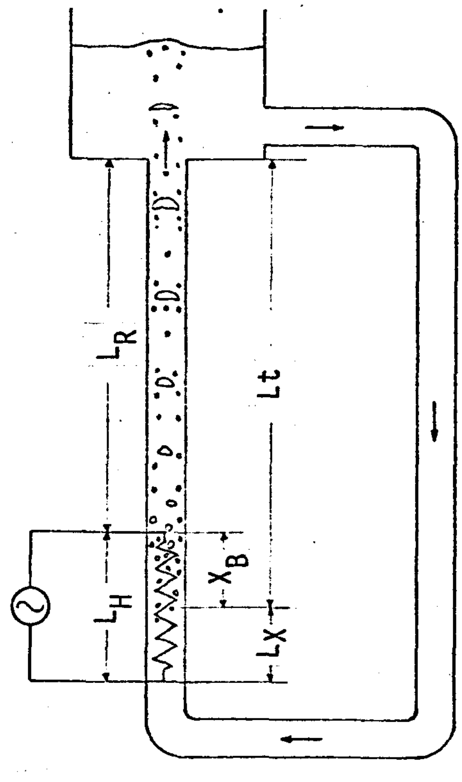


Fig.4.3. A single boiling loop

3章で得られた実験の結果を用いることによって，不足する関係の導入および必要な仮定を行なう。

ここでは，Fig.4.3に示すような加熱部が短かく上昇部が長い沸騰ループ系について解くことを考える。前章までの実験の結果を考慮して，前節で無視した項の仮定も含めて，次のような仮定を行ない，関係式を導入して，集中定数系として取扱う。

(1) 非圧縮性とするが，単相流部と二相流部の温度差による密度変化によって生ずる対流は考慮する。

(2) 状態量は断面で平均化してみる。

(3) 気相の諸性質は平均化して取扱う（第3章参照）

(4) 一様加熱として沸騰開始点を想定する。このとき，非沸騰部の温度分布を線形とし，$\gamma_\ell C_{p\ell}$ および流速は一定とする。沸騰は飽和沸騰で上昇部も飽和状態とする。

(5) 気相の内部エネルギはほとんど気化の潜熱であるとする。

(6) 物性値は飽和温度のそれを使って一定とする。ただし，対流効果を考えるときだけ，二相流部の比重量はγ_ℓ，単相流部は$\gamma_{\ell s}$とする。$\gamma_g/\gamma_\ell << 1$。

(7) 気相上昇速度u_gは，流れ方向に変動はなく，二相流部全体積速度U（時間だけの関数）との相対速度を一定として気相の終端上昇速度$u_{g\infty}$に等しいとおき，

$$u_g - U = \text{const.} = u_{g\infty} \tag{4.6}$$

で与えられる（第3章参照）。

(8) 二相流部の全圧力損失は，第2章で得られた結果を力学的相似性により沸騰二相流にも適用し，

$$R_t = R_{ts} + 0.3F \tag{4.7}$$

の関係が用いられる。

(9) 管路は内径D, 断面積Aの一様断面とする。
$A_i = A_x = A_e = A$, したがって, $V_g = AF$..

(10) 気液分離用タンク内は大気圧開放で圧力は一定とする。

以上の仮定によって得られる方程式系の適用範囲は, 流れの不安定時の振動の特性時間尺度で連続流れとみられるような範囲である。単相流部が強く絞られている場合には, 気体スラグの通過の周期が大きくなることが考えられるため適用できなくなるかもしれない。

(4) の仮定によって, サブクール沸騰(液全体が飽和に達するまでに生ずる局部沸騰)および低負荷の核沸騰(液全体が飽和温度に近いが飽和温度になっていないときに生ずる沸騰)は無視されている。サブクール沸騰によって発生する気泡は伝熱面を離れるとすぐ消滅するが, 低負荷の核沸騰によって発生する気泡は小気泡であるが伝熱面を離れて上昇する。このとき, 二相流部は気泡流となる。二相流部が飽和温度になっているときに生ずる沸騰を飽和沸騰(核沸騰の範囲)といい, 飽和沸騰になると, 気泡が合体成長してスラグを形成し発達して不安定現象を引起す。したがって, 飽和温度直前の核沸騰から飽和温度の核沸騰への移行過程かあるいは飽和沸騰が起こり始めてすぐの範囲で流れの不安定が生ずると考えられ, (4) の仮定によって飽和温度に達するまでの沸騰が無視されているが, 少なくともその状態は安定な状態である。ゆえに, 飽和沸騰が起こるか起こらないかという境を安定(1次安定)と不安定との境と考えることにする。

3.2. 集中定数系としての基礎式

§2で導いた積分形式の基礎方程式から，3.1の仮定および補助式を用いて，集中定数系としての基礎式を導く。

まず，(4.1)式は，

$$\frac{dF}{dt} = (1-f_e)u_{\ell e} - u \tag{4.8}$$

ここで，$f_e = A_{ge}/A$ は出口ボイド率，AFは気相の全体積，Fは駆動水頭を表わす。また，$u_{\ell i} = u$。

(4.2)式は，$Q_g = A g X_B$ (Fig.4.3参照)，$\varepsilon_g \doteqdot h_L$，$u_{ge} = u_g$ であるから，

$$\frac{dF}{dt} = \frac{g}{h_L \gamma_g} X_B - f_e u_g \tag{4.9}$$

(4.3)式は，$Q - Q_g = A g L_x = A g (L_H - X_B)$ (Fig.4.3参照) であるから，

$$\frac{dX_B}{dt} = \frac{2g}{\gamma_\ell C_{p\ell} \Delta T_{sub}} (L_H - X_B) - 2u \tag{4.10}$$

となる。

(4.8)式および(4.9)式の関係は，加熱部入口から上昇部の任意のx断面までについても成立つから，両式の間で dF/dt を消去すれば，

$$(1-f_x)u_{\ell x} + f_x u_g = u + \frac{g}{h_L \gamma_g} X_B = v \tag{4.11}$$

の関係が成立つ。これは両断面間において，気相と液相の占める全体積は不変であって，液相の流入量と気相の発生量の和がx断面における液相と気相の流出量の和に等しいことを示している。

運動量の式(4.4)において，左辺の運動量の時間変化の項をまず考える。

$$\frac{\gamma_\ell}{g}\frac{d}{dt}\iiint_{V_\ell} u_\ell\, dV = \frac{A\gamma_\ell}{g}\frac{d}{dt}(uL_x) + \frac{A\gamma_\ell}{g}\frac{d}{dt}\int_{Lt}(1-f_x)u_{\ell x}\,dx$$

に (4.11) 式の関係および (4.6) 式の仮定を用いて,

$$= \frac{A\gamma_\ell}{g}\frac{d}{dt}\{u(L_t+L_x)\} + \frac{A\gamma_\ell}{g}\frac{d}{dt}\int_{Lt}\left(\frac{g}{h_L\gamma_g}X_B - f_x u_g\right)dx$$

$$= \frac{A\gamma_\ell}{g}(L_H+L_R-F)\frac{du}{dt} + \frac{A\gamma_\ell}{g}(L_t-F+X_B)\frac{g}{h_L\gamma_g}\frac{dX_B}{dt} - \frac{A\gamma_\ell}{g}u_g\frac{dF}{dt}$$

ここで, $L_X = L_H - X_B$ は非沸騰部の長さ

$L_t + L_X = L_H + L_R$

を得る。(4.4) 式の右辺は,

$$(p_i - p_e)A - A\gamma_\ell R_t - A\gamma_\ell R_x - A\gamma_\ell(L_t - F)$$

ここで, $A\gamma_\ell R_t = (R'_{tf} - A\gamma_\ell R_x) + (A\gamma_\ell/g)\{(1-f_e)u_{\ell e}^2 + (\gamma_g/\gamma_\ell)f_e u_{ge}^2 - u^2\}$

は二相流の全抵抗, R_X は非沸騰部での摩擦損失水頭を表わす。

したがって, (4.4) 式は次のように書ける。

$$\frac{A\gamma_\ell}{g}(L_H+L_R-F)\frac{du}{dt} + \frac{A\gamma_\ell}{g}(L_t-F+X_B)\frac{g}{h_L\gamma_g}\frac{dX_B}{dt} - \frac{A\gamma_\ell}{g}u_g\frac{dF}{dt}$$

$$= (p_i - p_e)A - A\gamma_\ell R_t - A\gamma_\ell R_x - A\gamma_\ell(L_t - F) \tag{4.12}$$

(4.5) 式は, $p_s \fallingdotseq p_e$ と考えて,

$$\frac{A\gamma_{\ell s}}{g}L'_s\frac{du}{dt} = -(p_i-p_e)A - A\gamma_{\ell s}(R_s - R_x) + A\gamma_{\ell s}L_t \tag{4.13}$$

ここで, L'_s は非沸騰部を除いた単相流部の長さ, R_s は単相流部での全損失水頭を表わす。

(4.12) と (4.13) を加え合わせて $(p_i-p_e)A$ を消去すれば,

$$\frac{1}{g}(L-F)\frac{du}{dt} + \frac{1}{g}(L_t-F+X_B)\frac{g}{h_L\gamma_g}\frac{dX_B}{dt} - \frac{1}{g}u_g\frac{dF}{dt}$$

$$= -R + F + \left(\frac{\gamma_{\ell s}}{\gamma_\ell} - 1\right)L_t \tag{4.14}$$

ここで、 $u_g = u + qX_B/h_L\gamma_g + u_{goo}$

$R = R_t + R_s = 0.3F + (\zeta/2g)u^2$

$R_t = R_{ts} + 0.3F$, $R_s + R_{ts} = (\zeta/2g)u^2$

$L = L_H + L_R + L_S'$ ：ループの全長

を得る。(4.14)式の右辺の抵抗項Rは，単相流部の全損失水頭R_sと二相流部の全損失水頭R_tの和である。R_tは二相流部での摩擦損失水頭と加速損失水頭の和であって，この表式は第2章で得られた結果を用いる。

(4.9)式において，上昇部出口ボイド率f_eを管内平均ボイド率$\bar{f}$でおきかえても，気相の発生量の変化や気相のすりぬけ効果などの流れの不安定に及ぼす特性は基本的にくずされないから，$f_e = \bar{f}$ とおくことにする。二相流部長さL_tは変数であるが定常解L_{to}でおきかえても $\Delta L_t/L_{to} < 1$ であるから差支えない。したがって，

$$f_e = \bar{f} = \frac{F}{L_{to}}, \qquad L_{to} = L_R + X_{Bo} \tag{4.15}$$

の関係となる。

(4.14)式の右辺の$(\gamma_{ls}/\gamma_l - 1)L_t$の項は，上昇部と下降部との液体の温度差による密度変化によって生ずる駆動の項である。これによって，上述した1次安定と不安定との境が見出される。すなわち，飽和に達していなくても温度差による密度変化による対流現象によって流れが生じ，この流れのために沸騰が起こらないという結果を導く。この状態は安定な状態（1次安定）である。液体の密度変化に対しては次の実験式がある[16]。

$$\frac{\rho_l - \rho_g}{(\rho_l - \rho_g)_B}\left(1 - \frac{T_B}{T_c}\right)^{1/3} = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/3} \tag{4.16}$$

ここで，ρ_l, ρ_gは絶対温度T°Kにおける気液の密度，添字Bは沸点における値，添字Cは臨界点における値を示す。

液体の密度変化は，近似的に温度差（ΔT_{sub}）の1次関数で表わすことができる。密度変化による駆動水頭は，

$$\left(\frac{\gamma_{ls}}{\gamma_l}-1\right)L_t \fallingdotseq \varepsilon L_{to} \quad , \qquad \varepsilon = \frac{\gamma_{ls}}{\gamma_l}-1 \tag{4.17}$$

と表わすことにする。

したがって，流れの不安定を説明する基礎式は，

$$\left\{\begin{aligned} \frac{1}{g}(L-F)\frac{du}{dt} &= -\frac{L_{to}-F+X_{B0}}{g}\frac{g}{h_L\gamma_g}\frac{dX_B}{dt}+\frac{u_g}{g}\frac{dF}{dt} \\ &\quad +0.7F+\varepsilon L_{to}-\frac{C_f}{2g}u^2 \\ \frac{dF}{dt} &= \frac{g}{h_L\gamma_g}X_B-\frac{F}{L_{to}}u_g \\ \frac{dX_B}{dt} &= \frac{2g}{\gamma_l C_{pl}\Delta T_{sub}}(L_H-X_B)-2u \end{aligned}\right. \tag{4.18}$$

ただし，$u_g = u+\dfrac{g}{h_L\gamma_g}X_B+u_{goo}$

沸騰長さ X_B については，

$$\left\{\begin{array}{ll} X_B \leqq 0 & X_B = 0 \\ L_H > X_B > 0 & X_B = X_B \\ X_B \geqq L_H & X_B = L_H \end{array}\right. \tag{4.19}$$

である。

3.3. 無次元化

基礎式を無次元化する際に，いろいろな代表量が考えられるが，ここでは，F，u，X_B の未知量をそれぞれ二相流部長さ L_{to}，沸騰が止む入口流速 u_c，加熱部長さ L_H の各量で無次元化する。時間tは L_{to}/u_c で無次元化する。沸騰が止む入口流速 u_c は，(4.10)式から，$X_B = dX_B/dt = 0$ とおいて求められる。

$$u_c = gL_H/\gamma_l C_{pl}\Delta T_{sub}$$

したがって，無次元量に * をつけて示すと，

$$\left.\begin{aligned} & f^* = \frac{F}{L_{to}} \ , \quad u^* = \frac{u}{u_c} \ , \quad x_B^* = \frac{X_B}{L_H} \ , \quad t^* = \frac{t}{L_{to}/u_c} \\ & g_B^* = \frac{g L_H}{h_L \gamma_g u_c} = \frac{\gamma_l C_{pl} \Delta T_{sub}}{h_L \gamma_g} \\ & u_g^* = \frac{u_g}{u_c} \ , \quad u_{goo}^* = \frac{u_{goo}}{u_c} \end{aligned}\right\} \qquad (4.20)$$

のように定義される。

無次元化された基礎式は * をはずして書くと次のようになる。

$$\left\{\begin{aligned} (l_1 - f)\frac{du}{dt} &= -(1 - f + l_2) g_B \frac{dx_B}{dt} + u_g \frac{df}{dt} + 0.7\delta f + \delta\epsilon - \frac{\varsigma}{2} u^2 \\ \frac{df}{dt} &= g_B x_B - f u_g \\ \frac{dx_B}{dt} &= 2 l_3 (1 - x_B - u) \end{aligned}\right. \qquad (4.21)$$

ただし， $u_g = u + g_B x_B + u_{goo}$

$$l_1 = \frac{L}{L_{to}} \ , \quad l_2 = \frac{X_{Bo}}{L_{to}} \ , \quad l_3 = \frac{L_{to}}{L_H} \ , \quad \delta = \frac{g L_{to}}{u_c^2}$$

$$g_B = \frac{g L_H}{h_L \gamma_g u_c} = \frac{\gamma_l C_{pl} \Delta T_{sub}}{h_L \gamma_g}$$

x_B については，

$$\left\{\begin{array}{ll} x_B \leqq 0 & x_B = 0 \\ 1 > x_B > 0 & x_B = x_B \\ x_B \geqq 1 & x_B = 1 \end{array}\right. \qquad (4.22)$$

である．

3.4. 特性方程式

流れの安定性を調べるために，時間微分の項を零（$d/dt = 0$）とおいて得られる定常解（添字 0 で示す）ま

わりに微小かく乱（～の印で表わす）を与える。

$$\begin{cases} u = u_0 + \tilde{u} \\ f = f_0 + \tilde{f} \\ x_B = x_{B0} + \tilde{x}_B \end{cases} \tag{4.23}$$

(4.23)を(4.21)式に代入する。定常解は，

$$\begin{cases} 0.78 f_0 + 8\epsilon - \frac{5}{2} u_0^2 = 0 \\ g_B x_{B0} - f_0 (u_0 + g_B x_{B0} + u_{g00}) = 0 \\ 1 - x_{B0} - u_0 = 0 \end{cases} \tag{4.24}$$

を解けば得られる。

いま問題にしているのは飽和沸騰が起こっている範囲で，流速については $1 > u_0 \geq 0$ の範囲である。微小変動の理論によっては，この範囲の u_0 についての安定性を調べ，2次安定と不安定の境を見出す。$u_0 \geq 1$ のときは，沸騰が生じていなくて上昇部と下降部との温度差による密度変化のために対流が起こっている状態で流れは安定（1次安定）としている。したがって，$u_0 = 1$ の解は1次安定と不安定の境である。

微小かく乱に対する式は，(4.23)を(4.21)式に代入して得られ，

$$\begin{cases} (l_1 - f_0) \dfrac{d\tilde{u}}{dt} = \{ 2 l_3 (1 - f_0 + l_2) g_B + (1 - f_0) g_B u_{g0} \} \tilde{x}_B \\ \qquad + \{ - u_{g0}^2 + 0.78 \} \tilde{f} \\ \qquad + \{ 2 l_3 (1 - f_0 + l_2) g_B - f_0 u_{g0} - 5 u_0 \} \tilde{u} \\ \dfrac{d\tilde{f}}{dt} = (1 - f_0) g_B \tilde{x}_B - u_{g0} \tilde{f} - f_0 \tilde{u} \\ \dfrac{d\tilde{x}_B}{dt} = - 2 l_3 \tilde{x}_B - 2 l_3 \tilde{u} \end{cases} \tag{4.25}$$

である。(4.25)式の第1式は，(4.21)式の第1式に第2，3式を代入して得られる。

(4.25)式の各式の形からみて, $\tilde{u}, \tilde{f}, \tilde{x}_B$は, tについての指数関数の解をもつことがわかるから,

$$\begin{cases} \tilde{u} = \hat{u}\, e^{\lambda t} \\ \tilde{f} = \hat{f}\, e^{\lambda t} \\ \tilde{x}_B = \hat{x}_B\, e^{\lambda t} \end{cases} \tag{4.26}$$

の形式で書くことができる。ここで, $\hat{u}, \hat{f}, \hat{x}_B$は与えた微小かく乱の振幅を表わす。指数の λ は一般に複素数である。(4.26)式を(4.25)式に代入すると,

$$\begin{cases} A\lambda \hat{u} = B\hat{x}_B + C\hat{f} + D\hat{u} \\ \lambda \hat{f} = (1-f_0)g_B \hat{x}_B - f_0 \hat{u} - u_{g0}\hat{f} \\ \lambda \hat{x}_B = -2l_3\, \hat{x}_B - 2l_3\, \hat{u} \end{cases} \tag{4.27}$$

ただし,

$$\left.\begin{aligned} A &= l_1 - f_0 \\ B &= 2l_3(1-f_0+l_2)g_B + (1-f_0)g_B u_{g0} \\ C &= -u_{g0}^2 + 0.78 \\ D &= 2l_3\,(1-f_0+l_2)g_B - f_0 u_{g0} - C_5 u_0 \end{aligned}\right\} \tag{4.28}$$

のように, 微小かく乱の振幅$\hat{u}, \hat{f}, \hat{x}_B$が満たす代数方程式が与えられる。同次式(4.27)が0以外の解をもつ条件から, 次の特性方程式が導かれる。

$$A_0\lambda^3 + A_1\lambda^2 + A_2\lambda + A_3 = 0 \tag{4.29}$$

ただし,

$$\left.\begin{aligned} A_0 &= A \\ A_1 &= (2l_3 + u_{g0})A - D \\ A_2 &= 2l_3 u_{g0} A + 2l_3 B + f_0 C - (2l_3 + u_{g0})D \\ A_3 &= 2l_3 u_{g0}(B-D) + 2l_3\{(1-f_0)g_B + f_0\}C \end{aligned}\right\} \tag{4.30}$$

λの実数部が負であるときにのみ(4.26)で与えられる変動は零に収束し定常解は安定である。

3.5. 流れの安定条件

代数学におけるRouthの定理により, (4.29)式のすべての根の実数部が負であるための必要かつ十分条件は,

$$\left.\begin{array}{l} \text{(i)}\ A_0,\ A_1,\ A_2,\ A_3\ \text{が同符号} \\ \qquad \text{いま,}\ A_0>0\ \text{であるから,}\ A_1, A_2, A_3>0 \\ \text{(ii)}\ A_1A_2-A_0A_3>0 \end{array}\right\} \quad (4.31)$$

で与えられる。ただし, A_0, A_1, A_2, A_3 は, (4.26)式と(4.28)式で表わされるものである。

流れの安定判別は次のようにして行なう。まず, 定常解があるとして, (4.24)式によって定常解 u_0 を求め, $u_0 \geq 1$ のときには, 流れは1次安定の状態である。また, $1>u_0 \geq 0$ のときには, (4.31)の判定条件が満たされれば流れは2次安定の状態である。

したがって, 沸騰二相流閉ループ系の流れの安定条件は,

$$\left\{\begin{array}{ll} u_0 \geq 1\ \text{のとき,} & \text{1次安定} \\ 1>u_0 \geq 0\ \text{のとき, 条件(4.31)を満たせば, 2次安定} & \end{array}\right. \quad (4.32)$$

で与えられる。

§4. 数値計算結果と考察

前節で得られた流れの安定条件(4.32)を実際の系すなわちn-ペンタンを用いた第1章 Fig.1.1 の系に適用し, 実験の結果と比較してみる。自然循環の場合を扱う。強制循環の場合には, 第1章および第2章の結果から二相流系に対して絞りの効果と相反する効果を示すことがわかっているので, とくに考えないことにする。実際, 強制循環の場合には, ポンプのヘッドが $\zeta_p u^2/2g$ の形で表わされるとすると, ループの抵抗係数 ζ_l の代りに $(\zeta_l-\zeta_p)$ とおきかえて自然循環として取扱えばよい(

第2章§2参照）。

第1章のFig.1.1の系の幾何学的諸量は,

$$L=5.5\,m,\quad L_R=1.5\,m,\quad L_H=0.2\,m$$

$$D=0.022\,m,\quad A=\pi D^2/4,\,m^2$$

であり，物性に関する諸量は，沸点（36.1°C）において,

$$\gamma_\ell=607\ kg/m^3,\quad \gamma_g=2.8\ kg/m^3,$$

$$h_L=85.4\ kcal/kg,\quad \gamma_\ell C_{p\ell}=340\ kcal/m^3{}^\circ C$$

である。下降部のn-ペンタンの比重量$\gamma_{\ell s}$は，(4.14)式の関係を用いて求めてもよいが，いま，少なくとも0°Cから沸点までの間で，ほぼ直線的に変化するから,

$$\varepsilon=\frac{\gamma_{\ell s}}{\gamma_\ell}-1\doteqdot 0.00196\,\Delta T_{sub} \tag{4.33}$$

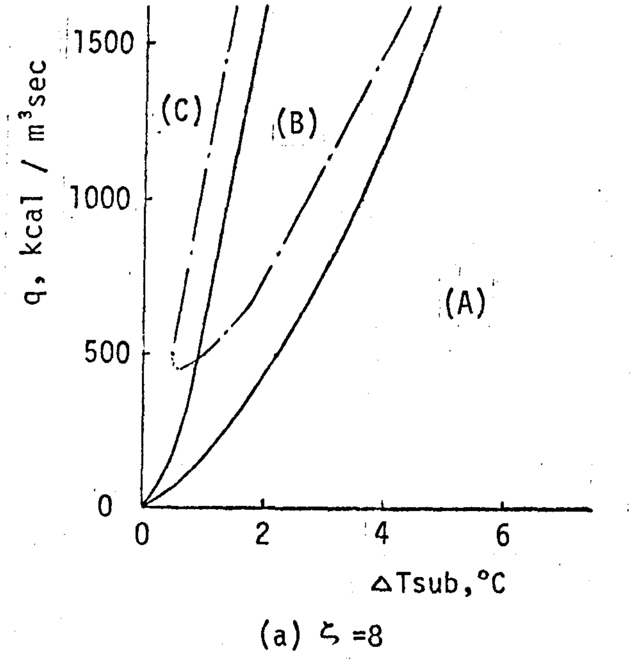
とおける。気体スラグについて，$u_{g00}=0.162\ m/sec$である。

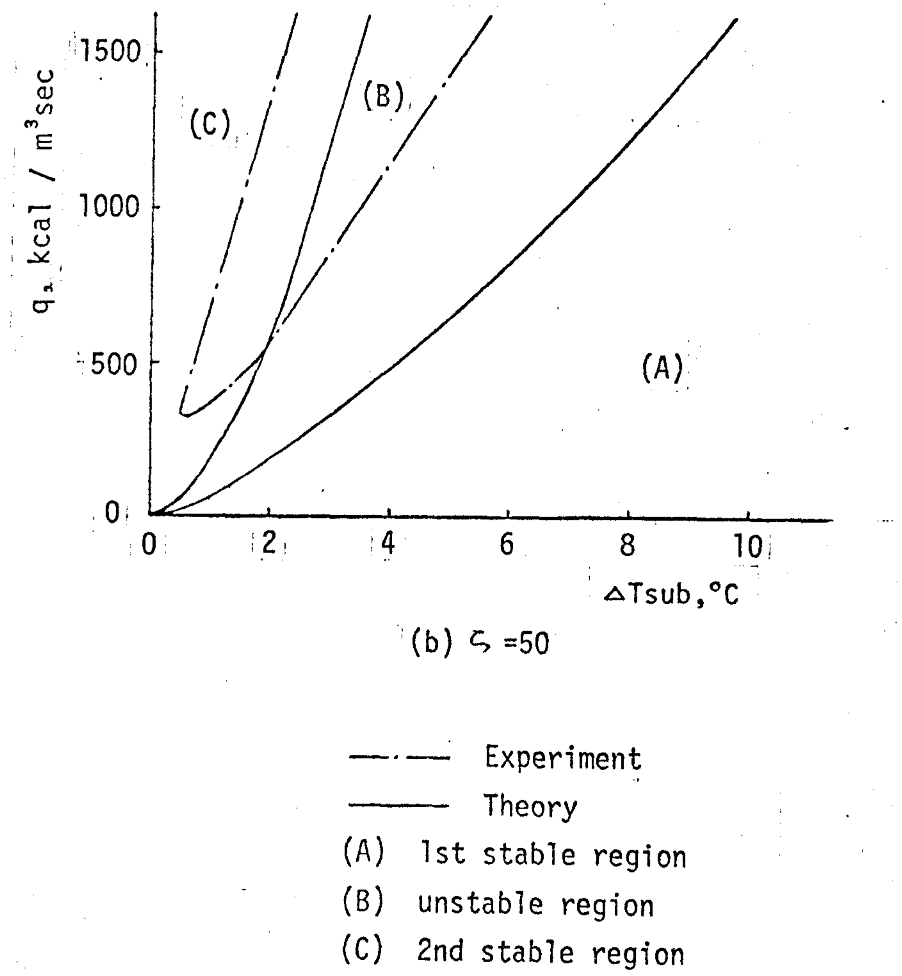
これらの諸量の値および関係式(4.33)を用いて，加熱量q，サブクール温度ΔT_{sub}，ループの抵抗係数ζをパラメータにとって，(4.24)式から定常解を求め，(4.32)の安定条件によって，流れの安定・不安定を調べ，その境に境界線を引いた結果をFig.4.4に示す。なお，1次安定と不安定との境は，$u_0=1$，$f_0=x_{B0}=0$の条件から求められ,

$$q\doteqdot(2\times0.00196\,gL_R)^{1/2}\,\frac{\gamma_\ell C_{p\ell}}{L_H}\,\zeta^{-1/2}\,\Delta T_{sub}^{3/2}\doteqdot 408\,\zeta^{-1/2}\Delta T_{sub}^{3/2} \tag{4.34}$$

である。

Fig.4.4に第1章で得られた実験結果も一点鎖線で書き入れてある。両者の比較の結果は，抵抗係数ζが小さい所では実験と理論はよく一致し，ζが大きくなるにつれて不安定領域と2次安定の領域が拡がり，ΔT_{sub}の大きい方へ移行するという傾向も一致している。しかし，仮定をおいたときに予想したように，ζが大きい場合には実験結果と合わなくなる。





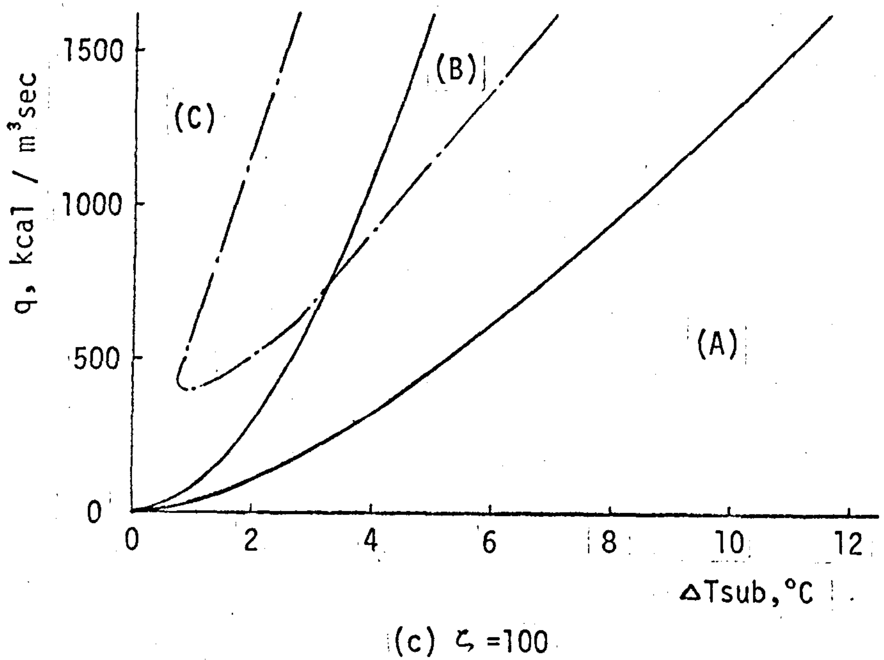


Fig.4.4. Comparison of present theory with experimental data for stability division in (ΔTsub, q) plane (Natural circulation by n-pentane)

前節で得られた閉じた微分方程式系(4.21)式は，流れの不安定の発生原因が二相流部の運動量の時間変化の非線形性にあり，見方を変えれば管内気泡量(駆動力)の非線形性にあることを示していて，二相流部の抵抗変化は管内気泡量に付随して非線形性を示す。すなわち，振動発生の機構は次のように考えられる。加熱部への流入速度の増加が，気泡発生量を減少させ気泡流出量を増加させて，管内の気泡量を著しく減少させるために駆動力も急速に減少させて，一旦流速を急速に減少させる。このため気泡発生量は徐々に増加し，流速は少し増加するがさらに気泡発生量は増加して流れは発散の傾向を示す。一方，加熱部への流入速度の減少は，気泡発生量を急速に増加させて管内気泡量を著しく蓄積増加させ，一旦駆動力を急速に増加させ，流速を急速に増加させる。このため，管内気泡量は一度に流出してほとんどなくなってしまい，流速をさらに減少させる傾向を示す。このようにして，やがて流れは振動状態となる。

安定な流れでは，気泡発生量と流出量が釣合っていて，沸騰量が多いために加熱部への流入速度の増減に対して気泡発生量，流出量ともにあまり変化しないために，振動が発生しえないと考えられる。

§5. 結　論

大気圧下におけるFig. 4.3に示すような沸騰二相流閉ループ系の流れの安定性について論じた。系を集中定数系として取扱い，積分形式で書いた質量，運動量，エネルギの保存則から基礎式を導く。このとき，第2，第3章で得られた結果を利用した。こうして，流れの不安定を説明する閉じた微分方程式系が得られた。こ

れらの方程式は，流れの不安定が二相流部の運動量の時間変化の非線形特性，見方を変えれば駆動力（管内気泡量）の非線形特性に原因して発生することを示している。その機構は，加熱部への流入速度の増加が，一旦駆動力を減少させ流速を減少させるが，駆動力の回復が上回り流速を発散させる傾向を示す。一方，加熱部への流入速度の減少が，一旦駆動力を増加させ流速を増加させるが，駆動力の減少の下回り方が早いために流速を減少させる傾向を示す。こうして，やがて流れは振動状態となる。

Fig.4.3のような系に対する安定条件は(4.32)で与えられる。第1章Fig.1.1に示す系についてカーペンタンを用いた場合に適用した結果，パラメータ空間における2種類の安定領域とそれらにはさまれた不安定領域の存在を示し，第1章で得られた実験結果と定性的な傾向は一致し，絞りの小さい範囲では定量的にもほぼ一定した。

結　論

沸騰二相流系の流れの不安定現象に関する実験および安定性理論について述べた。

まず，流れの不安定現象をできるだけ一般的に把握するために，n-ペンタンを用いた均一電気加熱による沸騰ループについて実験を行なった。測定結果の整理にあたっては，系に供給または消費されるエネルギおよび運動量に対応する因子すなわち加熱量，サブクール温度，系の抵抗係数，強制流の流速の四つを選んだ。これらの因子を軸とするパラメータ空間内での流れの安定・不安定領域の区分，不安定領域内での振動特性とともに，各領域内での気泡の流動状態や沸騰状態に注意を払った。このような整理によって次のことが明らかになった。

(1) 流れの不安定は流動形式（前期スラグ流から後期スラグ流へ）の遷移域で起こる。沸騰状態についていえば，不安定は飽和沸騰（核沸騰の範囲）になってから起こる。

(2) 流れの安定な領域は2種類あって，サブクール時間の大きい方が1次安定（気泡流，前期スラグ流；飽和温度に近い状態での核沸騰），小さい方が2次安定（後期スラグ流；飽和沸騰）である。その間に不安定の領域が存在し，流動形式，沸騰状態ともに変化する。

(3) 絞りの効果は，流れの状態を1次安定→不安定→2次安定と移行させる傾向をもつ。

(4) 強制循環の効果は，流れの状態を2次安定→不安定→1次安定と移行させる傾向をもつ。

(5) 加熱量とサブクール温度および絞りと強制循環は

流れの安定性に対して本質的に相反する効果を示す。
(6) 流れの自励振動の周期は，加熱量を減少させると増加する傾向がある。この周期の増加の傾向は，サブクール温度を増加させても，抵抗係数を小さくしても，また強制循環の流速を増加させても示される。流れの振動の振幅は，自然循環から強制循環にすると減少する傾向がある。

つぎに，沸騰二相流系に生ずる流れの不安定現象について安定解析を行なうのであるが，二相流の損失，気相のすべりおよび沸騰熱伝達に関して厳密な関数関係の記述が明らかでないため，閉じた微分方程式系が得られない。そこで，二相流の損失と気相のすべりについて実験で調べた。沸騰熱伝達については，非沸騰部のエネルギの保存則から，流入速度とサブクール温度の沸騰量への効果を表わすことができるのでとくに考えないことにする。飽和に達しない場合の核沸騰は無視し，解析上は非沸騰に対応して1次安定の状態とする。

簡単な理論的考察と実験から，二相流の損失と気体スラグの性質について次のことが明らかになった。
(7) 垂直気液二相流の全圧力損失比 κ は，気泡流，スラグ流の領域において，液体の種類（少なくとも水とn-ペンタン）に関係なく，二相流フルード数 Fr_T とレイノルズ数および流路の形状量を含む二相流部の液体だけが流れたときの抵抗係数 ζ_{ts} とで簡単に表わされ，

$$\kappa = 1 + 0.3\,\zeta_{ts}^{-1}\,Fr_T^{-1}$$

で与えられる。

(8) 気体スラグの二相流の全体積速度に相対的な速度は，ほぼ一定であり，流れの方向に沿ってもほぼ一定であると仮定できる。

(9) 流れに沿った各断面でのボイド率も，平均化して扱ってよく，気体流入量に比例して増加する。

(10) (7)～(9)によって，沸騰二相流系の流れの不安定現象を説明する方法として，集中定数系としての取扱いが適当であることを示唆する。

これらの結果を利用して，積分形式で書いた二相流系の質量，運動量，エネルギの保存則から流れの不安定現象を説明する閉じた微分方程式系が得られる。これらの方程式は，流れの不安定の発生の原因が，管内気泡の存在量すなわち駆動力の非線形特性にあることを示している。

微小変動の理論を用いて，これらの方程式に基く安定性の理論は，パラメータ空間における2種類の安定領域とそれらにはさまれた不安定領域の存在を示し，先に見出された実験結果と定性的な傾向は一致し，絞りの小さい範囲では定量的にもほぼ一致した。

(11) 沸騰二相流系の流れの不安定現象を論じる微分方程式は(4.21)式で与えられ，流れの安定条件は(4.32)で与えられる。

(12) Fig.4.4は，流れの安定と不安定の領域を示したもので，実験と理論が符号する程度を読みとることができる。

謝　辞

終りに、本研究をまとめるにあたって、懇切な御指導・御教示を頂いた大阪大学基礎工学部　村崎寿満教授、森岡茂樹助教授、吉沢能政助教授に厚く御礼申し上げます。また、貴重なデータを拝借させて頂いた東京工業大学原子炉工学研究所青木研究室の井上晃博士に深謝致します。また、実験に協力された当時の学生諸氏に厚く御礼申し上げます。

参考文献

(1) 松井剛一他, 日本機械学会関西支部第43期講演論文集, (1968), 38.
(2) 松井剛一, 京大数理解析研講究録, 101(1970), 1.
(3) 松井剛一, 日本原子力学会誌, 13-2 (昭46), 66.
(4) 村崎寿満・松井剛一他, 日本機械学会関西支部第46期講演論文集, (1971), 87.
(5) 森岡茂樹・松井剛一他, 第3回流体力学講演会講演集, (昭46), 89.
(6) G. Matsui, Heat Transfer - Japanese Research, 1-1 (1972), Scripta Publ. Corp..
(7) P. A. Lottes, et al, 2nd Geneva Conf., (1958), 1983.
(8) S. Levy, E.S. Beckjord, ASME, 60-HT-27 (1960).
(9) 寺野寿郎他, 日本機械学会論文集, 28-195, (昭37) 1957.
(10) S. Fabrega, EAES Symp., (1963).
(11) J. Timmermans, Physico-Chemical Constants of Pure Organic Compounds, Vol. 1, (1950), 6, Elsevier Publ. Co..
(12) J. Timmermans, ibid., Vol. 2, (1965), 30.
(13) 日本化学会, 化学便覧, (昭41), 丸善.
(14) 日本機械学会, 機械工学便覧, (昭37)
(15) 植松時雄, 水力学, (昭35), 産業図書.
(16) 佐藤一雄, 物性定数推算法, (昭43), 丸善.
(17) 香川達雄, 沸騰熱伝達, (昭40), 243~253, 日本機械学会.
(18) T. N. Veziroglu and S.S. Lee, Cocurrent Gas-Liquid Flow, (1969), 303~344, Plenum Press.
(19) R. W. Lockhart and R.C. Martinelli, Chem. Engng. Progr.,

45-1 (1949), 37.
(20) 赤川浩爾, 日本機械学会論文集, 23-128 (昭32), 292.
(21) S. G. Bankoff, ASME, Ser. C, 82-2 (1960), 265.
(22) 井上晃・青木成文, 日本機械学会論文集, 36-288 (昭45), 1358.
(23) 井上晃・青木成文, 日本機械学会論文集, 36-288 (昭45), 1366.
(24) M. Petrick, ANL-5787, (1958).
(25) S. Levy, ASME, Ser. C, 85-2 (1963), 137.
(26) J. R. S. Thom, Int. J. Heat Mass Transfer, 7 (1964), 709.
(27) G. H. Anderson and B. G. Mantzouranis, Chem. Engng. Sci., 12 (1960), 109.
(28) R. M. Davis and G. I. Taylor, Proc. roy. Soc. Lond., Sec. A., 200 (1950), 375.
(29) D. J. Nicklin, J. O. Wallis and J. F. Davidson, Trans. Instn. Chem. Engrs., 40 (1962), 61.
(30) P. G. Griffith and G. B. Wallis, ASME, Ser. C, 83 (1961), 307.
(31) R. Moissis and P. G. Griffith, ASME, Ser. C, 84 (1962), 29.
(32) 赤川浩爾, 日本機械学会論文集, 29-201, (昭38), 924.
(33) 井上晃・青木成文, 日本機械学会論文集, 32-238 (昭41), 940.
(34) A. B. Jones, KAPL-2170, (1963).
(35) C. K. Sanathahan, ANL-6847, (1964).
(36) G. Wallis and J. Heasley, ASME, Ser. C, 83 (1961), 363.
(37) E. Beckjord, GEAP-3493, (1960).
(38) L. M. Shotkin, Nucl. Sci, Engng., 28 (1967), 317.
(39) A. Jahnberg, EAES Symp., (1963).

(40) A. N. Nahavandi and R. F. von Hollen, Nucl. Sci. Engng., 20 (1964), 392.
(41) J. A. Fleck, J. Nucl. Energy, 11 (1960), 114.
(42) 葉山真治, 日本機械学会論文集, 28-195 (昭37), 1607.
(43) L. G. Neal and S. M. Zivi, Nucl. Sci. Engng., 30 (1967), 25.
(44) C. C. Lin, The Theory of Hydrodynamic stability, (1966), Cambridge Univ. Press..
(45) 青木成文, 原子炉熱工学, (昭40), 養賢堂.
(46) 内田秀雄 他, 熱伝達特論, (昭39), 裳華房.
(47) 日本機械学会, 沸騰熱伝達, (昭40).
(48) 高橋利衛, 機械振動とその防止, (昭37), オーム社.
(49) 赤川浩爾, 流体固体輸送工学ハンドブック, (昭41), 516 ~ 544, 朝倉書店.