

細円管および狭い長方形管内垂直上昇気液二相流の 流動現象に関する研究

井手, 英夫

<https://doi.org/10.11501/3147903>

出版情報 : 九州大学, 1998, 博士 (工学), 論文博士
バージョン :
権利関係 :

3.2.2 長方形細管の場合の流動写真

長方形細管の場合本実験の流動条件下では気ほう流が観察されなかった。

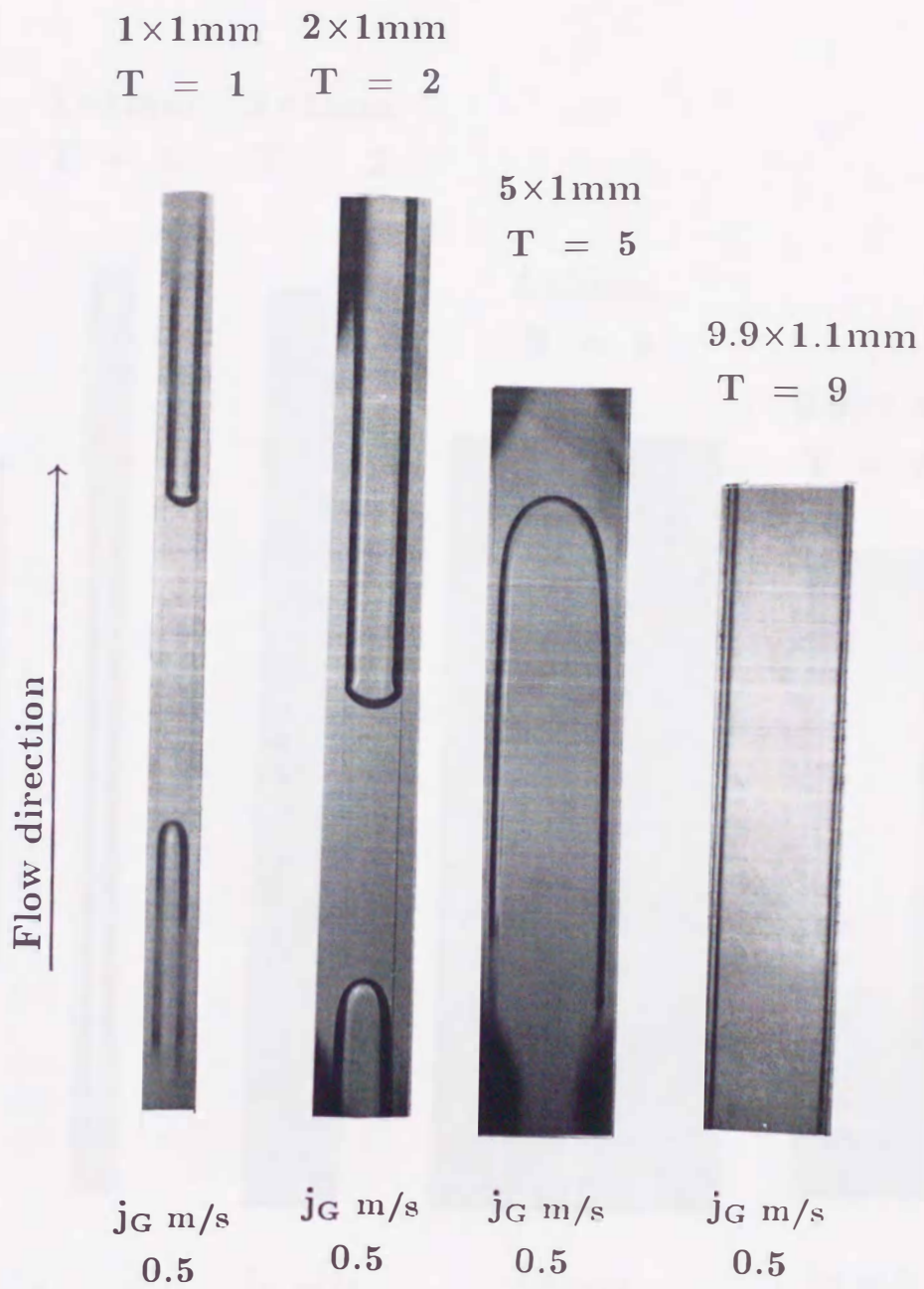
図 3.9～図 3.10 のスラグ流において、アスペクト比が小さい場合の気体スラグ形状（特に後端部形状）は前節で述べた細円管の場合と同様な特徴を持つことがわかる。アスペクト比が大きい場合で j_L が大きくなると、気体スラグ先端部（ノーズ）は平坦な形状から幾らか尖り、左右に振動しながら上昇する。これらの流動写真から判断して気体スラグ後端部が乱れ、小気ほうが液体スラグ内に混入し始める j_G の値は、アスペクト比が大きい場合約 0.7m/s 以上から、アスペクト比が小さい場合約 3m/s である。これは流動様式の遷移がアスペクト比が大きい場合の方が j_G の小さい値で始まる傾向が強いことを意味している。

一方、長方形細管 1×1mm（相当直径 1.0mm）と管径 0.9mm の円管の場合との流動現象の差異は、例えば、図 3.10(a) と図 3.6(h) の比較からわかるように、液体スラグ部の気ほう密度の違いにある。すなわち円管の場合液体スラグ内に小気ほうがほとんどみられないが、1×1mm の正方形管の場合多数の小気ほうが混入している。このことは、アスペクト比が小さい長方形管内の流れは、気体スラグの周囲液膜の流れが円管の場合と異なり、管コーナ部の存在により、より複雑な流れであることを裏付けている。

図 3.10～図 3.12 のフロス流において、アスペクト比が大きくなると気相および液相の流れは複雑な流動現象を示す。すなわち、気相は左右に激しく揺れながら上昇する結果、液膜の一部が管中央まで達するほど周囲液膜も攪乱され、速度の大きい気相内に多くの液塊を複雑に巻き込み、いわゆる狭い管路に特有な流れが観察される。このような流れでは、気相速度が増大するにつれて気相先端は鋭く、気相の先端部か後端部か判別できないほど乱れる場合も少なくない。

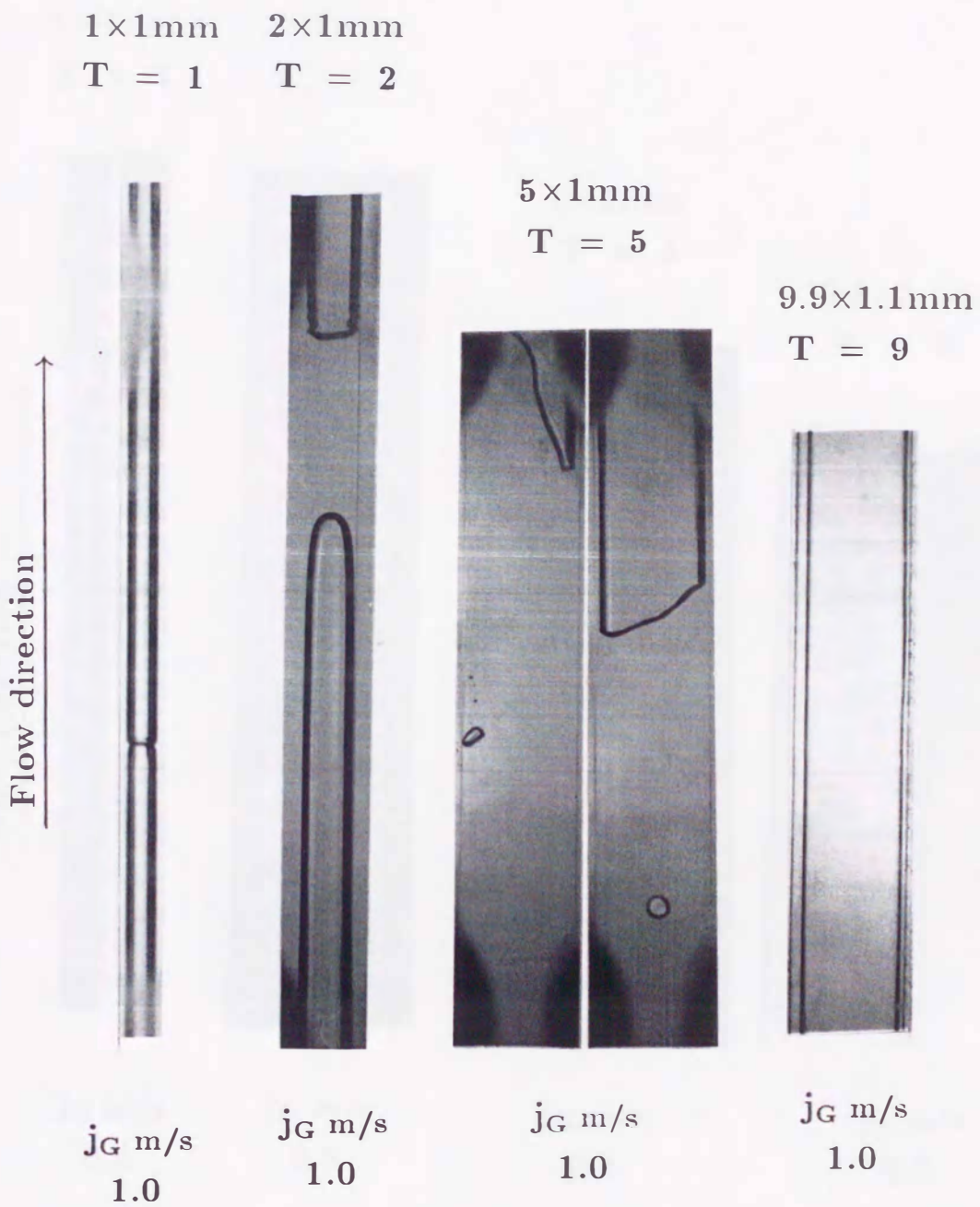
このような流れの特徴は、第 2 章で検討した液体塊の加重平均速度 u_{mv} のフロス流領域の結果についての理解をさらに深める。すなわち前出の図 2.24(a) において、アスペクト比が大きくなると u_{mv} は、フロス流領域で Nicklin の式 (2.18) から下方へずれる傾向が小さくなり、極小値を持ち難くなる傾向が見られる。上述するようにアスペクト比が大きい場合の流れでは、管壁側の液膜よりも管中央側の速度の大きい気相内に多くの液塊が随伴される結果、フロス流領域の液体塊速度は、 j_G に関わらず比較的高い値を与えるものと考えることができる。

図 3.12 ~ 図 3.13 の長方形細管の場合の流動写真は，細円管の場合よりかなり鮮明に，管内の流動現象（じょう乱波とリップル）を捉えている．図 3.12(a) ~ (d) から，アスペクト比が大きいほど環状流への遷移は j_G の小さい値で生じる傾向があり，また図 3.13(a) ~ (d) から，アスペクト比が大きいほど液膜厚さも薄い傾向があることが推察される．



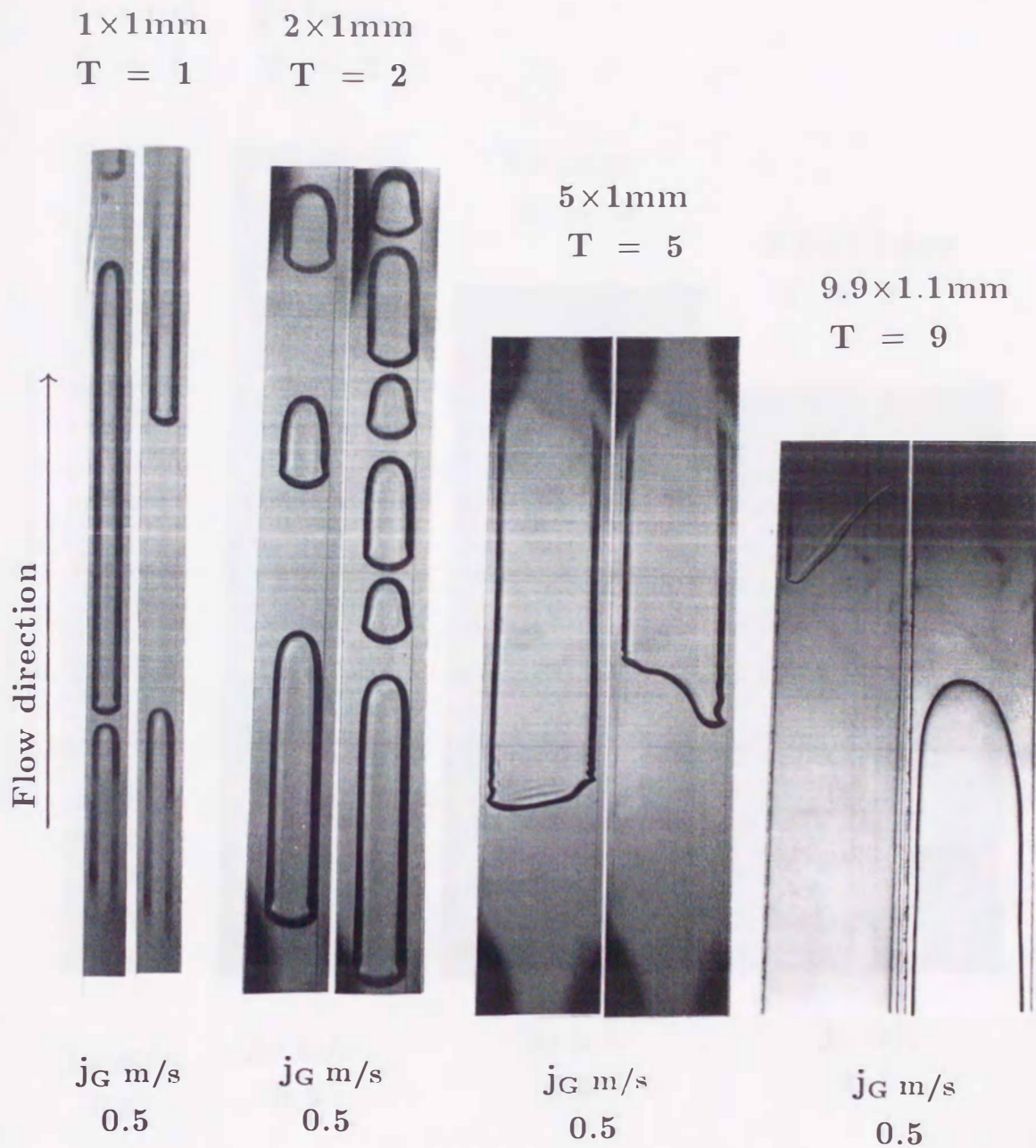
$$j_L = 0.1 \text{ m/s}$$

図 3.9 (a) 流動写真 (長方形細管, スラグ流)



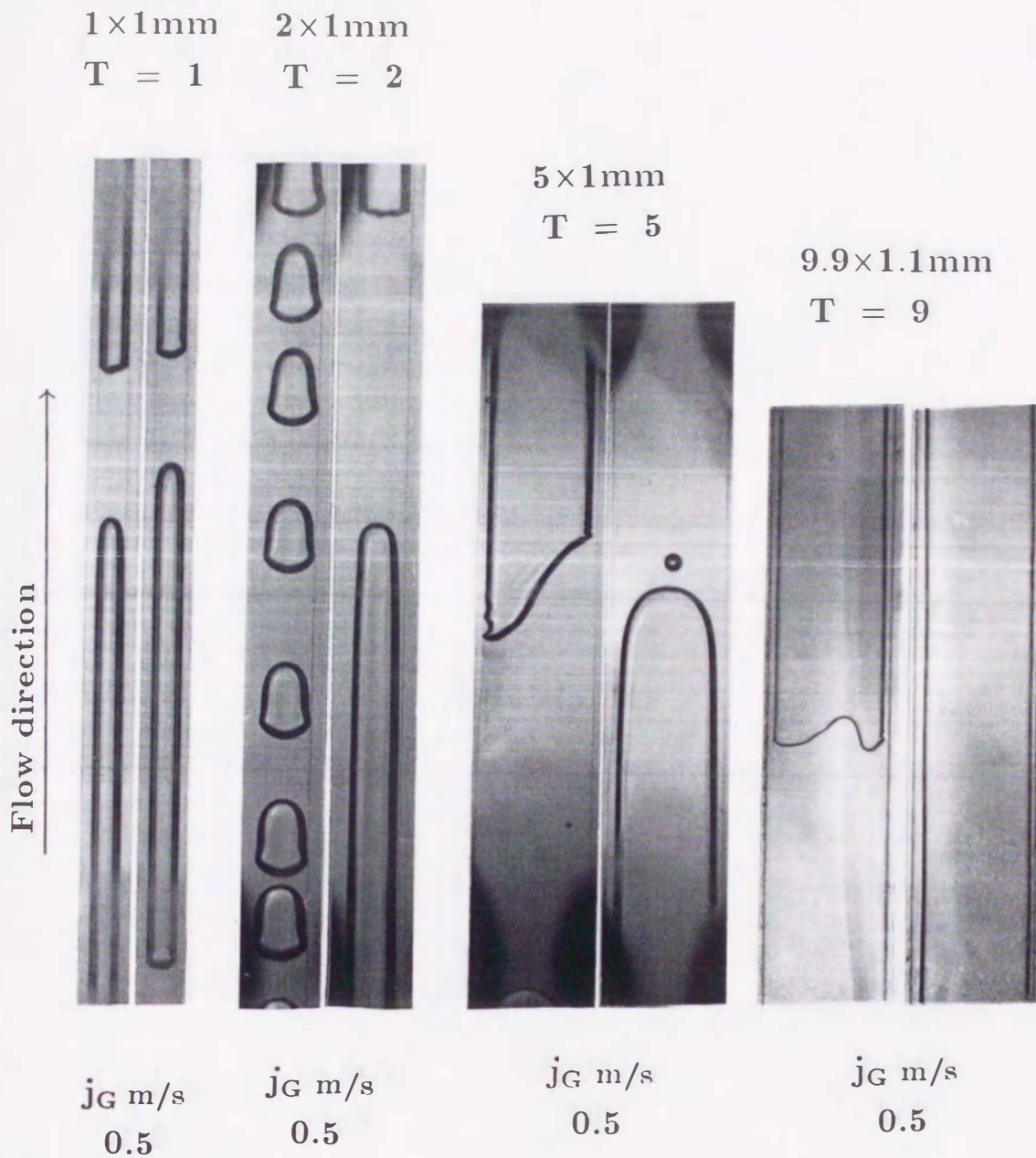
$$j_L = 0.1 \text{ m/s}$$

図 3.9 (b) 流動写真 (長方形細管, スラグ流)



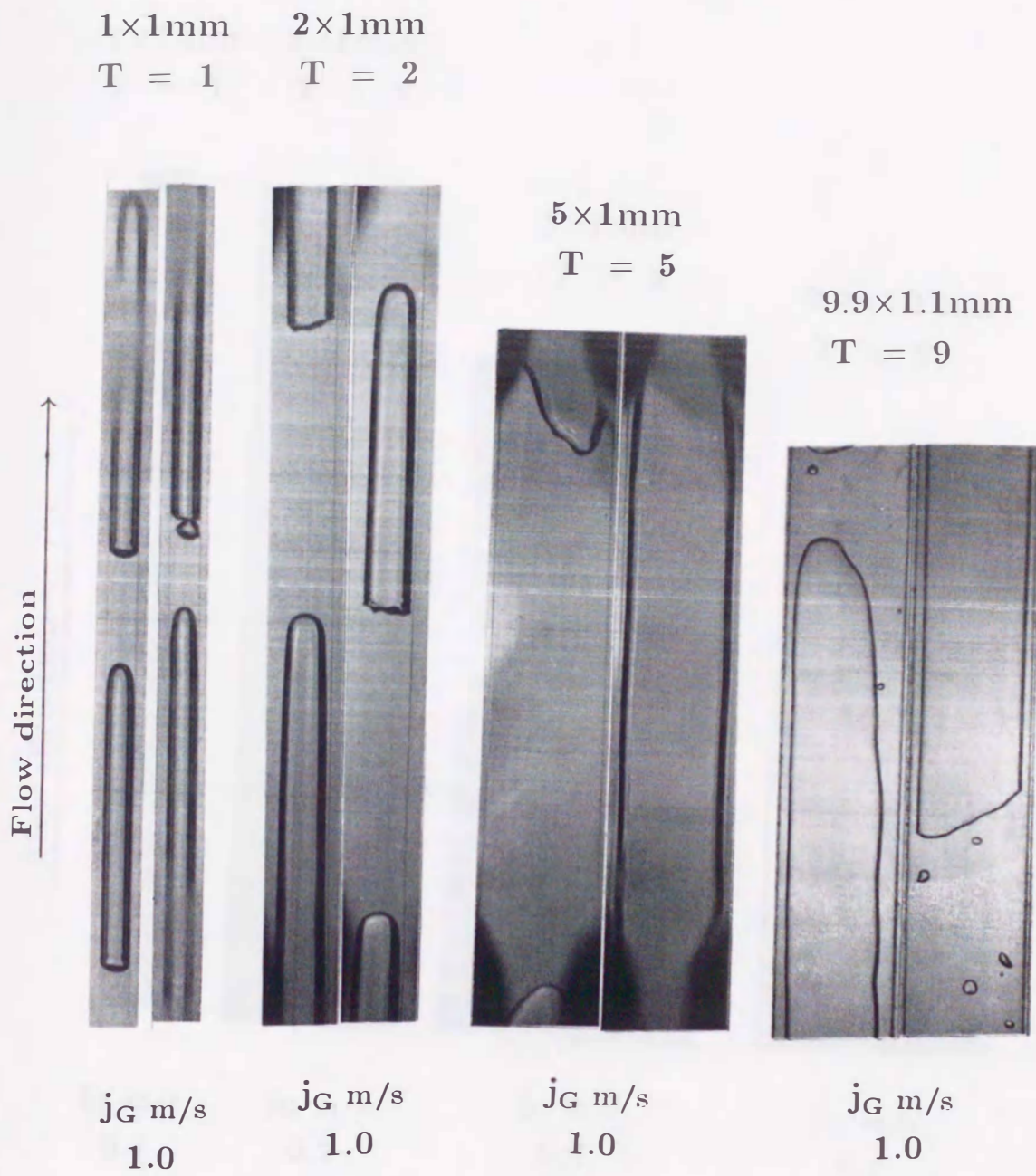
$$j_L = 0.2 \text{ m/s}$$

図 3.9 (c) 流動写真 (長方形細管, スラッグ流)



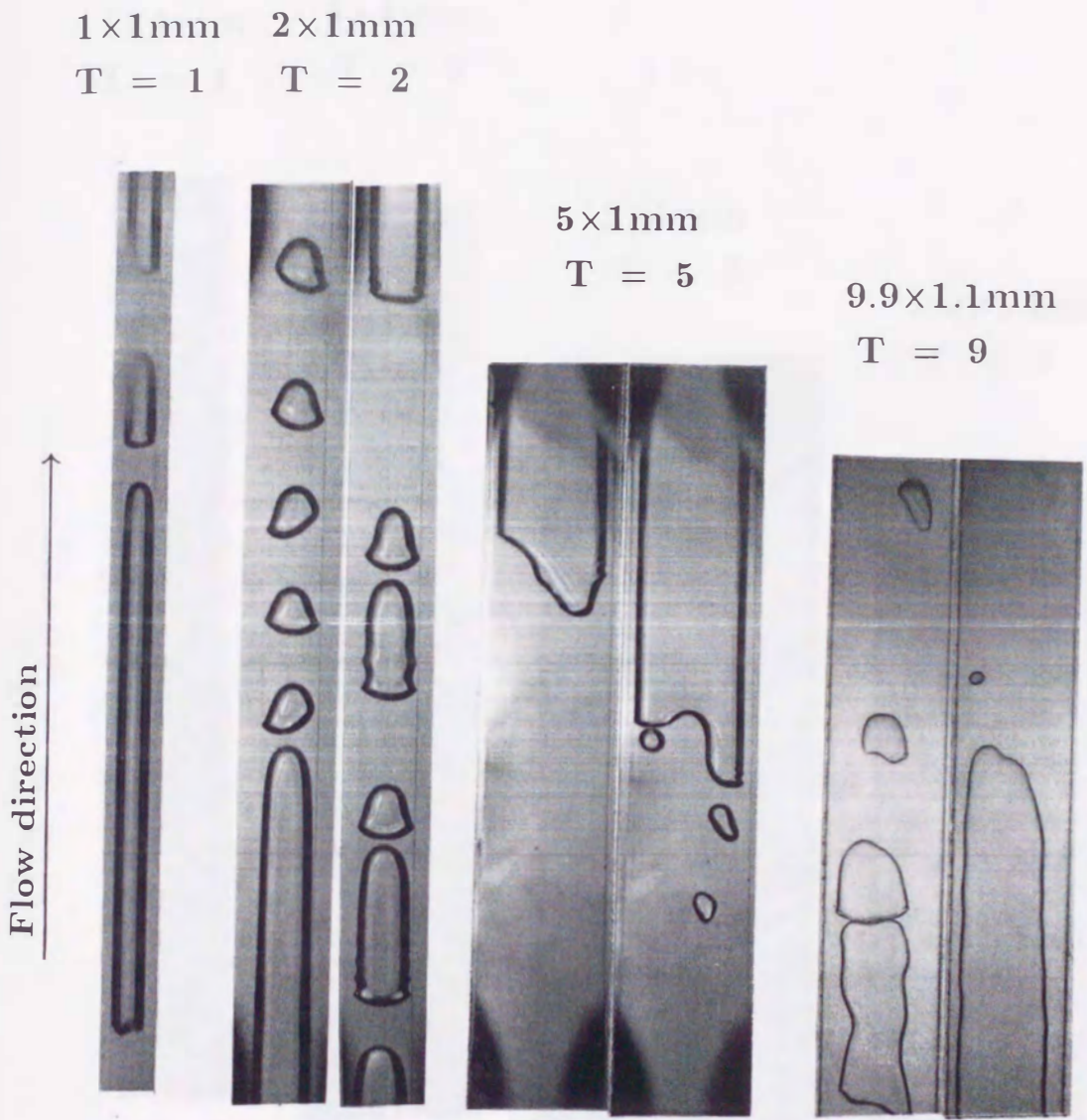
$$j_L = 0.3 \text{ m/s}$$

図 3.9 (d) 流動写真 (長方形細管, スラッグ流)



$$j_L = 0.3 \text{ m/s}$$

図 3.9 (e) 流動写真 (長方形細管, スラッグ流)



1×1mm 2×1mm
 T = 1 T = 2

5×1mm
 T = 5

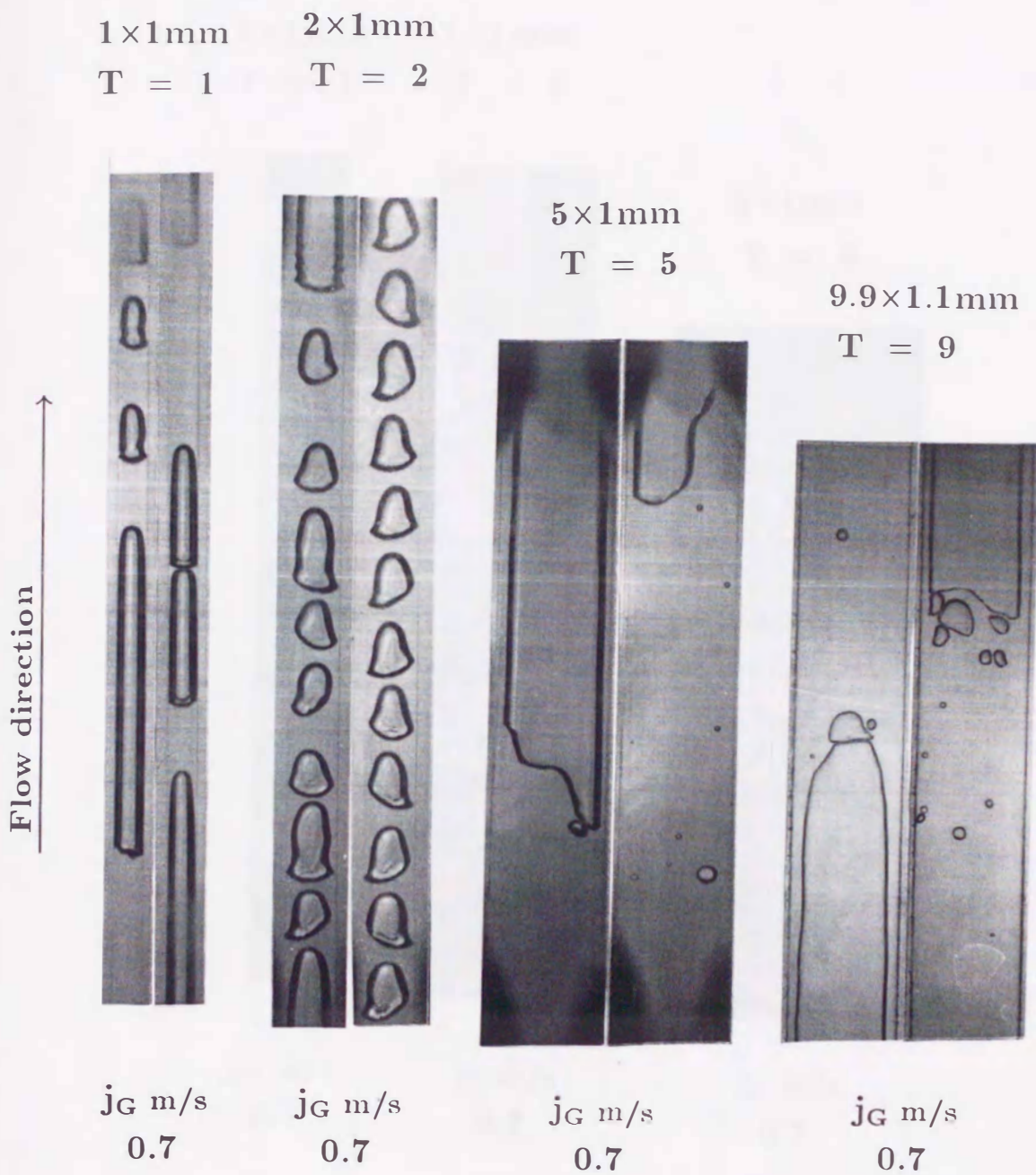
9.9×1.1mm
 T = 9

Flow direction ↑

j_G m/s j_G m/s j_G m/s j_G m/s
 0.7 0.7 0.7 0.7

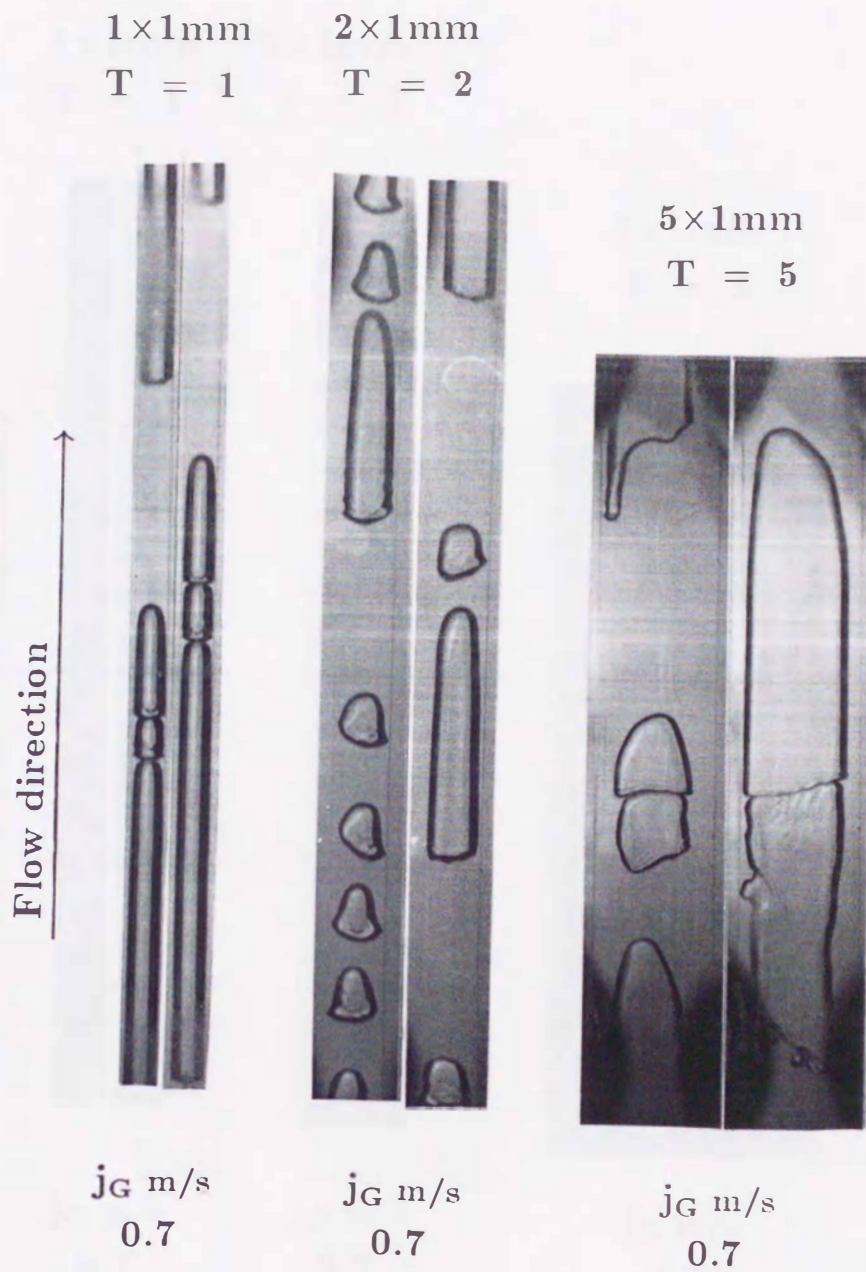
$j_L = 0.5$ m/s

図 3.9 (f) 流動写真 (長方形細管, スラグ流)



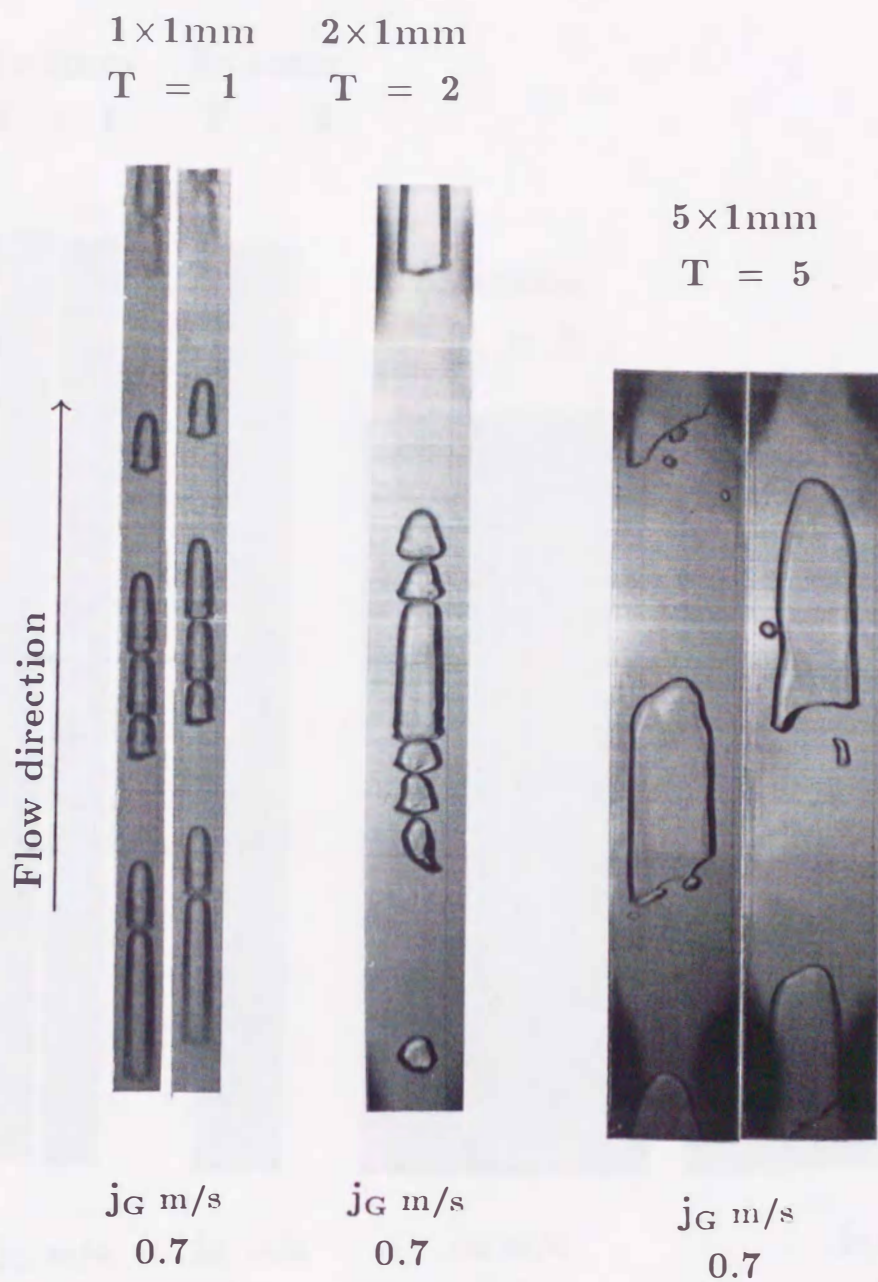
$$j_L = 0.7 \text{ m/s}$$

図 3.9 (g) 流動写真 (長方形細管, スラグ流)



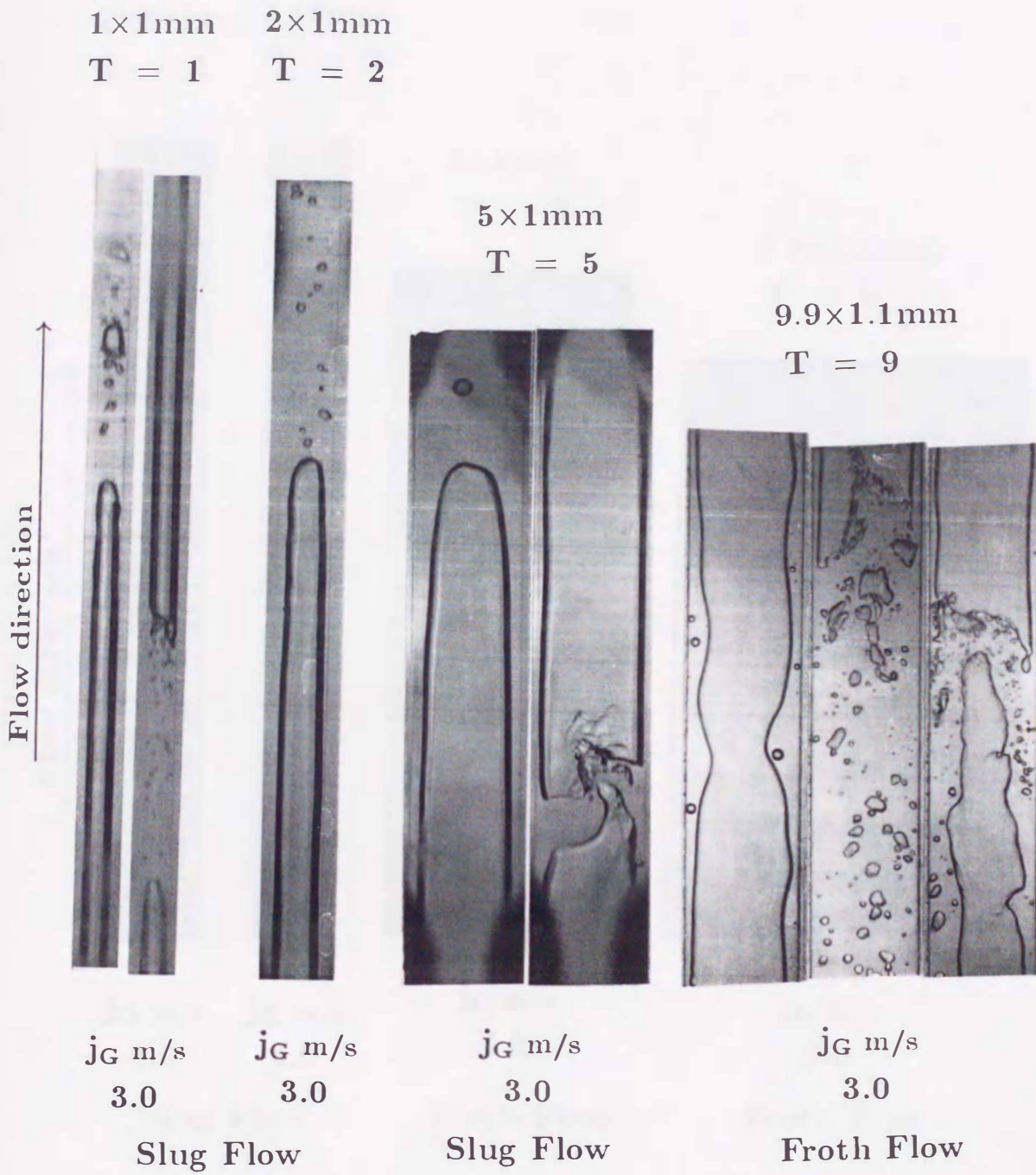
$$j_L = 1.0 \text{ m/s}$$

図 3.9 (h) 流動写真 (長方形細管, スラグ流)



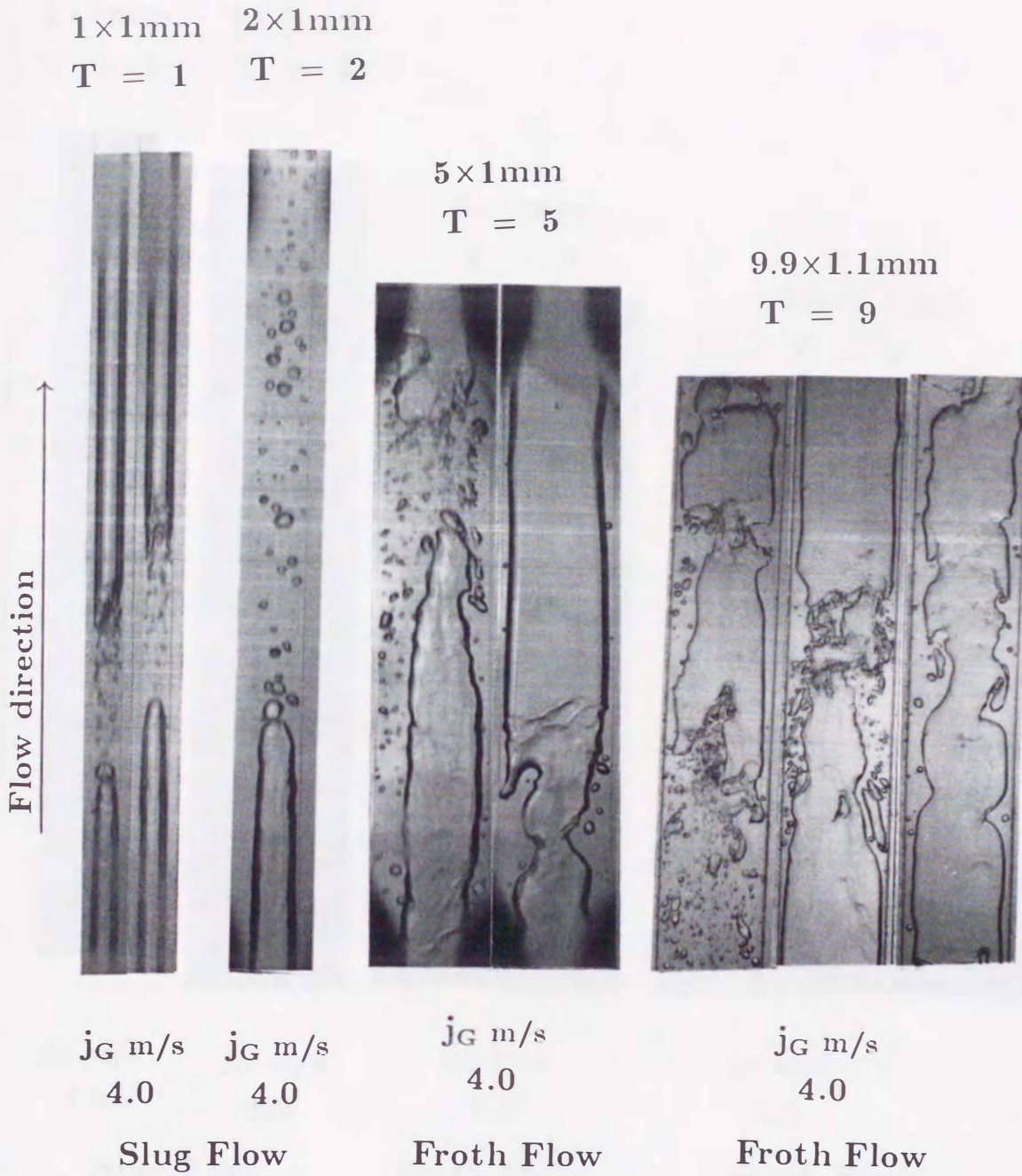
$$j_L = 1.5 \text{ m/s}$$

図 3.9 (i) 流動写真 (長方形細管, スラグ流)



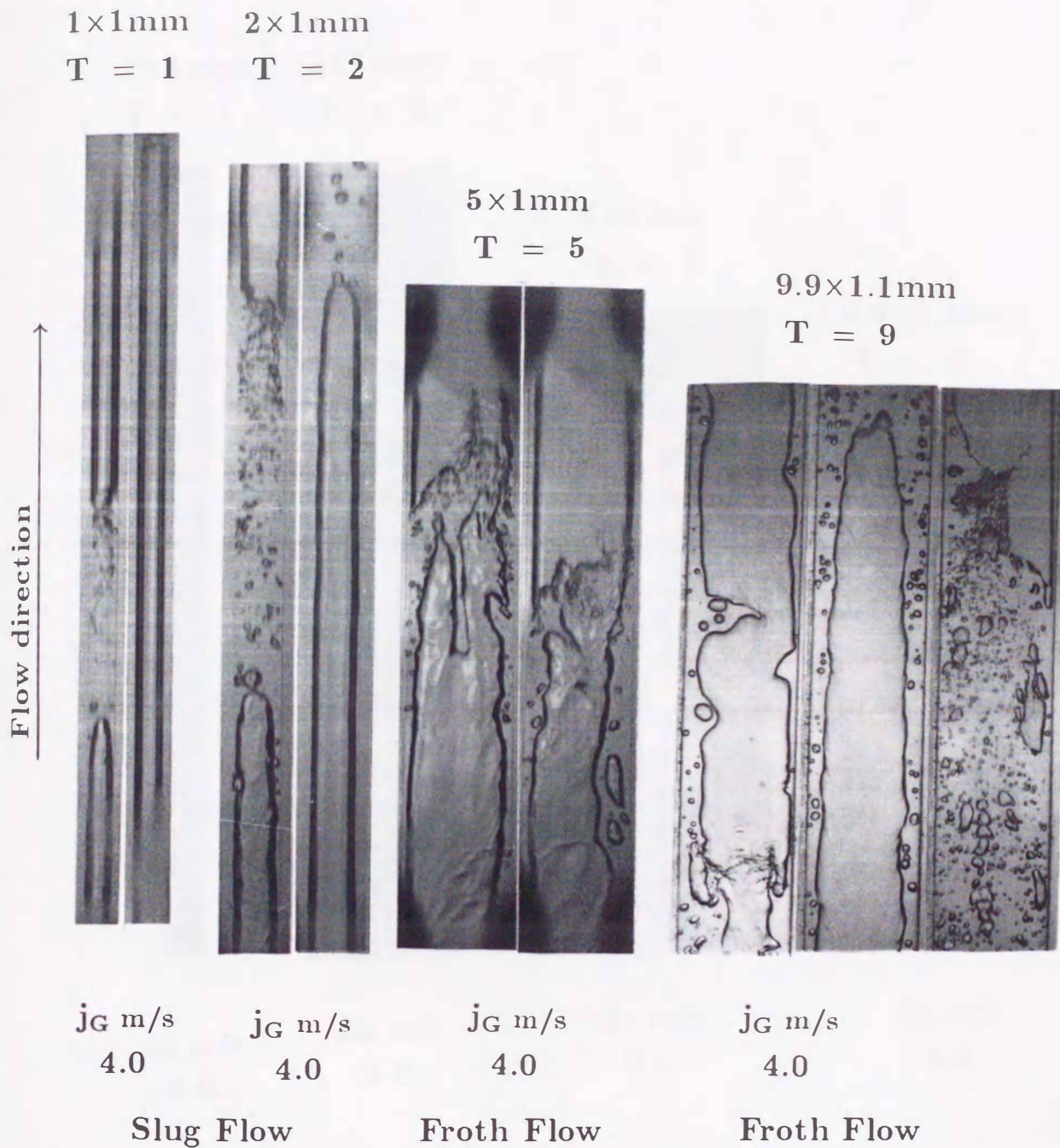
$j_L = 0.3 \text{ m/s}$

図 3.10 (a) 流動写真 (長方形細管, スラグ流, フロス流)



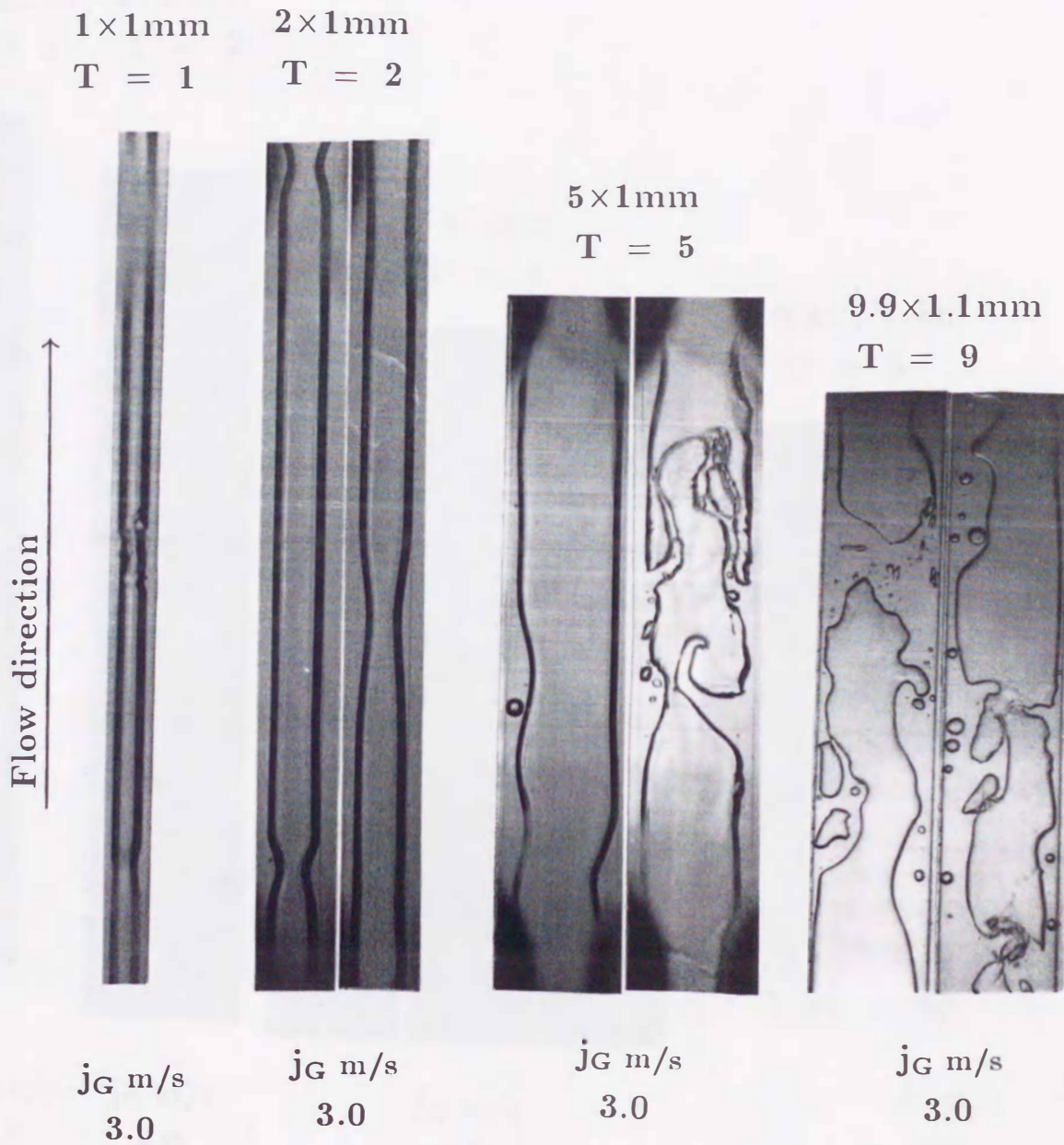
$j_L = 0.5 \text{ m/s}$

図 3.10 (b) 流動写真 (長方形細管, スラグ流, フロス流)



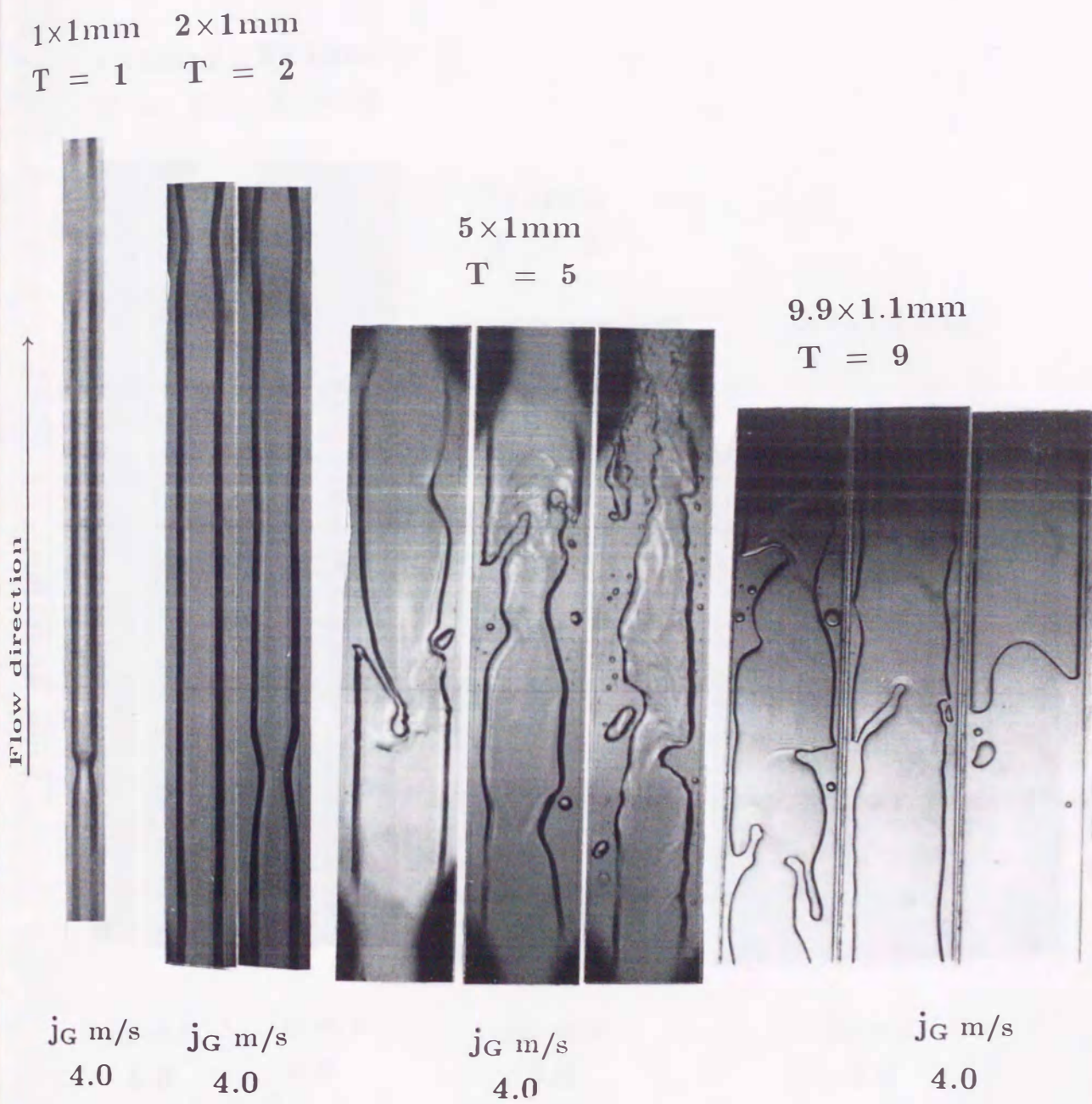
$j_L = 0.7$ m/s

図 3.10 (c) 流動写真 (長方形細管, スラグ流, フロス流)



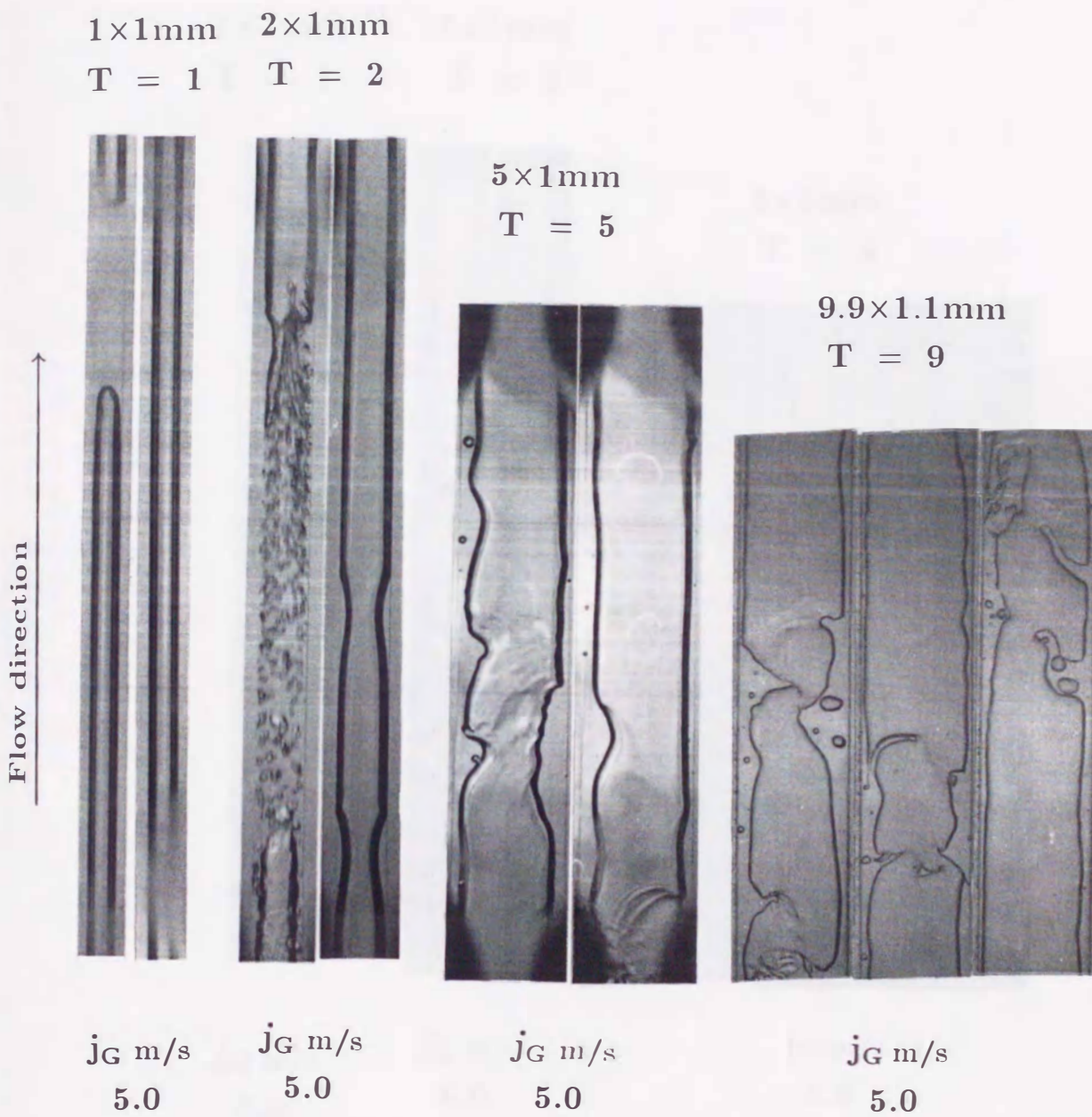
$$j_L = 0.1 \text{ m/s}$$

図 3.11 (a) 流動写真 (長方形細管, フロス流)



$$j_L = 0.2 \text{ m/s}$$

図 3.11 (b) 流動写真 (長方形細管, フロス流)



$$j_L = 0.3 \text{ m/s}$$

図 3.11 (c) 流動写真 (長方形細管, フロス流)

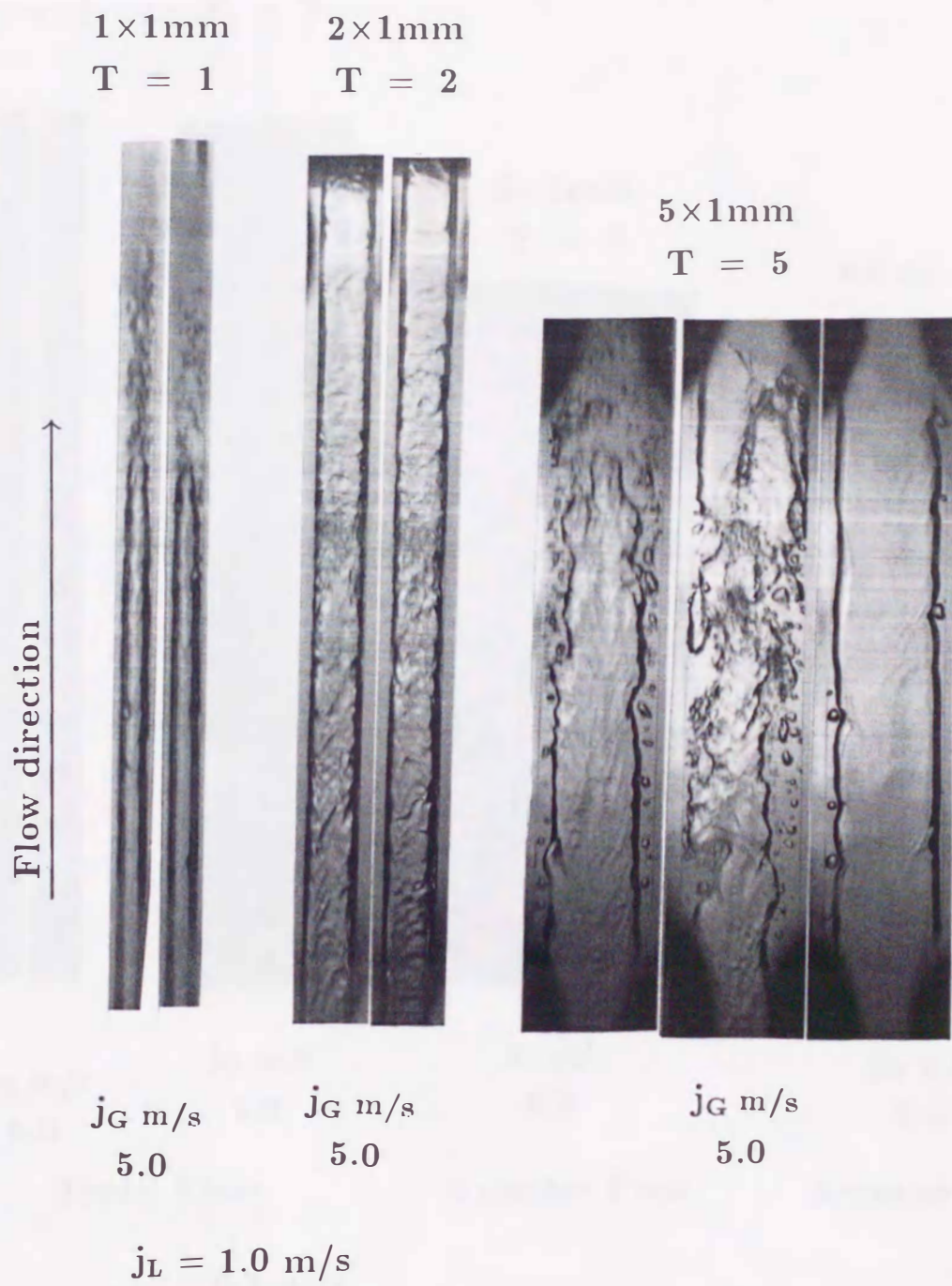
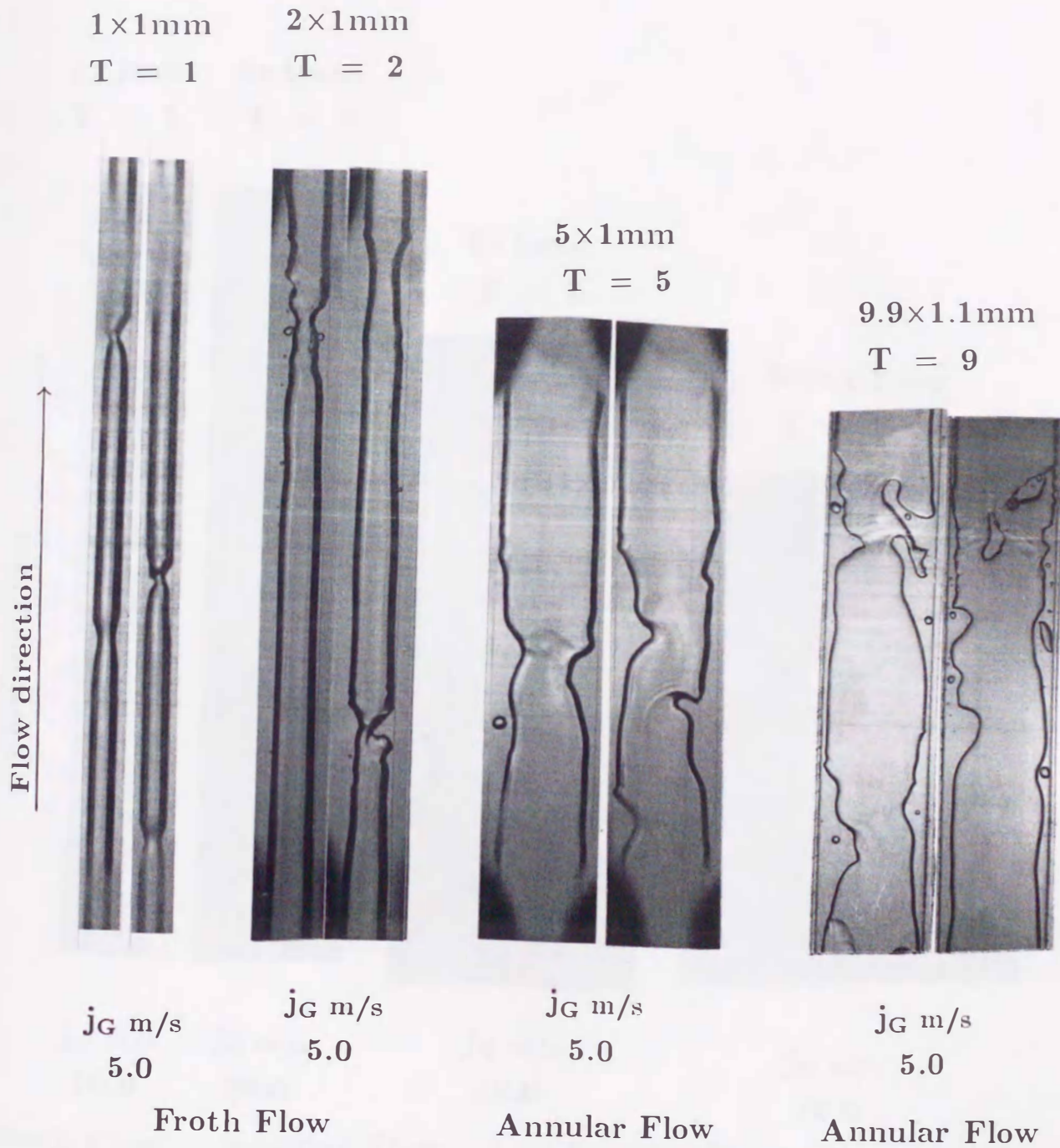
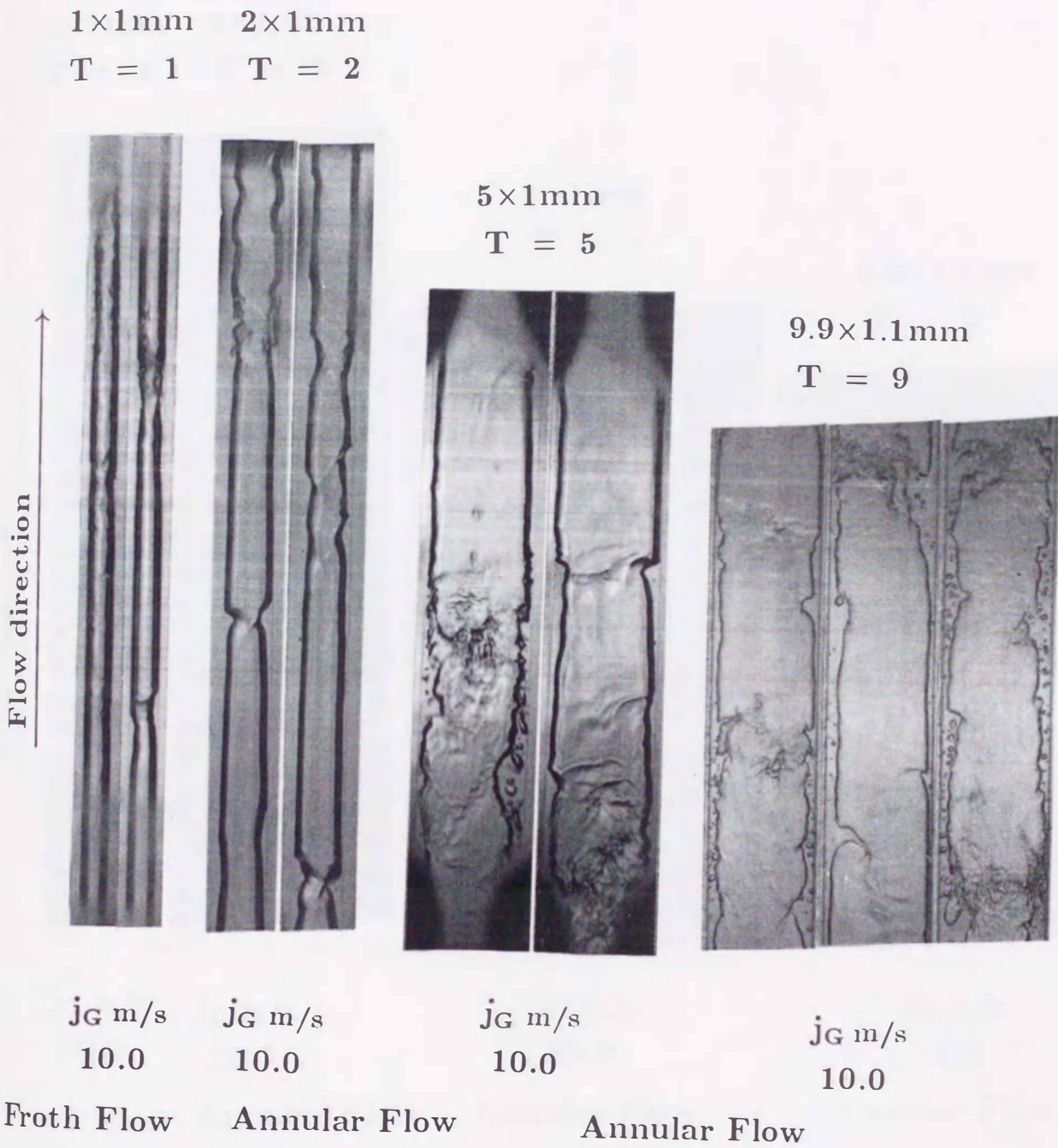


図 3.11 (d) 流動写真 (長方形細管, フロス流)



$$j_L = 0.1 \text{ m/s}$$

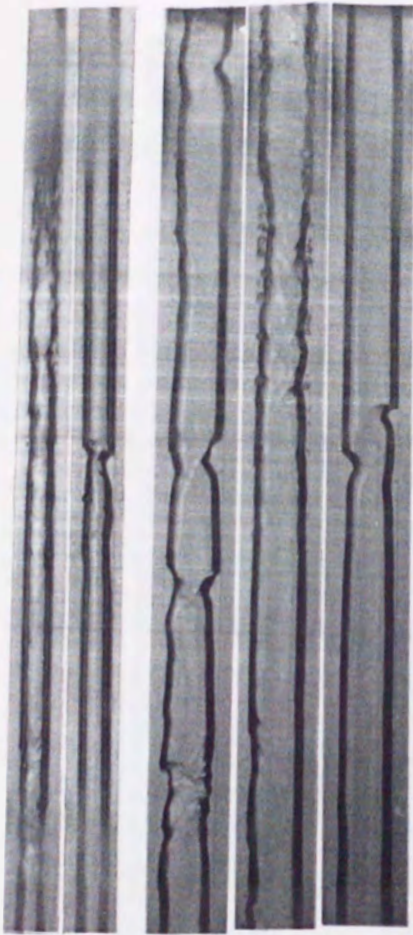
図 3.12 (a) 流動写真 (長方形細管, フロス流, 環状流)



$j_L = 0.3 \text{ m/s}$

図 3.12 (b) 流動写真 (長方形細管, フロス流, 環状流)

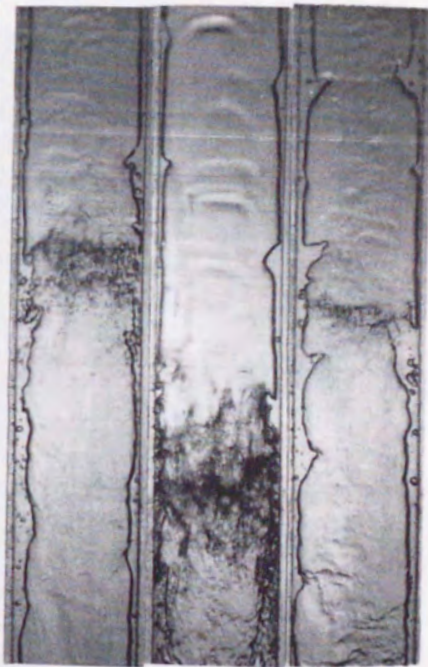
1×1mm 2×1mm
 T = 1 T = 2



5×1mm
 T = 5



9.9×1.1mm
 T = 9



Flow direction ↑

j_G m/s j_G m/s
 10.0 10.0

j_G m/s
 10.0

j_G m/s
 10.0

Froth Flow

Annular Flow

Annular Flow

Annular Flow

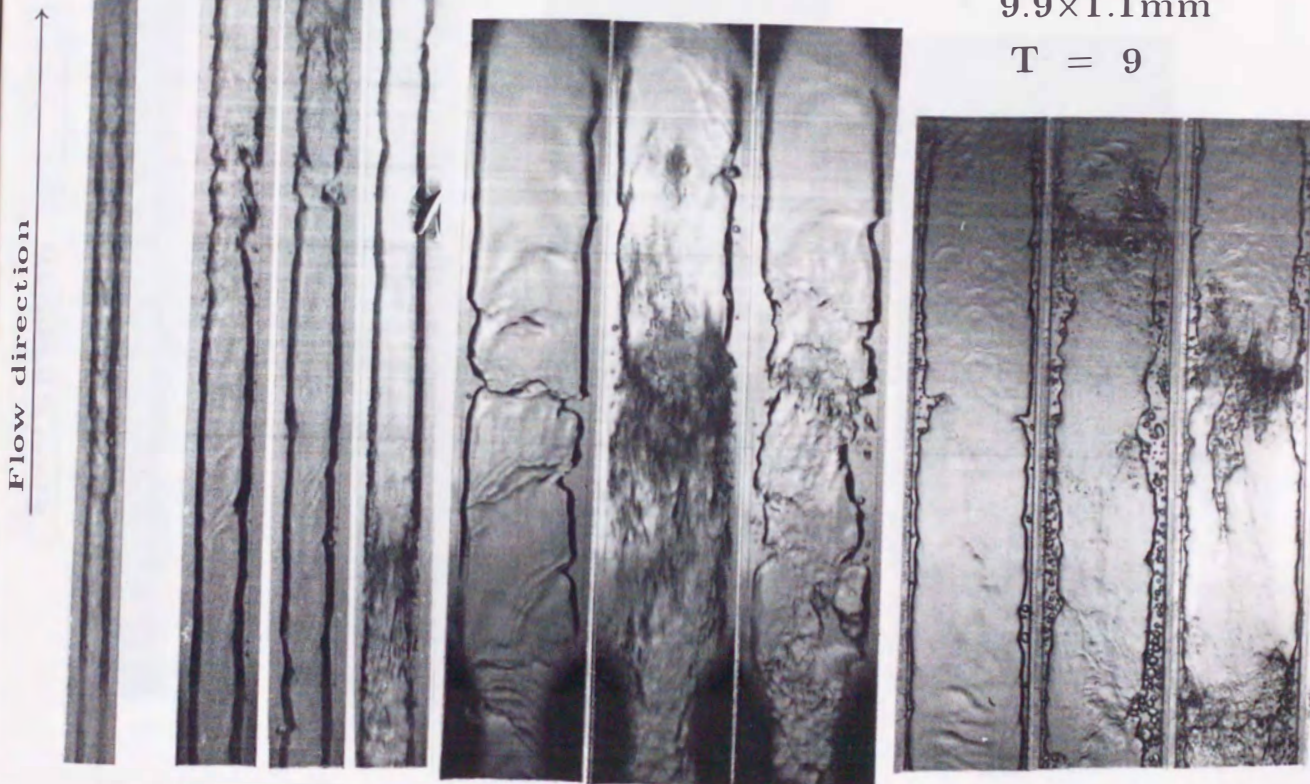
$j_L = 0.5$ m/s

図 3.12 (c) 流動写真 (長方形細管, フロス流, 環状流)

1×1mm 2×1mm
 T = 1 T = 2

5×1mm
 T = 5

9.9×1.1mm
 T = 9



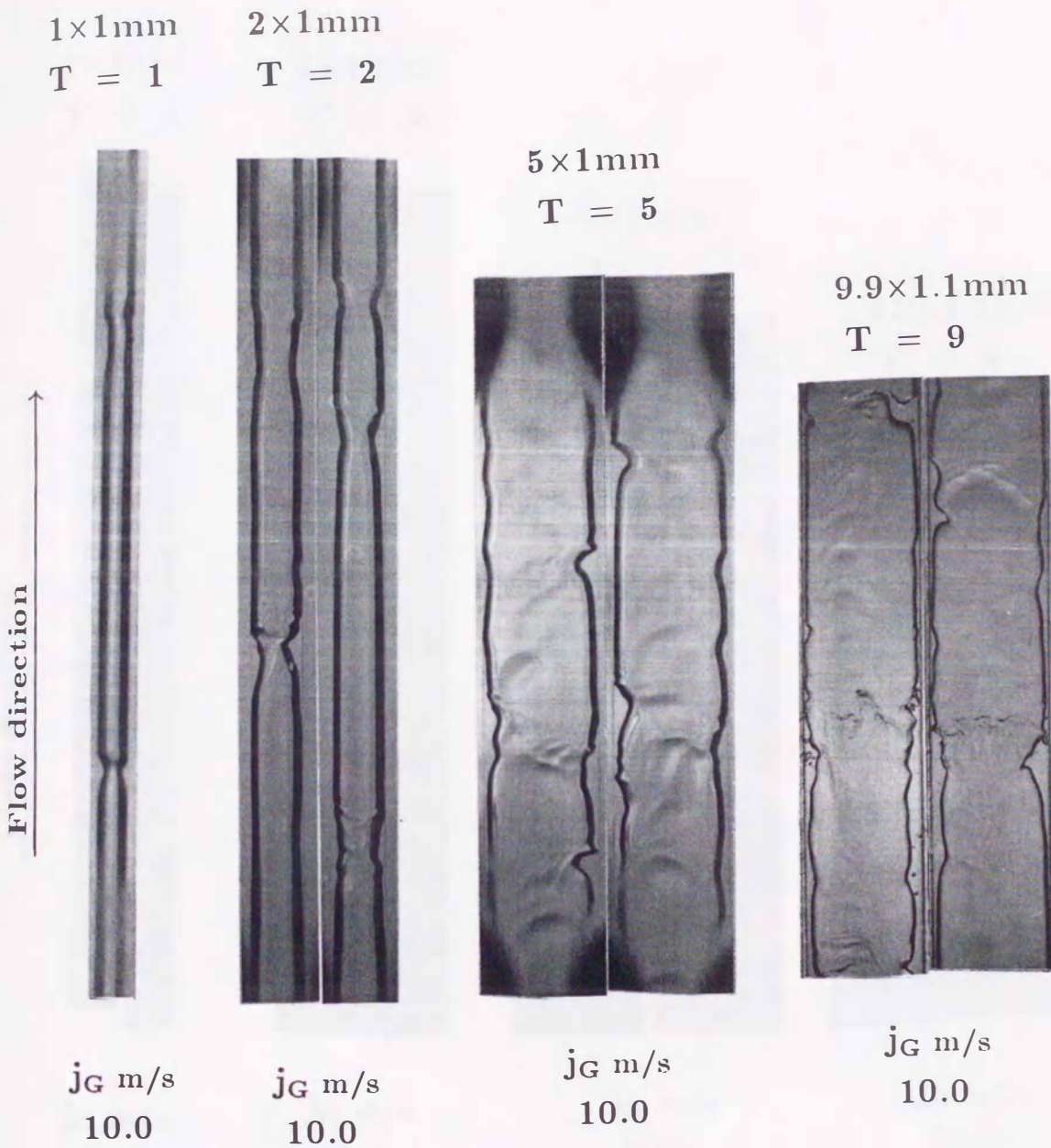
j_G m/s j_G m/s
 10.0 10.0
 Froth Flow

j_G m/s
 10.0
 Froth Flow

j_G m/s
 10.0
 Annular Flow

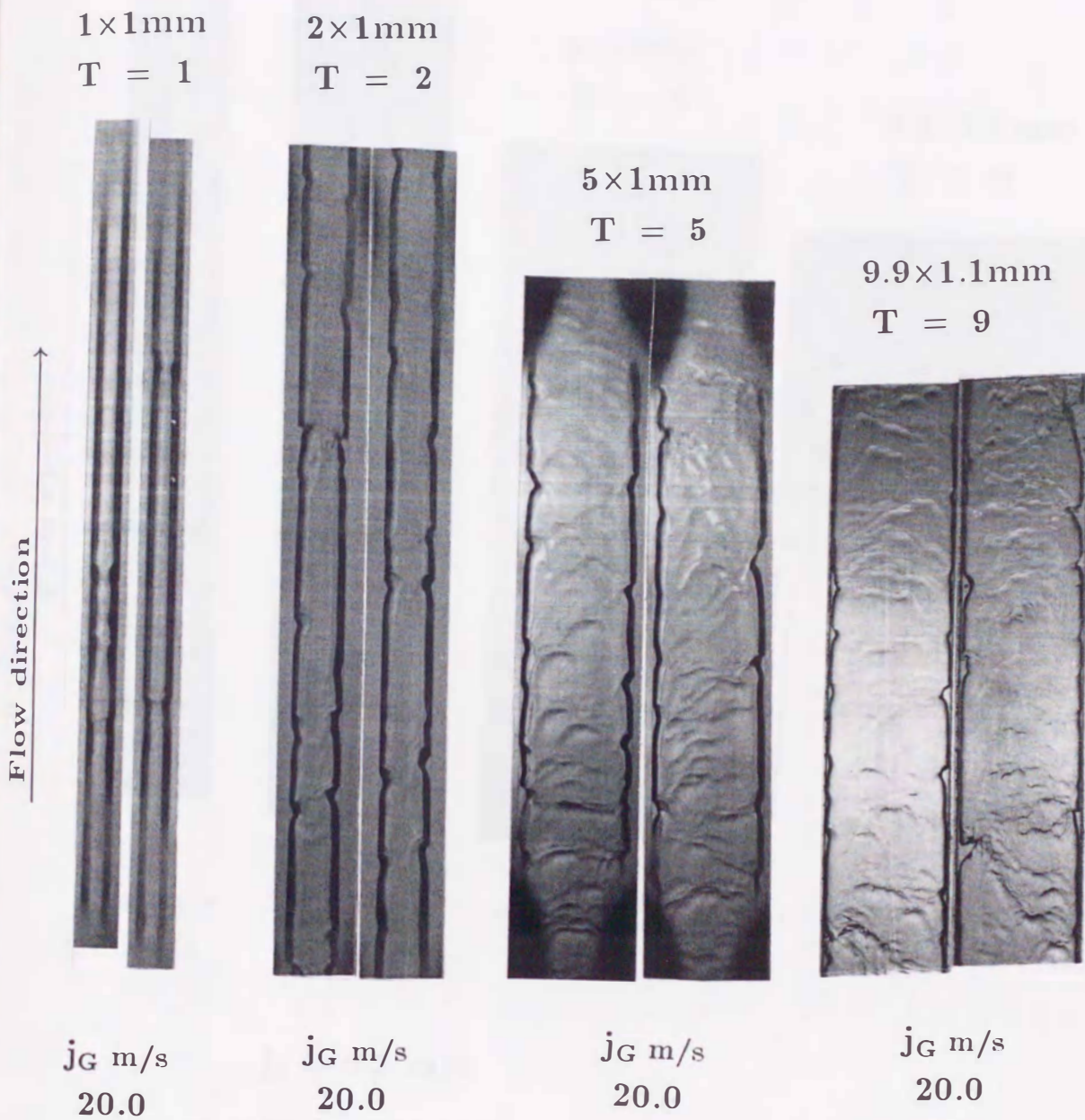
$j_L = 0.7$ m/s

図 3.12 (d) 流動写真 (長方形細管, フロス流, 環状流)



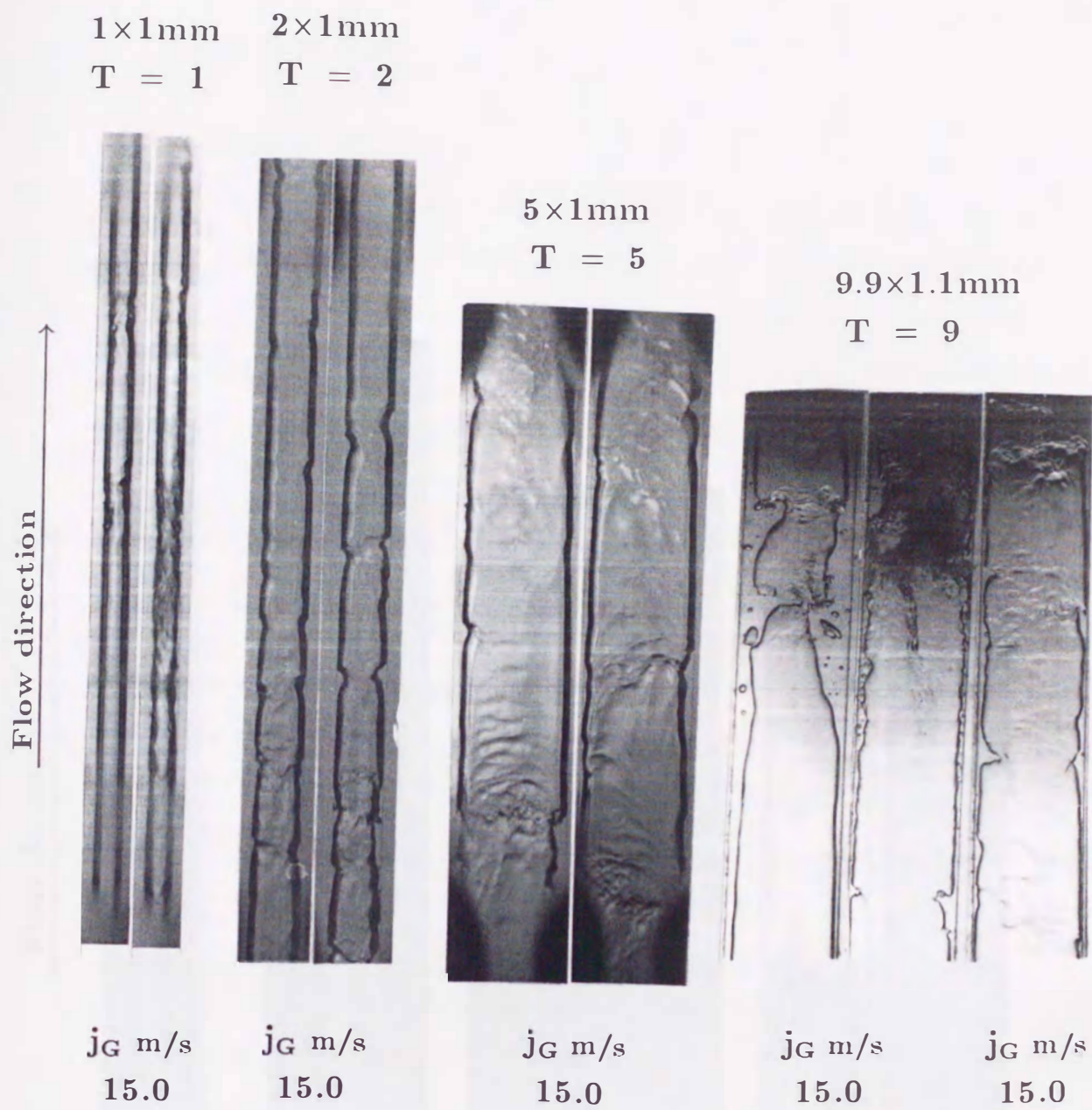
$j_L = 0.1 \text{ m/s}$

図 3.13 (a) 流動写真 (長方形細管, 環状流)



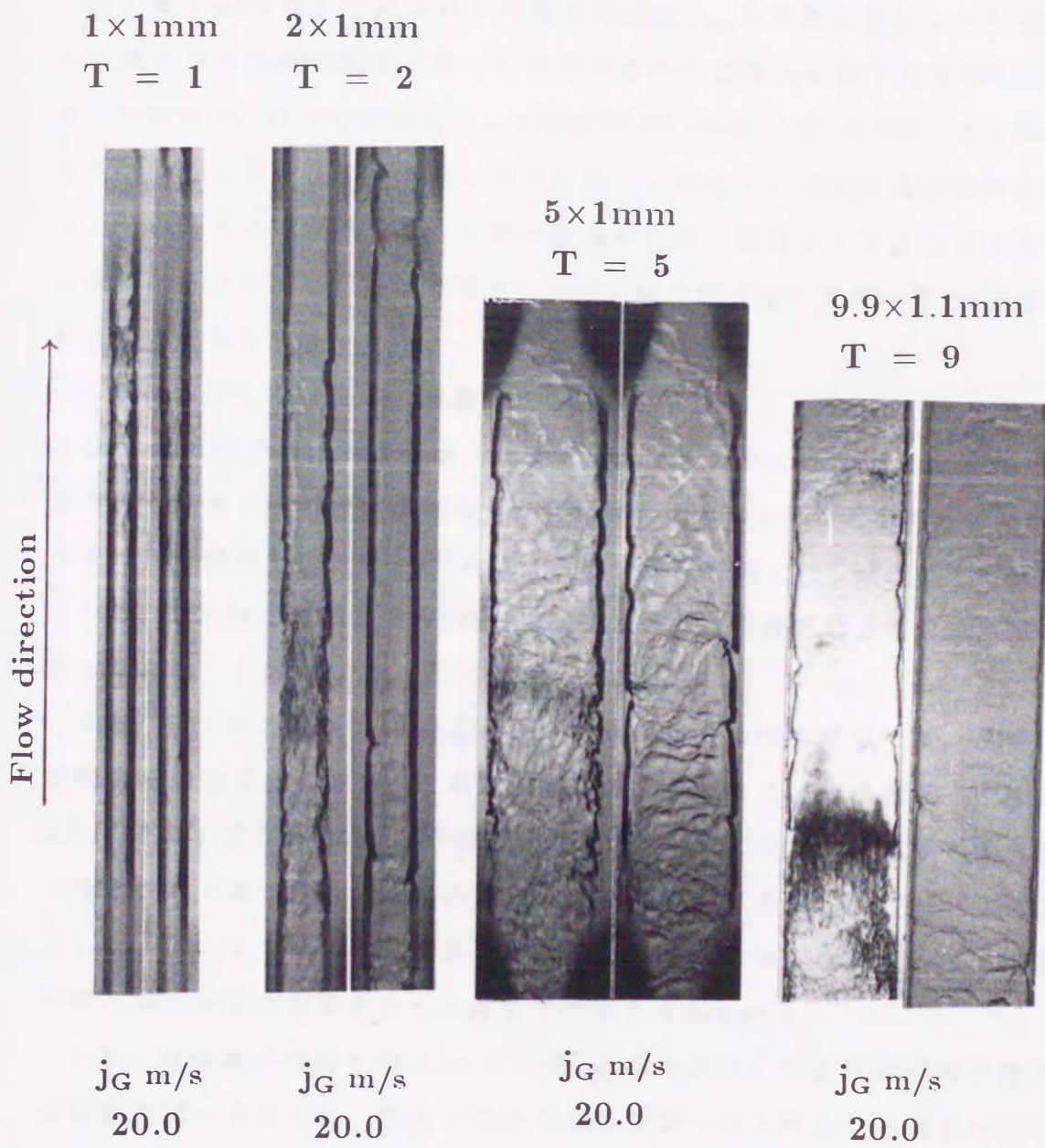
$$j_L = 0.1 \text{ m/s}$$

図 3.13 (b) 流動写真 (長方形細管, 環状流)



$j_L = 0.2 \text{ m/s}$

図 3.13 (c) 流動写真 (長方形細管, 環状流)



$$j_L = 0.3 \text{ m/s}$$

図 3.13 (d) 流動写真 (長方形細管, 環状流)

3.3 流動様式線図

3.3.1 細円管の場合

第2章(2.4.2節)で液体塊の加重平均速度 u_{mv} を詳細に検討した結果から、スラグ流とフロス流の境界における気体のみかけ速度 j_G を以下の基準によって定めた。すなわち、細円管の場合 u_{mv} の値が Nicklin の式(2.10)の95%、長方形細管の場合85%の値を下まわる j_G の値と決定した。これは大半の液体塊が管断面を閉塞しているものをスラグ流とし、一部の液塊が気流に貫通されるようになれば、フロス流であると判断したことになる。フロス流と環状流の境界は第2.4.2節で述べている通りである。

このようにして分類した流動様式線図を図3.14に示す。図中の記号B, S, FおよびAはそれぞれ、気ほう流, スラグ流, フロスおよび環状流を表す。また、気ほう流とスラグ流の境界は気ほうが管径より大となったことを判断の基準として、ストロボを併用した視察, VTR および写真から判別した。図にはその結果も示している。図3.14での視察とVTR等で観察された流動様式はこれらの結果とよく一致した。

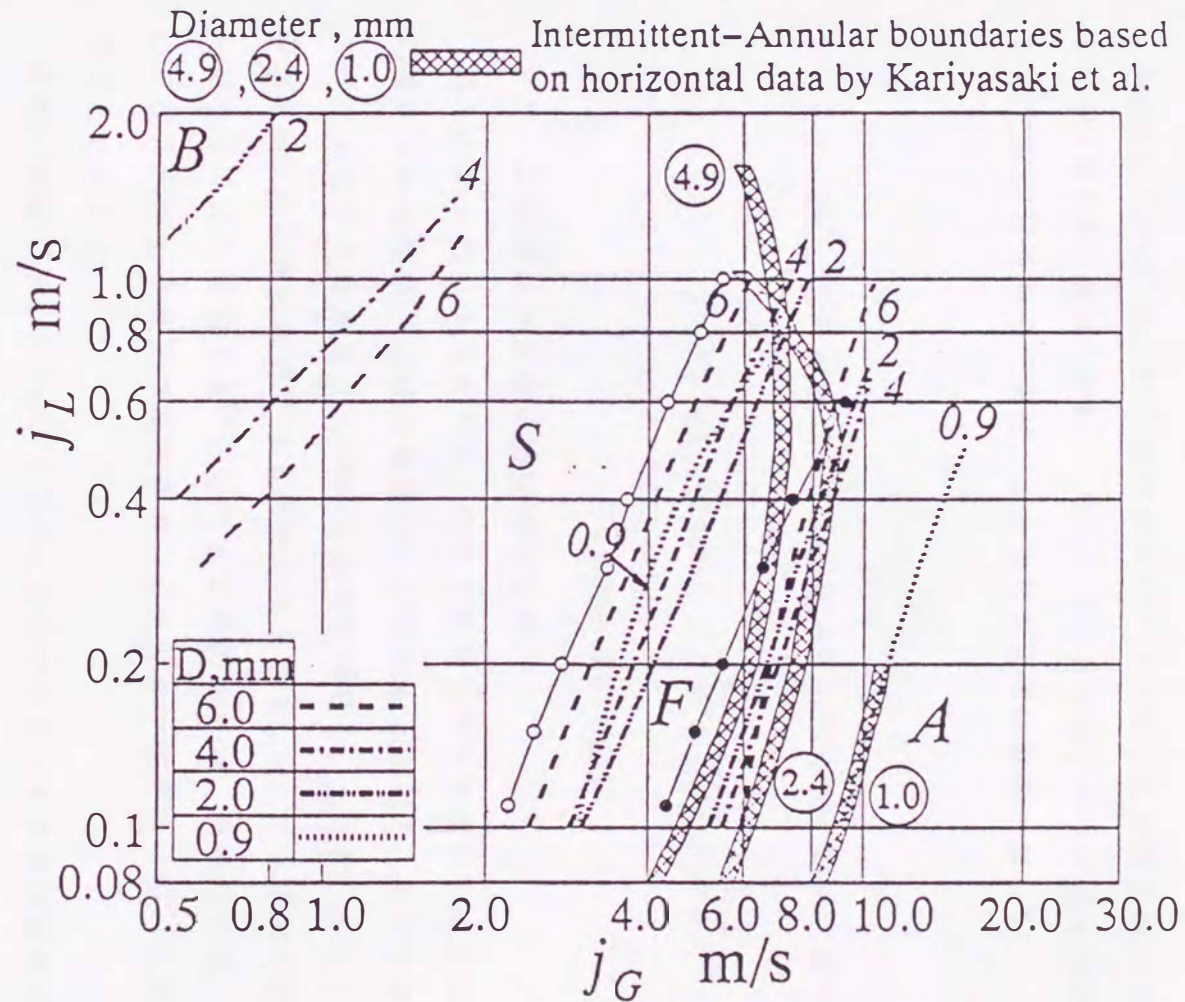
なお、第1章の緒言で指摘したように細円管の環状流領域では、水平と鉛直の流動様相の差異は小さい。そのことを示すためにここでは仮屋崎ら⁽⁷⁾による管径4.9, 2.4および1.0mmの水平細円管内の流動様式の実験結果を基に間欠流(スラグ流とフロス流を含む)と環状流のおおよその境界を図3.14中にハッチングで記入した。図に見られるように本実験結果のフロス流から環状流への遷移境界は仮屋崎らの水平流の結果と良く一致していることがわかる。

また、流動様式線図と第2.3.1節の第(4)項で検討した液体塊速度の確率分布との対応を調べるために、管径4.0mmの場合を例に図3.14にその関係を示した。図中の白丸を付した実線は、速度の確率分布が双峰性を示し始める j_G の値を、黒丸を付した実線は、分布が単峰性に変化し始める j_G の値を表している。ただし、これらの実線は幾らか幅を有していると解釈しなければならない。

図から、液体塊速度の確率分布が双峰性分布を示す領域は、流動様式がスラグ流からフロス流領域に遷移が始まる付近に対応し、確率分布が単峰性分布になる領域は、流動様式がフロス流から環状流領域に遷移が始まる付近におおよそ対応

している。すなわち、これらの分布の特徴を流動様式の遷移の目安とすることもできるが、速度の確率分布が双峰性および単峰性を示す領域は、他の管径の場合においてもこの場合と同様に u_{mv} で定義した流動様式の遷移境界よりかなり j_G の小さい側に存在していることがわかった。

このことは η の時間的変化を情報として定めた流動様式区分線と本論文で提案した液体塊の加重平均速度特性から定めた流動様式の区分線が異なることを意味している。



Example of characteristics in velocity histogram for $D=4.0$ mm

- : Region where the histogram shows the twin - peak distribution and small waves become rich.
- : Region where the histogram begins to show the single - peak distribution.

図 3.14 細円管に対する流動様式線図

3.3.2 長方形細管の場合

前節と同様に加重平均速度特性を利用して分類した長方形細管の場合の流動様式線図を図 3.15 に示す。図中の記号 B, S, F および A はそれぞれ、気ほう流, スラッグ流, フロス流および環状流を表す。図 3.15 には比較のため管径 0.9mm および 2.0mm の円管に対するものも示した。

Jones と Zuber⁽⁸⁾ は、相当直径およびアスペクト比が本実験の場合よりかなり大きい管 (第 2 章, 表 2.3 参照) に対してではあるが、スラッグ流と環状流の遷移境界として次式 (3.1) を与えており、この関係を図中に細線で表した。

$$j_G^* = 4 \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} (j_L^* + K) \quad (3.1)$$

ここに、 j_G^* , j_L^* およびドリフト係数 K は以下の式で定義されている。

$$j_G^* = j_G \sqrt{\rho_G / (gA\Delta\rho)} \quad , \quad j_L^* = j_L \sqrt{\rho_L / (gA\Delta\rho)}$$

$$K = 0.23 + 0.13(B/A) \quad (3.2)$$

また、 $\Delta\rho$ は液体と気体の密度差を表す。

図 3.15 から明らかなように、スラッグ流からフロス流への遷移およびフロス流から環状流への遷移の二つの境界は、いずれも j_L が約 0.4 より小さい範囲では、アスペクト比が大なるほど j_G が小さな方に移動し、 j_L が約 0.4 より大なる領域では $D \cong 1$ mm の境界線に近くなる傾向がみられる。S と F の境界が管径が大なるほど j_G が小なる方へ移動する⁽⁹⁾ ことなどを考慮すれば、流動様式は、 j_L が小さい場合には長方形断面の長辺に支配され、 j_L が大きい場合には短辺に支配されるようになるといえよう。

図中の細線で示した Jones と Zuber の式で与えられる遷移境界は、本実験の場合より j_G のかなり小さい側に存在している。このことは狭い流路特有の例えば表面張力等を考慮したパラメータを導入する必要があることを示唆している。

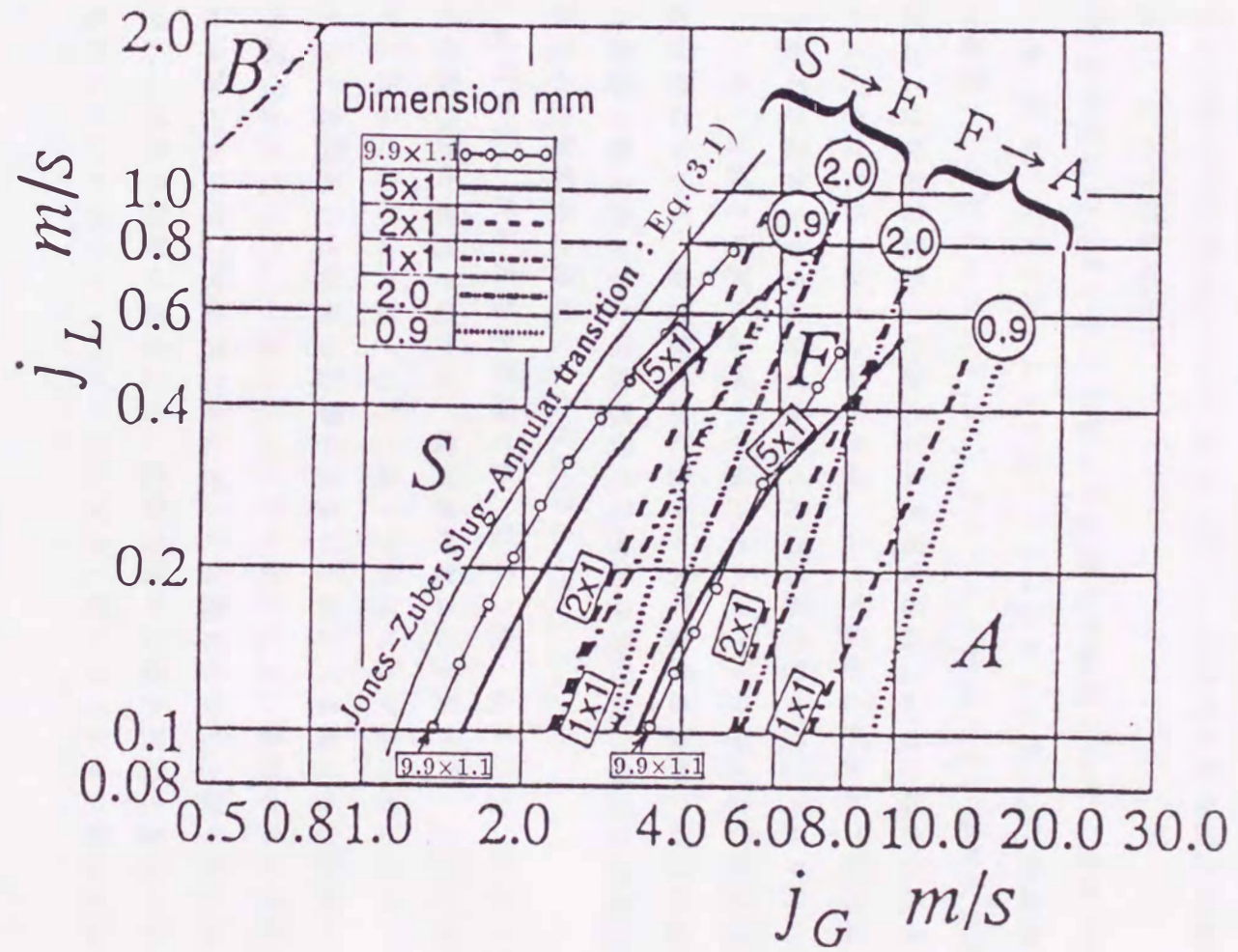


図 3.15 長方形細管に対する流動様式線図

3.4 第3章のまとめ

本実験範囲において、断面が比較的大きい長方形管とこれより断面が小さい細円管および長方形細管内において観察された二相流の流動現象と流動様式の特徴を検討し、以下の結論を得た。

(1) 断面が比較的大きい長方形管の傾斜管内で観察された二相流の流動様式は、気ほう流、気ほうスラグ流、スラグ流、フロス流および環状流（傾斜角が小さい場合、分離流）の5形式に大別された。アスペクト比が大きい扁平な管路において、鉛直流および管路を横長に設置した水平流と傾斜上向流の場合に特有な流れが観察された。すなわち、気ほうスラグ流、スラグ流およびフロス流領域において大気ほうおよび気体スラグ後流で気ほうによる渦現象や双子スラグ等の形成が見られた。一方、管路を縦長に設置した場合アスペクト比が大きい管路では、水平に近い傾斜角において、管径が大きい場合の水平管内の流れと同様に相分布に重力による影響が強くみられ、気液界面が比較的平滑で同じ気液の流動条件下であっても横長の流動現象とは異なった流れであった。

(2) 細円管および長方形細管内では、気ほう流、スラグ流、フロス流および環状流の流動様式が観察されたが、細円管内およびアスペクト比が小さい長方形細管内では連鎖した気体スラグの存在および気体スラグ後端部の曲率が特有の形状を示すなど表面張力と粘性の影響が大きいと思われる細管特有の流れが存在することが明らかになった。一方、アスペクト比が大きい場合のスラグ流領域からフロス流領域において、気相が左右に激しく揺動しながら上昇するため、液相も乱れ気相内に液塊を複雑に巻き込み、気相先端か後端か判別できないほど管内が非常に攪乱したいわゆるアスペクト比が大きい狭い長方形管に特有な流れが観察された。

(3) 液体塊の加重平均速度特性を基に第2章で提案した新しい流動様式の判別法を用いて、細円管および長方形細管の鉛直流に対する流動様式線図（フローマップ）が得られた。本実験結果の垂直な細円管の場合のフロス流から環状流への遷移境界は、水平細円管の場合の仮屋崎らの結果と良く一致した。長方形細管の場合アスペクト比の影響を流動様式線図に明確に表すことができた。

文 献

- (1) 松村博久および井手英夫, 長方形管内気液二相流の研究(第1報, 水平管内における流動と圧力損失), 鹿児島大学工学部研究報告, 第17号(1975), 25-34.
- (2) 松村博久および井手英夫, 長方形管内気液二相流の研究(第2報, 傾斜管内および鉛直管内の上向流における流動と圧力損失), 鹿児島大学工学部研究報告, 第18号(1976), 55-68.
- (3) 松村博久および井手英夫, 長方形管内気液二相流の研究(第3報, 水力相当直径の流動と圧力損失への影響), 鹿児島大学工学部研究報告, 第19号(1977), 35-42.
- (4) 松村博久および井手英夫, 長方形管内気液二相流の研究(第4報, 摩擦圧力損失の整理方法の検討), 鹿児島大学工学部研究報告, 第20号(1978), 35-42.
- (5) 松村博久および井手英夫, 長方形管内気液二相流の研究(第5報, 摩擦圧力損失の整理式についての一考察), 鹿児島大学工学部研究報告, 第20号(1978), 43-47.
- (6) 松村博久, 井手英夫, 上蘭秀行および石川正義, 長方形管内の気液二相スラグ流(傾斜角の影響について), 鹿児島大学工学部研究報告, 第29号(1987), 25-35.
- (7) 仮屋崎侃, 深野徹, 逢坂昭治および香川昌純, 水平細管内の等温空気-水二相流におけるボイド率の変動特性, 機論, 57-544, B(1991), 4036-4043.
- (8) Jones, O. C. and Zuber, N., Slug - Annular Transition with Particular Reference to Narrow Rectangular Ducts, Two - Phase Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical, Process, and Energy Engineering Systems, 1(1979), 345-355, McGraw - Hill, N.Y.
- (9) 気液二相流技術ハンドブック, (1989), 10, コロナ社.

第4章 二相流の摩擦圧力損失

4.1 断面が比較的大きい長方形管の傾斜管内上向流 の摩擦圧力損失

前章で述べたように本論文で使用した供試管は、断面が比較的大きい長方形管と、いわゆる細管と考えることのできる細円管を含む長方形細管の二種類に大別できる。細管の場合には特に気液二相流として複雑な挙動を有する間欠流（スラグおよびフロス流）の場合にもいわゆる液体スラグ部に小気ほうがほとんど含まれていない。そのため圧力損失の機構が大きな長方形管の場合と異なることが考えられる。そこで本研究ではこれら二つに分けて取り扱う。なお、大きな管の場合管の傾きや配置も流動特性に影響を与えるので、広範囲の実験パラメータについて考慮に入れた。一方、細円管の場合は流動様式が垂直と水平であまり変わらないことなどの細管であることの特徴を考え垂直上向き流れの場合について検討した。

4.1.1 緒言

直管における気液二相流の圧力損失や流動様式については、従来管径が約10mm以上の断面積が比較的大きい円管^{(1)~(10)}および非円形断面管^{(11)~(14)}を用いて、水平^{(3),(4),(10)~(12),(14)~(19)}および鉛直^{(1),(2),(6),(9),(10),(13)}など流動方向も種々の条件で実験され、多数の研究結果が報告されている。これらの成果により従来、円管に対するL-M式⁽³⁾を始め、多くの二相流の摩擦圧力損失の整理式が提案されている。これら整理式を非円形断面管に適用する場合、管路の代表長さに相当直径を用いて便宜的に円管の整理式で見積もる場合が少なくない。これら非円形断面管に対する円管等置は簡便であるが、これによる誤差については十分検討されているとは言い難い。

この点について、Sadatomiら⁽²⁰⁾は、非円形断面管として長方形管、三角形管および二重円管を選び、これらの鉛直管内における気体と液体の単相流および二相流の摩擦圧力損失の実験結果と従来の円管に対する整理式とを比較検討している。その結果、従来の円管に対する整理式を非円形断面管に適用する場合、単に相当直径を用いるだけでは十分な整理が得られないことから層流および乱流形状係数なるパラメータを導入することより、二相流の摩擦圧力損失の実験結果が円

管の整理式と良好に一致することを得ている。

三島ら⁽²¹⁾は、長辺 40mm、短辺 1.07, 2.45 および 5.0mm の鉛直長方形管内の二相流の摩擦圧力損失の実験結果を整理する場合、相当直径の影響を考慮した整理式を提案している。

Petrick⁽²²⁾もまた、相当直径の異なる鉛直長方形管（長辺×短辺は 2in × 1/2 in, 2in × 1/8 in である）内の実験結果を円管と同様に整理しているが、アスペクト比が大きい場合の摩擦圧力損失は円管に比べ、かなり高い値を示している。

一方、傾斜角の影響を詳細に検討した研究に、じょう乱波の速度、ひん度、波高および液膜厚さに対する傾斜角の影響を解明した深野ら⁽²³⁾および逢坂ら⁽²⁴⁾の研究、ホールドアップに対する傾斜角の影響を明らかにした Nguyen ら⁽²⁵⁾の研究などが挙げられる。二相流の摩擦圧力損失に対する傾斜角の影響を広範に取り扱った研究は、これまでに赤川^{(26),(27)}、深野ら⁽²⁸⁾および Spedding ら⁽²⁹⁾など数少ない。

このようなことから、本章では、管路断面のアスペクト比が 1 から 40、相当直径が約 5mm 以上の断面が比較的大きい 10 種類の長方形断面管を用いて二相流の摩擦圧力損失と流動現象の関係を調べ、これらに対するアスペクト比、相当直径など幾何学的形状と管路の傾斜角の影響を検討した結果について述べる。

本実験では管路の傾斜角を水平から鉛直まで変化させているが、鉛直を除く傾斜管路では、管路の設置方法の違いも検討した。すなわち、管路断面の長辺を水平方向に設置した横長の場合と短辺を水平方向に設置した縦長の場合の摩擦圧力損失と流動現象の差異も比較検討した。

本実験で得られた二相流の摩擦圧力損失の実験結果を上述した Lockhart - Martinell⁽³⁾、赤川^{(26),(27)}および Hewitt⁽³⁰⁾らが提案する方法によって整理し、その適用性を検討した。その結果、これらの方法では本実験結果の十分な整理が得られないため、長方形管内分離流モデルを仮定し、実験結果との比較からアスペクト比および管路の傾斜角の影響を考慮した摩擦圧力損失の整理式を新しく提案した。

4.1.2 実験装置および方法

本実験で用いた実験装置の概略を図 4.1 に示す。供試管は透明アクリル樹脂製の長方形断面管である。その種類と管路寸法は表 4.1 に示すように 10 種類あり、それぞれの管路は以下管番号で呼称する。

管路の傾斜角 θ は水平 0° から鉛直 90° まで可変できる。

供試管形状および供試管に接続するための絞り管（供試管入口部）と拡がり管（供試管出口部）の詳細について、供試管 2 の場合を例に図 4.2(a) および (b) に示す。流れがはく離しないように注意しながら、これらフィティングを供試管に取り付けた。フィティング上流部および下流部はアクリル樹脂製円管と接続し、平均ボイド率を測るための電磁急閉弁（開時に絞り管直径と同じ管内径を持つ）を設置した。本実験では供試流体として気体に空気を、液体に水を用いた。図 4.1 において、供試流体の流動経路を述べる。液体は、流量調節弁 8、流量計 9 を通り気液混合部 10 に導かれる。気液混合部の詳細は図 4.3 に示される。一方、圧縮機 1 内の空気は、貯気槽 2、ストレーナ 3、減圧弁 4、流量調節弁 5 および流量計 6 を通り、気液混合部に設置した 8 個（空気流量が小さい場合 4 個）の細孔（孔径 0.8mm）から流水中に噴出される。ここで、気液二相流が形成され、その流れは、絞り管を経て供試管 12 内に入り、ホールドアップや圧力損失などの測定が行われた後に、気水分離器 14 で空気および水に分離され外部に排出される。

流れ方向における管内の静圧および圧力損失は静圧マンメータ 15 および逆 U 字マンメータ 16 により測定された。

平均ボイド率は以下のような手順で測定した。すなわち、電磁急閉弁 11 および 13 を急閉すると同時に主流をバイパスに流し、二つの急閉弁により気液二相流体を閉じこめる。このとき、空気が占める空間の体積は液体の注入量に置き換えられ、閉じこめた空気体積の全体積に対する割合から平均ボイド率が、液体の体積割合から平均ホールドアップが算定される。

空気および水の温度は銅-コンスタンタン熱電対により 17 および 18 で測定された。流動様式はストロボ光源にて直接および写真により観察された。

二相流の十分発達した流れにおいては、任意断面におけるボイド率やボイド率分布、気液の速度分布、液膜厚さが一様となり、流動様式もまた流れ方向に変化しないはずである。しかしながら、鉛直流の場合は特に流れの上流から下流にわたって位置水頭が変化するため、これらの条件が全て満足されることおよびこれらを確証するには困難な場合が多い。それ故、本実験では流れが十分発達しているか否かを、管軸方向の静圧分布と流動様式の変化から確認した。

図 4.4(a) および (b) は、鉛直管 9 を例として、それぞれ水単相流および二相流の場合のマンメータの液柱差分布を表す。図 4.4 の横軸は供試管入口から各測定位置

1.	Compressor	10.	Mixing chamber
2.	Air reservoir	11.	Quick shut valve
3.	Strainer	12.	Test section
4.	Regulator	13.	Quick shut valve
5.	Valve (for air)	14.	Separator
6.	Air flow meter	15.	Mercury-water manometer
7.	Air chamber	16.	Inverted water- air manometer
8.	Valve (for water)	17.	Thermocouple (for air)
9.	Water flow meter	18.	Thermocouple (for water)

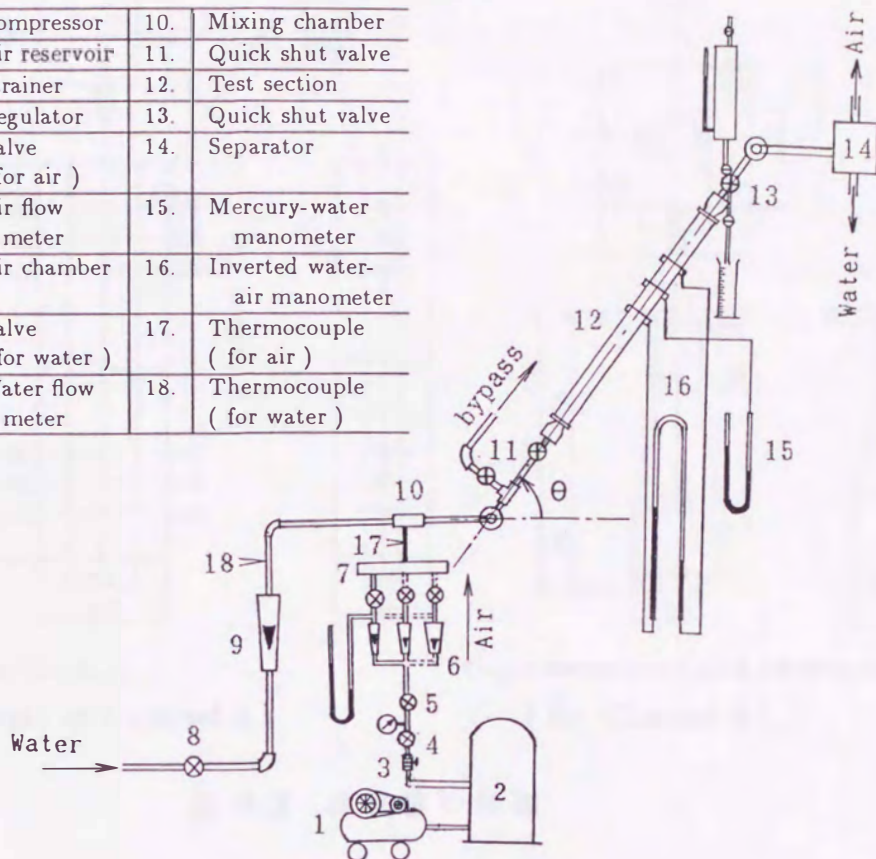
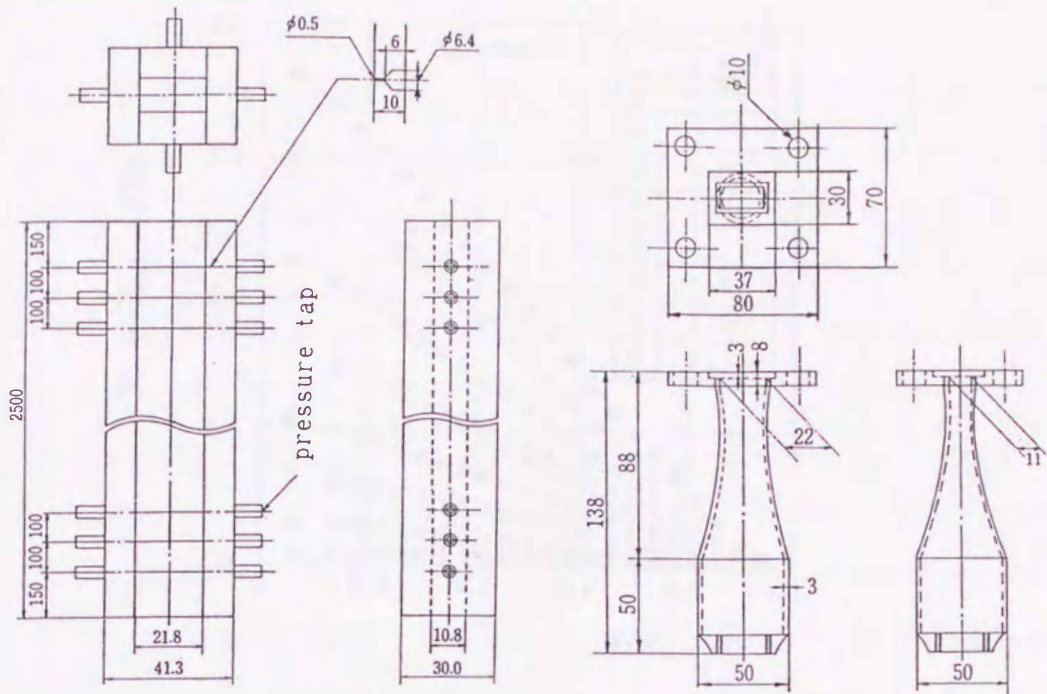


図 4.1 実験装置の概略

表 4.1 供試管の種類と寸法詳細 (mm)

Channel	Longside×Shortside $A \times B$	Aspect ratio $T(= A/B)$	Hydraulic Equivalent Diameter D_h	Total Length L
1	14.6 × 14.6	1.0	14.6	2500
2	21.8 × 10.8	2.0	14.4	2500
3	29.0 × 9.7	3.0	14.5	2500
4	36.4 × 9.3	3.9	14.8	2500
5	14.0 × 6.9	2.0	9.2	1000
6	32.3 × 16.0	2.0	21.4	1800
7	80.0 × 7.9	10.1	14.2	4300
8	40.0 × 4.0	10.0	7.3	2500
9	80.0 × 4.0	20.0	7.6	2500
10	160.0 × 4.0	40.0	7.8	2500



(a) Test Section
(Example of Channel 2)

(b) Convergent and Divergent Fittings
(for Channel 2)

図 4.2 供試管の詳細

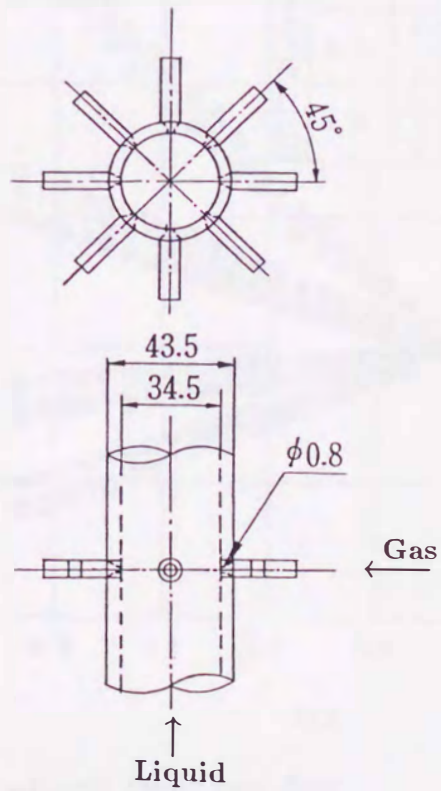
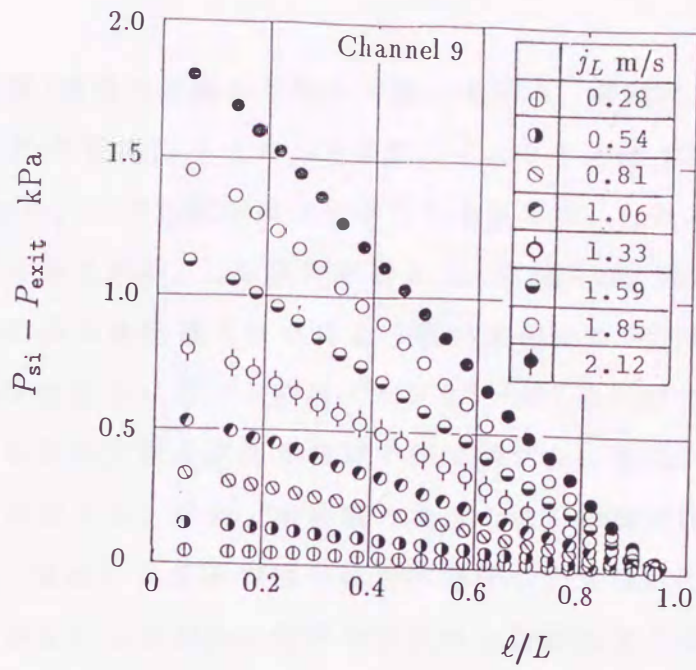
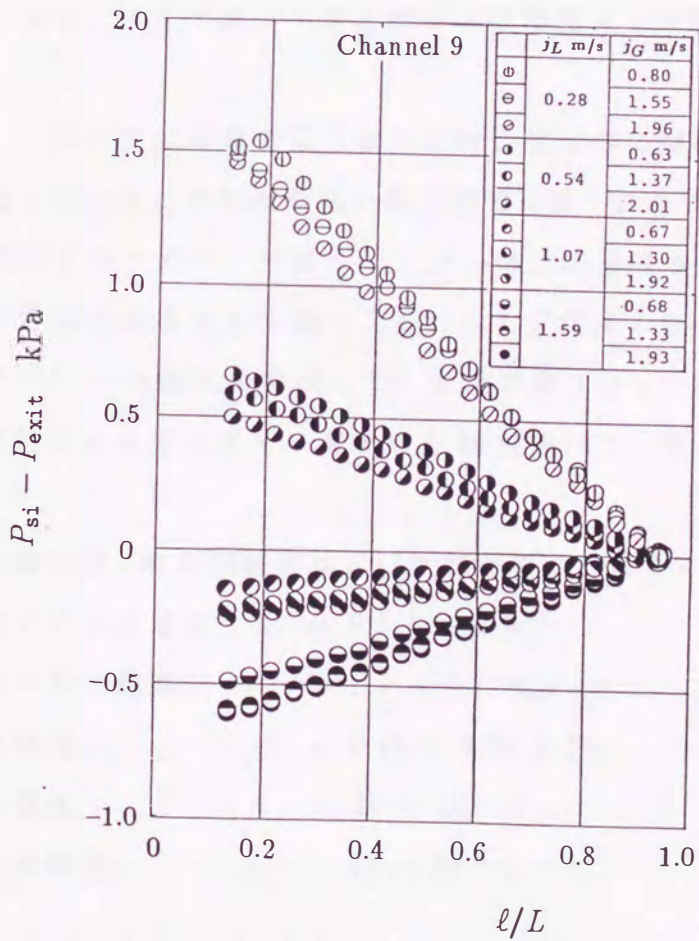


図 4.3 気液混合部



(a) Liquid single phase flow



(b) Gas-liquid two-phase flow

図 4.4 マノメータの液柱差分布

までの距離 l を管の全長 L で除して表している。縦軸は、各測定位置でのマンメータの読み P_{si} を管出口マンメータの読み P_{exit} との差圧で示している。

図 4.4 から、圧力勾配がほぼ一定となる区間が、 j_L および j_G の各条件について見出すことができる。この区間の長さは、管路寸法、傾斜角、気体および液体のみかけ速度並びに流動様式などにより幾分変化するが、本実験の場合、供試管入口から供試管全長 L に対する割合 l/L が 0.5 ~ 0.7 の区間で圧力損失を測定した。

系内圧を各圧力測定区間のほぼ中央で測定し、空気のみかけ速度 j_G をこの系内圧により決定した。なお、本実験の場合これらの測定区間における流動様式は同様であり、加速による圧力損失は管内静圧の $\pm 2\%$ 以内で摩擦損失に比べ無視できるほど小さいことから、全圧力損失から位置損失を差し引いた値として摩擦圧力損失を定義した。

本実験の締切法によって得られた平均ボイド率の誤差は気ほう流領域で約 $\pm 10\%$ 以内であり、スラグ流、フロス流および環状流（分離流）で約 $\pm 15\%$ 以内であった。

なお、これまでに本章で取り扱った締切法以外に探針法を用いても平均ボイド率を測定している。すなわち狭い長方形管（管 8 および管 9）内の気ほう流の流動特性を解明するために、気ほうサンプル数、断面内のボイド率分布、気ほう速度と長さの断面内分布などを調べ、これらと二相流の摩擦圧力損失との関係を検討している⁽³¹⁾。この結果を参照して、本章で取り扱った締切法による平均ボイド率は、探針法による平均ボイド率と約 $\pm 10\%$ 以内で一致していることを予め確かめている。

本章で取り扱った実験範囲は、以下のとおりである。

空気のみかけ速度	$j_G = 0.3 \sim 4.2 \text{ m/s}$
水のみかけ速度	$j_L = 0.1 \sim 6.9 \text{ m/s}$
管内静圧	$P_S = 0.11 \sim 0.18 \text{ MPa}$
水の温度	$= 18 \sim 24^\circ \text{ C}$
空気の温度	$= 15 \sim 27^\circ \text{ C}$

4.1.3 実験結果および考察

(1) L-M 法による整理

図 4.5 ~ 図 4.7 は、それぞれ水平管、傾斜管および鉛直管について、二相流の摩

擦圧力損失の実験結果を Lockhart - Martinelli ら⁽³⁾が提案した方法 (L-M 法) によって整理した結果である。ここに、縦軸の ϕ_L は、二相流と水単相流の摩擦圧力損失の比の平方根として式 (4.1) で定義される。

横軸のマルチネリ・パラメータ χ_{tt} は、管内を空気のみおよび水のみが満たして流れると仮定した場合の空気単相流と水単相流の摩擦圧力損失の比の平方根として、式 (4.2) で定義される。

これらの式における添字 tp は二相流、 L および G はそれぞれ水または空気が管断面を満たして単独に流れた場合の水単相流および空気単相流を表す。また式 (4.2) のマルチネリ・パラメータの添字 tt は、左が気相、右は液相の流れの状態を表し、気相および液相のそれぞれの流れがともに乱流の場合を表す。

したがって、 $(\Delta P_f/\Delta L)_{tp}$ 、 $(\Delta P_f/\Delta L)_L$ および $(\Delta P_f/\Delta L)_G$ は、それぞれ二相流、水単相流および空気単相流の単位長さ当たりの摩擦圧力損失を表す。

$$\phi_L = \sqrt{(\Delta P_f/\Delta L)_{tp}/(\Delta P_f/\Delta L)_L} \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \chi_{tt} &= \sqrt{(\Delta P_f/\Delta L)_L/(\Delta P_f/\Delta L)_G} \\ &= (W_L/W_G)^{0.9}(\rho_G/\rho_L)^{0.5}(\mu_L/\mu_G)^{0.1} \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$(\Delta P_f/\Delta L)_L = \lambda_L \frac{\rho_L j_L^2}{2D_h} \quad (4.3)$$

$$\lambda_L = 0.3164 Re_L^{-0.25} \quad (4.4)$$

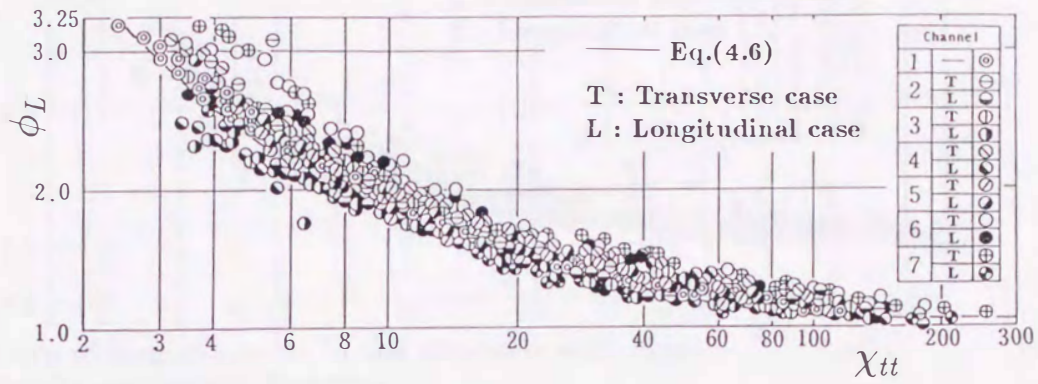
$$Re_L = \rho_L j_L D_h / \mu_L \quad (4.5)$$

ここで、 λ_L および Re_L は、水単相流での管摩擦係数および液体レイノルズ数であり、 D_h は相当直径、 ρ_L と ρ_G 、 μ_L と μ_G および W_L と W_G は、それぞれ気体と液体の密度、粘度および質量流量である。

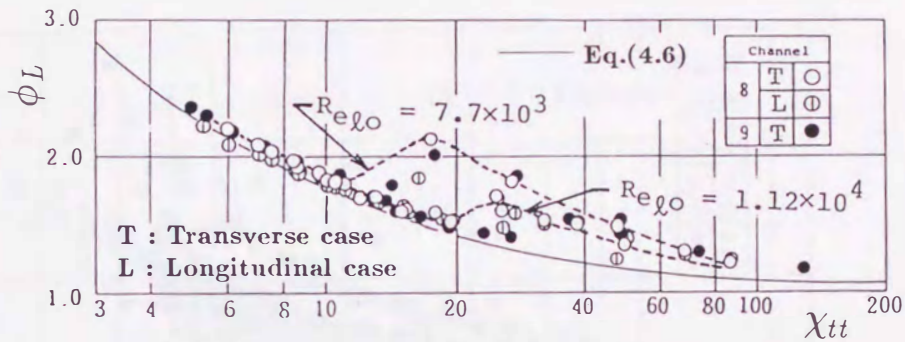
図 4.5 ~ 図 4.7 における図中の実線は、比較的管径の大きい (約 25mm 程度) 水平円管の実験結果を基に導出され、従来、鉛直および傾斜管を始め、長方形断面等の非円形断面管に対しても広範に引用される Chisholm - Laird⁽⁴⁾ の実験式 (4.6) を表す。式 (4.6) における C は 21 が与えられている。

$$\phi_L = \sqrt{1 + C/\chi + (1/\chi)^2} \quad (4.6)$$

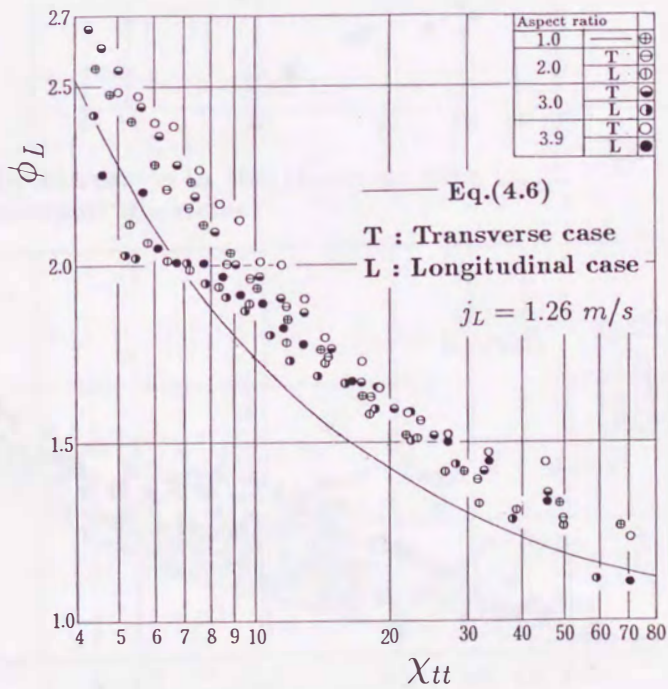
これらの図から、管 1 ~ 管 5 などアスペクト比が比較的小さい管路での二相流の摩擦圧力損失は式 (4.6) と比較的よく一致しているが、管 7 ~ 管 10 のアスペクト比



(a) The experimental results in the channels with large hydraulic equivalent diameter

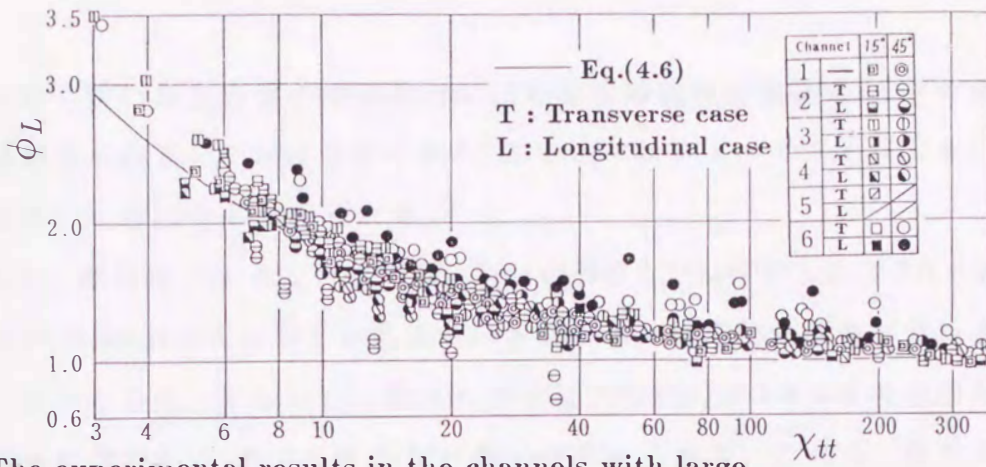


(b) The experimental results in narrow channels with large aspect ratio



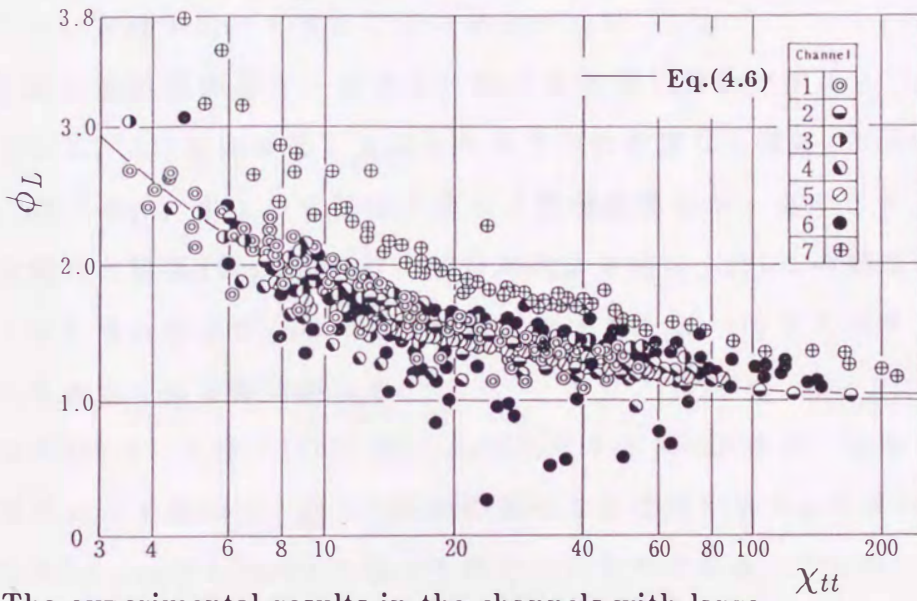
(c) The effect of aspect ratio on ϕ_L

図 4.5 L - M 法による整理 (水平管)

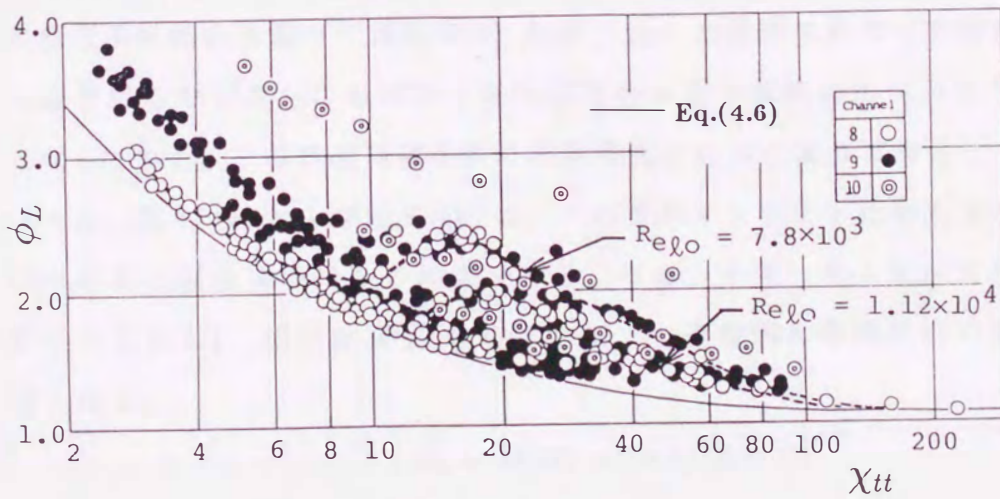


The experimental results in the channels with large hydraulic equivalent diameter

図 4.6 L - M 法による整理 (傾斜管)



(a) The experimental results in the channels with large hydraulic equivalent diameter



(b) The experimental results in narrow channels with large aspect ratio

図 4.7 L - M 法による整理 (鉛直管)

が大きく狭い長方形管の水平管および鉛直管の実験結果は式(4.6)の値より大きい傾向がみられる。これは前章の第3.1節で述べたアスペクト比が大きい場合の特徴的な流れに起因すると思われる。

なお、傾斜角が大きくなると図4.7(a)の管6(アスペクト比は2.0であるが、相当直径が21.4mmと大きい)の結果で示されるように実験結果のばらつきが大きくなることがわかる。すなわち二相流の摩擦圧力損失 ϕ_L が1.0つまり液単相流の摩擦圧力損失に近いが、1.0よりもかなり低い値もみられる。これは、傾斜角が大きく液体のみかけ速度が比較的小さい場合、流動様式がスラグ流およびフロス流付近で管壁近傍の水が局部的に逆流現象を起こすためである。この逆流現象は相当直径が大きい管路において著しくなる傾向がある。

管路の傾斜角が小さくなると、特に水平管において次のことが見い出される。すなわち、(1)管路断面の長辺を水平方向に設置した横長(Transverse)の場合の ϕ_L は、同一の χ_{tt} 、すなわち気体と液体の質量流量比が一定のとき、短辺を水平方向に設置した縦長(Logitudinal)の場合の ϕ_L より高い。(2)この傾向は、アスペクト比が大きい場合および χ_{tt} の小さい範囲で顕著である。(3)アスペクト比が大きくなると ϕ_L も大きくなる傾向がある。

図4.5(c)は、上述の(1)~(3)の ϕ_L に対するアスペクト比、横長および縦長の影響を明瞭に示す意味で、図4.5(a)の結果のなかで水平管1から4(アスペクト比は1から3.9)、 j_L が1.26m/sの場合を例示したものである。

なお、図4.7(a)において、相当直径およびアスペクト比が大きく狭い扁平な管の鉛直管7の場合(図中では記号⊕) ϕ_L は、 χ_{tt} の全範囲にわたって他の管路に比べ高い値を示している。この場合、管内の流れは他の管路に比べかなり攪乱した流れとなっており、その特徴は第3章の流動様式で述べた通りである。

一方、図4.5(b)および図4.7(b)は、それぞれアスペクト比が大きく狭い扁平な管の水平流と鉛直流の場合の結果である。なお、アスペクト比が大きい場合($A \gg B$ であるから)、相当直径 D_h は以下の式より近似的に管路断面の短辺の長さの2倍となる。

$$D_h = 4F/P_t = 2AB/(A+B) \quad (4.7)$$

$$= 2B/(1+B/A) \cong 2B \quad (4.8)$$

ここで、 F は断面積、 P_t はぬれ縁長さである。

図4.5(b)および図4.7(b)中の破線は、管8の場合を基に液体レイノルズ数が一定の場合の実験結果を連ねたものである。これらの図から、 ϕ_L に対して Re_L の影響が大きいことがわかる。

Re_L が大きくなると、式(4.6)で表される値に実験結果は近づくが、 Re_L が小さくなると、その傾向は異なる。すなわち、 χ_{tt} が減少するにつれて、つまり気体流量が増加するにつれて、 ϕ_L は極大値あるいは極小値をとり、しだいに増加する傾向をもつことがわかる。これらの変化は流動様式の変化に対応し、 ϕ_L は、気ほう流と気ほうスラグ流で大きくなり、スラグ流で小さくなる傾向であった。同様な傾向は円管（細円管）において、赤川ら⁽³²⁾、大矢⁽³³⁾によっても報告されており、第4.2節で取り扱う細円管および長方形細管内の二相流の摩擦圧力損失の実験結果にも見い出され、次節でさらに詳細に検討する。

(2) 赤川の式による整理

赤川^{(26),(27)}およびHewitt⁽³⁰⁾は、 ϕ_L に対する整理式として次式を提案している。

$$\phi_L^2 = (1 - \hat{\alpha})^{-Z} \quad (4.9)$$

ここで、 $\hat{\alpha}$ は平均ボイド率であり、 $(1 - \hat{\alpha})$ は平均ホールドアップである。赤川によれば、ボイド率が0.2以下において式(4.9)の指数 Z は、傾斜角と管内壁面の粗さに依存するとして水平および鉛直の場合それぞれ、1.4および1.5で整理されることを指摘し、Hewittは $Z = 2.0$ として二相流の摩擦圧力損失を算出している。

図4.8および図4.9は、それぞれ水平管および鉛直管の本実験結果をこの方法で整理したものである。図中の実線は式(4.9)の関係である。松村ら⁽³⁴⁾も上式と同様な関係を提案している。すなわち、二相流の気体で占める面積だけ管路断面の面積が小さくなるとして縮小した断面における液体の速度を u_L' で表すと、二相流の摩擦圧力損失は次式となる。

$$(\Delta P_f / \Delta L)_{tp} = \lambda_L \frac{\rho_L u_L'^2}{2D_h} \quad (4.10)$$

液体の絶対速度の定義により、

$$u_L' = \frac{j_L}{1 - \hat{\alpha}} \quad (4.11)$$

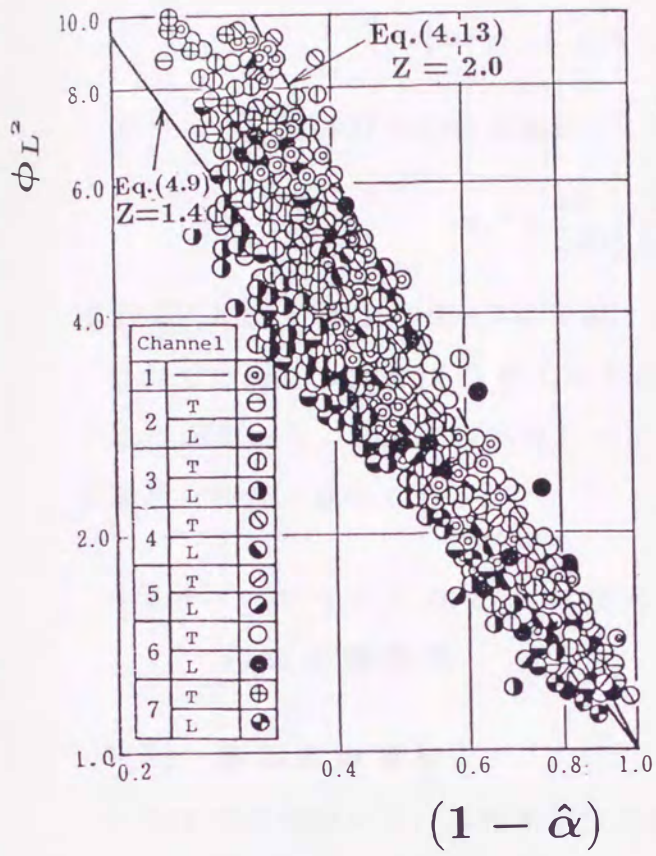


図 4.8 赤川の式による整理 (水平管)

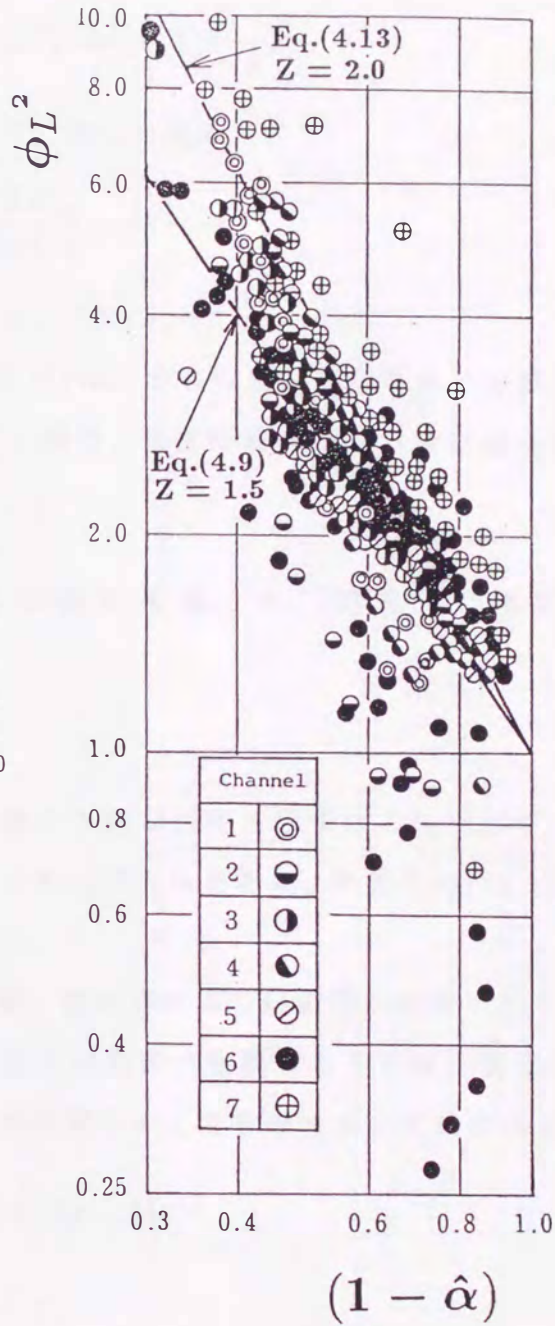


図 4.9 赤川の式による整理 (鉛直管)

式(4.11)と式(4.3)を式(4.10)に代入して、次式となる。

$$(\Delta P_f/\Delta L)_{tp} = (\Delta P_f/\Delta L)_L \left(\frac{1}{1-\hat{\alpha}}\right)^2 \quad (4.12)$$

したがって、式(4.1)の ϕ_L の定義によって、次式を得る。

$$\phi_L^2 = \frac{(\Delta P_f/\Delta L)_{tp}}{(\Delta P_f/\Delta L)_L} = (1-\hat{\alpha})^{-2} \quad (4.13)$$

式(4.13)も図4.8および図4.9に実線で示している。

これらの図から、式(4.9)および式(4.13)は、どちらも実験結果を十分表し得ないことがわかる。管路の傾斜角が小さい場合、管路断面の横長および縦長の影響が前節と同様に認められる。

4.1.4 アスペクト比と傾斜角の影響を考慮した二相流の摩擦圧力損失の整理式

(1) 整理式の検討

これまでの議論から、二相摩擦圧力損失を結び付ける因子は主に平均ボイド率および気液の物性値と質量流量比すなわち χ_{tt} であると考え、縦軸に ϕ_L/χ_{tt} 、横軸に $(1-\hat{\alpha})$ をとり、実験結果をプロットした。

図4.10から図4.12は、それぞれ水平管、傾斜管および鉛直管の結果を表す。

管路断面の幾何学的形状と管路の傾斜角の影響は無視できるものと仮定し、 ϕ_L/χ_{tt} と $(1-\hat{\alpha})$ の関係は、両対数軸上で直線関係として整理すると次式が得られる。

$$\phi_L/\chi_{tt} = 0.008(1-\hat{\alpha})^{-4.1} \quad (4.14)$$

式(4.14)を図4.10から図4.12に実線で示す。

しかしながら、これらの結果をより詳細に検討すると、液体レイノルズ数の影響もあることがわかった。したがって、より精度の良い ϕ_L の整理式を得るために図4.13に示されている長方形管内分離流モデルを導入した。このモデルにおいては簡単のために水平流を仮定し、気相および液相はそれぞれ管内を分離して流れると仮定する。気相および液相のみで占められるそれぞれの相の等価直径 D_G および D_L は、それぞれの相のぬれ縁長さ P_G および P_L とその面積 F_G および F_L を用いて以下の式で定義される。すなわち、

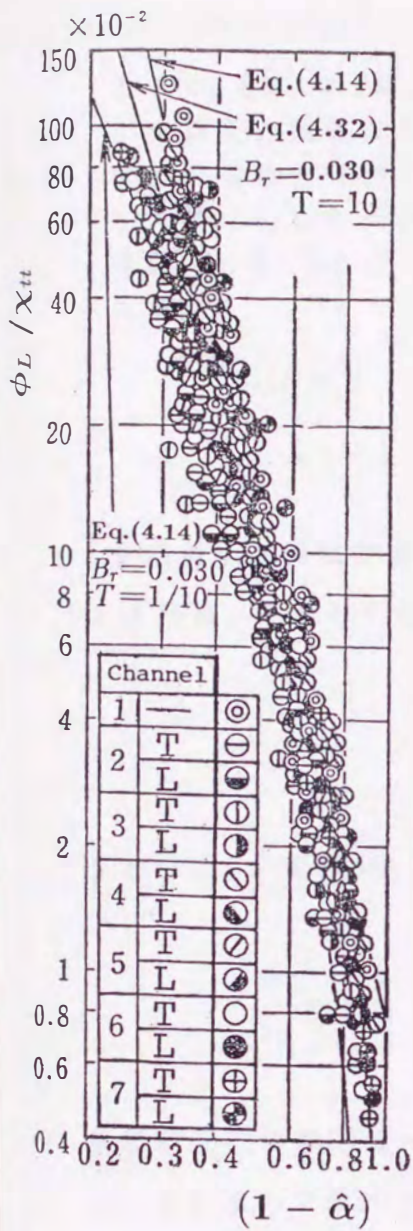


図 4.10 ϕ_L / χ_{tt} と $(1 - \hat{\alpha})$ の関係 (水平管)

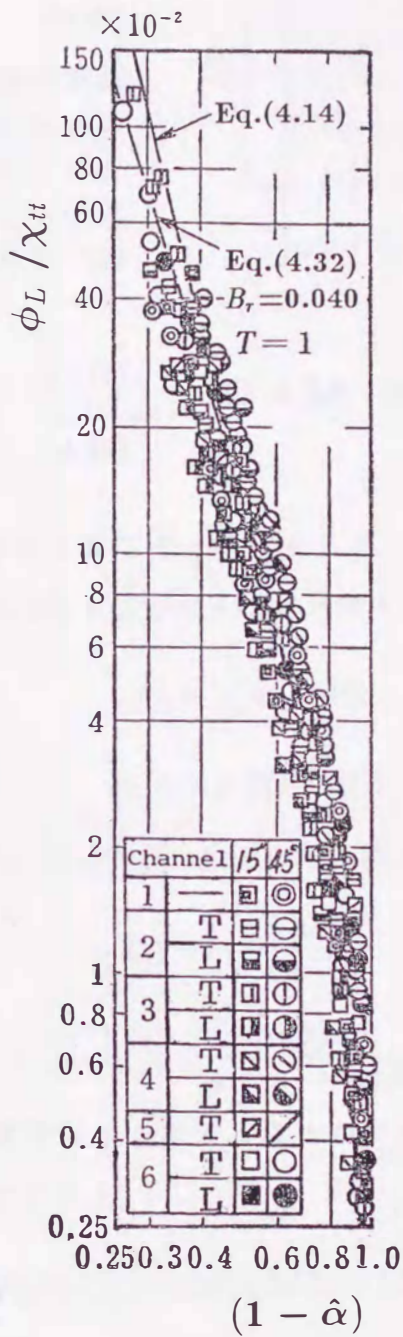


図 4.11 ϕ_L / χ_{tt} と $(1 - \hat{\alpha})$ の関係 (傾斜管)

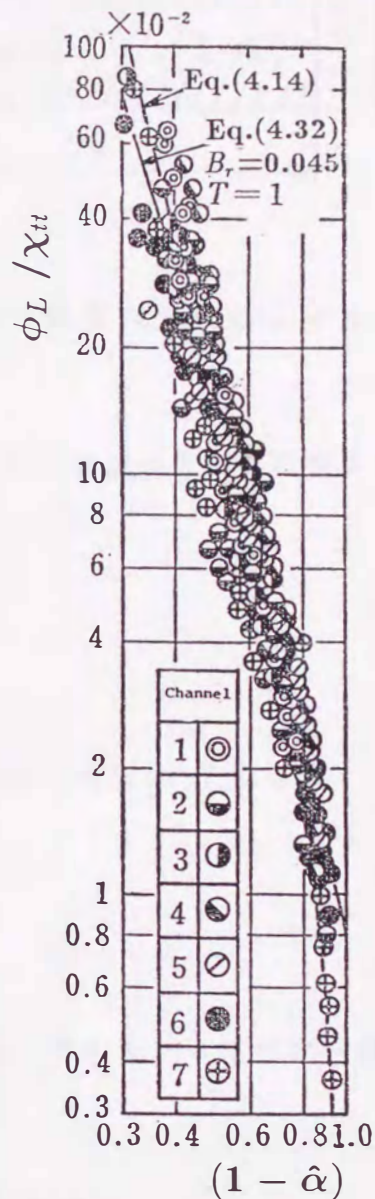


図 4.12 ϕ_L / χ_{tt} と $(1 - \hat{\alpha})$ の関係 (鉛直管)

$$D_G = \xi F_G / P_G \quad (4.15)$$

$$D_L = \psi F_L / P_L \quad (4.16)$$

ここで、 ξ および ψ は、気液界面が摩擦圧力損失に対する固体壁面の場合と等価でないことを考慮にいたした無次元の修正係数である。 $\hat{\alpha}$ と $(1-\hat{\alpha})$ の定義によって、

$$F_G / F = \hat{\alpha} \quad (4.17)$$

$$F_L / F = 1 - \hat{\alpha} \quad (4.18)$$

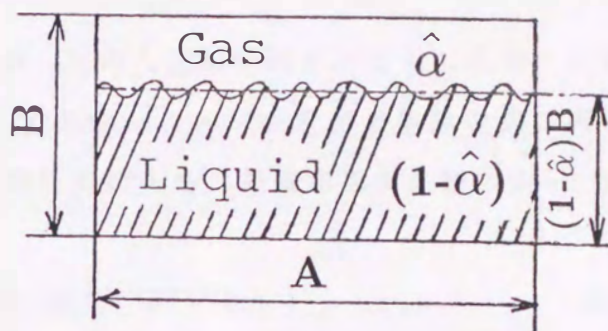


図 4.13 長方形管内分離流モデル

気液界面が固体壁境界とは異なると仮定すると、気相と液相のぬれ縁長さ P_G および P_L は、それぞれ式 (4.19) および式 (4.20) で与えられる。

$$P_G = 2(A + \hat{\alpha}B) \quad (4.19)$$

$$P_L = A + 2(1 - \hat{\alpha})B \quad (4.20)$$

したがって、式 (4.15) と式 (4.16) は、それぞれ式 (4.21) と式 (4.22) となる。

$$D_G = \xi \frac{\hat{\alpha}AB}{2(A + \hat{\alpha}B)} \quad (4.21)$$

$$D_L = \psi \frac{(1 - \hat{\alpha})AB}{A + 2(1 - \hat{\alpha})B} \quad (4.22)$$

管路断面内の静圧は一様であると考えることができ、今のモデルでは水平流を仮定しているので次式が成立する。

$$(\Delta P_f / \Delta L)_{tp} = (\Delta P_f / \Delta L)_G = (\Delta P_f / \Delta L)_L \quad (4.23)$$

気相と液相の平均速度は式 (4.24) と式 (4.25) により与えられるので、気相と液相の摩擦圧力損失は、それぞれ式 (4.26) および式 (4.27) で表される。

$$u_G = j_G / \hat{\alpha} \quad (4.24)$$

$$u_L = j_L / (1 - \hat{\alpha}) \quad (4.25)$$

$$(\Delta P_f / \Delta L)_G = \lambda_G \frac{\rho_G u_G^2}{2D_G} \quad (4.26)$$

$$(\Delta P_f/\Delta L)_L = \lambda_L \frac{\rho_L u_L^2}{2D_L} \quad (4.27)$$

式(4.26)と式(4.27)において、 λ_G と λ_L は、気相と液相の両相がともに乱流の流れであり、両相が式(4.33)で示されるような Blasius タイプの管摩擦係数の式で表されると仮定する。これより、二相流の摩擦圧力損失を二相摩擦損失係数によって表すと、次の式が得られる。

$$\phi_G^2 = (D_G/D)^{-1.25} \hat{\alpha}^{-1.75} \quad (4.28)$$

$$\phi_L^2 = (D_L/D)^{-1.25} (1 - \hat{\alpha})^{-1.75} \quad (4.29)$$

$$\chi_{tt}^2 = (D_G/D_L)^{-1.25} [\hat{\alpha}/(1 - \hat{\alpha})]^{-1.75} \quad (4.30)$$

したがって、次式が得られる。

$$\frac{\phi_L}{\chi_{tt}} = \left\{ \frac{D_L^2}{DD_G} \right\}^{-0.625} \left[\frac{\hat{\alpha}}{(1 - \hat{\alpha})^2} \right]^{0.875} \quad (4.31)$$

式(4.7)、式(4.21)および式(4.22)を式(4.31)に代入すると、二相流の摩擦圧力損失に対する次の整理式を得る。

$$\phi_L = B_r \cdot \chi_{tt} \left\{ \frac{(T+1)(T+\hat{\alpha})}{[T+2(1-\hat{\alpha})]} \right\}^{-0.625} \left\{ \frac{\hat{\alpha}}{(1-\hat{\alpha})^2} \right\}^{1.5} \quad (4.32)$$

ここで、 T はアスペクト比(= A/B)であり、気液界面の影響 $(\psi_2/\xi)^{-0.625}$ は、 B_r によって置き換えられる。

式(4.32)と実験結果との比較から、修正係数 B_r は水平管で0.030となる。式(4.32)は水平流モデルから導かれたものであるが、これを他の姿勢の管にも適用すれば傾斜管で0.040および鉛直管で0.045で水平管と同精度で整理できることがわかった。図4.10～図4.12において、式(4.32)の関係は実線で示している。

上述の考察から、 B_r は傾斜角は当然であるが液体レイノルズ数にも依存することがわかる。 B_r に対する液体レイノルズ数と傾斜角の影響は、次節で詳細に検討する。

(2) 傾斜角および液体レイノルズ数の影響

図4.14～図4.16は、それぞれ水平、傾斜および鉛直管における修正係数 B_r と液体レイノルズ数の関係を表す。本実験で得られた B_r と液体レイノルズ数の関係は、相当直径、アスペクト比および短辺の大きさによって、その勾配が異なっており大

別すると、相当直径が約10mmより大きい管1から管7の管路の場合およびアスペクト比が大きく偏平な管8から管10の管路の場合についてそれぞれ整理された。

図4.14～図4.16において、図(a)は相当直径が約10mmより大きい管路(管1～管7)の場合、図(b)はアスペクト比が大きく偏平な管路(管8～管10)の場合である。

これらの図から、式(4.32)の修正係数 B_r は、次式のように液体レイノルズ数と傾斜角の関数で表されるとして係数と指数を検討する。

$$B_r = C(\theta) Re_L^{-m} \quad (4.33)$$

上式の指数 m と係数 $C(\theta)$ は実験的に定めた。その結果、 m は相当直径が約10mmより大きい管路の場合0.30、相当直径が10mmより小さく、アスペクト比も大きい管路の場合1.0であった。係数 $C(\theta)$ は、傾斜角と相当直径の違いにより異なる値を示すが、図4.17に示すように相当直径が大きい管1から管7の管路およびアスペクト比が大きく偏平な管8から管10の管路について、それぞれ同様な傾斜角の影響を示す関係の式(4.34)および式(4.35)が得られた。

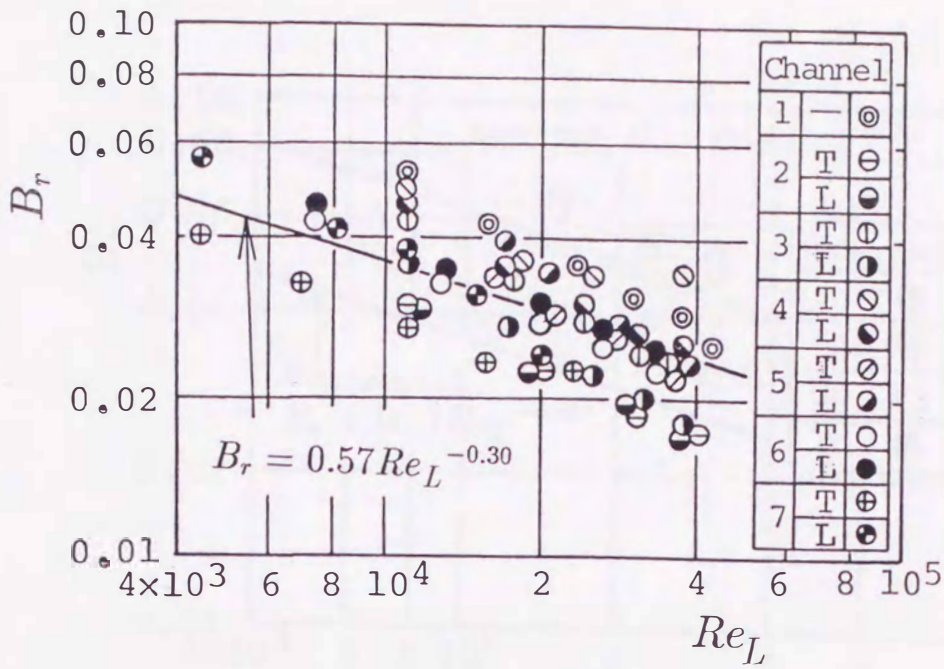
すなわち、相当直径が約10mmより大きい管路に対して、

$$C(\theta) = 0.57 + 2.07 \times 10^{-2} \cdot \theta - 1.818 \times 10^{-4} \cdot \theta^2 \quad (4.34)$$

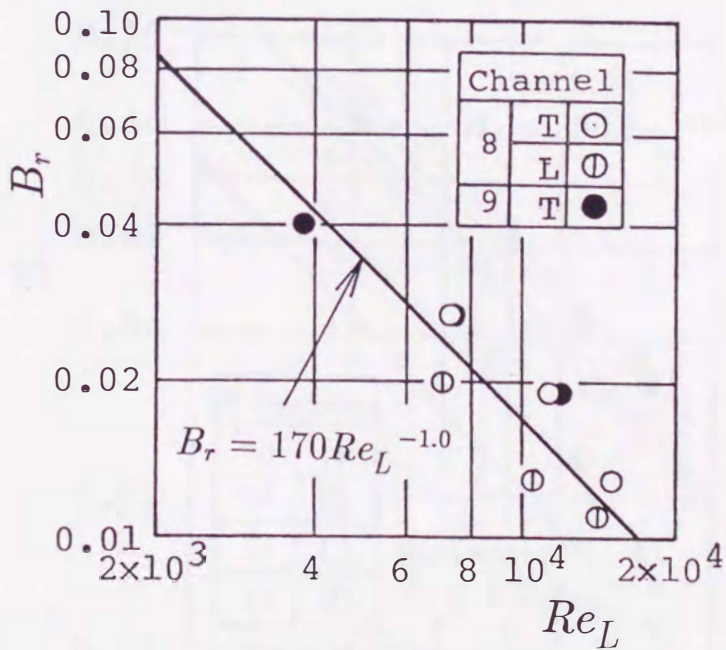
相当直径が約10mmより小さく、アスペクト比が大きい管路に対して、

$$C(\theta) = 170 + 1118 \cdot \theta - 9.63 \times 10^{-2} \cdot \theta^2 \quad (4.35)$$

を提案する。

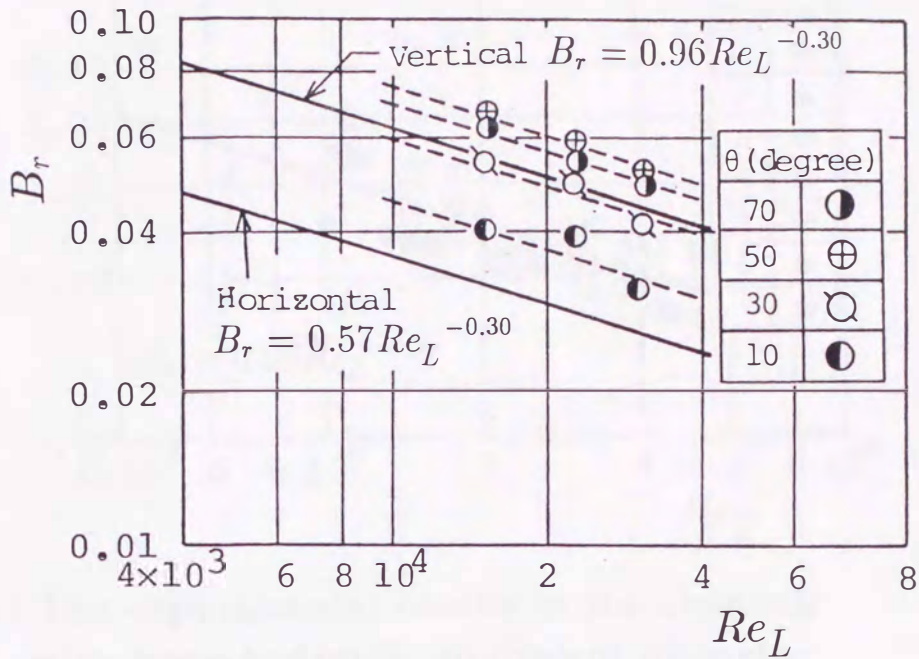


(a) The experimental results in the channels with large hydraulic equivalent diameter

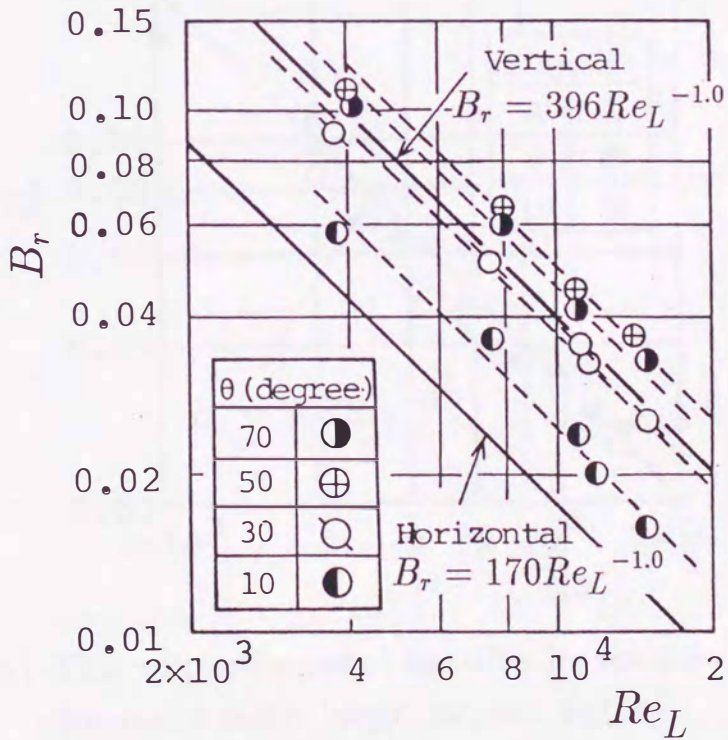


(b) The experimental results in narrow channels with large aspect ratio

図 4.14 液体レイノルズ数の影響 (水平管)

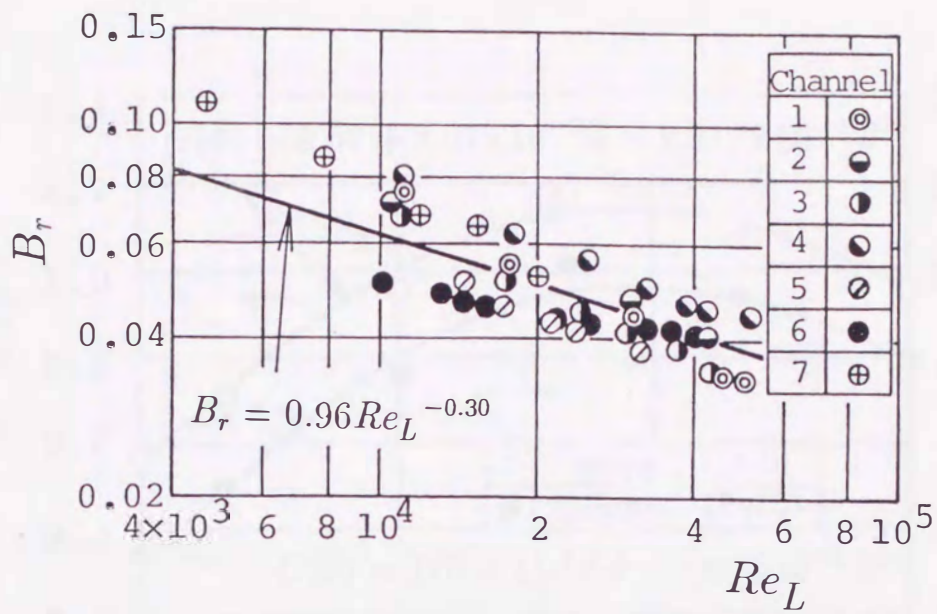


(a) The experimental results in the channels with large hydraulic equivalent diameter

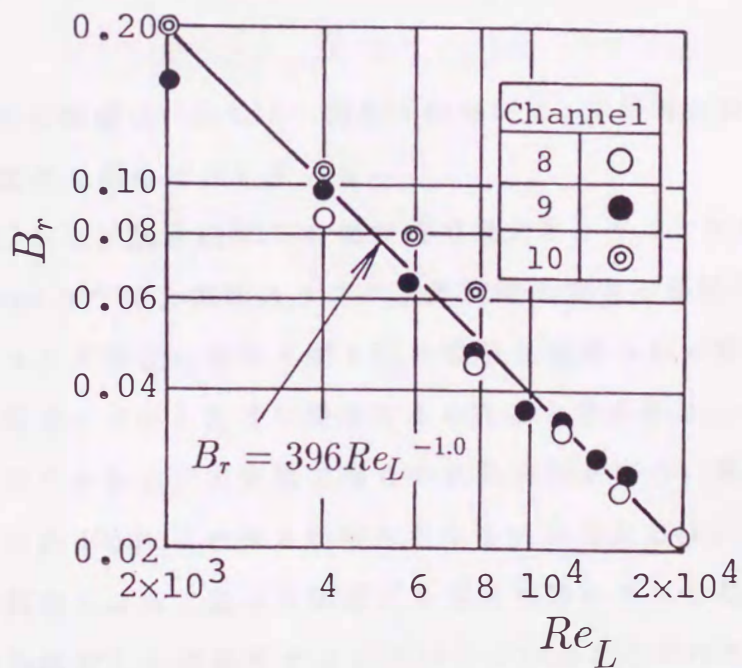


(b) The experimental results in narrow channels with large aspect ratio

図 4.15 液体レイノルズ数の影響 (傾斜管)



(a) The experimental results in the channels with large hydraulic equivalent diameter



(b) The experimental results in narrow channels with large aspect ratio

図 4.16 液体レイノルズ数の影響 (鉛直管)

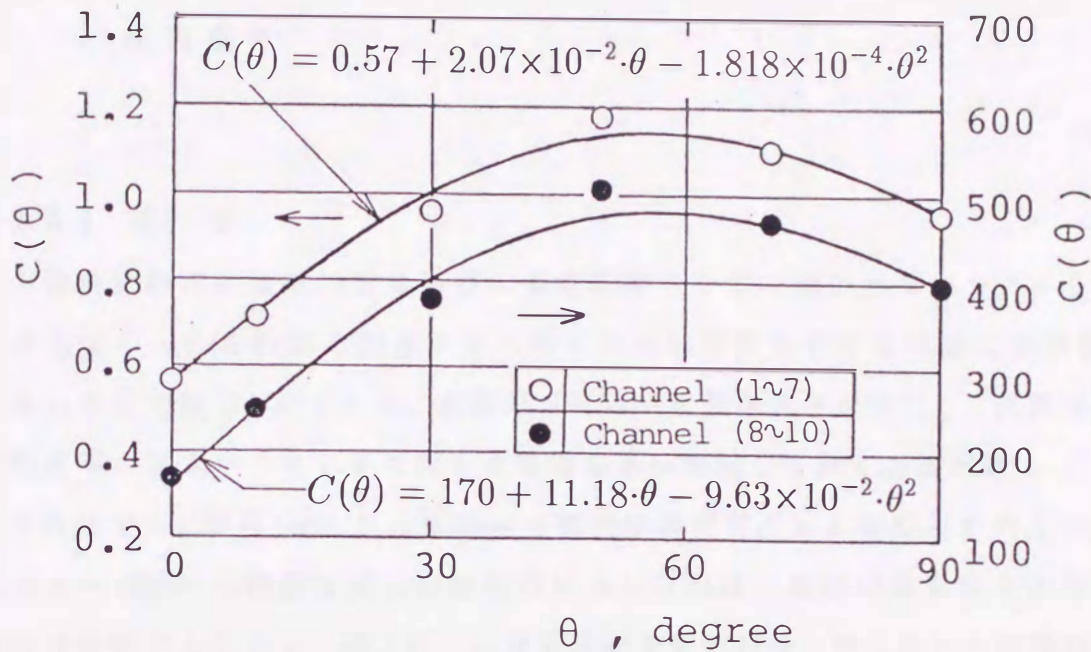


図 4.17 傾斜角の影響

これらの関係は、図 4.14～図 4.16 において、水平管と鉛直管の場合を実線で、傾斜管の場合を破線で示している。

図 4.17 から、 B_r は約 50° の傾斜角で最大となることがわかる。この点に関して、Bonnecaze ら⁽³⁵⁾ は、気体スラグの上昇速度に対する傾斜角の影響を検討している。彼らのスラグ速度の結果も図 4.17 の結果と同様な傾向を示した。スラグ速度は管内の平均ボイド率と密接な関係があることを考えると、このことは理解できる。

以上のことから、本実験で得られた長方形管内の二相流の摩擦圧力損失は、相当直径が約 10mm より大きい場合と小さい場合とで修正係数 B_r に液体レイノルズ数と傾斜角によって異なる関係式を与えなければならないことがわかる。これは水平流を仮定した流動モデルに基づいていることのほかに、第 3 章で指摘したように、アスペクト比が大きく狭い管路（短辺および相当直径は 10mm より小さい）内の流動現象が他の管路の場合とは、かなり異なっていることに起因している。

なお式 (4.33) による B_r の修正係数を用いれば式 (4.32) から本実験範囲における二相流の摩擦圧力損失を約 $\pm 30\%$ 以内の精度で推定することができる。