The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	曲がり部を持つ狭隘流路における気液二相流動に関する基礎的研究
Author(s)	壽川, 徹
Citation	大阪大学, 2008, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/48606
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

曲がり部を持つ狭隘流路における
気液二相流動に関する基礎的研究

平成 19 年 12 月

壽　川　徹

目 次

第 1 章　緒 論 1

1.1　はじめに 1
1.2　従来の研究 7
1.3　本研究の構成と概要 10
参考文献 11

第 2 章　実験装置と方法 15

2.1　まえがき 15
2.2　実験装置 16
2.2.1　実験装置の概要 16
2.2.2　テストセクション 17
2.2.3　表面処理による壁面濡れ性の変化 21
2.3　実験方法 24
2.3.1　流動の可視化実験 24
2.3.2　圧力損失の測定 26
2.3.3　圧力損失及び圧力損失変動の解析 28
2.4　むすび 34
参考文献 34

第 3 章　直管部の気液二相流動 35

3.1　まえがき 35
3.2　流動 36
3.2.1　従来の流動様式の分類方法 36
3.2.2　直管部の流動様式 39
3.2.3　流動様式遷移図 41
3.3　圧力損失特性 43
3.3.1　圧力損失の時間平均値 43
3.3.2　二相流圧力損失増倍係数 45
3.4　圧力損失変動強度 48
3.5　むすび 51
参考文献 52

第 4 章　曲がり部の形状が及ぼす気液二相流動への影響 53
4.1　まえがき 53
4.2　流動様式遷移図 54
4.2.1　曲がり部における流動 54
4.2.2　流動様式遷移図 58
4.3　圧力損失及び変動特性 62
4.3.1　曲がり部における圧力損失の時間平均値 62
4.3.2　曲がり部における二相流圧力損失増倍係数 66
4.3.3　曲がり部における圧力損失変動 70
4.4　むすび 74
参考文献 74

第 5 章　濡れ性が及ぼす気液二相流動への影響 75
5.1　まえがき 75
5.2　直管部の壁面濡れ性の影響 76
5.2.1　流動様式遷移図 76
5.2.2　圧力損失特性 79
5.3　屈曲管における壁面濡れ性の影響 89
5.3.1　流動様式遷移図 89
5.3.2　圧力損失の時間平均値 91
5.3.3　二相流圧力損失増倍係数 93
5.3.4　圧力損失変動 97
5.3.5　撥水流路の屈曲管が及ぼす環状流への影響 101
5.3.6　親水流路の屈曲管が及ぼす環状流への影響 104
5.4　むすび 105
参考文献 106

第6章　結 論 107

本論文に関連する発表論文 110

謝辞 112

第 1 章

緒 論

1.1 はじめに

狭隘流路においては管内径の減少とともに体積と表面積の比が小さくなり，体積力に対し表面力が増大する．つまり，狭隘流路内の流動においては，流体力のうち重力や慣性力のような体積力の影響が小さくなり，表面張力や粘性力などの表面力が支配的になる．その例として，慣性力と粘性力の比であるレイノルズ数を挙げると，狭隘流路では管内径の減少によってその値は小さくなる．これは慣性力の影響が減少し，粘性力の影響が大きくなるので，狭隘流路内の流れは層流になりやすいことを意味する．

気液二相流においては気液界面に表面張力が働くため，流路のサイズが小さくなると，界面の曲率も小さくなり，流体力に比べて，表面張力の寄与が大きくなる．大気圧力下の空気/水系では流路径が 5mm 以下になると表面張力の影響が顕著になってくる．このような表面張力の影響が顕著となる狭隘流路における気液二相流の流動特性は通常口径管の流路内とは大きく異なる様相を示す．MEMS（Micro Electro Mechanical Systems），バイオエンジニアリング, LSI を始めとする電子機器冷却，マイクロヒートパイプ等々を始めとする様々な先端科学技術分野で狭隘流路内の流動特性の応用が近未来の技術として注目を浴びている．また，これらの研究は，上記分野に限らず原子力の熱流動や安全性の分野においても応用が期待されており，広範囲の分野で大きな可能性を秘めている．このような背景から，近年の工業製品の小型化に対する需要の高まりにより，狭隘流路内の気液二相流に関する研究の必要性が高まっている．しかし，通常口径管と比較すると研究事例が少なく，十分な知見が得られているとは言い難い．

その例として，狭隘流路の曲がり部の形状に関する研究がある．曲がり部は，多くの工学分野において活用される代表的な配管要素の一つであり，特に通

常口径管における単相流に関しては流れの実験，解析の両面から数多くの研究が報告されている．また，曲がり部を流れる二相流動についても，ボイラ，熱交換器，原子力をはじめとした産業機器の熱流動部に関連した研究がなされている．特に曲がり部における管内の流れには，遠心力に起因する二次流れが生じることから，これに伴う熱流動特性に関する研究が行われている．また，原子力の分野においては，蒸気流が流れる配管の曲がり部では二相流の衝突によるエロージョン・コロージョン（金属材料が流体の流れにより減肉される腐食現象）が発生しやすく，機器破損の原因になることから，衝撃を緩和するための構造に関する研究等も盛んに行われている．このように，曲がり部の流動は機器の性能及び信頼性確保の両面から非常に重要な役割を果たしている．

さらに，伝熱機器の熱交換部等を限られたスペースに設置する際には，平行な直管部同士を曲がり部により連結するU字型流路がよく用いられる．U字型流路は，曲がり部が曲線で構成される曲がり管と，直線的に折れ曲がる屈曲管とに分類される．そして，近年，機器の小型化，高集積化が進むにつれて，曲がり部の形状として曲率半径の小さい曲がり管や屈曲管が適用されることが多くなってきている．しかしながら，狭隘流路に関しては管内径に関連した流動特性に関する研究が多く，曲がり部の形状に着目した研究は限られている．特に，屈曲管内の流動に関する研究はほとんどない．そのため，狭隘流路内の流動特性において，曲がり部の形状が及ぼす影響について詳細な解明が求められている．

曲がり部を持つ狭隘流路を有する機器の代表例としては，近年，家庭用コージェネレーション，自動車用，モバイル機器用電源として注目されている固体高分子型燃料電池(PEFC：Polymer Electrolyte Fuel Cells)がある．図 1.1 に PEFC の単セルの基本構造を示す．単セルの基本構造としては，電解質膜(Membrane)の両側に触媒（白金など）とイオン交換樹脂などの混合物からなる触媒層（Catalyst Layer）が電極として形成され，膜電極接合体（Membrane Electrode Assembly : MEA）を構成する．そして，膜電極接合体の両端にガス拡散層（Gas Diffusion Layer : GDL）が接合され，さらにその両端をセパレータ（Separator）で挟み込むことで単セルが構成される．図 1.2 に示すように，燃料である水素がアノードセパレータの流路内に供給され，カソードセパレータには酸素が供給される．供給された水素及び酸素は，ガス拡散層を通り MEA に到達する．そこで，アノード側では水素が水素イオンと電子に分かれる．水素イオンは

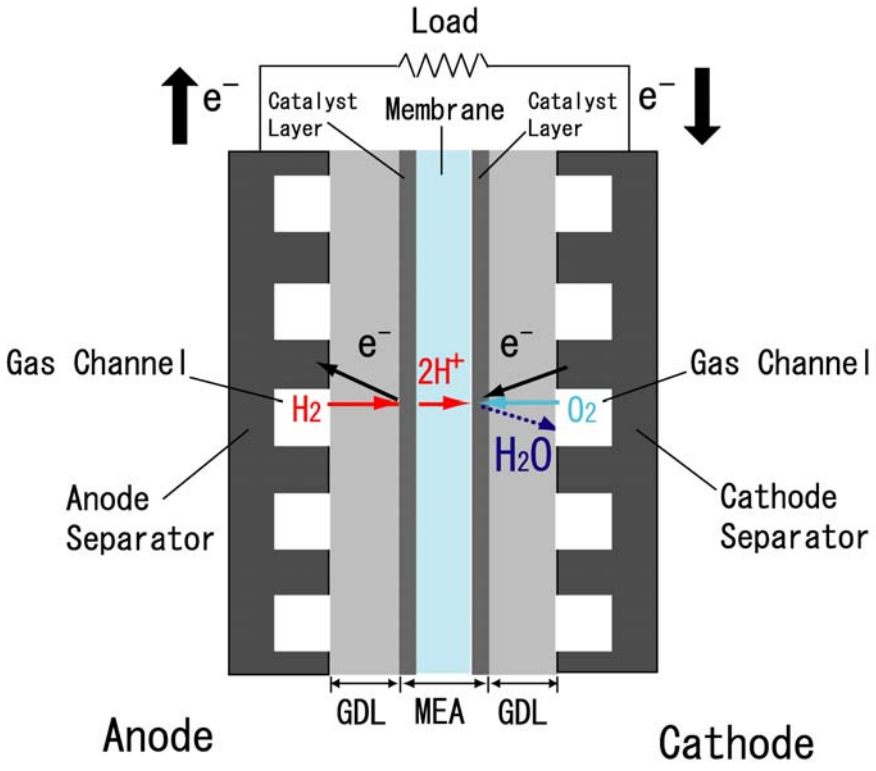


図 1.1 PEFC の単セルの基本構造[3]

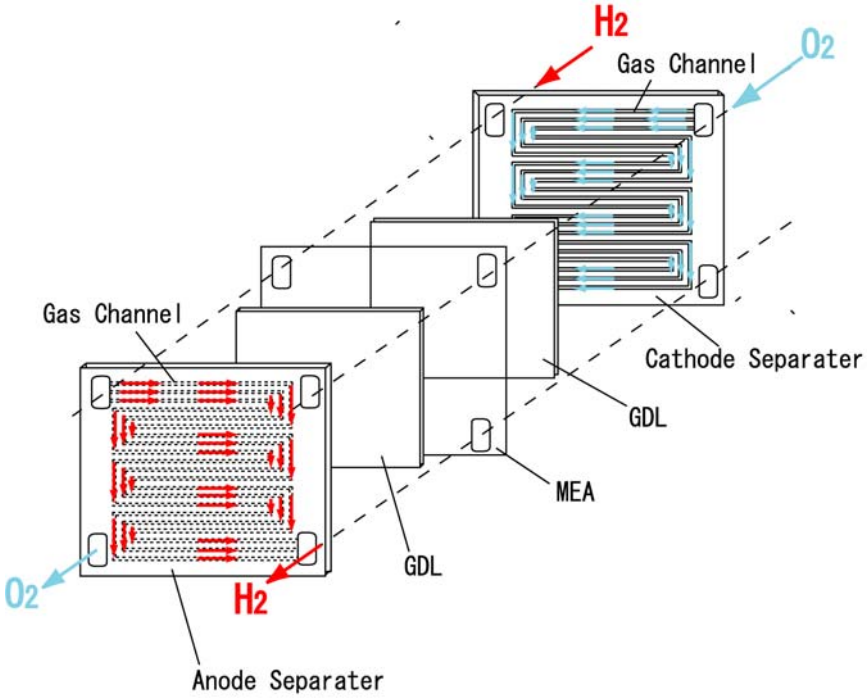


図 1.2 PEFC における反応ガスの供給の模式図[3]

電解質膜を通ってカソード側へ移動する．一方，電子は外部回路を通ってカソード側へ移動する．そして，カソード側において酸素と電子と水素イオンが結びついて水を生成する．このような一連の動作により発電を行う．水素を燃料とする PEFC はエネルギー変換効率が高く，生成物が水のみであることから次世代のクリーンエネルギーとして注目されている．また，発電時の化学反応により熱が発生し，この排熱を回収することにより給湯や暖房に用いることができる．このような特徴から，特に高効率・低公害性が強く求められている家庭用コージェネレーション及び自動車用動力源として実用化が期待されている．

しかしながら，PEFC は性能や耐久性などに関して改善すべき課題がいまだ多く残されている．その大きな課題の１つに，セル内の水分管理がある．PEFC の電解質膜における水素イオンの移動は電解質膜の湿分量に依存し，湿分量が高いほど移動の抵抗は低下する．そのため，燃料（水素），空気（酸素）ともに相対湿度 100%の状態の加湿ガスとして供給される．また，カソード流路内には発電に伴う化学反応によって生成された水がガス拡散層より排出される．そのため，カソード流路内の空気は過飽和となり，結露水が流路内に発生する．そして，生成水と結露水があわせて余剰生成水となり，供給ガスとともに気液二相流となり流路内を流動する．この余剰生成水が速やかに排出されなければ，気流の流動抵抗となり水の滞留を誘発する．その結果，電極表面への供給ガスの拡散が妨げられ，発電出力を著しく低下させてしまう．この現象をフラッディング(Flooding)と呼んでいる．

なお，従来の気液二相流の研究分野では，フラッディングは対向流において，液相が対向して流れる気相により押し流される現象として取り扱われる．液相と気相が対向に流れる際に，対向する気相の流量が増加すると，液相の気液界面に波が生じはじめ，大きな乱れが発生する．その結果，界面のせん断応力が増大し，それに伴って液膜流の界面近傍の液体が気相とともに逆流する．このように液膜流が逆流する領域への移行をフラッディングと呼んでいる[1-2]．一方，PEFC の研究分野では，フラッディングは前述のようにセパレータ流路内における生成水滞留の他に，ガス拡散層の水排出機能が低下し，拡散層内が生成水に満たされ，供給ガスの拡散を阻害してしまう現象を含む．つまり，気液二相流で取り扱われるフラッ ディングと異なり，対向流であることを前提とせず，液体の水が要因となる発電出力の低下を全てフラッディングとして取り扱っている．

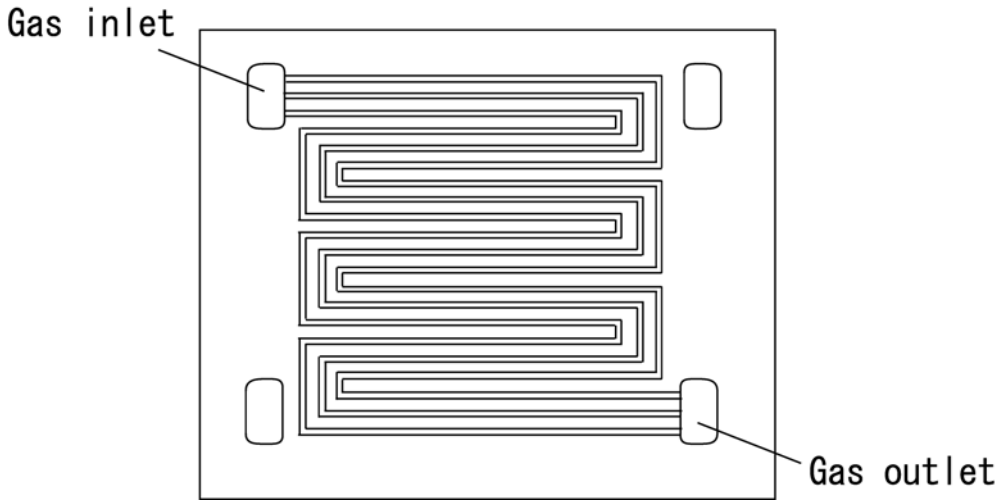


図 1.3 複数のサーペンタイン流路を用いたセパレータの平面図[3-6]

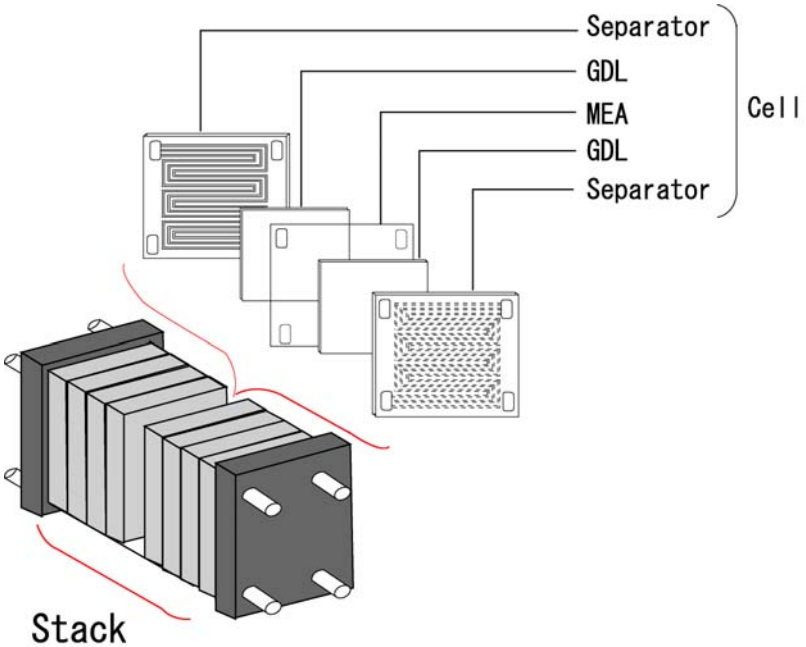


図 1.4 PEFC のスタックの構造[3-6]

カソードセパレータ流路の出口側に近づくにつれて，流路内の余剰生成水が増加し，かつ発電のために酸素が消費されるので供給ガスの流量が低下し，流速が小さくなる．したがって，出口側ではさらに余剰生成水が流路内に滞留しやすくなる．一方，供給ガスの流量は必要な発電出力により一意的に決定されるため，必要以上に供給することは発電効率の低下を招いてしまう．このような理由から，出口側においても十分なガス流速を確保し，余剰生成水の滞留を防ぐために流路断面積の小さい狭隘流路（水力等価直径 1～2mm 程度）が適用される．また, PEFC のセパレータでは，化学反応面積を増大させかつ装置を小型化するために，図 1.3 に示すような曲がり部を有した狭隘流路からなるサーペンタイン（蛇行）流路がしばしば適用される[3-4].

PEFC の単セルにおける出力電圧は 0.7V 程度であり，必要な発電出力を得るために複数のセルを直列に積層することが行われる．この積層したものをスタックと呼ぶ．図 1.4 に PEFC のスタックの構造を示す．通常, PEFC では各セルを貫通する主流路（マニホールド）に供給ガスを導入し，図 1.3 に示すように主流路から各セルの狭隘流路に分配する．各セルへの供給ガスの等分配を実現するために，供給ガスが各セルの狭隘流路を流れる際の圧力損失に対して，供給ガスが主流路を流れる際の圧力損失が十分に低くなるように設計がなされる[4].

しかしながら，前述のように流路内において余剰生成水の滞留が発生すると，各セルの圧力損失の変動につながり，供給ガスの等分配が崩れてしまう. 図 1.4 に示すようなセルを直列したスタックという構造をとっているがために，供給ガスが分配されず性能が低下したセルがある状態で発電を継続すると，このセルの電極が短時間で劣化してしまう．その結果，このセルの性能が低下するのみならず，直列に積層している構造上，スタック全体の致命的な性能低下を招いてしまう．したがって，各セルの狭隘流路における圧力損失の変動を抑制し，供給ガスの等分配を常に実現することは，スタック全体の性能及び寿命の両面から非常に重要な課題の 1 つとなっている．

狭隘流路における圧力損失の変動は余剰生成水の排出性に起因していると考えられる．また，サーペンタイン狭隘流路を適用した場合には，余剰生成水の排出性に曲がり部の形状が大きな影響を及ぼすと考えられる．サーペンタイン狭隘流路は，装置を小型化しかつ供給ガスの流速を高めて，生成水の排出性を向上させる効果がある反面，形状の複雑化による製造コスト上昇，また流路

での圧力損失が必要以上に高くなり発電効率が低下する課題がある．したがって．生成水の排出性を確保し，かつ圧力損失が必要以上に高くならない流路設計が必要であり，曲がり部の形状に関しても最適化を行わなければならない．

また，狭隘流路では表面張力の影響が顕著になるため，余剰生成水の排出性には流路自体の濡れ性が大きな影響を及ぼすと考えられる．一方，PEFC のセル内の雰囲気は，電解質膜の影響により非常に強い酸性となっているため，多くの金属が腐食してしまう．そのため，実用における PEFC のセパレータ材料としては耐食性が高く，かつ導電性に優れたカーボンが用いられることが多い．カーボンの濡れ性は撥水性である．しかし，カーボンセパレータは低コスト化のために，カーボン粒子と樹脂の混合物を金型で成形加工をすることにより製造する方法が一般的によく用いられる[3,5]．このカーボンセパレータを製造する際の加工の特殊性から、流路の濡れ性が変化する．流路の濡れ性の変化は余剰生成水の排出性に大きな影響を及ぼし，圧力損失の上昇及び変動の要因となる．そのため，カーボンセパレータの表面処理により濡れ性を制御することで，余剰生成水の排出性を向上させる研究が行われている[6]．このような理由から，流路壁面の濡れ性が狭隘流路内の気液二相流動に及ぼす影響の解明が求められている．

1.2 従来の研究

狭隘流路内に気液二相流に関する研究は，管内径が数 mm 以下になると表面張力の影響が顕著になり，その二相流動挙動は，それ以上の管内径を持つものと異なることが予想されることから，管内径に関連した流動特性に関する研究がなされている[7-20]．特に Kariyasaki らは，内径 1～4.9mm の狭隘流路内における空気/水系二相流を実験的に検討し，圧力損失の観点から気泡流，間欠流，環状流の三つの分類を提案し，間欠流領域に対して新しいプラグ流モデルを提案している[13-16]．Mishima らは内径 1～4mm の狭隘流路における空気/水系の垂直上昇二相流の流動実験を行い，各種パラメータに関する相関式を提案し，相関式の狭隘流路への適用性及び各種流動特性に及ぼす管内径の影響を検討している[17-19]．Kawaji らは狭隘流路内の気液二相流では，気液混合部の形状と混合

方法が流れの特性に大きな影響を与えることを報告している[20]．また，伝熱・相変化を含む系に関しても研究が行われている[21-22]． 最近では，Thome らが R-134a 及び R-245fa を動作流体として用いて，広範囲における二相流の圧力損失特性を調べている[22]．

曲がり部の形状に関しては，単相流についての研究が多くなされている[23-25]．特に Ito は曲がり管路内流れに関して詳細な研究を行い，ベンドの損失係数，ベンド流量計についても調べている[24]．また，通常口径管における屈曲管内の流動特性に関しても，いくつかの研究がなされている[26-27]．

しかし，二相流，特に狭隘流路に関する研究は数少ない．Kariyasaki らは，曲がり部の形状として比較的大きな曲率半径の曲がり管を有する狭隘流路に関して，曲がり部を通過する気液二相流について研究を行っている．内径 D が 2.4mm の流路を使用し，曲がり管の曲率半径については 5D, 10D, 20D の 3 種類について比較検討を行い，曲がり管における圧力損失の整理方法として二相流増倍係数とディーン数を関係付けた整理式を提案している[28]．また，曲がり部の形状として屈曲管を有する狭隘流路に関しては, Cubaud らが流動様式に関連した圧力損失特性についての研究を行っているが，その他の研究については見当たらない[29]．

壁面濡れ性の影響については，通常口径管の気液二相流に関していくつかの研究がなされている[30-32]. 最近では Hazuku らが内径 20mm の親水管（接触角 7°以下），通常管（接触角 43～47°），撥水管（接触角 135～150°）における垂直管気液二相流の研究を行い，撥水管ではチャーン流領域において液膜が壁面に接触せず，逆チャーン流となって気相流中を流動するために，他の管と比較して圧力損失値が大きくなりやすいと報告している[32]．

一方，狭隘流路の濡れ性に関する研究は限られている[33-35]．例を挙げると，Brajas と Panton は，内径 1.6mm の水平の狭隘流路内に形成する空気/水系二相流を対象に，濡れ性の変化（接触角 34～106°）に対する流動様式の遷移特性を評価しており，狭隘流路内のように表面張力が強く支配する体系では，濡れ性の影響がより顕著に現れることを報告している[33]．また，最近では Lee らが内径 1.59mm 及び 2mm の狭隘流路を用いて，流動様式に及ぼす壁面濡れ性(接触角 30～110°)の影響について同様の検討を行っている[35]．

また，本研究において曲がり部を持つ狭隘流路の実用例として挙げた PEFC のサーペンタイン狭隘流路の気液二相流についても，いくつか研究が行われて

いる[36-37]．例えば, Konomi らは PEFC のサーペンタイン狭隘流路内における生成水の挙動を可視化し, 出力電圧変動とフラッディングの関係を解析することで, 流路の設計指針を示している[37].

以上のように，機器の小型化・高集積化に伴い，曲がり部を持つ狭隘流路の適用例が多くなってきている．一方，本研究の実用例に挙げた PEFC におけるフラッディング現象のような気液二相流動に関する課題があり，その課題解決と現象解明が求められている．しかしながら，曲がり部の形状が及ぼす狭隘流路内の気液二相流動への影響に関する研究は少なく，濡れ性にまで言及している研究はない．また，これまでの気液二相流の流動特性に及ぼす壁面濡れ性の影響に着目した研究のほとんどが流動観察結果のみに留まっており，圧力損失特性を検討した研究はない．したがって，狭隘流路内における気液二相流の水力学的挙動と壁面濡れ性の関係をより詳細に検討した実験データの蓄積が必要である.

本研究の実用例に挙げた PEFC のように，主流路から複数の分岐した狭隘流路を適用する際には，各狭隘流路への等分配を意図した設計を行わなければならない．そのため，各狭隘流路の圧力損失の平均値だけでなく，その変動特性を考慮する必要がある. 従来の狭隘流路内の気液二相流における圧力損失変動に関する研究としては，Fukano らが管内径 2.4mm の直管部における圧力損失の変動特性を解析し, 流動様式がプラグ流やスラグ流といった間欠流になるときに圧力損失変動が大きくなることを報告している[13]．しかしながら，従来の研究は狭隘流路の直管部のみに留まっており，曲がり部の形状が圧力損失変動に及ぼす影響に関するものはなく，また流路壁面の濡れ性に着目した研究はない.

1.3 本研究の目的と概要

前述の経緯と背景から，本研究では曲がり部を持つ狭隘流路内を流動する空気/水系気液二相流を対象とし，PEFC のセパレータ等の機器設計の際に特に重要となる二相流動様式と圧力損失ならびにその変動特性について，曲がり部の形状と壁面濡れ性の影響を明らかにすることを目的として実験を行い，現象の解明を行った．

本研究では 2mm 四方の正方形断面を有する狭隘流路における空気/水系の気液二相流を対象とした．

曲がり部の形状については，機器の小型化・高集積化に伴い，曲がり管の曲率半径がますます小さくなってきており，PEFC のセパレータに代表されるように屈曲管が適用される場合が多くなってきている．そこで，本研究では曲がり管と屈曲管の流動特性の対比を行い，曲がり部の形状の影響を解明した．

また，濡れ性の影響を考察するために，表面処理により流路壁面の性状を変化させた．そして，流動様式の観察，圧力損失値及びその変動を測定し解析を行うことにより，流路壁面の濡れ性の影響を明らかにした．

本論文の構成と概要は次のとおりである．

第 2 章では，本研究における実験装置の概要，テストセクションの詳細，流路壁面の表面処理方法を示した．次に，本研究における流動可視化実験と圧力損失測定方法を示すとともに，実験データの解析に用いた方法について説明した．

第 3 章では，後の第 4 章，第 5 章を検討する上での基本となる直管部の気液二相流動の実験結果について説明した．流動様式遷移図の作成，圧力損失特性の解析結果により，狭隘流路の直管部における特有の挙動を考察した．また，過去の研究と比較することにより，本研究の妥当性について議論した．

第 4 章では，曲がり部の形状の影響を解明するために，曲がり管と屈曲管の実験結果について考察した．流動の可視化実験の結果より，気液二相流の流動に及ぼす曲がり部の形状の影響を観察した．流動様式遷移図を作成し，直管部のものと比較を行い，曲がり部を通過することが流動様式にどのような影響を及ぼすかを解明した．そして，圧力損失値及びその変動特性について解明した．

第 5 章では，表面処理により濡れ性を変化させた狭隘流路を用いることで，

流路壁面の濡れ性が及ぼす影響を解明した．まず，濡れ性の変化に対する流動様式の遷移特性を評価した．そして，圧力損失値及びその変動変動特性について解明した．

第 6 章では本研究で得られた結論を総括する．

参考文献

[1] 日本機械学会編, ‘改訂気液二相流技術ハンドブック,’ コロナ社, (2006).

[2] 植田辰洋, ‘気液二相流−流れと熱伝達,’ 養賢堂, (1981).

[3] 日本化学会編, ‘（実力養成化学スクール）燃料電池,’ 丸善株式会社, (2005).

[4] 藤生昭, 上田雅敏, 松林孝昌, 吉田昌一, 富賀見有吾, ‘高い省エネルギー性を実現する家庭用燃料電池コージェネレーションシステム,’ 三洋電機技報, **37**(No.1), pp.69-77,(2005).

[5] 電子とイオンの機能化学シリーズ, ‘固体高分子型燃料電池のすべて,’ 株式会社エヌ・ティー・エス, (2003).

[6] 庄山昌志, 水谷誠司, 富村哲也, ‘PEFC 水管理によるセル劣化対策―樹脂セパレータ親水性のセル水管理に及ぼす影響―,’ 三重県科学技術振興センター工業研究部研究報告, No31, (2007).

[7] Suo, M. and Griffith, P., ‘Two-phase flow in capillary tubes,’ *J. Basic Engng.*, **86**, pp.576-582, (1964).

[8] Barnea, D., Shoham, O. and Taitel, Y., ‘Flow pattern in horizontal and vertical two-phase flow in small diameter pipes,’ *The Can. J. Chem, Engrg.*, **61**, pp.617-620, (1983).

[9] Ide, H., Matsumura, H., Tanaka, Y. and Fukano, T., ‘Flow patterns and frictional pressure drop in gas-liquid two-phase flow in vertical capillary channels with rectangular cross section,’ *Trans. JSME*, **63**(606B), pp.452-460, (1997).

[10] Triplett, K.A., Ghiaasiann, S. M., Abdel Khalik. and S.I., Sadowski, D.L., ‘Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part I: two-phase flow patterns,’ *Int. J. Multiphase Flow*, **25**, pp.377-394, (1999).

[11] Triplett, K.A., Ghiaasiann, S. M., Abdel Khalik, S.I. and Sadowski, D.L.,

'Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part I : Void Fraction and Pressure Drop,' *Int. J. Multiphase Flow*, **25**, pp.395-410, (1999).

[12] Serizawa, A., Feng, Z. P., 'A review of gas-liquid two-phase flow hydraulics in micro-channels,' *In:Proceedings of the US-Japan Seminar on Two-Phase Flow Dynamics*, pp.429-451, (2000).

[13] Fukano, T., Kariyasaki, A. and Kagawa, M., 'Flow patterns and pressure drop in isothermal gas-liquid concurrent flow in a capillary tube,' *Trans. JSME*, **56** (528B), pp.2318-2326, (1990).

[14] Kariyasaki, A., Fukano, T., Ousaka, A. and Kagawa, M., 'Characteristics of time-varying void fraction in isothermal air-water concurrent flow in a horizontal capillary tube,' *Trans. JSME*, **57** (544B), pp.4036-4043, (1991).

[15] Fukano, T. and Kariyasaki, A., 'Characteristics of gas-liquid two-phase flow in a capillary tube,' *Nuclear Engineering and Design*, **141**, pp.59-68, (1993).

[16] Kariyasaki, A., Fukano, T., Ousaka, A. and Kagawa, M., 'Isothermal air-water two-phase up-and downward flow in a vertical capillary tube (2nd report, pressure loss),' *Trans. JSME*, **62** (598B), pp.2136-2143, (1996).

[17] Mishima, K., Hibiki, T. and Nishihara, H., 'Some Characteristics of Gas-Liguid Flow in Narrow Rectangular Ducts,' *Int. J. Multiphase Flow*, **19**, pp.115-124, (1993).

[18] Mishima, K. and Hibiki, T., 'Effect of Inner Diameter on Some Characteristics of Air-Water Two-Phase Flows in Capillary Tubes' *Trans. JSME*, **61** (589B), pp.3197-3204, (1995).

[19] Mishima. K. and Hibiki.T., 'Some Characteristics of Air-Water Two-Phase Flow in Small Diameter Vertical Tubes,' *Int. J. Multiphase Flow*, **22**, pp.703-712, (1996).

[20] Kawahara, A., Chung, P.M.-Y. and Kawaji. M, 'Investigation on Two-Phase Flow Pattern, Void Fraction and Pressure Drop in a Microchannel,' *Int. J. Multiphase Flow*, **28**, pp.1411-1435, (2002).

[21] Sumith, B., Kaminaga, K. and Matsumura, K., 'Saturated flow boiling of water in a vertical small diameter tube,' *Experimental Thermal and Fluid Science*, **27**, pp.789-801, (2003).

[22] Revellin, R. and Thome, J., 'Adiabatic two-phase frictional pressure drops in

microchannels,' *Experimental Thermal and Fluid Science*, **31**, pp.673-685, (2007).

[23] 森川敬信, 鮎川恭三, 辻裕, '流れ学,' 朝倉書店, (1993).

[24] 伊藤英覚, '曲がり管内の流れ', 日本機械学会論文集, **59**(564B), pp.2377-2385, (1993).

[25] 杉山均, '曲がり管路内流れ,' ながれ, **22**, pp.41-50, (2003).

[26] 中山浩, 廣田真史, 藤田秀臣, 山田武, 小出裕輔, '180° シャープターンをもつ長方形流路内の流動特性,' 日本機械学会論文集, **69**(681B), pp.151-159, (2003)

[27] 杉山均, 向井秀明, 人見大輔, 'はく離流れを伴う 3 次元屈曲管路内の乱流解析,' 日本原子力学会和文論文誌, **5**(No.1), pp.1-13, (2006).

[28] Kariyasaki, A., Fukano, T., Okada, A. and Kagawa, M., 'Isothermal air-water two-phase flow through a horizontal capillary return bend,' *Trans. JSME*, **62** (593B), pp.115-121, (1996).

[29] Cubaud, T. and Ho, C., 'Transport of bubbles in *Physics of Fluids*, **16** (12), pp.4575-4585, (2004).

[30] Iguchi, M. and Terauchi., 'Boundaries among Bubbly and Slug Flow Regimes in Air-water Two-phase Flows in Vertical Pipe of Poor Wettability,' *Int. J. Multiphase Flow*, **27**, pp.729-735 (2001).

[31] Iguchi, M. and Terauchi., 'Microgravity Effects on the Rising Velocity of Bubbles and Slugs in Vertical Pipes of Good and Poor Wettability,' *Int. J. Multiphase Flow*, **27**, pp.2189-2198 (2001).

[32] Hazuku, T., Tamura, N., Abe, K., Fukuhara, Y., Takamasa, T. and Hibiki, T., 'Effect of Surface Wettability on Flow Characteristics in Vertical Upward Gas-liquid Two-phase Flow,' *Trans. JSME*, **73**(731B), pp.1502-1509, (2007).

[33] Barajas, A. M. and Panton R.L., 'The effects of contact angle on two-phase flow in capillary tubes,' *Int. J. Multiphase Flow*, **19**, pp.337-346, (1993).

[34] Cubaud, T., Ulmenella, U. and Ho, C., 'Two-phase flow in microchannels with surface modification,' *Fluid Dynamics Research*, **38**, pp.772-786, (2006).

[35] Lee, C.Y. and Lee, S.Y., 'Influence of interfacial on Transition of Two-phase Flow Pattern in Mini-channels,' *Proc. 6th Int. Conf. Multiphase Flow*(on CD-ROM), (2007).

[36] 井上元, 新山寛治, 松隈洋介, 峯元雅樹, ‘PEFC 反応流動解析による最適セパレータ形状の検討,’ 化学工学論文集, 第 29 巻(第 6 号), pp823-828, (2003).

[37] Konomi, T. and Nakamura, G., ‘Study of Water Production Behavior by the Visualization of PEFC (Plug Flow Generation Mechanism in Dual Serpentine Channel,’ *Trans. JSME*, **72**(715B), pp.745-751, (2006).

第 2 章

実験装置と方法

2.1 まえがき

気液二相流においては，気相と液相の界面がさまざまな幾何学形状を呈し，それが時間・空間的に変化するため，流れの様相は複雑である．しかも，両相は界面を通じて相互作用するために，流れの特性は界面の性状や分布に大きく依存することになる．したがって，気液二相流の流動を解明するためには，気液界面の性状とその時間・空間的分布特性を知る必要がある．このため，狭隘流路の気液二相流においても多くの研究者が，気液二相流の流動状態をいくつかの類型化された形態，すなわち流動様式に分類し，流動様式ごとに気液二相流の特性を明らかにしようとした[1]．流動様式を分類するには，まず流れをよく観察し，その形態を分類し，流動様式を判定する必要がある．流動様式の観察には，多くの場合，透明な可視部における目視観察が用いられ，より詳細に観察するために高速度で撮影した動画が用いられることもある．また，狭隘流路の流動様式の判別を客観的に行うために，各流動様式の特徴を的確に表現する物理量として，圧力損失やボイド率などに着目し，それらの測定値から予測式等の導出が行われている．しかし，本研究が対象とするような，狭隘流路の曲がり部の形状と流路壁面の濡れ性を関連づけて，詳細かつ系統的に研究された報告はほとんど見られない．

本研究では，曲がり部を有する狭隘流路における流動の解明を目的とし，流路の形状と流路壁面の濡れ性による流れ場への影響を系統的に解析することとした．曲がり部を有する狭隘流路を流動する気液二相流の流れ場を詳細に解析するために，透明のアクリル樹脂を用いてテストセクションを作製し，高速度カメラによる撮影を行った．さらに，流路壁面の濡れ性による流れ場の影響を解析するために，親水処理及び撥水処理を施したアクリル流路を作製した．

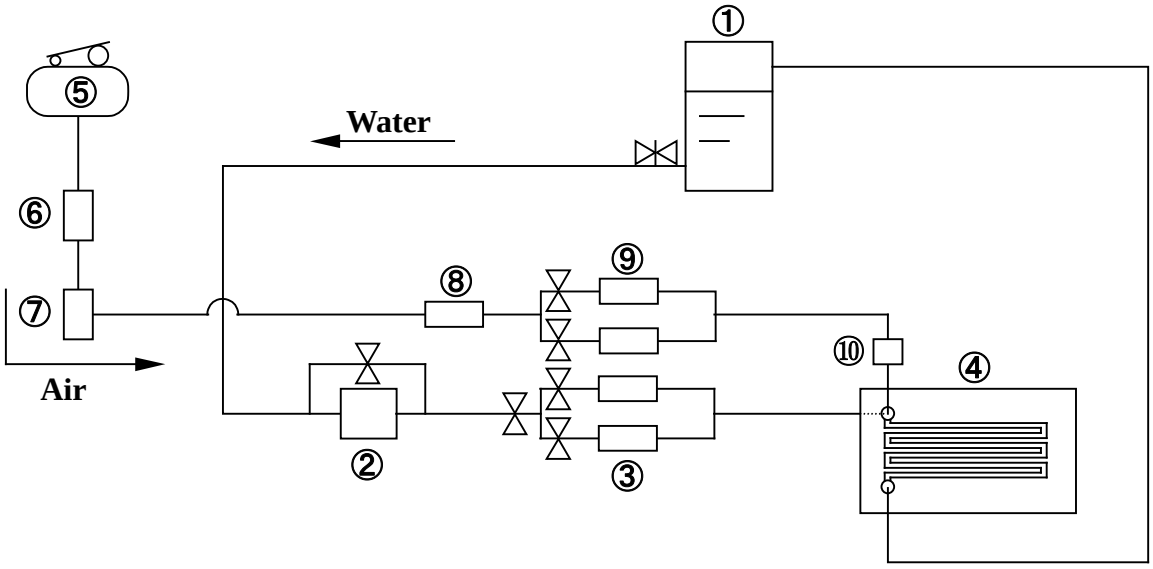
一方，気液二相流が狭隘流路内を流動する機器を設計する際に、主流路から

複数の分岐した狭隘流路を適用する場合には，各狭隘流路への気液分配特性が機器の性能を支配する．分岐した狭隘流路の圧力損失変動が大きいと気液分配の比率が変化し，偏流等が生じる．その結果，等分配が難しくなり，機器の性能が低下してしまう．それゆえ，このような機器を設計する際には圧力変動をより小さくすることが望まれている．そこで，本研究では狭隘流路内の圧力損失の平均値だけでなく，その変動特性についても解析が行えるように高分解能の差圧計で圧力損失測定を行った．これらにより，曲がり部を有する狭隘流路における流動に及ぼす曲がり部の形状と濡れ性の影響を解明した．

2.2 実験装置

2.2.1 実験装置の概要

曲がり部を持つ狭隘流路における流動を明らかにするための実験装置の概略図を図 2.1 に示す． 本研究では固体高分子型燃料電池のカソード（正極または空気極ともいう）セパレータを模擬した実験を行う．カソードセパレータ流路には，高分子膜の性能向上のため，相対湿度 100%に加湿された空気が供給される．そして，流路出口側に行くにしたがって，供給した空気中の酸素はカソード電極での化学反応（$1/2O_2+2H^++2e^-\rightarrow H_2O$）により消費され，生成した水が余剰生成水として流路内に排出される．このような動作条件を模擬するために，本研究では動作流体として常温・常圧の空気および蒸留水を使用した．蒸留水はヘッドタンク（図 2.1 の①）から供給される．そして，テストセクションへの蒸留水の供給には，揚程が高くかつ供給圧力が高くなっても脈動が発生しないようにギヤポンプを選定した．ギヤポンプ（図 2.1 の②）により流量調整弁に送られ，所定の流量に調節された後，浮遊式流量計（図 2.1 の③）を経て，テストセクション（図 2.1 の④）の入口に設けた混合部に供給される．一方，空気はコンプレッサー（図 2.1 の⑤）により流量調整弁に送られ，所定の流量に調節された後，浮遊式流量計（図 2.1 の⑨）を経て，テストセクション混合部へと供給される． 動作流体はテストセクション入口部の混合部で気液二相流を形成し，テストセクションを流れる．気液二相流はテストセクションを通過した後，ヘッドタンクに還流して気液分離され，気相である空気は大気開放，液相はヘッドタンクに溜められループを循環する．蒸留水及び空気の浮遊式流量計に関しては，幅広い流量範囲に対応できるようにそれぞれ２種類の流量計を



① Head tank ⑥ Surge tank
② Gear pump ⑦ Pressure regulator
③ Flow meter ⑧ Pressure gauge
④ Test section ⑨ Flow meter
⑤ Compressor ⑩ Pressure gauge

図 2.1 実験装置の概要

使用した．なお，圧縮性流体である空気については浮遊式流量計を流れる際に温度を計測するとともに，圧力計（図 2.1 の⑩）により圧力を測定し，流量補正を行った．

2.2.2 テストセクション

流動の可視化を行うためにテストセクションの材質には透明アクリルを用いた．図 2.2 にテストセクション概観図を示す．本実験で使用するテストセクションは機械加工により流路を形成したアクリル流路と押さえ板からなる．流路板と押さえ板を 10 本のねじでとめ，密閉させることにより，流路を形成する構造になっている．アクリル流路及び押さえ板の厚みはそれぞれ 28.0mm 及び 30.0ｍｍであり，ねじの締め付けに対して十分な強度を有している．また，予備的な実験により，十分な気密性を確保していることを確認している．

固体高分子型燃料電池では，カソード電極から排出された余剰生成水が流

図 2.2 テストセクションの概観図

路内に滞留してしまうと，酸素の供給を妨げ電池性能を低下させてしまう．また，流路出口側に行くにしたがって供給した空気の酸素が消費され，かつ余剰生成水が増加するため，フラッディングが起こりやすい条件になる．供給する空気の量は，発電量や電極面積などの運転条件により決定されるため，過剰に供給するとブロアなどの補機の消費電力が増え，発電効率の低下を招いてしまう．そこで，限られた空気の量でも流路出口において，生成水が滞留しないように，水力等価直径 1～2mm の狭隘流路を適用し，ガスの流速を高める設計がなされる．また，機器の小型化・高集積化が必要な場合には，複数の曲がり部を持つサーペンタイン（蛇行）状の狭隘流路が適用される．

このような背景から，本研究では曲がり部を持つサーペンタイン状の狭隘流路を模擬するために，流路形状は 6 本の直管部とそれらを連結する曲がり部からなる流路を作製した．断面形状は 1 辺が 2.0mm 四方の正方形とした．したがって，水力等価直径 D は 2.0mm である．直管部の間隔は 6mm とした．曲がり部の形状についてはその影響が考察できるように曲がり管（曲率半径 R=1.5D）及び屈曲管の 2 種類の流路を作製した．図 2.3 及び図 2.4 に曲がり管及び屈曲

管の流路の概略図，また図 2.5 及び図 2.6 に曲がり部の詳細図を示す.

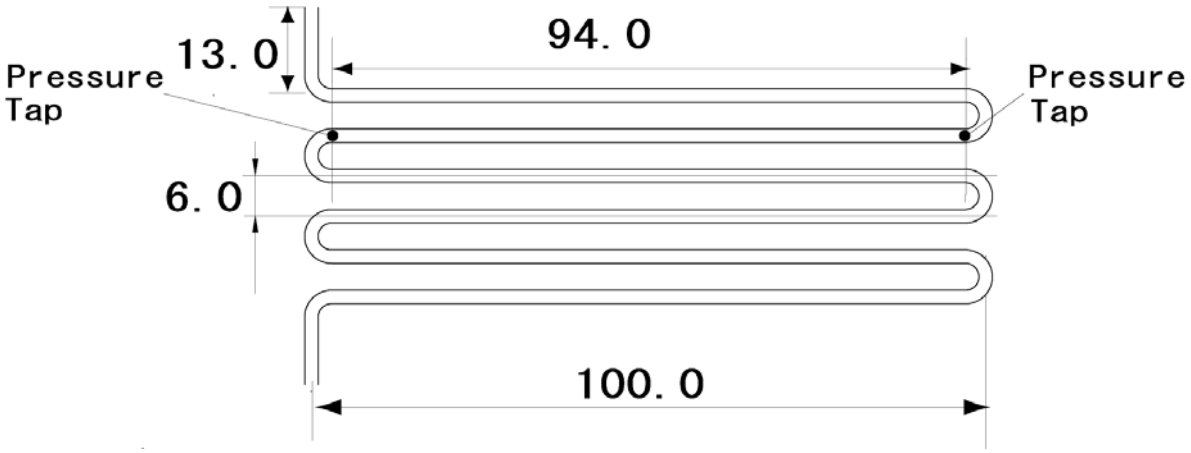


図 2.3 曲がり管（R=1.5D）の流路概略図

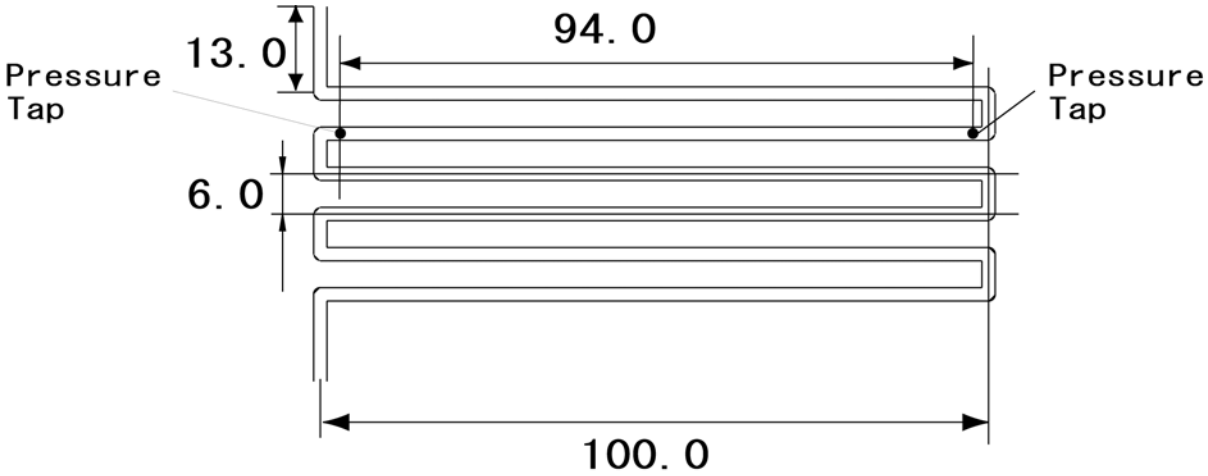


図 2.4 屈曲管の流路概略図

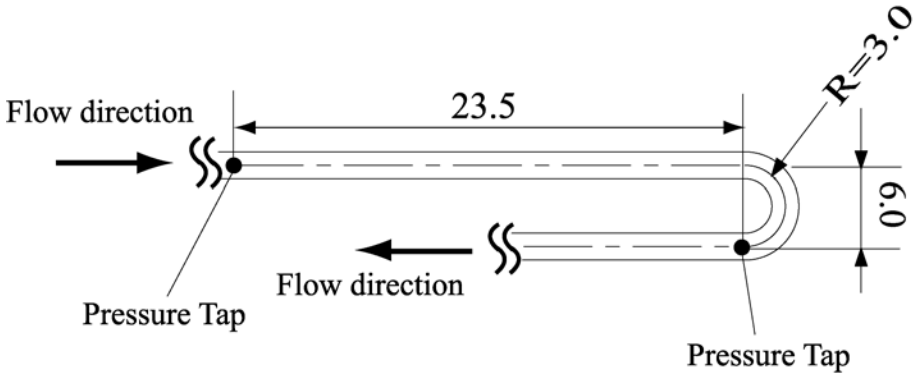


図 2.6 曲がり管（R=1.5D）の詳細図

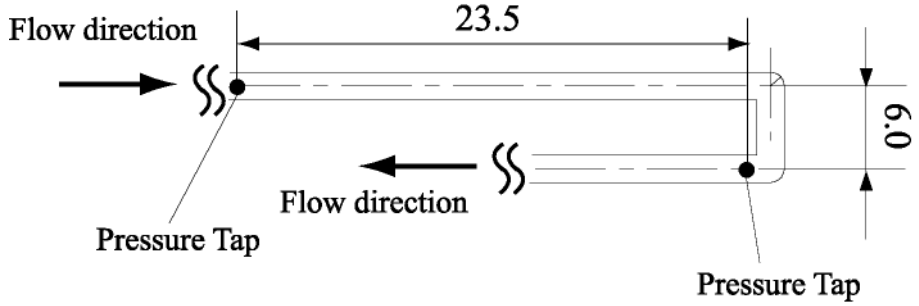


図 2.5 屈曲管の詳細図

アクリル部の押さえ板は流動観察用と圧力損失を測定するためのものと 2 種類を用意した．図 2.7～2.10 にアクリル流路板とアクリル押さえ板の写真を示す．圧力損失に関しては，押さえ板にタップ穴を設け，差圧センサを取り付けることにより測定を行った．図 2.3 及び 2.4 に示すように直管部に関しては，測定区間が 94.0mm になる位置に圧力タップを設け，計測を行った．一方，図 2.5 及び 2.6 に示すように曲がり部に関しては，曲がり部のみの計測が圧力タップを設ける上で困難であったため，直管部の 4 分の 1 に相当する 23.5mm の長さと曲がり部を合わせた区間で圧力損失を計測することにした．なお，動作流体の混合部はテストセクション入口の管壁に対向する形で空けられた 2.0mm,

0.8mm の 2 つのキリ穴から構成され，それぞれの穴から気相と液相が混合し気液二相流を形成する構造となっている．

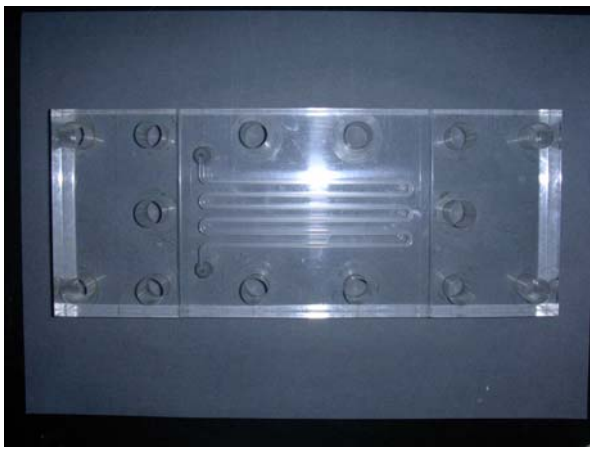


図 2.7 アクリル流路板（曲がり管）

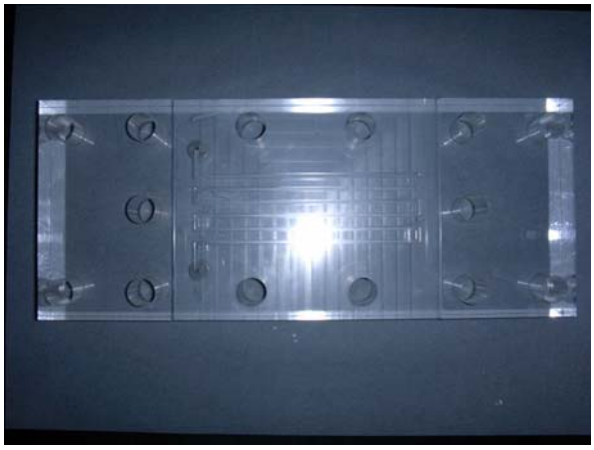


図 2.8 アクリル流路板（屈曲管）

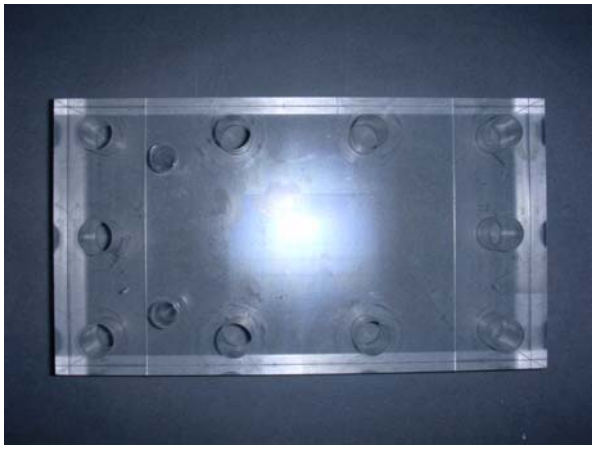


図 2.9 アクリル押さえ板
(流動観察用)

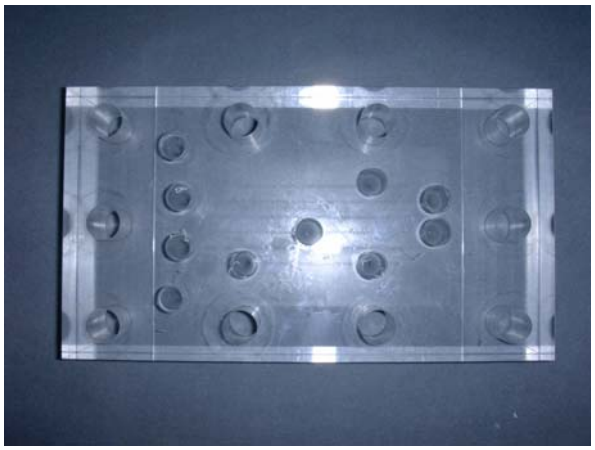


図 2.10 アクリル押さえ板
（圧力損失測定用）

2.2.3 表面処理による壁面濡れ性の変化

表面処理

前述の反応ガスの流速を大きくする手段以外に，生成水の排出性を向上させるには流路壁面濡れ性の制御が考えられる．また，従来の研究においても狭隘流路のように表面張力が強く支配する体系では，濡れ性の影響がより顕著

に現れることが報告されている.

一方，流路壁面の濡れ性を変化させるには，流路の材質そのものを所望の濡れ性を有する材料にするか，または表面処理を行うことが考えられる．表面処理の場合には化学的な酸化処理や物理的な微細加工を材料表面に加えることが行われる．しかし，これらの処理は加工が困難である，あるいは流路の透明性が維持できず流動が可視化できないという欠点がある．そのため，本研究ではアクリル流路への塗布が容易であり，かつ透明な塗布膜が形成できるコーティング剤を選定した． 以下に本実験で使用した撥水性コーティング剤及び親水性コーティング剤を示す.

1）撥水性コーティング剤

撥水撥油処理剤フロロサーフ　FG-5040 株式会社フロロテクノロジー

2）親水性コーティング剤

・ プライマー

光触媒用プライマー　ST-K300　石原産業株式会社

・ アンダーコート

光触媒用アンダーコート剤（2 液型）　石原産業株式会社

主剤　ST-K102a　　助剤　ST-K102b

・ トップコート

光触媒酸化チタンコーティング剤　ST-K211　石原産業株式会社

上記コーティング剤を所定の方法でそれぞれ塗布した後，後述で示す接触角測定を行い，効果が十分に発現しているかどうかを確認した．なお，撥水処理及び親水処理は流路全面に施してある. 塗布膜厚さは 10μm 以下であり，塗布による管径の変化はほとんど無視できる．また，それぞれの流路において，水単相流の圧力損失を測定することにより，その値に変化がないことを確認している．一方，コーティング剤の効果は経時変化等で劣化する場合があり，その場合には再び処理を行う必要がある．そこで，実験を行うごとに表面処理を実施した．そして，一連の実験を終えるごとに接触角測定を行うことで，コーティング剤の効果が実験中に保たれていることを確認した.

接触角測定

液体を固体表面に滴下すると，液体は自らの持つ表面張力で丸くなる． γ_S を固体の表面張力，γ_L を液体の表面張力，γ_{SL} を固体と液体の界面張力とすると，以下に示す Young の式と呼ばれる関係が成り立つ[2].

$$\gamma_S = \gamma_{SL} + \gamma_L \cdot \cos\theta \qquad (2.2.1)$$

ここで，液滴の接線と固体表面とのなす角度 θ を接触角という．この接触角は固体表面の濡れ性を表す指標として，あらゆる産業分野において広く用いられている．

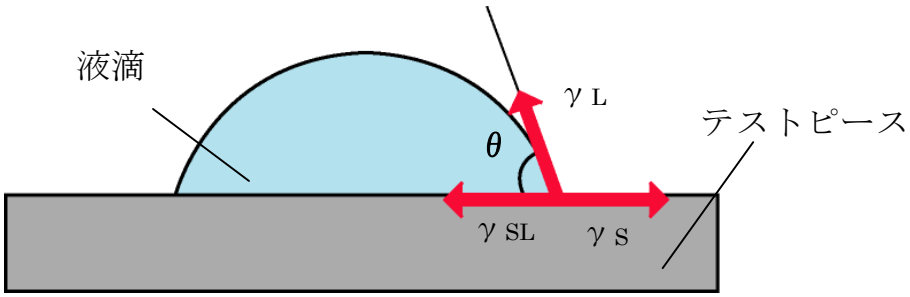


図 2.11 接触角測定時の液滴状態図

本研究では，この接触角を求める方法として以下で説明する $\theta/2$ 法を用いた．

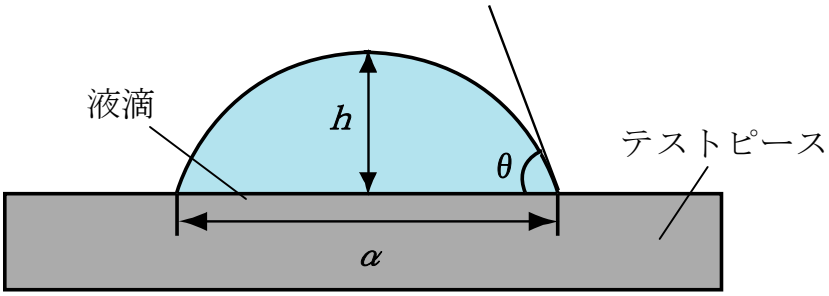


図 2.12 $\theta/2$ 法の概念図

図 2.12 に $\theta/2$ 法の概念図を示す．テストピースに 2 μl の蒸留水の液滴を滴下

し，マイクロスコープでその様子を撮影した．撮影された画像から液滴がテストピースと接触している長さ α と液滴の高さ h を求めた．そして，次式により接触角を導出した．

$$\theta = 2\tan^{-1}(2h/\alpha) \qquad (2.2.2)$$

図 2.13 (ⅰ)～(ⅲ)に各流路のマイクロスコープによる撮影写真を示す. この撮影写真より接触角を求めた結果，表面処理を施さない場合は θ =64°，撥水処理後は θ =104°，そして親水処理後は θ <5° であった.

（ⅰ） 施さない場合（θ =64°）　（ⅱ） 撥水処理後（θ =104°）　（ⅲ）親水処理後（θ ＜5°）

図 2.13 各流路の接触角

2.3 実験方法

2.3.1 流動の可視化実験

実験概要

曲がり部を持つ狭隘流路における流動状態を観察するための可視化実験の概略図を図 2.14 に示す. 曲がり部の形状がどのような影響を及ぼすかを調べるために，曲がり管と屈曲管の 2 種類のテストセクションについて実験を行った. 初めに表面処理を施さない流路（以下，通常流路と称する）について，気体ならびに液体の見かけ流速を変化させ，その様子を高速度ビデオカメラにより撮影を行った．その撮影動画を観察することによって，流動様式を分類し，流動様式遷移図を作成した．次に，流路濡れ性の影響を調べるために撥水処理を施した流路（以下，撥水流路），親水処理を施した流路（以下，親水流路）につ

いても上記と同様の実験を行い，流動様式の変化，流動の遷移に着目し解析を行った．

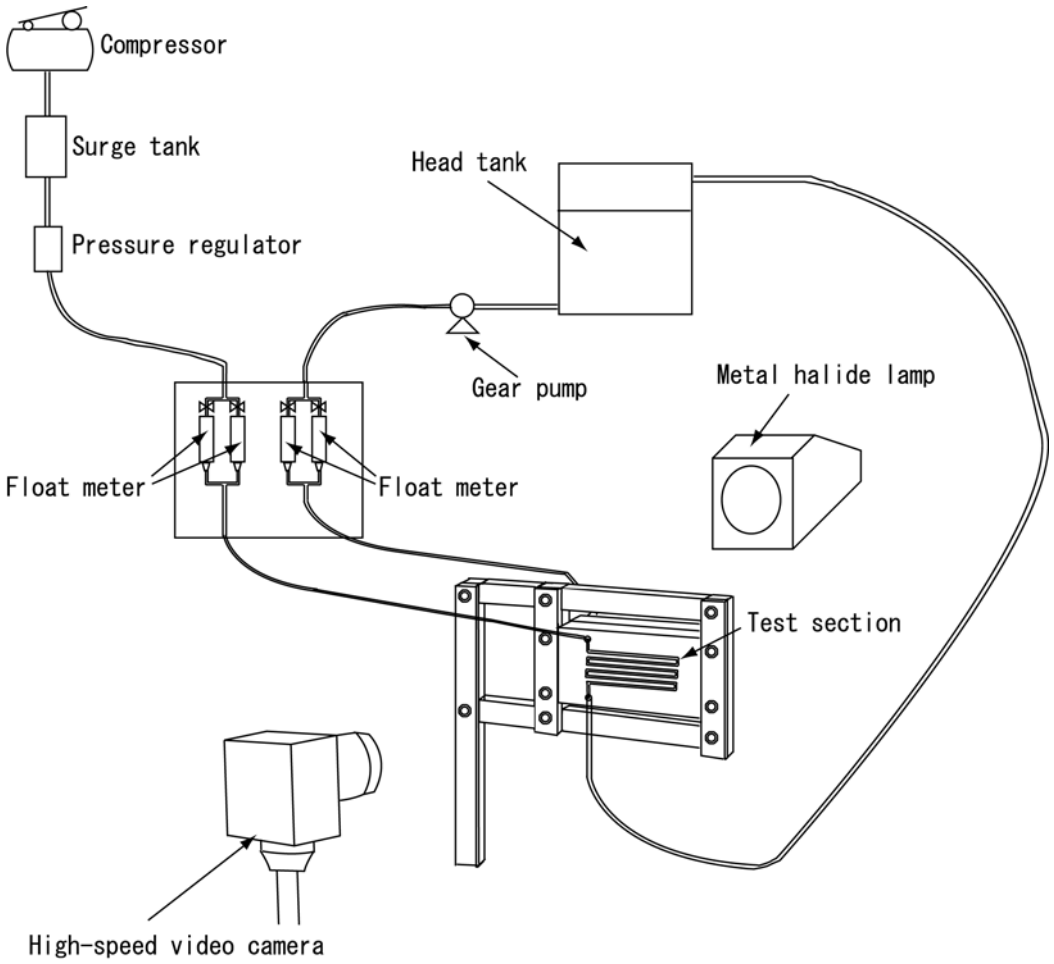


図 2.14 流動の可視化実験の概略図

実験条件

流動の可視化実験は，高速度ビデオカメラの焦点をテストセクションの曲がり部に合わせ，光源として用いるメタルハライドランプをテストセクション背後に設置した．また，光源からの光を拡散させ，より明確に撮影するためにテストセクションの背面にトレーシングペーパーを貼りつけた．

本研究では幅広い流動様式を観察するために，気相見かけ流速 J_G を 0.084～20.8m/s，液相見かけ流速 J_L を 0.042～1.67m/s まで変化させた. 高速度ビデオカメラは，二相流の流動を明確に撮影できるようにシャッター速度を 1/8000sec とし，十分に短く設定した．また，撮影された画像をスロー再生で目視するときに，コマ飛びせずに動きの変化を観察できるように撮影速度を 4000frames/sec で撮影を行った．

2.3.2 圧力損失の測定

本研究では曲がり部の形状及び流路壁面の濡れ性の影響を調べるため，テストセクションの直管部と曲がり部の圧力損失及び変動の測定をそれぞれ行い，その測定値の解析を行った．圧力損失測定実験の概略図を図 2.15 に示す．

圧力損失の測定においては，圧力タップ位置のヘッド差による測定誤差を無くすため，テストセクションを図 2.15 に示すように水平に配置して実験を行った．このとき予備的な実験により，テストセクションの姿勢による流動の差異はほとんど認められないことを確認している．本研究では直管部，曲がり部の２つについて，通常流路，撥水流路，親水流路におけるそれぞれの圧力損失の測定を行った．　ただし曲がり管の直管部における圧力損失値は屈曲管の結果に集約している. 差圧計から発された電気信号を A/D コンバータを介しパーソナルコンピューターに収録する．データ並びに信号処理を行うソフトである LabVIEW により，入力信号に対して演算処理が施される．このときデータのサンプリング周波数は圧力損失の時間変化を十分に捉えられるように 1kHz に設定し，またサンプリング時間は長周期変動に対応できるように 20 秒間の測定を行った．

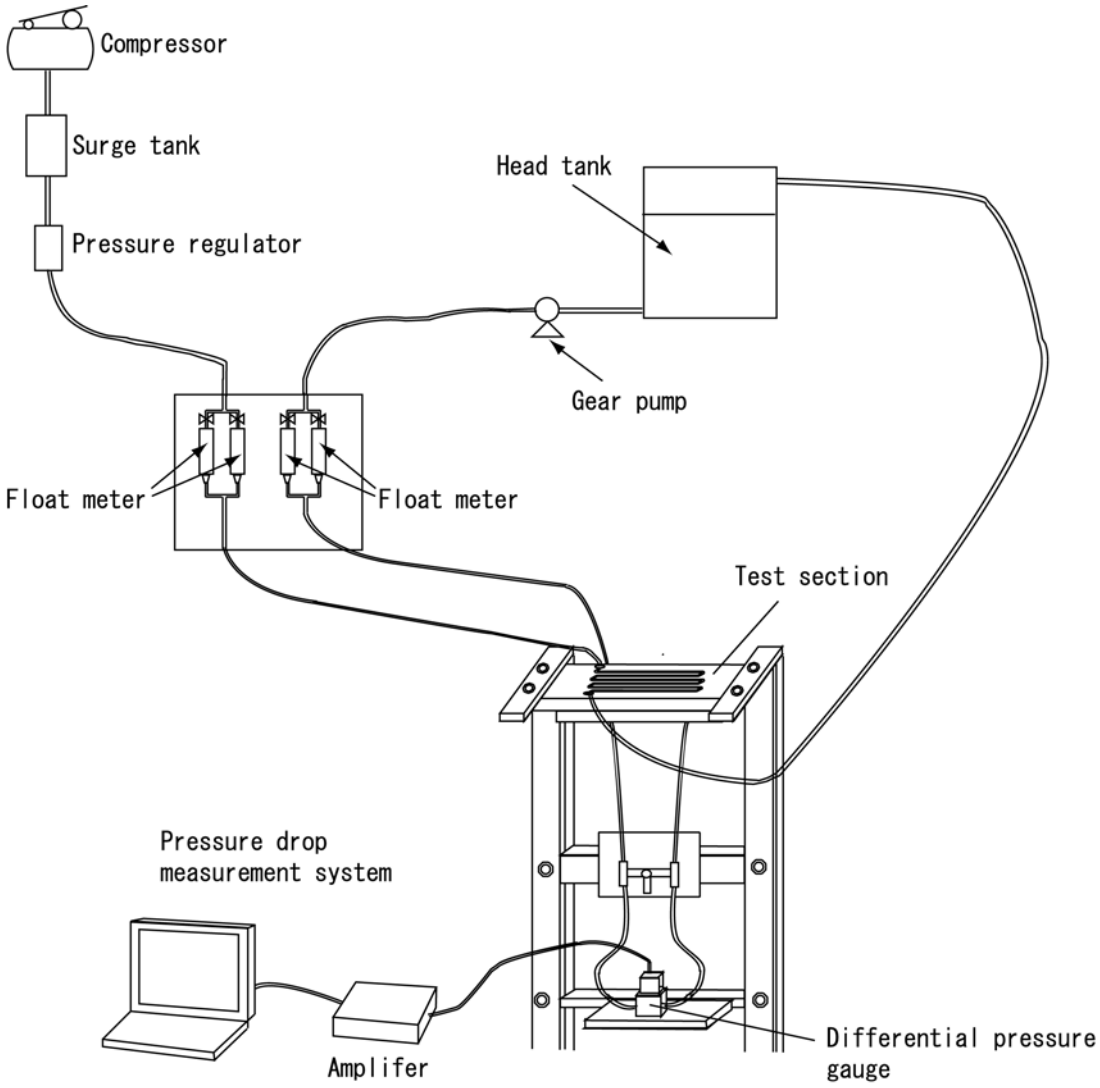


図 2.15 圧力損失測定実験の概略図

2.3.3 圧力損失及び圧力損失変動の解析

圧力損失の時間平均値

本研究では各流路の圧力損失に及ぼす曲がり部の形状と流路壁面の濡れ性の影響を考察するために、圧力損失の時間平均値$\overline{\Delta P}$を測定区間の長さ L で除した単位長さ当たりの圧力損失の時間平均値$\overline{\Delta P}/L$により比較を行った．測定区間の長さ L に関しては，直管部は 94mm，曲がり管及び屈曲管それぞれ 32.9mm と 35.5mm の値を用いた．

圧力損失変動

過去の研究において，直管部における狭隘流路の圧力変動特性については行われている[3]が，曲がり部の形状と流路壁面濡れ性が及ぼす圧力変動特性の比較的詳細な解析に関する研究はほとんどない．そこで本研究では，圧力損失変動の詳細な解析を行った．

本研究の圧力損失測定では，サンプリング周波数を 1kHz に設定し，サンプリング時間 20 秒間における測定を行っているので，各測定で得られる時系列のデータ数は 20000 個となる．また，各測定のサンプリング時間内における瞬時の圧力損失は時間平均値とそれからの変動成分の和として表すことができる．これより，瞬時の圧力損失を表す式を式(2.3.1)に示す．

$$\Delta P = \overline{\Delta P} + \Delta P' \qquad (2.3.1)$$

ここで，ΔP は瞬時の圧力損失，$\overline{\Delta P}$ は圧力損失の時間平均値，$\Delta P'$ は瞬時の圧力損失の変動成分である．

したがって，各測定のサンプリング時間内における圧力損失の標準偏差 $\sqrt{(\Delta P')^2}$（20000 個の時系列データである各瞬時の圧力損失と時間平均値との差を求め，その差を二乗した値の和を求める．そして，その和をデータ数 20000 で除し，その値の平方根を求める．）を求める式を式(2.3.2)に示す．

$$\sqrt{(\Delta P')^2} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(\Delta P_i - \overline{\Delta P})^2} \qquad (2.3.2)$$

ここで, n=20000 とする

そして，上式(2.3.2)で示す圧力損失の標準偏差を圧力損失の時間平均値で除した値を本研究では圧力損失変動強度 $I_{\Delta P}$ と定義した．$I_{\Delta P}$ を表す式を式(2.3.3)に示す．

$$I_{\Delta P} = \frac{\sqrt{(\Delta P')^2}}{\overline{\Delta P}} \qquad (2.3.3)$$

上式（2.3.3）と後述の Lockhart-Martinelli パラメータを用いることにより，曲がり部の形状と流路壁面の濡れ性が圧力損失変動に及ぼす影響を解明した．

Lockhart-Martinelli パラメータ

気液二相流の流動特性に関する研究では，流動様式，ボイド率，圧力損失などを測定し，得られたデータより予測式を求め，既存の予測式と比較することがよく行われる．また，狭隘流路の気液二相流の圧力損失に関しても，管内径に関連した予測式が提案されている．これらの圧力損失の予測式を提案する際に Lockhart-Martinelli パラメータがよく用いられる[4]．Lockhart-Martinelli パラメータとは，気相単相が流れた場合の圧力損失と液相単相が流れた場合の圧力損失との比で表される無次元パラメータであり，このパラメータを用いることにより，圧力損失や熱伝達係数がよく整理されることが明らかになっている．Lockhart-Martinelli パラメータで圧力損失が整理できれば，単相流の圧力損失より二相流の圧力損失が予測できることになる．しかし，これまでの狭隘流路の気液二相流に関する研究では直管部に関してはいくつか試みがなされているが，曲がり部の形状と流路壁面の濡れ性に関しては限られている．そこで本研究では，狭隘流路の曲がり部の形状と流路壁面の濡れ性が及ぼす圧力損失への影響を Lockhart-Martinelli パラメータで整理することを試みた．Lockhart-Martinelli パラメータ X の定義を次式に示す．

$$X = \sqrt{\frac{\Delta P_L}{\Delta P_G}} \qquad (2.3.4)$$

ここで，ΔP_G は気相単相の場合の圧力損失，ΔP_L は液相単相の場合の圧力損失を表す．

直管部における単相流の圧力損失の取り扱い

Lockhart-Martinelli パラメータを用いるためには単相流の圧力損失を求める必要があり，まず直管部について述べる．本研究では，直管部における単相流の圧力損失測定については助走区間の影響を考慮した．流れが十分に発達するまでには管入口より一定の距離が必要であり，この距離 x を助走区間と呼ぶ．助走区間 x は次式で表される[5].

$$x = 0.0566 \cdot d \cdot \mathrm{Re} \tag{2.3.5}$$

ここで，d は管内径，Re はレイノルズ数である．レイノルズ数は以下の式で表される．

$$\mathrm{Re} = \frac{wd}{\nu} \tag{2.3.6}$$

ここで，w は流体の速度，ν は流体の動粘度である．本研究の試験流路は正方形断面の流路を使用しているので，管内径 d は水力等価直径 d_h を使用した．水力等価直径 d_h の式を以下に示す．

$$d_h = \frac{4F}{U} \tag{2.3.7}$$

F は管断面積，U は断面上流体が管壁と接している長さで，濡れ縁長さと呼ばれる値である．

直管部の単相流の圧力損失測定長さが助走区間を越える場合は管内の流れが完全に発達した流れになり，これまで提案されている理論式を用いることができるが，助走区間を超える領域では理論式を用いることができない． そこで、本研究では直管部の単相流の圧力損失測定長さが助走区間を超える領域では理論値をこの助走区間内の領域では実験値を使用した．本研究で用いた直管部の圧力損失理論式を以下に示す．

$$\Delta P = \lambda \frac{l}{d_h} \frac{1}{2} \rho w^2 \tag{2.3.8}$$

ここで，λ は管摩擦係数（式 2.3.9，式 2.3.10），l は測定区間，ρ は流体の密度とする．以下に管摩擦係数 λ の式を示す．

$$\lambda = \frac{56.91}{\mathrm{Re}} \qquad \text{（正方形断面，層流）}^{[5]} \tag{2.3.9}$$

$$\lambda = 0.3164\,\mathrm{Re}^{-1/4} \qquad \text{（円管，乱流　ブラジウスの式）}^{[5]} \tag{2.3.10}$$

曲がり部における単相流の圧力損失の取り扱い

次に曲がり部における単相流の圧力損失の求め方について述べる．本研究では曲がり部の圧力損失測定を直管部の 4 分の 1 に相当する 23.5mm の長さと曲がり部を合わせて行っている．そこで，直管部の全体が助走区間を超える場合には，前述の理論式より求めた直管部の値の 4 分の 1 の値と，後述の曲がり部の理論式により求めた単相流の圧力損失の値を足し合わせて，曲がり部における単相流の圧力損失値とした．また，前述の直管部と同様に，助走区間の領域では実験値を使用した．

本研究では，下式に示す Ito の式[6]を曲がり部における単相流の圧力損失の理論式として用いた．

$$\Delta P = \zeta \frac{1}{2} \rho w^2 \tag{2.3.11}$$

ここで ζ は損失係数である．式（2.3.12），式（2.3.13）に曲がり管における伊藤の式の損失係数 ζ を表す式を示す．

＜Ito の式＞

$$\left.\begin{aligned} &\zeta = 0.00873\alpha\lambda_C\left(R_C/R\right)\theta && \mathrm{Re}\left(R/R_C\right)^2 < 91 \\ &\zeta = 0.00241\alpha\theta\,\mathrm{Re}^{-0.17}\left(R_C/R\right)^{0.84} && \mathrm{Re}\left(R/R_C\right)^2 > 91 \end{aligned}\right\} \tag{2.3.12}$$

ここで，

$$\left.\begin{array}{ll} \alpha = 1 + 14.2\left(R_C/R\right)^{-1.47} & \left(\theta = 45°\right) \\ \alpha = 0.95 + 17.5\left(R_C/R\right)^{-1.96} & \left(R_C/R < 19.7,\ \theta = 90°\right) \\ \alpha = 1 & \left(R_C/R > 19.7,\ \theta = 90°\right) \\ \alpha = 1 + 116\left(R_C/R\right)^{-4.52} & \left(\theta = 180°\right) \end{array}\right\} \quad (2.3.13)$$

また

$$\lambda_C = 0.316\left(R_C/R\right)^{-0.1}\,\mathrm{Re}^{-0.2} \quad (2.3.14)$$

ここで，θは曲がり角（度）（本研究では 90°），R_Cは曲がり部曲率半径，Rは管半径である．

圧力損失値の解析方法

気液二相流系の設計の際には，圧力損失は特に重要なパラメータとなるため，その評価のための相関式を求めることは重要である．本研究においては，分離流モデルに基づく Lockhart-Martinelli の方法[4]により実験データの整理を試みた．この方法で用いる二相流圧力損失増倍係数ϕ_G，ϕ_Lの式は次式で表される．

$$\phi_G^2 = \frac{\Delta P_F}{\Delta P_G} \quad (2.3.15)$$

$$\phi_L^2 = \frac{\Delta P_F}{\Delta P_L} \quad (2.3.16)$$

ここで，ΔP_F は二相流の圧力損失，ΔP_G は気相単相の場合の圧力損失，ΔP_L は液相単相の場合の圧力損失を表す．また，これらの二相流圧力損失増倍係数ϕ_G，ϕ_Lと Lockhart-Martinelli パラメータ X との間には以下の関係が成立する．

$$\phi_G{}^2 = \phi_L{}^2 X^2 \quad (2.3.17)$$

そして，二相流圧力損失増倍係数ϕ_G，ϕ_Lの整理式として次式で示す Chisholm の式を用いた[4]．この式は，Lockhart-Martinelli の方法を用いた圧力損失の相関式としてよく用いられる．

$$\phi_G{}^2 = 1 + CX + X^2 \tag{2.3.18}$$

$$\phi_L{}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \tag{2.3.19}$$

ここで C は Chisholm のパラメータである．C の値は二相流の液相および気相がそれぞれ乱流であるか層流であるかにより異なるが，通常口径管では C=21 が用いられることが多い．一方，等価直径 1～4mm の狭隘流路においては次式で示す Mishima らの式[7]が提案されている．

$$C = 21(1 - e^{-0.319 d_h}) \tag{2.3.20}$$

ここでd_hは水力等価直径である．

以上のように，これまでの研究により通常口径管及び狭隘流路において提案されている相関式と本研究により得られた値との比較を行った． そして，本研究が対象とする狭隘流路の圧力損失特性におよぼす曲がり部の形状と壁面濡れ性の影響を解明した．

2.4 むすび

1. 狭隘流路の気液二相流において，曲がり部の形状と壁面濡れ性が及ぼす流れ場への影響を系統的に解析するために，流動の可視化が行えるように透明アクリル樹脂によりテストセクションを作製した．
2. 流れ場の解析については，高速度ビデオカメラにより得られた撮影動画から，流動様式遷移図の作成及び特徴的な現象の観察を行った．
3. 圧力損失の測定については，圧力損失の時間平均値だけでなく，その変動特性についても解析が行えるように時間分解能の高い差圧計で測定を行った．
4. 圧力損失の解析方法については，単位長さ当たりの圧力損失の時間平均値，二相圧力損失増倍係数，また本研究で定義した圧力損失変動強度を用いた．

参考文献

[1] 日本機械学会編, ‘改訂気液二相流技術ハンドブック,’ コロナ社, (2006)..

[2] 岡崎進, ‘材料表面の化学,’ 化学工業社, (2002).

[3] Fukano, T., Kariyasaki, A. and Kagawa, M., ‘Flow patterns and pressure drop in isothermal gas-liquid concurrent flow in a capillary tube,’ *Trans. JSME*, **56** (528B), pp.2318-2326, (1990).

[4] Chisholm, D., ‘A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow,’ *Int. J. Heat Mass Transfer*, **10,** pp.1767-1778, (1967).

[5] 日本機械学会編, ‘機械工学便覧基礎編 A5 流体工学,’ 丸善株式会社, (1986).

[6] 森川敬信，鮎川恭三，辻裕, ‘流れ学,’ 朝倉書店, (1993).

[7] Mishima, K. and Hibiki, T., ‘Effect of Inner Diameter on Some Characteristics of Air-Water Two-Phase Flows in Capillary Tubes’ *Trans. JSME*, **61** (589B), pp.3197-3204, (1995).

第 3 章

直管部の気液二相流動

3.1 まえがき

直管部を流れる気液二相流動は工学的にも広く利用され，その流動と熱伝達に関連した数多くの研究がなされている．実際のボイラ，原子炉をはじめとした多くの工業プラントの熱流動部において，直管部のみで機器が構成されることは少ないが，その特性を検討することは機器を設計する上で欠くことができない.

また，狭隘流路に関しても直管部の気液二相流動を調べることは流動特性を研究する上での基本となる．管内径が数 mm 程度になると表面張力の影響が顕著となり，二相流挙動は通常口径管とは異なることが予想される．それゆえ，管内径に関連した研究が数多くなされている．特に狭隘流路における直管部の流動様式や基礎的な物理量である圧力損失及びボイド率に測定を行い、管内径に関連した予測式を提案する研究がなされている．しかし、本研究にように圧力損失値だけでなく圧力損失変動にまで着目した研究は少なく、また曲がり部の曲率及び壁面の濡れ性を考慮した研究は限られている.

本研究では曲がり部を持つ狭隘流路の流動特性について，曲がり部の形状と壁面濡れ性の影響を解明するために，まず通常流路の直管部における流動特性について解明を行った.

流動可視化実験から，本研究における流動様式遷移図を作成し，過去に行われた通常口径管及び狭隘流路の結果と比較した．圧力損失特性に関しては，まず測定時間における平均の圧力損失値を求め，その特徴的な現象を考察した．また，圧力損失値を二相流圧力損失増倍係数と Lockhart-Martinelli パラメータにより整理し、Chisholm の式を用いて相関式を導出した．さらに圧力損失変動に関しては，圧力損失変動強度と Lockhart-Martinelli パラメータにより整理し，各流動様式ごとに特徴的な圧力損失変動の挙動を考察した．以上により，

曲がり部を有する狭隘流路における直管部の気液二相流動の特性を解明した.

3.2 流動

3.2.1 従来の流動様式の分類方法

気液二相流は気液の流量により様々な気液界面構造を示す．これを流動様式と呼ぶ．流動様式に応じて，流動機構や伝熱過程の特性も変化する．それゆえ，流動様式は気液二相流の流動を考える上で最も基本的なものであり，古くから研究が行われてきた．流動様式は垂直上昇流，垂直下降流，水平流を中心に様々な分類方法が提案されている．また，通常口径管だけでなく狭隘流路における気液二相流動においても，その流動特性を知る上で基本となるため様々な研究がなされている．

通常口径管における水平管内二相流の代表的な流動様式の分類を図 3.1 に示す． 図 3.1 に示すように，層状流，波状流，気泡流，プラグ流，スラグ流， 環状流（環状噴霧流）に分類される[1]．また，どのような流動様式が現れるかを予測するには，通常，それぞれの流動様式が観察される範囲を適当な座標上に図示した，いわゆる流動様式遷移図が用いられる．本研究では通常口径管との比較を行うため，水平管の流動様式線図として代表的な Mandhane らの流動様式遷移図を用いた．図 3.2 に Mandhane らの流動様式遷移図を示す[1]．この線図は，空気―水系の流動様式観察結果をもとに作られた線図で，縦軸は液相みかけ流速 J_L，横軸は気相みかけ流速 J_G を表す気相と液相のみかけ流速を用いており，流動様式の境界を幅のある帯で表している．

また，従来の狭隘流路の研究と比較をするために Barajas と Panton らが作成した流動様式遷移図を用いる[2]．狭隘流路では表面張力が強く影響を及ぼし，濡れ性の影響が顕著に表れる．Barajas と Panton らは内径 1.6mm の狭隘流路の直管部に形成する空気―水系二相流を対象に，濡れ性の変化に対する流動様式の遷移特性を評価している．まず，本研究における通常流路の流動様式と比較するために Barajas と Panton らが作成した流動様式遷移図の中で，本研究における通常流路の壁面の濡れ性（接触角 θ =64°）に近い性状を持つ流路により作成された流動様式遷移図を用いた．図 3.3 に Barajas と Panton らの流動様式の分類，図 3.4 に Barajas と Panton らの流動様式遷移図（接触角 θ =61°）を示す．

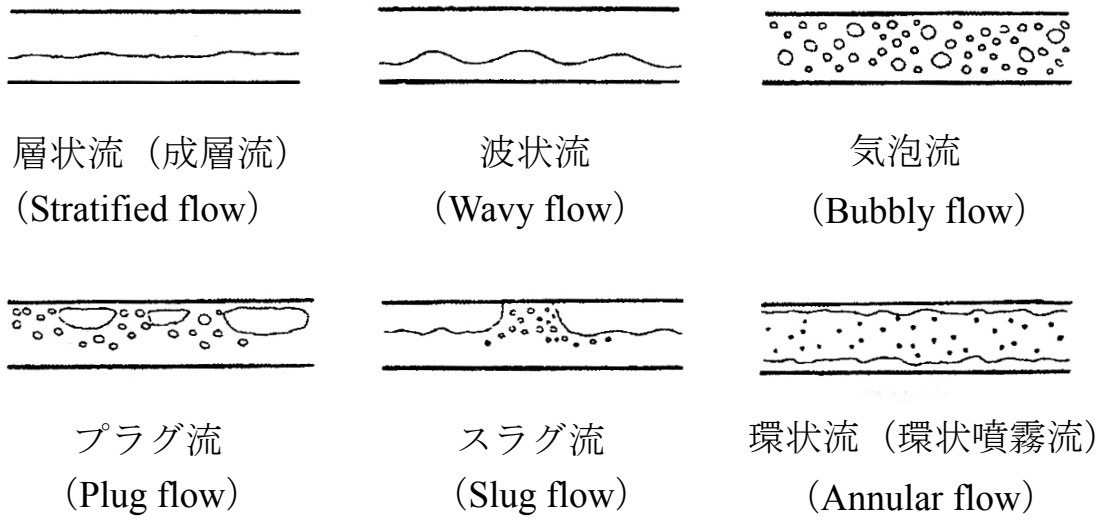


図 3.1 水平管内二相流の流動様式の分類[1]

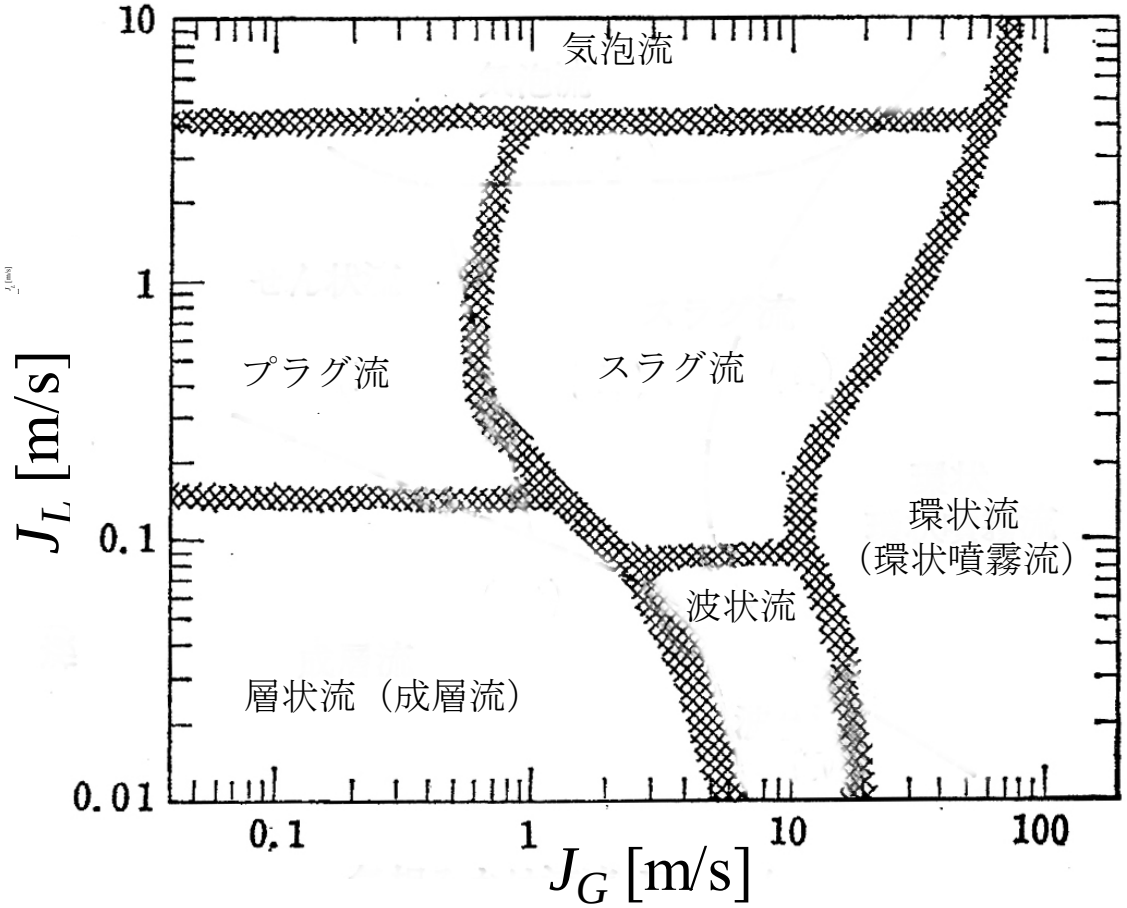


図 3.2 Mandhane らの流動様式線図[1]

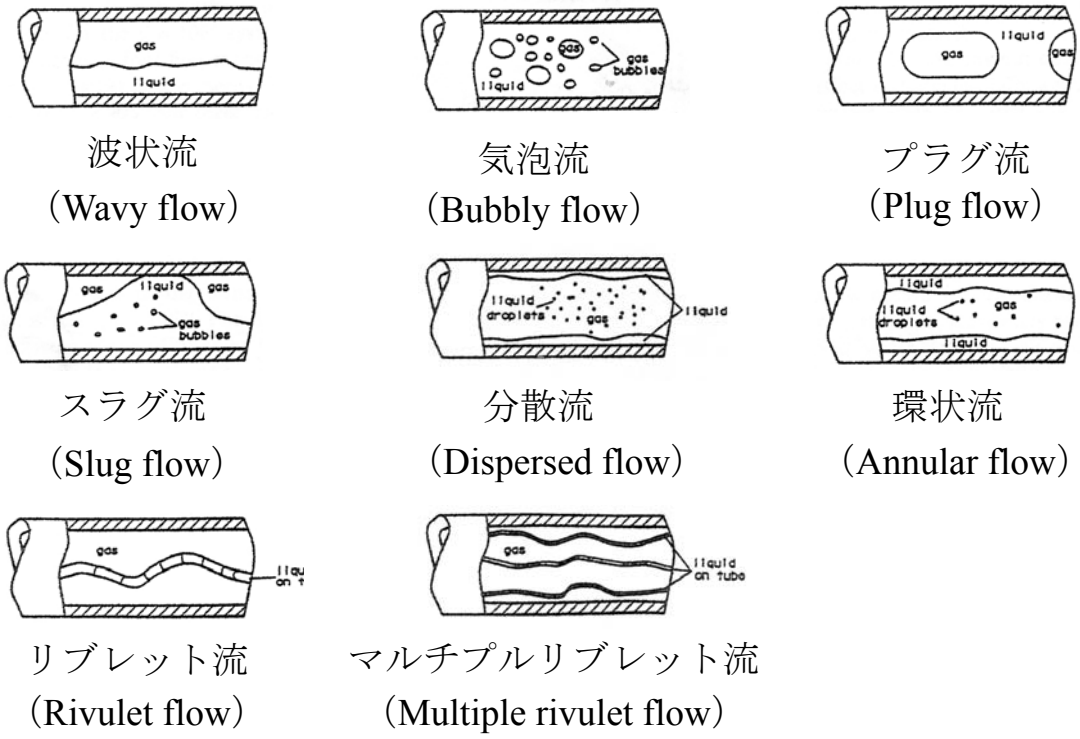


図 3.3　Barajas と Panton らの流動様式[2]

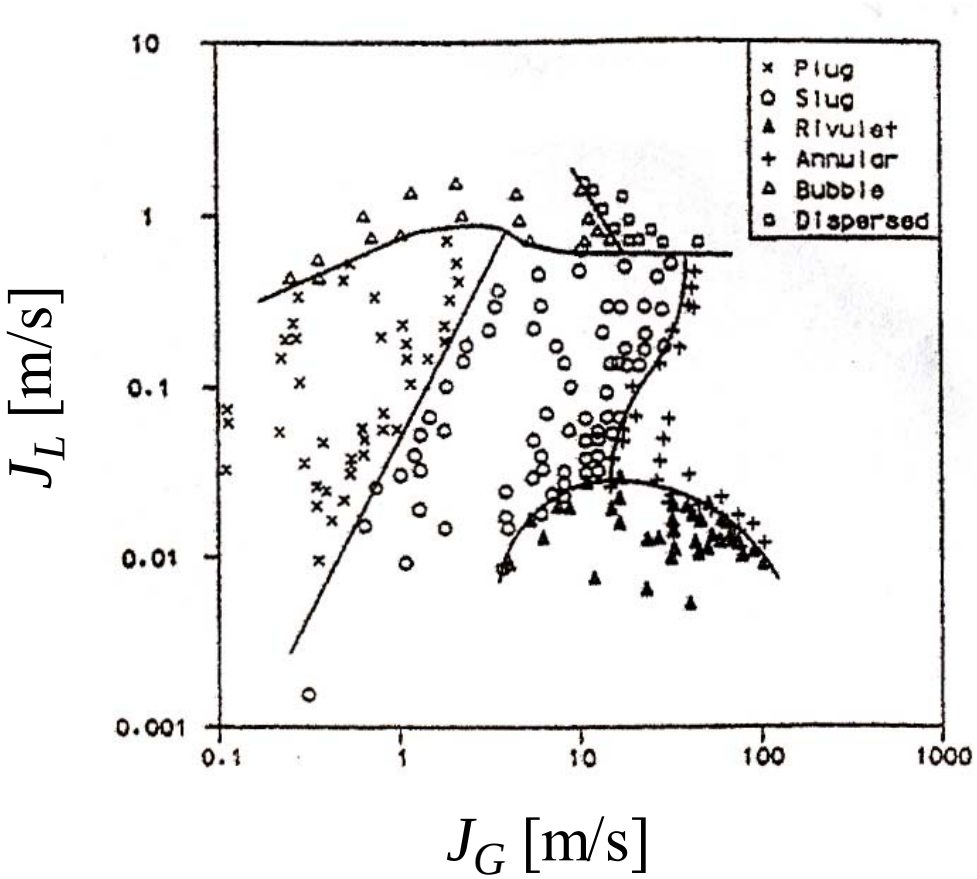


図 3.4　Barajas と Panton らの流動様式（接触角 θ =61°）[2]

これらの従来の通常口径管及び狭隘流路における流動様式，流動様式遷移図を参考に，本研究における実験結果より流動様式を分類し，流動様式遷移図を作成し その現象の解明を行った.

3.2.2 直管部の流動様式

本研究では過去の研究を参考に，また後の章で述べる曲がり部の曲率及び濡れ性の影響が考察しやすいように流動様式の分類を行った．図 3.5 に本研究の通常流路の直管部で観察された流動様式の分類を示す．各流動様式の分類の定義を以下に示す．図 3.5 の矢印は流れの方向を示し，また撮影写真では流路壁面が鮮明ではなかったので，補助線を加えた.

図 3.5(a)に本研究における気泡流(Bubbly flow)の撮影写真を示す．液体の連続相中を球状の気泡が流れる流動様式を気泡流とした．この気泡流における気泡の形状は完全な球状と比較するとやや歪んだ形状を示していた．また，本研究では，過去の通常口径管（図 3.1）や狭隘流路（図 3.3）の気泡流で見られるように，ごく小さな気泡が分散している流れは観察されなかった.

図 3.5(b)に本研究における気泡スラグ流(Bubbly-Slug flow)の撮影写真を示す. 本研究では，気泡と流路内径とほぼ同径の気体スラグが混在する流れが観察されたため，この流れを気泡スラグ流とした．また，本研究で観察された気体スラグの径は流路内径をほぼ満たすものであり，過去の通常口径管（図 3.1）及び狭隘流路（図 3.3）の研究のプラグ流に見られるような，流路内径より径が小さい気体スラグは観察されなかった.

図 3.5(c)と図 3.5(d)に本研究におけるスラグ流(Slug flow)及びスラグ環状流（Slug-Annular flow）の撮影写真を示す．本研究では気体スラグの長さを基準として，スラグ流及びスラグ環状流を分類した．各々がほぼ同じ長さの気体スラグと液体スラグが交互に流れ，気体スラグの長さが流路内径の約 7 倍未満となる流動様式をスラグ流とした．また，気体スラグの長さが流路内径の約 7 倍以上となる長い気体スラグと短い液体スラグが交互に流れる流動様式をスラグ環状流とした．一方，過去の通常口径管（図 3.1）及び狭隘流路（図 3.3）の研究では，気体スラグの径が流路内径より小さく，液体スラグの中に小気泡が分散する流れをスラグ流と定義している．しかし，本研究における気体スラグの径は流路内径をほぼ満たすものであり，液体スラグに小気泡が分散している流れは観察されなかった.

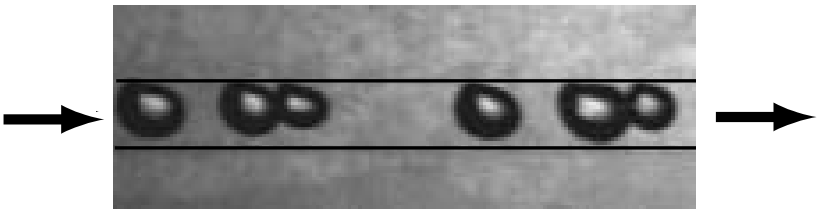


図 3.5(a) 気泡流（Bubbly flow）

（J_G=0.139 m/s，J_L=0.833 m/s）

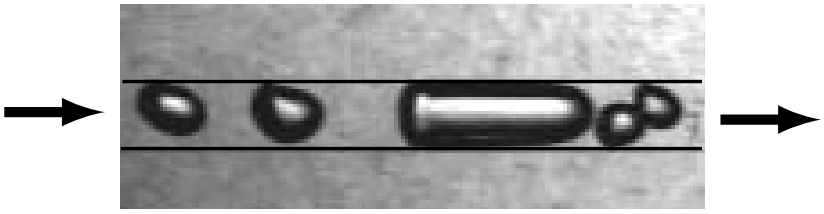


図 3.5(b) 気泡スラグ流（Bubbly-Slug flow）

（J_G=0.274 m/s，J_L=0.75 m/s）

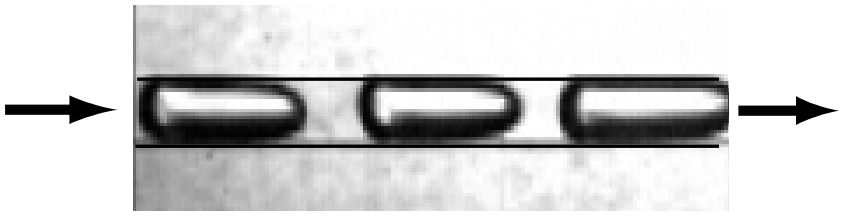


図 3.5(c) スラグ流（Slug flow）

（J_G=0.131 m/s，J_L=0.292 m/s）

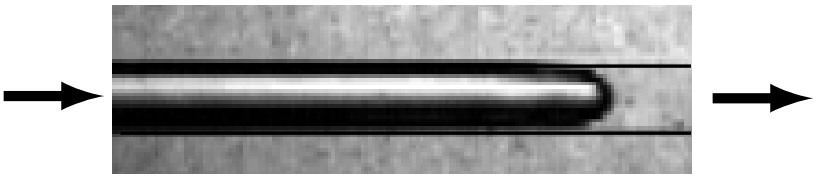


図 3.5(d) スラグ環状流（Slug-Annular flow）

（J_G=1.35m/s，J_L=0.417 m/s）

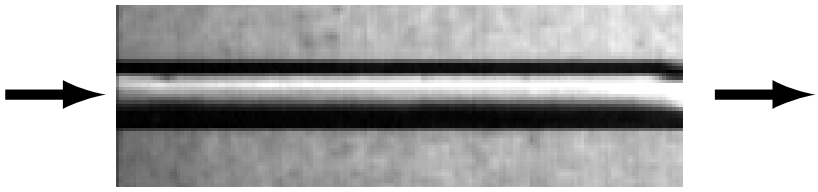


図 3.5(e) 環状流（Annular flow）

（J_G=13.6m/s，J_L=0.125 m/s）

図 3.5　通常流路の直管部の流動様式

図 3.5(e)に本研究における環状流の撮影写真を示す．通常口径管（図 3.1）における環状流は管壁の液膜厚さは一様ではなく，管底部の液膜は厚くなる．一方，狭隘流路（図 3.3）の環状流は，気体スラグの周囲の液膜厚さはほぼ一様である．本研究においても，通常流路の直管部における環状流では液膜厚さはほぼ一様であった．

3.2.3 流動様式遷移図

図3.6 に本研究で観察された流動様式に基づき作成した通常流路の流動様式遷移図を示す．縦軸は液相みかけ流速 J_L，横軸は気相みかけ流速 J_G を表す．図中の記号はそれぞれ，○は気泡流(Bubbly flow)，▲は気泡スラグ流(Bubbly-Slug flow)，●はスラグ流(Slug flow)，△はスラグ環状流(Slug-Annular flow)，▼は環状流(Annular flow)を表す．図 3.6 に示すように J_G，J_L が小さい領域ではスラグ流となり，J_G を増加させる，つまり気相の割合を大きくするにつれ，スラグ環状流，環状流へと遷移していく．J_G が小さい領域において J_L を増加させ液相の割合が大きくなると，J_L=0.4m/s を越える付近から気泡流へと遷移する．次にその状態から，J_G を増やすと気泡スラグ流に遷移し，さらに J_G を増やすとスラグ環状流，環状流へと遷移していく．

また，従来の通常口径管における流動様式遷移図（図 3.2）と比較すると，まず，層状流が観察されないこと分かる．これは従来から言われているように管内径が数 mm 以下になると重力よりも表面張力の影響が顕著になることによる．また，流動様式の遷移境界が大きく異なることが分かる．図 3.6 に示すように本研究における通常流路の流動様式遷移図では J_L を増加させるにつれて，流動様式の遷移境界がいずれの場合も J_G が大きくなることが分かる．一方，通常口径管では，J_L を増加させるにつれて，逆に流動様式の遷移境界の J_G が小さくなる傾向を示めすことが分かる．また，通常口径管と比較して気泡流への遷移が J_L のかなり小さい領域で起こっていた．

通常口径管と比較して，見かけ流速の小さい領域でスラグ流，スラグ環状流が生じやすく，その傾向が J_L の小さい領域で顕著である．これは狭隘流路では，表面張力の影響が強く作用し，管内を塞ぐ液スラグが生じやすいことに起因する．

次に，従来の狭隘流路における流動様式遷移図（図 3.4）と比較を行う．本研究における流路の断面形状は正方形であり，比較対象である流路の断面形状は

円形である．しかし，従来の研究より，狭隘流路における断面形状は流動様式の遷移にほとんど影響を及ぼさないことが報告されている[3]．従来の狭隘流路における流動様式遷移図（図 3.4）と比較すると，本研究の通常流路ではリブレット流が観察されないことや流動様式の定義の違いによる遷移境界の違いがあるが，層状流が見られないことや通常口径管と比較して気泡流への遷移が J_L のかなり小さい領域で起こるといった代表的な特徴は類似していることが分かる．

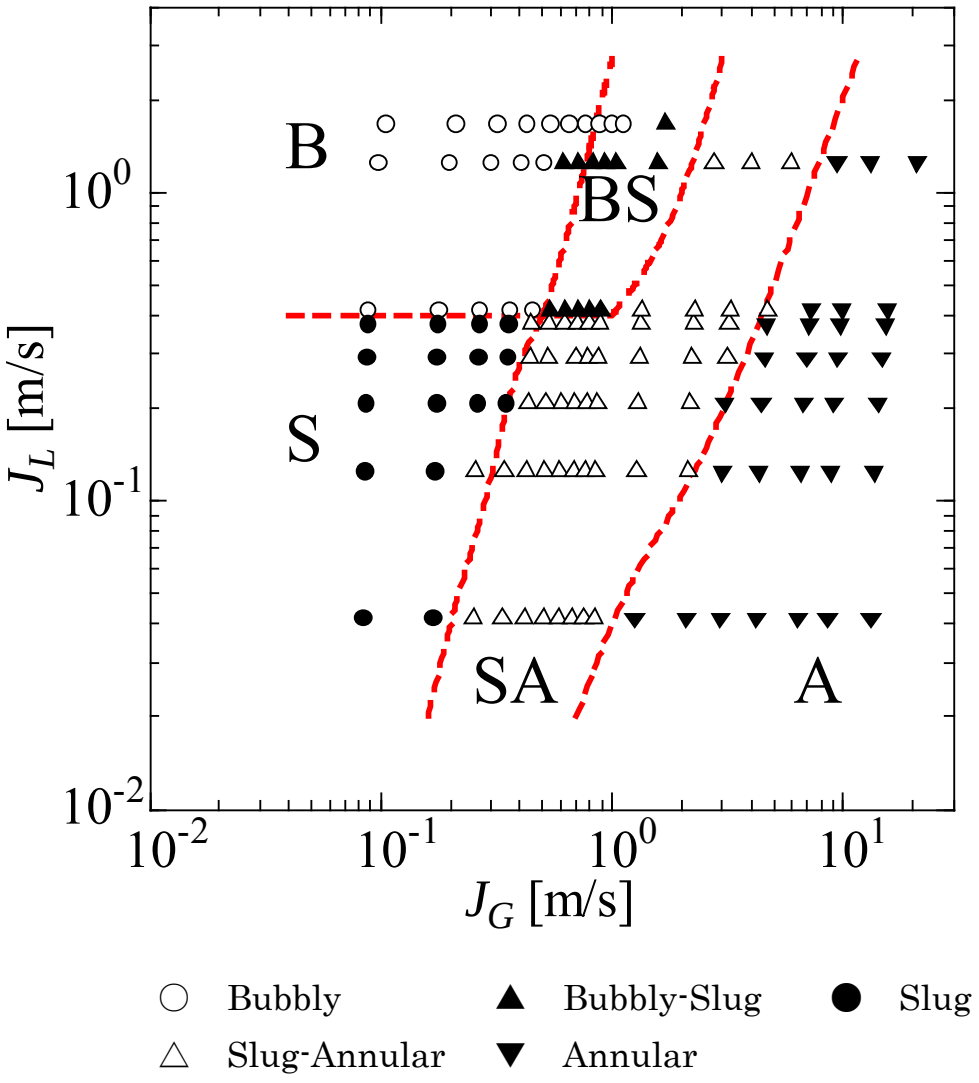


図 3.6　通常流路の流動様式遷移図(接触角 θ =64°)

3.3 圧力損失特性

3.3.1 圧力損失値

図 3.7 に直管部における通常流路での液相見かけ流速 J_L を一定にした時間平均の圧力損失値の比較を示す．図 3.7 において縦軸は時間平均の圧力損失値を直管部の長さ L で除し単位長さ当たりに直した値，横軸は気相見かけ流速 J_G を表す．●，▲，■，▼がそれぞれ液相見かけ流速 J_L=0.125m/s，0.208m/s，0.292m/s，0.375m/s に対応している．

図に示すように，すべての液相見かけ流速の場合で，圧力損失値は気相見かけ流速の増加とともに増加し，極大値をとった後に減少，再び増加する結果が得られた．極大値を示すときの流動様式はスラグ流に対応する．そして，圧力損失値は再び気相見かけ流速が増加するとともに単調に増加していき，流動様式はスラグ環状，環状流へと遷移していく．この結果から，圧力損失値を流動様式と対応させて考察すると，気相見かけ流速が増加し，流路内に液スラグが管内に形成されると圧力損失が大きく増加すると考えられる．このような現象が起こるのは，狭隘流路では表面張力の影響が顕著に表れ，液スラグが一旦流路内を塞いでしまうとその状態が維持されやすいことに起因すると考えられる．また，流路内における液スラグの形成しやすさ及び一旦形成された液スラグの流れやすさには，流路壁面の濡れ性が大きな影響を及ぼすと推察される．このことに関しては，後の章で考察する．

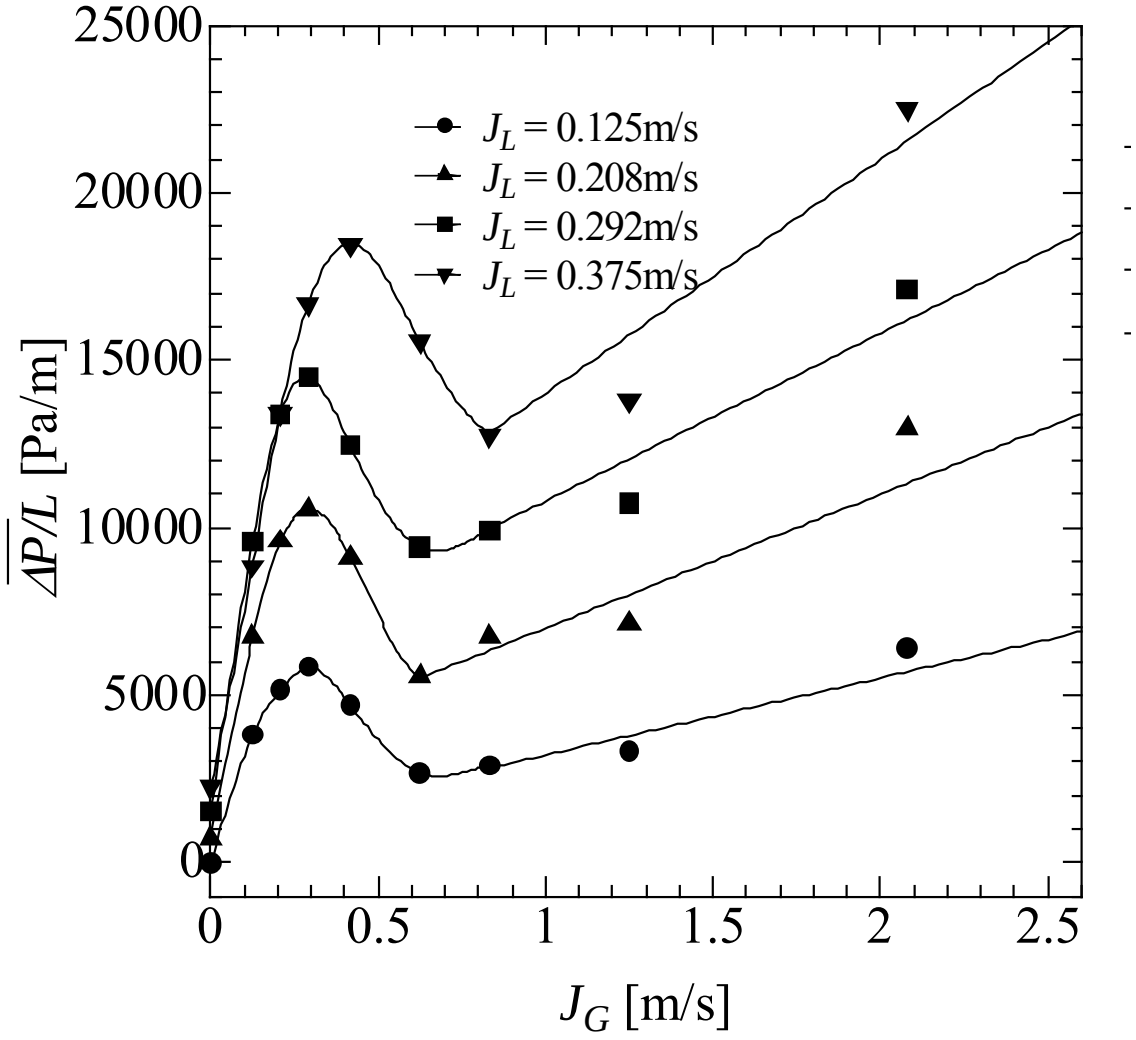


図 3.7　通常流路の直管部の圧力損失値(接触角 θ =64°)

3.3.2　二相流圧力損失増倍係数

本研究では圧力損失を Lockhart-Martinelli 法により整理し，相関式として Chisholm の式と同様の整理方法を用いた[4]．図 3.8 に通常流路における直管部の二相流圧力損失増倍係数についての図を示す．ここで，縦軸は二相流圧力損失増倍係数, 横軸は Lockhart-Martinelli パラメータを表している．●が ϕ_G, ○が ϕ_L を表し, 赤い曲線が Chisholm パラメータ C を 21 にしたときの Chisholm の式を表しており，黒い曲線は実験値と最も適合する Chisholm パラメータ C を最小二乗法により求め，その値による Chisholm の式を表している．Lockhart-Martinelli パラメータの増加，つまり液相の割合が大きくなるにつれ，ϕ_G は大きくなり，ϕ_L は小さくなる．データは多少のばらつきがあるが，それぞれ ϕ_G, ϕ_L は Lockhart-Martinelli パラメータでおおよそ表せているといえる．

本研究における ϕ_G，ϕ_L は Lockhart-Martinelli パラメータが大きい領域で Chisholm パラメータ C=21 とする通常口径管の Chisholm の式に近づくのに対し, Lockhart-Martinelli パラメータが小さい領域では小さくなる傾向がある．これは Lockhart-Martinelli パラメータが大きい気泡流領域では, 液相が管断面のほとんどを覆うため表面張力の影響が小さくなり，通常口径円管における二相流とさほど変わらなくなるためであると考えられる．一方, Lockhart-Martinelli パラメータが小さい，すなわち環状流のような領域では管断面を液相が常に覆う流れにならず，表面張力の影響が顕著になると考えられる．特に本研究では，管断面の小さい矩形管を使用しているため，液相が管断面の角に追いやられやすく液膜が角部で厚くなるといったように，管断面に一様に分布しなくなる現象が起こりやすい．そのために，壁面摩擦が小さくなり, Chisholm パラメータ C が小さくなったと考えられる．

また，従来の直管部の狭隘流路における結果との比較を行う．図 3.9 は Mishima らの管内径と Chisholm パラメータ C の相関図である[5]．図 3.9 に示す Mishima らが提案した相関式より，本研究における ϕ_L の Chisholm パラメータ C を求めると C の値は約 10 になる．一方，本研究における通常流路の直管部の ϕ_L の Chisholm パラメータ C は 14 になり, Mishima らが提案した相関式により求めた値よりも大きな値を示している．この原因に関しては，流路壁面の濡れ性が影響を及ぼしているのではないかと考えられる．Mishima らの実験ではガラス管及びアルミニウム管を用いており, 本研究における通常流路よりも流路壁面の濡れ性は親水性に近い性状を示すと考えられる．この濡れ性が

Chisholm パラメータに及ぼす影響については後の章で考察する.

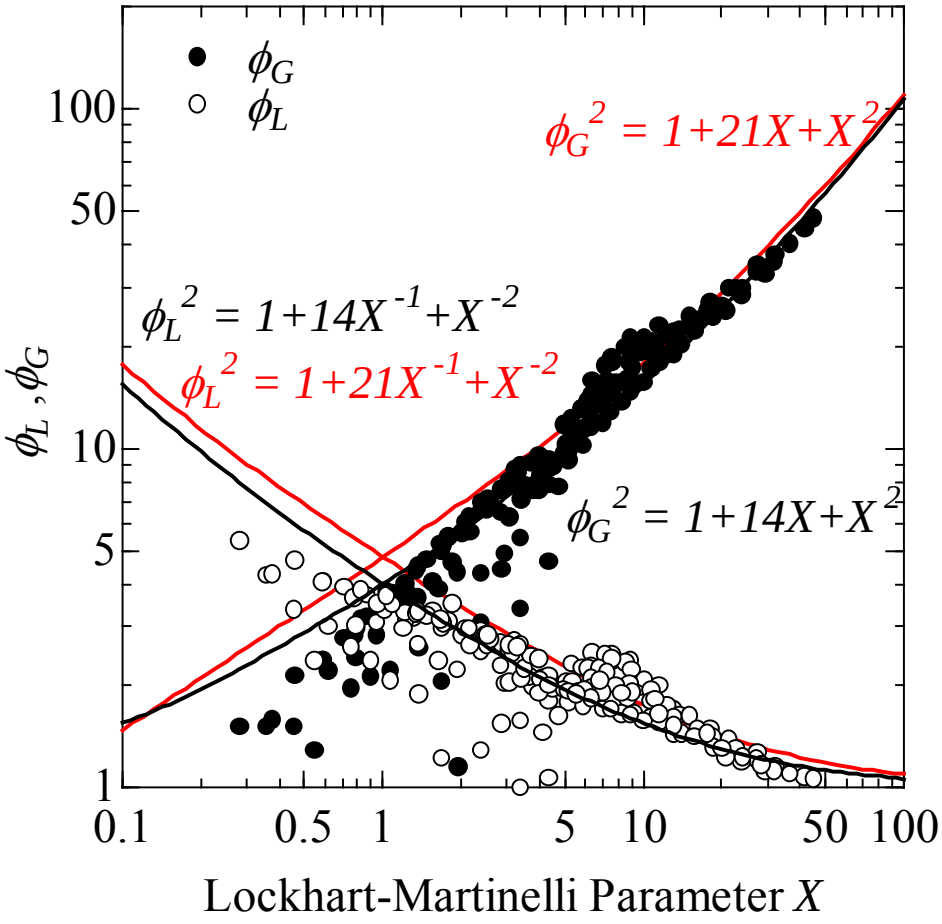
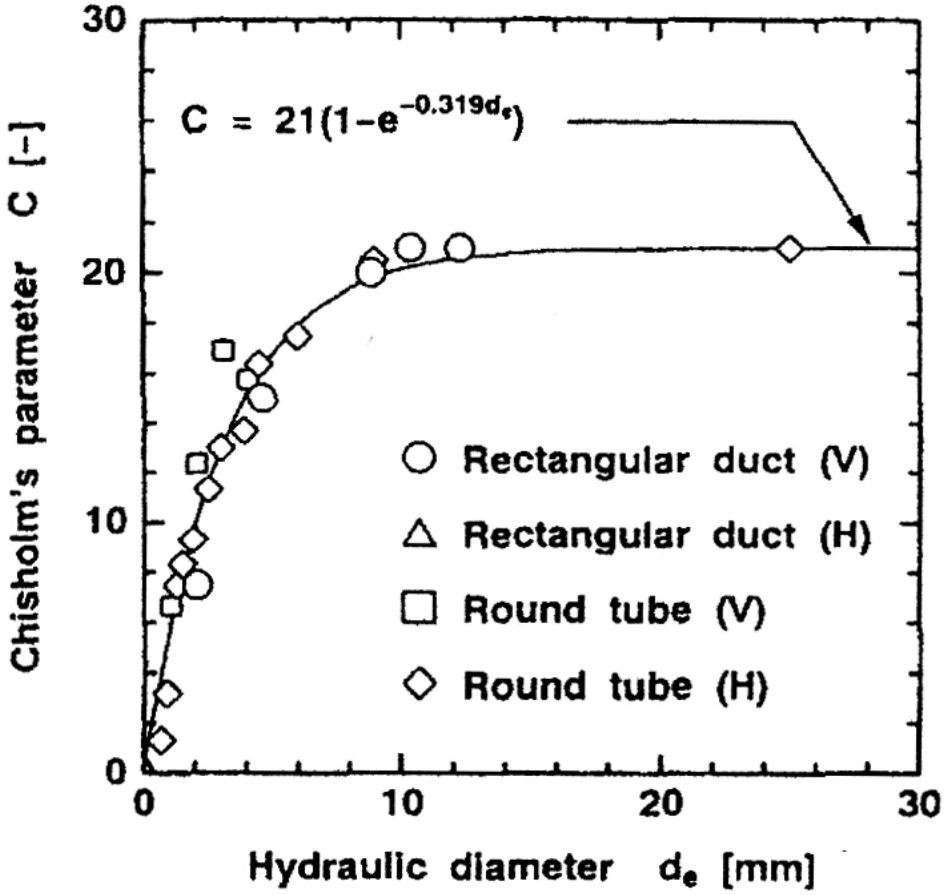


図 3.8 通常流路における直管部の二相流圧力損失増倍係数
(接触角 θ =64°)



Parameter C for round tubes and rectangular ducts.
(V) Vertical flow
(H) Horizontal flow

図 3.9 Mishima らの管内径と Chisholm パラメータ C の相関図[5]

3.4 圧力損失変動強度

図 3.10 に通常流路の直管部における Lockhart-Martinelli パラメータと圧力損失変動強度の相関図を示す．縦軸に圧力損失変動強度 $I_{\Delta P}$，横軸に Lockhart-Martinelli パラメータ X をとる. 図中では観察された流動様式に応じて記号を変化させて表示しており、○は気泡流、▲は気泡スラグ流、●はスラグ流、△はスラグ環状流、▼は環状流をそれぞれ表している.

図 3.10 より, 圧力損失変動強度は Lockhart-Martinelli パラメータの増加とともに増加し、$X = 2$ 付近で極大値をとったのち再び減少する山型の分布をとることが分かる．また圧力損失変動強度が極大値をとるときの流動様式はスラグ環状流に対応する．この結果から. 管内が間欠的な流れになり液スラグが形成されやすくなると, 圧力損失変動強度が大きくなると考えられる．また, データは比較的ばらつきが小さく, 圧力変動強度は Lockhart-Martinelli パラメータにより一意的に整理できる．このことから, 通常流路の直管部では二相流における気相と液相の割合により，圧力損失変動強度を決定することが可能である.

また, 従来の研究と比較するために, 図 3.11 に Fukano らの Lockhart-Martinelli パラメータと圧力損失変動強度の相関図を示す[6]．この図は, 内径 2.4mm のガラス管における直管部のデータである．この結果から, 過去の研究においても本研究と同様に, $X = 2$ 付近で極大値を示し，かつこのときの流動様式がプラグ流もしくはスラグといった間欠的な流れに対応していることが分かる.

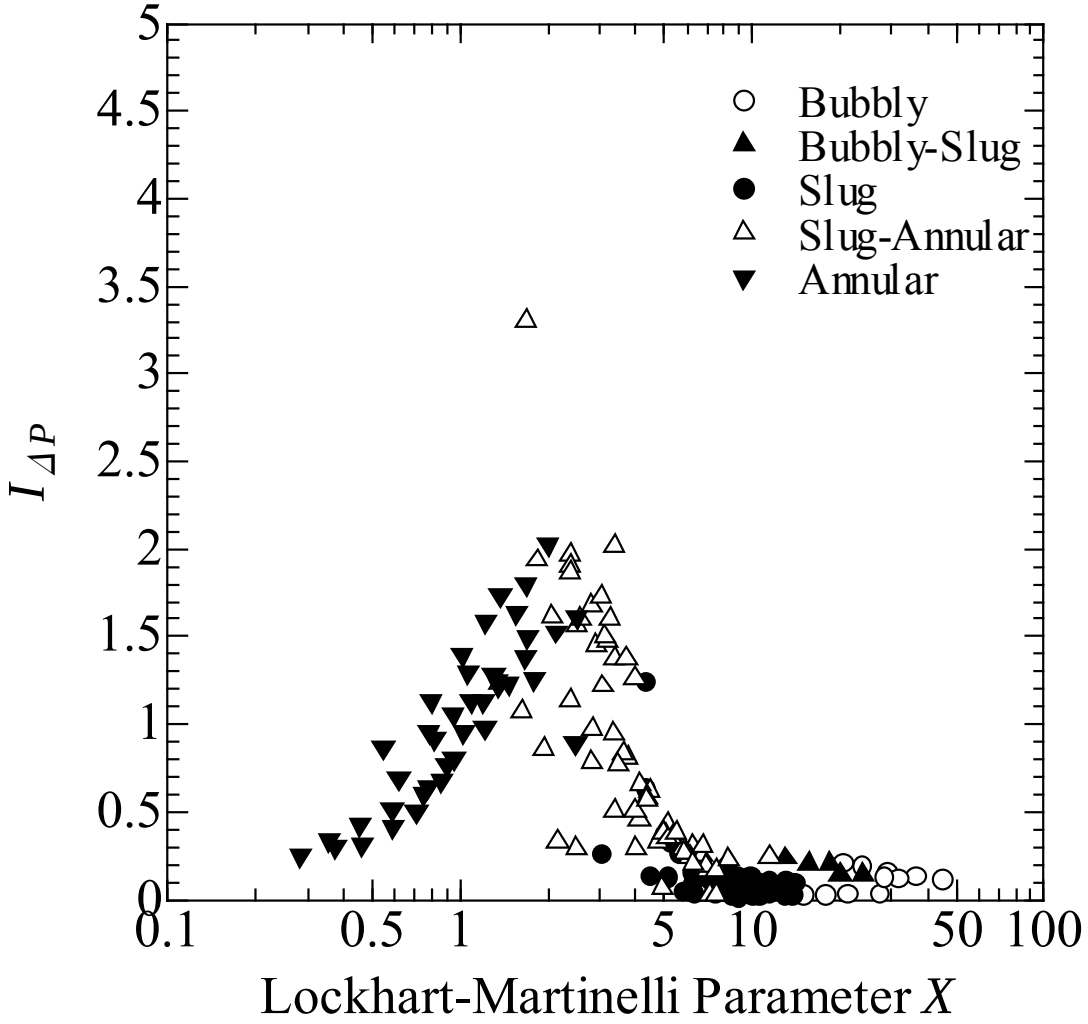


図 3.10 通常流路の直管部における Lockhart-Martinelli パラメータと圧力損失変動強度の相関図

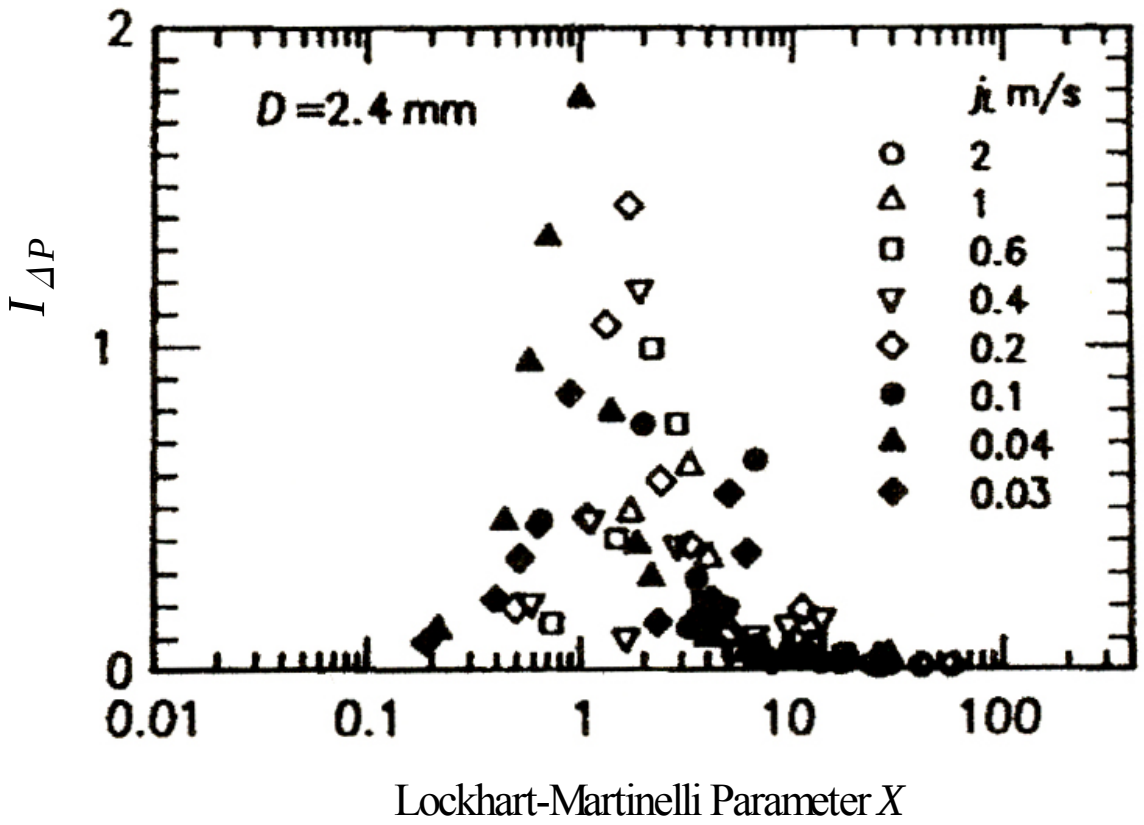


図 3.11　Fukano らの Lockhart-Martinelli パラメータと

圧力損失変動強度の相関図[6]

3.5 むすび

曲がり部を持つ狭隘流路の流動特性について，曲がり部の形状と壁面濡れ性の影響を解明するために，まず通常流路の直管部における流動特性について解明し，以下の結論を得た．

1. 流動様式は，気泡流，気泡スラグ流，スラグ流，スラグ環状流，環状流に分類される．また，表面張力の影響により通常口径管で見られる層状流は観察されなかった．
2. 圧力損失の時間値は，気相みかけ流速の増加とともに増加し，極大値を取る．そして，一度減少した後，再び増加する傾向を示す．極大値を取るときの流動様式はスラグ流に対応する．
3. 二相流圧力損失増倍係数はLockhart-Martinelliパラメータが大きい領域ではChisholm パラメータ C=21 とする通常口径管の値に近づくのに対し，Lockhart-Martinelli パラメータが小さい領域では小さくなる傾向を示す．これは，表面張力と管断面の形状により壁面摩擦が減少するためであると考えられる．
4. 圧力損失変動強度は Lockhart-Martinelli パラメータの増加とともに増加し、$X = 2$ 付近で極大値をとったのち再び減少する山型の分布を示す．また，極大値を取るときの流動様式はスラグ環状流に対応する
5. 圧力損失変動強度のデータは比較的ばらつきが小さく，Lockhart-Martinelli パラメータにより一意的に整理できる．このことから，通常流路の直管部では二相流における気相と液相の割合により，圧力損失変動強度を決定することができる．

参考文献

[1] 植田辰洋, ‘気液二相流−流れと熱伝達,’ 養賢堂, (1981).

[2] Barajas, A. M. and Panton R.L., ‘The effects of contact angle on two-phase flow in capillary tubes,’ *Int. J. Multiphase Flow*, **19**, pp.337-346, (1993).

[3] Triplett, K.A., Ghiaasiann, S. M., Abdel Khalik. and S.I., Sadowski, D.L., ‘Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part I: two-phase flow patterns,’ *Int. J. Multiphase Flow*, **25**, pp.377-394, (1999).

[4] Chisholm, D., ‘A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow,’ *Int. J. Heat Mass Transfer*, **10**, pp.1767-1778, (1967).

[5] Mishima, K. and Hibiki, T., ‘Effect of Inner Diameter on Some Characteristics of Air-Water Two-Phase Flows in Capillary Tubes’ *Trans. JSME*, **61** (589B), pp.3197-3204, (1995).

[6] Fukano, T., Kariyasaki, A. and Kagawa, M., ‘Flow patterns and pressure drop in isothermal gas-liquid concurrent flow in a capillary tube,’ *Trans. JSME*, **56** (528B), pp.2318-2326, (1990).

第 4 章

曲がり部の形状が及ぼす気液二相流動への影響

4.1 まえがき

狭隘流路の曲がり部を通過する気液二相流動に関する研究はいくつか散見されるものの，数は少ない．その中で，例えば Kariyasaki らは，比較的大きな曲率半径の曲がり管を通過する空気/水系二相流について，流動特性を検討することで平均圧力損失の予測式等を提案している[1]．また，屈曲管については Cubaud らが，気泡速度と気液間のスリップ比や平均圧力損失について詳細に解析を行っている[2]．しかし，これらの研究の実験範囲は限られており，曲がり部の形状が及ぼす気液二相流動の影響を解明するにはより広範囲の実験データの蓄積が必要である．また，気液二相流が狭隘流路内を流動する機器を設計する際に，主流路から複数の分岐した狭隘流路を適用する場合には，各狭隘流路への気液分配特性が機器の性能を支配する．それゆえ，圧力損失の平均値だけなくその変動特性に関しても，曲がり部の形状が及ぼす影響を明らかにする必要がある．

そこで，本研究では曲がり部の形状による影響を解明するために，流路の水力等価直径 D=2.0mm に対して曲率半径 R=1.5D（3.0mm）の曲がり管及び屈曲管を持つテストセクションを作製し，流動の可視化及び圧力損失の測定を行った．その結果から，直管部と曲がり部の比較を行い，曲がり部の形状による影響を特徴づけた．圧力損失特性に関しては，まず測定時における圧力損失の時間平均値を考察した．また，圧力損失値を二相圧力損失増倍係数と Lockhart-Martinelli パラメータにより整理し, Chisholm の式を用いて相関式を導出し，直管部の値と比較した．さらに圧力損失変動に関しては，圧力損失変動強度と Lockhart-Martinelli パラメータにより整理し，曲がり部の形状の違いによる影響を考察した．以上により，曲がり部の形状が及ぼす狭隘流路の気液二相流動への影響を解明した．

4.2 流動様式遷移図

4.2.1 曲がり部における流動

曲がり部が流動様式に及ぼす影響を考察するために，可視化実験により得られた各々の流動様式の撮影写真を比較した．図 4.1 に曲がり管の流動写真，図 4.2 に屈曲管の流動写真を示す． 図 4.1 及び図 4.2 の矢印は流れの方向を示し，また撮影写真では流路壁面が鮮明ではなかったので，補助線を加えた．

図 4.1(a)及び 4.2(a)に示すように気泡流が曲がり部を通過すると，液体は外側に分布し，気泡は流路内側近傍を流動する．曲がり部でこのような現象が起こるのは，遠心力の影響によって密度の大きい液体は外側を流れ，密度の小さい気体は内側を流れやすくなるからである．また，図 4.1(b)に示すように気泡流が曲がり管を通過するときには，曲がりの外側が高圧になり，内側を流れる気泡が押しつけられて軸方向に伸びる．その結果，層状流のような流れを示す．そして，曲がり管を通過すると元の状態に戻る．また，気泡流が通過するときには気泡が流路内側に集中するために合体が起こり，気泡スラグ流に遷移することがあった．

一方，図 4.2(b)に示すように気泡スラグ流が屈曲管を通過すると，気体スラグが押しつぶされ，流路をほぼ塞ぐような形状に変形し，さらに出口付近で分断される現象が観察された．その結果，気泡スラグ流が屈曲管を通過することで気泡流に遷移する様子が観察された．

また，屈曲管をスラグ流（図 4.2(c)）及びスラグ環状流（図 4.2(d)）が通過する際には，液相が曲がり部の角に追いやられる現象が観察された．この現象は見かけ流速が小さいときほど顕著に現れる傾向を示していた．

さらに，図 4.2(e) に屈曲管をスラグ環状流が通過するときに観察された特徴的な現象を示す．スラグ環状流が屈曲管を通過すると，屈曲管の入口と出口付近の流路内側に気体スラグからはく離した気泡が滞留する．屈曲管では直管部を通過した二相流が流路に沿って曲がることができず，はく離を起こして対面の流路壁面にぶつかる．そして，このはく離点の下の流路内側では逆流が生じ，よどみ域が発生する．図 4.2(e)の現象が曲がり管の場合では観察されないことから，屈曲管を適用すると，よどみ域の影響が大きくなり，遠心力の差により内側を流れる気体スラグから気泡がはく離し，流路の内側に滞留すると考えられる．また，この現象は，後の章で述べる濡れ性の影響に関わらず屈曲管の場

合でのみ観察された.

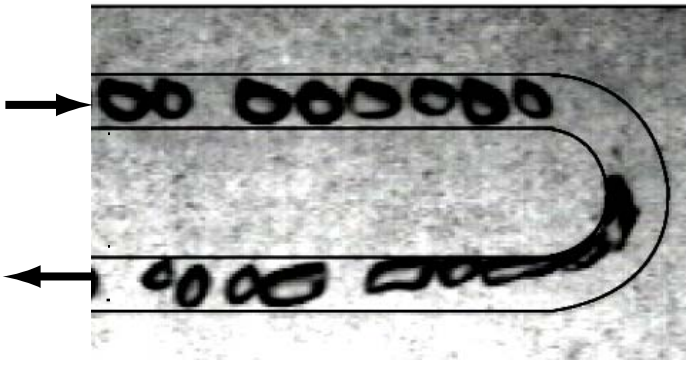


図 4.1(a) 気泡流（Bubbly flow）

（J_G=0.349 m/s，J_L=1.25 m/s）

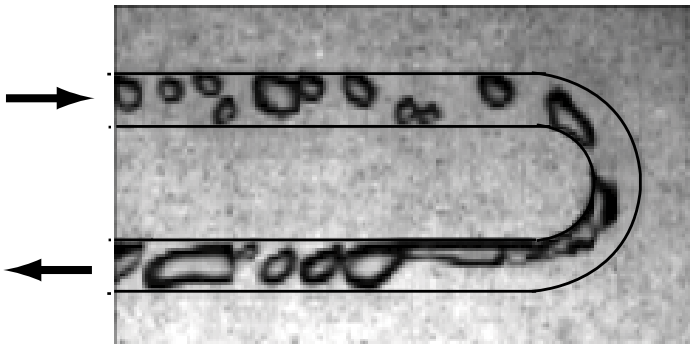


図 4.1(b) 曲がり管の影響により生じた気泡スラグ流

（J_G=0.274 m/s，J_L=0.75 m/s）

図 4.1 曲がり管における流動

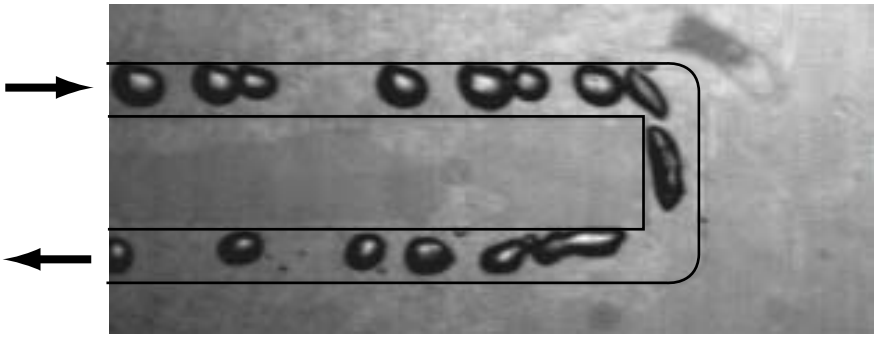


図 4.2(a) 気泡流（Bubbly flow）
（J_G=0.139 m/s，J_L=0.833 m/s）

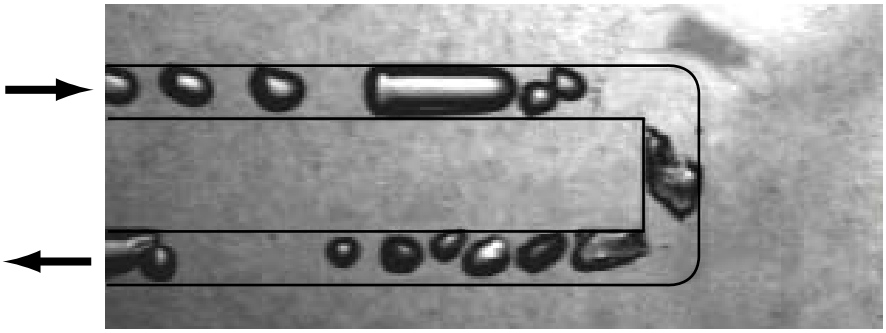


図 4.2(b) 屈曲管の影響により生じた気泡流
（J_G=0.274 m/s，J_L=0.75 m/s）

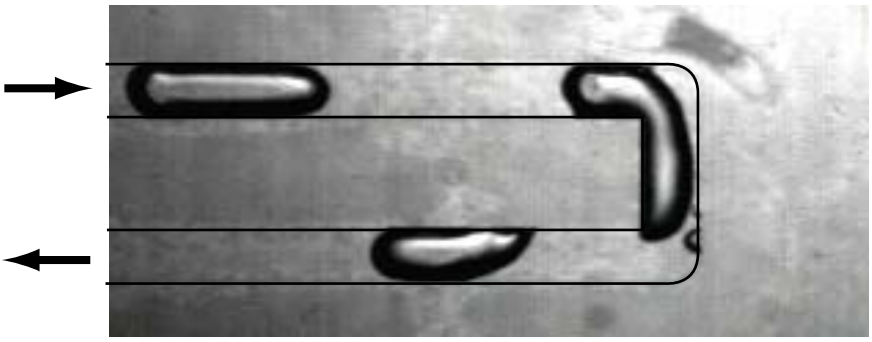


図 4.2(c) スラグ流（Slug flow）
（J_G=0.131 m/s，J_L=0.292 m/s）

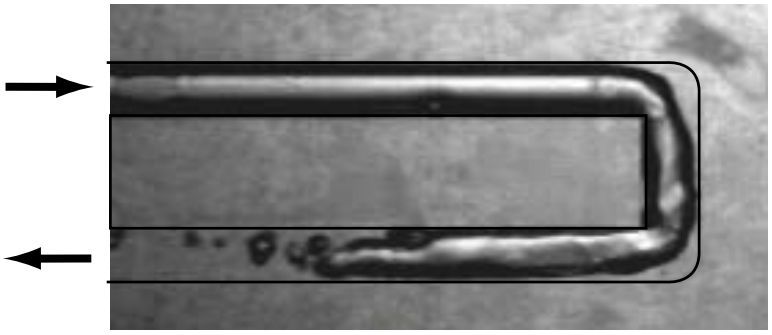


図 4.2(d) スラグ環状流（Slug-Annular flow）
（J_G=1.35m/s，J_L=0.417 m/s）

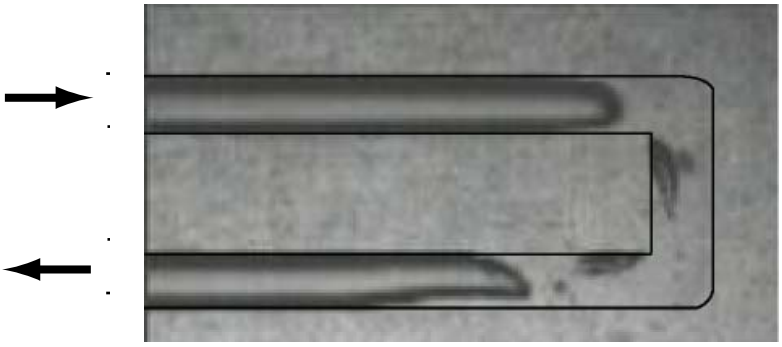


図 4.2(e) 屈曲管における特徴的な現象
（J_G=15.9m/s，J_L=0.417 m/s）

図 4.2 屈曲管における流動

4.2.2 流動様式遷移図

流動様式に及ぼす曲がり部の形状による影響を考察するために，曲がり管及び屈曲管を通過した直後の位置での流動様式遷移図を作成した．図 4.3 は通常流路の直管部，図 4.4 は通常流路の曲がり管（R=1.5D），図 4.5 は通常流路の屈曲管の流動様式遷移図を示す．図 4.3～4.5 において縦軸は液相みかけ流速 J_L，横軸は気相みかけ流速 J_G を表し，図中の記号はそれぞれ流動様式に対応する．

図 4.3 と図 4.4 を比較すると，曲がり管を通過すると，直管部の気泡流が気泡スラグ流に遷移し，気泡流領域が減少していることが分かる．曲がり管では遠心力の影響により，気泡が流路内側に集中し気泡の合体が起こる．そのため，気液界面積が減少し，気泡流が気泡スラグ流に遷移しやすくなる．その結果，気泡流領域が減少していると考えられる．

一方，図 4.5 より屈曲管を通過すると，直管部の気泡スラグ流が気泡流に遷移し，気泡流領域が増加していることが分かる．また，直管部のスラグ環状流に一部が気泡スラグ流に遷移し，スラグ環状流の領域が減少していることが分かる．屈曲管では二相流の気相，液相のそれぞれに遠心力が働くとともに，流路内側に発生するよどみ域の影響が加わり，流路内側を通過する流体に強いせん断力が作用すると考えられる．この効果により，流路内側を流れる気体スラグが分断され，気液界面積が増加する現象が生じる．このため，屈曲管では気泡スラグ流が気泡流，スラグ環状流が気泡スラグ流に遷移する傾向が強くなっていると考えられる．

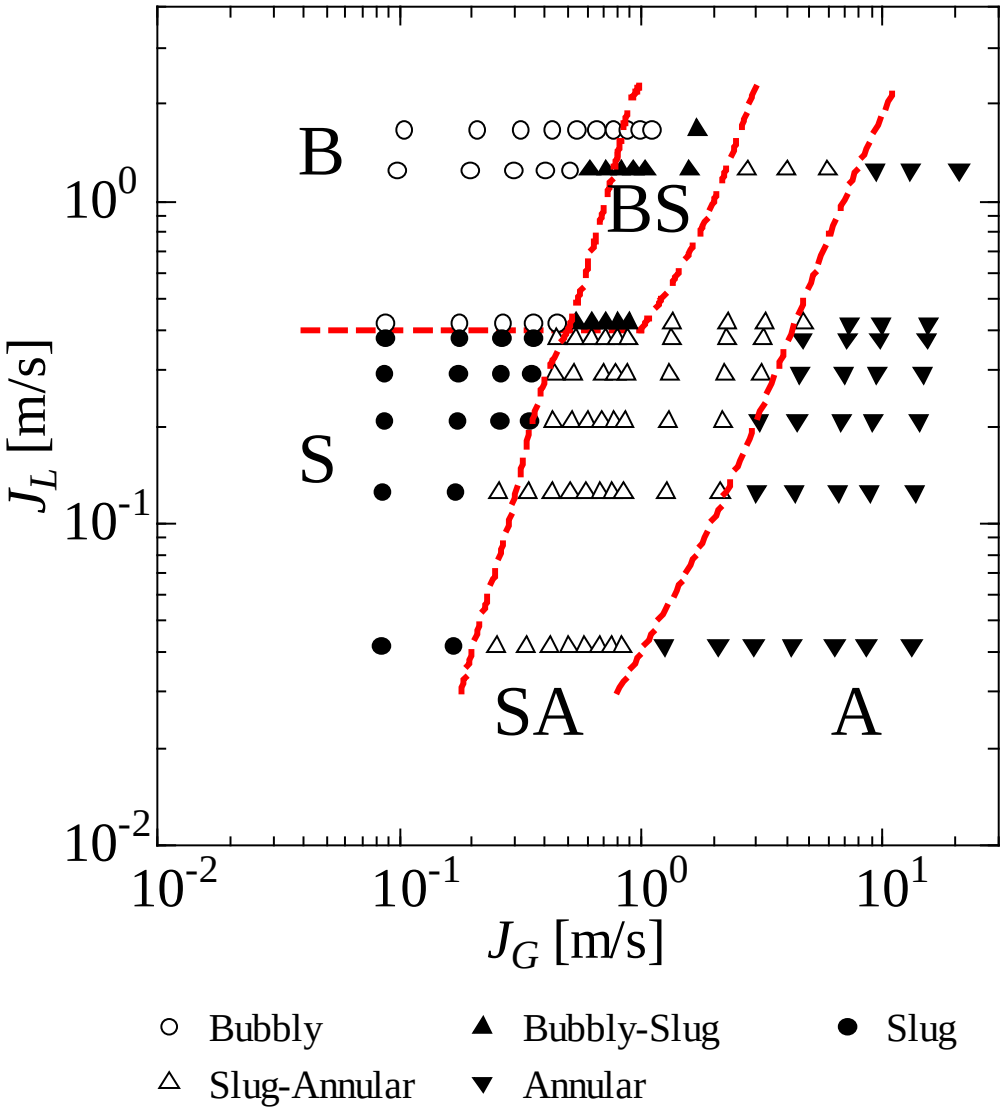


図 4.3　通常流路の直管部の流動様式遷移図

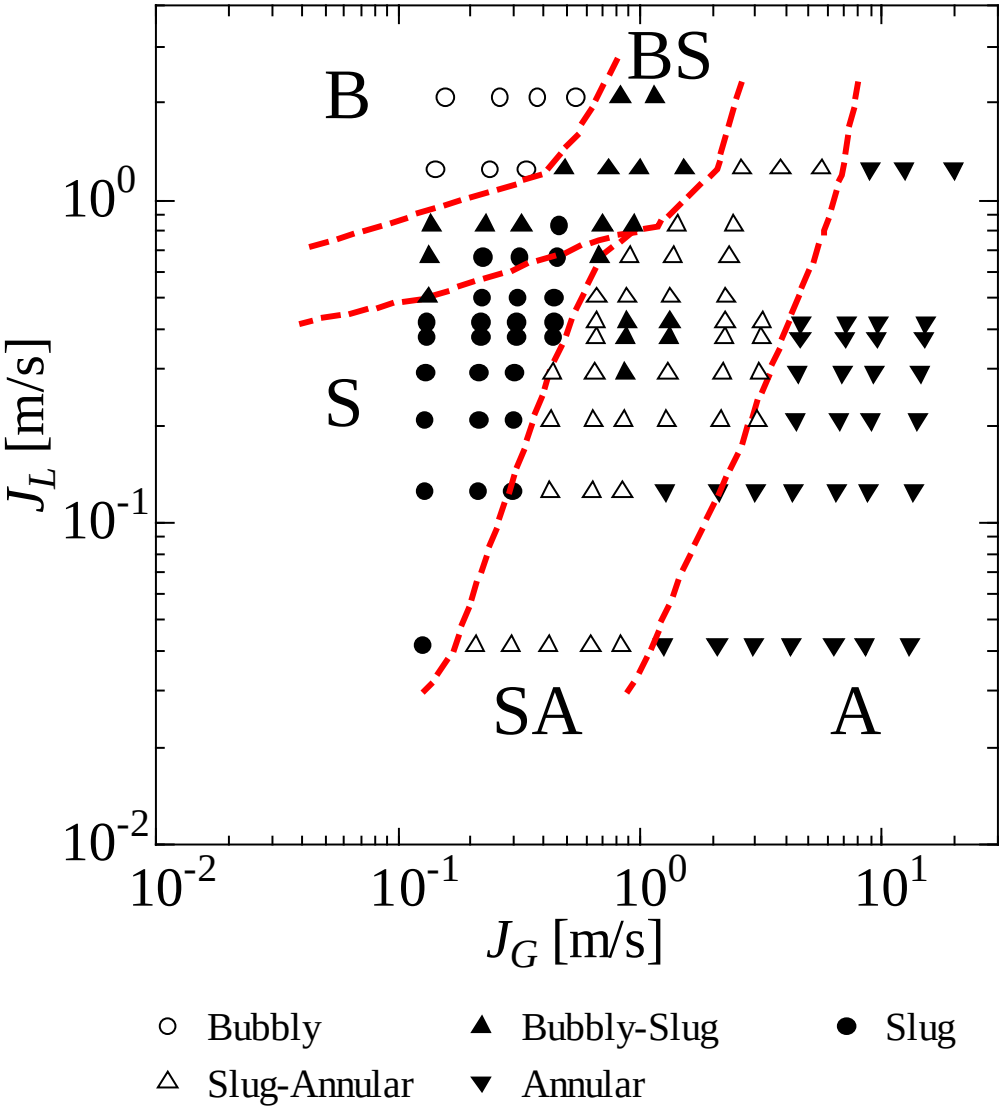


図 4.4　通常流路の曲がり管の流動様式遷移図（曲率半径 R=1.5D）

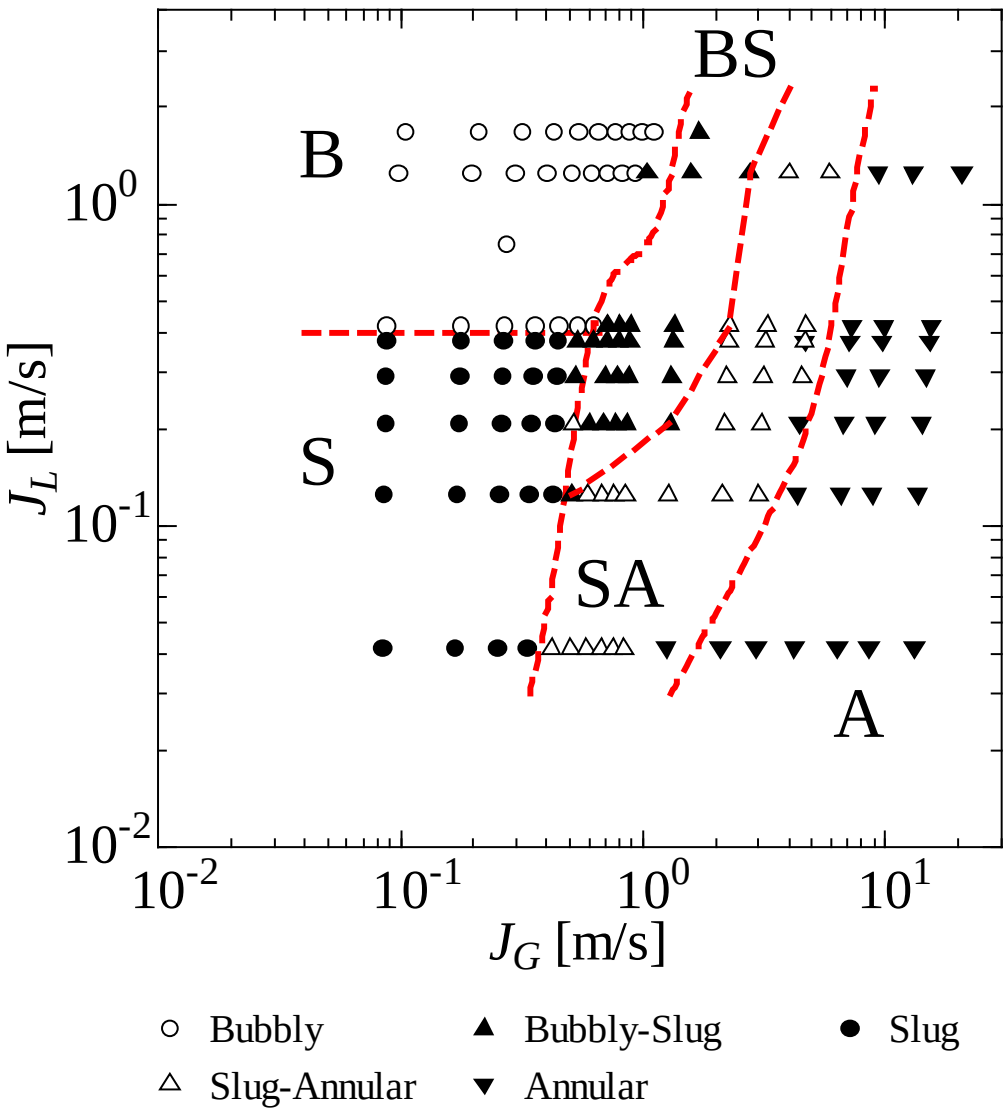


図 4.5　通常流路の屈曲管の流動様式遷移図

4.3 圧力損失及び変動特性

4.3.1 曲がり部における圧力損失の時間平均値

曲がり部の形状が圧力損失の時間平均値に及ぼす影響を考察する．図 4.6 に比較のために直管部の圧力損失の時間平均値，図 4.7 に通常流路における曲がり管の圧力損失の時間平均値，図 4.8 に通常流路における屈曲管の圧力損失の時間平均値を示す．図 4.6～4.8 において縦軸は時間平均の圧力損失値を曲がり部の長さ L で除した値であり，横軸は気相見かけ流速 J_G を表す．●，▲，■がそれぞれ液相見かけ流速 J_L=0.208m/s，0.292m/s，0.375m/s に対応している．

図 4.7 に示すように曲がり管の圧力損失の時間平均値は，直管部よりも小さくなることが分かる．曲がり管では，遠心力の作用による二相流の相分離が支配的になり，層状流に近い流動を示す．そのため，直管部のようにスラグが管断面を覆う流れが発生しにくくなり，圧力損失の時間平均値が小さくなる傾向を示していると考えられる．

一方，図 4.8 に示す屈曲管の圧力損失の時間平均値は，図 4.6 に示す直管部の値と比較すると，気相見かけ流速が大きくなるにつれて屈曲管の値の方が大きくなることが分かる．屈曲管では，遠心力による相分離が起こるのに加えて，よどみ域が発生するため流路内を通過する流体に大きな抵抗が作用する．そのため，直管部と比較して圧力損失の時間平均値が大きくなると考えられる．また，直管部と同様に極大値を持つがそのときの気相見かけ流速が大きくなることが分かる．直管部ではスラグ流からスラグ環状流に遷移するときに極大値を示す．しかし，図 4.5 の流動様式遷移図から分かるように屈曲管を通過すると，よどみ域の影響によりスラグ環状流の一部が気泡スラグ流に変化し，スラグ環状流に遷移する気相見かけ流速が大きくなることが分かる．このため，直管部より極大値を示す気相見かけ流速が大きくなると考えられる．

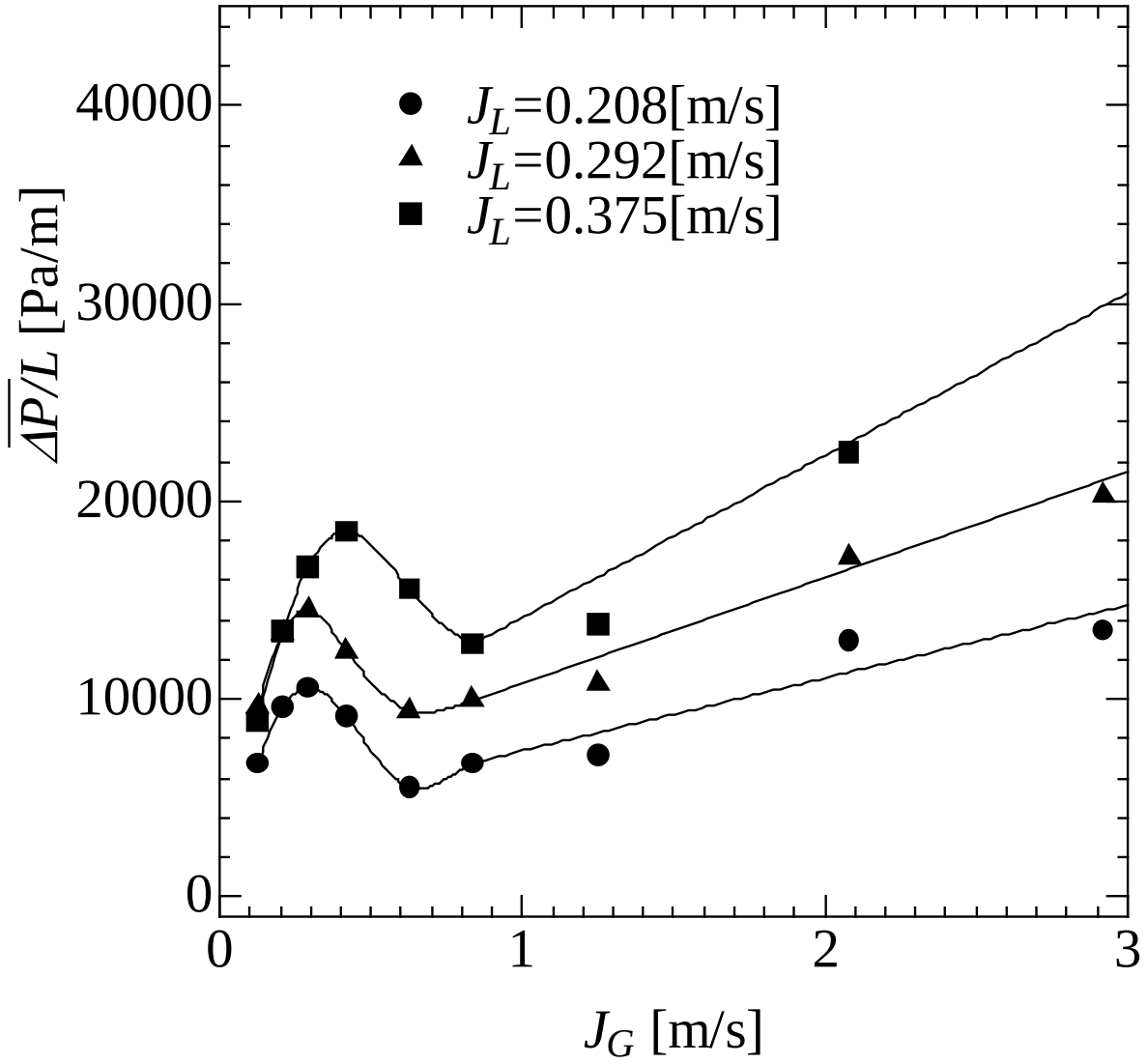


図 4.6　通常流路における直管部の圧力損失の時間平均値

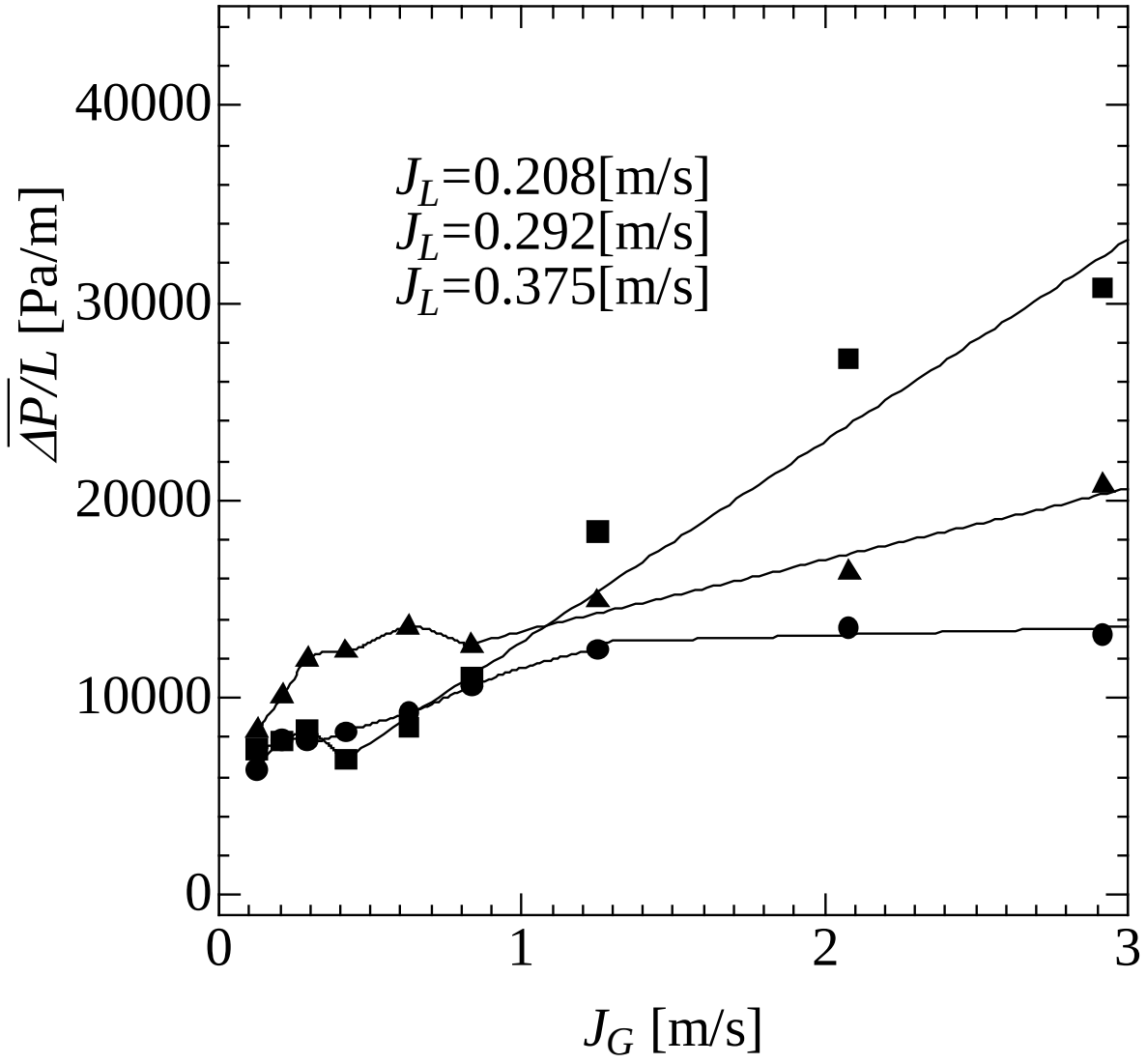


図 4.7　通常流路における曲がり管の圧力損失の時間平均値

（曲率半径 R=1.5D）

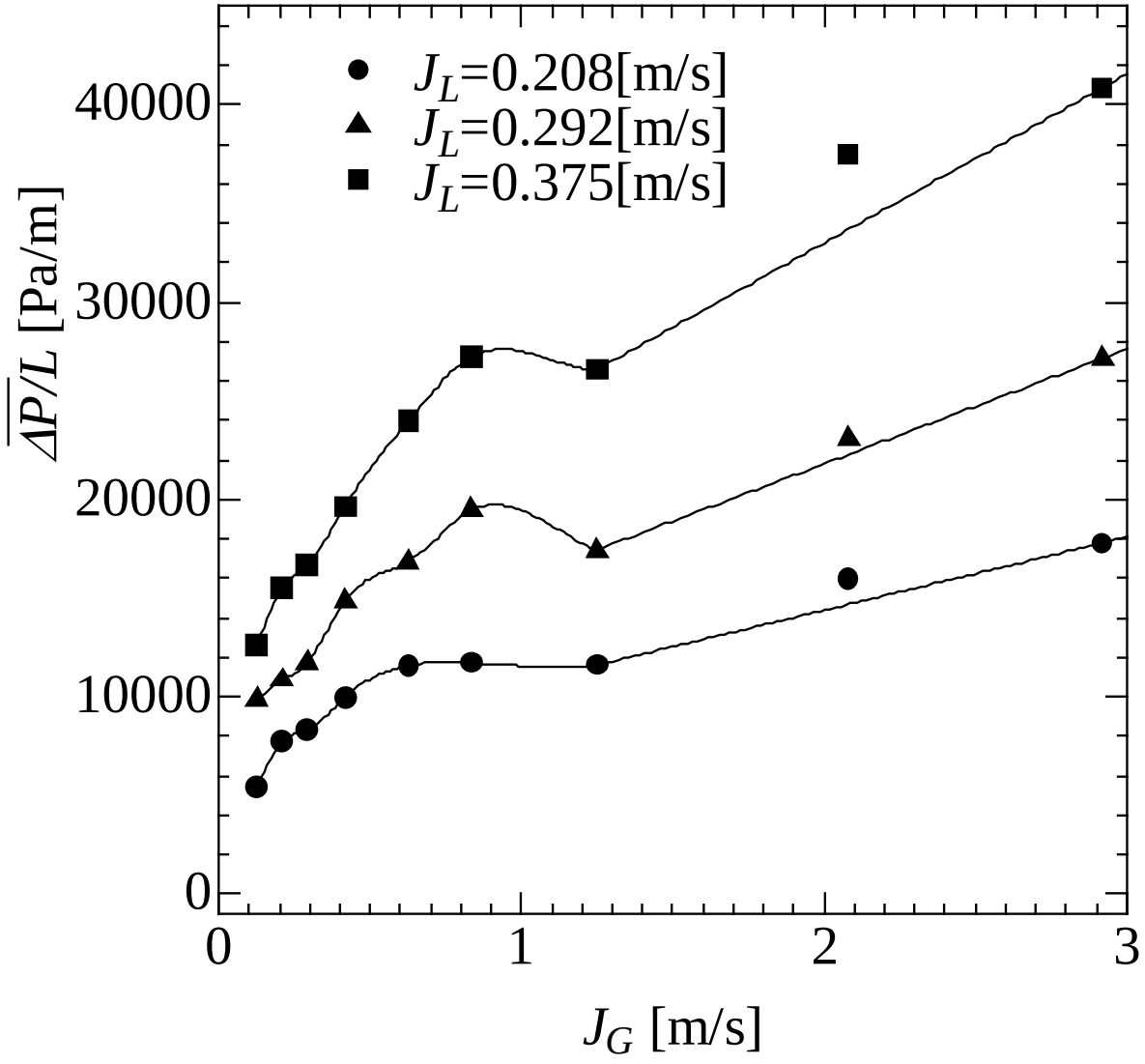


図 4.8　通常流路における屈曲管の圧力損失の時間平均値

4.3.2 曲がり部における二相流圧力損失増倍係数

図 4.9～4.11 に通常流路の直管部，曲がり管，屈曲管の曲がり部の二相流圧力損失増倍係数についての図をそれぞれ示す．ここで，縦軸は二相流圧力損失増倍係数，横軸は Lockhart-Martinelli パラメータを表している．●が気相の二相流圧力損失増倍係数 ϕ_G，○が液相の二相流圧力損失増倍係数 ϕ_L を表し，赤い曲線が Chisholm パラメータ C を 21 にしたときの Chisholm の式を表しており，黒い曲線は実験値と最も適合する Chisholm パラメータ C を最小二乗法により求め，その値による Chisholm の式を表している．

直管部と比較すると，直管部における Chisholm パラメータ C の値が 14 であるのに対して， 図 4.11 に示すように屈曲管の場合は Chisholm パラメータ C の値が 9 になり直管部より小さくなる．また，Lockhart-Martinelli パラメータが 1 以下の領域，つまり環状流に対応する領域で液相の二相流圧力損失増倍係数が直管部より顕著に低下していることが分かる．これは屈曲管ではよどみ域が発生するために，単相流においても圧力損失が大きくなることに起因していると考えられる．そのために，図 4.8 から分かるように屈曲管では圧力損失の時間平均値が大きな値を示すが，二相圧力損失増倍係数は小さくなる．

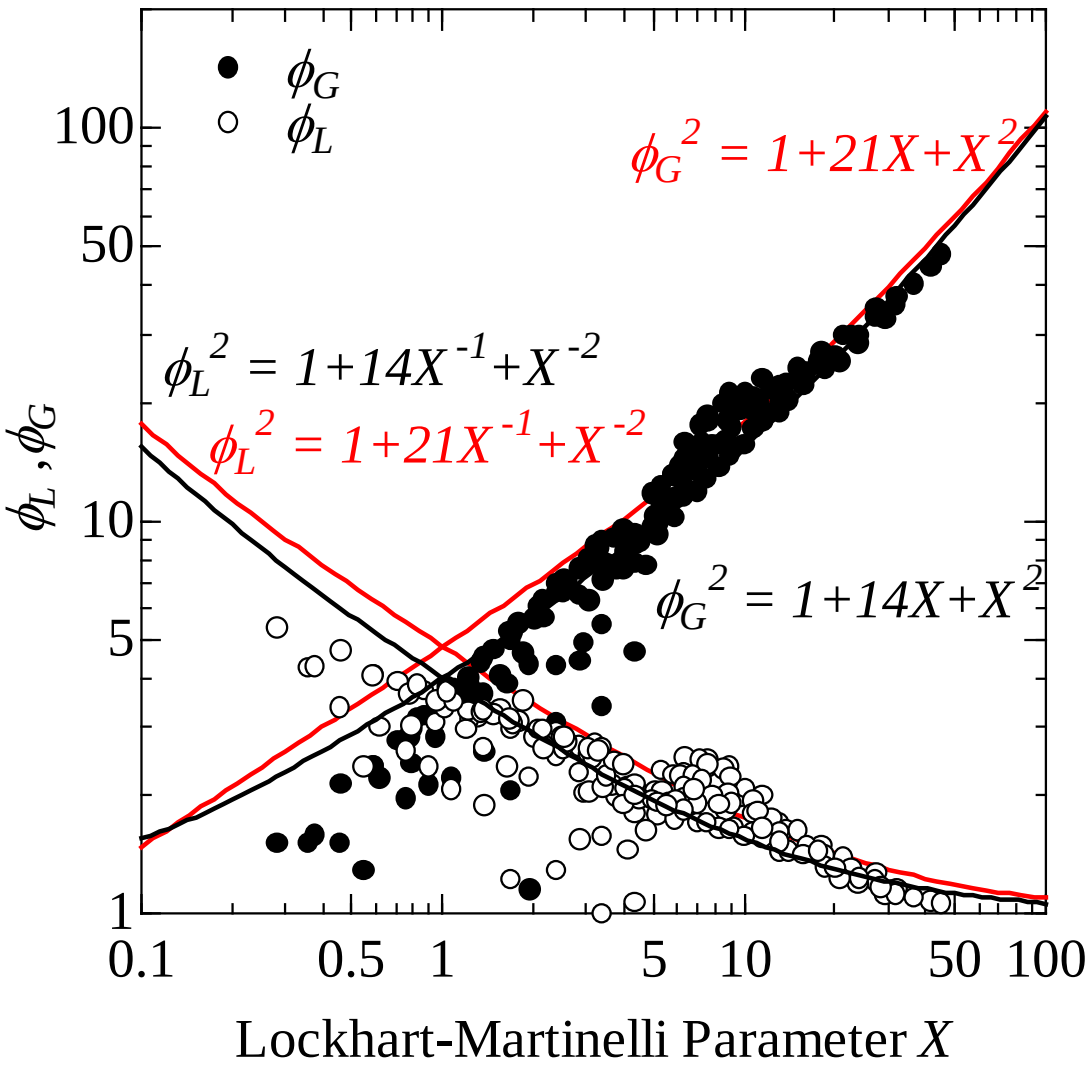


図 4.9　通常流路における直管部の二相流圧力損失増倍係数

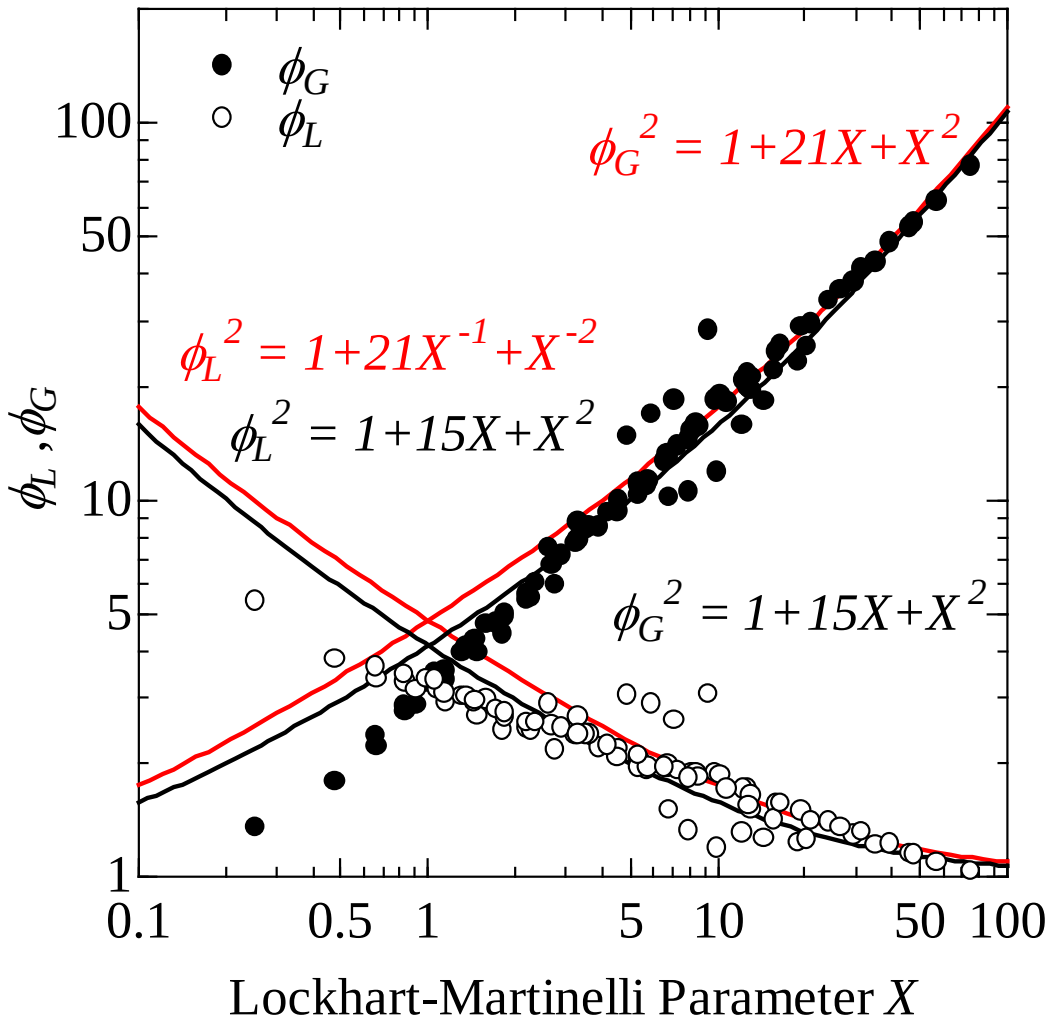


図 4.10　通常流路における曲がり管の二相流圧力損失増倍係数

（曲率半径 R=1.5D）

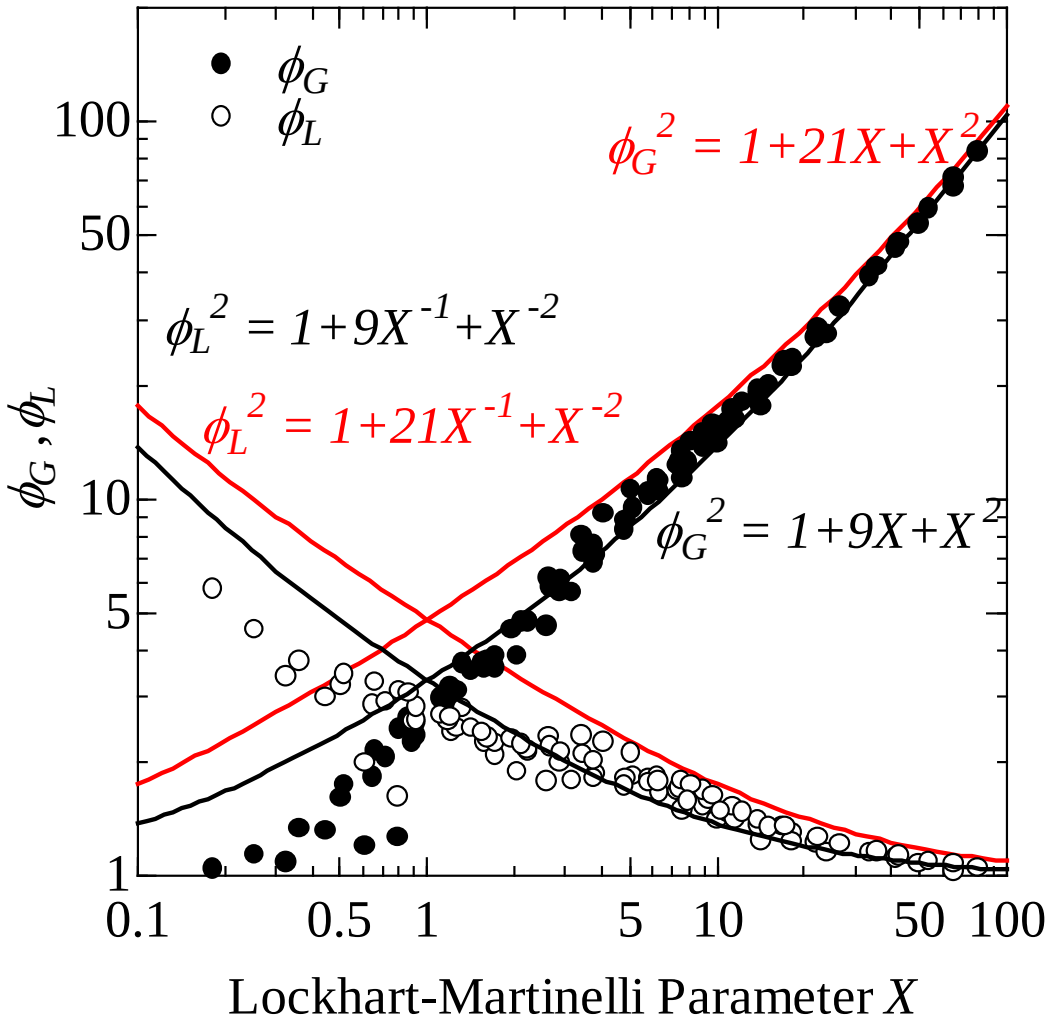


図 4.11　通常流路における屈曲管の二相流圧力損失増倍係数

4.3.3 曲がり部における圧力損失変動

図 4.12～4.14 に通常流路における直管部，曲がり管，屈曲管の圧力損失変動強度についての図をそれぞれ示す．ここで，縦軸は圧力損失変動強度 $I_{\Delta P}$，横軸は Lockhart-Martinelli パラメータ X を表している．

図 4.12～4.14 から分かるように，曲がり部においても直管部と同様 $X=2$ 付近で極大値を示す山型の分布を示す．このときの流動様式はスラグ環状流に対応する．

図 4.13 に示すように曲がり管では，直管部の圧力損失変動に近い傾向になる．これは曲がり管ではよどみ域が発生しにくくなり，流動に影響を及ぼさなくなるからであると考えられる．

一方，図 4.14 に示すように屈曲管の場合には，特に流動様式がスラグ環状流のときに圧力損失変動強度の値が $I_{\Delta P}$=0.2～2.7 と幅広い値をとっており，直管部の結果である図 4.12 と比較して分布範囲が広くなる．つまり，直管部のように Lockhart-Martinelli パラメータによりまとまる傾向を示さない．この現象を考察するために，図 4.14 の青丸で記した X の値がほぼ同じで，圧力損失変動強度の差が大きい２種類のスラグ環状流を例として調べた．その結果，圧力損失変動強度が大きい場合の見かけ流速は，J_G=0.625m/s，J_L=0.0417 m/s であり，一方小さい場合は J_G=2.08m/s，J_L=0.208 m/s であった．このことから，屈曲管では，見かけ流速が小さいほど圧力損失変動が大きくなる．屈曲管では，前述のように二相流の相分離とともに流路内側によどみ域が発生し，流動に大きな影響を及ぼす．したがって，見かけ流速が小さい場合には曲がり部のよどみ域により，直管部のスラグ環状流の気液界面積が増加し，圧力損失変動が大きくなる傾向を示す．しかしながら，見かけ流速が大きい場合には直管部のスラグ環状流が屈曲管を通過することで，圧力損失変動が大幅に小さくなる．

以上の結果から，屈曲管では圧力損失変動は条件によっては小さくできることが分かる．

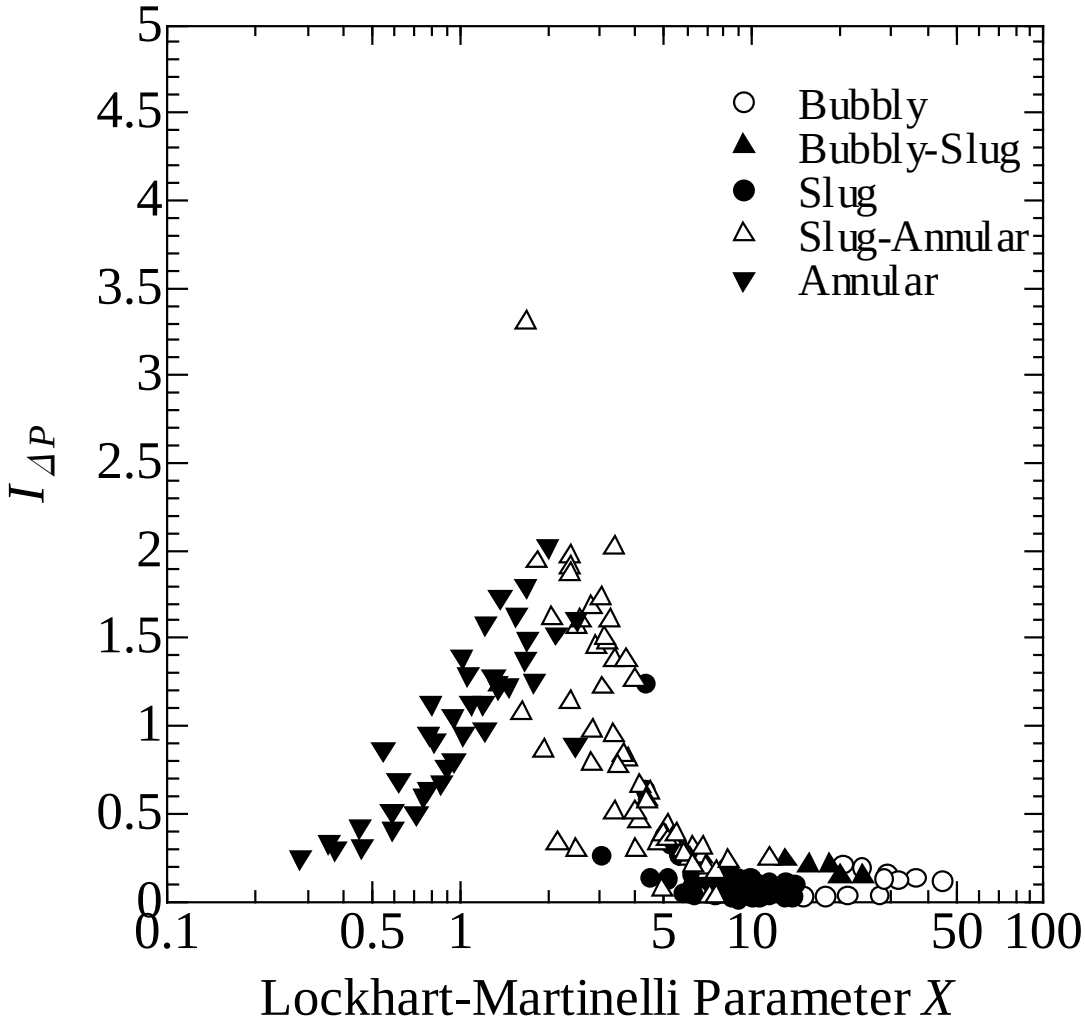


図 4.12 通常流路の直管部における Lockhart-Martinelli パラメータ

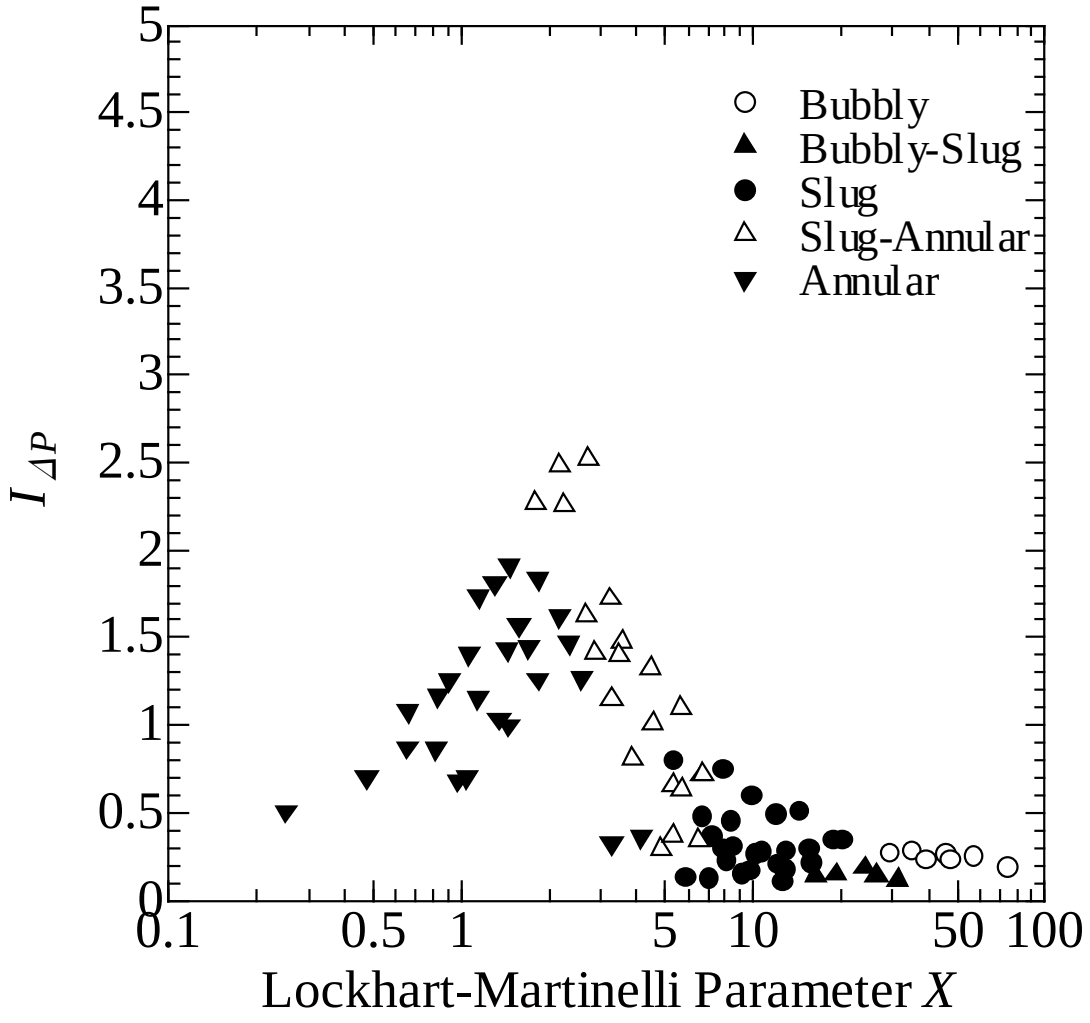


図 4.13 通常流路の曲がり管における Lockhart-Martinelli パラメータと圧力損失変動強度の相関図（曲率半径 R=1.5D）

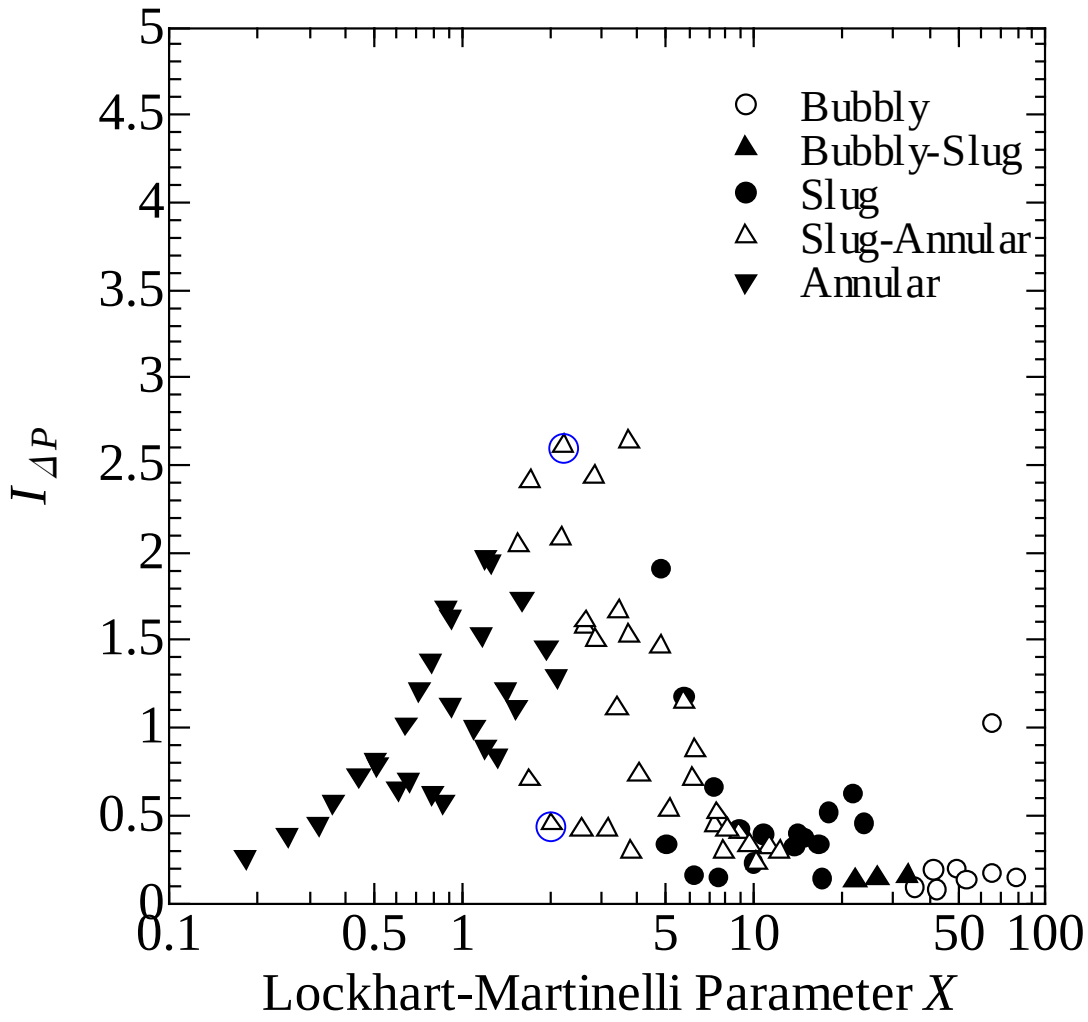


図 4.14 通常流路の屈曲管における Lockhart-Martinelli パラメータと圧力損失変動強度の相関図

4.4 むすび

曲がり部を持つ狭隘流路の流動特性について，曲がり部の形状の影響を解明するために，曲がり管と屈曲管のテストセクションを作製し，流動の可視化及び圧力損失の測定を行った．その結果から，直管部との比較を行い，曲がり部の形状の影響を解明し，以下の結論を得た．

1. 屈曲管では，流路内側によどみ域が発生する．スラグ環状流が通過すると，屈曲管の入口と出口付近の流路内側に気体スラグからはく離した気泡が滞留する．
2. 曲がり部を通過すると，屈曲管では気泡流領域が増加する．一方，曲がり管では逆に気泡流領域が減少する．
3. 屈曲管ではよどみ域の発生により，直管部と比較して圧力損失の時間平均値が大きくなる．一方，曲がり管では二相流の相分離が支配的になり，圧力損失の時間平均値は小さくなる傾向を示す．
4. 曲がり部においても圧力損失変動は直管部と同様に，X=2 付近で極大値を示す山型の分布を示す．このときの流動様式はスラグ環状流に対応する．
5. 屈曲管では，見かけ流速が小さい場合にはよどみ域の影響により，圧力損失変動が大きくなる傾向を示す．しかしながら，見かけ流速が大きい場合にはよどみ域により間欠的な流れが抑制され，圧力損失変動が大幅に小さくなる．これらの結果より，屈曲管では圧力損失変動を条件によっては小さくできる可能性があることが明らかになった．

参考文献

[1] Kariyasaki, A., Fukano, T., Okada, A. and Kagawa, M., ‘Isothermal air-water two-phase flow through a horizontal capillary return bend,’ *Trans. JSME*, **62** (593B), pp.115-121, (1996).

[2] Cubaud, T. and Ho, C., ‘Transport of bubbles in *Physics of Fluids*, **16** (12), pp.4575-4585, (2004).

第 5 章

濡れ性が及ぼす気液二相流動への影響

5.1 まえがき

狭隘流路内のように表面張力が強く支配する体系では，流路壁面の濡れ性の影響がより顕著に現れると考えられる．狭隘流路内における壁面の濡れ性と二相流の関係に着目した研究として，例えば Barajas と Panton は内径 1.6mm の水平狭隘流路内に形成する空気/水系二相流を対象に，濡れ性の変化に対する流動様式の遷移特性を評価しており，特に撥水管を用いた場合には流動様式の遷移特性が大きく変化することを報告している[1]．また，最近では Lee らも壁面の濡れ性及び動作流体の表面張力を変化させて，流動様式の遷移特性に着目した研究を行っている[2]．このように，狭隘流路における気液二相流の流動特性に及ぼす壁面濡れ性の影響に着目した研究が幾つか行われているものの，その内容は流動観察結果のみに留まっている．一方，今後狭隘流路を有する機器を高度化していくためには，基本パラメータである圧力損失及びその変動特性と壁面濡れ性の関係をより詳細に解明する必要がある．

そこで，本研究ではまず基本となる狭隘流路の直管部の流動様式における濡れ性の影響を評価した．また，従来の結果との比較を行い，その結果の妥当性について議論した．次に圧力損失特性に関しては，圧力損失の時間平均値を求め，濡れ性による傾向の変化を考察した．また，二相圧力損失増倍係数と Lockhart-Martinelli パラメータにより，Chisholm の相関式を導出し，既存の相関式との比較及び壁面濡れ性による傾向の違いを考察した．さらに圧力変動に関しては，圧力損失変動強度と Lockhart-Martinelli パラメータにより壁面濡れ性の影響を特徴づけることを試みた．そして，屈曲管についても直管部と同様の実験及び解析を行い，壁面濡れ性による影響を考察した．

以上により，壁面濡れ性が及ぼす影響を解明した．

5.2 直管部の壁面濡れ性の影響

5.2.1 流動様式遷移図

図 5.1 に本研究における流動様式の分類を示す．各流路で観察された流動様式を気泡流，気泡スラグ流，スラグ流，スラグ環状流，環状流，リブレット流に分類した．リブレット流では写真のように液滴が管壁面に付着し，一様な液膜が流路に形成されず，この流れは撥水流路でのみ観察された．撥水流路では壁面濡れ性の影響により，固液界面の表面張力が低下し，流路壁面上に一様な液膜が形成されにくいと考えられる．そのために，撥水処理を施した場合にはリブレット流への遷移が起こりやすくなると推察される．

図 5.2～5.4 に本研究における各流路の直管部の流動様式遷移図を示す．縦軸は液相みかけ流速 J_L，横軸は気相みかけ流速 J_G を表す．図中の記号はそれぞれ、○は気泡流，▲は気泡スラグ流，●はスラグ流，△はスラグ環状流，▼は環状流を表す．図 5.2 に示すように，通常流路においては J_G, J_L が小さい領域でスラグ流となり，J_G を増加させる，つまり気相の割合をおおきくするにつれ，スラグ環状流，環状流へと遷移していく．J_G が小さい領域において J_G 一定で J_L を増加させ液相の割合が大きくなると，J_L=0.4m/s を越える付近から気泡流へと遷移する． 次にそのまま J_G を増やすと J_G =0.6m/s 付近から気泡スラグ流となり，順にスラグ環状流，環状流へと変化する．

図 5.3 に示すように，撥水流路では通常流路と比較するとスラグ流の領域が狭く，気泡スラグ流の領域が広くなっていることが分かる．これは，気液混合部の影響によるものと考えられる．気液混合部で気泡が生成される際には固気液界面が必ず生じる．撥水流路では，固気液界面ができやすく，スラグ流が気泡スラグ流に変化しやすくなっていると考えられる．また，通常流路と比較すると濡れ性の影響により，スラグ環状流と環状流の境界が変化していることが分かる．撥水流路では，固液界面の表面張力が低下するために液スラグが形成されにくい．そして，固液界面の表面張力が低下しているため，気液界面のせん断力により液が動かされやすいと考えられる．これらの壁面濡れ性の影響により，撥水流路ではスラグ環状流から環状流への遷移がより J_G が小さい領域で起こっていると推察される．

一方，図 5.4 に示すように親水流路では濡れ性の影響により，スラグ流及び気泡スラグ流の領域が広く，気泡流の領域が狭くなっている．親水流路の気液

混合部では壁面が濡れやすく，固気液界面が生じにくいと考えられる．そのために，気泡流への遷移が起こりにくくなるために，スラグ流や気泡スラグ流が幅広く分布すると考えられる．

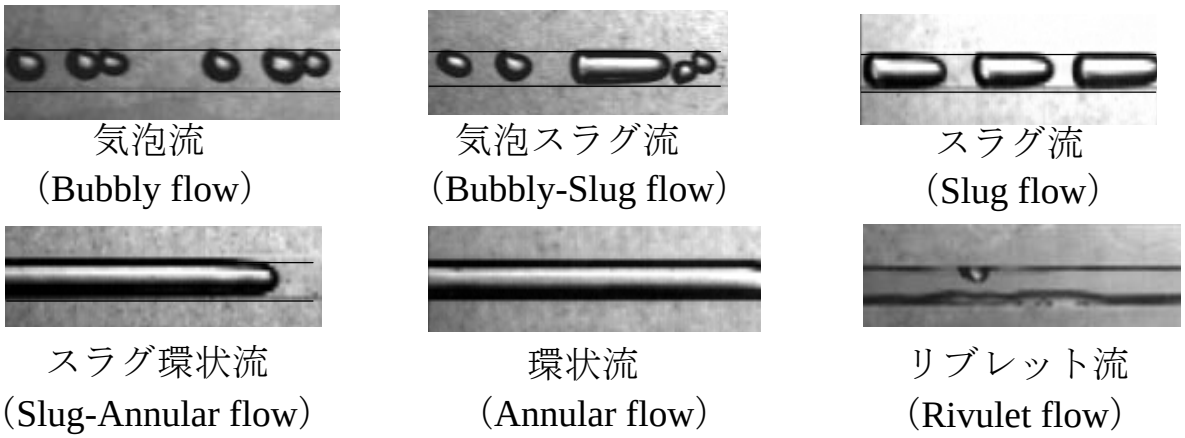


図 5.1 本研究における流動様式の分類

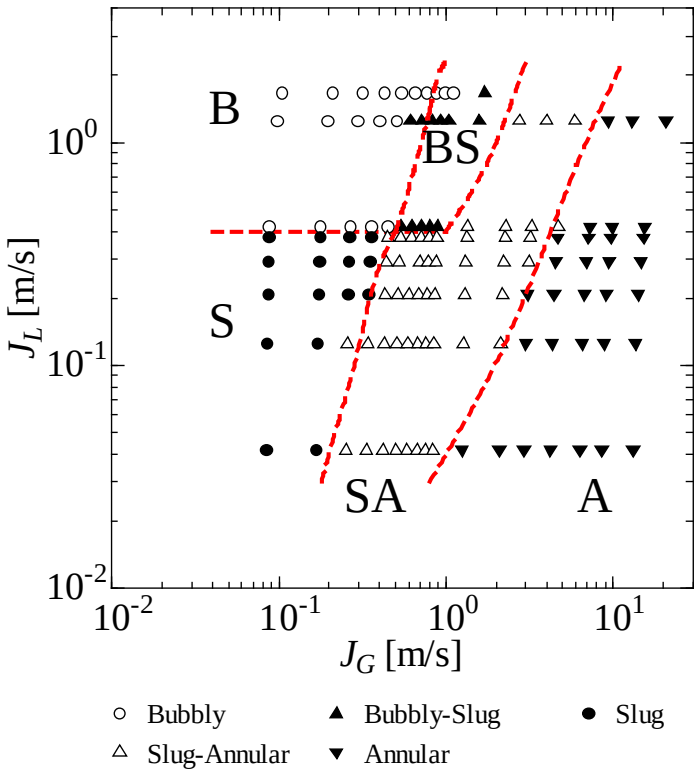


図 5.2 通常流路の直管部の流動様式遷移図（θ =64°）

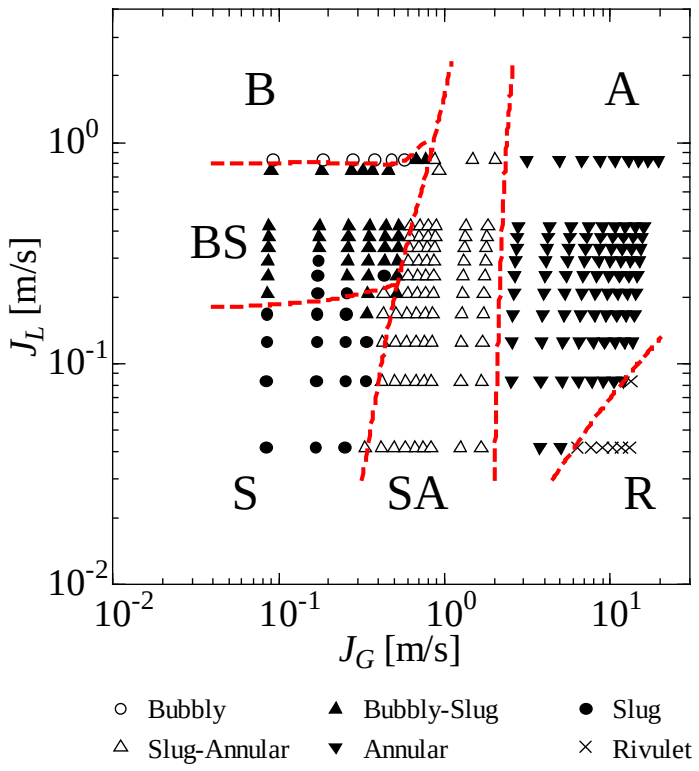


図 5.3 撥水流路の直管部の流動様式遷移図（θ =104°）

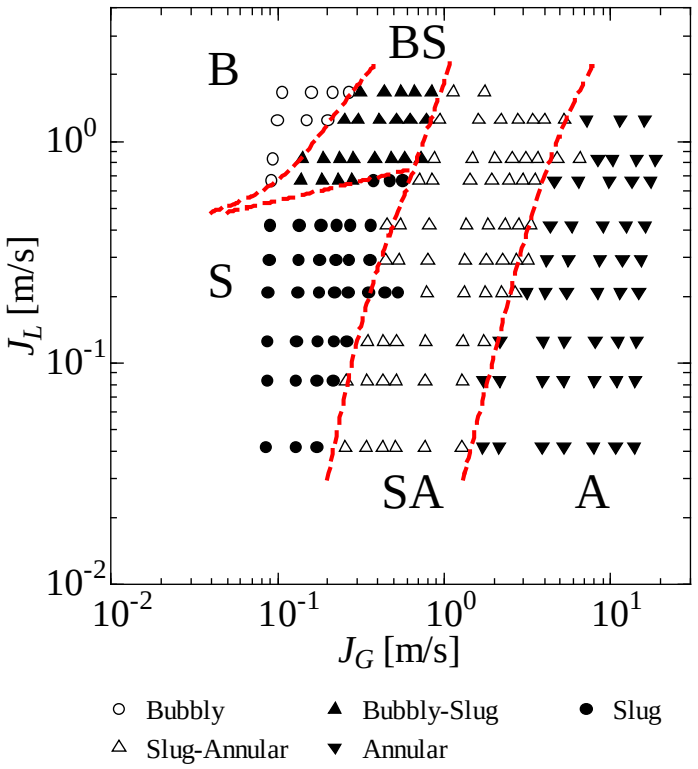


図 5.4 親水流路の直管部の流動様式遷移図（θ <5°）

5.2.2 圧力損失特性

圧力損失の時間平均値

図 5.5 に直管部における通常流路，撥水流路，親水流路での液相みかけ流速 J_L を一定にした圧力損失の時間平均値の比較を示す．図 5.5 において縦軸は圧力損失の時間平均値を直管部の長さ L で除した値であり，横軸は気相見かけ流速 J_G を表す．○，△，□がそれぞれ液相見かけ流速 J_L=0.208m/s，0.292m/s，0.375m/s に，また黒い線が通常流路，青い線が撥水流路，赤い線が親水流路に対応している．

各流路について考察すると，通常流路では圧力損失の時間平均値が気相見かけ流速の増加とともに増加し，流動様式がスラグ流からスラグ環状流に遷移するときに極大値を示す．極大値を示した後に，気相見かけ流速の増加とともに減少する．そして，気相見かけ流速の増加とともに再び増加する．

親水流路では通常流路と同様に流動様式スラグ流からスラグ環状流に遷移するときに極大値を示す．極大値の値は通常流路と比較すると小さいが，撥水流路と比べると大きくなる．

一方，撥水流路では他の流路とは異なり，極大値をほとんど示さず，圧力損失の時間平均値の値も小さくなる傾向を示す．

これらの各流路における結果を流動様式と対応させて考察すると，通常流路及び親水流路では気相見かけ流速が増加し，スラグ流になると極大値を示す．しかし，図 5.3 に示すように撥水流路では他の流路がスラグ流になる領域で気泡スラグ流に遷移しており，管内のスラグの数が少なくかつスラグ長さが長くなっていると考えられる．また，撥水流路では他の流路よりスラグ環状流への遷移が早い．これらの影響により，撥水流路ではスラグ流に遷移せず，極大値を示さないので圧力損失の時間平均値が小さくなっていると考えられる．

親水流路では通常流路と同様にスラグ流領域で極大値を示しているが，極大値は小さい．このような現象が起こるのは壁面の濡れ性により，流路壁面上に形成する液膜の状態が変化するためであると考えられる．親水流路では，流路壁面の濡れが保持されやすく，この影響によりスラグ流領域でも微小な液膜が流路壁面全体に広がりやすいと推察される．一方，通常流路のスラグ流領域では液膜を流路壁面全体に保持することが難しく，部分的に乾いてしまう．このような現象が起こると，管内の液スラグの前進接触角と後退接触角の差が広がりやすく，圧力損失の時間平均値が大きくなる．このために，通常流路では親

水流路よりも液スラグが流れにくくなるために，圧力損失の時間平均値が増加していると考えられる．

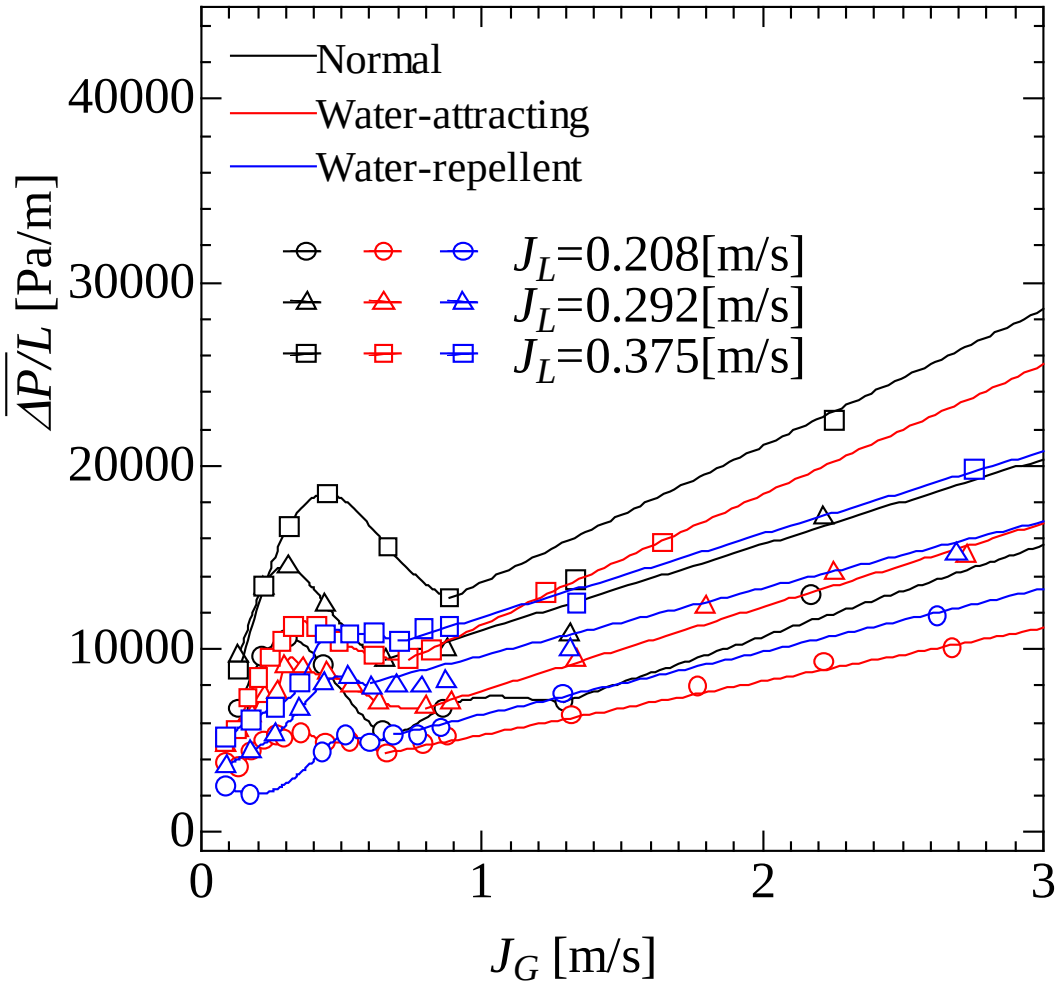


図 5.5 直管部の圧力損失の時間平均値

二相圧力損失増倍係数

図 5.6～5.8 に直管部における通常流路，撥水流路，親水流路の二相流圧力損失増倍係数についての図を示す．ここで縦軸は二相流圧力損失増倍係数，横軸は Lockhart-Martinelli パラメータを表している．●が気相の二相流圧力損失増倍係数 ϕ_G，○が液相の二相流圧力損失増倍係数 ϕ_L を表し，赤い曲線が Chisholm パラメータ C を 21 にしたときの Chisholm の式を表しており，黒い曲線は実験値と最も適合する Chisholm パラメータ C を最小二乗法により求め，その値による Chisholm の式を表している．各流路において，データが比較的まとまり，それぞれ ϕ_G，ϕ_L は Lockhart-Martinelli パラメータでおおよそ表せているといえる．　しかし，各流路とも Lockhart-Martinelli パラメータが小さい領域，すなわち環状流の領域では，管の断面形状の影響が顕著になる．そのため，液膜が管断面に一様に分布しなくなるので壁面摩擦が小さくなる．その結果，Chisholm パラメータ C が小さくなる傾向を示している．

各流路を比較すると，撥水流路が C=10，親水流路が C=9 に対して，通常流路では C の値が 14 になり，他の流路よりかなり大きな値を示している．また，特に X=5～10 の領域で二相圧力損失増倍係数が大きくなる傾向を示しており，このときの流動様式はスラグ流またはスラグ環状流に対応している．このことから，通常流路では管内に形成した液スラグが流れるときに，他の流路よりも大きな壁面摩擦が生じていると考えられる．前述のように，管内を液スラグが流れるときには，液スラグの固気液界面の前進接触角と後退接触角の差が支配的になり，通常流路ではこの差が大きいと考えられる．そのためにスラグ流やスラグ環状流の領域で，特に二相流圧力損失増倍係数が大きくなる．

また，結果の妥当性を検証するために，Mishima らにより提案されている下式を用いて本研究における ϕ_l の Chisholm パラメータ C を求めた[3]．

$$C = 21(1 - e^{-0.319 d_h}) \tag{5-1}$$

ここで，d_h は水力等価直径である．なお，上式は親水流路であるガラス管及びアルミニウム管を用いた実験により求められている．この式より，本研究で用いた水力等価直径 2mm の親水流路における ϕ_L の Chisholm パラメータ C を求めた．その結果，ϕ_L の Chisholm パラメータ C の値は 9 になり，本研究における実験値より求めた値とほぼ等しい．したがって，本研究における親水流路の

実験結果は従来の研究結果とも整合性のある値をとっている.

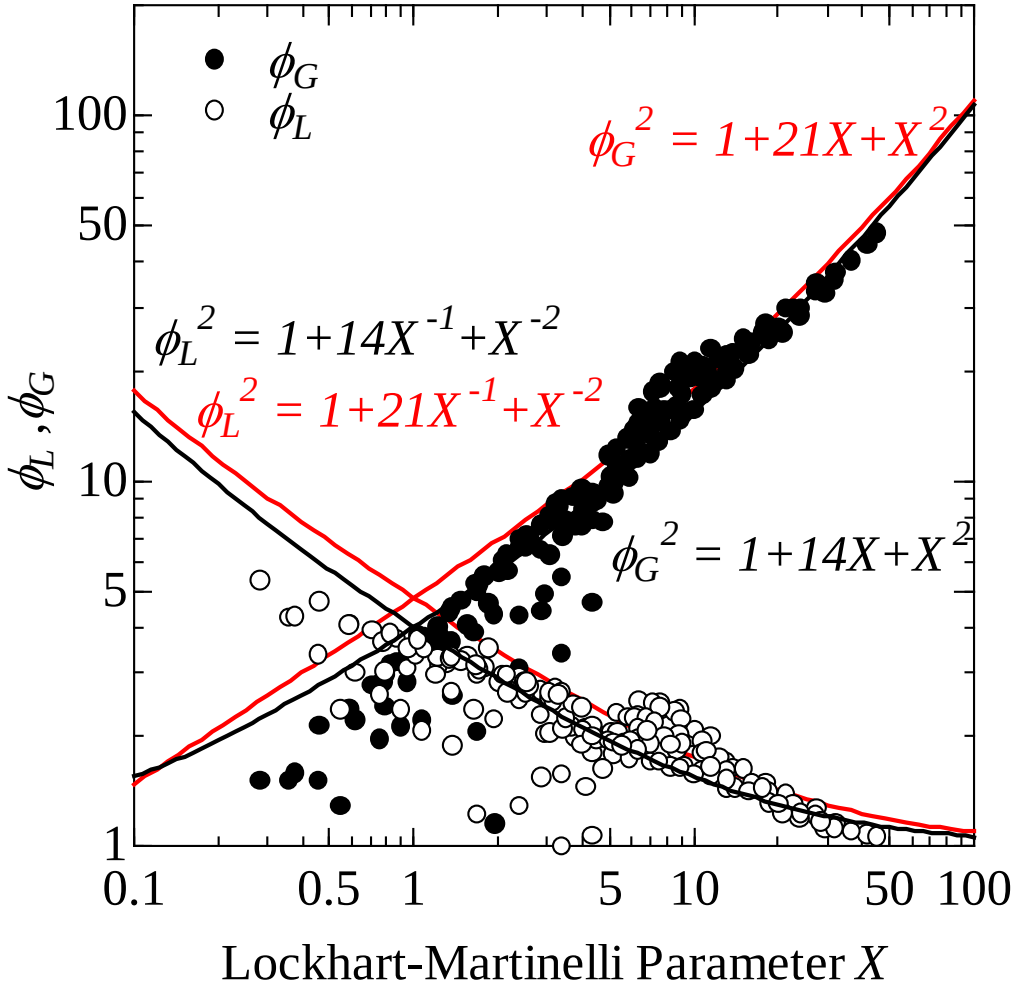


図 5.6 通常流路の直管部の二相圧力損失増倍係数

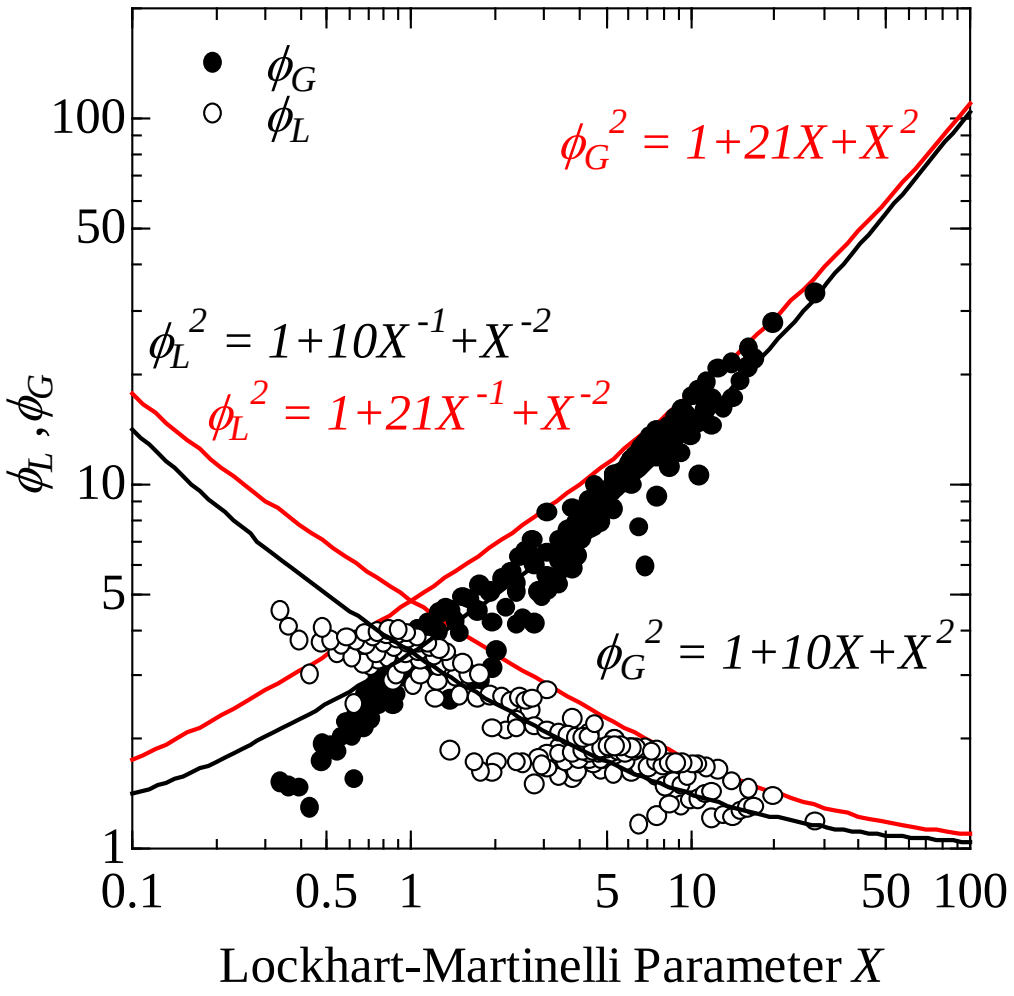


図 5.7 撥水流路の直管部の二相圧力損失増倍係数

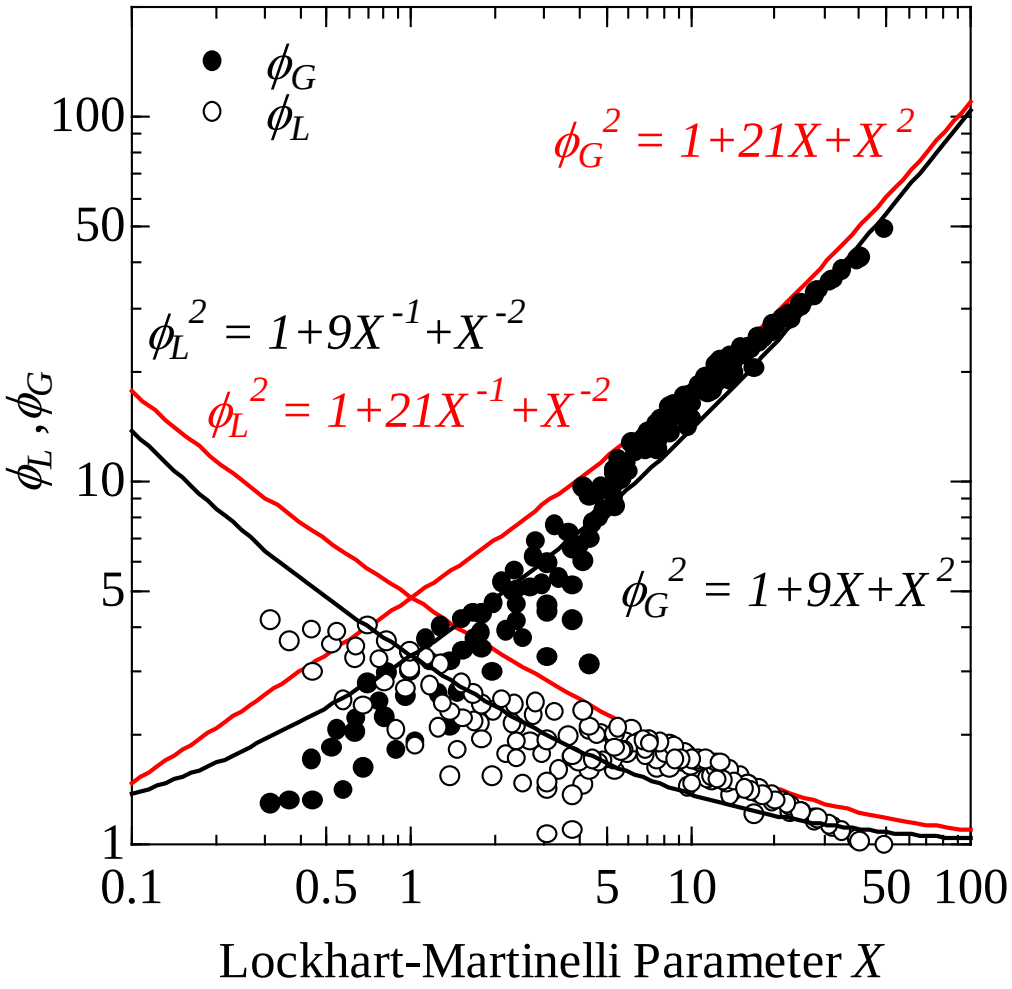


図 5.8 親水流路の直管部の二相圧力損失増倍係数

圧力損失変動

図 5.9～5.11 に直管部における通常流路，撥水流路，親水流路の圧力損失変動強度についての図を示す．ここで，縦軸は圧力損失変動強度 $I_{\Delta P}$，横軸は Lockhart-Martinelli パラメータ X を表している．各流路ともに流路壁面の濡れ性によらず，X＝2 付近で極大値を取る山型の分布を示している．このときの流動様式はスラグ環状流に対応する．つまり，各流路ともにスラグ環状流領域で極大値を示す．スラグ環状流領域では，管内で液スラグが形成されやすく間欠的な流れになりやすい．そのために，各流路において圧力損失変動が大きくなると考えられる．

図 5.9 及び図 5.11 より，通常流路と親水流路では $I_{\Delta P}$ の分布範囲が狭く，また Lockhart-Martinelli パラメータにより比較的よくまとまっている．つまり，気液二相流中の気相成分及び液相成分の比率により，圧力損失変動が決定できることが分かる．しかしながら，図 5.10 から分かるように撥水流路では $I_{\Delta P}$ の分布範囲が広く，Lockhart-Martinelli パラメータではまとまりにくい．また，特にスラグ流領域に対応する X=10 付近で $I_{\Delta P}$ の分布範囲が広くなることが分かる．撥水流路では，濡れ性の影響により流路壁面が一度濡れても乾きやすくなり，壁面の状態が不安定になりやすい．そのために，他の流路と比較して，圧力損失変動が大きくなっていると考えられる．また，通常流路と比較すると，気泡流を除くすべての流動様式で通常流路より $I_{\Delta P}$ が大きくなる傾向を示している．撥水流路では管壁に液膜が形成されにくいため，他の流路より壁面摩擦損失が減少しやすい．このため，圧力損失の時間平均値が小さくなるので，$I_{\Delta P}$ が増加すると考えられる．

一方，親水流路では図 5.11 より X＝2 付近で極大値を示す際に他の流路より $I_{\Delta P}$ が大きくなることが分かる．また，図 5.2～5.4 の各流路における流動様式遷移図を比較すると，親水流路では他の流路よりスラグ流及びスラグ環状流領域が広くなっていることが分かる．このことから，親水流路では管内に液スラグが形成されやすいと推察される．そのために，親水流路では他の流路よりも間欠的な流れになりやすく，圧力損失変動が大きくなりやすいと考えられる．

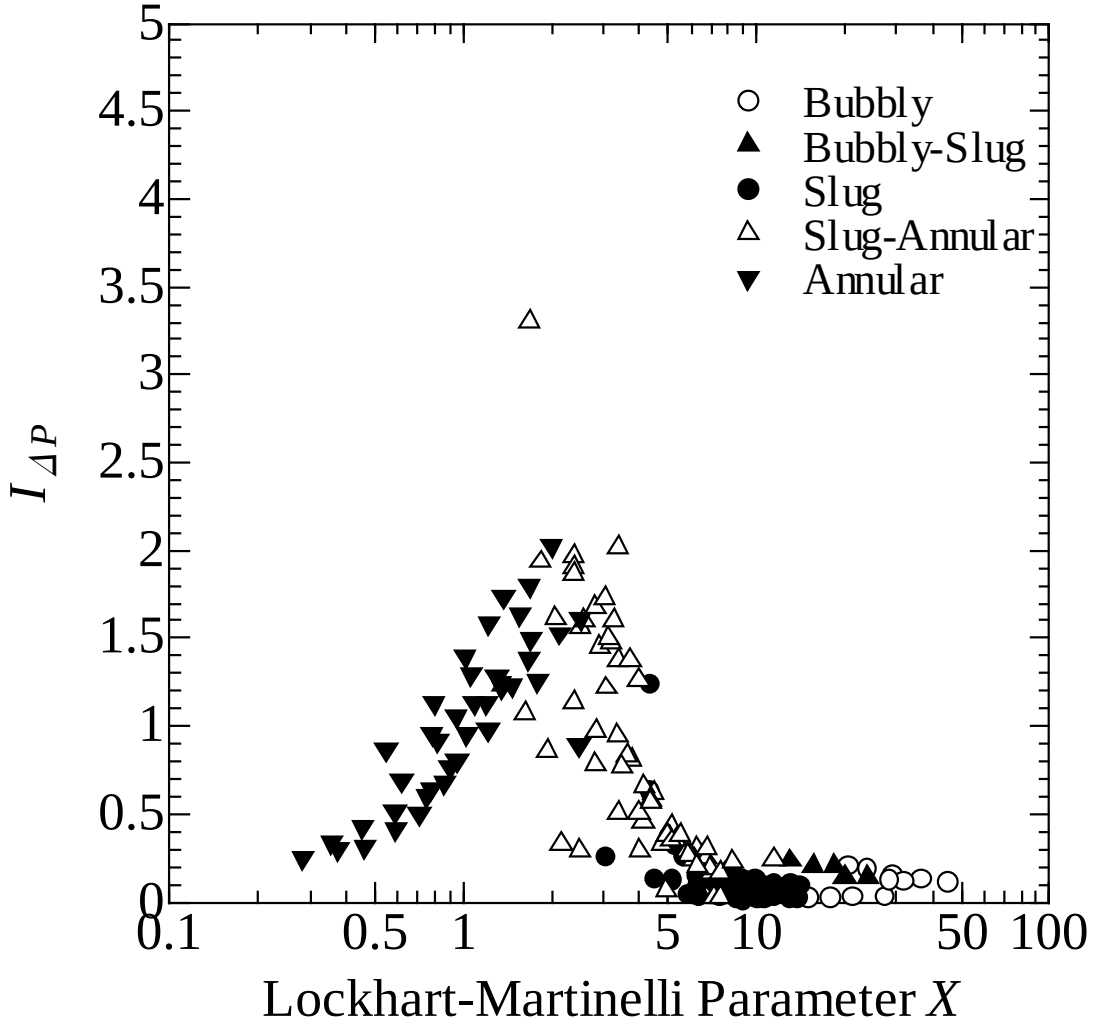


図 5.9 通常流路の直管部の圧力損失変動強度

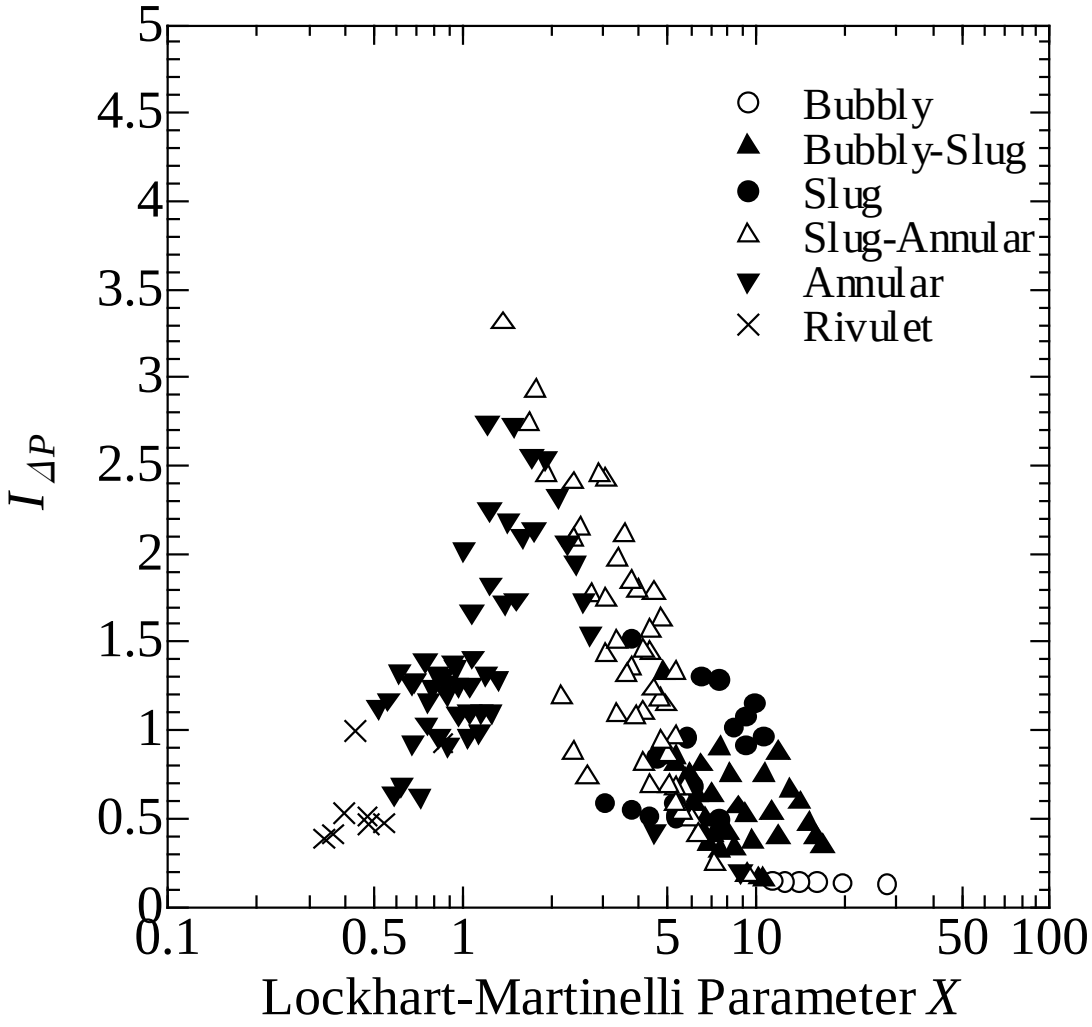


図 5.10 撥水流路の直管部の二相圧力損失変動強度

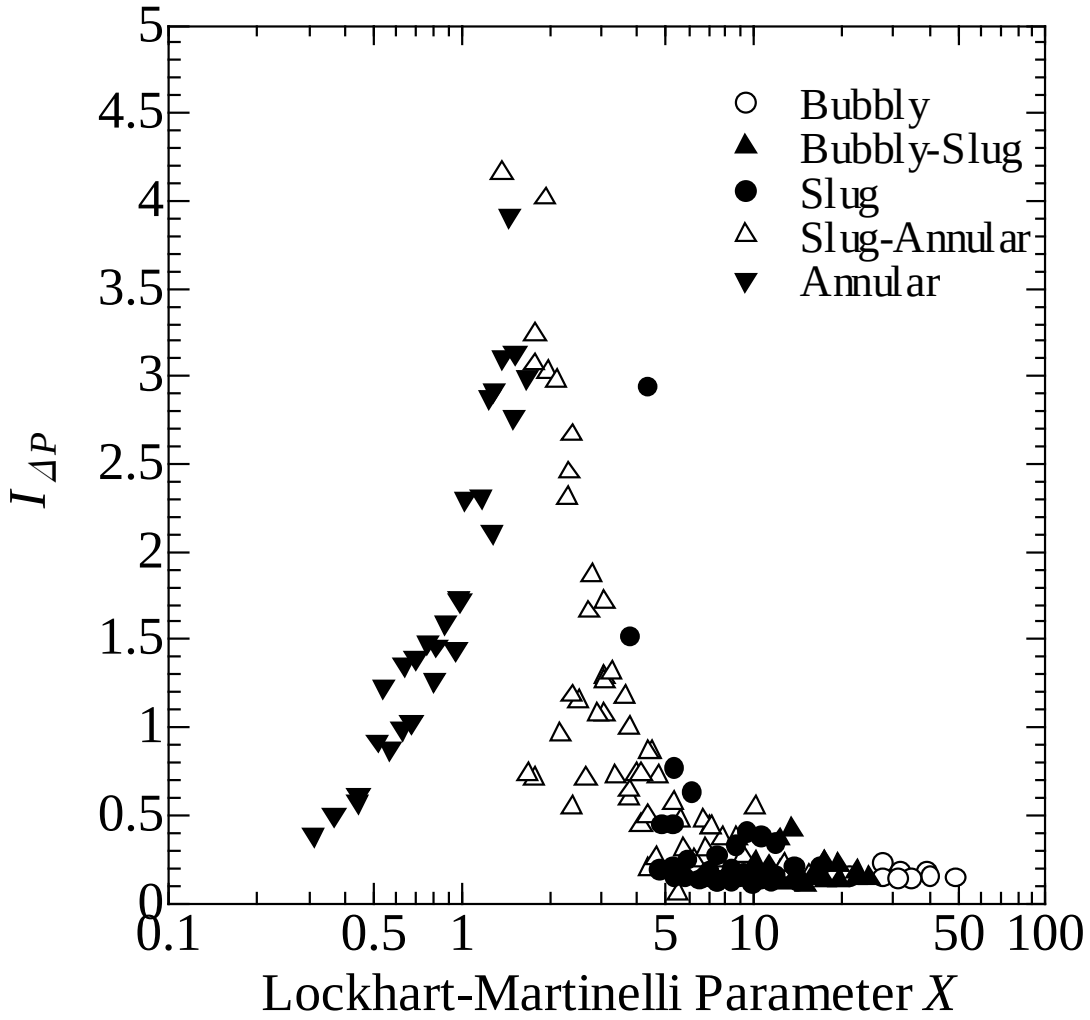


図 5.11 親水流路の直管部の二相圧力損失変動強度

5.3 屈曲管における壁面濡れ性の影響

5.3.1 流動様式遷移図

図 5.12～5.14 に本研究における各流路の屈曲管の流動様式遷移図を示す．縦軸は液相みかけ流速 J_L，横軸は気相みかけ流速 J_G を表す．　図中の記号はそれぞれ、○は気泡流，▲は気泡スラグ流，●はスラグ流，△はスラグ環状流，▼は環状流を表す．図 5.2～5.4 に示す各流路の直管部の流動様式遷移図と比較すると，各流路ともにスラグ環状流と環状流の境界は変化していないが，気泡スラグ流に接する境界が変化していることが分かる．

親水流路では通常流路と同様に直管部でスラグ環状流であった領域の一部が気泡スラグ流に変化している．

また，撥水流路の屈曲管における流動様式遷移図は，スラグ環状流だけでなくスラグ流領域においても流動様式が気泡スラグ流に変化している．これは屈曲管のよどみ域による気液界面積の増加に加えて，撥水流路では気液混合部にて固気液界面ができやすいので，気泡スラグ流の領域がより大きくなったと推察される．

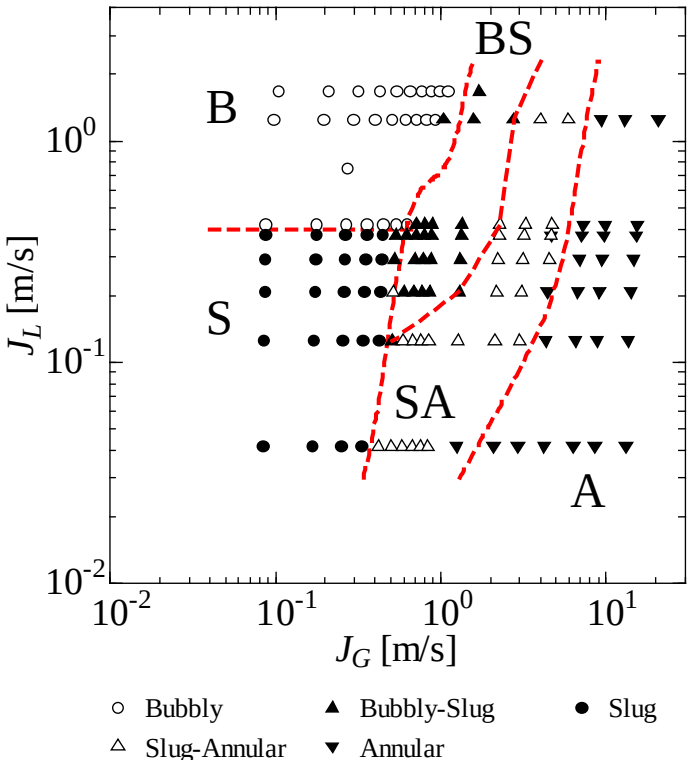


図 5.12 通常流路の屈曲管の流動様式遷移図（θ =64°）

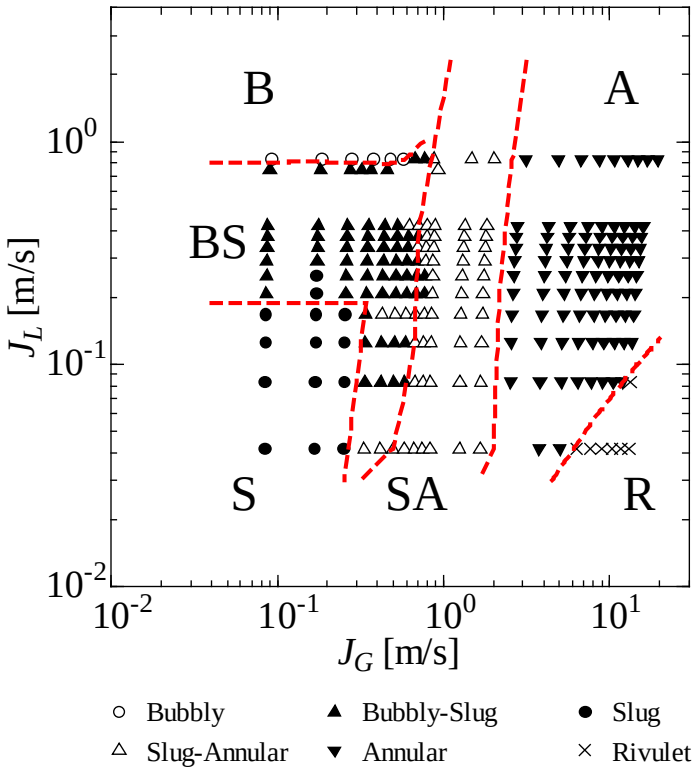


図 5.13 撥水流路の屈曲管の流動様式遷移図（θ =104°）

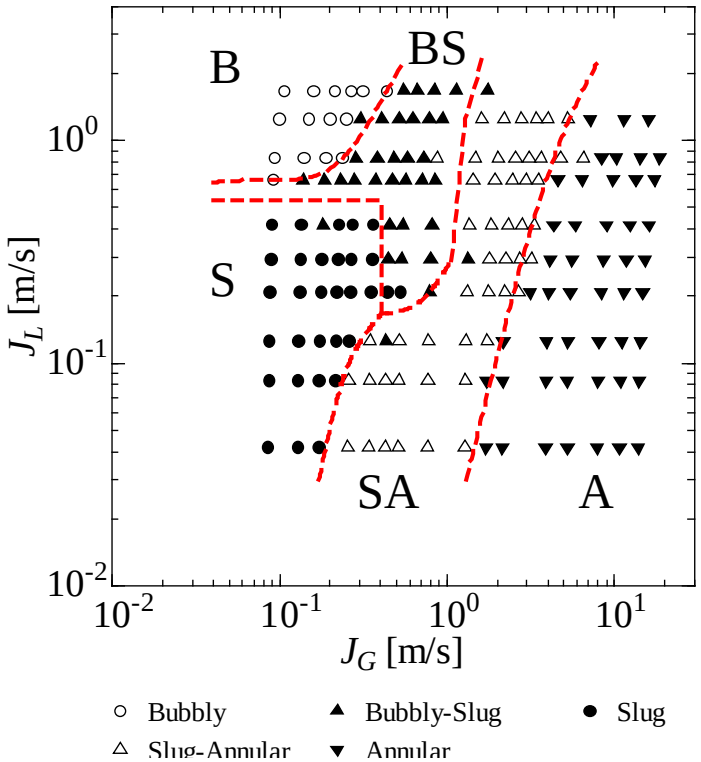


図 5.14 親水流路の屈曲管の流動様式遷移図（θ <5°）

5.3.2 圧力損失の時間平均値

図 5.15 に屈曲管における通常流路，撥水流路，親水流路での液相みかけ流速 J_L を一定にした圧力損失の時間平均値の比較を示す. 図 5.15 において縦軸は圧力損失の時間平均値を曲がり部の長さ L で除した値であり，横軸は気相みかけ流速 J_G を表す．○，△，□がそれぞれ液相みかけ流速 J_L=0.208m/s，0.292m/s，0.375m/s に，また黒い線が通常流路，青い線が撥水流路，赤い線が親水流路に対応している.

図 5.5 から，直管部では各流路の濡れ性の性質により圧力損失の時間平均値が異なった傾向をとるが，屈曲管では図 5.15 に示すように各流路の濡れ性の性質によらず圧力損失の時間平均値が同じ傾向になる．このことは，屈曲管では壁面濡れ性よりもよどみ域の影響が支配的になることを示唆する.

また， 直管部と屈曲管における圧力損失の時間平均値の大きさを比較すると, J_G の小さい領域では直管部と屈曲管の値の差は小さい．しかし, J_G が大きくなるにつれて，屈曲管における圧力損失の時間平均値の増加量が大きく，直管部との値の差が大きくなる．これは J_G が大きくなるにつれて，気液二相流が屈曲管を通過する際に及ぼされる影響が顕著になってくるからであると考えられる．気液二相流が屈曲管を通過する際には，気相と液相の密度差により各相が受ける遠心力に差が生じる．このため，気相と液相が相分離を起こし，流路内側に気相，外側に液相が分布しやすくなる. そして, J_G が大きくなるとよどみ域の影響が大きくなり，気液界面のせん断力が強くなるので，気体スラグから気泡が分離するといった特有の現象が起こる．この結果，屈曲管を通過することで気液界面積が増加し，圧力損失の時間平均値が大きくなっていると考えられる．一方, J_G が小さくなるにつれて，気液二相流の気相成分が減少し，液単相流の状態に近づいてくる．したがって，気液二相流が屈曲管を通過するときに起こる相分離や気泡の分離といった特有の現象が起こりにくくなる. このため，よどみ域の影響が小さくなり，直管部と屈曲管の圧力損失の時間平均値が近づいてくると考えられる.

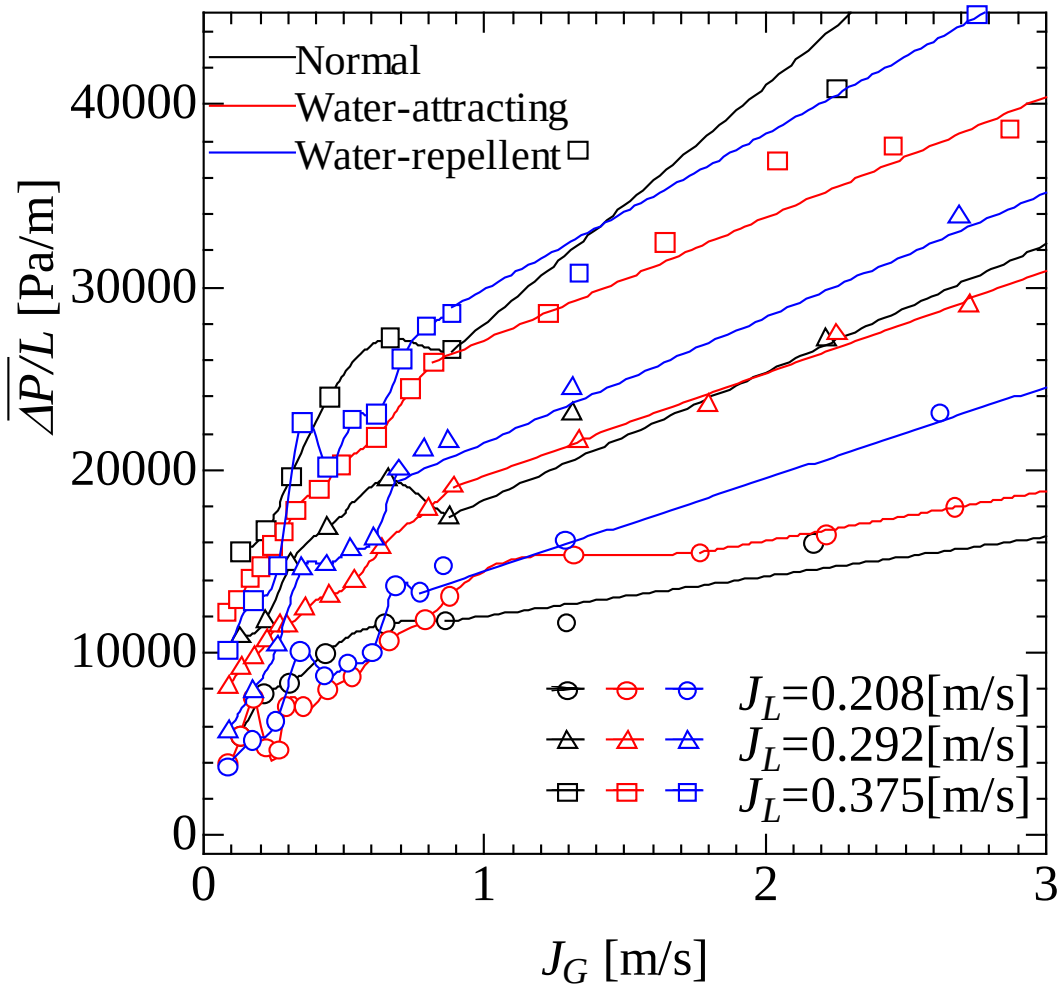


図 5.15 屈曲管の圧力損失の時間平均値

5.3.3 二相圧力損失増倍係数

図 5.16～5.18 に屈曲管における通常流路，撥水流路，親水流路の二相流圧力損失増倍係数についての図を示す．ここで縦軸は二相流圧力損失増倍係数，横軸は Lockhart-Martinelli パラメータを表している．●が気相の二相流圧力損失増倍係数 ϕ_G，○が液相の二相流圧力損失増倍係数 ϕ_L を表し，赤い曲線が Chisholm パラメータ C を 21 にしたときの Chisholm の式を表しており，黒い曲線は実験値と最も適合する Chisholm パラメータ C を最小二乗法により求め，その値による Chisholm の式を表している．

図 5.6～5.8 に示す直管部の二相流圧力損失増倍係数と比較すると，図 5.16～5.18 に示すように屈曲管では各流路ともに ϕ_G，ϕ_L が Lockhart-Martinelli パラメータ X によりまとまる傾向であることが分かる．また，通常流路及び親水流路では直管部より Chisholm パラメータ C の値が小さくなっていることが分かる．屈曲管では遠心力により気液二相流の相分離が起こり，液相は外側に分布しやすい．一方，特に親水流路では屈曲管における遠心力よりも濡れ性の影響が顕著になる場合があると考えられる．そのときには固液界面の表面張力の効果により，液相が屈曲管の流路壁面の内側に滞留しやすくなる．これらの効果により，通常流路及び親水流路の屈曲管では流路外側もしくは内側のどちらかの液膜が厚くなっていると考えられる．この結果，屈曲管での壁面摩擦が小さくなり二相流の圧力損失が減少するので二相流圧力損失増倍係数が小さくなっていると推察される．

一方，撥水流路では直管部と屈曲管における Chisholm パラメータ C の値が等しくなっている．撥水流路では濡れ性の効果により，固液界面の表面張力が低下しているため，気液界面のせん断力により液が動かされやすく流路壁面に液膜が形成されにくい．したがって，屈曲管における遠心力の効果により気液二相流の相分離が起こっても，他の流路と比較すると液膜が厚くなりにくいと推察される．その結果，撥水流路では屈曲管における遠心力の影響により，Chisholm パラメータ C の値が変化しにくい傾向になっていると考えられる．

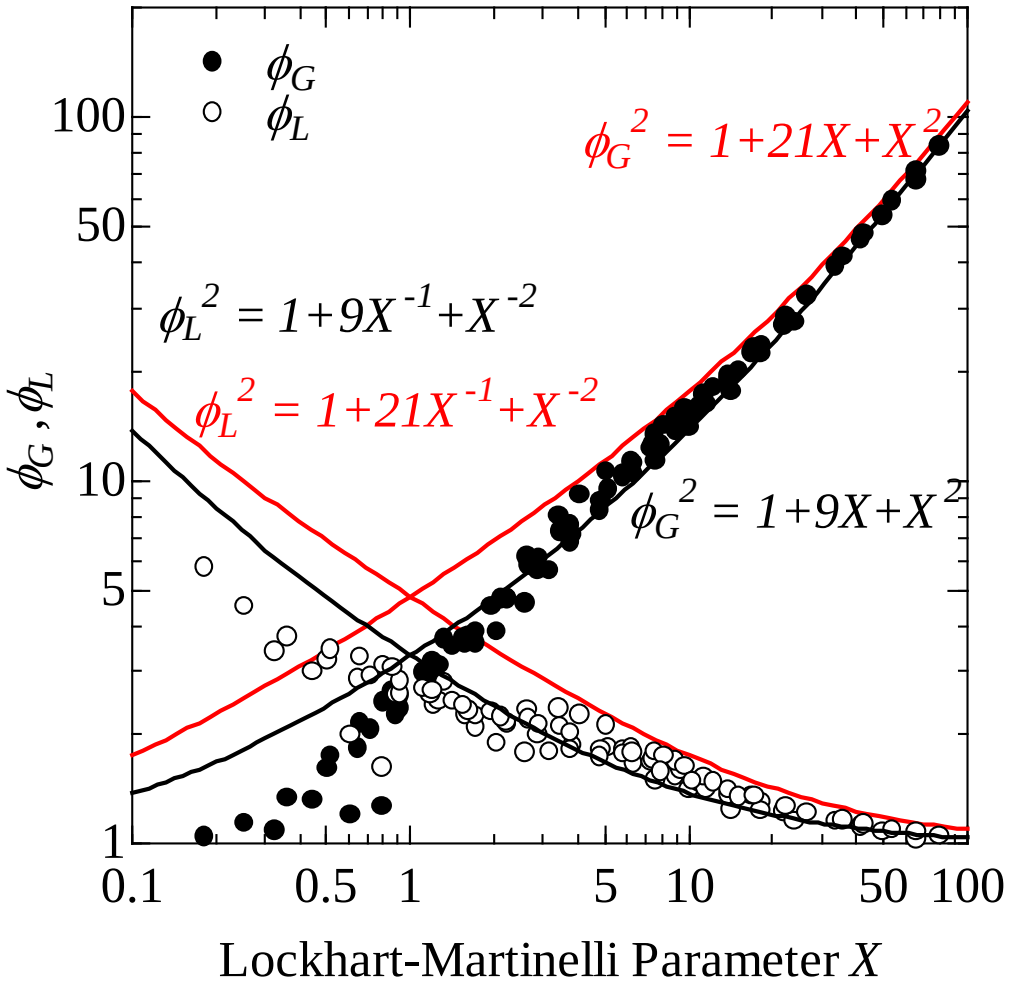


図 5.16 通常流路の屈曲管における二相圧力損失増倍係数

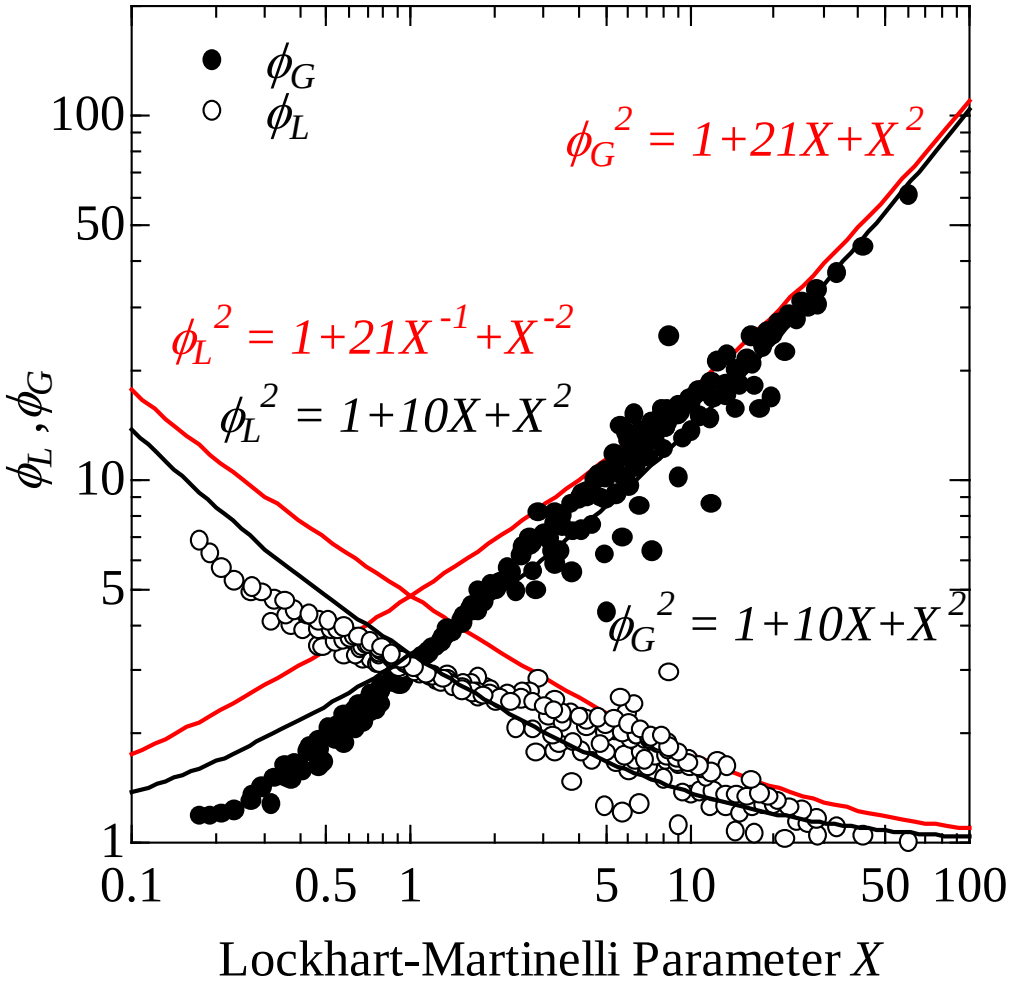


図 5.17 撥水流路の屈曲管における二相圧力損失増倍係数

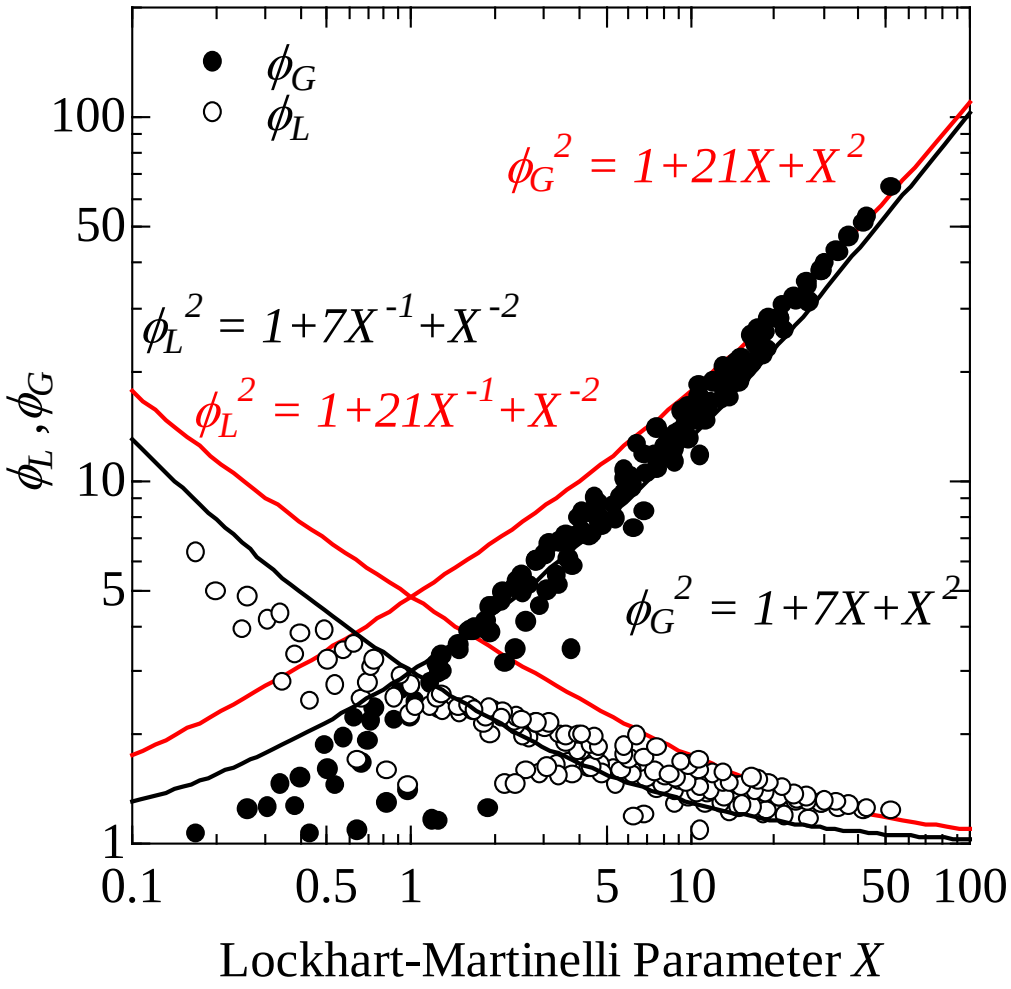


図 5.18 親水流路の屈曲管における二相圧力損失増倍係数

5.3.4 圧力損失変動

屈曲管の圧力損失変動に及ぼす濡れ性の影響を調べるために，各流路の圧力損失変動強度を Lockhart-Martinelli パラメータにより整理した．図 5.19～21 に各流路の屈曲管における圧力損失変動を示す．図 5.9～5.11 に示す直管部の圧力損失変動と比較すると，全体的に圧力損失変動強度の分布範囲が広くなっていることが分かる．また，圧力変動強度の大きさも屈曲管の影響により大きくなっている．

各流路について考察すると，通常流路の屈曲管では，X=0.5～10 にわたる広い領域で圧力損失変動強度の分布範囲が広くなる．このときの流動様式はスラグ環状流及び環状流であり，特にスラグ環状流のときに圧力損失変動強度の値が $I_{\Delta P}$=0.2～2.7 と幅広い値を示すようになる．これは屈曲管ではよどみ域の発生により，気泡が滞留するような特異な現象が現れる場合があり，このことにより圧力損失変動強度は Lockhart-Martinelli パラメータのみで一意的に決定することができなくなる．また，撥水流路の屈曲管における圧力損失変動強度の分布範囲は，気泡流領域とリブレット流領域を除き，Lockhart-Martinelli パラメータの値に関わらず広くなることが分かる．撥水流路の屈曲管では圧力損失変動強度を Lockhart-Martinelli パラメータでもはや整理することができない．この傾向は環状流領域で特に顕著である．

一方，親水流路の屈曲管では X=0.5～2 の付近，つまり流動様式が環状流のときに圧力損失変動強度の値が $I_{\Delta P}$=2～4.8 と幅広い値をとるものの全体的には圧力損失変動強度の分布範囲が狭い．つまり，Lockhart-Martinelli パラメータで比較的よく整理することができる．また，直管部と同様に圧力損失変動強度は流路壁面を親水性にすることにより大きくなっていることが分かる．これは親水流路の屈曲管では圧力損失の時間平均値が小さくなるからであると考えられる．

これらの結果は，屈曲管の流路壁面の濡れ性を変化させることにより圧力損失強度の分布範囲及びその大きさを制御できる可能性があることを示すものである．また，撥水流路及び親水流路が圧力損失変動強度に及ぼす特徴的な現象については，撮影画像からの流動状態の観察により次節にて考察する．

.

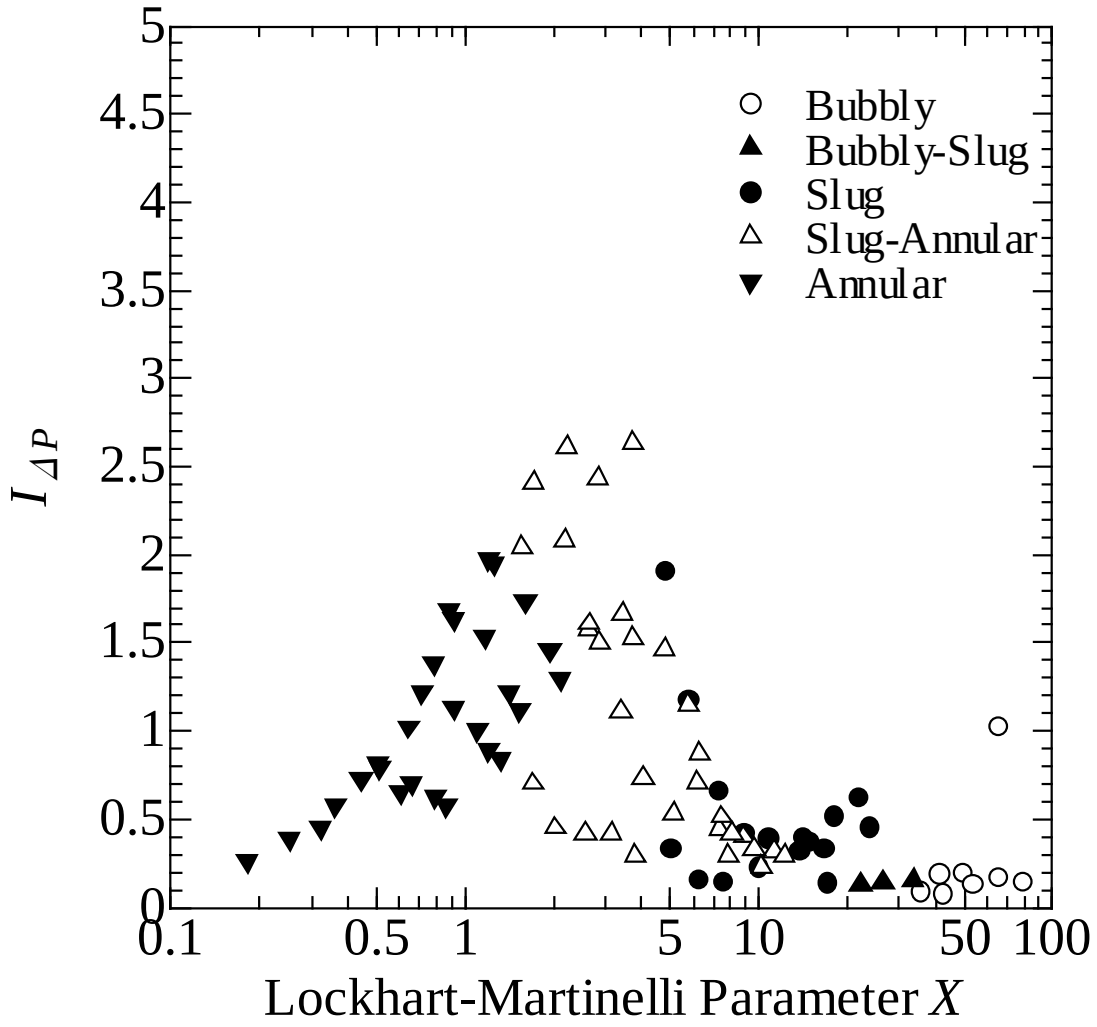


図 5.19 通常流路の屈曲管における圧力損失変動

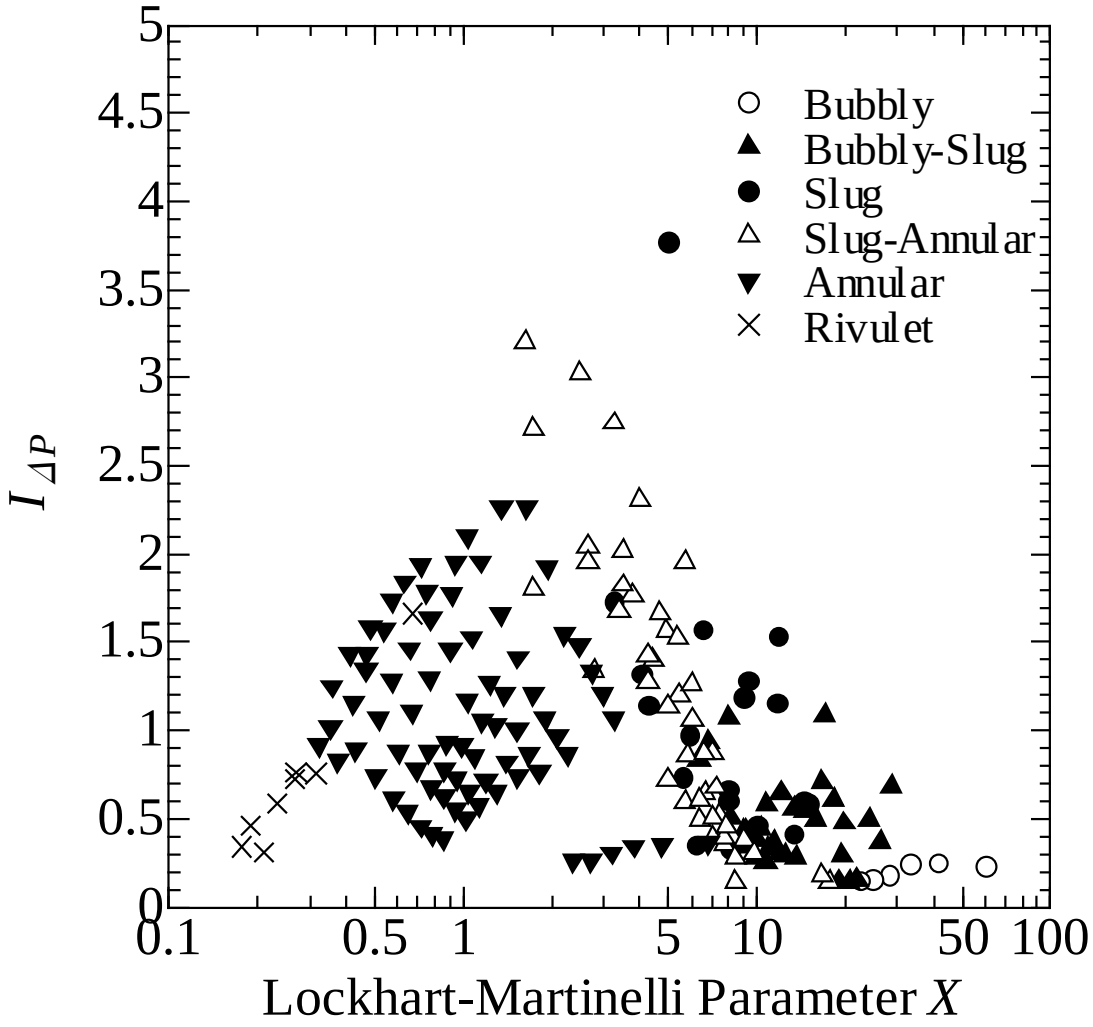


図 5.20 撥水流路の屈曲管における圧力損失変動

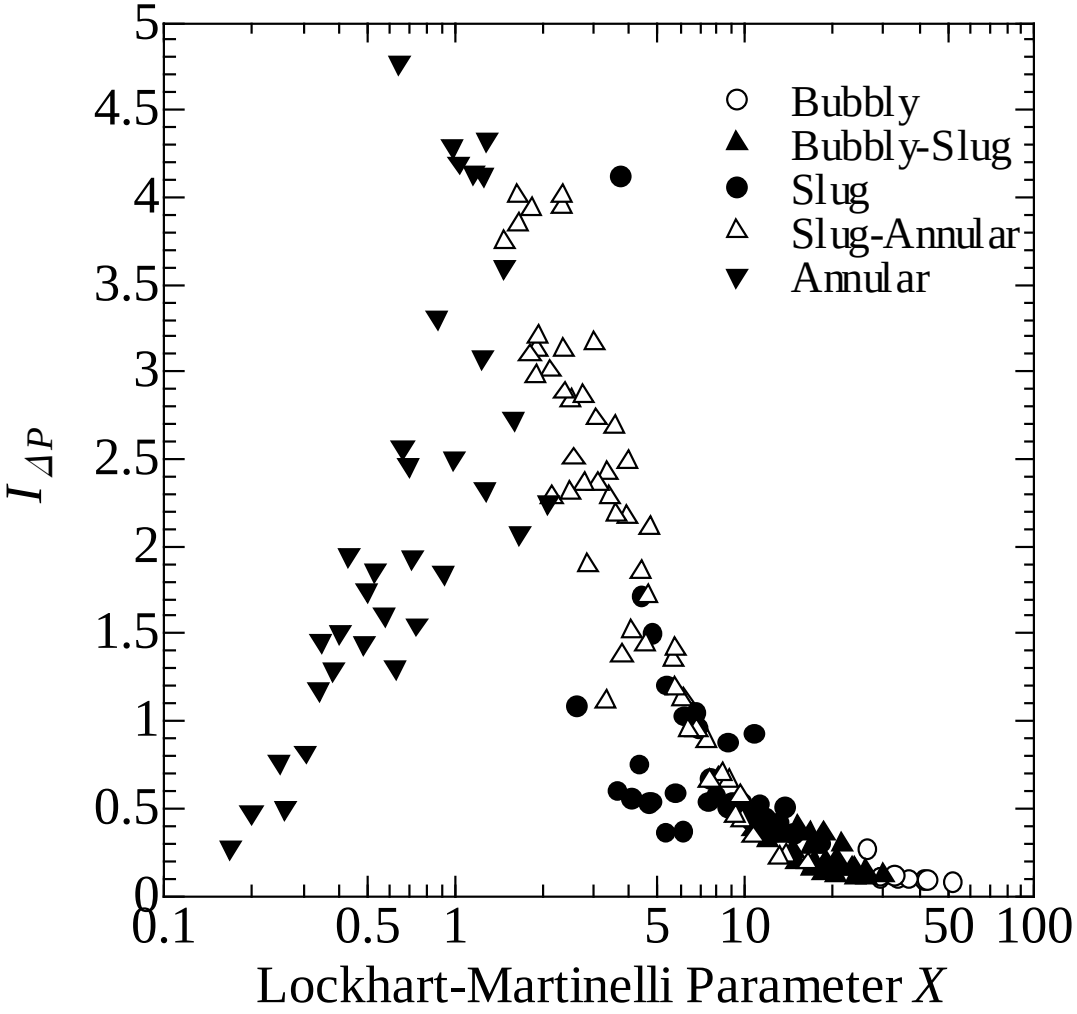


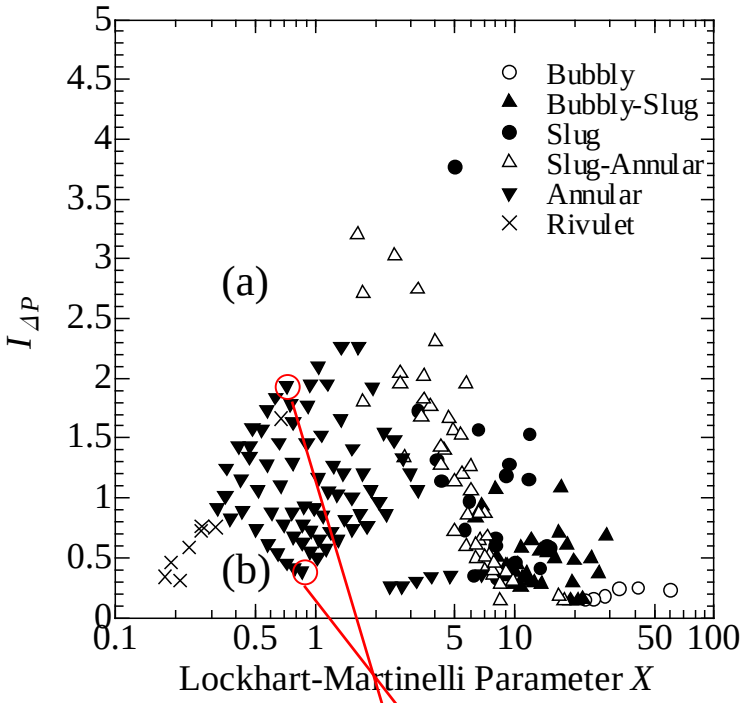
図 5.21 親水流路の屈曲管における圧力損失変動

5.3.5 撥水流路の屈曲管が及ぼす環状流への影響

前述のように撥水流路の屈曲管における環状流では，特に圧力損失変動強度が広い分布を示す．そこで，撥水流路の屈曲管が及ぼす環状流への影響を考察するために，例として Lockhart-Martinelli パラメータがほぼ近い値を示し，かつ一方は圧力変動強度が大きい場合，一方は圧力変動強度の小さい場合の環状流を選び比較を行う．図 5.22.1 は撥水流路の屈曲管における圧力損失変動を示す図であり，図中の(a)は圧力損失変動強度が大きい場合の環状流，(b)は圧力損失変動強度が小さい場合の環状流に対応する．また，図 5.22.2 は撥水流路の屈曲管における流動様式であり図中の○印は図 5.22.1 中の○に対応している．(a)及び(b)の気相及び液相見かけ流速を調べた結果，(a)は J_G = 3.81m/s，J_L = 0.083m/s，一方(b)は J_G = 15.91m/s，J_L = 0.417m/s であった．これより，気相見かけ流速の大きい環状流の方が圧力変動強度が小さくなることが分かる．この現象を解明するために(a), (b)のそれぞれに対応する撮影画像から流動状態の観察を行った．図 5.23 に(a)に対応する流動状態の写真，図 5.24 に (b)に対応する流動状態の写真を示す．

図 5.23 にから分かるように，圧力変動強度の大きい(a)の場合には，流路壁面の液膜が波状の気液界面を形成している．(a) の場合には，環状流領域でも気相みかけ流速が小さいために気液界面のせん断力が小さいと考えられる．そして，壁面の濡れ性の影響により流路壁面が乾きやすくなり，気液界面が不安定になりやすい．そのために圧力損失変動強度が大きくなると考えられる．

一方，図 5.24 に示すように，圧力変動強度の小さい(b)の場合には流路壁面の液膜厚さが一様で，安定な気液界面を形成する．概して，撥水流路では壁面の濡れ性の影響により，気液界面が不安定になりやすい．しかし，屈曲管では見かけ流速が大きくなると，遠心力とともに気液界面に作用するせん断力が強くなるため，流路内側の壁面に形成している液膜が屈曲管の流路外側に追いやられやすく，二相流の相分離が起こりやすくなると考えられる．このため，撥水流路の屈曲管においては見かけ流速が大きくなると圧力損失変動が小さくなると考えられる．



(a) J_G = 3.81[m/s]
J_L = 0.083[m/s]
X=0.717

(b) J_G = 15.9[m/s]
J_L = 0.417[m/s]
X=0.852

図 5.22.1 撥水流路の屈曲管における圧力損失変動

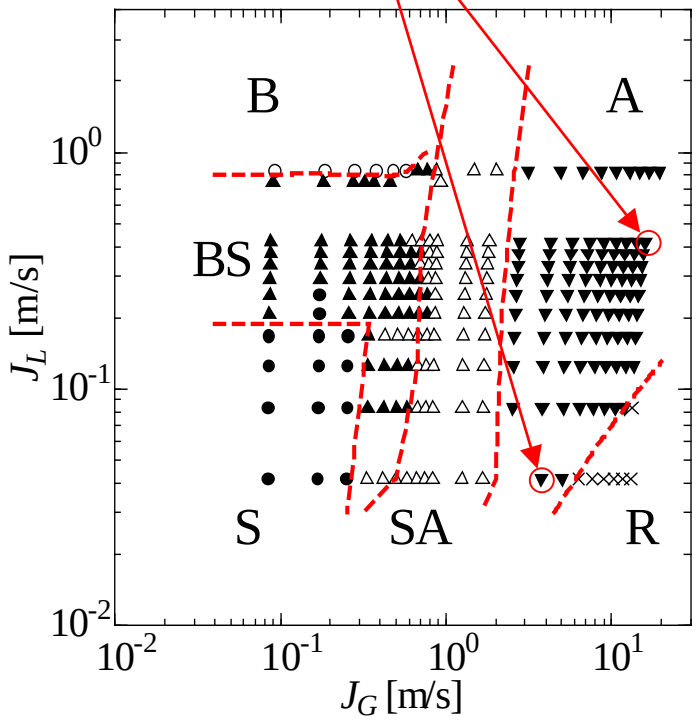


図 5.22.2 撥水流路の屈曲管における流動様式

図 5.22 撥水流路の屈曲管における環状流の比較

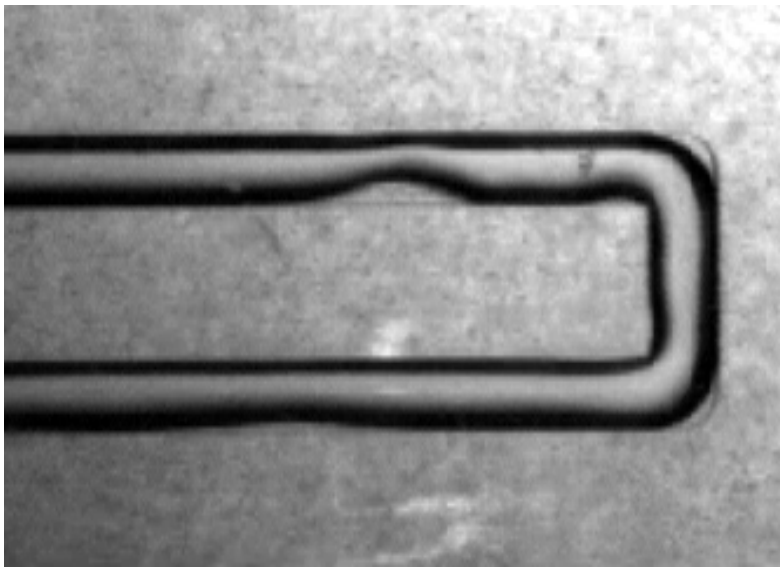


図 5.23 撥水流路の屈曲管における圧力変動強度が大きい場合の環状流

(J_G = 3.81[m/s]　J_L = 0.083[m/s])

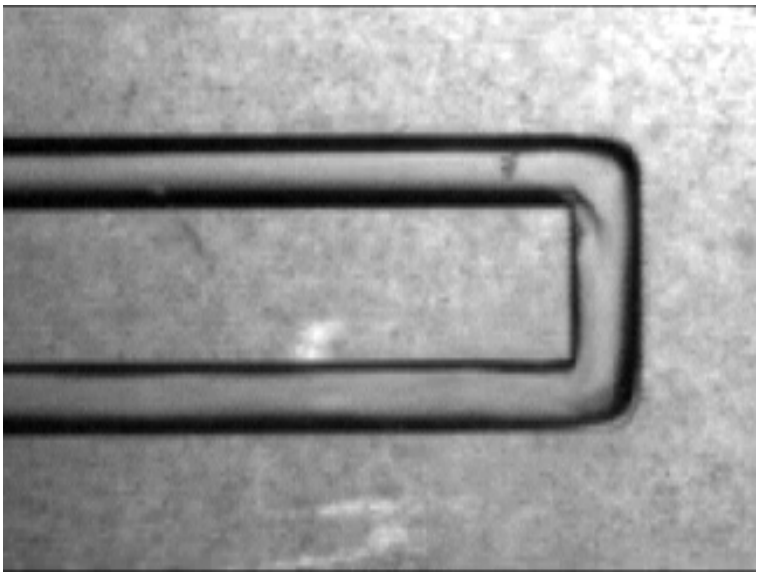


図 5.24 撥水流路の屈曲管における圧力変動強度が小さい場合の環状流

(J_G = 15.9[m/s]　J_L = 0.417[m/s])

5.3.6 親水流路の屈曲管が及ぼす環状流への影響

前述のように親水流路の屈曲管では，直管部と同様に圧力損失変動強度の分布範囲が狭い．また，他の流路よりも圧力損失変動強度の値が大きくなる．この理由について，流動状態を観察することにより考察を行う．図 5.25 は気相及び液相のみかけ流速が図 5.24 とほぼ同じ親水流路の屈曲管における環状流である．図 5.25 から分かるように，親水流路ではよどみ域が発生する屈曲管の流路内側に液が滞留していることが分かる．一方，図 5.24 に示す撥水流路の屈曲管における環状流では同じ見かけ流速であるにも関わらず，液が滞留していない．このような現象が起こるのは，流路壁面の濡れ性の違いによるものと考えられる．撥水流路の屈曲管における環状流では，屈曲管の流路内側における壁面に形成している液膜が乾きやすくまた，遠心力の影響によって流路外側に追いやられやすいため，よどみ域で液が滞留するような現象は起こらない．しかし，親水流路の屈曲管における環状流では，屈曲管の流路内側における壁面に形成している液膜が乾きにくいため，遠心力による相分離が起こりにくくなる．そのため，流路内側に発生するよどみ域に液が滞留してしまう．その結果，屈曲管の気液界面が不安定になり圧力損失変動強度が大きくなると考えられる．

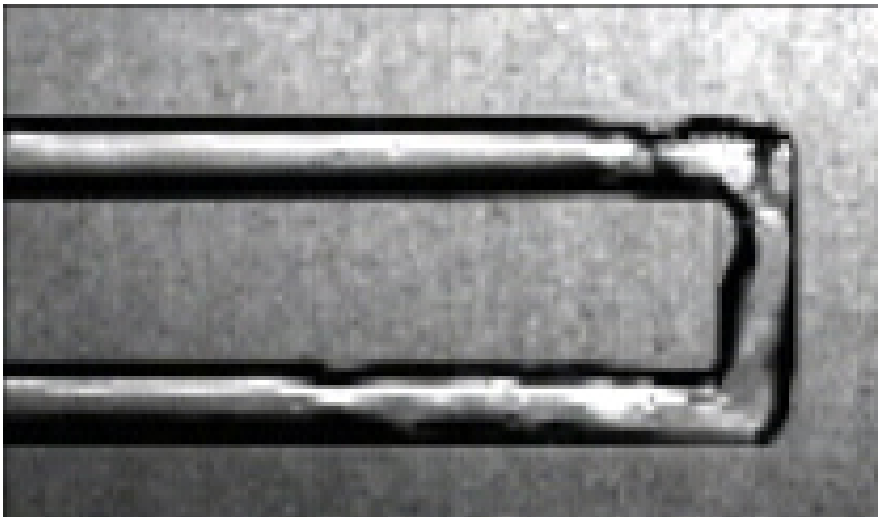


図 5.25 親水流路における環状流

(J_G = 15.9[m/s]　J_L = 0.417[m/s])

5.4 むすび

曲がり部を持つ狭隘流路の気液二相流動に及ぼす壁面濡れ性の影響を解明するため，まず基本となる狭隘流路の直管部の流動様式における濡れ性の影響を解明した．そして，直管部と屈曲管の比較を行い，濡れ性の影響を特徴づけることにより，その現象を解明し，以下の結論を得た．

1. 撥水流路ではリブレット流が観察され，また気泡スラグ流領域が大きくなる．一方，親水流路ではスラグ流領域が大きくなる．
2. 撥水流路の圧力損失の時間平均値はほとんど極大値を示さず，他の流路よりも値が低い傾向を示す．
3. 親水流路の直管部では，圧力損失の時間平均値が小さくなるために圧力損失変動強度が大きくなる．一方，撥水流路の直管部では $I_{\Delta P}$ の分布範囲が広く，Lockhart-Martinelli パラメータによりまとまりにくい．これは流路壁面が乾きやすく，圧力損失が変動しやすいからである．
4. 屈曲管の圧力損失の時間平均値は，壁面濡れ性よりも屈曲管の影響が支配的になるため，各流路の濡れ性の性質によらず同じ傾向を示す．
5. 親水流路では圧力損失変動強度は大きくなるが，Lockhart-Martinelli パラメータでよく整理ができる．撥水流路では Lockhart-Martinelli パラメータにより整理ができない一方，条件によって圧力損失変動強度を他の流路よりも小さくできる
6. 撥水流路の屈曲管を環状流が通過する際には，見かけ流速が大きくなると圧力損失の変動が小さくなる．一方，親水流路の屈曲管では濡れ性の影響により，よどみ域に液が滞留しやすく圧力損失変動が大きくなりやすい．

参考文献

[1] Barajas, A. M. and Panton R.L., ‘The effects of contact angle on two-phase flow in capillary tubes,’ *Int. J. Multiphase Flow*, **19**, pp.337-346, (1993).

[2] Lee, C.Y. and Lee, S.Y., ‘Influence of interfacial on Transition of Two-phase Flow Pattern in Mini-channels,’ *Proc. 6th Int. Conf. Multiphase Flow*(on CD-ROM), (2007).

[3] Mishima, K. and Hibiki, T., ‘Effect of Inner Diameter on Some Characteristics of Air-Water Two-Phase Flows in Capillary Tubes’ *Trans. JSME*, **61** (589B), pp.3197-3204, (1995).

第 6 章

結 論

本論文では，曲がり部を持つ狭隘流路内を流動する空気/水系気液二相流を対象とし，機器設計の際に特に重要となる二相流動様式と圧力損失ならびにその変動特性について，曲がり部の形状と壁面濡れ性の影響を解明することを目的として実験を行い，現象の解明を試みた. そのために, 2mm 四方の正方形，つまり水力等価直径 D=2.0mm の管断面を有する狭隘流路における空気/水系の気液二相流を対象とし，曲がり部の形状として曲がり管及び屈曲管を持つテストセクションを作製した．まず，基本となる直管部における流動様式遷移図の作成，圧力損失特性の解析により狭隘流路における特有の現象について解明した. 次に曲がり部の形状による影響を解明するために，曲がり管及び屈曲管における結果を直管部のものと比較した．そして，曲がり部の形状による流動様式及び圧力損失特性の変化を考察することにより，狭隘流路の気液二相流動に及ぼす影響を解明した．最後に，壁面濡れ性の影響を解明するために，表面処理により壁面の濡れ性を変化させた流路を作製した．そして，直管部及び屈曲管の流動様式遷移図の作成及び圧力損失特性の解析を行うことにより，流路壁面の濡れ性が及ぼす影響を解明した.

得られた結論は各章の終わりでまとめているが，要約すると以下の通りである.

第 3 章では曲がり部を持つ狭隘流路の流動特性について，曲がり部の形状と壁面濡れ性の影響を解明するために，まず基本となる通常流路の直管部における流動特性を解明し，以下の結論を得た.

1. 通常流路の直管部では気泡流，気泡スラグ流，スラグ流，スラグ環状流，環状流の 5 種類の流動様式が観察された. また，層状流及び波状流は観察されない.
2. 圧力損失の時間平均値は極大値を持つ. また，そのときの流動様式はスラグ

流に対応する.

3. 二相圧力損失増倍係数はLockhart-Martinelliパラメータの小さい領域では小さくなる傾向を示す．これは管断面の形状によるものと考えられる.
4. 通常流路の直管部の圧力損失変動強度はLockhart-Martinelliパラメータが2付近で極大値を取り，そのときの流動様式はスラグ環状流に対応する.また，圧力損失変動強度はLockhart-Martinelliパラメータにより，一意的に整理することができる.

第4章では曲がり部を持つ狭隘流路の流動特性について，曲がり部の形状の影響を解明するために，流路の水力等価直径 D=2.0mm に対して曲がり管（R=1.5D）と屈曲管のテストセクションを作製，流動の可視化及び圧力損失の測定を行った．その結果から，直管部と曲がり部の比較を行い，曲がり部の形状の影響を解明し，以下の結論を得た.

1. 直管部の気泡流が曲がり管を通過すると，気泡スラグ流に遷移する．一方，屈曲管ではよどみ域の影響が加わり，気液界面積が増加し，気泡流スラグ流が気泡流，スラグ環状流が気泡スラグ流に遷移する.
2. 曲がり管では遠心力の影響により，圧力損失の時間平均値が直管部より小さくなる．一方，屈曲管はよどみ域の影響が加わるため，直管部より圧力損失の時間平均値が大きくなる.
3. 屈曲管では直管部より圧力損失の変動幅が大きくなる一方，特にスラグ環状流領域では条件によっては圧力損失変動強度を小さくすることができる.

第5章では濡れ性が及ぼす気液二相流動への影響を解明するために，未処理のアクリル流路を通常流路として，表面処理を施すことで親水流路及び撥水流路を作製した．流動の可視化及び圧力損失測定を行い，流路壁面の濡れ性が流動様式と圧力損失特性に及ぼす影響を解明し，以下の結論を得た.

1. 撥水流路は濡れ性の影響により，流動様式及び遷移特性が変化する．その結果，条件によっては直管部の圧力損失の時間平均値を小さくすることができる.
2. 親水流路の直管部では圧力損失の時間平均値が小さくなり，圧力損失変動強度が大きくなる.
3. 屈曲管では壁面濡れ性よりもよどみ域の影響が支配的になり，圧力損失の

時間平均値は各流路の濡れ性によらず同じ傾向を示す.

4. 見かけ流速の大きい環状流が屈曲管を通過する際には，撥水流路を適用すれば圧力損失変動を小さくすることができる.

本研究の成果の実機への適用を考えるならば，曲がり部の形状として屈曲管を用いることは，圧力損失の時間平均値が大きくなる一方，条件によっては圧力損失変動を抑制することできると考えられる.

また，表面処理を施した狭隘流路を適用するならば，親水流路及び撥水流路を用いることは，圧力損失の時間平均値の低減に有効であると考えられる. さらに，撥水流路を用いる場合には，条件によっては圧力損失変動の大幅な低減が期待できることが分かった.

表面処理によって壁面濡れ性を変化させることは，実機への適用に関してはコストや耐久性等の解決すべき課題が多いが，圧力損失の時間平均値及びその変動特性を制御できる有効な手段であることが本研究により明らかになった.

本論文に関連する発表論文

学術論文

[1] 壽川 徹, 長谷川 丈也, 吉田 憲司, 片岡 勲, ‘サーペンタイン狭隘流路における気液二相流の流動と圧力損失特性（狭隘流路における流路曲率の影響）,’ 混相流研究の進展, **2** , pp.25-32, (2007) .

[2] Sukawa, T., Hasegawa, T., Yoshida, K. and Kataoka, I., ‘ Pressure Drop Characteristics on Gas/Liquid Two-Phase Flow in A Curved Mini-Channel Affected by The Wall Wettability,’ *Journal of Fluid Science and Technology*, **2**(No.2), pp.441-453, (2007).

国際会議論文（査読付き）

[1] Sukawa, T., Hasegawa, T., Yoshida, K. and Kataoka, I., ‘FLOW CHRACTERISTICS ON GAS/LIQUID TWO-PHASE FLOW IN A MICRO-CHANNEL AFFECTED BY THE TUBE CURVATURE,’ *Proceedings of 5th Korea-Japan Symposium on Nuclear Hydraulics and Safety*, pp.119-126, (2006).

[2] Sukawa, T., Hasegawa, T., Yoshida, K. and Kataoka, I., ‘PRESSURE DROP CHARACTERISTICS ON GAS/LIQUID TWO-PHASE FLOW IN A CURVED MICRO-CHANNEL AFFECTED BY THE WALL WETTABILITY,’ *Proceeding of 15th International Conference on Nuclear Engineering*, ICONE15-10255, (2007).

[3] Yoshida, K., Sukawa, T., Hasegawa, T. and Kataoka, I., ‘EFFECTS OF TUBE CURVATURE AND SURFACE CONDITIONS ON GAS/LIWUID TWO-PHASE FLOW IN NARROW-CHANNEL,’ *Proceedings of FESDM2007*, FEDSM2007-37009, (2007).

[4] Sukawa, T., Hasegawa, T., Yoshida, K. and Kataoka, I., ‘FLOW CHARACTERISTICS ON GAS/LIQUID TWO-PHASE FLOW IN A CURVED MINI-CHANNEL AFFECTED BY THE WALL WETTABILITY,’ *Proceedings of 6th International Conference on Multiphase Flow*, (CD-ROM)(2007).

謝辞

本研究は，大阪大学大学院 工学研究科 機械工学専攻 複合メカニクス部門 熱流動工学領域 在学中に実施したものです．

大阪大学 片岡 勲 教授には，本研究を始めるチャンスを与えていただきました．また，気液二相流動に関する研究分野におきまして第一人者でおられる立場から，本研究の研究テーマに関してご助言をいただき，ならびに研究活動全般に対して丁寧なご指導とご鞭撻を賜りました．ここに深く敬意を表しますとともに厚く御礼を申し上げます．

本論文の執筆にあたり，綿密なご校閲とご指導をいただきました，大阪大学 武石 賢一郎 教授，田中 敏嗣 教授，稲葉 武彦 教授，吉田 憲司 准教授に深く感謝いたします．

本研究を行うに際して，大阪大学 准教授の吉田 憲司先生には，研究開始時点から今日まで終始丁寧なご指導をいただくとともに，本論文を完成させるために貴重な研究時間を割いていただき，実験のサポートや解析手法の確立ならびに本研究に関するご助言や熱心な議論をしていただいたことに対して心から御礼を申し上げます．また，本講座の当時の博士前期課程 長谷川 丈也 氏（現 クボタ）に多大なご協力をいただいたことに深く感謝の意を表します．

本論文をまとめるにあたり，暖かな言葉をかけていただき，激励くださいました先輩，友人諸氏に心より御礼申し上げます．

最後に，本研究を遂行するにあたって，常に暖かく強く支援してくれました両親に心から感謝いたします．

平成 19 年 12 月

壽川 徹