

狭い平行平板間の気液二相流に及ぼす
すきま寸法と流動方向の影響*佐田富 道雄*¹, Muhammad Iqbal ALI*², 川路 正裕*²Effects of Gap Width and Orientation on Two-Phase Flow
in a Narrow Passage between Two-Flat Plates

Michio SADATOMI, Muhammad Iqbal ALI and Masahiro KAWAJI

The effects of flow channel gap width and orientation on two-phase flow pattern, void fraction and frictional pressure drop have been investigated using an adiabatic air-water flow in a channel between two flat plates, 240 mm long × 80 mm wide, with gap widths of 1.465 mm and 0.778 mm. The six orientations studied were vertically upward and downward, 45° inclined upward and downward, horizontal flow between horizontal plates and horizontal flow between vertical plates. The results showed that the effect of the flow channel orientation is small for both gap widths, except for the horizontal flow between vertical plates. In the last orientation, both void fraction and frictional pressure data showed a strong effect of mass velocity. Results of comparisons of several two-phase friction pressure drop correlations with the present data are also discussed.

Key Words: Multi-phase Flow, Pipe Flow, Bubble, Flow Pattern, Void Fraction, Pressure Drop, Narrow Passage, Flow Channel Orientation

1. 緒 言

相変化を伴う小形のプレート式熱交換器は、伝熱面積当たりの重量が小さく高性能であること、加工が容易で伝熱面形状が自在であることなどのため、航空、宇宙その他への応用において広く用いられている。しかしながら、このような熱交換器における狭流路内の気液二相流については不明な点が多く、設計に必要な情報は必ずしも十分ではないようである⁽¹⁾。例えば、この熱交換器は利用法によっては種々の姿勢となり得るが、この姿勢の影響については今のところ明らかではない。

直径 25 mm 以上の比較的大きめな円管内の気液二相流についてはすでに多くの研究成果が報告されているが、狭い長方形断面の流路に関するものは少ない^{(2)~(4)}。このため、長方形狭流路内の気液二相流の精度の良い流動様式、ボイド率、摩擦圧力損失の実験データを収集し、これらの予測法を調査することは、この種の熱交換器の設計において有用な情報を与えるも

のと期待される。

本報においては、幅 80 mm で、すきま寸法 1.465 mm と 0.778 mm の 2 種類の長方形断面狭流路内の空気-水系気液二相流に関する流動様式、ボイド率と摩擦圧力損失の実験データを提示し、その整理結果を述べる。流動方向は各 6 種類で、垂直上昇流(以降 V-U と省略)と下降流(V-D)、幅 80 mm、長さ 240 mm の平行平板を垂直(H-V)と水平(H-H)とした水平流、およびこの平板を水平より 45° 傾斜させた上昇流(I-U)と下降流(I-D)である。

記 号

- A: 流路断面積 m²
 C: 任意の定数
 D_H: 水力学相当直径 m
 f: 管摩擦係数
 G: 質量速度 kg/(m²·s)
 g: 重力の加速度 m/s²
 h: 液相あるいは気相の高さ m
 j: 容積流束 m/s
 m: 管摩擦係数の指数
 N: データの総数
 n_i: サンプルしたボイド率のデータのうち、特定の

* 平成 3 年 9 月 24 日 混相流国際会議'91-筑波において講演, 原稿受付 平成 3 年 7 月 22 日.

¹ 正員, 熊本大学工学部(〒860 熊本市黒髪 2-39-1).

² トロント大学工学部(Toronto, Ontario M5S 1A4, CANADA).

ポイド率幅 $\Delta\alpha_i$ に存在する数

P : 圧力 Pa

PDF: 確率密度関数

Re : レイノルズ数

S : ぬれぶち長さ, あるいは管軸方向単位長さ当たりの界面積 m

u : 断面平均速度 m/s

W : すきま寸法 m

x : 管軸方向の距離 m

α : ポイド率

β : 容積クオリティ $=j_c/(j_c+j_l)$

ϵ : 相対誤差

θ : 水平からの角度

μ : 粘性係数 Pa·s

ρ : 密度 kg/m³

τ : せん断応力 Pa

ϕ : 二相流摩擦損失倍数

χ : Lockhart-Martinelli のパラメータ

添字

f : 摩擦

G : 気相

i : 界面

L : 液相

SPG: 気相の単相流

SPL: 液相の単相流

TP: 気液二相流

W : 壁面

2. 実験装置ならびに実験方法

2.1 テスト部と気液供給系 実験装置はテスト部, 気液供給系および計測データ処理部の三つの部分から成っている。作動液は微量の食塩(水 1 kg 当たり 0.2 g)を含む水で, 電気伝導度を $535 \pm 1 \mu\text{Mho}$ の一定に保つため, 給水タンク内に投げ込みヒータとクーラを設置して液温を $20 \pm 0.15^\circ\text{C}$ に調整した。テスト部へ供給する水の流量は検定済みの浮子式流量計で求めた。一方, 室温の圧縮空気は, 同じ形の流量計で流量を量った後, 微細なポーラス製の気水混合部から水の流れに導入された。各流量の測定精度は 2% 以内であった。

図 1 のテスト部は, 平均厚さ 1.465 mm あるいは 0.778 mm のスペーサ(中央の長方形部分を取り除いたもの)を厚さ 12 mm の 2 枚の亚克力板の間に挿入してボルト締めした構造である。流路は幅 80 mm, 全長 240 mm で, 両端にくさび状の縮小, 拡大部を持つ。この流路の寸法は, 自動車用エアコンのフィン付

き凝縮器の流路寸法を参考にして決めた。流路出口においてほぼ大気圧となるようにしたが, 高流量条件では流路内のゲージ圧力が最大 96 kPa となった。そこで, 流路のすきま寸法の拡大を防ぐため, 厚さ 12.7 mm のアルミニウム板と 25.4 mm の透明亚克力板で上述の流路を狭み込み補強した。

2.2 ポイド率の測定と流動様式の判定 インピーダンス法⁽⁵⁾による断面平均ポイド率の測定には, 120 mm 間隔で流路壁面に面一に埋め込んだ 2 対の金めつきされた電極(幅 12.5 mm, 長さ 76 mm, 厚さ 3 mm)を用いた。+5 V の直流電圧を 10 k Ω の抵抗を介して上流側の対に, 下流側の対には直接 -5 V を印加した。この抵抗前後の電圧降下を増幅し, パーソナルコンピュータに接続したデータ収録装置を用いてサンプリング周波数 2 kHz で 3 s 記録し, これから 120 mm の測定区間の平均ポイド率の実験値を得た。この測定誤差は ± 0.02 と推定した。

流動様式の判定には, Jones-Zuber の研究⁽⁶⁾と同様にポイド率信号の確率密度関数を利用した。ただし, 本研究では三つのポイド信号を使った。すなわち, 上流側の一対の電極間, 下流側のそれ, およびテスト部の中央部の内壁面に埋め込んだ一対の局所プローブ(接液部寸法は 1 mm \times 2.5 mm)の間のポイド率の信号であった。

ポイド率の確率密度関数(PDF)は次のようにして求めた。まず, ポイド率の時系列信号を前述のサンプリング周波数 2 kHz で A-D 変換し, 総計 N 個のポイド率のデータを得た。次に, ポイド率を 0.025 刻みで 40 分割し, それぞれのポイド率区間 $\Delta\alpha_i$ ごとにその区間内に存在するポイド率のデータの数 n_i を調べ, これから次式で PDF を求めた。

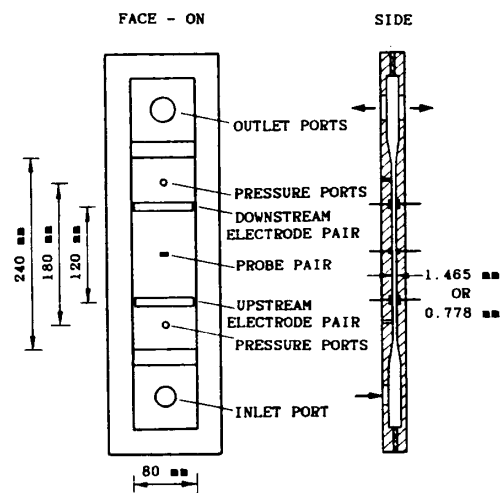


図 1 供試流路

$$PDF = (n_i/N) / \Delta a_i \dots\dots\dots (1)$$

2・3 圧力降下の測定 図1の180 mmの区間の圧力降下 ΔP の測定には、差圧の大きさにより、最大目盛が7.5 kPa、37.5 kPaと241 kPaの三つの差圧変換器を使い分けた。さらに、上流側の圧力孔のゲージ圧を最大目盛172 kPaの圧力変換器で測定し、これと ΔP からテスト部中央の圧力を算出し、この点での空気の体積流量を求めた。

摩擦圧力降下 ΔP_f は、加速による圧力降下を無視すれば、 ΔP の測定値から静水圧成分を差引いて求められる。

$$\Delta P_f = \Delta P - \{\rho_c \alpha + \rho_l (1 - \alpha)\} g \Delta x \sin \theta \dots\dots (2)$$

ここで、 θ は水平からの角度である。平均ボイド率 α には実験値を用いた。

2・4 実験条件 流動方向については、緒言に述べたように、V-U、V-D、H-V、H-H、I-U、I-Dの6種類とした。平板間のすきまの寸法は、1.465 mmと0.778 mmの2種類であった。気液の流量の組合せはそれぞれ70~77とおりで、水の容積流束を $0.19 < j_L < 6$ m/sの範囲で7とおり、空気のそれを $0.15 < j_G < 16$ m/sの範囲で10~11とおり変えた。

3. 実験結果および考察

3・1 流動様式 流動様式を客観的に判別するため、目視観察に加えて前述のボイド率のPDFの測定値を利用した。図2は、すきま寸法が1.465 mmの流路内を垂直に上昇する気泡流、スラグ流、チャーン流と環状流の典型的なPDFの結果である。図2(a)の気泡流では、上流側電極対(一点鎖線)、下流側電極対(破線)および局所プローブ対(実線)のいずれの場合も $\alpha < 0.25$ の低ボイド率域に一つのピークを持つ。図2(b)のスラグ流では、局所のプローブ対の場合に高ボイド率域と低ボイド率域に各1個のピークを持つ特徴がある。図2(c)のチャーン流では、局所プローブ対

において2個のピークを持つだけでなく、上流側と下流側の電極対においても $\alpha > 0.35$ の領域に1個のピークを持つ。図2(d)の環状流では、 $\alpha > 0.8$ の領域にいずれの場合も1個のピークがある。しかし、流動方向によっては、スラグ流とチャーン流の区別が難しく、これらを併せて間欠流と呼ぶことにした。

図2のように、ほとんどの場合に上流側と下流側の電極対で得られたPDFの結果は互いに類似であった。このことは両地点の気泡の寸法構成に差異のないことを表しており、流れは流路入口から $82 D_H$ の上流側の電極対の地点においてほぼ発達していると思われる。しかしながら、80 mm幅の平板が垂直の水平流(H-V)の場合に限っては、80 mmの高さ方向のボイド率分布が管軸方向に変化し、多くの流量条件において流れは発達しなかった。

図3はH-V流れを除く五つの流動方向に対する流動様式線図を二つのすきま寸法について同時に示したものである。水平平板間の水平流(H-H)と垂直下降流(V-D)では、気、液の流量が共に小さい領域ですじ状の液のチャネリングが見られ、これをリビュレット流と呼ぶことにした。このリビュレット流と間欠流の遷移線には、流動方向とすきま寸法の影響が見られた。しかし、他の遷移線へはこれらの影響は小さく、五つの流動方向における遷移線は図3中のハッチングの幅に含まれた。なお、間欠流と環状流の境界は、すきま1.465 mmのほうが少し j_G 小なる側にあり、環状流の領域が広がった。

垂直平板間の水平流(H-V)の流動様式線図を図4に示す。この結果は多数の水平円管に関する研究成果と類似である。すきま寸法が1.465 mmと0.778 mmの両者に対して、液の容積流束が0.3 m/sと0.5 m/s以下の領域で、流動方向に負のこう配の液位を持つ層状流が観察された。しかしながら、環状流は $j_G < 16$ m/sの本実験範囲では観察されなかった。本実験にお

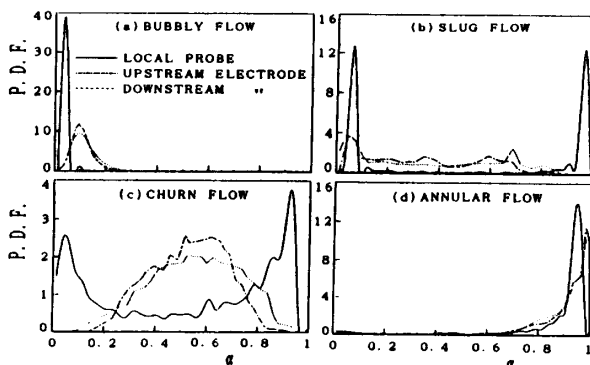


図2 ボイド率のPDF分布の典型的な例

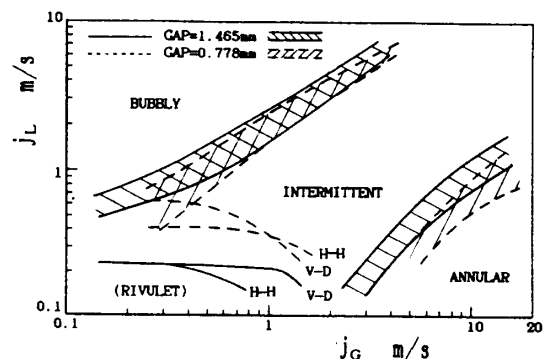


図3 垂直平板間の水平流以外の系の流動様式線図

いては、層状流における気液界面積が小さく界面せん断力が小さいためであろう。すなわち、この流動方向では重力の効果が支配的で、比較的大きな気相速度においても垂直な側壁上に形成される液膜は管頂部までは到達できなかった。

3.2 ポイド率 測定区間 120 mm の平均ポイド率のデータを図 5 (a)~(d)に示す。図 5 (a), (b) は、いずれも水平平板間の水平流の結果であるが、すきま寸法が異なる。図 5 (b)~(d)には、すきま寸法が同じで、流動方向の異なるものを選んだ。データは、水の容積流速によって異なる記号で示されている。垂直平板間の水平流(H-V)を除けば、いずれも $C=20$ とした次の Chisholm-Laird の式⁽⁷⁾で良く相関できた。

$$\alpha = 1 - (1 + C/\chi + 1/\chi^2)^{-1} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、Lockhart-Martinelli⁽⁸⁾ のパラメータ

$$\chi = \sqrt{(\Delta P_f/\Delta x)_{SPL}/(\Delta P_f/\Delta x)_{SPG}} \dots\dots\dots (4)$$

の計算に必要な単相流の管摩擦係数は、気相、液相それぞれについて次式で求めた。

$$f_{sp} = CRe^{-m}, Re = \rho j D_H/\mu \dots\dots\dots (5)$$

式(5)の係数 C と指数 m は非円形流路に関する佐田富ら⁽⁹⁾の提案に従って表 1 の値とした。これらの数値を用いた式(5)による f_{sp} の計算値は、 $Re < 2000$ の層流域と $Re > 6000$ の乱流域において、水単相流に関する本実験値と 4%以内で一致した。なお、ポイド率に及ぼすすきま寸法の影響は大きくないが、すきまが小さい方がポイド率はわずかに小であった。

図 5 (d)に示す垂直平板間の水平流では、ポイド率に強い質量速度の影響が現れた。液の容積流速が $j_L > 3.1$ m/s で流れが均質流に近い場合には、データは式(3)で $C=20$ とした線に近いが、 j_L が小なるほどこの線から離れていった。

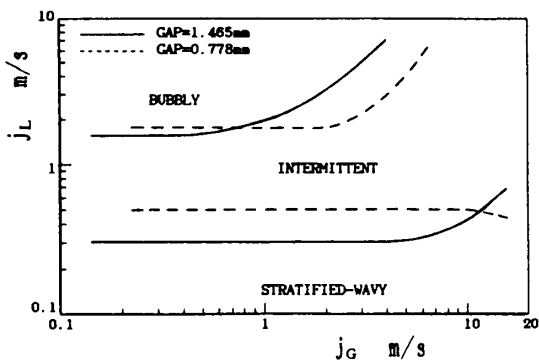
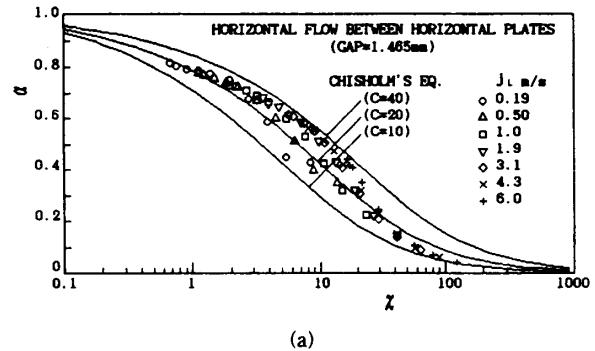


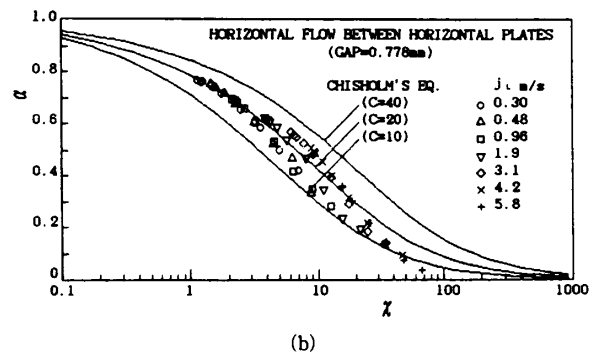
図 4 垂直平板間の水平流の流動様式線図

表 1 管摩擦係数の式の係数と指数

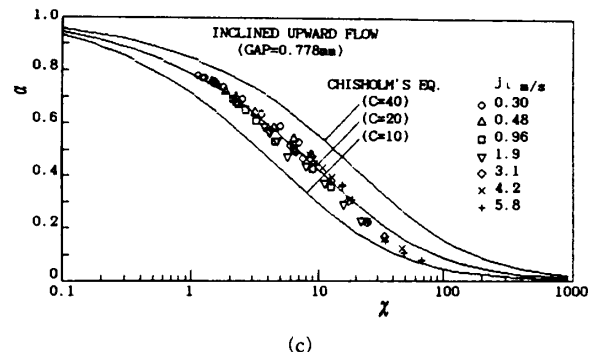
Gap	Re	C	m
0.778 mm	< 2000	95	1.0
0.778 mm	> 2000	0.339	0.25
1.465 mm	< 2000	94	1.0
1.465 mm	> 2000	0.338	0.25



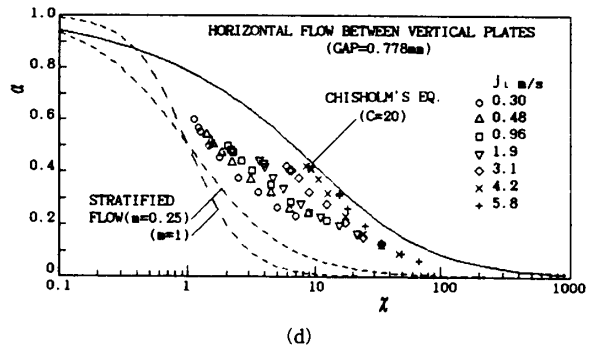
(a)



(b)



(c)



(d)

図 5 ポイド率の測定結果の例

円管内の発達した層状流に対し Taitel-Dukler⁽¹⁰⁾ は理論的なボイド率の予測法を提案している。本研究では、この方法をすきま寸法の小さい長方形管に応用する。層状流の各相に関する運動量式を、各相の圧力こう配が等しいとして組合せると次式を得る。

$$\tau_{wG}S_G/A_G - \tau_{wL}S_L/A_L + \tau_i S_i(1/A_L + 1/A_G) = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、管軸方向単位長さ当たりの界面積 S_i は H-V 流では無視できる程度に小さいので、式(6)は次のように簡単化される。

$$\tau_{wG}S_G/A_G = \tau_{wL}S_L/A_L \quad \dots\dots\dots (7)$$

さらに、すきま寸法が小さいので次のように近似できる。

$$S_G/A_G = S_L/A_L = 2/W \quad \dots\dots\dots (8)$$

したがって、式(7)、(8)より次式が得られる。

$$\tau_{wG} = \tau_{wL} \quad \dots\dots\dots (9)$$

式(9)の壁面せん断応力は次式で計算できる。

$$\tau_{wG} = f_G \rho_G u_G^2 / 8, \quad \tau_{wL} = f_L \rho_L u_L^2 / 8 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、

$$u_G = j_G / \alpha, \quad u_L = j_L / (1 - \alpha) \quad \dots\dots\dots (11)$$

である。摩擦係数 f_G, f_L については式(5)に類似な次式で求められる。

$$f_G = C Re_G^{-m}, \quad Re_G = \rho_G u_G D_{HC} / \mu_G \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$f_L = C Re_L^{-m}, \quad Re_L = \rho_L u_L D_{HL} / \mu_L \quad \dots\dots\dots (13)$$

以上の式(9)~(13)と式(3)、(4)を結合させ整理すると、最終的には次式が得られる。

$$\alpha = 1 / (1 + \chi^{2/(2-m)}) \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 m は両相とも乱流の場合に 0.25、層流の場合に 1 である。式(14)はすきま寸法が零となる極限での発達した層状流のボイド率を与える式であり、図 5 (d) に破線で示した式(14)の計算値は $j_L = 0.30$ m/s の層状流のデータに近い値となっている。

3・3 摩擦圧力損失の実験データ 実験データから次の摩擦損失係数を求め、

$$\phi_L^2 = (\Delta P_f / \Delta x)_{TP} / (\Delta P_f / \Delta x)_{SPL} \quad \dots\dots\dots (15)$$

Lockhart-Martinelli のパラメータを横軸としてプロットした結果の例を図 6 (a)、(b) に示す。図 6 (a) はすきま寸法が 1.465 mm の垂直上昇流の場合で、データは質量速度により $C = 10 \sim 25$ の値を選べば次の Chisholm-Laird⁽⁷⁾ の式

$$\phi_L^2 = 1 + C / \chi + 1 / \chi^2 \quad \dots\dots\dots (16)$$

と良く一致した。さらに、 $j_L > 1.0$ m/s の液単相流において乱流となる領域では、 $C = 20$ の一定としても良いことがわかった。図は省略するが、垂直下降流、傾斜上昇流と下降流、および水平平板間の水平流では、すきま寸法によらず、図 6 (a) と同様な結果が得られた。

図 6 (b) はすきま寸法 0.778 mm の垂直平板間の水平流の結果で、 $j_L < 2$ m/s のデータには、図 5 (d) のボイド率と同様に、質量速度の強い影響が現れた。したがって、この場合には $C =$ 一定とした式(16)では、全部のデータを表すことはできない。

界面摩擦のない発達した層状流の摩擦損失係数は

$$\phi_L^2 = (1 - \alpha)^{m-2} \quad \dots\dots\dots (17)$$

となることが容易に導出できる。そこで、式(14)を式(17)に代入すると、すきま寸法が零となる極限での摩擦損失係数の計算式が得られる。

$$\phi_L^2 = (1 + \chi^{2/(m-2)})^{2-m} \quad \dots\dots\dots (18)$$

図 6 (b) に示すように、この式の計算値(破線)は $j_L = 0.30$ m/s の層状流のデータと近い値となった。

3・4 摩擦損失の相関式の評価

3・4・1 分離流モデル 図 6 (b) の H-V 流れのように摩擦損失係数への質量速度の影響が著しい場合には、Lockhart-Martinelli のパラメータのような気液流量比の単純な関数ではデータを相関できない。しかしながら、図 5 (d) のボイド率と図 6 (b) の摩擦損失係数の質量速度への依存性は大変似ており、摩擦圧力損失は次のようにボイド率の関数として表すほうが適切と考えた。

$$\Delta P_{TP} / \Delta x = f_{TP} \rho_L u_L^2 / 2 D_H \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで、液の平均速度 u_L は $u_L = j_L / (1 - \alpha)$ であり、二

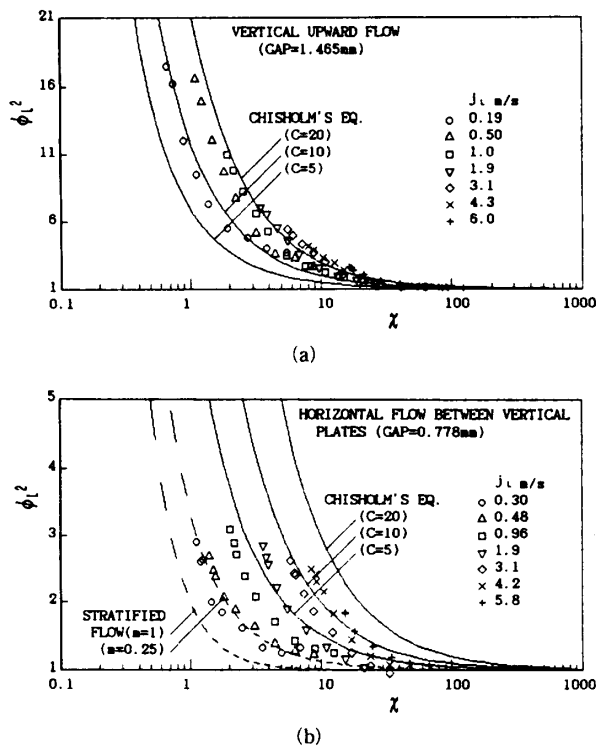


図 6 二相流摩擦損失係数の実験値の例

相流の摩擦係数 f_{TP} は次式で求める。

$$f_{TP} = C Re_L^{-m}, \quad Re_L = \rho_L u_L D_H / \mu_L \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、ポイド率には実験値を用い、式(20)の C と m には本供試流路に適する表1の値を用いた。式(19)、(20)は Chierici ら⁽¹¹⁾が垂直管内の気泡流に対して提案したものと同一形であるが、彼らは他の系に対するデータとの比較は行っていない。

図7はすきま寸法 0.778 mm の H-V 流の摩擦圧力損失のデータを式(19)、(20)による分離流モデルの計算値と比較したものである。液の容積流速によらず、実験値と計算値は良く一致した。すきま寸法 1.465 mm の場合も結果は同様であった。

分離流モデルの計算式を、Hashizume⁽¹²⁾の内径 10 mm の水平円管内冷媒二相流のデータを用いて検討した。比較に用いたデータは、飽和温度 50°C の R 22 の場合で、彼らの実験条件の中では最も飽和圧力が高く、気液の密度比は本実験の場合の 70 倍である。流動様式は、データの約 50% が層状流、約 25% が波状流、残りがスラグ流とセミアナユラ流であった。図8はこの検討結果で、分離流モデルは一成分系の高圧の流れのデータも良く予測することがわかった。

3.4.2 既存の相関式の予測精度の比較 広く用いられている次の相関式と均質流モデル(気液混合流体の粘度に液相の値を使う場合)について、本実験データに対する予測精度を調査した。

赤川⁽¹³⁾の式は直径 27.6 mm 円管内の空気-水二相流に関する彼の実験値を整理した次式である。

$$\phi_L^2 = (1 - \alpha)^{-2} \quad \dots\dots\dots (21)$$

Z は、水平、30° 傾斜上昇、60° 傾斜上昇、垂直上昇の流れに対し、それぞれ 1.40、1.90、1.74、および 1.51 であるが、45° 傾斜の場合の Z は不明である。

Beattie-Whalley⁽¹⁴⁾の式は次の均質流モデルの式で、英国の AERE Harwell と NEL の種々の二相流系に関するデータベースにより妥当性が確かめられている。

$$\Delta P_{TP} / \Delta x = f_H G^2 / 2 D_H \rho_H \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここで、 G と ρ_H は全質量流速と均質流密度である。彼らの式では、均質流管摩擦係数 f_H の算定に必要なレイノルズ数の計算において、次の均質流粘度を用いる点に特徴がある。

$$\mu_H = \mu_L (1 - \beta) (1 + 2.5 \beta) + \mu_G \beta \quad \dots\dots\dots (23)$$

Chisholm-Laird⁽⁷⁾の式は大気圧下のデータを良く表すとして知られている式(16)である。

Dukler ら⁽¹⁵⁾の式はカルガリー大学における種々の非加熱二相流のデータを用いた Mandhane ら⁽¹⁶⁾の検討で最適とされた均質流モデルの式で、均質流体の粘

度として次式を用いている。

$$\mu_H = \mu_L (1 - \beta) + \mu_G \beta \quad \dots\dots\dots (24)$$

Storek-Brauer⁽¹⁷⁾の式は上述のカルガリー大学のデータベースに基づいて得られた、垂直流と水平流に対する均質流モデルの式である。管摩擦係数の計算式が大変複雑で、レイノルズ数と壁の相対粗さだけでなく、クオリティ、フルード数、ウェーブ数、気液の密度比、気液の粘性の比の関数となっている。

以上の相関式の予測精度を次の二つのパラメータによって調査した。

$$\epsilon_{RMS} = \sqrt{\sum \epsilon_i^2 / N}, \quad \epsilon_{MEAN} = \sum \epsilon_i / N \quad \dots\dots\dots (25)$$

ここで、相対誤差 ϵ_i は次式である。

$$\epsilon_i = \{ (\Delta P_{f,i})_{cal} - (\Delta P_{f,i})_{exp} \} / (\Delta P_{f,i})_{exp} \quad \dots\dots\dots (26)$$

なお、上述の相関式の計算値を求める際には、本供試流路が非円形であるため、表1の係数と指数を用いてブラジウス形の式で单相流や均質二相流の管摩擦係数を求めた。

表2は RMS 誤差の計算結果である。45° 傾斜流については、赤川⁽¹³⁾と Storek-Brauer⁽¹⁷⁾の式では実験

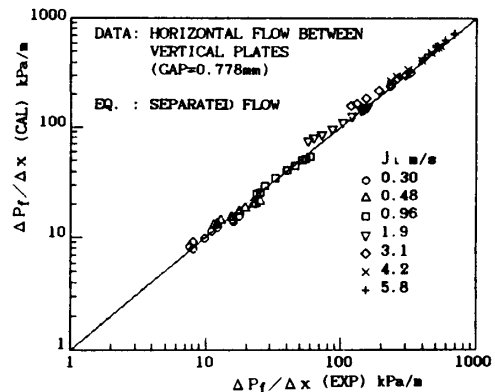


図7 分離流モデルによる二相流摩擦圧力損失予測 (垂直平板間の水平流の場合)

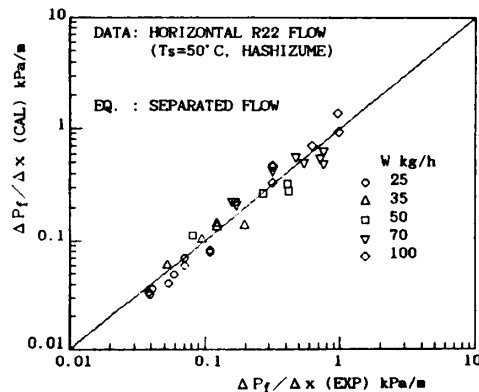


図8 分離流モデルによる二相流摩擦圧力損失の予測 (Hashizume⁽¹²⁾の水平管内冷媒二相流の場合)

表 2 二相流摩擦損失倍数に関するいくつかの相関式の本実験値に対する RMS 誤差

CORRELATIONS	VERTICAL UPWARD		VERTICAL DOWNWARD		HORIZONTAL-HOR. PLATES		HORIZONTAL-VER. PLATES		INCLINED UPWARD		INCLINED DOWNWARD		WHOLE
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	
AKAGAWA	0.29	0.21	0.27	0.27	0.29	0.23	0.21	0.14	-	-	-	-	0.24
BEATTIE ET AL.	0.21	0.16	0.20	0.11	0.14	0.12	0.89	0.99	0.22	0.20	0.17	0.11	0.41(0.17)
CHISHOLM ET AL.	0.24	0.34	0.22	0.34	0.22	0.32	0.78	0.76	0.24	0.33	0.21	0.32	0.41(0.28)
DUKLER ET AL.	0.32	0.20	0.32	0.23	0.28	0.19	0.63	0.65	0.31	0.23	0.30	0.23	0.36(0.27)
STOREK ET AL.	0.41	0.73	0.38	0.70	0.10	0.32	1.00	1.39	-	-	-	-	0.74
HOMOGENEOUS	1.05	1.41	0.96	1.33	1.09	1.50	3.92	4.46	1.14	1.40	1.02	1.31	2.05
SEPARATED	0.18	0.17	0.19	0.25	0.19	0.21	0.10	0.11	0.17	0.17	0.29	0.26	0.20

A: GAP=1.465mm, B: GAP=0.778mm

(): EXCLUDING HORIZONTAL FLOW BETWEEN VERTICAL PLATES

表 3 二相流摩擦損失倍数に関するいくつかの相関式の本実験値に対する平均誤差

CORRELATIONS	VERTICAL UPWARD		VERTICAL DOWNWARD		HORIZONTAL-HOR. PLATES		HORIZONTAL-VER. PLATES		INCLINED UPWARD		INCLINED DOWNWARD		WHOLE
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	
AKAGAWA	-0.19	-0.06	-0.16	-0.01	-0.17	-0.07	-0.15	-0.05	-	-	-	-	-0.11
BEATTIE ET AL.	-0.14	0.02	-0.15	-0.03	-0.11	0.02	0.42	0.62	-0.13	0.01	-0.13	-0.03	0.04(-.06)
CHISHOLM ET AL.	-0.04	0.15	-0.06	0.11	0.00	0.15	0.48	0.65	-0.03	0.13	-0.03	0.11	0.13(0.05)
DUKLER ET AL.	-0.28	-0.16	-0.29	-0.21	-0.26	-0.16	0.16	0.31	-0.27	-0.18	-0.28	-0.20	-0.15(-.23)
STOREK ET AL.	0.23	0.57	0.21	0.50	0.05	0.29	0.64	1.05	-	-	-	-	0.44
HOMOGENEOUS	0.29	0.72	0.26	0.66	0.35	0.76	1.66	2.34	0.32	0.70	0.31	0.65	0.75
SEPARATED	-0.02	0.08	0.03	0.15	0.04	0.11	-0.02	0.04	-0.02	0.09	0.11	0.15	0.06

A: GAP=1.465mm, B: GAP=0.778mm

(): EXCLUDING HORIZONTAL FLOW BETWEEN VERTICAL PLATES

定数が不確定のため計算を行わなかった。 ϵ_{RMS} の結果は、赤川⁽¹³⁾の式と分離流モデルの式を除けば、いずれの相関式も H-V 流において最大となっている。したがって、質量速度の影響が大となる系では、ボイド率の関数で摩擦圧力損失を表すほうが良いといえる。このほかの流動方向の場合には、Beattie-Whalley⁽¹⁴⁾の式の RMS 誤差が最小であった。

表 3 に平均誤差の計算結果を示す。この値が零に近いのは Beattie-Whalley⁽¹⁴⁾の式と分離流モデルであった。液レイノルズ数 2000 以上の領域では、Chisholm-Laird⁽⁷⁾の式と赤川⁽¹³⁾の式の予測精度も良好であった。Dukler⁽¹⁵⁾の式の計算値は全体平均で実験値より 15% 小さく、Storek-Brauer⁽¹⁷⁾の式では 44% 大であった。均質流体の粘度を液相のそれとした均質流の式は平均で 75% 過大に予測し、これらの中では最悪であった。

4. 結 言

長方形断面の狭流路を用いて空気-水の気液二相流の実験を行い、流動方向とすきま寸法の流動様式、ボイド率、摩擦圧力損失への影響を調べた。得られた知見は次のように要約できる。

(1) H-V 流以外の五つの系ではデータは類似であった。すきま寸法の影響も顕著には現れなかった。ボイド率と摩擦圧力損失は Lockhart-Martinelli のパラメータによって良く相関できた。摩擦圧力損失のデータの予測には本検討範囲では Beattie-Whalley⁽¹⁴⁾の式と分離流モデルの式が最適であった。

(2) H-V 流ではボイド率と摩擦圧力損失に質量速度の強い影響が現れた。しかし、層状流の場合には、これらの予測に気液界面のせん断力を無視するモデルが有効であることを示した。その他の流動様式では、未発達流であるためボイド率は簡単な式では予測できなかったが、ボイド率が既知であれば、摩擦圧力損失は分離流モデルによって精度良く予測できることが明らかとなった。

終わりに、トロント大学における佐田富の共同研究に援助いただいたカナダ自然科学工学研究会議 (NSERC) に感謝する。

文 献

- (1) Westwater, J. W., (Kakaç, S. and Ishii, M., ed.), *Advances in Two-Phase Flow and Heat Transfer*, 2 (1983), 827, Martinus Nijhoff Pub., The Hague.
- (2) Richardson, B. L., *Rep. ANL-5949*(1958).

- (3) Hosler, E. R. (Quandt, E. R., Jr., ed.), *AICHE Symp. Ser.* 64-82 (1968), 54.
- (4) Troniewski, L. and Ulbrich, R., *Chem. Eng. Sic.*, 39-4 (1984), 751.
- (5) Hewitt, G. F., *Measurement of Two-Phase Flow Parameters*, (1978), 57, Academic Press.
- (6) Jones, O. C. and Zuber, N., *Int. J. Multiphase Flow*, 2-3 (1975), 273.
- (7) Chisholm, D. and Laird, A. D. K., *Trans. ASME*, 80-2 (1958), 276.
- (8) Lockhart, R. W. and Martinelli, R. C., *Chem. Eng. Prog.*, 45-1 (1949), 39.
- (9) Sadatomi M., ほか2名, *Int. J. Multiphase Flow*, 8-6 (1982), 641.
- (10) Taitel, Y. and Dukler, A. E., *Int. J. Multiphase Flow*, 2-5/6 (1976), 591.
- (11) Chierici, G. L., ほか2名, *J. Petroleum Technol.*, 26-8 (1974), 927.
- (12) Hashizume, K., *Int. J. Multiphase Flow*, 9-4 (1983), 399.
- (13) 赤川, 機論, 23-128 (1957), 292.
- (14) Beattie, D. R. H. and Whalley, P. B., *Int. J. Multiphase Flow*, 8-1 (1982), 83.
- (15) Dukler, A. E., ほか2名, *AICHE J.*, 10-1 (1964), 44.
- (16) Mandhane, J. M., ほか2名, *J. Petroleum Technol.*, 29-10 (1977), 1348.
- (17) Storek, H. and Brauer, H., *VDI Forschungsheft No.* 599 (1981).