

— 解説 —

鉛直管におけるフラッシング状態での管内流動特性

Flow Characteristics in Vertical Pipes under Flooding Conditions

高木 俊弥 (Toshiya Takaki)*¹村瀬 道雄 (Michio Murase)*¹栗本 遼 (Ryo Kurimoto)*²林 公祐 (Kosuke Hayashi)*²富山 明男 (Akio Tomiyama)*²

要約 本解説の対象は原子炉の事故時における配管系での流動特性であり、目的は鉛直管でのフラッシング状態における対向流制限 CCFL、ボイド率 α_G 、壁面摩擦係数 f_w 、界面摩擦係数 f_i に関する相関式の不確かさを縮小することである。鉛直管の上下端の管端形状をそれぞれ直角あるいは曲面に変えて空気・水の気液対向流実験を行い、CCFL 特性、液膜厚さ δ 、 f_w 、 f_i に対する相関式を作成した。配管内の流動パターンとして smooth film (SF)、transition (TR)、rough film I (RF-I)、rough film II (RF-II) を確認した。CCFL 特性は管端形状と流動パターンに依存した。フラッシング状態での CCFL 特性、圧力勾配 dP/dz および α_G を測定し、 f_w 相関式を提案した。測定結果に加えて既存の dP/dz データや提案した f_w 相関式も用いて δ および f_i の相関式を提案した。これら δ 、 f_w および f_i 相関式を原子炉の事故解析に用いるため、大口径、高温高压条件への適用性を評価した。さらに、SF および RF のいずれにも適用可能な、 f_w および f_i 相関式を作成した。

キーワード 鉛直管、気液対向流、フラッシング状態、流動特性

Abstract This article studies flow characteristics in piping systems of nuclear reactors under accident conditions, with the objective of decreasing uncertainties in correlations for counter-current flow limitation (CCFL), void fraction α_G , wall friction factor f_w , and interfacial friction factor f_i in vertical pipes under flooding conditions. We conducted gas-liquid counter-current flow experiments with air and water by changing the geometry to sharp-edged or rounded at the top end and bottom end of vertical pipes, respectively, and we obtained correlations for the CCFL characteristics, liquid film thickness δ , f_w , and f_i . We observed four different flow patterns in the pipes: smooth film (SF), transition (TR), rough film I (RF-I), and rough film II (RF-II). The CCFL characteristics depended on the pipe edges and flow patterns. We proposed a f_w correlation and obtained the liquid film thickness δ and f_i from the existing dP/dz data and the proposed f_w correlation. By using these data, we proposed a δ correlation and a f_i correlation. Applicability of these correlations for δ , f_w and f_i to large diameters and high pressure and temperature conditions was evaluated with respect to their use in accident analysis of nuclear reactors. Moreover, f_i and f_w correlations, which were applicable to both SF and RF, were evaluated.

Keywords vertical pipe, gas-liquid counter-current flow, flooding condition, flow characteristics

1. はじめに

加圧水型原子力発電所において通常運転中は加圧器により圧力を上げることで冷却材系統が高圧の水で満たされるように制御される。冷却材喪失事故等が発生した場合には、炉心で発生した蒸気が冷却系統全体に流入する。加圧器と冷却材主管系統をつなぐ鉛直管である加圧器サージ管やホットレグなどの冷却材配管や蒸気発生器の伝熱管において、凝縮水が放熱によって発生し、蒸気の流れに対向して重力落下するこ

とで、気液対向流が発生する。蒸気流量が大きくなると、落下水制限 (CCFL) が生じてフラッシング状態となる。その状態を模擬した原子炉事故解析では一次元気液二相流モデルが広く使用されている。本解説では原子炉の事故時における配管系での流動特性を対象とし、特に加圧器サージ管を想定して気液対向流条件における鉛直管内流動に関する相関式の不確かさの縮小を目的としている。

CCFL は、炉心内の冷却水量や燃料棒の冷却に直接影響することから、多くの研究⁽¹⁾⁽²⁾が行われているが、

* 1 (株) 原子力安全システム研究所 技術システム研究所

* 2 神戸大学

ボイド率 α_G 、壁面摩擦係数 f_w 、界面摩擦係数 f_i などの流動特性に関する研究は少ない。鉛直管における気液対向流はWallisらにより多くの実験が行われ⁽¹⁾⁽³⁻⁶⁾、流動状態を滑らかな液膜(SF: smooth film)と粗い液膜(RF: rough film)に区分し⁽⁵⁾⁽⁶⁾、環状流モデルを用いて f_w と f_i が評価された。WallisらはRFに対して $f_w=0$ と近似して圧力勾配 dP/dz の測定値から f_i を求め、 f_i 相関式を提案した。一方、Godaら⁽⁷⁾は、鉛直管の下端がシャープエッジでの下端フラッディングによるRFを対象として、直径 $D=20\text{ mm}$ と 40 mm の鉛直管を用いて空気・水系実験を行い、弁締切法を用いた α_G 測定値と dP/dz 測定値から f_w と f_i を求め、 f_w の影響を無視できないことを示すとともに f_i を評価した。佐野ら⁽⁸⁾は、同じくRFを対象として、 f_w の評価を行った。鉛直管上端フラッディングによるSFに対する相関式は整備されておらず、Wallis⁽¹⁾による $f_w=0.005$ しかない。

本報では $D=20\text{ mm}$ および 40 mm の鉛直管を用い、流動特性を観察するとともに、上下端形状を変えてGodaら⁽⁷⁾と同様の実験を行い、CCFL特性、 dP/dz および α_G を測定した。上端シャープエッジ、下端ラウンドエッジでの実験結果からSFでの f_w の相関式を求めた⁽⁹⁾。その f_w 相関式と dP/dz の既存データから α_G を求めて液膜厚さ δ の相関式を作成し、これらから f_i の相関式を作成した。事故時圧力(7MPa)における加圧器サージ管($D \approx 300\text{ mm}$)への適用性を評価した⁽¹⁰⁾。次に上下端の形状をさらに変更して実験を行った上でSFとRFを区別しない f_w ⁽¹¹⁾および f_i ⁽¹²⁾の相関式を提案した。

2. 実験装置と結果

2.1 実験による界面、壁面摩擦係数データ取得

τ をせん断応力、添字 i を界面、 w を壁面とする。図1において界面せん断応力 τ_i および壁面せん断応力 τ_w を用いると、気相部および液相部の一次元一圧力二流体モデル運動量方程式は、それぞれ式(1)および式(2)のとおりとなる。

$$-\alpha_G \frac{dP}{dz} = \frac{Pe_i}{A} \tau_i + \rho_G \alpha_G g \quad (1)$$

$$-\alpha_L \frac{dP}{dz} = -\frac{Pe_i}{A} \tau_i - \frac{Pe_w}{A} \tau_w + \rho_L \alpha_L g \quad (2)$$

ここで α は体積率、 P は管内圧力、 Pe は濡れ縁長さ、 A

は流路断面積、 ρ は密度、 g は重力加速度。添字 G は気相、 L は液相である。また、 i は気液界面である。

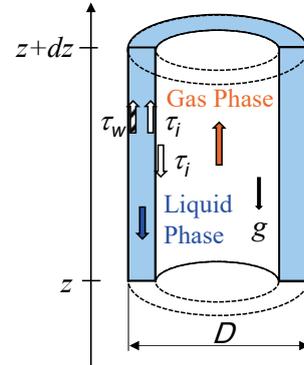


図1 定常非圧縮性環状対向流

式(3)を式(1)(2)に代入すると界面せん断応力、壁面せん断応力はそれぞれ式(4)(5)のとおりとなる。

$$Pe_i = \pi D \sqrt{\alpha_G}, \quad Pe_w = \pi D, \quad A = \frac{\pi D^2}{4} \quad (3)$$

$$\tau_i = -\frac{D\sqrt{1-\alpha_L}}{4} \left(\frac{dP}{dz} + \rho_G g \right) \quad (4)$$

$$\tau_w = \frac{D}{4} \left[\left(\frac{dP}{dz} + \{ \rho_G (1-\alpha_L) + \rho_L \alpha_L \} g \right) \right] \quad (5)$$

界面せん断応力および壁面せん断応力を式(6)と(7)で定義する。

$$\tau_i = f_i \frac{1}{2} \rho_G (u_G - u_L)^2 \quad (6)$$

$$\tau_w = f_w \frac{1}{2} \rho_L u_L^2 \quad (7)$$

u は相平均速度である。式(4)~(7)より以下の式(8)(9)を得る。

$$f_i = -\frac{D\sqrt{1-\alpha_L}}{2\rho_G} \left(\frac{dP}{dz} + \rho_G g \right) \left(\frac{J_G}{1-\alpha_L} - \frac{J_L}{\alpha_L} \right)^{-2} \quad (8)$$

$$f_w = \frac{D\alpha_L^2}{2\rho_L J_L^2} \left[\frac{dP}{dz} + (\rho_G (1-\alpha_L) + \rho_L \alpha_L) g \right] \quad (9)$$

J は体積流束。実験から J_G に対する J_L 、 dP/dz 、液相体積率 $\alpha_L (=1-\alpha_G)$ を測定し、 f_i と f_w を算出する。

2.2 実験装置・方法

鉛直管での空気と水を用いたフラッディング実験の装置を図2に示す。装置は既報⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾と同じであり、

上部タンク、鉛直円管（試験部）、気相助走部、下部タンク、貯水槽、および気液供給系で構成されている。試験部である鉛直管は直径 $D = 20\text{mm}$ および 40mm 、長さ 800mm であり、上下端は直角のシャープエッジあるいは曲率 $R = D/2$ のラウンドエッジである。

実験では、下部タンク側面から常温・常圧の空気を、上部タンクの側面から水 ($25 \pm 5^\circ\text{C}$) を供給し、気液対向流を形成させた。鉛直管から落下した液は下部タンクに溜め、上部タンク内の余剰液は排出ラインを通して貯水槽へ戻した。上部タンク液位は 100mm とした。落下液の流量は下部タンクの水位上昇率から求めた。圧力勾配 dP/dz は鉛直管側面の上部と下部に設けたタップに微差圧トランスデューサを取り付け測定した。測定区間は 640mm 、サンプリング周期は 1ms 、サンプル数は 50000 点で平均値を使用した。平均値の 95% 信頼区間における不確かさは $\pm 6.1\%$ 以下であった。 α_L の測定については、急閉弁締切法を用いた。測定区間は 550mm とした。弁締切後の水位を測定して α_L を求め、 60 回測定した平均値を使用した。 95% 信頼区間における α_G の不確かさは測定値の $\pm 2.0\%$ 以下であった。

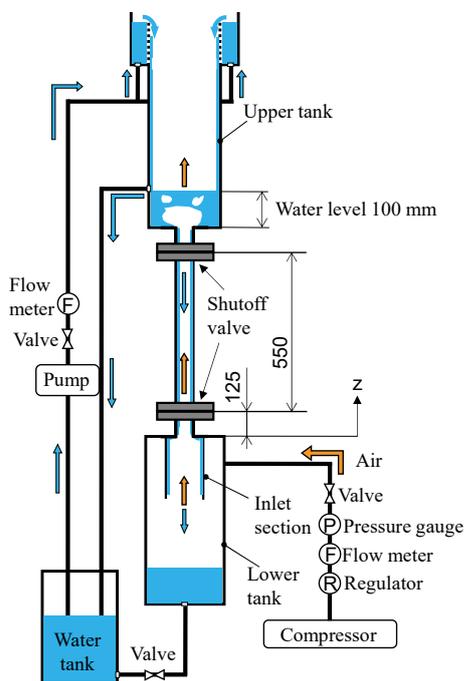


図2 実験装置の全体図

上部タンク下面から下部タンク上面までの鉛直管部の両端については、図3のとおり直角となるシャープエッジと曲面となるラウンドエッジの組合せ4種類での実験データを使用している。流動撮影には高速

度ビデオカメラ (Integrated Design Tools, Motion Pro X3) を使用し、撮影領域は鉛直管上端から下端までとした。

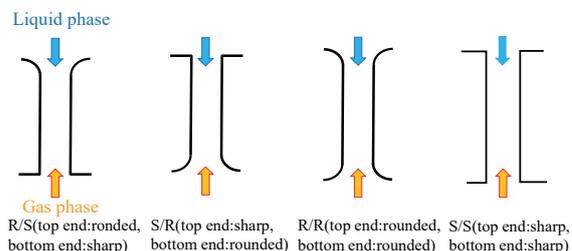


図3 鉛直管の管端形状

2.3 流動様式

350fps で撮影した流動状態の画像について、軸上の輝度値のみを抽出して時間軸に並べ、time-strip画像を作成した。time-strip画像とは流動構造を把握するためのもので、任意の直線上の画像を 1-pixel 幅で抜き出し、時系列に配置することで、流れの時間変化を可視化するものである。図4に上端ラウンドエッジ下端シャープエッジ(R/S)のtime-strip画像のを示す。ここで暗くなっている部分が厚い液膜を、その線が水の移動を表し、右肩下がりの線は液膜の流下を、右肩上がりの線は空気によって管内を上昇する擾乱波を表している。流動構造は低気相流域から高気相流域にかけて大きく4つに分けられた。低気相流域の図4(a)では液相が滑らかに流下するSFであった。気相流束を増やすと落水が下端で制限され、図4(b)のように管下端部から擾乱波が発生する遷移状態 (TR: transition) となった。さらに気相流束を増やすと図4(c)のように擾乱波が管上端部まで達してRF-I (rough film I) になり、また図4(d)のように管内で複数の擾乱波が同時に発生し落水が管内で制限されるRF-II (rough film II) になった。

2.4 気液対向流制限特性の測定値

落下水量を評価するため、Wallisによる以下のCCFL 相関式⁽¹⁾が広く用いられている。

$$H_G^{*1/2} + mH_L^{*1/2} = C_i \quad (i = K \text{ or } W) \quad (10)$$

$$H_k^* = J_k \left\{ \frac{\rho_k}{gw(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/2} \quad (k = G \text{ or } L) \quad (11)$$

ここで、 H^* は無次元体積流束、 w は代表長さである。勾配 m および定数 C_i は実験により決定され、添字 K と

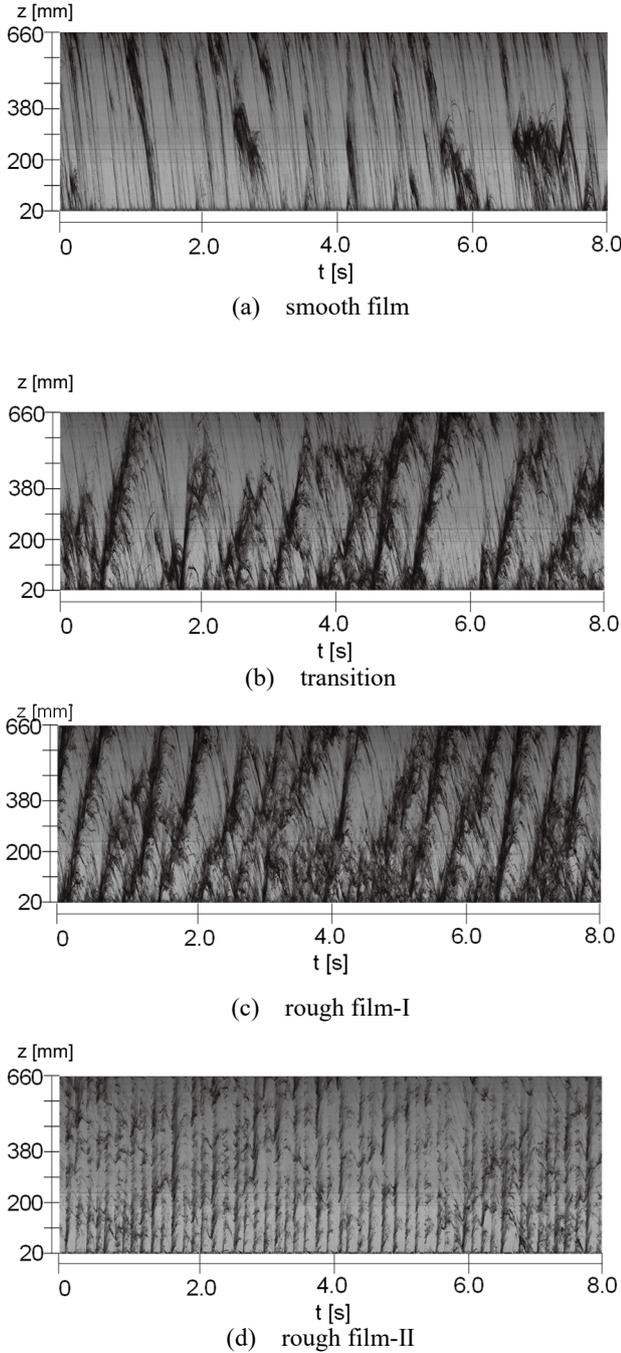


図4 time-strip画像⁽⁷⁾ (上下端形状R/S)

W はそれぞれKutateladzeパラメータとWallisパラメータに対応することを示す. Bankoffら⁽¹⁵⁾は式(12)および式(13)にて代表長さ w を定義した.

$$w = D^{(1-\beta)} L^\beta, \quad 0 \leq \beta \leq 1 \tag{12}$$

$$L = \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/2} \tag{13}$$

ここで, L はラプラス長さ, σ は表面張力である. 式(10)

および式(11)では, $\beta = 0$ で H^* はWallisパラメータ J_k^* になり, $\beta = 1$ で H^* はKutateladzeパラメータ K_k^* になる. J^* および K^* は無次元直径 D^* を用いて式(14)のとおり相互に変換される.

$$J^* = \frac{K^*}{D^{*1/2}}, \quad D^* = \frac{D}{L} \tag{14}$$

$D = 40 \text{ mm}$ において鉛直管の上下端形状がCCFL特性に及ぼす影響を図5に示す. J_G^* の増加に伴い, J_L^* は減少している. おおむね $J_G^{*1/2} < 0.4$ の低 J_G^* における流動様式はSFで, J_L^* に関し上端形状がラウンドエッジである上端ラウンドエッジ下端ラウンドエッジ(R/R)とR/S, 上端シャープエッジ下端ラウンドエッジ(S/R)と上端シャープエッジ下端シャープエッジ(S/S)はほぼ一致している. また, 上端ラウンドエッジは上端シャープエッジより同じ J_G^* に対し J_L^* つまり落下水量が多くなった. SFは管内に液膜が流入するとそのままだらかに流下する流動であることから, 管上端ラウンド形状の液膜流入のしやすさが, 直接落下水量の増大に影響を及ぼしたと考えられる. 次におおむね $J_G^{*1/2} \geq 0.4$ の高気相流域において, 流動様式はTR, RF-I, RF-IIと変化していくが, 管端形状によりCCFL特性の勾配 m は変化している. RF-IIでは落下水が管内で制限され管端形状の影響は現れていない.

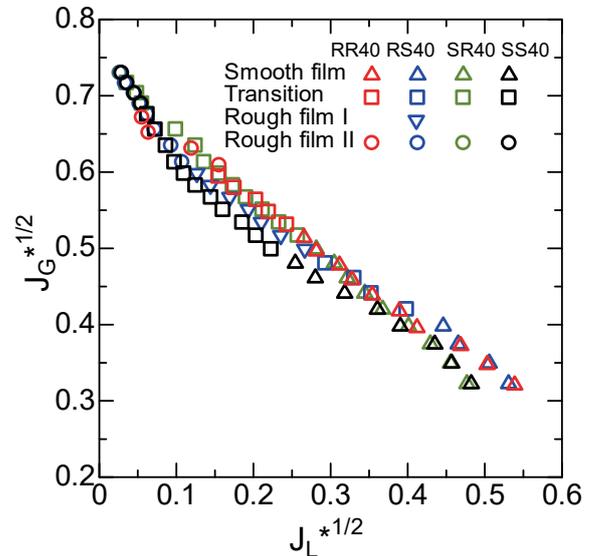


図5 上下端形状の違いによるCCFL特性

2.5 圧力勾配および液相体積率の測定値

管端形状毎の試験結果について, 無次元気相体積流速に対する, 無次元圧力勾配 $(dp/dz)^*$ および α_L の関係

を図6に示す. $(dP/dz)^*$ については式(15)で定義する.

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)^* = \frac{\frac{dP}{dz}}{(\rho_L - \rho_G)g} \quad (15)$$

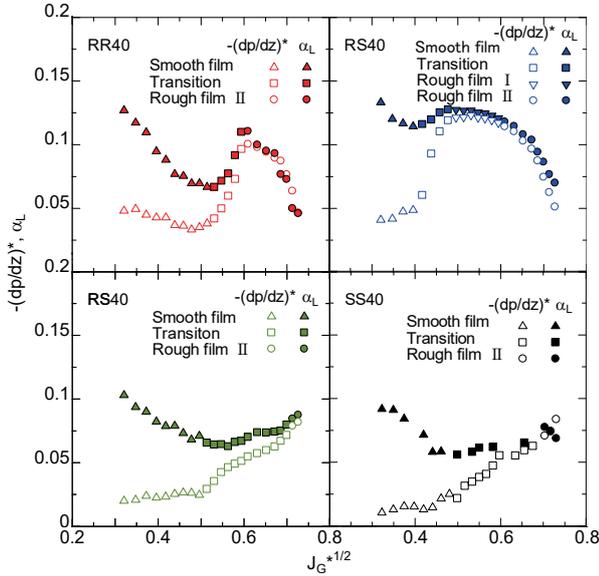


図6 上下端形状ごとの無次元圧力勾配および液相体積率

管端形状および流動様式により, α_L および $(dP/dz)^*$ は違った変化をしている. f_w と f_i は, それぞれ $\{\alpha_L + (dP/dz)^*\}$ と $-(dP/dz)^*$ に比例することから, 管端形状および流動様式によって変化すると言える.

3. Smooth Filmにおける相関式

3.1 壁面摩擦係数の相関式

上端シャープエッジで $D = 20 \text{ mm}$ および 40 mm の実験結果について, 液相レイノルズ数 Re_L と式(9)を用いて求めた f_w の関係を図7に示す. Re_L は式(16)で定義されている. ここで ν_L は液相の動粘度である.

$$Re_L = \frac{J_L D}{\nu_L} \quad (16)$$

f_w を求めるには, J_G と J_L の関係, dP/dz , および α_G が必要であるが, フラッシング状態において信頼できる α_G データは限られていた. このため従来, SFに対する f_w として単相流の式(17)が用いられている⁽¹⁶⁾.

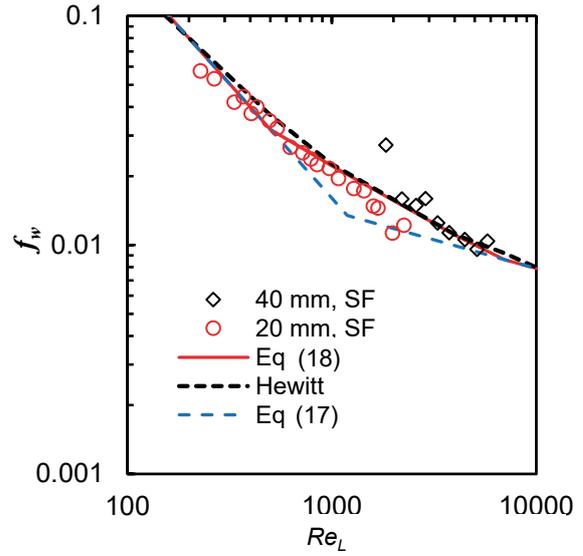


図7 液相レイノルズ数と壁面摩擦係数の関係

$$f_w = \max\left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right) \quad (17)$$

図7の $Re_L = 440 \sim 5770$ で, 式(17)は実験結果を過小評価しており, 最小二乗法によりこの部分に新たな項を加えた相関式(18)を作成した⁽⁹⁾. この式は, Wallis⁽¹⁾が報告したHewittによる解析結果とほぼ一致している.

$$f_w = \max\left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right) \quad (18)$$

式(18)について高温高圧, 大口径への適用を考えた場合, Re_L が大きい側となり, 追加した項の影響はなく, 工学的非合理性はないと言える.

3.2 液膜厚さと界面摩擦係数の相関式

気液対向流であってもSFにおいては自由落下液膜に近い場合, 層流にはNusseltの式⁽¹⁷⁾, 乱流にはFeindの式⁽¹⁸⁾を適用した式(19)を作成した. 本研究とGodaら⁽⁷⁾を含めた測定値およびIlyukhinら⁽¹⁹⁾やBharathanら⁽⁴⁾による dP/dz データと式(18)と(9)を用いて計算した δ をプロットし, 図8のとおり式(19)と比較した.

$$\frac{\delta}{L_v} = \max\left\{\left(\frac{3Re_L}{4}\right)^{1/3}, 0.266Re_L^{1/2}\right\}, L_v = \left(\frac{\nu_L^2}{g}\right)^{1/3} \quad (19)$$

式(19)は層流に概ね適用できたが, 遷移域, 乱流では実験値を過小評価したため, 実験値等にフィットさせるよう新たに項を算出して式(20)を提案し⁽¹⁰⁾, 図8に示した.

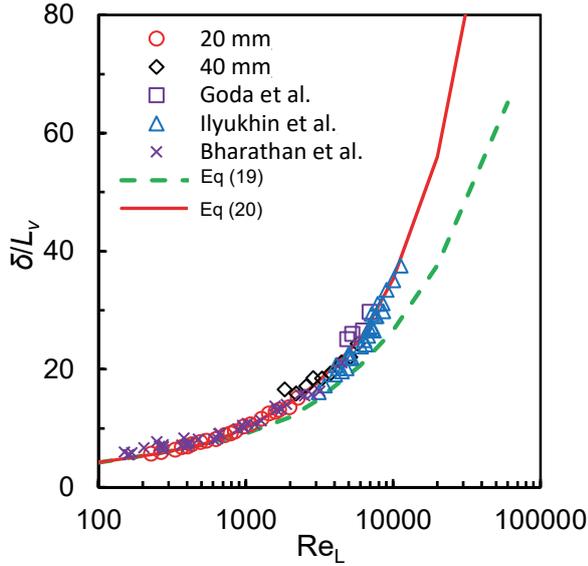


図8 液膜厚さ

$$\frac{\delta}{L_v} = \max \left\{ \left(\frac{3Re_L}{4} \right)^{1/3}, 0.32Re_L^{1/2}, 0.076Re_L^{2/3} \right\} \quad (20)$$

式(20)について、高温高压、大口径を想定した際の適用性について検討する。図9に $D = 0.04$ mから0.5 mまでの式(20)による計算値を示した。

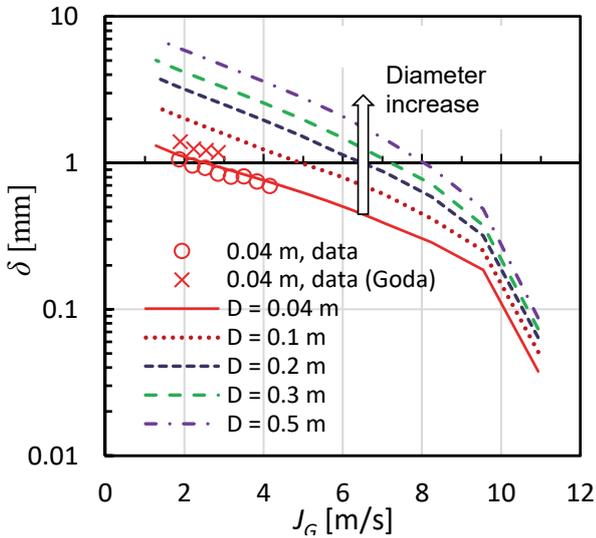


図9 大口径に対する式(20)による液膜厚さ計算値

D が増加するにつれ、 δ も増加していることがわかる。これは合理的なパラメータ変化と言える。図10に $D = 0.3$ mで圧力、気相密度を変えた際の δ の変化を式(20)で計算したグラフを示す。気相密度の増加に対し J_G が減少する合理的なパラメータ変化と言える。

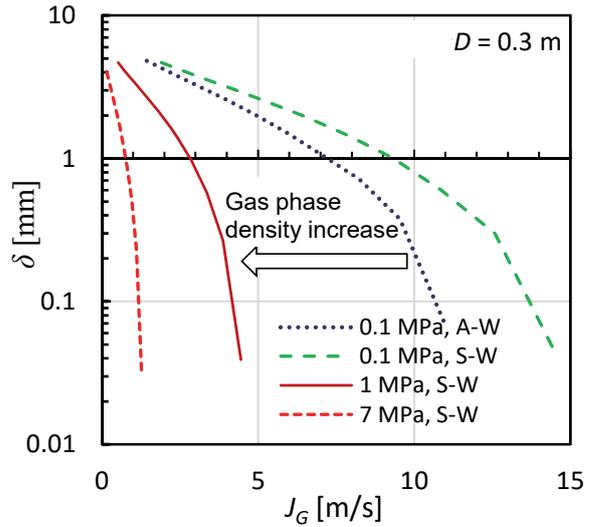


図10 高温高压条件に対する式(20)による液膜厚さ計算値

界面摩擦係数について、佐野ら⁽⁸⁾が整理した Kutateladzeパラメータ K_G^* と Bharathan and Wallis⁽⁶⁾が整理した液膜厚さ δ で表し、それぞれ式(21)、式(22)のとおりに相関式を作成した。

$$f_i = A K_G^{*B}, A = \left(\frac{9.0}{10^5} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.60}, D^*, B = \frac{-25 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.25}}{D^{*0.50}} \quad (21)$$

$$f_i = A \left(\frac{\delta}{L} \right)^B, A = \frac{260 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.35}}{D^{*2.9}}, B = \frac{11.4}{D^{*0.73}} \quad (22)$$

式(21)と式(22)による計算結果 $f_{i,cal}$ と実験結果 $f_{i,exp}$ を比較した図をそれぞれ図11と図12に示す。

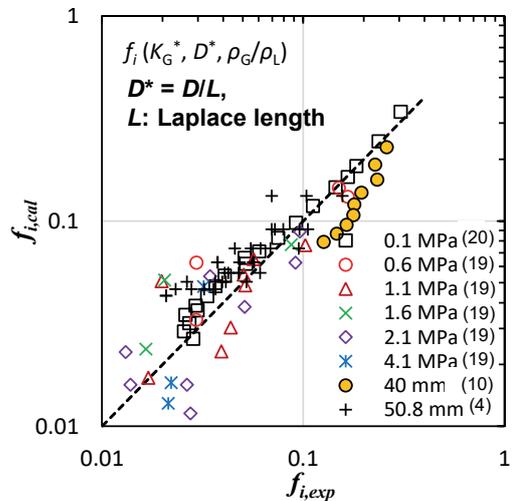


図11 式(21)による計算結果と実験結果の比較

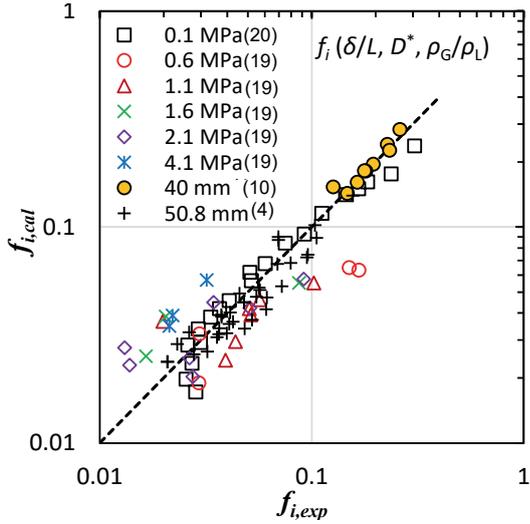


図12 式(22)による計算結果と実験結果の比較

結果として、液膜厚さにより整理した式(22)の方がバラツキが小さくなっており、適切といえる。ただし、式(22)では定数Aの分母にD*の2.9乗が入っており、口径が大きくなるとf_iがゼロに近づくということで、大口徑への適用を考えると非合理的となる。

次に加圧器サージ管を想定し、大口徑で適用可能となるよう、相関式を見直した。大口徑に適用可能なSFのCCFL相関式として、Muraseら⁽²⁰⁾は式(23)を提案している。

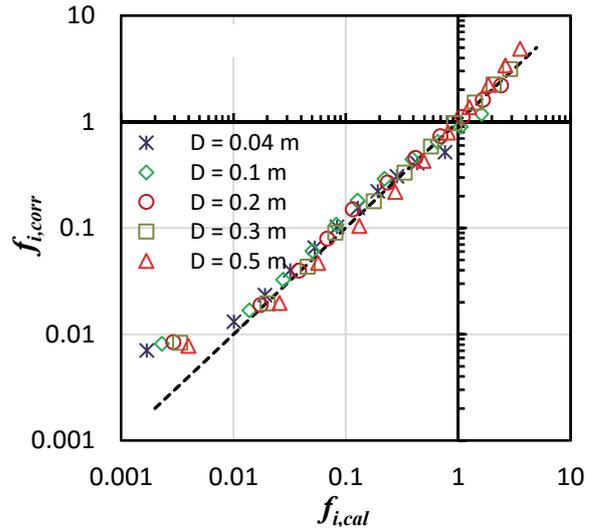
$$K_G^{*1/2} + 0.97K_L^{*1/2} = 1.53 \quad (23)$$

CCFLの相関式(23), f_wの相関式(18), δの相関式(20)を用いてf_iの計算値f_{i,cal}を求め、新たなf_i相関式をf_i = A exp(BK_G^{*})と仮定して、係数Aと指数BにはDとρ_L/ρ_Gをパラメータとして用いた。f_{i,cal}からA, Bを求め、相関式(24)を算出した。

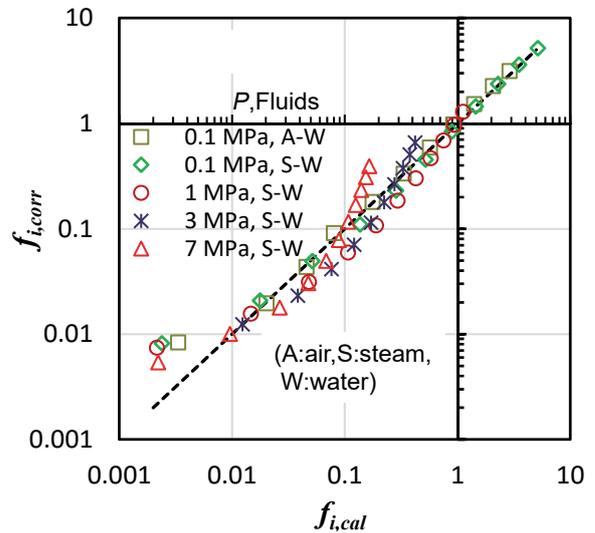
$$f_i = A \exp(BK_G^*), \quad A = \left(\frac{3.76}{10^4} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.76} D^*$$

$$B = -0.654 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.11} D^{*0.16} \quad (15 \leq D^* \leq 187) \quad (24)$$

相関式(24)から算出した値f_{i,corr}と計算値f_{i,cal}との比較を図13に示す。いずれのグラフでもf_{i,cal} ≥ 0.01では概ね合っている。f_{i,cal} < 0.01で相違が大きくなっているが、Wallis⁽¹⁾はf_iの最小値を0.005~0.008としており、0.01未満での影響は小さいと判断する。またf_i < 0.01では圧力勾配が小さくなり、f_iの不確かさが原子炉事故解析に



(a) 管直径の影響



(b) 圧力の影響

図13 界面摩擦係数相関式による算出値と計算値との比較

及ぼす影響は小さい。

4. 流動状態を区分しない相関式

4.1 壁面摩擦係数相関式

f_wの測定値を求めるには、dP/dzとα_Lを測定する必要があるが、既存研究でα_Lの測定値は少なく、f_wデータは限られている。信頼性の高いf_wの相関式を作成すれば、より測定しやすいdP/dzデータとf_wの相関式を用いて式(9)からα_Lを求めることができる。Godaら⁽⁷⁾は、RFを対象に式(25)を提案している。

$$f_w = \frac{2.86 \times 10^4}{Re_L^{1.96}} \quad (25)$$

$D=20\text{ mm}$ および 40 mm で、上下端形状はR/S, S/R, R/Rの実験結果と式(18), 式(25)を図14に示す。

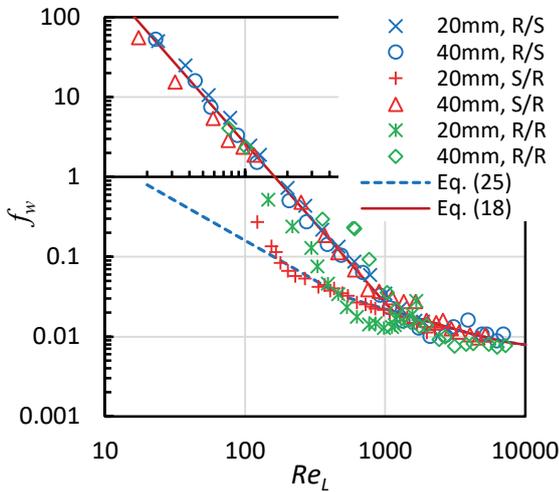


図14 壁面摩擦係数

f_w の値は、高レイノルズ数においては式(18)にほぼ合っているが、低レイノルズ数においてはRFを対象とした式(25)とSFを対象とした式(18)の間となった。そこで式(18)のうち層流に対する項を液相Kutateladzeパラメータで整理し、式(26)を得た。

$$f_w = \max\left(\frac{1.06 \times 10^{-3}}{K_L^{*1.8}}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right) \quad (26)$$

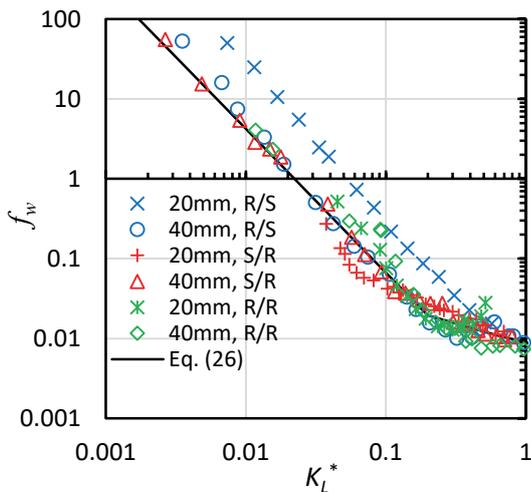


図15 壁面摩擦相関式と実験データとの比較

実験データおよび式(26)を図15のとおり比較した。 $D=20\text{ mm}$ のR/Sを除き、 f_w を式(26)で示すことができたと言える。

f_w の相関式は α_L の予測に及ぼす影響が重要である。 $D=40\text{ mm}$ での α_L の測定値と dP/dz データおよび式(26)と(9)による α_L の計算値の比較を図16に示す。

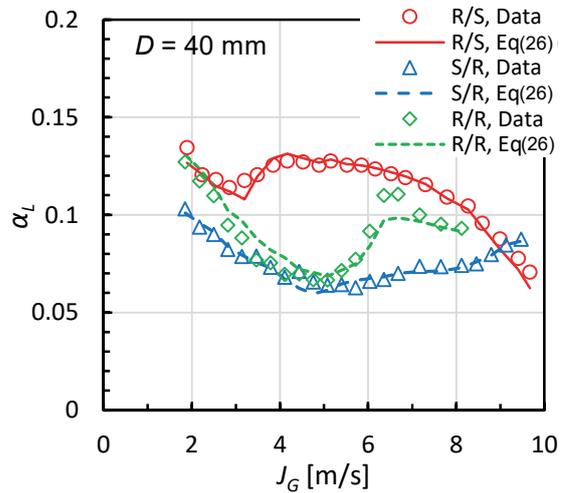


図16 実験データと相関式の液相体積率比較

α_L の実験データと相関式による計算値は概ね一致している。信頼性の高い f_w 相関式を用いると dP/dz データから α_L を求めることができる。

4.2 界面摩擦係数相関式

f_i は液膜の状態に関わらず、 δ の増加に対して単調に増加することから、 f_i 相関式の主因子として δ/D および δ/L を選択し、代表長さを $w = D^{(1-\beta)}L^\beta$ とした。ここで L はラプラス長さである。

f_i 相関式として指数関数 $f_i = A \exp\{B(\delta/w)\}$ および累乗関数 $f_i = A(\delta/w)^\beta$ を用いて、定数 A, B を最小二乗法により求めた。 $\beta=0.4$ 、つまり $w = D^{0.6}L^{0.4}$ の時、指数関数 $f_i = 0.016\exp\{34(\delta/w)\}$ および累乗関数 $f_i = 51(\delta/w)^{2.1}$ を得た。これらの式を図17に実験データとともに示す。 δ が大きい場合は指数関数の方が、小さい場合は累乗関数の方がよく合った。

β の値を変化させたときの上記の指数関数および累乗関数の標準偏差 s を図18に示す。指数関数では $\beta=0.4$ で、累乗関数では $\beta=0.45$ で s が最小となった。その結果から $\beta=0.4$ を選択した。図17を踏まえ、 $\delta/D^{0.6}L^{0.4}$ が0.05以上と以下で式を分けてそれぞれ相関式を求め、合わせることで最終的に式(27)のとおり流動状態を区

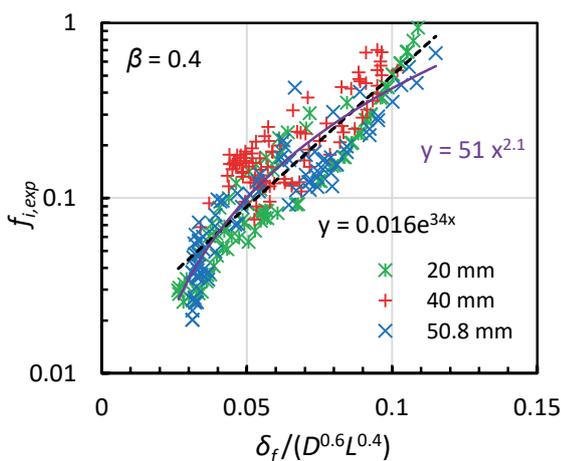


図17 指数関数と累乗関数による界面摩擦係数

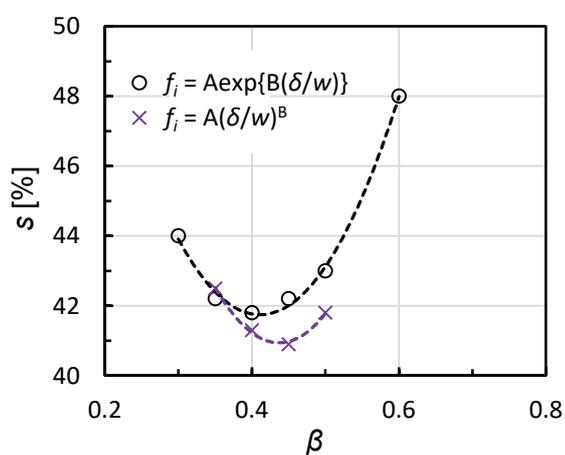


図18 定数betaを変化させた時の標準偏差s

分しない界面摩擦係数の相関式を得た.

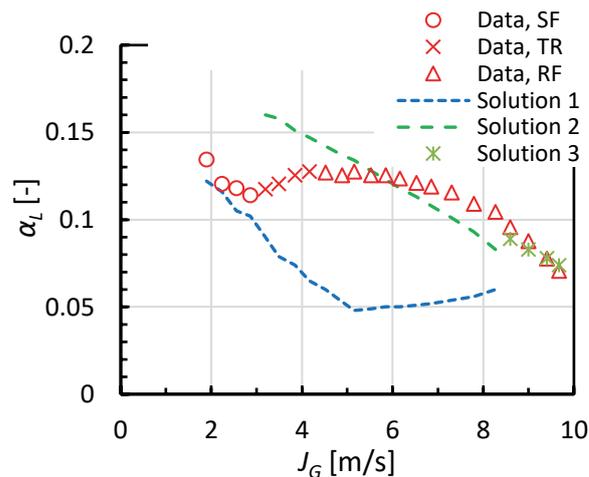
$$f_i = 0.016 \exp\left(34.4 \frac{\delta_f}{D^{0.6} L^{0.4}}\right) \quad \left(\frac{\delta_f}{D^{0.6} L^{0.4}} \geq 0.049\right)$$

$$f_i = 36 \left(\frac{\delta_f}{D^{0.6} L^{0.4}}\right)^2 \quad \left(\frac{\delta_f}{D^{0.6} L^{0.4}} < 0.049\right) \quad (27)$$

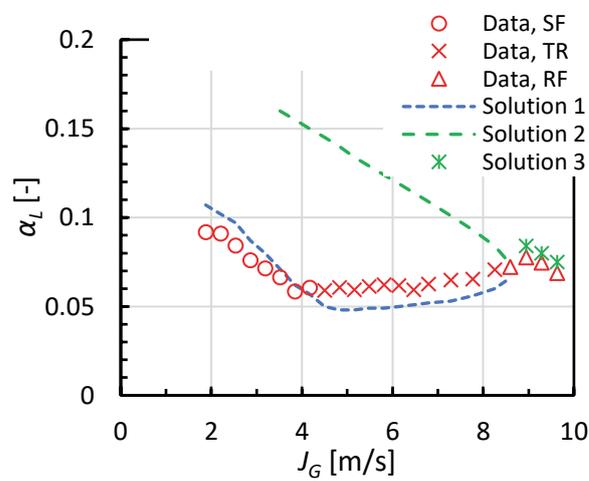
次に式(27)を用いた α_L の予測について評価する. 環状流の式(1)~(3)および式(6)と(7)から圧力勾配を消去して無次元化することにより, 式(28)を得る.

$$\alpha_L = 2f_w \left(\frac{J_L^*}{\alpha_L}\right)^2 + \frac{2f_i}{\sqrt{\alpha_G}} \left\{ J_G^* \alpha_G - \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{1/2} \frac{J_L^*}{\alpha_L} \right\}^2 \quad (28)$$

式(28)に, 流動状態を区分しない f_w および f_i の相関式(26), (27)と J_G , J_L の測定値を代入して α_L を計算する. $D = 40\text{mm}$ のR/SおよびS/Sに対する結果を図19に示す. 式(28)の解は二つ, Solution 1とSolution 2が存在する. 解が存在しなくなる高 J_G^* で $J_L^* = 0$ にして求めたのが



(a) $D = 40\text{mm}$, R/S



(b) $D = 40\text{mm}$, S/S

図19 環状流の式の解と実験データとの比較

Solution 3である. R/Sでは, Solution 1はSFのデータとよく一致し, Solution 2および3はRFのデータと比較的よく一致した. 一方でTRのデータとは一致するSolutionはなかった. S/SではSolution 1がSF, TRのデータと, Solution 3がRFのデータとよく一致した.

図19に示した J_G と α_L データとの関係は, R/SとR/R, S/SとS/Rの間で同様であった.

$D = 40\text{ mm}$ の計算値 $\alpha_{L,cal}$ と測定値 $\alpha_{L,exp}$ のうち, R/SおよびR/RのTRを除いたものを図20に示す. SFについては $\alpha_{L,cal}$ と $\alpha_{L,exp}$ がよく一致した. RFについては若干異なっていた. 高 J_G で解が得られない際に $J_L = 0$ と近似して得た解をRF-bとしているが, この $\alpha_{L,cal}$ と $\alpha_{L,exp}$ はほぼ一致した. α_L がおおよそ0.05から0.15の範囲において, $\alpha_{L,cal}$ と $\alpha_{L,exp}$ の標準偏差sは0.01であり, 不確かさは小さいと言える.

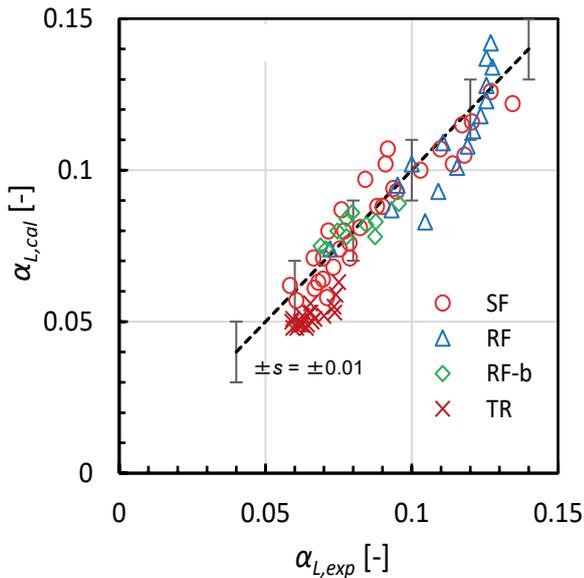


図20 液相体積率の計算結果と実験データとの比較

5. まとめ

本研究では、原子炉の事故時における配管系での流動特性を対象とし、気液対向流条件における鉛直管内での流動状態に関する相関式の不確かさの縮小を目標とした。

本報では、 $D=20\text{ mm}$ および 40 mm の鉛直管を用い、流動特性を観察するとともに、上下端形状を変えてGodaら⁽⁷⁾と同様の実験を行い、CCFL特性、 dP/dz 、および α_G を測定した。流動構造として低気相流域から高気相流域にかけて、液相が滑らかに流下するSF、CCFLが管下端部で生じて管下端部から擾乱波が発生するTR、擾乱波が管上端部まで達するRF-I、管内で複数の擾乱波が同時に発生し、CCFLが管内部で発生するRF-IIが見られた。

上端シャープエッジ、下端ラウンドエッジでの実験結果からSFでの f_w の相関式を求め、事故時圧力(7 MPa)における加圧器サージ管($D \approx 300\text{ mm}$)を想定し高温高压大口径への適用に工学的非合理性がないことを確認した。その f_w 相関式と dP/dz の既存データから α_G を求めて液膜厚さ δ の相関式を作成し、高温高压大口径への適用に関して合理的なパラメータ変化を確認した。これらから f_i の相関式を作成した。高温高压大口径を想定した際、非合理的となったため、加圧器サージ管を想定して適用可能な式も算定した。

上下端の形状を変更した実験結果からSFとRFを区別しない f_w および f_i の相関式を提案した。 f_w 相関式は $D=20\text{ mm}$ および 40 mm のR/S, S/R, R/Rから作成したが、

$D=20\text{ mm}$ のR/Sを除いて表すことのできる相関式を作成できた。 f_i についてはR/SおよびR/RのTRを除き、 f_i の特性を表すことのできる相関式を作成できた。これらの相関式を、例えば過渡・事故解析コードに組み込む、あるいは既存コードの検証に使用することにより、プラント事故解析の信頼性を向上できる。

記号

A	定数 (-)
B	定数 (-)
a	定数 (-)
C	定数 (-)
D	管直径 (m)
D^*	無次元直径 (-)
dP/dz	圧力勾配 (Pa/m)
$(dP/dz)^*$	無次元圧力勾配 (-)
f_i	界面摩擦係数 (-)
f_w	壁面摩擦係数 (-)
g	重力加速度 (m/s^2)
H^*	無次元体積流束 (-)
J	体積流束 (m/s)
J^*	Wallis パラメータ (-)
K^*	Kutateladze パラメータ (-)
L	ラプラス長さ (m)
L_v	代表長さ (m)
m	勾配 (-)
n	定数 (-)
P	圧力 (Pa)
P_{e_i}	圧力 (Pa)
P_{e_w}	圧力 (Pa)
R	曲率半径 (m)
Re_L	液相レイノルズ数 (-)
s	標準偏差 (-)
w	代表長さ (m)
z	鉛直方向座標 (m)

ギリシャ記号

α	体積率 (-)
β	定数 (-)
δ	液膜厚さ (m)
δ_f	自由落下液膜厚さ (m)
μ	粘度 (Pa s)
ν	動粘度(m ² /s)
ρ	密度 (kg/m ³)
σ	表面張力 (N/m)
τ_i	界面せん断応力 (N/m ²)
τ_w	壁面せん断応力 (N/m ²)

添字

<i>cal</i>	計算値
<i>exp</i>	測定値
<i>G</i>	気相
<i>L</i>	液相

引用文献

- Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, 315-345, McGraw-Hill, New York (1969).
- Bankoff, S. G. and Lee, S. C., A Critical Review of the Flooding Literature, NUREG/CR-3060, U. S. Nuclear Regulatory Commission, Washington D.C. (1983).
- Wallis, G. B. and Kuo, J. T., The Behavior of Gas-Liquid Interfaces in Vertical Tubes, Int. J. Multiph. Flow, Vol. 2, 521-536 (1976).
- Bharathan, D., Wallis, G. B. and Richter, H. J., Air-Water Countercurrent Annular Flow in Vertical Tubes, EPRI NP-786, Electric Power Research Institute, Palo Alto, California (1978).
- Bharathan, D., Wallis, G. B. and Richter, H. J., Air-Water Countercurrent Annular Flow, EPRI NP-1165, Electric Power Research Institute, Palo Alto, California (1979).
- Bharathan, D. and Wallis, G. B., Air-Water Countercurrent Annular Flow, Int. J. Multiph. Flow, Vol. 9(4), 349-366 (1983).
- Goda, R., Hayashi, K., Murase, M., Hosokawa, S. and Tomiyama, A., Experimental Study on Interfacial and Wall Friction Factors under Counter-Current Flow Limitation in Vertical Pipes with Sharp-Edged Lower Ends, Nucl. Eng. Des., Vol. 353, 110223, 11 pages (2019).
- 佐野直樹, 高木俊弥, 西田浩二, 村瀬道雄, 合田頼人, 富山明男, 下端フラッディング状態での鉛直円管内における界面摩擦係数, 混相流, Vol. 34(1), 82-92 (2020).
- Takaki, T., Goda, R., Hayashi, K., Murase, M. and Tomiyama, A., Flow Characteristics in Vertical Circular Pipes with the Square Top End under Flooding Conditions, Nucl. Eng. Des., Vol. 371, 110951, 9 pages (2021).
- Takaki, T., Murase, M., Hayashi, K. and Tomiyama, A., Void Fraction and Interfacial Friction in Vertical Circular Pipes with the Square Top End Under Flooding Conditions, Nuclear Technol., Vol. 208(3), 503-519 (2022).
- 高木俊弥, 山下誠希, 栗本遼, 林公祐, 村瀬道雄, 富山明男, フラッディング条件における鉛直管での壁面摩擦係数とボイド率, 混相流, Vol. 36(4), 440-451 (2022).
- Takaki, T., Yamashita, M., Kurimoto, R., Hayashi, K., Murase, M. and Tomiyama, A., Gas-liquid Interfacial Friction Factor under Flooding Conditions in Vertical Pipes, 混相流, Vol. 37(4), 401-411 (2023).
- 高木俊弥, 村瀬道雄, 鉛直管内での落下液膜に対する壁面摩擦係数相関式の検証, INSS JOURNAL, Vol. 29, 205-216 (2022).
- 高木俊弥, 村瀬道雄, 山下誠希, 栗本遼, 林公祐, 富山明男, フラッディング状態での鉛直管内流動特性への液粘性の影響, INSS JOURNAL, Vol. 30, 171-181 (2023).
- Bankoff, S. G., Tankin, R. S., Yuen, M. C. and Hsieh, C. L., Countercurrent flow of air/water and steam/water through a horizontal perforated plate, Int. J. Heat Mass Transf., Vol. 24 (8), 1381-1395 (1981).
- 数土幸夫, 垂直円管の対向二相流における落下水制限に関する研究, 日本機械学会論文集B編, Vol. 60, 2566-2572(1994).
- Nusselt, W., Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, Z. Ver. Deut. Ing., Vol. 60,569 (1916).
- Feind, K., Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in Lotrechten Röhren, VDI-

Forschungsheft, 481 (1960). (in German).

- (19) Ilyukhin, Y. N., Balunov, B. F., Smirnov, E. L. and Gotovskii, M. A., Hydrodynamic Characteristics of Annular Counter Flows in Vertical Channels, *Teplofiz. Vys. Temp*, Vol. 26 (5), 923–931 (1988). (in Russian)
- (20) Murase, M., Nishida, K., Torige, T, Takaki, T., Goda, R. and Tomiyama, A., “Effects of Diameters on Countercurrent Flow Limitation at a Square Top End in Vertical Pipes,” *Sci. Technol. Nucl. Installations*, Vol. 2018, Paper ID 1426718 (2018).