傾斜管付き水平管内気液対向二相流制限 (CCFL)
(落水開始気相流速の予測)大 貫 晃^{*1}安 達 公 道^{*1}LIMITATION OF COUNTERCURRENT GAS-LIQUID FLOW IN A HORIZONTAL
FLOW PATH CONNECTED TO AN INCLINED FLOW PATH
(PREDICTION OF GAS VELOCITY ON INITIATION
OF LIQUID PENETRATION)

Akira OHNUKI, Hiromichi ADACHI

Limitation of countercurrent gas-liquid flow has been investigated in horizontal flow path (HFP) connected to inclined flow path (IFP). The envelope model was applied to predict the gas velocity on initiation of liquid penetration from HFP to lower tank. The gas velocity and void fraction at dominant limitation (DL) could be predicted well for different scales of flow path by the model, using the following interfacial friction factor. That was 0.021 as average in HFP in the case where DL existed in HFP near the bend connecting HFP with IFP and 0.5 at DL in the case where DL existed in IFP near the bend.

Key Words: Multiphase Flow, Countercurrent Flow Limitation, Horizontal Flow Path, Inclined Flow Path, Envelope Model, Interfacial Friction Factor, Void Fraction

1. 緒 言

傾斜管付き水平管内気液対向二相流制限 (Counter-current Flow Limitation, CCFL) は、加圧水型軽水炉事故時の圧力容器と蒸気発生器とを結ぶホットレグ内の流動を予測する上で重要な問題であるが、その研究は少なく^{(1)~(4)}、小型の水平管のみの場合のCCFL特性で議論されることが少なくない。しかし、筆者の1人⁽⁴⁾が報告しているように、ホットレグでのCCFL特性を予測するためには、水平管と傾斜管をつなぐベンド部近傍での落水制限機構を明らかにする必要がある。

一般にCCFL下で、ある気相流量に対する落水量を求めるためには、気液相間摩擦係数 f_i およびボイド率を決定する必要がある⁽⁵⁾。ボイド率の決定には包絡線モデルの適用が報告されている⁽⁶⁾⁽⁷⁾。このモデルは、ある気相(液相)流量に対しボイド率を変化させた場合、最大液相(気相)流量が実現されとしたも

のである。傾斜管付き水平管に同モデルを適用し、 f_i の決定や流路スケールの効果を含め報告された例は筆者らの知る範囲ではない。

本研究では、日本原子力研究所で実施している平板炉心(Slab Core Test Facility; 以下SCTFと略す。)再冠水試験⁽⁸⁾⁽⁹⁾で観測されたホットレグ内蒸気-飽和水CCFLの結果、および空気-水系の小型実験の結果(文献(1),(4)の結果含む。)のうち、水平管から下部容器へ落水を開始する直前の気相流速(以下、落水開始気相流速と略す。)の予測に対し、包絡線モデルを適用し、 f_i の値および同モデルの予測能力を調べる。

記 号

A	: 流路面積	(m^2)
D	: 流路内径	(m)
	矩形流路に対しては $D = 2hd/(h+d)$	
d	: 矩形流路の横幅	(m)
f_i	: 相間摩擦係数	
f_w	: 壁摩擦係数	
g	: 重力加速度	(m/s^2)
H	: 水平流路長さ	(m)

* 昭和62年4月1日 第64期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和61年8月13日。

*¹ 正員、日本原子力研究所 (〒319-11 茨城県東海村白方白根2-4)。

- h : 矩形流路の高さ (m)
 但し h_1, h_2 の場合液位
 I : 傾斜流路長さ (m)
 J_k^* : 無次元流速⁽⁵⁾
 $(=V_k \{ \rho_k / [g \cdot D (\rho_l - \rho_g)] \})^{1/2}$
 J_{ge}^* : 矩形管におけるエントレイメントを含む無次元気相流速⁽¹⁾
 $(=V_g \{ [\rho_g E + \rho_l (1-E)] (h+d) / [2h \times dg (\rho_l - \rho_g)] \})^{1/2}$, ここで
 $E = V_g / (V_g + V_e)$
 P : 圧力 (kg/m²・s²)
 S : 濡れ線長さ (m)
 u : 平均流速 (m/s)
 V : みかけ流速 (m/s)
 α : ボイド率
 ρ : 密度 (kg/m³)
 ν : 動粘性係数 (m²/s)
 θ : 傾斜流路の傾き角度 (度)
 θ' : 界面の傾き角度 (度)
 φ : 図9で定義される角度 (ラジアン)
 記号上部の一は平均を示す。
 (添字) g : 気相, l : 液相, e : エントレイメント, i : 相間, k : g or l , 1 or 2 : 場所

2. 小型実験装置

小型実験で使用した実験装置は既報⁽⁴⁾と同一であり、その概要を図1に示す。試験流路および各容器はすべてアクリル製であって、流動観察が容易に行える。試験流路の形状および寸法を図2に示す。Type Bの水平流路寸法は、4で示す式(5)の中の形状に関する係数 $H \cdot d / [h(h+d)]$ および $d / (h+d)$ が S C T F のそれらとほぼ一致するように選んだ。 I については

図1 小型実験装置の概要

比 H/I を S C T F のそれとほぼ一致させた。 θ については S C T F と同一である。

実験手順としては試験流路内に落水しない空気流量を吹きこむことにより、試験流路上端につながる分離タンクに所定の液位を保持する。次に空気流量を所定の値まで減らし、水平流路端につながる測定タンク内への落水流量をその容器内の液位上昇速度から求める。上昇速度を計測している間は図1の水頭を一定に保つ。同一の空気流量に対して3回上昇速度を計測し、その平均値を落水流量とする。なお上昇速度の計測は、流路内の流動が十分定常的になるまで待ってから行った。測定タンク内の水をドレインした後、別の空気流量に対して上記の手順をくり返す。

3. S C T F のホットレグ配管

S C T F のホットレグ配管の概要、形状および寸法を図3に示す。ホットレグ断面形状は、流路面積を実炉との縮尺比（炉心の発熱棒本数比、炉心流路面積比等。約1/21。）に合わせ、実炉のホットレグ内径を高さとした長円形で、むしろ縦長の矩形断面に近い。なお S C T F では実炉の4本分のホットレグを1本にまとめている。図3に示すように水平部の2ヶ所で差圧計 (D P) により液位を計測しているほか、スプールピースと呼ばれる計測器が取り付けられており、圧力、流

図2 小型試験流路の形状および寸法

図3 S C T F ホットレグの配管、形状、寸法

体温度、ボイド率、流体速度、質量流量が計測、求められる⁽¹⁰⁾。SCTFでのCCFLデータを求めるための手法を付録1に示す。小型実験を含めた試験条件を表1に示す。レイノルズ数 $Re_k = V_k D / \nu_k$ 換算の流量範囲は、小型実験; $Re_g = 2.7 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^4$, $Re_l = 0 \sim 4.2 \times 10^3$, SCTF; $Re_g = 5.0 \times 10^5 \sim 6.6 \times 10^5$, $Re_l = 0 \sim 2.7 \times 10^4$ である。

4. 結果および考察

小型実験のType A, Type BおよびSCTFのデータの整理結果を図4に示す。傾斜流路だけの場合 (Type A) に比べ、水平流路が付加される (Type B) と、同一の $J_g^{*1/2}$ に対し $J_l^{*1/2}$ が減少することがわかる。この特性は円形断面のホットレグ模擬管の場合と同様である⁽⁴⁾。またSCTFの結果とType Bの結果とはほぼ一致していることがわかる。次に述べるエントレインメントの効果を含めてもType Bとは誤差範囲内で一致しており、2で述べたスケールの決め方をすれば J^* でよく整理できることを示唆している。

図5にType Bにおける落水開始直前での流動様式を示す。まき波が発生し、落水制限が主に働いている場所はベンド部側の水平流路内であった。水平流路ではほぼ直線で近似できる水位勾配がみられ、水頭差と気相運動量とが釣り合う様式がみられた。SCTFの

場合も、図3に示した観測窓からの流動観察および差圧のデータは図5に示した流動様式と矛盾するものではなかった。落水開始気相流速を求めるため、流動観察に基づく定常対向分離流のモデル化を行う (図6)。気液両相ともに流速は断面で一様、非圧縮性と仮定し、流動観察および飛原ら⁽¹¹⁾の結果より、界面の傾きを直線で近似する。運動量の保存式は次のようになる。

$$\bar{P}_{2l} - \bar{P}_{1l} = \frac{\rho_l}{2} (u_{l1}^2 - u_{l2}^2) + \frac{F_{il}}{2} \rho_g (\bar{u}_g - \bar{u}_l)^2 + \frac{F_{wl}}{2} \rho_l \bar{u}_l^2 \quad (1)$$

$$P_{1g} - P_{2g} = \frac{\rho_g}{2} (u_{g2}^2 - u_{g1}^2) + \frac{F_{ig}}{2} \rho_g (\bar{u}_g - \bar{u}_l)^2 + \frac{F_{wg}}{2} \rho_g \bar{u}_g^2 \quad (2)$$

ここで $F_{il} = f_i \bar{S}_i H / \bar{A}_l$, $F_{ig} = f_i \bar{S}_i H / \bar{A}_g$, $F_{wl} = f_{wl} \bar{S}_l H / \bar{A}_l$, $F_{wg} = f_{wg} \bar{S}_g H / \bar{A}_g$, $F_{wl} = f_{wl} \bar{S}_l H / \bar{A}_l$.

気液各相間の圧力の関係を次のように仮定する。

$$\bar{P}_{2l} - \bar{P}_{1l} = P_{2g} - P_{1g} + \rho_l g (h_2 - h_1) / 2 \quad (3)$$

式(1), (2), (3)より P を消去し, $\bar{u}_g \gg \bar{u}_l$ および液相の加速損失は他の項と比較して小さいとすると、次のようになる。

$$\bar{u}_g^2 (F_{il} + F_{ig}) = \frac{\rho_l g}{\rho_g} (h_2 - h_1) - \bar{u}_g^2 F_{wg} - \frac{\rho_l}{\rho_g} \bar{u}_l^2 F_{wl} - (u_{g2}^2 - u_{g1}^2) \quad (4)$$

J^* で整理し、落水開始点での気相流速を求めるため

表1. 実験および試験条件

	Small Scale Experiment	SCTF
Fluid Combination	Air/Water	Steam/Saturated Water
Pressure, MPa (kgf/mm ²)	0.1 (0.0102)	0.25 (0.0255)
Superficial Gas Velocity, m/s	3.3-12.1	24.3-31.0
Superficial Liquid Velocity, m/s	0-0.21	0-0.03

図4. $J_g^{*1/2} (J_{ge}^{*1/2})$ と $J_l^{*1/2}$ との相関

図5. 落水開始直前の流動様式

図6. 水平矩形管内対向分離流モデル

$J_i^* = 0$, $\alpha_1 = 1$ とすると次式が得られる。

$$J_g^{*2} = \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_g} \frac{\alpha_2^2(1-\alpha_2)}{2(1+\alpha_2)} \left\{ \left[\frac{f_i}{1-\alpha_2} + \frac{h(1+\alpha_2)+d}{2d} f_{wg} \right] \times \frac{Hd}{h(h+d)} + (1-\alpha_2) \frac{d}{h+d} \right\}^{-1} \quad (5)$$

Richter⁽¹⁾は、ホットレグ模擬管内の対向流実験で気相中にエントレイメントを含め実験を行い、 J_{ge}^* でよく整理できることを報告しており、SCTFの場合の解析には、 J_{ge}^* で整理した次式も使う。

$$J_{ge}^{*2} = \frac{\rho_l(\rho_g E + \rho_l(1-E))}{(\rho_l - \rho_g)\rho_g} \frac{\alpha_2^2(1-\alpha_2)}{2(1+\alpha_2)} \left\{ \left[\frac{f_i}{1-\alpha_2} + \frac{h(1+\alpha_2)+d}{2d} f_{wg} \right] \frac{Hd}{h(h+d)} + (1-\alpha_2) \frac{d}{h+d} \right\}^{-1} \quad (6)$$

J_{ge}^* はエントレイメントの流速を気相流速と等しいと仮定し、密度項のみを補正し無次元化している。SCTFホットレグ内へのエントレイメントは助走区間が短かく、エントレイメントの流速は気相流速より遅いことが想定され、 J_{ge}^* は真の値よりは大きいと考えられる。

図7に、式(5)または(6)と各データとの比較を示す。同図中には文献(4)で報告した円形断面ホットレグ模擬管 ($I = 0.038\text{m}$, $H = 0.19\text{m}$, $D = 0.026\text{m}$, $\theta = 40^\circ$) の結果も含めてある。式(5)に相当する円管に対する式は次式となる⁽⁴⁾。

$$J_g^{*2} = \frac{\rho_l \alpha_2^2}{(\rho_l - \rho_g)(1+\alpha_2)} \left(\frac{4}{3} \frac{\sin^3 \varphi}{2\varphi - \sin 2\varphi} - \cos \varphi \right) \left\{ \frac{2}{\pi} \left[\frac{2f_i \sin \varphi}{1-\alpha_2} + f_{wg}(\pi - \varphi) \right] (H/D) + 1 - \alpha_2 \right\}^{-1} \quad (7)$$

各式の f_{wg} としては、 $Re_g = \bar{u}_g D_g / \nu_g$ ($D_g = 4\bar{A}_g / (\bar{S}_g + \bar{S}_i)$) の範囲により、BiasiusおよびNikuradse

の式を使用した。また f_i としては、Kimら⁽¹²⁾の求めた次式に基づき、 $J_e^* = 0$ の条件から $Re_e = 0$ と仮定して使用した。

$$f_i = 0.14 \times 10^{-5} Re_e + 0.021 \quad (8)$$

式(8)は、まき波の比較的少ない水平矩形管内蒸気-飽和水対向分離流から求められた。図7より各データは各式の曲線頂部とはほぼ一致しており、 f_i として0.021を採用した包絡線モデル(α の変化に対し、最大の J_g^* を取る。)により、落水制限部でのボイド率および落水開始気相流速を予測できることを示している。なお各データの α_2 の範囲は、SCTFの場合差圧から、他の場合は観察された最大液位および最小液位から求めた。

ここで曲線頂部を取る物理的解釈(包絡線モデルの妥当性)を考える。図7に示した曲線の下側は落水可能な領域であり、もしYで示す点まで J_g^* が下がった場合、 α_2 の変動により落水可能域に入りこむ、実験においても落水開始点より少し低い J_g^* の条件では、間欠的な落水が見られた。したがって α_2 の変動に対し落水しない条件としては曲線頂部より上の J_g^* を取る必要があり、落水開始直前の J_g^* は曲線頂部と一致する。

図8に、本研究で得られたデータ、文献(1)および文献(4)のデータと式(5)、(7)および付録2に示す式(12)(仮定: $\theta' = \theta$, $f_i = 0.5$)を使い、包絡線モデルで予測した値との比較を示す。よく予測されていることがわかる。 α についてもほぼ予測できた。なお式(12)を使う必要があったデータはIの長いものである。Iの効果については次に議論する。

Iが長い場合、図8に示したように式(7)で予測でき

図7 $J_g^{*1/2}$ ($J_{ge}^{*1/2}$) と α_2 との関係

図8 予測値とデータとの比較

ず (f_i を f_{wg} より小さくしなければ予測できなかった。) 主要な落水制限が傾斜管内で起こる ($\theta' = \theta$) とした式で予測できた理由として流動様式の違いが考えられる。同一の H/D に対し I を長くすると、ベンド部近傍の界面のまき波が傾斜管のより高い位置まで吹き上げられ、そこでの界面の乱れが大きくなった⁽⁴⁾。原因としては、 I が長くなるほどベンド部へ流れ込む液相の運動量が大きくなり、水平管へ入ったところでの運動量のジャンプが大きくなるため、そこでの液位増加が急激に起き気相との運動量交換が激しくなったためと思われる。次に f_i であるが、図 8 に示したように 0.5 と選ぶとよく予測できた。この値はまき波の生じている局所の値であり、式(8)とは適用する場所が異なる。垂直管 CCFL では 1.0 前後を報告している例もある。⁽⁵⁾

式(12)を使った形状の I は約 0.6 m であった。SCTF の I は 1.13 m とこれより長いにもかかわらず水平流路内の特性のみで評価できた。これは縦長矩形管と円管との液位と界面積の関係の違い (円管では液位増加に対し界面積が増加し ($\alpha > 0.5$) 液相吹き上げが起こりやすい。) のため、SCTF の流動様式が図 5 のようになったためと思われる。

5. 結 論

異なるスケールの傾斜管付き水平管 (矩形および円形断面) 内気液対向二相流制限 (CCFL) における落水開始気相流速を予測するため、落水制限部でのボイド率の予測に包絡線モデルを適用し、次の結論を得た。

(1) 落水制限がベンド部側水平管内で起こる場合、水平管内の平均的な f_i として Kim らの値 0.021 を採用すると、同モデルにより落水制限部でのボイド率および落水開始気相流速が予測できた。

(2) 落水制限がベンド部側傾斜管内で起こる場合、落水制限部での f_i として 0.5 を仮定すると、同モデルにより落水制限部でのボイド率および落水開始気相流速が予測できた。

付録 1. SCTF における CCFL データの求め方

J_g^* , J_l^* 等を求めるため気相、液相およびエントレイメントの流量はそれぞれ次の方法で算出した。

- (1) 気相流量は、気水分離器につながる配管に装着されているベンチュリ流量計により求めた。
- (2) 逆流する液相流量はスプールピースにより求めた。SCTF ホットレグは縦長形状のため、スプールピースは高さ方向に 4 つの領域に分かれ、それぞれの領域に対しドラグディスクおよび γ 線密度計により流速、ボイド率および質量流量が求められる⁽¹⁰⁾。逆流流量は、

第 4 領域 (最底部) のボイド率がゼロであり、第 1 ~ 3 領域のボイド率が 0.95 以上の時間帯に対し、第 4 領域の質量流量を落水量として用いた。

(3) エントレイメント流量は、ホットレグ入口を境界とし、その上流側からマスバランスにより求めた液相のキャリオーバー流量を用いた。

付録 2. ベンド部近傍における運動量の釣り合い

図 9 に示す円管内定常対向分離流を考え、 α 最小断面での運動量保存式は次のようになる。

$$\frac{d\bar{P}_l}{dX} = \rho_l g \sin \theta' - \frac{F_{wl}}{2} \rho_l u_l^2 - \frac{F_{il}}{2} \rho_g (u_g - u_l)^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{d\bar{P}_g}{dX} = \rho_g g \sin \theta' + \frac{F_{wg}}{2} \rho_g u_g^2 + \frac{F_{ig}}{2} \rho_g (u_g - u_l)^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで $F_{il} = f_i S_i / A_l$, $F_{ig} = f_i S_i / A_g$

$$F_{wl} = f_{wl} S_l / A_l, F_{wg} = f_{wg} S_g / A_g$$

α 最小の断面での水頭変化率は無視できるとすると、

$d\bar{P}_l/dX = d\bar{P}_g/dX$ となり、 $u_g \gg u_l$ と考えられるので次式が得られる。

$$2(\rho_l - \rho_g)g \sin \theta' = \rho_g u_g^2 (F_{il} + F_{ig} + F_{wg}) + \rho_l u_l^2 F_{wl} \quad \dots\dots\dots (11)$$

J^* で整理し、落水開始条件 $J_l^* = 0$ を入れると次式となる。

$$J_g^{*2} = \sin \theta' \frac{\pi \alpha^3}{2} \left[f_{wg} (\pi - \varphi) + f_i \frac{\sin \varphi}{1 - \alpha} \right]^{-1} \quad \dots\dots\dots (12)$$

図 9 対向分離流モデル

文 献

- (1) Richter, H. J., はか 3 名, NRC-0193-9 (1978).
- (2) Soda, K., J. Nucl. Sci. Technol., 19(10), 813 (1982).
- (3) Gardner, G. C., Int. J. Multiphase Flow, 9(4) 367 (1983).
- (4) Ohnuki, A., J. Nucl. Sci. Technol., 23(3), 219 (1986).
- (5) Bharathan, D., EPRI NP-1165, (1979).

(6) Taitel, Y., ほか 2 名, Int. J. Multiphase Flow, 8(1) 1 (1982).	(9) Adachi, H. ほか 6 名, JAERI-M83-079 (1983).
(7) Lee, S. C. and Bankoff, S. G., Int. J. Heat Mass Transfer, 27(10), 1691 (1984).	(10) Iwamura, T. ほか 6 名, JAERI-M84-065 (1984).
(8) 平野, 村尾, 日本原子力学会誌, 22 (10), 681 (1980).	(11) 飛原, ほか 2 名, 機論, 51-461, B(昭60) 394.
	(12) Kim, H. J. ほか 2 名, Int. J. Multiphase Flow 11(5), 593 (1985).
-