環状流路におけるトップフラッディング*

刑部 真弘^{*1}, 彭 自 明^{*2}, 二又 浩文^{*2}

Top Flooding in Annuli

Masahiro OSAKABE, Zi Ming PENG and Hirofumi FUTAMATA

Top flooding experiments in annuli with various aspect ratios were conducted to study the flooding characteristics and similarities with those in thin rectangular channels. Top flooding in high-aspect annuli were characterized using the average circumference W as a characteristic length in Wallis nondimensional velocity. The flow in the high-aspect annuli consisted of approximately four "unit cells" around the circumference, each of which was similar to that in the thin rectangular channels. Therefore the characteristic length was the circumference corresponding to the wider span in the thin rectangular channels. When the annulus was actually divided to four "cells" by inserting vertical walls, the descending-water flow rate was increased due to the nonuniform flow distribution among the "cells".

Key Words: Multiphase Flow, Top Flooding, Annuli, Thin Rectangular Channel, Circumference, Span, Characteristic Length, Wallis Nondimensional Velocity, Liquid Penetration

1. 序

気液対向流のトップフラッディングは、液冷式タービン翼、ヒートパイプ、液膜分離器やリフラックス凝縮器の設計において非常に重要な現象である。特に環状流路でのトップフラッディングは、加圧水形原子炉事故時における非常用冷却水の炉心冷却能力に密接に関連している。従来の実験は原子炉を意識し、比較的アスペクト比($W^*=W/R$)が高い場合に注目したものが多く^{①②}、アスペクト比の影響についての検討は行われていない。また、高アスペクト比の環状流路でのフラッディング実験結果を整理するにあたり、経験的に流路の平均周長さが重要であるとされてきたが^①、その物理的根拠は明確ではない。

本研究では垂直環状流路の気液対向流状態での落下水量に注目した実験を行った。外筒内径 $D_1=50$ mm の流路に外径 $D_2=16, 30, 36, 40, 45$ mm の内筒をそれぞれ挿入することにより流路ギャップを段階的に減らし、アスペクト比を変えた実験を行った。さらに高アスペクト比の環状流路に 4 枚の仕切板を等間隔に設

置し、トップフラッディングへの影響を調べ、平均周長さについての考察を行った。また、これらの考察に当たり、従来著者らにより行われたく形狭流路実験結果^{③④}との類似性に注目した。

記 号

A : 面積

Bo : ボンド数 $= gD^2\Delta\rho/\sigma$

D : 代表長さ

f : 摩擦係数

g : 重力の加速度

j : 見掛け流速

j^*, J^* : 無次元見掛け速度

L : ぬれぶち長さ

R : ギャップ幅

W : スパン長さ, 平均周長さ $= \pi(D_1 + D_2)/2$

W^* : アスペクト比 $= W/R$

α : ボイド率

ρ : 密度

$\Delta\rho$: 気液密度差

σ : 表面張力

τ : セン断応力

添 字

* 原稿受付 平成 5 年 4 月 7 日。

^{*1} 正員, 東京商船大学 (〒135 東京都江東区越中島 2-1-6)。

^{*2} 東京商船大学大学院。

G : 気相

L : 液相

i : 気液界面

GW : 気相と壁面間

LW : 液相と壁面間

1: 外筒内径

2: 内筒外径

2. 従来の研究

Wallis⁽⁵⁾ は、円管でのトップフラッシングの実験から気液のせん断力に着目して、次の相関式を提案した。

$$j_G^{*1/2} + m j_L^{*1/2} = C \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、無次元見掛け速度を

$$j_i^* = \frac{\rho_i^{1/2} j_i}{[gD(\rho_L - \rho_G)]^{1/2}} \quad (i=L \text{ or } G) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 D は代表長さであり、円管の場合には管内径とする。式(1)右辺の C 値は、気相流速が大きくなり落下水が大幅に制限される領域を支配する重要なパラメータである。Richter ら⁽¹⁾ は、外筒径 $D_1=444.5$ /内筒径 $D_2=393.7$ mm, 444.5/342.9 mm の高アスペクト環状流路を用いた実験を行った。この2つの実験結果を平均周長さ W を代表長さとして整理すると⁽³⁾,

$$J_G^{*1/2} + 0.8 J_L^{*1/2} = 0.38 \quad \dots\dots\dots (3)$$

中村ら⁽²⁾ は、220/200 mm の高アスペクト環状流路で実験を行った。式(3)と同様に関係式は次のようになった。

$$J_G^{*1/2} + 0.78 J_L^{*1/2} = 0.37 \quad \dots\dots\dots (4)$$

著者ら⁽³⁾⁽⁴⁾ は、スパン長さ 10~100 mm でギャップ幅 2, 5 mm および 10 mm の幅広い条件でのく形狭流路を用いた実験を、高アスペクト環状流路での実験と対比させて行った。その結果、流路のスパン方向に大きなボイドや速度の分布が生じることにより、スパン長さが重要なスケールになると考え、次の相関式を提案した。

$$J_G^{*1/2} + 0.3 Bo^{1/8} J_L^{*1/2} = 0.58 \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、無次元見掛け速度および Bo 数中の代表長さはスパン長さである。高アスペクト環状流路の平均周長さの 1/4 をスパン長さとして用いれば、式(3)および式(4)の右辺(C 値)は式(5)の C 値と一致する。このことは、少なくとも気相流速が大きな領域では、環状流路の流れパターンがいくつかのく形狭流路の流れパターンにより円周状に構成されていることを示唆している。すなわち周方向に不均一な水の落下挙動が存在すると考えられている⁽³⁾。環状流路における周方向に不均一な二相流挙動は、流路全体を占めるよ

うな大きな気泡挙動においても報告されている⁽⁶⁾。

3. 運動方程式による代表長さの検討

環状流路やく形狭流路において、代表長さとして周長さやスパン長さが経験的に用いられてきた。ここでは、落下水が生じ始める状態近傍について、気液の運動方程式を用いて代表長さの検討を試みることにする。図1に示したような幅 W およびギャップ R の平行平板間での気液対向流を考える。気相および液相の運動方程式は⁽⁷⁾,

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho_G g + \frac{L_i}{A_G} \tau_i + \frac{L_{GW}}{A_G} \tau_{GW} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho_L g - \frac{L_i}{A_L} \tau_i - \frac{L_{LW}}{A_L} \tau_{LW} = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

式(6)および式(7)より、 $\partial p / \partial z$ を消去すると、

$$(\rho_L - \rho_G)g - L_i \left(\frac{1}{A_G} + \frac{1}{A_L} \right) \tau_i = \frac{L_{GW}}{A_G} \tau_{GW} + \frac{L_{LW}}{A_L} \tau_{LW} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $A_G + A_L = A$ とおき、ボイド率 α で整理すると

$$(\rho_L - \rho_G)g - \frac{L_i}{A\alpha(1-\alpha)} \tau_i = \frac{L_{GW}}{A\alpha} \tau_{GW} + \frac{L_{LW}}{A(1-\alpha)} \tau_{LW} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここでは図1(a)や図1(b)の形態の落下水が生じ始めるかどうかの判定式を得るために、第一次近似的に次の Wallis 形界面せん断断力式⁽⁵⁾を用いてみる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_i &= f_i(\alpha) \rho_G (j_G/\alpha)^2 \\ \tau_{GW} &= f_{GW} \rho_G (j_G/\alpha)^2 \\ \tau_{LW} &= f_{LW} \rho_L [j_L/(1-\alpha)]^2 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで $f_i(\alpha)$ は気液界面摩擦係数で、 α の関数となる。円管の場合には、

$$f_i(\alpha) = 0.0025 [1 + 75(1-\alpha)] \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。 f_{GW} および f_{LW} は、壁面摩擦係数であり、定数と考える。

式(10)を式(9)に代入すると、

$$(\rho_L - \rho_G)g - \frac{L_i f_i(\alpha) \rho_G j_G^2}{A\alpha^3(1-\alpha)}$$

図1 2種類の流れパターン

$$= \frac{L_{cw} f_{cw} \rho_c j_c^2}{A \alpha^3} + \frac{L_{lw} f_{lw} \rho_l j_l^2}{A (1-\alpha)^3} \dots\dots\dots (12)$$

対象としているボイド率が大きく液相速度が零近傍の場合、式(12)右辺の壁面摩擦項は、左辺第2項の気液せん断摩擦項に比べて小さいので無視すると、

$$(\rho_l - \rho_c)g - \frac{L f_i(\alpha) \rho_c j_c^2}{A \alpha^3 (1-\alpha)} = 0 \dots\dots\dots (13)$$

液膜が図1(a)のように壁面に沿って落下し始める場合 $A = WR$, $L_i = 2W$ であるので、式(13)は次のようになる。

$$(\rho_l - \rho_c)g - \frac{2 f_i(\alpha) \rho_c j_c^2}{R \alpha^3 (1-\alpha)} = 0 \dots\dots\dots (14)$$

式(14)を変形して、

$$\frac{4 f_i(\alpha) j_c^2}{\alpha^3 (1-\alpha)} = 1 \dots\dots\dots (15)$$

ここで、

$$j_c^* = \frac{j_c \rho_c^{1/2}}{[2R(\rho_l - \rho_c)g]^{1/2}}$$

すなわち、代表長さに等価直径 $2R$ を用いた無次元流速が重要となる。

次に、壁面に沿って流れる部分の液膜は無視できるほど薄く、水がある部分で集中的に落下し始める図1(b)のような場合を考える。この場合、薄液膜部分は近似的にないものとして、 $A = WR$, $L_i = 2R$ とすると、式(13)は次のようになる。

$$(\rho_l - \rho_c)g - \frac{2 f_i(\alpha) \rho_c j_c^2}{W \alpha^3 (1-\alpha)} = 0 \dots\dots\dots (16)$$

式(16)を変形して

$$\frac{2 f_i(\alpha) j_c^2}{\alpha^3 (1-\alpha)} = 1 \dots\dots\dots (17)$$

ここで、

$$J_c^* = \frac{j_c \rho_c^{1/2}}{[W(\rho_l - \rho_c)g]^{1/2}}$$

すなわち、代表長さに W を用いた無次元流速が重要となる。

環状流路において、液相が壁面に沿って液膜状に落下し始める場合には、代表長さとして等価直径が重要となる。ところが、円周方向のある部分で集中的に落下し始めるような場合には、周方向の長さが重要となってくる。

4. 実験装置および方法

図2に示したのが、水/空気環状流路実験装置の概念図である。実験装置は、下部プレナム、環状流路テスト部および上部プレナムによって構成される。それらは可視化観察のために透明アクリル製とした。テスト部長さは350mm、外筒内径 $D_1 = 50$ mm、内筒外径 D_2 はそれぞれ16, 30, 36, 40, 45 mmであり、内筒を

取り替えて、環状流路のギャップを段階的に減らしていった実験を行った。また、環状流路内部に仕切板を設けた実験では、図2および図3に示すように環状流路部下端より上部プレナム水位までの区間に厚さ2mmの垂直壁を設置した。空気は下部プレナムよりテスト部に供給され、水は上部プレナムに供給され、テスト部を落下し下部プレナムで集められる。また、図3に示したように上部プレナムは多孔筒によって、同心円状に二つの領域に分けられている。一つは、水位を一定に保つためのせき(Weir)、水供給ノズルおよびドレンノズルがある領域であり、もう一つは、テス

図2 実験装置概念図

図3 上部プレナム断面

ト部が突き出た領域である。水供給ノズルにより生じた乱れは、多孔筒によってテスト部側に伝わらないように配慮した。下部プレナムには、落下水の水位を測るために、水位計をつけた。

実験では、下部プレナムからの一定空気量の条件で、水が上部プレナムに供給される。このとき上部プレナム水位を環状流路部上端より約5 cm とし、流路上部に十分水が存在する場合を実験対象とした。落下水量は、下部プレナムに一定水位(2 cm)がたまる時間を計測して求めた。空気の流量はオリフィスの差圧によって求めた。また、粘性がトップフラッディングに与える影響を調べる目的で、50/40 mm の環状流路のときに粘性の小さな温水を使った実験も行った。さらに、外筒内径 50 mm の円管だけでの実験も行い、円管から環状流路に変化する過程で、トップフラッディングに与える代表長さの影響にも注目した。

5. 実験結果および考察

円管と環状流路におけるトップフラッディングの流れ状態を観察すると、図4(a)の円管のとき、水は壁面に沿って膜状に落ちるのみである。ところが、環状流路のとき、特に流路のアスペクト比 W^* が大きい場合には、液相が円周のある部分で集中的に落下する図4(b)のような流れパターンがみられた。この流れパターンは、図4(c)のく形狭流路の流れ⁽⁴⁾と類似しており、環状流路にいくつかの“セル”があり、周方向に大きなボイドや速度の分布が生じる。ただし、この“セル”は固定されたものではなく、周方向に移動および

図4 異なる流路における流れパターン

他の“セル”との合体を行う。環状流路に仕切板を設置した場合には、図4(d)に示すような流れパターンがみられる。この場合にも、く形狭流路と同じ流れパターンが各流路にみられるが、各流路の流量分布は均一ではないことが確認できた。

図5に代表長さを等価直径 ($D_H = D_1 - D_2$) とし、円管 ($D_2 = 0$) と環状流路のギャップ幅を段階的に小さくしていったときの無次元見掛け速度の関係を示す。同じ無次元見掛け気相速度の条件で比較すると、非常にばらついていて全体的にまとまりがなく、一つの相関式での整理は困難と考えられる。よって、環状流路において D_H による整理は有効ではないと考えられる。

図6に代表長さに平均周長さ W を用いた場合の、無次元見掛け速度の関係を示す。内筒の外径 D_2 を大

図5 等価直径を用いた整理

図6 平均周長さによる整理

きくしアスペクト比を増加させると、黒塗りの記号のデータのようにほぼ一定の関係が得られることがわかる。これらのデータより、式(1)の定数 C と m を最小二乗法により求め、アスペクト比で整理したものを図7に示す。定数 C および m の値は、アスペクト比 W/R が低い場合は一定であるが、アスペクト比を増加させると減少し、再び約25以上のアスペクト比で一定となる。アスペクト比が大きくなるにつれ一定の関係が得られるのは、いくつかの“セル”により構成される流れパターンが確立することと対応していると考えられる。なお、図6および図7は円管での結果も含むが、この場合平均周長さとして $\pi D_i/2$ を用いた。

図8には、アスペクト比が25以上である50/40, 50/45 mmの本実験結果と Richter らの実験結果の比

図7 アスペクト比と定数 C および m の関係

図8 スケールの異なる実験の比較

較を示す。アスペクト比はほぼ同じであり、装置のサイズが約10倍異なる。しかし、両実験のデータはほぼ同じ関係を示す。特に、気相流量が大きいZero-penetrationの付近では、無次元見掛け気相速度の平方根はほぼ0.4に近づいている。

図9にZero-penetration ($J_G^* \approx 0$) 時の無次元見掛け気相速度と実験装置のスケールとの関係を示す。図9横軸は、1100000 kW級の原子炉(PWR)の環状ダウンカマール ($W=14.4$ m, $R=0.25$ m) の平均周長さを1とした相対スケールである。本実験の50/40 mm ($W=0.149$ m, $R=0.0025$ m) の小型環状流路と Bharathan によってまとめられた1/10~1/50スケールの実験装置での水/空気、水/蒸気実験結果⁽⁸⁾は、 $J_G^*=0.16$ の線上にのる。気相速度が比較的大きい場合、代表長さとして平均周長さを用いることが有効であることを示している。なお、本実験では $J_G^*=C^2$ として求めた。

図10には、50/40, 50/45 mmの本実験、Richter ら

図9 相対スケールと液相が落下しない気相流速の関係

図10 環状および形状流路の定数 C と m

図 11 粘性の影響

および中村らの環状流実験とく形狭流路の実験⁽⁴⁾で求めた m および C 値の比較を示す。ただし、環状流路の整理にあたっては、 C 値がく形狭流路データと一致する代表長さ $W/4$ を用いた。く形狭流路で落下水量が多くなってくると、テイラー不安定波長の影響が増大することより m 値が Bo 数の $1/8$ 乗に比例することが導かれるが⁽⁴⁾、この関係を示したのが図 10 中の一点鎖線である。実験より得られた C 値は、ほぼ同じ値となり、 m 値もほぼ同じ傾向になることがわかる。アスペクト比の比較的大きな環状流路では、平均的にみると“セル”が 4 個程度あることを示唆している。

以上の議論および従来の研究では、粘性の影響についての検討は行われていない。本研究では、粘性がトップフラッディングにどのような影響を与えるかを調べるため、50/40 mm の流路で 20°C の水と 58°C の温水を用いた。温水の動粘性係数 ν は水の動粘性係数の約 $1/2$ であるが、図 11 に示すように両実験の無次元見掛け速度はほぼ一致した。よってこの実験から、水の粘性がトップフラッディングに与える影響は、ほとんどないと考えられる。前述した運動方程式による検討でも、粘性項は表れていない。なお、58°C の温水の表面張力は 20°C の水の表面張力より約 8% 小さいだけであり、ボンド数に与える影響は小さい。

次に 50/40 mm の環状流路に等間隔に仕切板を付けたトップフラッディング実験を行った。図 12 に示したのは、厚さ 2 mm の仕切板を 4 枚等間隔で設置した場合と、仕切板がない場合の比較である。この場合無次元見掛け速度の代表長さとして、両方とも $W/4$ を用いた。仕切板の挿入により気相速度の大きい領域で落下水量が増加することがわかる。

図 12 仕切りのある環状流路データ

前述したように、仕切板を設置した場合、各流路の流量分布は均一とはみられなかった。これを模擬するために四つの各流路での気相流量に分布をもたせた計算を行ってみた。ここでは最初の試みとして気相流量の平均を 1 として、各流路において $(1+P)$, $(1+P/2)$, $(1-P/2)$, $(1-P)$ の分布があると仮定する。各流路での気相速度に対応した落下水量を、近似的にく形狭流路により求めた式(5)を用いて求め、四つ全部の落下水量と全体の気相流量との関係を示すと図 12 の予測線が得られる。図 12 で分布パラメータ $P=0$ の場合は、式(5)そのものを示すが、仕切板がない場合の環状流路のデータとほぼ一致している。これは、代表長さを $W/4$ とすれば環状流路のデータは、く形流路の傾向とよく一致することを示している。分布パラメータ P を増加させると、気相流量の大きい領域で落下水量が増大する予測を示す。仕切板のある場合の実験結果は、 $P=0.4$ とした予測線とほぼ一致した。これは、各流路へ均一に気相が流れた場合には、Zero-penetration 条件となる場合でも、分布により気相流量が小さくなった流路では依然として落下水が生じることを示している。環状流路の流れパターンは、平均的には四つ程度の“セル”により構成されることを前述したが、実際に四つに区切ると流量分布によりその特性が変化する。

仕切板のない環状流路は四つ程度の“均一なセル”により構成されていると考えられる。これは、“セル”が周方向に自由に移動することにより、その均一性を保持しているとも考えられる。また、気液対向流となる環状流路のある装置において、冷却等のために落下水が必要な場合、環状流路に仕切板を設置することに

よって改善が可能となる。

6. 結 論

垂直環状流路の気液対向流状態での落水量に注目したトップフラッディング実験を行った結果、以下の主要な結論を得た。

(1) 環状流路のトップフラッディングを記述するために、等価直径を代表長さとして用いることは適切ではないと考えられた。アスペクト比が約 25 以上の環状流路においては、平均周長さをを用いることによりほぼ同じ関係式で整理可能であった。

(2) 環状流路においてアスペクト比を大きくすると、液相が円周のある部分で集中的に落下する流れパターンがみられるようになった。すなわち、高アスペクト環状流路は、く形狭流路の流れと類似したいくつかの“セル”により構成されている。ただし、この“セル”は固定されたものではなく、周方向に移動および他の“セル”との合体を行う。このような場合、く形狭流路が代表長さとしてスパン長さによって整理できるように、環状流路ではスパン長さに対応した平均周長さが重要となる。

(3) 高アスペクト環状流路では、Zero-penetration の条件で、 $J_{\text{g}}=0.16$ となる。これは、異なるスケールの実験結果で確認できた。また、平均周長さの $1/4$ を用いれば、く形狭流路と同じ整理ができることが

明かとなった。すなわち、仕切板のない環状流路は四つ程度の“均一なセル”により構成されていると考えられる。

(4) 仕切板付きの環状流路では、周方向の流れ自由度は仕切板のない環状流路より大幅に制限され、各流路で不均一な流量分布になる。このため、液相の落下流量は、仕切板のない場合に比べ増大すると解釈できた。すなわち、気液対向流となる環状流路のある装置において、冷却等のために落水量が必要な場合、環状流路に仕切板を設置することによって改善が可能となる。

(5) 粘性がトップフラッディングに与える影響はほとんどないと考えられた。

文 献

- (1) Richter, H. J., *Int. J. Multiphase Flow*, **7** (1981), 647.
- (2) 中村・ほか 3 名, 第 27 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1990-5), 964.
- (3) Osakabe, M. and Kawasaki, Y., *Int. J. Multiphase Flow*, **15-5** (1989), 747.
- (4) 刑部・久保・馬場, 機論, **58-549**, B (1992), 1624.
- (5) Wallis, G. B., *One-Dimensional Two Phase Flow*, (1969), 320, McGraw-Hill, New York.
- (6) Barnea, D. and Shemer, L., *Int. J. Multiphase Flow*, **12** (1986), 1025.
- (7) 刑部・ほか 2 名, 機論, **54-500**, B (1988), 953.
- (8) Bharathan, D., Air-Water Countercurrent Annular Flow, *Rep. EPRI*, NP-1165 (1979).