矩形狭流路におけるトップフラッディング*

刑部 真弘^{*1}, 久保利 介^{*1}, 馬場 弘明^{*1}

Top Flooding in Thin Rectangular Channels

Masahiro OSAKABE, Toshisuke KUBO and Hiroaki BABA

In the previous study, top flooding in thin rectangular channels could be characterized by using the wider span W as a characteristic length in the Wallis nondimensional velocity. To further study the flooding characteristics related to the span W , top flooding experiments in thin rectangular channels of different span W were conducted. When the liquid penetration into the channels was small, the span W was the most important characteristic length. However, when the liquid penetration was large, the span W was not an appropriate scale. The nonuniform distributions of void fraction and velocity in the spanwise direction can be represented by the span W at the low liquid penetration region. But in the high liquid penetration region, random penetration of liquid along the spanwise direction mitigated the role of W .

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

1. 序

気液対向流のフラッディングは、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等の設計において非常に重要な現象である。特に、近年電子機器の冷却のため、素子を取り付ける基盤そのものを、薄い平板状のヒートパイプ⁽¹⁾⁽²⁾にすることが提案され、フラッディングに関連したその作動限界が注目されている。

従来のフラッディングに関する研究は、二つの領域に分類される。一つは、液膜の逆流によって示されるフラッディングの開始に関するものであり、もう一つは気液対向流状態での落下水量に注目したものである。本研究では、矩形狭流路の落下水量に注目した実験を行った。

落下水量を決定する因子は、流路形状、流体の物性値や装置への液体の導入方法等、種々考えられている。特に、流路の上下端部形状は落下水量に大きな影響を与えるとされている。また、流路上部に蓄水位があるような場合、落下水量は流路上端部において制限されると考えられ、この現象をトップフラッディングと呼ぶ。

矩形狭流路におけるトップフラッディングに関する研究は、Mishima⁽³⁾、数土ら⁽⁴⁾および著者ら⁽⁵⁾によって行われている。Mishimaは、流路の長手方向のスバ

ン長さ40mmでギャップ幅1.5, 2.4, 5.0mmの矩形狭流路を用い、数土らはギャップ幅2.3, 5.3, 8.3, 12.3mmとし、それぞれに対しスパン長さ66および33mmの流路を使っている。また、著者らは環状流路との比較のため、スパン長さ100mmでギャップ幅2.5, 10mmの比較のアスペクト比が大きな流路を用いている。矩形狭流路において、比較的气相流速が大きい時、落下水は流路の短い方の壁面を集中して流れる傾向にあり、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。これらの実験結果を整理するに当たり、スパン長さが重要なスケールになると考えられてきた。実際、ギャップ幅5mmのMishimaおよび著者らの実験結果は、スパン長さのみを代表長さとした同一の経験式でほぼ表される⁽⁵⁾。一方、数土らの実験結果では、代表長さとしてスパン長さのみならずギャップ幅の影響も無視できない。

気相流速が大きい場合、スパン長さが重要であるが、気相流速が小さくなってくると、スパン中央部でも落下水が生じ、スパン長さの重要性が薄れてくると考えられる。この低気相流速状態での挙動は、従来の研究ではあまり注目されなかった。本研究では、前報で著者ら⁽⁵⁾が用いたスパン長さ100mmの流路にプラグを挿入し、同じギャップ幅でスパン長さを段階的に減らすことにより、従来の研究範囲をほぼカバーする幅広い実験を行った。得られた実験結果を整理するにあたっては、スパン長さのみならず、気相流速の小さい場合の代表長さにも着目した検討を行った。

* 原稿受付 平成3年8月14日。

*¹ 正員、東京商船大学 (〒135 東京都江東区越中島2-1-6)。

記 号

Bo: ボンド数 [= $g W^2 \Delta \rho / \sigma$]
 Bo*: 修正ボンド数 [= $g W R \Delta \rho / \sigma$]
 D: 代表長さ
 g: 重力加速度
 j: みかけ流速
 j*, J*: 無次元みかけ速度
 Ku: クタテラーゼ数
 l: 2π で割ったTaylor不安定波長(ラプラス長さ)
 R: ギャップ幅
 W: スパン長さ
 ρ : 密度
 $\Delta \rho$: 密度差
 σ : 表面張力
 添字 G: 気相 L: 液相

2. 従来研究

Mishima⁽³⁾は、流路の長手方向のスパン長さ40 mmでギャップ幅1.5, 2, 4, 5, 10 mmの矩形狭流路を用いた実験により、次の相関式を提案している。

$$j_{G*}^{1/2} + j_{L*}^{1/2} = 0.6 \quad (1)$$

$$\text{ただし, } j_{i*} = \frac{\rho_i^{1/2} j_i}{[g(2W)\Delta\rho]^{1/2}} \quad (i=L \text{ or } G) \quad (2)$$

すなわち、式(2)で定義されるWallis⁽⁵⁾の無次元みかけ速度の代表長さを、スパン長さWの2倍として整理している。すなわち、Mishimaは、矩形流路内の流れを、ギャップWの平行平板間の流れと近似し、代表長さとしてその等価直径である2Wを用いている。

著者ら⁽⁵⁾は、スパン長さ100 mmでギャップ幅2, 5, 10 mmの比較的アスペクト比が大きな矩形狭流路を用いた実験を、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より、スパン長さが重要なスケールになると考え、

$$j_{G*}^{1/2} + 0.8 J_{L*}^{1/2} = 0.58 \quad (3)$$

$$\text{ただし, } J_{i*} = \frac{\rho_i^{1/2} j_i}{[g(W)\Delta\rho]^{1/2}} \quad (i=L \text{ or } G) \quad (4)$$

を提案した。ここで、式(4)における代表長さはスパン長さWである。また、ギャップ5 mmのMishimaらの実験結果についても、式(3)によりほぼ表されるとしている。さらに、広い範囲にわたる環状流路においても、平均周長さの約1/4を代表長さとして用いれば、式(3)が有効であることから、環状流路の周

方向に不均一な水の落下挙動を示唆している。

数土ら⁽⁴⁾はギャップ幅2, 3, 5, 3, 8, 3, 12, 3 mmとし、それぞれに対しスパン長さ66および33 mmの流路を用いた実験により、次の相関式を提案している。数土らの原式では、無次元みかけ速度の代表長さとして、ギャップ幅を用いているが、ここではスパン長さWを用いた式(4)で表すと、

$$Y = 1.3 \exp(-2.1 X) \quad (5)$$

$$\text{ここで, } X = 1.52(0.5 + 0.0015 Bo^{*1/3}) J_{L*}^{1/2}$$

$$Y = 1.52 J_{G*}^{1/2}$$

$$Bo^* = g W R \Delta \rho / \sigma$$

すなわち、代表長さとしてスパン長さWを用いた無次元みかけ速度により表すことができるが、修正ボンド数中にあらわれるギャップ幅Rの影響は無視できない。

3. 実験装置および方法

図1に示したのが、水/空気矩形狭流路実験装置の概念図である。実験装置は、下部プレナム、矩形狭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。テスト部には、1200 mmで、10×100および2×100 mmの流路断面を持つ2つの流路を用いた。空気は、下部プレナムよりテスト部に供給され、上部

図 1 実験装置概念図

図 2 プラグの挿入状況

プレナムの気水分離器を通して大気に解放される。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、上部プレナムは多孔質板によって、2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インノズルがある領域であり、もう一つはテスト部が突き出した領域である。水供給ノズルにより生じた乱れは、多孔質板によりテスト部側に伝わらないように配慮した。

本研究ではギャップ幅2および10mmの流路に、プラグを挿入しスパン長さを段階的に減らしていった実験を行い、トップフラッシングに与えるスパン長さの影響を調べた。図2に示したのが、プラグの挿入状況である。ギャップ2mmの流路では、断面2×20mmで長さ150mmのプラグを一つずつ挿入することにより、流路のスパン長さを $W=80$ 、60、40および20mmとした。ギャップ10mmの流路では、断面10×20mmで長さ600mmのプラグ4本と断面10×5mmで長さ150mmのプラグ2本により、スパン長さを $W=80$ 、60、40、20、15および10mmとした。プラグによって狭められた流路長さ L は流路等価直径 D に比べて充分大きくなり、プラグ下端の縮流部が流路上端の落下水制限に影響しないように考慮した。すなわち、 L/D の比を、ギャップ2mmの流路では3.8以上とし、ギャップ10mmの流路では、スパン W が20mm以上では3.3以上とし、 $W=15$ および10mmでは1.2.5以上とした。

実験では、下部プレナムよりの一定空気流量の条件

図 3 流動状況の変化

図 4 中央部での落 waters 挙動

で、水が上部プレナムに供給される。前報⁽⁵⁾において報告したように、上部プレナム水位を、テスト部上端より19、33および61mmとしたが、実験結果に大差はなかった。このため、本実験では、水位19mmとした。落下水量は、下部プレナムに一定水位が溜る時間を計測して求めた。また数土らの実験では、流路長さを782または362mmと変えても、結果には大差がないことが示されている。このことより、本実験においては流路長さに関するパラメータ的な検討は行わなかった。

4. 実験結果および考察

図3に示したのは、気相流速を変えていったときの典型的なフローパターンの変化を示す。落下水量が無くなるような高い気相流速条件では、水は流路の短い方の壁面近傍を集中して流れる。この状態から、気相流速を次第に減少させていくと、いままで短い方の壁面近傍を集中して流れ込んでいた液相が、スパンの中央部でも間欠的に落下するようになる。図4に示した

のは中央部で落水が生じた場合の写真である。流路上端での気相放出が2ヶ所で起っているのが観察できる。この写真では、落水が中央部でみられるが、落水場所は常に移動し、流路の短い方の壁面近傍までくると壁面近傍の流れに吸収される。また、中央部での落水は気相流速の低下と供に次第に多発するようになるが、発生しない場合もあり、あるしきい値をもって発生するようなものではなかった。このため、その境界の特定は不可能であった。また、定性的ではあるがギャップ2 mmと10 mmを比較すると、2 mmの方が比較

的大きな気相流速で、スパンの中央部で間欠的に落下する液相がみられることが多かった。さらに気相流速を減少させ、本実験での最低気相流速近傍になると、流路上端にプラグ気泡状の気液界面が形成され、2つの短い方の壁面近傍の内、一方に偏った落水挙動が見られるようになる。この偏りは2つの壁面近傍で交互に振動的に発生した。すなわち、気相はこのプラグ気泡の頂点より間欠的に放出され、その放出位置は振動的に移動した。従来、トップフラッシングを表現するモデルには、均一で定常な液膜に対する運動方程式が用いられてきた⁽³⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾が、上記のような場合には再検討の必要がある。気相流速が大きいときには、ボイド率や流速分布は主にスパン方向に分布し、スパン長さが重要な代表長さと考えられるが、気相流速が小さくなるとその重要性は次第に薄れてくると考えられる。

図5に示したのは、ギャップ10 mmの流路で、スパン長さを100、80および60 mmとしたときの、無次元みかけ流速の関係である。また、破線は数土の式(5)、実線は著者らによる式(3)を示す。同じ無次元みかけ気相流速で比較すると、式(5)では、スパン長さが小さい程大きな無次元みかけ液相流速を示すが、実験結果にはその明確な傾向は表れていない。しかし、全体的にみて、実験結果は、式(5)および(3)とほぼ一致する。図6には、同じギャップ10 mmで、スパン長さ40、20、15および10 mmの実験結果を示す。実験データは、同じ無次元みかけ気相流速の条件で、スパン長さが小さい程大きな無次元みかけ液相流速を示し、式(5)の傾向と一致する。図5および6より、ギャップ10 mmでは、スパン長さが100~40 mm程度までは、実験データは式(3)とほぼ一致するが、それ以下のスパン長さでは一致しないことがわかる。ギャップ5 mmでは、スパン長さ40 mmのMishimaらのデータとスパン長さ100 mmの著者らの前報でのデータは、ほぼ一致しており⁽⁵⁾、このギャップ10 mmの結果と同じである。

図7に示したのは、ギャップ2 mmの流路でスパン長さ100、80、60、40および20 mmとした場合の実験結果である。実線は、式(3)を示し、斜線の部分は式(5)でスパン長さ100~20 mmとしたときの値を示す。実験データは、同じ無次元みかけ気相流速の条件で、スパン長さが小さい程大きな無次元みかけ液相流速を示す。また、比較のスパン長さが大きい場合には、実験データは式(3)とほぼ一致する。スパン長さ60および40 mmのデータで、比較的气相流速が低い場合には、実験データは数土の式

図 5 ギャップ10 mm、スパン100~60 mmの実験結果

図 6 ギャップ10 mm、スパン40~10 mmの実験結果

(5) とほぼ一致する。数式の式は、スパン長さ 6.6 および 3.3 mm の実験に基づいており、本実験でもそれと比較的近いスパン長さのデータと一致したと考えられる。

Wallis の無次元みかけ速度である式 (4) で代表長さとして、スパン長さ W の代わりにテラー不安定波長を 2π で割った、次のラプラス長さ

$$l = \left[\frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right]^{1/2} \quad (6)$$

を用いると、クタレーゼ数 Ku が定義できる。

$$Ku_i = \frac{\rho_i^{1/2} j_i}{[g \sigma \Delta \rho]^{1/4}} \quad (i=L \text{ or } G) \quad (7)$$

式 (3) をクタレーゼ数で表すと、

図 7 ギャップ 2 mm、スパン 100 ~ 20 mm の実験結果

図 8 ギャップ 10 mm のデータの Ku 数整理

$$Ku_G^{1/2} + 0.8 Ku_L^{1/2} = 0.58 Bo^{1/8} \quad (8)$$

ただし、 $Bo = (w/l)^2 = g W^2 \Delta \rho / \sigma$ 。

図 8 に示したのは、ギャップ 10 mm の流路の全データをクタレーゼ数で整理したものである。クタレーゼ数で表した図では、式 (8) で示される直線の y 切片が、ボンド数の関数となる。図中の実線は、式 (8) において $W = 100$ mm に対する Bo 数 (= 1350) を代入したものを、参考として示したものである。スパン長さが 100 ~ 60 mm 程度までは、ほぼ同じ関係式で表せそうであるが、スパン長さが小さくなってくると、特に気相流速が大きい領域でデータのばらつきが大きくなっていく。しかし、重要なことは、気相流速が小さい領域では、このクタレーゼ数を用いれば同じ関係が得られ、この整理法が有効であることである。これは、現象を支配する代表長さが、気相流速の減少と共に、スパンのような流路寸法からラプラス長さに移行していることを示唆する。これは、前述した観察結果によれば、スパン中央部でも間欠的な落水がみられるようになってくると、気液不安定波長に関係したラプラス長さの影響が次第に強くなっていくことを示すと考えられる。図 9 には、ギャップ 2 mm の流路の全データを示す。この場合、データはほぼ同じ関係式で表せそうである。これは、定性的な観察結果ではあるがギャップ 2 mm の場合、10 mm に比べて比較的大きな気相流速でも、スパンの中央部で間欠的に落下する液相がみられたことと対応していると考えられる。

さらに詳細な検討を行うために、図 5 から 7 の実験データに対し、一次近似式

図 9 ギャップ 2 mm のデータの Ku 数整理

$$J_G^{1/2} + m J_L^{1/2} = C \quad (9)$$

の定数 m と C を、最小二乗法により求めたのが、図 10 である。定数 C は、落水水が生じなくなったときの無次元気相流速の平方根を示すが、無次元スパン長さと解釈できる Bo 数に依存せずほぼ一定値となる。これは、気相流速が充分大きく、落水水が大幅に制限されるような $J_L^* \approx 0$ の領域においては、スパン長さを代表長さとした無次元みかけ流速で現象が表されることを示す。気相流速が小さく、スパンの中央部で間欠的に落下する液相がみられるような $J_G^* \approx 0$ の領域においては、クタレーゼ数による整理が有効であることを前述した。式 (9) を、クタレーゼ数で表すと、

$$Ku_G^{1/2} + m Ku_L^{1/2} = C Bo^{1/8} \quad (10)$$

$Ku_G \approx 0$ のときの Ku_L が、スパン長さ、すなわち Bo 数に依存しないではほぼ同じ値となるとすると、上式より

$$m \propto Bo^{1/8} \quad (11)$$

すなわち、定数 m は、 Bo 数の $1/8$ 乗に比例する。図 10 の定数 m のデータ中には、この $1/8$ 乗の勾配の直線を破線で示した。スパン長さがテラー不安定波長に等しくなる Bo 数 ($= 4\pi^2$) 以下のデータを除き、定数 m は Bo 数と共にほぼ $1/8$ 乗の勾配で上昇するようすがみられる。スパン長さが不安定波長以下になった場合、静的には水の落下が困難になるため、別の因子を検討する必要がある。

数士の相関式が示すようなギャップ幅の影響は、図 10 の結果だけからは明確ではない。しかし、異なるギャップ幅においても、定数 m の値がスパン長さを表わす Bo 数と共に増加するのは、現象を支配する代表長さが高気相流速での流路寸法から、低気相流速での気液の不安定波長へと遷移するメカニズムにより導くことができる。この遷移は、低気相流速になってくると次第に多発する流路中央部での落水挙動によっても示唆されるものである。

図 10 定数 C と m の値

5. 結論

ギャップ幅 2 および 10 mm で、スパン長さをブラグによって 100 mm から、段階的に 10 mm まで減らした矩形狭流路を用いたトップフラッシング実験を行い、以下の結論を得た。

- (1) 落下水量が大きく制限されるような高い気相流速条件では、水は流路の短い方の壁面近傍を集中して流れる。従来の実験では、この気相流速が高い場合のみが注目されてきた。気相流速を徐々に減らしていくと、流路スパンの中央部でも間欠的に落下する液相がみられた。この中央部での落水は気相流速の低下と共に次第に多発するようになった。
- (2) 気相流速が大きいつきには、スパン長さを代表長さとした無次元みかけ速度により現象を表すことができるが、気相流速が小さい場合には、ラプラス長さを代表長さとした無次元みかけ流速が有効である。これは、結論の (1) で示した流動状況の変化により、現象を記述する代表長さが、スパン長さから、気液界面の不安定波長に対応したラプラス長さに移行していくためと考えられる。
- (3) 本文中の (9) 式における定数 C は、0.58 でほぼ一定であった。また、定数 m は、 Bo 数の $1/8$ 乗にほぼ比例する傾向にあるが、このことは気相流速が小さくなってくると、代表長さとしてラプラス長さが支配的になることより導くことができた。

文献

- (1) Nelson, L. A., Proc. of 3rd Int. Heat Pipe Conf., Palo Alto, U.S.A., (1978), 367
- (2) 村上政明ほか2名, 機論 54(501), (1988), 1157
- (3) Mishima, K., Boiling burnout at low flow rate and low pressure conditions, 京都大学学位論文, (1984)
- (4) 数士幸夫ほか2名, 機論 55(517), (1989), 2814
- (5) Osakabe, M. and Kawasaki, Y., Int. J. Multiphase Flow, 15(5), (1989), 747
- (6) Richter, H. J., Int. J. Multiphase Flow, 7, (1981), 647
- (7) Bharathan, D. and Wallis, G.B., Int. J. Multiphase Flow 9, (1983), 349