垂直管内気液対向環状流の界面の不安定性に関する実験的研究^{*}

Experimental Study on Interfacial Instability of an Annular Countercurrent Two-phase Flow in a Vertical Tube

柴田 裕一^{**}
SHIBATA Yuichi

神永 文人[†]
KAMINAGA Fumito

Abstract This paper provides an experimental understanding of liquid film characteristics to examine flooding mechanisms in the countercurrent annular two-phase flow in a vertical tube. The experiments are performed in an air-water system with a large diameter tube, 50mm or 100mm in diameter. Time variations of liquid film thicknesses at four different elevations along the tube are measured, and their power spectra are used to examine interfacial wave characteristics. At the top region of the tube periodic wave with a frequency of about 45Hz is observed at a low gas flow rate condition. Increasing gas flow rate, the periodic wave disappears and the continuous spectra indicating a chaotic aspect is observed in the power spectrum profile. At the bottom of the tube the spectra indicate the continuous feature even at a low gas flow rate condition. As the gas flow rate increases, a power of the spectra increases due to large amplitude waves produced by interaction between the gas and liquid flows. The frequency of maximum power spectra shifts slightly to the low frequency region, but the profile does not change significantly before flooding. At the just before flooding, however, the profile become more flat in the high frequency region. The probability density of interfacial velocity increases in the large velocity region at just before flooding than at low gas flow rate condition. As the gas flow rate increases, the wave number of large amplitude tends to be small.

Keywords : Flooding, Annular Countercurrent Flow, Liquid Film, Chaotic Aspect, Continuous Spectrum

1. はじめに

垂直円管内の気液対向二相流に生じるフラッシング発生に関する研究は多く、しだいにその現象は明らかになりつつある。気液界面に着目した研究として、気液対向流の平均液膜厚さの変動についての、鈴木ら[1]やZabulasら[2]の報告がある。また、界面の特性を調

べた報告として水・空気系、大気圧条件下で、次のものがあげられる。鳥飼ら[3]は、管内径20mmの供試管を用いて、流下方向に3箇所の測定点を設け、それぞれの液膜変動を調べた。その流量範囲は、液流量が $5.07 \times 10^{-6} \sim 3.17 \times 10^{-5} (\text{m}^3/\text{s})$ で、空気の最大流量が $0.00292 (\text{m}^3/\text{s})$ であった。しかしながら液流

* 1995.6.8 受付

** 茨城工業高等専門学校機械工学科 〒312 茨城県ひたちなか市中根866
TEL(029)271-2891, FAX(029)271-2908

† 茨城大学

量の効果については言及していない。また、発達した位置での液膜厚さの変動のスペクトルを1箇所測定しているが、この結果は次に述べる二つの報告例と異なるものである。Zhangら[4]は、内径36mm管3本を用いた管群流路で液膜厚さの変動とパワースペクトルを調べた。管群流路の1本当当たりの流量範囲は、液流量が $2.62 \times 10^{-5} \sim 2.09 \times 10^{-4} (\text{m}^3/\text{s})$ で、空気流量が $0.0654 (\text{m}^3/\text{s})$ であった。その結果は、パワースペクトルのピークが気相流れのない場合には10Hzにあり、気相速度の増加につれ、それがより低周波に移行するとの結果を得た。ただし短い管(360mm)の実験であったため流下位置方向の違いについては示されていない。Biageら[5]は、矩形管の片側に液膜を流し、対向して流れる気相の影響を調べ、管路上端と下端のパワースペクトルの違いを明らかにしている。実験の流量範囲は、液流量 $3.31 \times 10^{-4} (\text{m}^3/\text{s})$ で、空気の流量は $0.0512 (\text{m}^3/\text{s})$ であった。この報告によると気相流れのない場合、管路上端では約5Hz付近に最大ピークと約40Hzにピークをもつ分布となり、気相の流速の増加につれて分布の形状が変化し、フラッディング開始時には、約40Hzにのみピークをもつ分布になることを示した。液膜の変動が十分発達している管路下端では、上述のZhangらの報告と同様な傾向が示された。しかし鳥飼らの報告では、空気の流速を増やすと、単に連続スペクトルの強度が増すだけとなっており、スペクトルの最大ピークの低周波への移動が見られない。このように界面波のスペクトルについても研究者による相違がみられ、流下液膜に及ぼす空気の流れの影響は未だ明らかではなく、流下位置や液膜の流量の影響を詳細に調べ、界面の特性を明らかにする必要がある。

本研究では、これまでに考慮されていなかったエントレインメントの流動様式を安定に実現できる比較的管径の大きい供試管を用い、かつ広い流量範囲で流動様式を観察できるような流路の出入口形状を採用し、流下位置に

よる液膜厚さの変動とパワースペクトルの違いを明らかにした。さらに、管路下端の液膜変動と界面波の特性についても検討した。

2. 実験装置および方法

Fig. 1に実験装置の概略を示す。装置は、水供給系、空気吸引系とテスト部さらに測定系からなる。水は、ポンプよりバルブで調節されて上部水槽に供給される。供給された水はハニカムフィルターを介してベルマウス口を通して管に流入される。空気はブローアによって吸引される。吸引量は、バルブで調節される。水の流量は、重量法で求め、空気の流量は3種類のオリフィスを用いて測定を行った。測定部の管路の概略をFig. 2に示す。管径は50mmと100mmの2種類を用い、液膜が円周方向に様に分布するように注意して管を垂直に設置した。管路の4箇所に測定点を設けて、液膜の変動を調べた。管路上端と下端については、液の流入方法や気相の流入口の形状によってフラッディングの開始条件が異なることが明らかになっている[6,7]。本実験では、流動様式ができるだけ広い流量範囲で観察できる両端ベルマウス構造の形状を選択した。液膜変動の測定法の概略をFig. 3

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

	D ₁	D ₂	R ₁	R ₂	L	L ₁	L ₂	L ₃	L ₄	L ₅	W
Tube 1	φ 50	φ 100	6	8	2126	233	600	574	500	219	60
Tube 2	φ 100	φ 220	10	10	2134	260	600	534	480	260	60

Fig. 2 Dimension of test tube(mm).

Fig. 3 Measurement method of liquid film thicknesses.

に示す。液膜厚さの変動の測定は、流路に対して垂直に張った2本の白金線の抵抗変化から求めた。加えて各測定位置で、それぞれ5 mm下方でも同じ方法で液膜厚さを測定した。液膜厚さによる抵抗変化は、交流印加型ホイートストンブリッジ回路を用いて測定した。出力信号はアンプで増幅してA/D変換器(サンプリング周波数2kHzおよびサンプリング個数2,000個)に送りGP-IBを介してパソコンに取り込んで処理を行った。また1チャンネルのアンプからの信号をFFTアナライザー(サンプリング周波数12.8kHzおよびサンプリング個数20,480個)に取り込んでパワースペクトルを求めた。本実験の気相と液相の流量範囲は以下の通りである。各管径における気液流量の範囲をTable 1に示す。ここで液の最少流量は、フラッシング開始直前まで管内壁がすべて濡れた状態を保持する流量である。最大液流量は上端で閉塞が生じないまでの流量とした。空気最大流量は、上記の液流量に対してフラッシングが開始するまでとした。本実験の空気流量の測定精度は、±5%である。気相の流れのない場合、従来よく用いられるKapitzaの実験式と本実験の各管径の最下端の測定点のDの位置での液膜厚さの値とを比較すると、その違いは約7%であった。また液膜厚さと出力電圧値の直線性は±3%であることを検定確認した。

3. 流動状態の観察

観察結果より、気相流れの流量変化とともに、以下のような特徴的な流動様式を管内で観察した。(1)エントレインメントの発

Table 1 Flow rate conditions.

diameter	liquid flow rate(m^3/s)		air flow rate(m^3/s)
	minimum flow rate	maximum flow rate	maximum flow rate
φ 26(mm)	3.34×10^{-5}	5.49×10^{-5}	3.5×10^{-3}
φ 50(mm)	3.75×10^{-5}	7.22×10^{-5}	1.7×10^{-2}
φ 100(mm)	5.93×10^{-5}	1.11×10^{-3}	6.5×10^{-2}

Fig. 4 Relationship between dimensionless gas and liquid flow rates at various flow regimes.

生(2)液塊の発生とその直後の流下(3)液塊の発生とその上昇と下降の繰り返し。フラッディングはこの液塊が管上端まで上昇し、管内の液流量が著しく減少する状態であり、本文におけるフラッディング開始とは、ある液相流量に対しこの現象が起こる最少の気相流量の状態と定義した。

本報告では、気相流速の増加に対して以下のように流動様式を区分した。(a)エントレインメント発生前(以降BEと記す)。(b)エントレインメントが観察される(Eと記す)。(c)液塊が観察される(BFと記す。液膜が厚くなり液塊が生じるが、それはすぐに流下する)。(d)フラッディング開始前(JBFと記す。発生した液塊が上昇するが管路途中で流下する)。

従来のフラッディングの研究では、流路径は50mmより小さいものが多く、エントレインメントと液塊発生との区別が明確でなかった。管径が100mmの場合には、以下の特徴があることがわかった。エントレインメントが顕著に観察でき、エントレインメントと液塊発生との領域の違いが明確である。液塊発生に至る過程は、エントレインメント液滴の再付着

による。また、液塊が発生するとすぐに上昇と下降を繰り返し上述の観察結果(2)と(3)の区別が容易でない。

Fig. 4 は一定の液相流速に対してそれらの流動様式が観察できる最小の気相流速を示す。Wallisの整理式と比較すると、管径100mmの実験データは流速のかなり小さい方にシフトしており、本式ではデータを整理することができないことがわかる。50mm管でも流動状態は100mm管と同じであるが、上述の観察結果(2)と(3)の区別が容易である。比較のために流路端面の形状が、今回の実験とほぼ同様で管径の大きな実験データ($D=50.8$ mm)としてフラッディング開始時(JBFとほぼ同じ)のO'Brien[7]らの実験データをプロットした。高液流量での相違は、多孔質物質からの流入に対して、本実験がベルマウスであったためである。さらに26mm管のデータ[8]をプロットした。26mm管では、液滴の発生を観察することは少なく、液塊の発生からフラッディングに直接移行する。

4. 気相流れのない場合の流下液膜の挙動

4. 1 液流下位置による違い

気相流れのない状態で、A, B, C, Dの4箇所の位置での流下液膜の膜厚変動とそのパワースペクトルをFig. 5に示す。Aの位置では、およそ45Hzの周波数に最大ピークを持った正弦波状の周期の波が観察された。この結果は、Biageらの管路上端での報告の40Hz付近のピークに同様だが、5 Hz付近の最大ピークは観察されなかった。Bの位置では、パワースペクトルで見られる顕著な波は観察されず、5 Hz付近に最大ピークを持つ連続スペクトルが観察される。鳥飼らのデータは、この付近の結果であり、同様に連続スペクトルが観察されている。CとDの位置でもパワースペクトルの傾向はBと同じであるが、流下するに従い、振幅の大きな波が成長するためスペクトルの絶対値は増加する。この結果は、鳥飼らの報告と同じ傾向を示した。

LIQUID FILM THICKNESS TRANSIENTS

POWER SPECTRA

Fig. 5 Time history records and power spectra of liquid film thicknesses at the four positions A, B, C, and D ($Q_g = 0 \text{ m}^3/\text{s}$, $D_1 = 50 \text{ mm}$).

LIQUID FILM THICKNESS TRANSIENTS

POWER SPECTRA

Fig. 6 Time history records and power spectra of liquid film thicknesses with different liquid flow rates at the position A ($Q_g = 0 \text{ m}^3/\text{s}$, $D_1 = 50 \text{ mm}$).

4. 2 液流量の違いによる液膜厚変動の相違

流路上端に近いAの位置での液膜厚さの変動とそのパワースペクトルに対する液流量の影響をFig. 6に示す。液流量が少ない場合の(1)では、液膜厚さの変動は、規則性がなくパワースペクトルにおいても連続スペクトルが観察される。流量を多くすると、(2)に示すように、およそ45Hzに顕著なピークが現れる。(3)と(4)では、ノコギリの歯のような正弦波状の周期性のある波が支配的となりパワースペクトルにおいてもピークが観察される。さらに液流量を増やすと、周期性のある波は消滅して連続スペクトルが観察される。流量が増すにつれ高周波領域は広がり、パワースペクトルの強度は全体に強くなる傾向が見られる。このように上端に近いAの位置では液流量に応じて顕著な変化が見られる。Fig. 5、6の結果は100mm管でも定性的に同様であった。

5. 気相流れのある場合の流下液膜の挙動

5. 1 観察位置の違いによる液膜厚さの変動

Fig. 6の(1)(2)に相当する液流量では、Aの位置で液膜が薄く不安定な状態であるため、気相の流れが生じるとフラッシングが起きる前に液膜が一部破断して筋状になる。一方、Fig. 6の(3)(4)の液流量の場合、液膜が厚くなって正弦波状の周期性のある波が見られ、液膜の破断は発生しなくなる。さらに流量が増え、パワースペクトルで連続スペクトルの強度が大きくなると気相流れのため管上端での流路閉塞が発生する。本報告では、液膜破断や上部水槽での流路閉塞が発生しない範囲の液流量で気相の液膜厚さの変動を詳細に調べた。Fig. 7は、液膜厚さの各流動様式および各位置での変化を示したものである。Fig. 8は、Fig. 7のパワースペクトルを示したもので左側は、低周波を拡大した図で右側は広い範囲の周波数領域を示している。Fig. 8

Fig. 7 Time history records of liquid film thicknesses at four positions ($Q_l = 1.6 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, $D_1 = 100\text{mm}$).

Fig. 8 The power spectra of liquid film thicknesses at four positions ($Q_1 = 1.6 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, $D_1 = 100 \text{ mm}$).

のパワースペクトルを見ると、空気の流れのない状態(NG)では、位置AとBで見られた45Hz付近のピークはCとDの位置ではなくなり連続スペクトルとなる。空気を流し始めると、BとCの位置では、BEで見られるように高周波成分が減少し、空気の流れは高周波成分を減じる働きがある。Dの位置では、空気の流れがない状態でも連続スペクトルが観察され弱いカオス状態であるが、空気の流量を増やすと連続スペクトルの強度は増してさらに強いカオス状態となる。この状態の液膜厚さの変化をFig. 7でみると、大きな振幅の波が発生している。この傾向は、鳥飼らの報告と同じであるが、空気の流れのない流下液膜とフラッディング発生直前で、振幅の大きな波の振幅を比較すると、鳥飼らの報告ではその差は大きくないのに対して、本研究では、およそ5倍にもなっている。大きな振幅の波の発生によって、Fig. 8のDの位置でのグラフに示されるように低周波の領域の強度が増える傾向が見られる。低周波を拡大した図をみると、わずかではあるが最大強度を持つ周波数は、より低い周波数に移行していることがわかる。

5. 2 界面波の乱れ構造

流路下端近くの位置Dでのパワースペクトルの詳細図をFig. 9に示す。パワースペクトルをみると、いずれの状態においても30Hz

Fig. 9 The power spectra of liquid film thicknesses at position D.

より高い周波数領域ではパワースペクトルと周波数の関係は対数グラフ上ではほぼ線形の関係にある。ただし、BEからBFまではその勾配の変化がほとんどないが、JBFになると、その勾配は小さくなる。この勾配はBEからBFまでは-1.49であり、コルモゴロフ則の-1.67に近い。しかしJBF付近では-1.21となり、より強いカオス状態に変化する。低周波領域では気相流れのない状態で、10Hz付近に最大値を持つ分布となり、空気の流量を増やすと、より低周波の強度ほど増加が大きく全体がなだらかなる。特に、JBFでは強いカオス状態に変化している。BFまではスペクトルの強度は増加するが、分布には気相の影響はほとんどないことがわかった。

6. 界面波の特性

波の伝播速度を次のように表わした。

$$C_v = V_c - V_l$$

ここで、 V_c ：波速度、 V_l ：液膜の平均速度、 C_v ：波の伝播速度

波速度は、互いに5mm離れた位置で測定した液膜厚さの信号のずれから計算した。液膜の平均速度は流入した液流量を平均液膜厚さの占める面積で割って計算した。ここで平均液膜厚さは、測定液膜厚さの時間平均値を

Fig. 10 Probability density distributions of wave propagation velocity at position D ($Q_1 = 1.6 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$).

Fig. 11 Comparison of nondimensional wave number at four positions on various flow regimes.

用いた。Fig. 10に、位置Dでの波の伝播速度の確率密度を示す。この図から空気の流れのない場合は、伝播速度の分布に明瞭な特徴はないが、JBFでは伝播速度が速い領域に分布が偏ってくることがわかる。

7. 振幅の大きな波の波数

低周波領域に着目して、大きな振幅の波の波数を調べた結果をFig. 11に示す。パワースペクトルの最大が、最も振幅の大きな波の周波数と等しいとして、波数、周波数と波速度の関係から求めた。気相流れのない状態では、位置によって波数のばらつきがみられるが、Eの状態ではB, C, Dの位置での波数は0.2付近に集まってくる。さらにBFの状態では、A, CとDの位置では波数がもっとも小さくなる傾向を示した。また、どの位置においても空気の流れない状態の波数よりも小さくなる傾向を示した。

8. 結 論

垂直円管内の気液対向二相流のフラッディ

ング発生直前の液膜の変動の観察および界面波の特性の実験から、次のような結論を得た。(1) 気相流れのない状態の流下液膜の特性は、流下した位置や流量によって液膜厚さの変動やパワースペクトルが異なる。流入付近では、正弦波状の周期性のある波が生成されるが、流下するにしたがい、パワースペクトルが示すようにカオス状態になり、スペクトルは連続的となる。

(2) 気相を流した場合の影響を以下に述べる。

管路上端付近では、気相流れのない状態でみられる正弦波状の周期性のある波が、気相流量の増加によりカオス状態になる。一方、流路下端付近では、気相流れのない状態でも連続スペクトルが示されカオス状態であるが、気相流量を増やすと連続スペクトルの強度を全体に増す傾向がある。

30Hzより高い周波数領域では、パワースペクトルと周波数の関係は、対数グラフ上ではほぼ線形の関係にあり、フラッディング発生直前ではその勾配は小さくなる。また、低周波領域では気相流れのない状態では10Hz付近に最大値を持つ分布を示す。気相流量を増やすとより低周波の強度が増して分布がより平坦になる。

界面波の伝播速度の分布は、フラッディング発生直前で伝播速度の速い領域に偏る。最大振幅の波の波数の変化を調べると、気相流れのない状態よりも空気を流した方がその波数は、小さくなる傾向を示している。

本研究では、両端ベルマウス構造の流路を用い、対向流下での各流動様式における液膜変動の統計的性質を調べた。これまでの研究から流路端の形状がフラッディング流量に大きな影響を与えることが知られており、本研究の結果を他の流路端形状の場合に直接適用することはできないが、本研究で得られた知見は流動様式が同じならば、他の流路端形状のデータにも定性的には適用できると考えられる。

本報告では、フーリエ解析の範囲で流下液膜に気相の流れがどのように影響をおよぼす

かを調べたものである。その際、比較のために従来使用されているべき則を用いて整理をした。しかしながら、界面がどのようなカオス状態にあるかはリアプノフ数、周期の変化やアトラクターの挙動などを調べて、数理的に把握する必要がある。

本研究をまとめるにあたり東京大学 斎藤孝基氏の有益なご助言を頂きました。ここに記して謝意を表する。

Nomenclature

C_v	: wave propagation velocity	[m/s]
D_1	: diameter of tube	[mm]
D_2	: diameter of bell mouth	[mm]
j	: superficial velocity	[m/s]
J_k^*	: nondimensional velocity	[—]

$$= j_k \sqrt{\frac{\rho_k}{gD(\rho_l - \rho_g)}} \quad (k=l \text{ or } g)$$

L	: length of test tube	[mm]
Q	: flow rate	[m ³ /s]
V_c	: wave velocity	[m/s]
V_g	: gas mean velocity	[m/s]
V_l	: mean velocity of liquid film	[m/s]

Greek letters

α^*	: nondimensional wave number	[—]
	($\alpha^* = \alpha D_1/2$)	

Subscripts

g	: gas	[—]
l	: liquid	[—]

参考文献

- [1] 鈴木, 植田, 日機論, Vol.44, No.377, 164-173, (1978).
- [2] Zabaras, G.J. & Dukler, A.E., AIChE J., 34-3, 389-396, (1988).
- [3] 鳥飼ほか3名, 日機論, Vol.58, No.548, 55-62, (1992).
- [4] Biage, M., Delhay, M. & Nakach, R., AIChE symp. series, Vol.85, No.269, 274-279, (1989).
- [5] Zhang, J. & Giot, M., AIChE symp. series, Vol.88, No.288, 106-115, (1992).
- [6] 井村, 楠田, 船津, 日機論, Vol.42, No.362, 3247-3257, (1976).
- [7] Kaminaga, F., Okamoto, Y. & Shibata, Y., JSME Int. J., Ser. II, Vol.35, No.4, 529-535, (1992).
- [8] O'Brien, S.A., Such, D.K. & A.F. Mills, Int. J. Multiphase Flow, Vol.12, No.4, 699-704, (1986).
- [9] 柴田, 神永, 第71期通常日機講論, (III), No.940-10, 771-773, (1994).