傾斜上昇環状流における気液界面の性状*

逢坂 昭治^{*1}, 真本 英光^{*2}
仮屋崎 侃^{*3}, 草野 剛嗣^{*1}Gas-Liquid Interfacial Characteristics
in an Inclined Upward Annular FlowAkiharu OUSAKA, Hidemitsu MAMOTO,
Akira KARIYASAKI and Kouji KUSANO

This paper presents experimental data of the effects of pipe inclination on the circumferential variation of characteristics of annular liquid film and on the interfacial shear stress. In this experiment, film thickness was measured using the needle contact method and disturbance wave frequency and wave velocity were calculated from the output signals of time varying liquid film thickness by the constant current method. The inclination angles examined were 0°, 15°, 30°, 45°, 60° and 75° from the horizontal. Superficial velocities of air and water ranged from 20 m/s to 40 m/s and from 0.06 m/s and 0.20 m/s, respectively.

The following results were obtained: i) The increase in pipe inclination makes the circumferential distribution of disturbance wave height uniform, while the wave velocity, frequency and length are not affected by the inclination. ii) A new correlation for the interfacial friction factor in an inclined upward pipe is obtained by modification of Fukano's correlation. iii) Simple charts were obtained to represent the relationship among interfacial shear stress, film thickness and flow rates of both phases.

Key Words: Multiphase Flow, Inclined Upward Annular Flow, Interfacial Characteristics, Disturbance Wave, Interfacial Shear Stress, Correlation, Simple Chart

1. 緒 言

傾斜した熱エネルギー輸送管は地熱発電所における坑井からタービンに至る気水二相流体輸送管をはじめ油輸送管など数多くのプラントで見られる。これら傾斜管を含む配管系やパイプラインの設計においては、ホールドアップ、圧力損失等の基本的物理量に及ぼす管路傾き角の影響に関する情報が不可欠であるが、現在でもまだ不足している状況にある^{(1)~(5)}。なかでも、傾き角の大きい傾斜上昇環状流に関する報告は少なく、特に気液界面の性状に関するデータがないようである。

本研究はこのような背景から始められたもので、これまで水平から垂直に近い角度までの広い範囲の傾斜上昇環状流の流動様式、摩擦圧力損失、ホールドアップ、気流部の液滴流量および管周方向の液膜厚さを測定し、これらに及ぼす管路傾き角の影響を明らかにした⁽⁶⁾⁽⁷⁾。それらによると、管路傾き角がフロス流から環状流への遷移とホールドアップに与える影響が大

きいこと、摩擦圧力損失は傾きによってほとんど影響を受けないこと、気流部の液滴流量は傾斜角とともに増加し、液滴発生限界気相流速も傾きが小さいほど大きくなること、などの測定結果を得た。

環状液膜流の気液界面には気流側変動の影響を受け、大小さまざまな波動が存在し、これらの挙動は熱・物質伝達に深くかかわっており、工業機器の効率や安全性に影響を与えることはよく知られていることである。本論文では、界面に生じる波のなかでも、環状液膜流の管頂部の液膜保持機構に重要な役割を果たしているじょう乱波に着目し、その波高、波速度などに与える管路傾き角の影響について述べる。さらに、環状液膜流の流動ははじめ界面波の発生などに関する諸現象の解明に不可欠の界面せん断応力を摩擦係数の一般的関係によって検討し、両相の流量と界面せん断応力および液膜厚さとの関係についても述べる。

使用するおもな記号

a : じょう乱波の存在時間率
 C_D : じょう乱波速度 m/s
 D : 供試管内径 m
 f : 摩擦係数
 g : 重力の加速度 m/s²

* 原稿受付 1996年12月16日。

^{*1} 正員、徳島大学工学部 (〒770 徳島市南常三島2-1)。^{*2} 徳島大学大学院。^{*3} 正員、福岡大学工学部 (〒814-01 福岡市城南区七隈8-19-1)。

- h_D : じょう乱波波高 m
 L : 管軸方向距離 m
 N_D : じょう乱波通過頻度 s^{-1}
 ΔP : 摩擦圧力損失 Pa
 j_G, j_L : 見掛けの空気および水速度 $m^3/(m^2 \cdot s)$
 R : 供試管半径 m
 r : 管中心からの半径方向距離 m
 Re : 見掛けのレイノルズ数
 t_f : 平均液膜厚さ m
 u, v, w : x, y, z 方向の流速 m/s
 X : マルチネリパラメータ
 y : 壁面からの半径方向距離 m
 y^+ : 壁面からの半径方向無次元距離
 $(=y\sqrt{\tau_s/\rho_l}/\nu_l)$
 α : 供試管の水平からの傾き角 $^\circ$
 Γ : 単位幅あたりの液膜流量 $m^3/(m \cdot s)$
 Γ^+ : 単位幅あたりの無次元液膜流量 $(=\Gamma/\nu_l)$
 ε : 渦粘性係数 m^2/s
 θ : 管頂部からの管周方向角 $^\circ$
 λ_D : じょう乱波の間隔 m
 ν : 動粘性係数 m^2/s
 ρ : 密度 kg/m^3
 τ : セン断応力 Pa
 τ^+ : 無次元せん断応力 $(=\tau/\tau_{SG})$

添 字

- D : じょう乱波
 F : 液膜
 G : 気体
 L : 液体
 i : 気液界面
 SG : 気相単相流
 TP : 二相流
 w : 内壁面

Fig. 1 Experimental apparatus

2. 実験方法および条件

図1に実験装置の概略を示した。供試管は内径26 mm, 全長8.1 mの透明なアクリル樹脂製円管である。液膜の諸膜厚は半径方向と管周方向に移動可能な点電極法によって測定し, じょう乱波の通過頻度と速度は定電流法から得られた出力信号から算定した⁽⁸⁾。作動流体としては空気と水道水を使用した。管路の傾き角 α は水平から0, 15, 30, 45, 60, 75 $^\circ$ の6種類, 見掛けの空気速度 j_G および水速度 j_L はそれぞれ20~40 m/s, 0.06~0.20 m/sの範囲で検討した。

3. 実験結果および考察

3.1 じょう乱波と基底液膜 図2および図3に, 二重構造モデル⁽⁹⁾に基づいた基底液膜厚さ t_{Bm} とじょう乱波波高 h_D に与える管路傾き角 α の影響を, $j_L = 0.10$ m/sの場合について例示した。図2, 3から, 両者は水流量が一定の場合には空気流量の大きいほうが小さくなっており, この傾向は管底部に近づくほど顕著であることがわかる。また, 管頂部($\theta = 0^\circ$)から管底部($\theta = 180^\circ$)に近づくにつれて共に大きくなり, これらの差は α が大きくなるほど小さくなっている。

Fig. 2 Base film thickness

Fig. 3 Disturbance wave height

これは、主として管底部の値が α の増加とともに減少したためである。なお、これらの管周方向分布および両相の流量に対する傾向は、傾斜上昇管の場合であっても、水平管の場合⁽⁹⁾と定性的に同じであった(図省略)。図2, 3には、比較のため、川上ら⁽¹⁰⁾の定電流法による $\alpha=90^\circ$ のデータを入れたが、波高については本測定値からの推測値よりも小さめに出ているようである。

図4の h_D/t_{Bm} の値からわかるように、じょう乱波波高は基底膜厚に比べて極めて大きく、管頂部から管底部に近づくにつれてその値はわずかながら小さくなっている。 h_D/t_{Bm} の値に与える管路の傾きの影響は、 α が大きくなるにしたがってやや増加する傾向にあるが、川上らの垂直上昇流の場合にはかなり小さく、必ずしも明りょうではない。

図5には、管軸に沿って210 mm 間隔で設置された2箇所の定電流法用の電極タップから同時に検出された水膜厚さの信号の相互相関関数の最大ピーク点の遅れ時間から求めたじょう乱波の波速度 C_D を示した。ここでも、 $\alpha=90^\circ$ のデータは川上らの測定値である。両相の流量が大きいほど波速度が大きく、 j_G の大きい領域では α の増加にしたがって C_D は若干小さくなる傾向が見られる。このことに関して、世古口ら⁽¹¹⁾が

C_D には流動方向による影響が見られないと述べており、傾斜上昇流の場合にも管路の傾きによる影響はほとんど見られず、彼らの結果と一致している。

図6のじょう乱波の通過頻度 N_D は定電流法による出力信号のパワースペクトル密度関数の最大ピーク値に対応する周波数から求めたものである。空気流量が増加すれば通過頻度も増加し、 j_G の増加に対する N_D の増加割合は j_G が大きくなるにつれてゆるやかになる傾向が見られる。水流量と管路の傾きによる影響はほとんど見られない。

図7および図8は、じょう乱波の間隔 λ_D と軸方向の広がりを表す大きさ L_D を α に対して示したもので、 λ_D は C_D/N_D から、 L_D は $\lambda_D(a/100)$ からそれぞれ求めたものである⁽⁹⁾。ここで、 a はじょう乱波の存在

Fig. 4 Ratio of disturbance wave height to base film thickness

Fig. 5 Disturbance wave velocity

Fig. 6 Passing frequency of disturbance wave

Fig. 7 Distance between two adjacent disturbance waves

Fig. 8 Axial length of disturbance wave

時間率である。両者の f_c, f_L および α に対する傾向はよく似ており、空気流量が増加すれば小さくなり、さらに管路の傾きが垂直に近づくにつれ小さくなる傾向を示している。

このように、じょう乱波の波速度と通過頻度については管路の傾き角によって大きな影響を受けることはなく、それぞれの値は傾きの増加とともにゆるやかに変わっていることがわかる。たとえ波速度と通過頻度に与える傾き角の影響が小さくても、例えば深野ら⁽¹²⁾による膜厚分布の予測モデルにおいては、波高および波速度は膜厚分布に対して大きな影響を与えるので、精度向上のためには傾きの影響を十分に考慮した構成式でなければならない、無視することはできない。

3.2 界面せん断応力 摩擦係数あるいは管摩擦係数については、よく知られた Wallis の式⁽¹³⁾をはじめ多くの整理式があるが、これらの整理式によって算定された値と実験値との一致は悪く⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、さらに、流動方向あるいは管径が限られていたり、波高や波の通過頻度が含まれていたりして実用上簡便でないものが

多い。このような状況を踏まえ、深野ら⁽¹⁴⁾は管径が 10~26 mm の場合について、垂直上昇流から垂直下降流まで適用できるとして、摩擦係数の整理式(1)を提案した。

$$f_i/f_{sg}=1.0+8.53\cdot 10^{-4}\cdot X^{2.82}Re_c^2Re_L^{-1}\cdots\cdots(1)$$

ここで、 f_i は界面摩擦係数、 f_{sg} は円滑管内気相単相流の摩擦係数、 Re は見掛けの速度に基づくレイノルズ数、 X はマルチネリパラメータである。この式は流動方向に無関係とされているが、実験値との比較は水平流、垂直上昇流および垂直下降流の三つの流動方向に対してのみ検討されており、傾斜流に対しては、その当時実験データがなかったために、どの程度合うのか検討されていなかった。しかも、式(1)に基づく界面せん断応力の計算値と実験値との一致はよいとはいえず、 $\pm 30\%$ 内に収まるデータは全データの約 50%であった。そこで、本節ではまず初めに式(1)の傾斜上昇環状流に対する適用性について検討してみる。

図 9 は管径が 26 mm の場合に対する界面摩擦係数の測定結果である。図 9 中、点線は式(1)を示している。図 9 からわかるように、式(1)による値は、水平流の場合には実験値よりも大きめとなり、 α が大きい場合にはそれよりも小さめの値をとる傾向が見られる。このことは、図 10 (Δ 印) に示した界面せん断応力の結果に顕著に表されている。これらの結果から、界面摩擦係数は管路の傾きによって補正するのがよいことがわかる。

そこで、水平流と傾斜上昇流については著者らのデータを、垂直上昇流については川上らのデータを、それぞれ使用し、式(1)に基づいて修正したのが式(2)である。図 9 の実線で示したように、式(2)による計算値はどの傾き角においても実験値とよく合っており、改良されていることがわかる。また、式(2)に基づく界面せん断応力の予測値 ($\circ$ 印) を実験値について

Fig. 9 Correlation of interfacial friction factor

Fig. 10 Comparison of the experimental results with the calculation results for interfacial shear stress

Fig. 11 Interrelationship between τ_i , δ , j_g and j_L (experiment)

比較したのが図 10 である。図 10 に示されているように、明らかに著者らの計算値が実験値に対して精度がよくなっている。

$$f_i/f_{sc} = 1.0 + (3.2 + 3.8 \sin \alpha) \cdot 10^{-4} \cdot X^{2.57} Re_L^2 Re_L^{-1} \quad \dots\dots\dots (2)$$

図 10 には、これまでに提案されている相関式の中で最も簡単で精度もよいとされている Wallis の式による値(□印)も、比較のため示した。Wallis の実験値に対する精度は著者らと同程度とみなせるが、Wallis の式はその使用に際してまず液膜厚さを測定していなければならない、彼の式は簡単な形であっても τ_i を求めるにはやっかいである。このように使用する立場からすれば、著者らの整理式に基づく算定では、両相の流量さえわかればよく、実用的で簡便である。

なお、界面せん断応力および界面摩擦係数は、気流部に液滴を含まず液膜が管周方向に均一分布しているとして誘導した、次式から求めたものである。

$$\tau_i = \left(\frac{r_i}{R} \right) \tau_w + \left(\frac{r_i}{2} \right) \cdot (\rho_L - \rho_G) g \left\{ 1 - \left(\frac{r_i}{R} \right)^2 \right\} \sin \alpha \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\tau_w = \left(\frac{R}{2} \right) \cdot \left(\frac{\Delta P_{TP}}{\Delta L} \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\tau_i = f_i (\rho_G j_G^2 / 2) \quad \dots\dots\dots (5)$$

3.3 界面せん断応力と両相の流量および膜厚との関係 気液両相の流量が既知の場合に環状液膜流の平均膜厚と界面せん断応力を直ちに求めることができれば、伝熱および流動に関する設計に極めて有効である。図 11 はこれら三者の関係を実験的に求めて作成した線図である。 j_L 一定の曲線は、 j_G が増加するにしたがって界面せん断応力が大きくなり、液膜厚さが薄くなるため、 τ_i に対して右下がりの曲線となる。一方、 j_G 一定の曲線は、水流量が増加すると膜厚が大となり、気液界面には波高の高い波が存在し、 τ_i も増加するので右上がりの曲線となる。このように、 j_L 一定の曲線と j_G 一定の曲線は交差し、 j_L あるいは j_G 一定の

Fig. 12 Coordinate axes and nomenclature

曲線は有意に分離している。得られた結果は、図 11 に示されているように、ほぼ良好であるといえる。管路の傾きが大きくなると、 j_G 一定の曲線は j_L の増加に対して膜厚の増加が小さくなり、一方、 j_L 一定の曲線は j_G の増加に対して τ_i の増加が小さくなる傾向を示している。両者の交角は α によってほとんど影響を受けないこともわかる。ただ、水流量が小さく空気流量の大きい場合には交角が直角から離れ、かつ各交点が接近し、求めづらい領域があるが、概して、両相の流量さえわかれば平均膜厚と界面せん断応力をこれらの線図から簡単に直接求めることができ、実用に即するといえる。

ここで、これら三者の関係を、界面せん断応力については式(2)に基づいた値を使用し、前報の解析⁽¹⁶⁾から求めてみる。解析では傾斜管においても液膜流が単相流の壁面近傍の流れと同様な流動機構をとるものと仮定し、液膜流量は、乱流の場合の速度分布が Karman の一般速度分布に基づくとして、計算した。ここで用いた流動系とおもな記号は図 12 に示したとおりで、 w は z 方向の流速、 Γ_z は z 方向の単位長さあたりの流量、 ε は渦粘性係数、 τ_s は気相による壁面せん断応力である。三者の関係について計算に用いた最終の式は、式(6)と式(7)である。(+)の付いた記号は無次元表示したものである。

$$\Gamma_z^+ = \int_0^{y_i} w^+ dy^+$$

Fig. 13 Interrelationship between τ_i , t_j , j_G and j_L (calculation)

$$= I_1 \tau_{yz}^+ |y_i^+ + I_2 \frac{\partial \tau_{xz}^+}{R^+ \partial x} - I_2 \nu_L g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\tau_s}\right)^3} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし,

$$I_1 = \int_0^{y_i^+} \int_0^{y_i^+} \frac{1}{1 + \varepsilon_{yz}^+} dy_1^+ dy_2^+ \quad \dots\dots\dots (7 \cdot a)$$

$$I_2 = \int_0^{y_i^+} \int_0^{y_i^+} \frac{y_i^+ - y_1^+}{1 + \varepsilon_{yz}^+} dy_1^+ dy_2^+ \quad \dots\dots\dots (7 \cdot b)$$

図13はこれら三者の関係についての計算結果である。傾斜上昇流の場合には管路の傾きが大きくなるほど線図化されている流量範囲が小さく、両相の流量が小さい場合、特に j_G の小さい場合に膜厚および界面せん断応力を求めることのできない領域が出てくる。これは、既報⁽¹⁰⁾で示した液膜流量と液膜厚さの関係からわかるように、水平流の場合には液膜流量とともに膜厚は増加するが、傾斜上昇流ではそれぞれの界面せん断応力に対して液膜流量がある値に達すると膜厚が急に増加し、その後膜厚の増加とともに液膜流量が減少するからである。液膜流量と膜厚の関係が異なり始める液膜流量は、界面せん断応力が一定の場合、管路の傾きが大きくなるにしたがい、式(6)の右辺第3項で表される重力項により、小さい値をとる。

図11との比較から、図13では液相が層流の場合と乱流の場合で j_G 一定の曲線のこう配が大きく変わっているが、両相の流量に対する傾向は定性的には実験結果と同じであり、定量的には、計算値では液滴流量を無視したことおよび Karman の一般速度分布からの液膜速度が実際の液膜速度よりも小さめに与えることにより、膜厚が大きく界面せん断応力が小さくなったと考えられる。なお、ここでは層流と乱流の遷移液膜レイノルズ数は1000とした。

4. 結 論

界面に生じる波のなかでも、環状液膜流の管頂部の液膜保持機構に重要な役割を果たしているじょう乱波

に着目し、その波高、波速度などに与える管路傾き角の影響について検討した。さらに、環状液膜流の流動はじめ界面波の発生などに関する諸現象の解明において重要なパラメータである界面せん断応力を摩擦係数の一般的関係によって検討し、両相の流量と界面せん断応力および液膜厚さとの関係についても検討した。得られた結果は、ここにまとめると次のようである。

(1) 管路の傾きが大きくなるにしたがってじょう乱波の波高の管周方向分布の均一性が増し、軸方向の大きさが小さくなるが、波速度および通過頻度は傾き角によって大きな影響を受けることはなく、それぞれの値は傾きの増加とともにゆるやかに変わる。

(2) 傾きの大きい傾斜上昇環状流にも適用できる界面摩擦係数に関する整理式が、深野らの式に傾き角に依存した補正係数を考慮することで、得られた。

(3) 実用的に簡便に求められることを目的とした、両相の流量、平均膜厚および界面せん断応力の関係を示した線図を、傾斜上昇流の場合について提案した。

文 献

- (1) Beggs, H. D., Ph. D. Thesis, Univ. of Tulsa, (1972).
- (2) Barnea, D., ほか2名, *Int. J. Multiphase Flow*, **6**-3 (1980), 217-226.
- (3) Taitel, Y., ほか2名, *Int. J. Multiphase Flow*, **16**-1 (1990), 69-77.
- (4) Stanislav, J. F., ほか2名, *Int. J. Multiphase Flow*, **12** 3 (1986), 325-335.
- (5) Zheng, G., ほか2名, *Int. J. Multiphase Flow*, **20** 1 (1994), 63-79.
- (6) 逢坂昭治・ほか3名, 機論, **61** 592, B(1995), 4353-4358.
- (7) 逢坂昭治・ほか5名, 機論, **62** 600, B(1996), 2950-2956.
- (8) 世古口言彦・ほか3名, 機論, **48**-426, B(1982), 346-354.
- (9) 深野徹・ほか3名, 機論, **48**-436, B(1982), 2589-2598.
- (10) 川上靖・富永彰, 私信.
- (11) 世古口言彦・ほか2名, 機論, **51**-466, B(1985), 1798-1806.
- (12) Fukano, T. and Ousaka, A., *Int. J. Multiphase Flow*, **15** 3(1989), 403-419.
- (13) Wallis, G. B., *One Dimensional Two Phase Flow*,

- (1969), 318-322, McGraw-Hill, New York.
- (14) Fukano, T., ほか 3 名, *Proc. the 3rd ASME/JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, (1991), 217-222.
- (15) 川上靖・ほか 3 名, 第 27 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1990), 985-987.
- (16) 逢坂昭治・ほか 3 名, 第 33 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1996), 809-810.
-