気液混相の垂直管内上昇流における圧降下の
取り扱い方式について*

佐々木 貞治**

Proposed Treatment on Upward Mixed Phase Flow of
Gas and Liquid in Vertical Pipe*

Teiji Sasaki**

Some systematic treatments are proposed on typical flow models, force balance and fluid friction in gas-liquid mixed phase flow through vertical pipe.

Various flow patterns which appear in mixed-phase flow may be classified into two typical flow models of bubbling flow and annular flow with liquid entrainment.

Force balance in fluids shows that, neglecting the effect of acceleration, pressure drop is contributed by the two forces of wall friction and the effects of gravity on the fluids, and the relation is given by Eq.(15).

The investigations on liquid hold-up and wall friction become essential for the systematic development of the flow phenomena.

Wall friction is examined in terms of "two-phase friction factor" by Eq. (18), based on experimental data.

For the range of high gas rate and high liquid rate, the "two-phase friction factor" is found to be correlated to a curved line by liquid Reynolds number with $\pm 30\%$ deviation, as shown in Fig. 6, and the correlation curve is compared with that of single phase flow through smooth pipe.

The correlation curve indicates that there are two basic flow mechanisms of pseudo-stream line and turbulent flow in mixed-phase flow, and the transition to turbulent flow occurs gradually along this curve.

緒 言

気液混相の管内流動については、これまでにかなりの多くの研究が行なわれている¹⁻⁶⁾。そのうち垂直管内の混相上昇流については、当初の研究としては筆者ら⁶⁾のものが、液レイノルズ数 2~3000、脈波流ないし噴霧流を呈する気体流速範囲についての実験的な結果を報告した。

その後 Calvert ら³⁾および Anderson ら²⁾は環状上昇液膜流を理論的に取り扱い、その流速分布に対数法則を適用し、液膜の厚さ、気液界面における摩擦応力および流量条件との相関々係を求め、これを足場にしてこの種流動現象の解明を試みている。Calvert らは液膜につい

てのみの考察に終始し気流本体内部における液の挙動は無視し、混相時の圧降下を気流のみの単相流動時の圧降下と液膜波面による気流抵抗との和であるとして、環状流の範囲における圧降下を検討した。Anderson らは気流本体内部における噴霧を考慮して取り扱ってはいるが、まとまった関係を得るまでに至っていない。さらにその後 Govier ら⁴⁾は各種の管径、流動状態の下で一連の研究結果を発表しているがその取り扱い方はむしろ実験的であり、無次元表示による一般的な結論に達し得なかった。また筆者ら以外のこれらの研究はいずれも空気-水系について行なわれたもので結果の適用範囲はせまい。

このように垂直上昇流に対する研究も体系的にはきわめて不十分で、この種現象を伴う器機的设计および操作に対する一般的な取り扱い方式は確立していない。

本研究では、気液混相の管内流動における圧降下を体系的に取り扱う方式を得る手始めとして、垂直管内上昇流の流動様式、力の釣合いを論じさらに圧降下を解析す

* Received on November 29, 1962 昭和 35 年 4 月 5 日化学工学協会第 25 年会および昭和 36 年 10 月 26 日化学工学協会名古屋地方大会にて講演発表

** 静岡大学工学部 Dept. of Chem. Eng., Shizuoka University, Hamamatsu, Japan

るための基礎的な手法を検討した。

検討は主として筆者らの既往の全実験値⁶⁾ およびその後の実験で得られたデータに基づいて行なった。その範囲は液レイノルズ数で2~5800, 空気流速は0~50m/s, 常温, 常圧である。ただし実験装置および方法は既報のものと同様であるので省略する。

§1 気液混相上昇流の基本的流動様式

垂直管内における気液混相上昇流の流動状態が, 流量条件でいろいろと変化することは, 筆者ら⁶⁾ および諸家の報告^{3, 4)}があり, その観察結果は表現上の多少の差異はあるにしてもおおむね一致している。このような複雑な流れを解明するには, まずそれぞれの流量段階における流動状態に基づいて, 流れの基本となる流動様式を適切に設定することが必要である。

垂直上昇流の場合の流動状態は, 気体流量の増加につれて, 気泡分散流, 気泡栓流 (液ピストン流), 攪乱流脈波流, 環状流, 噴霧流へと逐次移行するが, これらの状態はつぎの二つの基本的な流動様式に大別される。

気泡流 気泡分散流から攪乱流までの範囲に共通する流動様式で, この範囲では, 形状, 大きさはいろいろであるが気体は基本的に気泡として行動し, 液は連続相として運動している。

環状液膜複合流 気体流速の大なる場合の脈波流から噴霧流の範囲に共通する流動様式で液の一部は管壁上に環状の液膜流を構成し, 気体は管路の中央部を貫通して吹抜け, 液の一部を飛沫あるいは噴霧の状態で同伴する。したがってこの場合は液膜および気体はそれぞれの流路を連続流体として運動する。

その他, 気液の流量がともにある程度以上多い場合には気液が懸濁した様相で流れるが, これは両様式の複合したものとも見ることができる。

したがって気液混相上昇流は, 気泡流, 環状液膜複合流という二つの基本的流動様式のいずれかで模型的に表わし得るものとする。

§2 気液混相上昇流における応力分布

環状液膜複合流を Fig. 1 のごとく模型的に現わし, この流れにつき, つぎの仮定の下に力の釣合いをとる。

1. 管内静圧は半径方向に一様である。
2. 気液は等温かつ飽和状態で流れ, 気体は非圧縮性流動をする。
3. 気液の流速は軸方向には位置的に不変で, 加速による運動量の変化は無視する。
4. 気流本体内における液の分布は一様で, その容積

Fig. 1 Flow model for force balance

濃度 C_M は一定とする。

Fig. 1 のごとき記号の下にまず気流本体内に環状要素をとり, これに作用する力を列記すればつぎのごとくである。

上向きの力

$$\begin{aligned} r \text{ 面に作用する剪断力} & 2\pi r Z \tau \\ \text{端面1に作用する圧力} & 2\pi r dr P_1 g_0 \end{aligned}$$

下向きの力

$$\begin{aligned} (r+dr) \text{ 面に作用する剪断力} & 2\pi (r+dr) Z (\tau+d\tau) \\ \text{端面2に作用する圧力} & 2\pi r dr P_2 g_0 \\ \text{気体部分に作用する重力} & 2\pi r dr Z (1-C_M) \rho_G g \\ \text{液体部分に作用する重力} & 2\pi r dr Z C_M \rho_L g \end{aligned}$$

ここで, ρ_G, ρ_L は気液の密度である。

両方向の力の釣合いから次式が得られる。

$$\begin{aligned} -2\pi Z d(\tau r) + 2\pi (P_1 - P_2) g_0 r dr \\ - 2\pi Z \{ (1-C_M) \rho_G + C_M \rho_L \} g r dr = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$P_1 - P_2 = \Delta p, \quad (1-C_M) \rho_G + C_M \rho_L = \rho_M \quad \text{とおけば}$$

$$d(\tau r) = \left(\frac{\Delta p}{Z} - \rho_M g \right) r dr \quad (2)$$

$$\therefore \tau = \left(\frac{\Delta p}{Z} g_0 - \rho_M g \right) \frac{r}{2} \quad (3)$$

液膜表面 ($r=R_i$) における剪断応力 τ_i は

$$\tau_i = \left(\frac{\Delta p}{Z} g_0 - \rho_M g \right) \frac{R_i}{2} \quad (4)$$

つぎに液膜内 ($R_i < r < R$) の環状要素につき、同様に力の釣合いを求めると

$$-2\pi r Z d(\tau r) + 2\pi(P_1 - P_2)g_r r dr - 2\pi Z \rho_L g r dr = 0 \quad (5)$$

$$\therefore \tau = \left(\frac{dp}{Z} g_0 - \rho_L g \right) \frac{r}{2} + \frac{c}{r} \quad c: \text{積分常数} \quad (6)$$

液膜表面 ($r=R_i$) における剪断応力 τ_i は (6) より

$$\tau_i = \left(\frac{dp}{Z} g_0 - \rho_L g \right) \frac{R_i}{2} + \frac{c}{R_i} \quad (7)$$

$$(4), (7) \text{ より } c = (\rho_L - \rho_M) g \frac{R_i^2}{2} \quad (8)$$

これより液膜内における剪断応力分布は (6) より

$$\tau = \left[\frac{dp}{Z} g_0 - \left\{ \rho_L \left(1 - \frac{R_i^2}{r^2} \right) + \rho_M \frac{R_i^2}{r^2} \right\} g \right] \frac{r}{2} \quad (9)$$

管壁 ($r=R$) における剪断応力 τ_w は

$$\tau_w = \left[\frac{dp}{Z} g_0 - \left\{ \rho_L \left(1 - \frac{R_i^2}{R^2} \right) + \rho_M \frac{R_i^2}{R^2} \right\} g \right] \frac{R}{2} \quad (10)$$

ところで (10) の $\{ \}$ 内は

$$\begin{aligned} & \left\{ \rho_L \left(1 - \frac{R_i^2}{R^2} \right) + \rho_M \left(\frac{R_i^2}{R^2} \right) \right\} \\ &= \rho_L \left\{ \frac{(R^2 - R_i^2) + C_M R_i^2}{R^2} \right\} + \rho_G \left\{ \frac{(1 - C_M) R_i^2}{R^2} \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

となるが、ここで液ホールドアップを φ 、気体ホールドアップを $(1-\varphi)$ とすれば

$$\varphi = \frac{(R^2 - R_i^2) + C_M R_i^2}{R^2}, \quad 1 - \varphi = \frac{(1 - C_M) R_i^2}{R^2} \quad (12)$$

ゆえに

$$\tau_w = \left[\frac{dp}{Z} g_0 - \{ \varphi \rho_L + (1 - \varphi) \rho_G \} g \right] \frac{R}{2} \quad (13)$$

となる。以上の諸式の導出過程では分散液の容積濃度 C_M を一定としたが、(13) は管断面における総括的な力の釣合いを表わし、 C_M の値が半径方向に一定でないような場合にも成立する。したがって (13) は気泡流の場合をも含めて、垂直管内混相流における力の釣合いを表わす一般式である。

§3 気液混相流における圧降下の因子

気液混相流動の研究においてはその圧降下の解明が一つの主要な目的として行なわれているが、圧降下の内容を明確に示したものは見当たらない。

前節の考察によれば垂直上昇流における圧降下は

$$(4) \text{ より } \frac{dp}{Z} g_0 = \frac{2\tau_i}{R_i} + \rho_M g \quad (14)$$

$$(13) \text{ より } \frac{dp}{Z} g_0 = \frac{2\tau_w}{R} + [\varphi \rho_L + (1 - \varphi) \rho_G] g \quad (15)$$

のごとく二通りの式で表わされる。(14) より dp は τ_i/R_i および ρ_M から求められるが、 R_i 、 ρ_M および τ_i の測定は技術的に困難である。一方 (15) によれば dp は τ_w および φ から求められる。 φ の値についてはこれまでに検討されており、比較的容易に測定できるから本

Fig. 2 Variation of pressure drop and liquid hold-up with flow rates and flow pattern in upward flow of air-water mixture through vertical glass pipe of 25.3 mm i.d.

研究では (15) に基づいて検討を行なう。

3・1 実験結果 内径 25mm の管により、空気-水系で気泡流から噴霧流にかけて一貫して圧降下および液ホールドアップ ϕ を求め、気液の流量との関係を示したのが Fig. 2 である。液体密度基準の差圧ヘッド $\left[\frac{\Delta p}{\rho_L Z}\right]$ と気体流量の関係は屈曲の多い曲線状に点綴され、その関係はきわめて複雑である。しかし $\left[\frac{\Delta p}{\rho_L Z}\right]$ と ϕ の値とはつぎのごとき対応が見られる。

1) 空気流量 $G < 0.2 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ の範囲では $\left[\frac{\Delta p}{\rho_L Z}\right]$ と ϕ は傾向的にも数値的にもほとんど一致している。この範囲は気泡分散流ないし気泡栓流の状態を呈しエアリフトの操作範囲に概当する。

2) $0.2 < G < 15 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ では $\left[\frac{\Delta p}{\rho_L Z}\right]$ と ϕ の変化の様子は依然として同一傾向であるが、気液の流量が増大するほど数値的なずれが漸次大きくなる。この範囲の流動状態は攪乱流ないし脈波流である。

3) $G > 15 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ では $\left[\frac{\Delta p}{\rho_L Z}\right]$ と ϕ の変化の様子は全く相反し、 ϕ の値は気流速の増加とともに減少し続けるが、圧降下は一旦極小値を示してから急激に増大してゆく。この範囲は環状液膜ないし噴霧流の状態を呈する。

4) G の値が $1 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ の付近において圧降下、液ホールドアップとも屈折した不連続性の点綴を示しているがこれは流動様式が気泡流から環状液膜複合流へ転移する点に対応する。なお Fig. 2 に流動状態および流動様式の範囲の概略を併せ示した。

3・2 気泡流域における圧降下 上の実験値を $\left[\frac{\Delta p}{\rho_L Z}\right]$ と ϕ の関係で示すと Fig. 3 のごとくなり、気泡流の範囲では点群は

$$\frac{\Delta p}{\rho_L Z} = \phi \frac{g}{g_c} \quad (16)$$

の関係に収束し、気泡分散流に概当する状態範囲では (16) がほとんど成立するようになる。この関係は圧降下が液ホールドアップによるヘッドに釣合うことを示し、気泡塔、エアリフトの場合に常用されている関係である。

しかし (15) によれば

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\rho_L Z} &= \frac{\tau_w}{2g_c \rho_L R} + \left\{ \phi + (1-\phi) \frac{\rho_G}{\rho_L} \right\} \frac{g}{g_c} \\ \rho_G &\ll \rho_L \text{ ゆえ} \\ &\div \frac{\tau_w}{2g_c \rho_L R} + \phi \frac{g}{g_c} \end{aligned} \quad (17)$$

Fig. 3 Pressure drop vs. liquid hold-up in upward flow of air-water mixture through vertical glass pipe of 25.3 mm i.d.

Fig. 4 Pressure drop vs. liquid hold up by Govier's data

であるから (16) の関係は $\tau_w \rightarrow 0$ のときのみ成立するはずである。

Fig. 4 は Govier らの結果を同じ点綴法で示したものである。Fig. 3 と傾向的にはほとんど同じであるが、液流量の多い場合は気泡流の範囲にあっても (16) の関係より上方に偏倚している。これは液流速が増大したため τ_w が増大するからである。しかし気泡流の範囲では、圧降下は液ホールドアップに支配的に影響され、液流量が極端に多い場合以外は τ_w の値は無視できる程度である。

3・3 環状液膜複合流域における圧降下 気体流速が増して ϕ の値が減少するほど圧降下は (16) の関係から偏倚してゆき、環状流ないし噴霧流を呈する範囲では液流量ごとに逆向きの点綴に移行している。これは気体流速の増加に伴って管摩擦力が急速に増大し、液ホールドアップによる静圧ヘッドが減少するためである。

以上のごとく、気液混相流においては、 ϕ と τ_w は気流速に対して、相反する方向に変化するが、圧降下に対する両因子の寄与は、全流量範囲にわたり (17) で表

Fig. 5 Typical plot of $\left(\frac{dp}{dZ} - \phi \rho_L \frac{g}{g_c}\right)$ vs. $\bar{u}_L'$ in upward vertical flow of gas-liquid mixture

わすことができる。

なお Fig. 2 により圧降下が (16) の関係に収束する過程を詳細にみると、その模様は液流量により異なり、たとえば、液流量の小なる場合に $\left[\frac{dp}{\rho_L Z}\right]$ は $\left[\phi \frac{g}{g_c}\right]$ より一旦低下してから (16) へ収束する傾向がある。これは流動様式の転移点付近における液膜の挙動に起因すると考えられるが詳細は不明である。またこのような細かい変化を無視し (16) に単純に収束すると見ても、いかなる条件で (16) に移行するかという点は従来全く検討されていない。これらの点を検討するには (17) の関係に基づいて τ_w および ϕ を追究することが必要であるが、本報ではまず高速気流域すなわち主として噴霧流動状態下における τ_w を検討する。

§4 気液混相上昇流における管摩擦係数

気液混相上昇流における管壁剪断応力 τ_w の値は (13) で求められるが、本実験範囲においては数値的に $\phi \rho_L \gg (1 - \phi) \rho_g$ であるので、計算には

$$\tau_w = \frac{R}{2} \left(\frac{dp}{dZ} - \phi \rho_L \frac{g}{g_c} \right) g_c \quad (13')$$

として用いた。 τ_w は管壁上における液膜の運動に直接関係すると考えられるが、全流入液のうち液膜部分のみを分離することは目下のところ困難である。そこで (13') における $\left(\frac{dp}{dZ} - \phi \rho_L \frac{g}{g_c}\right)$ と液の平均真速度 $\bar{u}_L' (= \frac{\bar{u}_L}{\phi})$ との関係をしらべた。Fig. 5 はその一例で、 $\bar{u}_L'$ のある値以上の範囲では τ_w は $\bar{u}_L'^2$ に大略比例することが全実験値に対して成立しているのを知った。

このような実験結果に基づいて、次式

$$\tau_w = f_{T.P.} \rho_L \frac{\bar{u}_L'^2}{2} \quad (18)$$

により、混相流の管摩擦係数 $f_{T.P.}$ を新たに定義し、爾後の取り扱いに供する。(18)は単相流管摩擦係数の定義式と同型であるばかりでなく、単相流を $\phi=1$ なる場合の混相流と拡張解釈すれば、この場合の $f_{T.P.}$ は単相流管摩擦係数そのものであるという関連が見出される。既往の研究においても、混相流圧降下を摩擦係数の概念を用いて検討を試みた例があるが、ここに定義した $f_{T.P.}$ とは内容的に異なる。

§5 高速気流域における $f_{T.P.}$

筆者らはかつて、噴霧流動の状態範囲の垂直上昇流における圧降下⁶⁾が

$$\frac{dp}{\rho_g Z} = 5000 \left(\frac{\bar{u}_L'^2}{2gd} \right)^{0.75} \left(\frac{dL}{\mu_L} \right)^{-0.6} \quad (19)$$

なる実験式で表わされることを発表した。その検討範囲は気体流速が概略 20 m/s 以上、液レイノルズ数 $\frac{dL}{\mu_L}$ が 2~3,000 であった。その後さらに液レイノルズ数の大きい範囲につき検討を行なった結果、(19) は $\frac{dL}{\mu_L} < 2,000$ の範囲に対しては適用可能であるが、 $\frac{dL}{\mu_L} > 2,000$ の場合は液レイノルズ数の大なるほどその適用性がますますわるくなることを見出し、その原因が流動機構の異変にあると考えた。

そこで、上記範囲の既往データおよび、その後行なった実験値につき (13') および (18) を用いて $f_{T.P.}$ を求め $f_{T.P.}$ vs. $Re_L (= \frac{dL}{\mu_L})$ の関係を点綴すると Fig. 6 のごとくなる。多少のばらつきはあるが、この整理法によれば Re_L のかなり大なる範囲のデータも 1 本の曲線に沿った点群であらわされ、(19) の方法よりもずっとすぐれている。

横軸の $Re_L (= \frac{dL}{\mu_L})$ は液のみの単相管内流の場合のレイノルズ数と全く同一であるので、Fig. 6 に単相管内流に常用されている摩擦係数 f vs. Re_L の関係曲線（ただし、平滑管）を併記し比較するとつぎの傾向がある。

- 1) 全体的に $f_{T.P.}$ は f より低く点綴される。
- 2) 単相流の場合、層流である $Re_L < 2,000$ の領域にお

Fig. 6 Two-phase friction factor vs. liquid Reynolds Number for the region of high gas rate and high liquid rate in upward vertical flow and the conventional curves of the friction factor for single phase flow in smooth pipe

る f_{TP} vs. Re_L の関係は f vs. Re_L の関係とは明らかに異なり、特に $Re_L < 1,000$ の範囲では f の傾斜 ($= -1$) よりもゆるいはば直線関係で示される。

3) 単相流の場合、乱流になる $Re_L > 2,100$ の範囲では f_{TP} と f とはほぼ同じ傾向を示す。

4) 単相管内流においては、層流から乱流への遷移は臨界レイノルズ数を境にして、段階的に起る。点群のばらつきもあるが、混相流の場合は、 f_{TP} は Re_L の全範囲において平滑な曲線状に点綴される。

以上のごとく、単相管内流の場合とはかなりその趣を異にするが、気液混相流においてもやはり、層流、乱流に類する二つの流動機構領域が存在するように見える。

そして二つの流動機構間の遷移が、単相流の場合のごとく劇然と起らないが、これは混相流における液相部分が常に乱れており、流動機構の転移が漸進的におこるためであろう。このようにして気液混相流における流動機構の境界は明確に設定できないわけであるが、Fig. 6 の点綴状態より、便宜的に $Re_L = 1,000$ を境として $Re_L < 1,000$ を擬層流域、 $Re_L > 1,000$ を乱流域と名付ける。

Fig. 6 の相関曲線の適用範囲および精度は、擬層流域

で気体流速が 20 m/s 以上の場合は $\pm 20\%$ 、乱流域で気体流速が 5 m/s 以上の場合は $\pm 30\%$ 程度であるが、気液混相流はもともと振動的な流れであり、この程度の誤差は止むを得ないと思われる。

気体流速が上記の限界以下になると液の上昇運動はだんだん不安定になり、この相関曲線は当てはまらなくなる。これらの点については、別にあらためて検討する。

結 言

垂直管内における気液混相上昇流動を体系的に取り扱う方式についての基礎的考察および実験的検討を行い、つぎの結果を得た。

1. 気液混相上昇流の呈するいろいろな流動様式は、気泡流、環状液膜複合流という二つの基本的な流動様式に類別できる。

2. 気液混相流体内における力の釣合いを、環状液膜複合流模型により考察し、応力分布の式を求めた。

3. これより混相上昇流における圧降下の構成因子が

液ホールドアップおよび管摩擦応力であることを式示し、これら両因子が圧降下に寄与する過程を実験的に検討した。

4. 管摩擦応力を検討するため、新たに混相流の管摩擦係数 $f_{T.P.}$ を定義した。

5. 噴霧流動域における $f_{T.P.}$ は Re_L により1本の曲線により相関されることを見出し、単相管内流との比較、混相流の場合の流動機構を検討した。

Nomenclature

C_M : volume concentration of liquid entrainment in gas core	[—]
d : inside diameter of pipe	[m]
$f_{T.P.}$: two-phase friction factor defined by Eq. (18)	[—]
g : acceleration of gravity	[m/sec ²]
g_c : conversion factor	[kg·m/Kg·sec ²]
L : mass velocity of liquid feed	[kg/m ² ·sec]
P : pressure	[Kg/m ²]
r : radial distance	[m]
R : radius	[m]
Re_L : liquid Reynolds Number	[—]

R_i : radial distance from axis to the surface of liquid layer	[m]
$\bar{u}_L$: apparent velocity of liquid	[m/sec]
$\bar{u}_L'$: actual mean velocity of liquid in mixed phase flow	[m/sec]
y : distance from wall	[m]
Z : length of the working section	[m]
μ_L : viscosity of liquid	[kg/m·sec]
ρ_L : density of liquid	[kg/m ³]
τ : local shear stress	[kg/m·sec ²]
τ_w : shear stress at wall	[kg/m·sec ²]
τ_i : shear stress at the surface of annular liquid layer	[kg/m·sec ²]
φ : liquid hold-up	[—]

Literature cited

- 1) Akagawa K.: *JSME*, **63**, 559 (1960)
- 2) Anderson G. H., B. G. Mantzouranis: *Chem. Eng. Sci.*, **12**, 109, 233 (1960)
- 3) Calvert S., B. Williams: *A. I. Ch. E. Jr.*, **1**, 78 (1955)
- 4) Govier G. W. et al.: *Can. J. Chem. Eng.*, **35**, 58 (1957), **36**, 195 (1958)
- 5) Lockhart R. W., R. C. Martinelli: *Chem. Eng. Progress*, **1**, 39 (1949)
- 6) Yagi S., T. Shirai, T. Sasaki: *Chem. Eng. (Japan)*, **5**, 317 (1951), **17**, 216 (1953)

気液混相流動の一断面

気液混相流における液膜はどの程度のものであろうかと考えて、一つのチェックを次のごとく試みた。即ち同一流量の単相気体流の場合に形成される層流底層および遷移域層の部分の管容積に対する割合と、混相流における液の容積割合つまり液ホールドアップとの関係を示すと図のごとくなる。実験値は本論文のものである。層流

底層および遷移域の容積割合は対数法則により次のごとくして求めたものである。

層流底層の厚さを y_b 、管径を d とすると、

$$\frac{y_b u^*}{\nu} = 5, \quad \frac{y_b}{d} = 5 \frac{\nu}{d u^*} = \frac{5}{Re \sqrt{f/2}}$$

となるから層流底層の容積割合は近似的に

$$\frac{4y_b}{d} = \frac{20}{Re \sqrt{f/2}} \quad \text{ただし} \quad Re = \frac{dG}{\mu_{air}}, \quad u^* : \text{摩擦速度}$$

となる。また遷移域の厚さを y_t とすれば $\frac{y_t u^*}{\nu} = 30$ で

あるから(層流域+遷移域)の容積割合は $\frac{4y_t}{d} =$

$$\frac{120}{Re \sqrt{f/2}} \quad \text{となりこれを一点鎖線で示した。}$$

気液混相流では液の全部が管壁を膜状で流れることはなく、一部は気流本体中を飛沫として流れるので正確なことはいえないが、液膜の厚さは、その条件における単相気体流の層流底層厚よりかなり大であり、液膜表面は遷移域をかすめて、乱流域内に突き出ている。これより混相流の場合の気体の流れは全面的に乱れていて、層流底層に相当する部分を欠いていると見られ、したがって混相流における層流底層は液の流れにすり替えられていると想像されるが、この辺の事情も混相流に食いつく一つのきっかけと考えられる。

[佐々木貞治]