

上向き 2 相流における圧力降下について

清 水 正 之*

On the Pressure Drop in Upward Two-Phase Flow

Masayuki SIMIZU

In this report, the author gives more detailed definitions on some quantities relating to the two-phase flow. The points of the subject have been made clear, and the “pressure drop”, commonly so called, is classified into three quantities; friction pressure eq. (10), pressure drop eq. (24) and pressure loss eq. (11). These three quantities have a close connection with one another through base pressure eq. (23), and are equal to pressure loss in the case of the single-phase flow. Based upon the assumption of shearing stress eq. (14), pressure drops and velocity distributions are calculated for annular two-phase flows. Calculated pressure drops are in agreement with experimental data.

1. ま え が き

気体と液体とが同時に管内を流れる、いわゆる“気体—液体 2 相流”については、かなり古くから問題となっていた。それは、気泡ポンプや自然循環ボイラなどの設計上の必要から起ったものであるが、本格的な研究が進められたのは、わりに新しいことである。

2 相流は、これまで水力学や流体力学で取扱われてきた現象とは違った、新しい現象である上に、その流れもほとんど乱流領域に属し、流体力学がこの領域で決定論としての理論を持っていない段階では、理論的に解決することが不可能である、というのがその理由の 1 つである。また、これら実験的な研究には、相当な経費を必要とし、気泡ポンプやこの種のボイラの需要とみあわせて手をひかえたこと、さらにはこの種のボイラそのものに、ほかに問題点が多く、2 相流の研究にまで力が及ばなかったこと、などの理由もあったようである。

化学工業と原子力工業の発展にともなって、2 相流の研究の必要が一段と高まってきた。とくに、原子力工業の分野では、つぎつぎと動力用原子炉が設置されるようになり、いろいろな形式の原子炉の開発がせまられているが、その冷却系の設計や特性の改善のために、相当広範囲な 2 相流の領域に対して、精度の高い知識が要求されることとなった。また、化学工業の分野においても、大規模なプラントが設置されるようになり、その設計の

基礎としての重要性も増してきた。さらに、ボイラ工業の分野においても、大容量ボイラの開発とともに、2 相流における流動と熱移動に関する、より精度の高い知識が必要とされ、現在では原子力工学、化学工学、熱工学、流体工学の分野で重要な、かつ緊急性をもつ課題となっている。

2 相流における圧力損失に関するものだけに限っても、1948 年の Martinelli と Nelson¹⁾ の研究以後、世界各国にわたっておびただしいほどの報告がなされている。しかしながら、現在まではおもに水力学における単相流に類似を求めて研究が進められてきたために、用語にも不明確な点もあり、方法論も確立されておらず、各研究による結論に対して比較することさえ困難な場合も少なくない。また、現在、どこまでが解決できているか、ということさえあまり明確とはいえない。

筆者は、この報告で、2 相流に関する問題を根本から反省し、その問題点を明らかにしようと努めた。また、現在“圧力損失”と呼ばれているものに、3 つの概念が混入し、それらは 2 相流に対しては別物であることを明らかにした。また、環状流モデルに対して、仮定を導入し、この場合の速度分布を推定し、またこれによる“圧力”の推定法を得、実験の結果と比較検討した。

2. 基本用語の定義

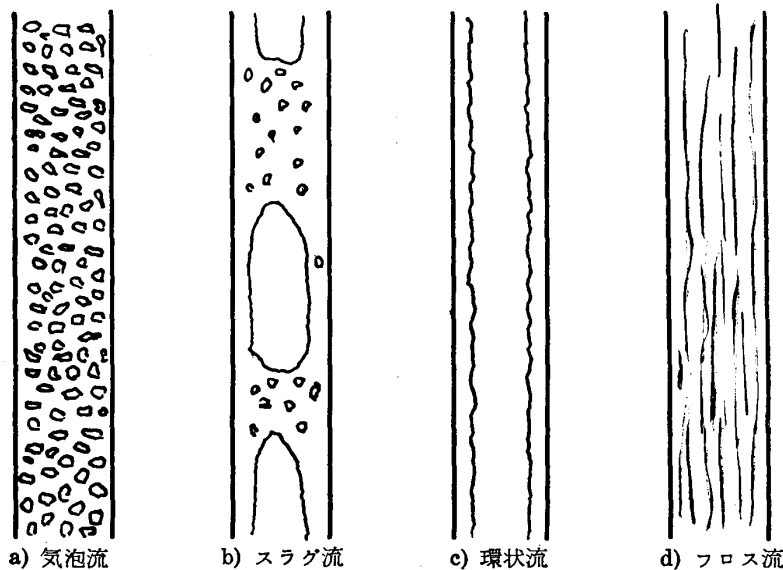
2 相流が広い範囲の研究者によって研究が進められ、また、単相流に対する単なる類推から進められてきたこと、などの理由から、用語に不統一なものもあり、不明

* 講師 機械工学科

確な点もある。ここでは、つぎの定義から出発する。

2 相流の流動様式 2相流の流れかたについては、実験上の観察によってある程度のことは知られている。ここでは、比較的広くもちいられていることと、現在入手している実験データの分類がこれに従っている、という理由から、1) 気泡流 *B*, 2) スラグ流 *S*, 3) 環状流 *A*, 4) フロス流 *F* の4種の流動様式に分類する。

気泡流とは、管内の大部分を液体が占め、気体は小さな泡となって流れている、と見なし得る流れである。スラグ流とは、ピストン流とも呼ばれているもので、気泡流の発達したものとも考えられ、部分的には管の大部分を気体が占め、ピストン状になっている、と考えられている流れである。環状流とは、液体が管壁にそって、環状になって流れ、気体は管の中心部を流れている、と見なされている流れである。この場合、管の中央部は、気体だけで、液体は存在しない、と考えられている。フロス流は、管内に気体が充満して流れ、液体は霧状になって流れている、と考えられている。



第1図 2相流の流動様式

これらは、観察によって認められたものであるから、かなり正しいものと考えられるが、こまかな点については、より詳しい研究によって判断されなければならない。したがって、論理的には、流動様式をこの4種類に分類することにより、おのおのの分類された流動様式における流れの様子を調べる問題に移したことになる。

ボイド率 気体体積率とも呼ばれる量で、管の試験部分における、気体の体積の全体積に対する比を時間的に平均した値をボイド率と定義する。すなわち、ボイド率 α は、

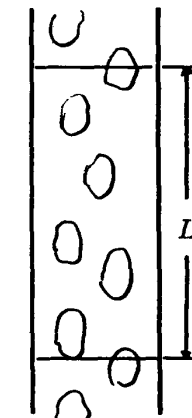
$$\alpha = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{V_g}{AL} dt = \frac{\bar{V}_g}{AL} \quad (1)$$

ここで、 t は時間、 A は管の断面積、 L は試験部分の長さ、 V_g は試験部分に占める気体の体積を表わす。また、上の線 $\bar{}$ は時間平均を表わす。

つぎに、管軸に垂直な任意断面において、ある瞬間における気体部分の面積の、管の断面積に対する比を“断面ボイド率”と定義する。すなわち、断面ボイド率 α_{cr} は

$$\alpha_{cr} = \frac{A_g}{A} \quad (2)$$

である。ここで、 A_g はその断面で気体が占める面積を表わす。



第2図 ボイド率

断面ボイド率の時間平均がいたるところで一定であるとき、この流れを“一様な2相流れ”と定義する。したがって、一様な2相流れでは

$$\bar{\alpha}_{cr} = \alpha \quad (3)$$

である。

管中の任意の1点を含む近傍を試験部分と考え、その近傍を無限小にした極限でのボイド率を“局所ボイド率”と定義する。すなわち、局所ボイド率 α_{loc} は

$$\alpha_{loc} = \lim_{\substack{T \rightarrow \infty \\ v \rightarrow 0}} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{v_g}{v} dt \quad (4)$$

である。ここで、 v は任意の定点を中心とする微小体積、 v_g は v の中の気体の体積を表わす。局所ボイド率の断面平均と、断面ボイド率の時間平均とが等しいことは容易に証明できる。

速度 流れが乱流であるほか、2相であるために、速度についても、あらためて定義する必要がある。

管の任意断面における、気体および液体の体積流量の断面積 A に対する割り合いを、気体および液体の“全管速度”と定義する。すなわち、全管速度 U_g および U_L は

$$U_g = \frac{Q_g}{A}, \quad U_L = \frac{Q_L}{A} \quad (5)$$

である。ここで、 Q_g および Q_L は、断面 A における気体および液体の体積流量を表わす。また、 U の時間

上向き2相流における圧力降下について (清水正之)

平均 \bar{U} を、平均全管速度と定義する。

断面積 A のかわりに A_G および A_L をもちいて、真速度 u_G および u_L を、つぎのように定義する。

$$u_G = \frac{Q_G}{A_G}, \quad u_L = \frac{Q_L}{A_L} \quad (6)$$

また、 u_G, u_L の時間平均 \bar{u}_G, \bar{u}_L を平均真速度と定義する。 α_{loc} と同様にして、局所的な真速度 u_{Gloc} および u_{Lloc} を定義する。

圧力 2相流に対しても、単相乱流における圧力(いわゆる時間平均圧力)が定義できるものと仮定する。これは、同一の実質部分における、2相流にもとづく圧力変動が、乱流にもとづく圧力変動にくらべて、ゆるやかである、という物理現象に対応する。この圧力を、“局所瞬間圧力”と定義する。

p の時間平均を局所圧力 p_{loc} と定義し、 p の断面 A における平均値を“瞬間圧力” p_A 、 p_A の時間平均を単に“圧力” \bar{p}_A と定義する。

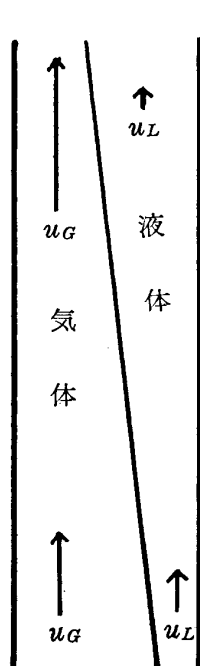
3. 圧力損失の問題点

2相流における圧力は、ふつう次のように考えられている。高さ h の差のある管壁において、通常マンノメによって圧力を測定する。①および②の位置の圧力を、 P_1 および P_2 とし、

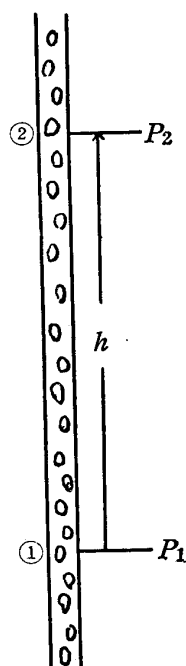
$$\Delta P_{TF} \equiv P_1 - P_2 \quad (7)$$

によって、“2相流の圧力差”を定義する。

2相流の圧力差は、また、つぎのように分けられてい



第4図



第5図 圧力差

る。

$$\Delta P_{TF} = \Delta P_h + \Delta P_a + \Delta P_f \quad (8)$$

ここで、 ΔP_h は位置水頭による差圧、 ΔP_a は2点間での流体の加速度による差圧、 ΔP_f が求める圧力損失である。

この中で、 ΔP_h は試験部分での平均比重量 γ_{TF} を使って、

$$\Delta P_h = h \gamma_{TF} = h [\alpha \gamma_G + (1-\alpha) \gamma_L]$$

として計算される。ここで、 γ_G および γ_L は、それぞれ気体および液体の比重を表わす。

また、 ΔP_a については、エネルギー式(ベルヌイタイプの式)と、運動量の式とのいずれを用いるかによって異なった値をもつこととなり、論議のあるところである²⁾³⁾⁴⁾が、現在はおもに運動量の式を土台としている。

しかし、実際には、2相の間に相転移のない場合には、定常とみなして

$$\Delta P_a = 0$$

とし、

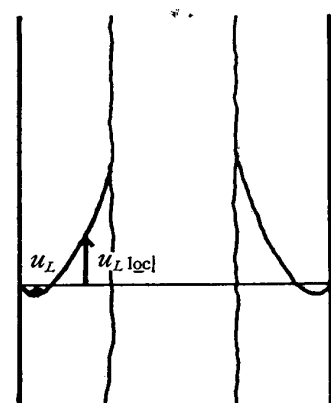
$$\Delta P_f = \Delta P_{TF} - h [\alpha \gamma_G + (1-\alpha) \gamma_L] \quad (9)$$

として、 ΔP_f が求められている。

以上の方法で定義された“圧力損失” ΔP_f に対して、つぎの2点はただちに検討を加えなければならない。まず、現在までの議論は、すべて、管断面において局所圧力が一定であることが仮定されている点である。これを実験的にたしかめ、上記の方法によって測定された圧力 P_1, P_2 が何を意味するか、を検討しなければならない。これには、相当管径の大きな設備を必要とするけれども、可能なことである。

つぎに、加速度の項に対する検討が必要である。単相流においては、管径が一樣であるかぎり、加速度をなくすることができるけれども、2相流の場合には、相転移のない場合においても、断面ボイド率の変化のある場合には加速度をもつからである。“一樣な2相流れ”が存在し得るか、はあまり明瞭なことではない。これは、相当長い直管を持った装置をもちい、各所でのボイド率を測定することによって可能である。また、流動様式と助走区間との関係も調べる必要がある。

最後に、(9)式を基礎とした“圧力損



第6図

失”は、しばしば負の値を取る、という点に問題がある。これは、単相流における圧力損失の概念と矛盾する。この原因は、管壁の近くでは、重力のため逆流している、と予想されている⁵⁾が、実際上はこの時の“圧力損失”を無視して進められている。したがって、これらの問題点を無視するとしても、単に“圧力損失”として定義された量を求めるだけでなく、工学的な“必要量”としての圧力損失またはそれに対応した量を定めた上での議論でなければならない。

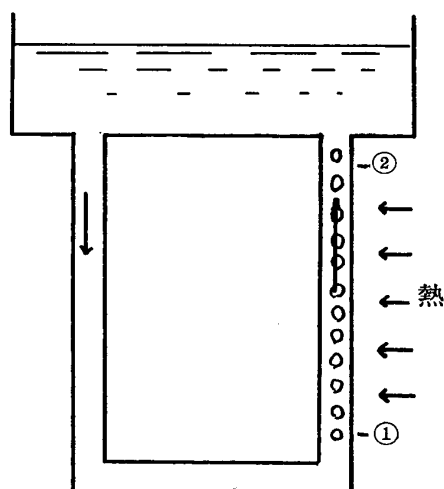
4. 圧力損失の拡張

以下の議論においては、管断面において局所圧力は一定であると仮定し、また、一様な2相流れであると仮定する。この2点に対しては、別に適当な仮定を設ける根拠がないという理由からであり、この点が解明された場合には、下記の議論は適当に修正されるべきものである。

現在“圧力損失”に関係する量で、必要な面はつぎの2点である。

その1つは、たとえば第6図の自然循環系において、①と②の間での流れを求めるために必要な圧力差 $\Delta P_{TF} = P_1 - P_2$ を推定するためのものである。他の1つは、たとえば第7図に示すように、液体および気体を輸送する目的のプラント設計の上で、効率を上げるために必要とされる圧力および流量を決定する場合である。

両者における差異が単相流において存在しないことは明らかであるが、2相流では別物である。しかし、両者において、①と②の間での流れについては、現象としての差異は認められないから、2相流における圧力差 ΔP_{TF} が存在する。したがって、この ΔP_{TF} と、これらの圧

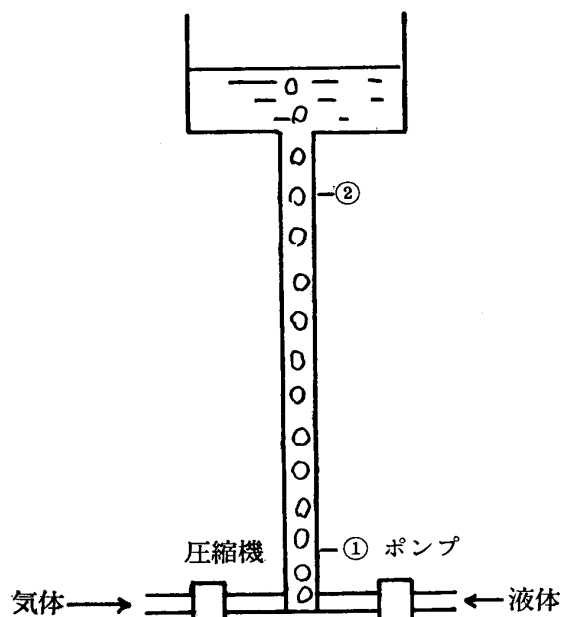


第 6 図

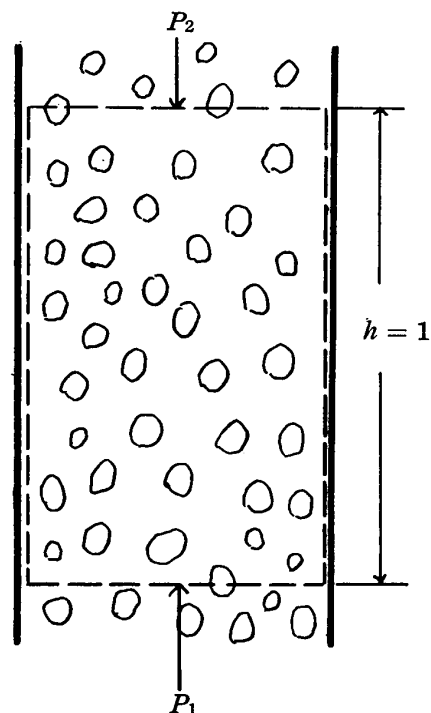
力損失との関係を求める必要がおこる。

1. 摩擦圧力 管のすぐ内側に、想像上の円管を考え、これに運動方程式を適用する。局所圧力が管断面で一定であり、流れが一様であると仮定されているから、力は釣り合っており、

$$\pi R^2 P_1 = \pi R^2 P_2 + 2\pi R \tau_0 + [\alpha \gamma_G + (1-\alpha) \gamma_L] \pi R^2$$



第 7 図



第 8 図

上向き 2 相流における圧力降下について (清水正之)

$$\therefore \Delta P_f \equiv \Delta P_{TF} - [\alpha \gamma_G + (1-\alpha) \gamma_L] \left\{ \begin{array}{l} \\ = \frac{2}{R} \tau_0 \end{array} \right\} \quad (10)$$

となる。これは、(9) 式と同じ形であり、これまでもちいられてきたものであるが、2 相流においては、いわゆる圧力損失とは別の概念で、“管壁での摩擦力の圧力表示”である。したがって、これを“摩擦圧力”と定義する。 $\alpha \rightarrow 0$ 、または $\alpha \rightarrow 1$ とした場合には、もちろん、単相流の圧力損失に対応し、これが単相流の“圧力損失”の拡張であることは明らかである。

2. 圧力降下 前記の摩擦圧力は、負の値も存在し得る量であるが、それでは不便なことも多い。そこで、ある想像上の基準圧力 ΔP_s を定義し、

$$\Delta P_{TF} = \Delta P_s + \Delta P_d \quad (11)$$

によって、“圧力降下” ΔP_d を定義する。 ΔP_s としては、同じ流れの状態——たとえば、ボイド率一定——において、液流量のない場合の想像上の圧力差を取ることが望ましい。この基準圧力からの圧力の降下として、“圧力降下” ΔP_d を定義したわけで、この値は常に正になるべきものである。

3. 圧力損失 管内の 2 相流れにおいて、与えられる入力エネルギーと、実際に出てゆくエネルギーとの差（エネルギー損失）の“圧力表示”として“圧力損失”を定義する。圧力差 ΔP_{TF} において、気体および液体の体積流量 Q_G および Q_L のときになされる仕事 W_i は、単位時間当たり、

$$W_i = \Delta P_{TF} (Q_G + Q_L)$$

であることは、2 相流においても正しいことが証明される^{註1)}。

単位高さ当りのエネルギーの増加 E は、単位時間当たり、

$$E = \gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L \quad \text{註2)}$$

であるから、

$$\begin{aligned} \Delta P_{loss} &= \frac{1}{Q_G + Q_L} (W_i - E) \\ &= \Delta P_{TF} - \frac{\gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L}{Q_G + Q_L} \end{aligned} \quad (12)$$

によって、2 相流における“圧力損失”を定義する。したがって、単位時間、単位高さ当りのエネルギー損失 ΔE は

$$\Delta E = (Q_G + Q_L) \Delta P_{loss}$$

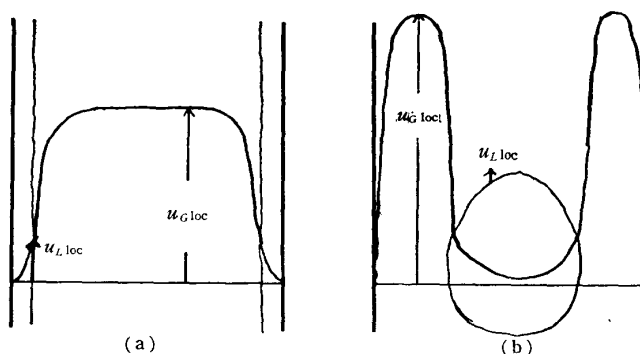
となる。

(12) 式においても、 $Q_G = 0$ または $Q_L = 0$ とおいてみると、“圧力損失” ΔP_{loss} は単相流の場合の圧力損失になることがわかる。また、(11) 式の定義においても、基準圧力を、液体流量または気体流量が零である場合の圧力と定義されるものであるから、単相流では

ΔP_s は位置水頭による圧力差となり、 ΔP_d もまた、圧力損失になる。したがって、上記の“摩擦圧力”“圧力降下”“圧力損失”は、いずれも単相流における圧力損失の拡張であるが、2 相流では別物である。また、上記 3 種のうち、いずれかが得られれば、すべてが得られるように関係づけられている。

5. 基準圧力と圧力降下の理論

一定のボイド率と流量とをもっている場合、環状流の場合が最低の圧力差 ΔP_{TF} になることが予想される。第 9 図のような 2 種の流れについて、気相のみを考えるならば、位置水頭による圧力差は同じ値を持つ。真速度も同一となるから、気体相と流体相との境界面での液体の局所的な真速度は、環状流の場合の方が 2 倍程度大きくなることが予想される。また、これと境界面での気体と液体の局所的な相対真速度が零であること、などを考えあわせると、気体相についての圧力損失は、環状流の方が小さいと予想され、環状流の圧力差が小になると考えることは合理的である。したがって、基準圧力については、環状流に対して考えればよい。



第 9 図

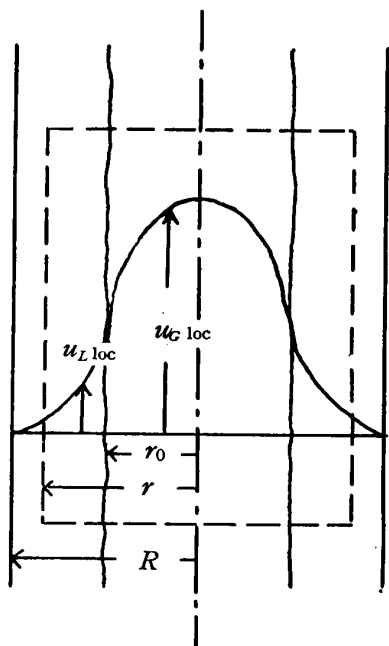
第 10 図のような環状流を考える。管の半径は R で、気体相と液体相との境界面は、半径 r_0 の円柱になっているとする。

この中に、同一中心を持った、半径 r ($R > r > r_0$)、単位長さを持った円柱を考える。加速度はないと仮定されているから、これにつり合いの式を適用して、

$$\begin{aligned} \tau \cdot 2\pi r &= \Delta p \pi r^2 - \pi r_0^2 \gamma_G - \pi (r - r_0)^2 \gamma_L \\ \therefore \tau &= \frac{r}{2} (\Delta p - \gamma_L) + \frac{r_0^2}{2r} (\gamma_L - \gamma_G) \end{aligned} \quad (13)$$

を得る。ここで、 Δp は単位長さ当りの圧力差、 τ は考えている円柱の側面におけるせん断応力である。

ここで、 τ と流れの状態との関係が得られるならば、(13) 式を解くことが可能である。単相流においては、混合距離の理論を土台として、いくつかの仮定が提案され



第10図

ているが、全領域にわたって、実験にあうものがない。

2相流の場合においても、S. Calvert and B. Williams⁶⁾ が壁近くでの混合距離の仮定

$$\tau = \rho l^2 \left| \frac{du}{dy} \right| \left| \frac{du}{dy} \right|$$

ρ : 密度 y : 壁からの距離

l : 混合距離 κy ($\kappa = \text{const.} \approx 0.4$)

をもちいて、計算を試みているが、あまり成功していない。

ここでは、自由乱流に対する Prandtl の仮定にならって、つぎのように仮定する。

$$\tau = -\rho \kappa (R - r_0) u_0 \frac{du}{dr} \quad (14)$$

ここで、 ρ は密度、 u_0 は気体と液体の境界面での局所真速度を表わす。これは、ジェット流や後流に対して、かなり良い近似を持ち、環状流がそれらの流れに類似をもつことのほかに、この仮定によって解析的に解き得る、という理由によるものである。別種の仮定についても、検討されるべきものである。

(13) 式と (14) 式の τ を等しいをおくと、

$$\begin{aligned} -\kappa \rho_L (R - r_0) u_0 \frac{du}{dr} &= \frac{r}{2} (\Delta p - \gamma_L) + \frac{r_0^2}{2r} (\gamma_L - \gamma_G) \\ \therefore u &= \frac{1}{\kappa \rho_L (R - r_0) u_0} \\ &\times \left[\frac{R^2 - r^2}{4} (\Delta p - \gamma_L) - \frac{r_0^2}{2} (\gamma_L - \gamma_G) \log \frac{r}{R} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

を得る。

環状流では、 $\alpha = (r_0/R)^2$ であるから、上式は

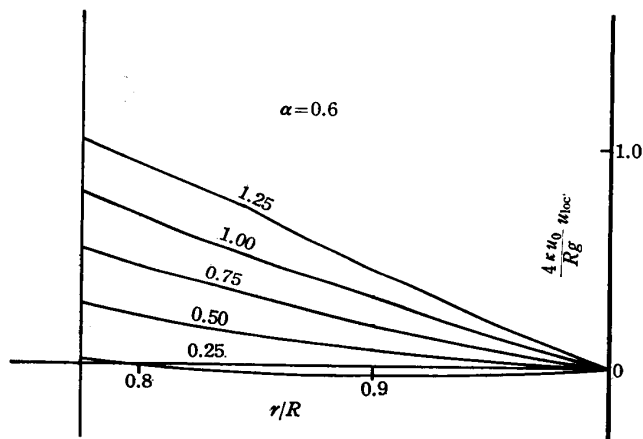
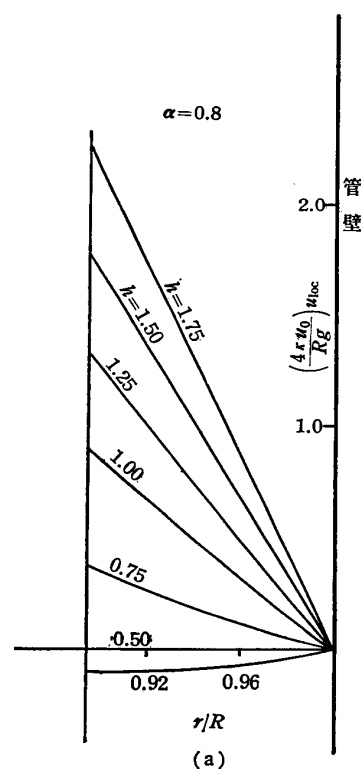
$$u_{loc} = \frac{Rg}{4\kappa u_0 (1 - \sqrt{\alpha})} [(h-1)(1-x^2) - 2\alpha(1-\beta) \log^2 x] \quad (16)$$

$$h = \Delta p / \gamma_L$$

$$x = r/R$$

$$\beta = \gamma_G / \gamma_L = \rho_G / \rho_L$$

となる。この式の計算結果のいくつかの例を、第11図に示す。これまでに考えられていた、単相流の乱流の類



第11図 速度分布

上向き 2 相流における圧力降下について (清水正之)

推によって考えられていた速度分布⁷⁾とは、いちじるしく異ったものであるが、管壁近くでの逆流の局所真速度も得られ、より合理的な速度分布と考えられる。現在までの実験装置と測定技術では、局所速度の測定は困難であり、また測定値は得られていない。したがって、精度に

ついてはわからないけれども、一応予想された速度分布に近いものである。なお、環状流では、管壁近くで負の速度をもつことは許されない、と考えられるので、この場合には、スラグ流あるいは気泡流になるものと予想される。

つぎに、液体の全管速度 U_L は、

$$U_L \equiv \frac{Q_L}{\pi R^2} = \frac{1}{\pi R^2} \int_{r_0}^R 2\pi r u dr$$

$$= \frac{Rg}{2\kappa u_0(1-\sqrt{\alpha})} \int_{\sqrt{\alpha}}^1 [(h-1)(1-x^2) - 2\alpha(1-\beta)\log x] x dx$$

である。これは、

$$U_L = \frac{Rg}{8\kappa u_0(1-\sqrt{\alpha})} [(h-1)(1-\alpha)^2 + 2\alpha(1-\beta)\{(1-\alpha) + \alpha \log \alpha\}] \quad (17)$$

となる。

気体・液体の境界面での局所真速度 u_0 は、(16) 式で $x = \sqrt{\alpha}$ とおけば得られる。したがって、

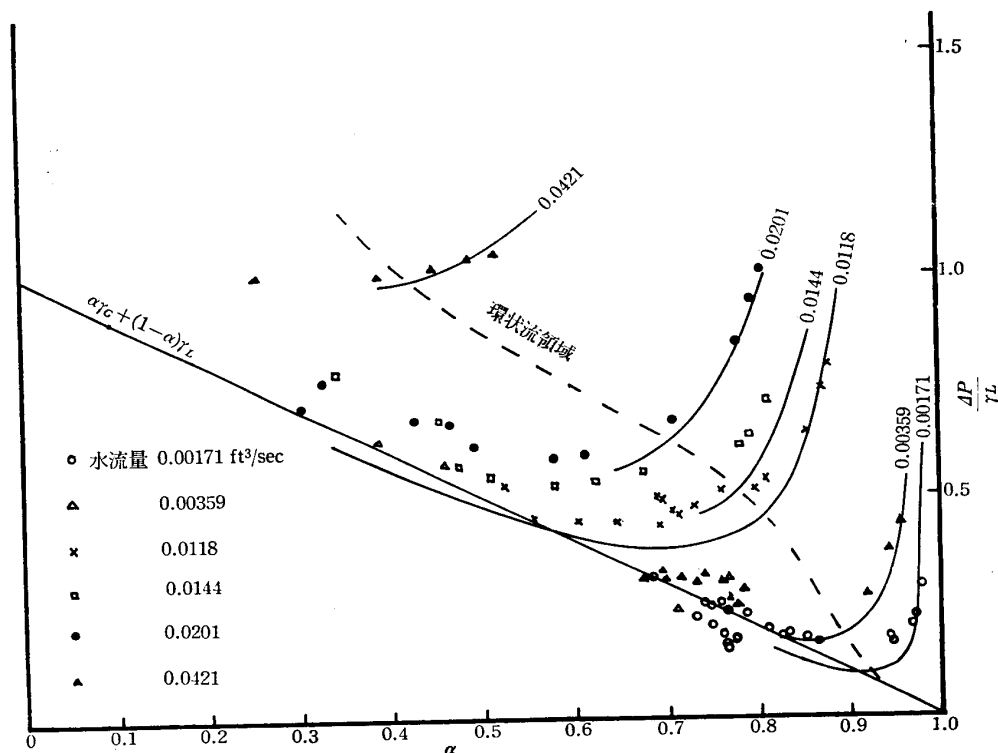
$$u_0 = \frac{Rg}{4\kappa u_0(1-\sqrt{\alpha})} [(h-1)(1-\alpha) - \alpha(1-\beta)\log \alpha] \quad (18)$$

(17) 式と (18) 式とから u_0 を消去すると、

$$\frac{R^2 g^2}{64\kappa^2 U_L^2 (1-\sqrt{\alpha})^2} [(h-1)(1-\alpha)^2 + 2\alpha(1-\beta)\{1-\alpha + \alpha \log \alpha\}]^2$$

$$= \frac{Rg}{4\kappa(1-\sqrt{\alpha})} [(h-1)(1-\alpha) - \alpha(1-\beta)\log \alpha]$$

を得る。これは h についての 2 次方程式であるから、これを解くと、



第 12 図 Govier の実験と (19) 式の比較

$$\frac{\Delta P}{\gamma_L} \equiv h = \frac{8(1-\sqrt{\alpha})}{(1-\alpha)^3} \cdot \frac{\kappa U_L^2}{Rg} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{(1-\beta)\alpha(1-\alpha)}{4(1-\sqrt{\alpha})} \frac{2(1-\alpha)+(1+\alpha)\log \alpha}{\kappa U_L^2/Rg}} \right] - \frac{2\alpha(1-\beta)(1-\alpha+\alpha \log \alpha)}{(1-\alpha)^2} + 1 \quad (19)$$

が得られる。複号は、 u_0 を消去するときに混入したものであって、正の値だけを取れば良い。

κ の値として、 3.97×10^{-4} を仮定し、(19) 式によって得られた圧力差を Govier⁹⁾ の実験値と比較して、第 12 図に示す。

環状流に対しては、相当良い近似で実験値に一致しているが、フロス流、スラグ流、気泡流に対しても、ある程度の近似を与えている。また予想されたように、環状流以外では、すべて実験値より低い値を得ている。

第 13 図に、広範囲に行われたス波・山崎の実験⁹⁾との比較を示す。ここでも、 κ は Govier の場合と同じ値をとってある。これに対しても、かなりの近似を示していることがわかる。

また、一般に、環状流に対しても、ボイド率が小さくなるにつれて、(19) 式の計算値は実験値より小さい値を持っていることがわかる。これは、(14) 式のせんだん力に関する仮定に対する正当性の問題を起すものではあるが、また一面では、環状流に対する問題をもひき起すものである。すなわち、環状流においては、液体がすべて管壁にそって流れるのではなく、一部は液滴となって、中心部をも流れている、と解釈することもできる。この場合、ボイド率が小さくなるにつれて、液滴の比率が多くなると考えられる。この検討は、新たに実験によって判断されなければならないが、この実験方法も考えてある。

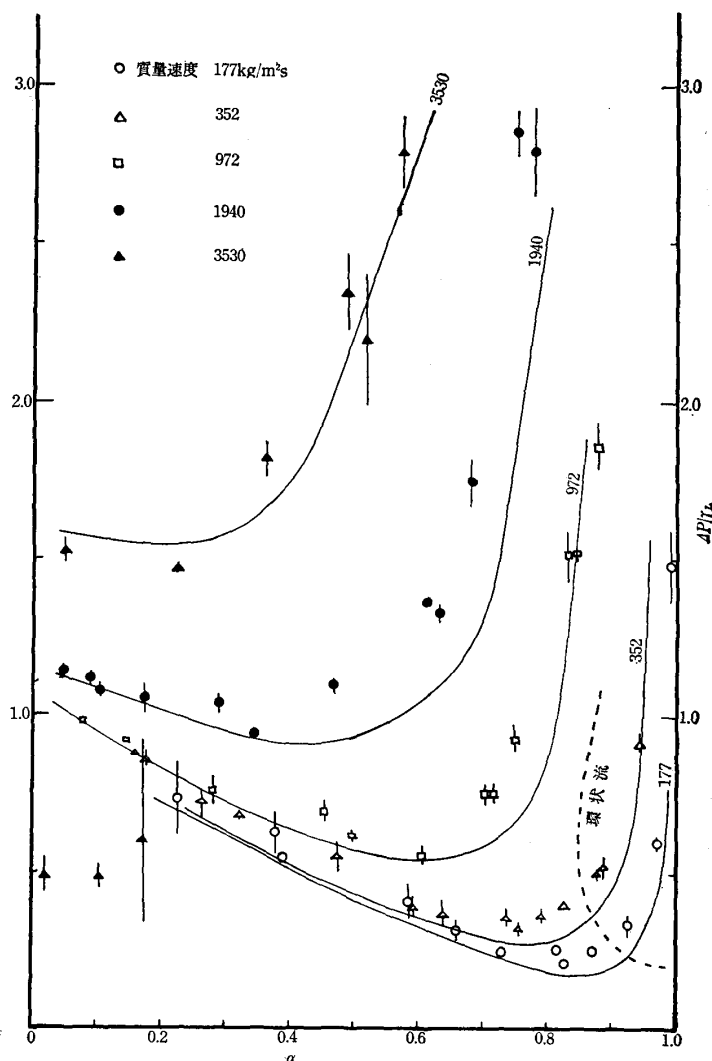
(19) 式は、単位長さに対する、2 相の圧力差を水頭で表わしたものであるが、これは

$$h = h_s(\alpha, \beta) + h_d(U_L, R, \kappa, \alpha, \beta) \quad (20)$$

$$h_d = \frac{\kappa U_L^2}{Rg} \cdot \frac{8(1-\sqrt{\alpha})}{(1-\alpha)^3} \times \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{(1-\beta)\alpha(1-\alpha)}{4(1-\sqrt{\alpha})} \frac{2(1-\alpha)+(1+\alpha)\log \alpha}{\kappa U_L^2/Rg}} \right] \quad (21)$$

$$h_s = 1 - \frac{2\alpha(1-\beta)(1-\alpha+\alpha \log \alpha)}{(1-\alpha)^2} \quad (22)$$

と書くことができる。 h_d は、 $U_L = 0$ に対して、 $h_d = 0$ となるから、 h_s は同じかたちの流れ（ボイド率一定）に



第 13 図 ス波・山崎の実験と (19) 式の比較

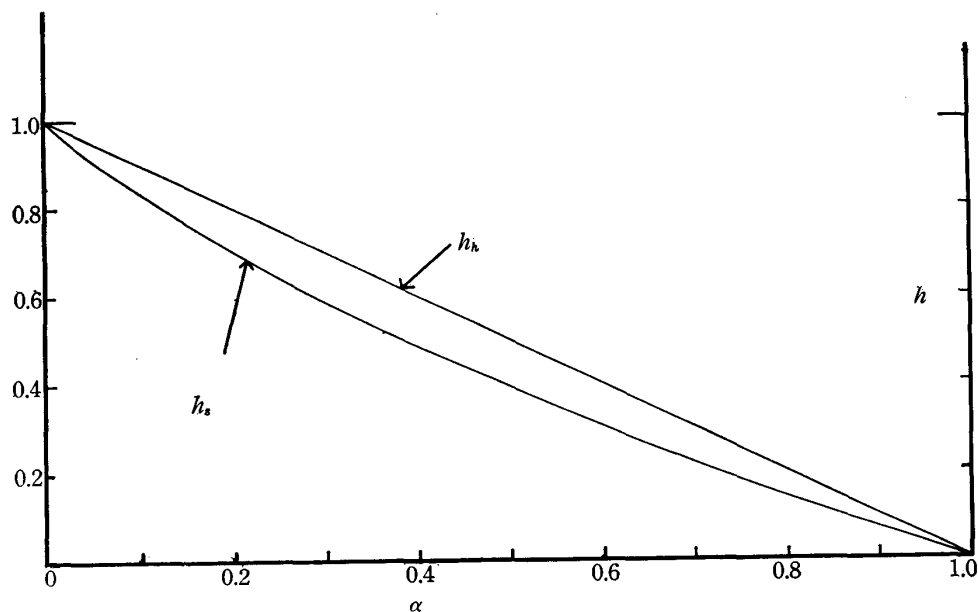
において、液体流量のないという仮想上の流れでの 2 相流の圧力差を表わしている。したがって、 h_s を環状流における基準水頭、 $\gamma_L h_s$ を基準圧力と考えることができる。

h_s は、液体が流れたために、 h_s から下がった水頭と考えることができるので、これを降下水頭、また $\gamma_L h_d$ を圧力降下と考えることができる。

6. 圧力降下の拡張

前節で定義された、基準水頭および降下水頭は環状流

上向き 2 相流における圧力降下について (清水正之)



第 14 図 位置水頭と基準水頭

に対して求められたものであるが、これをすべての流動様式における 2 相流および単相流へ拡張して、

$$h_s = 1 - \frac{2\alpha(1-\beta)(1-\alpha+\alpha \log \alpha)}{(1-\alpha)^2} \quad (23)$$

を“基準水頭”，また $\gamma_L h_s$ を“基準圧力”と定義する。単相流に対しては、

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} h_s = 1$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow 1} h_s = \beta = \frac{\gamma_G}{\gamma_L}$$

となることがたやすく証明でき、前者が液体単相流、後者が気体単相流における位置水頭に対応することがわかる。したがって、(23) 式によって定義された基準水頭は、位置水頭の 2 相流への拡張と解釈することができる。

つぎに、

$$h_d = h - h_s \quad (24)$$

によって、“降下水頭”を、 $\gamma_L h_d$ によって“圧力降下”を定義すると、4 節において論じられた条件をすべて満足する。

環状流に対しては、一応 (21) 式をもちいて、近似式とすることができるが、その他の流動様式に対しても同じ式をもちいて、 κ の値を実験的に求めることも可能である。

単相流に対しては、(21) 式で $\alpha \rightarrow 0$ の極限値を取ると

$$h_d \rightarrow 16 \cdot \frac{\kappa U^2}{Rg} = 64\kappa \cdot \frac{1}{d} \frac{U^2}{2g}$$

d : 管の直径

となるから

$$\kappa = \frac{\lambda}{64} \quad (25)$$

の関係が得られる。この関係が、2 相流の場合にも成り立つと仮定すると、圧力差に対する推定式が得られる。これらについての検討は、つぎの機会にゆずることにする。

7. 結 論

この研究でわかった点はつぎの通りである。

1. 2 相流に関する量に、より厳密な定義を与え、問題点を明らかにした。
2. これまで“圧力損失”と呼ばれていた量には、3 種の概念が存在し、それらを“摩擦圧力”(10) 式、“圧力降下”(24) 式、“圧力損失”(12) 式と定義し、その区別を明らかにした。また、“基準圧力”(23) 式をも導入し、それらの量の関係を明確にした。
3. 環状流に対して、仮定 (14) 式を導入することによって、液体相の速度分布と、2 相流れの圧力差の推定式を得た。圧力差については、実験値とかなり良く一致することをたしかめた。

謝 辞

本研究は、1963 年筆者が慶応義塾大学工学部に在職中、日本原子力研究所東海研究所へ出張した時に行ったものである。笠原英司教授はじめ、機械工学科のかたが

た、山内二郎教授はじめ慶応大学原子力調査室のかたがた、および山崎弥三郎室長はじめ原子力研究所熱設計研究室のかたがたには、いろいろとお世話になりました。深く感謝いたします。

文 献

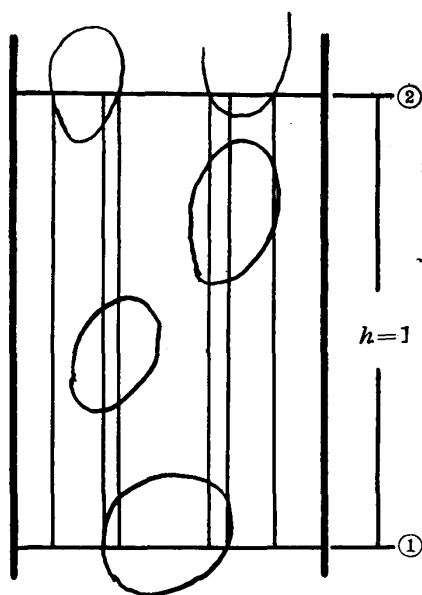
- 1) R. C. Martinelli and Nelson: Trans. ASME, Vol. 70 (1948), 695
- 2) H. S. Isbin and Yung Sung Su: A. I. Ch. E. Journal, Vol. 7 (1961), 174
- 3) John Vohr: A. I. Ch. E. Journal, Vol. 8 (1962), 280
- 4) D. E. Lamb and J. L. White: A. I. Ch. E. Journal, Vol. 8 (1962), 281
- 5) D. J. Nicklin: Chem. Engg. Sci., Vol. 17 (1962), 693
- 6) S. Calvert and B. Williams: A. I. Ch. E. Journal, Vol. 1 (1955), 78
- 7) G. H. Anderson and B. G. Mantzouranis: Chem. Engg. Sci., Vol. 12 (1960), 109
- 8) Govier: ADI 5204
- 9) 斯波正誼・山崎弥三郎: 日本機械学会論文集, Vol. 32 (1966), 1231

註

註 1) $W_i = \Delta P_{TF}(Q_G + Q_L)$ について

上式は、単相流との類推によって、明らかなようであるが、2相流においては問題がある。

第15図に示すように、任意の時間 t に、単位の高さの差の位置での断面を考え、下の面を①、上の面を②と



第15図 エネルギーの出入

する。両断面での、気体と液体の界面は平面曲線となるから、この曲線を通り、管軸に平行な柱に、①②間の流体を区分けする。これによって、柱の上面と下面では、単相となる。

その後、おのおのの柱を、微小断面積を持った柱に区分けすると、微小時間 δt 時間に、外力のなす仕事 $W(t)\delta t$ は、

$$\begin{aligned} W(t)\delta t &= \int_A (dA P_1 u_1 \delta t - dA P_2 u_2 \delta t) \\ &= P_1 \delta t \cdot Q_1(t) - P_2 \delta t \cdot Q_2(t) \end{aligned}$$

となる。ここで、 P_1 、 $Q_1(t)$ および P_2 、 $Q_2(t)$ は①および②での瞬間圧力と瞬間流量である。ふつうの流れでは、圧縮性を無視することができるから、

$$Q_1(t) = Q_2(t)$$

である。したがって、

$$\begin{aligned} W(s) &= (P_1 - P_2) Q_1(t) \\ &= \Delta P_{TF}(t) \cdot Q_1(t) \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\Delta P_{TF}(t)$ は瞬間的な2相流圧力差である。

さて、 $Q_1(t) = Q_{L1}(t) + Q_{G1}(t)$ において、 $Q_{L1}(t)$ 、 $Q_{G1}(t)$ は時間的に変化するわけであるが、圧縮性を無視されているから、 $Q_1(t)$ 全体は、供給される液体と気体の流量の和にならなければならない。したがって、供給される気体と液体の流量 (Q_G 、 Q_L) が一定である限り、

$$Q_1(t) = Q_G + Q_L \quad (= \text{一定})$$

である。

加えられるエネルギー W_i は、 $W(t)$ の時間平均であるから、

$$\begin{aligned} W_i &= \overline{W(t)} = \overline{\Delta P_{TF}(t)} \cdot (Q_G + Q_L) \\ &= \Delta P_{TF}(Q_G + Q_L) \end{aligned}$$

である。

註 2) $E = \gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L$

第15図において、①断面での位置エネルギーを基準に取れば、①②間に入る位置エネルギーは零であるから、位置エネルギーの増加は

$$E_p(t)\delta t = [\gamma_G Q_G(t) + \gamma_L Q_L(t)] \delta t$$

となり、

$$E_p = \overline{E_p(t)} = \gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L$$

となる。

したがって、流れの様子が①と②の面で、時間平均が同じ値を持つならば、運動エネルギーの増減がなく、

$$E = E_p = \gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L$$

となる。論理の上からは、一様な2相流れにおいても、流動様式に変化があれば運動エネルギーの変化が存在し、上の条件にあわないこともあり得る。しかし、現在までの経験によれば、流量とボイド率によって流動様式が決定されると考えられている。したがって、一様な2相流れにおいては、問題の式が成り立つと考えられる。