

気液二相流の管路系流体解析

湊 明彦*

Gas-Liquid Two-Phase Flow Analysis in Piping Systems

Akihiko Minato*

原子炉冷却系、化学プラントなど配管群や機器・容器類で構成する系統における気液二相流を 1 次元管路系として解析するときに必要な基礎事項について説明する。

Key word: 管路系、気液二相流、数値解析、圧力損失、ボイド率、流動不安定、熱伝達

1. はじめに

流体がかかわる複雑な設備の多くは機器・容器類とそれらを結ぶ配管群からなる管路系と考えることができる。設備全体の挙動の数値解析を行うとき、局所的で微視的な現象の影響は相対的に無視することができ、大局的で巨視的な現象を効率的に取り扱うことが必要である。長い配管であれば、管断面の分布を詳しく取り扱う必要はなく、管断面の平均値の管軸方向の 1 次元分布が重要になる。ポンプのような機器やタンクは単純な 1 次元計算で扱うことは難しいので、別に要素モデル化するか三次元計算を行って配管の 1 次元計算と接続する必要がある。

気液二相流がかかわる管路系として扱える代表的な対象は原子炉であり、長年にわたって原子炉の運転や安全評価に用いる解析コードが開発されている。その他にも火力発電所、ボイラ、化学プラント、空調機をあげることができる。これらの伝熱・流動特性の解析ツールは装置の設計と運用に不可欠なものである。

本稿では、まず気液二相流の基本的な特性と数値計算に用いる数学モデルおよび構成方程式などと言われる主に経験的に得られた補助的な関係式を概説する、紙幅の制約で多く省略されているので詳細は参考書[1][2][3][4][5]を参照いただきたい。また、設備設計の上で重要となる流動不安定、加熱流路のドライアウトおよび事故時の状

況を想定したブローダウン、ポンプ二相流特性を説明する。二相流の水撃については本誌の別の解説記事で詳説する。

2. 気液二相流の基礎

2.1. 流動様式

気液二相流は、密度が大きく圧縮性に乏しい液体と逆に密度が小さく圧縮性に富む気体の混合流体であり、非均質性のため一般に気液分布の複雑なパターンと間欠的な流動特性を示す。

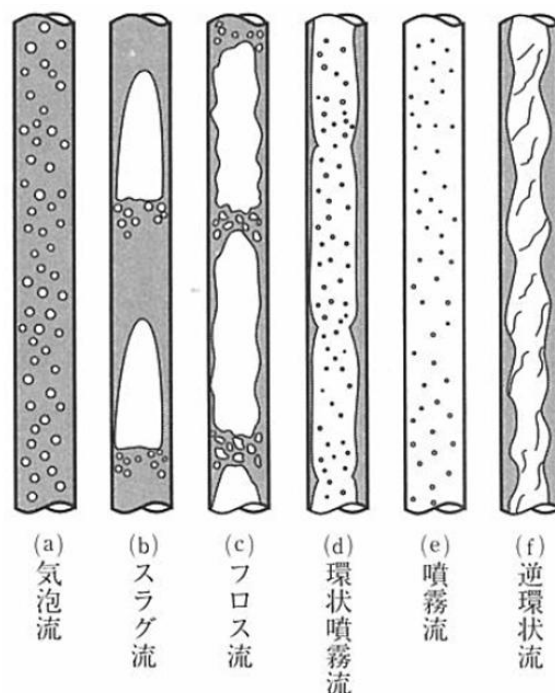


図 1 垂直管の流動様式[3]

気液分布の幾何的な特徴からいくつかの流動様式に分類することができる。垂直上昇流か水平

*アドバンスソフト株式会社 総合企画部

General Planning Division, AdvanceSoft Corporation

流かまた流量と気液の比率によって大まかに推定することができる。一方、斜め管や下降管の流れについてはほとんど整理されていない。

垂直上昇流の流動様式は図1のようなものである。

- (a) 気泡流：液相の連続流の中に比較的小さい気泡が分散した流れである。
 - (b) スラグ流：液の連続相の中を砲弾型の大気泡がほぼ一定の間隔を置いて流れ、後ろに小気泡を伴うことが多い。
 - (c) フロス流(チャーン流)：気相と液相の塊が激しく混合し、いずれが連続相か明確でない流れである。
 - (d) 環状噴霧流：管壁を液膜が覆い、管中央部を液滴が混じったガスコアが占める。
 - (e) 噴霧流：気体の連続相の中に微細な液滴が分散した流れである。
 - (f) 逆環状流：配管壁温度が極端に高いときの特異な流動様式であり、液体は壁面に接触できず中央部を流れ、壁面は蒸気で覆われる。
- 水平流の流動様式は図2のようなものである。

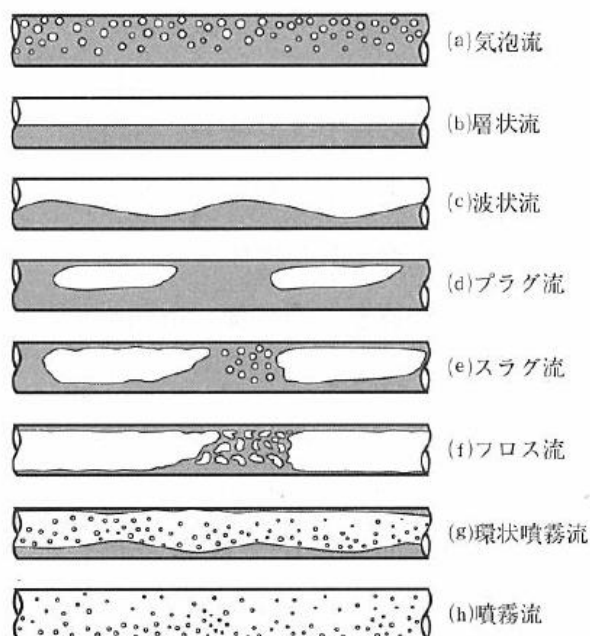


図2 水平管の流動様式[3]

- (a) 気泡流：垂直上昇流と同様に液相の連続流の中に比較的小さい気泡が分散した流れである。
- (b) 層状流：重力により気液が上下に分離し、滑

らかな界面を持つ流れである。

- (c) 波状流：層状流の界面が波だった状態である。
 - (d) スラグ流：界面の波が上面壁に到達し、砲弾の半分の形をした大気泡に分断された流れである。大気泡の上面壁は乾燥することがある。
- 他の(e)フロス流(チャーン流), (f)環状噴霧流, (g)噴霧流は比較的流量が多く相対的に重力の影響が少ないため垂直上昇流の場合とほぼ同じである。

流動様式は圧力損失、熱伝達、振動特性に大いに関連する。このため、流動様式の予測は極めて重要であり多くは気液流量をパラメータとした線図の形で提案されている。

2.2. 気液速度差とボイド率, クオリティ

気液は流体の性質が大きく違うため、混合して流れても速度が異なる。液体速度は重力と慣性に大きな影響を受け、気体速度は圧力勾配と圧縮性に相対的により大きな影響を受ける。気液の速度の相違を表わすには、スリップ比 S と言われる気液の速度比または速度差 u_r で表わすことができ、次のように定義される。

$$S = \frac{u_g}{u_l} \quad (1)$$

$$u_r = u_g - u_l \quad (2)$$

u_g, u_l はそれぞれ気液の速度である。これらの気液間の速度の関係についてスリップ比またはドリフトフラックスの実験式や半理論式が与えられている。

気液の割合を表す方法もいくつかあり、局所瞬間的に気液二相流を閉じ込めたときの気体の体積比率をボイド率 α 、一方ある断面を通過した二相流の質量のうち気体質量の割合をクオリティ x という。単位断面積当たりの気液の質量流量をそれぞれの質量フラックス G_g, G_l といい、ボイド率と流速との間に次の関係がある。質量フラックスは質量流束または質量速度と言うこともある。

$$G_g = \alpha \rho_g u_g \quad (3)$$

$$G_l = (1 - \alpha) \rho_l u_l \quad (4)$$

ここで ρ_g と ρ_l は気液の密度である。式(3)と(4)から

クオリティ x を計算し、式(1)を用いると次のようなボイド率とクオリティの関係が得られる。

$$x = \frac{G_g}{G_g + G_l} = \frac{\alpha S}{\alpha S + (1 - \alpha) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)} \quad (5)$$

上式から分かるように、クオリティとボイド率とスリップ比(または速度差)は独立ではなく、このうち2つの数値を与えると他の数値を計算できる。

2.3. 摩擦損失

流動の圧力損失は、重力による損失(位置損失)と流体の速度変化による加速損失と壁摩擦による摩擦損失がある。圧力が低下するので損失と言われるが、位置損失と加速損失はエネルギーの散逸はない。その他、エルボや弁やオリフィス等による局所的な損失がある。気液二相流の摩擦損失は、まず液体の質量フラックスを持つ単相流の圧力損失に二相流圧損増倍係数を掛けた形で求めるのが一般的である。液の質量フラックスを G_l とし、全て液相と考えたときの摩擦損失を求める。

$$(\Delta P)_l = \frac{\lambda}{2D} \left(\frac{G_l}{\rho_l} \right)^2 L \quad (6)$$

ここで D は管の直径、 L は圧力損失が生じる管長である。 λ は圧力損失係数であり、例えば Blasius の式を用いると次のように評価できる。

$$\lambda = \frac{0.3164}{\text{Re}^{0.25}} \quad (7)$$

ここで Re は水単相の Reynolds(レイノルズ)数である。二相流の圧力損失はこれに係数を掛けた次の形で表わされる。

$$(\Delta P)_{tp} = \phi_l^2 (\Delta P)_l \quad (8)$$

ここで ϕ_l^2 は二相流圧損増倍係数であり、多くのパラメータに依存する。簡易的な評価法として、ただ1つのパラメータ Lockhart-Martinelli(ロッカート・マルチネリ)係数 X の関数として整理されることがある。

$$X = \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.571} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.143} \quad (9)$$

これを用いた Chisholm(チゾム)の式は次のように表わされる。

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{21}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (10)$$

高圧の場合には臨界圧で気液物性の差がなくなる条件を用いた Martinelli-Nelson(マルチネリ・ネルソン)の式が使われる。

2.4. 数学モデル

2.4.1. 均質モデル

最も簡単な二相流の数学モデルは、仮想的に気液が同じ速度であると近似し二相流の平均密度 ρ_m を持つ単相流として扱うものである。これを均質モデルと言う。基礎式は質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則から構成されるが、ここでは簡単のため流路面積が変化しない条件の速度を計算する運動量保存則のみ表示する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_m u_m + \frac{\partial}{\partial z} \rho_m u_m^2 + \frac{\partial}{\partial z} P = F \quad (11)$$

ここで t は時間、 z は距離、 P は圧力、 u_m は気液共通の速度である。右辺の F は重力と壁摩擦による単位体積当たりの力をまとめて表わしたものである。平均密度は次のように定義される。

$$\rho_m = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \quad (12)$$

2.4.2. スリップモデルまたはドリフトフラックスモデル

気液速度が異なる現実的な状態を考慮するスリップモデルまたはドリフトフラックスモデルの基礎式はいくつかの表現がある。ここでは気液速度差 u_r を指定したとき運動量保存則を示す。均質モデルと比較して次のように速度差と気液質量比に依存する項(左辺第2項)が加わる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_m u_m + \frac{\partial}{\partial z} \rho_m \{ u_m^2 + x^* (1 - x^*) u_r^2 \} + \frac{\partial}{\partial z} P = F \quad (13)$$

ここで x^* は気体質量の存在比である。当然ながら u_r がゼロまたは x^* がゼロまたは1のとき均質流モデルと同じである。 x^* は気体の占める体積比であるボイド率 α から次のように計算できる。

$$x^* = \frac{\alpha \rho_g}{\rho_m} \quad (14)$$

平均速度 u_m は二相流の重心の速度である。

$$u_m = \frac{G}{\rho_m} = x^* u_g + (1 - x^*) u_l \quad (15)$$

2.4.3. 二流体モデル

二流体モデルは最も詳細でありかつ流動現象を記述する自由度が大きい。気液速度 u_g, u_l について独立した次の2つの運動方程式をたてる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha \rho_g u_g + \frac{\partial}{\partial z} \alpha \rho_g u_g^2 + \alpha \frac{\partial}{\partial z} P = F_g \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (1 - \alpha) \rho_l u_l + \frac{\partial}{\partial z} (1 - \alpha) \rho_l u_l^2 + (1 - \alpha) \frac{\partial}{\partial z} P = F_l \quad (17)$$

右辺の F_g, F_l はそれぞれ気液に働く単位体積あたりの力であり、気液間の相互作用(相間摩擦力, 付加質量力)を含む。

2.4.4. 数値解法

定常状態の計算では時間微分項がないので基礎式は距離に関する常微分方程式になる。入口境界条件(圧力と流量)が与えられているときは、出口まで単純に距離積分をすれば管路の分布を得ることができる。逆に、出口境界条件が分かっているときは入口まで距離積分をする。境界条件として出入圧力が与えられ入口流量が不明なときは、流量を仮定して距離積分を行い、得られた出入り圧力が一致する流量を反復計算して解くことができる。これを射的法(shooting method)という。

非定常計算でも境界条件の変化が緩やかであれば、短い時間では定常とみなせる準定常(quasi-steady)であり時間に依存する境界条件のもとで定常計算を繰り返す解析が有効である。境界条件の変化が早いときは、偏微分方程式を解かなければならないため計算は面倒になる。離散化は通常は運動方程式について差分法、質量保存則とエネルギー保存則について有限体積法が用いられることが多い。

3. 流動不安定

3.1. 流動不安定現象

気液二相流はもともとマクロに見た管路系の全体挙動とは別に局所的に見て振動的な性質を持っている。しかし、条件によっては管路全体に

わたる非常に大きい脈動が発生することがある。機器に加わる過大荷重や除熱能力不足などの問題が生じるので、装置によっては設計において考慮すべき重要項目である。定常運転はもちろん、起動、停止の操作も流動不安定が生じる条件を避けて行わなければならない。

3.2. 逸走型不安定

沸騰流路も通常は流量が大きくなるほど圧力損失が大きくなるが、サブクール度があるときは流量増加により蒸発量が小さくなって単相特性に近くなり、却って圧力損失が小さくなる負性抵抗を示すことがある。このとき、管路の差圧が同じでも流量の異なる2つの安定な状態があり、外乱で状態遷移(逸走)するため流量が大きく変動する原因となる

3.3. 圧力降下振動

沸騰流路の上流に、流動振動を抑制する目的で圧縮性の大きいガスを持つ容器を置くことがあるが、沸騰流路が逸走型不安定の特性を示すとき却って圧力降下振動という増幅された不安定流れが生じることがある。圧力損失が負性特性を示す条件で入口流量がわずかに増加すると蒸気発生が抑制され流動抵抗が減少して圧力が低下し、容器内のガスが膨張し内部の液が流出するため流量はさらに増加する。容器圧力が低下すると駆動力がなくなるため流量が減少し、蒸気発生が回復して圧力損失が増加し、容器圧力も増加して振動の初期状態に戻り再び同じ経過を繰り返す振動が生じる。火山性微動の機構として検討されたことがある。

3.4. 密度波不安定

沸騰流路の出口で流路が狭まったりして相対的に圧力損失が大きいとき、流路内で発生した蒸気が出口に輸送され出口ボイド率に影響するまでの時間遅れが不安定を生じることがある。ボイド率は二相流の密度を決めるため、その伝播を密度波という。入口でわずかな流量振動があると出口において時間遅れをもってボイド率と流速が

振動して出口圧損が変動し、入口と出口の位相差が結果的にみかけ上は負の圧力特性を示し入口流量の振動を拡大することがある。振動周期は密度波が沸騰流路を通過する時間である。入口の圧力損失が大きい構造にすれば不安定は抑制されるが、エネルギーの損失となり発電所では発電効率を低下させることになる。

この現象はポンプで駆動される強制循環流路でも生じるが、自然循環流路ではより容易に不安定が発生する。

3.5. ガイセリング

間欠泉(ガイザー)が語源となった流動振動であり、周囲から加熱された深い井戸に供給されるサブクール水が急激な沸騰で周期的に噴出する現象である。実際の間欠泉の機構は必ずしも明らかでないが、井戸の中の水が加熱されて飽和温度に達し、液面付近で沸騰噴出して井戸のヘッドが低下するとさらに沸騰領域が拡大し、最終的に井戸の中全体で沸騰してほぼ空になる。そこに外部からサブクール水が供給され、飽和温度まで加熱されると再度同じ経過を繰り返す現象を想定してガイセリングと呼ばれる。短い周期(数 10 分)で噴火を繰り返すストロンボリ火山の機構としても検討されたことがある。

3.6. チャギング

サブクール水中に蒸気を吹き込むとき、気泡が小さいときは成長して、気泡が大きくなり界面積の凝縮が卓越すると急崩壊を繰り返す挙動をチャギングという。沸騰水型原子炉の事故時にサブレーションプールに配管破断口からの蒸気を導き凝縮させるときに発生すると予想され、気泡崩壊時の水撃荷重による構造健全性が問題になることがある。

3.7. 並列沸騰流路の領域不安定

ポンプによる強制循環では流量制御効果で大きな変動は抑制されるが、並列沸騰流路では領域ごとに位相の違う振動が発生し、全流量は安定していても領域ごとに大きな不安定が生じること

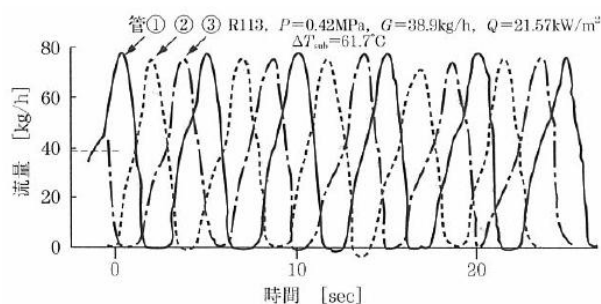


図 3 強制循環並列沸騰管路の流動不安定[3]

がある。図 3 は 3 本の並列沸騰管路の不安定の例であり、全流量を保存したまま管路ごとに大きな振動がある。

4. 熱伝達

一般に気液二相流の熱伝達率は非常に大きい。気液間の相対運動により攪拌が進むため乱れが大きく、潜熱による熱輸送が加わるからである。このような伝熱機構が働いている間は、熱伝達率は十分大きく、むしろ構造物内部の熱伝導や伝熱面の汚れが伝熱の抵抗として問題になる。

特別な例として、核融合炉のプラズマに曝される容器は高熱流束の除熱を必要とするため、サブクール水の高速ジェットで冷却する研究がある。通常の除熱限界は 10^6W/m^2 のオーダーであるが、その 10~100 倍の高熱流束に耐えることが知られている。

4.1. ドライアウトとバーンアウト

加熱面が気体に覆われると熱伝達率は極端に小さくなり、伝熱特性が損なわれるためそのような状況を避ける設計が必要である。

加熱面が蒸気で覆われ熱伝達率が低下する状況は例えば水平管の層状流の上部壁面である。これは流動様式に起因して冷却能力が損なわれる例で得る。垂直管でも蒸発が進むと液量が減少し、加熱面を冷却する液膜を維持できなくなることがある。これをドライアウトという。

水が十分あるにもかかわらず熱流束が大きいと、発生した多量の蒸気が水の流入を妨げ、伝熱面が高温になると水をはじくのでさらに冷却が困難になることがある。これをバーンアウトとい

う。ドライアウトとバーンアウトが生じる条件は特に原子炉の燃料設計やボイラの伝熱管設計において重要である。

静止した水中の沸騰(プール沸騰)による除熱限界の熱流束(限界熱流束) q_c は理論的によく調べられており、現象を支配する物理量の次元解析から次のように推定されている。

$$q_c = Ch_{lg}\rho_g \left\{ \frac{\sigma g(\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{1/4} \quad (18)$$

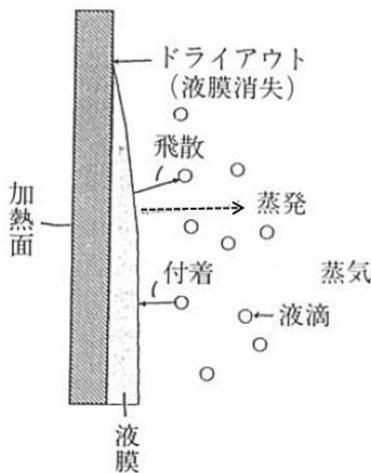


図4 液膜モデル[6]

ここで h_{lg} は蒸発潜熱、 σ は表面張力である。係数 C は 0.16 と与えられている。強制対流の限界熱流束もこの式をベースに与えられることが多い。

原子炉燃料のドライアウトについて、物性値のほかに、流量、入口サブクール度のほか沸騰長、管路の径や長さ、システム圧力について実験的、半理論的に詳しく研究されている。原子炉燃料内の細分された流路がサブチャンネルであり、その環状噴霧流の領域で生じるドライアウトについて図4に示す液膜モデルという数値計算モデルが開発されている。

液膜モデルは加熱面上の液膜流量の質量バランスを基礎式とする。

$$\frac{dW_f}{dz} = D - E - B \quad (19)$$

ここで W_f は液膜流量、 D は液滴の液膜への付着 (deposition)、 E は液膜からの液滴飛散 (entrainment)、 B は沸騰 (boiling) による液膜蒸発の効果を表す。液

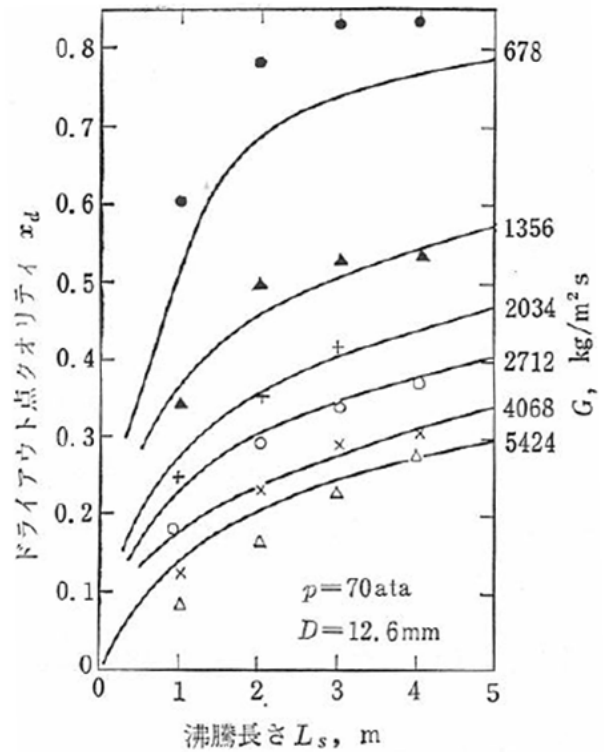


図5 液膜モデルによるドライアウト予測[1]

膜の消滅、つまり W_f がゼロとなる条件でドライアウトが発生すると判断する。 B は加熱量を潜熱で割って容易に評価できるが、 D と E は評価が難しい。

液膜モデルによるドライアウト予測の例を図5に示す。沸騰後の距離とドライアウト発生限界クオリティの関係が与えられ、実験値と比較されている。

5. その他の話題

5.1. 音速と臨界流

気液二相流の音速は気体の圧縮性と液体の密度の効果により小さくなる。常温常圧の水と空気の音速はそれぞれ約 1500m/s, 350m/s であるが、ボイド率 50%の水-空気二相流の音速は約 23m/s であり、構成する水と空気のいずれよりも小さい。気液二相流の音速は下記のように計算できる。

相変化がないとき、気液の質量は変わらないのでクオリティ x は一定であり、二相流の比容積は圧力にかかわらず次のように表わされる。

$$v_{2\phi} = xv_g + (1-x)v_l \quad (20)$$

ここで v は比容積である。添字の $2\phi, l$ はそれぞ

れ二相,気体,液体を表わす。上式を圧力で微分し、音速 c を求める関係式 $\frac{dv}{dP} = -\frac{v^2}{c^2}$ を考慮すると、次式が得られる。

$$\frac{v_{2\phi}^2}{c_{2\phi}^2} = x \frac{v_g^2}{c_g^2} + (1-x) \frac{v_l^2}{c_l^2} \quad (21)$$

気体と液体の音速は分かっているので、二相の音速について求めると次のようになる。計算結果を図 6 に示す。

$$c_{2\phi} = \frac{xv_g + (1-x)v_l}{\sqrt{x \frac{v_g^2}{c_g^2} + (1-x) \frac{v_l^2}{c_l^2}}} \quad (22)$$

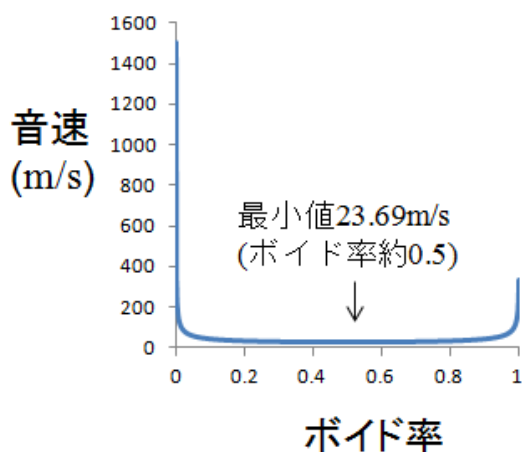


図 6 水・空気二相流の音速

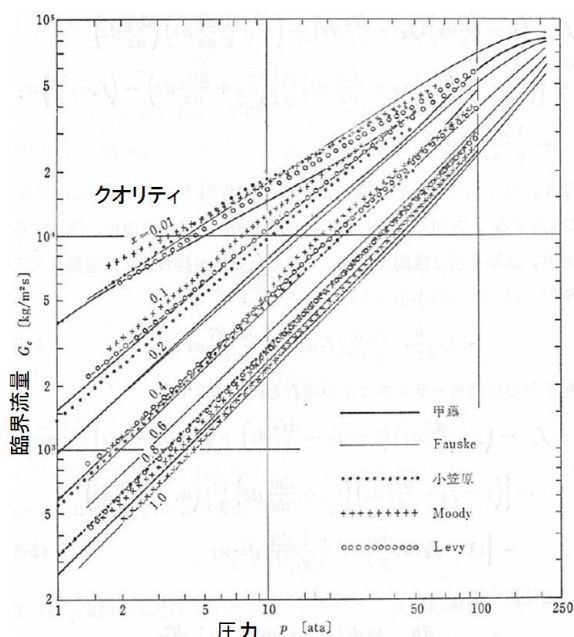


図 7 臨界二相流量の理論計算値[2]

高圧配管が破断したときの流出は臨界流になる。単相流のとき、臨界流とは流速が音速に達してそれ以上の流量にならない状態であるが、二相流のときは気体と液体の速度が異なるのでこの条件をそのまま使うことはできない。速度差があるときは二相流の比容積として式(20)を使うことができず、次の運動量保存則から導いた比容積を用いなければならない。

$$\hat{v}_{2\phi} = \frac{x^2}{\alpha} v_g + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} v_l \quad (23)$$

上式から式(21),(22)と同じ手順で音速を求めることができる。このときの臨界二相流の質量フラックスは次式で与えられる。

$$\hat{G}_{2\phi} = \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{d\hat{v}_{2\phi}}{dP}\right)}} \quad (24)$$

気液速度差が大きいほど臨界流量は大きくなる。臨界流条件での気液速度差はいくつかの説がありよく分かっていない。各理論による計算値を図 7 に示す。

5.2. ポンプ二相流特性

石油や天然ガスの採掘あるいは原子炉の事故時安全評価においてポンプの二相流特性は重要である。ポンプは一般に気体の混入によりヘッドが低下する。ボイド率が数%のときは、劣化がわずかなのであるが、10%を超えると空回りに近い状態になる。軸流ポンプより遠心ポンプにおいて顕著である。

ポンプの理論によればインペラ出口から流出する流体の回転モーメントがトルク T と釣り合う。

$$T = r u_{\theta} W \quad (25)$$

r はインペラ半径, u_{θ} は出口の回転方向の周速度, W は流量である。ポンプに外部から与えるエネルギーは回転の角速度 ω とトルクの積であり、損失がなければヘッドで表した流体がポンプから得るエネルギー(位置エネルギーに換算)と等しくなる。

$$\omega T = g H W \quad (26)$$

g は重力加速度, H はヘッド(m)である。上の 2 つの式から、このときヘッドが周速度に比例するこ

とが分かる。

理想的なポンプを考えれば、水の単相流のとき流体はインペラに沿って流れるので、回転数と流量が与えられれば、インペラの傾きでヘッドが決まる。気体が混入することで、水がインペラを避けて流れることができるようになり、周速度は小さくなる。気体の質量は水よりはるかに小さいので、気体の回転モーメントは無視でき、水だけ考えれば十分である。この結果ヘッドは小さくなることが分かる。単相流特性と気液間摩擦を用いて劣化特性を計算した例を図 8 に示す。

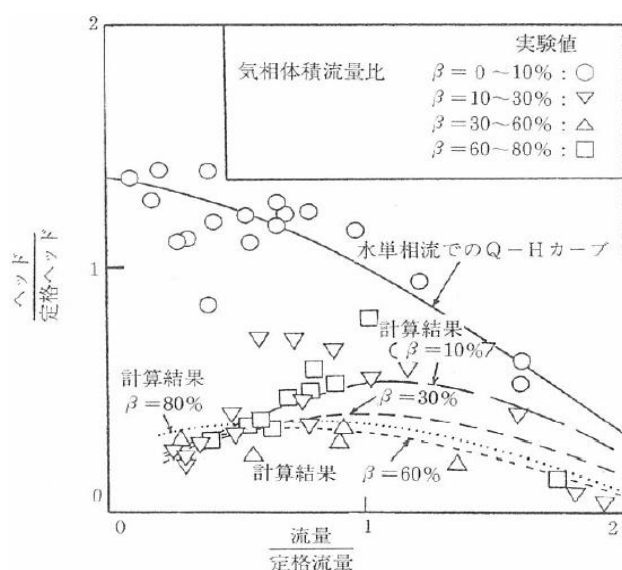


図 8 ポンプ二相流特性[7]

二相流でポンプ特性が劣化するのは上記のようなメカニズムによると予想されるが、実際のポンプ吐出圧の予測はポンプ構造や気液の相互作用や相変化が影響して正確には予測できない。一般に下記のような経験的な劣化係数 $D(\alpha)$ を用いた評価が利用されている。

$$\Delta P_{\text{pump}} = D(\alpha) g H \rho_{2\phi} \quad (27)$$

$D(\alpha)$ はボイド率 α が 0 または 1 のとき、値は 1 であり、0~0.1 の間で 1 よりわずかに小さく、0.1~1 の間で 0 に近い小さい値を持つ関数である。

6. おわりに

管路系の気液二相流にかかわる熱流動の問題と解析技術について概説した。簡単な説明にとどめたが、この分野の用語や扱う現象についてお

よその見当をつける助けになれば幸いである。

参考文献

- [1] 植田, “気液二相流—流れと熱伝達—”, 賢堂 (1981)
- [2] 赤川, 気液二相流, コロナ社(1974)
- [3] 藤井, 他 2 名, 気液二相流の動的配管計画, 日刊工業新聞社(1999)
- [4] 機械学会編, [改訂]気液二相流技術ハンドブック, コロナ社(2006)
- [5] 湊, 気液二相流の力学と数値解析入門, アドバンスソフト社(2009)
- [6] 原子力学会熱流動部会編, 気液二相流の数値解析, 朝倉書店(1993)
- [7] 湊, 気液二相流における遠心ポンプの特性について, 配管技術 1992 年 5 月号

※技術情報誌アドバンスシミュレーションは、アドバンスソフト株式会社 ホームページのシミュレーション図書館から、PDF ファイルがダウンロードできます。(ダウンロードしていただくには、アドバンス/シミュレーションフォーラム会員登録が必要です。)