気ほう流中の水撃現象の解析*

(第1報, 二成分二相流)

藤井 照重**, 赤川 浩爾**

Analysis of Water Hammering in Bubbly Flows (1st Repert, Two-Component Two-Phase Flows)

by Terushige FUJII and Koji AKAGAWA

Water hammer phenomena caused by a sudden valve closure are considered in two-component bubbly flows where the phenomena are more complicated than those in single-phase flows because of the presence of the compressible component. Basic partial differential equations based on a one-dimensional homogeneous flow model are solved analytically by linearization and iterated Laplace transformation. As a result, the profiles of the pressure transients, the propagation velocity of a pressure wave with a small amplitude, and the effects of valve closure on transient pressures are found. Further, the effect of friction factor on pressure profiles is shown and approximated by a simple equation. It is also shown that reflection and transmission occur at the interphase where the void fraction changes.

Key Words: Fluid mechanics, Water Hammering, Analysis of Transient Pressures, Two-Component Bubbly Flow, Laplace Transformation

1. 緒 言

気液二相流中の弁急閉鎖による水撃現象の解明は、原子炉における冷却材喪失事故(LOCA)時の安全解析やボイラ、化学プラントさらに石油、天然ガスなどパイプライン輸送の安全性に関連して必要とされる。この水撃現象は、液单相流においては古くから研究がなされ、多くの著書^{(1)~(3)}まで出版されてもいる。しかし、この中に気体が混入した場合には、強い圧縮性のためにその特性が大きく変化し、この内、二成分二相流では二成分二相流に比べて、さらに mass transfer の問題が加わるので、圧力、伝播速度などの過渡的挙動がいつそう複雑になってくる。従来、それらの圧力、伝播速度に関して衝撃波管を用いた研究は多い^{(4)~(6)}が、弁急閉鎖による水撃現象の問題を取扱った例は少ない。すなわち、後者に対しては空気-水二成分二相流において著者ら^{(7)~(12)}、Martin ら⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾の実験および解析、一成分二相流において著者ら⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾の R-113 を用いた一連の実験と数値解析があるにすぎない。また電子計算機による数値解法では、ある条件下での過渡現

象の解は精度よく得られるが、その物理的意味を論理的に把握し難い傾向がある。本研究は以上の観点から二相流中の弁閉鎖による水撃現象の線形化解析を示し、その物理的現象を明らかにしようとするものである。まず本報では物質移動を伴わない二成分二相流に対して解を示し、圧力、速度応答、さらに弁閉鎖特性や摩擦損失、また上流に单相流部を持つ場合の初期圧力応答に及ぼす影響について報告する。

2. 主 な 記 号

a : 音速
 n : ポリトロップ指数
 P : 圧力
 R : 反射率
 s, z, t, x : に関するラプラス演算子
 t : 時間
 w : 流速
 α_g : ボイド率
 ρ : 密度
 τ : 弁閉鎖時間
 添字 g は気相, l は液相, TP は二相流, 0 は定常状態値を示す。

* 昭和60年7月11日 北陸信越支部北陸地方講演会において講演, 原稿受付 昭和59年12月3日。

** 正員, 神戸大学工学部(〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)。

3. 基礎式

図1に示すように、下流端に設けた急閉鎖弁①、圧縮性容量を持つタンク②、および剛性管③からなる水平一次元均質気ほう流モデルを考える。解析にあたっての主な仮定は、次のようである。(a)気ほうと液との間に相対速度はない。(b)管壁と液の圧縮性は気体の圧縮性に比べて無視し得る。(c)管摩擦損失の影響は無視し得る。(d)気ほう内圧力は液中の圧力に等しい。

上記仮定の下に、次の連続、運動量の各微分方程式が成立する。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_g \rho_g w) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\{(1-\alpha_g)\rho_l\} + \frac{\partial}{\partial x}\{(1-\alpha_g)\rho_l w\} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\{\alpha_g \rho_g w + (1-\alpha_g)\rho_l w\} + \frac{\partial}{\partial x}\{\alpha_g \rho_g w^2 + (1-\alpha_g)\rho_l w^2\} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

気体はポリトロプ変化をすると仮定して⁽⁷⁾,

$$P = c \cdot \rho_g^n \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 c は定数であり、 n はポリトロプ指数で等温変化に対して $n=1$ 、可逆断熱(等エントロピ)変化に対して $n=\kappa$ となる。

4. 解析と結果

4.1 線形化による解法 各基礎式中の状態量が定常値(添字0)と微小変動項(Δ で示す)からなる、すなわち $P = P_0 + \Delta P$, $w = w_0 + \Delta w$, $\rho_g = \rho_{g0} + \Delta \rho_g$, $\alpha_g = \alpha_{g0} + \Delta \alpha_g$ とし、式(1)~(4)への代入から高次の微小項を無視し、各項を $\tilde{p} = \Delta P/P_0$, $\tilde{w} = \Delta w/w_0$, $\tilde{\rho}_g = \Delta \rho_g/\rho_{g0}$ のように無次元化する。次に、時間 t 、距離 x について2回ラプラス変換し、圧力、速度応答 $\tilde{p}(s, z)$, $\tilde{w}(s, z)$ に関する式(5), (6)を得る。

$$\begin{aligned} &[(a_0^2 - w_0^2)z^2 - 2w_0sz - s^2]\tilde{w}(s, z) \\ &+ \frac{nw_0}{\alpha_{g0}}s\tilde{w}(s, 0) - [(a_0^2 - w_0^2)z - w_0s] \\ &\times \tilde{p}(s, 0) = 0 \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

図1 水撃現象のモデル

$$\begin{aligned} &[(a_0^2 - w_0^2)z^2 - 2w_0sz - s^2]\tilde{w}(s, z) \\ &+ \frac{P_0s}{\rho_{TP0}w_0}\tilde{p}(s, 0) - [(a_0^2 - w_0^2)z - w_0s] \\ &\times \tilde{w}(s, 0) = 0 \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで、 $\rho_{TP0} = \alpha_{g0}\rho_{g0} + (1-\alpha_{g0})\rho_{l0}$ は二相流の初期の平均密度、 $a_0 = \sqrt{nP_0/(\alpha_{g0}\rho_{TP0})}$ ^{*1} は均質二相流の音速である⁽⁷⁾。

式(5), (6)を z に関して逆変換することによって任意の位置 x における $\tilde{p}(s, x)$, $\tilde{w}(s, x)$ を次のように求めることができる。

$$\begin{aligned} \tilde{p}(s, x) &= \frac{-a_0\rho_{TP0}w_0}{2P_0}\tilde{w}(s, 0) \\ &\times (e^{-\alpha x s} - e^{-\beta x s}) + \tilde{p}(s, 0) \frac{e^{-\alpha x s} + e^{-\beta x s}}{2} \\ &\dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{w}(s, x) &= \frac{-P_0}{2a_0\rho_{TP0}w_0}\tilde{p}(s, 0) \\ &\times (e^{-\alpha x s} - e^{-\beta x s}) + \tilde{w}(s, 0) \frac{e^{-\alpha x s} + e^{-\beta x s}}{2} \\ &\dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

ここで、 $\alpha, \beta = \mp 1/(a_0 \mp w_0)$

境界条件として、図1における上流タンク②内の圧力=一定の条件を用いて、

$$x = -L \text{ で } \tilde{p}(s, -L) = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

式(9)を式(7), (8)に代入することによって、次の $\tilde{p}(s, x)$, $\tilde{w}(s, x)$ に対する解が得られる。

$$\tilde{p}(s, x) = E(-a_0\rho_{TP0}w_0/P_0)\tilde{w}(s, 0) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\tilde{w}(s, x) = F\tilde{w}(s, 0) \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $E, F = \{e^{-\alpha x s} - e^{-(\beta-\alpha)Ls-\alpha x s} \mp e^{-(\beta-\alpha)Ls-\beta x s} \pm e^{-2(\beta-\alpha)Ls-\beta x s}\} / \{1 - e^{-2(\beta-\alpha)Ls}\}$

また、弁閉鎖端での圧力応答 $\tilde{p}(s, 0)$ は $x=0$ を式(10)に代入することにより次のように求められる。

$$\begin{aligned} \tilde{p}(s, 0) &= (-a_0\rho_{TP0}w_0/P_0)\tilde{w}(s, 0) \\ &\times \{1 - 2e^{-(\beta-\alpha)Ls} + e^{-2(\beta-\alpha)Ls}\} / \{1 - e^{-2(\beta-\alpha)Ls}\} \\ &\dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

4.2 圧力と速度応答 任意の位置、時間における圧力、速度応答は式(10), (11)によって表される。すなわち、図2の実線で示すステップ状の瞬間閉鎖 ($\tilde{w}(s, 0) = -1/s$)^{*2} に対しては式(10), (11)への代入から各位置、時間における圧力、流速変動の解が得られる。最大圧力上昇値 $\Delta P_{\max}$ は単相流の Joukowsky

*1 3章の仮定(b)を考慮する時、 a_0 は次のように表される。 $a_0 = \{[\tilde{\alpha}_{g0}(1/nP_0 + JD/Eh) + (1-\tilde{\alpha}_{g0})(1/H + JD/Eh)] \times \rho_{TP0}\}^{-1/2}$ ここで、 E : 管壁ヤング率、 D : 管径、 J : 管の拘束条件に依存する係数、 h : 管肉厚、 H : 液弾性係数、一般に常温常圧の鋼管の水-空気二相流の場合には、 $H/nP_0 \approx 10^4$ 、 $E/nP_0 \approx 10^6$ から $\alpha_{g0} > 10^{-2}$ で $a_0 \approx \sqrt{nP_0/(\alpha_{g0}\rho_{TP0})}$ 。

の式⁽¹⁾の $a_0\rho_{TP0}w_0$ と同形の $a_0\rho_{TP0}w_0$ で表され^{*3}, この圧縮波が (a_0-w_0) の速度で上流へ伝ばし, タンクで反射され, 速度 (a_0+w_0) の膨張波となって下流へ伝ばしていくことになる. 一方, 流速は最初の圧縮波が到達すると, w_0 から零 ($\bar{w}=-1$) になり, 膨張波の帰還によって $-w_0$ ($\bar{w}=-2$) と逆流する. これが気ほう流中の弁閉鎖による水撃現象の圧力・速度応答の基本概念であるが, 単相流とのアナログが成立している. 以下では安全解析上, 最も重要となる末端弁での圧力応答

について述べる.

4・2・1 弁の閉鎖時間 τ の影響 弁は閉鎖時間遅れを伴うので, 図2中, 破線で示すような時間遅れ τ の初期条件を考える. 初期条件 $\bar{w}(s, 0) = -(1-e^{-\tau s})/\tau s^2$ を式(12)に代入して, 弁閉鎖端における圧力応答 $\bar{p}(t, 0)$ が求められる. すなわち, 式(13)の周期 $2(\beta-\alpha)L = 2L/(a_0-w_0) + 2L/(a_0+w_0)$ の周期函数となる.

$$\begin{aligned} \bar{p}(t, 0) = & \frac{a_0\rho_{TP0}w_0}{\tau P_0} \{ t - (t-\tau)U(t-\tau) - 2\{t-(\beta-\alpha)L\}U\{t-(\beta-\alpha)L\} \\ & + \{t-2(\beta-\alpha)L\}U\{t-2(\beta-\alpha)L\} + 2\{t-\tau-(\beta-\alpha)L\}U\{t-\tau-(\beta-\alpha)L\} \\ & - \{t-\tau-2(\beta-\alpha)L\}U\{t-\tau-2(\beta-\alpha)L\} \} \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

ここで, $\beta-\alpha = 2a_0/(a_0-w_0)(a_0+w_0)$, U は単位階段函数である.

すなわち, 式(13)を図示すると, 図3(a), (b)となる. (a)は急閉鎖領域 ($\tau < (\beta-\alpha)L$) で, 最大圧力上昇値 $\Delta P_{\max}$ は τ に関係なく, $a_0\rho_{TP0}w_0$ である. 一方, $\tau > (\beta-\alpha)L$ の緩閉鎖領域では $t=\tau$ 内にタンクからの負圧波が戻ってくるので, $\Delta P_{\max}$ は減少し, 次のようになる.

$$\Delta P_{\max} = a_0\rho_{TP0}w_0 \cdot 2a_0L / \{(a_0-w_0)(a_0+w_0)\tau\} \approx \frac{2L}{\tau} \rho_{TP0}w_0 < a_0\rho_{TP0}w_0 \dots\dots\dots (14)$$

4・2・2 弁閉鎖特性の影響 初期圧力上昇の立上り形状は, 弁特性の影響をうける. 弁の流量と圧力の関係は, 弁特性を $\phi = (1-t/T_c)^m$ として次のように表される⁽¹⁾.

$$\frac{w}{w_0} = \phi \sqrt{\frac{P-P_A}{P_0-P_A}} \dots\dots\dots (15)$$

ここで, P_A は弁下流側の圧力, T_c は弁閉鎖時間, m は弁閉鎖特性を示す指数である. 弁特性 ϕ は $m=0.5, 1, 2.5$ に対して図4中, 破線で示すように変化する. 上式を P に対して展開し, 線形化すると, 弁直前の速度は次式で表される.

$$\bar{w}(t, 0) = \left(1 - \frac{t}{T_c}\right)^m \left\{1 + \frac{P_0\bar{p}(t, 0)}{2(P_0-P_A)}\right\} - 1 \dots\dots\dots (16)$$

急閉鎖領域の場合には, 式(12), (16)から,

$$\bar{p}(t, 0) = \left\{1 - \left(1 - \frac{t}{T_c}\right)^m\right\} / P_0 \left[\frac{\left(1 - \frac{t}{T_c}\right)^m}{2(P_0-P_A)} + \frac{1}{a_0\rho_{TP0}w_0} \right] \dots\dots\dots (17)$$

図2 $\bar{w}(t, 0)$ の初期条件

*2 ここでは便宜上 $\Delta w/w_0 = -1$ に対して述べる. 線形化の成立する $\Delta w/w_0 = -a$ ($a < 1$) の場合には, $\bar{p}, \bar{w}$ の値を a 倍して考えればよい.

*3 既報⁽⁷⁾で示した有限振幅圧力波の場合にも $c_0\rho_{TP0}w_0$ (ここで $c_0 = \sqrt{nP_2/(a_0\rho_{TP0})}$ で衝撃波の伝ば速度, P_2 は衝撃波背後の圧力) で表される.

図3 弁閉鎖時間遅れ τ の影響

上記の無次元圧力応答 $\tilde{p}(t, 0)/(a_0 \rho_{TP0} w_0 / P_0)$ が $m = 0.5, 1, 2.5$ および $a_0 \rho_{TP0} w_0 / (P_0 - P_A) = 1, 3, 5, 10$ の各値に対して図4中、実線で示されている。弁閉鎖開始後の圧力の立上り形状は $m = 0.5$ および 1 に対して下に凸の形状をとり、 $m = 2.5$ の時、上に凸部を有する曲線形状を示すことが明らかとなる。また圧力上昇率 $a_0 \rho_{TP0} w_0 / (P_0 - P_A)$ が大きいほど、同一 t/T_c 値に対して、より小さな立上り形状を示すことになる。

4.2.3 摩擦損失の影響 式(3)中に摩擦項 $\partial P_r / \partial x = A w |w|^{i-1}$ (ここで A は流体の物性値、管径、ボイド率などに関係し、初期値によって定まる定数と仮定、 i は定数)を加えることによって、同様に弁閉鎖端における圧力応答 $\tilde{p}(s, 0)$ が急閉鎖領域に対して次のように求められる。

$$\tilde{p}(s, 0) = \frac{-2a_0^2 \rho_{TP0} w_0 (s+B) \tilde{w}(s, 0)}{P_0 \left\{ (2s+B) a_0 \sqrt{1 - \frac{B^2(a_0^2 - w_0^2)}{(2s+B)^2 a_0^2}} + B w_0 \right\}} \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 $B = i A w_0^{i-1} / \rho_{TP0}$ [単位は $1/\text{sec}$]

初期条件 $\tilde{w}(s, 0) = -1/s$ に対する圧力応答 $\tilde{p}(s, 0)$ は式(18)において $a_0^2 - w_0^2 \approx a_0^2$ の場合には、

$$\tilde{p}(s, 0) = \frac{a_0 \rho_{TP0} w_0 (s+B)}{P_0 \left\{ \sqrt{s(s+B)} + \frac{B w_0}{2 a_0} \right\} s} \quad \dots\dots\dots (19)$$

この式の数値解は図5の一点鎖線で示すように求められるが、分母第2項が微小項の場合には s の逆ラプラス変換から次のように表される。

$$\tilde{p}(t, 0) = \frac{a_0 \rho_{TP0} w_0}{P_0} \left\{ e^{-\frac{Bt}{2}} (1+Bt) I_0 \left(\frac{Bt}{2} \right) + B t e^{-\frac{Bt}{2}} I_1 \left(\frac{Bt}{2} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (20)$$

図4 弁閉鎖特性の影響

ここで、 $I_0(t)$ 、 $I_1(t)$ は各々零次、一次の変形ベッセル函数で、 $I_0(t) = 1 + t^2/4 + t^4/64 + \dots$ 、 $I_1(t) = t/2 + t^3/16 + t^5/384 + \dots$ で、 $Bt \ll 1$ の場合には、次のように近似し得る。

$$\tilde{p}(t, 0) = \frac{a_0 \rho_{TP0} w_0}{P_0} \left(1 + \frac{Bt}{2} \right) \quad \dots\dots\dots (21)$$

すなわち、初期圧力上昇後、さらに $Bt/2$ の圧力上昇が生ずることになる。例えば、縦軸に $\tilde{p}(t, 0)/(a_0 \rho_{TP0} w_0 / P_0)$ 、横軸に Bt の無次元値*⁴ をとって示すと図5のようである。図中、実線が式(21)、破線が式(20) (または式(18)において $\tilde{w}(s, 0) = -1/s$ 、 $a_0/w_0 = \infty$) の結果であり、一点鎖線は a_0/w_0 の影響を示すために式(18)から Gaver の数値計算法⁽¹⁸⁾ で求めた結果である。これより B および a_0/w_0 の小さいほど、初期圧力上昇後の圧力増大は小さくなることがわかり、 $a_0/w_0 = 1$ の極限の時にはさらに圧力上昇は生じないことになる。また Bt および w_0/a_0 の小さい場合には、式(21)で十分近似し得ることがわかる。

次に、弁閉鎖時間遅れを持つ場合に、摩擦損失の初期圧力上昇に及ぼす影響を検討する。式(18)の $\tilde{w}(s, 0)$ に図2中、破線で示す初期条件を代入する。その結果を図6中、実線で示すが、 a_0/w_0 の影響は図5に示したので、ここでは $a_0/w_0 = \infty$ として扱っている。横軸は無次元値 t/τ 、パラメータは $B\tau$ である。図中には、 $\tau = 0$ のステップ変化 (図2中、実線) に対する圧力応答 [式(20)、図5の $a_0/w_0 = \infty$ に相当] が破線で併せ示されている。すなわち、 $t = \tau$ での初期圧力上昇値 $\Delta P_{\max}$ は $a_0 \rho_{TP0} w_0$ より増大し、図中、破線で示される (ただし、パラメータ B を実線のパラメータ $B\tau$ の B と等しくする) 圧力上昇値の、 $t = \tau/2$ に相当する圧力上昇がさらに生じる。したがって、式(21)に相当する $t = \tau$ での初期圧力上昇値は次のように表される。

$$\Delta P(\tau, 0) = a_0 \rho_{TP0} w_0 \left(1 + \frac{B\tau}{4} \right) \quad \dots\dots\dots (22)$$

図5 摩擦損失の影響

*⁴ B の値は、既報⁽⁷⁾⁻⁽¹¹⁾で示した常温の空気-水気ほう流領域の水撃実験に対して $1 \sim 5(1/\text{sec})$ の値をとる。

4・2・4 透過と反射 既報⁽¹⁰⁾では図7に示すような気ほう流と単相流部からなる流路条件に対する衝撃現象の実験によって初期圧力上昇後、さらに複数の階段状圧力増加の生じる(図8中に空気-水二相流の実験例⁽¹⁰⁾を示す)ことを示した。そして数値計算および反射・透過のモデルを用いた解析からこれを実証した。ここでは、本手法を用いて境界面での反射・透過による圧力上昇特性を明らかにする。

図7に示す二相流部(I)、単相流部(II)(境界の位置を $x=-l$ とする)において各々式(7)、(8)が成立する。ただし、単相流部に対して $\rho_{TP0} \rightarrow \rho_{l0}$, $a_0 \rightarrow a_{l0}$ である。以下、二相流部、単相流部における各値を示すのに、添字 I, II を用いて区別する。これら四つの式と上流端における境界条件 $\bar{p}_n(s, -L)=0$ から弁閉鎖端における圧力応答 $\bar{p}_l(s, 0)$ は $L \gg l$ (上流タンクからの負圧波が末端に影響を及ぼさない) に対して、次のように求められる。

$$\bar{p}_l(s, 0) = \frac{-(a_0 \rho_0 w_0)_l}{P_0} \times \frac{1 + \frac{K-1}{K+1} e^{-(\beta-\alpha)ls}}{1 - \frac{K-1}{K+1} e^{-(\beta-\alpha)ls}} \bar{w}(s, 0) \dots \dots \dots (23)$$

ここで、 $K = (a_0 \rho_0 w_0)_n / (a_0 \rho_0 w_0)_l$
 $\bar{w}(s, 0) = -1/s$ を式(23)に代入して、逆ラプラス変換

図6 弁閉鎖時間遅れ τ と摩擦損失の影響

図7 上流に単相流部を有する場合の水撃現象

すると、 $j(\beta-\alpha)l \leq t < (j+1)(\beta-\alpha)l$, ($j=0, 1, 2, \dots$) に対して

$$\bar{p}(t, 0) = \frac{(a_0 \rho_0 w_0)_l}{P_0} \left\{ 1 + 2 \sum_{j=1}^j R^j \right\} = \frac{(a_0 \rho_0 w_0)_l}{P_0} \{ 1 + 2R(R^j - 1)/(R - 1) \} \dots (24)$$

ここで、 $R = (K-1)/(K+1) = \{ (a_0 \rho_0 w_0)_n - (a_0 \rho_0 w_0)_l \} / \{ (a_0 \rho_0 w_0)_l + (a_0 \rho_0 w_0)_n \} =$ 反射率^{*5}
 式(24)の圧力応答は図8に示されるように、弁($x=0$)から $x=-l$ の境界面までの圧力波の往復伝ば時間 $(\beta-\alpha) \cdot l$ ごとに末端弁での圧力が $2R, 2R^2, 2R^3, \dots$ 倍と増大していくことになる。また、この最大圧力上昇値は、式(24)から $\lim_{j \rightarrow \infty} \Delta P = (1+R)(a_0 \rho_0 w_0)_l / (1-R) = (a_0 \rho_0 w_0)_n$ となる。すなわち、二相、単相境界面での反射による圧力上昇値は単相流単独の時の圧力上昇値 $(a_0 \rho_0 w_0)_n$ を超えないことが説明でき、これらの現象は既報⁽¹⁰⁾の実験および解析結果と一致し、このような線形化解析によって現象が物理的によく説明し得る。

5. 結 論

二成分気ほう流中の弁閉鎖による水撃現象において、圧力、速度応答に対する解を求め、種々の因子の初期圧力応答に及ぼす影響について検討した。すなわち、実際の衝撃現象では有限振幅の圧力波であるが、このような線形化解析によってその定性的特性を表し得ることを明らかにし、次の結論を得た。

- (1) 任意の位置、時間における圧力と速度応答の関係は式(7)、(8)によって表される。
- (2) 初期圧力の立上り形状は、弁閉鎖特性によって異なるが、最大圧力上昇値は急閉鎖領域の場合、閉鎖時間 τ および弁特性に関せず一定で、Joukowsky

図8 圧力応答 (境界面での反射)

*5 透過率 Y は同様に式(7)、(8)から次のように表される。

$$Y = \frac{2(a_0 \rho_0 w_0)_n}{(a_0 \rho_0 w_0)_l + (a_0 \rho_0 w_0)_n}$$

のアナログすなわち (圧力波の伝播速度) $\times \rho_{TP0} \times w_0$ が成立する。

(3) 摩擦損失の存在は, 初期圧力上昇後, さらに圧力の増加を伴うが, Bt および w_0/a_0 の小さい範囲では式(21)で表される。

(4) 上流に単相流部を有する場合には, 境界で圧力波の反射と透過が生じ, その最大圧力上昇値は単相流部だけの最大圧力上昇値を超えない。

文 献

- (1) Streeter, W. L. and Wylie, E. B., 流体過渡現象, (昭48), 1, 日刊工業新聞社.
- (2) 秋元, 水撃作用と圧力脈動, (昭47), 93, 日本工業新聞社.
- (3) 横山, 水撃入門, (昭54), 1, 日新出版.
- (4) Miyazaki, K. ほか2名, *J. Nucl. Sci. Technol.*, 11-5

- (1974), 199.
- (5) Campbell, I. J. and Pitcher, A. S., *Proc. Roy. Soc., Ser. A.*, 243(1957), 534.
- (6) 森・ほか2名, 機論, 40-332(昭49), 1073.
- (7) 赤川・ほか5名, 機論, 46-403, B(昭55), 492.
- (8) 赤川・ほか4名, 機論, 47-419, B(昭56), 1287.
- (9) 赤川・ほか5名, 機論, 48-428, B(昭57), 767.
- (10) 赤川・ほか3名, 機論, 48-428, B(昭57), 775.
- (11) 赤川・ほか3名, 機論, 48-428, B(昭57), 783.
- (12) Akagawa, K. ほか4名, *Proc. Multiphase Transport*, 1~5(1980), 1673, Hemisphere Pub. Corp.
- (13) Martin, C. S. ほか2名, *Int. Conf. on Pressure Surges*, C1(1976), 1.
- (14) Padmanabhan, M. and Martin, C. S., *Int. J. Multiphase Flow*, 4(1978), 81.
- (15) Akagawa, K. ほか2名, *Proc. Advances in Two-phase Flow and Heat Transfer*, (1983), 79.
- (16) Akagawa, K. ほか5名, *Proc. on Nucl. Reactor Thermal-Hydraulics*, (1983), 79.
- (17) 土井, ラプラス変換, (昭57), 5, マグロウヒル好学社.
- (18) Gaver, D. P., *Oper. Res.*, 14-3 (1966), 444.

討 論

〔質問〕 松 井 剛 一〔筑波大学構造工学系〕

気泡流は分散性媒質であることが, 例えば, Wijngaarden (付1)(付2)によって示されている。したがって, 弁閉鎖特性の違いは, 分散関係に応じて, 圧力波の異なった伝ば様相を与えることが推測される。この点についていかがお考えか。ご教示願いたい。

〔回答〕 本論文の弁閉鎖特性の影響については, 膨張波が上流タンクから戻ってこない時の弁閉鎖端 ($x=0$) における圧力応答 (図4) であり, 圧力波の軸方向伝ばに対してではない。この場合には, 気泡分布

の不均一性に関連した弁閉鎖方向の違いが初期の立ち上がり形状にむしろ関係してくるものと考えている。

また, 弁閉鎖特性の, 圧力波の伝ば様相に及ぼす影響については, 粘性や慣性の項とともに, 気泡の分散関係 (気泡径, 気泡間距離など) が圧力波の周波数の大小に対して関係し, 吸収率, 分散率が異なり圧力波の伝ば様相すなわち圧力波の減衰, 伝ば速度が異なってくると考えている。

(付1) Von Wijngaarden, L., *J. Fluid Mech.*, 4-8(1968)465.

(付2) Von Wijngaarden, L., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 4 (1972), 369.