

# 小径エアチューブまたは密閉型エアクッションサージチャンバーによる水圧鉄管路の減圧理論

鶴巻有一郎<sup>1</sup>・傳田 篤<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 正会員 工博 株式会社ナイスコーポレーション(〒101-0047 東京都千代田区内神田二丁目 12-6)  
E-mail : tsurumakiyuichiro@nifty.co.jp

<sup>2</sup> 正会員 清水建設株式会社 技術研究所(〒135-8530 東京都江東区越中島三丁目 4-17)  
E-mail : den@sit.shimz.co.jp

水撃波の伝播する水圧鉄管に小径の弾性体エアチューブを挿入すると水撃波を減圧することができることを見出した。本研究では、小径の弾性体エアチューブを圧力変動に応答する微小変動量とする扱いによって、圧力伝播波速項に含める理論展開を行い、さらに、この理論から水圧鉄管断面積におけるエア比に応じた最大水撃圧値を求め、その結果を一般図表に作成した。一方、密閉型エアクッションサージチャンバーのクッション項が大振幅であるとする扱いの解析および実験において、エア量を微小量にした場合でも減圧効果の大きいことから、今後、小径弾性体エアチューブの減圧作用の研究において、圧力伝播波速項とクッション項が相乗的に作用する範囲を明らかにする必要があることを提記した。

**Key Words:** pipeline, water hammer, closed air cushion surge chamber, damping of pressure, air tube

## 1. まえがき

水力発電所設計に当たり水圧管路の設計水圧の減少を簡便な構造で図ることが可能となれば、減圧装置規模の縮小、水圧鉄管の鋼重減、水車回転体の重量減を招き、コスト縮減に大きな効果を發揮することができる。

従来から、設計水圧の高圧水路部の範囲を最小限に限定するための構造物として、サージタンクまたは密閉型エアクッションサージチャンバー<sup>1)</sup>が単体で設けられている。しかし、それらの構造物の規模が大きいことから規模の縮小化の研究<sup>2),3),4)</sup>がなされている。

一般に設計水圧は、静水圧+水撃圧+サージング圧の和からなっており、本研究においてはこれら三現象の中から水撃圧に着目し、水撃圧を減圧する構造として、従来の構造には見られなかった“小径弾性体エアチューブを水圧鉄管路に挿入した新構造の減圧理論”について記す。さらに、本研究においては、密閉型エアクッションサージチャンバー規模の最小限界実験結果<sup>4)</sup>に基づく“クッション項を含むシミュレーションモデルの構築”と“挿入小径エアチューブによる圧力伝播速度の減速効果”等の研究を通じ、水路に挿入する小径エアチューブは、“圧力伝播波速の減速機構とクッション・反射機構の相乗効果を期待することが出来る簡便な構造である”と推察されることから、今後の実物実

験における課題を述べるものである。なお、空気泡を取り扱う既往の研究<sup>5),6)</sup>には、流水中に発生する水圧管系圧力脈動の抑制対策として、通水中の水圧管に空気泡を混入させ伝播速度の変化による共振性回避の研究がある。

## 2. 小径弾性体エアチューブを水圧鉄管路に挿入した減圧理論

### (1) 基本式の誘導

圧力管路内の流体の簡略化した運動方程式は

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -g \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

であり、式(1)の左辺項は

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial t} \left( 1 + v \frac{\partial t}{\partial x} \right) = \frac{\partial v}{\partial t} \left( 1 + \frac{v}{c} \right) \quad (2)$$

である。ここに、 $v$ : 管路内の流速、 $t$ : 時間、 $x$ : 距離、 $H$ : 圧力水頭、 $c$ : 圧力波の伝播速度(波速) =  $\partial t / \partial x$ 、 $c \gg v$ 、 $v/c \ll 0$ を考慮すると、式(1)は

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial H}{\partial t} \quad (3)$$

となる。一方、連続方程式は、

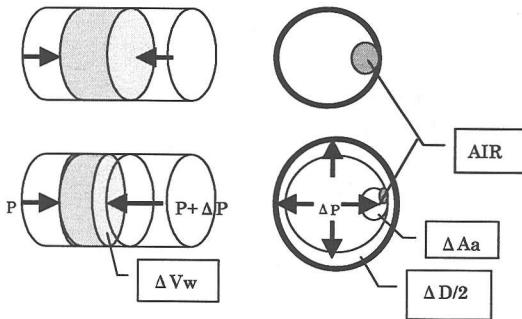


図-1 圧力増加に伴う流体・管径・エアチューブの変形  
(上図は圧力平衡状態、下図は圧力不均衡状態)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho Av) = 0 \quad (4)$$

であり、流体の密度 ( $\rho$ )、管路断面積 ( $A$ ) 等の変動量 ( $\Delta$ ) は圧力 ( $P$ ) の関数であることから

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -\left(1 + \frac{v}{c}\right)\left(\frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial P} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial P}\right) \frac{\partial P}{\partial t} \quad (5)$$

と变形され、 $c \gg v$  から

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -\left(\frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial P} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial P}\right) \frac{\partial P}{\partial t} \quad (6)$$

となる。以上の式は、管路内に小径の弾性体空気チューブ管を含まない通常の満水状態であるが、以下に、管径に比べ極小径の弾性体空気チューブ管を挿入した状況において、管内圧力 ( $P$ ) が  $\Delta P$  変化する状態を考察する。図-1の上図に圧力の平行状態を、下図に  $\Delta P$  の変動による状態を示す。これによる変化は、水塊の体積変化 ( $\Delta V_w$ )、管径の変化 ( $\Delta D$ )、さらに、空気塊の変化である。なお、ここでの空気塊 ( $V_a = A_a L$ ) の変形は、両端閉塞の短区間長 ( $L$ ) として長さ方向の変化を無視し、面積変化 ( $\Delta A_a$ ) として扱う。さらに、空気塊を包む弾性材は、式の簡単化のために無視する。

$\Delta P$  の変動による水塊の体積ひずみは、 $-\Delta V_w/V_w$  である。このため、水の体積弾性係数 ( $K = 200\,000 \text{ tf/m}^3$ ) は、

$$K = \Delta P / (-\Delta V_w/V_w) \quad (7)$$

である。また、容積  $V_w$  の質量 ( $M$ ) は

$$M = \rho V_w = \text{一定} = (\rho + \Delta \rho)(V_w + \Delta V_w) \quad (8)$$

であることから、

$$-\Delta V_w/V_w = \Delta \rho/\rho \quad (9)$$

を得る。このため、水の体積弾性係数 ( $K$ ) は、

$$K = \Delta P / (\Delta \rho/\rho) \quad (10)$$

であり、

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial P} = \frac{1}{K} \quad (11)$$

の関係が得られる。次に、 $\Delta P$  の変動に伴う管内の断面積変化 ( $\Delta A$ ) は、管径変化 ( $\Delta D$ ) とエア面積の変化 ( $\Delta A_a$ ) であり、

$$A + \Delta A = \left(\frac{D + \Delta D}{2}\right)^2 \pi + \Delta A_a \quad (12)$$

を展開することで

$$\Delta A/A = 2\Delta D/D + \Delta A_a/A \quad (13)$$

を得る。ここで  $\Delta A_a$  は、

$$PV_a^n = \text{一定} = (P + \Delta P)(V_a - \Delta V_a)^n \quad (14)$$

の断熱方程式を  $\Delta V_a/V_a$  を微小な変動値として扱い、かつ、 $V_a = LA_a$  との関係から

$$\Delta A_a = \frac{A_a}{Pn} \Delta P \quad (15)$$

と变形する。このため、 $\Delta A/A$  は

$$\Delta A/A = 2\Delta D/D + (A_a/A) \Delta P/(Pn) \quad (16)$$

$$\frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial P} = \frac{2}{D} \frac{\partial D}{\partial P} + \frac{A_a}{APn} \quad (17)$$

である。ここに、 $n$  は比熱比 ( $n = 1.4$ )、 $P$  は絶対圧力であり、その水頭値は  $H + 10.3$  (m) である。さらに、鉄管径 ( $D$ )、薄肉鉄管厚さ ( $\delta$ )、鉄管の弾性係数 ( $E = 21\,000\,000 \text{ tf/m}^2$ ) と圧力 ( $P$ ) の関係は

$$\frac{\partial D}{\partial P} = D^2/(2\delta E) \quad (18)$$

であるから、

$$\frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial P} = \frac{D}{\delta E} + \frac{A_a}{APn} \quad (19)$$

の関係が得られる。式(11)と式(19)を式(6)の連続方程式に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial x} &= -\left(\frac{1}{K} + \frac{D}{\delta E} + \frac{A_a}{APn}\right) \frac{\partial P}{\partial t} \\ &= -\rho g \left(\frac{1}{K} + \frac{D}{\delta E} + \frac{A_a}{APn}\right) \frac{\partial H}{\partial t} \end{aligned} \quad (20)$$

となる。すなわち、管路内に小径のエアチューブ管を挿入した場合、式(20)右辺項カッコ内の第三項  $A_a/(APn)$  が周知の式<sup>5)</sup> (エアチューブ管の存在しない状態) に加わる。このため、式(3)の運動方程式と式(20)の連続方程式から

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} &= c^2 \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= c^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

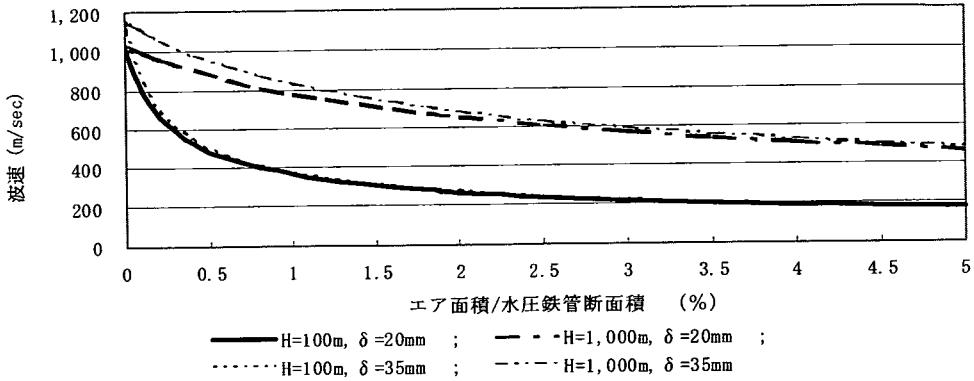


図-2 エア面積比と波速の関係

の波動方程式が得られる。ここに、波速 ( $c$ ) は

$$c = \frac{1}{\left[ \frac{w}{g} \left( \frac{1}{K} + \frac{D}{\delta E} + \frac{A_a}{APn} \right) \right]^{1/2}} \quad (22)$$

である。以上が管路内に小径のエアチューブ管を挿入した場合（ただし、チューブ材を無視）の水撃波の基本方程式である。なお、 $w$ ：水の単位体積当たりの重量、 $g$ ：重力の加速度である。

### (2) 極小径弾性体エアチューブ管を挿入した場合の水圧鉄管路の波速

式(22)による波速のオーダーと、その特性の概念を、次の計算例から記す。静水頭  $H = 100$  m と既設水力発電所の最高落差クラスの  $H = 1000$  m における圧力鉄管路にエア管断面積比 ( $A_a/A$ ) 0~5%を挿入した状態の波速を算出すると図-2 の如く求められる。なお、鉄管径  $D = 1.8$  m とし、鉄管厚さに  $\delta = 20$  mm と 35 mm の場合である。

エアチューブを挿入しない通常の状態 ( $A_a/A = 0$ ) における波速 ( $c$ ) は、 $c = 1147 \sim 1027$  m/sec であるが、 $A_a/A = 0.006$  における波速は、 $H = 100$  m のとき  $c = 451 \sim 460$  m/sec、 $H = 1000$  m のとき  $c = 851 \sim 916$  m/sec と減速する。また、 $A_a/A = 0.01$  へとエア面積比を増すと、波速は  $H = 100$  m のとき  $c = 364 \sim 368$  m/sec、 $H = 1000$  m のとき  $c = 774 \sim 822$  m/sec とさらに減速する。減速への影響は、鉄管厚さの変化に比べ、エア面積比の影響が大きく、かつ、静水圧に影響を受ける。

波速 ( $c$ ) と水撃圧の最大値の関係を明確に示した解は、閉鎖弁の閉鎖所要時間 ( $\tau$ ) が反射面間の水撃波の伝播周期 ( $T = 2L/c$ ) より短時間で急閉鎖 ( $\tau/T < 1$ ) する特殊な場合の Joukowsky の公式<sup>7)</sup>により知られる。すなわち

$$\Delta H = \frac{c}{g} \Delta v \quad (23)$$

であり、水撃圧は波速 ( $c$ ) に比例するため、小径エアチューブ挿入による  $c$  の減少は、減圧作用に影響することがわかる。ここに、 $\Delta v$  は、閉鎖部の単位時間当たりの流速変化である。しかし、実際の水力発電所においては、閉鎖弁の閉鎖所要時間が反射面間の水撃波の伝播周期より短時間で急閉鎖することは稀であり、幾分長い緩閉鎖 ( $\tau/T > 1$ ) であることから水撃圧の最大値は、 $c$  に一次比例することはない。このため、小径エアチューブ挿入における緩閉鎖時の水撃圧について次節に述べる。なお、基本式の誘導にあたり  $c \gg v$  として式の簡略化を図ったが、エア面積比  $A_a/A = 0.05$ 、かつ、 $H = 100$  m の場合の波速は  $c = 172$  m/sec、 $H = 1000$  m のとき  $c = 469 \sim 479$  m/sec であるのに比べ、実用上の流速 ( $v$ ) の最速は、高々 8 m/sec 程度であるため式の簡略化は許容される。

### (3) 極小径弾性体エアチューブ挿入による波速減少を考慮した水撃圧の演算結果

式(21)と式(22)に基づく水撃圧を特性曲線法<sup>9)</sup>にて求め、Allievi の定数を用いて無次元化して表したのが図-3 である。図中のパラメーターのケース “CS”，“ES” 曲線は、小径エアチューブを挿入しない通常の状態であるが、他のケースは、水路全長にわたって、極小径エアチューブを挿入し、エア面積比を徐々に増した状態である。

図-3 は、3 軸で示されている。上部縦軸は最大水撃圧比 ( $h_{max} = \text{圧力水頭}/\text{静水頭} = H_{max}/H_0$ ) の静水頭からの上昇分 ( $h_{max} - 1$ ) を、横軸にガイドペーンの閉塞時間 ( $\tau$ ) と水路長間の波速の伝播周期 ( $T = 2L/c$ ) の比 ( $\tau/T$ ) を取り、下部縦軸に Allievi の定数 ( $\rho = cQ_0/2gfH_0$ ;  $f$  は流水断面積) を取っている。

演算に当たり想定したモデル値は、 $H_0$  (総落差) = 400 m と 200 m;  $L$  (水路全長) = 800 m;  $D = 1.8$  m;  $Q_0$  (初期流量) = 10 m<sup>3</sup>/s;  $\tau = 2 \sim 7$  sec;  $A_a/A = 0$  と 0.001 ~ 0.3;

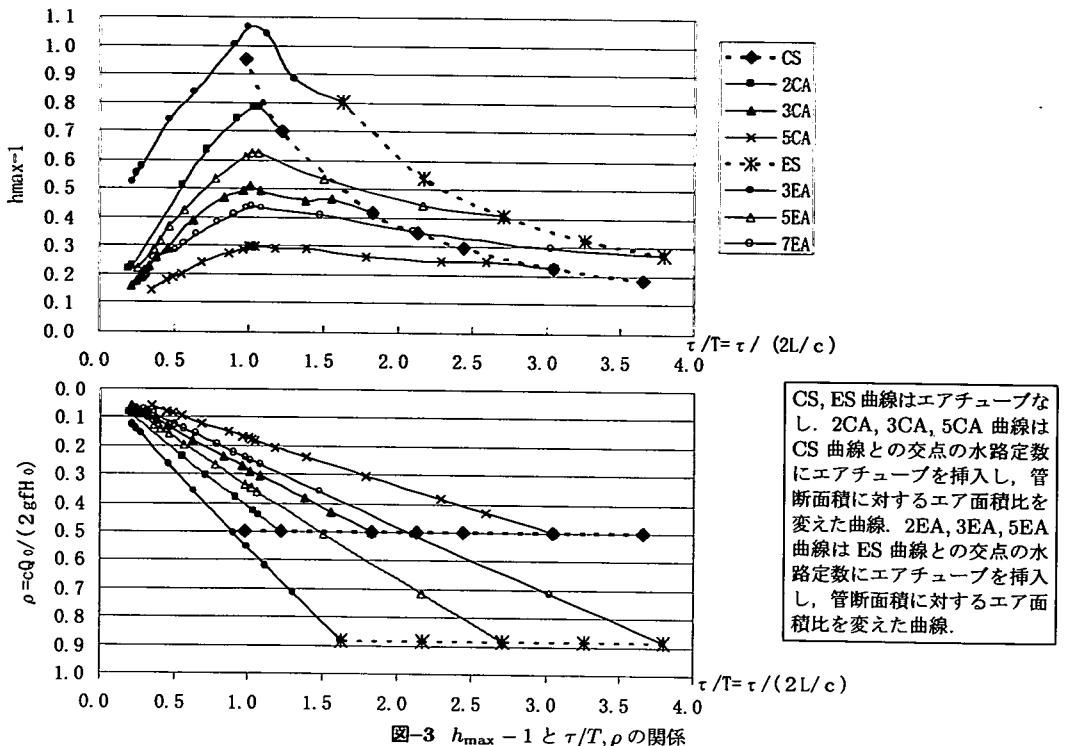


図-3  $h_{\max} - 1$  と  $\tau/T, \rho$  の関係

$\delta = 6 \sim 38 \text{ mm}$  (鋼板 SM50, 許容引張応力  $1750 \text{ kg/cm}^2$  使用, 薄肉管扱い) である。なお、図-3 は、無次元表示であり、パラメーターの計算条件を特に必要とするものではないが、わかりやすさのために以下に示す。パラメーター記号に付した “C” は  $H_0 = 400 \text{ m}$  を, “E” は  $H_0 = 200 \text{ m}$  を, “A” はエアありを, “数字” は閉塞時間 (sec) を表す。“CS”的閉塞時間は 6, 5, 4, 3.5, 3, 2, 1.6 sec を与え, “ES”的閉塞時間は 7, 6, 5, 4, 3 sec の場合である。 $A_a/A$  は、ケースごとに異なる。“2CA” 曲線では,  $A_a/A = 0.0$  (“CS” 曲線上) との交点の  $\tau/T, \rho$  に関する水路定数 ( $H_0, L, D, Q_0, \tau, \delta$ ) を定数とし,  $A_a/A = 0.0008, 0.001, 0.002, 0.005, 0.01, 0.08, 0.1$  を与えた演算結果 ( $h_{\max} - 1$ ) をプロットしている。同様に “3CA” 曲線では  $A_a/A = 0.0$  の “CS” 曲線の交点の水路定数に対し  $A_a/A = 0.001, 0.002, 0.005, 0.006, 0.007, 0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 0.1, 0.12, 0.15, 0.2$  を, “5CA” 曲線では  $A_a/A = 0.0$  の “CS” 曲線の交点の水路定数に対し  $A_a/A = 0.001, 0.002, 0.005, 0.01, 0.015, 0.02, 0.021, 0.022, 0.024, 0.03, 0.05, 0.08, 0.1, 0.12, 0.2$  を, “3EA” 曲線では  $A_a/A = 0.0$  の “ES” 曲線の交点の水路定数に対し  $A_a/A = 0.001, 0.002, 0.003, 0.004, 0.01, 0.02, 0.06, 0.08, 0.1$  を, “5EA” 曲線では  $A_a/A = 0.0$  の “ES” 曲線の交点の水路定数に対し  $A_a/A = 0.001, 0.004, 0.01, 0.011, 0.012, 0.02, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 0.1, 0.2$  を, “7EA” 曲線では  $A_a/A = 0.0$  の “ES” 曲線の交点の

水路定数に対し  $A_a/A = 0.001, 0.004, 0.01, 0.02, 0.023, 0.025, 0.03, 0.04, 0.06, 0.08, 0.1, 0.2, 0.25, 0.3$  を与えた場合の演算結果 ( $h_{\max} - 1$ ) である。

演算値の一例を “2CA” 曲線について示すと次のようである。まず、エアチューブを挿入していない従来水路における規模から算出される値は  $\rho = 0.5008, \tau/T = 1.2192$  であり、この場合（これは “CS” 曲線上の値）の圧力上昇分は、 $h_{\max} - 1 = 0.6998$  である。この水路規模に  $A_a/A$  値を変化させることで波速  $c$  を変え、 $\rho, \tau/T$  が変化する。 $A_a/A$  値を  $0.0008, 0.001, 0.002, 0.005, 0.01, 0.08, 0.1$  とすると  $\rho$  は、 $0.4429, 0.4314, 0.3855, 0.3050, 0.24, 0.095, 0.086$  となる。 $\tau/T$  は、 $1.0651, 1.035, 0.9159, 0.7135, 0.5550, 0.2173, 0.195$  であり、これに対する  $h_{\max} - 1$  は、 $0.7859, 0.7844, 0.7428, 0.637, 0.511, 0.225, 0.220$  と演算され、この値が作図されている。これらからエアチューブありの減圧効果の範囲は、エアチューブなしの  $h_{\max} - 1 = 0.6998$  より低下している範囲であって、図から  $\tau/T$  が約 0.8 以下の範囲と読み取れる。 $\tau/T = 0.2173$  の場合（ここでは  $A_a/A = 0.08$  に当たる場合）、 $h_{\max} - 1 = 0.225$  であるからエアチューブなしの水撃圧の 32% とすることができる。

すなわち、図-3 の  $h_{\max} - 1$  軸と  $\tau/T$  軸の面を見ると、“CS, ES” 曲線上の交点の水路定数にエア面積比を徐々に増すと、 $h_{\max} - 1$  値が  $\tau/T = 1$  になるまで一

端上昇するが、再び、 $\tau/T < 1$  の範囲で減少し、“CS, ES”曲線上の出発点より、低下する。この低下分が、エアチューブ挿入による水撃圧の減少値である。

エアチューブ挿入による水撃圧の減少高は、“CS, ES”曲線上の $\tau/T$ 値が1に近く、かつ、 $h_{\max} - 1$ 値が高い点から出発するほど大きい減圧となっている。

また、エアチューブ内部の空気塊は、水路全長にわたって一体連続の扱いではなく、落差を8等分に分割した扱いのため、静水圧が異なり、各区間の波速( $c_i$ )も異なる。このため、図-3の作成に当たっての、周期( $T$ )、波速( $c$ )は

$$T = (2L_1/c_1 + 2L_2/c_2 + \dots + 2L_8/c_8) \quad (24)$$

$$c = (L_1c_1 + \dots + L_8c_8)/(L_1 + \dots + L_8) \quad (25)$$

とした。ここに、 $L_i, c_i$ は分割水路長、区間内波速である。

設計時における図-3の使用方法は、次のようにする。まず、水路の $H_0, L, D, Q_0, \tau, \delta$ から $\tau/T, \rho$ を求め、 $A_a/A = 0.0$ の場合の $(h_{\max} - 1)$ 値を“CS”, “ES”曲線から内挿する。さらに、 $A_a/A$ 値を増した場合の $(h_{\max} - 1)$ 値の変化曲線を他の $A_a/A$ 値を有する曲線から内挿作図し、望む $(h_{\max} - 1)$ 値を定め、これに対する $\tau/T, \rho$ を読み取る。この読み取り値は、 $A_a/A = 0.0$ の場合の $\tau/T, \rho$ と異なり、その相違から $A_a/A$ 値を算出する。

### 3. 密閉型エアクッションチャンバー規模縮小限界と水撃圧減圧作用

定常運転中の水路系の振動に対する安定性を図るには、Thomaによる $HQ = \text{一定}$ の理論から誘導される必要最小限水槽規模理論があり、設計時の検討要素の一つになっている。しかしながら、筆者は1988年<sup>2)</sup>、水車の調速機構、回転体の慣性機構を導入した理論展開により Thoma の安定限界水槽規模よりも縮小範囲にサージタンクの安定領域の存在を見出した。

また、1992年<sup>3)</sup>、筆者は密閉型エアクッションチャンバー水路系の振動安定の研究においても同様の考えに基づき従来規模の縮小が図れることを示した。

さらに、水槽規模の縮小による水撃圧の吸収性悪化を調べるために、1996年<sup>4)</sup>、負荷遮断時の水撃圧を吸収できる密閉型エアクッションチャンバーの限界縮小規模を見出すためのモデル実験を行った。その結果、エアクッションチャンバー水面の弾性率から無次元規模定数( $V_0/[(P_0/W)A]$ )を導き、水撃圧の減衰率( $\phi$ )との関係図-9を得るとともに、既設11地点の密閉型

エアクッションチャンバー(ノルウェー10地点、USA 1地点)の無次元規模定数は、0.29から1.76の範囲に存在するが、モデル実験では0.005(この値は、既設構造規模の約1/30~1/352である)であっても充分に水撃圧を減衰できることを示した。

この1996年の研究では、0.005以下への水槽規模縮小の可能性を残しながらも、モデル実験装置の精度上、さらなるその限界点まで追究するに至らなかった。

ここに、 $V_0$ : エアクッションチャンバーの空気量、 $P_0$ : 絶対圧力、 $W$ : 水の単位体積重量、 $A$ : エアクッションチャンバーへの連結管断面積である。

本研究においては、1996年のモデル実験値を数値シミュレーションで再現し、水槽規模縮小のさらなる可能性、理論計算値とモデル計測値の相違点、さらに、極小エアチューブ挿入時の減圧相乗効果等の新しい知見を得たので以下に記す。

#### (1) 1996年のモデル実験の要約

モデル実験装置<sup>4)</sup>の概念図・諸元を図-4、表-1に示す。実験水路は、鉄管径80.7mm、管路長183.77mであって、密閉型エアクッションチャンバーを管路長の中間位置、または管路終端に配置し得る装置である。また管路始点に電磁バルブ付直径3mmのノズルを備え、バルブ下部の27.6mm径鉛直パイプに圧縮空気を約10cm程度の厚さに貯留し得る装置である。密閉型エアクッションチャンバー径は、159.2, 210.3, 306.5mmの3種類を備え、空気貯留量、空気内圧等の初期値調整を可能とするものである。

圧力計測は、水撃波の発生地点(チャンネル番号CH0, CH1)から水路終端地点(チャンネル番号CH5)までの管路長間を、約45m間隔に動圧センサーで計測し、かつ、密閉型エアクッションチャンバー基部の圧力(CH6)も計測する。また、密閉型エアクッションチャンバー内のエア厚さの変動は、超音波水位計で計測した。

水撃波の発生メカニズムは、以下のようである。まず、電磁バルブを開放することでノズルから圧縮空気を噴出し、バルブ下部の水面を押し上げる。水面がノズルに達し、噴出状態がエアから水に変換すると噴出量が急減するため流速変化を起こし水撃波を発生する。

図-5および図-6に水撃波の2.4sec間にわたる伝播状態の実測値と計算値を示す。図-5は、密閉型エアクッションチャンバーを水路長の終端に設置した場合であり、図-6は水路長の中間地点に移動設置した場合である。図-5の波形は、水撃波の発生点基部(CH1)、水路中間点(CH3)、水路長の3/4地点(CH4)、チャンバー基部(CH5)等の水撃波である。図-6の波形は、水撃波の発生点基部(CH1)、水路長の1/4地点(CH2)、

表-1 実験水路設備諸元

	ノズル	水撃波発生部	CH0	CH1	CH2	CH3	CH4	CH5	CH6	CH7	エアチャンバー(3種類)		
			動圧力センサー・チャンネル番号と管路規模							超音波水位計			
水圧管内径(m)	0.003	0.027	0.027				0.0807				0.159	0.210	0.306
区間長(m)			0.2 <sup>*1</sup>	1.54 <sup>*2</sup>	44.99	45.93	44.37	45.24			0.2	中間設置水平 1.5 ; 終端設置水平 2.17 ; 鉛直 1.45	
基準面からの高さ(m)	2.011	2.011	1.811	0.271	0.132	0.695	0.132	1.027	1.8	2		天端面 2.000	

注 \*1: 発生部天端から CH0 間の距離, \*2 : CH0~CH1

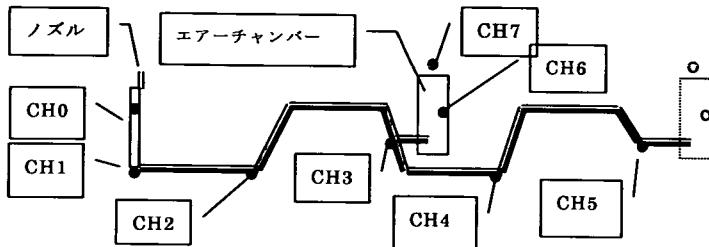


図-4 水撃圧とエアチャンバー実験水路設備概念図

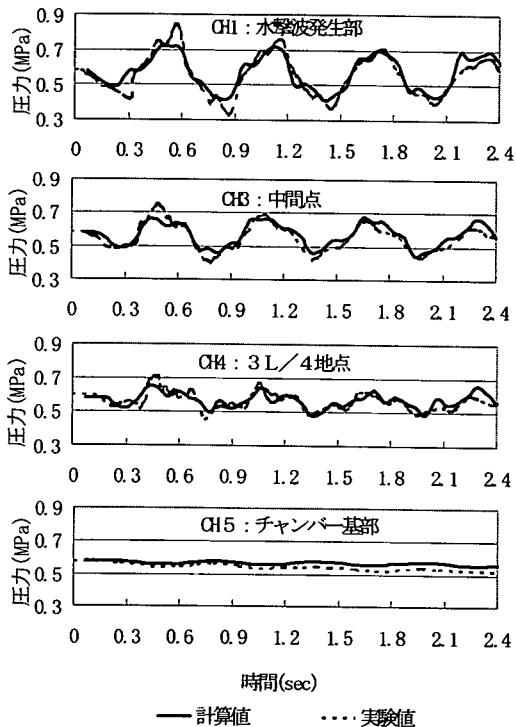


図-5 エアチャンバー位置端部設置  
圧力変動実測値と計算値；チャンバー径 0.21 m

水路中間点 (CH3 : チャンバー基部), 水路長終端閉塞部 (CH5) 等の水撃波である。

図-5 および図-6 の条件は, チャンバー径 0.2103 m, それぞれのチャンバーの初期圧, 初期空気厚さを, 図-5 の場合, 0.5789 MPa (=5.903 kg/cm<sup>2</sup>), 163 mm であり, 図-6 の場合, 0.5889 MPa (=6.005 kg/cm<sup>2</sup>), 166 mm

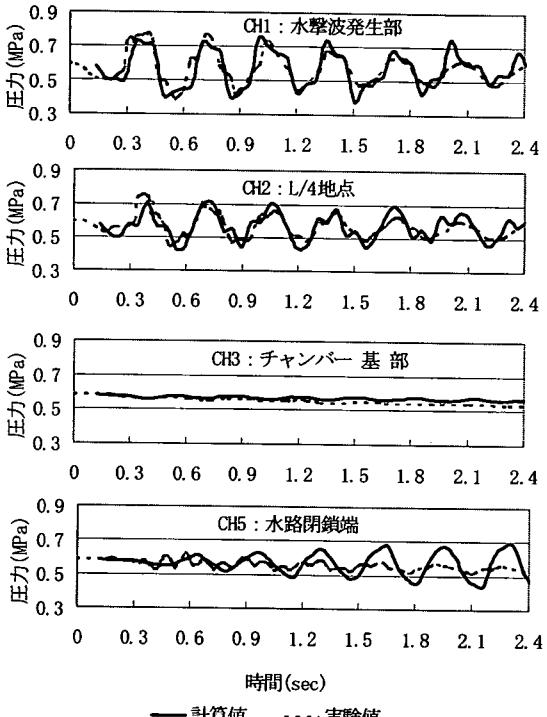


図-6 エアチャンバー位置水路中間設置  
圧力変動実測値と計算値；チャンバー径 0.21 m

である。

発生水撃圧の実測値(破線)は, 図-5 が 0.8550 MPa (=8.719 kg/cm<sup>2</sup>) であり, 図-6 が 0.7762 MPa (=7.916 kg/cm<sup>2</sup>) である。チャンバー基部での圧力はいずれも減衰している。しかし, 図-6 のチャンバーを水路長の中間点に設置した場合の水路終端部においては, 振幅

は小さいものの振動が残っている。

実験<sup>4)</sup>は、エアチャンバー径を3種、エアチャンバー初期圧力に0.4~0.69 MPa、エアチャンバー内のエア厚さを15~30 cmに変化させた多数のケースについてを行い、

$$\text{減衰率 } (\Phi) = \frac{\text{エアチャンバー基部圧力上昇値}}{\text{発生圧力上昇値}}$$

と無次元規模定数 ( $V_0/[(P_0/W)A]$ ) の関係として図-9を得た。

## (2) 数値シミュレーションによる実験値の再現とエアチューブ挿入効果

クッショング作用の大きなエアチャンバー部の連続方程式は以下のとおりである。

図-7のM点における流量の連続は

$$q_1 - q_2 = q_3 \quad (26)$$

チャンバー水面における連続は

$$dZ/dt = (Q_0/As)q_3 \quad (27)$$

圧縮空気塊は断熱方程式(14)から

$$(H_a - Z + \gamma)\{As(Z_u - Z)\}^n = \text{一定} \quad (28)$$

を扱う。M点からL点間の波動方程式は

$$h + 2\rho_1 q_1 = f_1 \quad (29)$$

M点からR点間の波動方程式は

$$h - 2\rho_2 q_2 = f_2 \quad (30)$$

である。ここに  $H_a$ : チャンバー内圧水頭値;  $\gamma$ : 大気圧の水頭値 (=10.3 m);  $q = Q/Q_0$ ; 添え字1はM点のL側、添え字2はM点のR側、添え字3はM点のチャンバー側;  $Q_0$ : 基準流量;  $Q$ : 地点流量;  $n$ : 比熱比;  $h = H_a/H_0$ ;  $H_0$ : 基準落差;  $\rho_1 = C_L Q_0 / (2g A_L H_0)$ ;  $\rho_2 = C_R Q_0 / (2g A_R H_0)$ ;  $C$ : ML点間の波速;  $A_L$ : ML点間の管路断面積; 添え字RはMR点間を表す;

$$f_1 = h_{L,t-1} + 2\rho_1 q_{1,t-1} \quad (31)$$

$$f_2 = h_{R,t-1} - 2\rho_2 q_{2,t-1} \quad (32)$$

; 添え字  $t-1$  はL点またはR点からM点まで波速が伝播する所要時間前の値である。

また、圧縮空気の噴出量の算出には一般的な式<sup>8)</sup>を用い、ノズル部の縮流係数に0.5を、ノズル開放所要時間を0.05 secに設定した。

図-5および図-6の実測の再現シミュレーション波

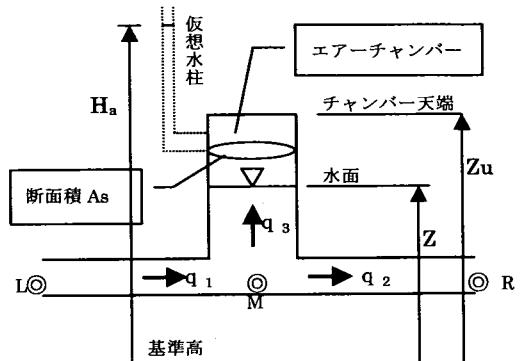


図-7 密閉型エアクッションサージチャンバーの模式図  
と諸元記号

形を同図に実測値と共に併記した。計算における図-6の水路終端部(CH5)の計算曲線(実線)は、振動の増幅・発散性が認められる。これは、水路の損失水頭項を無視しており、エアチャンバー中間点設置による共振周期の影響が顕著に表れていると考えられる。なお、図-5および図-6の計算における波速と波形の始点時刻を、調整したもので記した。すなわち、実験装置の管厚3 mmに対する計算波速(式(22)の  $A_a/(APn)$  の項を削除した式<sup>7)</sup>)は、1249 m/secであり、この場合の計算値と実測波形の周期のずれは図-8(エアチャンバーを水路終端に設置、チャンバー径0.2103 m)の如くである。

図-5および図-6の実測波速は、ほぼ1138 m/sec, 1052 m/secである。このような不一致性は、一般的に見られる。筆者が過去に設計および実測試験を行なった十数例の水力発電所の実測水撃波形記録と計算波形を比較した経験では、全例とも第1波目のピーク圧力値は、ほぼ一致している。しかし、第1波目以降は、周期、振幅とともに、それを生じている。その理由の研究文献は見当たらないが、筆者は次のように考える。計算波形の圧力伝播波速は、鋼材質・厚み・管径を均一性、2次元伝播とした扱いに対し、実測波形には、施工状態の鋼材質・厚み・管径はもとより、管のジョイント・補強材・水路固定方法、3次元伝播、その他が総合的に関与した結果であると考える。また、計算水路長分割区間内ごとの伝播周期に相違が生じている場合の計算上の精度は、計算時間間隔の設定にある。ここでは、各区間の周期の最大公約数をほぼ満足する計算時間間隔に設定しており問題はない。

一般に、理論波速と実現象の波速が異なることはあり得ることであり、両値に大きな差がなければ、実現象に則した波速を使用した扱いが、本研究においては、妥当と考え実測波速を生じる钢管板厚の1.5 mmおよび1 mmを使用した。

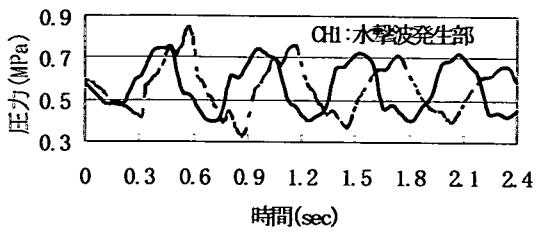


図-8 エアチャンバー位置端部設置圧力変動実測値と計算値(管厚さ3mm; チャンバー径0.21m)

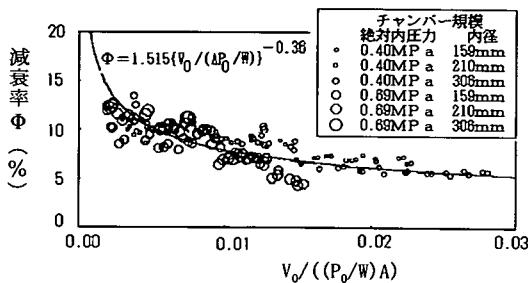


図-9 密閉型エアチャンバー規模と水撃圧減衰率の関係

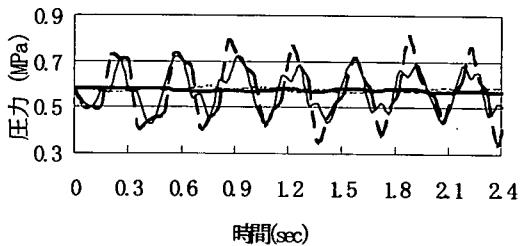


図-10 エアチャンバーを水路中間点に設置、かつ、エアチューブ( $A_a/A = 0.01$ )を水路端部に設置の波形

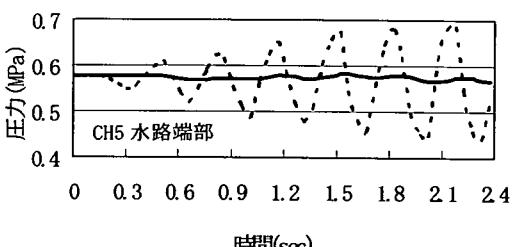


図-11 エアチューブによる共振性抑圧作用(図-10と図-6の比較)

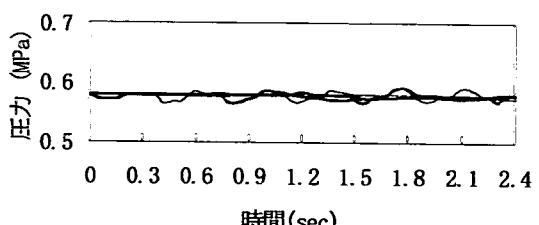


図-12 エアチャバーを中間点に設置、かつ、エアチューブ( $A_a/A = 0.01$ )を水路端部および水撃波発生部に設置

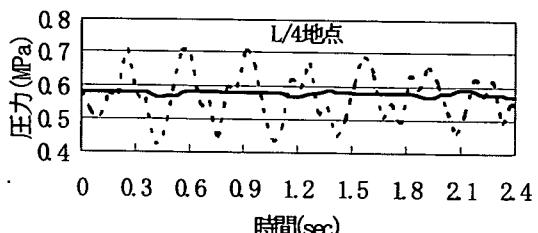


図-13 エアチューブによる減圧作用(図-12と図-6の比較)

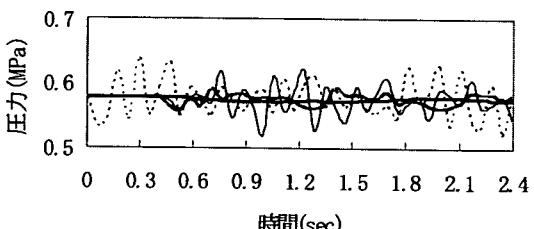


図-14 エアチャンバーを水路端部に設置、かつ、エアチューブ( $A_a/A = 0.01$ )を $L/4$ から $2L/4$ に設置

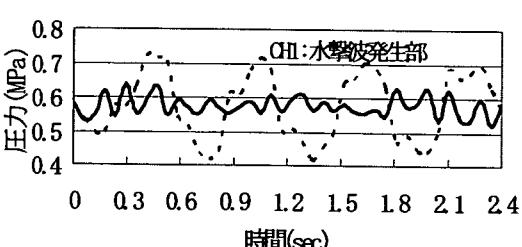


図-15 エアチューブによる水撃圧発生地点の減圧作用(図-14と図-5の比較)

一方、第1波目のピーク圧発生時点の実測と計算値には、0.07 sec, 0.14 sec の差が認められる。これには、空気噴出状態のメカニズムを改良したシステムにする必要がある。ノズル直下の初期空気厚さの計測・確認、ノズルの縮流係数、ノズル直下空気厚さの変動計測、ノズル取付け部形状の改良がある。しかし、ピーク圧力値の実測と計算値は、比較的良好な一致であり、発生時点の影響は少ないと考え、図-5および図-6の計算波形全体を 0.07 sec および 0.14 sec 遅らせ、図示している。

以上の調整を行なっているが、振幅の一致性は良好な状態であり、シミュレーション値の妥当性に問題はないと考える。

以上の計算システムを使用して、極小径エアチューブを図-6 の条件水路（チャンバーを水路中間点に設置、チャンバー径 0.2103 m）に挿入した場合について演算した結果が、図-10 および図-12 である。

エアチューブの規模は、鉄管内径断面積の 1% ( $A_a/A = 0.01$ ) である。チューブを配置した区間は、図-10 の場合、水路長の 3/4 から終端間に、図-12 は水撃圧発生部の始点から水路長の 1/4 までと、3/4 から終端までの 2 区間である。

図-11 に図-10 の水路終端部 (CH5) の計算圧力変動と図-6 の同一点の計算圧力変動を比較図示している。この図から、図-10においては、図-6 の水路終端部の共振性が全く認められず極小径エアチューブの振動減衰への良好な効果が認められる。

また、図-13 に図-12 の水路長 1/4 点 (CH2) の計算圧力変動と図-6 の同一点の計算圧力変動を比較図示している。この図から、図-12 は、振幅が減少し極小径エアチューブの減圧作用効果がより一層明瞭である。なお、エアチューブ挿入部分の伝播波速は 123 m/sec であって、他の区間の約 1/10 である。

また、図-14 は、図-5 の条件水路（チャンバーを水路終端に設置、チャンバー径 0.2103 m）の水路長の 1/4 から 2/4 間までにエアチューブ ( $A_a/A = 0.01$ ) を挿入した場合である。この場合の比較として、図-15 に図-14 の水撃圧発生部 (CH1) の計算圧力変動と図-5 の同一点の計算圧力変動を比較図示している。この図から、エアチューブの挿入により水撃圧の発生が抑えられていることが明瞭である。

#### 4. エアによる減圧作用のまとめ

本研究により、水圧管路に極小径弾性体エアチューブを挿入することで水撃圧の上昇を抑制できる理論根

拠を示した。式の展開に当たり、クッショニ性を大とする扱いと微小変動項とする扱いの 2 要素を明確にした。また、減圧装置の規模と効果を一般的汎用性の下に使用できる無次元値図、図-3 および図-9 を示した。

すなわち、理論解析上での減圧作用項には、圧縮空気塊の大きなクッショニ性を表す式(28)の断熱方程式を直接扱う密閉型エアチャンバーと微小振幅の扱いから伝播波速式(22)への誘導がある。

シミュレーションに当たり密閉型エアチャンバー設置地点の圧力は、式(28)から式(30)を、さらに、まとめた式へ展開した同時解法の結果を扱っているが、現象のメカニズムを一般的な概念として以下に述べれば、次のようにある。まず、式(28)を採用することは、密閉型エアチャンバー設置地点の圧力を空気塊の内圧力とバランスさせる扱いである。

式(28)は、

$$(内圧力) \cdot (\text{空気塊への比熱比の累乗}) = \text{一定}$$

$$= (\text{初期圧力}) \cdot (\text{初期空気塊への比熱比の累乗})$$

の式であり、これは、

$$(内圧力) = \text{一定} / (\text{空気塊への比熱比の累乗})$$

である。すなわち、水撃波（式(29), 式(30)）に起因する流量変化（式(26)）による空気塊の体積変化率は、内圧力の決定に関与する。この空気塊の体積変化率が少なくなるほど大きな初期空気塊を有すると、上式から内圧変化は、抑えられることは明らかである。

一方、式(22)は、地点の圧力を空気塊の内圧力が支配するほどの空気塊の大きさではなく、微少な管断面積変化による伝播波速項に関与する取扱いである。

以上のことから、密閉型エアクッションチャンバーの空気塊を極端に縮小した場合の現象を考察すると、式(28)の扱いは式(22)の現象に接近した状態、に変化すると考えられる。一方、極小径エアチューブの空気量を増せば、式(22)の扱いは式(28)の現象に接近しよう。

本研究の理論解析においては、その変化点を明確にするまでは至っていない。しかしながら、密閉型エアクッションサージチャンバー規模の縮小限界の研究において、無次元規模定数 ( $V_0 / [(P_0/W)A]$ ) = 0.005 に縮小しても圧力減衰率 ( $\Phi$ ) を有することから、実現象における小径弾性体エアチューブの減圧作用には、式(22)と式(28)の 2 要素が互いに作用し減圧の相乗効果を発揮し、かつ、式(28)の圧縮空気塊体積変化量を微少に押さえる範囲が存在すると推察される。今後、これらの点を明確にする実証試験研究を行なうことによって、小径弾性体エアチューブを備える新設圧力鉄

管路の場合、鋼重減とサージタンク削除等の建設コスト縮減への道が開かれよう。さらに、既設水路に小径弾性体エアチューブを取り付ければ、水撃圧を減少することで鉄管厚に余裕を生じ、鉄管の腐食・磨耗による水圧鉄管取替え時期の延長を招く経済効果が期待される。

#### 参考文献

- 1) 鶴巻有一郎：密閉型エアクッションサージチャンバーを用いた水力技術の最近の傾向、電力土木、No.235, pp.92-100, Nov.1991.
- 2) 鶴巻有一郎：水力発電所圧力水路系圧力変動の安定性と応答性に関する研究、土木学会論文集、第 423 号／II-14, pp.43-52, 1990 年 11 月。(1988 年中央大学学位論文の要約版)
- 3) 鶴巻有一郎：密閉型エアクッションサージチャンバーの安定性、土木学会論文集、第 456 号／II-21, pp.29-36, 1992 年 11 月。
- 4) Tsurumaki, Y., Shigemitsu, S., Itakura, M. : Reflectivity of waterhammer in closed air-cushion surge chambers, Conference papers of Modelling, Testing & Monitoring for Hydro Powerplants, HYDROPOWER & DAMS, IHA, IAHR, UNESCO, LAUSANNE SWITZERLAND, pp.31-39, July 1996.
- 5) 秋元徳三：水撃作用と圧力脈動、日本工業新聞社, pp.273-277, pp.88-86, 1972.
- 6) 小堀 威、横山 重吉、宮代 裕：導水管内の圧力波の伝わり速度について、日立評論、第 37 卷、第 10 号、1955.
- 7) 例えば、石原藤次郎、本間 仁編：応用水力学 中 I, 丸善(株), pp.174-179, 1960.
- 8) 例えば、椿 東一郎、荒木正夫：水理学演習 上巻、森北出版(株), pp.78-82, 1978.
- 9) 張 師華、林 泰造、鶴巻有一郎：水車ガイドペーン開度の腰折れ閉鎖時の水撃圧と水車回転数上昇、土木学会論文集、第 447 号／II-19, pp.55-64, 1992 年 5 月。

(2002.2.18 受付)

## THEORY OF PRESSURE PIPELINES WITH SMALLER ELASTIC AIR TUBES OR A CLOSED AIR CUSHION SURGE CHAMBER

Yuichiro TSURUMAKI and Atsushi DENDA

This paper provides a theory that pressure rising due to water hammer can be damped if smaller elastic air tubes are put in a pressure pipeline where water-hammer-associated waves propagate. In theoretical development, taken as a variable with small fluctuations responding to pressure fluctuations, the behavior of the tube is included in a term "the velocity of pressure waves". According to an air ratio in the sectional area of the pipeline, a maximum value of water-hammer pressure is obtained from this theory. The results are summarized in a general-purpose chart. And, in the analyses and experiments conducted on the condition that a term "the behavior of cushion in a closed air cushion surge chamber" is considered to have large amplitudes, it is found pressure can be damped enough even with a smaller amount of air. For future study on the damping of pressure associated with the tube, this paper proposes the necessity to determine the range in which a term "pressure wave velocity" and a term "cushion behavior" function synergistically.