冷却空洞が発生した密封管の急開封時の水撃*

中 川 順 達*¹, 竹 中 俊 夫*²

Waterhammer in Quick Opening a Closed Pipe with a Cooling Cavity

Masamichi NAKAGAWA and Toshio TAKENAKA

Since the closed pipe under generation of the cooling cavity holds the low pressure near the saturation vapor pressure, quickly opening of the valve at an end of the pipe in that condition, the cavity is collapsed by the impressed atmospheric pressure, and an intense waterhammer occurs. The above phenomenon is modeled by the rigid column theory. The theoretical expression is derived to give the maximum pressure rise using the volumetric fraction of the cavity, the impressed pressure difference, the density and the sonic velocity of the liquid in the pipe. The estimated curve is compared with the experimental data. A weak buffer effect of the air in the cavity is shown quantitatively by the experiment. Because of the air containment, the cavity does not completely disappear and some bubbles of air remain after the collapse.

Key Words: Fluid Transients, Waterhammer, Cavity Collapse, Rigid Column Theory, Pressure Surge, Maximum Pressure Rise, Potential Magnification

1. 結 言

周囲の環境よりも温度が高い液体を流す管路では、液体が管路内に密封される形で流れを止められると、冷却に伴って液体が収縮するため、管路内は吸引減圧状態になり、空洞が発生することがある⁽¹⁾⁽²⁾。

こうした冷却空洞が発生した密封管では、管内の圧力が飽和蒸気圧近くまで低下しているため、そのままの状態一端の弁を急に開くと、吸引減圧状態の空洞がラインの圧力ないし大気圧によって急激に押しつぶされるため、思わぬ水撃が発生し、危険である⁽¹⁾。

著者らのこれまでの実験では、その最大圧力上昇が、印加圧力差の10倍以上という異常な高さに達している。したがって、こうした現象は、予期せぬプラント事故の原因としても、将来的に予想される大地震時の二次災害の防止対策としても、解明しておく必要がある。

そこで本稿では、こうした水撃現象を剛体理論でモデル化し、理想化したモデル実験を行って、その発生

を確認し、最大圧力上昇の定量的検討を行うとともに、現象の本質に即した、その新しい評価法を提示する。

記 号

- a : 管内の音速 m/s
- C_1 : 管の拘束係数⁽³⁾
- D : 管の内径 m
- e : 管の肉厚 m
- E : 管材料の縦弾性係数 Pa
- K : 液体の体積弾性係数 Pa
- L : 管の長さ m
- l : 空洞の等価長さ m
- P : 圧力 Pa
- w : 液柱の速度 m/s
- η : ポテンシャル倍率 [2・4節, 式(9)参照]
- λ : 管摩擦係数
- ρ : 液体の密度 kg/m³
- ϕ : 空洞率 ($=l/L$) %

添 字

- atm: 大気
- imp: 印加
- 0: 初期
- crsl: 液柱の閉鎖端鏡板への最初の衝突

* 原稿受付 平成2年9月4日。

*¹ 正員, 東京工業大学工学部 (●152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。*² 正員, 武蔵工業大学工学部 (●158 東京都世田谷区玉堤 1-28-1)。

2. 水撃圧力の解析

2.1 現象の理解と解析の方針 本稿の過渡現象は、圧力印加による空洞壊縮現象 (Cavity Collapse) である。すなわち、冷却空洞が発生した状態の管内の初期流速は当然零であり、そこに弁の急開放などによって、冷却空洞現象のために大きく減圧した管内圧力より高い圧力が管外から印加されると、過渡現象が発生し、空洞がつぶされる現象である。

したがって、通常の水撃や従来の液柱分離・再結合では、非零の流速を初期条件として、弁閉鎖によって発生する水撃圧力が問題になるのに対して、本稿の現象では、冷却空洞現象によって大きく減圧した管内圧力と、管外圧力との圧力差を初期条件として、弁開放によって発生する水撃圧力が問題となる点が、本質的に重要である。

そこで本稿では、こうした点を踏まえて、印加圧力差に対して水撃圧力を整理し、その比を用いて異常高圧が評価できるようにすることを、最終目標とする。

2.2 モデリング 最高水撃圧力は、初期圧力と最大圧力上昇の和

$$P_{\max} = P_0 + \Delta P_{\max}$$

で表せる。また一般に、流体過渡現象における圧力上昇と流速変化の関係は、ジュコフスキーの式

$$\Delta P = \rho a \Delta w$$

で表せるから、結局次式が成り立つ。

$$\begin{cases} \Delta P_{\max} = \rho a \Delta w_{\max} \\ P_{\max} = P_0 + \rho a \Delta w_{\max} \end{cases}$$

本現象においても、他の多くの流体過渡現象と同様に、最高水撃圧力を示すのは、圧力変動の第1ピークであるから、最大流速変化 $\Delta w_{\max}$ は、液柱が閉鎖端に最初に衝突するとき生ずる。このときの速度を w_{crsl} とすると、初期流速零だから、以下の式が得られる。

$$\Delta w_{\max} = |0 - w_{\text{crsl}}| = w_{\text{crsl}}$$

$$\therefore \begin{cases} \Delta P_{\max} = \rho a w_{\text{crsl}} & \dots\dots\dots (1) \\ P_{\max} = P_0 + \rho a w_{\text{crsl}} & \dots\dots\dots (2) \end{cases}$$

したがって、最初の衝突速度 w_{crsl} がわかればよい。そこで、図1に示すように剛体理論でモデル化する。

2.3 最初の衝突速度 液柱の運動方程式は次式

図1 冷却空洞壊縮時の剛体理論によるモデル化

となる。管の傾斜度の影響は、微小なので無視した。

$$\rho(L-l) \frac{dw}{dt} = (P_{\text{atm}} - P) - \frac{\lambda}{2} \frac{(L-l)}{D} \rho |w| w \dots\dots\dots (3)$$

前稿⁽²⁾により、空洞率 $\phi = l/L \approx 0.02$ であるから、 $l (\ll L)$ を無視して整理すると、次式を得る。

$$\frac{dw}{dt} = \frac{P_{\text{atm}} - P}{\rho L} - \frac{\lambda}{2D} |w| w \dots\dots\dots (4)$$

過渡現象開始後、最初の衝突までの正流 ($w \geq 0$) 条件の下で式(4)を解くと、次式を得る。

$$w_{\text{crsl}} = \sqrt{\frac{2D}{\lambda} \frac{(P_{\text{atm}} - P)}{\rho L} (1 - e^{-\frac{\lambda}{2D} l})} \dots\dots\dots (5)$$

これを式(1)、(2)に代入すれば、各圧力値が求まる。一般に $\lambda = 0.02$, $\phi = l/L = 0.02$ 程度であるから、 $x = -(\lambda/D)l$ とおくと、 $|x| = (\lambda/D)\phi L \ll 1$ のとき、すなわち $L/D < 250$ 程度のとき、 $e^x = 1 + x$ という近似が成り立つ。いま $L/D \approx 50$ だから、この近似が使えて、式(5)は以下の形にまで整理できる。

$$w_{\text{crsl}} = \sqrt{\frac{2(P_{\text{atm}} - P)}{\rho}} \phi \dots\dots\dots (6)$$

2.4 水撃圧力 これを式(1)、(2)に代入すれば、水撃圧力は、以下の簡単な形の式で表せる。

$$\Delta P_{\max} = a \sqrt{2\rho(P_{\text{atm}} - P)} \phi \dots\dots\dots (7)$$

$$P_{\max} = P_0 + a \sqrt{2\rho(P_{\text{atm}} - P)} \phi \dots\dots\dots (8)$$

いま扱っているような圧力印加型の流体過渡現象においては、流速条件が表立って与えられないため、ジュコフスキーの式を直接使うことはできない。そこで、ジュコフスキーの式に基づいて導いたこの式(7)が、ジュコフスキーの式に代わって、その最大圧力上昇を見積もる重要な役割を担うことになる。

ここで、印加圧力差 ΔP_{imp} を基準にして、最大圧力上昇を無次元化したポテンシャル倍率

$$\eta = \frac{\Delta P_{\max}}{\Delta P_{\text{imp}}} = \frac{\Delta P_{\max}}{P_{\text{atm}} - P} \dots\dots\dots (9)$$

を定義し、これに式(7)を代入すると、次式が得られる。

$$\eta = a \sqrt{\frac{2\rho\phi}{(P_{\text{atm}} - P)}} \dots\dots\dots (10)$$

これは、印加圧力差を入力とし、最大圧力上昇を出力とする、本稿の水撃を特徴付ける伝達関数でもある。

3. 実験装置と実験方法

3.1 実験装置 図2に実験装置の概略を示す。実験は傾斜度 1/50 に設定した架台の上で、断熱用発泡スチロール片により無拘束支持した密封管で行った。

密封管は、内径 20 mm、肉厚 5 mm、長さ 1 m の透明アクリル製で、一端がボール弁、他端が盲端である。

ボール弁は、貫通口の内径が管の内径と同じ 20 mm のものを使用し、全開時には弁による損失が問題にならなくなるように工夫した。盲端の鏡板には、外径 0.5 mm、長さ 500 mm の K 型シース熱電対と、温度補償型圧力変換器が取り付けられている。両センサの出力は、室温測定用の熱電対のそれと共に、ペンレコーダに記録する。

3・2 実験方法 冷却空洞を発生させ、熱平衡に達したところで空洞率を測定（前稿⁽²⁾参照）した後、ボール弁を急開放し、このときの閉鎖端における圧力変動を、電磁オシロに記録する。

4. 結果の検討と考察

4・1 圧力変動 本稿の一連の実験では、初期条件の圧力 5 ± 2 kPa、空洞率 2.2 ± 0.1 %、空気濃度（空気分圧比 P_{air}/P ） 47 ± 24 %、最終条件は大気圧（101.3 kPa）、空気濃度 97.5 % であった。印加圧力差 96 ± 2 kPa に対して、第 1 ピーク圧力は 912 ± 77 kPa に達している。図 3 に電磁オシロの記録チャートの一例を示す。圧力変動の波形全体の特徴は、第 1 ピークで最大となり、第 1～2 ピーク間周期にして 23 ± 3 ms (44 ± 6 Hz) で $0.2 \sim 0.3$ s 程度で減衰する。

驚くべきことに、最高水準圧力は 992 kPa (9.8 kgf/cm²) に達している。最大圧力上昇 989 kPa は、印加圧力差 (96 ± 2 kPa) の実に 10.1 倍である。

観察によれば、空洞は完全に消滅せず、壊縮後も気泡がいくつか残る。このときは分圧比で 97.5 % が空気であるから、気泡の残留は、前稿⁽²⁾で述べたように、空洞内へ空気が放散していたことを裏付けている。

4・2 最大圧力上昇 図 4 に空洞率との関係を示す。プロット群を拡大表示したため、多少ばらついて見えるが、両者の間に正の相関があることがわかる。このことは、2 章の解析で導いた式 (7) と合致する。

そこで、実験結果と解析結果を直接比較してみる。図 4 中の実線は、以下の実験値を用いて求めた式 (7) の計算値である。なお、弁が開き始めてから完全に開き終わるまでの間 (0.05 s 程度) に第 1 ピークが生じてしまう (半周期の 0.012 s 程度) ことを考慮して、実効値として根号内を 0.4 倍にして計算した。

$$D=0.02 \text{ m}, \lambda=0.02 \text{ (一定)}, L=1.222 \text{ m},$$

$$P_{\text{atm}} - P = 96.2 \text{ kPa},$$

$$\rho=998 \text{ kg/m}^3, l=0.027 \text{ m} \text{ (}\phi=0.022 \text{ に相当)}$$

また、管内の音速は、次式によって種々の場合について試算し、 $a=700$ m/s ($K=2.22 \times 10^9$ Pa, $E=2.8 \times 10^9$ Pa, $e=0.005$ m, $C_1=1.116$ に相当) とした。

$$a = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \sqrt{\left(1 + \frac{K}{E} \frac{D}{e} C_1\right)^{-1}} \dots\dots\dots (11)$$

計算値の実線の傾きは、実験値の相関性と一致しているといえる。したがって、本稿の水撃の本質は、2 章

図 2 実験装置の概略

図 3 圧力変動の記録波形の一例

図 4 最大圧力上昇と空洞率の関係

図5 最大圧力上昇と印加圧力差の関係

図7 最大圧力上昇と空気濃度の関係

図6 ポテンシャル倍率と空洞率の関係

の解析のように理解することができる。

4.3 ポテンシャル倍率 図5に最大圧力上昇と印加圧力差の関係を示す。両座標軸の目盛の比からわかるとおり、最大圧力上昇は、印加圧力差の10倍程度の大きさにも達している。図5中に2.4節で定義した式(9)のポテンシャル倍率 η をパラメータとする等倍率線を描き込むと、本実験の範囲では、 $\eta=9.5 \pm 0.6$ であることがわかる。さらに、管路が長く弁が開き終わるタイミングが問題にならない場合、0.4倍の補正を行わずに、式(10)に上掲の実験値を代入すると、本実験値の1.5倍に当たる上限値 $\eta=15.0$ が得られる。

そこで、本稿の水撃に備えて対策を立てる際には、先に適切な η を与えて、式(9)から逆算して最大圧力上昇を見積もる方法も、実用上有用であると考えられる。

図6にポテンシャル倍率と空洞率の関係を示す。図4と同様、多少ばらついて見えるが、やはり両者の間

に正の相関がある。図6中の実線は、上掲の実験値を用いて求めた式(10)の計算値である。その傾きは、実験値の相関性と一致しており、圧力印加型の水撃に対して、2章の解析の妥当性が再度確かめられた。

4.4 空気濃度の影響 空洞内の空気濃度の影響を調べるため、図7に最大圧力上昇と空気分圧比の関係を示す。図7から両者の間に負の相関があることがわかる。空気濃度が50%増すと、最大圧力上昇は0.2 MPa低下することが読み取れるから、空洞内の空気には、本実験の範囲(20~70%)では、最大圧力上昇に対して、 $-4 \text{ kPa}/\%$ 程度の弱い緩衝効果があることがわかる。この理由は、液柱が空洞を押し縮めるにつれて、空洞内の空気が濃縮されてばねのように働き、衝突間際の液柱の運動を押しとどめようとすると考えられるから、したがって、空気濃度(空気分圧)が高いほど、最大圧力上昇が抑えられるものと考えられる。

5. 結 論

冷却空洞が発生した密封管では、そのままの状態では一端の弁を急に開くと、空洞が管外との圧力差によって急激につぶされる、圧力印加型の激しい水撃が発生する。本稿では、これを剛体理論を用いてモデル化し、その最大圧力上昇を与える理論式を導き、理想化したモデル実験の結果と比較して、その妥当性を確認した。

文 献

- (1) 中川, 第20回筑波混相流・エネルギー談話会資料, (1987).
- (2) 中川・竹中, 機講論, No. 900-59(C), (1990), 224.
- (3) Streeter, V. L. and Wylie, E. B. (竹中監訳), 流体過渡現象, (1973), 22, 日本工業新聞社.