

温水取水口と水撃圧 (第2報)

水撃圧の流速による浮子の運動

荻原能男
永井康平

On Water-Hammer with Floating Water Intakes. (The Second Report)

The Behavior of Float by Water-Hammer Velocity.

Ogihara Yoshio. Nagai Kohei.

Synopsis

An analysis is advanced to explain the behavior of floats suspend intake pipe being acted by water-hammer. In particular, this paper treats of the effects of flow velocity arried by water-hammer, which is for the porpose of the supplement of conclusions on the first paper, namely

(1) Water-hammer in the intake pipe damps more rapidly for the existance of float than usual.

(2) The float motion will become dangerous by the actions of pressures arried by water-hammer, as reported last year.

This time the results of experiments and theoretically analysis indicate that

(1) Being were light the weight of float, the float motion is sensitive to the actions of flow velocity and will become dangerous.

(2) When the flow velocity under the float is small, the float moves by the action of pressure, but as it becomes larger the float moves by the effect of the velocity.

まえがき

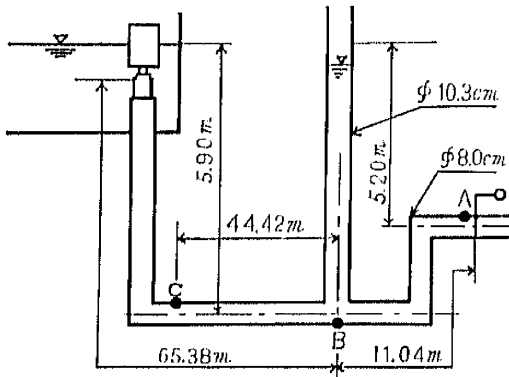
灌溉用水に適する暖い水や、工業用水の塩水を含めぬ低密度水は貯水池の表層にあるので、取水法として浮子式取水口（浮子によって、取水口が常に水表面近くにつり下げられた構造物）が利用される。著者はこの取水法の安全設計のために、異常な外力としての水撃圧の影響を検討してきた。水撃作用により、取水口に設置されている浮子は圧力と流れの影響を受け、上下運動を行う。昨年の研究では水撃圧は浮子があるために、かえって安全になるが、浮子は主に取水口の水撃圧力変動のために危険な運動をするという結論を得た。本年はサージタンクを有する管路を利用して、軽い浮子が著しい流速変動を受ける場合に、流れによ

る浮子の運動の実験および理論的解析を行った一部を報告する。

第1章 序 論

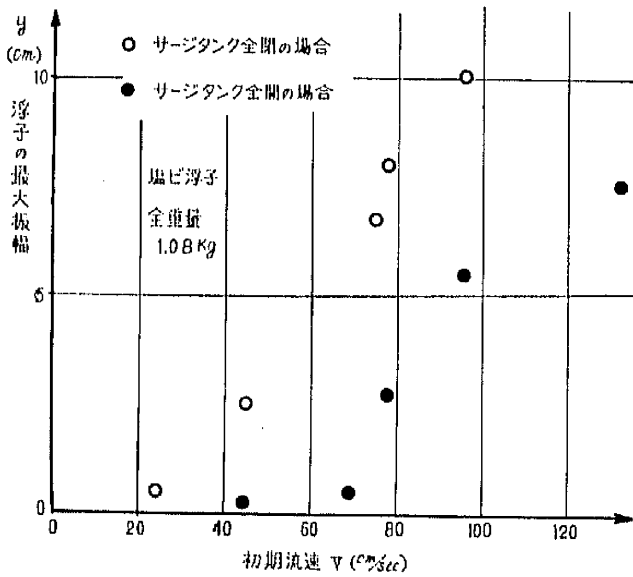
実験には図一1の様な管路を用いた。管路末端の弁を急閉塞すると、管路に水撃圧が生じ、サージタンク及び取水口にむかって、 $\frac{av}{g}$ (a : 水撃圧の波速, v : 閉塞前の管内平均流速, g : 重力加速度) の圧力が伝播し、反射して来る。この様子はサージタンクを分岐管と考えて、移動点的方法、図解的方法²⁾で解くことができるが、このとき、サージタンクの水面は水撃圧力に比べてはるかに緩慢な上下振動を行う(図一13)。これによる浮子下の流出入流速が、浮子を運動させる。

以上の考えより、流速による浮子運動を考えるに当り、初期の浮子運動以外水撃圧の影響は考えない。



図一1 実験管路略図

サージタンクの無い場合については、昨年の報告³⁾に詳しいので、ここでは図一1、B点のサージタンク入口の弁で、サージタンクを全閉した時と全開したときの実験による差を示すにとどめる(図一2)。

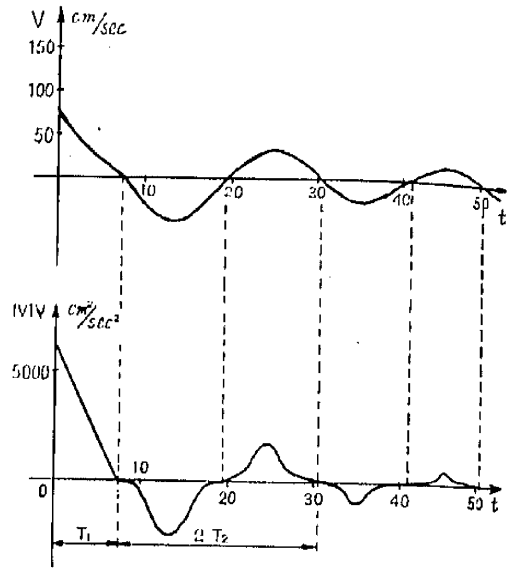


図一2 浮子最大振幅と初期流速

実験によると、浮子下の流速は図一3の様な振動をするので、以下

- 1) 浮子下の初期圧力のみ考慮する。
- 2) 浮子下の流速は図一3の通りと仮定し、各実験値毎に計算する。

即ち、時間を t 、管内初期平均流速を V_0 、サージタンクによる流入口の最大流速を V_2 、サージタンクの減衰率 β 、 T_1 と T_2 を図の様に仮定すると、流入口内へむかう方向を正として



図一3 流入口における流速分布

$t \leq T_1$ のとき

$$|V| V = V^2_0 - \frac{V^2_0}{T_1} t \dots \dots \dots (1)$$

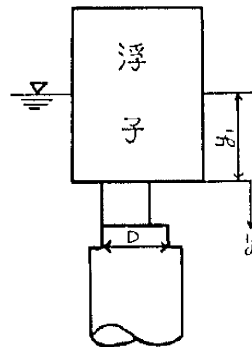
$t > T_1$ のとき

$$V = -V_2 \exp(-\beta t) \sin \frac{\pi}{T_2} t \dots (2)$$

第2章 浮子の運動方程式

§ 1. 基礎方程式

浮子に働く力の釣合条件より、基礎方程式を求めると、浮子及びその付属品で浮子と共に運動するものの全質量を M 、浮子直下の流入口内流速を V 、抵抗力を表わす係数を G 、水面より浮子下端までの水深を y 、水の単位重量を γ 、流入口の直径を D とする(図一4)とき、次のようになる。



図一4 浮子

- 1) 重力 Mg
- 2) 浮力 $-B(y_1)$
- 3) 慣性力 $-M d^2 y_1 / dt^2$
- 4) 抵抗力 $-C_2 dy_1 / dt$

ただし、速度の1乗に比例するものと仮定。

- 5) 流水により浮子が受ける力

$$\frac{\pi w D^2}{2} \frac{|V|V}{2g}$$

- 6) 水撃圧により浮子が受ける力

$$-\frac{\pi w D^2}{4} H$$

よって釣合条件式は

$$M \frac{d^2 y_1}{dt^2} + C_2 \frac{dy_1}{dt} + B(y_1) + \frac{\pi w D^2}{4} H - \frac{\pi w D^2}{2} \frac{|V|V}{2g} - Mg = 0 \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここで、浮子が静止しているときの中立位置を y_0 とし、任意の位置を y_1 であらわすと、

$$y_1 = y_0 + y \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$\theta^2 = wA/M \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$\gamma = C_2/M \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$\eta = \pi w D^2 / 4gM \quad \dots\dots\dots(7)$$

とおくと

$$B(y_0) - Mg = 0 \quad \dots\dots\dots(8)$$

また浮子を柱状とし、その水平断面積を A とすると次のようになる。

$$B(y_1) = wA y_1 = wA y_0 + wA y \\ = Mg + wA y \quad \dots\dots\dots(9)$$

式(3)を整理すると

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \gamma \frac{dy}{dt} + \theta^2 y - \eta |V|V + \eta g H = 0 \quad \dots\dots\dots(10)$$

これが浮子の運動の基礎方程式である。

§ 2. 基礎方程式の解法

基礎方程式 (10) をラプラス変換により解く。今、式 (10) の両辺を時間 t についてラプラス変換し、その像函数を \bar{y} 、 $\bar{|V|V}$ 、 \bar{H} 等とバーをつけて示し、変換のパラメーターを s とすると

$$s^2 \bar{y} - s y(0) - y'(0) + \gamma s \bar{y} - \gamma y(0) + \theta^2 \bar{y} = \eta |V|V - \eta g H \quad \dots\dots\dots(11)$$

ここで

$$\alpha^2 = \theta^2 - \gamma^2 / 4 = wA / M - C_2^2 / (4M^2)$$

とすると

$$\bar{y}(s) = \frac{s + \frac{1}{2}\gamma}{(s + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \alpha^2} y(0) + \frac{\frac{1}{2}\gamma y(0) + y'(0)}{(s + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \alpha^2}$$

$$-\frac{\eta g H}{(s + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \alpha^2} + \frac{\eta |V|V}{(s + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \alpha^2} \quad \dots\dots\dots(12)$$

この (12) の逆変換をとると、浮子の運動は

$$y(t) = y(0) e^{-\frac{1}{2}\gamma t} \cos \alpha t \\ + \left\{ \frac{\gamma}{2\alpha} y(0) + \frac{y'(0)}{\alpha} \right\} e^{-\frac{1}{2}\gamma t} \sin \alpha t \\ - \frac{\eta g}{\alpha} \int_0^t e^{-\frac{1}{2}\gamma(t-\tau)} \sin \alpha(t-\tau) H(\tau) d\tau \\ + \frac{\eta}{\alpha} \int_0^t e^{-\frac{1}{2}\gamma(t-\tau)} \sin \alpha(t-\tau) \\ \times |V(\tau)| V(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots(13)$$

が求まった。

§ 3. 水撃圧の強制振動項による浮子の運動

(12) 式の右辺第 1, 2 項は初期条件に関する項、第 4, 5 項はそれぞれ水撃圧による流速及び圧力による強制振動の項である。まえがきの主旨にしたがって、水撃圧力は運動の初期にのみ働くので、流速の項だけを考えると

$$\bar{y}(s) = \frac{\eta |V|V}{(s + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \alpha^2} \quad \dots\dots\dots(14)$$

(1), (2) 式より $\omega = \pi / T_2$, $t \leq T$ (図-5), $t > T_1$ (図-6) でそれぞれ

$$\bar{|V|V} = \frac{V_0^2}{s} - \frac{V_0^2}{T_1} \cdot \frac{1}{s^2} (1 - e^{-T_1 s}) \quad \dots\dots\dots(15)$$

$$\bar{|V|V} = -\frac{V_2^2}{2} \left\{ \frac{1}{s} - \frac{s}{s^2 + 4\omega^2} \right\} \left\{ 1 - 2e^{-T_2 s} + 2e^{-2T_2 s} + 2e^{-3T_2 s} + \dots \right\} \\ \times e^{-T_1 s} \quad \dots\dots\dots(16)$$

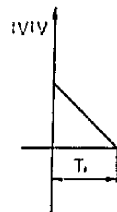


図-5

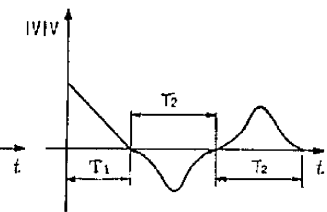


図-6

(16) 式が時間と共に減衰することを考え、減衰率 β を加えると

$$\begin{aligned} |V|V = & \frac{V_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{s+2\beta} \right. \\ & - \frac{s+2\beta}{(s+2\beta)^2+4\omega^2} \left. \right\} \left\{ 1 - 2e^{-T_2(s+2\beta)} \right. \\ & + 2e^{-2T_2(s+2\beta)} - 2e^{-3T_2(s+2\beta)} \dots \left. \right\} e^{-T_1 s} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(17)$$

(15) と (16) を合成して

$$\begin{aligned} |V|V = & \frac{V_0^2}{s} - \frac{V_0^2}{T_1} - \frac{1}{s^2} (1 - e^{-T_1 s}) \\ & - \frac{V_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{s+2\beta} - \frac{s+2\beta}{(s+2\beta)^2+4\omega^2} \right\} e^{-T_1 s} \left(1 \right. \\ & - 2e^{-T_2(s+2\beta)} + 2e^{-2T_2(s+2\beta)} \\ & \left. - 2e^{-3T_2(s+2\beta)} + \dots \right) \dots\dots\dots(18) \end{aligned}$$

が求まる。

この右辺第1項は初期流速によって沈んだ状態を示しているだけなので無視し、(18)式を(14)式に代入すると

$$\begin{aligned} \bar{y}(s) = & -\frac{\eta V_0^2}{T_1} \frac{(1 - e^{-T_1 s})}{s^2 \left\{ \left(s + \frac{1}{2} \gamma \right)^2 + \alpha^2 \right\}} \\ & - \frac{V_0^2}{2} \frac{\eta}{(s+2\beta)} \frac{e^{-T_1 s}}{\left\{ \left(s + \frac{1}{2} \gamma \right)^2 + \alpha^2 \right\}} \left(1 \right. \\ & \left. - 2e^{-T_2(s+2\beta)} + 2e^{-2T_2(s+2\beta)} - \dots \right) \\ & + \frac{\eta V_0^2}{2} \frac{e^{-T_1 s}}{\left\{ \left(s + \frac{1}{2} \gamma \right)^2 + \alpha^2 \right\}} \frac{s+2\beta}{\left\{ (s+2\beta)^2 + 4\omega^2 \right\}} \left(1 \right. \\ & \left. - 2e^{-T_2(s+2\beta)} + 2e^{-2T_2(s+2\beta)} - \dots \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(19)$$

が求まる。

これを逆変換するために、次のように置きなおす。

$$Y_1(s) = \frac{1}{s^2 \left\{ \left(s + \frac{1}{2} \gamma \right)^2 + \alpha^2 \right\}} \quad \dots\dots\dots(20)$$

$$Y_2(s) = \frac{1}{(s+2\beta) \left\{ \left(s + \frac{1}{2} \gamma \right)^2 + \alpha^2 \right\}} \quad \dots\dots\dots(21)$$

$$Y_3(s) = \frac{s+2\beta}{\left\{ (s+2\beta)^2 + 4\omega^2 \right\} \left\{ \left(s + \frac{1}{2} \gamma \right)^2 + \alpha^2 \right\}} \quad \dots\dots\dots(22)$$

これらの逆変換を求めると、 $A=2\beta-\gamma/2$, $B=(A^2+\alpha^2)^{-1}$, $C=B/\alpha$, $D=\alpha+2\omega$, $E=\alpha-2\omega$, $F=(A^2+D^2)^{-1}$, $G=(A^2+E^2)^{-1}$, $H=(\gamma^2/4+\alpha^2)^{-1}$, $I=H^2/\alpha$, $J=\alpha\gamma$ で

$$y_1(t) = Ht - H^2\gamma + Ie^{-\frac{1}{2}\gamma t} \left(\frac{\sin \alpha t}{H} + J \cos \alpha t \right) \quad \dots\dots\dots(23)$$

$$y_2(t) = Be^{-2\beta t} + Ce^{-\frac{1}{2}\gamma t} (A \sin \alpha t - \alpha \cos \alpha t) \quad \dots\dots\dots(24)$$

$$\begin{aligned} y_3(t) = & \frac{e^{-\frac{1}{2}\gamma t}}{2\alpha} [\cos 2\omega t \{ (A \sin Dt - D \cos Dt)F \\ & + (A \sin Et - E \cos Et) \times G \} \\ & + \sin 2\omega t \{ -(A \cos Dt + D \sin Dt)F \\ & + (A \cos Et + E \sin Et)G \}] \\ & + \frac{e^{-2\beta t}}{2\alpha} [\cos 2\omega t (DF + EG) \\ & + \sin 2\omega t (AF - AG)] \quad \dots\dots\dots(25) \end{aligned}$$

これらを(19)式に代入して整理すると結局

$$\begin{aligned} y(t) = & -\frac{\eta V_0^2}{T_1} y_1(t) (1 - S(t - T_1)) \\ & - \frac{\eta V_0^2}{2} [y_2(t) - y_3(t)] \{ S(t - T_1) \\ & - 2e^{-2\beta T_2} S\{t - (T_1 + T_2)\} \\ & + 2e^{-4\beta T_2} S\{t - (T_1 + 2T_2)\} \dots \} \quad \dots\dots\dots(26) \end{aligned}$$

ここで $S(t - T_1)$; T_1 だけ t 軸方向へ移動することを示す階段函数⁴⁾。

以上が水撃圧の流速による浮子の運動方程式である。

第3章 実 験

以上の理論を実験によって確めた結果を示す。

§ 1. 実験設備

実験設備は大略図-1に示した通りで、諸値は次のとおりである。

主管路長	$L=76.42$ m	} \dots\dots\dots(27)
主管内径	$D=8.0$ cm	
管肉厚	$d=0.45$ cm	
サージタンク内径	$D_s=10.3$ cm	
サージタンク肉厚	$d_s=0.49$ cm	
高水槽の高さ	$H=5.20$ m	
材料	日本鋼管白パイプ	

浮子と一体となって運動する部分は図-7に示す通り円柱であって、諸値を表-1に示す。浮子と付属円筒との間隔は変えることが可能である。

初期流量の測定は管路末端の三角堰で行い、水撃圧は急閉塞弁上流0.74mの所に圧力ヘッドを取付け、動歪測定器とヴィジグラフとにより、電氣的に測定した。

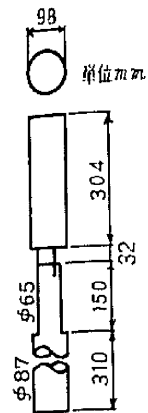


図-7 浮子

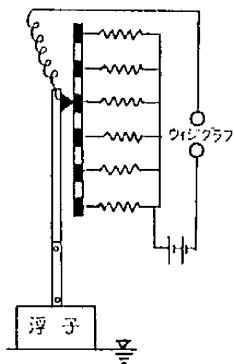


図-7'

表-1 浮子の諸値

	ブリキ製	塩ビ製
浮子直径	9.82 cm	8.98 cm
高さ	30.40 cm	35.00 cm
付属円筒		
口径	6.47 cm	8.80 cm
高さ	46.00 cm	46.00 cm
間隔	3.19 cm	3.09 cm
総重量	1,080gr	1,170gr

また、浮子の運動は図-7' に示す通り、2.5 mm 間隔の端子上を浮子上のブラシが動き、各位置毎の電流変化より、ツイジグラフ上に水撃圧と同時に記録されるようにした。使用した測定器は

- 圧力ヘッド
 - 共和電業 PFA-3A 30 kg/cm²
 - 新興通信 PR/30 30 kg/cm²
- 動歪測定器
 - 新興通信 DS6/RJ
- オシログラフ
 - 三菱測器 ツイジグラフ FR-102型

§ 2. 浮子の固有振動数と減衰率

浮子の振動曲線の、ある波高と次の波高の比 y_2/y_1 は、次の様になる。

$$\frac{y_2}{y_1} = e^{-\frac{1}{4}\gamma T} \dots (28)$$

ただし、 T : 周期、 γ : 減衰率である。

これより浮子の減衰率を実験から求めたところ、表

表-2 浮子の固有値

	周期 T	固有振動数 f	減衰率 γ
ブリキ浮子	1.07 sec	0.936	8.74 sec ⁻¹
塩ビ浮子	1.05 sec	0.954	6.47 sec ⁻¹

—2 のような値が得られた。

§ 3. サージタンクの周期、減衰率

実験主管路のマニングの粗度係数 n は検定実験により、 $n=0.009$ であった。この粗度による損失水頭を無視したとき、自由サージの周期 T は

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{LS}{gf}} \dots (29)$$

ただし、 L : U字管として働く管路長

S : サージタンク断面積

g : 重力加速度

f : U字管の断面積

これに (27) の諸値を代入すると $T=22.4$ sec である。一方、実験によると、ほぼ 23.4 sec と 1 秒程遅れている。

サージタンクの水位を h 、定数 H とするとその水位の減衰率 α は次の式より求められる。

$$y = He^{-\alpha t} \dots (30)$$

実験によって実測した一例の減衰率のグラフ解法を示すと図-8 のとおりである。

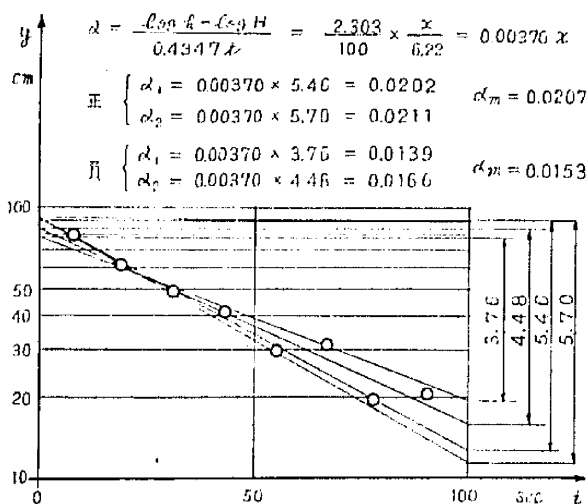
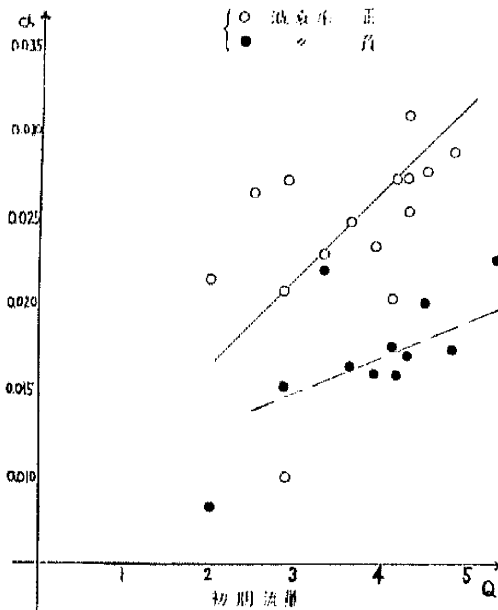


図-8 サージタンクの減衰率計算図

この結果、減衰率は一般に流量が大きくなるほど大きいことが分った (図-9) ので、各実験値毎に計算して値を求めた。

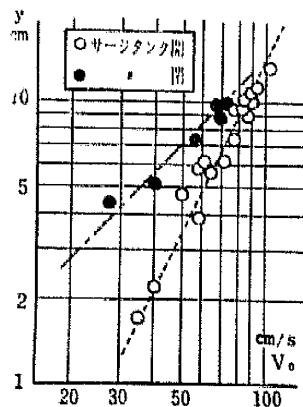


図—9 初期流量とサージタンクの減衰率

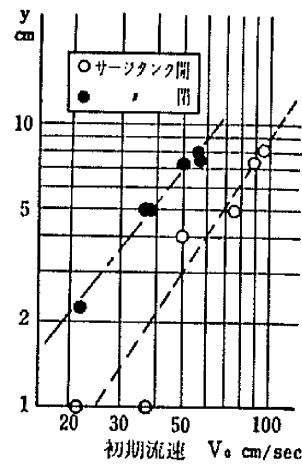
§ 4. 流速による浮子の運動

浮子に対して、初期流量を色々に変えて起した水撃圧による浮子の最大振幅量をまず求めたところ、図—10および図—11のようになった。

サージタンクがあると圧力は分散して弱まるけれどもこれらの図によると、サージタンクの無い場合は、振幅が初期流速のはほ1乗に、有る場合には2乗に比例していることが分る。これは昨年の実験で既に述べた通りサージタンクの無い場合には流速の影響が少ないので圧力： $H_0(H_0$ は $y(t)$ に対して1乗である)による運動が見れ、さらに、式(26)に示したとおり、流速の働きが強いサージタンクの有る場合には V^2 に比例していることを示しているものと考えられよう。さ



図—10 ブリキ浮子最大振幅量

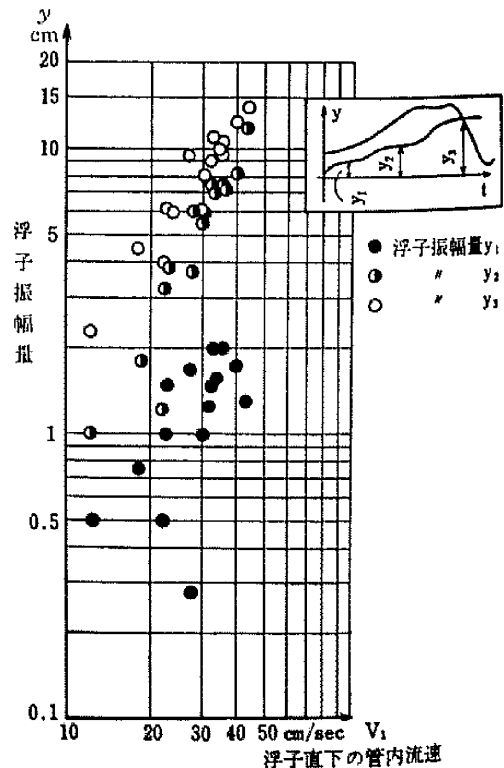


図—11 塩ビ浮子最大振幅量

らに、ブリキ浮子の方が塩化ビニール浮子より軽いことも図に影響が現われている。

なお、浮子下の流入口流速に対する浮子の最大振幅量は図—12の通りで、比較的初期に於ては圧力の影響により、又、後に流速の影響を強く受けていることが推察されよう。

又、サージタンクの水位下降速度（浮子に対しては



図—12 浮子下流速と振幅量

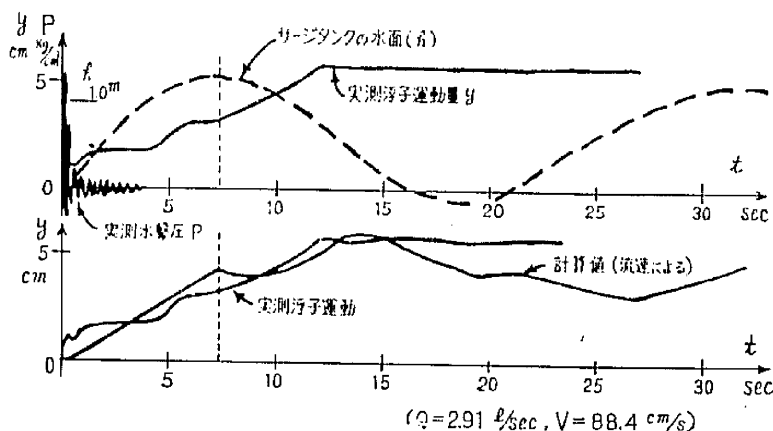


図-13 浮子の振動波形例

押し上げる働きを持つ)は浮子に以上と同様の影響を与えることも分った。

次に、浮子の振動波形の実験値を理論波形の式(26)と比較してみた一例を図-13に示してある。これはブリキ浮子で、前に挙げた諸値以外に次の数値を用いている。浮子の周期 T より

$$\alpha = 2\pi/T = 5.89 \text{ sec}^{-1}$$

$$\omega = \pi/T_2 = 0.263 \text{ sec}^{-1}$$

$$\beta = 0.0185 \text{ sec}^{-1} \quad (\text{サージタンク減衰率})$$

$$V_0 = 88.4 \text{ cm/sec} \quad (\text{初期流入口内流速})$$

である。

ここで、初期の圧力はサージタンクによる流速にくらべ、急速に減衰しているが、その影響が浮子の最初の運動部分に現われている。後に於ては流速による計算値が比較的一致していることが分る。

第4章 結 論

以上のようにして、理論解と実験とを比較することにより、次のようなことが結論されよう。

(1) 温水取水口の浮子は圧力 H_0 、及び流速による V_0 の影響を受けて運動するが、浮子の重量が小さいときには、流速の影響を受け易いことが判明した。

(2) 浮子下の流入口部分の流速が小さいときには浮子の運動は水撃圧によって運動するが、流速が大き

くなるにしたがって、流速による力が働くようになる。

(3) 単一様管路の場合には、流速による外力より、圧力による外力の方がはるかに大きいので、圧力のみを考えて良いけれども、サージタンクを有する様な場合、しかも著者の用いた管路ではサージタンクを開くことにより、水撃圧が分散して、浮子が閉塞した場合の50~60%の圧力の影響しか受けず、流速の影響の強いときには、流速によって運動が危険になることも考慮する必要がある。

謝 辞

この研究は埼玉大学教授嶋祐之氏の御指導を頂き、昭和41年度文部省科学研究、試験研究費によって行った。ここに厚く謝意を表します。また計算、実験その他について、田中正人氏(鹿島建設)と川口洋氏(山梨大学学生)にお手伝いをお願いした。お礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 川原琢磨：温水取水論，水温の研究，第8巻3号
- 2) 本間，石原：応用水理学中1 (1957)
- 3) 狭原：温水取水口と水撃圧，山梨大学工学部研究報告第16号
- 4) 近藤次郎：演算子法 (1956)

(昭和41年8月31日受付)