

波浪エネルギーの抽出法に関する基礎的研究(1)

金山 和雄*・古賀 清**

Fundamental Studies on the Isolate Methods of Energy from the Ocean Wave; (1)

Kazuo KANAYAMA and Kiyoshi KOGA

Abstract

A predominant number of Studies relating to the isolate methods of energy from the ocean, had been made.

For instance, we give a tidal power plant and wave force power plant. In this paper, we touched upon a fundamental view about wave force power plant.

Especially, we analyze this problem from the forced vibration point of view.

1. 緒 論

海洋の保有するエネルギーにははかり知れぬものがあり、それ等は、潮汐エネルギー、海水の熱エネルギー、波浪エネルギー、潮流エネルギー、海流エネルギー、に大別される。これ等のエネルギーを人類にとって、有益なエネルギーに変換する試みが近年研究されつつある。すでに利用されている海洋エネルギーとしては、潮汐エネルギーを利用した潮汐発電のように大規模なもの、波浪エネルギーを利用した波力発電の小規模のもの等がある。前者については、フランスのランス川潮汐発電所において実用化されており、後者については、海上航路標識の発光のための小規模発電としての開発が見られる。

著者は後者の立場にたち、波の周期運動に着目し、強制振動論の観点から波浪エネルギーを増幅させた上での利用を考えた。本論文では、中空のパイプ（円形断面）を浸水長 l で設置し、その中に含まれる流体塊の振動の特性について考察し、さらに最大の水位上昇量を得るための適正浸水長 l_0 について理論的および実験的に検討し、前記の目的達成の上での手がかりとして、興味ある結果を得たので、ここに報告する。

2. 理論的考察

*土木工学科

**安藤建設 K. K.

2.1 基礎方程式

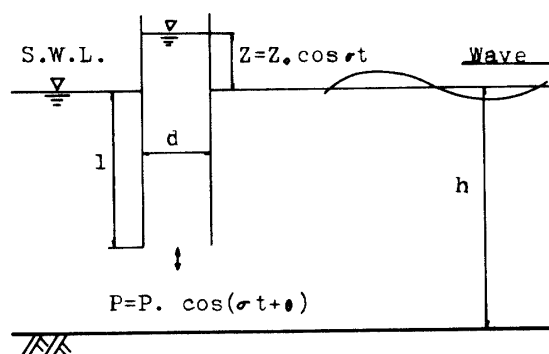


Fig. 1 Definition Sketch of Symbols

Fig. 1はパイプ内の水塊の振動現象を模式的に示したものである。この現象の数学モデルとして次式を得た。

$$\rho A \frac{d}{dt} \left\{ (l+Z) \frac{dZ}{dt} \right\} + \frac{\mu}{\varepsilon} \pi d (l-Z) \frac{dZ}{dt} + \frac{1}{2} \rho A f \frac{dZ}{dt} \left| \frac{dZ}{dt} \right| + \rho g A (l+Z) = \rho g A l + A P_0 e^{i(\sigma t + \theta)} \quad (1)$$

ここに、 ε :境界層厚、 μ :粘性、 f :流出入係数、 ρ :密度、 A :パイプ断面積。パイプ底部に働く波圧を、 $P = P_0 \cos(\sigma t + \theta)$ とする。

(1)式で、左辺第一項は慣性項、第二項はマサツ項、第三項は流出入、第四項は質量力を示す。右辺は外力項であり、第一項、第二項は管底部に働く静水圧と波圧である。

さらに(1)式において, $\tau=nt$, $\zeta=Z/l$, $n=\sqrt{g/l}$, $m=2\mu/\rho\epsilon d$, $\lambda=\sigma/n$, による変数変換を施すと(1)式は,

$$\frac{d}{d\tau} \left\{ (1+\zeta)\dot{\zeta} \right\} + \frac{2m}{n} (1+\zeta)\dot{\zeta} + \frac{f}{2} \zeta |\zeta\eta + \zeta = \frac{P_0}{\rho gl} e^{i(\lambda\tau+\theta)} \quad (2)$$

$\zeta=Z/l \ll 1$. とすれば(2)式は,

$$\zeta + \frac{2m}{n} \dot{\zeta} + \frac{f}{2} \zeta |\zeta| + \zeta = \frac{P_0}{\rho gl} e^{i(\lambda\tau+\theta)} \quad (3)$$

となる。(3)式は, 流出入, マサツを伴に考慮した強制振動の方程式である。

2.2 自由振動

(1) 固有周期と管内水面振幅

パイプ内水塊の自由振動の式は, (3)式における強制外力項, すなわち右辺を0とすれば,

$$\zeta - 2\frac{m}{n}\dot{\zeta} + \frac{f}{2}\zeta|\zeta| + \zeta = 0 \quad (4)$$

を得る。ここで, $f\zeta = \xi$ と置けば,

$$\xi + 2\frac{m}{n}\dot{\xi} + \frac{1}{2}\xi|\xi| + \xi = 0 \quad (5)$$

となる。さらに, $2\frac{m}{n} \gg \frac{1}{2}|\xi|$ と仮定すると次式を得る。

$$\xi + 2\frac{m}{n}\dot{\xi} + \xi = 0 \quad (6)$$

(6)式は, 流出入抵抗を無視した場合の自由振動方程式である。この解は,

$$\zeta = \zeta_0 \exp \left\{ \left(-\frac{m}{n} + i\sqrt{1 - \frac{m^2}{n^2}} \right) \tau \right\} \quad (7)$$

となる。ここで, ζ_0 は $\tau=0$ の時の ζ である。さらに, 固有周期 T_0 と減衰比は, 各々, 以下の様に与えられる。

$$T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{n^2 - m^2}}, \quad r = \exp \left(\frac{2\pi}{\sqrt{n^2 - m^2}} \right) \quad (8)$$

(8)式より, m, n について解けば

$$m = \frac{lnr}{T_0}, \quad n = \frac{\sqrt{4\pi^2 + (lnr)^2}}{T_0} \quad (9)$$

となる。さらに(7)式で ζ/ζ_0 は実部をとるとすれば,

$$\frac{\zeta}{\zeta_0} = e^{-m\tau} \cdot \cos \left\{ \sqrt{1 - \frac{m^2}{n^2}} \cdot nt \right\} \quad (\because \tau = nt) \quad (10)$$

ここで, ζ は極値をとるから, $\cos \{ \sqrt{1 - (m/n)^2} \cdot nt \} = 1$ である。すなわち

$$\frac{\zeta}{\zeta_0} = e^{-m\tau} \quad (11)$$

(11)式は, ζ の時間変動を表わしている。

2.3 強制振動

2.3.1 パイプ内面の振幅

強制振動の方程式は, (3)式より

Vol.28 No.1(1977)

$$\zeta + 2\frac{m}{n}\dot{\zeta} + \frac{f}{2}\zeta|\zeta| + \zeta = \frac{P_0}{\rho gl} e^{i(\lambda\tau+\theta)} \quad (3)$$

この(3)式は, 二次の非線形項 $f/2 \zeta |\zeta|$ を含むため, 解析的に解くことはできないので, 以下の仮定を設ける。

① パイプ内の水面を

$$\zeta = \zeta_0 \exp(i\lambda\tau) \quad (12)$$

とする。

② $\frac{1}{2} f \zeta |\zeta|$ によって一周期間で消費されるエネルギーと, $\alpha \zeta$ によって一周期間で消費されるエネルギーとが等しい。

以上の仮定より,

$$\alpha \int_0^{2\pi/\lambda} \zeta \cdot \zeta d\tau = \frac{1}{2} f \int_0^{2\pi/\lambda} \zeta |\zeta| \cdot \zeta d\tau \quad (13)$$

フーリエ展開で, 第一項まで考慮すれば,

$$\alpha = \frac{4}{3\pi} f \zeta_0 \lambda \quad (14)$$

を得る。(14)式を(3)式に代入して,

$$\zeta + \left(2\frac{m}{n} + \frac{4}{3\pi} \lambda f \zeta_0 \right) \dot{\zeta} + \zeta = \frac{P_0}{\rho gl} e^{i(\lambda\tau+\theta)} \quad (15)$$

となる。 $\zeta = a e^{i\lambda\tau}$ とおいて(15)式を解くと

$$\begin{aligned} -a\lambda^2 + ia \left(2\frac{m}{n} + \frac{4}{3\pi} \lambda f \zeta_0 \right) \lambda + a &= \frac{P_0}{\rho gl} (\cos\theta + i\sin\theta) \quad (16) \end{aligned}$$

実数部と虚数部が, それぞれ両辺相等しいと置くことにより, a, θ に関する次の連立方程式が得られる。

$$\frac{P_0}{\rho gl} \cos\theta = -a\lambda^2 + a$$

$$\frac{P_0}{\rho gl} \sin\theta = a \left(2\frac{m}{n} + \frac{4}{3\pi} \lambda f \zeta_0 \right) \lambda$$

両式より

$$a = \frac{P_0}{\rho gl} \frac{1}{\sqrt{(1-\lambda^2)^2 + \left(2\frac{m}{n} - \frac{4}{3\pi} \lambda f \zeta_0 \right)^2 \lambda^2}}$$

を得る。これより

$$\zeta = \frac{P_0}{\rho gl} \frac{1}{\sqrt{(1-\lambda^2)^2 + \left(2\frac{m}{n} + \frac{4}{3\pi} \lambda f \zeta_0 \right)^2 \lambda^2}} e^{i\lambda\tau} \quad (17)$$

さらに, (12)式より

$$\zeta_0 = \frac{P_0}{\rho gl} \frac{1}{\sqrt{(1-\lambda^2)^2 + \left(2\frac{m}{n} + \frac{4}{3\pi} \lambda f \zeta_0 \right)^2 \lambda^2}} \quad (18)$$

となる。

(18)式の $P_0/\rho gl$ は, 外力の振幅と同じ大きさの力がパイプ底部に作用したときの変位である。したがって, $\zeta_0/(P_0/\rho gl)$ は外力が周期的に加わるために生ずる変位振幅の増幅の程度を示す。これが振動倍率 M である。すなわち

$$M = \frac{1}{\sqrt{(1-\lambda^2)^2 + (2\frac{m}{n} + \frac{4}{3\pi}\lambda f\zeta_0)^2\lambda^2}} \quad (19)$$

2.3.2 強制外力

Fig. 2 のように一様な水深 h の水域を伝わる。小振幅波を考える。その速度ポテンシャル ϕ を(20)式のよりに仮定する。

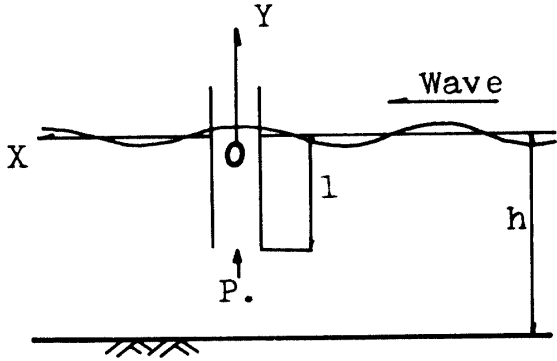


Fig. 2 Definition sketch

$$\phi(x, y, t) = Y(y) \sin(\sigma t + kx) \quad (20)$$

ただし、 $Y(y)$ は y だけの関数を表わし、 k は波数 (wave number) である。

ϕ は連続の式 $\partial^2\phi/\partial x^2 + \partial^2\phi/\partial y^2 = 0$ を満足し、さらに水底 $y = -h$ では $\partial\phi/\partial y = 0$ であるから、

$$\phi = C_1 \cosh k(y+h) \sin(\sigma t - kx) \quad (21)$$

となる。ここに C_1 は定数。

表面の波形を

$$y = \eta = \frac{H_1}{2} \cos(\sigma t - kx) \quad (22)$$

$$P_0 = -\rho \frac{\partial\phi}{\partial t} = \rho \frac{\sigma^2 H_1}{2k} \frac{\cosh k(y+h)}{\sinh kh} \cos(\sigma t - kx) \quad (26)$$

さらに、 $\sigma^2 = gk \tanh kh$ より、

$$P_0 = \frac{\rho g H_1}{2} \frac{\cosh k(y+h)}{\cosh kh} \cos(\sigma t - kx) \quad (27)$$

となる。 $x=0, y=-l$ の点で P_0 の最大値は、

$$P_0 = \frac{\rho g H_1}{2} \frac{\cosh k(h-l)}{\cosh kh} \quad (28)$$

で与えられる。

2.3.3. 壁面マサツと流出入抵抗

管内水面の振幅減衰を示すエネルギー方程式は、マサツ、流出入、運動エネルギー、ポテンシャルエネルギーのつりあいとして次式の様になる。

$$-\frac{d}{d\tau} \left(\frac{1}{2} \xi^2 \right) + 2\frac{m}{n} \xi^2 + \frac{1}{2} |\xi| \xi^2 + \xi \xi = 0 \quad (29)$$

$\xi=0$ となる τ を $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots$ その時の ξ を $\xi_0, \xi_1, \xi_2, \dots$ とし (Fig. 3 参照)、(29) 式を $\tau_0 \sim \tau_1$ および $\tau_1 \sim \tau_2$ の間隔で順次積分を遂行すると次式を得る。

$$\int_{\tau_0}^{\tau_1} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{1}{2} \xi^2 \right) d\tau + 2\frac{m}{n} \int_{\tau_0}^{\tau_1} \xi^2 d\tau + \frac{1}{2} \int_{\tau_0}^{\tau_1} |\xi| \xi^2 d\tau + \int_{\tau_0}^{\tau_1} \xi \xi d\tau = 0 \quad (30)$$

同様に

$$\int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{1}{2} \xi^2 \right) d\tau + 2\frac{m}{n} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \xi^2 d\tau + \frac{1}{2} \int_{\tau_1}^{\tau_2} |\xi| \xi^2 d\tau + \int_{\tau_1}^{\tau_2} \xi \xi d\tau = 0 \quad (31)$$

$\tau_0 \sim \tau_1$ でのパイプ内の水面形を

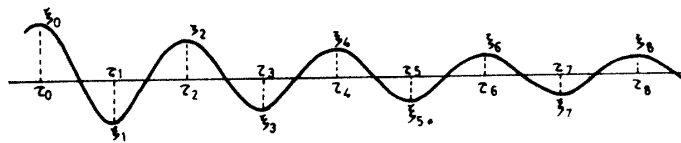


Fig. 3 Damping Curve

ここに、 H_1 は波高とすれば、表面波の条件式 $\partial\phi/\partial y|_{y=0} = \partial\eta/\partial t$ より、

$$C_1 = -\frac{\sigma H_1}{2k} \frac{1}{\sinh kh} \quad (23)$$

となる。故に

$$\phi = -\frac{\sigma H_1}{2k} \frac{\cosh k(y+h)}{\sinh kh} \sin(\sigma t - kx) \quad (24)$$

を得る。速度ポテンシャルが(24)式で与えられるとき、水中の任意の点の圧力 P_0 は、

$$\frac{P_0}{\rho} = -\frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (25)$$

であるから

$$\xi = \frac{1}{2} |\xi_0 - \xi_1| \cos \tau \quad (32)$$

とすると(30)式は

$$-|\xi_1 + \xi_0| + \pi \frac{m}{n} \frac{|\xi_0 - \xi_1|}{2} + \frac{2}{3} \left(\frac{\xi_0 - \xi_1}{2} \right)^2 = 0 \quad (33)$$

同様に(31)式は、

$$-|\xi_2 + \xi_1| + \pi \frac{m}{n} \frac{|\xi_1 - \xi_2|}{2} + \frac{2}{3} \left(\frac{\xi_1 - \xi_2}{2} \right)^2 = 0 \quad (34)$$

$\xi = f\zeta$ の変換を行いもとに帰し、さらに

$$a_i = \frac{1}{2} (\zeta_i - \zeta_{i+1}) \quad (35)$$

で変換すれば、(33)、(34)両式より

$$\left(-1 + \frac{\pi m}{2n} \right) a_0 + \frac{1}{3} f a_0^2 = - \left(1 + \frac{\pi m}{2n} \right) a_1$$

$$-\frac{1}{3}fa_1^2 \tag{36}$$

が得られる。一般式として

$$(-1+k)a_i + \frac{1}{3}fa_i^2 = -(1+k)a_{i+1} - \frac{1}{3}fa_{i+1}^2 \tag{37}$$

となる。ここに

$$k = \frac{\pi m}{2n} \tag{38}$$

である。

(37)式で i を $0 \sim (i-1)$ まで変化させ、辺々を加えて k, f について整理すれば、

$$k + \frac{1}{3}f \frac{a_0^2 + 2(a_1^2 + a_2^2 + \dots + a_{i-1}^2) + a_i^2}{|a_0| + 2(|a_1| + |a_2| + \dots + |a_{i-1}|) + |a_i|} = \frac{|a_0| - |a_i|}{|a_0| + 2(|a_1| + |a_2| + \dots + |a_{i-1}|) + |a_i|} \tag{39}$$

となる。

$$A = \frac{a_0^2 + 2(a_1^2 + a_2^2 + \dots + a_{i-1}^2) + a_i^2}{|a_0| + 2(|a_1| + |a_2| + \dots + |a_{i-1}|) + |a_i|} \tag{40}$$

$$B = \frac{|a_0| - |a_i|}{|a_0| + 2(|a_1| + |a_2| + \dots + |a_{i-1}|) + |a_i|} \tag{41}$$

とおけば、(39)式は

$$k + \frac{1}{3}fA = B \tag{42}$$

となる。数組の A, B の値を求め、Fig. 4 のようにプロットし直線で結べば、その勾配が $f/3$ を表わし、切片が k を表す。

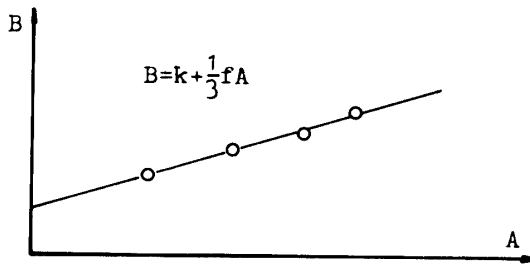


Fig. 4 Relationship between A and B

3. 実験的考察

3.1 自由振動特性

3.1.1 実験装置と方法

Fig. 5 は実験装置の概略を示したものである。実験に用いたパイプは、肉厚 5 mm の透明のアクリルパイプで内径は、3.0, 5.0, 8.0cm の 3 種類のものを用いた。

パイプ内水塊の自由振動は、パイプ外の水面を乱すことのない様にして、パイプ上端に装着した真空ポン

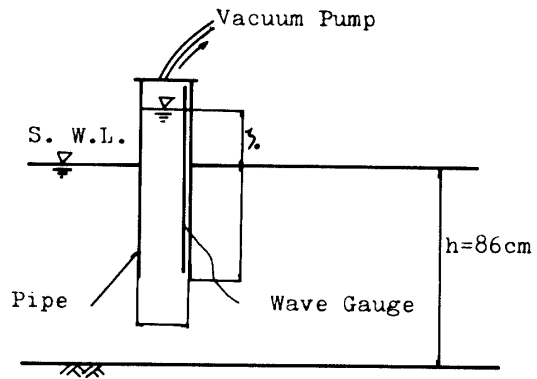


Fig. 5 Arrangement for the Test Channel

プを作動させる事により、パイプ内水位を所定の水位 ζ_0 に保持した後、パイプ上端の装着部を瞬時のうちに取りはずす事により生起せしめた。

一方、パイプ内の水面変動の測定は、パイプ内壁面に取りつけられた容量型波高計により行った。尚、パイプ内壁に波高計をセットするに際しては、パイプ内の水面変動に対する波高計の追従性を損わぬ様に、波高計とパイプ壁面との間隔には十分の注意を払った。また、波高計がパイプ内の水面変動の障害にならぬ様に、また測定記録の直線性を得るために、波高計は管軸に対して平行にセットした。

本実験では、水深 h は 86cm、パイプの内径は 3 種類(3cm, 5cm, 8cm)とし、静水面下のパイプ長 l は各 5 種類(20cm, 30cm, 40cm, 50cm, 60cm)、パイプ内の初期水位 ζ_0 は 4 種類 (5cm, 10cm, 20cm, 30cm) について、自由振動の測定を行った。

3.1.2 測定例

Fig. 6 は自由振動の測定例を示したのである。これよりパイプ内の水塊は減衰振動の特性を有する事が推察されよう。尚、図中には固有周期 T_0 と減衰比 r の読みとりについて付記してある。

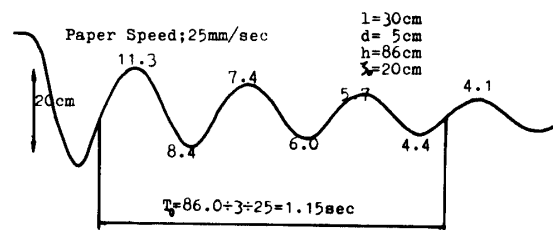


Fig. 6 Sample of Wave Record

3.1.3 壁面マサツ係数 m/n および固有周期 T_0

Table 1 は減衰自由振動の測定例(Fig. 7)から、 r を求める計算過程を示したものである。ただし、 \bar{r} は減衰比の平均を示し、各 l, d についてパイプ内初期水位

Taleb 1 Sample of wave record

t/T_0	0	1	2	3	4	5
Z(cm)	19.7	13.4	10.1	7.6	6.0	4.8
r	1.47	1.33	1.33	1.27	1.25	

$T_0=1.15\text{sec}$
 $\bar{r}=1.33$

$h=86\text{cm}, d=5\text{cm}, l=30\text{cm}, \zeta_0=20\text{cm}$

Table 2 Experimental results

l (cm)	d (cm)	T (sec)	\bar{r}	m	n	m/n
20	3	0.94	1.42	0.3730	6.6946	0.0557
30	3	1.14	1.44	0.3199	5.5208	0.0579
40	3	1.23	1.46	0.2867	4.7646	0.0601
50	3	1.47	1.46	0.2574	4.2820	0.0601
60	3	1.61	1.45	0.2308	3.9094	0.0590
20	5	0.94	1.31	0.2873	6.6904	0.0429
30	5	1.15	1.33	0.2480	5.4693	0.0453
40	5	1.31	1.32	0.2119	4.8010	0.0441
50	5	1.46	1.33	0.1953	4.3080	0.0453
60	5	1.61	1.29	0.1582	3.9058	0.0405
20	8	0.96	1.31	0.2813	6.5510	0.0429
30	8	1.15	1.30	0.2281	5.4684	0.0417
40	8	1.32	1.29	0.1929	4.7646	0.0405
50	8	1.47	1.27	0.1626	4.4774	0.0300
60	8	1.61	1.25	0.1386	3.9051	0.0355

ζ_0 が最大の時の減衰曲線より求めたものである。

次に Table 1 の方法により求めた \bar{r}, T_0 を(9)式に用いる事により、減衰定数 m/n が求まり振動特性が確定する。Table 2 は、 l と d についてそれぞれの T_0 と m/n を示している。これによると $m/n < 1$ である事より、この振動系は減衰振動であることがわかる。

Fig. 7・8 はそれぞれ、 $r-l, m/n-l$ の関係を示したものである。これによれば次のことが推察されよう。

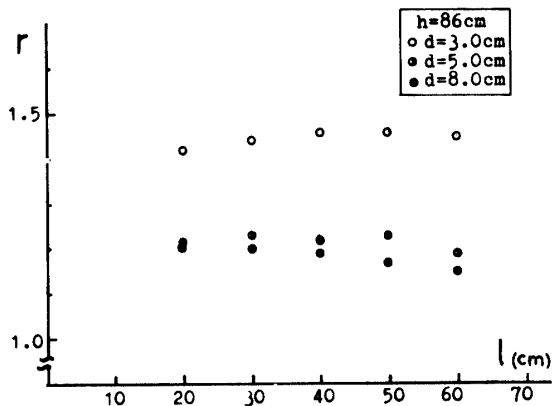


Fig. 7 Relationship between l and r

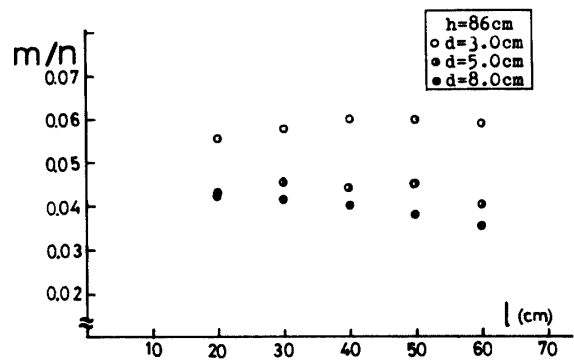


Fig. 8 Relationship between l and m/n

1. l による $m/n, r$ の変化は微小である。
2. d による $m/n, r$ の変化は共に d が大きくなる程、それらの値は小さくなる傾向を示す。しかしながら、水槽の大きさの制約から l に対して十分な変化が与えられなかったため、上述の点については詳細な検討が必要と思える。

Fig. 9 は、固有周期 T_0 と d/l の関係を示したものである。これより固有周期 T_0 は l が長くなる程大きくなり、管径 d による変化はほとんどない事が言えよう。

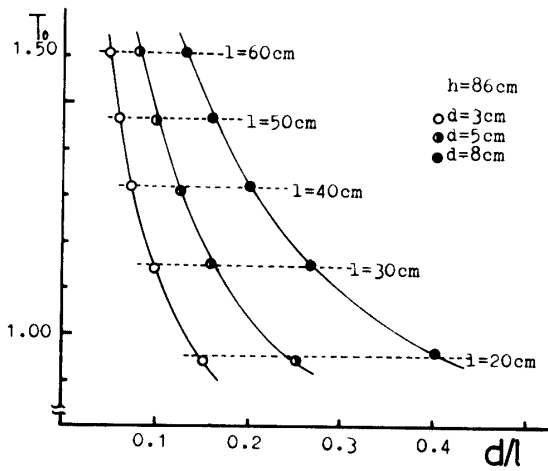


Fig. 9 Relationship between T and d/l

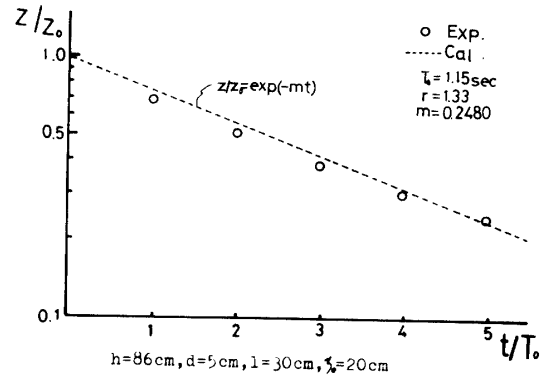


Fig.10 Comparison of the calculated results with the experimental results

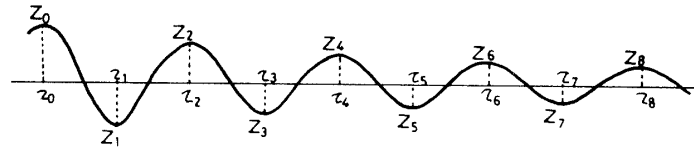


Fig.11 Damping Curve

3.1.4 減衰曲線

Fig.10は、パイプ内水面の時間変動の測定値と式(11)による計算値とを、片対数紙上に対比させたものである。ここに、 m の値はTable-2によった。

これらより、計算値と実験値の対応が良好である事がいえ、固有周期 T_0 および減衰比 r の決め方に妥当性のあることがうかがえる。

3.1.5 壁面マサツ抵抗と流出入抵抗の決定

前述した理論(2-3-3)に従い、パイプ内の壁面マサツおよび流出入の抵抗の評価を試みる。

Fig.11は減衰振動曲線を模式的に示したものである。前述の(35)式に $\zeta_i = Z_i/l$ の変換を施すと、

$$a_i = \frac{1}{2l} (Z_i - Z_{i+1}) \quad (43)$$

となる。これより各時間の a_i を読み取り、(40)(41)両式に用い A, B を決定する。この操作を様々の初期水位より得られた減衰振動曲線に適用すれば、数组の A, B の値が求められる。Fig. 12はそれ等を示したものである。図中の方程式は最小二乗近似によるものであり、この切片は壁面マサツ抵抗、傾きは流出入抵抗を示す。

Table-3は各 d, l に対して、上述の方法により求めた f および m/n を表示したものである。

Fig.13・14は、それぞれ m/n と l, f と l の関係を示したものである。これらより以下のことが推察できよう。

1. m/n は d が小さくなる程大きくなり、 l が長くな

Table 3 Experimental results

l (cm)	d (cm)	m/n	f
30	3	0.03518	0.71183
40	3	0.04053	0.61490
50	3	0.04409	0.59224
60	3	0.04182	0.67208
30	5	0.02102	0.66599
40	5	0.01610	0.79713
50	5	0.01655	0.81187
60	5	0.01554	0.88125
30	8	0.01580	0.62269
40	8	0.01428	0.68539
50	8	0.01486	0.70168
60	8	0.01537	0.66325

ると若干増大する傾向を示す。この傾向は、 d が小さいもの程顕著である。

2. f は l が長くなるにつれて若干大きくなる傾向を示すが、水深 h との関連を考えれば、この傾向は水路底の影響を含むためと思える。この事から f の l による変化は、ほとんどないと考えられよう。又 d による f の変化は相互にバラツキはあるものの、ほぼ一定値と見なしてさしつかえなからう。

3.2 強制振動特性

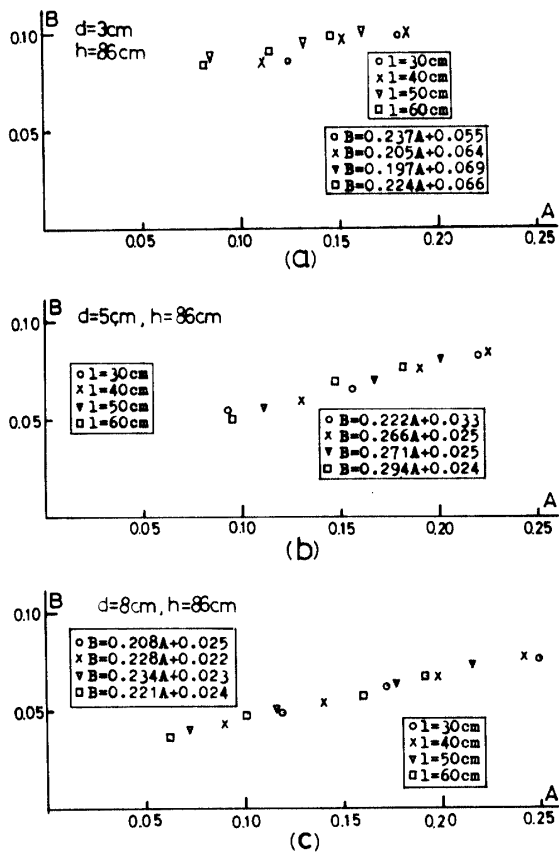


Fig.12 Evaluation methods of a friction coefficient m/n and a coefficient of discharge and entrance loss, f

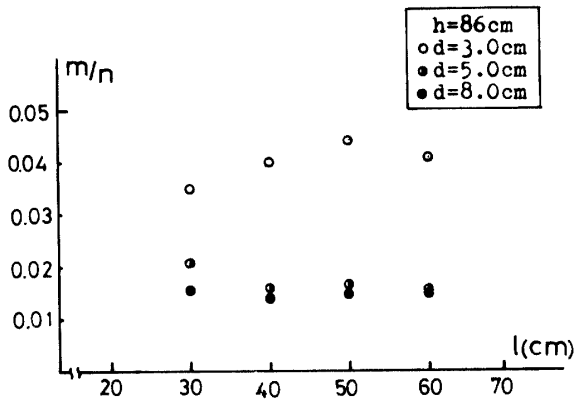


Fig.13 Relationship between l and m/n

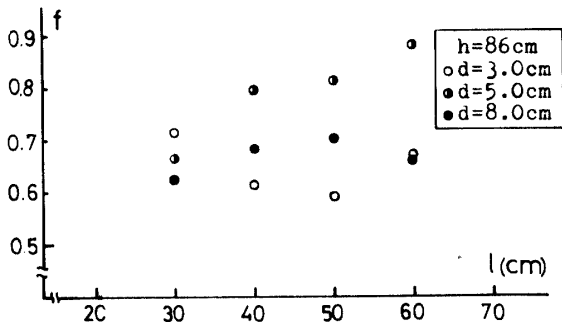


Fig.14 Relationship between l and f

3.2.1 実験装置と方法

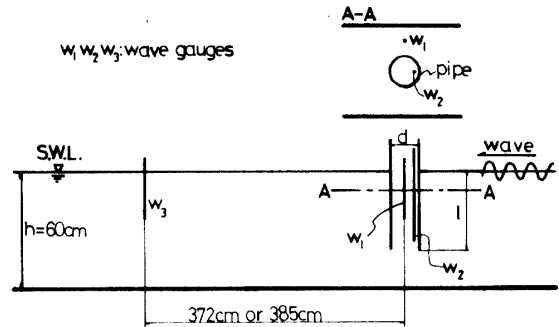


Fig.15 Arrangement for the test channel

Fig. 15は、実験に用いた二次元造波水路とパイプおよび波高計の配置を示したものである。パイプは水路ほぼ中央部（造波機より8.65m）、 l を任意に調整できるようにセットした。また、波力によるパイプの振動等が起これぬように十分の注意を払った。造波機は、波の振幅周期を連続的に変化できるフラッター型を用いた。Table 4は、実験条件を示したもので、これらの条件の下に様々の外力 P_0 を作用させ、その現象を記録した。

Table 4 Terms of experiment

h (cm)	60	
d (cm)	5.0, 8.0	
l (cm)	30, 40, 50	
R.P.M.	0.20	0.35
St. (cm)	32	37

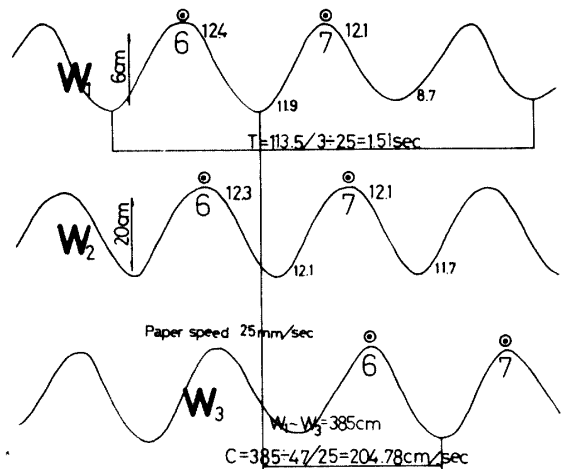


Fig.16 Sample of wave record

Fig.16は、その測定例の一部と、データ読み取りの方法の概略について示したものである。実験および

データ解析に際しては、反射波の影響がデータに混入しないように、測定時間、読み取り区間等には、十分の注意を払った。波高計 W_1 と W_3 のキョリは Exp. 1 ~ Exp. 19 では 385cm, Exp. 20 ~ Exp. 46 では 372cm である。

3.2.2 振動倍率曲線

前章において、壁面マサツと流出入および外力に対しての評価が与えられた。そこで、これらを次式

$$\zeta_0 = \frac{P_0}{\rho g l} \frac{1}{\sqrt{(1-\lambda^2)^2 + \left(2\frac{m}{n} + \frac{4}{3\pi} \lambda f \zeta_0\right)^2 \lambda^2}} \quad (18)$$

に用いれば、任意の周期、大きさを有する外力が、パイプの下端に作用した場合の、パイプ内に生起せられる力の評価が可能である。

Fig. 17 は、 $d=5\text{cm}$, $l=40\text{cm}$, $h=60\text{cm}$ なる条件の下に、種々の外力を加えた時の振動倍率 M と λ の関係を示したものである。これらより、外力の周期 T_0 がパイプ内水塊の固有周期 T_0 に近づくにつれて、すなわち $\lambda=1$ において共振を起こしていることがわかる。この事は以下の考察からも明確にされる。

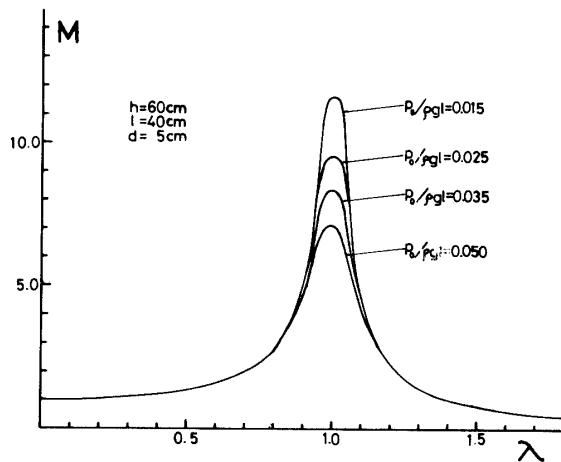


Fig. 17 Magnification

倍率 M は、(18)式右辺の根号の中が最小となれば最大になる。

$$M' = (1-\lambda^2)^2 + \lambda^2 \left(2\frac{m}{n} + \frac{4}{3\pi} \lambda f \zeta_0\right)^2 \quad (43)$$

とすれば

$$\frac{dM'}{d\lambda} = \lambda \left\{ 4 \frac{16}{9\pi^2} f^2 \zeta_0^2 + 1 \right\} \lambda^2 + \frac{16}{\pi} \frac{m}{n} f \zeta_0 \lambda + 2 \left(4 \frac{m^2}{n^2} - 2 \right) \right\} = 0 \quad (44)$$

より、

ここで、 $\zeta_0 = \frac{Z_0}{l} \ll 1$, $\frac{m}{n} \ll 1$, $f < 1$, を考慮すれば、

M' は $\lambda=1$ で極値をもつ。このことより、 $\lambda=1$, 近辺

$$\lambda = -8 \frac{1}{\pi} \frac{m}{n} f \zeta_0 \pm \sqrt{\frac{64}{\pi^2} \left(\frac{m}{n}\right)^2 f^2 \zeta_0^2 - 8 \frac{16}{9\pi^2} f^2 \delta_0^2 + 1} \left(4 \frac{m^2}{n^2} - 2\right) \frac{1}{4 \left(\frac{16}{9\pi^2} f^2 \zeta_0^2 + 1\right)} \quad (45)$$

で(18)式右辺の根号の中は最小となり、最大の倍率 M_{\max} が得られる。

Fig. 17 より以下のことが言えよう。

1. $P_0/\rho g l$ が小さい程 $\lambda=1$ における倍率 M は大きくなる。 $P_0/\rho g l$ を小さくするためには l を長くすれば良い。
2. $\lambda=1$ を大きくはずれてくると、 $P_0/\rho g l$ の大小にかかわらず、倍率は変わらなくなると言えよう。
3. $\lambda = \sigma/n$, さらに $n = \sqrt{g/l}$

$$\lambda = \frac{2\pi}{T} \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (46)$$

である。(46)式に $\lambda=1$ の条件を考慮すると

$$T = 0.2006 \sqrt{l} \quad (47)$$

を得る。(47)式は最大の倍率が得られる時の外力の周期 T と、パイプの浸水長 l の関係を示しているといえよう。

3.2.3 理論倍率と実験値の対応

理論倍率は、前述の(18)式を逐次近似計算して(左辺と右辺の収束判定許容値 $\epsilon=0.001$) ζ_0 を求め、これを(19)式に代入して求めたものであり、一方、実験倍率は実験値 $\zeta_0 = Z_0/l$ より求めたものである。

Fig. 18 は理論倍率と実験値の対応を示す。これらより以下のことがいえる。

1. 理論倍率と実験値とは良く対応している。
2. しかし、共振時($\lambda=1$)近辺では多少のずれを生じている。これは、 $\lambda=1$ 近辺では $\zeta = \frac{Z_0}{l} \ll 1$ という仮定より、現象が逸脱しているためと思われる。

3.2.4 パイプ適正浸水長 l_0 と波の特性

既述した理論において示した変位応答倍率は、パイプ下端に作用する周期的外力に対する変位応答の倍率であり、これをパイプ外の入射波高 H_1 とパイプ内の波高 H_2 で表示しなおすと次式を得る。すなわち(18)式に(28)式を代入すると、

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{1}{\sqrt{(1-\lambda^2)^2 + \left(2\frac{m}{n} + \frac{2}{3\pi l} \lambda f H_2\right)^2 \lambda^2}} \frac{\cosh k(h-l)}{\cosh kh} \quad (48)$$

を得る。(48)式によれば、パイプ内水位上昇量の最大

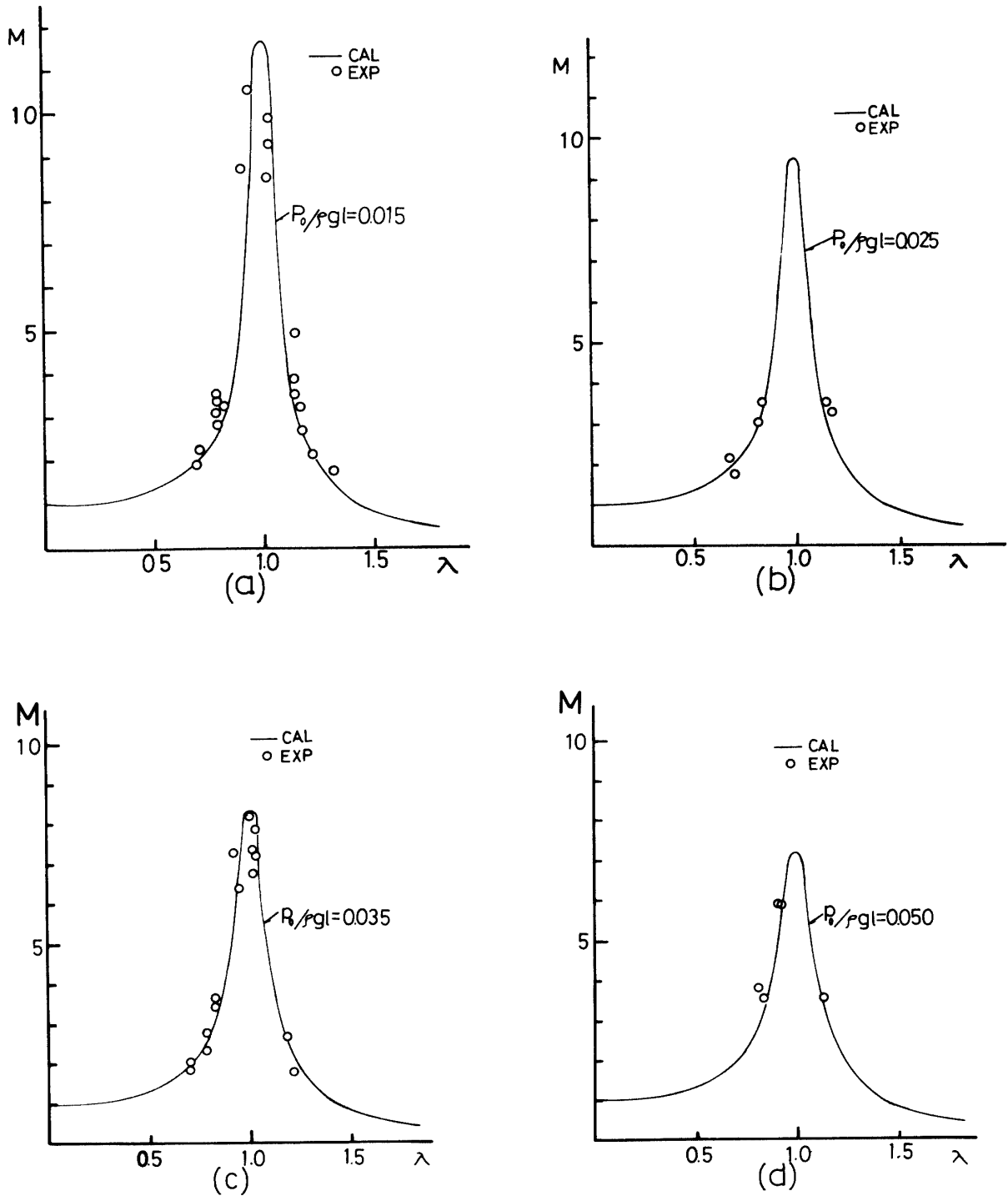


Fig.18 Comparison of the calculated results with the experimental results.

値を得るための、パイプ適正浸水長 l_0 が数値的に求まる。

Fig.19 はこの結果と(19)式による倍率の浸水長 l による変化を示したものである。これによると、外力の周期 T が大きくなる程、 l_0 も大きくなることを示している。また、パイプ内水位上昇が最大となる点で、や

はりパイプ下端の圧力 P_0 に対する変位応答倍率も最大値をとることがわかる。

Fig.20 は、Fig.19 の結果よりパイプ適正浸水長 l_0 と外力周期 T との関係を示したものである。図中の実線は、 $\lambda=1$ の条件より求めた適正浸水長 l_0 と T に関する理論式

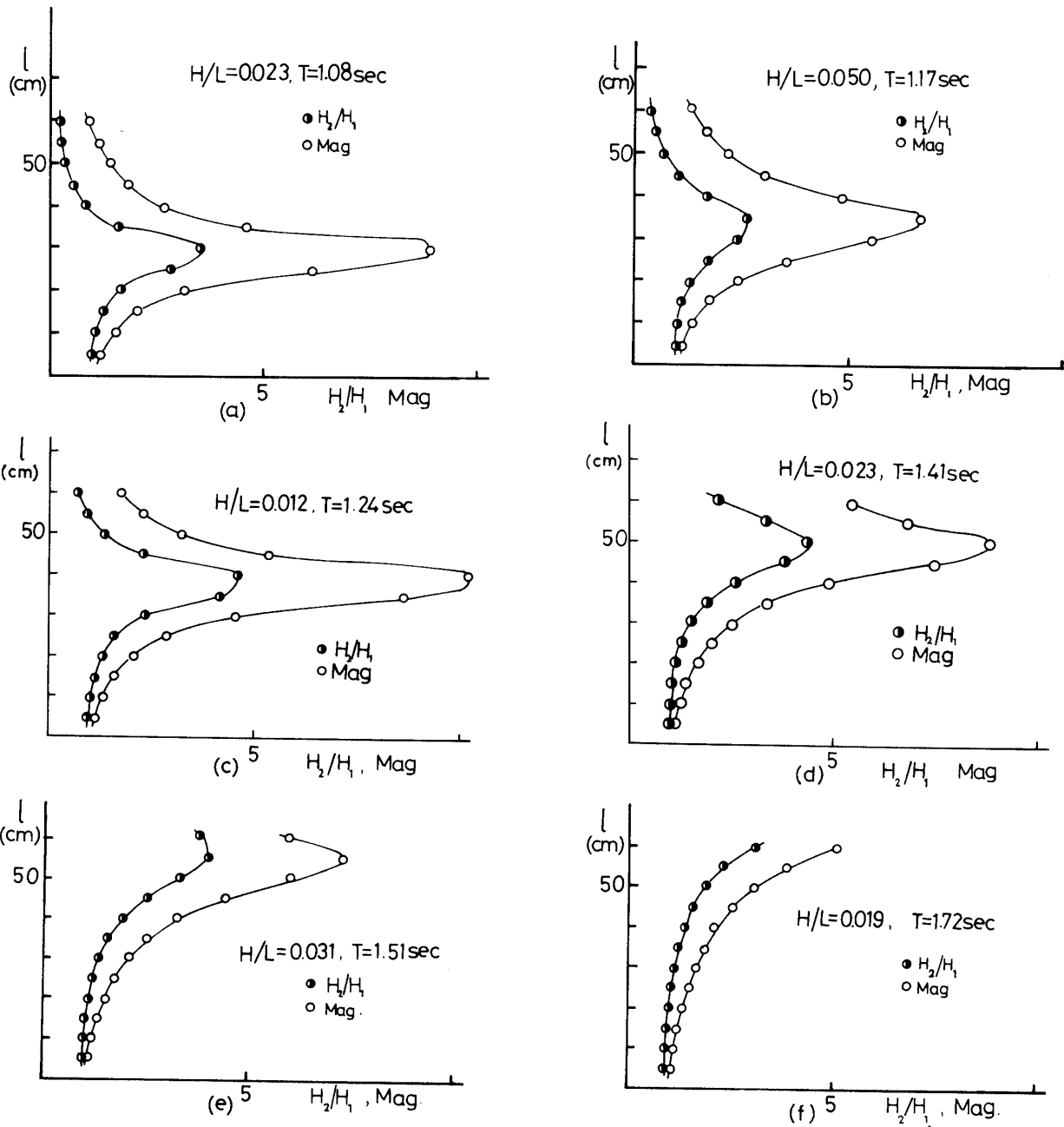


Fig. 19 Comparison of H_2/H_1 with Mag.

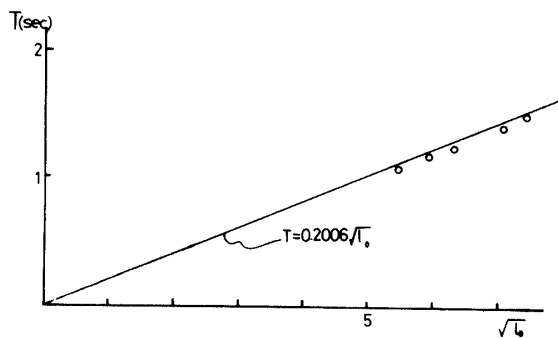


Fig.20 Relationship between T and $\sqrt{l_0}$

$$T=0.2006\sqrt{l} \quad (47)$$

を示したものである。これらより本理論によれば、かなりの精度で適正浸水長 l_0 を推算できると言えよう。

Fig. 21 は実際の海域における計算結果より最大倍率 H_2/H_1 の水深による変化を示したものである。これによると、パイプ内の水位上昇を高めることを目的とすれば、 $h=l_0$ なるヶ所が最適なパイプ設置ヶ所と言えよう。又、 $h < l_0$ の領域においては、 $\lambda < 1$ となり $l_0=h$ において最大の水位上昇が得られる。一方、 $l_0 < h$ の領域においては、 h による水位上昇の変化は見られな

いことが推察されよう。

ちなみに、 $h=20\text{m}$ 、 $l_0=18\text{m}$ の下におけるパイプ内の水位上昇は $\approx 7\text{m}$ という計算結果が得られた。このことは、波浪エネルギーの抽出の一方法として、この原理の有用性を示すものと言えよう。

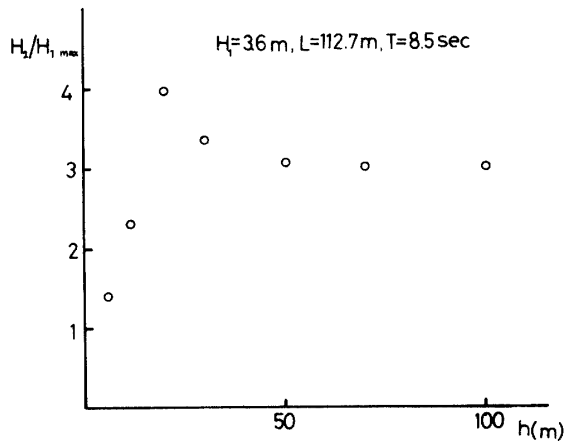


Fig. 21 Relationship between h and $H_2/H_{1\max}$

4. 結 論

中空のパイプ内の水塊に、周期的な外力が作用した時の振動現象について、強制振動論の立場より理論的かつ実験的な考察を試み以下に述べる興味ある結果を得た。

- i) この現象は減衰振動系をなす。(See Fig. 6)
- ii) 固有周期 T_0 は、 l が長くなる程大きくなり、パイプ径 d による変化はほとんどないといえる。
(See Fig. 9)
- iii) パイプ下端の流出入抵抗、および壁面マサツ係数 m/n の評価を、エネルギー保存の観点より進め、非定常状態下における各種の抵抗の算定について、新しい考えを示した。(From § 2, 3(3))
- iv) iii) の方法による ζ は各条件についてほぼ一定値 0.70169 を得た。一方、 l の変化による m/n の変化は微小であるが、 d の増大につれてそれは小さくなる傾向を示した。ただし、 l と m/n の関係は、物理的制約から l の変化量の小さい領域での検討故推察にとどめる。
- v) 周期的外力とパイプ内の変位応答との倍率に関する理論値と実験値の対応は、ほぼ妥当な一致を得た。しかし共振時 ($\lambda=1$) 近辺では、仮定 $\zeta=Z/l \ll 1$ より現象が逸脱することから、多少のずれが生じている。
- vi) パイプ内の変位応答倍率が最大となる点で、やはりパイプ内の水位上昇も最大となる。

vii) パイプの適正浸水長 l_0 は、外力の周期が長くなる程、大きくなることを知った。

viii) パイプ内の水位上昇を高めるためには、水深 $h=l_0$ の場所が最適のパイプの設置ヶ所といえる。又、 $h < l_0$ の領域では、 $l=h$ において最大の水位上昇が得られ、一方 $l_0 < h$ の領域では、 h による水位上昇の変化は見られない。(See Fig. 20)

これらの結果の発展として、以下の応用が考えられよう。

本論文において展開した理論を用いて、海中に所望のパイプを適正浸水長 l_0 で設置することにより、自然力により下層の栄養塩類を多含する海水と、貧栄養の上層の海水との交換が促進でき、海の生命の維持促進が可能となる。

さらに、論文中に述べた計算例によれば、約 7 m という水位上昇が理論的に推算された。このことは自然力である波浪エネルギーを人類にとって有益なエネルギーとして、変換抽出する一つの方法として考えられよう。

上述の応用面の実現のためには、さらに今後以下の様な詳細な検討が必要といえよう。

- i) 今回の実験では、物理的制約から、 l の変化量が小さい範囲での実験となったが、さらに l の変化を大きくした時の検討をする必要がある。
- ii) 微小振幅波理論に基づいて、本論文では浅海波について述べているが、さらに深海域についての検討も必要である。
- iii) パイプ断面の形状および大きさによる振動特性の変化についての考察を必要とする。
- iv) さらに、パイプの設置に関係することとして、波浪から受ける波力等に関する考察が必要となる。
- v) パイプの海中への設置方法等に工夫が必要であろう。
- vi) 位相差についての検討が必要であろう。

参 考 文 献

- 1) 岸 力：“水理学演習 (1),” 学献社 (1975), p. 245
- 2) 岡本舜三：“建設技術者のための振動学,” オーム社, (1973) p. 19
- 3) 豊島修：“現場のための海岸工学(高潮編),” 森北出版(1969) p. 1
- 4) ボゴリュポフ&ミトロポリスキー “非線形振動論,” 共立出版 (1961)
- 5) 金山和雄 etc: “変動圧力の測定に関する研究” 山口大学工学部研究報告 25, 50 (1974)
- 6) 木材晴保 第23回海岸工学論文集, pp. 602 (1977)

(昭和52年 4月15日受理)