

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = -i\omega(z_0 - z)n_y \quad \text{on } S_j$$

ここに、 z_0 : 振り子の回転中心から水面までの距離、 S_j : 振り子 j の没水面、 n_y : 水室表面の外向き単位法線ベクトルの成分である。

水波の速度ポテンシャルに関するグリーン関数 G を導入すると、ラプラスの方程式および自由表面条件、水底条件、放射条件を満足する ϕ と G に対してグリーンの定理により次の関係式が得られる³⁾。

$$\begin{aligned} \phi_l(P) = & \int_S \left[\phi_l(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) \right. \\ & \left. - Q(P, Q) \frac{\partial}{\partial n} \phi_l(Q) dS \right] \dots\dots\dots (2) \\ & l=1, 2, \dots, m+1 \end{aligned}$$

ここに、 $P=(x, y, z)$ 、 $Q=(\xi, \eta, \zeta)$ であり、それぞれ流体内部および装置表面上の点である。上式は解析的には解けず数値解法が必要である。

組込型の場合は鏡像法により (2) 式を簡単化することができる。 $y=0$ に振り子面をとり、 $y>0$ にひろがる半無限平面を考える。 $y=0$ で法線微分が与えられるノイマン境界条件に適合するグリーン関数 G^N は先のグリーン関数を利用して次式で与えられる。

$$\begin{aligned} G^N(P, Q) &= G(P, Q) + G(P, Q') \\ \frac{\partial}{\partial n} G^N|_{y=0} &= 0, \quad Q'=(\xi, -\eta, \zeta) \end{aligned}$$

したがって、(2) 式中の G を G^N として上式を代入すると、組込型に対するポテンシャルは次のようになる。

$$\phi_l(P) = - \iint_S G^N(P, Q) \frac{\partial}{\partial n} \phi_l(Q) dS$$

2.3 内域の速度ポテンシャル

内域の波動は二次元造波問題として取扱える。発散波の速度ポテンシャルを ϕ_j' とすると、二次元の解析結果⁴⁾を利用すれば次式で表される。

$$\begin{aligned} \phi_j'(x, y, z, t) &= R_e[\bar{\theta}_j \phi_j'(y, z) e^{-i\omega t}] \\ \phi_j'(y, z) &= -i \left[\frac{2\omega Y \cosh(z+h) \cos k(y+d)}{k^2 X \sin kd} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-2\omega Y_n \cos k_n(z+h) \cosh k_n(y+d)}{k_n^2 X_n \sinh k_n d} \right] \end{aligned}$$

$$X = \sin kh \cosh kh + kh$$

$$Y = kz_0 \sinh kh + \cosh kh - 1$$

$$X_n = \sin k_n h \cos k_n h + k_n h$$

$$Y_n = k_n z_0 \sin k_n h - \cos k_n h + 1$$

2.4 流体力

振り子に作用する流体力としては、入射波および散乱波によるもの(波浪強制力)と発散波によるもの(ラディエーション流体力)がある。変動圧力は速度ポテンシャルによって

$$p = -\rho \partial \Phi / \partial t$$

で表わせるので、振り子 j に作用する波浪強制モーメン

ト M_j は、

$$\begin{aligned} M_j &= i\omega \rho e^{-i\omega t} \iint_{S_j} (\phi_0 + \phi_{m+1}) \bar{h} dS \\ \bar{h} &= (z_0 - z)n_y \end{aligned}$$

また、振り子 j に作用する振り子 k の外域散乱波による流体モーメント M_{jk} は、

$$M_{jk} = i\omega \rho \bar{\theta}_k e^{-i\omega t} \iint_{S_j} \phi_k \bar{h} dS$$

ここで、 M_{jk} を振り子の速度、加速度に比例する項に分解して、

$$M_{jk} = -(\tilde{I}_{jk} \ddot{\theta}_k + \tilde{N}_{jk} \dot{\theta}_k)$$

と定義する。ここに、 $\ddot{\theta} = d^2\theta/dt^2$ 、 $\dot{\theta} = d\theta/dt$ を表わす。すると、 $\tilde{I}_{jk}$ および $\tilde{N}_{jk}$ はそれぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{jk} &= \frac{1}{\omega^2} R_e \left[i\omega \rho \iint_{S_j} \phi_k \bar{h} dS \right] \\ \tilde{N}_{jk} &= \frac{1}{\omega} I_m \left[i\omega \rho \iint_{S_j} \phi_k \bar{h} dS \right] \end{aligned}$$

ここに、 R_e : 実部、 I_m : 虚部を示す。

一方、内域では隔壁によって他の振り子への影響はない。したがって、内域の発散波による流体モーメント M_j' は

$$\begin{aligned} M_j' &= i\omega \rho \bar{\theta}_j e^{-i\omega t} \iint_{S_j} \phi_j' \bar{h} dS \\ &= -(\tilde{I}_j \ddot{\theta}_j + \tilde{N}_j \dot{\theta}_j) \\ \tilde{I}_j &= \frac{1}{\omega^2} R_e \left[i\omega \rho \iint_{S_j} \phi_j' \bar{h} dS \right] \\ \tilde{N}_j &= 0 \end{aligned}$$

2.5 運動方程式と吸収エネルギー

装置の属性として、振り子の慣性モーメント $\tilde{I}_j$ 、復元モーメント係数 K_j 、振り子の角速度に比例する負荷減衰係数 N_j がある。 $\tilde{M}_j$ 、 θ_j を列ベクトルの j 番目要素、 I_j 、 K_j 、 N_j 、 $\tilde{I}_j$ を対角マトリックスのそれぞれ j 番目要素とし、 $\tilde{I}_{jk}$ 、 $\tilde{N}_{jk}$ を $(m \times m)$ の実対称マトリックスとすると、 m 個の振り子の運動方程式は次のマトリックス方程式で表わされる。

$$\begin{aligned} (I_j + \tilde{I}_j) \ddot{\theta}_j + N_j \dot{\theta}_j + K_j \theta_j \\ + \sum_{k=1}^m (\tilde{I}_{jk} \ddot{\theta}_k + \tilde{N}_{jk} \dot{\theta}_k) = M_j; \quad j=1, 2, \dots, m \end{aligned}$$

上式を解いて各振り子の複素振幅が求まると、各振り子が一周期間に吸収するエネルギーの平均、すなわち平均吸収パワー P_j は次式で求まる。

$$P_j = (1/2) \omega^2 N_j |\bar{\theta}_j|^2$$

ここに、 N_j : 負荷の減衰係数である。

2.6 計算結果

計算条件は、現在稼働中の室蘭工業大学テストプラントの振り子式波力吸収装置をモデルとして、表—1 のようにした。 I_j 、 K_j は単位幅当りで示す。装置の最大吸収パワーを求めるにあたっては負荷減衰係数 N_j を各振り子とも一定の場合と、振り子ごとに変化させた場合につ

表-1 計算条件

諸 元	数 値	諸 元	数 値
I_j	3.4×10^4 (kg・m)	水 室 奥 行	5.5 (m)
K_j	6.0×10^4 (N・m)	水 深	2.5 (m)
振り子個数	5	入射波周期	2~10 (s)
振り子幅員	3 (m)	波 高	1 (m)

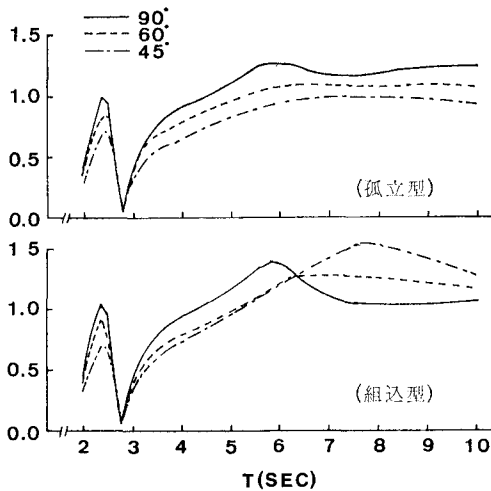


図-3 最大エネルギー吸収係数(可変負荷)

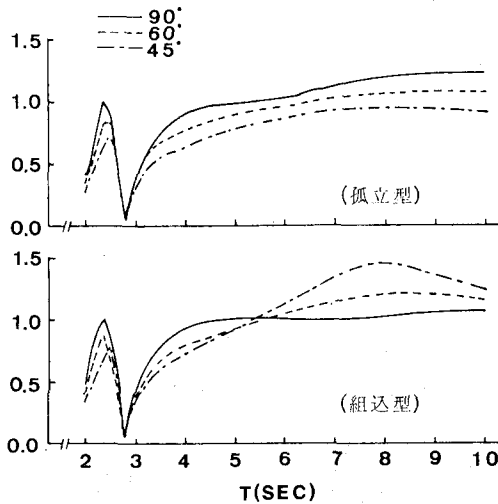


図-4 最大エネルギー吸収係数(一定負荷)

いて, Powell の可変計量法を用いて N_j の最適化を行なった。なお, 表示は全振り子の吸収パワーの平均値 $\bar{P}$ または P_j を単位峰幅当りの入射波のパワーによって無次元化し, 次式で示される最大エネルギー吸収係数 ν で行なう。

$$\nu = \frac{P}{(1/2)\rho g a^2 c_g B_0}$$

ここに, ρ : 水の密度, g : 重力加速度, a : 入射波の振幅, c_g : 入射波の群速度, B_0 : 装置の全長である。

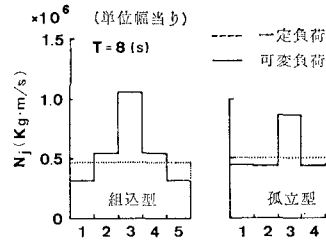


図-5 各振り子の最適負荷減衰係数(制約なし)

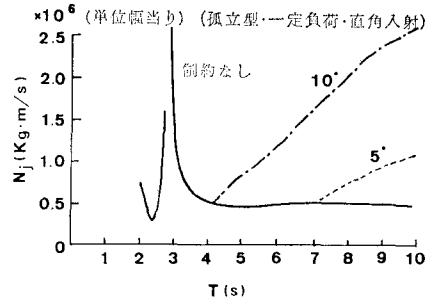


図-6 最適負荷減衰係数(振幅の最大値を制約)

図-3, 4 は ν の入射波周期に対する変化を入射角 β をパラメータにとって表わしたものである。二次元では ν は 1 以下となるが, 三次元で 1 を超えるのは, 装置への入力エネルギーとしては無限大の幅の入射波が関与しているにもかかわらず, ν では装置の幅分の入射波しか考慮されていないためと説明される⁵⁾。入力エネルギーの大きい長周期側での β による ν の変化をみると, 孤立型では $\beta=90^\circ$ から β が減少するにしたがって吸収係数が低下するのに対して, 組込型では逆に増加する傾向にある。図-5 は $T=8$ s のときの最適負荷係数を示す。可変負荷では一定負荷に比べ, 2 倍ほど突出した部分がみられる。このことは, 負荷一定の方が機器の定格容量を小さくできることを示している。

図-6 は制約条件として, 振り子の振幅の最大値を設定した場合について, 一定負荷の負荷係数を表わしたものである。このように, 負荷によって振幅を制御すると負荷係数は入射波周期が長くなるにつれて増加する。

3. 実海域性能試験

3.1 システム概要

振り子は質量 2.5t, 下端から回転中心までの距離 7.1 m, 受波板は 2×3.5 m である。二次変換部は図-7 に示すように, 油圧回路によって構成されている。振り子の運動は ① の油圧シリンダーで圧力に変換され ② の蓄圧器をへて二台の油圧モータ ③ に位相差 180° で交互に圧油を供給する。二台のモータは蓄圧器の作用でそれぞれオーバーラップしながら一方向クラッチ ④ を介して一台の油圧ポンプを駆動する(回路 I)。この場合,

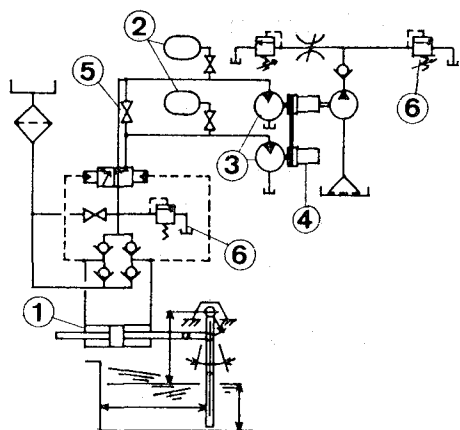


図-7 テストプラントの油圧回路

振り子に作用する負荷の反力は非線形となる。一方、止め弁⑤を開くと二台のモータの位相差0はとなり(回路Ⅱ), さらに蓄圧器を閉じれば線形回路に変わる(回路Ⅲ)。本装置では発電機の替りに油圧モータを接続し, 可変絞り弁によって負荷を与えた。絞り弁開度を変えることにより負荷が変化する。なお, 絞り弁を用いた場合のモータトルクは回転数の2乗に比例する。異常外力に対しては, ⑥の圧力制御弁によってシリンダーおよび油圧ポンプの最高圧を制限し, ピークカットを行なえるようになっている。

3.2 観測項目

観測は上述の回路Ⅰ, Ⅱについて負荷を種々に変化させて行なった。回路Ⅲではサージ圧の発生が著しく, キャビテーションの起るおそれがあるため, この回路による実験は中止した。

測定はプラントから5m側方の水面波形, ピストン変位, シリンダー内圧力, モータ・トルク, およびモータ回転数であり, 磁気テープに記録した。記録はサンプリングタイム0.5sでA/D変換した。

波高および変位のパワースペクトルはデータ個数2048でFFTによって求めた。モータ部の単位時間当りの平均吸収パワー $\bar{P}_m$ は次式で求まる。

$$\bar{P}_m = \frac{1}{T} \int_0^T T_q \omega_m dt \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに, T : 観測時間, T_q : モータトルク, ω_m : モータの角速度である。

3.3 観測結果

(1) 無負荷時の振り子の振動特性

特定の周波数帯の波に対して一次変換部が共振し, 吸収パワーが大きくなるタイプの振り子式では, 固有振動特性を知ることが性能向上の手がかりとなる。そこで, 無負荷時の振り子の周波数応答を調べた。図-8は入射波と, ピストン変位を

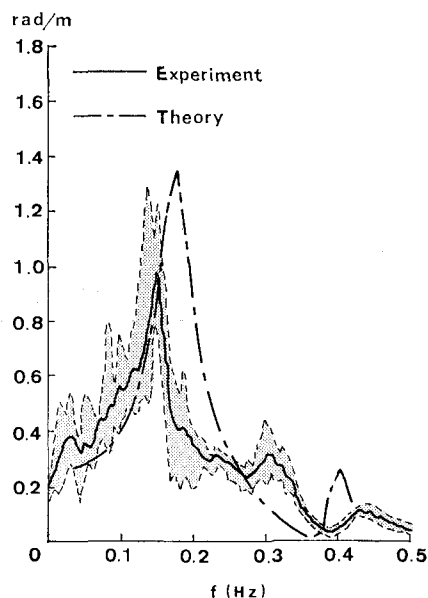


図-8 振り子の動揺の周波数応答(無負荷)

換算して求めた振り子動揺角のパワースペクトル9データから求めた動揺の周波数応答である。二本の破線はデータの上限, 下限値を示す。最大値は0.15 Hzで出現しており, 0.3 Hz, 0.44 Hzに小さな極値がある。一方, 理論値は, 実験値の傾向に良く対応しているが, 最大値は0.18 Hzであり, 小さな極値は0.4 Hzで, 双頭型のピークとなっている。

(2) エネルギー吸収特性

平滑化回路Ⅰを使用した場合の実測例を図-9に示

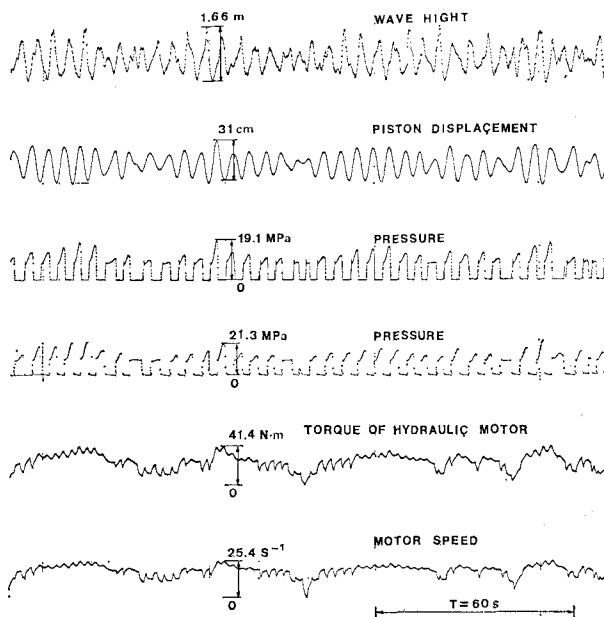


図-9 観測記録例

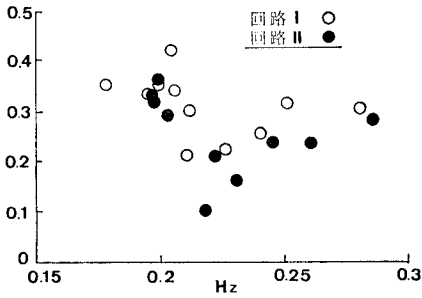


図-10 エネルギー吸収係数

す。ピストン変位は入射波波形をローパスフィルターにかけたような波形となっている。シリンダー内圧力は、ピストン運動方向にしたがって交互に発生し、その形は矩形あるいは梯形となっている。モータトルクと回転数をみると、シリンダー部の圧力変動が蓄圧器によって平滑化されているのが良くわかる。

これまでに得られた記録から、モータ部の出力を入射波スペクトルのピーク周波数で表わすと 図-10 のようになる。図では (3) 式で表わされる平均パワーを次式による不規則波の平均パワー $\bar{P}_w$ で除して、不規則波に対するエネルギー吸収係数で示した。

$$\bar{P}_w = \rho g \int_0^\infty c_g S_{\eta\eta}(f) df$$

ここに、 $S_{\eta\eta}(f)$ は入射波のパワースペクトルである。データ数が少ないので、この周波数帯におけるピーク値が得られているとは判断できないが、上限の傾向をみると、およそ、前出の振り子の周波数応答特性に対応しているとみられる。

今回の観測では無負荷時の振り子の振動特性から予測される、吸収エネルギーが最大となる周波数帯の資料が

得られなかった。しかし、これまでの結果からみて、本装置の性能はさらに向上する可能性がある。

4. あとがき

振り子式波浪エネルギー吸収装置の特性について、三次元解析およびテストプラントによる実海域での実験によって調べた。三次元解析では振り子の複数配列時の性能を示した。無負荷時の振り子の振動特性については、理論値は実験値の傾向を比較的良く表わすことが分ったが、負荷時のエネルギー吸収特性については、実験の負荷が非線形のため、理論との比較ができなかった。今後は、実測データを積み重ね、非線形負荷時の入出力特性を調べる予定である。

本研究は昭和 58 年度文部省科学研究費・試験研究 (2) (代表・近藤俊郎) の一部であることを付記する。

最後に解析に用いた最適化手法については、室蘭工業大学土木工学科杉本博之助教授のプログラムを利用させていただいた。ここに記して深く感謝する。

参 考 文 献

- 1) ECOR Ocean Energy Working Group: Report on utilization of ocean energy, 163 p., 1983.
- 2) 渡部富治・近藤俊郎・谷野賢二・竹田英章・黒井昌明: 防波施設に併設する波浪エネルギー吸収装置の研究 (2)——振り子式——, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 486~490, 1982.
- 3) たとえば, Mei, C.C.: The applied dynamics of ocean surface waves, John Wiley & Sons, New York, 740 p., 1983.
- 4) 浅野誠一: 岸壁部に設けられた振り子式波浪エネルギー回収装置の効率について, 日本造船学会水槽委員会第 2 部会, SK-60-14, 1980.
- 5) 前田久明・山下誠也: 波浪エネルギー一次変換装置, 「海洋エネルギー特集」, 日本造船学会誌, 第 637 号別冊, pp. 306~326, 1982.