

規則波中における浮体型振り子発電装置のエネルギー変換性能に関する研究

今井 康貴^{*1}, 永田 修一^{*1}, 豊田 和隆^{*2}, 村上 天元^{*1}, 瀬戸口 俊明^{*1}

Conversion Efficiency of Floating Pendulum Wave Energy Converter in Regular Waves

Yasutaka IMAI^{*1}, Shuichi NAGATA^{*1}, Kazutaka TOYOTA^{*2},
Tengen MURAKAMI^{*1} and Toshiaki SETOGUCHI^{*1}

^{*1} Saga Univ. Inst. of Ocean Energy
Honjo1, Saga, 840-8502 Japan

^{*2} Deceased (Saga Univ. Inst. of Ocean Energy)

A model test with a power take-off system composed of pulleys, belts and a generator is made and tank tests are carried out in regular waves to evaluate performance of a floating pendulum wave energy converter (FPWEC) proposed by Watabe. A primary conversion efficiency, secondary conversion efficiency and generating efficiency of this device are obtained from a free oscillation tests. Also, 2D numerical code using a boundary element method based on velocity potential theory to estimate the primary conversion efficiency of this device is developed. The result of the code is validated by comparing with the experimental results.

Key Words : Wave Energy Converter, Pendulum, Primary Conversion Efficiency

1. 結 言

固定型振り子式波力発電装置は可動物体型発電装置の一種である。渡部ら¹⁾はこの装置が高いエネルギー変換効率を持つこと、建築費の約70%はケーソンの建造費であることを示した。さらにより低建造費で、かつエネルギーの大きい大波高・長周期の波に対応できる浮体型振り子式波力発電装置 (Floating Pendulum Wave Energy Converter: FPWEC) を提案した。渡部ら²⁾は本装置のPower Take Off (PTO) システムにロータリーベーンポンプを採用した。また規則波中における本装置の一次変換効率を二次元水槽実験で計測した。Toyotaら³⁾は同様の浮体型振り子式発電装置の規則波中における発電効率を二次元水槽実験により計測した。この実験模型では振り子の回転運動をプーリーおよびベルトを用いて増速し発電した。Parkら⁴⁾は振り子回転部にモーターおよび計測センサを用いてFPWECの一次変換効率を計測した。Namら^{5),6)}は高次境界要素法を用いて規則波・不規則波中における本装置の3D運動を計算し、水槽実験結果と比較を行った。しかし、計算による一次変換効率と実験結果は比較されていない。

本研究では、プーリー、ベルト、発電機からなるPTOシステムをもつFPWEC模型を用いて、規則波中における本装置の発電効率を計測するために二次元水槽実験を実施した。次に空気中において振り子の自由振動実験により二次変換効率を算出し、本装置の一次変換効率を得た。さらに、速度ポテンシャル論に基づき二次元境界要素法プログラムを開発し、本装置の一次変換効率を算出した。計算による一次変換効率と水槽実験結果と比較し、本計算プログラムの有効性を示した。

* 原稿受付 2013年8月11日

^{*1} 佐賀大学海洋エネルギー研究センター (〒840-8502 佐賀市本庄1)

^{*2} 故人 (佐賀大学海洋エネルギー研究センター)

E-mail: imai@ioes.saga-u.ac.jp

2. 実験模型と実験方法

今回実験に使用した2種類の模型を Fig.1, Fig.2 に示す. Fig.1 は前年度まで使用していた模型であり, 以降, 旧型模型と記述する. Fig.2 は新たに製作した模型であり, 新型模型と記述する. 新型模型では浮体を積極的に動揺させ, 浮体と振り子の相対運動を旧型より大きくして発電効率を高めるコンセプトで設計した. これらの模型を Fig.3 のように二次元水槽に配置し, 規則波中発電実験を行った.

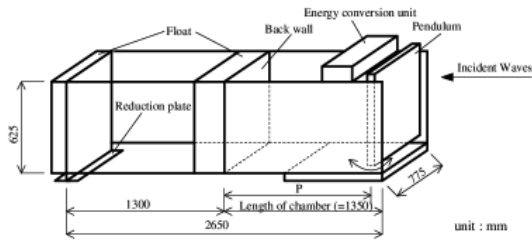


Fig 1 Old Model

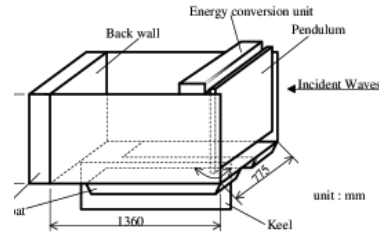


Fig 2 New Model

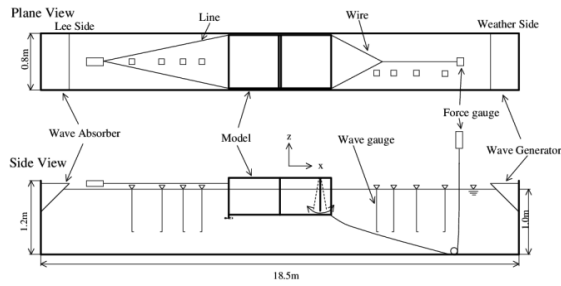


Fig 3 Experimental arrangement

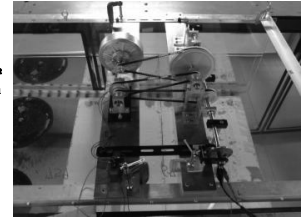
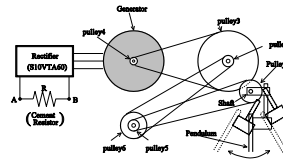


Fig 4 Power Take Off system

Fig.4 に模型に搭載した PTO システムを示す. 6つのプーリーおよび3本のベルトによって振り子軸の回転速度を 28.8 倍に増速し, SKY 電子社製 HR125 発電機を駆動する. 交流三相の発電機出力を整流器 (Shindengen S10VTA60) によって直流に変換し, 抵抗 R の両端 (Fig. 4 の A-B 間) の電圧 V を計測した. 発電出力 P_{out} は次式より求めた.

$$P_{out} = V^2 / R \quad (1)$$

最終的に発電出力はセメント抵抗で熱として消費した.

3. 実験結果

まず, 浮体型振り子式波力発電装置の一次変換効率を計算で求める際に発電ユニットの減衰係数が必要になる. そこで空気中において規定の重りを搭載して自由振動をさせ, 減衰係数を計測した. Fig.5 に実験機器配置を示す. 外部抵抗 R は 15, 100, 500 Ω とした. 実験によって得られた発電ユニットの減衰係数を Fig.6 に示す. 図の横軸は水室長 L に対する波長 λ , 縦軸は減衰係数を示す. 振り子の仕事は減衰係数 c_p および回転角 ψ を用いて次式で表される.

$$\int_0^{2\pi/\sigma} c_p \dot{\psi}^2(t) dt = \int_0^{2\pi/\sigma} c_p (i\sigma \Psi e^{i\sigma t})^2(t) dt = \pi c_p \sigma \Psi^2 \quad [J] \quad (2)$$

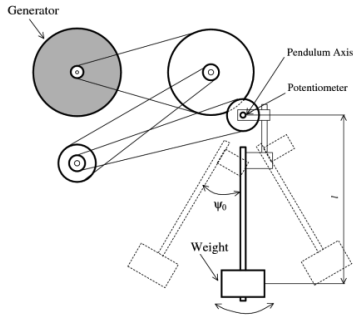


Fig.5 Damping test

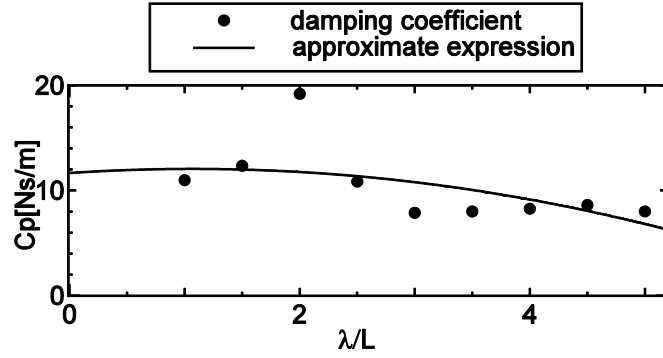


Fig.6 Damping Coefficient

また、振り子の出力 W_p は次式で求まる。

$$W_p = \frac{1}{T} \pi c_p \sigma \Psi^2 = \frac{\sigma}{2\pi} \pi c_p \sigma \Psi^2 = \frac{1}{2} c_p \sigma^2 \Psi^2 \quad [\text{W}] \quad (3)$$

W_p の時間平均と発電出力の比から二次変換効率 η_2 が求まる。最終効率 η を η_2 で割ることにより一次変換効率 η_1 を求めた。

旧型模型と新型模型の実験結果の比較を Fig.7,8 に示す。グラフの横軸は波長 λ を水室長さ L で除した無次元値、縦軸が上から順に (a) Surge, (b) Heave, (c) Pitch, (d) 一次変換効率, (e) エネルギー収支を示す。新型模型の方が旧型模型に比べ、すべての波長域で Surge 方向の振幅が大きく、波長が長くなるにつれて Heave, Pitch 方向の振幅の増大が抑制されていることが分かる。これは新型模型の方が低重心であり、水面変動時の没水体積の変化が小さいことと、水平方向の運動を低減させる鉛直減揺板の有無が影響していると考えられる。一次変換効率の最大値は新型の方が旧型より高い。また P が大になるにつれ一次変換効率が最大になる λ/L も大になる。

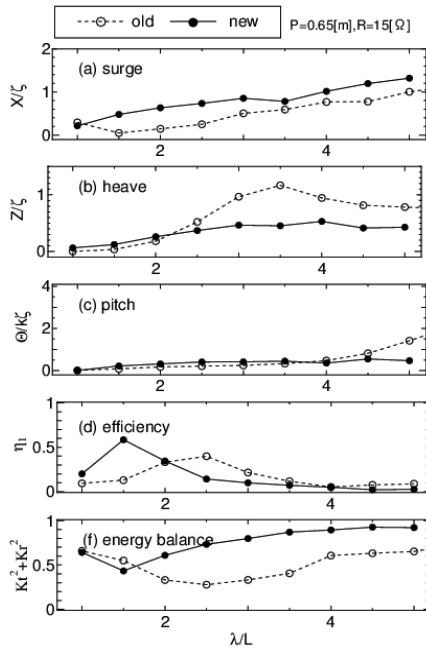


Fig.7 Motion amplitude and Primary conversion efficiency
 $P=0.5\text{m}$, $R=15\ \Omega$

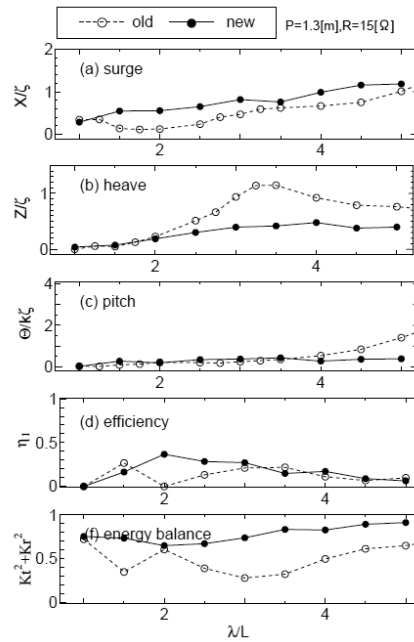


Fig.8 Motion amplitude and Primary conversion efficiency
 $P=1.3\text{m}$, $R=15\ \Omega$

4. 数値解析

4・1 基本仮定

ポテンシャル理論および境界要素法⁷⁾をベースとした数値解析プログラムの開発を行った．Fig.9 に装置及び装置周辺の流体部を示す．浮体から十分離れた一定水深域に仮想境界面を設け，流体域を内域 (Region 1) と外域 W (Region W) および外域 L (Region L) に分割した．また，浮体内部の領域を Region 2, Region 3 と定義した．

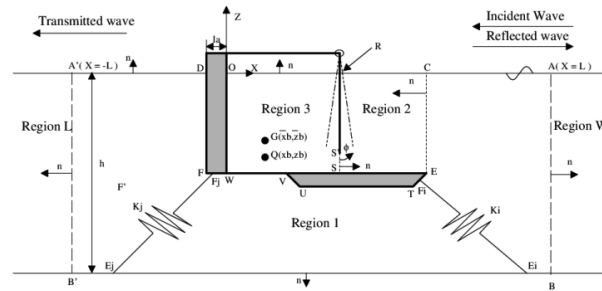


Fig.9 Definition Sketch

x 方向および z 方向の並進運動を ξ および η とする． y 軸まわりの回転運動（ピッチ）を θ ，振り子の回転角を ψ とおく．運動が周期 T ，円周波数 σ で周期的であると仮定すると，運動は次式で表現される．

$$\xi = x_0 - \bar{x}_0 = \text{Re}[X \cdot e^{i\sigma t}], \quad \eta = z_0 - \bar{z}_0 = \text{Re}[Z \cdot e^{i\sigma t}], \quad \theta = \text{Re}[\Theta \cdot e^{i\sigma t}], \quad \psi = \text{Re}[\Psi \cdot e^{i\sigma t}] \quad (4)$$

ここで i は虚数単位， X ， Z ， Θ はそれぞれ前後揺，上下揺，縦揺の複素振幅である． ψ は振り子回転の複素振幅を示す． $\text{Re}[\]$ は複素数の実部をとることを示す．流体は非粘性，非圧縮，非回転であるため速度ポテンシャル $\Phi(x, z; t)$ が存在する．

$$\Phi(x, z; t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \text{Re}[\phi(x, z)e^{i\sigma t}] \quad (5)$$

ϕ はラプラス方程式を満足する．

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (6)$$

物体から上流側および下流側の十分離れたところに仮想境界 AB ($x=l$) および $A'B'$ ($x=l'$) を設ける． CE および SS' も同様に仮想境界である．流体領域を領域 W，領域 L，領域 1~3 に分割する．領域 W では遠方からの入射波および反射波，領域 L では透過波のみが存在する．領域 W，領域 L における速度ポテンシャル ϕ^W および ϕ^L はそれぞれ次式で表すことができる．

$$\phi^W(x, z) = \left[e^{ikx} + K_r e^{-ikx} \right] \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (7)$$

$$\phi^L(x, z) = K_t e^{ikx} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (8)$$

ここで K_r は反射率， K_t は透過率である． k は波数であり，次の分散関係式を満足する．

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad (9)$$

長さを水深 h で無次元化する．

$$x' = x/h, \quad z' = z/h \quad (10)$$

以降の式は水深で無次元化したものとする．またダッシュ記号を省略する．

各境界における条件は以下ようになる．

a) 自由表面

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \Gamma \phi \quad (11)$$

b) 水底

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (12)$$

c) 物体表面

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = i\Gamma \left[\frac{X}{\zeta_0} \frac{dz}{ds} - \frac{Z}{\zeta_0} \frac{dx}{ds} - \frac{\Theta h}{\zeta_0} \left\{ (x - \bar{x}_0) \frac{dx}{ds} + (z - \bar{z}_0) \frac{dz}{ds} \right\} \right] \quad (13)$$

d) 境界 AB

$$\phi(l, z) = \left[e^{i\lambda l} + K_r e^{-i\lambda l} \right] A(\lambda z) \quad (14)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n}(l, z) = i\lambda \left[e^{i\lambda l} - K_r e^{-i\lambda l} \right] A(\lambda z) \quad (15)$$

e) 境界 A'B'

$$\phi(-l', z) = K_t e^{-i\lambda l'} A(\lambda z) \quad (16)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n}(-l', z) = i\lambda K_t e^{-i\lambda l'} A(\lambda z) \quad (17)$$

境界 CE, SS' においては境界において ϕ および $\partial \phi / \partial n$ が等しいとする. (11)~(17)において

$$A(\lambda z) = \frac{\cosh \lambda(z+1)}{\cosh \lambda}, \quad \lambda = kh, \quad \Gamma = \frac{\sigma^2 h}{g} \quad (18)$$

である. また, n は法線方向の単位ベクトルを表す.

4・2 境界積分方程式

境界を N 個の微小な線要素に分割し, 要素 j ($j=1, \dots, N$) の中点の座標を (ξ_j, η_j) , 要素長さを Δs_j とする. また要素 j における速度ポテンシャルを $\phi(j)$ ($=\phi(\xi_j, \eta_j)$) およびその微分 $\bar{\phi}(j)$ ($=\bar{\phi}(\xi_j, \eta_j)$) はグリーンの法則を満足する.

$$\sum_{j=1}^N \left[F_{ij} \cdot \phi(j) - E_{ij} \cdot \bar{\phi}(j) \right] = 0, \quad (i=1 \sim N) \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} F_{ij} &= -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, \quad (\text{for region-1, region-3}) \\ F_{ij} &= \delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, \quad (\text{for region-2}) \\ E_{ij} &= \frac{1}{\pi} \int_{\Delta s_j} \log R_{ij} ds, \quad \bar{E}_{ij} = \frac{1}{\pi} \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial n} \log R_{ij} ds \\ R_{ij} &= \left[(\xi_j - \xi_i)^2 + (\eta_j - \eta_i)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

ここで δ_{ij} はクロネッカーのデルタ記号である.

4・3 運動方程式

ハミルトンの原理を用いて振り子式波力発電装置の運動方程式を導出する. 運動エネルギーを T , ポテンシャルエネルギーを W とおくと, 運動方程式は次式のように表現できる.

$$\delta \left[\int_{t_a}^{t_b} (T - W) dt \right] - \int_{t_a}^{t_b} \left\{ F_x^m \delta \xi + F_z^m \delta \eta + T_\theta^m \delta \theta - \left(P_x^w \delta \xi + P_z^w \delta \eta + T_\theta^w \delta \theta + T_\psi^w \delta \psi + c_p \dot{\psi} \delta \psi + P_z^s \delta \eta + T_\theta^s \delta \theta \right) \right\} dt = 0 \quad (21)$$

ここで δ は変分, P_x^w , P_z^w は物体に作用する水平および鉛直方向の流体力, T_θ^w は物体重心周りのモーメントを示す. P_z^s , T_θ^s は静圧による復原力および復原モーメントを示す. F_x^m , F_z^m は水平および鉛直方向の係留力, T_θ^m は重心まわりの係留モーメントを示す. T_ψ^m は振り子重心まわりのモーメント, c_p は減衰係数を示す.

振り子の重心座標 (x_{pG}, y_{pG}) は次式で表される.

$$x_{PG} = \bar{x}_p + \xi - (\bar{z}_p - \bar{z}_0)\theta + \frac{l_p}{2}\sin\psi, \quad z_{PG} = \bar{z}_p + \eta + (\bar{x}_p - \bar{x}_0)\theta - \frac{l_p}{2}\cos\psi \quad (22)$$

l_p は振り子の長さである. 運動エネルギー T およびポテンシャルエネルギー W は具体的には次式のように記述できる.

$$T = \frac{1}{2}(M_1 + M_2)(\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2) + \frac{1}{2}I_1\dot{\theta}^2 + \frac{1}{2}I_2\dot{\psi}^2 + \frac{1}{2}M_2\left[\{(\bar{x}_p - \bar{x}_0)^2 + (\bar{z}_p - \bar{z}_0)^2\}\dot{\theta}^2 + \frac{l_p^2}{4}\dot{\psi}^2 + 2\{(\bar{x}_p - \bar{x}_0)\dot{\eta}\dot{\theta} - (\bar{z}_p - \bar{z}_0)\dot{\xi}\dot{\theta}\} + l_p\{(\bar{x}_p - \bar{x}_0)\sin\psi - (\bar{z}_p - \bar{z}_0)\cos\psi\}\dot{\theta}\dot{\psi} + l_p\dot{\psi}(\dot{\xi}\cos\psi + \dot{\eta}\sin\psi)\right] \quad (23)$$

$$W = M_2 g l_p (1 - \cos\psi) \quad (24)$$

M_1 は発電浮体の質量 (振り子質量を除く), I_1 は発電浮体の重心まわりの慣性モーメント, M_2 は振り子の質量, I_2 は振り子の重心周りの慣性モーメントを示す.

図 9 に示すように浮体は n^* 本の係留索で係留されるとする. k 番目の係留線の両端座標を $D_k(a_k, b_k)$ および $E_k(c_k, d_k)$ とする. また k 番目の係留索のバネ定数を K_k , 長さを m_k , 初期張力を f_k , 水平からの角度を ε_k とおく. 係留力は次式で表される.

$$\left. \begin{aligned} F_x^m &= \sum_{k=1}^{n^*} \left(-K_{xx}^{(k)} \xi - K_{xz}^{(k)} \eta + K_{x\theta}^{(k)} \theta \right) \\ F_z^m &= \sum_{k=1}^{n^*} \left(-K_{zx}^{(k)} \xi - K_{zz}^{(k)} \eta + K_{z\theta}^{(k)} \theta \right) \\ T_\theta^m &= \sum_{k=1}^{n^*} \left(K_{\theta x}^{(k)} \xi + K_{\theta z}^{(k)} \eta - K_{\theta\theta}^{(k)} \theta \right) \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

ここで,

$$\left. \begin{aligned} K_{xx}^{(k)} &= (K_k - f_k) \cos^2 \varepsilon_k + f_k \\ K_{xz}^{(k)} &= K_{zx}^{(k)} = (K_k - f_k) \cos \varepsilon_k \sin \varepsilon_k \\ K_{x\theta}^{(k)} &= K_{\theta x}^{(k)} = (K_k - f_k) S_k \cos^2 \varepsilon_k - f_k (\bar{z}_0 - b_k) \\ K_{zz}^{(k)} &= (K_k - f_k) \sin^2 \varepsilon_k + f_k \\ K_{z\theta}^{(k)} &= K_{\theta z}^{(k)} = \{K_k S_k + f_k (\bar{z}_0 - b_k)\} \cos \varepsilon_k \sin \varepsilon_k + f_k (\bar{x}_0 - a_k) \cos^2 \varepsilon_k \\ K_{\theta\theta}^{(k)} &= S_k \{K_k S_k + f_k (\bar{z}_0 - b_k)\} \cos^2 \varepsilon_k - f_k S_k (\bar{x}_0 - a_k) \cos \varepsilon_k \sin \varepsilon_k \\ &\quad + f_k (\bar{x}_0 - c_k) \{(\bar{z}_0 - b_k) \tan \varepsilon_k + (\bar{x}_0 - a_k)\} - f_k S_k (\bar{z}_0 - b_k) \\ S_k &= b_k - \bar{z}_0 - (a_k - \bar{x}_0) \tan \varepsilon_k \quad f_k = F_{0k} / m_k \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

動圧による流体力は次式で表される.

$$\left. \begin{aligned} P_x^w &= -i\rho g \varsigma_0 \left[\int_{C_1} \phi dz - \int_{C_2} \phi dz \right] e^{i\sigma t} \\ P_z^w &= i\rho g \varsigma_0 \left[\int_{C_1} \phi dx - \int_{C_2} \phi dx \right] e^{i\sigma t} \\ T_\theta^w &= i\rho g \varsigma_0 \left[\int_{C_1} \phi \{(x - \bar{x}_0) dx + (z - \bar{z}_0) dz\} - \int_{C_2} \phi \{(x - \bar{x}_0) dx + (z - \bar{z}_0) dz\} \right] e^{i\sigma t} \\ T_\psi^w &= i\rho g \varsigma_0 \left[\int_{C_1} \phi \{(x - \bar{x}_p) dx + (z - \bar{z}_p) dz\} - \int_{C_2} \phi \{(x - \bar{x}_p) dx + (z - \bar{z}_p) dz\} \right] e^{i\sigma t} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

C_1 は領域 1 および 3 の周囲境界, C_2 は領域 2 の周囲境界を示す.

復原力 P_z^s および復原モーメント T_θ^s は次式で表される.

$$\left. \begin{aligned} P_z^s &= -\rho g (I_1 Z + I_1 \Theta) e^{i\sigma t} \\ T_\theta^s &= -\rho g [I_1 Z + (I_{11} + I_2) \Theta] e^{i\sigma t} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \int_{C_s} (x - \bar{x}_0) dx, \quad l_1 = \int_{C_s} dx \\ I_{11} &= \int_{C_s} (x - \bar{x}_0)^2 dx, \quad I_2 = (z_b - \bar{z}_0) S_V \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

高次項を無視すると、(21)から運動方程式が得られる。

$$(M_1 + M_2) \ddot{\xi} - M_2 (\bar{z}_p - \bar{z}_0) \ddot{\theta} + \frac{1}{2} M_2 l_p \ddot{\psi} = P_x^w + F_x^m \quad (30)$$

$$(M_1 + M_2) \ddot{\eta} + M_2 (\bar{x}_p - \bar{x}_0) \ddot{\theta} = P_z^w + P_z^s + F_z^m \quad (31)$$

$$M_2 \left\{ -(\bar{z}_p - \bar{z}_0) \ddot{\xi} + (\bar{x}_p - \bar{x}_0) \ddot{\eta} \right\} + \left[I_1 + \frac{M_2}{2} \left\{ (\bar{x}_p - \bar{x}_0)^2 + (\bar{z}_p - \bar{z}_0)^2 \right\} \right] \ddot{\theta} - \frac{1}{2} M_2 l_p (\bar{z}_p - \bar{z}_0) \ddot{\psi} = T_\theta^w + T_\theta^s + T_\theta^m \quad (32)$$

$$\left(I_2 + \frac{1}{4} M_2 l_p^2 \right) \ddot{\psi} + \frac{1}{2} M_2 l_p \left\{ \ddot{\xi} - (\bar{z}_p - \bar{z}_0) \ddot{\theta} \right\} + c_p \dot{\psi} = T_\psi \quad (33)$$

(25)～(29)を(30)～(33)に代入し連立させて解き、浮体運動、振り子運動、各要素の速度ポテンシャルおよびその微分値が求まる。上式から求めた振り子の運動振幅を用いて振り子の運動エネルギーは次式で表される

$$E_p = \frac{1}{T} \int_0^T c_p \dot{\psi}^2(t) dt = \frac{1}{2} c_p \sigma^2 \Psi^2 \quad (34)$$

入射波エネルギーは次式で表される。

$$E_{in} = \frac{\pi}{2kT} B \left(\frac{H}{2} \right)^2 \rho g \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (35)$$

これから、一次変換効率は次式で表される。

$$\eta_1 = \frac{E_p}{E_{in}} \quad (36)$$

4・4 実験結果との比較

上記方法の妥当性を示すため、FPWEC 模型の計算を行い、計算結果を水槽実験結果と比較した。

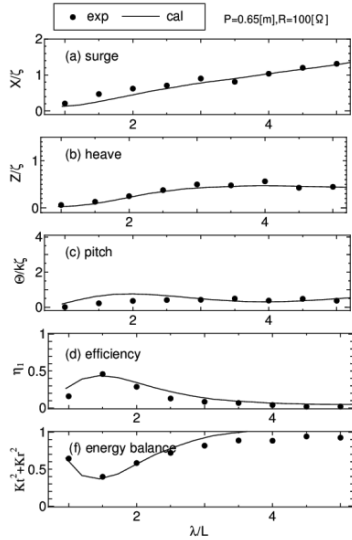


Fig.10 Comparison of calculated results and experimental results (New model)

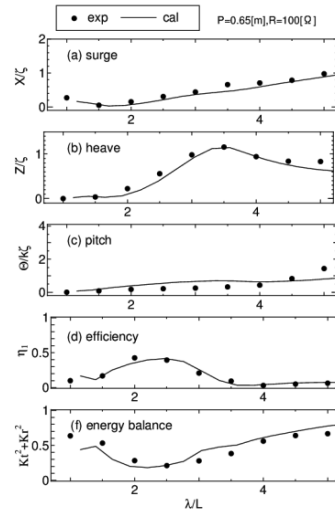


Fig.11 Comparison of calculated results and experimental results (New model)

P=0.65m, R=100Ω 条件時における新型模型の前後揺、上下揺、縦揺の運動振幅、一次変換効率を Fig.10 に示す。旧型模型で同条件の場合を Fig.11 に示す。運動および一次変換効率の計算結果は実験結果によく合致する結果が得られた。

5. 結 語

本論文では，プーリー，ベルトおよび発電機から構成される PTO システムをもつ FPWEC の発電効率を評価するために，二次元水槽における規則波中発電実験を行なった．発電実験および振り子の空気中自由振動実験から，波力発電装置の一次変換効率，二次変換効率，発電効率を得た．さらに，本装置の一次変換効率および運動を評価するために境界要素法を用いた数値解析プログラムを開発した．一次変換効率および運動の計算結果と実験結果を比較することによって，プログラムの妥当性を示した．

謝 辞

本研究を中心になって進めてきた共著者の豊田和隆准教授は病気のため 2012 年 9 月に他界された．生前のご功績を偲び，ご冥福をお祈り申し上げます．

文 献

- (1) Watabe, T, Kondo, H, Shirai, H, and Seino, K, (1994). "Remodelling of Muroran Wave Test Plant", Proc 4th Int Offshore and Polar Eng Conf, Osaka, ISOPE, Vol I.
- (2) Watabe, T. (2008) Utilization of the Ocean Wave Energy, FUJI Print Press
- (3) Toyota, K, Nagata, S, Imai, Y, Ono, K, and Setoguchi, T, (2011), "Energy Conversion Characteristics on Floating Type Pendulum Wave Energy Converter in Regular Waves", Proc 21st Int Offshore and Polar Eng Conf, Maui, ISOPE, pp 675-679.
- (4) Park, J.Y, Shin, S.H, Hong, K.Y, and Kim, S.H, (2012), "A Study on the Wave Response and Efficiency of a Pendulum Wave Energy Converter", Proc 22nd Int Offshore and Polar Eng Conf, Rhodes, ISOPE, pp 601-606.
- (5) Nam, B.W, Hong, S.Y, Shin, S.H, Hong S.W, and Kim, K.B, (2012a), "Prediction of the Hydrodynamic Performance of the Floating Pendulum Wave Energy Converter in Regular and Irregular Waves", Proc 22nd Int Offshore and Polar Eng Conf, Rhodes, ISOPE, pp 607-612.
- (6) Nam, B.W, Hong, S.Y, and Shin, S.H, (2012b), "A Study on Wave-induced Motion of Floating Pendulum Wave Energy Converter", Asian Wave and Tidal Conference Series, AWTEC, pp 124-128.
- (7) Ijima, T, Yoshida, A, and Yamamoto, T (1977). "Two-Dimensional Motions of Moored Floating Bodies with Arbitrary Cross-Section," Memoirs of Faculty of Engineering, Kyushu University, Vol.37, No.3, pp 107-132.