浮体式振動水柱型波力発電装置の発電性能時系列計算法の開発

—第1報 空気圧のメモリー影響を考慮した浮体運動方程式の導出と周波数領域での流体力評価—

正員 永田 修一* 正員 豊田 和隆*
正員 今井 康貴* 瀬戸口 俊明*

Numerical Simulation for Evaluation of Energy Conversion of Floating OWC-type Wave Energy Converter
- Part1, Derivation of Equation of Motion of a Floating Body Considering Memory Effect by Air Pressure and Evaluation of Hydrodynamic Force in Frequency Domain -

by Shuichi Nagata, *Member* Kazutaka Toyota, *Member*
Yasutaka Imai, *Member* Toshiaki Setoguchi

Summary

In order to design a floating OWC-type wave energy converter such as Backward Bent Duct Buoy (BBDB) optimally, it is necessary to develop the numerical method in time domain considering motions of BBDB, air flow in air chamber and rotation of air turbine and mooring system in waves.

In this paper, first, equations of motion of a floating OWC-type wave energy converter in waves considering memory effect by body velocity and air pressure in air chamber are shown. Second, calculation results in frequency domain by 3D boundary element method for a diffraction problem and radiation problems by forced motion with unit body velocity and unit air pressure in air chamber for BBDB are shown. Experiments on exciting forces and radiation forces for heave and pitch mode are also carried out and calculation results are compared with experimental results.

1. 緒 言

地球の温暖化が危惧され、再生エネルギーとしての自然エネルギーが注目されている今日、自然エネルギーの一つである波浪エネルギーを利用して発電する波力発電装置の開発は、ヨーロッパを中心に世界的なブームとなっている。これまでに様々なコンセプトに基づいた波力発電装置が提案されており、近年の開発成果や装置の性能評価のための流体力学的な取り扱いについてまとめた成書^{1) 2)}も出版されている。現在、著者らも、浮体式の振動水柱型 (Oscillating Water Column: OWC) 波力発電装置「後ろ曲げダクトブイ (Backward Bent Duct Buoy, 以後 BBDB)」の実用化を目指して、研究を実施中である。Masuda³⁾によって提案されたこの装置は、Fig.1に示すように空気室、水平ダクト、浮力体、タービンで構成され、i) BBDB の一次変換効率、他の浮体型 OWC のそれよりも高い、ii) BBDB の一次変換効率が最大となる波の波長は、浮体の長さの 4 倍程度となるため、浮体の長さが短くて良い、iii) BBDB は、入射波の特定の周波数帯において、波上側へ微速前進する性質を持つため、多数の周波数帯

の波が混在する実海域では、波下側に働く波漂流力を低減でき、係留コストを削減できるという利点がある。このような特徴を持つため、BBDB の開発のための研究が、日本、アイルランド、韓国等で行われている。この BBDB の一次変換に関する基本特性を把握するために、Masuda³⁾、Lewis⁴⁾ や Toyota 他⁵⁾ が、水槽実験を行っている。しかしながら、水槽実験によって、発電効率の良い最適な浮体形状を求めるためには膨大な実験が必要となるため、BBDB のような浮体式の振動水柱型波力発電装置の最適設計には、不規則な波浪中における浮体の運動、空気室内の空気圧力の変動、空気タービンや係留系の非線形特性を同時に考慮できる時系列計算ツール (以下、システムシミュレーションと呼ぶ) が必要となる。

固定式の振動水柱型波力発電装置に関しては、このようなシステムシミュレーションに関する研究が行われている。木下他⁶⁾ ⁷⁾ は、空気室下部の内部水柱を上下揺する等価浮体と仮定して、この水柱の入射波による運動、空気室内圧力、タービンの運動方程式を考慮した計算法を提案している。また、鈴木^{8) 9)} も同様な等価浮体法を用いて、空気室内空気の圧縮性、タービンのトルク特性を考慮した計算法を提案し、酒田港の防波堤に設置された波力発電装置¹⁰⁾ に適用している。

等価浮体法を用いないで、空気室の水面変位の空間分布を厳密に考慮するシステムシミュレーションについては、同じく、

* 佐賀大学海洋エネルギー研究センター

固定式の振動水柱型波力発電装置に関して、Sarmiento 他¹¹⁾、Falcao 他¹²⁾が行っている。彼らは、不規則波が入射した時の空気室内水面の時間変動を求めるために、まず、空気室の空気圧力変動に伴う流体運動を周波数領域のラディエーション問題として解き、空気室内水面変動の周波数応答を計算し、これに畳込み積分を適用することにより、任意の圧力変動に関する空気室内水面の時間変動を求めている。次に、入射波による流体運動を周波数領域でのディフラクション問題として解き、同様に、不規則波が入射した場合の空気室内の水面変動時系列を求め、ラディエーション問題の解と重ね合わせることで、不規則波が入射した時の空気室内水面の時間変動を求めている。

浮体式の振動水柱型波力発電装置については、このような装置全体のシステムシミュレーション手法は示されていないようである。規則波中の振動水柱型波力発電装置の一次変換性能計算に関しては、浮体式振動水柱型波力発電装置“マイティーホール”について、Osawa 他¹³⁾が、また、BBDB に関して Hong 他¹⁴⁾が行っているが、空気圧力変動に伴うラディエーション問題を解いていないために、入射波によるディフラクション問題、浮体の運動に伴うラディエーション問題を解く際に、空気室内の水面条件に空気室の影響を含む実験パラメータが導入され、この実験パラメータの設定が複雑となっている。

Fig. 1 Principle of BBDB

本研究は、BBDB のような浮体式の振動水柱型波力発電装置全体の最適設計を行うために、波浪中での、浮体の運動、空気室内の空気圧力の変動、及びそれによる空気室内水面の空間分布、空気タービンや係留系の特性を同時に考慮でき、Hong 他のような実験パラメータを必要としない時系列計算法の開発を目指すものである。計算手法としては、Falcao 他と同様に、空気室内圧力の変化に対する流体運動を周波数領域でのラディエーション問題として解き、これに畳込み積分を適用して時間領域の解を求める方法を用いる。

本報は、その第1報として、まず、浮体の動揺によるメモリー影響だけでなく、従来示されていなかった空気室内の空気圧力変動によるメモリー影響を考慮した浮体の運動方程式を導く。次に、BBDB を対象に、この計算法のベースになる周波数領域での波強制力と浮体運動及び空気室の空気圧力変動に伴うラディエーション流体力、ポテンシャル理論に基づいた3次元境界要素法を用いて計算した結果を示す。さらに、BBDB を対象に、波強制力実験、Heave と Pitch に関する強制動揺実験も実施して、境界要素法による計算精度についても検討している。

2. 浮体の動揺と空気室のメモリー影響を考慮した BBDB の運動方程式の導出

本節では、浮体の動揺と空気室内の空気圧力のメモリー影響を考慮した時間領域での BBDB の運動方程式を誘導する。浮体動揺によるメモリー影響を考慮した時間領域での浮体の運動方程式は、既に、Cummins¹⁵⁾、Mei¹⁶⁾、Oortmerssen¹⁷⁾ によって示されているが、統一的な説明とするため、この部分についても概略、併せて示す。

本報ではデカルト座標系を用い、原点を静水時の水線面上に、x,y,z 軸をそれぞれ BBDB の長手方向、幅方向、鉛直上向き方向にとる。流体は非圧縮、非粘性、渦無しの完全流体を仮定し、速度ポテンシャル Φ を定義する。 Φ に関する線型の境界値問題は、以下のように表される。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (\text{流体内部}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (\text{水面上, } z=0) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\zeta = 0 \quad (\text{BBDB 外部の水面上, } z=0) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\zeta = -\frac{P_s}{\rho} \quad (\text{空気室内の水面上, } z=0) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (\text{水底上}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \sum_{\alpha=1}^6 \dot{X}_\alpha \cdot n_\alpha \quad (\text{物体表面上}) \quad (6)$$

ここで、 g は重力加速度、 ζ は自由表面の上下変位、 P_s は空気室内の空気圧、 ρ は周囲の流体の密度、 n は流体に対して外向き法線ベクトル、 X_α は α 方向への浮体の変位を表している。

2.1 周波数領域での BBDB の運動方程式

まず、周波数領域の問題について整理する。速度ポテンシャル Φ 、BBDB の変位および空気室内の圧力変動を以下のように表す。

$$\Phi(x, y, z; t) = \text{Re}[\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}] \quad (7)$$

$$X_\alpha(t) = \text{Re}[X_\alpha^a e^{-i\omega t}] \quad (8)$$

$$P_s(t) = \text{Re}[P_s^a e^{-i\omega t}] \quad (9)$$

ここで、 i は虚数単位、 ω は角振動数、 t は時間、 X_α^a は α 方向への変位振幅、 P_s^a は空気室内圧力の振幅である。 $\text{Re}[\]$ は実数部を示す。式 (7)~式 (9) を式 (1)~式 (6) に代入する事により、次の境界値問題が得られる。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (\text{流体内部}) \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0 \quad (\text{BBDB 外部の水面上, } z=0) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = \frac{i\omega}{\rho g} P_s^a \quad (\text{空気室内の水面上, } z=0) \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (\text{水底上}) \quad (13)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -i\omega \sum_{\alpha=1}^6 X_\alpha^a \cdot n_\alpha \quad (\text{物体表面上}) \quad (14)$$

さらに速度ポテンシャル ϕ を次式のようにあらわす。

$$\phi = \phi_0 + \phi_8 - i\omega \sum_{\alpha=1}^6 X_\alpha^a \phi_\alpha - \frac{i\omega}{\rho g} P_s^a \phi_7 \quad (15)$$

上式において、 ϕ_0 は入射波の速度ポテンシャルで、深海波の場合、

$$\phi_0 = \frac{g\zeta}{\omega} e^{kz} e^{i(kx \cos \theta + ky \sin \theta)} \quad (16)$$

であらわされる。ここで、 θ は入射波の進行方向と x 軸の角度、 h は水深、 k は波数を表す。 $\phi_1 \sim \phi_6$ は BBDB の運動によって発生するラディエーションポテンシャルで、1~6 はそれぞれ 1: Surge, 2: Sway, 3: Heave, 4: Roll, 5: Pitch, 6: Yaw を示す。 ϕ_7 は、空気室内の空気圧変動によるラディエーションポテンシャル、 ϕ_8 はディフラクションポテンシャルである。

ディフラクションポテンシャル ϕ_8 は、以下の境界値問題の解である。

$$\nabla^2 \phi_8 = 0 \quad (\text{流体内}) \quad (17)$$

$$\frac{\partial \phi_8}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_8 = 0 \quad (18)$$

(BBDB 外部の水面上, $z = 0$)

$$\frac{\partial \phi_8}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_8 = 0 \quad (\text{空気室内の水面上, } z = 0) \quad (19)$$

$$\frac{\partial \phi_8}{\partial z} = 0 \quad (\text{水底上}) \quad (20)$$

$$\frac{\partial \phi_8}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad (\text{物体表面上}) \quad (21)$$

$$(kr)^{1/2} \left(\frac{\partial \phi_8}{\partial r} - ik\phi_8 \right) \rightarrow 0 \quad (22)$$

$$(kr = k\sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty)$$

次に、ラディエーションポテンシャル ϕ_α ($\alpha = 1 \sim 6$) については、式 (17)~式 (20)、式 (22) で ϕ_8 を ϕ_α と変えた式がなりたつ。式 (21) に対応する物体表面上の境界条件式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \phi_\alpha}{\partial n} = n_\alpha \quad (\text{物体表面上}) \quad (23)$$

最後に、空気室内の空気圧によって生じるラディエーションポテンシャル ϕ_7 については、式 (17)、式 (18)、式 (20)、式 (22) で ϕ_8 を ϕ_7 と変えた式がなりたつ。式 (19)、式 (21) に対応する空気室内の水面上条件と、物体表面条件は以下のようになる。

$$\frac{\partial \phi_7}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_7 = -1 \quad (\text{空気室内の水面上, } z = 0) \quad (24)$$

$$\frac{\partial \phi_7}{\partial n} = 0 \quad (\text{物体表面上}) \quad (25)$$

規則波中の浮体の運動方程式は次のようにして導かれる。浮体に働く α 方向の力 $\mathcal{F}_\alpha$ は

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_\alpha &= \iint_{S_B} p n_\alpha ds \\ &= \operatorname{Re} \left[\left(F_\alpha^D + \sum_{\beta=1}^6 (-i\omega X_\beta^a) f_{\alpha\beta}^B + f_\alpha^a P_s^a \right) e^{-i\omega t} \right] \end{aligned} \quad (26)$$

ここで、

$$F_\alpha^D = i\rho\omega \iint_{S_B} (\phi_0 + \phi_8) n_\alpha ds \quad (27)$$

$$f_{\alpha\beta}^B = i\rho\omega \iint_{S_B} \phi_\beta n_\alpha ds \quad (28)$$

$$f_\alpha^a = \frac{\omega^2}{g} \iint_{S_B} \phi_7 n_\alpha ds \quad (29)$$

である。今、式 (26) の右辺第 2 項、第 3 項について以下のよう

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_\alpha^B &= \operatorname{Re} \left[\sum_{\beta=1}^6 (-i\omega X_\beta^a) f_{\alpha\beta}^B e^{-i\omega t} \right] \\ &= -\sum_{\beta=1}^6 \mu_{\alpha\beta}(\omega) \ddot{X}_\beta - \sum_{\beta=1}^6 \lambda_{\alpha\beta}(\omega) \dot{X}_\beta \end{aligned} \quad (30)$$

ここで、

$$\mu_{\alpha\beta}(\omega) = \rho \iint_{S_B} \operatorname{Re} \phi_\beta n_\alpha ds \quad (31)$$

$$\lambda_{\alpha\beta}(\omega) = \rho\omega \iint_{S_B} \operatorname{Im} \phi_\beta n_\alpha ds \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_\alpha^a &= \operatorname{Re} \left[f_\alpha^a P_s^a e^{-i\omega t} \right] \\ &= \operatorname{Re} \left[\frac{\omega^2}{g} \iint_{S_B} (\operatorname{Re} \phi_7 + i \operatorname{Im} \phi_7) n_\alpha ds P_s^a e^{-i\omega t} \right] \\ &= -\left[\frac{\omega^2}{g} \iint_{S_B} \operatorname{Im} \phi_7 n_\alpha ds \frac{1}{\omega} \operatorname{Re} \{ -i\omega P_s^a e^{-i\omega t} \} \right] \\ &\quad + \frac{\omega^2}{g} \iint_{S_B} \operatorname{Re} \phi_7 n_\alpha ds \operatorname{Re} \{ P_s^a e^{-i\omega t} \} \\ &= -\gamma_\alpha \dot{P}_s - \sigma_\alpha P_s \end{aligned} \quad (33)$$

ここで、

$$\gamma_\alpha(\omega) = \frac{\omega}{g} \iint_{S_B} \operatorname{Im} \phi_7 n_\alpha ds \quad (34)$$

$$\sigma_\alpha(\omega) = -\frac{\omega^2}{g} \iint_{S_B} \operatorname{Re} \phi_7 n_\alpha ds \quad (35)$$

を考慮すると、周波数領域での BBDB の運動方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} [M_{\alpha\beta} + \mu_{\alpha\beta}(\omega)] \ddot{X}_\beta + [\lambda_{\alpha\beta}(\omega)] \dot{X}_\beta + [C_{\alpha\beta}] X_\beta \\ + [\gamma_\alpha(\omega)] \dot{P}_s + [\sigma_\alpha(\omega) + S_\alpha] P_s = F_\alpha^D + F_\alpha^m \end{aligned} \quad (36)$$

ここで、 F_α^D は波強制力、 $C_{\alpha\beta}$ は静水圧による復元力係数、 S_α は空気室の圧力による復元力係数、 F_α^m は係留力、風荷重など合力である。式 (33) では、空気室内の空気圧変動によって BBDB に働くラディエーション流体力を、 P_s とその時間に関する 1 階微分で表している。これは、式の変形の過程で明らかのように、Lee 他¹⁸⁾ と同様に、 P_s に関して、時間に関する 1 階微分と 2 階微分で表すことも可能である。しかしながら、空気圧力に関する時間の 2 階微分が物理的に明確でないこと、また、以下に示すように、BBDB の時間領域での運動方程式に空気圧力に関する畳み込み積分が現れることを考慮して、この表示にした。

2.2 時間領域での BBDB の運動方程式

浮体の動揺と空気室内の空気圧力のメモリー影響を考慮した時間領域での BBDB の運動方程式は、浮体動揺によるメモリー影響を考慮した Cummins¹⁵⁾, Mei¹⁶⁾, Oortmerssen¹⁷⁾ の表現に、空気圧力のメモリー影響を追加して、以下のように誘導される。まず、時刻 $t = \tau$ において、 α 方向の一般化された浮体の速度 V_α 、および空気室内の圧力が、インパルス的に次のように表されたとする。

$$\Delta V_\alpha = V_\alpha(\tau)\delta(t-\tau) \quad , \quad V_\alpha = \dot{X}_\alpha \quad (37)$$

$$\Delta P_s = P_s(\tau)\delta(t-\tau) \quad (38)$$

ここで、 δ はディラックのデルタ関数である。 Φ^Δ を上記のインパルスによって発生する速度ポテンシャルとすると、 Φ^Δ は以下の境界値問題を満足する必要がある。

$$\nabla^2 \Phi^\Delta = 0 \quad (\text{流体内}) \quad (39)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^\Delta}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi^\Delta}{\partial z} = 0 \quad (40)$$

(BBDB 外部の水面上, $z = 0$)

$$\frac{\partial^2 \Phi^\Delta}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi^\Delta}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} P_s(\tau) \frac{\partial \delta(t-\tau)}{\partial t} \quad (41)$$

(空気室内の水面上, $z = 0$)

$$\frac{\partial \Phi^\Delta}{\partial n} = V_\alpha(\tau) n_\alpha \delta(t-\tau) \quad (\text{物体表面上}) \quad (42)$$

$$|\nabla \Phi^\Delta| \rightarrow 0 \quad (43)$$

($r = (x^2 + y^2)^{1/2} \rightarrow \infty, t < \infty$)

$$\Phi^\Delta = 0 \quad (t < \tau) \quad (44)$$

$$\frac{\partial \Phi^\Delta}{\partial z} = 0 \quad (\text{水底上}) \quad (45)$$

式 (39)~ 式 (45) を満たす解として次式であらわされる Φ^Δ を考える。

$$\begin{aligned} \Phi^\Delta(\mathbf{x}, t) = & \\ & V_\alpha(\tau) \left[\Omega_\alpha^B(\mathbf{x}) \delta(t-\tau) + \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, t-\tau) H(t-\tau) \right] \\ & + \frac{P_s(\tau)}{\rho} \left[\Gamma^a(\mathbf{x}, t-\tau) H(t-\tau) \right] \end{aligned} \quad (46)$$

上式において、 H はヘビサイドのステップ関数である。式 (46) を式 (39)~ 式 (45) に代入することにより、 $\Omega_\alpha^B, \Gamma_\alpha^B$ および Γ^a についての初期値境界値問題を得ることができる。式 (41) については以下ようになる。ヘビサイドのステップ関数とデルタ関数には

$$\frac{\partial H(t-\tau)}{\partial t} = \delta(t-\tau) \quad (47)$$

の関係がある。次に、任意の関数 $h(t)$ について、

$$h(t)\delta(t) = h(0)\delta(t) \quad (48)$$

であることから、

$$\dot{h}(t)\delta(t) + h(t)\dot{\delta}(t) = h(0)\dot{\delta}(t) \quad (49)$$

となる。 $h(t)$ として $\Gamma^a(\mathbf{x}, t-\tau)$ を考えると、

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma}^a(\mathbf{x}, t-\tau)\delta(t-\tau) + \Gamma^a(\mathbf{x}, t-\tau)\dot{\delta}(t-\tau) \\ = \Gamma^a(\mathbf{x}, 0)\dot{\delta}(t-\tau) \end{aligned} \quad (50)$$

を得る。式 (47), 式 (50) 等を用いると、式 (41) より次式が得られる。

$$\begin{aligned} V_\alpha(\tau) \left[\Omega_\alpha^B(\mathbf{x}) \dot{\delta}(t-\tau) + \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, 0) \dot{\delta}(t-\tau) + \left\{ \frac{\partial \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial t} + g \frac{\partial \Omega_\alpha^B(\mathbf{x})}{\partial z} \right\} \delta(t-\tau) \right. \\ \left. + \left\{ \frac{\partial^2 \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial z} \right\} H(t-\tau) \right] \\ + \frac{P_s(\tau)}{\rho} \left[\Gamma^a(\mathbf{x}, 0) \dot{\delta}(t-\tau) + \frac{\partial \Gamma^a(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial t} \delta(t-\tau) \right. \\ \left. + \left\{ \frac{\partial^2 \Gamma^a(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Gamma^a(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial z} \right\} H(t-\tau) \right] \\ = -\frac{P_s(\tau)}{\rho} \dot{\delta}(t-\tau) \end{aligned} \quad (51)$$

$H, \delta, \dot{\delta}, \ddot{\delta}$ は異なるオーダーの特異性を持つので、上式から次式が得られる。

$$\Omega_\alpha^B(\mathbf{x}) = 0 \quad (52)$$

$$\Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, 0) = 0 \quad (53)$$

$$\frac{\partial \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, 0)}{\partial t} + g \frac{\partial \Omega_\alpha^B(\mathbf{x})}{\partial z} = 0 \quad (54)$$

$$\frac{\partial^2 \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial z} = 0 \quad (55)$$

$$\Gamma^a(\mathbf{x}, 0) = -1 \quad (56)$$

$$\frac{\partial \Gamma^a(\mathbf{x}, 0)}{\partial t} = 0 \quad (57)$$

$$\frac{\partial^2 \Gamma^a(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Gamma^a(\mathbf{x}, t-\tau)}{\partial z} = 0 \quad (58)$$

同様に式 (46) を式 (39), 式 (40), 式 (42)~ 式 (45) に代入すると、最終的に $\Omega_\alpha^B, \Gamma_\alpha^B$ および Γ^a についての3種類の初期値境界値問題が得られる。これらの内、 $\Omega_\alpha^B, \Gamma_\alpha^B$ については、Mei¹⁶⁾ に示されている。 Γ^a に関する初期値境界値問題は、以下のようになり、これは、空気室内部の水面上に、時刻 $t = \tau$ で瞬間的に単位圧力を作用させた場合の、その後の時間における流体運動を規定する問題に対応する。

$$\nabla^2 \Gamma^a = 0 \quad (\text{流体内}) \quad (59)$$

$$\Gamma^a = 0 \quad (\text{BBDB 外部の水面上, } z=0, t=\tau) \quad (60)$$

$$\frac{\partial \Gamma^a}{\partial t} = 0 \quad (\text{BBDB 外部の水面上, } z=0, t=\tau) \quad (61)$$

$$\Gamma^a = -1 \quad (\text{空気室内部の水面上, } z=0, t=\tau) \quad (62)$$

$$\frac{\partial \Gamma^a}{\partial t} = 0 \quad (\text{空気室内部の水面上, } z=0, t=\tau) \quad (63)$$

$$\frac{\partial^2 \Gamma^a}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Gamma^a}{\partial z} = 0 \quad (64)$$

(BBDB 外部の水面上, $z=0, \tau < t < \infty$)

$$\frac{\partial^2 \Gamma^a}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Gamma^a}{\partial z} = 0 \quad (65)$$

(空気室内部の水面上, $z=0, \tau < t < \infty$)

$$\frac{\partial \Gamma^a}{\partial n} = 0 \quad (\text{物体表面上}) \quad (66)$$

$$\frac{\partial \Gamma^a}{\partial z} = 0 \quad (\text{水底上}) \quad (67)$$

$$\Gamma^a \rightarrow 0 \quad (|x| \rightarrow \infty) \quad (68)$$

連続的な BBDB の速度 $V(t)$, 空気室の圧力 $P_s(t)$ によるラディエーションポテンシャルは, 次式で表される.

$$\begin{aligned}\Phi^R &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \Phi^\Delta \\ &= \Omega_\alpha^B(\mathbf{x})V_\alpha(t) + \int_{-\infty}^t \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, t-\tau)V_\alpha(\tau)d\tau \\ &\quad + \int_{-\infty}^t \Gamma_\alpha^a(\mathbf{x}, t-\tau)\frac{P_s(\tau)}{\rho}d\tau\end{aligned}\quad (69)$$

ラディエーションポテンシャル Φ^R より, BBDB に作用する β 方向のラディエーション流体力は次式のように求められる.

$$\begin{aligned}F_\beta^R(t) &= -\rho \iint_{S_B} \frac{\partial \Phi^R}{\partial t} n_\beta ds \\ &= -\mu_{\beta\alpha}^B(\infty)\ddot{X}_\alpha(t) - \int_{-\infty}^t K_{\beta\alpha}^B(t-\tau)\dot{X}_\alpha d\tau \\ &\quad - K_{\beta 0}^a P_s(t) - \int_{-\infty}^t K_\beta^a(t-\tau)P_s(\tau)d\tau\end{aligned}\quad (70)$$

ここで,

$$\mu_{\beta\alpha}^B(\infty) = \rho \iint_{S_B} \Omega_\alpha^B(\mathbf{x})n_\beta ds \quad (71)$$

$$K_{\beta\alpha}^B(t) = \rho \iint_{S_B} \frac{\partial \Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, t)}{\partial t} n_\beta ds \quad (72)$$

$$K_{\beta 0}^a = \iint_{S_B} \Gamma_\alpha^a(\mathbf{x}, 0)n_\beta ds \quad (73)$$

$$K_\beta^a(t) = \iint_{S_B} \frac{\partial \Gamma_\alpha^a(\mathbf{x}, t)}{\partial t} n_\beta ds \quad (74)$$

である. 式 (70) を導く際には, Γ_α^B に関する初期値境界値問題から得られる $\Gamma_\alpha^B(\mathbf{x}, 0) = 0$ を利用している. しかしながら $\Gamma_\alpha^a(\mathbf{x}, 0)$ は式 (62) のゆえに零とはならない. 式 (70) を考慮すると, 浮体の動揺と空気室の圧力変動のメモリー影響を考慮した BBDB の運動方程式は

$$\begin{aligned}&\left[M_{\alpha\beta} + \mu_{\alpha\beta}^B(\infty)\right]\ddot{X}_\beta(t) \\ &+ \int_{-\infty}^t K_{\alpha\beta}^B(t-\tau)\dot{X}_\beta(\tau)d\tau + C_{\alpha\beta}X_\beta(t) \\ &+ (K_{\alpha 0}^a + S_\alpha)P_s(t) + \int_{-\infty}^t K_\alpha^a(t-\tau)P_s(\tau)d\tau \\ &= F_\alpha^D + F_\alpha^m\end{aligned}\quad (75)$$

となる. 上式において, F_α^D は波強制力, F_α^m は係留力, 風荷重等の合力である. 式 (75) において, $K_{\alpha\beta}^B(t-\tau)$ は, 浮体動揺に関するメモリー影響関数であり, $K_\alpha^a(t-\tau)$ は, 空気室内空気圧力変動に関するメモリー影響関数である. 式 (71)~式 (74) で定義される $\mu_{\beta\alpha}^B(\infty), K_{\beta\alpha}^B(t), K_{\beta 0}^a, K_\beta^a(t)$ は $\Omega_\alpha^B, \Gamma_\alpha^B$ および式 (59)~式 (68) に示すような Γ_α^a に関する初期値境界値問題の解である. しかしながら, ここでは Oortmerssen¹⁷⁾ と同様に, これらを周波数領域の値で以下のように表すことを考える.

$$X_\beta = \text{Re}[i\bar{X}_\beta e^{-i(\omega t + \varepsilon_\beta)}] \quad (76)$$

$$P_s = \text{Re}[i\bar{P}_s e^{-i(\omega t + \varepsilon_s)}] \quad (77)$$

$$F_\alpha^D + F_\alpha^m = \text{Re}[i\bar{F}_\alpha^{Dm} e^{-i(\omega t + \varepsilon_{D\alpha})}] \quad (78)$$

とおく. ここで $\bar{X}_\beta, \bar{P}_s, \bar{F}_\alpha^{Dm}$ および $\varepsilon_\beta, \varepsilon_s, \varepsilon_{D\alpha}$ は, それぞれ $X_\beta, P_s, F_\alpha^D + F_\alpha^m$ の振幅と位相をあらわす. 式 (76)~式 (78) を式 (75) 代入すると, その実数部は以下ようになる.

$$\begin{aligned}&\left[-\omega^2\left\{M_{\alpha\beta} + \mu_{\alpha\beta}^B(\infty) - \frac{1}{\omega} \int_0^\infty K_{\alpha\beta}^B \sin \omega\tau d\tau\right\}\right. \\ &\quad \times \sin(\omega t + \varepsilon_\beta) \\ &\quad + \omega \int_0^\infty K_{\alpha\beta}^B(\tau) \cos \omega\tau d\tau \cos(\omega t + \varepsilon_\beta) \\ &\quad \left. + C_{\alpha\beta} \sin(\omega t + \varepsilon_\beta)\right] \bar{X}_B \\ &- \left[\int_0^\infty K_\alpha^a(\tau) \sin \omega\tau d\tau \cos(\omega t + \varepsilon_s)\right. \\ &\quad \left.- \left\{\int_0^\infty K_\alpha^a(\tau) \cos \omega\tau d\tau + (K_{\alpha 0}^a + S_\alpha)\right\}\right. \\ &\quad \left.\times \sin(\omega t + \varepsilon_s)\right] \bar{P}_s \\ &= \bar{F}_\alpha^{Dm} \sin(\omega t + \varepsilon_{D\alpha})\end{aligned}\quad (79)$$

一方, 式 (76)~式 (78) を周波数領域での BBDB の運動方程式 (36) に代入すると, その実数部は, 次のようになる.

$$\begin{aligned}&[-\omega^2(M_{\alpha\beta} + \mu_{\alpha\beta}(\omega)) \sin(\omega t + \varepsilon_\beta) + \lambda_{\alpha\beta}(\omega)\omega \\ &\quad \times \cos(\omega t + \varepsilon_\beta) + C_{\alpha\beta} \sin(\omega t + \varepsilon_\beta)] \bar{X}_\beta \\ &+ [\gamma_\alpha(\omega)\omega \cos(\omega t + \varepsilon_s) \\ &\quad + (\sigma_\alpha(\omega) + S_\alpha) \sin(\omega t + \varepsilon_s)] \bar{P}_s \\ &= \bar{F}_\alpha^{Dm} \sin(\omega t + \varepsilon_{D\alpha})\end{aligned}\quad (80)$$

式 (79), 式 (80) を比較することにより次式が得られる.

$$K_{\alpha\beta}^B(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \lambda_{\alpha\beta}(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (81)$$

$$\mu_{\alpha\beta}^B(\omega)(\infty) = \mu_{\alpha\beta}(\omega) + \frac{1}{\omega} \int_0^\infty K_{\alpha\beta}^B(t) \sin \omega t dt \quad (82)$$

$$K_\alpha^a(t) = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \omega r_\alpha(\omega) \sin \omega t d\omega \quad (83)$$

$$K_{\alpha 0}^a = \sigma_\alpha(\omega) - \int_0^\infty K_\alpha^a(t) \cos \omega t dt \quad (84)$$

$$S_\alpha = -\int_0^\infty \int_{S_\alpha} n_\alpha ds \quad (85)$$

ここで $\mu_{\alpha\beta}(\omega), \lambda_{\alpha\beta}(\omega), \gamma_\alpha(\omega), \sigma_\alpha(\omega)$ は式 (31), 式 (32), 式 (34), 式 (35) で表され, 式 (85) の S_α は空気室の水面を除く壁面を表す. 従って, 式 (17)~式 (25) に示された $\phi_\alpha(\alpha = 1 \sim 6), \phi_7, \phi_8$ に関する周波数領域での境界値問題を解き, 得られた結果を式 (31), 式 (32), 式 (34), 式 (35), 式 (81)~式 (85) に代入し, それらを式 (75) に代入することにより時間領域での BBDB の運動を求めることができる.

一方, 空気室の圧力変動を未知量としたシステムシミュレーションを行うためには, 空気室内水面位置での, 空気の鉛直方向流入流出が必要となる. ラディエーション問題に関する空気の鉛直方向流入流出は, 次式で表される.

$$Q^R(t) = \int_{A_w} \frac{\partial \Phi^R}{\partial z} ds \quad (86)$$

ここで A_w は空気室の水面部分の面積である。また、ディフラクション問題に関する空気鉛直方向流入流出量も同様に求められるので、波浪中で浮体動揺時の空気室内水面位置での、空気鉛直方向流入流出の時系列を求めることができる。

浮体の運動、空気室内圧力変動、タービンの回転角速度を未知量とした浮体式の振動水柱型波力発電装置の最終的な性能解析では、式 (75) に示した浮体の運動方程式、空気室内空気の熱力学保存則、タービンの運動方程式を連立して解くことになる。

3. 周波数領域での BBDB に働く流体力の評価

2. において示した浮体の時系列計算法では、周波数領域での流体力係数の必要となる。これらは、一般に、ポテンシャル理論に基づいた数値解析によって求められる。しかしながら、BBDB の浮体形状には滑らかでない角が存在するため、造渦に伴う減衰力が BBDB に作用することも予想される。そこで、本報では、周波数領域での BBDB に作用する波強制力とラディエーション流体力を、ポテンシャル理論に基づいた3次元境界要素法を用いて計算し、模型実験結果と比較することにより、ポテンシャル理論に基づいた計算結果がどの程度、実際の現象を表すことができるか調べる。

3.1 実験装置

本報で用いた BBDB 模型および座標系を Fig.2に示す。図において、方形のものが浮体で、L 字型の部分が水平ダクトおよび空気室である。模型の主要目を Table 1 に示す。

Fig.3に実験中の写真を、Fig.4にセンサー配置概略を示す。実験では、下記の項目の計測を行なった。

- 流体力 (波強制力およびラディエーション流体力)
- 空気室内空気圧力
- 空気室内水面変位
- 入射波高

Fig. 2 BBDB Model and Coordinates

Table. 1 Size and Characteristics of BBDB Test Model

Length	850(mm)
Width	790(mm)
Height	563(mm)
Length of Buoyancy Chamber	600(mm)
Area of Air Chamber	1486.1(cm^2)
Diameter of Orifice	30(mm)
Weight(no ballast)	56.0(kg)

Fig. 3 BBDB with sensors

Fig. 4 Schematic diagram of experimental apparatus

Fig. 5 Experimental Apparatus Configuration in Wave Basin

波強制力は模型を固定した状態で Surge, Heave, Pitch 方向の流体力を計測した。またラディエーション流体力については、Heave および Pitch に関する強制動揺試験を行ない、模型に働く流体力を、波上側および波下側に装着した2個の検力計を用いて計測した。式 (17)~ 式 (23) で示したディフラクション問題と BBDB の運動によるラディエーション問題では、空気室内の圧力が大気圧の場合の実験値が必要となるため、実験では、空気室上部の蓋を取り外して、実験を行なった。実験は、九州大学応用力学研究所の深海機器実験力学水槽を用いて実施した。実験時の模型配置図を Fig.5に示す。

3.2 数値計算法

数値解析コード

3 次元境界要素法を用いて、BBDB の流体力係数を求めることができる数値解析コードを開発した。まず、グリーンの公式よ

り物体表面上の境界積分方程式は次のように表される。

$$\frac{1}{2}\phi(\xi, \eta, \zeta) = \iint_S \left[\phi(\xi', \eta', \zeta') \frac{\partial G(\xi', \eta', \zeta', \xi, \eta, \zeta)}{\partial n} - G(\xi', \eta', \zeta', \xi, \eta, \zeta) \frac{\partial \phi(\xi', \eta', \zeta')}{\partial n} \right] ds \quad (87)$$

ここで (ξ', η', ζ') , (ξ, η, ζ) は物体表面上の点であり, G はグリーン関数である. 本報では Fig.6に示すように, 流体部を浮体の外部領域 (Region I) と浮体の内部領域 (Region II) に分け, 外部領域のグリーン関数には次式で表される G_1 を用いた.

$$G_1(\xi', \eta', \zeta', \xi, \eta, \zeta) = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) - \frac{K}{2\pi} \int_0^\infty \frac{e^{k(\zeta+\zeta')} J_0(kR)}{k-K} dk + \frac{i}{2} K e^{K(\zeta+\zeta')} J_0(KR) \quad (88)$$

水槽実験が深海波対応であるので, 無限水深に対応するグリーン関数を用いた. 内部領域のグリーン関数には次式で表される G_2 を用いた.

$$G_2(\xi', \eta', \zeta', \xi, \eta, \zeta) = -\frac{1}{4\pi r_1} \quad (89)$$

ここで,

$$r_1^2 = (\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2 + (\zeta - \zeta')^2 \quad (90)$$

$$r_2^2 = (\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2 + (\zeta + \zeta')^2 \quad (91)$$

$$R^2 = (\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2 \quad (92)$$

$$K = \frac{\omega^2}{g} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (93)$$

$J_0(kR)$: 0 次の第 1 種ベッセル関数

である. 式 (87) を一定要素として離散化し, 式 (18), 式 (19), 式 (21), 式 (23)~式 (25) を代入し, また, BBDB の開口部の速度ポテンシャルと法線方向流速を接合させて, BBDB 全体での速度ポテンシャルを求めた.

Fig. 6 Region for Numerical Analysis

3.3 計算および実験結果の比較

波強制力

Fig. 7~Fig.9は, Surge, Heave, Pitch 方向の波強制力の周波数応答に関する計算値と実験値を示す. これらの図の縦軸では波強制力を水の密度: ρ , 重力加速度: g , 入射波高: ζ_i , 排水量: ∇ , BBDB の長さ L を用いて無次元化している. 横軸は波周期である. 実験は波周期 $T = 0.73$ 秒 ($\lambda/L = 1.0, \lambda = 0.85m$) から $T = 2.86$ (sec) ($\lambda/L = 15.0, \lambda = 12.75m$) で行なっている. また, Fig.10は, 空気室内部水面の変位振幅に関する同様な

図を示している. ここで, 水面変位振幅の実験値は, Fig.4に示した, 2箇所水面変位の計測値の平均であり, また, 計算値は空気室内の計算点 32 点の平均である.

いずれの図においても実験値および数値解析結果は, 概略一致しているが, 空気室内水面の同調周期において, 計算値は実験値に比べて非常に大きくなっている.

Fig. 7 Horizontal Force

Fig. 8 Vertical Force

Fig. 9 Pitching Moment

Fig. 10 Internal Water Surface Elevation

ラディエーション流体力

ラディエーション流体力に関する計算は、動揺6モードでBBDBを強制動揺させた場合と、空気室内の空気圧力を強制変動させた場合の1モードに関して行った。実験は、BBDBをHeave及びPitch方向に強制動揺させた場合について行った。Fig.11~Fig.22は、BBDBの強制動揺による付加質量係数と造波減衰係数の周波数応答関数に関する計算結果を示している。Heave方向の強制動揺に関するFig.15, Fig.16とPitch方向の強制動揺に関するFig.19, Fig.20には、実験値も併せて示している。計算値と実験値は、概略一致しているが、空気室内水面の同調周期2.1sec付近では、計算値と実験値に大きな差が見られる。また、横運動Sway, Roll, Yawモードでの強制動揺に関する計算結果については、周期1sec付近において、振幅が非常に大きくなっているが、これは、Fig.6に示すように、BBDBの空気室内の水面の面積と喫水 d で構成されたとした長方形タンクをSway方向に強制加振した場合の水面振動の1次固有周期1.07secに近い値となっており、空気室内水面の振動の1次モード同調周期に対応したものと思われる。Fig.23とFig.24は、空気室内の空気圧力を強制変動させた場合に、BBDBに働くSurge, Heave及びPitch方向の流体力で、空気圧力の時間微分に比例する力に関する係数と空気圧力に比例する力に関する係数の周波数特性に関する計算結果を示している。

Fig. 11 Added Mass Coefficient(surge)

Fig. 12 Damping Coefficient (surge)

Fig. 13 Added Mass Coefficient(sway)

Fig. 14 Damping Coefficient (sway)

Fig. 15 Added Mass Coefficient(heave)

Fig. 16 Damping Coefficient (heave)

Fig. 17 Added Mass Coefficient(roll)

Fig. 21 Added Mass Coefficient(yaw)

Fig. 18 Damping Coefficient (roll)

Fig. 22 Damping Coefficient (yaw)

Fig. 19 Added Mass Coefficient(pitch)

 Fig. 23 Air Coefficient γ

Fig. 20 Damping Coefficient (pitch)

 Fig. 24 Air Coefficient σ

4. 結言

本論文では、BBDBのような浮体式の振動水柱型波力発電装置の発電性能を評価するために必要となる、波浪作用下にある浮体の運動、空気室内の空気圧力の変動及びそれによる空気室内水面の空間分布、空気タービンや係留系の特性を同時に考慮できる時系列計算法の開発を目的に、その開発の1stステップとして、まず、浮体の動揺によるメモリー影響だけでなく、従来示されていなかった空気室内の空気圧力変動によるメモリー影響を考慮した浮体の時系列運動計算式を導いた。次に、BBDBを対象に、ポテンシャル理論に基づいた3次元境界要素法を用いて、この計算法のベースになる周波数領域での波強制力、浮体運動及び空気室の空気圧力変動に伴うラディエーション流体力を求めた。また、同時に、BBDBに関する波強制力と、BBDBをHeaveとPitch方向に強制動揺させた場合のラディエーション流体力に関する実験を行い、境界要素法による計算結果と比較した。その結果、空気室内水面の同調周期近傍を除いた周波数領域では、計算値と実験値は概略一致した。

今後は、空気室内水面の同調周期近傍での計算値にダンピングを考慮する方法を取り入れ、浮体の運動、空気室内の空気圧力の変動、空気タービンや係留系の特性を同時に考慮できる時系列計算を行っていく予定である。

謝 辞

本研究は、独立行政法人日本学術振興会の科学研究費(基盤研究(c)一般 波浪エネルギー吸収のための最適浮体構造に関する研究 研究代表者:永田 修一)の助成を得て、九州大学応用力学研究所の共同利用研究として実施したものである。

参 考 文 献

- Joao Cruz: "Ocean Wave Energy", Springer, 2008
- Johannes Falnes: "Ocean Waves and Oscillating Systems", Cambridge University Press, 2002
- Yoshio Masuda: Experiences in pneumatic wave energy conversion., "Utilization of Ocean waves-wave to energy conversion ASCE", pp 1-33, 1986
- A.W.Lewis, T.Gilbaud, B. Holmes: Modeling the Backward Bent Duct Device -B2D2 A Comparison between physical and numerical models, Proceeding of Fifth European Wave Energy Conference, pp.54-58, 2003
- 豊田 和隆, 永田 修一, 今井 康貴, 瀬戸口 俊明, 経塚 雄策, 益田 善雄: 浮体式波力発電装置(後ろ曲げダクト型)の一次変換性能に関する研究, 日本船舶海洋工学会論文集, 第6号, pp. 247-255, 2007
- 木下 健, 増田 光一, 宮島 省吾, 加藤 渉: 固定式振動水柱型波力発電装置のシステム・シミュレーション, 日本造船学会論文集, 第156号, pp. 255-263, 1984
- 木下 健, 増田 光一, 宮島 省吾, 加藤 渉: 固定式振動水柱型波力発電装置に対する空気室内空気の圧縮性の影響について, 日本造船学会論文集, 第157号, pp. 211-216, 1985
- 鈴木 正己: 波力発電型防波堤における波浪エネルギー変換特性の解析(第一報, 波浪中のタービン発電機特性の推定と評価), 日本機械学会論文集(B編), 第70巻700号, pp. 3158-3165, 2004
- 鈴木 正己: 波力発電型防波堤における波浪エネルギー変換特性の解析(第二報, 総合性能の推定と評価), 日本機械学会論文集(B編), 第70巻700号, pp. 3166-3173, 2004
- 高橋 重雄, 安達 崇, 中田 博昭, 大根田 秀明, 加藤 久雄, 鹿籠 雅純: 波力発電ケーソン防波堤の現地実証実験における観測データの解析結果, 港湾技術研究所報告, 第31巻第2号, pp. 21-54, 1992
- A.J.N.A. Sarmiento and A. Brito-Melo: An Experiment-Based Time Domain Mathematical Method Model of OWC Power Plants, "International Journal of Offshore and Polar Engineering", Vol.6 No.3, pp.227-233,1996
- A.F. de O.Falcao, P.A.P Justino: OWC wave energy devices with air flow control, "Ocean Engineering", Vol.26 (1999), pp.1275-1295
- 大澤 弘敬, 鷲尾 幸久, 宮崎 剛, 堀田 平, 宮崎 武晃: 第6章「マイティーホール」一次変換装置の検討, 波浪エネルギー利用技術の研究開発-沖合浮体式波力装置「マイティーホール」の開発-, (2004) pp.103-112
- D.C.Hong, S.Y.Hong, S.W.Hong: Numerical study on the reverse drift force of floating BBDB wave energy absorber, Ocean Engineering, Vol.31, pp.1257-1294, 2004
- Cummins, W.E.: The impulse response function and ship motions "Shiffstechnic", Bd.9, Heft 47, pp,101-109, 1962
- Chiang C. Mei, Michael Stiassnie, Dick K.-P.Yue: "Theory and Applications of Ocean Surface Waves.Part 1:Linear Aspects",
- Oortmerssen, G. Van: The Motions of a Moored Ship in Waves Publication No.510, Netherland Ship Model Basin, 1976
- C.-H Lee, J.N.Newman: Wave Interactions with an Oscillating Water Column, "Proceedings of the Sixth Offshore and Polar Engineering", pp.82-90,1996