

潜水圧気型浮防波堤の消波効果と波浪動揺特性

岩田好一朗*・中山和典**・上田敏隆***・下田直克****

1. 緒 言

沿岸海域の有効利用のため、景観面で優れた新しい型式の沿岸・海岸構造物の開発研究が近年盛んに行われている。波浪制御の観点から言えば、沖方向への波の反射と砕波の消波機能を同時に具備した、俗にいう、反射一砕波励起型構造物が検討されるべき構造型式の一つと考えられる。この種の構造型式の一つに潜水浮防波堤がある。潜水浮体は、構造物が水面上にでないという景観上の利点と浮体の運動による波の反射と砕波による消波機能を同時に具備しているという大きな利点を持つ。本研究では、浮体として圧気型（空気圧密型）浮体を取り挙げる。圧気型浮体については、天端が静水面上にある半潜水浮体の場合には理論的実験的・検討が加えられている^{1),2)}が、完全に没水した潜水係留状態の浮体の動揺特性と波変形に対する検討は皆無である。この潜水圧気型浮防波堤は、圧気室の空気圧を変えることにより、浮体の動揺と反射率と透過率をコントロールできる機能を持っているので、その特性を明らかにすることは工学的に重要であり、早急に検討すべき課題の一つである。本研究では、ワイヤーで緊張係留された潜水圧気型浮防波堤を取り挙げ、波による浮体の運動、波変形と消波効果を主に水理模型実験で明らかにするとともに、数値計算によりその特性を推算しようとするものである。

2. 波浪動揺解析

潜水浮体を扱ったものに領域分割法による井島³⁾の研究があるが、本論では、わき出し分布法により潜水圧気型浮体の波浪動揺特性（Swaying, Heaving, Rolling）、波変形（透過率と反射率）、圧気室内の空気圧および係留索力を算定する。流体は非圧縮性の完全流体とし、速度ポテンシャル $\Psi(x, z; t) = \phi(x, z)e^{-i\omega t}$ が定義できるものとする。ただし、本解析では角振動数 ω の調和振動問題を取り扱うことから時間変動項 $e^{-i\omega t}$ は省略する。流体運動は非回転の微小振幅波とする。わき出し分布法

で圧気型浮体の解析を行う場合、領域内の速度ポテンシャル Φ は入射波の速度ポテンシャル Φ_I と回折波の速度ポテンシャル Φ_D と発散波の速度ポテンシャル $m\Phi_R$ の和として次式で表される。

$$\Phi = \Phi_I + \Phi_D + \sum_{m=1}^3 m\Phi_R \dots\dots\dots (1)$$

図-1 に示すように m は静水中での物体の x 軸方向、 z 軸方向および重心を通る y 軸に平行な軸回りの回転の振動を表す。

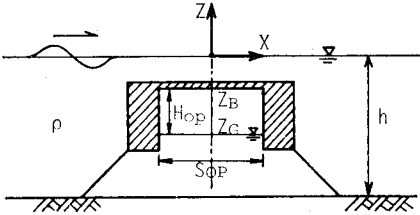


図-1 座 標 系

(1) ポテンシャルの算定

Φ_D と Φ_R はそれぞれ、(2) 式によって表される。

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} \Phi_D(x, z) \\ m\Phi_R(x, z) \end{bmatrix} \\ &= \int_{S(x, z)} \begin{bmatrix} f(x, z) \\ mf(x, z) \end{bmatrix} G(x, z; X, Z) dS(X, Z) \end{aligned} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 (x, z) は領域内の任意の座標、 $S(X, Z)$ は物体または圧気室と流体の境界を示す。 G はグリーン関数、 f はわき出し分布関数でわき出しの強さを表し未知数である。 $[\quad]$ 内の運動モードは式の左右で対応している。わき出し分布関数 f は以下の境界条件より求めることができる。

a) 物体表面;
 $\partial\Phi/\partial n = 0 \dots\dots\dots (3)$

n は $S(X, Z)$ 上の単位法線ベクトルで流体中へ向かうものを正とする。

b) 圧気室内水面;
 $1/g \cdot \partial\Phi/\partial t + \eta + p_0/\rho g = 0 \dots\dots\dots (4)$

$$\partial\eta/\partial t = \partial\Phi/\partial z \dots\dots\dots (5)$$

* 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科
** 正会員 愛知県半田土木事務所
*** 学生会員 名古屋大学大学院 土木工学専攻
**** 正会員 技研興業株式会社 総合技術研究所

ここで、 g : 重力加速度、 η : 圧気室内水位の振幅、 p_0 : 圧気室内の圧力振幅、 ρ : 流体密度を表す。
本計算は不透過性の2次元任意断面形状物体を対象とした計算手法^{4),5)}を基礎としており、これに圧気室の条件を付加したものであることから、ここでは、圧気室の取り扱い方法についてのみ述べる。圧気室内の状態変化を断熱変化と仮定すると p_0 は (6) 式で与えられる。

$$\begin{bmatrix} p_0 \\ m p_0 \end{bmatrix} = \frac{\gamma \bar{p}_0}{H_0 p} \begin{bmatrix} \bar{\eta}_0 - \bar{x}_2 \\ \bar{\eta}_0 \end{bmatrix} \quad \begin{matrix} (m=2 \text{ の場合}) \\ (m=2 \text{ 以外の場合}) \end{matrix} \quad \dots\dots\dots (6)$$

γ : 比熱比、 $\bar{p}_0$: 圧気室内の初期圧力、 $H_0 p$: 圧気室高さ、 $\bar{x}_2$: $m=2$ の場合の振幅を表す。また、 $\bar{\eta}_0$ は圧気室内水位の振幅の平均値で次式で表される。

$$\bar{\eta}_0 = \frac{i\omega}{2l_2 g} \int_{\text{圧気室水面}} \left[\frac{\bar{\Phi}_I + \bar{\Phi}_D}{m\phi} \right] dx - \frac{p_0}{\rho g} \quad \dots\dots\dots (7)$$

(4), (5) および (6) 式より、 η を消去することにより以下の (8), (9) 式が誘導される。

$$\frac{\omega}{g} \left[\frac{\bar{\Phi}_I + \bar{\Phi}_D}{m\phi} \right] - \left[\frac{\partial(\bar{\Phi}_I + \bar{\Phi}_D)/\partial z}{\partial m\phi/\partial z} \right] + \frac{i\omega}{\rho g} \left[\frac{p_0}{m p_0} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{i\omega}{2l_2 g} \int \left[\frac{\bar{\Phi}_I + \bar{\Phi}_D}{m\phi} \right] dx - \left(\frac{H_0 p}{\gamma p_0} + \frac{1}{\rho g} \right) \left[\frac{p_0}{m p_0} \right] \\ = \begin{bmatrix} \bar{x}_2 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \begin{matrix} (m=2 \text{ の場合}) \\ (m=2 \text{ 以外の場合}) \end{matrix} \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

(3), (8) および (9) 式を解くことによって、わき出し分布関数 f および圧力振幅 p_0 が求まり、(2) 式より回折波のポテンシャル $\bar{\Phi}_0$ と単位振幅での発散波のポテンシャル $m\bar{\Phi}_R$ を求めることができる。

(2) 応答問題

浮体に作用する力としては、慣性力、静水学的復元力、重力、波浪外力、発散波に基づく力、空気室圧力、および係留力がありこれらのつり合い方程式が浮体の運動方程式となる。

$$x \text{ 軸方向: } M\ddot{x}_1 - F(1, m)\dot{x}_m + S_C(1, m)x_m = F_1 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$y \text{ 軸方向: } M\ddot{x}_2 - F(2, m)\dot{x}_m + \rho g(S_0 X_2 - S_X X_3) - S_0 P P_0 F + S_C(2, m)x_m = F_2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\begin{aligned} \text{重心まわり: } I\ddot{x}_3 - F(3, m)\dot{x}_m - \rho g S_X X_2 \\ + \rho g(A_0 z_B + S_{XX})X_3 - Mz_g X_3 \\ + S_C(3, m)x_m = F_3 \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで、 M : 浮体質量、 I : 浮体重心まわりの慣性モーメント、 x_m : 各方向の変位、 F_m : 波浪外力、 $F(i, m)$: 発散波に基づく波力および波力モーメント、 $S_C(i, m)$: 係留索のバネ定数、 A_0 : 没水面積、 z_B : 浮心の z 座標、 z_g : 重心の z 方向位置、 $S_0 P$: 空気室長さ、 $P_0 F$: 圧力振幅を表す。なお、上付き $\cdot$ は時間に関する1回微分を意味する。(10)~(12) 式を解くことによって浮体の応答が求ま

り、領域内の速度ポテンシャルは (1) 式によって求めることができる。

3. 水理実験

(1) 実験装置、実験方法と解析方法

実験は、名古屋大学土木工学教室の片面ガラス張りの二次元鋼製水槽で行われた。水槽の一端にはフラップ型造波板装置が、他端には捨石、消波ブロック、ステンレスメッシュおよびウレタンメッシュで形成された消波装置が設置されている。また、水路床には前端部に勾配が1/5の傾斜部を持つ高さ15 cmのステップ型水平床が設置してある。実験では、図-2に示すような形状のアクライト製の模型浮体を使用した。なお、浮体の両側の浮力室には水を満たした。係留索として4本のステンレス製ワイヤーロープ(直径: 3 mm, ヤング率: 1.8×10^6 kg/mm²)を使用し、水路床と係留索のなす角度(θ)を45°に固定するよう緊張係留した。また、沖側の1本のワイヤーの上部端に張力計(共和電業製: LU-100 KSB 34 D)を取り付け変動張力(T)を、圧気室内の上板に取り付けた圧力変換器(共和電業製: PGM-02 KG)で圧力変動(P_0)をそれぞれ計測した。実験諸元を表-1に示す。水深(h)は60 cmで一定とし、圧気室内水位(d)を3種類、潜水深(qh)を3種類変化させた。実験波は規則波に限定した。入射波の波形勾配($2a/L$)を0.01と0.02の2種類採用した。ただし、 $qh=3$ cmの場合には波形勾配を0.02のみにした。発生波の周期は、0.5, 0.6, 0.65, 0.7, 0.75, 0.8, 0.9, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0秒の13種類変化させた。反射率を浮体沖側の3地点で、透過率を浮体岸側の2地点で、それぞれ計測された水位変動を使って分離推定法^{6),7)}で算定した。浮体の動揺は、16 mm高速シネカメラ(Bolex H16; 25コマ/秒)で撮影し、波浪動揺振幅、 α (Swaying), β (Heaving), ω (Rolling)を求めた。なお、浮体の各運動は同一の波の作用下で、ほぼ定常的ではあるが必ずしも一定にはならないので、5波にわたる波の作用下での平均値を採用した。

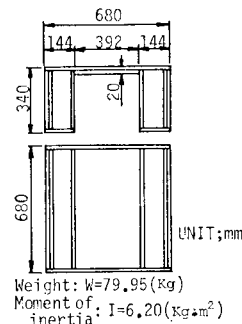


図-2 模型浮体

表-1 実験諸元

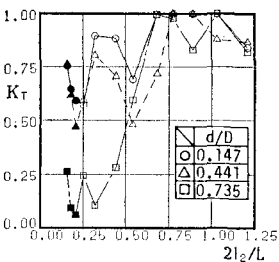
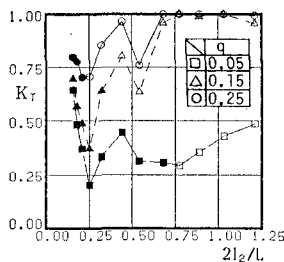
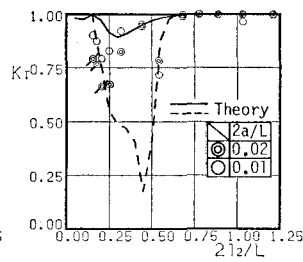
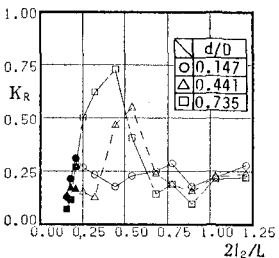
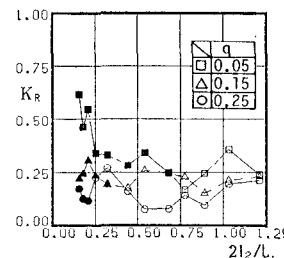
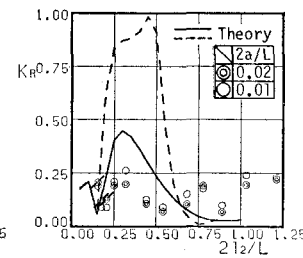
水深 h (cm)	圧気室水位 d (cm)	潜水深 qh (cm)	初期張力 T_0 (kg)
60	5	3, 9, 15	16.0
	15	3, 9, 15	9.6
	25	3, 9, 15	3.2

(2) 実験結果とその考察

a) 透過率 K_T と反射率 K_R

図-3 (i)~(iii) と図-4 (i)~(iii) は透過率 K_T および反射率 K_R と無次元浮体長 ($2l_2/L$) の関係を示した代表例である。 K_T , K_R ともに, 図(i) は無次元水深 q (以下記号については表-1 を参照) を 0.15 に固定し, 無次元圧気室内水位 d/D を 0.147, 0.441, 0.735 と変化させたときの実験値を, 図 (ii) は d/D を 0.147 に固定し, q を 0.25, 0.15, 0.05 と変化させたときの実験値をプロットし直線で結んだものである。 図中の黒く塗りつぶした実験値は砕波が生じたことを示す。 なお, 波形勾配 ($2a/L$) については, 図 (i) は $2a/L=0.01$ を図 (ii) は $2a/L=0.02$ の値を採用している。 図 (i) から, d/D の値が 0.147 (○印), 0.441 (△印), 0.735 (□印) と大きくなるにつれて, $2l_2/L < 0.8$ の範囲で透過率は減少し, 反射率は増大していくのが認められる。 この原因としては, 後述する b) 浮体の動揺で詳しく述べるが, d/D が大きくなると浮体の Rolling が大きくなり, 傾斜した浮体により波が遮断されやすくなることと, 長周期側 (図中横軸左方向) では砕波によるエネルギー損失が大きいことが主な原因である。 このように, 圧気の効果は長周期側で表れる。 なお, Rolling だけでなく Swaying および Heaving の影響も考えられるが, 後述するように, Rolling に比べて, Swaying や Heaving は運動が小さく, 波に及ぼす影響は小さいと推察される。 つぎに, 図 (ii) より, q の値が 0.25 (○印), 0.15 (△

印), 0.05 (□印) と小さくなるにつれ, 透過率は減少し, 反射率は増大するという傾向が見られる。 図-3 (ii) 透過率 K_T をみると, $q=0.05$ の場合には, K_T が約 0.3 ~ 0.5 と大幅に波の透過を縮小させられることが認められる。 これについては, q が小さくなる, つまり, 浮体が静水面に接近するほど静水面近傍に集中している波のエネルギーの伝達域が狭くなるため波は透過しにくく, 反射しやすくなるためである。 また, q が小さくなるほど砕波しやすくなり, 砕波によるエネルギー損失が透過率 K_T を減少させることに大きく寄与していると言えよう。 また, 砕波が発生するとエネルギーが保存されないため, 透過率は減少しているにもかかわらず, 反射率はあまり大きくない。 実際の海岸を想定した場合, 波の透過を抑えるだけでなく, 波の反射の悪影響も若干, 解消できるものと思われる。 図(iii)は $q=0.25$, $d/D=0.147$ のときの計算値と実験値の比較を示したものである。 図中の◎印は $2a/L=0.02$ に対する実験値であり, ○印は $2a/L=0.01$ に対する実験値である。 斜めバー (◇, ◎) は砕波を示す。 また, 図中の実線の曲線はバネ定数として, ワイヤーの弾性係数 ($1.8 \times 10^6 \text{ kg/mm}^2$) を使った場合の計算値であり, ワイヤーの弾性係数を一桁小さくした場合の計算値 (図中の破線の曲線) が比較のため示されている。 砕波しない波に対する計算値と実験値の対応性は $2l_2/L \leq 0.8$ では比較的よい。 ここでは, $q=0.25$, $d/D=0.147$ のケースの図しか載せていないが, 他のケースについても同様な傾向を示しており,

(i) $q=0.15$, $2a/L=0.01$ (ii) $d/D=0.147$, $2a/L=0.02$ (iii) $q=0.25$, $d/D=0.147$ 図-3 透過率 K_T の特性(i) $q=0.15$, $2a/L=0.01$ (ii) $d/D=0.147$, $2a/L=0.02$ (iii) $q=0.25$, $d/D=0.147$ 図-4 反射率 K_R の特性

り, 透過率 K_T および反射率 K_R の概略値の推算は十分できる。しかし, $2l_2/L > 0.8$ になると特に反射率 K_R の計算値と実験値の対応性はよくない。この原因としては, 周期の短い波 ($2l_2/L$ の大きな範囲) の波高がかなり小さくなり計測誤差が入りやすいことがあげられよう。

b) 浮体の動揺

図-5 および 図-6 は Heaving および Rolling の無次元振幅 $2|\beta|/a$, $4|\omega|l_2/a$ と無次元浮体長 $2l_2/L$ の関係を, 無次元圧気水深 d/D をパラメーターと

して示した一例であり、 $q=0.25$, $2a/L=0.02$ の時の値である。まず、実験値に着目すると、 d/D が大きくなる、つまり、圧気室内水位が上昇するに従い、 $2l_2/L < 0.5$ の範囲で Heaving, Rolling とともに増大する傾向が認められる。これは、 d/D が大きくなるにつれ圧気室内体積は減少し、それに伴い浮体に作用する浮力が小さくなる、その結果、例えば、 $d/D=0.147$ から $d/D=0.735$ に変化すると、無次元初期張力 ($|T_0|/\rho g l_2 a^2$) は約 1/5 に減少するため、係留索による拘束力が小さくなり浮体は運動しやすくなると考えられる。また、図-5 に関しては、 $0.5 < 2l_2/L < 1.0$ の範囲で、Heaving が比較的大きな値を示しているが、このときの重心軌跡を追ってみると、ほぼ、鉛直方向への振動のみが認められ、この領域では Swaying, Rolling に比べ Heaving が卓越していた。なお、固有周期との関係があるように思われるが明らかではない。計算値と実験値の対応性は、砕波しない場合で d/D が小さい場合 ($d/D=0.147$ と 0.441) ではよいが、 $d/D=0.735$ の場合には、実験値は計算値より大きく、両者の差異は大きいという問題点がある。

c) 空気室圧力と係留索力

図-7 と 図-8 は圧気室内変動圧力の無次元振幅 $|P_0|/\rho g a$ と変動張力の無次元振幅 $|T|/\rho g l_2 a^2$ と $2l_2/L$ の関係を d/D をパラメータとして示したものである。 $q=0.25$, $2a/L=0.02$ の時の値である。図-7 の実験値を見ると、 d/D が大きくなるにつれ、 $|P_0|/\rho g a$ の値は増大していく事が $2l_2/L < 0.5$ の範囲で認められる。これについては、前述したように圧気室内体積が小さくなると、浮力による拘束力が小さくなるため浮体の運動が大きくなり、圧気室内水面の変動が著しくなることに起因しているものと思われる。図-8 の変動張力の実験値についても圧力と同様に、 d/D が大きくなるに従い、 $|T|/\rho g l_2 a^2$ の値が増大するのが見られる。この原因についても、圧力と同様、浮体の運動が激しくなるため、係留索に加わる力が大きくなるものと考察される。計算値に関しては、 $|P_0|/\rho g a$ については d/D が小さい場合 ($d/D=0.147$ と 0.441)、計算値と実験値は比較的良好に一致しているが、本論で図示していない $d/D=0.735$ の場合には両者の差異が大きいことが認められた。これは、計測された圧力の時間波形は鋭尖な波形を示し、計算の前提仮定である正弦波とは著しく異なるところに起因していると推測される。 $|T|/\rho g l_2 a^2$ については、全般的に実験値と計算値にかなりの差異が見ら

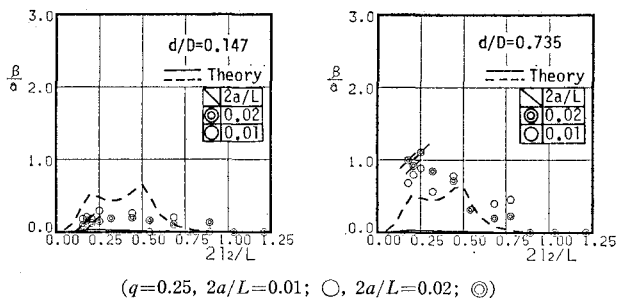


図-5 Heaving の特性

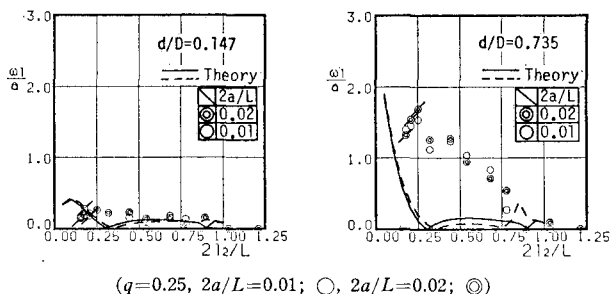


図-6 Rolling の特性

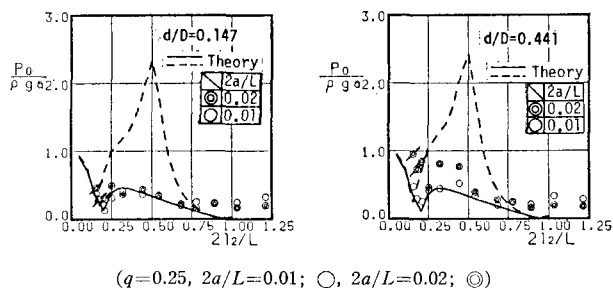


図-7 圧気室内変動圧力の特性

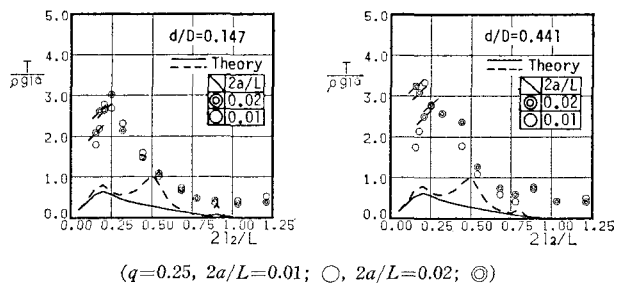


図-8 変動係留索力の特性

れる。特に $2l_2/L$ が 0.6 より小さい範囲で計算値より実験値がかなり大きい。この範囲では、砕波しない波による係留索張力は正弦波的な時間波形を示すことはなく、尖ったスパイク状の波形を呈するので、計算に際して用いた仮定は成立しないことに大きく帰因する。

紙面制限の都合上、図面は記載できないが、潜水深 qh

の変化についての浮体の運動および圧力振幅、係留索張力の結果について得られたことを以下に要約する。 q が小さくなるほど、つまり、浮体の設置位置が水面に近づくほど浮体の動揺 (Swaying, Heaving, Rolling) が大きくなり、このため、圧力振幅、係留索張力も大きくなる。これは、a) 透過率と反射率のところで述べたが、静水面近傍に波のエネルギーが集中しているため、より大きな波力を受けて浮体は運動しやすくなるためである。

4. 結 言

本論では、潜水圧気型浮防波堤をとりあげて、消波効果および浮体の運動特性を検討してきた。得られた主要な結論を列挙すれば下記のようなものである。

(1) 潜水圧気型浮防波堤は圧気室内の初期体積を変えただけで、係留索の初期張力を変えうるので、浮体の運動、反射率と透過率を容易にコントロールできるという優れた機能を持つ。

(2) 圧気室内の初期体積 (初期圧力) を大きくすると透過率は大きく、反射率は小さくなる。逆に初期圧力を小さくすると、透過率は小さく、反射率は大きくなる。このため、空気室内の初期体積を小さくすると、周期の長い波の透過率の低減に有効である。

(3) 浮防波堤の潜水深が小さくなると、周期の長い波は砕波するので透過率は小さくなり (0.3~0.4 程度)、従来の半潜車型よりも、周期の長い波に対する伝達波高低減効果は大きい。

(4) 圧気室内の初期圧力を小さくすると、浮体の運動

は大きくなる。このうち、Heaving は Rolling と Swaying に比して運動振幅は小さい。

(5) 特異点分布法で求めた計算値と、砕波しない波による、浮体の運動と波変形 (反射率、透過率)、圧気室内圧力に関しては、実験値との対応性は悪くない。ただし、 d/D が大きい場合 ($d/D=0.735$) は除く。

(6) 本研究で取り上げた潜水圧気型浮防波堤は、比較的周期の長い波を砕波させる機能を持つので、波高伝達率を低減させることができる。このため、景観の良い消波構造物 (防波堤) として来襲波浪の小さい海域で実用化の可能性は十分ある。

参 考 文 献

- 1) 岩田好一朗・他: 圧気型浮体の波浪動揺特性, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 531~535, 1986.
- 2) 岩田好一朗・池野正明・沖 政和: 圧気型係留浮体の波浪動揺特性と波変形, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 606~610, 1987.
- 3) 井島武士・田淵幹修・湯村やす: 有限水際の波による矩形断面物体の運動と波の変形, 土木学会論文集, No. 202, pp. 33~48, 1972.
- 4) 中村孝幸・高橋和男・中山和典: わきだし分布法を用いた 2 次元物体まわりの波変形と流体力の解析法, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 462~466, 1982.
- 5) 中村孝幸・森田知志・小野正順: 斜波中における任意断面浮体まわりの波浪変形の算定法, 海洋開発論文集第 3 巻, pp. 65~70, 1987.
- 6) 合田良実・他: 不規則波実験における入, 反射波の分離推定法, 港湾技術研究所資料, No. 248, pp. 1~24, 1976.
- 7) 岩田好一朗・清野 博: 3 地点の水位記録を用いた不規則波の入・反射波の分離推定法, 第 38 回年次学術講演会講演概要集, pp. 343~344, 1982.