

浮遊式防波堤の動特性と消波効果について

愛媛大学工学部 正会員 中村 孝幸

1. まえがき

現在までに各種の形式および断面を有する浮体式防波堤に関する研究が行われ、これらの中のいくつかは既に実用に供されているものもある¹⁾²⁾。しかしながら、従来の浮体式防波堤では、主たる消波機構として堤体の固定時における波の反射機能や渦流れなどの生起によるエネルギー消散機能を利用したものが多く、堤体幅のほぼ5倍程度以上の波長を有する比較的長周期の波に対して消波効果はほとんど期待できないものとなっている。また、その構造規模は消波対象の波の寸法に比較すると大型になりがちで、その固有振動周期も作用波の周期よりかなり大きいことから、浮体式構造物に特有な堤体の動揺に伴う発散波による消波機能を十分に活用できないものとなっている。

一方、これまでに井島ら³⁾や著者ら⁴⁾などにより、浮体式防波堤が波の作用により共振応答を呈するような条件下では、堤体の動揺による発散波が堤体の固定時における透過波とほぼ逆位相関係となるように発生することから、共振点近傍に限れば、長周期波に対しても効果的な消波が可能となることが示されている。しかしながら、動揺に伴うこのような発散波の活用には、制御できる波の周期の範囲を拡大することおよび安定性の面から堤体の波浪応答の特性を十分に把握することなどが必要になる。

ここでは、浮体式防波堤による消波機構として、従来あまり知られていない堤体の動揺に伴う発散波の活用について検討するものである。この際、浮体式防波堤のモデルとしては、バネ復元力の表現が明確な可撓性脚柱で弾性支持された箱型カーテン防波堤を対象とした。そして、最初に堤体の波浪動揺や消波効果を検討する上で重要となる付加質量などの動的流体力の特性や固定時における消波効果および発散波の特性などを波浪ポテンシャル理論に基づく解析法⁵⁾により理論的に明らかにする。これに引き続き、支持脚柱の剛性やカーテン壁のきつ水を変えて堤体の動特性を変化させ、得られる消波効果の変動特性を検討すると共にこれらの比較から消波効果を考慮した堤体の動特性の設定法について考察する。そして、振動応答変位や消波効果に着目して水理模型実験を行い、上記の設定法などの妥当性を検証するものである。

2. 実験装置および実験方法

2.1 模型堤体

模型堤体の概略図を図-1に示す。この堤体は、箱型の前後面の壁を水底方向に延長したもので、いわゆる箱型カーテン構造になっており、その模型縮尺としては1/40程度を想定した。堤体前後のカーテン壁のきつ水としては、付加質量の変動を考慮して13.5cmと20cmの2種類を採用した。これら堤体の諸寸法ならびに動的な諸量を表-1に示す。なお堤体は、波による上下揺を防ぐと共に支持柱に張力を与えてその剛性を高めるため、自由浮遊状態から強制的にほぼ2cm程度沈めてある。また本実験は、長水路型の造波水槽（長さ28m、高さ1.25m、幅1m）を用いた2次元実験であり、堤体長λは水槽壁と模型堤体とが接触しないように水槽幅より若干短い99cmとした。上記の模型堤体は、図-1中に示すように鋼製の丸棒により片持梁形式で弾性支持した。支持鋼棒の直径φには、表-2に示す3種類のものを採用し、これらを水槽の幅方向に対称構造となるように堤体の前後中心でかつその長軸上に2本または3本配置した。

2.2 動揺変位の測定法

模型堤体の波による動揺変位は、水槽ガラス壁の外側からビデオカメラにより堤体の側面に設けた2つの標点の移動状況を撮影して観測した。また、堤体の前後中心で鉛直位置の異なる2カ所に加速度計を設置して、動揺加速度の測定も行った。そしてこれらの観測および測定結果に基づき、最終的に堤体の重心位置の水平動揺変位（Sway）およびそのまわりの回転角変位（Roll）を求めた。

2.3 透過・反射波の測定法

透過波、反射波および入射波は、計4台の容量式波高計を用いて測定した。入射波は、造波板よりほぼ3m離れた位置で、また透過波は堤体より透過側へほぼ2m離れた位置で測定した。また反射波は、堤体の反射側に2台の波高

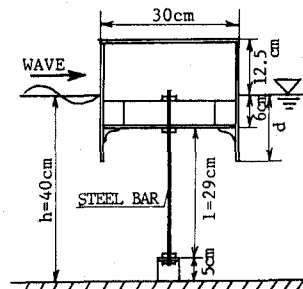


図-1 模型堤体の断面

表-1 模型堤体の諸量

堤体幅 B	30cm	
堤体長 λ	99cm	
きつ水 d	13.5cm	20cm
重量 W	16.5kgf	17.5kgf
排水重量 W ₀	22.6kgf	24.1kgf
余剰浮力 S ₀	6.1kgf	6.6kgf
回転半径 r _y	16.5cm	17.5cm
重心位置 (底床面上)	2.45cm	1.9cm

表-3 支持系の剛性およびきつ水の条件

実験ケース	W/(EI/λ ²)	d/h	支持系の条件
A	1.145	0.34	φ6mm×2本
B	0.763	0.34	φ6mm×3本
C	0.456	0.34	φ7.5mm×2本
D	0.117	0.34	φ9mm×2本
E	0.117	0.50	φ9mm×2本

B/h=0.75, d/h=0.725

表-2 支持鋼棒の寸法

支持鋼棒の直径φ(mm)	1本当りの剛性 EI (kgf・cm)
6.0	6.06×10 ³
7.5	1.52×10 ⁴
9.0	5.93×10 ⁴

計を所定の間隔で設置して合成波を測定し、入・反射波の分離推定法⁵⁾を介して求めた。

2. 4 実験条件

実験に用いた堤体のきつ水および支持脚柱の剛性等の条件をまとめると表-3のようである。なお、表-3中に示す無次元量 $W/(EI/l^2)$ は、堤体重量 W が支持柱に水平方向に作用したときのたわみ角に比例する量を表すもので、この量が大きいかほどたわみやすい支持系であることを意味する。表中のケース (A) が本実験の範囲内で最も柔な支持系に、またケース (D)、(E) が最も剛な支持系の場合になっている。静水深 h は、各実験ケースを通して40cmと一定にした。また、模型堤体の箱型部の底床版のきつ水位置および支持柱の長さについても各々6cm、29cmと一定にした。堤体に作用せしめた波の周期 T は、0.65~2secの範囲の14種類、入射波高 H は、5cmと10cmの2種類（砕波する場合を除く）とした。なお、この作用波の周期の範囲は、浮体式防波堤の消波性能を示すのによく使われる無次元量 L/B (L : 波長、 B : 堤体幅) で表すと、2~12.5の範囲に相当する。

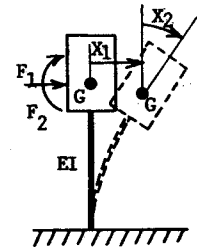


図-2 振動モデル

3. 波浪動揺変位および透過・反射率の算定法の概略

ここで用いた波浪動揺変位の算定法の詳細は、作用波力や動的流体力係数を求めるのに必要となる波浪ポテンシャル問題の解析法を含め、既に前回の海洋開発シンポジウム⁴⁾で明らかにしていることから、その概略のみを記述することとしたい。

3. 1 振動系へのモデル化

模型堤体の波浪動揺を表すのに用いた変位座標系を、図-2に示す。上述したように堤体の鉛直動揺は、拘束してあることから、この方向への振動は考慮していない。そして、ここでは箱型堤体の重心位置の水平変位 X_1 とそのまわりの回転角変位 X_2 のみを考え、いわゆる自由度2の振動系にモデル化した。

支持脚柱による復元力としては、堤体重心の水平方向およびそのまわりの回転方向への両者を考え、 2×2 のばね復元力マトリックス K_{ij} ($i, j=1, 2$) で表現した。この際、 K_{ij} を求めるのに支持柱の初期張力の効果も考慮した。また、堤体の重心まわりの回転角変位による静水力学的な復元力モーメントについても考慮し、上記の K_{ij} に付加した。

3. 2 堤体まわりの波の全速度ポテンシャル

弾性的に支持された堤体に入射波が作用して、堤体が上述したような X_1 、 X_2 の動揺変位を生じている場合を考える。この場合、堤体まわりの波の全速度ポテンシャル Φ は、式 (1) のように表示できる。

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_s + X_1 \Phi_1 + X_2 R \Phi_2 \quad (1)$$

ここに、 Φ_0 : 入射波の速度ポテンシャル、 Φ_s : 回折波の速度ポテンシャル、 Φ_1 : 堤体が入射波と同じ周期で水平方向に単位振幅で振動する場合に発生する波（発散波）の速度ポテンシャル、 Φ_2 : 入射波と同じ周期で重心まわりに回転振動して、その回転角と堤体の代表長さ R との積が単位量となる場合の発散波の速度ポテンシャルである。なお、堤体の代表長さ R としては、堤体幅 B の $1/2$ を採用した。

そしてこれら回折波および発散波の速度ポテンシャルの算定は、任意形状の断面を有する物体を対象に効率的な算定が行える2次元波動場のGreen関数を核関数とするわき出し分布法⁴⁾に基づき行った。

3. 3 堤体に作用する波力および動的流体力係数

堤体に作用する水平波力 F_1 および重心まわりの波力モーメント F_2 は、式 (1) 中の Φ_0 と Φ_s を線形化された圧力方程式に代入して堤体の固定時に作用する波圧分布を求め、これを表面積分することにより算定できる。

また、堤体の付加質量係数 C_{v1j} および造波減衰係数 C_{D1j} ($i, j=1, 2$) は、単位振幅運動に対する発散波の速度ポテンシャル Φ_1 、 Φ_2 から波力の場合と同様に圧力分布を介して動的流体力を算出し、これを更に各々振動加速度および振動速度に比例する流体力成分に分解して求められる。そして、一般的に堤体がSway方向に X_1 、Roll方向に X_2 だけ振動する場合に、堤体に作用する動的流体力 F_{Ri} ($i=1, 2$) は上記の動的流体力係数を用いて式 (2)、(3) のように表すことができる。

$$F_{R1} = -\rho R^3 (C_{v11} \ddot{X}_1 + \omega C_{D11} \dot{X}_1) - \rho R^4 (C_{v12} \ddot{X}_2 + \omega C_{D12} \dot{X}_2) \quad (2)$$

$$F_{R2} = -\rho R^4 (C_{v21} \ddot{X}_1 + \omega C_{D21} \dot{X}_1) - \rho R^5 (C_{v22} \ddot{X}_2 + \omega C_{D22} \dot{X}_2) \quad (3)$$

ここに、 F_{R1} : Sway方向に作用する動的流体力、 F_{R2} : Roll方向に作用する動的流体力モーメント、 ρ : 流体密度、 $\omega = 2\pi/T$ である。

3. 4 振動方程式

図-2に示す振動系の振動方程式を、上述してきたような復元力および作用流体力を考慮して導くと式 (4)、(5) のようになる。

$$(M + \rho R^3 C_{v11}) \ddot{X}_1 + \rho R^3 \omega C_{D11} \dot{X}_1 + \rho R^4 (C_{v12} \ddot{X}_2 + \omega C_{D12} \dot{X}_2) + \sum K_{1i} X_i = F_1 \quad (4)$$

$$\rho R^4 (C_{v21} \ddot{X}_1 + \omega C_{D21} \dot{X}_1) + (I_0 + \rho R^5 C_{v22}) \ddot{X}_2 + \rho R^5 \omega C_{D22} \dot{X}_2 + \sum K_{2i} X_i = F_2 \quad (5)$$

ここに、 M : 堤体の質量、 I_0 : 堤体の重心まわりの慣性モーメントである。そして、これらの式に見られるように堤体が流体中で動揺する場合、振動する質量および慣性モーメントは付加質量の効果により増大することから、浮体の波浪動揺を検討する際、事前に付加質量などの変動特性を把握しておくことが必要となる。

3. 5 透過率および反射率の算定法

動揺している堤体まわりの水面変動 η は、式 (1) の速度ポテンシャルの表現に対応して式 (6) のように表

することができる。

$$\eta = \eta_0 + \eta_s + X_1 \eta_1 + X_2 R \eta_2 \quad (6)$$

ここに、各 η の下添字は、上記の Φ のそれと対応するものである。そして、これらの各水面変動量は、上記の各速度ポテンシャルから求めることができる。また、堤体よりの波の透過率 C_T および反射率 C_R は、これらの η を用いて次のように算定できる。

$$C_T = \eta / \eta_0 \quad C_R = (\eta - \eta_0) / \eta_0 \quad (7)$$

4. 基本的な水理学的諸量の算定結果

4.1 堤体の固定時における透過・反射率

図-3は、動揺を拘束した固定時における箱型カーテン防波堤の透過率 C_T および反射率 C_R の算定結果を示す。図中の横軸には、作用波の周期 T と L/B の両者がとってある。なお、この場合の堤体のきつ水条件は、表-3の実験ケース(A)~(D)に対応する $d=13.5\text{cm}$ ($d/h=0.34$)のものである。この図より、 C_T は長周期波になるほど増大することや、 C_R はこの C_T とほぼ逆の変動傾向を示すことなどがわかる。そして、消波効果の目安として C_T が50%以下を設定すると、この場合 L/B でほぼ5.5以上の波に対して有意な消波効果が得られないものとなっている。本研究では、 $d/h=0.5$ ときつ水を深くした場合についても同様の算定を行っているが、この場合 $C_T \approx 0.5$ となる条件は $L/B \approx 6.5$ ときつ水の浅い場合に比較して長周期波側に移行することを確認している。

4.2 作用波力および動的流体力係数

図-4は、 $d/h=0.34$ ときつ水が浅い場合の箱型カーテン防波堤に作用する水平波力 F_1 および堤体の重心まわりの波力モーメント F_2 の算定結果を図-3と同様に示すものである。図中で F_1 、 F_2 は、次式で定義される無次元量で表してある。

$$F_1^* = F_1 / (\rho g R^3 H / 2) \quad (8)$$

$$F_2^* = F_2 / (\rho g R^4 H / 2) \quad (9)$$

この図より、水平波力 F_1 は上述した $C_T \approx 0.5$ となる波周期付近でピークを示すことや、重心まわりの波力モーメント F_2 は F_1 に比較して多少長周期波側にそのピークが移動することなどがわかる。そして、作用波力の周期による変動は、上述した C_T 、 C_R の変動と密接に関連しているものと言えよう。

次に図-5は、きつ水が浅い場合の箱型カーテン防波堤の付加質量係数 C_{V11} および造波減衰係数 C_{D11} ($i=1,2$)を示す。これら係数の定義は、式(2)、(3)によるものである。この図より、Sway方向の付加質量係数と造波減衰係数は、周期により大きく変動するのに対して、Roll方向のそれらはほぼ一定値を示すことがわかる。そして、Sway方向の付加質量係数 C_{V11} は、上述した C_T の周期による変動と類似して $L/B=5$ 付近を中心に急増しており、その絶対値は5倍程度も変化することが認められる。そしてこのような C_{V11} の変動傾向および造波減衰係数 C_{D11} が C_{V11} の急増する付近でピークを示すことなどを考え合わせると、Sway方向の動的流体力係数は、波力と同様に固定時の堤体の C_T 、 C_R の変動と密接な関係を有するものと推定される。図-6は、図-5に比較してきつ水を深くした場合の動的流体力係数の変動を示す。両図の比較から、堤体のきつ水を深くすることにより、各流体力係数の絶対値は倍増することや C_{V11} の急増する周期の範囲は拡大することなどがわかる。

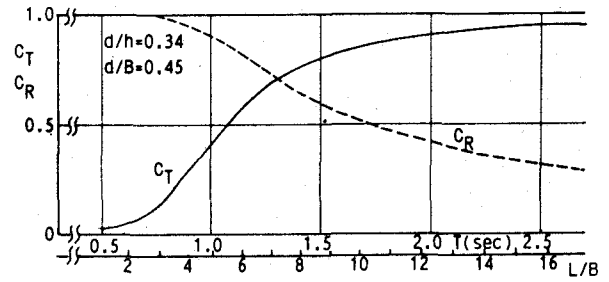


図-3 固定時における透過・反射率

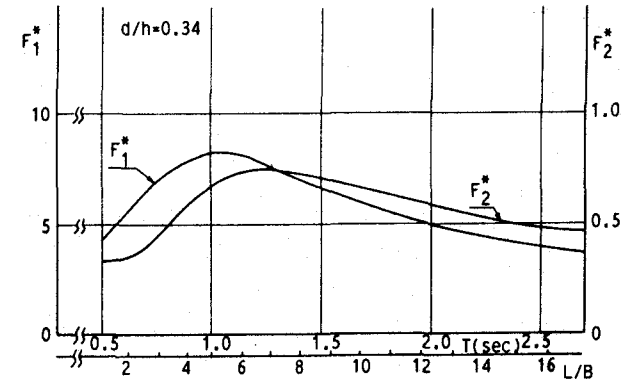


図-4 堤体に作用する波力およびモーメント

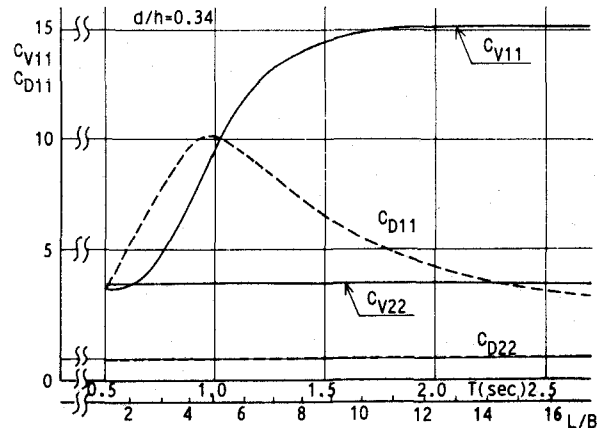


図-5 動的流体力係数 ($d/h=0.34$)

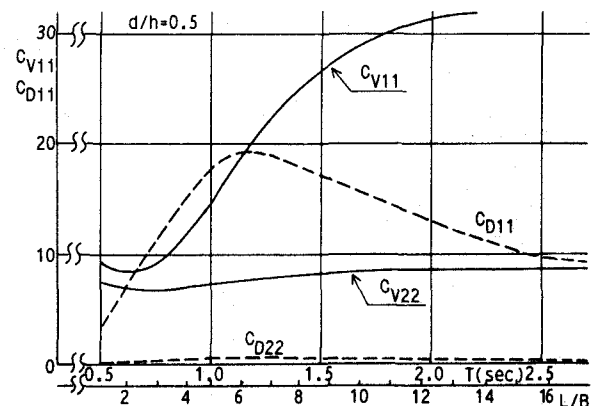


図-6 動的流体力係数 ($d/h=0.50$)

4.3 発散波

図-7は、きつ水が浅い場合の箱型カーテン防波堤の振動による発散波 η_1 および η_2 の周期による変動を示す。これらの η_1 および η_2 の定義は、上記の3.におけるそれらと同様のものである。この図より、発散波の振幅は、ほぼ振動周期の増大につれて減少し、Sway運動による発散波 η_1 はRoll運動によるそれ η_2 より卓越した大きさであることがわかる。そして、本研究で目的とするような発散波による消波を考える場合、 η_2 の絶対値は十分に小さなことから、Roll運動による効果はほぼ無視できるものと言えよう。

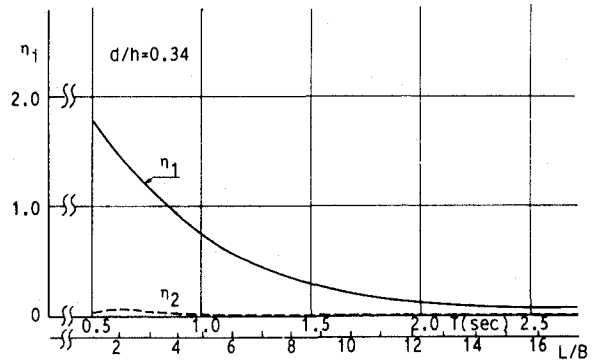


図-7 発散波 ($d/h=0.34$)

5. 動特性による消波効果並びに波浪動揺変位の変化

5.1 算定結果に基づく検討

図-8は、箱型カーテン防波堤の支持脚柱の剛性を表-3のケース(A)、(C)、(D)と変化させたときの透過率 C_T の算定結果を一括して示すものである。なお図中には比較のため、前出の固定時における透過率についても再プロットしてある。また図-9は、これらケースの場合の堤体の水平動揺変位 X_1 の算定結果を示す。

まず、最初にこれらの図中のケース(A)の結果に着目すると、従来の研究^{21,22)}において知られているように、浮体式防波堤が共振応答を示す近傍では、堤体の動揺による発散波が固定時における透過波と逆位相関係となるように発生することから、透過率 C_T は0に近く効果的に消波されていることが認められる。そしてこの場合、Sway応答が最大となる共振点より長周期波側では C_T が固定状態の場合よりも小さく消波効果は改善されているものの、それよりも短周期波側では、 C_T は急激に増加して1に近くなると大きな副作用効果も現れている。また、堤体の固定時と同様に、 $C_T < 50\%$ となる波条件を見ても、この場合ほぼ $6.5 < L/B < 9$ の範囲にあり、消波できる波の周期の範囲はかなり限定されていることがわかる。このように、浮体式防波堤では、その固定状態で消波が困難な長周期波でも共振動揺を利用して制御できるが、その制御可能な波の周期帯がかなり狭いなどの欠点がある。そして、この欠点を克服する方法として、何等かの工夫により消波効果の良い共振動揺に近い状態を持続させれば、制御できる波の周期帯も拡大できるものと考えられる。

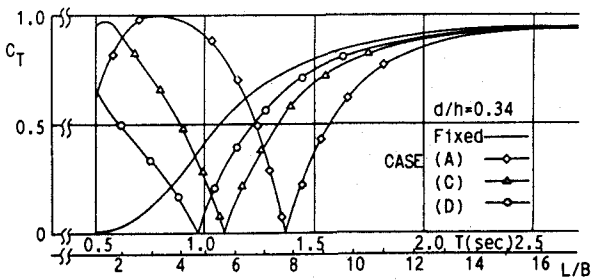


図-8 動特性に伴う透過率の変化

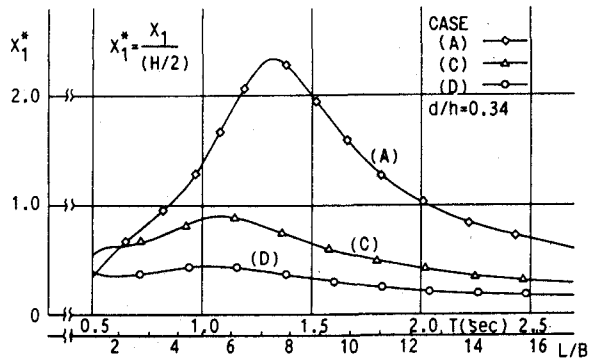


図-9 動特性に伴う水平動揺変位の変化

ここでは、このような共振状態を持続させる方法として、上述したSway方向の付加質量が、特定の周期帯で振動周期と共に増大する特性を利用してみた。すなわち、図-2のような振動系の固有振動周期 T_n は、概ね自由度1の振動系のそれと同様に振動質量の平方根に比例することから、振動質量の大部分を占める付加質量が周期と共に増大すると結果的に T_n も増大し、共振状態が持続しやすくなることによるものである。このような試みの妥当性を理論的に検討したのが、図-8、9中に示すケース(C)、(D)の算定結果である。そして、ケース(D)が、図-9に見られるようにSway方向の共振点を、図-5に示す付加質量係数 C_{v11} の振動周期による増大変化率が最も大きな周期条件の位置に設定した場合に、ケース(C)がそれを C_{v11} の増大変化率が多少減少した周期条件の位置に設定した場合でちょうどケース(A)と(D)との中間的なものに相当している。なお、上述したケース(A)は、Sway方向の共振点を C_{v11} の周期による増大変化がほぼ終わる周期条件の位置に設定した場合と言えよう。

図-8に示すこれら3つのケースの C_T の比較から、Sway方向の共振点を C_{v11} の周期による増大変化率が最大となる位置に設定したケース(D)の場合が、 $C_T < 50\%$ となる波の周期帯が最も広がっていることがわかる。そして、この有意な消波効果が認められる波の周期帯は、短周期波側に移行するものの、ケース(A)、(C)、(D)の順に拡大しており、上述したような共振持続の効果が現れているものと判断される。このことは、図-9に示すSway応答変位 X_1 の周期による変化が、ケース(A)、(C)、(D)の順に緩やかになり、ケース(D)の場合有意な消波効果が認められる周期帯で X_1 はほとんど平坦なピークを示すことからわかる。一方、安定性の面から重要となる共振状態下での動揺変位は、図-9に見られるように消波効率が最も良いケース(D)の場合に最小となっており、ケース(D)のような動特性の設定が消波効果および安定性の両面から考えて最適

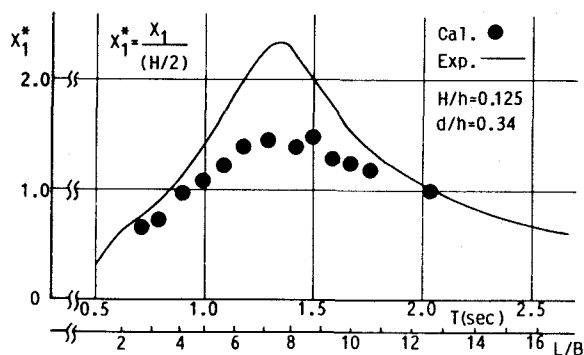


図-10 実験ケース (A) の水平動揺変位

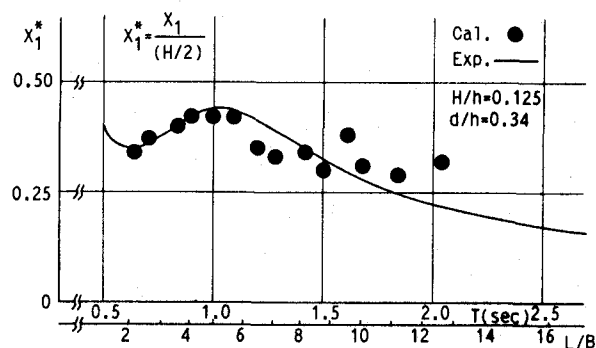


図-11 実験ケース (D) の水平動揺変位

なものと言えよう。また、ケース (D) の応答変位の例に見られるように、動揺に基づく発散波を利用する消波では、共振状態下でもそれほど大きな動揺変位を必要としないことなどがわかる。

5.2 実験結果と算定結果との比較

a) 動揺変位について：図-10～12は、各々上述したス(A),(D)およびきつ水を深くした場合のケース(E)の場合のSway応答変位 X_1 に関する実験結果と算定結果との比較を示す。図-12に示すケース(E)の場合、動揺変位の入射波高 H による差異も検討できるように $H=5\text{cm}$ と 10cm の両者について示した。これらの図から、支持柱の剛性が比較的大きなケース(D),(E)の場合、Sway応答変位の実験結果と算定結果とはほぼ一致しているものの、その剛性が小さなケース(A)では特に共振点付近で X_1 の実験値は算定値を下回るように現れるなどの差異が認められる。また、図-12に見られるように、入射波高が増大すると X_1 の実験値と算定値との間の一致度は、ケース(A)の場合と同様に、共振点付近で劣るようになることなどがわかる。このような実験値と算定値との差異は、算定結果において実在流れて現れるような流れの剥離現象等に起因する流体抗力の効果が考慮されていないことによるものと考えられる。一方、これらの図の比較から、ケース(D)や(E)の場合は、ケース(A)の場合に比較して、Sway応答変位は共振点付近でかなり緩やかな変化となっており、5.1で述べたような共振状態の持続が実験的にも確認される。そして、このような共振応答状態の持続は、図-12に見られるように、付加質量係数 C_{v1} の増加する周期帯がより広いケース(E)の場合に最も顕著となっている。

b) 透過率について：図-13～15は、各々図-10～12に示す動揺変位を受ける場合の透過率 C_T に関する実験結果と算定結果との比較を表す。上述した動揺変位の比較結果と同様に、ケース(D),(E)の場合、実験結果と算定結果とはほぼ一致しているものの、支持柱の剛性の小さなケース(A)の場合、 C_T の実験値は特に共振点付近で算定値を上回るように現れるなどの差異が認められる。このような差異は、直接的にはa)で述べたような動揺変位の実験値が算定値を下回ることによるものである。そして、これらの図の比較から、ケース(D)や(E)のような動特性の設定を行うことにより、上記したような共振状態の持続現象に基づき消波可能な波の周期帯を拡大できることが実験的にも確認できる。また、 $C_T < 50\%$ を満足す

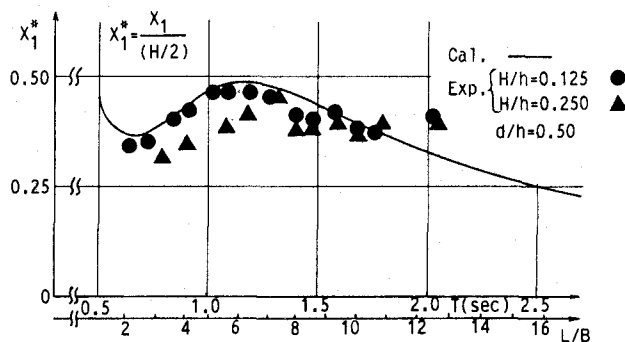


図-12 実験ケース (E) の水平動揺変位

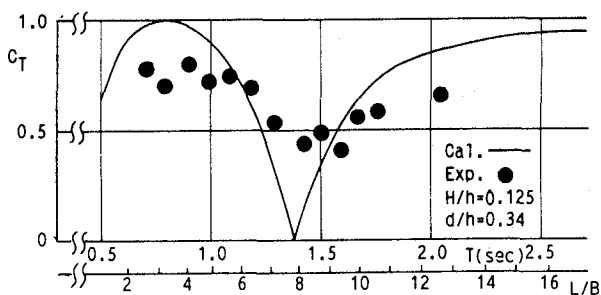


図-13 実験ケース (A) の透過率

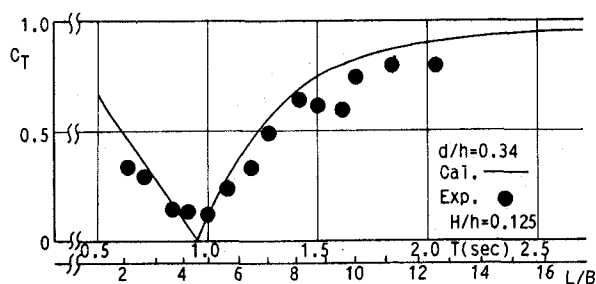


図-14 実験ケース (D) の透過率

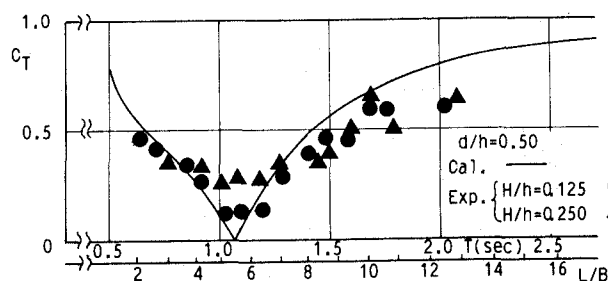


図-15 実験ケース (E) の透過率

る領域は、ケース（E）の場合で最も広く、ほぼ $2 < L/B < 10$ の範囲にわたり、これは短周期波側を除けば堤体の固定状態における消波能力をかなり上回るものとなっている。

6. 結語

以上本研究は、浮体式防波堤として可撓性脚柱で弾性支持された箱型カーテン防波堤を対象に、主に動特性の設定に伴う消波効果の変動特性を明らかにしてきた。得られた結果をとりまとめると以下のようになる。

i) 浮体式防波堤の動的流体力係数は、波周期により大きく変動し、この変動特性は堤体を固定したいわゆる静的な状態下における透過・反射率の変動特性と密接な関係を有している。そして浮体式防波堤の消波能力を向上させるためには、両者の関係を考慮した堤体の動特性の設定が必要となる。

ii) 浮体式防波堤の波浪動揺変位およびその消波効果は、波浪ポテンシャル理論に基づく解析法によりほぼ予測できる。

iii) 浮体式防波堤の固有振動周期を波周期に伴う付加質量の増大領域に設定すると、共振応答の持続現象により、長周期波を含む広い周期帯の波の消波が可能となる。なお、この共振応答状態下での動揺変位は、作用波の波高に比較して小さく、安定性から考えて許容できる範囲内のものである。

参考文献

- 1) 浮消波堤技術資料：日本浮消波堤協会、pp.104~111、1984.
- 2) Adey, B. H.: A review of developments and problems in using floating breakwater, Proc. of the Offshore Technology Conference, Paper No. OTC 2543, 1976.
- 3) 井島武士、田淵幹修、湯村やす：有限水深の波による矩形断面物体の運動と波の変形、土木学会論文報告集、第202号、pp.33~48、1972.
- 4) 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、土木学会海洋開発論文集、第3巻、pp.65~70、1987.
- 5) Thornton, E. B. and R. J. Calhoun: Spectral resolution of breakwater reflected waves, Proc. of ASCE, Vol. 98, No. WW4, pp.443~460, 1972.