

浮防波堤による動揺発散波の特性を利用した波浪制御法について

Reduction of Wave Transmission through the Use of Radiation Waves by a Floating Breakwater

中村 孝幸*・レイ フウ クイ**・篠原耕一郎***

Takayuki Nakamura, Quy Huu Le and Koichiro Shinohara

Considering the phase relationship between the diffracted waves and radiated waves by a floating breakwater, an effective method of reducing incoming waves is newly proposed. It was clarified that the phase relationship between the two waves becomes out-of-phase under which the floating breakwater shows a resonant response to wave forces. Consequently transmitted waves can be reduced effectively under the resonant conditions. It was also found out that the resonant condition lasts for a wide range of wave frequency if the floating breakwater has a comparatively deep draft, such as a floating body with deep curtain walls.

Keywords: (floating breakwater, radiation wave, resonance)

1. まえがき

近年になり、浮体式防波堤による長周期波の制御を目的として、堤体の動揺による発散波を利用しようとする動向が見られるようになってきた^{1),2)}。これは、原理として、堤体の固定時における透過波と堤体の動揺による発散波との位相干渉を利用して、動揺時の透過波を低減しようとするもので、特に浮体が共振動揺する場合に効果的であることなどが知られている³⁾。既に著者らの中の一人²⁾は、カーテン壁を有する浮体の場合、付加質量が動揺周期と共に急増する周期帯があり、この周期帯では共振動揺が持続しやすいため、効果的な透過波の制御が可能になることなどを明らかにした。

本研究も、このような堤体の動揺による発散波を利用して、浮体式防波堤による長周期波の制御を進めようとするものである。ここでは、堤体として、付加質量の急増する周期帯が拡大すると推定される深吃水のカーテン壁構造で、しかも大水深海域での建設に適すると考えられる水底ヒンジ支持の回転動揺型浮防波堤を新たに提案した。そして、このような浮防波堤による透過波の制御効果を、主に動揺付加質量の変動特性に伴う共振の持続現象に着目して、理論および実験の両面から検討するものである。

2. 波変形と波浪動揺変位の算定法

2. 1 解析モデルと振動方程式

(1) 想定した浮防波堤の構造とその解析モデル

本研究で主対象にした回転動揺型浮防波堤の概略を図-1に示す。この浮防波堤は、上部の箱型の浮力体と、その前後壁が水底方向に伸びたカーテン壁で構成されている。そして堤体は、水底まで伸びる柱あるいはトラス形式のフレームでヒンジ構造により地盤あるいは重力式のアンカーに連結支持されている。また、この防波堤は、上部浮力体の浮力により、自立するものとし、付加的に係留索により側面支持されている。

ここでは、防波堤の構造体を剛体と仮定し、この剛体が波の作用により水底のヒンジ点まわりに回転振動するものとして、自由度1の回転振動系にモデル化した。

(2) 振動方程式

このような回転振動系の振動方程式は、下部ヒンジ点まわりの付加質量力を含む慣性力、造波減衰力、波力によるモーメントの釣合を考慮して、次式のように導ける。

$$(I_m + C_A \rho R_B^5) \ddot{\theta} + C_D \rho R_B^5 \dot{\theta} + K \theta = M_E \quad (1)$$

ここに、 I_m ：防波堤のヒンジ点まわりの質量慣性モーメント、 C_A ：付加慣性モーメント係数、 C_D ：造波減衰モーメント係数、 θ ：ヒンジ点まわりの角変位、 K ：浮体の静水力学的な復元力モーメントおよび係留索による復元力モーメントならびに自重による転倒モーメントを含めた回転方向のばね定数、 M_E ：平衡位置の堤体に作用する波力によるヒンジ点まわりのモーメント、 ω ：作用波の角振動数で、周期 T との間に $\omega = 2\pi/T$ の関係がある。また、 R_B ：浮体の代表長さで堤体幅 B の1/2に相当する量、 ρ ：流体密度である。

いま、堤体が規則波の作用を受けて、単調振動する場合を仮定すると、式(1)の解は次式で示される。

*正会員 愛媛大学工学部土木海洋工学科 (790 松山市文京町3番)

** 愛媛大学大学院 土木海洋工学専攻

*** 篠原金網(株)

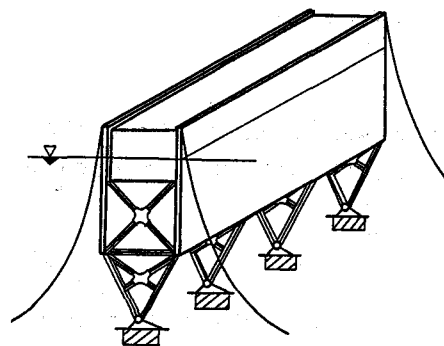


図-1 回転動揺式浮防波堤

$$\theta(t) = \theta_s / \sqrt{\left[1 - \frac{(I_m + C_A \rho R_B^5) \omega^2}{K}\right]^2 + [C_D \rho R_B^5 \omega^2 / K]^2} \cos(\omega t - \delta_D) \quad (2)$$

ここに、 θ_s は波力モーメント M_E を静的に作用させたときの回転変位角、 δ_D は M_E を基準にした回転動揺の遅れの位相角で次式で与えられる。

$$\delta_D = \arctan \left| \frac{C_D \rho R_B^5 \omega^2}{K - (I_m + C_A \rho R_B^5) \omega^2} \right| \quad (3)$$

式(1)で表される振動系の固有振動周期 T_n は、概略的に第一項の慣性モーメント(付加慣性モーメントを含む)の平方根に比例することから、 C_A が作用波の周期と共に増大するならば、振動系の固有振動周期も増大し、共振動揺が持続するものと推定される。

2. 2 透過波およびその低減化に必要な条件

防波堤背後の透過波 η_T は、よく知られているように浮防波堤が固定された状態での回折波 η_S と堤体が動揺することによる発散波 η_R の線形和で与えられる。これらの波の位相関係が明確となるように、振幅と位相の遅れ角を用いて、 η_T を示すと次のようになる。

$$\eta_T = \text{REAL}[\{\hat{\eta}_S \exp(i\delta_S) + \hat{\eta}_R \exp(i\delta_R)\} \exp(-i\omega t)] \quad (4)$$

ここに、 $\hat{\eta}$ を付した量は振幅を、 δ_i ($i=S, R$)は入射波を基準にした各波の遅れの位相角である。

この式より、浮防波堤が固定状態でも比較的波が透過するような長周期波の条件下では、式(4)の $\{\}$ の中が互いに打ち消し合うような位相関係、すなわち

$$|\delta_R - \delta_S| = 180^\circ \quad (5)$$

が成立するようにすると、効果的に透過波が低減できる。

式(5)は上記した応答の位相角 δ_D 、波力モーメントの入射波よりの遅れの位相角 δ_E 並びに発散波問題を解いて求められる単位発散波の振動変位よりの遅れの位相角 δ_U を用いて再記できる。これらの量を用いると、式(5)は $\delta_R = \delta_D + \delta_E + \delta_U$ であることから、次のように表せる。

$$|\delta_D + \delta_E + \delta_U - \delta_S| = 180^\circ \quad (6)$$

一方、Haskindの関係⁴⁾に代表されるように、回折波と単位発散波の間には特定の関係があり、例えば $\delta_U = \delta_E - 90^\circ$ であることなどが示される。また、理論的な背景は定かでないが、後述する数値解析計算の結果に基づき見いだされた関係として、

$$\delta_E = \delta_S + \Delta - 90^\circ \quad (7)$$

も確認された。式中の Δ は、堤体の中心より透過側壁面までの空間的な距離 R_B による位相差で、波速を C とすると次式で定義される。

$$\Delta = 360^\circ \cdot [(R_B/C)/T] \quad (8)$$

そして、これらの関係を式(6)に代入して、多少の演算を行うと最終的に次式が導かれる。

$$\delta_D = \delta_E - \Delta \quad \text{or} \quad \delta_D + \delta_E = -\Delta \quad (9)$$

すなわち、入射波を基準にした応答の遅れの位相角($=\delta_D + \delta_E$)を、堤体中心より壁面までの距離に基づく空間的な位相差の負値に設定すれば、堤体の固定状態における透過波と堤体の動揺による発散波の位相関係を逆位相にでき、効果的に透過波が低減できることになる。

そして、式(3)と式(9)の δ_D を等置すると、透過波を低減するための最適な動的流体力係数や回転ばね常数などの関係が見いだせる。しかしながら、このような最適諸量を求めるには、波力モーメントの位相角 δ_E や動的流体力係数の周波数変動特性と堤体形状の関係などが事前に必要となる。より詳細な最適化の検討は、今後の研究に譲ることとして、ここでは最適化に必要な大まかな条件を考察してみよう。

まず、周期条件として堤体の固定状態でも比較的透過するような長周期の条件を想定する。このとき、従来の大型

円柱の研究成果⁵⁾に見られるように、波力や波力モーメントと入射波との位相関係はほぼ一定値で、 $\delta_E = \text{CONST.}$ と仮定できる。またこの場合、空間的な位相差 Δ は小さな量で、ほぼ無視できると考えられる。従って、長周期の条件下では、式(9)の δ_D はほぼ一定値と見なせる。このため、式(3)において、 C_A および C_D が ω^2 に逆比例、すなわち周期と共に急増するならば、式(3)による δ_D はほぼ一定になり、最適関係になるための十分条件が満たされることになる。そして、位相差を最適値にするには、さらにばね常数を選定する必要がある。

以下、このような最適化に関する考察の妥当性を検証するため、従来において C_A および C_D の周期による急増が認められている深喫水のカーテン式堤体を対象にして検討してみる。

なお、本研究では M_E や C_A などの流体力学的な諸量の算定は、浮体まわりの波動場が線形波動理論で表現でき、しかも振動変位が微小なものと仮定して、著者らが既に明らかにしている線形波浪ポテンシャル問題の解析法²⁾に基づき行っている。

3. 堤体形状による動的流体力係数の変動特性

図-2は、本研究の理論計算で採用した各種の堤体の断面形状を示す。図中で(a)は、箱型浮体の底面の中央から鉛直下方向に1枚のカーテン壁を、(b)は箱型浮体の両側面から鉛直に2枚のカーテン壁を、また(c)は、箱型浮体に3枚のカーテン壁を取り付けたものである。一方(d)は、(a)の堤体にさらに一枚の水平版を付加したもの(T型堤体)、また(e)は、(b)の形状にさらに2枚の水平版を、鉛直カーテン壁の下端部で水平に張り出したもの(π 型堤体)になっている。これらの堤体では、上部浮力体の幅 B やその吃水 d' およびカーテン壁の吃水 d は図中に示す一定値に固定しており、カーテン壁の形状やその枚数の効果が検討できるようにしてある。

図-3, 4は、それぞれこれら各堤体の付加慣性モーメント係数 C_A および造波減衰モーメント係数 C_D の周期 T による変動を示すもので、図中の第2横軸には、浮防波堤の消波効果を検討する際によく使用される無次元量 L/B (L :波長)も付記してある。なお、 C_A 、 C_D の定義は、式(1)中に用いられているものと同一で、堤体の波峰線方向の長さ l_B は実験時を想定して1mとしてある。これらの図より、回転動揺型の浮防波堤では、その付加慣性モーメント係数 C_A は、どの形状についても、それぞれ上限の周期があるものの、長周期波側で増加する傾向が一様に認められる。一方、造波減衰係数 C_D は、どの場合も C_A が急増する付近でピークを示すことなども分かる。図-3より、 C_A の周期による増加率の大きいものとしては、2枚壁型、3枚壁型、 π 型の各堤体であることが指摘でき、この中で経済的に構造の簡単なものとしては、2枚壁型の堤体と考えられる。また、2枚壁型と3枚壁型の C_A の差異は、1枚壁型と2枚壁型のそれに比較して格段に小さく、カーテン壁の枚数を3枚以上としても C_A の増大化にあまり寄与しないこともわかる。このような検討から、動揺特性を利用した透過波の制御には、2枚壁型あるいは π 型の堤体が適するものと判定される。

なお、本研究ではカーテン壁の吃

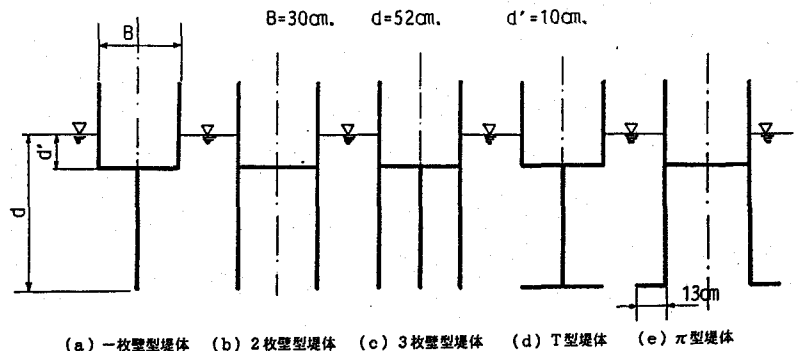


図-2 計算に用いた各種の堤体の断面形状

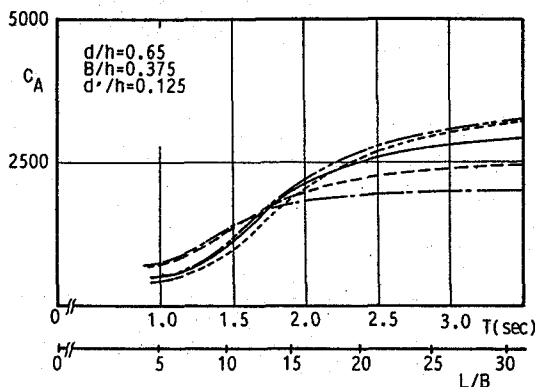


図-3 各堤体形状の付加慣性モーメント係数

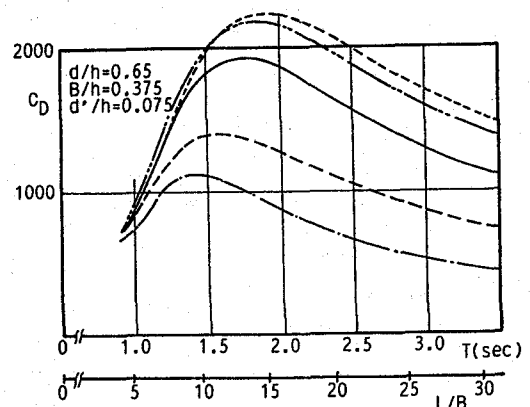


図-4 各堤体形状の造波減衰モーメント係数

水 d の C_A 、 C_D に及ぼす効果についても検討しているが、その結果、両係数ともに d が大きくなるほど絶対値および周期による増加率などが増大することを確認している。しかしながら、 d を深くすると、作用する波力モーメントも増大することに注意する必要がある、カーテン壁の吃水 d は、制御の対象にする作用波の波長を考慮して決定すればよいものと考えられる。

4. 動揺変位と透過率

4. 1 実験装置と実験方法

(1) 模型堤体

本実験で採用した模型堤体は、上記までの理論的な考察結果に基づき、図-2 (b) の2枚壁型堤体および (e) の π 型堤体の2種類とした。これらの堤体の諸量を表-1に示す。模型堤体は、水槽の幅方向の2カ所で、図-5に示すように、水底に設けたヒンジに堤体の中央部を通る鋼棒 (直径12mm) と補助的な対傾構を用いて結合した。堤体は、自由浮遊状態から、ほぼ6cm程度沈めて底部のヒンジに固定してあり、その余剰浮力により自立できるものとした。

(2) 係留装置

模型堤体は、一部の実験ケースを除き、図-5に示すように、ほぼ45°の傾斜角度で鋼製ケーブル (直径3mm) により係留した。係留ラインは、容易に係留系のばね定数が変化できるように、その一方を片持ちばり形式で支持した弾性鋼棒の先端に連結した。そして、片持ちばりのスパンを変えることで、回転ばね定数を変化させた。実験では、堤体の正逆回転のそれぞれについて同様な回転ばね定数が得られるように、係留装置を模型堤体の前後で対称に1組ずつ設置した。なお、この係留ライン支持用の片持ちばりには、歪ゲージをはりつけ、係留ラインに作用する張力も測定できるようにした。

(3) 実験条件

実験で採用した模型堤体の支持系のばね常数は、表-1中に示すように、無係留の場合を含めて全部で5種類に変化させた。堤体に作用せしめた波の周期 T は、0.9~2.8secの範囲内で0.1~0.2sec間隔で13種類を選定した。また、入射波の波高 H は、全ケースにおいて、6cm程度と一定にした。また、堤体の設置水深 h についても、80cmと一定にした。なお、実験での作用波の周期

表-1 模型堤体の諸量

形状	2枚壁型堤体	π 型堤体
堤体長 l_s	99cm	99cm
カーテン壁吃水 d	52cm	52cm
上部浮力体吃水 d'	10cm	10cm
堤体幅 B	30cm	30cm
水平板の張り出し長 B'	0cm	13cm
重量 W	22.0kgf	23.8kgf
排水重量 W_u	39.7kgf	42.8kgf
余剰浮力 W_s	17.7kgf	19.0kgf
慣性半径 R_s	62.3cm	60.6cm
重心位置 (水底より)	62cm	59.5cm
係留索による回転ばね常数 K_{θ}	0~6.8×10 ⁷ gf.cm の範囲の4種類	4.9×10 ⁷ gf.cm

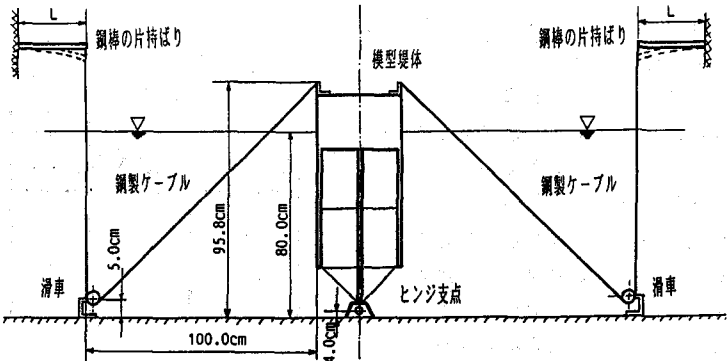
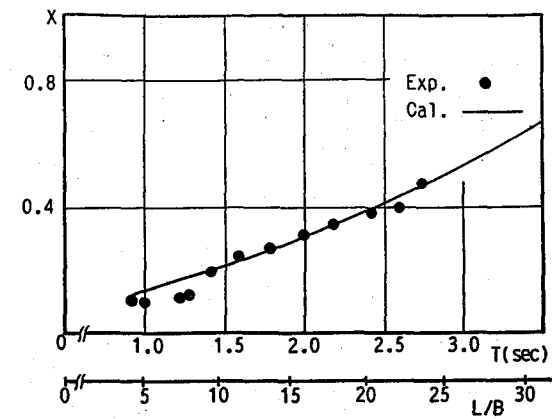
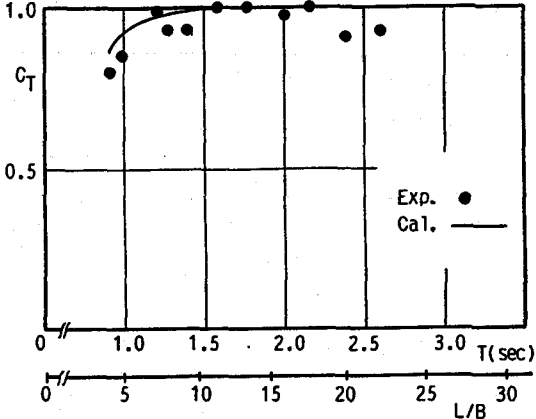


図-5 模型堤体の設置状況

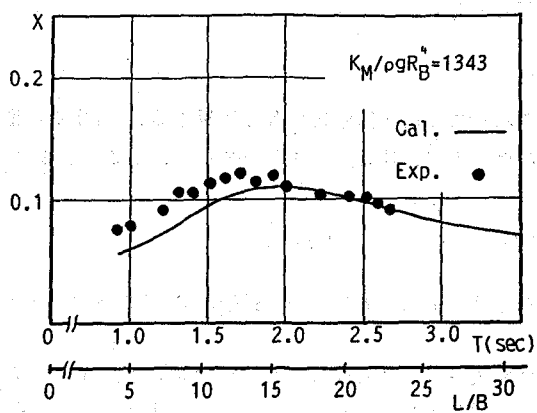


(a) 回転変位角

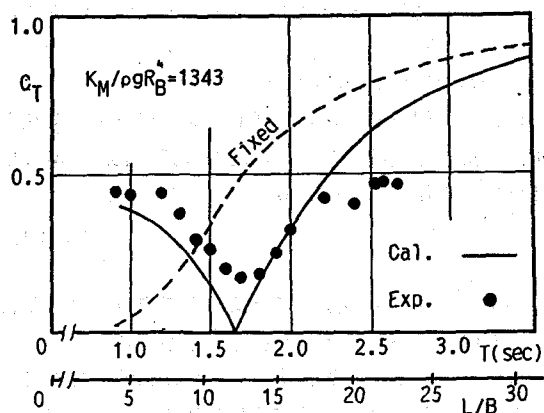


(b) 透過率

図-6 2枚壁型堤体の動揺変位と透過率 (無係留)

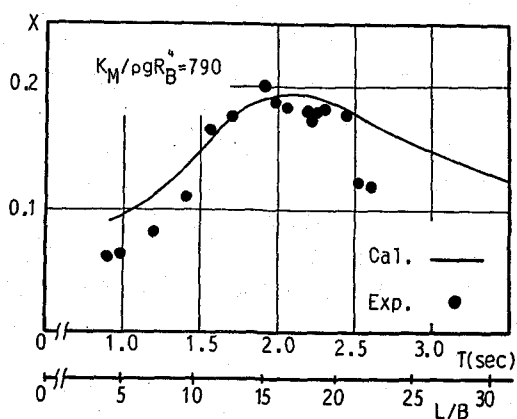


(a) 回転変位角

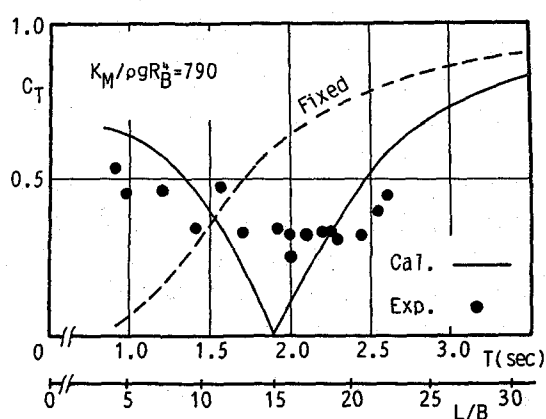


(b) 透過率

図-7 2枚壁型堤体の動揺変位と透過率 ($K_M^* = 1343$)

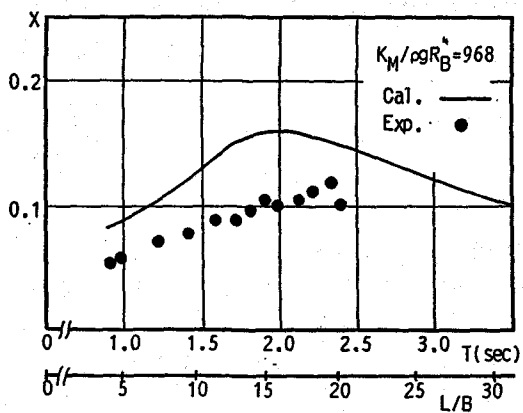


(a) 回転変位角

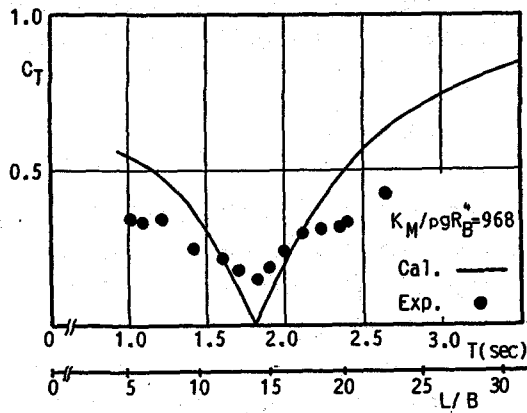


(b) 透過率

図-8 2枚壁型堤体の動揺変位と透過率 ($K_M^* = 790$)



(a) 回転変位角



(b) 透過率

図-9 π 型堤体の動揺変位と透過率 ($K_M^* = 968$)

範囲を、無次元量 L/B で表すと4~25の範囲にあることを付記しておく。

4. 2 実験結果と算定結果に関する考察

まず最初に、図-6 (a), (b) は、無係留の条件下でのそれぞれ無次元回転変位 X と透過率 C_T に関する実験結果と算定結果との比較を示す。これらの図では、横軸に作用波の周期 T および L/B がとってある。ここで、無次元回転変位の定義は、次式による。

$$X = \theta R_B / (H/2) \quad (10)$$

この図より、無係留の条件下では、動揺変位角は作用波の周期と共に増加することや、透過率 C_T は0.9以上とほとんど波浪制御効果が期待できないことがわかる。

一方、図-7, 8 は、係留状況下での2枚壁型堤体の代表的な結果を図-6と同様にして示すもので、(b) 図の透過率を示す図中には、比較のため堤体固定時の透過率についても併せ示した。そして、図-7, 8 では、係留系の回転ばね定数 K_M が異なり、図-7 が、動揺共振点を図-3, 4 に示す動的流体力係数の周期による増加が著しい周期帯に設定した場合に相当している。これらの図より、動揺変位角および透過率の実験値と算定値は、周期に伴う変動特性を含め、概略的に一致していることが認められる。また、これら各図の (a), (b) の比較から、透過率は動揺変位角が大きくなる共振点付近で極小値を示すことがわかる。また図-7, 8 の比較から、透過率は、共振点を動的流体力係数の周期による増加が顕著な周期帯に設定する方がより広い範囲で小さくなることなども認められる。

次に、図-9 は係留状況下での π 型堤体の代表的な結果を示す。このときの回転ばね定数としては、図-8 の場合より多少大きな値になっている。 π 型堤体の動揺角変位 X の実験値は、2枚壁型の対応するばね定数の結果である図-8 (a) に比較してほぼ半減していることや、算定値よりもかなり小さくなることなどが認められる。これは、主に、カーテン壁下部に水平に張り出した水平板の効果によるものと推測され、これにより流れの剥離現象等が促進され流体減衰力が2枚壁型より大きく現れたことによるものと考えられる。また、(b) 図の透過率に着目すると、共振動揺に伴う C_T の極小領域が明確に見られ、その波条件は算定結果ともほぼ一致している。そして、 π 型堤体による透過波の制御効果は、上記までの2枚壁型堤体に比較してより広い周期帯で発揮できることなどもわかる。

以上の検討より、動揺発散波の位相特性を利用して効果的に透過波が低減できることや、これを利用した回転動揺式の浮防波堤では、適切な係留系のばね定数の選択により、透過率が50%以下となるような L/B の範囲を5~23程度とかなり拡大できることなどが判明した。

5. 結語

(1) 2枚壁型堤体およびその下部に水平版を設けた π 型堤体は、水底を中心にして回転動揺するとき、動揺周期の広い範囲で付加慣性モーメントが増大することから、発散波を利用する波浪制御に適する。そして、付加慣性モーメントは、カーテン壁の吃水を深くしたり、その枚数を増やすと、増加する周期帯が長周期側へ拡大し、その増加度合も顕著になる。しかしながら、カーテン壁の枚数は、3枚以上としても2枚の場合とそれほど差がない。

(2) 2枚壁型堤体は、共振の持続作用により、広い周期帯で透過波を制御できる。この際、係留系のばね定数は、共振動揺周期が付加慣性モーメントの急増する周期帯と一致するように設定する必要がある。

(3) π 型堤体は、上記のような共振の持続作用のみならず、作用する流体減衰力が大きいため、本研究の範囲内では最も広い周期帯にわたり透過波の制御が可能である。

参考文献

- 1) 浮防波堤一現状と課題、(社)国際海洋科学技術会、1987.
- 2) 中村孝幸：浮遊式防波堤の動特性と消波効果について、海洋開発論文集、第4巻、pp.165-170, 1988.
- 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.33-44, 1972.
- 4) Mei, C. C.: The applied dynamics of ocean surface waves, John Wiley & Sons, pp.318-330, 1983.
- 5) 例えば 樺木亨編著：波と漂砂と構造物、技報堂出版、pp.58-63, 1991.