

浮棧橋を含む港湾域の波高分布の算定法に関する研究

中村 孝幸*・大森 禎敏**

1. ま え が き

瀬戸内海のように干満の差が大きい海域では、係留施設として浮棧橋が多く利用されている。従来、浮棧橋などの浮体式施設を含む港湾域の波浪静穏度は、一般にその影響を無視して検討されることが多い。これは、浮体式施設では、吃水面下で流体の移動があり、波の変形に対する寄与が十分に小さいと錯誤されていることやその影響を解析的に検討する手法も十分に確立されていないことなどによる。一方、浮体式施設的设计では、港湾境界よりの反射波の影響など周辺固定境界との相互干渉の影響は無視され単一構造物として設計されることが多い。このように、港湾内での浮体式施設の取扱いは、十分に明らかにされていないのが実状である。

本研究は、任意平面形状の港湾境界を対象にして、その内部に含まれる浮体式施設の動揺およびそれを考慮した波浪静穏度の算定法について明らかにするものである。この際、より大規模な港湾を対象にできるように、固定港湾境界には平面2次元の鉛直線グリーン関数法を、浮体には3次元グリーン関数法を用いる数値解析法を新たに提案し、これを用いて現地の港湾域の波高分布および浮棧橋の動揺変位の算定を行い、従来より用いられてきた近似的な算定法による結果との相違などを検討する。また、実際的な多方向不規則波を対象とした算定も行い、規則波に対する結果との相違についても考察するものである。

2. 港湾域の浮体構造物による波変形と動揺変位の解析法

(1) 境界値問題

解析モデルおよび座標系は図-1に示すものである。すなわち、一定水深 h の任意平面形状を有する港湾域に任意形状の浮体が弾性係留されており、これに平面波が任意の方向から作用する場合を想定する。座標系は x 、 z 軸が水表面の2直交軸、 y 軸が上方を正とする鉛直軸にとってある。また、浮体構造物を除く港湾境界は直立

式構造物とする。このとき線形波動理論を仮定すると、入射波の速度ポテンシャル Φ_1 は式(1)のように定義できる。

$$\Phi_1(x, y, z; t) = \text{Rael} \left[\frac{-igH \cosh k(h+y)}{2\omega \cosh(kh)} \cdot \exp\{i(k_x x + k_z z - \omega t)\} \right] \dots (1)$$

ここに、 k : 波数 (= $2\pi/L$, L : 入射波の波長), $k_x = k \cos \psi$, $k_z = k \sin \psi$, ψ : 入射角, ω : 角振動数 (= $2\pi/T$, T : 入射波の周期), g : 重力加速度, H : 入射波高である。

このとき、港湾境界および固定された浮体による回折散乱波の速度ポテンシャル Φ_0 は無次元回折散乱波ポテンシャル ϕ_0 を介して式(2)のように表すことができる。

$$\Phi_0(x, y, z; t) = \text{Rael} \left[\frac{-igH}{2\omega} \phi_0(x, y, z) \exp(-i\omega t) \right] \dots (2)$$

そして、 ϕ_0 は水表面および水底の条件、無限遠方での発散条件、浮体および港湾境界の没水面上における不透

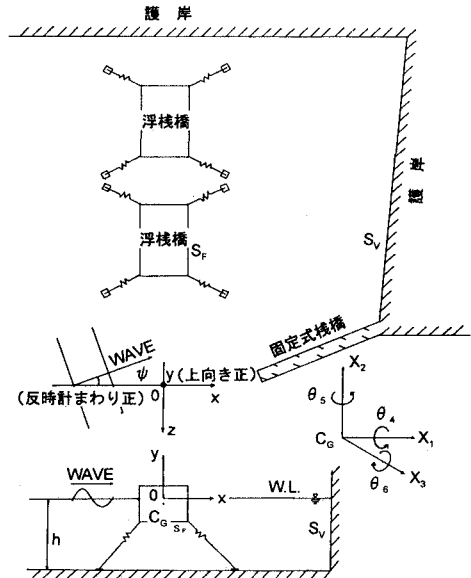


図-1 解析モデルおよび座標系

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部土木海洋工学科
 ** 学生会員 愛媛大学大学院 工学研究科

過条件を満足する解として求められる。

次に港湾内にある任意形状の1基の浮体が角振動数 ω で自由度6の微小単調振動を行うものとする、浮体の重心に関する振動変位は式(3)のように表せる。

$$X_m(t) = \bar{X}_m \exp(-i\omega t) \quad (m=1\sim 6) \dots\dots (3)$$

ここに、 X_1, X_2, X_3 :それぞれ x, y, z 軸方向への並進運動モードの振動変位 (Sway, Heave, Surge), X_4, X_5, X_6 :それぞれ x, y, z 軸に平行な軸まわりの回転角変位 (Pitch, Yaw, Roll) を、上添 $\bar{}$ はそれらの複素振幅を表す。なお、回転角変位については回転角 θ と浮体の代表長 b (堤体幅の1/2) を用いて、式(4)のように定義している。

$$X_m(t) = \bar{\theta}_m b \quad (m=4, 5, 6) \dots\dots\dots (4)$$

そして、これらの運動による発散波の速度ポテンシャル Φ_m ($m=1\sim 6$) は無次元発散ポテンシャル ϕ_m を用いて式(5)のように表すことができる。

$$\Phi_m(x, y, z; t) = \frac{-ig\bar{X}_m}{\omega} \phi_m(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (m=1\sim 6) \dots\dots (5)$$

また、浮体の動揺による発散波の全速度ポテンシャルは各運動成分による発散波の速度ポテンシャルの線形和で与えられる。

ϕ_m ($m=1\sim 6$) が満足すべき境界条件は、没水表面を除けば ϕ_0 と同じである。そして、没水表面での運動学的な境界条件は式(6)で表せる。

$$\left. \frac{\partial \phi_m}{\partial n} \right|_{on S_F \text{ and } S_V} = \begin{cases} \omega^2 n_m |_{on S_F} \\ 0 |_{on S_V} \end{cases} \quad (m=1\sim 6) \dots\dots (6)$$

ここに、 S_F, S_V はそれぞれ浮体の没水表面、鉛直護岸の没水面、 n_m は没水面上の単位法線ベクトル $\vec{n}=(n_x, n_y, n_z)$ および浮体の回転中心 (重心) C_G より没水面へのびる位置ベクトル $\vec{r}_C=(r_x, r_y, r_z)$ を用いて式(7)で定義される量である。

$$(n_1, n_2, n_3) = \vec{n}, \quad (n_4, n_5, n_6) = (\vec{r}_C \times \vec{n})/b \dots\dots (7)$$

また、 X_m は力学的境界条件に相当する浮体の振動方程式を解いて与えられる。

(2) グリーン関数

本研究では、回折散乱波および発散波の速度ポテンシャルの算定法として、任意形状の浮体および港湾境界を対象にできる、わき出し分布法を採用した。

3次元波動場のグリーン関数 $G_3(x, y, z; X, Y, Z)$ を用いると ϕ_0, ϕ_m は式(8)のように表せる。

$$\phi_j(x, y, z) = \iint_{S_V+S_F} f_j(X, Y, Z) \cdot G_3(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) \quad (j=0\sim 6) \dots\dots (8)$$

ここに、 $f_j(X, Y, Z)$: 港湾境界および浮体の没水面上

の点 (X, Y, Z) における波源強さ、 (x, y, z) は ϕ_j を求める波動場中の一般点の座標である。 G_3 は Jhon (1964) により式(9)のように与えられている。

$$G_3(x, y, z; X, Y, Z) = \frac{k^2 - \nu^2}{(k^2 - \nu^2)h + \nu} iH_0^{(1)}(kR) \cdot \cosh\{k(h+y)\} \cosh\{k(h+Y)\} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{k_n^2 + \nu^2}{(k_n^2 + \nu^2)h - \nu} K_0(k_n R) \cdot \cos\{k_n(h+y)\} \cos\{k_n(h+Y)\} \dots\dots (9)$$

ただし、 $R = \sqrt{(x-X)^2 + (z-Z)^2}$ である。

ここに、 $H_0^{(1)}$: 次数0の第1種ハンケル関数、 K_0 : 次数0の第2種変形ベッセル関数、 $\nu = \omega^2/g$ である。そして、 k_n : 減衰定常波モードの波数で、次式を解いて求められる。

$$\omega^2 = -gk \tan(k_n h) \quad (n=1, 2, \dots) \dots\dots (10)$$

式(9)の G_3 の中で第1種ハンケル関数 $H_0^{(1)}$ に比例する項は円筒状に伝播する進行波モード成分を、また、第2種ベッセル関数 K_0 に比例する項は、わき出し点遠方で指数関数的に減少する減衰定常波モードの成分を表す。

図-1のように、浮体の近くに港湾境界がある場合、 K_0 に比例する項の取扱いが港湾内の波変形計算の簡略化を行う上で重要になる。つまり、両者の距離が大きいと港湾境界上で減衰定常波の影響はなくなるが、その距離が近いと減衰定常波の影響は無視できない。

さて、港湾固定境界が浮体による減衰定常波の影響を受けない位置にあるものとする、中村ら (1985) による直立式構造物の解析例に見られるように港湾境界の没水面上で $f_j(X, Y, Z)$ は式(11)のように仮定できる。

$$f_j(X, Y, Z) = f_j(X, Y) \frac{\cosh\{k(h+y)\}}{\cosh(kh)} \quad (j=0\sim 6) \dots\dots\dots (11)$$

このとき、式(8)中において $dS(X, Y, Z) = dC(X, Z)dZ$ であるから、式(8)の S_V についての積分は Y に関して解析的に実行でき、式(12)のように求められる。

$$\phi_j(x, y, z) = \iint_{S_F} f_j(X, Y, Z) \cdot G_3(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) + \int_{C_V} \bar{f}_j(X, Z) \bar{G}_2(x, z; X, Z) \cdot \frac{\cosh\{k(h+y)\}}{\cosh(kh)} dC(X, Z) \dots\dots (12)$$

ここに、 C_V は S_V の $x-z$ 平面上での境界線に相当する。また、 \bar{G}_2 は鉛直線グリーン関数として知られており、式(13)で与えられる。

$$\bar{G}_2(x, z; X, Z) = iH_0(kR)/2 \dots\dots\dots (13)$$

式(12)に含まれる波源の強さ、 $f_j(X, Y, Z)$ および $\bar{f}_j(X, Z)$ は没水面上における不透過条件および式(6)か

ら決定できる。

式(12)は第1項に浮体に関する項、第2項に港湾境界に関する項を含み、それぞれの面積分、線積分で求められることから、より単純化されていることが分かる。つまり、浮体に関しては3次元グリーン関数法、港湾境界に関しては2次元グリーン関数法を用いて $\phi_j(j=0\sim6)$ が算定できる。

上記までの誘導は、単純化のため浮体は1基と仮定したが、式(6)の運動学的な条件を修正することで複数基の場合にも容易に拡張できる。また、港湾固定境界が低反射構造で完全反射の条件とは異なる場合、その境界上で不透過条件を部分吸収条件(例えば樫木, 1991)に置換することで低反射条件を近似的に考慮できる。

一方、平面波動場の任意点 (x, z) における回折係数 K_D は水表面の力学的な条件を考慮して次式により算定できる。

$$K_D(x, z) = \left[\frac{\Phi_I(x, y, z) + \sum_0^6 \Phi_m(x, y, z)}{|\Phi_I(x, y, z)|} \right]_{y=0} \dots (14)$$

(3) 港湾境界に対する減衰定常波の影響

本研究で提案した近似的な解析法の仮定は、浮体による回折散乱波および発散波中に含まれる減衰定常波が港湾境界上で十分に減衰して無視できるとするものである。減衰定常波が港湾境界上で無視できるか否かは、両者の距離に依存している。このことを検証するため、進行波モードの波に対してのみ成立する直立護岸上での部分吸収条件を採用して検討してみた。すなわち、十分に延長線の長い反射率0(完全吸収条件)の直立式護岸があり、この前面より距離 D だけ離れた位置に単一浮体がある場合を想定する。このとき、 D を各種に変化せしめて、この護岸のないとき、すなわち無限海域での浮体の算定結果との比較を行えば、減衰定常波の影響が判定できることになる。

図-2はこのような検討結果の一例を示すもので、作用波の周期を $T=4.0\text{ s}$ に固定して、離岸距離 D を各種に変化させたときの浮体の水平動揺変位 X_1 と無限海域でのそれとの相対誤差 ϵ を示す。なお、図中で、 D は波長 L で無次元化した量で表してある。この図より、相対

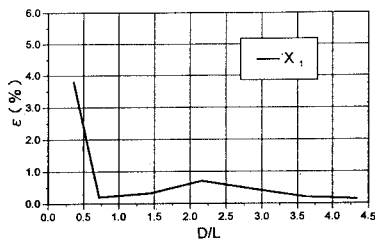


図-2 水平動揺変位の相対誤差 (周期 $T=4.0\text{ s}$)

誤差 ϵ は、離岸距離が大きくなると急激に減少し、半波長以上離れると1%以下と十分小さくなることが分かる。そして、減衰定常波の影響が工学的に無視できる限界としては、相対誤差 ϵ が5%程度以下になる $D/L \leq 1/4$ と判定される。

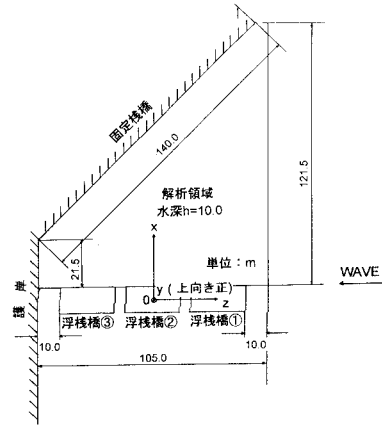


図-3 算定モデル

表-1 浮棧橋の動的諸量

排水重量 W	558 t	
慣性半径	r_x	7.26 m
	r_y	8.01 m
	r_z	3.55 m
重心位置 Z_G (水面より)	-0.51 m	

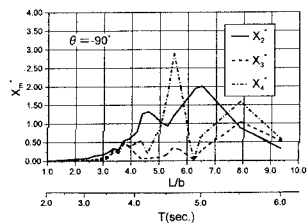


図-4(a) 浮棧橋②の動揺変位 (港湾境界有り)

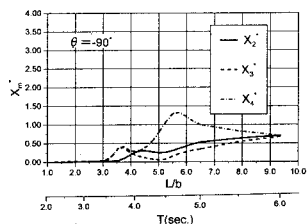


図-4(b) 浮棧橋②の動揺変位 (港湾境界無し)

3. 現地の港湾域を対象にした算定例

(1) 現地港湾モデル

本研究で対象にした港湾域を図-3に示す。これは瀬戸内海に位置する港湾をモデル化したものである。算定では、水深 $h=10\text{ m}$ 、港湾境界護岸の反射率 C_R は、一般の直立式護岸を想定して0.9とした。図中に見られるように、浮棧橋は同一寸法(25.0 m×12.0 m×2.7 m, 吃水1.86 m)のものが直列に3基設置されているとした。その重量および動的諸量の概略を一括して表-1に示す。また、これら棧橋は、底部の4隅でチェーン係留されており、解析ではこれをカテナリー係留として近似した。なお、ここで用いた周期条件下では、上記の $D/L \leq 1/4$ の条件を満足していることを付記しておく。

(2) 浮棧橋の動揺変位に関する算定結果

図-4(a), (b)は、それぞれ港湾固定境界を考慮したときおよび無視したときの浮棧橋②の無次元動揺変位 X_2^* : Heave, X_3^* : Surge, X_4^* : Pitch の L/b (L : 波長, b : 棧橋の幅の1/2) による変化を示す。ここで、各変位は入射波振幅で除した無次元変位で表してあり、第2横軸には対応する周期についても明示した。このときの作用波の条件は、図-3の右側からの入射を考えた入射角 $\theta = -90^\circ$ 、入射波高 $H = 1\text{ m}$ である。両図を比較すると、何れの変位についても港湾境界を考慮したときの方が大きく現れている。これは、浮棧橋前面に位置する固定棧橋からの反射波の影響を強く受けることによるものと推定される。また、港湾境界を考慮した場合、各変位は L/b により急変する傾向が見られ、これは形成される重複波の腹や節の位置の相違によるものと考えられる。

(3) 波高分布の算定結果

図-5(a)は入射角 $\theta = -90^\circ$ 、入射波高 $H = 1\text{ m}$ 、周期 $T = 3\text{ s}$ の条件で浮棧橋を考慮したときの波高分布の算定結果を回折係数 K_D のコンターで示す。また、図-5(b), (c)はそれぞれ同一の波条件下で、浮棧橋を無視したときおよび浮棧橋を不透過性堤体で近似したときの算定結果である。これらの図より、浮棧橋を考慮した場合と無視した場合とでは、波高値に大きな差が見られ、港内波高を推定する上で浮棧橋の影響は無視できないことがわかる。一方、図(a)と(c)の間には比較的よい類似性が見られ、算定の対象にした比較的短周期の波条件下では、浮棧橋を不透過性堤体で近似しても港内波高はほぼ推定できるものと言えよう。本研究では、他の周期条件に対しても、上記と同様な検討を行っている。その結果、浮棧橋の断面2次元的な透過・反射率の周期的な変動特性を参照すれば、浮棧橋の影響は概略的に推定できることなどを確認している。例えば、図-6は、浮棧橋の断面2次元的な透過率 C_T および反射率 C_R の周期特性を

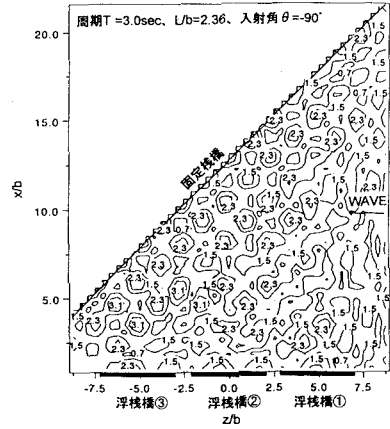


図-5(a) 浮棧橋を考慮したときの波高分布

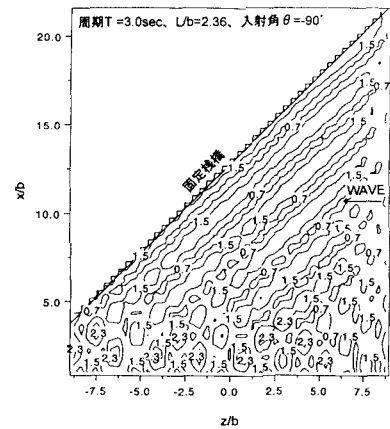


図-5(b) 浮棧橋を無視したときの波高分布

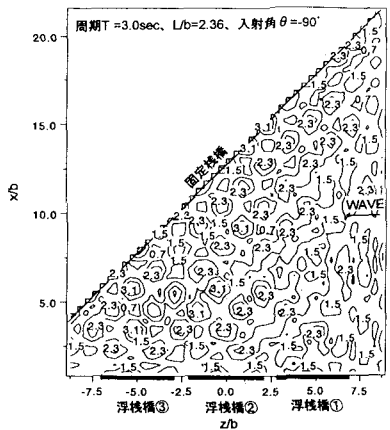


図-5(c) 浮棧橋を不透過性堤体で近似したときの波高分布

示すが、上記の検討で用いた周期条件 $T = 3\text{ s}$ では、 C_R はほぼ0.9程度と十分に大きいことから、不透過堤によ

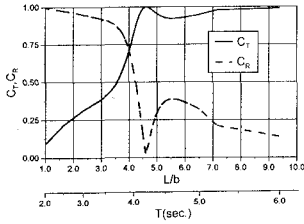


図-6 断面2次元解析による透過率 C_T と反射率 C_R

る近似が可能になったものと判定される。このことを演繹すれば、透過率が十分に大きな $T > 5$ s に対しては、浮棧橋の波変形に及ぼす影響は無視できるものと言え、本研究でもこのことは確認している。

以上の検討より、港内波高に及ぼす浮棧橋の影響は、その断面2次元の透過率が十分に大きいときには無視できるが、反射率が有意な大きくなる波条件下では本解析法のような浮棧橋の影響を考慮した算定が必要になるものと結論される。

(4) 多方向不規則波に対する算定結果

ここでは、合田 (1977) による不規則波の取り扱いを用いて、図-3の港湾域の波高分布を算定してみた。用いた条件は、有義波周期 $T_{1/3}=4$ s、有義波高 $H_{1/3}=1$ m、卓越波向 $\theta = -90^\circ$ 、方向集中度パラメータ $S_{max}=15$ である。実際の算定では、周波数スペクトルを4分割、方向分布関数を8分割して各成分波に対する回折係数を2.で述べたグリーン関数法で算出し、そのエネルギー的な平均値を求めた。

図-7(a)はその算定結果で、図-7(b)には有義波を規則波として作用させたときの算定結果についても比較のため示す。両者を比較すると、波高分布の様子は大きく異なる。また、不規則波の場合、規則波よりも波高値が4割程度小さくなっている。これは、異なる周期および異なる波向きの成分波が重合するため、明確な重複波が形成されにくいと考えられる。

4. 結 語

(1) 本研究で導いた港湾境界に対しては鉛直線グリーン関数法を、浮体には3次元グリーン関数法を用いる方法により、浮体式施設を含む港湾域の波浪静穏度や動揺変位の算定が効率的に行える。ただし、このような近似解析法では、浮体の離岸距離が対象波のほぼ1/4波長以上でなくてはならない。

(2) 港湾域での浮体式施設の影響は、それによる反射波の影響が顕著となる短周期波に対しては無視することができず、上記(1)のような解析法により推定する必要がある。

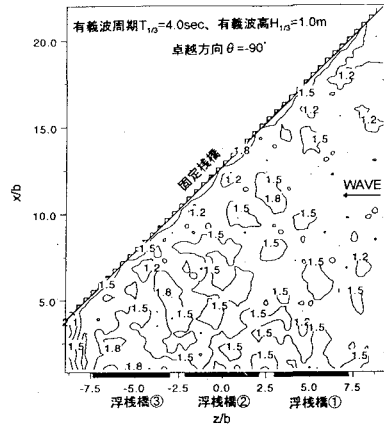


図-7(a) 多方向不規則波に対する波高分布

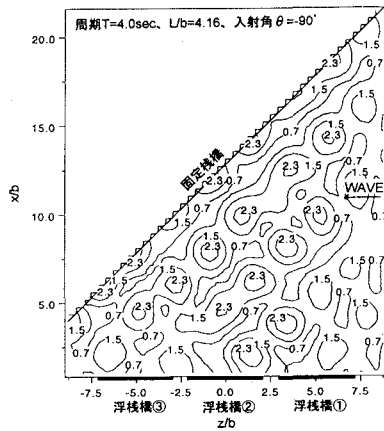


図-7(b) 有義波を規則波として作用させたときの波高分布

(3) 浮棧橋の動揺変位は、港湾境界よりの反射波の影響が強いつき、境界を無視した近似算定による変位よりも大きくなることから、港湾境界を考慮した算定が是非必要になる。

(4) 浮棧橋を含む港湾域の波高分布は、多方向不規則波を用いた算定結果の方が、その代表波を用いた単一方向規則波によるそれよりも空間変化が少なく、絶対値も小さい。

参 考 文 献

合田良実(1977): 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, pp. 9-84.
 榎木亨編著(1991): 波と漂砂と構造物, 技報堂出版, pp. 371-373.
 中村孝幸・奥吉雄(1985): 任意平面形状を有する堤体構造物まわりの波変形の解析法について, 第32回海講論文集, pp. 594-598.
 John, F. (1964): On the motions of floating bodies II, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 3, pp. 59-61.