

防波堤に囲まれた超大型浮体式構造物周辺の波浪場解析

藤 田 孝*・永 田 修 一**・小林顕太郎***・大 川 豊****

1. はじめに

メガフロート技術研究組合では、長さ 5 km 級の超大型浮体式構造物の建設をめざした研究が実施されている。この研究で対象としているのは、主としてポンツーン型の浮体で、必要な場合には浮体構造物の周囲に防波堤を設置することによって浮体の動揺量を低減する方法が検討されている。平成 7 年からの 3 年間の研究で、浮体の設計技術等に関する開発が実施され、開発された技術を検証するために東京湾の追浜沖海域に設置された長さ 300 m、幅 60 m、深さ 2 m の浮体を用いて浮体周りの波浪、浮体の加速度、応力等に関する計測データが取得されている。

このような超大型の浮体式構造物の設計にあたっては、各種の諸量の推定が必要となるが、流体に関係するものとしては、浮体や防波堤周りの波浪、浮体に働く流体力、浮体の波浪中弾性応答等の推定が必要である。著者らは、これらを予測するために、3 次元領域分割法をベースにした流体解析手法を示してきた。(永田他, 1997; 吉田他, 1998; Nagata et al., 1998)

これらの解析の中で、浮体と防波堤周りの波高分布計算は、防波堤の配置計画に重要な意味を持つが、浮体の波浪中弾性応答計算時にも求める必要もあり、最も基本的なものである。実証実験結果との比較の際にも、波高分布に関する比較は最初に行われるべきものである。

波浪場の解析は、超大型浮体を対象とする場合、解析領域が非常に広くなり、計算量が膨大となるため、具体的な計算例は少ないようである。著者らは、5 km 級の浮体と防波堤周りの不規則な波浪場解析を精度よく行うことを目的に、3 次元領域分割法を用いた計算をメガフロート技術研究組合内の研究として実施した。以下では、その内容を述べる。まず、実証実験結果と比較することにより解析手法の妥当性を示し、次に、5 km 級の浮体と防波堤周りの波高分布に関する計算結果を示す。

2. 解析方法

2.1 基本条件

図-1 に示すような防波堤と浮体が存在する海域を考える。解析にあたっては静水面上に原点および x, y 軸をとり、鉛直上方に z 軸をとる。流体は非圧縮・非粘性で、流体運動は非回転とする。波は単一周期の微小振幅波とし、 x 軸と ω をなす方向から入射するものとする。簡単のため、防波堤は厚みのない鉛直壁、浮体表面は不透過の完全反射面、水深は一定 ($=h$) とする。

流体内部では、速度ポテンシャル $\phi(x, y, z; t) = \text{Re}[\phi(x, y, z) \cdot e^{-i\omega t}]$ が存在し、次の Laplace の式を満足する。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \cdot \phi(x, y, z) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 i は虚数単位、 σ は入射波の角周波数 ($=2\pi/T_0$; T_0 は入射波周期)、 t は時間である。

以下、問題を簡単にするために、浮体は固定されているとして、3 次元領域分割法 (井島他, 1975; 永田他, 1991, 1992) を用いて波浪の計算を行う。

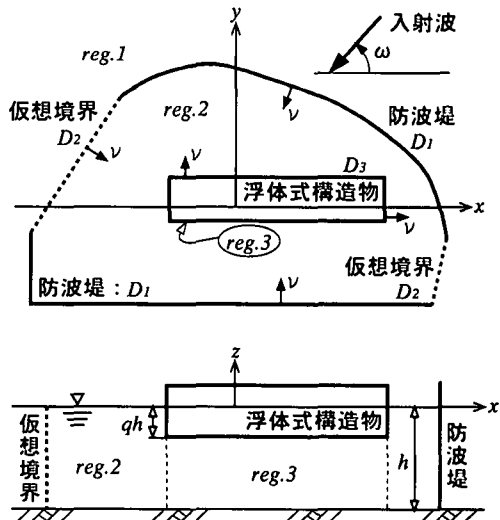


図-1 防波堤と浮体 (座標系)

* 正会員 工修 日立造船(株)技術・開発本部 技術研究所
** 正会員 工博 日立造船(株)技術・開発本部 技術研究所
*** 工博 住友重機械工業(株)船舶艦艇鉄構事業本部
**** 工修 運輸省船舶技術研究所 海洋開発工学部
(当時:メガフロート技術研究組合)

2.2 領域分割法による定式化

解析領域を図-1に示すように分割し、防波堤と仮想境界からなる閉曲線の外側を reg. 1, 内側を reg. 2, 浮体下部の流体域を reg. 3 とする。これら分割された領域において、式(1)を満足する速度ポテンシャル(以後、単にポテンシャルと表記)をそれぞれ $\phi_1(x, y, z)$, $\phi_2(x, y, z)$, $\phi_3(x, y, z)$ と表す。

reg. 1 と reg. 2 のポテンシャルは、静水面上 ($z=0$) で次の境界条件を満足せねばならない。

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} \phi_l = 0, \quad (z=0, l=1, 2) \quad (2)$$

ここで、 g は重力加速度定数である。

reg. 3 では、浮体底面 ($z=-qh$; qh は喫水) において次式が成り立つ。

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial z} = 0, \quad (z=-qh) \quad (3)$$

さらに、水底 ($z=-h$) では、次式が成立する。

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial z} = 0, \quad (z=-h; l=1, 2, 3) \quad (4)$$

防波堤による波の反射率を K_R とすると、防波堤境界 D_1 では次式が成り立つ。

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial \nu} = \pm ik \frac{1-K_R^{(l)}}{1+K_R^{(l)}} \phi_l \quad \begin{cases} + : l=1(\text{reg. 1}) \\ - : l=2(\text{reg. 2}) \end{cases} \quad (0 \geq z \geq -h) \quad (5)$$

ここで、 k は波数 ($=2\pi/\lambda$; λ は波長), ν は防波堤に対する法線方向の単位ベクトルで図-1に示す方向を正とする。なお、ここで用いた反射率は、防波堤に直角に入射する波と反射する波の波高比で定義されるものである。

つぎに、仮想境界 D_2 では、圧力および流速の連続条件より次式が成り立つ。

$$\phi_1 = \phi_2, \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial \nu} = \frac{\partial \phi_2}{\partial \nu} \quad (0 \geq z \geq -h) \quad (6)$$

浮体側面 D_3 では浮体底面位置 ($z=-qh$) を境に次の境界条件と連続条件が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi_2}{\partial \nu} &= 0 & (0 \geq z \geq -qh) \\ \phi_2 &= \phi_3 \\ \frac{\partial \phi_2}{\partial \nu} &= \frac{\partial \phi_3}{\partial \nu} & (-qh \geq z \geq -h) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

各領域において、式(1)~(4)を満足するポテンシャルは次のように表せる。

$$\phi_1(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[f_{21}(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_{22}^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \quad (8)$$

$$\phi_2(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[f_{21}(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_{22}^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \quad (9)$$

$$\phi_3(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[f_{31}(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} f_{32}^{(s)}(x, y) \cdot \cos s_q(z+qh) \right] \quad (10)$$

ここで、 ζ_0 は入射波振幅、

$$f_{0}(x, y) = -i \cdot \exp[-ik(x \cos \omega + y \sin \omega)],$$

$$\frac{\sigma^2 h}{g} = kh \tanh kh = -k_m h \tan k_m h = -k_n h \tan k_n h,$$

$$s_q = \frac{s\pi}{q'h} \quad (s=1, 2, 3, \dots : \text{自然数}), \quad q'=1-q$$

であり、 $f_{11}(x, y)$, $f_{12}^{(m)}(x, y)$ 等は $x-y$ 平面上の未知関数である。

式(8)~(10)のポテンシャルを式(1)へ代入すると、各未知関数に関して次のラプラス方程式とヘルムホルツ方程式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 f_{11}(x, y) + k^2 f_{11}(x, y) &= 0 \\ \nabla^2 f_{12}^{(m)}(x, y) - k_m^2 f_{12}^{(m)}(x, y) &= 0 \\ \nabla^2 f_{21}(x, y) + k^2 f_{21}(x, y) &= 0 \\ \nabla^2 f_{22}^{(n)}(x, y) - k_n^2 f_{22}^{(n)}(x, y) &= 0 \\ \nabla^2 f_{31}(x, y) &= 0 \\ \nabla^2 f_{32}^{(s)}(x, y) - s_q^2 f_{32}^{(s)}(x, y) &= 0 \\ \nabla^2 &= \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

2.3 境界積分方程式

防波堤境界 D_1 、仮想境界 D_2 および浮体側面 D_3 上のポテンシャル関数は、式(11)の基本解 G を用いて次式のように表せる。

$$f_{11}(\xi, \eta) = \int_{D_1+D_2} \left[f_{11}(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G_{11}(\xi, \eta'; \xi, \eta) - \frac{\partial}{\partial \nu} f_{11}(\xi, \eta) \cdot G_{11}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad (12)$$

$$f_{12}^{(m)}(\xi, \eta) = \int_{D_1+D_2} \left[f_{12}^{(m)}(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G_{12}^{(m)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) - \frac{\partial}{\partial \nu} f_{12}^{(m)}(\xi, \eta) \cdot G_{12}^{(m)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad (13)$$

$$f_{21}(\xi, \eta) = - \int_{D_1+D_2+D_3} \left[f_{21}(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G_{21}(\xi, \eta'; \xi, \eta) - \frac{\partial}{\partial \nu} f_{21}(\xi, \eta) \cdot G_{21}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad (14)$$

$$f_{22}^{(n)}(\xi, \eta) = - \int_{D_1 + D_2 + D_3} \left[f_{22}^{(n)}(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G_{22}^{(n)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \nu} f_{22}^{(n)}(\xi, \eta) \cdot G_{22}^{(n)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$f_{31}(\xi, \eta) = \int_{D_3} \left[f_{31}(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G_{31}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \nu} f_{31}(\xi, \eta) \cdot G_{31}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$f_{32}^{(s)}(\xi, \eta) = \int_{D_3} \left[f_{32}^{(s)}(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G_{32}^{(s)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \nu} f_{32}^{(s)}(\xi, \eta) \cdot G_{32}^{(s)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 (ξ, η) は境界上の点を表し、 (ξ', η') は境界上の着目点を表している。また、 G は次式より求められる。

$$\left. \begin{aligned} G_{11}(\xi, \eta'; \xi, \eta) &= G_{31}(\xi, \eta'; \xi, \eta) = -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR) \\ G_{12}^{(m)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) &= G_{22}^{(m)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) = -\frac{1}{\pi} K_0(k_m R) \\ G_{31}(\xi, \eta'; \xi, \eta) &= -\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{1}{kR}\right) \\ G_{32}^{(s)}(\xi, \eta'; \xi, \eta) &= -\frac{1}{\pi} K_0(s_a R) \\ R &= \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 $H_0^{(1)}$ は 0 次の第 1 種ハンケル関数、 K_0 は変形ベッセル関数である。

したがって、式 (12)～(17) を境界上の微小要素を用いて離散化し、式 (5)～(7) の境界条件を考慮した代数方程式を解くことによって、境界上の未知関数を求めることができる。境界上の未知関数が求まれば、領域内の任意地点におけるポテンシャルを容易に求めることができる。例えば、reg. 1 の任意地点 (x, y) におけるポテンシャル関数は次式より求まる。

$$f_{11}(x, y) = \frac{1}{2} \int_{D_1 + D_2} \left[f_{11}(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G_{11}(x, y; \xi, \eta) \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \nu} f_{11}(\xi, \eta) \cdot G_{11}(x, y; \xi, \eta) \right] ds \quad \dots\dots\dots (19)$$

また、reg. 1 の波高比 H^* (入射波波高との比) は次式から求まる。

$$H^* = \left| \frac{\zeta}{\zeta_0} \right| = \left| f_0(x, y) + f_{11}(x, y) + \sum_{m=1}^{\infty} f_{12}^{(m)}(x, y) \right| \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 ζ は任意地点における波の複素振幅である。

2.4 多方向不規則波の計算

前述の方法によって求めた単一周期 (周波数: f)、単一波向に対する任意地点の波高比を $H^*(x, y; f, \omega)$ とし、入射波の方向スペクトルを $S_0(f, \omega)$ とすると、任意地

点における波スペクトル $S(x, y; f)$ は次のように求められる。

$$S(x, y; f) = \int_{-\pi}^{\pi} S_0(f, \omega) \cdot |H^*(x, y; f, \omega)|^2 d\omega \quad \dots\dots\dots (21)$$

式 (21) を全周波数について積分すれば、波の総エネルギー $m_0(x, y)$ が求まる。

$$m_0(x, y) = \int_0^{\infty} S(x, y; f) df \quad \dots\dots\dots (22)$$

一方、総エネルギー m_0 は波スペクトルの定義によって、波形の標準偏差の自乗に等しく、さらに波の代表波高と標準偏差の間には一定の統計的関係が成立することから (合田, 1990)、任意地点の有義波高は、

$$H_{1/3}(x, y) = 4.004 \cdot \sqrt{m_0(x, y)} \quad \dots\dots\dots (23)$$

となる。また、ゼロアップクロス法で定義された波の平均周期 (T_m) は、周波数スペクトルの 2 次モーメントを用いて次式より算出できる。

$$\left. \begin{aligned} T_m(x, y) &= \sqrt{\frac{m_0(x, y)}{m_2(x, y)}} \\ m_2(x, y) &= \int_0^{\infty} f^2 S(x, y; f) df \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

3. 計算結果と計測値の比較

メガフロート技術研究組合では、東京湾の追浜沖海域で浮体 (長さ 300 m、幅 60 m、深さ 2 m) を設置する前と設置した後での波浪計測を合わせて、3 年間実施している。浮体および防波堤の設置位置を図-2 に示す。波浪の計測は、防波堤で囲まれた海域内 (以後、港内と呼ぶ) の 4 点と港外の 1 点で行っている。この内、港外の 1 点は沖波の方向波を計測するためのものである。港内波浪は、サンプリング間隔 5 Hz で 30 分計測している。膨大な計測データが得られているが、計算との比較に用いたのは、表-1 に示す 12 ケースの沖波条件の場合である。

表-1 比較ケース (沖波計測値)

ケース名	沖波観測値		浮体	観測日時
	有義波高 (m)	平均周期 (s)		
case-1	0.65	2.70	なし	'95/10/28, 12:00
case-2	0.60	2.72	なし	'95/10/28, 13:00
case-3	0.51	2.70	なし	'95/10/28, 14:00
case-4	0.70	2.90	なし	'95/11/05, 00:00
case-5	0.74	2.93	なし	'95/11/05, 01:00
case-6	0.82	2.99	なし	'95/11/05, 02:00
case-7	0.34	3.13	あり	'97/04/12, 18:00
case-8	0.39	3.40	あり	'97/04/12, 20:00
case-9	0.24	3.21	あり	'97/04/12, 22:00
case-10	1.10	3.28	あり	'97/04/19, 10:00
case-11	0.98	3.34	あり	'97/04/19, 12:00
case-12	0.67	3.03	あり	'97/04/19, 14:00

図-3 に、計測された沖波の方向スペクトルの一例として case-7 の場合を示す。

計算では、実際は護岸である部分を防波堤 (No. 1) と置き換え、No. 1~No. 4 の防波堤と浮体の位置を厳密に考慮した。浮体の喫水は 0.5 m、海域の水深は 8 m で一定とした。また、浮体は動かないものとして扱った。計算には、各ケースで計測された沖波の方向スペクトルを入力した (図-3 参照)。防波堤の反射率については、防波

堤 No. 1 (護岸) の前面にパイルが存在し、消波護岸となっていること、防波堤 No. 3 の一部に崩落箇所が存在すること等の現地の状況を勘案して、以下のように設定した。

防波堤 No. 1 : 0.6, 防波堤 No. 2 : 0.8,
防波堤 No. 3 : 0.5, 防波堤 No. 4 : 0.8

図-4 と図-5 は、浮体設置前の港内 3 個の波浪計測点 (Point-1~Point-3) および、浮体設置後の港内 4 個の波浪計測点 (Point-1~Point-4) での有義波高の計測値と計算値を比較したものである。図中の破線は計測値と計算値の差が 20% の位置を示している。計測値と計算値は比較的良く一致している。また、図-6 と図-7 は、港内の同じ波浪計測点での波の平均周期に関する計測値と計算値を比較したものであるが、計測値に比べ計算値が多少大きい結果となっている。

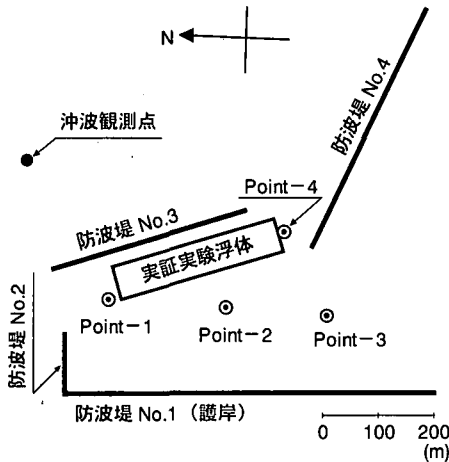


図-2 実証実験海域 (構造物配置と計測点)

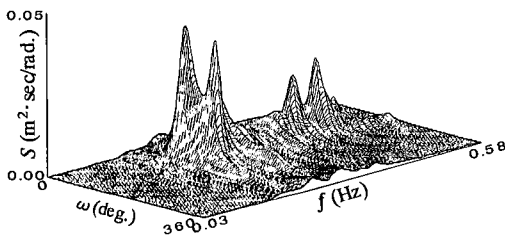


図-3 沖波方向スペクトル (計測値)

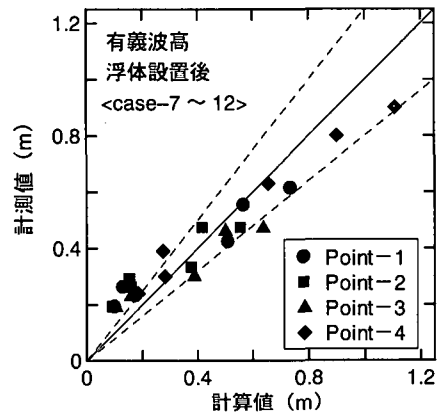


図-5 有義波高に関する比較 (浮体設置後)

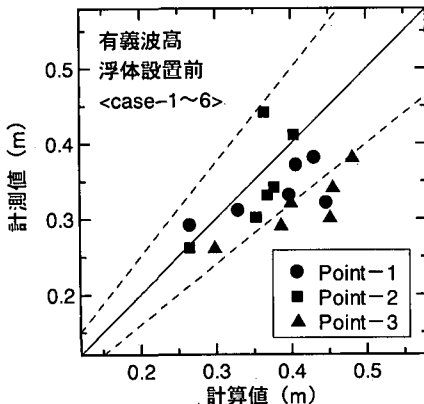


図-4 有義波高に関する比較 (浮体設置前)

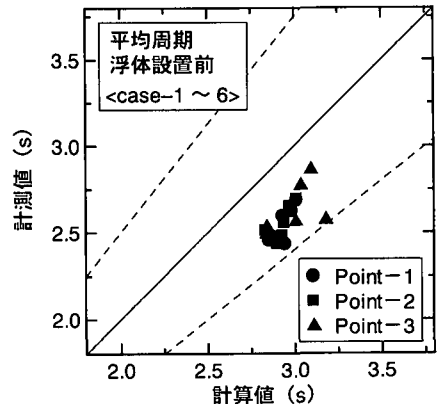


図-6 平均周期に関する比較 (浮体設置前)

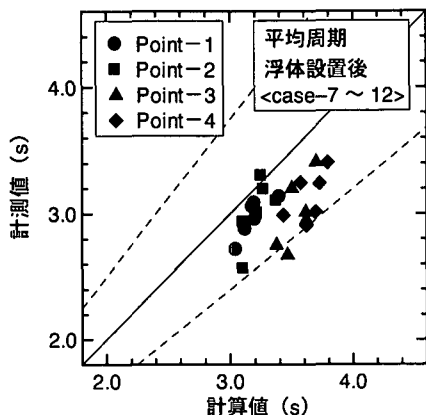


図-7 平均周期に関する比較 (浮体設置後)

4. 超大型浮体構造物周りの波高分布計算

メガフロート技術研究組合では、東京湾奥に図-8に示すような5 km級の浮体空港と防波堤の建設を想定し、各種の試設計を実施している。ここでは、この浮体と防波堤周りの波高分布計算を浮体は動かないものとして実施した。浮体の喫水は2 m、水深は20 m、防波堤の反射率は1.0として計算した。図-9は、有義周期10 sの長波頂不規則波がWの方向から入射する場合の波高分布を示したものである。入射波にはJONSWAPスペクトルを用いている。この場合は、防波堤Aと防波堤Bの間の開口部から入射した波の防波堤A、B、Cと浮体間での多重反射のために、この中の波高が比較的大きくなっているが、現実の防波堤反射率を用いると、波高は小さくなる。

5. 結 言

本研究では、防波堤と超大型浮体構造物のまわりの波高分布を計算するために、3次元領域分割法を用いた計算法を示し、メガフロート技術研究組合で実施された実証実験海域を対象に、不規則波の波高に関する計算値と計測値の比較を行い、両者が比較的良好一致を示した。また、5 km級浮体と防波堤まわりの波高分布計算も実施した。しかしながら、本研究で行った計算は、浮体が動かないものとして計算している。実際には、浮体が超大型になると、上下方向には剛体運動よりも弾性応答が支配的となるため、浮体の弾性応答を考慮した波高分布計算を行う必要がある。

著者らは、防波堤の存在する海域にある平板浮体の波浪中弾性応答解析法 (Nagata et al., 1998) も既に開発しているので、今後はこの手法を用いて、弾性浮体まわ

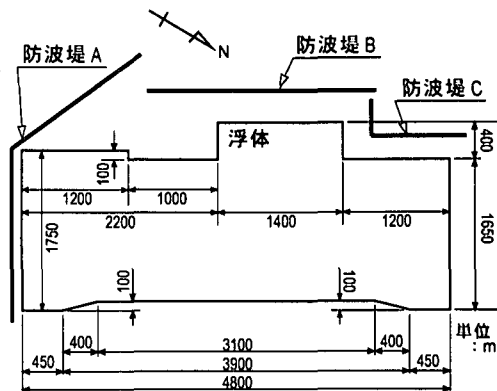


図-8 超大型浮体式構造物 (海上空港想定モデル)

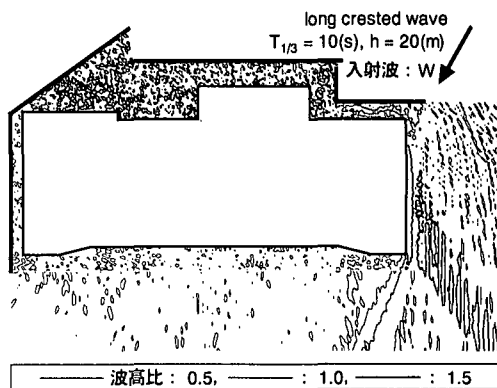


図-9 構造物周りの波高分布 (波高比, 長波頂波)

りの波高分布計算を実施する予定である。

参 考 文 献

- 井島武士・吉田明徳・湯村やす (1975): 有限水域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形, 土木学会論文報告集, 第244号, pp. 91-105.
- 合田良實 (1990): 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 333 p.
- 永田修一・藤田 孝・三宅成司郎・巻幡敏秋・小田一紀 (1991): 有限長の防波堤と3次元係留浮体の波による干渉, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 771-775.
- 永田修一・藤田 孝・三宅成司郎・巻幡敏秋・小田一紀 (1992): 有限長の防波堤と複数係留浮体の波による干渉, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 881-815.
- 永田修一・吉田尚史・一色 浩・大川 豊 (1997): 超大型弾性平板浮体の波浪中挙動解析, 日本造船学会論文集, 第182号, pp. 285-294.
- 吉田尚史・永田修一・一色 浩・藤田 孝 (1998): 超大型浮体構造物に働く流体力・波強制力に関する研究, 関西造船協会講演論文集, 第10号, pp. 53-56.
- Nagata, S., H. Yoshida, T. Fujita, H. Isshiki (1998): The Analysis of the Wave-Induced Responses of Elastic Floating Plate in a Sea with a Breakwater., Int. Offshore and Polar Eng., Vol. 1, pp. 223-230.