

大型矩形海洋構造物に関する波圧分布特性

高木 春男*・三島 和生**・白石 雅美**

1. 緒 言

近年、海底石油掘削用にコンクリート製の着底式構造物が設置されるようになり、着底式海洋構造物は増々大型化すると共に波浪条件の厳しい大水深海域に建造されるようになってきた。それに伴って大型構造物が受ける強大な波浪外力を従来の設計計算式によって正確に算出することが困難となり、有力な手法としてポテンシャル理論により構造物の回折問題として波力や波圧を求める計算方法がさかんに適用されるようになってきた。しかるに波圧分布特性を知ることは大型海洋構造物の構造設計を行う上で必要不可欠であるにもかかわらず、近年の Garrison らの研究^{1),2)} のように回折波理論を適用した波力研究は多々あるが波圧分布に関する研究は大口徑円筒を対象とした研究^{3),4), etc.} 以外見当らない。

したがって、本研究では、構造物隅角部での波圧特性の検討が容易でかつ円形と共に構造物断面として用途が広い正方形断面を主体として構成された数種の構造物モデルについて、実験結果と回折理論との比較を行うことにより波圧分布特性の把握と理論の妥当性の検討を行なった。

2. 任意形状の構造物に対する回折理論

理論解析は下記の仮定に基づいて行う。

- ① 流体は完全流体である。
- ② 入射波は微小振幅波である。
- ③ 一様水深である。
- ④ 構造物は固定された剛体である。

図-1 に示す座標系において、入射波のポテンシャルを ϕ_{in} 、静水面下の構造物表面 $S(x, y, z) = 0$ より散乱する波のポテンシャルを ϕ_{sc} とすれば、任意の点 (x, y, z) におけるポテンシャル Φ は微小振幅波の仮定より次式で表わすことができる。

$$\Phi(x, y, z, t) = [\phi_{in}(x, y, z) + \phi_{sc}(x, y, z)]e^{i\sigma t} \dots (1)$$

ここに、 σ : 周波数

このポテンシャル Φ は、下記の連続条件、水底面およ

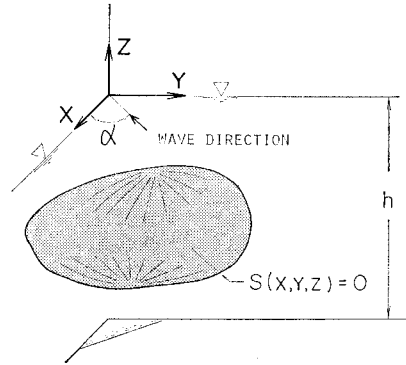


図-1 座 標 系

び物体表面における境界条件、ならびに自由水面における力学的条件を満足しなければならない。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \dots (2.1)$$

$$\partial \Phi / \partial z = 0 \quad \text{on } z = -h \dots (2.2)$$

$$\partial \Phi / \partial n = 0 \quad \text{on } S(x, y, z) = 0 \dots (2.3)$$

ただし、 n による微分は外向法線方向微分を表わす。

$$\partial \Phi / \partial z = \lambda \Phi \quad \text{on } z = 0 \dots (2.4)$$

さらに散乱波 ϕ_{sc} は下記の Radiation Condition を満足しなければならない。

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R^{3/2} \left(\frac{\partial \phi_{sc}}{\partial R} - ik \phi_{sc} \right) = 0 \dots (2.5)$$

ただし、 $R = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ であり、 ξ, η は後に出てくる ζ とともに (ξ, η, ζ) で水面下の構造物表面 $S(x, y, z) = 0$ 上の点を表わす。しかるに、入射波のポテンシャル ϕ_{in} は、下記の条件を満足する関数として式 (4) のように既に求められている。

$$\nabla^2 \phi_{in} = 0 \dots (3.1)$$

$$\partial \phi_{in} / \partial z = 0 \quad \text{on } z = -h \dots (3.2)$$

$$\partial \phi_{in} / \partial z = \lambda \phi_{in} \quad \text{on } z = 0 \dots (3.3)$$

ここに、 $\lambda = \sigma^2 / g$

$$\phi_{in}(x, y, z) = -i \frac{gH}{2\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cdot \exp[i(kx \cos \alpha + ky \sin \alpha)] \dots (4)$$

ここに、 H : 波高

k : 波数 ($k \tanh kh = \sigma^2 / g = \lambda$)

α : 波の入射角

* 正会員 清水建設(株) 海洋開発部課長

** 正会員 清水建設(株) 海洋開発部

したがって、式(1)、式(2.1)～(2.5)および式(3.1)～(3.3)を比較することにより、散乱波のポテンシャル ϕ_{sc} は下記の条件を満足すれば良い。

$$\nabla^2 \phi_{sc} = 0 \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

$$\frac{\partial \phi_{sc}}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -h \quad \dots\dots\dots (5.2)$$

$$\frac{\partial \phi_{sc}}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_{in}}{\partial n} \quad \text{on } S(x, y, z) = 0 \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

$$\frac{\partial \phi_{sc}}{\partial z} = \lambda \phi_{sc} \quad \text{on } z = 0 \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R^{3/2} \left(\frac{\partial \phi_{sc}}{\partial R} - ik \phi_{sc} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (5.5)$$

この式(5.1)～(5.5)の条件を満足する散乱波のポテンシャル ϕ_{sc} は、式(6)で表わされる $S(x, y, z)$ 上の点 (ξ, η, ζ) の source strength 関数 $f(\xi, \eta, \zeta)$ を含む式として式(7)のように求められる。

$$\begin{aligned} & -f(x_s, y_s, z_s) + \frac{1}{2\pi} \iint_S f(\xi, \eta, \zeta) \\ & \cdot \frac{\partial G}{\partial n}(x_s, y_s, z_s; \xi, \eta, \zeta) dS \\ & = -2 \frac{\partial \phi_{in}}{\partial n}(x_s, y_s, z_s) \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_{sc}(x, y, z) = & \frac{1}{4\pi} \iint_S f(\xi, \eta, \zeta) \\ & \cdot G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここに、 G は式(8.1)～(8.4)を満足する Green 関数を表わし、その級数表示が式(9)のように求められている。

$$\nabla^2 G = -\delta[(x-\xi) \cdot (y-\eta) \cdot (z-\zeta)] \quad \dots\dots\dots (8.1)$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -h \quad \dots\dots\dots (8.2)$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} = \lambda G \quad \text{on } z = 0 \quad \dots\dots\dots (8.3)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R^{3/2} \left(\frac{\partial G}{\partial R} - ik G \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (8.4)$$

$$\begin{aligned} G = & i \frac{2\pi(k^2 - \lambda^2)}{k^2 h - \lambda^2 h + \lambda} \cosh k(h+z) \cdot \cosh k(h+\zeta) \\ & \cdot H_0^{(1)}(kr) + 4 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mu_k^2 + \lambda^2}{\mu_k h + \lambda^2 h - \lambda} \cos \mu_k(h+z) \\ & \cdot \cos \mu_k(h+\zeta) \cdot K_0(\mu_k r) \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここに、 $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$

μ_k : $\mu_k \tan \mu_k h = -\lambda$ の正の実根

$H_0^{(1)}$: 第1種0次の Hankel 関数

K_0 : 第2種変形 Bessel 関数

これでポテンシャル Φ が求まったわけであるから、Bernoulli の定理により

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \right] + gz = 0 \quad \dots\dots (10)$$

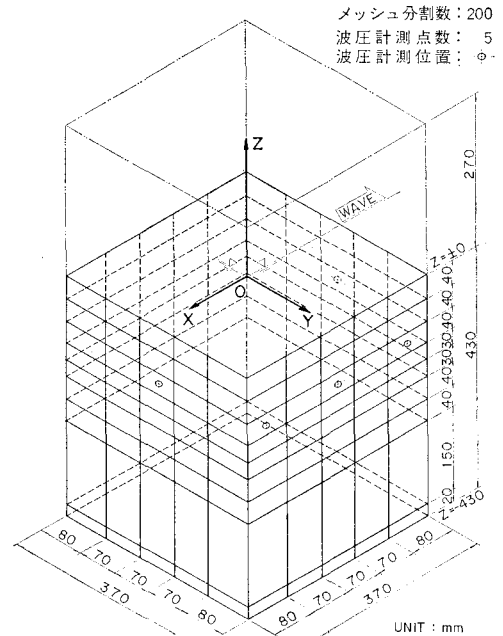
となり、2次の微小量を見捨て、変動圧としての波圧のみを求めれば下式のように波圧 p が求まる。

$$p = \rho \sigma \text{Re} [i(\phi_{in} + \phi_{sc})e^{i\omega t}] \quad \dots\dots\dots (11)$$

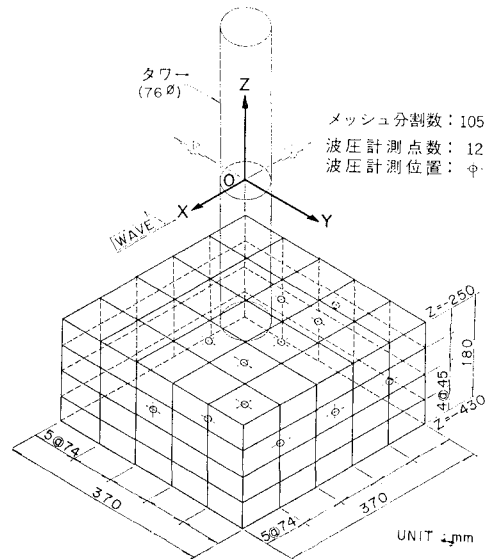
ここに、 ρ : 流体の密度

3. 構造物モデル

静水面付近での隅角部の存在による波圧分布特性の検討の行い易い角筒構造物と構造物本体は水没してタ



(a) MODEL—A



(b) MODEL—B

図—2 構造物モデル

ワー部のみが空中まで出ている有タワー角筒構造物の代表2例を図—2に示す。この2種のモデルとも水底面まで同一断面を有して水底に固定されているが、紙面の都合で波圧分布の詳細解析を行なった $z = -43 \text{ cm}$ までの部分のみを示した。図中の2点鎖線は実験模型では存在するが理論解析モデルでは考慮しなかった部分である。また図中には理論解析のための構造物外壁全体のメッシュ分割総数と詳細波圧解析部分のメッシュ間隔をも含む

せて示した。

4. 実験装置および方法

実験装置は、図-3 に示すように幅 4m、長さ 40m、深さ 2.2m のフラップ型造波装置を備えた水槽を用い、模型を中心とした水槽側壁両側の前後 2m および水槽末

端に反射波を防止するため消波装置を設置した。波圧は容量 100 gr/cm^2 の小型半導体圧力変換器を埋設して測定した。波圧測定部に圧力変換器を埋設した状態における $z = -43 \text{ cm}$ までの詳細波圧解析用模型部分の一例を写真-1 に示す。

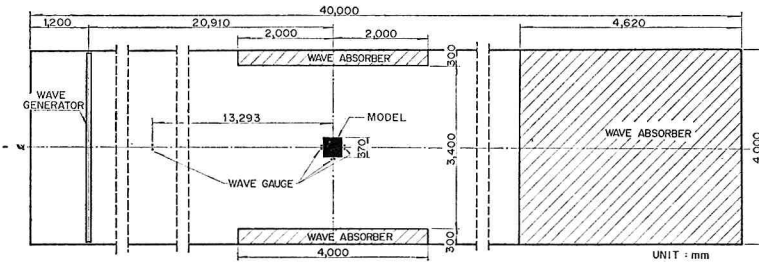


図-3 実験水槽

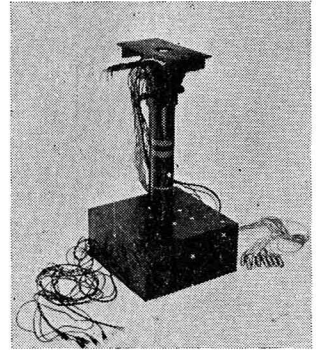


写真-1 実験模型例 (MODEL-A)

5. 実験結果と理論解析との比較

(1) 最大波圧の分布

図-4 に構造物側壁における最大波圧の水平分布および各側壁中央における鉛直分布に関する比較結果の一例を示す。また詳細な状況を調べるため、表面波の影響を顕著に受けると思われる静水面から $z = -43 \text{ cm}$ までの構造物全壁面における波圧分布を図-5 に示す。

MODEL-A についてみると、水平波圧分布は理論値も実験値も、前面壁から背面壁に回り込むにしたがってその値が小さくなるという定性的傾向はよくあらわして

いるものの、定量的には理論値は実験値に比して全体的に 15~25% 小さな値に留まっている。さらに、理論波圧分布の特徴として、側壁中央の鉛直分布にも見受けられるように不連続に近い急激な凹凸分布が側壁数個所に存在することである。この理論分布が本来の現象を表現しているのかその他に起因する影響なのかは、実験データの不足もあって現在のところ判明しない。したがって、大型角筒が頭出した構造物の波圧算出にあたっては、回折理論の適用範囲、隅角部における波の擾乱の影響および実験精度等について今少し検討の必要があると思われる。

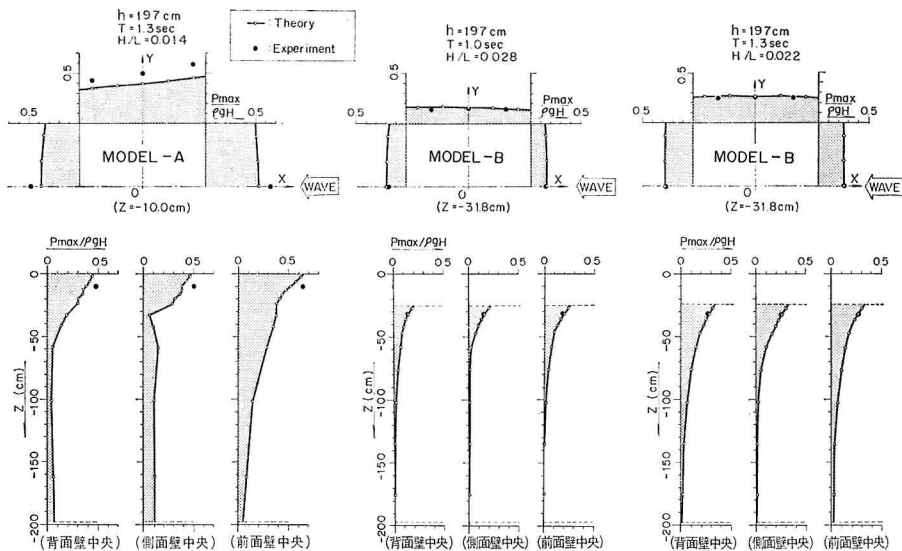


図-4 側壁波圧の水平および鉛直分布

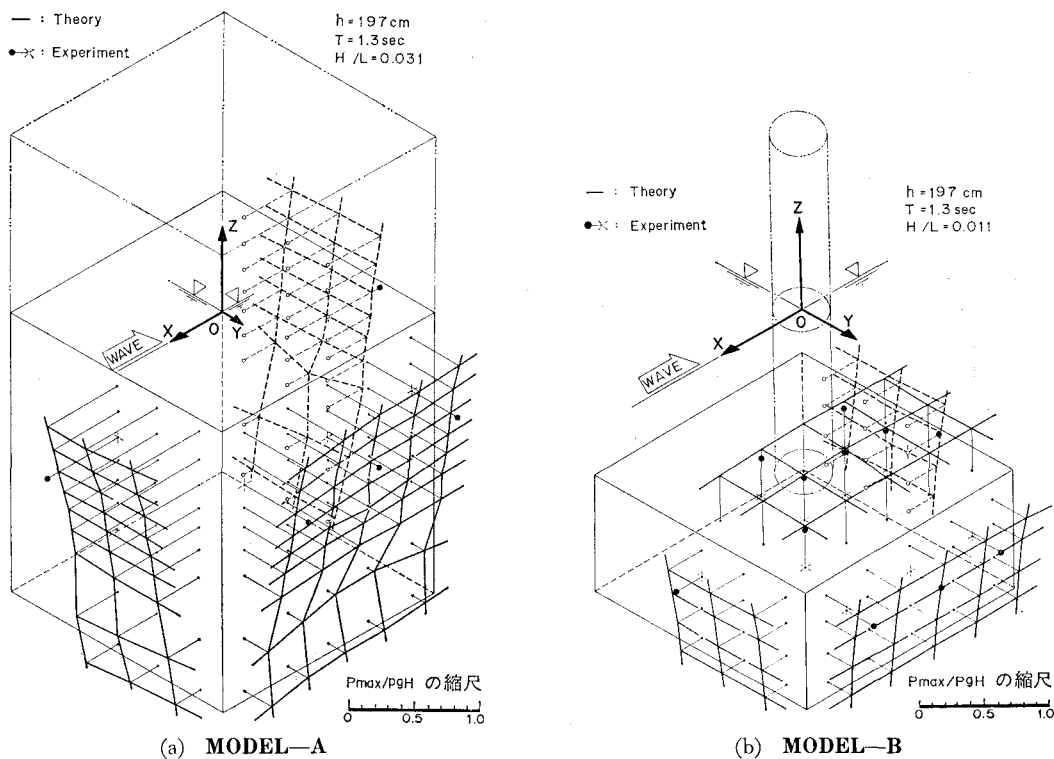


図-5 構造物壁面の最大波圧分布状況

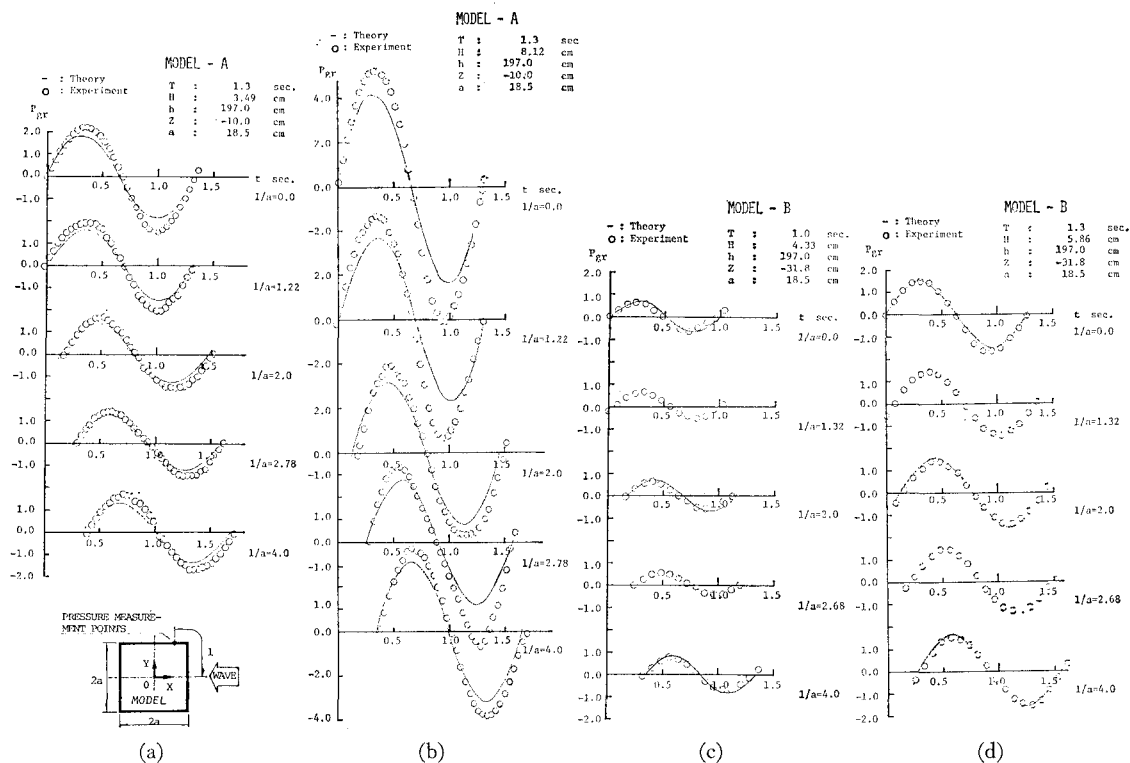


図-6 側壁波圧の時間的変化

一方、MODEL—B については、理論値は定性的にも定量的にも実験値の分布をよく表現している。大型角筒が水没したこの種の構造物の側壁における波圧分布特性として注目すべきことは、図—4 の水平波圧分布に見られるように、頭出した大型円筒や角筒構造物とは異なって最大波圧値が前面壁から背面壁に回り込むに従って大きくなることである。また上床版における波圧分布は、図—5 (b) の比較例からも判るように理論値と実験値とがよく一致している。2.でも述べた通り理論解析はタワー部の存在を無視して行なったが、タワー部近傍における上床版の実験値は理論値より小さい安全側の傾向となっており、この解析法は上床版の波圧算出にも適用可能と思われる。

(2) 波圧の時間的变化

図—6 (a)~(d) は波圧の時間的变化例として構造物側壁について示したものである。MODEL—A については、(1)でも述べた通り、定量的には理論値と実験値との対応はよくない。しかし、定性的には位相を含め理論波圧波形は実験結果をよく説明しているように思われる。

一方、MODEL—B に対する理論波圧波形は、全ての測定点における実験結果を定性的にも定量的にも良く表現している。なお、 $a/l=1.32$ および 2.68 の点に対する理論波圧波形は、メッシュ分割の都合 (図—2 (b) 参照) 上算出することが出来なかった。

6. 結 語

MODEL—A のような頭出した大型角筒構造物では、水面付近の隅角部における波の擾乱の影響等について今少し検討を行う必要があり、①回折理論による波圧結果は多少過小な値を与える。しかし、②定性的には現象をよく表現している。

MODEL—B のように水没した大型角筒構造物では、①回折理論によって全周壁面の波圧を正確に算出可能である。②タワー等の小口径部材を付帯した場合にも構造物本体のみに関する理論解析結果が適用可能と思われる。

参 考 文 献

- 1) Garrison, C. J., Torum, A., Iversen, C., Leivseth, S. and Ebbesmeyer, C. C.: Wave forces on large volume structures—A comparison between theory and model test, OTC, Paper No. 2137, 1974.
- 2) Garrison, C. J. and Stacey, R.: Wave loads on north sea gravity platforms—A comparison of theory and experiment, OTC, Paper No. 2794, 1977.
- 3) 土屋義人・山口正隆: 大口径柱体に作用する波力に関する研究(1)—波圧分布と水位変動特性について—, 京大防災研究所年報, 第14号 B, pp. 373—390, 1971. 4.
- 4) 小林 浩・清川哲志: グリーン関数を用いた任意形状構造物に作用する波圧解析, 第32回年講講演概要集, 第2集, pp. 105—106, 1977.