

《昭和 56 年度海洋構造物委員会報告》

PC フローティング構造物（原油備蓄タンク・セミサブタイプ
260 m×130 m×8 m）の運動特性と波漂流力
および底版と側版にかかる波圧について

長 崎 作 治*

1. 要 旨

プレストレストコンクリートによるフローティング原油備蓄タンク（セミサブタイプ 260 m×130 m×58 m）について各種波浪による波漂流力、運動特性（ヒービング、サージング、ピッチング）および底版と側版にかかる波圧をモデル実験から測定したので、ここにご報告する。

実験は 表-1 の縮尺 1:200 のモデルを用い、図-6 の要領で規則波による波漂流力と運動そして波圧を測定した。

最大波漂流力 4040 ton は、波高 6.3 m、周期 12.7 sec に生じた。

運動の最大値は、サージング 9.3 m（波高 15.1 m、周期 13.0 sec）、ヒービング 4.1 m（波高 7.1 m、周期 18.3 sec）、ピッチング 1°34'（波高 7.7 m、周期 16.0 sec）であった。

底版の波圧測定は、モデル底版に 5 か所、図-9 に示される位置に取付け、その波圧分布を求めた。最大波圧 3.18 t/m² は波高 6.8 m、周期 14.1 sec と波高 12.7 m、周期 11.3 sec に生じた。

また側版（タンク部）の波圧測定は、タンク 8 か所のうち海面位置に前部 A、後部 D そして中間 B、C と 4 か所 図-10 のように取付け、その波圧分布を求めた。最大波圧 16.38 t/m² は波高 14.8 m、周期 10.6 sec に生じた。

浮体の運動は、各モードの最大ゆれ波浪周期とモデルの固有振動周期（表-2）とは必ずしも一致しなかった。

底版にかかる波圧は、船首方向（head sea）からの作用波浪の場合は前底 A にかかる波圧が最も大きく、B、C と波圧は小さくなる。後底 D、E で波圧は大きくなる。中央 C の波圧はほとんど一定（波形こう配に対し）である。

側版（タンク部）にかかる波圧は、前部 A が最も大き

く後部にいたるほど小さくなる。C、D はほとんど同値を示した。

2. 構造概要

2.1 一般形状

(1) 平面形状（図-1 参照）

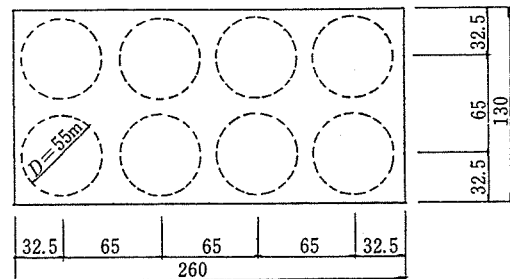


図-1

(2) 断面形状（図-2 参照）

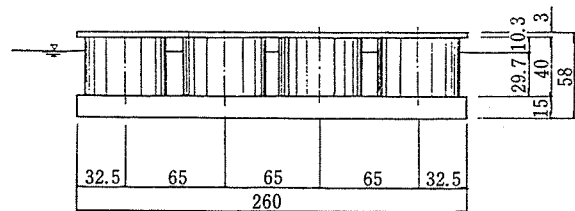


図-2

(3) 吃 水

$d=44.70$ m（ただし、周辺の水の密度を $w=1.0$ ton/m³ とする）

2.2 重 量

(1) 浮体重量（空中重量）

頂版重量 $W_{C1}=83730$ ton

柱脚部重量 $W_{C2}=142115$ ton

底版重量 $W_{C3}=304213$ ton

合 計 $W_C=530058$ ton

(2) 施設重量 ($q=2$ t/m²)

$W_F=41600$ ton

(3) 貯蔵液重量 ($r=1.0$ t/m³)

$W_L=500000$ ton

* 東海大学海洋学部海洋土木工学科教授、(社)プレストレストコンクリート技術協会海洋構造物委員会委員

合計重量

$$W = W_C + W_F + W_L = 1\,071\,658 \text{ ton}$$

2.3 メタセンター高 (GM)

(1) 重心高 (図-3 参照)

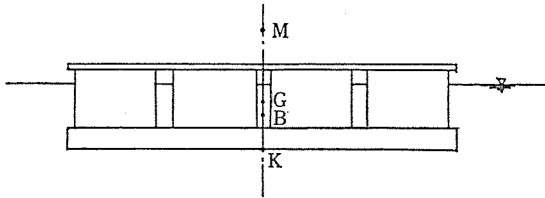


図-3

a) 浮 体

頂版 $\overline{KG}_{C1} = 56.50 \text{ m}$

柱脚部 $\overline{KG}_{C2} = 35.00 \text{ m}$

底版 $\overline{KG}_{C3} = 7.50 \text{ m}$

浮体全体では

$$\begin{aligned} \overline{KG}_C &= (56.5 \times 83\,730 + 35.0 \times 142\,115 \\ &\quad + 7.5 \times 304\,213) \div 530\,058 \\ &= 22.61 \text{ m} \end{aligned}$$

b) 施設部 (頂版上)

$$\overline{KG}_F = 58.61 \text{ m}$$

c) 貯蔵液 (液高 $h_L = 30.60 \text{ m}$)

$$\overline{KG}_L = 30.30 \text{ m}$$

ユニット全体では

$$\begin{aligned} \overline{KG} &= (22.61 \times 530\,058 + 58.10 \times 41\,600 \\ &\quad + 30.30 \times 500\,000) \div 1\,071\,658 \\ &= 27.85 \text{ m} \end{aligned}$$

(2) 浮 心 高

柱脚部排水重量

$$W_1 = \frac{\pi}{4} \times 55.0^2 \times 29.7 \times 1.0 \times 8 = 564\,497 \text{ ton}$$

底版部排水重量

$$W_2 = 260.0 \times 130.0 \times 15.0 \times 1.0 = 507\,000 \text{ ton}$$

排水量合計 $W = 1\,071\,497 \text{ ton}$

$$\begin{aligned} \overline{KB} &= \frac{29.85 \times 564\,497 + 7.50 \times 507\,000}{1\,071\,497} \\ &= 19.27 \text{ m} \end{aligned}$$

(3) 水線部断面 2 次モーメント (図-4 参照)

a) X-X 軸まわり (横)

$$\begin{aligned} I_X &= \frac{\pi D^2}{64} (D^2 + 16 \delta_X^2) \times 8 \\ &= \frac{\pi \times 55.0^2}{64} (55.0^2 + 16 \times 32.5^2) \times 8 \\ &= 2.367 \times 10^7 \text{ m}^4 \end{aligned}$$

b) Y-Y 軸まわり (縦)

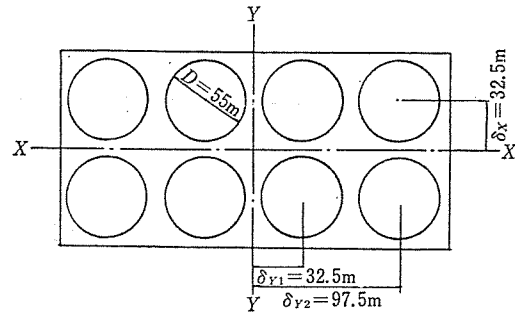


図-4

$$\begin{aligned} I_Y &= \frac{\pi D^2}{64} \{ (D^2 + 16 \delta_{Y1}^2) \times 4 + (D^2 + 16 \delta_{Y2}^2) \times 4 \} \\ &= \frac{\pi D^2}{8} \{ D^2 + 8(\delta_{Y1}^2 + \delta_{Y2}^2) \} \frac{\pi \times 55.0^2}{8} \\ &\quad \{ 55.0^2 + 8(32.5^2 + 97.5^2) \} \\ &= 1.040 \times 10^8 \text{ m}^4 \end{aligned}$$

(4) メタセンター半径

a) X-X 軸まわり (横)

$$(\overline{BM})_X = \frac{I_X}{V} = \frac{2.367 \times 10^7}{1\,071\,497} = 22.09 \text{ m}$$

b) Y-Y 軸まわり (縦)

$$(\overline{BM})_Y = \frac{I_Y}{V} = \frac{1.040 \times 10^8}{1\,071\,497} = 97.06 \text{ m}$$

(5) メタセンター高

$$\overline{GM} = \overline{KB} + \overline{BM} - \overline{KG}$$

a) X-X 軸まわり (横)

$$\begin{aligned} (\overline{GM})_X &= 19.27 + 22.09 - 27.58 \\ &= 13.78 \text{ m} \end{aligned}$$

b) Y-Y 軸まわり (縦)

$$\begin{aligned} (\overline{GM})_Y &= 19.27 + 97.06 - 27.58 \\ &= 88.75 \text{ m} \end{aligned}$$

3. 波 漂 流 力

漂流力の算定式としては、波の反射を考慮した丸尾教授の理論式とヒービング (上下ゆれ) とサージング (前後ゆれ) との位相差を考察した田才教授の理論式がある (付録 1 参照のこと)。

3.1 反射波より求める方法

規則波による単位幅あたり漂流力 ΔF_D は次式で示される。

$$\Delta F_D = n \rho g \bar{A}^2 \dots \dots \dots (3.1)$$

いま、反射波の方向が入射波の方向と正反対で、側面における分散が無い場合、反射波の振幅は、

$$\bar{A} = \zeta_A \cdot R \dots \dots \dots (3.2)$$

本式は深海において有限の喫水をもつ単位幅あたり垂直壁に用いることができる。

式 (3.1) に式 (3.2) を代入すると

$$\Delta F = n\rho g [\zeta_A R]^2 \dots\dots\dots(3. 3)$$

3.2 動揺位相差より求める方法

反射波の振幅 \bar{A} は、物体を拘束（固定）したときの反射波と物体を浮かしたときの反射波との合計で示すことができる。

ピッチング（縦ゆれ）が無視でき、上下ゆれと前後ゆれのみ浮体が行うとき、幅（受圧） l の浮体が受ける漂流力 F_D は

$$F_D = n\rho g [\zeta_A \cos^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x)] l \dots\dots\dots(3. 4)$$

または

$$F_D = n\rho g \zeta_A^2 C_S l \dots\dots\dots(3. 5)$$

3.3 浅海における波漂流力

浅海における単位幅あたり漂流力 ΔF_D は

$$\Delta F_D = n\rho g |\bar{A}|^2 \dots\dots\dots(3. 6)$$

ここで n は浅海係数で、

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\kappa h}{\sinh 2\kappa h} \right) \dots\dots\dots(3. 7)$$

水深 h が無限大になると上述の係数は $\frac{1}{2}$ となる。

ここで、

ρ : 海水の密度 (w/g)

w : 海水の単位体積重量

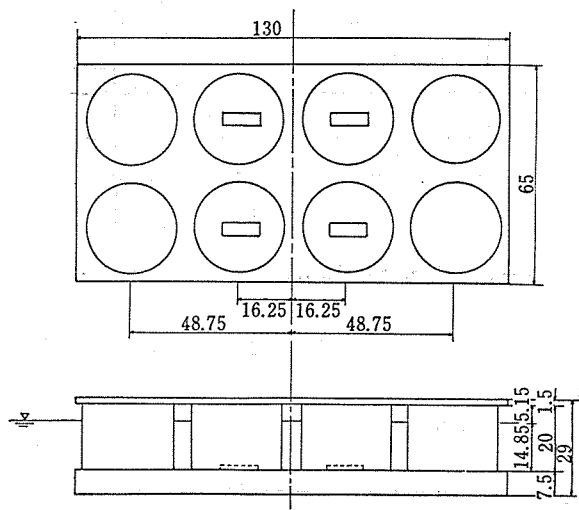


図-5 縮尺 1 : 200 モデル (cm)

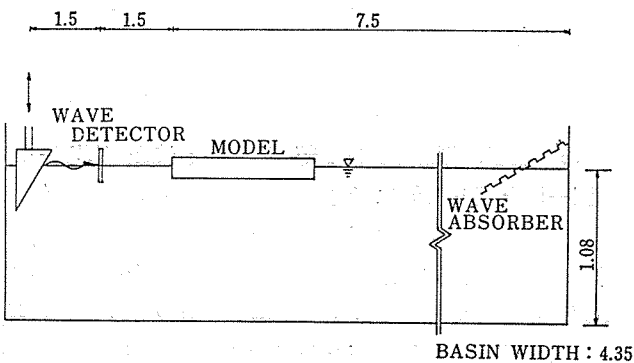


図-6 実施要領

g : 重力の加速度

ζ_A : 入射波の振幅 (入射波高の 1/2)

ε_y : 入射波と上下ゆれ運動との位相差

ε_x : 入射波と前後ゆれ運動との位相差

C_S : 上下ゆれと前後ゆれとの位相差 ε による漂流力係数。 $C_S = \cos^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x) = \cos^2 \varepsilon$

κ : 波数 ($\kappa = 2\pi/L$)

L : 波長

h : 水深

4. 実験と解析

図-5 に示される縮尺 1 : 200 のモデル (130×65×29 cm) の規則波 (波高 1.18~6.86 cm, 周期 0.46~1.70 sec) による波漂流力, 運動特性, 底版, 側版 (タンク部) 作用波圧の測定は, 三次元水槽 (長さ 10.8 m, 深さ 1.25 m, 幅 4.35 m, プランジヤータイプ造波機付き) で, 図-6 の要領で実施した。

モデルの実験条件を表-1 に, 縮尺 1 : 200 の浮体モデルの測定固有振動周期を表-2 に示す。なお, モデル

表-1 モデルの実験条件

変数	現場	モデル
水深	216 m	108 cm
入射波高	2.36 m~13.72 m	1.18 cm~6.86 cm
周期	6.5 sec~24.0 sec	0.46 sec~1.70 sec
全長	260 m	130 cm
全幅	130 m	65 cm
全高	58 m	29 cm
吃水	44.7 m	22.4 cm
浮体自重	530 058 ton	66.3 kg
水バラストおよび施設重量	541 600 ton	67.7 kg
合計重量	1 071 658 ton	134.0 kg
浮体重心高	22.61 m	11.30 cm
水バラスト重心高	30.30 m	15.21 cm
施設部重心高	58.10 m	29.10 cm
ユニット全体の重心高	27.58 m	13.80 cm
浮体重心高	19.27 m	9.60 cm
メタセンター半径 (縦)	97.06 m	48.50 cm
メタセンター半径 (横)	22.09 m	11.00 cm
メタセンター高 (縦)	88.75 m	44.40 cm
メタセンター高 (横)	13.78 m	6.90 cm

注) 寸法縮尺.....1/200
重量縮尺.....1/200³
周期縮尺.....1/√200

表-2 浮体の固有振動周期

	モデル				現場			
	Heaving		Pitching		Heaving		Pitching	
	固有振動周期 (sec)	周波数係数 (ε_A)	固有振動周期 (sec)	周波数係数 (ε_A)	固有振動周期 (sec)	周波数係数 (ε_A)	固有振動周期 (sec)	周波数係数 (ε_A)
HEAD SEA	2.00	0.65	1.69	0.92	28.3	0.65	23.9	0.92
BEAM SEA	2.00	0.33	2.00	0.33	28.3	0.33	28.3	0.33

報 告

に作用する波浪の方向は、船首方向 (HEAD SEA) と横方向 (BEAM SEA) の二方向である。

4.1 波漂流力のカウンタウエイトによる測定 (写真-1)

波浪進行方向における波漂流力は、図-7 に示される

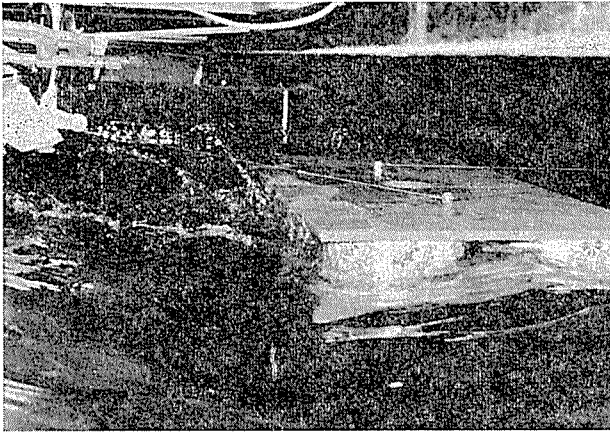


写真-1 波漂流力のカウンタウエイトによる測定

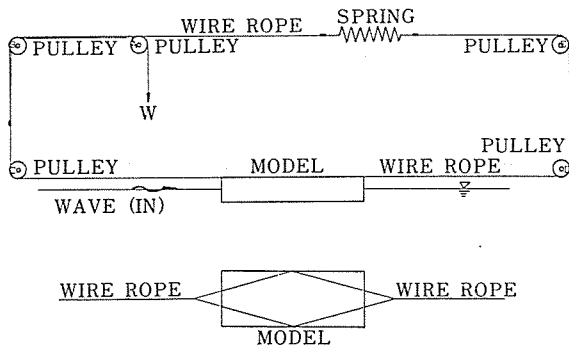


図-7 波漂流力測定装置

ように反対方向においたカウンタウエイト (W) で、作用力を釣合わせることによって測定できる。ウエイトによる測定漂流力 F_D を (4.1) 式に代入すると漂流力係数 C_D が求まる。

$$C_D = F_D / n \rho g \left(\frac{H_i}{2} \right)^2 l \dots\dots\dots (4.1)$$

ここで、

H_i : 入射波高

l : 入射波の作用する浮体の受圧幅

4.2 上下ゆれと前後ゆれとの位相差 ϵ の測定と ϵ による計算漂流力 F_S

上下ゆれと前後ゆれとの測定は、モデルの重心位置に三成分 (ヒービング, サージング, ピッチング) 運動計測器を取付け、作用波浪とともにオシログラフに記録させて求める。

上下ゆれと前後ゆれとの位相差 ϵ は、記録された波形のずれを数波について図-8 の要領で読取り、平均値を

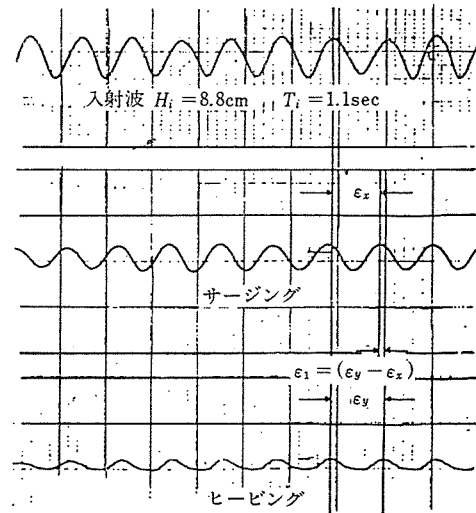
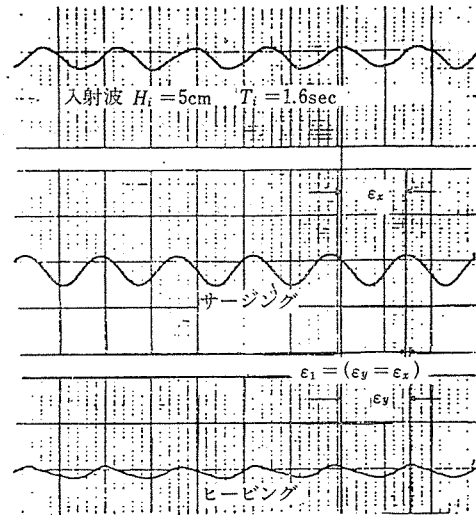


図-8 上下ゆれと前後ゆれとの位相差 $\epsilon = \epsilon_y - \epsilon_x$

チャート・スピードで割り ϵ_1 を求め、次式から算出する。

$$\epsilon = \frac{2\pi}{T} \cdot \epsilon_1 \dots\dots\dots (4.2)$$

これより位相差による漂流力係数 C_S は、

$$C_S = \cos^2 \epsilon \dots\dots\dots (4.3)$$

位相差より求めた漂流力係数 C_S から漂流力 F_S が算出できる。

$$F_S = n \rho g C_S \left(\frac{H_i}{2} \right)^2 l \dots\dots\dots (4.4)$$

4.3 底版, 側版 (タンク部) にかかる波圧 (写真-2)

図-9 と 図-10 に示されるように底版 5 か所, 側版 (タンク部) 4 か所に圧力センサー (圧力変換器) を取付け、モデル浮体を水槽中央に浮かべ、圧力センサーを増幅器を通してビジグラフ (電磁オシログラフ) に接続し、入射波高と作用波圧を記録する。作用圧の波形の最大振幅を読取り、キャリブレーションから求めた補正式

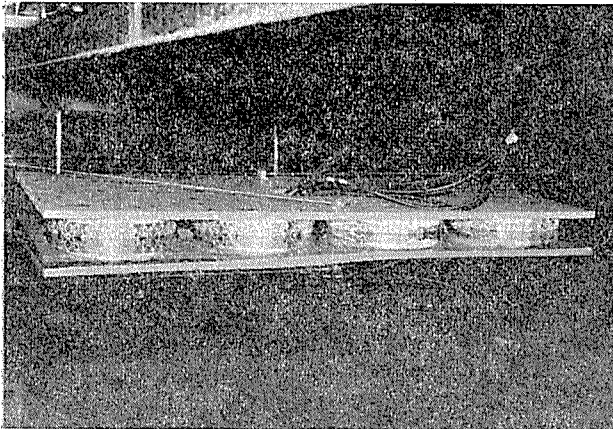


写真-2 底版にかかる波圧の測定

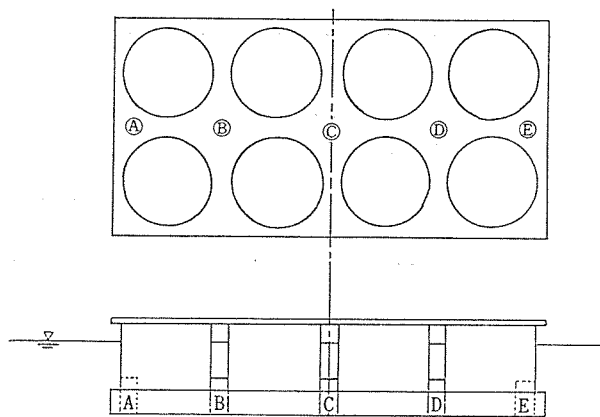


図-9 底版波圧計取付け位置

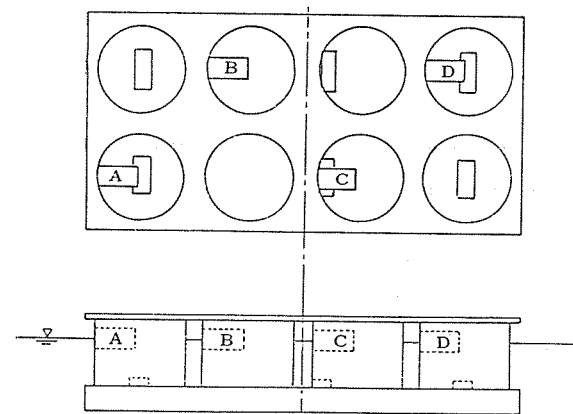


図-10 側版(タンク部)波圧計取付け位置

に代入し、各点波圧を求める。

5. 規則波による2次元浮体の運動理論

浮体に $\zeta = \varphi_A e^{i(\omega t + \epsilon_H)}$ の規則波が作用する場合を考える。

5.1 浮体の上下ゆれ運動

上下ゆれの運動方程式は、

$$\begin{aligned} \rho \bar{v} l (1 + m_H) \ddot{y} + \frac{\rho g^2}{\omega^3} \bar{A}_H^2 \dot{y} + \rho g B l y \\ = \frac{i \rho g}{\kappa} \zeta_A e^{i(\omega t + \epsilon_H)} \dots \dots \dots (5.1) \end{aligned}$$

ここで、

\bar{A}_H : 上下ゆれ運動をするときに生ずる発散波の振幅

l : 浮体の長さ

B : 水線の幅 ($2b$)

\bar{v} : 水面下断面積 $Bd\sigma$

d : 吃水

σ : 面積係数

m_H : 付加質量

上下ゆれの運動を

$$y = y_A e^{i(\omega t + \epsilon_y)} \dots \dots \dots (5.2)$$

とおけば、式 (5.1) に式 (5.2) を代入すると、

$$\begin{aligned} y_A \left[\rho g B - \rho \bar{v} (1 + m_H) \omega^2 \right] + i \frac{\rho g^2}{\omega^3} \bar{A}_H^2 \omega \left[e^{i\epsilon_y} \right] \\ = \frac{i \rho g \zeta_A \bar{A}_H}{\kappa} e^{i\epsilon_H} \dots \dots \dots (5.3) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} \rho g B - \rho \bar{v} (1 + m_H) \omega^2 &= S \\ \frac{\rho g^2}{\omega^3} \bar{A}_H^2 &= N \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5.4)$$

とおき式 (5.3) に代入し、真部数と虚部数に分けると、

$$y_A / \zeta_A (S \cos \epsilon_y - N \omega \sin \epsilon_y) = \frac{-\rho g \bar{A}_H}{\kappa} \sin \epsilon_H \dots \dots \dots (5.5)$$

$$y_A / \zeta_A (S \cos \epsilon_y - N \omega \cos \epsilon_y) = \frac{\rho g \bar{A}_H}{\kappa} \cos \epsilon_H \dots \dots \dots (5.6)$$

$$y_A / \zeta_A = \nu_y \text{ とおくと } \dots \dots \dots (5.7)$$

$$\nu_y = y_A / \varphi_A = \frac{\rho g \bar{A}_H}{\kappa \sqrt{S^2 + N^2 \omega^2}} \dots \dots \dots (5.8)$$

また、

$$\frac{\tan \epsilon_y - S / N \omega}{1 + \frac{S}{N \omega} \tan \epsilon_y} = \tan \epsilon_H \dots \dots \dots (5.9)$$

よって、 $\frac{S}{N \omega} = \tan \alpha$ とおけば、

$$\begin{aligned} \alpha = \tan^{-1} \frac{S}{N \omega} \\ \tan (\epsilon_y - \alpha) \tan \epsilon_H \dots \dots \dots (5.10) \end{aligned}$$

これより、

$$\alpha = \epsilon_y - \epsilon_H$$

あるいは、

$$\epsilon_y = \epsilon_H + \alpha = \epsilon_H + \tan^{-1} \frac{S}{N \omega} \dots \dots \dots (5.11)$$

5.2 浮体の前後ゆれ運動

前後ゆれの運動方程式は、

$$\rho \gamma l (1+m_S) \ddot{x} + \frac{\rho g^2}{\omega^3} \bar{A}_S l \dot{x} = \frac{i \rho g}{\kappa} \zeta_A \bar{A}_S l e^{i(\omega t + \epsilon_S)} \dots\dots\dots(5.12)$$

$$x = x_A e^{i(\omega t + \epsilon_x)} \dots\dots\dots(5.13)$$

とおいて、解くと、

$$x_A / \zeta_A = \nu_x = \frac{\rho g \bar{A}_S}{\kappa \sqrt{S_S^2 + N_S^2 \omega^2}} \dots\dots\dots(5.14)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} S_S &= -\rho \gamma (1+m_S) \omega^2 \\ N_S &= \frac{\rho g^2}{\omega^3} \bar{A}_S^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(5.15)$$

また、

$$\tan \beta = \frac{S_S}{N_S \omega} \dots\dots\dots(5.16)$$

を用いると、

$$\epsilon_x = \epsilon_S + \beta = \epsilon_S + \tan^{-1} \left(\frac{S_S}{N_S \omega} \right) \dots\dots\dots(5.17)$$

6. 領域分割法による流体力の計算法

6.1 基礎方程式

理論計算をするため、次のような仮定を前提に基礎方程式を求める。

- ① 流体は非粘性、非圧縮性であり、渦なしの運動を行うものとする。
- ② 流体および浮体の運動は微小であって、その2次項以上の微小量は無視する。

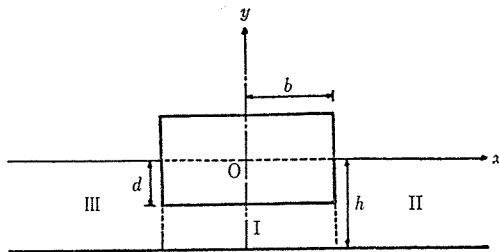


図-11 領域分割

図-11 に示すごとく、静止水面に原点 O を有し、x 軸を静止水面に一致させ、鉛直上方向に y 軸をもつ直交座標系をとる。また y 軸は浮体の中心を通り、h は流体領域の水深を表わす。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \phi = 0 \dots\dots\dots(6.1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\omega^2}{y} \phi \quad y=0 \dots\dots\dots(6.2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad y=-h \dots\dots\dots(6.3)$$

ただし、

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (\text{角周波数})$$

$g=9.8 \text{ m/sec}^2$ (重力加速度)

速度ポテンシャル $\phi(x, y, t)$ は、 x, y , および時間 t の関数であるが、満足すべき条件式として、まずラプラス (Laplace) の方程式 (6.1) と水面および水底の境界条件式 (6.2), (6.3) がある。

ただし、流体は前進速度のない周期運動を行っているものである。

次に浮体が、

$$X_j = R_e [X_{j0} e^{-i\omega t}] \quad j=1, 2 \dots\dots\dots(6.4)$$

ただし、

R_e : [] 内の実数

X_{j0} : 運動の実振幅

i : 虚数

で表わされる周期運動を行う場合には、浮体表面において次のような運動学的境界条件を満足しなければならない。

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \bar{V}_x \quad \begin{cases} x = \pm b \\ 0 > y > -d \end{cases} \dots\dots\dots(6.5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \bar{V}_y \quad \begin{cases} b > x > -b \\ y = -d \end{cases} \dots\dots\dots(6.6)$$

ここで、 j は下に示すような浮体の運動モードを表わす。

(j)

- 1 サージング (Surging) 前後ゆれ
- 2 ヒービング (Heaving) 上下ゆれ
- 3 ピッチング (Pitching) 縦ゆれ

また ϕ より時間部分を除いたものを ϕ で表わすと、式 (6.4) は、

$$\phi(x, y, t) = R_e [\phi(x, y) e^{-i\omega t}] \dots\dots\dots(6.4')$$

となる。

式 (6.5) (6.6) の \bar{V}_x, \bar{V}_y は各運動モードに対し、表-3 に示すとおりである。

表-3 x, y 軸の運動

j	\bar{V}_x	\bar{V}_y
1	$-i\omega X_{10}$	0
2	0	$-i\omega X_{20}$
3	$-i\omega X_{30}(y-y_0)$	$i\omega X_{30} x$

ただし、表中の y_0 は浮体の前後ゆれ中心で、 x の正側が下に向く回転方向を正とする。

6.2 領域の分割と速度ポテンシャル

図-11 に示すごとく、浮体側面 ($x = \pm b$) に接する点線を仮想境界面として流体領域を I, II, III に分割する。これらの領域における速度ポテンシャルをそれぞれ $\phi^I, \phi^{II}, \phi^{III}$ とする。

$$\left. \begin{aligned} \phi^I(x, y, t) &= R_e[\phi^I(x, y) e^{-i\omega t}] \\ \phi^{II}(x, y, t) &= R_e[\phi^{II}(x, y) e^{-i\omega t}] \\ \phi^{III}(x, y, t) &= R_e[\phi^{III}(x, y) e^{-i\omega t}] \end{aligned} \right\} \dots\dots(6.7)$$

(1) 速度ポテンシャル $\phi^I(x, y)$

ϕ^I は式 (6.1), (6.3), (6.6) を満足しなければならないので, 次のように仮定する。

$$\begin{aligned} \phi^I(x, y) &= \left(A_0 + B_0 \frac{x}{b} \right) + \sum_{r=1}^{\infty} \left\{ A_r \frac{\cosh Rx}{\cosh Rb} \right. \\ &\quad \left. + B_r \frac{\sinh Rx}{\sinh Rb} \right\} \times \cos R(y+h) \\ &\quad + G^I(x, y) \dots\dots\dots(6.8) \end{aligned}$$

ここで,

$$R = \frac{\pi r}{h-d} \quad r=0, 1, 2, \dots\dots\dots(6.9)$$

ただし,

h : 流体領域の水深

d : 吃水深

A_r, B_r : 複素未定係数

$G^I(x, y)$: 式 (6.1), (6.3), (6.6) を満足する特解

ϕ : 流れの関数

式 (6.8) より $G^I(x, y)$ を除くと, それは式 (6.1), (6.3) および (6.6) の右辺 \bar{V}_y を 0 とした条件式を満足する一般解である。

$G^I(x, y)$ を求めるため, 式 (6.6) の \bar{V}_y をその定義域 ($-b < x < b$) でフーリエ (Fourier) 級数に展開すれば, 表-3 から

$$\begin{aligned} \bar{V}_y &= -i\omega(X_{20} - X_{30}x) \\ &= -i\omega \left\{ X_{20} \cdot \frac{2}{b} \sum_{S=0}^{\infty} \frac{(-1)^S}{\mu^S} \cos \mu_S x \right. \\ &\quad \left. - X_{30} \frac{2}{b} \sum_{S=0}^{\infty} \frac{(-1)^S}{\mu^S} \sin \mu_S x \right\} \dots\dots(6.10) \end{aligned}$$

ただし,

$$\mu_S = \frac{(2S+1)\pi}{2b} \dots\dots\dots(6.11)$$

ただし, 式 (6.10) や, これからの計算式において, j モードの運動を考える場合,

$$X_i = 0 \quad i \neq j \dots\dots\dots(6.12)$$

特解 $G^I(x, y)$ は式 (6.10) と未知関数 $g_S^I(y)$ との各項別との積で与えられるとすれば,

$$\begin{aligned} G^I(x, y) &= -i\omega \frac{2}{b} \sum_{S=0}^{\infty} \frac{(-1)^S}{\mu^S} \left\{ X_{20} \cos \mu_S x \right. \\ &\quad \left. - X_{30} \frac{\sin \mu_S x}{\mu_S} \right\} g_S^I(y) \dots\dots(6.13) \end{aligned}$$

式 (6.13) を (6.1), (6.3), (6.6) に代入すると $g_S^I(y)$ を決定する条件式が得られる。

$$\begin{aligned} g_S^I(y) - \mu_S^2 g_S^I(y) &= 0 \\ g_S^I(-h) &= 0 \quad -h < y < -(h-d) \end{aligned}$$

$$g_S^I(-d) = 0$$

上式を解くと, g_S^I が求まる。

$$g_S^I(y) = \frac{1}{\mu_S} \frac{\cosh \mu_S(y-h)}{\cosh \mu_S(h-d)} \dots\dots\dots(6.14)$$

(2) 速度ポテンシャル ϕ^{II}, ϕ^{III}

ϕ^{II}, ϕ^{III} の一般解として次式を仮定する。

$$\begin{aligned} \phi^{II}(x, y) &= C_0^{\pm} e^{\pm i\kappa_0(x \mp b)} \cdot \frac{\cosh \kappa_0(y+b)}{\cosh \kappa_0 b} \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} C_m^{\pm} e^{\mp \kappa_m(x \mp b)} \cdot \frac{\cos \kappa_m(y+h)}{\cos \kappa_m h} \dots\dots\dots(6.15) \end{aligned}$$

ただし,

C_m^{\pm} : 複素未定係数

注. ϕ^{II} をとるときは上の符号を,

ϕ^{III} をとるときは下の符号を使用。

ϕ^{II} と ϕ^{III} は式 (6.1), (6.3) を満足する。

式 (6.2) に代入すると,

$$\begin{aligned} \kappa_m \tan \kappa_m h + \frac{\omega^2}{g} &= 0 \quad m=0, 1, 2, \dots\dots\dots \\ &\dots\dots\dots(6.16) \end{aligned}$$

これより κ_m が求まる。ただし, $m=0$ のときには $\kappa_m = -i\kappa_0$ で置換える。 κ_0 は進行波の波数である。

6.3 複素未定係数

各領域のポテンシャルに含まれる複素未定係数には, 上下ゆれはその流体運動が浮体の左右で対称であり, また前後ゆれ, 縦ゆれは反対称であるから 表-4 に示すような関係がある。

表-4 複素未定係数と運動

$j=1$ 前後ゆれ	$j=2$ 上下ゆれ	$j=3$ 縦ゆれ
$A_r=0$	$B_r=0$	$A_r=0$
$C_m^+ = -C_m^-$	$C_m^+ = C_m^-$	$C_m^+ = -C_m^-$

したがって, $x=b$ の仮想境界面についてのみ, ポテンシャルおよび水平流速の連続条件を適用し, 複素未定係数 A_r, B_r, C_m^+ を決定すればよい。

仮想境界面を横切るポテンシャルと水平流速の連続条件は,

$$\phi^{II} = \phi^I \quad x=b, \quad -d > y > -h \dots\dots(6.17)$$

$$\frac{\partial \phi^{II}}{\partial x} = \bar{V}_x \quad x=b, \quad 0 > y > -d$$

$$= \frac{\partial \phi^I}{\partial x} \quad x=b, \quad -d > y > -h \dots\dots(6.18)$$

式 (6.17), (6.18) の ϕ^I, ϕ^{II} に式 (6.9), (6.15) を代入すると

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} C_m^+ \frac{\cos k_m(y+h)}{\cos k_m h} &= (A_0 + B_0) + \sum_{r=1}^{\infty} (A_r + B_r) \\ &\quad \times \cos R(y+h) + G^I(b, y) \quad -d > y > -h \\ &\dots\dots\dots(6.19) \end{aligned}$$

$$-\sum_{m=0}^{\infty} k_m C_m + \frac{\cos k_m(y+h)}{\cos k_m h} = \bar{V}_x \quad 0 > y > -d \quad \dots\dots\dots(6.20)$$

$$\bar{V}_x = \frac{B_0}{b} + \sum_{r=1}^{\infty} R(A_r \tanh Rb + B_r \coth Rb) \times \cos R(y+h) + \frac{\partial G^I(b, y)}{\partial x} \quad -d > y > -h \quad \dots\dots\dots(6.21)$$

となるが、 $\cos k_m(y+h)$, ($m=0, 1, 2, \dots$) は $0 > y > -h$ と、 $\cos R(y+h)$, ($r=0, 1, 2, \dots$) は $0 > y > -h$ でそれぞれ完全直交関数系をなす。

式 (6.19) の両辺に $\cos \hat{R}(y+h)$ ($\hat{r}=0, 1, 2, \dots$) を乗じて ($-d > y > -h$) で積分し、式 (6.20), (6.21) の両辺に $\cos k \hat{m}(y+h)$ ($\hat{m}=0, 1, 2, \dots$) を乗じて、それぞれの区間で積分すれば次式が得られる。

$$\sum_{m=0}^{\infty} C_m + \frac{L_{r\hat{m}}}{\cos \kappa_m h} = (A_{\hat{r}} + B_{\hat{r}}) \frac{h-d}{\varepsilon_{\hat{r}}} + G_{\hat{r}} \quad \hat{r}=0, 1, 2, \dots \quad \dots\dots\dots(6.22)$$

$$-\kappa_{\hat{m}} C_m + \frac{N_{\hat{m}} h}{2 \cos \kappa_{\hat{m}} h} = \frac{B_0}{b} L_{0\hat{m}} + \sum_{r=1}^{\infty} R \{A_r \tanh Rb + B_r \coth Rb\} L_{r\hat{m}} + H_{\hat{m}} \quad \hat{m}=0, 1, 2, \dots \quad \dots\dots\dots(6.23)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\hat{r}} &= 2 \quad \hat{r} > 1 \\ &= 1 \quad \hat{r} = 0 \\ N_m &= \frac{2}{h} \int_{-h}^0 \cos^2 \kappa_m(y+h) dy \\ &= 1 + \frac{\sin 2 \kappa_m h}{2 \kappa_m h} \quad m \geq 1 \\ &= 1 + \frac{\sinh 2 \kappa_0 h}{2 \kappa_0 h} \quad \hat{m} = 0 \quad \dots\dots\dots(6.24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_{r\hat{m}} &= \int_{-h}^{-d} \cos \kappa_m(y+h) \cos R(y+h) dy \\ &= \frac{(-1)^r \kappa_m \sin \kappa_m(h-d)}{\kappa_m^2 - R^2} \quad m \geq 1 \\ &= \frac{(-1)^r \kappa_0 \sinh \kappa_0(h-d)}{\kappa_0^2 + R^2} \quad m = 0 \quad \dots\dots\dots(6.25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_{\hat{r}} &= \int_{-h}^{-d} G^I(b, y) \cos R(y+h) dy \\ &= i\omega X_{30} \frac{2}{b} \sum_{S=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{\mu_S^2(\mu_S^2 + R^2)} \quad \hat{r}=0, 1, 2, \dots \quad \dots\dots\dots(6.26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_m &= \int_{-d}^0 \bar{V}_x \cos \kappa_m(y+h) dy \\ &+ \int_{-h}^{-d} \frac{\partial G^I(b, y)}{\partial x} \cos \kappa_m(y+h) dy \\ &= i\omega \left\{ P_m + X_{20} \frac{2}{b} \sum_{S=0}^{\infty} Q_{Sm} \right\} \quad m=0, 1, 2, \dots \quad \dots\dots\dots(6.27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_m &= \int_{-d}^0 \{(y-y_0)X_{30} + X_{10}\} \cos \kappa_m(y+h) dy \\ &= \frac{X_{30}}{\kappa_m^2} \{\cos \kappa_m h - \cos \kappa_m(h-d) + \kappa_m(d+y_0)\} \\ &\quad \times \sin \kappa_m(h-d) - \kappa_m y_0 \sin \kappa_m h \\ &+ \frac{X_{10}}{\kappa_m} \{\sin \kappa_m h - \sin \kappa_m(h-d)\} \quad \dots\dots\dots(6.28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_{Sm} &= \frac{1}{\mu_S} \int_{-h}^{-d} \frac{\cosh \mu_S(y+h)}{\sin \mu_S(h-d)} \cos \kappa_m(y+h) dy \\ &= \{\mu_S \cos \kappa_m(h-d) + \kappa_m \coth \mu_S(h-d) \sin \kappa_m(h-d)\} \div \mu_S(\mu_S^2 + \kappa_m^2) \quad \dots\dots\dots(6.29) \end{aligned}$$

式 (6.21) は運動モードが $j=2$ (上下ゆれ) ならば $B_r=0$ 。 $j=1$ (前後ゆれ) または $j=3$ (縦ゆれ) ならば $A_r=0$ となる。これより A_r, B_r を求め、複素未定係数 C_m^* についての連立方程式を導くと

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} C_m^* \left\{ \frac{2}{h-d} \sum_{r=1}^{\infty} R \tanh Rb L_{r\hat{m}} L_{rm} + \kappa_m N_m \frac{h}{2} \delta_{m\hat{m}} \right\} &= iH_{\hat{m}}^* \quad \dots\dots\dots(6.30) \\ \hat{m} &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} C_m^* \left\{ \frac{\alpha_{m\hat{m}}}{h-d} + \kappa_m N_m \frac{h}{2} \delta_{m\hat{m}} \right\} &= i \left\{ P_{\hat{m}}^* + \frac{\beta_{\hat{m}}}{h-d} \right\} \quad \dots\dots\dots(6.31) \\ j &= 1, 3 \end{aligned}$$

ここで、

$$\omega X_{j0} C_m^* = \frac{C_m^*}{\cos \kappa_m h} \quad \dots\dots\dots(6.32)$$

$$\begin{aligned} \delta_{m\hat{m}} &= 0 \quad m \neq \hat{m} \\ &= 1 \quad m = \hat{m} \end{aligned}$$

$$H_m^* = \frac{2}{b} \sum_{S=0}^{\infty} Q_{Sm} \quad \dots\dots\dots(6.33)$$

$$\alpha_{m\hat{m}} = \frac{L_{0\hat{m}} L_{0m}}{b} + 2 \sum_{r=1}^{\infty} R L_{r\hat{m}} L_{rm} \coth Rb \quad \dots\dots\dots(6.34)$$

$$\begin{aligned} P_m^* &= \frac{P_m}{i\omega X_{j0}} \\ j &= 1, 3 \\ \beta_m &= 0 \quad j=1 \\ \gamma_m &= \frac{2}{b} \sum_{S=0}^{\infty} \frac{1}{\mu_S^2} \left\{ \frac{L_{0m}}{\mu_S^2 b} + 2 \sum_{r=1}^{\infty} R L_{rm} \right. \\ &\quad \left. \times \coth Rb \frac{(-1)^r}{\mu_S^2 + R^2} \right\} \quad \dots\dots\dots(6.35) \\ j &= 3 \end{aligned}$$

連立方程式 (6.30), (6.31) を解いて, 未定係数 C_m^* を求め, 式 (6.22) より未定係数 A_r, B_r が求まる。

6.4 流体力学諸係数と波強制力

発散ポテンシャルを用いて浮体表面にわたって圧力積分をすれば発散力が求まる。そして, これを浮体の動揺速度あるいは加速度に比例する成分に分ければ, 付加質量係数, 減衰係数, 連成係数が求まる。

(1) 前後ゆれによる発散力

前後ゆれによる発散力は浮体の側面 ($x = \pm b, 0 > y > -d$) に作用する変動圧力を積分すれば求まる。表-3 の関係から一方の側面について圧力積分すればよい。

流体中の変数圧力 $P(x, y, t)$ は, 流体密度を ρ とすると

$$P(x, y, t) = -\rho \frac{\partial \Phi(x, y, t)}{\partial t} = R_e [i\rho\omega\Phi(x, y) e^{-i\omega t}] \dots\dots\dots (6.36)$$

したがって, 前後ゆれ力は,

$$f_{j1} = -2i\rho\omega \int_{-d}^0 [\phi^{II}]_{x=b} dy = 2\rho\omega^2 X_{j0} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} (iC_{mC}^* - C_{mS}^*) t_m \right\} = 2\rho\omega^2 X_{j0} (f_{j1}^C + f_{j1}^S) \dots\dots\dots (6.37)$$

C_{mC}^*, C_{mS}^* は C_m^* の実部, 虚部を表わし, また t_m, f_{j1}^C, f_{j1}^S は実数で次式に示す。

$$t_m = \frac{\sin \kappa_m h - \sin \kappa_m (h-d)}{\kappa_m} \dots\dots\dots (6.38)$$

$$f_{j1}^C = \sum_{m=0}^{\infty} C_{mS}^* t_m \dots\dots\dots (6.39)$$

$$f_{j1}^S = - \sum_{m=0}^{\infty} C_{mC}^* t_m \dots\dots\dots (6.40)$$

(2) 上下ゆれによる発散力

上下ゆれによる発散力は $x = \pm b, y = -d$ 面の変動圧力を積分すれば求まる。

$$f_{j2} = 2i\rho\omega \int_0^b [\phi^I]_{y=-d} dy = 2\rho\omega^2 X_{20} (f_{22}^C + f_{22}^S) \dots\dots\dots (6.41)$$

ここで,

$$f_{22}^C = -\frac{1}{h-d} \sum_{m=0}^{\infty} C_{mS}^* \left[L_{0m} b + 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r L_{rm} \right] \times \frac{\tanh R h}{R} + \frac{2}{b} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\coth \mu_s h (h-d)}{\mu_s^3} f_{22}^S = \frac{1}{h-d} \sum_{m=0}^{\infty} C_{mC}^* \left[L_{0m} b + 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r \right] \times L_{rm} \frac{\tanh R b}{R} \dots\dots\dots (6.42)$$

(3) 波強制力

x の正方向から入射する規則波の速度ポテンシャルは

$$\phi^i(x, y, t) = R_e [\phi^i(x, y) e^{-i\omega t}] \dots\dots\dots (6.43)$$

$$\phi^i(x, y) = -i \frac{g}{\omega} \varphi_A e^{-i\kappa_0 x} \frac{\cosh \kappa_0 (h+y)}{\cosh \kappa_0 h} \dots\dots\dots (6.44)$$

波強制力は Haskind の関係から

$$f_{jj}^E = R_e \left[\frac{\rho}{X_{j0}} e^{-i\omega t} \int_{-h}^0 \left\{ \left(\phi^i \frac{\partial \phi^{II}}{\partial x} - \phi^{II} \frac{\partial \phi^i}{\partial x} \right)_{x=+\infty} - \left(\phi^i \frac{\partial \phi^{III}}{\partial x} - \phi^{III} \frac{\partial \phi^i}{\partial x} \right)_{x=-\infty} \right\} dy \right] \dots\dots\dots (6.45)$$

$$= \rho g \varphi_A \frac{\kappa_0 h N_0 |C_0^*|}{\cos \kappa_0 h} \cos(\alpha t - \varepsilon_j) \dots\dots\dots (6.46)$$

ただし,

$$\varepsilon_j = -\kappa_0 b + \tan^{-1} \frac{C_0 S^*}{C_0 C^*} \quad j=1, 2 \dots\dots\dots (6.47)$$

6.5 付加質量係数, 減衰係数, 波強制力係数

付加質量係数 (added mass coefficients) k_{jj} , 減衰係数 (damping coefficients) N_{jj} , 波強制力係数 (non-dimensional wave force) e_{jj} を無次元化した式を次に示す。

$$k_{jj} = \frac{2 f_{jj}^C}{V} \dots\dots\dots (6.48)$$

$$N_{jj} = \frac{2 f_{jj}^S}{V} \dots\dots\dots (6.49)$$

$$e_{jj} = \frac{f_{jj}^E}{Q_{jj}} \dots\dots\dots (6.50)$$

ここに,

- k_{11}, k_{22} : 前後ゆれ, 上下ゆれの付加質量係数
- N_{11}, N_{22} : " " の減衰係数
- e_{11}, e_{22} : " " の波強制力係数
- f_{j1}^C, f_{j2}^C : " " の付加質量力

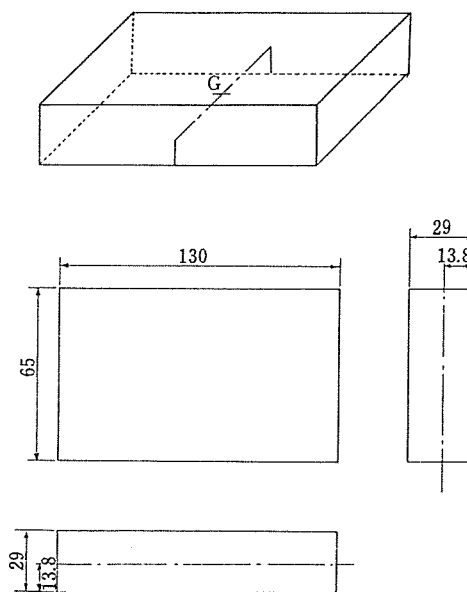


図-12 領域分割法で検討したモデルの寸法 (cm)

報 告

f_{j1}^S, f_{j2}^S : 前後ゆれ, 上下ゆれの減衰力
 f_{j1}^E, f_{j2}^E : " " の波強制力
 V : 単位長さあたりの排水容積 = $2bd$

Q_1, Q_2 : 前後ゆれ, 上下ゆれ時の $\rho g \varphi_{A2} b$

6.6 領域分割法 (理論) による波漂流力係数 (C_T)

領域分割法から, 入射波と上下ゆれ運動との位相差 ε_y , 入射波と前後ゆれ運動との位相差 ε_x が求まる。

$\varepsilon = \varepsilon_y - \varepsilon_x$ から波漂流力係数 (理論) C_T が式 (6.51) から求まる。

$$C_T = \cos^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x) = \cos^2 \varepsilon \dots\dots\dots(6.51)$$

図-12 に領域分割法で検討したモデルの寸法と, 表-5 に理論より導いた漂流力係数 C_T を HEAD SEA, BEAM SEA について示す。

なお, 係数の算定式を表-6 に示す。

表-5 理論漂流力係数 (1) HEAD SEA

周波数係数 $\kappa_A \left(= \frac{\omega^2 \cdot B}{g \cdot 2} \right)$	周 期 T (sec)	角周波数 $\omega \left(= \frac{2\pi}{T} \right)$ (sec ⁻¹)	付加質量係数		減衰係数		入射波との力の位相差		入射波との運動の位相差		漂流力係数 $C_T = \cos^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x)$
			m_H (Heaving)	m_S (Surging)	N_H (Heaving)	N_S (Surging)	ε_H (Heaving)	ε_S (Surging)	ε_y (Heaving)	ε_x (Surging)	
0.20	3.619	1.736	3.503	0.562	26.793	0.128	-0.200	1.650	-1.224	90.065	0.001
0.40	2.558	2.456	3.520	0.491	13.282	0.219	-0.400	1.697	-24.401	83.526	0.095
0.60	2.089	3.008	3.548	0.413	8.726	0.267	-0.601	1.698	-47.867	-1.509	0.476
0.80	1.809	3.473	3.586	0.345	6.411	0.288	-0.803	1.655	-63.195	-72.322	0.975
1.00	1.618	3.883	3.635	0.292	4.992	0.294	-1.006	1.577	-72.269	-78.810	0.987
1.20	1.477	4.254	3.695	0.250	4.022	0.293	-1.209	1.472	-77.881	-81.338	0.996
1.40	1.368	4.594	3.764	0.216	3.312	0.289	-1.414	1.347	-81.583	-82.787	1.000
1.60	1.279	4.912	3.841	0.189	2.765	0.284	-1.618	1.207	-84.182	-83.794	1.000
1.80	1.206	5.209	3.926	0.165	2.331	0.279	-1.823	1.055	-86.813	-84.541	0.998
2.00	1.144	5.491	4.016	0.145	1.977	0.273	-2.207	0.894	-88.246	-85.169	0.997
2.20	1.091	5.759	4.111	0.127	1.684	0.266	-2.232	0.726	-88.692	-85.716	0.997
2.40	1.045	6.015	4.208	0.112	1.439	0.259	-2.435	0.552	-89.614	-86.205	0.996
2.60	1.004	6.261	4.305	0.098	1.233	0.251	-2.638	0.374	-90.373	-86.657	0.996
2.80	0.967	6.497	4.402	0.086	1.058	0.244	-2.840	0.193	-91.011	-87.065	0.995
3.00	0.934	6.725	4.496	0.075	0.910	0.236	-3.042	0.083	-91.555	-87.384	0.995
3.20	0.905	6.946	4.589	0.066	0.783	0.228	-3.243	-0.178	-92.030	-87.834	0.995
3.40	0.878	7.160	4.677	0.057	0.675	0.220	-3.443	-0.366	-92.448	-88.190	0.994
3.60	0.853	7.367	4.763	0.050	0.583	0.212	-3.642	-0.556	-92.822	-88.534	0.994
3.80	0.830	7.569	4.844	0.044	0.504	0.204	-3.841	-0.747	-93.162	-88.867	0.994
4.00	0.809	7.766	4.921	0.039	0.437	0.197	-4.040	-0.938	-93.475	-89.183	0.994

表-6 理論漂流力係数 (2) BEAM SEA

周波数係数 $\kappa_A \left(= \frac{\omega^2 \cdot B}{g \cdot 2} \right)$	周 期 T (sec)	角周波数 $\omega \left(= \frac{2\pi}{T} \right)$ (sec ⁻¹)	付加質量係数		減衰係数		入射波との力の位相差		入射波との運動の位相差		漂流力係数 $C_T = \cos^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x)$
			m_H (Heaving)	m_S (Surging)	N_H (Heaving)	N_S (Surging)	ε_H (Heaving)	ε_S (Surging)	ε_y (Heaving)	ε_x (Surging)	
0.20	2.558	2.456	1.428	0.795	6.661	0.175	-0.200	1.666	-27.034	-82.826	0.316
0.40	1.809	3.473	1.453	0.729	3.243	0.336	-0.403	1.743	-64.524	-83.651	0.893
0.60	1.477	4.254	1.494	0.623	2.063	0.461	-0.609	1.786	-77.852	-83.341	0.991
0.80	1.279	4.912	1.553	0.498	1.442	0.533	-0.818	1.783	-83.510	-83.192	1.000
1.00	1.144	5.491	1.626	0.378	1.051	0.556	-1.027	1.732	-86.495	-83.308	0.997
1.20	1.045	6.015	1.710	0.280	0.780	0.545	-1.235	1.639	-88.305	-83.669	0.993
1.40	0.967	6.497	1.796	0.205	0.585	0.516	-1.440	1.515	-89.490	-84.176	0.991
1.60	0.905	6.946	1.882	0.150	0.441	0.480	-1.642	1.368	-90.319	-84.748	0.991
1.80	0.853	7.367	1.964	0.111	0.335	0.443	-1.842	1.207	-90.927	-85.317	0.990
2.00	0.809	7.766	2.040	0.083	0.255	0.408	-2.040	1.035	-91.399	-85.888	0.991
2.20	0.771	8.145	2.109	0.063	0.195	0.375	-2.237	0.857	-91.782	-86.417	0.991
2.40	0.739	8.507	2.171	0.049	0.150	0.345	-2.433	0.674	-92.105	-86.909	0.992
2.60	0.710	8.854	2.226	0.039	0.115	0.319	-2.629	0.487	-92.392	-87.359	0.992
2.80	0.684	9.189	2.275	0.032	0.089	0.294	-2.826	0.297	-92.653	-87.787	0.993
3.00	0.661	9.511	2.318	0.028	0.069	0.273	-3.022	0.105	-92.894	-88.178	0.993
3.20	0.640	9.823	2.356	0.025	0.054	0.253	-3.219	-0.088	-93.123	-88.550	0.994
3.40	0.621	10.125	2.390	0.023	0.042	0.235	-3.416	-0.283	-93.345	-88.899	0.994
3.60	0.603	10.419	2.419	0.023	0.033	0.219	-3.614	-0.476	-93.560	-89.227	0.994
3.80	0.587	10.704	2.446	0.023	0.026	0.205	-3.812	-0.675	-93.771	-89.541	0.995
4.00	0.572	10.983	2.470	0.024	0.021	0.192	-4.010	-0.872	-93.978	-89.841	0.995

表一7 係数と算定式

記号	係 数	関 係 式
κ_A	$\frac{\omega^2}{g} \cdot \frac{B}{2}$ B: 入射方向における浮体の長さ (2b) $A = \frac{B}{2}$ $\omega = \frac{2\pi}{T}$ T: 入射波の周期	
k_{11}	前後ゆれ付加質量係数 f_{jj}^C C_{mS}^* t_m	(6.48) (6.39) (6.31)~(6.35) (6.38)
k_{22}	上下ゆれ付加質量係数 f_{jj}^S C_{mC}^*	(6.48) (6.40) (6.30) (6.32)~(6.35)
N_{11}	前後ゆれ減衰係数 C_{mS}^*	(6.49) (6.40) (6.31)~(6.35)
N_{22}	上下ゆれ減衰係数 C_{mC}^*	(6.49) (6.42) (6.30) (6.32)~(6.35)
e_{11}	前後ゆれ波強制力係数	(6.50) (6.46) (6.24)
e_{22}	上下ゆれ波強制力係数	(6.47)
\bar{A}_S	浮体前後ゆれ運動による発散波の振幅	(5.15)
\bar{A}_H	浮体上下ゆれ運動による発散波の振幅	(5.4)
ϵ_S	入射波と前後ゆれ強制力との位相差	(6.47) (6.31)~(6.35)
ϵ_H	入射波と上下ゆれ強制力との位相差	(6.47) (6.31) (6.31)~(6.35)
ϵ_x	入射波と前後ゆれ運動との位相差	(5.17) (5.15) (5.16)
ϵ_y	入射波と上下ゆれ運動との位相差	(5.11) (5.4)

7. 実験結果と考察

7.1 浮体の運動

(1) 作用波浪, 船首方向(縦波) HEAD SEA

縦波による浮体の上下ゆれ, 前後ゆれ, ピッチングは図-13, 14, 15 に示されるとおりである。

周波数係数 κ_A が小さくなると ($\kappa_A=2.5$, モデル周期 1.02 sec, 現場周期 14.5 sec 以上), ゆれが大きくなる。

$\kappa_A=4.0$ (モデル周期 0.8 sec, 現場周期 11.4 sec 以下) 付近からゆれは小さくなる。

上下ゆれに関しては $\kappa_A=7.0$ (モデル周期 0.61 sec, 現場周期 8.65 sec 以下) 以上ではゆれは殆んどない。

前後ゆれについても $\kappa_A=10.0$ (モデル周期 0.51 sec, 現場周期 7.2 sec 以下) でゆれは入射波の振幅の 0.2 とかなり小さい。またピッチングは $\kappa_A=7.5$ (モデル周期 0.59 sec, 現場周期 8.36 sec 以下) ではゆれがなくなる。

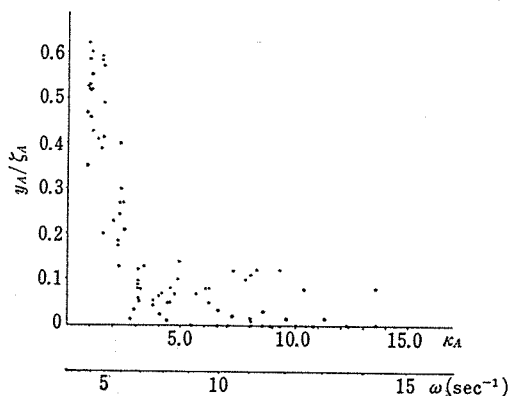


図-13 y_A/ζ_A と $\kappa_A, (\omega)$ HEAD SEA

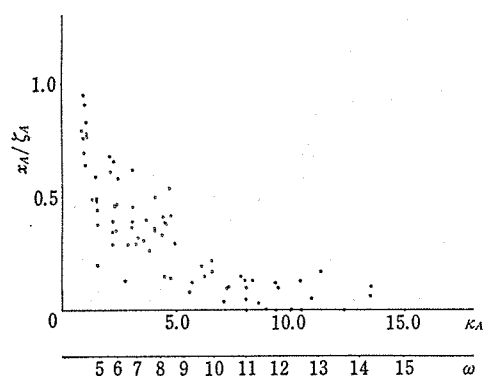


図-14 x_A/ζ_A と $\kappa_A, (\omega)$ HEAD SEA

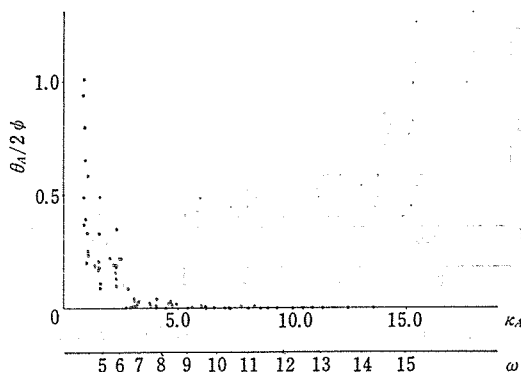


図-15 $\theta_A/2\phi$ と $\kappa_A, (\omega)$ HEAD SEA

したがって, HEAD SEA に対しては, 波浪周期 8 sec 以下の現場に設置すれば運動は殆んどないことが示された。

(2) 作用波浪, 横方向(横波) BEAM SEA

横波による浮体の運動は 図-16, 17, 18 に示されるとおりである。

各モードのゆれは $\kappa_A=0.75$ (モデル周期 1.32 sec, 現場周期 18.7 sec) で最大となる。

上下ゆれは $\kappa_A=2.3$ 以上 (モデル周期 0.75 sec, 現場周期 10.7 sec 以下) で, 前後ゆれは $\kappa_A=2.0$ 以上 (モ

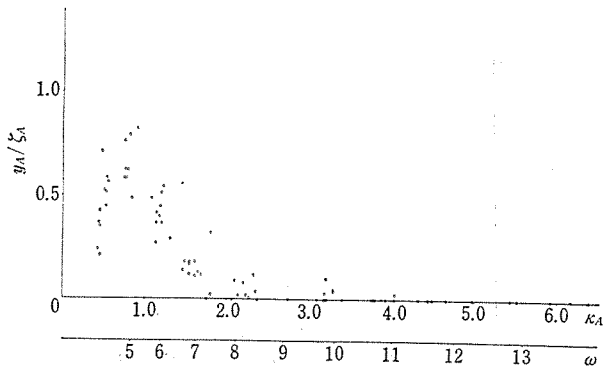


図-16 y_A/ξ_A と $\kappa_A, (\omega)$ BEAM SEA

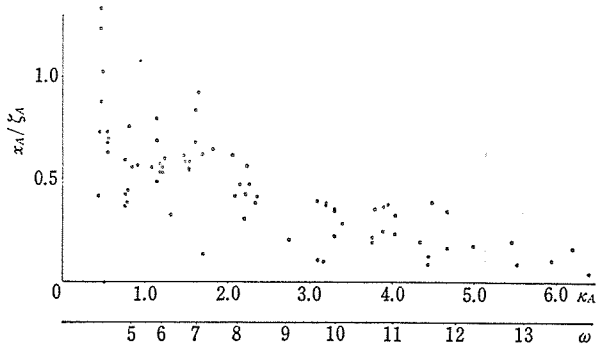


図-17 x_A/ξ_A と $\kappa_A, (\omega)$ BEAM SEA

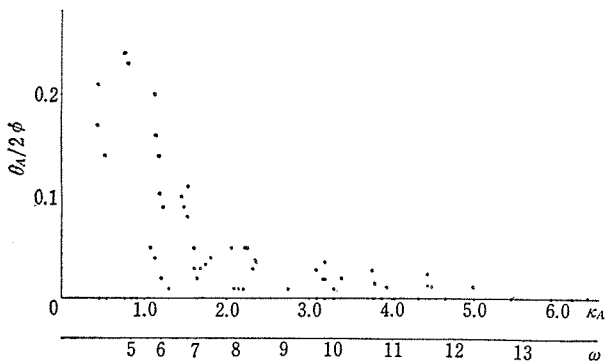


図-18 $\theta_A/2\phi$ と $\kappa_A, (\omega)$ BEAM SEA

デル周期 0.81 sec, 現場周期 11.4 sec 以下)で, ピッチングは $\kappa_A=3.0$ 以上 (モデル周期 0.66 sec, 現場周期 9.3 sec 以下) でゆれは殆んどなくなる。よって波浪周期 9 sec 以下の現場に設置すれば運動は殆んどない。

7.2 漂 流 力

(1) 作用波浪, 船首方向 (縦波) HEAD SEA

(4.1) 式のカウンターウエイトによる実測漂流力より導いた漂流力係数 C_D , (4.3) 式の上下ゆれと前後ゆれの位相差 (実験値) ε より導いた漂流力係数 C_S , そして領域分割法による理論計算流体力より導いた漂流力係数 C_T と周波数係数 κ_A との関係を 図-19, 20, 21 に示す。 C_D は $\kappa_A=0.9$ 以下 (モデル周期 1.5 sec, 現場

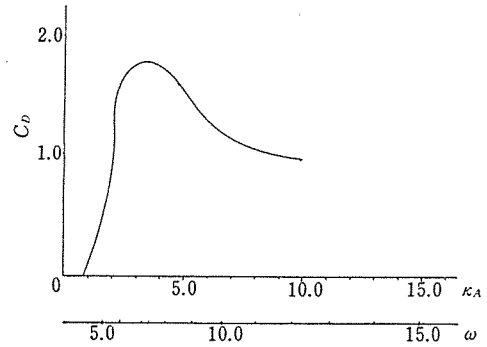


図-19 実測の漂流力より導いた C_D と $\kappa_A, (\omega)$ HEAD SEA

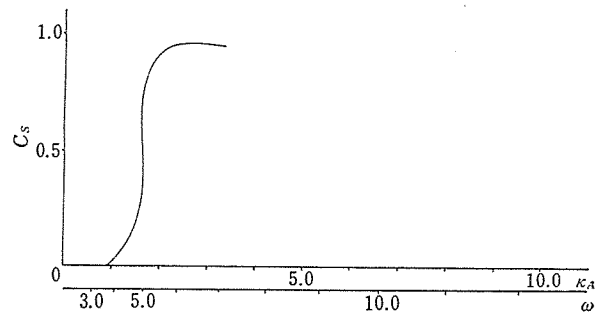


図-20 位相差より導いた C_S と $\kappa_A, (\omega)$ HEAD SEA

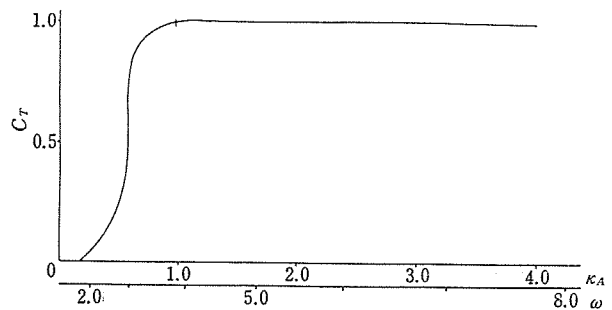


図-21 理論計算 C_T と $\kappa_A, (\omega)$ HEAD SEA

周期 21.2 sec 以上)では0に近似する。 $\kappa_A=3.5$ (モデル周期 0.86 sec, 現場周期 12.2 sec) まで C_D は急上昇し, 1.8 に達する。それより下降し $\kappa_A=10.0$ (モデル周期 0.47 sec, 現場周期 6.6 sec) で $C_D=1.0$ となる。

C_S は $\kappa_A=0.9$ 以下では0に近似する。 $\kappa_A=2.5$ (モデル周期 1.0 sec, 現場周期 14.1 sec) で $C_D=1.0$ となる。

C_T は $\kappa_A=0.2$ (モデル周期 3.5 sec, 現場周期 49.5 sec) では0であるが, $\kappa_A=1.0$ (モデル周期 2.2 sec, 現場周期 31.1 sec) で $C_T=1.0$ となる。よって 31.1 sec 以下では1.0とかなり大きな漂流力を示すこととなる。

C_D, C_S, C_T の関係は 図-22 に示されるとおりで,

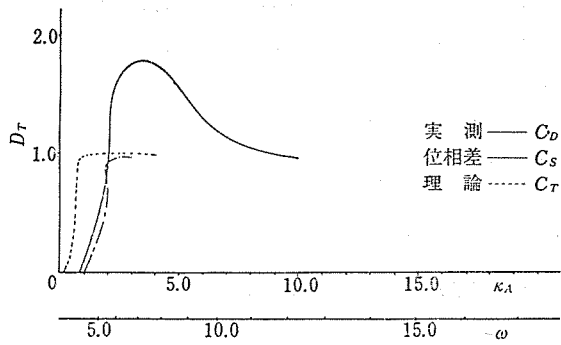


図-22 C_D, C_S, C_T と $\kappa_A, (\omega)$ HEAD SEA

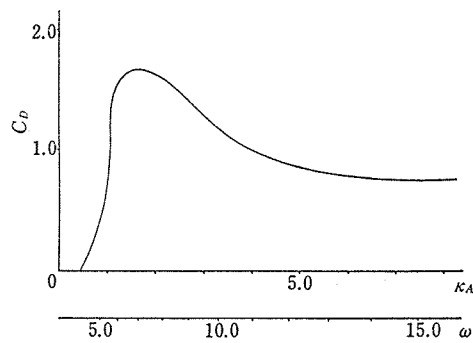


図-23 実測の漂流力より導いた C_D と $\kappa_A, (\omega)$ BEAM SEA

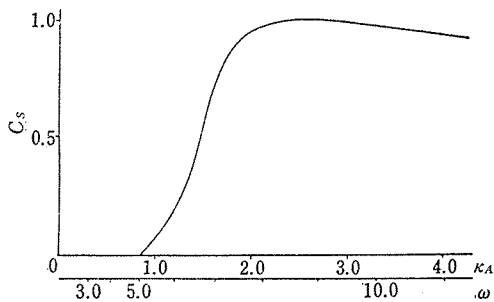


図-24 位相差より導いた C_S と $\kappa_A, (\omega)$ BEAM SEA

かなりばらついている。 C_S, C_T 値は船形理論にもとづいたものであり、本実験のモデルにそのまま適用することは問題となり、検討しなければならない。しかし、実測漂流力係数が現場波浪周期で $C_D=1.0$ となり、8円筒を一体とした形状について再考察を加える必要がある。

(2) 作用波浪, 横方向 (横波) BEAM SEA

漂流力係数 C_D, C_S, C_T と周波数係数 κ_A との関係を 図-23, 24, 25 に, C_D, C_S, C_T の関係を 図-26 に示す。

実測漂流力係数 C_D は, $\kappa_A=0.5$ (モデル周期 1.5 sec, 現場周期 21.5 sec) で 0, $\kappa_A=1.8$ (モデル周期 0.92 sec, 現場周期 13.0 sec) で 1.7 と最大を示し, $\kappa_A=4.0$ (モデル周期 0.57 sec, 現場周期 8.1 sec) で 1.0, それより少し小さくなり 0.8 に近づく。

7.3 底版にかかる波圧 (HEAD SEA)

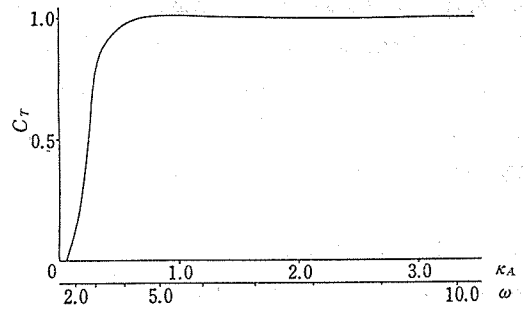


図-25 理論計算 C_T と $\kappa_A, (\omega)$ BEAM SEA

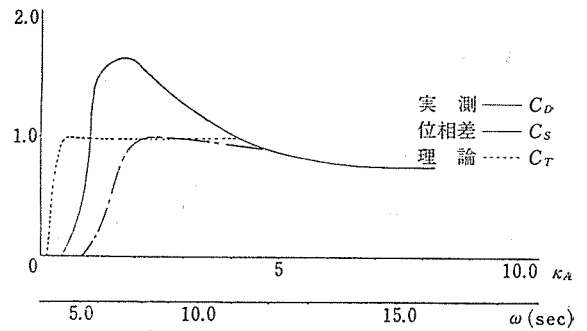


図-26 C_D, C_S, C_T と $\kappa_A, (\omega)$ BEAM SEA

表-8 底版にかかる波圧 (最大)

No.		A	B	C	D	E	
32	モデル (g/cm ²)	1.59	0.86	0	0	-0.25	波高 3.38 cm 周期 1.0 sec
	現場 (t/m ³)	3.18	1.72	0	0	-0.50	波高 6.76 m 周期 14.1 sec
37	モデル (g/cm ²)	1.59	0.38	0.38	-0.34	-0.57	波高 6.35 cm 周期 0.8 sec
	現場 (t/m ³)	3.18	0.76	0.32	-0.68	-1.14	波高 12.7 m 周期 11.3 sec

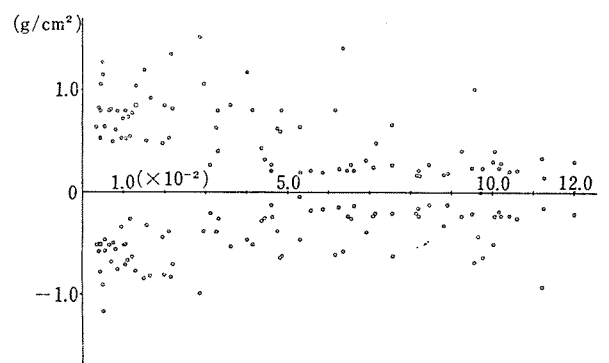


図-27 底版 A 点における測定波圧と H/L (HEAD SEA)

奥行き長さ 2.6 m の底版にかかる最大波圧は, 表-8 に示されるように A 点で 3.18 t/m² である。このとき B 点, C 点とすくなくなり, D 点, E 点で逆方向の圧力が示され, E 点に -1.14 t/m² が作用している。

なお, A 点における測定波圧と波浪こう配 H/L との関係を示す。

7.4 側版（タンク部）にかかる波圧（HEAD SEA）

側版（タンク部）にかかる最大波圧は、表-9 に示されるように、A点で 16.38 t/m² とかなり大きい。このときの波高 14.78 m, 周期 10.61 sec である。

後部, B, C, D にいたるほど作用圧はすくなくなる。

なお, A点における測定波圧と波浪こう配との関係を図-28 に示す。これより 6~10 t/m² の波圧で設計することが必要となる。

7.5 運動と漂流力の測定最大値

表-9 側版（タンク部）にかかる波圧（最大）

No.		A	B	C	D	
36	モデル (g/cm ²)	8.19	-0.36	1.34	-0.12	波高 7.4 cm 周期 0.75 sec
	現場 (t/m ²)	16.38	-0.72	2.68	-0.24	波高 14.8 m 周期 10.61 sec

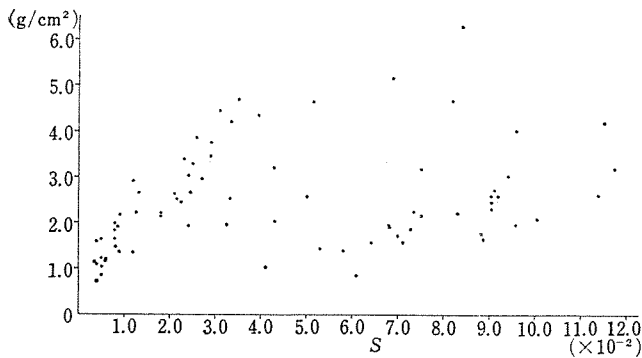


図-28 側版（タンク部）A点における測定波圧と H/L (HEAD SEA)

表-10 運動と漂流力の最大値

HEAD SEA	最大値	波高	周期
漂流力	4040 ton (505 g)	6.30 m (3.15 cm)	12.73 sec (0.90 sec)
サージング	9.32 m (4.66 cm)	15.14 m (7.57 cm)	13.01 sec (0.92 sec)
ヒーピング	4.12 m (2.06 cm)	7.14 m (3.57 cm)	18.33 sec (1.31 sec)
ピッチング	1°34''	7.70 m (3.85 cm)	15.98 sec (1.13 sec)
BEAM SEA	最大値	波高	周期
漂流力	8548.24 ton (1068.53 g)	18.00 m (9.00 cm)	11.03 sec (0.78 sec)
サージング	8.92 m (4.46 cm)	10.60 m (5.30 cm)	12.73 sec (0.97 sec)
ヒーピング	4.22 m (2.11 cm)	6.00 m (3.00 cm)	17.54 sec (1.24 sec)
ピッチング	1°45''	8.64 m (4.32 cm)	15.27 sec (1.08 sec)

HEAD SEA, BEAM SEA の各種作用波浪による運動とカウンターウエイトからの測定漂流力の最大値を表-10 に示す。

なお, BEAM SEA は現実的には考えられないので, HEAD SEA の状態が最大値となる。

付録 1. 規則波による波漂流力

A.1 反射波にもとづく波漂流力（丸尾教授の理論式）

静水面を x 軸, 上向きを +y 軸とする座標を考える。流体は非圧縮, 非回転とすると, 速度ポテンシャル φ は次式を満足する。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \dots\dots\dots (A.1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad y=0 \dots\dots\dots (A.2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad y=-h \dots\dots\dots (A.3)$$

+x 軸方向に振幅 ζ, 角周波数 ω の進行波が作用するものとすれば, 速度ポテンシャル φ は

$$\begin{aligned} \phi &= -\frac{\zeta g}{\omega} \frac{\cosh \kappa(h+y)}{\cosh \kappa(h+y)} \sin(\kappa x - \omega t) \\ &= -\frac{\zeta \omega}{\kappa} \frac{\cosh \kappa(h+y)}{\cosh \kappa h} \sin(\kappa x - \omega t) \end{aligned} \dots\dots\dots (A.4)$$

ここで,

$$\omega^2 = g \kappa \tanh \kappa h \dots\dots\dots (A.5)$$

$$\kappa = \frac{2\pi}{L} \quad L = \text{波長} \quad \omega = \frac{2\pi}{T}$$

T = 周期 g : 重力加速度

垂直面を横切る進行波の運動エネルギーの単位時間あたりの波浪パワー W は波圧 P と x 軸方向の速度 u (= -∂φ/∂x) を用いて次式で示すことができる。

$$W = \int_{-h}^0 P u dy \dots\dots\dots (A.6)$$

圧力 P は Bernoulli の式から

$$\frac{P}{\rho} = \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (A.7)$$

2 次項を無視すると

$$P = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = \rho g \zeta \frac{\cosh \kappa(h+y)}{\cosh \kappa h} \cos \alpha \dots\dots\dots (A.8)$$

ここで,

$$\alpha = \kappa x - \omega t$$

x 方向の速度成分 u は

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = \zeta \omega \frac{\cosh \kappa(h+y)}{\sinh \kappa h} \cos \alpha \dots\dots\dots (A.9)$$

式 (A.8) と (A.9) を式 (A.6) に代入すると

$$W = \rho g \zeta^2 C_g \cos^2 \alpha$$

$$\doteq \frac{1}{2} \rho g \zeta^2 C_g (1 + \cos 2\alpha) \dots\dots\dots (A.10)$$

ここで,

$$C_g = \frac{1}{2} C \left(1 + \frac{2\kappa h}{\sinh 2\kappa h} \right) \dots\dots\dots (A.11)$$

$$C = \frac{\omega}{\kappa}$$

式 (A.10) は波の運動エネルギーの輸送速度を示し, $1 + \cos 2\omega t$ で変化し, 平均値が群速度である。

式 (A.8) を用い, 波浪中におかれた物体に作用する波力によるパワーが導かれる。

$x = -\infty$ 方向から x 軸の $+$ 方向に進行する入射波の振幅 ζ_A が $x=0$ の位置におかれた物体に作用すると, $x = -\infty$ 方向に作用波浪の一部が, 反射振幅 ζ_R が反射し, のこりが $x = \infty$ 方向に透過振幅 ζ_T で物体を通過する。入射, 反射, 透過波の相関速度ポテンシャル ϕ_A, ϕ_R, ϕ_T は

$$\phi_A = \frac{\zeta_A g}{\omega} \frac{\cosh \kappa(h+y)}{\cosh \kappa h} \sin(\kappa x_- - \omega t + \epsilon_A) \dots\dots\dots (A.12)$$

$$\phi_R = -\frac{\zeta_R g}{\omega} \frac{\cosh \kappa(h+y)}{\cosh \kappa h} \sin(\kappa x_- + \omega t + \epsilon_R) \dots\dots\dots (A.13)$$

$$\phi_T = \frac{\zeta_T g}{\omega} \frac{\cosh \kappa(h+y)}{\cosh \kappa h} \sin(\kappa x_+ - \omega t + \epsilon_T) \dots\dots\dots (A.14)$$

ここで,

ϵ : 位相のずれ

式 (A.12), (A.13), (A.14) の波浪パワー式 (A.10) から

$$W_A = \rho g \zeta_A^2 C_g \cos^2(\kappa x_- - \omega t + \epsilon_A) \dots\dots (A.15)$$

$$W_R = \rho g \zeta_R^2 C_g \cos^2(\kappa x_- + \omega t + \epsilon_R) \dots\dots (A.16)$$

$$W_T = \rho g \zeta_T^2 C_g \cos^2(\kappa x_+ - \omega t + \epsilon_T) \dots\dots (A.17)$$

ここで,

x_- : 入射波側のエネルギー検査位置

x_+ : 透過波側の " "

$x=0$ におかれた物体に作用するパワーを求めてみる。入射波側 x_- の波浪パワーは ($W_A + W_R$), 透過波側 x_+ の波浪パワーは W_T であるから, 単位時間あたり物体に作用する波浪パワーは $W_T - W_R - W_A$ となる。位相速度 C で波浪が物体に作用するときの作用力 $F(t)$ のパワーを $F(t)C$ とすると, 波浪パワーと作用力パワーは等しい。

$$F(t)C = W_A + W_R + W_T \dots\dots\dots (A.18)$$

入射波エネルギーは反射波エネルギーと透過波エネルギー法則から次式が成立する。

$$\zeta_A^2 = \zeta_R^2 + \zeta_T^2 \dots\dots\dots (A.19)$$

式 (A.15) に式 (A.19) を代入し, 式 (A.18) に式 (A.15), (A.16), (A.17) を代入し, 整理すると,

$$F(t) = \frac{1}{2} \rho g n \zeta_R^2 [1 + \cos \epsilon_{AR} \cos(2\omega t + \epsilon_{AR})] \dots\dots\dots (A.20)$$

ここで,

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\kappa h}{\sinh 2\kappa h} \right) \dots\dots\dots (A.21)$$

$$\epsilon_{AR} = \epsilon_R - \epsilon_A \text{ (入射波との位相差)}$$

式 (A.20) で 2 次項を無視すると,

$$F_d = \frac{1}{2} \rho g n \zeta_R^2 \dots\dots\dots (A.22)$$

水深 h が無限に近づくと

$$F_d = \frac{1}{2} \rho g \zeta_R^2 \dots\dots\dots (A.23)$$

A.2 入射波と浮体の上下ゆれ, 前後ゆれとの位相差にもとづく波漂流力係数 (田才教授の理論式)

水深が波長に比べて十分大きい場合, 入射波を微小振幅の深海波で示すと,

$$\zeta = \zeta_A e^{i(\omega t + \kappa x)} \dots\dots\dots (A.24)$$

物体が固定されているとき, 反射波の振幅は,

$$\zeta_R = \zeta_A i H^+(\kappa) e^{i(\omega t - \kappa x)} \dots\dots\dots (A.25)$$

$i H^+(\kappa)$ は Kochin 関数で,

$$i H^+(\kappa) = -\frac{1}{2} \{ (\cos 2\epsilon_S - \cos 2\epsilon_H) + i(\sin 2\epsilon_S + \sin 2\epsilon_H) \} \dots\dots (A.26)$$

式 (A.25) に式 (A.26) を代入し, 真数式を求めると

$$\zeta_R = -\zeta_A \cos(\epsilon_S - \epsilon_H) \cos(\omega t - \kappa x + \epsilon_S + \epsilon_H) \dots\dots\dots (A.27)$$

浮体の上下ゆれ, 前後ゆれ運動によって $-x$ 軸に生ずる発散波は

$$\text{上下ゆれ運動 } \zeta_A \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) e^{i(\omega t - \kappa x + \epsilon_y + \epsilon_H)} \dots\dots\dots (A.28)$$

$$\text{前後ゆれ運動 } \zeta_A \cos(\epsilon_x - \epsilon_S) e^{i(\omega t - \kappa x + \epsilon_x + \epsilon_S)} \dots\dots\dots (A.29)$$

反射波の振幅は式 (A.27) と, 式 (A.28) に式 (A.29) の実部を加えた式 (A.30) となる。したがって浮体の場合の反射式は式 (A.27) に式 (A.28) と式 (A.29) を加えた真数式となる。

$$\zeta_R = -\zeta_A \cos(\epsilon_S - \epsilon_H) \cos(\omega t - \kappa x + \epsilon_S + \epsilon_H) + \zeta_A \cos(\epsilon_y - \epsilon_H) \cos(\omega t - \kappa x + \epsilon_y + \epsilon_H) + \zeta_A \cos(\epsilon_x - \epsilon_S) \cos(\omega t - \kappa x + \epsilon_x + \epsilon_S) \dots\dots\dots (A.30)$$

よって

$$(\zeta_R / \zeta_A)^2 = \cos^2(\epsilon_y - \epsilon_x) \dots\dots\dots (A.31)$$

同様に透過波について $(\zeta_T / \zeta_A)^2$ を求めると

$$(\zeta_T/\zeta_A)^2 = \sin^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x) \dots\dots\dots(A.32)$$

$$(\zeta_R/\zeta_A)^2 + (\zeta_T/\zeta_A)^2 = \cos^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x) + \sin^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x) = 1 \dots\dots\dots(A.33)$$

これより漂流力の無次元値，漂流力係数

$$F_D/n\rho g\zeta_A^2 = (\zeta_R/\zeta_A)^2 = \cos^2(\varepsilon_y - \varepsilon_x)$$

参 考 文 献

1) 安藤定雄：規則波中における漂流力について，西部造船会会報，第 52 号
 2) 田才福造：規則波中における 2 次元浮体に働く流体力
 3) 丸尾 孟：The Drift of a Body Floating on Waves, Journal of Ship Research, Vol. 4, No. 3
 4) 前田久明：任意船型に及ぼす波の強制力について，日本造船協会論文集，第 126 号

5) Havelock, T.H.: The Drifting Force on a Ship among Waves, Philosophical Magazine and Journal of Science, Vol. 33.
 6) P.S. Renukaradhya, 長崎作治：The Effect of Shallow Water on Wave Drift Force on a Floating Structure, Proc. 5th Conf. on Ocean Engineering in Republic of China.
 7) 久野琢也：領域分割法による流体力の計算法について，東海大学昭和 53 年度修士論文
 8) 長崎作治：プレストレストコンクリートによる浄上式海上空港を構成する 1 ユニットケーソン (300×60×12m) の運動特性と波漂流力および底板にかかる波圧について (模型実験報告)，プレストレストコンクリート, Vol. 24, No. 4

【昭和 57 年 10 月 20 日受付】

◀刊行物案内▶

プレストレストコンクリート構造物の設計・施工の現状

本書は第 11 回 PC 技術講習会のためのテキストとして編纂したもので，PC 構造物の設計・施工の現状について，我が国のみならず，諸外国の現状にまで言及・解説しています。また，耐久的な PC 構造物作製のための注意点や，新しい建築設計規準法の解説なども盛り込み，大いに参考になることと思います。

ご希望の方は，代金を添えて (社) プレストレストコンクリート技術協会宛お申し込みください。

体 裁：A 4 判 112 頁
 定 価：3,500 円 送 料：450 円
 内 容：(A) 諸外国における PC 橋梁設計・施工の発展 (第 9 回 FIP ストックホルム大会セミナー報告) 1) 架設工法の発展，2) プレキャスト技術応用範囲の拡張，3) 断面形状とその構成，4) 複合構造物，5) 結論。(B) PC 構造物の設計基本——考え方 1) まえがき，2) 許容応力度設計方法から限界状態設計法へ，3) 限界状態，4) 水準—1 の安全検証法，5) プレストレストコンクリートの限界状態，6) 断面応力の計算，7) 曲げ破壊に対する安全度の検討，8) せん断。(C) 耐久的な PC 構造物構築のための注意点 1) まえがき，2) 橋梁における PC 構造物に関して，3) 建築における PC 構造物に関して，4) 構造物の欠陥に対する一般的注意，5) あとがき。(D) PC 建築構造物の新しい設計法について 1) まえがき，2) 新耐震設計法の概要，3) PC 造建築物に対する新耐震設計法の適用，4) PRC 造の設計，5) 結語。(E) 最近施工された PC 橋 1) 新プレストレストコンクリート鉄道橋設計標準の概要，2) 注目される施工法，3) 実施例。