

日本大学理工学部 正会員 山本忠幸

日本大学理工学部 正会員 小川 元

1. はじめに

浮体構造物と設計する場合の実験的検証は現在まだ十分とはいえない。従来、水中に固定された構造物に作用する波力は、一般に Saint-flou, Minikin, Morison 等によって表わされているが、浮体構造物に作用する水平波力については明確な設計基準がない。そこで本研究は浮体形状として比較的簡単な長方形断面浮体 (以下浮体と呼ぶ) についての実験的研究を行なった。図-1 に示すような係留条件の下で浮体に作用する水平波力を実測し、これを浮体の動揺がないと仮定した時の波力の計算値と比較検討した。

2. 実験概要

i) 解析 トロコイド重複理論により、静水面から波の動揺の中心面までの界面高 δ_0 は Miche-Rundgren の算定式から $\delta_0 = \pi/L \cdot \alpha^2 H_i^2 \coth \alpha 2\pi h/L$ のようになる。ここで $\alpha = (1 + Kr)/2$ 。次に静水面から波峰までの高さ ζ_0 は $\zeta_0 = \alpha H_i + \alpha^2 H_i^2 \pi/L \coth \alpha 2\pi h/L$ となる。ここで $\zeta_0 = \beta H_i$ とおくと β は式 (1) のように書くことができる。

$$\beta = \alpha + \alpha^2 \pi H_i/L \coth \alpha 2\pi h/L \quad \text{----- (1)}$$

β と H_i/L との関係を図示すると図-3 となる。今、図-2(a) の Saint-flou の波圧図より $P_1 = P_2$ とすると単位長さ当りの波力 P は式 (2) のように書くことができる。

$$\frac{2P}{\rho_0 H_i^2} = \alpha \cdot \beta \cdot T \left\{ \frac{1}{\alpha} \left(\frac{h}{H_i} \right) + \frac{1}{\coth \alpha 2\pi h/L} \right\} \quad \text{----- (2)}$$

ここで $T = (\beta H_i + 2d)/\beta H_i + h$ 。この場合の T と H_i/h の関係を図-4 に示す。次に図-2(b) の静水圧図より、浮体後部の水面高 ζ_2 は $\zeta_2 = (\beta - 2\alpha + 1) H_i$ となり、浮体前後の水位差によって波力 P は式 (3) のようになる。

$$\frac{2P}{\rho_0 H_i^2} = (2\alpha - 1) \left(\frac{2d}{H_i} - 2\alpha + 2\beta + 1 \right) \quad \text{----- (3)}$$

式 (2), (3) は模型条件 No. 1, 2 において、特に浮体の前振動が抑制されている場合に実験値と比較できると考える。次に模型条件 No. 3, 4 において、浮体の前振動が自由な場合には浮体の固有振動周期が波動の周期と一致する場合の波力をとることにする。しかし本実験では、浮体の前振動が小さく、水平波力も強いと考えられる。

そこで、波力が浮体前後の水位差で与えられるとすれば最大波力は浮体の前面で波の山が、後面で波の谷がきた時に働くことになる。この場合、静水面上、近似的に三角形部分が波に浸る。その部分の体積の水の質量が水平波力に計算されると仮定すれば、波力 P は式 (4) のようになる。

$$\frac{2P}{\rho_0 H_i^2} = \alpha \cdot \beta \cdot T \left\{ \frac{1}{\alpha} \left(\frac{h}{H_i} \right) + \frac{1}{2\alpha T} \left(\frac{h}{H_i} \right) + \frac{1}{\coth \alpha 2\pi h/L} \right\} \quad \text{----- (4)}$$

ii) 模型実験 浮体は巾 50 cm × 高さ 20 cm × 長さ 30 cm で図-1 に示すように係留した。

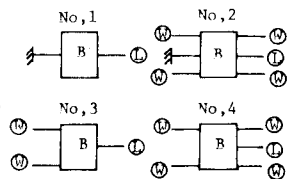


図-1 係留長方形浮体

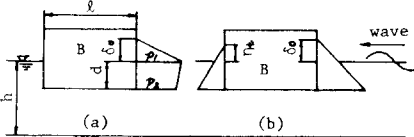
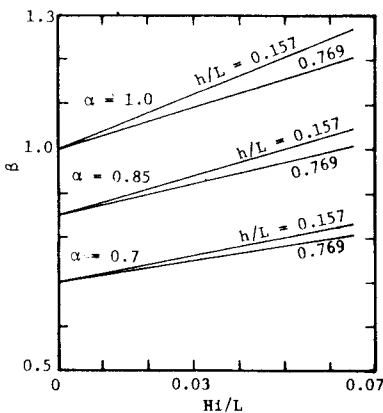
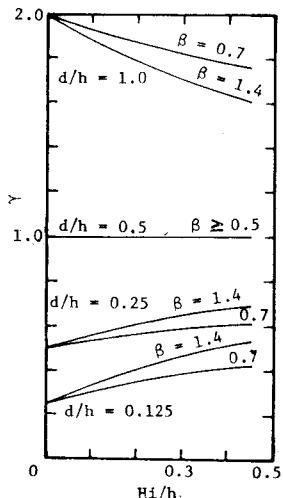


図-2 記号説明

図-3 $\beta - H_i/L$ 計算図図-4 $\gamma - H_i/h$ 計算図

No.1,2は浮体の後面に係留索によって結び付け、No.3,4は係留索がなく浮体の両側におもり(W)を吊り下した。おもりは浮体の直揺れを防ぐとともに、ロードセル(L)側の係留索を弛ませないためである。波力測定はロードセルによりペン書きオシロで記録し、比較的安定する15~25波の最大値を水平波力とした。実験波の諸元は入射波高(H) 1.4~4.4 cm, 周期(T) 0.5, 0.65, 0.83, 1.27 sec, 吃水(d) 3.8 cm, 7.2 cm, 水深(h) 30 cmとした。

3. 実験結果と考察

i) $P/\omega \cdot H^2$ と A/H 単位長さ当りの波力Pの無次元量 $P/\omega \cdot H^2$ と相対水深 A/H との関係は両対数グラフで示すと図-5, 6となる。

図-5は、No.1,2のケースで式(2), (3)に $d/h = 0.127$, 反射率 $Kr = 0.7$ を代入した計算値と実験値とを比較したものである。これによると、実験値は $Kr = 0.7$ の場合の計算値と大体近い値を示している。つまり、浮体に受ける波力は $Kr = 0.7$ とした場合の式(2), (3)による波力と同じである。このケースでは、浮体の後面に係留索があり浮体の前後動がない。そのため浮体の動揺がないと仮定した式(2), (3)の計算値と実験値が合うと考えられる。ただし浮体の上下動が観察されたが水平波力には上下動は影響はないであろう。この場合、浮体は吃水を一定に上下動していると考えられる。図-6はNo.3,4のケースで式(4)に $d/h = 0.24$, $Kr = 0.7$ を代入した場合と、式(2)に $d/h = 0.24$, $Kr = 1.0$ を代入した場合について実験値と比較したものである。この図によると、実験値は波が全反射した時の波力の計算値よりも上回っている。これは浮体の後面に係留索がないため、浮体の前後動が大きくなり、浮体の動揺による慣性力と浮体にかかる波力とが一致したためと考えられる。波力の波形記録を見ても、波力のゼロ区間が長く、索の弛み時間が長い。波形の尖は失って瞬間的に波力が働いたことが分る。

ii) F/W と $\sigma\sqrt{L/g}$ 全波力F(kg)を無次元化するためにこれを浮体自重W(kg)との比をとると F/W となる。そこで F/W に影響を及ぼすと考えられる周期Tの無次元量は $\sigma\sqrt{L/g}$ ($= 2\pi/T\sqrt{L/g}$) となる。

そこで、 $d/h = 0.24$, $H/L = 0.0215$, 0.0332 について実験値を F/W と $\sigma\sqrt{L/g}$ の関係でグラフ化すると図-7である。この図より、No.1,2の場合、 $\sigma\sqrt{L/g} = 1.33$ で $F/W = 0.19$ と最大となり連続的に変化し、No.3,4の場合は $\sigma\sqrt{L/g}$ が減少すると F/W が急激に増大している。これは、浮体の持つ固有振動周期が実験波の周期に比べ小さいので、No.3,4の場合、周期が増大すると波力が大きくなると考えられる。このように、No.1,2とNo.3,4のケースにおいて F/W と $\sigma\sqrt{L/g}$ との有意性が認められた。

4. まとめ

以上により得られた結論をまとめると次のようになる。

(1) 浮体の後面に係留索がある場合、波力の実験値は固定された浮体と仮定した式(2), (3)に $Kr = 0.7$ を代入した計算値と大差がない。(2) 浮体の後面に係留索がなく前後動が自由な場合、波の実験値は式(2), (3)の波が全反射する計算値を上回り、式(4)に $Kr = 0.7$ を代入した計算値に大差合っている。(3) No.1,2とNo.3,4の場合の F/W と $\sigma\sqrt{L/g}$ の相関性が認められ図-7のようになる。

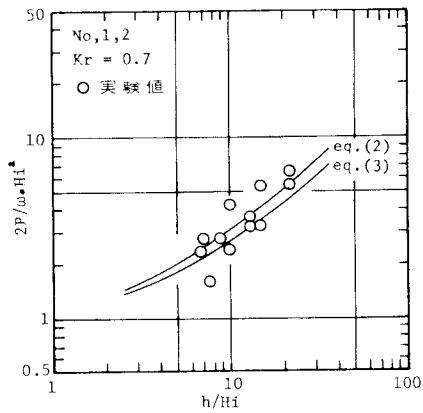


図-5 $2P/\omega \cdot H^2 - h/H$ ($d/h = 0.127$)

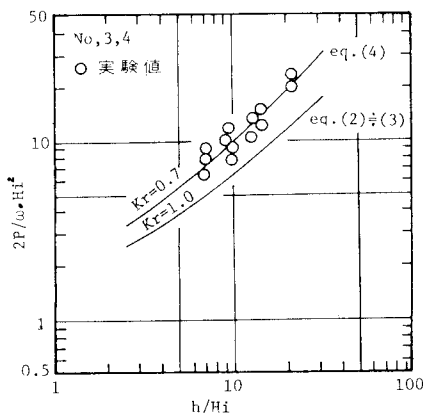


図-6 $2P/\omega \cdot H^2 - h/H$ ($d/h = 0.24$)

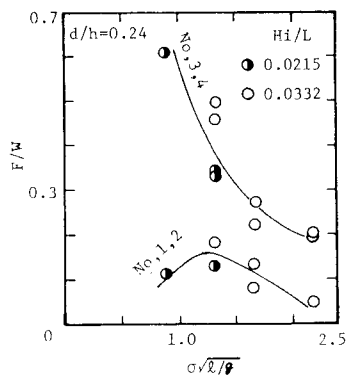


図-7 $F/W - \sigma\sqrt{L/g}$