

日立造船(株) 技術研究所 正員 新井 信一

1. 緒言

浮遊式海洋構造物(以下浮体と略称)に働く流体力は3次元任意形状浮体についても厳密に解析できるようにしたが、一方では、浮体の基本計画の際に比較的簡易な計算法も要望されている。有限水深での2次元矩形断面に關して井島¹⁾の方法があるが、本報は、これを斜波入射の状態に対しても解けるようにし、さらに、ストリップ法を導入することによって3次元箱型浮体の運動を簡便に推定しようとするものである。

2. 計算方法

浮体の運動を考える時、流体力を Radiation problem と Diffraction problem に分けることができる。波の入射角 χ によって変化するのは後者であるので、以下に後者から得られる波浪強制外力の算出法のみを示す。

図1に示すように、一樣な水深に箱型浮体があり、 χ なる角度から入射波が来襲してきたとする。この時、図示のごとくストリップ断面をとり、これに働く流体力を2次元的に求め、それを x 軸方向に積分して全体に働く力を算出する。全体の力がわかれば浮体の運動は直ちに求まる。この手法は細長い浮体に対して有効であるが、正方形平面形状の浮体に対しても実用的であることは指摘した。²⁾

さて、無渦の完全流体を仮定するが、入射波の速度ポテンシャルは、波振幅を ζ_a 、円周波数を ω 、波数を k 、重力加速度を g 、 $x \cos \chi - y \sin \chi = X$ とすれば、

$$\Phi_w = i \zeta_a \frac{g}{\omega} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh k h} e^{-i(kX - \omega t)} \quad \text{----- (1)}$$

である。ストリップ断面に働く流体力を求めるにあたり、流体を図1のように3分割する。それぞれの領域で、水底と自由表面あるいは浮体底面での境界条件とラプラスの式を満足する速度ポテンシャルの一般解を

$$\Phi^I(x_0, y, z, t) = \left\{ \zeta_p e^{ik(X-L_p)} + A_0 e^{-ik(y-b)} \right\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh k h} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{k_n(y-b)} \frac{\cosh k_n(z+h)}{\cosh k_n h} \Bigg] e^{i\omega t} \quad (2)$$

$$\Phi^{II}(x_0, y, z, t) = \left[B_0 + C_0 \frac{y}{b} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ B_n \frac{\cosh k_n P_n y}{\cosh k_n P_n b} + C_n \frac{\sinh k_n P_n y}{\sinh k_n P_n b} \right\} \cos P_n(z+h) \right] e^{i\omega t} \quad \text{----- (3)}$$

$$\Phi^{III}(x_0, y, z, t) = \left\{ \zeta_m e^{-ik(X-L_m)} + D_0 e^{ik(y+b)} \right\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh k h} + \sum_{n=1}^{\infty} D_n e^{k_n(y+b)} \frac{\cosh k_n(z+h)}{\cosh k_n h} \Bigg] e^{i\omega t} \quad \text{---- (4)}$$

とおく。ただし、 $L_p = x_0 \cos \chi - b \sin \chi$ 、 $L_m = x_0 \cos \chi + b \sin \chi$ 、 $\zeta_p = i \zeta_a (g/\omega) e^{-ikL_p}$ 、 $\zeta_m = i \zeta_a (g/\omega) e^{-ikL_m}$ 、 A_n, B_n, C_n, D_n ($n=0, 1, 2, \dots$) は未定係数、 $P_n = \pi n / (h-d)$ 、また、 k_n は $k_n \tan k_n = -\omega^2/g$ の根である。これらのポテンシャルの表示の意味するものは、 Φ^I と Φ^{III} の ζ_p と ζ_m の項は χ の角度で入射する波をそのまゝ進行させており、その他の Diffraction wave の項はストリップ断面から y 軸にぞって2次元的に造波させていることになる。

(2), (3), (4) 式のポテンシャルはその領域境界面で法線方向に流量とエネルギーが連続するという条件と、浮体側壁上での運動学的境界条件を考えることによって、未定係数は決定される。以下、圧力、断面に働く力、全体に働く力と求めていけばよい。浮体重心点の6自由度の運動を Surge(x_0), Sway(y_0), Heave(z_0), Roll(ϕ), Pitch(θ), Yaw(ψ) とするが、Radiation problem も含めて流体力を整理して運動方程式をつくると、浮体が前後および左右対称形の場合には、Surge と Pitch および Sway と Roll が連成し Heave および Yaw は独立となる。なお、Surge と Pitch に關する流体力はストリップ断面を x 軸に平行にとることで求めることができる。

3. 実験結果と計算結果の比較

理論計算の実用性を調べるために模型実験を実施し、その規則波中における重心点の運動振幅を計測した。結

果を図2と図3に黒丸印で示す。模型の諸量は $L=1.0^m$, $B=1.0^m$, $d=0.3^m$, $\overline{OG}$ は水面下 0.1^m , PitchとRollの慣動半径は 0.328^m である。図中、 λ は波長である。使用した水槽は東京大学航海性能試験水槽(長さ 50^m , 幅 30^m , 水深 2.4^m)で、入射波振幅は約 0.05^m とし、入射角 χ は 90° と 135° の2種類実施した。

実験に対応する計算値を以下に示す。まず、ストリップ断面を図1のようにとった場合の $\chi=90^\circ$ の状態の結果を図2に、また $\chi=135^\circ$ の状態の結果を図3にそれぞれ実線で示す。次に、 $\chi=135^\circ$ の場合、浮体の対角方向をその前後方向とみてこれを x 軸に一致させるなら、この時の y 軸と平行に断面をとり $\chi=90^\circ$ の横波として計算することもできるわけで、これを 135° 横波状態と称することにして、この時の結果を図3に破線で示す。ただし、この場合のSwayとRollは対角方向のものとなるが、比較のため前例の辺方向の運動に換算して示してある。

以上の結果をみると、Rollの同調時の計算値が過大な結果を与えているが、すでに指摘した²⁾ように、完全流体としての理論上の造波減衰力が小さいため実際は粘性の効果を無視できないということであり、従って、完全流体で取り扱うかぎりRoll方向の減衰力は適当に修正するの必要が生じる。一例として、 135° 横波状態の計算例について、その理論上の減衰力を1.9倍してみると図3に示す一点鎖線が得られ、その時にRollと連成するSwayも実験値に近づく結果を示す。このような事情を考慮に入れば、いずれの計算値も全体には実験値を説明しているといえよう。ただ、 135° の状態の場合、どちらかといえば 135° 横波状態として解いた方がより良い結果を与えるようである。

4. 結 言

ここに示したのは χ について2例にすぎないけれど、本法のようにして浮体の運動を簡単に推定することができよう。

なお実験では、当研究所の黒井、杉浦、山本各氏の協力を得た。ここに感謝する次第である。

参考文献

- 1) 井島他：有限水深の液による矩形断面物体の運動と波の変形、工本学会論文報告集才202号S47年
- 2) 高木、新井他：係留浮体の規則波中の運動に関する理論計算、造船学会論文集才35号S49年

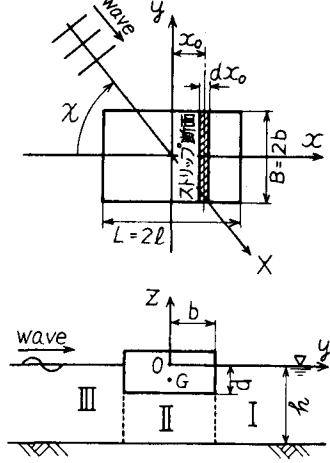


図 1

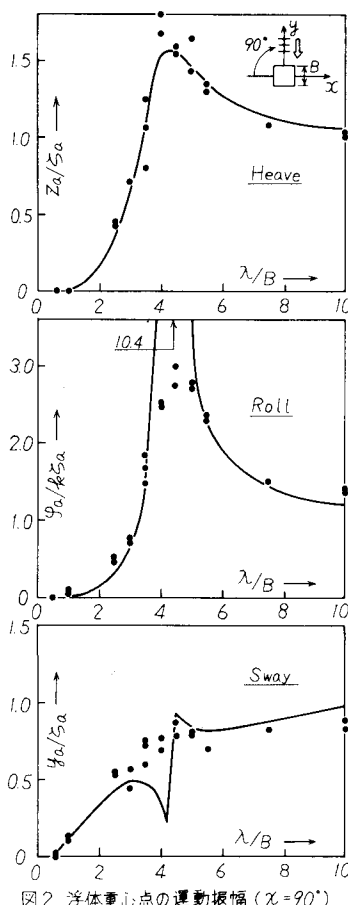


図2 浮体重心点の運動振幅 ($\chi=90^\circ$)

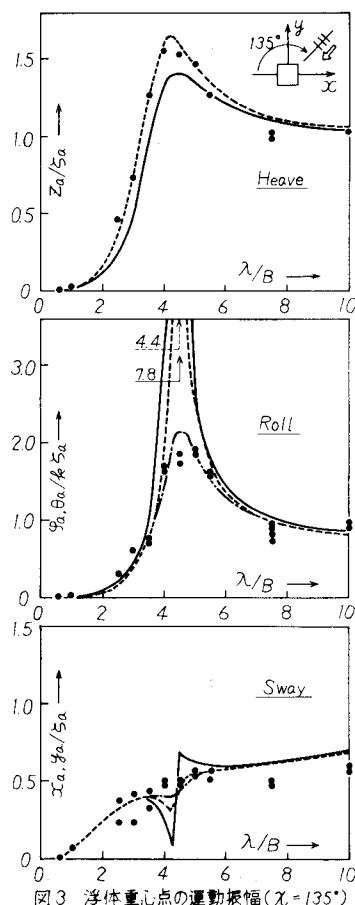


図3 浮体重心点の運動振幅 ($\chi=135^\circ$)