

剛な浮板の応答解に対する浅海長波理論の適用性

大阪市立大学大学院 学生員 ○川口和也

大阪市立大学工学部 正 員 小林治俊

大阪市立大学工学部 正 員 園田恵一郎

① まえがき 波による浮体の動揺問題を物体と流体との相互作用を考慮した厳密な境界値問題として取り扱う場合、長波理論に基づく解析は浅海波理論によるものに比べて速度ポテンシャルに散乱波の項が含まれないため問題の定式化が簡易になり数値および数値解析上有利である。それ故、水理学において一般に認められている長波理論の適用限界—波長と水深の比、即ち相対水深が $1/20$ 以下—が、波による浮体の動揺問題ではどのように変化するかを検討したものである。

② 解法の概要 2次元平面運動を考える。図1に示すように水深 h の水域に幅 $2l$ 、吃水 g_h の矩形浮体が存在し、右方からの入射波により微小運動するものとする。流体は非圧縮性の完全流体における微小振幅の非回転運動とする。図1に示すように流体領域を $x=\pm l$ で[I], [II], [III]に分けると各々の領域における流体の速度ポテンシャルは自由水面と水底、または浮板の下面と水底における境界条件を満足するラプラスの方程式の解として表1のように与えられる。^{1,2,3)} これらの速度ポテンシャルに含まれる未定

— 図 1 —

— 表 1 —

	ϕ_1	ϕ_2	ϕ_3
浅海波理論	$\{Ae^{ik(x-l)} + Be^{-ik(x+l)}\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}$ $+\sum_{m=1}^{\infty} C_m e^{-km(x-l)} \frac{\cos km(z+h)}{\cos kmh}$	$\sum_{r=0}^{\infty} \{H_r \frac{\cosh Rr}{\cosh Rl} + I_r \frac{\sinh Rr}{\sinh Rl}\} \cos R(z+gh)$ $+2i\frac{h}{l} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(\mu_s h)^2} \frac{\cosh \mu_s(z+h)}{\sinh \frac{\pi}{2} \mu_s h} \times$ $\left\{ \eta_0 h \cosh \mu_s x + \left(\frac{h}{l}\right)^2 \omega^2 l^2 \frac{\sin \mu_s x}{\mu_s h} \right\}$	$J e^{ik(x+l)} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}$ $+\sum_{m=1}^{\infty} L_m e^{km(x+l)} \frac{\cos km(z+h)}{\cos kmh}$
長波理論	$Ae^{ik(x-l)} + Be^{-ik(x+l)}$	$-\frac{i\sigma}{gh} \left(\frac{1}{6} \omega x^3 + \frac{1}{2} \eta x^2 \right) + C_1 x + C_2$	$J e^{ik(x+l)}$

A, B, C_m , L_m , H_r , I_r , C_1 , および C_2 は速度ポテンシャルの未定係数
 η , ω はそれぞれ浮体の上下揺および回転の複素振幅
 k および km は次式より定まる固有値 $\sigma^2 h/g = kh \tanh kh = -kmh \tan kmh$ (σ は入射波周波数)
 その他の係数は次のとおりである。 $g = 1-g$, $\mu_s = \frac{2s+1}{2l} \pi$, $R = \frac{r\pi}{gh}$

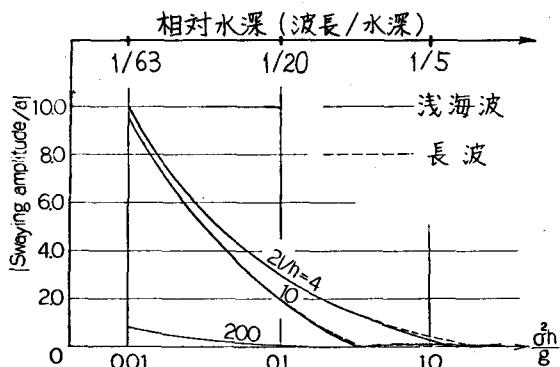
係数は、仮想境界 $x=\pm l$ における圧力および水平流速の連続条件より決定でき、従って浮体の運動や流体力が定まる。浮体の曲げモーメントは浮体の運動に伴う慣性力と水圧から求める。なお式展開の詳細についてはここでは省略するが、浅海波に関しては参考文献(1)および(2)、長波に関しては(3)などを参照されたい。

③ 数値計算と考察 浅海波理論によるポテンシャルは無限級数を含んでいるが、解の収束性から判断して m, r に関する級数は共に第10項までで打ち切った。また静止時の重心位置は $\bar{z}_0 = -3/4 gh$ とした。図2, 3, 4, 5はそれぞれ入射波の周波数 σ と前後揺、上下揺、

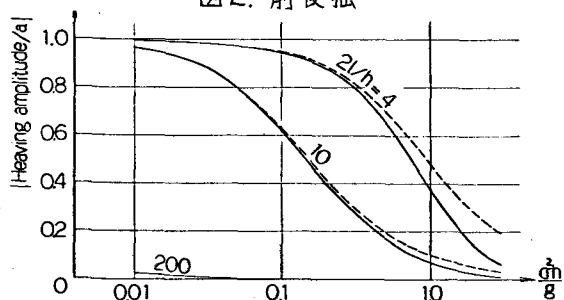
○Kazuya Kawaguchi, Harutoshi Kobayashi and Keiichiro Sonoda

回転, および浮板の最大曲げモーメントの関係を板長/水深の変化に対して示したものである。ここで, a は入射波振幅, ρ は流体密度, g は重力加速度である。前後揺(図2)は両理論によってほとんど差が生じない。上下揺(図3)は一般に言われている長波理論の適用限界(相対水深 $1/20$) 付近で両理論に違いが生じ始め, それ以後は周波数が増加するにつれ長波理論による計算値の方が大きな値を示す。回転(図4)については, 周波数が増加すれば, 長波理論の計算値の方が大きく, 傾向は上下揺と同じであるが, 両理論に差が生じ始める場合の周波数は板長により変化する。最大曲げモーメント(図5)については, 回転の場合とほぼ同じ周波数において両理論に差が生じ, それより周波数が大きくなると長波理論に基づく計算値が増大するのに対して浅海波理論によるものはピークを示したのち, 減少する。浮板の設計という観点から曲げモーメントに対する両理論による計算結果の違いについて注目すると, 差異が10%程度となるのは $2l/h=4, 10, 200$ の場合, それぞれ $\rho h/g = 0.8, 0.4, 0.3$ 付近である。これより長波理論の適用限界は板長によって異なり, 板が非常に長くなれば相対水深 $1/20$ 程度にとどまるが, 板がある程度短い場合には相当広い範囲に対して適用できると言えよう。

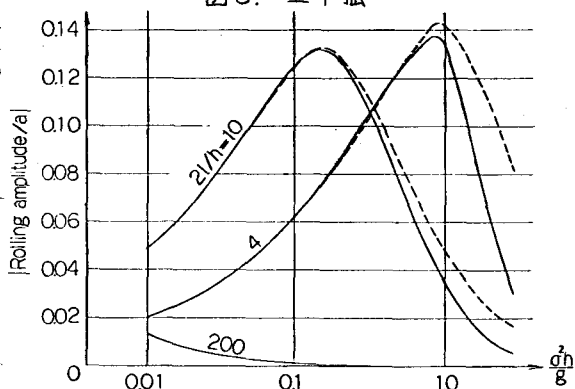
4 参考文献 (1) 井島・田淵・湯村, 有限水深の波による矩形断面物体の運動と波の変形, 土木学会論文報告集第202号, 1972 (2) 小林・園田・川口, 浮板構造の有限水深波による弾性応答, 土木学会関西支部年次学術講演会講演概要 I-12, 1980 (3) 小林・園田, 弾性浮板と浅海長波の相互作用, 土木学会第36回年次学術講演会講演概要集 I-14, 1982



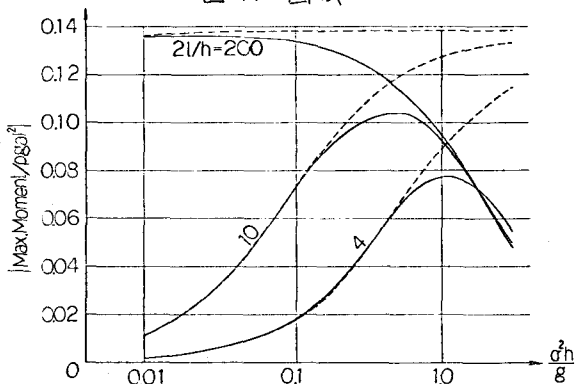
— 図2. 前後揺 —



— 図3. 上下揺 —



— 図4. 回転 —



— 図5. 最大曲げモーメント —