

19246.9.

新海洋工学集録

波圧の中心について

別添正利(改)

1. 主旨

海洋構造物に働く波の力については今日既にかなり多くの研究があり、少くとも実用的にはあまり不便を感じないように見える。しかしながらその解析的理論式はかなり複雑であって一見理解に苦しむのが実情であるように思われる。

さて波の力の動力学的機構に関してはハスキントの公式と共に次の原理があって解析的にも又直観的理解にも有用である。

原理1. 縦長の回転体に働く波の surging (swaying) force と pitching (rolling) moment は同位相である。
従って波圧の中心或は着力点と云うべきものを考える事が出来る。(前進速度はないと考える)

原理2. 波長が充分長い場合、その中心は横方向の附加質量の中心とメタセータ——の中間にある。

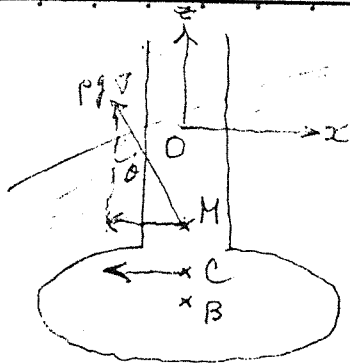
これらは船の rolling の2次元理論を造波理論的に再検討している前に得られたもので、その理論構成を秩序立てるのに大いに役立った。

本文の主旨はこれが垂直軸の周りに対象な回転体についても成立つと言うものである。

2. 説明

原理2の方は2次元の場合と全く同じであって次元図の如き物体が充分長い波を受ける時物体の受ける力はメタセータMに働く静的浮力の変化分と波による水の加速運動に対する反力 (active resistance) である。

前者は船舶算法により水面の傾斜角に依り、又後者は水に相対的に物体が加速運動をした時に働く力と同じとすれば (Rayleigh の長波長近似)、その附加質量に比例するものである。



波高 h の方程式 ζ

$$\zeta = h \cos(kx - \omega t), \quad k = \frac{\omega^2}{g}$$

とすると 原点 O における波傾斜 θ は

$$\theta = \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -Kh \sin(kx - \omega t) \Big|_{x=0} = Kh \sin \omega t$$

同じく O における水粒子の加速度 α は
 ζ に対応する速度ポテンシャル ϕ_0 は $\zeta = \frac{1}{g} \frac{\partial \phi_0}{\partial t}$ であるから

$$\phi_0 = -\frac{g}{\omega} h e^{kz} \sin(kx - \omega t)$$

と与えられ 従って

$$\alpha = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = gKh \sin \omega t$$

となる。

よって静的浮力変動の z 成分 F_z^S は

$$F_z^S = -\rho g V \theta = -\rho g k h V \sin \omega t$$

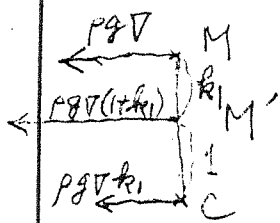
動的成分 F_z^D は

$$F_z^D = -\rho k_1 V \alpha = -\rho g k h k_1 V \sin \omega t$$

但し k_1 は z 方向の附加質量係数とする。

この力は附加質量の中心 C に働くものと考えておこう。

そうすると 合力は M と C の間を $k_1 l$ に内分する点 M' に働くことになる。



一般的に波の強制力を理論計算する為には入射波に対する境界値問題を解いて散乱ポテンシャルを求めて表面上で積分して力をおめるかあるいはハスキントの近似値を利用して surging, pitching の potential を求めその radiation wave height から求める事が出来る筈であるが この時波による z 方向のウエーモーションが同位相になりうるどうかの保証は全くない。

しかしながら長波長ではこのようにして波の力はあつたと M' 点に働く (前後対称の場合) かのようになてよい。

又波長の如何は拘わらず原理1によつて, *swaying force* と *pitching moment* が同位相である事が保証されているが波圧の中心とも言うべき点を常に考える事が出来る。

原理1の証明は2通りあつて、1つは夫々の境界条件を分解して検討し、*Kotchin* 函数(波の強制力と比例する)の虚部と実部の比が等しい従つて全体の比が実になる事つまり同位相である事を示す方法であり、もう一つはいまよりエネルギー積分公式に入れて *diffraction wave* との比較において示す方法である。

いづれにしても *radiation potential* は二つの部分に分かれていて、一つはその運動に固有なものであるがもう一つの部分はその運動によって起される波を自分で散乱させる部分であり、この後者は入射波を散乱させる場合と原理的に異ならない。

従つて *radiation wave* と *diffraction wave* の間には一定の関係があり、その一つがハミルトンの関係であり又そのエネルギー的部分が原理1である。

たゞこのように簡単な形になるのは2次元不変状態と3次元軸対称(垂直軸回りの)物体に限るように見える。

さて元に戻つて図に示すような半浸体ではさらに *BM* は小さい。例えは"円筒の直径 10m , $\nabla = 2,500\text{m}^3$ とすると $BM = \nabla/V \approx 0.2\text{m}$ となる。又 *C* 点も *B* 点の僅か上に乗ると考えられるので *M, C, B* は全体から見てほとんどくっついて見えている。そうすると *B* もしくは *M* は静力学的に容易に振る点であるから全体的に揺る場合は波の力は、*メタセニター* 乃至浮心に働くと考えてよい場合が多いように思われる。

なおこの近似では i はによる上向き力は

$$F_z = \rho g h \{ A_w - K(1 + K_2) \nabla \} \cos \omega t$$

である。 A_w は水線面積、 K_2 は附加質量係数。

又実用的には F_x, F_z には K_1 係数 $\rho g h$ 等を考慮しておけば便利であるのは言うまでもない。

3. *M'* 点の特性.

先づ 2次元問題では M' 点は波長の長い分ではゆるやかに変化し、波長が充分短い分では水面下 $\pi/2\pi$ の分に来る。ルイス断面ではそれによっても全浮の変化は僅かなものである。

次に M' 点で物体を支えると明らかに波の強制モーメントは 0 になる。一方バスキットの公式によりダムペンギンは波の強制モーメントの自乗に比例するからこの時ダムペンギンはなくなる。

(普通の船の場合はつまり固有振動数がないときにはピッチングモーメントが 0 になってダムペンギンは 0 にならない)

この事は上下動における波無し同波数におけると同じであつて、違つてゐるのは今の場合は任意の同波数において M' とする点、いわば波無し点が存在するとする事である。

これはローリングの研究において菱田教授が波を出さない点として見出されたものである。

4. おわりに

どのような原理を採用入れど解析上も便利であり、又運動方程式を立てるのも容易になり、それ以上に直観的的理解を助ける力がある。

近時計算機の普及に伴い、従来は考えも及ばなかつた問題が解けるようになって来たので計算式はかえさうに精密且複雑になつて来ている。その結果問題の見過しが非常に難しく結果の予想については見当もつかないような事が多くなつて来ているように思う。

波の強制力についての上述のような動力的構造は問題を簡略化すると同時にその概念的な理解を助けて大いに便を供するものではないだろうか。

いへ

参考文献

1. 田中進, 海洋技術開発 ; 昭和45年度調査報告書, 昭46.5
2. 田中進研 ; SR87 報告書, 造船研究51, 昭41.3
3. 別所 ; 防大論文紀要 vol.3 No.1 (昭40.5), vol.3 No.3 (昭41.1)
vol.3 No.2 (昭40.7), 同英文紀要 vol.8 No.1 (1968)

"波圧の中心について"

別所正利 (改訂)

1. 主旨

海洋構造物に働く波の力については今日既にかなり多くの研究があり、少くとも実用的にはあまり不便を感じないように見える。しかしながらその解析的理論式はかなり複雑であって一見理解に苦しむのが実情であるように思われる。

さて波の力の動力学的機構に関してはハスキントの公式と共に次の原理があって解析的にも又直観的理解にも有用である。

原理1. 縦長の回転体に働く波の surging (swaying) force と pitching (rolling) moment は同位相である。従って波圧の中心或は着力点と云うべきものを考える事が出来る。(前進運動はないと仮定)

原理2. 波長が充分長い場合、その中心は横方向の附加質量の中心とメタセータの中間にある。

これらは船の rolling の2次元理論を造波理論的に再検討している間に得られたもので、その理論構成を秩序立てるのに大いに役立った。

本文の主旨はこれが垂直軸の廻りに対象を回転体についても成立つと云う事である。

2. 説明

原理2の方は2次元の場合と全く同じであって、波長 λ の如き物体が充分長い波を受けるとき、物体に受ける力はメタセータ M に働く静的浮力の変化分と波による水の加速運動に対する反力 (active resistance) である。

前者は船舶算法により水面の傾斜角に比例し、又後者は水に相対的に物体が加速運動をした時の抵抗力と同じとすれば (Rayleigh の長波長近似)、その附加質量に比例するべきである。

又波長の如何によらず原理1は、swinging force と pitching moment が同位相である事が保証される。波圧の中心とも言うべき点を常に考える事が出来る。

原理1の証明は2通りあって、1つは天の境界条件を分解して検討はKotelnikの散(波の強制力による)の実際の応答の比が等しい従って全体に於て実になる事つまり同位相である事を示す方法であり、もう一つはいまよりコンクリート積分公式に入れて diffraction wave との比較において示す方法である。

いづれにしても radiation potential は二つの部分に分かれていて、一つはその運動に固有なものであるがもう一つの部分はその運動によって起される波を自分で散乱させる部分であり、この後者は入射波を散乱させた場合と原理的に異ならない。

従って radiation wave と diffraction wave の間には一定の関係があり、その一つがハミルトンの関係であり又その二つからなる部分が原理1である。

たゞこのように簡単に開くになるのは二次元形状と三次元軸対称(垂直軸回りの)物体に限るように見える。

とて元に戻って図に示すような半円浮体では、BMは小さい。例えは"内筒部の直径 10m, $V=2.5 \times 10^4 m^3$ とすると $BM=2/V \approx 0.2 m$ とする。又C点もB点の僅か上に来ると考えられるので M.C.B は全体から見てとるとごくぐっついているように見える。そうするとBもしくはMは静力学から容易に決まる点であるから、全体的に見る場合は波の力はメタセントーBを浮心に動かすと考えたより場合が多いように思われる。

なおこの近似では付加による附加力

$$F_z = \rho g \{ A_m - K(1+K)V \} \cos \omega t$$

である。 A_m は水線面積、 K は附加係数係数。

又実用的には F_x, F_z による係数を等置を置いておけば便利であると言う事が出来る。

3. M'点の特性

先づ 2次元問題では M 点は波長の長い部分ではゆるやかに変化し、波長が充分短い部分では水面下 $\pi/2\pi$ の部分に来る。ルイス断面ではそれ以外にも全体的な変化は座標変換がある。次に M 点で物体を支えると明らかに波の強制モーメントは 0 になる。一方ハスケットの公式によりダムペニングは波の強制モーメントの自乗に比例するからこの時ダムペニングはなくなる。

(普通の船の場合にはつまり固有振動数がない時にはピッチングモーメントが 0 になってもダムペニングは 0 にならない)

この事実が上下動における波無し固有振動におけると同いであつて、違つてゐるのは今の場合は任意の固有振動において M' とする点、いわば波無し点が存在するとする事である。

これはローリングの研究において夢田教授が波を出さない点として見出されたものである。

4. おわりに

どのような原理を採用入れど解析上も便利であり、又運動方程式を立てるのも容易になり、それ以上に直観的の理解を助ける力がある。

近時計算機の普及に伴い、従来は考え及ばなかつた問題が解けるようになって来たので計算式はかえなかに精密且つ複雑になって来ている。その結果問題の見通しが非常に難しく結果の予想については見当もつかないような事が増えて来ているように思う。

波の強制力についての上述のような動的な構造は問題を単純化すると同時にその概念的な理解を助けて大いに便を及ぼすものではないだろうか。

山本

参考文献

1. 日理連、海洋技術開発会；昭和45年度調査報告書、昭46.5
2. 日理連研；SR87 報告書、海洋調査 1、昭47.3
3. 別所；日本文献紀要 vol.3 No.1 (昭46.5), vol.3 No.2 (昭46.11)
vol.3 No.2 (昭46.7), 国英文紀要 vol.8 No.1 (1968)