

多関節船の波浪中応答特性に関する研究

上野道雄*・渡辺 巖*・沢田博史*

A Study on Response of A Multiply Hinged Ship in Waves

By

Michio UENO, Iwao WATANABE, Hiroshi SAWADA

Abstract

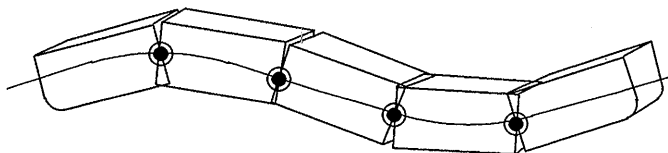
A study is given for characteristics of response of a multiply hinged ship in waves. A prediction method for the response based on the strip method is presented. An experiment of a model ship in various hinge number conditions is carried out to show that measured data of its motion, relative wave height, vertical shearing force at hinge and added resistance in waves supports the prediction method presented here. An analysis of response of a multiply hinged ship with cylindrical hull at zero speed explains phenomena observed in the experiment.

1. 結 言

本研究ではヒンジ連結された複数の浮体群を船体に縦方向回転自由の関節を有する多関節船(1.1図参照)としてとらえてその波浪中応答特性を調べる。

船体に関節を設けるというアイデアは古くは船舶の運航効率の向上を目的として、次いで船舶の大型化に伴って主として波浪縦荷重軽減を目的として考案された^{1),2)}。後者の目的を持った実用化船を著者は知らないが、前者の目的を持ち実用化されている船としては、

ヒンジ連結されたタグ、バージの輸送システム³⁾が上げられる。一方、関節を持つ船体を輸送手段としてではなく海洋エネルギー吸収の手段^{4),5)}としてあるいは荷役用のバージシステム⁵⁾として取り上げた研究もある。このように、船体に関節を有する船はいくつかの目的を持って研究がなされている。しかし、いずれも目的が限定されているために、これらの研究から関節を持つ船の波浪中応答の特徴をつかむことは困難である。船体に関節を設けることによってどのような応答特性の変化が現れるのかといったことが明らかになれ



1.1図 多関節船概念図

* 運動性能部

原稿受付：平成元年10月31日

ば多関節船の応用範囲はさらに広がるものと期待される。

本研究では多関節船の波浪中応答特性を広く調べ、もって多関節船利用の可能性拡大を探る。特にこれまで研究例がないと思われる多関節船による波浪中抵抗増加の低減化について検討する。船体に関節を設けることによって波浪中での波と船との相対運動が小さくなれば波浪中抵抗増加の小さい船が実現できる可能性があると考えられるからである。

本研究の一部としてすでに報告した実験結果⁶⁾によれば、船体に関節を設けることによって1体型すなわち通常の船には見られない大きなピークが船体運動に現れるということがわかったものの、この実験では模型浮体間の隙間が運動の大きさに比べて狭すぎたために波浪中抵抗増加を十分な精度で計測することができなかった。その後、改造した模型船による実験の実施ならびに多関節船の船体運動等推定計算プログラムの開発を行って模型船型についてその波浪中特性を調べてきたが、船体に設けた関節が波浪中抵抗増加の低減化につながるという結果は模型船型については得られなかった。しかしながら仮想的な船型を対象とした比較計算結果²⁾では波浪中特性に優れた多関節船の存在可能性が示された。以上の経緯を踏まえ、本報告ではまず多関節船の波浪中応答推定法の考え方を示し、次に模型船改造後に実施した実験の結果との比較検討によってその推定法の検証を行う。そしてさらに、単純な形状を持つ多関節船の波浪中応答特性を考えることによって実験結果と計算結果に現れた現象を考察し、多関節船の波浪中応答特性に寄与する要因について考える。

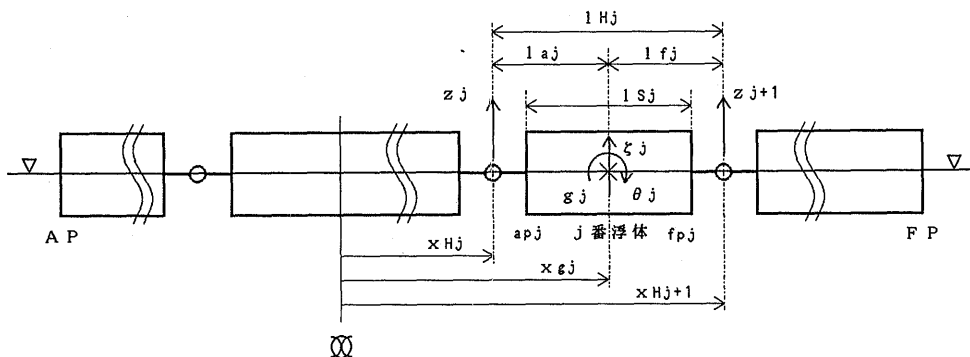
2. 多関節船の波浪中応答推定法

ヒンジ連結された M 個の浮体からなる船の規則波中の応答をストリップ理論を基礎に考える。連結部は縦方向の回転が自由であるとする。2.1 図に座標系を示す。浮体番号 (1 ~ M) とヒンジ番号 (1 ~ M + 1) は船尾側からつけることとする。ここでヒンジ番号は船首端、船尾端を含めることとする。原点を船体中央におく船長方向座標 x を船体中心線上にとり、 x_{gj} , x_{Hj} を j 番浮体のそれぞれ重心座標、後部ヒンジ座標とする。 x_{H1} は船尾端、 x_{HM+1} は船首端の座標を表すことになる。 l_{Sj} は j 番浮体の流体力を受ける部分の長さを表す。この l_{Sj} の後端を ap_j 、前端を fp_j とする。そしてこの l_{Sj} の部分のみに j 番目の要素浮体の質量が存在しているものと仮定する。 l_{aj} , l_{fj} は j 番浮体のそれぞれ後部ヒンジから重心までの、前部ヒンジから重心までの距離を表す。 $l_{Hj} (= l_{aj} + l_{fj})$ は j 番浮体の後部ヒンジから前部ヒンジまでの距離を表す。運動については、 j 番浮体の上下揺れ (上向き正) を ζ_j 、横揺れ (船首下げ正) を θ_j とし、縦運動のみを考えることとする。

2.1 船体運動

船体運動は線形理論の範囲内で考えることとし、要素浮体間の流体力学的相互干渉はないと仮定する。各浮体が連結されていない状態での j 番浮体の規則波における運動方程式は通常の船に対する線形理論によれば以下のように表わせる。

$$\begin{aligned} A_{11j}\ddot{\zeta}_j + A_{12j}\dot{\zeta}_j + A_{13j}\zeta_j + A_{14j}\dot{\theta}_j \\ + A_{15j}\dot{\theta}_j + A_{16j}\theta_j = F_{3j} \\ A_{21j}\ddot{\zeta}_j + A_{22j}\dot{\zeta}_j + A_{23j}\zeta_j + A_{24j}\dot{\theta}_j \\ + A_{25j}\dot{\theta}_j + A_{26j}\theta_j = F_{5j} \end{aligned} \quad (2.1.1)$$



2.1 図 座標系

F_{3j} と F_{5j} はそれぞれ波強制力の上下方向の力, 縦方向モーメントを表す。左辺の A_{11j} 等の係数および右辺の F_{3j} , F_{5j} の内容を付録に示す。付録およびこれ以降において m は船の質量, S は付加質量, N は減衰係数, b は船の半幅, σ は船の断面積係数, d は船の喫水のそれぞれ船長方向分布を表す。また, h_a は入射波振幅 (実数), k は波数, ω は入射波の角周波数, ω_e は波と船との出会い角周波数, χ は波と船との出会い角 (180° を正面向い波とする), V は船速をそれぞれ表す。なお, i は虚数単位を表し, 添字の j は船尾から j 番目の要素浮体に関する量であることを表す。

入射波 (h) による水面変位を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} h &= h_a e^{i(\omega_e t - k \cos \chi \cdot x)} \\ &= h_a e^{i(\omega_e t - k_s x)} \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

この入射波の定義に従い運動および外力について以下のように複素振幅を導入する。

$$\begin{aligned} \zeta_j &= \zeta_{aj} e^{i\omega_e t}, \quad \theta_j = \theta_{aj} e^{i\omega_e t} \\ F_{3j} &= F_{3aj} e^{i\omega_e t}, \quad F_{5j} = F_{5aj} e^{i\omega_e t} \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

これらを用いて (2.1.1) 式を書き改め, 両辺を時間に関する項で除して次式を得る。

$$\begin{aligned} &(-\omega_e^2 A_{11j} + i\omega_e A_{12j} + A_{13j}) \zeta_{aj} \\ &+ (-\omega_e^2 A_{14j} + i\omega_e A_{15j} + A_{16j}) \theta_{aj} = F_{3aj} \\ &(-\omega_e^2 A_{21j} + i\omega_e A_{22j} + A_{23j}) \zeta_{aj} \\ &+ (-\omega_e^2 A_{24j} + i\omega_e A_{25j} + A_{26j}) \theta_{aj} = F_{5aj} \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

これを系全体について行列表示すれば以下のように表される。

$$\mathbf{KX} = \mathbf{F} \quad (2.1.5)$$

ここで

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} \mathbf{k}_1 & \mathbf{0} \\ & \ddots \\ \mathbf{0} & \mathbf{k}_M \end{bmatrix}, \quad \mathbf{X} = \begin{bmatrix} \mathbf{x}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{x}_M \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{f}_M \end{bmatrix} \quad (2.1.6)$$

ただし

$$\mathbf{k}_j = \begin{bmatrix} -\omega_e^2 A_{11j} + i\omega_e A_{12j} + A_{13j} \\ -\omega_e^2 A_{21j} + i\omega_e A_{22j} + A_{23j} \\ -\omega_e^2 A_{14j} + i\omega_e A_{15j} + A_{16j} \\ -\omega_e^2 A_{24j} + i\omega_e A_{25j} + A_{26j} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{x}_j = \begin{bmatrix} \zeta_{aj} \\ \theta_{aj} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}_j = \begin{bmatrix} F_{3aj} \\ F_{5aj} \end{bmatrix} \quad (2.1.7)$$

次に各浮体を回転自由なヒンジで連結したとすると, 相前後する要素浮体を連絡するヒンジ変位が等しいという拘束条件が必要となる。先述したように要素浮体間の流体力学的相互干渉がないと仮定すると, これは j 番浮体の ζ_{aj} と θ_{aj} について以下の条件を加えることに相当する。

$$\begin{aligned} \frac{1}{I_{Hj}} z_{aj} + \frac{1}{I_{Hj}} z_{aj+1} &= \zeta_{aj} \\ \frac{1}{I_{Hj}} z_{aj} - \frac{1}{I_{Hj}} z_{aj+1} &= \theta_{aj} \end{aligned} \quad (2.1.8)$$

ここで z_{aj} は, 船尾から j 番目のヒンジの上下揺れ (z_j ; 上向きを正) を

$$z_j = z_{aj} e^{i\omega_e t} \quad (2.1.9)$$

と表したときの複素振幅を表す。ただし船尾端で $j = 1$, 船首端で $j = M + 1$ である。

(2.1.8) 式の条件を系全体について行列表示すれば以下のように表される。

$$\mathbf{TZ} = \mathbf{X} \quad (2.1.10)$$

ここで

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{t}_1 & & \mathbf{0} \\ & \ddots & \\ \mathbf{0} & & \mathbf{t}_M \end{bmatrix}, \quad \mathbf{Z} = \begin{bmatrix} z_{a1} \\ \vdots \\ z_{aM+1} \end{bmatrix} \quad (2.1.11)$$

ただし

$$\mathbf{t}_j = \begin{bmatrix} 1_{fj}/1_{Hj} & 1_{aj}/1_{Hj} \\ 1/1_{Hj} & -1/1_{Hj} \end{bmatrix} \quad (2.1.12)$$

(2.1.10) 式を用いて系の変位を各浮体の上下揺れ, 縦揺れの振幅から船首, 船尾を含むヒンジ位置での上下揺れの振幅に変換して自由度を縮小⁹⁾すると (2.1.5) 式は以下のように変換される。

$$\tilde{\mathbf{K}}\mathbf{Z} = \tilde{\mathbf{F}} \quad (2.1.13)$$

ここで

$$\tilde{\mathbf{K}} = \mathbf{T}^T \mathbf{K} \mathbf{T}, \quad \tilde{\mathbf{F}} = \mathbf{T}^T \mathbf{F} \quad (2.1.14)$$

ただし行列を表す記号の右肩の添字 T はその行列の転置行列を表す。従って

$$Z = \tilde{K}^{-1}\tilde{F} \quad (2.1.15)$$

よって多関節船の船体運動がヒンジ部の上下揺れ振幅という形で求められ、さらにこれを (2.1.10) 式を用いて変換することによって各要素浮体の上下揺れ振幅、縦揺れ振幅を求めることができる。

2.2 相対水位変動

相対水位変動 (h_r) については船体の運動による発散波および船体による入射波の反射は考えず、次式で表されるとおり入射波による水面変位と船体運動との差から簡易的に推定することとする。この推定法でも縦波中の船側部においては良い推定値を与えるものと考えられる。

$$\begin{aligned} h_{r(x)} &= h_{(x)} - (\zeta_j - x\theta_j) \\ &= h_{ra(x)}e^{i\omega_e t} \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

ただし ζ と θ の添字 j は $x_{Hj} \leq x \leq x_{Hj+1}$ を満足する j をとることとする。 h_{ra} は相対水位変動の複素振幅を表す。

2.3 ヒンジ部縦剪断力

船の大型化に伴って船体の縦強度緩和の手段として船体に関節を設けることが考案²⁾された。縦方向回転自由なヒンジ連結の場合にはヒンジ部で縦曲げモーメントは 0 になり、ここでは縦剪断力を連絡するだけになるからである。2.2 図に示すように要素浮体に働く波強制力と浮体の運動による慣性力の上下方向の力と縦方向モーメントの和をそれぞれ P_s, L_s と表したとき、ヒンジ部に動く上下方向の力を P_H と表すと、これは P_s のみを用いて次式で求められる。

$$\begin{aligned} P_{H1} &= 0 \\ P_{Hj+1} &= \sum_{n=1}^j P_{sn} \quad (1 \leq j \leq M) \end{aligned} \quad (2.3.1)$$

ここで P_s, L_s は次式で求められる。

$$\begin{bmatrix} P_{s1} \\ L_{s1} \\ \vdots \\ P_{sM} \\ L_{sM} \end{bmatrix} = F - KX \quad (2.3.2)$$

上式を計算すると、船首端では $P_{HM+1} = 0$ となる。

2.4 波浪中抵抗増加

船体に関節を設けて船体運動の自由度を増すことによって波浪中にある船体に波面に沿うような運動をさせることができれば船の波浪中抵抗増加を減少させられると考えられる。ここでは波浪中抵抗増加 (R_{AW}) がもっとも大きいと思われる正面向い波中のみを考え、波と船体との相対運動に基づく成分 (R_{AW0}) と船首の反射波に基づく成分 (R_{AW1}) に分けて次式にて表す。

$$R_{AW} = R_{AW0} + R_{AW1} \quad (2.4.1)$$

まず第 1 項の波と船体との相対運動に基づく成分 (R_{AW0}) については、要素浮体間の流体力学的相互干渉はないと仮定して、丸尾、石井の簡易化公式¹⁰⁾に従って次式で計算する。

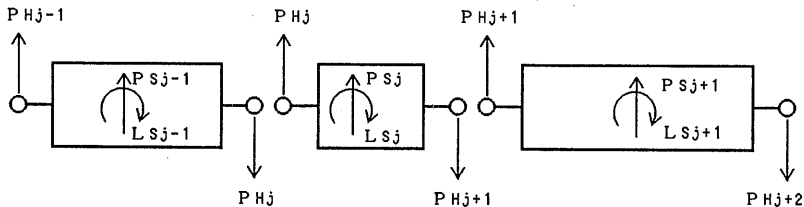
$$R_{AW0} = 8\pi^2 \rho \sum_{n=1}^M \int_{apn}^{fpn} (i s_n^* \frac{ds_n}{dx} + k |s_n|^2) dx \quad (2.4.2)$$

s は

$$\begin{aligned} s_j &= -\frac{i}{4\pi} \frac{g}{\omega_e^2} \bar{A}_{Hj(x)} e^{i\phi_{Hj}(x)} \cdot \frac{1}{2b_j(x)} \left(i\omega_e - V \frac{\partial}{\partial x} \right) \\ &\quad \times \{ 2b_j(x)(\zeta_{aj} - x\theta_{aj}) - 2b_j(x)h_{r(x)} \} \\ &= \frac{i}{4\pi} \frac{g}{\omega_e^2} \bar{A}_{Hj(x)} e^{i\phi_{Hj}(x)} \frac{1}{2b_j(x)} \left(i\omega_e - V \frac{\partial}{\partial x} \right) \\ &\quad \times (2b_j(x)h_{r(x)}) \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

で定義される。ここで A_H は発散波振幅比、 ϕ_H はその位相をそれぞれ表し、 s^* は s に共役な複素数を表す。

第 2 項の船首の反射波に基づく成分 (R_{AW1}) については藤井、高橋の方法¹¹⁾に従って次式で計算する。



2.2 図 要素浮体とヒンジに働く力

$$R_{Aw1} = \alpha_1 (1 + \alpha_2) \frac{1}{2} \rho g h_a^2 B_m \overline{\sin^2 \beta} \quad (2.4.4)$$

ただし

$$\alpha_1 = \frac{\pi^2 I_1^2 (k d_m)}{\pi^2 I_1^2 (k d_m) + K_1^2 (k d_m)}, \quad \alpha_2 = 5\sqrt{F_n}$$

$$\overline{\sin^2 \beta} = \frac{1}{B_m} \int_{-B_m/2}^{B_m/2} \sin^2 \beta dy \quad (2.4.5)$$

ここで B_m と d_m はそれぞれ船の型幅と型喫水を表し、 β は船体中心線と船首部水線面の接線のなす角度を表す。 y 座標は原点を船体中心線状に持ちこれに直交する船の幅方向の座標である。 I_1, K_1 はそれぞれ第1種および第2種の変形ベッセル関数を表す。

3. 実験による推定法の検証

3.1 供試模型船および実験状態

3.1.1 供試模型船

多関節船模型を3.1図に示す。図に示すように模型船は4つの要素浮体から構成される前後対称な形状の多関節船である。各浮体は個々に喫水調整を行った後喫水線高さにあるヒンジで連結されているので平水中静止時にはヒンジに力は働かない状態にある。また、3箇所のヒンジ上部の模型船デッキ上に鉄製のアングルを配置して任意のヒンジを固定することによって分割状態を変えることができる。

3.1.2 実験状態

3.2図に実験状態の概略を示す。正面向い波中で $F_n = 0., 0.05, 0.1$ の3種類の船速で実験を行った。各要素浮体の排水量 (Δ) 及び要素浮体の浮力を受ける

部分の長さで無次元化した縦慣動半径 (x'_{yy}) は図中に示すとおりである。図中 Δ_0 は総排水量を表す。

計測項目は、船体運動と相対水位、ヒンジ部縦剪断力、波浪中抵抗増加である。船体運動としては、船首尾端及びヒンジ位置の加速度計により上下変位の振幅を求めた。相対水位の計測位置はFP 船体中央線及びS.S. 6.23 船側部である。ヒンジ部縦剪断力は船体中央部のヒンジ位置で計測した。波浪中の抵抗については、3.2図に示すように、これをバランスウェイトとばねの力で釣り合わせて抵抗計測用の検力計で計測した。ばねは2本用いており、各1本のばね定数は1.22 (m/kg) である。模型船の曳航点は喫水線高さである。

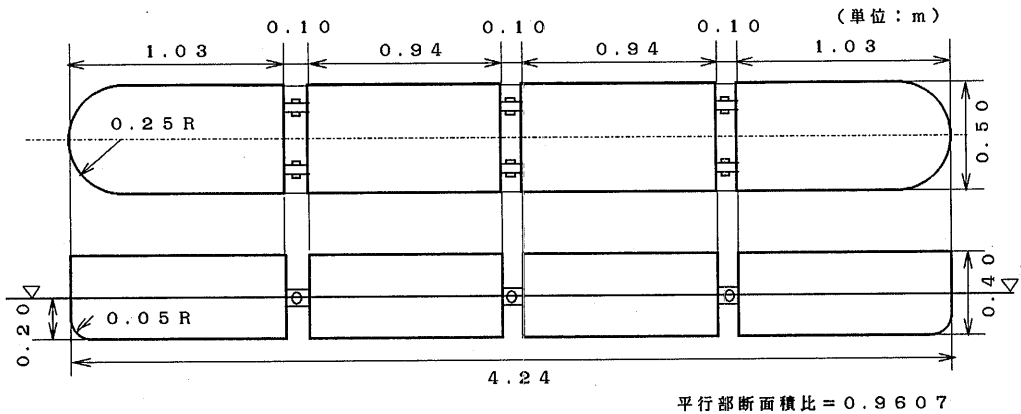
模型船の分割状態は3.3図に示すとおり4, 3, 2分割型と1体型の4種類である。図中の点線で示したヒンジ位置が固定された位置を表す。3分割型以外は前後対称な分割状態となっている。なお、固定されたヒンジ位置の要素浮体間への水の出入りは自由とした。

3.2 実験および計算結果

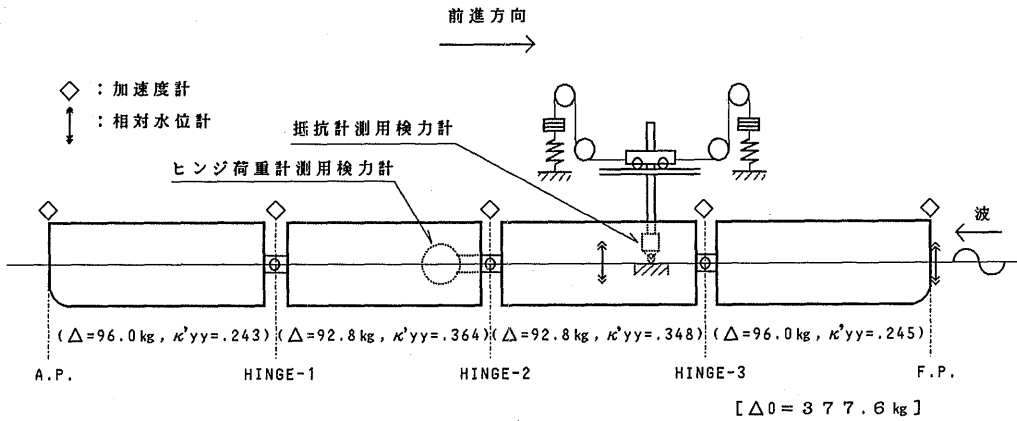
実験結果と計算結果とを比較検討することによって2章で述べた推定計算法の検証を行う。実験値が所々バラついているのは主として水槽の側壁影響であると思われる。また、今回の前進速度のある場合の実験を観察したところによると、前進速度を有する場合の船尾付近の流れが滑らかでなく剝離に伴う渦の流出が観測されたが、この現象が計測値にどのような影響を及ぼしたかについては明らかでない。

3.2.1 船体運動

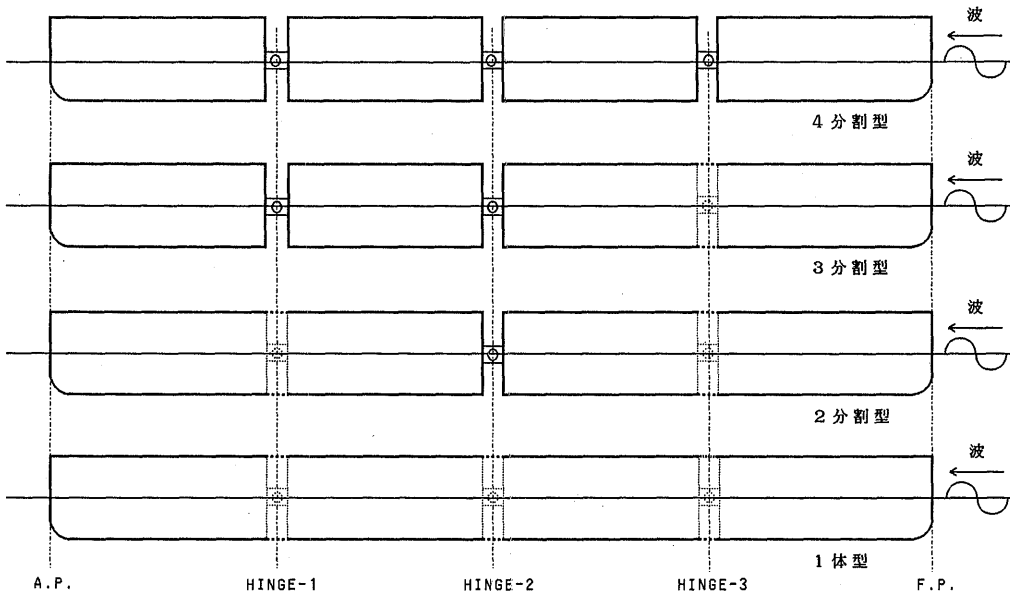
船首尾端と3箇所のヒンジ位置での上下揺れ応答を



3.1図 多関節船模型



3.2図 多関節船実験状態



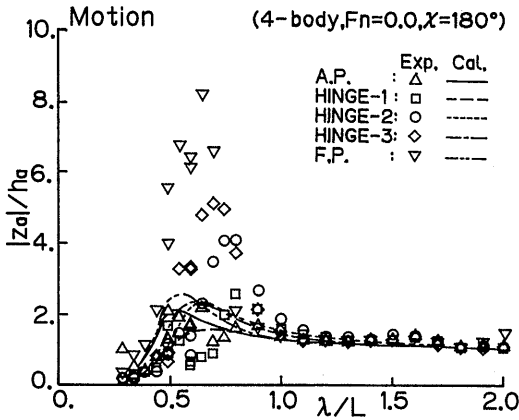
3.3図 多関節船模型分割状態

$F_n = 0., 0.05, 0.1$ の順に3.4, 3.5, 3.6図に示す。縦軸は船首尾端と各ヒンジ位置での上下揺れ振幅と入射波振幅の比, 横軸は波長船長比である。第3.3図に示したように, 3分割型では HINGE-3, 2分割型では HINGE-1と HINGE-3, 1体型では HINGE-1と HINGE-2, HINGE-3が各々の状態での固定ヒンジである。

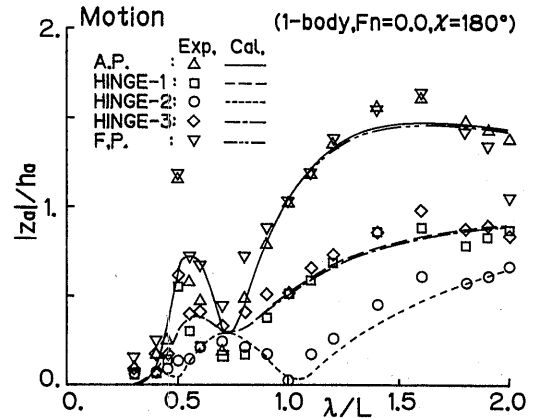
まず船速がある場合も含めて分割数の違いが運動に及ぼす影響を見ると, 分割数が増すほど運動のピーク

が大きくなるとそのピーク位置が短波長側に寄る傾向が概略見られる。分割数が多い状態ほど波長が長くなるにしたがって応答が早く1に近付くという傾向も見られる。また, 固定ヒンジ位置での応答が船首尾端及び可動ヒンジ位置での応答に比べて格段に小さな応答となっている。船速の影響は全体として応答が大きくなるとピークが長波長側に移動する傾向に現れている。

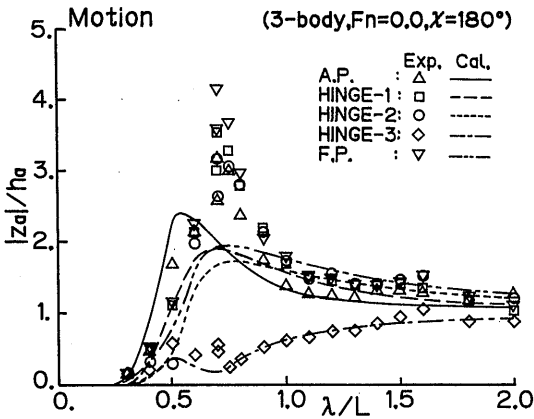
推定計算結果は分割数が多くなるほど特に船首端に



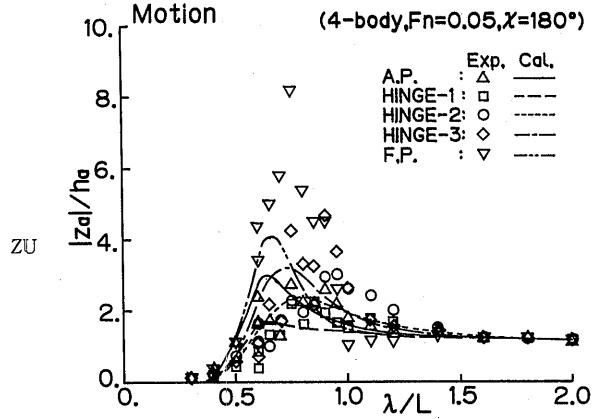
3.4.1 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (4分割型, $F_n=0.0$)



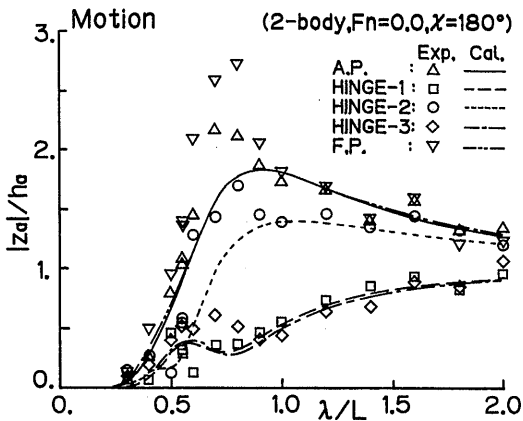
3.4.4 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (1体型, $F_n=0.0$)



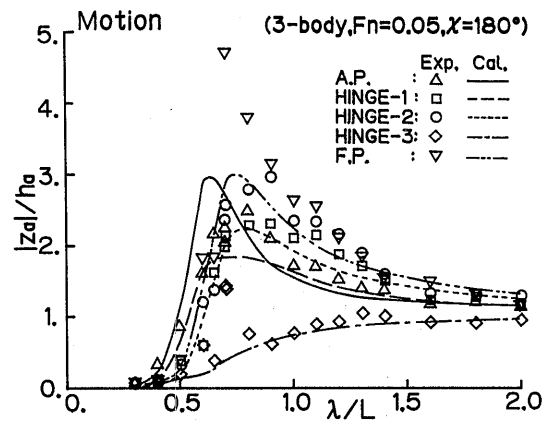
3.4.2 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (3分割型, $F_n=0.0$)



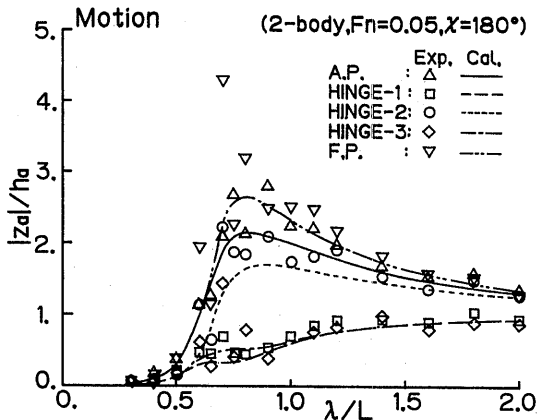
3.5.1 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (4分割型, $F_n=0.05$)



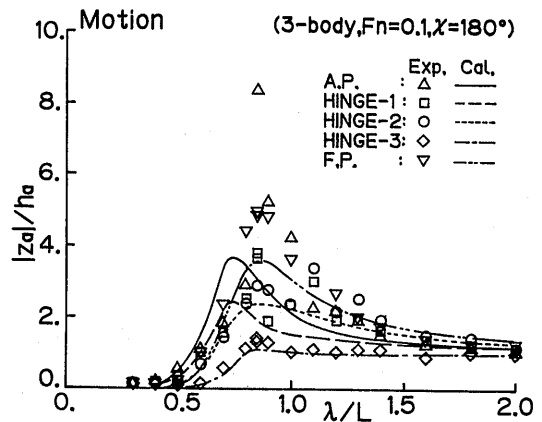
3.4.3 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (2分割型, $F_n=0.0$)



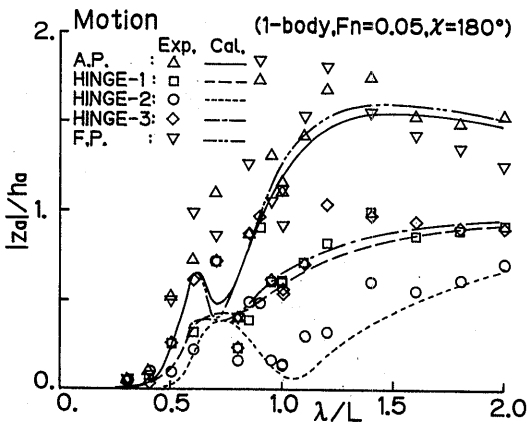
3.5.2 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (3分割型, $F_n=0.05$)



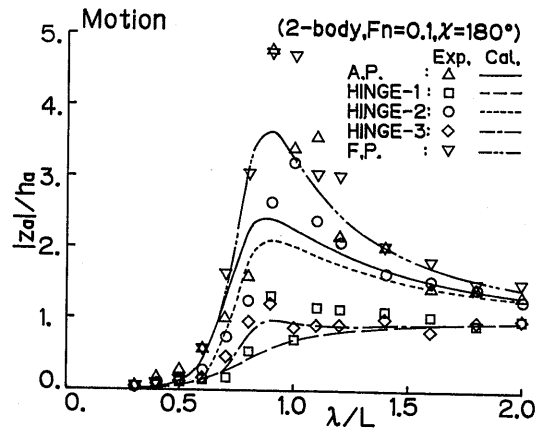
3.5.3 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (2分割型, $F_n=0.05$)



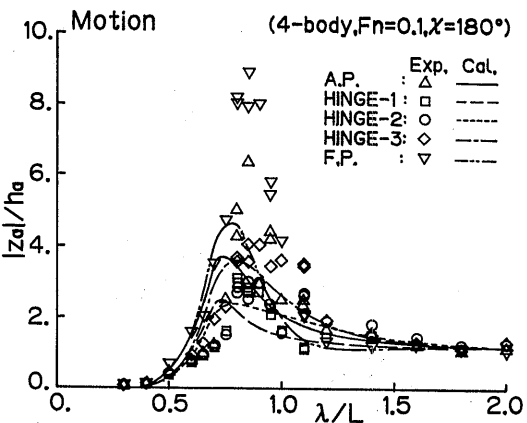
3.6.2 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (3分割型, $F_n=0.1$)



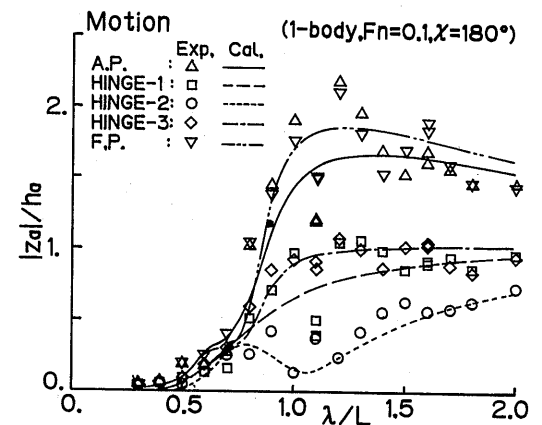
3.5.4 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (1体型, $F_n=0.05$)



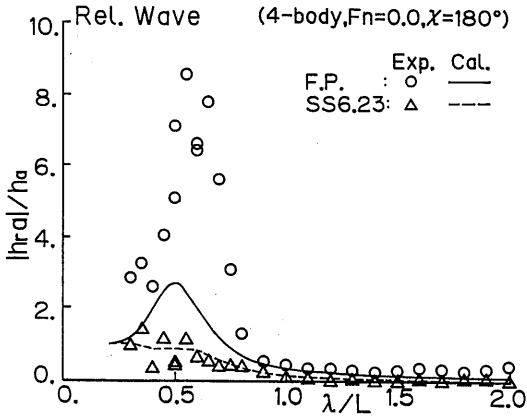
3.6.3 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (2分割型, $F_n=0.1$)



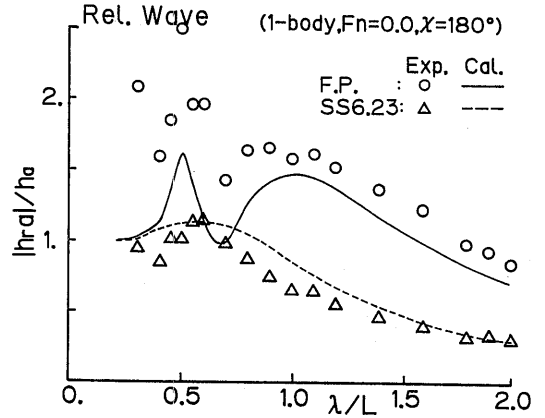
3.6.1 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (4分割型, $F_n=0.1$)



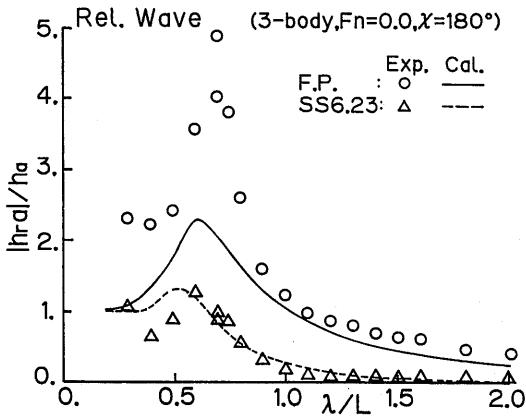
3.6.4 図 船首尾端およびヒンジ位置上下揺れ振幅応答 (1体型, $F_n=0.1$)



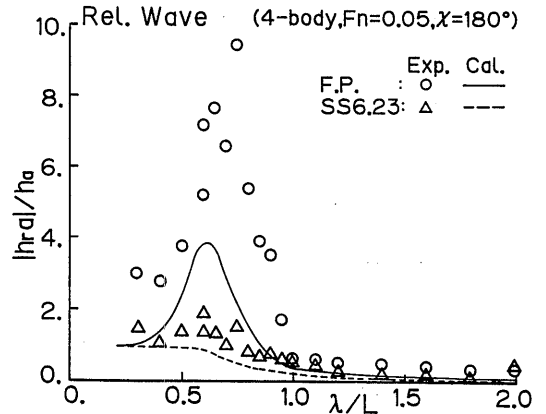
3.7.1 图 相对水位振幅应答(4分割型, $F_n=0.0$)



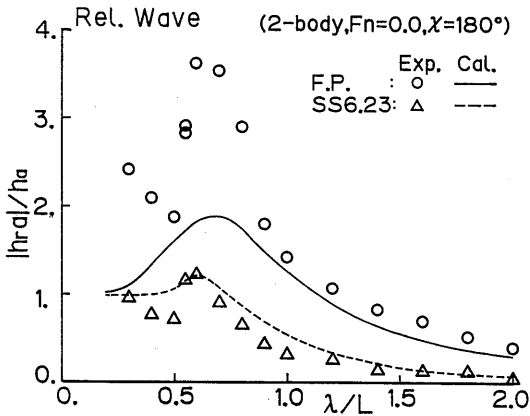
3.7.4 图 相对水位振幅应答(1体型, $F_n=0.0$)



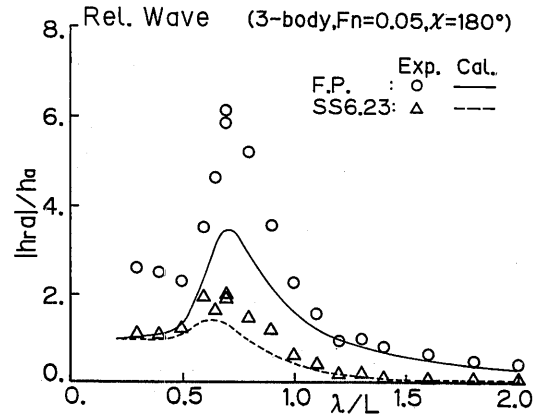
3.7.2 图 相对水位振幅应答(3分割型, $F_n=0.0$)



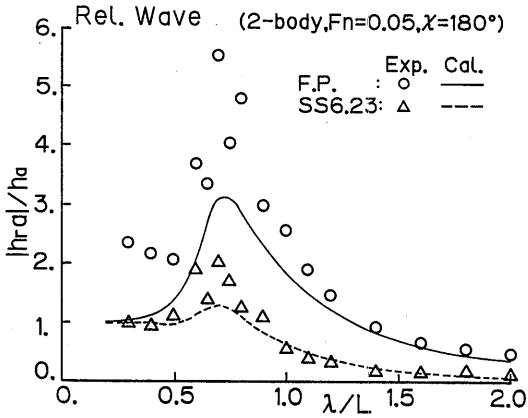
3.8.1 图 相对水位振幅应答(4分割型, $F_n=0.05$)



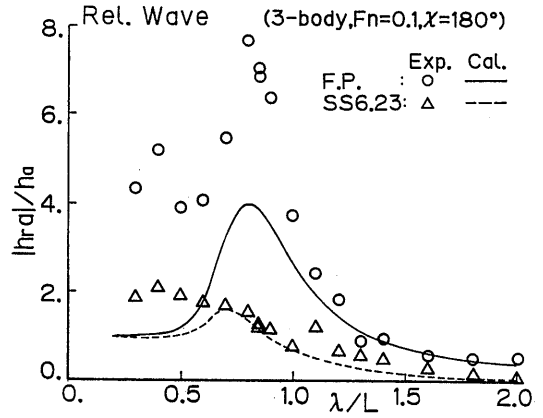
3.7.3 图 相对水位振幅应答(2分割型, $F_n=0.0$)



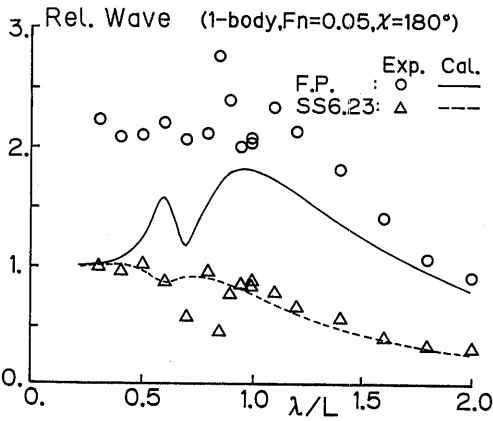
3.8.2 图 相对水位振幅应答(3分割型, $F_n=0.05$)



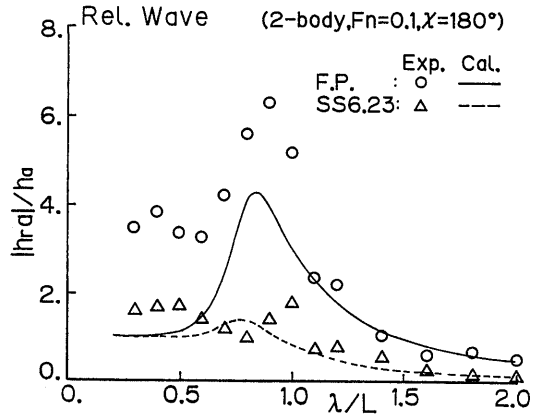
3.8.3 图 相对水位振幅应答(2分割型, $F_n=0.05$)



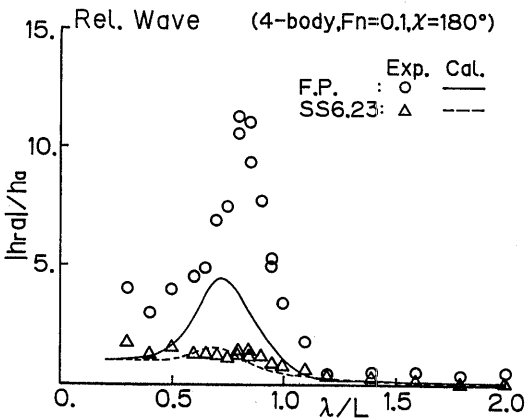
3.9.2 图 相对水位振幅应答(3分割型, $F_n=0.1$)



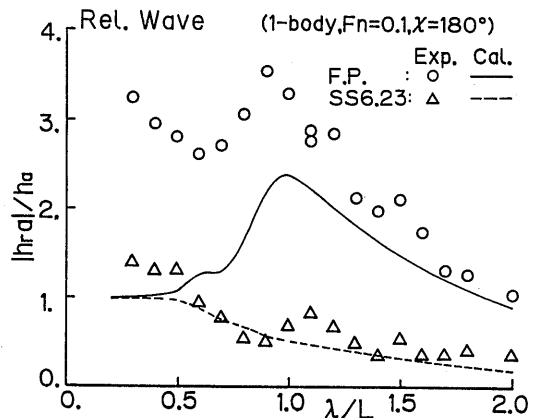
3.8.4 图 相对水位振幅应答(1体型, $F_n=0.05$)



3.9.3 图 相对水位振幅应答(2分割型, $F_n=0.1$)



3.9.1 图 相对水位振幅应答(4分割型, $F_n=0.1$)



3.9.4 图 相对水位振幅应答(1体型, $F_n=0.1$)

において定量的な差がでてくる。これはこの模型船型の肥えた船首尾での3次元影響等が原因と考えられる。このように肥えた船首尾形状を持つ多関節船の船首尾における運動の定量的な推定精度向上のためには3次元影響を考慮する必要があると思われるが、その他の部分については推定計算結果は上記の実験結果に現れた多関節船特有の傾向を説明しており、本推定計算法はほぼ妥当な推定値を与えていると思われる。

3.2.2 相対水位変動

FPの船体中心線上およびS.S.6.23船側部における相対水位の振幅応答を $F_n = 0., 0.05, 0.1$ の順に3.7, 3.8, 3.9図に示す。縦軸は入射波との振幅比である。

実験結果と推定計算結果を比較すると、FPでは、船体運動に見られた傾向と同様に、推定計算値が応答のピーク付近で過小評価になっている。これは船体運動の3次元影響が反映されたことと相対水位変動に反射波および発散波における水位変化が考慮されていないためであると考えられる。短波長域でFPの実験値がほぼ2に収束しているのは、相対水位変動を船体中心線上で計測しているために肥えた船首からの反射波の影響が現れたためであると考えられる。一方、S.S.6.23では良い対応を示しており、本推定計算法が船側部でよい推定値を与えることがわかる。

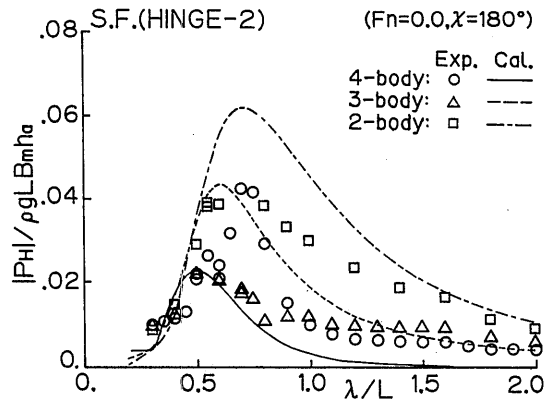
3.2.3 ヒンジ部縦剪断力

3.10, 3.11, 3.12図にHINGE-2に働く縦剪断力を示す。推定計算値は3種類の F_n でほとんど同じくいずれも分割数を多くするほど低い値となる傾向を示している。実験値にも概略このような傾向が現れているとも思われるが、計算結果ほどの明確な傾向はつかみにくい。この原因としては、船体運動の推定結果の定量的な差の他に、計測位置が船体中央部という一般に縦剪断力の小さくなる部分であるための計測精度の問題が考えられる。推定計算値は分割数の多い方が縦剪断力が小さくなるという妥当な結果を与えていると思われる。

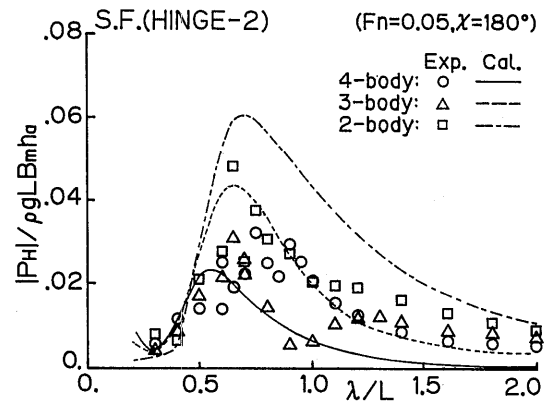
3.2.4 波浪中抵抗増加

波浪中抵抗増加を3.13, 3.14, 3.15図に示す。各図中の破線は4種類の分割状態に共通の船首からの反射波による成分(R_{Aw1})を表す。

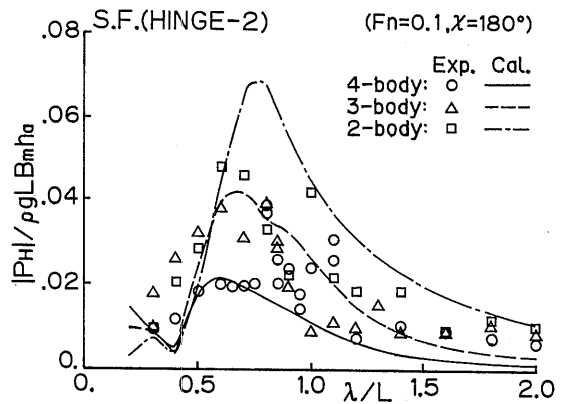
$F_n = 0.$ では1体型と3分割型において推定計算値と実験値はほぼよい対応を示しているものの、2, 4分割型では定量的な差が見られる。 $F_n = 0.05$ では1体型と2, 3分割型において推定計算値は実験値をほぼ説



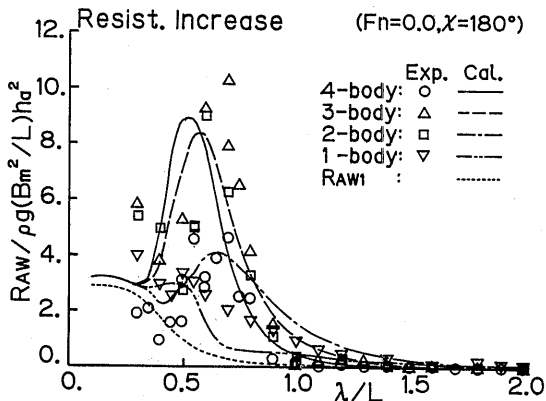
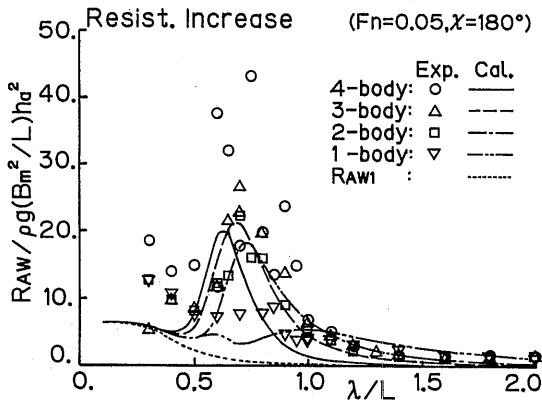
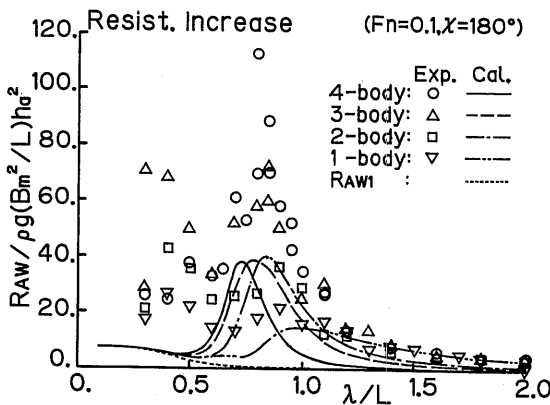
3.10図 ヒンジ部縦剪断力振幅応答
($F_n=0.0$, HINGE-2)



3.11図 ヒンジ部縦剪断力振幅応答
($F_n=0.05$, HINGE-2)



3.12図 ヒンジ部縦剪断力振幅応答
($F_n=0.1$, HINGE-2)

3.13図 波浪中抵抗増加 ($F_n=0.0$)3.14図 波浪中抵抗増加 ($F_n=0.05$)3.15図 波浪中抵抗増加 ($F_n=0.1$)

明していると思われる。この船速での4分割型の実験結果からは明確な傾向はつかみにくい。 $F_n=0.1$ になると3, 4分割型において定量的な差が顕著になってくるようである。(2.4.3)式に示すように船体運動は抵抗増加の推定に大きく影響を及ぼす。総じて船体運動において計算値が定量的により推定値を与えている状態ほど抵抗増加においても推定計算値は実験値を比較的よく説明していることから、多関節船の波浪中抵抗増加の推定法に関しては本法を用いてよいと思われる。

さて船体に関節を設けることの効果については、少なくともこの模型船型においては、船体を分割した方が抵抗増加が小さくなるという傾向は実験、推定計算のいずれにおいても見られず、逆に分割した方が抵抗増加が大きくなるという傾向が現れているようである。

4. 考察 (筒型多関節船の $V=0$ における運動)

前章では、船体運動と相対水位変動、ヒンジ部縦剪断力、波浪中抵抗増加について実験結果との比較検討によって推定計算法の検証を行った。船首部付近で3次元影響と思われる定量的な差が見られるものの船体運動については推定計算値は実験に現れた多関節船特有の現象をほぼ説明していると思われる。その他の項目についてはいずれも船体運動の推定結果が反映される項目であって、実験精度の問題等で定量的な一致を見ない部分や改良の余地のある部分もあるが、本推定法は多関節船の波浪中特性の本質をほぼとらえていると思われる。

本章では、分割数を増やすと運動に大きなピークが現れる等の実験結果で見られた現象をより理解するために次のような船型および状態の多関節船について考える。すなわち船首から船尾まで船体断面の形状が一定でありかつ船の重量(質量)分布が l_{sj} ($1 \leq j \leq M$)間で一様であるような筒型多関節船の $V=0$ における波浪中応答についてである。この多関節船の形状は実験で用いた模型船型に非常に近い形状であり、また多関節船の実用化を考えた場合にも現実性を持った形状であると思われる。船速影響についても、3章で述べた実験結果、推定計算結果によれば、模型船型においては船速のある場合でも $F_n=0.1$ 程度までは船速影響による大きな定性的変化は見られず、従って実験結果の基本的理解のためには以下の $V=0$ における考察で十分であろうと思われる。

4.1 運動方程式の特徴

運動方程式を2.1で述べた考え方に沿って考える。
筒型の多関節船の場合以下の6つの変数は

$$\begin{aligned} m_{j(x)} &= m_0, \quad S_{j(x)} = S_0, \quad N_{j(x)} = N_0, \\ b_{j(x)} &= b_0, \quad c_{1j(x)} = c_{10}, \quad c_{2j(x)} = c_{20} \end{aligned} \quad (4.1.1)$$

のように各要素浮体の l_s 間で一定値をとる。また x_{gj} は l_{sj} の中点の位置にあり、従って ap_j から fp_j までの積分は $x_{gj}-l_{sj}/2$ から $x_{gj}+l_{sj}/2$ までの積分となる。よって(2.1.1)式に表れる係数等は、 $V=0$ を考慮して

$$\begin{aligned} A_{11j} &= (m_0 + S_0)l_{sj}, \quad A_{12j} = N_0 l_{sj}, \\ A_{13j} &= 2\rho g b_0 l_{sj}, \\ A_{14j} &= A_{15j} = A_{16j} = 0, \quad A_{21j} = A_{22j} = A_{23j} = 0, \\ A_{24j} &= (m_0 + S_0) \frac{l_{sj}^3}{12}, \quad A_{25j} = N_0 \frac{l_{sj}^3}{12}, \\ A_{26j} &= 2\rho g b_0 \frac{l_{sj}^3}{12} \\ F_{3j} &= h_a c_{10} c_{20} (2\rho g b_0 - \omega^2 S_0 + i\omega N_0) \\ &\quad \frac{\sin(k_s l_{sj}/2)}{k_s/2} e^{-ik_s x_{gj}}, \\ F_{sj} &= -ih_a c_{10} c_{20} (2\rho g b_0 - \omega^2 S_0 + i\omega N_0) \\ &\quad \times \left\{ l_{sj} \cos(k_s l_{sj}/2) - \frac{\sin(k_s l_{sj}/2)}{k_s/2} \right\} \frac{e^{-ik_s x_{gj}}}{k_s} \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

となる。これにより(2.1.7)式に対応する部分行列 \mathbf{k} と \mathbf{f} を求めると以下のように表される。

$$\mathbf{k}_j = K_{2D} \mathbf{k}_{0j}, \quad \mathbf{f}_j = F_{2D} \mathbf{f}_{0j} \quad (4.1.3)$$

ここで

$$\begin{aligned} K_{2D} &= 2\rho g b_0 - \omega^2(m_0 + S_0) + i\omega N_0, \\ F_{2D} &= h_a c_{10} c_{20} (2\rho g b_0 - \omega^2 S_0 + i\omega N_0), \\ \mathbf{k}_{0j} &= \begin{bmatrix} l_{sj} & 0 \\ 0 & l_{sj}^3/12 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}_{0j} = e^{-ik_s x_{gj}} \begin{bmatrix} l_{sj} f_{1j} \\ i(l_{sj}^2/2) f_{2j} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

ただし

$$\begin{aligned} f_{1j} &= \frac{\sin(k_s l_{sj}/2)}{k_s l_{sj}/2}, \\ f_{2j} &= \frac{2}{k_s l_{sj}} \left\{ \frac{\sin(k_s l_{sj}/2)}{k_s l_{sj}/2} - \cos \frac{k_s l_{sj}}{2} \right\} \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

従って(2.1.5), (2.1.6)式における \mathbf{K} と \mathbf{F} は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \mathbf{K} &= K_{2D} \mathbf{K}_0 & \mathbf{F} &= F_{2D} \mathbf{F}_0 \\ &= K_{2D} \begin{bmatrix} \mathbf{k}_{01} & \mathbf{0} \\ & \ddots \\ \mathbf{0} & \mathbf{k}_{0M} \end{bmatrix}, & &= F_{2D} \begin{bmatrix} \mathbf{f}_{01} \\ \vdots \\ \mathbf{f}_{0M} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.1.6)$$

拘束条件を表す \mathbf{T} は(2.1.10)～(2.1.12)式と同じ形である。これを用いて(2.1.13), (2.1.14)式の $\tilde{\mathbf{K}}$ と $\tilde{\mathbf{F}}$ を計算すると、まず $\tilde{\mathbf{K}}$ について以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{K}} &= \mathbf{T}^T \mathbf{K} \mathbf{T} \\ &= K_{2D} \tilde{\mathbf{K}}_0 \\ &= K_{2D} \begin{bmatrix} \mathbf{k}_{01} & \mathbf{0} \\ & \ddots \\ \mathbf{0} & \mathbf{k}_{0M} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.1.7)$$

ここで

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{k}}_{0j} &= \mathbf{t}_j^T \mathbf{k}_{0j} \mathbf{t}_j \\ &= \frac{l_{sj}}{l_{Hj}^2} \begin{bmatrix} l_{tj}^2 + l_{sj}^2/12 & l_{tj} l_{aj} - l_{sj}^2/12 \\ l_{tj} l_{aj} - l_{sj}^2/12 & l_{aj}^2 + l_{sj}^2/12 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.1.8)$$

$\tilde{\mathbf{F}}$ については以下のように表される。

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{F}} &= \mathbf{T}^T \mathbf{F} \\ &= F_{2D} \begin{bmatrix} \mathbf{f}_{01} \\ \vdots \\ \mathbf{f}_{0M} \end{bmatrix} = F_{2D} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{01} \\ \vdots \\ \tilde{f}_{0M+1} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.1.9)$$

ここで

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{0j} &= \mathbf{t}_j^T \mathbf{f}_{0j} \\ &= e^{-ik_s x_{gj}} \begin{bmatrix} l_{sj} f_{3aj} \\ l_{sj} f_{3fj} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.1.10)$$

ただし

$$\begin{aligned} f_{3aj} &= \frac{1}{l_{Hj}} (l_{tj} f_{1j} + i \frac{l_{sj}}{2} f_{2j}), \\ f_{3fj} &= \frac{1}{l_{Hj}} (l_{aj} f_{1j} - i \frac{l_{sj}}{2} f_{2j}) \end{aligned} \quad (4.1.11)$$

(4.1.7)式および(4.1.9)式において部分行列の成分の重なっている部分はそれらの和をとるものとする。

(4.1.9)式の各成分については

$$\begin{aligned} x_{gj} &= x_{Hj} + l_{aj} = x_{Hj} + \frac{l_{Hj}}{2} \\ &= x_{Hj+1} - l_{tj} = x_{Hj+1} - \frac{l_{Hj}}{2} \end{aligned} \quad (4.1.12)$$

より、以下のように表される。

$$\begin{aligned}
\bar{f}_{0i} &= l_{sj} f_{3ai} e^{-ik_s x_{gi}} \\
&= l_{sj} f_{3ai} e^{-ik_s l_{ai}} e^{-ik_s x_{Hi}}, \\
\bar{f}_{0j} &= l_{sj} f_{3fj-1} e^{-ik_s x_{gj}^{-1}} + f_{3aj} e^{-ik_s x_{Hi}} \\
&\quad (2 \leq j \leq M), \\
\bar{f}_{0M+1} &= l_{sj} f_{3fM} e^{-ik_s x_{gM}} \\
&= l_{sj} f_{3fM} e^{ik_s l_{fM}} e^{-ik_s x_{HM+1}}
\end{aligned} \tag{4.1.13}$$

さて (4.1.6) 式を (2.1.13) 式に代入すると、

$$\mathbf{K}_{2D} \bar{\mathbf{K}}_0 \mathbf{Z} = \mathbf{F}_{2D} \bar{\mathbf{F}}_0 \tag{4.1.14},$$

あるいは

$$\bar{\mathbf{K}}_0 \mathbf{Z} = \mathbf{Z}_{2D} \bar{\mathbf{F}}_0 \tag{4.1.15},$$

のように解くべき式が求められる。ただし

$$\begin{aligned}
\mathbf{Z}_{2D} &= \frac{\mathbf{F}_{2D}}{\mathbf{K}_{2D}} \\
&= \frac{l_{aC_{10}C_{20}}(2\rho g b_0 - \omega^2 S_0 + i\omega N_0)}{2\rho g b_0 - \omega^2(m_0 + S_0) + i\omega N_0}
\end{aligned} \tag{4.1.16}$$

であり、これは船体横断面形状の 2 次元的上下揺れ応答の複素振幅を表している。最終的に解は次式で表される。

$$\begin{aligned}
\mathbf{Z} &= \mathbf{Z}_{2D} \bar{\mathbf{K}}_0^{-1} \bar{\mathbf{F}}_0 \\
&= \mathbf{Z}_{2D} \mathbf{Z}_0
\end{aligned} \tag{4.1.17}$$

(4.1.17) 式において、(4.1.16) 式に示すように \mathbf{Z}_{2D} が船体横断面形状にのみ依存する一方、 $\mathbf{Z}_0 (= \bar{\mathbf{K}}_0^{-1} \bar{\mathbf{F}}_0)$ は (4.1.6) 式～(4.1.13) 式よりもつばら船体の長さ方向の特徴すなわち分割状態にのみ依存することがわかる。すなわち、一様重量分布の筒型多関節船の $V = 0$ における運動に対しては、船体横断面形状と分割状態はまったく独立して影響をおよぼすということである。

4.1.1 前後対称な形状の場合

前後対称な形状の筒型多関節船 (重量分布一様、 $V = 0$) を考える。このとき、

$$l_{sj} = l_{sM+1-j}, \quad l_{Hj} = l_{HM+1-j}, \quad l_{aj} = l_{fM+1-j}, \quad l_{fj} = l_{aM+1-j} \tag{4.1.18}$$

より、(4.1.7) 式における $\bar{\mathbf{K}}_0$ と $\bar{\mathbf{K}}$ は対称行列となる。明かにこの場合 (4.1.17) 式における $\bar{\mathbf{K}}_0^{-1}$ もまた対称行列となる。また x_{gj} , f_{1j} 等に関して次の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned}
x_{gj} &= -x_{gM+1-j}, \quad x_{Hj} = -x_{HM+2-j}, \\
f_{1j} &= f_{1M+1-j}, \quad f_{2j} = f_{2M+1-j}, \\
f_{3aj} &= f_{3fM+1-j}^*, \quad f_{3fj} = f_{3aM+1-j}^*
\end{aligned} \tag{4.1.19}$$

ここで変数右肩の * はその変数に共役な複素数であることを表す。従って (4.1.13) 式より \bar{f}_{0j} に関して次の関係が成り立つ。

$$\bar{f}_{0j} = \bar{f}_{0M+2-j} \tag{4.1.20}.$$

すなわち $\bar{\mathbf{F}}_0$ の上下対称な位置にある成分は互いに共役となる。

以上より、分割状態の影響を表す \mathbf{Z}_0 を考えると、これにおいても上下対称な位置にある成分は互いに共役となることがわかる。すなわちこの場合ヒンジ部の上下揺れ振幅 (絶対値) も前後対称となるということである。位相については、船体中央部における \mathbf{Z}_{2D} の位相を基準にして前後対称な位置で符号が逆になる。

4.1.2 分割数無限大の場合

筒型多関節船 (重量分布一様、 $V = 0$) の関節を無限に多くした場合を、簡単のため要素浮体間の隙間はないものとして考える。このとき等分割 (前後対称) であるとしても一般性を失わない。

まず浮体間の隙間がないとすると。

$$l_{Hj} = l_{sj}, \quad l_{aj} = l_{fj} = \frac{l_{Hj}}{2} = \frac{l_{sj}}{2} \tag{4.1.21}.$$

従って (4.1.8) 式より $\bar{\mathbf{K}}_0$ の部分行列 $\bar{\mathbf{k}}_{0j}$ は以下のように表される。

$$\bar{\mathbf{k}}_{0j} = \frac{l_{sj}}{6} \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix} \tag{4.1.22}$$

また (4.1.10) 式より

$$f_{3aj} = \frac{1}{2} (f_{1j} + if_{2j}),$$

$$f_{3fj} = \frac{1}{2} (f_{1j} - if_{2j}) \tag{4.1.23}.$$

次にこれにさらに等分割であるという条件を加える。このとき l_{sj} は以下のように表すことができる。

$$l_{sj} = l_{se} \tag{4.1.24}$$

以上より $\bar{\mathbf{K}}_0$ は次式のように 3 重対角行列の形となる。

$$\bar{\mathbf{K}}_0 = \frac{l_{se}}{6} \begin{bmatrix} 2 & 1 & & & 0 \\ 1 & 4 & 1 & & \\ & \dots & \dots & \dots & \\ & & 1 & 4 & 1 \\ 0 & & & 1 & 2 \end{bmatrix} \tag{4.1.25}$$

一方, f_{1j} , f_{2j} は

$$f_{1j} = f_{1e}, \quad f_{2j} = f_{2e} \quad (4.1.26)$$

と表すことができ, 従って次の関係が得られる。

$$\begin{aligned} f_{3aj} &= \frac{1}{2} (f_{1e} + if_{2e}) \\ &= f_{3fj}^* \end{aligned} \quad (4.1.27)$$

ここで新たに f_{3e} を次のようにおく。

$$f_{3e} = (f_{1e} + if_{2e})e^{-i\frac{k_s l_{se}}{2}} \quad (4.1.28)$$

これらと x_{Hj} に関する

$$x_{Hj} = l_{se}(j-1 - \frac{M}{2}) \quad (4.1.29)$$

の関係を用いて $\tilde{\mathbf{F}}_0$ の成分である \tilde{f}_{0j} を求めると以下のとおりとなる。

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{01} &= \frac{l_{se}}{2} f_{3e} e^{ik_s l_{se} \frac{M}{2}} \\ \tilde{f}_{0j} &= l_{se} f_{1e} e^{-ik_s l_{se}(j-1-\frac{M}{2})} \quad (2 \leq j \leq M), \\ \tilde{f}_{0M+1} &= \frac{l_{se}}{2} f_{3e} e^{-ik_s l_{se} \frac{M}{2}} \end{aligned} \quad (4.1.30)$$

ここで

$$\tilde{f}_{0j} = \tilde{f}_{0M+2-j} \quad (1 \leq j \leq M+1) \quad (4.1.31)$$

が成立することは前項の前後対称な形状の場合ですでに述べた。以上より $\tilde{\mathbf{F}}_0$ は次のように表される。

$$\tilde{\mathbf{F}}_0 = l_{se} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} f_{3e} e^{ik_s l_{se} \frac{M}{2}} \\ f_{1e} e^{ik_s l_{se} (\frac{M}{2}-1)} \\ \vdots \\ f_{1e} e^{-ik_s l_{se} (\frac{M}{2}-1)} \\ \frac{1}{2} f_{3e} e^{-ik_s l_{se} \frac{M}{2}} \end{bmatrix} \quad (4.1.32)$$

さて, 船長を一定に保って分割数を無限に多くした場合は $k_s l_{se} / 2 \times M$ を一定に保って $k_s l_{se} / 2$ を 0 に近づけたときに対応する。まずこの時の (4.1.15) 式右辺の値について考える。

$$\varepsilon = \frac{k_s l_{se}}{2} \quad (4.1.33)$$

とおくと ε の小さな値に対して f_{1e} , f_{2e} は以下のように表現できる。

$$\begin{aligned} f_{1e} &= \frac{\sin \varepsilon}{\varepsilon} \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon^3}{3!} + \frac{\varepsilon^5}{5!} - \dots \right) \\ &= 1 + O(\varepsilon^2), \\ f_{2e} &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\sin \varepsilon}{\varepsilon} - \cos \varepsilon \right) \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon^3}{3!} + \frac{\varepsilon^5}{5!} - \dots \right) \right. \\ &\quad \left. - \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{2!} + \frac{\varepsilon^4}{4!} - \dots \right) \right\} \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{1}{2!} - \frac{1}{3!} \right) \varepsilon^2 - \left(\frac{1}{4!} - \frac{1}{5!} \right) \varepsilon^4 + \dots \right\} \\ &= \frac{\varepsilon}{3} + O(\varepsilon^3) \end{aligned} \quad (4.1.34)$$

一方

$$\begin{aligned} e^{-i\varepsilon} &= 1 + \frac{(-i\varepsilon)}{1!} + \frac{(-i\varepsilon)^2}{2!} + \frac{(-i\varepsilon)^3}{3!} + \dots \\ &= (1 + O(\varepsilon^2)) + i(-\varepsilon + O(\varepsilon^3)) \end{aligned} \quad (4.1.35)$$

より f_{3e} は以下のように表現できる。

$$\begin{aligned} f_{3e} &= \left\{ (1 + O(\varepsilon^2)) + i \left(\frac{\varepsilon}{3} + O(\varepsilon^3) \right) \right\} \\ &\quad \times \left\{ (1 + O(\varepsilon^2)) + i(-\varepsilon + O(\varepsilon^3)) \right\} \\ &= (1 + O(\varepsilon^2)) + i \left(-\frac{2}{3} \varepsilon + O(\varepsilon^2) \right) \end{aligned} \quad (4.1.36)$$

従って (4.1.15) 式右辺である $Z_{2D} \tilde{\mathbf{F}}_0$ は ε の小さな値に対して以下のように表される。

$$\begin{aligned} Z_{2D} \tilde{\mathbf{F}}_0 &= \\ Z_{2D} l_{se} &\begin{bmatrix} \left\{ \left(\frac{1}{2} + O(\varepsilon^2) \right) + i \left(-\frac{\varepsilon}{3} + O(\varepsilon^3) \right) \right\} e^{ik_s l_{se} \frac{M}{2}} \\ (1 + O(\varepsilon^2)) e^{ik_s l_{se} (\frac{M}{2}-1)} \\ \vdots \\ (1 + O(\varepsilon^2)) e^{-ik_s l_{se} (\frac{M}{2}-1)} \\ \left\{ \left(\frac{1}{2} + O(\varepsilon^2) \right) - i \left(-\frac{\varepsilon}{3} + O(\varepsilon^3) \right) \right\} e^{-ik_s l_{se} \frac{M}{2}} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.1.37)$$

次に (4.1.15) 式左辺については \mathbf{Z}_1 を

$$\mathbf{Z}_1 = Z_{2D} \begin{bmatrix} e^{ik_s l_{se} \frac{M}{2}} \\ e^{ik_s l_{se} (\frac{M}{2}-1)} \\ \vdots \\ e^{-ik_s l_{se} (\frac{M}{2}-1)} \\ e^{-ik_s l_{se} \frac{M}{2}} \end{bmatrix} \quad (4.1.38)$$

とおくと,

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{6} \left\{ 2e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2}} + e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2} - 1} \right\} = \frac{1}{6} (2 + e^{\mp 2i\epsilon}) e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2}} \\
& = \frac{1}{6} \left[2 + \left\{ 1 + \frac{(\mp 2i\epsilon)}{1!} + \frac{(\mp 2i\epsilon)^2}{2!} + \dots \right\} \right] e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2}} \\
& = \frac{1}{6} \left\{ (3 + O(\epsilon^2)) \pm i(-2\epsilon + O(\epsilon^3)) \right\} e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2}} \\
& = \left\{ \left(\frac{1}{2} + O(\epsilon^2) \right) \pm i \left(-\frac{\epsilon}{3} + O(\epsilon^3) \right) \right\} e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2}}, \\
& \frac{1}{6} \left\{ e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2} - j + 1} + 4e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2} - j} + e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2} - j - 1} \right\} \\
& = \frac{1}{6} (e^{\pm 2i\epsilon} + 4 + e^{\mp 2i\epsilon}) e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2} - j} \\
& = \frac{1}{6} \left\{ 4 + 2\cos(2\epsilon) \right\} e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2} - j} \\
& = \frac{1}{6} \left\{ 4 + (2 + O(\epsilon^2)) \right\} e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2} - j} \\
& = (1 + O(\epsilon^2)) e^{\pm ik_{slse} \frac{M}{2} - j} \quad \left(1 \leq j \leq \left[\frac{M}{2} \right] \right)
\end{aligned} \tag{4.1.39}$$

より, (4.1.15) 式左辺の $\tilde{\mathbf{K}}_0 \mathbf{Z}_1$ は次式のようにになる。

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathbf{K}}_0 \mathbf{Z}_1 &= \\
\mathbf{Z}_{2DlSe} & \begin{bmatrix} \left\{ \left(\frac{1}{2} + O(\epsilon^2) \right) + i \left(-\frac{\epsilon}{3} + O(\epsilon^3) \right) \right\} e^{ik_{slse} \frac{M}{2}} \\ (1 + O(\epsilon^2)) e^{ik_{slse} \frac{M}{2} - 1} \\ \vdots \\ (1 + O(\epsilon^2)) e^{-ik_{slse} \frac{M}{2} - 1} \\ \left\{ \left(\frac{1}{2} + O(\epsilon^2) \right) - i \left(-\frac{\epsilon}{3} + O(\epsilon^3) \right) \right\} e^{-ik_{slse} \frac{M}{2}} \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{4.1.40}$$

(4.1.39) 式において $[M/2]$ は $M/2$ を越えない整数を表す。(4.1.37) 式と (4.1.40) 式を比べると $\epsilon \rightarrow 0$ の極限において \mathbf{Z}_1 が解となることがわかる。この \mathbf{Z}_1 はまさに船体横断面形状を持つ 2次元物体の各ヒンジ位置における上下揺れ応答の複素振幅を表しており, 従ってここで考えている多関節船に関しては分割数を無限に増やしていくとその位置での上下揺れ応答は各々の位置における船体横断面形状の 2 次元的応答に近づいていくということがわかる。

4.2 固有値解析

一般の船に比べて自由度の大きい多関節船の運動を理解する上で固有値解析は有効な手段になり得ると考えられる⁵⁾。ここでも運動方程式については 2.1 で述べた考え方を基本にするが運動は 2.1 で取り扱ったような調和振動ではなく一般的な振動として時間項を含んだ形のままで取り扱う。

(170)

4.2.1 一般の多関節船に対する固有値解析

筒型多関節船 (重量分布一様, $V = 0$) に固有値解析を適用する前にまず一般の多関節船の縦運動に対する手順について述べる。

(2.1.1) 式を定係数線形微分方程式と見なし, かつ右辺を 0 とおいて以下の同次式を得る。

$$(\mathbf{D}^2 \mathbf{k}_{1j} + \mathbf{D} \mathbf{k}_{2j} + \mathbf{k}_{3j}) \mathbf{x}_{Aj} = \mathbf{0} \tag{4.2.1}$$

ここで \mathbf{D} は微分演算子を表し, $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{x}_A$ の成分は以下のとおりである。

$$\begin{aligned}
\mathbf{k}_{1j} &= \begin{bmatrix} A_{11j} & A_{14j} \\ A_{21j} & A_{24j} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{k}_{2j} = \begin{bmatrix} A_{12j} & A_{15j} \\ A_{22j} & A_{25j} \end{bmatrix}, \\
\mathbf{k}_{3j} &= \begin{bmatrix} A_{13j} & A_{16j} \\ A_{23j} & A_{26j} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{x}_{Aj} = \begin{bmatrix} \zeta_j \\ \theta_j \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{4.2.2}$$

2.1 で示したと同様に (4.2.1) 式を全浮体についてまとめると

$$(\mathbf{D}^2 \mathbf{K}_1 + \mathbf{D} \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}_3) \mathbf{X}_A = \mathbf{0} \tag{4.2.3}$$

ここで $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_A$ の内容は以下のとおりである。

$$\mathbf{K}_n = \begin{bmatrix} \mathbf{k}_{n1} & \mathbf{0} \\ & \ddots \\ \mathbf{0} & \mathbf{k}_{nM} \end{bmatrix} \quad (n = 1, 2, 3), \quad \mathbf{X}_A = \begin{bmatrix} \mathbf{x}_{A1} \\ \vdots \\ \mathbf{x}_{AM} \end{bmatrix} \tag{4.2.4}$$

要素浮体を連結したとし, 各浮体間で流体力学的相互干渉はないと仮定すると, (2.1.11) 式の \mathbf{T} を用いてヒンジ位置での上下揺れ \mathbf{Z}_A は (2.1.10) 式に対応する形で以下のように表される。

$$\mathbf{T} \mathbf{Z}_A = \mathbf{X}_A \tag{4.2.5}$$

ただし \mathbf{Z}_A の成分は以下のとおりである。

$$\mathbf{Z}_A = \begin{bmatrix} Z_{A1} \\ \vdots \\ Z_{AM+1} \end{bmatrix} \tag{4.2.6}$$

(4.2.5) 式を用いて (4.2.3) 式の \mathbf{X}_A を \mathbf{Z}_A に変換して自由度を縮小すると次式が得られる。

$$(\mathbf{D}^2 \tilde{\mathbf{K}}_1 + \mathbf{D} \tilde{\mathbf{K}}_2 + \tilde{\mathbf{K}}_3) \mathbf{Z}_A = \mathbf{0} \tag{4.2.7}$$

ここで

$$\tilde{\mathbf{K}}_n = \mathbf{T}^T \mathbf{K}_n \mathbf{T} \quad (n = 1, 2, 3) \tag{4.2.8}$$

(4.2.7) 式が運動の自由度の数だけの未知数を持つ一

一般的な多関節船の外力が作用しない場合の運動方程式である。この2階の微分方程式を固有値解析するに際し、まずダランペールの階数低下法を用いて(4.2.7)式を1階の微分方程式に変換する。 \mathbf{Y} を

$$\mathbf{Y} = \mathbf{DZ}_A \quad (4.2.9)$$

とおくと(4.2.7)式は

$$\begin{cases} \mathbf{DZ}_A - \mathbf{Y} = 0 \\ \mathbf{D}\tilde{\mathbf{K}}_1\mathbf{Y} + \tilde{\mathbf{K}}_2\mathbf{Y} + \tilde{\mathbf{K}}_3\mathbf{Z}_A = 0 \end{cases} \quad (4.2.10)$$

すなわち

$$\begin{cases} \mathbf{DZ}_A = \mathbf{Y} \\ \mathbf{DY} = -\tilde{\mathbf{K}}_1^{-1}\tilde{\mathbf{K}}_3\mathbf{Z}_A - \tilde{\mathbf{K}}_1^{-1}\tilde{\mathbf{K}}_2\mathbf{Y} \end{cases} \quad (4.2.11)$$

と表される。これをまとめて行列表示すると次式のように表される。

$$\mathbf{DU} = \mathbf{QU} \quad (4.2.12)$$

ここで

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \mathbf{Z}_A \\ \mathbf{Y} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 0 & \mathbf{E} \\ -\tilde{\mathbf{K}}_1^{-1}\tilde{\mathbf{K}}_3 & -\tilde{\mathbf{K}}_1^{-1}\tilde{\mathbf{K}}_2 \end{bmatrix} \quad (4.2.13)$$

であり、 \mathbf{E} は単位行列を表す。

(4.2.12)式における \mathbf{U} を

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 e^{\nu t} \quad (4.2.14)$$

とおいて(4.2.12)式に代入して両辺を $e^{\nu t}$ で除すと次式が得られる。

$$\nu \mathbf{U}_0 = \mathbf{QU}_0 \quad (4.2.15)$$

すなわち

$$(\mathbf{Q} - \nu \mathbf{E})\mathbf{U}_0 = 0 \quad (4.2.16)。$$

ここに多関節船の固有値解析は(4.2.16)式で表される \mathbf{Q} に関する標準固有値問題に帰着されることになり、従って \mathbf{Q} の固有値と固有ベクトルを求める問題となる。そして \mathbf{Q} の固有値と固有ベクトルとからただちに固有周波数と固有運動モードが求められる。ただし上述の解析手順では階数低下法を用いているため、固有運動モードは固有ベクトルの1番目から $(M+1)$ 番目までの成分をとることになる。固有ベクトルに関しては、一般に固有値は複素数であり、そして \mathbf{Q} は実数のみを成分として持つ行列であるから、(4.2.16)式より互いに共役な固有値に対する固有ベクトルの対応

する成分はまた互いに共役となることを指摘しておく。もう一つ解析に際して注意すべきことは、 \mathbf{Q} の成分を構成する A_{11j} 等の係数は物理的には運動の周波数によって変化するため、実際の計算では繰り返し計算等の手順が必要となるということである。

4.2.2 筒型多関節船(重量分布一様, $V=0$)に対する固有値解析

重量分布が一様な筒型多関節船の $V=0$ における運動解析に前項で述べた固有値解析を適用する。この場合(4.1.1)、(4.1.2)式の関係より、 \mathbf{k}_{1j} 、 \mathbf{k}_{2j} 、 \mathbf{k}_{3j} は

$$\mathbf{k}_{1j} = (m_0 + S_0)\mathbf{k}_{0j}, \quad \mathbf{k}_{2j} = N_0\mathbf{k}_{0j}, \quad \mathbf{k}_{3j} = 2\rho g b_0 \mathbf{k}_{0j} \quad (4.2.17)$$

となる。ここで \mathbf{k}_{0j} は(4.1.4)式で定義されるものである。従って(4.2.4)式より \mathbf{K}_1 、 \mathbf{K}_2 、 \mathbf{K}_3 は以下のように表される。

$$\mathbf{K}_1 = (m_0 + S_0)\mathbf{K}_0, \quad \mathbf{K}_2 = N_0\mathbf{K}_0, \quad \mathbf{K}_3 = 2\rho g b_0 \mathbf{K}_0 \quad (4.2.18)$$

ここに \mathbf{K}_0 は(4.1.6)式で定義されるものである。

(2.1.11)式で定義される \mathbf{T} と(4.1.7)式で定義される $\tilde{\mathbf{K}}_0$ を用いると $\tilde{\mathbf{K}}_1$ 、 $\tilde{\mathbf{K}}_2$ 、 $\tilde{\mathbf{K}}_3$ は以下ようになる。

$$\tilde{\mathbf{K}}_1 = (m_0 + S_0)\tilde{\mathbf{K}}_0, \quad \tilde{\mathbf{K}}_2 = N_0\tilde{\mathbf{K}}_0, \quad \tilde{\mathbf{K}}_3 = 2\rho g b_0 \tilde{\mathbf{K}}_0 \quad (4.2.19)$$

(4.2.19)式より、(4.2.13)式の部分行列である $-\tilde{\mathbf{K}}_1^{-1}\tilde{\mathbf{K}}_3$ と $-\tilde{\mathbf{K}}_1^{-1}\tilde{\mathbf{K}}_2$ は次のように表される。

$$\begin{aligned} -\tilde{\mathbf{K}}_1^{-1}\tilde{\mathbf{K}}_3 &= -\frac{2\rho g b_0}{m_0 + S_0}\mathbf{E}, \\ -\tilde{\mathbf{K}}_1^{-1}\tilde{\mathbf{K}}_2 &= -\frac{N_0}{m_0 + S_0}\mathbf{E} \end{aligned} \quad (4.2.20)$$

よってここで考えている筒型多関節船における \mathbf{Q} を \mathbf{Q}_0 とおくとこれは次式のように表される。

$$\mathbf{Q}_0 = \begin{bmatrix} 0 & \mathbf{E} \\ -r_{13}\mathbf{E} & -r_{12}\mathbf{E} \end{bmatrix} \quad (4.2.21)$$

ここで r_{13} 、 r_{12} は次式で表される。

$$r_{13} = \frac{2\rho g b_0}{m_0 + S_0}, \quad r_{12} = \frac{N_0}{m_0 + S_0} \quad (4.2.22)$$

以上より \mathbf{Q}_0 の特性多項式は以下のように計算される。

$$\begin{aligned}
|Q_0 - \nu E| &= \begin{vmatrix} -\nu E & E \\ -r_{13}E & -(\nu + r_{12})E \end{vmatrix} \\
&= \sum_{n=1}^{M+1} (-1)^n (-\nu)^{M+1-n} (1)^n \\
&\quad \times \{-(\nu + r_{12})\}^{M+1-n} (-r_{13})^n {}_{M+1}C_n \\
&= \sum_{n=1}^{M+1} \{\nu(\nu + r_{12})\}^{M+1-n} r_{13}^n {}_{M+1}C_n \\
&= \{\nu(\nu + r_{12}) + r_{13}\}^{M+1} \\
&= (\nu^2 + r_{12}\nu + r_{13})^{M+1} \quad (4.2.23)
\end{aligned}$$

従って Q_0 の特性方程式は、

$$(\nu^2 + r_{12}\nu + r_{13})^{M+1} = 0 \quad (4.2.24),$$

すなわち

$$\{(m_0 + S_0)\nu^2 + N_0\nu + 2\rho g b_0\}^{M+1} = 0 \quad (4.2.25)$$

となり 2 つの $(M+1)$ 重根を解として持つことがわかる。一般にこの解は共役な一組の複素数となる。また、(4.2.25) 式の形から、 Q_0 の固有値は船体横断面形状をした 2 次元物体の上下揺れの固有値に等しいということがわかる。すなわちここで考えている筒型多関節船の固有周波数は船体横断面の 2 次元的上下揺れの固有周波数に一致するということである。そしてさらに、このことは船長方向の特徴である分割状態には依存しない。

次に固有ベクトルを求める。固有ベクトルを \mathbf{u} とおくと、定義より

$$\begin{aligned}
(Q_0 - \nu E)\mathbf{u} &= \begin{bmatrix} -\nu E & E \\ -r_{13}E & -(\nu + r_{12})E \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ \vdots \\ u_{2(M+1)} \end{bmatrix} \\
&= \mathbf{0} \quad (4.2.26).
\end{aligned}$$

よって $1 \leq j \leq M+1$ なる任意の j に対して次式の関係が成立すればよい。

$$\begin{cases} -\nu u_j + u_{j+M+1} = 0 \\ -r_{13}u_j - (\nu + r_{12})u_{j+M+1} = 0 \quad (1 \leq j \leq M+1) \end{cases} \quad (4.2.27)$$

ここで (4.2.24) 式より r_{12} , r_{13} に関して、

$$-r_{13} = \nu(\nu + r_{12}) \quad (4.2.28)$$

が成立するから、(4.2.27) 式の条件は次式の条件となる。

$$-\nu u_j + u_{j+M+1} = 0 \quad (1 \leq j \leq M+1) \quad (4.2.29)$$

従って、任意の $(M+1)$ 次のベクトル \mathbf{u}_1 が存在するとき、

$$\mathbf{u}_2 = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_1 \\ \nu \mathbf{u}_1 \end{bmatrix} \quad (4.2.30)$$

で定義される 2 $(M+1)$ 次のベクトル \mathbf{u}_2 は (4.2.24) 式あるいは (4.2.25) 式の根である 2 つの固有値のいずれに対しても (4.2.27) 式を満足する。

任意の $(M+1)$ 次のベクトル \mathbf{u}_1 は、ある $(M+1)$ 個の一時独立な $(M+1)$ 次のベクトルの組； $\{\mathbf{v}_{11}, \mathbf{v}_{12}, \dots, \mathbf{v}_{1M+1}\}$ の一次結合によって表される。従って固有値 ν に関する一次独立な固有ベクトルとしては $\{\mathbf{v}_{21}, \mathbf{v}_{22}, \dots, \mathbf{v}_{2M+1}\}$ を選ぶことができる。ただし、このとき各ベクトルは

$$\mathbf{v}_{2j} = \begin{bmatrix} \mathbf{v}_{1j} \\ \nu \mathbf{v}_{1j} \end{bmatrix} \quad (1 \leq j \leq M+1) \quad (4.2.31)$$

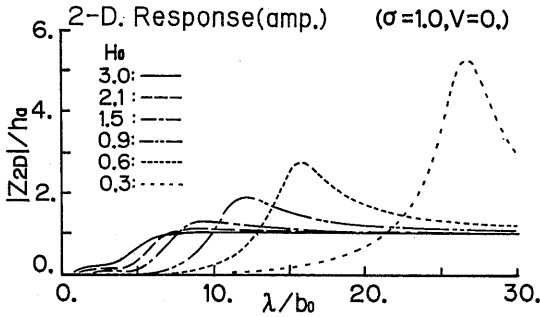
で定義される。

さて、固有運動モードとしては上述の固有ベクトル \mathbf{u} の 1 番目から $(M+1)$ 番目までの成分を考えればよい。すなわち、 $\{\mathbf{v}_{11}, \mathbf{v}_{12}, \dots, \mathbf{v}_{1M+1}\}$ から正規直交系； $\{\mathbf{e}_{11}, \mathbf{e}_{12}, \dots, \mathbf{e}_{1M+1}\}$ を作り、これを固有運動モードとすることができる。しかし、 $(M+1)$ 次元ベクトル空間において $(M+1)$ 個の一時独立な $(M+1)$ 次のベクトルの組すなわち基底を一意に定めることはできず、同様に正規直交基底を一意に定めることもできない。つまり、ここで考えている筒型多関節船の固有運動モードは $(M+1)$ 個存在するが、これを一意に定めることはできないことになる。

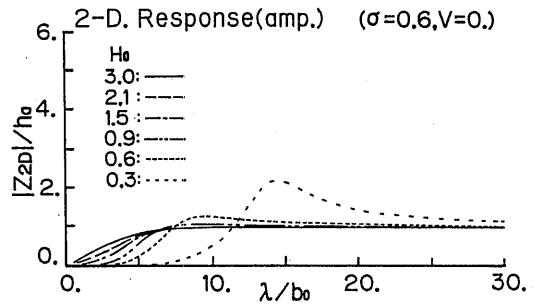
以上の筒型多関節船 (重量分布一様, $V=0$) に対する固有値解析によって、固有運動モードに関してはこれを特定できないが、固有周波数に関しては分割状態に無関係に船体横断面の 2 次元的応答の固有周波数に一致するという結果が得られた。これは 4.1.1 で述べた運動方程式の特徴すなわちこの筒型多関節船の運動に関しては船体横断面形状と分割状態は独立して寄与するというを裏付けた結果であるといえる。

4.3 運動に対する船体横断面形状と分割状態の影響

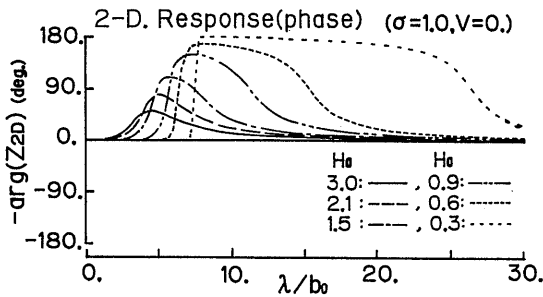
4.1 で重量分布が一様な筒型多関節船の $V=0$ における船体運動に対しては船体横断面形状の影響と分割状態の影響とが分離できることを述べた。また 4.2 ではこのような多関節船の固有周波数は分割状態に無関係に船体横断面の 2 次元的上下揺れ固有周波数に一



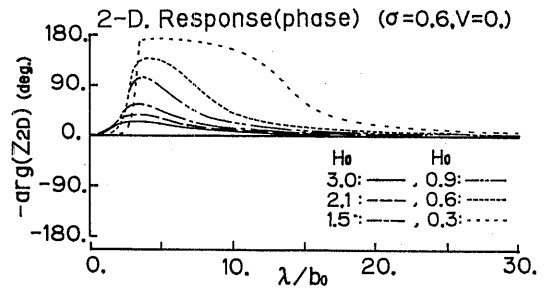
4. 1. 1 図 2次元物体上下揺れ応答(σ=1.0, 振幅)



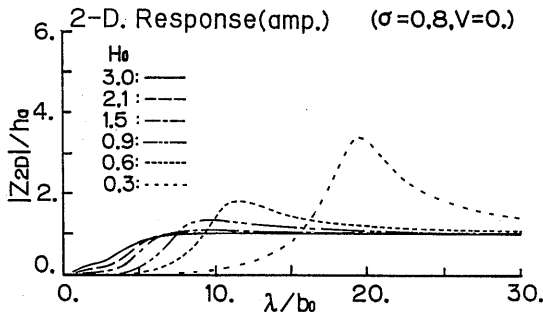
4. 3. 1 図 2次元物体上下揺れ応答(σ=0.6, 振幅)



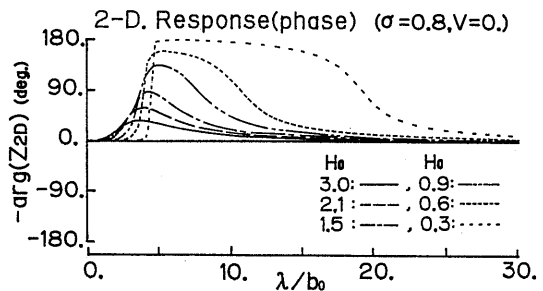
4. 1. 2 図 2次元物体上下揺れ応答(σ=1.0, 位相)



4. 3. 2 図 2次元物体上下揺れ応答(σ=0.6, 位相)



4. 2. 1 図 2次元物体上下揺れ応答(σ=0.8, 振幅)



4. 2. 2 図 2次元物体上下揺れ応答(σ=0.8, 位相)

致することが示された。本節では船体横断面形状と分割状態という2つの要因についてこれらがどのような特性を持っているかを数値計算によって調べ、実験結果を具体的に考察する。

4. 3. 1 船体横断面形状の影響

断面形状の違いがその波浪中応答すなわち3章における Z_{2D} にどのように影響するかを数値計算によって調べる。断面形状としてはルイスフォームを対象とする。従って断面形状は半幅喫水比; $H_0 (=b_0/d_0)$ と断面積係数; $\sigma (=A_0/2b_0d_0, A_0$: 断面積) によってきまることになる。

H_0 と σ の各種組合せに対応する断面形状を持つ2次元物体の上下揺れ応答の計算結果を4. 1, 4. 2, 4. 3 図に示す。上下揺れ振幅は波振幅で無次元化されており、これは前項の $|Z_{2D}|/h_a$ に対応する。横軸は波長断面半幅比 (λ/b_0) である。位相は遅れを正にとっている。従ってこれは $-\arg(Z_{2D})$ に対応する。ただし水面変位と断面変位の方向の定義は同じである。

H_0 の違いが振幅応答におよぼす影響を見ると H_0 の小さい断面ほど大きなピークを示していることが特徴的である。ただ、 H_0 の大きい断面では短波長域での応

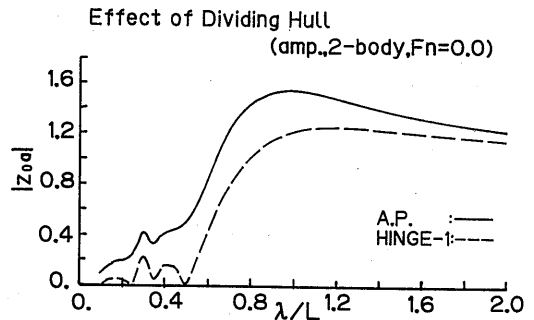
答の立ち上がり早い。逆に H_0 がある程度大きい断面では応答に顕著なピークは認められない。一方 σ の違いがおよぼす影響については σ の大きい断面ほど応答のピークが大きく出ている。しかし H_0 が十分大きければごく短波長域を除いてほとんど σ の違いの影響は認められない。これらの傾向をまとめると上下揺れは H_0 大, σ 小の断面ほど小さく, H_0 小, σ 大の断面ほど大きいということになる。以上の振幅応答に関する計算結果を模型実験結果と関連づけて考える。模型船型の船体平行部の断面形状は $H_0 = 1.25$, $\sigma = 0.9607$ という形状であり, 従って 4.1 図からこの断面は波長半幅比が10付近で約1.5程度のピークを持つ振幅応答特性を持つと考えられる。模型船の船長半幅比は約17であるからこのピークは波長船長比で約0.6の位置に対応する。3.4 図を見ると実験結果にみられる3あるいは4分割型のピーク位置は上述の概算と対応していることがわかる。これは 4.1.2 で指摘したように分割数を増やしていくことによって船体の上下揺れ応答が船体横断面の2次元応答に近づいた結果であると考えられる。

次に位相の計算結果を見てみる。位相の計算結果を振幅と関連づけて述べれば上下揺れの小さい断面 (H_0 大, σ 小の断面) ほど広い波長域にわたって位相遅れが小さく, 上下揺れの大きい断面 (H_0 小, σ 大の断面) ほど位相遅れの大きい波長域が広いといえる。これを波との相対運動という観点から見ると上下揺れの小さい断面ほど相対運動が小さく, 上下揺れの大きい断面ほど相対運動が大きいたることを表している。波との相対運動は (2.4.3) 式に示すように波浪中抵抗増加に深くかかわっている。分割状態の影響の考慮を欠いているため上述の船体横断面の2次元特性を多関節船の相対運動の特性としてそのままとらえることはできないが, このことは H_0 大, σ 小の平行部断面形状を持つ多関節船の方が H_0 小, σ 大のそれよりも波浪中抵抗増加が小さいという比較計算結果とも関連があると考えられる。

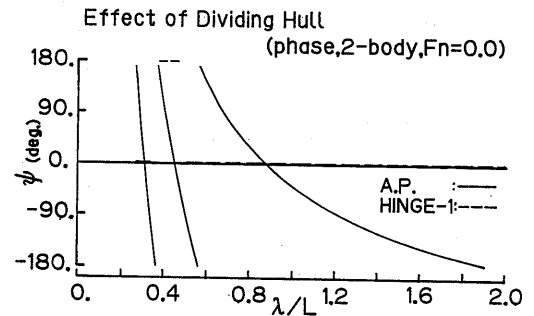
4.3.2 分割状態の影響

分割状態の影響すなわち (4.1.17) 式における Z_0 がどのような特性を持っているかを見てみる。ここではこの Z_0 をその分割状態に固有の複素振幅とみなし, その振幅と位相という形で整理して見ることとする。すなわち Z_0 の第 j 行の成分を

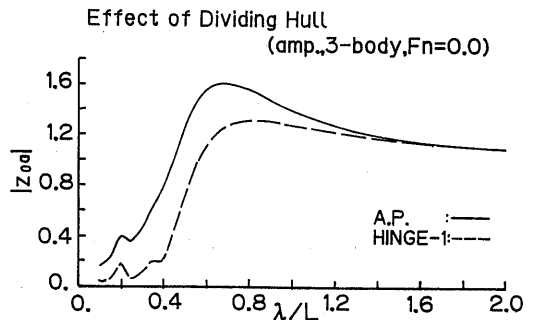
$$Z_{0j} = Z_{0aj} e^{-i(k_s z_{Hj} + \psi_j)} \tag{4.3.1}$$



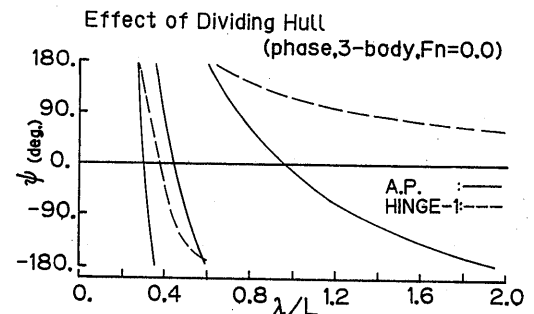
4.4.1 図 筒型船分割状態の影響(2等分割型,振幅)



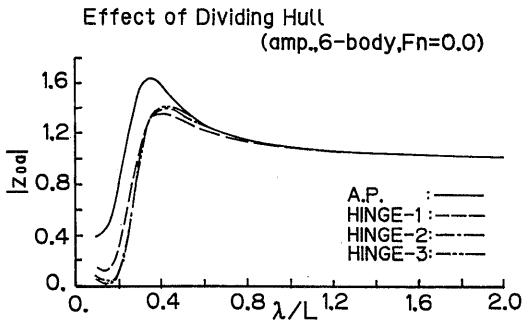
4.4.2 図 筒型船分割状態の影響(2等分割型,位相)



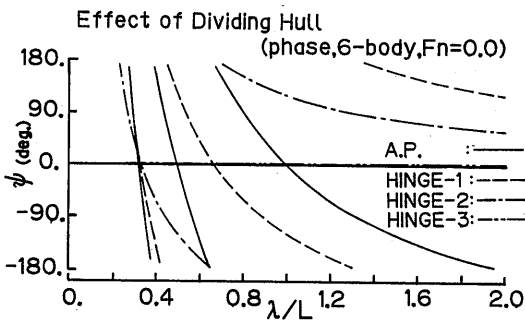
4.5.1 図 筒型船分割状態の影響(3等分割型,振幅)



4.5.2 図 筒型船分割状態の影響(3等分割型,位相)



4.6.1 図 筒型船分割状態の影響(6等分割型,振幅)



4.6.2 図 筒型船分割状態の影響(6等分割型,位相)

と表した場合の z_{0a} と ψ という形である。なお以下に示す Z_0 は正面向い波中の計算結果である。

2, 3, 6等分割型の結果をそれぞれ4.4, 4.5, 4.6図に示す。前後対称な形状の場合は4.1.1で述べたようにこの Z_0 の対称な位置にある成分は共役であることがわかっているから Z_0 の上半分の成分すなわち船尾端から船体中央までのヒンジ部分に対応する成分のみを示す。図中の“HINGE-”に続く番号は、ここでは船首尾端を除いて船尾に近い箇所からつけた番号である。従ってたとえば HINGE-1 は $x = x_{H12}$ におけるヒンジを表している。図では波長船長比を横軸にとっている。位相は(4.3.1)式に示したように各ヒンジ位置における波の位相からの遅れで示している。

振幅については分割数が増すほど応答のピークが短波長側に移動し同時にピークが鋭いものとなっていくという傾向が現れている。実験結果にも同様の傾向が現れており、これは分割数を増すほど船体横断面の2次元的応答に近付くという傾向と共に、分割状態影響の上述の傾向が現れたためであると考えられる。また模型船型の3あるいは4分割型においては船体横断面形状と分割状態の振幅応答に対する影響の最も大きい

周波数帯がそれぞれ互いに近いと考えられ、その部分で両者の相乗効果が実験結果に現れたと思われる。分割数が多いほど応答が早く1に近付くということも図に現れており実験結果に現れていた同様の傾向を説明している。また船首尾端での応答の振幅がもっとも大きくなっていることも実験結果と対応している。

位相については船体中央にヒンジのある2, 6分割型の船体中央部のヒンジにおいて位相遅れは0となっている。これは分割数が偶数の場合には自由度が奇数となり、先述の前後対称な形状における共役条件から中央部での解が実数となることに対応している。また波長が長くなると位相が0に漸近していく様子が見られる。これは振幅が1に漸近していくことと共に4.1.2で述べた $\varepsilon \rightarrow 0$ の挙動を反映したものであると考えられる。

5. 結 言

船体に縦方向回転自由の関節を複数持つ多関節船について、その波浪中応答特性を模型実験と推定計算によって調べるとともに、単純な船型の多関節船を対象として多関節船の波浪中応答特性に寄与する要因について考察した。以下にこれまでの要点をまとめる。

- (1) 模型実験によれば今回取り上げた模型船型については、船体に関節を設けることによって1体型すなわち通常の船には見られないような船体運動の大きなピークが現れる結果が得られた。波浪中抵抗増加についても船体の関節の存在は概略これを増大させるという結果が得られた。
- (2) ストリップ理論を基礎とした多関節船の波浪中応答推定計算法を示した。推定計算結果と実験結果との比較検討によれば、本推定計算法は船首尾で3次元影響と思われる定量的な差や部分的に改良の余地があるものの、多関節船の波浪中応答特性をほぼ説明していることが確かめられた。
- (3) 重量分布が一様な筒型多関節船の $V=0$ における波浪中応答に関する考察によれば、この多関節船の波浪中応答に対しては船体横断面形状と分割状態という2つの要因が独立して影響をおよぼすということがわかった。
- (4) 船体横断面形状と分割状態という2つ要因の個々の特性は本報告で取り上げた模型船型の実験結果をよく説明するものであった。すなわち今回の模型船型に関節を設けることによって現れた船体運動の増大等の現象は主として船体平行部の断面形状の2次

元的な応答特性が比較的大きな運動を引き起こす形状であったことと分割状態の影響の最も大きい周波数帯が平行部断面の2次の応答のピークに近いところに位置したことが原因となっていると考えられる。

- (5) 船体横断面形状と分割状態という2つ要因の個々の特性が今回の模型実験結果を全般的によく説明していたことから、筒型多関節船に近い船型を持つ多関節船の船速の小さい範囲における波浪中応答に対しては、これら2つの要因の寄与はほぼ分離して考えてよいと思われる。

(1)にあるように、今回実験に供した模型船型については船体に関節を設けることは船体運動や波浪中抵抗増加を増大させるといった結果になった。しかし、(5)は(2)の推定計算法とともに他の船型の多関節船の波浪中応答特性を考える場合に有効な手がかりを与えるものと思われ、特に(4)を参考に船体横断面形状と分割状態を適当に選ぶことによって波浪中特性に優れた多関節船の存在も有り得ると考えられる。この波浪中特性に優れた多関節船の存在可能性については文献7でも述べているが、本報告では上記(3)によってその理論的裏付けを与えることができたと思われる。

参 考 文 献

- 1) Fendall Marbury Jr.; MOTIONS OF CONNECTED HULLS IN REGULAR HEAD SEAS: MIT Department of Naval Architecture and Marine Engineering Report No. 67-14, (1967. 10.), pp. 3~8
- 2) J. W. Boylston, W. A. Wood; The Design of a Hinged Tanker: Marine Technology (July, 1967), pp. 219~231
- 3) M. F. van Sluijs; WAVE-INDUCED MOTION AND LOADS OF TUG-BARGE UNITS, SOME DESIGN ASPECTS: International Shipbuilding Progress, Vol. 31, No. 362 (October, 1984), pp. 257~262
- 4) Pierre Haren, Chiang C. Mei; An array of Hagen-Cockerell wave power absorbers in head seas: Applied Ocean Research, Vol. 4, No. 1 (1982), pp. 51~56
- 5) Michael E. McCormick; A Normal-Mode Analysis of the Critically Damped Motions of Hinged Barges in Regular Long-Crested Waves: Journal

of Ship Research, Vol. 31, No. 2 (June, 1987), pp. 91~100

- 6) 渡辺 巖, 上野道雄; 多関節船の波浪中特性について: 第50回船舶技術研究所研究発表会講演集 (1987. 12.), pp. 92~95
- 7) 上野道雄, 沢田博史, 山本徳太郎; 多関節船の波浪中抵抗増加に関する比較計算: 第52回船舶技術研究所研究発表会講演集 (1988. 12.), pp. 69~72
- 8) 高石敬史, 黒井昌明; 波浪中船体運動の実用計算法: 日本造船学会, 第2回耐航性に関するシンポジウム (1977. 12.), pp. 109~133
- 9) O. C. ツィエンキーヴィッツ (監訳; 吉識雅夫, 山田嘉昭); マトリックス有限要素法: 培風館, 3訂版 (1984. 9.), pp. 17~19
- 10) 丸尾 孟, 石井昭良; 簡易公式化による向い波中抵抗増加の計算: 日本造船学会論文集, 第140号 (1976. 12.), pp. 136~141
- 11) 藤井 斉, 高橋 雄; 肥大船の波浪中抵抗増加に関する実験的研究: 日本造船学会論文集, 第137号 (1975. 6.), pp. 132~137

付 録

$$A_{11j} = \int(m+S)dx, \quad A_{12j} = \int Ndx - V[S],$$

$$A_{13j} = 2 \int \rho g b dx, \quad A_{14j} = - \int (m+S)(x-x_g) dx,$$

$$A_{15j} = - \int N(x-x_g) dx + V \int S dx + V[S(x-x_g)],$$

$$A_{16j} = -2 \int \rho g b(x-x_g) dx + V \int N dx - V^2[S],$$

$$A_{21j} = A_{14j},$$

$$A_{22j} = - \int N(x-x_g) dx - V \int S dx + V[S(x-x_g)],$$

$$A_{23j} = -2 \int \rho g b(x-x_g) dx,$$

$$A_{24j} = \int (m+S)(x-x_g)^2 dx,$$

$$A_{25j} = \int N(x-x_g) dx - V[S(x-x_g)^2],$$

$$A_{26j} = 2 \int \rho g b(x-x_g)^2 dx - V \int N(x-x_g) dx - V^2 \{ \int S dx - [S(x-x_g)] \},$$

$$F_{3j} = h_a \left(\int c_1 c_2 e^{-i k_s x} \{ 2 \rho g b - \omega(\omega_e S - i N) \} dx + i \omega V [c_1 c_2 m e^{-i k_s x}] \right),$$

$$F_{sj} = -h_a \left(\int c_1 c_2 e^{-ik_s x} [(x - x_g) \{2\rho g b - \omega(\omega_e S - iN)\} + i\omega V m] dx + i\omega V [c_1 c_2 m(x - x_g) e^{-ik_s x}] \right).$$

ただし

$$x_g = x_{gj}, \quad m = m_{j(x)}, \quad N = N_{j(x)}, \quad b = b_{j(x)},$$

$$c_1 = \begin{cases} \frac{\sin(kb_j \sin \chi)}{kb_j \sin \chi} & (\chi \neq 0, \pi) \\ 1 & (\chi = 0, \pi), \end{cases} \quad c_2 = e^{-k\sigma_j(x)d_{j(x)}},$$

$k_s = k \cos \chi$, 積分範囲は ap_j から fp_j まで。