

日本造船学会(平成8年)春季講演論文前刷

ETDE-JP-mf-97721522

MASTER

〔第1分冊 抵抗・推進・進動・海洋〕

- 1- 1 境界要素法による翼付き没水体まわりの流れ計算…増田 聖始・笠原 良和・芦立 勲…… (1)
- 1- 2 変形格子を使った有限体積法によるタンデム水中翼のシミュレーション
……川島 英幹・宮田 秀明…… (11)
- 1- 3 高アスペクト比近似に基づく定式化による滑走板の未定浸水面形状の決定
……松村 清重・水谷 友基…… 21
- 1- 4 Numerical Study on the Aerodynamic Characteristics of a Three-Dimensional
Power-Augmented Ram Wing in Ground Effect ……平田 信行…… 31
- 1- 5 密度関数法を応用した気泡の数値シミュレーション……金井 亮浩・宮田 秀明…… 41
- 1- 6 DMDF モデルによるオホーツク海流水運動の数値予測
……松沢 孝俊・山口 一・林 昌奎・鈴木 慎介・加藤 洋治…… (49)
- 1- 7 長期予測法のための新しい統計学的数理モデルの構築—船体応答予測への応用—
……新開 明二 万 順涛…… 59
- 1- 8 大波高時の波浪の統計的性質について—方向分散性の影響—……吉元 博文…… (67)
- 1- 9 Model Experiments of Ship Capsize in Astern Seas —Second Report—
……浜本 剛実・榎本 孝史・世良 亘・J. P. Panjaitan・伊藤 弘人・
高石 敬史・管 信・原口 富博・藤原 敏文…… 77
- 1-10 Non-Linear Periodic Motions of a Ship Running in Following and Quartering Seas
……梅田 直哉 Dracos Vassalos…… 89
- 1-11 波浪中における RO-RO 客船の甲板上浸水と損傷時復原性に関する研究
……石田 茂資・村重 淳・渡辺 巖・小川 剛孝・藤原敏文…… 103
- 1-12 テンプレートマッチングと対話型誤識別検出処理を用いた自走模型船の平面運動の計測
……二宮伸治…… 119
- 1-13 肥大船の操縦運動中の流場に関する研究(第三報 定常旋回中の流場)
……大森 拓也・藤野 正隆・巽 圭司・川村 隆文・宮田 秀明…… 125
- 1-14 簡易渦モデルを用いた操縦運動中の主船体流体力の成分分離型数学モデル
……鳥野 慶一・前川 和義…… 139
- 2- 1 長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性—第3報 短波長域の応答及び
姿勢制御の試み—……平山 次清・馬 寧・西尾フラビオ治・佐藤 直章…… (153)
- 2- 2 浮体式空港の設計と環境外力の推定に関する検討…井上 義行・多部田 茂・武井 康将…… (165)
- 2- 3 超大型浮体に働く波力・流体力の推定法に関する研究
……影本 浩・藤野 正隆・朱 庭耀…… (173)
- 2- 4 Prediction of Wave Drift Damping by a Higher Order BEM
……Bin Teng・加藤 俊司・星野 邦弘…… 183
- 2- 5 海洋環境総合観測ロボット「Flying Fish」の開発研究
……小寺山 亘・中村 昌彦・山口 悟・赤松 毅人…… (193)
- 2- 6 Water Entry Simulation of Free-Fall Lifeboat (2nd Report: Effects of
Acceleration on the Occupants) ……荒井 誠・M. R. H. Khondoker・井上 義行…… 205

DISTRIBUTION OF THIS DOCUMENT IS UNLIMITED

RB

DISCLAIMER

**Portions of this document may be illegible
in electronic image products. Images are
produced from the best available original
document.**

境界要素法による翼付き没水体まわりの流れ計算

正員 増田 聖 始* 正員 笠原 良 和*
正員 芦 立 勲**

Numerical Simulation for Submerged Body Fitted with Hydrofoil
by Boundary Element Method

by Satoshi Masuda, *Member*, Yoshikazu Kasahara, *Member*
Isao Ashidate, *Member*

Summary

Recently many kinds of high speed boats have been developed. The hydrofoil type is one of them. On considering the hydrofoil type, one important problem is interaction, for example, interaction between the main hull and the hydrofoil, the hydrofoil and the free surface etc. Here we consider the interaction between the free surface and a submerged lifting body by numerical simulation. The submerged lifting body is composed of a submerged body and a hydrofoil adapted to it. The numerical method is the Boundary Element Method (BEM) that was originally developed at Hiroshima University by Mori and Qi. We have modified the original method and have applied it to this case.

We measured the lifting force and the pressure distribution on the hydrofoil in the NKK Tsu Ship Model Basin, and confirmed that BEM is an effective method for the interaction problem between the free surface and a submerged lifting body. By using this BEM, we considered the depth effect of the lifting force of the submerged lifting body, the optimum location of the adapted hydrofoil and the optimum submerged body shape.

1. 緒 言

近年、船舶の新しい輸送形態を目指し、様々な高速艇の開発が行われている。しかしそれらの大部分は旅客輸送のための小型のことが多い。とくに水中翼を用いて、船体を浮上させることで大幅に抵抗を低減させる方式のものは、揚力が長さの2乗に比例して大きくなるのに対し、排水量は3乗に比例する。したがって水中翼を用いたこれらの船型は大型化に不適とされてきた。そこでFig. 12のType Aに示すような水中翼と没水体を組み合わすことにより、大型船の高速化を図ろうと言う考えが生まれてきた。つまり没水体の浮力と水中翼による揚力の複合支持により船体を浮上させる。没水体の浮力は排水量の増加と同等に増える

ので大型化への難点であった揚力の不足を補える。平成元年度から国家プロジェクトとして開発が行われてきた超高速船テクノスーパーライナー (TSL, Techno Super Liner) の揚力式複合支持船型 (TSL-F2船型) もこのようなコンセプトに基づいている。このように没水体と水中翼を組み合わせた船型において問題となるのが、没水体、水中翼、自由表面の相互干渉による水中翼の揚力低下である。

ここでは、解析対象として没水体の長さが85mで40ktで航行するモデルを想定し、没水揚力体と自由表面の相互干渉によって生じる水中翼の揚力低下について、境界要素法を用いた数値解析を行い検討した。境界要素法は粘性影響の少ない流場の解析に適した数値計算方法であり、船舶流体力学の分野では造波に関する自由表面計算¹⁾²⁾³⁾⁵⁾や、揚力体であるプロペラ周りの計算⁴⁾などに広く応用されている。今回使用した境界要素法のコードは、広島大学工学部において開発されたコードを本計算対象に適応させたものである¹⁾²⁾³⁾。この計算コードを用いて翼付き没水体における没水深度影響、翼取り付け位置の影響、没水体形状の

* NKK エンジニアリング研究所 津研究センター

** NKK 船舶・海洋本部基本計画部

原稿受理 平成8年1月10日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

影響について検討した。

また船型試験水槽において、水中翼面上の圧力計測および、揚力計測、波高計測を実施して計算結果と実験結果の比較検証を行い、計算法の有効性を確かめるとともに、実験からも没水深度の違いによる揚力および水中翼面上の圧力分布への影響を確認した。

2. 境界要素法の定式化と数値計算法

計算対象の座標系を Fig. 1 のように定める。計算対象となる流場をポテンシャル流場と仮定し、 ϕ を摂乱速度ポテンシャルとすると、支配方程式は Laplace の方程式で表される。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

式(1)を Green 関数を用いて書き直すと

$$c\phi = \oint_s \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{1}{r} ds - \oint_s \phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) ds \quad (2)$$

となる。ここで s は流体領域を囲む境界面を表し、 r は流体内の点と境界面上の積分点の距離を表す。また n は、境界面上の外向き法線ベクトルを、 c は空間点に対する立体角を示す。式(2)を、TENT 関数を用いて1次の離散化を行う。

$$\sum_{q=1}^N \phi_q D_{PQ} - \sum_{q=1}^N \frac{\partial \phi_q}{\partial n} S_{PQ} = 0 \quad P=1, 2, \dots, N \quad (3)$$

$$S_{PQ} = \iint_{s_q} T_q \frac{1}{4\pi r} ds \quad (4)$$

$$D_{PQ} = \iint_{s_q} T_q \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) ds \quad (5)$$

また、このときの境界条件は以下のように表される。 t, ζ, g はそれぞれ時間、自由表面での波高、重力加速度を表し、 $U(t)$ は時刻 t における没水体の前進速度を表す。 C_p は圧力係数を表し、添字 $TE+$, $TE-$ は水中翼後縁での上面と下面を示す。

自由表面条件；

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -g\zeta - U(t) \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right) ; z = \zeta \quad (6)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z} - U(t) \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} ; z = \zeta \quad (7)$$

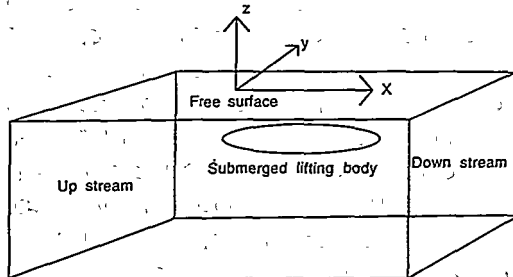


Fig. 1 Coordinate system

物体表面条件；

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -\frac{\partial U(t)}{\partial n} \quad (8)$$

下流境界条件；

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_{z=0} e^{k_0 z} \quad (9)$$

$$k_0 = g/U^2$$

その他の外側境界条件；

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (10)$$

Kutta の条件；

$$\phi_{TE+} - \phi_{TE-} = \text{const.} \quad (11)$$

$$C_{pTE+} = C_{pTE-} \quad (12)$$

自由表面については、境界要素法とは別に差分法用の細かいメッシュを用いて計算を行う。 x 方向は3次の上流差分を用い、 y 方向と時系列については中心差分を用いて、式(6), (7)を解いた。自由表面形状と摂乱ポテンシャルを、任意の関数 f を用いて表すと以下のようになる。

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{i,j} = \frac{2f_{i+1,j} + 3f_{i,j} - 6f_{i-1,j} + f_{i-2,j}}{6\Delta x} \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)_{i,j} = \frac{f_{i,j+1} - f_{i,j-1}}{2\Delta y} \quad (14)$$

$$\frac{f_{i,j}^{n+1} - f_{i,j}^n}{\Delta t} = \frac{\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{i,j}^{n+1} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{i,j}^n}{2} \quad (15)$$

Kutta の条件については式(11)を定式化の条件として考慮し、式(12)については後端から流出する Wake 面の角度を変更することで境界条件を満足させることができる。しかし実際に Wake 面を変化させて反復計算を行うのは数値計算上困難である。そこで Wake 面の流出角度を用いて翼

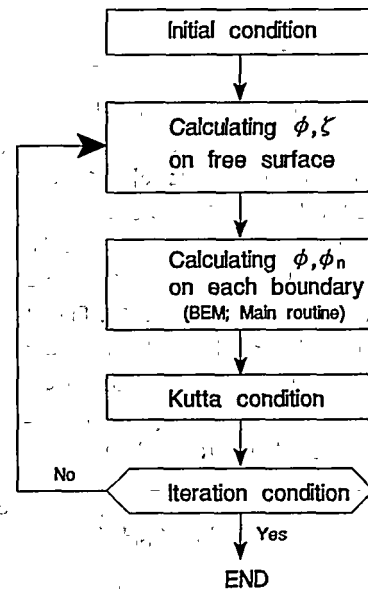


Fig. 2 Flow of calculation

後端の擾乱ポテンシャルを補正することによって、その影響を考慮した。

$$\phi_{TE+} \approx \frac{\pi}{\pi + \alpha} \phi_{TE+} \quad (16)$$

$$\phi_{TE-} \approx \frac{\pi}{\pi - \alpha} \phi_{TE-} \quad (17)$$

α は、式(12)について Newton の反復法を用いて決定することができる。

以上の境界条件のもと式(3), (4), (5)から得た Matrix 方程式を時系列に沿って解く。Fig. 2 に計算の流れを示す。

また、計算対象は没水体と水中翼のみとし、実際は水面貫通部として存在するストラットは省略した。物体形状は物体表面を三角形パネルを用いて分割することにより離散化した。

3. 実験方法および供試模型

船型試験水槽において計算結果の有用性を確認するために、以下の項目について計測を行った

- (1) 水中翼翼面上の圧力
- (2) 水面上の波形計測
- (3) 3方向の力成分

供試模型として、計算対象である水中翼付き没水体と水中翼のみの2状態を用いた。供試模型である没水体の長さ $L_{pp}=3.953$ m, 最大直径は 0.22 m である。また水中翼翼端から翼端までの幅は $B=1.674$ m, 想定実船に対するスケールは 1/21.5 となる。このとき曳引車と没水体もしくは水中翼は、ストラットによって接続されている。水中翼翼面上の圧力計測には直径 6 mm, 定格容量 1.0 kg/cm² の

圧力センサーを翼翼面上に埋め込み、計測を行った。この際、圧力センサーが翼翼面上において段差にならないよう加工した。コードは溝に埋め込んだ後、翼翼面を整形した。Fig. 3 に圧力センサーの配置図を示す。波形についてはサーボ式波高計を用いて計測を行った。また揚力および抗力の計測については3分力計を用いた。Table 1 に計算と実験の対応を示す。

4. 考 察

水中翼付き没水体と水中翼周りの流れについて、没水深度影響、水中翼取り付け位置、没水体形状について考察を行う。計算条件は $Fn=0.713$ で、特に断りのない場合は没水体形状は Fig. 12 の Type A とする。水中翼の翼中心は没水体先端から 55% の位置とし、迎角は 3° とする。また各物理量の無次元化は、没水体の前進速度 U_0 と没水体の長さ L_{pp} を用いて行った。

4.1 没水深度影響

水中翼付き没水体および水中翼単独の揚力へ没水深度が及ぼす影響を境界要素法を用いた計算と、実験結果から検討した。また実験結果には一部不確かさ解析を行った。

Fig. 4 に水中翼単独と水中翼付き没水体の没水深度によ

Table 1 Conditions of experiments and calculations

	Measured		B.E.M	
	Submerged body + Hydrofoil	Hydrofoil	Submerged body + Hydrofoil	Hydrofoil
$d/L_{pp}=0.06$	○	○	○	○
$d/L_{pp}=0.08$	○	○	○	○
$d/L_{pp}=0.10$	○	○	○	○
$d/L_{pp}=0.13$	○	○	○	○
$d/L_{pp}=0.20$			○	○
$d/L_{pp}=0.25$			○	○

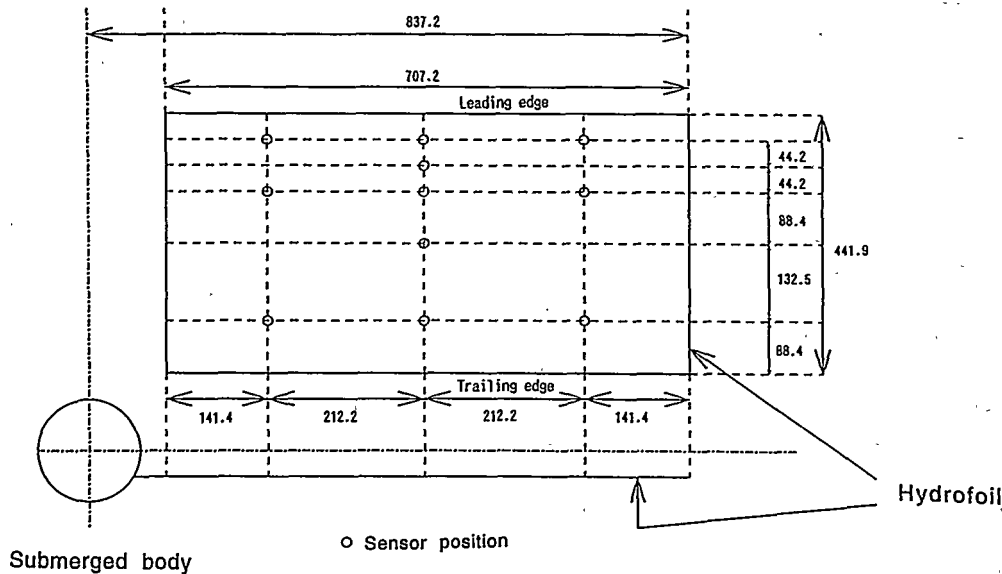
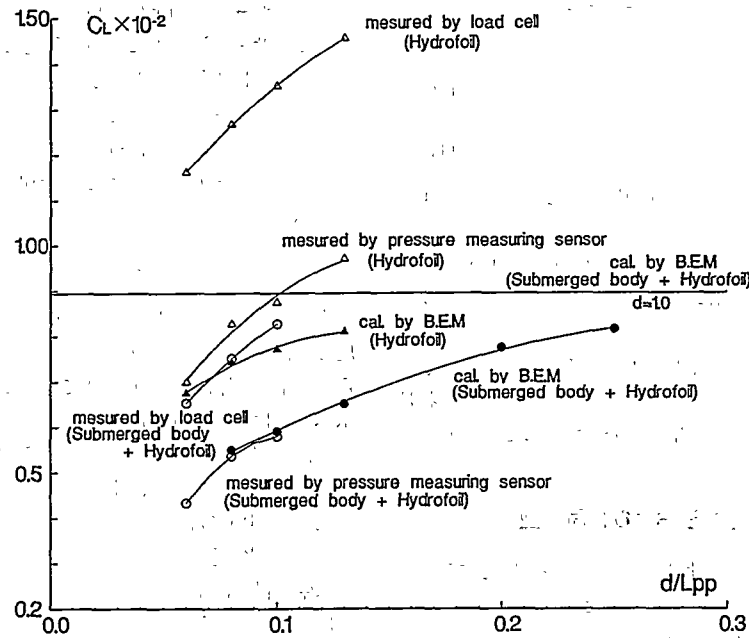


Fig. 3 Position of pressure measuring sensors

Fig. 4 C_L for each submergence depth

る揚力の違いを示す。ここでは境界要素法による計算結果、計測した翼面圧力を積分して求めた揚力、三分力計で計測した揚力について比較を行った。圧力積分によって求めた揚力は、翼端の揚力を0としてSpan方向の上面と下面の圧力差を線形に数値積分して求めた。また没水深度は船長で無次元化した値であり、水面と没水体中心の距離で表す。はじめに水中翼付き没水体について考える。定性的には没水深度が大きくなるにつれてこれらの揚力は大きくなっている。定量的には計算値と圧力積分による揚力はよく一致しているが三分力計によって計測した値はこれより大きい。これは計算値と積分値が翼面上の揚力のみを考え、没水体自体に誘導される揚力を考慮していないためだと考えられる。計算結果から自由表面影響がほとんどない没水深度1の場合と没水深度が0.08の場合では、揚力はおおよそ35%程度減少していることが分かる。つまり没水深度が小さくなると自由表面でより大きな波を作り、その影響によって水中翼の揚力が低下する。また、水中翼付き没水体と水中翼単独の場合では、水中翼単独の方が揚力大きい。これは没水体が存在しない方が自由表面に与える攪乱が小さく、その結果、揚力の減少も小さいためだと考えられる。水中翼単独の場合に着目すると、定性的には水中翼付き没水体と同様に深度が浅くなるほど揚力が小さくなっているのが分かる。ここで三分力計によって計測した揚力が、圧力積分した値より大きいのは、圧力積分の精度の問題の他に、曳航試験時に左右の翼をつなぐための翼が中央に存在しており、この部分の揚力によって、大きくなっていると

考えられる。

Fig. 5 に水中翼付き没水体についての計算と実験による翼面上の圧力分布を示す。Fig. 6 には水中翼単独の場合の翼面上の圧力分布を示す。白抜きのマークは、水中翼上面の実験による計測値を示し、黒塗りのマークは下面の計測値を示す。境界要素法による計算値と実験値を比較すると、両者とも没水深度が小さくなるほど翼上面の圧力が大きくなり、結果として揚力が減少しているのが分かる。また翼下面では没水深度の影響による圧力変動は小さい。水中翼単独と水中翼付き没水体について圧力分布の比較を行うと、水中翼単独の方が翼上面の圧力が低いことが分かる。

Fig. 5 のように計算結果と実験結果を比較して検討を行う場合には、実験結果の精度の評価も重要となる。その意味から水中翼表面圧力計測における不確かさ解析を行った。不確かさ解析は、最近水槽試験結果に対しても水槽試験の品質管理という面から採用することを勧められている。ここでは、通常的手法⁹⁾を使うとともに、精密度の算出には、計測対象が圧力の平均値であるために姫野らが提唱した算出式⁹⁾を用いた。圧力係数(C_p)への不確かさをFig. 5の中央に示す水中翼の50%spanの上下面10点($d=0.08$)で行った。圧力係数のパラメータは圧力値、水の密度、速度である。これらの誤差要因として、圧力値には圧力計、較正曲線へのあてはめ、AD変換、計測値の変動を挙げた。水の密度には温度測定が、速度には計測速度が4.4 m/sと高速なために、対水速度でなく対地速度を解析に使用したことによる残流流れが誤差要因となる。不確かさに

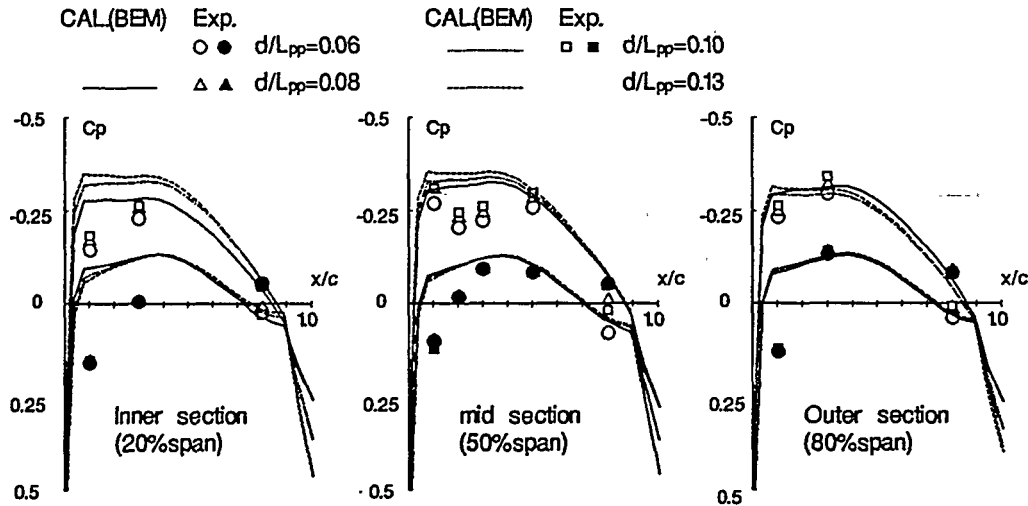


Fig. 5 Pressure distribution (Submerged body + Hydrofoil)

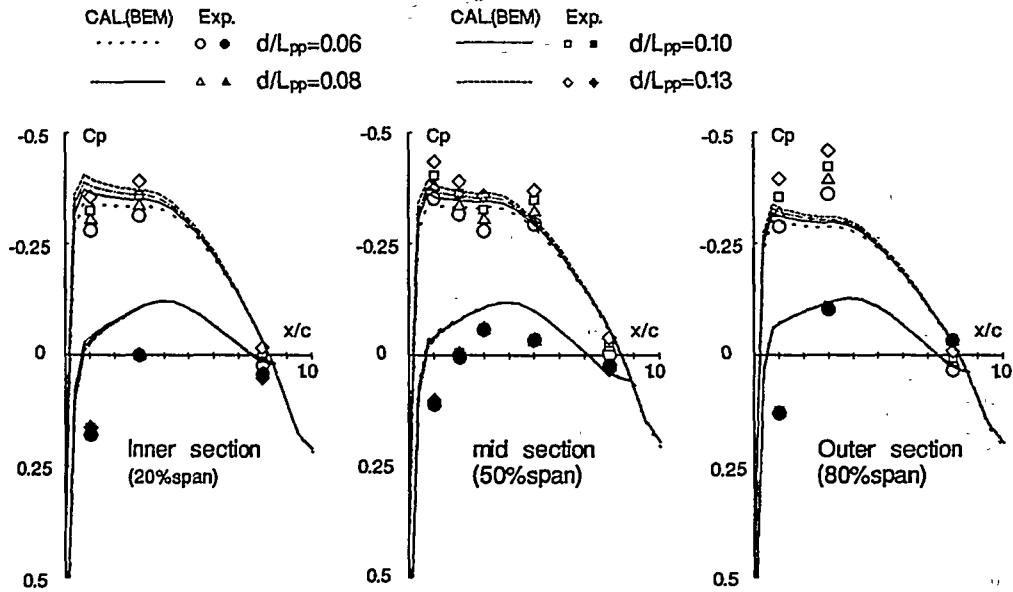


Fig. 6 Pressure distribution (Hydrofoil)

大きな影響を与える測定量は、計測値の変動と残流である。95%包括度をもつ不確かさ URSS を算出した。上面の後縁付近 ($x/C=0.8$) では C_p 値に対して 3.7%, 下面の前縁付近 ($x/C=0.2$) では 2.0% の不確かさがあり、それ以外では 0.6%~1.0% の不確かさをもつことを確認した。水中翼下面の前縁付近 ($x/C=0.1$) の計算結果との不一致は実験の誤差範囲を越えていることを確認できる。

計算によって求めた各没水深度における自由表面形状を Fig. 7 に示す。波形は没水体中心線上の自由表面形状を示

し、原点は没水体先端とした。没水深度が浅くなるほど波高は大きくなり、波傾斜は大きくなっている。水中翼の翼中心は没水体の 55% L_{pp} であるから、波形が大きくなるほど波に沿った下向きの流れが大きくなり、結果として水中翼の有効迎角が減少することになる。Fig. 8 は計測した波高と計算によって得られた波高を比較した図である。没水体中心から 0.630 L_{pp} 幅方向へ離れた点についての波形について比較を行った。船体から後ろに離れるほど一致は良くないが、没水体に近いところでは良く一致している。こ

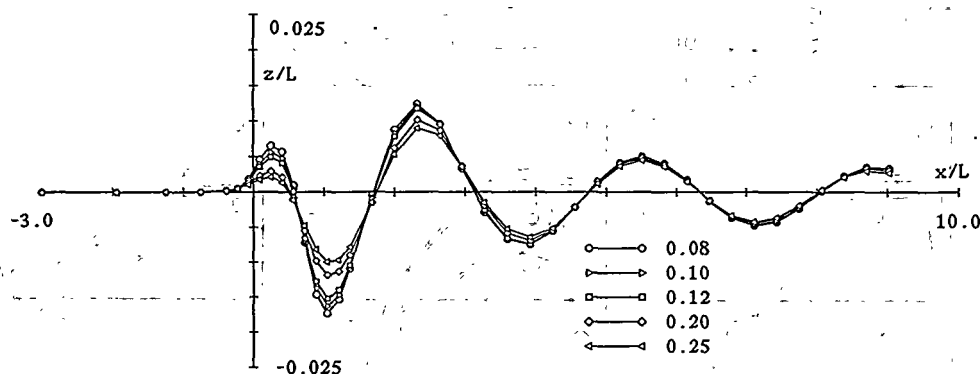


Fig. 7 Wave profile for each submergence depth

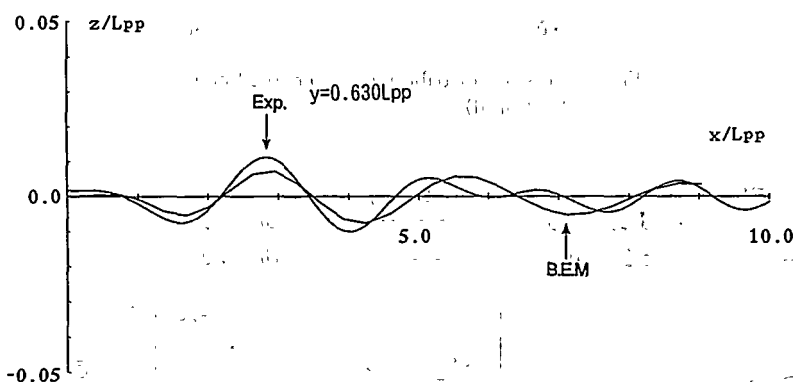
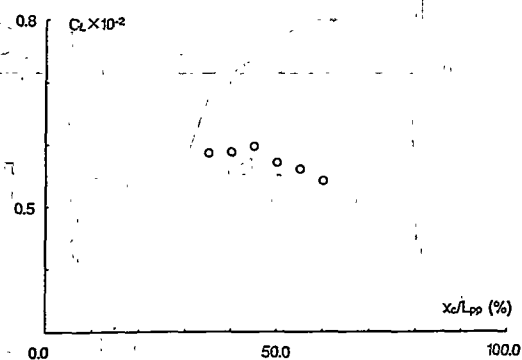


Fig. 8 Wave profile (Submerged body with Hydrofoil)

のことから自由表面と揚力没水体の相互干渉において重要となる没水体近傍の自由表面形状は、計算によって精度良くシミュレートできると考えられる。

4.2 水中翼取り付け位置

自由表面と没水揚力体の相互干渉により、揚力減少が生じることは前節までで明らかとなった。ここでは没水体に取り付けた水中翼の位置を変更することによって、より揚力減少の少ない翼取り付け位置があるかを検討した。没水深度が0.08の場合について、水中翼の翼中心を没水体先端から35, 40, 45, 50, 55, 60% L_{pp} と考えると計算を行った。Fig. 9に翼の取り付け位置と揚力の関係を示す。Fig. 9からは没水体の長さ方向の半分より後方に翼を付ける方が若干、揚力減少が大きいという傾向を示すことがわかる。しかし4.1で示したように自由表面影響の有無による揚力の差に比べると、これらの差は大きくない。Fig. 10に没水体中心上における、翼取り付け位置が35%, 50%, 60%の場合の波形を示す。翼取り付け位置が没水体中心より前方になると、生じる波形の位相も前方に移動する。また位置が後ろになると波形の位相もそれとともなって後方に移動する。つまり波形の位相と水中翼の位置関係は、水中翼の取り付け位置に関係なくほぼ一定である。本計算を行う前は、

Fig. 9 C_L for wing positions

$Fn=0.713$ という高速域において、自由表面に与える影響は没水体が支配的であり、水中翼による自由表面への影響は小さいと考えた。よって水中翼の取り付け位置を変更することで有効迎角の減少が小さい最適位置を見つけることができると予想した。しかし計算結果からは水中翼が自由表面近傍にある場合、水中翼が波形の位相に影響を与えることがわかった。したがって、水中翼の取り付け位置を変更しても波形との相対的な位置関係は、ほとんど変化しな

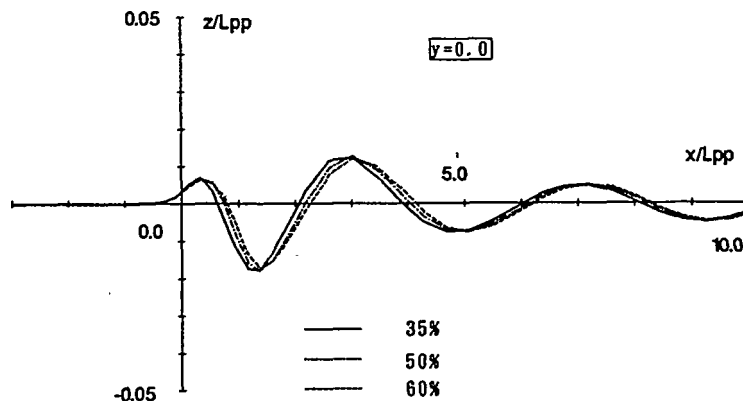


Fig. 10 Wave profile for each wing positions

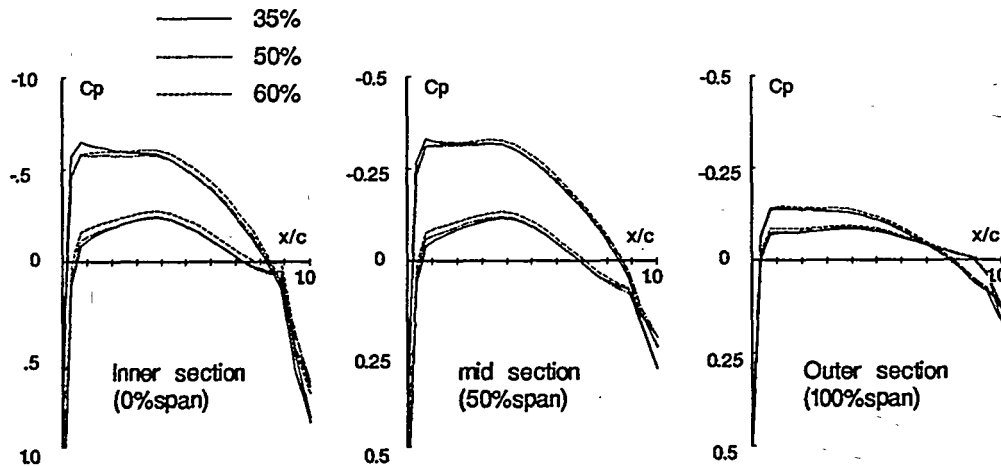


Fig. 11 Pressure distribution for each wing positions

いという結論を得た。つまり水中翼の取り付け位置を変化させても水中翼と没水体、自由表面の相互干渉により、有効迎角を減少させるような流れはほとんど変化しないと考えられる。翼取り付け位置が 35, 50, 60% L_{pp} の場合の水中翼翼面上の圧力分布を Fig. 11 に示す。分布の違いが若干見られるがその差は小さい。このことから翼取り付け位置によって揚力がほとんど変化しないことが分かる。

4.3 没水体形状

水中翼を取り付けている没水体の形状の揚力への影響を検討するために形状を 4 種類に変えて計算した。まずベースとなる没水体の形状は 4.2 まで計算を行ってきた形状で断面形状が円の船型 (Type A) である。断面形状が円であるが面積を小さくした最長体船型 (Type B), 断面形状分布の等しい縦長楕円の船型 (Type C), 断面形状分布の等しい横長楕円の船型 (Type D) を考え比較を行った。形状の概略を Fig. 12 に示す。Type B は没水体の排水量を減らすことで細長化した船型で自由表面への影響が小さいと考えられる。Type C, Type D は排水量を Type A と等しくし、

断面の面積を同じとして縦長と横長の楕円形状にしたものである。没水深度を一定として考えた場合、縦長形状は自由表面にたいする影響が大きく、横長形状は小さいと考えられる。以上のようなコンセプトのもと各形状について没水深度 0.08 についての計算を行った。また Type A, Type B については船型試験水槽において水中翼の迎角が 2° の場合の揚力を 3 分力計により計測した。

Fig. 13 に各没水体形状についての揚力比較を示す。計算結果、実験結果ともに Type B の揚力が大きいことが分かる。また Type A, C, D では、Type C の揚力が他よりも若干小さく、他はほぼ同程度である。Fig. 14 に波形の比較を示す。排水量の小さい Type B は波形も小さく、揚力減少を引き起こす水中翼へ流入する下向きの流れも小さいと考えられる。残りの Type A, C, D は波形の違いがほとんど見られない。以上の結果から没水体が回転体に近い細長形状の場合は自由表面への影響は没水体の排水量によって決定され、断面形状の違いによる変化はほとんどないことが分かった。ただし、本計算では没水体を揚力体として取

Midship section

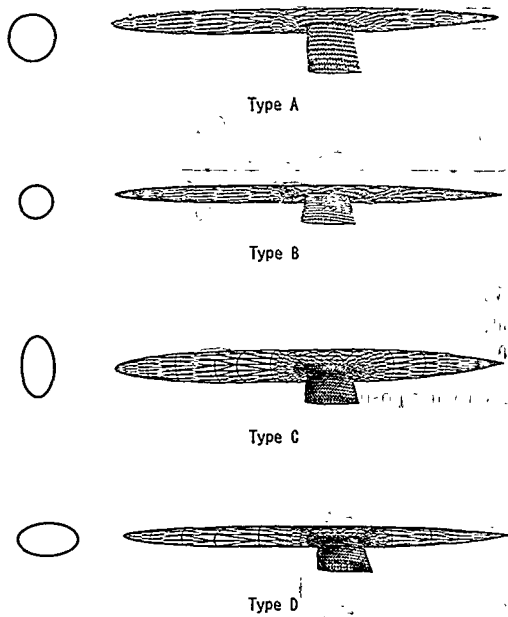


Fig. 12 Types of submerged bodies

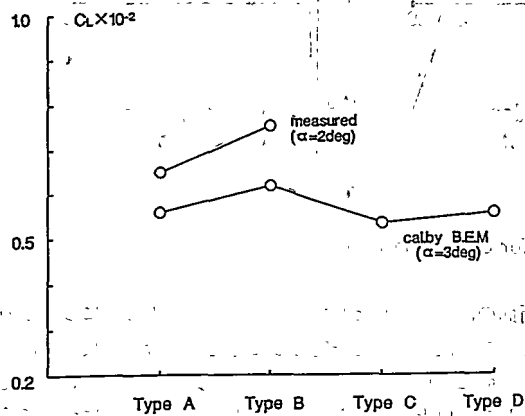
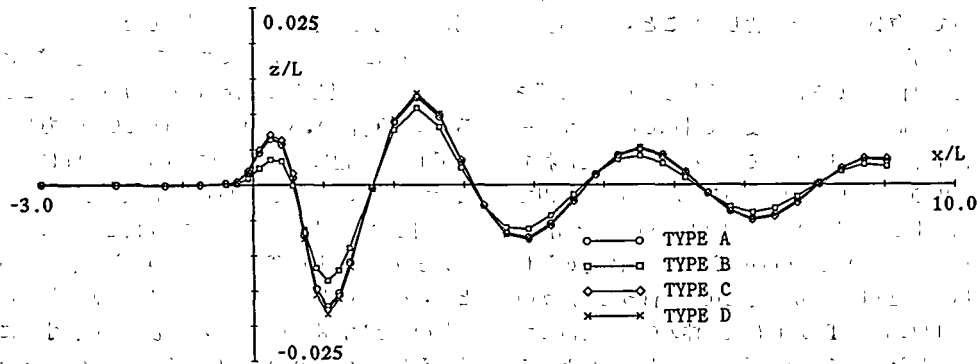
Fig. 13 C_L for submerged body types

Fig. 14 Wave profile for submerged body types

り扱っていないが、実際は没水体自体にも揚力が発生するため揚力に対する最適形状は存在すると考えられるが主要ではない。

以上の結果から没水体長さを一定にし、排水量を減少させれば自由表面形状の変化も小さくなり水中翼の有効迎角が大きくなることがわかった。しかし、全体としては排水量減少分の浮力減少が生じるため、実際は浮力と揚力の和について評価する必要がある。すなわち排水量に見合った最適な浮力と揚力の割合を見つけることが重要になると考えられる。

5. 結 言

境界要素法による数値解析結果と船型試験水槽による実験結果から得られた結論を以下に述べる。

1) 境界要素法により求められた水中翼翼面上の圧力分布および揚力を船型試験水槽において計測した値と比較することによって、本計算方法が自由表面と没水体との相互干渉に対するシミュレーションとして有効であることを明らかにした。

2) 本計算対象のような超高速航行する水中翼付き没水体を船型試験水槽において実験する場合には、計測時間が十分とれないという問題や実験準備や実験でかなりの時間と費用が必要であるという問題が生じる。特に翼取り付け位置や没水体形状の最適化などを実験から求めることは困難である。しかし、本計算法を用いることにより水中翼付き没水体まわりの流れを簡便に求めることができる。よって本計算法が水中翼付き没水体の最適化を行うための設計ツールの1つとして有効であると考えられる。

3) 水中翼付き没水体においては主に没水体と自由表面の干渉によって、水中翼の有効迎角を減少させるような流れが生じ、その結果水中翼の揚力が減少することが計算と実験から確認できた。また没水深度を深くすると自由表面に対する影響が小さくなり、その結果揚力の減少も小さくなることも確認した。

4) 水中翼の最適取り付け位置について境界要素法を用いて検討した。没水体に対する水中翼の取り付け位置を変更した場合、自由表面形状も変化し、結果として水中翼と自由表面形状の相対的な位置関係はほとんど変ず、揚力に変化がないという結果が得られた。つまり水中翼の取り付け位置を変化させても揚力は変化しないことが分かった。

5) 水中翼の揚力減少と没水体形状の関係について境界要素法を用いて検討した。排水量を一定にして断面形状を変化させた没水体では、揚力はほとんど同じとなる。排水量を小さくした細長型は揚力減少が小さいことがわかった。しかし実際は、没水体の排水量と揚力によって船体を支持するため、没水体の排水量を減らすには限度があり、ある程度の中翼の揚力減少はやむをえないと考えられる。

6) 没水体と水中翼の組み合わせた船型を考えるときには、没水体の浮力とそれによる水中翼の揚力減少のバランスを考えなければならない。全体の船体支持力を構成する没水体の排水量による浮力と水中翼の揚力の割合について、最適な組み合わせを研究していく必要がある。

最後に、水中翼付き没水体に関する計算に本境界要素法を適用するにあたり、ご指導を頂いた広島大学工学部 茂里一紘教授、土井康明助教授、Dr. Xu Qi に深く感謝いたします。本論文で用いた実験結果は、平成元年度から6年間おこなわれた国家プロジェクトである超高速船テクノスーパーライナー (TSL, Techno Super Liner) の揚力式複合支持船型 (TSL-F2 船型) の開発の中で行われた実験の一部であり、発表に際し便宜を図っていただいたF2部会会長である川崎重工業株式会社 荻原亮太郎氏およびF2部会長(株)ジャパンテクノメイト 須藤正信氏とTSL-F2部会の委員の方々、TSL技術研究組合の方々に感謝申し上げます。また本論文発表に関し、お骨折りいただいたNKK船舶海洋本部 佐藤博一郎長、協同して実験を行っていただいたNKK津研究センター代田國彦氏と(株)ジ

ャパンテクノメイトの皆様にお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Xu Qi and Mori, K., "Numerical simulation of 3-D Nonlinear Water Wave by Boundary Element Method—In the case of submerged bodies", Jour. of the Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 165, 1989, pp. 9-15
- 2) Xu Qi and Mori, K.: "A Boundary Element Method for the Numerical 3-D Nonlinear Water Waves Created by a Submerged Lifting body", Jour. of the Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 167, 1990, pp. 22-34
- 3) Xu Qi: "Numerical Simulation of 3-D Nonlinear Water Wave by Boundary Element Method", Doctor Thesis, Hiroshima University 1989
- 4) Ling, Z., Sasaki, Y. and Takahashi, M.: "Analysis of Three-Dimensional Flow around Marine Propeller by Direct Formulation of Boundary Element Method (1st Report: in Uniform Flow)", Jour. of the Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 157, 1985, pp. 85-97
- 5) Hoyte C. Raven: "Nonlinear Ship Wave Calculations using the RAPID method", 6th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Iowa, August 1993
- 6) Morino, L. And Kuo, C.-C.: "Subsonic Potential Aerodynamics for Complex Configurations: A General Theory", AIAA Journal, Vol. 12, No. 2, Feb. 1974, pp. 191-197
- 7) 柳沢三恵: "境界要素法を用いた亜音速流中の3次元揚力物体の空力特性の計算", 航空宇宙技術研究所報告, 1984
- 8) 笠原良和: "推進性能試験法", 日本造船学会推進性能研究委員会・第5回シンポジウム, 船体まわりの流れと船型開発に関するシンポジウム, 1993, pp. 97-132
- 9) 姫野洋司, 西尾 茂, 高松健一郎: "不確かさの抵抗・自航試験への応用", 関西造船協会誌, 第214号, 1990, pp. 39-47

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

変形格子を使った有限体積法による タンデム水中翼のシミュレーション

正員 川 島 英 幹* 正員 宮 田 秀 明**

Simulation of Tandem Hydrofoils
by Finite Volume Method with Moving Grid System

by Hideki Kawashima, Member, Hideaki Miyata, Member

Summary

A finite-volume method is applied to a problem of tandem hydrofoil advancing beneath the free surface. The curvilinear grid system is fitted both to the free surface and to the hydrofoil surfaces which moves by the wave motion and ship motion respectively. It is demonstrated that such simulation technique is useful for understanding of hydrodynamical properties of system with moving boundaries and that it can be practically used for the design of hydrofoils with flaps and associated control system.

1. 緒 言

近年の数値流体力学 (CFD) の発展は、高レイノルズ数の流れや、時間発展的な流体現象などを解明することを可能にしてきた¹⁾。このような流体シミュレーションの工学的な応用を考えた場合、非定常な流れを解明することの重要性が高まっている。船舶工学の分野に限っても、操縦問題や耐航性など大きな関心を寄せられている動的問題が多く存在する。しかし物体が非定常運動するとき、その周りで起こる流体現象は非常に複雑なものとなるため、その流れ場を解明することは実験的にも解析的にも大変難しい問題となる。

そこでこうした動的問題を取り扱える CFD 技術の開発が進められてきた。このような動的問題のうち、造波などの自由表面を対象とした移動境界問題は、MAC 法、TUM-MAC 法²⁾ 等により、大きな進歩が見られた。また比較的最近になって変形または移動する物体に対する取り組みが盛んになってきている。有限体積法の成熟と、Rosenfeld³⁾ の手法による移動速度の簡便処理法が CFD による動的問題

に対する色々な応用性を高めてきている。秋元⁴⁾ は、このような境界適合の移動格子を用いることにより、変形する物体周りの流れ場を解くことに成功し、魚が身をくねらせながら泳ぐシミュレーションを行った。従来、流体微係数を用いることにより取り扱ってきた船舶の操縦問題についても、大森らにより物体運動に対応した CFD を用いたシミュレーション法⁵⁾ が提案されている。このように非定常問題に対処するための CFD 技術は、長足の進歩を遂げ、現在では応用問題を解くレベルに達しつつある。

実験的、解析的手法の的確な適用が難しい動的問題の一例として、水中翼船の運動シミュレーション⁶⁾ がある。翼走時の水中翼船は、浮力による復原力をほとんど持たず、航空機と同様に動的揚力により安定性を確保する必要がある。しかし水中翼周りの流れは、翼間あるいは自由表面との複雑な流体力学的干渉のため、強い非線形性を持ち、線形運動モデルで動特性を評価することには限界がある。そのため、水中翼の流力特性や、そこで生じる複雑な干渉現象を把握することを目的とした研究が盛んに行われてきており、水中翼の性能、振動翼あるいは補助翼振動時の流体現象^{7,8)}、自由表面との干渉⁹⁾、翼列の干渉¹⁰⁾ など干渉現象や波浪中の翼特性¹¹⁾ などに対する知見は蓄積されてきている。しかし依然として自由表面等を含む翼系全体での、流体現象と、その動特性を予測することは難しい。それ故に水中翼船の新システムの開発設計に於いて、相互干渉を考慮した翼配置の決定、アクチュエーター能力の決定、制御

* 運輸省船舶技術研究所推進性能部 (研究当時東京大学大学院工学系研究科)

** 東京大学工学部船舶海洋工学科

原稿受理 平成 8 年 1 月 10 日

春季講演会において講演 平成 8 年 5 月 15, 16 日

則を含めた安定性の検討, ゲインの決定等は, 結局, 実験船や実船による試験にかなり大きな部分を頼っている。

そこで, 本研究では変形格子を用いた有限体積法による時間進行 CFD シミュレーションの応用の可能性を明らかにするために, 変形格子技術と運動方程式さらに制御系を連結する方法を構成することにより, 制御系を含めた水中翼船の運動シミュレーションを行った。翼間あるいは自由表面との複雑な干渉も, CFD により流場から流体力を直接的に求めることにより自動的に考慮される。なお本研究では, 2次元のタンデム水中翼周りの流れを計算し, 垂直面内での運動を解いている。

本報は以下の様に構成される。第2章では, 物体運動を変形格子によって対応した流体計算法について説明する。第3章では固定されたタンデム水中翼周りの流場シミュレーション結果について説明する。第4章では自由運動する水中翼船のタンデム水中翼の運動と制御のシミュレーション結果について報告する。第5章において, 本研究の結論を述べる。

2. 計 算 方 法

2.1 有限体積法

本研究においては, 物体適合変形格子を用いることで, 物体運動に対応した流場計算を行う。その結果得られた流体力を用いて, 運動方程式を解くことにより, CFD の運動シミュレーションへの応用を行った。

本研究で用いた流体計算法は有限体積法で次のような特徴を持つ。

(1) 支配方程式として格子移動を考慮した ALE 型非圧縮性 Navier-Stokes の方程式(1)と連続の式(2)を用い, 有限体積法によって離散化する。

$$\rho \frac{du}{dt} + \nabla \cdot (\rho u - v) = -\nabla p + \frac{\mu}{Re} \nabla \cdot [\nabla u + (\nabla u)^T] \quad (1)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (2)$$

u : 流体の速度ベクトル

v : 格子の移動速度ベクトル

p : 圧力

(2) MAC 法のアルゴリズムにより時間発展的な非定常問題を取り扱う。

(3) 時間変化する物体及び自由表面に対し境界適合させた変形格子を用いる。

(4) ベクトル成分をデカルト座標で定義する。

(5) 圧力定義点を速度定義点が囲むスタッガード配置とする。

(6) 圧力解法には SOR 法を用いる。

(7) 移流項には 3 次精度の上流差分を適用する。

(8) 乱流モデルとして Baldwin-Lomax モデル¹²⁾を用い, 高 Reynolds 数の粘性流に対応させる。

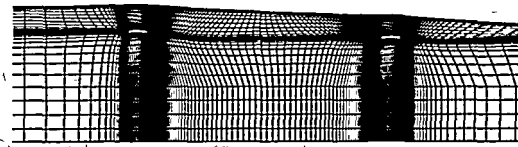


Fig.1 Grid system for the tandem hydrofoils.

(9) 三次元計算用のコードに二次元的な格子と境界条件を与え二次元計算とする。

2.2 計算格子

計算格子には翼列と水面に適合する境界適合格子を用い, また翼と水面の運動及び変形に対応させるため変形格子法を用いる。翼は扁平な形状であり, 上部境界が自由表面であるので, 格子系は Fig.1 にみられるように直方体に近い形の H-grid とする。

変形格子法では各境界面が時間発展的に移動するので, 各時間刻み毎に計算格子を更新する必要がある。そのため, 計算時間がかかる格子生成法はあまり適していない。そこで直交性と滑らかさには欠けるが, 高速な格子生成が可能な代数的方法の一種である Transfinite 法を用いる。そして格子生成を行った後, 格子の滑らかさを改善するために平滑化を行う。

Transfinite 法は混合関数と呼ばれる補間関数を用いて境界上の座標から内部点を補間する方法であり, 本計算では Lagrange 補間係数と Hermite 補間係数を用いている。計算領域をいくつか分割して格子生成しているため, その接合部では格子線が不連続となり, 計算空間上で微分値が一意に定まらない。そこで格子を生成後, 平滑化操作で格子線の不連続を押さえている。

2.3 移動境界の取り扱い

変形格子が, 時間的にも空間的にも幾何学的な保存則を満たすために, Rosenfeld は, 次の 2 式を用いる有限体積法を提示した。

$$\frac{dV}{dt} + \int_{S(t)} dS \cdot (u - v) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} u dV = \int_{S(t)} dS \cdot \bar{T} \quad (4)$$

(3) 式はコントロールボリュームにおける質量保存の式で $S(t)$ は面積ベクトル, $V(t)$ はコントロールボリューム, u は流体の速度ベクトル, v は格子の移動速度ベクトルである。また運動量保存の式は, (4) 式の様になる。このとき dS は面積要素, dV は体積要素, $\bar{T}$ はニュートン流体の応力テンソルで, 次の(5)式の様に表される。

$$\bar{T} = -(u - v)u - P\bar{I} + \mu[\nabla u + (\nabla u)^T] \quad (5)$$

ここで P は圧力, $\bar{I}$ は単位テンソル, μ は動粘性係数である。

2.4 物体境界条件

タンデム水中翼の物体境界の移動は次の二段階を経て行

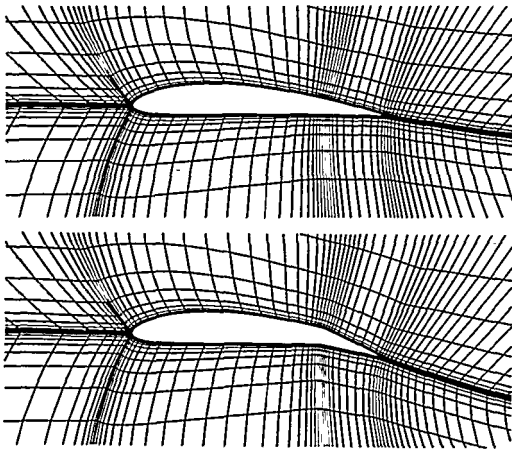


Fig. 2 Flap deflection by moving grid system.

われる。まず補助翼の作動角を与え、翼のセンターラインをフラップヒンジ部で曲げ、Fig. 2 の様に境界長さが変わらない様に物体境界を変形させる。しかる後に、運動方程式の解から求められたタンデム水中翼の変位量を用いて、重心位置を中心として、上下方向、回転方向についての座標変換を行う。このような移動する物体境界の境界条件としては、速度については、翼面上で no-slip 条件として、流体速度と物体速度が等しいという条件を与えている。また物体表面の速度を用いて Navier-Stokes 方程式から物体表面の圧力勾配を求め境界条件とする。

2.5 自由表面条件

物体境界と同様に自由表面に対しても変形格子法を用いる。自由表面の境界条件である力学的条件と運動学的条件に従い、自由表面に境界適合な変形格子が時間発展的に移動する。

自由表面の運動学的条件とは、自由表面上の流体粒子が常に自由表面上に存在することである。自由表面を $F(x^1, x^2, x^3, t) = 0$ で表すと、

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + u^i \frac{\partial F}{\partial x^i} \quad (6)$$

となる。

一方、空気による作用、表面張力、自由表面における粘性応力は、本計算の範囲内では無視できる。そのため、力学的条件は、 p_0 を大気圧とし、2 方向を鉛直上方とすると次式になる。

$$\phi \left(= p + \frac{x^2}{F_{\eta^2}} \right) = p_0 \quad (7)$$

従って、波高は(6)式により求まる。自由表面での速度境界条件は、水面下のセルから等置で外挿することによって求め、圧力境界条件を(7)式によって与える。

2.6 外部境界条件

流入境界では、一様流中の場合と数値造波を行う場合で

異なる境界条件を与えた。一様流中では、主流方向にのみ一様流速、他の二方向には速度零という条件をディリクレ的に与える。また圧力は静水圧に固定する。数値造波を行う場合には、4.4 節で述べるように、深水波における水粒子のオービタルモーションによる速度を一様流速に加える。

流出境界では、流れ場の境界からの反射によって解が壊れることを防ぐ必要がある。そのため、境界条件は、各流れ変数を内側の点から零勾配となるように等置外挿し、ノイマン条件としている。

底部境界では、圧力をディリクレ条件のもと静水圧に置き、速度は流出境界と同様に零勾配の等置外挿をおこなう。

2.7 座標系および無次元化

計算に用いる座標系は、主流方向を x 、鉛直上方を y 、スパン方向を z とする。

長さ、速度は、各々翼弦長、一様流速を用いて無次元化を行ない、以下特に記す場合を除いて無次元数を用いる。また揚力 L は、(8)式に基づき揚力係数 C_L を得る。ここで ρ は水の密度、 U_∞ は一様流速、 c は翼弦長である。

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 c} \quad (8)$$

3. タンデム水中翼列の相互干渉

水中翼列周りの流れは、造波、循環、渦放出、伴流等による複雑な相互干渉を伴う。そこで本章では、まず固定状態の水中翼列周りの流れの計算を行い、タンデム水中翼列の相互干渉を検討した。

3.1 タンデム水中翼

Fig. 1 に示すようなタンデム水中翼周りの流れ場の計算を行う。前後にタンデム配置した翼は、同翼弦長とする。また前翼の没水度を翼弦長ベースで 1.0 とし、後翼の没水度を 1.25 とする。また補助翼を翼の後縁部 25 % を利用した単純フラップとする。二枚の翼の翼型には、西山らの実験結果¹⁰⁾ が良く知られている NACA 4412 型を用いる。

3.2 計算条件

次章の運動シミュレーションの場合と計算条件をそろえ、翼弦長ベースで、フルード数は 6.0、レイノルズ数は 1.0×10^6 とする。また前翼の迎角は 2.68 度、後翼の迎角は 1.28 度とする。

前翼補助翼動作が後翼の流体力に与える影響を検討し、翼間距離の大小による変化を調べるため、水中翼間の距離を 3 と 10 の 2 種類についてシミュレーションを行う。計算条件を Table 1 に示す。 i は主流方向、 j は上下方向、 k はスパン方向である。尚、2 次元問題を、3 次元計算用コードを用いて解くため、スパン方向の格子数を 5 として、3 次精度の上流差分に対応する 2 次元的な境界条件を与える。

3.3 計算結果

3.3.1 発進時の翼列干渉

Table 1 Conditions of computations

Reynolds number	1.0×10^6	
Froude number (based on chord length)	6.0	
computational region	$-13.0 < x < 20.0$ $-5.25 < y < 0$	$-10.0 < x < 16.0$ $-5.25 < y < 0$
number of grid points ($i \times j \times k$)	$199 \times 50 \times 5$	$160 \times 50 \times 5$
distance between wings (based on chord length)	10	3
time increment Δt	1.0×10^{-4}	
wing section	NACA4412	
attack angle of the fore foil	2.68	
attack angle of the aft foil	1.28	
depth of the fore foil (based on chord length)	1.0	
depth of the aft foil (based on chord length)	1.25	
number of grid points on the foil surface	35	
minimum grid spacing	4.0×10^{-4}	

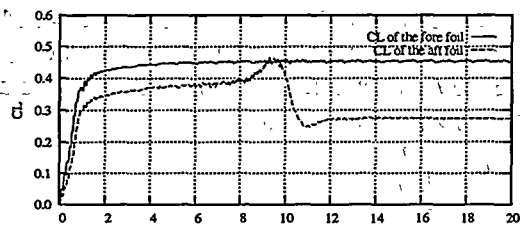


Fig. 3 Time histories of CL of fore and aft foils after starting.

タンデム水中翼を発進させると、前後両翼の揚力が発達し、両翼から発達渦が放出されるが、前翼からの発達渦は後翼と干渉を起こす。この過程のシミュレーションを行った。

Fig. 3は前後両翼の揚力の時間履歴である。尚この時の翼間距離は10である。加速時間は無次元時間で1で、加速終了直後に前後翼とも流体力が一旦定常となるが、その後、後翼の揚力は前翼の影響により一時的に増大し、つづいて急減少して結果的に最初に比べてかなり低いCLに落ちつき定常となる。

Fig. 4に加速終了後から各流体力が定常に達するまでの渦度の発達過程と自由表面の形状の変化を示す。前翼後縁から放出された渦が後方に流れ去り、後翼の位置を通過する際の干渉で後翼の揚力に変動が引き起こされるのが観察される。またこの放出渦が自由表面の谷部と供に移動することも観察され、放出渦が波形の発生を伴っていることが判る。これは発達渦としてよく知られている現象であり、自由表面における造波の発達過程と後翼の揚力変動に大きな影響を与えている。

このような発達時の前後翼干渉が発進時の揚力変動を通して姿勢変化を引き起こすことは、模型実験等で良く経験されることである。

3.3.2 前翼補助翼が周期運動する場合

次に前翼の補助翼が周期運動する場合のシミュレーション

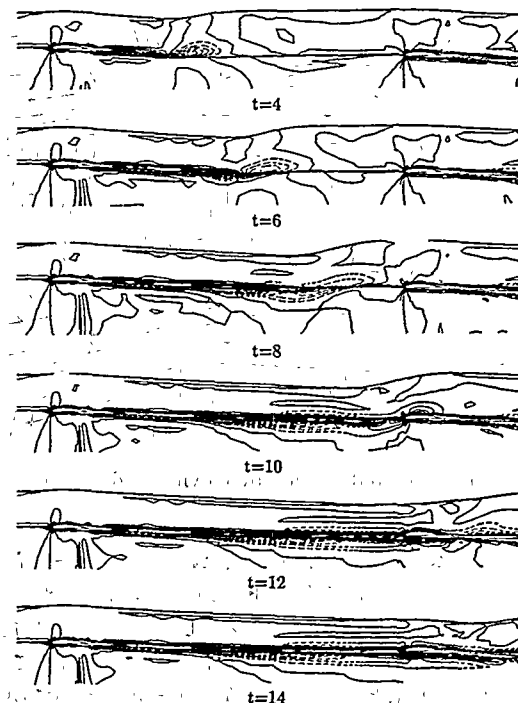


Fig. 4 Time-sequential development of computed vorticity fields and wave profiles of free surface after starting. $Fn=6.0$ and $Re=1.0 \times 10^6$, $t=4, 6, 8, 10, 12, 14$, the interval of contour is 0.1, clockwise rotation is drawn in solid lines and anticlockwise rotation is drawn in dotted lines.

ンを行った。加速終了後、各流体力が定常に達した後、前翼補助翼を正弦的に作動させ、渦、波、伴流等による後翼への影響を調べた。補助翼は上方に5度から下方に10度までの間を作動し、補助翼作動角は(9)式により与えられる。尚、補助翼作動開始後、半周期を過渡領域として、角加速度が連続になるように徐々に加速している。

$$\theta = \theta_{ave} + \theta_{amp} \sin(\omega t) \quad (9)$$

$$k_f = \frac{\omega c}{2U_\infty} \quad (10)$$

ω : 補助翼作動角速度

c : 翼弦長

U_∞ : 一様流速

θ : 補助翼作動角

θ_{ave} : 平均補助翼作動角 (2.5 deg)

θ_{amp} : 補助翼作動角振幅 (7.5 deg)

Table 2のように翼間距離と(10)式で表される無次元作動周波数 k_f をパラメーターとして変化させ計算を行った。Fig. 5にCASE 1~CASE 4の各種条件に於ける前後両翼のCLの時間変化を示す。翼間距離の大小に関わらず、前翼の補助翼の振動により、後翼のCLが翼間距離分の遅れ

Table 2 Parameters for flap deflection tests

	distance between wings (based on chord length)	nondimensionalized frequency
CASE1	3	1.0
CASE2	10	0.5
CASE3	10	1.0
CASE4	10	1.5

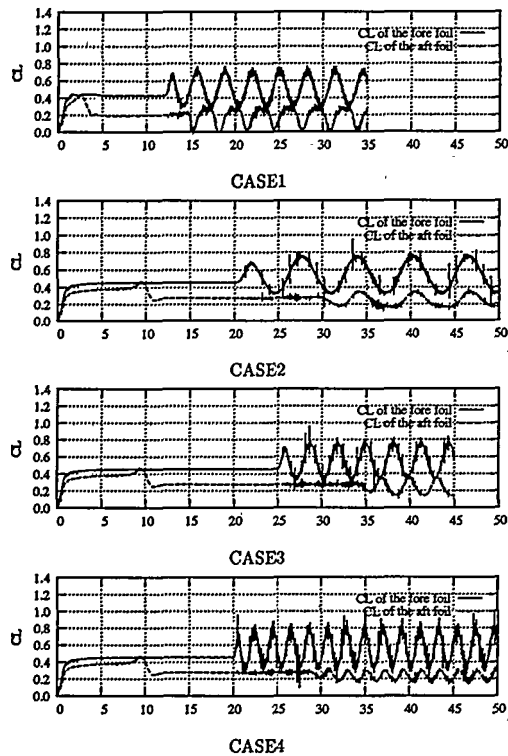


Fig. 5 Comparison of time histories of CL in different test conditions (see Table 2).

を伴って変動する。また作動周波数を高くすると後翼揚力の変動が小さくなるのが判る。Fig. 6 にこのときの流れ場の様子を渦度コンターを用いて表す。前翼の補助翼作動に伴い、翼まわりの循環の変化が誘起され、連続的に渦が放出される。その放出渦がさらに自由表面の形状を変化させながら、後翼へ流入するプロセスが判る。

3.3.3 討論

発進時、前翼からの放出渦が後翼の揚力変動に重大な影響を与える、いわゆる発進渦による両翼間の干渉現象を捉えることができた。また補助翼作動に伴い翼間距離分の遅れの後、後翼に揚力変動を起こす。これは、補助翼作動による渦放出によるものである。

前翼補助翼の作動周波数が高い場合、後翼の揚力変動の

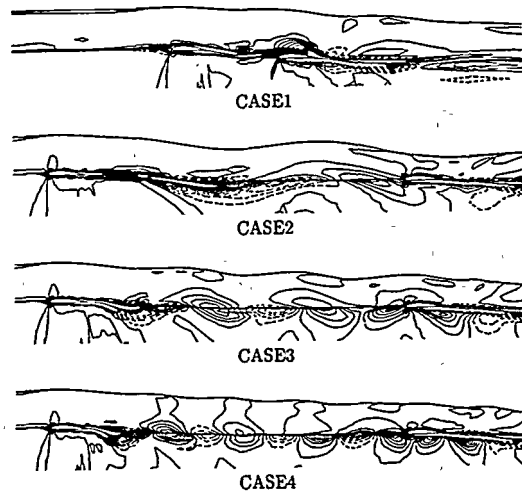


Fig. 6 Comparison of vorticity contour maps in different test conditions (see Table 2). $Fn=6.0$ and $Re=1.0 \times 10^6$, the interval of contour is 0.1, clockwise rotation is drawn in solid lines and anticlockwise rotation is drawn in dotted lines.

振幅が小さくなるが、その理由としては、前翼補助翼の作動時に放出される渦自体が小さくなる、あるいは放出渦が連続的に流入するため、一つの渦による揚力変動が終わる前に次の渦が流入するということが考えられる。しかし結論を導くまでの知見を得ておらず、今後の課題として、この現象の原因を解明する必要があると考える。

発進あるいは、補助翼作動により、翼まわりの循環が急激に変化する。この急激な循環の変化が、放出渦を誘起し、自由表面に対しても造波という形での干渉現象を引き起こす。これらの複雑な干渉現象がからみあい後翼の揚力変動に影響を与える。

4. タンデム水中翼船の運動シミュレーション

4.1 運動シミュレーション

CFD により得られた流体力を用いて、各計算ステップ毎に運動方程式を解き、物体運動による変位を導き出し、格子変形を経て、CFD シミュレーションへ戻るといった直接的な方法により、2次元化された水中翼船の運動シミュレーションを行った。さらにその応用例として、動的安定性を主として制御に依存している全没型水中翼について補助翼を制御した状態の運動シミュレーションを行った。これらの計算は Fig. 7 の様な手順を繰り返すことにより行われ

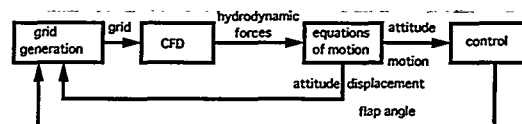


Fig. 7 Flow diagram of computational procedure.

る。

4.2 水中翼船のモデル

本研究では、仮想的に Table 3 のような条件を設定し、その条件下で設計した水中翼船を計算対象とする。Table 4 に示す無次元化した質量、慣性モーメント、重心位置を、Fig. 8 に表すように船体を船長方向に分布荷重、機関を集中荷重を置くことで求めている。更に船体抵抗、推進力と重心まわりで静的な釣り合いがとれるよう前後の翼の迎角を決定する。翼型は、NACA 4412 で、前翼の迎角は、2.68 度、後翼の迎角は 1.28 度である。また運動は垂直面内において pitch, heave のみを自由とし、surge は固定とした。補助翼は翼の後縁 25 % を単純フラップとして、上方に 5 度、下方に 10 度までの角度をとれる様になっている。補助翼作動用のアクチュエーターは実船では必要最小限

Table 3 Design condition (full scale ship)

length	24.0m
width	10.0m
weight	100t
velocity	40kt 20.58m/s
chord length	1.0m
span length	9.0m
depth of the fore foil	1.0m
depth of the aft foil	1.25m
length between foils (based on chord length)	10

Table 4 Geometry of the ship for computation

nondimensionalized weight	0.727
nondimensionalized moment of inertia	27.14
CL of the fore foil	0.454
CL of the aft foil	0.273
Ct of the ship	0.04
location of centroid	(x,y) = (-0.936, 1.0)

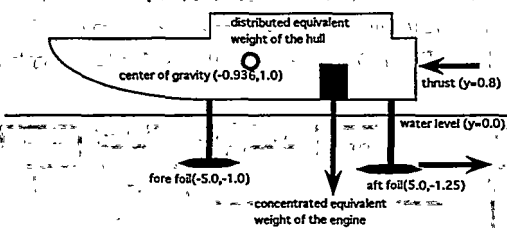


Fig. 8 Schematic view of the hydrofoil.

の容量の物が搭載されるが、本研究では実船において 10 Hz 程度の作動周波数がとれるアクチュエーターを搭載したと仮定して、最大角速度を実船換算で毎秒 100 度とする。また補助翼の制御法には、古典的な比例 (P) 型と比例微分 (PD) 型制御則を適用する。前後の翼の静止時水面に対する高さを制御の目標値に設定し、前後それぞれの補助翼に動作指令を与えている。

4.3 計算条件

本研究では、設計条件と同フルード数における自航模型試験を数値水槽で行うという条件下で運動シミュレーションを行った。翼弦長ベースで、フルード数は 6.0、レイノルズ数は 1.0×10^6 である。試験項目としては、インパルス応答試験と平水中高度保持制御、波浪中運動制御の 3 種について行った。インパルス応答試験と平水中高度保持制御の計算条件を Table 5 に示す。波浪中運動制御については、流入境界で数値造波を行うため、 x 方向の格子数を 207 に増やす。

4.4 数値造波

波浪中における姿勢制御試験を行う場合は、流入境界において数値造波を行い、規則波を入射する。流入境界で一定流速に波のオービタルモーションによる速度を加え、 x 方向の速度 u_w と y 方向の速度 v_w を、(11)、(12) 式の様に与える。

$$u_w = U_\infty + a\omega_w \frac{\cosh k_w(D+y)}{\sinh k_w D} \sin(k_w x - \omega_w t) \quad (11)$$

$$v_w = a\omega_w \frac{\sinh k_w(D+y)}{\cosh k_w D} \cos(k_w x - \omega_w t) \quad (12)$$

また自由表面においては波高を (13) 式に従って与える。

$$\eta = g \sin(k_w x - \omega_w t) \quad (13)$$

ω_w : 振動数

k_w : 波数

a : 振幅

D : 水深 (∞)

4.5 運動方程式と制御則

Table 5 Conditions of computations

Reynolds number	1.0×10^6
Froude number	6.0
computational region	$-13.0 < x < 20.0$ $-5.25 < y < 0$
number of grid points ($i \times j \times k$)	$199 \times 50 \times 5$ $207 \times 50 \times 5$ (wave making)
distance between wings (based on chord length)	10
time increment Δt	1.0×10^{-4}
wing section	NACA4412
attack angle of the fore foil (degree)	2.68
attack angle of the aft foil (degree)	1.28
depth of the fore foil (based on chord length)	1.0
depth of the aft foil (based on chord length)	1.25
number of grid points on the foil surface	35
minimum grid spacing	4.0×10^{-4}

4.5.1 運動方程式

水中翼船の垂直面内の運動は、鉛直方向については(14)式、回転については(15)式の、無次元化された運動方程式により求められる。また運動は重心周りとする。

$$(C_{L_f} + C_{L_a} - C_{wship}) = C_{wship} \frac{\ddot{y}}{Fn^2} \quad (14)$$

ここで、

C_{L_f} : 前翼の揚力係数

C_{L_a} : 後翼の揚力係数

C_{wship} : 水中翼船の無次元重量

$\frac{\ddot{y}}{Fn^2}$: 無次元加速度

$$(C_{m_L} - C_{mship}) = C_{mship} \frac{\ddot{\theta}}{Fn^2} \quad (15)$$

C_{m_L} : 翼系によるモーメント

C_{mship} : スラスト、抵抗等によるモーメント

C_{mship} : 無次元慣性モーメント

$\frac{\ddot{\theta}}{Fn^2}$: 無次元角加速度

4.5.2 制御法

本研究において、制御法には簡便かつ古典的な比例型(P型)と比例微分型(PD型)制御を用いた。

比例微分型(PD型)制御は、(16)、(17)式のように与えられた制御目標値と実際の値のずれを計算して、そのずれに比例ゲインをかけ、更にずれの微分に対して微分ゲインをかけて足しあわせた値が補助翼作動角となるのである。比例型とする時は、微分成分のゲインを0としている。本研究においては、この制御則に従い、前後翼各々の高さを目標値として与え、補助翼の作動角を命令値として求めている。

前述のように作動角速度に毎秒100度の上限を設けた。目標作動角に達するまで補助翼は作動される。しかし目標値は刻一刻と変化するが、補助翼は最大作動角速度以上の

速度では作動しないため、ある程度の遅れを生じることになる。

$$\Delta h = h_{obj} - h_{tmp} \quad (16)$$

$$\delta\theta = G_p \times \Delta h + G_d \times \frac{d\Delta h}{dt} \quad (17)$$

h_{obj} : 目標値 (高さ)

h_{tmp} : 現在位置 (高さ)

G_p : 比例ゲイン

G_d : 微分ゲイン

$\delta\theta$: 補助翼作動角

4.6 シミュレーション結果

4.6.1 インパルス応答試験

この運動シミュレーション法の最初の応用例として、インパルス応答試験を行った。無次元時間 $t=26$ より、前翼補助翼に対して振幅1度、周期3の正弦波状のインパルス入力を与えて、水中翼船の運動による応答を見た。正弦関数を入力しているのは実際に時間発展的に流れ場を計算しているので、作動角速度を無限大には取れないからである。

Fig. 9 に heave 量と pitch 角の時間履歴、Fig. 10 に前後翼の CL と重心位置周りのモーメントの時間履歴を示す。このとき heave 量は翼弦長ベースで表し、pitch 角、モーメントは頭上げ側(左側を進行方向とすると時計周りの方向)を正としている。heave 量、pitch 角の変化の時間履歴をみると、このような微小外乱に対しては、全般として復原力を持ち、縦運動に関して自己安定であることが示されている。しかし更に計算結果を詳細に見るとインパルス入力後、heave 量、pitch 角ともに無次元時間 $t=36$ 付近で凹凸が観察される。このときの CL の時間履歴を見ると、後翼の CL がこの時間に急落している。これは前翼の補助翼角変化が与えた流れ場への影響が翼間距離分の遅れを伴って後翼の揚力に影響を与えたもので、この現象の結果、補助翼を戻してしばらくした後、後翼の揚力低下に伴う頭上げモーメントが発生する。

4.6.2 高さ変更制御

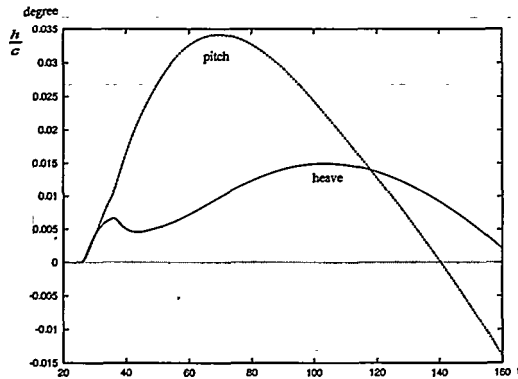


Fig. 9 Time histories of pitching and heaving motions in impulse response test. Heaving motion is nondimensionalized with respect to chord length.

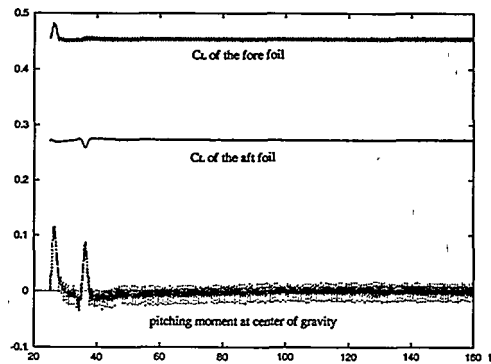


Fig. 10 Time histories of CL and pitching moment in impulse response test.

導入した制御系が有効に働くことを確認するため、水中翼船のテイクオフモードを想定して高さ変更制御を行った。このときは比例(P)型制御を行い $G_p=10$ としている。前後それぞれの翼位置で0.1ずつ高さを上げよという命令(Table 6)を与えた。Fig. 11 にその結果を示す。Fig. 12 はその時の補助翼の作動角である。前後の補助翼が同様に作動して、少ない姿勢変化でほぼ平行に上昇させることができた。

4.6.3 波浪中安定航走制御

全没型水中翼船は荒天下の安定性を制御系に大きく依存しており、波浪中での安定制御は設計開発の過程において

Table 6 Initial and desired height

	initial height	desired height
at the fore foil	-1.1	-1.0
at the aft foil	-1.35	-1.25

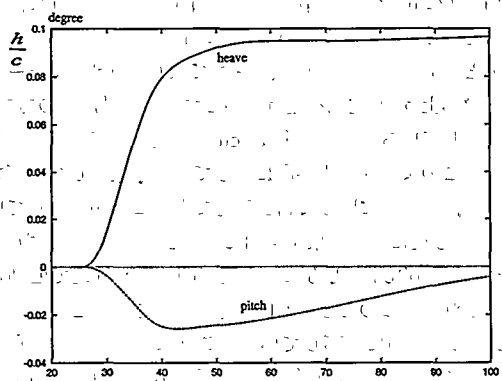


Fig. 11 Time histories of pitching and heaving motions under height control. (see Table 6) Heaving motion is nondimensionalized with respect to chord length.

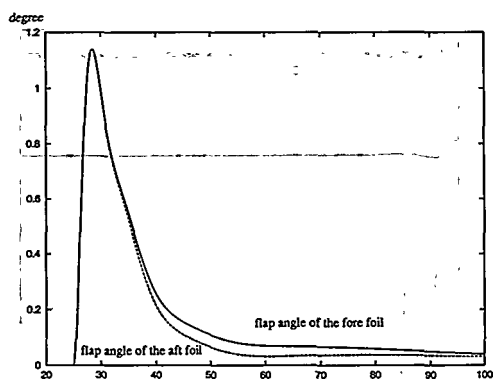


Fig. 12 Time histories of flap angle under height control system.

重要な位置を占めている。そこで波浪中での安定走行に関する制御シミュレーションを行った。

流入境界に於いて4.4節で説明したような数値造波を行い、前方より正弦入射波を与えた。与えた波の条件をTable 7に示す。波高は翼弦長ベースで0.8で、前翼の没水度の1.0に対してかなり大きい上、波長が翼弦長ベースで20.0と翼間距離の2倍程度と比較的に短い。そのため波面に沿って走るには波長が短く、高度一定で走るためには波高がやや高いので、水中翼船にとってはかなり厳しい条件となっている。

制御無しの状態を含めてTable 8のように比例微分成分それぞれのゲインを変化させた状態で制御を含めた自航シミュレーションを行った。Fig. 13にpitch角, Fig. 14にheave量の時間履歴の結果を示す。

この範囲では比例成分のゲインを大きくすると波浪中の変位が小さくなる。また微分成分は、heave運動の収束に特に効果があるようである。何も制御しないCASE1の場合、pitch角が増大すると迎角上昇によって両翼の揚力が増加するため、水中翼船自体が上昇し自由表面に接近しすぎて計算不能となる。これは実船では、翼の露出等につな

Table 7 Wave condition

wave height	0.8
wave length	20.0

Table 8 Values of feedback gain

	G_p	G_d
CASE1	0	0
CASE2	10	0
CASE3	40	0
CASE4	40	100

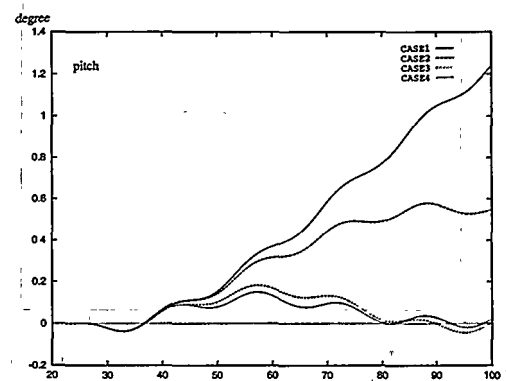


Fig. 13 Comparison of pitching motions in different control conditions. (see Table 8)

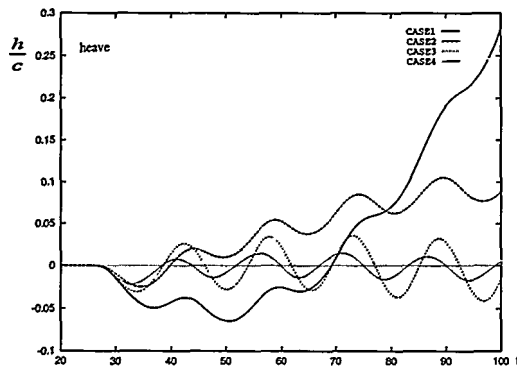


Fig. 14 Comparison of heaving motions in different control conditions. (see Table 8) Heaving motion is nondimensionalized with respect to chord length.

がるような運動である。しかし最も運動が制御されたCASE 4 の場合には、実船換算で 6 cm 程度の振幅の上下動をするのみである。

4.6.4 討 論

本章のインパルス応答の試験結果からも、後翼は前翼が流場に与えた影響に鋭敏に反応することがわかる。本研究でシミュレーション対象とした水中翼船は、翼弦長の等しい水中翼をタンデム配置したために、前翼をカナードタイプとした水中翼よりも前翼の影響を後翼が受け易いが、本節の計算結果は、前翼の流場に与える影響の考慮は運動シミュレーションに欠かせないことを示している。前節でも、前翼の放出渦が、後翼の揚力変動に大きな影響を与えることが示されたが、水中翼船の運動を予測する上では、こうした動的な干渉を考慮することが必要である。

補助翼を制御した運動シミュレーションを行い、その有効性が確認された。特に波浪中における運動制御では、この水中翼船の場合制御無しでは安定走行ができない厳しい条件の波浪の中を安定航走させることができた。また異なるフィードバックゲインによる運動の履歴の違いを表すことができた。

5. 結 言

本研究の結果、以下の様な結論を得た。

- 1) 動的な変形格子法を用いた有限体積法を非定常タンデム水中翼問題に適用し、その有用性を示した。
- 2) タンデム水中翼の制御問題に CFD と運動方程式を結合した方法を適用し、運動シミュレーションの新しい技術の可能性を示した。
- 3) 造波、放出渦、伴流等の翼干渉を考慮したシミュレ

ーションがタンデム翼の特性理解に有用であることが示された。

今後の課題として、3次元への拡張が重要である。この点では困難な問題も多いが将来的には、この様な CFD を使った運動シミュレーションは、経験則の通用しない新形式船の開発の分野などで威力を発揮すると考える。

参 考 文 献

- 1) Takai, M. and Zhu, M., Finite-Volume Simulation of Viscous Flow About Ship with Free-Surface by Arbitrary-Lagrange-Euler Method, Proc. CFD Workshop Tokyo 1994, Vol. 1, (1994), 85-94.
- 2) 朴鍾千, 宮田秀明, 有限差分法による2次元及び3次元波崩れの数値シミュレーション, 日本造船学会論文集, 第175号, (1994), 11-24.
- 3) Rosenfeld, M. and Kwak, D., Time-Dependent Solutions of Viscous Incompressible Flows in Moving Co-ordinates, International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 13, (1991), 1311-1328.
- 4) H. Akimoto and H. Miyata, Finite-Volume Simulation of a Flow about a Moving Body with Deformation, Proc. of the 5th Int. Symp. on Computational Fluid Dynamics, vol. I, (1993).
- 5) 大森拓也: 計算流体力学的手法による船体操縦シミュレーション, 東京大学船舶海洋工学科博士論文, (1994).
- 6) 岡正志, 斉藤泰夫, 黒井昌明, ハイドロfoil艇の航走安定及びその制御, 運動性能研究委員会第6回シンポジウム マリンビークルの運動制御, (1989), 75-110.
- 7) 田中茂, 宮田秀明, 補助翼を有する非定常水中翼の数値シミュレーション, 日本造船学会論文集, 第175号, (1994), 1-10.
- 8) 梶正和, 西義和, 山上順雄, 自由表面下における三次元振動翼の非定常特性について, 関西造船協会誌, 第216号, (1991), 145-151.
- 9) Adrian Lungu, Kazuhiro Mori: Applications of Composite Grid Method for Free Surface Flow Computations by Finite Difference Method, 日本造船学会論文集, 第175号, (1994), 1-10.
- 10) 片岡克己, 安藤潤, 中武一明, 2次元タンデム水中翼の性能について, 西部造船会々報, 第85号, (1993), 1-14.
- 11) 古田哲也, 水中翼付き高速船の追い波中特性, 東京大学船舶海洋工学科修士論文, (1994).
- 12) Baldwin, B. S. and Lomax, H., Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, AIAA Paper, (1978), 78-257.
- 13) 西山哲男, 浅い深度に於ける翼型の特性, 造船協会論文集, 第105号, (1959), 7-21.

1. *Phragmites australis* (Cav.) Trin. ex Steud.

[illegible]

1. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 2. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 3. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 4. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 5. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 6. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 7. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 8. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 9. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)
 10. $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f\left(\frac{k}{n}\right) = \int_0^1 f(x) dx$ (Riemann integral approximation)

1951年10月1日，中国科学院成立。中国科学院是中华人民共和国成立后，在苏联帮助下，于1951年10月1日成立的一个综合性研究机构。

$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \right) = \frac{1}{4}$

[illegible][illegible]

1994, 1995, 1996, 1997, 1998, 1999, 2000, 2001, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014, 2015, 2016, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022, 2023, 2024, 2025, 2026, 2027, 2028, 2029, 2030, 2031, 2032, 2033, 2034, 2035, 2036, 2037, 2038, 2039, 2040, 2041, 2042, 2043, 2044, 2045, 2046, 2047, 2048, 2049, 2050, 2051, 2052, 2053, 2054, 2055, 2056, 2057, 2058, 2059, 2060, 2061, 2062, 2063, 2064, 2065, 2066, 2067, 2068, 2069, 2070, 2071, 2072, 2073, 2074, 2075, 2076, 2077, 2078, 2079, 2080, 2081, 2082, 2083, 2084, 2085, 2086, 2087, 2088, 2089, 2090, 2091, 2092, 2093, 2094, 2095, 2096, 2097, 2098, 2099, 2100, 2101, 2102, 2103, 2104, 2105, 2106, 2107, 2108, 2109, 2110, 2111, 2112, 2113, 2114, 2115, 2116, 2117, 2118, 2119, 2120, 2121, 2122, 2123, 2124, 2125, 2126, 2127, 2128, 2129, 2130, 2131, 2132, 2133, 2134, 2135, 2136, 2137, 2138, 2139, 2140, 2141, 2142, 2143, 2144, 2145, 2146, 2147, 2148, 2149, 2150, 2151, 2152, 2153, 2154, 2155, 2156, 2157, 2158, 2159, 2160, 2161, 2162, 2163, 2164, 2165, 2166, 2167, 2168, 2169, 2170, 2171, 2172, 2173, 2174, 2175, 2176, 2177, 2178, 2179, 2180, 2181, 2182, 2183, 2184, 2185, 2186, 2187, 2188, 2189, 2190, 2191, 2192, 2193, 2194, 2195, 2196, 2197, 2198, 2199, 2200, 2201, 2202, 2203, 2204, 2205, 2206, 2207, 2208, 2209, 2210, 2211, 2212, 2213, 2214, 2215, 2216, 2217, 2218, 2219, 2220, 2221, 2222, 2223, 2224, 2225, 2226, 2227, 2228, 2229, 2230, 2231, 2232, 2233, 2234, 2235, 2236, 2237, 2238, 2239, 2240, 2241, 2242, 2243, 2244, 2245, 2246, 2247, 2248, 2249, 2250, 2251, 2252, 2253, 2254, 2255, 2256, 2257, 2258, 2259, 2260, 2261, 2262, 2263, 2264, 2265, 2266, 2267, 2268, 2269, 2270, 2271, 2272, 2273, 2274, 2275, 2276, 2277, 2278, 2279, 2280, 2281, 2282, 2283, 2284, 2285, 2286, 2287, 2288, 2289, 2290, 2291, 2292, 2293, 2294, 2295, 2296, 2297, 2298, 2299, 2300, 2301, 2302, 2303, 2304, 2305, 2306, 2307, 2308, 2309, 2310, 2311, 2312, 2313, 2314, 2315, 2316, 2317, 2318, 2319, 2320, 2321, 2322, 2323, 2324, 2325, 2326, 2327, 2328, 2329, 2330, 2331, 2332, 2333, 2334, 2335, 2336, 2337, 2338, 2339, 2340, 2341, 2342, 2343, 2344, 2345, 2346, 2347, 2348, 2349, 2350, 2351, 2352, 2353, 2354, 2355, 2356, 2357, 2358, 2359, 2360, 2361, 2362, 2363, 2364, 2365, 2366, 2367, 2368, 2369, 2370, 2371, 2372, 2373, 2374, 2375, 2376, 2377, 2378, 2379, 2380, 2381, 2382, 2383, 2384, 2385, 2386, 2387, 2388, 2389, 2390, 2391, 2392, 2393, 2394, 2395, 2396, 2397, 2398, 2399, 2400, 2401, 2402, 2403, 2404, 2405, 2406, 2407, 2408, 2409, 2410, 2411, 2412, 2413, 2414, 2415, 2416, 2417, 2418, 2419, 2420, 2421, 2422, 2423, 2424, 2425, 2426, 2427, 2428, 2429, 2430, 2431, 2432, 2433, 2434, 2435, 2436, 2437, 2438, 2439, 2440, 2441, 2442, 2443, 2444, 2445, 2446, 2447, 2448, 2449, 2450, 2451, 2452, 2453, 2454, 2455, 2456, 2457, 2458, 2459, 2460, 2461, 2462, 2463, 2464, 2465, 2466, 2467, 2468, 2469, 2470, 2471, 2472, 2473, 2474, 2475, 2476, 2477, 2478, 2479, 2480, 2481, 2482, 2483, 2484, 2485, 2486, 2487, 2488, 2489, 2490, 2491, 2492, 2493, 2494, 2495, 2496, 2497, 2498, 2499, 2500, 2501, 2502, 2503, 2504, 2505, 2506, 2507, 2508, 2509, 2510, 2511, 2512, 2513, 2514, 2515, 2516, 2517, 2518, 2519, 2520, 2521, 2522, 2523, 2524, 2525, 2526, 2527, 2528, 2529, 2530, 2531, 2532, 2533, 2534, 2535, 2536, 2537, 2538, 2539, 2540, 2541, 2542, 2543, 2544, 2545, 2546, 2547, 2548, 2549, 2550, 2551, 2552, 2553, 2554, 2555, 2556, 2557, 2558, 2559, 2560, 2561, 2562, 2563, 2564, 2565, 2566, 2567, 2568, 2569, 2570, 2571, 2572, 2573, 2574, 2575, 2576, 2577, 2578, 2579, 2580, 2581, 2582, 2583, 2584, 2585, 2586, 2587, 2588, 2589, 2590, 2591, 2592, 2593, 2594, 2595, 2596, 2597, 2598, 2599, 2600, 2601, 2602, 2603, 2604, 2605, 2606, 2607, 2608, 2609, 2610, 2611, 2612, 2613, 2614, 2615, 2616, 2617, 2618, 2619, 2620, 2621, 2622, 2623, 2624, 2625, 2626, 2627, 2628, 2629, 2630, 2631, 2632, 2633, 2634, 2635, 2636, 2637, 2638, 2639, 2640, 2641, 2642, 2643, 2644, 2645, 2646, 2647, 2648, 2649, 2650, 2651, 2652, 2653, 2654, 2655, 2656, 2657, 2658, 2659, 2660, 2661, 2662, 2663, 2664, 2665, 2666, 2667, 2668, 2669, 2670, 2671, 2672, 2673, 2674, 2675, 26

[illegible][illegible]

the β phase of the polymer. The β phase is the most important phase in the polymer, as it is the phase that is most responsible for the mechanical properties of the polymer. The β phase is the phase that is most responsible for the mechanical properties of the polymer. The β phase is the phase that is most responsible for the mechanical properties of the polymer.

[illegible]
$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}^n} |u|^2 dx &= \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}^n} |u|^2 dx \\
&= \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}^n} |u|^2 dx \\
&= \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}^n} |u|^2 dx
\end{aligned}$$
[illegible][illegible][illegible][illegible]

1. 1990年12月25日，在《人民日报》发表署名文章《中国要实行“三权分立”》，主张在中国实行“三权分立”和“多党制”。

Year	1990	1991	1992	1993	1994	1995	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007	2008	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021	2022	2023	2024	2025	2026	2027	2028	2029	2030	2031	2032	2033	2034	2035	2036	2037	2038	2039	2040	2041	2042	2043	2044	2045	2046	2047	2048	2049	2050	2051	2052	2053	2054	2055	2056	2057	2058	2059	2060	2061	2062	2063	2064	2065	2066	2067	2068	2069	2070	2071	2072	2073	2074	2075	2076	2077	2078	2079	2080	2081	2082	2083	2084	2085	2086	2087	2088	2089	2090	2091	2092	2093	2094	2095	2096	2097	2098	2099	2100
------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

高アスペクト比近似に基づく定式化による 滑走板の未定浸水面形状の決定

正員 松村 清重* 水谷 友基**

Determination of the Unknown Wetted Surface of Planing Plates
by a Formulation Based on High Aspect Ratio Approximation

by Kiyoshige Matsumura, Member Yuuki Mizutani

Summary

It is intended to solve a problem to determine the unknown wetted surface of free-running planing plate. Efforts from the view point of the perturbation method are paid to analyze both the near and far field of flow around a restrained planing plate with comparably large breadth such a wave-dozer, disregarding gravitational effects. Matching process of each height of water surface leads to a non-linear system of integro-differential equations to determine the distributions of both the wetted length and the apparent circulation around the plate. Serious solution of reduced single integral equation, still holding 3-dimensional characteristics but the so-called downwash effects, diverges from the assumed high aspect ratio solution because of the logarithmic non-linearity. The equation gains an insight into static stability in performance and the limitation in height to restrict the plate in exposure above still water. The obtained configuration of wetted surface draws well the behaviour of the spray root line crossing the hard chine, however it is unfortunately rather wide to coincide with the experimental one. Free-running condition is estimated.

1. 緒 言

滑走艇の設計あるいは推進性能推定を困難にしている最大の要因は、浸水面形状が静止時と航行時で大幅に異なることである。流体力学の問題は一般に境界値問題を解くことに帰着され、すべての流体境界で境界条件を設定して初めて問題が閉じる。しかし、滑走艇周りの流れを求める問題では、浸水面が流体境界の1つであるにも関わらず、その形状は未知であり、静止時浸水面で代用するにも違いが大きすぎる。したがって、この問題は、流場の決定と同時に境界自身をも決定対象とする未定境界問題となってしまう¹⁾。本論は、このような滑走艇の未定境界問題を解くこと

を試みたものである。

自由表面波形を求める問題は、同じ範疇に属し、自由度が大きいため、より複雑である。しかし、非線形影響を特に問題にしない限り、静止水面を仮の境界とし、流場の決定後に波高を決定できる。このような同時性が要求されない問題を除外すれば、船舶流体力学上、最初に論じられた未定境界問題は、Wagner²⁾の2次元鈍頂角楔の落下衝撃に関するものである。彼は、流場の決定に際し、水面の盛り上がり (pile up 効果) を同時に考慮することにより未定境界問題を閉じさせ、pile up を考慮しない場合に比べて浸水幅が $\sqrt{2}$ 倍だけ広いことを見いだした。この手法は dead rise angle を持つ滑走艇の問題にも適用され、浸水面は船首接水点を頂点とする三角形であるとされた。しかし、spray root line (浸水面の境界線) と同様、船底等圧線も直線的になり、このことは平野ら^{3,4)}の実験事実と合致しないとして、松村ら⁵⁾は自己相似性を緩めることにより未定境界問題の新しい解法を示した。彼らは接水点付近の波面形状に未解明の仮説を置いているが、放物線状の spray root line、ブーメラン状の船底圧力分布、スプレー流量等

* 大阪大学工学部

** 住友重機械工業(株) (研究当時大阪大学大学院工学研究科在学)

原稿受理 平成8年1月10日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

の実験事実がよく説明されている。しかし、両理論が3次元の船首近傍場の理論から、滑走艇全体の理論にまで昇華するには、通常の細長体理論に則した定式化からの脱却を要し、相当の困難が予想される。

一方、2次元滑走板の場合、自由流線理論による解が知られている。重力影響は考慮できないが、滑走板重量と重心を与えれば、浸水長とトリム角は定まり、自由滑走状態の流れが得られる。しかし、滑走板まわりの循環流れに伴い、波高は無限遠方で対数的に低くなるため、静水面の高さは特定できていない。したがって、実は滑走板の上下位置も不明であり、逆に、浮上量とトリム角を指定した拘束状態での浸水長も定めることができない。^{Wu⁹⁾}は、摂動論的立場から、自由流線流れを滑走板近傍(近場)解であると考え、波高の対数特異性を遠場で吸収することにより、拘束状態でも浸水長を定め得ることを示した⁷⁾。これは、遠方で2次元波渦ポテンシャル⁸⁾が対数特異性を失うことに依拠しており、遠場で重力影響を考慮した効果である。特異性の解消の的を絞れば、重力影響に限らず、馬蹄渦のような3次元渦もその役割を果たす。実際、渦近傍では対数ポテンシャル的挙動であるのに対し、遠方ではその性質を失う⁹⁾。

浸水面形状が既知であり、重力影響の有無を除けば、滑走艇問題は翼の問題と等価である。以上の状況を考えれば、2次元解と3次元渦をキーワードとする理論、すなわちPrandtlの揚力線理論の定式化を滑走艇の場合にも適用し、その有効性を試すことは自然である。この試みは既に丸尾¹⁰⁾によってなされ、重力影響を考慮した滑走艇理論の先駆けとなった。未定浸水面についても既に言及されていたが、実際には浸水面形状は既知として扱われた。その後、Shenら⁹⁾は、重力影響を無視しているが、摂動論に基づく滑走艇理論を示した。しかし、滑走艇近傍流れとしてGreenの2次元有限弦長滑走板理論(自由流線理論)が用いられており、滑走板の輪郭は与えられているため、未定境界問題ではなく、むしろスプレアの射出角を求める問題になっている。別所¹¹⁾は重力影響も考慮した未定境界問題についてはじめて論じ、滑走艇の静的不安定性にも言及した。ただ、完全な未定境界問題が解かれているわけではなく、与えた浸水長分布からの摂動として浸水長が求められた。

本論は、これらの研究に倣い、重力影響を無視した場合についてではあるが、高アスペクト比近似に基づき、滑走艇の未定浸水面形状の決定法について論じたものである。滑走艇近傍流れとして半無限弦長滑走平板を考え、目的通り浸水長を未定とした。対数非線形項を含む浸水長分布を定める積分方程式を導き、興味深い結果も得たので、ここに実験結果と併せて報告し、ご批判を仰ぐ次第である。

2. 理 論

Fig. 1に示すように $z=0$ を静水面とする座標系を設定し、半幅1の半無限長の長方形板が、 $x=0$ を後端とし、ト

リム角 $\tau>0$ 、速度1で定常滑走しているものとする。ただし、長さの次元は滑走板の半幅 b 、速度の次元は一様流速 U_∞ で無次元化したものであり、以後もこの原則に従う。

拘束状態の流れが求められない限り自由航走状態の流れも求め得ない、という立場を取り、前者の場合に絞って流場解析を進める。したがって、トリム角の他に、後端高さ H_0 も与える。Deadrise、底面に捻れを有する場合にも対処できるように、滑走板底面の静止水面からの高さ $H(x, y)$ を

$$H(x, y) = H_0(y) - \tau(y) \cdot x \quad (1)$$

とする。(1)式では、船首フレアー等でパトックラインが曲線となる場合は除外されている。その場合、かえって浸水面の自由度を小さくし、未定境界問題を至小化するためである。反面、全体にわたって $H_0>0$ の特殊な場合については、可能である限り考察の対象とする。この場合、静止時に全く接水していないので、水面攪乱等で強制的に接水させた結果、落ちつく流場を求めることになる。

簡単のため重力影響を無視する。

$$\tau(y) \ll 1, H_0(y) \ll 1 \quad (2)$$

とし、その結果、未知の浸水長分布 $l_w(y)$ が

$$l_w(y) \ll 1 \quad (3)$$

になったと仮定する。これは、 l_w を翼弦長と見なせば、高アスペクト比の仮定であり、Prandtlの揚力線理論に準じた理論を構成できる。以後、接合漸展開法に従い、流場を近場と遠場に分けて解析する。ただし、揚力線理論にならない、一部の高次項は低次項に含め、摂動論的consistencyよりも、物理的意味の明確な浸水長に関する積分方程式を導出する。結果的に $l_w(y) \ll 1$ の仮定は不適当であると判断するが、それでも物理的考察に基づいた近似理論と考える。

2.1 近場

滑走艇近傍流れは、仮定により、 y —一定の断面ごとの2次元ポテンシャル流れと見なせる。したがって、Fig. 2に示すように、一様流中に置かれた、トリム角を $\tau(y)$ 、未定浸水長を $l_w(y)$ とする半無限長2次元滑走平板まわりの流れを求めればよい。

揚力線理論と同様、滑走艇近傍では後曳渦(流場内に渦の実体はないが、流体力学的表現が渦の形となるため、翼

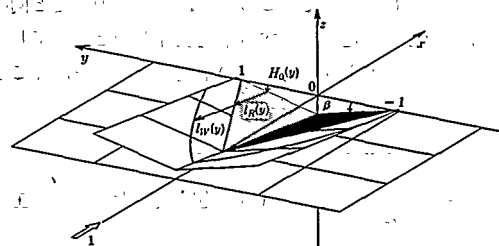


Fig. 1 Coordinate system and definitions of basic quantities

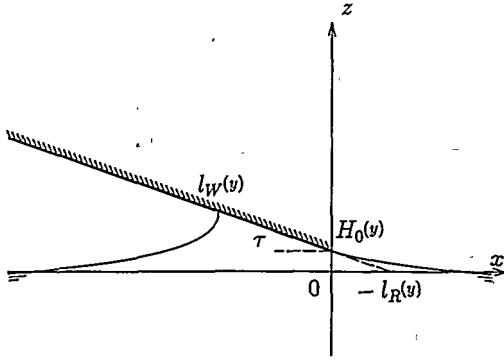


Fig. 2 Flow configuration in near field

理論用語として用いる)による上向き誘導速度 $w_i(y)$ (実際には下向きの downwash) が生じる。このため、水面は傾斜し、有効迎え角 $\alpha(y)$ は

$$\alpha(y) = \tau(y) + w_i(y) \quad (4)$$

となる。遠場解の漸近形を考慮し、downwash の項を予め取り入れることにすると、速度ポテンシャル ϕ 、波高 h は

$$\phi(x, z; y) = x + \phi_1(x, z; y) + w_i \cdot z + \dots \quad (5)$$

$$h(x; y) = h_1(x; y) + w_i \cdot x + \dots \quad (6)$$

と展開される。 ϕ_1, h_1 は

$$[L] \quad \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = 0 \quad \text{for } z < 0 \quad (7)$$

$$[B] \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial z} + w_i = \frac{\partial H}{\partial x} \quad \text{on } z=0 \quad \text{for } -l_w < x < 0 \quad (8)$$

$$[P] \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = 0 \quad \text{on } z=0 \quad \text{for } x < -l_w, x \geq 0 \quad (9)$$

$$[K] \quad \frac{\partial h_1}{\partial x} = -\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \quad \text{on } z=0 \quad \text{for } x < -l_w, x > 0 \quad (10)$$

$$[F] \quad h_1(0; y) = H_0 \quad (11)$$

$$[S] \quad h_1(-l_w; y) + w_i \cdot (-l_w) = H_0 - \tau \cdot (-l_w) \quad (12)$$

の関係を満足する必要がある。[L] は連続の式、[B] は(4)式と対応する物体表面条件を表す。[P], [K] は波面における条件であり、[P] は Kutta の条件を含む圧力条件、[K] は運動学的条件を表す。[F] 及び [S] は、それぞれ滑走板後方、前方における波高の規準点を与え、滑走板高さとの波高の一致を述べたものである。

ϕ_1 は、 h_1 と独立した方程式 [L], [B], [P] から求められる。これは翼弦長を l_w とする薄翼理論の定式化に他ならない。 ϕ_1 に対応する複素ポテンシャルを導入すれば、

$$\phi_1 = \{\tau(y) + w_i(y)\} \cdot \text{Re}[F_1(\xi; y)] \quad (13)$$

$$F_1 = i\{\xi - \sqrt{\xi(\xi + l_w)}\} - \frac{\pi l_w}{2\pi i} \left\{ \log \frac{2\xi + l_w + 2\sqrt{\xi(\xi + l_w)}}{l_w} + i\pi \right\} \quad (14)$$

$$\xi = x + iz \quad (15)$$

を得る。

ϕ_1 が求められたので、[K] に従って積分すれば h_1 が求

められる。ただし、 $x > 0$ の下流部分には [F], $x < -l_w$ の上流部分には [S] が課される。その結果、両者は統一的に次のように表される。

$$h_1 = (\tau + w_i) \left\{ -x + \text{sgn}(2x + l_w) \sqrt{x(x + l_w)} - \frac{l_w}{2} \cdot \log \frac{|2x + l_w| + 2\sqrt{x(x + l_w)}}{l_w} \right\} + H_0(y) \quad (16)$$

波面の挙動について考察し、 h に課した [F], [S] の条件が適切であることを確認しておく。後端で、 h は

$$h \sim H_0 + (\tau + w_i) \left\{ -x + \frac{2}{3\sqrt{l_w}} x^{3/2} + \dots \right\} \quad \text{as } x \rightarrow 0_+ \quad (17)$$

と展開され、水の切れた波面の様子を表している。[F] は、波高を指定する条件に過ぎないが、 ϕ_1 に課された Kutta の条件 [P] と相まって、波面の水切れを要求したことになる。一方、 $x = -l_w(y)$ の点は、spray root になることが要求される。波高では

$$h \sim H_0 + (\tau + w_i) \times \{l_w - 2\sqrt{l_w} \sqrt{-(x + l_w)} - (x + l_w) + \dots\} \quad \text{as } x \rightarrow -l_w - \quad (18)$$

のように表現され、spray root 近傍に特有の波面²⁾、 $\sqrt{-(x + l_w)}$ が生じている。これは翼理論でいう前縁特異性に付随して生じたものであり、[S] によるものではない。Spray root であるからには、スプレーとして系外流出する吸い込み特異点が、 ϕ に表現されていて然るべきである。しかし、スプレー厚さは $\pi/4 \cdot \tau^2 \cdot l_w$ であり、 $O(\tau^2)$ の項となるため現れてこない。同じ理由で、第1近似の [S] にもスプレー厚さを表現すべきではなく、単に波高と底面高さの一致を求めればよい。この意味であれば、[S] をスプレー条件と呼んでもよい³⁾。

以上で、 l_w, w_i を未知としたまま、近場解が確定した。しかし、 $x \rightarrow \pm\infty$ のとき、

$$h \sim (\tau + w_i) \left\{ \frac{l_w}{2} \log \frac{1}{|x|} - \frac{l_w}{2} \log \frac{2}{l_w} + (1 - \log 2) \frac{l_w}{2} + O\left(\frac{1}{x}\right) \right\} + H_0(y) + w_i \cdot x + \dots \quad \text{as } x \rightarrow \pm\infty \quad (19)$$

のように対数特異性を持つため、純2次元問題としては、無限遠方の基準水面を特定し得ないという欠陥がある。この特異性は、 ϕ の $x \rightarrow \infty$ における挙動

$$\phi \sim x + (\tau + w_i) \text{Re} \left[-\frac{\pi l_w}{2\pi i} \{\log(x + iz) + i\pi\} \right] + w_i \cdot z + \dots \quad \text{as } x \rightarrow \infty \quad (20)$$

から、2次元平板まわりの拘束渦に起因していることがわかる。したがって、次節の遠場で、2次元拘束渦を3次元拘束渦の局所的表現と見直すことにより、近場解に意味を持たせることができる。

2.2 遠場

滑走板全体を見渡せる場を考える。アスペクト比が大きいと仮定しているため、Fig. 3に示すように、滑走板の浸水面は、 y 軸の $-1 < y < 1$ の部分に縮退したと見なすことができる。

速度ポテンシャル $\phi(x, y, z)$ 、波高 $h(x, y)$ を

$$\phi = x + \phi_1(x, y, z) + \dots \quad (21)$$

$$h = h_1(x, y) + \dots \quad (22)$$

と展開し、線形化すると、 ϕ_1, h_1 は以下の関係を満足する必要がある。

$$[L] \quad \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = 0 \quad \text{for } z < 0 \quad (23)$$

$$[P] \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = 0 \quad \text{on } z = 0 \quad (24)$$

$$[K] \quad \frac{\partial h_1}{\partial x} = \frac{\partial \phi_1}{\partial z} \quad \text{on } z = 0 \quad (25)$$

$$[\infty] \quad \phi_1 \rightarrow 0, \quad h_1 \rightarrow 0 \quad \text{as } x \rightarrow -\infty \quad (26)$$

[P] は、未知関数 $\Gamma(y)$ を用いて、次のように書き換えることができる。すなわち、浸水面(線)より後方の静水面上では、

$$\phi_1(x, y, 0_-) = -\Gamma(y)/2 \quad \text{for } -1 < y < 1 \quad (27)$$

それ以外の静水面上では [∞] にも従う必要から、

$$\phi_1(x, y, 0_-) = 0 \quad (28)$$

(23) (27) (28) 式を満足する ϕ_1 は

$$\phi_1 = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \Gamma(\eta) \frac{z}{(y-\eta)^2 + z^2} \times \left\{ 1 + \frac{x}{\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2 + z^2}} \right\} d\eta \quad \text{for } z < 0 \quad (29)$$

と表される。 ϕ_1 は、浸水面後方の静水面上に、強さ密度 $\Gamma(y)$ の後曳渦対(微小馬蹄渦)を分布させたものである(Fig. 3 参照)。 $[K]$ に従うように積分すれば、 h_1 は

$$h_1 = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \Gamma(\eta) \frac{x + \sqrt{x^2 + (y-\eta)^2}}{(y-\eta)^2} d\eta \quad (30)$$

となる。ただし、積分記号の H は $\eta = y$ で有限部分を取ることを表す。滑走板前方では

$$h_1 \sim -\frac{1}{2x} \cdot \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \Gamma(\eta) d\eta \quad \text{as } x \rightarrow -\infty \quad (31)$$

の挙動をするから、(30) 式の h_1 は、[∞] を満足すると共に、

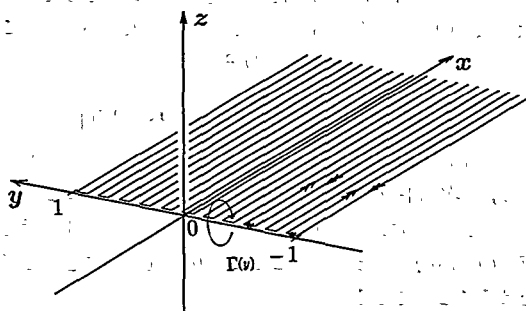


Fig. 3 Flow configuration in far field

$z=0$ が静水面となることを保証している。滑走板後方では

$$h_1 \sim \frac{2x}{y^2} \cdot \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \Gamma(\eta) d\eta \quad \text{as } x \rightarrow +\infty \quad (32)$$

のように、波高の等高線が放物線を描きつつ発散する。しかし、この特異性は、非線形影響、あるいは重力影響の考慮により除去可能であるため、以後、このことに注意を払わない。

滑走板近傍では、 ϕ_1, h_1 は、それぞれ次のように漸近展開される¹²⁾¹³⁾。

$$\phi_1 \sim \text{Re} \left[-\frac{\Gamma(y)}{2\pi i} \{ \log(x+iz) + i\pi \} \right] + w_i \cdot z + \dots \quad \text{as } x \rightarrow 0 \quad (33)$$

$$h_1 \sim \frac{\Gamma(y)}{2\pi} \log \left(\frac{1}{|x|} \right) + \frac{1}{2\pi} \left\{ -(1 - \log 2) \Gamma(y) + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\Gamma(\eta)}{|y-\eta|} d\eta \right\} + w_i \cdot x + O(x^2) \quad \text{as } x \rightarrow 0 \quad (34)$$

ここに

$$w_i(y) = -\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{d}{dy} \int_{-1}^1 \frac{\Gamma(\eta)}{y-\eta} d\eta \quad (35)$$

である。 ϕ_1 の1項目の対数項は拘束渦を表し、 $(i\pi)$ の項は後曳渦面上下のポテンシャル・ジャンプを表す。また、第2項目は downwash (表示符号は upwash) の効果を表す。それぞれに対応する波高が h_1 の1, 3項目であり、拘束渦による対数的水面変位、後曳渦に誘起された局所的な水面勾配を意味する。これらに対し、 h_1 の2項目は、後曳渦ではなく、拘束渦が誘起する局所的な水面の盛り上がりを表し、1項目の対数挙動を補うものである。 h_1 の3項目が2項目に比べて高次項であるから、後曳渦の効果を揚力線理論ほど重視する必要はない。 h_1 の対数的発散挙動は近場解(19)式に対応するものであるが、あくまでも無限遠方で静水面に漸近する(30)式の局所的挙動である。

2.3 浸水長の決定方程式

未知の関数 $l_w(y)$ 及び $\Gamma(y)$ を定めることを考える。これは、近場と遠場で求められた h の同一挙動(マッチング)を要求すればよい。(19)式と(34)式で、対数項同士を比較すると、次の関係を得る。

$$\Gamma(y) = \pi(\tau + w_i) l_w(y) \quad (36)$$

具体的には、次の Γ に関する積分方程式となる。

$$\frac{\Gamma(y)}{\pi l_w(y)} + \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{d}{dy} \int_{-1}^1 \frac{\Gamma(\eta)}{y-\eta} d\eta = \tau(y) \quad (37)$$

これは、 $\Gamma(\pm 1) = 0$ が満足されるならば、揚力線理論の積分方程式に他ならない。 $l_w(y)$ は未知であるので、さらに、 h の定数項の同一性を要求すると、

$$\frac{\Gamma(y)}{2\pi} \left\{ \log \frac{2}{l_w(y)} - 2(1 - \log 2) \right\} + \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \frac{\Gamma(\eta)}{|y-\eta|} d\eta = H_0(y) \quad (38)$$

の積分方程式を得る。(37)式と(38)式を連立させて解けば、 $l_w(y), \Gamma(y)$ を決定できるはずであり、また、近場の2次元

問題の欠陥も解消される。(37)式は、 h の対数項のマッチングにより得られたが、 ϕ について行っても同一の結果が得られる。それに対し、定数項は波高にのみ現れるから、滑走艇の未定境界問題を解く鍵は波高のマッチングにある。見かけフルード数が高いため、その必要性は認め難いが、今後の課題として近場においても重力影響を考慮することが考えられる。そのような場合、波高の対数挙動は見られない¹⁰⁾にしても、定数項のマッチングは依然として必要と考えられる。

浸水長分布の相似則について考える。浸水長を支配しているパラメタは $\tau(y)$ 及び $H_0(y)$ の2つである。しかし、両方程式は、 Γ について見れば線形であるので、 τ が一定で、底面に捻れがない場合には、

$$\bar{\Gamma}(y) = \frac{\Gamma(y)}{\tau} \quad (39)$$

$$l_R(y) = -\frac{H_0(y)}{\tau} \quad (40)$$

と定義することにより、 $l_R(y)$ のみをパラメタとする方程式に簡単化できる。滑走艇は通常 $H_0 < 0$ に設定されるので、 $l_R(y)$ は静止時浸水長分布を意味する。自由浮体としての静止時浸水長と区別し、 l_R を拘束静止時浸水長と呼ぶ。空中に拘束し、 $l_R < 0$ となる場合にも、同じ呼称を用いる。これらの定義のもとで、浸水長の決定方程式(37)、(38)式はそれぞれ

$$\frac{\bar{\Gamma}(y)}{\pi l_w(y)} + \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{d}{dy} \int_{-1}^1 \frac{\bar{\Gamma}(\eta)}{y-\eta} d\eta = 1 \quad (41)$$

$$\frac{\bar{\Gamma}(y)}{2\pi} \left\{ \log \frac{2}{l_w(y)} - 2(1 - \log 2) \right\} + \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \frac{\bar{\Gamma}(\eta)}{|y-\eta|} d\eta = -l_R(y) \quad (42)$$

となる。両方程式から、 $H_0(y)$ 、 τ の組み合わせ如何に関わらず、拘束静止時浸水長分布 $l_R(y)$ が等しい限り、浸水長分布 $l_w(y)$ も等しいという相似則が得られる。Deadrise がなく、最も単純な場合には、 l_w は一定値 l_R のみに依存する。Deadrise angle β を有する場合、

$$l_R(y) = l_R(0) - \frac{\beta}{\tau} |y| \quad (43)$$

となり、 $l_R(0)$ のほかに、もう1つのパラメタ β/τ (relative deadrise angle と呼ぶ) にも依存する。例えば、母型となる滑走板があり、 $H_0(0)$ と τ を母型の2倍に設定したとき、 β を2倍とした滑走板を作れば、流体力学的に元の滑走板と同じ流れとなる。

3. 浸水長の近似的決定方程式とその解法

未定境界問題の基礎的解法を得るため、 τ を一定とした、浸水長の決定方程式(41)(42)式を解析対象とする。両式は $\bar{\Gamma}$ について線形であるが、 l_w も未知関数であるから複雑な非線形積分方程式となっている。特に(42)式は l_w の対数非線形項を含み、その解を得ることは相当困難である。

両方程式を連立させて解くことは今後の課題とし、本章では、 $w_i = 0$ と近似し、downwash 効果を見捨てて解くことを考える。遠場の節で述べたように、滑走艇理論では後曳渦による水面勾配よりも、拘束渦による局所的な水面変形の効果の方が重要であるから、そのような近似が許される。

3.1 Downwash 効果を見捨てた近似積分方程式

(41)式は

$$\bar{\Gamma}(y) = \pi l_w(y) \quad (44)$$

と近似されるので、(42)式は、次の l_w のみを未知関数とする積分方程式となる。

$$\frac{l_w}{2} \cdot \log \frac{2}{l_w} - (1 - \log 2) l_w + \frac{1}{4} \int_{-1}^1 \frac{l_w(\eta)}{|y-\eta|} d\eta = -l_R \quad (45)$$

(45)式は l_w の対数非線形項を伴うため、意外な多様性を生じさせる。 $l_w \ll 1$ として摂動論的な定式化を行ってきたから、第1近似方程式

$$\frac{l_w}{2} \cdot \log \frac{1}{l_w} = -l_R \quad (46)$$

について考察する。Fig. 4 の図式解法から明らかなように、 l_R に応じて解の個数と、そのオーダーは異なる。整理すると

- i) $l_R > 0$ の場合： $l_w \ll 1$ ではなく、 $l_w = O(1)$ の解のみが存在する。
 - ii) $-0.5/e < l_R \leq 0$ の場合：相異なる2つの解を持つ。この内の1つは、 $l_w \ll 1$ の仮定に合致した解であり、もう1つは $O(1)$ の解である。
 - iii) $l_R < -0.5/e$ の場合：解は存在しない。
- ii) の場合、仮定に合致する方の解は、 $|l_R|$ が大きいほど、

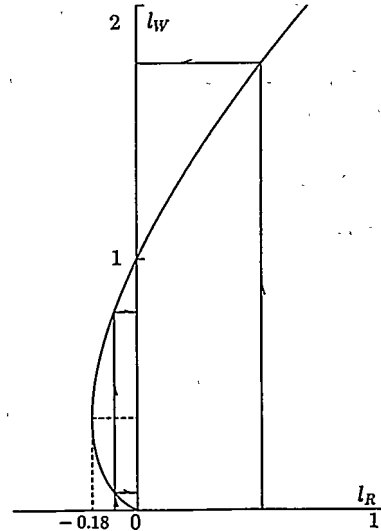


Fig. 4 Property of nonlinear logarithmic equation as the first approximate one to determine the unknown wetted length

すなわち浮上量が大いほど、浸水長は長くなるという物理的に奇妙な結果を表す。このような解が不安定なことは、 $l_w=0$ の場合を想起すれば明かである。これは、後端がちょうど静水面に一致する場合であり、非接水を意味する $l_w=0$ も解の1つである。しかし、若干でも水面に揺らぎがあれば、直ちにう一つの解 $l_w=1$ に移行するのである。このことと、通常の拘束状態 i) の場合を考え併せると、これまでの仮定: $l_w \ll 1$ を放棄し、 $l_w=O(1)$ と考えるべきであると思われる。これを認めると、ii) の場合の不安定解を除けると共に、振動論的意味では考慮外の iii) の場合について言及できる。iii) の場合、解が存在しないとは、限度以上定常接水しないことを意味する。こうして、 $l_w \ll 1$ の仮定を放棄すれば、拘束航行時に予測される物理現象を如実に表すことができる。本論では、振動論的根拠の喪失に拘わらず、これまでの理論を物理的考察に基く近似理論と考えることにする。

後の考察の便利のため、(45)式の発散積分の有限部分を取る計算を、 $\eta=y$ における特異性を予め分離し、

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{l_w(y) \log \left(\frac{1}{1-y^2} \right) - \int_{-1}^1 l_w(\eta) \log \left(\frac{1}{1-\eta^2} \right) d\eta}{|y-\eta|} d\eta \quad (47)$$

の形に直す。したがって(45)式は

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{l_w(y) \log \left(\frac{1}{1-y^2} \right) - 2(1-\log 2)}{|y-\eta|} d\eta = -2l_0 \quad (48)$$

と書き直せる。

3.2 積分方程式の数値解法

逐次近似法に基づく2つの解法を試みる。最初の方法は、線形積分方程式を解く要領に近く、性質の調査や、今後、連立方程式を解く際に有効と思われる。2番目のものは、対

数方程式の純数値解法である。

3.2.1 ルジャンドル級数による解法

$l_w(y)$ がルジャンドル多項式 $P_n(y)$ の無限級数で

$$l_w(y) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cdot P_n(y) \quad (49)$$

と表されたとする。有限部分を取る積分について

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{l_w(y) \log \left(\frac{1}{1-y^2} \right) - \int_{-1}^1 l_w(\eta) \log \left(\frac{1}{1-\eta^2} \right) d\eta}{|y-\eta|} d\eta = -P_n(y) \left[\log \left(\frac{1}{1-y^2} \right) + 2\{\phi(n+1) - \phi(1)\} \right] \quad (50)$$

が成立する。ここに ϕ はアイ・ガマ関数である。したがって

$$\int_{-1}^1 \frac{l_w(y) \log \left(\frac{1}{1-y^2} \right) - \int_{-1}^1 l_w(\eta) \log \left(\frac{1}{1-\eta^2} \right) d\eta}{|y-\eta|} d\eta = 2 \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cdot \{\phi(n+1) - \phi(1)\} P_n(y) \quad (51)$$

となり、やはりルジャンドル級数で表される。ルジャンドル

(52) を得る。これは、右辺被積分関数を既知としたとき、 a_n を与える式と見なせる。便宜上、初期関数を

$$l_w = l_0 \sqrt{1-y^2} \quad (53)$$

$$\frac{l_0}{2} \cdot \log \frac{1}{1-y^2} = -l_0(0) \quad (54)$$

と選び、(49)(52)式の反復を行えば、振動的であるが実際に収束する。

l_w が両端点で $l_w=0$ となり、必ず特異性を持つことは、逆説的に、正則性すなわち解を有限項級数で表現し得ると

いうことの反証として、容易に証明できる。このことは方

程式の持つ性質であり、端点で境界条件を設定することは

できない。しかし、 $l_w(\pm 1)=0$ と認め得るには、偶数次多

項式の性質、 $P_n(\pm 1)=1$ のため、相当の項数まで展開を要

する。この事情のため、端点での特異性を陽に明らかにす

ることは困難であるが、(53)式や $l_w \propto (1-y^2)^{n/2}$ の形では

ないことは明かであるので、 l_w は対数関数を伴う複雑な特

異性を持つと考えられる。それでも(52)式が可積分程度に

は特異性は弱く、計算精度に合わせて級数の項数を設定す

ればよい。

3.2.2 対数方程式の逐次近似解法

(45)式は $l_w \cdot \log(1/l_w)$ を主関数とする対数方程式とみ

なせるから、

$$l_w = \frac{\omega l_w - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{l_w(\eta) \log \left(\frac{1}{1-\eta^2} \right) - \int_{-1}^1 l_w(\eta) \log \left(\frac{1}{1-\eta^2} \right) d\eta + 2l_0}{\log \left(\frac{1}{1-y^2} \right) + 2(1-\log 2) + \omega} \quad (55)$$

と逐次近似できる。 ω は緩和数である。数値積分は、区間を

半幅で90個に cosine 分割し、短冊状に行った。標点は区間

の中心である。初期関数は(53)(54)式に従い、上からの収

束を計った。分割数を増せば ω の値も大きく設定する必要

があるが、實際上、 $\omega=3 \sim 4$ で単精度の収束解を得る。た

だし、このアルゴリズムは、単純な対数方程式の場合のよ

うな2乗収束する Newton 法 ($\omega=1$) ではない。 ω の役割

は(55)式の分子分母の特異性を緩和することであり、この意

味で、端点における l_w の暴走には、やや信頼性を欠く。そ

れども、(55)式から得られた l_w は(45)式の l_0 を正確に復

元する。

4. 結果と考察

4.1 浸水面の計測実験

数値計算結果を述べるに先立ち、対応する実験を行った

ので報告する。

全幅 80 cm, 弦長 40 cm, 厚さ 2 cm の透明アクリル平板を用い, spray root line の観測を行った。 $\beta=0^\circ$ であり, $\tau=3, 6, 9^\circ$, $l_R=0.2, 0.3, 0.4$ (8, 12, 16 cm) の組合せで写真撮影を行った。後端及び左右端で水が完全に切れるよう, $U_\infty=3\text{m/s}$ ($F_0=1.515$) としたが, 航走速度は曳引車の限界に達しているため, フルード数影響の調査はできていない。

Fig. 5 に $\tau=6^\circ$, $l_R=0.2$ (8 cm) の場合の写真を示す。気泡は白く, 浸水部は黒く写るため, 白い部分はスプレーにより発生した気泡, 下部のほぼ黒い部分が浸水面, それらの境界が spray root line と考えられる。高周波の非定常性のため, スプレー部分は雲状の不定形となり, 浸水部へも気泡の潜り込みが観測されるが, その他の写真, 目視観測共に, spray root line の形が大きく変動する様子は見られなかった。おおまかな spray root line の形は, 写真中の白線で示したように, 直線状でも放物線状でもない緩い曲線であり, ハードチャインを横切る。その後, 側方の跳水状波面に続く。最大浸水長は拘束静止時浸水長の 2 倍強に達している。

写真を整理し, 平均的な spray root line の形に直したものを Fig. 6 に示す。 $\tau=6^\circ$ に固定し, $l_R=0.2, 0.3, 0.4$ 及び -0.07 と変化させた場合である。 l_R の増加と共に浸水長

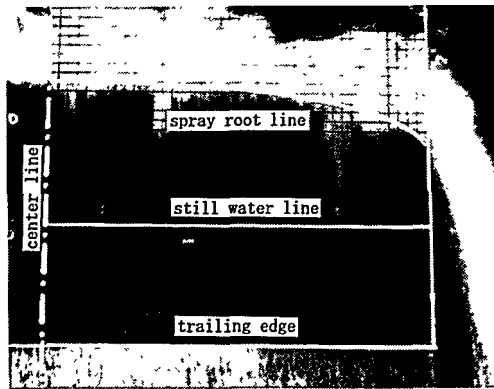


Fig. 5 Observation of spray root line

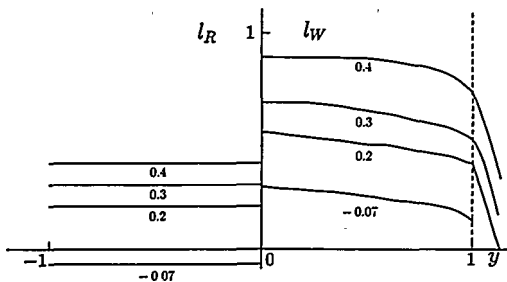


Fig. 6 Measured spray root lines corresponding to various restrained still water lines

も増加する様子が見られる。

Fig. 7 には $l_R=0.3$ に固定し, $\tau=3, 6, 9^\circ$ と変化させた場合の浸水長分布を示す。浸水長は τ の増加と共にわずかに長くなる。浸水長の増加分は τ に比例して長くなるように見えるが, $\tau \rightarrow 0$ の極限形状が想起され, 2.3 節で述べた浸水長の相似則にほぼ従っていると考えられる。

4.2 数値計算結果と考察

実験と対応する解の例を, l_R と共に spray root line の形で Fig. 8 に示す。 $l_R=-0.155$, 及び $l_R=-0.1 \sim 0.5$ まで 0.1 ごとの結果である。結果に及ぼす解法上の差は小さく, ここでは (55) 式のアプローチで得られた結果を示している。

拘束静止時浸水面積に比べ, 相当大きな面積が浸水することがわかる。しかし, 計算結果と実験結果の定量的一致度は悪く, 約 2 倍の差が認められる。この差は downwash 効果の無視に起因するとは考えにくい。なぜなら, downwash は有効トリム角の減少をもたらし, むしろ l_w を増加させる役割を考えると考えられるからである。実際, それを

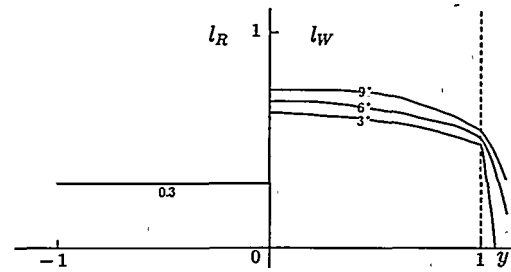


Fig. 7 Variations of measured spray root lines with trim angles in the case of $l_R=0.3$

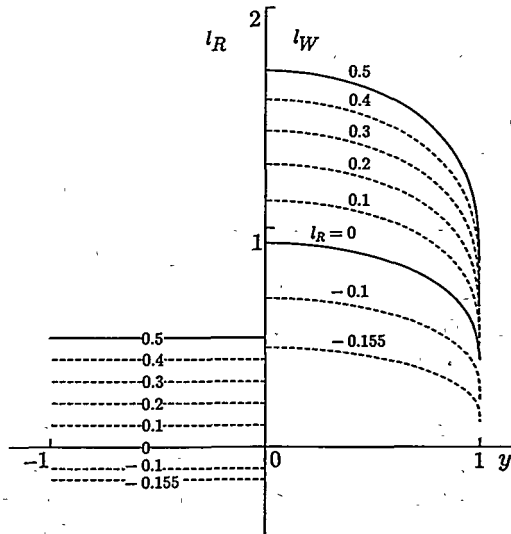


Fig. 8 Calculated spray root lines corresponding to various restrained still water lines

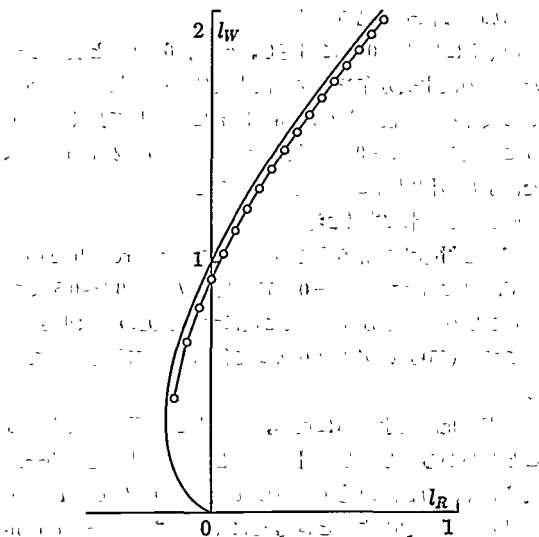


Fig. 9 Plots of calculated wetted length at the center line and the first approximate solution of the integral equation

無視した計算は、(40)式の定義から、見かけ上大きな l_R に対応する計算に相当し、これに対応する l_w は長くなる。不一致の原因は、Fig. 9 に見ることができる。Fig. 9 には計算結果の $l_w(0)$ (○印) と、(46)式の第1近似解を $l_w(0)$ とみなしたグラフを示した。 $l_w(0)$ は、ほぼこの線に沿っていることがわかる。これは第1近似解が実験値の不一致の主因と疑わせるに十分であるが、対数項と定数は同一視するのが通常感覚であり、むしろ(45)式の l_w の線形項、または積分項が十分に機能していないためと考えるのが妥当である。示すことはしないが、(45)式で線形項の係数を若干変更することで実験値と良い一致に導ける。これは今後の課題とすべき方策を暗示する。それは重力影響の考慮である。線形項は遠場の波高の Γ に関する線形項に由来しており、重力影響による local wave の低減が期待されるからである。ただし、波高の漸近展開の内、対数項は容易に得られるが、 y のみに依存する項は、速度ポテンシャルの漸近展開を [K] に従って積分しても得られず、重力影響を考慮した波高の積分表示式自身を漸近展開して求めなければならない。これには相当の困難が予想される。

定量的不一致を度外視すると、いくつかの点で定性的な一致が見られる。第1に、計算された spray root line は、あたかも端点で l_w が有限値を取るかの振る舞いを見せ、実験結果に見られるハード・チャインを横切る様子とよく似ていることである。理論的には、(45)式の積分方程式が $l_w(\pm 1) = 0$ となる性質を持つため、spray root line がハード・チャインを横断することはないが、端点での漸近挙動をよく表現していると考えられる。

第2は、滑走板高さの設定限界に関することである。Fig.

8 には、本論の2つのアルゴリズム (52) (55) 式で、収束解の得られる限界、 $l_R = -0.155$ の場合の結果も示している。実験では接水する限界は $l_R = -0.07$ ($H_0 = 3$ mm) であり、これ以上の高さに滑走艇を設定し、どんな強制攪乱を与えても定常的には接水しなかった。両者にやや開きがあるが、(46)式で得られる限界値も $l_R = -0.5/e \approx -0.18$ を示し、ほぼ符合していると考えられる。結果を示すことはしないが、relative deadrise angle が大きい場合、端点近傍で高さ制限を越えるために、収束解が得られない場合がある。これは、ハード・チャインで水切れしない場合に対応すると考えられる。

第3は、逆説的であるが、アルゴリズム、初期値の改善等、種々の試みにも拘わらず、(46)式の $l_w \ll 1$ に相当する解が得られなかったことである。解の存在については不明であるが、存在するとしても過渡的に実現されと考えられ、今後の非定常現象からの解明に期待する。

実験結果には Fig. 7 に示されるように、 τ の非線形影響が見られる。本論では見通しを重視し、近場解として線形理論による解を採用したが、半無限長滑走板の自由流線理論によれば、(45)式に対応する浸水長の決定方程式は次のようになる。

$$\frac{l_w}{C} \log \frac{C}{l_w} - \frac{l_w}{C} (2 \cos^2(\tau/2) \cdot (1 - \log 2) + 2 \sin^2(\tau/2) \cdot \log 2) + \frac{1}{2C} \int_{-1}^1 \frac{l_w(\eta)}{|y - \eta|} d\eta = \frac{H_0(y)}{\sin \tau} \quad (56)$$

ここに

$$C = 2 \cos^2(\tau/2) \cdot (2 \cos \tau - 1) + (\pi - \tau) \cdot \sin \tau - 2 \sin^2(\tau/2) \cdot \log(\sin^2(\tau/2)) \sim 2 \quad \text{as } \tau \rightarrow 0 \quad (57)$$

である。 $\tau \rightarrow 0$ の極限では(45)式と(56)式は一致する。Fig. 10 に(56)式を解いた結果を示す。 $\tau \rightarrow 0$ の場合、実験結果と計算結果の一致が見られないのは既述の通りであるが、 τ の非線形効果はよく表されていると考えられる。

4.3 自由滑走状態

拘束状態における滑走板の浸水長が定まったので、自由航走状態について考察する。 l_w 自身に実験値と相違が見られても、揚力係数等の無次元パラメータは、相応の一致が得られると考えられるので、deadrise のない箱船の自由滑走状態を定める。

拘束状態での揚力係数 C_L^* 、揚力中心 ($-x_c$) は

$$C_L^*(l_R, \tau) \equiv \tau \cdot C_{L\tau}^*(l_R) \equiv \frac{\text{Lift}}{\rho U_\infty^2 b^2} = \tau \cdot \frac{\pi}{2} \int_{-1}^1 l_w dy \quad (58)$$

$$x_c(l_R) = -\frac{\pi}{2} \frac{\int_{-1}^1 \frac{3}{4} l_w^2 dy}{C_{L\tau}^*(l_R)} \quad (59)$$

により求められる。 $C_{L\tau}^*$ は揚力傾斜を意味し、 x_c の分子は

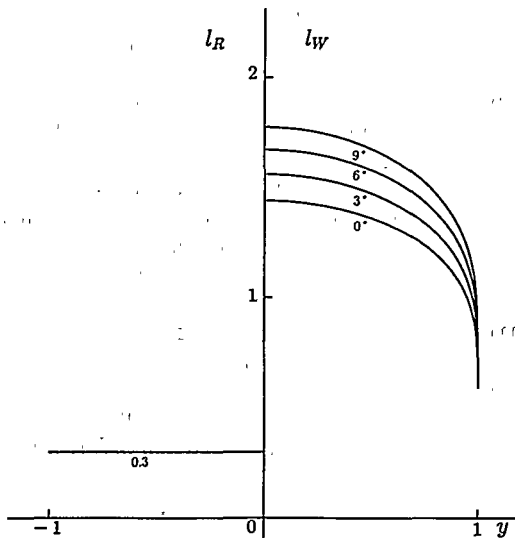


Fig. 10 Variations of calculated spray root lines with trim angles in the case of $l_R = 0.3$

後端まわりのモーメント傾斜である。ただし、翼の場合と異なり底面のみに圧力が働いているから、揚力は半分になっていることに注意する。

全幅 $2b$ 、重量 W の箱船が、滑走状態に入っているとす。静止時にはトリム τ_s 、無次元浸水長 l_s で浮いていたものとする、無次元重量 w 、無次元重心 x_c はそれぞれ

$$w = \frac{W}{\rho g b^3} = \tau_s \cdot l_s^2 \quad (60)$$

$$x_c = -l_s/3 \quad (61)$$

で与えられる。滑走状態では重量と揚力は釣り合い、重心と揚力中心は等しいから

$$\frac{w}{F_n^2 \cdot l_s} = \tau \cdot C_{Lr}(l_R) \quad (62)$$

$$x_c = x_c(l_R) \quad (63)$$

を要求する。ここに、 F_n は静止時浸水長に基づくフルード数である。

解法手順は次のようである。まず x_c が既知であるので (63) 式により l_R が決まる。次に力の釣合式 (62) 式から τ が定まる。 τ 及び l_R が定まったので、自由滑走状態での後端高さ $H_0 (= -\tau \cdot l_R)$ が定まる。

滑走状態と静止状態でのトリム角、浸水長の比は、それぞれ

$$F_n^2 \frac{\tau}{\tau_s} = \frac{-3x_c(l_R)}{C_{Lr}(l_R)} \quad (64)$$

$$\frac{l_W(0)}{l_s} = \frac{l_W(0)}{-3x_c(l_R)} \quad (65)$$

で与えられる。Fig. 11 に、これらの関係と共に、 $\pi/C_{Lr} (= 1/\text{浸水面積})$ を示した。

$l_R = -0.155$ 以下の解は存在しないため、 $l_s < 0.75$ では安定解は存在しないことが分かる。すなわち、あまり幅広の

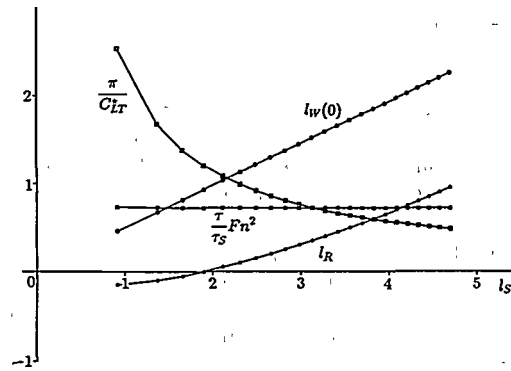


Fig. 11 Characteristics in free-running states of planing plates with various still water length

滑走艇は滑走状態に入れないことを意味する。また、 $l_W(0)$ は l_s にほぼ比例しており、滑走艇の状態は近似的に $l_W(0)/l_s \approx 0.48$, $\tau/\tau_s \approx 0.73/F_n^2$ となる。

5. 結 言

滑走艇の浸水長が幅に比べて小さいという高アスペクト比の仮定に基づき、揚力線理論の定式化を未定浸水長を求める問題に適用し、

1) 摂動論的に浸水長を決定するための非線形連立積分方程式を導いた。

2) さらに、後曳渦の効果を無視することにより、浸水長を未知関数とする積分方程式を導いた。この方程式は対数非線形項を伴うことから、解の分岐が起き、仮定に見合う解は、静的不安定であり、通常考える必要のない静水面上方に設置された滑走艇に対応するものであることが明らかとなった。

2) の結論から、仮定にこだわらず、積分方程式を解いた結果を以下に示す。

3) 拘束状態の捻れのない滑走板の場合、トリム角に関わらず、拘束静止時浸水長分布が等しい限り、浸水長分布は等しいという相似則を得た。トリム角の非線形影響は自由流線理論により補正できる。

4) 計算された浸水長分布は、実験結果との定量的一致を見なかったが、その傾向をよく表している。Spray root line とハード・チェーンが交わるような挙動、滑走板高さに設定限界があること等、定性的にも実験結果をよく表している。

5) 自由航走状態の姿勢を推定し、あまり幅広の滑走艇は滑走状態に入れないことが明らかとなった。

本稿を終えるにあたり、熱心なご討論を頂いた大阪大学工学部、鈴木敏夫教授に感謝します。本研究の一部は文部省科学研究費の補助金、他の一部については造船学術研究推進機構の補助金を受けて実施されたことを記し、関係各

位にお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 鈴木勝雄：高速艇の流体力学（その2），「高速艇と性能」シンポジウム，日本造船学会（1989）。
- 2) Wagner, H.: Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberflächen von Flüssigkeiten, Z. Angew. Math. Mech., 12 (1932).
- 3) 平野進他：楔型滑走体の底面圧力分布の計測，関西造船協会誌，208号（1988）。
- 4) 平野進他：柱状滑走体の底面圧力分布の計測，関西造船協会誌，213号（1990）。
- 5) 松村清重，黒龍秀之：滑走板船首部のスプレー現象を伴う流場について，日本造船学会論文集，174号（1993）。
- 6) Wu, T. Y.: A Singular Perturbation Theory for Nonlinear Free Surface Flow Problems, I. S. P., Vol. 14 (1967).
- 7) Ting, L., Keller, J. B.: Planing of a Flat Plate at High Froude Number, Phys. Fluids, Vol. 17, No. 6 (1974).
- 8) 鈴木勝雄，大迫義谷：2次元滑走板の姿勢変化について—その1：理論の展開—，防衛大学校理工学研究報告，24巻，3号（1987）。
- 9) Shen, Y. T., Ogilvie, T. F.: Nonlinear Hydrodynamic Theory for Finite-Span Planing Surfaces, J. S. R., Vol. 16 (1972).
- 10) 丸尾孟：滑走艇の流体力学的研究（第2報），造船協会論文集，92号（1952）。
- 11) 別所正利：定常滑走板の理論に関する一考察，西部造船会会報，54号（1977）。
- 12) 松村清重：滑走板の浸水面形状について，38回日本造船学会推進性能研究委員会資料（1995）。
- 13) 松村清重：流体力学における摂動法，170回関西流体力学研究会資料（1984）。

Numerical Study on the Aerodynamic Characteristics of a Three-Dimensional Power-Augmented Ram Wing in Ground Effect

by Nobuyuki Hirata*, *Member*

Summary

An investigation through numerical experiments was conducted to determine the aerodynamic characteristics of a power-augmented ram wing in ground effect (PAR-WIG). The Navier-Stokes solver used was a MUSCL-type third-order accurate upwind differencing, finite-volume, pseudo-compressibility code based on a multi-block grid approach. In order to understand the mechanism of the power-augmentation effect, two boundary conditions on the ground were considered: (1) a moving belt ground plate condition; and (2) a fixed ground plate condition corresponding to the wind-tunnel tests. Thrust was represented using prescribed body-force distributions. The flow around a rectangular wing with end-plates and propellers which were placed forward of the wing and blew under the wing, were computed by the solver with different trailing edge heights. Results were compared with experimental data and the aerodynamic characteristics were discussed.

1. Introduction

A wing in ground effect (WIG) vehicle is expected to be one of the promising super high-speed craft in the next generation, since it has an exceptionally high lift to drag ratio performance at low altitude. However, to design a full-scale vehicle with an extraordinary performance is very difficult owing to the need for low speed take off and landing on the sea. High speed take off and landing from water require an excessive structural weight and engine power because of the large wave impact loads and the water resistance. One of the possible solutions to this problem is a power-augmented ram (PAR) concept, wherein propulsors are placed in front of the wing and the efflux from the propulsors is directed under the wing to generate a high lift force at low speed. This concept can reduce the take off and landing speeds, thus reducing impact loads and also allows much higher wing loading.

Aerodynamic characteristics of PAR-WIGs have mostly been studied, using experimental methods. At the David W. Taylor Naval Ship Research and Development Centre, from 1975 to 1978, experimental and analytical studies were systematically conducted¹⁾. They measured the PAR performance both statically and at forward speed, over a solid surface and water in various sea states. They also predicted the static lift and drag performance using two-dimensional incompressible potential theory. Recently in Japan, some experimental

studies^{2,3,4)} and theoretical analysis taken forward speed into consideration⁵⁾, have been conducted. Nevertheless, no flow computation has been performed except CFD simulation for two-dimensional PAR-WIGs by Hirata^{6,7)}.

In the present study, the aerodynamic characteristics of a three-dimensional power-augmented ram wing in ground effect are examined with CFD procedures and experimental results. The Navier-Stokes solver used⁸⁾ is based on the MUSCL-type third-order accurate upwind differencing, finite-volume, pseudo-compressibility method with an algebraic turbulence model to close the system of equations. Because of the geometric complexity of the configuration, a multi-block grid approach is introduced. In order to understand the mechanism of the power-augmentation effect, two boundary conditions on the ground are considered: (1) the velocity is equal to the uniform flow; and (2) the no slip condition. They correspond to an actual operating condition and a wind-tunnel test with a fixed ground plate respectively. Propeller effect is represented by prescribed body-force distributions proposed by Hough and Ordway⁹⁾. Results with different trailing edge heights are compared with experimental data and the aerodynamic characteristics are discussed.

2. Model Shape and Experiments

The principal particulars of the test model used are listed in Table 1. The wing, as shown in Fig. 1, has two features. First the aspect ratio is very small compared with that of conventional aeroplanes. The reasons for such a small aspect ratio are: a large effective aspect ratio can be obtained from the ground effect; and the

* Ship Research Institute

Received 10th Jan. 1996

Read at the Spring meeting 15, 16th May 1996

Table 1 Principal particulars

Model	
chord length	0.5m
span length	0.3m
wing area	0.15m ²
wing setting angle	6°
aspect ratio	0.6
wing section	NACA6409
planform	rectangular

Propeller.

propeller radius	90mm
hub radius	8.5mm
number of blades	2
rotation	inward

Ground plate.

forward plate length	1.23m
slot width	40mm
slot angle	45°
rear plate length	2.0m
plate thickness	36mm
position of L.E. of rear plate	$x = -0.865m$

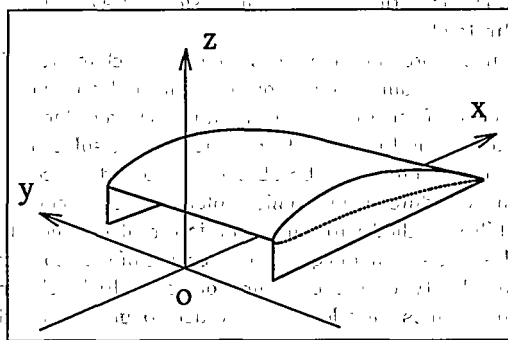


Fig. 1 Wing model and coordinate system

PAR performance is not fully effective with a wing of large span. In addition, the model has end-plates so as to create a high pressure region under the wing. The base line of the end-plate is parallel to the ground and the reference height is equal to that of the wing at the trailing edge.

Experiments were conducted in a wind tunnel at the Ship Research Institute, as shown in Plate 1⁴⁾. In order to simulate the ground effect, two methods can be considered⁸⁾: an image-wing method and a ground plate (board) method. However, the former method is very difficult for use with PAR and, in the present measurements, only a ground plate method was adopted. The coordinate system, nomenclature and appa-

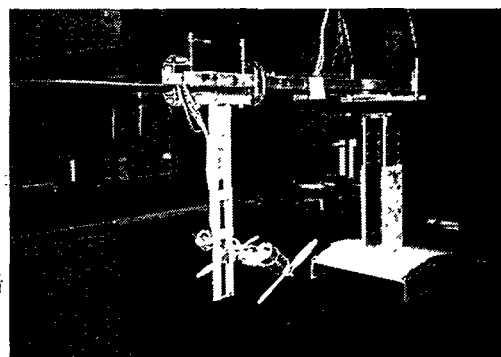


Plate 1 View of experimental arrangements in wind tunnel

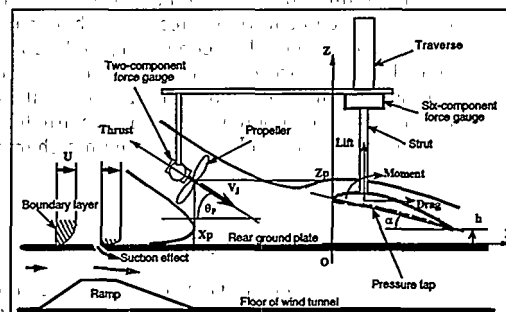


Fig. 2 Apparatus of experiments with a ground plate

tus of the experiments are shown in Fig. 2.

A ground plate was installed in the centre of the wind tunnel. In order to remove the boundary layer developed over the plate, a slot was set in the plate upstream of the model¹⁰⁾, as shown in Fig. 2. The dimensions of the ground plate are listed in Table 1. The flow beneath the plate was accelerated by a ramp, hence the slot provided the required suction. However, since we did not use a moving belt, a boundary layer whose thickness was about 25 mm at the wing, still remained on the plate⁸⁾.

The power-augmentation was simulated by means of a pair of model aeroplane propellers placed upstream of the wing. The propeller position relative to the leading edge of the wing was kept constant with the changes of the ground height.

Lift, drag and pitching moment about the 1/4 chord were measured by a six-component force gauge. Forces on both propellers were measured together by a two-component force gauge and thrust is defined as a resultant force in the x - and z -directions. Surface-pressure on the pressure side of the wing was also measured. A uniform flow of 7.0 m/s was set with a reference pitot-tube in the wind-tunnel, however the velocity U_0 at the wing was accelerated to 7.45 m/s because of the displacement effect of the ground plate apparatus, the

blockage of the wing and the traverse. The Reynolds number based on the chord length and the velocity U_0 , was 2.4×10^5 . Aerodynamic forces, thrust and moment are non-dimensionalized by $\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_w$, $\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_w$ and $\frac{1}{2}\rho U_0^2 c S_w$, where ρ , S_w and c are the density of air, a wing area and a chord length respectively.

3. Computational Method

The Navier-Stokes solver used in the present study is the upwind finite-volume method with global conservation and based on a multi-block grid approach because of the geometric complexity of the configuration. For details, see Hirata and Kodama⁸⁾.

3.1 Navier-Stokes Solver

The governing equations are the three-dimensional incompressible Navier-Stokes equations with a pseudo-compressibility method in conservation form. They can be given as:

$$q_t + (E + E_v)_x + (F + F_v)_y + (G + G_v)_z + H = 0 \quad (1)$$

where (x, y, z) are the Cartesian coordinates. The dependent variables q , the inviscid flux vectors E, F, G , the viscous flux vectors E_v, F_v, G_v and the body force vector H are written as:

$$q = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}, \quad [E \quad F \quad G] = \begin{bmatrix} u^2 + p & uv & wu \\ uv & v^2 + p & vw \\ uw & vw & w^2 + p \\ \beta u & \beta v & \beta w \end{bmatrix},$$

$$[E_v \quad F_v \quad G_v] = -\nu \begin{bmatrix} 2u_x & u_y + v_x & u_z + w_x \\ u_y + v_x & 2v_y & v_z + w_y \\ u_z + w_x & v_z + w_y & 2w_z \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$H = -\begin{bmatrix} f_{bx} \\ f_{by} \\ f_{bz} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \nu = \frac{1}{Re} + \nu_t \quad (2)$$

where (u, v, w) are the velocity components, p is the pressure, β is a positive constant of pseudo-compressibility, Re is the Reynolds number, (f_{bx}, f_{by}, f_{bz}) are the body force components and ν_t is the kinematic eddy viscosity determined from the turbulence model.

The finite-volume method is used for a spatial discretization with the cell-centred layout. Thus, the dependent variables q and the kinematic eddy viscosity ν_t are placed at the centre of each grid cell and the grid cell is treated as a control volume.

The values of inviscid terms at each cell face are computed using the third-order accurate upwind differencing scheme constructed within the flux-difference splitting framework. The third-order accuracy is attained in the pre-processing (MUSCL) manner. Viscous terms are discretized in the second-order central differencing scheme based on the Gauss integral theorem.

The Padé time differencing form is used for time integration with $\theta=1.0$, namely the Euler implicit. As

a space integration method, the IAF procedure is adopted.

In order to correspond to the flow around the complicated configuration, a multi-block grid approach is introduced. The approach does not allow the discontinuity of grid points on the interface surface, thus the geometric flexibility is restricted. However, sweeps for the IAF procedure through the whole of the solution domain are possible and the efficiency of the calculation can be kept to the level of a single grid.

3.2 Turbulence Model

The closure of the system of equations is achieved by introducing an algebraic two-layer turbulence model proposed by Baldwin-Lomax with a minor modification¹¹⁾. Because of the geometric complexity of the configuration, the model is modified in the region where multiple turbulent length scales are present, such as around the wing, the end-plates and the ground. Generally, one structured cell has the possibility to be affected by a maximum of six boundary surfaces of the solution domain: in the upstream, downstream, left, right, top and bottom directions. The following formulation is taken as the linear combination of the effects from the multiple surfaces.

$$\nu_t = \sum_{m=1}^6 \frac{\nu_{tm}}{y_m} / \sum_{m=1}^6 \frac{1}{y_m} \quad (3)$$

where y_m is the normal distance from the solid wall/ground and ν_{tm} is the corresponding kinematic eddy viscosity calculated by a conventional procedure neglecting the presence of the other solid walls/ground. When the m -th boundary surface of the solution domain is not the solid wall/ground, y_m and ν_{tm} is treated as infinity and zero respectively.

Although this formulation has no physical basis, it possess three desirable properties as follows:

- 1) The computation of more complex length scales is avoided.
- 2) As either surface is approached ($y_m \rightarrow 0$), the model degenerates to the correct limiting form of the Baldwin-Lomax model.
- 3) Along the bisector of the included angle between the surfaces, the model is affected by both surfaces equally.

3.3 Propeller Model

The propeller effect is represented using prescribed body force distributions proposed by Hough and Ordway⁹⁾. In order to estimate the flow around the propeller accurately, imposing both thrust and torque components is necessary. However, since the mechanism of the PAR-effect is due to the increase of the pressure under the wing—the efflux from the propulsors placed upstream of the wing, is directed under the wing and partially stagnated—the nature of the effect can be explained by taking only the thrust component into consideration. Hence, the present computation neglects the body force distributions in tangential component as follows:

$$\left. \begin{aligned} f_{bx} &= A_x r^* \sqrt{1-r^*} \cos \theta_p \\ f_{by} &= 0 \\ f_{bz} &= -A_x r^* \sqrt{1-r^*} \sin \theta_p \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

where

$$\left. \begin{aligned} A_x &= C_{Tprop} \frac{4S_p}{\Delta V} \frac{105}{16(4+3Y_h)(1-Y_h)}, \quad C_{Tprop} = C_T \frac{2S_w}{S_p} \\ r^* &= \frac{Y-Y_h}{1-Y_h}, \quad Y = \frac{R}{R_p}, \quad Y_h = \frac{R_h}{R_p} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

where θ_p , C_T , S_p , V , R , R_h , R_p is the downward angle of the propeller, thrust coefficient, single propeller area, control volume, radial coordinate whose origin is the centre of the propeller, a hub radius and a propeller radius respectively.

3.4. Computational Domain and Grid

Figure 3 illustrates the computational grid and the wing configuration at a height of 5% of the chord length. To minimize computer resources, symmetry is assumed about the vertical plane at the mid span position. The computational grid is body fitted to facilitate the implementation of boundary conditions. The mesh contains 75 planes streamwisely, 35 laterally and 55 vertically. The minimum spacings are 0.005, 0.005 and 0.0001 in the streamwise, the lateral and the vertical directions. The

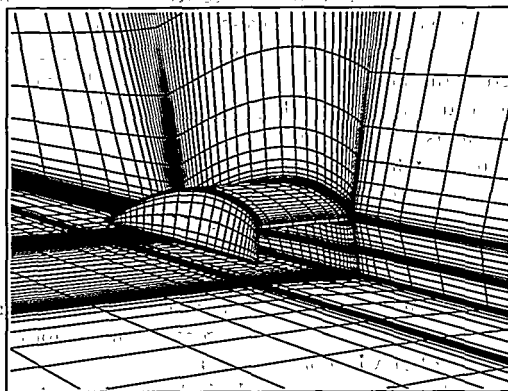


Fig. 3 Computational grid at $h/c=0.05$

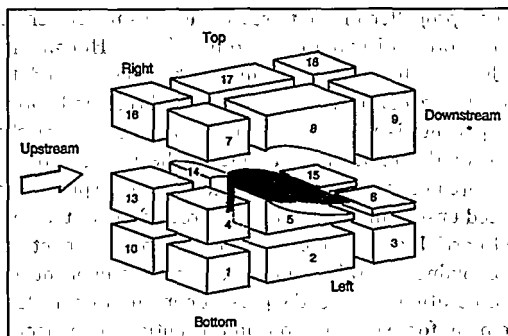


Fig. 4 Schematic view of block topology for a WIG

Table 2 Boundary conditions

On ground.		
	numerical simulation	experiment
case-1	$(u, v, w) = (1, 0, 0)$	Ground plate method
case-2	$(u, v, w) = (0, 0, 0)$	
	$-1.73 \leq x/c \leq 2.27$ z-symmetry otherwise	

zero pressure gradient is implemented.

Other boundaries.

boundary	(u, v, w)	p	ν_t
inflow	$(1, 0, 0)$	zero gradient	0
outflow	zero gradient	0	zero gradient
outer	zero gradient	zero gradient	zero gradient
symmetry pl.	symmetry	symmetry	symmetry
body	$(0, 0, 0)$	zero gradient	0

Propeller condition.

position of centre	$(x_p/c, y_p/c, z_p/c) =$ $(-1.0, \pm 0.188, z_{T.E.}/c + 0.31)$
downward angle	$\theta_p = 33^\circ$
coefficient of thrust	$C_T = 2.9$

grid points are clustered near the wing, the ground and the symmetry plane.

The solution domain extends 5 chord lengths upstream from the leading edge of the wing and an equal distance downstream from the trailing edge of the wing. The far-field boundaries in both lateral and vertical directions are 4 chord lengths from the end-plate and the suction side of the wing respectively.

In the present scheme, the flow-field consists of 18 blocks of grids. Each block is a rectangular parallelepiped in computational coordinates. Figure 4 depicts the schematic view of block topology for the WIG.

3.5 Computational Conditions

The computations were carried out with 3 trailing edge heights, h/c of 0.02, 0.05 and 0.10. As a boundary condition on the ground, two methods are considered as shown in Table 2. Case-1 is a very common type and similar to an actual operating condition. Case-2 corresponds to a wind tunnel test with a fixed ground plate. Solid wall condition on the rear plate (behind the slot) and z-symmetry condition otherwise are implemented. Thrust was given using prescribed body force distributions from eqs. 4 & 5 and the magnitude, location and downward angle of the propellers are listed in Table 2. The Reynolds number was set at 2.4×10^6 .

4. Results and Discussions

4.1 Comparison of Computed and Measured Results

Prior to the actual test program, a calibration of the propellers in a uniform flow was conducted without the wing. The propellers were placed at $(x_p/c, y_p/c, z_p/c) = (-1.0, \pm 0.188, 0.4)$ and the downward angle θ_p was 0° , namely paralleled to the ground. The thrust coefficient was set at 2.9. Figure 5 depicts the computed velocity

vectors and pressure contour maps at $x/c = -0.8$. The flow is sucked into the centre of the propeller and the maximum pressure peak is formed. Comparison of measured and computed u -velocity profile along the horizontal line of $(x/c, z/c) = (-0.8, 0.4)$, is shown in Fig. 6. Although the measured data is scattered owing to the intensive unsteady state of the wake, the computed result shows very good agreement with the experimental data.

Figure 7 depicts the comparison of measured and computed surface-pressure distributions on the wing at h/c of 0.05 for case-2. Computed results agree well with the measured data on the pressure side of the wing. The pressure on the pressure side of each section holds a nearly constant high value. This state utilizes the power-augmentation well and can produce a high lift force. The data does not change very much in the spanwise direction. This suggests that the flow is mostly two-dimensional. Thus, the end-plates are found to be quite effective.

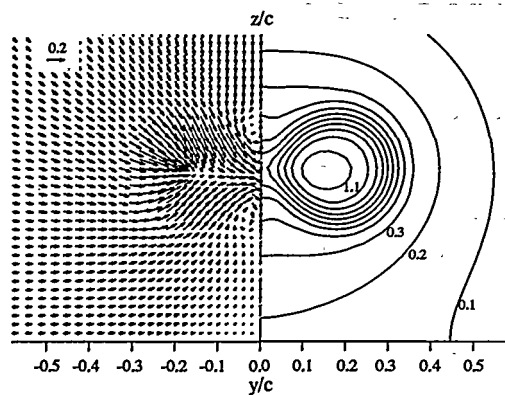


Fig. 5 Velocity vectors and pressure contour maps at $x/c = -0.8$ (Contour interval is $0.1C_p$)

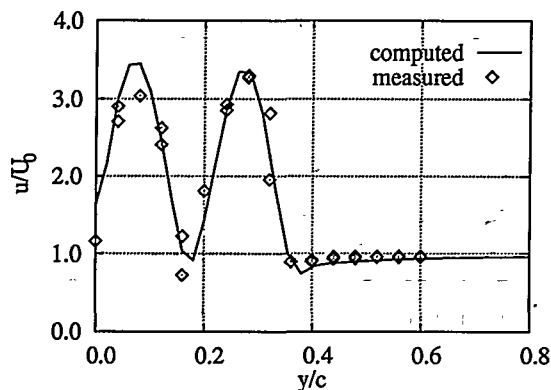


Fig. 6 Comparison of measured and computed u -velocity profile along the horizontal line of $(x/c, z/c) = (-0.8, 0.4)$

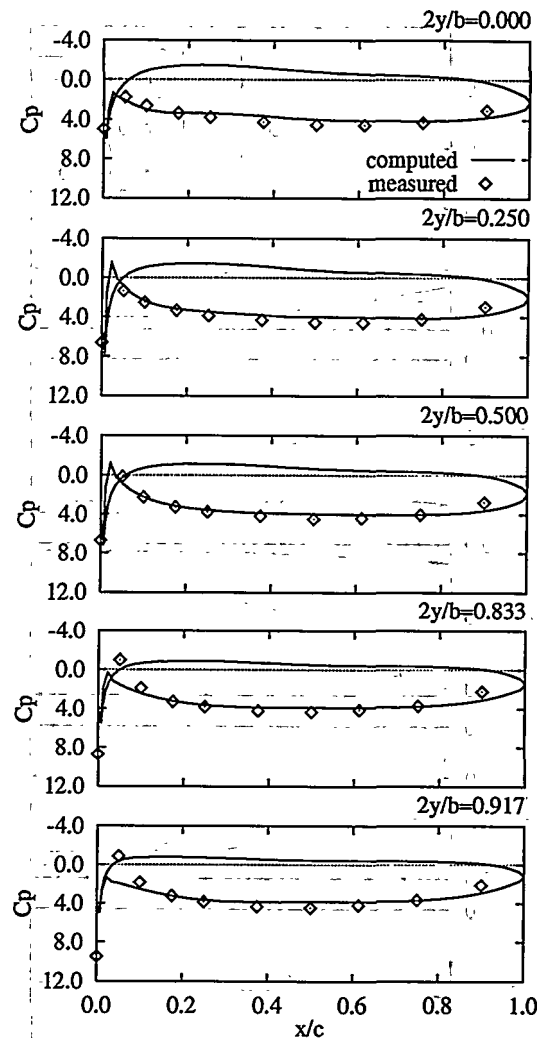


Fig. 7 Comparison of measured and computed surface-pressure distributions on the wing at $h/c = 0.05$ for case-2

Figure 8 shows the comparison of measured and computed aerodynamic characteristics. Computed results agree very well with corresponding experimental data for all characteristics through the whole range of the ground heights. The lift coefficient increases as the wing moves close to the ground. This trend is similar to the results obtained using only the ground effect, however the increase in rate with the addition of PAR is very large and at h/c of 0.02, the lift of PAR-WIG is approximately seven times as large as that of an un-augmented WIG. When the ground height is very small, the difference between case-1 and case-2 is very clear. The possible reasons will be discussed in the next subsection.

The drag coefficient without augmentation is almost constant with the ground height but that with power-

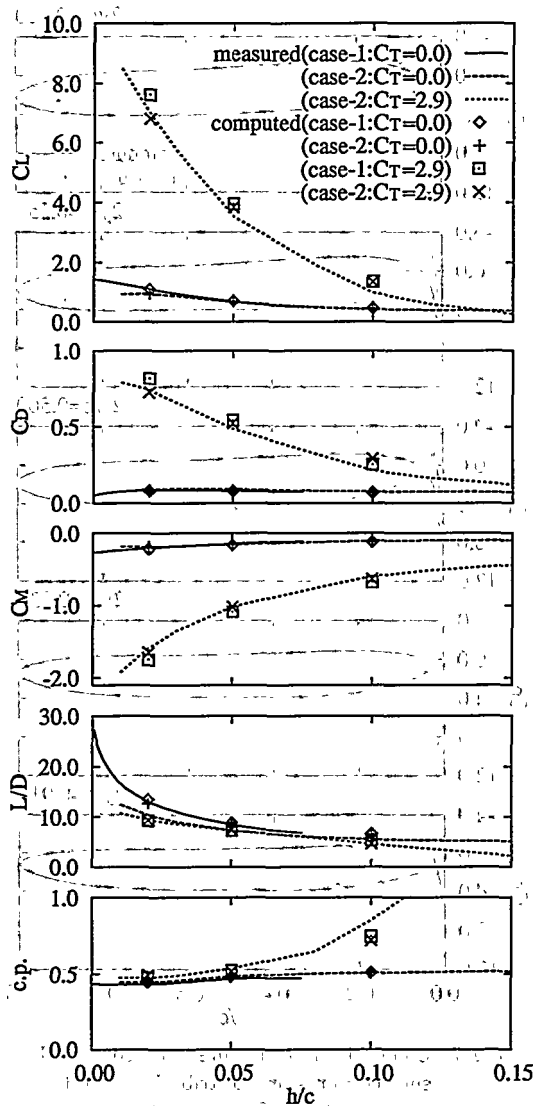


Fig. 8 Comparison of measured and computed aerodynamic characteristics

augmentation increases as the wing approaches the ground, similarly to the lift coefficient. Owing to the increased lift, the pitching moment coefficient about the $1/4$ chord tends towards the nose down direction as the wing moves close to the ground. The lift to drag ratio increases as the ground height becomes small, however, the ratio is inferior to that without augmentation. The position of the centre of pressure shifts forward as the ground height decreases.

4.2 Effects on Ground Boundary Condition and Ground Height

Figures 9, 10 & 11 depict the computed velocity vectors and pressure distributions at y/c of 0.188, containing the centre of the propeller. First we com-

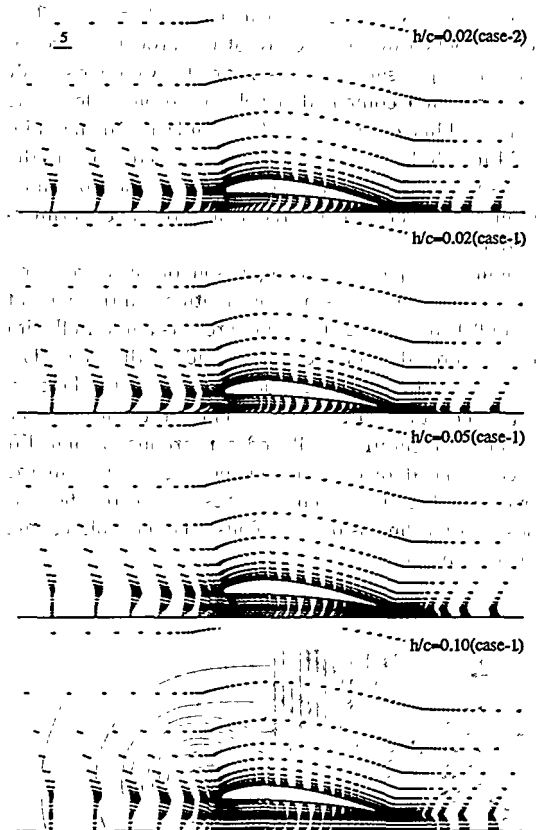


Fig. 9 Computed velocity vectors at $y/c=0.188$

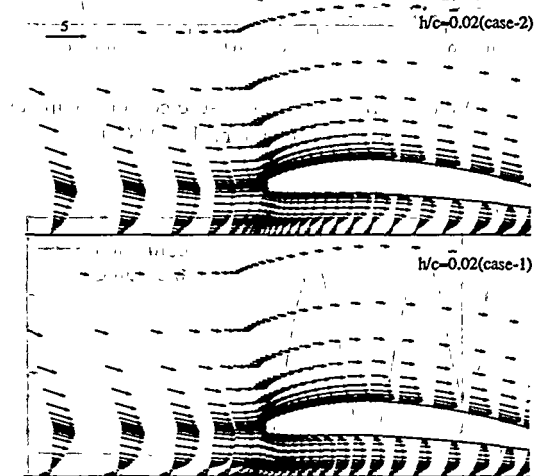


Fig. 10 Enlarged view of computed velocity vectors at $y/c=0.188$

pare case-1 and case-2 at h/c of 0.02. The difference can be observed in the flow over the ground. In case-2, a large flow separation occurs over the plate at x/c of 0.0~0.4, because of an adverse pressure gradient on the

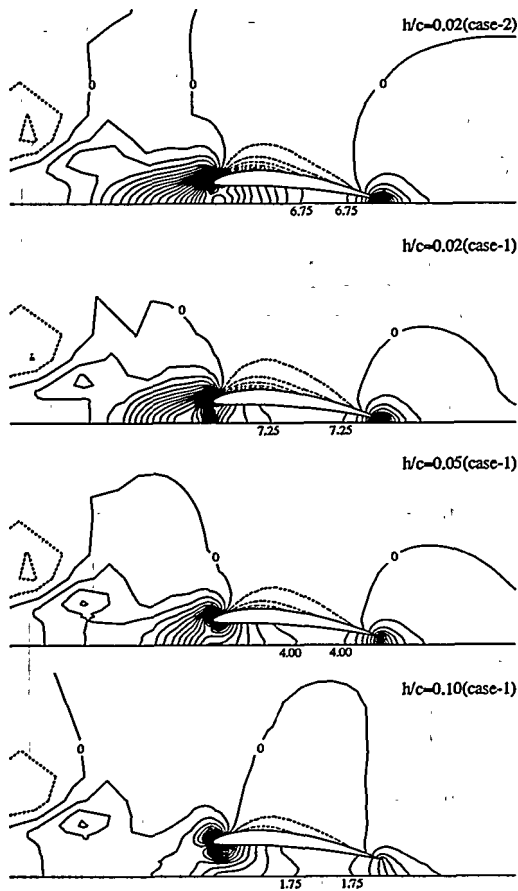


Fig. 11 Computed pressure distributions at $y/c=0.188$ (Contour interval is $0.25C_p$. Dotted lines show negative values)

non-slip condition. The velocity under the wing is accelerated on account of this separation. Thus, a high pressure region between the wing and the ground can not be observed in case-2. In case-1, owing to the high pressure under the wing, the air flows backward over the ground upstream of the wing. However, the flow does not separate under the wing and creates a high pressure region under the wing. Consequently, lift performance in case-2 is less than that in case-1.

Secondly, we compare ground height effects. As the wing moves close to the ground, the blockage under the wing increases. At higher altitude, the air flows smoothly under the wing. The flow above the wing does not change very much with the ground height except in the vicinity of the suction side of the wing. The difference is due to the flow spilling over the wing from the propulsors. As the wing is close to the ground, the momentum flux of the flow spilling over the wing increases. Thereby, the pressure of the suction side of the wing becomes small as the ground height decreases.

Figure 12 shows the computed surface-pressure distributions on the ground at $y/c=0.188$.

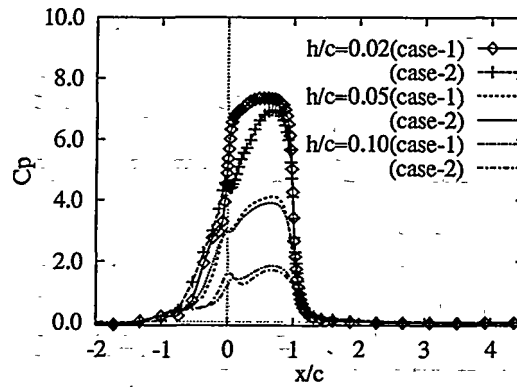


Fig. 12 Computed surface-pressure distributions on the ground at $y/c=0.188$

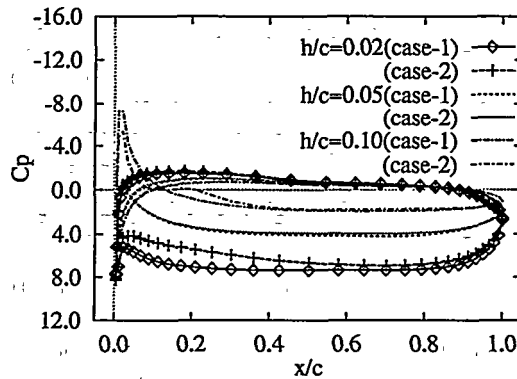
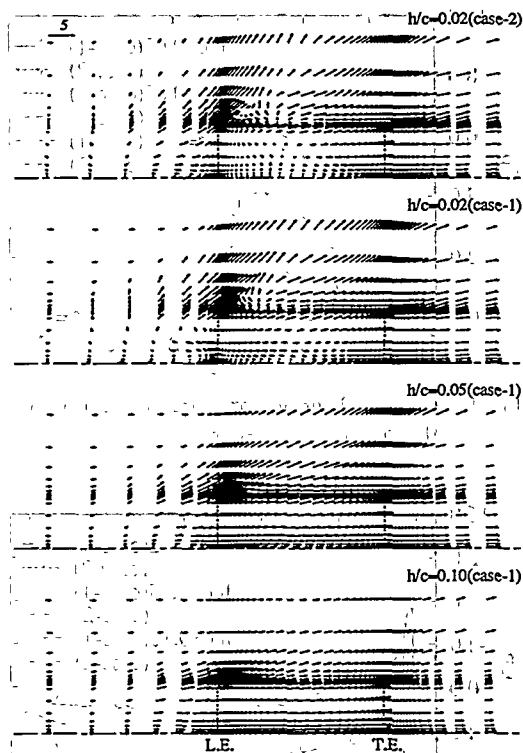


Fig. 13 Computed surface-pressure distributions on the wing at $y/c=0.188$

butions on the ground at y/c of 0.188. On the whole, when the wing is close to the ground, the pressure becomes high. At h/c of 0.02, a pressure difference can be seen because of the large separation over the ground for case-2. The results for all cases show a small pressure hump, upstream of the leading edge. This is the impingement point of the efflux from the propulsors. As the ground height decreases, the position shifts forward.

Figure 13 depicts the computed surface-pressure distributions on the wing at y/c of 0.188. As the wing becomes close to the ground, the pressure on the pressure side becomes high. The results correspond to the pressure distribution on the ground (Fig. 12). The results of case-1 at h/c of 0.02 indicate that the pressure coefficient on the pressure side of the wing is an almost constant high value. This is very close to the ideal power-augmentation performance.

Figure 14 shows the velocity vectors on the horizontal plane at $z/c = z_{T.E.}/c - 0.01$. For all cases, the tip separation can be easily observed at the leading edge owing to the high pressure under the wing. As the ground height

Fig. 14 Computed velocity vectors at $z/c = z_{T.E.}/c - 0.01$

becomes larger, the air under the wing flows smoothly. In case-1, at h/c of 0.02, the air flows backward near the symmetry plane on account of the high pressure under the wing.

Figure 15 depicts the computed spanwise distributions of the lift coefficient. Because of the presence of the end-plates, high pressure exists under the wing and the flow is very similar to the two-dimensional case. Thus, the end-plates are quite effective.

Figure 16 shows the components of the computed drag coefficients. The frictional component is nearly constant with the ground height, as a result, the increase of the drag is derived only from the pressure drag.

Conclusions

Flows around a three-dimensional power-augmented ram wing in ground effect with end-plates were computed by a Navier-Stokes solver so as to clarify the aerodynamic interference between the wing, the ground and the propulsors. Because of the geometric complexity of the configuration, a multi-block grid approach was introduced. As a ground boundary condition, two methods were examined: case-1) the velocity is equal to the uniform flow; and case-2) the no slip condition. They corresponded to an actual operating condition and wind-tunnel tests with a fixed ground plate respectively. Propulsors were represented using prescribed body-force distributions. The results obtained were as

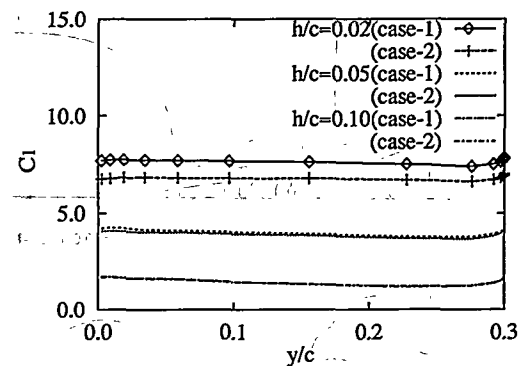


Fig. 15 Computed spanwise distributions of lift coefficient

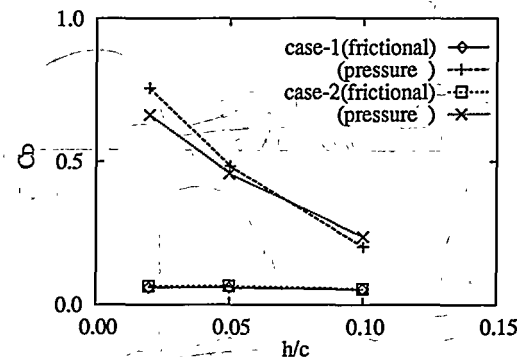


Fig. 16 Components of computed drag coefficients

follows:

1. Results simulated with different ground heights showed good agreement with experimental data in terms of the aerodynamic characteristics for the ground heights of 0.02~0.10c.
 2. A further decrease in the ground height raised the lift coefficient, drag coefficient and lift to drag ratio. However, the lift to drag ratio was inferior to that without augmentation, because of the increase of the drag coefficient.
 3. In the present case, distributions of surface-pressure on the pressure side of a wing and two-dimensional lift coefficient were a nearly constant high value in the spanwise direction. Thus, the end-plates were found to be effective, as in the un-augmented condition.
 4. The lift coefficient of case-2 was less than that of case-1, because in very close proximity to the ground, the flow for case-2 has a large separation over the ground under the wing. This velocity under the wing was accelerated and as a result, no high pressure region was found.
- In future work, flow computation for a PAR-WIG vehicle with a fuselage and control surfaces will be

performed with the compressibility effects and total aerodynamic characteristics of the full-scale vehicle will be examined.

Acknowledgement

The author would like to acknowledge the continuing encouragement by Dr. T. Fuwa, Ship Research Institute. The author would also like to express his sincere gratitude to Dr. T. Hino, Ship Research Institute, for his valuable discussions and suggestions.

References

- 1) Krause, F. H., Gallington, R. W., Rousseau, D. G. and Kidwell, G. H., "The Current Level of Power-Augmented-RAM Wing Technology", AIAA/SNAME Advanced Marine Vehicles Conference, San Diego, Apr. 1978.
- 2) Matsubara, T., Tashimo, M., Kure, F., Yamaguchi, N. and Ohwaki, T., "Lift Enhancement of Ground-Effect Wing (2nd Report, Experimental Investigation of the Power Augmented Ram Wing in Ground Effect through the Wind Tunnel)", J. of the Japan Soc. of Mech. Eng., B-58-552, Aug. 1992, pp. 2464-2471 (in Japanese).
- 3) Nagamatsu, T. and Kure, F., "Experimental Study on Aerodynamic Characteristics of PAR-WIG", J. of the Kansai Soc. of Naval Architects, Japan, vol. 222, Sep. 1994, pp. 49-56 (in Japanese).
- 4) Hori, T., Hirata, N., Tsukada, Y. and Fuwa, T., "A Study on the Surface Effect Phenomena and Characteristics of WISES", Abstract of the 64th General Meeting of Ship Research Institute, Dec. 1994, pp. 153-156 (in Japanese).
- 5) Murao, R., Hirohama, T. and Hori, T., "A Momentum Flux Model of PAR-WIG", Proceedings of the 33rd Aircraft Symposium, Nov. 1995, pp. 439-442 (in Japanese).
- 6) Hirata, N., "Simulation on Viscous Flow around Two-Dimensional Power-Augmented Ram Wing in Ground Effect", J. of the Soc. of Naval Architects of Japan, vol. 174, Dec. 1993, pp. 47-54 (in Japanese).
- 7) Hirata, N., "Numerical Simulation of Two-Dimensional PAR-WIG", Special Publication of National Aerospace Laboratory, SP-27, Dec. 1994, pp. 303-308 (in Japanese).
- 8) Hirata, N. and Kodama, Y., "Flow Computation for Three-Dimensional Wing in Ground Effect Using Multi-Block Technique", J. of the Soc. of Naval Architects of Japan, vol. 177, Jun. 1995, pp. 49-57.
- 9) Stern, F., Kim, H. T., Patel, V. C. and Chen, H. C., "A Viscous-Flow Approach to the Computation of Propeller-Hull Interaction", J. of Ship Research, vol. 32, No. 4, Dec. 1988, pp. 246-262.
- 10) Sowdon, A. and Hori, T., "An Experimental Technique for Accurate Simulation of the Flow-Field for Wing-In-Surface-Effect Craft", Accepted for publication in 'The Aeronautical Journal', 1996.
- 11) Huband, G. W., Rizzetta, D. P. and Shang, J. J. S., "Numerical Simulation of the Navier-Stokes Equations for an F-16 A Configuration", J. of Aircraft, vol. 26, No. 7, July 1989, pp. 634-640.

$$\left(\frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_0^t (t-s)^{\alpha-1} f(s) ds \right)' = t^{\alpha-1} f(t), \quad \text{for } \alpha > 1.$$

1. The first part of the document is a list of names and their corresponding dates. The names are: "John Doe", "Jane Smith", "Bob Johnson", "Alice Brown", "Charlie White", "David Green", "Eve Black", "Frank Gray", "Grace Pink", "Henry Blue", "Ivy Yellow", "Jack Purple", "Karen Red", "Leo Orange", "Mia Silver", "Noah Gold", "Olivia Bronze", "Peter Copper", "Quinn Iron", "Rachel Steel", "Sam Tin", "Tina Lead", "Uma Zinc", "Victor Nickel", "Wendy Platinum", "Xavier Silver", "Yara Gold", "Zoe Bronze". The dates are: "1990-01-01", "1990-02-01", "1990-03-01", "1990-04-01", "1990-05-01", "1990-06-01", "1990-07-01", "1990-08-01", "1990-09-01", "1990-10-01", "1990-11-01", "1990-12-01", "1991-01-01", "1991-02-01", "1991-03-01", "1991-04-01", "1991-05-01", "1991-06-01", "1991-07-01", "1991-08-01", "1991-09-01", "1991-10-01", "1991-11-01", "1991-12-01", "1992-01-01", "1992-02-01", "1992-03-01", "1992-04-01", "1992-05-01", "1992-06-01", "1992-07-01", "1992-08-01", "1992-09-01", "1992-10-01", "1992-11-01", "1992-12-01".

1. *Chlorophyll *a** was determined in 90% methanol extracts of the leaves and stems of *S. purpurea* and *S. oleracea* by the method of Arar and Johnson (1977).

Journal of Interpersonal Violence 26(10)

[illegible]

10

2014年12月15日，在“2014年中国法治年度人物”颁奖典礼上，中国政法大学教授、中国政法大学法治政府研究院院长张生良教授，作为法治政府建设领域的代表，荣获“2014年中国法治年度人物”称号。张生良教授在法治政府建设领域有着深厚的学术造诣和丰富的实践经验。他长期致力于法治政府建设的研究，提出了许多具有前瞻性和实践性的观点。他的研究成果不仅为学术界所重视，也为政府决策提供了重要的参考。张生良教授还积极参与法治宣传和社会公益活动，为推动法治政府建设做出了积极贡献。此次荣获“2014年中国法治年度人物”称号，是对他在法治政府建设领域所做工作的肯定和表彰。

密度関数法を応用した気泡の数値シミュレーション

正員 金井 亮 浩* 正員 宮田 秀 明**

Numerical Simulation of a Bubble Flow by Modified Density Function Method

by Akihiro Kanai, *Member* Hideaki Miyata, *Member*

Summary

A new numerical simulation code is developed for elucidating the behavior of a bubble being based on the Navier-Stokes equation. The capturing of the interface between liquid and gas is implemented by the modified density function method significantly suppressing numerical diffusion in the rectangular coordinate system. The density function method, which eliminates the efforts of generating grids fitted to the interface, is shown to capture the complex 3-dimensional deformation of a bubble with sufficient degree of accuracy. Computational results of a rising bubble at high Reynolds number greater than 1000 showed the unsteady motions such as those with zigzag or spiral trajectory and the various deformation of bubble shape like a spherical cap. It is also clarified that the unsteady motion is caused by the asymmetric formulation of longitudinal vortex behind the bubble. This code can be applied to the case of bubbles in a boundary layer to investigate the effects of bubbles on the boundary layer properties.

1. 緒 論

近年、コンピューター能力の向上と数値シミュレーション技術の発達に伴い、単相流の研究から多相流の数値シミュレーションによる研究が盛んに行われるようになってきた。特に、連続相の液体中に小さな気泡群が分散して存在する気泡流は、化学プラントの反応器、原子炉の冷却系統など、多くの工学的に重要となる場所で見受けられる。また、進行する物体、船舶などの物体表面に、気泡を放出することにより摩擦抵抗をかなりの割合減少させることができるという実験的事実からも、この気泡流の研究はますます工学的に重要となってきた。しかし、従来の数値シミュレーションは、2相流体を空間的に平均化した2流体モデルを用いたものや、気泡に対しそれに働く力をモデル化し、運動方程式を構成方程式の1つとするものなど、気泡の変形を考慮していないものが多く、実際には、剪断流

中での振る舞いなど変形が重要となる場合が多いため、いまだ気泡運動の詳細構造を明らかにするには至っていない。特に、気泡による摩擦抵抗低減の問題については、気泡径によりその効果が変わるため、気泡1つ1つの挙動、変形、境界層との相互干渉が重要である。このような問題に対して、Navier-Stokes方程式をもとに、気泡を直接シミュレートするミクロ的な研究からの貢献も重要と思われる。

過去の単独気泡の直接数値シミュレーションにおいては、Ryskin & Leal¹⁾や高木&松本²⁾による、気泡表面に沿って物体適合格子を用いた方法があり、上昇する気泡の挙動を、レイノルズ数とウエーバー数をパラメーターとした計算を行い、これらのパラメーター数の違いによる気泡形状の変化を捉えている。Unverdi & Tryggvason³⁾は、気泡表面に別の格子を用いたフロントトラッキング法を採用し、2相の密度比の比較的小さい気泡同士の融合問題を取り扱っており、融合時の2重境界面の存在を捉えている。また、数値安定性のために、密度、粘性係数を境界面で連続的に変化させているが、数値散逸の蓄積を抑えるため、境界から常にある一定の幅でスムーズに変化するように設定している。これは、対流項に数値散逸項を付加すること

* 東京大学工学部船舶海洋工学科助手

** 東京大学工学部船舶海洋工学科教授

原稿受理 平成8年1月10日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

と同様の効果があると考えられる。また, Sussman, Smereka & Osher⁴⁾ は, 2次元の上昇気泡について, 境界からの距離関数を用いたレベルセットアプローチ法を用い, Unverdi & Tryggvason⁵⁾ と同様の数値散逸を抑える方法を採用している。Lafaurie, Nardone, Scardovelli, Zaleski & Zanetti⁶⁾ は, 従来のVOF法において, セルの境界面でのフラックスの評価を改良することにより, 数値誤差の蓄積を抑える方法を開発している。この中で, 密度比が小さい液滴同士の衝突問題を, ウェーバー数を変えてシミュレーションを行っている。以上の計算例は, いずれもレイノルズ数が $O(10^2)$ 以下のものがほとんどであり, また, 密度差が小さいものや, ウェーバー数が小さいものが多く, 気液境界面における不安定現象が見られない条件, 数値計算上不安定になりにくい条件となっている。また, 気液境界面という不連続面を数値散逸なしに精度良く捉えることが問題となっている。

本論文では, 境界層中での気泡の振る舞いを明らかにするために, これをシミュレート可能なコードの開発を行い, コードの信頼性の確認と最も基本的な気泡の挙動を明らかにするため, 上昇する気泡の挙動についてシミュレーションを行う。2章では, 計算法について述べ, 密度関数法, 気液境界面の取り扱い方などについて説明する。3章では, 3ケースの上昇気泡の数値計算結果について述べ, その信頼性と上昇気泡の挙動解析を行う。最後に4章で, 結論を述べる。

2. 計 算 法

2.1 支配方程式

本研究では, 上昇する気泡の挙動について考える。支配方程式は, 非圧縮性ナビエーストックス方程式であり,

$$\rho(\ddot{\mathbf{u}} + (\ddot{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \ddot{\mathbf{u}}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu D) + \sigma \kappa \delta(d) \hat{\mathbf{n}} + F \quad (1)$$

$\ddot{\mathbf{u}}, p$ は各々速度, 圧力, ρ は密度, μ は粘性係数, D は変形速度テンソル, F は体積力, σ は表面張力, κ は曲率である。また, $\delta(d)$ はDiracのデルタ関数であり, $\hat{\mathbf{n}}$ は境界面に垂直な方向の単位ベクトルである。表面張力項に関しては, 境界面上にのみ働く力であり, 表面張力は一定とする。ここで, 気泡の初期半径 R , 気泡の上昇速度 U , 気泡外部の流体密度 ρ_1 を用い, (1)式に無次元化を施すと,

$$\ddot{\mathbf{u}} + (\ddot{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \ddot{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{Rn} \nabla \cdot D + \frac{1}{\rho} \frac{\kappa}{We} \delta(d) \hat{\mathbf{n}} + \frac{\hat{\mathbf{n}}_k}{Fn^2} \quad (2)$$

重要なパラメーターとなるのは, ρ_1/ρ_2 : 2相の密度比, μ_1/μ_2 : 2相の粘性係数比, $Rn=2UR/\nu$: レイノルズ数, $We=\rho_1 U^2(2R)/\sigma$: ウェーバー数である。ここで, 下付き数字1, 2は, それぞれ液相と気相を表わすものとする。また, 体積力項は重力のみであり, g を重力加速度とすると,

$Fn=U/\sqrt{2Rg}$ はフルード数, $\hat{\mathbf{n}}_k$ は重力方向の単位ベクトルである。

2.2 解法

基本的な解のアルゴリズムは, MAC法に類似なTUM-MAC-Ⅷ法⁹⁾であり, 圧力のポアソン方程式の解法には, リチャードソン法による反復解法を採用している。差分法に関しては, 時間微分項に1次の前進差分を, 対流項以外の空間微分項に2次の中心差分を用い, 対流項には3次上流差分を用いている。格子系には, 境界層中の気泡や複数気泡の取り扱いが容易であると考えられる不等間隔の矩形格子系を選び, 物理量はスタガード配置となっている。気液境界面の取り扱いには, 数値散逸を抑えた密度関数法を改良したものを用いる。

2.3 気液境界の運動学的条件

気液境界面を取り扱うにあたり, その境界に関する運動学的条件と力学的条件を考える必要がある。力学的条件に関しては, 2-4で取り扱う。運動学的条件は, 以下に示す密度関数の輸送方程式を解くことにより満足させる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \ddot{\mathbf{u}} \cdot \nabla \phi \quad (3)$$

ϕ は密度関数を表している。密度関数の値は各セルに与えられたスカラー量であり, 2相の流体の密度関数の値をそれぞれ ϕ_1, ϕ_2 としたとき, あるセルで ϕ_1 または ϕ_2 の値をとる場合, いずれかの流体で100%満たされ, $\phi_1 < \phi < \phi_2$ の状態の場合, 2相の流体が混在し, $\phi = (\phi_1 + \phi_2)/2$ の値をとる位置を2流体の界面として定義する。ここでは, ϕ_1 (液相) の値には1, ϕ_2 (気相) の値には0を与える。

(3)式の輸送方程式を解くにあたり, 対流項が存在することによる数値不安定性の問題から, 数値散逸項が必要となる。ここでは, MUSCLタイプの3次上流差分を用いた。このため, 従来の密度関数法では, 数値散逸により境界面が不明瞭となり, 計算とともに気泡体積が減少し続け, 一定の体積を保つことができなかった。この点を改良するため, ここでは, 各時間ステップごとに境界面をはさむセルを探し, その密度関数の値はそのままとし, それ以外のセルの密度関数の値は, 各々の流体の密度関数値, すなわち ϕ_1, ϕ_2 に値を定義直すこととした。これにより, 数値散逸を抑えることができ, 長時間計算を行っても安定に計算が可能であり, ほぼ一定の体積を得ることができた。

2.4 気液境界の力学的境界条件

気泡の力学的境界条件を考慮する場合は, 非圧縮性流体に対して, 厳密には以下の法線方向と接線方向の条件を満たす必要がある。

$$P_1 - P_2 + \sigma \kappa = 2\mu_1 n_k \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{u}_k}{\partial \mathbf{n}} \right)_1 - 2\mu_2 n_k \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{u}_k}{\partial \mathbf{n}} \right)_2 \quad (4)$$

$$\mu_2 \left(t_k \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_k}{\partial \mathbf{n}} + n_t \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_t}{\partial \mathbf{s}} \right)_2 - \mu_1 \left(t_k \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_k}{\partial \mathbf{n}} + n_t \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_t}{\partial \mathbf{s}} \right)_1 = \frac{\partial \sigma}{\partial s} \quad (5)$$

ただし, P_1, P_2 はそれぞれ, 気泡境界面上における気泡外

圧力, 気泡内圧力, $\vec{t}$ は境界面の接線方向単位ベクトルである。また, 境界面に沿った微分と境界面に垂直方向の微分はそれぞれ,

$$\frac{\partial}{\partial s} = \vec{t} \cdot \nabla \quad \frac{\partial}{\partial n} = \vec{n} \cdot \nabla \quad (6)$$

しかし, 気相の粘性係数は, 液相の粘性係数に比べ無視できると考えられる。また, σ は一定とすると, 境界条件としては以下の条件となる。

$$P_1 - P_2 + \sigma \kappa = 2\mu_1 n_k \left(\frac{\partial u_k}{\partial n} \right)_1 \quad (7)$$

$$t_k \cdot \frac{\partial u_k}{\partial n} + n_i \cdot \frac{\partial u_i}{\partial s} = 0 \quad (8)$$

しかし, (8)式の接線方向応力条件については, 物体適合でない矩形格子系で満たすことは数学的, 精度的に非常に困難であるため, ここでは簡単のため, TUMMAC-VIII法で用いた境界面の法線方向に速度を等置する条件を与えた。(7)式の法線方向応力条件は, 圧力の境界条件として考慮し, 圧力解法におけるイレギュラスター法の中で, 境界面の圧力を気泡内圧力と表面張力とから求める際に取り入れる。

曲率に関しては, 以下のよう求められる。

$$\kappa = \nabla \cdot \vec{n} \quad (9)$$

また, 法線ベクトル $\vec{n}$ は, 密度関数 ϕ を用いて,

$$\vec{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad (10)$$

と表わされる⁷⁾。しかし, 密度関数 ϕ の値は, 不連続的に変化していることにより, 法線ベクトルが正確に求まらないため, ここでは, ϕ の代わりに ϕ を滑らかにした値を用いた。

2.5 気泡内の取り扱い

気泡の変形速度は, 音速に比べて十分小さく, 気相の密度は液相に比べ無視できる程度なので, 気相の動圧は無視できる。このため, 気泡内圧力は一様として考えられ, 気泡内圧力については, 圧力のポアソン方程式を解かずに, 気体の状態方程式から, 気泡内部の温度を一定と仮定して求める。すなわち, 圧力と体積の積を一定とする条件を課す。また, 初期条件として, 球形気泡の場合の表面張力を与えた。

2.6 重力による静水圧の影響

水面からの深さを考慮した上昇する気泡を考えた場合, 上昇と共に, 気泡内圧力は低下し, 気泡体積は増加する。しかし, この気泡体積にわずかな数値誤差があったとすると, 高い静水圧によって, 体積変化に伴う気泡内圧力は大きく変化することになる。これを避けるため, 本論文では, 無限水深での気泡を仮定し, 気泡体積中心の静水圧を常に0とする。すなわち, 毎時間ステップごとに, 新しい気泡の位置が決定した後, その気泡の体積中心の静水圧が0となるように全体の圧力を修正する。これは, 本計算の対象とする時間スケール (速度0で無限流体中にある気泡が, 終

端速度に達する程度の時間) では, 静水圧変化による体積変化は無視できるという仮定にもとづいている。

2.7 計算領域について

上昇気泡の場合, 気泡は計算領域の中を移動するため, 上昇方向に長い計算領域をとる必要がある。しかし, これでは無駄な領域が存在することになり, 計算容量も莫大なものになってしまう。そこで, 気泡がセル1つ分上昇するごとに, 上昇方向の計算領域で, 上側に1層分の領域を付け足し, 下側の1層分をカットする方法を取り入れた。これにより, 計算領域は常に一定のまま, 上昇気泡を何処までも追っていくことが可能である。ただし, 領域の上側, 下側は, 気泡による影響があまりない程度にとる必要がある。

3. 計算結果

3.1 計算条件

Table 1に上昇する気泡の計算条件を示した。ただし, レイノルズ数など, 上昇速度が必要となる値については, 予測値を使うことになり, 実際の値とは異なる場合がある。case 1とcase 2は, 高木⁸⁾による実験結果を用いており, case 1は格子間隔が粗いもの, case 2はcase 1の最小格子間隔を1/2にしたものである。case 3は, case 2と同じ細かい格子で, 気泡径がcase 1, 2の2倍で, レイノルズ数が約1400という非常に高い場合である。なお上昇速度に関しては, フルード数が1となる値を用いた。座標軸については, 気泡上昇方向に z 軸をとり, これに垂直な水平面内に, x, y 軸をとる。また, 計算格子に対応する i, j, k の方向は, それぞれ x, y, z の方向に対応する。初期条件としては, 球形の気泡が時刻0で, 重力場に置かれたものとした。

3.2 結果

まずFig. 1に, case 1, case 2の計算終了までの気泡体積中心の上昇速度を示した。なお, ここでの速度は, 数値誤差による振動を除くため, 時間ステップで100ステップごとの平均速度を計算しており, case 1では無次元時間0.5毎に, case 2では無次元時間0.25毎に行っている。両ケース共に, 無次元時間5あたりでほぼ終端速度に達し, その後やや小さな変化が見られるが, 平均的には一定速度といえる。また, このケースの場合, 速度1が実験結果に対応しているため, ともに実験結果より小さい値となっていることが分かる。これは, 気液境界での接線方向応力条件が

Table 1 Conditions of Computations

	case1	case2	case3
diameter(m)	0.00306	0.00306	0.006
set rising velocity (m/sec)	0.1817 (exp.)	0.1817 (exp.)	0.2425
Pe	111.2	111.2	1439
We	4.692	4.692	4.8
Fn	1.049	1.049	1.0
nixn xnk	31x31x70	51x51x100	51x51x100
minimum grid interval	0.1667	0.08335	0.08335

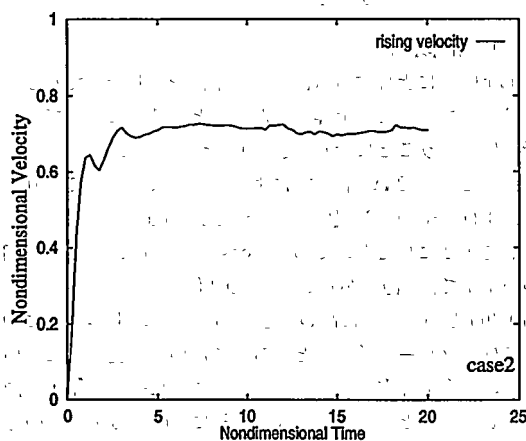
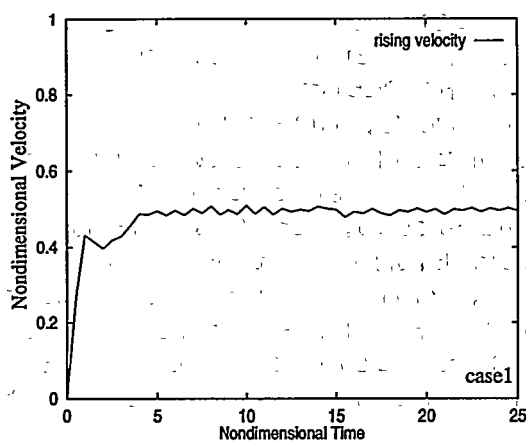


Fig. 1 Time variations of rising velocity of a bubble for case 1 and case 2

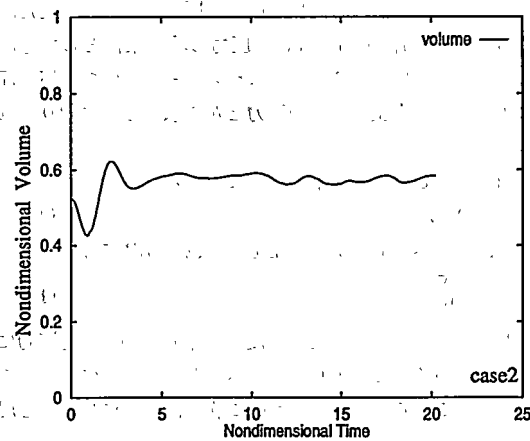
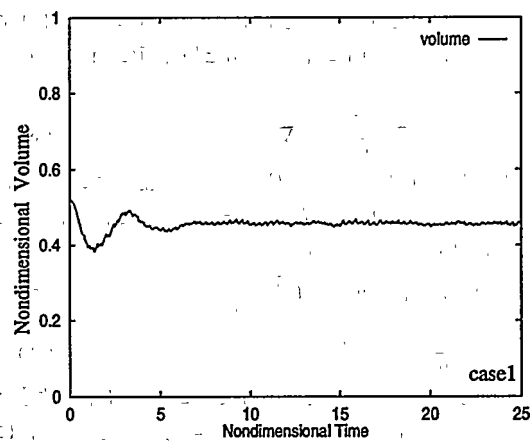


Fig. 2 Time variations of bubble volume for case 1 and case 2

厳密に満たされていないことによる接線方向粘性応力が働いていること、また、矩型格子系を用いていることによる数値誤差、解像度不足によることなどが理由として考えられる。また、case 2 は case 1 よりも大きい上昇速度を示しており、格子が細くなっていることによる解像度、精度が向上しているためといえる。Fig. 2 には、気泡体積変化を示した。case 2 は case 1 よりも大きい体積となっているが、これも格子の解像度、数値散逸の違いによるものと考えられる。一方、case 2 では、気泡形状変化により、気泡体積にやや時間変動が見られるが、実験結果によると、この条件では気泡の挙動の不安定性が生じ、周期約 0.15 秒のジグザグ運動が観察されており、この不安定性による影響であると考えられる。しかし、ここには数値誤差による体積変化も含まれてしまっている可能性があるため、厳密には数値散逸を 0 にする必要がある。また、 x, y 方向の気泡速度を見てみると、Fig. 3 に示しているように、case 1 ではほとんど 0 であるのに対し、case 2 では、確かに振動傾向

にあることが分かり、格子が細くなったことによる解像度の向上により、実験に近い挙動を示すようになったといえる。Fig. 4 には、気泡体積中心の軌跡を示した。case 1 では気泡が真直ぐに上昇しているが、case 2 では $x-y$ 平面内の運動があることが分かる。Fig. 5(a), (b) には、無次元時間 20 での気泡形状、圧力コンター、速度ベクトルを示した。形状は case 1 と case 2 でかなり違っており、格子の解像度の違いによるものと考えられる。Fig. 5(c) に、Ryskin & Leal による計算結果を示したが、これによると、case 1, 2 の計算条件 ($Re=111, We=4.7$) では、case 2 はこの結果に近い形状となっているが、やや気泡前面の形状が、Ryskin & Leal による計算結果の方がフラットになっている。ただし、この計算は軸対称の仮定を用いており、前述したように、このレイノルズ数の条件では気泡は不安定挙動を示すため、実際の形状とはやや異なると考えられる。

次に、case 3 の高レイノルズ数の場合であるが、上昇速度、体積変化、 $x-y$ 平面内速度、気泡体積中心の軌跡を、

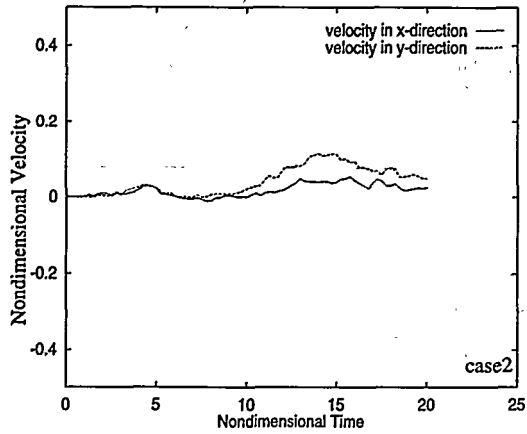
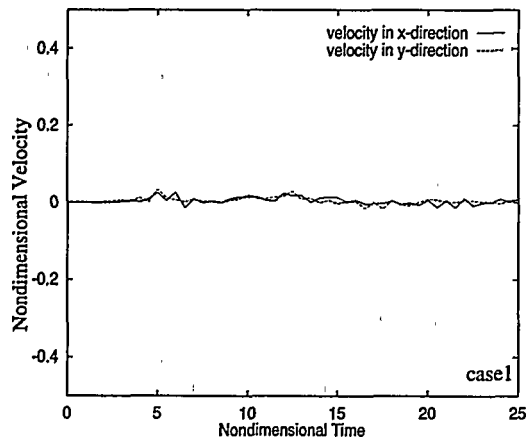


Fig. 3 Time variations of velocities on a horizontal plane for case 1 and case 2

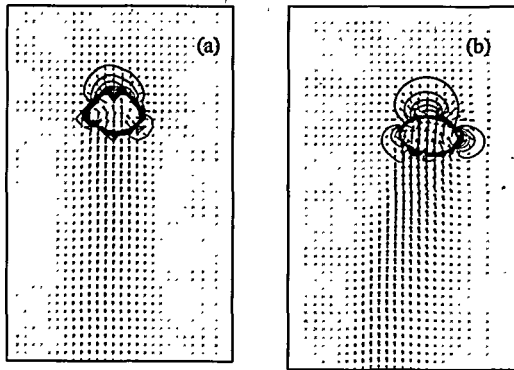


Fig. 5(a), (b) Bubble shape, pressure contour and velocity vectors on a vertical plane through the volume center of a bubble at $T=20$ for (a) case 1 and (b) case 2. The contour interval is 0.05

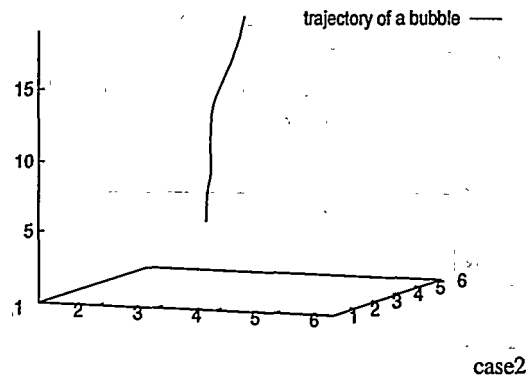
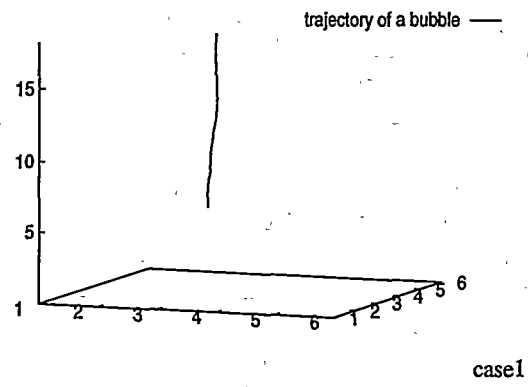


Fig. 4 Bubble trajectories for case 1 and case 2

$R \backslash W$	2	3	4	5	6	8	10
1							
2							
5							
10							
20							
50							
100							
200							

Fig. 5(c) Computed axisymmetric shapes of rising bubbles as a function of Reynolds number (R) and Weber number (W) by Ryskin and Leal. (ref. 1)

それぞれ Fig. 6~9 に示した。上昇速度は、無次元時間でほぼ一定速度に達している。体積変化に関しては、計算開始直後に急激に増大し、再び初期体積付近まで減少するのが見られるが、これは、初期状態が非平衡状態から始まっていることによる不安定性によるものと考えられる。その後は小さな振動が見られ、体積が減少傾向にあることが分かる。この点については後で述べる。 x, y 平面内速度に関しては、最初周期的な変動が見られ、次第に振動の振幅が小さくなっていく。 x, y 方向の速度の位相が同じときは、ジグザグ運動をし、位相がずれるときは螺旋運動をしていると考えられる。従って、最初ジグザグ、螺旋運動をしており、徐々にその運動が収まっていき、真直ぐ上昇するようになることが分かる。気泡の上昇の道筋を見ると、その動きが良く捉えられているため、水平面内の動きが大きく見えるが、実際には、最大振幅が気泡直径の $1/4$ 程度であり、それ程大きな振動ではない。

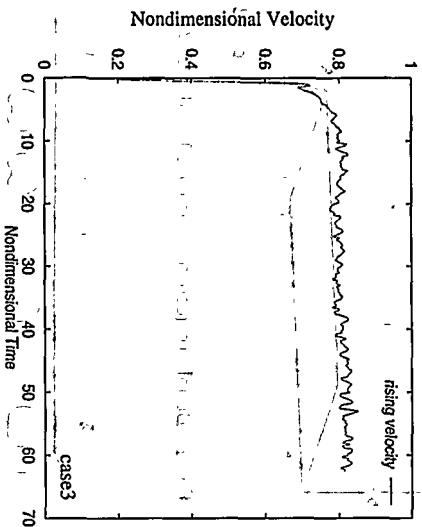


Fig. 6 Time variation of rising velocity of a bubble for case 3

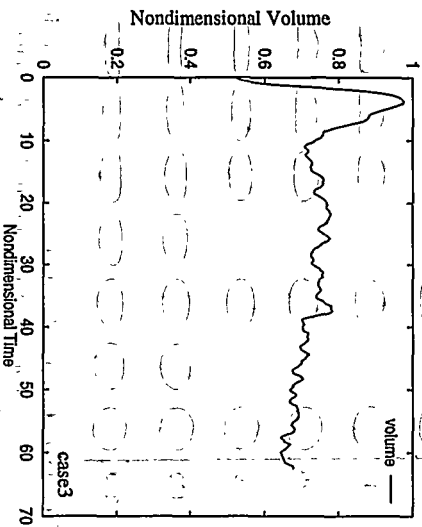


Fig. 7 Time variation of bubble volume for case 3

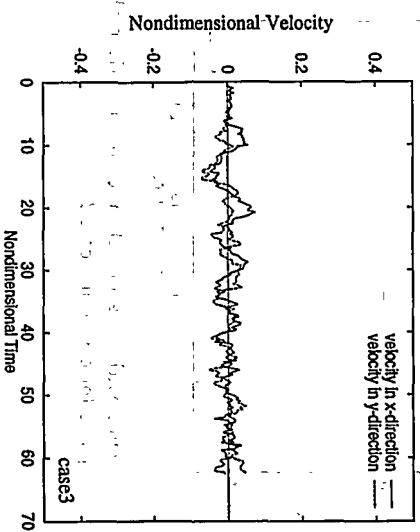


Fig. 8 Time variation of velocities on a horizontal plane for case 3

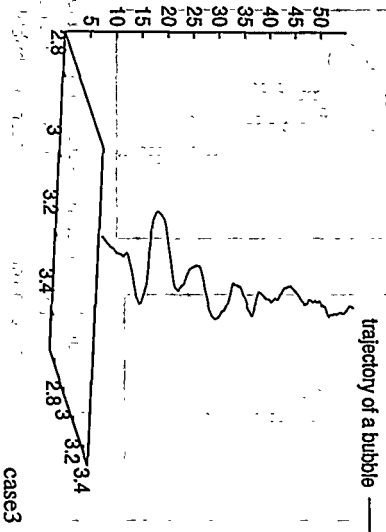


Fig. 9 Bubble trajectory for case 3

Fig. 10 に、気泡体積中心を含む $y-z$ 断面における気泡形状、 z 軸周りの渦渦 ω_3 のコンターを無次元時間 2.5 おきに、15~62.5 を示した。 ω_3 の時間変化を見ると、最初の周期的な水平速度変化の見られる時間では、後方に放出された縦渦は非対称的であるが、水平速度変化が小さくなるに従い、縦渦の放出も対称的になり、真直ぐ後方へ放出されるようになることが分かる。すなわち、この非対称的な縦渦の放出により、気泡の軌跡がジグザグや螺旋状になると考えられる。気泡形状の変化に注目すると、気泡底部に、“spherical-cap”に見られる気泡後部が鋭く尖った形状が現われている。特に、縦渦の発生部で顕著に見られることが分かり、渦による低圧が原因と考えられる。また、上述したように、気泡体積が減少傾向にあるが、これは、気泡底部からの気相の分裂によるものと考えられる。上昇気泡の実験的なアローチでは、Saffman⁹⁾ は、水中を上昇する気泡は、気泡半径が 0.7 mm までは真直ぐに上昇し、 $0.7 \sim 2 \text{ mm}$ ではジグザグや螺旋運動をし、 2 mm を過ぎると次第にこの不安定挙動が収まり、 3 mm ではほぼ見られな

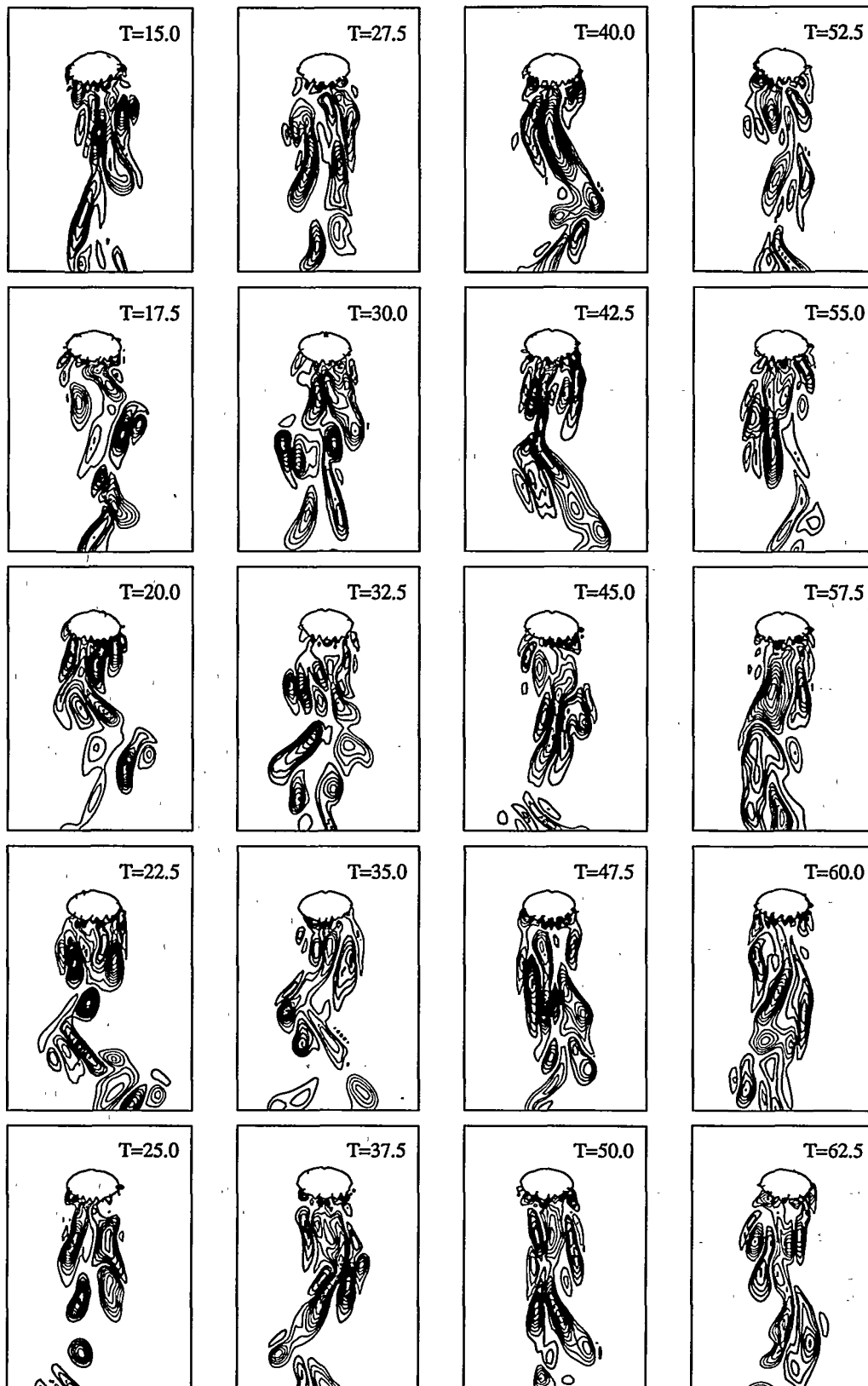


Fig. 10 Time evolution of the vorticity component around the z -axis and the bubble deformation on the vertical plane through the volume center of a bubble for case 3. Contour interval is 0.5

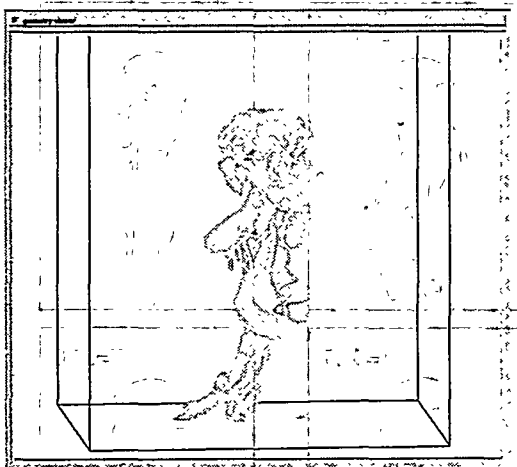


Fig. 11 Iso-surface of the second derivative of pressure at $T=20$ for case 3. The iso-surface value is 1.0

くなる、という結果を報告している。また、“spherical-cap”に関する実験では、水のような低粘性流体中では、気泡半径が5~10 mmで“spherical-cap”に移行するという報告がある¹⁰⁾。以上を考慮すると、ここでのcase 3は、ちょうどジグザグや螺旋運動がなくなり、“spherical-cap”に移行する条件であるといえ、計算結果においても、上昇と共にジグザグ、螺旋運動が収まり、“spherical-cap”に特徴的な形状が現われ、結果は妥当であるといえる。

また、Fig. 11には、無次元時間20における圧力のラブラシアン¹¹⁾の等値面を示した。これは圧力の極値を示すものであり、渦糸を表わしているといえる。この渦糸構造は、ヘアピン状の渦輪となっており、Sakamotoら¹²⁾の実験により示された球の後流にできる渦構造や山田¹³⁾の数値解析結果に、非常に類似なものである。また、気泡底部全体にわたり渦が存在していることが分かり、上述したように、気泡後部の鋭く尖った形状は、この渦構造に起因していると考えることができる。

4. 結 論

1) 密度関数法を応用し、上昇気泡を直接シミュレートできるコードの開発を行った。また、上昇する気泡を長時間追うことのできる工夫をし、数値散逸を抑えることにより、気泡の体積を保つことができた。

2) レイノルズ数が1000を超える高レイノルズ数での計算が可能であり、“spherical-cap”に近い気泡を捉えることができた。

3) 上昇する気泡の場合、レイノルズ数とウェーバー数

がある臨界数を超すと、ジグザグ運動や螺旋運動など不安定な挙動を示すようになるが、これは、縦渦の放出が発生し、その非対称性から生じるものであることが分かった。また、気泡後流の渦構造は、ヘアピン状の渦輪構造をしていることが分かった。

4) 上昇速度が実験結果に比べ小さい値となっていることなど、今後改良を要する点も多い。これは接線応力境界条件を満たすような工夫が必要である。また、今後の課題である複数気泡問題や壁面近傍問題への展開を行わなくてはならない。

参 考 文 献

- 1) Ryskin, G. and Leal, L. G.: “Numerical solution of free-boundary problems in fluid mechanics, Part 2. Buoyancy-driven motion of a gas bubble through a quiescent liquid”, *J. Fluid Mech.*, 148, (1984), pp. 19-35.
- 2) 高木, 松本: “反変速度による3次元自由表面流れの数値計算法”, 第7回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (1993), pp. 641-644.
- 3) Unverdi, S. O. and Tryggvason, G.: “A Front-Tracking Method for Viscous, Incompressible, Multi-fluid Flows”, *J. Comput. Phys.*, 100, (1992), pp. 25-37.
- 4) Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S.: “A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow”, *J. Comput. Phys.*, 114, (1994), pp. 146-159.
- 5) Lafaure, B., Nardone, C., Scardovelli, R., Zalesky, S. and Zanetti, G.: “Modelling Merging and Fragmentation in Multiphase Flows”, *J. Comput. Phys.*, 113, (1994), pp. 134-147.
- 6) Park, J.-C. and Miyata, H.: “Numerical Simulation of the Nonlinear Free-Surface Flow Caused by Breaking Waves”, *ASME, FED-Vol. 181, Free-Surface Turbulence*, (1994), pp. 155-168.
- 7) Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C.: “A Continuum Method for Modeling Surface Tension”, *J. Comput. Phys.*, 100, (1992), pp. 335-354.
- 8) 高木: “液体中を上昇する単一気泡の挙動”, 東京大学工学系博士論文, (1994).
- 9) Saffman, P. G.: “On the rise of small-air bubbles in water”, *J. Fluid Mech.*, 1, (1956), pp. 249-275.
- 10) Wegener, P. P. and Parlange, J. Y.: “Spherical-Cap Bubbles”, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 5, (1973), pp. 79-100.
- 11) Sakamoto, H. and Haniu, H.: “A study on Vortex Shedding from Spheres in a Uniform Flow”, *Trans. ASME*, 112, (1990), pp. 386-392.
- 12) 山田: “海底地形上流れの3次元差分シミュレーション”, 東京大学工学系博士論文, (1992).

DMDF モデルによるオホーツク海流氷運動の数値予測

学生員 松 沢 孝 俊* 正員 山 口 一*
正 員 林 昌 奎** 鈴木 慎 介*
正 員 加 藤 洋 治*

A Numerical Prediction with "DMDF" Model of Pack Ice Motion in the Okhotsk Sea

by Takatoshi Matsuzawa, *Student Member*, Hajime Yamaguchi, *Member*
Chang Kyu Rheem, *Member* Shinsuke Suzuki
Hiroharu Kato, *Member*

Summary

The Distributed Mass/Discrete Floe model, DMDF model, is a new numerical model for pack ice motion computation. This model expresses the ice floe collision by dividing the pack ice into many ice floe bunches in which ice floes are distributed uniformly: thus it can express the discrete nature of force transmission between the floes and also can treat a larger number of floes than a discrete element approach. This paper applies the DMDF model to the computation of one-week pack ice motion in the Okhotsk Sea of February 1994, transferring a large amount of data from the Japan Meteorological Agency, and then discusses the characteristics of the model and ice motion in this particular sea area.

The main conclusions are:

- (1) The DMDF model showed rigorous ice motion against the external forces such as wind and current.
- (2) The ice motion is determined mainly by the wind, but the local behavior is strongly affected by the current.
- (3) The interaction between the wind, ice and current is important, thus the coupled computation with the current is required to predict the ice motion more precisely.
- (4) Since the direction of shearing force due to wind is different from the wind direction by the influence of Coriolis force due to the earth rotation, the computed ice motion agrees better with the observation when the shearing force direction is deviated in clockwise direction.
- (5) The computed ice motion is compared with the buoy observation. The result showed fairly good agreement. It is recognized, however, that more accurate and detailed current data is necessary.

1. は じ め に

海水の数値計算モデルと言う場合、普通はモデルの対象によって二通りに大別される。その一方は海水の成長や融解を扱う熱力学的モデルであり、もう一方は海水の運動を扱う力学的モデルである。流氷の運動を予測する力学的数

値計算モデルは、1960年代に Campbell¹⁾ が北極海の海水の移動の計算を試みたことに始まり、Coon et al²⁾, Thorndike et al³⁾, Hibler³⁾ と受け継がれ、最近では熱力学的な影響を含んだモデルが発展している。

力学的モデルをさらに分類すると、海水が空間に連続的に分布してその密接度と質量が保存されながら分布が変化する連続体モデルと、海水一つ一つの運動を Lagrange 的に追う個別要素モデルの二通りがある。連続体モデルは簡便で計算量も比較的少なく、広範囲にわたる海域の海水の分布をシミュレートするのに適しているが、狭い領域での海水の短期変動の解析にあたって重要な海水の離散的な特性の表現ができないという欠点がある。一方個別要素モデ

* 東京大学大学院工学系研究科船舶海洋工学専攻

** 東京大学生産技術研究所

原稿受理 平成8年1月10日

春季講演会において講演、平成8年5月15, 16日

ルではその欠点を克服するが、計算は複雑で時間がかかり、計算対象として扱える海水の数に限られる。

記号

- A_i : Total ice area in a bunch
 C_a : Friction coefficient between air and ice
 C_d : Friction coefficient between air and water
 C_w : Friction coefficient between ice and water
 dt : Time step for the computation
 E_z : Eddy viscosity in the depth direction
 f : Coriolis parameter
 F_i : Ice interaction force (internal stress)
 g : Acceleration of gravity
 $\vec{k}$: Unit vector in the depth direction
 M_i : Total ice mass in a bunch
 N_i : Number of floe rows in a bunch
 n_i : Number of floe rows to collide in a bunch
 $\vec{V}_a$: Wind velocity
 $\vec{V}_w$: Water velocity
 $\vec{v}_i$: Ice velocity
 μ_i : Ice/ice friction coefficient
 η : Water surface elevation
 ρ_a : Density of air
 ρ_i : Density of ice
 ρ_w : Density of water
 $\vec{\tau}_a$: Shear stress acting on a bunch due to the wind
 $\vec{\tau}_w$: Shear stress acting on a bunch due to the current

著者らの研究室で開発された Distributed Mass / Discrete Floe Model (以下 DMDF モデル) は、連続体モデルと異なって海水の離散的な影響を考慮でき、しかも個別要素モデルより計算に必要な時間が少ないという、両方のモデルの欠点を補った中間的なモデルである⁷⁾。今までにこのモデルの特性を試験するために回流水槽に於ける模擬氷の漂流試験と比較計算が行われ、実際とよく一致する良好な結果を得ている⁹⁾¹⁰⁾。

本研究では、DMDF モデルをオホーツク海の短期流水運動予測に適用し、比較的広範囲にわたる計算対象についてのモデルの特性や有効性を考察した。計算海域は気象庁が観測および流水予測計算を行っているものと同一とし、計算格子や物理定数などの計算における諸条件もほぼ同じとした。

2. DMDF Model

2.1 海水の表現

DMDF モデルでは、海水の分布を計算格子毎に定義する氷群として表現する。氷群とは、ある代表的な大きさの同形矩形または円盤の氷盤の集合であり、一つの計算格子内

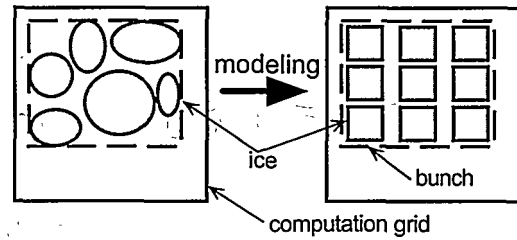


Fig.1 Introduction of Ice Bunch to Treat a Large Number of Ice Floes

に一つ定義する (Fig. 1)。氷群はその計算格子内の全ての氷盤を含む大きさとし、個々の氷盤は計算格子内の全氷盤の密接度と氷厚を平均化したものとする。

2.2 氷群の運動

氷群は次の運動量保存式に従って移動する。

$$M_i(\vec{v}_i^{t+dt} - \vec{v}_i^t) = \int_t^{t+dt} (A_i \vec{\tau}_a + A_i \vec{\tau}_w - M_i g \nabla \eta - M_i f \vec{k} \times \vec{v}_i + \vec{F}_i) dt \quad (1)$$

左辺は計算時間間隔 dt の前後の運動量変化であり、右辺の積分内の各項はその間に氷群に与えられる力である。なお、現在のところ氷盤の回転は考慮されていない。

右辺の各項のうち、 $\vec{\tau}_a$ は風による剪断応力、 $\vec{\tau}_w$ は海水による剪断応力であり、これらは次のように与えられる。

$$\vec{\tau}_a = \rho_a C_a |\vec{V}_a - \vec{v}_i| (\vec{V}_a - \vec{v}_i) \quad (2)$$

$$\vec{\tau}_w = \rho_w C_w |\vec{V}_w - \vec{v}_i| (\vec{V}_w - \vec{v}_i) \quad (3)$$

また、 $-M_i g \nabla \eta$ は海面の傾斜による力、 $-M_i f \vec{k} \times \vec{v}_i$ はコリオリの力、 $\vec{F}_i$ は氷群間の内部応力である。ここで、内部応力とは氷盤と氷盤が衝突する際に働く相互作用力のことを言う。DMDF モデルの特徴はこの相互作用力の表現にあり、相互作用力は氷群の衝突の際の運動量保存から計算される。詳しくは既報⁹⁾を参照されたい。

氷群の変形、移動は、氷群の4つの辺の移動によって表現する。氷群は外力によって、あるいは周囲の計算格子の氷群から相互作用力を受けて変形、移動し、時には計算格子より流出する。計算時間間隔 dt 後に、周りからの氷の流入及び周りへの流出する量が決定したら、各計算格子で氷群の再構成を行う。DMDF モデルでは、このように氷群の変形、移動と再構成を繰り返すことで流水運動を計算している。

2.3 氷盤形状の影響

現在の DMDF モデルでは矩形氷盤と円形氷盤を扱うことができる。形状が円盤であると、密接度の最大値が $\pi/2\sqrt{3} (<1)$ になるという条件がある。さらに氷盤が他の氷盤に衝突した際の相互作用力が作用の方向を変えて伝達される。すなわち、ある氷群が辺 E に相互作用力 F_i を受けたとすると、この氷群の中の氷盤が矩形盤ならば、辺 N, S に働く力は

$$F_{N,S}^N = F_{N,S}^S = 0 \quad (4)$$

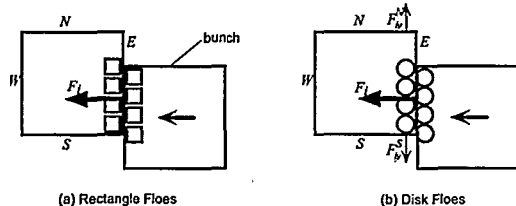


Fig. 2 Ice Internal Force Acting between Floes

であるが、円盤の場合は

$$F_{iy}^N = -F_{iy}^S = \frac{n_{ix} F_{ix}^E (\cos \theta - \mu_i \sin \theta)}{4N_{iy} \sin \theta + \mu_i \cos \theta} \quad (5)$$

となる (Fig. 2)。ここで μ_i は氷盤間の摩擦係数、 N_{iy} と n_{ix} はそれぞれ氷群内の y 方向の氷盤の数と衝突に関する x 方向の氷盤の数である。また θ は相互作用力と運動の方向とがなす角で、円盤が密集している場合を考えて 30° としている。

3. 数 値 計 算

3.1 計算に使用したデータ

本研究では、DMDF モデルにオホーツク海という複雑な境界条件を与えて計算を行った。境界及び計算格子は、気象庁がオホーツク海における氷況予測に使用しているもの (Fig. 3) と同一とした。

計算の初期値として与える海水の密度・氷厚は、気象庁が人工衛星や海上保安庁等から収集した観測データを基に予報のために用いているものを、あるいはそれを基に計算したものを用いた。密度は人工衛星と航空機に

よって観測ができるが、氷厚は観測が困難なため精度の良いデータが得られない。そのため氷厚は気象庁が予報のために計算したデータを流用することとした。また、計算領域の境界における条件として、海水は 0 次流出及び 0 次流入することとした。ただし北の境界からは常に海水が流入するので、ここでは観測データの密度・氷厚を境界条件とした。

計算に必要な風のデータは、気象庁から得て使用した。気象庁では 1 日 4 回観測される気圧から 10 m 高度海上風を算出する。本計算ではこの風のデータを 1 次補間して用いている。

海流分布を必要とするところでは、海上保安庁⁹⁾ によるものを発展させた Wakatsuki & Martin¹⁰⁾ による海流図 (Fig. 4) を基にした。

海水の物理的性質等に関する諸定数は、Table 1 のように定めた。これらは過去の様々な研究により求められた代表的な値であり、特にこの海域に適する値が得られたものについては、それを使用することとした。

3.2 海流の扱い

海流図に示されているものは吹送流より下の海流である。海水に直接影響を及ぼすのは海水面近傍の海流であるので、海水の運動に直接関与する海水面での海水の流れをより正確に評価するため、海流を水深方向の多層モデルを用いて解析した。

各層の海水の運動方程式としては、海水の存在による自由表面の変化を考慮した 2 次元 Navier-Stokes 方程式を用いた。

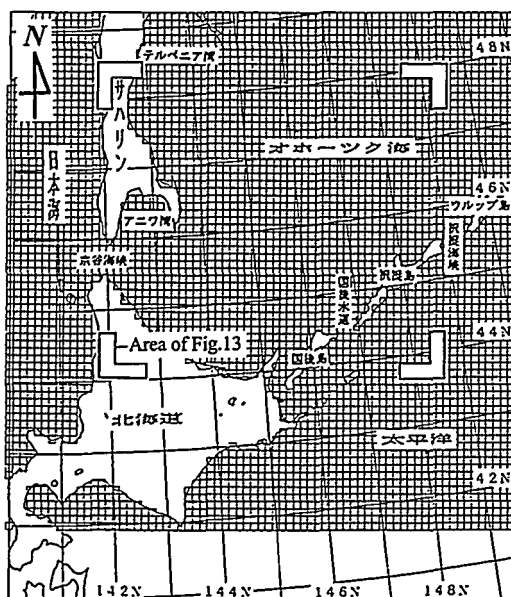


Fig. 3 Computation Domain and Grid



Fig. 4 Ocean Current in the Okhotsk Sea (Wakatsuki & Martin, 1991)

Table 1 Physical and Computational Parameters for Calculation

Density of Air : ρ_a	= 1.293[kg/m ³]
Density of Water : ρ_w	= 1025.9[kg/m ³]
Density of Ice : ρ_i	= 910.0[kg/m ³]
Acceleration of Gravity : g	= 9.81[m/sec ²]
Coriolis Parameter : f	= 1.10×10^{-4} [sec ⁻¹] (latitude $\phi = 45^\circ N$)
Friction Coefficient between the Air and Ice : C_a	= 0.001
Friction Coefficient between the Ice and Water : C_w	= 0.004
Ice/Ice Friction Coefficient : μ_i	= 0.3
Ice/Shore Friction Coefficient : μ_s	= 0.1
Representative Length of Floe : l_h	= 100[m]
Number of Layers in the Depth Direction : lw	= 5
Eddy Viscosity in the Depth Direction : E_z	= 0.03[m ² /sec]

3.2.1 鉛直方向の層の分割

広く深い海の上を吹く一様な風によって生ずる海水の流れを考えたとき、コリオリ力の影響によって、理論的には海面での海水の流れ方向が風の方より 45° 右偏 (北半球) する。この吹送流は特に Ekman 吹送流として知られている¹²⁾。本モデルの海流の解析では海水を鉛直方向に数層に分割するが、各層の高さは Ekman 吹送流の水平方向の流量が各層で等しくなるように計算で決定している。

海水の流れ方向が海面での流れ方向と正反対になる水深を D_f とすると、

$$D_f = \pi \sqrt{\frac{2E_z}{f}} \quad (6)$$

となる。ここで E_z は鉛直方向の渦粘性係数であり、ここでは風速の関数で鉛直方向に一定であると仮定している。また f はコリオリパラメータである。実際的水深が D_f を超す場合に計算上の水深として D_f を使い、その時 $z=D_f$ における境界条件として Fig. 4 の海流図による流速を利用した。

3.2.2 海水の運動

海水は Ekman 吹送流の流速分布を用いて数層に分割されるが、各層 (k ; $k=1, \dots, k_m$) の境界での水平方向剪断応力は

$$\tau_i^{k+1} = -\tau_i^k = \rho_w E_z \frac{\partial v_w}{\partial z} \quad (7)$$

最上層の上面 ($k=1$, 海面) では

$$\tau_i^1 = A_i \tau_i + (1-A_i) \tau_a \quad (8)$$

という式で求められる。ここで、 E_z は鉛直方向の渦粘性係数、 v_w は海水の速度である。また、添字 b と t はそれぞれその層の下面と上面を意味している。上の式 (7) と式 (8) を下面と上面にかかる剪断応力とした 2 次元 Navier-Stokes 方程式と海水の連続式によって、海水流れが計算される。なお海底にあたる面では non-slip であるとした。

3.3 風による剪断応力の扱い

風が吹くことによる剪断応力の海水に対する作用方向は、海流に関する場合と同様に、コリオリ力の影響を受けて風向とは若干ずれる。理論的には 45° 右偏するが、現実には拡散の効果により偏角はそれより小さいと考えられる。本研究では試験的に、偏角が $0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ$ の 3 パターンについて計算を行った。

風の剪断応力自体は

$$\tau_a = \rho_a C_d |V_a| V_a \quad (9)$$

を用いて計算した。ここで空気と海水の間の摩擦係数 C_d を用いているが、この値は Wu¹³⁾ による

$$C_d = (0.8 + 0.065 |V_a|) \times 10^{-3} \quad (10)$$

を採用した。

3.4 計算結果

3.4.1 計算対象期間の気象・海象

本計算では、初期条件として 1994 年 2 月 1 日のデータを用い、1 週間後の 2 月 8 日の氷況の予測計算を行った。以下に示すデータでは、時間に関しては全て日本時間午前 9 時のものに統一してある。Fig. 5 に 2 月 1 日の、Fig. 6 に 2 月 8 日の密接度の観測値を、また Fig. 7 に 2 月 1 日～7 日の風のデータの例を示す。ここでいう密接度とは、ある海水面とそのうち海水に覆われている面積との比率を 0 (海水なし) ～1 (全域が海水) の値で表わしたものである。

この期間の密接度の変化としては、知床岬の付近で海水が押し上げられていることからわかるように、オホーツク海の流水は全体的に南東 (右下) に移動している。しかし流氷域の東への拡大部分は密接度が低いのも特徴である。局所的に見るとサハリン西岸の海水が消滅しているが、

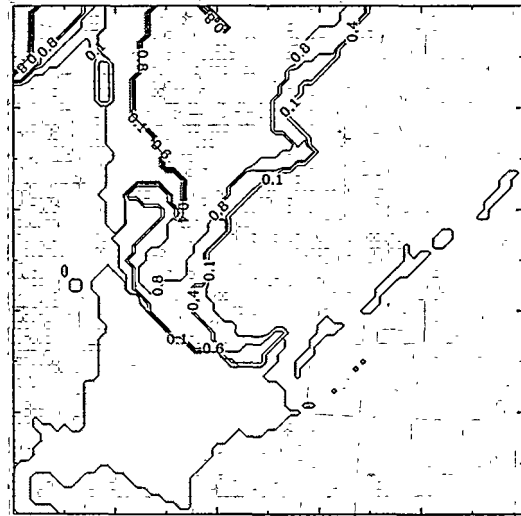


Fig. 5 Observed Ice Concentration on 1st February, 1994

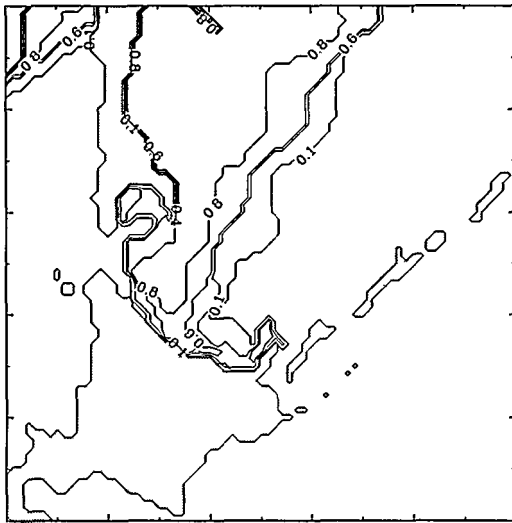


Fig. 6 Observed Ice Concentration on 8th February, 1994

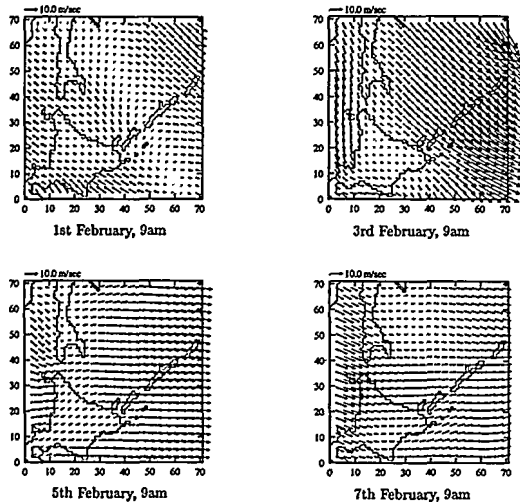


Fig. 7 Variation of Wind during 1st and 8th February, 1994

2月は熱収支を考慮すると海水は融解する傾向にあるので、これは熱の影響によるものと思われる。

風については1週間の変化がかなり激しいが、全体としては南、東南、東向きである。また、計算領域の東側の海上に強い風が吹くことが特徴である。

3.4.2 2月8日氷況の計算

計算条件を Table 2 に示す。

Figs. 8~10 は、それぞれ風の剪断応力の作用方向が 0° 、 22.5° 、 45° 右偏するとした場合の、2月8日の氷況についての予測計算結果である。これらの計算では、氷群内の氷盤

Table 2 Cases of calculation

Current	Floe Type	Direction of Shear Force due to Wind	Fig.No.
Interaction between the Wind, Ice and Current	rectangle	same as the wind	Fig.8
		22.5° right	Fig.9
		45° right	Fig.10
No Interaction	rectangle	22.5° right	Fig.11
	disk	22.5° right	Fig.12

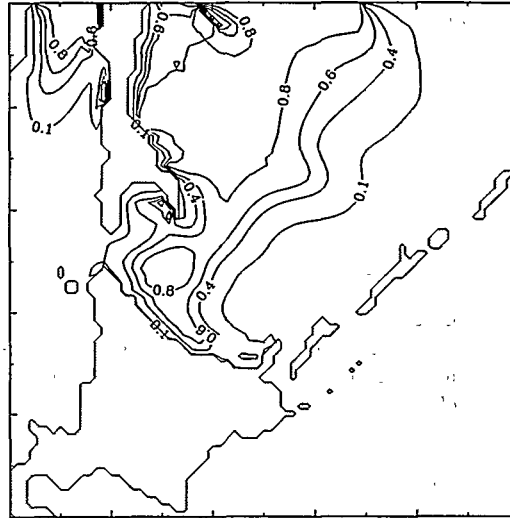


Fig. 8 Calculated Ice Concentration on 8th February, 1994; Rectangular Floe Model. The direction of shearing force due to wind is the same as that of the wind.

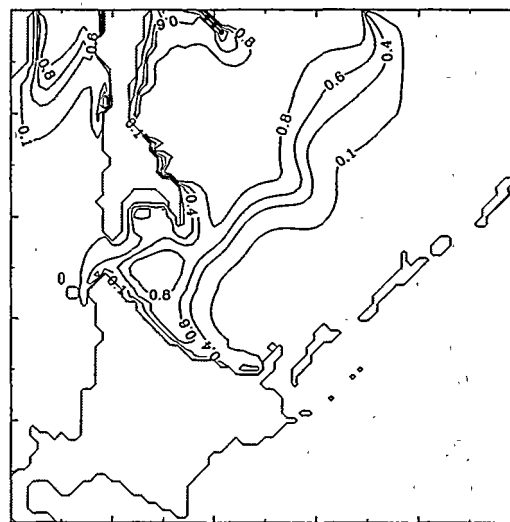


Fig. 9 Calculated Ice Concentration on 8th February, 1994; Rectangular Floe Model. The direction of shearing force due to wind is deviated by 22.5° in clockwise direction from the wind.

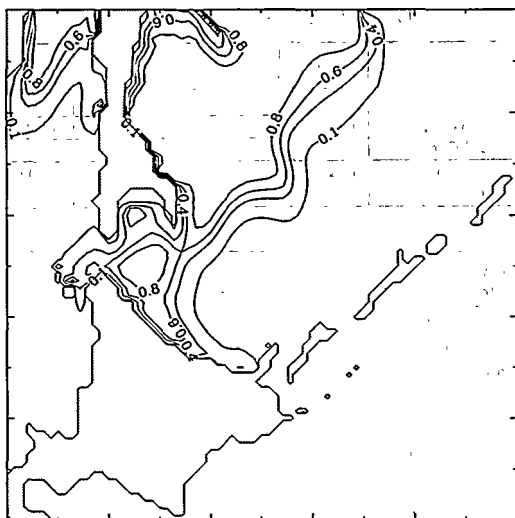


Fig. 10 Calculated Ice Concentration on 8th February, 1994; Rectangular Floe. The direction of shearing force due to wind is deviated by 45° in clockwise direction from the wind.

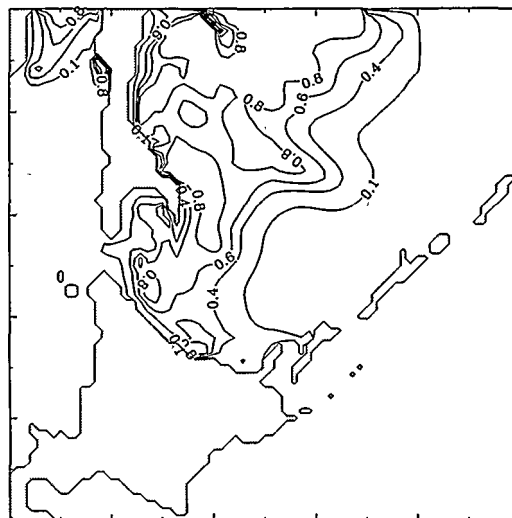


Fig. 11 Calculated Ice Concentration on 8th February, 1994; Rectangular Floe Model. Stationary Current (No Interaction between Current, Ice and Wind), The direction of shearing force due to wind is deviated by 22.5° in clockwise direction from the wind.

は矩形盤としている。

また、海流については海流図による海流が定常流に流れているとして、風や氷との干渉を考慮しない計算も行った。ただし風による剪断応力の作用方向は 22.5° 右偏としている。さらにこの計算では、氷盤の形状が異なる場合も計算した。Fig. 11 は氷盤が矩形盤の場合、Fig. 12 は氷盤が円盤の場合の計算結果である。

風の剪断応力の作用方向が異なる3通りの計算結果 (Figs. 8, 9, 10) に表れている特徴として、いずれも海水が南東方向に移動するという傾向を示し、またサハリン西岸の海水は実際と異なり広く拡散していることが言える。中でも風と同じ方向に力が作用する Fig. 8 では北東の海上での海水の拡散が大きく、これが力の作用方向を右偏すると観測 (Fig. 6) に近づくようにまとまることがわかる。しかし北海道の北東の海域ではむしろ偏角が大きいと海水が減少するので、その意味では偏角を 22.5° とした Fig. 9 が最もよく実際と合致していると言えよう。このことは、実際の偏角が理論値 45° より若干小さくなるという従来の考察結果 (例えば Sverdrop et al¹²⁾) と一致している。

海流を定常とすると、計算に要する時間は $1/2$ から $1/3$ になる。実績としては、Sun SparcStation 10 を用いて、海流が定常の場合が4時間、海流を多層モデルを用いて計算した場合が10時間を要した。計算結果の Fig. 11 については、深層流の向きの影響を受けて海水の分布が複雑になっているのがわかる。実際、海流図にある渦の影響が顕著に表れている。しかし陸地に近い場所ではむしろ、海流を多層モデルで計算した場合よりも観測 (Fig. 6) に良く合致し

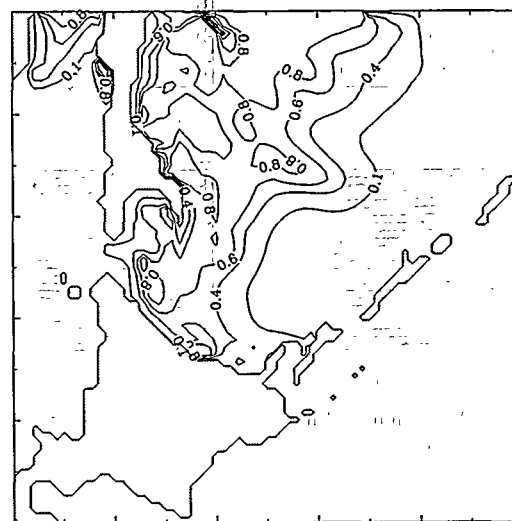


Fig. 12 Calculated Ice Concentration on 8th February, 1994; Disk Floe Model. Stationary Current (No Interaction between Current, Ice and Wind), The direction of shearing force due to wind is deviated by 22.5° in clockwise direction from the wind.

ている。

氷盤が矩形の場合 (Fig. 11) と円盤の場合 (Fig. 12) について比較すると、密接度が 0.8 付近の場所で分布が異な

っているのがわかる。しかし全体的には、氷盤形状の特徴を表すような大きな差は表れていない。

3.5 アルゴスブイの軌跡との比較

北海道大学の青田昌秋教授らは、流氷にアルゴスブイを埋め込み、それを人工衛星で監視することによって北海道に達する流氷の動きを追跡する調査を行った⁹⁾。この調査のデータによると、1994年2月にはブイはちょうど本研究の計算領域内で移動しており、計算と比較するには大変適当であった。

この比較を行うために計算対象期間を1ヶ月に延長し、2月2日のブイの位置から速度を積分することで計算上のブイの軌跡を求めた。計算条件としては風の剪断応力を22.5°右偏とし、海流解析をするものとした。実際のブイの軌跡と計算上の軌跡をともに Fig. 13 に掲げる。

ブイは2つあり、2月1日にはほぼ同じ位置にあったがそれ以降は全く異なった挙動を示している。西側のブイ A は平均 0.79 kt という比較的速い速度で南下しており、また東側のブイ B は特徴的な反時計周りの渦を描きながら徐々に南下している。それに対して計算結果では、どちらのブイもゆっくりと滑らかに南下していることが見てとれる。

4. 考 察

4.1 海氷の広がり

海流解析をした計算による海氷の分布は、全体的に南東の方向に移動した。計算した期間での風の方角を見ると明らかなように、これは海氷の運動方程式を構成する2つの

剪断応力(風による τ_a と海水による τ_w) が海氷の運動方向に対して支配的であるということを示している。また、風の剪断応力の作用方向を変えると、特に密接度の低い氷縁についてその影響が良く表れた。

密接度の低い氷縁では氷群内の氷盤の衝突が少なく、本来ならば偏角なしの場合 (Fig. 8) の示す通り海氷の拡散が大きくなる。しかし風剪断応力の作用方向に偏角を与えると、拡散が押さえられて観測に近づく。このことは、実際の海氷の運動にもこの偏角の影響が少なからず存在することを示していると言える。

偏角が理論の通り 45° とすると水域の拡大が大きいようであり、これは多少少なく見積もるのが適当である。実際にも境界層内の混合の影響によって偏角が小さくなることは妥当と考えられる。どの程度の角度が適当かを推定するには、以後このような数値計算の結果と観測データを数多く比較することが必要と思われるが、本計算の 22.5° は一つの指標となりうるであろう。

計算結果の海氷の広がりについては、熱の影響は当然無視できない。別報⁹⁾ではこれについて論じている。しかしその他にも、本計算のモデルでは氷盤の回転を考慮していないので、並進の運動量が余計に計算されていることも拡散の原因のうちと考えられる。

4.2 サハリン西岸

サハリン西岸の窪みに吹き溜まりのように密接度の高い部分が見られるが、これは計算対象期間の1週間では、概して風は南東方向に吹いたことを示している。海流を多層モデルを用いて解析した計算 Fig. 9 とそうでない計算 Fig. 11 とを比較すると明らかなように、サハリン西岸の海氷が南下するのは計算対象期間を通じて南方に吹く風の影響である。この海域では Fig. 4 のように海流は北向きであり、海氷は海流と風の大小関係によって移動するというのが言える。

観測結果 (Fig. 6) によると、この海域では氷縁は計算期間の1週間でさほど変化せず、海流と風による力が拮抗していたことが窺われる。海流を解析した計算では多少風の影響を過大評価したようであるが、この海域の計算の精度を向上させるためには、風や海流の振る舞いについて地形的な特性等を十分考慮したデータを用いる必要があると思われる。

4.3 海流による局所的な影響

海流を定常とした計算 (Fig. 11) では、かなり複雑な密接度分布となった。これは海流 Fig. 4 の渦分布や局所的な特徴に対応しており、海流の影響がそのまま計算結果に表れたということになる。観測結果 (Fig. 6) では密接度分布はほぼ一様であり、観測の解像度を信頼できるものとするれば、海氷の運動の数値計算において海流として海流図にあるデータをそのまま用いると、計算結果に実状と異なる特徴が現れる恐れがある。

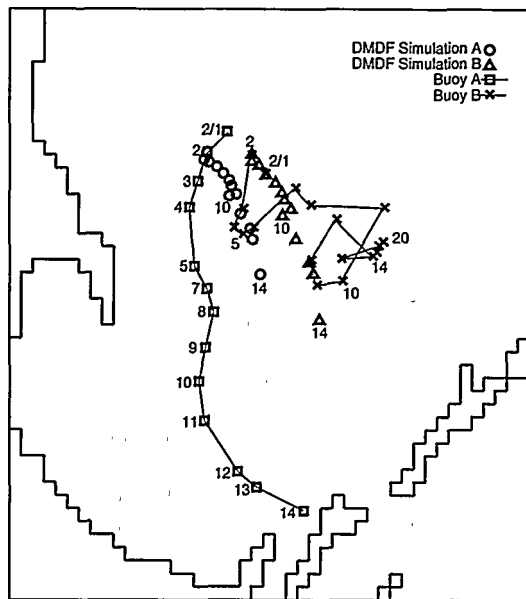


Fig. 13 Trace of the Argo Buoys and Calculation

一方海流を解析した計算では、海流図の局所的な特徴の影響をそれほど受けておらず、また剪断応力の偏角を適当に定めれば海水の広がりかたにも矛盾はないと言えるので、Ekman 吹送流を考慮した多層モデルにより海流を計算する手法は、海水の運動の数値解析に適当であると考えられる。

4.4 アルゴスプイとの比較

全体として計算によるプイの動きが小さいのは、海流の影響をそれほど反映していないことと、プイの位置が比較的密接度の高い領域に含まれていることによると考えられる。それに対して実際のプイは氷縁に含まれ、海水同士の相互作用力をあまり受けずに自由に移動していたと思われる。実測の東側のプイ B は海流図 (Fig. 4) にあるオホーツク海中央の渦の影響をその軌跡に反映しており、特にそのことを示唆している。

上のような相違の原因としては、計算では約1ヶ月間の流水の変化を扱ったにも関わらず熱的な影響を考慮していないので、プイの位置が密接度の高い水域に含まれてしまったということも考えられよう。もともと DMDF モデルに氷域の拡大する傾向があるということも無視できない。また、西側のプイの軌跡からもわかるように、データになかった強い南向きの海流が存在していたか、あるいはプイが氷と離れて漂流してしまった可能性もある。しかし傾向としては実測も計算も同じような曲線を描いており、モデルのチューニングをし、精度の高いデータを用いることでさらに現実に近い軌跡が計算できると思われる。

氷縁付近に設置されたプイは長期間漂流することで氷より離れ、あるいは完全に氷域と分離した流水に運ばれて、最後まで氷域の位置を示しているとは言い切れない可能性がある。今回使用したデータのプイはそのような状況にあったと考えられるが、それはそれで海流の様子や風の影響を詳しく知る良い手がかりであり、このような研究の有益性は高く評価することができよう。一方、長期的な予測に不可欠なパラメータには観測の困難なものもあり、その際このようなモデルによる数値計算を観測データの補間等に利用することも有効な手段であろう。

5. ま と め

本研究では、力学的な流水運動の数値計算を行うモデルの一つである DMDF モデルを用いて冬期オホーツク海の流水運動をシミュレートし、数種のケースの比較計算を行った。その結果、比較的広範囲で複雑な境界条件における DMDF モデルの有効性が確かめられた。またそれと同時に、この海域の流水運動の特性の一部を推測することができた。

数値計算では1994年2月1日の海水分布を初期条件とし、気象・海象データを考慮しながら2月8日までの計算を行った。その結果、計算結果は観測された氷況の動向と

同様の動きを示した。また海流を定常と仮定した場合の計算では、海流の影響を必要以上に受けて現実と離れる結果が得られた。以上より、流水運動は主に風によって支配されること、また数値モデリングにあたっては海流との連成を含めた考慮が必要であることがわかる。

風の剪断応力は、コリオリ力の影響でその作用方向が風の方向より偏位する。その偏角は境界層内の混合の影響で理論値の45°より小さいと考えられているが、22.5°とした計算結果は現実によく合う傾向を示した。

計算では海水分布の氷縁が多少拡大する傾向にあるが、これは熱の影響、風応力の偏角の影響と共に DMDF モデルが氷盤の回転を考慮していないためと考えられ、今後のモデルの改良すべき点である。

DMDF モデルは合理的な流水運動を示し、観測結果とも割合良好に一致する。計算海域に対して詳細なデータを得てモデルのチューニングを行えば、予測計算に用いるモデルとして十分実用に適うであろう。他にも経験的な定数の推定や実現象の把握に用いるなど、研究用としての応用も期待できる。

謝 辞

本研究は、北極海航路調査研究 INSROP (International Northern Sea Route Programme) の Project No. I.6.2 の一環として行われたものである。関係各位に厚く御礼申し上げます。

気象庁海上気象課の方々には、気象・海象の貴重なデータを多数利用させていただき、また技術的な相談にも快く応じていただいた。ここに深く感謝いたします。

北海道大学低温科学研究所附属流水研究施設長の青田昌秋教授には、公表前(当時)にも関わらずアルゴスプイの貴重なデータを提供していただいた。厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Campbell, W. J.: "The wind-driven circulation of ice and water in a polar ocean" *J. Geophys. Res.*, Vol. 70, No 4 (1965), pp. 3279-3301.
- 2) Coon, M. D., R. Colony, R. S. Pritchard, and D. A. Rothrock: "Calculation to test a pack ice model" *AIDJEX Bull.*, Vol. 31 (1976), pp. 170-187.
- 3) Hibler III, W. D.: "A viscous sea ice law as a stochastic average of plasticity" *J. Geophys. Res.*, Vol. 82 (1977), pp. 3932-3938.
- 4) 海上保安庁: "日本近海海流統計図", (1983).
- 5) Matsuzawa, T., H. Yamaguchi, C. K. Rheem, S. Suzuki and H. Kato: "An application of "Distributed Mass/Discrete Floe" model for the prediction of pack ice motion in the Okhotsk Sea" *Proc. 11 th Int. Sym. Okhotsk Sea&Sea Ice*, (1996).
- 6) 望月重人, 青田昌秋, 高塚徹, P. A. Truskov: "アルゴスプイによるオホーツク海流水の漂流観測" 第

- 10 回北方圏国際シンポジウム, (1995).
- 7) Rheem, C. K., H. Yamaguchi and H. Kato: "A Distributed Mass/Discrete Floe model for rheology computation of pack ice consisting of disk floes" *Proc. 4th Int. Conf. ISOPE*, Vol. 2 (1994), pp. 458-465.
- 8) Rheem, C. K., H. Yamaguchi and H. Kato: "Numerical simulation of rectangle ice floes movement using a Distributed Mass/Discrete Floe model" *J. Soc. Naval Arch. Jpn.*, Vol. 175 (1994), pp. 151-159.
- 9) 林昌奎: "離散的な特性を考慮した流氷運動の数値モデルの研究", 東京大学博士課程学位論文, (1994).
- 10) Rheem, C. K., H. Yamaguchi and H. Kato: "Investigation on characteristics of pack ice motion with Distributed Mass/Discrete Floe model" *J. Soc. Naval Arch. Jpn.*, Vol. 177 (1994), pp. 131-139.
- 11) Rheem, C. K., H. Yamaguchi and H. Kato: "Drift Tests of Model Floes in a Circulation Water Channel" *Proc. INSROP '95*, (1995).
- 12) Sverdrop, H. U., M. W. Johnson and R. H. Fleming: "The ocean" Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, NJ, (1942), pp. 489-503.
- 13) Thorndike, A. S., D. A. Rothrock, G. A. Maycut and R. Colony: "The thickness distribution of sea ice" *J. Geophys. Res.*, Vol. 80 (1975), pp. 4501-4513.
- 14) Wakatsuki, M. and S. Martin: "Water circulation in the Kuril basin of the Okhotsk sea and its relation to eddy formation" *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, Vol. 47 (1991), pp. 157-168.
- 15) Wu, J.: "Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane" *J. Geophys. Res.*, Vol. 87 (1982), pp. 9704-9706.

長期予測法のための新しい統計学的数理モデルの構築

——船体応答予測への応用——

正員 新 開 明 二* 学生員 万 順 濤**

A Stochastic Model for the Long-Term Prediction
——Application of the Model to Predicting Ship Responses——

by Akiji Shinkai, Member Shuntao Wan, Student Member

Summary

This paper discusses the reconstruction on the algorithm of the long-term prediction by using a stochastic model. The model is a rational long-term stochastic model for calculating the long-term statistics of sea waves which was proposed by G. A. Athanassoulis et al. On the basis of the same framework of treating the wave climate as a stochastic model, the algorithm for the long-term stochastic prediction of ship responses in ocean waves is examined and improved for the purpose of using the combination of some long-term wave frequency data which presented with some differences in data format. The long-term predictions of vertical acceleration induced on the bow of a container ship are executed for a few patterns of combination of wave data, and further investigations for reconstruction of the algorithm are discussed.

1. 結 言

大洋の波浪中に航海する船を設計する際に、種々の船体応答の統計的予測¹⁾を行うことが必須である。そのためには、長期間にわたって就航する海域で船が遭遇すると考えられる海象（特に、波浪等）を的確に予測することが必要となる。本報では、海象の長期的特性の手掛りを与える長期波浪統計データの質²⁻⁴⁾と長期予測の基礎をなすアルゴリズムの両面から検証を加え、船体応答の統計的予測法の基本アルゴリズムの再構成を計ることを目的としている。

船舶が就航する主要海域について、各種の長期波浪統計資料⁵⁻¹¹⁾が提供されており、例えば、略々地球全海域をカバーする海域について船舶からの目視観測通報データに基づく Hogben ら⁹⁾の波浪統計図表、北太平洋について船舶通報データに基づく、山内ら⁹⁾の波浪統計図表、高石ら¹⁰⁾の波浪統計図表、渡辺ら¹¹⁾の波浪統計図表等が挙げられる。特に、渡辺らの統計図表では、船舶通報データに基づくも

の他に波浪追算に基づく統計図表とブイデータに基づく統計図表が合わせ示されており、北太平洋の海象情報のデータベースの構築が企図されている。このように、統計学的意味から、海象の実態をより反映したデータベースの作成が試みられて海象の長期的特性が従来に較べて飛躍的に明らかになりつつあり、さらに、人工衛星の利用による新しいデータ収集技法¹²⁾の開発、波浪の長期統計解析の新しいモデルの提案¹³⁾等により、船体応答の統計的予測の立場から新しい利用可能性に期待が寄せられる状況にある。

船体応答の長期予測法については、長期分布を理論式で表わす方法と波浪発現確率を利用して数値積分に依る方法に大別することができる。前者の理論式で表わす方法では、対数正規分布を利用する Jasper¹⁴⁾の方法、Gumbel¹⁵⁾の極値統計理論を利用する Yuille¹⁶⁾の方法、Weibull 分布を利用する Nordenström¹⁷⁾の方法が代表的なもので、Jasper 以来、種々の方法が提案されているが大旨これら三つの方法の系統を引くものである。後者の数値積分に依る方法は、いわゆる、長期分布を数値計算のみによって求める福田¹⁸⁾の方法（以後、福田法と称す）であり、実用計算に便利のために、船の耐航性能の予測、船体波浪荷重とこれらの荷重によって船体構造部材に誘起される応力の異常値を推定する問題¹⁹⁾等に適用されるなど船の初期計画の有力な手

* 九州大学工学部

** 九州大学大学院工学研究科

原稿受理 平成8年1月10日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

段として広く実用に供されてきており、近年の国際満載喫水線条約の再検討²⁰⁾にも取り入れられている。しかし、長期予測法のアルゴリズムについては、真能ら²¹⁾、土岐ら²²⁾の検討例はあるものの、方法の提示から30有余年経過したにもかかわらず、その本質への検証が十分に試みられたとは言えない。

本報では、波浪統計データの質の相異まで考慮した長期予測法を開発するために、新しい長期の波浪モデル¹³⁾を参考にして長期予測で利用される長期波浪発現確率の定義を検証し、異なる波浪統計資料間の統計データを合成²³⁾し利用する立場から、長期予測のアルゴリズムについて検討する。波浪統計資料として北太平洋に関する統計データを例として採用し、コンテナ船の船体応答の長期予測計算を実施し、再構成したアルゴリズムの適用の是非について考察した結果を報告する。

2. 海象の統計学的数理モデル

海象（以下、波浪と同義）をどのように捉えるかが長期予測法の性格を左右する。一般に、波浪を短期海面の定常確率過程として捉えエルゴード性の仮定のもとにスペクトル計算を行い、線形問題の場合には線形重ね合わせの理論²⁴⁾に従って船体応答のスペクトル計算を行う¹⁾。スペクトルの特性値の長期特性に理論式を当てはめる場合が文献¹⁴⁾¹⁶⁾¹⁷⁾の長期予測法であり、スペクトルの特性値で代表される海象（短期波浪海面）の発現確率を直接利用する場合が福田法¹⁸⁾である。アルゴリズムが一見異なるようであるが、海象のモデル化において長期特性の導入方式に違いがあるだけで本質に差があるわけではない。Athanasoulisら¹³⁾は、これらの両方式を包括する形での長期波浪海面の新しい統計モデルを提案している。同様な考え方のもとに、長期予測で利用される長期波浪発現確率について説明すれば次のようである。

海象の中の波浪について、短期と長期に分けて取り扱うことを統計学的に厳密化するために、現象について2種類の時間的スケールを導入し、次のように定義している¹³⁾。

t : short-term, fast or fine time scale

τ : long-term, slow or coarse time scale

ここに、海象状態（風浪階級等と同義）を時間スケール t で捉えるとき、従来と同じ短期波浪海面の取り扱いを意味するが、その短期の集成として長期の海面隆起を時系列 $\eta(t)$ で与え、対応するスペクトルの特性値を時間スケール τ を導入して $\bar{A}(\tau)$ と定義している。個々の海象状態の標本過程は、 i 番目の海象状態のスペクトル特性値 $\bar{A}_i$ と海象の持続時間（現実には海象の観測継続時間を意味する） ΔT_i を用いて確率系列 $E(i)=\{\Delta T_i, \bar{A}_i\}$ として定めている。Athanasoulisら¹³⁾の提案の要点は、確率論の立場から $\eta(t)$ 、 $\bar{A}(\tau)$ 、 $E(i)$ を確率過程とみなして取り扱う処にある。その基本仮定は確率系列 $E(i)$ に季節的な定常性を付与するこ

と、言葉を換えると、各海域において、海象状態の空間的位置と季節に関する母集団の確率密度関数 $p(\Delta T, \bar{A})$ の存在を仮定することである。この仮定のもとに、確率過程 $\eta(t)$ と確率系列 $E(i)$ の間の関係を示す一組の作用素 $\mathcal{G}$ と $\mathcal{G}^{-1}$ が導入されて、確率系列の統計解析に基づき、長期波浪海面の隆起 $\eta(t)$ の確率的特性の表示が示され、その応用例として、波浪海面の波の片振幅と波高の長期確率密度が求められている¹³⁾。この結果は即文献¹⁴⁾¹⁶⁾¹⁷⁾の長期予測法に適用可能であるし、スペクトル特性値が、 $\bar{A}(\tau)=[H(\tau), T(\tau)]$ (H : 有義波高, T : 平均波周期)であることを考慮すれば、計算が可能であるかどうかは別として、形式上、福田法のアルゴリズムも同様な考え方のもとに記述することができる。

船が就航する海域において、海象状態の長期発現確率を $p(\Delta T, \bar{A})d\bar{A}$ と表わすとき、船体応答 r の短期確率（例えば、超過確率等）を $q(r; \Delta T, \bar{A})$ とすれば、船体応答 r の長期確率は次式によって与えられる。

$$Q(r|\Delta T) = \int_{\bar{A}} q(r; \Delta T, \bar{A}) p(\Delta T, \bar{A}) d\bar{A} \quad (1)$$

ここに、 $\{\bar{A}\}$ は積分範囲を示す。

海象状態の発現確率 $p(\Delta T, \bar{A})d\bar{A}$ を ΔT に無関係として $p(\bar{A})d\bar{A}$ とみなし、さらに、 $\bar{A}=[H, T]$ であるとして $p(H, T)dHdT$ と置き、必然的に船体応答の短期確率を $q(r; \bar{A})$ と置くことが福田法のアルゴリズムと言え。 (1)を計算することは現実問題としてかなり困難を伴うが、人工衛星の利用による新しいデータ収集技法¹²⁾の開発により波浪統計の充実が進めば、 $p(\Delta T, \bar{A})d\bar{A}$ の計算が可能となり、実現の可能性は多分にあると考える。次節において、海象の持続時間（現実には海象の観測継続時間を意味する） ΔT と意味は異なるが、福田法の長期予測のアルゴリズムにおいて相似な機能が要求される波浪統計データの合成²³⁾の問題を例にとりアルゴリズムの再構成について説明する。

3. 長期予測のアルゴリズム

船がある海域を長期間にわたって航海していると仮定し、その海域の長期波浪発現確率 $p(\bar{A})d\bar{A}=p(H, T)dHdT$ を利用して2.の記述に従えば、船体応答の長期確率は次式のように表示される。

$$Q = \int_{\bar{A}} q(r; \bar{A}) p(\bar{A}) d\bar{A} = \iint_{(H,T)} q(r; H, T) p(H, T) dHdT \quad (2)$$

ここに、 $\{H\}$ と $\{T\}$ はそれぞれの積分範囲を意味する。

(2)の統計学的解釈は、次のようである。即ち、海域（同じ海域でも海象の観測期間が異なれば別の空間とみる）が複数の物理空間 A^m ($m=1 \sim M$)としてFig.1のように概念図が画けると、対応する標本空間群 S^m ($m=1 \sim M$)は、各物理空間における海象状態 s_i ($i=1, \dots, n, \dots$)を要素

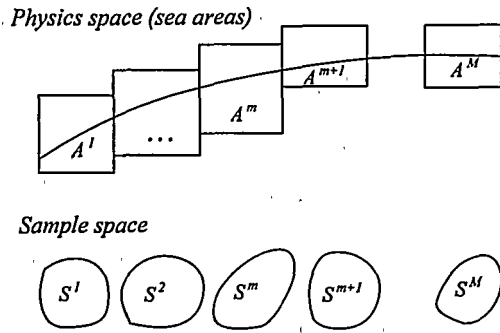


Fig. 1 Conceptualized diagram of wave data sample space

として $S^m = \{s_1^m, s_2^m, \dots, s_n^m, \dots\}$ と表示でき、各海象状態の発現確率 $P_n^m = P\{s = s_n^m\}$: $n=1, 2, \dots; m=1, 2, \dots, M$ を付与する。海象状態を $s_n^m = (H, T)_n^m = (H_i, T_j)_n^m$: $i=1, 2, \dots; j=1, 2, \dots$ とし、各海象状態の発現確率を $p_n^m = p_{ij}^m$ と表示すれば、海域 A^m における船体応答の長期予測が(2)を用いて計算できる。また、標本空間 S^m の発現確率 $P(S^m)$ が既知であれば、複数の海域に跨って長期予測を行うことができる。これが異なる波浪統計資料間の統計データの合成²³⁾において採用されたアルゴリズムである。

具体的な例で説明する。まず、対象の海域が、個別に波浪統計データが示されている複数の小海域から構成される場合は次の通りである。Fig. 2 のような海域とその海域の海象状態の標本空間が画けると、海域 A^m と海域 A^{m+1} における海象の集合 S^m と S^{m+1} は、次式のように与えられる。

$$S^m = \{s_1^m, s_2^m, \dots\}, S^{m+1} = \{s_1^{m+1}, s_2^{m+1}, \dots\} \quad (3)$$

ここに、 $S^m \cap S^{m+1} = \phi$ の場合に、小海域の和を考えた場合に全体の標本空間 S は次式となる。

$$S = \bigcup_{m=1}^M S^m = \{s_1^1, \dots, s_n^1, s_1^2, \dots, s_n^2, \dots, s_1^M, s_2^M, \dots\} = \{s_1^1, s_2^1, \dots\} \quad (4)$$

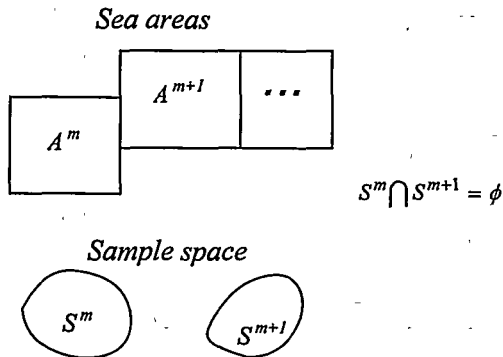


Fig. 2 Union of different sea area's wave data sample

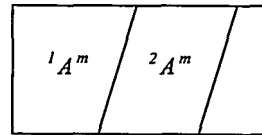
各小海域の各海象状態の発現確率を、 $P_n^m = P\{s = s_n^m\}$, $P_n^{m+1} = P\{s = s_n^{m+1}\}$ と与えるとき海域の和に対する海象状態の発現確率は、 $P_n = P\{s = s_n^m\}$ となり、対象とする小海域の発現確率 $P(S^m)$ を用いて次式のように与えられる。

$$P_n = \sum_{m=1}^M P(S^m) P\{s = s_n^m | S^m\} \quad (5)$$

小海域の発現確率 $P(S^m)$ は、一種の条件確率で問題の性質によって推定の方法は一つに定め難いが、例えば、航路別の長期予測²⁵⁾では海域の重み係数に相当する。

次に、対象の海域が、波浪統計データが示されている小海域の部分の海域である場合には次のような考え方を採用する。Fig. 3 に模式図を示すように、小海域 A^m が、複数の部分海域 A^m に分割されるとき、部分海域 A^m の海象状態の標本空間は形式的に $S^m = \{s_1^m, s_2^m, \dots, s_n^m, \dots\}$ と書くことができる。海象状態の発現確率を $P_n^m = P\{s = s_n^m\}$ とおけば、小海域で統計的に均質と仮定できるときには、 $P_n^m = P_n^m = \dots = P_n^m = \dots$ とすれば良い。波浪統計資料が波浪発現頻度の形式で与えられている場合には、統計資料の質を顧慮するために、部分海域の面積に比例する重みを導入する必要がある²³⁾。

$$\text{Sea areas} \quad A^m = {}^1A^m + {}^2A^m + \dots$$



$$\text{Sample space} \quad S^m = {}^1S^m + {}^2S^m + \dots$$

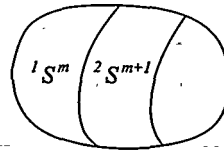


Fig. 3 Division of sea area's wave data sample

4. 船体応答長期予測例と考察

4.1 長期波浪統計資料

船舶が就航する主要海域について、各種の長期波浪統計資料^{5)~11)}が提供されている。Hogben らの GWS (Global Wave Statistics)⁹⁾の統計資料では、北大西洋、北太平洋等の主要海域を含み略々地球全海域をカバーする 104 の小海域について、それらの海域を航行する船舶からの約 130 年間 (1854 年~1984 年) の目視観測通報データ (波と風の相関表) の解析の結果として各小海域ごとに波高一波周期の同時確率分布が求められて波高一波周期の組合わせの海象に対応する発現確率が示されている。全観測データ数は約 5,500 万個にのぼる。

北太平洋については、船舶通報データを基にした、山内ら⁹⁾の波浪統計図表(1954年～1963年)、高石ら¹⁰⁾の波浪統計図表(1964年～1973年)、渡辺ら¹¹⁾の波浪統計図表(1974年～1988年)等が公表されている。いずれもGWSの場合と異なり波浪データは波高一波周期の発現頻度表(いわゆる相関表)の形で提示されている。全観測データ数は、山内らの波浪統計図表で約48万個、高石らの波浪統計図表で約356万個、渡辺らの波浪統計図表の内目視によるもので約490万個である。各資料のデータ数の相互関係を明示するために、データ数を幾何形状(例えば、円)の面積で表示する概略面積図表にて、Fig. 4に示す。図には、参考のために、北大西洋に関する、Roll¹²⁾の波浪統計図表とWalden⁶⁾の波浪統計図表についても同様の形式でデータ数の規模を示している。この概略面積図表より、GWSの観

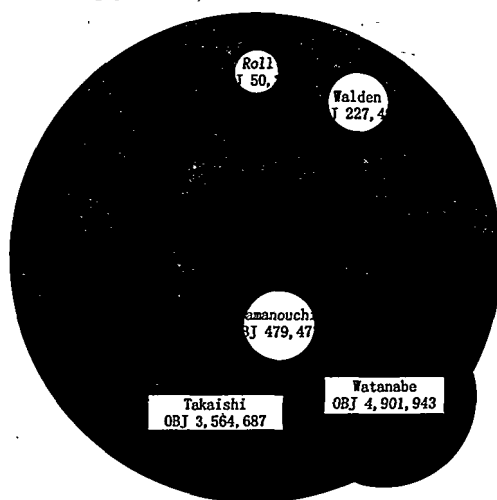


Fig. 4 Relationship of different wave data (the globe)

測データ数が、他の波浪統計図表のそれに較べて地球全海域をカバーしているのが圧倒的な規模になっていることと北太平洋に関する山内ら、高石ら、渡辺らの三つの波浪統計図表の大部分を含みまた山内ら、高石ら、渡辺らの統計データがお互いに独立していることが示されている。

北太平洋の波浪統計資料についてさらに詳細に検討する。本報告で検討した北太平洋の全海域とは、文献3)で採用した海域と同じであり、Fig. 5に示している。GWSにおけるArea No.: 6, 7, 12, 13, 14, 18, 19, 20, 21, 22, 28, 29, 30, 31, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 52, 53, 54, 62, 63の26個の小海域から構成される海域ならびにその相当海域に対応する。図中太い線(ユーラシア大陸東海岸、北米西海岸、赤道)で囲まれた海域は、渡辺ら¹¹⁾が設定した北太平洋の海域に相当する。

山内ら、高石ら、渡辺らの波浪統計図表は、合計で35年間の長期間にわたる統計資料となっており、データのフォーマットに若干の相異があるものの、ほぼ同じ基本方針のもとにデータの解析と整理が行われて、波浪の発現頻度図表が提供されている。各データを合成して利用するための簡易的合成法について文献23)で論じたが、その裏付けとなるアルゴリズムを3.で説明した。北太平洋の全海域と2つの特定海域(GWSの小海域Area No. 42と小海域Area No. 20)について、各波浪データの観測数を概略面積図表でFig. 6に示している。図からわかるように、北太平洋の全海域のGWSのデータ数が約1185万個に対して山内ら三つの統計資料のデータ数の合計が約894万個であり略々きつ抗していること、また、2つの特定海域の各波浪データの全観測数はよりGWSの対応する小海域の観測数に近接しているが、その観測数そのもののオーダーは北太平洋の全海域のそれに較べて一桁小さいことがわかる。特定海域について、波浪発現頻度表を作成するためには、3.で説明した小海域の和のアルゴリズムを用いればよく、例えば、特定

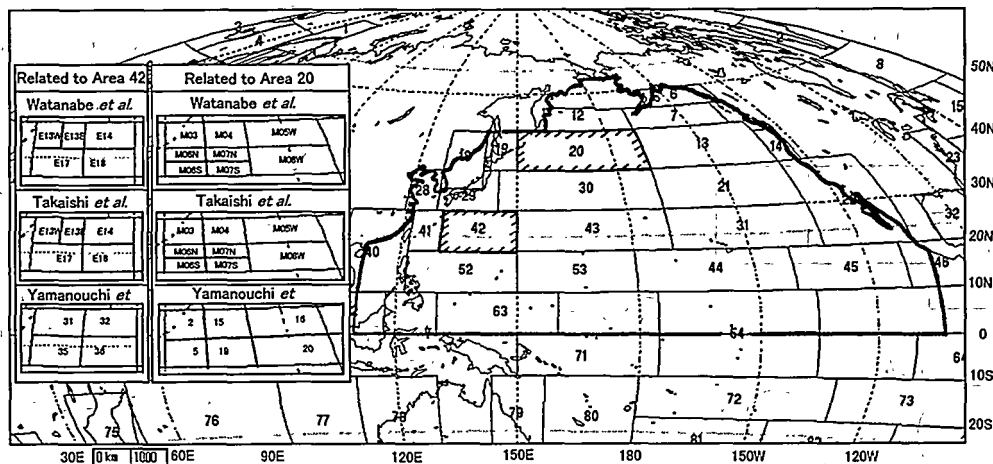


Fig. 5 Map of calculated sea areas

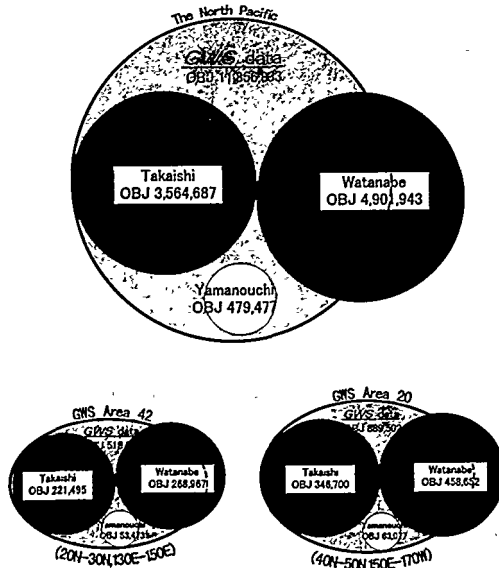


Fig. 6 Relationship of different wave data (the North Pacific)

海域 (GWS Area No. 20) に対して、渡辺らと高石らの波浪統計図表では小海域番号 M 03, M 04…の合成を、山内らの波浪統計図表では小海域番号 2, 15, 16…の合成を行うことになる。特に、山内らの波浪統計図表では一般に小海域が広く (海域分割が粗) のために合成を行う際に 3. で説明した海域の分割のアルゴリズムを用いた。

4.2 長期予測結果

コンテナ船を計算対象として、前節で説明した北太平洋の全海域、特定海域等について船体応答の長期予測を実施した。コンテナ船は、船長 $L=175$ m, 方形係数 $C_b=0.572$ の一軸船である。主要目を Table 1 に示す。船体応答として、船首部に誘起される垂直方向加速度を採用した。主要

Table 1 Principal dimensions of the container ship

Item	SR108 Container ship
L_{pp} (L_{wp}) (m)	175.00
B (m) : breadth	25.40
D (m) : depth	15.40
d (m) : draught	9.50
Δ (ton)	24,742.00
L_{pp}/B	6.890
B/d	2.674
$l_{cb} (\%L_{pp})$	-0.01417
C_b	0.572
C_m	0.970

な結果を Fig. 7~9 に示す。

Fig. 7 には、北太平洋の全海域について、山内らの波浪統計図表、高石らの波浪統計図表、渡辺らの波浪統計図表の内目視によるものおよびこれらの三つの波浪統計データの合成 (combined) の各々に基づく、正面向波状態で船速 $Fn=0.30$ の場合の垂直方向加速度の長期予測値を示している。図には、超過確率 10^{-8} の長期予測値を GWS に基づく長期予測値で除した相対値をそれぞれの波浪統計資料の観測データ数の関数として示している。GWS については、長期波浪発現確率の復元修正 (modified) ²⁴⁻²⁶⁾ に基づく結果である。図によれば、三つの波浪統計データを合成して得られた発現確率に基づく長期予測値が、GWS の復元修正を施した長期予測値に漸近する様子が示されており、文献 23) で垂直方向相対変位について得られた結果と同様な傾向を与えている。

Fig. 8 には、特定海域 (GWS の小海域 Area No. 20) に

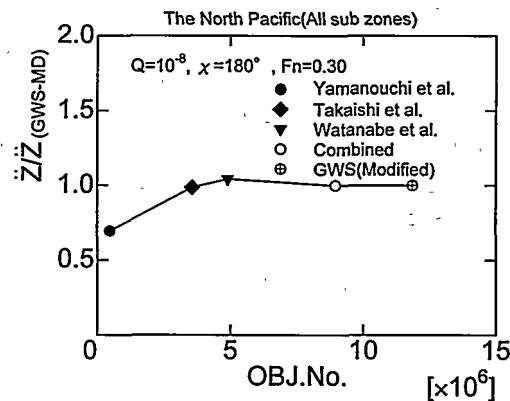


Fig. 7 Relative values of long-term prediction of vertical acceleration at bow, as a function of object numbers (All sub zones)

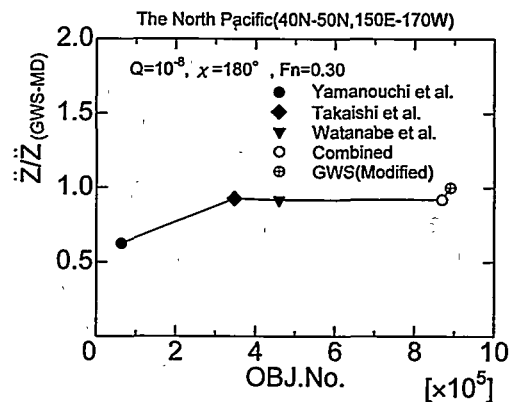


Fig. 8 Relative values of long-term prediction of vertical acceleration at bow, as a function of object numbers (Area No. 20)

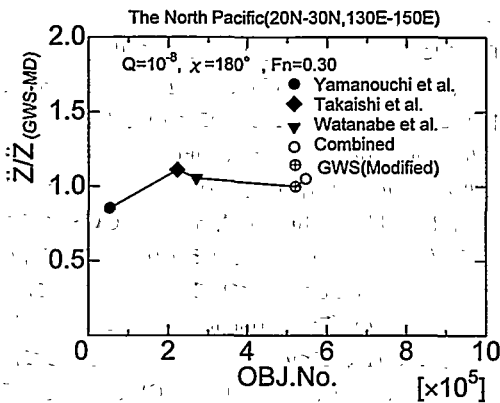


Fig. 9 Relative values of long-term prediction of vertical acceleration at bow, as a function of object numbers (Area No. 42)

ついて、山内らの波浪統計図表、高石らの波浪統計図表、渡辺らの波浪統計図表の内目視によるものおよびこれらの三つの波浪統計データの合成(combined)の各々に基づく、正面向波状態で船速 $Fn=0.30$ の場合の垂直方向加速度の長期予測値を示している。これらの波浪統計図表の算出にあたり小海域の和のアルゴリズムを用いていることは3.で説明した通りである。図には、超過確率 10^{-8} の長期予測値をGWSに基づく長期予測値で除した相対値をそれぞれの波浪統計資料の観測データ数の関数として示している。図によれば、三つの波浪統計データを合成して得られた発現確率に基づく長期予測値が、GWSの復元修正を施した長期予測値に漸近する様子が示されているが、北太平洋の全海域の場合に較べて漸近の程度が不十分である。この原因は特定海域における観測データ数のオーダーが低いために山内らの個々の波浪統計図表の影響が直接に合成(combined)の結果に表れるためであると推測される。

Fig. 9 には、特定海域 (GWSの小海域 Area No. 20) について、同様に、山内らの波浪統計図表、高石らの波浪統計図表、渡辺らの波浪統計図表の内目視によるものおよびこれらの三つの波浪統計データの合成(combined)の各々に基づく、正面向波状態で船速 $Fn=0.30$ の場合の垂直方向加速度の長期予測値を示している。図には、超過確率 10^{-8} の長期予測値をGWSに基づく長期予測値で除した相対値をそれぞれの波浪統計資料の観測データ数の関数として示している。図によれば、三つの波浪統計データを合成して得られた発現確率に基づく長期予測値が、GWSの復元修正を施した長期予測値に漸近する様子が示されている。この場合も、漸近の程度が不十分であるが、その原因は、特定海域 (Area No. 42) における山内ら、高石ら、渡辺らの波浪統計資料の観測データ数のオーダーが低いことにある。しかしながら、GWSのこの小海域 (Area No. 42) の観測データ数は三つの波浪統計データを合成した場合の

観測データ数よりも低いことから判断して、合成されたデータに基づく長期予測値の方がGWSに基づく長期予測値よりも相対的に信頼度が増した結果を与えているものと推測される。

5. 結 言

長期予測の基礎となる統計学的数理モデルについて検討し、波浪統計資料のデータ収集期間、収集方法等の違いにより統計データの質が異なる場合に、波浪統計データの簡易合成を行うアルゴリズムを明確化して、船体応答の長期予測を行う際の基本アルゴリズムを再構築した。北太平洋の海域等について、各種の波浪統計資料を合成して利用する例を示すとともに、コンテナ船の船首に誘起される垂直方向加速度の長期予測計算を実施して、提案したアルゴリズムに基づき波浪統計データの合成を行った波浪統計図表を利用することによりより信頼度が増した結果を得る可能性があることを確認した。福田の長期予測法の結果は本来船体応答の相対値の予測であり、予測値の目盛の精度向上について、長期予測法のアルゴリズムと波浪統計データの質の両面から検討を加えたが、波浪追算等で作成された波浪統計図表等との比較検討が今後の課題である。

「北太平洋の波と風 (1974~1988)」のパソコン版海象データベースの利用に際し、種々のご配慮を頂いた(財)シップ・アンド・オーシャン財団の関係者の皆様に厚く御礼申し上げます。また、本研究の遂行にあたり協力された九州大学工学部船舶海洋システム工学教室岩本才次氏、図面の整理にあたった藤野容子さんに謝意を表します。本計算は、主として、パーソナルコンピュータ (PC-9821 Xa 10/C 12) を用いて実施したが、計算出力処理の一部に九州大学大型計算機センターFACOM M 1800/20, OS: MSP-EX を利用した。本研究は文部省科学研究費の援助を受けて実施されたことを付記し関係各位に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 福田淳一：船体応答の統計的予測、耐航性に関するシンポジウム、日本造船学会 (1969)。
- 2) 新開明二、万順潯：波浪統計データの特性値と船体応答長期予測、西部造船会々報、第89号 (1995)。
- 3) 新開明二、万順潯：北太平洋の波浪統計データの利用と長期予測、西部造船会々報、第90号 (1995)。
- 4) 万順潯、新開明二：海洋の波浪統計データの特性値と船体応答長期予測値の評価、日本造船学論文集、第178号 (1995)。
- 5) Roll, H. U.: Height, length and steepness of seawaves in the North Atlantic and dimensions of sea waves as functions of wind force (English Translation), Technical and Research Bulltin, No. 1~19, SNAME (1958)。
- 6) Walden, H.: Die Eigenschaften der Meerswellen im Nordatlantischen Ozean, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt, Einzerveröffentlichungen,

- Nr. 41, Hamburg (1964).
- 7) 福田淳一：波浪中の船の Deck Wetness に関する長期予測, 日本造船学会論文集, 第 124 号 (1968)。
 - 8) British Maritime Technology (Primary contributors; Hogben, N., Dacunha, L. F. and Olliver, G. F.) : Global wave statistics, Unwin Brothers Limited, London (1986)。
 - 9) Yamanouchi, Y. and Ogawa, A. : Statistical diagram on the winds and waves on the North Pacific Ocean, 船舶技術研究所報告, 別冊 2 号 (1970)。
 - 10) 高石敬史, 大松重雄：北太平洋の風と波の統計図表 (1964 年～1973 年), 船舶技術研究所報告, 別冊 3 号 (1980)。
 - 11) 渡辺敏, 富田宏, 谷沢克治：北太平洋の波と風 (1974 年～1988 年), 船舶技術研究所報告, 別冊 14 号 (1992)。
 - 12) H. de Sury, M. Olagnon, P. Charriez and P. Lasnier : Contribution of satellite data to Meteo-Oceanic Site characterization: A case study, Proceedings of the Fourth (1994) International Offshore and Polar Engineering Conference, Osaka, Japan April 10-15 (1994)。
 - 13) G. A. Athanassoulis, P. B. Vranas and T. H. Soukissian : A new model for long-term stochastic analysis and prediction-Part 1: Theoretical background, Journal of Ship Research, Vol. 36, No. 1 (1992)。
 - 14) N. H. Jasper : Statistical distribution patterns of ocean waves and of wave-induced ship stresses and motions, with engineering applications, Trans. SNAME, Vol. 64 (1956)。
 - 15) E. J. Gumbel : Statistics of Extremes (極値統計学), (日本語訳), 広川書店 (1963)。
 - 16) I. M. Yuille : Longitudinal strength of ships, Trans. RINA, Vol. 105 (1963)。
 - 17) N. Nordenström : Calculations of wave-induced motions and loads, Progress Report No. 4, A Pilot Study with the Computer Program NV 403, Det Norske Veritas Report No. 66-11-S (1966)。
 - 18) 福田淳一：長期の波浪曲げモーメント異常値の傾向について, 日本造船学会論文集, 第 123 号 (1968)。
 - 19) 例えば, J. Fukuda and A. Shinkai : Predicting the longitudinal stress induced on a large oil tanker in sea waves, International Shipbuilding Progress, Vol. 25, No. 291 (1978)。
 - 20) M. Takaki and Y. Takaishi : Development of expression for estimating bow freeboard and assesment of the 1966 Load Line Convention, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 174 (1993)。
 - 21) 真能創, 上野洋純：波浪に対する各種船体応答の長期分布の近似推定法とその応用, 日本造船学会論文集, 第 132 号 (1972)。
 - 22) 土岐直二：設計海象の設定法に関する研究, 西部造船会々報, 第 89 号 (1995)。
 - 23) 新開明二, 万順潯：各種の長期波浪統計資料の特性値の傾向について, 西部造船会々報, 第 91 号 (1996)。
 - 24) M. St. Denis and W. J. Pierson Jr. : On the motions of ships in confused seas, Trans. SNAME, Vol. 61 (1953)。
 - 25) 塚本修, 森俊哲：波浪外力の航路別長期予測について, 西部造船会々報, 第 47 号 (1973)。

大波高時の波浪の統計的性質について

——方向分散性の影響——

正員 吉 元 博 文*

On Statistical Properties of Wave Amplitudes in Stormy Sea

——Effect of Short-crestedness——

by Hirofumi Yoshimoto, Member

Summary

A method to estimate the statistical properties of non-linear short-crested irregular waves without any limitation regarding the directional spreading or the spectral band width is presented which is based on the secondary interaction theory of surface waves. It is shown that the statistical problem can be reduced to that of finding the eigenvalues and the eigenvectors of two real symmetric matrices and the probability density functions of surface elevation can be obtained using the so-called Saddle Points Method. Numerical investigations regarding the effect of shortcrestedness on the statistics of wave amplitudes are performed. And the method is also used to analyze full-scale data measured in stormy sea states and is shown to be a powerful tool for the estimation of the statistical properties of the directional sea.

1. 緒 言

実際の海域で船舶あるいは海洋構造物が遭遇する海洋波は、極めて不規則な変動をするために、その統計的性質の予測に対しては確率論的な手法が必要となる。海洋波の確率論的予測法に関する先駆的な研究は、Longuet-Higgins¹⁾によって行われた。Longuet-Higginsは、電気的雑音について考察したRiceの結果²⁾を海洋波に援用して、振幅に関する各種統計量を求め、さらに、Cartwright and Longuet-Higgins³⁾は、振幅の極値分布の確率密度関数の一般表示式を示した。その後、彼らの成果について多くの調査・研究等^{4),5)}がなされ、現在では、個々の成分波の力学的性質が線形理論で記述される限りにおいては、一般に認められるところとなっている。

しかし、Longuet-Higginsらの方法は、海洋波の非線形性が無視できない場合には適用することができない。例えば、大波高の波が発生するような厳しい海象状態では、海

洋波の水位変動は正規分布からのずれを示し、振幅は平均水面に対して対称ではなくなることが知られている。これは、海洋波の非線形性により生じると考えられるものであり、結果として振幅の極大値と極小値の発生確率は等しくなくなる。Longuet-Higginsらの方法では、海洋波の水位変動が正規確率過程であるとするために、極大値と極小値の発生確率は等しくなり、非線形影響を定量的にもあるいは定性的にも説明することができない。こうした問題点に対し、著者は、海洋波を長波頂不規則波 (Long-crested Irregular Waves) としてモデル化し、海洋波の2次の非線形性を厳密に取り入れた予測法を示した⁶⁾。そして、これを実海域で計測された波浪データに適用し、大波高時の波浪の統計的性質をほぼ説明し得ることを示したが、海洋波のモデルに関する問題点が残った。即ち、予測に用いた海洋波のモデルと実際の海域で観測される海洋波との相違である。周知のように実際の海域で観測される海洋波は、長波頂波 (Long-crested Waves) ではなく波峰線が短く切れた“短波頂波 (Short-crested Waves)”であり、これはさまざまな方向からの成分波が重なり合うこと (海洋波の方向分散性) によって生じるものと解釈されている。従って、実際の海洋波の統計的性質を議論するうえにおいて、方向分散性が海洋波の統計的性質にどのような影響を与えるか

* 運輸省船舶技術研究所海洋開発工学部

原稿受理 平成8年1月8日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

図から、成分波が同一方向に進む case-1 では、差の成分は変動は極めて小さいが、良く知られているように、波群のピーク付近で谷、波群の両端で山、和の成分は、1 次のオーダーの水位変動のほぼ 1/2 の周期及び波長で変化している。

これに対し、case-2 では、時間的な変動は、差の成分は波群のピーク付近で山、波群の両端で谷となり、case-1 と逆の傾向を示す。さらに、和の成分の変動は case-1 に比べて小さくなるが、相対的に、差の成分の変動が大きくなり、全体としては、同一方向の場合とさほど変化はない。空間的な変動についてみれば、差の成分は 1 次のオーダーの水位変動のほぼ 1/2 波長で変動しており、case-1 と比べかなり異なった振る舞いを示す。Fig. 2 で述べたように、成分波が反対方向に進む場合には、差の成分は逆向きの 2 つの波数ベクトルの差となり、差の成分の波数は 1 次の成分

波の波数より大きくなる。そのため、時間的な変動は 1 次の成分波の周波数の差であるのに対し、空間的には 2 つの波数ベクトルの絶対値の和の変動となる。

さらに、Fig. 4 は、2 次の成分波の変動特性を調べるために、(16)式で与えられる 2 次の非線形周波数応答関数の値を示したものである。計算は、Fig. 3 で用いた成分波の周波数について行っており、図の横軸に 1 次の成分波の進行角の差 $\Delta\theta = \theta_i - \theta_n$ (以下、交差角と称す。 $\Delta\theta = 0^\circ$ が case-1, $\Delta\theta = 180^\circ$ が case-2 に相当する) をとっている。図からわかるように、応答関数の値は交差角に対して大きく変化し、 $\Delta\theta = 0^\circ$ と $\Delta\theta = 180^\circ$ の場合では全く逆の応答特性を示す。これより、case-1 と case-2 の 2 次の成分波の変動特性の相違は、応答関数の交差角に対する応答特性の変化により生じていることがわかる。

3. 方向分散性を考慮した水位変動の確率密度関数

ここでは、第 2 章で求めた短波頂不規則波のモデルをもとに、水位変動の確率密度関数を求める。

3.1 確率密度関数

(16)式を、次のような表記に改める。

$$\zeta = \text{Re} \sum_{i=1}^L s_i(q_i + ir_i) + \text{Re} \sum_{i,j=1}^L s_{ij} \{ H_{ij}^{(2)}(q_i + ir_i)(q_j + ir_j) + H_{ij}^{(2)*}(q_i + ir_i)(q_j - ir_j) \}$$

ここで

Table 1 Simulation condition of surface elevation

	case-1		case-2	
	wave-1	wave-2	wave-1	wave-2
h (m)	300	300	300	300
ω_k (rad./sec)	0.6823	0.7235	0.6823	0.7235
ε_H	0	0	0	0
θ_i (deg.)	0	0	180	0
$2A_H$ (m)	5.0	5.0	5.0	5.0

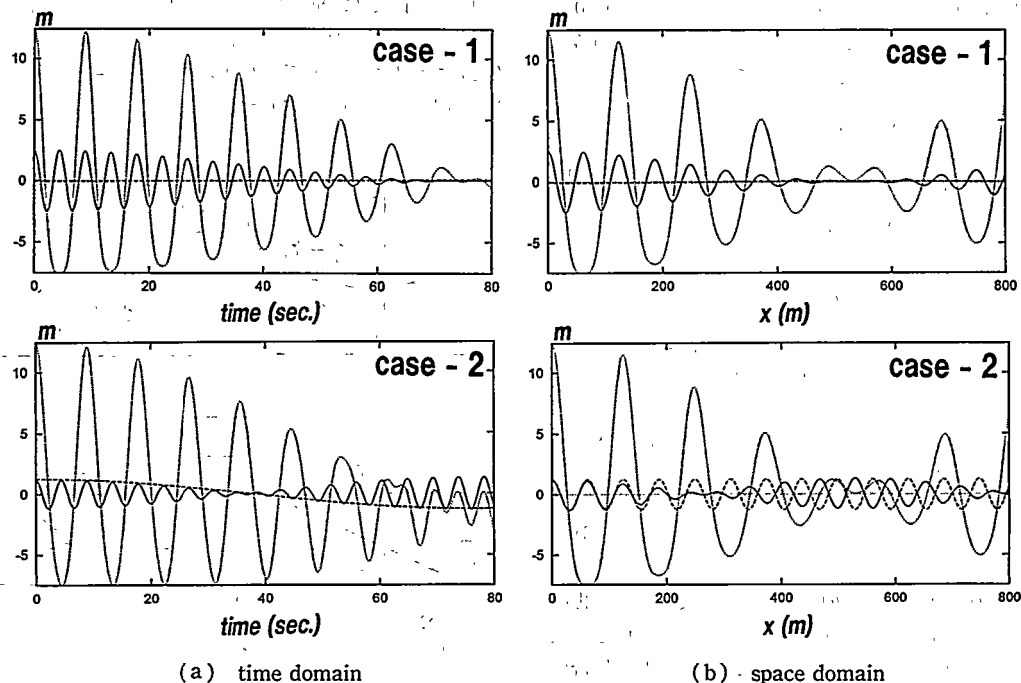


Fig. 3 Simulation of surface elevations with 2nd order effect. — sum frequency component. ---- difference frequency component. results with total 2nd order effect

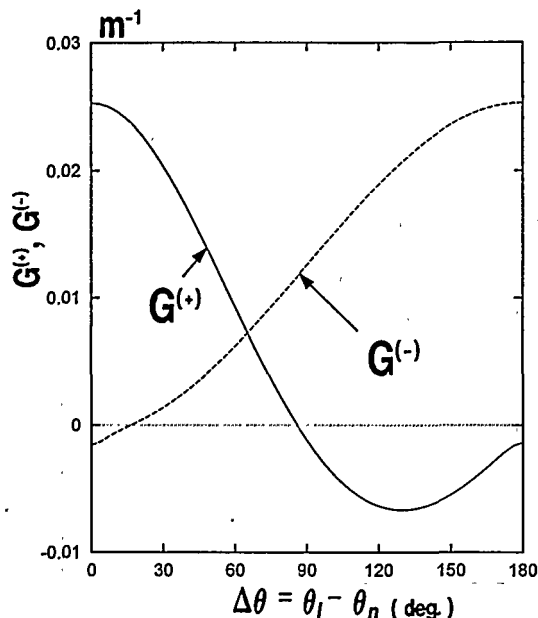


Fig. 4 Behavior of bi-directional quadratic transfer function having, $\omega_1=0.6823(\text{rad/sec})$, $\omega_2=0.7235(\text{rad/sec})$ and $h=300\text{m}$. $G^{(+)}$: sum frequency component. $G^{(-)}$: difference frequency component

$$\begin{aligned} s_1 &= A_{11}, s_2 = A_{12}, \dots, s_L = A_{MN} \quad (L=M \times N) \\ q_1 &= \cos(\psi_{11}), q_2 = \cos(\psi_{12}), \dots, q_L = \cos(\psi_{MN}) \\ r_1 &= \sin(\psi_{11}), r_2 = \sin(\psi_{12}), \dots, r_L = \sin(\psi_{MN}) \\ H_{11}^{(+)} &= \frac{G_{11}^{(+)}}{2}, H_{12}^{(+)} = \frac{G_{12}^{(+)}}{2}, \dots, H_{MN}^{(+)} = \frac{G_{MN}^{(+)}}{2} \quad (18) \end{aligned}$$

ここに、1次のオーダーの水位変動 $\xi^{(1)}$ が正規分布に従うならば、 q_i, r_i は正規確率変数となり、次の性質を満足する。

$$\begin{aligned} E[q_i] &= E[r_i] = 0 \\ E[q_i q_j] &= E[r_i r_j] = \frac{1}{2} \\ E[q_i r_j] &= 0, E[q_i q_j] = 0, E[r_i r_j] = 0 \quad (i \neq j) \quad (19) \end{aligned}$$

Langley¹²⁾ にならい、(18)式の実部を取り次のようなマトリックス表示にする。

$$\xi = s^T q + q^T [H^{(+)} + H^{(-)}] q + r^T [H^{(-)} - H^{(+)}] r \quad (20)$$

ここに、 s, q, r は n 番目の成分として s_n, q_n, r_n をもつ列ベクトル (s^T は行ベクトル)、 $H^{(\pm)}$ は、 nm 番目の成分として $H_{nm}^{(\pm)}$ をもつ実対称行列である。

(20)式の右辺第2項と3項において、1次変換 $q' = P_1 q$, $p' = P_2 p$ を行う。 P_1, P_2 として、 $H^{(+)} + H^{(-)}$, $H^{(-)} - H^{(+)}$ の固有ベクトルを列ベクトルとする直交行列を選べば、 $H^{(+)} + H^{(-)}$, $H^{(-)} - H^{(+)}$ の固有値 λ_i を対角成分とする対角行列 Λ_1, Λ_2 に対角化することができる¹³⁾。

$$\begin{aligned} q^T [H^{(+)} + H^{(-)}] q &= (P_1^T q')^T \Lambda_1 (P_1^T q') \\ r^T [H^{(-)} - H^{(+)}] r &= (P_2^T q')^T \Lambda_2 (P_2^T q') \quad (21) \end{aligned}$$

$P_1^T q$ の j 成分を $(P_1^T q)_j$ と表わし

$$X_j = (P_1^T q)_j \quad (j=1, \dots, L)$$

$$X_j = (P_2^T r)_{j-L} \quad (j=L+1, \dots, 2L)$$

とし、(19)式の関係を利用すれば、結局(21)式は X_j の2次形式で表せる。

$$\xi = \sum_{j=1}^{2L} \xi_j = \sum_{j=1}^{2L} \beta_j X_j + \lambda_j X_j^2$$

ここで

$$\begin{aligned} \beta_j &= (P_1^T s)_j, \lambda_j = (\Lambda_1)_j, j=1, \dots, L \\ \beta_j &= 0, \lambda_j = (\Lambda_2)_j, j=L+1, \dots, 2L \quad (22) \end{aligned}$$

ここに、 $(\Lambda_1)_j$ は行列 Λ_1 の j 番目の対角要素を表わす。Kac and Siegert¹⁴⁾ によれば(22)式で表された ξ の特性関数 $M(\theta)$ は、

$$M(\theta) = \prod_{j=1}^{2L} \frac{1}{\sqrt{1 - i\lambda_j \theta}} e^{-\frac{\beta_j^2 \theta^2}{4(1 - i\lambda_j \theta)}} \quad (23)$$

となる。(23)式のFourier変換を行うことにより、 ξ の確率密度関数 $p(\xi)$ は求めることができる。

$$p(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\theta \xi} M(\theta) d\theta \quad (24)$$

3.2 鞍点法

原理的には、水位変動の確率密度関数は(24)式の特性関数のFourier変換から求めることができるが、実際には、(24)式は解析的に求めることは非常に難しく¹⁵⁾、数値的あるいは近似的方法に頼らざるを得ないのが実情である。これまでのところ、精度の高い解法としては、Kato and Kinoshita¹⁵⁾ によるガンマ分布を用いた解法、Naess and Jhonsen¹⁶⁾ による鞍点法を用いた解法などが提案されているに過ぎない。ここでは、鞍点法による近似解法を用いる。

鞍点法は、定積分で定義されている関数の漸近的なふるまいを知るのに、鞍点と呼ばれる特定の点の近傍における被積分関数のふるまいを利用する方法である。(24)式を $i\theta \rightarrow z$ で変数変換すれば

$$\begin{aligned} p(\xi) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{f(\xi, z)} dz \\ f(\xi, z) &= -\xi z + \sum_{j=1}^{2N} \left\{ -\frac{1}{2} \log(1 - \lambda_j z) + \frac{\beta_j^2 z^2}{4(1 - \lambda_j z)} \right\} \quad (25) \end{aligned}$$

で与えられる。 $z = u + iv$ として、 $f(\xi, z) = \phi(u, v) + i\psi(u, v)$ とおく。いま、積分路 L に沿って $\phi(u, v) = \text{一定}$ となるようにすると、 L の接線方向を τ とすれば $(\partial\phi/\partial\tau)_L = 0$ である。また、 L に沿って、 ϕ が z_0 で極値になっていたとすると $(\partial\phi/\partial\tau)_{z_0} = 0$ である。よって、 $[\partial(\phi + i\psi)/\partial\tau]_{z_0} = [\partial f(\xi, z)/\partial\tau]_{z_0} = 0$ となる。この z_0 が鞍点と呼ばれる。さらに、 $\text{Ref}(f(\xi, z))$ の勾配が最も急な方向 (steepest descent) が $\phi(u, v) = \text{一定}$ の方向になるから、積分路を steepest descent にとれば、積分への寄与は、専ら鞍点 z_0 からくることになる。

さて、(25)式において、 $f(\xi, z^*) = f(\xi, z)^*$ という対称性があるので、鞍点は実軸上にあり、 $(\partial\phi(u, 0)/\partial u) = 0$ 、即ち、

$$-\zeta + \sum_{j=1}^{2N} \left\{ \frac{\lambda_j}{2(1-\lambda_j u)} + \frac{\beta^2 u(2-\lambda_j u)}{4(1-\lambda_j u)^2} \right\} = 0 \quad (26)$$

を解くことによって求める。Naess and Jhonsen¹⁶⁾は steepest descent は実軸を直角に横切っていることを数値計算から確認しており、これに従って、鞍点 z_0 を通る steepest descent に積分路を変更すれば、結果的に、次の数値積分を行うことによって(24)式は近似的に評価することができる。

$$p(\zeta) = \operatorname{Re} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{f(\zeta, z_0)} dv \quad (27)$$

なお、実際の計算は、(26)式は二分法—はさみうち法¹⁷⁾、(27)式の積分は二重指数関数型公式¹⁷⁾によって行っている。

3.3 計算例

以上述べた手法に基づき、方向分散性を考慮した水位変動の確率密度関数並びに振幅の期待値の計算例を示す。

実際の計算を行う際には、方向波スペクトルを与える必要がある。ここでは、簡単のために方向分布関数が周波数依存しないものとして、

$$S(f, \theta) = S(f) \cdot G(\theta) \quad (28)$$

として与えている。ここに $S(f)$ は周波数スペクトル、 $G(\theta)$ は方向分布関数であり、周波数スペクトルとして次の Modified-JONSWAP スペクトル¹⁸⁾、方向分布関数として光易型方向分布関数⁹⁾を用いた。

$$S(f) = 0.173 F_1 \frac{H_{1/3}^2}{f_p} \left(\frac{f}{f_p} \right)^{-4} \exp \left(-\frac{2}{3} \left(\frac{f}{f_p} \right)^{-4} \right) \gamma^{\exp \left(-\frac{4}{25} \left(\frac{f}{f_p} \right)^2 \right)}$$

ここで

$$F = 1.323 - 0.414\gamma + 0.105\gamma^2 - 0.015\gamma^3 + 0.001\gamma^4$$

$$\sigma = 0.07 \cdots f \leq f_p, \quad \sigma = 0.09 \cdots f > f_p \quad (29)$$

$$G(\theta) = \frac{1}{\pi} 2^{2s-1} \frac{\Gamma(s+1)}{\Gamma(2s+1)} \cos^{2s} \left(\frac{\theta - \theta_0}{2} \right) \quad (30)$$

ここに、 $H_{1/3}$ は有義波高、 f_p はピーク周波数、 γ は peak enhancement parameter、 s は方向集中パラメータ、 θ_0 は主方向である。Fig. 5 は計算に用いた周波数スペクトルと方向分布関数であり、(29)式で $H_{1/3} = 11m$ 、 $f_p = 0.053Hz$ 、 $\gamma = 1.0$ 、(30)式において $s = 200, 75, 10$ とした結果である。参考までに $s = 75, 10$ という値は、合田によりうねり及び風波の標準的な値⁵⁾とされている。

Fig. 6 は、Fig. 5 の周波数スペクトルと方向分布関数をもとに、水深 70 m としたときの水位変動の確率密度関数を求めた結果である。さらに、Fig. 7 は Fig. 6 の水位変動の確率密度関数から、山側の振幅の極大値と谷側の振幅の極小値の最大期待値 $E[S_N]$ (Appendix-A 参照) を求めた結果であり、水位変動の標準偏差 σ で無次元化している。図には、線形理論として、Fig. 6 に Gauss 分布、Fig. 7 に Longuet-Higgins による結果¹¹⁾、さらに 2 次の成分として和の成分のみを考慮した結果を示している。

図より次のことがわかる。

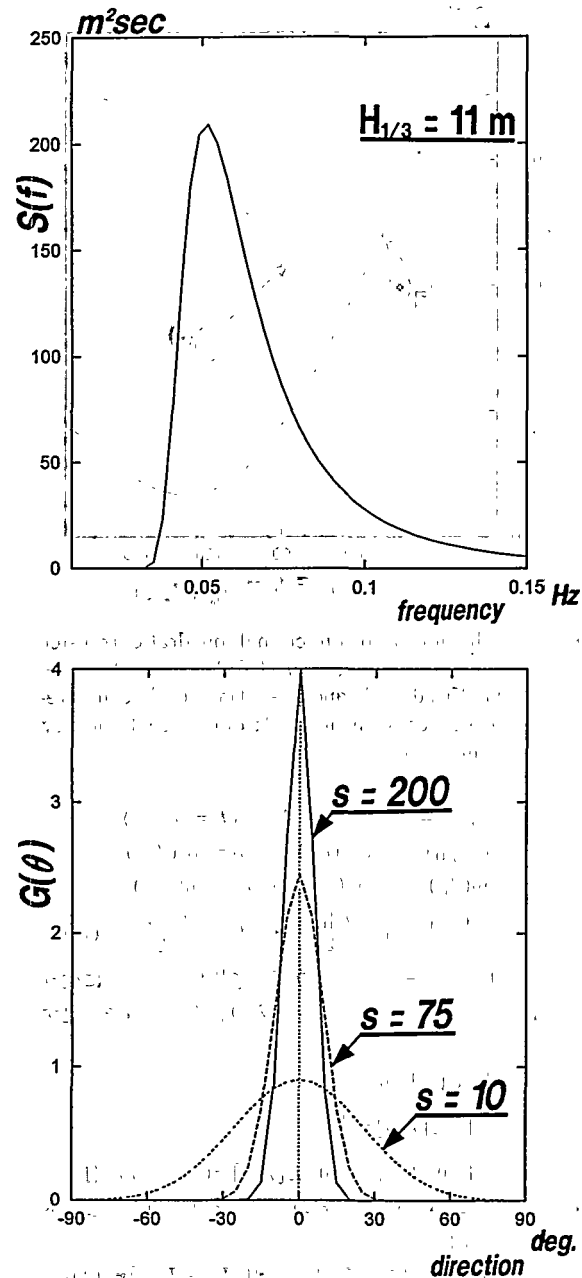


Fig. 5 Frequency wave spectra and directional function for numerical simulation

・ Fig. 6 より、2 次の非線形性を取り入れた結果は、Gauss 分布に比べ山側の大きな水位変動の発生確率が高くなり、逆に、谷側の水位変動の発生確率が小さくなっていることがわかる。当然のことながら、Fig. 7 に示す振幅の極値の最大期待値 $E[\xi_m/\sigma]$ は、Fig. 6 に示す確率密度関数の傾向を反映しており、2 次の非線形性を取り入れた結果は、山側と谷側の振幅の非対称性を明瞭に示している。

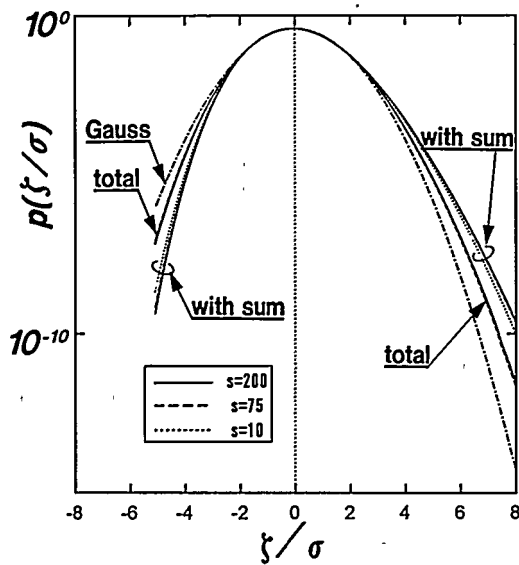


Fig. 6 Probability density function of surface elevation for input directional wave spectra. 'with sum': results when the difference frequency components are omitted. 'total': results with total 2nd order effect

・こうした傾向は、2次の成分が和の成分のみの場合に顕著となるが、その割合は方向分散性に依存していることがわかる。即ち、Fig. 4 に示した2次の非線形周波数応答関数の特性からわかるように、方向分散性の大小にかかわらず、同一方向に進行する（交差角 $\Delta\theta=0^\circ$ ）成分波の干渉が卓越する。しかし、方向分散性が大きくなるにつれて、同一方向に進行する成分波の干渉が低下し、相対的に交差角の大きい成分波の干渉が増える。その結果、Fig. 6, 7 に示すような方向分散性に依存するような傾向を与えられと考える。

・間接的にはあるが、差の成分は、全体的には非線形性を緩和させ、線型理論に近づける役割を果たしていることがわかる。差の成分も、和の成分と同様に方向分散性に依存し、結果的に、和と差の成分を考慮した結果は、方向分散性の大きさにかかわらず、ほぼ同程度の結果を与える。

以上、短波頂不規則波のモデルを用いた予測法を示し、数値シミュレーションにより、方向分散性を考慮した場合の結果について考察した。次に、本手法の妥当性を評価するために、実海域で観測された波浪データに適用してみる。

4. 実海域データへの適用

ここで使用するデータは、1986年から1990年にかけて、山形県由良港沖で実施された POSEIDON 号による実海域実験¹⁹⁾で取得されたものである。この実験では、台風の来襲時や冬期季節風による風波の発達時に、総計43回にわ

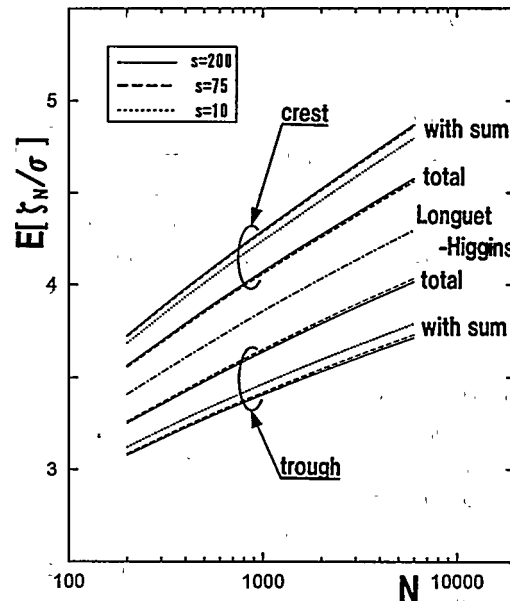


Fig. 7 Expected values of the largest wave amplitudes of crest and the smallest wave amplitudes of trough in N observations. 'with sum': results when the difference frequency components are omitted. 'total': results with total 2nd order effect

たる臨時計測と称する20時間から48時間の連続観測を実施している。これらのデータの中から2つの代表的な大波高時のデータを選定し解析を行った。

4.1 波浪データ

計測に用いた波高計は、海底設置式の送受波器を持つ大水深型超音波式波高計であり、方向波スペクトルを観測するために3台の波高計を用いた。波浪観測地点は、由良港沖合約3kmの海域であり水深は43mである。本実験の方向波スペクトルの観測システム、精度及び結果については、既に詳細な報告²⁰⁾があるので、ここでは省略する。

使用したデータの風(POSEIDON号上で観測、高さは海面上19.5m)ならびに波浪の各種統計量の30分ごとの経時変化をFig. 8に示す。データのサンプリング間隔は1秒、図のr 80202, r 81214は連続データの区別するためにつけた名称であり、それぞれ1988年2月2日、1988年12月14日に収録されたデータであることを意味する。いずれも、冬期季節風によって風波が発達した際の波浪データであり、r 80202では最大有義波高7.1mを記録している。

4.2 解析方法

解析は、Fig. 8の風、波の各種統計量の経時変化から、定常と思われる区間(Fig. 8で $\leftrightarrow$ で示す区間であり、いずれも13.5時間)について行った。実際には、Fig. 8に示した区間の時系列をゼロクロス法で解析し、Fig. 9で定義され

る振幅を求め、各種統計量を算出した。Table 2に解析したデータの基本的な統計情報を示す。以下、工学的に重要である山側の振幅についての検討結果のみを示す。

本計算法では、入力となる方向波スペクトルを与える必要がある。ここでは、解析対象区間のデータを2048秒ごとに分割し、それぞれ総計23ケースについて方向波スペクトル解析を行い、各周波数成分並びに各方位成分の平均値をとって、入力方向波スペクトルを与えた。Fig. 10に入力した方向波スペクトルを示す。なお、方向波スペクトルの解析は拡張エントロピー法²¹⁾を用いて行った。

4.3 解析結果

Fig. 11はr80202, r81214のデータを K 分割($K=20, 15, 10, 8, 6, 4$)し、各区間の最大値を全区間で平均化して、山側の振幅の N 波中の最大平均値を求め、本手法によって求められる最大期待値と比較した結果である。図には合わせて、線型理論としてLonguet-Higginsによる結果¹⁾並びに長波頂不規則波に相当する結果として(30)式において $s=300$ とした結果も示した。

図より以下のことがわかる。

- ・線型理論は観測値に対し過小評価を与え、海洋波の非線形性が無視できないような大波高時において線型理論を適用することは危険であることがわかる。
- ・これに対し、本予測法の結果は観測値とほぼ一致し、大波高時の波浪の統計的性質を予測する手段として有効であることがわかる。
- ・方向分散性による予測値の変化は、Fig. 7における数値シミュレーションと同様ほとんど見受けられず、海洋波のモデルの差異が振幅の統計量に及ぼす影響は小さい。

5. 結 言

今回の検討をまとめれば次のようになる。

- ・海洋波のモデルとして短波頂不規則波を用い、方向分散性を有する海洋波の2次の非線形性を考慮した場合の確率論的予測法を示した。
- ・その予測法により、方向分散性が振幅の統計量に与える影響を検討した結果、個々の2次の成分、即ち、差及び和の成分は方向分散性の影響を受けるものの、全体としては長波頂不規則波の場合とさほど変わらない。
- ・実海域で観測された波浪データをもとに本手法を検証した結果、本手法が大波高時の海洋波の統計的性質を予測する方法として有効であることを示した。

本報告で使用した波浪データは、運輸技術研究開発調査費による「海洋構造物の沖合展開のための開発研究」の一環として、海洋科学技術センターをはじめ、日本海事協会、民間企業8社との共同研究として実施された浮遊式海洋構造物「POSEIDON」号による実海域実験で取得されたものであることを付記する。

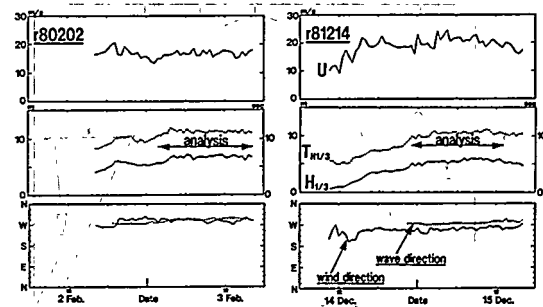


Fig. 8 Change of mean wind speed- U , significant wave height $H_{1/3}$, significant wave period $T_{1/3}$, wind direction, and wave direction

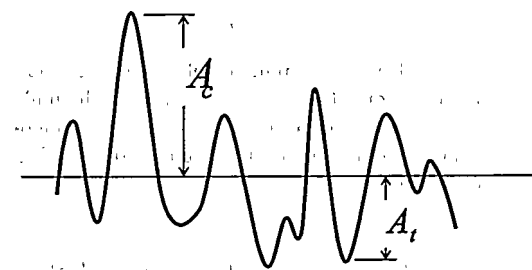


Fig. 9 Explanatory sketch of wave amplitudes. A_c : wave amplitude of crest. A_t : wave amplitude of trough

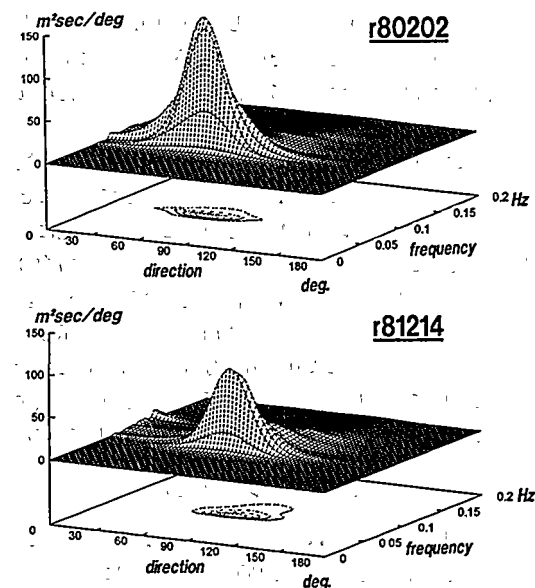
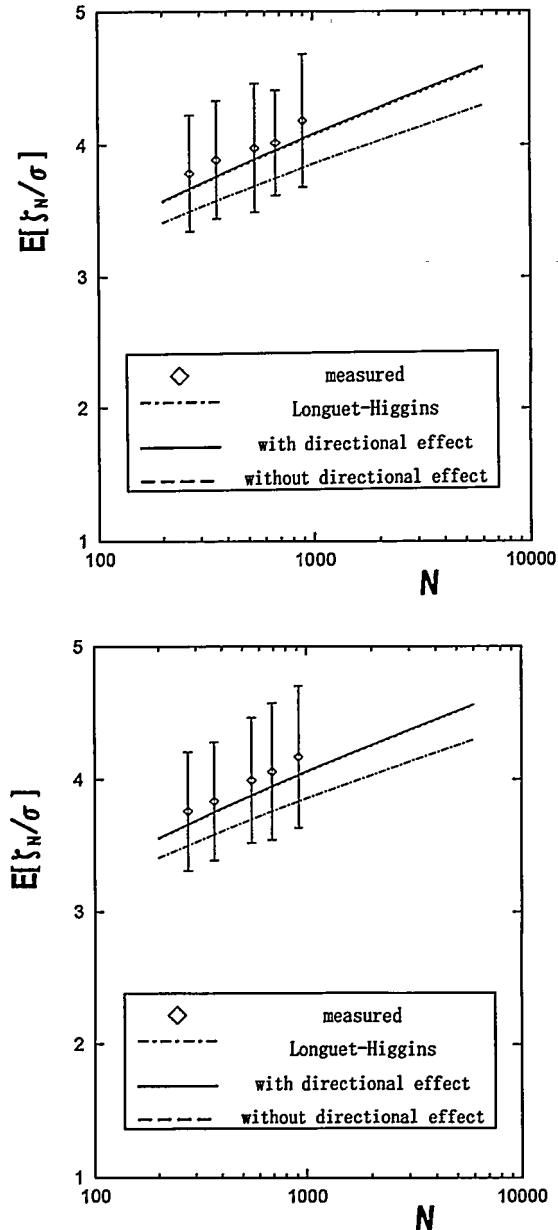


Fig. 10 Input directional wave spectra

Table 2 Characteristic values for the analyzed data

	r80202	r81214
data length (h)	13.5	13.5
number of A_c , A_i	5362	5513
σ (m)*1	3.08	2.17

*1 : standard deviation of surface elevation

Fig. 11 Expected values and mean values of the largest wave amplitude of crest in N observation

参考文献

- 1) Longuet-Higgins, M. S.: On the statistical distributions of the heights of sea waves, Journal of Marine Research, Vol. 11, No., pp. 245-265, 1952
- 2) Rice, S. O.: Mathematical analysis of random noise, Bell System Technical Journal, Vol. 23, 24 (1994, 1995)
- 3) Cartwright, D. E. and M. S. Longuet-Higgins: The statistical distribution of the maxima of a random function, Proc. Royal. Soc. London. Ser. A., Vol. 237, pp. 212-232, 1956
- 4) 竹沢誠二, 笠原昭夫: 人工不規則水波の統計的性質, 関西造船協会誌, 195号, pp. 1-15, 1984
- 5) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計 波浪工学への序説, 鹿島出版会, 1984
- 6) 吉元博文: 大波高時の波浪の統計的性質について, 第13回海洋工学シンポジウム, pp. 425-432, 1995
- 7) Hamada, T.: The secondary interactions of surface waves, Report of the Port and Harbour Technical Research Institute, Report No. 10, pp. 1-28, 1965
- 8) 木村晃: 非線形長周期波の2次元スペクトル, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 154-158, 1985
- 9) 橋本典明, 永井紀彦, 菅原一晃, 浅井正, 久高将信: 波浪の多方向性と弱非線形性を考慮した水圧波から表面波への換算法について, 海岸工学論文集第39巻, pp. 171-175, 1992
- 10) Sekimoto, T.: Nonlinear Effect on the Estimation of Directional Wave Spectrum, Wave Generation'95 pp. 44-59, Yokohama, Japan, 25 Sept, 1995
- 11) 富永政英: 海洋波動 基礎理論と観測成果, 共立出版株式会社, 1976
- 12) Langley, R. S.: A statistical analysis of non-linear random waves, Ocean Engineering, Vol. 14, No. 5, pp. 389-407, 1987
- 13) 久米均: 数理統計学, コロナ社, 1984
- 14) Kac, M. and Siebert, A. J. F.: On the theory of noise in radio receivers with square law detector, Journal of Applied Physics, Vol. 18, pp. 383-397, 1947
- 15) Kato, S and T. Kinoshita: Nonlinear response of moored floating offshore structures in random waves and its stochastic analysis, 船舶技術研究所報告, 第27巻第4号, pp. 2-143, 1990
- 16) Naess, A. and Jhonsen, J. M.: An effect numerical method for calculating the statistical distribution of combined first-order and wave drift response, Proc. of OMAE, Vol. 2, pp. 59-70, 1991
- 17) 渡辺力, 名取亮, 小国力: Fortran 77による数値計算ソフトウェア, 丸善出版会, 1990
- 18) Yoshimoto, H.: Characteristics of directional wave spectra measured at Japan sea, Proc. of OMAE, Vol. 1-A, pp. 35-42, 1992
- 19) 井上令作他: 浮遊式海洋構造物の実海域実験 その1 実験の概要, 船舶技術研究所報告, 別冊13号,

1992

- 20) 吉元博文, 安藤定雄, 小林顕太郎: 浮遊式海洋構造物の実海域実験 その3 実験海域の波方向スペクトルについて, 日本造船学会論文集第168号, pp. 255-262, 1990.
- 21) 橋本典明, 永井紀彦, 浅井正, 原一見, 久高将信, 小野修平: 海洋波の方向スペクトルの推定における最大エントロピー原理法 (MEP) の拡張, 海岸工学論文集第40巻, pp. 136-140, 1993.

Appendix-A. 振幅の極値の最大期待値⁹⁾

1個の山側の振幅の極大値が ξ を越える確率は, 振幅の極大値分布の確率分布関数 $F_p(\xi)$ を用いて $1-F_p(\xi)$ で与えられる。 N 個の独立な振幅の極大値が ξ より小さい確率は $F_p(\xi)^N$, 少なくとも1個の極大値が ξ を越える確率は $1-F_p(\xi)^N$ であるから, 最大極大値が $(\xi, \xi+\delta\xi)$ の間にある確率は

$$f(\xi, N) = N p_p(\xi) [1 - F_p(\xi)]^{N-1} \quad (A-1)$$

で与えられる。ここに, $p_p(\xi)$ は極大値の確率密度関数である。(A-1)式から振幅の N 個中の極大値の最大期待値 $E[\xi_N]$ は, 次式で求めることができる。

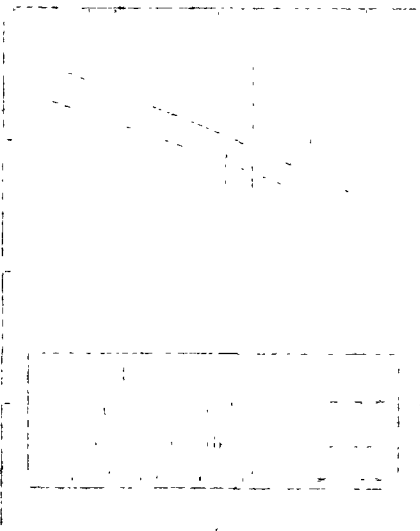
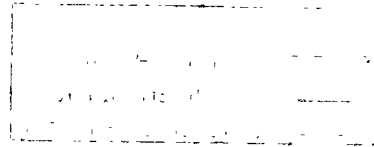
$$E[\xi_N] = \int_0^\infty \xi f(\xi, N) d\xi \quad (A-2)$$

なお, $F_p(\xi)$ と $p_p(\xi)$ は, 水位変動の変位と速度が独立であるとすれば, 次式で求めることができる。

$$F_p(\xi) = \frac{p(\xi)}{p(\bar{\xi})}, \quad \xi \geq \bar{\xi} \quad (A-3)$$

$$p_p(\xi) = -\frac{d}{d\xi} (F_p(\xi)) = -\frac{d}{d\xi} \left(\frac{p(\xi)}{p(\bar{\xi})} \right), \quad \xi \geq \bar{\xi} \quad (A-4)$$

ここに, $\bar{\xi}$ は水位変動の平均値である。谷側の振幅の極小値の最大期待値については, $\xi \rightarrow -\xi$ として扱えば, 山側の振幅と同様にして求めることができる。



Model Experiments of Ship Capsize in Astern Seas

—Second Report—

by Masami Hamamoto*, *Member*
 Wataru Sera**, *Student Member*
 Hiroto Ito**, *Student Member*
 Makoto Kan****, *Member*
 Toshifumi Fujiwara****, *Member*

Takashi Enomoto*, *Member*
 James P. Panjaitan**, *Student Member*
 Yoshifumi Takaishi***, *Member*
 Tomihiro Haraguchi****, *Member*

Summary

Capsizing experiments were carried out for both models of container ship and purse seiner running in regular and irregular astern seas. Dangerous situations in ship speed and heading angle of ship to waves are experimentally and analytically investigated for the phenomena which are the so-called harmonic and parametric resonance, pure loss of stability, surf-riding and broaching-to. An analytical approach was attempted to investigate profoundly the dynamics of ship motions and capsizing in severe astern seas. The results of the analytical approach by making use of computer program are in a good agreement with experiments.

1. Introduction

The safety against capsizing are concerned with the stability criteria when designing a ship, the operation of ship in severe seas and the probability to come across dangerous situation leading to capsize. Then, the occurrence of capsizing may be affected by a wide variety of causes. The hydrostatic righting arm curve for a smooth water seems to be still the fundamental base to judge the safety against capsize. Even though such traditional methods have apparently been successful in ensuring adequate stability of conventional ships, it is expected to establish a new basis to understanding the dynamics of dangerous situations associated with the operation of ships in severe seas. It is furthermore expected to relate the dynamics of ship capsize to the geometrical characteristics at the design stage and operational characteristics at sea. Several dangerous situations such as harmonic resonance, parametric resonance, pure loss of stability, surf-riding and broaching-to have already been pointed out as mentioned in the first report⁵⁾. These phenomena exist in the heading angle from astern to beam seas and in the low encounter frequency range with severe motion both of ship and waves.

The main problems here are how to describe and to solve the equations of motion involved in such phenomena because the ship motion leading to capsizing are very complicated in the non-linear coupling motion of six-degrees of freedom. For this purpose, it will be reasonable to make the assumption that a complete description of ship motion is not attainable, but an acceptable simplification of the problem is useful to understand a typical feature of phenomena. There are two important considerations to be taken into account for this problem. The first is the fluctuation of righting arm in severe seas which affects very sensitively on amplitudes of roll. The second is the encounter frequency of the ship to waves which becomes much smaller than the natural frequency in heave and pitch, so that these motions can be approximated to just tracing their static equilibria. Accordingly, this approximation enables us the heel, sinkage and trim relating to the righting arm to be determined based on their static balance as the ship is travelling in waves. By simplification the righting arm curves for the relative position of ship to a wave was estimated and the equation of rolling motion of ship running with constant speed in severe astern seas was described, so that it becomes possible to obtain a typical feature of harmonic and parametric resonance from the numerical solutions of equation⁹⁾. The pure loss of stability seems to be a limiting case to occur at the ship speed close to the wave phase velocity in waves where the ship remains almost stationary on the crest for a sufficient time leading to capsizing. The surf-riding phenomena is one of the dangerous situation leading to the broach-

* Osaka University.

** Graduate School, Osaka University.

*** Nihon University

**** Ship Research Institute

Received 10th Jan. 1996

Read at the Spring meeting 15, 16th May 1996

ing-to. The ship is accelerated by the wave excitation in the forward direction and travels on the down slope of a wave. If the ship is unstable to course-keeping in this situation, the ship is forced to swing through almost 90 degrees from a following to beam seas and unable to regain its original course.

In order to investigate these dangerous situations, free running model experiments of capsize in astern seas have been conducted at the seakeeping and manoeuvring basin of the National Research Institute of Fisheries Engineering in 1994⁵⁾ and the square basin of the Ship Research Institute in 1995. This second paper mainly deals with the model experiment conducted in 1995.

2. Model Experiments

Model experiments were carried out in the several combinations of heading angle of model to waves and the speed of model in regular and irregular seas. The models run at the speeds corresponding to each Froude number of 0.1, 0.2, 0.25, 0.3 and 0.4 for the container ship model and 0.2, 0.25, 0.3, 0.4 and 0.5 for the purse seiner model in still water, respectively. Both models are controlled with the auto-pilot to keep the heading angle of the model to the waves equal to 0, 15, 30 and 45 degrees. The metacentric heights of each model correspond to 0.15 m and 0.23 m in the full scale container ship and 0.75 m in the full scale purse seiner.

Model particulars

Two models were used for the experiments. One is an 1/60 scale model of a 15 000 GT container ship designed by the Cooperative Association of Japan Shipbuilders,

another one is an 1/15 scale model of typical 135 GT purse seiner which was designed with the current Japanese regulation of fishing vessels and is operating in the East China Sea. The metacentric heights were adjusted to satisfy the minimum requirement according to the IMO Resolution A. 167 for the container ship and IMO Resolution A. 685 with 19 m/s of wind velocity for the purse seiner, respectively. Their principal dimensions are presented in Table 1 and Table 2. Figure 1 and Fig. 2 show the righting arm curves in still water

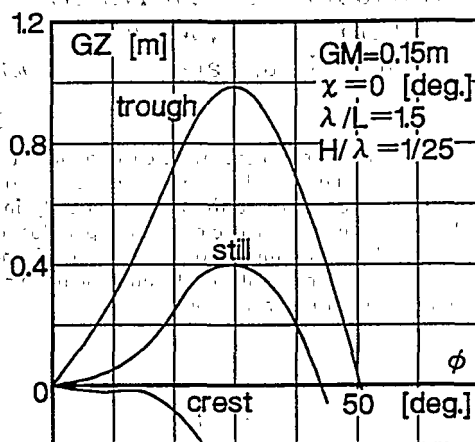


Fig. 1 Body plan and GZ curves of container ship

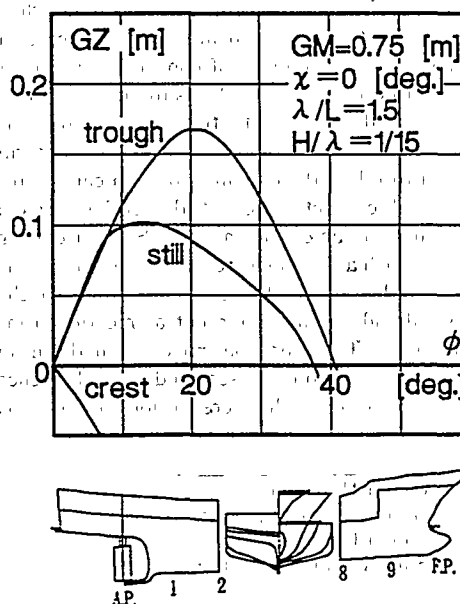


Fig. 2 Body plan and GZ curves of purse seiner

Table 1 Principal dimensions of container ship

Items		Ship	Model
Length	L(m)	150.0	2.5
Breadth	B(m)	27.2	0.453
Depth	D(m)	13.5	0.225
Draft	d_f (m)	8.50	0.142
	d_a (m)	8.50	0.142
Block Coef.	C_b	0.667	0.667
Model Scale	—	—	1/60

Table 2 Principal dimensions of purse seiner

Items		Ship	Model
Length	L(m)	34.5	2.3
Breadth	B(m)	7.6	0.507
Depth	D(m)	3.07	0.205
Draft	d_f (m)	2.50	0.167
	d_a (m)	2.80	0.187
Block Coef.	C_b	0.605	0.605
Model Scale	—	—	1/15

and in waves where the wave crest or trough comes amidships of the container ship and purse seiner, respectively. The models were propelled with D. C. motor whose power was supplied by batteries on board and steered by auto-pilot. The power of the motor has been increased from the model experiments in 1994 mentioned in the first report, to achieve higher speed to investigate the surf-riding and broaching-to phenomena. Roll, pitch and yaw angles and their angular velocities were detected by fiber optical gyroscope. Accelerations of surge, heave and sway were measured by accelerometers. These measured signals were recorded on board computer in a digital form. To store the equipment, additional watertight hatches were fitted on the upper deck. Figure 3 shows the outline of the radio control and measuring system.

Wave Characteristics

In the experiments, regular and irregular waves were used as shown in Table 3. For generating irregular waves, the ITTC spectrum (1978) was used as follows

$$S(\omega) = \frac{172.75}{\omega^5} \left(\frac{H_{1/3}}{T_{01}} \right)^2 \exp \left[-\frac{691}{\omega^4 T_{01}^4} \right] \quad (1)$$

where ω is the frequency of component waves, $H_{1/3}$ the significant wave height and T_{01} the mean wave period.

The significant wave height and mean wave period were of Beaufort No. 6 and No. 7 for the purse seiner and No. 12 for the container ship, respectively as same as the experiments in 1994. Figure 4 and Fig. 5 stand for the wave spectrum of Beaufort No. 6 and No. 7 in comparison with those of the waves generated by the wave maker. The wave spectrum of Beaufort No. 6 for

purse seiner is the same as that of Beaufort No. 12 for container ship in the model scale. The generated wave profiles were measured during 200 sec. in model scale. In these Figures, it is shown that the measured spectrum is slightly higher than the specified one at the peak frequency. In addition, both models were also run in regular waves of wave height to length ratio $H/\lambda=1/25$ and wave to ship length ratio $\lambda/L=1.5$ for the container ship, and $H/\lambda=1/15, 1/17.25, \lambda/L=1.5$ for the purse seiner.

Experimental Results

A number of runs were performed with various ship

Table 3 Wave conditions of the experiments (ship scale)

	purse seiner	container ship
regular waves	$H(m)=3.45$	$H(m)=9.0$
	$T(sec)=5.77$	$T(sec)=11.9$
	$\lambda/L=1.5$	$\lambda/L=1.5$
	$H(m)=3.00$	
irregular waves	$T(sec)=5.77$	
	$\lambda/L=1.5$	
	Beaufort No.6	Beaufort No.12
	$H_{1/3}(m)=3.44$	$H_{1/3}(m)=13.7$
	$T_{01}(sec)=5.72$	$T_{01}(sec)=11.4$
	Beaufort No.7	
	$H_{1/3}(m)=4.02$	
	$T_{01}(sec)=6.64$	

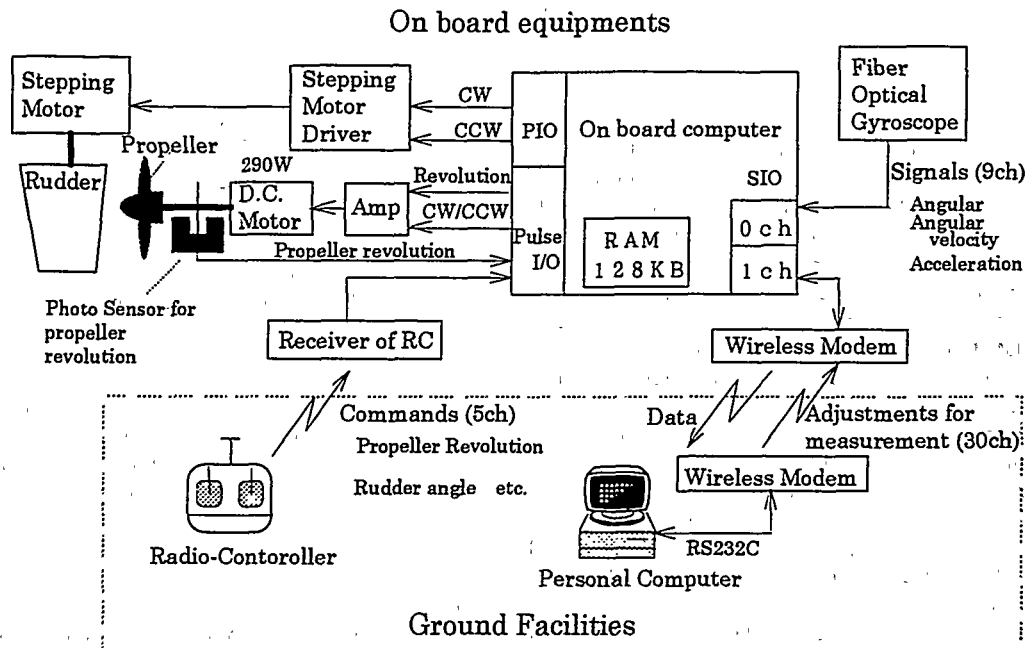


Fig. 3 Outline of radio control system

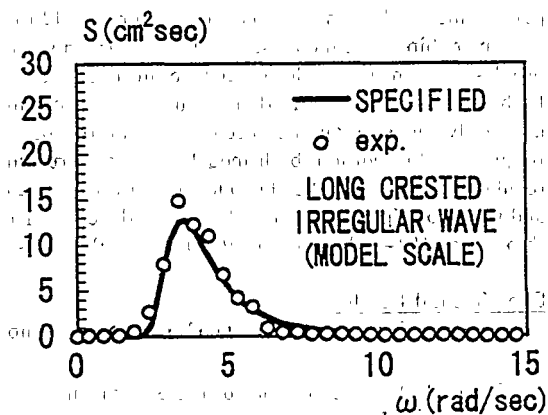


Fig. 4 Wave spectrum for container and purse-seiner models

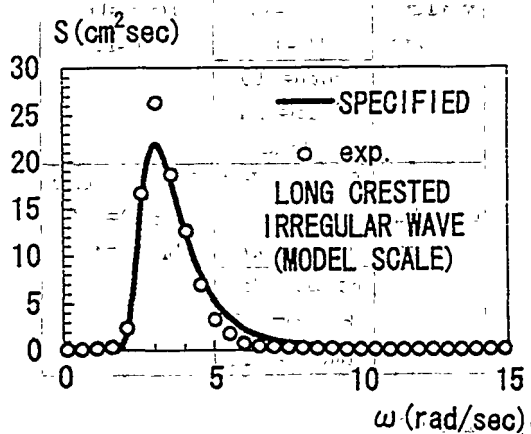


Fig. 5 Wave spectrum for purse seiner model

speed and heading angle in long crested irregular waves. The models started to meet a higher wave group. It was observed that severe motions, unstable behaviors and capsizing of the models almost happened when the models encountered a wave group which consists of several especially steep waves as like as regular waves. The probability of capsizing then seems to relate to the probability of the model encountering a wave group having the necessary characteristics which may cause capsizing⁹⁾.

A remarkable difference was measured between the two models on the occurrence of parametric resonance. During the experiments, it was observed that the container ship model experienced parametric resonance at the wave encounter period to natural rolling period ratio $T_e/T_p=1/2$ as shown in Fig. 6, while the purse seiner model did not experience parametric resonance at any wave encounter period. The purse seiner model travelled with the coupled motions of severe rolling and yawing like a snaking walk as presented in Fig. 7.

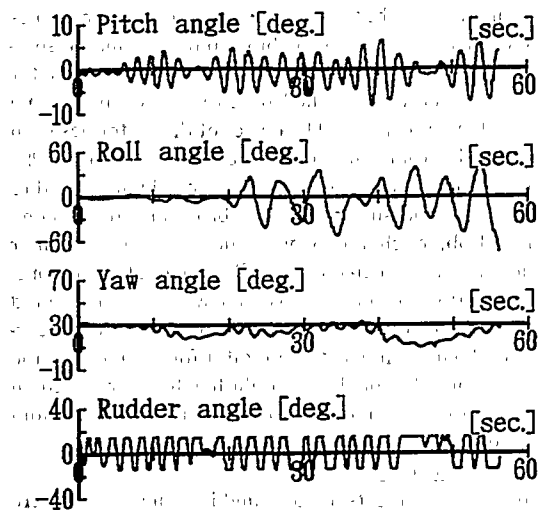


Fig. 6 Time histories of parametric resonance of container model
($Fn=0.2$, $\chi=30^\circ$, $GM=0.15$ m, B. No. 12)

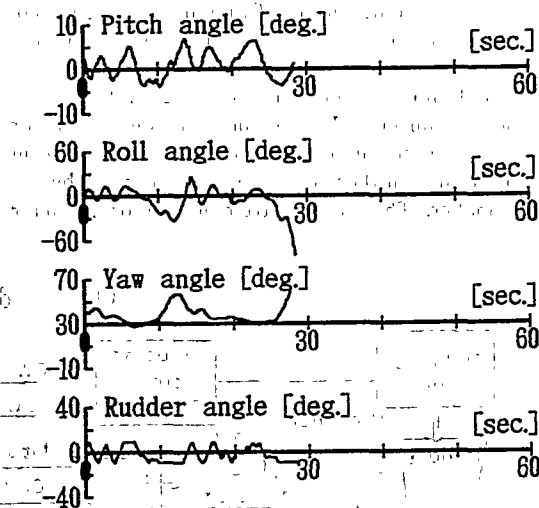


Fig. 7 Time histories of coupling motion of rolling-yawing of purse seiner model
($Fn=0.5$, $\chi=30^\circ$, $GM=0.75$ m, B. No. 7)

Figure 8 presents the time histories of surf-riding phenomena. The results of capsized and surf-riding runs are presented in Fig. 9 and Fig. 10 compared with the dangerous zones indicated by the IMO guidance 1995¹⁰⁾.

3. Equations of Motion for Numerical Simulation

This section attempts an analytical approach to non-linear dynamics of ship motions and capsizing in severe astern seas. For this approach, the horizontal body axes coordinate system as shown in Fig. 11 is used

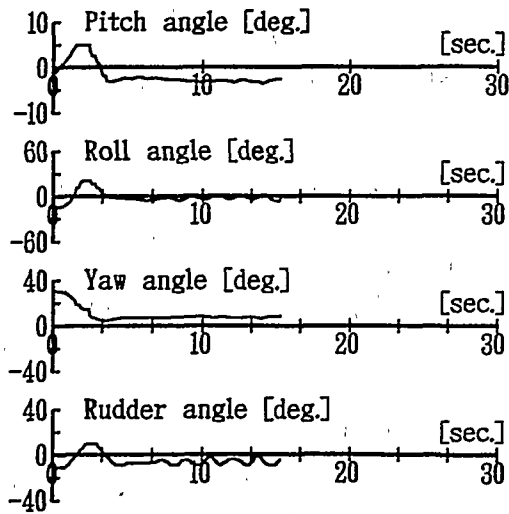


Fig. 8 Time histories of surf-riding of purse seiner model in regular waves
($F_n=0.4$, $\chi=0^\circ$, $GM=0.75$ m, $H/\lambda=1/17.25$)

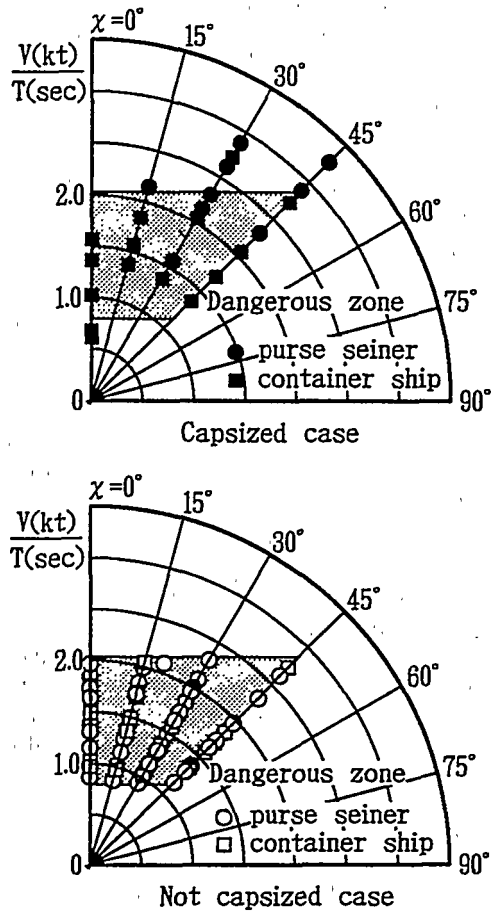


Fig. 9 Capsized and not capsized runs plotted with dangerous zone of IMO guidance

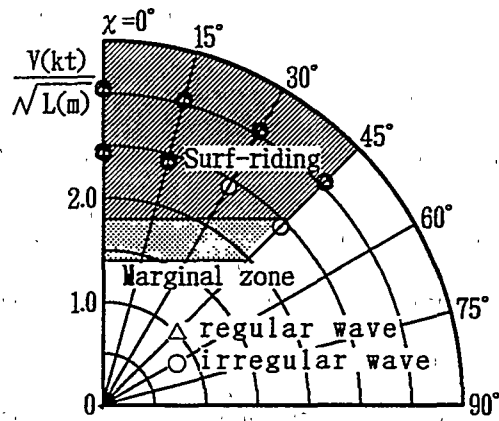


Fig. 10 Surf-riding runs plotted with dangerous zone of IMO guidance

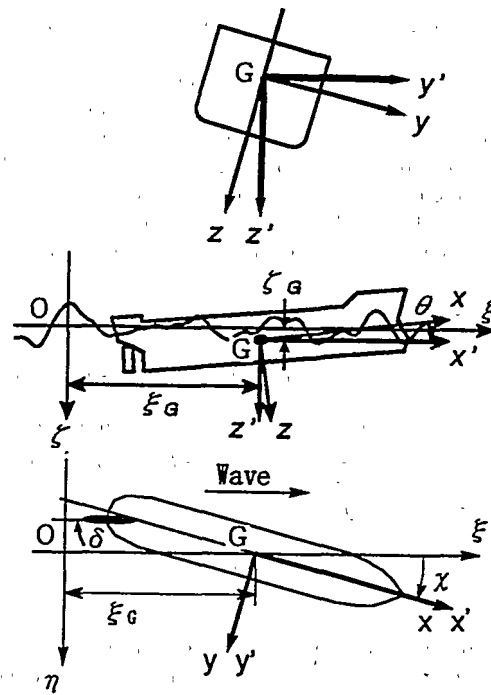


Fig. 11 Coordinate System

for describing equations of motion in a reasonable combination of manoeuvring and seakeeping motions. This coordinate system is defined to take rotation about the z' axis, and no rotations about the y' and x' axes, but a ship can make a rotation about y' and x' axes. The equations of motion with respect to this coordinate system are described in the following six-degrees of freedom,

for translational motions and forces

$$\begin{aligned} (m+m_x)\ddot{U}-(m+m_y)V\dot{\psi} &= X' \\ (m+m_y)\ddot{V}+(m+m_x)U\dot{\psi} &= Y' \end{aligned} \quad (2)$$

$(m+m_z)\ddot{W}=mg+Z'$ for rotational motions and moments

$$\begin{aligned}(I_{xx}+J_{xx})\ddot{\phi}-(I_{yy}+J_{yy})\ddot{\theta}\dot{\phi}-(m_y-m_z)\dot{W}V&=K' \\ (I_{yy}+J_{yy})\ddot{\theta}+(I_{xx}+J_{xx})\dot{\phi}\dot{\theta}-(m_z-m_x)U\dot{W}&=M' \\ (I_{zz}+J_{zz})\ddot{\psi}-(m_x-m_y)UV&=N'\end{aligned}\quad (3)$$

where m is the ship mass, m_x , m_y and m_z are the added mass with respect to the x , y and z axes, U , V and W the velocities along the x' , y' and z' axes, and $\dot{\phi}$, $\dot{\theta}$ and $\dot{\psi}$ the angular velocities about the x' , y' and z' axes.

Equations of motion for roll, heave and pitch

For simplification, assuming that the ship is running with constant speed and constant heading angle to waves, the sway and yaw angular velocities can be equal to zero, i.e. $V=0$ and $\dot{\psi}=0$. From Eq. (2) and Eq. (3) the equations of motion for three-degrees of freedom are given by

$$\begin{aligned}(I_{xx}+J_{xx})\ddot{\phi}&=K' \\ (m+m_z)\ddot{W}&=mg+Z' \\ (I_{yy}+J_{yy})\ddot{\theta}-(m_z-m_x)U\dot{W}&=M'\end{aligned}\quad (4)$$

The interesting point here is the rolling motion and capsizing which is closely related to the righting arm curve and the roll damping coefficient. On the other hand, the heave and pitch motions can be approximated to just tracing their static equilibria since the encounter frequency of the ship to waves becomes much smaller than the natural frequency in these motions⁶⁾. According to such a simplified approximation, the major forces acting on the immersed ship hull in regular waves as

$$\zeta_w = a \cos k[\xi_0 + x \cos \chi - (c - U \cos \chi)t] \quad (5)$$

can be evaluated on the basis of Froude-Krylov hypothesis as follows

$$\begin{aligned}K' &= -K\dot{\phi} - \rho g \int_L [y_B(x) \cos \phi - z_B(x) \sin \phi] A(x) dx \\ &\quad - \rho g \sin \chi \int_L [z_B(x) \cos \phi + y_B(x) \sin \phi] F(x) A(x) \\ &\quad \times \sin k[\xi_0 + x \cos \chi - (c - U \cos \chi)t] dx \quad (6) \\ Z' + mg &= \rho g \int_L A(x) dx + \rho g \int_L F(x) A(x) \cos k \\ &\quad \times [\xi_0 + x \cos \chi - (c - U \cos \chi)t] dx \\ M' &= \rho g \int_L x A(x) dx + \rho g \int_L x F(x) A(x) \cos k \\ &\quad \times [\xi_0 + x \cos \chi - (c - U \cos \chi)t] dx\end{aligned}$$

where ρ is the fluid density, g the gravitational acceleration, t time, χ heading angle of ship to waves, $A(x)$ the instantaneous immersed sectional area which is also a function of heave ζ_c and pitch θ , $y_B(x)$ and $z_B(x)$ the center of buoyancy of sectional area, wave number k , phase velocity c , ξ_c relative position of ship running with speed U and heading angle χ in regular waves and $F(x)$ pressure gradient on ship with heading angle χ in regular waves of amplitude a as

$$F(x) = a k e^{-kx} \frac{\sin \left[k \frac{B(x)}{2} \sin \chi \right]}{k \frac{B(x)}{2} \sin \chi} \quad (7)$$

Substituting the first equation in Eq. (6) into first equation in Eq. (4), then equation of motion can be written as

$$\begin{aligned}\ddot{\phi} + 2 \left(\frac{2a_e}{T_\phi} \right) \dot{\phi} + \left(\frac{2\pi}{T_\phi} \right)^2 \left[\frac{GZ(\phi)}{GM} \right] \\ = \left(\frac{2\pi}{T_\phi} \right)^2 [A_0 \sin \omega_e t - B_0 \cos \omega_e t] \sin \chi\end{aligned}\quad (8)$$

where a_e is the equivalent extinction coefficient, T_ϕ the natural rolling period of ship which is equal to $2\pi\sqrt{(I_{xx}+J_{xx})/\rho g m GM}$, GM is the metacentric height, ω_e the encounter frequency equal to $k|c - U \cos \chi|$, the righting arm GZ , the coefficients A_0 and B_0 are described respectively as follows

$$GZ(\phi) = \frac{1}{m} \int_L [y_B(x) \cos \phi - z_B(x) \sin \phi] A(x) dx \quad (9)$$

$$A_0 = \frac{1}{m GM} \int_L [z_B(x) \cos \phi + y_B(x) \sin \phi] \times F(x) A(x) \cos k(\xi_0 + x \cos \chi) dx \quad (10)$$

$$B_0 = \frac{1}{m GM} \int_L [z_B(x) \cos \phi + y_B(x) \sin \phi] \times F(x) A(x) \sin k(\xi_0 + x \cos \chi) dx, \quad (11)$$

and ξ_0 is the initial position of ship at $t=0$ defined by $\xi_0 = \xi_0 + Ut \cos \chi$.

The immersed sectional area $A(x)$ can approximately be obtained from the static balance with respect to the hydrostatic pressure on the instantaneous immersed ship hull in Eq. (6). Hence, the equation of static balance are written as follows

$$\rho g \int_L A(x) dx + H_0 \cos \omega_e t + I_0 \sin \omega_e t = mg \quad (12)$$

$$\rho g \int_L x A(x) dx + J_0 \cos \omega_e t + K_0 \sin \omega_e t = 0 \quad (13)$$

where the coefficients H_0 , I_0 , J_0 and K_0 could be calculated as

$$\begin{aligned}H_0 &= \rho g \int_L F(x) A(x) \cos k(\xi_0 + x \cos \chi) dx \\ I_0 &= \rho g \int_L F(x) A(x) \sin k(\xi_0 + x \cos \chi) dx \\ J_0 &= \rho g \int_L x F(x) A(x) \cos k(\xi_0 + x \cos \chi) dx \\ K_0 &= \rho g \int_L x F(x) A(x) \sin k(\xi_0 + x \cos \chi) dx\end{aligned}\quad (14)$$

In the same way, it is possible to describe the equation of motion in irregular astern seas⁸⁾ given by the sum of sinusoidal waves yielding wave profile ζ_w as

$$\begin{aligned}\zeta_w = \sum_{n=1}^N C_n \cos \left[\frac{\omega_n^2}{g} (\xi_0 + x \cos \chi) \right. \\ \left. - \left(\omega_n - \frac{\omega_n^2}{g} U \cos \chi \right) t + \epsilon_n \right]\end{aligned}\quad (15)$$

where N is the number of component waves, ω_n the circular frequency, ϵ_n the random phase angle, and C_n the amplitude of the n -th component waves which are given by the wave spectrum $S(\omega)$ of ITTC 1978, Eq. (1). After some mathematical manipulations in details, the equation of rolling motion can be written in the following form

$$\begin{aligned}\ddot{\phi} + 2 \left(\frac{2a_e}{T_\phi} \right) \dot{\phi} + \left(\frac{2\pi}{T_\phi} \right)^2 \left[\frac{GZ(\phi)}{GM} \right] \\ = \left(\frac{2\pi}{T_\phi} \right)^2 \sum_{n=1}^N [A_n \sin \left(\omega_n - \frac{\omega_n^2}{g} U \cos \chi \right) t \\ - B_n \cos \left(\omega_n - \frac{\omega_n^2}{g} U \cos \chi \right) t] \sin \chi\end{aligned}\quad (16)$$

where the coefficients A_n , B_n calculated as

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{1}{mGM} \int_L [z_B(x) \cos \phi + y_B(x) \sin \phi] \\ &\quad \times A(x) F_n(x) \cos \left[\frac{\omega_n^2}{g} (\xi_0 + x \cos \chi) + \epsilon_n \right] dx \\ B_n &= \frac{1}{mGM} \int_L [z_B(x) \cos \phi + y_B(x) \sin \phi] \\ &\quad \times A(x) F_n(x) \sin \left[\frac{\omega_n^2}{g} (\xi_0 + x \cos \chi) + \epsilon_n \right] dx \\ F_n(x) &= C_n \frac{\omega_n^2}{g} \exp \left[-\frac{\omega_n^2}{g} d \right] \frac{\sin \left[\frac{\omega_n^2}{g} B(x) \sin \chi \right]}{\frac{\omega_n^2}{g} B(x) \sin \chi} \end{aligned} \quad (17)$$

The immersed sectional area $A(x)$ in Eq.(17) can approximately be calculated from the static balance with respect to the hydrostatic pressure on the instantaneous immersed ship hull in Eq.(12) and Eq. (13). The equation of static balance are as presented by

$$\begin{aligned} \rho g \int_L A(x) dx + \rho g \sum_{n=1}^N \left[H_n \cos \left(\omega_n - \frac{\omega_n^2}{g} U \cos \chi \right) t \right. \\ \left. + I_n \sin \left(\omega_n - \frac{\omega_n^2}{g} U \cos \chi \right) t \right] &= mg \quad (18) \\ \rho g \int_L x A(x) dx + \rho g \sum_{n=1}^N \left[J_n \cos \left(\omega_n - \frac{\omega_n^2}{g} U \cos \chi \right) t \right. \\ \left. + K_n \sin \left(\omega_n - \frac{\omega_n^2}{g} U \cos \chi \right) t \right] &= 0 \quad (19) \end{aligned}$$

where the coefficients H_n , I_n , J_n and K_n could be calculated as

$$\begin{aligned} H_n &= \int_L A(x) F_n(x) \cos \left[\frac{\omega_n^2}{g} (\xi_0 + x \cos \chi) + \epsilon_n \right] dx \\ I_n &= \int_L A(x) F_n(x) \sin \left[\frac{\omega_n^2}{g} (\xi_0 + x \cos \chi) + \epsilon_n \right] dx \\ J_n &= \int_L x A(x) F_n(x) \cos \left[\frac{\omega_n^2}{g} (\xi_0 + x \cos \chi) + \epsilon_n \right] dx \\ K_n &= \int_L x A(x) F_n(x) \sin \left[\frac{\omega_n^2}{g} (\xi_0 + x \cos \chi) + \epsilon_n \right] dx \end{aligned} \quad (20)$$

Equations of motion for surge, sway and yaw

The surf-riding and broaching-to phenomena are frequently observed to occur without capsizing but with the total loss of directional stability and control. These phenomena happen when the model runs in astern seas of wave length comparatively longer than the model length, so that the fluctuation and loss of transverse stability will not be significant. The equations of motion of six-degrees of freedom may approximately be reduced to the coupled motions of surge, sway and yaw as below

$$\begin{aligned} (m+m_x) \ddot{U} - (m+m_y) V \dot{\phi} \\ = T(1-t) - X(U, V, \dot{\phi}, \delta) + X_w(\chi) \\ (m+m_y) \ddot{V} + (m+m_x) U \dot{\phi} = Y(V, \dot{\phi}, \delta) + Y_w(\chi) \\ (I_{zz} + J_{zz}) \ddot{\phi} = N(V, \dot{\phi}, \delta) + N_w(\chi) \end{aligned} \quad (21)$$

where T is propeller thrust, t thrust deduction factor, $X(U, V, \dot{\phi}, \delta)$ hydrodynamic surge force correlating to forward, sway velocities, yaw rate, and rudder angle, $X_w(\chi)$, $Y_w(\chi)$ and $N_w(\chi)$ denotes linearized wave exciting surge force, sway force and yaw moment, respectively, $Y(V, \dot{\phi}, \delta)$ and $N(V, \dot{\phi}, \delta)$ including Munk

moment $(m_x - m_y)UV$ stand for linearized hydrodynamic sway force and yaw moment due to sway velocity, yaw rate and rudder angle.

4. Examples of Numerical Simulation

Several examples of motions simulated by the time domain computation are presented in this section in comparison with experimental results. Simulations have been conducted at the scale of the models used for the experiment. First of all, free rolling experiments in still water were conducted to obtain the equivalent extinction coefficient a_e . The time history of free roll experiments is presented in Fig. 12 compared with simulation result calculated from the linear equation of

$$\ddot{\phi} + 2\left(\frac{2a_e}{T_r}\right)\dot{\phi} + \left(\frac{2\pi}{T_r}\right)^2\phi = 0 \quad (22)$$

Eq.(8) and Eq.(16) are used for the simulations of harmonic resonance, parametric resonance, and pure loss of stability, and Eq.(21) was used for the simulations of surf-riding and broaching-to. A standard numerical procedure is employed to integrate the equations of motion leading to a step-by-step approximation of ship motion⁹.

Harmonic resonance

The first example is the harmonic resonance occurred for the container ship model running with heading angle 30 degrees and Froude number 0.4 in regular waves of the wave height to length ratio $H/\lambda=1/25$. The pitch and roll responses are presented in Fig. 13 compared with the experimental results at the initial roll angle equal to zero. The pitch response may be used to know the relative position of ship to a wave and the wave encounter period. The second example is for the purse seiner model running with heading angle 45 degrees and Froude number 0.4 in regular waves of the wave height to length ratio $H/\lambda=1/17.25$. The pitch and roll responses are presented in Fig. 14 compared with the

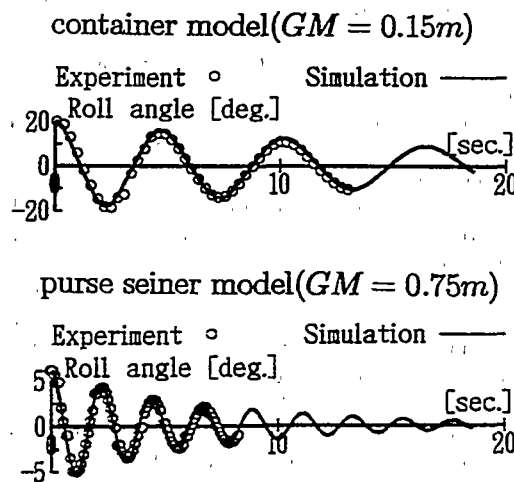


Fig. 12 Time history of free rolling experiments

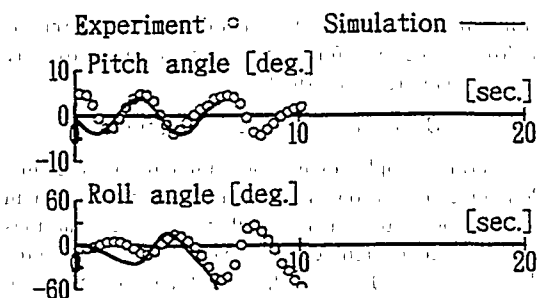


Fig. 13 Harmonic resonance of container model in regular waves
($F_n=0.4$, $\chi=30^\circ$, $GM=0.15$ m, $H/\lambda=1/25$)

experimental results. In these examples, the severe rolling occurred at the wave encounter period nearly equal to the natural rolling period, and the models also capsized when the wave crest overtook from astern. Harmonic resonance for both models running in irregular seas do not occurs because the wave encounter period in random.

Parametric resonance

The third example is the parametric resonance of container ship model running with heading angle 15 degrees and Froude number 0.2 in regular waves of the wave height to length ratio $H/\lambda=1/25$. The pitch and roll responses are presented in Fig. 15 compared with the experimental results at the initial roll angle equal to zero. In this example the severe rolling occurred at twice the wave encounter period and the roll amplitude grew up rapidly^{11,2)}. The first roll to port side with amplitude about 10 degrees, and the last roll to starboard side about 50 degrees. Eventually, the model capsizes to port side.

The fourth example is the case of container model running in irregular following seas of significant wave height $H_{1/3}=13.7$ m, mean wave period $T_{01}=11.4$ sec. and Froude number 0.1. The pitch and roll angles are presented in Fig. 16 in comparison between experimental and computed results. It is noted that pitch angle is different from simulation but roll amplitude is almost the same. It is difficult for the simulation to identify the irregular wave profile used for experiment. In this example, the severe rolling occurs at the wave encounter to the natural rolling period ratio nearly equal to 1/2, and the model capsizes when the wave crest overtakes from astern.

Parametric resonance for purse seiner running in regular and irregular waves did not occur. Shortly speaking, as the GZ curve of the container ship has a hardening spring nature, with an even small metacentric height which satisfies the stability criteria at the very limit, especially the indices for area of the GZ curve. As a result, the natural roll period can be so significantly large as to induce parametric resonance. On the contrary, as the GZ curve of the purse seiner has

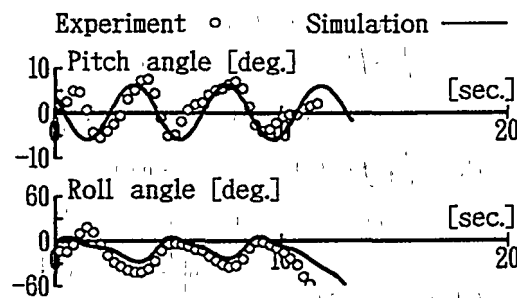


Fig. 14 Harmonic resonance of purse seiner model in regular waves
($F_n=0.4$, $\chi=45^\circ$, $GM=0.75$ m, $H/\lambda=1/15$)

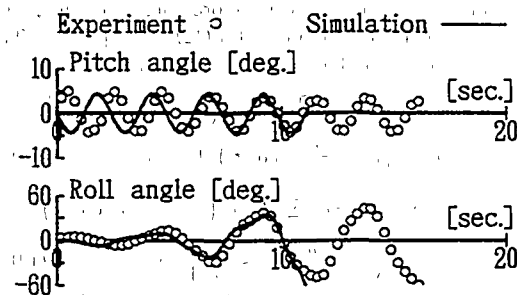


Fig. 15 Parametric resonance of container model in regular waves
($F_n=0.2$, $\chi=15^\circ$, $GM=0.15$ m, $H/\lambda=1/25$)

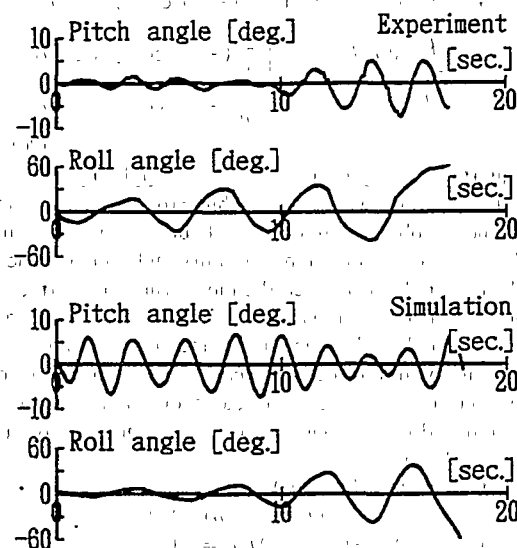


Fig. 16 Parametric resonance of container model in irregular waves
($F_n=0.1$, $\chi=0^\circ$, $GM=0.15$ m, B. No. 12)

a softening spring nature, her metacentric height should be large to satisfy the IMO criteria A. 685. As a result, the natural roll period is too small to induce parametric

resonance in astern seas.

Pure loss of stability

The fifth example is the case of pure loss of stability for purse seiner model running in irregular sea of significant wave height $H_{1/3}=0.272$ m, mean wave period $T_{01}=1.60$ sec., heading angle 30 degrees and Froude number 0.4. The pitch and roll angles are presented in Fig.17 compared with the experimental results. Because of the high speed, the model capsizes when the wave crest moves into amidships position⁹⁾.

Surf-riding

The critical speed U_{critic} for surf-riding of a ship can be estimated from the equation proposed by Kan⁷⁾ as follows

$$U_{critic} \cos \chi = c \left[1 - \sqrt{\frac{F_a \cos \chi}{mg}} \right] \quad (23)$$

where F_a is amplitude of wave exciting surge force described by

$$F_a = 2\rho g H \frac{1 - \exp(-kdC_m)}{k^2 \sin \chi} \times \sin \frac{kLC_p \cos \chi}{2} \sin \frac{kB \sin \chi}{2} \quad (24)$$

and L, B, d, C_p and C_m are the length, breadth, draft, prismatic and midship coefficient of the ship.

The critical speed estimated from Eq.(23) are shown in Fig. 18 in comparison with the experiment for the case of the following seas. The surf-riding for both models occur in higher ship speed than the critical one. The critical speed are shown in Figure 19 in comparison with the experiments for the case of heading angle χ from 0 to 60 degrees. In this figure, the sign $\blacktriangle$, in the experimental results meaning "not surf-riding" but capsizing for the purse seiner running at $F_n=0.4$ with

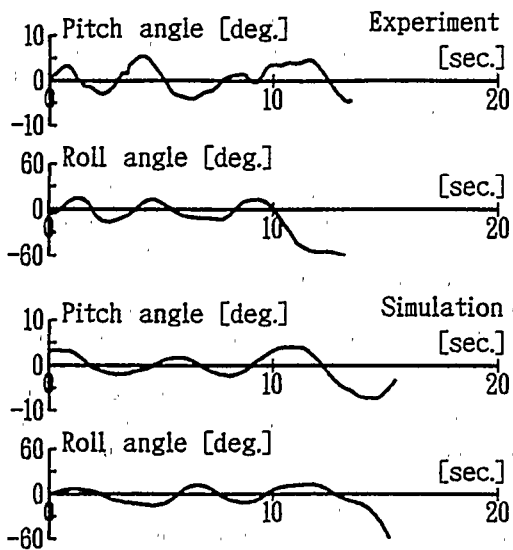


Fig. 17 Pure loss of stability of purse seiner model in irregular waves
($F_n=0.4$, $\chi=30^\circ$, $GM=0.75$ m, B. No. 7)

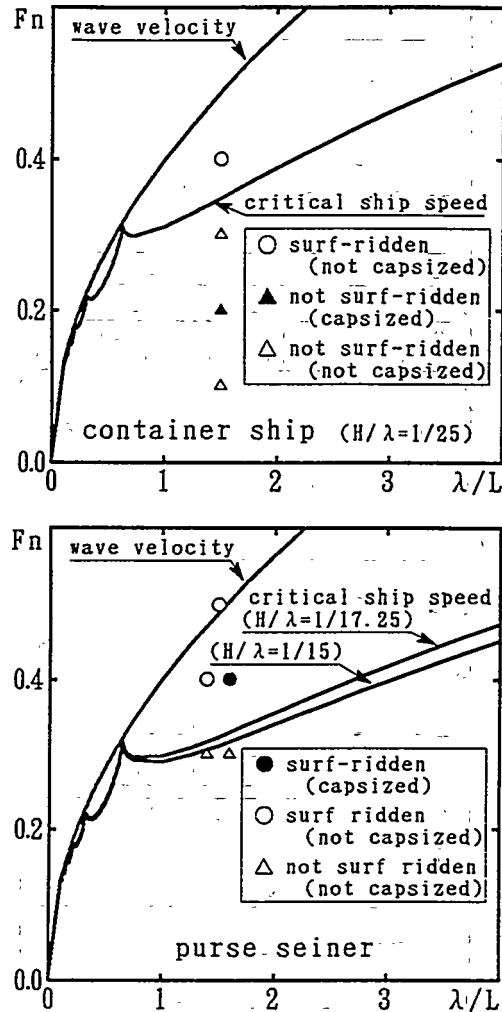


Fig. 18 Critical ship speed versus wave to ship length ratio at $\chi=0^\circ$

heading angle nearly equal to 15 degrees with wave steepness $1/17.25$. This is because of the fact that capsizing occurred just after the model was started before entering the steady surf-riding motion. The critical speed predicted by Eq.(23) seems to be reasonable in comparison with most of experimental results.

Broaching-to

It would be possible to simulate the broaching-to without capsizing but with the total loss of directional stability and control by making use of Eq.(21) which describes the coupled motions of surge, sway, and yaw. The linear hydrodynamic derivatives for manoeuvring motion in Eq.(21) were obtained from captive model tests and the linear wave exciting surge force, sway force, and yaw moment were predicted by making use of a strip method¹⁰⁾. The both models are directionally stable in still water.

A number of simulations with respect to the surge and

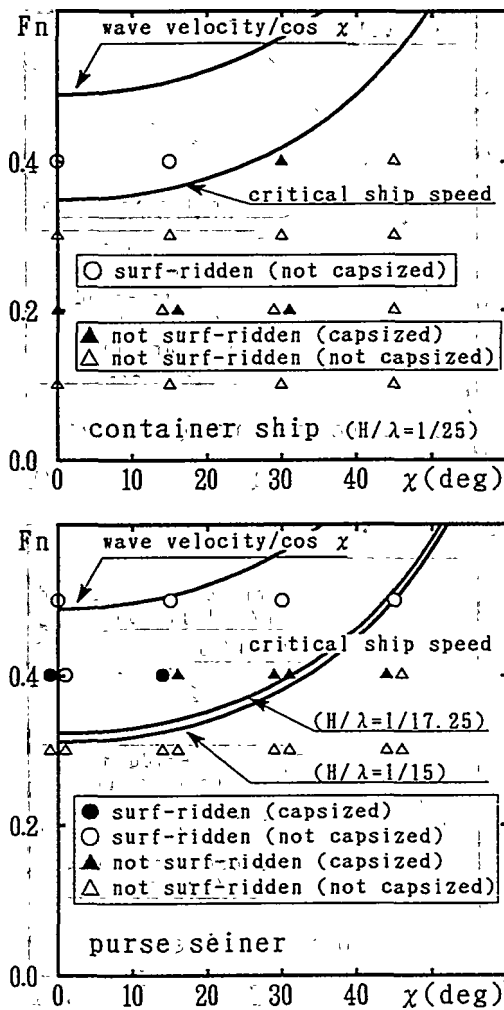


Fig. 19 Critical ship speed versus heading angle of ship to wave at $\lambda/L=1.5$

sway velocities, and yaw angle can be obtained in the specified combinations of Froude number and the heading angle of ship to waves. Simulation results for container ship are divided into two categories of mode. The first one is the mode that the yaw angle is exponentially diverging apart from the prescribed course. The second one is the mode that yaw angle is fluctuating around the prescribed course with the very long period. Fig. 20 indicates the periodic stable and unstable ranges for container ship on the heading angle and the ship speed.

On the other hand, simulation results for purse seiner model were divided into three modes. The first mode is noted when the yaw angle is periodically stable with the prescribed course. The second mode occurs when the yaw angle behaves as non-periodically stable with the prescribed course. The third mode is identified when

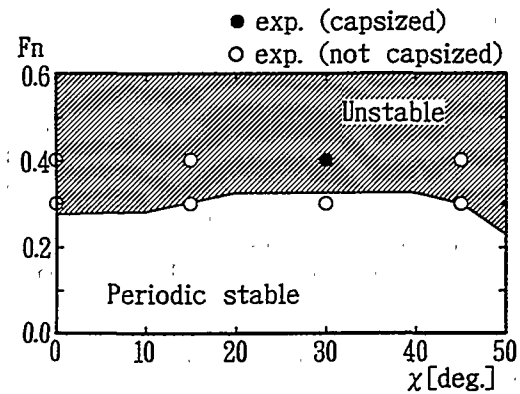


Fig. 20 Broaching-to zone of container model

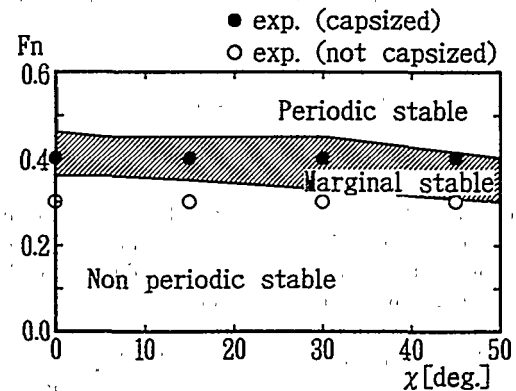


Fig. 21 Broaching-to zone of purse seiner model

the yaw angle is fluctuating around marginal stable state. Fig. 21 indicates the periodic stable, non-periodic stable and marginal stable ranges on the heading angle χ versus Froude number Fn .

5. Concluding Remarks

An analytical and experimental study of ship motions and capsizing has been conducted for the two models of container ship and purse seiner running in severe astern seas. The main conclusions are summarized as follows

(1) The capsizing due to harmonic resonance occurred in higher Froude number than 0.3 for both models in regular waves.

(2) The capsizing due to parametric resonance occurred when the container model is running with Froude number lower than 0.25 while it did not occur in any Froude number of purse seiner model.

(3) The capsizing due to pure loss of stability occurred in a small heading angle at high Froude number nearly equal to 0.4 for both models.

(4) The surf-riding occurred at high Froude number nearly equal to 0.4 which is in the same range as the pure loss of stability.

(5) The broaching-to occurred at the Froude number about 0.4 for the container model running in non-periodic unstable region and for the purse seiner model running in marginal region.

(6) A new analytical approach is presented for simulations of ship capsize in regular and long crested irregular seas. The conclusions mentioned above are derived from both experimental results and numerical simulations by making use of the equations of motion for running with the heading angle of ship to waves. It is finally concluded that simulation results stand comparison with the experiments.

This study was carried out under the auspices of RR 71 Research panel of Shipbuilding Research Association of Japan. The authors wish to express their gratitude to members of the RR 71, chaired by Prof. M. Fujino for productive discussions. The authors would also like to thank the assistance of Mr. K. Watanabe (Nihon University) at the model experiments.

References

- 1) Grim, O.: Rollschwingungen, Stabilität und Sicherheit im Seegang, Schiffstechnik, Vol. 1, (1952), pp. 10-21.
- 2) Kerwin, J.E.: Notes on Rolling in Longitudinal Waves, International Shipbuilding Progress, Vol. 2, No. 16, (1955), pp. 597-614.
- 3) Paulling, J.R.: The Transverse Stability of a Ship in a Longitudinal Seaway, Journal of Ship Research, SNAME, Vol. 4, No. 4, (1961), pp. 37-49.
- 4) Takaishi, Y.: Consideration on the Dangerous Situations Leading to Capsize of Ships in Waves, Proceedings of the Second International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Tokyo, (1982), pp. 243-253.
- 5) Umeda, N., Hamamoto, M., Takaishi, Y., Chiba, H., Matsuda, A., Sera, W., Suzuki, S., Spyrou, K., Watanabe, K.: Model Experiments of Ship Capsize in Astern Seas, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 177, (1995), pp. 207-217.
- 6) Hamamoto, M., Umeda, N., Matsuda, A., Sera, W.: Analyses on Low Cycle Resonance of Ship in Astern Seas, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 177, (1995), pp. 197-206.
- 7) Kan, M.: A Simplified formula to estimate the critical speed of surf-riding of ships, Report of Ship Research Institute, Vol. 29, (1992).
- 8) Hamamoto, M., Sera, W., Panjaitan, J.P.: Analyses on Low Cycle Resonance of Ship in Irregular Astern Seas, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 178, (1995), pp. 137-145.
- 9) Hamamoto, M., Sera, W., Panjaitan, J.P.: Capsize of Ship in Beam and Astern Sea Conditions, Technical Report of Faculty of Engineering, Osaka University, Japan, (1995) (to be published).
- 10) IMO Sub-committee on Stability, Load Lines and Fishing Vessels Safety: IMO Guidance to the Master for Avoiding Dangerous Situations in Following and Quartering Seas, draft MSC-circulars/IMO, (16 March 1995).
- 11) Umeda, N.: Application of Non-linear Dynamical System Approach to Ship Capsize and Broaching-to in Regular Following and Quartering Seas, Report on the Research Supported by a Visiting Research Fellowship of the Engineering and Physical Sciences Research Council, United Kingdom, (30 October 1995).

1. The first step is to identify the variables involved in the problem. In this case, the variables are the number of hours worked (H) and the number of units produced (Q).

The authors are grateful to the National Science Foundation for support of this work under Grant Number DMR-80-19765.

and the fact that the β values are not significantly different from zero, we conclude that the model is well specified. The β values are also not significantly different from zero, indicating that the model is well specified. The β values are also not significantly different from zero, indicating that the model is well specified.

1960-1961, 1962-1963, 1964-1965, 1966-1967, 1968-1969, 1970-1971, 1972-1973, 1974-1975, 1976-1977, 1978-1979, 1980-1981, 1982-1983, 1984-1985, 1986-1987, 1988-1989, 1990-1991, 1992-1993, 1994-1995, 1996-1997, 1998-1999, 2000-2001, 2002-2003, 2004-2005, 2006-2007, 2008-2009, 2010-2011, 2012-2013, 2014-2015, 2016-2017, 2018-2019, 2020-2021, 2022-2023, 2024-2025, 2026-2027, 2028-2029, 2030-2031, 2032-2033, 2034-2035, 2036-2037, 2038-2039, 2040-2041, 2042-2043, 2044-2045, 2046-2047, 2048-2049, 2050-2051, 2052-2053, 2054-2055, 2056-2057, 2058-2059, 2060-2061, 2062-2063, 2064-2065, 2066-2067, 2068-2069, 2070-2071, 2072-2073, 2074-2075, 2076-2077, 2078-2079, 2080-2081, 2082-2083, 2084-2085, 2086-2087, 2088-2089, 2090-2091, 2092-2093, 2094-2095, 2096-2097, 2098-2099, 2100-2101, 2102-2103, 2104-2105, 2106-2107, 2108-2109, 2110-2111, 2112-2113, 2114-2115, 2116-2117, 2118-2119, 2120-2121, 2122-2123, 2124-2125, 2126-2127, 2128-2129, 2130-2131, 2132-2133, 2134-2135, 2136-2137, 2138-2139, 2140-2141, 2142-2143, 2144-2145, 2146-2147, 2148-2149, 2150-2151, 2152-2153, 2154-2155, 2156-2157, 2158-2159, 2160-2161, 2162-2163, 2164-2165, 2166-2167, 2168-2169, 2170-2171, 2172-2173, 2174-2175, 2176-2177, 2178-2179, 2180-2181, 2182-2183, 2184-2185, 2186-2187, 2188-2189, 2190-2191, 2192-2193, 2194-2195, 2196-2197, 2198-2199, 2200-2201, 2202-2203, 2204-2205, 2206-2207, 2208-2209, 2210-2211, 2212-2213, 2214-2215, 2216-2217, 2218-2219, 2220-2221, 2222-2223, 2224-2225, 2226-2227, 2228-2229, 2230-2231, 2232-2233, 2234-2235, 2236-2237, 2238-2239, 2240-2241, 2242-2243, 2244-2245, 2246-2247, 2248-2249, 2250-2251, 2252-2253, 2254-2255, 2256-2257, 2258-2259, 2260-2261, 2262-2263, 2264-2265, 2266-2267, 2268-2269, 2270-2271, 2272-2273, 2274-2275, 2276-2277, 2278-2279, 2280-2281, 2282-2283, 2284-2285, 2286-2287, 2288-2289, 2290-2291, 2292-2293, 2294-2295, 2296-2297, 2298-2299, 2300-2301, 2302-2303, 2304-2305, 2306-2307, 2308-2309, 2310-2311, 2312-2313, 2314-2315, 2316-2317, 2318-2319, 2320-2321, 2322-2323, 2324-2325, 2326-2327, 2328-2329, 2330-2331, 2332-2333, 2334-2335, 2336-2337, 2338-2339, 2340-2341, 2342-2343, 2344-2345, 2346-2347, 2348-2349, 2350-2351, 2352-2353, 2354-2355, 2356-2357, 2358-2359, 2360-2361, 2362-2363, 2364-2365, 2366-2367, 2368-2369, 2370-2371, 2372-2373, 2374-2375, 2376-2377, 2378-2379, 2380-2381, 2382-2383, 2384-2385, 2386-2387, 2388-2389, 2390-2391, 2392-2393, 2394-2395, 2396-2397, 2398-2399, 2400-2401, 2402-2403, 2404-2405, 2406-2407, 2408-2409, 2410-2411, 2412-2413, 2414-2415, 2416-2417, 2418-2419, 2420-2421, 2422-2423, 2424-2425, 2426-2427, 2428-2429, 2430-2431, 2432-2433, 2434-2435, 2436-2437, 2438-2439, 2440-2441, 2442-2443, 2444-2445, 2446-2447, 2448-2449, 2450-2451, 2452-2453, 2454-2455, 2456-2457, 2458-2459, 2460-2461, 2462-2463, 2464-2465, 2466-2467, 2468-2469, 2470-2471, 2472-2473, 2474-2475, 2476-2477, 2478-2479, 2480-2481, 2482-2483, 2484-2485, 2486-2487, 2488-2489, 2490-2491, 2492-2493, 2494-2495, 2496-2497, 2498-2499, 2500-2501, 2502-2503, 2504-2505, 2506-2507, 2508-2509, 2510-2511, 2512-2513, 2514-2515, 2516-2517, 2518-2519, 2520-2521, 2522-2523, 2524-2525, 2526-2527, 2528-2529, 2530-2531, 2532-2533, 2534-2535, 2536-2537, 2538-2539, 2540-2541, 2542-2543, 2544-2545, 2546-2547, 2548-2549, 2550-2551, 2552-2553, 2554-2555, 2556-2557, 2558-2559, 2560-2561, 2562-2563, 2564-2565, 2566-2567, 2568-2569, 2570-2571, 2572-2573, 2574-2575, 2576-2577, 2578-2579, 2580-2581, 2582-2583, 2584-2585, 2586-2587, 2588-2589, 2590-2591, 2592-2593, 2594-2595, 2596-2597, 2598-2599, 2600-2601, 2602-2603, 2604-2605, 2606-2607, 2608-2609, 2610-2611, 2612-2613, 2614-2615, 2616-2617, 2618-2619, 2620-2621, 2622-2623, 2624-2625, 2626-2627, 2628-2629, 2630-2631, 2632-2633, 2634-2635, 2636-2637, 2638-2639, 2640-2641, 2642-2643, 2644-2645, 2646-2647, 2648-2649, 2650-2651, 2652-2653, 2654-2655, 2656-2657, 2658-2659, 2660-2661, 2662-2663, 2664-2665, 2666-2667, 2668-2669, 2670-2671, 2672-2673, 2674-2675, 2676-2677, 2678-2679, 2680-2681, 2682-2683, 2684-2685, 2686-2687, 2688-2689, 2690-2691, 2692-2693, 2694-2695, 2696-2697, 2698-2699, 2700-2701, 2702-2703,

[illegible]

The authors are grateful to the referees for their valuable comments and suggestions which have improved the manuscript.

[illegible]

Non-Linear Periodic Motions of a Ship Running in Following and Quartering Seas

by Naoya Umeda*, *Member* Dracos Vassalos**, *Overseas Member*

Summary

This paper deals with non-linear periodic motions of a ship running in following and quartering seas with low encounter frequency. It aims at providing a methodology for more comprehensive understanding of broaching. The motions discussed here include surge, sway, yaw and roll with an auto pilot. A manoeuvring mathematical model in waves is transformed with a mean-velocity inertia axis system and then an averaging method is applied to the transformed model. As a result, local stability and outstructure of periodic motions are discussed with numerical results derived using a purse seiner. These cannot be directly assessed by conventional linear models or purely simulation based approaches. Comparisons with experimental results are also shown.

1. Introduction

When a ship travels in following and quartering seas at a relatively high speed, she may suffer broaching. Since broaching can result in capsizing or grounding, many research efforts have been concentrated on studying this phenomenon. Recently, occurrence, local stability and outstructure of surf-riding equilibrium points have been intensively investigated¹⁻⁴⁾, because broaching can be explained as one of outstructure for unstable equilibria of surf-riding¹⁾. On the other hand, a dynamical system of a ship in regular quartering seas has other steady states. These are periodic motions at frequencies equal to the encounter frequency of a ship in waves. Broaching can be regarded as a transition between periodic motions and equilibria of surf-riding. Therefore, it is necessary to investigate periodic motions as well as equilibria of surf-riding.

Nowadays prediction of periodic motions in waves within a linear strip theory has been well established as a practical tool. Nevertheless, a linear theory leads to infinite amplitudes of surge and sway when the encounter frequency is zero. Thus, it is rather questionable whether the long-term prediction for surge or sway is reliable. Ishida and Kan⁵⁾ pointed out that the infinite amplitudes are due to the absence of restoring terms in

surge and sway, and suggested that they are related to broaching. However, since their investigation was within a linear theory and broaching is a highly non-linear phenomenon, they did not clarify the relationship between the large amplitude periodic motions and broaching.

In this study, the occurrence, local stability and outstructure of non-linear periodic motions will be investigated for the case of a ship running in regular following and quartering seas with low encounter frequency. A methodology for this investigation has not been known because it would appear that non-linear vibrations without restoring terms have not yet been treated. Therefore, there is a need to provide a methodology first to fill this gap.

When a ship runs in following and quartering seas, the encounter frequency of the ship in waves becomes much smaller than the natural frequencies in heave and pitch. Therefore, heave and pitch motions can be approximated by simply tracing their static equilibria. Thus, it is sufficient to examine surge, sway, yaw and roll motions, whose restoring terms are zero or small. In addition, because of the low encounter frequencies, hydrodynamic forces due to the shedding of free vortices are dominant and wave-making effects are almost negligible. Thus, a manoeuvring model is more suitable than a seakeeping model. In this paper, the mathematical model used for the investigation of equilibria of surf-riding will be adopted. Since the model is not suitable to describe periodic motions, it will be transformed with a mean-velocity inertia axis system. Then, by using an averaging method, non-linear periodic motions will be investigated. While in averaging methods natural

* National Research Institute of Fisheries Engineering

** University of Strathclyde

Received 10th Jan. 1996

Read at the Spring meeting 15, 16th May 1996

vibration due to inertia and restoring terms is usually regarded as the zero-order solution, it will be attempted to use the natural vibration due to inertia and linear exciting terms as the zero-order solution.

2. Nomenclature

a : wave amplitude
 A_H : interaction factor between hull and rudder
 A_R : rudder area
 c : wave celerity
 C_b : block coefficient
 C_{F0} : frictional resistance in two dimensional flow
 C_T : total residual resistance coefficient
 d : mean draught
 d_a : aft draught
 d_f : fore draught
 D_p : propeller diameter
 F_n : nominal Froude number
 g : gravitational acceleration
 GM : metacentric height
 GZ : righting arm
 H : wave height
 I_{xx} : moment of inertia in roll
 I_{zz} : moment of inertia in yaw
 J : advance coefficient of propeller
 J_{xx} : added moment of inertia in roll
 J_{zz} : added moment of inertia in yaw
 k : wave number
 K_p : rudder gain
 K_T : thrust coefficient of propeller
 K_W : wave-induced roll-moment
 $l.c.b.$: longitudinal position of centre of buoyancy
 l_R : correction factor for flow-straightening effect due to yaw rate
 L : ship length between perpendiculars
 m : ship mass
 m_x : added mass in surge
 m_y : added mass in sway
 n : propeller revolution number
 N_W : wave-induced yaw moment
 OG : vertical distance between centre of gravity and waterline
 p : roll rate
 r : yaw rate
 R : ship resistance
 S_F : wetted surface area
 t : time
 t_p : thrust deduction factor
 T : propeller thrust
 T_b : nondimensional time constant for differential control
 T_E : nondimensional time constant for steering gear
 T_ϕ : natural roll period
 u : surge velocity
 U_0 : ship cruising velocity
 v : sway velocity
 w_p : effective propeller wake fraction

x_H : longitudinal position of centre of interaction force between hull and rudder
 x_R : longitudinal position of rudder
 X_w : wave-induced surge force
 Y_w : wave-induced sway force
 z_H : height of centre of lateral force
 z_{HR} : vertical position of centre of effective rudder force
 z_R : vertical position of centre of rudder
 γ_R : flow-straightening effect coefficient
 δ : rudder angle
 ϵ_R : wake ratio between propeller and hull
 θ_v : vanishing angle
 K_{yy}/L : gyro radius in pitch
 K_{zz}/L : gyro radius in yaw
 K_p : interaction factor between propeller and rudder
 K_{p0} : linearised damping coefficient without forward velocity
 λ : wave length
 Λ : rudder aspect ratio
 ξ_G : longitudinal position of centre of gravity
 ρ : water density
 σ : eigenvalue
 ϕ : roll angle
 χ : heading angle
 χ_c : desired heading angle for auto pilot
 ω_e : averaged encounter frequency

3. Mathematical modelling

As can be seen in Fig. 1, two co-ordinate systems are used: wave fixed with origin at a wave trough, ξ axis in the direction of wave travel; upright body fixed with origin at the centre of ship gravity, the x axis pointing towards the bow, the y axis to starboard and the z axis downwards. The latter co-ordinate system is not all-

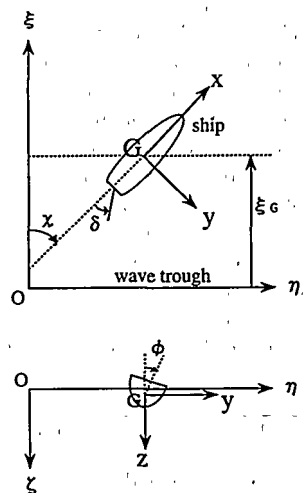


Fig. 1 Co-ordinate systems for equilibrium points of surf-riding

owed to turn about the x axis⁹. The symbols are defined in the nomenclature.

The state vector x of this system is defined as follows:

$$x = \{\xi_c/\lambda, u, v, \phi, p, \chi, r, \delta\}^T \quad (1)$$

The dynamical system can be represented by the following state equation:

$$\dot{x} = F(x) = \{f_1(x), f_2(x), \dots, f_8(x)\}^T \quad (2)$$

where

$$f_1(x) = (u \cos \chi - v \sin \chi - c)/\lambda \quad (3)$$

$$f_2(x) = \{T(u; n) - R(u) + X_w(\xi_c/\lambda, \chi)\} / (m + m_x) \quad (4)$$

$$f_3(x) = \{-(m + m_x)ur + Y_v(u; n)v + Y_r(u; n)r + Y_p(u)p + Y_\phi(u)\phi + Y_\delta(\xi_c/\lambda, u, \chi; n)\delta + Y_w(\xi_c/\lambda, u, \chi; n)\} / (m + m_y) \quad (5)$$

$$f_4(x) = p \quad (6)$$

$$f_5(x) = \{m_x z_H ur + K_v(u; n)v + K_r(u; n)r + K_p(u)p + K_\phi(u)\phi + K_\delta(\xi_c/\lambda, u, \chi; n)\delta + K_w(\xi_c/\lambda, u, \chi; n) - mgGZ(\xi_c/\lambda, \phi, \chi)\} / (I_{xx} + J_{xx}) \quad (7)$$

$$f_6(x) = r \quad (8)$$

$$f_7(x) = \{N_v(u; n)v + N_r(u; n)r + N_p(u)p + N_\phi(u)\phi + N_\delta(\xi_c/\lambda, u, \chi; n)\delta + N_w(\xi_c/\lambda, u, \chi; n)\} / (I_{zz} + J_{zz}) \quad (9)$$

$$f_8(x) = [(U_0/L)\{-\delta - K_F(\chi - \chi_c)\} - K_F T \delta r] / T_E \quad (10)$$

Since the external forces are functions of the surge displacement but not time, this equation is non-linear and autonomous.

The wave forces and moments are predicted as the sum of the Froude-Krylov force and hydrodynamic lift due to wave particle velocity by a slender body theory. Umeda et al.⁷ validated this prediction method with a series of captive model experiments covering the typical broaching conditions, namely, the runs with zero encounter frequency in extremely steep quartering seas. As accepted widely, the wave effect on the righting moment can be estimated by integrating water pressure up to the wave surface. The manoeuvring derivatives with respect to sway, roll and yaw can be obtained by conventional captive model tests in still water and rudder angle derivatives are calculated using the inflow velocity modified to take into account the orbital velocity due to the wave, together with the change in the propeller race. In addition, coupling inertia terms are neglected because of the low encounter frequency. The wave effect on the manoeuvring derivatives was taken into account in some previous studies. The model experiments by Fujino et al.⁹ showed that it is generally small as long as a ship is free in heave and pitch. The non-linear terms of the manoeuvring derivatives are also assumed to be negligible because the sway velocity and yaw rate are much smaller than the forward velocity even during broaching, as observed by Fuwa et al.⁹

Furthermore, the following simplifications are made as a first step.

$$Y_p = N_p = 0 \quad (11)$$

$$GZ(\xi_c/\lambda, \phi, \chi) \approx GZ(\phi) \approx GM\phi + k_3\phi^3 + k_5\phi^5 \quad (12)$$

$$Y_\delta(\xi_c/\lambda, u, \chi; n) \approx Y_\delta(u; n) \quad (13)$$

$$N_\delta(\xi_c/\lambda, u, \chi; n) \approx N_\delta(u; n) \quad (14)$$

$$K_\delta(\xi_c/\lambda, u, \chi; n) \approx K_\delta(u; n) \quad (15)$$

The formulation of hydrodynamic forces and moments without these simplifications is not significantly difficult, and will be shown in the near future.

4. Analytical treatment of periodic motions

An inertia co-ordinate system travelling with a mean ship velocity, $\bar{U}$, and mean ship course, $\bar{\chi}$, is defined as shown in Fig. 2 and enables a transformation of Eq. (2) based on the wave fixed co-ordinate system to a non-linear and non-autonomous model. In this model the ship motions are represented by surge, $\bar{X}_G$, sway, $\bar{Y}_G$, roll, $\bar{\phi}$, yaw, $\bar{\chi}$ and rudder angle, $\bar{\delta}$ around the inertia co-ordinate system travelling with a mean velocity and course. Here it is not assumed that the surge and sway motions are small because no restoring forces exist for these motions. Thus, small parameters are assumed as follows:

$$a/\lambda, \bar{\phi}, \bar{\chi}, \bar{\delta}, \bar{X}_G/\bar{U}, \bar{Y}_G/\bar{U}, \bar{\chi} = O(\epsilon), \epsilon \ll 1 \quad (16),$$

whilst the average encounter frequency, ω_e , is defined by

$$\omega_e = \omega - k\bar{U} \cos \bar{\chi} \quad (17).$$

Ignoring higher order terms of ϵ , the following equations for periodic motions are obtained.

$$\begin{aligned} & A_{11}\ddot{\bar{X}}_G + B_{11}\dot{\bar{X}}_G \\ &= F_1 \sin(\omega_e t - k\bar{X}_G \cos \bar{\chi} + k\bar{Y}_G \sin \bar{\chi} - \epsilon_F) \quad (18) \\ & A_{22}\ddot{\bar{Y}}_G + B_{22}\dot{\bar{Y}}_G + B_{24}\ddot{\bar{\phi}} + C_{24}\dot{\bar{\phi}} + B_{25}\ddot{\bar{\chi}} + C_{25}\dot{\bar{\chi}} + C_{27}\dot{\bar{\delta}} \\ &+ D_{2a}\ddot{\bar{X}}_G + D_{2b}\ddot{\bar{X}}_G + D_{2c}\ddot{\bar{X}}_G \\ &+ D_{2d}\ddot{\bar{\phi}} + D_{2e}\ddot{\bar{\phi}}\dot{\bar{Y}}_G \\ &= F_{2a} \sin(\omega_e t - \epsilon_F - k\bar{X}_G \cos \bar{\chi} + k\bar{Y}_G \sin \bar{\chi}) \\ &+ F_{2b}(\omega_e - k\bar{X}_G \cos \bar{\chi} + k\bar{Y}_G \sin \bar{\chi}) \\ &\times \sin(\omega_e t - k\bar{X}_G \cos \bar{\chi} + k\bar{Y}_G \sin \bar{\chi}) \\ &+ F_{2c}(\omega_e - k\bar{X}_G \cos \bar{\chi} + k\bar{Y}_G \sin \bar{\chi}) \end{aligned}$$

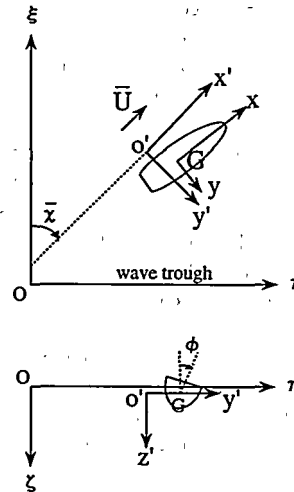


Fig. 2 Co-ordinate systems for periodic motions

$$\begin{aligned}
& \times \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{2d}(\bar{U} + \tilde{X}_C) \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} \\
& + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) + F_{2e}(\bar{U} + \tilde{X}_C) \\
& \times \sin(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{2f}(\bar{U} + \tilde{X}_C(1 + C_R)) \\
& \times \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{2g}(\bar{U} + \tilde{X}_C(1 + C_R)) \\
& \times \sin(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& A_{44}\tilde{\phi} + B_{44}\tilde{\phi} + C_{44}\tilde{\phi} + B_{42}\tilde{Y}_C + B_{46}\tilde{X}_C + C_{46}\tilde{X}_C + C_{47}\tilde{\delta} \\
& + D_{4a}\tilde{X}_C + D_{4b}\tilde{X}_C - D_{4c}\tilde{X}_C + D_{4d}\tilde{X}_C\tilde{Y}_C \\
& + mgk_3\phi^3 + mgk_5\phi^5 \\
& = F_{4a} \sin(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{4b} \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{4c} \sin(\omega_e t - \varepsilon_F - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{4d}(\omega_e - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& \times \sin(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{4e}(\omega_e - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& \times \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{4f}(\bar{U} + \tilde{X}_C) \cos(\omega_e t \\
& - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{4g}(\bar{U} + \tilde{X}_C) \sin(\omega_e t \\
& - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{4h}(\bar{U} + \tilde{X}_C(1 + C_R)) \\
& \times \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{4i}(\bar{U} + \tilde{X}_C(1 + C_R)) \\
& \times \sin(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& A_{66}\tilde{x} + B_{66}\tilde{x} + C_{66}\tilde{x} + B_{62}\tilde{Y}_C + B_{64}\tilde{\phi} + C_{64}\tilde{\phi} + C_{67}\tilde{\delta} \\
& + D_{6a}\tilde{X}_C + D_{6b}\tilde{X}_C - D_{6c}\tilde{X}_C + D_{6d}\tilde{X}_C\tilde{Y}_C \\
& = F_{6a} \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x} - \varepsilon_M) \\
& + F_{6b}(\omega_e - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& \times \sin(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{6c}(\omega_e - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& \times \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{6d}(\bar{U} + \tilde{X}_C) \cos(\omega_e t \\
& - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{6e}(\bar{U} + \tilde{X}_C) \sin(\omega_e t \\
& - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{6f}(\bar{U} + \tilde{X}_C(1 + C_R)) \\
& \times \cos(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& + F_{6g}(\bar{U} + \tilde{X}_C(1 + C_R)) \\
& \times \sin(\omega_e t - k\tilde{X}_C \cos \bar{x} + k\tilde{Y}_C \sin \bar{x}) \\
& B_{77}\tilde{\delta} + \tilde{\delta} + B_{76}\tilde{x} + C_{76}\tilde{x} = 0 \quad (22)
\end{aligned}$$

Here the coefficients, A_{lm} , B_{lm} , C_{lm} , D_{la} , F_{la} , ε_F , ε_M , C_R , are obtained by the coefficients in the right hand side of Eq. (2). ($l, m=1, \dots, 7$, $a=\bar{a}, \dots, i$). For realising capsizing, restoring terms in roll are assumed not to be subject to the perturbation principles.

Further, it is assumed that

$$\tilde{X}_C/\lambda, \tilde{Y}_C/\lambda = O(\nu) \quad \nu = O(\varepsilon^{2/3}) \quad (23)$$

Consequently, higher order terms than $\varepsilon^2\nu$ are ignored. This additional assumption means that non-linearities due to surge and sway are not so large. As a result, the following form of solutions can be expected with frequency equal to the encounter frequency:

$$\tilde{X}_C = r_1 \cos(\omega_e t - \varepsilon_1) \quad (24)$$

$$\tilde{Y}_C = r_2 \cos(\omega_e t - \varepsilon_2) \quad (25)$$

$$\tilde{\phi} = r_4 \cos(\omega_e t - \varepsilon_4) \quad (26)$$

$$\tilde{x} = r_6 \cos(\omega_e t - \varepsilon_6) \quad (27)$$

$$\tilde{\delta} = r_7 \cos(\omega_e t - \varepsilon_7) \quad (28)$$

Then the van der Pol transformation is expressed as follows:

$$(u_1 \ v_1)^T = P(\tilde{X}_C \ \tilde{X}_C)^T \quad (29)$$

$$(u_2 \ v_2)^T = P(\tilde{Y}_C \ \tilde{Y}_C)^T \quad (30)$$

$$(u_4 \ v_4)^T = P(\tilde{\phi} \ \tilde{\phi})^T \quad (31)$$

$$(u_6 \ v_6)^T = P(\tilde{x} \ \tilde{x})^T \quad (32)$$

$$(u_7 \ v_7)^T = P(\tilde{\delta} \ \tilde{\delta})^T \quad (33)$$

where

$$P = \begin{bmatrix} \cos \omega_e t & -1/\omega_e \sin \omega_e t \\ -\sin \omega_e t & -1/\omega_e \cos \omega_e t \end{bmatrix} \quad (34)$$

Substituting Eqs. (29)-(33) to Eqs. (18-22) and averaging them over one period, that is,

$$0 < t < 2\pi/\omega_e \quad (35)$$

the following averaged equation is obtained.

$$\dot{v} = G(v) = \{g_1(v), g_2(v), \dots, g_{10}(v)\}^T \quad (36)$$

where

$$v = \{u_1, v_1, u_2, v_2, u_4, v_4, u_6, v_6, u_7, v_7\}^T \quad (37)$$

$$\begin{aligned}
g_1(v) = & \frac{1}{2}\omega_e v_1 - \frac{F_1}{2\omega_e A_{11}} \cos \varepsilon_F - \frac{B_{11}}{2A_{11}} u_1 \\
& + \frac{k^2 F_1}{16\omega_e A_{11}} \{3 \sin \varepsilon_F (v_1^2 \cos^2 \bar{x} \\
& - 2v_1 v_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} + v_2^2 \sin^2 \bar{x}) \\
& + \cos \varepsilon_F (u_1^2 \cos^2 \bar{x} - 2u_1 u_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} \\
& + u_2^2 \sin^2 \bar{x}) \\
& - 2 \sin \varepsilon_F (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{x} + u_1 v_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{x} \sin \bar{x} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{x})\} \quad (38)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_2(v) = & -\frac{1}{2}\omega_e u_1 + \frac{F_1}{2\omega_e A_{11}} \sin \varepsilon_F - \frac{B_{11}}{2A_{11}} u_1 \\
& - \frac{k^2 F_1}{16\omega_e A_{11}} \{3 \sin \varepsilon_F (u_1^2 \cos^2 \bar{x} \\
& - 2u_1 u_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} + u_2^2 \sin^2 \bar{x}) \\
& + \sin \varepsilon_F (v_1^2 \cos^2 \bar{x} - 2v_1 v_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} \\
& + v_2^2 \sin^2 \bar{x}) \\
& - 2 \cos \varepsilon_F (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{x} + u_1 v_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{x} \sin \bar{x} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{x})\} \quad (39)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_3(v) = & \frac{1}{2}\omega_e v_2 - \frac{1}{2\omega_e A_{22}} \\
& \times (F_{2a} \cos \varepsilon_F + F_{2b}\omega_e + F_{2c}\bar{U} + F_{2d}\bar{U}) \\
& - \frac{1}{2\omega_e A_{22}} (\omega_e B_{22} u_2 + \omega_e B_{24} u_4 \\
& + C_{24} v_4 + \omega_e B_{26} u_6 + C_{26} v_6 + C_{27} v_7) \\
& + \frac{k^2}{16\omega_e A_{22}} (F_{2a} \cos \varepsilon_F \\
& + F_{2b}\omega_e + F_{2c}\bar{U} + F_{2d}\bar{U}) \\
& \times (u_1^2 \cos^2 \bar{x} - 2u_1 u_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} + u_2^2 \sin^2 \bar{x} \\
& + 3v_1^2 \cos^2 \bar{x} - 6v_1 v_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} + 3v_2^2 \sin^2 \bar{x}) \\
& + \frac{k^2}{8\omega_e A_{22}} (-F_{2a} \sin \varepsilon_F + F_{2c}\omega_e + F_{2d}\bar{U} \\
& + F_{2f}\bar{U}) \times (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{x} + u_1 v_2 \cos \bar{x} \sin \bar{x} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{x} \sin \bar{x} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{x}) \quad (40)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_4(v) = & -\frac{1}{2}\omega_e u_2 - \frac{1}{2\omega_e A_{22}} \\
& \times (-F_{2a} \sin \varepsilon_F + F_{2c}\omega_e + F_{2d}\bar{U} + F_{2f}\bar{U}) \\
& - \frac{1}{2\omega_e A_{22}} (\omega_e B_{22} v_2 + \omega_e B_{24} v_4 \\
& - C_{24} u_4 + \omega_e B_{26} v_6 - C_{26} u_6 - C_{27} u_7)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{k^2}{16\omega_e A_{22}} (-F_{2a} \sin \varepsilon_F \\
& + F_{2c} \omega_e + F_{2a} \bar{U} + F_{2f} \bar{U}) \\
& \times (v_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 2v_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + v_2^2 \sin^2 \bar{\chi} \\
& + 3u_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 6u_1 u_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + 3u_2^2 \sin^2 \bar{\chi}) \\
& + \frac{k^2}{8\omega_e A_{22}} (F_{2a} \cos \varepsilon_F + F_{2b} \omega_e + F_{2e} \bar{U} \\
& + F_{2g} \bar{U}) \times (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{\chi} + u_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{\chi}) \quad (41) \\
g_5(v) = & \frac{1}{2} \omega_e v_4 - \frac{1}{2\omega_e A_{44}} \\
& \times (F_{4a} + F_{4c} \cos \varepsilon_F + F_{4d} \omega_e + F_{4g} \bar{U} + F_{4i} \bar{U}) \\
& - \frac{1}{2\omega_e A_{44}} (\omega_e B_{42} u_2 + \omega_e B_{44} u_4 + C_{44} v_4 \\
& + \omega_e B_{46} u_6 + C_{46} v_6 + C_{47} v_7) + \frac{k^2}{16\omega_e A_{44}} \\
& \times (F_{4a} + F_{4c} \cos \varepsilon_F + F_{4d} \omega_e + F_{4g} \bar{U} + F_{4i} \bar{U}) \\
& \times (u_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 2u_1 u_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + u_2^2 \sin^2 \bar{\chi} \\
& + 3v_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 6v_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + 3v_2^2 \sin^2 \bar{\chi}) \\
& + \frac{k^2}{8\omega_e A_{44}} (F_{4b} - F_{4c} \sin \varepsilon_F + F_{4e} \omega_e \\
& + F_{4f} \bar{U} + F_{4h} \bar{U}) \times (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{\chi} \\
& + u_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{\chi}) + \frac{mg}{16\omega_e A_{44}} \\
& \times \{-6k_3(u_1^2 v_4 + v_4^2) + 5k_3(2u_1^2 v_4 - 2u_1^2 v_4^2 - v_4^2)\} \quad (42)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_6(v) = & -\frac{1}{2} \omega_e u_4 - \frac{1}{2\omega_e A_{44}} \\
& \times (F_{4b} - F_{4c} \sin \varepsilon_F + F_{4e} \omega_e + F_{4f} \bar{U} + F_{4h} \bar{U}) \\
& - \frac{1}{2\omega_e A_{44}} (\omega_e B_{42} v_2 + \omega_e B_{44} v_4 - C_{44} u_4 \\
& - C_{46} u_6 + \omega_e B_{46} v_6 - C_{47} v_7) + \frac{k^2}{16\omega_e A_{44}} \\
& \times (F_{4b} - F_{4c} \sin \varepsilon_F + F_{4e} \omega_e + F_{4f} \bar{U} + F_{4h} \bar{U}) \\
& \times (3u_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 6u_1 u_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + 3u_2^2 \sin^2 \bar{\chi} \\
& + v_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 2v_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + v_2^2 \sin^2 \bar{\chi}) \\
& + \frac{k^2}{8\omega_e A_{44}} (F_{4a} + F_{4c} \cos \varepsilon_F + F_{4d} \omega_e \\
& + F_{4g} \bar{U} + F_{4i} \bar{U}) \times (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{\chi} \\
& + u_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{\chi}) + \frac{mg}{16\omega_e A_{44}} \\
& \times \{6k_3(u_1^2 + 3u_1 v_4^2) + 5k_3(u_1^2 - 4u_1^2 v_4^2 + u_4 v_4^2)\} \quad (43)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_7(v) = & \frac{1}{2} \omega_e v_6 - \frac{1}{2\omega_e A_{66}} \\
& \times (F_{6a} \sin \varepsilon_F + F_{6b} \omega_e + F_{6e} \bar{U} + F_{6g} \bar{U}) \\
& - \frac{1}{2\omega_e A_{66}} (\omega_e B_{62} u_2 + \omega_e B_{64} u_4 + C_{64} v_4 \\
& + \omega_e B_{66} u_6 + C_{66} v_6 + C_{67} v_7) + \frac{k^2}{16\omega_e A_{66}} \\
& \times (F_{6a} \sin \varepsilon_F + F_{6b} \omega_e + F_{6e} \bar{U} + F_{6g} \bar{U}) \\
& \times (u_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 2u_1 u_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + u_2^2 \sin^2 \bar{\chi} \\
& + 3v_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 6v_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + 3v_2^2 \sin^2 \bar{\chi}) \\
& + \frac{k^2}{8\omega_e A_{66}} (F_{6a} \cos \varepsilon_F + F_{6c} \omega_e + F_{6d} \bar{U} \\
& + F_{6f} \bar{U}) \times (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{\chi} + u_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{\chi}) \quad (44)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + u_2 v_1 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{\chi}) \quad (44) \\
g_8(v) = & -\frac{1}{2} \omega_e u_6 - \frac{1}{2\omega_e A_{66}} \\
& \times (F_{6a} \cos \varepsilon_M + F_{6c} \omega_e + F_{6d} \bar{U} + F_{6f} \bar{U}) \\
& - \frac{1}{2\omega_e A_{66}} (\omega_e B_{62} v_2 + \omega_e B_{64} v_4 - C_{64} u_4 \\
& + \omega_e B_{66} v_6 - C_{66} u_6 - C_{67} v_7) + \frac{k^2}{16\omega_e A_{66}} \\
& \times (F_{6a} \cos \varepsilon_M + F_{6c} \omega_e + F_{6d} \bar{U} + F_{6f} \bar{U}) \\
& \times (3u_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 6u_1 u_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + 3u_2^2 \sin^2 \bar{\chi} \\
& + v_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 2v_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + v_2^2 \sin^2 \bar{\chi}) \\
& + \frac{k^2}{8\omega_e A_{66}} (A_{6a} \sin \varepsilon_M + F_{6b} \omega_e + F_{6e} \bar{U} \\
& + F_{6g} \bar{U}) \times (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{\chi} + u_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{\chi}) \quad (45)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_9(v) = & \frac{1}{2} \omega_e v_7 + \frac{B_{76}}{2\omega_e B_{77} A_{66}} \\
& \times (F_{6a} \sin \varepsilon_M + F_{6b} \omega_e + F_{6e} \bar{U} + F_{6g} \bar{U}) \\
& - \frac{1}{2\omega_e B_{77}} \left\{ -\frac{B_{76} B_{62}}{A_{66}} \omega_e u_2 - \frac{B_{76} B_{64}}{A_{66}} \omega_e u_4 \right. \\
& - \frac{B_{76} C_{64}}{A_{66}} v_4 + \left(C_{76} - \frac{B_{76} B_{66}}{A_{66}} \right) \omega_e u_6 \\
& \left. - \frac{B_{76} C_{66}}{A_{66}} v_6 + \omega_e u_7 - \frac{B_{76} C_{67}}{A_{66}} v_7 \right\} \\
& - \frac{k^2 B_{76}}{16\omega_e B_{77} A_{66}} (F_{6a} \sin \varepsilon_M \\
& + F_{6b} \omega_e + F_{6e} \bar{U} + F_{6g} \bar{U}) \\
& \times (u_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 2u_1 u_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + u_2^2 \sin^2 \bar{\chi} \\
& + 3v_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 6v_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + 3v_2^2 \sin^2 \bar{\chi}) \\
& - \frac{k^2 B_{76}}{8\omega_e B_{77} A_{66}} (F_{6a} \cos \varepsilon_M + F_{6c} \omega_e + F_{6d} \bar{U} \\
& + F_{6f} \bar{U}) \times (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{\chi} + u_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{\chi}) \quad (46)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_{10}(v) = & -\frac{1}{2} \omega_e u_7 + \frac{B_{76}}{2\omega_e B_{77} A_{66}} \\
& \times (F_{6a} \cos \varepsilon_M + F_{6c} \omega_e + F_{6d} \bar{U} + F_{6f} \bar{U}) \\
& - \frac{1}{2\omega_e B_{77}} \left\{ -\frac{B_{76} B_{62}}{A_{66}} \omega_e v_2 - \frac{B_{76} B_{64}}{A_{66}} \omega_e v_4 \right. \\
& - \frac{B_{76} C_{64}}{A_{66}} u_4 + \left(C_{76} - \frac{B_{76} B_{66}}{A_{66}} \right) \omega_e v_6 \\
& \left. - \frac{B_{76} C_{66}}{A_{66}} u_6 + \frac{B_{76} C_{67}}{A_{66}} u_7 + \omega_e v_7 \right\} \\
& - \frac{k^2 B_{76}}{16\omega_e B_{77} A_{66}} (F_{6a} \cos \varepsilon_M \\
& + F_{6c} \omega_e + F_{6d} \bar{U} + F_{6f} \bar{U}) \\
& \times (3u_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 6u_1 u_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + 3u_2^2 \sin^2 \bar{\chi} \\
& + v_1^2 \cos^2 \bar{\chi} - 2v_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} + v_2^2 \sin^2 \bar{\chi}) \\
& - \frac{k^2 B_{76}}{8\omega_e B_{77} A_{66}} (F_{6a} \sin \varepsilon_M + F_{6b} \omega_e + F_{6e} \bar{U} \\
& + F_{6g} \bar{U}) \times (-u_1 v_1 \cos^2 \bar{\chi} + u_1 v_2 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} \\
& + u_2 v_1 \cos \bar{\chi} \sin \bar{\chi} - u_2 v_2 \sin^2 \bar{\chi}) \quad (47)
\end{aligned}$$

As can be seen, the equation obtained is non-linear and autonomous. Similarly, different averaged equations can be found for several subharmonic motions.

5. Determination of steady states and their outstructure

In order to obtain steady states of ship motions, the fixed point, v_0 , should be calculated by solving the following equation:

$$G(v_0)=0 \quad (48)$$

Then, $G(v)$ is linearised at v_0 , putting $v=v_0+q$ to obtain the following equation:

$$\dot{q}=DG(v_0)q \quad (49)$$

where

$$DG(v)=\frac{\partial}{\partial v_j}(g_i(v)) \quad 1 \leq i, j \leq 10 \quad (50)$$

If an eigenvalue of $DG(v_0)$ has a positive real part, the local asymptotic behaviour at v_0 is unstable.

v_0 is a fixed point of the averaged equation. The averaging theorem¹⁰⁾ indicates that, if an averaged equation has a hyperbolic fixed point, v_0 , the original equation possesses a unique hyperbolic periodic orbit of the same stability type as v_0 . Therefore, v_0 means a periodic motion with frequency equal to the encounter frequency and its local stability can be examined by means of eigenvalues. Subharmonic motions can be similarly investigated.

The Hartman-Grobman theorem and stable manifold theorem¹⁰⁾ indicate that the invariant manifolds representing all trajectories associated with a fixed point can be obtained by tracing trajectories backwards and forwards in time from the eigenspace spanned by the eigenvector at the hyperbolic fixed point. The invariant manifolds analysis based on this theorem affords us understanding of the relationship between local and global behaviour associated with periodic motions. Thus, invariant manifolds are called outstructure of a fixed point.

6. Numerical results for periodic motions

Some numerical calculations were carried out for periodic motions on the basis of Eq. (36). The ship used here is a 135 GT purse seiner that was designed with the current Japanese regulations of fishing vessels and is operating in the East China-Sea.

In order to obtain the required coefficients for the mathematical model, the results of captive model tests with a 1/17.25 scale model of this purse seiner were made use of. The tests compose resistance test, self-propulsion test, circular motion tests and rudder angle tests in still water. These were carried out at the Marine Dynamics Basin of the National Research Institute of Fisheries Engineering. Since the added mass and moment cannot be obtained from circular motion tests, m_x and J_{zz} were predicted using a strip method whilst

m_x was estimated empirically. For a roll damping moment, free roll tests were carried out without forward velocity. Forward velocity effects on the roll damping were estimated by Takahashi's empirical formula¹¹⁾ A restoring arm curve is fitted with a fifth order polynomial which has zero values at 0 degrees, 180 degrees and the vanishing angle, θ_v . Forward velocity effects on the restoring terms in sway, yaw and roll were measured with a heeled model, and fitted with functions of the Froude number. On the other hand, coupling hydrodynamic coefficients of sway and yaw due to roll rate are ignored, because of limitations of the experimental capability. All the coefficients for the mathematical model are presented in the Appendix, in Tables 1-2 and Figs. 3-5.

Using the above coefficients, the stability discriminant D , defined as

$$D=Y_v N_r + (m + m_x - Y_r) N_v \quad (51),$$

has a positive value indicating that the purse seiner is directionally stable in still water. This fact was also confirmed by examining the eigenvalues of the autonomous system in still water, whose fixed point corresponds to a straight-course running with a constant velocity.

To identify periodic motion in waves, the fixed points of the state equation of the averaged system should be determined by using Eq. (48). There are two ways to

Table 2 System parameters used for numerical calculation

m_x/m	0.0834	a_H	0.320
m_y/m	0.8414	x_H/L	-0.453
J_{zz}/J_{zz}	0.5424	z_{Hr}/d	0.266
Y_{Hv}	-0.6327	K_p	0.6167
Y_{Hr}	0.1396	ϵ_R	0.9577
N_{Hv}	-0.0858	γ_R	0.422
N_{Hr}	-0.0804	l_R/L	-0.683
z_{Hr}/d	0.4953	T_E	0.1
		(at $Fn=0.4$)	
$1-w_p$	0.858	K_p	1.0
$1-t_p$	0.853	T_D	0.0
$K_{\phi 0}$	0.139		

Table 1 Principal particulars of the purse seiner

L	34.5 [m]	K_{yy}/L	0.332
B	7.6 [m]	K_{zz}/L	0.332
D	3.07 [m]	GM	0.755 [m ²]
d_r	2.84 [m]	θ_v	40.47 [degrees]
d_s	3.14 [m]	T_ϕ	7.47 [sec]
C_b	0.652	D_p	2.60 [m]
l.c.b. (aft)	1.742 [m]	A_R	3.486 [m ²]
S_F	391.8 [m ²]	Λ	1.838

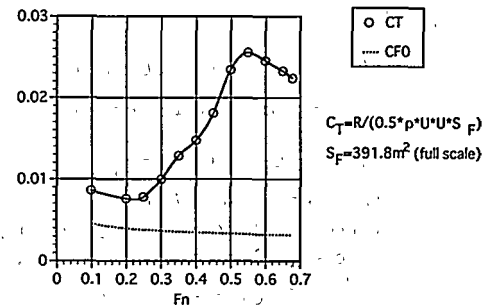


Fig. 3 Ship resistance coefficient of the purse seiner

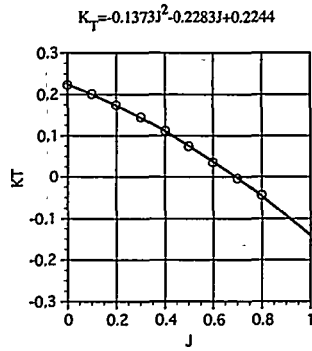


Fig. 4 Propeller thrust coefficient of the purse seiner

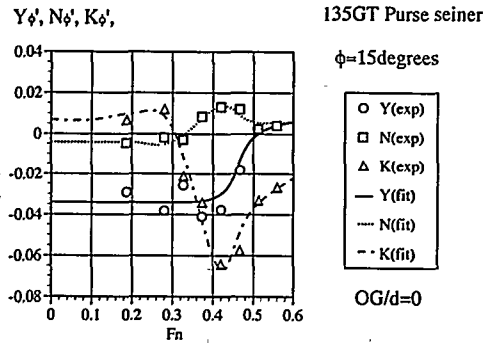


Fig. 5 Measured manoeuvring derivatives with respect to heel angle

solve the equation. One is an algebraic way, in which simultaneous algebraic equations are transformed to a higher order algebraic equation and then solved numerically. The other is an iteration method with derivatives, that is, the Newton method. The former can yield all solutions but the transformed equation becomes extremely complicated. The latter is easier but the derived solutions depend on the initial values used for the iteration. In this paper use is made of the latter way. Provided the results are encouraging, use can then be made of the former way to obtain more comprehensive understanding in the near future.

Firstly, steady periodic motions calculated by using Eq. (48) are shown in Figs. 6-11. Here the amplitudes are non-dimensionalised as follows:

$$r_1' = r_1/a \quad (52)$$

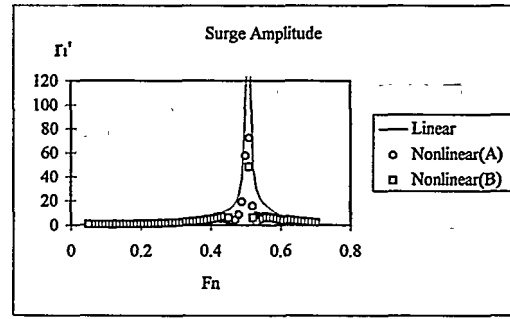
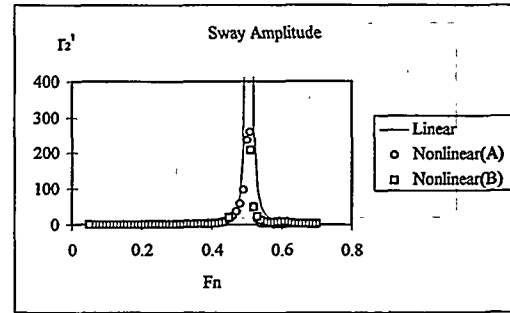
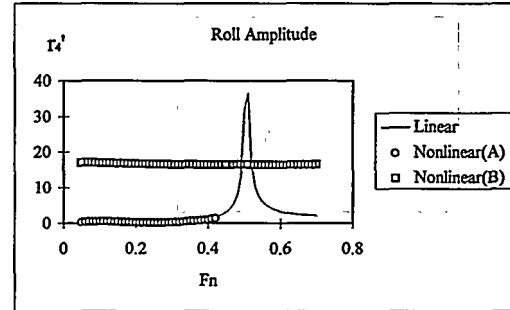
$$r_2' = r_2/a \quad (53)$$

$$r_3' = r_3/(ak) \quad (54)$$

$$r_4' = r_4/(ak) \quad (55)$$

$$r_5' = r_5/(ak) \quad (56)$$

Figs. 12-13 show the maximum of the real part of eigenvalues which represents local stability of periodic motions. Here the eigenvalues are multiplied by the absolute value of the encounter frequency. The linear model presented here is obtained by ignoring all the non

Fig. 6 Surge amplitude (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)Fig. 7 Sway amplitude (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)Fig. 8 Roll amplitude (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

-linear terms in Eq. (36) and possesses a unique solution for each control parameter set. On the other hand, a non-linear solution obtained by an iteration method depends on the initial values because the non-linear model can possess co-existing solutions. Here "Non-linear (A)" means a non-linear solution obtained by the Newton method whose initial value is the non-linear

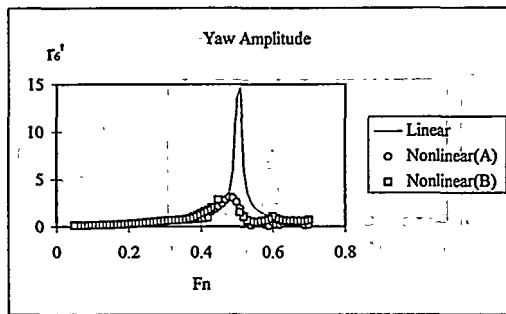


Fig. 9 Yaw amplitude (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

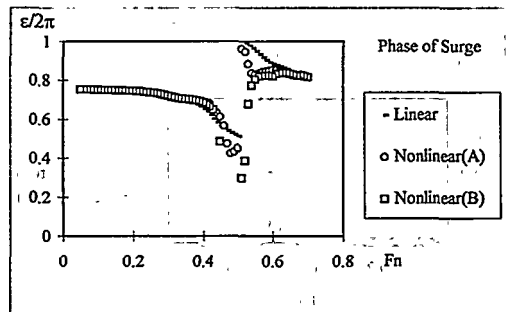


Fig. 10 Phase of surge (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

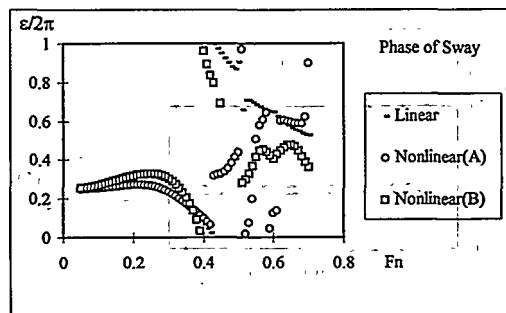


Fig. 11 Phase of sway (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

solution for slightly lower Froude numbers. Thus the solutions are determined in sequence from $F_n=0.05$ to $F_n=0.7$. The step of increasing the Froude number is 0.01. "Nonlinear (B)" on the other hand refers to solutions determined in sequence from $F_n=0.7$ to $F_n=0.05$.

When the encounter frequency is zero, that is, $F_n=0.506$ in this case, amplitudes of linear surge and sway

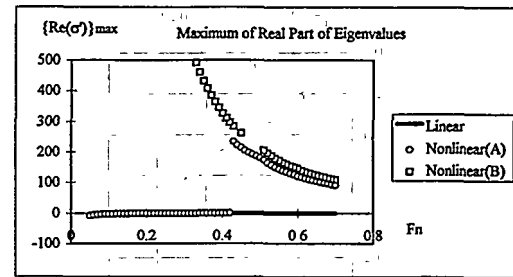


Fig. 12 Maximum of real part of nondimensional eigenvalues multiplied by the absolute value of the encounter frequency (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

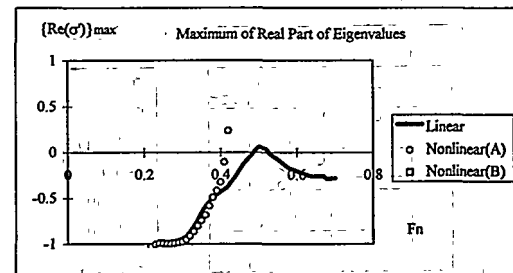


Fig. 13 Maximum of real part of nondimensional eigenvalues multiplied by the absolute value of the encounter frequency (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

motions become infinity. This is due to the absence of restoring forces in surge and sway. Since restoring moments exist in roll and yaw, amplitudes of linear roll and yaw are finite. However, they are very large because coupling terms due to sway become large. The restoring moment in yaw is due to the stability derivative, $N_{\dot{\psi}}$, which mainly consists of the Munk moment.

If non-linear terms are taken into account, some terms proportional to surge and sway displacement emerge and thus the amplitudes are finite even when the encounter frequency is zero. These virtual restoring terms exist because a wave is described with a sinusoidal function of displacement as well as time. However, a linear theory ignores the contributions from periodic displacement as higher order.

Although amplitudes of surge and sway are finite with the non-linear prediction, they are still too large. That is, they are from 70 to 200 times larger than wave height or from 4 to 14 times larger than wave length. Thus it is necessary to examine their stability. Fig. 12 and its part-enlargement, Fig. 13, show that the linear solution is stable except in the neighbourhood of $\omega_e=0$. The instability of linear solution can be excluded by

fixing the rudder amidships, as shown in Fig. 14. Obviously, the linear model cannot be justified because stable and extremely large amplitude does not satisfy the assumption of small amplitude. In Fig. 13, the Nonlinear (A) solution is stable when $F_n < 0.41$ and unstable elsewhere. Contrary, the Nonlinear (B) solution is always unstable. Therefore, stable and unstable periodic motions co-exist when $F_n < 0.41$. The amplitudes of stable surge and sway motions remain about 5 times larger than the wave amplitude or about one third of the wave length. The roll is dominant for the instability of non-linear periodic motion, as the eigenvector indicates in Fig. 15. The unstable roll amplitude is almost constant and about 16 times larger than the maximum wave slope. This implies that the unstable periodic roll motion has a single amplitude of about 196 degrees. This can be regarded as capsizing in practice. The unstable periodic yaw motion can be large when $\omega_e > 0$ while it decreases when $\omega_e < 0$.

At $\omega_e = 0$, there is a discontinuity of phase in surge and sway. This can be helpful in understanding the divergence of linear periodic motion at $\omega_e = 0$ as a kind of resonance with natural frequency of zero, which is due to the absence of restoring force. In addition,

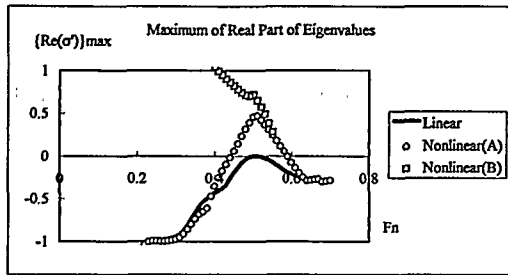


Fig. 14 Maximum of real part of nondimensional eigenvalues multiplied by the absolute value of encounter frequency (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=0.0$, $T_D=0.0$)

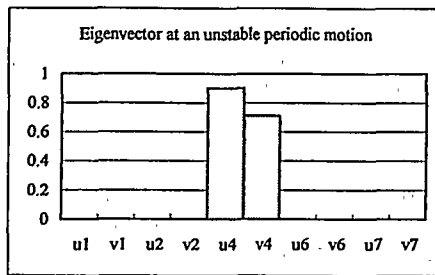


Fig. 15 Eigenvector at an unstable periodic motion ($H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $F_n=0.4$, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

normal resonance in roll is also shown at $F_n \sim 0.1$ but is not significant because of the relatively large roll damping moment.

The periodic motions obtained by Eq. (48) were checked against model experiments undertaken by Umeda et al.¹²⁾ with a free running model of the ship used in this paper. The comparison between calculations and experiments are shown in Figs. 16~17. Here the non-linear calculation means the "Nonlinear (A)" defined above and only a stable periodic motion can be observed in the model experiments with these control parameters. The calculated results compare fairly well with the experimental results.

With the control parameter used here two distinct cases are found as shown in Figs. 6~11: one refers to the co-existence of stable and unstable periodic motions and the other to co-existence of two unstable periodic motions. To explore the relationship between co-existing fixed points, trajectories forming the invariant manifolds were calculated. Fig. 18 shows an example for the former, that is, part of the invariant manifolds from an unstable fixed point co-existing with a stable fixed point. These are trajectories connected with eigenvector at the unstable fixed point. Since the trajec-

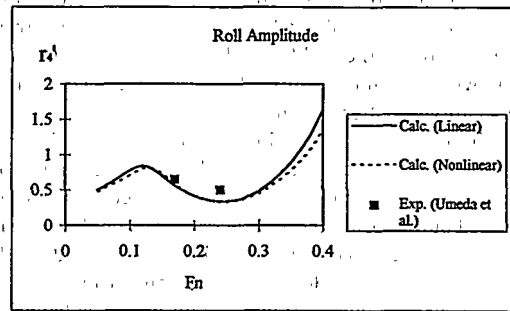


Fig. 16 Roll amplitude (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=25$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

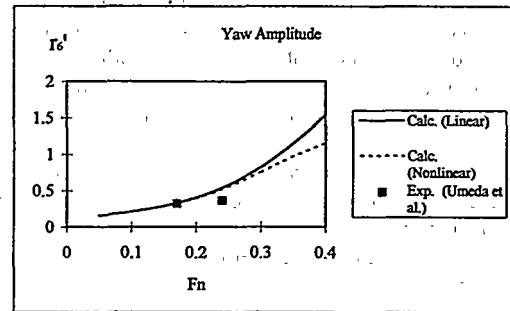


Fig. 17 Yaw amplitude (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=25$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0$)

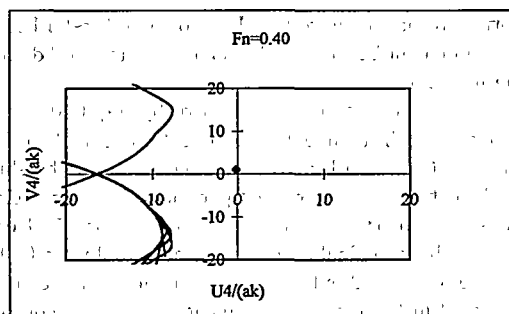


Fig. 18 Part of invariant manifolds of unstable periodic motions. (surge-sway-roll-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $F_n=0.40$) Here the diamond symbol indicates stable periodic motion

jectories can be 10-dimensional, only projections of them on 2-dimensional planes are provided. However, one distinct saddle is found on the u_4 - v_4 plane because instability in roll is dominant and its index is one. Other projections of the invariant manifolds on the u_1 - v_1 , u_2 - v_2 , u_6 - v_6 and u_7 - v_7 planes are omitted because they show little movements. The stable fixed point is plotted with a diamond symbol. It is found that the unstable fixed point is a saddle and the invariant manifolds from it do not reach the stable fixed point. This means that, only when the initial roll angle or roll-rate is very large, the ship will suffer unstable periodic motions.

With the above calculation the coupling effect has not yet been clarified because instability in the periodic roll motion is dominant. Thus, similar calculations were carried out ignoring the roll motion and coupling due to roll. The calculated results are shown in Figs. 19-25. In contrast with the calculations including roll, a stable non-linear periodic motion is found by the calculation without roll even when $\omega_e < 0$. When $\omega_e > 0$ the stable non-linear motion without roll loses its stability with larger Froude number than that when roll is included. Although unstable non-linear motion without roll always exists when $\omega_e > 0$, the extent of its stability is not so strong as that with roll. The tendency of the unstable non-linear surge motion shown in Fig. 19 corresponds to the unstable non-linear motion obtained algebraically with a single-degree-of-freedom model presented by Umeda & Renilson²⁾. As they pointed out, periodic solutions with zero encounter frequency are very difficult to occur and rather surf-riding emerges. Because, stability of periodic solutions near the zero encounter frequency is drastically reduced or lost, as shown in Fig. 25, and surf-riding equilibrium points appear.

Figs. 26-28 show an example of the part of invariant manifolds from the unstable fixed point, whose index is one, co-existing with the stable fixed point. It is found that the unstable fixed point is a saddle and one of the

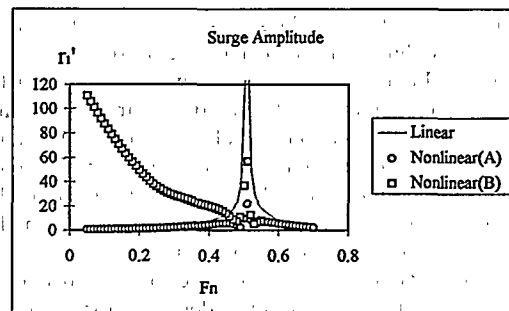


Fig. 19 Surge amplitude (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_b=0.0$)

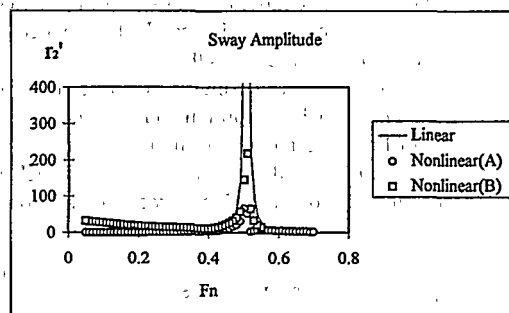


Fig. 20 Sway amplitude. (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_b=0.0$)

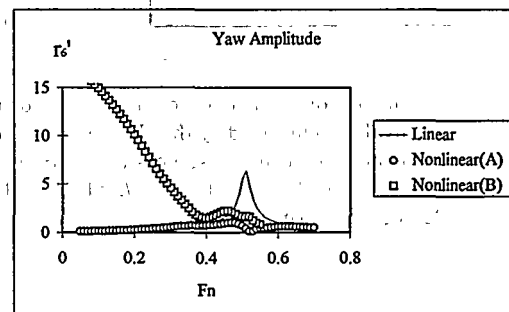


Fig. 21 Yaw amplitude (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_b=0.0$)

trajectories from it reaches the stable fixed point with oscillation. In this process a coupled motion of surge-sway-yaw-rudder is essential.

Amplitudes of steady and stable rudder motions, which are equal to the steady and stable yaw motions, are less than 35 degrees, as shown in Figs. 9 and 21. Thus, a steady and stable periodic motion does not

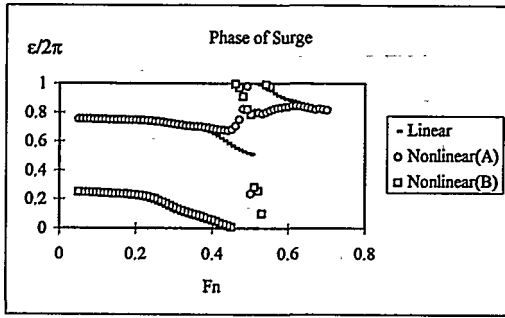


Fig. 22 Phase of surge (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0.0$)

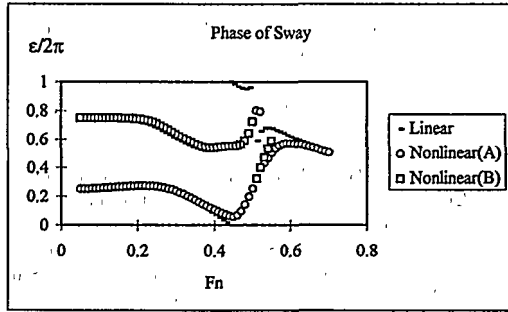


Fig. 23 Phase of sway (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0.0$)

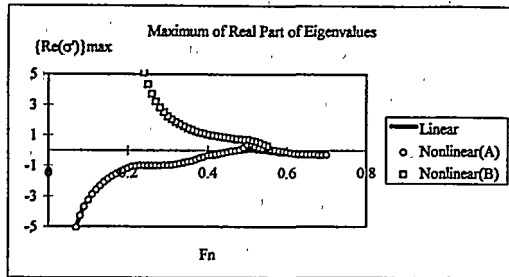


Fig. 24 Maximum of real part of nondimensional eigenvalues multiplied by the absolute value of encounter frequency (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0.0$)

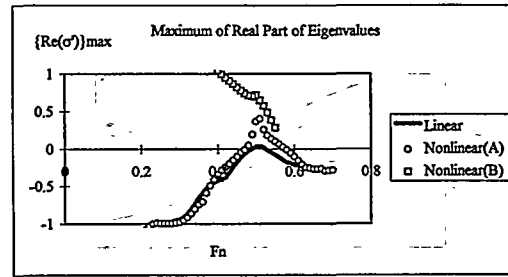


Fig. 25 Maximum of real part of nondimensional eigenvalues multiplied by the absolute value of encounter frequency (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $K_p=1.0$, $T_D=0.0$)

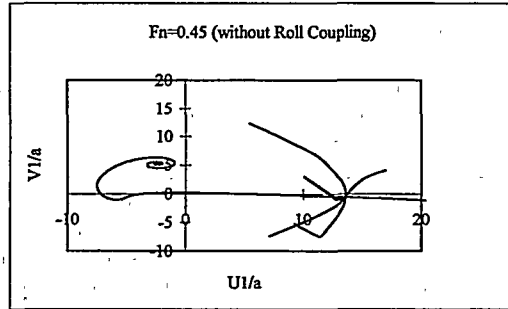


Fig. 26 Part of invariant manifolds of unstable periodic motions (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $F_n=0.45$)

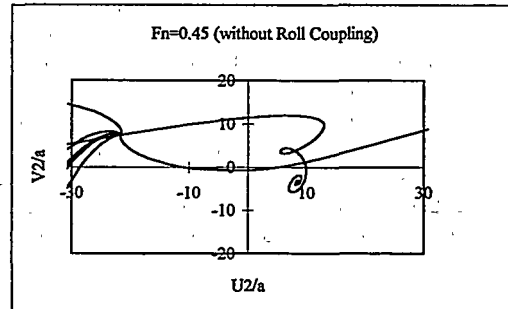


Fig. 27 Part of invariant manifolds of unstable periodic motions (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $F_n=0.45$)

induce the maximum rudder angle at least under this parameter set. It should be remarked that the possibility of reaching the maximum rudder angle still remains in transient states.

To obtain more general features of periodic motions, Fig. 29 is provided for the combinations of heading angle and ship speed. The above discussion is generally

applicable to these combinations. That is, the region where no stable periodic motion is found exists only in the vicinity of the zero encounter frequency. However, because of non-linear nature of this problem, more intensive surveys are expected for different combinations of parameter set.

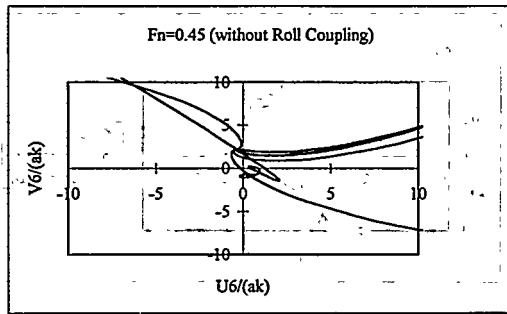


Fig. 28 Part of invariant manifolds of unstable periodic motions (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=15$ degrees, $F_n=0.45$)

7. Conclusions

The main conclusions from this work are summarised as follows:

- (1) A manoeuvring mathematical model in waves was transformed with a mean-velocity inertia axis system.
- (2) A method to assess occurrence, local stability and outstructure of periodic motions was formulated by using an averaging method.
- (3) While linear periodic solutions for surge and sway are unbounded at the zero encounter frequency, an analysis including the non-linearity of waves due to horizontal displacements provides finite amplitudes of periodic motions.
- (4) If this non-linearity is considered, unstable and stable periodic motions may co-exist. When the encounter frequency approaches zero, a stable periodic motion may become unstable.
- (5) Further numerical surveys by using the present method are expected to provide more general features of periodic motions.

The work described in this paper was carried out at the University of Strathclyde during the first author's stay as a visiting research fellow. This was supported by the Engineering and Physical Sciences Research Council in United Kingdom, to whom the authors express their gratitude.

References

- 1) Umeda, N. and M. R. Renilson: "Broaching-A Dynamic Analysis of Yaw Behaviour of a Vessel in a Following Sea", *Manoeuvring and Control of Marine Craft* (Wilson, P. A. eds.), Computational Mechanics Publications (Southampton), (1992), 553-543.
- 2) Umeda, N. and M. R. Renilson: "Broaching of a Fishing Vessel in Following and Quartering Seas", *Proceedings of the 5th International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles*, Melbourne, 3, (1994), 115-132.
- 3) Spyrou, K. J.: "Surf-Riding, Yaw Instability and Large Heeling of Ships in Following/Quartering

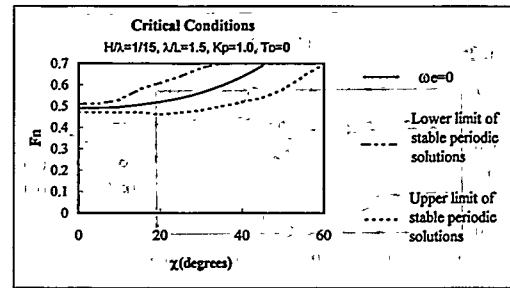


Fig. 29 Critical conditions for stable periodic motions (surge-sway-yaw-rudder model; $H/\lambda=1/15$, $\lambda/L=1.5$, $K_p=1.0$, $T_p=0.0$)

- Waves", *Schiffstechnik*, Bd. 42, (1994), 103-112.
- 4) Spyrou, K. J. and N. Umeda: "From Surf-Riding to Loss of Control and Capsize: A Model of Dynamic Behaviour of Ships in Following/Quartering Seas", *Proceedings of the 6th International Symposium on Practical Design of Ships and Mobile Units*, Seoul, 1, (1995), 494-505.
- 5) Ishida, S. and M. Kan: "Motions in Quartering Seas and Broaching", *Japan Marine Dynamics Committee*, SK-8-5, (1985), (in Japanese.)
- 6) Hamamoto, M. et al.: "Dynamic-Stability of a Ship in Quartering Seas", *Proceedings of the 5th International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles*, Melbourne, 4, (1994).
- 7) Umeda, N., et al.: "Experimental Study for Wave Forces on a Ship Running in Quartering Seas with Very Low Encounter Frequency", *Proceedings of the International Symposium on Ship Safety in a Seaway: Stability, Manoeuvrability, Nonlinear Approach*, Kalinin-grad, 1, 14, (1995), 1-18.
- 8) Fujino, M. et al.: "On the Stability Derivatives of a Ship Travelling in the Following Waves", *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, 152, (1983), 167-179, (in Japanese.)
- 9) Fuwa, T., et al.: "An Experimental Study on Broaching of a Small High Speed Craft", *Papers of Ship Research Institute*, 66, (1982), 1-40.
- 10) Guckenheimer, J. and P. Holmes: *Nonlinear Oscillations, Dynamical Systems, and Bifurcations of Vector Field* Springer-Verlag, (New York), (1983).
- 11) Himeno, Y.: "Roll Damping Moment", *Proceedings of the 2nd Seakeeping Symposium*, Tokyo, (1977), 199-208, (in Japanese.)
- 21) Umeda, N., M. Hamamoto, et al.: "Model Experiments of Ship Capsizing in Astern Seas", *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, 177, (1995), 207-217.

Appendix

The coefficients shown in Eqs. (3-9) are defined as follows:

$$T = (1 - t_p) \rho n^2 D_p^4 K_T(J) \quad (A.1)$$

$$R = \frac{1}{2} \rho u^2 S_F C_T(F_n) \quad (A.2)$$

$$Y_o = \frac{1}{2} \rho L d Y_{hu} u - (1 + a_H) \frac{1}{2} \rho A r f_a \epsilon_R (1 - w_p)$$

$$\times \gamma_R \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} \quad (\text{A.3})$$

$$Y_r = \frac{1}{2} \rho L^2 dY_{Hr} u - (1 + a_H) \frac{1}{2} \rho A_R f_a \varepsilon_R (1 - w_p) \times \gamma_R l_R \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} \quad (\text{A.4})$$

$$N_v = \frac{1}{2} \rho L^2 dN_{Hv} u - (x_R + a_H x_H) \frac{1}{2} \rho A_R f_a \varepsilon_R \times (1 - w_p) \gamma_R \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} \quad (\text{A.5})$$

$$N_r = \frac{1}{2} \rho L^2 dN_{Hr} u - (x_R + a_H x_H) \frac{1}{2} \rho A_R f_a \varepsilon_R \times (1 - w_p) \gamma_R l_R \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} \quad (\text{A.6})$$

$$K_v = -\frac{1}{2} \rho L dz_H Y_{Hv} u + (1 + a_H) z_{HR} \frac{1}{2} \rho A_R f_a \varepsilon_R \times (1 - w_p) \gamma_R \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} \quad (\text{A.7})$$

$$K_r = -\frac{1}{2} \rho L^2 dz_H Y_{Hr} u + (1 + a_H) z_{HR} \frac{1}{2} \rho A_R f_a \varepsilon_R \times (1 - w_p) \gamma_R l_R \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} \quad (\text{A.8})$$

$$Y_s = -(1 + a_H) \frac{1}{2} \rho A_R f_a$$

$$\times \left\{ \varepsilon_R^2 (1 - w_p)^2 \left(1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} \right) u^2 + 2\varepsilon_R (1 - w_p) \times \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} u_{WR} \right\} \quad (\text{A.9})$$

$$N_s = -(x_R + a_H x_H) \frac{1}{2} \rho A_R f_a \times \left\{ \varepsilon_R^2 (1 - w_p)^2 \left(1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} \right) u^2 + 2\varepsilon_R (1 - w_p) \times \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} u_{WR} \right\} \quad (\text{A.10})$$

$$K_s = (1 + a_H) z_{HR} \frac{1}{2} \rho A_R f_a \times \left\{ \varepsilon_R^2 (1 - w_p)^2 \left(1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} \right) u^2 + 2\varepsilon_R (1 - w_p) \times \sqrt{1 + \kappa_p \frac{8K_T}{\pi f^2} u} u_{WR} \right\} \quad (\text{A.11})$$

where

$$J = \frac{(1 - w_p) u}{n D_p} \quad (\text{A.12})$$

$$f_a = \frac{6.13 \Lambda}{2.25 + \Lambda} \quad (\text{A.13})$$

$$u_{WR} = a \omega \cos \chi \exp(-kz_R) \cos(2\pi \xi c / \lambda + kx_R \cos \chi) \quad (\text{A.14})$$

1-11

波浪中における RO-RO 客船の甲板上浸水と 損傷時復原性に関する研究

正員 石 田 茂 資* 正員 村 重 淳*
正員 渡 辺 巖* 正員 小 川 剛 孝*
正員 藤 原 敏 文*

Study on Damage Stability with Water on Deck of a RO-RO Passenger Ship in Waves

by Shigesuke Ishida, *Member* Sunao Murashige, *Member*
Iwao Watanabe, *Member* Yoshitaka Ogawa, *Member*
Toshifumi Fujiwara, *Member*

Summary

RO-RO passenger vessel has a wide non-separated car deck. Once free flooded water is piled up on it, the large heel moment could be the cause of capsize because of this feature.

The stability standard of RO-RO passenger vessels was deliberated at IMO commission from 1994 to 1995 in order to prevent capsizing disaster like the one of ESTONIA in 1994. The authors, one of which was a member of the IMO expert panel, conducted an experiment on the stability of this type of ship because few papers have been published on this problem. The experiment was carried out in beam seas using a model ship with a side damage hole which is prescribed by the SOLAS regulation.

After the duration time of the experiment (30 minutes in ship scale) in irregular waves the ship survived with a constant mean heel angle ϕ_0 and a mean water volume on deck w in most test conditions, but capsized in a few ones. The variation of these constant values with CG height, existence of center casing, height of freeboard and initial heel was discussed. It was clarified that ϕ_0 tends to decrease and w tends to increase as GM_d (GM in damaged condition) have a larger value, and that ship can survive even with w of 40% of intact ship displacement if she has a large (not extraordinary) GM_d value.

The effect of resonance of roll motion on this problem was also studied based on the test result in regular waves. ϕ_0 , w and some other data often have a peak near the resonant frequency, so the stability test of RO-RO passenger vessel should be carried out including resonant conditions.

The height of water on deck above the calm sea surface H_d was proposed as an index which settles the balancing condition. It was clarified that H_d keeps a certain value above calm outer surface when wave height is not so low and mean heel angle is not so large to lee side. The equilibrium curve for each GM_d can be calculated from GZ -curves with a constant volume of water on deck, fully static calculation, and figured on H_d - ϕ_0 diagram. It is concluded that the possibility of capsize can be judged by this equilibrium curve.

1. は じ め に

1994 年秋に RO-RO 客船エストニア号の転覆海難事故が発生した。900 名という失われた人命の多さと、同種の事故が過去にも発生していたことから、西欧を中心に大きな

社会問題となり、1994 年から 1995 年にかけて、国際海事機関 (IMO) において RO-RO 客船に関する安全対策の検討が行われた。専門家パネルの審議には、著者の一人も参加した。そして、1995 年 11 月に RO-RO 客船に関する復原性、構造、運航等の安全向上策を盛り込んだ SOLAS 条約の改正が行われ、一応の決着を見た。

この検討においては、次のような理由から復原性の問題が最も大きな問題として取り上げられた。すなわち、RO-RO 客船は、自動車を効率的に積載するために、区画されていない閉鎖された車両甲板を船内に持っている。ここにな

* 船舶技術研究所運動性能部

原稿受理 平成 8 年 1 月 10 日

春季講演会において講演 平成 8 年 5 月 15, 16 日

んらかの原因で浸水が起ると、大量の水が甲板全体に滞留する可能性があり、それによる傾斜モーメントによって転覆する危険性があると考えられる。しかし、現在の SOLAS 条約はそれに十分対応できていないというのがその理由であった。

囲われた隔壁甲板である車両甲板に海水が大量に滞留するには、大きく分けて二通りの事故シナリオが考えられる。一つはエストニア号¹⁾あるいはそれに先立つヘラルドオブフリーエンタープライズ号の事故²⁾がそうであったように、波浪中を航行中に船首扉が破損し、大量の海水が流入する場合である。主船体が intact なまま浸水が発生することが特徴である。このモードの海水流入の発生については、最近清水等³⁾によって研究されている。

一方、現在の復原性規則の考え方では、衝突による船側損傷とそれに伴う船内への海水流入が最悪の事故として想定されている。規則には、静水中ならば隔壁甲板が常に水面上にあり、車両甲板には浸水しないよう規定されているが、波が荒くなれば甲板上に浸水することが起りうる。これがもう一つの事故シナリオで、このシナリオの特別な場合が前者のシナリオであるとの認識から、IMO の検討は後者のシナリオに対する対策を巡って進められた。

波浪中の海水流入および滞留は、波と船体との相対変動に加えて滞留水の挙動も関与する極めて複雑な現象である。この問題はこれまでほとんど解明されておらず、Bird 等⁴⁾、Velschou 等⁵⁾、Dand⁶⁾あるいは Vassalos⁷⁾ による研究がある程度である。そこで IMO での検討の参考とする目的で、損傷状態の RO-RO 客船を波浪中に置いた時の挙動について模型実験を行った。

本稿ではその実験結果に基づき、車両甲板への海水流入とその結果発生する転覆機構についての考察を報告する。なお、ここに記した実験結果の一部は IMO の審議に報告され⁸⁾、SOLAS 条約の改正に反映されたことを付記する。

2. 実験方法

2-1 模型船と損傷範囲

供試模型船とその損傷部の概要を Fig. 1 と Table 1 に示す。以降、本論文では実船スケールの数値を用いることとする。船体の損傷範囲は、SOLAS 規則 8.4 に基づき前後方向 $(3.0 + L_{pp} \times 3/100) = 6.03$ m、幅方向 $B/5 = 3.2$ m、垂直方向は型基線上全部として、船体中央の 2 区画が浸水するように損傷口を開けた。車両甲板は上下移動が可能であり、乾舷（喫水線から車両甲板までの高さ）を変えることができる。また、車両甲板上の中央部には、着脱可能な center casing が設置されている。

なお、この船の標準状態で比較すると、非損傷時で $GM = 1.62$ m、損傷時で $GM_d = 3.12$ m (GM_d : 損傷時の初期メタセンタ高さ) となっているが、これは甲板下の区画浸水によって船が沈下し、水線面の 2 次モーメントが増加したため、フレアの大きい RO-RO 客船が損傷した場合に特

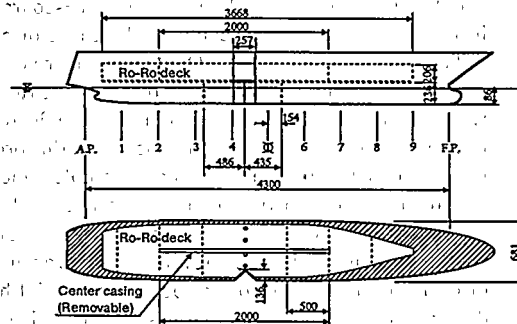


Fig. 1 RO-RO Model and damage opening for experiment (unit: mm, broken lines and circles on deck in the lower figure show locations of water level meter of capacitance type⁹⁾ and wave height gauge, respectively.)

Table 1 Principal particulars

	Ship		Model (scale ratio:1/23.5)	
	Intact	Damaged	Intact	Damaged
Length L_{pp}	101.0m		4.3m	
Breadth B	16.0m		0.681m	
Depth D	5.7m		0.236m	
Draft d	4.37m	5.22m	0.186m	0.222m
Freeboard f	1.17m	0.33m	0.050m	0.014m
Ro-Ro deck height	4.84m		0.206m	
Displacement W	3821.15t		272.69kg	
Height of center of gravity KG	5.87m		0.25m	
Metacentric height GM	1.62m	3.12m	0.069m	0.133m
Natural period of roll motion T_r	9.40sec.	8.43sec.	1.94sec.	1.74sec.

微的な性質と考えられる。重心高さは $GM_d=3.12\text{ m}$ (標準状態) から 1.27 m まで 5 通りに変化させた。

2.2 実験方法

実験は、船舶技術研究所の動揺水槽 ($L \times B \times D=50 \times 8 \times 4.5\text{ m}$) で行った。模型船は造波機から 18.75 m の位置に、横波中で損傷部が波上側になるように配置した。車両甲板上の滞留水量は、船長方向に 50 cm おきに設置された 1 線式容量型水位計⁹⁾を用いて計測した (Fig. 1 参照)。この水位計により各断面の平均水位がわかるので、これを船長方向に積分することにより車両甲板上の滞留水量を求めることができる。さらに、実験終了後車両甲板上的の水をポンプで吸い上げ、滞留水量を直接計測したが、水位計による計測値と良く合っていた。また、車両区画内に水中ビデオカメラを設置し、甲板上的の水の運動を観察した。

船体運動は、傾斜計により横揺と縦揺を、加速度計により上下揺と左右揺を計測した。また、2 台のビデオカメラにより船体の運動を観察した。復原力曲線は、三分力計を利用して二村等¹⁰⁾と同様な方法で計測した。

2.3 入射波

JONSWAP 型スペクトルで有義波高 $H_{1/3}=4.0\text{ m}$ 、ピーク周期 $T_p=8\text{ sec.}$ の不規則波を入射波として用いた。Fig. 2 は、この入射波スペクトルの計算値と実験値を比較している。また、波傾斜が一定となるように、 $T_p[\text{sec.}]=4\sqrt{H_{1/3}[\text{m}]}$ の条件のもとで波高と波列を変えた実験も行った。さらに、同調現象について調べるために、規則波中の実験も行っている。

2.4 復原力曲線

静的復原性を調べるために、計算と実験により復原力曲線を求めた。結果を Fig. 3 に示す。損傷側に傾斜した時を正としている。本模型船は、損傷側と非損傷側で左右非対称になっているなど複雑な形状をしている。計算プログラムはこれをやや簡略化して扱っているが、転覆現象の検討に重要な 40 度付近まで実験値とよく合っているため、今後はこのプログラムを用いて検討を行うこととする。

SOLAS 規則 8.2.3 は、損傷時の復原力曲線が満足すべき条件として、①平衡角度から 15 度以上の正の復原力範囲を有すること、②直立状態から 27 度の範囲内において復原力曲線下の面積が $0.015\text{ m}\cdot\text{rad}$ 以上であること、を規定している。本模型船に適用すると、①の条件は $GM_d>1.60\text{ m}$ 、②の条件は $GM_d>1.67\text{ m}$ となるので、最も重心を高くして意図的に不安定にした実験状態 ($GM_d=1.27\text{ m}$) を除いては、この規定を満足している。

ところで、船が損傷側に傾斜すれば車両甲板上に浸水する。本模型船は残存乾舷が低いので、約 4 度から浸水が始まる。Fig. 3 には、車両甲板上的の滞留水量 w を船体の排水量 W で無次元化した値も示している。 $w/W=10\%$ は約 39 cm の滞留水の深さ (船体直立時) に相当する。車両甲板上的の損傷口 (以下、単に損傷口と呼ぶ) は車両区画の底面積に比

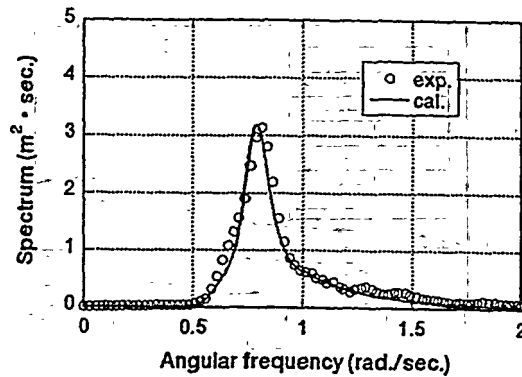


Fig. 2 Incident wave spectrum

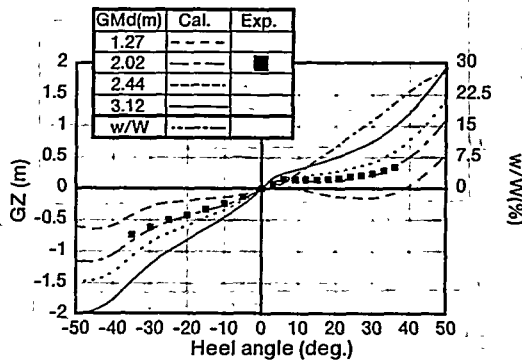


Fig. 3 GZ Curves and amount of water on deck in damaged condition

べ狭いので、後に示すように浸水速度はあまり大きくない。従って、横揺中の滞留水量は Fig. 3 の値に一致しないので、船はこの曲線に沿って横揺しないことに注意する必要がある。短時間の現象を対象とする場合には、むしろ滞留水量を一定として扱う方が適当である。そこで、車両甲板を非損傷とし、一定量の滞留水を乗せた状態の復原力曲線を計算した。結果を Fig. 4 に示す。 $w/W=0\%$ と 5% では傾斜角ゼロにおける傾きに大きな差が出ていることから、少量の滞留水によっても GM が小さくなり、重心が高いと容易に $GM<0$ となることがわかる。これは、わずかの傾斜でも滞留水が車両甲板の端に集中するためである。また、滞留水量が増えると、小傾斜角の GZ はあまり変わらないが、大傾斜角において復原力が小さくなるのがわかる。

3. 不規則波中実験結果

この実験の目的は、波浪および甲板上浸水と転覆の関係を調べることである。そこで、特に船体の横揺角と滞留水量の実験結果に注目した。横揺角と滞留水量の時系列の例を Fig. 5 と 6 に示す。前者は center casing 無の場合、後者は center casing 付の場合である。横揺角は波下側を正と

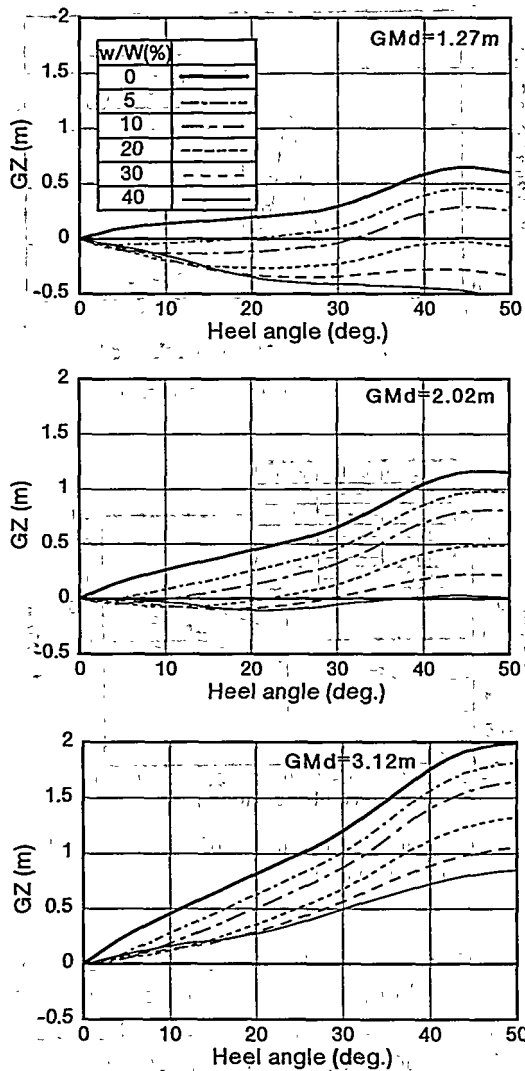


Fig. 4 GZ Curves with constant amount of water on deck

している。

この結果から、傾斜角と滞留水量の平均値は、実験終了時（開始から約30分後）にはほぼ定常状態に落ち着くことがわかる。また、実験開始後約5分間の滞留水量は直線的に増加している。その傾き（浸水速度 v と呼ぶ）は、定常状態に至る浸水のプロセスを定量的に表していると考えられる。そこで、本章では定常状態の傾斜角 ϕ_0 、最終的な滞留水量 w 、浸水速度 v の3つの量を転覆と甲板上浸水に対する指標とし、それらに対する重心高さ、center casingの有無、乾舷高さ、初期傾斜の影響をまとめた。

3.1 重心高さの影響

Fig. 7 は center casing がない場合の、損傷時のメタセンタ高さ GM_d の影響を示している。波傾斜一定の条件下で

有義波高を変えた結果もプロットした。これらより、標準状態の $GM_d=3.12$ m では、かなりの滞留水があっても転覆しないことがわかる。また、船体は波下側（非損傷側）に傾斜し、 GM_d が大きいほど定常傾斜角は小さくなる。一方、滞留水量と浸水速度は GM_d とともに大きくなる。このことは次のように説明できる。重心が高いと初期復原力が小さいので、船体は波下側に大きく傾斜する。その結果、損傷口の位置が高くなり、浸水しにくくなる。一方、重心が低いと初期復原力が大きいので、船体はほとんど傾かない。そのため、損傷口は水面に近い位置を保ち、浸水しやすくなる。

3.2 center casing の影響

Fig. 8 は、center casing がある場合の実験結果である。center casing は車両甲板内の水の船幅方向の移動を妨げ、浸水は損傷側に多く滞留するので、船体は center casing がない場合と反対の波上側（損傷側）に傾斜する。 GM_d が約2 m 以下で、滞留水量と浸水速度が center casing がない場合と比べて大きいのは、波上側に大きく傾斜するので浸水しやすくなるからである。 GM_d が小さいほど大きく傾く傾向は、center casing がない場合と同じである。また、標準状態（ $GM_d=3.12$ m）では、center casing がない場合と同様に、大量の滞留水があったが転覆はしなかった。したがって、center casing の有無にかかわらず、初期復原力が十分であれば転覆しないことがわかる。

3.3 乾舷の影響

Fig. 9 では、乾舷が標準状態の場合と高い場合を比較する。ただし、center casing がない場合である。横軸は有義波高である。この2つの図から、乾舷を大きくすると滞留水量が減少し、定常傾斜角も小さくなることがわかる。ただし、今回の実験のように、乾舷を大きくするために車両甲板を上げると、重心が上昇し GM_d が小さくなるので注意しなければならない。

3.4 初期傾斜の影響

荷崩れ等による傾斜の影響を調べるため、船内の重りを移動して初期傾斜（損傷側4度）を与えた実験を行った（center casing 無し）。結果を Fig. 10 に示す。初期傾斜のない Fig. 5 と比較すると、初期傾斜をつけた損傷側に船体は傾き、浸水しやすくなることがわかる。特に、 $GM_d=1.27$ m の場合は、約3分ほどで転覆した。このことから、わずかな初期傾斜が転覆の原因になる可能性があることがわかる。

4. 横揺同調の影響

一般に、横波中において最も転覆の危険性が高いと言われているのは横揺同調状態であり、復原性規則にもこの考え方が反映されている。しかし、船内に自由水がある場合の従来の研究は、タンク内の自由水の同調（スロッシング）に注目したものが多く、また、一般に車両甲板内の滞留水

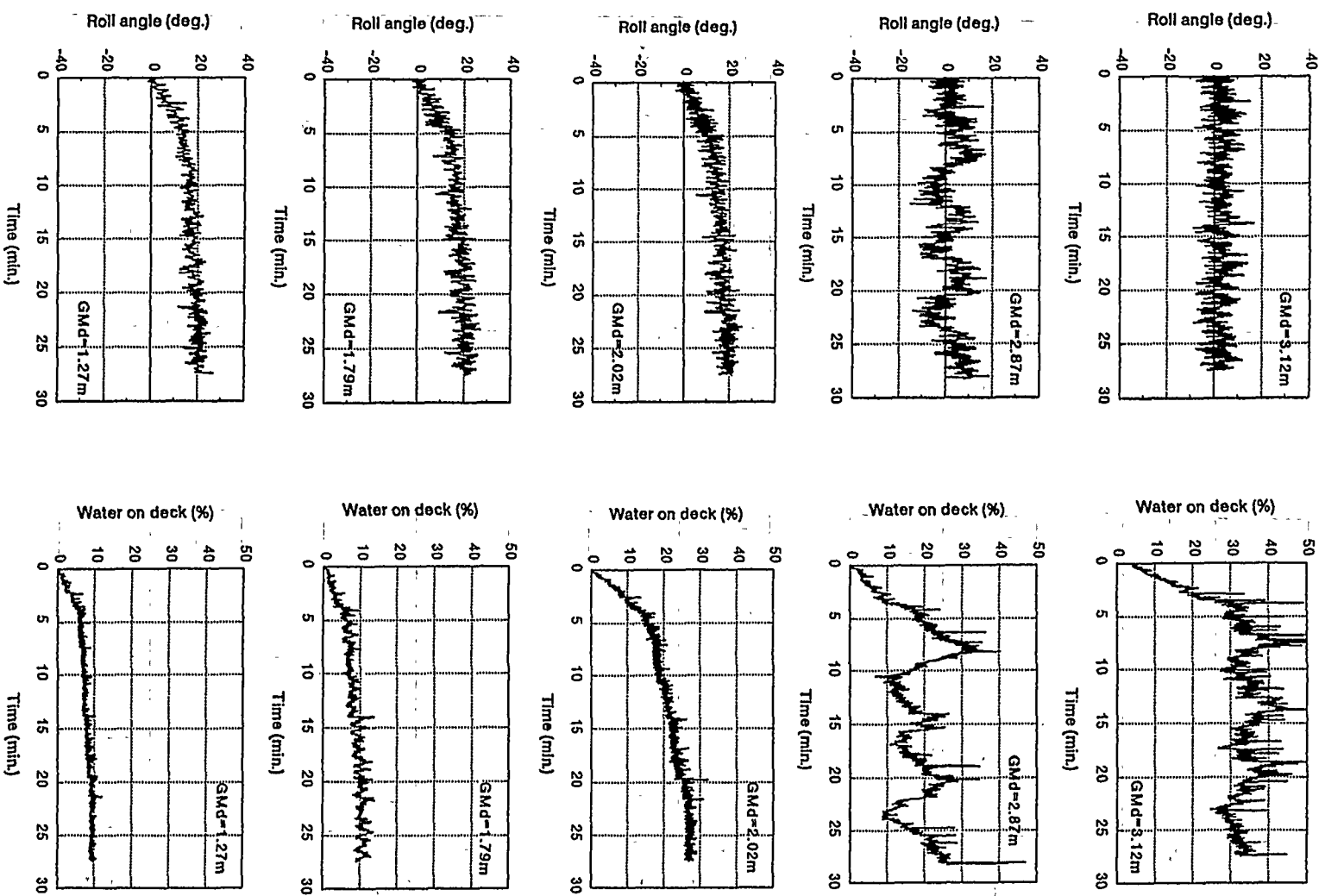


Fig. 5 Time evolutions of roll angle ϕ and amount of water on deck w (no center casing)

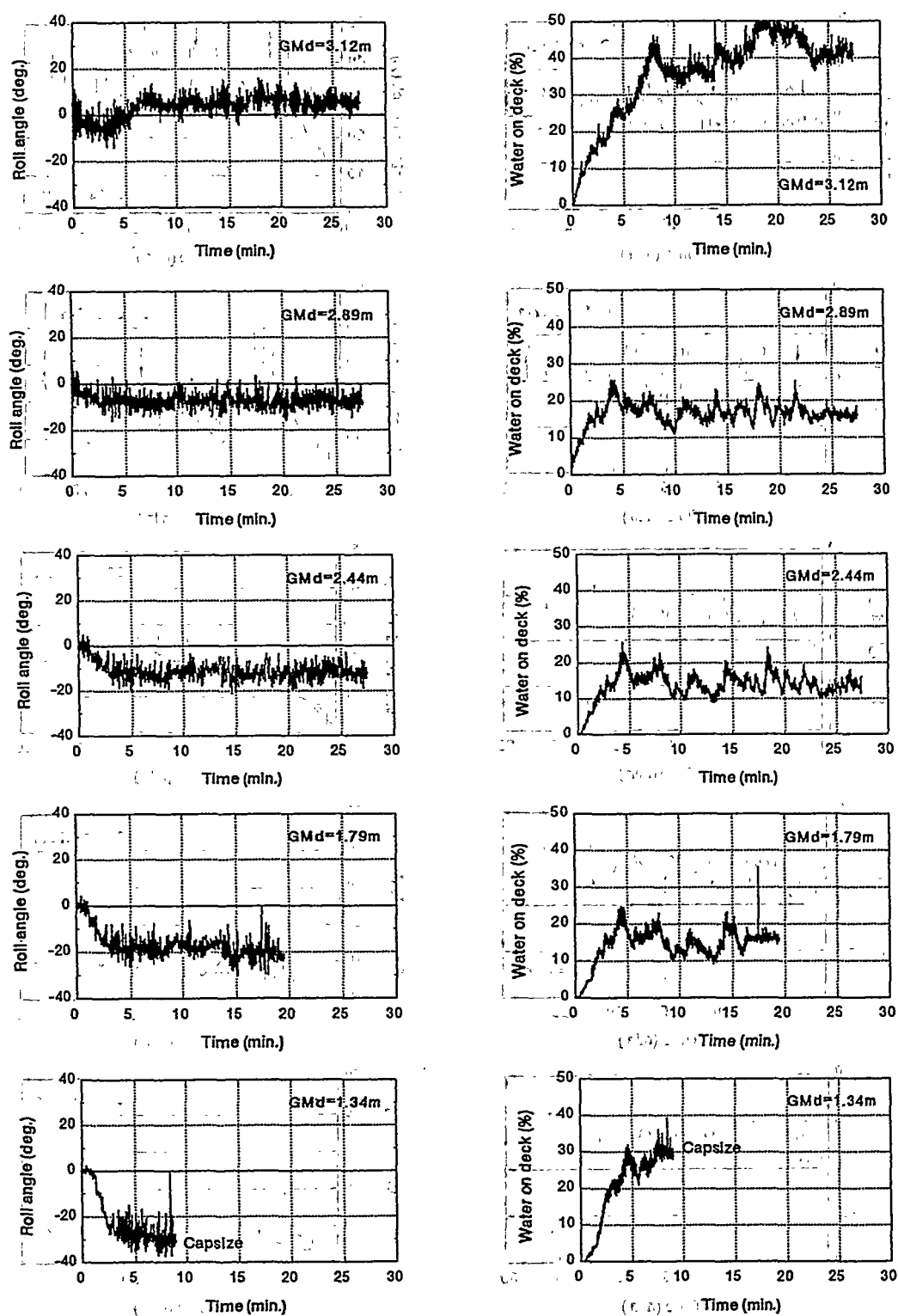


Fig. 6 Time evolutions of roll angle ϕ and amount of water on deck w (with center casing)

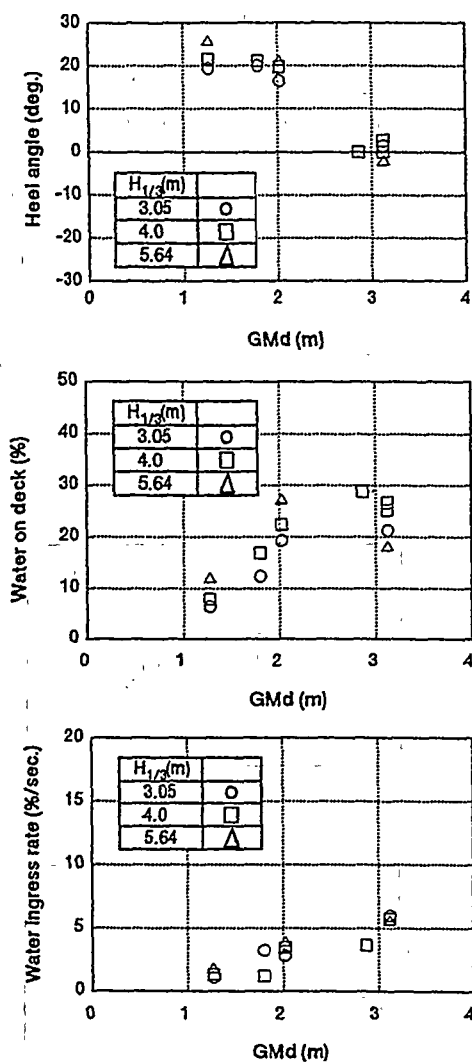


Fig. 7. Experimental results in irregular waves (no center casing)

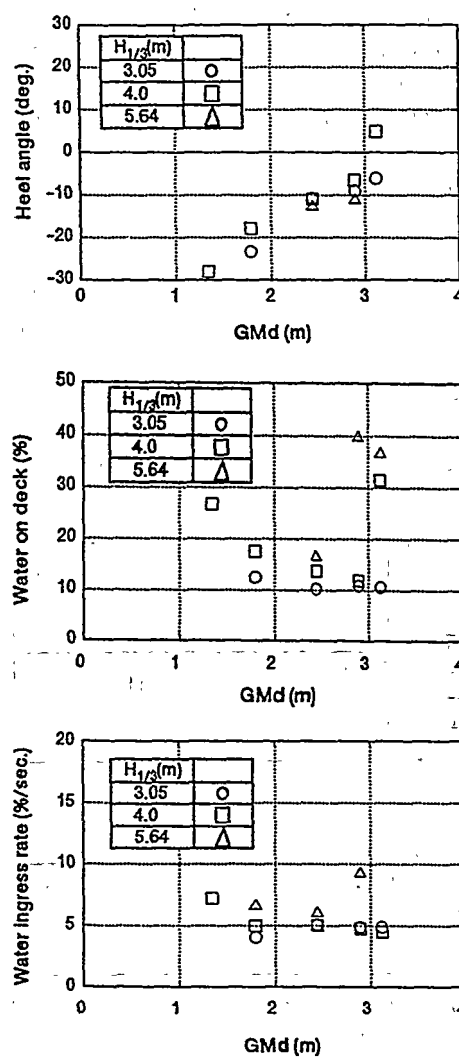
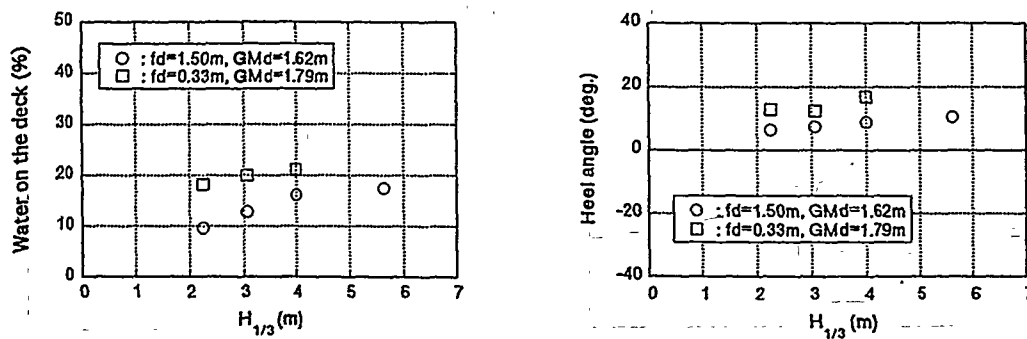


Fig. 8. Experimental results in irregular waves (with center casing)


 Fig. 9 Effects of freeboard on heel angle ϕ_0 and amount of water on deck w (no center casing)

の同調周期はRO-RO客船の横揺固有周期と離れているため、RO-RO客船の横揺同調時の現象については十分にわかっていない。本実験における横揺固有周期は、標準状態 ($GM_d=3.12$ m) で $T_r=8.43$ sec. であり、入射波のピーク周期 $T_p=8.0$ sec. に近いので、横揺同調の影響があるものと思われる。本章では、横揺振幅や滞留水量などの諸量と横揺同調との関係を、規則波中の実験結果から考察する。

4.1 横揺固有周期と減衰率

Fig. 11 に、自由横揺試験から求めた船体の横揺固有周期 T_r と横揺振幅 10 度における等価線形減衰係数 B_{e10} を示す。非損傷時と損傷時について計測しているが、損傷時においても甲板上の損傷口は閉じたままとしたので、甲板上に浸水していない状態の結果である。

T_r と GM_d の関係は、 $T_r=2\pi\kappa/\sqrt{g \cdot GM_d}$ (κ : 慣動半径)

で与えられる。 T_r の図中の実線は、 κ が GM_d によらず一定として最小二乗法により求めた近似線である ($\kappa=7.42$ m)。 T_r の変化はおおむねこの式で説明されることがわかる。なお、非損傷時の T_r は $GM_d=3.12$ m にプロットされているが、これは同一重心位置における損傷時の結果と比較するためであり、非損傷時の実際の GM は 1.62 m である。非損傷時の T_r もこの曲線上にのっているが、これは車両甲板下の区画浸水による κ の増加と沈下による GM の増加とが相殺したものである。

一方減衰率は、 $GM_d < 2.5$ m ではほとんど変わらないが、 $GM_d > 2.5$ m では GM_d とともに大きくなる傾向である。また、損傷することにより、減衰係数が非損傷時の約 5 倍になることがわかる。

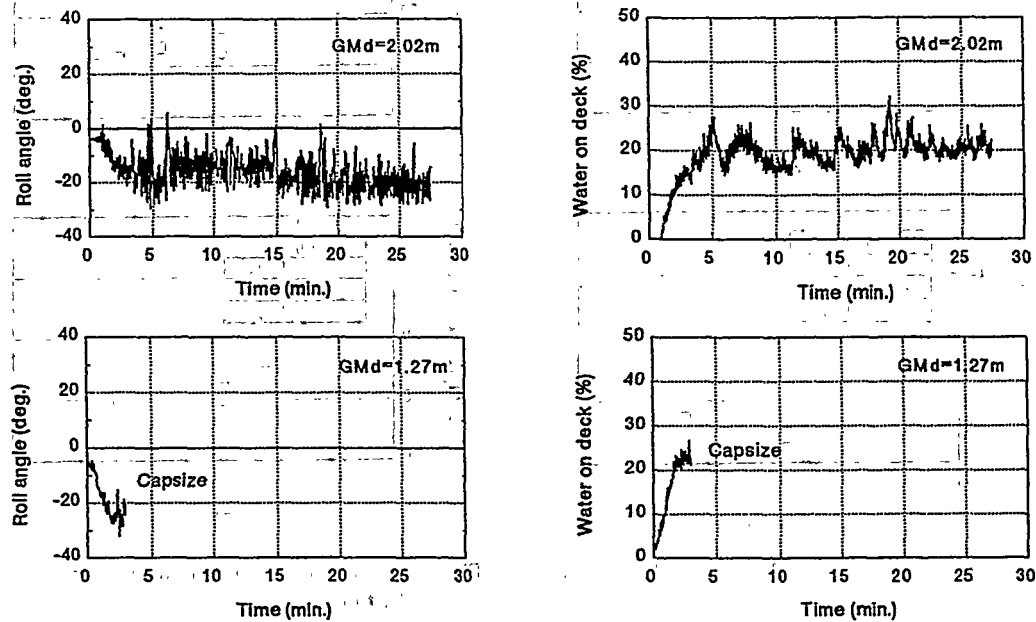


Fig.10 Effects of initial heel on roll angle ϕ and amount of water on deck w (no center casing)

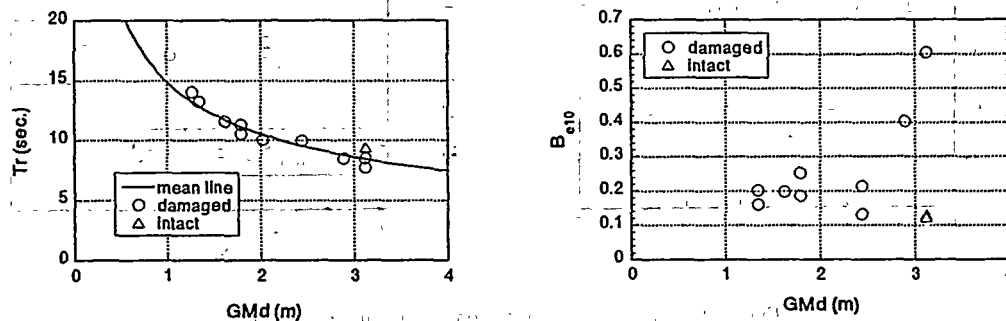


Fig.11 Natural period T_r and damping coefficient B_{e10} of roll motion

4.2 規則波中の実験結果

規則波中の実験結果を Fig. 12 に示す。入射波の波高波長比は 1/25 で一定としている。横軸は tuning factor = ω_i/ω_r で、入射波の角周波数 ω_i と Fig. 11 から計算した各 GM_d における横揺固有角周波数 ω_r との比をとっている。これらの図を見ると、特に center casing 付の場合、横揺振幅と相対水位振幅だけではなく滞留水量も tuning factor = 1 付近でピークを示している。また、その付近で定常傾斜角が波下側に大きくなる実験点が見られるなど、同調点付近で現象に変化が生ずることがわかる。従って、RO-RO 客船の損傷時の安全性について実験する場合にも、横揺同調を起こす入射波を設定することが必要である。

次に、横揺振幅が最大となる周波数 $\omega_{\max}$ について考察する。Fig. 12 を見ると、 $\omega_{\max}/\omega_r$ が 1 からはずれているものが見られる。その理由としては、損傷時に RO-RO 客船に特有なものとして、以下の 3 つが考えられる。

1) 減衰力の影響

甲板上に滞留水がない場合でも、減衰力が大きい場合には、 $\omega_{\max}/\omega_r$ は 1 にならない。すなわち、1 自由度の横揺運動方程式

$$\ddot{\phi} + 2k\dot{\phi} + \omega_0^2\phi = Fe^{i\omega_i t}$$

を考える。ここに、 ϕ は横揺角、 k は減衰係数、 ω_0 は減衰がない場合の固有周波数、 F は強制力の複素振幅、 i は虚数単位、 ω_i は強制力の周波数、 t は時間である。よく知られているように、自由横揺する場合 ($F=0$) の周波数 ω_r は、 $\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - k^2}$ である。一方、強制横揺する場合 ($F \neq 0$) に振幅が最大となる周波数は、 $\omega_{\max} = \sqrt{\omega_0^2 - 2k^2}$ となり、 ω_r よりも小さい。従って、減衰係数 k が大きくなると、 $\omega_{\max}$ は tuning factor が 1 よりも小さい側 (Fig. 12 では左側) にずれることになる。Fig. 11 に示したように、特に GM_d が大きい場合には、損傷状態の減衰力は非常に大きい。従って、減衰力の効果により Fig. 12 のピークは左側にずれると考えられる。

2) 甲板上滞留水の静的な影響

甲板上の滞留水が増えることは、動的な影響を除いて 3 つの効果がある。すなわち、①滞留水を含んだ船全体としての横揺慣性モーメントの増加、②沈下による水線面 2 次モーメントの増加 (復原力の増加)、③自由水影響による復原力の減少、である。このうち、②と③は Fig. 4 の復原力曲線に反映されている。GZ が負から正になる平衡点で船が横揺するものと仮定すれば、平衡点における曲線の傾きから復原力を評価することができる。Fig. 4 からそれと計算すると、程度の差はあるが滞留水がない時よりも復原力は減少し、Fig. 12 の $\omega_{\max}$ を左側にずらす方向に作用する。①の慣性モーメントの増加も同じ方向に作用する。従って、滞留水量が増えるとその静的な効果から、 $\omega_{\max}$ は左側にずれると考えられる。

3) 甲板上滞留水と船体の連成運動の影響

一般に、運動振幅が最大となる周波数は、連成運動により変化することが知られている。ここでは、滞留水表面が平らであると仮定し、また減衰力を考慮しない簡易計算法 (付録参照) を用いて、滞留水と船体の連成運動の影響を評価してみた。その計算によれば、滞留水量が増えるに従って $\omega_{\max}$ は高周波数側 (右側) にずれると考えられる。

この他に、滞留水には減衰力としての効果がある言われており、これも $\omega_{\max}$ を左側にずらす方向に作用する。従って、 $\omega_{\max}$ を高周波数側にずらす効果を持つのは、3) の連成力だけである。

実験データの数が多いではないが、Fig. 12 の横揺振幅の実験結果は上記の考察から説明することができる。center casing がない場合の $\omega_{\max}/\omega_r$ は 1 よりも大きい側に、center casing がある場合のそれを逆側におおむねずれている。center casing がない場合はある場合に比べて滞留水量が小さいため、甲板上の水の移動幅が大きい。また、水の移動を妨げる center casing が存在しない。そのため連成運動の影響の方が大きくなり、高周波数側にずれたものと考えられる。center casing がある場合はその逆である。

これらの規則波中の実験結果と考察から、損傷時の RO-RO 客船の横波中の運動では、①横揺減衰力は大きい滞留水量などに対する横揺同調の影響は無視できないこと、②横揺振幅の同調点が tuning factor = 1 からずれる場合があること、がわかった。

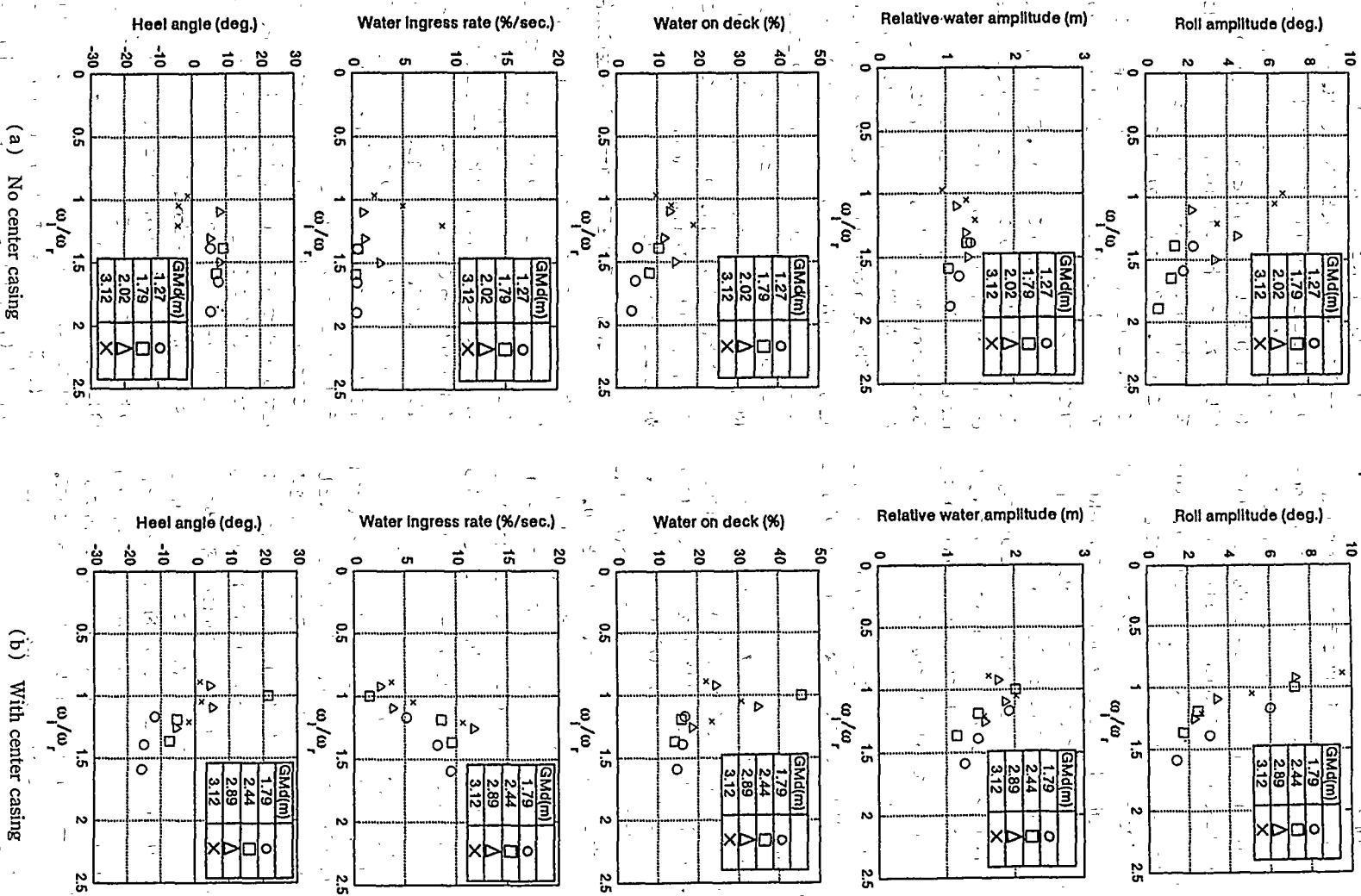
5. 定常状態に決定する因子と転覆発生の条件

本報告で扱っている問題では、車両甲板上の滞留水量が損傷口からの海水流入と流出のバランスによって決定されることが重要な特徴である。流入と流出の速度は小さいので、2~3 波中での横揺は、滞留水量を一定とした復原力曲線 (Fig. 4) によって支配される。船はこの曲線に沿って横揺しながら徐々に滞留水量を増加し、次の滞留水量の曲線に移っていく。そして、横揺のエネルギーが正の復原力範囲を超えるようになれば転覆し、途中で定常状態になれば転覆しないと考えることができる。

ここでは、復原力曲線の静的な量を用いて定常状態を決定する因子について検討し、転覆した実験状態を把握する。また、最終状態に至る過程について検討するとともに、転覆危険性の判別法を提案する。

5.1 定常状態の決定因子と転覆

まず、定常状態における傾斜角と滞留水量から、船がどのような状態で釣り合っているか検討する。実験値を Fig. 13 に記号で示す。ただし、転覆した場合には転覆直前の値を用いた。また、1 点を除いて初期傾斜は 0 である。図中の実線は、滞留水量一定時の復原力 (Fig. 4) が負から正になる平衡点 (主平衡点) である。また、波浪強制力の非線形成分や滞留水の運動などによる定常傾斜偶力の存在を考慮



して、復原力曲線が $GZ = \pm 0.0624$ m (基準状態の GM_d の 2%) の線と交わる点を、副平衡点として破線で示している。以下では、破線で囲まれた領域を平衡範囲と呼ぶことにする。

Fig. 13 から、転覆しないケースでは平衡範囲付近で定常状態となることがわかる。一方、転覆したケースでは大量の滞留水によって平衡範囲からはずれている。Fig. 4 の復原力曲線からもわかるように、この状態 ($GM_d = 1.27$ m, $w/W = 25\%$) では正の復原力範囲を持たないので、転覆につながっている。

船は平衡範囲のどの点で定常状態になるのだろうか。また、転覆したケースでは、なぜ平衡範囲からはずれるのだ

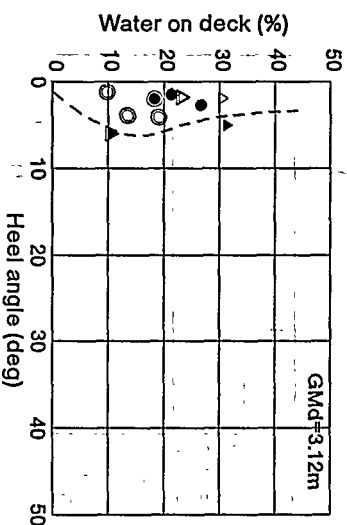
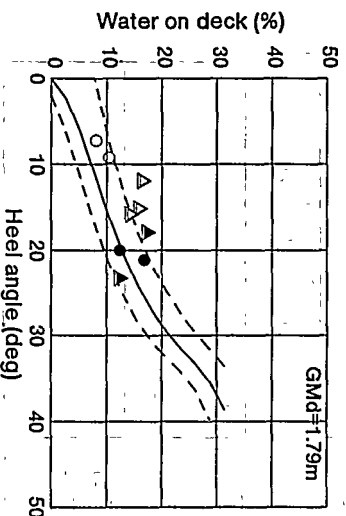
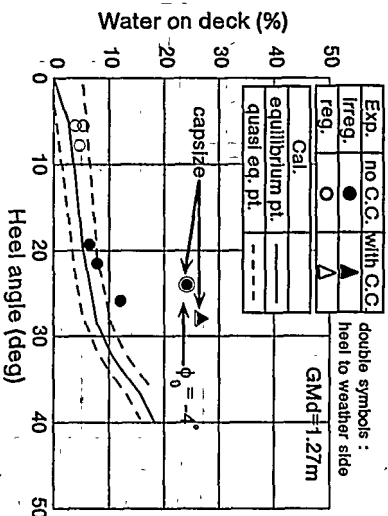


Fig. 13 Amount of water on deck w , heel angle ϕ_0 and equilibrium range

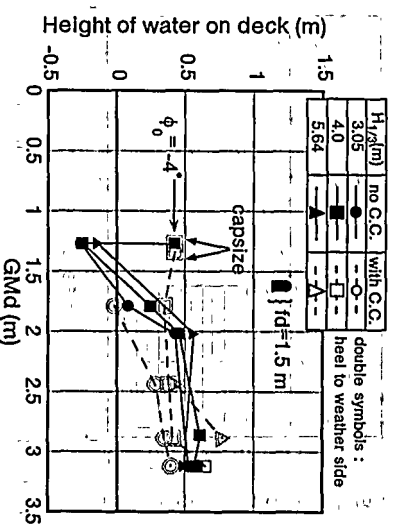


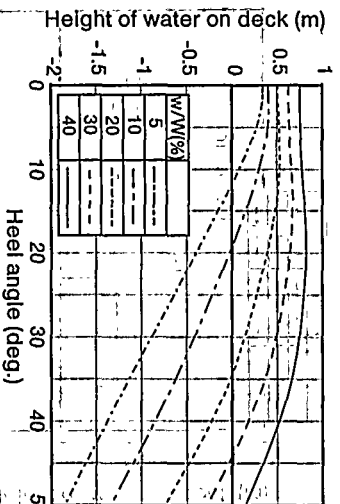
Fig. 14 Experimental results of height of water on deck H_d

ろうか。海水の流入と流出を規定する尺度として、車両甲板内の平均水面高さと船外の静止水面との差 (以後水位差 H_d と呼ぶ) を考えてみる。 H_d が非常に高くなれば損傷口からの流出量が流入量を上回る。また H_d が非常に低くなれば、逆に流入量が上回る。従って、 H_d はある一定の範囲内でバランスする筈である。

定常状態における傾斜角と滞留水量から H_d を計算したものを Fig. 14 に示す。ここで、 $H_d > 0$ は外水面よりも滞留水面が高いことを意味している。この図から、乾舷が標準状態 (0.33 m) の場合、 H_d は実船で $-0.26 \sim 0.78$ m、模型船で $-1.1 \sim 3.3$ cm の狭い範囲に限られ、この水位差でバランスすることになる。ただし、乾舷を高くした場合 (1.50 m) には、高い位置にある車両甲板に水が滞留するので、標準状態に比べ滞留水量は少ないものの、 H_d はさらに大きい値となる。このように、水位差が高い位置でバランスすることは、滞留水量の増加と復原力の低下に直結するので非常に重要である。その原因としては、波の非線形成分や波と船体運動との位相差などが考えられる。Fig. 3 の損傷時の復原力曲線は $H_d = 0$ という条件下の計算なので、RO-RO 客船の安全性を評価する場合には、これに $\pm \alpha$ の滞留水影響を考慮する必要がある。

実験結果の検討を進める前に、傾斜角や滞留水量によって H_d がどのようにに変化するかは検討しておく。平水中で一定量の滞留水を車両甲板に乗せたときの H_d と傾斜角との関係を Fig. 15 に示す。傾斜角が小さい場合には、滞留水が車両甲板に平均して広がるため、滞留水量による H_d の変化はわずかである。一方傾斜角が大きくなると、滞留水が車両甲板端部に集中するので、特に滞留水量が小さいときには H_d が傾斜角によって大きく変化することがわかる。 GM_d が小さい状態では、定常傾斜角が大きくなり、また滞留水による復原力の悪化が著しい。従って、 H_d が大きくなると大量の水が浸水、滞留し、転覆することになる。

Fig. 14 にもどり、乾舷が標準状態の場合について検討を

Fig. 15 Height of water on deck H_d in calm water

進める。まず center casing 無の場合を見ると, GM_d が大きい範囲では H_d はほぼ一定値を保つが, GM_d が小さくなると急激に H_d が小さくなる傾向にある。これは, すでに述べたように, 少量の滞留水でも波下側に傾くため損傷口が高い位置になり, 実験開始後短時間で海水流入がほとんどなくなるからである。ただし, 波上側に4度の初期傾斜をつけた場合には, 損傷口が低い位置に留まるので, GM_d が大きい場合と同程度の H_d 値を示している。そのため, 大量の滞留水により復原力曲線が悪化し, 転覆する結果になっている。一方, center casing 付の場合には, ほとんど波上側に傾斜する。波高が低いと center casing 無の場合と同様に右上がりの傾向を示すが, 波高が大きくなると GM_d が仮も小さい状態において転覆している。2.4で述べたように, この状態は SOLAS 規則を満足しないので, より条件の厳しい甲板浸水を伴う場合に転覆することは, ある意味で当然の結果である。

まとめると, 波高が大きい波の中では, 短時間で波下側に大傾斜する場合を除いて, $H_d=0.4\sim0.8$ m でバランスする。このことは, 傾斜角にかかわらず大量に浸水することを意味する。重心が低い状態では, 大量に浸水しても平衡範囲付近で釣り合うので転覆には至らない。しかし, 重心が高い状態では滞留水による復原力曲線の悪化が著しいので, $GZ>0$ の領域がなくなるか, または, 横揺のエネルギーが正の復原力範囲を超えるようになり, 転覆するものと考えられる。

なお, 以上の検討から, 傾斜方向 (損傷口高さ) が転覆の有無に重要であることが明らかとなった。実験結果では, center casing 付の場合, ほとんど波上側に傾斜している。これは, 浸水がまず波上側の部分に滞留することから説明でき, 一般的な性質と思われるので, center casing 付の船は転覆の危険性が高いと言える。一方, center casing 無の場合には, 重りの移動によって初期傾斜をつけない限り波下側に傾斜した。試みに, 実験途中で大量に浸水した時点で波上側に傾けてみたが, 2~3波で波下側斜にもどるのが

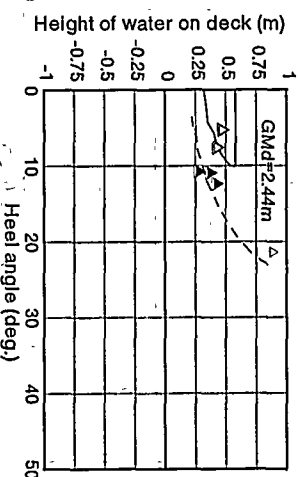
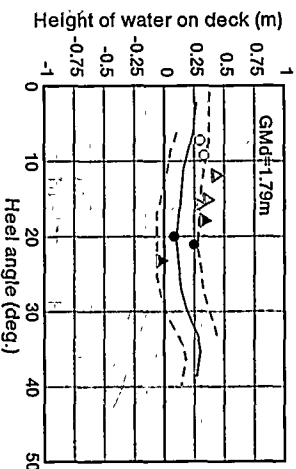
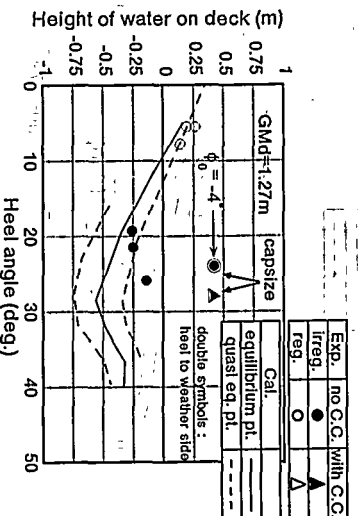
観察された。この性質は船体運動と滞留水の運動との位相差などが関係していると考えられるので, 車両区画幅が異なる場合など一般的な傾向を述べるには, 動的影響を含めた検討が必要と思われる。

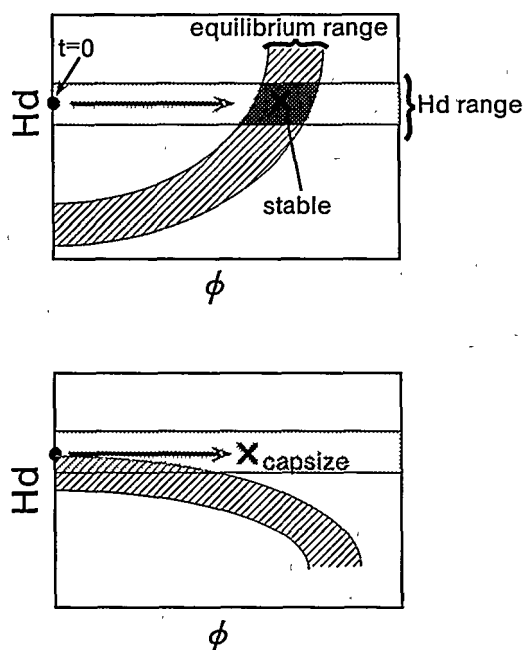
5.2 最終状態に至る過程と転覆危険性の判定法

ここでは, 損傷直後から最終状態に至るまでの変化の過程を考察し, 転覆危険性の判定法などについて検討する。

H_d が重要なパラメータとなるので, Fig. 13の縦軸を H_d に代えたものを Fig. 16に示す。ただし, 説明を容易にするため一部異なった GM_d を用いている。この図から, GM_d が大きくなるに従って, 平衡範囲が右下がりから右上がりへと変化する事がわかる。ここには示していないが, 最も重心の低い $GM_d=3.12$ m では, 滞留水量にかかわらず直立状態が主平衡点になるので, 図中の実線は縦軸に一致する。

Fig. 16と, Fig. 17に概念図を用いて, 時間変化の様子を

Fig. 16 Height of water on deck H_d , heel angle ϕ and equilibrium range

Fig. 17 Stability and instability in H_d - ϕ diagram

検討する。損傷直後に少量の水が甲板上に打ち込んだ状態を考えると、平均傾斜角はほぼゼロの筈である。また、 H_d は乾舷高さ(0.33 m)にほぼ等しい。従って、 $\phi=0^\circ$ 、 $H_d=0.33$ mがすべての状態のスタート点になる。Fig. 16に示した GM_d では少量の滞留水で初期復原力が負となるので、船は短時間で傾斜するようになる。波高が高く波上側に傾斜していく場合を考えると、先に述べたように H_d ほぼ一定の値(0.4~0.8 m)をとるので、点はスタート点から右に動いていくことになる。Fig. 15からわかるように、滞留水量一定ならば傾斜とともに H_d が低下し、浸水しやすくなる。また、滞留水量が増加すると傾斜が増大する。従って船は、「傾斜」-「 H_d の低下」-「浸水」-「 H_d の回復」という過程を繰り返しながら、Fig. 4の復原力曲線のうち滞留水量の多いものへと移動して行くことになる。

そして、 $GM_d=2.44$ mのように平衡範囲が右上がりの場合には、平衡範囲付近で変化がとまり定常状態になる。また、 $GM_d=1.79$ mのように平衡範囲が横軸に平行な場合には、適当なバランス位置で定常状態になる。ただし、平衡範囲内のどの状態でバランスするかは、先に述べた同調現象とも関連する複雑な問題なので、今後の検討課題とした。最後に、最も重心の高い $GM_d=1.27$ mでは $H_d=0.4$ m付近に平衡範囲が存在しない。また、もし存在しても、平衡範囲が右下がりならば不安定釣合状態にしかならないので、変化は止まらない。従って、この重心高さでは、時間が経過するにつれて平衡範囲から離れ、滞留水量の増加とともに復原力曲線が悪化し、最後に転覆する結果となる。

転覆を防ぐには、大傾斜、大量浸水時の復原力を大きくし、平衡範囲の傾きを右上がりにする必要がある。

波浪中で H_d がどの程度の値になるかわかれば、それに対応する滞留水量を計算し、Fig. 4の復原力曲線から転覆危険性を知ることができる。しかし、 H_d は乾舷高さや相対水位変動で変化すると思われ、また、滞留水の動的影響にも影響されるので、これを推定することは容易でない。しかし、上に示した平衡範囲による判定手法は、静的な計算だけで行うことができるので、転覆危険性の判定に有用なものと思われる。本実験の対象船では、平衡範囲が右下がりにならないという条件から、安全に必要な値として $GM_d \geq 1.79$ mがひとつの目安となりそうである。

6. 結 論

RO-RO客船模型にSOLAS規則に規定された船側損傷を与え、横波中における運動や滞留水量などを計測した。また、滞留水を一定とした復原力曲線と、車両甲板内の平均水面高さと船外の静止水面との差 H_d を用いて実験結果を解析した結果、次のような知見を得た。

- (1) 実船換算で約30分間の実験を行ったが、転覆した場合を除いて定常状態になった。 GM_d が大きいほど定常傾斜角は小さく、滞留水量は大きい傾向にある。 GM_d が大きければ、大量は浸水しても転覆しない。
 - (2) center casing付の場合は、ほとんど波上側に傾斜する。center casing無の場合は、逆に波下側に傾斜する。大きく傾斜した状態では、center casing付の方が浸水しやすい。
 - (3) 規則波中の実験を行った結果、横揺振幅だけでなく定常状態における傾斜角や滞留水量などにも同調の影響が見られた。また、減衰力、滞留水、滞留水と船体との連成運動などの影響により、横揺の同調点がずれることがわかった。
 - (4) 車両甲板内の平均水面高さは、一般に外の静止水面よりも高い位置でバランスすることがわかった。このことは、滞留水量の増加と復原力の低下に大きな影響を与える。
 - (5) 波高がある程度高く、また波上側に傾斜していく状態では、 H_d はほぼ一定の正の範囲内にある。船はこの条件下で徐々に傾斜と滞留水量を増加させていく。最終的に復原力曲線の正の範囲が小さくなり、横揺のエネルギーがこれを越えるようになると転覆するものと考えられる。
 - (6) 滞留水量一定時の復原力曲線群を計算し、 H_d - ϕ (傾斜角)線図上の平衡範囲を求めことによって、静的な計算だけで転覆危険性をある程度判断することができる。
- ここでは、復原力曲線など静的な量を用いて転覆限界や定常状態を検討したが、車両区画の幅や乾舷高さなどによる H_d の変化、平衡範囲内における定常傾斜角の変化の推定法など、解決すべき重要な課題が残っている。また、横

揺同調時の振る舞いについて定性的に評価したが、定量的にはさらに詳しい検討が必要である。これらの課題には、滞留水の動的挙動を含んだ推定法が必要となるので、今後検討していきたいと考えている。

参考文献

- 1) The Joint Accident Investigation Commission of Estonia, Finland and Sweden: Part-Report Covering Technical Issues on the Capsizing on 28 September 1994 in the Baltic Sea of the RO-RO Passenger Vessel MV ESTONIA, 1995
- 2) I. W. Dand: Hydrodynamic Aspects of the Sinking of the Ferry 'Herald of Free Enterprise', Trans. of R. I. N. A., 1988
- 3) N. Shimizu, K. Roby, Y. Ikeda: An Experimental Study on Flooding into the Car Deck of a RORO Ferry through Damaged Bow Door, Journal of the Kansai Society of Naval Architects, Vol. 225, 1996 (to be published)
- 4) H. Bird, R. P. Browne: Damage Stability Model Experiments, Trans. of R. I. N. A., 1973
- 5) S. Velschow, M. Schindler: RO-RO Passenger Ferry Damage Stability Studies - A Continuation of Model Tests for a Typical Ferry, Symp. on RO-RO Ships' Survivability, 1994
- 6) I. W. Dand: Factors Affecting the Capsize of Damaged RO-RO Vessels in Waves, Symp. on RO-RO Ships' Survivability, 1994
- 7) D. Vassalos: Capsizing Resistance Prediction of a Damaged Ship in a Random Sea, Symp. on RO-RO Ships' Survivability, 1994
- 8) Some Results of Model Test, IMO RORO/ISWG/1/3/5, 1995
- 9) 村重, 石田, 渡辺, 小川: RO-RO 船車両甲板の浸水と波浪の関係についての模型実験, 船研発表会講演集, 1995
- 10) 二村, 石田, 渡辺: 外洋ヨットの転覆現象に及ぼす

船型等の影響について, 日本造船学会論文集, 第175号, 1994

- 11) 渡辺: RO-RO 客船「エストニア」の転覆事故とIMOの安全対策, 第66回船研発表会講演集, 1995

付録 甲板上自由水と船体の連成運動のモデル方程式

簡単のため, Fig. A.1 のように垂直の側壁を持つ船の甲板上に水がある場合を考える。船内と船外の水の出入りは無い。Heave, Sway 方向の運動は Roll 方向の運動に比べて小さく無視できるとする。さらに, 甲板上の水の自由表面は平ら (傾き Ω) であると仮定する。そのとき, 甲板上の水の重心位置 G_1 の空間固定座標系 x_0y_0 における位置 (ξ_0, η_0) は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\xi_0(\phi, \Omega) &= l_1 \tan \Omega \cos \phi \\ &\quad + \left(a + \frac{d_2}{2} + \frac{1}{2} l_1 \tan^2 \Omega \right) \sin \phi \\ \eta_0(\phi, \Omega) &= -l_1 \tan \Omega \sin \phi \\ &\quad + \left(a + \frac{d_2}{2} + \frac{1}{2} l_1 \tan^2 \Omega \right) \cos \phi\end{aligned}\quad (A.1)$$

ここで, $l_1 = \frac{1}{12} \frac{b^2}{d_2}$ である。運動エネルギー T とポテンシャルエネルギー U は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}T &= \frac{1}{2} I \dot{\phi}^2 + \frac{1}{2} m (\dot{\xi}_0^2 + \dot{\eta}_0^2) \\ U &= Mg \left\{ \left(a + \frac{d_1}{2} - d_0 \right) (1 - \cos \phi) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} l_0 \left(\frac{1}{\cos \phi} - \cos \phi \right) \right\} + mg \left\{ \eta_0 - \left(a + \frac{d_2}{2} \right) \right\}\end{aligned}\quad (A.2)$$

ここで, 上付ドット $\dot{} = d/dt$, $l_0 = \frac{1}{12} \frac{b^2}{d_1}$, I : 船体の重心 G_0 まわりの慣性モーメント, M : 船体の質量, m : 甲板上の水の質量である。運動方程式は Lagrange の方程式

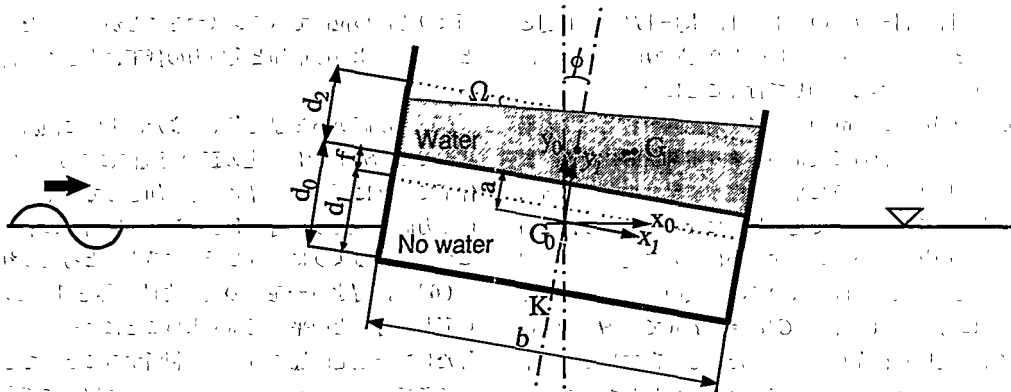


Fig. A.1 Rolling motion of a box-shaped floating body with water on deck in beam seas

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right) - \frac{\partial L}{\partial q} = 0, \quad L = T - U \quad (\text{A.3})$$

より得られる ($q = \phi$ or Ω)。従属変数 ϕ, Ω を空間座標系における傾き $\theta_1 (= \phi)$, $\theta_2 = \Omega - \phi$ に変換し, (A.1), (A.2) 式を (A.3) 式に代入する。さらに, θ_1, θ_2 は微小であるとして線形化すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \left\{ I + m \left(a + \frac{d_2}{2} \right) \left(a + \frac{d_2}{2} + l_1 \right) \right\} \ddot{\theta}_1 + m l_1 \left(a + \frac{d_2}{2} \right) \ddot{\theta}_2 \\ & + Mg \left\{ \overline{G_0 M_0} - \frac{m}{M} \left(a + \frac{d_2}{2} + l_1 \right) \right\} \theta_1 - m g l_1 \theta_2 \\ & = A \sin \omega t \end{aligned} \quad (\text{A.4.1})$$

$$m l_1 \left(a + \frac{d_2}{2} + l_1 \right) \ddot{\theta}_1 + m l_1^2 \ddot{\theta}_2 + m g l_1 \theta_2 = 0 \quad (\text{A.4.2})$$

ここで, 第一式右辺の $A \sin \omega t$ は入射波による Roll モーメントを表す。(A.4) 式の特解を次のように表す。

$$\theta_{1p} = A_1 \sin \omega t, \quad \theta_{2p} = A_2 \sin \omega t \quad (\text{A.5})$$

(A.5) 式を (A.4) 式に代入すると次のような増幅率係数を得る。

$$\left| \frac{A_1}{(A/I\omega^2)} \right| = \left| \frac{r - p_1}{D} \right|, \quad \left| \frac{A_2}{(A/I\omega^2)} \right| = \left| \frac{(1 + p_2)r}{D} \right| \quad (\text{A.6})$$

ここで,

$$D = r^2 - \{1 + p_1 + \mu(1 + p_2)p_3\}r + p_1 - \mu p_4,$$

$$r = \left(\frac{\omega_r}{\omega} \right)^2, \quad \mu = \frac{m}{M}, \quad p_1 = \frac{\kappa^2}{G_0 M_0 l_1}, \quad p_2 = \frac{a + d_2/2}{l_1},$$

$$p_3 = -\frac{a + d_2/2}{G_0 M_0}, \quad p_4 = -\frac{\kappa^2}{G_0 M_0^2} (1 + p_2) \quad (\text{A.7})$$

(A.6) 式で $D=0$ となる点が同調点である。したがって, 甲板上に水がある場合, 同調点が二つできることがわかる。Fig.A.2 は船体の Roll 角の増幅率 $|A_1/(A/I\omega^2)|$ ((A.6) 式) を tuning factor ω_i/ω_r に対してプロットした図である。浸水量が大きくなると, 問題にしている入射波の周波数帯の同調点が $\omega_i/\omega_r > 1$ にずれることがわかる。

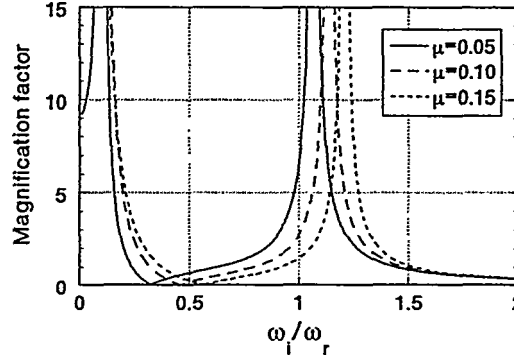
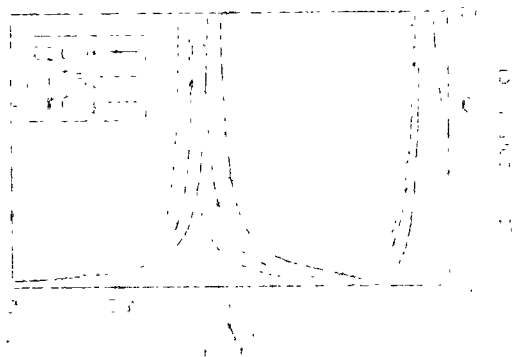


Fig. A.2 Frequency response of amplitude of roll motion with water on deck

The first part of the paper is devoted to the study of the asymptotic behavior of the solutions of the system (1) as $t \rightarrow \infty$. It is shown that the solutions of the system (1) are bounded and tend to zero as $t \rightarrow \infty$. The second part of the paper is devoted to the study of the asymptotic behavior of the solutions of the system (1) as $t \rightarrow 0$. It is shown that the solutions of the system (1) are bounded and tend to zero as $t \rightarrow 0$.



The third part of the paper is devoted to the study of the asymptotic behavior of the solutions of the system (1) as $t \rightarrow 0$. It is shown that the solutions of the system (1) are bounded and tend to zero as $t \rightarrow 0$.

テンプレートマッチングと対話型誤識別検出処理を用いた自走模型船の平面運動計測

正員 二 宮 伸 治*

Position and Motion Measurement of a Free-Running Model Ship Using Template Matching and Error Detection with Encoding Human Judgment

by Shinji Ninomiya, Member

Summary

A new image analysis system for a motion measurement of a free-running model ship is developed. In the present system, a target is traced through template matching procedure, and error identification is distinguished by using some characteristic parameters. The tracking procedure by a human judgment is supported in the system.

The change in the mutual correlation coefficient of the image and the contrast of the image are used as characteristic parameters. The characteristic parameters are projected on a characteristic vector field and the error identification is judged on the characteristic vector field.

For the verification of the present system, a target on a rotating disk with a constant speed was traced. The error of the rotating radius remained less than 2% and the mean tangential velocity remained less than 0.5% respectively.

The measurement of a free running model ship succeeded with satisfactory results. Moreover, it was confirmed that the judging error identification of the present system was very effective.

1. 結 言

著者らは、翼付き半没型高速船 (High-speed semi-submersible Vehicle with wings; 以下略して HSV と称する) の運動性能を評価するため、角水槽において旋回試験を実施した¹⁾。この試験では、全長 2 m の小型自走模型船を使用した。模型の外観を Fig. 1 に示す。船体姿勢は模型に搭載された機器により計測・制御するが、船位および船速を測定する機器を搭載する空間がないため、船位と船速は外部から非接触で計測しなければならない。

船位の非接触計測には、撮像素子上で高輝度または特定の色を示す部分の重心を検出することにより対象の座標を決定する光学式運動計測法が確立されている²⁾³⁾。この方法は実時間で結果が得られるが、水槽試験では水面の反射や

造波による反射光の攪乱など、計測対象の特徴を覆い隠すようなノイズとなる要因が多く、機器と照明の微妙な調整が必要となる。

ノイズの影響を受けにくいシステムとしては、光半導体位置検出器があるが、検出器と計測対象の距離に制限があ

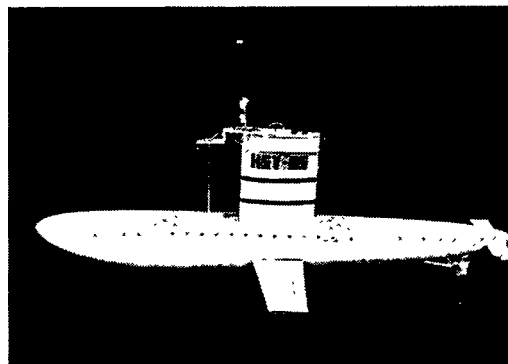


Fig. 1 Free-running HSV model used for experiments

* 広島大学工学部エンジニアリングシステム教室

原稿受理 平成 8 年 1 月 10 日

春季講演会において講演 平成 8 年 5 月 15, 16 日

る。

長谷川らは、従来の方法が適用困難な状況での位置・運動計測のための画像解析システムとして、2台のビデオカメラで撮影された画像から抽出された船影の輪郭形状から船位および船首方位を決定する方法を提案している⁴⁾。しかし、本研究で対象とする HSV 自走模型船は、Fig. 1 に示すように複雑な形状である上、走行時には中央のストラット部以外の船体の大部分が没水するため、輪郭形状から直接的に位置を推定することは困難である。また、停止時の復元性にあまり余裕がないため、充分な大きさのマーカを設置することも難しい。

本研究では、従来の手法の適用が難しい半没型小型模型船の船位を、水槽の天井に設置した一台のビデオカメラの画像から簡便に計測する画像解析システムを開発する。

形状が複雑で、かつマーカが設置できない対象を追跡するには、計測対象を含む局所的な画像の輝度分布をテンプレートとし、次の時刻の画像上で強い相関を示す部分に同じ対象が存在するものと識別する方法（テンプレートマッチング）の適用が考えられる。この方法は、2時刻間で輝度分布の変化が少ない場合には非常に有効である。著者らは漕艇競技中の選手の体の動きに対してこの方法を適用し、マーカを設置できない対象の運動計測を行った⁵⁾。しかし、画像のコントラストの変化や突発的なノイズなどにより誤った識別を行なうと解析の効率は大きく損なわれる。

そこで本研究では、計測対象を含む画像の特徴を記述するいくつかのパラメータ（以下特徴パラメータと称する）により誤った識別を検出する処理を、テンプレートマッチングの手法と組み合わせることによって効率良く自走模型船の平面運動を計測するシステムを開発する。

本方法では、解析の全行程を機械的判断に任せず、識別結果が疑わしい時には人間の判断を優先して、その判断基準を次の解析に反映させることにより対話的に解析を行う。これは、対象を正しく識別する画像認識能力が、人間にとっては容易なものである反面、その機能を計算機に付与することが困難な現状では最も現実的な選択のひとつであると思われる。

本システムを HSV 自走模型船の平面運動計測に適用し、手法の妥当性および問題点について検討する。

2. 解析方法

解析の手順を Fig. 2 に示す。撮影された映像は VTR に録画され、後でデジタル画像として記録される。解析はこのデジタル画像を逐次展開して行う。

解析に先立ちテンプレートのサイズ及び探査範囲を設定し、最初の画像上のテンプレートを登録する。登録が終わるとシステムは次の時刻の画像に対してテンプレートマッチングを行ない移動先の座標を決定する。2時刻間のテン

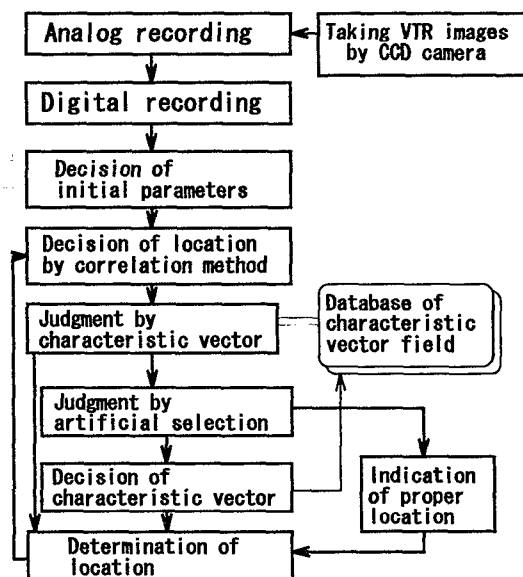


Fig. 2 Procedure of model ship position measurement

プレートの輝度分布を用いて計算される特徴ベクトル（特徴パラメータの組）から、識別結果が正しいと判断される時には、システムはただちに次の画像の識別に移行する。

システムにより誤識別が検出された時には、その判断を操作者に委ねる。操作者により正しいと判断されると、システムはその判断基準を次の誤識別検出に反映させるために、その時点の特徴ベクトルをデータベースに登録する。人間による判断でも誤っていると判定される時には、最終的な座標の決定は人為的に行なわれる。

2.1 誤識別の検出処理

システムによる正誤判定では、誤識別の発生を確実に検出しなければならない。誤識別検出の基本的な概念を Fig. 3 に示す。解析には4つの特徴パラメータを用いたが、ここでは説明のため2つ特徴パラメータ $R1, R2$ を成分としたベクトルが存在する空間について考える。

解析の過程で得られた複数の特徴ベクトルを空間にプロットすると、そのベクトルの各パラメータより上の領域の重なり具合から、正しい識別と判定される領域 T 、誤った識別と判定される領域 F 、その中間的な領域 O の3つの領域に空間を分割することができる。ここで特徴ベクトルが T の領域に存在しなかった場合をすべて誤識別とすると正しい識別が行われた場合もほとんど誤識別と判定されて都合が悪い。そこで O の領域にしきい値を設け、そのしきい値より右上の領域に特徴ベクトルがある時に正しい識別ができたものと判定する。しきい値は O の領域の中間とし、解析の過程で逐次更新する。

2.2 特徴パラメータ

特徴パラメータは、2時刻間のテンプレートの平均輝度、

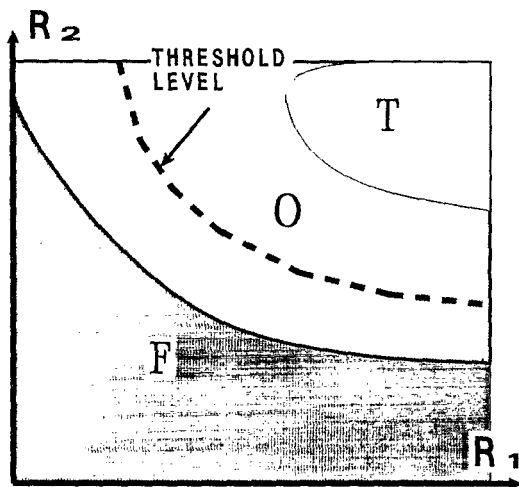


Fig. 3 Schematic image of characteristic vector field

輝度の分散, テンプレートを縦横方向に微小にずらした時の相互相関係数の変化から定める。前の画像の時刻を t とした時の平均輝度の変化率 R_A , 輝度の分散の変化率 R_V , テンプレートを微小移動させた時の相互相関係数の低下率 R_S をそれぞれ(1)~(3)式に示す。

$$R_A = 1 - |A(t) - A(t-1)|/B \quad (1)$$

$$R_V = 1 - |V(t) - V(t+1)|/B \quad (2)$$

$$R_S = 1 - \frac{\sum_{p=1}^{P+1} \sum_{q=1}^{Q+1} R_c(b, q)}{9 \times R_c(P, Q)} \quad (3)$$

ここで $A(t)$ は輝度分布の平均値, $V(t)$ は輝度分布の標準偏差, B は輝度の最大値, $R_c(b, q)$ は相互相関係数, (P, Q) は照合先の領域の中心座標である。(1), (2)式は画像の平均的な明るさ, コントラストの変化を表し, (3)式は対象の輪郭形状の類似度を近似的に表現している。以上に示した特徴パラメータと相互相関係数 R_c の計4個を特徴パラメータとして用いる。画像のモーメントや, 重心位置の変化等も特徴パラメータとして用いることも考えられるが, 対象の形状が複雑な場合, これらの特徴は対象の位置に依存して著しく変化するので本研究では適用しなかった。

3. 計測精度の検証

本方法の精度を評価するため, 一定速度で回転するターンテーブル上に HSV に類似した物標を設置し, 旋回半径および旋回速度を計測した。追跡された軌跡を画面上にプロットしたものを Fig. 4 に, 旋回半径及び旋回速度の計測結果を, それぞれ Fig. 5, Fig. 6 に示す。物標がカメラから最も遠ざかる位置を 0 deg とした。旋回半径の平均値は, 設定値 0.12 m に対して 0.118 m, 旋回速度の平均値は設定値 0.414 m/s に対して 0.416 m/s と, ほぼ満足できる結果となった。旋回半径の標準偏差は平均値の 1.7 % 程度, 旋

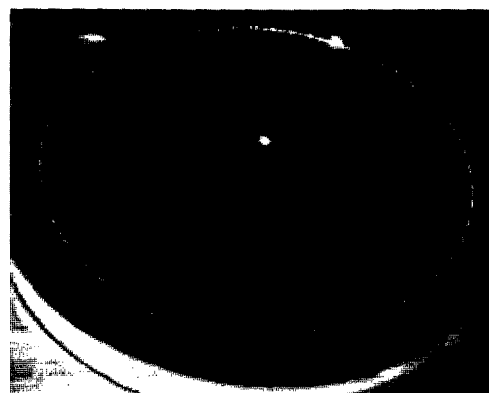


Fig. 4 Tracked path of target on rotating disk

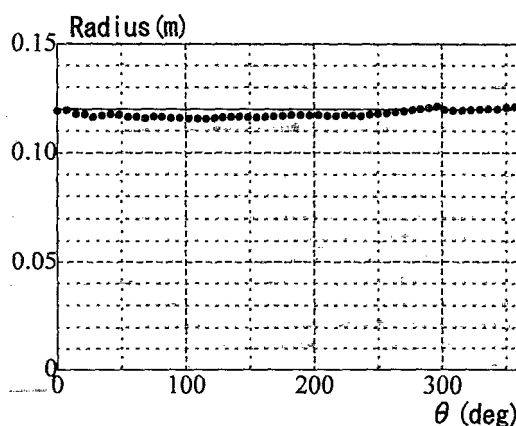


Fig. 5 Measured radius of trajectory of target on rotating disk

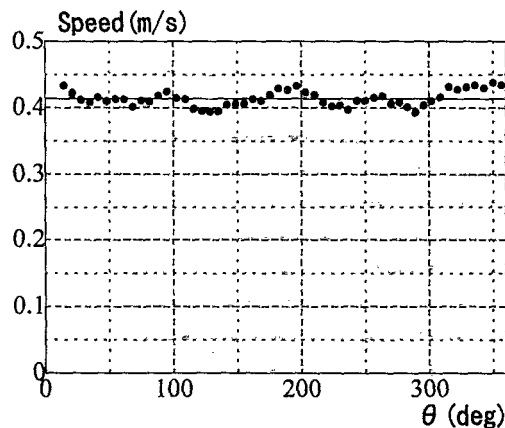


Fig. 6 Measured forward speed of target on rotating disk

回速度の標準偏差は平均値の 3.3 % 程度となった。速度のばらつきを見ると, 分解能が高くなるにもかかわらず, カメラに近い領域でばらつきが大きくなっているが, これは

みかけの移動距離が相対的に大きくなり、画像の特徴の変化が激しくなったためであると思われる。本研究では超広角 CCD カメラ ($f=3.6\text{ mm}$) を計測面に対して大きく傾斜させて使用するため、得られる画像の歪曲収差を無視することはできない。本研究では (4), (5) 式に示す座標変換式を用いる。

$$X = \sum_{i+j=0}^N a_{ij} x^i y^j \quad (4)$$

$$Y = \sum_{i+j=0}^N b_{ij} x^i y^j \quad (5)$$

ここで (x, y) は画像の座標値, (X, Y) は実座標値である。次数 N を適切な値に設定することで近似的に歪曲収差を補正することができる。本研究では次数 $N=3$ として, $a_{00} \sim a_{22}, b_{00} \sim b_{22}$ の 10 個の変換係数を, 13 個の基準点から最小二乗法により決定した。この方法による計測値と実測値の誤差は 0.005 m 程度で、画像の量子化誤差の範囲内に収まることから変換精度は充分であると考えられる。

4. 自走模型船の平面運動計測

4.1 実験装置

計測は住友重機械工業株式会社平塚研究所の航海性能試験水槽で実施した。水槽の寸法および計測装置の配置を Fig. 7 に示す。計測に用いる CCD カメラは水面から高さ約 10 m の位置に設置した。カメラは計測面と正対することが望ましいが、設置高さが制限されているため、計測面に対して傾斜させることで軌跡の全体を視野内に収めた。一点鎖線で示す台形領域が実際の計測領域となる。

船体姿勢 (傾斜角, 没水深度等) は模型船に搭載された

センサーとマイクロコンピュータにより計測・制御される。船体姿勢の計測を開始すると同時に模型船上部に取り付けたランプを点灯させることにより、模型船内で計測された船体姿勢のデータと本方法で得られた船位のデータを同期させた。これらの情報から総合的に旋回性能を評価したが、本稿の範囲を越えるので詳細は省略する。

ところで座標変換には正確な基準点が必要となる。本計測では水槽に設置されている計測台車を計測領域内で逐次移動し、計測台車上の物標を基準点として用いた。

3.2 追跡結果

画面座標での模型船の運動軌跡 (画像上で模型船の位置をプロットしたもの) を Fig. 8 に示す。追跡終了時の画面と重ねて表示した。

模型船を低速旋回させたものが (a), 高速旋回させたものが (b) である。水槽天井の照明が水面で反射し、場所によっては曳き波が激しく反射することもある。また、画像からは判別しにくい平均的な輝度分布も場所によりかなり異なっている。

本研究で用いた模型船は、低速旋回時には浮上したまま旋回し、高速旋回時にはストラット以外の大部分が没水する。低速旋回では、曳き波の反射によるノイズが比較的頻繁に発生するが、1 ステップあたりの移動量は小さいため、曳き波の反射が大きくなる時以外では誤識別の発生は少ない。高速旋回では、模型船の大部分が没水するため曳き波の反射は小さくなる。しかし船の形状を示す特徴が低速旋回の場合と比較して不鮮明になり、また 1 ステップあたり

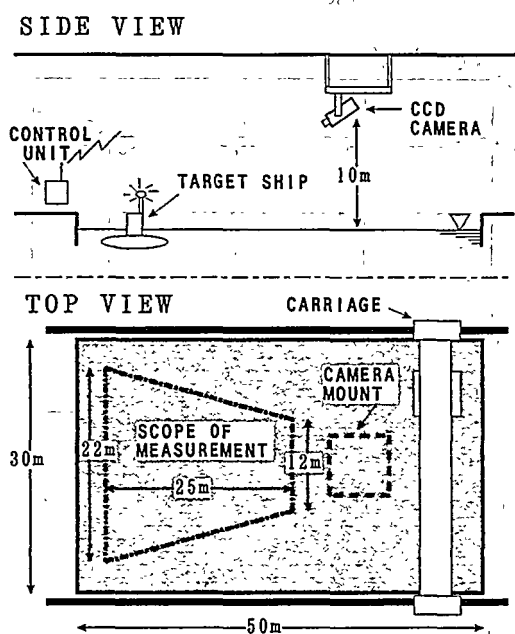


Fig. 7 Schematic view of experimental facility

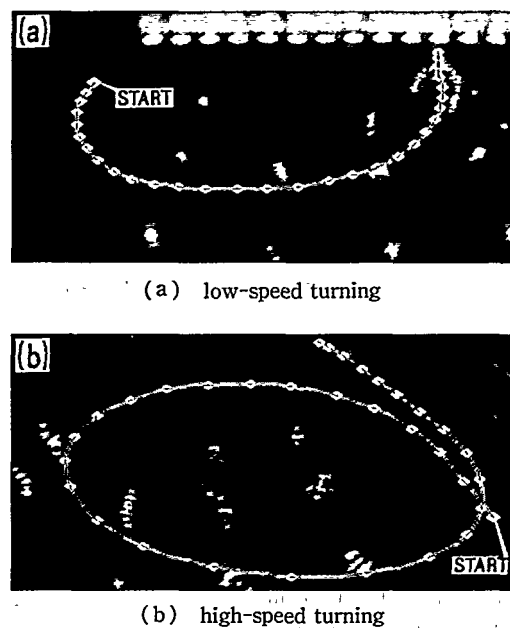


Fig. 8 Sample picture of tracked path and photographic plane

の移動量が多いことから、誤識別は比較的頻繁に発生する。しかし、いずれの状態においても計測が破綻することなく最後まで追跡することができた。

本方法ではテンプレートを各時刻毎に更新する。追跡の過程において1度でも誤った追跡をすると、それ以後は正しい追跡を行うことができない。このことから、本研究で適用した誤識別検出処理および特徴パラメータは非常に有効であると思われる。

テンプレートマッチングによる誤識別の発生率は約16%とかなり高くなったが、誤識別は曳き波の反射が激しい所などの特徴が急変する位置で集中的に発生するため、解析を行っている時にはそれほど多いという印象は受けない。1回の追跡で登録される特徴ベクトルの数はいずれの状態も20~30程度であり、比較的少ない学習回数で判定できることも判明した。

解析には16 bit パソコンを用いたが、所要時間は1ステップあたり8秒程度である。しかしこの内5秒は圧縮されたデジタル画像の読み込みと展開に要する時間で、テンプレートマッチングと誤識別の判別にかかる時間は3秒程度である。

4.3 計測結果

Fig. 9, Fig. 10 に、低速旋回および高速旋回における軌跡の計測値を示す。どちらも左旋回である。○は1秒毎の模型船の位置を示している。

ほとんどの部分で、がたつきも少なくなめらかな軌跡を得ることができた。しかし、カメラから模型船までの距離が遠い部分(図の下側に相当する)では、軌跡にかなりのがたつきが発生している。画像は量子化されているため、軌跡の細かい変動は、分解能の限界によって生じるものと推定されるが、突発的な凹凸は1ステップあたりの移動量

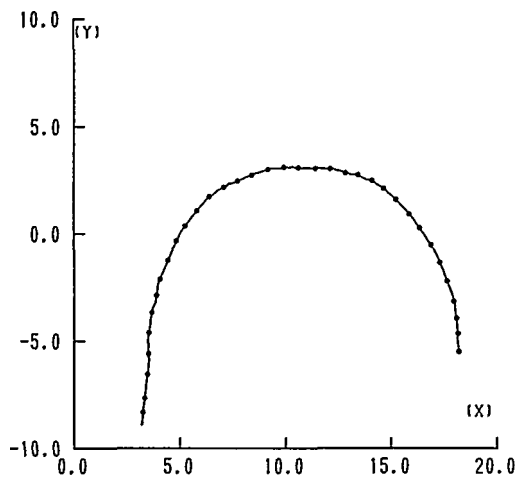


Fig. 9 Measured path of low-speed left turning (model speed: 0.8 m/s)

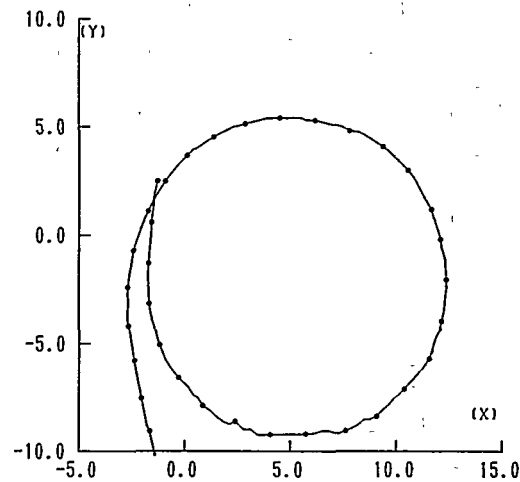


Fig. 10 Measured path of high-speed left turning (model speed: 1.5 m/s)

が大きくなる高速旋回でより多く発生している。

本方法では、誤識別が検出された時には人間の判断を優先するが、画像の特徴に対して画素が粗い時には、人間による識別とテンプレートマッチングによる識別の間に若干のずれが生じる。このことが軌跡のがたつきが生じる原因の1つと考えられる。本計測では定常旋回運動を対象としたことから、局所的ながたつきは統計的棄却や軌跡の平滑化を行うことで大きな問題とはならなかった。しかし、より複雑な運動を計測する場合にはなんらかの対策が必要である。

5. 結 言

テンプレートマッチングの手法と、対象を含む画像の特徴を記述するパラメータにより誤った識別結果を検出する手法を組み合わせ、効率良く自走模型船の平面運動を計測するシステムを構築した。

本方法を自走模型船の運動計測に適用した結果、照明の水面における反射や航跡などのノイズ成分が著しく混入したにもかかわらず安定した計測を行うことができ、本方法の有用性を確認した。

誤識別の判定に2時刻間のテンプレートの平均輝度、輝度の分散、テンプレートを縦横方向に微小にずらした時の相互相関係数の変化から決定されるいくつかの特徴パラメータを適用し、これらのパラメータが本研究で適用した対象に対して有効であることを確認した。本方法は人間による判断を優先するという観点から、機械的識別には相互相関係数の評価のみが用いられ、識別結果の判定にのみ人間の判断が反映される点で限界がある。したがって本方法は人間の目視による追跡を支援するシステムとしての位置付けが妥当である。しかし、誤識別検出に十分な特徴パラメ

ータの登録数は比較的小なくてすみ、人間による修正が必要となる局面も限定されることから、対話形式で解析を行う時の労力を著しく軽減する効果があった。

本方法の問題点としては、相互相関係数のみを照合の評価関数としているため、誤った照合が発生する割合がかなり大きいことが挙げられる。誤った識別が発生した場合には、座標の決定は基本的に操作する人間の判断に依存するため、誤差が大きくなる。特に量子化誤差の大きな領域で軌跡のぼらつきが発生する。本方法の適用領域を広げるには、さらなる改良が必要である。本研究で適用した特徴パラメータは自走模型船の運動計測には有効であるが、さらに多くの状態に適用してその妥当性を確認しなければならない。画像の状態によっては別のパラメータを選択する必要もあると考えられる。

住友重機械工業(株)佐々木紀幸氏、芳村康男氏には、角水槽での実験の実施にあたって多大なる御尽力を頂きました。厚く御礼申し上げます。

実験および解析の手法に関して広島大学工学部茂里一敏教授、土井康明助教授から多くの有益な御助言を頂きました。

た。広島大学工学研究科学生の長屋茂樹氏、藤井康成氏には実験の実施に際して多大なる協力を頂きました。深く感謝します。

参 考 文 献

- 1) K. Mori, S. Ninomiya, Y. Doi, S. Nagaya, Y. Fujii: Free-Running Turning Tests of a New Displacement-Type High Speed Semi-Submersible Ship with Wings, Proc. FAST '95 (1995), pp. 587-596.
- 2) 長谷川和彦: 波浪中の船体6自由度非接触計測システム, 関西造船協会誌, 第210号(1988), pp. 155-160.
- 3) 原口富博, 二村正: ビデオドラッカーを用いた三次元運動計測法について, 船舶技術研究所報告, 第27巻第5号(1990), pp. 1-23.
- 4) 長谷川和彦, 鈴木啓介: 自由航走模型船の位置・運動計測のための画像解析システム第1報 船影の抽出と船首方位の検出, 関西造船協会誌, 第222号(1994), pp. 83-90.
- 5) 土井康明, 茂里一敏, 二宮伸治, 牛尾剛: 漕艇のローイングシミュレーション, 西部造船会々報, No. 89 (1994), pp. 1-8.

肥大船の操縦運動中の流場に関する研究

(第三報 定常旋回中の流場)

正員 大森 拓也* 正員 藤野 正隆**
 学生員 巽 圭司*** 正員 川村 隆文**
 正員 宮田 秀明**

A Study on Flow Field Around Full Ship Forms in Maneuvering Motion
 (3rd Report: Flow Field around Ship's Hull in Steady Turning Condition)

by Takuya Ohmori, *Member* Masataka Fujino, *Member*
 Keiji Tatsumi, *Student Member* Takafumi Kawamura, *Member*
 Hideaki Miyata, *Member*

Summary

A continuous effort has been made to investigate flow field around two full ships in maneuvering motion by means of numerical and experimental methods. Following the previous reports a finite-volume simulation method based on the Navier-Stokes equation is applied to the ships in steady turning motion, and the flow field is thoroughly studied and compared with measured results in the present paper. The degree of accuracy in predicting hydrodynamic forces and moments is improved by revising the numerical method. Detailed measurement of the flow field on the vertical plane at A. P. is carried out in the steady turning motion and the results agree well with numerical solutions. The typical characteristics of the flow field in steady turning condition is revealed by the numerical simulation and the relations between hull form, flow field and forces are clarified.

1. 緒 言

海上交通の安全性を確保するための施策のひとつとして、IMO によって船舶の操縦性に関する基準が制定された。これに伴い、設計段階において十分な精度で操縦性能を推定することが必要となり、操縦性能推定精度を向上させる必要から、活発な研究が行われている。

著者等も主船体まわりの流場と流体力に注目して一連の研究を行っており、本論文もその一環として実施された研究の結果をまとめたものである。第一報¹⁾では船体後半部形状が異なる二隻の肥大船を取り上げ、斜航状態の船体周り流場を Navier-Stokes 方程式の数値解析によってシミュレートし、模型船による表面圧力分布や船尾流場、或いは断面横力の分布や主船体流体力の計測結果と比較して粘

性流数値解析の有効性を検証すると共に、斜航中の船体に働く流体力と流場の様子を明らかにした。また、第二報²⁾では同じ船型について定常旋回中の船体表面圧力の計測を行い、断面横力の船長方向分布を実験的に求め、フレームライン形状の相違に起因する断面横力の分布の変化を明らかにした。また、数値解析の結果から得られた船体表面圧力及び断面横力の分布を実験値と比較検証し、流体力を比較的高い精度で推定できるという結果が得られ、数値計算手法の有効性を確認した。

本報では、第二報で取り上げた定常旋回中の問題について、模型試験によって船尾流場の計測を行い、流場と流体力の関係に関して検討を加える。また、数値計算法にも改良を加え、計算結果と計測結果を比較して数値解析の有効性を検証する。本論文の構成を示す。まず、第二章では模型試験法について、第三章では数値計算法について述べる。続いて両者の結果を示し検討を行うが、第四章では流体力、第五章では流場に関して取り扱う。第六章では船型と流場・流体力の関係について考察を加える。第七章で簡単に結論を述べる。

* (株)石川島播磨重工業

** 東京大学大学院工学系研究科

*** 東京大学大学院工学系研究科修士課程

原稿受理 平成 8 年 1 月 10 日
 春季講演会において講演 平成 8 年 5 月 15, 16 日

2. 模型試験

2.1 供試模型船

本研究で用いた2隻の模型船は、前報まで用いてきた垂線間長3.5mの木製模型船である。想定実船は垂線間長320mの肥大船で、前半部線図は共通、後半部のフレームラインがA船型がV型、B船型がU型と異なっている。模型船の主要目等については前報までの記述を参照されたい。

2.2 流場計測

本研究では旋回中の後流計測を行った。計測を行った旋回半径 R と横流れ角 β の組み合わせをTable 1に示す。ここで、無次元角速度 r' は船長 L と旋回半径 R によって $r' = L/R$ と定義される。なお、ここで r' の符号は右旋回が正であり、流場計測は右旋回についてのみ行った。実験は、舵・プロペラともに装備しない状態で、実船換算15ノットに相当する合速度で実施した。また、定常旋回状態はCMT試験法により、トリムと沈下は拘束された状態で計測した。試験は東京大学船舶航海性能試験水槽で実施された。

後流計測はA.P.断面内について行った。計測範囲は流れが一様になったと判断できる範囲までとし、深さ345mm、横方向には-300mm(左舷側)から+300~+600mm(右舷側)まで計測した。計測点密度は縦横2cm間隔、船体近傍については1cm間隔で、計測点数は一状態につき700~800点程度となっている。B船型の計測位置をFig. 1に示す。

なお、計測は船体後方に設置したトラバース装置に五孔管を取り付けて行い、計測位置をXY電車のコンピュータによって制御した。動圧側は五孔管からXY電車上ま

Table 1 Conditions of experiments

r'	R (m)	β (deg)
0.2	17.5	0
0.2	17.5	9
0.4	8.75	0

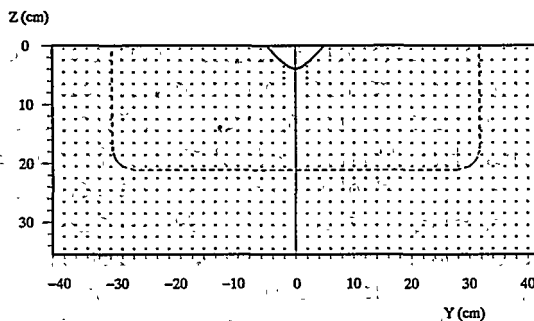


Fig. 1 Locations of flow measurement

とめて置かれた6個の差圧式圧力計の動圧側までビニール管で脱気水を通した。ここで、6個の圧力計のうち一つは遠心力成分とXY電車の振動によるノイズを取り除くためのダミーであり、トラバース装置上に固定されている水を満たした瓶から圧力計まで脱気水を通して計測した。一方、静圧側は船体に固定した瓶から同じ種類のビニール管を用いて各差圧式圧力計の静圧側まで脱気水を通して流場を計測した。トラバース装置は船体に取り付けられているため、計測された流速には船体の運動に伴う速度成分が含まれることになる。本報に掲載した結果はこれを差し引いたものである。Fig. 2に示すように座標系を取ると、ピトー管は静水に対して

$$\begin{pmatrix} U \cos \beta - R' \omega \sin \theta \\ -U \sin \beta - R' \omega \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1)$$

すなわち

$$\begin{pmatrix} U \cos \beta - y \omega \\ -U \sin \beta - L/2R \end{pmatrix} \quad (2)$$

の速度を持っている。従って、この成分を計測値から差し引いて結果を処理している。

3. 数値計算

3.1 旋回流シミュレーション

前報までと同様に、本研究でも有限体積法に基づく非圧縮性乱流の数値計算コードWISDAM-Vを使用する。前報の段階で、旋回の数値シミュレーションは斜航の場合に比べてより高い精度を要求されることが明らかになったため、本報では旋回の定式化をより精密に行って再計算した。また、前報の計算結果で船体後半部における断面横力の推定精度がよくなかった点を考慮し、乱流モデルをSGSモデルからSGSモデルとBaldwin-LomaxモデルのHybridモデル³⁾に変更した。Baldwin-LomaxモデルはSung⁴⁾の修正を加えたものであり、SGSモデルのLength Scale C_s の値は0.4とした。

3.2 定常旋回問題の定式化

以下に本研究における定常旋回問題の定式化について述べる。船体固定座標系上で計算を行い、定常旋回はbody forceによって表現する。

空間固定の座標系 $O-X^1X^2X^3$ 上で、定常旋回を行う船

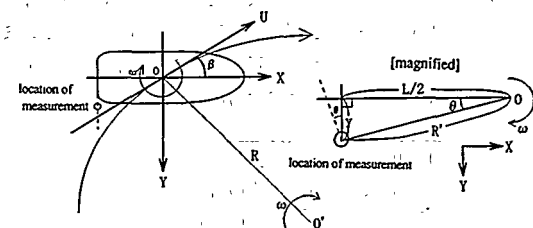


Fig. 2 Schematic sketch of velocity correction in flow measurement

体に固定された座標系 $o-x^1x^2x^3$ を考える。原点 o は船体中央の喫水線上で、 x^1, x^2, x^3 はそれぞれ船体後方・右舷方向・鉛直上方にとられているとし、 $o-x^1x^2x^3$ が $O-X^1X^2X^3$ 上で半径 r_0 、横流れ角 β (角度は反時計周りを正とする) の定常な旋回運動を行う場合を想定する。

まず、回転する座標系における運動の表現を考える。慣性系 $O-X^1X^2X^3$ において回転運動を行う点 $P(X_1^1, X_1^2, X_1^3)$ の位置ベクトル $r = X_1^1 I^1 + X_1^2 I^2 + X_1^3 I^3$ について、

$$\frac{dr}{dt} = \omega \times r \quad (3)$$

ここで ω は角速度ベクトルであり、大きさ ω で回転軸の向きを持っているとする。回転軸を X^3 軸とすると、 X^3 軸方向の単位ベクトル I^3 を用いて以下のように表せる。

$$\omega = \omega I^3 \quad (4)$$

一方、 $o-x^1x^2x^3$ 上での各軸方向の単位ベクトル i^1, i^2, i^3 として、(3)式より、 x^m 軸方向について

$$\frac{di^m}{dt} = \omega \times i^m \quad (5)$$

となる。さらに任意のベクトル r を回転座標系における成分 r_1, r_2, r_3 を用いて表すと $r = r_1 i^1 + r_2 i^2 + r_3 i^3$ となり、これを慣性系において時間微分すると(4)式より

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{dr_1}{dt} i^1 + \frac{dr_2}{dt} i^2 + \frac{dr_3}{dt} i^3 + r_1 \frac{di^1}{dt} + r_2 \frac{di^2}{dt} + r_3 \frac{di^3}{dt} \\ &= \frac{dr_1}{dt} i^1 + \frac{dr_2}{dt} i^2 + \frac{dr_3}{dt} i^3 + \omega \times (r_1 i^1 + r_2 i^2 + r_3 i^3) \\ &= \frac{\partial r}{\partial t} + \omega \times r \end{aligned} \quad (6)$$

ただし、

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{dr_1}{dt} i^1 + \frac{dr_2}{dt} i^2 + \frac{dr_3}{dt} i^3 \quad (7)$$

は、回転座標系から見たときの r の時間変化率であり、 $\omega \times r$ は座標系 $o-x^1x^2x^3$ の回転によって生じる r の時間変化率である。

以上より、慣性系 $O-X^1X^2X^3$ における位置ベクトル r の速度 $\frac{dr}{dt}$ は、回転系 $o-x^1x^2x^3$ から見た速度 $\frac{\partial r}{\partial t}$ を用いて(6)式のように表され、同様に加速度は

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial r}{\partial t} + \omega \times r \right) + \omega \times \left(\frac{\partial r}{\partial t} + \omega \times r \right) \\ &= \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \frac{\partial \omega}{\partial t} \times r + 2\omega \times \frac{\partial r}{\partial t} + \omega \times (\omega \times r) \end{aligned} \quad (8)$$

となる。ここで $\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{d\omega}{dt}$ であるから、回転座標系から見た r の位置の微小体積の流体の運動方程式は

$$\begin{aligned} \rho V \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} &= F - 2\rho V \omega \times \frac{\partial r}{\partial t} - \rho V \omega \times (\omega \times r) \\ &\quad - \rho V \frac{d\omega}{dt} \times r \end{aligned} \quad (9)$$

となる。右辺の第2項は Coriolis の力であり、第3項は遠心力の項である。第4項は定常旋回時には消えることになる。

まず、遠心力の項について考える。回転軸が x^3 軸と同じ向きの場合、遠心力項を変形すると

$$\begin{aligned} -\rho V \omega \times (\omega \times r) &= \rho V (\omega \times r) \times \omega \\ &= \rho V \omega^2 r - \rho V (\omega \cdot r) \omega \\ &= \rho V \omega^2 r_n \end{aligned} \quad (10)$$

となる。ここで r_n は、回転軸から垂直の方向に r により示される点へ向うベクトルである。本研究では、船体固定座標系の原点の運動が $(o_1, o_2, 0) = (r_0 \cos(\omega t), r_0 \sin(\omega t), 0)$ の場合の $o-x^1x^2x^3$ 上の点 p について考える。 p の位置ベクトル r を

$$\begin{aligned} r &= (x_1^1, x_1^2, x_1^3) \\ &= (r_p \cos \phi, r_p \sin \phi, z) \end{aligned} \quad (11)$$

と表す。このとき r_p, ϕ は

$$\begin{aligned} r_p &= \sqrt{(x_1^1)^2 + (x_1^2)^2} \\ \phi &= \tan^{-1} \left(\frac{x_1^2}{x_1^1} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

となる。(10)式より、旋回によって p で働く遠心力が流体に発生する加速度 $a_{centrif}$ の成分は

$$a_{centrif} = \omega^2 \begin{pmatrix} r_p \cos \phi + r_0 \sin \beta \\ r_p \sin \phi + r_0 \cos \beta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (13)$$

この項が Navier-Stokes 方程式に外力項として加わることになる。

次に、Coriolis 力について考える。(9)式より、Coriolis 力による加速度は、 $-2\left(\omega \times \frac{\partial r}{\partial t}\right)$ であり、回転座標系上での速度 $u = (u^1, u^2, u^3)$ を用いて(4)式より $-2\omega i^3 \times u$ と表せる。 $o-x^1x^2x^3$ 系で成分表示すると、

$$a_{coriolis} = -2\omega \begin{pmatrix} -u^2 \\ u^1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (14)$$

となる。

以上は定常旋回中の場合について述べたが、本研究の計算法は静止状態から計算を開始して一様流速まで加速してゆく方式をとっている。旋回の場合は旋回状態で加速してゆくため、加速中は遠心力・Coriolis 力の項は時間の関数として変化し、徐々に増加してゆくようになる。また、定常旋回中の場合は(9)式の右辺第4項は消えるが、加速中はこの項が現れることになる。この項による加速度の成分は以下ようになる。

$$\begin{aligned} -\frac{d\omega}{dt} \times r &= -\frac{d\omega}{dt} (i^3 \times r) \\ &= -\frac{d\omega}{dt} \begin{pmatrix} -(r_p \sin \phi + r_0 \cos \beta) \\ r_p \cos \phi + r_0 \sin \beta \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (15)$$

このようにして、非定常な旋回運動も正確に取扱うことが可能となる。

3.3 計算条件

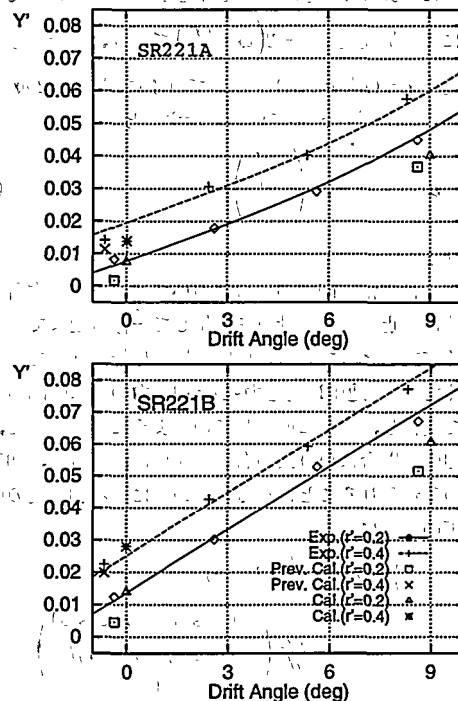
以上のような方法に従って定常旋回中の流場計算を行った。それ以外の部分は前報で説明したものとほぼ同様である。次いで、本研究における計算条件について述べる。計算した状態は、模型実験に合わせて、A, B 船型の $(\gamma, \beta) = (0.2, 0), (0.2, 9 \text{ deg}), (0.4, 0)$ の3状態6ケースである。計算条件は Table 2 に示す通りである。本研究の範囲内では自由表面は考慮しておらず、水面には鏡像条件を与えている。また、物理量は船長と一様流速で無次元化している。なお、時間刻みには数値安定条件からの自動時間刻み設定を採用している。

4. 流体力に関する検討

本章以降では、数値計算結果と模型試験の結果を示し、

Table 2 Condition of computation

Reynolds Number	$Re = 2.835 \times 10^6$
Number of grid points	$190991(\xi^3 \times \xi^2 \times \xi^2 = 101 \times 31 \times 61)$
Computational region (x^1 -dir. before ship)	$0.5 \times L_{pp}$
Computational region (x^1 -dir. after ship)	$0.75 \times L_{pp}$
Computational region (ξ^2 -dir.)	$0.5 \times L_{pp}$
Minimum grid spacing (x^1 -dir.)	$5 \times 10^{-3} \times L_{pp}$
Minimum grid spacing (ξ^2 -dir. at midship)	$1 \times 10^{-4} \times L_{pp}$
Minimum grid spacing (ξ^2 -dir. at F.P.)	$1.5 \times 10^{-3} \times L_{pp}$
Minimum grid spacing (ξ^2 -dir. at A.P.)	$8 \times 10^{-4} \times L_{pp}$



定常旋回中の船体周り流場の特質を明らかにするとともに、船型と流場・流体力の関連について考察を加える。また、結果の比較から数値解析法の有効性を検討する。本章では流体力について検討するが、今回は流体力に関する新たな計測は行っていないため、本章で用いる流体力や横力分布の実験値は前報で用いたデータである。

4.1 主船体流体力

船体に働く横力 Y と回頭モーメント N の無次元値 $Y' (= Y/0.5\rho U^2 L d)$ 及び $N' (= N/0.5\rho U^2 L^2 d)$ を Fig. 3 に示す。計算値は船体表面圧力の積分値から得られ、計測値は CMT 試験で三分力計によって計測したものである。なお、計算コードの改良の効果を検討するため、前報における計算値も同時に示す。

計算値と計測値は良好に対応しており、この手法によって定性的のみならず定量的にも流体力を推定できることを示している。また、前報の計算値と比較しても、推定精度は一部を除いて大きく改善されており、計算法の改良の効果を示している。

4.2 横力の船長方向分布

船体表面圧力をガウス方向に積分すると、船体の横断面に働く横力が求まり、横力の船長方向分布が得られる。この断面横力 ΔY を $0.5\rho d U^2$ で無次元化した $\Delta Y'$ の分布を

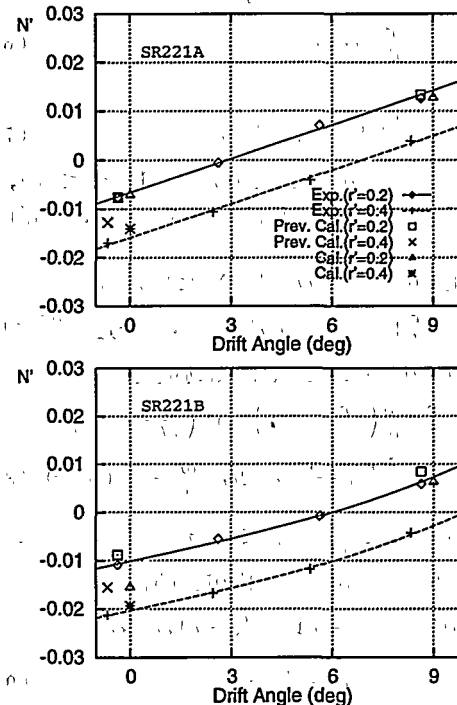


Fig. 3 Comparison of measured and computed hydrodynamic lateral force Y' and yawing moment N' of SR221A and SR221B, horizontal axis is β

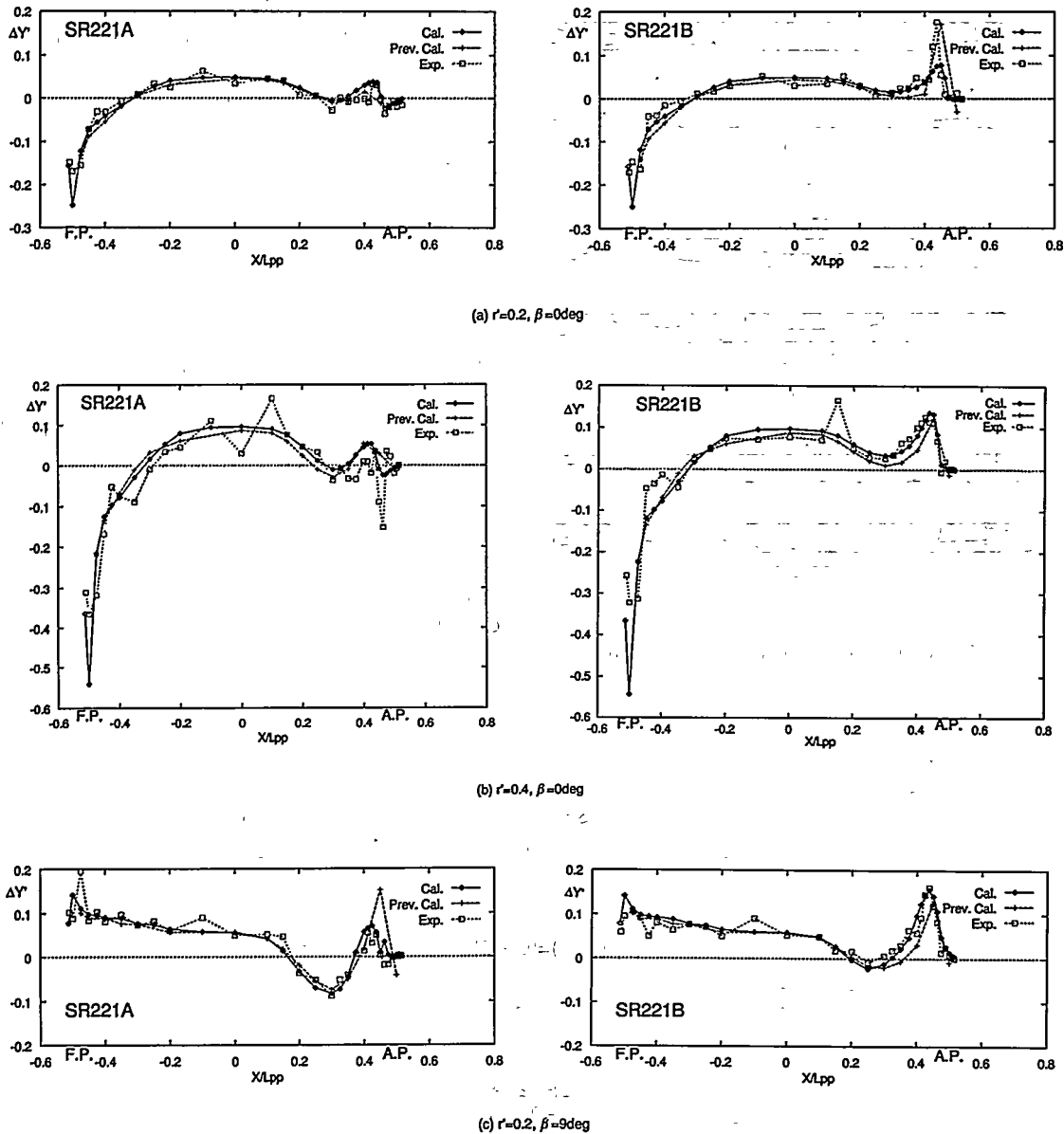


Fig. 4 Comparison of measured and computed longitudinal distribution of sectional lateral force

Fig. 4 に示す。計測値は船体表面圧力の計測値から得られたものである。図中で菱形のマークのついた実線 (Cal.) で示されるのが今回の計算値、十字のマークのついた破線 (Prev. Cal.) で示されるのが前報の計算値、四角のマークの点線 (Exp.) で示されるのが計測値である。

横力分布についての詳細な検討は前報で行ったので、本報では概略を述べるに止める。横流れ角がつくことによって発生する横力は前部及び平行部で正の、後部で負の方向

に働くが、旋回角速度がつくことによって発生する横力は前部で負、平行部と後部で正符号となる。また、A 船型に比べて B 船型では船体後部で発生する横力が正符号側にシフトするという特徴が認められる。旋回中の船体に働く横力分布はこれらの条件の複雑なバランスによって決定されている。

計算値と計測値を比較すると、概略の分布においては両者は定性的・定量的に一致しており、本研究の方法が定常

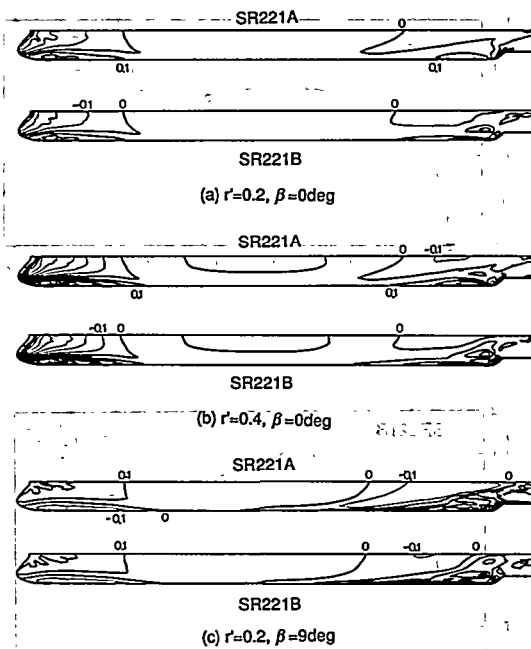


Fig. 5 Distribution of computed lateral force

旋回中の流体力分布を良好な精度で推定できることを示している。ただし、B 船型の $(r, \beta) = (0.2, 0)$ の S. S. 1 以降のように、横力の急激な変化を捉えきれない状況も発生しており、さらなる改良の余地も残されている。しかし、今回の計算値を前報のものと比較すると、より計測値に近い値になっており、本手法の推定精度が向上したことがわかる。特に船体後部の S. S. 3 から S. S. 1 にかけての部分での改善は著しく、断面横力が実験値と定量的に一致するようになった。これが前節での流体力推定精度向上の主要な要因であると考えられる。なお、船首近傍での断面横力の値がやや大きく出る傾向があるが、その原因としては、自由表面を無視していること、船首付近のオフセットが十分密でなく船首バルブの形状を正確に表現できていないことの可能性が挙げられる。また、実験も船首付近では圧力計測点がそれほど密でないため計測精度の問題も無視できない可能性がある。

さらに細かく流体力の分布を見るために、左右両舷の圧力係数の差を取ってコンターを描いたものを示す。Fig. 5 が計算値、Fig. 6 が計測値である。コンター間隔はいずれも C_p で 0.1、計算値は負の値が細線・正の値が太線で示され

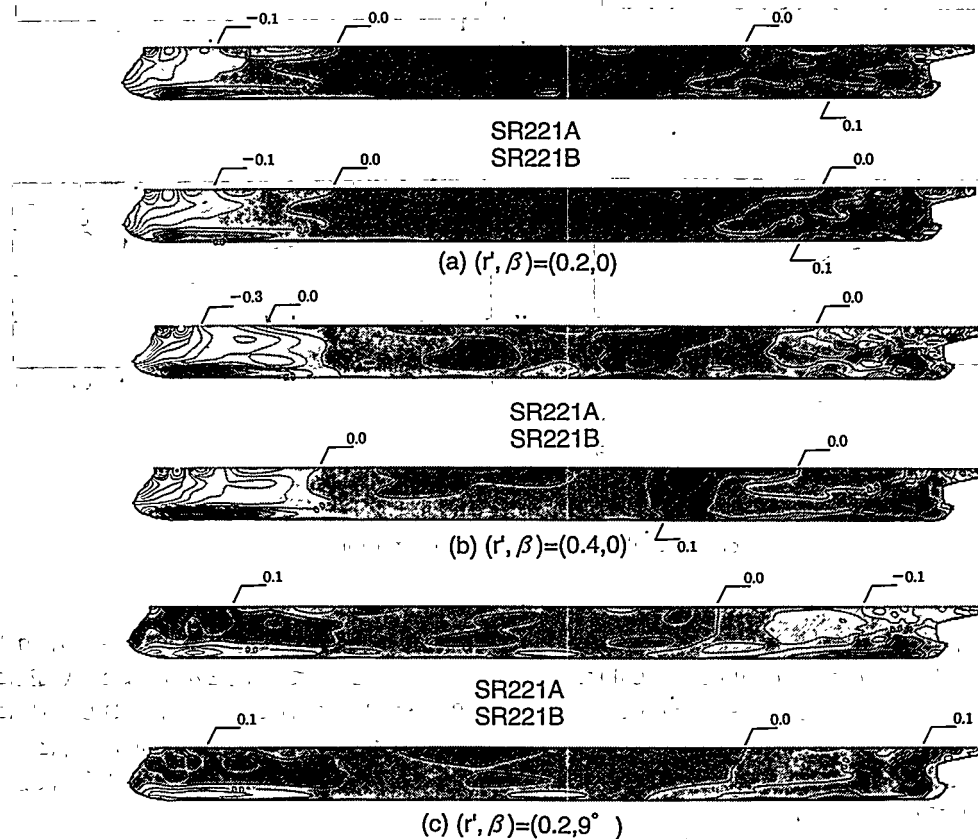


Fig. 6 Distribution of measured lateral force

ている。また、計測値は網の色が濃い方が正の方向である。計算値と計測値の対応は良好で、数値解析が流体力分布を詳細な点まで捉えていることを示している。前半部ではかなり大きな横力が発生しているが、横流れがつかない場合に負、横流れがある場合に正の力が発生しているが、底面近くでは逆符号になっている。中央部では横力は緩やかな分布であり、あまり大きな力は発生していない。旋回半径の小さい $r'=0.4$ の場合は他の場合より大きな力を発生しているが、船底付近では力は減少する方向にある。後半部は二つのブロックに分けられる。水面近くの部分では負の力を発生し、船底近くの部分では正の力を発生している。船体後半部で横力の分布が鋭いピークなどの複雑な挙動を示す背景には、この二つの部分の発生する力の微妙なバランスがあるものと考えられる。

5. 流場に関する検討

5.1 A. P.断面の流場に関して

旋回中の船体周り流場の構造と特質を把握することが本研究の大きな目的のひとつであるが、膨大な労力を必要と特に、後者の影響で渦同士が干渉しあって変形する場合が多く見られ、船尾縦渦が鉛直方向に長く伸びた形になる傾向がある。この問題は解像度・乱流モデルを含めて今後も検討する必要がある。

5.2 旋回時流場の構造に関して

前節において、定常旋回時の船体まわり流場の特徴が、本研究の数値解析手法によって数値的に捉えられることを確かめた。続いて、本節では数値計算の結果から旋回時流場の構造について検討を加える。Fig. 13~Fig. 15 に縦渦する流場計測のみによって流場全体を把握することは不可能である。そこで、本研究では流場計測は A. P.断面のみについて行い、それによって数値計算の精度を検証した後に数値計算の結果を用いて流場の構造を明らかにするという手順を採ることにした。本節では流場計算の結果と後流計測の結果を比較する。計算及び実験を行った 3 ケース 6 状態について A. P.断面での流場を示す。Fig. 7~9 に伴流 u^1 の流速分布を、Fig. 10~12 に縦渦 ω^1 の渦度分布を示す。伴流分布の u^1 のコンター間隔は 0.1、縦渦 ω^1 のコンター間隔は 10 である。縦渦は実線(+)が反時計回り、破線(-)が時計回りの渦を表す。いずれも右が旋回の内側である。なお、計算値・計測値いずれにおいても流速から旋回・横流れによる速度成分は差し引いてある。また、計測値の×印はプロペラ軸位置を表している。

計算値と計測値を比較すると、旋回半径や横流れ角の変化、船型の相違といったパラメータの変化による流場の変化の特徴は計算によって捉えることができていく。しかしながら、定量的には不一致が見られ、数値解析法の改良の余地が残っている。

旋回時の伴流分布の特徴は、伴流域全体の内側への移動

と、プロペラ面付近の低速域である「目玉」の部分の変形に代表される。また、V 型フレームの A 船型は U 型フレームの B 船型に比べて水面付近で広くプロペラ付近で狭い伴流分布になる。旋回角速度がつくと「目玉」は左右に押し潰されたような形状に変形して内側に移動する。横流れがつくと加えて内側の水面近くに低速域が現われる。これらの特徴はすべて計算でも再現されているが、「目玉」の部分の流速の値や「目玉」の位置などを細かく見ると多少の食い違いが見られる。

次に渦度分布を見ると、船尾流場の渦構造はプロペラ面付近の一对の船尾縦渦と船体にまわりついている一对の渦からなっているが、V 型フレームの A 船型より U 型フレームの B 船型の方が船尾縦渦が強く、渦の中心間の距離も大きくなっている。旋回状態では内側の船尾縦渦は強く、外側は弱くなる。渦は全体に内側に移動するが、内側の渦は上へ、外側のものは下へシフトする。また、船体付近の水面近くの渦は外側は強く、内側は弱くなっている。横流れ角がつくと船体から離れた内側の水面近くに反時計回りの渦が現われる。これらの傾向は先の伴流分布とも対応しており、計算値でも伴流分布と同様に定性的に再現されている。しかしながら、渦の強さや位置、渦度の分布形状などを見ると定量的には問題を残していることがわかる。

ここで、伴流と渦度を合わせて数値計算の問題点について検討する。まず、全体に伴流域の幅が狭いという問題点があるが、これは船体から離れた部分の格子点密度が低く解像度が不足していることに負うところが大きいと考えられる。また、そのためか計算値では渦が船体からあまり離れなかったり、対になる渦同士の距離が近づく傾向がある。 ω_1 のコンターを船長方向に並べたものを示す。断面の位置は F. P., S. S. 8, S. S. 5, S. S. 2, S. S. 1/2, A. P. で、右側が旋回の内側である。なお、コンター間隔と符号はこれまでと同様である。

横流れ角がつかない場合、船体前半部では旋回によって船体内側から外側へ向かう流れが生じるので、内側のビルジ部から船底に広がる渦が発生する。一方、横流れ角がついて船首が旋回中心の側に寄ると、斜航による成分が優越して外側から内側に向かう流れになる。船体中央部では、 $r'=0.2$ の場合は船首付近で発生した渦がわずかに残っているだけである。 $r'=0.4$ になるとそれが強くなり、また両側のビルジ部にも内側から外側に向かう流れによる弱い渦が見られる。これが $\beta=9 \text{ deg}$ の場合では、斜航の影響で内側から外側へ向かう流れによって両側のビルジ部に強い渦が生じている。

船体後半部では、旋回による流れも斜航による流れも外側から内側へ向かうので、いずれの場合も似通った性質の流場になっている。基本的に、剝離渦が生じる点は船側平行部の後端と船底の両端である。側面に発生する渦はそのまま船体に沿って水面近くを A. P.まで続いていく。一方、

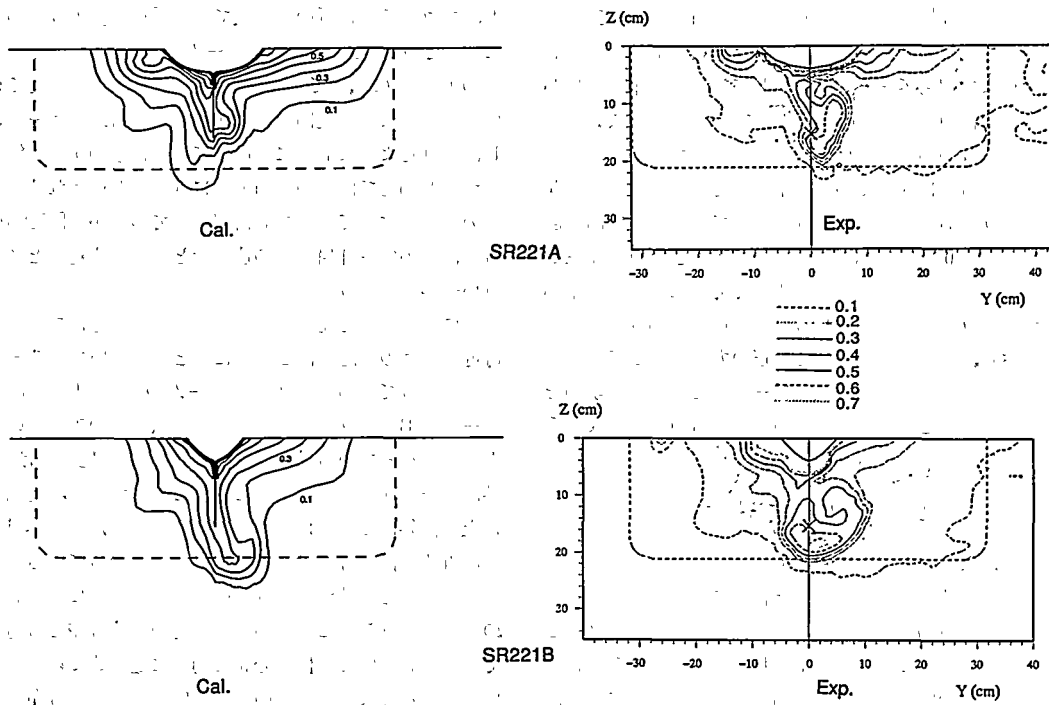


Fig. 7 Contours of measured and computed wake,
 $(r', \beta) = (0.2, 0 \text{ deg})$

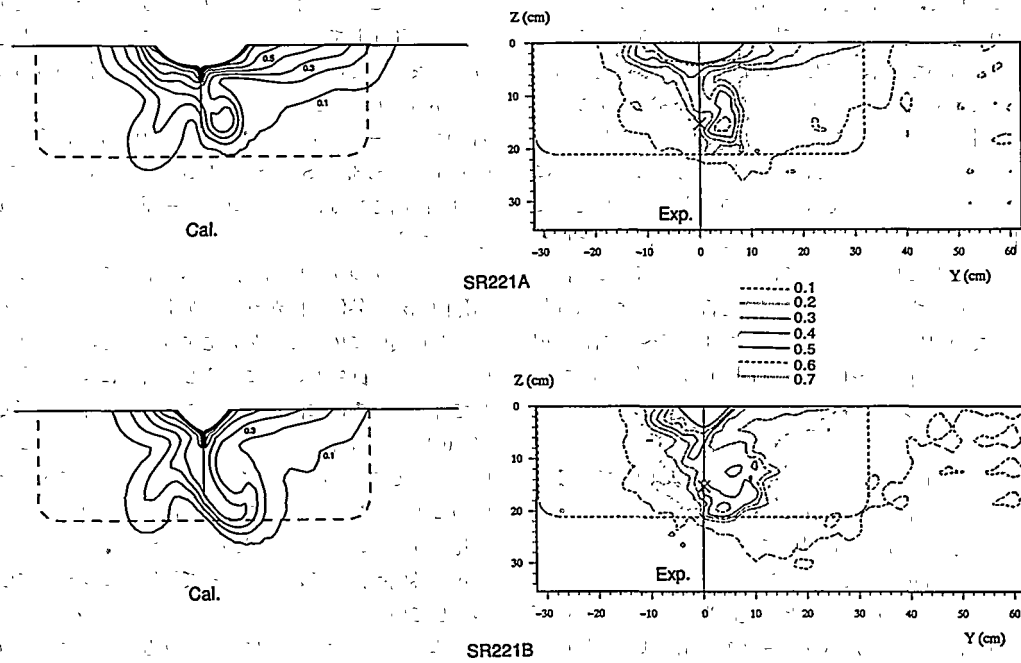


Fig. 8 Contours of measured and computed wake,
 $(r', \beta) = (0.4, 0 \text{ deg})$

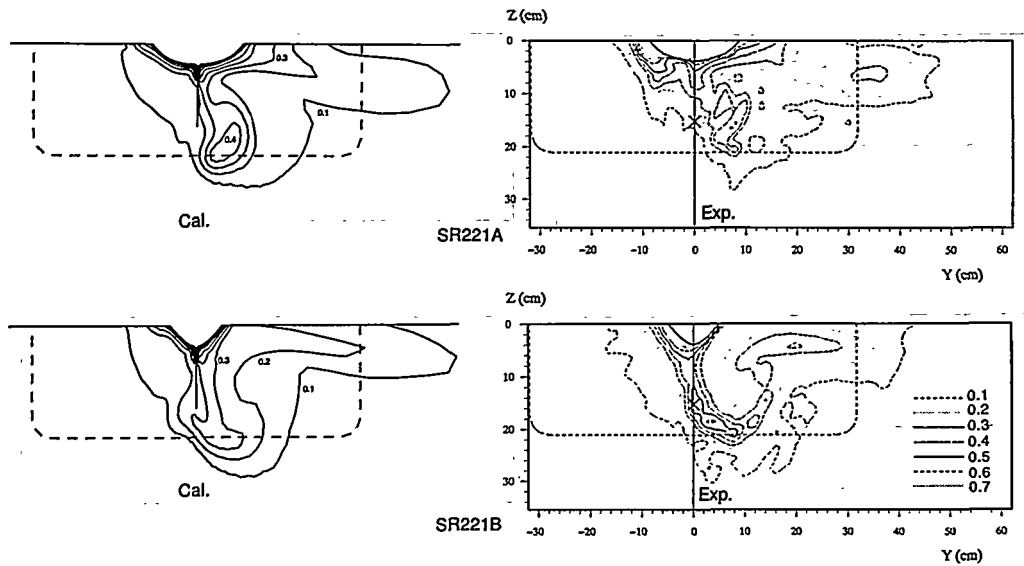


Fig. 9 Contours of measured and computed wake,
 $(r', \beta) = (0.2, 9 \text{ deg})$

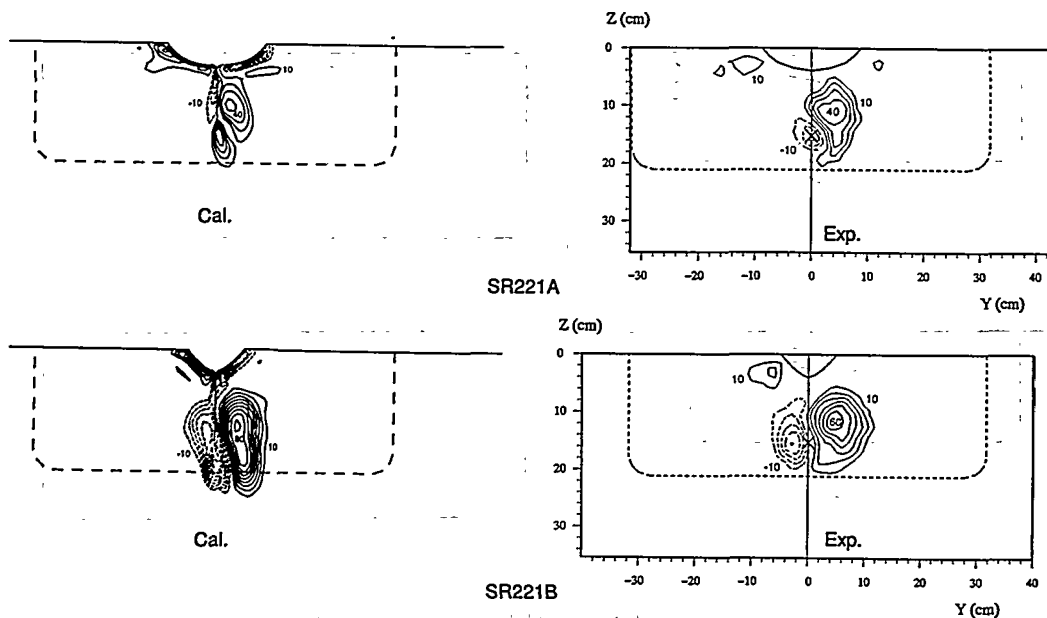


Fig. 10 Vorticity distribution of measured and computed longitudinal vortex ω_1 , $(r', \beta) = (0.2, 0 \text{ deg})$

底面にできる渦は船尾縦渦となり、プロペラ面付近を通過して後方へ伸びてゆく。旋回や斜航によって外側から内側へ向かう流れが加わると、外側側面の渦と内側底面の渦は強まり、内側側面と外側底面の渦は弱くなる。また、V型フレームのA船型の場合は底面の渦より側面の渦が強く、U

型フレームのB船型の場合は底面の渦が強い。また、剝離点の位置が異なるため、渦と船体との、あるいは対になる渦相互の相対的な位置関係が異なっている。

次いで、流場の渦構造を視覚的に理解できるように処理した形で Fig. 16~Fig. 18 に示す。図に示すのは helicity

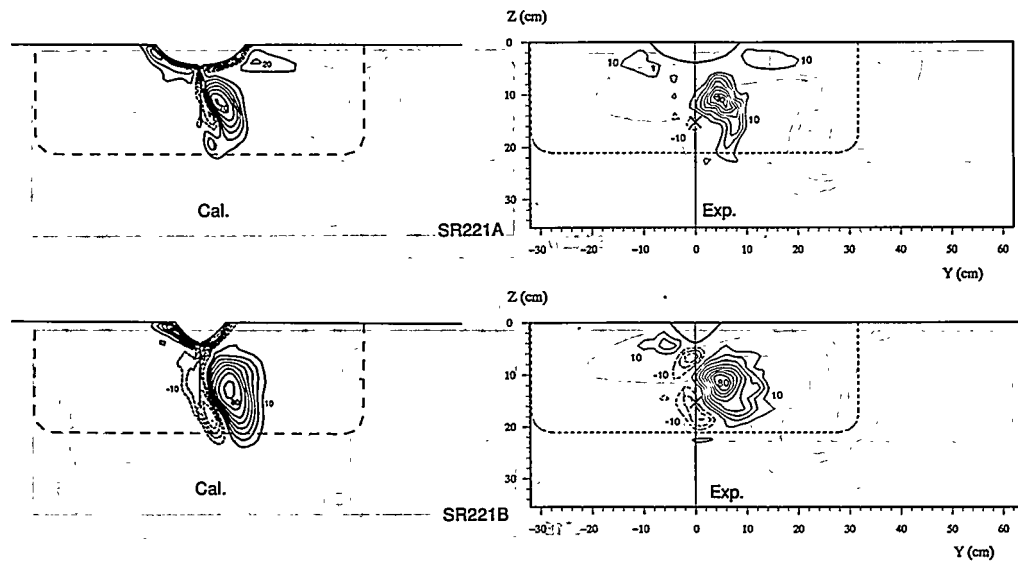


Fig. 11 Vorticity distribution of measured and computed longitudinal vortex $\omega_1, (r', \beta) = (0.4, 0 \text{ deg})$

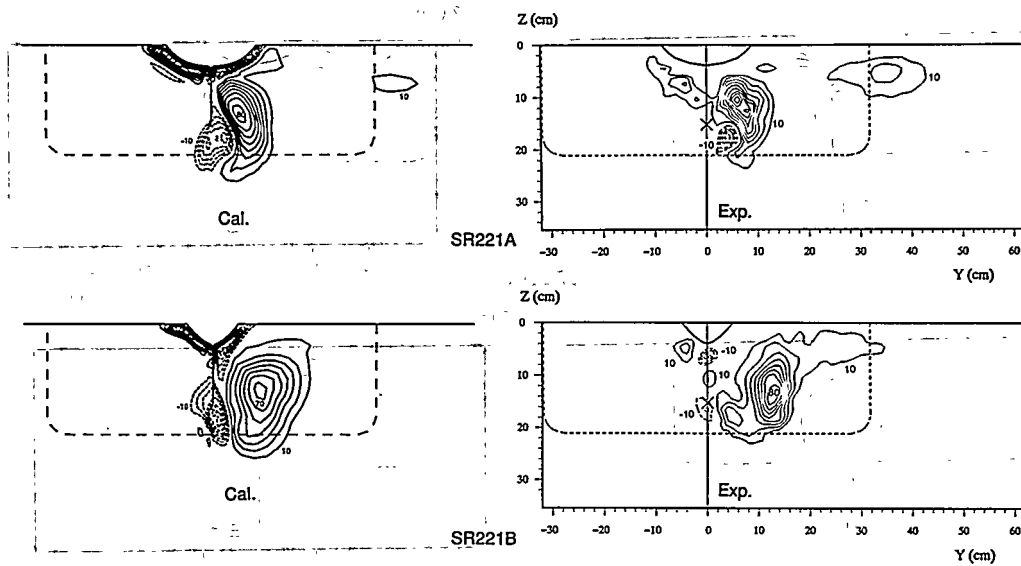
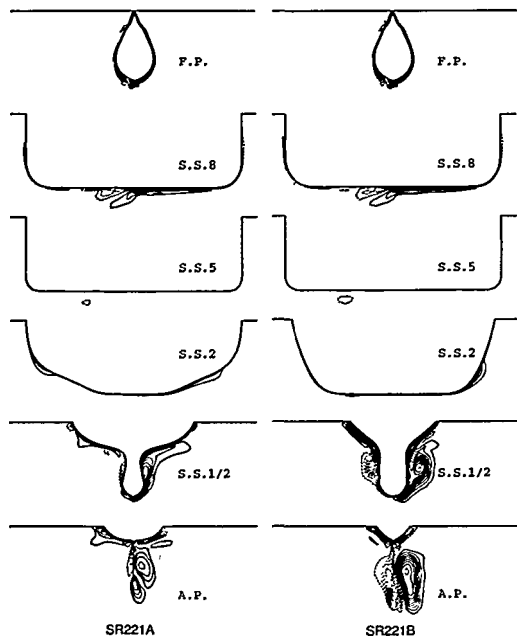
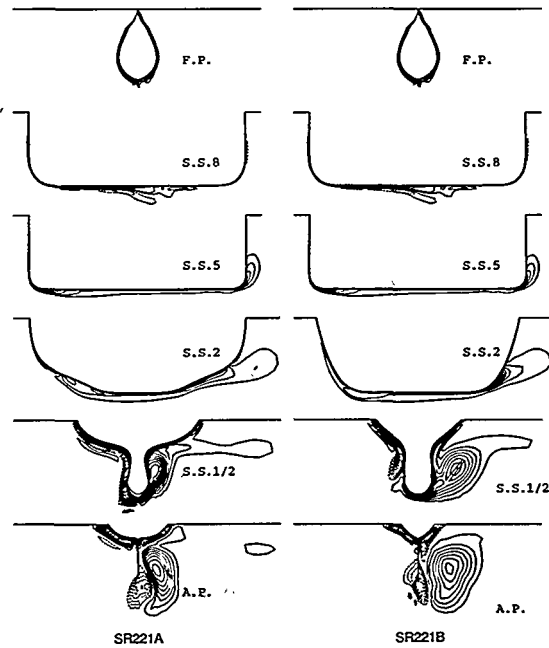
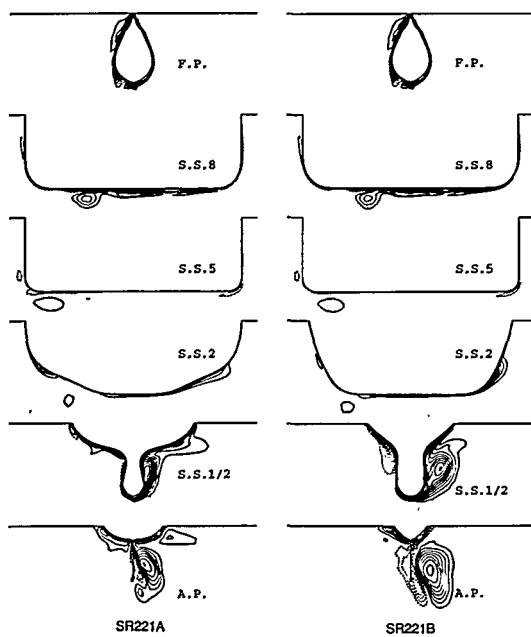


Fig. 12 Vorticity distribution of measured and computed longitudinal vortex $\omega_1, (r', \beta) = (0.2, 9 \text{ deg})$

(または Lamb Scalar)と呼ばれる量の等値面で、流速ベクトルと渦度ベクトルの内積を取ったもの、すなわち $L_s = \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}$ である。この量は流速ベクトルと渦度ベクトルがなす角度が小さいほど大きな値となるので、物理的な意味は縦渦流れの強さといえることができると考えられる。等値面の値は ± 20 で、薄い色の面が左ネジ方向、濃い色の面が右ネ

ジ方向の渦を表す。

船体前半部ではいずれの場合も同じ性質の流場である。 $(r', \beta) = (0.2, 9 \text{ deg})$ の場合は主となる渦が逆になっているが、船首から平行部前端にかけての船底を覆うように一対の剥離渦が広がっている。その中でも船首バルブ下から発生している部分がひととき強い渦となっている。旋回の


 Fig. 13 Computed vorticity distribution of longitudinal vortex ω_1 , $(r', \beta) = (0.2, 0 \text{ deg})$

 Fig. 15 Computed vorticity distribution of longitudinal vortex ω_1 , $(r', \beta) = (0.2, 9 \text{ deg})$

 Fig. 14 Computed vorticity distribution of longitudinal vortex ω_1 , $(r', \beta) = (0.4, 0 \text{ deg})$

みの場合、船体中央部では強い縦渦は見られないが、 $(r', \beta) = (0.2, 9 \text{ deg})$ の場合は両側の船底ビルジ部に等値面が現われている。船体後半部では旋回の内側と外側で様相が異なっている。内側ではいずれの状態も船底ビルジ部からの

剥離渦が支配的で、水面近くにあるもう一つの渦は等値面が現われるほどの強さではない。船底からの剥離渦は旋回半径が小さくなったり横流れがつくと強まる傾向にあり、 $(r', \beta) = (0.2, 9 \text{ deg})$ の場合などは内側の側面の大部分に等値面が広がっている。一方、外側では条件によって流場の様子が大きく変化している。基本的には船底のビルジ部から発生する渦と船側平行部の後端から発生する渦の二つが主要な要素であるが、 $(r', \beta) = (0.2, 9 \text{ deg})$ の場合は二つの渦が明瞭に確認されるものの、 $(r', \beta) = (0.4, 0 \text{ deg})$ では片方の渦が支配的となり、 $(r', \beta) = (0.2, 0 \text{ deg})$ では片方の渦しか等値面に現われない。加えて、船型によって支配的となる渦が異なっている。具体的には、A 船型では船側から発生する渦が支配的となり、B 船型では船底から発生する渦が支配的となっている。

6. 考 察

船舶の操縦性能を決定するのは流体力であるが、流体力を決定するのは流場であり、流場を決定するのは船型である。従って、船型と操縦性能の関係を考えるにあたっては、直接的な流体力のみに拘泥することなく、流場に立ち返ることが重要である。以上のような認識に立って、本章では、流体力と旋回中の船体周り流場との関連、そして船型と流場との関連について考察を加える。

V 型フレームの A 船型は水面付近でボリュームが大きく、U 型フレームの B 船型は船底近くでボリュームが大きい。また、WL 形状では、A 船型は船底付近の形状は滑ら

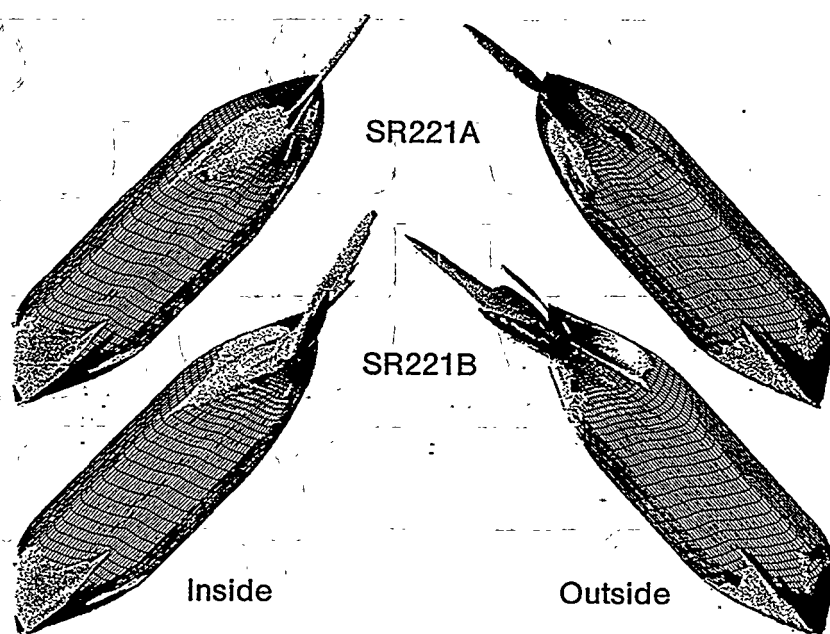


Fig. 16 Computed helicity isosurfaces,
 $(r', \beta) = (0.2, 0 \text{ deg})$

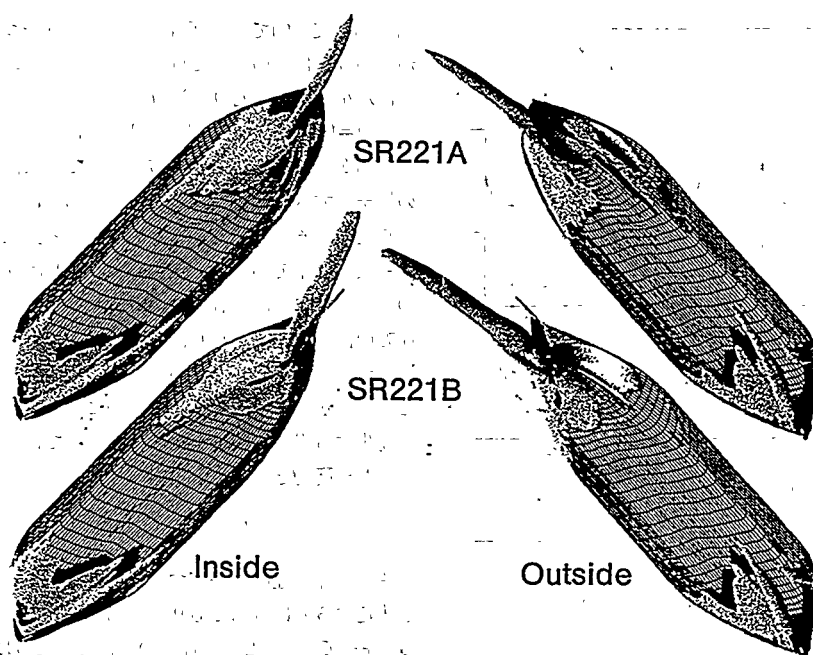


Fig. 17 Computed helicity isosurfaces,
 $(r', \beta) = (0.4, 0 \text{ deg})$

かであるが水面付近ではかなり後方まで平行部が続いているため船尾にかけての絞り込みが急であるが、B船型は逆に船底付近の絞り込みが急で水面付近は緩やかである。このため、一般にV型フレームの船型よりU型の船型の方

が船底から発生する船尾縦渦が強い。一方、抵抗・推進性能の分野ではあまり問題にならないが、斜航・旋回時に船側平行部後端から発生する渦はV型の船型の方が強い。

ここで、横力の分布と流場の構造の関連を考えてみる。

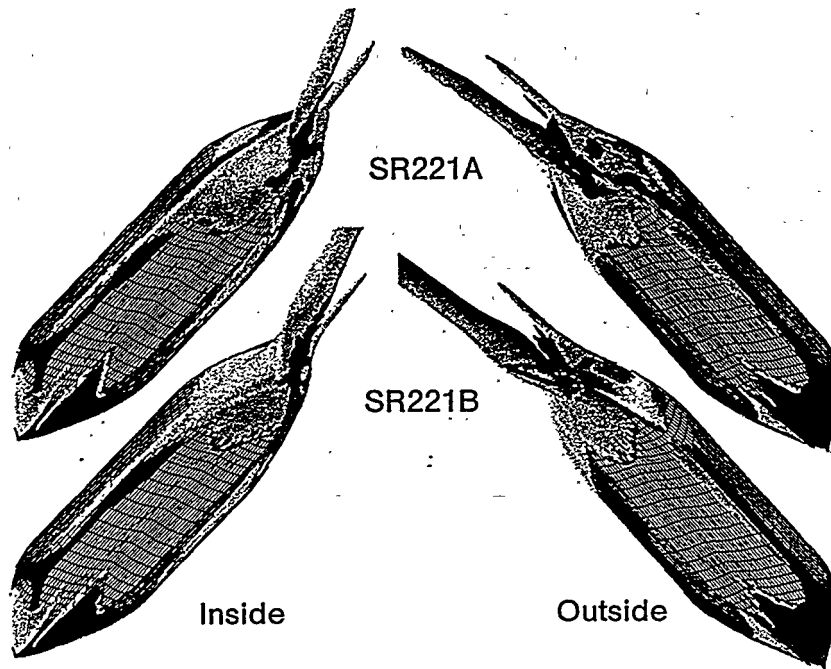


Fig. 18 Computed helicity isosurfaces,
 $(r', \beta) = (0.2, 9 \text{ deg})$

斜航する船体の発生する横力の最も簡単な近似は低アスペクト比の揚力面であるとされてきたが、船首付近で発生する横力は船底付近で減少しており、流場を見ても船底で翼端渦に相当する渦が発生していることから、船首付近の横力の発生メカニズムは揚力面と仮定した場合と比較的近い。

一方、船体後半部の横力分布はより複雑で、Fig. 5, 6 より上半分の領域は負の横力を発生し、下半分の領域は正の横力を発生していることは先に述べた。また、流場の渦構造としては、前章の結果から船側平行部後端に発生する渦と船底のビルジ部に発生する渦の二組の主要な渦が存在することがわかっている。一つ目の船側の渦は、船側平行部の後端に沿って水面近くに移動していき、二つ目の船底の渦は船尾縦渦となってプロペラ面付近を通過して後方に伸びてゆく。この二つの渦の位置はそれぞれ上側の負の力の領域と下側の正の力の領域に対応している。また、横力の発生メカニズムから考えても、剥離渦による圧力低下が横力を発生していると考えれば、船側の渦は外側で強く、船底の渦は内側で強いことから、上側の領域で負の方向、下側の領域で正の方向の力を発生している結果と符合している。さらに、二つの船型を比較しても、V型フレームのA船型は船側の渦が強い傾向にあり、同時に上側の負の力の領域が広いという結果が出ており、旋回のパラメータの相違とフレームラインの船型差による横力の変化を矛盾なく説明できる。

以上のように、旋回中の船体に働く横力を発生する流場のメカニズムは、特に実用船型の船体後半部では複雑なものであり、従来横力推定に用いられてきた細長体理論などの手法による理論的推定法が満足いく精度を得られなかった原因もこの点にあると考えられる。本研究で用いた粘性流の直接計算による数値解析手法は、剥離渦の位置や強さを人為的に与える必要がないため、このような複雑な流場及びそこから発生する流体力を高い精度で推定することができたものと考えられる。

7. 結 言

本研究では、船舶操縦性能研究の高度化に資する目的のもとに、他に類を見ない定常旋回中の船尾流場の詳細な計測を行った。また、Navier-Stokes 方程式の数値計算によって流場のシミュレーションを行った。両者の結果を比較検討した結果、以下のような知見が得られた。

1. 旋回中の伴流を詳細に計測し、その特徴を示した。
2. 粘性流数値計算によって流場や流体力を精度良く推定できることを示し、本論文で用いた数値計算法が操縦流体力の推定法として有効であることを確認した。
3. 実験と計算の結果を総合して定常旋回中の船体周流場の構造を明らかにした。また、数値計算によって、フレームラインの形状と流場・流体力との関連についての知見が得られ、この手法を操縦性を考慮

した船型設計に利用できる可能性を示した。これからの将来、本研究で用いたような手法は、計画段階の船型の操縦性能を把握する目的で船型設計に利用できる可能性を持っているということができよう。

なお、この研究は前報同様に(社)日本造船研究協会第221部会の研究の一部として行われたものであり、関係各位に厚く感謝するものである。また、流場計測実験に協力された東京大学江口純弘助手及び石井裕司技官、そして数値計算における旋回状態の定式化について御意見をいただいた九州大学名誉教授の山崎隆介氏には深く感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 1) 大森拓也, 藤野正隆, 宮田秀明, 金井誠: 肥大船の操縦運動中の流場に関する研究 (第一報 斜航状態), 日本造船学会論文集, 第176号 (1994)
- 2) 藤野正隆, 大森拓也, 宇佐見修吾, 江口純弘, 宮田秀明: 肥大船の操縦運動中の流場に関する研究 (第二報 定常旋回中の船体流体力と圧力分布), 日本造船学会論文集, 第177号 (1995)
- 3) 光武英生, 宮田秀明, 朱明: 肥大船船尾まわりの3次元渦構造, 日本造船学会論文集, 第177号 (1995)
- 4) Sung, C. H., Tsai, J. F., Huang, T. T., and Smith, W. E.: Effects of Turbulence Models on Axisymmetric Stern Flows Computed by an Incompressible Viscous Flow Solver, Proc. 6th Intl. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics (1993)

簡易渦モデルを用いた操縦運動中の主船体流体力の成分分離型数学モデル

正員 鳥 野 慶 一* 正員 前 川 和 義*

A Component-type Mathematical Model of Hydrodynamic Forces in Steering Motion Derived by Simplified Vortex Model

by Keiichi Karasuno, Member Kazuyoshi Maekawa, Member

Summary

One of the authors presented the component-type mathematical model of hydrodynamic forces in steering motion on the basis of kinematic forces acting upon the both ends of the hull. The mathematical model can describe well the forces X , Y and N with large drift angles and tough turning motion. The rotative coefficients in the model are estimated from the static coefficients at oblique motion. The rotative coefficients thus derived are, however, somewhat different from the ones delivered from the experimental data of turning motion.

In order to improve this point, the authors will now break up the hydrodynamic forces into the following components, i. e., ideal flow force, viscous force, induced drag, cross flow drag, cross flow lift and frictional resistance in the normal sense. Then a simplified vortex theory is called upon to evaluate the ideal flow force, viscous lift and induced drag.

As the results, the present mathematical model can describe the hydrodynamic forces acting upon a hull in turning/drifting motion with a fair accuracy. The model also provides a sensible insight on the mechanism of hydrodynamic forces appearing in steering motion.

1. 緒 言

操縦性分野における主船体流体力の研究は、近年、水槽実験にとって代わって理論計算に基づいて数値的に流体力を求める研究¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾が成果を挙げている。それらは主として線形性の強い通常航走時を扱い、実験的に求めるのが難しい流れ線形係数の推定に有用な研究である。一方、理論的または実験的に求めた流体力を操縦運動シミュレーションや流体力の分析等に便利よく利用するために、それを船体運動の関数として表現する流体力数学モデルの研究も、非線形性が強く現れる低速時にまで拡大して行われてきた⁶⁾⁷⁾⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾。それらは、各種のモデルとして提唱され、それぞれ港内操船のシミュレーションに使われているが、一般

化されたモデルの出現には至っていない。

著者は、低速時に限らず操縦運動全体を包含する状態での主船体流体力を1種の数式で3分力 X , Y , N を表現する数学モデルの研究をMSS報告¹⁾以後も続けて来た。著者の研究は、細長体理論¹⁶⁾的に理想流体力をベースにして、それに加わる粘性による渦発生に伴う揚力(粘性揚力と呼ぶ)や流出渦による誘導抗力の力学モデルから出発して主船体流体力を理想流体力や粘性揚力等の成分分離型数学モデルで表し、それを発展させて来た¹⁰⁾¹²⁾¹³⁾¹⁴⁾。その結果、低速時・逆進時をも含む広範囲の運動領域にわたる X , Y , N の流体力を運動 u , v , r の関数として一つの式で表現することができ、またそれらを構成する斜航・旋回の流れ係数を数少ない流体力特性係数で表現できたことで斜航特性から旋回特性を推定できることに成功をおさめてきた。しかし、旋回流体力を詳細に解析してきた中で、 Y 力における誘導抗力に関与する流れ係数の解析値が推定値と大きく異なることが判って来た。それは、通常の旋回運動ではさほど流体力に影響はないが、旋回が強くなると大き

* 北海道大学水産学部

原稿受理 平成8年1月10日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

な影響が現れる非線形流体力の係数で、低速時の運動では重要となる。そこで、この問題を解決するために流体力の力学モデルを構成していた仮定や流体力分析の結果を充分検討した結果、粘性流体力や誘導抗力のモデルのもととなる渦から出発した数学モデルの開発を行った。折しもIMOの操縦性暫定基準が施行された中で操縦運動シミュレーションは重要となり、それに使われる流体力または流体力数学モデルと流力係数は精度を要求されると共に、簡単な実験または理論計算から推定する必要が生じている。本研究はこれらにも呼応した開発目標を掲げて進めて来た。

2. 力学モデルから渦モデルへ

力学モデルは、緒言にも触れたが、よく知られている理想流体力をベースとして、その他に主船体に分布する粘性揚力と流出渦による誘導抗力を簡易化して船首尾の2点に集中して分担させた流体力モデルが基本となった成分分離型数学モデルである。このモデルの特徴は

- 1) 流体力の主たる構成成分は、理想流体力、粘性揚力と誘導抗力、クロスフロー抗力とクロスフロー揚力、および船首尾方向の摩擦抗力等により成る。
 - 2) 粘性による Kutta 条件によって発生する粘性揚力と渦流出によって発生する誘導抗力は、理想流体力を補正するものと考え、それらは船首尾前後にわたって分布するのではなく、船尾端付近および船首端付近に集中している。それぞれの力は船首尾端の2点で分担して集中的に働くとし、そこでの流入角 β_x を用いて $(\cos \beta_x \cdot \sin \beta_x)$ および $(\cos \beta_x \cdot \sin \beta_x)^2$ に比例する。なお、双方とも $\beta_x = 90^\circ$ で消滅する力である。
 - 3) 従って、 Y, N のみならず X を含む3分力を記述する数式の各項は明白な物理的意味を有している成分分離型数学モデルである。
 - 4) 斜航流体力も旋回流体力も双方共通な前述の1), 2)の流体力構成成分で表されるから、斜航流体力係数は、旋回流体力係数を記述し、推定できる。
 - 5) また、測定流体力の分析を通して船型や尺度影響などに関連した各流体力構成成分の物理的性質を明らかにできるなど有用な情報を多く提供してくれる。
 - 6) このモデルは一つの式で、弱い運動から強い運動の全運動領域に於いて、良い近似を与える。
 - 7) 揚力等の失速影響を考慮している。
- 等である。しかし、この力学モデルでの不十分な点は
- 1) 誘導抗力の流体力係数が、斜航と旋回で大きく異なる原因説明ができない。
 - 2) 揚力と誘導抗力との因果関係が充分適切でない。
 - 3) 失速影響の補正は、実用的観点から斜航角が 30° を越える範囲で X 分力のみに出現すると限定しており、この理論的根拠は乏しい。
 - 4) 誘導抗力成分の抽出は失速影響と測定誤差を多分に

含む X 分力の分析から行っている、その精度に多少問題がある。

- 5) クロスフロー抗力の船首尾端の3次元影響を特別に配慮していない。

等である。

以上の欠点の中で特に解決すべきは、誘導抗力のモデルを適切にすることと思われる。誘導抗力の発生は、束縛渦と流出渦との関係で決まるものであることを考えると、この問題の解決には渦モデルによる方法がよい。そこで力学モデルで採用した船首尾2点で集中・分担する粘性揚力・誘導抗力に対応する簡易渦モデルを考えてみることにする。また、これに対応して理想流体力も両端2点分担等の集中力で簡易化をはかり、これを表す簡易渦モデルを考えたい。

3. 理想流体での簡易渦モデル

斜航船体での理想流体力は、 N モーメントのみに生ずる Munk モーメント $(m_x - m_y) \cdot v \cdot u$ である。また、純旋回(斜航角なく旋回)での理想流体力は X と Y 力に生ずる $m_y \cdot r \cdot v$ と $-m_x \cdot r \cdot u$ である。

これらの力を生ずる単純な渦モデルを考えてみる時、理想流体では渦の放出はないので、これらの渦は船体内で閉じる必要がある。従って生じた渦は環状の渦で構成され、この渦は船首尾等の船体端部で揚力を生ずる単純な渦系で考えることにする。

3.1. 平板船体の簡易渦モデル

先ず厚みのない薄い船体即ち平板船体で考えてみよう。この際、前後喫水を考慮した台形平板でもよいが、簡単化して矩形平板で考えてみる。

a) 斜航

今、この平板が斜航角 90° で直進する場合を考えると、これを表現する最も単純な渦は平板の輪郭で形成される矩形の環状渦であろう。また平板が他の斜航角で直進する場合もこのような環状渦で表現されよう。水面を貫通する斜航平板の場合、その運動を $(u: x$ 軸分速度, $v: y$ 軸分速度, $r: z$ 軸角速度) $= (u, v, 0)$ とすると、Munk モーメントは $-m_y \cdot v \cdot u$ であるから、これを船首尾端での集中力におきかえるとそれぞれ Y 力は $(m_y/L_{pp}) \cdot v \cdot u$ 、即ち揚力が $(m_y/L_{pp}) \cdot v \cdot U$ の偶力となる。これ誘起する束縛渦の強さ $\Gamma_{Lx,0}$ は $m_y \cdot v / (\rho \cdot L_{pp} \cdot d)$ である。ここに平板の長さ L_{pp} 、喫水 d 、 y 方向の付加質量 m_y 、流体密度 ρ および船首尾にわたって一様に分布する横流れ速度 $v (= -U \cdot \sin \beta)$ で、水面での鏡像模型を考えると、平板船体の流体力は船首端、船底、船尾端を通る強さ $\Gamma_{Lx,0}$ の $x-z$ 平面上の環状渦で置き換えることが出来る。これを水平面内 ($x-z$ 平面) での渦分布で記すと Fig. 1 となり、

船首端に $\Gamma_{Lx,0} = m_y / (\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot v$

$$\begin{aligned}
 &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m_y') \cdot v \\
 \text{船尾端に } \Gamma_{Ia,0} &= -m_y / (\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot v \\
 &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m_y') \cdot v \quad (1)
 \end{aligned}$$

の渦がある。なお、この環状渦による斜航流体力の3分力は

$$\begin{aligned}
 X_{I,0} &= 0 \\
 Y_{I,0} &= 0 \\
 N_{I,0} &= (-m_y) \cdot v \cdot u
 \end{aligned}$$

となる。

b) 純旋回および回転

次に純旋回 ($\beta=0$ の旋回) 平板の場合、その運動は $(u, 0, r)$ であるが、理想流体力の $X_{I,r}$, $Y_{I,r}$, $N_{I,r}$ 3分力は全て零になる。ここで理論計算¹⁵⁾ による船体の Y 力の分布を見ると、船首尾端に大きな横力が同一方向に生じ、船体

中央部にはそれらの和に見合う横力が船体中央を中心に大略三角形形状 (矩形平板では矩形状) に緩やかに分布する (Fig. 2)。この横力分布を単純化し集中横力で置き換えることにする。即ち、船体中央部分の緩やかな三角状横力分布を船体前後に分け、それぞれの三角形の中心に集中した横力として単純化すると、船首尾端に大きさと方向が同じ集中横力を、また船首尾端より $1/3 \cdot L_{pp}$ (矩形平板では $1/4 \cdot L_{pp}$) へだたった船体中央寄りに大きさがそれらと同じで方向反対の集中横力をそれぞれ配置した集中横力分布のモデルとなる (Fig. 2)。この集中横力モデルを生ぜしめる渦系は、船首側と船尾側に互いに反対方向の矩形環状渦が平板面上に配置されたものとなる (Fig. 2)。ところでこの渦は、斜航と同じ機構で発生する¹⁵⁾ ので、渦の強さ $\Gamma_{Ix,r}$ は $m_y / (\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (x \cdot r)$ と考えてよい。この船体前後一対

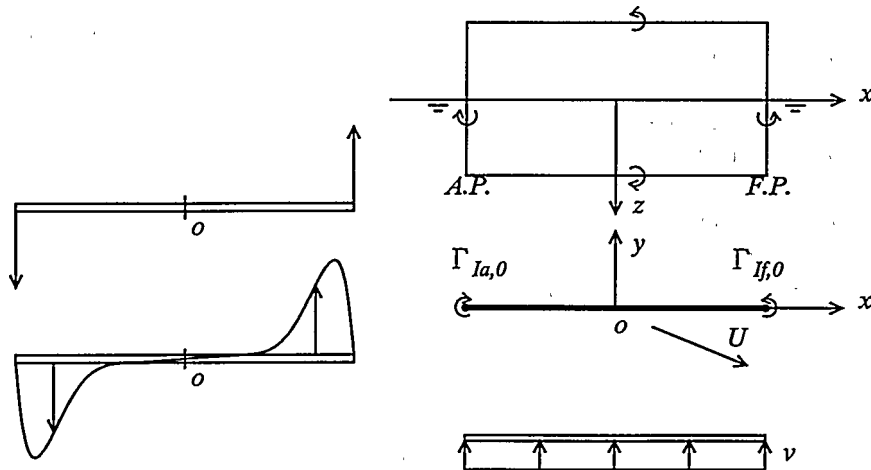


Fig. 1 Lateral force distribution and vortex model of a flat plate in oblique motion (ideal flow)

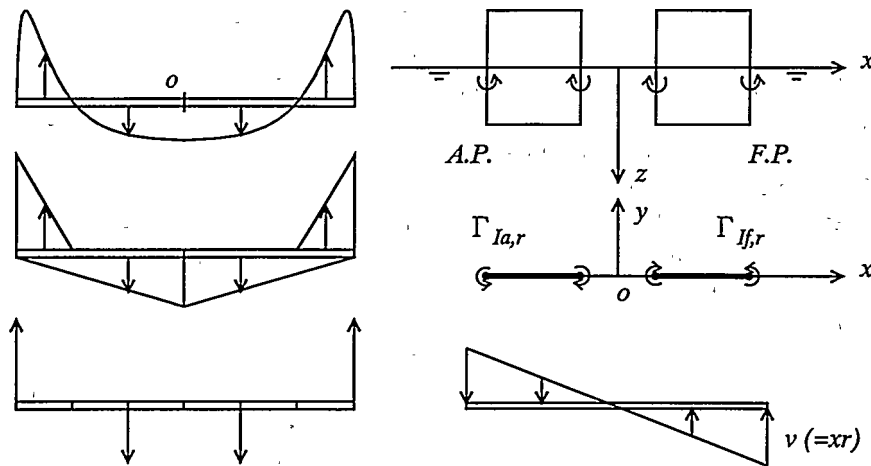


Fig. 2 Lateral force distribution and vortex model of a flat plate in pure-turning motion (ideal flow)

の環状渦系を更に便宜化して、斜航平板にならって船体中央部付近の束縛渦を船体中央位置に固定した一対の環状渦系で考えると、偶力モーメントから渦の強さ $\Gamma_{Iz,r}$ は $m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (2/3 \cdot x \cdot r)$ となる。こゝに r は旋回角速度、 x は船首尾端の位置であり、 $(2/3 \cdot x \cdot r)$ は船体前後に三角状分布した横流れ速度の中心速度である。

従って平板船体の流体力は、船首端、船首部船底および船首部 $1/2 \cdot L_{pp}$ (船体中央) の位置を通る強さ $\Gamma_{Iz,r}$ の矩形環状渦等の一対の渦系で置き換えられる (Fig. 2)。

これを水平面 (x - z 平面) 内の渦分布で記すと (Fig. 2)。

船首端に

$$\begin{aligned}\Gamma_{Iz,r} &= m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m_y') \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r)\end{aligned}$$

船首部 $1/2 \cdot L_{pp}$ に

$$\begin{aligned}\Gamma_{Imf,r} &= -m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m_y') \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r)\end{aligned}$$

船尾部 $1/2 \cdot L_{pp}$ に

$$\begin{aligned}\Gamma_{Iza,r} &= m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m_y') \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r)\end{aligned}$$

船尾端に

$$\begin{aligned}\Gamma_{Ia,r} &= -m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m_y') \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r)\end{aligned} \quad (2)$$

の渦がある。なお、この渦系による純旋回流体力の X , Y , N 3 分力は

$$X_{I,r} = 0$$

$$Y_{I,r} = 0$$

$$N_{I,r} = 0$$

となる。

ところで、この渦系は純旋回平板を扱ったものであるが、前進しないで回転する場合回頭運動 $(0, 0, r)$ の場合も、この渦系で置き換えることができよう。この場合も流体力は上式となる。

c) 旋回

以上、斜航運動 $(u, v, 0)$ する平板および純旋回運動 $(u, 0, r)$ する平板について述べてきた。更に旋回運動 (u, v, r) の場合を考えると、これは斜航運動 $(u, v, 0)$ と回転運動 $(0, 0, r)$ との重ね合わせと考えると良いので、渦系は斜航による平板面上に生ずる一つの環状渦と回転による前後一対の環状渦系とで構成される (Fig. 3)。これらによる船首尾端等での渦の強さは (1), (2) 式より

$$\begin{aligned}\Gamma_{Iz} &= \Gamma_{Iz,o} + \Gamma_{Iz,r} \\ &= m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m_y') \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ \Gamma_{Imf} &= 0 + \Gamma_{Imf,r} \\ &= -m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m_y') \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ \Gamma_{Iza} &= 0 + \Gamma_{Iza,r}\end{aligned}$$

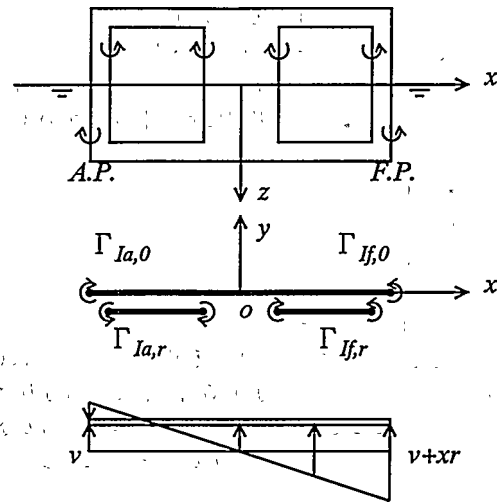


Fig. 3 Vortex model of a flat plate in turning motion (ideal flow)

$$\begin{aligned}&= m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m_y') \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Gamma_{Ia} &= \Gamma_{Ia,o} + \Gamma_{Ia,r} \\ &= m_y/(\rho \cdot L_{pp} \cdot d) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m_y') \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\end{aligned} \quad (3)$$

となる。なお、これによって生ずる旋回流体力は

$$X_I = m_y' \cdot r \cdot v$$

$$Y_I = 0$$

$$N_I = -m_y' \cdot v \cdot u$$

となる。こゝで流体力に寄与した渦系は、斜航運動に起因する環状渦 $\Gamma_{Iz,o}$ であって、旋回に起因する渦系 $\Gamma_{Iz,r}$ の流体力への寄与はない。後者の渦系即ち回転運動に起因する一対の渦系は、流体力においてその存在価値を見出せないまゝにあるが、後に粘性を考慮して流出渦に起因する誘導抗力を考える際に重要となる。

3.2 船幅を有する船体の簡易渦モデル

前項では船幅の狭い船体を平板船体にモデル化したように、こゝでは船幅を有する船体も船体中央で直交する2枚の平板、即ち船体中心面の平板 ($L_{pp} \times d$) と船体中央面の平板 ($B \times d$) でモデル化することを考える (Fig. 4)。

この直交する2組の平板が旋回運動 (u, v, r) する場合、前述の旋回平板の結果を利用すると船体中心面の平板は (u, v, r) で旋回し、船体中央面の平板は $(-v, u, r)$ で旋回する。この運動によって船体中央面の左右舷にわたって生ずる渦は、斜航による環状渦 $\Gamma_{Iz,o} = m_x/(\rho \cdot B \cdot d) \cdot u$ と回転による一対の環状渦系 $\Gamma_{Iy,r} = m_x/(\rho \cdot B \cdot d) \cdot (2/3 \cdot y \cdot r)$ で構成される (Fig. 5)。これら船体中央面に生ずる渦の強さは

左舷端に

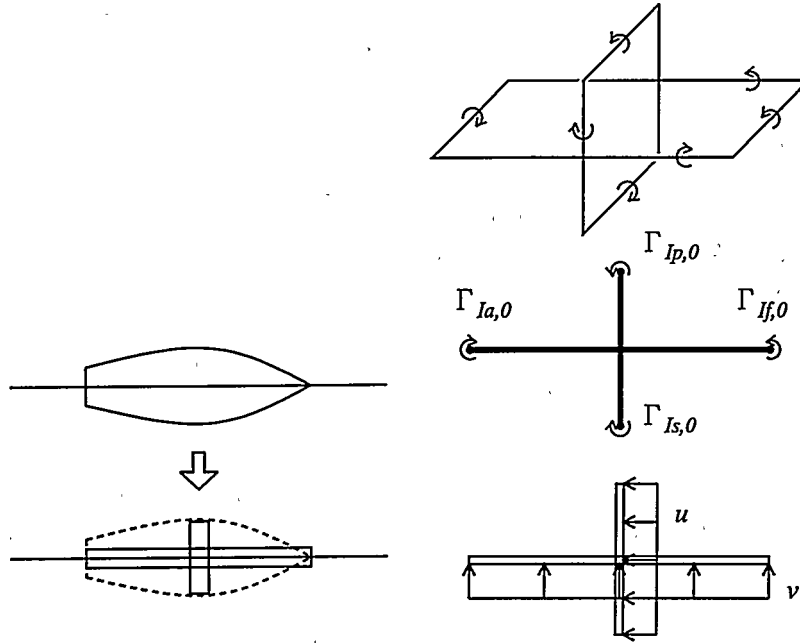


Fig. 4 Modeling and vortex model of a ship in oblique motion (ideal flow)

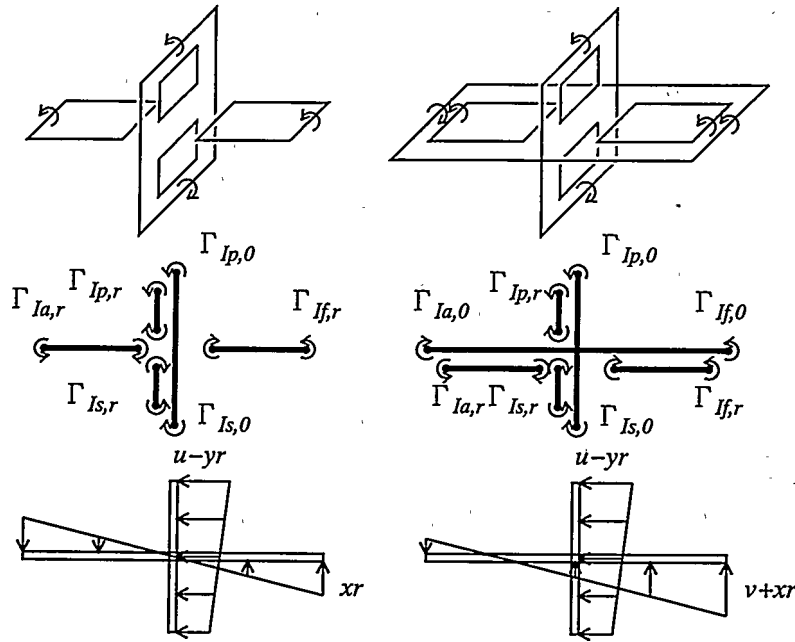


Fig. 5 Vortex model of a ship in pure-turning and turning motion (ideal flow)

$$\begin{aligned}\Gamma_{Ip} &= \Gamma_{Ip,0} + \Gamma_{Ip,r} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (L_{pp}/B) \cdot (m'_x) \cdot (u - 2/3 \cdot y_p \cdot r) \\ \text{左舷部 } 1/2 \cdot B \text{ に}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Gamma_{Ip} &= 0 + \Gamma_{Ip,r} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (L_{pp}/B) \cdot (-m'_x) \cdot (-2/3 \cdot y_p \cdot r) \\ \text{右舷部 } 1/2 \cdot B \text{ に}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Gamma_{ms} &= 0 + \Gamma_{ms,r} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (L_{pp}/B) \cdot (m_x') \cdot (-2/3 \cdot y_s \cdot r) \\ \text{右舷端} \\ \Gamma_{ls} &= \Gamma_{ls,o} + \Gamma_{ls,r} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (L_{pp}/B) \cdot (-m_x') \cdot (u - 2/3 \cdot y_s \cdot r) \quad (4)\end{aligned}$$

となる (Fig. 5)。こゝに船幅 B および x 方向の付加質量 m_x である。この時、船体中央面の束縛渦に働く力は、次に示す理想流体力の X, Y, N 3 分力が生ずる。即ち

$$\begin{aligned}X_l &= 0 \\ Y_l &= -m_x \cdot r \cdot \dot{u} = -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (m_x') \cdot r \cdot \dot{u} \\ N_l &= m_x \cdot v \cdot u = 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (m_x') \cdot v \cdot u\end{aligned}$$

である。
なお、2つの直交平板の渦系 (3), (4) 式によって生ずる旋回流体力は

$$\begin{aligned}X_l &= m_y \cdot r \cdot v = 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (m_y') \cdot r \cdot v \\ Y_l &= -m_x \cdot r \cdot u = -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (m_x') \cdot r \cdot u \\ N_l &= (m_x - m_y) \cdot v \cdot u = 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (m_x' - m_y') \cdot v \cdot u \quad (5)\end{aligned}$$

となり、よく知られている理想流体力と一致する。こゝでも流体力に寄与した渦系は平板船体の場合と同様に、斜航に起因する船体中心面の $\Gamma_{x,o}$ および船体中央面の $\Gamma_{y,o}$ のそれぞれ1個の環状渦であり、回転運動に起因する渦系の寄与はない。

4. 粘性流体での簡易渦モデル

前述での理想流体とは異なり粘性流体中では、揚力発生のもととなる船尾端での Kutta 条件が付加されたり、誘導抗力発生のもととなる船底からの自由渦の流出、更にクロスフローなどの2次元的流れや摩擦による粘性抵抗が生ずる。こゝではクロスフローなどの2次元的流れや摩擦による粘性抵抗は後の節で扱うことにし、本節では Kutta 条件の適用と船底からの流出渦に関する流体力を扱う。そこで先ず船尾端に Kutta 条件を付加するに当たって、細長体理論¹⁰⁾ 的発想からこの粘性影響を前述の理想流体での補正として取り扱うことにする。つまり、船尾端 x_a には Kutta 条件によって粘性による強い渦 Γ_{va} および船首端 x_f には粘性による弱い渦 Γ_{fa} が束縛渦として船体上に補正として付け加わり、また船底からの渦流出については、船体上の束縛渦の一部又は全部が剥がれて自由渦を放出する。即ち、

- 1) 船首尾端で束縛渦として付加した Kutta 条件による渦は全て剥がれて自由渦を放出する馬蹄形渦である。
- 2) 他方、理想流体で形成された束縛渦の環状渦は、壊れて自由渦を放出する馬蹄形渦となるか、またはそのまゝ環状渦を維持する。
- 3) 流出した自由渦は流れの方向に流出する。と考える。

この時、船首尾端で生ずる誘導抗力 D_{ix} は、 $\rho \cdot \Gamma_x \cdot \Gamma_x^2 \cdot C_{DLx}$ で与えることが出来る。こゝに Γ_x : 束縛渦の強さ、 Γ_x^2 は流出渦の強さ、 C_{DLx} は無次元係数である。

さて、こゝで船幅のある船体を粘性流体中で取り扱うに於いて、船体は前節の理想流体中で扱ったように直交する平板2枚の組み合わせと考へて扱うが、通常の船体は細長体に近いから基本的には船体は平板船体と考へ、その性質を明らかにすることから始めるのが妥当であろう。

4.1 粘性流体での平板船体の簡易渦モデル

粘性流体中での細長体では渦流出のフローモデルが重要である。ここで旋回運動を扱うにしても、その基本は斜航と純旋回であるのでこの順序に従って、渦と流体力について述べる。

4.1.1 粘性流体での斜航

理想流体中の斜航平板を1つの矩形環状渦で表現することを3.1で示した。更に本節の冒頭で粘性による馬蹄形渦が船首と船尾に誘起されることを述べた。これら粘性影響による渦と理想流体の束縛渦および流出渦との関連について述べ、流体力を誘導する。

1) Kutta 条件の粘性渦

粘性による Kutta 条件に基づき発生する馬蹄形渦は、船尾端での船体の横流れ角 β が 90° では生ぜず、またその強さは船体の横流れ速度 v に比例するとすれば、船首尾端でのこの渦 (Kutta の渦と呼ぶことにする) の強さ $\Gamma_{x,o}$ は

$$\begin{aligned}\Gamma_{xf,o} &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (C_{Lf} \cdot \cos \beta) \cdot v \\ \Gamma_{va,o} &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (C_{La} \cdot \cos \beta) \cdot v \quad (6)\end{aligned}$$

で表せる一対の馬蹄形渦である。

これら Kutta の渦が理想流体での渦に加わると船首尾での束縛渦 $\Gamma_{x,o}$ は、それぞれ

$$\begin{aligned}\Gamma_{f,o} &= \Gamma_{xf,o} + \Gamma_{fa,o} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta) \cdot v \\ \Gamma_{a,o} &= \Gamma_{va,o} + \Gamma_{fa,o} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta) \cdot v \quad (7)\end{aligned}$$

となる。

2) 揚力

船首尾での束縛渦 $\Gamma_{f,o}$ および $\Gamma_{a,o}$ に流速 U の一様流中で働く揚力は、それぞれ流れに垂直で

$$\begin{aligned}L_{f,o} &= \rho \cdot U \cdot \Gamma_{f,o} \cdot d \\ &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta) \cdot v \cdot U \\ L_{a,o} &= \rho \cdot U \cdot \Gamma_{a,o} \cdot d \\ &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta) \cdot v \cdot U \quad (8)\end{aligned}$$

となる。こゝで平板船体全体に働く揚力は

$$\begin{aligned}L_o &= L_{f,o} + L_{a,o} \\ &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (C_{Lf} + C_{La}) \cdot \cos \beta \cdot v \cdot U \quad (9)\end{aligned}$$

となる。よって揚力係数は

$$C_L = (C_{Lf} + C_{La}) \cdot \cos \beta \cdot (-\sin \beta)$$

となり、揚力は Kutta の渦で生じていることを示す。

この時 Kutta の渦に生ずる揚力 (粘性揚力と呼ぶ) は、それぞれ

$$L_{vf,o} = 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (C_{Lf} \cdot \cos \beta) \cdot v \cdot U$$

$$L_{va,o} = 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (C_{La} \cdot \cos \beta) \cdot v \cdot U$$

である。

3) 流出渦

理想流体では束縛渦は一つの環状渦となっており、船底からの渦流出はない。しかし、粘性流体になると圧力勾配が正になる付近で流れの剝離によって渦流出が生じ、船首付近が顕著である。斜航平板船体での渦流出を考えると Kutta の渦は船首尾で渦流出する馬蹄形渦であると考えているが、理想流体での船首尾端の束縛渦からも自由渦の放出があると考えるのが妥当で、環状渦が全て壊れて渦を流出すると考える (Fig. 6)。

流出渦の強さ $\Gamma_{x,o}^s$ は、斜航平板船体では理想流体での環状渦が壊れて、Kutta の渦と共に束縛渦 $\Gamma_{x,o}$ の全体が馬蹄形渦となって流出すると考えると、流出渦は強さ

$$\Gamma_{x,o}^s = \Gamma_{x,o} \quad (10)$$

となる。

4) 誘導抗力

流出渦に伴って (7) 式の束縛渦 $\Gamma_{x,o}$ と (10) 式の流出渦 $\Gamma_{x,o}^s$ の下で、船首尾での誘導抗力は、それぞれ流れに平行で、

$$\begin{aligned} D_{vf,o} &= \rho \cdot \Gamma_{f,o} \cdot \Gamma_{x,o}^s \cdot C_{DLf} \\ &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLf} \\ &\quad \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta)^2 \cdot v^2 \\ D_{ia,o} &= \rho \cdot \Gamma_{a,o} \cdot \Gamma_{x,o}^s \cdot C_{DLa} \\ &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLa} \\ &\quad \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta)^2 \cdot v^2 \end{aligned} \quad (11)$$

と表すと平板船体全体に働く誘導抗力は

$$\begin{aligned} D_{io} &= D_{vf,o} + D_{ia,o} \\ &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\ &\quad \cdot \{C_{DLf} \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta)^2 \\ &\quad + C_{DLa} \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta)^2\} \cdot v^2 \end{aligned}$$

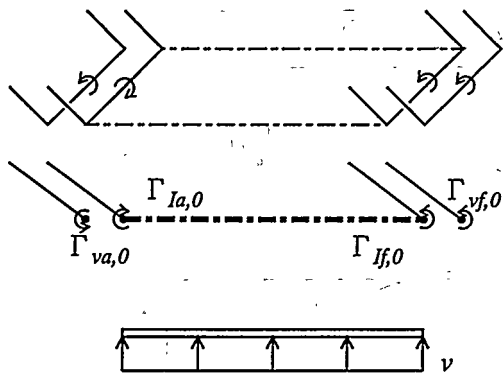


Fig. 6 Vortex model of a flat plate in oblique motion (viscous flow)

$$+ C_{DLa} \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta)^2 \cdot v^2 \quad (12)$$

となる。よって誘導抗力係数は

$$\begin{aligned} C_{Di} &= (L_{pp}/2d) \cdot \{C_{DLf} \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta)^2 \\ &\quad + C_{DLa} \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta)^2\} \cdot \sin^2 \beta \end{aligned} \quad (13)$$

となり、また抗揚比 $D_{io}/L_o (= C_{Di}/C_L = \tan \alpha; \alpha$ は揚力と合力とのなす角) をみると

$$\tan \alpha = \frac{(L_{pp}/2d) \cdot \{C_{DLf} \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta)^2 + C_{DLa} \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta)^2\}}{(C_{Lf} + C_{La})} \cdot \tan \beta \quad (14)$$

となる。

5) 3分力 X, Y, N

粘性流体中での生成渦系によって船首尾 x_f および x_a に揚力 (8) 式及び誘導抗力 (11) 式がそれぞれ作用すると、斜航流体力の3分力は

$$\begin{aligned} X &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (C_{Lf} + C_{La}) \cdot \cos \beta \cdot v^2 \\ &\quad - 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\ &\quad \cdot \{C_{DLf} \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta)^2 \\ &\quad + C_{DLa} \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta)^2\} \cdot v^2 \cdot \cos \beta \end{aligned} \quad (15-1)$$

$$\begin{aligned} Y &= -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (C_{Lf} + C_{La}) \cdot \cos \beta \cdot v \cdot u \\ &\quad - 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\ &\quad \cdot \{C_{DLf} \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta)^2 \\ &\quad + C_{DLa} \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta)^2\} \cdot v^2 \cdot (-\sin \beta) \end{aligned} \quad (15-2)$$

$$\begin{aligned} N &= -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot m_y' \cdot v \cdot u \\ &\quad - 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot x_f' \cdot (C_{Lf} - C_{La}) \cdot \cos \beta \cdot v \cdot u \\ &\quad - 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot x_f' \\ &\quad \cdot \{C_{DLf} \cdot (m_y' + C_{Lf} \cdot \cos \beta)^2 \\ &\quad - C_{DLa} \cdot (-m_y' + C_{La} \cdot \cos \beta)^2\} \cdot v^2 \cdot (-\sin \beta) \end{aligned} \quad (15-3)$$

となる。実流体中では、これらの他に更にクロスフロー影響や船体前後方向に顕著な摩擦影響が加わる。

4.1.2 粘性流体での純旋回

理想流体中での純旋回する船の渦モデルは、3.1 で述べた。これに粘性が加わると、斜航の場合と同様に Kutta 条件に相当する渦が誘起される。

1) Kutta 条件の粘性渦

粘性による Kutta 条件に基づく束縛渦は、斜航と同じく船尾端での斜航角 β_a が 90° では生ぜず、またその強さは、純旋回する船体横流れ速度が船体前後方向に三角状分布することを考慮し、横流れ速度の中心速度 $2/3 \cdot x \cdot r$ に比例するとする。船首尾でのこの渦 (Kutta の渦) の強さ $\Gamma_{vx,r}$ は

$$\begin{aligned} \Gamma_{vf,r} &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (C_{Lf} \cdot \cos \beta_f) \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ \Gamma_{va,r} &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (C_{La} \cdot \cos \beta_a) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \end{aligned} \quad (16)$$

で表せる一対の馬蹄形渦である。

こゝに β_f, β_a は船首尾における横流れ角で

$$\cos \beta_f = u / \sqrt{u^2 + (x_f \cdot r)^2}$$

$$\cos \beta_a = u / \sqrt{u^2 + (x_a \cdot r)^2}$$

である。

以上の Kutta の渦が理想流体での渦に加わると、船首尾および船体中央部での束縛渦は、

$$\begin{aligned}\Gamma_{f,r} &= \Gamma_{f,r} + \Gamma_{v,f,r} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ \Gamma_{mf,r} &= \Gamma_{mf,r} + 0 \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m'_y) \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ \Gamma_{ma,r} &= \Gamma_{ma,r} + 0 \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m'_y) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \\ \Gamma_{a,r} &= \Gamma_{a,r} + \Gamma_{va,r} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r)\end{aligned}\quad (17)$$

となる。なお、回転運動 $(0, 0, r)$ の場合には $\Gamma_{v,f,r} = \Gamma_{va,r} = 0$ となる。

2) 揚力

船首尾および船体中央部の束縛渦に純旋回の流れが当たると、それぞれに働く揚力はそれぞれの流れに垂直で、

$$\begin{aligned}L_{f,r} &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \\ &\quad \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot \sqrt{u^2 + (x_f \cdot r)^2} \\ L_{mf,r} &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (-m'_y) \\ &\quad \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot u \\ L_{ma,r} &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (m'_y) \\ &\quad \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \cdot u \\ L_{a,r} &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a) \\ &\quad \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \cdot \sqrt{u^2 + (x_a \cdot r)^2}\end{aligned}$$

となる。

3) 流出渦

Kutta の渦は馬蹄形渦としてもともと渦の放出を仮定しているが、理想流体で考えた環状渦系の渦流出を考えるに当たって、純旋回でも斜航と同じように正の圧力勾配を生

じるところからの渦放出が考えられる。即ち、船首部の環状渦が壊れて、船首部および船体中央部束縛渦からそれぞれ流出渦があると考えられる。しかし、船体中央部付近からの渦放出は実際見かけられないので、理想流体での船首尾一対の環状渦が壊れて馬蹄形渦となって、渦放出するとは考え難い。従って純旋回の場合、渦の流出は Kutta の渦のみが馬蹄形渦として船首尾から流出すると考える (Fig. 7)。

この時、流出渦の強さ $\Gamma_{f,r}^s$ は Kutta の渦の強さであるから船首尾の流出渦強さは

$$\begin{aligned}\Gamma_{f,r}^s &= \Gamma_{v,f,r} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ \Gamma_{a,r}^s &= \Gamma_{va,r} \\ &= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (C_{L_a} \cdot \cos \beta_a) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r)\end{aligned}\quad (18)$$

となる。

4) 誘導抗力

船首尾から (18) 式の渦流出に伴ってそれが船首尾の (17) 式の束縛渦に作用して誘導抗力を生ぜしめる。船首尾での誘導抗力は、それぞれの流れに平行で

$$\begin{aligned}D_{f,r} &= \rho \cdot \Gamma_{f,r} \cdot \Gamma_{f,r}^s \cdot C_{DL_f} \\ &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DL_f} \\ &\quad \cdot (m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot (C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \\ &\quad \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r)^2 \\ D_{a,r} &= \rho \cdot \Gamma_{a,r} \cdot \Gamma_{a,r}^s \cdot C_{DL_a} \\ &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DL_a} \\ &\quad \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a) \cdot (C_{L_a} \cdot \cos \beta_a) \\ &\quad \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r)^2\end{aligned}$$

と表す。こゝに船体中央部の渦一対は誘導抗力を生じないものとする。

5) 3 分力 X, Y, N

船首尾および船体中央付近の束縛渦に作用する揚力および誘導抗力による X, Y, N 3 分力は

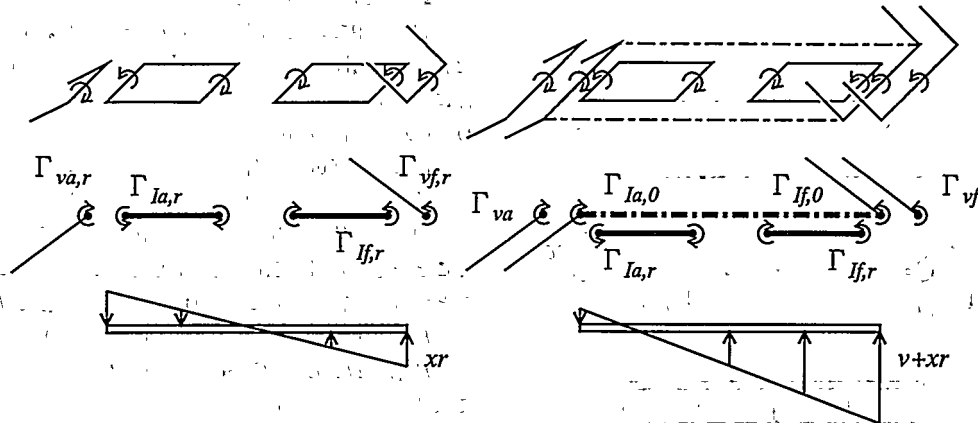


Fig. 7 Vortex model of a flat plate in pure-turning and turning motion (viscous flow)

$$\begin{aligned}
X = & 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (C_{L_f} + C_{L_a}) \\
& \cdot \cos \beta_f \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot (x_f \cdot r) \\
& - 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot \{C_{D_{L_f}} \cdot (m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot C_{L_f} \\
& + C_{D_{L_a}} \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_f) \cdot C_{L_a}\} \\
& \cdot \cos^2 \beta_f \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r)^2 \quad (19-1)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (C_{L_f} - C_{L_a}) \\
& \cdot \cos \beta_f \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot u \\
& - 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot \{C_{D_{L_f}} \cdot (m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot C_{L_f} \\
& - C_{D_{L_a}} \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_f) \cdot C_{L_a}\} \\
& \cdot \cos \beta_f \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r)^2 \cdot (-\sin \beta_f) \quad (19-2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot m'_y \cdot v \cdot u \\
& - 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot x'_f \cdot (C_{L_f} + C_{L_a}) \\
& \cdot \cos \beta_f \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot u \\
& - 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot x'_f \cdot \{C_{D_{L_f}} \cdot (m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot C_{L_f} \\
& + C_{D_{L_a}} \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_f) \cdot C_{L_a}\} \\
& \cdot \cos \beta_f \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r)^2 \cdot (-\sin \beta_f) \quad (19-3)
\end{aligned}$$

となる。

こゝに

$$\begin{aligned}
\sin \beta_f &= -x_f \cdot r / \sqrt{u^2 + (x_f \cdot r)^2} \\
\cos \beta_f &= u / \sqrt{u^2 + (x_f \cdot r)^2}
\end{aligned}$$

である。

4.1.3 粘性流体での旋回

4.1.1の斜航運動($u, v, 0$)と4.1.2の回転運動($0, 0, r$)との重ね合わせで生ずる渦を考えればよい。

1) Kutta 条件の渦

船首尾における横流れ速度($v + x \cdot r$)によって生ずる旋回のKuttaの渦 Γ_{vx} は、(6)、(16)式より

$$\begin{aligned}
\Gamma_{vf} &= \Gamma_{vf,0} + \Gamma_{vf,r} \\
&= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
\Gamma_{va} &= \Gamma_{va,0} + \Gamma_{va,r} \\
&= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \quad (20)
\end{aligned}$$

となるので、平板船体上に生ずる束縛渦 Γ_x は、(7)、(17)式または(3)、(20)式より

$$\begin{aligned}
\Gamma_f &= \Gamma_{vf} + \Gamma_{vf} \\
&= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
\Gamma_{mf} &= \Gamma_{mf,0} \\
&= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m'_y) \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
\Gamma_{ma} &= \Gamma_{ma,0} \\
&= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (m'_y) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \\
\Gamma_a &= \Gamma_{fa} + \Gamma_{va} \\
&= 1/2 \cdot L_{pp} \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a) \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \quad (21)
\end{aligned}$$

となる。

2) 揚力

平板船体上の束縛渦に生ずる揚力は、それぞれの流れの

方向に垂直で

$$\begin{aligned}
L_f &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \\
& \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot \sqrt{u^2 + (v + x_f \cdot r)^2} \\
L_{mf} &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (-m'_y) \\
& \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot u \\
L_{ma} &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (m'_y) \\
& \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r) \cdot u \\
L_a &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a) \\
& \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \cdot \sqrt{u^2 + (v + x_a \cdot r)^2}
\end{aligned}$$

となる。

3) 流出渦

船体中央部付近から渦の流出がないものとする、4.1.2で述べた純旋回による環状渦からの渦流出はなく、4.1.1で述べた斜航での環状渦のみが壊れて渦放出する。一方、Kuttaの渦も馬蹄形渦として船首尾から自由渦を放出すると考える (Fig. 7)。

このように束縛渦のうち一部が放出され、斜航での理想流体の渦と旋回でのKuttaの渦が自由渦を流出するので、それら流出渦の強さは

$$\begin{aligned}
\Gamma_f^2 &= 1/2 \cdot L_{pp} \\
& \cdot \{m'_y \cdot v + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \\
\Gamma_a^2 &= 1/2 \cdot L_{pp} \\
& \cdot \{-m'_y \cdot v + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \quad (22)
\end{aligned}$$

となる。

4) 誘導抗力

(21)式に示す束縛渦と(22)式に示す放出渦によって船首尾での誘導抗力は、それぞれの流れ方向に平行で

$$\begin{aligned}
D_{if} &= \rho \cdot \Gamma_f \cdot \Gamma_f^2 \cdot C_{D_{L_f}} \\
&= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{D_{L_f}} \\
& \cdot \{(m'_y + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \\
& \cdot \{m'_y \cdot v + C_{L_f} \cdot \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \\
D_{ia} &= \rho \cdot \Gamma_a \cdot \Gamma_a^2 \cdot C_{D_{L_a}} \\
&= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{D_{L_a}} \\
& \cdot \{(-m'_y + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \\
& \cdot \{-m'_y \cdot v + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\}
\end{aligned}$$

となる。

こゝに

$$\begin{aligned}
\cos \beta_f &= u / \sqrt{u^2 + (v + x_f \cdot r)^2} \\
\cos \beta_a &= u / \sqrt{u^2 + (v + x_a \cdot r)^2}
\end{aligned}$$

で、船体中央部の渦一対は誘導抗力を生じないとする。

5) 3分力 X, Y, N

前述の2)、4)の揚力と誘導抗力の下で、これらによる X, Y, N 3分力は

$$\begin{aligned}
X &= 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot m'_y \cdot r \cdot v \\
& + 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \\
& \cdot \{C_{L_f} \cdot \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot (v + x_f \cdot r) \\
& + C_{L_a} \cdot \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \cdot (v + x_a \cdot r)\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot [C_{DLf} \cdot (m'_y + C_{Lf} \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& \cdot \{m'_y \cdot v + C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \cdot \cos \beta_f \\
& + C_{DLa} \cdot (-m'_y + C_{La} \cos \beta_a) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \\
& \cdot \{-m'_y \cdot v + C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \\
& \cdot \cos \beta_a] \quad (23-1)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \\
& \cdot [C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& + C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)] \cdot u \\
& -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot [C_{DLf} \cdot (m'_y + C_{Lf} \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& \cdot \{m'_y \cdot v + C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \\
& \cdot (-\sin \beta_f) \\
& + C_{DLa} \cdot (-m'_y + C_{La} \cos \beta_a) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \\
& \cdot \{-m'_y \cdot v + C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \\
& \cdot (-\sin \beta_a)] \quad (23-2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot m'_y \cdot v \cdot u \\
& -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \\
& \cdot x_f \cdot \{C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& - C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \cdot u \\
& -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot x_f \cdot [C_{DLf} \cdot (m'_y + C_{Lf} \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& \cdot \{m'_y \cdot v + C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \\
& \cdot (-\sin \beta_f) \\
& - C_{DLa} \cdot (-m'_y + C_{La} \cos \beta_a) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \\
& \cdot \{-m'_y \cdot v + C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \\
& \cdot (-\sin \beta_a)] \quad (23-3)
\end{aligned}$$

となり、理想流体力、粘性揚力および誘導抗力に分離して記述される。

以上が平板船体が旋回する時の揚力と誘導抗力によるものである。更に船幅を有する時については次に述べる。

4.2 粘性流体での船体の渦モデル

船幅を有する船体では、これまでに考えてきた船体中心面の平板の他に3.2で考えたようにそれと直交する船体中央面の平板を付加して考えればよい (Fig. 8)。ここで、船体を細長体として考えると船体中央面の平板では船体中心面の平板船体で考えた Kutta 条件を付加する状況にはない。従って船体中央面の渦系は3.2で述べたように理想流体の環状渦のまゝにしておいてよい。よって4.1.3に述べた平板船体の渦モデルの(21), (22)式を基本として、それに理想流体中での船幅影響が加わることになる。即ち、船体中央面上の束縛渦としては(4)式のもの加わる。なお、この時船体中央面からの流出渦は無く

$$\Gamma_p^s = \Gamma_{mp}^s = \Gamma_{ms}^s = \Gamma_s^s = 0 \quad (24)$$

である。

よって4.1.3に記した船体中心面の平板とこの船体中央面の平板にかゝる流体力を合わせると船体全体の力となり、その3分力 X, Y, N は理想流体力(添字 I)、粘性揚力

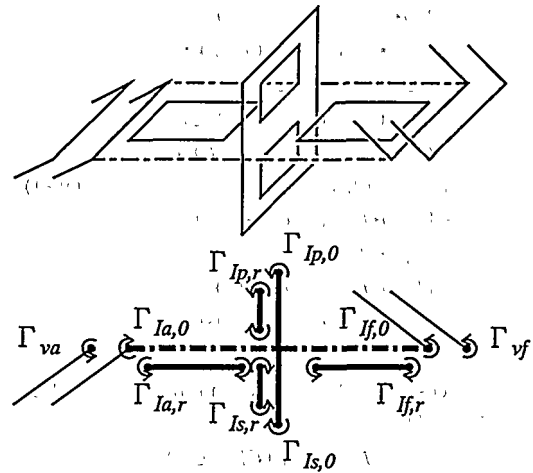


Fig. 8 Vortex model of a ship in turning motion (viscous flow)

(添字 Lv) および誘導抗力(添字 Di)に分けて表すと、

$$X = X_I + X_{Lv} + X_{Di} \quad (25-1)$$

ここで

$$X_I = 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot m'_y \cdot r \cdot v$$

$$\begin{aligned}
X_{Lv} = & 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \\
& \cdot [C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \cdot (v + x_f \cdot r) \\
& + C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \cdot (v + x_a \cdot r)]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
X_{Di} = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot [C_{DLf} \cdot (m'_y + C_{Lf} \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& \cdot \{m'_y \cdot v + C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \cdot \cos \beta_f \\
& + C_{DLa} \cdot (-m'_y + C_{La} \cos \beta_a) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \\
& \cdot \{-m'_y \cdot v + C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \\
& \cdot \cos \beta_a]
\end{aligned}$$

$$Y = Y_I + Y_{Lv} + Y_{Di} \quad (25-2)$$

ここで

$$Y_I = -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot m'_x \cdot r \cdot u$$

$$\begin{aligned}
Y_{Lv} = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \\
& \cdot [C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& + C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)] \cdot u
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_{Di} = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot [C_{DLf} \cdot (m'_y + C_{Lf} \cos \beta_f) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& \cdot \{m'_y \cdot v + C_{Lf} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \\
& \cdot (-\sin \beta_f) \\
& + C_{DLa} \cdot (-m'_y + C_{La} \cos \beta_a) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \\
& \cdot \{-m'_y \cdot v + C_{La} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \\
& \cdot (-\sin \beta_a)]
\end{aligned}$$

$$N = N_I + N_{Lv} + N_{Di} \quad (25-3)$$

ここで

$$N_I = 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (m'_x - m'_y) \cdot v \cdot u$$

$$N_{Lv} = -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d$$

$$\begin{aligned}
& \cdot x_f \{ C_{L_f} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& - C_{L_a} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \} \cdot u \\
N_{Di} = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \\
& \cdot x_f \{ C_{DL_f} \cdot (m'_y + C_{L_f} \cos \beta_f) \\
& \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\
& \cdot \{ m'_y \cdot v + C_{L_f} \cos \beta_f \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \} \\
& \cdot (-\sin \beta_f) \\
& - C_{DL_a} \cdot (-m'_y + C_{L_a} \cos \beta_a) \\
& \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \\
& \cdot \{ -m'_y \cdot v + C_{L_a} \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \} \\
& \cdot (-\sin \beta_a) \}
\end{aligned}$$

となる。

5. 簡易渦モデルによる流体力数学モデル

4.2で示した揚力・誘導抗力等に基づく旋回流体力の他に、これらとは種類の異なる発生機構による流体力があり、これらを加えると実在流体でのものが得られる。それらは、クロスフロー抗力 (Y_c)、それによるモーメント (N_c) お

よび船体前後非対称流れによるクロスフロー揚力 (X_c) 更に前後摩擦力 (X_f) であり

$$\begin{aligned}
X_c = & 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \\
& \cdot \{ C_{LASF} \cdot (v + x_f \cdot r)^2 - C_{LASA} \cdot (v + x_a \cdot r)^2 \} \\
X_f = & -1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot C_F \cdot |u| \cdot u \\
X_{ST} : & \text{失速補正項} \\
Y_c = & -1/2 \cdot \rho \cdot \int C_D \cdot |v + x \cdot r| \cdot (v + x \cdot r) \cdot d \cdot dx \\
N_c = & -1/2 \cdot \rho \cdot \int C_D \cdot |v + x \cdot r| \cdot (v + x \cdot r) \cdot x \cdot d \cdot dx
\end{aligned} \tag{26}$$

で記すことができる。

従って、3分力 X, Y, N は成分分離型モデルで記述でき、(25), (26)式より次の様になる。

$$\begin{aligned}
X = & X_I + X_{Lv} + X_{Di} + (X_c + X_f + X_{ST}) \\
Y = & Y_I + Y_{Lv} + Y_{Di} + (Y_c) \\
N = & N_I + N_{Lv} + N_{Di} + (N_c)
\end{aligned} \tag{27}$$

なお、本モデルによるPCC⁹⁾を対象とした斜航、純旋回時の流体力の解析・推定例をそれぞれ Figs. 9~10 に示す。

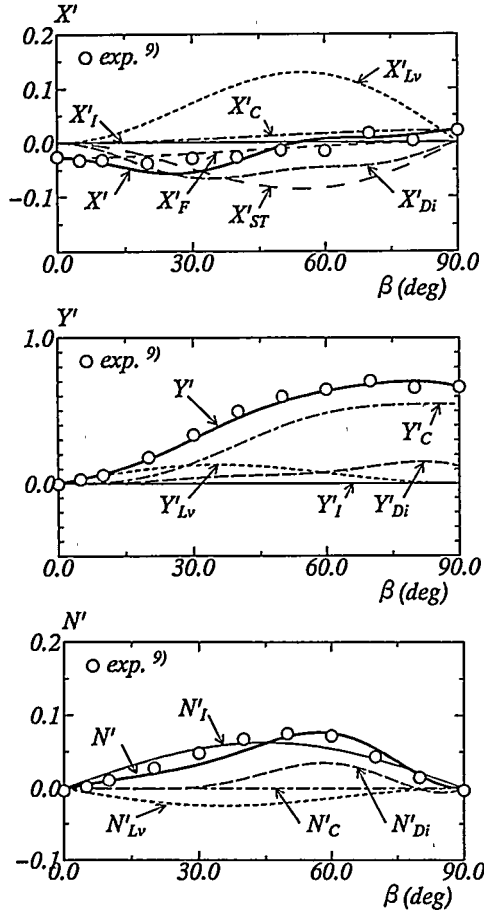


Fig. 9 Analysed results of hydrodynamic forces (X' , Y' and N') in oblique motion

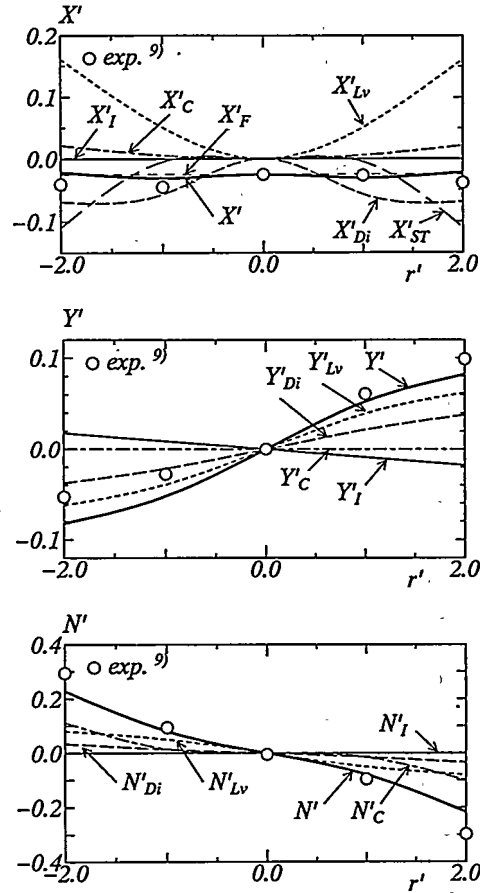


Fig. 10 Estimated results of hydrodynamic forces (X' , Y' and N') in pure-turning motion

図中 X', Y', N' はそれぞれ X, Y, N の無次元値で、無次元化は次式に従う。

$$X' = X / (1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot U^2)$$

$$Y' = Y / (1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot U^2)$$

$$N' = N / (1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp}^2 \cdot d \cdot U^2)$$

6. 従来の数学モデルとの比較

こゝで著者等が提唱した従来の力学モデル¹⁰⁾との比較を行ってみると、大きな相違は誘導抗力にある。それを誘起する自由渦の流出機構が特に純旋回において異なっている。従来の力学モデルでは束縛渦の一部ではなく全部が馬蹄形渦として渦放出するモデルになっている。

即ち、船首渦の流出渦による誘導抗力は

$$\begin{aligned} & 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLF} \\ & \cdot (m_y' + C_{Lr}' \cos \beta_r) \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r) \\ & \cdot \{m_y' \cdot v + C_{Lr}' \cos \beta_r \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)\} \end{aligned}$$

(力学モデルの仮定)

$$\begin{aligned} & \rightarrow 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLF} \\ & \cdot (m_y' + C_{Lr}' \cos \beta_r)^2 \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)^2 \end{aligned}$$

(近似)

$$\begin{aligned} & \rightarrow 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLF} \\ & \cdot (m_y' + C_{Lr}')^2 \cdot \cos^2 \beta_r \cdot (v + 2/3 \cdot x_f \cdot r)^2 \end{aligned}$$

としている。

又、船尾渦の流出渦による誘導抗力も同様

$$\begin{aligned} & 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLA} \\ & \cdot (-m_y' + C_{La}' \cos \beta_a) \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r) \\ & \cdot \{-m_y' \cdot v + C_{La}' \cos \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)\} \end{aligned}$$

(力学モデルの仮定)

$$\begin{aligned} & \rightarrow 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLA} \\ & \cdot (-m_y' + C_{La}' \cos \beta_a)^2 \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)^2 \end{aligned}$$

(近似)

$$\begin{aligned} & \rightarrow 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLA} \\ & \cdot (-m_y' + C_{La}')^2 \cdot \cos^2 \beta_a \cdot (v + 2/3 \cdot x_a \cdot r)^2 \end{aligned}$$

としたものになっている。

従って斜航運動 ($r=0$) では $\cos \beta$ の影響を除けば小さな β では大きな差はない。しかし純旋回 ($\beta=0$) を考えてみた場合、

船首端での誘導抗力は

$$\begin{aligned} & 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLF} \cdot (m_y' + C_{Lr}' \cos \beta_r) \\ & \cdot C_{Lr}' \cos \beta_r \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r)^2 \end{aligned}$$

(力学モデルの仮定と近似)

$$\begin{aligned} & \rightarrow 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLF} \cdot (m_y' + C_{Lr}')^2 \\ & \cdot \cos^2 \beta_r \cdot (2/3 \cdot x_f \cdot r)^2 \end{aligned}$$

即ち $C_{Lr}' \rightarrow (m_y' + C_{Lr}')$

とし、また

船尾端での誘導抗力は

$$1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLA} \cdot (-m_y' + C_{La}' \cos \beta_a)$$

$$\cdot C_{La}' \cos \beta_a \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r)$$

(力学モデルの仮定と近似)

$$\begin{aligned} & \rightarrow 1/2 \cdot \rho \cdot L_{pp} \cdot d \cdot (L_{pp}/2d) \cdot C_{DLA} \cdot (-m_y' + C_{La}')^2 \\ & \cdot \cos^2 \beta_a \cdot (2/3 \cdot x_a \cdot r)^2 \end{aligned}$$

即ち $C_{La}' \xrightarrow{(\text{近似})} (-m_y' + C_{La}')$

となり、流体力係数に差が生じるのが分かる。こゝに $(m_y' + C_{Lr}') \cdot C_{Lr}' > (m_y' + C_{Lr}')^2$ であり、また $(-m_y' + C_{La}') \cdot C_{La}' > (-m_y' + C_{La}')^2$ であるから従来の力学モデルを使って旋回の誘導抗力を推定すると、本モデルと比べて船首で大きく船尾で小さく推定することになる。

従って、 N モーメントへの影響は少ないが、 Y 力の誘導抗力に大きな差が生ずることになる。この結果は、旋回流体力解析の経験からすると改善される方向にある。

また、従来の力学モデルにおけるクロスフロー抗力は、船首尾端の3次元影響を特別に配慮していないものであったが、本モデルでは、これが分離された形になっているのが(25-2)式に示されている。

7. あとがき

本研究をまとめると、次の様になる。

- 1) 理想流体中で斜航運動 ($u, v, 0$) する船体を船体中央部で直交する長方形の環状渦で表した。
- 2) 理想流体中で純旋回運動 ($u, 0, r$) する船体を船体中央部で直交する一対の環状渦系の組み合わせで表した。
- 3) 粘性による影響を船首尾端における馬蹄形渦 (Kutta の渦) を付加することで表した。
- 4) 粘性による船首尾端における流出渦は、3) の馬蹄形渦の他に理想流体中の斜航運動により生ずる環状渦の一つからも馬蹄形渦として流した。
- 5) 流出渦に伴う船首尾端の誘導抗力は理想流体中の運動で生ずる 1) 2) の束縛渦と粘性により付加される 3) の束縛渦の双方に誘起される 4) の流出渦の誘導速度から与えた。
- 6) 以上の結果を利用してあらゆる操縦運動中の主船体流体力を成分分離型の数学モデルとして構築した。

今後、本モデルを利用してクロスフロー抗力の3次元影響および失速影響等を考える方向性を示した。

本研究では、簡易渦モデルを用いた数学モデルを組み立て、船体流体力の一例を解析するに留まったが、今後、この下で斜航および純旋回流体力の解析手法を開発し、解析および推定精度を検討して行くつもりである。終りに九州大学工学部 中武一明教授には定義語について多々ご指導をたまわり感謝致します。

参考文献

- 1) 溝口純敏：斜航船体まわりの流れと流体力、関西造船協会誌、第195号 (1984)

- 2) Nonaka, K.: Estimation of Hydrodynamic Forces Acting on a Ship in Manoeuvring Motion, Proc. of MARSIM'93, Vol. II (1993)
- 3) 田中 進, 貴島勝郎: Cross Flow を基にした斜航船体に働く流体力の計算, 日本造船学会論文集, 第 176 号 (1994)
- 4) 松井志郎, 楊建民, 玉島正裕, 山崎隆介: 旋回する船体まわりの流場と流体力の計算, 西部造船会会報, 第 88 号 (1994)
- 5) Fujino, M., Ohmori, T., Usami, S., Eguchi, S., Kanai, M. and Miyata, H.: Longitudinal Distribution of Hydrodynamic Lateral Force Acting on a Ship in Manoeuvring Motion, Proc. Symposium on Ship Manoeuvrability, Fukuoka (1995)
- 6) 小瀬邦治, 日當博喜, 橋詰泰久, 二川英二郎: 低速で航行する船の操縦運動モデルについて, 日本造船学会論文集, 第 153 号 (1984)
- 7) 小林英一, 浅井滋: 低速域の操縦運動を表す数学モデルに関する一検討, 関西造船協会誌, 第 195 号 (1984)
- 8) 高品純志: タグによる操縦運動とその計算法について, 日本造船学会論文集, 第 160 号 (1986)
- 9) 芳村康男: 浅水域の操縦運動数学モデルの検討 (第 2 報) - 低速操船時, 主船体に働く流体力について, 関西造船協会誌, 第 210 号 (1988)
- 10) Karasuno, K., Igarashi, K.: A physical-mathematical model of hydrodynamic forces and moment acting on a hull during large drifting and turning motion under the conditions of slow speed, Proc. of MARSIM' 93, (1993)
- 11) 小瀬邦治, 深沢塔一, 末光啓二, 佐伯敏朗, 湯室彰規, 山上順雄: MSS 報告 IV; 低速時の操縦運動モデルの実用化, 日本造船学会誌, 第 721 号 (1989)
- 12) 鳥野慶一, 松野二郎, 伊藤智行, 五十嵐和之: 斜航流体力の物理的成分分離による数学モデル (第 2 報), 関西造船協会誌, 第 216 号 (1991)
- 13) 鳥野慶一, 松野二郎, 伊藤智行, 五十嵐和之: 低速時における主船体操縦性流体力の新しい数学モデルについて (第 2 報) - 旋回時の場合 -, 関西造船協会誌, 第 217 号 (1992)
- 14) 鳥野慶一, 前川和義: 簡易渦モデルによる成分分離型操縦性流体力モデル - 低速時における主船体操縦性流体力モデル, 日本造船学会第 37 回運動性能研究委員会, MC 37-5 (1993)
- 15) 小川陽弘, 浜本剛実: 第 3 回操縦性シンポジウム第 2 章, 操縦運動の数学モデルの基礎, 日本造船学会シンポジウムテキスト (1981)
- 16) 浜本剛実, 野中晃二, 溝口純敏: 操縦性能の予測と評価第 2 章, 船体に働く流体力の推定法, 運動性能研究委員会第 4 回シンポジウムテキスト (1987)

the first of the year, the weather was
very cold, and the snow lay on the
ground for several weeks. The
people of the city were much
concerned for the poor, who
were suffering from the cold and
want of food. The city
authorities took measures to
relieve the poor, and the
people of the city were
much relieved. The
city authorities also
took measures to
prevent the spread of
the plague, and the
people of the city were
much relieved.

the first of the year, the weather was
very cold, and the snow lay on the
ground for several weeks. The
people of the city were much
concerned for the poor, who
were suffering from the cold and
want of food. The city
authorities took measures to
relieve the poor, and the
people of the city were
much relieved. The
city authorities also
took measures to
prevent the spread of
the plague, and the
people of the city were
much relieved.

2-1

長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性

—第3報 短波長域の応答及び姿勢制御の試み—

正員 平山次清* 正員 馬 寧*
 学生員 西尾フラビオ治** 学生員 佐藤直章**

Response Characteristics of a Long Life Type Floating Offshore Airport in Waves
 (3rd report: Response due to Short Waves and an Attempt of Active Inclination Control).

by Tsugukiyo Hirayama, Member Ning Ma, Member
 Flavio Ossamu Nishio, Student member, Naoaki Sato, Student member

Summary

The hydroelastic responses of a semisubmersible type floating airport, which consists of multiple removable units supported by column-footings in head sea are discussed. The emphases are placed on the response characteristics in short wave length range and the influence of lacking of units in this third report. Active inclination control by using air pressure in underwater columns is attempted for the case of unit lacking supposing replacement of the corroded or damaged units. Numerical analyses are performed based on the mode superposition method which combining the 3-D analyses of hydrodynamic forces (source distribution method) and mode analyses (FEM).

In this report, the calculated added mass and wave exciting force of each column are shown for understanding the interactions among columns especially in high frequency range. The calculated deflections and bending moments including higher elastic deformation modes are compared with the experimental results obtained from high frequency excitation tests. Also the responses in regular waves are calculated and compared with experiments for different conditions including unit lacking, with and without air pressure control. Finally, the influence of unit lacking on response and the effect of air pressure control are investigated consequently.

1. 緒 言

一般に海上空港のような超大型浮体構造物はその平面サイズは通常の入射波波長に比べ数十倍¹⁾²⁾³⁾以上にも及ぶと考えられる。波長の長い波に比べ相対的に短波長の波は浮体に大きなたわみ変位を与えることは殆ど無いが、デッキの局所的な傾斜を起したり、要素浮体間での流体力学的な相互干渉により流体力が局所的に大となる場合も考えられるので、実用上むしろ重要である。一方、波による流体力、弾性応答の推定は境界要素法等のように境界積分方程式を適用して数値計算する場合でも、離散化のためのパネル数が膨大となり、現在の計算機性能からは計算不可能も

しくは非現実的となってしまうことがある。また水波による確認のための水槽実験もモデルのサイズの制限からくる波が造波周波数限界に収まらないなどの面で問題が残る。

本報では前々報⁴⁾、前報⁵⁾に引き続き、可換型ユニットからなるセミサブ式浮体の正面向かい波中の応答を取り上げ、特に短波長域の応答と複数ユニットの欠損による弾性応答の変化に着目し検討する。まず短波長域の応答特性を明らかにするため、比較的高周波の振動を励起できる起振器を用いた加振実験を実施し、高周波(短波長)の1点集中荷重が加わった時の浮体の弾性応答特性の実験値と理論計算結果を示す。流体力、特にコラムに働く上下方向の波強制力や付加質量について対称性を利用した3次元特異点法により推定し、ユニット欠損も含む浮体の様々な状態に於ける流体力の特徴を明らかにする。次に得られた流体力を用いて波浪中浮体の弾性応答を計算し実験値と比較する。さらに複数のユニット欠損に伴う平水中姿勢変化を空気式アクチュエーターにより回復・制御を行い、その際の

* 横浜国立大学工学部

** 横浜国立大学大学院工学研究科

原稿受理 平成8年1月9日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

弾性応答の変化を理論計算と実験の結果に基づいて論じ、姿勢制御と制御無しの違いを示す。最後に今後目標とする波浪中の長周期姿勢変化の能動制御の可能性について言及する。

2. 実験

2.1 モデルと実験概要

本研究の実験にはデッキを支える全通のアルミニウムビームを複数コラムフーティングで支持するセミサブ型の海上空港用超大型浮体のモデルを使用した。モデルの主要目及び係留等については前報⁹⁾を参照されたい。なお、デッキの弾性変形の計測を前報と若干異なる位置で行ったので、Fig. 1にそれらを模型の全体図とともに示した。図中、P1~P8の8箇所において上下変位をモデル上のLEDターゲットと陸上のCCDカメラにより検出した。またデッキ上数カ所において曲げモーメント(図中M1, M2, M3), せん断力(図中SF1~SF6), 上下加速度(図中Acc1~Acc3)及び係留反力の計測も行った。空気式アクチュエーターによる姿勢回復・制御装置の概略(水位用波高計, 傾斜計 θ_x, θ_y)もFig. 1に併記した。Fig. 3に示すように、波上側クラスタ(3×3ユニット)の4隅のユニット(2×2コラム)のコラムフーティング(図中斜線部)の下方に空気溜のエアコラム(直径20 cm, 高さ10 cm)を取り付け、それらをエアホース, 電磁バルブ, エアーピストン等を介してエアーコンプレッサに接続し空気圧を利用してユニットの上下制御を行った。

起振器による加振実験は起振器の位置や駆動周波数を変えながら静水中で行った。姿勢回復・制御実験は静水中での予備実験や波浪中での姿勢保持及び強制動揺などを行った。波浪中の実験はすべて正面向かい波状態で行われ、規則波の他、広範囲で周波数応答関数を求めるために数種類の長波頂過渡水波を使用した。ユニット欠損による影響を

調べるため、船首中央のユニット(A2, B2, Fig. 1参照)を取り外しての欠損状態実験も行い、その際、ユニット欠損による静的変位を空気式アクチュエーターにより回復させた場合と回復無しの場合について行った。

また、平水中で自由動揺実験・自由弾性振動実験および垂直衝撃荷重による衝撃実験を行い、応答をフーリエ解析することにより、各モードの固有周波数を求めている。なお、起振器装置や空気式アクチュエーター装置等による浮体の低次の弾性変形モードの固有周波数⁹⁾の変化は小さかったためそれらの詳細を省略する。なお、高周波の加振実験の結果により高次モードの固有周波数を求めることができ、4次曲げ(5節振動)では約34 rad/sec(想定実機で0.34 Hz)となった。

2.2 高周波数域の加振実験

浮体の短波長域の流体力・弾性応答の特徴及び高次モードの影響を調べるため、今回新しく回転質量による起振器を作製して上下方向の加振実験を行った。使用した装置はFig. 2に示すようなサーボモーターと回転質量を組み合わせたもので、回転部はフレキシブル・シャフトを通じてモー

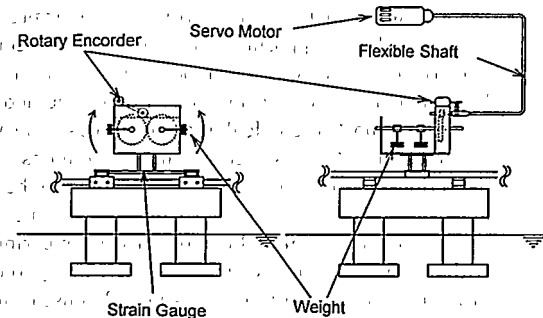


Fig. 2 Apparatus for vertical forced excitation (located on the unit of airport)

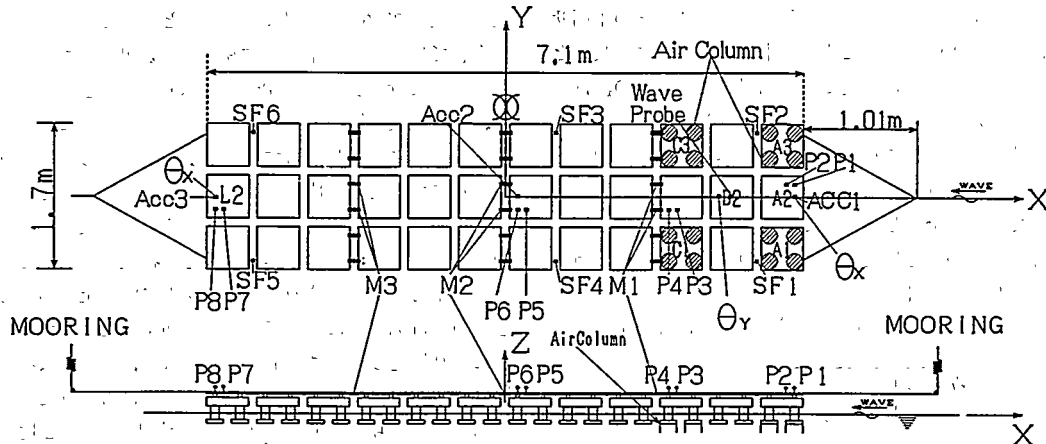


Fig. 1 Floating airport model, arrangement of measurements and underwater air-columns

ターに連結され、2個のウェイト(106 g, 回転半径 7.5 cm)を互いに反対方向に同期回転させた時の遠心力により一方のみの起振力を浮体に加える仕組みになっている。浮体に加えた加振力は加振器の下部に取り付けた検力計より、回転数は回転部上部に取り付けたロータリエンコーダにより検出した。なお、加振器の重量は約 5.7 Kg (検力部分を含む)となったが、これをプーリーを介したカウンターウェイトによりキャンセルした。

サーボモーターの回転周波数はおよそ 0-5.0 Hz で、低周波数 (0-2.5 Hz) ではフレキシブル・シャフト自身の弾性振動により、有意な起振力が得られなかったが、高周波数域ではほぼ期待通りの安定した加振力が得ることができた。正弦的な励振の他、過渡的な励振になるようにサーボモーターの回転数を制御しての実験も行った。この場合低周波数域でも比較的安定した起振力が得られた。モード形の節と腹の位置を考慮して、加振器の位置は浮体の中心線上端部ユニット (L2, Fig.1 参照) と中央部に設置し加振実験を行っているが、本報で報告するのは広周波数範囲に亘って応答が得られた端部設置時の結果である。計測された浮体の応答は加振力とともにフーリエ解析し周波数応答関数の形で求めた。

2.3 姿勢回復・制御実験

浮体動揺の能動的制御に関する研究は少なく、セミサブ式海洋構造物では中央部に設置されたピストンの上下により上下揺れの低減を図る研究⁹⁾、可動浮体により上下揺れ、縦・横揺れを低減させる模型実験⁷⁾および水線付近に設けたタンク内の空気圧を制御することで動揺を軽減させる研究⁹⁾がある程度である。浮体が大規模になると装置の能力(容量、基数)が要求されるばかりでなく、弾性変形をも考慮したアクチュエーターの配置が決め手になると考えられる。本研究はユニット欠損による姿勢変化及び波浪により励起される長周期の撓み(傾斜)を制御することを目的とするが、今回その基礎的な検討として空気圧による簡単なアクチュエーターを製作して制御を試みた。装置の関係上、波上側クラスタの4隅のユニットのコラムフォーティング(計16本)のみにエアークラムを取り付け、空気圧を制御した。Fig. 3 にユニットの装置詳細を示した。図中に示すようにエアークラムの給排気によりユニットが上昇または下降し浮体の姿勢回復を行うものである。エアークラムは平均5気圧で、後述の実験結果に示すように排気(自然排気)の速度が遅く速い変動には追従できないが、ユニット欠損による姿勢回復用として十分で、また排気速度に対応するような長周期の変動制御に対しても有効になると考えられる。制御はクラスタ中央部の水位(一定)とデッキの長手と幅方向の傾斜角(ゼロ)及び傾斜角速度(傾斜角に基づいて計算)を制御目標値とし、Fig. 4 に示すようなダイヤグラム(PD制御)に基づいて制御演算装置(パソコン)で電磁バルブの開閉信号を計算しバルブに出力してい

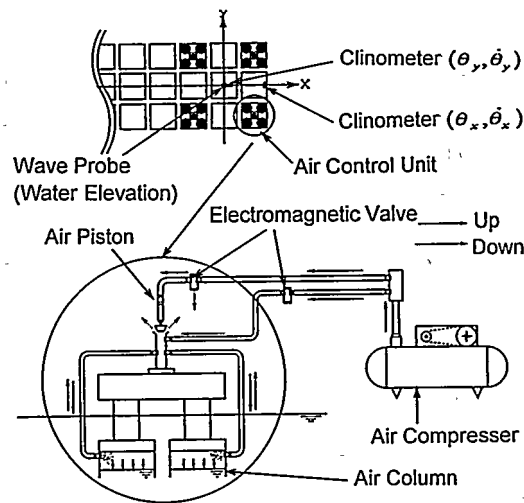


Fig. 3 Air pressure actuator using underwater air columns for inclination control of an airport

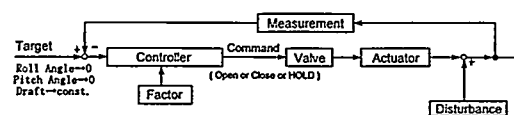


Fig. 4 Block diagram for control of air pressure actuator

る。なお PD のゲインには予備実験により試行錯誤的に決定した係数を使用した。

本研究は最終的には浮体の全体姿勢を制御することを目的としているが、前記装置では全体浮体の一部であり全体制御には限度がある。また端部のクラスタのみの相対水位と傾斜によりフィードバックをしている点も全体制御には無理の生ずる点である。本装置は浮体の強制動揺装置としての利用も考えられるので、それらの検討については別の機会に報告したい。

3. 理論計算

任意形状の3次元浮体の流体力を計算する方法として、現在境界要素法の一つ、3次元特異点分布法が一般的に用いられているが、浮体浸水表面を離散化する際のパネル分割数は入射波の波長に応じて十分細かくする必要があり、超大型浮体で比較的短波長の波の場合は、パネルの数が膨大となりマトリックスが解けないという問題が生じる。Bishop ら⁹⁾は浮体が形状と質量分布に対称性がある場合、未知数のソース強さを半分の浮体表面に分布させて解く Composite Singularity Distribution (CSD 法)を導入し、また Wu ら¹⁰⁾は2面対称性の浮体についてはソース強さを1/4の浮体表面に分布させて解く Double Composite Singularity Distribution (DCSD 法)を導入して数値計算

の簡便化を図っている。

3.1 3次元特異点法による流体力計算

3次元特異点法は既に任意形状の浮体の波浪中応答を求める方法として確立され、剛体運動などを精度良く推定できるようになってきている。ここでは、Bishopら⁹⁾に習って弾性応答への拡張を考慮した定式化を簡単に述べる。モード法によれば浮体の剛体運動と弾性変位にモードの主座標を用いて、 x, y, z 軸方向の変位を次のように記することができる。

$$\left. \begin{aligned} u(x, y, z, t) &= \sum_{r=1}^m u_r(x, y, z) p_r(t) \\ v(x, y, z, t) &= \sum_{r=1}^m v_r(x, y, z) p_r(t) \\ w(x, y, z, t) &= \sum_{r=1}^m w_r(x, y, z) p_r(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $p_r(t) = p_r e^{i\omega t}$ は r 次モードの主座標で、 u_r, v_r, w_r は r 次モード形の x, y, z 軸方向の成分である。なお、 $r=1, \dots, 6$ は剛体運動を表し、 $7 \leq r \leq m$ は弾性変形モードを表す。また回転変位、内力についても同じような表現に表す。

線形ポテンシャル理論に基づけば、規則波中の浮体周りの流体運動を記述する複素速度ポテンシャルは次式で表述することが知られている。

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) &= \left[\phi_0(x, y, z) + \phi_d(x, y, z) + \sum_{r=1}^m \phi_r(x, y, z) p_r \right] e^{i\omega t} \\ &\dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

但し、 ω は角周波数で、 ϕ_0, ϕ_d, ϕ_r はそれぞれ入射波、散乱波、放射波の速度ポテンシャルであり、 ϕ_d, ϕ_r については線形化された自由表面条件、水底条件及び無限遠方での放射条件を満足するほか、浮体の浸水表面 $\bar{S}$ で下記の境界条件を満足する。

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad \text{on } \bar{S} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = i\omega u_r \cdot n \quad (r=1, 2, \dots, m) \quad \text{on } \bar{S} \quad (4)$$

但し、 n は浮体表面の外向き法線ベクトルで、 u_r は r 次モード形で(1)式の成分を持つ。流体中の任意点の速度ポテンシャルは、物体表面 (x_1, y_1, z_1) に分布させた特異点の強さ Q と適切な Green 関数¹⁰⁾ G によって前進速度の無い場合、次のように表される。

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi} \iint_{\bar{S}} Q(x_1, y_1, z_1) G(x, y, z; x_1, y_1, z_1) dS \\ &\dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

また法線速度は次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial n}(x, y, z) &= \frac{1}{2} Q(x, y, z) + \frac{1}{4\pi} \iint_{\bar{S}} Q(x_1, y_1, z_1) \\ &\quad \times \frac{\partial}{\partial n} G(x, y, z; x_1, y_1, z_1) dS \\ &\dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

(3), (4)式の境界条件を用いて、(6)式の積分方程式を離散化して得られる連立方程式を解けば、特異点強さが得られる。さらに(5)式より ϕ_d, ϕ_r が求められることができる。

3.2 対称性を利用した数値計算法

数値計算¹²⁾¹³⁾では、(6)の積分を浸水表面をパネルで近似して離散化するのであるが、対称性を有する浮体は(例えば左右舷対称の場合)

$$\left. \begin{aligned} n_r(x, y, z) &= n_r(x, -y, z) \quad r=1, 3, 5 \\ n_r(x, y, z) &= -n_r(x, -y, z) \quad r=2, 4, 6 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

が成り立つので、次のような複合関数 (Composite Function)

$$\left. \begin{aligned} \phi_0^* &= \phi_0(x, y, z) \pm \phi_0(x, -y, z) \\ \phi_d^* &= \phi_d(x, y, z) \pm \phi_d(x, -y, z) \\ \phi_r^* &= \phi_r(x, y, z) \pm \phi_r(x, -y, z) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

を導入し、 ϕ_r について複合関数を用いて(5)式を書き直すと次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi^*(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi} \iint_{\bar{S}_p} Q^*(x_1, y_1, z_1) \\ &\quad \times G^*(x, y, z; x_1, y_1, z_1) dS \\ &\quad (r=1, 2, \dots, m) \quad (9) \end{aligned}$$

ここに、 $\bar{S}_p$ は浮体浸水表面の半分、即ち片舷であるが、この場合左舷とした。 G^* は複合グリーン関数で、 Q^* は複合特異点強さで、それぞれ次のように定義される。

$$G^* = G(x, y, z; x_1, y_1, z_1) \pm G(x, y, z; x_1, -y_1, z_1) \quad (10)$$

$$Q^* = Q(x, y, z) \pm Q(x, -y, z) \quad (11)$$

また、散乱波の物体表面における境界条件((3)式)は左右対称浮体では

$$\frac{\partial \phi_d^*}{\partial n} = -\left[\frac{\partial \phi_0(x, y, z)}{\partial n} \pm \frac{\partial \phi_0(x, -y, z)}{\partial n} \right] \quad \text{on } \bar{S}_p \quad (12)$$

となり、対称モードの変位について(4)式は、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi_r^*}{\partial n} &= 2i\omega u_r \cdot n \\ \frac{\partial \phi_r^*}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \right\} (r=1, 2, \dots, m) \quad \text{on } \bar{S}_p \quad (13)$$

反対称モードの変位については、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi_r^*}{\partial n} &= 0 \\ \frac{\partial \phi_r^*}{\partial n} &= 2i\omega u_r \cdot n \end{aligned} \right\} (r=1, 2, \dots, m) \quad \text{on } \bar{S}_p \quad (14)$$

となる。

よって流体力(付加質量、減衰係数)は放射波ポテンシャル ϕ_r から計算することができる。また r 次モードの波強制力は次式、

$$\begin{aligned} F_r &= i\rho\omega \iint_{\bar{S}_p} n^T \cdot u_r (\phi_0^* + \phi_d^*) dS, \\ &\quad r=1, 2, \dots, m \quad (15) \end{aligned}$$

により求めることができる。

また Haskind の関係式¹⁴⁾を用いれば、放射波ポテンシ

ャルからも波強制力が計算される。左右対称性のある浮体については

$$F_r = -\rho \iint_{S_p} \left(\phi_0 \frac{\partial \phi_r^*}{\partial n} - \phi_r \frac{\partial \phi_0^*}{\partial n} \right) dS, \quad (16)$$

$$r=1, 2, \dots, m$$

となる。本論ではこれを用いて波強制力の数値計算の精度をチェックした上、(16)式による計算値を使用した。

3.3 弾性応答の計算

一般にセミサブ型の浮体構造物の場合、3次元の弾性変形解析が必要となる。離散化した振動の方程式を直接解く方法（離散法）と変位の固有モードを算出し任意点の変位を求める方法（モード法）があるが、後者の、剛体運動も含め、変位の固有モードの主座標 $p(t)$ に関する運動方程式は下記となる。

$$(M+A)\ddot{p}(t) + (b+B)\dot{p}(t) + (c+C)p(t) = Fe^{i\omega t} \quad (17)$$

ここに、 M, b, c はそれぞれ質量、構造減衰、剛性マトリックスで、 A, B, C はそれぞれ付加質量、減衰係数、流体の復原力マトリックスで、 $m \times m$ のマトリックスからなる。 F は一般化された波強制力ベクトルで、(15)式による。浮体の剛体運動又は任意点における変位は(17)式により求めた固有モードの主座標と有限要素法等に基づく固有値解析から求めたモード形を使って

$$u(x, y, z, t) = \sum_{r=1}^m u_r(x, y, z) p_r(t) \quad (18)$$

のように求めることができる。

本論文では、まずFEMより浮体の固有モード形と固有周波数を求め、それらとモード減衰係数及び一般化された波強制力（励振力）から浮体の弾性応答を計算するいわゆるモード合成法を採用している。モードは剛体モードを3つ、弾性モードを低次から8つを考慮している。

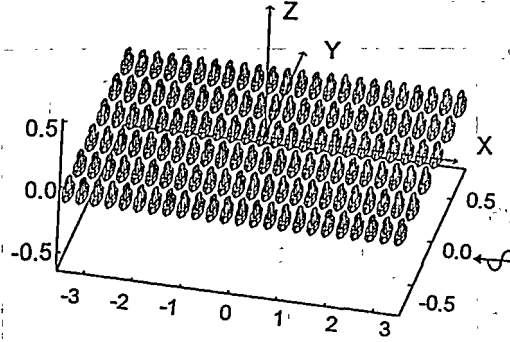
4. 結果及び考察

4.1 短波長域の応答

4.1.1 波強制力と付加質量

セミサブ型浮体の弾性応答、特に撓み応答を支配するのはコラムブーティングに作用する上下方向の波強制力と動揺（振動）時の付加質量、減衰力であると考えられるので、ここではそれらの特徴を計算結果に基づいて考察する。前述のように、3次元特異点法を用いて短波長域の応答を計算する際、メッシュが増大することに伴う数値計算上の問題はありますが、本論では対称性を利用して、計算機性能の許す限り小さいパネルを使用した。Fig. 5に流体力計算に使った浮体浸水表面のパネル分割を示した。上段は全体モデルのパネル分割（4608メッシュ）で、下段は船首中央の2ユニットが欠損した場合（空気圧による姿勢回復あり）のそれである。空気圧制御を行った時は船首に付けたエアコラムによる影響を図に示すようなパネルにより考慮してい

Full Model (144col. x 32 panels) 4608 panels



Two units removed, 16 air-columns
no trim (air controlled)

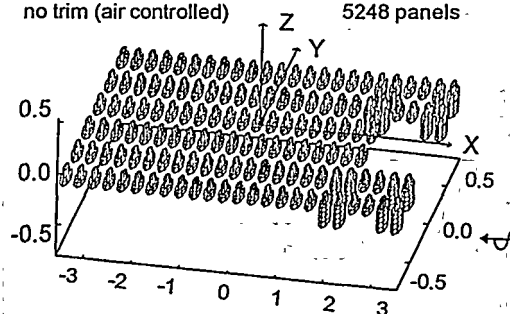


Fig. 5 Mesh discretization for hydrodynamic force calculation using DCSD method (upper: full model, lower: two units removed, with air-columns for air pressure control)

る。使用したパネルは平面四角形のもので、入射波の波長に関係なく、エアコラムが無い時1コラム32パネルとした。また対称性を利用した計算では、Fig. 5に示す全体モデルでは1/4浮体（船首左舷、1152パネル）、欠損状態では1/2浮体（左舷、2624パネル）について計算を行っている。

正面向かい規則波中の浮体中央部及び船首左端のコラムに働く上下方向の波強制力（無次元化値）をFig. 6に、付加質量係数を単独コラムの値と比較してFig. 7に示した。全体モデル（Full）、船首中央のA2、B2ユニット欠損（エアコラム無し）でトリムあり（no ctrl）とトリムなし（air ctrl）についての短波長域（ $10 \text{ rad/s} < \omega < 30 \text{ rad/s}$, $12 < L/\lambda < 104$ ）の結果になっている。欠損状態の姿勢変化（LEDターゲットによる実験値）を示したのがFig. 8である。船首部で約5 cm（想定実機で12.8 m）の沈下、船尾で約0.5 cmの浮上が見られ、また空気圧制御により姿勢が回復されているのが分かる。Fig. 6の波強制力によると、中央コラム（上段）は完全、欠損（no ctrl）、欠損（air ctrl）の3状態で相互干渉による差が顕著に現れ、特に低い周波数（ $\omega = 10\text{--}14 \text{ rad/s}$ ）及び特定の周波数（ $\omega = 15, 18, 22 \text{ rad/s}$ ）でその差が大きい。船首左端のコラム（下段）は欠損部に近く、特にトリムあり（no ctrl）の状態では波強制力の減少が

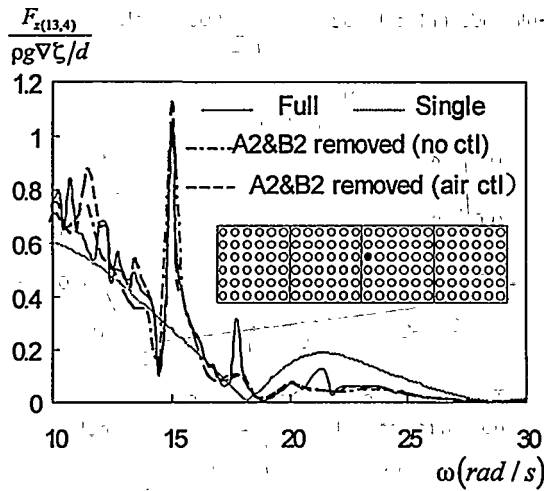


Fig. 6 Wave exciting force on column in heave direction in high frequency range

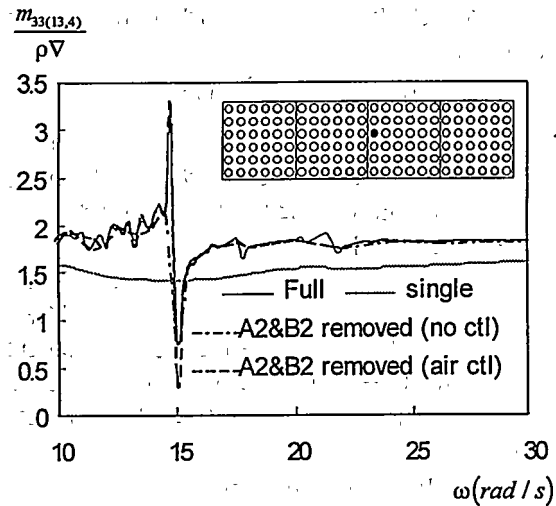


Fig. 7 Added mass of column in heave direction in high frequency range

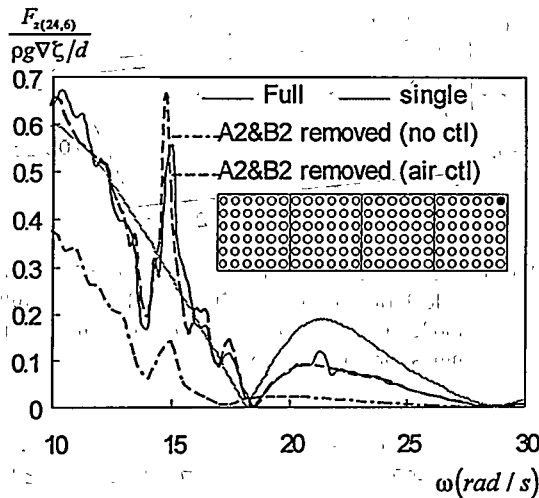


Fig. 8 Static deflection (measured) of deck due to lacking of two units (A2, B2: centerline end)

計算した周波数全域で認められる。Fig. 7 の付加質量に関しては波強制力ほど3つの状態での差がなく、更に短波長になるにつれ波周波数に依存しなくなり、短波長域 ($\omega > 17$ rad/s) ではほぼ一定値、船首端部では単独コラムの値にほ

ぼ等しくなるのが特徴である。

Fig. 9 に前述3状態の短波長入射波による波強制力のコラム分布の一例 (ほぼ2次曲げ固有振動数, $\omega = 10.0$ rad/s) を示した。欠損 (no control) 状態を除けば、各コラムの波強制力にはさほど大きな差が無く、外縁部のコラムで波強制力がやや小さくなり、中央部でほぼ一定となっていることが分かる。またここには示さなかったがより短波長 ($\omega = 20.0, 30.0$ rad/s) の計算結果によるとこの傾向は更に顕著に現れてくる。欠損 (no control) 状態で中央から船首部にかけて波強制力が減少し、これは船首トリムにより喫水が深くなったフーティング付きのコラムが波の影響を受けにくくなったと考えられる。Fig. 10 に同じ3状態の短波長波による付加質量のコラム分布の一例 (ほぼ2次曲げ固有振動数, $\omega = 10.0$ rad/s) を示した。どの状態においても外縁部コラムの付加質量が中央部のそれよりやや小さくなって

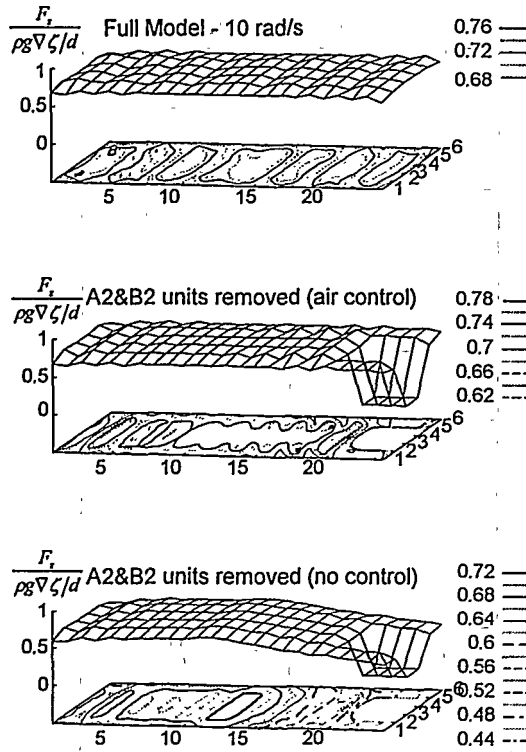


Fig. 9 Wave exciting force on column in heave direction at frequency $\omega=10$ rad/s (head sea, no air-column)

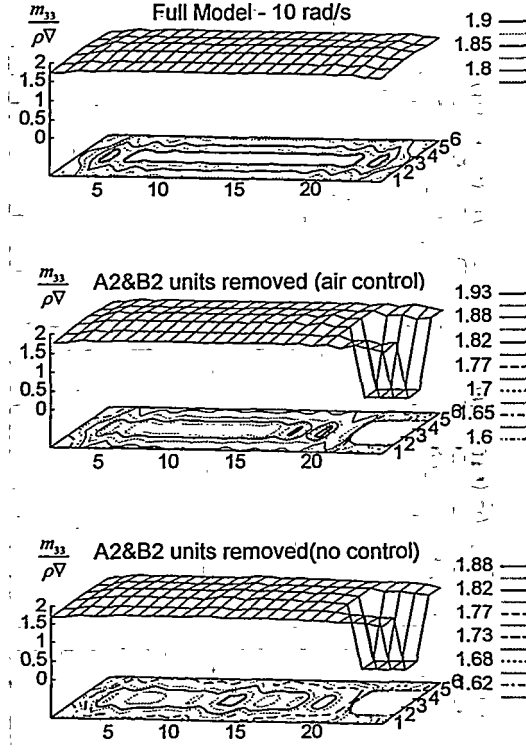


Fig. 10 Added mass of column in heave direction at frequency $\omega=10$ rad/s (head sea, no air-column)

いるが、波強制力に見られたコラム間の相違が更に小さくなり、またトリムによる付加質量減少も波強制力ほど大きくないことが分かる。

4.1.2 浮体の弾性応答

浮体端部 (ユニット L2, Fig.1 参照) に正弦的な加振力を付加した場合の浮体の弾性応答 (上下動と曲げモーメント) の計算値と実験結果 (起振器による過渡的な励振) を Fig. 11 に示した。浮体の上下動、曲げモーメントのいずれにもシャープなピークが見られ、高次の曲げモード (2 次: $\omega_2=10.5$ rad/s, 3 次: $\omega_3=20$ rad/s, 4 次: $\omega_4=34$ rad/s) が励起されていることが確認できる。なお、図中に示したサブスケールは浮体長波長の比で、 $L/\lambda=15\sim150$ の広範囲の短波長域をカバーしている。理論計算は簡単のため、前述の流体力解析により各モードにおける付加質量をモード周波数で使いその他の周波数ではそれらを補間し、起振器位置のユニットの 4 コラムに同じ起振力が作用するとして行った。計算結果は曲げモーメントについては低めとなっているが、上下動は固有周波数及び固有周波数における応答値が実験と良く一致し、その他の周波数でも定性的に合っているといえる。なお、モード減衰には実験より算定した減衰率を使用した。このように高周波の起振力に対する

弾性応答がほぼ推定できたことから、短波長の波に対しても前記 4.1.1 により得られる波強制力を用いれば、波浪中の比較的高次モードまで含む応答の推定が可能になると考えられる。

4.2 ユニット交換及び姿勢制御の影響

本浮体の特徴の一つは、腐食・破損したユニットを逐次交換する事により浮体の寿命を半永久にする所にあるが、その場合ユニット交換時の応答特性を十分把握しておく必要がある。前報⁹⁾で左舷 1 ユニットの影響を船首、中央、船尾と 3 つの位置について検討し、その結果撓みに関しては欠損位置が船首である場合が一番影響が大きいことが判った。本論では、外縁部だけでなく中央部まで交換する場合 (2 ユニット以上) について検討し、また前記 Fig. 8 のように、2 ユニットを取り外した場合は欠損位置によっては浮体に大きな姿勢変化が予想されるので、空気圧制御による姿勢回復の効果などについても検討する。

4.2.1 完全浮体の応答

正面向かい波中の完全状態の浮体 (エアコラム無し) の上下動 (Z_1, Z_6, Z_8 : 船首、中央、船尾, Fig.1 参照) と曲げモーメント (M_1, M_2, M_3 : 船首、中央、船尾, Fig.1 参照) を Fig. 12 に示した。図中に示すように浮体長波長比 (L/λ) が 1~20 の比較的高次モードの波 (想定実機で $\lambda=91\text{ m}\sim1818$

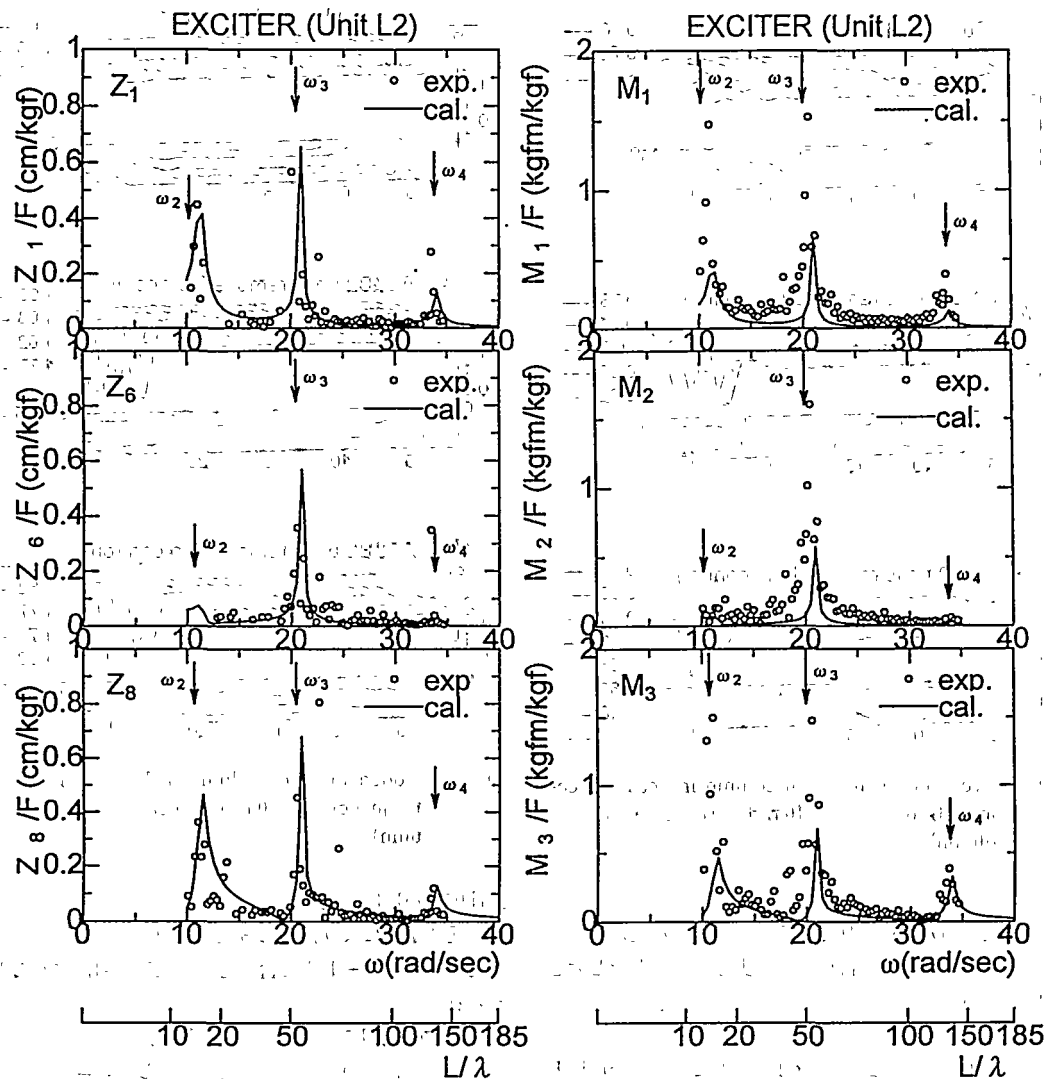


Fig. 11 Z-displacements (left) and bending moments (right) due to one point sinusoidal vertical excitation on L2 unit in high-frequency range (Z_1, Z_6, Z_8 : fore, midship, aft; M_1, M_2, M_3 : fore, midship, aft; ω_2 : 2nd bending nat. freq.; ω_3 : 3rd bending nat. freq.; ω_4 : 4th bending nat. freq.)

m)に相当するもので、Heaveの固有周波数($\omega_h=3.1$ rad/s)を含む低周波数域の剛体運動による応答が大きいが本浮体の場合1次曲げ(2節振動)の固有周波数($\omega_1=5.2$ rad/s)、2次曲げ(3節振動)の固有周波数($\omega_2=10.5$ rad/s)での弾性挙動も顕著に現れ、実用上重要であると考えられる。過渡水波中の実験値に少しばらつきはあるが、計算結果は全般的に実験値と良い相関を示している。低周波数域の船尾上下動(波下側、 Z_8)は過大推定となったのは入射波の減衰等を考慮していないことに起因するのではないかと考えられる。また曲げモーメントについても、1次曲げの固有周波数で計算値が実験値を下回っている点を除けば、2次曲げの固有周波数も含めその他の周波数では両者が良く一致

している。

4.2.2 欠損状態の応答及び姿勢制御の影響

ユニット交換による浮体の姿勢変化が無視できない場合(Fig. 8)があるので、ここでは最も影響が大きいと思われる船首2ユニットを取り外した時、空気圧制御による姿勢回復させた場合(トリム無し)としない場合(トリムあり)の上下動に及ぼす影響について考察する。

空気圧制御により傾斜した船首グラスタの姿勢回復実験で得られた時系列の一例をFig. 13に示した。船首左端ユニット(A3)の上に4 kgのウェートを載せることにより浮体にトリムとヒールを生じさせた後に空気圧による浮力制御で回復を行っている。図から分かるように船首クラス

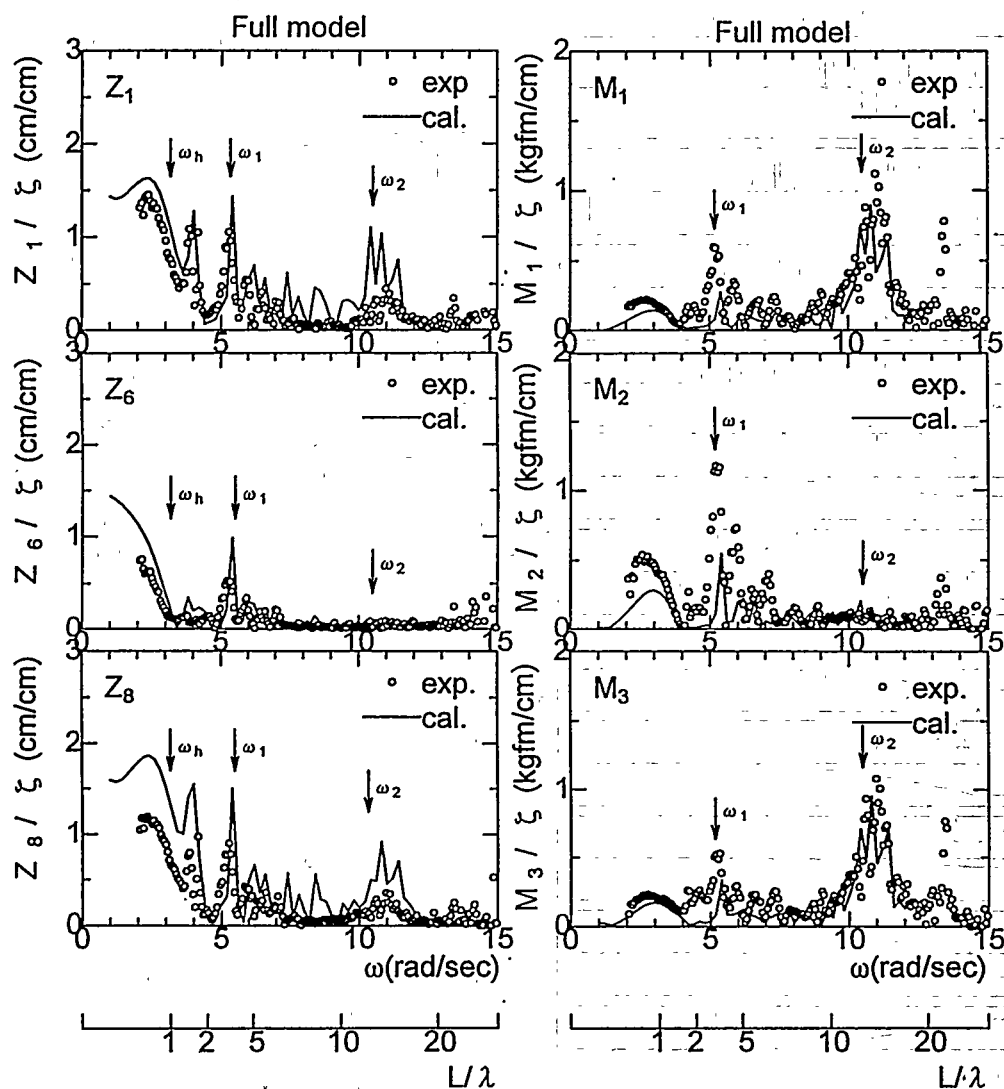


Fig. 12 Z-displacements (left) and bending moments (right) of full model in head sea condition (no air-column; Z_1, Z_6, Z_8 : fore, midship, aft; M_1, M_2, M_3 : fore, midship, aft; ω_h : heave nat. freq.; ω_1 : 1st bending nat. freq.; ω_2 : 2nd bending nat. freq.)

タ4隅のユニット制御用電磁バルブが短い間隔でopen/close/holdを繰り返す、それによるデッキの傾斜角速度の変動が見られるが、水位、デッキの傾斜角の回復が徐々になされ、クラスト前後の上下動(Z_1, Z_4)と曲げモーメント(M_1, M_2)もそれぞれの傾斜時のオフセット値からゼロにゆっくりと戻されている。

船首中央部の2ユニット(A2, B2)を取り外し、正面向かい波中の浮体の船首、中央、船尾の上下動(Z_1, Z_6, Z_8)を空気圧制御を行った場合(トリム無し)と制御なしの場合(トリムあり)を比較してFig. 14に示した。計算と実験は一部を除いてほぼ一致しており、船尾の上下動に見られる不一致は完全状態の場合と同じ原因によると考えられ

る。トリムありとトリム無しのいずれの場合も、船首と船尾で長波長の波($\omega < 4$ rad/s, $L/\lambda < 1.84$)に対し応答の傾向の違いが見られ、また完全状態(Fig. 12, エアーコラム無し)に比べ、1次曲げ固有周波数($\omega \approx 5$ rad/s)での応答増大と低周波数域($\omega < 4$ rad/s)で船首部の応答増大が確認される。空気圧制御による姿勢回復を行った場合(トリム無し)の上下動は制御無し(トリムあり)に比べ、1次曲げ固有周波数を除けば若干小さくなっている。

1次曲げ固有周波数に於ける応答増大は空気圧制御用に取り付けたエアーコラムに関係していると思われ、エアーコラムを取り付けた場合の上下方向の波強制力と付加質量のコラム分布の計算値をFig. 15に図示した。エアーコラ

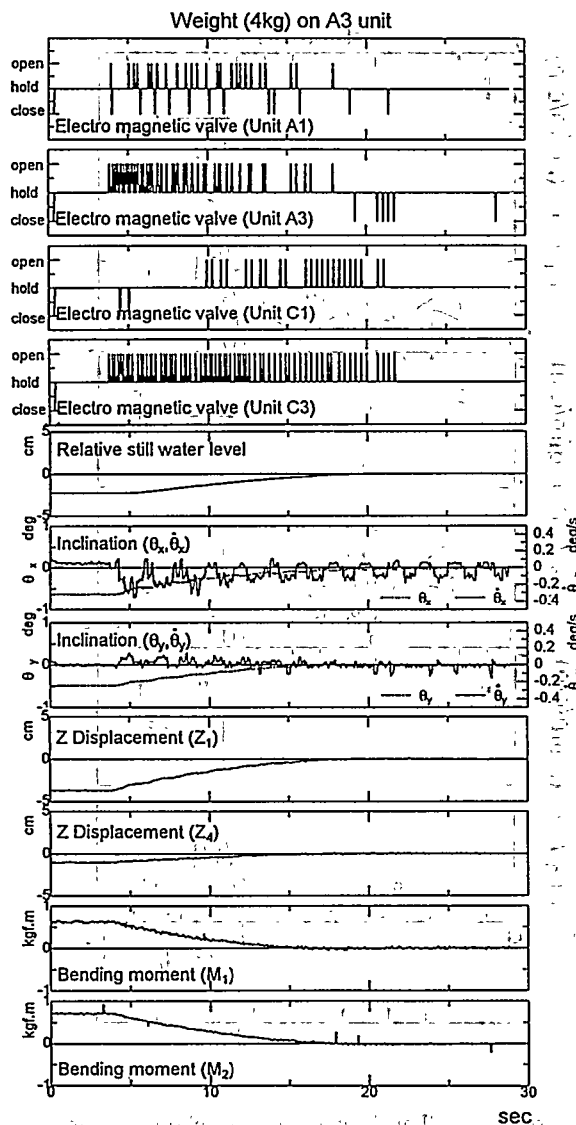


Fig. 13 An example of records from air pressure control test (Static load 4 kgf on A 3 unit)

ム付きのコラムの波強制力と付加質量がともに増大し、特に波強制力は他のコラムより格段に高い数値を示していることは注意すべき点である。これは空気圧制御により姿勢回復させた場合の結果であるが、姿勢変化（船首ドリム）した浮体ではこれらのコラムの喫水が深くなり、波強制力増大の効果が緩和されると推察できる。また、ここには示さなかったが、エアーコラムを付けた完全モデルでは、エアーコラムの無い完全モデルに比べ固有周波数（2次曲げ）はやや低くなったが、応答のレベルにはあまり相違は見られなかった。

このように欠損による静的変位を空気圧制御により回復

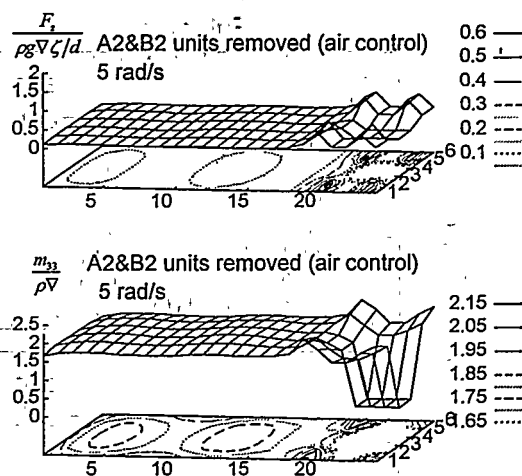


Fig. 15 Wave exciting force and added mass of column in heave direction at first bending mode frequency with air pressure control in head sea (unit A 2, B 2-removed; with air-column)

させる場合、動的撓みは特定周波数で増大することも起こりうるのでエアーコラムの取付位置、深度などを十分検討する必要がある。これらを配置の最適化とともに、今後の課題にしていきたい。

5. 結 言

セミサブ式可換型ユニットから成る海上空港用超大型浮体構造物の短波長域応答、ユニット欠損による影響に注目し、欠損時の姿勢変化回復及び波浪中長周期変動抑制を空気圧制御により実施する試みを行った。理論計算と水槽実験を通じて得られた主な結論は以下の通りである。

1. 3次元特異点法に基づいた数値計算の結果、短波長域でコラムの上下付加質量力は外縁部と中央部で値の違いはあるが、中央部で比較的一様な値を示し、上下方向の波力には相互干渉が見られるが波長が短くなるにつれその影響が小さくなることが明らかとなった。
2. 完全モデル、ユニット欠損及びユニット欠損・姿勢制御の各状態について、対称性を利用した3次元特異点法に基づいて計算した流体力を用い、モード合成法により波浪中の上下動と曲げモーメントを計算し、実験により検証した結果、いずれの場合も比較的良好一致が得られた。なお、今後は任意位置の欠損（傾斜）をも対処できるように効率的な数値計算法の確立が急がれる。
3. 高周波数の加振実験を行い、高次モードを含め、短波長域の弾性応答の特徴を明らかにした。また1点集中荷重による理論計算は実験と良好一致が得られ、付加質量力などの流体力推定が精度良く行われたと言える。
4. ユニット欠損により生ずる静的変位を回復させるた

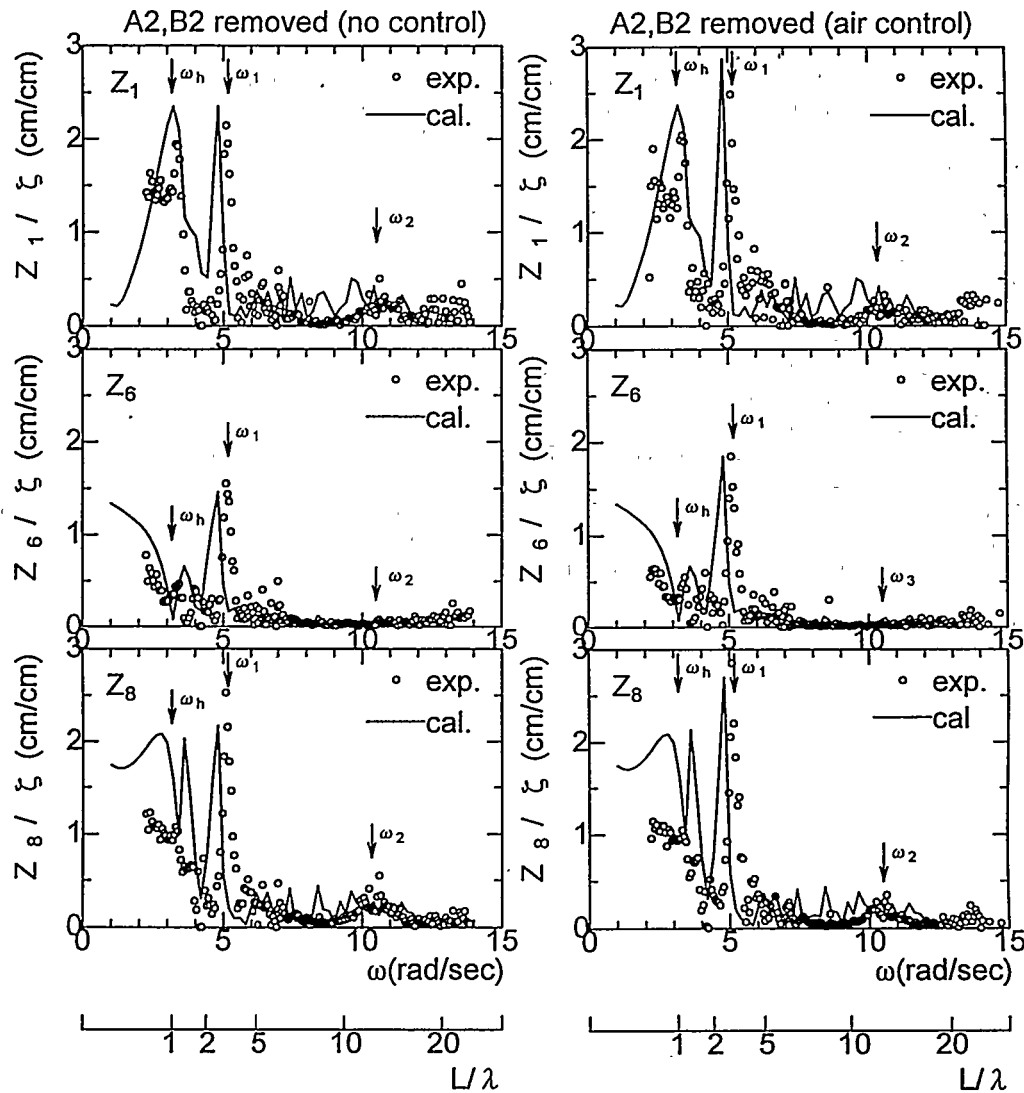


Fig. 14 Z-displacements with/without air pressure control in head sea (unit A 2, B 2 removed; with air-column; Z_1, Z_6, Z_8 : fore, midship, aft; ω_h : heave nat. freq.; ω_1 : 1st bending nat. freq.; ω_2 : 2nd bending nat. freq.)

め、コラム下部に付加したエアークラムの浮力を空気圧により制御し、且つ波浪中応答への影響も検討した。本方式により姿勢回復した場合、短波長域では上下動を軽減させる効果があるが低周波数域での応答増大も見られたため、今後エアークラムによる水面下の形状変化の影響についてその取付位置、深度などと入射波の条件と共に更に検討する必要がある。

謝 辞

本研究の実験は、本学浮体運動学研究室の宮川浩助手、高山武彦技官の尽力に負うことが多く、特に装置製作・計

測で筆者の意図を創意工夫により的確に実現して頂いたことに対し深く感謝の意を表したい。実験実施、解析及び図面作成には卒業研究学部生、飯島紀之、舘田悟の両君に協力して頂いた。また研究室の他の学生諸君にも実験をサポートして頂いた。関係者の方々には厚く御礼を申し上げる。最後に、本研究の一部に文部省科学研究補助費を使わせて頂いたことを付記し、関係者に感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 1) マリンフロート推進機構：関西国際空港II期工事浮体式海上空港の提案，1994年6月

- 2) 大川豊: メガフロートの目指すもの, 日本造船学会誌, No. 794, 1995年8月, pp. 7-12
- 3) Mamidipudi, P. & Webster, W. C.: The motions performance of a matlike floating airport, Proc. Int. Conf. on Hydroelasticity in Marine Technology, 1994, pp. 363-375
- 4) 平山次清, 馬 寧: 長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性—第1報 基本構想および弾性応答の検討—, 日本造船学会論文集, 第177号, 1995年6月, pp. 219-230
- 5) 平山次清, 馬 寧, 西尾フラビオ治: 長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性—第2報 向かい波中の運動及び弾性応答について—, 日本造船学会論文集, 第178号, 1995年12月, pp. 225-236
- 6) 山下誠也: 浮体の能動形動揺制御の一実験, 第11回海洋工学シンポジウム, 1992年7月, pp. 271-277
- 7) 安藤裕友: 波浪中における浮体の動揺制御実験, 第66回船舶技術研究所研究発表会講演集, 1995年11月, pp. 248-249
- 8) Patel, M. H. and Witz, J. A.: On active control of marine vehicles with pneumatic compliances, International Shipbuilding Progress, Vol. 34, No. 395, 1987
- 9) Bishop, R. E. D., Price, W. G. & Wu, Y. S.: A general linear hydroelasticity theory of floating structures moving in a seaway, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 316, 1986, pp. 375-426
- 10) Wu, Y. S., Wang, D. Y., Riggs, H. R. & Ertekin, R. C.: Composite singularity distribution method with application to hydroelasticity, Marine Structure, 6 (1993), pp. 143-163
- 11) Wehausen, J. V. & Laitone, E. V.: Surface waves, In handbuch der Physik, Vol. 9, Berlin: Springer-Verlag, 1960, pp. 445-778
- 12) Hess, J. L. & Smith, A. M. O.: Calculation of non-lifting potential flow about arbitrary three-dimensional bodies, Journal Ship Research, No. 8-2, 1964, pp. 22-44
- 13) Hirayama, T., Tuzcuoglu, S. A. & Chen, G.: Estimation of motions of semisubmersibles in combined heel and trim condition by the application of boundary element method, Journal of Society of Naval Architects of Japan, Vol. 176, 1994. 12, pp. 153-162
- 14) Newman, J. N.: Marine hydrodynamics, The MIT Press, Cambridge, 1978

浮体式空港の設計と環境外力の推定に関する検討

正員 井上 義行* 正員 多田 茂*
 学生員 武井 康将**

Feasibility Design of a Floating Airport and Estimation of Environmental Forces on it.

by Yoshiyuki Inoue, *Member* Shigeru Tabeta, *Member*
 Yasumasa Takei, *Member*

Summary

Kansai international airport was newly constructed and opened in 1994 at the site of offshore in Osaka bay. This airport was built on the newly reclaimed land. Although similar airport concepts are recently discussed in Japan, yet newly reclaimed land in the deeper sea is very difficult from the points of view of necessity of huge volume of sand for land filling, long period for construction and environmental impacts.

On the contrary, concepts of a floating land for the airport are recently discussed again. These concepts were discussed more than a decade ago, even though that was not realized because of no experience of the construction of such huge floating body for the mankind before. After these concepts were proposed, huge floating oil storage bases with million ton capacities were realized in Japan. Therefore, a floating airport should be discussed more and deeper to realize it.

The authors wish to show one of the concept designs of floating airport and to discuss the estimates of the environmental forces.

1. 緒 言

関西国際空港2期工事, 中部新国際空港¹⁾, 横浜川崎空港²⁾等のように日本国内でも近い将来に向けて数多くの海上での空港建設が考えられている。ところが, これらの空港は, 航空機の騒音問題などのために, 水深が深く, 海底地盤も軟弱な沖合いに設置されるものと予想される。従って, 従来多く用いられてきた埋立法では, 大量の土砂を必要とし, 地盤沈下も大きく, 工期が延び, さらに, 埋め立て用の土砂そのものが不足する等様々な問題が提起されている。

そこで, 埋立法に代わるものとして, 過去にも日本造船工業会等³⁾⁴⁾でも研究されたことのある浮体式の空港建設案が最近見直されつつある。浮体構造物は埋立式に比べ

て海洋環境への影響や地震による影響が少なく, 水深の深い海域でも施設の建設が可能である等の長所が挙げられており, これまでにも浮体式の貯油施設, 浮き桟橋等の港湾施設が建造されている。しかしながら, 浮体式空港は, 今までに建造された構造物に比べるとはるかに巨大であり, 技術的飛躍もさることながら, 建造する側, 利用する側ともに心理的に抵抗があると思われる。このため浮体式空港を現実のものとするには, 安全性, 空港としての機能などあらゆる面で十分な検討をし, それらの心理的抵抗を払拭することが必要である。

本研究はこのような観点から, 浮体式空港の概略設計を行い, この構造浮体に対して, 浮体式防波堤で囲まれた場合と防波堤のない場合の両者について, 環境外力を推定し, 係留設計を行い, 空港機能にとって重要な位置保持性能や浮体の挙動を検討する。

2. 浮体式空港の概略設計⁶⁾

2.1 空港規模及び浮体構造

浮体式空港を概略設計するに当たり, Fig. 1 に示すよう

* 横浜国立大学工学部

** 横浜国立大学大学院工学研究科

原稿受付 平成8年1月10日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

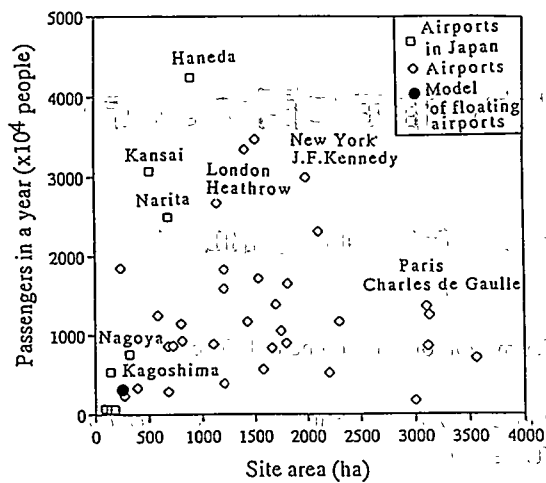


Fig. 1 Scale of major airports

に、現存空港の規模を調査し¹⁷⁾、中規模の地方空港程度をモデルとして取り上げることとした。過去の浮体式空港の研究も参考にして¹⁸⁾¹⁹⁾、空港のサイズ、滑走路長、年間離着陸回数、年間乗降客数などを次のように設定した。

浮体式空港水平サイズ：3,000 m×800 m

滑走路長：2,800 m

年間離着陸回数：1万7千回

年間乗降客数：300 万人

さらに、次のような設計の基本コンセプトを定めた。

- ・浮体構造は構造的に最も簡単で合理的な箱型とする。
- ・空港施設は国際空港として必要な代表的な施設を設ける。

これらの条件に基づき設計した浮体式空港の概観図を Fig. 2 に、浮体構造物としての主要目を Table 1 に示す。

2.2 重量推定

滑走路の規模は、2,800 m×60 m とする。滑走路及び誘導路の幅、形状さらに旅客ターミナル、貨物ターミナル等の基本的施設の規模、形状などを既存の空港を参考にし決定した。施設構造物はすべて鉄筋コンクリート造として重

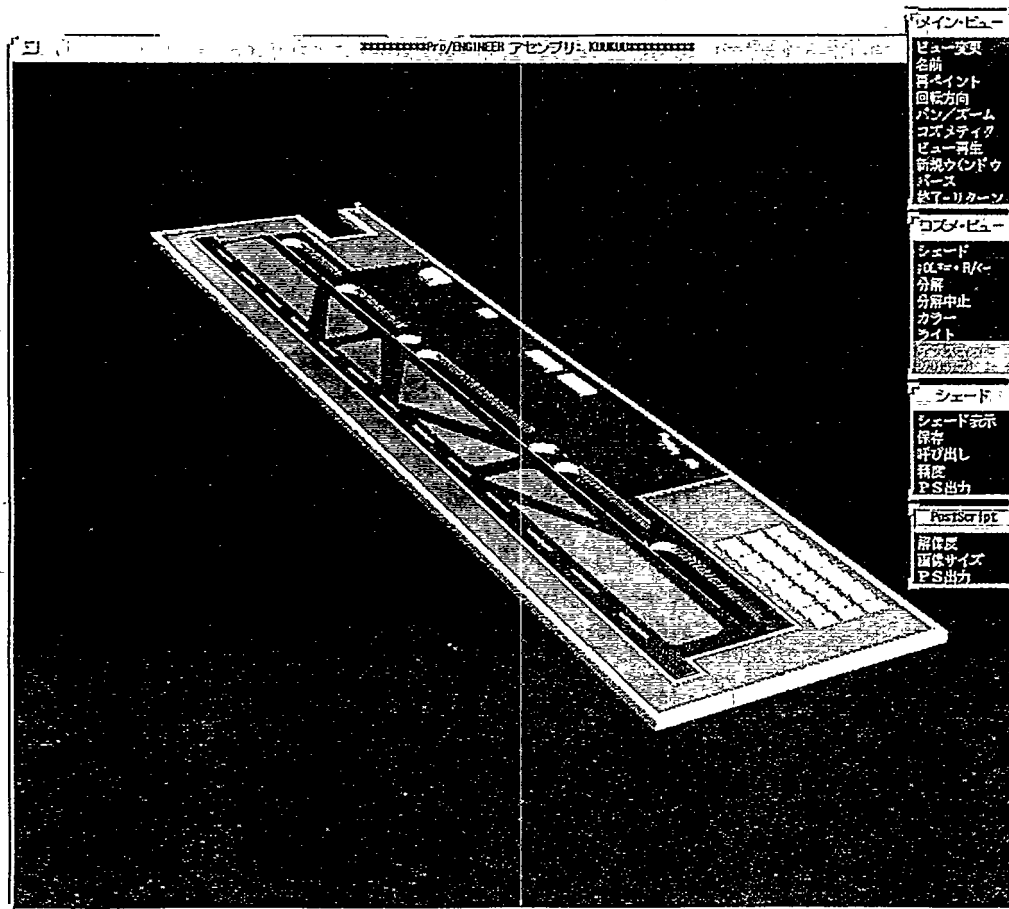


Fig. 2

Table 1 Principal particulars of the floating airport

L×B×D (m)	3 000×800×4.5
draft (m)	1.67
Deck Area (ha)	219.0
displacement (t f)	3 750.0×10 ⁴

Table 2 Weight estimation of the floating airport

Airport buildings	100 k t f
Pavement of runway, taxiway, etc	1,100 k t f
Steel for structure	1,100 k t f
Greenbelts (soil and grass)	100 k t f
Fuel and water	1,350 k t f
Total	3,750 k t f

Table 3 Enviromental conditions

		Wind speed (m/s)	Significant wave	
			Wave height (m)	period (s)
Operational condition	Accumulative 70%	6.5	0.5	3.3
	probabilit 90%	9.5	0.8	3.9
	95%	11.0	1.0	4.2
	Maximum side wind	16.0	1.3	5.0
Survival condition	100 years storm	25.0	2.7	6.3
	Earthquake	50.0	5.0	9.6
	Tsunami	11.0	1.0	4.2

量推定した。Table 2 にそれらを含めた空港全体の重量推定を示す。

2.3 防波堤

本空港は箱形構造であるために波浪などの外力の影響がかなり大きいと予想される。

そのため浮体の周囲を幅 20 m, 喫水 10 m の浮体式防波堤で囲んだ場合についての検討も行う。

2.4 気象海象条件

設計条件としての気象海象条件は Table 3 に示すように、先の研究³⁾⁴⁾⁵⁾に比べて若干厳しい条件を設定した¹⁰⁾。設置地点は、水深 20 m とし、海底土質等に関連した問題は特に言及しない。

3. 定常外力の推定と係留システムの検討

3.1 定常外力の推定

異常時と通常時に対して、定常外力を計算した。ここで異常時は 100 年台風時の条件、通常時は平均年間最大時の条件を用いた。ただし外力の方向はいずれも、滑走路に直角方向で航空機の離着陸に対する横風最大時のものを用いた。

(1) 風荷重

風荷重は圧力抗力と摩擦抗力とに分けて計算した。圧力

抗力係数 C_d は、浮体の表面積が非常に大きいので、風は浮体の後面に巻き込まず 1.0 以上にはならないと考えられるということや文献⁴⁾等から $C_d=0.9$ とした。摩擦抗力係数 C_f は、文献⁴⁾⁵⁾と同様の方法で S.F. Hoerner の資料¹¹⁾をもとに求めた。その結果、空港上面の C_f は縦方向が $C_{fL}=2.5 \times 10^{-3}$ 、横方向が $C_{fT}=3.0 \times 10^{-3}$ 、浮体下面の C_f は $C_{fL}=1.5 \times 10^{-3}$ 、 $C_{fT}=1.6 \times 10^{-3}$ となった。

また、浮体上の空港施設に作用する風荷重は、Peter Sachs の文献¹²⁾をもとにそれぞれ圧力係数を定めて計算した。旅客、貨物ターミナル及び整備格納庫については屋根の摩擦抗力も考慮した。ここで、風速の鉛直分布には 1/7 乗則を用いた。

(2) 潮流力

潮流力は、マルチレベルモデルによる数値計算によって算出した。数値計算では、風荷重のときと同様に浮体に働く潮流力を、圧力抗力と摩擦抗力の 2 つの成分に分けて考えた。圧力抗力は時々刻々の静水圧を浮体側面に積分することによって計算し、摩擦抗力は摩擦係数を用いてやはり時々刻々の浮体のすぐ下の層の流速から求めた¹³⁾。

日本近海で海上空港が建設される可能性が高い東京湾、伊勢湾、大阪湾等の内湾の水平スケールは数十 km のオーダーである。したがって、ここでは海上空港を Fig. 3 のような長さ 40 km, 幅 20 km, 水深 20 m の矩形湾中に設置したときの M_2 潮汐による潮流力を計算してみた。鉛直には 6 層で、水平方向の格子幅は 400 m (湾の長手方向) × 500 m (湾の幅方向) である。開境界 (無反射境界) では振幅 0.5 m, 周期 12 時間の潮汐を入射成分として与え、5 周期間 (60 時間) 計算を行い、最後の 1 潮汐周期の結果について検討した。また、超大型浮体構造物が浮体の長さよりも波長が非常に長い波の中では波形に従った変形をすると考えられるので、ここでは浮体要素間の弾性による復原力はないものとして計算を行った。

Fig. 4 は海上空港が湾奥の境界から 20 km 離れた位置にあるときの、湾の長手軸方向 (湾奥に向かう方向が正) の圧力抗力、摩擦抗力、全潮流力の時間変化である。圧力

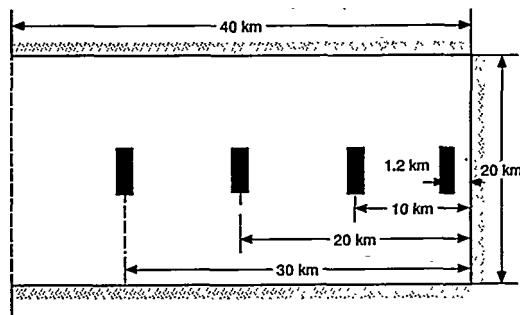


Fig. 3 The rectangular basin and positions of the floating airport used for calculation of current force

抗力の位相が、流速の位相とほぼ同位相である摩擦抗力の位相と異なっているのは、浮体が存在しないときの海面勾配による静的な力（水位変動とほぼ同位相）が圧力抗力に占める割合がかなり大きいことによる。一般に潮汐による海面勾配は非常に小さいので、構造物が小さいときにはその海面勾配による力は無視できるが、超大型浮体に加わる力を考えるときにはこの力も考慮する必要があると考えられる。Fig. 5 は海上空港の位置を変えたときの圧力抗力、摩擦抗力および全潮流力の最大値である。圧力抗力と摩擦抗力には位相差があるので全潮流力の最大値はその単純和にはなっていない。海上空港が沖に行くにしたがって流速や海面勾配の最大値が大きくなるので、それに伴って浮体に働く力も大きくなっている。

次に吹送流による力を同様の方法により計算した。湾口から湾奥へ向かう一定の風のもとで計算を行い、ほぼ流れが定常に達した60時間後の結果をFig. 6に示す。風の吹き寄せによって湾奥にいくほど海面が高く海面勾配が大きくなるので、主に海面勾配による圧力抗力は湾奥から湾口へ向かう方向に働きその大きさは湾奥にいくほど大きくなる。一方、流れは表層では風と同じ方向、つまり湾口から湾奥へ向かっているの、摩擦抗力はその方向に働く。浮

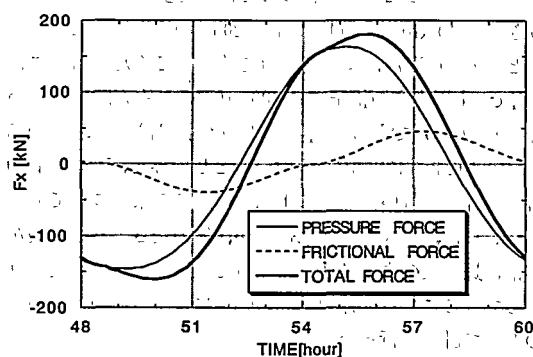


Fig. 4 Time variation of tidal current force acting on the floating airport

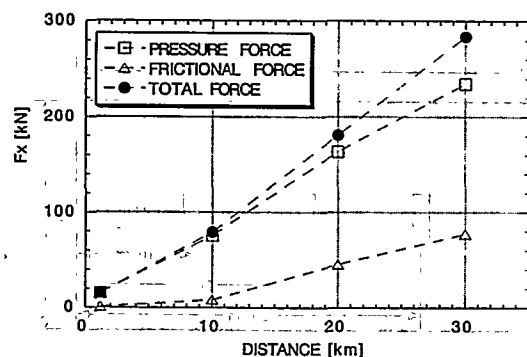


Fig. 5 Maximum values of tidal current force due to the position of the floating airport

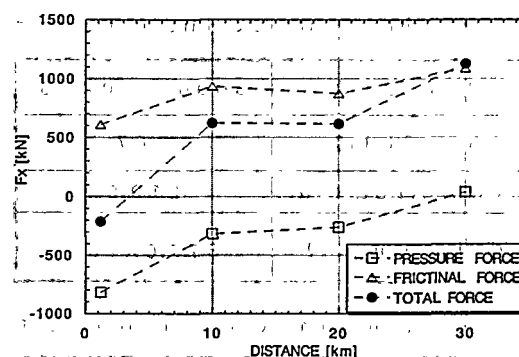


Fig. 6 Forces by wind-driven current acting on the floating airport (Operational Condition)

体に働くトータルな力を見ると、ある程度岸から離れた沖合いでは摩擦抗力の寄与が大きく湾奥に向かって力が働くが、ごく岸の近くでは摩擦効力と圧力抗力が打ち消し合って浮体に働く力は小さくなっている。

本研究では具体的な設置海域を想定していないが、ここでは沖合い20 kmのときの潮流による力と吹送流による力の和を潮流力の設計値として用いた。従来潮流力は、潮流の設計値（通常構造物がない状態での潮流が用いられる）を設定して構造物の形状による抵抗係数を用いて推定されることが多かった。しかし海上空港のように非常に大きい構造物を設置したときには周囲の流況が著しく変化する可能性があるの、変化した流れによる潮流力を考えなくてはならない。本手法は流況の変化と浮体構造物に働く力を同時に求めるのでこのような場合にも有効であると考えられ、今後は具体的な海域を想定したより精度の良い推定を進める必要がある。

(3) 波浪漂流力

領域分割法¹⁴⁾を複数浮体の問題に拡張し¹⁷⁾、流体干渉を考慮して浮体式防波堤がある場合とない場合について、それぞれ振幅 ζ の規則波中での波浪漂流力 F_d を計算をした。この時、波向は浮体に対し直角で、浮体と防波堤との距離を10 mとし、浮体の分割数は1とした。Fig. 7はこのようにして得られた浮体の規則波中での波浪漂流力を $\rho g \zeta^2 / 2$ で無次元化した漂流力係数 $R(\omega)$ を波周期ベースでプロットしたものである。

さらに規則波中での漂流力係数を用いて、不規則波中における定常漂流力 $\bar{D}$ を次式で計算した。

$$\bar{D} = \rho g \int_0^\infty R(\omega) \Phi_{\zeta\zeta}(\omega) d\omega \quad (1)$$

ρ : 海水の密度 ($=1,025/\text{m}^3$)

g : 重力加速度 ($=9.8/\text{s}^2$)

$R(\omega)$: 浮体の規則波中での漂流力係数

$\Phi_{\zeta\zeta}(\omega)$: ISSC スペクトル

結果をFig. 8にISSC スペクトルの目視観測周期を横軸

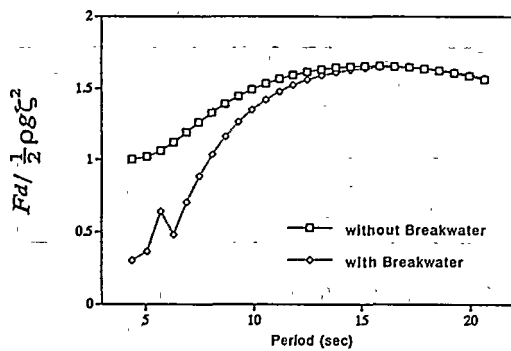


Fig. 7 The drift force of floating airport in regular wave

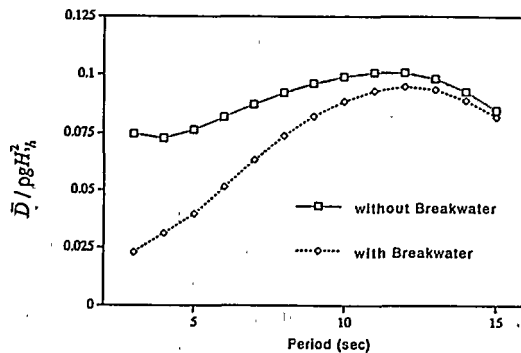


Fig. 8 mean drift forces of floating airport in irregular wave

として示す。縦軸は不規則波中における定常漂流力を目視観測波高の2乗で無次元化したものである。この図より通常時と異常時の有義波周期での不規則波中における定常漂流力を求めた。この結果から、浮体式透過型防波堤を設置することにより通常時の波浪条件で約50%、異常時の波浪条件で約10%波浪漂流力を軽減出来ることがわかる。

以上に述べた計算法で求めた浮体式空港に作用する横方向の定常外力の計算結果を集計し、Table 4に示す。

3.2 係留システム

係留にはドルフィン・フェンダー方式を採用する。多くのドルフィン・フェンダー係留では、防舷材と被係留浮体との間に隙間があることが多いが、本浮体式空港では、環境外力の変化による変位を抑えるため、初期状態で防舷材に1% (3 cm) の初期圧縮歪を与え、防舷材と浮体間の隙間を無くすようにする。先に求めた定常外力に対し、石油備蓄基地等で実績のある下記の防舷材を仮定し、その必要な基数を求めた。

防舷材型式：C 3000 H (R_H)

10%歪時の反力 (= R_0) : $400t \approx 3,920$ kN

防舷材の特性変化：-10%

防舷材のクリープ特性のため、防舷材に作用する定常荷

Table 4 Enviromental forces in the transverse direction of the floating airport

			Operational condition (k N)	Survival condition (k N)
Wind force	Airport buildings	Without breakwater	3.0×10^3	2.9×10^4
		With breakwater	1.5×10^3	1.5×10^4
	Floating body	Pressure resistance	1.3×10^3	1.2×10^4
		Frictional resistance	1.1×10^3	1.1×10^4
Current force	Floating body		0.8×10^3	6.0×10^3
Wave drift force	Floating body	Without breakwater	4.1×10^3	7.5×10^4
		With breakwater	2.0×10^3	6.8×10^4
Total			Without breakwater	10.3×10^3
			With breakwater	6.7×10^3

重を防舷材歪10%に対応する反力以下に抑えるのが適当¹⁵⁾という条件をもとに、防波堤を設置しない場合と、した場合について必要な防舷材の基数を求めると、

I) 防波堤を設置しない場合

横方向 13基 (約60 m 間隔)

縦方向 38基 (約80 m 間隔)

II) 防波堤を設置した場合

横方向 11基 (約70 m 間隔)

縦方向 32基 (約95 m 間隔)

となる。

この結果、通常時の定常環境外力による最大変位は3.7 cmと少なく空港機能に問題なく、また異常時でも23.5 cmと安全上問題ないと思われる。

4. 運動解析

浮体空港は、波浪に対しては長大で、幅喫水比としては超浅喫水なため、船舶のような波浪中動揺はかなり小さいと予想されるが、浮体の長さ比べ厚さが非常に薄い弾性変形を含めた解析が必要となる。ここでは領域分割法を用いて流力弾性問題を考慮した解析を村井ら¹⁸⁾と同様の方法で行い、規則波中動揺について検討した。また係留の影響は無視した。

解析は2次元で行い、浮体および流体域をFig. 9に示すようにいくつかに分解する。

また各分割流体域で流体は非圧縮、非回転で速度ポテンシャル $\phi = \phi e^{i\omega t}$ をもち微小振幅線形理論が適用できるものと仮定し、各速度ポテンシャルは

$$\begin{aligned} \phi_{in} &= (Ae^{ik(x-n)} + Be^{-ik(x-n)}) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-k_n(x-n)} \frac{\cosh k_n(z+h)}{\cosh k_n h} \\ \phi_{out} &= Fe^{ik(x+l)} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \end{aligned} \quad (2)$$

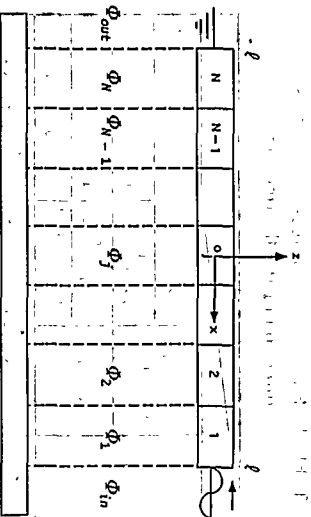


Fig. 9 Division of fluid domain

$$\phi_j = \sum_{n=1}^{\infty} G_n e^{-\mu_n(x+l)} \cos k_n(z+h) \frac{\cosh \mu_n(z+h)}{\cosh k_n h} \quad (3)$$

$$+ E_{sj} \frac{\sinh(\bar{S}x_j)}{\sinh \bar{S}l} \cos \bar{S}(z+qh) + 2i(-1)^j \frac{e^{\bar{S}h}}{l} (z_0 q h \cos(\mu_s x_j)) \frac{\cosh \mu_s(z+h)}{(\mu_s h)^2 \sin \bar{\mu}_s h} \quad (4)$$

$$\bar{S} = \frac{\pi}{q} \bar{q}, \quad \bar{q} = 1-q, \quad \mu_s = \frac{(2s+1)\pi}{l}, \quad \bar{\mu}_s = \bar{q}\mu_s \quad (5)$$

とする。ここで、 k_n , μ_n は

$$\frac{\omega^2 h}{g} = k_n h \tan k_n h = -k_n h \tan k_n h \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (6)$$

で決まる固有値で l は浮体の半幅、 l' は分割浮体の半幅、 h は水深、 qh は喫水、 x_0 は分割浮体の中心位置、 x_j は x_0 を原点とした局所座標を表す。浮体が超大型であることより各分割浮体の回転を無視する。また力を動的流体力、静水圧による復原力、剛性による復原力に分けて考えると、各分割浮体の運動方程式は近似的に

$$m_j \ddot{z}_j = \int_{-l'}^{l'} i \rho \phi_j dx - \rho g A_0 z_j - \frac{12EI}{l^3} (2z_j - z_{j+1} - z_{j-1}) \quad (7)$$

と表せる。 E はヤング率、 I は浮体の断面 2 次モーメント、 ρ は海水の密度、 m_j , A_0 はそれぞれ分割浮体の質量、水線面積を表す。

各分割流体域の境界面での連続条件は

$$x=l \text{ では } 0 > z > -qh \text{ で } \partial \phi_m / \partial x = 0, \quad (8)$$

$$-qh > z > -h \text{ で } \phi_m = \phi, \quad \partial \phi_m / \partial x = \partial \phi / \partial x, \quad (9)$$

$$x=-l \text{ では } 0 > z > -qh \text{ で } \partial \phi_{out} / \partial x = 0, \quad (10)$$

$$-qh > z > -h \text{ で } \phi_{out} = \phi_n, \quad \partial \phi_{out} / \partial x = \partial \phi_n / \partial x$$

$$\text{また } x=x_0-l' \text{ では } 0 > z > -qh \text{ で}$$

$$\phi_j = \phi_{j+1}, \quad \partial \phi_j / \partial x = \partial \phi_{j+1} / \partial x \quad (j=1, 2, \dots, N-1)$$

となり、(7) 式、(8) 式、(9) 式、(10) 式、を連立させて解くと速度ポテンシャルが求められ浮体の運動も求められる。

Table 5 Motion response amplitude in waves

	Operational	Survival
Without breakwater		
Heave (mm)	8.0	91
Pitch (deg)	6.8×10^{-5}	1.4×10^{-3}
Roll (deg)	1.9×10^{-3}	2.3×10^{-2}
With breakwater		
Heave (mm)	0.6	3.6
Pitch (deg)	0.1×10^{-3}	1.2×10^{-3}
Roll (deg)	0.01×10^{-2}	1.4×10^{-2}

$El = \infty$, $El = 1.0 \times 10^{11} \text{ kgf} \cdot \text{m}^2$, $El = 0$ で浮体を 5 分割したときの上下揺れの計算結果を Fig. 10 に示す。横軸は入射波の波長 λ を浮体の幅 ($2l = 800 \text{ m}$) で無次元化し、縦軸は入射波の振幅 ξ_a で無次元化した上下揺れの振幅 Z である。図中の rigid は $El = \infty$ のとき (剛体としての運動)、 $j=1, 3, 5$ は各分割浮体の底管で $j=1$ が波上側を表す。概して浮体構造の曲げ剛性が小さいほど運動の振幅が大きくなり、浮体中央部に比べ端部での振幅が大きくなる。浮体全体の剛体運動としての、通常時、異常時の長波長不規則波中における動揺応答を防波堤がある場合となし場合として求め Table 5 にその結果を示す。波浪による浮体の動揺は通常時の波条件における 1/3 最大平均振幅で約 0.8 cm、異常時でも約 9.1 cm であり、2 次元不規則波としての大きめの推定値でも相当小さいことがわかる。一方弾性影響を考慮し、 $El = 1.0 \times 10^{11} \text{ kgf} \cdot \text{m}^2$ としたときの動揺量は、波上部で通常時の 1/3 最大平均振幅で約 2.6 cm、異常時で約 34.6 cm である。構造の曲げ剛性の強弱により運動の振幅が変化するので、構造物の弾性応答を精度よく求めることの方が剛体としての波浪中動揺の推定より重要となる。また局所的な弾性変形については構造の詳細とともに精度の高い推定が必要になる。

5. 結論

浮体式空港の概略設計を行い、空港に作用する環境外力の推定や挙動解析を行った。

その結果、下記のような点が明らかになった。

1) 浮体構造物が超大型になると、潮汐による海面勾配による力など通常の大きさの構造物では問題とならなかつた力を考慮する必要がある可能性がある。また、流況の変化と浮体構造物に働く力を数値計算で同時に求めることにより、海上空港の設置による流況の変化の影響を考慮した潮流力の推定が可能である。

2) 領域分割法を用いて浮体式空港に働く波浪漂流力の推定を行った。その結果、浮体式透過型防波堤を設置することにより通常時において、浮体式空港に働く波浪漂流力を軽減できることがわかった。しかし周期の長い異常時の波に対してはあまり効果がないと思われる。

3) 推定した定常外力を用いてドルフィン・フェンダー方式の係留システムの設計を行った。浮体式透過型防波堤の設置によって設置しない場合より、浮体式空港に働く波

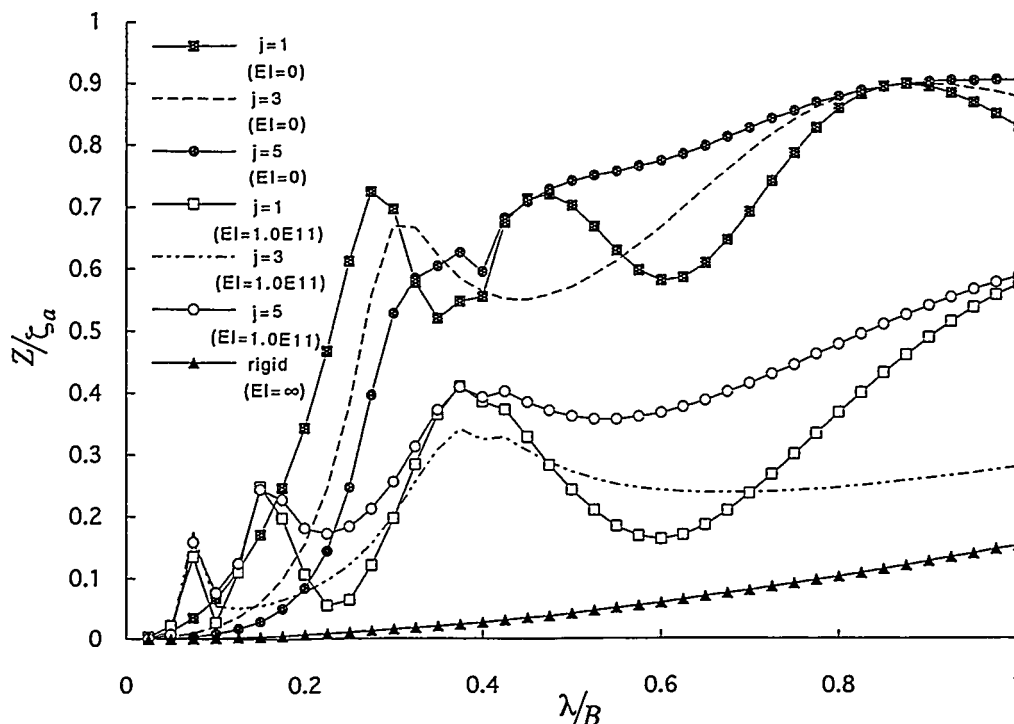


Fig. 10 Heaving amplitudes of each body and rigid body

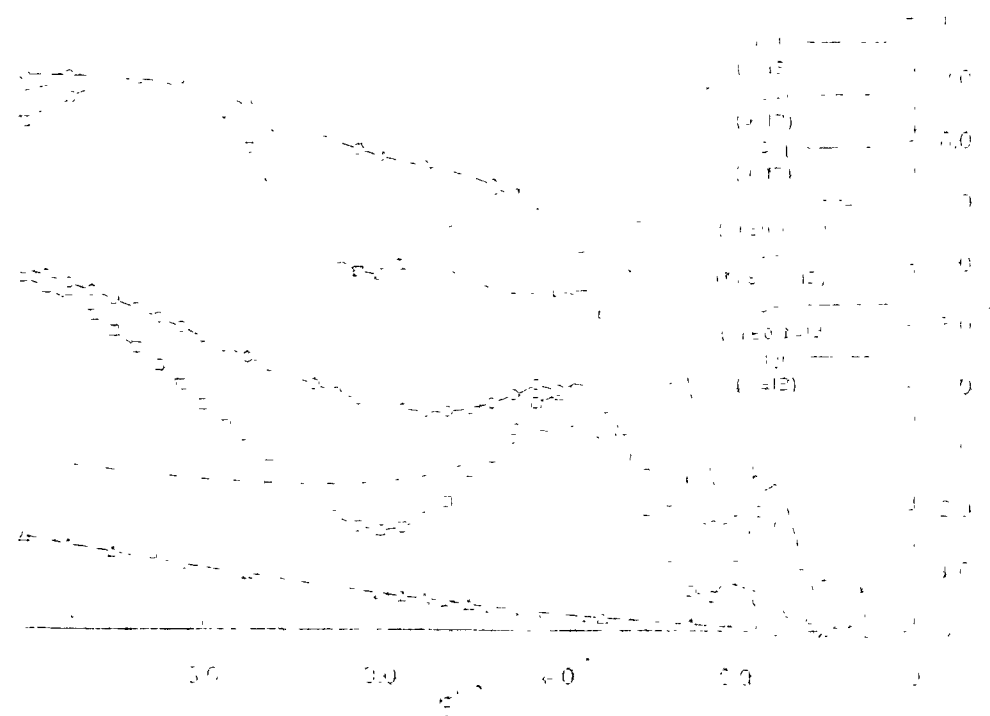
浪漂流力が軽減でき、同じ防舷材を使用した場合、少ない基数で係留できる。

4) 浮体といえども過去に例のない巨大な寸法の構造物となるため、波浪によって空港機能に支障のあるような剛体運動は生じないが、浮体の長さ比べ厚さが非常に薄いとの特徴から弾性応答の方が大きいと予想される。したがって、今後さらに詳細な流力弾性応答解析をする必要があると思われる。

おわりに、本研究は文部省科学研究費補助金（試験研究B）を受けて行われたことを申し添えます。

参考文献

- 1) 都市計画通信社：空港整備と臨空都市，(1993)
- 2) 山田弘康：横浜川崎空港（T・WAX），横浜市政調査会，新しい横浜，Vol. 5，(1991)
- 3) 日本造船工業会 海上空港対策特別委員会 技術部会：関西国際空港計画に関わる浮体工法の安全性と経済性について，(1979)
- 4) 宝田直之助：超大型海洋構造物のテクノロジ・アセスメントの一例（その1～10），日本造船学会誌，(1982～1983)
- 5) 安藤定雄，大川 豊，上野 勲：浮体工法による海上空港建設に係わる評価のための技術調査研究，船舶技術研究所報告別冊，第4号，(1983)
- 6) Y. Inoue, et al: Dynamic Behaviors of a Floating Airport and its Effects on Ocean Current, ISOPE, (1995)
- 7) 大阪科学技術センター：エアポート・ハンドブック，月刊同友社，(1986)
- 8) 土木学会：第4版土木工学ハンドブック N II，技報堂，(1989)
- 9) 日本建築学会：建築設計資料集成8（建築一産業），丸善，(1981)
- 10) 日本造船学会 海洋工学委員会設計分科会：海洋構造物の設計ガイド，日本造船学会誌，第671号，(1985)
- 11) S. F. Hoerner: Fluid Dynamic Drag, (1965)
- 12) PETER SACHS: Wind Forces in Engineering, PERGAMON PRESS, (1972)
- 13) S. Tabeta and Y. Inoue: Interaction of ocean current and a huge floating structure in restricted sea, MARIENV '95, (1995)
- 14) 井島武士：矩形断面をもつ浮体の浅海波による自由運動，第18回海岸工学講演会論文集（1971）
- 15) 運輸省 第五港湾建設局沿岸開発技術研究センター：浮遊式構造物開発調査報告書案，(1986年3月)
- 16) 運輸省港湾局：港湾の施設の技術上の基準・同解説，日本港湾協会，(1979年3月)
- 17) Y. Inoue, X. Zhang: A study on Multi-body Floating System in Finite Water Depth by Separate Region Method, OMAE '96 発表予定
- 18) 村井基彦，影本浩，藤野正隆：超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について—ポンツーン型浮体の場合—，日本造船学会論文集第178号（1995）p 213-p 224

[illegible]

1. $\mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 2. $\mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 3. $\mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 4. $\mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 5. $\mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 6. $\mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 7. $\mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 8. $\mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 9. $\mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n)$ (by definition)
 10. $\mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n)$ (by definition)

超大型浮体に働く波力・流体力の推定法に関する研究

正員 影 本 浩* 正員 藤 野 正 隆*
学生員 朱 庭 耀**

On the Estimation Method of Hydrodynamic Forces Acting on a Huge Floating Structure

by Hiroshi Kagemoto, *Member* Masataka Fujino, *Member*
Tingyao Zhu, *Member*

Summary

The floating structures that may be used for such purposes as an international airport or an offshore city are expected to be as large as several kilometers long and wide. For the estimation of hydrodynamic forces due to waves or body motions that will act on such huge structures, a direct application of conventional numerical methods is practically prohibitive, because the required computational burden is enormous. In order to get rid of this difficulty, an approximate numerical method is proposed in which computational time is drastically reduced without appreciable loss of accuracy. Although a direct application of conventional methods is difficult for the reason that the corresponding structure is so large, the method proposed in this paper exploits the very fact that a structure is huge to simplify the calculation. The effectiveness of the new method is demonstrated in comparison with results obtained without any approximations.

1. 緒 言

国土の狭い我が国では、古くから埋立による居住や工場のための用地の確保が盛んに行われてきた。近年では、陸地の延長でなく、沖合に人工島を造成し、空港などの施設がつくられる場合があるが、平成6年秋に開業した新関西国際空港はその端的な例である。沖合における人工島の造成にあたっては、埋立方式以外に、浮体式の人工島も考えられ、長さ400m規模の浮体式の石油備蓄基地が長崎県沖に設置されて、今日まで安全に稼働している。埋立式と浮体式の人工島を比較すると、水深が20~30mより深くなると、浮体式の方が経費の面から有利になるとされており、また環境への影響が少ないという面からも浮体式は優れている。浮体式人工島はこのような優れた特徴を有するため、近年では浮体式の空港を大都市近辺の沖合に建設し

ようとする提案がある。国際空港としての機能を果たすためには、浮体構造物の長さは少なくとも5,000m必要であり、幅も1,000m程度になると予想される。前述したように、これまでの最大規模の浮体は400m程度の長さであり、浮体式海上空港は寸法にしてその10倍程度、面積にして100倍にもなる空前の規模の浮体となる。浮体に加わる外力としては、風、流れ、波などによる力が主たるものであるが、動的な外力としては波による力が支配的である。従って、長さ・幅が数千m規模の超大型浮体の設計にあたっては波による力を精度良く推定することが重要である。浮体が波から受ける力の推定手法に関しては、船舶工学の分野で古くから研究されてきており、既に精度の良い手法が確立されている。それらの内、代表的な手法の一つが特異点分布法と呼ばれる手法であり、浮体の浸水表面を小要素に分割し、各要素上に吸い込みや吹き出しなどの流体力学的特異点を分布させて当該浮体まわりの流場を表す。要素数を増やして浮体表面を密に分割すれば精度の良い解が得られるが、各要素上では吸い込みや吹き出しの強さは一定とすると、実用上十分な精度の解を得るためには、一波長に10程度の要素が必要であるとされている。従って、長さ5,000m、幅1,000mの矩形の浮体式海上空港の解析に

*東京大学工学系研究科

**東京大学工学系研究科大学院

原稿受理 平成8年1月10日

春季講演会において講演 平成8年5月15, 16日

適用するとすれば、周期5秒の波(波長39m)では(喫水方向の分割は構造物が非常に薄いのでとりあえず考えないとしても)長さ方向に1250要素、幅方向に250要素の計312,500要素が必要であり、最終的に312,500元の複素係数の連立一次方程式を解かなければならず、計算時間が膨大なものとなる。

本研究では、このような長さ・幅が数km規模の超大型浮体構造物に働く波力や付加質量係数・減衰係数などの流体力係数を実用的な計算量で、しかも精度を落とすことなく解を求めることのできる手法を提案する。

構造物の形式としては、上部構造を多行多列に配列された円柱型の浮体で支持するものや、単純な箱型のものが提案されているが、とりあえず本研究では箱型の構造物を対象とし、解析手法としては、特異点分布法を適用することを想定する。しかしながら、後述するように、他の形式の構造物、他の数値計算法に対しても同様な考え方が適用できる。解析には、微小振幅を仮定した通常の線形ポテンシャル理論が適用できるものとする。

2. 非常に細長い浮体に加わる波力

2.1 横波中

まず、非常に細長い箱型浮体に働く波力の解析を考える。長さは水波の波長に比べて非常に長いと仮定し、幅は波長と同程度あるいはそれ以下のスケールとする。特異点分布法で解析するために、浮体底面を小要素に分割する。(箱型の浮体であれば、長さや幅が数kmでも、喫水は高々数mで相対的に非常に薄い構造物となるであろうから、喫水方向の要素分割はとりあえず考えないこととする。)この場合、構造物長さが波長に比べて非常に長いので、各要素上に分布させるべき特異点の強さは、端部を除いてほとんど一定になると予想される。もしこの推測が正しければ、浮体表面を均一に分割する必要はなく、端部を除く浮体内部はいくつかの大きな要素で代表させることができ要素数

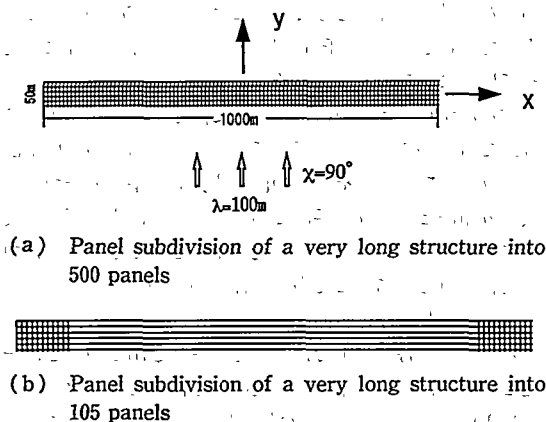
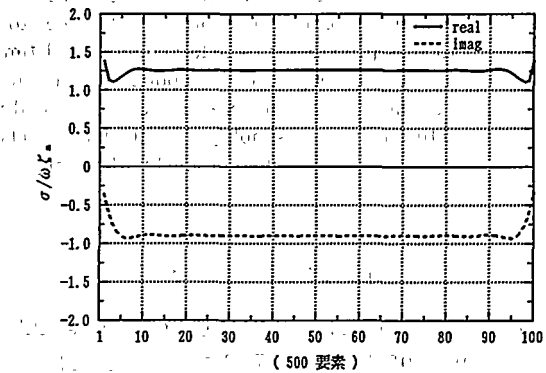


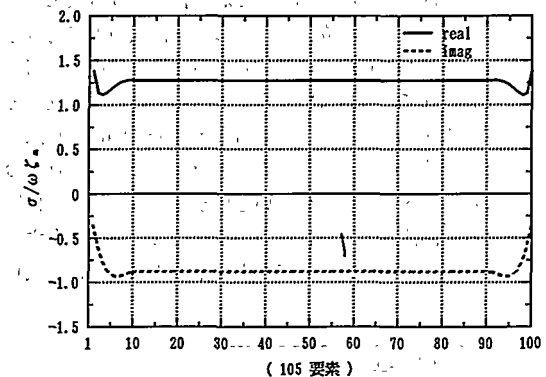
Fig. 1

を大きく減少させることが可能であると考えられる。

このことを実際に数値計算で確かめるために、長さ1000m、幅50mの浮体に波長100mの規則波が真横から入射する場合を例として考える。Fig. 1(a)に示すように、波長の1/10即ち10m角の要素を用いて、長さ方向を均等に100分割、幅方向を均等に5分割して計算する場合(500要素)と、Fig. 1(b)に示すように、幅方向は均等に5分割し、長さ方向には各列両端部の10要素を除く内部を1要素で代表させて計算する場合(105要素)とを比較する。105要素による解析では、前述したように内部の各要素上では特異点強さは一定と仮定する。Fig. 2(a), (b)に各々500要素、105要素で計算して得られた特異点強さの実部(real)、虚部(imag)の(波上側第1列目の)長さ方向(x方向)分布を比較して示す。500要素に分割した場合が、ほぼ線形理論での厳密解に近いと考えられる。105要素で計算した場合には、仮定から内部各列(x方向の並びを「列」と呼ぶ)の80要素における特異点強さは当然一定値をとるが、そのような仮定をせずに浮体底面を500要素に均等に分割して得られた結果(Fig. 2(a))においても、内部における速度



(a) The lengthwise distribution of the singularity strength obtained by 500 panels in beam waves



(b) The lengthwise distribution of the singularity strength obtained by 105 panels in beam waves

Fig. 2

ポテンシャルの値はほとんど一定値となっており、しかもその値は105要素で計算された値と非常に良く一致している。更に、端部影響も105要素による近似計算で非常に精度良く計算されていることがわかる。計算時間の大半を占める連立方程式を解く部分の計算時間は要素数の2乗にほぼ比例するから、105要素での計算は500要素での計算時間の $(105/500)^2=0.0441$ となる。即ち、本近似により解の精度をほとんど低下させることなく、計算量を5%以下に減少させることができる。

2.2 斜め波中

2.1で述べた考え方は、斜め波の場合にも容易に拡張できる。即ち、Fig. 3に示すように、細長い浮体に斜めに波が入射する場合を考える。この場合には、内部の各要素に分布させるべき特異点強さは横波中の場合のように一定値ではないが、長さが波長に比べて非常に長ければ、長さ(x)方向に次式に従って変化すると予想される。

$$\sigma_j = \sigma_i \cdot e^{ik(x_j - x_i) \cos \chi} \quad (1)$$

ここで、 σ_j, σ_i は、それぞれj, i番目の要素に分布させるべき特異点の強さを表し、 x_j, x_i は各々j, i番目の要素中心のx座標である。また、 k は入射波の波数を表す。もし上式が成り立つとすれば、斜め波の場合にも浮体表面を均一に要素分割する必要はなく、内部では特異点強さが(1)式に従って変化すると仮定して、大きな要素で代表させることによって、要素数を減少させることができる。長さ1000 m、幅50 mの浮体に、 $\chi=80^\circ$ 、 $\lambda=100$ mの斜め波が入射する場合について、浮体底面を均一に500要素に分割して求められた特異点強さの長さ方向(x方向)分布と、両端部の各10要素を除く内部を大きな1要素で代表させて105要素で計算して得られた特異点強さの長さ方向(x方向)分布を比較して、Fig. 4(a), (b)に示す。500要素で計算された結果と105要素で計算された結果は非常に良く一致しているが、Fig. 5(a), (b)に示すように、特異点強さを $e^{ik(x_j - x_i) \cos \chi}$ で割って比較すると、さらにわかりやすい。即ち、Fig. 5の図中で横軸に平行な直線部が(1)式の近似が成り立っている部分であり、105要素で計算した結果では仮定より当然のことながら、両端部の各10要素を除いた内部の80要素では特異点強さは一定で横軸に平行になるが、

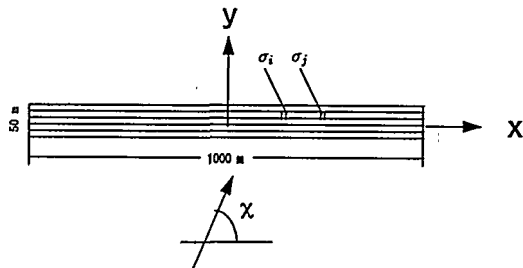
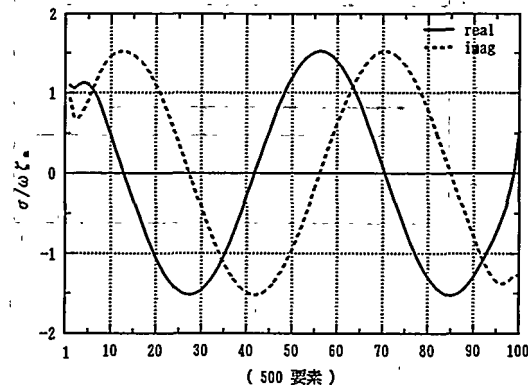


Fig. 3 A very long structure in oblique waves

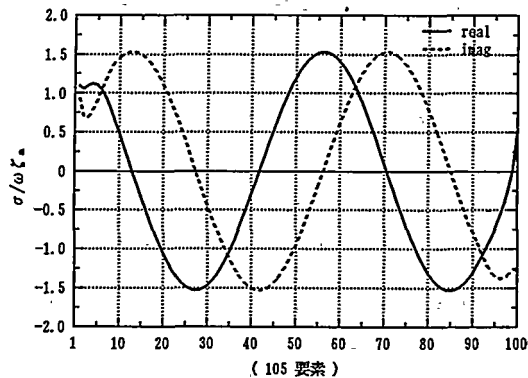
(1)式の仮定を用いないで500要素で計算した結果においても、両端の10個程度の要素を除いて得られた特異点強さは横軸にほぼ平行で一定値となっており、(1)式の近似がほぼ成り立っていることがわかる。また、端部影響も105要素の近似計算で非常に精度良く計算されている。

2.3 縦波中

細長い浮体に長手方向から波が入射する場合はどうか。この場合にも、(1)式の近似が成立つのではないと思われる。長さ1000 m、幅50 mの浮体について、底面を均一に500要素に分割して、計算した結果と、Fig. 6に示すように、上流と下流の両端部の各20要素を除く内部各列の60要素上では(1)式の近似が成り立つとして1要素で代表させて(計205要素)計算した結果を各々Fig. 7(a), (b)に示す。205要素による近似計算では、下流端での特異点強さが正しく計算されていないが、その他の部分はかなり精度よく計算できているようである。しかしな

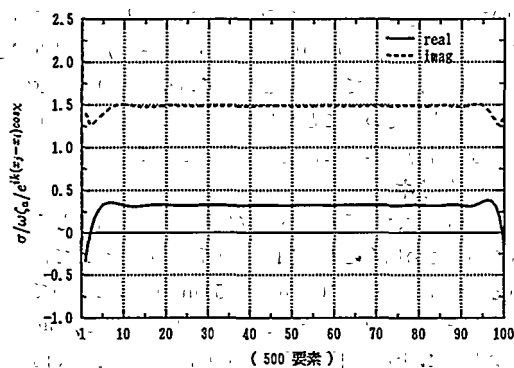


(a) The lengthwise distribution of the singularity strength obtained by 500 panels in oblique waves ($\chi=80$ deg.).

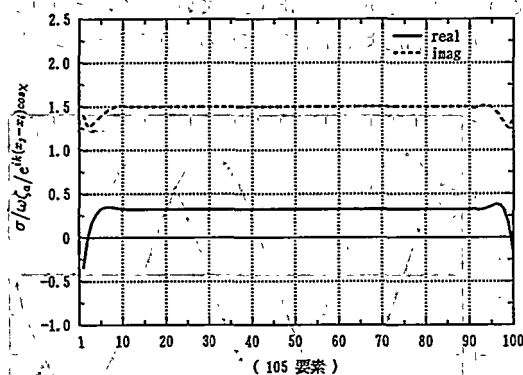


(b) The lengthwise distribution of the singularity strength obtained by 105 panels in oblique waves ($\chi=80$ deg.).

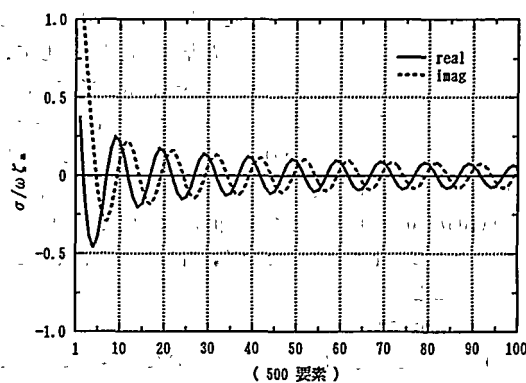
Fig. 4



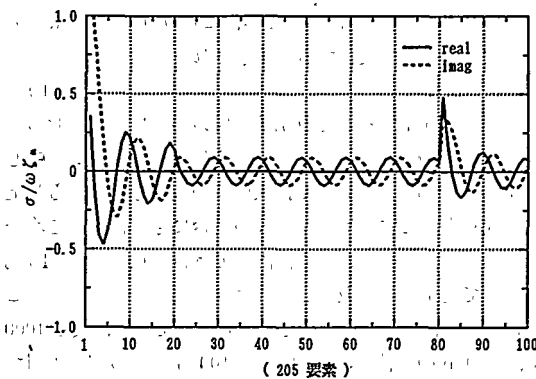
(a) The lengthwise distribution of the singularity strength (divided by $e^{ik(x_j-x_i)\cos\chi}$) obtained by 500 panels in oblique waves ($\chi=80$ deg).



(b) The lengthwise distribution of the singularity strength (divided by $e^{ik(x_j-x_i)\cos\chi}$) obtained by 105 panels in oblique waves ($\chi=80$ deg).



(a) The lengthwise distribution of the singularity strength obtained by 500 panels in head waves.



(b) The lengthwise distribution of the singularity strength obtained by 205 panels in head waves.

Fig. 7

Fig. 5



Fig. 6 Panel subdivision of a very long structure in head waves. (205 panels)

が、注意深く観察すると、厳密解に近いと考えられる 500 要素で計算した結果では、上流から下流にいくに従って特異点強さが減衰していくが、205 要素による近似解ではその仮定から当然ながら特異点強さは減衰しない。波は、下流に進行していくにつれて、いくらかずつ反射されていくから、浮体長さが非常に長ければ、波は究極的にはすべて反射されてしまうと考えられ、その結果として特異点強さは下流では結局ゼロになるものと推定される。しかしながら、本近似法を用いている限り、特異点強さはゼロにはなり得ない。あるいは、別の言い方をすれば、十分下流では

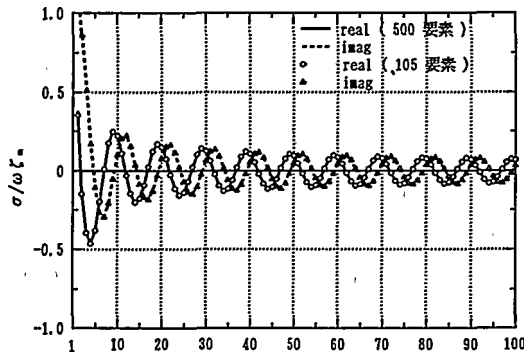
本近似法が成立するが、そこでは特異点強さがゼロであるから近似解析の意味がないといえる。しかしながら、細長い浮体に沿って進行する波は入射波と同じ位相で変動しつつ $x^{-1/2}$ で減衰することが理論的に示されている¹⁾から、この減衰率を用いれば、端部を除く浮体の内部における特異点強さは

$$\sigma_j = \sigma_i |x_j - x_i|^{-1/2} \cdot e^{ik(x_j - x_i)} \quad (2)$$

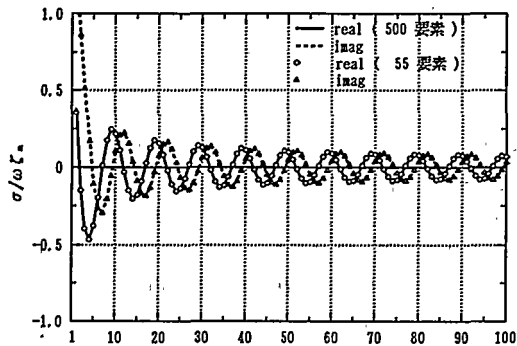
なる関係を満たすことがいえる。従って、縦波中において、細長い浮体に働く波力を特異点分布法で解析する場合にも、浮体の上流、下流の各端部を除いて、内部の各列では特異点強さは(2)式に従って変化すると仮定すれば、大きな要素で代表させることが可能であると考えられる。試みに、長さ 1000 m、幅 50 m の浮体の縦波中(波長 100 m)の波力を、浮体底面を均一に 500 要素に分割して計算した結果と、Fig. 8 に示すように、各列の上流端部を 20 要素に分割し、その他の内部領域を 1 要素で代表させて(計 105 要素)その上では(2)式に従って特異点強さが変化すると仮定して計算した結果を比較して Fig. 9(a) に示す。浮体内



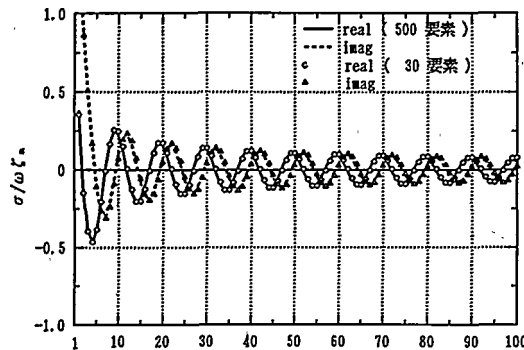
Fig. 8 Panel subdivision of a very long structure in head waves. (105 panels)



(a) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in head waves obtained by 500 panels and those obtained by 105 panels.



(b) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in head waves obtained by 500 panels and those obtained by 55 panels.



(c) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in head waves obtained by 500 panels and those obtained by 30 panels.

Fig. 9

Table 1 Comparisons of the heave force and the pitch moment obtained by 500, 105, 55 and 30 panels.

要素数	Heave $F/\rho g \zeta_0 BL$	Pitch $M/\frac{1}{2} \rho g \zeta_0 BL^2$	b.c. d/a	b.c. d/a
500 a	1.13E-02	1.18E-02		
105 b	1.12E-02	1.22E-02	0.988	1.036
55 c	1.15E-02	1.19E-02	1.018	1.007
30 d	1.24E-02	1.06E-02	1.097	0.898

部、端部にかかわらず、両計算結果は非常に良く一致しており、縦波の場合にも要素数を減らして、計算時間を減少させることが可能である。下流端に近い部分も端部影響があるから、下流端も細かく分割が必要があるとも考えられるが、下流端の端部影響は小さく（下流から上流への影響は小さい）、Fig. 8 に示したように下流端まで大きな要素で代表させても良好な精度が得られる。

更に、上流端部の分割を少なくして、各列の上流端部を10要素に分割した場合（55要素）、5要素に分割した場合（30要素）の結果を500要素で計算した結果と比較して、各々Fig. 9(b), (c)に示す。また、浮体全体に働く heave force, (y 軸まわりの) pitch moment について、500, 105, 55, 30 の各要素数で計算される値を比較して Table 1 に示す。要素数 55 でも要素数 500 の場合の 2% 以下、要素数 30 と極端に少なくしても要素数 500 の場合の 10% 程度の誤差で解が得られることがわかる。

3. 非常に長く非常に幅の広い浮体に加わる波力

3.1 縦波・横波中

前章では、長さが波長に比べて非常に大きい細長い浮体の解析法を示したが、海上空港などの浮体構造物では、長さだけでなく、幅も波長に比べて大きいと考えられる。このような浮体の例として、長さ・幅がそれぞれ 1500 m × 300 m の浮体に長手方向から波長 100 m の規則波が入射する場合を想定して、浮体底面を Fig. 10 に示すように 1800 要素 (150 × 12) に分割して計算される特異点強さの内、端の1列と端から6列目の特異点強さの長さ方向 (x 方向) 分布を各々 Fig. 11(a), (b) に示す。この結果から、1列目と6列目では特異点強さの長さ方向の変化の様子が大きく異なることがわかる。即ち、外海に面した1列目では、細長体の場合と同様に、特異点強さは実部・虚部共に入射波と同じ位相で振動しつつ下流に向かって減衰していくが、外海から内側に入った6列目では振動せず単調に減衰し、上流からある程度下流にいくと、特異点強さはほとんどゼロになって、外海からの攪乱がほとんど伝達していないことを示している。

長さも幅も波長に比べて非常に大きな浮体の内部の下流流体領域では、Fig. 12 に示すように、上部は浮体によって蓋をされており、底部は海底面によって区切られているか

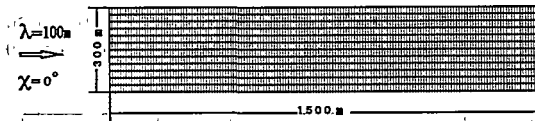
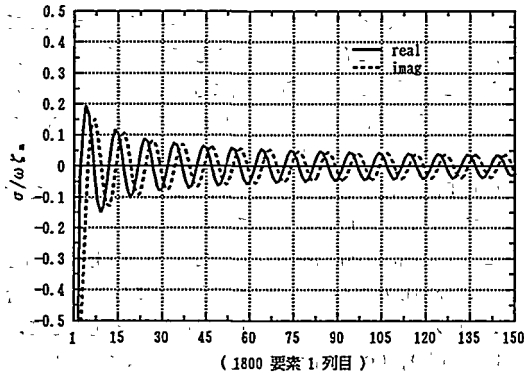
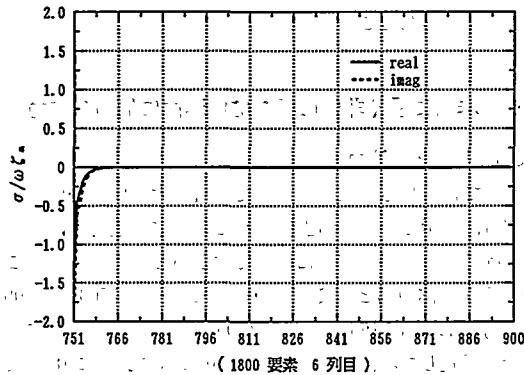


Fig. 10 Panel subdivision of a very long and very wide structure. (1800 panels)



(a) The lengthwise distribution of the singularity strength obtained by 1800 panels in head waves. (1st column of panels)



(b) The lengthwise distribution of the singularity strength obtained by 1800 panels in head waves. (6th column of panels)

Fig. 11

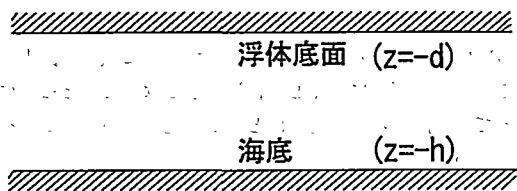


Fig. 12 The flow field under a very long and very wide floating structure.

ら、流場を表す速度ポテンシャルを $\phi e^{-i\omega t}$ (ω は入射波の円周波数) とすると、 ϕ が満たすべき条件式は以下のように書ける。

$$\Delta\phi=0 \text{ at } -h \leq z \leq d \quad (3)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z}=0 \text{ at } z=-d \quad (4)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z}=0 \text{ at } z=-h \quad (5)$$

ここで、 h は水深、 d は浮体の喫水を表すものとする。(4)、(5)式より ϕ は

$$\phi=f(x) \cdot \cos \frac{n\pi(z+h)}{h-d} e^{-i\omega t} \quad (6)$$

$$(n=0, 1, 2, \dots)$$

と書けるはずで、(3)式より f は、

$$\frac{d^2 f}{dx^2} - \kappa_n^2 f = 0, \quad \left(\kappa_n = \frac{n\pi}{h-d} \right) \quad (7)$$

を満たすべきであるから、

$$f=e^{\pm \kappa_n x} \quad (8)$$

となつて、結局 ϕ は次のように書ける。

$$\phi=(A_n^+ e^{\kappa_n x} + A_n^- e^{-\kappa_n x}) \cdot \cos \kappa_n(z+h) \quad (9)$$

これより、内部領域では進行波は存在し得ないことがわかり、Fig. 11(b)に示したような特異点強さが振動せずに指数的に減衰する事実が説明でき、その減衰率が $e^{-\kappa_n x}$ であることも予想できる。結局、海上空港のような長さも幅も非常に大きな浮体に、長手方向から波が入射する場合には、外海に近い列では、特異点強さは長手方向に $x^{-1/2} e^{i k x}$ で変動し、一方、外海から内部にある程度はいったところの列では、特異点強さは長手方向に $e^{-\kappa_n x}$ で単調に減衰すると考えられる。Fig. 10に示したように浮体底面を均一に1800要素に分割して得られる結果と、Fig. 13に示すように、各列の上流端に近い部分を30要素に細かく分割し、それより下流部においては、外海に近い左右の各2列では特異点強さが $x^{-1/2} e^{i k x}$ で変化すると仮定し、それ以外の内部の各列では、特異点強さが $e^{-\kappa_n x}$ で変化すると仮定することによって、各列の下流部を大きな要素で代表させて372要素で計算した結果を比較してFig. 14(a) (1列目)、Fig. 14(b) (6列目)に示す。372要素で、1800要素で計算した結果とほぼ完全な一致が得られている。外海から離れた各列では、特異点強さが $e^{-\kappa_n x}$ で変化すると仮定するかわりに、上流端からある距離以上離れた下流部では、特異点強さはゼロと仮定しても実用上問題ないと予想されるが、実際にそのような仮定を用いて計算して、良好な精度で結果が得られることを確認した。計算された波力の値を比較してTable 2に示すが、1800要素による結果と372要素による結果との違いは2%以下であり、本解析法によって、計算時間を大きく減らしつつ、非常に良い精度で計算できることがわかる。

縦波の場合には、Fig. 15に示すように更に要素数を減らすことが可能である。即ち、横波中における細長体の特異

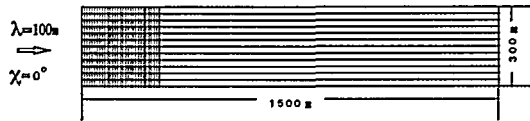
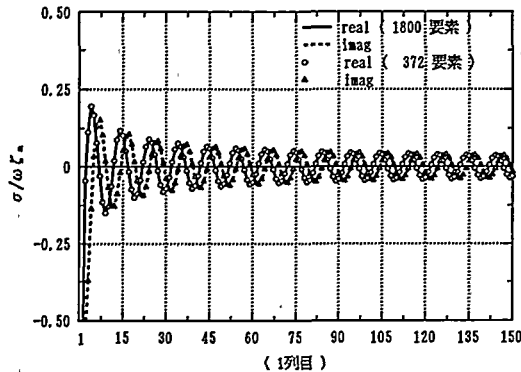
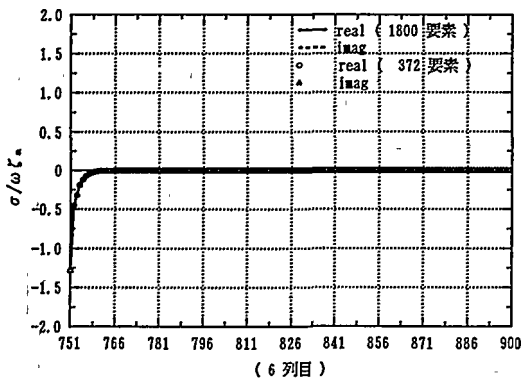


Fig. 13 Panel subdivision of a very long and very wide structure. (372 panels)



(a) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in head waves obtained by 1800 panels and those obtained by 372 panels. (1st column of panels)



(b) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in head waves obtained by 1800 panels and those obtained by 372 panels. (6th column of panels)

Fig. 14

点分布からの類推より、幅が波長に比べて非常に大きければ、特異点強さの幅 (y) 方向の変化は小さいと考えられるから、 y 方向の両端部を除く内部領域では y 方向の変化はないとして、幅の広い要素で代表させることが可能と考えられる。Fig. 15 に示すものは、このような考えのもとに、155 要素にまで要素数を減らしたものである。波長 100 m の場合に、この要素分割で計算される特異点強さの分布と

Table 2 Comparisons of the heave force and the pitch moment obtained by 1800, 372 panels.

	1800 要素 (a)	372 要素 (b)	b/a
Heave $F_z / \rho g \zeta_a BL$	5.93E-03	5.87E-03	0.989
Pitch $M_y / \frac{1}{2} \rho g \zeta_a BL^2$	5.81E-03	5.89E-03	1.015

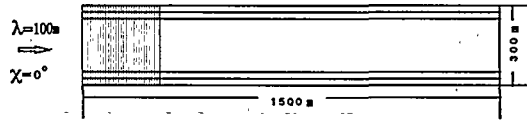
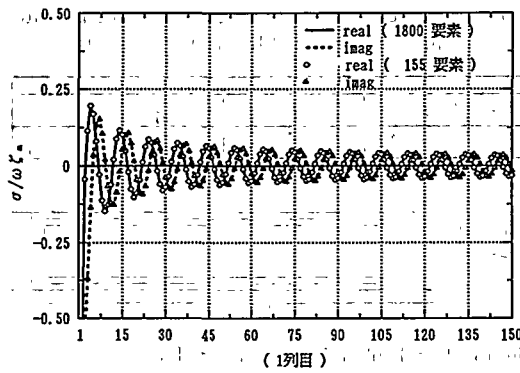


Fig. 15 Panel subdivision of a very long and very wide structure in head waves. (155 panels)

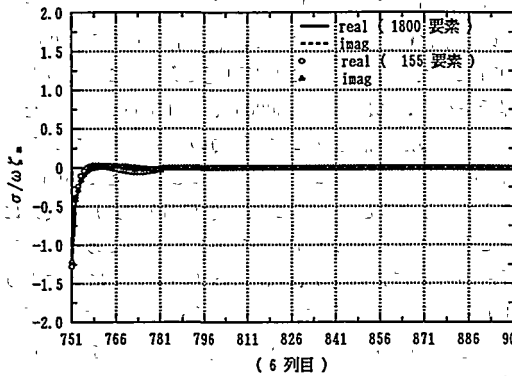
1800 要素で計算される結果を 1 列目、6 列目について各々 Fig. 16(a), (b) に示す。155 要素でも、精度を損なうことなく計算が可能であることがわかる。計算時間が単純に要素数の 2 乗に比例するとすると、計算時間は $(155/1800)^2 = 0.0074$ にまで減少させることが可能である。このような近似解析法を用いれば、長さ 5000 m、幅 1000 m といった国際空港規模の浮体構造物に働く波力の解析も可能である。入射波の波長は沿岸域に設置されることを考えて 40 m (周期約 5 秒) とすると、単純に 4 m 角 (1/10 波長) の要素に均一に分割するとすれば 312,500 要素が必要であるが、本解析法の考え方を適用すれば、例えば Fig. 17 に示すように 341 要素で計算が可能であると考えられる。計算の結果得られた特異点強さ ($\sqrt{(\text{実数})^2 + (\text{虚部})^2}$) の分布を Fig. 18 に示す。

3.2 斜め波中

次に、長さ・幅が非常に大きな浮体に斜めに波が入射する場合を考える。長さ 1500 m・幅 300 m の浮体に波長 100 m・入射角 80° の規則波が入射する場合を例として考え、1 列目・6 列目の特異点強さの長さ方向分布について、浮体底面を均一に 1800 要素に分割して計算された結果と、浮体底面を Fig. 19 に示すように 612 要素に分割して計算された結果を比較して、各々 Fig. 20(a), (b) に示す。浮体に斜めから波が入射する場合には、縦波の場合のように長手方向に $x^{-1/2} e^{ikx}$ あるいは e^{-kx} では変動せず、(1) 式で示される如く変動することがわかる。図中の 612 要素による計算結果は、特異点強さが x 方向に (1) 式に従って変化すると仮定して求めたものであり、1800 要素による結果と 1 列目、6 列目共に非常に良く一致している。縦波の場合には、側面からは擾乱が伝達せず、上流から下流に擾乱が伝達されるだけであるから、前述したように特異点強さが減衰するが、斜め波の場合には外海に面した列には側面から波が入射するために、特異点強さが減衰せず、入射波と同じ位相で (1) 式に従って変動するものと考えられる。なお、幅方向 (y 方向) には Fig. 21 に示す如く変動しており、指数的



(a) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in head waves obtained by 1800 panels and those obtained by 155 panels. (1st column of panels)



(b) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in head waves obtained by 1800 panels and those obtained by 155 panels. (6th column of panels)

Fig. 16

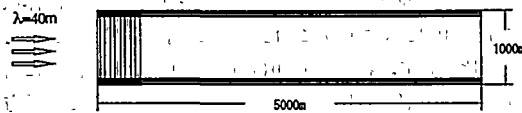


Fig. 17 Panel subdivision of a 5000 m×1000 m structure in head waves. (341 panels)

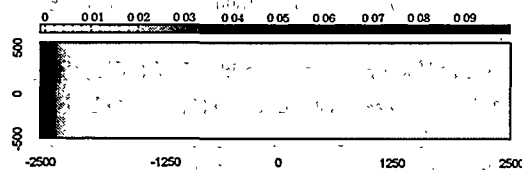


Fig. 18 Singularity strength distribution, $(\sqrt{(\text{real part})^2 + (\text{imaginary part})^2})$ of a 5000 m×1000 m structure in head waves ($\lambda=40$ m).

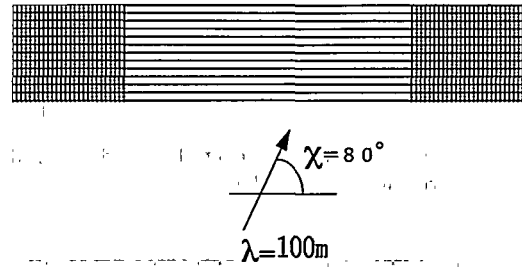
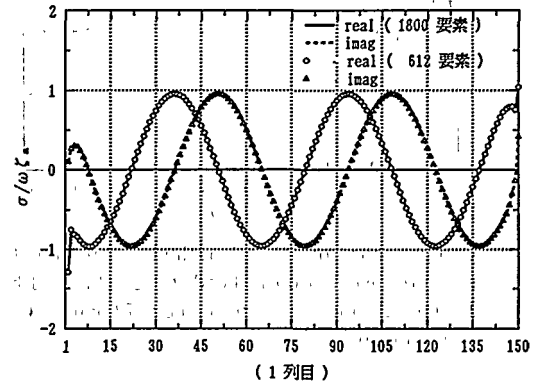
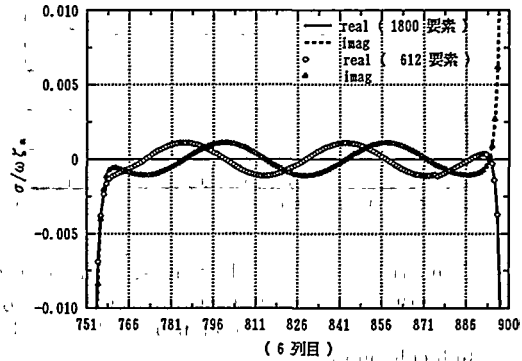


Fig. 19 Panel subdivision of a 1500 m×300 m structure in oblique waves. (612 panels)



(a) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in oblique waves ($\chi=80^\circ$) obtained by 1800 panels and those obtained by 612 panels. (1st column of panels)



(b) Comparisons of the lengthwise singularity strength distribution in oblique waves ($\chi=80^\circ$) obtained by 1800 panels and those obtained by 612 panels. (6th column of panels)

Fig. 20

に減衰することがわかる。この場合の減衰率は、縦波の場合からの類推により、 $e^{-k_{ny}y}$ ($k_{ny} = \sqrt{k_n^2 + k^2 \cos^2 \chi}$) となるであろうことが予想される。結局、長さも幅も波長に比べて大きな浮体が斜め波中において受ける波力の解析には、

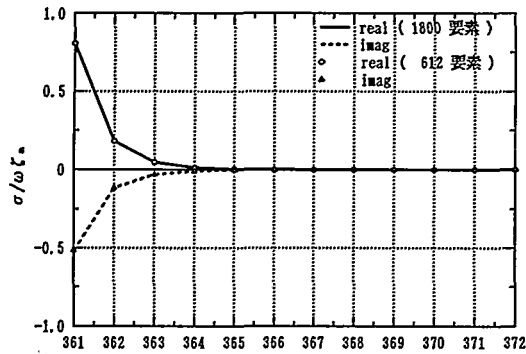


Fig. 21 The beamwise distribution of the singularity strength in oblique waves ($\chi=80^\circ$).

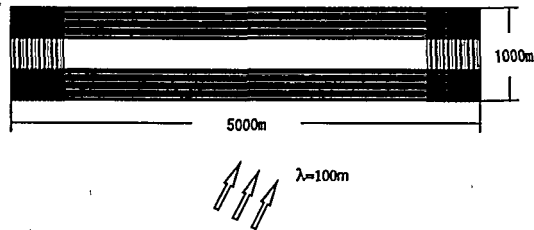


Fig. 22 Panel subdivision of a 5000 m $\times$ 1000 m structure in oblique waves. (1681 panels)

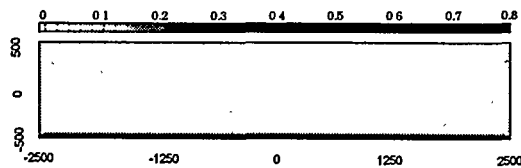


Fig. 23 Singularity strength distribution ($\sqrt{(\text{real part})^2 + (\text{imaginary part})^2}$) of a 5000 m $\times$ 1000 m structure in oblique waves ($\chi=80^\circ$, $\lambda=100$ m).

Fig. 22 に示すような要素分割の簡略化が妥当であろうと考えられる。Fig. 22 示すものは、長さ 5000 m $\cdot$ 幅 1000 m の浮体を 1681 の要素に分割した例であり、このような要素分割によって (入射角 80° , 波長 100 m) 計算される特異点強さの分布を Fig. 23 に示す。

4. 流体力

4.1 剛体モードに対する流体力

長さも幅も波長に比べて非常に大きな浮体の付加質量や造波減衰係数などの流体力も、これまで示した波力の解析と同様な考え方で近似計算を行うことができる。例として、剛体としての上下揺れに対する付加質量や造波減衰係数を特異点分布法で計算する場合を考える。この場合には、浮

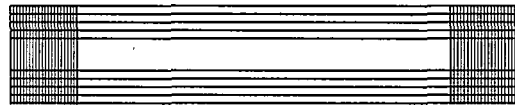
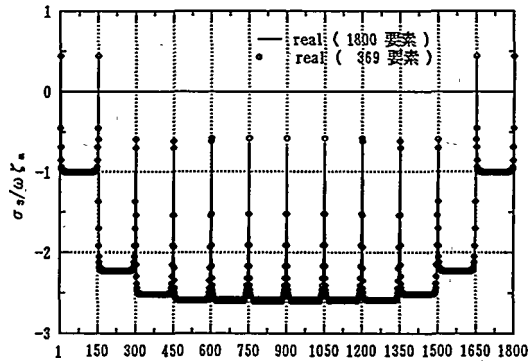
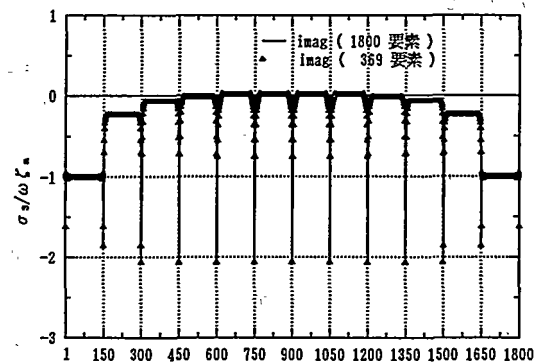


Fig. 24 Panel subdivision for the analysis of a radiation problem due to heave motions.



(a) Comparisons of the singularity strength distribution (real part) due to forced heave motions obtained by 1800 panels and those obtained by 369 panels.



(b) Comparisons of the singularity strength distribution (imaginary part) due to forced heave motions obtained by 1800 panels and those obtained by 369 panels.

Fig. 25

体端部を除く内部領域に分布させるべき特異点強さは一定値と仮定してよいことは容易に予測できるから、Fig. 24 に示すように、内部を大きな 1 要素で代表させ、その上では特異点強さは一定と仮定することができる。このような要素分割 (369 要素) によって計算された長さ 1500 m, 幅 300 m の浮体の上下揺れに対する特異点強さを、1800 要素に均一分割して計算して得られる結果と比較して Fig. 25(a) (実部), Fig. 25(b) (虚部) に示す。(Fig. 25 では、長さ方向の各列 (1 列 150 要素) の特異点強さの分布を第 1 列 (要

Table 3 Comparisons of added mass (added mass moment of inertia) and wave making damping coefficient due to forced heave motions obtained by 1800, 369 panels.

	1800 要素 (a)	369 要素 (b)	b/a
$A_{33}/\frac{\pi}{8}\rho g B^2 L$	2.352	2.332	0.991
$B_{33}/\omega^2 \frac{\pi}{8}\rho g B^2 L$	0.121	0.123	1.016

素 1~要素 150) から第 12 列 (要素 1651~要素 1800) まで示している。)さらに、計算された特異点分布を用いて得られる付加質量と造波減衰係数を比較して Table 3 に示す。369 要素で近似計算した結果は、近似を用いないで 1800 要素で計算した結果と非常に良く一致しており、本近似計算法の有効性が認められる。縦揺れや横揺れなどの反対称モードの流体力も同様にできる。即ち、例えば y 軸まわりの縦揺れに対する流体力計算では、上下揺れと同じく内部を大きな 1 要素で代表させ、その要素上では特異点強さが y 方向には変化せず、 x に比例して変化すると仮定して計算することができると考えられる。

4.2 弾性モードに対する流体力

本研究で対象としているような、長さ・幅が数 km で厚さが数 m といった超大型浮体では、相対的な曲げ剛性 (EI/L^5 , EI : 断面の曲げ剛性, L : 長さ) が小さいから、波浪中では、剛体としての運動変位よりも弾性体としての変形が卓越するものと予想される。そのような弾性変形モードに対する流体反力も、剛体モードに対する流体反力の計算と同様な考え方で近似計算ができる。即ち、たとえば長さ方向に $\cos a_n x \cdot e^{-i\omega t}$ なる変形をする弾性モードに対する流体反力は、弾性変形を

$$\cos a_n x \cdot e^{-i\omega t} = \frac{1}{2}(e^{ia_n x} + e^{-ia_n x}) \cdot e^{-i\omega t} \quad (10)$$

のように進行波の重ね合わせで表せば、斜め波中の波力の解析と同様な考え方により、結局特異点強さも $\cos a_n x$ なる分布をすることが予測できる。もっと低次のモードでは、弾性変形の波長が構造物寸法と同程度のオーダーとなるので、これまで示したような近似解析は適用できないが、波長が長ければ、単純に波長の 1/10 程度の寸法の要素に分割して計算することが可能であろう。

5. 他の計算法への適用

これまでは、解析手法として特異点分布法を用いることを前提として記述してきたが、本解析法の考え方は他の計算法にも同様に適用できる。波力・流体力の計算法としては、特異点分布法の他に、有限要素法や領域分割法などが用いられる。例えば領域分割法では、浮体下部の領域を表す速度ポテンシャルを、支配方程式 (ラプラスの式) と浮体下部及び海底での境界条件式を満たす関数群の線形結合として表す。例として、横波中の細長い浮体に働く波力の解析を考えると、端部を除く内部領域では流場は x 方向に変化しないと考えてよいから、内部領域の流場を表す速度ポテンシャルは領域分割法では、次のように仮定できる。

$$\phi = a_0 + a_1 y + \sum_{n=1}^N (b_n e^{-\kappa_n y} + c_n e^{\kappa_n y}) \cos \kappa_n (z+h) \quad (11)$$

$$\left(\kappa_n = \frac{n\pi}{h-d} \right)$$

6. 結 言

浮体式の国際空港などに使用されると予想される長さ・幅が数 km 規模の超大型浮体に働く波力・流体力の近似解析法を提案し、その有効性を実証した。構造様式としては、偏平な箱型の構造を想定したが、多数の脚で支持されるようなセミサブ型の構造様式の浮体についても同様な考え方のできることは、既に著者の一人 (Kagemoto) と Yue によって示されている²⁾。(むしろ、本論文が Kagemoto & Yue の論文を箱型の構造物に適用したものであるというべきであろう。) また、本論文では波力・流体力の解析を対象としたが、構造物の重量分布や剛性の分布が一様であれば、運動や弾性応答についても同様の考え方を適用できる。

参 考 文 献

- 1) Odd Faltinsen: Wave forces on a restrained ship in head-sea waves, 9th ONR, 1972, 1763-1843.
- 2) H. Kagemoto and D. K. P. Yue: Wave forces on a platform supported on a large number of floating legs, Proc. 5th Intl. Offshore and Arctic Engineering Symp., Vol. 1, 1986, 206-211.

Prediction of Wave Drift Damping by a Higher Order BEM

by B. Teng*, *Member* S. Kato*, *Member*
K. Hoshino*, *Member*

Summary

The paper develops a numerical method for predicting wave drift damping of three dimensional bodies. The first order potentials are calculated by a new integral equation method, which removes the second derivatives of the steady potential from the integration on the free surface. The second order mean potential is calculated by an integral equation method which is first developed. Comparison is made with analytic solution for a uniform cylinder. Numerical examinations are made on the convergence with radius of the mesh on the free surface, and magnitude of each component of wave drift damping. Timman-Newman relation is also used to check the correction of the first order potentials. Comparison with experimental results are made on an array of four cylinders which are restrained and freely moving respectively. It was found that good agreements exist between the present calculation and experimental results and negative wave damping may occur at some wave frequency.

1. Introduction

Tension leg platforms (TLPs) are semi-submersible structures moored to seabed with a number of pretensioned vertical cables (tethers). The response motion of upper structure with wave exciting induces tethers vibrating continuously, which will break when their fatigue life has been reached. Damping can decrease amplitudes of response of structures. Thus, accurately predicting damping is important for the prediction of fatigue life of tethers. Usually damping of a compliant structure can be divided into the viscous damping, the radiation damping and the wave drift damping. The wave drift damping, defined by Wichers and Sluijs¹⁾, is due to the increase of drift force with forward moving speed of a floating body. Its calculation needs the nonlinear knowledge on wave diffraction and radiation in a steady flow.

In this respect, significant progress has been made recently. Matsui, Lee and Sano²⁾ and Emmerhoff and Sclavounos³⁾ have derived analytic solutions for uniform cylinders in finite and infinite water depth. Bao and Kinoshita⁴⁾ expended to truncated cylinders. For 3D arbitrary bodies, integral equation method had been developed by Nossen, Grue and Palm⁵⁾, Grue and Palm⁶⁾, Zhao et al⁷⁾, Huijsmans and Hermans⁸⁾ and Eatock Taylor and Teng⁹⁾, Newman¹⁰⁾, among others.

The present research examines the wave damping of floating bodies by a higher order boundary element method based on perturbation with respect to wave slope and current velocity. The oscillating wave potentials are resolved by a new developed integral equation (Teng and Kato¹¹⁾). Comparing with some widely used ones, the present one removes second derivatives of steady potential from the integral on the free surface. Thus, the present integral equation can be dealt with more accurately. Cauchy principal value (CPV) integrals on the body surface and the free surface are dealt with by direct and indirect methods respectively. The present work also derived an integral equation for the calculation of second order steady potential, which will give rise to some contribution to wave drift damping (Grue and Palm⁶⁾). The second order drift forces on forward moving bodies are calculated both by a near field and a far field method. The wave damping is obtained by numerical differentiation of second order mean drift forces in current.

Numerical test is made on the convergence of drift force with radius of the mesh on the free surface, and the examination of the contribution of the second order steady potential on drift force. The comparison between the far field and near field method is made upon horizontal modes at restrained case. The Timman-Newman relationship is also used to certify the correction of the present method. Comparison is made with Kinoshita, Sunahara and Bao's¹²⁾ experimental results on an array of four cylinders which are restrained and freely moving respectively. It was found that good agreements exist between the present calculation and

* Ship Research Institute

Received 9th Jan. 1996

Read at the Spring meeting 15, 16th May 1996

experimental results and negative wave drift damping may occur at some wave frequency.

2. Perturbation expansion

2.1 Velocity potential and wave surface

The fluid is assumed to be homogenous and incompressible, and the motion irrotational. Waves are assumed to be periodic. There exists a velocity potential Φ that satisfies the Laplace equation, the nonlinear free surface condition

$$\Phi_{tt} + 2\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi_t + g\Phi_z + \frac{1}{2}\nabla\Phi \cdot \nabla(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi) = 0 \quad (1)$$

on the free surface $z = \zeta(x, y, t)$, defined by

$$\zeta = -\frac{1}{g} \left(\frac{d\Phi}{dt} + \frac{1}{2} \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi \right)_{z=\zeta} \quad (2)$$

and the body condition

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = V_s \cdot n \quad (3)$$

on the instantaneous body surface S_b . V_s is the velocity of body motion and n is the unit normal vector of the body surface pointing out of the fluid.

Under the assumption of small wave slope $\varepsilon = kA$, the velocity potential can be expanded into a perturbation series

$$\Phi(x, t) = \Phi^{(0)}(x) + \varepsilon\Phi^{(1)}(x, t) + \varepsilon^2\Phi^{(2)}(x, t) + \dots \quad (4)$$

The potentials at each order of ε can further be expanded with respect to the current parameter $\tau = \sigma U/g$

$$\Phi^{(0)}(x) = U\chi_s$$

$$\Phi^{(1)}(x, t) = \Phi^{(10)}(x, t) + \tau\Phi^{(11)}(x, t) + \dots \quad (5)$$

$$\Phi^{(2)}(x, t) = \Phi^{(20)}(x, t) + \tau\Phi^{(21)}(x, t) + \dots$$

where σ is the wave encounter frequency which has a relation with wave frequency ω of

$$\sigma = \omega - kU \cos \beta, \quad (6)$$

β is the incident angle of the waves, and k is the wave number which is the real solution of the dispersion relation. The first index in the superscript corresponds to wave steepness, and the second to current parameter.

As the same the wave profile can be expanded into

$$\zeta(x, t) = \varepsilon\zeta^{(1)}(x, t) + \varepsilon^2\zeta^{(2)}(x, t) + \dots \quad (7)$$

and

$$\zeta^{(1)}(x, t) = \zeta^{(10)}(x, t) + \tau\zeta^{(11)}(x, t) + \dots \quad (8)$$

$$\zeta^{(2)}(x, t) = \zeta^{(20)}(x, t) + \tau\zeta^{(21)}(x, t) + \dots$$

where

$$\zeta^{(10)} = -\Phi^{(10)}/g \quad (9)$$

$$\zeta^{(11)} = -U\nabla\chi_s \cdot \nabla\Phi^{(10)}/g$$

2.2 Hydrodynamic forces

After getting the diffraction potential, the hydrodynamic pressure in the fluid domain can be obtained from Bernoulli's equation. By perturbation expansion, the pressure may be written in the form

$$p(x, t) = p^{(0)}(x) + \varepsilon p^{(1)}(x, t) + \varepsilon^2 p^{(2)}(x, t) + \dots \quad (10)$$

and

$$p^{(0)}(x, t) = p^{(00)}(x) + 0(\tau^2)$$

$$p^{(1)}(x, t) = p^{(10)}(x, t) + \tau p^{(11)}(x, t) + 0(\tau^2)$$

$$p^{(2)}(x, t) = p^{(20)}(x, t) + \tau p^{(21)}(x, t) + 0(\tau^2) \quad (11)$$

$p^{(00)}$ is the hydrostatic pressure and $p^{(10)}$ the linear oscillating pressure. The remaining components are defined by the relations

$$\begin{aligned} p^{(11)} &= -\rho \left[\frac{\partial\Phi^{(11)}}{\partial t} + \nabla\Phi^{(10)} \cdot \nabla\Phi^{(01)} \right] \\ p^{(20)} &= -\rho \left[\frac{\partial\Phi^{(20)}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla\Phi^{(10)} \cdot \nabla\Phi^{(10)} \right] \\ p^{(21)} &= -\rho \left[\frac{\partial\Phi^{(21)}}{\partial t} + \nabla\Phi^{(01)} \cdot \nabla\Phi^{(20)} + \nabla\Phi^{(11)} \cdot \nabla\Phi^{(10)} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

The mean values of the second order pressure in terms of ε are

$$\begin{aligned} p^{(20)m} &= -\frac{\rho}{4} \nabla\Phi^{(10)} \cdot \nabla\Phi^{(10)} \\ p^{(21)m} &= -\rho \left[U\nabla\chi_s \cdot \nabla\Phi^{(20)m} + \frac{1}{2} \nabla\Phi^{(11)} \cdot \nabla\Phi^{(10)} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

$\Phi^{(20)m}$ is the second order steady velocity potential in terms of wave steepness.

3. Integral equations

3.1 Zero order steady potential

The steady velocity potential χ_s can be expressed as the sum of a steady incident potential and the disturbance from a body

$$\chi_s(x) = \chi - x. \quad (14)$$

Under the assumption of small forward speed, χ satisfies the 'rigid wall' condition

$$\frac{\partial\chi}{\partial n} = 0 \quad (15)$$

on the free surface,

$$\frac{\partial\chi}{\partial n} = n_1 \quad (16)$$

on the mean body surface S_b , and

$$\nabla\chi = 0 \quad |x| \rightarrow \infty \quad (17)$$

in the field far away from the body. The calculation of the zero order steady potential is straightforward by using the Green's function

$$\begin{aligned} G_0(x, x_0) &= -\frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{r_{2n}} + \frac{1}{r_{4n}} + \frac{1}{r_{3n}} + \frac{1}{r_{5n}} \right) \right] \end{aligned} \quad (18)$$

where

$$\begin{aligned} r &= [(R^2 + (z - z_0)^2)^{1/2}], \quad r_1 = [R^2 + (z + z_0)^2]^{1/2}, \\ r_{2n} &= [R^2 + (z - z_0 - 2nh)^2]^{1/2}, \\ r_{3n} &= [R^2 + (z + z_0 + 2nh)^2]^{1/2}, \\ r_{4n} &= [R^2 + (z - z_0 + 2nh)^2]^{1/2}, \\ r_{5n} &= [R^2 + (z + z_0 - 2nh)^2]^{1/2}, \\ R^2 &= (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2, \end{aligned} \quad (19)$$

and h is the water depth. The above Green's function satisfies the rigid free surface condition on the mean water surface and the impermeable condition at seabed.

3.2 The first order oscillating potential

The first order oscillating potential in wave slope ε can be expressed as

$$\begin{aligned} \Phi^{(1)}(x, t) &= A \operatorname{Re} [\Phi^{(1)}(x) e^{i\sigma t}] = A \operatorname{Re} \left[\left(\phi^{(1)}(x) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \phi^{(1)}(x) + i\sigma \sum_{j=1}^{\infty} \xi_j \phi_j^{(1)}(x) \right) e^{i\sigma t} \right], \end{aligned} \quad (20)$$

where A is the amplitude of the incident waves, ϕ_0 the incident potential, ϕ_j diffraction potential and ϕ_j ($j=1, \dots, 6$) the radiation potentials corresponding to six generalized body motions. (ξ_1, ξ_2, ξ_3) are the amplitudes of translational motion, and $(\xi_4, \xi_5, \xi_6) = (a_1, a_2, a_3)$ the amplitudes of rotation.

Approximating to the leading order in current factor τ , the free surface condition for the first order potentials in wave slope ϵ can be written as

$$-\nu_0 \phi_j^{(1)} + 2i\tau \nabla_2 \phi_j^{(1)} \cdot \nabla_2 \chi_s + i\tau \phi_j^{(1)} \nabla_2^2 \chi + \frac{\partial \phi_j^{(1)}}{\partial z} = 0 \quad j=1, \dots, 6 \text{ and } 0+7 \quad (21)$$

on the still water surface, where $\nu_0 = \sigma^2/g$, and ∇_2 is a two dimensional gradient operator on a horizontal plane. In the far field away from the body, the above equation can be simplified as

$$-\nu_0 \phi_j^{(1)} - 2i\tau \frac{\partial \phi_j^{(1)}}{\partial x} + \frac{\partial \phi_j^{(1)}}{\partial z} = 0. \quad (22)$$

The body condition can be written as

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_B^{(1)}}{\partial n} &= 0, \quad \phi_B^{(1)} = \phi_B^{(1)} + \phi_j^{(1)} \\ \frac{\partial \phi_j^{(1)}}{\partial n} &= n_j + \frac{U}{ig} m_j, \quad j=1, \dots, 6 \end{aligned} \quad (23)$$

on the mean body surface S_B , where

$$\begin{aligned} (m_1, m_2, m_3) &= -(n \cdot \nabla) \nabla \chi_s, \\ (m_4, m_5, m_6) &= -(n \cdot \nabla) (x \times \nabla \chi_s). \end{aligned} \quad (24)$$

From the free surface boundary condition (Eq. 22) and the out going condition of oscillating waves at infinity, we can derive a Green's function as

$$4\pi G(x, x_0) = -\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{31}} - \int_0^\infty \int_0^{2\pi} e^{i\lambda w} \frac{(\lambda f(\tau) + \nu) \cosh \lambda(h+z) \cosh \lambda(h+z_0)}{\pi(\lambda F(\lambda, \tau) - \nu \cosh \lambda h)} d\lambda d\theta \quad (25)$$

where

$$\begin{aligned} W &= -h + i[(x-x_0)\cos\theta + (y-y_0)\sin\theta], \\ f(\tau) &= 1 - 2\tau \cos\theta, \\ F(\tau, \lambda) &= \sinh \lambda h + 2\tau \cos\theta \cosh \lambda h. \end{aligned} \quad (26)$$

Applying Green's second identity to the unsteady potentials and an oscillating source with a reverse speed, as shown by Nossen et al⁹ for infinite water depth, we can obtain the integral equation

$$\begin{aligned} \alpha \phi_j^{(1)}(x_0) - \iint_{S_B} \phi_j^{(1)}(x) \frac{\partial G}{\partial n} ds \\ + 2i\tau \iint_{S_F} \phi_j^{(1)}(x) \left(\nabla_2 G \cdot \nabla_2 \chi + \frac{1}{2} G \nabla_2^2 \chi \right) ds \\ = \begin{cases} \phi_B^{(1)}(x_0) & \text{for } \phi_j^{(1)} = \phi_B^{(1)} \\ \iint_{S_B} \left(G + \frac{i\tau}{\nu_0} \nabla G \cdot \nabla \chi_s \right) n_j ds & \text{for } j=1, \dots, 6 \end{cases} \end{aligned} \quad (27)$$

after using the Tuck's theorem¹³ to remove the second order derivative of the steady potential for smooth body. Here S_F is the outer free surface. Examination on floating cylinders by Eatock Taylor and Teng⁹ has suggested that the local geometry of 'corners' could have an important effect on the flow when the body has forward speed. Wave drift damping, however, is very

little influenced by this effect. The second order derivative of the steady potential on the free surface can be removed by applying the transform (Teng and Kato¹¹)

$$\begin{aligned} \iint_{S_F} G(x, x_0) \nabla \phi_j^{(1)} \cdot \nabla \chi ds \\ = - \oint_{C_B} G(x, x_0) \phi_j^{(1)} n_1 dl \\ - \iint_{S_F} \phi_j^{(1)} (\nabla_2 G \cdot \nabla_2 \chi + G \nabla_2^2 \chi) ds \end{aligned} \quad (28)$$

where C_B is the water line, the intersecting line of the body and the still water surface, and this yields a new integral equation of

$$\begin{aligned} \alpha \phi_j^{(1)}(x_0) - \iint_{S_B} \phi_j^{(1)}(x) \frac{\partial G}{\partial n} ds \\ = i\tau \oint_{C_B} G \phi_j^{(1)}(x) n_1 dl \\ - i\tau \iint_{S_F} [\phi_j^{(1)}(x) \nabla_2 G \cdot \nabla_2 \chi(x) \\ - G \phi_j^{(1)}(x) \cdot \nabla_2 \chi(x)] ds \\ + \begin{cases} \phi_B^{(1)}(x_0) & \text{for } \phi_j^{(1)} \\ \iint_{S_B} \left(G + \frac{i\tau}{\nu_0} \nabla G \cdot \nabla \chi_s \right) n_j ds & \text{for } j=1, \dots, 6 \end{cases} \end{aligned} \quad (29)$$

For benefiting the discretization by higher order elements, we combine the above equation with a corresponding integral equation obtained inside the body, as Eatock Taylor and Chau¹⁴ did for the wave diffraction in still water, and obtain a new integral equation

$$\begin{aligned} \left[1 - \iint_{S_W} (\nu_0 G - 2i\tau G_x) dx dy \right] \phi_j^{(1)}(x_0) \\ + \iint_{S_B} [\phi_j^{(1)}(x_0) - \phi_j^{(1)}(x)] \frac{\partial G}{\partial n} ds \\ = i\tau \oint_{C_B} G \phi_j^{(1)} n_1 dl \\ - i\tau \iint_{S_F} [\phi_j^{(1)} \nabla_2 G \cdot \nabla_2 \chi - G \nabla_2 \phi_j^{(1)} \cdot \nabla_2 \chi] ds \\ + \begin{cases} \phi_B^{(1)}(x_0) & \text{for } \phi_j^{(1)} \\ \iint_{S_B} \left(G + \frac{i\tau}{\nu_0} \nabla G \cdot \nabla \chi_s \right) n_j ds & \text{for } j=1, \dots, 6. \end{cases} \end{aligned} \quad (30)$$

Since the derivative of the steady disturbance χ on the free surface decays rapidly with increasing distance from the body, the integration on the free surface is needed only in a small area around the body.

Because the calculation of the Green's function is very expensive and the unknowns are both on the body surface and the free surface, it is not economic to use Eq. (30) directly for practical application. Here the perturbation method is introduced to expand the Green's function into Taylor series in terms of the current parameter τ

$$G(-\tau) = G^{(0)} + \tau G^{(1)} + O(\tau^2), \quad (31)$$

where $G^{(0)}$ is the same as the Green function for the wave problem without current, and

$$G^{(1)} = -2i\partial^2 G^{(0)} / \partial \nu_0 \partial x. \quad (32)$$

Substituting equations (5) and (31) into equation (30) and collecting the same order terms in τ , we can derive two sets of integral equations as follows

$$\begin{aligned} & \left[1 - \iint_{S_w} \nu G^{(0)}(x, x_0) dx dy \right] \phi^{(10)}(x_0) \\ & + \iint_{S_b} [\phi^{(10)}(x_0) - \phi^{(10)}(x)] \frac{\partial G^{(0)}}{\partial n} ds \\ & = \begin{cases} \phi^{(1)} & \text{for } \phi^{(10)} \\ \iint_{S_b} G^{(0)} n_j ds & \text{for } j=1, \dots, 6 \end{cases} \end{aligned} \quad (33)$$

for the zero order terms in τ ; and

$$\begin{aligned} & \left[1 - \iint_{S_w} \nu G^{(0)} dx dy \right] \phi^{(11)}(x_0) \\ & + \iint_{S_b} [\phi^{(11)}(x_0) - \phi^{(11)}(x)] \frac{\partial G^{(0)}}{\partial n} ds \\ & = \iint_{S_b} \frac{\partial G^{(1)}}{\partial n} [\phi^{(10)}(x) - \phi^{(10)}(x_0)] ds \\ & + \iint_{S_w} (\nu G^{(1)} - 2iG_x^{(0)}) \phi^{(10)} ds \\ & + i \oint_{C_b} G \phi^{(10)} n_1 dl \\ & - i \iint_{S_f} [\phi^{(10)} \nabla_2 G^{(0)} \cdot \nabla_2 \chi + G^{(0)} \nabla_2 \phi^{(10)} \cdot \nabla_2 \chi] ds \\ & + \begin{cases} 0 & \text{for } \phi^{(11)} \\ \iint_{S_b} (G^{(1)} + \frac{i}{\nu_0} \nabla G^{(0)} \cdot \nabla \chi_s) n_j ds & \text{for } j=1, \dots, 6 \end{cases} \end{aligned} \quad (34)$$

for the first order terms in τ . The calculation of the remaining Cauchy principal value (CPV) integrations is conducted directly by a numerical method (Teng and Eatock Taylor¹⁹), in which a technique is applied to separate out a singularity whose CPV integration vanishes, while assuring that the integration of the remaining term is straightforward.

3.3 Second order steady potential

The second order steady potential satisfies the boundary conditions

$$\frac{\partial \phi^{(20)m}}{\partial n} = -\frac{\sigma}{2g} \text{Im}[\phi^{(10)} \partial^2 \phi^{(10)*} / \partial z^2] \quad (35)$$

on the still water surface, and

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi^{(20)m}}{\partial n} &= \frac{1}{2} \text{Re}[-n \cdot (\xi^{(10)} + \alpha^{(10)} \times x) \cdot \nabla] \nabla \phi^{(10)*} \\ &+ (\alpha^{(10)} \times n) \cdot [i\sigma(\xi^{(10)} + \alpha^{(10)} \times x) - \nabla \phi^{(10)*}] \end{aligned} \quad (36)$$

on the body surface, where $*$ denotes the complex conjugate. The second order steady potential comes from the evanescent modes of first order potentials. It always exists in current, even in the case where it vanishes in still water, for example, a fixed uniform cylinder.

Applying G_0 as Green's function, the integral equation for the second order steady potential can be written as

$$\begin{aligned} & \phi^{(20)m}(x_0) + \iint_{S_b} \frac{\partial G_0}{\partial n} [\phi^{(20)m}(x_0) - \phi^{(20)m}(x)] ds \\ & = -\text{Re} \left[\iint_{S_b} \frac{1}{2} (-n \cdot (\xi^{(10)} + \alpha^{(10)} \times x) \cdot \nabla) \nabla \phi^{(10)*} \right. \\ & \quad \left. + (\alpha^{(10)} \times n) \cdot [i\sigma(\xi^{(10)} + \alpha^{(10)} \times x) - \nabla \phi^{(10)*}] G_0 ds \right] \\ & \quad - \frac{\sigma}{2g} \text{Im} \left[\iint_{S_f} \phi^{(10)}(x) \nabla_2^2 \phi^{(10)*}(x) G_0 ds \right] \end{aligned} \quad (37)$$

The integral equation also includes second derivatives in both the integral on the free surface and the body surface. To get rid of second derivatives, follow-

ing transforms are used

$$\begin{aligned} & \iint_{S_f} G_0 \phi^{(10)}(x) \nabla_2^2 \phi^{(10)*}(x) ds \\ & = \iint_{S_f} \phi^{(10)}(x) \nabla_2 G_0 \cdot \nabla_2 \phi^{(10)*}(x) ds \\ & \quad + \oint_{C_b-C_f} G_0 \phi^{(10)}(x) \frac{\partial \phi^{(10)*}(x)}{\partial n} dl \end{aligned} \quad (38)$$

for the integral on the free surface, where C_f is a contour at outer boundary of the mesh on the free surface, and

$$\begin{aligned} & \iint_{S_b} G_0 [(\delta^{(10)} \cdot \nabla) \nabla \phi^{(10)*}] \cdot n ds \\ & = \iint_{S_b} [(n \cdot \delta^{(10)}) (\nabla G_0 \cdot \nabla \phi^{(10)*}) - (\nabla G_0 \cdot \delta^{(10)}) \\ & \quad (\nabla \phi^{(10)*} \cdot n) - G_0 (\alpha^{(10)} \times n) \cdot \nabla \phi^{(10)*}] ds \\ & \quad - \oint_{C_b} G_0 (\nabla \phi^{(10)*} \times \delta^{(10)}) \cdot dl \end{aligned} \quad (39)$$

for the integral on the body surface, where $\delta = \xi + \alpha \times x$. Furthermore, to remove CPV integrals, which appear in the discretization by high order elements, the following relation

$$\begin{aligned} & \iint_{S_b} [(n \cdot \delta^{(10)}) (\nabla G_0 \cdot \nabla \phi^{(10)*}(x_0)) \\ & \quad - (\nabla G_0 \cdot \delta^{(10)}) (\nabla \phi^{(10)*}(x_0) \cdot n) \\ & \quad - G_0 (\alpha^{(10)} \times n) \cdot \nabla \phi^{(10)*}(x_0)] ds \\ & \quad - \oint_{C_w} G_0 (\nabla \phi^{(10)*}(x_0) \times \delta^{(10)}) \cdot dl = 0 \end{aligned} \quad (40)$$

is added to the integral on the body surface, and it yields

$$\begin{aligned} & \iint_S [(\delta^{(10)} \cdot \nabla) \nabla \phi^{(10)*}] \cdot n ds \\ & = \iint_{S_b} [(n \cdot \delta^{(10)}) (\nabla G_0 \cdot (\nabla \phi^{(10)*}(x) - \nabla \phi^{(10)*}(x_0)) \\ & \quad - (\nabla G_0 \cdot \delta^{(10)}) (\nabla \phi^{(10)*}(x) - \nabla \phi^{(10)*}(x_0)) \cdot n) \\ & \quad - G_0 (\alpha^{(10)} \times n) \cdot (\nabla \phi^{(10)*}(x) - \nabla \phi^{(10)*}(x_0))] ds \\ & \quad - \oint_{C_b} G_0 [(\nabla \phi^{(10)*}(x) - \nabla \phi^{(10)*}(x_0)) \times \delta^{(10)}] \cdot dl \end{aligned} \quad (41)$$

Then, integration can be done in a straightforward manner.

4. Hydrodynamic force

The hydrodynamic forces and moments on bodies can be obtained by the direct integration of the hydrodynamic pressure on body surface. This method is called as the near field method. When approximating to the first order in terms of current parameter τ , the leading order exciting force in terms of wave slope ϵ can be written as

$$\begin{aligned} F^{(1)} &= -\rho \iint_{S_b} \text{Re}[(i\sigma \phi^{(1)} \\ & \quad + U \nabla \chi_s \cdot \nabla \partial^{(01)}) e^{i\alpha}] n ds \end{aligned} \quad (42)$$

The first order force in wave slope is usually divided into exciting force and hydrodynamic coefficients, which correspond to diffraction and radiation potentials, respectively. The hydrodynamic coefficients satisfy the Timman-Newman relation^{5,16)}

$$\begin{aligned} f_{ij}(\tau) &= \omega^2 a_{ij} + i\omega b_{ij} \\ &= \iint_{S_b} \phi_i n_j ds = f_{ji}(-\tau) \quad (j, i=1, \dots, 6) \end{aligned} \quad (43)$$

which can be used to check the correction and the accuracy of obtained potentials at first order of wave

slope.

The equation of near field method for the second order mean drift force is

$$F_m^{(2)} = F_1^{(2)} + F_2^{(2)} + F_3^{(2)} + F_4^{(2)} + F_5^{(2)} \quad (44)$$

where $F_1^{(2)}$, $F_2^{(2)}$, $F_3^{(2)}$, $F_4^{(2)}$ and $F_5^{(2)}$ are defined by

$$\begin{aligned} F_1^{(2)} &= -\rho \iint_{S_B} \text{Re} \left[\frac{1}{4} \nabla \phi^{(10)*} \cdot (\nabla \phi^{(10)} + 2\tau \nabla \phi^{(11)}) \right] n ds \\ F_2^{(2)} &= -\rho \iint_{S_B} U \nabla \chi_s \cdot \nabla \phi^{(20)*} n ds \\ F_3^{(2)} &= -\frac{\rho}{2} \iint_{S_B} \text{Re} [i \sigma \nabla \phi^{(10)*} \cdot (\xi^{(1)} + a^{(1)} \times (x - x_c)) n \\ &\quad + i \sigma a^{(1)*} \times n \phi^{(11)}] ds \\ F_4^{(2)} &= -\frac{\rho g}{2} A_{WP} \text{Re} [(x_f - x_c) \xi_s^{(1)*} \xi_s^{(1)} \\ &\quad + (y_f - y_c) \xi_s^{(1)*} \xi_s^{(1)} \\ &\quad - \frac{1}{2} (\xi_s^{(1)} \xi_s^{(1)*} + \xi_s^{(1)} \xi_s^{(1)*}) z_c] k \\ F_5^{(2)} &= -\frac{\rho g}{2} \int_{C_B} \text{Re} \left[\frac{1}{2} \zeta^{(10)*} \zeta^{(10)*} + \tau \zeta^{(10)*} \zeta^{(11)*} \right. \\ &\quad \left. + \zeta^{(11)*} (\xi_s^{(1)} + (y - y_c) \xi_s^{(1)} - (x - x_c) \xi_s^{(1)}) \right] n dl \end{aligned} \quad (45)$$

(x_c, y_c, z_c) and (x_f, y_f, z_f) are the coordinates of centres of gravity and floatation, A_{WP} is the area of waterplane.

For fixed bodies, the application of the above equation is not a difficult job. However, when bodies are free to move, the multiply of the first derivatives of first order potentials will introduce some difficulty. The multiply in $F_1^{(2)}$ can be represented as

$$\begin{aligned} \iint_{S_B} \nabla \phi^{(10)*} \cdot \nabla \phi^{(11)} n ds &= \iint_{S_B} \left[\frac{\partial \phi^{(10)*}}{\partial t_1} \frac{\partial \phi^{(11)}}{\partial t_1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial \phi^{(10)*}}{\partial t_2} \frac{\partial \phi^{(11)}}{\partial t_2} + \frac{\partial \phi^{(10)*}}{\partial n} \frac{\partial \phi^{(11)}}{\partial n} \right] ds \end{aligned} \quad (46)$$

by two independent unit vectors t_1 and t_2 in the plane tangent to the body. The normal derivative of velocity potential $\phi^{(11)}$ is a combination of m_s terms, which includes second derivatives of steady potential on the body surface. Thus, to apply the near field method to compute the second order mean drift forces, a direct evaluating method for the second derivatives of potentials on body surface has to be developed.

As in still water, a far field method can be also developed for the horizontal modes of mean drift force upon using the principle of conservation of momentum. This method can avoid using the second order derivatives of the steady potential on body surface and is believed to give more accurate results. Nossen et al⁵⁾ have obtained the far field equations for the case of infinity water depth, and Grue and Biberg¹⁷⁾ got the following equations

$$\begin{aligned} \frac{F_x}{\rho g A^2} &= -\frac{g\nu}{4\omega^2} \left\{ \int_0^{2\pi} (C_\theta(\nu_1 h) \cos \theta \right. \\ &\quad \left. + 2\tau \sin^2 \theta) |H(\theta)|^2 d\theta \right. \\ &\quad \left. + 2C_\theta(kh) \cos \beta \text{Re}[S] \right\} \\ \frac{F_y}{\rho g A^2} &= -\frac{g\nu}{4\omega^2} \left\{ \int_0^{2\pi} (C_\theta(\nu_1 h) \sin \theta \right. \\ &\quad \left. - 2\tau \sin \theta \cos \theta) |H(\theta)|^2 d\theta \right. \\ &\quad \left. + 2C_\theta(kh) \sin \beta \text{Re}[S] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{M_z}{\rho g A^2} &= -\frac{g}{4\omega^2} \left\{ \int_0^{2\pi} (C_\theta(\nu_1 h) \right. \\ &\quad \left. - 2\tau \cos \theta) \text{Im} \left[H(\theta) \frac{\partial H(\theta)^*}{\partial \theta} \right] d\theta \right. \\ &\quad \left. - 2 \left[\left(1 - \frac{k}{C_\theta} \frac{dC_\theta}{dk} \right) \tau \sin \beta \text{Im}[S] \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (C_\theta(kh) - 2\tau \cos \beta) \text{Im}[S'] \right] \right\} \end{aligned} \quad (47)$$

for finite water depth. The parameters in the above equation are defined by

$$\begin{aligned} S &= \sqrt{\frac{2\pi}{\nu}} e^{i\pi/4} H^*(\beta + 2\tau^* \sin \beta), \\ \tau^* &= \tau / C_\theta(kh), C_\theta(kh) = \tanh kh + \frac{kh}{\cosh^2 kh}, \\ g\nu \tanh(\nu h) &= \nu_0, \nu_1 = \nu(1 + 2\tau^* \cos \theta), \end{aligned} \quad (48)$$

where H is the distribution of scattering wave amplitude at infinity.

5. NUMERICAL RESULTS

The theory described in the foregoing is applied to develop a general numerical procedure for computing the wave run-up and forces on a three dimensional body in a weak current.

Figure 1 shows the convergence with radius of the mesh on the free surface for each component of second order mean drift force on a restrained truncated cylinder. Index τ denotes the total force. The cylinder has a radius a and draft $T/a=1$, and is in a water depth of $h/a=2$. The calculation is made at $ka=1.5$ and Froude number ($Fr=U/\sqrt{ga}$) 0.10. A positive current velocity is defined such that the waves propagate against the current. It can be seen that truncating errors are not very big when radius R/a of the mesh on the free surface is larger than 2, and very small when R/a is larger than 4.

Figure 2 shows the comparison of each component of the wave damping of the same truncated cylinder, obtained by numerical differentiation of each term of

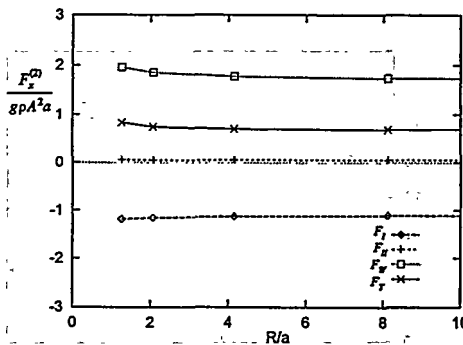


Fig. 1 Examination on the convergence with radius of the mesh on the free surface for second order drift force on a truncated cylinder at $Fr=-0.10$ and $ka=1.5$.

second mean drift force. It can be seen that the dominant contribution comes from the water-line integral and the body integral of the first order potential. At low frequency, the term from the second order mean potential is very small, but it increases with the increase of wave frequency and is not negligible at high frequency.

Figures 3 and 4 are the cross coupling surge and heave added mass and damping coefficients of an hemisphere

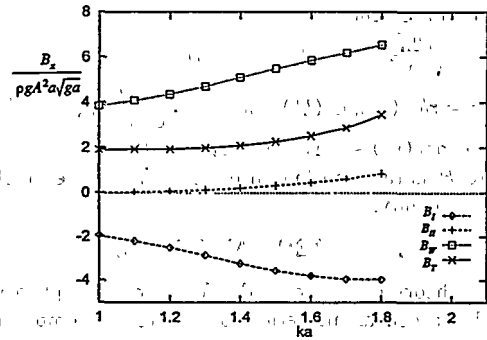


Fig. 2 Examination on the contribution of each term of the wave damping of the truncated cylinder.

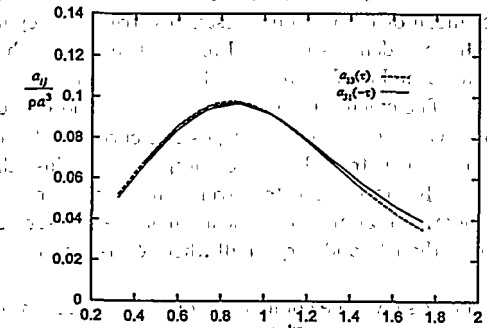


Fig. 3 Cross coupling surge-heave added mass of an hemisphere of radius a in a water depth of $h/a=2$

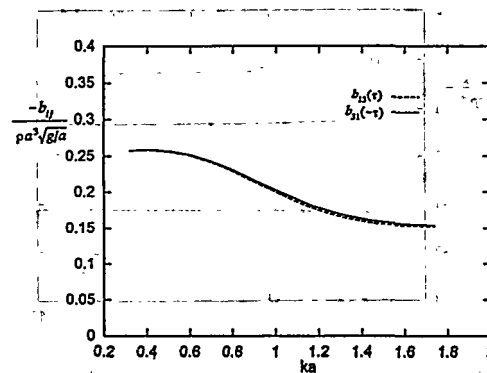


Fig. 4 Cross coupling surge-heave damping coefficients of an hemisphere of radius a in a water depth of $h/a=2$

at Froude numbers of ± 0.1 . The reason we chosen these values is that they are zero in the still water problem and only come from the disturbance of the steady flow, so the calculation of those values are very sensible to the methods used, and can show their availability more clearly. From Figs. 3 and 4 it can be seen that the added mass and damping coefficients $a_{13}(U)$ and $b_{13}(U)$ in the following current is close to the added mass and damping coefficients $a_{31}(-U)$ and $b_{31}(-U)$ in a corresponding reverse current. Timman and Newman relationship is satisfied very well.

Figure 5 shows the comparison of the second order drift forces on the fixed hemisphere by the near field and the far field method at $Fr=-0.1$. It can be seen from the comparison that the good agreement exists between the two methods.

Figure 6 shows the comparison of the first order exciting force on a uniform circular cylinder of radius a in a water depth of $h/a=1$ with Matsui et al's^{21,19)} analytic solution. In the calculation, a mesh of 16 (4 (circumferentially) $\times$ 4 (depthwise)) elements on a quadrant of body surface, and 32 (4 (circumferentially) $\times$ 8 (radially)) elements on a quadrant of free surface are applied. The comparison shows that the agreement with Matsui's analytic solution is very good. Fig. 7

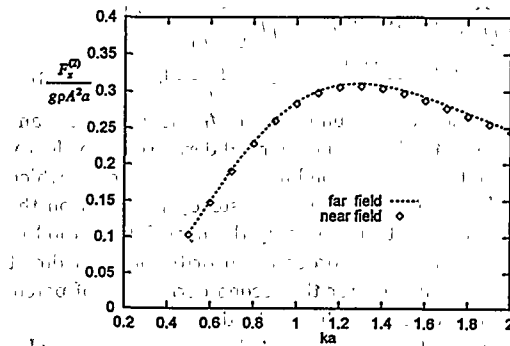


Fig. 5 Comparison of second order drift force on the hemisphere by the near and far field methods

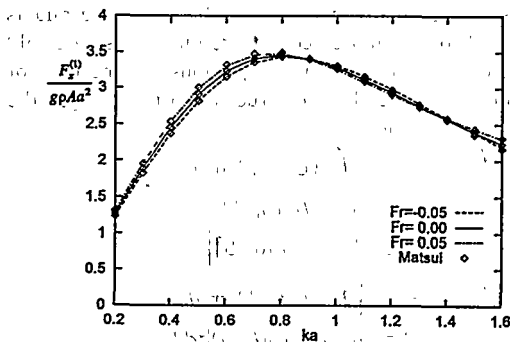


Fig. 6 Surge exciting forces on a uniform cylinder of radius a in a water depth of $h/a=1$.

shows the comparison of the second order mean drift force at different Froude number. The comparison with Matsui's analytic solution shows that at low frequency the two results agree very well, but at high frequency a little difference exists. It seems that the difference comes from the methods used in the calculation of wave forces. Matsui's method is to get them by the Taylor's expansion with the forces and its derivatives at zero current speed, but ours is to compute them directly at a given speed. Due to the nonlinearity of the dispersion equation with current speed and relatively stronger effect of current at high frequency, especially in an opposing current, our results diverge from Matsui et al's at high wave frequency and are not symmetric about the one in still water. From Figs. 6 and 7, it can also be seen that the current effect on the second order drift force is significant, but the effect on the first order exciting forces is relatively weak.

Figure 8 is the wave damping of the cylinder, which is obtained by the numerical differentiation of the mean drift forces at $Fr = \pm 0.05$ with respect to body moving speed. It can be seen that the wave damping reaches its maximum at about $ka = 0.7$, and then oscillates with the increase of wave frequency.

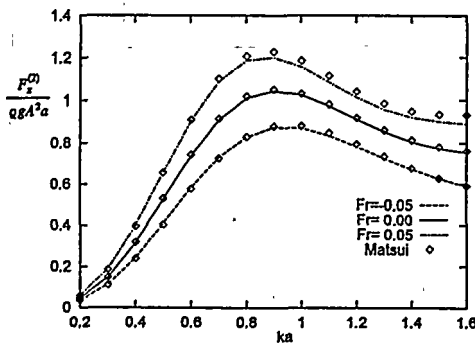


Fig. 7 Second order mean drift forces on a uniform cylinder of radius a in a water depth of $h/a=1$.

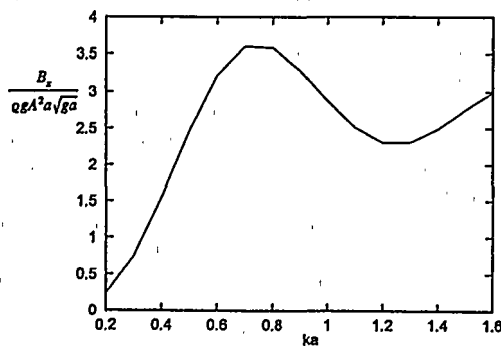


Fig. 8 Wave damping of a uniform cylinder of radius a in a water depth of $h/a=1$, obtained by numerical differentiation of the mean drift forces at $Fr = \pm 0.05$.

Figures 9-11 show the comparison of the mean drift forces of present calculation by the far field method with Kinoshita et al's⁹⁾ experimental results of an array of four restrained cylinders. The cylinders are with radii of a and draft $T/a=2$, and are located at corners of a square with side length of $5a$. Figs. 12-14 show the comparison with Kinoshita et al's⁹⁾ freely moving experiments. The geometric factors of the cylinders are the same as the restrained case, and the inertia factors used in the present calculation are the same as Kinoshita et

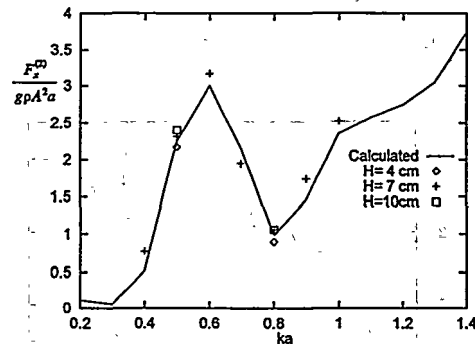


Fig. 9 Comparison of wave drift force on four restrained cylinders at $Fr=0.05$.

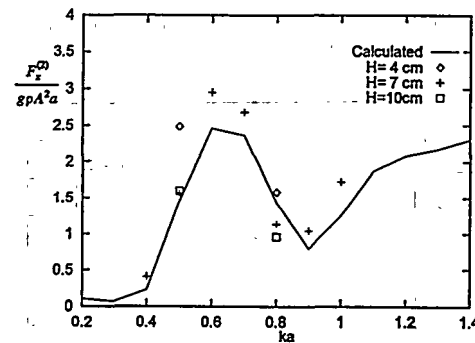


Fig. 10 Comparison of wave drift force on four restrained cylinders at $Fr=0.00$.

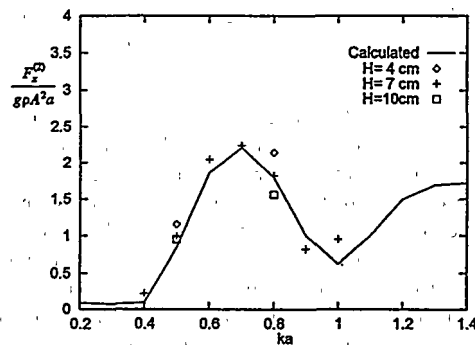


Fig. 11 Comparison of wave drift force on four restrained cylinders at $Fr=-0.05$.

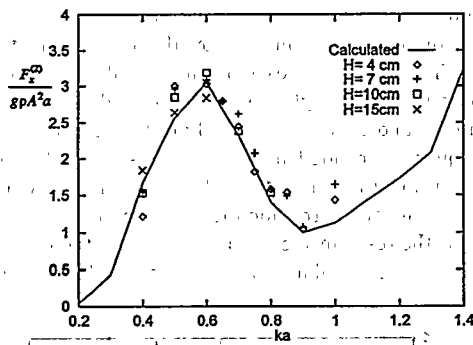


Fig. 12 Comparison of wave drift force on four freely moving cylinders at $Fr=0.05$.

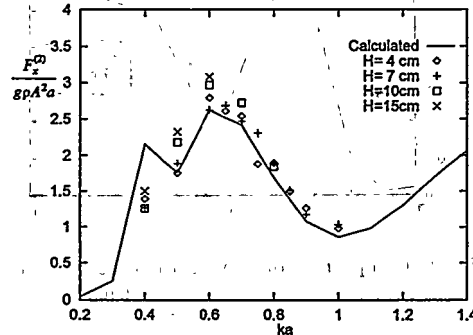


Fig. 13 Comparison of wave drift force on four freely moving cylinders at $Fr=0.00$.

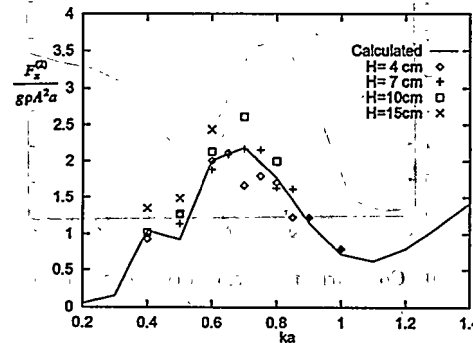


Fig. 14 Comparison of wave drift force on four freely moving cylinders at $Fr=-0.05$.

al's experiment. It can be seen that the present calculation has a good agreement with the experiments no matter in the restrained or freely moving cases.

Figures 15 and 16 show the wave drift damping, obtained by numerical differentiation of the mean drift force at $Fr=\pm 0.05$. It again shows that good agreement exists between the present calculation and the experimental results, and negative wave drift damping appears at about $ka=0.8$ both in experimental and calculated results. The negative damping may induce a big response of the system.

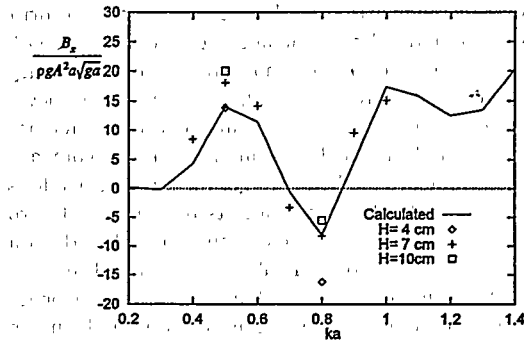


Fig. 15 Comparison of wave drift damping of four restrained cylinders.

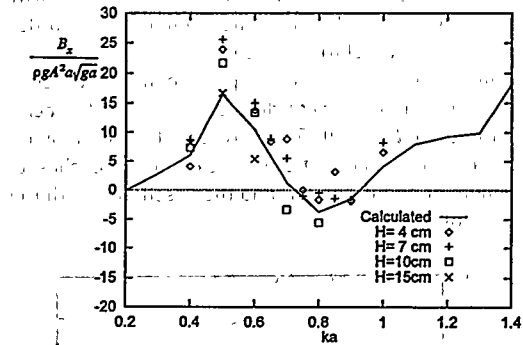


Fig. 16 Comparison of wave drift damping of four freely moving cylinders.

Conclusions

1. All components of second order drift forces converge quickly with the increase of the radius of the mesh on the free surface. Truncating errors can be neglected when R/a is larger than 4.

2. When wave frequency is not very high, the contribution from the second order mean velocity potential is very small for the near field method. However, at high frequency, it is not negligible.

3. Timman-Newman relationship is satisfied very well and good agreement is found from the comparison of the first order exciting force with Matsui's analytic solution. It states that the method for the first order potential is correct and accurate.

4. Good agreements are found between the present calculation and the experimental results on an array of four restrained and freely moving cylinders. It validates the application of the present theory. Negative wave damping is again found at some wave frequency. It may induce big response of the system. Special concern is suggested to be paid for complex structures.

References

- 1) Wichers, J.E.W. and Sluijs, M.F., 1979, The

- Influence of Waves on the Low Frequency Hydrodynamic Coefficients of Moored Vessels, Proc. Offshore Technology Conf., Houston, OTC 3625.
- 2) Matsui, T., Lee, S. Y. and Sano, K., (1991), Hydrodynamic Forces on a Vertical Cylinder in Current and Waves, Jour. of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 170, pp. 277-287.
 - 3) Emmerhoff O. J. and Sclavounos, P. D., 1992, The slow-drift motion of arrays of vertical cylinders, J. Fluid Mech., Vol. 242, pp. 31-50.
 - 4) Bao, W. and Kinoshita, T., 1993, Hydrodynamic Interaction among Multiple Floating Cylinders in both Waves and Slow Current, J. Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 174, pp. 193-203.
 - 5) Nossen, J., Grue, J. and Palm E., 1991, Wave Forces on Three-Dimensional Floating Bodies with Small Forward Speed, J. Fluid Mech., Vol. 227, pp. 135-160.
 - 6) Grue, J. and Palm, E., 1993, The Mean Drift Force and Yaw Moment on Marine Structures in Waves and Current, J. Fluid Mech., Vol. 250, 121-142.
 - 7) Zhao, R., Faltinsen, O. M., Krokstad, J. R., and Aanesland, V., 1988, Wave-Current Interaction Effects on Large-Volume Structures, Proc. BOSS, pp. 623-638.
 - 8) Huijsmans, R. H. M., and Hermans, A. J., 1989, The Effect of the Steady Perturbation Potential on the Motions of a Ship Sailing in Random Seas, Proc. 5th Int. Conf. Numerical Ship Hydrodynamics, Hiroshima, Japan.
 - 9) Eatock Taylor, R. and Teng, B., 1993, The Effect of Corners on Diffraction/Radiation Forces and Wave Drift Damping, Proc. Offshore Technology Conference, Paper 7187, Vol. 2, pp. 571-581.
 - 10) Newman, J. N., 1993, Wave-drift Damping of Floating Bodies, J. Fluid Mech., Vol. 249, pp. 241-259.
 - 11) Teng, B. and Kato, S., 1995, A New Integral Equation for Wave Action on Body in Waves with Small Forward Speed, Proc. of General Meeting of Ship Research Institute, Japan, Vol. 66, pp. 258-265.
 - 12) Kinoshita, K., Sunahara, S. and Bao, W., 1995, Wave Drift Damping Action on Multiple Circular Cylinders (Model Tests), Proc. OMAE, Vol. 1-A, pp. 443-454.
 - 13) Ogilvie, T. F. and Tuck, E. O., 1969, A rational strip theory of ship motions: part 1, Report No. 013, The Department of Naval Architecture and Marian Engineering, The University of Michigan, College of Engineering.
 - 14) Eatock Taylor, R. and Chau, F. P., 1992, Wave Diffraction-Some Developments in Linear and NonLinear Theory, J. of Offshore Mech. and Arctic Eng., Vol. 114, pp. 185-194.
 - 15) Teng, B. and Eatock Taylor, R., 1992, Effects of Combined Waves and Currents in an Ideal Flow, Final Report on Project FLU 79, MTD Managed Programme on Behaviour of Fixed and Compliant Offshore Structures.
 - 16) Wu, G. X. and Eatock Taylor, R., 1990, The hydrodynamic force on an oscillating ship with low forward speed, J. Fluid Mech. Vol. 211, pp. 333-353.
 - 17) Grue, J. and Biberg, D., 1993, Wave Forces on Marine Structures with Small Speed in Water of Restricted Depth, J. Fluid Mech., Vol. 250, pp. 121-142.
 - 18) Matsui, T., 1994, Private communication.

[illegible][illegible][illegible]
$$E_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\epsilon_0} + \frac{1}{\epsilon_0} \right) = \frac{1}{\epsilon_0} \quad \text{for } \epsilon_0 \gg 1$$

For $\alpha \in \mathbb{R}$, let $\mathcal{F}_\alpha = \{f \in \mathcal{F} : f(x) = 0 \text{ for } |x| \geq \alpha\}$. The functions $f \in \mathcal{F}_\alpha$ are called *compactly supported functions*. For $\alpha \in \mathbb{R}$, let $\mathcal{F}_\alpha^0 = \{f \in \mathcal{F}_\alpha : f(x) = 0 \text{ for } |x| \geq \alpha\}$. The functions $f \in \mathcal{F}_\alpha^0$ are called *compactly supported functions with support in $[-\alpha, \alpha]$* .

The first two steps are the most important. The first step is to identify the problem. The second step is to define the problem. The third step is to identify the causes of the problem. The fourth step is to identify the effects of the problem. The fifth step is to identify the stakeholders involved in the problem. The sixth step is to identify the resources available to solve the problem. The seventh step is to identify the constraints on the problem. The eighth step is to identify the risks associated with the problem. The ninth step is to identify the opportunities associated with the problem. The tenth step is to identify the solutions to the problem. The eleventh step is to identify the implementation of the solutions. The twelfth step is to identify the evaluation of the solutions. The thirteenth step is to identify the monitoring of the solutions. The fourteenth step is to identify the reporting of the solutions. The fifteenth step is to identify the communication of the solutions. The sixteenth step is to identify the documentation of the solutions. The seventeenth step is to identify the archiving of the solutions. The eighteenth step is to identify the disposal of the solutions. The nineteenth step is to identify the recycling of the solutions. The twentieth step is to identify the reuse of the solutions.

© 2004 Blackwell Publishing Ltd, *Journal of Internal Medicine* 255: 18–28

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_1 &= \mathcal{L}_1(\mathbf{X}, \mathbf{Y}, \mathbf{Z}) = \frac{1}{2} \|\mathbf{X} - \mathbf{Y}\|_F^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{Y} - \mathbf{Z}\|_F^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{X} - \mathbf{Z}\|_F^2 \\
&= \frac{1}{2} \|\mathbf{X} - \mathbf{Y}\|_F^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{Y} - \mathbf{Z}\|_F^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{X} - \mathbf{Z}\|_F^2 \\
&= \frac{1}{2} \|\mathbf{X} - \mathbf{Y}\|_F^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{Y} - \mathbf{Z}\|_F^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{X} - \mathbf{Z}\|_F^2 \\
&= \frac{1}{2} \|\mathbf{X} - \mathbf{Y}\|_F^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{Y} - \mathbf{Z}\|_F^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{X} - \mathbf{Z}\|_F^2
\end{aligned}$$
[illegible][illegible][illegible]

1. The first step is to identify the variables involved in the problem. In this case, the variables are the number of hours worked (H) and the number of hours of leisure (L). The total number of hours available is 24 hours per day.

[illegible][illegible][illegible]

2000年11月10日，在“2000年中国最佳企业”颁奖典礼上，
 中国工商银行荣获“2000年中国最佳企业”称号。

[illegible]
$$f_{\text{eff}} = \frac{\alpha}{\beta} \left(\frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} \right) \left(\frac{1 - \delta}{1 + \delta} \right) \left(\frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon} \right) \left(\frac{1 - \zeta}{1 + \zeta} \right)$$
[illegible]
$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{w}_1} &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{w}_1} \left(\frac{1}{2} \mathbf{w}_1^T \mathbf{w}_1 + \frac{1}{2} \mathbf{w}_1^T \mathbf{w}_2 + \frac{1}{2} \mathbf{w}_1^T \mathbf{w}_3 + \frac{1}{2} \mathbf{w}_1^T \mathbf{w}_4 \right) \\ &= \mathbf{w}_1 + \frac{1}{2} \mathbf{w}_2 + \frac{1}{2} \mathbf{w}_3 + \frac{1}{2} \mathbf{w}_4 \\ &= \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1.5 \\ 1.5 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

1. $\mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n)$ and $\mathcal{H}^2(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{H}^1(\mathbb{R}^n)$ are not true.

For $\alpha \in \mathbb{R}$, let $\mathcal{B}_\alpha$ denote the set of all $\mathbf{b} \in \mathbb{R}^n$ such that $\mathbf{b}^T \mathbf{a} = \alpha$. For $\mathbf{a} \in \mathbb{R}^n$, let $\mathcal{B}_0$ denote the set of all $\mathbf{b} \in \mathbb{R}^n$ such that $\mathbf{b}^T \mathbf{a} = 0$. For $\mathbf{a} \in \mathbb{R}^n$, let $\mathcal{B}_\alpha$ denote the set of all $\mathbf{b} \in \mathbb{R}^n$ such that $\mathbf{b}^T \mathbf{a} = \alpha$.

海洋環境総合観測ロボット「FLYING FISH」の 開発研究

正員 小寺山 亘* 正員 山口 悟*
正員 中村 昌彦* 正員 赤松 毅人**

Development of an Observation Robot [Flying Fish]
for Comprehensive Measurements of Ocean Environment

by Wataru Koterayama, *Member* Satoru Yamaguchi, *Member*
Masahiko Nakamura, *Member*, Taketo Akamatsu, *Member*

Summary

A pitch, roll and depth controllable towed vehicle has been developed and named as "FLYING FISH". The towed vehicle equips with an acoustic Doppler current profiler (ADCP), CO₂ analyzer and sensors for measuring temperature, salinity, dissolved oxygen, PH, turbidity, chlorophyll.

Flying Fish enables us to obtain the space continuous data of physical and chemical properties in the ocean upper mixed layer efficiently. Its maximum submerged depth is 200 m. The length is 3.84 m, breadth 2.26 m, height 1.4 m, weight in air 1400 kg and weight in water is about 0 kg.

Numerical simulations were carried out in order to design mechanical parts of the control system and estimate the accuracy of motion control of Flying Fish. The simulations are based on the six degree freedom motion equations for underwater vehicle and lumped mass method for the towing cable. Field experiments were conducted to confirm the performance of Flying Fish and accuracy of numerical simulations. Results of field experiments and numerical simulations are compared.

1. 緒 言

あらゆる産業分野で強力・大規模に開発が推進されてきた結果、地球環境の悪化が深刻な状態となり、それぞれの学問分野からの地球環境保全のための貢献が強く求められている。海洋工学分野からの寄与としては海洋汚染の防止、環境と調和のとれた資源・空間開発法の確立等とともに、海洋環境の計測法の開発が期待されている。

これまで、船舶海洋工学の分野では海洋計測に対する関心は波浪計測等の直接的に海洋構造物の設計に結び付く項目に集中して来た。この事は海洋工学が石油産業と強く結び付いて発展してきたことと深く関係している。地球環境の将来予測を行うに当たって海洋の役割は極めて大きいにも関わらず、大気に比較して海洋には未解明の要素が多い。

大気中の現象は昔から気候・気象の変化として、また最近では大気汚染の問題と関連して、一般の直接的な関心を集めて来たのに対して、海洋は船舶の運航や漁業に従事する、言わば専門家に注目されてきたに過ぎない。地球環境問題の視点から見ると、海洋に関する情報は量的・質的に不十分であり環境予測に重大な支障をもたらすため、各国で集中的に研究する体制が整えられつつある。このような背景のもと、海洋計測手段の不足が大きな問題として浮上して来た。海洋計測を困難にする原因としては、人間の生活している空間と深海底の圧力差が数百気圧にも及ぶこと、海中では電波を通信手段として使えないこと等が挙げられる。海洋調査は宇宙調査よりも困難であると言う根拠はここにある。

海洋計測は時間連続計測と空間連続計測の2つに分けられる。海洋ではその変動周期が大気に比べて長いので、従来、長時間の連続計測が重視されてきた。黒潮等の海流の変動やエルニーニョ現象等を研究するためには、少なくとも数年、場合によっては20年以上の観測データが必要である。この為には定置型の長期モニタリングシステムが有効

* 九州大学応用力学研究所

** 三菱重工(株)神戸造船所

であり、世界的にさまざまなタイプのブイシステムが開発されて来た。著者等も、海洋混合層計測用海面ブイシステム¹⁾や海中ブイシステム²⁾などの開発に参加したが、その中で、ブイシステムは時間連続データを取得するためには極めて有用であるが、海洋中に多数のブイシステムを長期間維持することは経済的・技術的に困難であり、小数のブイシステムだけでは黒潮やフロントなどのように、空間的に変化の大きい現象を解明する事はできないことが分かって来た。したがって、空間的にも時間的にも有用なデータを取得するためには、長期モニタリングシステムを補完する計測手法を開発する必要がある。

著者等は、空間連続計測が可能な曳航体を用いた計測システムとして、昭和61～63年にDRAKE (Depth and Roll Adjustable Kite for Energy flux measurement) システムを開発した³⁾。平成元年～3年には本システムを使用して黒潮の断面流速分布計測⁴⁾を実施した。この研究プロジェクトは世界で初めて直接測流による黒潮の断面流速分布を描くことに成功し、さらに海中ブイシステムによる長期変動のモニタリングの計測結果と合わせて黒潮の構造解明に大きく寄与することによって成功裏に終わった。しかし現在の地球環境問題に対処するには、海洋中の流速・水温などの物理量の計測だけでは不十分に成りつつある。海洋は熱・運動量の貯蔵庫であるとともに、物質についても大きな容量を持っている。従来からも海洋中の物質の計測は行われてきたが、それは観測船を止めて採水ボトルを降ろし、海水を採集して、研究室で分析する方法が主であった。この方法は機動性に乏しく、空間的に連続計測を行う事は、ほとんど不可能であると言える。

環境問題への対処の必要性からだけでなく海洋学の面から見ても流れと物質を同時に計測する事は重要である。すなわち海洋には大気中と同様に、様々な時空間的スケールを持つ流れ・波動・前線・渦などの流体現象が存在する。これらの物理的現象によって海水溶存物質は輸送・拡散また時には凝縮されることになり、流れ場などの解明のためにも物質の計測が不可欠である。また、地球温暖化の主要な原因物質である炭酸ガス等の大気中濃度や気候変動の長期予測を行うためには、物質・熱・運動量の巨大な貯蔵庫である海洋、特に大気海洋相互干渉の主な場である海洋混合層での変動量を適確に把握する事が不可欠である。流れと物質の同時計測を目的として、著者等は平成4年度から流速・水温などの物理計測に加えて海水中の化学物質までも計測できる高速曳航式海洋物理・化学観測ロボット Flying Fish を開発中である⁵⁾。このシステムにより、海洋中の流速・水温・塩分・溶存炭酸・溶存酸素・濁度・クロロフィル・PH を同時に、実時間で、かつ空間連続的に計測する事が可能となる。

Flying Fish により計測される化学物質量は海洋学上その鉛直方向のプロファイルが重要となる。そのため、曳航体

には正確な深度制御性能が要求される。また流速の鉛直分布を計測するための超音波流速計は計測可能なビーム範囲が400 mもあるため、曳航体の動揺によるビーム先端の振れを小さくするためには、その姿勢安定性が重要である。さらに、主要な計測器である溶存炭酸分析計は自由表面を有する標準液・反応液の容器をその内部に有するので、曳航体の動揺が大きい場合には計測が不可能となる。これらの理由のため、Flying Fish には高精度の深度、縦揺れ、横揺れ制御性能が要求される。

これまで海洋観測に用いる曳航体は海上実験での簡便性を重視するあまり、機能的には高度なものが開発されなかった。しかしながら、海洋観測用機器に要求される機能はますます複雑かつ高度なものとなってきている。本論文では平成4年度～7年度にかけて九州大学応用力学研究所の研究プロジェクト「大気海洋間の物質・熱・運動量の交換過程の計測法の開発研究」において開発された曳航式の観測ロボットの構成、設計法、制御系および海上実験の結果について述べる。

2. Flying Fish の概要

Flying Fish の計測概念は Fig. 1 に示すように、最大10ノットで移動しながら、水面から200 mの深度までを自由に昇降し、海洋混合層内の面的な計測を行う。また単に海洋中の計測だけではなく、Flying Fish を曳航しながら観測母船上で、気温・風速・大気中の炭酸ガス濃度等の計測も同時に行う。さらに海洋波が大気海洋間の物質・熱・運動量の交換過程に重要な役割を果たすことがわかっているため、観測中に母船の運動を計測し、逆問題を解いて、波高の推定を行う。

計測項目としては既に述べたように、特に海洋混合層内の流速・水温さらに海水中に含まれる炭酸濃度・塩分・溶存酸素・PH・濁度・クロロフィル等を混合層内の各深度ごとに測定する。とりわけ地球温暖化現象にとって重要な因子であるとされている大気中の炭酸ガス濃度と密接に関係している海水中の炭酸濃度を実時間で計測できることを大きな特徴としている。

Flying Fish は、曳航体・曳航ケーブル・船上管制装置の各サブシステムから構成される。曳航体には主翼・水平尾

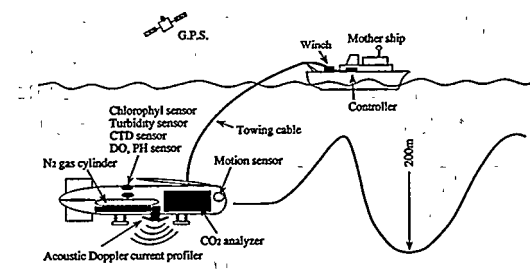


Fig. 1 Conceptual view of Flying Fish system

翼があり、その翼角を制御することにより、任意深度を保持しさらに、横傾斜角及び縦傾斜角を常に0にするように制御する事ができる。各センサーで計測された量は、曳航ケーブルを介してテレメータで伝送し、船上管制装置にGPS (Global Positioning System) で計測した測定位置とともに実時間で表示・記録される。

2.1 基本性能

Flying Fish の基本性能を以下に示す。

- (1) 曳航速度 2ノット～10ノット
- (2) 潜航深度 0～200 m
- (3) 連続計測時間 60時間(溶存炭酸分析器のキャリヤガス、標準液、反応液の量で制限される)

2.2 主要寸法と構成

2.2.1 曳航体

曳航体は配置図 (Fig. 2) に示すように、胴体部、主翼、水平・垂直尾翼から成り、主翼、水平尾翼は設定深度と、縦揺れ・横揺れ角度0を常に維持するために翼角を自動的に制御される。翼はアルミ製で軸はステンレス製、主要寸法は次の通りで、投入・揚収の容易さを考えて正浮力を持たせている。

長さ×巾×高さ=3,840×2,260×1,400 mm

空中重量=約 1,400 kg

胴体部は、耐圧部と非耐圧部から構成され、耐圧部にシーケンサー、翼制御用モータコントローラー、全炭酸分析計とそのための採水装置・圧力制御装置、無停電電源装置、テレメーター等を、また非耐圧部にはそれぞれが耐圧容器に取められた翼制御用モータ、超音波ドップラー式流速計・多成分水質計測装置・全炭酸分析計のためのキャリヤガスボンベなどを配置する。耐圧部は 200 m の水深に耐え

られるように設計され、材料は高張力鋼である。耐圧部以外の部分はアルミのフレームとFRPの板構造を基本として作られた。曳航体に搭載されるサブシステムの概略を以下に説明する。

(1) シーケンサー・電源・テレメータ

船上管制装置と曳航体との信号、データの伝送はテレメーターを介して行う。翼制御装置・ADCP・多成分水質計は直接船上管制装置によって、全炭酸分析計・採水装置・圧力制御装置の制御は Fig. 3 に示すようにシーケンサーが司っている。

電源は船上から曳航ケーブルを使って送電される。船上では 300 V に昇圧して送り、調査ロボット内の変圧器で 100 V に降圧して各計測機器へ供給するシステムとする。超音波ドップラー式流速計は、超音波を発する時に瞬時 (100～200 mmsec) ではあるが大電流が流れる。そこで電圧安定化の為、無停電電源装置を介して、各計測器・シーケンサー等に電力を供給する。なお、供給電流は 10 A 程度である。

テレメーターは測定データ及び警報信号を曳航体より船上の管制装置に伝送する。さらに、船上管制装置から入力される制御信号は曳航体のシーケンサーに伝送される。

(2) 翼駆動機構

主翼・水平尾翼の駆動はそれぞれ 400 W, 100 W の 1/33 の減速機付き AC サーボモータによる。その機構は Fig. 4 に示すように、主翼はラックピニオン方式、水平尾翼はタイミングベルトによってトルクを伝達する。水平尾翼面積は当初は $0.23 \text{ m}^2 \times 2$ であったが、曳航開始時には低速であるので、縦方向浮力配置によるトリムモーメントを吸収できず不安定になることが海上実験の結果判明したので、 $0.5 \text{ m}^2 \times 2$ に増強した。タイミングベルトとラックピニオンの

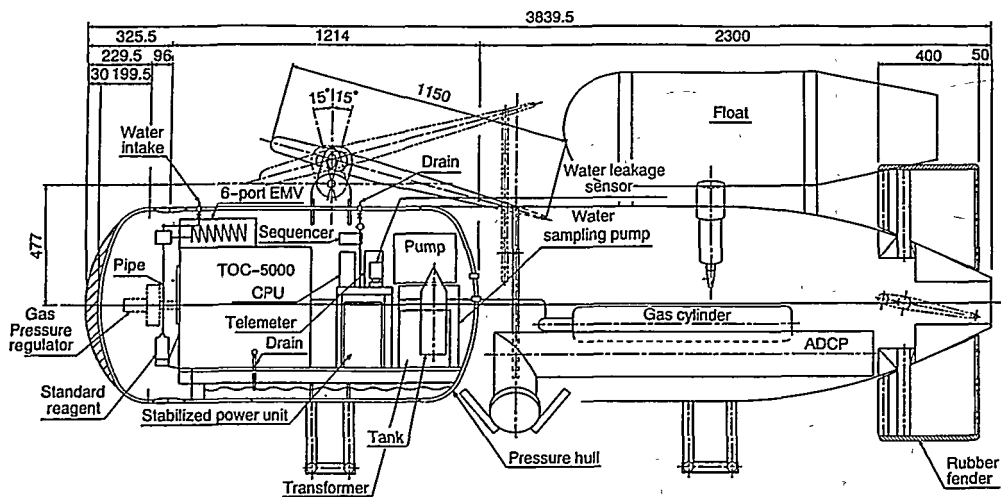


Fig. 2 Vertical view of Flying Fish

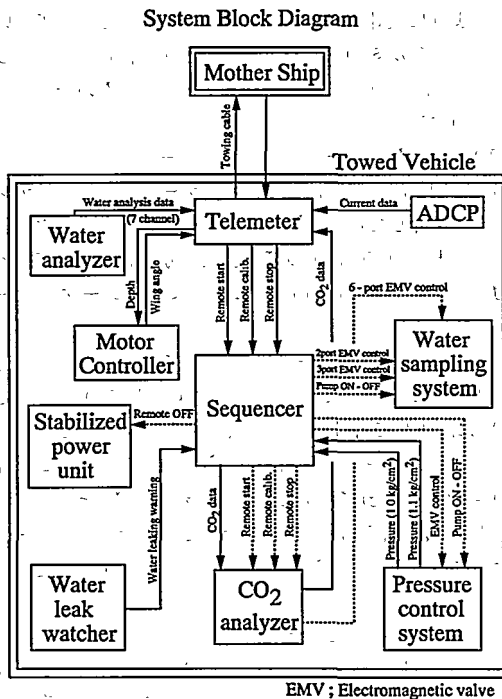


Fig. 3 Block diagram of observation system

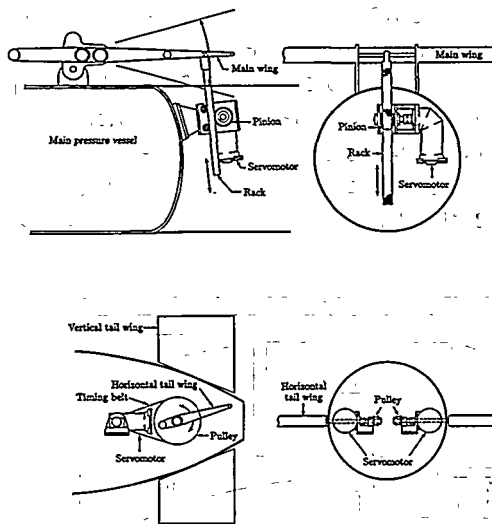


Fig. 4 Mechanics of wing actuators

減速効果を加えて、結局減速比は主翼の場合は1/508、水平尾翼の場合が1/264である。この状態で最大翼角速度はそれぞれ35度/sec、70度/secである。数値シミュレーションの結果によれば10度/sec程度以上要求することはないので十分である。これらのモータ馬力と減速比は後に述べるような潜航深度変更時や針路変更時に翼に加わる揚力とモーメントを数値計算によって求めて決めた。平成7年度の

海上実験によって、主翼のモータが時折過負荷になることが起こったので、現在さらに4倍減速比を増して、1/2032に改修中である。主翼モータの負荷が大きいのは、回転中心がモーメント最少の位置から外れているためであり機構上やむを得ない。翼制御のための指令値は横揺れ・縦揺れ制御の為に目標値が常に0であるので曳航体の内部で発せられる。また深度制御の為に目標値が変えられる時のみ、船上管制装置から伝達される。制御システムについては、数値シミュレーションのところで、詳しく説明する。

(3) 多成分水質計測装置

多成分水質計測装置は、海水の水温・塩分・深度・DO（溶存酸素量）・PH・濁度・クロロフィルを計測するものである。曳航体の非耐圧部に搭載し、7種類のセンサが4つのセンサゾンデに分散配置され、別ユニットの制御部に集約され各種の演算・補正処理がなされる。また、それ自体が耐圧構造であり水深200mまでの圧力に耐えられる。水温は白金抵抗体の抵抗変化を、塩分は電磁誘導方式で測定された電気伝導度を塩分方程式により変換することにより、深度は圧力による静電容量の変化を測定することにより測定している。DO（溶存酸素）は、酸素の酸化還元反応を利用した電気化学的方式で、隔膜を透過してカソードに達した酸素の還元反応及びアノードでの酸化反応により生じる電流変化を検知することにより測定される。濁度は、2個のトランスミッターから発射される赤外パルスビームが交差するゾーンに存在する懸濁粒子による散乱光をレシーバで受光することにより、その受光強度より測定される。クロロフィルはクロロフィル色素の蛍光波長に合わせた光度を計ることにより測定される。

(4) 全炭酸分析計とその支援装置

全炭酸分析計は、海水に酸を加え、析出した炭酸ガスを非分散赤外線ガス分析法で分析することにより、海水中の溶存炭酸量を測定する装置である。また大気との物質交換過程に直接関係の深い海水中の分子状の炭酸ガス濃度を直接測定することはこのシステムでは困難であるので全炭酸濃度の実測値と同時に計測した水温・塩分・PHを使って平衡式⁶⁾を用いて算出する。炭酸ガス濃度は海水に接する空気中の炭酸ガス分圧 $p\text{CO}_2$ の値で最終的に表現する。Fig. 5に全炭酸分析計とその支援装置である採水装置・圧力制御装置のフローチャートを示す。採水装置は、全炭酸分析計へ海水を供給する為のものであり、圧力制御装置は、炭酸ガスを運ぶために使われたキャリアガスを耐圧部から放出させる為のものである。全炭酸分析計はキャリアガス(N_2 ガス)を使用しており、連続計測を行えば耐圧容器内の圧力が増加し、分析計の測定誤差の要因となる。このため容器内の圧力を大気圧に保持するのが、この装置である。圧力が大気圧以上であれば、三方弁を開としてタンク内に海水を流入させることにより、タンク内のガスを放出させる。それが済めば三方弁を切換えてタンク内の海水をポンプで

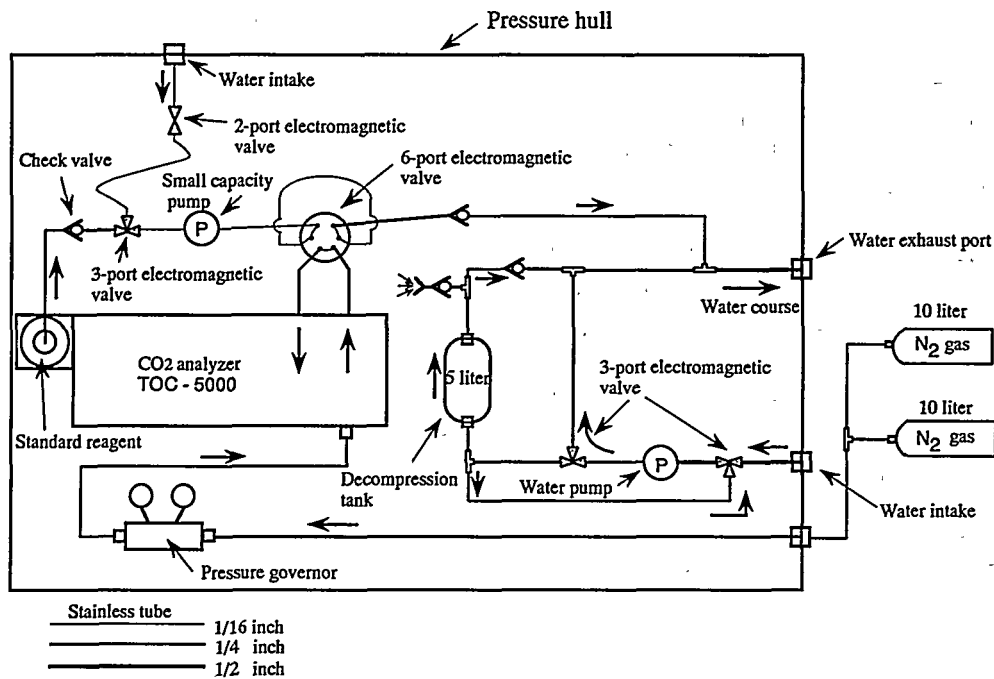


Fig. 5 Flow line of sampling water and carrier gas

排出させる。この過程で、容器内のガスが再びタンク内に流入してくる。小型ポンプはプランジャータイプであり、容量 200 W 最高圧力 35 kg/cm² でタンクの容量は約 5 リットルである。全炭酸分析計に必要なキャリアガスは 2 本のガスボンベ (10 L, 150 kg/cm²) を耐圧容器外に設置し、150 kg/cm² から 5~6 kg/cm² に減圧し供給される。2 本のガスボンベを積むことにより約 60 時間連続測定できる。

(5) 超音波ドップラー式流速計

超音波ドップラー式流速計 (Acoustic Doppler Current Profiler; ADCP) は海中の流速の鉛直分布を測定する。本システムで使用するものは 4 本の 150 kHz の超音波ビームを送受信し、流速計の位置から 400 m までの深さまでを 128 層に分解し、各層の流速を瞬時に測定できる。また、海底が測定レンジ (500 m) 以内にあれば流速計の対地速度を求めて、各層の絶対流速を測定することもできる。Fig. 2 に示すように曳航体の非耐圧部の中心線に下向きに配置されている。超音波ドップラー式流速計を含め測定データは、全てテレメーターで曳航ケーブルの信号線を介して船上の管制装置に送信される。

以上の計測装置の測定精度等についてまとめて Table 1 に示す。

異常監視センサーとしては、圧力計と漏水検知器を設ける。圧力計は耐圧容器内の異常圧力を検出するもので、圧力制御センサーとしても使用する。一方漏水検知器は圧力容器の底面付近に導電性の心線を配線しておき、もし水が浸水で溜まれば、海水を介して電流が流れる。この電流を

Table 1 Characteristics of sensors

Acoustic Doppler current profiler		Depth sensor	
Acoustic frequency	150kHz	Type	Electrostatic capacity
No. of acoustic beam	4	Range	0-200m
Range	250m/400m	Accuracy	0.3% of full range
Velocity range	0-10m/sec	Time response	0.2sec
Number of depth cell	128	Dissolved oxygen sensor	
Accuracy	0.5cm/sec	Type	Polarographic
Direction accuracy	2 degree	Range	0-20ppm
CO ₂ analyzer		Accuracy	0.1ppm
Measuring object	Dissolved inorganic carbon	Time response	10sec
Type	Non-Dispersive Infra-Gas Analyzer (NDIR)	pH sensor	
Range	4ppb-5000ppm	Type	Glass electrode
Accuracy	1% of range	Range	4-14pH
Time response	300sec	Accuracy	0.05pH
Temperature sensor		Time response	10sec
Type	Pt resistance	Turbidity sensor	
Range	-5 ~ 45°C	Type	Infrared backscattering
Accuracy	0.02°C	Range	0-100ppm
Time response	0.25sec	Accuracy	2%
Conductivity sensor		Time response	0.25sec
Type	Induction cell	Chlorophyll sensor	
Range	0-40mho/cm	Type	Fluorescence analysis
Accuracy	0.05mho/cm	Range	0.5-60 g/litter
Time response	0.2sec	Accuracy	0.1%
		Time response	0.2sec

** Maximum allowable submerged depth of all sensors is set at 200m

検知して漏水を発見するもので、耐圧容器内への海水の浸水を監視するものである。センサーで検知された信号は、シーケンサーを介して異常として船上管制装置に表示される。

2.2.2 曳航ケーブル

ケーブルは 12 線心 (銅線; 遮蔽付き信号線 8 本, 遮蔽なし 2 本, 電源線 2 本) よりなる外装 2 重の鋼製アーマードケーブル (破断張力 9 ton) である。長さは 800 m で直径 13.4 mm, 1 m 長さあたりの重量は 790 g である。鋼線曳航ケーブルは専用ウインチに巻き込んで使用する。専用ウインチにはスリッピングや張力計が付いているので、実験

には便利であるが、観測船によっては専用ウインチの持ち込みが困難な場合がある。その際には、200 m、または400 mのケーブル曳航ケーブルを用意している。ケーブル曳航ケーブルは強度メンバーが鋼線の代わりにケーブルが使われているだけで、内部の構成は全く同じである。ただし外径は18 mmである。

2.2.3 船上管制装置

観測船に積み、曳航体の運動制御、計測装置の制御及び計測されたデータの記録・表示等を行うものであり、前述の炭酸ガス分圧の計算もここで行われる。また潜航深度の設定や各サブシステムの作動状況の監視と漏水・圧力異常などの表示も行う。データの記録装置への出力はアナログとデジタルの両方可能である。

3. 設計のための数値シミュレーション

設計のための基礎データを得るために、曳航体の運動、曳航ケーブルの運動・変動張力などの数値シミュレーションを行った。シミュレーションの結果を用いて、翼駆動用モータの馬力、主翼や水平尾翼面積の決定や潜航深度などの性能の確認をおこなう。

3.1 数値計算法

曳航ケーブルの運動はランプドマス法、曳航体の運動は6自由度運動方程式を使用した。

細部は文献(7)に詳しいので、ここでは簡単に説明する。計算に使用する座標系をFig. 6に示す。

曳航ケーブルを n 個のランプドマスで表したとき、 j 番目の質点の運動は次式で表せる。

$$\begin{bmatrix} m_{11j} & m_{12j} & m_{13j} \\ m_{21j} & m_{22j} & m_{23j} \\ m_{31j} & m_{32j} & m_{33j} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{x}_j \\ \ddot{y}_j \\ \ddot{z}_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{xj} \\ F_{yj} \\ F_{zj} \end{bmatrix} \quad (1)$$

($j=2, 3, 4, \dots, N$)

ここで、 m_{ijk} は質量に関する係数、 F_{xj} , F_{yj} , F_{zj} は質点に作用する力を表す。

曳航体の運動は次式で表す。

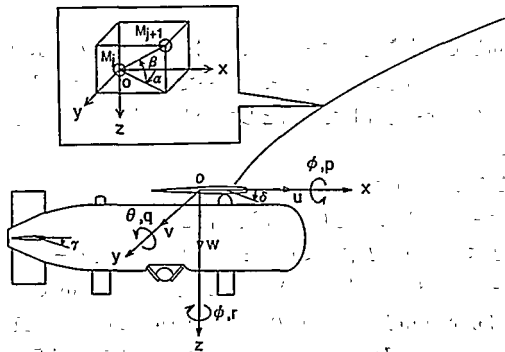


Fig. 6. Coordinate system

$$\begin{bmatrix} m+A_{11} & 0 & A_{13} & 0 \\ 0 & m+A_{22} & 0 & -mz_G+A_{24} \\ A_{31} & 0 & m+A_{33} & 0 \\ 0 & -mz_G+A_{42} & 0 & I_{xx}+A_{44} \\ mz_G+A_{51} & 0 & -mx_G+A_{53} & 0 \\ 0 & mx_G+A_{62} & 0 & J_{xz}+A_{64} \\ mz_G+A_{15} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & mx_G+A_{25} & 0 & 0 \\ -mx_G+A_{35} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_{zz}+A_{45} & 0 \\ I_{yy}+A_{55} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_{zz}+A_{65} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{u} \\ \dot{v} \\ \dot{w} \\ \dot{p} \\ \dot{q} \\ \dot{r} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} \quad (2)$$

ただし、 m は曳航体の質量、 x_G , z_G は曳航体の重心位置、 A_{ij} は付加質量、 I , J はそれぞれ慣性モーメントと慣性乗積、 F と M はそれぞれ曳航体に作用する力とモーメントを表す。

(1)式、(2)式は機体固定軸座標での運動方程式であるのでこれをオイラー角を使って空間固定座標に変換し、時間領域で数値積分することで、ケーブルの運動・張力、曳航体の運動を求める。

翼駆動用モータの所要馬力は深度変更時などの非定常運動時に最大になる。非定常状態の揚力、1/4 コード長軸回りのトルクは次式⁹⁾で求めた。

$$M_{yw}(s) = \pi \rho b^2 \left[Ub \left(\frac{1}{2} + a \right) \delta + b^2 \left(\frac{1}{8} + a^2 \right) \delta - ba \dot{z} \right] - b \left(\frac{1}{2} - a \right) L_c(s)$$

$$L_c(s) = -2\pi \rho Ub \left\{ w_{3/4}(0) \phi(s) + \int_0^s [dw_{3/4}(\sigma)/d\sigma] \phi(s-\sigma) d\sigma \right\}$$

$$s = Ut/b$$

$$w_{3/4} = - \left[U\delta + b \left(\frac{1}{2} + a \right) \dot{\delta} \right] + \dot{z} \quad (3)$$

ここで、 U は一様流速、 b は1/2コード長、 a は翼の回転中心位置、 $\phi(s)$ はワグナーの関数である。

3.2 制御システムの設計

制御システムは最適制御理論に基づいて設計する。DRAKE の場合は制御対象が深度と横揺れであり、両者は運動方程式上干渉効果が小さいため、深度・横揺れともに1入力1出力の制御であった。そのため実績が最も豊富なPID制御方式を採用したが、Flying Fish の場合は深度と横揺れに加えて縦揺れの制御も行う。縦揺れと深度制御は強い連成を持つので、入力を主翼角・水平尾翼角の和、出力を深度・縦揺れとする2入力2出力の縦運動のシステムと、入力を水平尾翼角の差、出力を横揺れとする横運動のシステムとして取り扱う。制御方式としては最適制御理論⁹⁾に基づくシステムを用いた。深度と縦揺れの制御システムの設計について以下に示す。

縦運動に関する運動方程式は平衡点周りに線形化されて次式のように表される。

$$\begin{aligned}\dot{x} &= Ax + Bu \\ y_M &= C_M x \\ x &= [X \ Z \ \theta \ u \ w \ q \ x_j \ z_j \ \delta \ \gamma]^T \quad (4) \\ u &= [\delta_c \ \gamma_c]^T \\ y_M &= [Z \ \theta \ \delta \ \gamma]\end{aligned}$$

ここで、 x は状態、 u は操作入力、 y_M は観測出力である。被制御変数ベクトルを y 、目標入力を y_c とすると、制御目的は次式で表される。

$$e = y_c - y \rightarrow 0 \quad (t \rightarrow \infty) \quad (5)$$

ここで、

$$\begin{aligned}y &= [Z \ \theta]^T = Cx = H_M C_M x \\ y_c &= [Z_c \ \theta_c]^T\end{aligned}$$

LQI 制御システムの状態変数線図を Fig. 7 に示す。システムは次式で表される積分要素を含んでいる。

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x \\ x_I \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} A - BF & -BF_I \\ C & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ x_I \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ -I_2 \end{bmatrix} y_c \\ \begin{bmatrix} y \\ u \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} C & 0 \\ -F & -F_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ x_I \end{bmatrix}\end{aligned} \quad (6)$$

次式を評価関数として、インパルス応答の二乗和を最少にする F および F_I を求める。

$$J = \text{tr} \left(\int_0^\infty G^T(t) \begin{bmatrix} Q & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix} G(t) dt \right) \quad (7)$$

ここで、 Q と R は重み行列である。 F と F_I は次のように求められる。

$$[F \ F_I] = R^{-1} [B^T \ 0] \Pi \quad (8)$$

ここで、 Π はリッカチの方程式の解である。観測できない状態はオブザーバーを用いて推定する。また状態方程式にはケーブルの運動も考慮できるようになっている。

3.3 数値シミュレーション結果と考察

曳航体の翼を駆動するモーターの所要馬力を決定するために、深度変更時の数値シミュレーションを実行する。

数値シミュレーションに用いる流体力係数は 1/6 スケールモデルによる模型実験より求めた。実験では、流速、縦傾斜角、船首角、主翼角、水平尾翼角を変化させた静的実験と、強制前後揺れ、左右揺れ、上下揺れ、船首揺れ、縦揺れ、横揺れの 6 つのモードの強制動揺試験を実施した。ただし、実験に用いた模型の形状は流体力学的見地からのみ決定されたものであり、実機の実機製作時に形状の変更が加

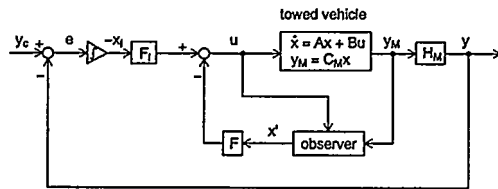


Fig. 7 Configuration of LQI control system

えられているので実機と異なる点も多い。主翼のアスペクト比はセンサー類を装備するに当り変更されたため、翼の揚力係数は理論近似解より求めたものを使用する。曳航体についての基礎的研究¹⁰⁾では、翼の揚力と減衰係数の理論近似解が実験値と非常に良く一致することが示されている。Table 2 に計算に用いた流体力係数を示す。水平尾翼の流体力係数は両側の尾翼角が等しいとして両翼の和として表している。

Fig. 8 は 800 m のケーブルで 6 ノットの一定船速で曳航中の Flying Fish に潜航深度 207 m から 10 m 深度増加を命令したときの初期変化の様子をシミュレーションした結果である。潜航深度 200 m 以上ではケーブルの拘束が大き

Table 2 Hydrodynamic coefficients

A_{11}	0.040	X_{ww}	0.678
A_{33}	0.937	$X_{\delta\delta}$	-1.366
M_q	-0.538	$X_{\gamma\gamma}$	-0.502
M_w	-0.208	Z_q	-1.017
M_δ	-0.199	Z_w	-3.280
M_γ	0.607	Z_δ	2.660
X_{uu}	-0.060	Z_γ	1.154

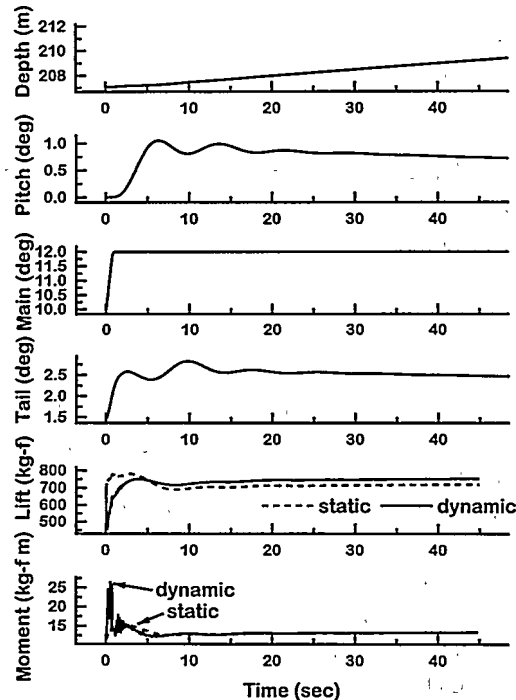


Fig. 8 Numerical simulation on depth changing ability of Flying Fish

いので、深度増加方向には時間がかかる。完全に運動が定常になるまでには100秒程度かかるが、図にはその前半の40秒間の様子を示している。設計上重要な問題はこのときの主翼の最大モーメントである。図中の動的トルクが(3)式を使ってトルクの計算に非定常性を考慮した結果である。ただし運動方程式には動的トルクの影響は考慮に入っていない。この点は今後改良の必要があると思われる。この図から最初の1秒間に動的トルクは26 kg-m程度までになることが分かる。400ワットのACサーボモータで減速比1/508の場合は定格トルクは66 kg-m程度見込めるので、摩擦損失・慣性モーメントなどを合せて6ノット程度の場合には十分余裕があると思われる。前に述べたように海上実験の結果では8ノットまではモータが過負荷になることはなかったが、9ノット以上では時折過負荷になって、モータがストップした。トルクは速度の2乗に比例するので、計算上9ノットで60 kg-mに達することになり、9ノット以上では定格トルクをオーバーすることになる。使用したACサーボモータは瞬間的には3倍程度の過負荷に耐えられるがその持続時間は周囲温度による。主翼角変化は連続して起こるので設計時には過負荷で使用することは考えにいないほうが安全である。10ノットを最高曳航速度にしたいので、今後は減速比を現在の4倍にする予定であることは前に述べた通りである。また主翼角が一定値になってもモーメントに値が残っているのは、主翼回転軸が1/4コード長の点からずれているためである。縦揺れ角は最大1度程度で極めて小さく、制御に必要な水平尾翼角も3度程度である。従って縦方向に浮力のアンバランスがあっても、十分に余裕がある。

4. 海上実験の結果と考察

平成4年度・5年度はハードウェアの開発途中であったので、伊万里湾口付近の試験運転に限られていたが、平成6年にほぼ完成し、観測航海に参加した。これまでに参加した航海は平成6年度・7年度のそれぞれ3週間に及ぶ北海道近海から韓国東岸に及ぶ日本海全域の総合調査と7年の若狭湾沖の2週間の対馬暖流の調査である。本論文では日本海総合調査での観測結果について述べる。観測母船はロシア極東海洋研究所のクロモフ号2140トンで日本、ロシア、韓国の3ヶ国の国際共同研究として行われた。日本の九州大学応用力学研究所、ロシアの極東海洋研究所、韓国のソウル大学理学部を中心としてその他北海道大学低温科学研究所・ロシア海軍水路部・韓国海洋研究所等からの参加者約30名の観測隊によって行われた。日本隊は係留ブイシステムによる測点の流速の長期モニタリングとFlying Fishによる測線上の空間連続計測を分担し、ロシア・韓国はCTD(塩分・水温計)による測点観測を担当した。著者等はFlying Fishによって北海道西岸からロシア南岸にかけての日本海北部を横断する空間連続計測を行った。

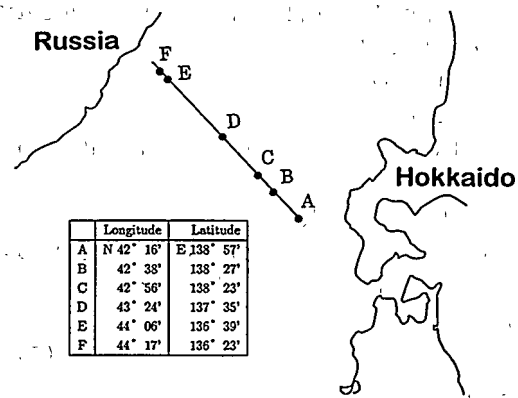


Fig. 9 Map showing field for experiment

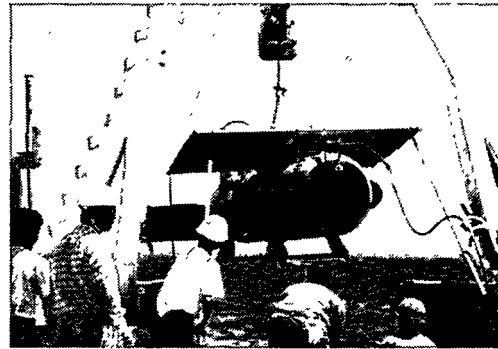


Photo. 1 Picture of a field experiment

Fig. 9に平成7年度のFlying Fishの測線の位置を示す。平成6年度も多少の違いがあるが、ほぼ同じである。海洋学的な目的はオホーツク海から日本海への熱量と物質の移動の観測である。また海洋工学的にはFlying Fishの全システムの試運転と運動性能確認である。実験風景の写真をPhoto. 1に示す。

4.1 Flying Fishの運動性能の計測

Fig. 10は平成7年度の航海中に行った深度変更の実験結果である。このときは比較的海象は穏やかであったので、曳航索の長さは300 mしか展張していない。上から深度・主翼角・横揺れ・左右水平尾翼角の差・縦揺れ・水平尾翼角の和の計測結果である。ただし平成7年度まではハードウェアに故障が時折起こるので、現場での対応がしやすい理由でPID制御を採用している。それでも定常状態では深度維持精度は±0.05 m、横揺れは±0.5度、縦揺れは±1度以内である。深度変更時には横揺れは±0.5度、縦揺れは±3度程度に収まっている。この程度でも計測には十分であるが、最適制御に変更すれば深度変更時にも数値シミュレーションに示したように、さらに縦揺れ角は小さくなると思われる。縦揺れ角に周期4秒程度の振動が見られるのは観測母船の船体運動による影響と思われる。Fig. 11に

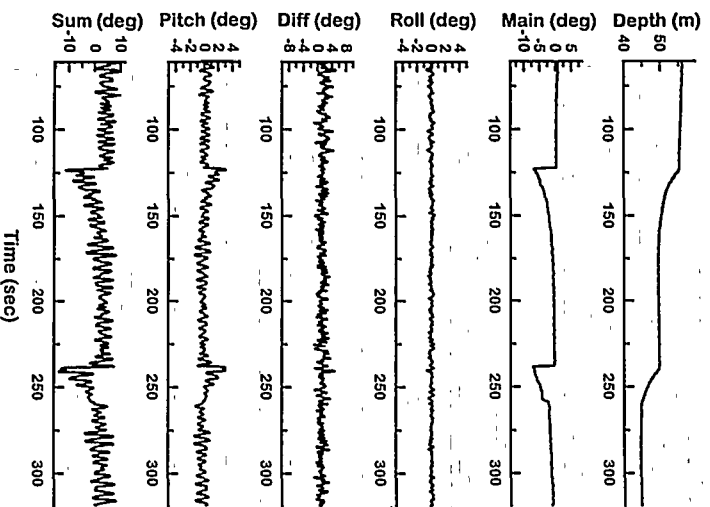


Fig. 10 Results of field experiments on motions of Flying Fish in depth changing mode

Fig. 10の実験結果から深度変更の瞬間を抜き出して、数値シミュレーションの結果と比較する。深度変化の様子と主翼角の最大値は実験とシミュレーション結果は良く一致している。しかし縦揺れ角の最大値は実験の方がかなり大きい。この事は深度変更時のように非定常性が強い場合の運動の縦揺れに関する数学モデルが必ずしも、完全でないことを意味している。

今後は動的トルクの影響を運動方程式に取り入れたり、海上実験の結果からシステム同定などの手法によって、さらに運動の数学モデルを改良するとともに、最終的なFlyingFishの形状と一致した模型を作成し、さらに精密な流体力係数の推定を行いたい。

4.2 観測結果

本論文は計測技術の開発を主な目的にしているので観測結果に多くの紙面を割くことはできないが、計測結果と計測技術の開発は不可分の関係があるので若干の考察を試みる。現在までにFlying Fishによって得られたデータは膨大であるので、その一部を紹介する。Fig. 12は平成6年度に北海道西岸からロシア南岸に向けての測線上を曳航速度9ノット・深度30 mを保ちながら航走し、計測した水温・塩分・溶存酸素・PH・濁度・溶存炭酸とこれらの計測値から平衡式を使って求めた炭酸ガス濃度 pCO_2 の時系列である。AE間はFig. 9に示すように約300 kmもあり、D点での海中プイシステムの回収をばさんで20時間程度の連続

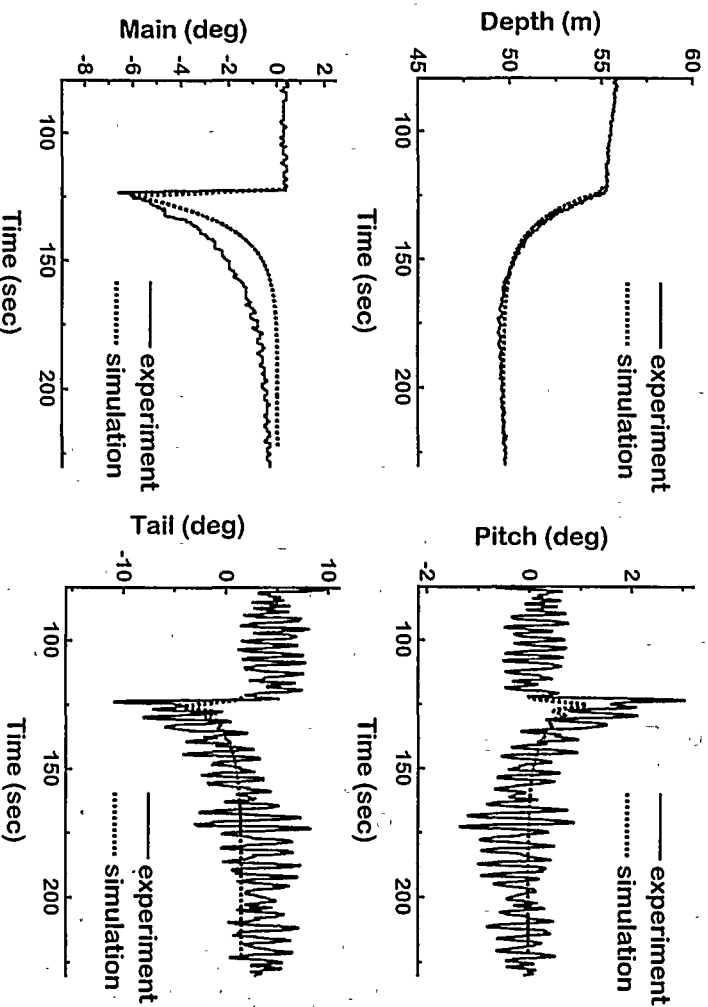


Fig. 11 Comparison of numerical simulation with field experiment

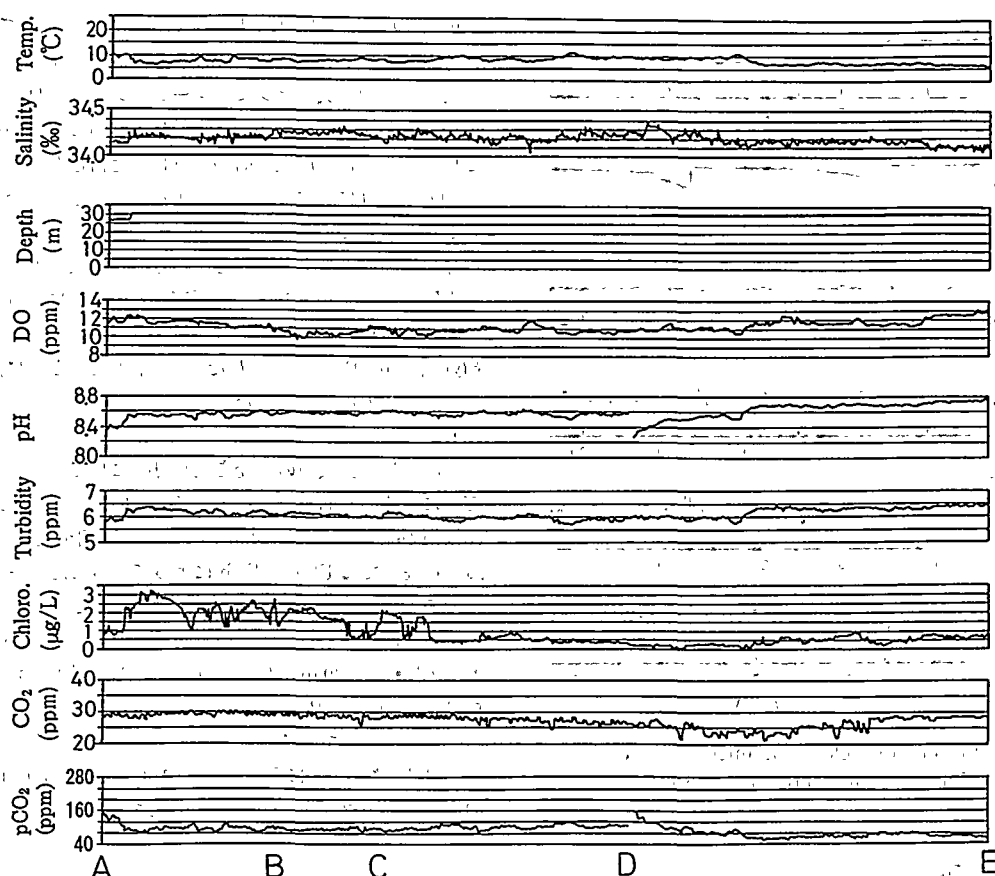


Fig. 12 Chemical properties between Hokkaido and Russia obtained using Flying Fish

観測になった。このように多くの場合に長時間の連続観測になるのでシステムには高信頼性を要求される。

図に見られるように、中央部のD点を過ぎてDE間で水温が5度程度急に低下している。同時に塩分の低下と溶存酸素・濁度の増加が見られる。明らかにロシア沿岸には中央部から日本沿岸にかけてのものと別の低温の水塊が存在していることがわかる。この北方からの水塊が対馬暖流の直接影響域を除いて日本海全域に行き渡ることによって日本海を特徴付けている。クロロフィルはこれらと異なる傾向を示しているがクロロフィルは植物性プランクトンの光合成の活性度を示すものであるため、昼夜の時間変化によるものが大きい。したがってクロロフィルの変動を単純に空間変動と見ることはできない。これらから中央部からロシア沿岸域に存在する水塊と中央部から北海道西岸の間にある水塊は短期的に見た場合にはその起源を異にすると言える。また北海道寄りの水塊の水温・塩分が比較的高く、対馬暖流の影響があるとも考えられるが、この点については北海道沿岸にもう少し近づいて観測する必要がある。ロシア観測船が日本領海内で観測することが容易でないことが

残念である。この間の溶存炭酸の計測値はD点を過ぎる地点で他の物質と同様に変化を示しているようにも見えるが、その後E点に近づくに連れて、再度上昇する。これはクロロフィルと時間遅れを持ちながらもある程度の相関があるように見える。したがって溶存炭酸については空間的な変化とクロロフィルと連動して日周期の時間的な変化を併せ持つと思われるが、この点について結論付けるには、さらにデータの蓄積を必要とする。また最下段の炭酸ガス濃度は平衡式の上からは当然溶存炭酸・水温・塩分・PHと相関を持つが、結果を見ると、中でも水温と極めて強い相関を持っている。平衡式の上からはPHの影響が最も強い。PHの測定精度が他のものに比べて、十分でないため炭酸ガス濃度の測定精度を懸念していたが、実際にはPHの変動範囲は小さいので、比較的バランスのとれた、測定精度になっている。炭酸ガス濃度は特に鉛直方向変化が大きく、また重要とされている。そこで、Flying Fishにより鉛直方向の計測を実施するために、比較的短い周期で曳航体の深度を大きく変化させる必要が生じる。このためには、現在手動で行っている深度目標値入力のパログラミングに

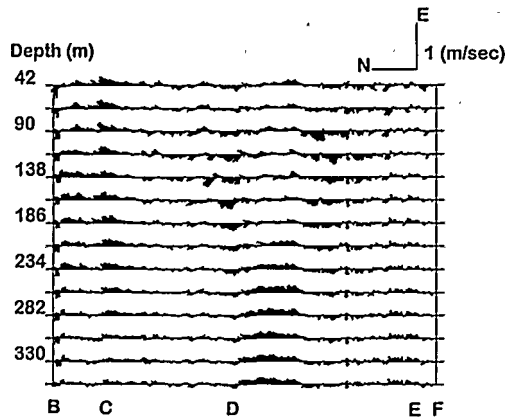


Fig. 13 Velocity distribution measured with ADCP of Flying Fish

よる自動化と、深度変更時の姿勢保持のための最適制御方式による高精度制御が不可欠となる。

超音波ドップラー式流速計による流速分布のデータを Fig. 13 に示す。このデータは平成 7 年度に得られたデータであるが 6 年度もほぼ同様の計測結果を得ている。平成 7 年度は船速を DGPS (Differential Global Positioning System) で求めたのでデータの質が良いのでこちらを示す。このデータを見ると日本沿岸から C 点付近までは北東流、C から D までは弱い北西流、E 点をすぎるとほとんど流れがない。また DE 間の一部 200 m 以深に強い北東流が孤立して存在する。物質と流場の調査を総合してみるには物質の鉛直プロファイルを得ていないので少し無理があるが現在までのデータから言えることは、日本沿岸から中央部付近までは、対馬暖流の影響があると思われる暖かい水塊が存在し、ロシア沿岸に近づくにつれて、北方からの低温の水塊の存在が顕著となる。これを流場の観測で裏付けるには長期の測流によって平均値を求める必要がある。

炭酸ガス濃度 $p\text{CO}_2$ については本システムのように全炭酸を計測し、水温・塩分・PH の計測値と平衡式から求める間接法は気液平衡法（直接法）による測定と比べて信頼性の面で劣るとされてきた。そこで Fig. 14 に韓国チームの直接法の結果と比較する。韓国チームは母船の採水孔から船上に海水を汲み上げて、気液平衡を行った後に気体中の炭酸ガス濃度をガスクロマトグラフィによって計測した。したがって十分信頼性があると考えられるが、測定は水面下 5 m の採水孔の位置に限られている。図中には同時に大気中の炭酸ガス濃度も示されている。Flying Fish が 5 m の深度をたまたま横切った場合のデータに限られているために、比較出来るデータは多くないが、この図からわかるように、Flying Fish による海水中の炭酸ガス濃度の計測は良い精度であることがわかる。

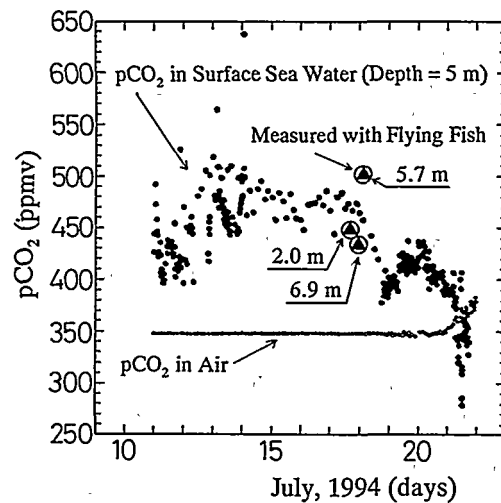


Fig. 14 Comparison of dissolved CO_2 obtained with Flying Fish system and direct measurements

5. 結 論

海洋中の物理・化学・生物量の空間連続計測を目的として、深度・縦揺れ・横揺れの制御が可能な翼制御型曳航体「Flying Fish」を開発した。開発のための数値シミュレーションや 2 年間にわたる海上実験を行って、以下のような結論を得た。

1. 定常状態では Flying Fish の深度は $\pm 0.05 \text{ m}$ 、縦揺れは ± 1 度、横揺れは ± 0.5 度の精度で制御可能である。またこの精度は化学分析器である溶存炭酸分析装置の稼動に十分である。
2. 深度変更時のような非定常状態でも縦揺れは ± 3 度、横揺れは ± 0.5 度の精度で制御可能である。この姿勢変化は計測機器の維持の上で問題が無い範囲にある。
3. Flying Fish の運動に関する海上実験の結果と数値シミュレーション結果は実用上十分な精度で一致した。
4. Flying Fish は海洋データの空間変動を調べる上で、有効なシステムである。

今後は開発した Flying Fish システムを有効に利用して、海洋観測を行うとともに、さらに高精度の運動制御を目指して、Flying Fish の動特性の把握と制御システムの再設計を行いたい。

最後には本研究は文部省特定大型共同研究として行われたものであり、研究に参加された方々、特に実験隊長として日本・ロシア・韓国観測隊間の調整と交渉の労を執られた応用力学研究所竹松正樹教授、データの評価について貴重な討論をいただいた尹・オストロフスキー両助教授、炭酸ガスに関する計測データを提供していただいた、ソウル大学理学部金慶烈教授、Flying Fish システム制作に全面的に協力頂いた三菱重工神戸造船所新製品新事業室の阿

部・松井両氏、九州計測器の吉田氏に深く感謝します。また溶存炭酸の測定システムについて、貴重なお意見をいただいた東京大学海洋研究所野崎教授、九州大学工学部小森助教授にお礼を申し上げます。

参考文献

- 1) Koterayama, W., Mizuno, S., Marubayashi, K. and Ishibashi, M.: Dynamics of Deep Sea Surface Buoy System for Ocean Mixed Layer Experiment, 日仏海洋学会誌 Vol. 30, No. 3 (1992)
- 2) Takematsu, M., Kawatate, K., Koterayama, W., Suhara, T. and Mitsuyasu, H.: Moored Instrument Observations in the Kuroshio South of Kyushu, Journal of Oceanography, Vol. 42, No. 3 (1986)
- 3) 小寺山 亘他: 海洋観測用高速曳航体の開発研究 (第二報曳航体の構造と実海域実験), 日本造船学会論文集, 第166号, pp. 485-495 (1989)
- 4) Kaneko, A., Gohda, N., Koterayama, W., Nakamura, M. and Mizuno, S.: Towed ADCP Fish with Depth and Roll Controllable Wings and its Application to the Kuroshio Observation, Journal of Oceanography, Vol. 49, No. 4 (1993)
- 5) Koterayama, W. and Akamatsu, T.: Development of a Towed Vehicle for Physical and Chemical Measurements in the Ocean Upper Mixed Layer, Proc. of OCEANS' 93, Vol. 3, pp. 497-502 (1993)
- 6) 財団法人化学品検査協会: 炭酸ガス等の分析方法の標準化に関する調査研究報告書 (1992)
- 7) Koterayama, W., Yamaguchi, S., Nakamura, M. and Moriyama, A.: A numerical study for design of depth, pitch and roll control system of a towed vehicle, Proc. of the 4th International Offshore and Polar Engineering Conference, Vol. 2, pp. 337-344 (1994)
- 8) 藤井 斉, 大森秀夫: 操蛇速度と舵特性について, 関西造船学会誌第106号, pp. 13-21 (1962)
- 9) Kajiwara, H., Koterayama, W., Nakamura, M., Terada, H. and Morita, T.: Control System Design of an ROV Operated Both as Towed and Self-Propulsive Vehicle, Proc. of 3rd International Offshore and Polar Engineering Conference, Vol. 2, pp. 451-454 (1993)
- 10) 大楠 丹, 柏木 正, 小寺山 亘: Towed Vehicleの動力学に関する基礎研究, 日本造船学会論文集, 第162号, pp. 105-115 (1987)

Water Entry Simulation of Free-fall Lifeboat

—Second Report: Effects of Acceleration on the Occupants—

by Makoto Arai*, M. Reaz H. Khondoker** Yoshiyuki Inoue*

Summary

Free-fall lifeboats provide significant advances in the maritime lifesaving systems. Much of the danger associated with conventional lifeboat systems can be eliminated by this new evacuation method if the boat is launched selecting suitable launching parameters. A primary consideration in the free-fall lifeboat system is the acceleration field to which the occupants are subjected during water entry. The international regulation, therefore, requires that a lifeboat for free-fall launching shall be capable of ensuring protection against harmful accelerations when it is launched with its full complement of persons and equipment from at least the maximum designed height.

When the lifeboat enters the water, the acceleration forces exerted upon the boat due to impact are very high. According to the basic study upon the human body response, tolerance level for acceleration is different for each axis of the human body. Therefore, the safe seats in a free-fall lifeboat are usually reclined relative to the axes of the lifeboat to reduce the effect of high accelerations. In this paper, the authors introduce a new and probably the simplest concept to evaluate the acceleration field of the free-fall lifeboat and apply it to the analysis of the safe seat orientation for the occupants. The results have been compared with those of the SRSS acceleration criteria and the dynamic response criteria, both of which are recommended by the IMO, and good agreement has been found.

1. Introduction

Free fall lifeboats are becoming common lifesaving appliances in the ocean environment. These are now widely used for tankers, cargo ships, mobile offshore drilling units and fixed oil production platforms. For these lifeboats to be certified by maritime authorities, the occupants must be protected from harmful accelerations during the launching procedure especially when the boats impact the water. The accelerations may become extreme, if the fall height is high or the boats are used in high wind and rough seas.

To evaluate the response of human body to the high accelerations, some methods are proposed; the square-root-sum-of-the-squares (SRSS) acceleration criteria, the dynamic response criteria, application of the Hybrid III human surrogate, etc. The first two methods have been accepted by the International Maritime Organization (IMO)¹.

The SRSS criteria is based on the assumption that the

domain of safe acceleration forces can be defined by an ellipsoidal envelope bounded in the direction of each axis of the human body by some value. Injury should not occur as long as the acceleration forces are within the envelope. Although the SRSS criteria is very straightforward, this method for evaluating acceleration forces has a weakness. It considers only the magnitude of the acceleration force and the duration of the force is not taken into account. The dynamic response criteria that evaluates the injury potential of an acceleration field by introducing a displacement approach overcomes this shortcoming. It assumes that the human body response in each coordinate direction can be characterized as an independent, single degree of freedom mass-spring system subjected to the acceleration field.

In this paper, the authors introduce an alternative concept of "polar diagram of acceleration" and show the effectiveness of it to the study of the acceleration field in free-fall lifeboat. We also show the application of the method to the determination of the safe seat orientation for the occupants. The results obtained from this method are compared with the results by the SRSS acceleration criteria and the dynamic response criteria. The comparison shows good agreement on the seat angles that minimize the risk of injury of the occupants.

* Faculty of Engineering, Yokohama National University.

** Graduate School, Yokohama National University.

Received 9th Jap. 1996

Read at the Spring meeting 15, 16th May 1996

2. Numerical Computation of Lifeboat Motion and the Introduction of "Polar Diagram of Acceleration"

During the water entry of the lifeboat, the acceleration of the centre of gravity of the boat can be computed from the following equations²⁾:

$$M\ddot{x} = F_{mn} \sin \theta - F_{ma} \cos \theta + F_{dn} \sin \theta - F_{da} \cos \theta \quad (1a)$$

$$M\ddot{z} = F_{mn} \cos \theta + F_{ma} \sin \theta + F_{dn} \cos \theta + F_{da} \sin \theta - Mg + F_b \quad (1b)$$

$$I\ddot{\theta} = -M_{mn} - M_{dn} - M_b \quad (1c)$$

In Equation (1), x and z represent the position of the centre of gravity of the boat in the global coordinate system, and θ is the instantaneous angle of the axis of the boat with horizontal (see Fig. 1). M is the mass of the lifeboat and I is the rotational moment of inertia for pitching. Furthermore, F_{mn} is the force due to momentum transfer in the normal direction to the boat axis, F_{ma} , the force due to momentum transfer in the axial direction, F_{dn} , normal drag force, F_{da} , axial drag force, F_b , buoyancy force, Mg , gravity force, M_{mn} , moment due to momentum transfer in the normal direction, M_{dn} , drag moment and M_b , buoyancy moment. The derivation of these fluid forces has been discussed extensively in our first report²⁾.

These accelerations of the centre of gravity of the lifeboat in global coordinate system can be used to derive the accelerations at the seat foundations in different locations. If it is assumed that the boat behaves as a rigid body, the accelerations at a position (ξ, ζ) in local coordinate system are:

$$a_\xi(\xi, \zeta) = \ddot{x} \cos \theta - (\ddot{z} + g) \sin \theta - \xi \ddot{\theta}^2 + \zeta \ddot{\theta} \quad (2a)$$

$$a_\zeta(\xi, \zeta) = \ddot{x} \sin \theta + (\ddot{z} + g) \cos \theta + \xi \ddot{\theta} + \zeta \ddot{\theta}^2 \quad (2b)$$

Now, if a curve is drawn on a plane using the data of axial accelerations in horizontal axis and the data of normal accelerations in vertical axis, then a polar diagram is obtained (e.g., Fig. 4, 5 and 8). The diagram shows the direction and magnitude of accelerations at the same time in one figure. From this polar diagram, we can evaluate the safe seat angle for the occupants for a particular location in the lifeboat.

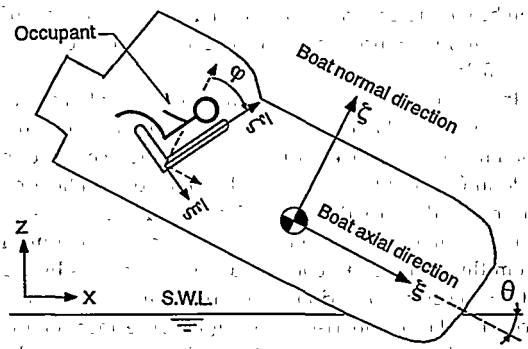


Fig. 1 Coordinate systems and seat angle

3. Analysis of the Computed Data by Other Methods

3.1 Application of SRSS Acceleration Criteria

The square-root-sum-of-the-squares (SRSS) acceleration criteria¹⁾ is based upon the assumption that the domain of safe acceleration forces for human body can be defined by an ellipsoidal envelope bounded in each coordinate direction by some value. Such an envelope for acceleration forces in the ξ - ζ plane (see Fig. 1) is shown in Fig. 2. Injury should not occur as long as the acceleration forces are within the shaded region of the envelope. The combined acceleration response (CAR) is computed as an interaction equation of the form:

$$CAR = \sqrt{\left(\frac{a_\xi}{A_\xi}\right)^2 + \left(\frac{a_\zeta}{A_\zeta}\right)^2 + \left(\frac{a_\eta}{A_\eta}\right)^2} \quad (3)$$

where, A_ξ , A_ζ , A_η are the limiting values of accelerations in the ξ , η and ζ directions and the recommended values by the IMO have been shown in Table 1.

The CAR index is the peak of the CAR time histories measured or computed in the axes of the seat. Injury should not occur if the CAR index is less than unity. The advantage of the SRSS criteria is that it is very simple to use but it considers only the magnitude of the acceleration force. The duration of the force is not taken into account.

In Equation (3), a_ξ , a_ζ and a_η are the acceleration time histories for a particular seat angle ϕ (see Fig. 1). At a particular position (ξ, ζ) they can be obtained from the following relations:

$$a_\xi = a_\xi \cos \phi - a_\zeta \sin \phi \quad (4a)$$

$$a_\zeta = a_\xi \sin \phi + a_\zeta \cos \phi \quad (4b)$$

Here, a_ξ and a_ζ are the axial and normal accelerations

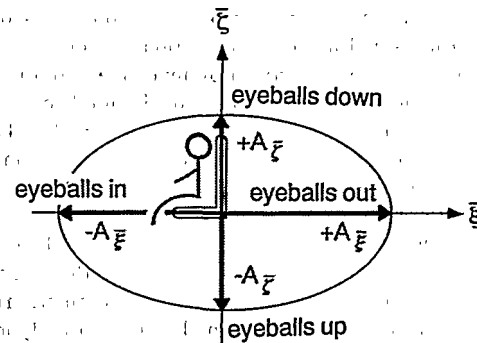


Fig. 2 Ellipsoidal safety envelope for SRSS criteria

Table 1 Allowable accelerations for the SRSS acceleration criteria

Coordinate axis	Allowable accelerations (A)
ξ (eyeballs in/out)	15g
η (eyeballs left/right)	7g
ζ (eyeballs up/down)	7g

at a particular seat foundation in the lifeboat and can be obtained from our numerical simulation using Equation (2). Effect in $\bar{\eta}$ direction (i.e., lateral direction) has been neglected in this paper due to the two dimensional analysis. Now, substituting these values of accelerations in Equation (3), time history of the CAR for a particular position can be obtained, which can further be used to evaluate the safe seat orientations for the occupants.

3.2 Application of Dynamic Response Criteria

Brinkley³¹ have introduced the concept of dynamic response to evaluate the potential of injury to human bodies. According to this concept each body axis can be idealized as an independent single degree of freedom mass-spring system that is subjected to known seat acceleration. The model was originally developed for evaluating the effects of acceleration along the spine, but it has been expanded to evaluate the effects of acceleration perpendicular to the chest and parallel to the shoulders as well. Through research carried out at the United States Air Force Aerospace Medical Research Laboratory (AFAMRL)³², values for the natural frequencies and damping ratios in each coordinate axis have been investigated.

In order to analyse the risk of injury of occupants by our numerical simulation method together with the dynamic response model, the following four steps are required:

- (1) calculation of the acceleration of the centre of gravity of the lifeboat at water impact,
- (2) calculation of accelerations at the seat foundation for a number of seat positions,
- (3) calculation of relative displacements between occupant body and seat, and
- (4) combining these displacements with allowable displacements to find combined dynamic response (CDR) ratio.

The accelerations of the centre of gravity of the boat can be obtained from Equation (1) and the calculation of acceleration field at the seat foundation in local coordinate system can be carried out through Equation (2). Using Equation (4), the accelerations in seat coordinate system (i.e., the coordinate system for an inclined seat) can be obtained, which will be used to evaluate the relative displacement between body and seat. The system of equations for the body-seat spring mass system are as follows:

$$m\ddot{\delta}_{\bar{x}} + c_{\bar{x}}\dot{\delta}_{\bar{x}} + k_{\bar{x}}\delta_{\bar{x}} = ma_{\bar{x}} \quad (5a)$$

Table 2 Coefficients of the dynamic response model

Coordinate Axis	Stiffness (N/m)	Damping (kg/sec.)
$\bar{x}$ (eyeballs in/out)	30×10^4	942
$\bar{\eta}$ (eyeballs left/right)	25×10^4	783
$\bar{z}$ (eyeballs up/down)	21×10^4	1,777

$$m\ddot{\delta}_{\bar{z}} + c_{\bar{z}}\dot{\delta}_{\bar{z}} + k_{\bar{z}}\delta_{\bar{z}} = -ma_{\bar{z}} \quad (5b)$$

Here $c_{\bar{x}}$, $k_{\bar{x}}$, $c_{\bar{z}}$ and $k_{\bar{z}}$ are the damping and stiffness coefficients in $\bar{x}$ and $\bar{z}$ directions as defined in Table 2³². The relative velocity ($\dot{\delta}$) can be obtained by integrating Equation (5) and further integration will provide relative displacement (δ). Newmark- β method has been used for the numerical integration of Equation (5).

To evaluate the acceptability of the acceleration field with this displacement approach, the effect of multi-axis accelerations can now be combined to give the combined dynamic response (CDR) ratio for every seat position and orientation as:

$$CDR = \sqrt{\left(\frac{\delta_{\bar{x}}}{S_{\bar{x}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\bar{\eta}}}{S_{\bar{\eta}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\bar{z}}}{S_{\bar{z}}}\right)^2} \quad (6)$$

where, $S_{\bar{x}}$, $S_{\bar{\eta}}$, $S_{\bar{z}}$ are the allowable displacements in the $\bar{x}$, $\bar{\eta}$ and $\bar{z}$ directions for a particular risk level and are shown in Table 3 as proposed by the IMO³³. These allowable displacements are for a 50 th percentile of 28 year old male in a fully restrained seat and harness, and they were obtained from the research conducted at AFAMRL³². "Training condition" is said to be corresponding to 0.5% possibility of injury and "Emergency condition" to 5% possibility³³.

The peak value of the CDR time history is called the CDR index. If the CDR index of a certain seat position and orientation is smaller than 1.0 during the launch and impact time span, then the level of risk of injury associated with the allowable displacements, is not exceeded. The combined dynamic response as calculated from Equation (6) can also be used for the evaluation of the safe seat orientation for a particular position in the lifeboat.

4. Results and Discussions

In order to study the effects of acceleration on the occupants of a lifeboat, numerical simulations have been conducted to obtain the accelerations at positions 5L/6 from the aft end of the boat (we call the position as "Bow" in this paper), L/2 from the aft end ("Mid-ship") and L/6 from the aft end ("Stern"). (Here, L means the length of the lifeboat.) Accelerations at these positions are measured during model experiments²⁹. Polar diagrams of acceleration using measured and computed data have been drawn for all these positions to see how the safe seat angle changes along the longitudi-

Table 3 Allowable displacements for the dynamic response model

Coordinate axis	Allowable displacement (S)	
	Training cond.	Emergency cond.
$\bar{x}$ (eyeballs in/out)	0.070 (m)	0.087 (m)
$\bar{\eta}$ (eyeballs left/right)	0.041 (m)	0.050 (m)
$\bar{z}$ (eyeballs up)	0.032 (m)	0.042 (m)
$\bar{z}$ (eyeballs down)	0.053 (m)	0.063 (m)

dinal-axis of the lifeboat. The combined acceleration response (CAR) index and combined dynamic response (CDR) index have also been calculated at the same positions from the acceleration time histories during water entry. The results of the numerical simulations and model experiments have been shown in Fig. 3 to Fig. 9.

Fig. 3 shows the calculated trajectory of the axis of the free-fall lifeboat model (longitudinal line through the center of gravity of the boat) falling at an initial angle $\theta = 30^\circ$ and from a height $H = 1.4L$. As we can see from this figure, at the beginning of the launching process, the boat slides along the skid with a sliding length $L_{so} = 0.8L$. (Here, L_{so} means the distance between the centre of gravity of the boat and lower end of the skid.) Then the boat rotates in clockwise direction and falls freely until it touches the water surface. As the boat enters the water, high impact force is exerted on the bow of the boat. The impact force, the buoyancy force and the weight of the lifeboat form a

couple which causes the angular motion of the boat in anti-clockwise direction. This rotating motion then leads to the second impact (i.e., stern impact). After these two impacts, buoyancy force increases and the impact force, or the force due to the momentum transfer, reduces as long as the boat goes into water until it reaches to its maximum immersion. At that time, the axis of the lifeboat disappears fully inside the water and a large buoyancy force pushes it up. The boat then comes out of the water and falls down again into water with already forwarding some distance. This process continues till the boat stops.

Fig. 4 and Fig. 5 show the computed and measured polar diagrams of accelerations at three positions (Bow, Midship and Stern) for the same falling case. The agreement between the computed and measured accelerations is good. The vertical axes in the polar diagrams show the accelerations in normal (or vertical) direction of the boat and the horizontal axes present the accelerations in the axial (or longitudinal) direction.

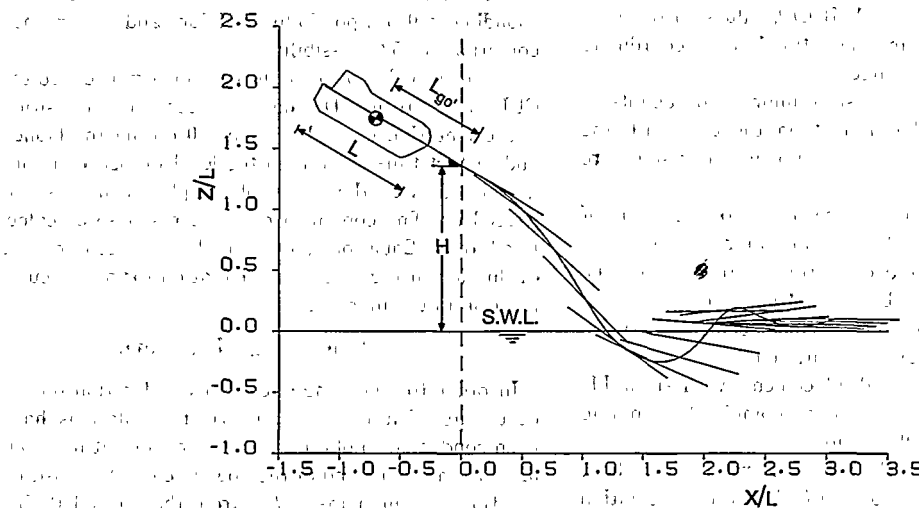


Fig. 3 Simulated trajectory of free-fall lifeboat
($\theta = 30^\circ$, $H/L = 1.40$, $L_{so}/L = 0.80$)

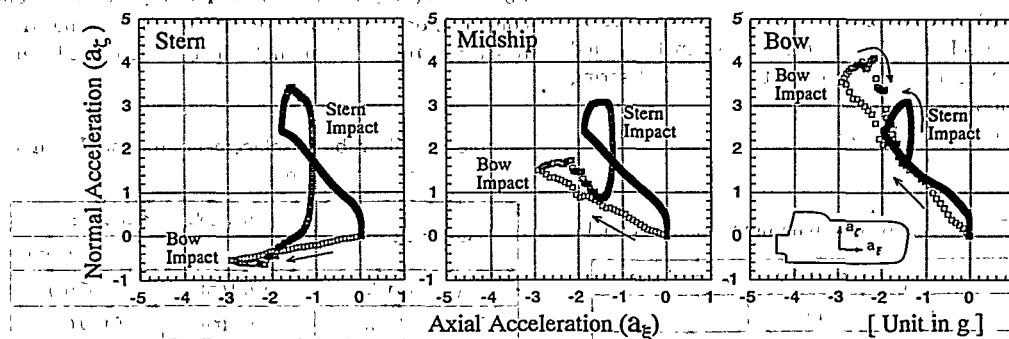


Fig. 4 Polar diagram of computed accelerations
($\theta = 30^\circ$, $H/L = 1.40$, $L_{so}/L = 0.80$)

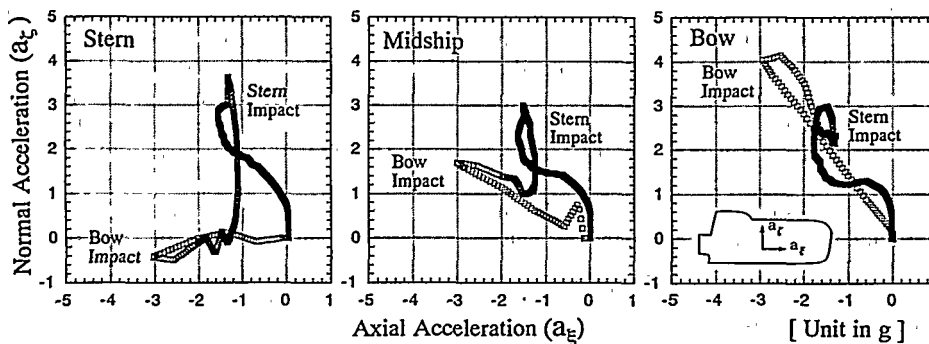
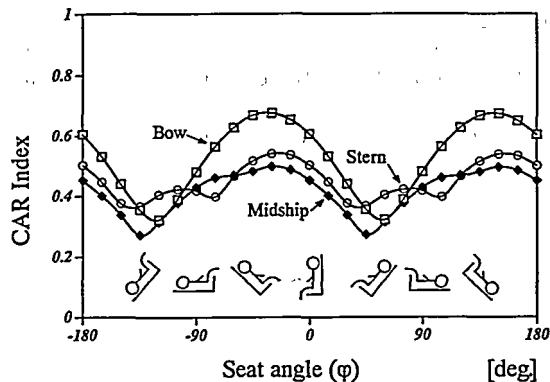


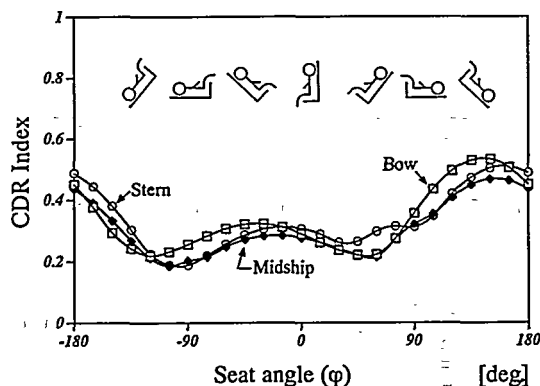
Fig. 5 Polar diagram of measured accelerations
($\theta=30^\circ$, $H/L=1.40$, $L_{gv}/L=0.80$)

The time increment used to plot the data is kept constant in these diagrams. Therefore the distance between the adjacent two points in the diagrams shows the rate of change of the phenomenon. For example, the part corresponds to the bow impact seems lighter in these diagrams due to the rapid change of the acceleration magnitude. It is found from the diagram at the bow that both bow and stern impact generate the acceleration almost in the same angular direction. As shown in Table 1, the acceptable acceleration for human body is different in each axis of the body and the tolerance level along the axis of the spine is the lowest. Therefore, it is rather easy to decide the optimum reclining angle of the seat for the bow position, and it is the angle that the back of the seat (or the axis along the spine of the occupant) to be in perpendicular to this maximum acceleration direction. According to Fig. 4 and Fig. 5, optimum seat angle (φ) is about 55–65 degrees. From the polar diagram of acceleration at midship, it is seen that there exists some angular difference between the directions of the accelerations due to the bow impact and that of the stern impact. Yet it is not very difficult to decide the optimum orientation of the seat there, i.e., the reclining angle of 40–50 degrees. However, from the diagram at the stern, it is seen that there exists a remarkable angular difference between the directions of the accelerations due to bow and stern impact (i.e., almost 90 degrees), and it is very difficult to determine the best seat orientation. Therefore, it can be said that the designer of the lifeboat should be careful about the acceleration field for the occupants in the stern seats.

Fig. 6 shows the distributions of combined acceleration response (CAR) and combined dynamic response (CDR) indexes with respect to seat angles. It is seen that there are two clear crests and troughs of the CAR index for the bow position with a phase difference of 180 degrees. The maximum values are at about -30 degrees and at $+150$ degrees and the minimum values are at about -120 degrees and $+60$ degrees. It means that if the seat axis for the bow seats are reclined to 60



(a) SRSS acceleration criteria



(b) Dynamic response criteria (training condition)

Fig. 6 CAR and CDR indexes vs. seat angle
($\theta=30^\circ$, $H/L=1.40$ and $L_{gv}/L=0.80$)

degrees (or to -120 degrees), the harmful effects of accelerations are minimized according to the SRSS acceleration criteria. Similarly, by reclining the seat angles to 45 degrees (or to -135 degrees) at midship positions, the harmful effects of acceleration can be minimized. These are also seen in the polar diagrams of

acceleration. (Fig. 4). However, the difference between the maximum and minimum CAR indexes of the stern seats are very less. Therefore, for the stern seats, the risk of injury can not be reduced so much by changing the seat angle. This figure also shows the combined dynamic response (CDR) index in different positions with various seat angles. The computation was done with the allowable values for training condition shown in Table 3. Unlike the CAR index curve, there is only one crest for the 360 degree range of seat angles for a particular longitudinal position. This is because the dynamic response criteria has different values of tolerances for two directions along spine (i.e., eyeballs up and eyeballs down directions). However, the reclining angles which minimize the effect of accelerations are almost the same to those obtained by the SRSS criteria in all three longitudinal positions. It is also seen that the safe seat angles evaluated from the polar diagrams of acceleration for different positions provide good fits to the ones from the SRSS acceleration criteria and the dynamic response criteria.

The boat motion shown in Fig. 3 is one of the smooth

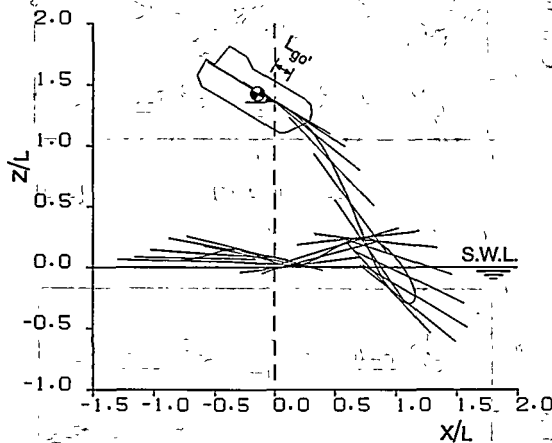


Fig. 7 Simulated trajectory of free-fall lifeboat ($\theta=30^\circ$, $H/L=1.40$, $L_{90}/L=0.15$)

evacuation cases. However, if we change the water entry parameters such as initial skid angle, falling height, sliding length, etc., we will obtain different boat motions. Fig. 7 shows one of such different motions. The conditions for this second simulation are initial angle $\theta=30^\circ$, falling height $H=1.4L$ and sliding length $L_{90}=0.15L$. The falling process of this case is similar to the previous one up to water touching, however, the boat travels in different path after the water entry. This is one of the unfavourable motions for a lifeboat because the boat may collide with the parent vessel if it moves backward after water entry. We are going to discuss the boat motions in detail in our third report.

Fig. 8 presents the polar diagrams of acceleration at three positions (i.e., Bow, Midship and Stern) computed for the case shown in Fig. 7. For the bow position, it is seen that there is a small angular difference between the acceleration curves of the bow impact and the stern impact. However, it is not difficult to decide the optimum reclining angle of the seat for the bow position and the optimum reclining of the back of the seat (ϕ), which assumed to be parallel to the spine, is about 55-65 degrees. From the polar diagram of acceleration at midship, it is seen that maximum accelerations due to the bow impact and the stern impact are almost in the same directions. This makes it easier to decide the reclining angle of the seat there and the optimum angle is 40-50 degrees. Again, it is also difficult to determine the optimum seat angle at the stern position, since there is a clear difference in the angular direction between the bow and the stern impacts for this position. It is also seen from the comparison of Fig. 4 and Fig. 8 that the magnitude of accelerations in normal directions are very less in the second case than the first one especially for the stern seats.

Fig. 9 shows the CAR and the CDR indexes with different seat angles for this second case. It is seen that for three positions of the seat (i.e., Bow, Midship, and Stern), the safe seat angle evaluated from the polar diagrams of acceleration agrees reasonably well with those obtained from the SRSS and the dynamic

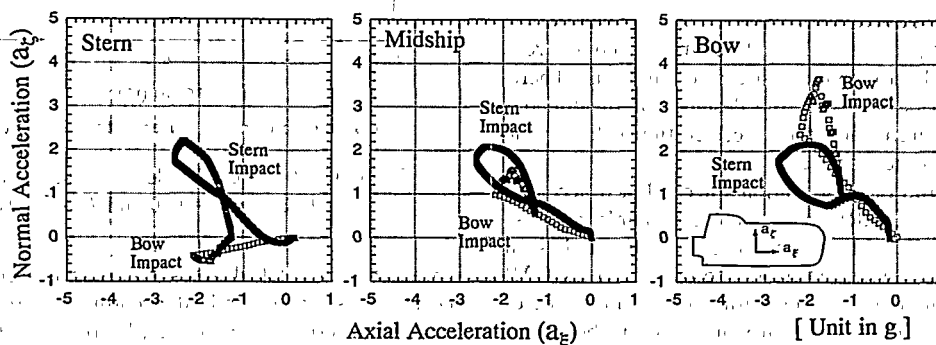
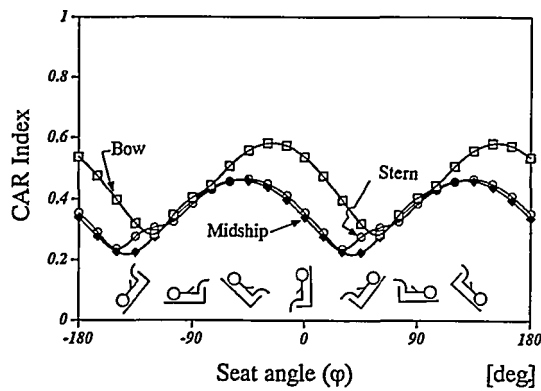
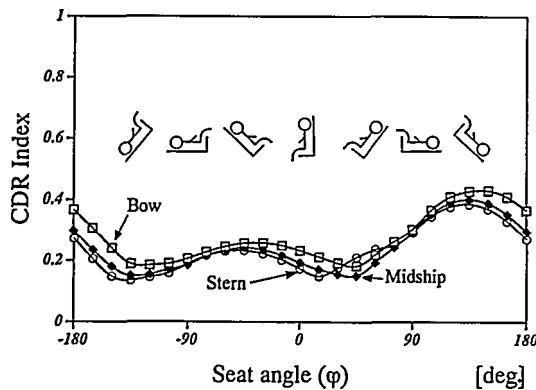


Fig. 8 Polar diagram of computed accelerations ($\theta=30^\circ$, $H/L=1.40$ and $L_{90}/L=0.15$)



(a) SRSS acceleration criteria



(b) Dynamic response criteria (training condition)

Fig. 9 CAR and CDR indexes vs. seat angle
($\theta=30^\circ$, $H/L=1.40$ and $L_{ov}/L=0.15$)

response criteria.

6. Conclusions

This paper presented a short description of three different methods to evaluate the effects of acceleration on the occupants in free-fall lifeboat during water entry. The paper also showed the procedure to analyse the data obtained from the motion simulation of the free-fall lifeboat by using the acceleration criteria proposed by the IMO. By applying the three methods, safe seat angles for some positions in a lifeboat were

evaluated. From the results shown in the paper, the following remarks have been obtained:

1. The proposed polar diagram of acceleration is a simple and effective method for evaluating the safe seat orientations for the occupants at different longitudinal positions of free-fall lifeboat. It gives useful information to understand the impact phenomena as well.

2. The stern of the free-fall lifeboat experiences two distinct impacts (i. e., bow and stern impact) in two different directions during its water entry. On the other hand, at the bow position, the acceleration caused by the two impacts has almost the same angular direction. These phenomena are shown very clearly by the polar diagrams of acceleration.

3. The effective selection of the seat orientation reduces the risk of injury of the occupant very much. However, this possibility reduces as the position moves towards the aft end of the lifeboat, since the angular difference between bow and stern impact increases.

4. The CAR index curve has two similar peaks with 180 degree phase difference. On the other hand, the CDR index curve has only one such peak which is due to the different tolerance limits for eyeballs up and eyeballs down of the dynamic response model.

5. The safest seat angles evaluated from the polar diagrams of acceleration for three longitudinal positions show good agreement with those by the SRSS criteria and by the dynamic response criteria.

References

- 1) International Maritime Organization: Evaluation of Free-fall Lifeboat Launch Performance, LSR 24/6/2 (1992).
- 2) Arai, M., Khondoker, M. R. H. and Inoue, Y.: Water Entry Simulation of Free-fall Lifeboat (First report: Analysis of motion and acceleration), Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 178 (1995).
- 3) Brinkley, J. W.: Personnel Protection Concepts for Advanced Escape System Design, AGARD Conference Proceedings, Human Factors Considerations in High Performance Aircraft (1984).
- 4) Boef, W. J. C.: Launch and Impact of Free Fall Lifeboat (Part II), Ocean Engineering, Vol. 19, (1992).
- 5) Nelson, J. K., Hirsch, T. J. and Phillips, N. S.: Evaluation of Occupants Accelerations in Lifeboats, Trans. ASME 111, (1989).