

浮遊海洋構造物に作用する流体力

大 楠 丹

1. まえがき

浮遊海洋構造物の代表的なものは種々の船舶、半潜水式の石油掘削リグであろう。また開発が進んでいる TLP、海上空港、発電プラント用ステーションなど浮遊海洋構造物として数えられるものは今後益々増加することが予想される。これらの海洋構造物の海洋波中の挙動について論じようとするれば、海象や気象の知識から、複雑な海象下における構造物の動揺推定的手法、係留索など定位保持装置の影響あるいは構造物に作用する風の影響など多岐に亘ることになり、とても著者の良くするところではない。

そこで本稿では、構造物と波浪の相互作用の基本的性質に焦点をおくことにし、環境条件としての海洋波のモデルを現実即してどのように選ぶかという問題はさておき、数学的には最も単純な Airy 波の中で動揺する構造物に作用する流体力について概説することにした。構造物に作用する流体力は、必ずしも単純に分類できるものでもないが、無理に分類するとすれば振幅の影響を強く受けるものと、自由表面の影響を受けるものとに分けられるであろう。前者については最近詳しい解説が多数の文献^{1),2),3)}でなされており、これ以上の概説も意味があるとは思われないので、本稿のほとんどは、自由表面の影響を受ける流体力についての説明となった。その点、説明が船舶工学的なアプローチに偏ったのもやむを得ないかも知れない。

引用した文献には重要な文献が全て含まれているわけではなく、あくまで著者の都合によるものである。あらかじめお断りしておく。

2. 浮遊海洋構造物に作用する流体力

浮遊海洋構造物の波浪中における挙動を推定するために、造船所、各国の船級協会、研究機関などでは種々の計算プログラムが開発されている^{4),5),6)}。

有限振幅の波浪中で有限振幅の動揺をする海洋構造物の挙動を、非線型の係留索張力まで考慮して時間領域で計算するもの、線型の応答を仮定し不規則な海洋波中の応答のスペクトラムを算出するものなど、いろいろなレベルの計算方式が考えられているが、構造物と流体（水）の相互作用に関する計算の基本的な点について本質的な相違はないと考えられる。以下、それを要約してみたい。

浮遊海洋構造物の 1 つである船舶は、その体積の大部分が水面近くにあって、作用する流体力も自由表面の影響を強く受ける。一方、その形状は単純である。大型のものでは、波高がその幅を超える大きさになることは殆んどないであろう。したがって抗力の流体力の中に占める割合は小さい。これ

らの理由によって、船舶が波浪中で動揺している時に作用する流体力は、振幅に関して線型ではあるが自由表面を考慮したものが主体になる。しかしながら、横揺などの動揺では自由表面効果にもとづく減衰力は著しく小さく、流体の粘性に起因する動揺速度の2乗に比例する減衰力が相対的に大きくなるので、その補正が必要になってくる。減衰力の正しい推定は、横揺の固有周期が波の周期に一致するような同調時の最大横揺の角度を精度良く求めるために欠くことの出来ないものである。補正の方法としては、種々の実験式が知られている⁷⁾。

流体力の具体的な計算方法は、船舶の形状が細長いことから、ストリップ法と呼ばれる2次元的なアプローチが用いられることが多い⁸⁾。

浮遊海洋構造物のもう一つの代表である半潜水式石油掘削リグ (Semi-Submersible, セミ・サブ) は、複雑な骨組形状をしている。それを構成する要素部材は形状は簡単ではあるものの、大きいもの、小さいもの、深い場所にあるもの、水面近く浅い場所にあるもの等種々のものがあり、それらに作用する流体力の推定にあたっては種々の配慮が必要になってくる。

最も簡単なアプローチとしては次のようなものがある⁹⁾。構造物を構成する柱状体様の部材については、その断面に作用する流体力は2次元的に考えることができ、柱状体の軸に直角な方向の波の orbital velocity を V_W 、構造物の動揺にもとづく部材の速度の柱状体軸に直角な成分を V_U とすると、

$$-\rho \nabla \cdot \dot{m} \dot{V}_U + \rho \nabla \cdot C_M \dot{V}_W + \frac{1}{2} \rho D \cdot C_D \cdot |V_W - V_U| (V_W - V_U) \quad (2 \cdot 1)$$

と表わすことが出来るとする。 ∇ は部材の単位長さあたりの排水容積、 m , C_M は断面の付加質量係数と質量係数、 C_D は抗力係数、 D は柱状体の軸に直角方向、単位長さあたりの投影面積である。

構造物を構成する、柱状体とは考え難い部材についても m , C_M , C_D をその形状に対応する値を用いて全く同様に流体力を計算する。こうして得られた部材毎の流体力を加え合わせて構造物全体に作用する流体力とする。

m , C_M 等の値としては周波数影響のない、すなわち自由表面のない無限流体中の値が用いられる。なお抗力の項は、流体の部材に対する相対変位の振幅が、部材の断面寸法より大きいと無視できなくなることは良く知られている。(Fig. 1 は Pile に作用する波力のうちに占める抗力成分の大きさを波振幅/半径に対して対数グラフで示したものの)。

しかしながら、海洋構造物の構成部分によっては自由表面の影響を受けるものもあり得る。そのような部分に対しては、自由表面を考慮した流体力を、次節以下で述べるストリップ法などの方法で計算し、さらに抗力の成分も加えてやる方法も用いられている。例えば多胴型のセミ・サブの胴体に相対する lower hull, あるいは下部にフーティングを持つ column の上下方向の流体力については線型理論を用いた計算を行ったり、強制動揺試験を行ったりして周波数に依存する流体力を求め、これに抗力を加えて全流体力とするのである。この場合は、波力には相対加速度と相対速度の2乗に比例するものの他に、速度に比例するものが含まれることになる。

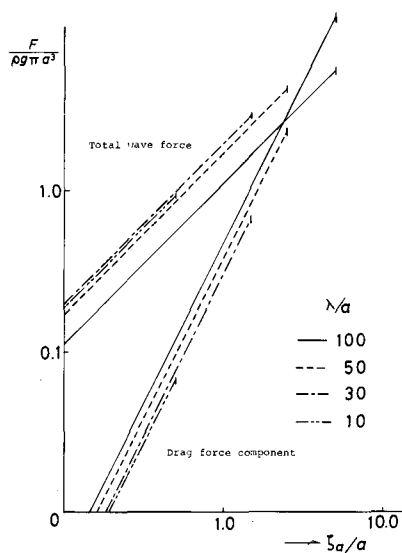


Fig.1 Drag Component in Wave Force on a Pile
(a : Radius of Pile, ξ_a : Wave Amp.)

3. 線型の流体力

浮遊海洋構造物に作用する流体力で、自由表面の影響を受けて周波数に依存するものは船舶工学の分野で最も良く研究されていると思われる。船舶は一般に前進速度を有し、この前進速度の存在が船舶の流体力学を著しく複雑且つ困難にしている。しかしながらここでは海洋構造物としての船舶を考える場合でも前進速度がない場合について説明することにする。

自由表面を考慮した流体力の計算は、波浪の振幅及び構造物の動揺の振幅が波長及び構造物の寸法に比べて小さいものとして、種々の条件を線型化して行う。したがって波浪中で動揺する構造物に作用する流体力は、波浪が存在せずに構造物が動揺のみをしている時の流体力と、構造物が動揺しないで、その平均的位置に拘束されている状態で波浪から受ける流体力（波力あるいは波浪強制力）の和で表わすことができる。なお前者を船舶工学での慣習にしたがい Radiation force と呼ぶことにする。

3.1. ストリップ法

2. で述べたように浮遊海洋構造物の一部に作用する流体力を計算するのにストリップ法が用いられる。この呼び名は、非常に広い意味でも用いられるが、ここでは船舶工学において用いられている比較的狭い意味のストリップ法について説明することにする。

Fig. 2 に示すような柱状体的な浮体が十分に細長いとする。この浮体の動揺によって生じる流体運動は、浮体の長手（ x 軸）方向には変化が小さい、すなわち流体運動は浮体の断面をふくむ y, z 面に

平行な面内にのみ生じ、自由表面では線型の自由表面条件が満足され、 $y = \pm \infty$ の方向にのみ波が伝わってゆくとする。断面上では浮体と流体の相対速度の断面法線方向の成分は零である。このような 2 次元的 (2-D) な流体運動を求め、各断面に作用する流体力を計算し、それを x 軸方向に積分することによって浮体全体に作用する流体力が求められる。

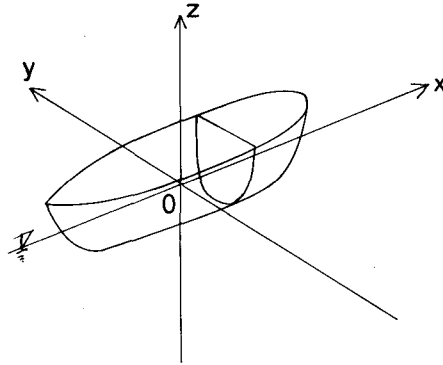


Fig.2 Floating Slender Body

Radiation force に関するこのようなストリップ法の考え方の合理性は細長船理論によって支持される^{10),11)}。浮体の断面寸法が長さ比べて十分小さく、さらに動揺周期が短かくて動揺によって生じる波の波長が断面寸法程度であれば、浮体の両端を除いてストリップ法で仮定されるような 2-D の流体運動が浮体の近傍で生じ、したがってこの場合にはストリップ法による Radiation force の求め方は正当である。

もし動揺の周期が短かくなくて、動揺によって生じる波長が浮体の長さ程度であるとうなるであろうか。断面が自由表面に平行に、 y 軸方向に動揺するような場合には、断面に作用する流体力は 2-D 的に決定され、自由表面条件は固定壁の条件である。一方断面が上下方向に動揺する場合、(i) ある断面に作用する流体力は、その断面形状のみからは決定されず、前後の他の断面形状にも依存する¹¹⁾。いわば、3-D の影響はさけられない。断面形状がどの断面でも一様な柱状体の場合には、この 3-D 効果は前後端からのものとなる (柱状体が十分に長く、両端から十分遠い断面では 2-D 的取り扱いが許されるであろう)。(ii) 2-D 的取り扱いが許されても、一般に付加質量係数は周波数が 0 で対数的に無限大となり取り扱いが厄介な場合もある。の理由からこの場合はストリップ法よりは 3-D の取り扱いをする方が望ましい。

ストリップ法による波浪強制力の計算方法は次のようなものである。断面内の適当な点で入射波の orbital velocity の y 軸、 z 軸方向の成分を求め、それと符号が反対で大きさが等しい速度で断面が y 軸及び z 軸方向に動揺している時の Radiation force に、入射波の圧力場のみによって断面に作用する流体力 (Froude-Krylov 力と呼ばれることが多い) を加えて断面に作用する波浪強制力とする。云い換えれば動揺によって生じる流体と断面の相対速度が、静止した断面と波の orbital velocity と

の相対速度に等しい場合の Radiation force をもって、浮体によって入射波が攪乱されることにもとづく波の力とする。このような考え方が可能であるためには orbital velocity は断面の近くではほぼ一様でなくてはならない。すなわち入射波の波長は断面寸法に比べて十分長く相対速度の周期も十分長いことが仮定されている筈である。したがって同一相対速度の Radiation force として、短い周期の動揺が仮定されているストリップ法の結果を用いる通常の方法には矛盾があることになる。長い周期での Radiation force を用いるのは、断面における y 軸方向の orbital velocity にもとづく波強制力を求めるのには良いが、x 軸方向のそれにもとづく力を求める際には疑問が残ることは、すでに述べたことから明らかである。断面の一樣な柱状体で、入射波のクレストが x 軸に平行な場合には、両端から遠い断面では 2-D 的な取り扱いが可能となり、相対速度の考え方も有効である。

浮体の Radiation force と波強制力との間には、一種の相反関係式（Haskind の関係式^{12),13)}）が知られている。ある浮体の Radiation force が知られていれば、浮体に作用する波強制力は、この関係式によって比較的簡単に求めることができる。しかしながら、後で述べるように各断面に作用する波強制力を、断面の 2-D の Radiation force から求めることが出来るのは、入射波のクレストが x 軸、すなわち柱状体の長軸に平行な横波状態の時だけである。

3.2. 2-D 問題

Fig. 3 に示すような断面を持つ無限に長い柱状体に作用する Radiation force の計算や、横波状態での波力の計算のような 2-D の計算は、3-D のそれに比べて比較にならない程簡単であり、ストリップ法の項でも述べたように海洋構造物に作用する流体力を計算するにあたっても最も基本的なものであるから、以下にその概略を述べる。ただし水深は十分大きい場合にかぎっている。

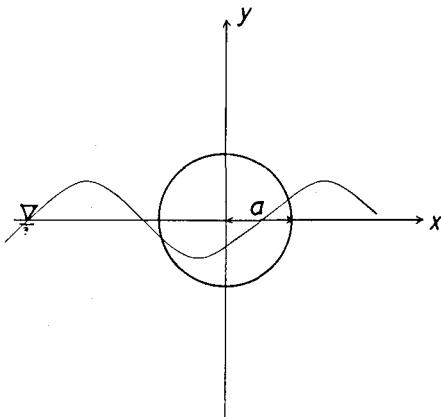


Fig.3 Section of Cylindrical Body

Radiation force を求めることは、xy 面内で定義された速度ポテンシャル $\phi_j^{(1)}e^{i\omega t}$ を求めることに帰する。 $\phi_j^{(1)}(j=1,2,3)$ は断面の x 方向、y 方向の動揺あるいは原点まわりの反時計まわりを正とする回転 $Y_j = e^{i\omega t}$ によって生ずる流体運動を表現する速度ポテンシャルである。動揺の振幅は断面寸

法，生じる波の波長に比べて小さいとし，全ての量は動揺の振幅に線型のオーダーのものだけを採用する。

$\phi_j^{(1)}$ は以下の 2-D の境界値問題の解である。

$$\nabla^2 \phi_j^{(1)} = 0 \quad (3 \cdot 1)$$

$$\frac{\omega^2}{g} \phi_j^{(1)} + \frac{\partial \phi_j^{(1)}}{\partial y} = 0 \quad (\text{自由表面条件, } y=0 \text{ で}) \quad (3 \cdot 2)$$

$$\frac{\partial \phi_j^{(1)}}{\partial n} = n_j \quad (\text{断面上の境界条件}) \quad (3 \cdot 3)$$

$$\phi_j^{(1)} \sim \frac{ig}{\omega} \bar{A}_j e^{i\epsilon_j k y - ik|x|} \quad (x \rightarrow \pm \infty \text{ での条件}) \quad (3 \cdot 4)$$

ここで $k = \omega^2/g$, $(n_1, n_2, n_3) = (\partial x / \partial n, \partial y / \partial n, x \partial y / \partial n - y \partial x / \partial n)$, n は断面上の外向法線方向， $\bar{A}_j$ は単位振幅の動揺によって生じる，遠方に伝わって行く波の振幅である。

$\phi_j^{(1)} e^{i\omega t}$ が求められると，圧力 P が得られる。

$$P = -\rho i \omega \phi_j^{(1)} e^{i\omega t} - \rho g y \quad (3 \cdot 5)$$

圧力 P を積分して断面に作用する流体力が求められる。以下の説明では (3・5) 式右辺第 2 項の $\rho g y$ にもとづく流体力，即ち動揺にもとづく浮力の変化については除くことにする。

断面に作用する流体力は

$$\begin{aligned} F_j^{(1)} &= \rho e^{i\omega t} \int_c i \omega \phi_j^{(1)} n_j dc \\ &= -m_j \ddot{Y}_j - n_j \dot{Y}_j \end{aligned} \quad (3 \cdot 6)$$

と書くことができる。 $\dot{Y}_j$ は Y_j の時間についての導関数であり，

$$m_j = -\frac{1}{\omega} \text{Im} \left[\rho \int_c \phi_j^{(1)} n_j dc \right] \quad (3 \cdot 7)$$

$$N_j = -\text{Re} \left[\rho \int_c \phi_j^{(1)} n_j dc \right] \quad (3 \cdot 8)$$

である。 $F_j^{(1)}$ は j 方向の動揺によって生じる j 方向の流体力 ($j=1, 2$: x 方向, y 方向の力, 3 : O 点まわりのモーメント) であり，積分は当然のことながら断面の没水した周に沿って行う。 m_j, N_j は付加質量，減衰係数と呼ばれるものである。なお j 方向の動揺によって， j の方向とは異った方向の流体力も生じるが，ここでは省略した。

この2-D問題の合理的な解法は、1949年にF. Ursell¹⁴⁾によって最初にあたえられた。以後今日に至るまで、多くの解法が研究されてきた^{15)~20)}。最近では、 $\phi^{(1)}$ を線型解に限らず純数値的に解く方法も行われている。多くの解法の中でも

- (i) 種々の形の級数展開を用いる方法
- (ii) 自由表面条件、 $x \rightarrow \pm \infty$ の条件を満足するグリーン関数を用い、断面上での積分方程式を数値的に解く方法、が最も広く用いられている方法であろう。本稿ではその内容には触れない(参考文献21)に種々の方法が要約されている)。

Fig. 4とFig. 5は中心軸を水面に置いた直径 D の半没円柱の上下揺($j = 2$)の場合の付加質量係数と減衰係数($m_H = m_2 / \rho \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2$, $N_H = N_2 / (\rho g^2 / \omega^3)$)である²²⁾。種々の ϵ (動揺振幅/円柱の半径)での実験値と理論値が比較されている。理論値の方は線型であるから、動揺の振幅には無関係である。 $\epsilon = 1$ は円柱が水面からとび出すような振幅で動揺したことを示しているがこのような大振幅でないかぎり、線型の計算値が実験値と良く合うことが判る。

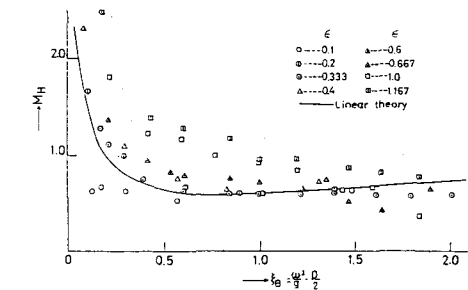


Fig.4 M_H Added Mass Coeff. for Heaving (Tasai et al. (22))

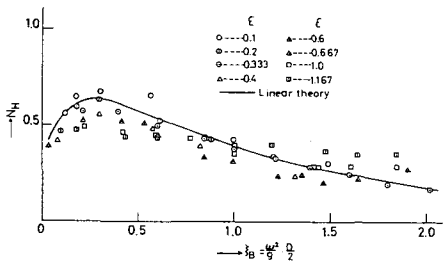


Fig.5 N_H Non-dimensional Damping Coeff. for Heaving (Tasai et al. (22))

海洋構造物では、断面寸法に比べて波長の長い波が問題となることがあるので、次に $ka \rightarrow 0$ (a : 円柱の半径)の時の、半没円柱及び没水円柱の付加質量係数($\bar{m}_j = m_j / \rho \pi a^2$)無次元の減衰係数($\bar{n}_j = N_j / (\rho g^2 / \omega^3)$)等を次表に要約した^{23),24)}。

Table 1

	半 没 円 柱	没 水 円 柱
$\bar{m}_1$	1	$1 + (a/2h)^2, h/a \gg 1$
$\bar{m}_2$	$8/\pi (0.23 - \log 2ka)$	$1 + (a/2h)^2, h/a \gg 1$
$\bar{A}_1$	$\pi \cdot (ka)^2$	$2\pi \cdot (ka)^2 e^{-kh}$
$\bar{A}_2$	$2ka$	$2\pi (ka)^2 e^{-kh}$
$\bar{n}_1$	$\pi^2 (ka)^4$	$4\pi^2 (ka)^4 e^{-2kh}$
$\bar{n}_2$	$4(ka)^2$	$4\pi^2 (ka)^4 e^{-2kh}$

ただし h は没水円柱の中心の深度である。

Fig. 3 の断面に x 軸の負の方向に進む波が入射する時、すなわち柱状体とその長軸に平行なクレストを持つ横波を受ける時の波浪強制力を求めることも同様な方法で可能である。この場合は断面上の境界条件 (3・3) が、反射の条件、すなわち反射波が入射波によって生じる断面上法線方向の流速を打ち消すように生ずるという条件に変わるのみである。入射波の波長が断面寸法に比べて短い時は、直接的この問題を解けば良いし、波長が長い時は、相対速度の方法も使えるであろう。

しかしながら Haskind の関係式^{12),13)}によれば、波強制力は更めて境界値問題を解かなくとも、Radiation force の解を用いて求めることが可能である。

入射波を

$$\eta_0 = Y_0 e^{i(kx + \omega t)} \quad (3 \cdot 9)$$

とすると、Haskind の関係式は断面に作用する j 方向の波強制力 $F_0^{(1)}$ を次式であたえる。

$$\begin{aligned} \frac{F_0^{(1)}}{\rho g a Y_0} &= \frac{i}{ka} \cdot \bar{A}_j e^{i(\epsilon_j + \omega t)} \\ &= \frac{i}{ka} \sqrt{\frac{\omega^3}{\rho g^2}} N_j e^{i(\epsilon_j + \omega t)} \end{aligned} \quad (3 \cdot 11)$$

すなわち j 方向の波強制力は、 j 方向の動揺によって生じ遠方に伝わる波の振幅と位相あるいは j 方向の減衰係数によって決定される。この式は Froude Krylov 力と反射波の圧力場による流体力を合わせた波強制力を線型の仮定の範囲で正しくあたえるものである。

柱状体が横波を受ける時の反射波と透過波をあたえる簡単ではあるが有用な関係式が別所によってあたえられている¹³⁾。入射波 (3・9) に対する反射波は

$$-\cos(\epsilon_1 - \epsilon_2) e^{i(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \cdot Y_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (3 \cdot 11)$$

透過波は

$$\sin(\epsilon_1 - \epsilon_2) e^{i(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \cdot Y_0 e^{i(\omega t + kx + \pi/2)} \quad (3 \cdot 12)$$

であたえられる。 ϵ_1 と ϵ_2 は (3・4) 式に示すように左右、上下に断面が動揺する時に x 方向に伝わる進行波の位相である。

双胴型のセミ・サブの移動時に相当するような形状、2 本以上の柱状体を並べた 2-D の Radiation 問題も解かれている²⁵⁾。Fig. 6 は 2 本の円柱の中心軸を水面におき円柱中心間隔と半径の比 $2P/a$ を種々変えて計算した付加質量係数を実験の結果²⁶⁾と比較したものである。付加質量に負の値が生じることなど、2 柱の相互干渉の影響が現われている。双胴型の構造物が水面上に浮上し横波を受ける時の動揺は、このような相互干渉の影響を強く受ける²⁷⁾。

3.3. 3-D 問題

ストリップ法のような 2 次元的なアプローチが困難な形状に対しては、3 次元的な取り扱いが必要

である。Fig. 7 のような浮体が j -mode の運動 ($j = 1, 2, 3$ は x, y, z 軸方向の変位, 4, 5, 6 は x, y, z 軸まわりの回転) $Y_j e^{i\omega t}$ をする場合の Radiation force や、あるいは x 軸となす角 α の方向から振幅 ζ_a の波が入射する場合に、浮体に作用する流体力を求めるには (3・1) ~ (3・4) 式に示したような境界値問題を流体運動が 3 次元的であるとして解かなければならない。 j -mode の動揺による速度ポテンシャルを $\phi_j^{(1)} e^{i\omega t}$, α 方向からくる入射波に対する反射波を $\phi_7^{(1)} e^{i\omega t}$ とすることにする。

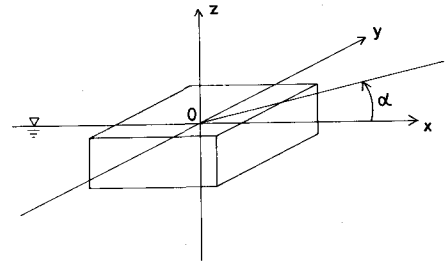
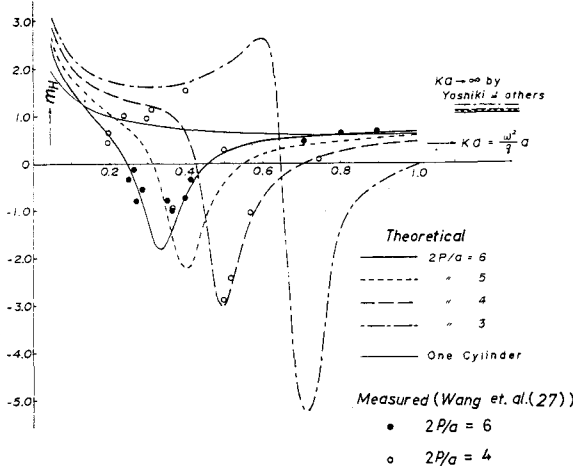


Fig. 7 Floating Body

Fig.6 Added Mass Coeff. of Twin Circular Cylinder (Ohkusu (25))

この問題についても古くから種々の解法が知られているが^{15),28),29),30)}、ここでは最も早くから試みられ²⁸⁾、且つ原理的な方法であるグリーン関数による方法について簡単に説明する。この方法は現在でも海洋構造物に作用する流体力の計算法として最も汎用性のある方法として、種々の研究機関で用いられている^{31),32),33)}。

線型の自由表面条件及び遠方で特異点から遠ざかる方向に波が伝わってゆくとする Radiation condition を満足するグリーン関数を $G(P, Q) e^{i\omega t}$ とすれば、流体内部の点 p での速度ポテンシャルは、一重層の浮体上の分布 $\sigma(Q)$ によって

$$\phi_j^{(1)}(p) = \int_s \sigma(Q) \cdot G(P, Q) dS_Q \quad (3 \cdot 13)$$

と表わすことができる。積分の面は浮体の没水面 $\bar{S}$ である。 $\phi_j^{(1)}$ が浮体上の境界条件を満足するように次の積分方程式によって分布 $\sigma(Q)$ を決定する。

$$\frac{\partial \phi_j^{(1)}(P)}{\partial n} = \frac{1}{2} \sigma(P) + \int_s \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q) dS_Q \quad (3 \cdot 14)$$

左辺は、浮体表面上の境界条件（流体と浮体の相対速度の法線方向成分が零であること、あるいは反射の条件）によってあたえられる。

この方法は 3-D 特異点法と呼ばれることがある。この方法では本来、一重層と二重層で表現される速度ポテンシャルを一重層のみで表わしているために、Irregular frequency と呼ばれる特定の振動数で解が不定となる。完全に没水した物体の場合はそのような現象は起らない。

具体的な積分方程式（3・14）の解法は、浮体表面を多数の要素面に分割し、その一つの要素面上では σ は一定値とし、積分方程式を連立一次方程式で近似するものである。この方法に関しては最近詳しい解説がされている³⁴⁾。要素分割の方法、特異点の数値計算上の処理等、計算技術上の問題については諸文献を参照されたい。

$G(P, Q) = 1/(4\pi \cdot \overline{PQ})$ とした解法も考えられ³⁵⁾、この場合、 σ は浮体表面のみでなく自由表面上、遠方で浮体を取り囲む面上にも分布し積分方程式もそれら全ての面上でのものとなる。

3-D の場合も、2-D の場合と同様な Haskind 関係式¹²⁾が成立する。Fig. 7 のような浮体が j-mode の動揺をすると $R = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$ の遠方に伝わる波は、あらゆる方向 θ に伝わるリング状の波で、

$$\frac{k}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{1}{kR}} H_j(\theta) e^{i(\omega t - kR)} \quad (3 \cdot 15)$$

のように表わすことができる。すなわち各 θ 方向に伝わる波の振幅は物体からの距離 R の平方根に逆比例する。

一方、浮体が α の方向から来る振幅 ζ_α の波の中で拘束されている時に作用する j 方向の波力を $F_0^{(1)}$ とすると

$$\frac{|F_0^{(1)}|}{\rho g \zeta_\alpha / k} = |H_j(\alpha)| \quad (3 \cdot 16)$$

で表わすことが出来る。これが Haskind の関係式である。 α 方向からくる波によって誘起される j 方向の波力は、j-mode の動揺によって α 方向に伝わる波の振幅に比例した大きさとなる。j-mode の動揺によって、ある方向へ伝わる波の振幅が 0 であるような形状の浮体では、その方向から波が来る時の j 方向の波力は 0 となる。動揺によって生じる波が容易に得られる時、あるいはその波の性質が簡単な考察によって得られる時、波力を求めるのにこの関係は便利である。

Figs. 8～11 は Løken *et al.* の論文³¹⁾に示されている水線面が正方形で吃水が水線面の一辺の 1/2 の箱船の 3 次元特異点法による流体力係数の計算結果である。実線は浮体表面を 108 の要素に分けて特異点法を適用した結果、点線は浮体を長さ方向に 8 等分してストリップ法を適用（正方形にストリップ法！）した結果である。

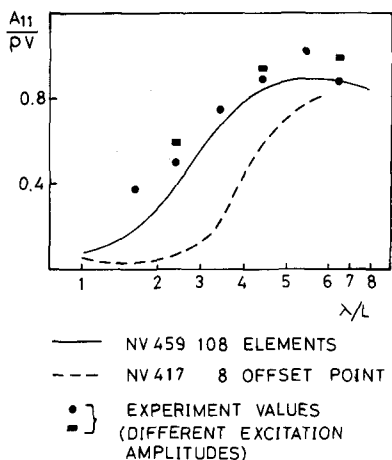


Fig.8 Added Mass Coeff. of 3-D Body for Surging
 (Løken et al. (31))

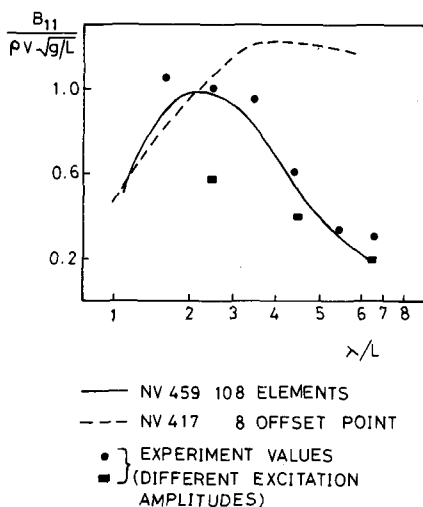


Fig.9 Damping Coeff. of 3-D Body for Surging
 (Løken et al. (31))

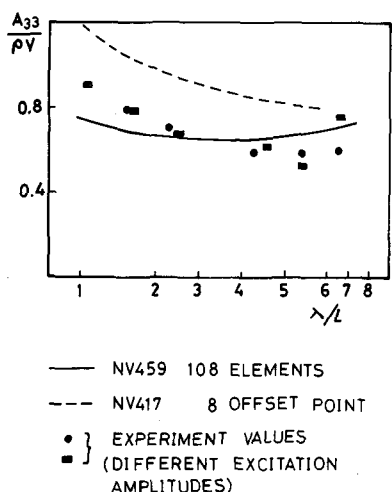


Fig.10 Added Mass Coeff. of 3-D Body for Heaving
 (Løken et al. (31))

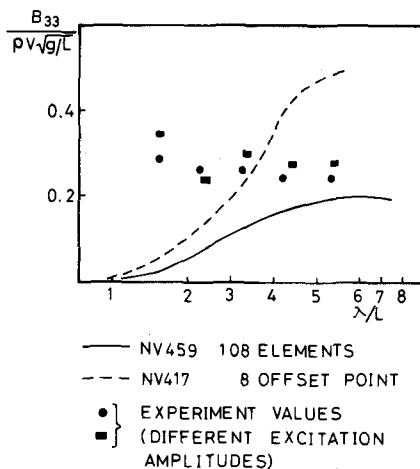


Fig.11 Damping Coeff. of 3-D Body for Heaving
 (Løken et al. (31))

これらの図で A_{jj} は j -mode の付加質量, B_{jj} は j -mode の減衰係数である。上下揺の減衰係数を除いて、特異点法の計算値と実験値は良く一致する。上下揺では減衰係数は相対的に小さく、抗力にもとづく減衰力が目立っている。減衰係数においては3次元の影響（実線と点線の差）が周期が長くなると大きくなるのがわかる。これはストリップ法の節で行った議論からも明らかである。

正平方程ではなく長さ幅の比が4程度の箱船でも、3次元効果は無視できないことも明らかにされている³³⁾。

3次元特異点の計算プログラムは、多くの研究機関で所有され、構造物の挙動から第4節で述べる定常力の計算まで一貫した計算が行われている所もあるらしい^{36),37)}。特に、複雑な形状の海洋構造物の流体力に関する多くの計算結果の公表が望まれる。

海洋構造物は複雑な形状をしているものが多い。いくら複雑でもその表面を細く要素に分割して3次元特異点法を適用することは可能である。しかしながら形状の比較的簡単な要素部材については特異点法を適用するが、その部材間の流体力学的相互干渉については、何らかの工夫によって容易に計算をしようとする研究も行なわれている³⁸⁾。構造物の形状の設計という観点からは、出来ればこのような方法がより有用であろう。

3.4. 考 察

以上説明してきた波の有限振幅効果は考慮しないが、周波数の影響を考慮する流体力の計算の立場から、海洋構造物に作用する流体力の計算法について考えてみる。

一般に波長が断面寸法に比べて十分大きい時($\lambda/\text{断面寸法} > 5$)は、断面に作用する流体力は(2・1)式の形式で表わすことができ、波振幅(あるいは動揺振幅)と断面寸法の比を表わす Keulegan Carpenter 数が大きくなければ抗力の項は無視できるし、円断面の場合なら $m \doteq 1$, $C_M \doteq 2$ として良く周波数の影響はほとんどないと考えられている。

例えば半径 a の水平の半没ならびに没水円柱に λ/a が大きい横波が作用する場合の波力を試算してみよう。Haskind の関係 (3・10) と Table 1 を用いて、 $ka \rightarrow 0$ における波力を計算し、それが $\rho \pi a^2 C_M \dot{V}$ (V は円柱中心における波の粒子の速度) で表わされるとして C_M を計算してみると、半没円柱の左右方向、没水円柱の上下、左右方向の波力については $C_M = 2$ となるが、半没上下方向の波力では $C_M = 2/(\pi \cdot ka)$ となって C_M は非常に大きな値をとらねばならないことになる。

さらに ka は小さいが有限の範囲で C_M はどうなるかを検討してみる。没水した物体では波長の他に没水深度が問題になるであろう。そこで水平の没水円柱の上下方向の波力に着目する。深度の異なる没水円柱の $\bar{A}_2$ の値と Haskind の関係から上下方向の波力を求め、それを $\rho \pi a^2 \cdot 2 \dot{V}$ で除した結果を示したものが Fig.12 である。没水深度と半径の比 $h/a \geq 3$ で $ka \leq 1.0$ であれば周波数に依存しないとした $C_M = 2$ を用いた上下方向の波力の推定値の精度は悪くないが、 $h/a < 2$ となるとこの方法の精度は悪く、波長が長いからといってそれが良くなるわけでもない。 $\lambda/2a > 5$ であっても没水深度が十分でなければ、周波数に依存しない付加質量係数を用いた波力の計算の精度が十分でないのは当然である。

Fig.13 は前田によって示された³⁹⁾、没水円柱の種々の深度に対する付加質量係数である。例えば $h/a \geq 3$ であれば、波力の方は $C_M \doteq 2$ として $ka \leq 1$ 程度まで精度良く推定できるのに、付加質量係数の方はその周波数範囲で大きい変化があるのは興味深い。

一方、鉛直円柱に作用する水平方向の波力を計算すると Fig.14 のようになる。縦軸の値が2となる横軸に平行な直線は $C_M = 2$ として計算した波力である。この場合は $\lambda/2a > 5$ であれば C_M は周波数に依存しないと云って良いであろう。

Fig.15 は工藤の結果⁴⁰⁾で、フーティングのついたコラムの上下方向の波力に関する理論値と実験値の比較である。理論値は特異点法を用いたものであるが、点線は Froude-Krylov 力 ($ka = 0$ の付加質量×波の orbital acceleration) である。没水深度 ($h/r \doteq 2.5$, r : コラムの半径) が、この場合は大きく近似的な方法で十分であることが判る。なお実験に用いられた波振幅と r の比は 1 程度である。

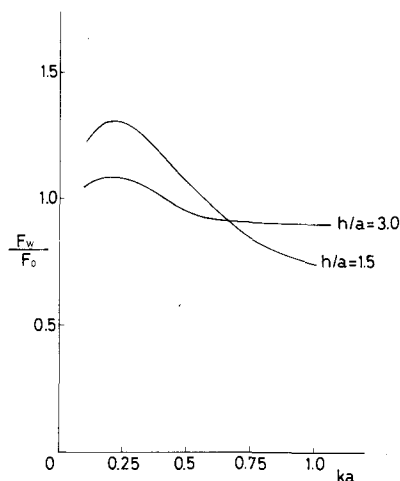


Fig.12 Wave Force Ratio of Submerged Circular Cylinder

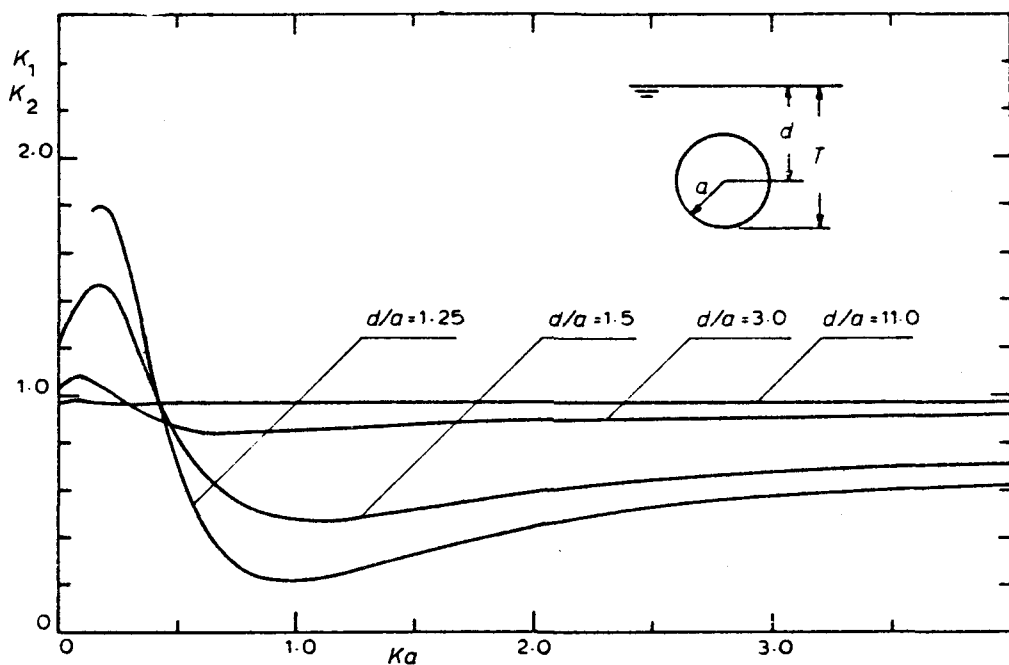


Fig.13 Sway and Heave Added Mass Coeff. for Submerged Circular Cylinder (Maeda (39))

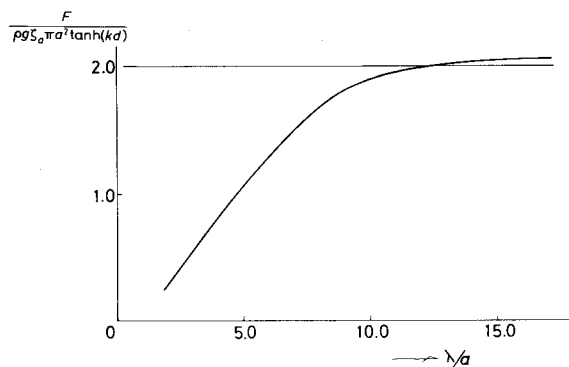


Fig.14 Wave Force on a Pile

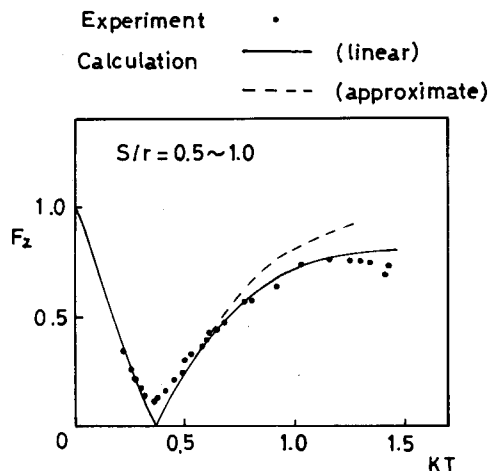


Fig.15 Vertical Wave Force on a Column with Footing (Kudo (40))

4. 非線型の流体力

自由表面の影響をうけ波高の2乗に比例する流体力で漂流力、長周期漂流力と呼ばれるものがある。前者は、浮体が波の下手に漂流する日常に経験する現象の原因となる定常力であり、後者は種々の周波数の成分をふくむ海洋波中で作用する、非常に長い周期を持つ波力のことである。

船舶が波浪中で航走する時に経験する、波浪による抵抗増加も漂流力の1つである。一方海洋構造物は一定点に位置を保持する定位置保持性能を強く要求されることが普通である。したがって、漂流力や長周期漂流力の精確な推定が、船舶の場合とは比較にならない程重要な意味をもっている。

以下、定常漂流力と長周期漂流力に分けて説明する。

4.1. 定常漂流力

Fig. 7 で、波の中で動揺する浮体に作用する水平方向の漂流力は、浮体の動揺及び入射波の反射によって生じる波と入射波が、遠方に運び去る運動量の平均値によって決定される。例えば α 方向から来る振幅 ξ_a の波の中で動揺している浮体を作る波のうち ξ_a に比例する線型部分は遠方で (3・15) 式のような形であたえられる。この時、浮体に作用する x, y 方向の定常漂流力は、それぞれ次式であたえられる¹²⁾。

$$\frac{F_1^{(2)}}{\rho g \xi_a^2 / k} = \frac{k^2}{8\pi} \int_{-\pi}^{\pi} |H_1(\theta)|^2 (\cos \alpha - \cos \theta) d\theta \quad (4 \cdot 1)$$

$$\frac{F_2^{(2)}}{\rho g \xi_a^2 / k} = \frac{k^2}{8\pi} \int_{-\pi}^{\pi} |H_2(\theta)|^2 (\sin \alpha - \sin \theta) d\theta \quad (4 \cdot 2)$$

α 方向から来る波によって生じる定常漂流力には、 $\alpha + \pi$ 方向に発散する波振幅からの寄与が大きいことがわかる。なお、全く同様に $H_j(\theta)$ を用いて z 軸まわりの定常モーメントを求めることができる。

すでに述べたように定常漂流力は波の振幅 ξ_a に関して 2 次のオーダーの大きさの力である。したがって、2 次のオーダーの流体運動にもとづく圧力が関与する筈である。後に述べるように、2 次のオーダーの流体運動を決定するためには、例えば自由表面条件は (3・2) 式ではなく、右辺に 1 次のオーダーの流体運動で決定される項を有する非斉次のものでなければならない。しかしながら、幸いなことに水平方向に作用する定常漂流力については、そのような 2 次のオーダーの流体運動からの寄与は 0 であることが示されている⁴¹⁾。従って 1 次のオーダーの解 $H_j(\theta)$ を用い、(4・1) と (4・2) 式で漂流力が表わされるのである。次に問題となるのが、Morison の式の第 2 項目に現われる流体の粘性に起因する流体と構造物の相対速度の 2 乗に比例する波力の漂流力への寄与である。簡単のために鉛直の円柱に作用する抗力と波の反射にもとづく波力の定常成分を比較してみる。抗力の作用する範囲が時間によって変化しなければ、抗力の 1 周期あたりの平均値は明らかに 0 である。したがって没水部に作用する抗力による漂流力は 0 である。しかしながら抗力の作用する範囲は円柱の周囲における波面の上昇、下降によって僅かに (波の振幅のオーダー) 変化する。抗力は波の orbital velocity $\xi_a \omega$ の 2 乗に比例するので、抗力による定常力は ξ_a の 3 乗に比例し、 $\rho C_D 2a \xi_a^3 \omega^2$ の大きさである (a は円柱の半径、 ξ_a は入射波の振幅、 ω はその振動数である)。一方、波長が半径に比べて大きい時の反射波にもとづく鉛直円柱に作用する定常漂流力は解析的な表現があたえられている⁴²⁾ ので、 ka が小さい時の漸近値を求めると $\rho g \xi_a^2 a \cdot \frac{\pi^2}{4} (ka)^3$ が得られる。したがって波長が大きい時の抗力と反射波による定常漂流力の大きさの比は $k \xi_a / (ka)^3$ 程度となる。最大波高として $2 \xi_a / \lambda = 0.1$ とすると $(\lambda / 2a)^3 \leq 10$ であれば抗力にもとづく漂流力は反射波に比べて無視できであろう。

没水した水平の円柱が横波を受ける場合、抗力による漂流力は上下方向も、左右方向も 0 であることは容易にわかる。反射波にもとづく漂流力は左右方向は 0 であるが、上下方向には 0 でない²⁴⁾。没水した構造物の部材に作用する抗力による定常漂流力は、構造物の姿勢が変化しなければ、すでに述べた理由から 0 であるが、動揺によって姿勢が変化する場合はそのかぎりではない。ある入射波の波長では、セミ・サブの caisson 部分における流体運動と姿勢の変化の位相差が適当なものとなり、抗力による定常力のために、構造物が波の上手にさか上ることがあり得ることが指摘されている⁴³⁾。

構造物に作用する上下方向の定常波力 (漂流力という呼び方が、上下方向の力にはそぐわないので用いた) は、水平方向の漂流力が海洋構造物の係留索に加わる力の決定に重要なものに対して、海洋構造物の定常傾斜モーメント、すなわち波浪中の復原性の低下に寄与するものと考えられている。例えば横波を受ける双胴型のセミ・サブを、2 本の水平没水円柱に横から波があたる状況で簡単にモデル化する。

各々の円柱の単位長さあたりに作用する鉛直上方に向う定常波力は近似的に $2\pi\rho g\zeta_a^2 e^{-2kh}ka\cdot I_1(2ka)$ であたえられる²⁴⁾。 I_1 は第1種の変形ベッセル関数であり、 h は円柱中心の没水深度である。構造物が横傾斜して一方の円柱の没水深度が小さく、他の円柱の深度が大きくなると、 e^{-2kh} の項のために浅い方の円柱に作用する上方へ向う力の方が、深い方の没水円柱に作用する力より大きくなって傾斜をさらに大きくしようとするモーメントが作用する。つまり構造物の横傾斜の復原性が低下することになる。この点は海洋構造物の波浪中における安定性を論じる際に考慮される必要があることが指摘されている⁴⁴⁾。

一般に上下方向の定常波力、また後で述べる長周期漂流力は、(4・1)、(4・2)式のように浮体が作る遠方の波動場から計算することはできない。そこでどうしても浮体表面における ζ_a の2次のオーダーの大きさの圧力を計算して、浮体に作用する波力を求めることが必要になる。

波浪中で動揺している浮体のまわりの流体運動を記述する速度ポテンシャルは、波の振幅の2次のオーダーの大きさの項までとると

$$\phi = \phi^{(1)} + \phi^{(2)} \quad (4 \cdot 3)$$

となる。右辺第1項目は波振幅 ζ_a に関して線型の項、第2項が2次の項である。前節までは $\phi^{(1)}$ のみを考慮した。動揺している浮体の表面の流体圧を P とし、これも2次のオーダーまでとると

$$P = -\rho g X_1 - \rho \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} - \rho \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial t} - \rho (\vec{X} \cdot \nabla \phi^{(1)}) - \frac{\rho}{2} (\nabla \phi^{(1)})^2 \quad (4 \cdot 4)$$

で表わすことができる。右辺第1項は静水圧、第2項は線型項による1次の大きさの圧力、第3項は2次の速度ポテンシャルによる圧力、第4項は浮体の表面が平均位置から変位していることに基づく1次の大きさの圧力の補正項、最後がベルヌーイの圧力方程式の速度の2乗の項である。なお $\vec{X}$ は浮体表面の各点の動揺による変位ベクトルであり、(4・4)式の右辺の各項は動揺の平均位置での値である。

(4・4)式の圧力を浮体の浸水表面上で積分する場合には、水面と浮体の相対運動によって浸水面が変化することを考慮しなければならない。浸水面の変化の大きさは ζ_a のオーダーであり、この変化の結果(4・4)式の右辺第1項、2項などの線型項からも2次のオーダーの流体力が生じるからである。Fig.7のような浮体で、動揺の平均位置における浸水面を $\bar{S}$ 、その時の水線を WL とすると浮体に作用する2次のオーダーの波力 $\vec{F}^{(2)}$ は次のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} \vec{F}^{(2)} = & -\frac{1}{2}\rho g \int_{WL} \zeta_a^2 \vec{n} dl + \frac{\rho}{2} \int_S |\nabla \phi^{(1)}|^2 \cdot \vec{n} ds \\ & + \rho \int_S (\vec{X} \cdot \nabla \phi^{(1)}) \cdot \vec{n} ds + (\vec{\Omega} \times M \vec{X}_G) \\ & + \rho \int_S \phi^{(2)} \vec{n} ds \end{aligned} \quad (4 \cdot 5)$$

この式で $\vec{n}$ は浮体の表面の法線方向、 ξ_r は浮体の周囲の波変位、 $\vec{\Omega}$ は動揺のうち、回転変位ベクトル、 $\vec{X}_G$ は浮体の重心の変位のベクトル、 M は浮体の質量である。第1項が浮体と水面の相対変位によって浸水面が変化することによる効果、第2項が速度の2乗の圧力、第3項が線型の圧力場が一様でなく、浮体の中で変位することによる項、第4項は浮体全体に作用する1次の大きさの力の方向が動揺によって変化することの効果($\vec{F}^{(2)}$ を浮体固定でなく、空間固定の座標軸に対して表現するため)、第5項が2次の速度ポテンシャルによるものである。(4・5)式の1周期あたりの平均値が定常漂流力となる。すでに述べたように、水平方向の定常漂流力に対する第5項の寄与は無い。作業船(Pinkster & van Ootmerssen⁴⁵⁾、柱状体(Faltinsen & Løken^{46),47)}、半潜式水リグ(Pinkster³⁶⁾)などについて、定常漂流力を与える(4・5)式の右边第1項から第4項を別々に計算して、全体に占める割合を検討した例がある。いずれの場合も第1項が最大であり、第2項はトータルの漂流力とは逆の方向を向いており、第2項を以て2次の流体力を代表させることはできないことが判る。なおこれらの計算にあたっては速度ポテンシャルの線型項を精確に求め、さらに誘起される海洋構造物の動揺をきちんと求めておかねばならない。前記の研究者達は前節で述べた3-Dの特異点法を用いてこの計算を行っている。

Clauss *et al.*⁴⁸⁾は最近、箱型のプラットフォーム（排水量約3万トン、寸法74.4 m×74.4 m×5.5 m、オフショア・プラント用のプラットフォームとして設計され、最終的には海底に固定した脚の上に据えられるが、設置の段階で海面に浮かせて係留する）に対する漂流力を理論計算して実験と比較している。漂流力は(4・5)式による、いわゆる Near field 法を用いるが、線型速度ポテンシャルは浮体表面を三角形の192の要素に分割して、3-D特異点を用いている。

Fig.16は2つの水深の場合の結果である。理論と実験の結果は傾向は良く一致しているが、動揺が激しく漂流力がピーク値をとるあたりで両者の差が目立っている。また使用した波の振幅によって実験は変化をし、漂流力が波の振幅の2乗に比例しないことになる。

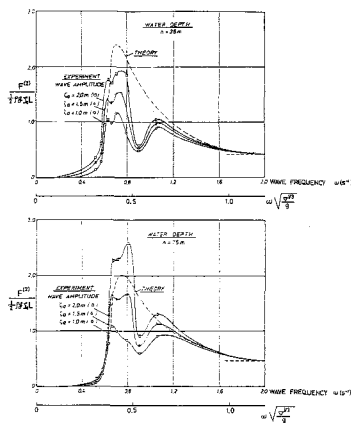


Fig.16 Drift Force Coeff.
(Clauss *et al.* (47))

半潜水式リグ，作業船等では実験値と計算値が良く一致した例もあり，一方動揺を許して比較的小さい力の計測を行うことが困難であることなどを考慮すると結論を出すにはさらに今後の研究が必要である。

4.2. 長周期漂流力

係留された海洋構造物が不規則な海洋波中で，非常にゆっくりした周期で水平面内の動揺をすることが知られている。大きな水平面内での変位は，係留索に大きな力が加わることの原因になるし，掘削作業の障害にもなる。浮体は，係留されなければ水平面内の変位に対して復原力を持たない。したがって水平運動の固有周期は存在しないが，係留された海洋構造物は，水平面内の運動に対して一般に慣性力に比較して小さい復原力を持つ。その結果，非常に長い固有周期を持つことになる。一方，海洋波は種々の振動数の波をふくんでいる。簡単に波を

$$\zeta = \sum_n a_n \cos(\omega_n t - \delta_n) \quad (4 \cdot 6)$$

とすると，この波による線型の波力は， ω_n の振動数の波力の和であたえられる。2次のオーダーの波力には，前節に説明した定常の部分の他に， $\omega_n + \omega_m$ ， $\omega_n - \omega_m$ の振動数を持つ成分がある筈である。 $\omega_n - \omega_m$ の振動数成分を持つ波力は次の形に表現できるであろう。

$$F^{(2)} = \sum_m \sum_n T_{mn} a_m a_n \cos[(\omega_n - \omega_m)t - \delta_{mn}] \quad (4 \cdot 7)$$

一般に $\omega_n - \omega_m$ が非常に小さい1組の成分波によって大きさは2次のオーダーで非常に小さいが，周期の長い波力が生じる。この波力に対して，固有周期の長い水平面内の動揺が同調して大きい変位をひきおこす。これが係留された海洋構造物の長周期動揺の説明である。

海洋構造物は，その質量に比べて水線面積が小さく設計されているものが多い。このような上下揺や横揺などの固有周期の長い構造物では，線型の波力の範囲では海洋波のスペクトラム中に同調をおこす成分をふくまない場合でも2次の波力が同調をおこす可能性が考えられる。

本節では，Quadratic Transfer Function T_{mn} を推定する方法の概略を述べる。

Hsu & Blenkarn⁴⁹⁾ はこの問題を最初に解析した。それによると不規則波の変動を，それぞれ周期の異った規則波の1/2サイクルの連続したものと考える。その1/2サイクルの間は，対応する周期の規則波中で作用するのと同じ定常漂流力が作用すると仮定する。したがって不規則波中で作用する長周期波力は不規則波の変動の envelope の2乗の形に似た時間変動をすることになる。(連続した1/2サイクルは異った周期を持つので，ある1/2サイクル間の定常漂流力は，その変動の振幅の2乗に，その1/2サイクル間の周期に対応する定常漂流力の伝達関数の T_{mm} を乗じたものであり，厳密には envelope の形そのものではない)。

この考え方を，振幅 a_m, a_n ，振動数 ω_m, ω_n の2つの成分波から構成される regular wave group に適用すると， $|\omega_m - \omega_n| \ll (\omega_m + \omega_n)/2$ の条件の下で，2次のオーダーの波力は

$$F^{(2)} = T_{rr} \{ (a_m^2 + a_n^2) + (a_m a_n + a_n a_m) \cos [(\omega_m - \omega_n)t - \delta] \} \quad (4 \cdot 8)$$

の形に表わすことができる。ここで T_{rr} は $\omega_r = (\omega_m + \omega_n)/2$ とした時の伝達関数、つまり ω_r における定常漂流力によって決定される伝達関数である。上式の右辺の $\cos$ の項が長周期漂流力であるから、この考え方は ω_m と ω_n が十分に近い場合は $T_{mn} \doteq T_{mm}$ とすることであり、Newman⁵⁰⁾ や Remery *et al.*⁵¹⁾ によって提案された。

定常漂流力については、前節でも述べたように、従来多くの研究がなされ、計算値や実験値も比較できるデータがそろっている。上述の長周期漂流力の計算法は、これらの成果を用いることができる点で有力なものである。

Faltinsen & Løken⁴⁶⁾ は、近似的方法にたよらず、2成分波の場合に $\phi^{(1)}$, $\phi^{(2)}$ を求めて、(4・5)式によって長周期漂流力を計算した。この計算は2-Dで、すなわち半没円柱、角柱(断面の幅/深さ、2/1, 20/7, 20/15の3種)に横方向から波が入射した時の長周期漂流力である。なお水深は無限大としている。柱状体の吃水と成分波の波長の比が1/10～1/4の範囲の結果から、 ω_m と ω_n が近ければ十分の精度で $T_{mn} \doteq T_{mm}$ が成立つことがわかる。さらに上述の柱状体で断面の水線幅20mとした時、有義波高 $H_s = 2m$ 、平均周期 $T_z = 5.5 \text{ sec}$ の ISSC スペクトラムを有する波の中の長周期漂流力のシミュレーション計算を行い、 T_{mn} を用いた計算結果と、 T_{mn} を T_{mm} で置き換えた計算結果を比較し、両者の間に差がないことを確かめている。

また2成分の2次オーダーの速度ポテンシャル $\phi^{(2)}$ にもとづく長周期漂流力は、ほとんど無視できる程小さいことが示されている。

Fig.17 は4本の係留索で係留された作業船に、斜め前方向から波が入射した時の横方向、ならびに前後方向の波力の T_{mn} についての Standing の計算結果³⁷⁾ である。結果は $(\omega_m - \omega_n)\sqrt{L/g} = 0.52$ に対してのものであり、横軸は $(\omega_m + \omega_n)/2 \cdot \sqrt{L/g}$ である。この計算では $\phi^{(1)}$ は3-Dの特異点法で求められ、(4・5)式から長周期漂流力が求められている($\phi^{(2)}$ による寄与は近似的に求めた)。この計算の結果は図中実線で示されているが、点線は $T_{mn} \doteq T_{mm}$ の近似を用いた場合のものである。

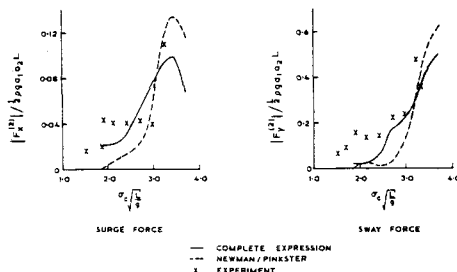


Fig.17 Low-frequency Wave Force on a Drill-ship in Regular Wave Groups, Heading 126° (Standing *et al.* (37))

実験値も示され、実線の方に合っているように見える。

長周期漂流力の直接計測はその大きさが小さいこと、周期の長さ等の理由で実験室では仲々困難である。Standing の実験では船は係留されて自由に動揺している。漂流力は、変位を計測し、それをもとに係留索のバネ定数、船の付加質量をふくむ質量、減衰係数などを用いて計算して求める間接的な方法で得られた。

すでに述べたように Faltinsen & Løken の箱船の計算¹⁶⁾においても、また Pinkster のセミ・サブの計算³⁶⁾においても、2 次のオーダーの速度ポテンシャル $\phi^{(2)}$ の長周期漂流力に対する寄与は非常に小さく、無視できるものである。Faltinsen & Løken の計算は、2 次元ではあるが浮体の表面及び自由表面条件をともに 2 次のオーダーまで満足した解をあたえている。

簡単のために浮体が存在しないとして進行波のみを考える。浅い海域で“set-down”と呼ばれる現象が知られている。すなわち浅い海域に進行波が入ってくると波の振幅の 2 次の効果として平均水位が下降する。これは、波高の大きい波の下では大きい Radiation stress が流体を前後に押しやり、この力の一部をバランスするために平均水位の変化による圧力場が生じることによると説明されている^{52) 53)}。したがって波高の大きい所程、平均水位の下降は大きくなるのである。

Wave group の波長が水深に比べて十分大きい時は、平均水位 $\langle \eta \rangle$ は

$$\langle \eta \rangle = -\frac{S_x}{\rho(gh - C_g^2)} \quad (4 \cdot 9)$$

であたえられる⁵³⁾。 h は水深で、 C_g は波の群速、 S_x は Radiation stress で波の振幅の 2 乗に比例する。したがって“set-down”は水深が小さい程大きく、その大きさは波の振幅の 2 乗に比例する。

Set-down によって生じた圧力場は海洋構造物に長周期漂流力をもたらすであろう。この力は、 $\phi^{(2)}$ によるものの一部と考えて良いであろう。したがって水深が十分小さい場合には $\phi^{(2)}$ の長周期漂流力への寄与は小さくはないと考えられる。Set-down による長周期漂流力は、最近海洋構造物の運動を研究する人達の関心と呼んでいるようで、近似的な計算法も開発されている³⁷⁾。しかしながら、Faltinsen & Løken がやったような浮体が存在する時の $\phi^{(2)}$ の計算を水深が浅い場合に実行して、浮体が存在する時の set-down の効果を含んだ $\phi^{(2)}$ による長周期漂流力を合理的に計算し、 $\phi^{(2)}$ の効果を議論することが望まれる。

5. あとがき

以上、海洋構造物に作用する流体力のうち周波数の影響を受ける流体力について概説した。方法の紹介を要領良くと考えたが、まとまりのない抽象的な議論に終始してしまった。読者諸氏のお役に立たないことを畏れるものである。

参 考 文 献

- 1) N. Hogben et al.: Estimation of fluid loading on offshore structures, Proc. Insti. Civ. Engrs., Part 2 1977.
- 2) T. Sarpkaya & M. Isaacson : Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures, Van Nostrand Reinhold Co. 1981.
- 3) 小寺山亘：我国における海洋工学の性能分野研究の現状（Ⅲ）4. 柱状体に働く流体力と波力について，日本造船学会誌，625号，1981.
- 4) 金綱正夫他：浮遊式海洋構造物の設計システム，三井造船技報，第103号，1979.
- 5) M. Pincemin et al.: An integrated program for the dynamic structural calculation of mobil offshore units, OTC, 1974.
- 6) 佐竹 優他：半潜水式海洋構造物の設計及び建造，三菱重工技報，海洋開発技術特集号，第13巻，第4号，昭和51年.
- 7) 姫野洋司：横揺れ減衰力，第2回耐航性シンポジウム，日本造船学会，1977.
- 8) 高石敬史，黒井昌明：波浪中船体運動の実用計算法，同上，1977.
- 9) J. P. Hooft : A mathematical method of determining hydrodynamically induced forces on Semi-submersibles, Transactions of SNAME, Vol. 79, 1971.
- 10) T. F. Ogilvie & E. O. Tuck : A rational strip theory for ship motions, Part 1, Report No. 013 of NAME, Univ. of Michigan, 1969.
- 11) T. F. Ogilvie : Singular perturbation problems in ships hydrodynamics, Advance in Appl. Mech., Vol. 17, Academic Press 1977.
- 12) J. N. Newman : The exciting forces on fixed bodies in waves. J. of ship Research. No. 6, 1962.
- 13) 別所正利：波の中の船の運動の理論について—前進速度のない場合—，防衛大理工研報告，3巻，2号，1965.
- 14) F. Ursell : On the heaving motion of a circular cylinder on the surface of a fluid, Quart. J. Mech. Appl. Math., No. 2, 1949.
- 15) F. John : On the motion of floating bodies, II., Corum. Pure. Appl. Math., 3, 1950.
- 16) 田才福造：船の上下動揺ならびに縦動揺における減衰力及び付加質量について，造船学会論文集，105, 1959.
- 17) 前田久明：任意船型に及ぼす波の強制力について，造船学会論文集，126, 1969.
- 18) W. Frank : Oscillation of cylinders in or below the free surface of deep fluid, Naval Ship Research Development Center Rep., 2375, 1967.

- 19) 瀬戸秀幸, 山本善之: 有限要素法による定常波動問題の基礎的研究, 造船学会論文集, 136, 1974.
- 20) Y. Kyojuka: Experimental study on second-order forces acting on a cylindrical body in waves, 14th ONR Symp., 1982.
- 21) 菅 信: 二次元造波理論, 三次元造波理論, 第2回耐航性シンポジウム, 日本造船学会, 1977.
- 22) 田才福造, 小寺山亘: 上下揺する半没水円柱に働く非線型流体力について, 西部造船会報, 46, 1973.
- 23) 田才福造, 高木又男: 規則波中の応答理論及び計算法, 第1回耐航性シンポジウム, 日本造船学会, 1959.
- 24) T. F. Ogilvie: First-and second-order forces on a cylinder submerged under a free surface, J.F.M., 16, 1963.
- 25) M. Ohkusu: On the heaving motion of two circular cylinders on the surface of a fluid, Rep. RIAM, Kyushu Univ., 1969.
- 26) S. Wang & R. Wahab: Heaving oscillations of twin cylinders in a free surface, J. of Ship Research, Vol. 15, No. 1, 1971.
- 27) 大楠 丹: Multihull Ship の波の中の運動について, 西部造船会報, 40, 1970.
- 28) W. Kim: On the harmonic oscillation of a rigid body on a free surface, J.F.M., 21, No. 3, 1965.
- 29) O. Faltinsen & Michelsen: Motions of Large structures in waves at zero Froude number, Symp. on the dynamics of marine vehicles & structures in waves, 1974.
- 30) C. J. R. Garret: Wave forces on a circular dock, J.F.M., 46-1, 1971.
- 31) A. E. Løken and O. A. Olsen: Diffraction theory and statistical methods to predict wave induced motions and loads for large structures, OTC. 1976.
- 32) 杉浦正憲: 半潜水式海洋構造物に働く流体力について—三次元特異点分布を用いた厳密計算—, 関西造船協会誌, 164, 1971.
- 33) 野尻信弘: 3次元浮体に働く変動圧力および波浪荷重の研究, 日本造船学会論文集, 148, 1980.
- 34) C. J. Garrison: Hydrodynamic loading of large offshore structures. Three dimensional source distribution method, Numerical Methods in Offshore Engineering, edited by O. C. Zienkiewicz et al., John Wiley, 1978.
- 35) R. W. C. Yeung: A singularity distribution method for a free surface flow problems with an oscillating body, Rep. No. NA 73-6, Univ. of California, Berkeley, 1973.

- 36) J. A. Pinkster : Mean and low frequency wave forces on semi-submersibles, OTC, 1981.
- 37) R. G. Standing and N. M. Dacunha : Slowly varying and mean second-order on ships and offshore structures, 14th ONR Symp., 1982.
- 38) 中村一郎他 : 3次元物体に働く流体力の簡易計算法について, 第6回海洋工学シンポジウム, 造船学会, 1982.
- 39) H. Maeda : Hydrodynamical forces on a cross-section of a stationary structure, Symp. on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves., 1974.
- 40) 工藤君明, 木下 篤 : フーティング付カラムの造渦減衰力と運動に関する基礎的研究, 日本造船学会論文集, 150, 1981.
- 41) N. Salvesen : Second-order steady-state forces and moments on surface ships in oblique regular waves, Symp. on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves 1974.
- 42) T. H. Havelock : The Pressure of water waves upon a fixed obstacle, Proc. of the Royal Society of London, Se. A., No. 963, 1940.
- 43) E. Huse : Wave induced mean force on platforms in direction opposite to wave propagation, Norwegian Maritime Research, No. 1, 1977.
- 44) E. Numata et al.: Assessment of stability requirements for semisubmersible units, Transactions of SNAME, Vol. 84, 1976.
- 45) J. A. Pinkster & G. van Oortmerssen : Computation of the first and second order wave forces on oscillating bodies in regular waves, Symp. on Appl. Math., dedicated to the late Prof. R. Timman, 1978.
- 46) O. M. Faltinsen & A. E. Løken : Slow drift oscillations of a ship in irregular waves, Applied Ocean Research, Vol. 1, No. 1, 1978.
- 47) O. M. Faltinsen & A. E. Løken : Drift forces and slowly varying horizontal forces on a ship in waves, Symp. on Appl. Math., dedicated to the late Prof. R. Timman 1978.
- 48) G. F. Clauss & T. E. Schellin : Slow drift forces and motions on a barge-type structure comparing model tests with calculated results, OTC, 1982.
- 49) F. H. Hsu & K. A. Blenkarn : Analysis of peak mooring forces caused by slow vessel drift oscillations in random seas, OTC, 1970.
- 50) J. N. Newman : Second-order, slowly-varying forces on vessels in irregular waves, Symp. on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, 1974.
- 51) G. F. M. Remery & A. J. Hermans, The slow drift oscillations of a moored object in random seas, OTC, 1971.
- 52) P. H. LeBlonde & L. A. Mysak : Waves in Ocean, Elsvies Scientific Pub.-Co., 1978.

- 53) M. S. Longuet-Higgins & R. W. Stewart : Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf beats', J.F.M., 13, 1962.