

斜波中の双胴船に作用する波力の一近似計算法

大楠, 丹

<https://doi.org/10.15017/4743577>

出版情報：應用力學研究所所報. 45, pp. 539-546, 1976-11. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：



寄 書

斜波中の双胴船に作用する波力の一近似計算法

大 楠 丹*

双胴船形状は一般の船舶ばかりでなく、石油掘削用の特殊な構造物にもその例が多く見られる。このような形状の物体が斜波中にある時に作用する波力をストリップ法を用いて計算する場合、従来単胴の船に適用されているような方法をそのまま用いると著しく不正確な結果を導く。これは一言で言えば双胴船の全幅が単胴船のそれに比べると非常に大きいからである。そこで本報告では単胴船に用いられる

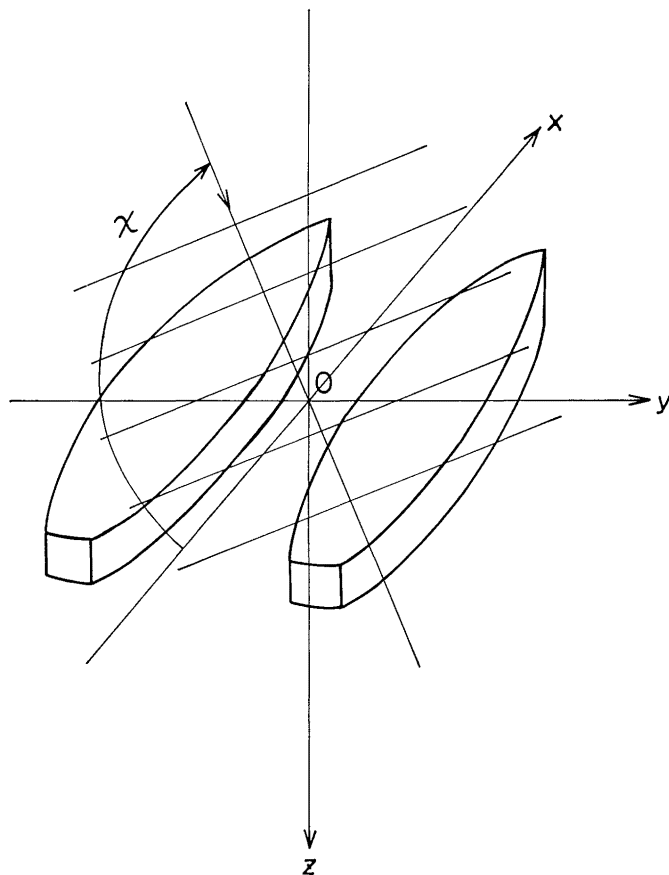


図 1 斜波中の双胴船

* 九州大学助教授，応用力学研究所

計算法の簡便な利点はそのまま残し、かつ双胴の場合でも十分精度の良い結果をあたえる波力の計算法を提案する。

図 1 のような前進速度 0 の双胴船に角度 χ の方向から規則波が入射する時、坐標 x の断面 (図 2) に作用する波力の計算に、従来単胴の船の場合に用いられてきた方法をそのまま適用すると概略次のようなことになる。

図 2 (A) において、 z 軸の適当な点 Q における入射波の orbital motion の y 成分、 z 成分を用い、双胴柱状体がこの orbital motion と大きさが同一で符号が反対の左右揺あるいは上下揺をする時の流体力をもって波の diffraction force とし、これに入射波が船の存在によって乱されないとした時の力、すなわちいわゆる Froude-Kriloff の力を加えたものを波力とする。この方法は、船の幅が入射波の波長に比べて十分小さいことを前提としており、単胴の船の場合には我々の関心のある波長は大略この仮定を満足していると考えられる。

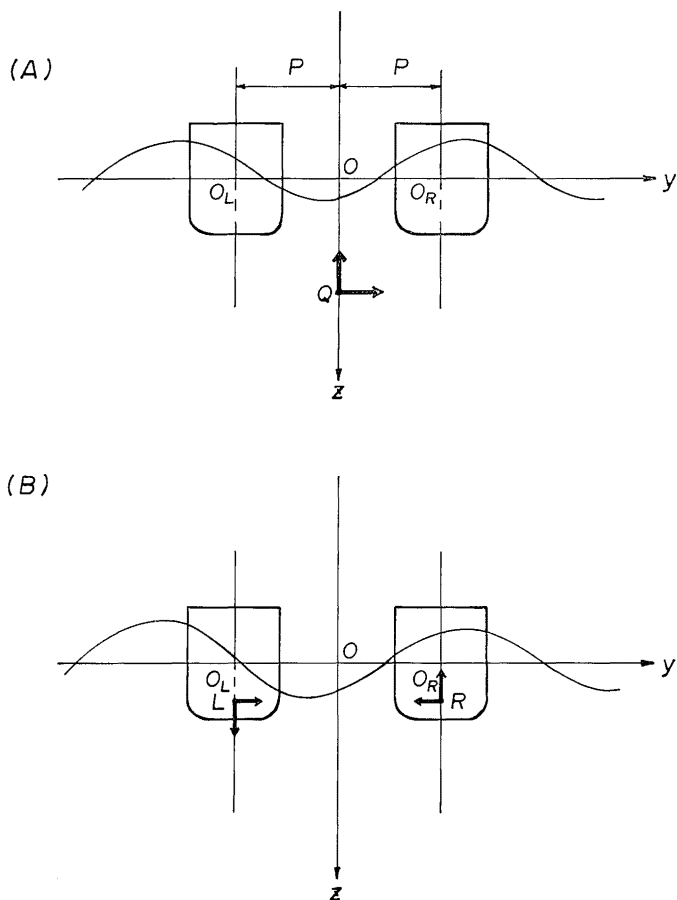


図 2 双 胴 船 の 断 面

しかしながら双胴船の全幅は非常に大きく、波長が非常に大きくないかぎりこのような仮定は成立し難いと考えられる。そこで図2(B)のように点 O_R, O_L を通る鉛直線上の適当な深さの点 R, L における入射波の orbital motion を考え、右側の断面は点 R における orbital motion と逆符号で大きさが等しい左右揺あるいは上下揺を行ない、左側の断面は点 L における orbital motion と逆符号、大きき同一の左右揺あるいは上下揺をするとした時、この双胴断面に作用する流体力をもって波の diffraction force とするのが、本報告で提案する方法である。この方法によれば双胴間隔が波長に比べて大きいことによる誤差は避けられる。一方、この方法を用いるためには、2本の柱状体断面の各々が互いに位相の異なった左右揺や上下揺をする時に作用する流体力をあらかじめ求めておかなければならない。もし1つの柱状体断面の付加質量や減衰係数が、左右揺、上下揺及び横揺の各場合について知られていると、そのような断面が2つ並びかつ各々が位相の異なった動揺をする時に各断面に作用する流体力は、著者によってあたえられた方法¹⁾を用いれば、両断面間の相互作用を考慮に入れて比較的簡単に計算することができる。以下、まずこのような双胴断面が互いに位相の異なった動揺をする時に作用する流体力の計算式を結果だけ示すことにする(詳しい説明は文献(1)参照)。

(I) 単一断面の2次元流体力係数が下記のように知られているとする。

m_j, N_j : j -mode の動揺 $e^{i\omega t}$ をする時の付加質量と減衰係数

$\bar{A}_j e^{i_j y} e^{i(-k y + \omega t)}$: j -mode の運動 $e^{i\omega t}$ をする時、 $y = +\infty$ に伝わる波

ただしここで $j=1$ は左右揺、 $j=2$ は上下揺、 $j=3$ は断面の水線中心のまわりの時計まわりを正とする横揺を示す。また $k = \omega^2/g$ である。 g は重力加速度。

右側の R -断面が j -mode の動揺 $e^{i\omega t}$ 、左側の L -断面が j -mode の動揺 $e^{i(\omega t + \delta)}$ をする時、各断面に作用する流体力は次のようにして求められる。

(i) まず R -断面が静止、 L が j -mode の運動 $e^{i(\omega t + \delta)}$ をする時、 R が受ける k 方向の流体力は

$$(-1)^k \frac{e^{i\delta} e^{-i2kp}}{1 + H_+^2 e^{-i4kp}} \cdot \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_j \bar{A}_k e^{i(\epsilon_j + \epsilon_k)}. \quad (1)$$

である。ここで時間項 $e^{i\omega t}$ は省略した。 $2p$ は図2に示するように双胴断面の中心間隔である。

また L -断面の受ける k 方向の流体力は

$$\frac{e^{i\delta} \cdot iH_+ e^{-i4kp}}{1 + H_+^2 e^{-i4kp}} \cdot \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_j \cdot \bar{A}_k e^{i(\epsilon_j + \epsilon_k)}. \quad (2)$$

+ (L -断面が単独で j -mode の動揺をする時に作用する k 方向の流体力)

ただし $k=1$: y 方向の力、 $k=2$: z 方向の力、 $k=3$: O_R あるいは O_L まわりのモーメントである。さらに

$$H_+ = i e^{i\epsilon_2} \cos \epsilon_2 - e^{i\epsilon_1} \sin \epsilon_1, \quad (3)$$

である。

(ii) 次に L -断面静止、 R が j -mode の動揺 $e^{i\omega t}$ をする時、 R 断面が受ける k 方向の力は、

$$(-1)^{j+k} \frac{iH_+ e^{-i4kP}}{1+H_+^2 e^{-i4kP}} \cdot \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_j \cdot \bar{A}_k e^{i(\epsilon_j + \epsilon_k)} \quad (4)$$

+ (R 断面が単独で j -mode の運動をする時の k 方向に作用する流体力)

であり, L が受ける力は

$$(-1)^j \frac{e^{-i2kP}}{1+H_+^2 e^{-i4kP}} \cdot \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_j \cdot \bar{A}_k e^{i(\epsilon_j + \epsilon_k)} \quad (5)$$

となる. (i)+(ii) から R -断面が $e^{i\omega t}$, L -断面が $e^{i(\omega t + \delta)}$ の j -mode の運動をする時, 双胴断面全体に作用する流体力が求められて, 次のようにあたえられる.

上下方向の力:

$$\begin{aligned} & \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_j \cdot \bar{A}_2 e^{i(\epsilon_j + \epsilon_2)} \cdot \frac{e^{i\delta} e^{-i2kP} + (-1)^j e^{-i2kP}}{1 - iH_+ e^{-i2kP}} e^{i\omega t} \\ & + [m_2 \omega^2 (1 + e^{i\delta}) - iN_2 \omega (1 + e^{i\delta})] e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (6)$$

ただし $j=2$ の時, 第 2 項目の [] の中は 0 である.

水平方向の力:

$$\begin{aligned} & \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_j \cdot \bar{A}_1 e^{i(\epsilon_j + \epsilon_1)} \cdot \frac{-e^{i\delta} e^{-i2kP} + (-1)^j e^{-i2kP}}{1 + iH_+ e^{-i2kP}} e^{i\omega t} \\ & + [m_1 \omega^2 (1 + e^{i\delta}) - iN_1 \omega (1 + e^{i\delta})] e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (7)$$

ただし $j=1$ で 2 項目の [] の中は 0 である.

O 点まわりのモーメント:

$$\begin{aligned} & \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_j \cdot \bar{A}_3 e^{i(\epsilon_j + \epsilon_3)} \cdot \frac{-e^{i\delta} e^{-i2kP} + (-1)^j e^{-i2kP}}{1 + iH_+ e^{-i2kP}} e^{i\omega t} \\ & + \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_j \cdot \bar{A}_2 e^{i(\epsilon_j + \epsilon_2)} \cdot P \cdot \frac{e^{i\delta} e^{-i2kP} - (-1)^j e^{-i2kP}}{1 + iH_+ e^{-i2kP}} e^{i\omega t} \\ & + \begin{cases} [m_2 \omega^2 P (1 - e^{i\epsilon}) - iN_2 \omega P (1 - e^{i\delta})], & j=2 \\ [M \omega^2 (1 + e^{i\delta}) - iN \omega (1 + e^{i\delta})], & j=1 \end{cases} \end{aligned} \quad (8)$$

M と N は単独断面の左右揺による連成モーメントを

$$M(-\ddot{y}) + N(-\ddot{y}) \quad (9)$$

とした時の係数である.

(II) (I) では互いに任意の位相差をもって動揺する 2 つの柱状体断面の radiation 問題の解法を示した. この結果を用いて, 斜波中にある双胴船の各断面に作用する波力を求めることにする.

入射波の速度ポテンシャルを

$$\phi_1 = -\frac{i\omega}{k} e^{-kz} e^{i(\omega t - kx \cos \chi - ky \sin \chi)}, \quad (10)$$

とする. この時の入射波の wave elevation は

$$\eta = e^{i(\omega t - kx \cos \chi - kys \sin \chi)}, \quad (11)$$

である。双胴船の坐標 x の断面を図 2 (B) に示されるものとする。まず左、右各々の断面の中心を通る鉛直線上の適当な位置 R, L の orbital motion を求めるわけであるが、その位置として普通の船の場合と同様に y 方向の orbital motion は $Z = -\frac{T}{2}$ の点、 z 方向のそれは $Z = \sigma T$ の点 (T は断面の吃水、 $\sigma = \text{断面積} / (\text{幅} \times \text{吃水})$) で考えることにする。そうすると

Z 方向の orbital motion:

$$\begin{cases} R \text{ 点} : e^{-k\sigma T} e^{-ikps \sin \chi} e^{i(\omega t - kx \cos \chi)} \\ L \text{ 点} : e^{-k\sigma T} e^{ikps \sin \chi} e^{i(\omega t - kx \cos \chi)} \end{cases} \quad (12)$$

y 方向の orbital motion:

$$\begin{cases} R \text{ 点} : i \sin \chi \cdot e^{-kT/2} e^{-ikps \sin \chi} e^{i(\omega t - kx \cos \chi)} \\ L \text{ 点} : i \sin \chi \cdot e^{-kT/2} e^{ikps \sin \chi} e^{i(\omega t - kx \cos \chi)}, \end{cases} \quad (13)$$

となり、当然のことながら R 点と L 点の orbital motion には $2kps \sin \chi$ の位相差がある。

(I) の (6), (7) および (8) 式において (12) 式であたえられる orbital motion に負符号をつけたものを各々 R, L -断面の上下揺とし、(13) 式に負符号をつけたものを左右揺とすると斜波中にある双胴船の坐標 x の断面に作用する波力が求められる。なお $\delta = 2kps \sin \chi$ である。

(i) Z 方向の波力

$$\begin{aligned} & - \left\{ \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_2^2 e^{i2\epsilon_2} \frac{e^{-i2kP}(1 + e^{i2kps \sin \chi})}{1 - iH_+ e^{-i2kP}} \right. \\ & + [m_2 \omega^2 (1 + e^{i2kps \sin \chi}) - iN_2 \omega (1 + e^{i2kps \sin \chi})] \left. \right\} e^{-k\sigma T} e^{-i2kps \sin \chi} \\ & - \left\{ \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_1 \bar{A}_2 e^{i(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \frac{e^{-i2kP}(e^{+i2kps \sin \chi} - 1)}{1 - iH_+ e^{-i2kP}} \cdot i \sin \chi \cdot e^{-kT/2} e^{-ikps \sin \chi} \right\} \\ & + (\text{Froude-Kriloff の力}) \end{aligned} \quad (14)$$

(ii) y 方向の波力

$$\begin{aligned} & - \left\{ \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_1^2 e^{i2\epsilon_1} \frac{-e^{-i2kP}(1 + e^{i2kps \sin \chi})}{1 + iH_+ e^{-i2kP}} \right. \\ & + [m_1 \omega^2 (1 + e^{i2kps \sin \chi}) - iN_1 \omega (1 + e^{i2kps \sin \chi})] \left. \right\} i \sin \chi \cdot e^{-kT/2} e^{-ikps \sin \chi} \\ & - \left\{ \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_2 \cdot \bar{A}_1 e^{i(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \cdot \frac{e^{-i2kP}(1 - e^{i2kps \sin \chi})}{1 + iH_+ e^{-i2kP}} \cdot e^{-k\sigma T} \cdot e^{-ikps \sin \chi} \right\} \\ & + \text{Froude-Kriloff の力} \end{aligned} \quad (15)$$

(iii) O 点まわりの波力のモーメント

$$- \left\{ \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_2 \bar{A}_3 e^{i(\epsilon_2 + \epsilon_3)} \frac{e^{-i2kP}(1 - e^{i2kps \sin \chi})}{1 + iH_+ e^{-i2kP}} \right.$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{i\rho g}{k} \bar{A}_2^2 e^{i2\epsilon_2} \cdot P \frac{1e^{-i2kP}(1-e^{i2kP\sin\chi})}{1+iH_+e^{-i2kP}} \\
& + [m_2\omega^2 P(1-e^{i2kP\sin\chi}) - iN_2\omega P(1-e^{i2kP\sin\chi})] \Big\} e^{-k\sigma T} e^{-ikP\sin\chi} \\
& - \left\{ \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_1 \bar{A}_3 e^{i(\epsilon_1+\epsilon_3)} \cdot \frac{-e^{-i2kP}(1+e^{i2kP\sin\chi})}{1+iH_+e^{-i2kP}} \right. \\
& + \frac{i\rho g}{k} \bar{A}_1 \cdot \bar{A}_2 e^{i(\epsilon_1+\epsilon_2)} \cdot P \frac{e^{-i2kP}(1+e^{i2kP\sin\chi})}{1+iH_+e^{-i2kP}} \\
& \left. + [M\omega^2(1+e^{i2kP\sin\chi}) - iN\omega^2(1+e^{i2kP\sin\chi})] \right\} i\sin\chi \cdot e^{-kT/2} e^{ikP\sin\chi} \\
& + \text{Froude-Kriloff のモーメント}, \tag{16}
\end{aligned}$$

これらの結果からもわかるように、 y 方向の orbital motion によっても z 方向の波力が、 z 方向の orbital motion によっても y 方向の波力が生じることは明らかである。なお (14)、(15) 及び (16) 式においては、Froude-Kriloff force 以外の各項に $e^{i(\omega t - kx \cos \chi)}$ が乗せられるべきであるが省略した。

(III) ちなみに、従来のように単胴の船の断面に作用する波力の計算法をそのまま双胴断面に作用する波力の計算法に適用し、 z 軸上の orbital velocity に双胴断面の減衰係数を乗じたものに、 z 軸上の orbital acceleration に双胴断面の付加質量を乗じたものを加えて符号を変えたものを diffraction force とする方法で波力を求めてみると次のようになる。ただし双胴断面の付加質量や減衰係数は文献 (1) に示されている方法を用い双胴間の相互干渉を考慮して求めた。

(i) z 方向の波力

$$\begin{aligned}
& -2(m_2\omega^2 - i\omega N_2) e^{-k\sigma T} \\
& - \frac{2i\rho g}{k} \frac{\bar{A}_2^2 e^{i2\epsilon_2} e^{-i2kP}}{1-iH_+e^{-i2kP}} e^{-k\sigma T} \\
& + \text{Froude-Kriloff の力}, \tag{17}
\end{aligned}$$

(ii) y 方向の波力

$$\begin{aligned}
& -2(m_1\omega^2 - i\omega N_1) i\sin\chi \cdot e^{-kT/2} \\
& + \frac{2i\rho g}{k} \cdot \frac{\bar{A}_1^2 e^{i2\epsilon_1} e^{-i2kP}}{1+iH_+e^{-i2kP}} \cdot i\sin\chi \cdot e^{-kT/2} \\
& + \text{Froude-Kriloff の力}, \tag{18}
\end{aligned}$$

(iii) O 点まわりのモーメント

$$\begin{aligned}
& -2(M\omega^2 - iN\omega) i\sin\chi \cdot e^{-kT/2} \\
& + \frac{2i\rho g}{k} \left[\frac{\bar{A}_1 \bar{A}_3 e^{i(\epsilon_1+\epsilon_3)} e^{-i2kP}}{1+iH_+e^{-i2kP}} \right. \\
& \left. - P \frac{\bar{A}_2 \bar{A}_1 e^{i(\epsilon_1+\epsilon_2)} e^{-i2kP}}{1+iH_+e^{-i2kP}} \right] i\sin\chi \cdot e^{-kT/2}
\end{aligned}$$

$$+ \text{Froude-Kriloff のモーメント} \quad (19)$$

となる。(17), (18) 及び (19) 式において Froude-Kriloff の力以外の項には $e^{i(\omega t - kx \cos \chi)}$ が乗せられるべきであるが, 省略した。

(IV) (14), (15) 及び (16) 式であたえられる改良された方法による 双胴断面に作用する波力の近似値と, (17), (18), 及び (19) 式であたえられる近似値の精度を比較するため, すでに 厳密な波力の値が知られている¹⁾ beam sea ($\chi=90^\circ$) における双胴断面に作用する波力の 近似値を計算してみる。なお beam sea 中にある双胴断面に作用する波力の厳密な値は次の通りである。

(i) z 方向の波力

$$\frac{i\rho g}{k} e^{ikp} \left(\bar{A}_2 e^{i\epsilon_2} + \frac{(1+iH_-) \cdot \bar{A}_2 e^{i\epsilon_2} e^{-i2kp}}{1-iH_+ e^{-i2kp}} \right), \quad (20)$$

(ii) y 方向の波力

$$\frac{i\rho g}{k} e^{ikp} \left((\bar{A}_1 e^{i\epsilon_1} + \frac{(1+iH_-) \cdot \bar{A}_1 e^{i\epsilon_1} e^{-i2kp}}{1+iH_+ e^{-i2kp}}) \right), \quad (21)$$

(iii) O 点まわりのモーメント

$$\begin{aligned} & \frac{i\rho g}{k} e^{ikp} \{ \bar{A}_3 e^{i\epsilon_3} + P \bar{A}_2 e^{i\epsilon_2} + (1+iH_-) \\ & \times \left[\frac{-P \bar{A}_2 e^{i\epsilon_2} e^{-i2kp} - \bar{A}_3 e^{i\epsilon_3} e^{-2kp}}{1+iH_+ e^{-i2kp}} \right] \} \end{aligned} \quad (22)$$

ただし (20), (21) 及び (22) 式では $e^{i\omega t}$ を省略している。また

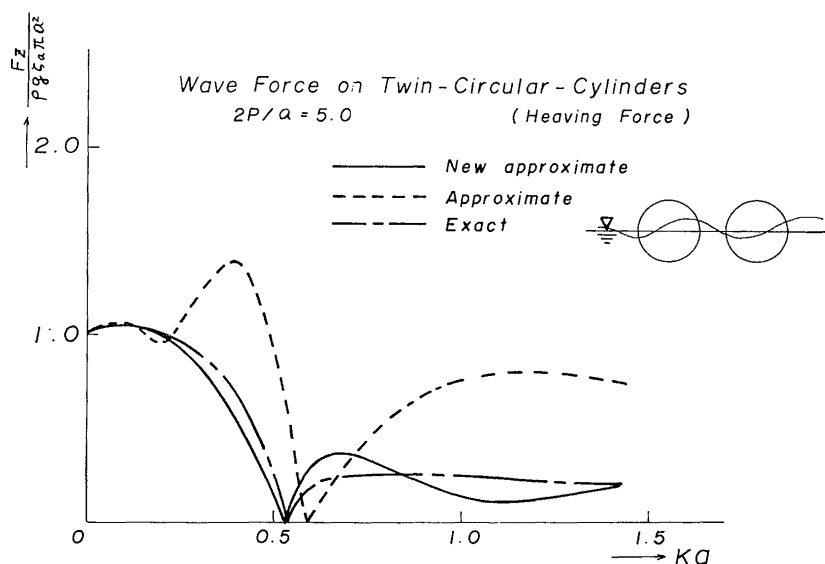


図 3 2 つの円断面に作用する波力

$$H_- = ie^{i\epsilon_2} \cdot \cos \epsilon_2 - e^{i\epsilon_1} \sin \epsilon_1 \quad (23)$$

である。

半径 a の円断面を2つならべた双胴断面（半円の部分が水没している）で $2p/a=5.0$ の場合，beam sea 中で作用する波力の z 方向成分の無次元値（ ζ_a は入射波の振幅）を計算し比較したものが図3である。同図で実線が(14)式による改良近似値，点線が従来の方法で求めた近似値で(17)式によるもの，1点鎖線が(21)式であたえられる厳密な値である。改良近似値と厳密な値とが良く一致するのに対し，(17)式の近似値は極く波長が長い場合を除いて精度が悪く，波力が0となる周波数も正しくあたえない。本報告で提案した近似計算法が簡便で，しかも精度の良い波力をあたえることが結論される。

文 献

- 1) 大楠丹，高木幹雄：双胴船の運動について，造船学会論文集，第129号，（昭46）。

（昭和51年5月31日 受理）