(昭和 48 年 5 月日本造船学会春季講演会において講演)

横波中におかれた Lewis form 柱体に 対する Diffraction Problem について

正員 土 岐 直 二*

On the Two-dimensional Diffraction Problem for
Lewis-form Sections

by Naoji Toki, *Member*

Summary

To obtain the wave induced pressure distribution and wave-exciting force and moment upon two dimensional bodies, it is necessary to solve the two-dimensional diffraction problem.

Tamura¹²⁾ has calculated the wave-exciting forces for two-dimensional bodies of Lewis-form section, using the theory of Grim (based on diffraction potential). However, the full solution of the two-dimensional diffraction problem has not been treated so far.

In this paper, the author dealt with the diffraction problem for Lewis-form section, following the theory of Ursell and Tasai. The amplitudes and phase differences of the pressure field, rolling moment, sway and heave forces were calculated making use of this method for two Lewis-forms, excited by a given set of incident waves. Results were compared with the data from tests performed at the University of Tokyo's new Seakeeping Basin.

The transmitted and reflected wave height were also calculated for various Lewis-forms, in view of their importance in Ocean Engineering Design.

1 緒 言

波浪中の船体運動および変動水圧を計算するに当って、一般の三次元体を取り扱うのは非常に困難なために、船体の slenderness に着目した strip method を用いるのが普通である。我国でもっとも一般的に使われる strip method⁹⁾ (いわゆる O. S. M.) の計算法では、radiation force を田才が Ursell^{1,2,3)} の方法を Lewis form に拡張したいわゆる Ursell-田才の方法^{5,6)}によって厳密に求め、diffraction force の方は Ursell-田才の方法によって求めた付加質量および減衰係数を用いて渡辺の近似式¹⁰⁾から計算している。

Diffraction problem の厳密解としては横波について Ursell が円断面の場合を解いたもの³⁾と田村が Grim の手法を用いて Lewis form 断面の場合を解いたもの¹²⁾があるが、田村は sway force と rolling moment を求めたのみで変動圧分布その他には触れていない。又、別所¹¹⁾は Haskind-花岡の関係から Newmann が導いた radiation force と diffraction force の関係式を更に一般化して radiation problem の解から波浪強制力だけでなく物体から無限に離れた所での反射波と透過波の振幅も求められることを示し、田才⁸⁾はその方法を用いて Lewis form について数値計算を行なっている。

雁野ら¹³⁾は本来三次元問題である縦波中の場合を二次元的に考察することによって Ursell-田才の方法で物体表面条件を満足する解を求めた。これは strip method の仮定の基では一応厳密解といえるものである。しかしながら、物理的には丸尾¹⁷⁾の示した如く横波以外の場合の diffraction problem を strip method で考察する場合扱うべき方程式は二次元の Laplace の方程式ではなく波動方程式である。このように、横波以外の場合、二

* 東京大学大学院

次元体に対する diffraction problem の厳密解は今のところ示されていない。

最近、日本造船研究協会 SR 131 の研究で O. S. M. の計算¹⁴⁾による変動圧の値と実験値の間に特に水面付近でかなりの相違が出ることが判った。この相違は縦波では割合に小さく、斜波と横波で特に大きいようである。従来、横波について特に高周波領域では渡辺の近似式の近似度が落ちると言われていた¹⁶⁾ことを考えれば、diffraction problem の厳密解と渡辺の近似式に基づいた計算値との相違を上記の相違の一因として検討してみる必要があると考えられる。

このような企画の第一歩として、著者は雁野の手法で一般の斜波の中の Lewis form 柱体に対する diffraction problem を解こうとしたが、今回はそのうちでも物理的に厳密な横波中の場合のみを取り扱った。理論の面では、二次元での Lewis form に対する diffraction problem を初めて総合的に取り扱い、表面上の圧力分布、強制力および反射波と透過波の波高を求めた。実験では、東京大学船舶航海性能試験水槽において2種の Lewis form を横波中で曳航しつつ強制力と表面上の圧力を計測し、それらに対する前進速度の影響も検討した。又、従来この種の実験においては強制力および変動圧力の振幅を計測するのが常であったが、今回は入射波との位相差の測定も試みた。

2 理論計算法

2.1 基本仮定および座標系

基本仮定は、流体が完全流体であることと、微小波高の仮定に基づく境界条件と Bernoulli の方程式の線型化のふたつである。

座標系は Fig. 2-1 に示した如くであって、 η 平面が物理平面であり、 ζ 平面が写像平面である。又、 η と ζ の関係は

$$\eta = M \left(\zeta + \frac{a_1}{\zeta} + \frac{a_3}{\zeta^3} \right) \quad (1)$$

である。ここに、 M, a_1, a_3 は Lewis form によって定まる定数である。

$\zeta = -ie^{i\theta}$ であれば、境界線は $\alpha = 0$ で与えられ、

$$\begin{aligned} y_B &= M \{ (1+a_1) \sin \theta - a_3 \sin 3\theta \} \\ z_B &= -M \{ (1-a_1) \cos \theta + a_3 \cos 3\theta \} \end{aligned} \quad (2)$$

となる。ここに添字 B は境界上の値であることを示す。(1)によって、物理平面の上で定義される関数は全て、写像平面にもとじて α と θ の関数と考えることができる。

2.2 物体表面境界条件¹⁹⁾

斜波中での問題を二次元的に考察する場合と違って、この場合は完全な二次元問題であるので、境界条件を求める操作は非常に簡単である。

入射波の複素速度ポテンシャルより、その流れ関数は

$$\psi_I(\alpha, \theta, \xi_b) = \text{Im} \left\{ \frac{i g \eta_I}{\omega} e^{k(z+\eta y) + i \omega t} \right\} = \frac{g \eta_I}{\omega} e^{k z} \cos(ky + \omega t) \quad (3)$$

ここに η : 波振幅 I : “入射波の” を意味する添字 ω : 入射波の周波数 k : wave number
 $\xi_b: k \cdot b$ b : Lewis form の半幅

であるから、物体表面での値は、

$$\psi_I(0, \theta, \xi_b) = \frac{g \eta_I}{\omega} e^{k z_B} (\cos k y_B \cdot \cos \omega t - \sin k y_B \cdot \sin \omega t) = \psi_{I,SY}(0, \theta, \xi_b) + \psi_{I,AS}(0, \theta, \xi_b) \quad (4)$$

ここに、添字 SY(AS) は z 軸に対して対称(反対称)な diffraction wave に関係があることを示している。即ち、

$$\begin{aligned} \psi_{I,SY}(0, \theta, \xi_b) &= -\frac{g \eta_I}{\omega} e^{k z_B} \sin k y_B \cdot \sin \omega t \\ \psi_{I,AS}(0, \theta, \xi_b) &= \frac{g \eta_I}{\omega} e^{k z_B} \cos k y_B \cdot \cos \omega t \end{aligned} \quad (5)$$

物体表面境界条件、 $v_n = \partial \psi / \partial n = 0$ 、即ち $\partial \psi / \partial l = 0$ (ここに n と l は境界線の法線と接線である) より、線積分によって、 $\psi = \psi_I + \psi_D = C(t)$ (積分定数) となる (添字 D は “diffraction の” の意である) が、 $\psi_{D,SY}(0, \theta, \xi_b)$

Fig.2-1 Lewis form 変換と座標系および強制力の正方向

の z 軸に対する反対称性から、積分定数は $\phi_{D,AS}(0, \theta, \xi_b)$ にのみ残る。従って diffraction に基づく流体運動の流れ関数が物体表面上で満たすべき条件として次式を得る。

$$\begin{aligned}\phi_{D,SY}(0, \theta, \xi_b) &= \frac{g\eta_I}{\omega} e^{kz_B} \sin ky_B \sin \omega t \\ \phi_{D,AS}(0, \theta, \xi_b) &= -\frac{g\eta_I}{\omega} e^{kz_B} \cos ky_B \cos \omega t + C(t)\end{aligned}\quad (6)$$

2.3 速度ポテンシャルおよび圧力^{5,6,9)}

次に 2.2 で導いた境界条件を満たす二次元ポテンシャルを Ursell-田才の方法で求める手順を示す。

原点にあって振動する source と doublet の流れ関数を

$$\begin{aligned}\frac{g\eta_S}{\pi\omega} \{ \psi_{S,C}(\alpha, \theta, \xi_b) \cos \omega t + \psi_{S,S}(\alpha, \theta, \xi_b) \sin \omega t \} \\ \frac{g\eta_D}{\pi\omega} \{ \psi_{D,C}(\alpha, \theta, \xi_b) \cos \omega t + \psi_{D,S}(\alpha, \theta, \xi_b) \sin \omega t \}\end{aligned}\quad (7)$$

とする。ここに添字 S は“source の”と“sin 成分”の両方の意味で使われ、C と D はそれぞれ“cos 成分”と“doublet の”という意味を表わしている。又、対応する速度ポテンシャルは ψ を ϕ にかえて表わす。

次に、波なしポテンシャルとそれに対応する流れ関数を

$$f_{SY,m}(\alpha, \theta, \xi_b), \quad g_{SY,m}(\alpha, \theta, \xi_b) \quad (\text{対称波}) \quad (8)$$

$$f_{AS,m}(\alpha, \theta, \xi_b), \quad g_{AS,m}(\alpha, \theta, \xi_b) \quad (\text{反対称波}) \quad (9)$$

$$(m=2, 3, 4, \dots, \infty)$$

とする ($f \rightarrow$ 速度ポテンシャル, $g \rightarrow$ 流れ関数)。なお、上記の関数の具体的な形については参考文献 5), 6) を参照されたい。

2.3.1 対称波成分に対して

$$\begin{aligned}\frac{g\eta_S}{\pi\omega} \left[\{ \psi_{S,C}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=2}^M p_{SY,m} \cdot g_{SY,m}(0, \theta, \xi_b) \} \cos \omega t + \{ \psi_{S,S}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=2}^M q_{SY,m} \cdot g_{SY,m}(0, \theta, \xi_b) \} \sin \omega t \right] \\ = \phi_{D,SY}(0, \theta, \xi_b) = \frac{g\eta_I}{\omega} e^{kz_B} \sin ky_B \sin(\omega t + \delta_S)\end{aligned}\quad (10)$$

ここに δ_S は入射波と source の振動との位相差である。ここで、

$$\frac{\eta_I \pi}{\eta_S} \sin(\omega t + \delta_S) = p_{SY,1} \cos \omega t + q_{SY,1} \sin \omega t \quad (11)$$

$$-e^{kz_B} \sin ky_B = g_{SY,1}(0, \theta, \xi_b) \quad (12)$$

とおけば、(10)式は $A \cdot \cos \omega t + B \cdot \sin \omega t = 0$ の形に書けて、この式が t の全ての値に対して成立することから $A=B=0$ となる。従って、

$$\left. \begin{aligned}\psi_{S,C}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=1}^M p_{SY,m} \cdot g_{SY,m}(0, \theta, \xi_b) &= 0 \\ \psi_{S,S}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=1}^M q_{SY,m} \cdot g_{SY,m}(0, \theta, \xi_b) &= 0\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

を得る。(13)式を $N(>M)$ 個の θ に対して作り、 $p_{SY,m}, q_{SY,m}$ ($m=1, 2, \dots, M$) を未知数として最小自乗法で解く。解のうち $p_{SY,1}, q_{SY,1}$ を(11)式に代入すれば、

$$\frac{\eta_S}{\eta_I} = \frac{\pi}{\sqrt{p_{SY,1}^2 + q_{SY,1}^2}} \quad (14)$$

$$\cos \delta_S = \frac{q_{SY,1}}{\sqrt{p_{SY,1}^2 + q_{SY,1}^2}}, \quad \sin \delta_S = \frac{p_{SY,1}}{\sqrt{p_{SY,1}^2 + q_{SY,1}^2}} \quad (15)$$

と、入射波と source 生成波の振幅比とその位相差を決定することができる。次に、

$$\left. \begin{aligned}\phi_{S,C}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=2}^M p_{SY,m} \cdot f_{SY,m}(0, \theta, \xi_b) &= \phi_{SY,C} \\ \phi_{S,S}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=2}^M q_{SY,m} \cdot f_{SY,m}(0, \theta, \xi_b) &= \phi_{SY,S}\end{aligned}\right\} \quad (16)$$

とおけば、diffraction potential の z 軸対称成分は物体表面上で、

$$\phi_{D,SY}(0, \theta, \xi_b) = \frac{g\eta_S}{\pi\omega} \{ (\phi_{SY,C} \cos \delta_S - \phi_{SY,S} \sin \delta_S) \cdot \cos(\omega t + \delta_S) \}$$

$$+(\phi_{SY,C} \cdot \sin \delta_S + \phi_{SY,S} \cdot \cos \delta_S) \sin (\omega t + \delta_S) \quad (17)$$

となる。\$P=-\rho(\partial\phi/\partial l)\$ より (\$P\$: 圧力),

$$P_{D,SY}(\theta, \xi_b) = \frac{\rho g \eta_S}{\pi} \{ -(\phi_{SY,C} \cdot \sin \delta_S + \phi_{SY,S} \cdot \cos \delta_S) \cos (\omega t + \delta_S) \\ + (\phi_{SY,C} \cdot \cos \delta_S - \phi_{SY,S} \cdot \sin \delta_S) \sin (\omega t + \delta_S) \} \quad (18)$$

これが diffraction pressure の \$z\$ 軸対称成分を与える。

2.3.2 反対称波成分に対して

$$\frac{g \eta_D}{\pi \omega} [\{ \psi_{D,C}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=2}^M p_{AS,m} \cdot g_{AS,m}(0, \theta, \xi_b) \} \cos \omega t + \{ \psi_{D,S}(0, \theta, \xi_b) \\ + \sum_{m=2}^M q_{AS,m} \cdot g_{AS,m}(0, \theta, \xi_b) \} \sin \omega t] = \psi_{D,AS}(0, \theta, \xi_b) \\ = -\frac{g \eta_I}{\omega} e^{kz_B} \cdot \cos ky_B \cdot \cos (\omega t + \delta_D) + C(t) \quad (19)$$

ここに \$\delta_D\$ は入射波と doublet の振動との位相差である。ここで

$$\frac{\eta_I \pi}{\eta_D} \cos (\omega t + \delta_D) = p_{AS,1} \cos \omega t + q_{AS,1} \sin \omega t \quad (20)$$

$$e^{kz_B} \cdot \cos ky_B = g_{AS,1}(0, \theta, \xi_b) \quad (21)$$

とおけば,

$$\{ \psi_{D,C}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=1}^M p_{AS,m} \cdot g_{AS,m}(0, \theta, \xi_b) \} \cos \omega t + \{ \psi_{D,S}(0, \theta, \xi_b) \\ + \sum_{m=1}^M q_{AS,m} \cdot g_{AS,m}(0, \theta, \xi_b) \} \sin \omega t = C(t) \quad (22)$$

これに, 例えば \$\theta=\pi/2\$ を代入して \$C(t)\$ を求め(22)式に代入して, 2.3.1 の場合と同様に考えれば, 次の方程式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \psi_{D,C}(0, \theta, \xi_b) - \psi_{D,C}(0, \pi/2, \xi_b) + \sum_{m=1}^M p_{AS,m} \cdot \{ g_{AS,m}(0, \theta, \xi_b) - g_{AS,m}(0, \pi/2, \xi_b) \} &= 0 \\ \psi_{D,S}(0, \theta, \xi_b) - \psi_{D,S}(0, \pi/2, \xi_b) + \sum_{m=1}^M q_{AS,m} \cdot \{ g_{AS,m}(0, \theta, \xi_b) - g_{AS,m}(0, \pi/2, \xi_b) \} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

これを解いて \$p_{AS,m}\$, \$q_{AS,m}\$ (\$m=1, 2, \dots, M\$) を得る。これらの値から,

$$\frac{\eta_D}{\eta_I} = \frac{\pi}{\sqrt{p_{AS,1}^2 + q_{AS,1}^2}} \quad (\text{入射波と doublet 生成波の振幅比}) \quad (24)$$

$$\cos \delta_D = \frac{p_{AS,1}}{\sqrt{p_{AS,1}^2 + q_{AS,1}^2}} \quad \sin \delta_D = -\frac{q_{AS,1}}{\sqrt{p_{AS,1}^2 + q_{AS,1}^2}} \quad (25)$$

変動圧分布は 2.3.1 と同様に

$$\left. \begin{aligned} \psi_{D,C}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=2}^M p_{AS,m} \cdot f_{AS,m}(0, \theta, \xi_b) &= \phi_{AS,C} \\ \psi_{D,S}(0, \theta, \xi_b) + \sum_{m=2}^M q_{AS,m} \cdot f_{AS,m}(0, \theta, \xi_b) &= \phi_{AS,S} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

とにおいて,

$$P_{D,AS}(\theta, \xi_b) = \frac{\rho g \eta_D}{\pi} \{ -(\phi_{AS,C} \cdot \sin \delta_D + \phi_{AS,S} \cdot \cos \delta_D) \cos (\omega t + \delta_D) \\ + (\phi_{AS,C} \cdot \cos \delta_D - \phi_{AS,S} \cdot \sin \delta_D) \sin (\omega t + \delta_D) \} \quad (27)$$

これが diffraction pressure の \$z\$ 軸反対称成分を与える。

2.4 反射波と透過波

Diffraction problem を解くことによって, 反射波と透過波の無限遠における振幅を計算することができる。この値は, 半円断面については F. Ursell⁹⁾ が求めており, Lewis form 断面については田才⁸⁾ が別所の方法¹¹⁾ に従って求められることを示し, ふたつの断面について数値計算をしている (未発表)。本論文の方法によれば, それらは以下の手順で求められる。

振動する source と doublet が無限遠に生成する進行波形は, 参考文献 9) より

$$Z_S = \eta_S \sin (\omega t - k|y|), \quad Z_D = \mp \eta_D \cos (\omega t - k|y|) \quad (28)$$

である。このそれぞれに δ_S, δ_D の位相差をもたせて、入射波とともに加え合わせれば、

$y > 0$ (波上側, 反射波)

$$Z_{re.} = \eta_S \sin(\omega t - ky - \delta_S) - \eta_D \cos(\omega t - ky - \delta_D) = -(\eta_S \sin \delta_S + \eta_D \cos \delta_D) \cdot \cos(ky - \omega t) \\ - (\eta_S \cos \delta_S - \eta_D \sin \delta_D) \cdot \sin(ky - \omega t) \quad (29)$$

$$\eta_{re.} = \sqrt{(\eta_S \sin \delta_S + \eta_D \cos \delta_D)^2 + (\eta_S \cos \delta_S - \eta_D \sin \delta_D)^2} \quad (30)$$

$y < 0$ (波下側, 透過波)

$$Z_{tr.} = \eta_S \sin(ky + \omega t - \delta_S) + \eta_D \cos(ky + \omega t - \delta_D) + \eta_I \cos(ky + \omega t) \\ = (-\eta_S \sin \delta_S + \eta_D \cos \delta_D + \eta_I) \cos(ky + \omega t) + (\eta_S \cos \delta_S + \eta_D \sin \delta_D) \sin(ky + \omega t) \quad (31)$$

$$\eta_{tr.} = \sqrt{(-\eta_S \sin \delta_S + \eta_D \cos \delta_D + \eta_I)^2 + (\eta_S \cos \delta_S + \eta_D \sin \delta_D)^2} \quad (32)$$

反射係数 ($C_{re.}$), 透過係数 ($C_{tr.}$) を

$$C_{re.} = \frac{\eta_{re.}}{\eta_I}, \quad C_{tr.} = \frac{\eta_{tr.}}{\eta_I} \quad (33)$$

で定めれば、エネルギー保存則により、

$$C_{re.}^2 + C_{tr.}^2 = 1 \quad (34)$$

となる。

3 数 値 計 算

2に示した方法に従って、計算機プログラムを作成した。これは東京大学大型計算機センターの HITAC-5020 E 用のプログラムであって、同センター所有の「最小自乗法によって線型連立方程式を解くサブルーチン」を使用している。又、source と doublet のポテンシャルおよび流れ関数の中の無限積分の計算には、前田¹⁵⁾が示した方法を用いている。

3.1 三分力, 圧力分布の計算

Table 3-1 の No. 1 と 2 の Lewis form について本論文の方法と田才の方法 (O. S. M.)⁹⁾ によって数値計算を行なった。この時、 N は 25 で M は 10 である。 N を 25 と大きくとったのは、実験で計測した位置の圧力を計算する都合によったのであって、収束性が悪かったからではない。それらの結果は、実験値とともに後に示す。

Table 3-1 Lewis form の係数

No.	H_0	σ	実験用模型船の	
			横 幅	長 さ
1	1.2	0.9	300 mm	300 mm
2	0.6	0.5	同上	同上
3	1	$\pi/4$		
4	0.2	0.9		
5	0.05	1		
6	0.025	1		
7	10	1		
8	20	1

Fig. 3-1

Fig. 3-2

Fig. 3-3

Fig. 3 反射係数と透過係数

3.2 透過, 反射係数の計算

Table 3-1 に示した 8 種の Lewis form に対して透過係数 (C_{tr}), 反射係数 (C_{re}) を計算し Fig. 3-1~3 に示す。横軸には, No. 1~3 では $k \cdot r_e$, No. 4~6 では $k \cdot T$, No. 7, 8 では $k \cdot b$ をとった。ここに r_e は Lewis form と同一断面積を持つ円の半径であって,

$$r_e = T \sqrt{\frac{4 H_0 \sigma}{\pi}}$$

T : 喫水 H_0 : 半幅喫水比 σ : 面積係数

である。これによれば, H_0 の小さい方では喫水が, 中くらいのものでは r_e (即ち断面積) が, 大きなものでは幅が, C_{re} , C_{tr} 曲線に大きな影響を持つことがわかる。又, 垂直に立てられた平板の場合も, F. Ursell⁴⁾ によれば Fig. 3-2 とよく似た曲線となっている。

3.3 計算精度のチェック

全般にわたって (34) 式を満たすか否かをチェックしている。その誤差は平板に近い形のときで, 最大 10⁻³% 程度, その他の形の場合は, 最大でも 10⁻⁴% 以下であった。

次に半円断面に対しては, 文献 3) によって C_S , C_h , C_{re} , C_{tr} 曲線を比較し, それと同時に, 文献 18) に示された方法 (本質的に同じ方法である) によって計算された圧力分布と本論文の方法による計算値を比較し, ともに満足すべき一致をみた。

Lewis form 断面に対する三分力は Haskind の関係を用いて文献 9) の付録の数表から振幅を計算したが, それらは Fig. 4-4~5 の実線に一致した。Lewis form 断面に対する C_{re} , C_{tr} は, 2 種の Lewis form に対する田才の計算値⁸⁾ と比較して, やはり良い一致を示した。

4 実 験

4.1 模 型 船

使用した Lewis form は Table 3-1 の No. 1 と 2 である。その前後に長さ 1,500 mm の dummy をつけ, その両端 500 mm は Fig. 4-1 のような形状とした。即ち dummy の表面は

$$y = \begin{cases} b(z) & (0 \leq x \leq 1,000) \\ b(z) \{1 - (x/500 - 2)^4\} & (1,000 < x \leq 1,500) \end{cases}$$

で与えられる。ここに $b(z)$ は Lewis form によって定まる。

Fig. 4-1 Dummy

Fig. 4-2 三分力歪ゲージ

4.2 三分力計測用歪ゲージ

その形状を Fig. 4-2 に示す。東測精密工業の製作によるもので, 定格出力は, X-Y 二分量がともに, 2 kg に対し 180 μ , ねじりが 0.2 kg-m に対し 500 μ である。

4.3 圧力計およびその取り付け位置

圧力計は豊田工機製のものを用了。取り付け位置は二次元モデルを前後に二等分する断面内で, (2) 式において, $\theta = \pm 30^\circ, \pm 60^\circ, \pm 82.5^\circ$ (No. 1), $\theta = \pm 37.5^\circ, \pm 60^\circ, \pm 78.75^\circ$ (No. 2) の 6 点である。No. 1 と 2 で θ が等しくないのは, 全く模型船内部配置の都合による。

4.4 取り付け状況および実験状態

測定時の取り付け状況を Fig. 4-3 に示す。上部のパイプが追跡電車に固定される。

実験状態は以下のようなものである。無次元化した周波数 (ξ_0) は, $\xi_0 = 0.15, 0.2, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75$ の 6 種

Fig. 4-3 模型船取り付け状況

で、模型船曳航速度 (v) は、 $v=0, 0.5, 1.0, 1.5$ m/s の 4 種であって、必要に応じその間の点についても実験を行なった。

4.5 結 果

得られた記録は、三分力と表面上 6 点の圧力の変化曲線、および $y=0$ の点でとった同時記録入射波形である。入射波形と各出力波形を

$$Z_I = \eta_I \cos(\omega t + k y), \quad F = \bar{F} \cos(\omega t + \delta)$$

と書いた時の $\bar{F}$ と δ を実験結果とした。又、この時、三分力の正方向は Fig. 2-1 に示した方向である。

δ は、入射波形と出力波形のピークのずれを記録紙上で測定しているの、それ相応の精度しか望めない。

4.5.1 三分力

Swaying force, Heaving force, Rolling moment は次のように無次元化する。

$$C_S = \frac{\text{Swaying force Amp.}}{W \cdot \Theta}$$

$$C_h = \frac{\text{Heaving force Amp.}}{\rho g \cdot A_w \cdot \eta_I}$$

$$C_R = \frac{\text{Rolling moment Amp.}}{W \cdot B \cdot \Theta}$$

ここに

- W : 排水量
- A_w : 水線面積
- B : Lewis form の幅
- Θ : 入射波の最大波傾斜

(添字は位相差の場合もこれに準ずる)

Table 4-1 グラフ要目

実験	V (前進速度: m/s)				
	0.0	0.5	1.0	1.25	1.5
	x	o	△	●	□
計算	present method				
	----- Tasai's method

Fig. 4.4-1

Fig. 4.4-2

Fig. 4.4-3

Fig. 4-4 三分力係数 ($H_0=1.2, \sigma=0.9$)

Fig. 4.5-1

Fig. 4.5-2

Fig. 4.5-3

Fig. 4-5 三分力係数 ($H_0=0.6$, $\sigma=0.5$)

C_S , C_h , C_R の実験値を本論文の方法と田才の方法 (O. S. M.)⁹⁾ による計算値とともに, Fig. 4-4~5 に示す。 C_S は全般的に本論文の方法による計算値とよく合う。 C_R はどちらかと言えば田才の方法による計算値の方がよく合っているようであるが, いずれにせよ合っている。ところが C_h は計算値とは別の傾向を示している。この理由は不明である。 C_S と C_R が ξ_b の小さい所でばらついているのは, 計測上の問題によるものと思われる。

次に入射波との位相差であるが, Table 4-2 に示すとおりである。かなりちがっているが, この差が本質的なものとみなすのはまだ早計であろう。

Table 4-2 三分力の位相差

Table 4-2-1 $H_0=0.6$, $\sigma=0.5$ a) δ_S

ξ_b	0.15	0.2	0.3	0.45	0.6	0.75
計算						
present method	84.21°	80.46°	72.62°	64.76°	63.05°	65.49°
Tasai's method	84.18°	80.39°	72.37°	63.89°	60.93°	61.35°
実験						
$V=0\text{m/s}$	75°	73°	70°	64°	81°	84°
0.5	81°	89°	99°	79°	98°	102°
1.0	76°	94°	90°	92°	62°	90°
1.25	86°	94°	89°	90°	76°	93°
1.5	61°	83°	87°	85°	88°	71°

b) δ_h

ξ_b	0.15	0.2	0.3	0.45	0.6	0.75
計算						
present method	13.68°	18.50°	24.61°	34.44°	43.70°	52.63°
Tasai's method	11.84°	14.42°	18.46°	22.77°	26.06°	29.20°
実験						
$V=0\text{m/s}$	21°	27°	42°	40°	55°	71°
0.5	30°	41°	64°	54°	73°	83°
1.0	29°	36°	44°	62°	49°	78°
1.25	34°	40°	43°	59°	48°	74°
1.5	23°	19°	40°	47°	64°	70°

4.5.2 圧力分布

変動圧の振幅は次のように無次元化する。

$$C_p = \frac{\text{圧力変動の振幅}}{\rho g \eta_l}$$

C_p の実験値と計算値を Fig. 4-6 に示す。全体として本論文の方法による計算値によく一致している。次に位相差も含めて位相面上に示す (Fig. 4-7)。こちらは, なんとも言えない。

c) δ_R

ξ_b	0.15	0.2	0.3	0.45	0.6	0.75
計算						
present method	84.21°	80.46°	72.62°	64.76°	63.05°	65.49°
Tasai's method	84.32°	80.69°	73.24°	66.07°	64.70°	66.64°
実験						
$V=0\text{m/s}$	66°	56°	47°	58°	70°	85°
0.5	68°	72°	99°	69°	80°	95°
1.0	65°	75°	76°	78°	54°	90°
1.25	80°	88°	59°	71°	59°	89°
1.5	70°	53°	70°	61°	72°	53°

Table 4-2-2 $H_0=1.2$, $\sigma=0.9$

a) δ_s								b) δ_h							
ξ_b		0.15	0.2	0.3	0.45	0.6	0.75	ξ_b		0.15	0.2	0.3	0.45	0.6	0.75
計 算	present method	86.72°	84.45°	79.04°	71.58°	67.67°	67.56°	計 算	present method	13.47°	17.16°	23.95°	33.21°	41.85°	50.18°
	Tasai's method	86.63°	84.21°	78.31°	69.44°	63.24°	59.96°		Tasai's method	11.82°	14.41°	18.49°	23.02°	26.99°	31.72°
実 験	$V=0\text{m/s}$	81°	88°	88°	85°	99°	96°	実 験	$V=0\text{m/s}$	29°	42°	54°	54°	62°	82°
	0.5	74°	93°	100°	88°	92°	81°		0.5	42°	39°	58°	56°	63°	69°
	1.0	91°	89°	89°	82°	94°	92°		1.0	34°	41°	49°	63°	71°	69°
	1.5	89°	78°	77°	83°	86°	82°		1.5	27°	41°	30°	50°	65°	63°

Fig. 4.6-1

Fig. 4.6-2

Fig. 4.6-3

Fig. 4.6-4

Fig. 4-6 圧力係数 (C_p) Fig.4.7-1 $H_0=0.6$, $\sigma=0.5$, $\xi_b=0.15$ Fig.4.7-2 $H_0=0.6$, $\sigma=0.5$, $\xi_b=0.6$

Fig.4-7 表面上圧力の実験値と計算値

5 結 言

この論文で著者は、従来近似によって求めていた横波中の二次円体に対する diffraction problem の解を厳密に求める一方、それに相当する場合を実験して理論の妥当性を調べたわけである。その結果、次の事柄を得た。

- 1) 強制力については、実験値との対応という点で厳密値と O. S. M. による計算値とに優劣は認められない。

2) 圧力分布については、厳密値が実験値とより良く合い、このように簡単に厳密値が求められる以上厳密値を用いた方がよいと思われる。

3) 強制力と表面上変動圧力について、明白な前進速度影響は実験的に認められなかった。

4) Diffraction problem に扱われる状態が「完全固定」という理想状態であり、その解は radiation problem の解とベクトルのに加え合わされるものである以上、その実験的検証の際に従来の如く振幅のみを測定すべきではない。今回の位相差測定が非常に幼稚な手法によったため満足なデータが得られなかったことを残念に思うとともに、今後一層、位相差を測定する努力がなされるよう望む。

5) 一般的に理論の妥当性を疑わせるような結果は出なかった。

最後に、本研究が日本造船研究協会 SR 125 の一部として行なわれたことを付記する。なお、数値計算には東京大学大型計算機センターの HITAC-5020 E を使用した。

謝 辞

著者は、数値計算のチェックのために未公開文献を参照させていただきました、この分野の先達である田才福造教授に、深い敬意と感謝を表明いたします。また、日立造船技術研究所の高木又男氏には円断面の変動圧分布の計算値をご提供いただき、三井造船の小林正典氏には参考文献として Ursell⁴⁾ をお教えいただきました。ここに記して、深く感謝いたします。

この論文をまとめることができましたのは、全く、東京大学船舶工学科の元良誠三教授、藤野正隆助教授、東京大学生産技術研究所の前田久明助教授のご指導、ご鞭撻と東京大学船舶工学科運動性能研究室の職員諸氏のご協力の賜物であります。皆様に深く感謝する次第です。

参 考 文 献

- 1) F. Ursell: "On the heaving motion of a circular cylinder on the surface of fluid", Q. J. M. A. M., Vol. 2 (1949).
- 2) F. Ursell: "On the rolling motion of a circular cylinder on the surface of fluid", Q. J. M. A. M., Vol. 2 (1949).
- 3) F. Ursell & R. G. Dean: "Interaction of a fixed, semi-immersed circular cylinder with a train of surface wave", Department of civil and sanitary engineering, M. I. T. Technical report, No. 37 (1959).
- 4) F. Ursell: "The effect of a fixed vortical barrier on surface waves in deep water", Proc. Cambridge Phil. Soc. 43 (1947).
- 5) 田才福造: "船の上下動揺並びに縦動揺における減衰力及び附加質量について", 造船協会論文集第 105 号 (1959).
- 6) F. Tasai: "Hydrodynamic force and moment produced by swaying and rolling oscillation of cylinders on the free surface", Report of Research Institute for Applied Mechanics, Vol. 4, No. 35.
- 7) 田才福造: "Beam sea condition にある船体に働く変動圧力", 西部造船会会報第 35 号, (1967).
- 8) 田才福造: "浮遊構造物に働く流体力とその運動について" (第 2 稿), (1971, 8), (未発表).
- 9) 田才福造, 高木又男: "規則波中の応答理論および計算法", 「耐航性に関するシンポジウム」テキスト, (1969, 7).
- 10) 渡辺恵弘: "船の上下動および縦揺れの理論に就て", 九州大学工学集報, 第 31 巻, 第 1 号, (1958).
- 11) 別所正利: "波の中の船の横揺れ運動の理論について", 防衛大学校理工学研究報告, 第 3 巻, 第 1 号, (1965).
- 12) K. Tamura: "The calculation of hydrodynamic forces and moments acting on the two-dimensional body", 西部造船会会報第 26 号, (1963).
- 13) 雁野昌明, 高木又男: "波浪中の船体運動の計算に関係する二, 三の問題について", 関西造船協会誌第 140 号, (1969).
- 14) 福田淳一, 永元隆一, 小沼守, 高橋実: "波浪中の船体運動と船体表面に働く変動水圧及び横強度に関する理論計算", 日本造船学会論文集第 129 号 (1971).
- 15) 前田久明: "任意船型におよぼす波の強制力について", 日本造船学会論文集第 126 号, (1969).
- 16) 元良誠三ほか: "波の強制力に関する 2, 3 の考察", 試験水槽委員会耐航性小委員会資料, (1968, 1).
- 17) 丸尾孟: "細長体理論による Strip 法の検討", 試験水槽委員会第 2 部会資料, (1971, 1).
- 18) 中村彰一, 斎藤高雄, 高木又男, 雁野昌明: "波浪変動圧について (特に渡辺の近似に関する検討)", 試験水槽委員会第 2 部会資料, (1972, 11).
- 19) 一色浩, 佐々木博通, 西脇透: "横揺れに対する強制力と Damping の関係", 東京大学卒業論文, (1964).