

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT

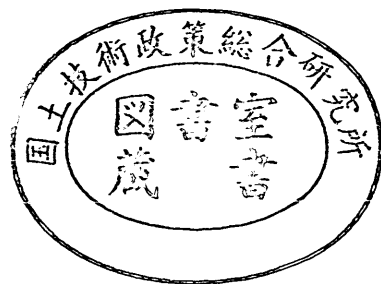
---

VOL. 16

NO. 3

SEPT. 1977

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF R.H.R.I.)

第16巻 第3号 (Vol. 16, No. 3), 1977年9月 (Sept. 1977)

## 目 次 (CONTENTS)

1. Diffraction of Sea Waves by Rigid or Cushion Type Breakwaters  
.....Tomotsuka TAKAYAMA, Yutaka KAMIYAMA..... 3
2. ドルフィン上部工に作用する水平波力  
..... 谷本勝利・高橋重雄・轟 正彦・和泉田芳和..... 39  
(Horizontal Wave Forces on a Rigid Platform  
.....Katsutoshi TANIMOTO Shigeo TAKAHASHI, Masahiko TODOROKI,  
Yoshikazu IZUMIDA)
3. 東京湾の海水交換に関する水理模型実験  
..... 堀江 毅・村上和男・亀山 豊・入尾野幸雄..... 69  
(Model Experiment on Tidal Exchange Ratio in Tokyo Bay  
...Takeshi HORIE, Kazuo MURAKAMI, Yutaka KAMEYAMA, Sachio IRIONO)
4. 待ち合せ理論による最適バース数の決定に関する研究  
..... 奥山育英・口田 登.....101  
(Determination of Optimum Number of Berths Applying Queuing Theory  
.....Yasuhide OKUYAMA, Noboru KUCHIDA)

## 2. ドルフィン上部工に作用する水平波力

谷本勝利\*・高橋重雄\*\*・轟 正彦\*\*・和泉田芳和\*\*\*

### 要 旨

外海に建設される固定式シーバースでは、ドルフィン等の構造物に働く波力に対する検討が必要である。その際、下部構の杭など海中部材に作用する波力についてはいわゆる Morison の式を用いて一応算定可能であるけれども、上部工に作用する波力については一般的な算定法を得るには至っていない。そのため、ドルフィン上部工を対象として、水面付近に固定した矩形の水平版に働く波力に関する研究を実施しているところである。こうした水平版には水平波力と垂直波力すなわち揚圧力が働くことになるが、本報告はそのうち水平波力の算定法を提案したものである。

まず、対象とする構造物が水面付近にあって波頂面付近の一部のみが作用すること、及び構造物の大きさが波長に比べてそれほど大きくないことなどを考慮して水平波力の算定式のかたちを検討し、次式によることを提案した。

$$F_H = F_P + F_R$$

$$M_Z = |F_H| l_M$$

ここに、 $F_H$  は水平版の中心を通る水平波力であり、Froude-Krilov の力に比例する成分  $F_P$  と水粒子速度成分の自乗に比例する成分  $F_R$  の和で表わす。 $M_Z$  は水平版中心を通る鉛直軸のまわりの回転モーメントで、 $F_H$  の絶対値と符号を有した腕の長さ  $l_M$  の積で表わす。 $F_P$  には、Froude-Krilov の力に対する散乱波の影響による補正係数  $C_P$ 、 $F_R$  には形状抵抗、造波抵抗などに対する抗力係数  $C_R$  を含んでいる。

次に、上部工の平面形状が正方形でかつ波向きが一辺に平行な場合について三次元実験を行ないこれらの係数の値を検討した。その結果、係数  $C_P$  については水平版の長さとの比による算定図を、係数  $C_R$  については水平版底面からの波頂の高さ、波速、及び水平版の厚さによる算定式を得た。そして、これらの係数値を用いた計算結果と実験結果を比較することにより、斜め入射波に対する適用性を検討し、実験結果に基づいて回転モーメントにおける腕の長さの値を求めている。さらに、二・三の形状に対する二次元条件での波力、及び喫水を有する場合の箱状物体に対する適用性など検討している。なお、入射波の波面形状、水粒子速度成分等の推定には、全て、Stokes 波の第三次近似理論を用いた。

本報告に示した方法によって、ドルフィン上部工に作用する水平波力をその時間的変化を含めて一応算定することが可能である。

\* 水工部 防波堤研究室長  
\*\* 水工部 防波堤研究室  
\*\*\* 水工部 模型試験課

## 2. Horizontal Wave Forces on a Rigid Platform

Katsutoshi TANIMOTO\*

Shigeo TAKAHASHI\*\*

Masahiko TODOROKI\*\*

Yoshikazu IZUMIDA\*\*\*

### Synopsis

Horizontal wave forces exerted on an offshore platform have been studied by three-dimensional model tests.

The structural geometry and the coordinate system are shown in Fig.-2.2. The still water surface is defined by  $x$ - $y$  plane, and  $x$ ,  $y$  axes are parallel to both sides of the rectangular rigid platform. The  $z$  axis is perpendicular to the  $x$ - $y$  plane at the geometric center of the platform, and is positive upwards. The rectangular rigid platform is bounded by  $x=x_1$ ,  $x_2$ ,  $y=y_1$ ,  $y_2$ , and  $z=s$ ,  $s+h_D$ ; where  $s$  is the clearance between the still water surface and the bottom of platform, and  $h_D$  is the thickness of platform.

The following formulae are proposed to estimate the horizontal wave forces in the present report :

$$F_x = \int_{y_1}^{y_2} \int_s^{s+h_D} \left\{ C_F (p_{x=x_1} - p_{x=x_2}) + C_R \frac{w_0}{2g} \frac{(u_x|u_x|)_{x=x_1} + (u_x|u_x|)_{x=x_2}}{2} \right\} dz dy$$

$$F_y = \int_{x_1}^{x_2} \int_s^{s+h_D} \left\{ C_F (p_{y=y_1} - p_{y=y_2}) + C_R \frac{w_0}{2g} \frac{(u_y|u_y|)_{y=y_1} + (u_y|u_y|)_{y=y_2}}{2} \right\} dz dx$$

$$M_z = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} l_M$$

where,

$F_x, F_y$ ; wave force components in  $x$  and  $y$  directions

$M_z$ ; moment around  $z$ -axis

$p$ ; pressure intensity of incident wave

$u_x, u_y$ ; water particle velocity components in  $x$  and  $y$  directions

$w_0$ ; specific weight of fluid

$g$ ; gravitational acceleration

$C_F, C_R$ ; non-dimensional coefficients

$l_M$ ; arm length from the center of rigid platform to the application line of resultant wave force in the horizontal plane

Both of the non-dimensional coefficients are evaluated for a rigid square platform according to the three-dimensional test results as shown in Fig.-4.8 for  $C_F$  and Eq. 4.3 for  $C_R$ ;

where

$l_D$ ; representative length of rigid platform

$L$ ; wave length

$c$ ; wave celerity

$\eta_a$ ; crest height of incident wave measured from the bottom of platform

In the present analyses, Stokes' third order wave theory is used to estimate wave profile and water particle velocity components. If the rigid platform was sufficiently submerged and infinitesimally small, the coefficients  $C_F$  and  $C_R$  should agree with mass and drag coefficients, respectively. The values of arm length  $l_M$  necessary to evaluate moment of wave force is obtained from the experimental results of oblique incident waves, and is presented in Fig.-4.27.

It may be concluded that the horizontal wave forces on a rectangular rigid platform placed near the water surface can be evaluated by using the proposed method within an error of 20%. Percentage of error is increased in case of large clearances compared to the wave crest. It should be further noted, that the method is not applicable if the ratio of platform length to the wave length ( $l_D/L$ ) is near unity.

\* Chief of Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

\*\* Member of Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

\*\*\* Member of Model Test Section, Hydraulic Engineering Division

## 目 次

要 旨	39
1. ま え が き	43
2. 波力算定の基本式	43
2.1 小口径部材及び大型孤立構造物に働く波力	43
2.2 水面付近の矩形水平版に働く波力の算定式	44
3. 実 験 方 法	45
3.1 実験の概要	45
3.2 実験施設および模型	46
3.3 水平波力の測定法と模型の特性	47
3.4 実験ケース	49
4. 正方形上部工に作用する波力	50
4.1 波の作用状況	50
4.2 波力の時間変化	52
4.3 係数 $C_F$ および $C_R$ の決定	54
4.4 実験値と計算値の比較 (MD 1, MD 2)	57
4.5 波向きによる変化	58
5. 二・三の他の形状に対する検討	60
5.1 上部工の波向き方向の幅が長い場合	60
5.2 上部工が越波を許さないほど厚い場合	60
5.3 カーテンウォールの場合	62
5.4 喫水を有する箱状物体の場合	64
6. ま と め	65
7. あ と が き	65
参 考 文 献	66
記号一覧表	66

## 1. まえがき

一般に、防波を目的としない海洋構造物はできるだけ波力を受ける構造形式であることが好ましい。そのため多くの海洋構造物では、杭など小口径部材で下部構を構成し、デッキ等の上部構は静水面上高く設けることによって波力の作用を避けるのが普通である。こうした実情を反映して、小口径の海中部材に作用する波力については多くの研究成果があり、いわゆる Morison の式を用いて一応算定が可能になっている<sup>1)</sup>。

しかしながら、外海に面して建設されるシーバースのドルフィンなどにおいては、その利用条件あるいは作業条件等から、激浪時における上部工への波の作用を許容する場合があります、その波力の評価が必要である<sup>2)</sup>。こうした上部工には水平波力と垂直波力すなわち揚圧力が働く。また、静水面上にあるため波峯付近の一部のみが作用することになり、その取り扱いにおいて波の有限振幅性を考慮することが不可欠である。特に、揚圧力は波面の下からの衝突により著しく衝撃性を帯びたものとなり、ドックや棧橋、プラットホームに働く揚圧力として多くの研究が行なわれているところである<sup>3)~12)</sup>。

一方、水面上の構造物に働く水平波力については久宝・竹沢ら<sup>13), 14)</sup>による鉛直カーテンを対象とした2次元の検討があり、波の打ち上げと波圧の関係などが論じられている。そのほかある程度の喫水を有する固定箱状物体については、小岩ほか<sup>15)</sup>の3次元実験による研究がある。スパッドを有した作業船を対象としたもので船の長さや波長の比、喫水などによって波力が変化することを示している。

以上のように水面付近に固定された構造物に働く波力に関する種々の研究が実施されてきているが、構造条件等多様におわり、水平波力、揚圧力ともに一般的な算定法を得るには至っていない。

そのため、本研究はシーバースなどにおけるドルフィン上部工を対象として、水面付近に固定された有限厚の矩形水平版に作用する波力の実用的算定法を定めることを目的として実施したものである。本報告ではそのうち水平波力についてのみ述べ、揚圧力については統報として報告することにした。

## 2. 波力算定の基本式

### 2.1 小口径部材及び大型孤立構造物に働く波力

一般に、波動の場が大きく乱されない水中に固定された小物体に働く波力  $F$  は、水粒子の加速度  $\alpha$  に比例する慣性力  $F_I$  と水粒子速度  $u$  の自乗に比例する抗力  $F_D$  の和

で次のように与えられる。

$$F = F_I + F_D \\ = C_M \frac{w_0}{g} \alpha V + C_D \frac{w_0}{2g} u |u| A \quad \dots\dots\dots(2.1)$$

ここに、 $C_M$ 、 $C_D$  は慣性力及び抗力係数、 $w_0$  は流体の単位体積重量、 $g$  は重力の加速度、 $V$ 、 $A$  は物体の体積及び投影面積である。小口径海中部材に作用する波力は、式(2.1)に基づいて算定されることは周知のとおりである。

一方、物体が大きくなると慣性力が卓越するようになる。抗力が無視できるようなこうした巨大孤立構造物に働く力は入射波による力  $F_{PK}$  と散乱波による力  $F_S$  の和で次のように表現できる。

$$F_P = F_{PK} + F_S \quad \dots\dots\dots(2.2)$$

ここに、入射波による力  $F_{PK}$  は物体によって乱されない入射波の場における圧力  $p$  を物体没水部分の境界で方向を考慮して面積分することによって求まる力で、船舶工学分野では Froude-Krilov の力と呼ばれる<sup>16)</sup>。散乱波による力  $F_S$  は物体の存在によって生ずる波による力である。

式(2.2)による波力は、微小振幅波の仮定のもとでは波動のポテンシャルを解くことによって求まり、円柱体、楕円柱体に対する解析的解法<sup>17)</sup>、任意形状物体に対する Green 関数を用いた解法<sup>18), 19)</sup>などが示されている。また、適当な大きさの固定浮体などでは式(2.2)の右辺第2項を無視した Froude-Krilov の力のみで近似したり<sup>20)</sup>、あるいは適当な係数を乗じて補正して用いることも行なわれている。

すなわち式(2.2)で表わされる波力は位相の問題を別にすれば次のかたちで表わされる。

$$F_P = C_F F_{PK} \quad \dots\dots\dots(2.3)$$

ここに、 $C_F$  は散乱波の影響による Froude-Krilov の力に対する補正係数である。

一般に抗力を無視した波力を慣性力ふうに表示するか、Froude-Krilov の力に対する補正係数を乗じたかたちで表わすかは、波力算定における既知量として入射波による物体中心での水粒子加速度成分をとるか、境界周辺での圧力を積分したかたちでとるかの違いであり、こうした表現の違いによって係数が異なったものになるにすぎない。しかしながら、極小物体に対しては水粒子加速度成分と圧力勾配が一致するようになるため、両者は同じ値になる。すなわち、Froude-Krilov の力に対する補正係数  $C_F$  は慣性力係数  $C_M$  に一致するようになるわけである。

ちなみに、抗力を無視した波力を理論計算によって比

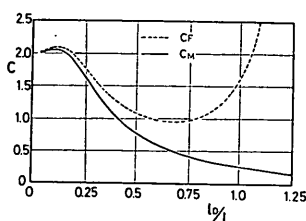


図-2.1 円筒の場合の  $C_M$ ,  $C_F$

較的容易に求めることができる直円柱体について、こうした慣性力係数  $C_M$  と式(2.3)のように表現したときの係数  $C_F$  を比較して示すと図-2.1のようになる。微小振幅波の仮定に基づく計算結果で、波長  $L$  に対する円柱の直径  $l_D$  の比を横軸にとって示している。周知の如くこの場合の慣性力係数  $C_M$  は  $l_D/L=0$  のときの2.0から、 $l_D/L$  の増大につれて初めやや増大、ピークに達したのち単調な減少傾向を示す。このように慣性力係数が変化するの、物体が大きくなると最早流体の運動が一樣とは考えられず、かつ物体によって波動の場が乱されないとすることができないことによるものである。すなわち極小物体に対する慣性力係数の基本のかたちである見掛け質量係数における(1+付加質量係数)の考え方がそのままでは適用できない領域である。

一方、Froude-Krilov の力に対するこの場合の補正係数  $C_F$  は初め  $C_M$  と同様な増大・減少傾向を示すが、 $l_D/L$  が大きくなるにつれてほぼ1.0の一定値に近い範囲が現われ、再び増大傾向を示す。 $l_D/L=1.22$  のときには丁度前半分に働く力と後半分に働く力が等しくなるため Froude-Krilov の力は0となって係数  $C_F$  は無限大となる。こうした  $C_F$  無限大が現われる  $l_D/L$  の条件は物体平面境界の形状によって異なり、矩形で波の方向が一辺に平行な場合には  $l_D/L$  が1, 2, 3, ……の整数のとき周期的に現われる。

このように Froude-Krilov の力に対する補正係数  $C_F$  は、慣性力表現における係数  $C_M$  の単調な変化に比べて無限大となるような急激な変化を示すところも現われてくるが、この場合  $l_D/L=0.5\sim 0.8$  の範囲では  $C_F=1.0$  と考えてもよく、適当な条件下においては Froude-Krilov の力そのものによっても波力の評価が可能であることを示唆している。しかしながら、これは結果論であり、種々の対象構造物に対してどういった条件でそうした近似的取り扱いができるかが問題となるところである。

さて、本研究で対象とする物体は水面付近に固定された有限厚の水平版であり、波頂面付近の一部分のみが作用する状態を含み、波の有限振幅性を考慮することが不可欠である。また水平版の長さは波長に比べそれほど大

きくなく、形状抵抗及び表面にあることによる造波抵抗などの抗力の影響を考えなければならない。そのため、式(2.2)のかたちそのままを取り扱うことはできない。一方式(2.1)のかたちにおいても、時間的に変化する波の作用範囲に対してどこでの水粒子運動成分を用いるかが問題である。

以上の点を考慮し、本研究では水面付近の固定水平版に働く全水平波力を式(2.3)で表わされる Froude-Krilov の力に比例する力  $F_F$  と式(2.1)中の抗力成分に類した水粒子運動速度の自乗に比例する抵抗力  $F_R$  の和で表わすことにする。水粒子運動速度成分をどこでとるかは依然問題であるが、これについては次項に述べる。

## 2.2 水面付近の矩形水平版に働く波力の算定式

図-2.2はここで対象とする水面付近に固定した矩形水平版の座標系を示したものである。 $x, y$  平面を静水面にとり、座標原点を矩形水平版の中心を通る鉛直線との交点にとる。 $x$  軸、 $y$  軸はそれぞれ水平版の辺に平行とし、 $z$  軸は静水面から上向きを正とする。矩形水平版の  $x$  軸方向辺長を  $l_{Dx}$ 、 $y$  軸方向の辺長を  $l_{Dy}$ 、版厚を  $h_D$ 、静水面上水平版底面までのクリアランスを  $s$  で表わす。

一般に、矩形水平版周辺に作用する水平波圧の合力の作用線は、波向きによって  $z$  軸と交わらず偏心した力となる。そのため、中心を通る水平波力  $F_H$  と回転モーメント  $M_z$  の2成分に分ける。ここに、ゴチック体の記号

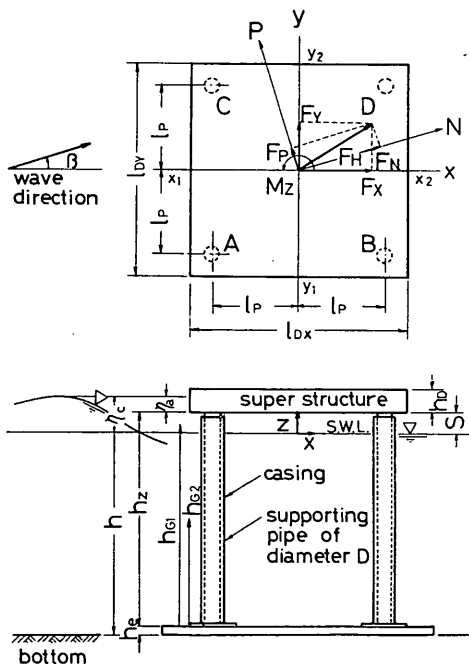


図-2.2 ドルフィン模型 MD

は方向を有するベクトル量であることを表わし、以下においても同様である。さらに、このような水平波力  $F_H$  は  $x$  方向成分波力  $F_x$  と  $y$  方向成分波力  $F_y$  に分けられ、 $F_H$  の絶対値と次式の関係にある。

$$|F_H| = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} \quad \dots\dots(2.4)$$

矩形版中心のまわりの回転モーメント  $M_z$  は偏心量を  $l_M$  として次式で与えられる。

$$M_z = |F_H| l_M \quad \dots\dots(2.5)$$

ただし、偏心量  $l_M$  の符号は反時計方向の回転モーメントを正とするようにとる。

さて、本研究においては 2.1 で述べたように水平波力  $F_H$  を Froude-Krilov の力に比例する波力  $F_F$  と水粒子の速度成分の自乗に比例する力  $F_R$  の和で表わす。つまり、

$$F_H = F_F + F_R \quad \dots\dots(2.6)$$

このうち、右辺第 1 項については Froude-Krilov の力  $F_{FK}$  に係数  $C_F$  を乗じたかたちで表わすから、 $F_F$  の  $x$ ,  $y$  方向成分を  $F_{Fx}$ ,  $F_{Fy}$  としたときそれぞれ次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} F_{Fx} &= C_F \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \{p_{z=x_1} - p_{z=x_2}\} dz dy \\ F_{Fy} &= C_F \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \{p_{y=y_1} - p_{y=y_2}\} dz dx \end{aligned} \right\} \dots\dots(2.7)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= -l_{Dx}/2, \quad x_2 = l_{Dx}/2 \\ y_1 &= -l_{Dy}/2, \quad y_2 = l_{Dy}/2 \end{aligned} \right\} \dots\dots(2.8)$$

$F_R$  については、波の作用範囲が時間的に変化する状況に対し、どこでの水粒子速度成分を用いるか問題であるが、式 (2.1) における抗力成分に対する表現との連続性及び計算の便宜を考慮して、 $x, y$  方向成分に対しそれぞれ矩形版の両面位置での流速成分の自乗の平均値を用いることにした。すなわち、 $F_R$  の  $x, y$  方向成分  $F_{Rx}$ ,  $F_{Ry}$  を次の式で表わす。

$$\left. \begin{aligned} F_{Rx} &= C_R \frac{w_0}{2g} \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \left\{ \frac{(u_x | u_x)_{x=x_1} + (u_x | u_x)_{x=x_2}}{2} \right\} dz dy \\ F_{Ry} &= C_R \frac{w_0}{2g} \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \left\{ \frac{(u_y | u_y)_{y=y_1} + (u_y | u_y)_{y=y_2}}{2} \right\} dz dx \end{aligned} \right\} \dots\dots(2.9)$$

ここに、 $u_x, u_y$  はそれぞれ入射波による水粒子運動速度の  $x$  方向及び  $y$  方向成分であり、 $C_R$  は無次元係数である。この式 (2.9) は水平版両面における水粒子速度成分が等しいとすれば、式 (2.1) 中の抗力成分と表現が一致する。そのため、十分水中に没しているときの係数  $C_R$

は形状抵抗による抗力係数と一致する筈である。水面付近においては、こうした形状抵抗のほか表面にある効果すなわち造波抵抗などを含むものとなる。

以上、Froude-Krilov の力に比例する力、及び水粒子速度の自乗に比例する力をそれぞれ式 (2.7), (2.9) のように表わした。式中の入射波による圧力  $p$ , 水粒子速度成分  $u_x, u_y$ , 及び積分範囲に関する静水面を基準とした波面高  $\eta$  は精度の高い有限振幅波理論等を適用して与えることができるから、適切な係数  $C_F, C_R$  を設定すれば水平波力の計算ができることになる。次章以降においてこれを検討するわけであるが、その前に Froude-Krilov の力について若干の簡略化を行なった式を示しておく。

式 (2.6) における圧力  $p$  は、水面付近を考える限り次のように静水圧近似しても大差ない。

$$p = w_0(\eta - z) \quad \dots\dots(2.10)$$

これを用いて、水平波力の成分  $F_x, F_y$  を便宜上それぞれの方向の両面での波力の差のかたちで示すと次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} F_x &= F_{xJ} - F_{xB} \\ F_y &= F_{yJ} - F_{yB} \end{aligned} \right\} \dots\dots(2.11)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \left\{ \frac{F_{xJ}}{F_{xB}} \right\} &= \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \left\{ C_F w_0 (\eta - z) \right. \\ &\left. \left\{ \begin{aligned} + \\ - \end{aligned} \right\} C_R \frac{w_0}{4g} u_x | u_x \right\} dz dy \\ \left\{ \frac{F_{yJ}}{F_{yB}} \right\} &= \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \left\{ C_F w_0 (\eta - z) \right. \\ &\left. \left\{ \begin{aligned} + \\ - \end{aligned} \right\} C_R \frac{w_0}{4g} u_y | u_y \right\} dz dx \end{aligned} \right\} \dots\dots(2.12)$$

$$s_{\max} = \min \{ \eta_a, s + h_D \} \quad \dots\dots(2.13)$$

ただし、添字  $f$  は  $x=x_1$  あるいは  $y=y_1$  での値を、 $b$  は  $x=x_2$  あるいは  $y=y_2$  での値を表わし、式 (2.12) における  $\langle \rangle$  内は両辺における上段、下段がそれぞれ対応することを表わす。 $\eta_a$  は水平版底面からの波頂高である。

本報告における実際の数値計算は全て式 (2.12) に基づき、かつ  $\eta, u_x, u_y$  は Stokes 波の第三次近似理論により算定している。また、 $F_{xB}, F_{yB}$  が負の値をとるときは、波の降が  $x=x_2$  や  $y=y_2$  にあっても正の力が働くことになるので、これを 0 とすることにしている。

### 3. 実験方法

#### 3.1 実験の概要

本実験では、平面形状が正方形のドルフィン上部工に作用する波力を明らかにすることを主たる目的とし、その他静水面付近に固定された二・三の形状の構造物の波力を検討する。



最初に、前章で述べた算定式中の係数を、正方形のドルフィン上部工について決定するために三次元実験を行なった。まず波向きが $0^\circ$ の場合についてこの算定式の妥当性について検討し、係数 $C_R$ 、 $C_F$ の値を決定している。次に斜め入射波の場合には波力がどう変るかを検討した。

さらに、他の二・三の形状の構造物について、算定式自体の適用性および係数 $C_F$ 、 $C_R$ の値の変動について断面実験によって検討を加えている。すなわち、上部工の波向きに直角な方向の幅が非常に長い場合、上部工の厚さが越波を許容しないほど厚い場合、そして波向方向の長さがごく短かく、カーテンウォールのような場合について断面実験を行なった。また小岩らの実験結果にもとづいて、波向き方向の長さが割合長い場合についても検討している。

### 3.2 実験施設および模型

#### (1) 水槽および水路

このように、実験は大別すれば三次元実験と断面実験の二種類に分かれ、2か所で行なっている。そのうち三次元実験は長さ30m、幅20mの中型平面水槽において実施した。模型は水槽造波板から7mはなれた水平コンクリート床面にアンカーボルトで固定する。そして模型を回転することによって波向きをかえている。造波機は低慣性直流電動機で駆動するピストンタイプのものである。造波板から、23.6mの位置に1:2.5勾配の消波用の碎石斜面があり、水槽側壁には、ステンレス切屑の消波装置が設けてある。ドルフィン模型からの散乱波は小さく、この波の水槽周辺からの反射波は無視できるが、入射波の碎石斜面からの反射波は無視しえないので、この影響がはいらぬうちに測定を終了することにした。

一方、断面実験は長さ160m、幅1mの長水路で行なった。水路の後端はコンクリートの斜面であり、この斜面の最後部にはステンレス切屑の消波装置を設けている。後端からの反射波に影響されないよう水路のほぼ中央、造波板から60mの位置に模型を固定する。造波機はピストンタイプのもので長周期波用につくられており、周期1.13secの波は波高10cm程度についてだけ実験している。

#### (2) 模型

三次元実験に用いる模型は、前掲図-2.2に示した上部工の平面形状が正方形のドルフィンである。正方形の辺長が72cmのものとして32cmのもの2基を用意し、それぞれMD1、MD2と呼んでいる。この模型は上部工に作用する波力を、上部工を支持するパイプに生じる歪によって測定しようとするものである。すなわち、各パイプには曲げ歪とねじり歪を検出するゲージが貼付してあ

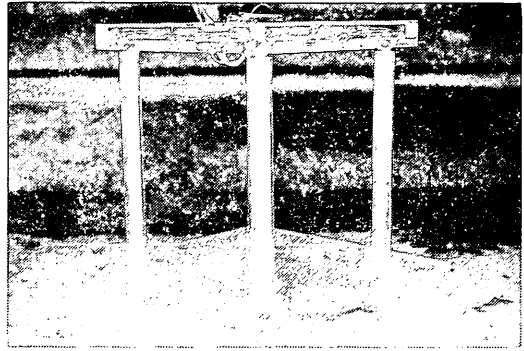


写真-3.1 ドルフィン模型の設置状況 (MD1)

る。また、パイプには直接波力が作用しないようケーシングを設けている。このケーシングは底面に固定してあるが、上部工には固定されていない。写真-3.1はMD1が $\beta=45^\circ$ に設置された状況を示している。

また、二次元実験には、MD1を改造したMD3、MD4と、MC1と呼ぶカーテンウォールの模型を使用した。MD1の $l_{Dy}$ を水路幅方向に拡張して $l_{Dy}=98\text{cm}$ としたものをMD3とし、このMD3を越波を許さないような $h_D$ の高さにしたものをMD4とした。図-3.1に示すのはカーテンウォール模型である。この模型は $l_{Dx}=2.5\text{cm}$ であり、厚さ2.5cmのアクリル合成樹脂版と、これを水路壁に固定する取付け部からなっている。静水面とのクリアランスをかえるときには、このアクリル合成樹脂版をクリアランスの変化分だけ切り取っていった。また、このアクリル合成樹脂版に曲げ歪を測定するゲージを3組、図に示す高さに貼付した。

表-3.1にドルフィン模型の幾何学的諸元を、表-3.2にカーテンウォール模型の幾何学的諸元を示している。これらの表において $h_{01}$ 、 $h_{03}$ は曲げ歪のゲージ貼付高さ、 $h_{02}$ はねじり歪のゲージ貼付高さである。 $t$ はパイプの肉厚、 $W$ は上部工の重量である。

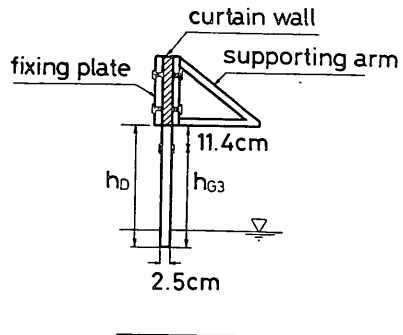


図-3.1 カーテンウォール模型 MC1

ドルフィン上部工に作用する水平波力

表-3.1 ドルフィン模型の幾何学的諸元

	$l_{Dx}(cm)$	$l_{Dy}$	$l_P$	$h_D$	$h_s$	$h_e$	$h_{g1}$	$h_{g2}$	$D$	$t$	$W(kg)$
MD 1	72	72	28.5	8	71	3	69	35.5	4.48	0.5	30.1
MD 2	32	32	10.0	8	65	9	63	32.5	3.2	0.4	7.75
MD 3	72	98	28.5	8	71	3	69	35.5	4.48	0.5	—
MD 4	72	98	28.5	50	71	3	69	35.5	4.48	0.5	—

表-3.2 カーテンウォール模型の幾何学的諸元 (MC 1)

$s$	$h_D(cm)$	$h_{g3}(cm)$	$h_{g3}l_{Dz}/2I$
-8	91.4	80	0.784
-4	87.4	76	0.745
0	83.4	72	0.705
4	79.4	68	0.666
8	75.4	64	0.627
12	71.4	60	0.588
16	67.4	56	0.549
20	63.4	52	0.509

3.3 水平波力の測定法と模型の特性

水平波力は模型に生ずる歪を歪ゲージで検出することによって測定している。ゲージの歪と模型の変位の関係は一義的に決められ、変位と力との関係ももし力が静的にかかれば簡単に求まる。しかし、力が動的であれば変位は2階の微分方程式であらわされる。したがって変位がわかっても真の力は簡単には求められない。ただこの変位と同じ大きさの変位を生ずる静的な力の大きさを知ることができるので、この力を見掛の力と呼んでいる。実験において、波力により模型に生ずる変位は動的な効果を含んだものである。そのため、実験結果から得られるのは真の波力ではなく見掛の波力である。そこでここでは、歪と見掛の波力との関係、および見掛の波力と真

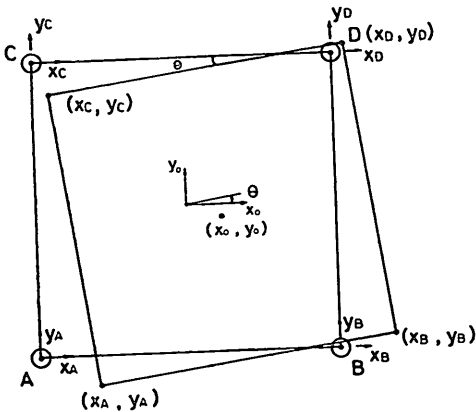


図-3.2 ドルフィン上部工の変位

の波力との関係を求めることにする。

図-3.2は、水平波力によってドルフィン模型の上部工が変位したときの各パイプの上端の変位を示すものである。上部工の中心の変位と  $(x_0, y_0, \theta)$  各パイプの上端での変位  $(x_d, y_d)$  との関係は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} x_{d(A,B)} &= x_0 + l_P \theta \\ x_{d(C,D)} &= x_0 - l_P \theta \\ y_{d(B,D)} &= y_0 + l_P \theta \\ y_{d(A,C)} &= y_0 - l_P \theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.1)$$

図-2.3はこのときの上部工およびパイプ上端での断面力を示している。 $R_x, R_y$  はパイプの曲げ剛性を  $EI$  とし

$$R_{x(A,B,C,D)} = -\frac{12EI}{h^2} x_{d(A,B,C,D)} \dots\dots\dots(3.2)$$

$$R_{y(A,B,C,D)} = -\frac{12EI}{h^2} y_{d(A,B,C,D)} \dots\dots\dots(3.3)$$

となる。またゲージに検出される曲げ歪、 $\epsilon_{bx}, \epsilon_{by}$  は変位と次の関係にある。

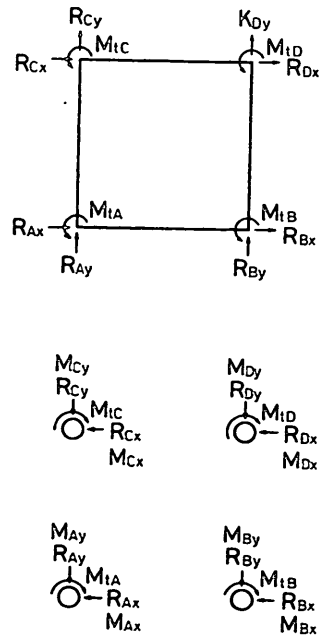


図-3.3 ドルフィン上部工の反力

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{bz(A,B,C,D)} &= \mu_b x_{a(A,B,C,D)} \\ \varepsilon_{by(A,B,C,D)} &= \mu_b y_{a(A,B,C,D)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.4)$$

$$\text{ここに } \mu_b = \frac{6D}{h_z^2} \left( \frac{h_\theta}{h_z} - \frac{1}{2} \right) \dots\dots\dots(3.5)$$

ここで、各パイプの  $\varepsilon_{bz}$ ,  $\varepsilon_{by}$  をそれぞれ平均して、 $\bar{\varepsilon}_{bz}$ ,  $\bar{\varepsilon}_{by}$  とすれば、式(3.1)から次のように  $l_p \theta$  の項が消える。

$$\left. \begin{aligned} \bar{\varepsilon}_{bz} &= \mu_b x_0 \\ \bar{\varepsilon}_{by} &= \mu_b y_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.6)$$

また、式(3.1)から  $l_p \theta$  だけの項を取り出すため、 $\bar{\varepsilon}_\theta$  を

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_\theta &= \frac{1}{8} (\varepsilon_{bzA} + \varepsilon_{bzB} - \varepsilon_{bzC} - \varepsilon_{bzD} \\ &\quad + \varepsilon_{byB} + \varepsilon_{byD} - \varepsilon_{byC} - \varepsilon_{byA}) \end{aligned} \dots\dots\dots(3.7)$$

とすれば回転  $\theta$  による歪は、次のようになる。

$$\bar{\varepsilon}_\theta = \mu_\theta l_p \theta \dots\dots\dots(3.8)$$

またねじり用のゲージからも次の関係となる歪  $\gamma_i$  が検出され、これを各パイプについて平均したものを  $\bar{\gamma}_i$  とした。

$$\gamma_{i(A,B,C,D)} = \mu_\theta \theta \dots\dots\dots(3.9)$$

$$\text{ここに } \mu_\theta = \frac{D}{2h_z} \dots\dots\dots(3.10)$$

こうした  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $\theta$  あるいは  $\bar{\varepsilon}_{bz}$ ,  $\bar{\varepsilon}_{by}$ ,  $\bar{\gamma}_i$  により静的な関係での力と変位、および歪の関係が求まる。

$$\left. \begin{aligned} F_x &= K_D x_0 = K_D / \mu_b \bar{\varepsilon}_{bz} \\ F_y &= K_D y_0 = K_D / \mu_b \bar{\varepsilon}_{by} \\ M_z &= K_\theta \theta = K_\theta / \mu_\theta \bar{\gamma}_i \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.11)$$

$$= K_\theta / l_p \mu_b \bar{\varepsilon}_\theta \dots\dots\dots(3.12)$$

$$\text{ここに、} K_D = 4 \frac{12EI}{h_z^2} \dots\dots\dots(3.13)$$

$$K_\theta = 4 \frac{GI_p}{h_z} + \frac{96EI}{h_z^2} l_p^2 \dots\dots\dots(3.14)$$

一方、動的釣合条件から次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{x}_0 + q\dot{x}_0 + K_D x_0 &= F_x \\ m\ddot{y}_0 + q\dot{y}_0 + K_D y_0 &= F_y \\ I_0 \ddot{\theta} + J\dot{\theta} + K_\theta \theta &= M_z \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.15)$$

ここに  $m$  は上部工の等価質量、 $q$  は線型減衰定数、 $I_0$ ,  $J$  はそれぞれ等価慣性モーメント、線型減衰定数である。

式(3.14)は、式(3.6)によってたとえ  $x$  方向について示せば、

$$m\ddot{\varepsilon}_{bz} + q\dot{\varepsilon}_{bz} + K_D \varepsilon_{bz} = \mu_b F_x \dots\dots\dots(3.16)$$

となる。実際ともめられる歪はこうした動的効果を含んだ歪であり、この動的な歪から静的関係である式(3.11)を用いて求める  $F_x$  を  $F_{xa}$  として見掛の波力と呼ぶ。式(3.15)と式(3.11)より見掛の波力は真の波力から、

$$\frac{m}{K_D} \ddot{F}_{xa} + \frac{q}{K_D} \dot{F}_{xa} + F_{xa} = F_x \dots\dots\dots(3.17)$$

で求められる。 $F_y$ ,  $M_z$  についても同様に  $F_{ya}$ ,  $M_{za}$  を見

掛の波力とする。

測定値から得られるのは見掛の波力であるが、式(3.17)によって見掛の波力から真の波力を求めるのは困難である。そこで、 $C_F$ ,  $C_R$  を決定する際には、計算値も仮定した  $C_F$ ,  $C_R$  を用い真の波力を決め、式(3.17)によって見掛の波力を求め、見掛の波力どうしを比較しなければならない。ここでは、真の波力を式(2.12)の波力算定式で計算するが、前述したようにこの式中の  $\eta$ ,  $u$  は Stokes の第三次近似理論によって与え、式(3.17)を逐次数値的に解いて見掛の波力を求めている。

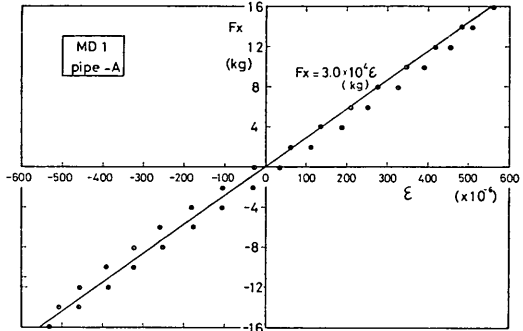


図-3.4 ドルフィン模型の水平載荷試験の測定例

以上に示した式中の係数を決めるため、ドルフィン模型 MD1, MD2 の水平載荷試験を実施した。図-3.4 は力と歪の比例定数  $a_b$  を求めるための水平載荷試験の例を示している。載荷はまず正の方向に、次に負の方向に行なった。アクリル合成樹脂であるので一方向に載荷した場合の残留歪や、荷重の大きさの違いによる  $a_b$  の相異もみられるが、実験での波力の範囲を考慮して最適な  $a_b$  を決定している。表-3.3はドルフィン模型の幾何学的諸元で決まる定数で、表-3.4は試験結果である。ただし、

表-3.3 ドルフィン模型の諸定数

	$I$ ( $\text{cm}^4$ )	$\mu_b$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$48I/h_z^2$ ( $\text{cm}$ )	$I_p$ ( $\text{cm}^4$ )	$\mu_\theta$	$4I_p/h_z$ ( $\text{cm}^3$ )	$96I_p^2/h_z^2$ ( $\text{cm}^3$ )
MD1	12.57	$2.57 \times 10^{-3}$	$1.686 \times 10^{-3}$	25.15	0.0315	1.547	2.739
MD2	3.52	$2.12 \times 10^{-3}$	$0.615 \times 10^{-3}$	7.038	0.0246	0.433	$7.69 \times 10^{-3}$

表-3.4 ドルフィン模型の水平力載荷試験結果

	$a_b$ ( $\text{kg}$ )	$K_D$ ( $\text{kg/cm}$ )	$a_\theta$ ( $\text{kg/cm}$ )	$K_\theta$ ( $\text{kg/cm}$ )	$a_R$ ( $\text{kg/cm}$ )	$K_\theta^*$ ( $\text{kg/cm}$ )	$a_R/a_b$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
MD1	$3.28 \times 10^4$	$8.25 \times 10^6$	$3.40 \times 10^6$	$11.0 \times 10^4$	$2.11 \times 10^6$	$15.15 \times 10^4$	64.3
MD2	$1.31 \times 10^4$	$2.77 \times 10^6$	—	—	—	—	—

表-3.5 ドルフィン模型の振動試験結果

	$T_n$ (測定値)					$\beta^*$
	$h=66\text{cm}$	70cm	74cm	78cm	82cm	
MD1	0.144	0.147	0.151	0.153	0.216	0.05
MD2	0.124	—	—	—	—	0.05
MD3	0.155	0.156	0.158	0.159	0.150	0.05
MD4	0.200	—	0.203	0.204	0.212	0.05

$$\left. \begin{aligned} a_b &= K_D / \mu_b \\ a_\theta &= K_\theta / \mu_\theta \\ a_R &= K_R / l_P \mu_b \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.18)$$

である。また表-3.5には静水中の自由振動試験から求めた固有振動周期  $T_n$ 、減衰定数  $\beta^*$  を示している。 $T_n$  は 0.15sec 前後で、 $\beta^*$  は 5% 程度である。この固有振動数は力の作用時間に比べて十分なほど高くはなく、また  $\beta^*$  が小さいので、波の作用時間が短いか衝撃的であれば、模型の動的応答が顕著となることが予想される。

カーテンウォールについてもほぼ同様にして水平波力を測定している。ただし、水平波力  $F_x$  がカーテンウォールの下端に作用したとき、ゲージの位置の曲げモーメント  $M_x$  は、

$$M_x = F_x h_{g3} \dots\dots\dots (3.19)$$

であり、歪と静的な力の関係は式 (3.11) のかわりに、

$$F_x = \frac{2EI}{h_{g3} l_{Dx}} \epsilon_{bx} \dots\dots\dots (3.20)$$

となる。ここで注意しなければならないのは、実際の水平波力の合力は下端には作用しないことである。波力の分布が三角形分布なら、合力は下端から作用範囲の長さの  $1/3$  のところに作用する。データの整理においては、下端に全水平波力が作用したとしているが、この違いによる  $F_{xa}$  の誤差はクリアランスが小さいほど、波高が高いほど大きい。しかしこの誤差は  $s = -8\text{cm}$  で大きくとも 10% 程度であり、無視しうると考えた。

表-3.6にこの模型の水平荷重試験の結果と振動試験の

表-3.6 カーテンウォール模型の特性試験結果

$S$	$a_b(\text{kg})$	$E(\text{kg}/\text{cm}^2)$	$T_n(\text{sec})$	$\beta^*$
-8	—	—	0.141	0.052
-4	—	—	0.113	0.043
0	$4.88 \times 10^4$	$3.44 \times 10^4$	0.099	0.037
4	—	—	0.090	0.036
8	—	—	0.081	0.034
12	—	—	0.072	0.034
16	—	—	0.065	0.034
20	$7.29 \times 10^4$	$3.74 \times 10^4$	0.058	0.032

結果を示している。 $T_n$  は  $s = 20\text{cm}$  で 0.058sec、 $s = 0\text{cm}$  で 0.099sec であり、波の作用時間に比べても割合短かい。

3.4 実験ケース

実験ケースは表-3.7に示しているとおりでである。中型平面水槽でドルフィン模型 MD1, MD2 を使って、まず波向き  $\beta$  が  $0^\circ$  の実験を行ない、次に MD1 について  $\beta$  を  $15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$  とかえて行なった。静水面と上部工底面のクリアランス  $s$  は水深を変化させることによって 5 ケース、周期  $T$  は 4 ケースである。また波高  $H$  は 10cm ~ 30cm 程度の 4 ~ 8 ケースで、造波機の造波性能により最大波高は周期の短かいものほど小さく、また碎波するものは含まれていない。

長水路ではまず三次元実験と断面実験の違いを知るために、MD1 と同じ断面形状である MD3 を使った。次に  $h_D$  の影響を調べるために、 $h_D$  が高く越波がない場合について MD4 を用いて実施した。 $s, T, H$  の実験範囲は三次元実験とほぼ同じである。さらにこの水路でカーテンウォールについて波力を測定した。この場合水深は  $h = 74\text{cm}$  で一定とし、カーテンウォールの高さ  $h_x$  を変えることにより、クリアランス  $s$  をかえている。 $s$  は表に示したほかに 12, 16, 20cm をかえている。

実験条件の範囲を無次元量で示すと、 $h/L$  は 0.096 ~ 0.360、 $l_{Dz}/L$  は MD1 で 0.093 ~ 0.349、MD2 で 0.042 ~ 0.155、代表長さを  $l_{Dz}$  にとったときの Reynolds 数及び Froude 数は、MD1 で、 $2.1 \sim 6.1 \times 10^5$  及び 0.11 ~ 0.32、MD2 で 0.9 ~  $2.7 \times 10^5$  及び 0.16 ~ 0.47 である。ただし、代表速度は Stokes の第 3 次近似理論による静水面での最大水平水粒子速度成分を用いた。

表-3.8は参考のため  $h = 74\text{cm}$ 、 $H = 16\text{cm}$  にのときの Stokes の第 3 次近似波の諸元と模型の諸元との関係を表わしたものである。図-3.5は波頂高  $\eta_c$  について、平面水槽での測定結果を波高を横軸にとって測定値と計算値を示したものである。計算値は  $h/L$  が小さいほど、また

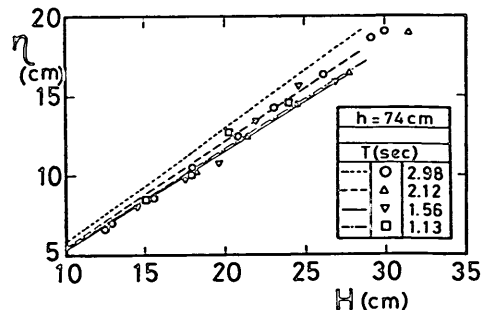


図-3.5  $\eta_c/H$  の測定値と Stokes 第三次近似波との比較

表-3.7 実験 ケー ス

実験施設	中型平面水槽 実験条件	三次元実験 ケース	津波水路 条件	断面実験 ケース
ドルフィン模型 $l_D(\text{cm})$	MD1, MD2 72, 32	2	MD3, MD4, MC1 72, 72, 2.5	3
クリアランス 水深 $h(\text{cm})$	8, 4, 0, -4, -8 66, 70, 74, 78, 82	5	8, 4, 0, -4, -8 66, 70, 74, 78, 82	5
周期 $p(\text{sec})$ $h/L(h=74\text{cm})$	2.98, 2.12, 1.56, 1.13 0.096, 0.143, 0.216, 0.359	4	同 左	
波高 $H(\text{cm})$	12~34	4~8	12~34	4~8

表-3.8 実験波の特性 (Stokes 第三次近似波) ( $h=74\text{cm}$ ,  $H=16\text{cm}$  の場合)

$T$	1.13sec	1.56	2.12	2.98
$L$	206.4cm	342.2	515.9	770.6
$h/L$	0.359	0.216	0.143	0.096
$H/L$	0.0777	0.0468	0.0310	0.0207
$l_D/L, l_D=32$	0.155	0.0935	0.0620	0.042
$l_D/L, l_D=72$	0.349	0.210	0.140	0.0934
$c$	182.6cm/sec	219.4	243.4	259.4
$u_{z=0}$	45.0cm/sec	38.5	37.1	39.0
$\eta_c$	9.01cm	8.94	9.25	10.0
$\eta_c/H$	0.563	0.559	0.578	0.625
$\frac{ul_D}{\nu}, l_D=32$	$1.44 \times 10^5$	$1.232 \times 10^5$	$1.187 \times 10^5$	$1.248 \times 10^5$
$\frac{ul_D}{\nu}, l_D=72$	$3.24 \times 10^5$	$2.772 \times 10^5$	$2.68 \times 10^5$	$2.808 \times 10^5$
$\frac{c}{\sqrt{g\eta_c}}$	1.94	2.34	2.56	2.62
$\frac{u}{\sqrt{gl_D}}, l_D=32$	0.254	0.217	0.209	0.220
$\frac{u}{\sqrt{gl_D}}, l_D=72$	0.169	0.145	0.140	0.147
$\frac{c}{\sqrt{gl_D}}, l_D=32$	1.03	1.24	1.37	1.46
$\frac{c}{\sqrt{gl_D}}, l_D=72$	0.69	0.83	0.92	0.98

波高が碎波波高に近いほど  $\eta_c/H$  の値が大きいことを示している。実験値は周期の長いものについては Stokes の第三次近似波よりやや小さい値をとるが、全体的にはほぼ許容できる差といえる。

#### 4. 正方形上部工に作用する波力

##### 4.1 波の作用状況

写真-4.1, 4.2は、平面水槽でドルフィン模型MD1に

波向  $\beta=30^\circ$  で波が作用している状況である。上部工の前面で水位が上昇し、後端から水塊を噴出しているのがわかる。また上部工の上面は波によって洗われており、底面には後端から水塊が噴出すると同時に衝撃的な揚圧力が作用していると思われる。ここでは、こうした波の作用状況をとらえるために二次元水路で観察することにする。

写真-4.3~4.5は  $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $h_D$  が高く

ドルフィン上部工に作用する水平波力

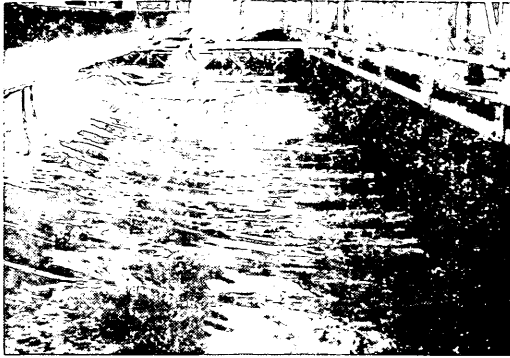


写真-4.1 ドルフィン上部工に作用する波  
(MD1,  $\beta=30^\circ$ )

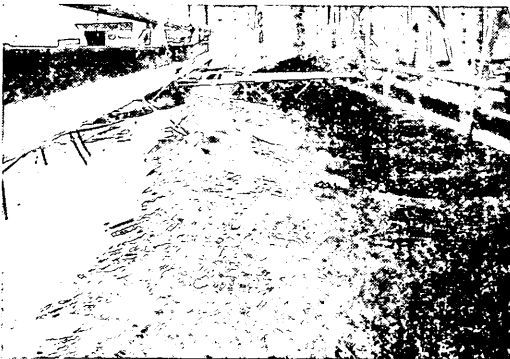


写真-4.2 ドルフィン上部工に作用する波  
(MD1,  $\beta=30^\circ$ )

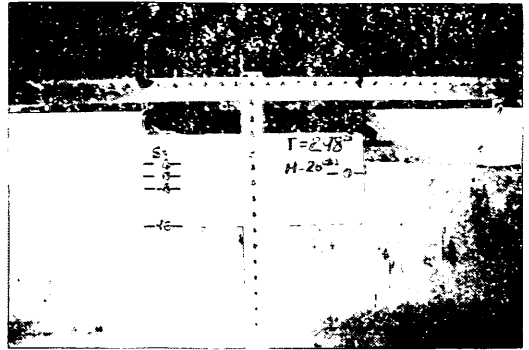


写真-4.3 ドルフィン上部工に作用する波  
( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $s=-16\text{cm}$ )

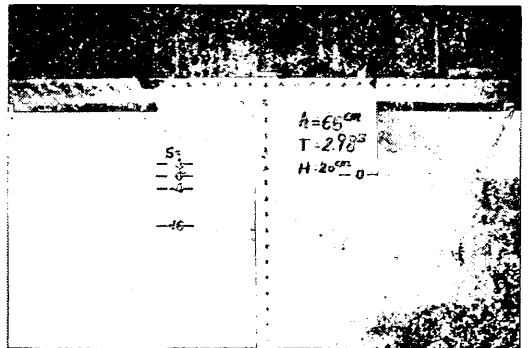


写真-4.4 ドルフィン上部工に作用する波  
( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $s=0\text{cm}$ )

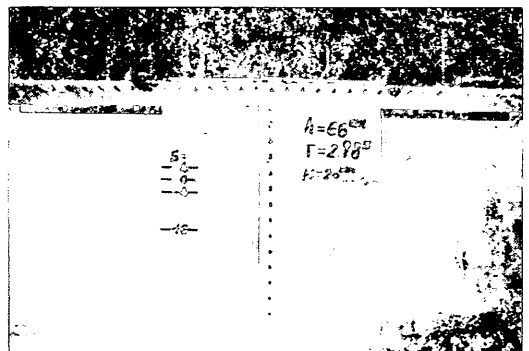


写真-4.5 ドルフィン上部工に作用する波  
( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $s=4\text{cm}$ )

越波しない場合で、それぞれ  $s=-16\text{cm}$ ,  $0\text{cm}$ ,  $4\text{cm}$  のときの波の状況をみたものである。 $s=-16\text{cm}$  では、前面での水位の上昇も後面での水位の変動もおだやかである。 $s=0\text{cm}$ ,  $4\text{cm}$  とクリアランスが大きくなるにしたがって、前面での水位の上昇は表面で波の進行方向とは逆の流れを伴うようになり、乱れもはげしい。また後面では、ドルフィン上部工底面の後端からの水塊の噴出や顕著な渦の発生がみられ、水位の低下が大きい。写真-4.6, 4.7 は、 $H=30\text{cm}$  の場合でクリアランスはそれぞれ  $s=0\text{cm}$ ,  $4\text{cm}$  である。 $H=20\text{cm}$  の場合以上に、こうした現象が著しい。

図-4.1は、越波を許さないドルフィン模型MD4の前面と後面に、容量式の波高計を面から約  $1.0\text{cm}$  ほどはなして水位の変化を調べたものである。この図には同時に測定された波力も示されている。図の左側は  $T=1.56\text{sec}$  で、右側は  $T=2.98\text{sec}$ 、それぞれ上からクリアランスが  $s=-4$ ,  $0$ ,  $8\text{cm}$  の場合である。波高は  $20\text{cm}$  前後のものについて示している。この図からも写真と同様に水位変化の特徴がわかる。すなわち、前面での水位を

$\eta_f$  であらわしているが、 $\eta_r$  は  $T=1.56\text{sec}$  のとき  $s=-4\text{cm}$  で  $24\text{cm}$ ,  $s=8\text{cm}$  でも  $18\text{cm}$  と  $\eta_0=11.3\text{cm}$  に比べかなり大きい。後面での水位は  $\eta_0$  で示してあり、 $s=0\text{cm}$  や  $8\text{cm}$  では、水の噴出による水位低下が認められる。特に No.6 では、 $\eta_0$  はドルフィン底面より上の水塊が切りとられたように変形している。波力はいずれも前面での水位が最大となる少し前で最大値となり、

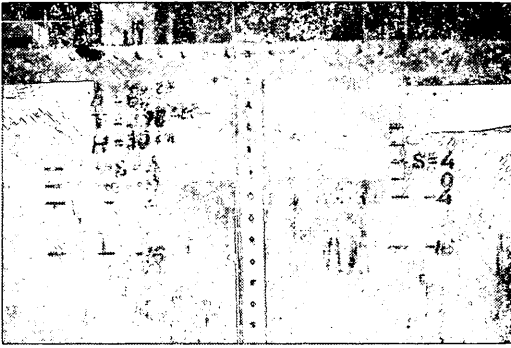


写真-4.6 ドルフィン上部工に作用する波  
( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=30\text{cm}$ ,  $s=0\text{cm}$ )

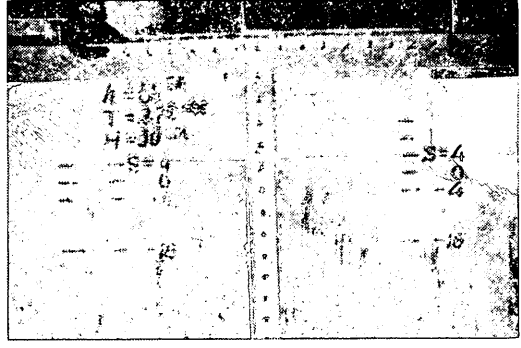


写真-4.7 ドルフィン上部工に作用する波  
( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=30\text{cm}$ ,  $s=4\text{cm}$ )

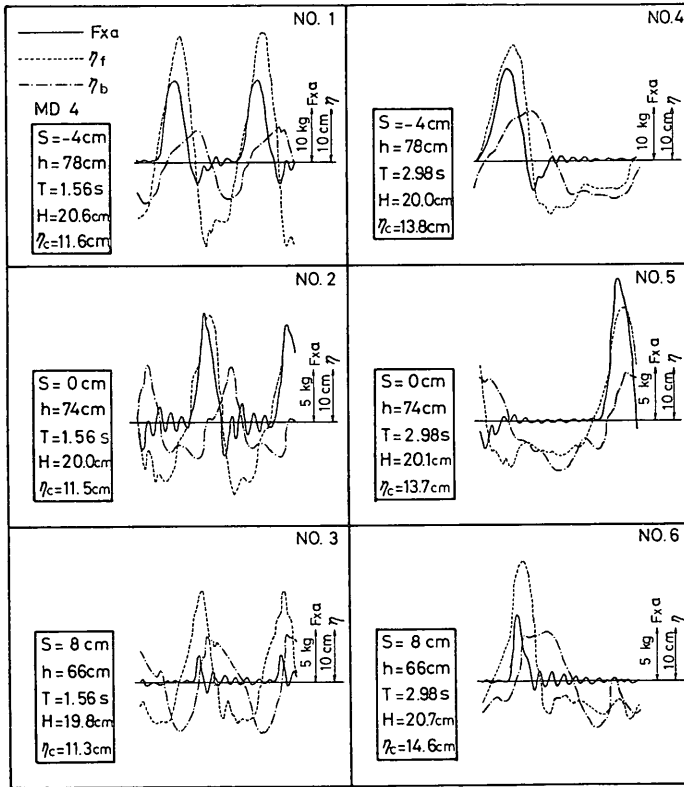


図-4.1 ドルフィン上部工の前後面での水位と水平波力

$s=0\text{cm}$  ではほぼ水塊が噴出するときに最大値となっている。 $s=8\text{cm}$  では、水塊が噴出する前に最大値となっている。負の波力は  $s=8\text{cm}$  のときほとんどあられわず、 $s=0\text{cm}$  や  $-4\text{cm}$  でも負の波力はかなり小さかった。

#### 4.2 波力の時間変化

4.1 で観察したように、ドルフィン上部工のような構

造物に作用する波力は複雑である。ここでは、測定された波力の時間的変化を計算値と比較しながら述べていくことにする。

図-4.2は、 $T=1.56\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $s=-4\text{cm}$  で静水時に上部工が半没する条件での波力の時間的変化を示したものである。歪の測定から求めた見掛の水平波力  $F_{xa}$ 、計算から求めた前後面での波力の分力  $F_F$ ,  $F_R$ 、合力  $F_x$ 、

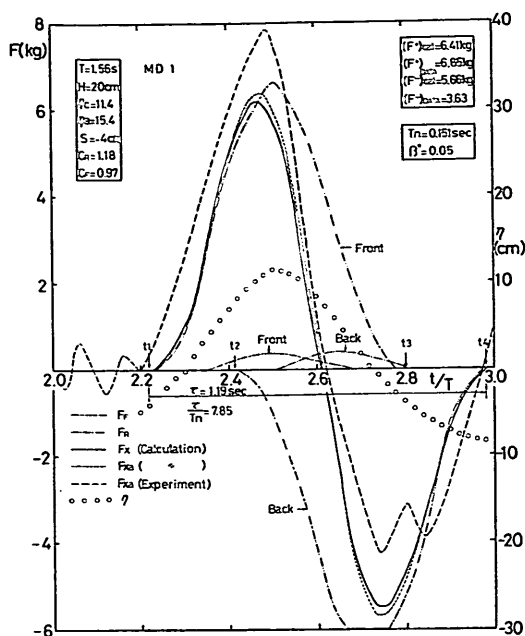


図-4.2 測定及び計算による波力の時間的変化 (MD1,  $T=1.56\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $s=-4\text{cm}$ )

見掛けの波力  $F_{xa}$ 、前面における入射波の水位  $\eta$  を示している。ただし、計算による波力は後述の  $C_F$ ,  $C_R$  を用いて求めたものである。測定及び計算による  $F_{xa}$  を比較すると、正のピーク付近では計算値が、負のピーク付近では測定値が、絶対値でやや小さい。すなわち波力の正負における非対称性は測定値の方が顕著にあらわれている。これは  $C_F$ ,  $C_R$  の係数の与え方によるほか、計算においては  $F_R$  や  $F_F$  の前後面での違いを考慮していないことによると思われる。すなわち実際には  $F_R$  は、前面と後面では異なった大きさであると思われる。  $F_F$  については、上部工による波の反射によって、前面と後面ではその絶対値が同じではなくとも考えられる。以下計算結果に基づいて若干説明を加える。

この場合、上部工は静水時において半没状態であるため、波力の作用時間は  $t_2$  から  $t_4$  までの  $1.19\text{sec}$  とかなり長い。そのうち前面に作用している時間は  $t_1 \sim t_3$ 、後面に作用している時間は  $t_2 \sim t_4$  で、 $t_2 \sim t_3$  間は同時に作用する。波力の分力  $F_F$  と  $F_R$  は図の前後面での値の和となり  $t/2$  を中心として  $F_F$  は逆対称、 $F_R$  は対称となる。本条件の場合、同一面においても  $F_F$  が大きくかつ  $l_{Dz}/L$  が大きいので、すなわち  $t_1$ ,  $t_2$  の時間間隔が大きいため前後面での圧力差も大きくなるので、 $F_F$  が  $F_R$  よりも卓越する。また、 $F_x$  の正及び負のピーク時刻も  $F_F$  のそれと大差ないことがわかる。

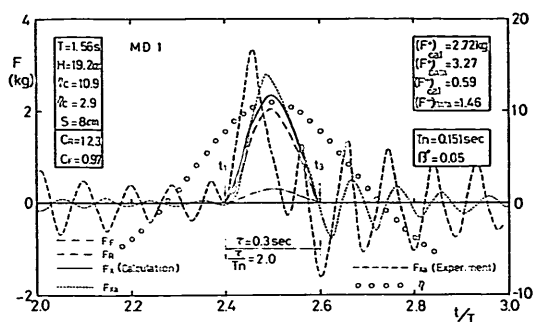


図-4.3 測定及び計算による波力の時間的変化 (MD1,  $T=1.56\text{sec}$ ,  $H=19.2\text{cm}$ ,  $s=8\text{cm}$ )

これに対し、図-4.3は、MD1,  $T=1.56\text{sec}$ ,  $H=19.2\text{cm}$ ,  $s=8\text{cm}$  でクリアランスが大きく、波頂面付近のわずかし波が作用しない条件での結果を示したものである。この場合、波力の作用時間は  $0.3\text{sec}$  と短く固有振動周期に近いので、顕著な自由振動が見られる。しかしながら、その現われ方は測定によるものにおいてより著しい。前後面での波力に分けたときの後面での波力は計算上負となり  $0$  としている。したがって、前面に作用する波力のみとなり、この場合  $F_F$ ,  $F_R$ ,  $F_x$  のピーク時刻は一致する。波力の値は波がわずかし波が作用しない割には大きく、 $F_R$  が著しく卓越している。

また図-4.4は、MD2,  $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20.8\text{cm}$ ,  $s=-4\text{cm}$  の場合と同様な時間的変化を示したものである。図-4.2の条件より  $l_{Dz}/L$  が小さいので  $F_F$  は小さくなるが、 $F_R$  と比べるとまだかなり大きい。図-4.5は同じく MD2,  $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=19.1\text{cm}$ ,  $s=8\text{cm}$  の場合である。

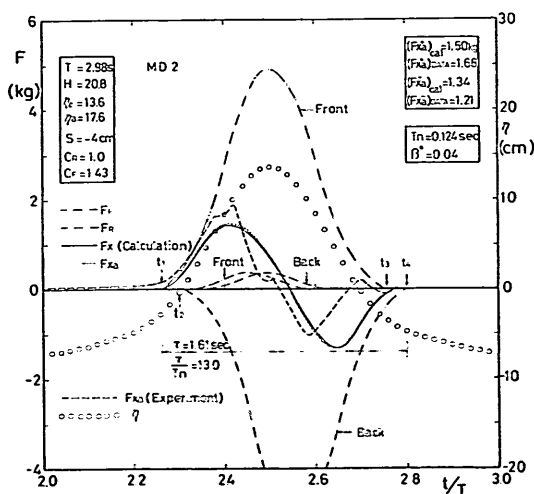


図-4.4 測定及び計算による波力の時間的変化 (MD2,  $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20.8\text{cm}$ ,  $s=-4\text{cm}$ )



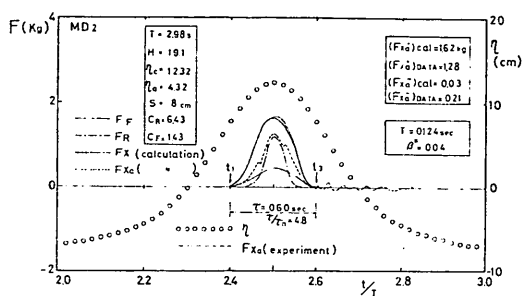


図-4.5 測定及び計算による波力の時間的変化 (MD2, T=2.98sec, H=19.1cm, s=8cm)

波長が長いために作用時間が長く、固有振動はそれほど顕著ではない。

### 4.3 係数 $C_F$ 及び $C_R$ の決定

以上に例示したように、上部工が水没して波が大きくかぶり、かつ  $l_{Dz}/L$  が適当に大きいとき  $F_F$  が卓越する。またクリアランスが大きく、波頂面付近のわずかな部分だけが作用するときに  $F_R$  が卓越している。そのため、それぞれの卓越条件のもとで係数  $C_F, C_R$  を検討することにした。ここでは、三次元実験の MD1, MD2 について  $\beta=0^\circ$  の場合のみを考えることにする。

まず係数  $C_F$  を  $s=-8\text{cm}$  の場合の実験結果に基づいて検討する。この場合、波力の正及び負のピーク時刻は前述した通り  $F_F$  のピーク時刻とほぼ一致し、そのときの  $F_R$  は対称性のため同じ値となる。かつ、動的応答による影響はほとんど無視できるので、次式の関係が近似的に成立する。

$$F_{Fa}^+ = (F_{xa}^+ - F_{xa}^-) / 2 \quad \dots\dots(4.1)$$

ここに、 $F_{Fa}^+$  は  $F_{Fa}$  の正のピーク値、 $F_{xa}^+, F_{xa}^-$  は  $F_{xa}$  の正及び負のピーク値である。

$F_R$  が卓越するようになるとこの関係は成り立たなくなるが、実際  $C_F=1.0$  として  $C_R$  を 0 から 4 の範囲で数値計算を行なってみても、図-4.6 のように  $H=25\text{cm}$  のとき  $l_{Dz}/L$  が 0.15 以上では、式 (16) による  $F_{Fa}^+$  の値はほとんど  $F_R$  の影響を受けない。また、波高については小さいほど影響を受けない傾向にある。そのため、こ

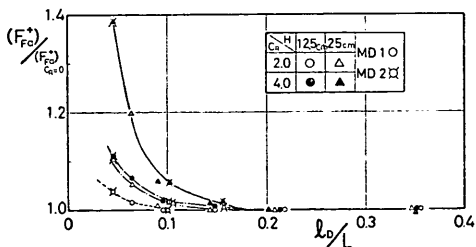


図-4.6 計算による  $(F_{Fa}^+) / (F_{Fa}^+)_{CR=0}$

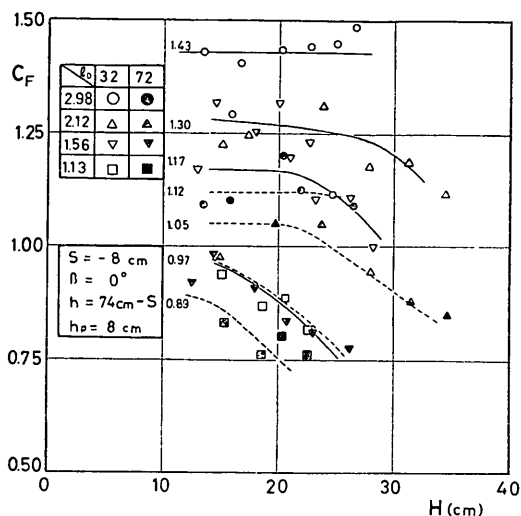


図-4.7  $C_F$  値の決定

では、一応  $C_R=2.0$  とし、 $C_F=1.0$  として計算を行なって式 (16) から求めた  $F_{Fa}^+$  を  $(F_{Fa}^+)_{CAL}$  とし、次式により  $C_F$  を求めることにした。

$$C_F = (F_{Fa}^+)_{DATA} / (F_{Fa}^+)_{CAL} \quad \dots\dots(4.2)$$

図-4.7は横軸に波高  $H$  をとって、この値をプロットしたものである。波高の増大につれてこの  $C_F$  は減少傾向を示している。これは波高が大きくなるにつれて、ここでは考慮していない 4.2 で述べたような  $F_R$  と  $F_F$  の非対称性が増し、式 (16) の関係が成り立たなくなることによると考えられる。したがって、各条件での  $C_F$  としてはほぼ一定の値を示す波高の小さいところでの値をとることにする。この値を図中に示しておいた。図-4.8はこうして決定した  $C_F$  を  $l_{Dz}/L$  に対して示したものである。その結果はほぼ連続的な変化を示し、 $l_{Dz}/L \rightarrow 0$  では慣性力係数に一致すると思われる。

次に  $C_R$  を  $s=0, 4, 8\text{cm}$  の実験データに基づいて検討する。図-4.8で求めた  $C_F$  を使い、実験値の  $F_{xa}^+$  と等しくなる  $C_R$  の値を、実際に計算で  $F_{xa}^+$  を求めて比較することにより決定した。図-4.9, 4.10はこの  $C_R$  を、横軸

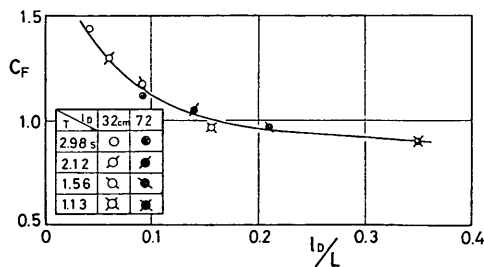


図-4.8  $l_{Dz}/L$  に対する  $C_F$  の変化

ドルフィン上部工に作用する水平波力

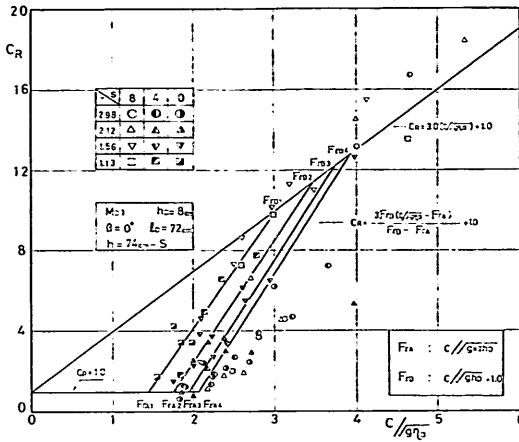


図-4.9 係数  $C_R$  (MD1)

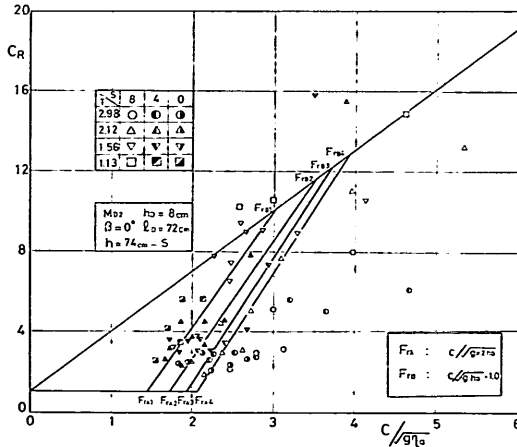


図-4.10 係数  $C_R$  (MD2)

に  $c/\sqrt{g\eta_a}$  をとって示したものである。ここに、 $c$  は波速であり、 $c/\sqrt{g\eta_a}$  は一種の Froude 数を表わす。

$\eta_a$  は波の峯からドルフィン底面までの距離であり、波の峯が来たときの没水深を表わす。また、 $\eta_a$  はドルフィン底面から上の波の体積、いかえれば上部工に波力をおよぼす波の部分の体積をもあらわすパラメーターである。この  $\eta_a$  を無次元化するとき単に  $\eta_a/h$  のような無次元量であらわすことも考えられるが、周期の影響も同時に考え、造波抵抗が Froude 数の関数であらわされることも考慮して、無次元パラメータを  $c/\sqrt{g\eta_a}$  とした。こうしたとき、実験条件の範囲でも波速  $c$  は 183~260 cm/sec と 40% 程度の差があるので、もし  $C_R$  が  $\eta_a/h$  等によって決まり、周期についてはあまり関係がないとすれば、この  $C_R$  の決定法では波速  $c$  の違いによる計算値と実験値の差が出てくるであろう。しかし、MD1、MD

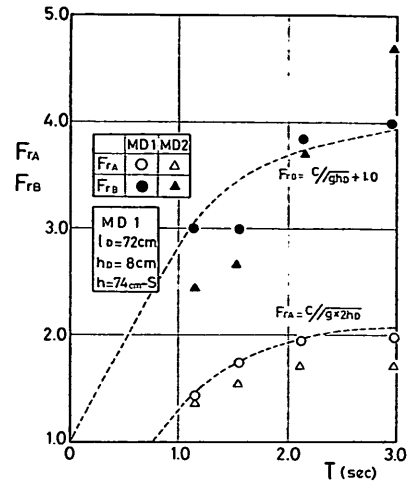


図-4.11  $F_{rA}$ ,  $F_{rB}$  の決定

2 と後に述べる MD3、MD4 について実験結果と計算値を比べるかぎりでは、 $c/\sqrt{g\eta_a}$  を用いるのが妥当と思われる。

図-4.9、4.10 ではデータは種々の誤差を集積したものとなることもあって、ばらつきが大きい。しかしながら、 $C_R$  は上部工が十分水中に没するような場合すなわち  $c/\sqrt{g\eta_a}$  が十分小さい場合には、抗力係数と一致する筈であり、水面付近にあればあるほどすなわち  $c/\sqrt{g\eta_a}$  が大きいほど造波抵抗などの表面効果を表わすようになって、 $c/\sqrt{g\eta_a}$  とともに大きくなるものと考えられる。これらの点を考慮し、係数  $C_R$  を次の関数で表わすことにした。

$$\left. \begin{aligned} C_R &= C_D, \quad c/\sqrt{g\eta_a} \leq F_{rA} \\ C_R &= \alpha_1 c/\sqrt{g\eta_a} + \beta_1, \quad F_{rA} < c/\sqrt{g\eta_a} < F_{rB} \\ C_R &= \alpha_2 c/\sqrt{g\eta_a} + \beta_2, \quad c/\sqrt{g\eta_a} \geq F_{rB} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.3)$$

抗力係数  $C_D$  の値としては、実験の下限値などを考慮して 1.0 とした。次に、式 (4.3) の第三式は上部工に対し越波しない状態、すなわち  $\eta_a < h_D$  の領域に対応するものと考え、かつ  $c/\sqrt{g\eta_a} \rightarrow 0$  のときには  $C_D$  と等しいとして、実験結果の傾向から、 $\alpha_2 = 3.0$ 、 $\beta_2 = 1.0$  を与えることにした。第二式は第三式と第一式と結ぶ直線であるから、 $F_{rA}$  と  $F_{rB}$  を与えれば決定される。図-4.11 は横軸に周期をとって、データの傾向から求めた  $F_{rA}$ 、 $F_{rB}$  を示したものである。MD1、MD2 によってやや傾向が異なるが、主として MD1 に対し、この領域では  $h_D$  が重要な要素であることを考慮して決定すると次の関係となる。

$$F_{\tau A} = c\sqrt{2gh_D} \quad \dots\dots(4.4)$$

$$F_{\tau B} = c\sqrt{gh_D} + 1.0 \quad \dots\dots(4.5)$$

図中の点線はこの関係を表わしている。このとき、 $\alpha_1$ ,

$\beta_1$  は次式で与えられる。

$$\alpha_1 = 3F_{\tau B} / (F_{\tau B} - F_{\tau A}) \quad \dots\dots(4.6)$$

$$\beta_1 = 1.0 - 3F_{\tau A} F_{\tau B} / (F_{\tau B} - F_{\tau A}) \quad \dots\dots(4.7)$$

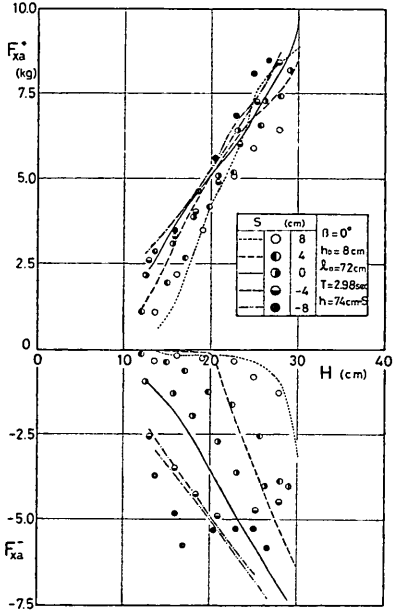


図-4.12 水平波力  $F_{xa}$  のピーク値 (MD1,  $T=2.98\text{sec}$ )

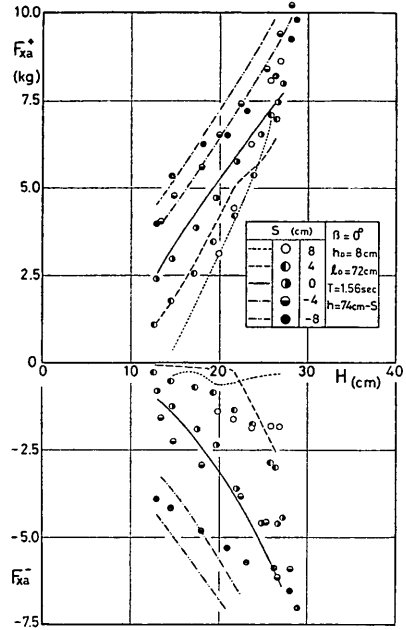


図-4.14 水平波力  $F_{xa}$  のピーク値 (MD1,  $T=1.56\text{sec}$ )

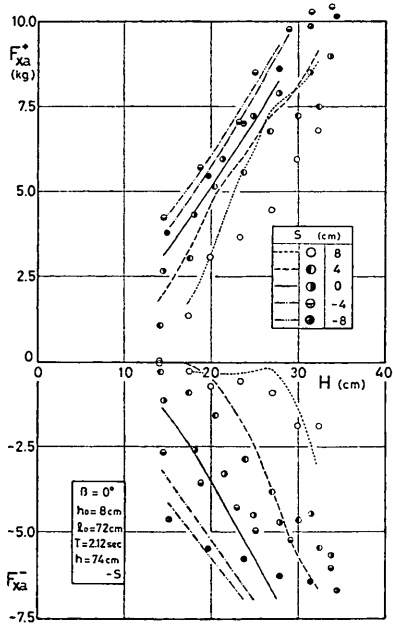


図-4.13 水平波力  $F_{xa}$  のピーク値 (MD1,  $T=2.12\text{sec}$ )

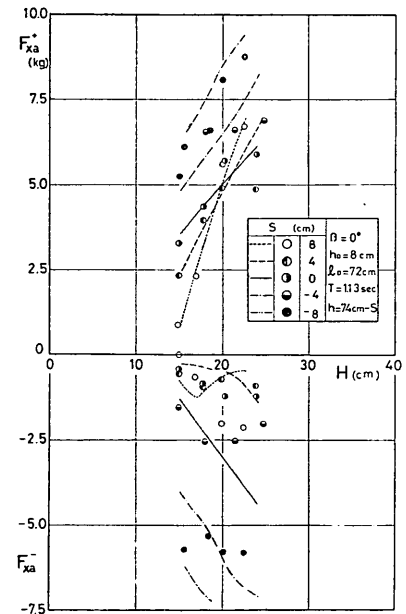


図-4.15 水平波力  $F_{xa}$  のピーク値 (MD1,  $T=1.13\text{sec}$ )

4.4 実験値と計算値の比較 (MD1, MD2)

以上、 $F_P$ 、 $F_R$  がそれぞれ卓越した条件での結果を用いて、係数  $C_P$ 、 $C_R$  を決定した。ここでは、 $\beta=0^\circ$  に対する全実験データについて、この  $C_P$ 、 $C_R$  を用いた計算値と比較することによりその妥当性を検討する。図-4.12~4.15 は MD1 について横軸に波高をとって波力のピーク値について実験値と計算値をプロットしたものである。これ以後とくにことわらないかぎり、波力はその正および負のピーク値、 $F_{za}^+$ 、および  $F_{za}^-$  について論ずることとする。波力は実験値、計算値ともに波高が大きいくほど、またクリアランス  $s$  が小さいほど大きくなる傾向を示している。また  $s$  が負のとき、計算値はその絶対値が大きいくほど  $s$  による差がなくなり、 $s=-4\text{cm}$  と  $s=-8\text{cm}$  とを比べれば、周期が長いほどその差が小さい。実験値では  $s=-4\text{cm}$  のときの方が  $s=-8\text{cm}$  より大きいこともある。しかしながら、全般的にみれば正の波力については計算値と実験値はかなり一致しているといえる。負の波力については計算値が絶対値で全般的に大きくなる傾向を示す。

図-4.16~4.19 は MD2 について同様にその比較を示したもので、 $s=-4\text{cm}$  の場合、正の波力の計算値は実験値より小さい値となり違いが大きい。他のクリアランスについてはほぼ一致している。

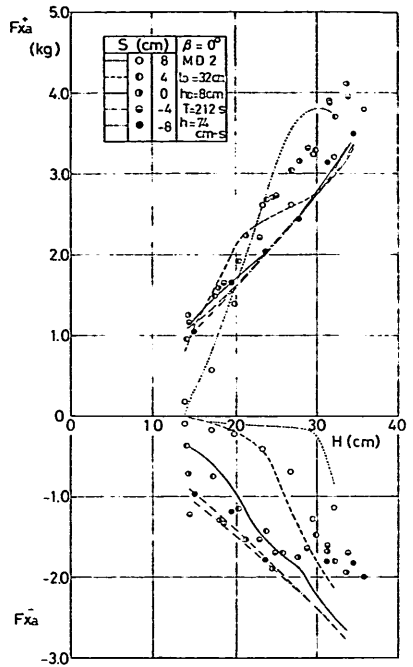


図-4.17 水平波力  $F_{za}$  のピーク値 (MD2,  $T=2.12\text{sec}$ )

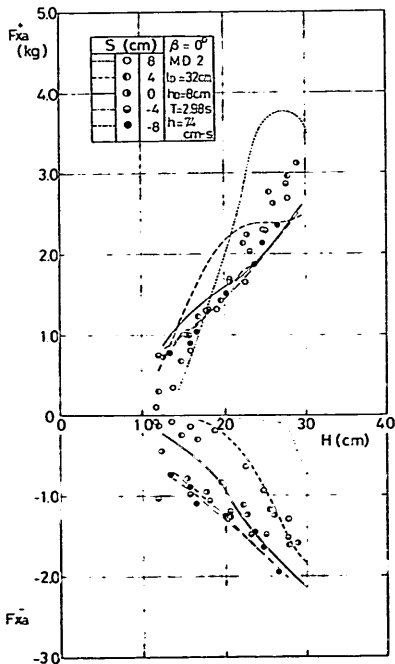


図-4.16 水平波力  $F_{za}$  のピーク値 (MD2,  $T=2.98\text{sec}$ )

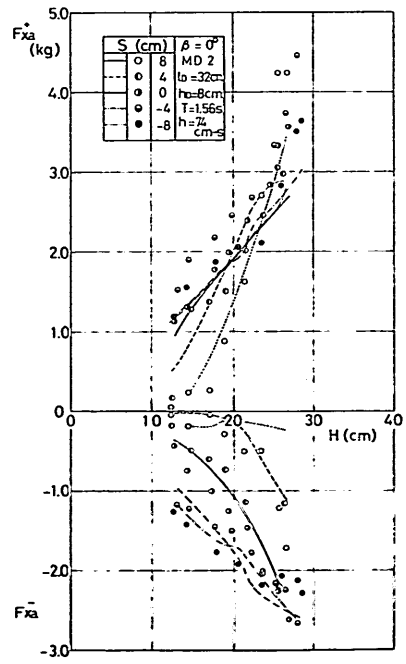


図-4.18 水平波力  $F_{za}$  のピーク値 (MD2,  $T=1.56\text{sec}$ )

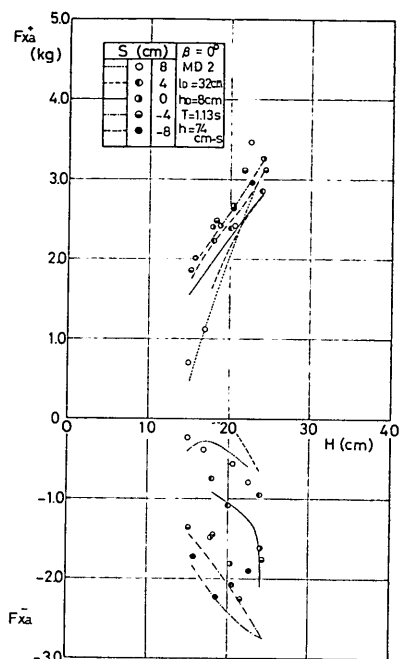


図-4.19 水平波力  $F_{xa}$  のピーク値 (MD2,  $T=1.13\text{sec}$ )

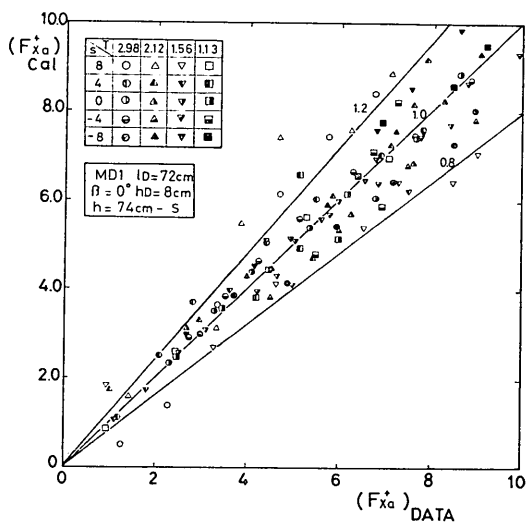


図-4.20 実験値と計算値の相関 (MD1,  $F_{xa}^+$ ,  $\beta=0^\circ$ )

図-4.20, 4.21はそれぞれ MD 1, MD 2 に対し, 実験による見掛の水平波力の最大値  $(F_{xa}^+)_\text{DATA}$  と  $(F_{xa}^+)_\text{CAL}$  の相関を示したものである。MD 1 に対しては  $\pm 20\%$  の範囲に 87% のデータが入っており, ほぼ満足できる結果といえる。MD 2 に対しては 70% となり, ややばらつきが大きく, 傾向的な相違も認められるようになる。特

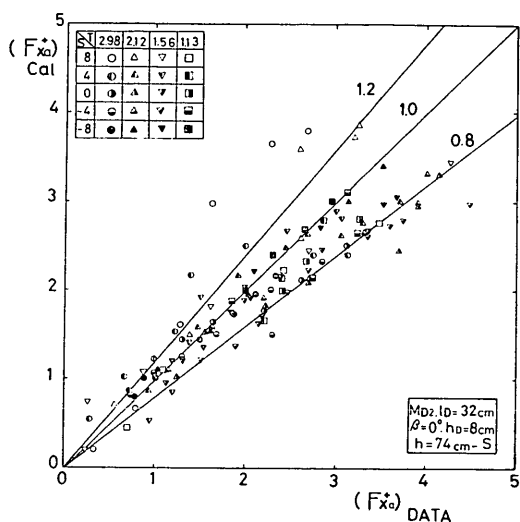


図-4.21 実験値と計算値の相関 (MD2,  $F_{xa}^+$ ,  $\beta=0^\circ$ )

に, 前述したように  $s=-4\text{cm}$  のとき, 実験値が計算値を上回っている。

#### 4.5 波向きによる変化

次に波向きを変えたときの波力および  $C_F$ ,  $C_R$  について検討する。

斜め入射波の場合, 水平波力は  $F_x$  だけでなく  $F_y$  と  $M_z$  の 3 成分である。 $F_x$  と  $F_y$  の合力を  $F_H$  とすれば, この  $F_H$  は波向き方向の力  $F_N$  とそれに直角方向の  $F_P$  にも分けられる。各波向きに対してこの  $F_N$ ,  $F_P$ , および  $F_H$  を  $F_x$ ,  $F_y$  から求めた。この様な正方形の上部工の場合,  $F_P$  は  $F_N$  に比べて小さく, ほとんど無視できるほどであった。また計算でも  $F_P$  はごく小さい。 $F_P$  が小さければ  $F_H$  の大きさは  $F_N$  にほぼ等しく, 波力の方向が波向き方向に一致することになる。したがって斜め入射波の波力については, この  $F_N$  について検討することにした。

図-4.22 は, 波向きによる波力の変化を示したものである。 $s=8\text{cm}$  の場合のようにクリアランスが大きいと, 波向きが大きくなるほど測定された波力は小さくなる。 $\beta=0^\circ$  のときと同じ  $C_F$ ,  $C_R$  をつけた計算値も実験値と同じ傾向を示す。 $s=0\text{cm}$  や  $-8\text{cm}$  のときには, 計算値はほぼ波向きに対して一定の値をとるが, 測定値は  $\beta=0^\circ$  のときよりやや大きい値を示している。また図-4.23 は,  $C_F$  の値を 4.2 で用いたのと同じ方法で求めたものであり, 点線で示したのが  $\beta=0^\circ$  での  $C_F$  の傾向である。 $C_F$  の値は,  $\beta=0^\circ$  のときより大きいようであるが, 差はそれほどない。 $C_R$  も 4.2 で求めたのと同じ方法で求まる。 $C_F$  の値を  $\beta=0^\circ$  のときと同じとして計算

ドルフィン上部工に作用する水平波力

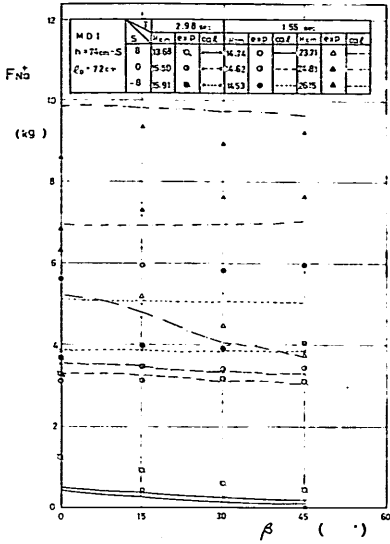


図-4.22 水平波力の波向による変化の例

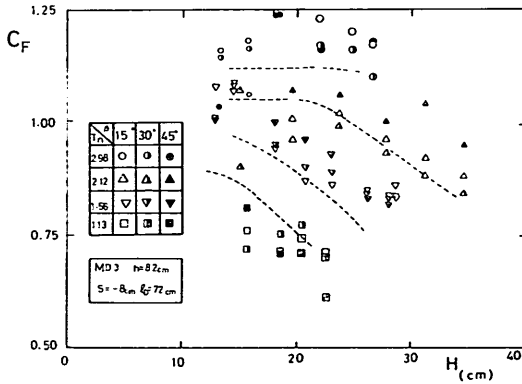


図-4.23  $C_F$  の決定 ( $\beta=15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ )

すれば、図は示していないが  $C_R$  は  $\beta=0^\circ$  のときとそれほど大きな差は認められず、また波向きによる傾向的な違いもあまりなかった。

図-4.24は、 $\beta=0^\circ$  での  $C_F, C_R$  を用いて各  $\beta$  について計算した値と、それぞれの波向きでの実験値との相関図である。  $s=8\text{cm}$  以外ではやや計算値が測定値を下まわっているが、ほとんど  $\pm 20\%$  の範囲に入っている。また、計算値は  $s=-8\text{cm}$  の場合  $\beta=0^\circ$  で最大であり、その他の場合は  $\beta$  に対して一定である。従って、このような正方形の上部工の場合は  $\beta=0^\circ$  に対して検討を行なえばよいと思われる。

各パイプに生じるねじり歪から回転モーメント  $M_x$  を求めたのであるが、ねじり歪は、4ゲージ法で4倍に出力されても最大  $100 \times 10^{-6}$  程度で小さく、誤差も大きい

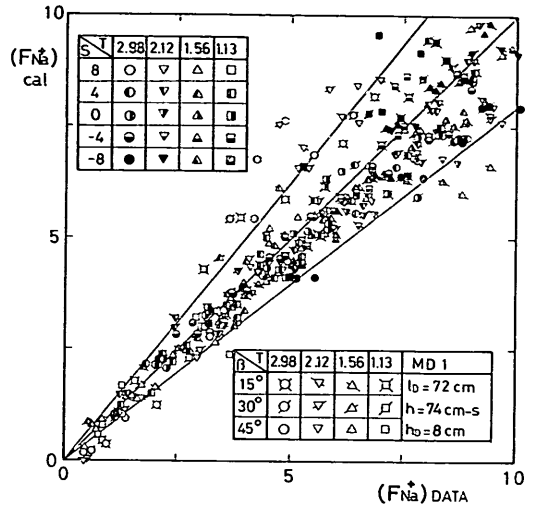


図-4.24 実験値と計算値の相関 (MD1,  $F_{x0}^+$ ,  $\beta=15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ )

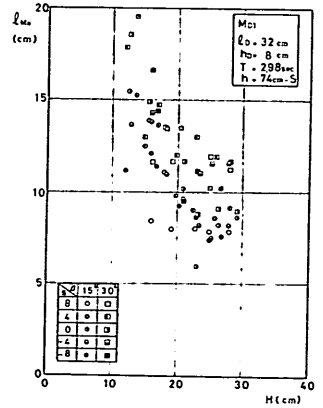


図-4.25 回転モーメントの腕の長さ  $l_M$  (MD1,  $T=2.98\text{sec}$ )

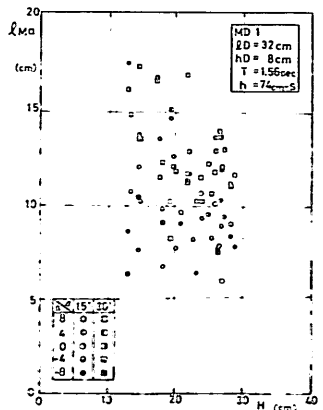


図-4.26 回転モーメントの腕の長さ  $l_M$  (MD1,  $T=1.56\text{sec}$ )

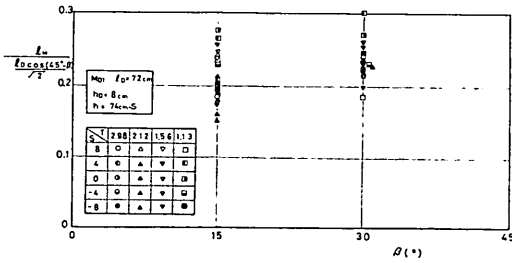


図-4.27 回転モーメントの腕の長さ  $l_M$  の波向の影響 (MD1)

と思われる。また、この様な構造物ではねじり歪は、曲げ歪に比べてかなり小さい。図-4.25, 4.26 は、測定された回転モーメント  $M_z$  から  $l_M = M_z / F_N$  によって、その腕の長さ  $l_M$  を求めたものである。H がごく小さいとき  $M_z$  は小さいが、 $F_N$  もごく小さいので  $l_M$  は大きい。H がある程度大きいとはほぼ一定の  $l_M$  の値となる。この一定の  $l_M$  の値を波向き方向の上部工の投影長さの半分  $l_{Dz} \cos(45^\circ - \beta) / \sqrt{2}$  で無次元化し、周期とクリアランス別に示したのが図-4.27 である。ほぼこの投影全長の 1/6 の  $l_M$  を考えれば、こうした回転モーメントについては十分と思われる。

回転の方向は初め x 軸から y 軸への反時計回りの正の方向であり、その後逆の方向に働く。逆方向の回転モーメントは正の方向に比べて小さい。こうした回転モーメントも  $C_F, C_R$  の値を決めれば計算できる。しかし、 $\beta = 0^\circ$  での  $C_F, C_R$  の値を用いて回転モーメントを計算したが、この計算値は実験値に比べてかなり小さい。斜め入射波の場合は特に波圧の分布が計算での仮定と実際とは違っているようであり、計算値では過少な値となると思われる。

## 5. 二・三の他の形状に対する検討

### 5.1 上部工の波向きに直角方向の幅が長い場合

平面形状が正方形のドルフィン上部工については、その波向きの違いを含めて波力の算定法を決定した。これ以後さらに構造物の形状がかわった場合について  $C_R, C_F$  を検討する。ここでの実験は断面実験であるので模型の幅は  $l_{Dy} = 98\text{cm}$  であるが、波力の表示は三次元実験との比較を容易にするため  $l_{Dy} = 72\text{cm}$  として換算した値を示している。

まず、 $l_{Dy}$  が無限に長い二次元構造物の波力を測定した。 $h_D$  は平面実験と同じ  $8\text{cm}$ 、 $l_{Dz}$  も同じ  $72\text{cm}$  である。ここでは図には示していないが、MD1の実験結果である図-4.12~4.15 上にこの実験値をプロットしてみたが、ほとんど傾向的な差は認められなかった。図-5.1

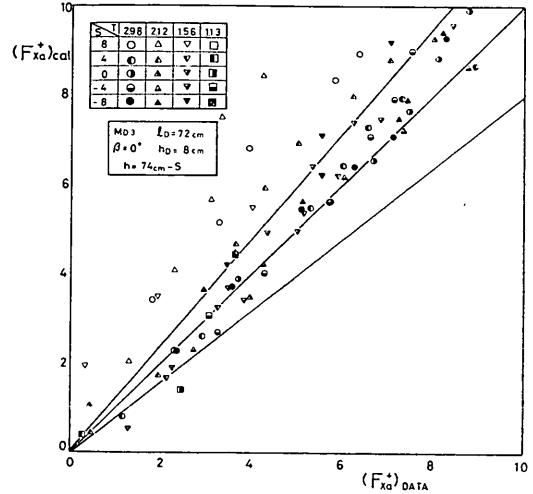


図-5.1 実験値と計算値の相関 (MD3,  $F_{xa}^+$ )

は、MD1と同じ  $C_F, C_R$  を用いた計算値とこの実験値の相関図で、MD1と比べればやや計算値の方が大きいものが多いが、ほぼ同様なばらつき程度である。すなわち波向が  $0^\circ$  ならば  $l_{Dy}$  が  $l_{Dz}$  より大きい場合でも  $l_D = l_{Dy}$  のときと同じ  $C_F, C_R$  の値でよいと思われる。

### 5.2 上部工が越波を許さないほど厚い場合

次に  $h_D$  が高く越波を許さない場合の波力について、MD4の模型によって実験した。図-5.2~5.4 は波高を横軸にとって  $F_{xa}^+$  をプロットしたものである。全般的に

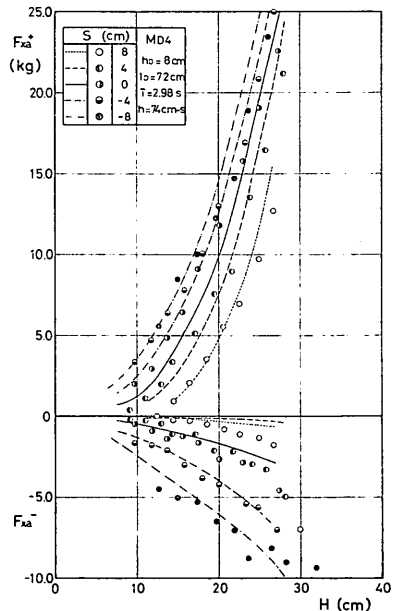


図-5.2 水平波力のピーク値 (MD4,  $T = 2.98\text{sec}$ )

ドルフィン上部工に作用する水平波力

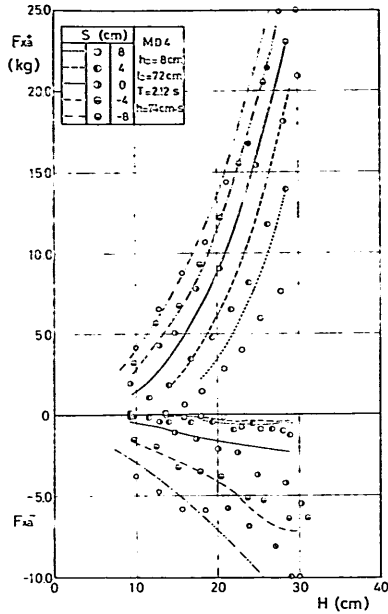


図-5.3 水平波力のピーク値 (MD4,  $T=2.12\text{sec}$ )

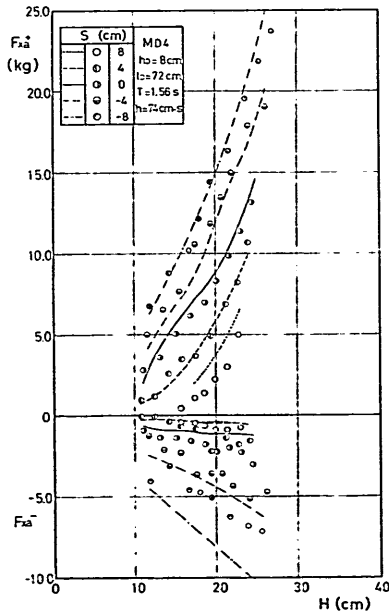


図-5.4 水平波力のピーク値 (MD4,  $T=1.56\text{sec}$ )

はかなり実験値と計算値は一致しているといえる。しかしながら、 $H$ が大きいく所て実験値は計算値を下回る傾向にある。また、 $s=0\text{cm}$ 、および  $s=-4\text{cm}$ 、とくに  $s=-4\text{cm}$  の波高が小さいときに実験値が計算値を上回っている。

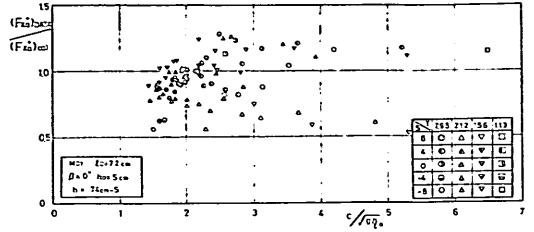


図-5.5 実験値と計算値の比の  $c/\sqrt{g\eta_a}$  に対する変化 (MD4)

式(4.3)では  $h_D$  が無限に長いときには  $C_R$  は  $C_R = 3.0c/\sqrt{g\eta_a} + 1.0$  の直線である。4. では  $h_D=8\text{cm}$  であるため、 $\eta_a > 8\text{cm}$  の領域のこの直線に対する実験データがない。そこでここでは、図-5.5に  $c/\sqrt{g\eta_a}$  を横軸にとって測定値と計算値の比を示し、とくに  $\eta_a > 8\text{cm}$  のときについて考える。この比は  $c/\sqrt{g\eta_a}$  が2前後から急に減少し  $c/\sqrt{g\eta_a}$  が1.5では0.5程度となってしまふ。したがって、この領域では、式(4.3)の第三式で求めた  $C_R$  にさらに補正係数をかければ計算値の精度があがるであろう。たとえば、その補正係数を  $\alpha_3$  とし、 $c/\sqrt{g\eta_a}$  が  $F_{r,c}$  より小さいところで  $\alpha_2$  に乗ずることによって  $C_R$  を補正することにすれば、

$$\alpha_3 = \sin^n \left( \frac{\pi}{2} \frac{c/\sqrt{g\eta_a}}{F_{r,c}} \right) \dots\dots(5.1)$$

の様な  $\alpha_3$  が考えられる。ここに  $n$  は最適な整数である。

また、 $s=0\text{cm}$  や  $s=-4\text{cm}$  の場合、とくに  $s=-4\text{cm}$  の波高が小さいときには、断面実験でも平面実験でもドルフィン模型の大きさにかかわらず、計算値よりも実験値が大きくなる。したがって、 $s/H$  かあるいは  $\eta_a = \eta_c - s$  であるので  $\eta_a/H$  の様な無次元パラメータでドルフィン底面の位置による  $C_R$  の補正、いいかえれば  $\alpha_2$  の補正をすれば、さらに計算値と実験値は一致してくるであろう。

すなわち  $h_D$  が高く越波を許さない場合は、 $h_D$  が低いときと同じく  $C_F$  を図-4.8で与え、 $C_R$  も式(4.3)で与えてもよいであろう。ただし計算値をより実験値に一致させるためには、式(4.3)の第三式で決まる  $C_R$  に対して、 $c/\sqrt{g\eta_a}$  が2より小さいところで補正係数を考え、また、ドルフィン底面の位置による  $C_R$  の補正を考えればよいと思われる。

なお、図-5.6にこのMD4の模型を置いたときの波の透過率を示した。この図には  $s=0\text{cm}$ 、 $-8\text{cm}$  の場合について伊藤ら<sup>12)</sup>の近似理論で求めた  $K_T$  も示している。波の反射率  $K_R$  はエネルギー逸散率を  $E_o$  とすれば透過率  $K_T$  より次式で与えられる。



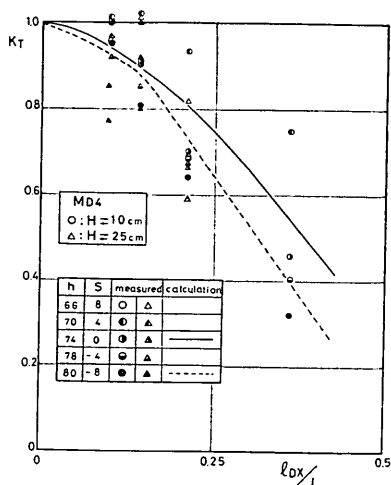


図-5.6 波の透過率 (MD4)

$$K_R = 1 - (K_T + E_r) \quad \dots\dots(5.2)$$

$E_r$  は波高が大きくなるとともに増大するので同じ  $K_R$  でも波高が大きいほど  $K_T$  は小さくなり、実験でもその傾向が認められる。ここでは、反射率の大小を考慮するので、 $E_r$  が小さい波高 10cm のときの  $K_T$  について調べる。

$T=2.98\text{sec}$  の場合は、透過率は  $s=-8\text{cm}$  でも 95% であり、 $T=2.12\text{sec}$  のときは、 $s=0\text{cm}$  で 91%、 $s=-8\text{cm}$  で 81% である。 $T=1.56\text{sec}$  では  $s=0\text{cm}$  で 70%、 $s=-8\text{cm}$  では 64% である。 $T=1.13\text{sec}$  では  $s=0\text{cm}$  で 46%、 $s=-8\text{cm}$  で 32% とかなりひくい。このように  $T=1.13\text{sec}$  や  $T=1.56\text{sec}$  のクリアランスの負の場合は反射率は大きく反射波が水平力に及ぼす影響は小さくないと考えられる。しかしながらこうした条件でも波力のピーク値については計算値と実験値に顕著な差が表われていない。これは、波の反射面が必ずしも上部工前面と一致する訳でもなく、また  $T=1.13\text{sec}$  や  $T=1.56\text{sec}$  では、前面と後面での位相差も大きいことなどによると考えられる。

以上 MD4 の場合について考えたが、クリアランスが正の場合や、三次元物体の場合、上部工の厚さがうすい場合には反射率はより小さく、反射波の存在は問題ではなくなるであろう。

### 5.3 カーテンウォールの場合

波向き方向の長さがごく短い場合について、 $l_{Dx}=2.5\text{cm}$  のカーテンウォール模型を用いて実験を実施した。写真-5.1~5.3 は  $H=20\text{cm}$ 、それぞれ  $s=16, 0, -4\text{cm}$  のときの波の作用状況である。ドルフィン模型に比べて前面の水位の上昇も小さいし、後面で多少渦は認められ

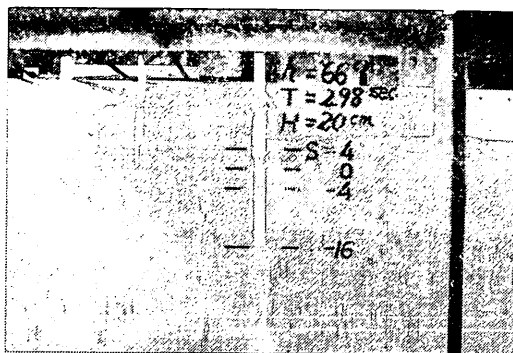


写真-5.1 カーテンウォール模型に作用する波 ( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $s=-16\text{cm}$ )

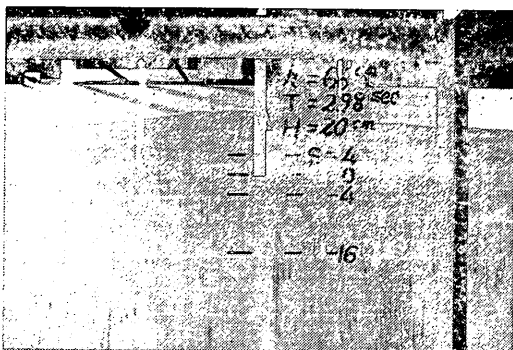


写真-5.2 カーテンウォール模型に作用する波 ( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $s=0\text{cm}$ )

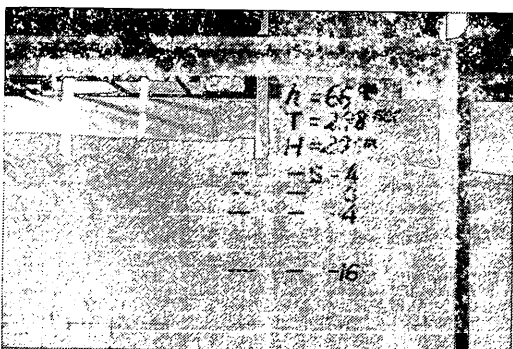


写真-5.3 カーテンウォール模型に作用する波 ( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=20\text{cm}$ ,  $s=4\text{cm}$ )

るが水塊の噴出はない。写真-5.4, 5.5 は  $H=30\text{cm}$  のときで、これも MD1 に比べれば波の作用はおだやかであるが、 $H=20\text{cm}$  のときより前面での水位の上昇や後面での渦の発生が顕著である。図-5.7 は、波力および前後面での水位の測定例で、 $T=2.98\text{sec}$ 、上から  $s=8\text{cm}$ 、 $-4\text{cm}$  の場合である。この図では図-4.1 と比べれば前面の水位の上昇はドルフィン模型より小さい。後面での水

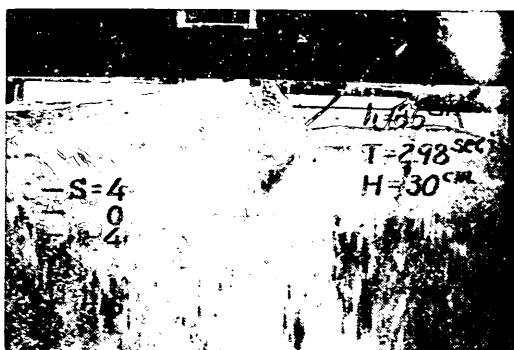


写真-5.4 カーテンウォール模型に作用する波  
( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=30\text{cm}$ ,  $s=0\text{cm}$ )

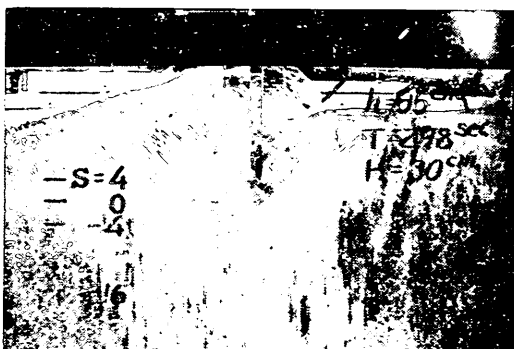


写真-5.5 カーテンウォール模型に作用する波  
( $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=30\text{cm}$ ,  $s=4\text{cm}$ )

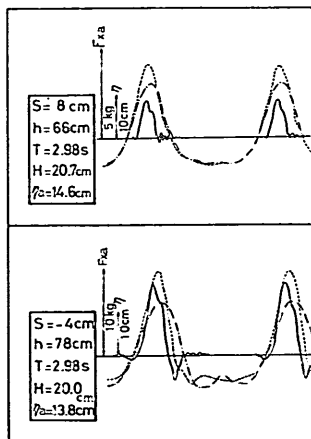


図-5.7 カーテンウォール前後面での水位と水平波力  
位の乱れは小さく、水位の最大値は波頂高  $\eta_c$  とそれほど違ってない。

このカーテンウォールに対しても、4.3 で示したのと同じ方法で  $C_F, C_R$  を決定する。前述したように  $l_{Dz}/L$  が非常に小さい場合、 $C_F$  は  $C_M$  に一致する。ところ

が通常こうした版の慣性力は基準体積を版の幅を直径とする円筒の体積にとり  $C_M=1.0$  としている<sup>22)</sup>。一方、Froude-Krilov の力に比例する力は版の前後面の圧力差である。いいかえれば基準体積が版自体の体積である。したがって、慣性力と Froude-Krilov に比例する力が等しいので  $C_M$  と  $C_F$  との間に次の関係が成立する。

$$C_F \eta_a l_{Dz} = C_M \pi \eta_a^2 / 2 \quad \dots\dots(5.3)$$

書き換えて、

$$C_F = C_M (\pi \eta_a / 2 l_{Dz}) \quad \dots\dots(5.4)$$

となる。ここでは水面の鏡像効果を考慮して慣性力の基本体積を  $\pi \eta_a^2 / 2$  としている。 $C_F / (\pi \eta_a / 2 l_{Dz})$ , すなわち  $C_M$  を実験値より求め図-5.8 に示した。この  $C_F / (\pi \eta_a / 2 l_{Dz})$  は波高に対して一定ではなく、

$$C_F / (\pi \eta_a / 2 l_{Dz}) = 2.0 - 22.5 H/L \quad \dots\dots(5.5)$$

の関係にある。いま仮に  $C_F / (\pi \eta_a / 2 l_{Dz}) = 1.5$  と波高に対しても変化しないとすれば、波高の大きいところで、 $F_{za}, F_{za}$  は計算値が実験値の2倍以上にもなる。この矛盾は  $C_R$  の値をある程度大きくすることによって解消されない。そこで  $C_F$  は式(5.5)で与えることにした。

$C_F$  が決まれば、 $C_R$  の値が求められる。図-5.9 に

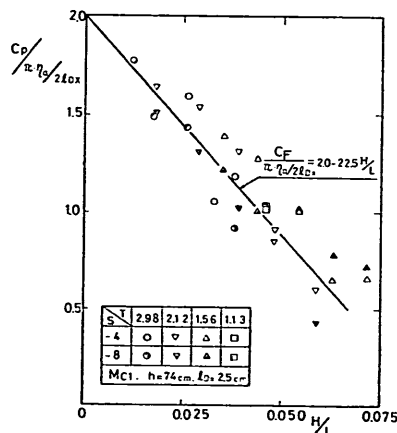


図-5.8  $C_F$  の決定

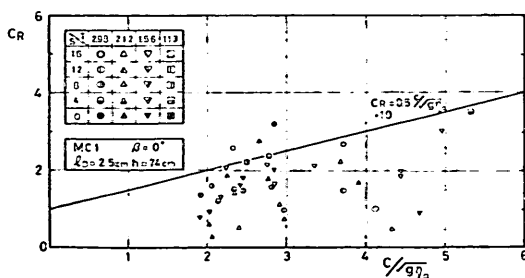


図-5.9 係数  $C_R$  (MC1)

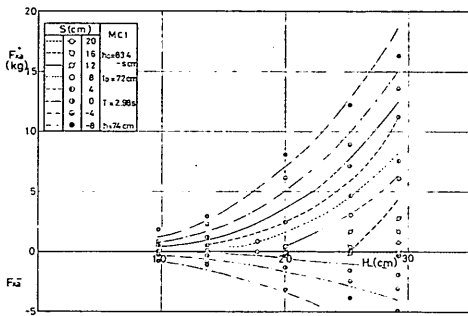


図-5.10 水平波力のピーク値 (MC1, T=2.98sec)

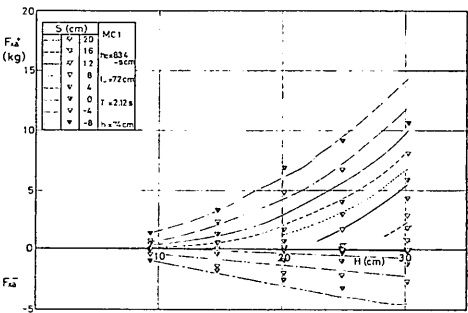


図-5.11 水平波力のピーク値 (MC1, T=2.12sec)

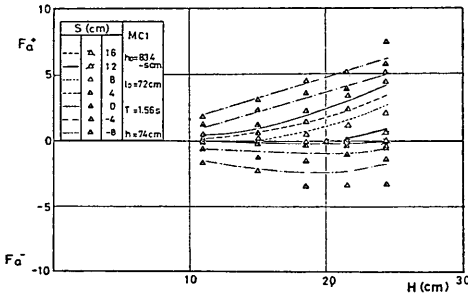


図-5.12 水平波力のピーク値 (MC1, T=1.56sec)

$c/\sqrt{g\eta_a}$  を横軸にとってこの  $C_R$  をプロットした。この図に  $C_D=1.0$  として  $C_R=\alpha_2 c/\sqrt{g\eta_a}+C_D$  の直線を引くとすれば、クリアランス  $s$  によって  $\alpha_2$  の値が異なっている。  $s$  が大きいほど  $\alpha_2$  の値は小さい。すなわちこうしたカーテンウォールでは  $s/H$  による補正がより重要となると思われる。ここでは一応  $\alpha_2=0.5, C_D=1.0$  として  $C_R$  の値を決定した。

図-5.10~5.12 は、波高を横軸にとって実験値  $F_{xa}$ ,  $F_{xa}$  をプロットしたものである。水平波力の値は波高が大きくなるほど、またクリアランスが小さくなるほど大きい。また同図に決定した  $C_F, C_R$  の値による計算値を曲線で示しておいた。計算値は  $s$  が大きいときにか

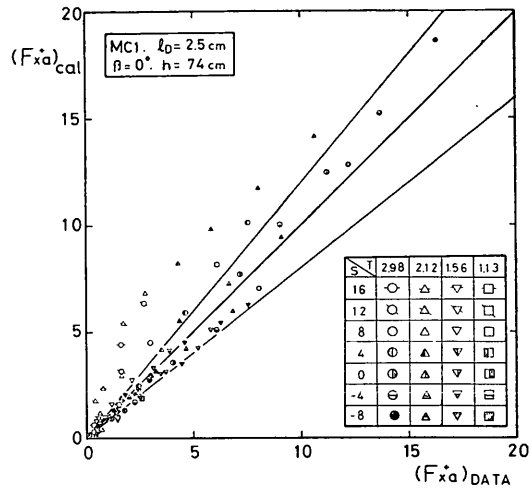


図-5.13 実験値と計算値の相関 (MC1,  $F_{xa}$ )

り実験値を上回ることをのぞけば、正と負の両方とも、実験値に割合一致している。  $s$  が大きいときの  $C_R$  の値以外は決定した  $C_F, C_R$  が一応適当であるといえるであろう。

以上のことにより、カーテンウォールの様に  $l_{Dx}$  がごく小さいときは波力の値は小さくなるのがわかる。また、Froude-Krilov の力に比例する力は物体の中心の加速度を用いた慣性力により計算され、  $C_F$  の値は付加質量が増大するのでかなり大きな値となる。一方、速度の2乗に比例する力は、  $l_{Dx}$  が小さくなれば造波抵抗による力が小さくなり、  $C_R$  は  $C_D$  とほぼ一致し、式(4.3)の  $\alpha_2$  は平均的に0.5程度となる。この  $\alpha_2$  はこのとき、同じ  $\eta_a$  でもクリアランス  $s$  が大きいほど小さくなっていることに注意が必要であると思われる。

#### 5.4 喫水を有する箱状物体の場合

小岩らは箱型のプラットホーム船を対象として  $l_{Dz}/L$  が0.15~1.0程度について水平波力を測定している。その実験条件は、  $h=30\text{cm}, H=3.0\text{cm}, l_{Dx}=100\text{cm}, l_{Dy}=45\text{cm}, h_D=16\text{cm}$  であり、クリアランス  $s$  を  $-3\text{cm}, -5\text{cm}, -7\text{cm}$  の3通り変え、周期を変えることによって  $l_{Dz}/L$  を変えている。同じ  $l_{Dz}/L$  での実験値が複数あり、かなりばらついているが、  $F_{xa}/(\omega_0 |s| l_{Dy} H)$  の値を横軸に  $l_{Dz}/L$  をとって図-5.14に示してみた。この図に計算した波力をクリアランス別に曲線で示している。このとき  $C_F$  は図-4.8においては  $l_{Dz}/L=0.15$  付近で1.0より大きく、0.3~0.4付近では0.9であるが、一定値の  $C_F=1.0$  を用いた。また  $C_R$  は式(4.3)のものを用いている。

すなわち、こうした喫水を有する三次元の箱状物体に

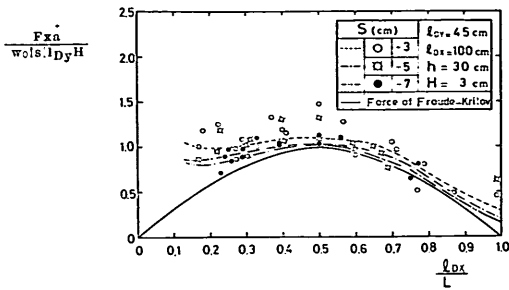


図-5.14 小岩らの実験値との比較  
(喫水を有する箱状物体)

対しても  $l_{Dz}/L$  が 1.0 程度まで、正方形上部工に用いた算定式が有効であるといえるであろう。

## 6. ま と め

以上、ドルフィン上部工を主たる対象として水面付近の固定構造物に働く水平波力を実験結果に基づいて検討した。その主要な点をまとめると以下のとおりである。

(1) ドルフィン上部工のような水面付近の矩形水平版に作用する水平波力の算定式として次式を提案した。

$$F_x = \int_{y_1}^{y_2} \int_s^{s+h_D} \left\{ C_F (p_{x=x_1} - p_{x=x_2}) + C_R \frac{w_0}{2g} \frac{(u_x |u_x|)_{x=x_1} + (u_x |u_x|)_{x=x_2}}{2} \right\} dz dy$$

$$F_y = \int_{x_1}^{x_2} \int_s^{s+h_D} \left\{ C_F (p_{y=y_1} - p_{y=y_2}) + C_R \frac{w_0}{2g} \frac{(u_y |u_y|)_{y=y_1} + (u_y |u_y|)_{y=y_2}}{2} \right\} dz dx$$

$$M_z = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} L_M$$

ここに、 $F_x$ 、 $F_y$  は水平波力の  $x$ 、 $y$  方向成分、 $M_z$  は水平版中心を通る鉛直軸のまわりの波力モーメントであり、 $p$  及び  $u_x$ 、 $u_y$  はそれぞれ入射波の場における流体の圧力強度及び  $x$ 、 $y$  方向水粒子速度成分、 $C_F$ 、 $C_R$  は無次元係数、 $L_M$  は水平版中心から水平力作用線への腕の長さである。ただし、 $x$ 、 $y$  軸は静水面上矩形水平版の両辺に平行にとり、 $z$  軸は鉛直上向きを正とする。また、 $x_1$ 、 $x_2$  及び  $y_1$ 、 $y_2$  は矩形各辺の座標、 $s$  は静水面から水平版底面までのクリアランス (正) または喫水 (負)、 $h_D$  は水平版の厚み、 $g$  は重力の加速度、 $w_0$  は流体の単位体積重量である。

(2)  $F_x$ 、 $F_y$  の算定式中第 1 項は Froude-Krilov の力に比例する成分で、係数  $C_F$  は散乱波の影響による補正係数である。第 2 項は水粒子速度の自乗に比例する形状抵抗や造波抵抗を表わす抗力成分で、係数  $C_R$  は抵抗係数である。入射波による  $p$ 、 $u_x$ 、 $u_y$  及び積分範囲を規定する波面高  $\eta$  は波の有限振幅性を考慮して与えることが

必要である。ただし、圧力強度  $p$  については水面付近を考慮の限り、静水圧近似をしても大差ない。

(3)  $l_{Dz} = l_{Dy} = l_D$  の正方形版について、波向きが一辺に平行な場合の三次実験を行ない係数  $C_F$ 、 $C_R$  を検討した。その結果、 $C_F$  については  $l_D/L$  の関数として図-4.8 に示した値、 $C_R$  については次の式を得た。

$$C_R = 1.0, \quad c/\sqrt{g\eta_a} \leq F_{rA}$$

$$= \frac{F_{rB} - F_{rA}}{3F_{rB}} \left( \frac{c}{\sqrt{g\eta_a}} - F_{rA} \right) + 1.0,$$

$$F_{rA} < c/\sqrt{g\eta_a} < F_{rB}$$

$$= 3 \frac{c}{\sqrt{g\eta_a}} + 1.0,$$

$$F_{rB} \leq c/\sqrt{g\eta_a}$$

ここに、

$$F_{rA} = c/\sqrt{2gh_D}, \quad F_{rB} = c/\sqrt{gh_D} + 1.0$$

であり、 $c$  は波速、 $\eta_a$  は水平版底面からの入射波の波面高である。

ただし、実験条件は以下のとおりである。

$$h_D/l_D = 0.11, 0.25 \quad (h_D: \text{一定})$$

$$h_D/h = 0.091 \sim 0.12$$

$$s/h \geq -0.12$$

$$l_D/L = 0.041 \sim 0.37$$

$$h/L = 0.083 \sim 0.42$$

$$H/h = 0.12 \sim 0.41$$

ここに、 $h$  は水深、 $L$ 、 $H$  は入射波の波長及び波高である。

こうした係数の値を用いることにより、実験データの約 75% については  $\pm 20\%$  以内の誤差で波力の推定が可能である。

(4) 正方形版に対する波向きによる波力の変化はそれほど大きくない。斜め入射波に対しても (3) の係数値をそのまま用いてはほぼ同じ精度で波力の推定が可能である。波力の作用方向は波の入射方向とほぼ一致し、回転モーメントを求めるための腕の長さ  $L_M$  は水平版の波向き方向投影幅の  $1/6$  以下と考えてよい。

(5) 波向きが一辺に直角な矩形版については、直角方向の辺長が著しく長い場合、及びある程度の喫水を有した厚さの大きい箱状構造物の場合でも (3) の係数値をそのまま用いて算定可能である。ただし、要因が極めて多く条件によっては誤差がかなり大きくなることもあるので注意しなければならない。特に、波向き方向の長さがカーテンウォールのように著しく小さい場合、及び 1 波長程度より大きい場合にはそのままでは適用できない。

## 7. あとがき

ドルフィン上部工のような適度の大きさを有した水面

付近の構造物への波の作用は、主としてクリアランスと波高の関係により、波峯付近の極く一部分のみがかすめる状態から、完全に水没する状態まで広く変化する。また、時間的にみれば一周期の間に空中に露出したり、水没したりするから、その取り扱いはいわゆる厄介である。そのため、本報告では構造物周辺境界での入射波による波動の諸元を用いて波力を表わし、係数を導入してその適切な値を実験により検討することにしたわけである。

しかしながら、こうした係数には水理条件のほか構造条件が大きく関与し、要因が多くなる。これをどのように整理するかが問題である。ここでは正方形版を対象として二・三の試行及び考察により本文中に示したように決定した。これによって、一応ある程度の精度でドルフィン上部工に働く水平波力を求めることができると考える。また、上部工に作用する波力のもう一つの重要な問題である揚圧力については統報として報告する予定である。

なお、本研究は昭和48年度に着手、種々の波力測定法を検討したのち適宜実験を重ね、今回報告としてとりまとめたものである。その間、模型製作に際して防波堤研究室北谷高雄技官、初期の実験に際して元模型試験課小松和彦技官の参加を得ている。ここに記して謝意を表する次第である。

### 参 考 文 献

- 1) たとえば、土木学会編：水理公式集，昭和46年改訂版
- 2) 谷本勝利ほか：杭式シーバースにおける波力問題，昭和48年度港湾技術研究所講演会講演集，1973，pp. 1～45
- 3) El Ghamry, O.A. : Wave forces on a dock, University of California, Institute of Engineering Research, Technical Report HEL-9-1, 1963
- 4) 室田 明・古土井光昭：栈橋床版に作用する揚圧力についての実験的研究，第13回海岸工学講演会講演集，1966，pp. 120～125
- 5) 永井荘七郎・久保 直・時川和夫：栈橋に働く揚圧力に関する研究(そのI)，第13回海岸工学講演会講演集，1966，pp. 112～119
- 6) 伊藤喜行・竹田英章：栈橋に作用する波の揚圧力，港湾技術研究所報告，第6巻4号，1967，pp. 37～68
- 7) 合田良実：構造物に働く波力，1967年度水工学に関する夏期研修会講義集，B. 海岸・港湾コース，1967，pp. 10-1～10-34
- 8) 堀川清司・中尾忠彦・矢島昭弘：栈橋に働く揚圧力に関する実験的研究，第14回海岸工学講演会講演集，1967，pp. 148～153
- 9) Wang, H. : Estimating wave pressures on a horizontal pier, Technical Report R546, Naval Civil

- Engineering Laboratory, 1967
- 10) French, J.A. : Wave uplift pressures on horizontal platforms, California Institute of Technology, W. M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, Report No. KH-R-19, 1969, 415p.
  - 11) El Ghamry O.A. : Uplift forces on platform decks, Third Annual Offshore Technology Conference, Vol. 1, pp. 537～548
  - 12) Denson, K.H., M.S. Priest : Wave pressures on the underside of a horizontal platform, Third Annual Offshore Technology Conference, Vol. 1, pp. 565～570
  - 13) 久宝雅史・竹沢三雄・植木隆彦：波峯付近における波圧に関する実験的研究，第20回海岸工学講演会論文集，1973，pp. 279～283
  - 14) 久宝雅史・竹沢三雄：波峯付近の波圧分布について，第21回海岸工学講演会論文集，1974，pp. 477～480
  - 15) 小岩苔生・大平 勝・平山 勇・白鳥保夫：スパッドを有する作業船の船体に作用する波力について(第1報)，港湾技術研究所報告，第8巻2号，1969，pp. 51～69
  - 16) Blagoveshchensky, S.N. : Theory of Ship motions, Dover Publications, Inc., New York
  - 17) 合田良実・吉村知司：海中に孤立した巨大構造物に作用する波力の計算，港湾技術研究所報告，第10巻4号，1971，pp. 3～52
  - 18) 井島武士：有限水深域の構造物および浮体による波の変形，1974年度(第10回)水工学に関する夏期研修会講義集，Bコース，1974，pp. B-3-1～B-3-32
  - 19) 日野幹雄・宮永洋一：グリーン関数および仮想法による波力と波の回折計算，土木学会論文報告集，237号，1975，pp. 51～62
  - 20) Wilson, B.W. : The energy problem in the mooring of ships exposed to waves,
  - 21) 伊藤喜行・千葉 繁：浮防波堤の水理に関する近似理論と応用，港湾技術研究所報告，第11巻2号，1972，pp. 137～166
  - 22) たとえば，日本港湾協会：港湾構造物設計基準，昭和42年4月

### 記 号 一 覧 表

$A$	: 物体の投影面積
$a_b$	: 水平波力とパイプの曲げモーメントによる歪との比 ( $=K_D/\mu_b$ )
$a_R$	: 回転モーメントと各パイプに生ずる回転モーメントによる曲げ歪との比 ( $=K_\theta/l_F \mu_b$ )
$a_\theta$	: 回転モーメントとパイプのねじり歪との比 ( $K_\theta/\mu_\theta$ )
$c$	: 波速
$C_D$	: 抗力係数
$C_F$	: Froude-Krilovの力に対する補正係数
$C_M$	: 慣性力係数
$C_R$	: 形状抵抗力や造波抵抗力をあらわす係数

ドルフィン上部工に作用する水平波力

$D$	: パイプの径	$K_\theta$	: バネ定数 (回転モーメント)
$E$	: ヤング率	$L$	: 波長
$F$	: 水平波力	$l_D$	: 円筒の直径
$F_D$	: 抗力	$l_M$	: 回転モーメントの腕の長さ
$F_I$	: 慣性力	$l_P$	: ドルフィン模型のパイプ間の距離
$F_H$	: 水平波力の合力	$l_{Dx}$	: 上部工の $x$ 方向の長さ
$F_{H1}$	: 水平波力の合力 (ベクトル量)	$l_{Dy}$	: 上部工の $y$ 方向の長さ
$F_F$	: Froude-Krilov の力に比例する力	$M_x$	: カーテンウォール模型のゲージ貼付位置での曲げモーメント
$F_{FK}$	: Froude-Krilov の力	$M_z$	: 上部工の回転モーメント
$F_R$	: 水粒子速度の 2 乗に比例する力	MC 1	: カーテンウォール模型
$F_S$	: 散乱波による力	MD 1	: ドルフィン模型 ( $l_{Dx}=l_{Dy}=72\text{cm}$ , $h_D=8\text{cm}$ )
$F_N$	: 波向方向の水平波力	MD 2	: ドルフィン模型 ( $l_{Dx}=l_{Dy}=32\text{cm}$ , $h_D=8\text{cm}$ )
$F_P$	: 波向に直角な方向の水平波力	MD 3	: ドルフィン模型 ( $l_{Dx}=72\text{cm}$ , $l_{Dy}=98\text{cm}$ , $h_D=8\text{cm}$ )
$F_x$	: $x$ 軸方向の水平波力	MD 4	: ドルフィン模型 ( $l_{Dx}=72\text{cm}$ , $l_{Dy}=98\text{cm}$ , $h_D=50\text{cm}$ )
$F_y$	: $y$ 軸方向の水平波力	$m$	: 上部工の等価質量
$F_{Fa}$	: $F_F$ のみかけの波力	$N$	: 波向方向
$(F_{Fa}^+)^{\text{CAL}}$	: $C_R=2.0$ , $C_F=1.0$ としたときの $F_{Fa}^+$ (+は正の波力のピーク値をあらわす。)	$P$	: 波向に直角な方向
$(F_{Fa}^+)^{\text{DATA}}$	: 実験値よりもとめた $F_{Fa}^+$	$p$	: 波圧
$F_{Fx}$	: $F_F$ の $x$ 方向成分	$q$	: 線型減衰定数
$F_{Fy}$	: $F_F$ の $y$ 方向成分	$R_x$	: ドルフィン模型のパイプの反力 ( $x$ 方向)
$F_{Rx}$	: $F_R$ の $x$ 方向成分	$R_y$	: ドルフィン模型のパイプの反力 ( $y$ 方向)
$F_{Ry}$	: $F_R$ の $y$ 方向成分	$s$	: 模型の底面と静水面との間のクリアランス
$F_{xa}$	: $F_x$ の見かけの波力	$s_{\max}$	: $z$ 方向積分の上限値 $\min\{\eta_a, s+h_D\}$
$F_{ya}$	: $F_y$ の見かけの波力	$T$	: 波の周期
$F_{xa}^+$	: $F_{xa}$ の正のピーク値	$T_n$	: 模型の固有振動周期
$F_{xa}^-$	: $F_{xa}$ の負のピーク値	$u$	: 波の水粒子速度
$(F_{xa}^+)^{\text{CAL}}$	: $F_{xa}^+$ の計算値	$u_x$	: 波の水粒子速度 ( $x$ 方向)
$(F_{xa}^+)^{\text{DATA}}$	: $F_{xa}^+$ の実験値	$u_y$	: 波の水粒子速度 ( $y$ 方向)
$F_{xb}$	: 模型後面での $F_{xa}$	$V$	: 物体の体積
$F_{xf}$	: 模型前面での $F_{xa}$	$W$	: ドルフィン模型の上部工の重量
$F_{yb}$	: 模型後面での $F_{ya}$	$w_0$	: 水の単位体積重量
$F_{yf}$	: 模型前面での $F_{ya}$	$x$	: 模型に固定された座標, 波向が $0^\circ$ のとき波向方向に一致する。
$F_{rA}$	: $C_R$ を決定するときの定数	$x_d$	: $x$ 方向の変位
$F_{rB}$	: $C_R$ を決定するときの定数	$x_0$	: 模型の中心の $x$ 方向の変位
$F_{rC}$	: $C_R$ を補正するときの定数	$y$	: 模型に固定された座標, 波向が $0^\circ$ のとき $P$ 方向に一致
$G$	: セン断弾性係数	$y_d$	: $y$ 方向の変位
$g$	: 重力加速度	$y_0$	: 模型の中心の $y$ 方向の変位
$H$	: 波高	$z$	: 静水面から上向を正にとった座標
$h$	: 水深	$\alpha$	: 水粒子の加速度
$h_D$	: 上部工の水深方向の厚さ	$\alpha_1$	: $C_R$ を決定する係数
$h_z$	: パイプの長さ	$\alpha_2$	: $C_R$ を決定する係数
$h_e$	: ドルフィン模型の底版の厚さ	$\alpha_3$	: $C_R$ を補正する係数
$h_{01}$	: ドルフィン模型の曲げ歪ゲージの貼付位置	$\beta$	: 波向き
$h_{02}$	: ドルフィン模型のねじり歪ゲージの貼付位置	$\beta^*$	: 模型の減衰定数
$h_{03}$	: カーテンウォール模型の曲げ歪ゲージの貼付位置	$\beta_1$	: $C_R$ を決定する係数
$I$	: 断面 2 次モーメント	$\beta_2$	: $C_R$ を決定する係数
$I_0$	: 等価慣性モーメント	$\epsilon_0$	: 回転モーメントによりパイプに生ずる曲
$J$	: 線型減衰定数		
$K_R$	: 波の反射率		
$K_T$	: 波の透過率		
$K_D$	: バネ定数		

	げ歪		
$\varepsilon_{bx}$	: パイプに生ずる曲げ歪 ( $x$ 方向)	$\eta_b$	: 模型の前面での水位
$\varepsilon_{by}$	: パイプに生ずる曲げ歪 ( $y$ 方向)	$\eta_f$	: 模型の後面での水位
$\gamma_t$	: パイプに生ずるねじり歪	$\theta$	: 上部工の回転変位
$\eta$	: 水位	$\mu_b$	: パイプの変位と曲げ歪との比
$\eta_a$	: 模型の上部工の底面から波峯までの距離	$\mu_\theta$	: 上部工の回転変位 $\theta$ とパイプのねじり歪との比
$\eta_c$	: 波頂高	$\tau$	: 波の作用時間