

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

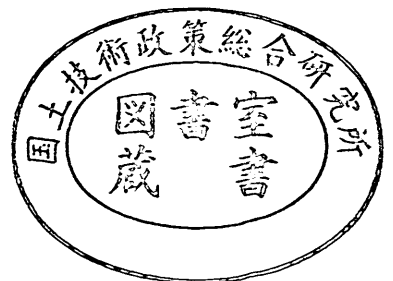
---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT

---

VOL. 17      NO. 2      JUNE. 1978

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第17巻 第2号 (Vol. 17, No. 2), 1978年6月 (June. 1978)

## 目 次 (CONTENTS)

1. 水平版に働く揚圧力に関する研究  
..... 谷本勝利・高橋重雄・和泉田芳和..... 3  
(A Calculation Method of Uplift Forces on a Horizontal Platform  
.....Katsutoshi TANIMOTO, Shigeo TAKAHASHI, Yoshikazu IZUMIDA)
2. 海水の A.G.P. 試験法とその適用  
..... 堀江 毅・細川恭史・三好英一.....49  
(A.G.P. (Algal Growth Potential) Test and its Application to Seawater  
.....Takeshi HORIE, Yasushi HOSOKAWA, Eiichi MIYOSHI)
3. 集中荷重をうける鉄筋コンクリートスラブの設計法に関する研究  
..... 関 博.....81  
(Ultimate Strength of Reinforced Concrete Slabs Subjected to Concentrated Loads  
.....Hiroshi SEKI)
4. 車止めの塗装の標準化について  
..... 伊藤隆夫・阿部正美・久保清志・石塚修次... 171  
(Standardization of Painting System Applied on Steel Curbing  
.....Takao ITO, Masami ABE, Kiyoshi KUBO, Shuji ISHIZUKA)
5. 有限要素法と最適分割法について..... 東海林秀幸... 193  
(On the Finite Element Method and Optimum Mesh Grid  
..... Hideyuki SHOJI)

## 水平版に働く揚圧力に関する研究

谷本勝利\*・高橋重雄\*\*・和泉田芳和\*\*

### 要 旨

水面付近の水平版に働く揚圧力については杭式ドルフィンや栈橋上部工、あるいは海洋プラットフォームに働く揚圧力として数多くの研究が行なわれている。しかしながら、波面の衝突によって生じる揚圧力は著しく衝撃性を帯びたものであり、その現象の複雑さもあっていまだ一般的算定法を得るには至っていない。そのため、ドルフィン上部工および横栈橋を対象とした実験を行なって、進行波および重複波による水平版下面に働く揚圧力の一連の算定法を提案した。

揚圧力  $p(x, t)$  は衝撃圧  $p_i(x, t)$  と静的圧力  $p_s(x, t)$  の和で与えられるが、このうち  $p_s(x, t)$  は水平版下面上の乱されないとしたときの水位に対する静水圧で与えることができる。 $p_i(x, t)$  については一般形を次式によって表わす。

$$p_i(x, t) = -\frac{w_0}{2g} v_n^2 K(x, t)$$

ここに、 $w_0$  は流体の単位体積重量、 $g$  は重力の加速度、 $v_n$  は波面の鉛直上昇速度、 $h(x, t)$  は無次元関数である。この  $K(x, t)$  の実験結果に基づく検討にあたって、波面の衝突角  $\beta$  により次の三つの状態を考え、全ての  $\beta$  に対する衝撃圧のモデルを設定した。

- (1)  $\beta \geq \beta_a$  : 空気の介在が無視できる領域
- (2)  $\beta_a \geq \beta \geq \beta_c$  : 空気の介在が無視できないけれども、接水時に空気層が閉じ込められるには至らない領域
- (3)  $\beta_c \geq \beta$  : 接水時に空気層が閉じ込められる領域

ただし、重複波条件のときに生じるような波面と構造により接水時に幾何学的な意味で空気を閉じ込める状態を  $\beta < 0$  で定義し、(3) に含めている。本モデルにおける  $K(x, t)$  のとり得る最大値  $K_{\max}$  は 250、 $\beta_a$  は  $4.77^\circ$ 、 $\beta_c$  は  $1.33^\circ$  とした。

計算値と実験値の比較では全揚圧力のピーク値に対して、計算値は実験値のほぼ上限を与える。局所的強度に対してはばらつきが大きい。

本算定法によって水平版に働く局所的揚圧力、全揚圧力の時間変化、最大値、衝撃圧の力積などを一応求めることができるが、進行波の場合は揚圧力の作用範囲が波長の 1/2 程度、重複波の場合は 1/4 程度以内に限る。

なお、本研究における波動諸元の推定は進行波、重複波とも第3次近似理論によった。

\* 水工部 防波堤研究室長

\*\* 水工部 防波堤研究室

## A Calculation Method of Uplift Forces on a Horizontal Platform

Katsutoshi TANIMOTO\*

Shigeo TAKAHASHI\*\*

Yoshikazu IZUMIDA\*\*\*

### Synopsis

An estimation method of uplift forces exerted underneath a horizontal deck of platform has been proposed in the present report on the basis of experimental results. The uplift pressure  $p(x, t)$  is given as the sum of shock pressure component  $p_i(x, t)$  and static pressure component  $p_s(x, t)$  expressed as follows:

$$p_i(x, t) = \frac{w_0}{2g} v_n^2 K(x, t)$$
$$p_s(x, t) = w_0 \{ \eta(x, t) - s \}, \quad \eta \geq s$$
$$= 0, \quad \eta < s$$

where,  $w_0$  is the specific weight of fluid,  $g$  is the gravitational acceleration,  $v_n$  is the upward normal velocity of undisturbed wave profile at the surface,  $K(x, t)$  is a non-dimensional function,  $\eta(x, t)$  is the water elevation due to undisturbed waves,  $s$  is the clearance between the bottom of deck and the still water level.

$K(x, t)$  is the most important function to characterize shock pressures and formulated for the following three states according to  $\beta$  which is defined as the tangential angle of wave profile to the horizontal deck:

- (1)  $\beta \geq \beta_a$ : the effect of air compression can be neglected at the impact instant of water surface to the deck bottom.
- (2)  $\beta_a \geq \beta \geq \beta_c$ : the effect of air compression can not be neglected, however the air layer is not enclosed at the impact instant.
- (3)  $\beta_c \geq \beta$ : a compressed air layer is enclosed at the impact instant of water surface to the deck bottom.

The method is applicable to the any value of  $\beta$ , even if  $\beta$  is negative value which is defined for the state where an air layer is enclosed geometrically by the undisturbed wave profile and the structure at the impact instant. This state is occasionally realized for a platform bounded on the shore end by a vertical wall. The experimental results indicate that  $\beta_a$  is 4.77 degrees,  $\beta_c$  is 1.33 degrees, and extreme maximum value of  $K(x, t)$  is 250.

The calculated peak values of total uplift force on a deck give the upper limit of experimental values, although the measured local peak pressures are considerably scattered. The wave profile is to be estimated with a finite amplitude wave theory. In the present study, the third order approximation theories are applied to both of progressive waves and standing waves.

---

\* Chief of Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

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

# 目 次

要 旨	3
1. ま え が き	7
2. 水撃圧に関する既往の研究	7
2.1 各分野における研究の概要	7
2.2 理論的取り扱い法の概要	7
2.3 平版の落下および楔の落下に対する実験的研究	10
3. 揚圧力の測定実験	11
3.1 実験の概要	11
3.2 波の作用状況	13
3.3 波圧計による記録および同時分布	17
3.4 波圧測定系による衝撃応答効果の補正	24
3.5 衝撃圧のピーク値	26
3.6 静的揚圧力	27
3.7 全揚圧力の測定値	29
4. 揚圧力算定モデル	30
4.1 揚圧力算定の基本式	30
4.2 波面角 $\beta$ および鉛直上昇速度 $V_N$	31
4.3 波面先端の進行速度 $V_H$	32
4.4 $K(x, t)$ の検討	33
4.5 衝撃圧算定における $v_n$ の与え方	36
5. 実験結果との比較	37
5.1 進行波条件での比較	37
5.2 重複波条件での比較	38
6. 計 算 例	40
6.1 ドルフィン上部工	40
6.2 横 棧 橋	42
7. 揚圧力算定式のまとめ	43
8. あとがき	45
参考文献	46

## 1. ま え が き

一般に、防波を目的としない海洋構造物ではできるだけ波力を避ける構造型式であることが好ましく、そのため下部構を杭など小口径部材で構成し、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。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、激浪時における上部工への波の作用を許容することがあり、その波力の評価が必要となる。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き、そのうちドルフィン上部工に働く水平波力については先にその算定法を提案したところである<sup>2)</sup>。

揚圧力は上述のドルフィン上部工のほか、棧橋に働く揚圧力として問題となり、数多くの研究が行なわれている。しかしながら、波面の衝突によって生じる揚圧力は著しく衝撃性を帯びたものであり、いまだ一般的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におけるドルフィン上部工および横棧橋を対象として水面付近の水平版に働く進行波および重複波による揚圧力の特性を模型実験によって明らかにし、その算定法を検討したものである。

## 2. 水撃圧に関する既往の研究

### 2.1 各分野における研究の概要

水面と固体との衝突による水撃圧は海岸工学におけるほか航空工学、船舶工学などの分野においても問題となり、数多くの研究が行なわれている。

まず、航空工学の分野では飛行艇の着水時の衝撃力の問題として1930年代頃から研究が行なわれており、Karman<sup>3)</sup>、Wagner<sup>4)</sup>らは次節で紹介するように固体の水面への落下に伴う衝撃力の理論的取り扱いにおける基礎を打ち立てた。こうした基礎の上に立ち、米国航空宇宙局 NASA の前身である航空諮問委員会 NACA<sup>5)</sup> では飛行艇等の設計のために実験的検討を系統的に行なうて、物体の形状や物体が三次元であることによる補正係数等を求めている。

船舶工学の分野においても、船体運動により生ずる前部船底と水面との衝突による衝撃、すなわちスラミングの問題として古くから研究が行なわれている（たとえば米国海軍の David Taylor Model Basin<sup>6)</sup>）。また、最近においては船舶の高速化に伴って、激浪による船首や船側の波浪衝撃力が問題となり、米国海軍の Naval Ship Research and Development Center<sup>6)</sup> による研究がある。我国においても西部船舶会の船首外板損傷小委員

会<sup>6)</sup> や、日本造船研究協会の第131研究部会<sup>9)</sup> 等による組織的研究があり、設計に取り入れられる段階にある。

一方、海岸工学の分野では壁面に働く砕波による衝撃力が古くからの問題であり、Bagnold (1939) は壁面と砕波波面の前面との間に閉じ込められた空気層の圧縮によるクッション効果のモデルに基づく説明を試みた。その後、直立壁に働く衝撃砕波力は多くの研究者の関心を集め、我国においても数多くの研究が行なわれていることは周知のとおりである。また、1964年の各地における棧橋上部工の揚圧力による被災はこの種の研究<sup>11)~15)</sup> に大きな契機を与えた。最近では海洋プラットフォームに働く揚圧力についても多くの研究<sup>16)~20)</sup> が行なわれているところである。

以上のように各分野において種々の研究が行なわれてきているが、水面と固体の衝突による衝撃力の理論的取り扱いには次のように分類できる。

- (イ) 付加質量の時間的変化を考える運動量理論
- (ロ) 固体のまわりの流れのポテンシャルを用いる理論
- (ハ) 流体の圧縮性を考慮した理論

次節においてこれらの概要を紹介するが、そのポイントとなるのは衝突時の付加質量をいかに見積るか、圧力分布をどう考えるか、水面と物体のなす角が  $0^\circ$  に近い場合どう取り扱うかの三点である。

### 2.2 理論的取り扱い法の概要

#### (1) 運動量理論

Von Karman<sup>3)</sup> は飛行艇着水時の衝撃力に関する取り扱いとして、楔状物体の水面への落下モデルを1929年に発表した。V字形の楔が水面に鉛直に速度  $V_N$  で落下し、図-2.1 に示しているように没水していくときの運動量の変化を考えるものである。質量  $M$  の楔が水面に没入し始めると楔の速度は  $V_N'$  となる。このとき、流体も楔の運動により動くことになり、付加質量を  $M'$  とし

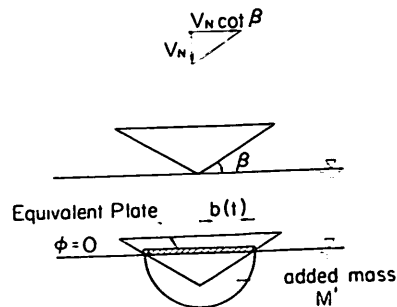


図-2.1 Karman のモデル

て  $M'V_N'$  の運動量を得る。流体と楔の運動量の総和は一定であり、楔の初期の運動量  $MV_N$  に等しい。楔の運動量  $M'V_N'$  の時間による変化が楔に働く流体からの力  $P$  となり、次式で与えられる。

$$P = -\frac{d}{dt}(M'V_N') = \frac{V_N}{\left(1 + \frac{M'}{M}\right)^2} \frac{dM'}{dt} \quad (2.1)$$

$M' \ll M$  の場合には  $M'/M$  は 0 に近くなり、式(2.1) は次のように近似できる。

$$P = V_N \frac{dM'}{dt} \quad (2.2)$$

つまり、楔に働く力は付加質量の時間的変化に比例することになり、付加質量を評価すれば力が求まる。

Karman はこの付加質量を水面における楔の幅に等しい平板の無限流体中の付加質量の半分として与えた。その幅を  $2b$  とおくと次式で与えられる。

$$M' = \frac{1}{2} \rho_w \pi b^2 \quad (2.3)$$

ここに、 $\rho_w$  は流体の密度である。 $M' \ll M$  のとき  $V_N' \approx V_N$  であるので  $b$  を次式で近似する。

$$b = V_N t \cot \beta \quad (2.4)$$

ここに、 $\beta$  は楔と水面とのなす角度である。式(2.2)、(2.3)、(2.4) により、結局  $P$  は次のようになる。

$$\begin{aligned} P &= \pi \rho_w V_N^3 t \cot \beta \\ &= \pi \rho_w V_N^3 t \cot^2 \beta \end{aligned} \quad (2.5)$$

$\beta = 0^\circ$  では  $P$  が無限大となり適用できない。

こうした付加質量の時間的変化を考えた運動量理論により、合田<sup>14)</sup> は直柱や直立壁に働く衝撃碎波力の検討を行なっている。

## (2) 流れポテンシャル理論

Karman は楔の没入によって水面が乱されないものとし、運動量理論により衝撃力を論じたが、H. Wagner<sup>15)</sup> は楔の面にそって水面が上昇 (pile-up) する現象を取り入れた理論を1932年に発表した。この理論では仮想平板のまわりの流れのポテンシャルを用いることにより圧力分布を求めることができる。本稿においては、固体のまわりの流れのポテンシャルを用いるという意味で、この種の取り扱いを流れポテンシャル理論と呼ぶ。

Wagner の理論は 図-2.2 の斜線で示したように、pile-up した部分に幅  $2b$  の平板があると仮定し、平板に鉛直に  $V_N$  の定常流がある場合のポテンシャルを用いている。平板のまわりの複素ポテンシャル  $\omega$  は、 $x$  軸を版に平行にとり  $y$  軸に鉛直にとった複素平面  $z = x + iy$  によって、

$$\omega = -iV_N \sqrt{(z^2 - b^2)} \quad (2.6)$$

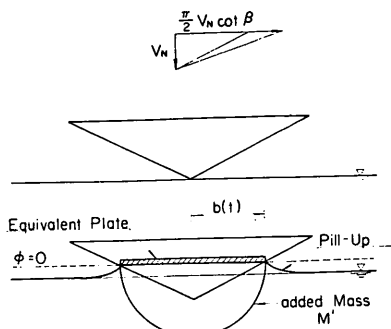


図-2.2 Wagner のモデル

である。 $|x| < b, y=0$  ではポテンシャル  $\phi$  は

$$\phi = -V_N \sqrt{b^2 - x^2} \quad (2.7)$$

となり、 $|x| > b, y=0$  で流れ関数  $\psi$  は

$$\psi = -V_N \sqrt{x^2 - b^2} \quad (2.8)$$

である。したがって、 $x$  軸上で版の外の流速  $v_n(x)$  は

$$v_n = \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{V_N}{\sqrt{1 - \frac{b^2}{x^2}}} \quad (2.9)$$

で表わされ、これは表面の水位の上昇速度である。

Wagner 理論で重要なのは定常なポテンシャルから  $b(t)$  を決め、非定常なものを取り扱っている点である。 $b$  は時間とともに増加し、その量は  $v_n(x)$  を時間に対し積分し、楔の面に水面が接する位置と時間により逆に求められる。図の様な V 字形の楔に対しては、

$$b(t) = \frac{\pi}{2} V_N t \cot \beta \quad (2.10)$$

となり、Karman の場合の  $\pi/2$  倍である。

楔の下面での圧力は、式(2.7) のポテンシャルを圧力方程式に代入して求めている。すなわち

$$p(x, t) = \frac{1}{2} \rho_w V_N^2 K(x, t) \quad (2.11)$$

$$K(x, t) = \frac{\pi \cot \beta}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2}} - \frac{\left(\frac{x}{b}\right)^2}{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2} \quad (2.12)$$

ここで式(2.12) の第 1 項は  $\partial \phi / \partial t$ 、いいかえれば版の拡大にもなう力であり、第 2 項は流速による項である。

図-2.3 は Wagner 型の同時圧力分布である。横軸は場所を示し、縦軸は圧力を示している。時間の経過とともに圧力の大きさはかわらないまま、横方向に拡大していくのがわかる。また、図-2.4 は各点の Wagner 型の圧力の時間変化である。 $-\infty$  から急に立ちあがりピーク値に達するのが特徴である。

$K(x, t)$  の極大値は  $x/b = (x/b)_p$  で生じ、

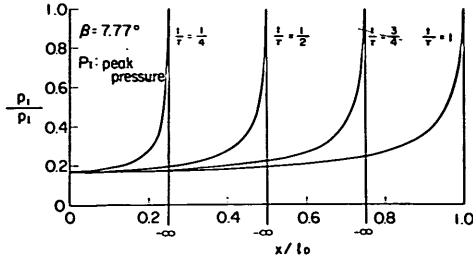


図-2.3 Wagner 型衝撃圧の同時分布

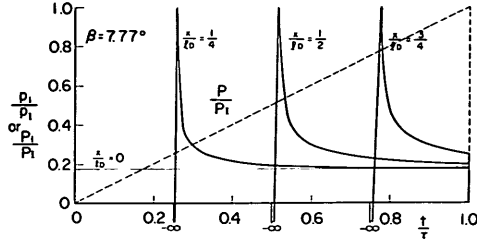


図-2.4 Wagner 型衝撃圧の時間的变化

$$\left. \begin{aligned} K_p &= \frac{\pi^2}{4} \cot^2 \beta + 1 \\ (x/b)_p &= \sqrt{1 - 4 \tan^2 \beta / \pi^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

である。この  $(x/b)_p$  はある点  $x$  において  $K$  が極大になるのが  $b=b_p$  のときであり、いいかえれば  $t=t_p$  のときであることを意味する。また、ある時刻  $t$  において  $K$  が極大になるのが  $x=x_p$  であることを意味している。また、 $K(x,t)=0$  となるのは  $x/b=(x/b)_0$  で

$$\left(\frac{x}{b}\right)_0 = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \cot \sqrt{\left\{1 + \left(\frac{2}{\pi \cot \beta}\right)^2\right\}^{1/2} - 1} \quad (2.14)$$

の関係がある。Wagner は  $K_p$  を別にベルヌーイの式より求め、 $K_p = \pi^2/4 \cdot \cot^2 \beta$  としているが、これは  $\beta$  が小さいときには式 (2.13) とほぼ一致する。

合力は式 (2.12) の第1項を全受圧面について積分したものを  $Y_1$ 、第2項のものを  $Y_2$  とすると、

$$\begin{aligned} Y_1 &= \frac{\pi^2}{2} b(t) \cot \beta \\ &= \frac{\pi^2}{4} \pi V_N t \cot^2 \beta \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$Y_2 = -\infty \quad (2.16)$$

となり、第2項のために  $-\infty$  となってしまう。 $\rho \geq 0$  の部分で積分すれば

$$Y_1' = b(t) \pi \cot \beta \sin^{-1}(x/b)_0 \quad (2.17)$$

$$Y_2' = -b(t) \left\{ \left(\frac{x}{b}\right)_0 + \frac{1}{2} \ln \frac{1 - (x/b)_0}{1 + (x/b)_0} \right\} \quad (2.18)$$

$$P = \frac{1}{2} \rho_w V_N^2 (Y_1' + Y_2') \quad (2.19)$$

となる。

今、Karman 理論での合力とこの式 (2.19) で表される合力を比べることにする。 $\partial \phi / \partial t$  の項、 $Y_1'$  だけを考えるが、 $Y_2'$  の項は  $Y_1'$  に比べ小さく、無視しても大差は生じないと思われる。式 (2.19) の合力は楔の半分だけの力であることを考慮して式 (2.15) と式 (2.5) と比べるとわかるように、同一の時間に対し Wagner 理論は  $\pi^2/4$  倍となっている。しかし、 $b$  がある値  $l_D$  になった場合を比べれば、 $b$  が  $l_D$  になるまでの時間  $t$  は異なるが、合力は  $\pi/2$  倍となっていることがわかる。またこの場合の力積を計算すれば、どちらも同じで、その時の水の運動量に等しくなっている。こうしたことは、両理論とも同じ平板の付加質量を考慮しており、ただ、その平板の拡大する速度、いいかえれば付加質量の時間変化が  $\pi/2$  倍となり圧力が  $\pi/2$  倍となっていることを考えれば当然のことと言えよう。

Wagner のように、物体のまわりのポテンシャルを定常な既知のものによって近似する方法は、他の研究者によっても行なわれている。Shiffman と Spencer<sup>21)</sup> は円錐に対し、楕円体で近似を行なっており、Fabula<sup>22)</sup> は二次元の楔に対して楕円により近似している。その他、円や球等も考えられるが、結局  $b(t)$  や付加質量が異なってくるだけである。Chu<sup>23)</sup> は各近似法の比較をしているが、圧力や  $b(t)$  の値に対しては Wagner の与えた値が他の方法の上限となっているようである。

この他、物体まわりの定常なポテンシャルを近似でなくその形状に合せて求めて行こうとしたのには前出の Shiffman や Cooper<sup>24)</sup> がいる。こうした研究は各物体の形状に対して行なわれているが、いずれも  $x/b$  によって無次元化し、定常なポテンシャルを求めることになっているのが特徴と思われる。

### (3) 流体の圧縮性を考慮した理論

運動量理論もポテンシャル理論も  $\beta=0^\circ$  の場合には力が無限大で作用時間が0となってしまう。Karman は前出の論文<sup>3)</sup>の中で  $\beta=0^\circ$  の場合にも言及しており、その場合の力は水の圧縮性を考慮し、

$$P = \rho_w c_a V \quad (2.20)$$

であるとした。ここに  $c_a$  は音の水中での速度であり圧力の伝播速度で 1450 m/sec である。こうした考えは、管路のバルブの開閉の問題と類似している。Kamel<sup>25)</sup> はさらに物体の方の弾性係数や圧力の伝播速度を考慮した式を示している。これらの式で求められた値は実験値に比べて非常に大きく、実験値のばらつきを考慮しても大きすぎる様である。

Bagnold<sup>10)</sup>は1939年に波が壁面に衝突する場合につい



て考え、ある厚さの空気層が壁面と水塊の間に閉じ込められ、この空気層の圧縮によって圧力の値は低下し、作用時間が長くなるとしている。この考え方は波のように空気を巻き込んで衝突する場合には理解されやすく、その妥当性も光易<sup>25)</sup>、合田<sup>27)</sup>、堀川<sup>28)</sup>らによって確かめられている。さらに、Bagnold は空気が上方に逃げられても、空気があれば  $\beta \leq 4 \tan^{-1}(V_N/c_a)$  においては空気内に圧力変動が生じて、有限な衝撃圧が作用すると述べている。

Verhagen<sup>29)</sup>、永井<sup>30)</sup>らは平板が水面に  $\beta=0^\circ$  で衝突する場合において空気層の存在を含めた圧力を求める方法を示している。水平版と水面との間の空気の流動に伴う気圧の変化により静水面が変形し、接水の瞬間に平板下に版の大きさと  $V_N$  によって決った厚さの空気層がとじ込められるという興味ある研究を発表している。この場合空気層の圧縮により衝撃圧は有限な値となる。

### 2.3 平板および楔の落下に対する実験的研究

水面と物体との衝突については実験的にも数多くの研究がなされている<sup>31)</sup>。海岸工学の分野のほか、飛行艇、水雷、ミサイル、宇宙船、船舶などの分野で系統的な実験が行なわれており、それに基づく算定式や設計法が提案されている。これらの実験は全合力を求めたものと、圧力分布を求めたものとに分けられるが、ここでは最近の圧力を測定した研究についてふれることにする。

Chuang<sup>7)</sup> は  $\beta$  を  $0^\circ$  から  $18^\circ$  まで変えて楔を落下させた実験を行ない、 $\beta$  に対する衝撃力のピーク値の算定式を求めている。この算定式を西部造船会の報告ではまとめなおしており、図-2.5の実線のようになる。ここで  $K$  は衝撃力を  $1/2 \rho V_N^2$  で無次元化したものであり、 $K_0$  は楔の中心0点でのピーク値、 $K_p$  はその他の点のピーク値に対応したものである。 $K_p$  の値は、 $\beta$  が  $3^\circ$  より大きいところでは Wagner の値より全体的に小さい。 $\beta=3^\circ$  で最大  $K_{max}=256$  となる。 $\beta$  がさらに小さいところではかえって  $K_p$  の値は小さくなっている。これは、この実験が二次元実験であったため空気が逃げにくかったためと思われる。別の Chuang の三次元実験<sup>32)</sup>では、 $\beta=0^\circ$  でもそれほど  $K_p$  値は低下していない。0点での  $K$  の値  $K_0$  は  $\beta=1^\circ$  までほとんど Wagner 型に近い値である。 $\beta=1^\circ$  より小さいところでは減少し始めており、この領域では  $K_p$  と  $K_0$  がほぼ等しくなっている。これは圧力のピーク値が楔のどの点においてもほぼ同じであることを意味している。実験値は後述する圧力計の受圧面の大きさと設置位置による値の補正は考えていないが、一応  $K_p$  や  $K_0$  の算定には適切な式の一つといえよう。

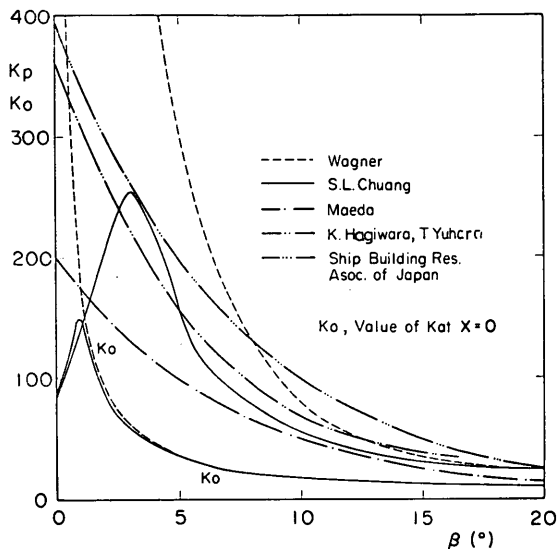


図-2.5  $K$  のピーク値の算定図 (Chuang 他)

萩原・湯原<sup>33)</sup>は船首を対象とした実験を行ない、前掲図-2.5の二点鎖線で示した  $\beta$  と  $K_p$  の関係を得ている。得られた波圧の時間的、場所的変化は Wagner 型を連想させるものであった。また  $K_p$  はほぼ Chuang の算定式と同じであるが、 $\beta$  が  $3^\circ$  より小さい範囲でも小さくはならず  $\beta=0^\circ$  において最大値 380 となっている。この実験は三次元であり、しかも  $\beta=0^\circ$  の場合でも別の断面からみれば曲率をもっている模型を用いているので、空気が逃げやすい状態であったと思われる。また萩原らは模型の縮尺をかえて同じ受圧面積の圧力計を用いて実験を行なっているが、それによると大縮尺模型の方が小縮尺模型より大きな  $K_p$  の値を与えている。この傾向は  $\beta$  が小さいほど顕著となり、後述する波圧計の受圧面の大きさによる補正の必要性を立証する例といえよう。

西部造船会の構造部会の調査研究<sup>8)</sup>などをもとにして日本造船研究協会の第131部会<sup>9)</sup>では、波浪衝撃力の推定法として主として Wagner 型の衝撃圧を考え、必要に応じて Bagnold 型を考えるものとしている。Wagner 型での  $K_p$  の値は平均的に図中に三点鎖線で示した

$$K_p(\beta) = 200e^{-0.14\beta} \quad (2.21)$$

で与えている。これは、前田<sup>32)</sup>が各種の実験を整理して得たほぼ上限を与える式の半分の値である。また Bagnold 型の場合は、

$$K_p = 30 \quad (2.22)$$

をとることにしている。

Kamel<sup>25)</sup> は  $\beta=0^\circ$  の条件の水面と版との衝突について各種の実験を行なっている。図-2.6はその実験の一例

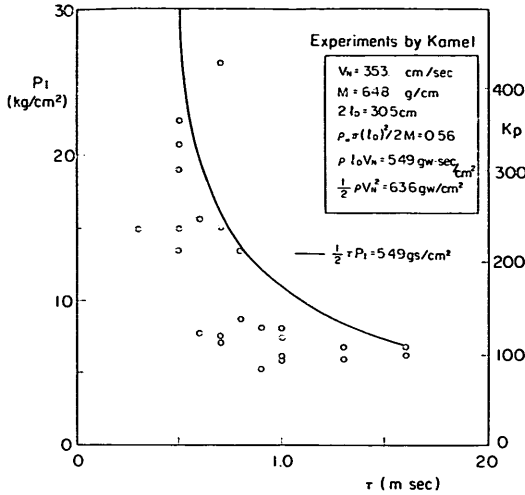


図-2.6 衝撃圧の大きさと作用時間 (Kamel の実験)

である。横軸を作用時間  $\tau$  にとり、縦軸を作用圧力の最大値としたものである。右側の縦軸に  $K_p$  の値を示しておいた。全く同じ条件の実験であるが、少しの実験上の誤差により衝撃圧が大きく違ってくることがわかる。 $K_p$  でいえば 90~450 の間にある。図中の実線は、Karman による力積を示す力積一定の線である。圧力の値はばらつきについても力積がほぼ一定であることをよく示していると考えられる。Kamel はこのほか、静水面でなくあらかじめ乱しておいた水面上に平板を落下させた実験を行っている。この場合は静水面のときよりさらにばらつきが大きくなり、特に値の小さなものが現われるのが特徴である。これは、水面が乱れていることによって接水時に閉じ込められ空気層が形成され、Bagnold が考えた様な空気の圧縮効果があらわれたことによると思われる。

さらに、このような空気の圧縮効果を確かめるために、圧力計の部分にリングをもうけ、そこにリングの厚さ分の空気があらかじめ存在するようにして実験を行っている。やはりリングが厚ければ厚いほど衝撃圧は低下し、圧力の時間的な変化も鋭い立ち上がりのピークが1度現われるのではなく、緩やかな立ち上がりのピークが2度3度現われる減衰振動型であることが確認された。これらは直立壁に働く衝撃砕波力において、Lundgren<sup>36)</sup> が Compression shock と呼んだ、衝突時に空気層が閉じ込められて、それを圧縮するときに生じる圧力と同じ種類のもので、いわゆる Bagnold 型の衝撃圧であるといえよう。

図-2.7 は Lewison と Maclean<sup>37)</sup> が行った平板の落下による衝撃圧の時間変化の測定例である。この平板は二次元模型であり、しかもその幅  $2l_0$  が 310 cm と

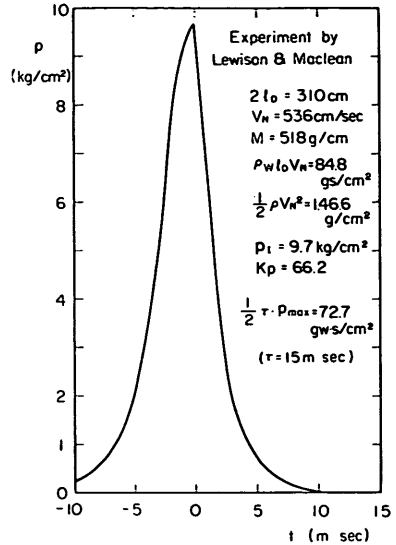


図-2.7  $\beta=0^\circ$  の場合の衝撃圧の時間変化 (Lewison と Maclean の実験)

長いことにもよると思われるが、 $K_p=66.2$  と小さい。波圧の形状は二等辺三角形に近い形であり、力積は 73  $gs/cm^2$  となっている。このほか各測点での最大圧力分布を示しており、それによるとやや中央で大きく、両端において急激に低下している。この Maclean 実験でも、Kamel や Chuang の実験と同様に  $\beta=0^\circ$  で無限の圧力はもとより  $\rho_w c_a V_w$  に相当する圧力は得られていない。したがって、Verhagen らが考えたように、 $\beta=0^\circ$  ではたとえ乱されていない静水面であっても平板の落下にもなっている厚さの空気層を閉じ込め、それによって圧力は小さくすると考えるのが適当と思われる。

### 3. 揚圧力の測定実験

#### 3.1 実験の概要

以上、水面との衝突により生ずる衝撃圧に関する既往の研究を概観した。本章では水面付近の水平版に働く波による揚圧力の算定法を検討するために行なった著者らの実験について述べる。ただし算定法の検討は第4章で行ない、本章では揚圧力の現われ方および  $w_0 H$  で表現した概略のオーダーを示すに留める。

実験の種類は大別して次の3種である。

- (1) 進行波による局所的波圧測定実験 (2次元)
- (2) 重複波による局所的波圧測定実験 (2次元)
- (3) 進行波による揚圧力合力の測定実験 (3次元)

(1)はシーパースのドルフィン上部工やデ・タッチドピア、(2)は横棧橋を対象としたものであるが、いずれも

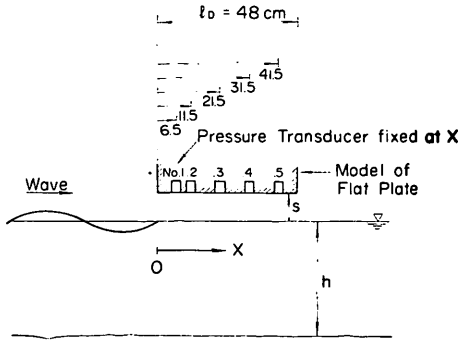


図-3.1 波圧計による測定実験（断面図）

断面的検討による。これに用いた水路は全長 160m, 幅 10m, 深さ 1.5m の長水路で, 模型は水路長のほぼ中央に 図-3.1 に示すように下面に波圧計を取り付けた鋼製箱に木製の箱を付加して水路幅一杯に固定したものである。重複波の場合はその岸側に不透波の直立壁を設け

表-3.1 波圧計の特性

No.	容量 (g/cm <sup>2</sup> )	固有振動数 水中 (Hz)	減衰定数 水中 (%)	受圧面の 直径 (cm)
1, 2	1000	225	3.5	1.8
3, 4, 5	500	205	4.0	1.8

表-3.2 六分力計の特性

容量 (kg)	固有振動数空中 (Hz)			減衰定数 (%)
	$l_D=32\text{cm}$	$l_D=50\text{cm}$	$l_D=72\text{cm}$	
30	25.0	23.0	20.0	3.0

表-3.3 実験 ケー ス

実験の種類	1	波圧計による揚圧力測定進行波 (160m水路)
	2	'' 重複波 (160m水路)
	3	六分力計による全揚圧力測定進行波 (40m水路)
用いた波の元	T	2.98, 2.12, 1.56, 1.13sec の 4 ケース
	H	10, 16, 20, 24 cm の 4 ケース
	s	-4, 0, 4, 8 cm の 4 ケース
水深	h	1, 2. 160m水路では $h=82-s$ cm 3. 40m水路の場合は $h=74$ cm の一定
模型長さの	$l_D$	1, 2. 160m水路では $l_D=50$ cm の 1 種類 3. 40m水路では $l_D=32, 50, 72$ cm の 3 種類

る。ここに, 進行波, 重複波の用語は水平版の片側端に直立壁があるかないかを区別するためのものであり, ない場合には入射波のほとんどは透過して全体として進行波の中であり, ある場合には重複波の中にあることを意味する。この実験に用いた波圧計はUゲージ型圧力変換器 5 台で, その特性値は表-3.1 に示しているように容量 0.5~1.0 kg/cm<sup>2</sup>, 空中での固有振動数 205~225 Hz, 減衰定数 3.5%, 受圧面半径 0.9 cm である。波圧計の設置位置は水平版の入射波の側の端から測った距離 X であらわし,  $X=6.5, 11.5, 21.5, 31.5, 41.5$  cm とした。

(3)はドルフィン上部工を対象として, 全長 40m, 幅 1.5m, 深さ 1.5m の水路で揚圧力の合力を測定したものである。模型は辺長  $l_D$  が 32 cm, 50 cm, 72 cm の正方形版で, 模型長は水路幅 1.5 m の 48% 以下であり, 一応平面効果を含めている。

揚圧力合力の測定には 写真-3.1 に示すような六分力計を用いた。その特性値は表-3.2 のとおりで, 固有振動周期は模型版の重量によって若干異なり 20~25 Hz である。

波圧計による測定及びデータ処理のシステムは図-3.2 に示したとおりである。すなわち, 波圧計を動歪み測定器に接続し, データレコーダに記録する。これをローパ



写真-3.1 六分力計

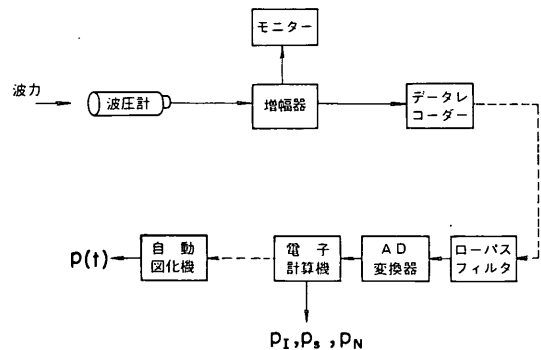


図-3.2 測定の方法とその解析方法 (波圧計による測定)

スフィルターを通して 1/2000 sec のサンプリングタイムで AD 変換し、電算機で処理するシステムである。波圧の時間的変化は自動図化機によって図化するようになっている。6 分力計によるデータはペン書きオシログラフによって記録し、それを読み取ることにより処理した。

実験ケースを表-3.3 に一括して示す。160m 水路における測定実験では、水平版の幅  $l_D$  は 48 cm の一種で水路床から 82 cm の高さに固定し、水深  $h$  を 86 cm, 82 cm, 78 cm, 74 cm に変えることにより、静水面と水平版下面のクリアランス  $s$  を -4 cm, 0 cm, 4 cm, 8 cm の 4 種に変化させた。ここに  $s$  が負は静水時において下面が没水していることを表わす。40m 水路における揚圧力合力の測定実験では、前述したように  $l_D=32$  cm, 50 cm, 72 cm の正方形版の 3 種で、水深を 74 cm で一定とし、模型の高さを変えることによりクリアランスを 4 種に変化させた。

実験波は全て規則波で、周期  $T$  が 2.98 sec, 2.12 sec, 1.56 sec, 1.13 sec の 4 種、入射波高  $H$  が 10 cm, 16 cm, 20 cm, 24 cm の 4 種で波の条件による実験ケースは全部で 16 ケースとなる。ただし、160m 水路における実験では  $T=1.13$  sec については水路の造波特性上  $H=10$  cm のみで 13 ケースとした。したがって、構造・水理条件を合わせた実験数は 160m 水路における場合 104 ケース、40m 水路における場合 144 ケース、両者を合計して 248 ケースである。測定波数は周期によって有効測定波数内の 6 ~ 8 波とした。

### 3.2 波の作用状況

#### (1) 進行波

160m 水路における実験では模型を設置した位置が両側壁とも鉄筋コンクリート壁の箇所にあたり側面からの波の作用状況の観察が出来ない。そのため片面ガラス張りの中型造波水路（長さ 39 m, 幅 0.5 m, 深さ 1.0 m）内に木製の模型を設けて観察を行なった。

写真-3.2(1)~(6)は  $T=2.98$  sec,  $H=10$  cm,  $s=0$  cm の条件による進行波の場合の波の作用状況を示したものである。モータドライブカメラを用いて約 0.286 sec ごとに連続撮影したものから 6 枚を選んで示している。(1)は下面に波面が衝突する直前の状況である。波面と下面の間に薄い空気層があり、波面がやや乱れているのが認められる。(2)は衝突した後の状況で、岸側寄り（写真の右側）に薄い空気層が閉じ込められている。岸側端では写真ではよくわからないが、気泡まじりの水が噴出する。(3)は沖側水位がほぼ最高となった時の状況で、下面は全体に水没している。(4)は沖側から水面が隠れ始めたときの状

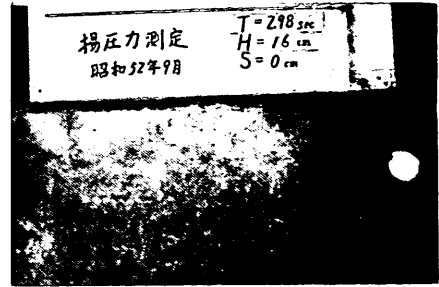


写真-3.2 (1)波の作用状況 ( $t=0$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

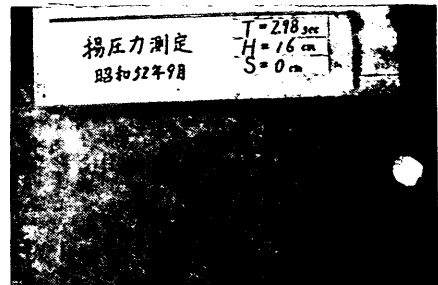


写真-3.2 (2)波の作用状況 ( $t=0.286$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

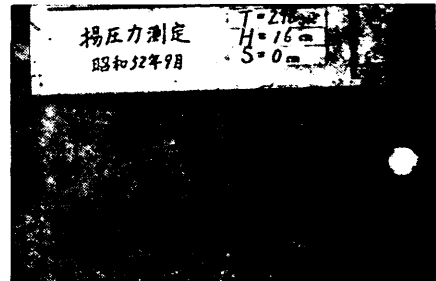


写真-3.2 (3)波の作用状況 ( $t=0.571$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

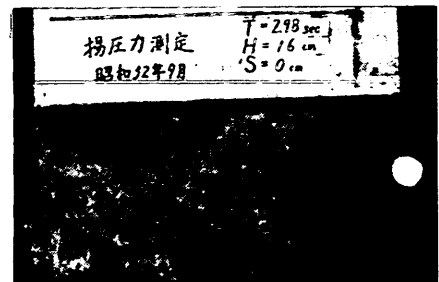


写真-3.2 (4)波の作用状況 ( $t=1.143$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm



写真-3.2 (5)波の作用状況 ( $t=1.714$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

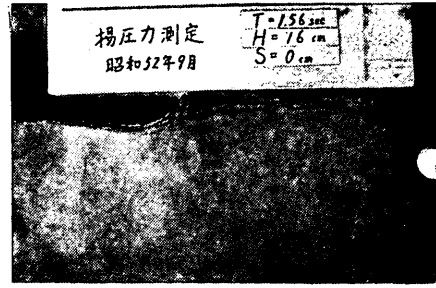


写真-3.3 (3)波の作用状況 ( $t=1.143$  sec)  
 $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

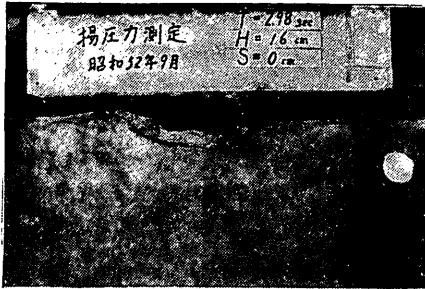


写真-3.2 (6)波の作用状況 ( $t=2.000$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

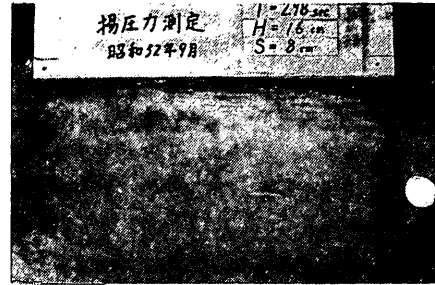


写真-3.4 (1)波の作用状況 ( $t=0$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm

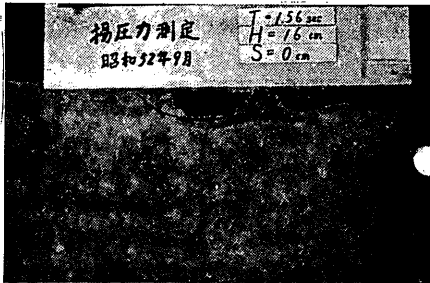


写真-3.3 (1)波の作用状況 ( $t=0$  sec)  
 $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm

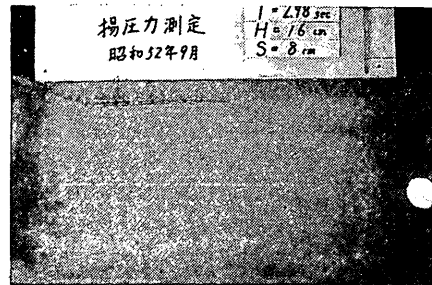


写真-3.4 (2)波の作用状況 ( $t=0.286$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm

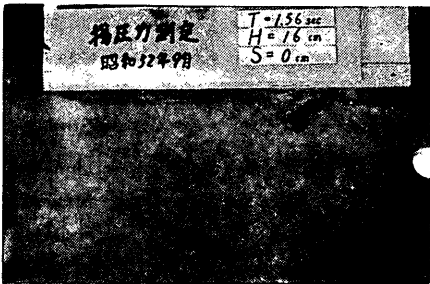


写真-3.3 (2)波の作用状況 ( $t=0.285$  sec)  
 $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

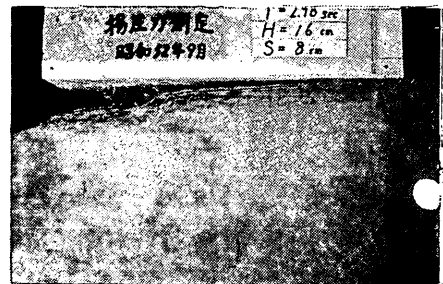


写真-3.4 (3)波の作用状況 ( $t=0.571$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm



写真-3.5 (1)波の作用状況 ( $t=0$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=20$  cm,  $s=4$  cm

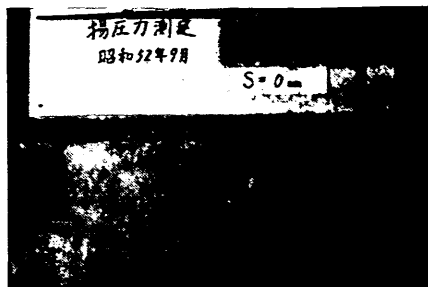


写真-3.6 (1)重複波の作用状況 ( $t=0$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm



写真-3.5 (2)波の作用状況 ( $t=1/3$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=20$  cm,  $s=4$  cm

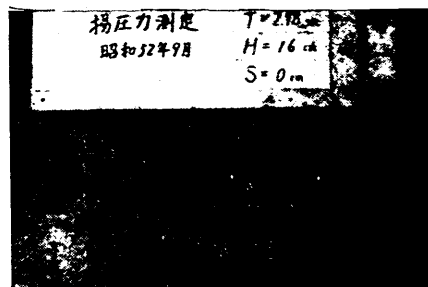


写真-3.6 (2)重複波の作用状況 ( $t=0.286$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm



写真-3.5 (3)波の作用状況 ( $t=1.000$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=20$  cm,  $s=4$  cm

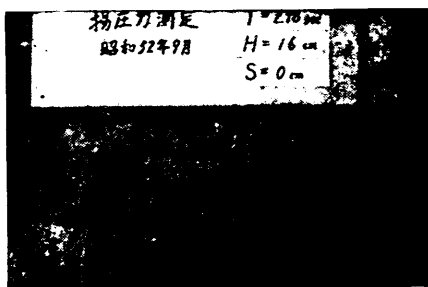


写真-3.6 (3)重複波の作用状況 ( $t=0.571$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

況、5)はそれが岸側に進行していくときの状況を示す。岸側端でも水面が離れており、下面についている部分が孤立状になる。(6)はこれが落下し水面が全体に離れた状況を示す。波面はかなり乱れている。

写真-3.3 (1)~(3)は  $T=1.56$  sec の場合の作用状況、写真-3.4 (1)~(3)は  $T=2.98$  sec で  $s=8$  cm の場合の作用状況を示している。 $T=1.56$  sec の場合には先行波の波面が完全に落下しないうちに、次の波の作用が始まっており、かなり大きな空気塊が閉じ込められている。

写真-3.5 (1)~(3)は分力計による正方形版の全揚圧力測定時の波の作用状況を示す。一辺の長さ  $l_D$  が 50

cm, 版厚 5.5 cm,  $s=4$  cm で,  $T=2.98$  sec,  $H=20$  cm である。波は写真の右側から左側へ進行する。この場合、水塊の噴出は岸側だけでなく、側方にも生じる。

## (2) 重複波

写真-3.6 (1)~(6), 3.7 (1)~(3), 3.8 (1)~(3) は進行波の写真-3.1~3.3 と同条件において、水平版岸側に直立壁を設けた重複波条件による波の作用状況を示したものである。写真-3.7 (1) に典型的例がみられるようにクリアランスが 0 に近い場合には水平版下面と直立壁との間に空気が閉じ込められた状態で波が作用することが多い。

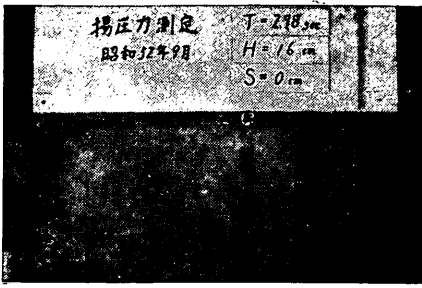


写真-3.6 (4)重複波の作用状況 ( $t=1.143$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

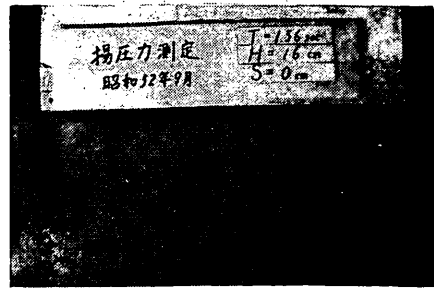


写真-3.7 (2)重複波の作用状況 ( $t=0.286$  sec)  
 $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

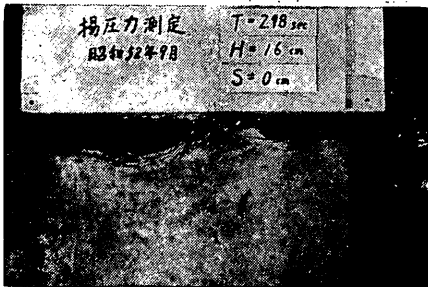


写真-3.6 (5)重複波の作用状況 ( $t=1.714$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

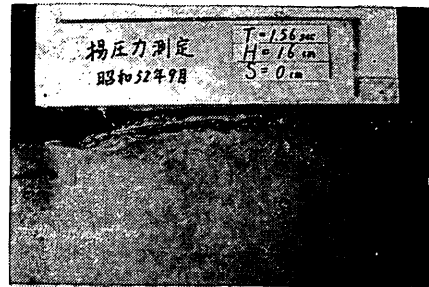


写真-3.7 (3)重複波の作用状況 ( $t=0.857$  sec)  
 $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm



写真-3.6 (6)重複波の作用状況 ( $t=2.000$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm

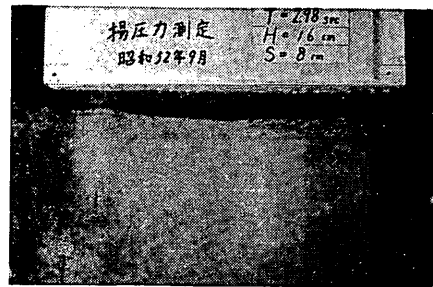


写真-3.8 (1)重複波の作用状況 ( $t=0$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm

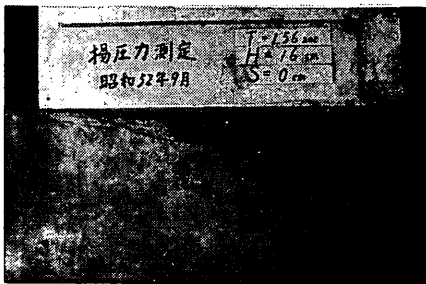


写真-3.7 (1)重複波の作用状況 ( $t=0$  sec)  
 $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm



写真-3.8 (2)重複波の作用状況 ( $t=0.571$  sec)  
 $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm

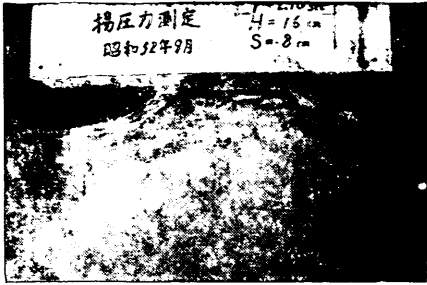


写真-3.8 (3)重複波の作用状況 ( $t=1.143 \text{ sec}$ )  
 $T=2.98 \text{ sec}$ ,  $H=16 \text{ cm}$ ,  $s=8 \text{ cm}$

### 3.3 波圧計による記録および同時分布

#### (1) 進行波

図-3.3~3.6 は  $T=2.98 \text{ sec}$ ,  $H=16 \text{ cm}$ , 図-3.7~3.10 は  $T=1.56 \text{ sec}$ ,  $H=16 \text{ cm}$  の進行波によるそれぞれ  $s=-4 \text{ cm}$ ,  $0 \text{ cm}$ ,  $4 \text{ cm}$ ,  $8 \text{ cm}$  の場合の波圧記録を例示したものである。3.1 で述べたように電算機処理した結果を図化したものであるが、この場合のローパスフィルターのカット周波数は  $300 \text{ Hz}$  で波圧計の固有振動周期よりも高く、またサンプリングタイムは  $1/2000 \text{ sec}$  であるので波圧計の応答結果をそのまま表わしたものと云える。

記録には波圧計の固有振動が現われており、特に沖側

寄りの記録が見にくいですが、時間的变化は 図-3.3 の  $X=41.5 \text{ cm}$  に典型的な例が現われているように初期の急な立ち上がりを伴う衝撃圧の部分とそれに続く緩やかな変化の静的圧力の部分とから成っている。また、図-3.4 の記録に認められるように緩やかな変化の最後の部分は負の値となっており、負の揚圧力が生ずることがわかる。しかしながら、こうした時間的变化の現われ方は、波の条件やクリアランス及び測定場所によって若干異なり、 $s=8 \text{ cm}$  の場合、 $T=2.98 \text{ sec}$  では衝撃圧のみが目立つが  $T=1.56 \text{ sec}$  では極めてわずかしか波が作用せず変化は小さい。

次に記録の場所的变化に注目すると波の作用が沖側から岸側の測点へ向かって移動してゆくことがわかる。図-3.11, 3.12 は  $s=0 \text{ cm}$  に対して、 $T=2.98 \text{ sec}$ ,  $1.56 \text{ sec}$  の場合の記録をカット周波数  $100 \text{ Hz}$  として示したものである。波圧計の固有振動が消されて滑らかになるが、衝撃圧のピーク値はやや落ちる。この点については 3.4 において詳しく述べることにし、ここでは取り敢えず  $100 \text{ Hz}$  でカットした記録による値を用いて場所的な同時波圧分布をみしてみる。

図-3.13~3.19 は 図-3.3~3.9 と同一条件の場合について個々の測点それぞれで最大値となる時の同時分布を示したものである。時間的に揚圧力波形が形を変えなが

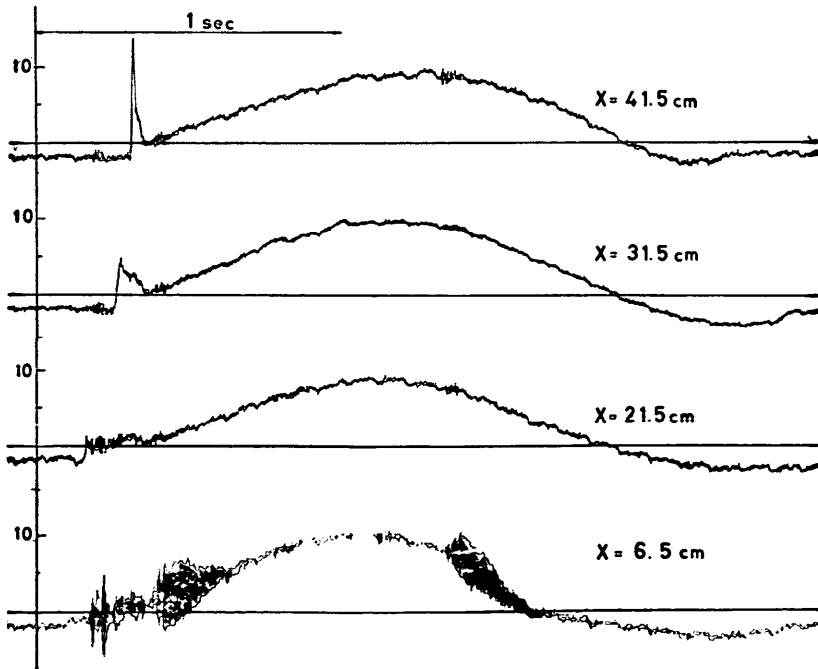


図-3.3 波圧記録 (進行波,  $T=2.98 \text{ sec}$ ,  $H=16 \text{ cm}$ ,  $s=-4 \text{ cm}$ )



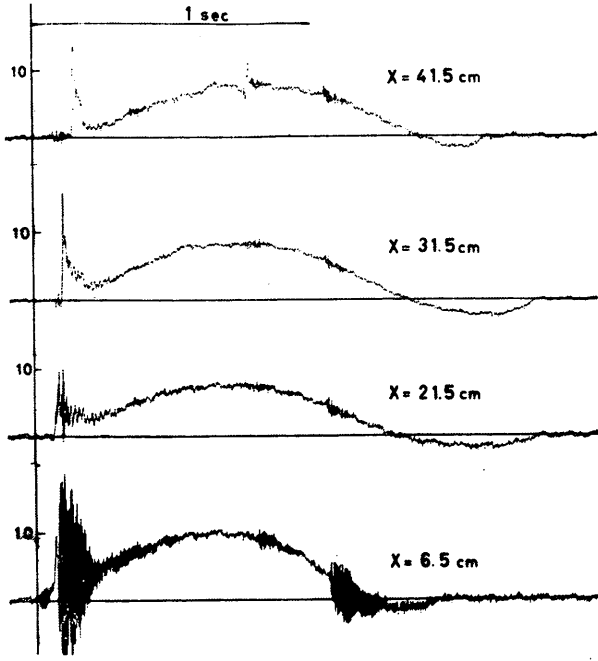


図-3.4 波圧記録 (進行波,  $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm)

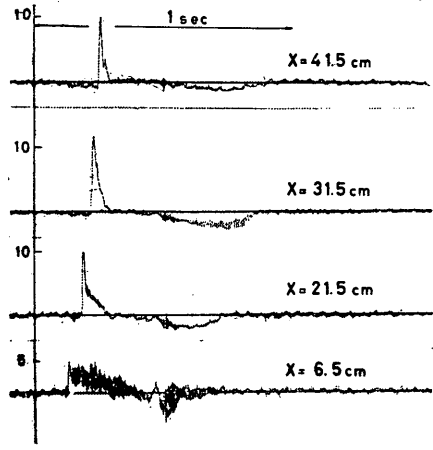


図-3.6 波圧記録 (進行波,  $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm)

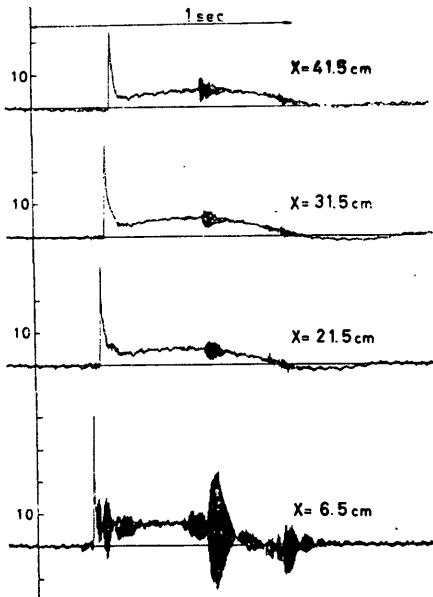


図-3.5 波圧記録 (進行波,  $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=4$  cm)

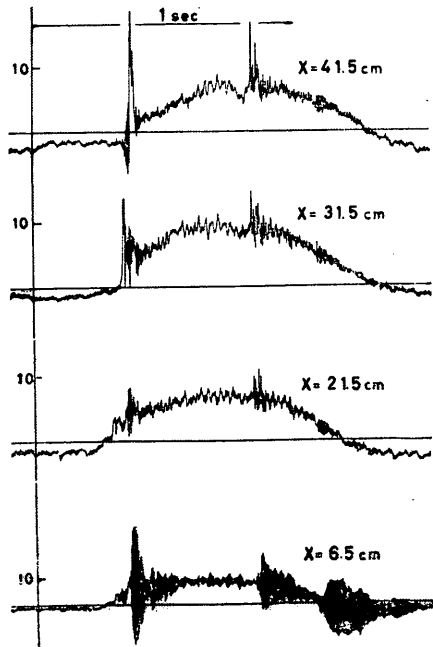


図-3.7 波圧記録 (進行波,  $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=-4$  cm)

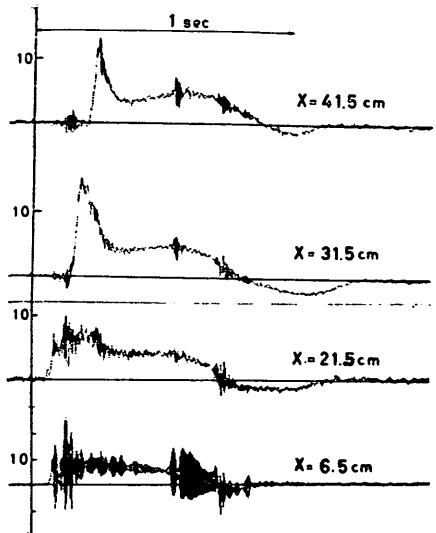


図-3.8 波圧記録 (進行波,  $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm)

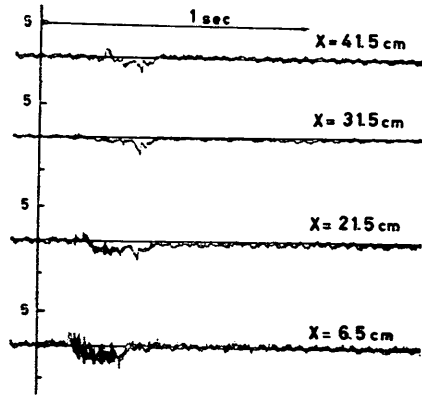


図-3.10 波圧記録 (進行波,  $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm)

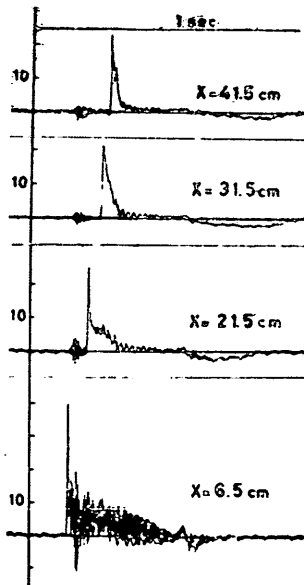


図-3.9 波圧記録 (進行波,  $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=4$  cm)

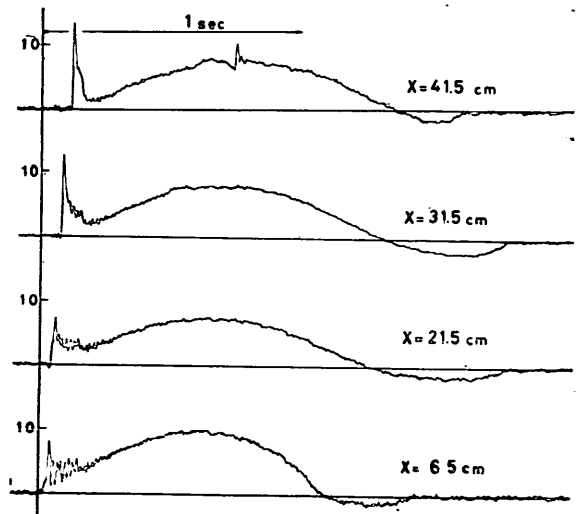


図-3.11 100 Hz のフィルターを通した波圧記録 ( $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm)

ら進行していくことがわかる。また、場所的变化においても波面の先端付近での急激な立ち上がりを有するピークが現われることが認められる。これは Wagner 型の衝

撃圧分布を連想させるものである。ただし、図-3.14, 3.18 の様に  $X=6.5$  cm,  $11.5$  cm の両測点において、クリアランスによっては同時にピーク値となることがあ

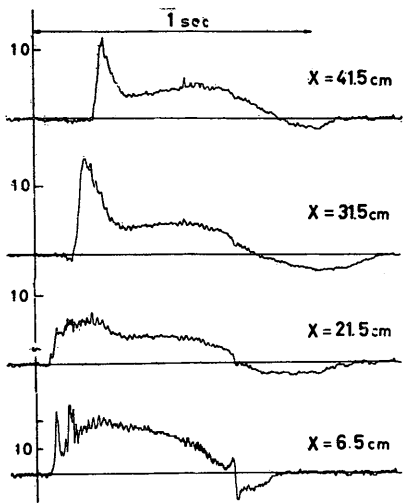


図-3.12 100 Hz のフィルターを通した波圧記録  
( $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm)

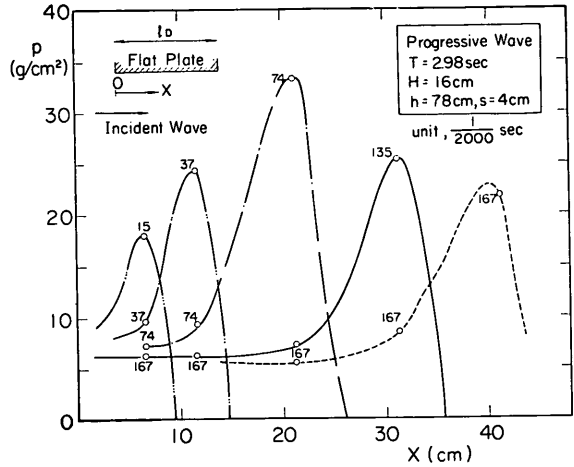


図-3.15 同時波圧分布 (進行波,  $T=2.98$  sec,  $s=4$  cm)

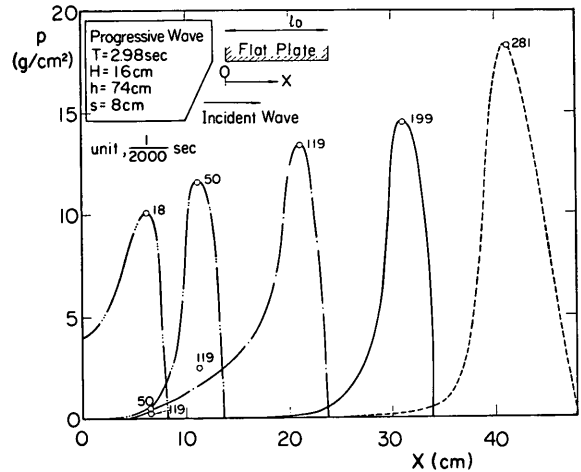


図-3.16 同時波圧分布 (進行波,  $T=2.98$  sec,  $s=8$  cm)

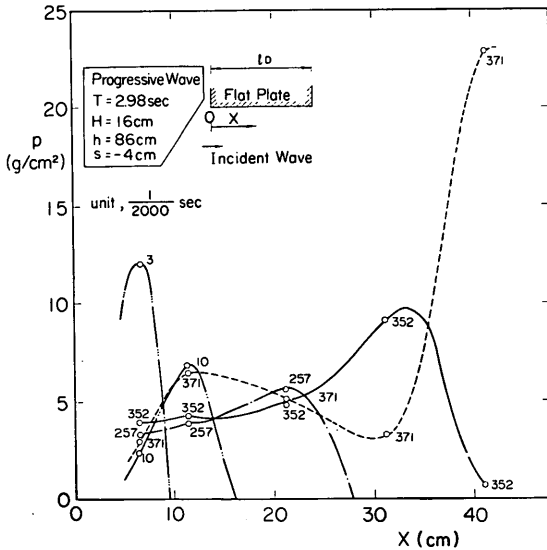


図-3.13 同時波圧分布 (進行波,  $T=2.98$  sec,  $s=-4$  cm)

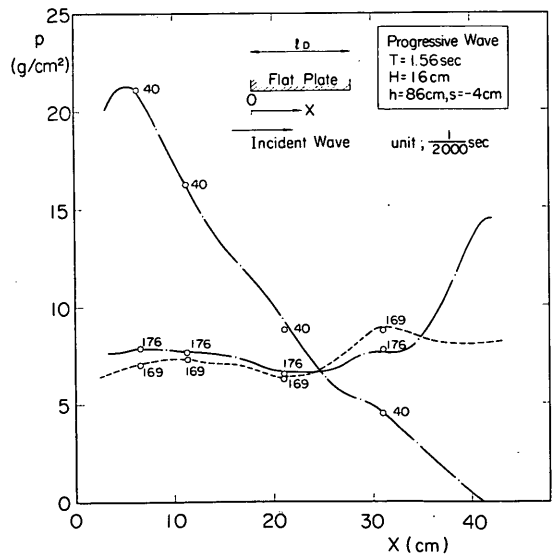


図-3.17 同時波圧分布 (進行波,  $T=1.56$  sec,  $s=-4$  cm)

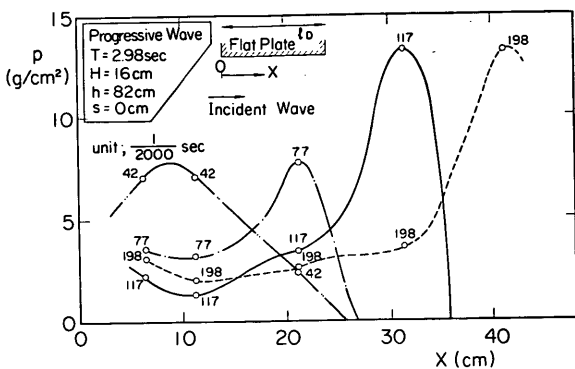


図-3.14 同時波圧分布 (進行波,  $T=2.98$  sec,  $s=0$  cm)

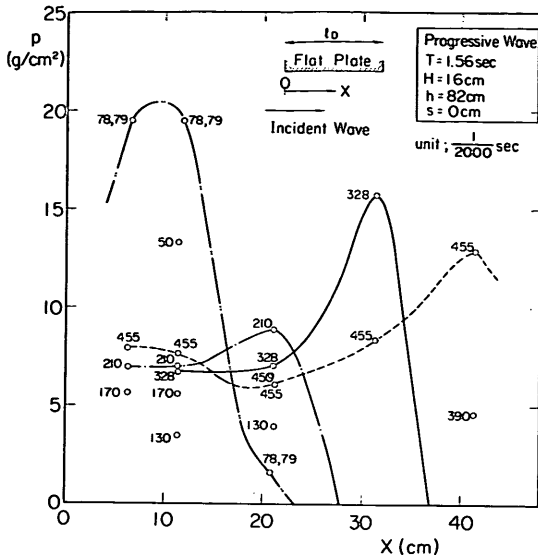


図-3.18 同時波圧分布 (進行波,  $T=1.56$  sec,  $s=0$  cm)

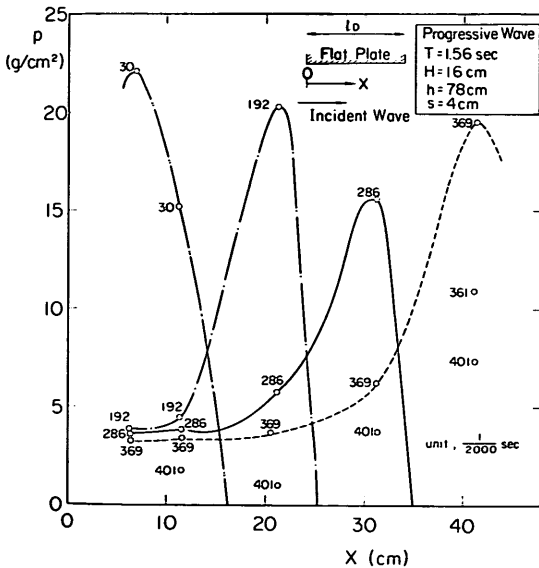


図-3.19 同時波圧分布 (進行波,  $T=1.56$  sec,  $s=4$  cm)

る。すなわち、水平版の波が作用し始める場所付近では前の波の作用による波面の乱れによって、ある範囲に同時に衝撃圧が作用することがあるものと思われる。図-3.14 の場合は  $X=6.5$  cm,  $X=11$  cm において同時に作用して、しばらくして  $X=21.5$  cm で圧力がピークとなり、これが  $X=31.5$  cm,  $X=41.5$  cm へと移動している。

(2) 重複波

図-3.20~3.27 は進行波の場合と同一条件における重複波の場合の時間的変化記録を示したものである。進行波の場合と同様に衝撃圧の部分と静的圧力部分から成っているが、衝撃圧のピーク以前に比較的緩やかな立ち上がり部分のあるものが多いこと、およびピーク後に波圧計の固有振動より長い周期の振動が目立つことなどの相違がある。また、場所的变化では 図-3.28~3.35 に同時波圧分布を示しているように、進行波の場合と比較してほぼ一定のものが多くなる。

このうち図-3.21および図-3.31は  $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm の場合で、有限振幅重複波第3次近似理論を用いて後述の式(4.9)で求めた  $\beta$  は  $-0.76^\circ$  である。両図によって以下に述べるように  $\beta$  が負であるため  $X=6.5$  cm の測点付近で最初に波面が接し、全体に空気を閉じ込めた状態となり、その後空気の圧縮による衝撃圧が生じているのがよくわかる。つまり、 $X=6.5$  cm では割合鋭い立ち上がりの衝撃圧がまずみられる。これは波面が直接衝突するとき生じたと考えられ、進行波のときのような Wagner 型を連想させるものである。もし空気が閉じ込められなかったならば、この鋭いピークが衝突面の進行にともなって各測点に現われる筈である。しかし、実際には水平版と鉛直壁および波面の間に空気が閉じ込められているため衝突面は進行せず、水平版全体にほぼ同時に衝撃圧が働く。 $X=6.5$  cm においても第2波の衝撃としてこの衝撃圧が認められ、合力がピークとなるのはこのときと思われる。この衝撃圧は後に減衰振動をとまうことが多い。これは光易<sup>26)</sup>が指摘したように空気の部分放出による振動と考えてよいであろう。

最初に波面が接する点の位置は  $\beta$  や波面の乱れによって異なってくるが、ほかの例においても最初に波面が当る点付近には 図-3.21 の  $X=6.5$  cm の様な2つのピークをもつ衝撃があらわれる。その他の点においては空気の圧縮によると思われるピークのみが出現している。しかし、図-3.27 と 3.35 の  $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm では上述の状況と異なっている。このときの  $\beta$  は  $5.9^\circ$  と正で割合大きく、進行波のときと同じである。そのため圧力波形などの測点においても Wagner 型を連想させるものであり、空気の圧縮によると思われるピークは現われていない。

これらの現象は直立壁に働く衝撃波力と基本的には同じである。あらかじめ閉じ込められた空気が圧縮されるのを Lundgren が compression shock と呼んだことは 2. で述べたとおりであり、また最初の波面の衝突は hammer shock と呼んでいる。堀川<sup>20)</sup>らはこれらの衝

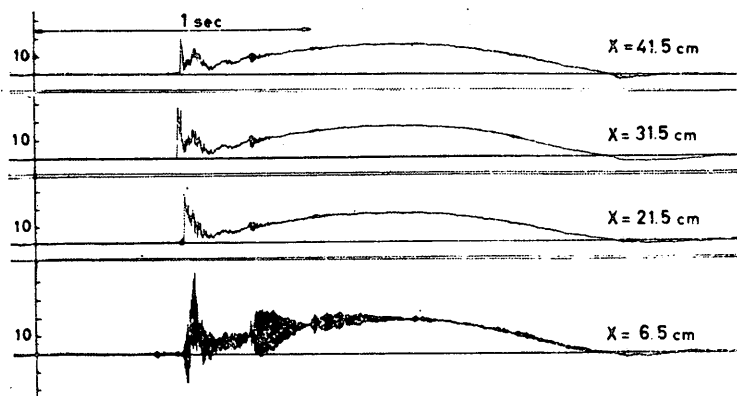


図-3.20 波圧記録 (重複波,  $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=-4$  cm)

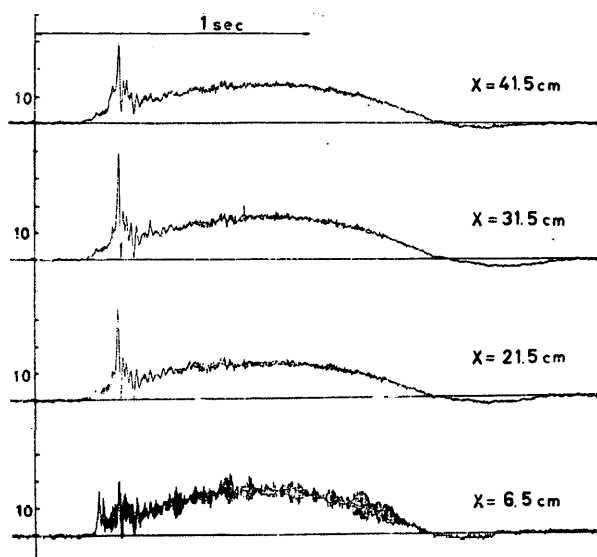


図-3.21 波圧記録 (重複波,  $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm)

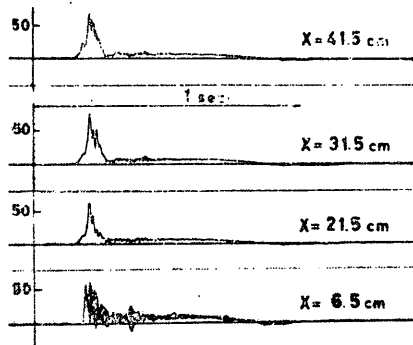


図-3.23 波圧記録 (重複波,  $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm)

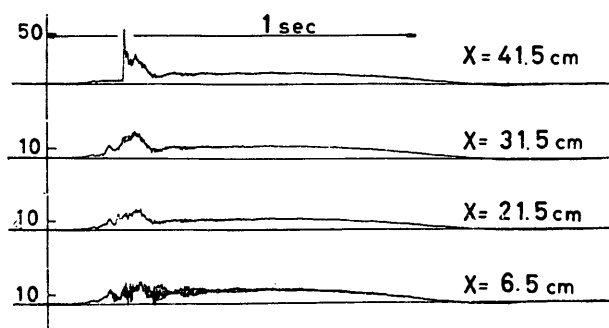


図-3.22 波圧記録 (重複波,  $T=2.98$  sec,  $H=16$  cm,  $s=4$  cm)

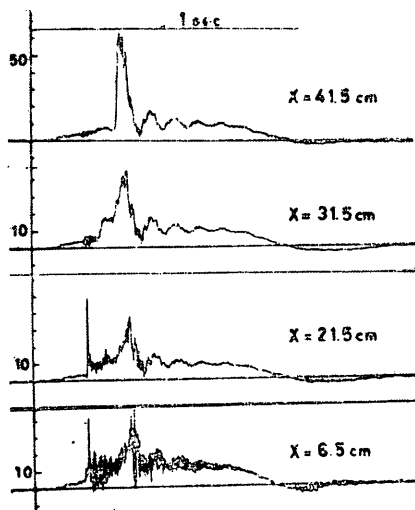


図-3.24 波圧記録 (重複波,  $T=1.55$  sec,  $H=16$  cm,  $s=-4$  cm)

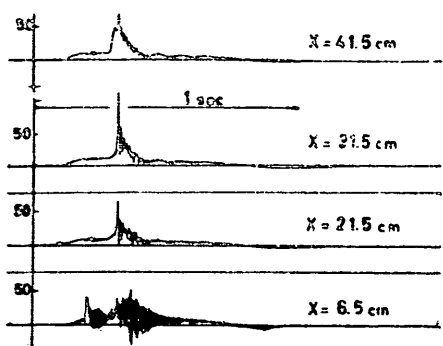


図-3.25 波圧記録 (重複波,  $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=0$  cm)

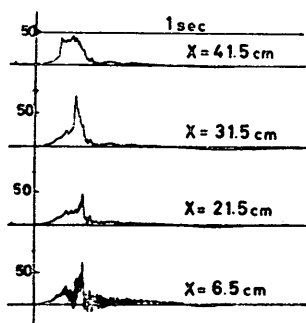


図-3.26 波圧記録 (重複波,  $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=4$  cm)

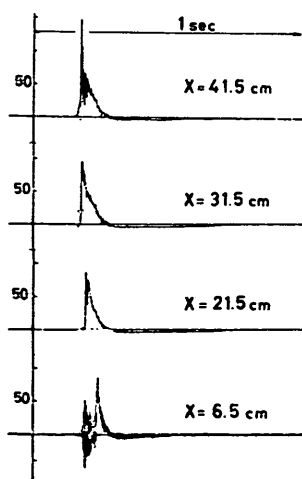


図-3.27 波圧記録 (重複波,  $T=1.56$  sec,  $H=16$  cm,  $s=8$  cm)

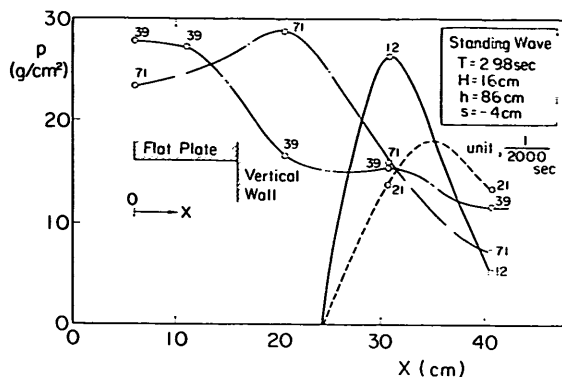


図-3.28 同時波圧分布 (重複波,  $T=2.98$  sec,  $s=-4$  cm)

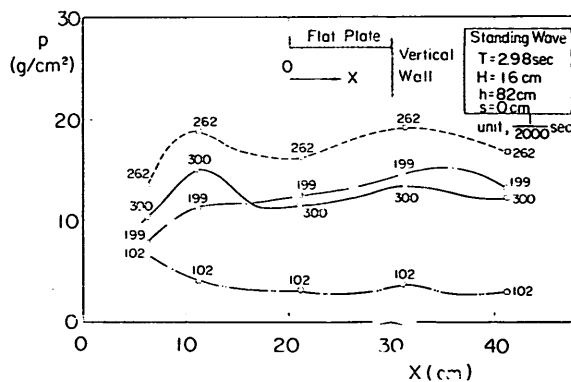


図-3.29 同時波圧分布 (重複波,  $T=2.98$  sec,  $s=0$  cm)

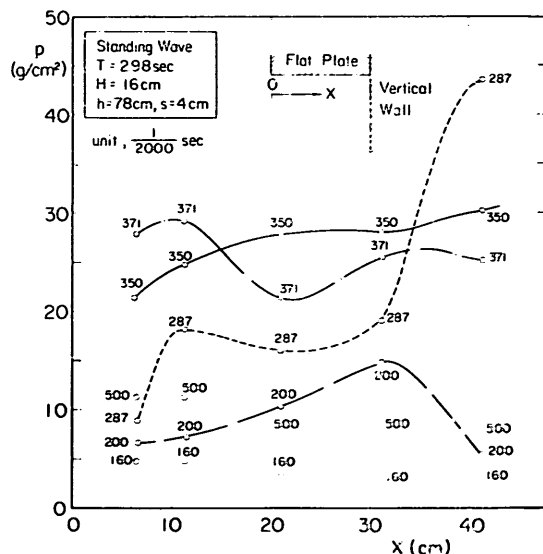


図-3.30 同時波圧分布 (重複波,  $T=2.98$  sec,  $s=4$  cm)

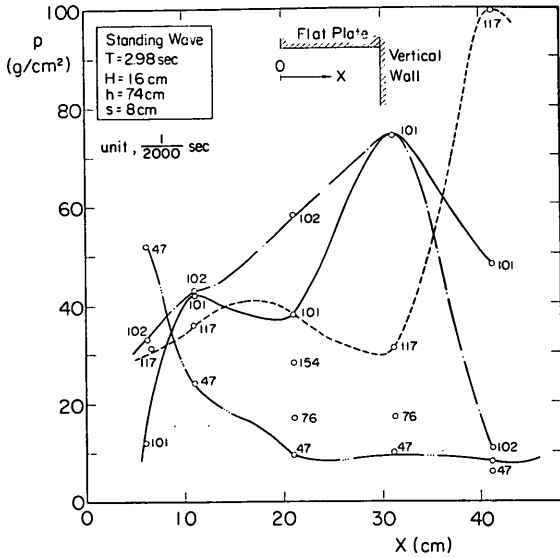


図-3.31 同時波圧分布 (重複波,  $T=2.98 \text{ sec}$ ,  $s=8 \text{ cm}$ )

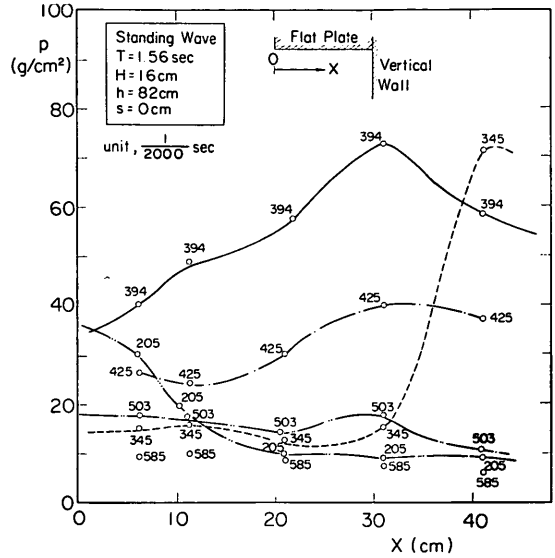


図-3.33 同時波圧分布 (重複波,  $T=1.56 \text{ sec}$ ,  $s=0 \text{ cm}$ )

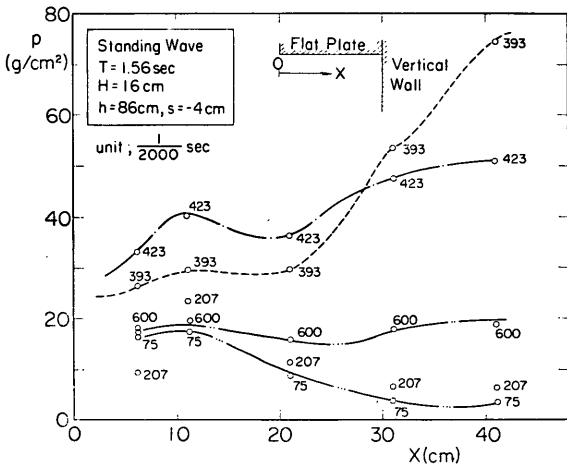


図-3.32 同時波圧分布 (重複波,  $T=1.56 \text{ sec}$ ,  $s=-4 \text{ cm}$ )

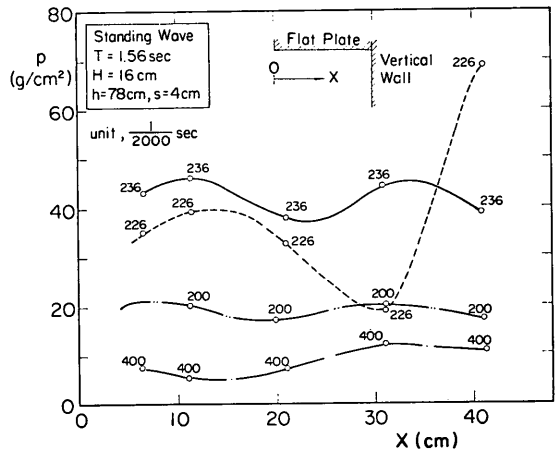


図-3.34 同時波圧分布 (重複波,  $T=1.56 \text{ sec}$ ,  $s=4 \text{ cm}$ )

撃力と波面との関係を確認しており、その測定例でも hammer shock の現われる測点では、やはり空気の圧縮によると思われるピークもあらわれていた。合田<sup>27)</sup>はこれをふたやま型と呼んでいる。また、合田は compression shock の出現を確認するとともに、単発型と呼ぶ立ちあがりの鋭い波圧波形の出現を示している。この単発型は、図-3.27 の場合のように  $\beta$  が正で比較的大きいときに生ずる Wagner 型の波形と考えることができる

と思われる。

さらに、あらかじめ空気を閉じ込めることなく、全体に hammer shock の状態で、しかも  $\beta=0^\circ$  で水塊が衝突しても、Verhagen<sup>29)</sup> が言うように、ある厚さの空気層を閉じ込め、この hammer shock の値が無限の値になることはなく、また  $\rho_w c a V_N$  の値よりも小さな値になると考えられる。

#### 3.4 波圧測定系による衝撃応答効果の補正

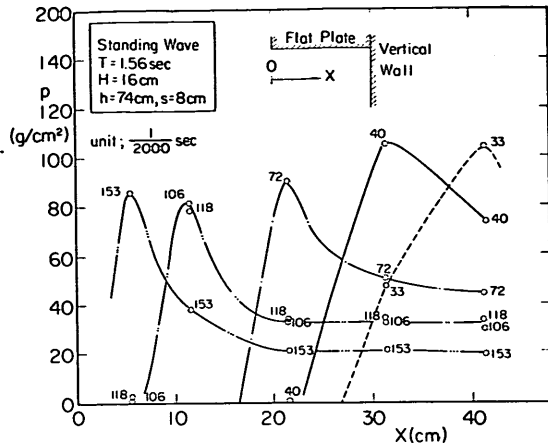


図-3.35 同時波圧分布 (重複波,  $T=1.56 \text{ sec}$ ,  $s=8 \text{ cm}$ )

前節において波圧計記録による時間的变化や場所的变化についての特性を一応述べた。こうした結果からもわかるように揚圧力は衝撃的特性を帯びたものであり、その測定法によっては記録の値が著しく異なる<sup>30)</sup>。本実験において用いた波圧計の特性は3.1で述べたように固有振動数が205~225 Hz、減衰定数3.5%、受圧面半径0.9 cmであり、こうした特性を有する受感部の応答結果が記録されるにすぎない。そのため、測定系における衝撃応答特性を考慮して記録値の補正を行なうことが必要となる。

衝撃応答特性を検討するためには衝撃圧の波形を仮定しなければならない。揚圧力の衝撃圧がどのような波形であるかは未知であるが、第4章において後述するWagner型を修正したモデルを考えると波圧計の円形受圧面に働く衝撃圧としてはほぼ二等辺三角形に近くなる。実際の波形がこれより多少異なっても受圧面の面積特性を考慮すればいずれにしても三角形分布に近いものとなる。また二等辺三角形でなく正弦波形のパルスを考えても衝撃応答係数の値に大差ない。そのため、本実験においては波圧計に働く衝撃圧を二等辺三角形波形として、衝撃応答の補正を行なうことにする。

図-3.36の実線は作用時間 $\tau$ の二等辺三角形パルスの衝撃圧が波圧計に作用したときの衝撃応答係数 $c_R$ の値を、横軸に衝撃圧の作用時間 $\tau$ と固有振動周期 $T_n$ の比をとって示したものである。図中の破線は波圧計の応答波形に対しカット周波数を100 Hzとしてローパスフィルターを通した場合の衝撃応答係数 $c_{100}$ であり、一点鎖線は $c_{100}/c_R$ の値を示す。衝撃応答係数 $c_R$ の値は波圧計特性に等しい1自由度の線型振動方程式を数値積

分することにより応答波形を求めて算出したもので、 $c_{100}$ はさらにそれを実験におけるデータ処理に際して用いた電気フィルターと同じ減衰及び位相特性を有する数値フィルターを通して算出したものである。この数値フィルターモデルの検証例を図-3.37に示している。図中の実線は波圧計により300 Hzのフィルターを通して実際に記録されたもののうち特に振動の著しいものを選んだもので、破線はこれをカット周波数100 Hzの数値フィルターにインプットしたときの出力波形である。丸印は同一条件における電気フィルターによる出力波形であるが、両者はほとんど一致している。

さて、図-3.36に戻る。波圧計の二等辺三角形パルスに対する衝撃応答係数 $c_R$ は $\tau/T_n$ がほぼ0.4以下では1以下であり、 $\tau/T_n$ が1.0付近で最大値1.44程度

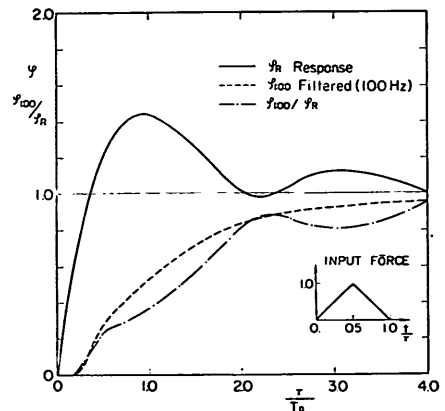


図-3.36 三角形パルスの衝撃力に対する応答とフィルター効果

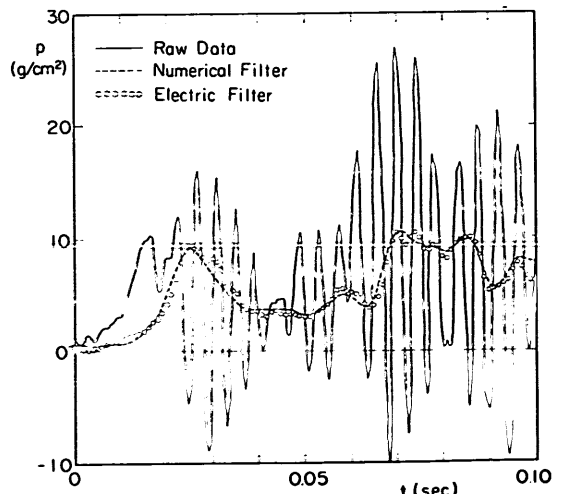


図-3.37 数値フィルターと電気フィルターの比較



となる。作用時間が長くなり  $\tau/T_n$  が 2.0 程度以上では 1.0~1.1 で、こうした領域では波圧計によるピーク値をそのまま衝撃圧のピーク値と考えても誤差は小さい。一方、カット周波数 100 Hz でローパスフィルターを通すと衝撃応答係数は  $\tau/T_n=1.0$  で 0.53 と小さくなるが、2.0 で 0.83, 3.0 で 0.92 と 1 に漸近していく。これと波圧計自身の衝撃応答係数との比は  $\tau/T_n=0.5$  のとき 0.25, 1.0 のとき 0.37, 2.0 のとき 0.82 である。こうした関係を用いることにすれば、波圧計自身の衝撃応答記録によるピーク値  $p_R$ 、及び 100 Hz でローパスフィルターを通したときのピーク値  $p_{100}$  を求めれば、 $p_{100}/$

$p_R = \varphi_{100}/\varphi_R$  となるとところをみつけることにより、波圧計に働く衝撃圧の作用時間  $\tau$  並びにピーク値  $p_I$  が推定可能である。

図-3.38 は  $s=4\text{ cm}$ ,  $T=2.98\text{ sec}$ ,  $H=10\text{ cm}$ ,  $20\text{ cm}$  での進行波の場合の 300 Hz フィルターを通したときの衝撃圧のピーク値  $p_{300}$  と 100 Hz フィルターを通したときの値  $p_{100}$  の相関を示したものである。 $p_{300}$  はカット周波数が波圧計の固有振動周波数よりも高く、波圧計自身の応答値  $p_R$  と考えてよい。 $p_{100}/p_{300}$  の値は 0.25 より大きく、ほとんどのデータが 0.5~1.0 の範囲にある。衝撃圧波形を二等辺三角形とすると図-3.36より  $\tau/T_n$  は 0.55 より大きく、大半は 1.7 以上となる。波圧計の固有振動周期は  $4.44 \times 10^{-3} \sim 4.88 \times 10^{-3}\text{ sec}$  であるから、波圧計に働く衝撃圧の作用時間  $\tau$  は  $2.4 \times 10^{-3}\text{ sec}$  より大きく、大半は  $7.5 \times 10^{-3}\text{ sec}$  以上である。他の条件の場合もこれと同様な傾向である。

図-3.39は重複波の場合を示したものである。 $p_{100}/p_{300}$  は 0.5 以上であり、大半は 0.8~1.0 の範囲になる。進行波の場合より作用時間  $\tau$  は長く、 $5.3 \times 10^{-3}\text{ sec}$  以上、大半は  $8.9 \times 10^{-3}\text{ sec}$  より大きい。

### 3.5 衝撃圧のピーク値

#### (1) 進行波

前節において波圧計の衝撃応答特性による波圧計に働く衝撃圧の補正法を述べた。しかしながら、波圧計は任意の受圧面積を有したものであり、そうした受圧面に働く衝撃圧を測定するものである。特に Wagner 型のように立ち上がりの鋭いピークを有し、その時間的变化が場所により変わる場合には、測定される衝撃圧は受圧面の面積及び測定場所によって異なる。衝撃圧はこうした特性を有するものであるが、ここでは今回の実験に用いた波圧計の受圧面（半径 0.9cm の円形）に対する衝撃圧のピーク値について、 $p_{100}$  と  $p_{300}$  との比により波圧計の衝撃応答係数を求め、これを  $p_{300}$  に乗じて補正した結果を示す。

図-3.40 は  $s=0\text{ cm}$ ,  $T=2.98\text{ sec}$  で  $H=10\text{ cm}$ ,  $20\text{ cm}$  の場合の各測点における 1 波 1 波のピーク値及びそれらの平均値をプロットしたものである。7~8 波の測定値であるが、各波ごとのばらつきが大きく、波高によって異なるけれども平均値に対する相対誤差は沖側測点 ( $X/l_D$  が 0 に近い方) では -30~247% の範囲となり、岸側測点で -31~50% である。こうしたばらつきは波面の乱れが大きく、衝突する瞬間における角度や速度の微妙な違いによるものと思われる。ばらつきの程度は条件及び測点などで異なるが、以後の実験データの解析では測定波数による平均値を用いることにする。

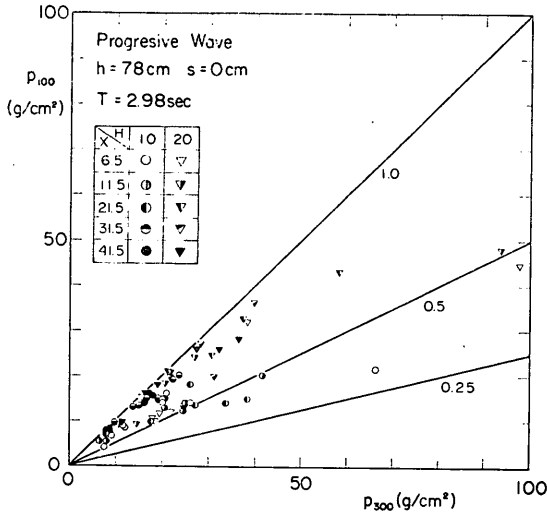


図-3.38 衝撃圧測定値のフィルターによる差

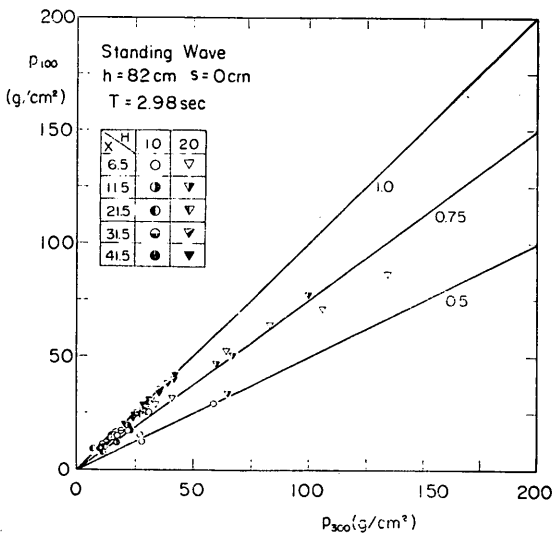


図-3.39 衝撃圧測定値のフィルターによる差

図-3.41~3.44 は各測点での衝撃圧のピーク値  $p_I$  を、 $w_0H$  で除して示したものである。 $p_I/w_0H$  は周期や波高、クリアランスによって異なる。本実験の範囲における  $p_I$  の最大値は  $3.0 w_0H$  程度、ほとんどは  $2.0 w_0H$  以下である。伊藤・竹田<sup>11)</sup> がデ・タッチドピアーに対する揚圧力を版の歪み測定により求めた等価静荷重の上限が  $p=2 w_0H$  であり、構造条件および測定方法と異なるがオーダ的に違いはない。

(2) 重複波

図-3.45 は  $s=4\text{cm}$  で  $T=2.98\text{sec}$ ,  $H=10\text{cm}$ ,  $20\text{cm}$  の重複波による1波ごとの衝撃圧のピーク値を示したものである。各測点毎の平均値に対する相対誤差は最大-25%から87%で、進行波の場合よりばらつきは小さい。

図-3.46~3.49 に進行波の場合と同様に各測点での衝撃圧のピーク値  $p_I$  を無次元化して示した。 $p_I$  は最大で  $10 w_0H$  程度となり、進行波の場合より全体に大きい。

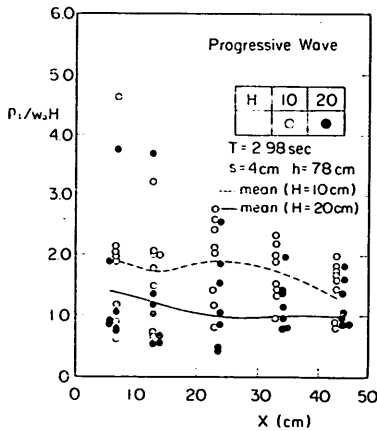


図-3.40 衝撃圧の測定値の例 (進行波)

3.6 静的揚圧力

(1) 進行波

3.3 で述べたように揚圧力の時間的変化で衝撃圧に続

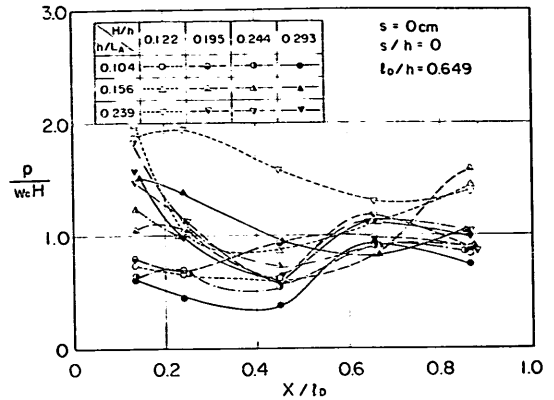


図-3.42 衝撃圧のピーク値 (進行波,  $s/h=0$ )

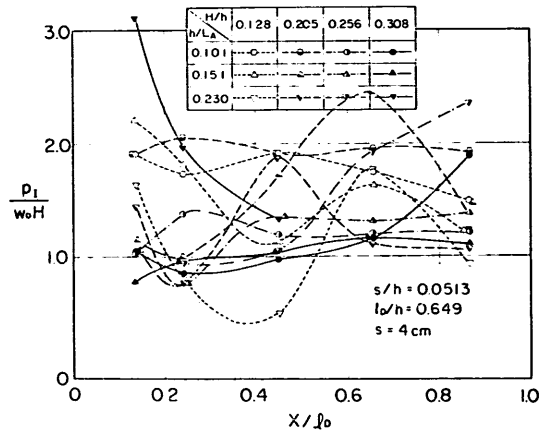


図-3.43 衝撃圧のピーク値 (進行波,  $s/h=0.513$ )

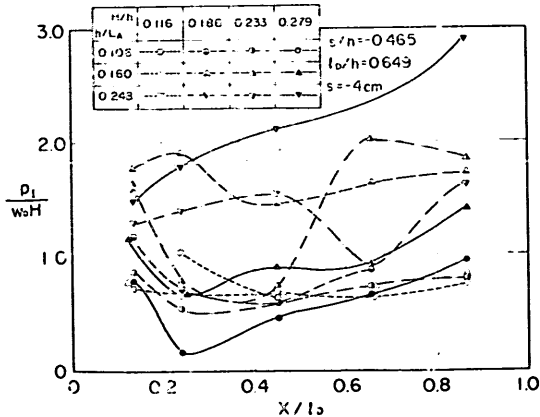


図-3.41 衝撃圧のピーク値 (進行波,  $s/h=-0.465$ )

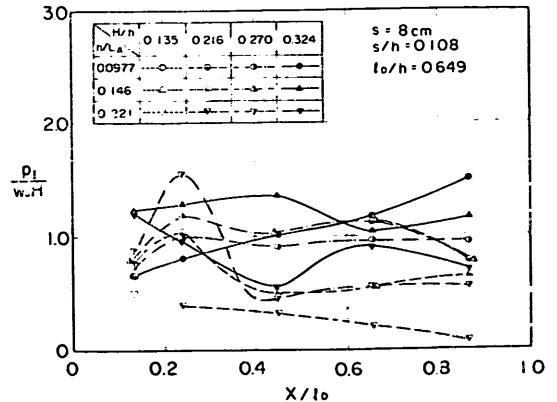


図-3.44 衝撃圧のピーク値 (進行波,  $s/h=0.108$ )

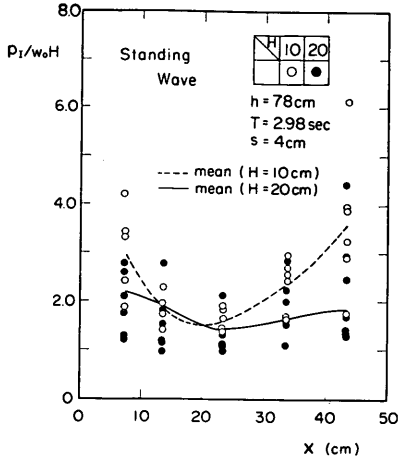


図-3.45 衝撃圧の測定値の例 (重複波)

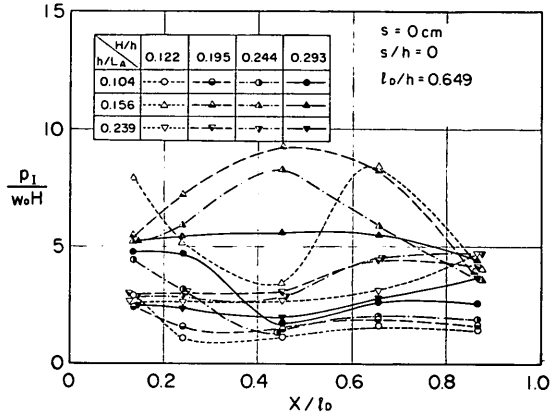


図-3.47 衝撃圧のピーク値 (重複波,  $s/h=0$ )

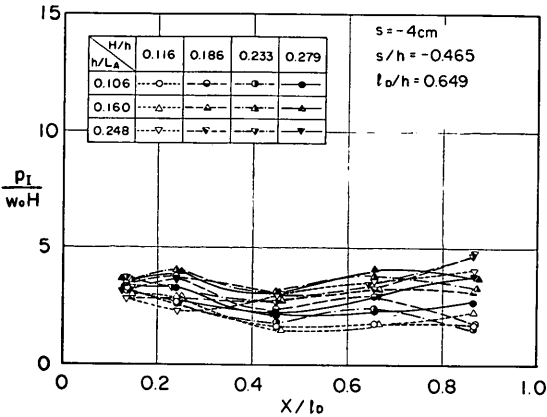


図-3.46 衝撃圧のピーク値 (重複波,  $s/h=-0.465$ )

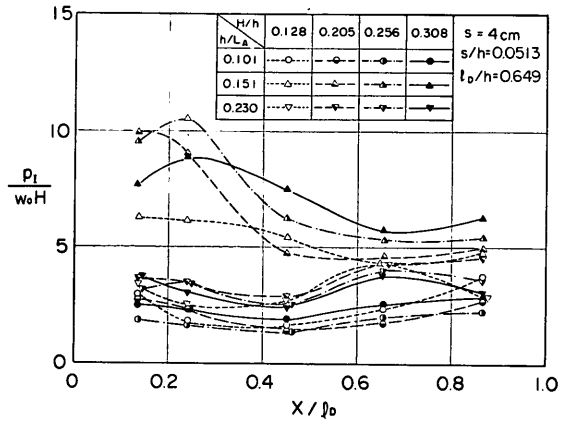


図-3.48 衝撃圧のピーク値 (重複波,  $s/h=0.0513$ )

いて緩やかな変化の圧力部分が現われる。本稿においてはこれを静的揚圧力と呼ぶことにする。このような静的圧力の測点による変化は小さい。図-3.50 は各測点にわたり平均した正のピーク値  $p_s$  を  $w_0 H$  で除し、 $\eta_a/H$  に対して示したものである。ここに、 $\eta_a$  は水平版下面からの波頂高で、Stokes 波の第3近似理論による値を用いた。波の条件やクリアランスによりばらつきが認められるが、 $p_s/w_0 H$  はほぼ  $\eta_a/H$  に比例しており、上限は次式で表わせる。

$$p_s = w_0 \eta_a \quad (3.1)$$

すなわち、波頂高相当の静水圧以下であり、平均的には  $0.7 w_0 \eta_a$  程度と考えてよい。

図-3.51 は同様に負のピーク値  $p_N$  を示したものであるが、 $0.2 w_0 H$  以下、平均的には  $0.1 w_0 H$  程度であり、それほど大きな値ではない。

(2) 重複波

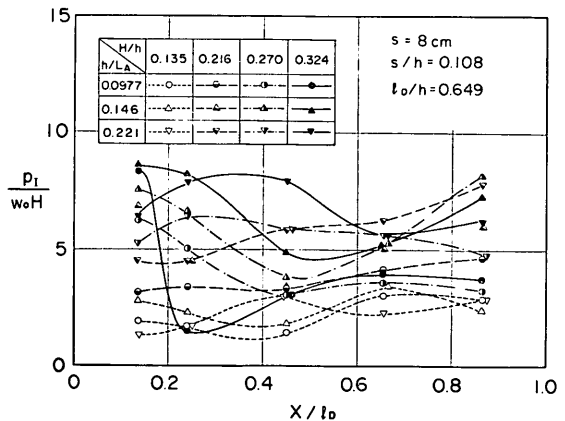


図-3.49 衝撃圧のピーク値 (重複波,  $s/h=0.108$ )

重複波の場合には最大水位  $\eta_{max}$  は場所によって異なり静的揚圧力も場所ごとに変化する。しかしながら、各測点毎のデータは数が著しく多くなるので、受圧面にわ

たる平均値で示すことにする。図-3.52 は正のピークの平均値  $\bar{p}_s$ 、図-3.53 は負のピークの平均値  $\bar{p}_N$  を無次元化して示したものである。ここに、 $\bar{\tau}_a$  は静的揚圧力の合力が最大となるときに水平版下面上水位の平均値で、有限振幅重浪波の第3次近似理論により推定している。

$\bar{p}_s$  は  $1.0 w_0 \bar{\tau}_a$  以下であり、平均的には  $0.7 w_0 \bar{\tau}_a$  程度である。 $\bar{p}_N / w_0 H$  は  $0.1$  以下で小さい。

### 3.7 全揚圧力の測定値

図-3.54 は  $l_D = 50\text{cm}$  の正方形版に働く進行波による全揚圧力の測定記録を例示したものである。測定系によ

る振動が現われている。これを無視すると、 $T = 2.98\text{sec}$ 、 $H = 16\text{cm}$  の  $s = 4\text{cm}$  に典型的例が認められるように、全揚圧力の時間的変化においても初期の立ち上が

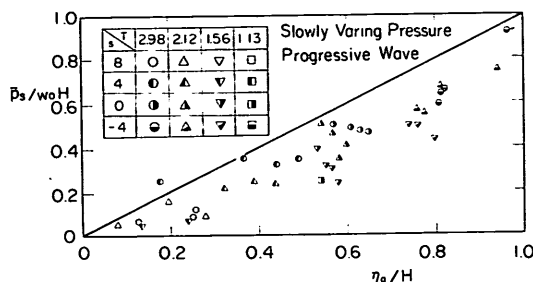


図-3.50 波圧計による静圧の測定結果 (進行波)

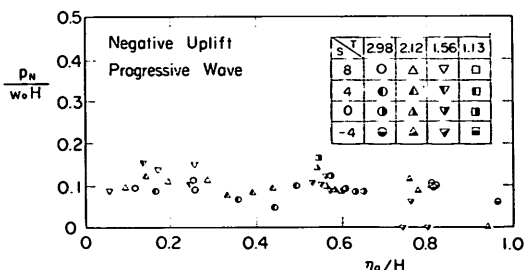


図-3.51 負の揚圧力の  $\tau_a/H$  に対する変化 (進行波)

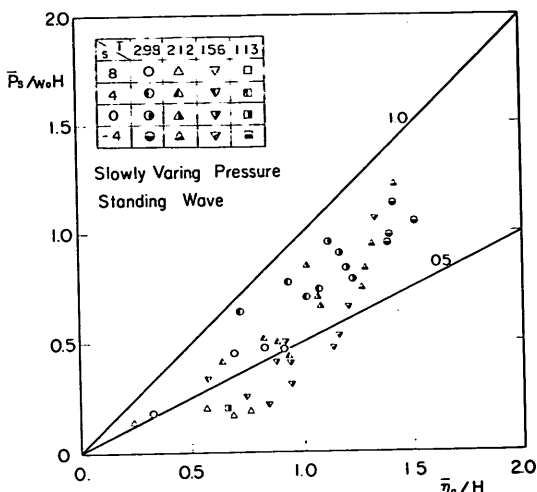


図-3.52 静的揚圧力の  $\tau_a/H$  に対する変化 (重複波)

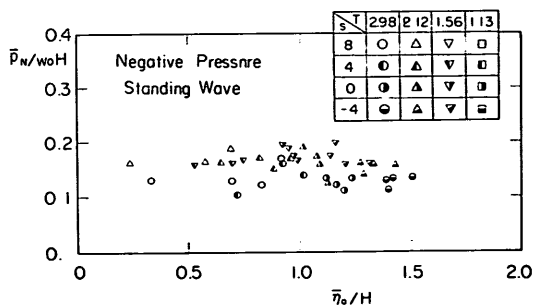


図-3.53 負の揚圧力の  $\tau_a/H$  に対する変化 (重複波)

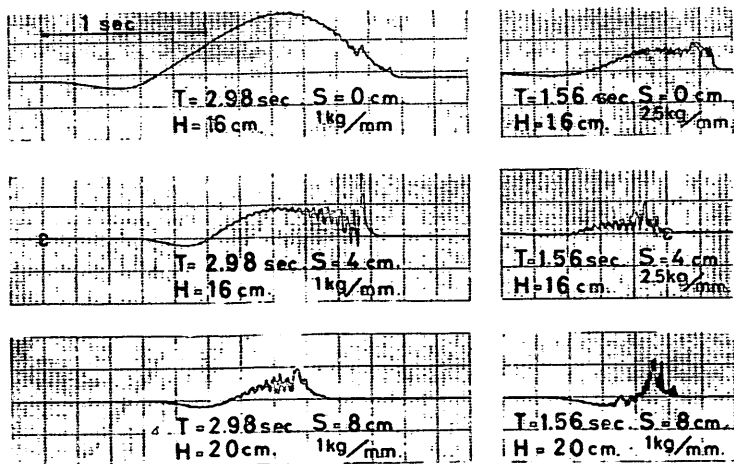


図-3.54 全揚圧力の測定記録 (六分力計)

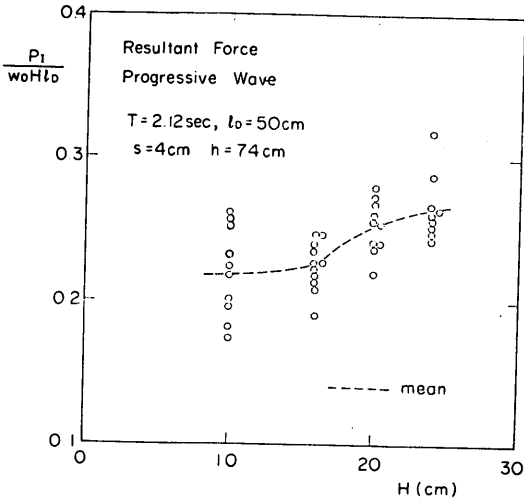


図-3.55 全揚圧力の測定値の例（進行波）

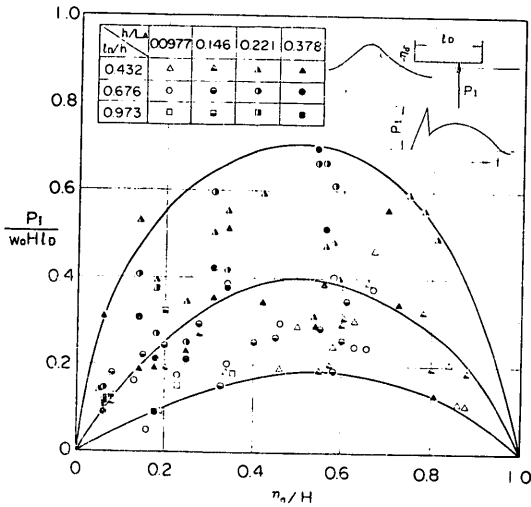


図-3.56 衝撃圧の合力のピーク値（進行波，六分力計の記録）

りの急な衝撃力の部分と、その後続く緩やかな変化の静的圧力の部分から成ることがわかる。しかしながら、波圧計で記録した衝撃圧と比較すると全般にその立ち上がりは緩い。こうした現われ方は波の条件や構造条件によって異なり、同条件での  $s=0$  の場合では静的揚圧力が完全に卓越し、 $s$  が大きくなるにつれて小さくなっている。また、負の揚圧力も記録されている。

全揚圧力測定においても測定系による衝撃応答効果を考慮しなければならない。しかしながら、模型に働く合力としての衝撃力は、例えば Wagner 型などによれば  $t=0$  での 0 から  $t=\tau$  で最大となるまで直線的に増大する三角形分布であり、波圧計の場合と異なって作用時間は比較的長い。分力計の固有振動周期は  $0.04 \sim 0.05$  sec

で後述の揚圧力モデルによる作用時間より一般に短く、衝撃応答係数はほぼ 1 に近いので、記録の比較的初期に現われるピーク値をそのまま衝撃力のピーク値  $P_1$  とすることにした。ここで  $P_1$  は単位幅当りの揚圧力とする。

図-3.55 は  $s=4$  cm,  $T=2.12$  sec の場合の波高条件ごとに 1 波 1 波のピーク値をプロットしたものである。波圧の場合と同様にばらつきは大きく、この例では、平均値に対し  $-21\%$  から  $+20\%$  の範囲に値がある。

図-3.56 は  $P_1$  を  $w_0 H l_D$  で除し、 $\eta_a/H$  に対して示したものである。 $\eta_a/H=0$  は水平版に波が作用する限界を表わし、 $\eta_a/H=1$  は水平版下面が常に水没している限界を表わす。衝撃揚圧力を  $\eta_a/H$  だけで表現するには無理があるが  $\eta_a/H=0$  及び 1 では  $P_1=0$ 、 $\eta_a/H=0.5$  付近で最大となる傾向が認められる。本実験条件の範囲内における  $P_1$  の最大値は  $0.7 w_0 H l_D$  程度であり、波圧計による局所的な最大値  $2 w_0 H$  の約  $1/3$  となっている。図では衝撃力のピーク値のみを示したが、 $\eta_a/H$  が 1.0 付近では静的揚圧力が支配的となる。

#### 4. 揚圧力の算定モデル

##### 4.1 揚圧力算定の基本式

前章で実験結果について揚圧力の現われ方および概略のオーダを把握することを中心に述べた。本章においては進行波および重複波による水平版に働く揚圧力を一連の方法により求める算定法を検討する。ただし、2次元の取り扱いである。

前章で見てきたように揚圧力は波面の衝突による鋭いピークの衝撃圧とそれに続く緩やかな変化の静的揚圧力の部分から成る。したがって、揚圧力強度  $p(x, t)$  の一般形を式 (4.1) のように衝撃圧  $p_i(x, t)$  と静的圧力  $p_s(x, t)$  の和で表わす。

$$p(x, t) = p_i(x, t) + p_s(x, t) \quad (4.1)$$

このうち、 $p_s(x, t)$  については 3.6 でみたようにその最大値は水平版下面からの入射波の波頂高（進行波の場合）あるいは最大水位（重複波の場合）に相当する静水圧程度と考えておけば十分である。したがって、式 (4.2) のように与えることにする。

$$p_s(x, t) = w_0 \{ \eta(x, t) - s \}, \quad \left. \begin{array}{l} \eta \geq s \\ \eta < s \end{array} \right\} \quad (4.2)$$

平均的には上式の 0.7 倍であり、特に合力に対しては 0.7 倍でもよいと思われる。

実際には負の揚圧力も生じるが、その値は小さく構造物の設計において問題にならないと考えられるので無視する。

衝撃圧  $p_i(x, t)$  については楔状物体の水面への落下モ

デルに準ずることにし、一般の形を式 (4.3) のように表現する。

$$p(x, t) = -\frac{w_0}{2g} - v_n^2 K(x, t) \quad (4.3)$$

ここに、 $w_0$  は流体の単位体積重量  $g$  は重力の加速度、 $v_n$  は波面の鉛直方向の上昇速度で一般に  $(x, t)$  の関数である。また、 $K(x, t)$  は無次元の関数で、波面が水平版下面にあたる時の交角  $\beta$  によって違った値となる。楔状物体の水面落下に対する Wagner モデルでは  $K(x, t)$  は式 (2.12) のように与えられる関数である。本モデルにおいてもそれを基本に考えるが、波動による揚圧力という現象に対しそのまま適用できるものではない。また、 $\beta=0^\circ$  では無限大となってしまい何らかの工夫を要する。ましてや重複波条件の場合に生ずるような接水当初から幾何学的に空気を閉じ込めるような場合のモデルとしては適当でない。次節以降において、この  $K(x, t)$  を評価するための種々の問題について検討していく。

#### 4.2 接水時の波面角および鉛直上昇速度 $V_N$

##### (1) 進行波の場合

ドルフィン上部工のように全体として進行波の場合の中にある水平版の場合、座標系を 図-4.1 のようにとる。すなわち、静水面上入射波の進行方向を正として  $x$  軸をとり、水平版の沖側の端を通る  $x$  軸に対する垂線を  $z$  軸として上向きを正とする。したがって、水平版の下面は  $x=0 \sim d$ 、 $z=s$  にある。入射波の波面  $\eta(x, t)$  が  $x=0$  において上昇しつつ  $\eta=s$  となったときの時刻を  $t=0$  とする。すなわち、波面が水平版に接した瞬間である。この  $\eta=s$  における波面の接線と水平版下面とのなす角度を  $\beta$ 、入射波の波形において  $\eta=s$  の点から波峰点までの水平長さを  $l_w$  とする。

この状態を水面に落下する楔状物体のモデルに置き換えると、 $x=0$ 、 $z=s$  を原点とし時計回り方向に  $\beta$  だけ回転した座標系  $x'$ 、 $z'$  において、 $z'$  を水面とし  $z'$  の負の方向に落下するモデルとなる。ただし、水平版下面は楔状物体の半分で、 $z'$  軸に対称形の仮想部分を考

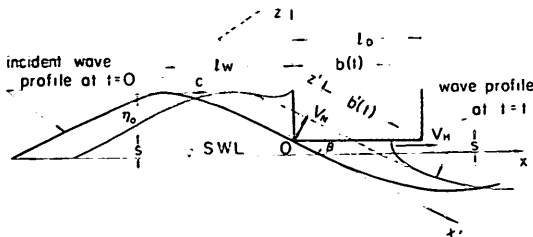


図-4.1 進行波の場合の座標系および記号の説明図

やらなければならない。

もし、波形が乱されないとすると、 $\tau=s$  における波面の  $z'$  方向の上昇速度  $V_N$  は波速を  $c$  として式 (4.4) により与えられる。

$$V_N = c \sin \beta \quad (4.4)$$

これは水面への落下モデルにおける楔の初期落下速度に相当するものである。

しかしながら、波動の場合衝撃圧がかかり始めピークに達したあともこの鉛直上昇速度が保たれるとするのは無理があり、式 (4.3) における  $v_n$  は初期の  $V_N$  から  $\beta$  を波面勾配に応じて  $(x, t)$  の関数として変化させた場合の値とする。具体的与え方については次節に述べる  $V_H$  のとり方とも関連するので 4.5 で示す。ただし、衝撃圧のピーク値の実験値による検討では代表的な値として全てこの  $V_N$  を用いて整理する。極めて短い時間であるから実際に  $v_n$  の変化を考慮しても差はない。この点については次項に述べる重複波の場合も同様である。

入射波の波面と水平版下面との交点の幾何学的進行速度は波速  $c$  に等しいが、実際には質量保存によって水平版により排除された流体の一部が前につき、先行したかたちとなる。こうした効果を考慮した先端の進行速度を  $V_H$  で表わす。図-4.1 中の  $b(t)$  は式 (4.5) により与えられる衝撃圧作用範囲の先端の  $x$  座標で定義する。

$$b(t) = V_H t \quad (4.5)$$

##### (2) 重複波の場合

横棧橋のように水平版岸側が直立壁となっている場合には重複波となり、特に有限振幅による波形の変化が卓越するようになると複雑である。ここでは、水平版の幅

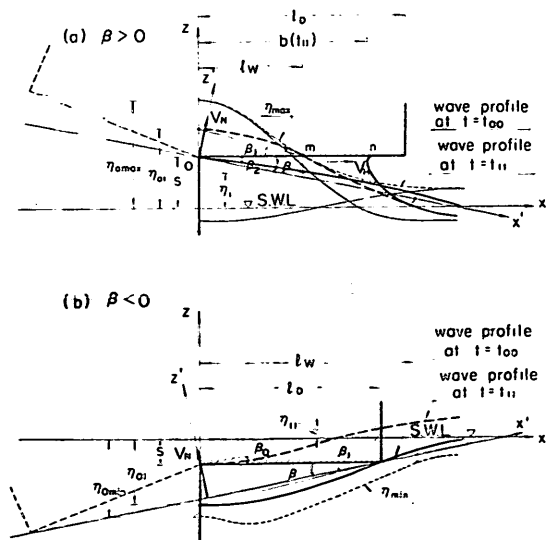


図-4.2 重複波の場合の座標系および記号の説明図

$l_D$  が波長  $L$  の  $1/4$  より小さいか、あるいは長くてもクリアランスが大きくて実際に揚圧力を受ける範囲が  $L/4$  より小さいような場合のみを対象とする。重複波の場合の座標系を 図-4.2 に示しているように直立壁に沿って上向きに  $z$  軸、静水面沖側方向に  $x$  軸をとる。図-4.2 の (a) は波面が直立壁側からあたる場合、(b) は沖側からあたる場合の例である。

重複波の場合には、乱されないとした波面と水平版下面の交点における  $V_N$  や  $\beta$  が  $x$  によって変化する。この変化を時々刻々そのまま取り入れることはいたずらに複雑とし、実際的でない。そのため、波面が上昇しつつあたる間の平均的な値を用いることにし、 $\beta$  および  $V_N$  を式 (4.6)、(4.7) で定義することにした。

$$\beta = \frac{1}{2}(\beta_0 + \beta_1) \quad (4.6)$$

$$\left. \begin{aligned} V_N &= \frac{1}{2} \frac{\eta_{01} - \eta_{10}}{t_{11} - t_{00}} \cos \beta, \quad t_{11} \neq t_{00} \\ &= \frac{1}{x_1} \int_0^{x_1} v_n dx, \quad t_{11} = t_{00} \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

ここに、

$$\beta_0 = \tan^{-1} \frac{s - \eta_{10}}{x_2} \quad (4.8)$$

$$\beta_1 = \tan^{-1} \frac{\eta_{01} - s}{x_2} \quad (4.9)$$

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= \min \left\{ x_1, \frac{2}{\pi} l_D \right\}, \quad \beta > 0 \\ &= x_1, \quad \beta \leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

$$x_1 = \min \{ l_D, l_w \} \quad (4.11)$$

$l_w$  : 重複波形の最大水位  $\eta_{\max}(x)$  ( $\beta > 0$  のとき) あるいは最小水位  $\eta_{\min}(x)$  ( $\beta < 0$  のとき) と  $x = s$  との交点の  $x$  座標

$t_{00}$  :  $x=0$  で波面が上昇しつつ  $\eta=s$  となるとき時刻

$t_{11}$  :  $x=x_2$  で波面が上昇しつつ  $\eta=s$  となるとき時刻

$\eta_{10}$  :  $t=t_{00}$  での  $x=x_2$  における水位  $\eta(x_2, t_{00})$

$\eta_{01}$  :  $t=t_{11}$  での  $x=0$  における水位  $\eta(0, t_{11})$

$v_n$  :  $t=t_{00}=t_{11}$  での波面の鉛直上昇速度

ただし、波による水位  $\eta$  は全て水平版により乱されないとしたときの値である。

図-4.2 の (a) のように  $x=0$  から波面があたる場合には  $\beta$  が正の値、(b) のように  $x=x_1$  からあたる場合には負の値となる。すなわち、 $\beta < 0$  は波面があたる瞬間において幾何学的に空気を閉じ込める状態を表わす。

重複波の有限振幅性を考慮すれば、 $s$  が正であっても波高等の条件次第では  $\beta$  が負となり、単に  $s$  の正負によるものではない。時間  $t$  について  $\beta=0$  には対しては  $t=t_{00}=0$ 、 $\beta < 0$  に対しては  $t=t_{11}=0$  とおく。

こうした状態を水面へ落下する物体のモデルに置き換えると、(a) の場合には進行波の場合と同様に凸状楔の落下モデル、(b) の場合には凹状楔の落下モデルに相当する。 $\beta=0^\circ$  の場合は言うまでもなく平板の落下に相当する。

### 4.3 波面先端の進行速度 $V_H$

前節でもふれたように水平版下面での波面先端の進行速度は構造物によって排除された流体の一部が前につくため、乱されないとした波形によるものより先行する。Wagner は水面に落下する物体の解析においてこれを考慮し、2.2 で述べたように  $\pi/2$  だけ早くなるとした。本節においては、この点を検討する。

図-4.3 は進行波の場合の  $x=6.5 \text{ cm}$  と  $x=41.5 \text{ cm}$  での波圧計記録から立ち上がり時刻を読み取って  $V_H$  を求め、波速  $c$  に対する比で示したものである。横軸を  $\eta_a/H$  としているが、 $c$  や  $\eta_a$  は Stokes 波の第3次近似理論により推定した。 $V_H/c$  の値は  $1.0 \sim 2.0$  の範囲にばらついているが、明らかに  $V_H > c$  の傾向を示している。このばらつきは主に波頂の乱れによって衝突する角度  $\beta$  が特に最初に水平版と接する位置付近で乱れることによると思われる。平均的には  $\pi/2$  と考えてもおかしくなく、揚圧力の場合においても Wagner モデルに準じて式 (4.12) のかたちで与えることにする。

$$V_H = \frac{\pi}{2} V_N \cot \beta \quad (4.12)$$

ただし、水面への落下モデルでは  $x'$  方向の速度であるが、本モデルにおいてはそのまま  $x$  方向の速度とする。また、重複波の場合についても式 (4.12) の関係を用いるものとする。

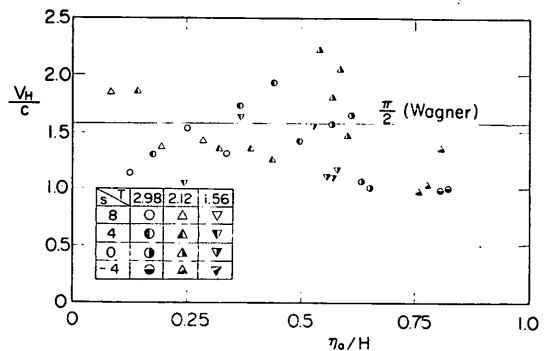


図-4.3 衝突面の進行速度

4.4  $K(x, t)$  の検討

(1) 基本的考え方

$K(x, t)$  の決定は衝撃圧の算定法において最も重要な点である。本節では Wagner 型衝撃圧を基本形とし、実験結果に基づいてこれを検討する。しかしながら、既往研究によって明らかなように、Wagner 型モデルは空気の介在の影響が大きい場合には適用できない。ここで検討するモデルは Wagner 型モデルの適用できる条件から空気の介在の影響を考慮すべき条件に至るまで連続的な一連のモデルであり、以下のような基本的考え方による。

(i)  $\beta$  により次の三つの状態を考える。

- ①  $\beta \geq \beta_a$  : 空気の介在の影響が無視できる領域。
- ②  $\beta_a \geq \beta \geq \beta_c$  : 空気の介在の影響が無視できないが、接水時に空気層が閉じ込められるには至らない領域。
- ③  $\beta_c \geq \beta$  : 接水時に空気層が閉じ込められる領域。

ここに、空気層が閉じ込められるかどうかは乱されない波面と構造との幾何学的意味におけるものでなく、Verhagen, 永井らの研究によって示唆されるように、空気の圧縮、流動による気圧変化に伴う波面の変形によるものである。 $\beta$  がある程度の角度を有するときこれが生ずることを理論的に証明するものではないが、 $\beta_c$  は  $0^\circ$  に近い正の値であると考え。重複波条件の場合生じるような幾何学的に空気を閉じ込める状態を表わす  $\beta < 0$  の範囲は当然③に含める。②は①と③の間の遷移過程である。

(ii)  $\beta$  の値にかかわらず次の関係が潜在的に成り立つと考える。

$x=0$  において、

$$K_a(0, t) = K_{a0} = \alpha \pi \cot |\beta|,$$

$$0 \leq t \leq \min \left\{ \frac{l_{D'}}{|V_H|}, \frac{l_w}{|V_H|} \right\} \quad (4.13)$$

$0 < x \leq l_{D'}$  において、

$$K_a(x_a, t) = \alpha \left\{ \frac{\pi \cot |\beta|}{\sqrt{1 - \left(\frac{x_a}{b}\right)^2}} - \frac{\left(\frac{x_a}{b}\right)^2}{1 - \left(\frac{x_a}{b}\right)} \right\}, \quad \left. \begin{aligned} & \frac{x_a}{l_{D'}} \leq \frac{x_a}{b} \leq \left(\frac{x_a}{b}\right)_p \\ & = K_{ap} \frac{\frac{b}{x_a} - 1}{\left(\frac{b}{x_a}\right)_p - 1}, \left(\frac{x_a}{b}\right)_p \leq \frac{x_a}{b} \leq 1 \end{aligned} \right\} \quad (4.14)$$

ここに、

$$K_{ap} = \alpha \left( \frac{\pi^2}{4} \cot^2 \beta + 1 \right) \quad (4.15)$$

$$\left(\frac{x}{b}\right)_p = \left\{ 1 - 4 \tan^2 \beta / \pi^2 \right\}^{1/2} \quad (4.16)$$

$$\left(\frac{b}{x}\right)_p : \left(\frac{x}{b}\right)_p \text{ の逆数}$$

$$l_{D'} = \min \left\{ l_D, \frac{\pi}{2} x_1 \right\} \quad (4.17)$$

$$b = \frac{\pi}{2} V_N t \cot |\beta| \quad (4.18)$$

$$\left. \begin{aligned} x_a &= x, & \beta &\geq 0 \\ &= x_1 - x, & \beta < 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

$\alpha$  : 無次元係数

ただし、進行波の場合の  $x_1$  は  $l_D$  とおく。

以上は水面に落下する楔の Wagner モデルを座標の相違は無視して、そのまま  $\alpha$  倍だけ値が異なるとしたものである。

(iii)  $\beta \geq \beta_a$  に対しては空気の介在の影響が無視できるから、Wagner モデルに準じたかたちで与えられる。したがって、

$$K(x, t) = K_a(x, t) \quad (4.20)$$

とする。

(iv)  $\beta < \beta_a$  では、運動量の一部は空気の圧縮となり、衝撃圧のピーク値が式 (4.15) に相当するものより押えられるとともに  $V_H$  の進行速度以前から圧力が作用する。このとき、衝撃圧の力積は当該  $\beta$  に対して式 (4.14) による  $K(x, t)$  を用いたときの値が保持されるものとして、ピークを押えられた分に相当する力積分だけ 図-4.4 に示すように時間的に前へ移行すると考える。ただし、この場合  $v_n$  の時間的変化を考慮すると複雑となるので一定として力積を計算する。したがって、この領域における衝撃圧のピーク値に対応する  $K_p$  を求めれば、 $K(x, t)$  が決定される。

(v)  $\beta < \beta_c$  では  $K(x, t)$  は  $x$  には無関係で  $t$  のみの関数とする。すなわち、衝撃圧は場所的に一樣に作用すると考える。

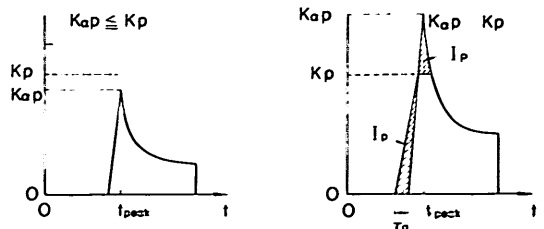


図-4.4 Wagner モデルの修正



(2) 実験値の取り扱い

以上、衝撃圧モデルの基本的考え方を述べたが、実験値により  $\beta_a$ ,  $\beta_c$ , および  $\alpha$ ,  $K_p$  を決めなければならない。しかしながら、3章で述べた波圧計による測定結果は衝撃応答特性に対しては一応補正したけれども、もう一つの問題は受圧面の大きさである。すなわち、波圧計による値はその受圧面に対する合力の平均強度を与えるもので、Wagner 型のように衝撃圧が場所的に極めて鋭いピークを有する場合には、真のピーク値を測定するものではない。French<sup>17)</sup> は直径 1/8 インチと 1/2 インチの波圧計を用いて測定値の比較を行っており、受圧面の小さい 1/8 インチによる値が全般に大きくなることを指摘している。今回の実験値についてもこうした点を考慮することが必要である。そのため、次の (a), (b) の二とおりの取り扱いを使い分ける。

(a) 衝撃圧は Wagner 型に相似と考える。

このとき、衝撃圧  $p_i$  は Wagner 型による衝撃圧  $p_{iW}$  と式 (4.21) の関係にある。

$$p_i = \alpha p_{iW} \quad (4.21)$$

波圧計で測定する衝撃圧の強度  $p_i'$  は

$$p_i' = \frac{1}{S} \iint p_i ds = \frac{\alpha}{S} \iint p_{iW} ds = \alpha p'_{iW}$$

となり、 $p_{iW}$  の波圧計受圧面積  $S$  に対する平均強度  $p'_{iW}$  の  $\alpha$  倍である。したがって、それぞれのピーク値  $p_i'$ ,  $p'_{iW}$  に対して、 $\alpha$  は式 (4.22) のように決定できる。

$$\alpha = \frac{p_i'}{p'_{iW}} \quad (4.22)$$

ここに、 $i'$  は波圧計受圧面に対する衝撃圧ピーク値の強度、 $W$  は Wagner 型そのものによる値であることを意味する。以後も同様である。

衝撃圧のピーク値に対応する  $K_p$  は式 (4.23) で与えられる。

$$K_p = \alpha K_{iWp} \quad (4.23)$$

こうした取り扱いは  $\beta \geq \beta_a$  に対して妥当である。

(b) 波圧計による衝撃圧の測定値をそのまま真の衝撃圧と考える。

こうした取り扱いは衝撃圧の場所的変動が受圧面の範囲で無視できる場合に対し可能である。今回のモデルでは  $\beta \leq \beta_c$  の条件に対し有効となる。実験結果においても重複波条件の多くは各測点でのピーク時の時間差は小さくある程度妥当なものと言える。この場合、 $K_p$  を式 (4.24) により求める。

$$K_p = p_i' / \left( \frac{w_0 - V_N^2}{2g} \right) \quad (4.24)$$

(3)  $\alpha$  の決定

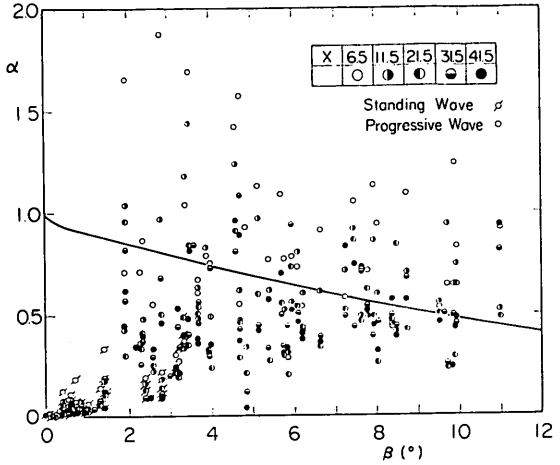


図-4.5  $\alpha$  の決定

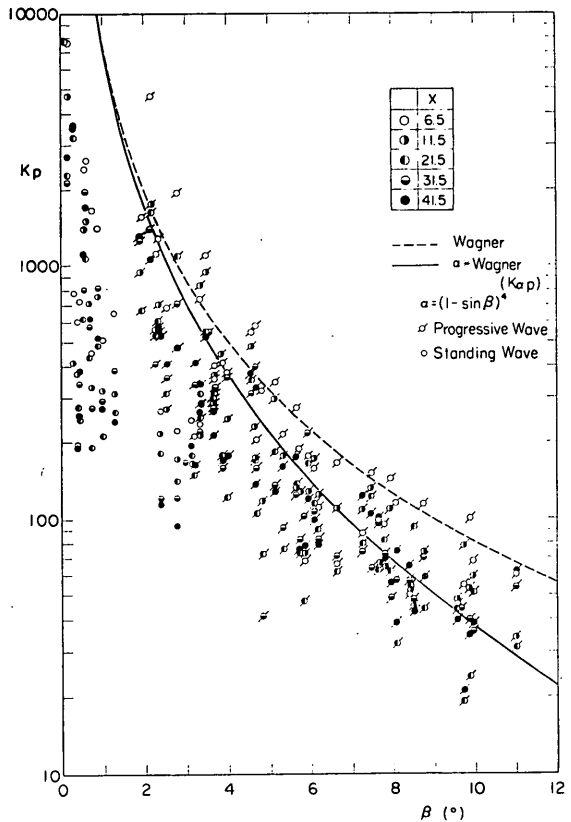


図-4.6 測定値より受圧面積を考慮して求めた  $K_p$  の値

Wagner 型衝撃圧に対する補正係数  $\alpha$  は (a) の取り扱いにより検討する。図-4.5 は一応  $\beta > 0$  の全実験ケースにつき式 (4.22) により  $\alpha$  を求めて、 $\beta$  に対して示したものである。結果は著しくばらついているが、衝撃

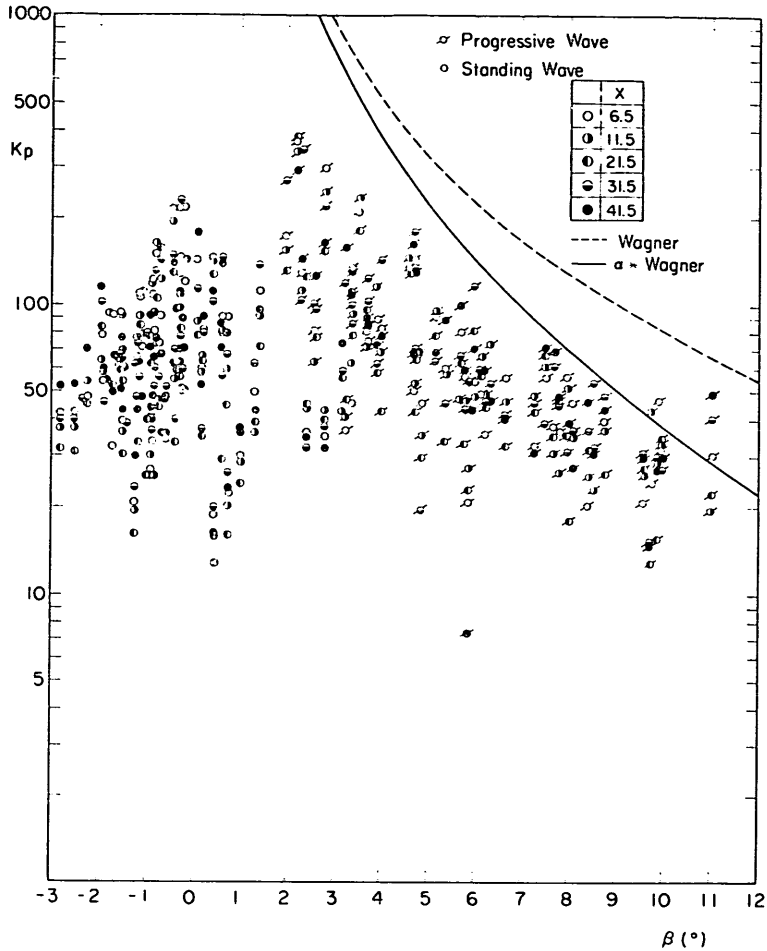


図-4.7 測定値より直接求めた  $K_p$  の値

圧の特性上ある程度止むを得ないであろう。傾向としては  $\beta$  の減少につれて  $\alpha$  は大きくなり、 $0^\circ$  に近いところでは逆に小さくなっている。これは Wagner モデルが明らかに適用できない範囲に相当しているものと思われる。

図-4.6 は式 (4.23) により  $K_p$  の値に直して示したものである。縦軸は対数目盛りであり、 $K_p$  の値の  $\beta$  による変化が大きいため、図-4.5 に比較するとはるかにまとまったものに見える。Wagner 型衝撃圧による  $K_{Wp}$  の線も点線で示してある。こうした結果により、Wagner 型が明らかに適用できない  $\beta$  が  $0^\circ$  に近いところは無視して、補正係数  $\alpha$  を式 (4.24) のように決定した。

$$\alpha = (1 - \sin \beta)^4 \quad (4.25)$$

物理的に意味を持つ範囲は越えるが、 $\beta = 0^\circ$  のとき  $\alpha = 1$ 、 $\beta = 90^\circ$  のとき  $\alpha = 0$  となる。図-4.5、4.6 に式 (4.25) あるいはこれを用いて求めた  $K_{op}$  の曲線を実線

で示しておいた。

#### (4) $\beta_a$ および $K_p$ の決定

前掲図-4.6 は  $\beta > 0$  に対し Wagner 型衝撃圧に相似として  $K_p$  の値を検討したものである。次に、 $\beta < 0$  のデータも含めた全実験ケースに対して、波圧計による衝撃圧のピーク値が真の値を把えているものとした (b) の取り扱いによる  $K_p$  の値を 図-4.7 に示す、結果はばらついているが  $\beta = 3^\circ$  付近で最大となるような分布となる。

さて、(a)、(b) 二つの取り扱いによる  $K_p$  の図を得たわけであるが、(a) は  $\beta$  がある程度大きい場合に、(b) は  $\beta$  が負あるいは  $0^\circ$  付近に対してのみ有効である。したがって、その間の  $K_p$  の値は適切に推定してやらなければならない。図-4.8 は 図-4.6 と 4.7 の値を合わせて示したものである。 $\beta$  が  $0^\circ$  付近では両者の値はオーダ的に異なり、 $\beta = 3^\circ \sim 5^\circ$  付近で最も混在してい

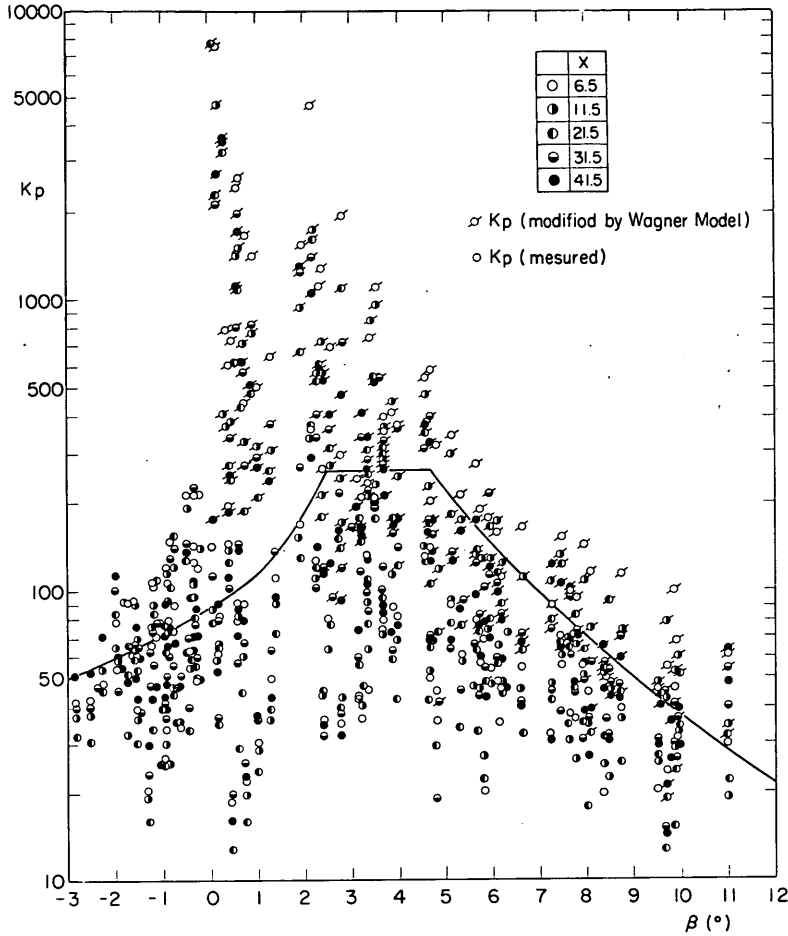


図-4.8  $K_p$  の決定

る。したがって、この付近に限界があるものと考えてよいであろう。この付近の  $K_p$  の平均的な値は 250 程度であり、これを  $K_p$  のとり得る最大値  $K_{max}$  として、これと  $K_{ap}$  との交点を  $\beta_a$  とすることにした。 $\beta_a$  の値は  $4.77^\circ$  となる。

$\beta \geq \beta_a$  に対する  $K_p$  の値は  $K_{ap}$  で与えられるが、 $\beta < \beta_a$  に対する  $K_p$  を決めてやらなければならない、図-4.8 の傾向から、全体に亘る  $K_p$  を式 (4.26) のように定めた。

$$K_p = \min \{ K_{ap}, K_{max}, K_{ap} \} \quad (4.26)$$

ここに、

$$K_{ap} : \text{式 (4.15), 式 (4.25)}$$

$$K_{max} = 250$$

$$K_{ap} = 5.85 \cot(3.74 - 0.958 \beta) \quad (4.27)$$

図-4.8 中の実線はこれを表わしている。

(5)  $\beta_c$  の決定

$\beta_c$  は物理的には接水の瞬間に閉ざされた空気層が形成される限界の波面角に相当し、本モデルにおいては  $\beta < \beta_c$  では  $K(x, t)$  を  $t$  のみの関数で場所的に一様とする。そのため、 $\beta = \beta_c$  での連続性を考える必要があり、この点から  $\beta_c$  を決める。すなわち、 $\beta > \beta_c$  では乱されないとした波面が  $x=0$  に接した瞬間から圧力が作用し始め、 $\beta < \beta_c$  ではそれ以前から作用する。したがって、式 (4.28) が成り立つ  $\beta$  を  $\beta_c$  とする。

$$K_{ap}(\beta_c) = K_{a0}(\beta_c) \quad (4.28)$$

ここに、 $K_{a0}$  は式 (4.13) により与えられる  $\beta$  の関数である。こうして求めた  $\beta_c$  は  $1.33^\circ$  となる。

4.5 衝撃圧算定における  $v_n$  の与え方

式 (4.3) 中における  $v_n$  は水面への落下モデルの場合  $V_N$  として一定値が用いられるが、波による揚圧力の場合は波動として時々刻々変化しており、それに応じて変化させた方が実際のと考えられる。そのため、これを次

のように与えることにした。

$\beta > \beta_c$  のとき、

$$\left. \begin{aligned} v_n(x, t) &= v_n\left(\frac{2}{\pi}x, t\right) \Big|_{\tau=\text{surface}} \\ &= 0, \quad \frac{x}{l_D} \leq \frac{x}{b} \leq 1 \\ &= 0, \quad \frac{x}{b} > 1 \end{aligned} \right\} \quad (4.29)$$

$\beta \leq \beta_c$  のとき、

$$v_n = V_N : \text{const.} \quad (4.30)$$

ここに、式(4.29)の第1式右辺は波面における鉛直方向上昇速度であり、 $x$ に $2/\pi$ を乗じているのは波の位相による幾何学的衝撃圧の作用範囲と実際の作用が異なるためである。これにより、 $\beta > 0$ のときの衝撃圧 $p_t$ の変化は時間的にも局所的にも $K(x, t)$ の変化と違ったかたちとなる。 $\beta \leq 0$ のときは一定とし、 $K(x, t)$ の変化と同じである。

## 5. 算定値と測定値の比較

### 5.1 進行波条件での比較

#### (1) 衝撃圧のピーク値

図-5.1~5.4は、横軸を各測点の位置にとり、クリアランス別に衝撃圧のピーク値の算定値と測定値を比較したものである。ここで算定値というのは、その測点において、波圧計の受圧面について算定式を積分して得た値である。すなわち、測定値、算定値とも波圧計の受圧面に対する値で比較している。 $X=21.5, 31.5, 41.5$ cmの各点においては測定値と算定値の比はどのクリアランスの場合にも大半は0.5~1.5の間にある。 $X=6.5, 11.5$ cmの場合は、周期やクリアランスによって1.5を越えるものが現われている。これは3.3の同時波圧分布において述べたように、特にこの部分に乱れた波面があったり、乱されない入射波の $\beta$ より局所的に小さい $\beta$ で衝

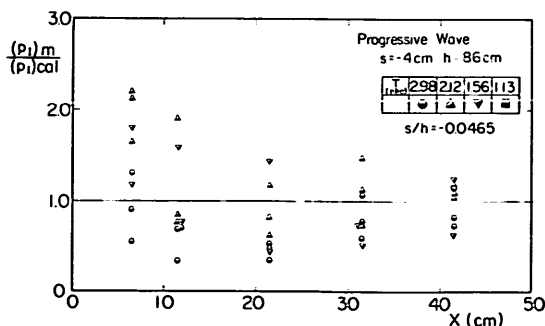


図-5.1 衝撃圧のピーク値の測定値と算定値の比 ( $s/h = -0.0465$ )

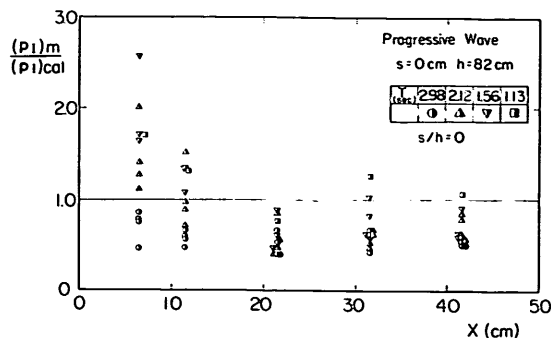


図-5.2 衝撃圧のピーク値の測定値と算定値の比 ( $s/h = 0.0$ )

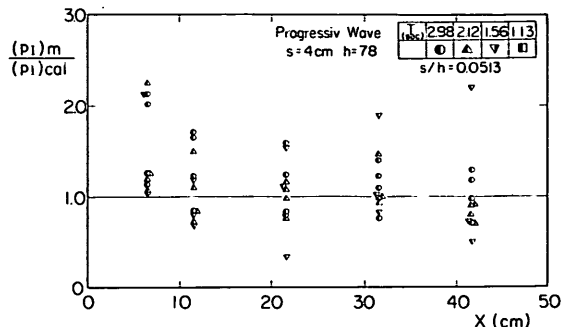


図-5.3 衝撃圧のピーク値の測定値と算定値の比 ( $s/h = 0.0513$ )

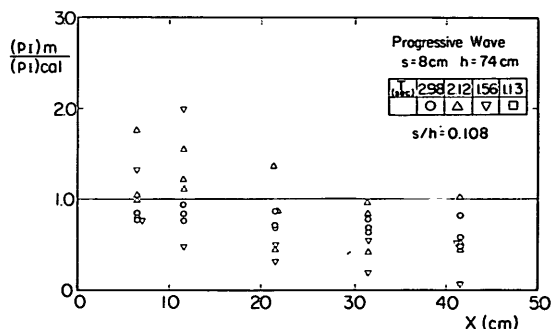


図-5.4 衝撃圧のピーク値の測定値と算定値の比 ( $s/h = 0.108$ )

突することがあるからと思われる。また、 $s=4$ cmや8cmで特に周期の短い $T=1.56$ secの場合、測点や波高により0.1から0.2程度に分布している。これも $\beta$ や $V_N$ に対する乱れた波面の影響と考えることができる。この様に測定値は波面の乱れによる影響のため、周期や波高、クリアランスの条件いかんによって大きくなることがあり、特に沖側の端の最初に波面が当たるところでは算定値は一般に小さい値を推定する傾向にある。こうした傾向およびばらつきは大きいけれども、これらは衝撃圧の変動特性上ある程度止む得ないことであり、全体的に

言えば算定値は測定値のほぼ平均的な値を与えるものと見なせる。

(2) 衝撃圧の合力のピーク値

衝撃圧の合力は各測点の圧力の同時分布から求めることができる。しかし、この同時波圧分布が一様でなく局所的に大きな値となる場合には、かなり多数の測点でないと正しい値は求められない。本実験における測点は5点でありこれから合力を求めても誤差が大きくなるので、六分力計による全揚圧力の測定値と比較する。ただし、六分力計で測定したのは、三次元模型による合力である。

図-5.5 に測定値と算定値の比を横軸に  $H/L$  をとって示している。ここに、衝撃圧合力のピーク値はそのときの静的圧力をも含んだものであり、算定値に対してもこれを考慮している。測定値と算定値との比はかなりばらついており、 $H/L$  が小さいところでは計算値は過大な傾向を示している。 $H/L$  が 0.05 以上では  $(P_2)_m / (P_1)_{cal}$  はほぼ 0.6~1.2 に分布している。またこの傾向は

$L_D$  の大きさにかかわらず認められる。これらは  $H/L$  の影響というよりむしろ  $L$  すなわち周期の影響によるものと考えられる。

図-5.6 は El-Gamry が長さ 120cm, 幅 30cm の水平版に作用する合力を二次元実験により測定した結果を算定値と比較したものである。結果は 0.3 から 1.7 程度の範囲にばらついており、やや  $H/L$  が小さい方へ低下しているようでもある。特に下限値にはその傾向が認められ、 $H/L=0.02$  付近で測定値が算定値の半分以下になるものがある。しかし、一般的にみれば算定値は実験値のほぼ平均的な値となっている。以上、合力の算定値を二次元実験および三次元実験結果と比較してみたわけであるが、いずれも同程度のばらつきであり、明白な差は見い出せない。本算定モデルは二次元実験結果に基づくものであるけれども、ばらつきを許容すれば三次元条件に対してもそのまま適用できると考えてよいであろう。

5.2 重複波条件での比較

(1) 衝撃圧のピーク値

図-5.7~5.10 は、重複波条件に対して衝撃圧のピーク値の測定値と算定値を比較したものである。図中において○のように斜線を付した記号は  $\beta$  が正、そうでない

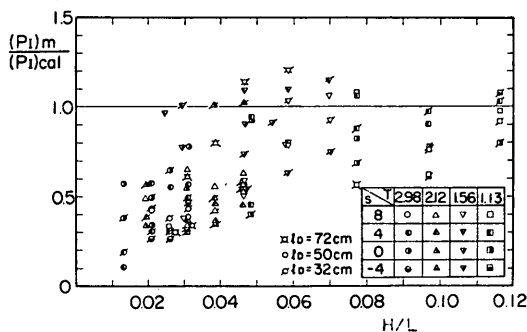


図-5.5 衝撃圧の合力のピーク値の測定値と算定値の比 (進行波, 六分力計)

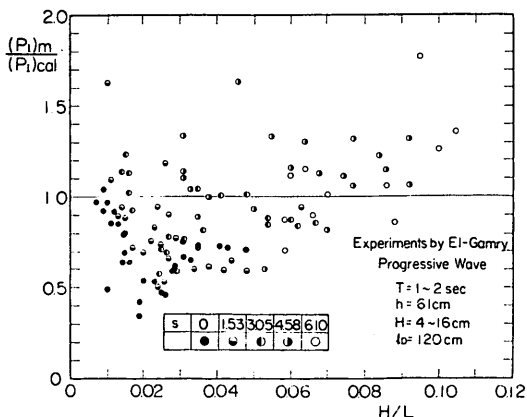


図-5.6 El-Gamry の実験値と算定値の比較 (進行波, 合力)

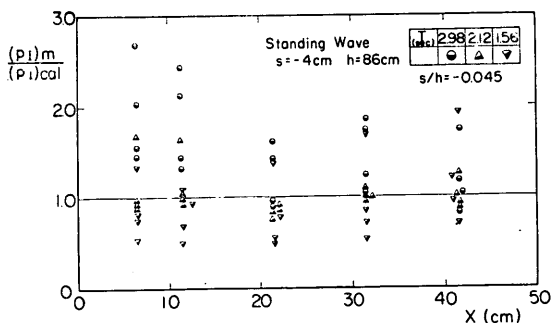


図-5.7 衝撃圧のピーク値の測定値と算定値の比 (重複波,  $s/h=-0.0465$ )

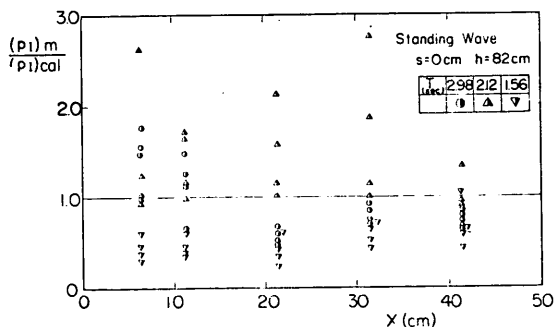


図-5.8 衝撃圧のピーク値の測定値と算定値の比 (重複波,  $s/h=0.0$ )

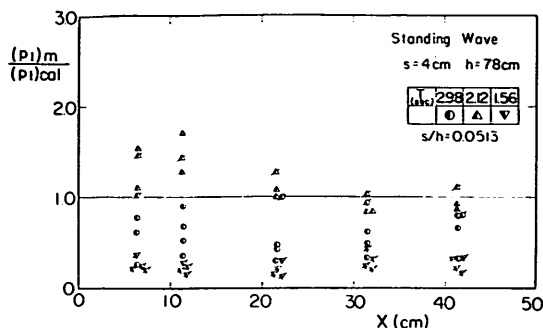


図-5.9 衝撃圧のピーク値の測定値と算定値の比 (重複波,  $s/h=0.0513$ )

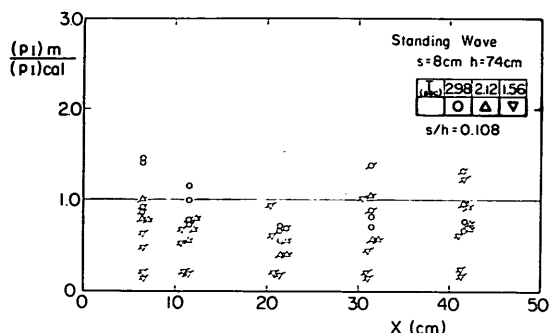


図-5.10 衝撃圧のピーク値の測定値と算定値の比 (重複波,  $s/h=0.108$ )

のは  $\beta$  が負の条件に対するものである。 $\beta$  が正の場合、算定モデルでは  $X=48\text{cm}$  すなわち直立壁側から水に接し始め、 $\beta$  が負では  $X=0\text{cm}$  すなわち沖側から水に接し始める。こうした算定モデルは全体としてはほぼ妥当であるが、実際には前の波による波面の乱れがあるため、どの点に最初に水が接するかは一定しない。測定値においては最初に水が接する点付近の測点で hammer shock となり、大きな値となる傾向があり、こうした点で測定値と算定値の比が 1.5 倍を越す値となっている。また、 $s=4\text{cm}$ 、 $T=2.93\text{sec}$  の波高の小さい場合、 $s=0\text{cm}$ 、 $T=2.12\text{sec}$  の波高の小さいときに測定値が算定値の 1.5 倍を越すものが多くみられる。 $T=1.56\text{sec}$  の場合はどの条件でも測定値が算定値より小さく、特に  $s=4\text{cm}$  において測定値が算定値の 0.2 倍程度となることがある。これらも波面の乱れの影響や  $\beta$ 、 $V_N$  の推定法に関連しているものと思われる。このようにばらつきは大きいけれども、一般的には平均的な値を推定するものと言えよう。

### (2) 衝撃圧合力のピーク値

算定モデルでは、 $\beta$  が  $\beta_c$  より小さいときには各点の衝撃圧は同時に生じるとしている。測定結果でもほぼ同

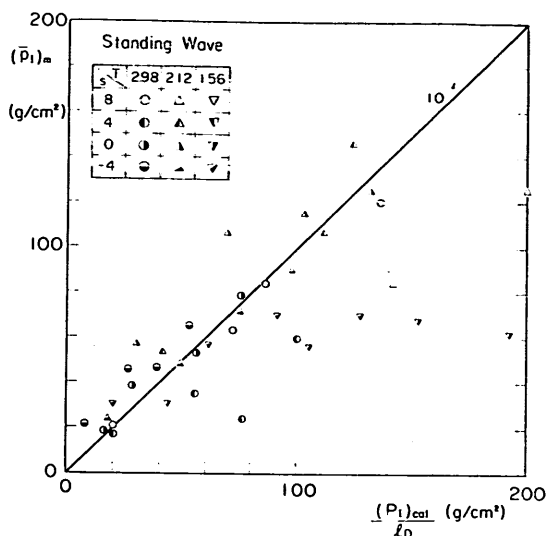


図-5.11 衝撃圧の合力のピーク値の測定値と算定値の比較

様のことが認められる。したがって、 $\beta$  が  $\beta_c=1.33^\circ$  より小さい条件に対して各測点のピーク値の平均値をとり比較してみる。

図-5.11 は横軸に計算による衝撃圧のピーク値をとり縦軸に測定値の平均値をとってその相関をみたものである。ほとんどの測定値は算定値の 0.5~1.5 の範囲にある。 $s/h=-0.054$  や  $s/h=0$  で波高の小さいものに 1.5 倍を越すものがみられるが、これらは波圧記録 (たとえば図-3.20) や同時波圧分布 (図-3.28) をみみると各測点に同時にピーク値が生じているのではなく、ピーク値が衝突面の進行に伴って移動している場合である。したがって、これらの実際の合力は各点のピーク値の平均より小さく、算定式で得た値に近い値になるものと思われる。重複波の場合、圧力も合力も周期が短くなるほど測定値は算定値を下まわっている。これは算定式では考慮していない水平版の存在による  $V_N$  の低下や  $\beta$  の変化が、周期が短いほど  $l_D/L$  が大きいほど顕著となるからと思われる。

### (3) 衝撃圧の力積

図-5.12 は、 $T=2.98\text{sec}$  の場合の第 1 波の記録から求めた力積の値と算定値の力積を比較したものである。横軸に算定値を、縦軸に測定値をとって相関図で示している。ここに、力積は波圧の時間変化において衝撃圧が急激に低下し、静的揚圧力が支配的となるまでの時間をいくつかの三角形に分割して面積を求める方法によっている。したがって、静的揚圧力による分も多少含んだものである。

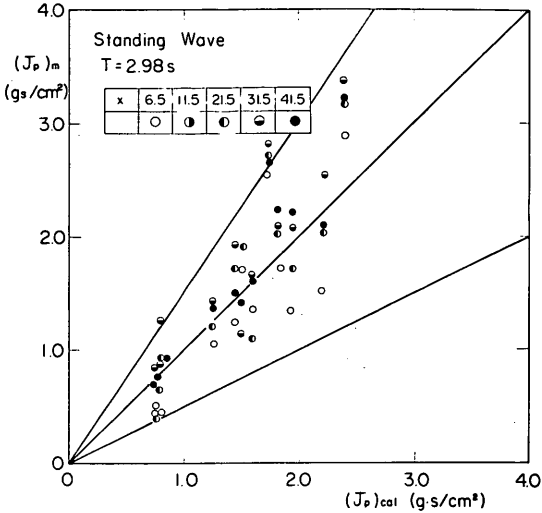


図-5.12 衝撃圧の力積の測定値と算定値の比 (重複波)

算定モデルによる力積(算定値)は  $\beta > 1.33^\circ$  では直立壁に近い方が大きく、 $\beta \leq 1.33^\circ$  の場合には測点によらず同じ値となる。図-5.12に示した例は全て  $\beta < 1.22^\circ$  の場合であり、したがって同一の算定値に対して各測点での測定値をそれぞれ四つずつプロットしてある。測定値ではこの測点によるばらつきが認められ、 $X=6.5\text{cm}$  については全般にやや測定値が小さいようである。ただし、二例についてはいずれの測点についても測定値の方が大きい。この例を除けば測定値と算定値の比は1.0のまわりに分布しており、この周期に対しては各測点の平均値すなわち衝撃圧合力の力積に対してはかなりよく一致していると思わせる。

6. 計算例

6.1 ドルフィン上部工(進行波)

杭式シーバースのドルフィン上部工を対象として揚圧力の計算例を示す。ただし、計算は全て波峯線方向の単位長さについてである。計算条件は以下のとおり。

- 水深  $h$  : 30m
- ドルフィン上部工の幅  $l_D$  : 15m, 30m の2種
- クリアランス  $s$  : 0m から 1m ごとに 7m まで
- 波の周期  $T$  : 14sec
- 波高  $H$  : 12m

図-6.1 は Stokes 波第3次近似理論による入射波の波形で、波長  $L$  は 226m、波速  $c$  は 16.2m/sec である。 $l_D/L$  は  $l_D=15\text{m}$  および  $30\text{m}$  に対してそれぞれ 0.066, 0.133 となる。波頂高  $\eta_{\text{max}}$  は 7.68m で、 $s$

がこれ以上の場合には波が作用しない。 $\beta$  の値は  $s$  により変化し、 $s=\eta_{\text{max}}$  の場合の  $0^\circ$  から 図-6.2 中の表に示してあるように  $s=7\text{m}$  で  $7.17^\circ$ 、 $s=3\text{m}$  で  $12.98^\circ$  と増大、最大値になったあと、 $s=0\text{m}$  の  $10.15^\circ$  というように減少し、波の谷に一致したときに  $0^\circ$  となる。 $V_N$  の値も  $\beta$  の変化に応じて変化する。 $s=3\text{m}$  の場合、 $V_N=3.62\text{m/sec}$  で  $V_N/c$  は 0.223 である。

図-6.2 は横軸に  $s/H$  をとって、揚圧力の成分を示したものである。ここに、 $P_I$  は衝撃圧合力のピーク値、 $P_s'$  はその時の静的圧力の合力、 $P_s$  は同時性を無視した静的圧力の合力の最大値であり、それぞれ  $w_0 H l_D$  で割って無次元の平均強度のかたちにしてある。 $P_I$  は局所的衝撃圧のピーク値であり、参考のために  $K_p$  の値も示しておいた。 $l_D=15\text{m}, 30\text{m}$  に対し、記号を区別して

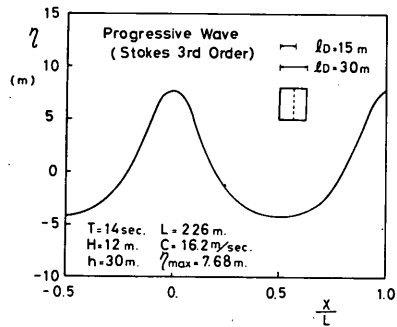


図-6.1 進行波の波形(ケース1)

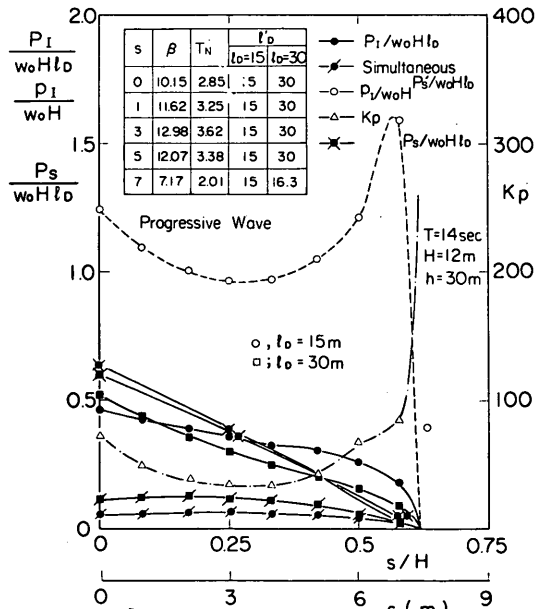


図-6.2 最大および平均揚圧力強度(ケース1)

示してあるが、 $P_I$  および  $K_p$  は  $l_D$  によらず同じである。

局所的衝撃圧のピーク値  $p_I$  は  $s=0$  m での  $1.24 w_0 H$  から  $s$  の増大につれて漸減、漸増のち最大  $1.6 w_0 H$  程度となり、 $s=\eta_{max}$  の 0 まで急減する。これに対し、衝撃圧合力のピーク値  $P_I$  は  $s=0$  で最大で、 $s=\eta_{max}$  での 0 まで漸減する。 $s=0$  m の場合の  $P_I$  は  $l_D=15$  m に対して  $0.468 w_0 H l_D$  すなわち  $86.8$  t/m、 $l_D=30$  m に対して  $0.523 w_0 H l_D$  すなわち  $193.9$  t/m である。このときの静的圧力の合力  $P_s'$  は  $l_D=15$  m に対し  $9.6$  t/m、 $l_D=30$  m に対し  $40.4$  t/m で、衝撃圧と静的圧力成分の和すなわち衝撃圧の合力がピークになるときの全揚圧力はそれぞれ  $96.4$  t/m、 $234.3$  t/m となる。

一方、静的圧力成分の合力の最大値  $P_s$  はそれが最も大きい  $s=0$  m での値から  $s=\eta_{max}$  での 0 まで直線的に減少する。 $s=0$  m のときの  $P_s$  は  $l_D=15$  m の場合  $0.630 w_0 H l_D$  すなわち  $116.8$  t/m、 $l_D=30$  m の場合  $0.601 w_0 H l_D$  すなわち  $222.9$  t/m である。 $l_D=15$  m の場合には衝撃圧合力のピーク時の全揚圧力  $96.4$  t/m より大きく、最大全揚圧力は静的圧力によって生じることがわかる。こうした傾向は  $s=2.5$  m まで続き、それ以上では最大全揚圧力は衝撃圧合力のピーク時に起きるようになる。 $l_D=30$  m の場合には、全ての条件に対し衝撃圧力のピーク時に最大全揚圧力となっている。

$K_p$  の値は  $\beta$  によって決まり、 $\beta$  が最大のとき最小となる。 $s=0$  m では  $K_p=35.9$ 、 $s=3$  m 付近で最小で  $17.2$ 、 $s=7$  m で  $92.1$  となる。 $s=7$  m ( $s/H=0.583$ ) 以上では急激に  $\beta$  が 0 に近づくので、急激に  $K_{max}=250$  に近づいていく。局所的衝撃圧のピーク値  $p_I$  はこの  $K_p$  と  $V_N^2$  の積であり、ほぼ  $K_p$  と同様な変化をするが、 $s=7$  m 以上では  $V_N$  が急速に 0 となるのでこの値も急速に減少し 0 となる。衝撃圧の作用範囲  $l_D'$  は、 $l_D=30$  m では  $s=5$  m 程度まで  $l_D$  に等しく、すなわち衝撃圧は水平版全長にわたって作用するが、 $s=6$  m では  $26.3$  m、 $s=7$  m で  $16.3$  m と小さくなり、 $s$  が大きくなるにつれて極限の  $s=\eta_{max}$  における 0 m に近づいていく。

図-6.3 は  $l_D=30$  m、 $s=3$  m の場合の衝撃圧の同時分布である。衝撃圧の作用時間を  $\tau$  として、 $t/\tau=0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0$  のときの分布を示している、 $s$  が  $\tau_{max}$  にかなり近くなるまで  $\beta$  は  $4.77^\circ$  より大きく、その範囲ではこの図の様な Wagner 型の同時波圧分布となる。最大衝撃圧力強度が作用するのはごく小さい範囲であることはこれによって明らかである。なお、 $x=0$  で圧力が時間とともに下るのは、その点での  $v_n$  が時間とともに小さくなるからである。

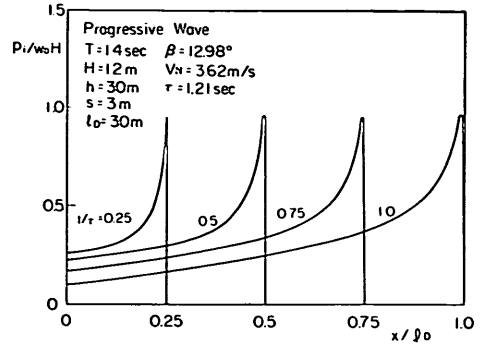


図-6.3 衝撃圧の同時分布 ( $l_D=30$  m、 $s=3$  m、ケース 1)

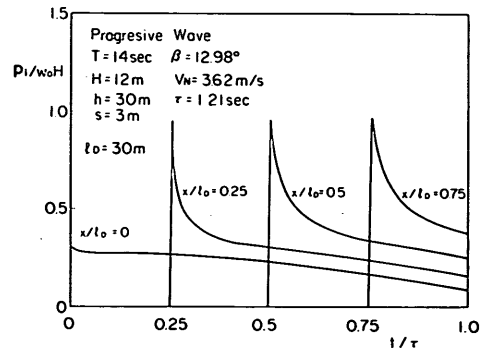


図-6.4 衝撃圧の時間変化 ( $l_D=30$  m、 $s=3$  m、ケース 1)

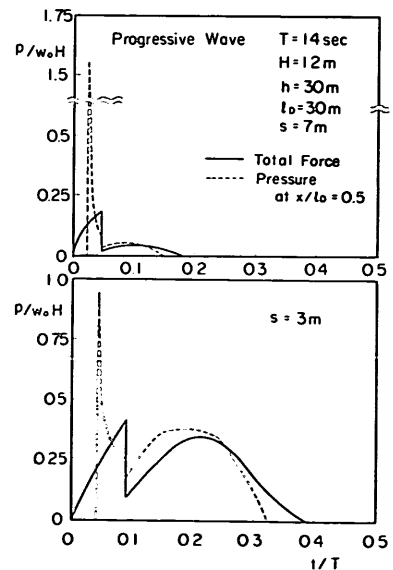


図-6.5 全揚圧力の時間変化 ( $l_D=30$  m、 $s=3, 7$  m、ケース 1)



図-6.4 は同条件での衝撃圧の時間変化で、 $x/l_D=0$ , 0.25, 0.25, 0.75 の4点に対して示してある。衝撃圧の作用する時間  $\tau$  は 1.21 sec である。やはり Wagner 型の時間変化となり、鋭いピークを有していることがわかる。

図-6.5 は静的圧力も含めた揚圧力の時間変化で  $s=3$  m の他に  $s=7$  m のときも示している。実線は合力であり、点線は  $x/l_D=0.5$  の点の局所的圧力である。全揚圧力の作用時間は  $s=3$  m で 5.6 sec,  $s=7$  m で 2.2 sec であり、この他  $s=0$  では 7.3 sec で半周期よりやや長くなる。衝撃圧合力のピーク時と静的揚圧力のピーク時の全揚圧力を比べると、 $s=3$  m では衝撃圧合力のピーク時がやや大きい程度であるが、 $s=7$  m では明らかに卓越するようになる。衝撃力の作用時間  $\tau$  は、 $s=7$  m では作用範囲が小さいために  $s=0$  m や 3 m のときの 1.21 sec と異なり、0.65 sec と短い。衝撃圧合力の波形はほぼ後傾の三角形であり、局所的圧力の初期に著しいピークの現われる波形とはかなり違ったものとなる。

6.2 横棧橋 (重複波, ケース 2)

横棧橋のような不透過な直立壁が一方の端にある水平版の下面に作用する揚圧力の計算例を示す。計算条件は以下のとおりである。

- 水深  $h$  : 15 m
- 水平版の幅  $l_D$  : 15 m
- クリアランス  $s$  : 0 m から任意に変化させる
- 波の周期  $T$  : 8 sec
- 波高  $H$  : 4 m

図-6.6 は有限振幅重複波第3次近似理論による波形であり、この図より幾何学的意味での波の作用範囲がよくわかる。すなわち、クリアランス  $s$  が  $\eta_{0max}=4.7$  m 以上では波が作用せず、 $s$  が小さくなるに従って、波の作用範囲が広がり、ついには水平版全長と等しくなる。また  $\beta$  は  $s$  が  $\eta_{0max}$  から小さくなると始め増大、最大となった後減小して 0.5 m 近くで  $0^\circ$  となり、それ以下では負となる。

図-6.7 は、図-6.2 と同様に  $P_I/w_0Hl_D$ ,  $p_I/w_0H$  や  $K_p$  をプロットしたものである、図中の表には  $s$  に対する  $\beta$  や  $V_N$ ,  $x=0$  で波面が上昇しつつあたる時間  $t_{00}$ , 同じく  $x=x_1(\beta \leq \beta_c)$  あるいは  $x_2=\min[x_1, 2l_D/\pi](\beta > \beta_c)$  での時間  $t_{11}$  と衝撃圧の作用範囲  $l_D'$  を示している。 $\beta$  は  $s=4$  m で  $7.23^\circ$ ,  $s=2$  m で  $4.64^\circ$ ,  $s=1$  m で  $0.86^\circ$ ,  $s=0$  m で  $-1.93^\circ$  となっている。したがって、衝撃圧は  $s=2.1$  m 以上では、進行波と同じように Wagner 型で作用し、 $s$  が 1.1~2.1 m では Wagner 型のピークの部分をカットした形となる。 $s=1.1$  m より

小さいときは空気を閉じ込めた形で全体に様に作用する。 $V_N$  は  $s=0$  m で 2.11 m/sec,  $s=1.0$  m で 2.78 m/sec,  $s=4$  m で 1.21 m/sec であり、 $s=1.1$  m 付近で最大となる。衝撃圧の作用範囲  $l_D'$  は  $s$  が小さいときには水平版の全長に及ぶ。しかし  $s$  が大きいとき、たとえば  $s=3$  m では  $l_D'=13.7$  m,  $s=4$  m では  $l_D'=8.8$  m と全長ではなくなっている。

衝撃圧合力のピーク値  $P_I$  は  $s=1.1$  m 付近のとき最

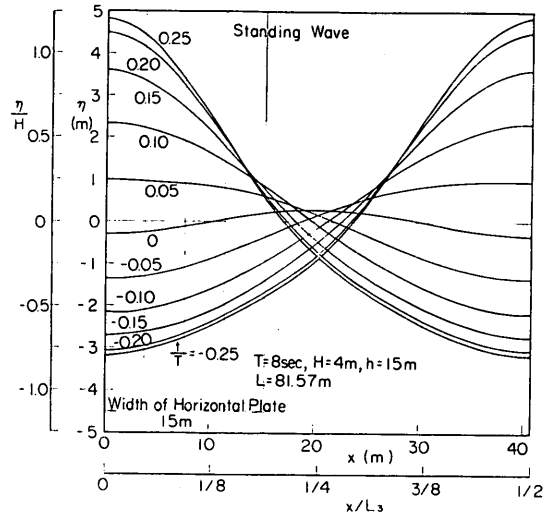


図-6.6 重複波の波形 (ケース 2)

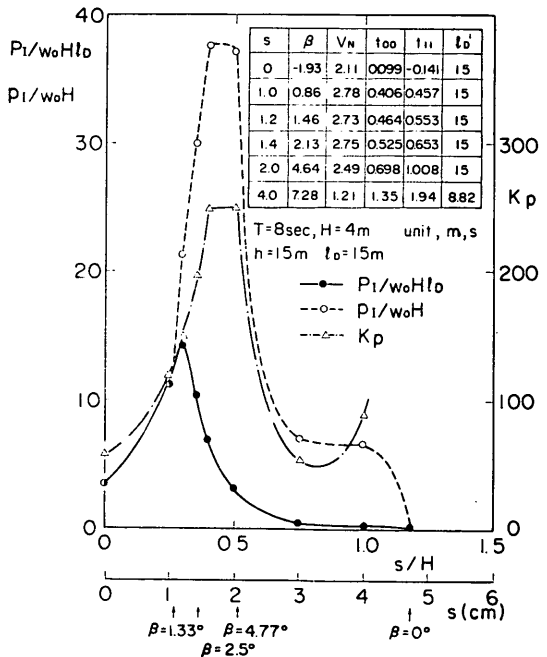


図-6.7 最大および平均揚圧力強度 (ケース 2)

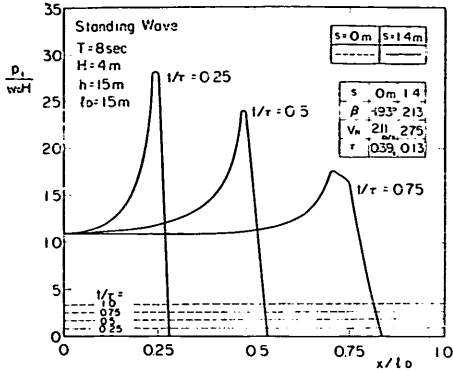


図-6.8 衝撃圧の同時分布 (重複波,  $s=0, 1.4\text{ m}$ , ケース 2)

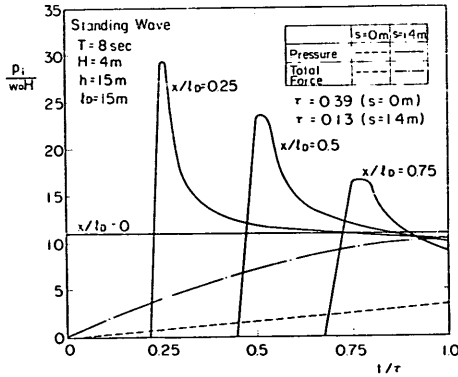


図-6.9 衝撃圧の時間変化 (重複波,  $s=0, 1.4\text{ m}$ , ケース 2)

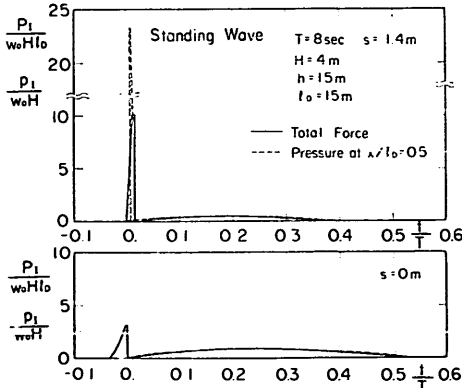


図-6.10 全揚圧力の時間変化 (重複波,  $s=0, 1.4\text{ m}$ , ケース 2)

大で  $14.3 w_0 H l_D$ , すなわち  $883\text{ t/m}$  となる。同じ波高, 周期で進行波の場合も計算してみたが, その値と比べて20倍程度の値である。この  $P_1/w_0 H l_D$  は  $s$  が  $1.1\text{ m}$  をこえると小さくなり  $s=2\text{ m}$  で  $3.0$  となる。局所

的衝撃圧強度のピーク値  $p_1/w_0 H$  は  $s$  が  $1.1\text{ m}$  以下では平均衝撃圧強度  $P_1/w_0 H l_D$  と等しく, それ以上では  $K_p$  の増加に伴って大きくなり,  $s=1.6\text{ m}$  付近で最大の  $p_1/w_0 H=37.7$  となる。 $s$  がそれ以上では減少するが,  $s=4\text{ m}$  でも  $p_1/w_0 H=6.4$  と平均衝撃圧強度に比して大きい。最大の  $p_1/w_0 H$  を同じ条件の進行波の場合と比べてもやはり10倍に近い違いがある。

図-6.8 は衝撃圧の同時分布で,  $s=0\text{ m}$  と  $1.4\text{ m}$  について示した。 $s=0\text{ m}$  の場合は  $\beta=-1.93^\circ$  であり空気が閉じ込められる場合である。点線で示したように全体に一樣に圧力が作用する。 $s=1.4\text{ m}$  のときは  $\beta=2.13^\circ$  であり, Wagner 型のピークの部分を少しカットした形となる。たとえば,  $1/\tau=0.5$  では Wagner 型では力の作用し始める点が  $x/l_D=0.50$  であるが, 本計算結果では  $x/l_D=0.56$  付近にあり, カットした部分の力積を前方に付加した効果が現われている。各点でのピークの値は,  $x=0\text{ m}$  から離れるほど小さくなっている。これは  $v_n$  が直立壁から離れるにつれて小さくなるためである。

図-6.9 は衝撃圧の時間変化で  $s=0\text{ m}$ ,  $1.4\text{ m}$  について示している。 $s=0\text{ m}$  では点線で示したようにどの場所でも同じで後傾の三角形となる。 $s=1.4\text{ m}$  ではやはり, ピークの部分を少しカットした Wagner 型であり, そのカットした力積が時間的に前に付加されている。またこのときの合力の時間変化は, ほぼ後傾の三角形となっている。

図-6.10 は静的圧力を含めた揚圧力の時間変化で, 実線が全揚圧力, 点線は  $x/l_D=0.5$  での局所的圧力を示している。 $s=0\text{ m}$  でも  $s=1.4\text{ m}$  でも衝撃力が静的揚圧力を上回っている。また  $s=0\text{ m}$  では静的揚圧力が作用する前から衝撃力が作用する。

## 7. 揚圧力算定式のとまとめ

4章において揚圧力算定のモデルについて述べたが, 考え方および実験結果に基づく諸定数あるいは関数形の決定を中心としたので, 全体の算定式としてはわかりにくかったと思われる。そのため, 重複するところが多くなるけれども, 最後に算定式のとりまとめを行なっておく。以下, 式を中心を示す。座標系および諸記号は 図-4.1 (進行波の場合), あるいは 図-4.2 (重複波の場合) に示したとおりである。

### (1) 揚圧力算定の基本式

$$p(x, t) = p_i(x, t) + p_0(x, t) \quad (7.1)$$

$$p_i(x, t) = \frac{w_0}{2g} v_n^2 K(x, t) \quad (7.2)$$

$$p_s(x, t) = w_0 \{ \eta(x, t) - s \}, \quad \eta \geq s \\ = 0, \quad \eta < s \quad (7.3)$$

ここに、

$p(x, t)$ :  $x$  点における時刻  $t$  での揚圧力強度

$p_t(x, t)$ : 衝撃圧成分

$p_s(x, t)$ : 静的圧力成分、なお式 (7.3) は  $p_s$  の上限を与えており、平均的にはこの 0.7 倍でよい。特に  $p_s$  の合力は 0.7 倍で十分である。

$w_0$ : 流体の単位体積重量

$g$ : 重力の加速度

$v_n$ : 乱されないとした波形における波面での鉛直方向上昇速度、(4) で式を示す。一般に  $(x, t)$  の関数

$K(x, t)$ : 衝撃圧の特性を決める無次元関数、(3) で式を示す。波面衝突角  $\beta$  の関数

$\eta(x, t)$ : 乱されないとしたときの波面水位

$s$ : 静水面を基準とした水平版下面の高さ

(2) 波面衝突角  $\beta$  および波面衝突鉛直上昇速度  $V_N$  等

(i) 波面衝突角  $\beta$

進行波の場合、

$$\beta = -\tan^{-1} \left( \frac{d\eta}{dx} \right)_{\eta=s} \geq 0 \quad (7.4)$$

重複波の場合、

$$\beta = \frac{1}{2} \left\{ \tan^{-1} \frac{s - \eta_{10}}{x_2} + \tan^{-1} \frac{\eta_{01} - s}{x_2} \right\} \quad (7.5)$$

ここに、

$$x_2 = \min \left\{ x_1, \frac{2}{\pi} l_D \right\}, \quad \beta > 0 \\ = 0, \quad \beta \leq 0 \quad (7.6)$$

$$x_1 = \min \{ l_D, l_w \} \quad (7.7)$$

$l_D$ : 水平版の幅

$l_w$ : 重複波の場合は最大水位  $\eta_{\max}(x)$  ( $\beta > 0$  のとき) あるいは最小水位  $\eta_{\min}(x)$  ( $\beta < 0$  のとき) と  $z=s$  との交点と  $x=0$  との間の長さ、進行波の場合は入射波における  $\eta=s$  と  $\eta=\eta_{\max}$  (波頂) との間の水平長

$\eta_{10}: t=t_{00}$  での  $x=x_2$  における水位  $\eta(x_2, t_{00})$

$\eta_{01}: t=t_{11}$  での  $x=0$  における水位  $\eta(0, t_{11})$

$t_{00}: x=0$  で波面が上昇しつつ  $\eta=s$  とな

るとき時刻

$t_{11}: x=x_2$  で波面が上昇しつつ  $\eta=s$  とな

るとき時刻

(ii) 波面衝突鉛直上昇速度  $V_N$  進行波の場合、

$$V_N = c \sin \beta \quad (7.8)$$

ここに、 $c$ : 波速

重複波の場合、

$$V_N = \frac{1}{2} \frac{\eta_{01} - \eta_{10}}{t_{11} - t_{00}} \cos \beta, \quad t_{11} \neq t_{00} \\ = \frac{1}{x_2} \int_0^{x_2} v_n dx, \quad t_{11} = t_{00} \quad (7.9)$$

ここに、 $v_n: t=t_{11}$  における波面の鉛直上昇速度

(iii) 波面先端の進行速度  $V_H$

$$V_H = \frac{\pi}{2} V_N \cot \beta \quad (7.10)$$

(iv) 衝撃圧の作用範囲  $l_D'$  および作用時間  $\tau_e$

$$l_D' = \min \left\{ l_D, \frac{\pi}{2} x_1 \right\} \quad (7.11)$$

$$\tau_e = l_D' / V_H \quad (7.12)$$

(3)  $K(x, t)$

(i)  $\beta \geq \beta_a$

$$K(x, t) = K_a(x, t) \quad (7.13)$$

ここに、 $K_a(x, t)$  は次のように与える。

$x=0$  において、

$$K_a(0, t) = K_{a0} = \alpha \pi \cot \beta, \quad 0 \leq t \leq \tau_e \quad (7.14)$$

$0 < x \leq l_D', 0 < t < \tau_e$  において、

$$K_a(x, t) = \alpha \left\{ \frac{\pi \cot \beta}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2}} - \frac{\left(\frac{x}{b}\right)^2}{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2} \right\}, \\ \left. \begin{aligned} & \frac{x}{l_D'} \leq \frac{x}{b} \leq \left(\frac{x}{b}\right)_p \\ & = K_{ap} \frac{\frac{b}{x} - 1}{\left(\frac{b}{x}\right)_p - 1}, \quad \left(\frac{x}{b}\right)_p \leq \frac{x}{b} \leq 1 \end{aligned} \right\} \quad (7.15)$$

ここに、

$$\alpha = (1 - \sin \beta)^4 \quad (7.16)$$

$$b = \frac{\pi}{2} V_N t \cot \beta \quad (7.17)$$

$$\left(\frac{x}{b}\right)_p = \sqrt{1 - 4 \tan^2 \beta / \pi^2} \quad (7.18)$$

$\left(\frac{b}{x}\right)_p: \left(\frac{x}{b}\right)_p$  の逆数

$$K_{ap} = \alpha \left( \frac{\pi^2}{4} \cot^2 \beta + 1 \right) \quad (7.19)$$

(ii)  $\beta_a > \beta > \beta_c$

$0 < x < l_{D'}$ ,  $0 < t < \tau_a$  において

$$K(x, t) = \alpha \left\{ \frac{\pi \cot \beta}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2}} - \frac{\left(\frac{x}{b}\right)^2}{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2} \right\}, \quad \left. \begin{aligned} &0 < \frac{x}{b} \leq \left(\frac{x}{b}\right)_{p_1} \\ &= K_p(\beta), \quad \left(\frac{x}{b}\right)_{p_1} \leq \frac{x}{b} \leq \left(\frac{x}{b}\right)_{p_2} \\ &= \frac{K_p(\beta)}{\left(\frac{b}{x}\right)_{p_2} - \left(\frac{b}{x}\right)_a} \left\{ \frac{b}{x} - \left(\frac{b}{x}\right)_a \right\}, \\ &\left(\frac{x}{b}\right)_{p_2} \leq \frac{x}{b} \leq 1 \end{aligned} \right\} \quad (7.20)$$

ここに,

$$\left(\frac{x}{b}\right)_{p_1} = \frac{\pi \cot \beta}{\sqrt{2} \left(\frac{K_p}{\alpha} - 1\right)} \left[ \frac{2}{\pi^2 \cot^2 \beta} \left(\frac{K_p}{\alpha} - 1\right) \frac{K_p}{\alpha} - \sqrt{1 - \frac{4}{\pi^2 \cot^2 \beta} \left(\frac{K_p}{\alpha} - 1\right)} - 1 \right]^{1/2} \quad (7.21)$$

$$\left(\frac{b}{x}\right)_{p_2} = 1 + \frac{K_p}{K_{ap}} \left\{ \left(\frac{b}{x}\right)_p - 1 \right\} \quad (7.22)$$

$$\left(\frac{b}{x}\right)_a = 1 - \frac{2I_p}{K_p} \quad (7.23)$$

$$I_p(x) = \frac{1}{2} (K_{ap} - K_p) \left\{ \left(\frac{b}{x}\right)_p - \left(\frac{b}{x}\right)_{p_2} \right\} - K_p \left\{ \left(\frac{b}{x}\right)_{p_1} - \left(\frac{b}{x}\right)_p \right\} + \alpha \left[ \left\{ \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)_{p_1}^2}}{\left(\frac{x}{b}\right)_{p_1}} - \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)_p^2}}{\left(\frac{x}{b}\right)_p} \right\} \pi \cot \beta - \frac{1}{2} \ln \frac{1 - \left(\frac{x}{b}\right)_{p_1}}{1 + \left(\frac{x}{b}\right)_{p_1}} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 - \left(\frac{x}{b}\right)_p}{1 + \left(\frac{x}{b}\right)_p} \right] \quad (7.24)$$

ただし,

$$1 \geq \left(\frac{x}{b}\right)_{p_2} \geq \left(\frac{x}{b}\right)_p \geq \left(\frac{x}{b}\right)_{p_1} \geq \frac{x}{l_{D'}} \quad (7.25)$$

上式の様には  $(x/b)_{p_2}$ ,  $(x/b)_p$ ,  $(x/b)_{p_1}$  にはその範囲に制限があり, そのため  $x$  の関数となることもあるのに注意が必要である。

(iii)  $\hat{\beta}_c \geq \hat{\beta}$

$0 < x < l_{D'}$ ,  $-\tau_a \leq t \leq 0$  において

$$K(x, t) = K_p(\hat{\beta}) \frac{\tau_a + t}{\tau_a} \quad (7.26)$$

ここに,

$$\tau_a = 2I_s / K_p \quad (7.27)$$

$$I_s = \frac{1}{l_{D'}} \int_0^{l_{D'}} \frac{x}{V_H} I_{p'} dx \quad (7.28)$$

$$I_{p'} = \int_0^{l_{D'}} K_a(x, t) dt = I_p(x) + K_p \left\{ \left(\frac{b}{x}\right)_{p_1} - \left(\frac{b}{x}\right)_{p_2} \right\} \quad (7.29)$$

$\beta = 0^\circ$  における  $I_s$  は式 (7.24) の第3項によって

$$I_s = \int_0^{l_{D'}} \frac{2x}{V_{N'} l_{D'}} \frac{\sqrt{1 - (x/b)_{p_1}^2}}{(x/b)_{p_1}} dx = \int_0^{l_{D'}} \frac{2x}{V_{N'} l_{D'}} \frac{\sqrt{1 - (x/l_{D'})^2}}{(x/l_{D'})} dx = \frac{\pi}{2} l_{D'} / V_N \quad (7.30)$$

と求まる。このときの各点の力積  $J_p$  は一様で,

$$J_p = \frac{1}{2} \frac{w_0}{g} V_{N'}^2 I_s = \frac{\pi}{4} \frac{w_0}{g} V_{N'} l_{D'} \quad (7.31)$$

である。全体の力積は  $\frac{\pi}{4} \frac{w_0}{g} V_{N'} l_{D'}^2$  となり, 長さ  $2l_{D'}$  の平板の付加質量と  $V_{N'}^2$  の積の 1/4 である。これは作用面積が  $l_{D'}$  であることを考慮すれば, Karman の与えたものと同じである。

(4) 式 (7.2) における  $v_n$

$\beta > \beta_c$

$$v_n(x, t) = v_n \left( \frac{2}{\pi} x, t \right) \Big|_{\gamma = \text{surface}}, \quad \left. \begin{aligned} &\frac{x}{l_{D'}} \leq \frac{x}{b} \leq 1 \\ &= 0, \text{ 上記の範囲外} \end{aligned} \right\} \quad (7.32)$$

$\beta \leq \beta_c$

$$v_n = V_N : \text{const}, \quad 0 \leq x \leq l_{D'} \quad (7.33)$$

## 8. あとがき

以上, 水面付近の水平版に働く揚圧力の算定モデルを水面に固体が落下するときの衝撃圧に関する既往の研究および実験結果に基づいて設定し, その計算例を示した。本算定法によって進行波あるいは重複波による揚圧力を一応求めることができる。しかしながら, 波面の衝突によって生じる衝撃圧は, 波面の乱れなどによる微妙な条件の違いによって若しく変化する。実験結果との比較においてもばらつきが大きく, 必ずしも奇麗な一致

を示していない。進行波の場合、このばらつきは主に水平版の存在によって前の波のために波面が乱れることによると思われる。重複波の場合は同様な波面の乱れもあるが、それ以上に水平版の存在による波面の上昇速度の低下、 $\beta$ の変化が重要となる。 $l_D/L$  が大きいほど、測定値は算定値より小さくなるようである。衝撃圧の現象の複雑さを考慮するとある程度止むを得ないことであるが、この様なばらつきや測定値と算定値の差の量的把握は不可欠であり、こうしたばらつきの事実は十分念頭においておくことが必要である。

また、実際の構造物の設計への適用に際しては、特に重複波条件の場合など構造物の衝撃応答特性を考慮することが必要となろう。本研究においては、進行波および重複波の波面の衝突により生じる揚圧力について、全ての波面衝突角 $\beta$ に対し連続的に適用できるモデルの設定に主眼を置いた。波動諸元の推定には有限振幅波理論を用いなければならない。今後機会をみて、揚圧力算定の図表化とともに、揚圧力を受ける構造物の挙動の検討を行なっていきたい。

さらに、不規則波による揚圧力の解明と耐波設計法<sup>30)</sup>、長大スパンの水平版に働く揚圧力の解明といった問題についても今後検討していきたいと考えている。

なお、本研究は昭和48年度に着手したドルフィン上部工に作用する波力に関する研究の一部として実施したものである。今回とりまとめに至るまで防波堤研究室北谷高雄技官を始め、随時研究員の助力を得ている。ここに記して謝意を表する次第である。

#### 参 考 文 献

- 1) 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
- 2) 谷本勝利・高橋重雄・轟正彦・和泉田芳和：ドルフィン上部工に作用する水平波力、港湾技術研究所報告、第16巻3号、1977、pp. 39~68
- 3) Von Karman: The Impact on Seaplane Floats During Landing, NACA, TN 321, 1929, pp. 1~8
- 4) Wagner, Herbert: Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 12, 1932, pp. 193~215
- 5) たとえば Benjamin Milwitzky: Generalized Theory for Seaplane Impact, NACA, TR 1103, 1952 pp. 1~73
- 6) たとえば V.G. Szebehely and M.A. Todd: Ship Slamming in Head Sea: DTMB Report 913, 1955, pp. 1~69
- 7) たとえば Sheng-Lun Chuang: Investigation of Impact of Rigid and Elastic Body with Water, NSRDC Report 3248, 1970, pp. 1~110
- 8) 西部造船会技術研究会構造部会船首外板損傷小委員会：波浪による船首外板の損傷とその対策、西部造船会技術研究会報告、第16号、1974、58 p.
- 9) 日本造船研究協会第131研究部会：波浪外力に関する水槽試験、日本造船研究協会報告、第80号、1976、169 p.
- 10) Bagnold, M. R. A.: Interim Report on Wave-Pressure Research, Jour. of Civil Eng., Vol. 12, 1939, pp. 201~230
- 11) 伊藤喜行・竹田英章：棧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年、pp. 33~68
- 12) 永井荘七郎・久保直・時川和夫：棧橋に働く揚圧力に関する研究(その1)、第13回海岸工学講演会講演集、1966、pp. 112~119
- 13) 室田 明・古土井光昭：棧橋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
- 14) 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、R. 海岸港湾コース、1967、pp. 10-1~10-34
- 15) 堀川清司・中尾忠彦・矢島昭弘：棧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
- 16) El-Gamry, O.A.: Wave Force on a Dock, Univ. of California., Berkeley, Technical Report, LHE-9-1, 1963, 201 p.
- 17) French, J.A.: Wave Uplift Pressures on Horizontal Platforms, California Inst. of Tech. Report KH-R-19, 1969, 414 p.
- 18) Wang, Hsiang: Water Wave Pressure on Horizontal Plate, ASCE, HY 10, 1970, pp. 1997~2017
- 19) Wang, Hsiang: Estimating Wave Pressures on a Horizontal Pier, Technical Report R546, Naval Civil Engineering Laboratory, 1967
- 20) Denson, K.H. and M.S. Priest: Wave Pressures on the Underside of a Horizontal Platform, Offshore Technology Conference, OTC 1385, 1971, pp. I-565~I-570
- 21) Shiffman, M. and D.C. Spencer: The Force of Impact on a Water Surface (Vertical Entry), Communication Pure and Applied Mathematics, Vol. 4, 1951
- 22) Fabula, A.G.: Ellipse-Fitting Approximation of Two-Dimensional Normal Symmetric Impact of Rigid Bodies in Water, Fifth Midwestern Conference on Fluid Mechanics, Univ. of Michigan Press, Ann Arbor, Mich., 1957, pp. 229~315
- 23) Chu, Wen-Hwa and H. Norman Abramson: Hydrodynamic Theories of Ship Slamming, Review and Extension, Jour. of Ship Res. Vol. 4, No. 4, 1961, pp. 9~21
- 24) Cooper, E.P.: Theory of Water Entry of Missiles with Flat-Noses, Naval Ordnance Test Station Report 1154, 1949, 60 p.

- 25) Kamel, A. M. : Shock Pressures Caused by Wave Breaking against Coastal Structures, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Research Report H-68-2, 1968, 64 p.
- 26) Mitsuyasu, H : Shock Pressure of Breaking Wave, Proc. 10 th Conference on Coastal Eng., Vol. II, 1966, pp. 268~283
- 27) 合田良実 : 衝撃砕波圧に関する一実験, 港湾技術研究所資料, No. 32, 1967, pp. 1~18
- 28) 堀川清司・野口雄二 : 直立壁に作用する砕波の波力と波面の関係, 第17回海岸工学講演会論文集, 1970, pp. 177~184
- 29) Verhagen, J.H.G. : The Impact of a Flat Plate on a Water Surface, Jour. of Ship Res. 1967, pp. 211~223
- 30) 永井保・浜本剛実・伊東久直 : 波浪衝撃力の算定法, 防衛庁技術研究本部技報, 586号, 1974, 14 p.
- 31) Szebehely, V.G. : Hydrodynamic Impact, Applied Mechanics Reviews, Vol. 12, No. 5, 1959, pp. 297~300
- 32) Chuang, S. : Slamming Tests of Three Dimensional Models in Calm Water and Waves, NSRDC Report 4095, 1973, 49 p.
- 33) Hagiwara, K. and T. Yuhara : Fundamental Study of Wave Impact Load on Ship Bow (1st Report), 日本造船学会論文集, 第135号, 1974, pp. 181~189
- 34) Hagiwara, H. and T. Yuhara : Fundamental Study of Wave Impact Load on Ship Bow (4th Report), 日本造船学会論文集, 第140号, 1976, pp. 11~213, 1975, 217 p.
- 35) 日本造船研究協会, 第131研究部会, 波浪外力に関する水槽試験, 日本造船研究協会資料, No. 213, 1975, 217 p.
- 36) Lundgren, H : Wave Shock Forces, Proceedings Research on Wave Action, Delft, Vol. II 1969,
- 37) Lewison, G. and W.M. Maclean : On the Cushioning of Water Impact by Entrapped Air, Jour. of Ship Res., 1968, pp. 116~130
- 38) 合田良実 : 衝撃荷重の測定について, 港湾技術研究所資料, No. 33, 1967, 41 p.
- 39) 竹川正夫 : 巨大船の船首波浪衝撃圧に関する研究, 東京大学博士論文, 1975, 189 p.