

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

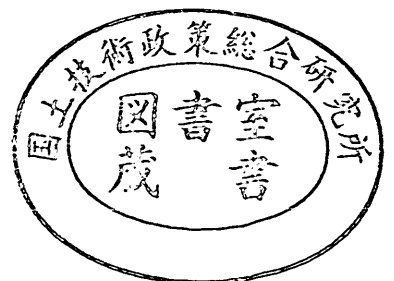
---

VOL. 19

NO. 1

MAR. 1980

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第19巻 第1号 (Vol. 19, No. 1), 1980年3月 (Mar. 1980)

## 目 次 (CONTENTS)

1. 直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力—空気圧縮モデルによる検討—  
.....谷本勝利・高橋重雄・村永 努..... 3  
(Uplift Forces on a Ceiling Slab of Wave Dissipating Caisson with  
a Permeable Front Wall—Analytical Model for Compression of an  
Enclosed Air Layer—.....Katsutoshi TANIMOTO, Shigeo TAKAHASHI  
and Tsutomu MURANAGA)
  
2. 石灰・セメント系安定処理土の基本的特性に関する研究 (第2報)  
.....寺師昌明・田中洋行・光本 司・新留雄二・本間定吉.....33  
(Fundamental Properties of Lime- and Cement-treated Soils  
(2nd Report).....Masaaki TERASHI, Hiroyuki TANAKA,  
Tsukasa MITSUMOTO, Yuji NIIDOME and Sadakichi HONMA)
  
3. 広帯域入力地震動の合成方法の提案  
.....井合 進・土田 肇.....63  
(A Synthesis Method of Input Ground Motions of a Wide Period  
Range.....Susumu IAI and Hajime TSUCHIDA)

# 1. 直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

—空気圧縮モデルによる検討—

谷本勝利\*・高橋重雄\*\*・村永 努\*\*

## 要 旨

近年、消波護岸としてスリット壁や有孔壁などを用いた直立消波ケーソンが採用されるようになってきた。この遊水室頂部には消波効果の点からは床版（上床版）を設ける必要はないが、構造上あるいは、利用上の点から上床版を設けることも多い。このように上床版を設けた場合には遊水部に蓋をした状態となり、波と潮位の条件いかんによってはこれに強大な揚圧力が作用する。この揚圧力は、波が作用したとき透過壁内外で波面上昇に位相差を生じ、遊水室上方に空気層が閉じ込められるため、その空気層の圧縮によって発現する。

本報告では、こうした空気の圧縮による揚圧力の算定法を提示し、縦スリットケーソンを対象とした実験によってこのモデルの妥当性を検討した。その結果、モデル中に含まれるパラメータを適切に与えてやることにより、比較的単純なモデルで遊水室上床版に働く揚圧力を説明できることが明らかとなった。

このほか、遊水室上床版に働く揚圧力の特性として、以下の点を指摘した。

- 1) 上床版に適切な開口率の空気孔を設けることにより、空気の圧縮による揚圧力を減少させることができる。
- 2) 上床版の空げきがある程度以上になると、水塊が上床版下面に直接作用するようになる。そのため、空気の圧縮による揚圧力よりも大きな揚圧力が生じることがある。
- 3) 空気の圧縮による揚圧力については、大気圧のもとでの実験結果を単純に Froude の相似則を適用して現地換算を行うと過大な値を推定することになる。したがって、模型実験で得た値を本報告で示した空気圧縮のモデルによって補正して現地に適用するのがよい。
- 4) 上床版に揚圧力が働くときにはその他の遊水室内壁にも圧力が働く。この圧力は上床版からの距離に応じてほぼ直線的に減少すると考えてよい。

\* 水工部 防波堤研究室長

\*\* 水工部 防波堤研究室

## Uplift Forces on a Ceiling Slab of Wave Dissipating Caisson with a Permeable Front Wall

### —Analytical Model for Compression of an Enclosed Air Layer—

Katsutoshi TANIMOTO\*

Shigeo TAKAHASHI\*\*

Tsutomu MURANAGA\*\*

#### Synopsis

Recently it is becoming popular to adopt the vertical caisson with a permeable wall and a wave chamber as a sea wall structure, because of its wave absorbing capacity. From a view point of the wave absorbing capacity, it is not necessary to close the top of wave chamber. However, the ceiling slab of wave chamber is frequently installed because of structural and utilization reasons. Then, the ceiling slab may be subjected to severe uplift forces.

In the present paper, uplift forces on the ceiling slab of wave chamber of vertical slit caisson have been studied by model experiments and an analytical model is presented to estimate uplift forces in the prototype. Principal conclusions are as follows:

- 1) As high waves act on a slit caisson, an air layer is enclosed at the upper part of wave chamber. Uplift forces on the ceiling slab are caused through the compression of this enclosed air layer.
- 2) The uplift forces can be reduced by the air leakage through the air holes which are appropriately equipped in the ceiling slab. Too large air holes, however, cause larger uplift forces than those on a ceiling slab without the air hole, since direct impact of water mass becomes to predominate on the ceiling slab. The suitable ratio of opening is 0.5~1.0 percent to the whole surface area of ceiling slab.
- 3) The uplift forces caused by the compression of enclosed air layer can be analyzed by the Bagnold-Mitsuyasu's model which was developed in the study of impact breaking wave pressures on a vertical wall. In the present study, the effect of air leakage through the vertical slit wall as well as air holes in the ceiling slab is considered in the analytical model.
- 4) An important non-dimensional parameter to determine the pressure due to the air compression is

$$B_0 = \rho_w k u_0^2 / p_0 D$$

where,  $\rho_w$  is the mass density of water;  $k$  is the hypothetical thickness of water mass;  $u_0$  is the initial elevating speed of water surface;  $p_0$  is the atmospheric pressure;  $D$  is the initial thickness of enclosed air layer. This parameter  $B_0$  is called the Bagnold's number in the present paper.

- 5) In case the uplift forces are investigated by model tests, the atmospheric pressure must be scaled according to the Froude similitude law, since the exact relation between the pressure and the Bagnold's number is not linear. It is, however, difficult to control the atmospheric pressure, because the test flume is generally opened to the air. Then, the prototype conversion of uplift pressures obtained by the model tests in the ordinary atmospheric pressure can be made with the aids of the analytical model.
- 6) It should be noted that the pressures are imposed on the vertical walls and the bottom slab in the wave chamber at the same time when the uplift force acts on the ceiling slab. It may be supposed that this pressure in the wave chamber is decreased linearly with the distance from the ceiling slab.

\* Chief of the Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

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

## 目 次

要 旨 .....	3
1. ま え が き .....	7
2. 空気圧縮による揚圧力の算定モデル .....	7
2.1 空気圧縮モデルと基本式 .....	7
2.2 解 の 特 性 .....	9
3. 実験の方法 .....	10
3.1 実験水路および模型 .....	10
3.2 測 定 方 法 .....	11
3.3 実 験 波 .....	12
3.4 実験ケース .....	13
4. 実験結果と考察 .....	13
4.1 無孔上床版に働く揚圧力 .....	13
4.2 空気孔による揚圧力の変化 .....	16
4.3 波面上昇速度および空気層の厚さ .....	20
4.4 モデルの適合性 .....	22
4.5 現地への適用 .....	24
5. 遊水室内に働く圧力と縦スリット壁がないときの揚圧力 .....	26
5.1 遊水室内の圧力 .....	26
5.2 縦スリット壁がない場合の揚圧力 .....	26
6. ま と め .....	30
7. あ と が き .....	30
参 考 文 献 .....	30
主 要 記 号 表 .....	31

## 直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

### 1. まえがき

スリット壁或多孔壁による透過壁とその背後に遊水室を有した直立消波ケーソンは反射波や越波を著しく軽減する機構を具備しており、近年護岸や防波堤にこれらが採用されるようになってきたのは周知のとおりである。こうした消波ケーソンの遊水室頂部は消波効果の面からいえばむしろ開放のままでよいわけであるが、利用あるいは構造上の理由から上床版を設け、蓋をした状態としなければならないことも多い。その場合、上床版には条件によって、強大な揚圧力が働くことになるので、設計においてこれを考慮することが必要となる。しかしながら、こうした透過壁背後の遊水室上床版に働く揚圧

力については、特定の構造について若干の測定例<sup>2)~4)</sup>があるのみで、これまでほとんど解明されておらず、条件に適応した模型実験による検討を必要としている。

こうした現状にあって、筆者らは神戸市新垂水処理場用地の護岸構造として採用された図-1に示すような縦スリットケーソンの遊水室上床版に働く揚圧力に関する模型実験を神戸市の依頼を受けて実施した。その結果、こうした縦スリットケーソンにある程度大きな波が作用したとき、遊水室上部に空気層が閉じ込められ、揚圧力はこの空気層の圧縮を介して発現することが明らかとなった。本報告はこれに基づき空気圧縮による揚圧力の算定モデルを検討し、実験によりその妥当性を検討したものである。

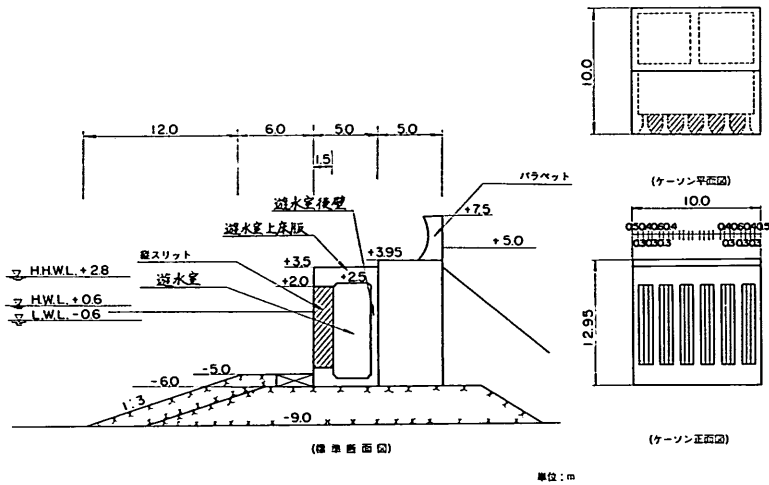


図-1 現地護岸

## 2. 空気圧縮による揚圧力の算定モデル

### 2.1 空気圧縮モデルと基本式

まえがきで述べたように、今回の実験で対象とした縦スリットケーソンの遊水室上床版に働く揚圧力は遊水室上部に閉じ込められた空気層の圧縮を介して発現する。そのため、上床版に適切な空気孔を設けて空気を逃がすことにより、揚圧力が小さくなることが予想される。こうした意味から本章においては一般形として空気漏れのある場合のモデルを検討することにする。

図-2は縦スリットケーソンの遊水室の部分のみを取り出して、空気圧縮モデルを説明した図である。前面の縦スリットによる透過壁を点線で示してあり、他の部分は上床版の空気孔を除いて不透過構造である。遊水室の内寸幅を $l$ 、透過壁厚を含めた遊水幅を $l'$ で表わし、縦スリット壁上方の不透過部分の張り出し深さを $D_0$ で表

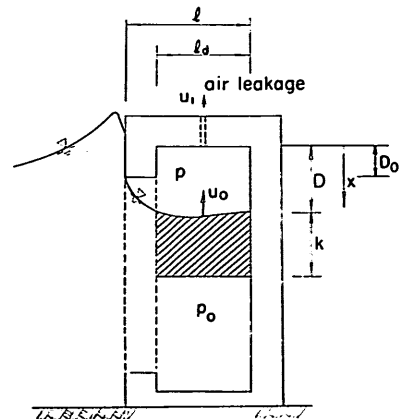


図-2 空気の圧縮モデル

わしている。

これに波が作用し、遊水室外側の波面が上昇して張り

出し部下端に達したとき、4.の実験結果のところで示すように遊水室上部に空気が閉じ込められる。これは上床版が縦スリット壁上端に張り出しているという形状的な理由によるほか、縦スリット壁内外の波面上昇の位相に違いが生じ、遊水室内の波面上昇が遅れるという水理現象によっている。このように、遊水室上部に空気を閉じ込める瞬間を時間  $t=0$  とし、この初期状態において閉じ込められた空気層の平均厚を  $D$  で表わす。この初期状態から遊水室内における波面上昇によって空気層が圧縮される。そのため、空気層内の圧力が高まり上床版に揚圧力が働き始めるとともに、空気孔を通して空気漏れが生じるようになる。

こうした空気の圧縮モデルは、既に光易が直立壁に働く衝撃砕波力を取り扱う際に示している<sup>9)</sup>。これは Bagnold が示した空気圧縮モデル<sup>6)</sup>に空気漏れの効果を取り入れたものである。また、空気の圧縮を介して生じる衝撃圧は平板や平板に近くさび状物体の水面落下に際する衝撃圧の問題においても重要となり Verhagen<sup>7)</sup>、永井ほか<sup>8)</sup>、Koehler と Kettleborough<sup>9)</sup> などによる研究がある。これらはいずれも落下物体の接近に伴う水面の変形を考慮し、着水時に空気層が閉じ込められる現象を扱ったものである。さらに、筆者はさん橋に働く揚圧力の研究に際して、空気層介在の重要性を指摘し、これを含めた揚圧力算定の一応の定式化を行った<sup>10)</sup>。このような研究において、いずれも空気層の介在が水面と物体の直接の衝突によって生じる衝撃圧を緩和するものであることが明らかにされている。

以上のように水面と物体の衝突における空気層の圧縮については既に種々の分野において取り扱われているところである。今回対象としている縦スリットケーソンの遊水室上床版に働く揚圧力については Bagnold のモデルを発展させた光易のモデルが適用できる好例であり、以下これに基づいて揚圧力算定の基本式を求めることにする。

まず、遊水室内の流体の運動であるが、これについては厚さ  $k$  の水塊が波面と一体となって運動すると仮定する。すなわち、図-2に斜線で示した水塊が上方から空気圧縮による圧力  $p_a$  を受けながら運動するものとする。ここに、空気圧  $p_a$  は絶対圧力で表わしたものであり、初期状態においては大気圧  $p_0$  (1,033 gf/cm<sup>2</sup>) に等しい。したがって、水塊の下方にはこの大気圧  $p_0$  が作用しているものとする。このとき、水塊の運動方程式は次式で与えられる。

$$\rho_w k \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = p_a - p_0 \quad (1)$$

ここに、 $\rho_w$  は水塊の密度、 $x$  は運動変位であるが、ここでは上床版下面から水面までの距離、すなわち運動中の空気層の厚さで表わす。 $k$  の与え方については後述する。

初期条件は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial t} &= -u_0 \\ x &= D \end{aligned} \right\} : t=0 \quad (2)$$

ここに、 $u_0$  は空気層が閉じ込められた瞬間における遊水室内の波面の上昇速度であり、初期における空気層の厚さ  $D$  とともに実験により与えなければならない。

一方、空気圧  $p_a$  は断熱変化を考えることにより、 $x$  の関数として与えられるが、この場合空気孔からの漏れを考慮しなければならない。この空気孔を通る気体の流速を  $u_1$  とすると、 $u_1$  はベルヌーイの式より次のように表わされる。

$$u_1 = C_v \sqrt{2(p_a - p_0) / \rho_a} \quad (3)$$

ここに、 $C_v$  は流速係数、 $\rho_a$  は空気の密度で大気圧のもとでの密度を用いる。この式(3)は光易が仮定したものとやや異なっている。

初期状態から時間  $t$  における上床版単位面積あたりの空気の流出量  $q(t)$  は次式で与えられる。

$$q(t) = \varepsilon C_a C_v \int_0^t \sqrt{2(p_a - p_0) / \rho_a} dt \quad (4)$$

ここに、 $\varepsilon$  は上床版の空けき率であり、 $C_a$  は断面収縮係数である。

この空気漏れを考慮して断熱変化を考えると、空気層内の圧力  $p_a$  は次のように表わされる。

$$p_a = p_0 \{ [D - q(t)] / x \}^\gamma \quad (5)$$

ここに、 $\gamma$  は空気の比熱比であり、1.4の値をとる。

したがって、式(1),(5)で与えられる  $x$  と  $p_a$  に関する連立方程式を(2)の初期条件のもとに解けばよい。しかし、一般にこれらの解を explicit な形に表わすことはできない。そのため、2.2において簡略解や数値計算による結果によって解の特性を示すが、その前にモデルの中に含まれる  $k$  や  $\varepsilon$  について述べておく。

まず、 $k$  については幅  $2l$  の平板の付加質量の1/2に対する平均厚に等しいとして、式(6)で与えることにした。

$$k = \frac{\pi l}{4} \quad (6)$$

次に、空けき率  $\varepsilon$  についてであるが、4.の実験結果で示すように、空気の漏れは上床版にある空気孔からのみでなく、実際には縦スリット壁の間げきからも生じる。すなわち、上床版に空気孔がない場合においても、空気層圧縮時に縦スリット壁から気泡の放出があると考えのが妥当である。したがって、この空気漏れの効果を上

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

床版の空げきに置き換えて評価することにすれば、式(4)における  $\varepsilon$  は次式のように表わされる。

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \quad (7)$$

ここに、 $\varepsilon_0$  は縦スリット壁からの空気漏れの効果に等価な結果を与える仮定の空げき率であり、 $\varepsilon_1$  は実際の空気孔による空げき率である。この  $\varepsilon_0$  の値については実験によって検討しなければならない (4.4(1)参照)。

式(4)中の流量係数  $C_a C_o$  についてはオリフィスに対する平均的な値として次の値を用いる。

$$C_a C_o = 0.66$$

2.2 解の特性

(1)  $\varepsilon = 0$  の場合の圧力のピーク値

2.1において空気漏れがある場合の基本式を得たが、空気漏れない場合には次のように簡単になる。

すなわち式(5)において  $\varepsilon = 0$  とおくと

$$p_a = p_0 \left( \frac{D}{x} \right)^{\gamma} \quad (8)$$

式(8)を式(1)へ代入し、式(2)の初期条件のもとに積分を実行すると次式を得る。

$$\left( \frac{dx}{dt} \right)^2 = u_0^2 - \frac{2p_0}{\rho_w k} \left[ \frac{D}{\gamma - 1} \left\{ \left( \frac{x}{D} \right)^{1-\gamma} - 1 \right\} - (D - x) \right] \quad (9)$$

この式の解を得るためにも数値積分を行う必要があるが、光易が示したように圧力のピーク値  $p_{ap}$  に着目すれば次のように展開することができる。すなわち、圧力が最大 (あるいは最小) となるのは  $dx/dt = 0$  となるときであり、このときの空気層の厚さを  $x_1$  とすると次の関係を得る。

$$\frac{\rho_w k u_0^2}{p_0 D} = 5 \left( \frac{D}{x_1} \right)^{0.4} + 2 \left( \frac{D}{x_1} \right)^{-1} - 7 \quad (10)$$

$$\frac{p_{ap} - p_0}{p_0} = \left( \frac{D}{x_1} \right)^{1.4} \quad (11)$$

この両式から次式を得る。

$$\frac{\rho_w k u_0^2}{p_0 D} = 5 \left( \frac{p_{ap} - p_0}{p_0} \right)^{\frac{2}{7}} + 2 \left( \frac{p_{ap} - p_0}{p_0} \right)^{-\frac{5}{7}} - 7 \quad (12)$$

すなわち、圧力のピーク値は無次元パラメータ  $\rho_w k u_0^2 / p_0 D$  の値によって決まることがわかる。本報告においてはこのパラメータを Bagnold 数と呼ぶことにし、次の記号で表わす。

$$\mathcal{B}_0 = \frac{\rho_w k u_0^2}{p_0 D} \quad (13)$$

図-3の実線は圧力の最大値をこの  $\mathcal{B}_0$  数に対し示したものである。なお、図中の点線は Bagnold による次の近似解を表わしている。

$$\frac{p_{ap} - p_0}{p_0} = 2.7 \mathcal{B}_0 \quad (14)$$

この Bagnold 近似解は圧力のピーク値と  $\mathcal{B}_0$  数の関係

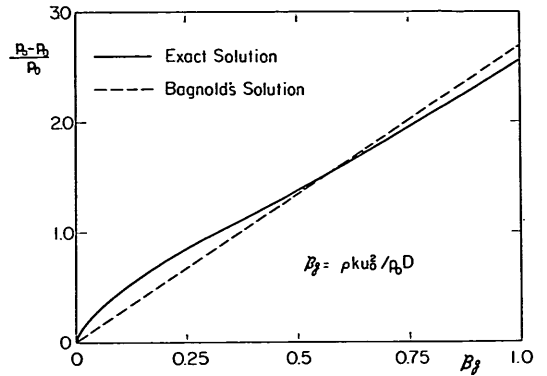


図-3 空気の圧縮による圧力

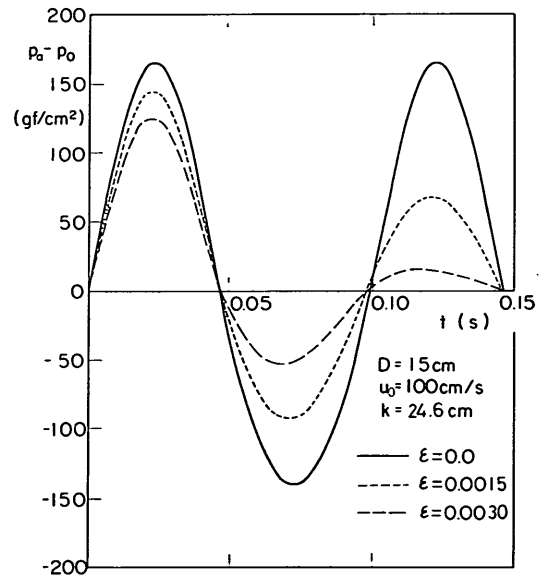


図-4 計算例 (圧力の時間変化)

を直線で近似したものであるが、 $\mathcal{B}_0 < 0.7$  では厳密解より小さく、 $\mathcal{B}_0 > 0.7$  では大きな値を与える。

(2) 圧力の時間変化

空気圧縮による圧力の変動は基本式を数値的に解くことによって求めることができる。図-4は  $D = 15$  cm,  $u_0 = 100$  cm,  $k = 24.6$  cm の場合の計算結果を示したものである。空げき率  $\varepsilon$  が 0.0, 0.0015, 0.0030 の場合の  $(p_a - p_0)$  の時間的変化を表わしている。この結果によると、 $\varepsilon = 0$  の場合、波形の正および負のピークの絶対値が異なり正負で非対称性を示すが非減衰振動である。これに対し、 $\varepsilon$  の値が大きくなるにつれて著しい減衰振動となりピーク値も小さくなる。さらに  $\varepsilon$  が大きくなると、第2波目の振動が現われず単発型の振動となってしまう。



$\varepsilon=0$  の場合の振動周期は 近似的に 次の式で求めることができる。

$$T_n = 2\pi \sqrt{\frac{\rho_w k D}{\gamma p_0}} \quad (15)$$

本計算条件の場合、式(15)による値は 0.106s で、数値計算波形における周期は 0.099s である。この周期は減衰振動となってもあまり変化しない。

(3) 空げき率による圧力の低減効果

図-4 で認められたように空隙率が大きくなるにつれて、圧力のピーク値は減少していく。図-5 は各種の計算条件について、空げき率による圧力のピーク値(最大値)の変化を示したもので、縦軸の  $\delta$  は次の式で定義される圧力の低減率である。

$$\delta = \frac{(p_{ap} - p_0)_{\varepsilon=\varepsilon}}{(p_{ap} - p_0)_{\varepsilon=0}} \quad (16)$$

この  $\delta$  の値は  $u_0$  や  $D$  が小さいほど、 $k$  が大きいほど小さくなるが、いずれも  $\varepsilon$  が小さいとき急激に減少し、ある程度以上になれば漸減の傾向となる。

なお、前項で述べた圧力波形において第 2 のピークが第 1 のピークの 20% 以下に減衰するのは、 $u_0$  等の条件を種々変えて計算してみると、この  $\delta$  がほぼ 0.8 以下となる場合である。したがって、圧力波形が単発型でなければ  $\delta$  は比較的 1.0 に近い値であるといえる。

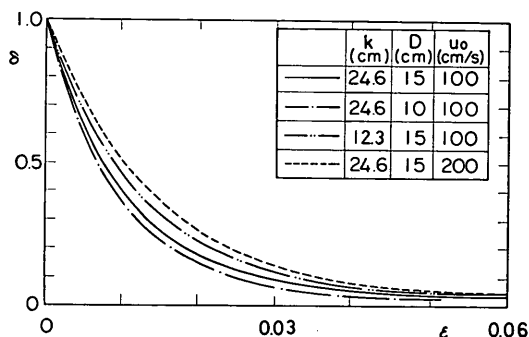


図-5 計算例 (圧力の低減率  $\delta$ )

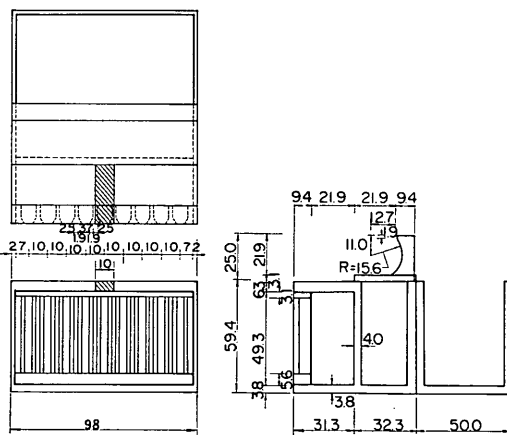
3. 実験の方法

3.1 実験水路および模型

縦スリットケーソンの遊水室上床版に働く揚圧力の発現機構、空気孔による揚圧力の変化など揚圧力の特性を把握するとともに、2. で述べた算定モデルの適合性を検討するために模型実験を行った。本章においてはその方法を述べる。

実験に用いた造波水路は長さ 160 m、幅 1 m、深さ 1.5 m の長水路である。造波機はピストン型で周期 1 ~ 16s の規則波を造波することができる。本水路はこのように発生周期の幅が広いのが特徴で、造波板から約 100 m 付近と 150 m 付近の 2 か所に観測窓を設けてある。そのうち今回の実験は比較的短い波を対象としているので、造波板に近い方の観測窓の位置に模型を設置することにした。この部分には図-6 に示しているように長さ 5 m にわたりこう配 1/10 の斜面、そのあと水平の模型床が設けてある。本実験ではこれをそのまま用いて、縦スリットケーソンの模型をこの水平床の沖側端付近に設置することにした。したがって、ケーソン前面のこう配は 1/10 の急こう配である。

図-7 は実験に用いたケーソン模型の諸元を示したもの



UNIT : cm

図-7 ケーソン模型

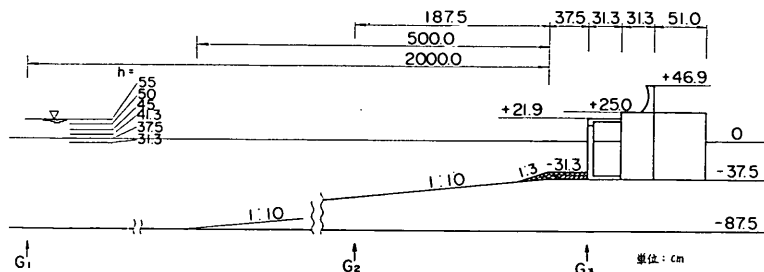


図-6 模型断面図

### 直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

である。縦スリットの支柱材として駒型部材を用い、遊水室の背後に中詰め部、その上にバラベットを有したケーソンを対象としている。その背後に別のケーソンを設けてあるが、これは実験時にケーソンの滑動を防ぐための押えである。これら模型はすべてラワン材を用いて製作している。遊水室の内寸幅  $l_d$  は 21.9cm、透過壁厚を含めた遊水幅  $l$  は 31.3cm である。図中遊水室上床版の一部に斜線を施して示しているが、この部分は他と切り離してあり、揚圧力の測定に供する部分である。この測定部の水路幅方向長さは 10cm であり、揚圧力が幅  $l_d$  に働くこととすると受圧面積は 219cm<sup>2</sup> となる。今回の実験においては遊水室からの空気漏れが重要な要素となるので、遊水室の水路幅方向に直角な両側面にはアクリル合成樹脂板を張り付け、さらに上床版測定部周辺の間げきからも空気漏れのないよう全体に厚さ 0.1mm のビニールを張っている。

#### 3.2 測定方法

遊水室の上床版に作用する揚圧力の測定には、6分力検出器を用いた。この検出器はその内部に組み合わされたひずみゲージを持つものである。この検出器に模型の測定部を剛結することにより、測定部分に作用する力の6成分を同時にしかも独立に検出することができるが、今回の実験ではそのうち揚圧力に相当する鉛直成分のみを記録した。固有振動数は剛結した測定部の質量にもよるが、通常 80Hz 以上と高い。容量は水平方向には 50kgf、鉛直方向には 75 kgf である。この容量と予想される波力によって測定部の水路幅方向の長さを決定している。

写真-1は6分力検出器の設置状況を示すものである。中央付近の円筒形のものが検出器本体であり、これを架台に支持された昇降装置に取り付けてある。また、測定

部分の上床版はアルミニウム製の連結板によって検出器と剛結している。

なお、実験では図-8に示しているように遊水室内に2個の波圧計を取り付け、遊水室内に発生する圧力を揚圧力と同時に測定した。そのうち1個は遊水室後壁上に鉛直下向きに、他の1個は遊水室底版上に水平に固定している。この波圧計の受圧面の直径は3cmであり、

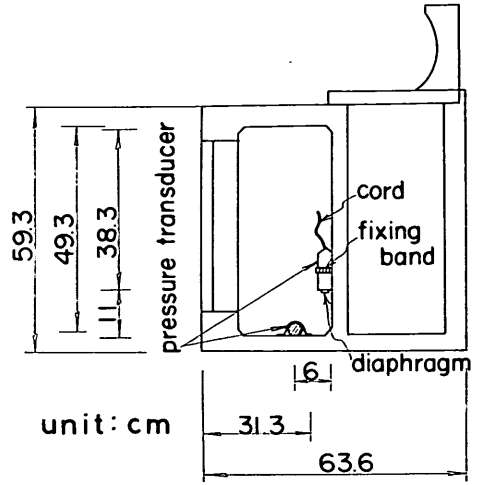


図-8 波圧計の位置

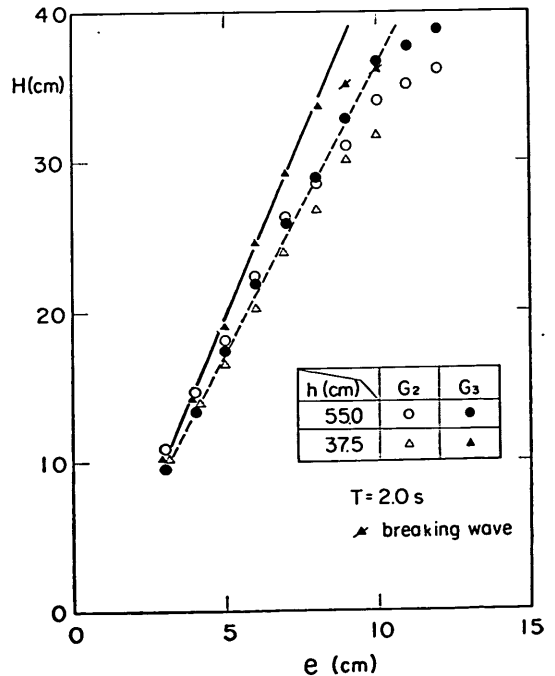


図-9 通過波高

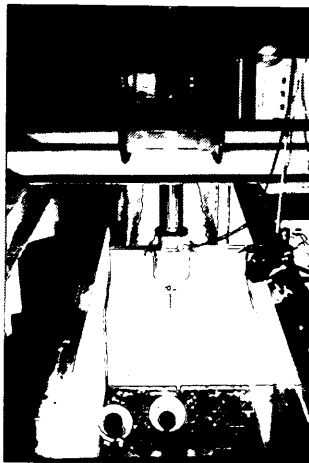


写真-1 6分力検出器

容量は  $200 \text{ gf/cm}^2$  である。

さらに揚圧力の測定とは別に遊水室の中央に波高計を設置し、遊水室内の波面の上昇速度や閉じ込められた空気層の厚さを測定した。

### 3.3 実験波

揚圧力を測定する前に堤体を設置する以前の状態で通過波の測定を行った。測定位置は前掲図-6の  $G_1, G_2, G_3$  で示す3か所である。 $G_1$ は堤体から20 m 前方、 $G_2$ は2.25 m 前方、 $G_3$ は堤体の前面の位置にあたる。

図-9は  $T=2.0\text{s}$  の波について造波機の偏心量  $e$  と  $G_2$

および  $G_3$  での波高の関係を示すものである。 $h=55 \text{ cm}$  の場合、 $e=12 \text{ cm}$  まで両地点で碎波とならなかったが、造波板前面で部分碎波するため、 $e=8\sim 10 \text{ cm}$  から波高増大に鈍化傾向が現われている。 $e=12 \text{ cm}$  以上では造波板前面での碎波が著しく、これ以上の波高は得られなかった。 $h=37.5 \text{ cm}$  の場合は  $G_2$  の位置では碎波は生じなかったが、 $G_3$  では  $e=9, 10 \text{ cm}$  で碎波となった。

揚圧力の測定は造波板からの再反射波の影響が現われる以前に完了しなければならない。今回の実験において、測定値として用いたのはほぼ波高が一定していた第21波

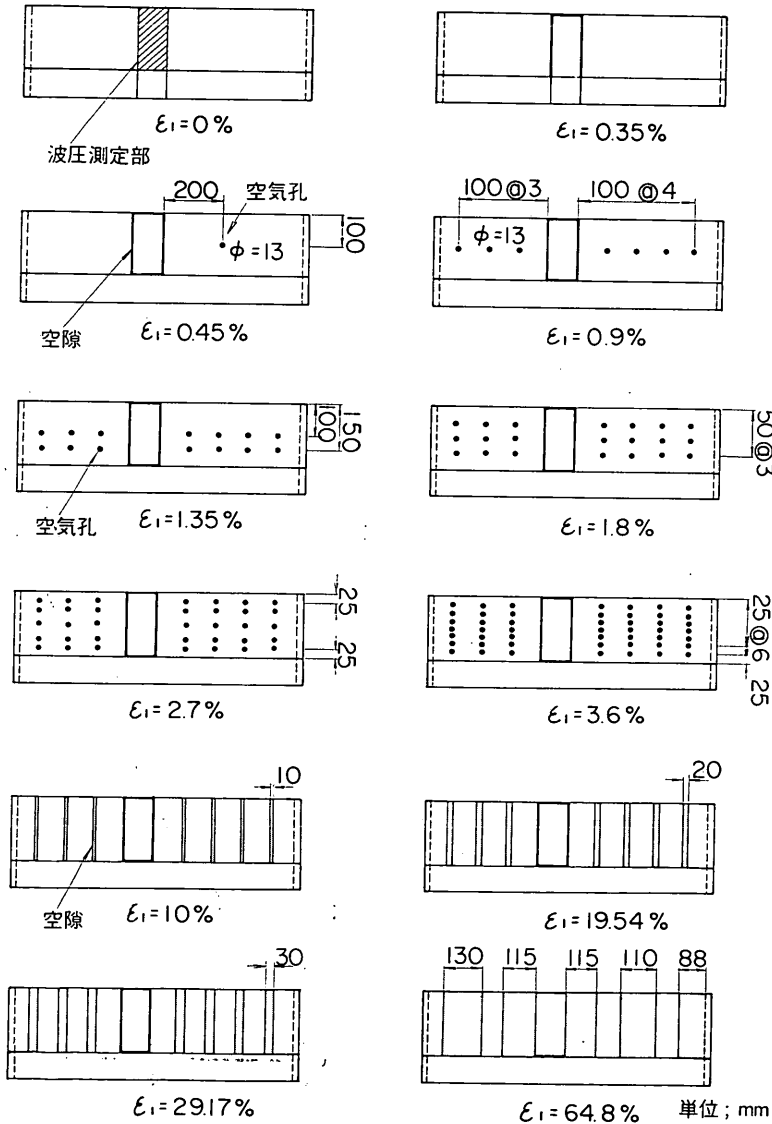


図-10 空気孔の配置

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

表-1 実験波の条件

周 期 $T$ (s)	2.0					
波 高 $H$ (cm)	10, 15, 20, 25, 30, 35					
水 深 $h$ (cm)	33.8	37.5	41.3	45	50	55
クリアランス $s$ (cm)	19.4	15.6	11.9	8.1	3.1	-1.9
$L$ (cm)	343	359	374	388	405	421
$h/L$	0.096	0.104	0.110	0.116	0.123	0.131
$H/L$	0.029~0.102	0.028~0.097	0.027~0.094	0.026~0.090	0.025~0.086	0.024~0.083

から第30波までの10波である。

3.4 実験ケース

水理条件による実験ケースは表-1に示しているとおりである。実験波の周期  $T$  は2sの1種類、波高  $H$  は10 cm ~ 35 cm まで5 cm 間隔に6種類に変化させている。静水面と上床版の下面とのクリアランス  $s$  を変えるために、水深を33.8 cm から55 cm まで6種類に変えている。

ケーソンの構造条件は上床版に空けきがない無孔上床版の場合と上床版が空けきを持つ有孔上床版の場合の2種類に大別できる。有孔上床版については図-10に示しているように、11種の空けき率に対して実験を行った。このうち  $\epsilon=0.35\%$  の場合は上床版下面に張ってあったビニールを取り除いたものであり、測定部分の上床版の周囲の空けきを空気孔とみなしたものである。 $\epsilon_1=0.45\%$  の場合には、それに直径15 mmの空気孔を1個加えた。空気孔の数を増加することによって  $\epsilon_1$  を大きくしたが、 $\epsilon_1$  が10%以上に対しては上床版をスリット構造にすることによって空けきを設けている。

なお、この他に比較のために縦スリット壁を撤去した場合の上床版（水平版）に働く揚圧力を測定した。さらに鉛直壁前面に水平なけたを置き、これに作用する揚圧力も測定している。

4. 実験結果と考察

4.1 無孔上床版に働く揚圧力

(1) 波の作用状況と測定記録

まず、上床版に空気孔のない  $\epsilon_1=0$  の場合の揚圧力について実験結果を述べる。写真-2(a)~(f)は  $H=15$  cm, 35 cm について、 $s=19.4$  cm, 11.9 cm, -1.9 cm の場合の波の作用状況を示したものである。いずれの場合も遊水室上部に空気層が閉じ込められているのが認められる。実験時の観察によっても遊水室内の波面が上床版下面に直接衝突することはなく、揚圧力は空気層の圧縮を介して発現することは明らかである。この空気層の厚さ

は波高  $H$  が大きいほど、またクリアランス  $s$  が大きいほど大きくなるようである。このように空気層が閉じ込められたとき、縦スリット壁上方から空気が噴出するのが観察される。クリアランスが大きいほど、また波高が小さいほど外側における波のかぶりが小さく、空気が噴出しやすいようである。

図-11は揚圧力の測定記録の例を示したものであるが(a)~(f)の条件はそれぞれ写真-2(a)~(f)の条件に対応している。(f)の例のようにクリアランスが小さく、波高が大きいとき揚圧力の時間波形は多数のピークをもった減衰振動を示すが、クリアランスが大きくなるにつれてその減衰が大きくなり、ついには単発型の波形となる。



写真-2(a) 波の作用状況  
( $s=19.4$  cm,  $H=15$  cm)



写真-2(b) 波の作用状況  
( $s=19.4$  cm,  $H=35$  cm)

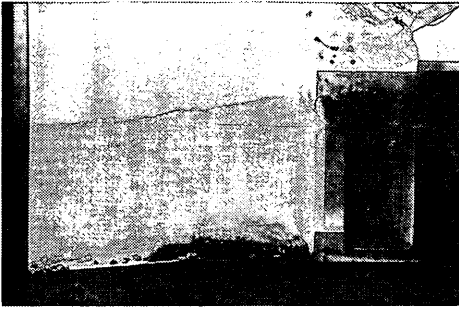


写真-2(c) 波の作用状況  
( $s=11.9$  cm,  $H=15$  cm)

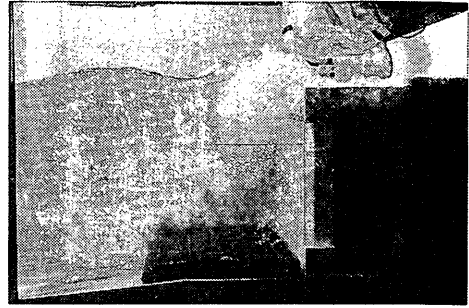


写真-2(e) 波の作用状況  
( $s=-1.9$  cm,  $H=15$  cm)

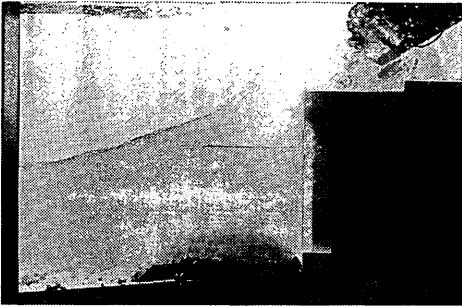


写真-2(d) 波の作用状況  
( $s=11.9$  cm,  $H=35$  cm)

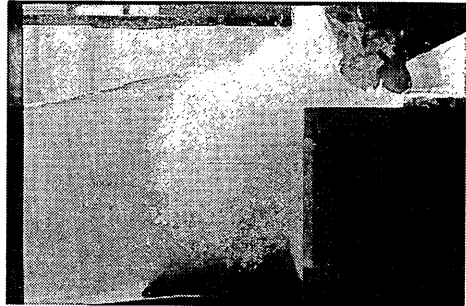


写真-2(f) 波の作用状況  
( $s=-1.9$  cm,  $H=35$  cm)

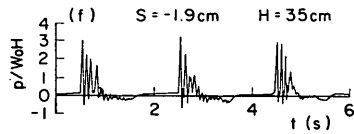
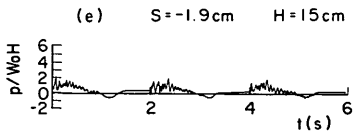
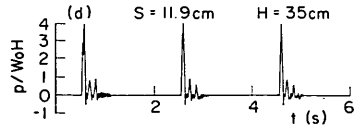
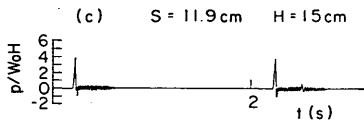
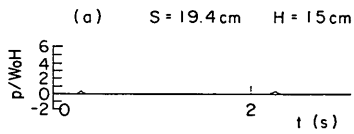


図-11 揚圧力の測定記録の例 ( $\epsilon_1=0$ )

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

同一のクリアランスについては波高が小さい方が単発型となりやすいことが認められる。こうした違いはクリアランスが大きいほど、また波高が小さいほど、外側における波のかぶりが小さく、縦スリット壁の間げきを通して空気が放出されやすいこと、および空気を閉じ込めている時間が短くなることによっていると考えられる。

なお、図-11の縦軸は  $p/w_0H$  で表わしているが、ここに  $p$  は大気圧を基準として測定した揚圧力を受圧面積で除した揚圧力強度を表わしており、2.の絶対圧力で表わした  $p_a$  とは次の関係にある。

$$p = p_a - p_0$$

以後、実験結果はすべて大気圧を基準とした圧力強度で表わす。

(2) 揚圧力のピーク値

図-12は  $w_0H$  で無次元した揚圧力のピーク値  $p_p$  を、横軸に入射波高に対する相対クリアランス  $s/H$  をとって示したものである。実験では同一クリアランスに対し、波高を変えて2回繰り返し測定を行っているが、図中の曲線は同一波高に対する結果の平均値を結んだものである。これによるとあるクリアランスで揚圧力が最大とな

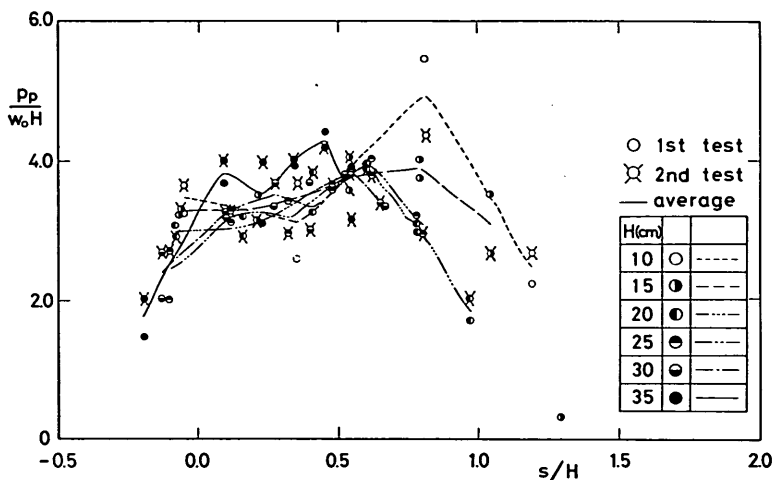


図-12 揚圧力のピーク値 (無孔頂部工)

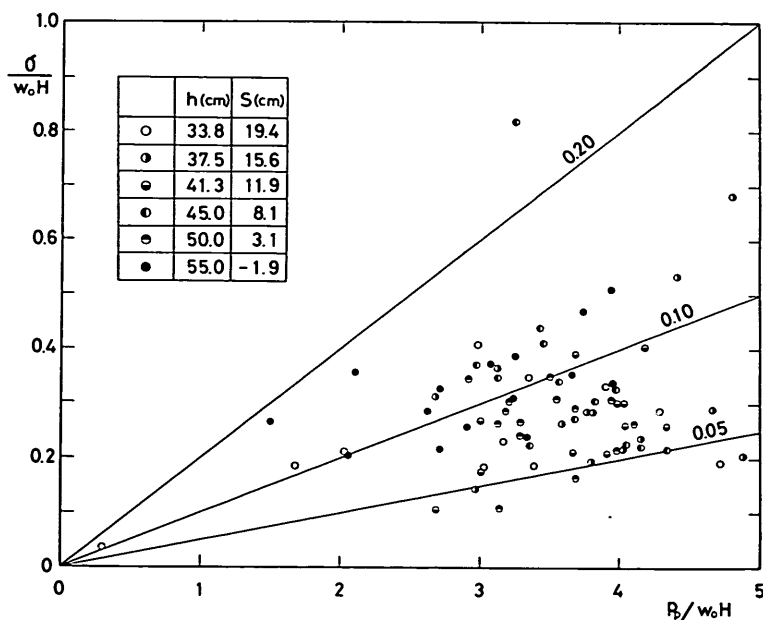


図-13 測定値の標準偏差

ることがわかる。本実験の場合、この条件は  $s/H$  が波高によって 0.45~0.60 のときであり、 $p_p/w_0H$  の最大値は 3.8~5.0 である。

以上の実験値は10波の平均値であるが、一波一波によるばらつきは比較的大きい。図-13は10波の標準偏差  $\sigma$  を  $w_0H$  で除して無次元化し、 $p_p/w_0H$  に対してプロットしたものである。 $\sigma/w_0H$  は平均的には  $p_p/w_0H$  の 10% 程度であるが、中には 100% に近いものもある。また、先に示した図-12 でわかるように、繰り返し測定により平均値が相当程度違う場合もあり、揚圧力は水深や波高のわずかな相違が敏感に結果に反映する現象であるといえる。以後、実験の平均値のみ論じるが、こうした変動性に留意しておく必要がある。

#### 4.2 空気孔による揚圧力の変化

##### (1) 空気孔があるときの揚圧力の記録

4.1 でみたように上床版に働く揚圧力は空気の圧縮を介して発現するため、上床版に空気孔を設け、空気を逃がすことによって圧力を低減することができる。しかし空げき率がある程度より大きくなると、遊水室内波面が直接上床版下面に衝突するようになり、空げきから水塊が噴出するようになる。こうした上床版の空げき率  $\epsilon_1$  を 0.45%; 1.8%; 3.6%; 10%; 29.2% と大きくしていったときの測定記録の例を示したのが図-14 (1)~(5) である。クリアランス、波高の条件は  $\epsilon_1=0$  の無孔上床版に対する前掲の図-11 の例と同じである。これらを比較することによって次のような特徴を指摘できる。

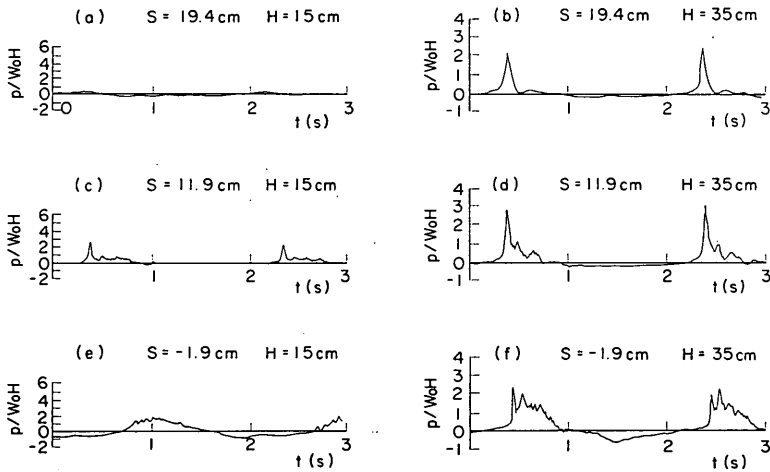


図-14 (1) 揚圧力の測定記録の例 ( $\epsilon_1=0.45\%$ )

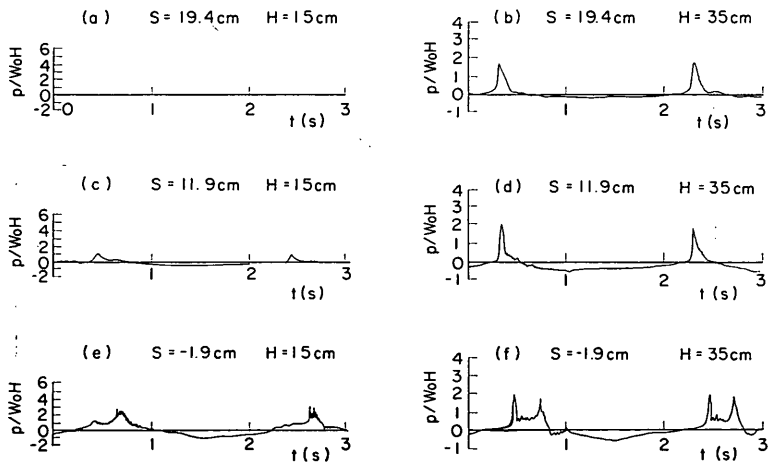


図-14 (2) 揚圧力の測定記録の例 ( $\epsilon_1=1.8\%$ )

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

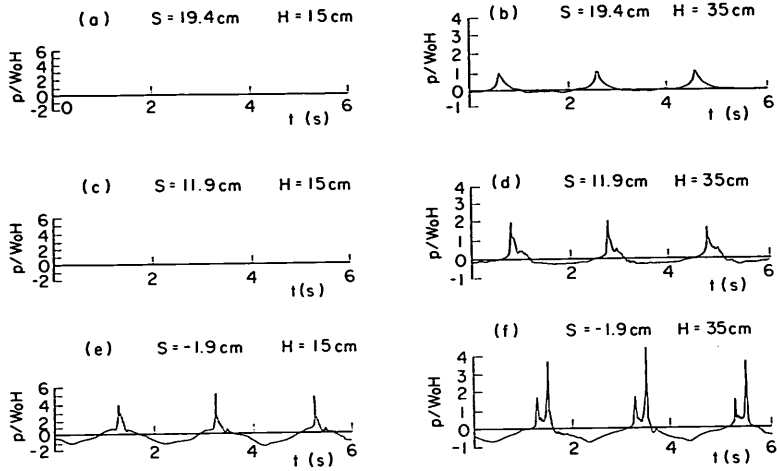


図-14 (3) 揚圧力の測定記録の例 ( $\epsilon_1=3.6\%$ )

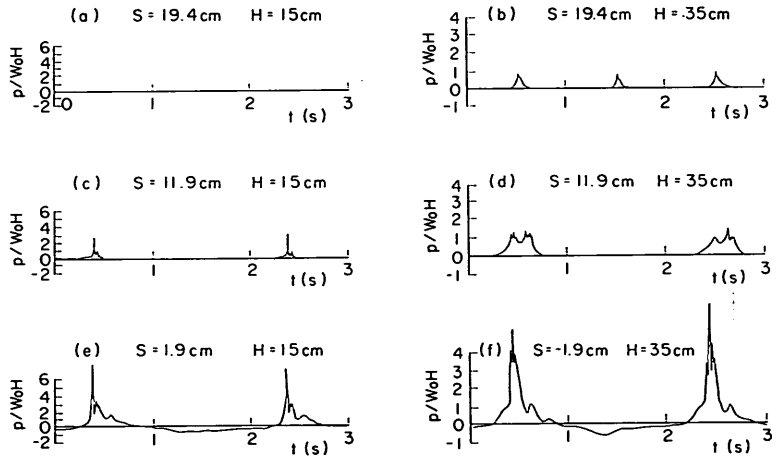


図-14 (4) 揚圧力の測定記録の例 ( $\epsilon_1=10\%$ )

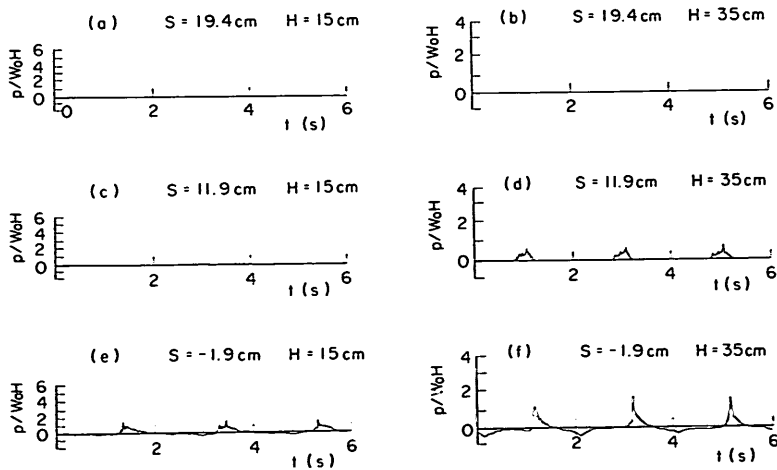


図-14 (5) 揚圧力の測定記録の例 ( $\epsilon_1=29.2\%$ )



1) 図-11および14の(d)に典型的例が認められるように、空気漏れが大きくなるにつれて、第1のピーク値が減少するとともに、第2以降が著しく減衰し、空気圧縮による圧力は単発型の波形となる。また、同図の(b)に典型的例が認められるように空気漏れによって圧力の作用時間はある程度まで長くなるようである。

2) 図の(f)に典型的例が認められるように、空げき率がある程度以上になると、最初の空気圧縮による圧力のピークから遅れて波面の直接的衝突による圧力が現われるようになる。

3) この波面の直接的衝突による圧力は  $\epsilon_1$  が大きく

なるにつれて大きくなるが、ある程度以上では逆に小さくなるようである。たとえば、図の(f)の例の場合、波面の直接的衝突による圧力は  $\epsilon_1=1.8\%$  のとき目立って現われるようになり、 $\epsilon_1=3.6\%$  では第1の空気圧縮による圧力よりはるかに大きくなる。 $\epsilon_1=10\%$  においては最早空気圧縮による顕著なピークは認められず、揚圧力は波面の直接的衝突によって生じており、そのピーク値も  $\epsilon_1=0$  のときの空気圧縮によるピーク値より大きい。しかし、 $\epsilon_1=29.2\%$  となるとこの揚圧力は著しく小さくなっている。

以上、典型的例における特徴を述べたが、こうした特

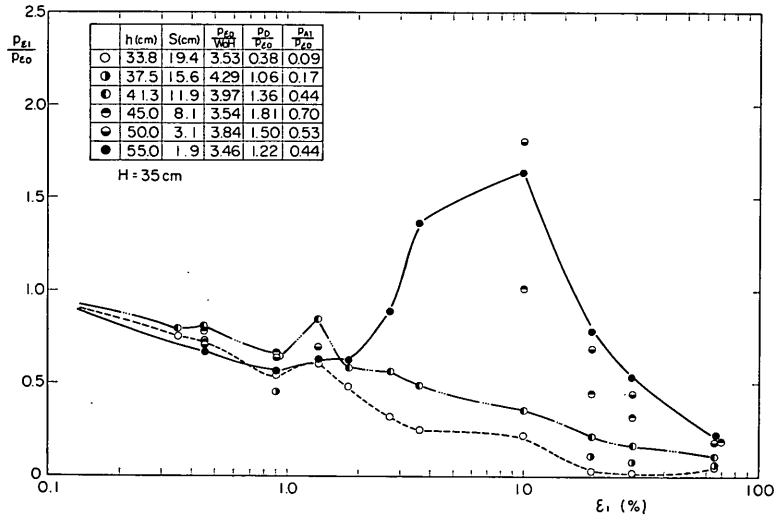


図-15 (1) 揚圧力のピーク値 (有孔上床版,  $H=35$  cm)

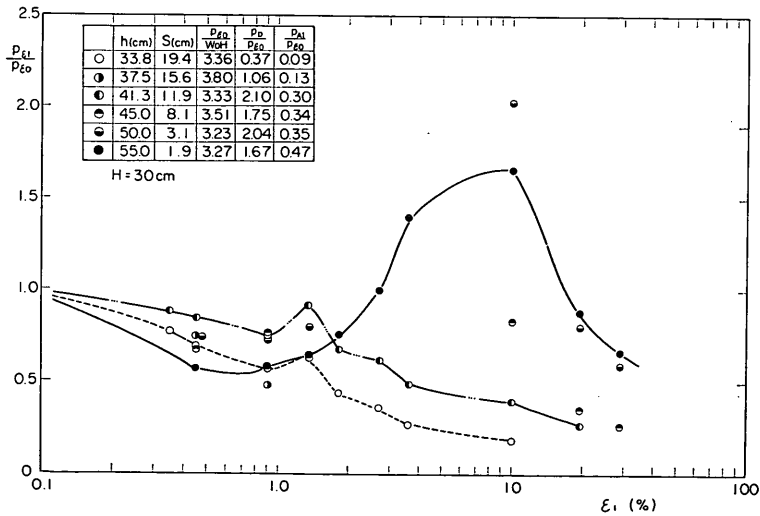


図-15 (2) 揚圧力のピーク値 (有孔上床版,  $H=30$  cm)

### 直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

徴は条件によってやや違って現われる。たとえば図の(b)の例では、 $\epsilon_1$ が大きくなるにつれて単発型の波形のピーク値が単に小さくなっていくような変化をしており、また(a)や(c)の波高が小さくクリアランスが比較的大きい例においては、 $\epsilon_1$ が大きくなるにつれて揚圧力が働かなくなってしまう傾向を示す。これらは遊水室内の波面が空気圧縮がないとき、上床版下面にまで達しないかあるいは達したとしても極めて小さい揚圧力しか及ぼさない場合の例である。

なお、3)で述べた $\epsilon_1$ がある程度以上大きくなると揚圧力が減少する理由はよくわからないが、一つには上床

版の空げき率が大きくなると水平スリット壁となるわけであるから、これによるエネルギー消費が大きくなって、遊水室内波面の上下運動が減じるためと考えられる。さらにこの水平スリット壁によって波面が著しく乱され、多くの気泡を含んだ状態で衝突するようになることも理由の一つと考えられる。

#### (2) 空げき率による揚圧力ピーク値の変化

揚圧力の記録でみたように、上床版の空げき率 $\epsilon_1$ により揚圧力のピーク値(最大値)は変化する。図-15(1)~(4)は $\epsilon_1=0$ のときの揚圧力のピーク値を $p_{e0}$ として、これに対する空げきを有するときのピーク値 $p_{e1}$ の比の変化示

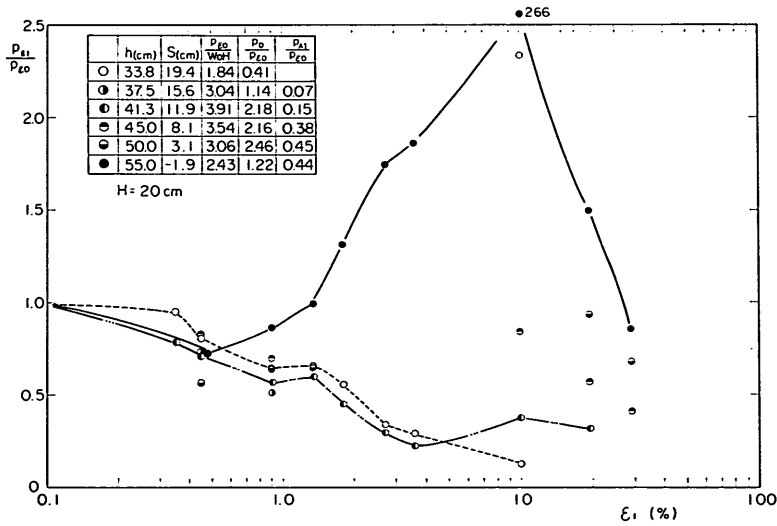


図-15 (3) 揚圧力のピーク値 (有孔上床版, H=20 cm)

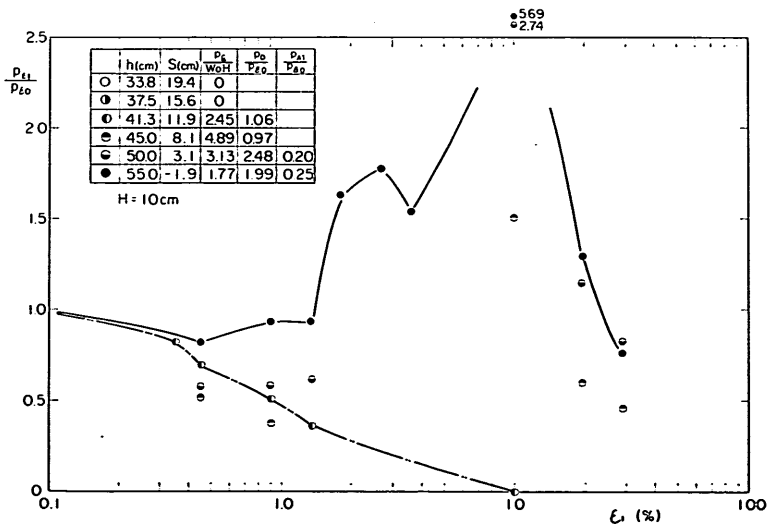


図-15 (4) 揚圧力のピーク値 (有孔上床版, H=10 cm)

したものである。各波高別にクリアランスをパラメータとして示してあり、そのうち  $s = -1.9, 11.9, 19.4$  cm の条件については実験値を線で結んである。

まず、クリアランスの小さい  $s = -1.9$  cm の条件を試みる。図-15(1)の波高が  $H = 35$  cm と大きいとき、 $\epsilon_1 = 1\%$  程度まではほぼ直線的に減少し、これ越えると増大するようになる。これは先に述べたように空げきが大きくなると波面が直接上床版下面に衝突するようになりこれによる揚圧力が空気圧縮による揚圧力より大きくなるためである。 $p_{\epsilon_1}/p_{\epsilon_0}$  の極小値はこの例の場合 0.55 で、空げき率 1% の空気孔で揚圧力のピーク値をこの程度まで下げることができる。波面の衝突による揚圧力は  $\epsilon_1$  が 3% 程度のとき  $\epsilon_1 = 0$  のときの値を上回るようになり、 $\epsilon_1 = 3.5 \sim 10\%$  の間で最大となる。この間データがないので正確ではないが、傾向から推定すると  $\epsilon_1 = 7\%$  程度のとき最大で、 $p_{\epsilon_1}/p_{\epsilon_0}$  は約 1.9 程度である。 $\epsilon_1$  がこれを越すと減少傾向となる。この減少傾向となる理由については既に述べたとおりであるが、実験を行った  $\epsilon_1 = 64.8\%$  までこれが続いており、この理由についてはさらに検討しなければならないと考えている。以上の傾向は他の波高の結果においてもほぼ同様であるが、波高が小さくなると空気孔による初期の段階における揚圧力軽減効果はやや顕著でなくなり、かつ最適  $\epsilon_1$  の値も小さくなっていくようである。また、波面の直接的衝突によって生じる最大の揚圧力の  $p_{\epsilon_0}$  に対する比は大きくなるようである。

以上、 $s = -1.9$  cm の結果について述べたが、クリアランスが大きくなるにつれて、波面の直接的衝突による揚圧力増大の傾向は顕著でなくなり、 $p_{\epsilon_1}/p_{\epsilon_0}$  の値は  $\epsilon_1$  が大きくなるにつれてほぼ単調に減少していくようになる。

なお、図中表の  $p_D/p_{\epsilon_0}$  の  $p_D$  は縦スリット壁を撤去した場合に上床版に作用する揚圧力のピーク値であり、 $p_{A1}/p_{\epsilon_0}$  の  $p_{A1}$  は鉛直壁前面にく形断面の単一水平けたを置いたとき、これに作用する揚圧力のピーク値である。これらについては 5. で述べる。

### 4.3 波面上昇速度および空気層の厚さ

#### (1) 波面上昇速度

2. で述べた空気圧縮による揚圧力の算定モデルでは、空気層を閉じ込めた瞬間における波面上昇速度および空気層の厚さが重要なパラメータとなる。そのため、モデルの適合性を論じる前にこれらについて検討した結果を述べる。

まず、図-16は縦スリット壁の有無による波面上昇速度の違いを調べるために行った実験結果を示したもので

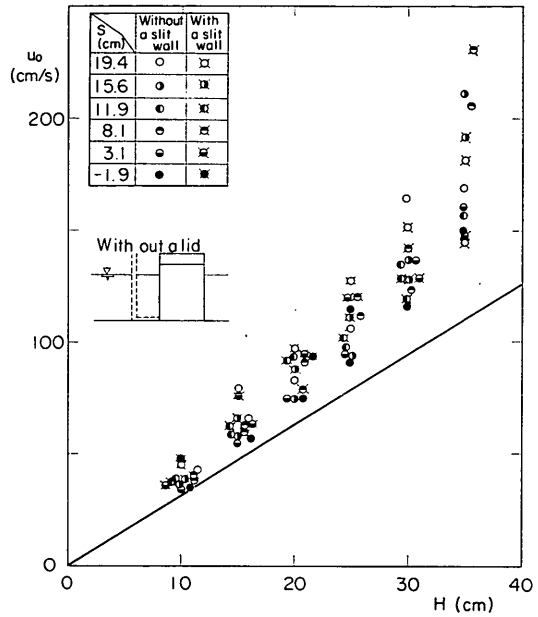


図-16 波面上昇速度  $u_0$   
(スリット壁の有無, 上床版無し)

ある。ただし、このときの波面上昇速度は鉛直不透過壁面より 11 cm 前方で測定した水位の時間変動記録から、静水面を上向きに切るときのごう配として求めている。縦スリット壁を設けた場合にも上床版は設けていない。この結果から、波面上昇速度は縦スリット壁の有無にかかわらずそれほど変化しないことがわかる。なお、図中の実線は通過波高を入射波高として微小振幅重複波理論によって計算した値を示しているが、測定値はこれより大きな値となった。実験では前面の水底ごう配が 1/10 の急ごう配であり、これによる相違は大きいと思われる。

次に図-17は上床版に相当する水平版のみによる波面上昇速度の違いをみてみたものである。ただし、この水平版があるときには、水位変動と同時に揚圧力の測定も行っており、波面上昇速度は揚圧力が働き始める瞬間に対して求めている。したがって、静水面を上向きに切る瞬間に対して求めた水平版がないときのものは、クリアランスにより位相が若干異なるかもしれない。そういった比較であるが、波高が大きくなるにつれて水平版有りのときの波面上昇速度が水平版無しの場合よりやや小さくなる傾向が認められる。

さらに図-18は縦スリット壁があるときの上床版の有無による波面上昇速度の違いをみてみたものである。ただし、上床版無しの場合は静水面を切るとき、有りの場合は揚圧力が働き始めるときの波面上昇速度である。後者

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

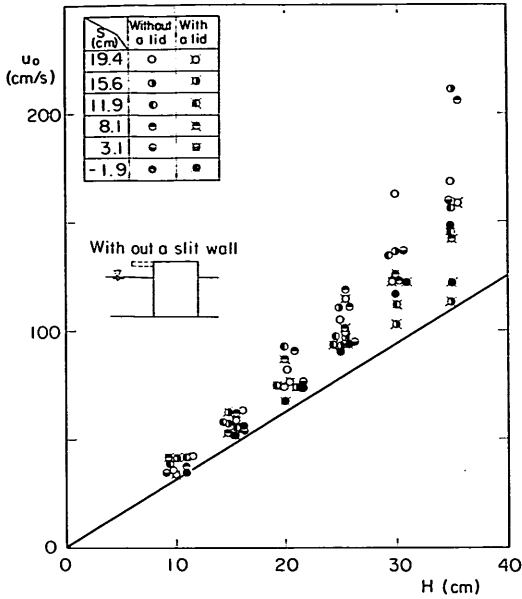


図-17 波面上昇速度  $u_0$   
(上床版の有無, スリット壁無し)

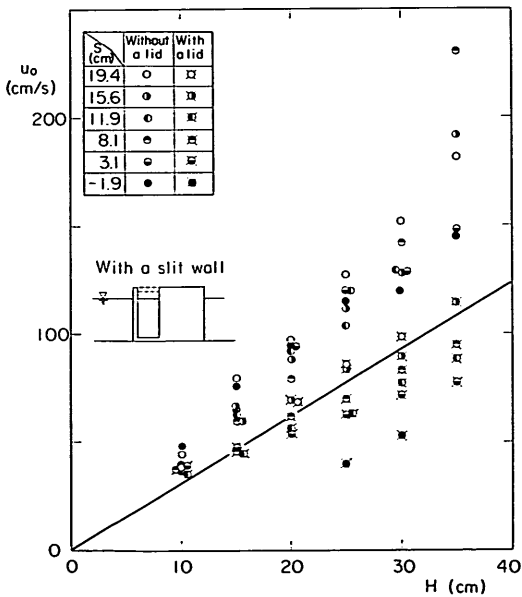


図-18 波面上昇速度  $u_0$   
(上床版の有無, スリット壁有り)

この値は算定モデルにおける  $u_0$  そのものであり、図-19にその求め方を説明している。この図において  $p$  は揚圧力、 $\eta$  は水位の同時記録であるが、波面上昇速度  $u_0$  は揚圧力が働き始める時間  $t_1$  からピークに達したときの時間  $t_2$  の間の水位変化の平均こう配として求めている。

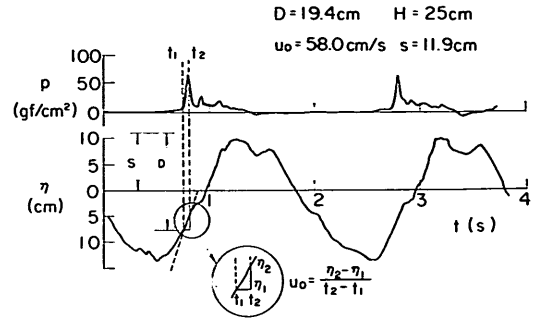


図-19 波高計による波面上昇速度と空気層の厚さの測定

この値は一波一波によるばらつきは比較的大きいが、図-18の結果はその平均値を示したものである。こうして求めた上床版有りの場合の波面上昇速度は縦スリット壁だけの場合と比べてかなり小さくなるのがわかる。

以上、種々の状態での波面上昇速度を比較したが、縦スリットケーソンの遊水室上床版に揚圧力が働くときの波面上昇速度は、単なる直立壁だけの場合や縦スリット壁だけの場合の上昇速度とは異なり、縦スリット壁と上床版が有る状態で評価すべきことが指摘できる。こうした状態における波面上昇速度の推定法を検討しなければならぬが、これについては今後の課題としたい。本報告においては、 $u_0$ の実測値を用いて以後の検討を行う。

(2) 空気層の厚さ

空気層の厚さ  $D$  は前掲 図-19 に示しておいたように、揚圧力と遊水室中央における水位の同時記録から揚圧力が働き始める時間  $t_1$  での水位を読み取って、上床版下面からの厚さとして求めた。

図-20は空気孔がない場合のこうした空気層の厚さ  $D$  を示すものである。この空気層の厚さは波高が大きいくほど大きく、またクリアランスが大きいくほど大きい。たとえば、波高 20 cm でクリアランスが 15.6 cm のとき  $D$  は 20.2cm であり、かなり厚い空気層が閉じ込められていることがわかる。図中に示した直線は、これを次のようにクリアランス  $s$  および波高  $H$  で表わした場合の関係である。

$$D = c_1 H + c_2 \tag{17}$$

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= 0.35 & s \geq D_0 \\ &= 0.09s/D_0 + 0.26 & D_0 > s \geq 0 \\ &= 0.26 & s < 0 \end{aligned} \right\} \tag{18}$$

$$c_2 = s - c_1(s - D_0) \tag{19}$$

ここに、 $D_0$  は縦スリット壁上部にある不透過壁の上床版下面から測った張り出し深さである。式(17)~(19)の関係は今回の実験条件に限ったものであり、条件が異なれば

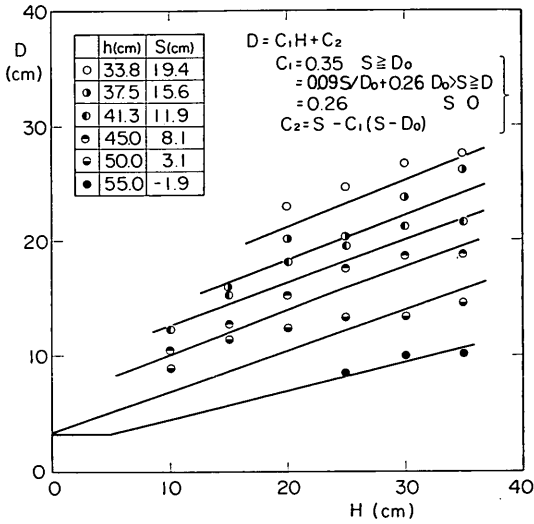


図-20 空気層の厚さ  $D$

ば異なった結果となるものと思われる。また本報告においては、 $D$ についてもこの関係ではなく、実測値を用いて以後の検討を行う。

#### 4.4 モデルの適合性

##### (1) 無孔上床版の場合

図-21は Bagnold 数を横軸にとり、実験による揚圧力と  $\epsilon=0$  とした計算による揚圧力を比較したものである。ここに、揚圧力  $p_p$  は大気圧  $p_0$  で割って無次元化している。実験値はばらついているが、平均的には  $B_p$  数が大きくなると明らかに増加する傾向にある。計算値と比較すると、特に  $B_p$  数が小さいところで小さくなっているのが認められる。これは既に 4.1 で述べたように、無孔上床版の場合においても縦スリット壁から空気漏れが生じるためであり、そのため 2. で述べた等価空けき率  $\epsilon_0$  を評価してやらなければならない。

図-22は実験値からこの等価空けき率を逆算して求め、相対クリアランス  $s/H$  に対してプロットしたものである。ただし、実験値が計算値を上回るものは  $\epsilon_0=0$  とした。  $\epsilon_0$  は  $s/H$  の増加、すなわち波高の減少あるいはクリアランスの増加に伴って大きくなる傾向を示している。たとえば、 $s=3.1\text{cm}$  の場合には  $s/H=0.088$  で  $\epsilon_0=0$  であり、 $s/H=0.156$  では  $\epsilon_0=0.33\%$  である。 $s=19.4\text{cm}$  の場合は  $s/H=0.5$  で  $\epsilon_0=0$  であり、 $s/H=0.646$  で  $\epsilon_0=0.55$  となる。このように各クリアランスによって  $\epsilon_0=0$  となる  $s/H$  の値は異なっており、クリアランスが大きいほど大きくなるようである。またどのクリアランスでも  $\epsilon_0$  の  $s/H$  に対する増加率がほぼ等しいもこと特徴である。しかしながら、この  $\epsilon_0$  をどのようなパラメータで

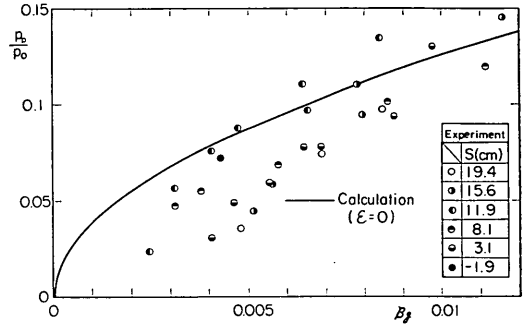


図-21 無孔上床版の実験結果と  $\epsilon=0$  とした計算結果

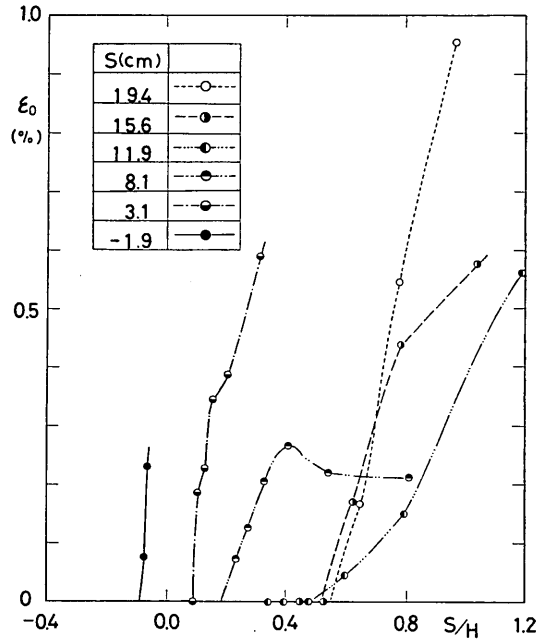


図-22 無孔上床版の等価空けき率

表わせばよいかはまだ不明な点が多い。たとえば、縦スリット上部にある不透過壁の厚さ  $D_0$  が 0 の場合には  $\epsilon_0$  はかなり大きくなると思われる。したがって、一般的には今後検討していかなければならない。以後の取り扱いでは逆算値をそのまま用いることにする。

以上揚圧力のピーク値に対する  $\epsilon_0$  を検討したが、モデルの妥当性はピーク値のみでなくその圧力の時間的な変化についても検討しなければならない。そのため、次に揚圧力の振動周期についてみる。図-23は縦軸に振動周期の測定値  $(T_n)_m$  をとり、縦軸に式(5)から求められる振動周期  $(T_n)_c$  をとってこれらの相関を示したものである。両者にはやや傾向的な違いが認められるが全体

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

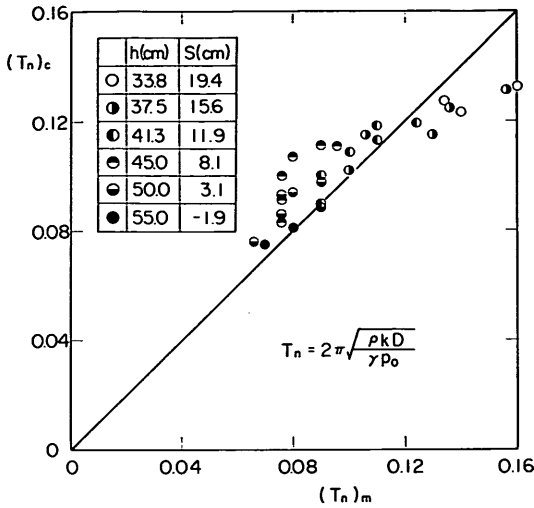


図-23 揚圧力波形の振動周期の実測値と計算値

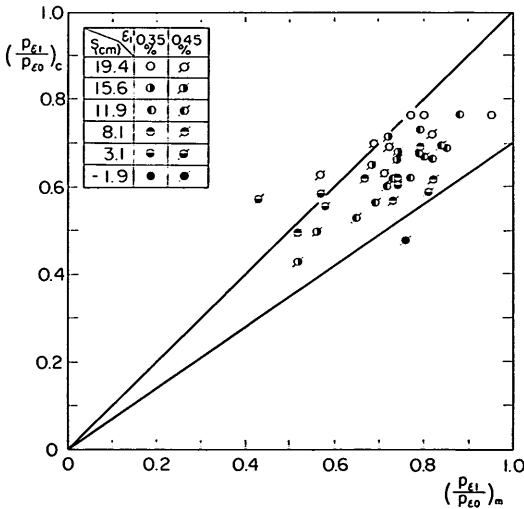


図-24 減衰率の計算値と実験値の比較

的にはほぼ合っているとえよう。

(2) 有孔上床版の場合

無孔上床版の場合の揚圧力を  $p_{e0}$  で表わし、上床版に空けき率  $\epsilon_1$  の空気孔がある場合の揚圧力を  $p_{e1}$  とすれば、空気孔による揚圧力の変化は  $p_{e1}/p_{e0}$  で表わされる。この  $p_{e1}/p_{e0}$  の測定値  $(p_{e1}/p_{e0})_m$  と計算値  $(p_{e1}/p_{e0})_c$  の相関を空けき率のごく小さい  $\epsilon_1 = 0.35, 0.45\%$  の2つの場合について示したのが図-24である。計算値の  $p_{e0}$  は前項で求めた等価空けき率  $\epsilon_0$  を考慮した場合の揚圧力で、 $p_{e1}$  は空けき率を  $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1$  としたときの揚圧力である。図からわかるように、測定値の方が全体的にやや大きい。す

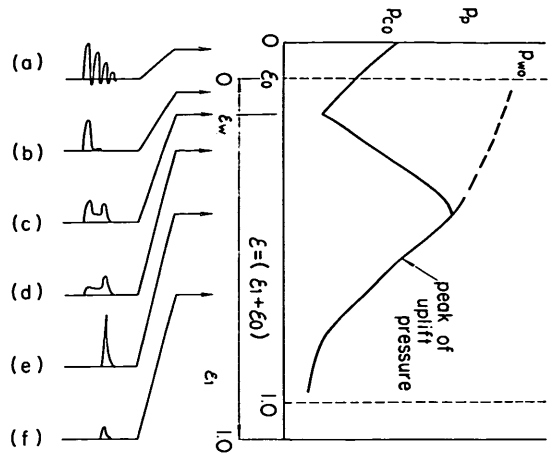


図-25 揚圧力の  $\epsilon_1$  の増加に伴う変化

わち、測定値の方が空気孔による揚圧力の低減効果が小さいようである。計算においては流量係数  $C_v C_a$  を 0.66 としているが、この値も含めて検討する必要がある。しかしながら、この  $\epsilon_1 = 0.35, 0.45\%$  の場合、傾向的にはモデルの適合性を示していると考えられる。

一方  $\epsilon_1$  が大きくなって水塊の直接的な作用が卓越するようになると、このモデルを用いることができない。さらに、空気の圧縮による揚圧力が卓越していても、ある程度水塊の直接的な作用がみられるようになれば、その適用精度は悪くなる。実際  $\epsilon_1 = 0.9\%$  では  $(p_{e1}/p_{e0})_c / (p_{e1}/p_{e0})_m$  の値は 0.4~1.0 の間にあり、クリアランスが小さい場合ほどこの値は小さい傾向にあった。すなわち、こうした適用性はクリアランスによって異なり、どのクリアランスにおいても適用できるのは  $\epsilon_1 = 0.5\%$  程度までであろう。しかしクリアランスが大きい場合には  $\epsilon_1 = 1.0\%$  程度まで適用できると考えてよい。

(3) 波面の衝突による揚圧力を含めたときの考え方

図-25 は空気孔の空けき率  $\epsilon_1$  の増加に伴う揚圧力のピーク値および圧力波形の変化を模式的に示したものである。これまで述べてきたように、 $\epsilon_1 = 0$  のときにおいても空気漏れの影響で圧力波形は減衰振動を示す。さらに空気孔による  $\epsilon_1$  の増加に伴い、空気圧縮による圧力は減衰し、水塊の直接的な作用による圧力に移行していく。このときクリアランスが大きいほど水塊の直接的な作用は小さくなり、また水塊の直接的な作用が卓越し始める空けき率は大きくなるようである。こうした水塊の直接的な作用による揚圧力の発現を含めた算定法を確立することが望まれるが、今の段階でこれを定式化することはできない。そのため、ここでは基本とする考え方を述べて

おくことにしたい。

揚圧力のピーク値は一般に次式のように表わすことができる。

$$p_p = \max\{p_c, p_w\} \quad (20)$$

ここに  $p_c$  は空気圧縮、 $p_w$  は水塊の直接的な作用による圧力である。このうち  $p_c$  は  $p_{c0}$  を空気漏れが全くないときの圧力として、

$$p_c = \delta p_{c0} \quad (21)$$

で表わされる。ここに、 $\delta$  は空気漏れによる圧力の低減率であり、空気漏れの増加に伴い、1 から 0 の範囲で変化する。この  $\delta, p_{c0}$  は  $u_0, D, k, \epsilon_0$  および  $\epsilon_1$  が波および構造物の条件により求められれば、2. で述べた空気圧縮による揚圧力の算定モデルを適用して決定できる。

さらに  $p_w$  は、

$$p_w = \alpha_1 \alpha_2 p_{w0} \quad (22)$$

とおく。ここに、 $p_{w0}$  は仮定の圧力であり、空気孔の空げき率が 0 であるが空気層は閉じ込められないとした場合の圧力である。現象的にはありえない仮想のものであるが、たとえば縦スリット壁を撤去して上床版だけとした場合とよく似ていると思われる。 $\alpha_1$  は空気層が水塊の作用を弱める効果を示す係数であり、空げきの増加に伴って 0 より 1 に近づく。 $\alpha_2$  は空げきが存在することによって水塊の作用が弱められることを示す係数で、1 から次第に減少する。

以上のような全体モデルにより、 $p_{w0}, \alpha_1, \alpha_2$  を波や構造物の諸元との関係で明らかにすることによって、どのような場合についても揚圧力の算定が行えるようになると考えられる。

なお、水塊の作用による揚圧力が卓越し始める空気孔の空げき率  $\epsilon_1$  を  $\epsilon_w$  とすると、この  $\epsilon_w$  は揚圧力を最も小さくする適切な空げき率であり、設計上重要な意味をもつ。今回の実験の場合、この  $\epsilon_w$  はクリアランスや波高によって 0.5~1.0% 程度であり、この程度の空げき率の空気孔を上床版に設けることによって揚圧力を軽減することができる。ただし、たとえば縦スリット壁上部にある不透過壁の厚さ  $D_0$  が 0 の場合のように、空気もれ  $\epsilon_0$  が大きいときには、この  $\epsilon_w$  はこの値より小さくしなければならないと思われる。

#### 4.5 現地への適用

もし、 $u_0, D, \epsilon_0$  の値を測定によらず、波と構造物の諸元によって与えることができれば、空気圧縮による揚圧力の算定モデルを適用することにより、現地での揚圧力を推定できる。しかしながら、本報告ではこれらを定式化するに至っていない。したがって、実際にこの種の構造物の揚圧力を検討するためには縮尺模型実験を実施する必要がある。こうした模型実験において、空気圧縮によって揚圧力が発現する場合の相似則を満たすためには、大気圧も相似則に従って制御しなければならない。一般に、この大気圧を制御することは困難であり、通常の大気圧のもとで実験を行うのが普通である。そのため、ここではそうした場合における実験結果の現地換算を本算定モデルを考慮して行う方法について述べる。

##### (1) 空気漏れを考慮する必要がない場合

上床版に空気孔がなく、しかもクリアランスが小さい場合には揚圧力のピーク値に及ぼす空気漏れの効果は無視できる。この場合は揚圧力が大きく、設計で対象とな

表-2 揚圧力の模型量と現地量の比較例

	$k$ (cm)	$D$ (cm)	$u_0$ (cm/s)	$\rho k u_0^2 / p_0 D$	$p/p_0$	$p$
1	24.6 *	15	100	0.0156	0.164	169.7
	393.6	240	400	0.295	0.872	901.2
	(1/16)	(1/16)	(1/4)	(1/16)	(1/5.31)	(1/5.31)
2	24.6	10	100	0.0242	0.205	211.5
	393.6	160	400	0.388	1,170	1208.4
	(1/16)	(1/16)	(1/4)	(1/16)	(1/5.71)	(1/5.71)
3	12.3	15	100	0.0081	0.113	116.4
	196.8	240	400	0.155	0.550	568.4
	(1/16)	(1/16)	(1/4)	(1/16)	(1/4.88)	(1/4.88)
4	24.6	15	200	0.065	0.360	371.7
	393.6	240	800	1.034	2.663	2751.0
	(1/16)	(1/16)	(1/4)	(1/16)	(1/7.40)	(1/7.40)

\*  $\frac{\text{模型量}}{\text{現地量}}$   
(比)

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

ることが多い。ここではまず、こうした空気漏れのない場合を考える。

表-2は 模型縮尺  $1/l_s$  を  $1/16$  として 4 種類の場合について、2.2 で述べた算定モデルを用いて求めた揚圧力の模型量と現地量を示すものである。それぞれの欄の上が模型量で下が現地量であり、( ) 内の数値はその比である。模型量と現地量の比は  $k, D$  については幾何学的縮尺  $1/16$  に等しく、 $u_0$  については幾何学的縮尺の平方根に等しいものとしている。しかしながら、こうした条件で計算した圧力のピーク値  $p_p$  の比は  $1/16$  とはならず、これより大きくなるのがわかる。つまり、揚圧力のピーク値については模型量を一般の Froude 則に基づいて単に  $16$  倍して現地量を求めたとすると、過大な値を推定することになる。たとえば、最初のケースでは約  $3$  倍、最後のケースでは  $2.2$  倍の値を推定してしまう。この模型量を  $l_s$  倍して現地量に換算した値と現地諸元を用いて計算した値との比を  $\lambda$  とすると、この  $\lambda$  は、 $l_s$  と模型の  $Fr_0$  数で一義的に決まり、この場合の縮尺  $1/16$  の条件では図-26 のようになる。この図からもわかるように、 $\lambda$  は  $Fr_0$  数が大きいほど  $1$  に近づくが、模型の  $Fr_0$  数の変化に対してそれほど敏感には変化しない。また、 $\lambda$  は  $l_s$  が  $1$  に近いほど  $1$  に近づく。

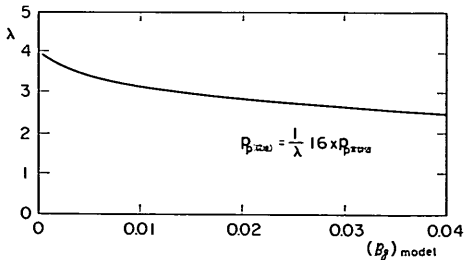


図-26 補正係数  $\lambda$

したがって、縮尺  $1/l_s$  の模型実験によって揚圧力の現地量を推定するには、次のようにすればよい。

- i) 模型実験により模型の揚圧力の値  $p_p$  および空気層の厚さ  $D$  と波面の上昇速度  $u_0$  を測定する。
- ii) 測定した  $D$  と  $u_0$  の値を用いて模型量の  $Fr_0$  数を計算する。現地の  $Fr_0$  数は模型の  $Fr_0$  数を  $l_s$  倍して求める。
- iii) 模型と現地の  $Fr_0$  数がわかれば式 (12) あるいは前掲図-3 より模型および現地の圧力のピーク値を求め、次式により補正係数  $\lambda$  を決定する。

$$\lambda = l_s \times \frac{\text{模型の } Fr_0 \text{ 数に対する揚圧力の計算値}}{\text{現地の } Fr_0 \text{ 数に対する揚圧力の計算値}}$$

この際、予め模型の  $Fr_0$  数の範囲に対して、前掲

図-26 のような  $\lambda$  の算定図を作っておけば便利である。

- iv) 補正係数  $\lambda$  を用いて、次の式 (14) により現地の揚圧力を求める。

$$p_p(\text{現地}) = \frac{1}{\lambda} l_s p_p(\text{実験}) \quad (14)$$

なお、もし模型実験において大気圧を幾何学的縮尺分だけ低くすることができれば、Froude 則がそのまま適用できる。すなわち、模型の  $Fr_0$  数は現地と一致し、 $p_p/p_0$  の値も等しくなり、したがって揚圧力の模型量と現地量の比は幾何学的縮尺に等しくなる。たとえば、表-2の第1番目のケースにおいて、大気圧を  $1/16$  の  $64.5 \text{ gf/cm}^2$  にすることができれば、模型の  $Fr_0$  数は  $0.259$  となり現地と一致し、 $p_p/p_0$  の比も  $0.872$  で一致する。したがって、揚圧力のピーク値は模型で  $56.3 \text{ gf/cm}^2$  となり現地の  $1/16$  となる。すなわち、模型の揚圧力に Froude 則を適用して現地量を推定してよいことがわかる。

(2) 空気漏れのある場合

次に上床版に空気孔がなくとも縦スリット壁からの空気漏れが多い場合、あるいは空気孔がある場合を考えてみる。

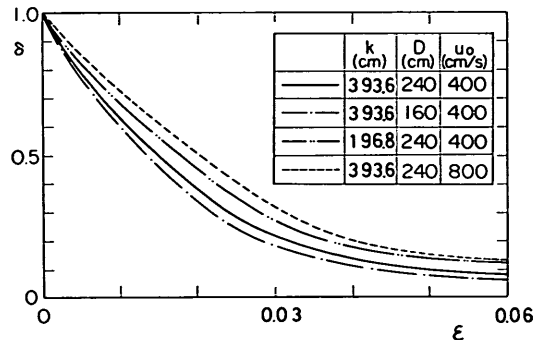


図-27 現地での減衰率  $\delta$  (計算例)

図-27は空げき率  $\epsilon$  による現地での揚圧力のピーク値の低減率  $\delta$  を計算した例を示すものである。ただし、前掲図-5の条件を模型量と考え、縮尺  $1/16$  で現地換算した条件によって計算した場合である。両者を比較すると現地では同じ空げき率でも揚圧力の低減効果は明らかに小さいことがわかる。たとえば、 $\epsilon=0.75\%$  の場合の模型量  $D=15\text{cm}$ 、 $u_0=100\text{cm/s}$ 、 $k=24.6\text{cm}$  において、低減率  $\delta$  は  $0.5$  である。一方現地量  $D=240\text{cm}$ 、 $u_0=400\text{cm/s}$ 、 $k=393.6\text{cm}$  においては、低減率  $\delta$  は  $0.7$  となる。

したがって、こうした場合には模型実験によって  $u_0$ 、 $D$ 、 $\epsilon_0$  を求め、これらを Froude 則により現地換算した値を用いて算定モデルにより現地の揚圧力の計算を行う



のが良いと思われる。この場合でも  $\epsilon_0$  が現地と模型で同じであるかどうかは疑問の残るところであり、今後の検討を必要とする。

空気孔のある場合にいま一つ問題となるのは、水塊の直接的な作用による揚圧力が卓越する空気孔の空げき率  $\epsilon_w$  が現地では模型の場合と同じであるかどうかという点である。大縮尺の実験で確認する必要があるが、この空げき率  $\epsilon_w$  は現地では模型の場合より小さくなることはなく、模型実験で得た値を用いれば安全側になると考えてよいといえる。これは、現地と模型が同じ空げき率の場合、現地での空気の圧縮による揚圧力は模型ほど低減しないことを考えれば、水塊の作用を弱めようとする空気層の効果も現地では模型より大きいと考えられるからである。

5. 遊水室内壁に働く圧力と縦スリット壁がないときの揚圧力

5.1 遊水室内の圧力

遊水上床版下面に圧力が作用するときには、同時に遊水室内にこれによる圧力が発現する。この圧力を測定するために遊水室底版上と遊水室後壁下部に波圧計を設置した。この波圧計で測定された圧力は揚圧力とほとんど位相差もなく相似であり、やや値が小さいだけであった。図-28は無孔上床版の場合の遊水室上床版下面での圧力のピーク値  $p_p$  と遊水室の底版上での圧力のピーク値  $p_a$  とを比較したものである。 $p_a/p_p$  を縦軸にとり横軸に  $s/h_a$  をとっている。 $h_a$  は遊水室内の高さであり、 $s/h_a$  が0というのは静水面が上床版下面にあることを意味し、0.5というのは静水面が遊水室の中央の高さにあることを意味している。 $p_p/p_a$  は波高によっても異なるが、 $s/h_a=0$  ではほぼ0.5、 $s/h_a=0.5$  ではほぼ0.8であり、遊水室内の深さが深いほど小さい値となる。また、波高につ

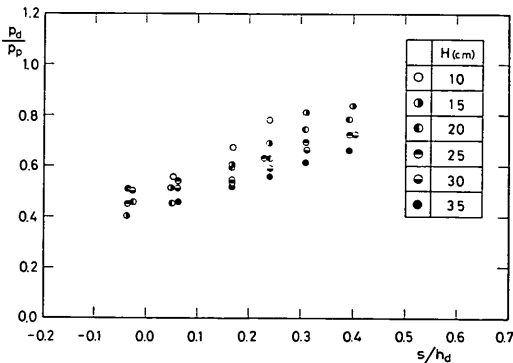


図-28 遊水室内の圧力と揚圧力との比 (無孔上床版)

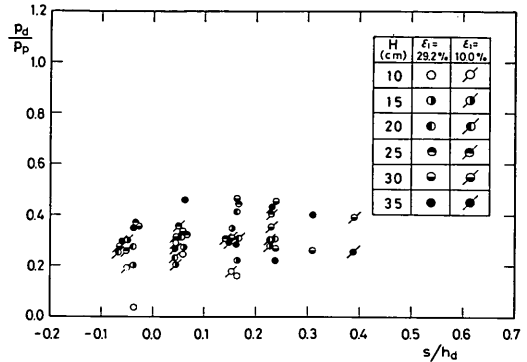


図-29 遊水室内の圧力と揚圧力との比 (有孔上床版)

いては波高が大きいかほど小さい値となるようである。

図-29は有孔上床版の場合で、 $\epsilon_1$  が29.2%と10%のときの  $p_a/p_p$  を示すものである。この場合は  $s/h_a$  による差は小さく、また  $\epsilon_1$  の違いによる差も小さい。平均的に  $p_a/p_p$  は0.3程度であった。

無孔上床版の場合も有孔上床版の場合も、遊水室後壁で測定した遊水室内の上床版への揚圧力による圧力は、底版上での値より平均的にやや大きい。これは上床版から遠ざかるほどこの圧力は小さくなることを意味していると思われる。

さらに、縦スリット壁の部材の前面と後面に波圧計を設置したときの測定も若干行ってみた。その結果、揚圧力が作用する瞬間にはこの部材の遊水室内の面にはもちろん、遊水室の外側の面にも圧力が伝播していることがわかった。その圧力は遊水室内の面では遊水室後壁と同じ程度であり、スリット壁前面ではその60%~70%程度であった。

5.2 縦スリット壁がない場合の揚圧力

(1) 水平版の場合

縦スリット壁は空気層を閉じ込めるのに重要な役割を果たしていると思われる。ここではそれを確かめるために縦スリット壁を撤去して揚圧力の作用状況およびピーク値の変化を調べた。この縦スリット壁がない場合は鉛直不透過壁と水平な版からなる横さん橋の場合に相当し、これと縦スリット壁がある場合と揚圧力がどのように異なるかということも興味のあるところである。

まず、波の作用状況を観察してみると、クリアランスが小さいときには、水平版と壁面との間に空気層を閉じ込める形で波面が衝突するが、この空気層の厚さはごく薄く、縦スリットケーソンの場合のように厚い空気層を閉じ込めないことが認められる。クリアランスが大きいときには、明らかに波面は直立壁側から衝突を始め、水

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

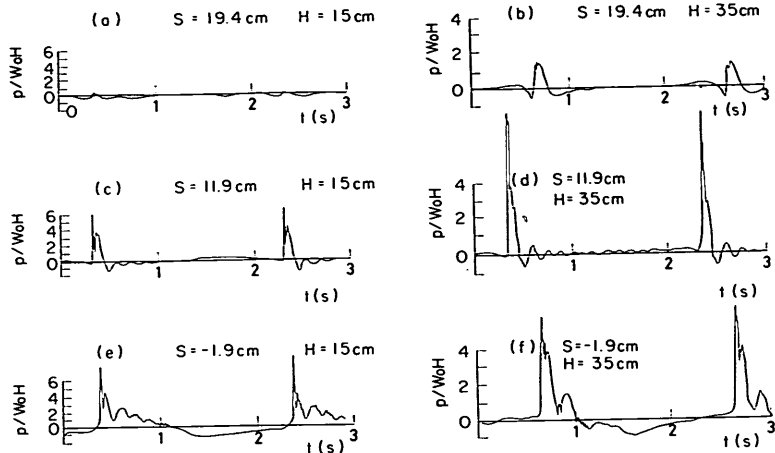


図-30 揚圧力の測定記録の例 (縦スリット壁なし, 水平版)

平板の沖側方向に走って水塊が水平に噴出する。こうした現象はスリット壁がある場合には認められないものである。

図-30は揚圧力の測定記録の例である。これを前掲図-11の縦スリット壁ありの場合(無孔上床版の場合)と比較すると、その違いは明らかである。たとえば、 $s=-1.9$  cmの場合は薄い空気層が閉じ込められるときであり、縦スリット壁がある場合の顕著な減衰振動波形とは全く異なった、立ち上りの急な波形となっている。また  $s=19.4$  cmの場合はクリアランスが大きく波面が角度をもって直接衝突している例であり、縦スリット壁がある場合には単純な単発型の振動波形であるのに対し、水塊の落下時に生じる負の揚圧力を含む特徴的な波形を示している。

さらに、縦スリット壁があっても空気がぬけやすい空げき率10%のときの結果の図-14(4)と比較すると、クリアランスが小さい条件では両者がよく似ているのが認められる。しかしながら、クリアランスの大きい条件では全く似ていない。これはクリアランスが大きい場合にはこの空げき率でもまだ空気の圧縮による圧力が消えず、また水塊の直接的な作用による圧力も空気層によって弱められているためと考えられる。

図-31は横軸に波高をとって揚圧力のピーク値を示したものである。縦スリットケーソンの無孔上床版の場合と比較すると、全般に揚圧力の値は大きくなっていることが明らかである。特に波面が水平底面にはほぼ平行に衝突していると思われる条件では  $8w_oH$  を越えている。こうした場合、縦スリット壁によって空気層を顕著に閉じ込めることが、揚圧力を相当程度緩和するのに役立って

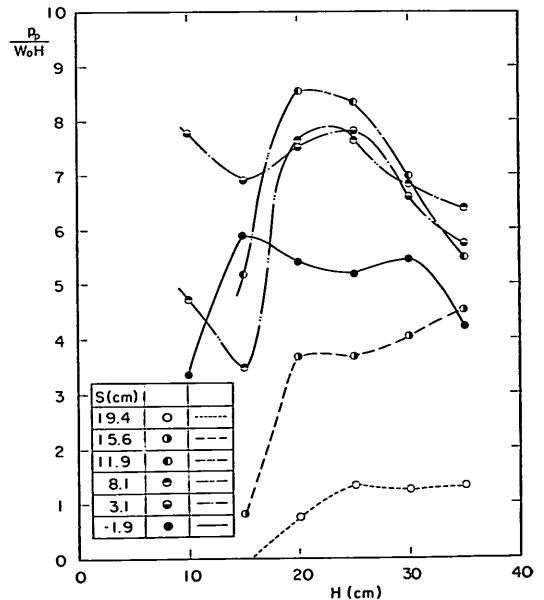


図-31 揚圧力のピーク値 (縦スリット壁なし, 水平版)

いることがわかる。ただし、クリアランスが最も大きい、 $s=19.4$  cmの場合にはかえって揚圧力は小さくなる。これはクリアランスが大きいため、波面が水平版に弱く作用している場合である。また、有孔上床版の空げき率10%の場合と比較すれば、測定記録の比較で述べたようにクリアランスが小さいときにはほぼ等しいかあるいは縦スリット壁がない場合の方が小さいが、クリアランスが大きくなるにつれて縦スリット壁がない場合の方が大きくなる。

(2) 水平けたの場合

遊水室上部に上床版を設けない開放型のケーソンとする場合であっても、構造上の理由から透過壁と不透過壁の間を水平けたによって補強することがあると考えられる。こうした場合の揚圧力は波面の直接的な作用によって生じることは明らかであり、その断面形状によって揚圧力の大きさは著しく違ってくることが予想される。そのため、ここでは水平けたの断面形状を図-32に示しているように A1(く形), A2(くさび型), A3(半円)の3種類に変えて揚圧力を測定してみた。ただし、より厳しい状態として縦スリット壁のない状態での測定である。

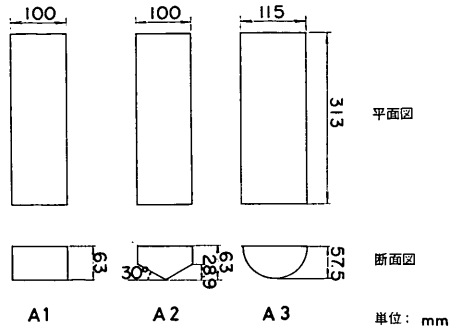


図-32 水平けたの断面形状

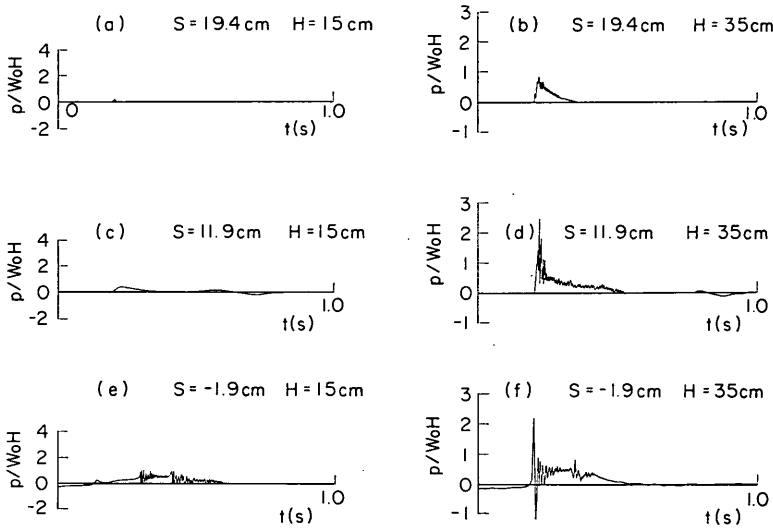


図-33 (1) 揚圧力の測定記録の例 (縦スリット壁なし, 水平けた, く形断面 A1)

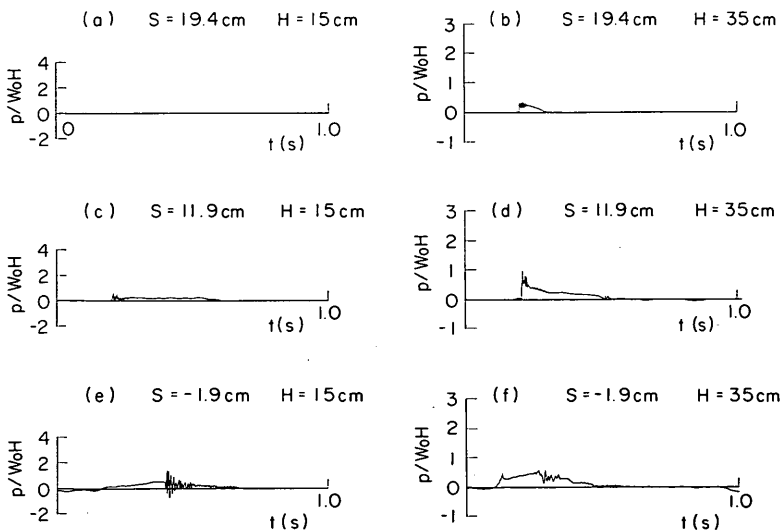


図-33 (2) 揚圧力の測定記録の例 (縦スリット壁なし, 水平けた, くさび形断面 A2)

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

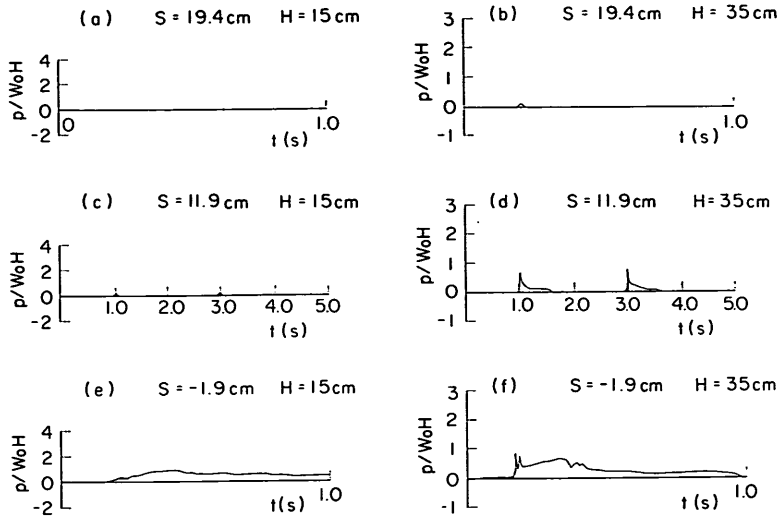


図-33 (3) 揚圧力の測定記録の例 (縦スリット壁なし, 水平けた, 半円断面 A3)

図-33(1)(2)(3)は揚圧力の測定記録の例である。いずれの断面形状の場合にも立ち上りの急ないわゆる Wagner 型<sup>10)</sup>の揚圧力波形が認められる。ただし,  $s = -1.9 \text{ cm}$  で  $H = 15 \text{ cm}$  の場合には, 波面の衝突による衝撃的な揚圧力よりも静的な揚圧力の方が顕著である。

く断面 A1 の  $s = -1.9 \text{ cm}$ ,  $H = 35 \text{ cm}$  の場合には, 揚圧力波形に 6 分力計の固有振動が顕著に現われている。この場合には衝突する波面は水平けた底面とほぼ平行であり, きわめて作用時間の短い衝撃的な揚圧力となる。したがって, 測定系がこれに追従していないかもしれず, 測定値が真の値かどうかは疑わしい。この例以外ではけたの底面と波面は平行とはならず, ある角度をもって衝突するために揚圧力はそれほど衝撃的とはならない。この角度が大きいほど, さらに二次元的のみならず A2 や A3 のように三次元的に角度をもつほど揚圧力は衝撃的とはなくなるようである。なお, 前項の水平板の場合の揚圧力波形と比較すると, どの条件においても衝撃力の作用時間が短いことがわかる。

図-34 は横軸に波高をとり揚圧力のピーク値を示したものである。部材形状の違いおよび波高による変化をわかりやすくするために, クリアランスが  $8.1 \text{ cm}$  の場合の傾向を線で結んでいる。  $p_p/w_oH$  の値は  $0 \sim 2.5$  の間にあり, 全体的に波高が大きく, クリアランスが小さいほど大きくなる傾向にある。また水平けたの断面形状による違いは, く形が最も大きく, くさび形, 半円の頂となっている。

前項の水平版の場合と比較すると, いずれの断面においても揚圧力のピーク値は小さい。ただし, く形断面

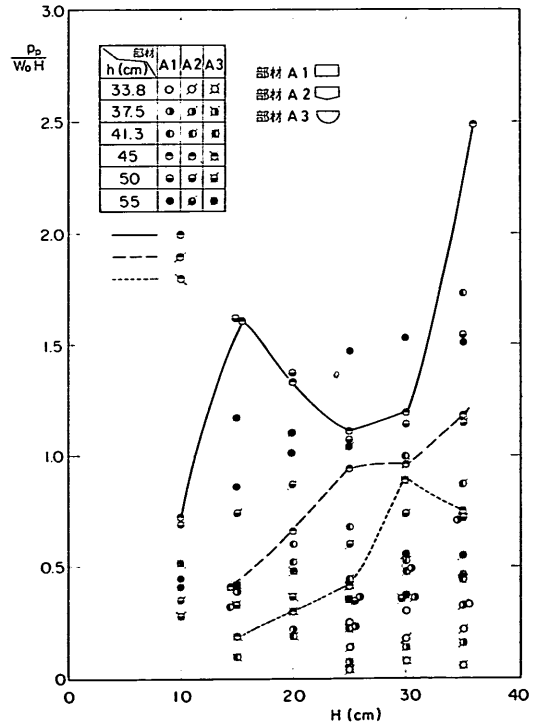


図-34 揚圧力のピーク値実験結果 (縦スリット壁無し, 水平けた)

A1 の  $s = -1.9 \text{ cm}$ ,  $H = 35 \text{ cm}$  の場合のように波面がほぼ水平に水平けた底面に衝突する場合については, 既に述べたように測定系の衝撃応答特性の影響により, 実際にはこの測定値よりさらに大きな値であると考えられ

る。水平版の場合と比較して、衝突時の波面の速度がほぼ等しいこと、および揚圧力を受けるけたの底面が水平で同じであることを考えれば、く形断面 A1 のこの場合の揚圧力は、作用時間は短いとそのピーク値は同程度とも考えうる。これについては固有振動数の十分高い測定系で測定して検討する必要がある。

いずれにしても、こうした水平けたの場合には断面をくさび型等にするによって揚圧力を著しく減少させることができることは明らかである。

## 6. ま と め

本研究による主要な結果をまとめると次のとおりである。

- (1) 縦スリットケーンに波が作用したとき、遊水室上部に空気層が閉じ込められる。特に無孔上床版の場合、波面が上床版下面に直接作用することはほとんどなく、揚圧力はこの空気層の圧縮を介して発現する。このように空気層が顕著に閉じ込められるのは、縦スリット壁上端で遊水室内部よりやや下側に不透過壁が張り出しているという構造条件によるほか、縦スリット壁内外で波面上昇の位相が異なり、遊水室内の上昇が遅れるという水理現象による。
- (2) 上床版に働く揚圧力は空気層の圧縮を介して発現するため、上床版に適切な空気孔を設け、空気はある程度逃がすことにより揚圧力のピーク値を小さくすることができる。しかし、空げき率（上床版面積に対する空気孔面積の比）がある限界以上になると、波面が上床版下面に直接衝突するようになり、次第に無孔上床版の場合より大きな揚圧力が働くようになる。したがって、揚圧力を極小とする最適の空げき率がある。今回の実験条件で波高が大きい場合、この上床版の最適空げき率は 0.5~1.0% 程度であり、無孔上床版のときの揚圧力の 0.5~0.7 倍程度に下げることができる。
- (3) 遊水室内の波面が上床版に直接作用するようになるまでの揚圧力は、上昇する水塊の運動と空気層の圧縮のモデルを考えることによりほぼ説明ができる。ただし、このモデルにより揚圧力を計算するためには、空気層を閉じ込める瞬間の波面の波面上昇速度  $u_0$  および空気層の厚さ  $D$  を与えることが必要である。また、実際には無孔上床版の場合であっても、縦スリット壁から空気の漏れがあることが多く、これに相当する等価な空げき率の値を知ることが必要である。そのため、本実験の結果についてはこれらの値を検討したが、一般的に定式化するには至っていない。
- (4) 空気圧縮による揚圧力の大きさを支配する重要な無

次元パラメータは  $\rho k u_0^2 / \rho_0 D$  であり、これを Bagnold 数と名づけ、 $B_0$  数と略記することにした。ここに、 $\rho$  は水の密度、 $k$  は波面と一緒に運動すると仮定した水塊の厚さ、 $\rho_0$  は大気圧である。したがって、上床版に働く揚圧力を模型実験によって検討する場合、この  $B_0$  数を現地と模型で一致させることが必要であり、Froude 則を満たすためには  $\rho_0$  を縮尺することが必要となる。しかし、大気圧を制御することは一般に困難であり、そのため大気圧下での実験結果に基づいて空気の圧縮モデルを介して現地の揚圧力を推定する方法を示した。一般に、実験による揚圧力をそのまま単純に Froude 則によって現地換算すると過大な揚圧力を与えることになる。また、空気孔による揚圧力の低減効果は、実験値そのままでは現地に対して過大な評価を与えることになるので注意を要する。

- (5) 遊水室の上床版に揚圧力が働くとき、その他の遊水室内壁にも同時に圧力が働き、設計においてこれを考慮することが必要である。この圧力は上床版からの距離に応じて、ほぼ直線的に減少すると考えてよい。

## 7. あとがき

以上、縦スリットケーン上床版に働く揚圧力についてその特性と算定モデルについての検討結果を述べた。

一般的な設計法を確立するためには、今後さらに広範囲の実験を行って、算定モデル中に含まれる諸量が、波と構造条件によってどの様になるかを詳しく調べ定式化していく必要がある。また、水塊の直接的な作用による揚圧力の特性についてもさらに検討が必要である。これらについては今後機会をみて研究を進めていきたいと考えている。本報告は模型実験を通じて若干の新しい知見を得たので、とりあえず今までの結果をとりまとめたものである。

なお、まえがきでも述べたように本報告の基本となる実験は神戸市からの受託研究として実施したものである。この実験の実施にあたっては神戸市開発局より多くの協力を得た。また報告のとりまとめにあたっては、当所の佐藤昭二次長および合田良実海洋水理部長より多くの助言を頂いた。ここに記して深甚なる謝意を表する次第である。

直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力

参 考 文 献

- 1) たとえば、谷本勝利・原中祐人・高橋重雄・小松和彦・碓正彦・大里睦男：各種ケーソン式混成堤の反射・越波および波力特性に関する模型実験，港湾技研資料，No. 246，1976，38 p.
- 2) 小川達彦・時川和夫：多孔型ケーソンタイプ消波防波堤の特性，第23回海岸工学講演会論文集，1976，pp. 106～111.
- 3) 尾崎 晃・鴻上雄三・中込国喜・荻谷広見・田崎邦男：直立式消波堤の波力に対する安定性，第25回海岸工学講演会論文集，1978，pp. 323～327.
- 4) 時川和夫：スリット型ケーソンタイプ特殊防波堤の開発，第26回海岸工学講演会論文集，1979，pp. 328～332.
- 5) Mitsuyasu, H.: Shock Pressure of Breaking Wave, Proc. of 10th Conference on Coastal Engineering, 1966, pp. 268～283.
- 6) Bagnold, R.A.: Interim Report on Wave Pressure Research, Jour. of Institute of Civil Engineers, Vol. 12, 1939, pp. 201～226.
- 7) Verhagen, J.H.G.: The Impact of a Flat Plate on a Water Surface, Jour. of Ship Res., 1967, pp. 211～223.
- 8) 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.
- 9) Koehler, B.R. and C.F. Kettleborough: Hydrodynamic of a Falling Body upon a Viscous Incompressible Fluid, Jour. of Ship Research, Vol. 21, 1977, pp. 165～181.
- 10) 谷本勝利・高橋重雄・和泉田芳和：水平版に働く揚圧力に関する研究，港湾技術研究所報告，第17巻第2号，1978，6，pp. 3～47.

主 要 記 号 表

- $C'_a$ :  $C_a C_0$  ( $C_a$ は断面収縮係数， $C_0$ は流速係数)  
 $D$ : 閉じ込められた空気層の厚さ  
 $H$ : 波高  
 $h$ : 水深  
 $h_d$ : 遊水室の高さ  
 $k$ : 上床版の揚圧力に影響を及ぼす水塊の厚さ  
 ( $=\pi l/4$ )  
 $l$ : 縦スリット壁を含めた遊水室の幅  
 $l_d$ : 遊水室の内寸幅  
 $p$ : 揚圧力 (大気圧を0として表わす。  
 ただしピーク値をあらわすときは  $p_p$ )  
 $p_0$ : 大気圧 (1,033 gf/cm)  
 $p_a$ : 絶対圧力で表わす場合の圧力  
 $p_{A1}$ : 水平けた A1 に働く揚圧力  
 $p_D$ : 縦スリット壁を取り除いた場合の揚圧力 (水平版)  
 $p_d$ : 遊水室内の圧力 (遊水底部版上)  
 $p_{e0}$ : 無孔上床版の揚圧力 ( $\epsilon = \epsilon_0$ )  
 $p_{e1}$ : 有孔上床版の揚圧力 ( $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1$ )  
 $s$ : 静水面と上床版下面とのクリアランス  
 $T$ : 波の周期  
 $T_n$ : 揚圧力の振動周期  
 $u_0$ : 波面上昇速度  
 $u_1$ : 空げきから漏れる空気速度  
 $w_0$ : 水の単位体積重量  
 $\epsilon_0$ : 縦スリット壁からの空気漏れの効果を表わす等価  
 空げき率  
 $\epsilon_1$ : 上床版の空気孔による空げき率  
 $\epsilon$ : 空げき率 ( $=\epsilon_0 + \epsilon_1$ )  
 $\epsilon' = C'_a \epsilon$   
 $\delta$ : 空気漏れによる揚圧力のピーク値の低減率  
 $\lambda$ : 揚圧力の実験値を現地に換算する場合の補正係数  
 $\rho_a$ : 空気の密度  
 $\rho_w$ : 水の密度