

気層が圧縮され、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。

このときの遊水室内の波面の運動については、ここで対象としている現象が波の周期に比べて非常に短い時間内での現象であることから、厚さ k の水塊が波面と一体となって運動するものとして取り扱う。すなわち、図-1 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。ただし、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/cm² (101.2 kPa)] に等しい。水塊の下方には大気圧 p_0^* が常時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。

$$\rho_w k \frac{d^2 x}{dt^2} = p_a^* - p_0^* \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 ρ_w は水の密度、 x 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を表わす。 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。

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

ここに、 u_0 は空気層が閉じ込められた瞬間における波面の上昇速度であり、空気層の初期厚さ D とともに実験によって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。

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

ここに、 C_v は流速係数、 ρ_a は大気圧のもとでの空気密度である。

初期状態から時間 t までの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。

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

ここに、 ε は上床版の開孔率、 C_a は断面収縮係数である。

この空気漏れを考慮した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。

$$p_a^* = p_0^* [D - q(t)/x]^r \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 r 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式 (2) の初期条件のもとに解けばよい。しかし、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 において特別な条件での解や数値計算によってその特性を示すが、その前に式中含有される k や ε 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。

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

次に開孔率 ε についてであるが、実験によると空気層圧縮時に透過壁から気泡の放出が認められ、空気の漏れは上床版に空気孔がない場合においても、透過壁の間隙から生じると考えるのが妥当である。したがって、この空気漏れの効果を上床版の空気孔に置き換えて評価することになれば、式 (4) における ε は次のように表わされる。

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

ここに、 ε_0 は前面透過壁からの空気漏れの効果に等価な結果を与える仮想の開孔率、 ε_1 は実際の空気孔の開孔率である。この ε_0 の値は実験によって検討しなければならない。

式 (4) 中の流量係数 $C_a C_v$ については、オリフィスに対する平均的な値としてとりあえず 0.66 を用いることにする。

2.2 解の特性

(1) $\varepsilon=0$ の場合の圧力のピーク値

空気漏れを考慮する必要のない特別な場合には、 $\varepsilon=0$ と置いて式 (5) 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ことにより次式を得る。

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = u_0^2 - \frac{2p_0^*}{\rho_w k} \left[\frac{D}{r-1} \left\{ \left(\frac{x}{D} \right)^{1-r} - 1 \right\} - (D-x) \right] \quad \dots\dots\dots (8)$$

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⁹⁾が示したように圧力のピーク値 p_{ap}^* に着目すれば次式を得ることができる。

$$\frac{\rho_w k u_0^2}{p_0^* D} = 5 \left(\frac{p_{ap}^*}{p_0^*} \right)^{2/7} + 2 \left(\frac{p_{ap}^*}{p_0^*} \right)^{-5/7} - 7 \quad \dots\dots\dots (9)$$

すなわち、圧力のピーク値は式 (10) の無次元パラメータの値によって決まることがわかる。本研究においてはこれを **Bagnold 数** と呼び、 $\mathcal{B}_g$ 数と略記する。

$$\mathcal{B}_g = \frac{\rho_w k u_0^2}{p_0^* D} \quad \dots\dots\dots (10)$$

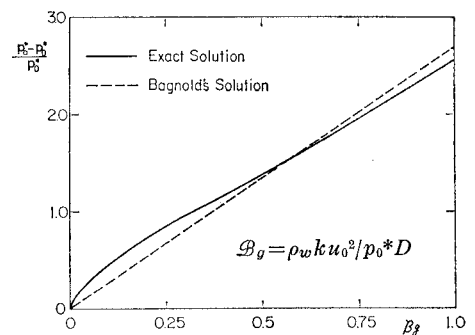
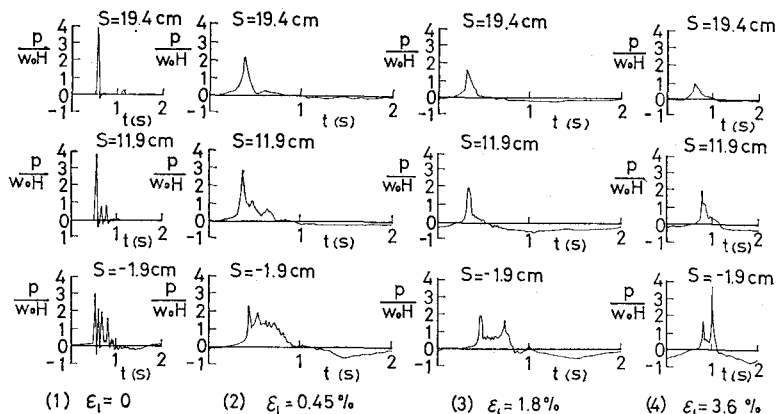


図-2 $\varepsilon=0$ の場合の圧力の最大値

図-7 揚圧力測定記録の例 ($H=35$ cm)

3.2 実験結果

(1) 測定記録の例

図-7は揚圧力の測定記録の例を示したものである。ここに、図中の p は大気圧を基準としたときの圧力強度であり、 s は静水面上遊水室上床版下面までのクリアランスである。本実験においては模型を固定しておいて、水深を変化させることによって s を変えており、 s と堤体設置位置での水深 h との間には次の関係がある。

$$s = 53.1 - h \quad (\text{cm})$$

入射波の条件はいずれも周期 $T=2.0$ s、波高 $H=35$ cm である。

図の(1)の $\epsilon_1=0$ は上床版に空気孔がない場合の記録であるが、圧力波形は ϵ が小さいとき減衰振動を示し、 s が大きくなるにつれて単発型となっている。これは無孔上床版であっても、縦スリット壁から気泡の放出があることに対応しており、 s が大きい場合には波のかぶりが小さく空気が逃げやすいこと、および外側波面の下降によって閉じ込められた空気層が短時間で解放されることのため単発型となるものと推測される。

(2), (3), (4) は $\epsilon_1=0.45\%$, 1.8% , 3.6% と上床版に空気孔を設け、開口率を大きくしていった場合の記録であるが、一般的傾向として圧力のピーク値が小さくなるとともに、変化が緩やかになることがわかる。ただし、(3), (4) の $s=-1.9$ cm の例においては顕著なピークが2度現われているのが認められるが、このうち第二のピークは遊水室から空気が全て放出されて、波面が上床版下面に衝突したときの圧力である。空気孔の開口率をある程度以上に大きくするとこのときの圧力が卓越するようになり、(4) の $s=-1.9$ cm の場合のように無孔上床版のときより大きな揚圧力になってしまう。

(2) 計算結果との比較

2. で述べた空気圧縮モデルを適用するためには、 D や u_0 などの値を知らなければならない。そのため、遊水室内における水位の変化を揚圧力と同時に測定し、揚圧力

が働き始めた瞬間の水位から D を求め、またそのときの時間軸に対する波形の勾配から u_0 を求めて、これらを用いることにした。

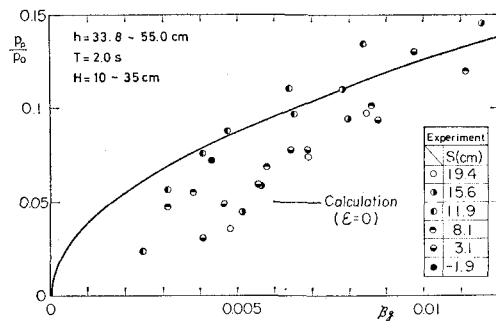


図-8 圧力の最大値

図-8は横軸に B_g 数をとって無孔上床版の場合の $p_0/p_0^*=(p_0^*-p_0^*)/p_0$ の実験値をプロットしたものである。データはばらついてはいるが、 B_g 数とともに増大していく傾向が認められる。図中の実線は $\epsilon=0$ としたときの計算値を示しているが、特に B_g 数が小さいところで実験値よりも大きな値となっている。この理由の一つは無孔上床版であっても縦スリット壁からの空気の漏れがあるためであり、2.1 で述べた等価開口率 ϵ_0 を評価してやらなければならない。そのため、実験値が計算値を下回るものについて逆算によりこれを求めてみると、 s や H によって ϵ_0 は $0\sim1\%$ の範囲となり、データの 82% は $\epsilon_0=0.5\%$ 以下の値であった。 ϵ_0 や D および u_0 を適切に評価することにより、無孔上床版に働く空気圧縮揚圧力は Bagnold-光易のモデルによって推定できるといえる。

次に、上床版に空気孔を設けたときの実験値と計算値を比較してみる。無孔上床版の場合の揚圧力の最大値を p_0 で表わし、開口率 ϵ_1 の空気孔を設けたときの最大値を p_{ϵ_1} で表わす。この p_{ϵ_1}/p_0 の測定値 $(p_{\epsilon_1}/p_0)_m$ と

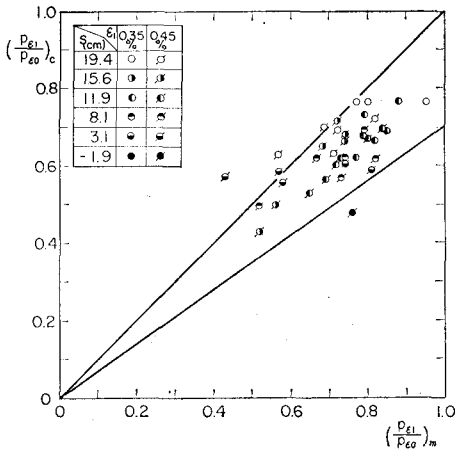


図-9 空気孔による低減率の比較

計算値 $(p_{e1}/p_{e0})_c$ の相関を $\epsilon_1=0.35, 0.45\%$ の結果について示したのが図-9である。計算値の p_{e0} は実験結果から求めた等価開口率 ϵ_0 を考慮したときの値で、 p_{e1} は $\epsilon=\epsilon_0+\epsilon_1$ としたときの値である。図からわかるように、測定値の方が全体にやや大きい。すなわち、測定値の方が空気孔による低減効果がやや小さいようである。これは空気孔がある場合の ϵ_0 のとり方によるほか、流量係数の値に問題があることによると考えられる。しかしながら、実験データの 87% は計算値の 1.0~1.4 倍の範囲(図中 2 本の直線の間)に入っており、簡単なモデルの割にはよく傾向を表わしているといえよう。

4. あとがき

以上、直立消波ケーソンの上床版に働く空気圧縮揚圧力に対し、Bagnold-光易のモデルを検討し、実験結果と比較することによってほぼ妥当な値を推定できることを示したが、モデル中に含まれる D, u_0 や ϵ_0 の値につ

いては定式化するまでには至っていない。したがって、実際にこの種の構造物に働く揚圧力を推定するためには、個々の条件に適應した模型実験による検討が必要となる。その際留意すべきことは、空気圧縮を介して発現する揚圧力を支配する重要なパラメータは B_0 数であり、相似則を満たすためには大気圧を縮尺しなければならないことである。しかしながら、一般にこの大気圧を制御することは困難であり、通常の大気圧下で実験を行わざるを得ないのが普通である。この実験結果を単に Froude 則を適用して現地換算すると、一般に過大な値を与えることになる。そうした際、当面の対処法として実験によって D や u_0 および ϵ_0 の値を求め、これらの現地換算値を用いて計算によって現地揚圧力を推定する方法をとるのがよいであろう。ただし、本モデルは波面が直接上床版下面に作用しない場合に適用できるものである。上床版の開口率が大きく、遊水室内の波面が直接衝突する場合には、条件によっては空気孔のない無孔上床版の場合より著しく大きな揚圧力が働くことがあるので注意を要する。

参 考 文 献

- 1) Jarlan, G. E.: A perforated vertical breakwater, The Dock and Harbour Authority, Vol. 41, No. 488, pp. 394~398, 1961.
- 2) たとえば、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 回海講論文集, pp. 328~332, 1979.
- 3) Bagnold, R. A.: Interim report on wave pressure research, Jour. of Inst. of Civil Engineers, Vol. 12, pp. 201~226, 1939.
- 4) Mitsuyasu, H.: Shock pressure of breaking wave, Proc. of 10th Conference on Coastal Engineering, pp. 268~283, 1966.
- 5) 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, 第 25 回海講論文集, pp. 352~356, 1978.
- 6) 前出 4) に同じ。
- 7) 前出 3) に同じ。