

低天端消波工による非越波型防波護岸に作用する衝撃波圧の低減

Reduction of Impulsive Breaking Wave Pressures by Wave Dissipating Works with Low Crest Elevation

村上啓介* 上久保祐志** 入江功*** 香月理**** 片岡保人***** 中岡威博*****

Keisuke Murakami, Yuji Kamikubo, Isao Irie, Satoshi Katuki, Yasuto Kataoka and Takehiro Nakaoka

Abstract

Low crested wave dissipating works with low void content were considered in this study to reduce the impulsive breaking wave pressures acting on a non-wave overtopping type seawall. The wave transmission coefficient and wave pressure distribution were measured through two dimensional wave tank experiments. The numerical computation based on Green's Identity Formula was also applied to estimate the transmission coefficient. The wave transmission coefficient decreases linearly with decreasing of the void content. The maximum wave pressures also decrease linearly with decreasing of the void content, and the variations of the maximum wave pressures depending on the relative water depth become small.

Keywords : low crested wave dissipating works, impulsive wave pressure, void content

1. はじめに

非越波型防波護岸（図-1，以下，フレア型護岸と呼ぶ）は，その護岸天端高さが沖波波高の5～7割程度で越波量をゼロとすることが可能であり，従来の直立消波護岸に比べて高い越波阻止機能を持つ（村上ら,1996）。ただし，入射波高相当の静水圧の数倍程度の碎波圧が護岸前面に作用するため，波力の低減が本護岸の実用化への課題となっている。波力低減効果や堤体の安定性に関する数多くの研究が直立消波堤についてなされているが（例えば，森平ら,1967; 合田,1973; 菅原ら,1979; 常井ら,1988; 高橋ら,1989），その際の消波工の天端は比較的高天端（堤体とほぼ同程度）が前提となっている。一方，フレア型護岸の場合は護岸円弧断面部の波返しの機能が損なわれないことが必須であるため，消波工の天端は静水面と同じかそれ以下（低天端）にする必要があり，作用波圧の低減効果が高い低天端消波工が望まれる。本研究は，波圧低減効果が高い低天端・低空隙率消波工の開発を念頭に，低天端消波工の空隙率が波高および波圧の低減におよぼす効果を実験と数値解析により明らかにすることを目的とする。

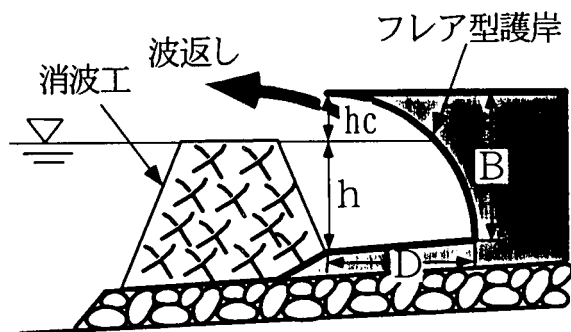


図-1: フレア型護岸の概念図

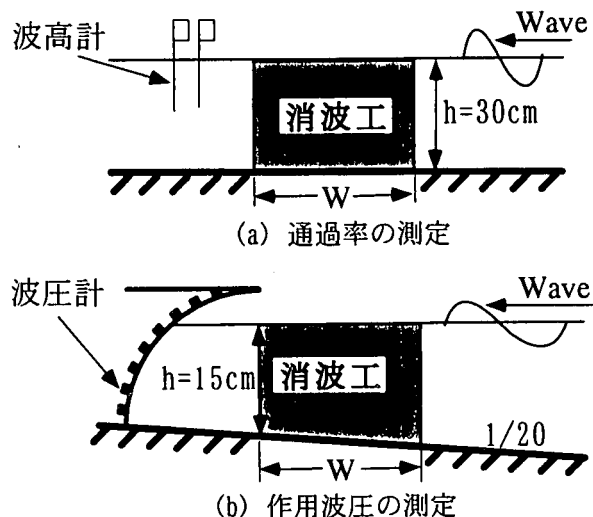


図-2: 実験装置の概略

- | | | |
|------|------|-----------------------|
| * | 正会員 | 宮崎大学工学部 |
| * | 学生会員 | 九州大学大学院工学研究科 |
| ** | 正会員 | 九州大学工学部 |
| *** | 学生会員 | 九州大学大学院総合理工学研究科 |
| **** | 正会員 | (株) 神戸製鋼所 技術開発本部機械研究所 |

2. 水槽実験の方法と入射波条件

実験は反射吸収式の2次元造波水槽(高さ1.2m, 奥行き0.6m, 長さ20m)を用いておこなった。波浪減殺機能に関する実験では, 図-2(a)に示すように一定水深($h=30\text{cm}$)の水路内に天端が静水面と一致する消波工(高さ30cm, 幅(W)50cm, 奥行き60cm)を設置し, 入射波高を $H_0=3\sim 11\text{cm}$, 周期を $T=0.8\sim 2.4$ 秒まで変化させて通過率を測定した。造波板から1m程度離れた位置と, 消波工から2m程度通過側に離れた位置に容量式波高計をそれぞれ設置して波高を測定し, 各々の比を求めて通過率とした。消波工は外径38mmの塩ビ管を格子状に組み合わせて作成し, 各々の部材間隔を等方的に変えることで空隙率 ϵ を変化させた。消波工の空隙率は, 通常用いられる消波ブロックの空隙率に近い $\epsilon=63.7\%$ とそれよりも小さい43.1%, および大きい81.5%とした。なお, 上記の消波工と同じ寸法の不透過堤体($\epsilon=0\%$)についても通過率を測定した。

波圧低減機能に関する実験では, 図-2(b)に示すように沖水深が $h_0=85\text{cm}$ の水槽内に1/20勾配の不透過斜面を設置し, 水深 $h=15\text{cm}$ の地点にフレア型護岸($D/B=1$: 図-1 参照)を設置して護岸に作用する波圧分布を測定した。前面消波工の空隙率は $\epsilon=43.1\%, 63.7\%, 81.5\%$ の3種類で, 消波工の天端は静水面と一致させた(高さ15cm)。沖波波高勾配は $H_0/L_0=0.036$ (L_0 は沖波波長)とし, 入射波高を $H_0=10\sim 18\text{cm}$ の間で変化させた。波圧の測定には, 受圧面直径が8mmの小型圧力計(応答周波数6.8KHz)を用い, それを護岸前面の中心線上に等間隔に8箇所埋め込んで出力信号をサンプリング周波数1KHzでデジタルデータレコーダーに記録した。なお, 波圧波形が定常になった後の10波程度の波圧の平均値を波圧値とした。

3. 数値解析法の概説

3.1 基礎式

図-3に示すように一定水深 h の流体域を5つの小領域に分割し, 流体運動は非圧縮で非粘性の完全流体による無渦運動を仮定すると, 各領域の速度ポテンシャルは次式で表わすことができる。

$$\Phi_1(x, z, t) = \frac{g\eta_0}{\sigma} \{ \exp(ikx) + A \exp(-ikx) \} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \exp(i\sigma t) \quad (1)$$

$$\Phi_j(x, z, t) = \frac{g\eta_0}{\sigma} \phi_j(x, z) \exp(i\sigma t) \quad (j=2, 3, 4) \quad (2)$$

$$\Phi_5(x, z, t) = \frac{g\eta_0}{\sigma} B \exp(ikx) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \exp(i\sigma t) \quad (3)$$

ここで, η_0 と σ は入射波の振幅と角周波数, A と B は反射波と通過波の複素振幅, g は重力加速度, i は虚数単位を表わし, k は $\sigma^2 h/g = kh \tanh kh$ の関係を満足する波数を表わす。また, ϕ_j ($j=2, 3, 4$) は各領域のポテンシャル関数を表わす。

消波工内部の領域(3)では流体運動にともなうエネルギー損失を考慮する必要がある。透過性構造物の流体抵抗については井島ら(1976), 田淵ら(1978), 泉宮ら(1990), 水谷ら(1996)などの研究例があるが, ここでは線形ポテンシャル理論に基づいた井島らの研究をもとに計算をおこなった。消波工の空隙率を V , 空隙領域の局所空間平均の流速を $u = \partial\Phi/\partial x$, $w = \partial\Phi/\partial z$ とし, 損失は流速に比例するものと仮定してその係数を μ とすれば, 消波工内部における連続の式と運動方程式は次式となる。

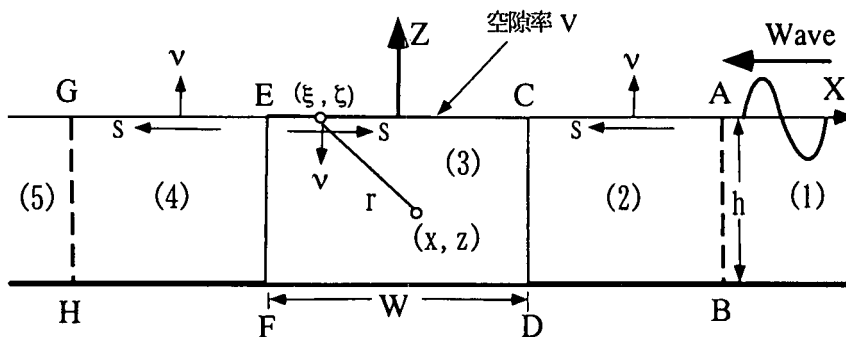


図-3: 座標と数値計算領域の分割

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{V} \frac{Du}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\mu}{V} u \\ \frac{1}{V} \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\mu}{V} w - g \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで、 ρ は流体の密度を表わす。

$P(x, z, t) = p(x, z) \exp(i\sigma t)$, $\eta(x, t) = \eta(x) \exp(i\sigma t)$ より、消波工内部の流体圧力 $p(x, z)$ と水面形 $\eta(x)$ は次式で与えられる。

$$\frac{p(x, z)}{\rho g \eta_0} = -i\beta \phi(x, z), \quad \frac{\eta(x)}{\eta_0} = -i\beta \phi(x, 0) \quad (6)$$

ここで、 $\beta = (1 - i\mu/\sigma)/V$ である。

3.2 グリーン公式と境界条件

数値計算はグリーン公式に基づく境界要素法を用いておこなった。領域(2),(3),(4)のポテンシャル関数 $\phi_j(x, z)$, ($j = 2, 3, 4$) が各々ラプラス方程式を満足することより、各領域の関数はグリーン公式を用いて表すことができる。各領域における積分方向 s と法線方向 ν を図-3に示すように定義すると、各領域内のポテンシャル関数 $\phi_j(x, z)$ は次式で表わされる。

$$\phi_j(x, z) = \alpha \int_s \left\{ \phi_j(\xi, \zeta) \frac{\partial E(r)}{\partial \nu} - E(r) \frac{\partial \phi_j(\xi, \zeta)}{\partial \nu} \right\} ds \quad (j = 2, 3, 4) \quad (7)$$

ここで、 (ξ, ζ) は積分境界上の座標を表し、 $E(r) = \log r$ である (r は (x, z) と (ξ, ζ) 間の距離)。また、座標 (x, z) を積分境界上に取った場合の係数 α は、領域(2),(4)では $1/\pi$ 、領域(3)では $-1/\pi$ である。

各領域の水表面と水底面における境界条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \frac{\sigma^2 h}{g} \phi_j \quad (j = 2, 3, 4) \quad (\text{on } z=0) \quad (8)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad (j = 2, 3, 4) \quad (\text{on } z=-h) \quad (9)$$

また、境界 AB, GH では流体運動が連続であることより次式の境界条件が満足されなくてはならない。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi_1}{\partial \nu} &= \frac{\partial \phi_2}{\partial \nu}, & \phi_1 &= \phi_2 & \text{on AB} \\ \frac{\partial \phi_4}{\partial \nu} &= \frac{\partial \phi_5}{\partial \nu}, & \phi_4 &= \phi_5 & \text{on GH} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

境界 CD, EF においても同様に次式の境界条件が満足される必要がある。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi_2}{\partial \nu} &= \frac{\partial \phi_3}{\partial \nu}, & \phi_2 &= \beta \phi_3 & \text{on CD} \\ \frac{\partial \phi_3}{\partial \nu} &= \frac{\partial \phi_4}{\partial \nu}, & \beta \phi_3 &= \phi_4 & \text{on EF} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

各領域を囲む境界を N_j , ($j = 2, 3, 4$) 個の小要素に分割して式(7)を離散化し、式(8),(9),(10),(11)で与えられる境界条件を適用すると境界要素上のポテンシャル関数を未知数とする連立一次方程式が導かれ、それを解くことにより各領域のポテンシャル値を求めることができる。本論文では、境界 AB, GH を境界 CD, EF から水深の各々3倍程度離れた位置に取り、境界要素幅は水深の0.1倍程度になるように要素数を設定して計算をおこなった。

4. 結果の考察と検討

4.1 空隙率が波浪減殺におよぼす効果

消波構造物の形式や断面形状、あるいは天端幅等が波高伝達率におよぼす効果に関しては既に数多くの研究がおこなわれている(例えば、服部ら,1973; 近藤ら,1976, 三浦ら,1976)。ここでは、低天端消波工の空隙率が波浪減殺におよぼす効果について検討した。

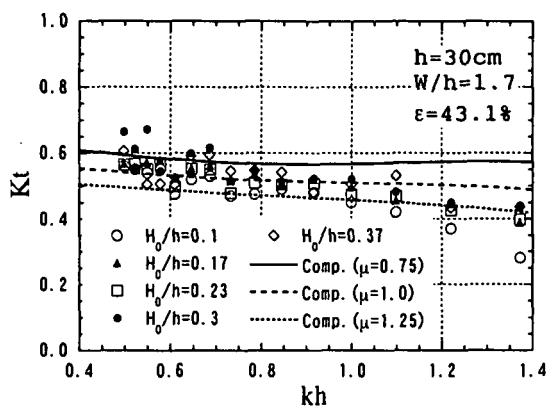


図-4(a): 通過率の変動特性 ($\epsilon = 43.1\%$)

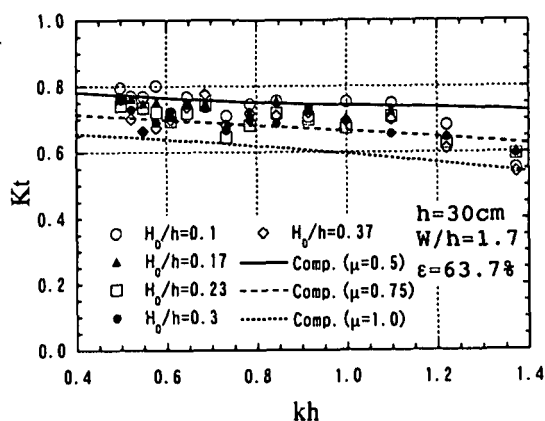


図-4(b): 通過率の変動特性 ($\epsilon = 63.7\%$)

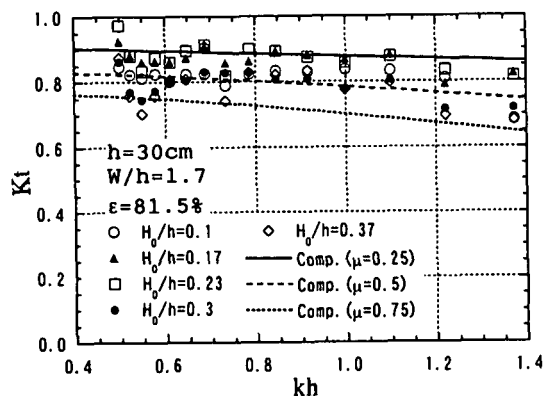


図-4(c): 通過率の変動特性 ($\epsilon = 81.5\%$)

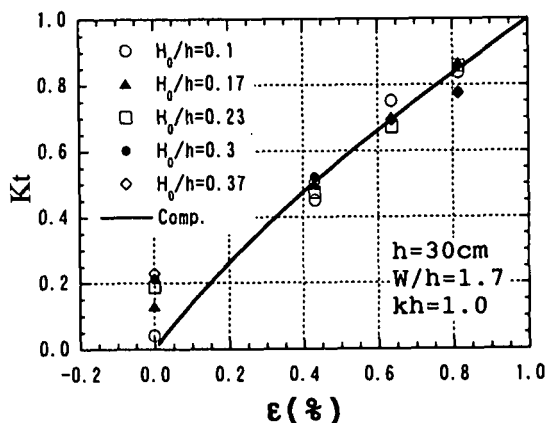


図-5: 空隙率に対する通過率の変動特性

図-4(a),(b),(c)は、相対水深 kh に対する通過率 K_t の変動特性を $\epsilon = 43.1\%$, 63.7% , 81.5% の場合について示したものである。図中の記号は入射波高が異なる場合の実験結果を示しており、実線と破線は損失係数 μ が異なる場合の数値計算結果を示している。ここで、数値計算は線形ポテンシャル理論に基づいているため消波工天端上での越波の効果は考慮されておらず、その効果は損失係数 μ の値を調整して表わさざるおえない。実験結果と数値計算結果を比較すると、 $\epsilon = 43.1\%$ の場合は $\mu = 1.0$ 、 63.7% の場合は 0.75 、 81.5% の場合は 0.5 で両者は良く一致している。いずれの空隙率の場合も、通過率は相対水深の増加にともない単調に減少する傾向を示している。

近藤ら(1972)は、高天端の消波構造物の波高伝達率について検討した結果、通過率は入射波高の増加にともない減少し、その程度は相対水深 kh が大きいほど顕著になる傾向にあり、この関係は消波工前面で碎波が生じる場合も同様であると述べている。本実験では、入射波高に対する通過率の変動は小さく、上記の関係は必ずしも明確には見られなかった。これは、低天端消波工の場合は、水路内を進行してきた波は消波工天端上で碎波しつつ越波するため、入射波高が増大すると消波工内部での損失は増加するが、同時に越波も顕著になるため必ずしも通過率は入射波高の増加にともない減少しないものと考えられる。

図-5は空隙率に対する通過率の変化を $kh = 1.0$ の場合について示したものである。図中の記号は入射波高が異なる場合の実験結果を示し、実線は数値計算結果を示している。図-4で示したように、損失係数は空隙率によって異なる値を取るため、実験結果と最も良い一致を与える損失係数を各空隙率について求めた後、空隙率をパラメータとする損失係数を推定した(ここでは、 $\mu = 1.98(1 - \epsilon)$)。

実験結果および数値計算結果ともに、通過率は空隙率の減少にともないほぼ直線的に減少する傾向を示している。また、空隙率が小さい 43.1% や不透過堤 ($\epsilon = 0\%$) の場合は、入射波高が大きくなると天端上での越波が顕著になるため、入射波高の増大にともない通過率は若干大きくなる傾向がある。

4.2 空隙率が波圧低減におよぼす効果

図-6(a)~(e)は、入射波高が各々異なる場合の波圧分布を示したもので、図中の記号は空隙率が異なる場合の結果を示している。波圧は静水面付近で最大値を取り、水深方向に減衰する分布となっている。また、各測点における波圧値は空隙率の減少にともない小さくなる傾向にあり、特に静水面付近で生じる最大波圧の低減率が大きい。静水面付近で生じる最大波圧値 (P_{max}) は護岸前面での波の碎波位置に大きく依存している。例えば、

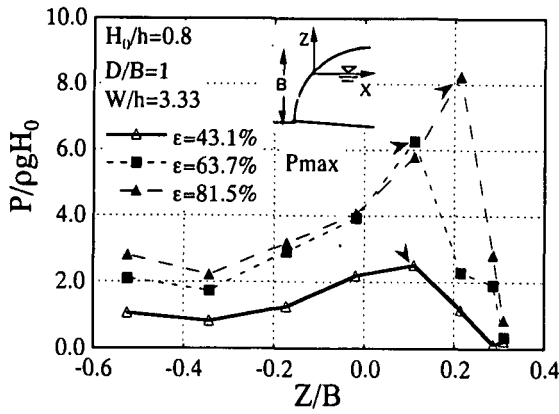


図-6(a): 空隙率に対する波圧分布特性
($H_0/h = 0.8$)

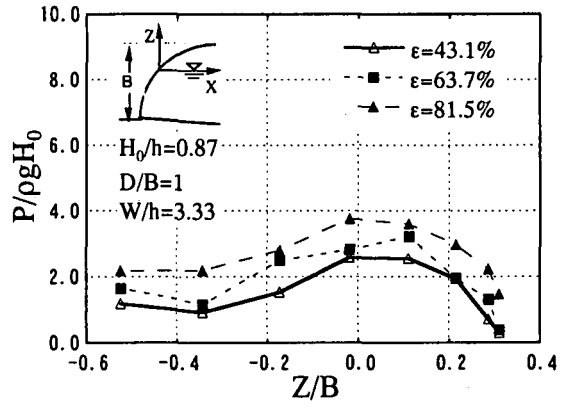


図-6(b): 空隙率に対する波圧分布特性
($H_0/h = 0.87$)

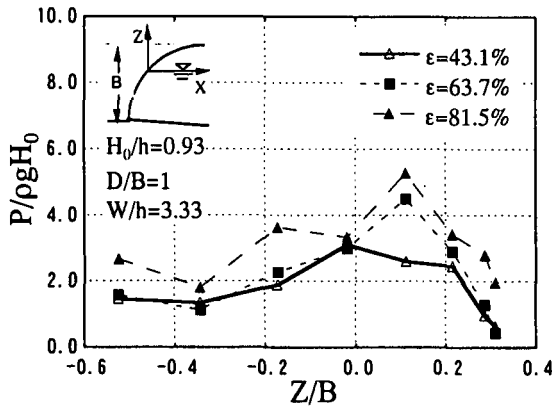


図-6(c): 空隙率に対する波圧分布特性
($H_0/h = 0.93$)

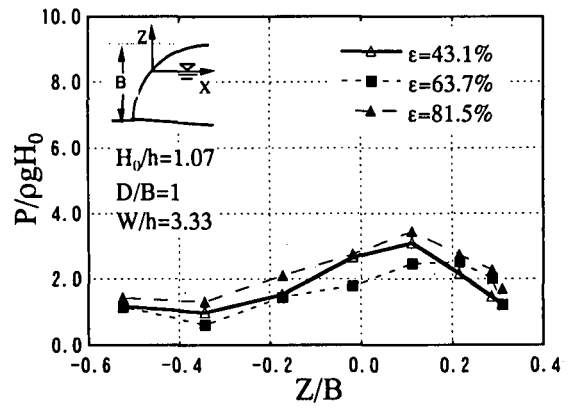


図-6(d): 空隙率に対する波圧分布特性
($H_0/h = 1.07$)

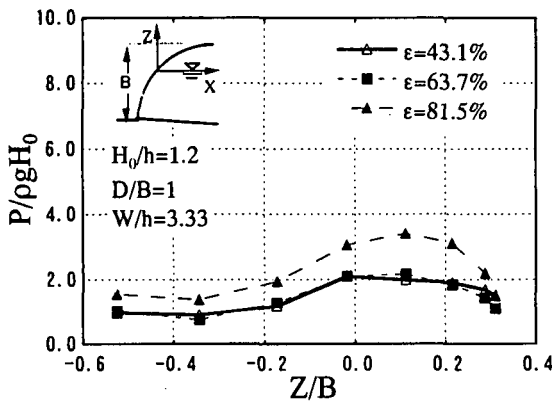


図-6(e): 空隙率に対する波圧分布特性
($H_0/h = 1.2$)

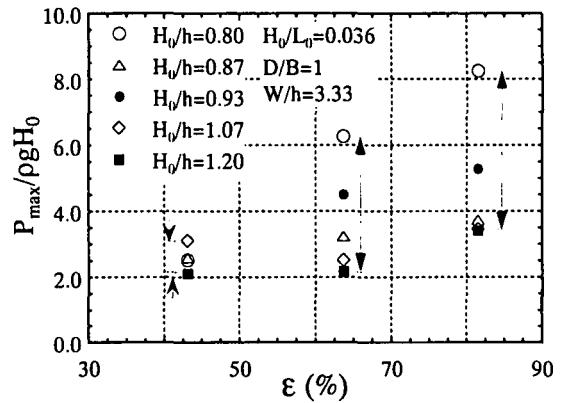


図-7: 空隙率に対する最大波圧の変動特性

図-6(a)に示した $H_0/h = 0.87$ 場合は、消波工空隙率が $\epsilon = 81.5\%$ では消波工の天端上や護岸直前で碎波が生じるため相当大的な波圧値を示しているが、消波工の空隙率が減少するとともに碎波点が沖側に移動するため波圧値は大きく低減している。一方、図-6(b)～(e)では、消波工空隙率が $\epsilon = 81.5\%$ の場合でも入射波は消波工の沖側の斜面上で碎波するため、ある程度減衰した波が消波工を通じて護岸に作用することになり消波工空隙率による波圧の低減効果は比較的小さい。

図-7は、空隙率の減少とともに最大波圧 $P_{max}/\rho g H_0$ の変化を波高水深比 H_0/h が異なる場合について示したものである。それぞれの H_0/h について見ると、最大波圧は空隙率の減少とともにほぼ直線的に減少する傾向を示している。また、消波工の空隙率が大きい $\epsilon = 81.5\%$ の場合は、 H_0/h の値によって最大波圧は2.8～8.2の範囲で大きく変動しているが、 $\epsilon = 43.1\%$ の場合の変動の範囲は2.1～3.1となり、空隙率が小さくなるにしたがって H_0/h に対する最大波圧の変動は小さくなる傾向にある。

5. 結論

波圧低減効果が高い低天端・低空隙率消波工の開発を念頭に、消波工の空隙率が波高および波圧の低減によぼす効果を実験と数値解析により検討した。その結果、低天端消波工の通過率は空隙率にほぼ比例して減少することを示した。また、低天端消波工の空隙率の減少にともなう波圧低減効果は静水面付近で生じる最大波圧に対して特に顕著で、最大波圧は空隙率にほぼ比例して減少することを示した。さらに、消波工の空隙率が小さくなるにしたがって波高水深比 H_0/h に対する最大波圧の変動が十分小さくなることを示した。

参考文献

- 井島武士・周宗仁(1976)：グリーン公式による2次元水面波の境界値問題の解析，土木学会論文報告集，第252号，pp.57-71
- 泉宮尊司・古俣弘和・水上淳(1990)：透過性波浪制御構造物の線形抵抗係数および局所的反射率に関する研究，海岸工学論文集，第37巻，pp.544-548
- 合田良実(1973)：衝撃砕波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察，港湾技術研究所報告，第12巻，第3号，pp.3-29
- 近藤淑朗・藤間聡・浅野潤一(1972)：透過性防波構造物の水理特性（第3報），第19回海岸工学講演会論文集，pp.193-197
- 近藤淑朗・谷野賢二(1976)：各種透過性防波構造物における波の変形特性，第23回海岸工学講演会論文集，pp.123-128
- 菅原輝男・高木伸雄・山本正昭(1979)：消波工による波力減殺効果について，第26回海岸工学講演会論文集，pp.362-366
- 高橋重雄・谷本勝利・下迫健一郎(1989)：消波ブロック被覆堤ケーソンの波力と滑動に関する実験的考察，海岸工学論文集，第36巻，pp.594-598
- 田渕幹修・滝川清(1978)：透過性構造物の流体抵抗について，第25回海岸工学講演会論文集，pp.402-406
- 常井公一・服部昌太郎・野口雄二・遠藤泰司(1988)：消波ブロック被覆堤の不規則波力低減効果，第35回海岸工学講演会論文集，pp.647-651
- 服部昌太郎・堺和彦(1973)：ブロック積み防波堤の波高伝達率に関する実験的研究，第20回海岸工学講演会論文集，pp.55-61
- 三浦晃・遠藤茂勝(1976)：ブロック積傾斜防波堤の波高伝達率に関する実験的研究，第23回海岸工学講演会論文集，pp.129-133
- 水谷法美・前田健一郎・Ayman M Mostafa・William G. McDougal, William G.(1996)：透水性構造物の抵抗係数の評価と波・潜水透水性構造物の非線形相互作用の数値解析，海岸工学論文集，第43巻，pp.131-135
- 村上啓介・入江功・上久保祐志(1996)：非越波型防波護岸の護岸天端高さと作用波圧について，海岸工学論文集，第43巻，pp.776-780
- 森平倫生・柿崎秀作・菊谷徹(1967)：異型ブロックの波力減殺効果に関する研究，港湾技術研究所報告，第6巻，第4号，pp.3-31