

室蘭工業大学 正会員 近藤俊郎
室蘭工業大学 学生会員 〇佐藤隆一

1. まえがき 一般のスリット壁や多孔壁をもつ透水壁型防波堤の反射率, 伝達率の推定理論については多くの研究がなされている。さらに筆者の一人は最近複数の透水壁についての理論を示している⁵⁾。しかし理論式中の係数については未だ不明確なままに残されている。特に質量係数の推定についてはMei⁶⁾が音響学の理論値を紹介しているにすぎない。筆者らは運動方程式に基づいた質量係数の推定⁷⁾を試みたがその結果は満足できるものではなかった。そこで今回は波高分布から推定する方法を示しその適用性について考察する。

2. 境界値問題としての長波理論解 筆者らの透水壁型防波堤の反射率, 伝達率の推定理論は発表済み⁵⁾⁷⁾であるので概略を述べるにとどめる。本解法は波は小振幅長波であり, 透水壁の厚さは薄く, エネルギー損失は透水壁でのみ起こると仮定し進行方向が逆な二成分波の波形と水平水粒子速度を複素表示する。多孔壁設置位置での境界条件は質量と運動量の保存である。境界条件としてこの二つが成立する2断面①②の長さが見掛けのオリフィス長さ ℓ であり

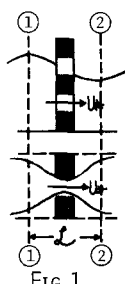


Fig. 1

$$\eta = \eta_0 + \frac{\rho}{g} \frac{\partial u}{\partial t} + F u \quad (1) \quad \ell = \int_0^L \frac{\partial u}{\partial t} dx / \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2) \quad F = \int_0^L u dx / u \quad (3)$$

u は多孔壁を通加する流量速度であり①②は各々多孔壁前後の断面を示す。(Fig. 1参照) 以上の関係より多孔壁1枚について2個の式が誘導され入射波が既知で前後の境界条件を考慮することにより二重以上の多孔壁についても解を求めることが可能である。一様水深の単一透水壁透過堤と単一不透水壁不透堤の結果を示すと透過堤については

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{A}{2+A} \quad (4) \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{2}{2+A} \quad (5)$$

不透堤では $\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{A}{2+(2-A)\exp(-2imB)}$ (6) $A = \frac{\rho}{m\lambda} (1+i\alpha\lambda)$ (7)

λ は線型化係数, $\alpha = \ell/g$, $m = 2\pi/\lambda$, $\lambda = 2\pi/\lambda$, B は堤体幅である。

3. 波高分布による質量係数の決定方法 2節で述べた慣性項にかかるといわゆる見掛けのオリフィス長さは質量

係数とは次の関係がある。Fig. 2のような単位要素当りの不透過部面積を長方形断面と考えると基準体積は $V = \frac{\pi}{4} b^2 (1-\lambda)^2$ であり $F = \rho C_H V b \frac{\partial u}{\partial t} = \rho \ell b \frac{\partial u}{\partial t}$ との関係より $\ell = C_H \frac{\pi}{4} b (1-\lambda)^2$ (8) となる。

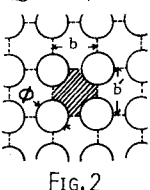


Fig. 2

Mei⁶⁾は音響理論からスリット壁では $\frac{\ell}{2a}$ が間隙比 $\frac{b}{a}$ の関数とした式を示している。2aは全水路幅, 2bは全間隙幅であるこの値を根拠にして反射率, 伝達率を計算した結果は満足できなかった⁶⁾。そこで筆者らは運動方程式より, 多孔壁前後の水位から水平水粒子速度, 加速度を求め ℓ を計算したが ℓ が負になることがあり不都合であった。水粒子運動を観察すると多孔壁前面では部分重複波をつくり円孔部より流出する噴流は水粒子の水平方向成分が加速され発生するものと多孔壁前後の位相差により生ずるものがありこ

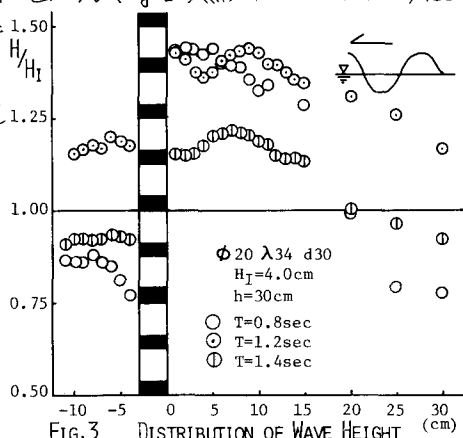


Fig. 3

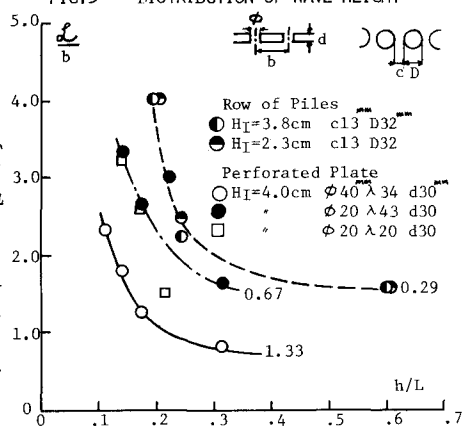


Fig. 4 APPARENT ORIFICE LENGTH

の2つは打ち消し合ったり増幅し合ったりする。一般的には前面水位が上昇を始めると多孔壁前面の水粒子は鉛直方向へ動き円孔からの噴流は沖側へ流れ出る。その際に重複波成分の水平運動粒子と打ち消し合う形となる。よって多孔壁前面の噴流の影響領域内の水位は低下し影響が及ばない点で腹が発生すると思われる。そこで、スリット構造物では前面の腹が長周期になるほど沖側へずれる傾向があること⁸⁾⁹⁾に着目し透水壁前面から沖側へ移動した腹の位置までの水平距離をもって噴流の影響域と想定し見掛けのオリフス長さ λ とする方法を試みる。なお多孔壁後面は進行波である為後面では観測が困難である。従ってここでは沖側の距離をもって λ と定義することにした。

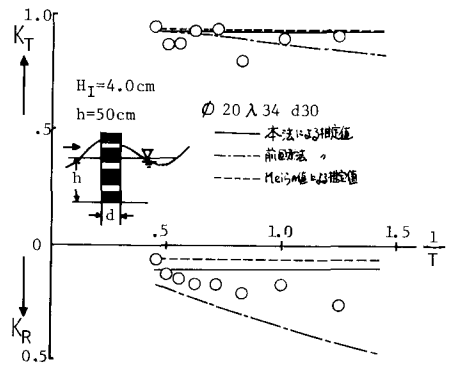


FIG.5 K_T AND K_R OF SINGLE PERFORATED PLATE

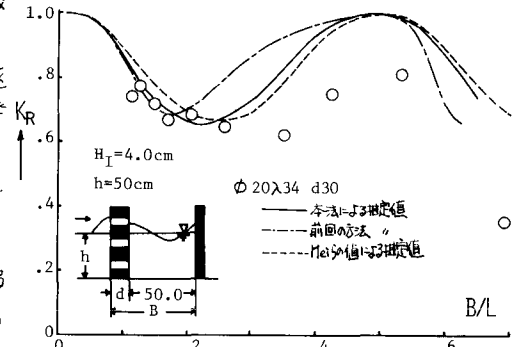


FIG.6 K_R OF IMPERVIOUS BREAKWATER WITH PERFORATED WALL

4. 実験方法 多孔壁は厚さ d が10mmと20mmのアクリル板を重ね直径 ϕ 20mmと40mmの円孔を一樣に配列したもので空隙率 λ は20%と34%で実験に用いた ϕ 入- d の組み合わせは20-20-30, 20-34-30, 40-34-30の3種類である。波高分布は長さ24.5m高さ1.0m、幅0.6mの両面がガラス張り二次元造波水槽で造波板より9.0mの地点から1/50勾配の傾斜板が始まり末端には消波工が設置されている。構造物前面水深は30.0cmであり各点の波高は容量式波高計を用い測定した。測定範囲は $T=0.8, 1.2, 1.4, 1.6$ secで $H_T \pm 4.0$ cmである。反射率、伝達率は長さ18.0m、高さ1.0m幅0.6mの片面がガラス張り造波水槽で一樣水深 $h=50.0$ cmで $T=0.8 \sim 2.2$ secとし $H_T \pm 4.0$ cmでHealyの方法で測定した。

5. 実験結果及び考察 Fig.3に波高分布の一例を示す。腹の位置は周期が大きくなるほど沖側へずれる傾向が見られる。これらを整理したのがFig.4であり円柱列スリットの値も示した。 λ は ϕ/d をパラメータにほぼ同様な傾向を示し長周期では増大し急激に λ が長くなってゆく。また ϕ/d が小さい方が λ が長くなる考えられる。反射率、伝達率の実験値と計算値の比較をFig.3.4に示した。理論計算は実験的推定法による値とMeiらの推定法による値を用いて各々行った。なお抵抗係数には定常流での実験値を用いている。単一多孔壁透過堤では伝達率はほぼ同様な値を示しているが反射率については筆者らの今回の推定法による値を用いた方が良い結果をあたえている。同図中に運動方程式による前回の λ で計算した結果も示している。不透過堤については実験値に多少ばらつきが見られるが全体としての傾向は今回の推定値もMeiらの推定値もともに表わしていると思われるが長周期領域では今回の推定法が良く近似しているようである。質量係数の作用について考察してみると抵抗係数は反射率、伝達率の大小のみを支配するのに対して質量係数はさらにその値を変化させ、単一多孔壁不透過堤については最小の反射率の出現点を変化させる効果があるようである。

6. あとがき 多孔壁に波動が作用する場合の質量係数を波高分布より推定しその結果と定常流の抵抗係数を用いた長波理論による反射率、伝達率を実験値と比較しこの推定法について検討してみた。その結果Meiらの推定法によるよりも良い近似を示した。しかし今回は入射波高、壁厚等他の要素についての検討が十分ではなかった。また直接多孔壁近傍の流れの状態を観察し測定することが重要と思われる。今後はこれらのことを踏まえさらに慣性項等の消波機構への役割についてさらに研究する予定である。

参考文献 1) 近藤, 海と港, N01, PP31~PP37, 1978. 2) Terrett Osorio, Len: Po. Il Coastal Eng. Cont. PP104~PP120, 1968. 3) 藤部, 海岸工学論文集, 第19巻, PP75~PP120, 1971. 4) 岩田, 海岸における波の特性の検討, PP19~PP25, 1977. 5) 近藤, 自然災害シミュレーション論文集, 第14巻, PP431~PP442, 1977. 6) Mei, Lin, Joun: J. of Wm. & Proc. ASCE PP217~PP239, 1977. 7) 近藤, 近藤, 高橋, 土木学会北陸支部論文集, 第34号, PP223~PP226, 1977. 8) 近藤, 谷野, 海岸工学論文集, 第23巻, PP123~PP128, 1976. 9) 近藤, 谷野, 近藤, 海岸工学論文集, 第31巻, PP41~PP42, 1977.