水室付き直立透水層堤の反射率推定理論に用いる線形化抵抗係数について

倉内公嘉*・近藤俶郎**・藤間　聡***

1. まえがき

水室（もしくは遊水部）を有する直立透水層堤の反射率の理論的推定法は，透水層が薄くて比較的単純な形状の多孔壁やスリット壁の場合は多くの研究があり，かなり良い精度で推定できることが認められている．しかし空隙形状が複雑でかつ堤体全幅に比べてかなりの厚さの透水層をもつ直立透水層堤の場合は，透水層全体の流体抵抗を正しく表現することが困難となる．このため反射率の計算過程で用いられる線形化した抵抗係数の推定法としては，井島ら[1]，奥薗[2] 他は反射率の実験値をもとに逆算する方法を提唱している．しかしその方法を実物構造物の応用することは，実験の必要があるので不便であり汎用性に欠ける．これに対して近藤ら[3),4),5)] は透水層の定常流の抵抗係数を Dupui-Forchheimer 則型で表現し，それを Lorentz 近似によって一周期間を平均化した等価線形抵抗係数を用いて，直立単層堤と多孔壁堤の反射率と伝達率の長波近似の推定をしている．

本研究は有限幅の透水層を有する水室付き直立堤の反射率を，浅水波理論について著者らの方法を適用する場合に，線形化抵抗係数を空間的に密に行なうことにより推定の精度が向上する度合を調べこの手法の適用範囲を明らかにしようとするものである．さらに反射波に及ぼす高調和波の影響について，二次オーダーの理論と実験により調べることとする．

2. 透水層内の二次オーダー浅水波ポテンシャル

線形抵抗を受ける透水層内の x, y 方向の運動方程式は，それぞれ下のように表現される[6)].

$$\frac{\tau}{\lambda}\frac{Du}{Dt}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}-f\frac{\sigma}{\lambda}u \quad\cdots\cdots(1)$$

$$\frac{\tau}{\lambda}\frac{Dw}{Dt}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-f\frac{\sigma}{\lambda}w-g \quad\cdots\cdots(2)$$

ここで，g は重力加速度，ρ は流体密度，u, w はそれぞれ x, z 方向の水粒子速度成分，p は圧力，σ は角周波数（$=2\pi/T$，T は周期），λ は透水層の空隙率，τ は一種の慣性係数，f は線形化した抵抗係数である．透水層外での運動方程式は，$\lambda=\tau=1$，$f=0$ と置いて得られる．水の表面($z=\eta$)における運動学的条件および水底($z=-h$)における条件は，次式で表わされる．

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z}=\lambda\frac{D\eta}{Dt} \quad\cdots\cdots(3)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z}=0 \quad\cdots\cdots(4)$$

(1), (2) 式より，$z=\eta$ における力学的条件式は

$$\frac{p}{\rho}+\frac{\tau}{\lambda}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}+\frac{1}{2}\boldsymbol{v}^2\right)+f\frac{\sigma}{\lambda}\Phi+g\eta=\text{const.} \quad\cdots(5)$$

である．ここで $\boldsymbol{v}=\nabla\Phi$ である．(5) 式をで微分すると，(3)式より次式のようになる．

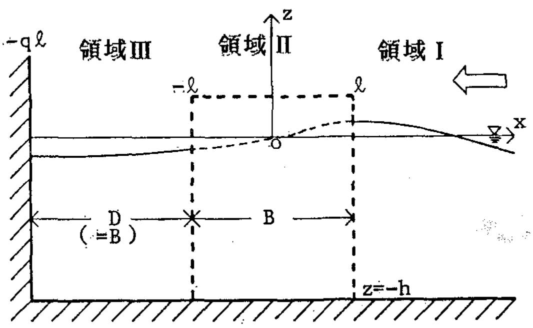
$$\frac{\tau}{\lambda}\left\{\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}+\frac{\partial\boldsymbol{v}^2}{\partial t}+\boldsymbol{v}\nabla\left(\frac{\boldsymbol{v}^2}{2}\right)\right\}+f\frac{\sigma}{\lambda}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}+\boldsymbol{v}^2\right)$$
$$+\frac{g}{\lambda}\frac{\partial\Phi}{\partial z}=0 \quad (z=\eta) \quad\cdots\cdots(6)$$

η_n を n 次の微小量として

$$\eta=\eta_1+\eta_2+\eta_3+\cdots\cdots \quad\cdots\cdots(7)$$

と表し，Φ を η に関してテーラー展開することによって，(6) 式の一次及び二次オーダーの項はそれぞれ次式のように得られる．

$$\frac{\tau}{\lambda}\Phi_{1tt}+f\frac{\sigma}{\lambda}\Phi_{1t}+\frac{g}{\lambda}\Phi_{1z}=0 \quad\cdots\cdots(8)$$



図―1　水室付き直立透水層堤の説明図

* 正会員　工修　北海道開発局札幌開発建設部（前室蘭工大大学院生）
** 正会員　工博　室蘭工業大学教授　工学部土木工学科
*** 正会員　工修　室蘭工業大学助教授　工学部土木工学科

$$\frac{\tau}{\lambda}\left\{\Phi_{2tt}+\Phi_{1ttz}\eta_1+\frac{\partial}{\partial t}(\Phi^1_{2x}+\Phi^1_{2z})\right\}+f\frac{\sigma}{\lambda}(\Phi_{2t}+\Phi_{1tz}\eta_1+\Phi^2_{1x}\Phi^2_{1z})+\frac{g}{\lambda}(\Phi_{2z}+\Phi_{1zz}\eta_1)=0 \quad \cdots\cdots(9)$$

ここに，下付きの添字 1, 2 は次数を表し，t, x, z はそれぞれでの偏微分を表している．ラプラスの方程式を満足する，(8), (9) に対する 1 次オーダーの速度ポテンシャルは

$$\left.\begin{aligned}\Phi_{1\mathrm{I}}&=\left\{(Ae^{ik(x-l)}+Be^{-ik(x-l)})\frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}+\sum_{n=1}^{\infty}B_n e^{-kn(x-l)}\frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_nh}\right\}e^{i\sigma t}\\ \Phi_{1\mathrm{II}}&=\sum_{r=0}^{\infty}\left(D_r\frac{\cos\bar{k}_rx}{\cos\bar{k}_rl}+E_r\frac{\sin\bar{k}_rx}{\sin\bar{k}_rl}\right)\frac{\cosh\bar{k}_r(h+h)}{\cosh\bar{k}_rh}e^{i\sigma t}\\ \Phi_{1\mathrm{III}}&=\left(F\frac{\cos k(x+ql)}{\cos\bar{q}kl}\frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}+\sum_{n=1}^{\infty}G_n\frac{\cosh k_n(x+ql)}{\cosh\bar{q}k_nl}\frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_nh}\right)e^{i\sigma t}\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(10)$$

となり，2 次オーダーの一般解は，

$$\left.\begin{aligned}\Phi_{2\mathrm{I}}&=\left\{(A_2e^{2ik(x-l)}+B_2e^{-2ik(x-l)})\cosh 2k(h+z)+\sum_{n=1}^{\infty}C_{2n}e^{-2k_n(x-l)}\cos 2k_n(z+h)\right\}e^{2i\sigma t}\\ \Phi_{2\mathrm{II}}&=\sum_{r=0}^{\infty}(D_{2r}e^{2i\bar{k}_rx}+E_{2r}^{-2i\bar{k}_rx})\cosh 2\bar{k}_r(z+h)e^{2i\sigma t}\\ \Phi_{2\mathrm{III}}&=\left\{F_2\cos 2k(x+ql)\cosh 2k(z+h)+\sum_{n=1}^{\infty}G_{2n}\cosh 2k_n(x+ql)\cos 2k_n(z+h)\right\}e^{2i\sigma t}\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(11)$$

となる．ここで $A, B, \cdots G_n$ は，複素定数であり，$\bar{q}=1-q$，そして $k, k_n, \bar{k}_r$ は次式から求まる固有値である．

$$kh\tanh kh=-k_nh\tan k_nh=\sigma^2h/g \qquad (n=1,2,3,\cdots) \quad \cdots\cdots(12)$$

$$\bar{k}_rh\tanh\bar{k}_rh=(\tau-if)=\sigma^2h/g \qquad (r=0,1,2,\cdots) \quad \cdots\cdots(13)$$

また Φ の下付きの添字 1, 2 はそれぞれ 1 次，2 次成分を表しており，I, II, III は図―1 の領域 I, II, III にそれぞれ対応している．(10), (11) 式それぞれに $x=\pm l$ での質量保存とエネルギー保存の関係を適用して $B/A, \cdots G_n/A$ あるいは $B_2/A_2\cdots G_{2n}/A_2$ の解を求めることができる．A, A_2 をそれぞれ 1 次，2 次オーダーの入射波の複素振幅とすれば，1 次，2 次オーダーの反射率は $|B/A|$, $|B_2/A_2|$ で与えられる． 1 次オーダーの解は既に井島ら[7] が得ているが，著者の 1 人[8] はこの方法で $|B_2/A_2|$ を求めている．

3. 抵抗係数の指定方法

透水層内における摩擦抵抗係数 f は，本来空間的にも時間的にも変化するものであり，次式のように表わされる．

$$\frac{\sigma}{\lambda}f=\alpha+\beta\sqrt{u^2+w^2} \quad \cdots\cdots(14)$$

ここで，α, β は定常流実験から決定される抵抗係数である．実際の理論計算においては，f の一周期間を代表する値を次のようにして定める．運動方程式中の摩擦抵抗が一周期間にする仕事と，等価な線形抵項を考え，これを k_lu と置き，次式のような一周期間の積分によって k_l を決定する．

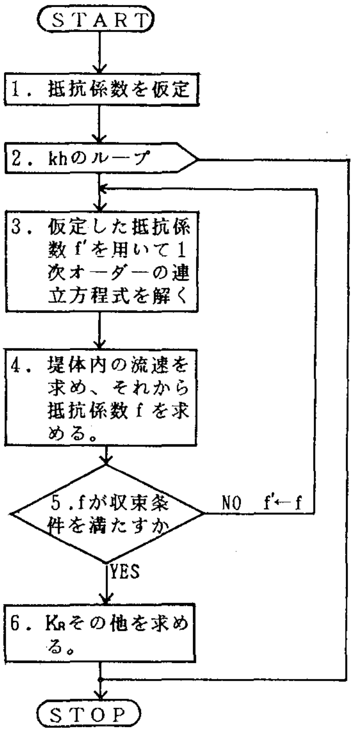
$$\int_0^T k_luu\,dt=\int_0^T(\alpha+\beta\sqrt{u^2+w^2})uu\,dt \quad \cdots\cdots(15)$$

求められた k_l より，$(\sigma/\lambda)f=k_l$ となる．また透水層内の流速 u, w は 2 で求められた速度ポテンシャル Φ により理論式が得られるが，それは f の関数であり，f はまた，上式から u, w の関数であるので，お互いを決定するために繰返し計算を必要とする．f の決定の流れ図は 図―2 に示すようなものとなる．

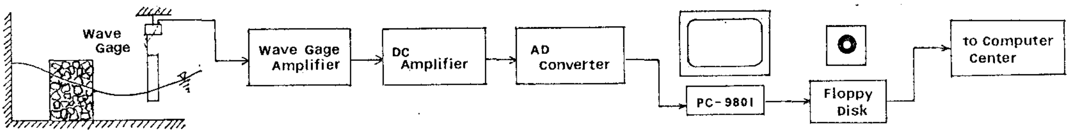
4. 水理実験

実験は，2 次元造波水槽 (0.4×1×18.5 m) において，図―1 に示すような透水層と後壁との間に透水層と同じ厚さ (50 cm) の水室を有する，すなわち $D=B$ の不透過堤の模型を対象にして行われた．透水層は，異形ブロック(ジュゴン) の 1 kg の模型をステンレス製の格子状枠の中に乱積み状態で投入したものである．

反射率の実験は，入射波の波高を約 3 cm とし，周期が約 0.75〜1.8 秒 (水深 $h=50$ cm としたので，相対水深 $h/L=0.14$



図―2 抵抗係数 f 決定の流れ図



図—3 波高データ記録取得の手順

～0.57) の範囲に対して，基本周波数および2倍周波数のそれぞれの波に対する反射率を得るために，入・反射波分離推定法[10]によって行なった．データの記録と処理の手順は図—3に示してある．

定常流の抵抗係数は実験開水路の一区間に矩形断面の管路を設け，その中にブロックを詰め込んで損失水頭を測定して求められた．また慣性係数の一種である τ は，ブロック個体を水中で振動させる方法で付加質量係数 κ に実験的に求め，下式[11]で定めた．

$$\tau=1+\kappa(1-\lambda) \quad \cdots\cdots(16)$$

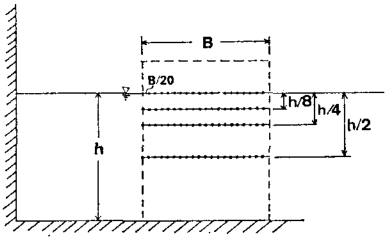
5. 基本周波数波の反射率

図—4 に示したものは，実験によって得られた基本周波数に対する反射率（○印）と，理論値の一次成分の反射率とを比較したものである．また破線は長波近似理論[12]による理論値である．この図において，縦軸が反射率 K_R，横軸が相対幅員 B/L を表しているが，前述のように実験は $B=h$ のケースを対象としているので，B/L はまた相対水深 h/L に等しい．理論値については透水層の中央（$x=0$, $z=-h/2$）において推定した線形化抵抗係数 f を用いている．

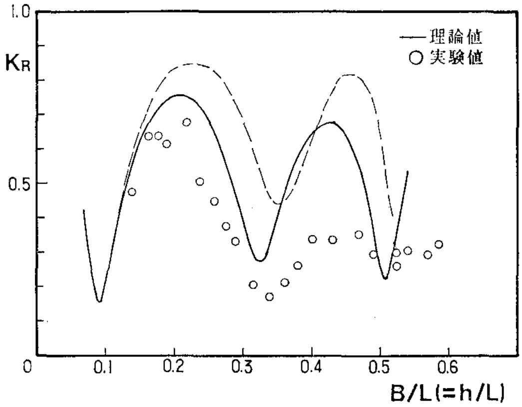
反射率は理論，実験とも，相対幅員 0.2 付近で最大，0.33 付近で最小となる減衰振動的分布をしている．こ分布型の理由は，$x=-ql$ と l にある二つの境界で生ずる反射波どうしの干捗としてほぼ説明できる．同図では，理論値が実験値を上周っており，B/L が大きくなるにつれ両者はかけ離れてくる．この理由の一つとして考えられることは，f の推定を透水層中央の一点で行なったことによって生ずる誤差である．

長波近似理論は一般に相対水深 h/L が小さい波に対して適合性が良いが，図—4 の場合も $h/L<0.15$ ではほぼ浅水波理論に等しい．$h/L>0.2$ では浅水波理論よりも大きな値を与えているが，これは鉛直水粒子速度にともなうエネルギー損失が無視されていることによる[12]．

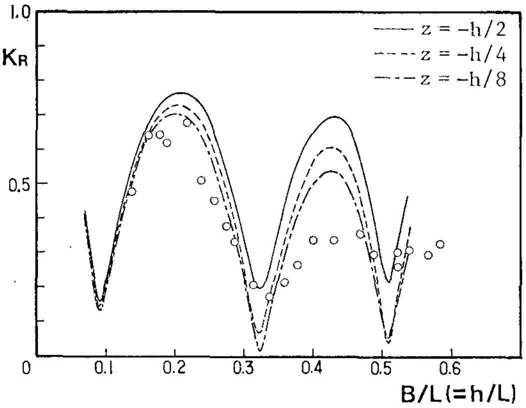
上出の理論値の抵抗係数 f はすべて透水層の中央の点（$x=0$, $z=-h/2$）での値を用いてきたが，その適合性は不十分であった．そこで，f を図—5 に示すように，透水層内の水面からある深さについて，$x=-l\sim l$ の範囲を等間隔に分ける 21 個の点について 3 の方法で f を定め，それらの平均を全体を代表する f として反射率の計算に用いることにした．それらの深さとして，$z=-h/2$, $-h/4$, $-h/8$ の 3 つを選んだが，その結果は図—6 のようになった．同図において実線（$z=-h/2$），点線（$-h/4$），一点鎖線（$-h/8$）を比較すると，より水面に近いところで f を推定している方が理論値は小さくなって，B/L が小さいところでは適合性が良くなる．このことは波長が短かくなるにつれて，エネルギー損失量が上



図—5 抵抗係数の計算点



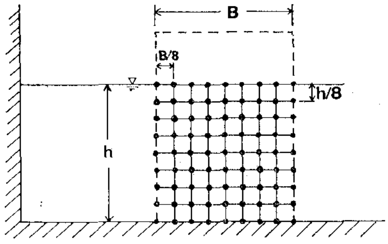
図—4 1次成分の反射率



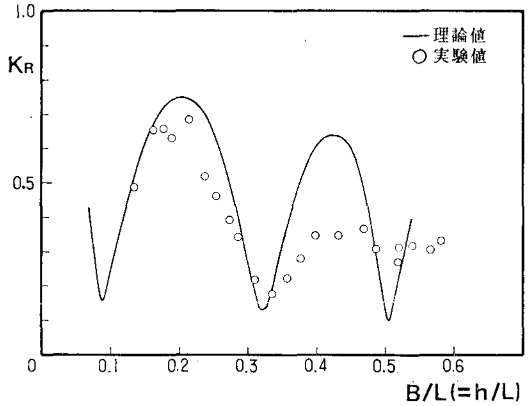
図—6 理論値に及ぼす抵抗係数計算位置の効果

方に集中していることを示している．なお，**図—4** と **図—6** の実線を比較すると B/L が 0.3 前後で後者の値が若干実験値に近づいた他あまり改善されていない．従ってこの方法では B/L あるいは h/L の値に合せて適切な深さで f を推定することが精度の向上をもたらすことになる．

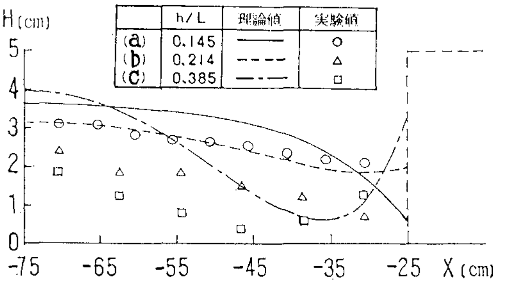
しかしながら，**図—6** では B/L が 0.32 の K_R の最小値をもたらす付近では，理論値がむしろ実験値を下回っている．この場合は理論のエネルギー損失が過大であることを表しており，f 推定の深さを変えることだけでは $B/L>0.3$ の場合は改善されない．そこで **図—7** のように $x=-l\sim l$, $z=-h\sim 0$ の範囲をそれぞれ 8 等分する 81 点で平均した f を用いて計算した結果，**図—8** が得られた．この方法では $B/L=0.32$ 付近まで理論値はほぼ妥当な値を与えている．



図—7　等分割の抵抗係数計算点



図—8　等分割（81点）の抵抗係数による理論値



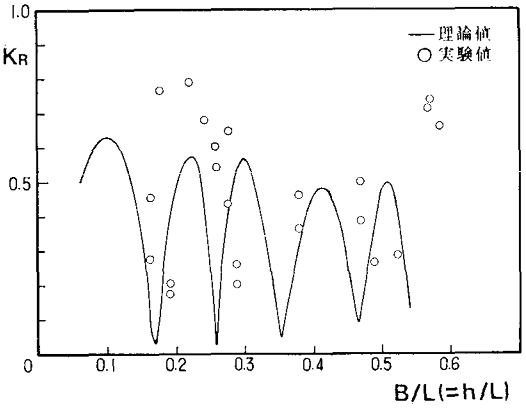
図—9　水室内の波高分布

図—9 は水室内の波高を調べた例で，反射率と理論値の適合度は a が最も良く，b, c の順になっているケースであるが，水室の波高もそれと同様へ傾向を与えている．また入射波高の反射率に及ぼす効果は，入射波高 2～4.5 cm の範囲では波高が大きいほど反射率が小さくなることが理論値で表れたが，実験では $B/L<0.3$ の範囲でそれが認められた．

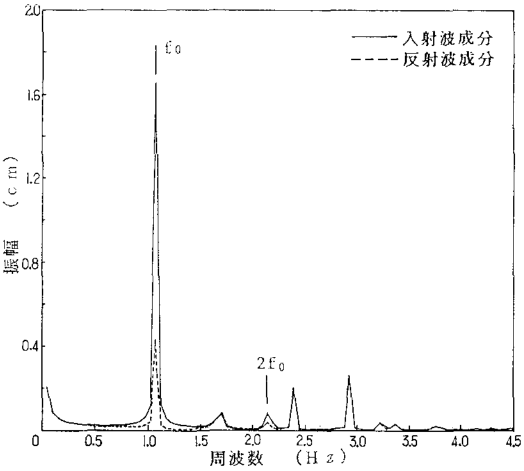
6.　2倍周波数波の反射率

2倍周波数波の反射率の実験結果と2次成分の理論値とを比較したもの図—10をに示した．理論値の計算においては，抵抗係数 f は **3** の1次成分の計算で求めたものをそのまゝ用いている．**図—10**を見ると理論値と実験値はほとんど一致おらず，特に実験のばらつきが大きい．

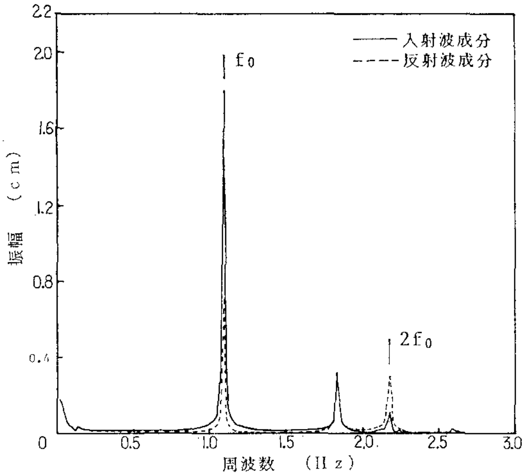
図—11 は，入・反射分離推定法によって得られた各周波数に対する，入・反射波のそれぞれの振幅を示した一例であり，縦軸が波の振幅を，横軸が周波数を表してい



図—10　2次成分の反射率



図—11　入・反射波の振幅スペクトル（$T=0.93$ sec）



図—12　入・反射波の振幅スペクトル (T=0.92 sec)

る．実線が入射波，点線が反射波成分を示している．また周波数が 1.67, 2.3, 2.9 ··· (Hz) において見られるピークは実在のものではなく，計算上発生しているものである．図—10の 2 倍周波数の反射率の実験値が，図—8 などに表われている基本周波数の反射率に比べて平均的にかなり大きいが，そのことが図—11にも表れていて 2 倍周波数の反射波振幅が入射波のそれと比べてかなり大きい．図—12は波高計間隔が異なる別の例で，この場合は 2 倍周波数の反射波の振幅が入射波のそれよりも大きくなっている．こうした現象について堀口らは単多孔壁[13]とジャーラン堤[14]につき 4 本の波高計を用いた実験によって 2 倍周波数をもつ自由進行波，Fontanet 波，が発生していることと関連づけている．そこで本研究も同様な方法で Stokes 波の 2 倍周波数と Fontanet 波の分離推定を試みた．その結果，ほとんどの場合で沖に向う 2 倍周波数の波については Fontanet 波の波高が Stokes 波のものよりも大きいことが知れた．このことから，入射波の基本周波数成分が，このような透水層を有する構造物に作用すると，その一部が 2 倍周波数の自由進行波成分となるものと考えられる．しかし，本研究の範囲では，2 倍周波数波の波高は基本周波数の波高に比べ極めて小さいので，基本周波数の反射率はほとんど影響が表われていない．図—10 の実験値のばらつきは，波高測定の精度上の問題と，自由進行波の出現に原因すると考えられ，理論値の適合性の判断は無理であった．

7. む す び

水深 h と同じ幅員 B の透水層ならびに水室幅を有する直立透水層堤の反射率を浅水波ポテンシャル理論で推定する場合，線形化した抵抗係数をどのように選択すべきかについて検討した結果，凡そ次の結論が得られた．

（1） 抵抗係数の代表値を推定する透水層中の水面からの深さによって反射率は変化し，水面に近い位置で推定するほど理論値は小さくなり，その影響は B/L が大きいほど大きく表われる．水深の 1/2 地点で抵抗係数を用いると，B/L が 0.2 以下では適合度が良いが，それ以上ではより浅い地点での抵抗係数を用いるのが良い．

（2） 透水層全体を等分割した点での抵抗係数の平均値をを用いた理論値は，B/L=0.32 付近まで実験値と良く適合するようになる．しかし，それ以上では B/L の増加とともに適合度が悪くなる．

（3） 2 倍周波数の反射率の理論値を求めたが，実験値には自由進行波 (Fontanet 波) の成分も含まれていたのでその適合度は判断できなかった．

本研究に際し，ご協力頂いた室蘭工大土木工学科河海工学研究室の谷野賢二助手 (現北海道開発局土木試験所)，山岸　等技官 (現室蘭工大大学院生)，児玉幸博，平田佳嗣の両大学院生に感謝いたします．

参 考 文 献

1) 井島武士・奥薗英明・坂井久雄：2 層透過性または遊水部をもつ直立消波護岸の理論と実験，第 20 回海岸工学講演会論文集，pp. 71-77, 1973.
2) 奥薗英明：遊水部をもつ有孔壁岸壁の消波特性に関する研究，九州大学学位論文，1984.
3) 近藤俶郎・藤間　聡：透過性構造物の水理特性，第 17 回海岸工学講演会論文集，pp. 155-162, 1970.
4) 近藤俶郎・佐藤隆一：多孔壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 333-337, 1979.
5) 近藤俶郎・竹田英章：消波構造物，森北，275 p., 1983.
6) 5) に同じ．
7) 1) に同じ．
8) 倉内公嘉：直立透水層堤による有限振幅波浅水波の変形，室蘭工大修士論文，1986.
9) Madsen, O. S. and S. M. White: Reflection and transmission characteristics of porous rubble mound breakwater, Tech. Rept.. No. 207, MIT, 183p., 1975.
10) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地　始：不規則波実験における入・反射波の分離推定法，港湾技研資料，No. 248, pp. 1-24, 1976.
11) 5) に同じ．
12) 近藤俶郎・倉内公嘉：直立透水層堤の反射率推定に関する基礎的考察，土木学会北海道支部論文集，41 号，pp. 163-168, 1985.
13) 堀口孝男・小坂俊吉・布施敏一郎：多孔壁消波構造の水理，第 25 回海岸工学講演会論文集，pp. 347-351, 1978.
14) 堀口孝男・小坂俊吉・中道峰夫・布施敏一郎：多孔壁消波構造の水理 (その 2)，第 26 回海岸工学講演会論文集，pp. 353-356, 1979.