

透過性構造物による波の変形に関する研究(1)

——鉛直捨石堤による波の反射率と透過率について——

富 永 正 照*・坂 本 忠 彦**

1. ま え が き

海岸構造物の中には、連続した空げきをもち、水流を容易に透過させる透過性構造物あるいは空げき構造物とみなされるものが数多くある。たとえば、捨石あるいは各種の異形ブロック等で構成された捨石堤^{(1),(2),(3),(4)}、離岸堤⁽⁵⁾、潜堤^{(6),(7)}と呼ばれるようなもの、あるいは海岸堤防前面の消波工^{(8),(9),(10)}、根固工と呼ばれるようなものは、すべて透過性構造物とみなされる。これらの構造物に波浪が入射すればそのエネルギーの一部は構造物により反射されて、反射波となるが、他の一部は空げき内に侵入し、空げき内でエネルギーを消費しながら伝播し、透過性構造物を通過したエネルギーは透過波として再生される。

透過性構造物内における波浪のエネルギーの消費機構は、周期、波高、水深等の波浪の特性、空げき率、捨石の粒径等の空げきの特性、厚さ、のり面の角度等の透過性構造物の特性等の数多くの要素に支配される複雑なものであるため、解析的取り扱いが困難であった。そのため透過性構造物による波浪の減勢機構およびそれに伴う水理学的な諸現象については、すでに多くの研究が行なわれているが、いずれも実験的検討を主体としたものであり現象の統一的な把握に欠ける面があった。

著者らはこのような透過性構造物の波の運動を抵抗を受けて進行する波の運動として、理論的に取り扱うことを試みるとともに、一連の実験を行なって、その取り扱いの検討を行なっている。ここでは第1報として抵抗を受けて進行する波の基礎方程式と、それを浅水波の領域の水深に設置された鉛直捨石堤に規則波が入射した場合について適用した例、およびその実験的検討の結果について報告する。

2. 線形抵抗を受ける場合の理論的検討

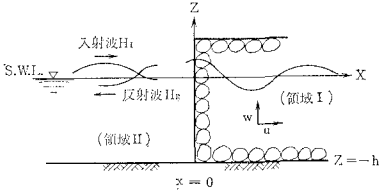
図-1 のように座標軸を定める。半無限に広がる空げき領域Ⅱ (抵抗を受けない領域)

連 続 式
$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (2.2)$$

運動方程式 x 方 向
$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \dots\dots\dots (2.3)$$

z 方 向
$$\frac{\partial w}{\partial t} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \dots\dots\dots (2.4)$$

図-1 透過性構造物内の波の運動



き率 λ の透過性構造物の一端が平均水深 h なる水域に接して、不透水層が $z = -h$ にあるものとする。水域では波は抵抗を受けずに運動できる。この領域を領域Ⅱと名づける。透過性構造物内では、波は運動に伴って抵抗を受ける。この領域を領域Ⅰと名づける。領域Ⅱに

$$\eta_2 = \frac{H_1}{2} e^{i(\sigma t - k_2 x)} \dots\dots\dots (2.1)$$

のように表わされる規則波が入射した場合、その影響を受けて領域Ⅰを x 方向の正の方向に伝播する波の運動を調べることにする (以下必要な場合は実数部分を取るものとする)。領域Ⅰにおいて波の受ける抵抗は流速の関数となる。たとえば、透水に関するレイノルズ数が十分小さい場合は、抵抗は流速に比例する Darcy の法則で表わされ、流速が増大するにつれ、Darcy の法則よりはずれ、抵抗係数の形で評価するのが適当となる。2. においてまず Darcy の法則で表わされるような線形抵抗を受ける場合について検討を行なうことにし、その結果を利用して 3. において非線形抵抗を受ける場合の検討を行なうことにする。2. での検討結果自身も潮汐の変動に伴って運動する不圧海岸地下水の運動の解析等に利用できるが、これらについては、すでに報告⁽¹¹⁾したので、詳細は参考文献にゆずる。

(1) 基礎方程式

領域ⅠおよびⅡにおける x および z 軸方向の断面平均流速をそれぞれ u および w とすると、連続式、運動方程式、および境界条件はそれぞれ以下のように表わされる。ここに k は透過性構造物の透水係数である。

領域Ⅰ (線形抵抗を受ける領域)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (2.2')$$

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{g}{k} u \dots\dots\dots (2.3')$$

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial t} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{g}{k} w \dots\dots\dots (2.4')$$

* 正会員 建設省土木研究所 海岸研究室長

** 正会員 建設省土木研究所 海岸研究室

境界条件 底面での条件	$w=0$, at $z=-h$(2.5)	$w=0$, at $z=-h$(2.5')
自由表面の連続条件	$\frac{\partial \eta}{\partial t}=w$, at $z=0$(2.6)	$\frac{\partial \eta}{\partial t}=\frac{w}{\lambda}$, at $z=0$(2.6')
自由表面の圧力条件	$P=0$, at $z=0$(2.7)	$P=0$, at $z=0$(2.7')
領域の境界の連続条件	水位の連続 $\eta_2=\eta_1$ at $x=0$(2.8)	
	流量の連続 $Q_2=Q_1$ at $x=0$(2.9)	

以下 Suffix 1 および 2 はそれぞれ領域 I および II に対するものであることを示す。領域 II における方程式は表面波の基礎方程式を微小振幅の仮定のもとに摂動法により展開した第 1 近似の方程式であり、領域 I の方程式も領域 II にならって展開した第 1 近似の方程式である。これらは、Reid と梶浦¹²⁾が砂層からの浸透による波高減衰の問題で取り扱った手法に類似しているが、境界条件、とくに透過性構造物内での自由表面の境界条件の存在が異なっている。領域の境界の連続条件として水位および流量の連続条件を取り上げた。さらに圧力の連続条件が考えられ、これらの三者の組合せについて検討を行っているが、現在のところはっきりした結論が得られていず、ここでは水位と流量の 2 つの連続条件を満足させることにした。

(2) 領域 II における解

式 (2.2)~(2.7) は微小振幅波理論の基礎式であり、その解は周知のとおりである。基礎方程式、境界条件がすべて線形であるので、複素数表示を行なうことにする。この領域には入射波および透過性構造物からの反射波が存在するので、その解はつぎのようになる。ここに H_I および H_R はそれぞれ位相の差まで考えた複素数の入射波高、および反射波高であるが、ここでは H_R はまだ未知数である。 φ_2 は式 (2.12) および (2.13) で定義される速度ポテンシャルである。

$$\eta_2 = \frac{H_I}{2} e^{i(\sigma t - k_2 x)} + \frac{H_R}{2} e^{i(\sigma t + k_2 x)} \dots\dots\dots (2.10)$$

$$\varphi_2 = -ic_2 \frac{\cosh k_2(h+z)}{\sinh k_2 h} \cdot \left\{ \frac{H_I}{2} e^{i(\sigma t - k_2 x)} + \frac{H_R}{2} e^{i(\sigma t + k_2 x)} \right\} \dots\dots\dots (2.11)$$

$$u_2 = -\frac{\partial \varphi_2}{\partial x} = \sigma \frac{\cosh k_2(h+z)}{\sinh k_2 h} \cdot \left\{ \frac{H_I}{2} e^{i(\sigma t - k_2 x)} - \frac{H_R}{2} e^{i(\sigma t + k_2 x)} \right\} \dots\dots\dots (2.12)$$

$$w_2 = -\frac{\partial \varphi_2}{\partial z} = i\sigma \frac{\sinh k_2(h+z)}{\sinh k_2 h} \cdot \left\{ \frac{H_I}{2} e^{i(\sigma t - k_2 x)} + \frac{H_R}{2} e^{i(\sigma t + k_2 x)} \right\} \dots\dots\dots (2.13)$$

ただし $\sigma = k_2 c_2$, $\sigma^2 = g k_2 \tanh k_2 h$, $\sigma = 2\pi/T$,

T = 入射波の周期 (2.14)

式 (2.8) および (2.9) に対応する境界の連続条件として

$$\eta_2 = \frac{(H_I + H_R)}{2} \cdot e^{i\sigma t} \text{ at } x=0 \dots\dots\dots (2.15)$$

$$Q_2 = \int_{-h}^0 u_2 dz = c_2 \frac{(H_I - H_R)}{2} \cdot e^{i\sigma t} \text{ at } x=0 \dots\dots\dots (2.16)$$

(3) 領域 I における解

領域 I において式 (2.17) および (2.18) で表わされるような速度ポテンシャル $k\varphi_1$ を導入する。

$$u_1 = -k \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \dots\dots\dots (2.17)$$

$$w_1 = -k \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \dots\dots\dots (2.18)$$

これらの関係式を、式 (2.2') に代入すれば φ_1 は Laplace の方程式を満たさなければならないことがわかり、つぎの一般解をもつ。

$$\varphi_1 = \left\{ \begin{matrix} e^{ik_1 x} \\ e^{-ik_1 x} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} e^{k_1 z} \\ e^{-k_1 z} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} e^{i\sigma t} \\ e^{-i\sigma t} \end{matrix} \right\} \dots\dots\dots (2.19)$$

これらには 8 個の組み合わせが可能であるが式 (2.10) を参照して時間項は $e^{i\sigma t}$ のみを選ぶ。したがって

$$\varphi_1 = (A e^{ik_1 x} \cdot e^{k_1 z} + B e^{-ik_1 x} \cdot e^{k_1 z} + C e^{ik_1 x} \cdot e^{-k_1 z} + D e^{-ik_1 x} \cdot e^{-k_1 z}) e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (2.20)$$

a) $z=-h$ における境界条件

式 (2.5') より $z=-h$ で $\partial \varphi_1 / \partial z = 0$ でなければならない。これより

$$A = C e^{2k_1 h}, B = D e^{2k_1 h} \dots\dots\dots (2.21)$$

b) 自由表面における条件

式 (2.3'), (2.4') および (2.17), (2.18) より運動方程式の積分形として次式を得る。

$$-\frac{k}{\lambda} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -\frac{p}{\rho} - g z + g \varphi_1 \dots\dots\dots (2.22)$$

したがって、自由表面の条件は式 (2.23) の圧力条件と式 (2.24) の連続条件より η を消去して式 (2.25) のように表わされる。

$$-g \eta + g \varphi_1 + \frac{k}{\lambda} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = 0, \text{ at } z=0 \dots\dots\dots (2.23)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{w}{\lambda} = -\frac{k}{\lambda} \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \text{ at } z=0 \dots\dots\dots (2.24)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} + \frac{g \lambda}{k} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} + g \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = 0, \text{ at } z=0 \dots\dots\dots (2.25)$$

この式は透過性構造物内を線形抵抗を受けて進行する波を考える場合の重要な基礎式である。微小振幅波理論による表面条件式 (2.26) と比較すると $g \lambda / k \cdot \partial \varphi_1 / \partial t$ という項を含んでいることがわかる。

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} = 0 \text{ at } z=0 \dots\dots\dots (2.26)$$

式 (2.25) に式 (2.20) および (2.21) を代入すると

若干の変形のと、次式が得られる。

$$\left(\sigma^2 - i \frac{\lambda \sigma}{k} g\right) \cosh(k_r + ik_i)h \\ = g(k_r + ik_i) \sinh(k_r + ik_i)h \dots\dots\dots (2.27)$$

$$\text{ただし, } k_1 = k_r + ik_i, \sigma = k_1 c_1 \dots\dots\dots (2.28)$$

複素数で表示した波数 k_1 と σ との関係は式 (2.27) を解くことにより求まる。 $\lambda=1, k \rightarrow \infty$ すなわち抵抗を受けない場合には通常の波数を求める式 (2.14) と一致することは明らかである。式 (2.27) を real および imaginary part に分割すると次式が得られる。

$$\sigma^2 + \frac{\lambda \sigma}{k} g \cdot \tanh k_r h \cdot \tan k_i h \\ = g k_r \tanh k_r h - g k_i \tan k_i h \dots\dots\dots (2.29)$$

$$- \frac{\lambda \sigma}{k} g + \sigma^2 \tanh k_r h \cdot \tan k_i h \\ = g k_r \tan k_i h + g k_i \tanh k_r h \dots\dots\dots (2.30)$$

$k_1 = k_r + ik_i$ はこの2つの方程式を満足する k_r, k_i を求めればよく、後に述べるような適当な近似解を代入して、必要な精度になるまで、くり返し計算を行なえばよい。

c) 波数 k_1 の一意性

複素関数論によれば式 (2.27) は2つの解を持つことは容易にわかる。そしてその1つの解を $k_1 = k_r + ik_i$ とすると $-k_1 = -k_r - ik_i$ もまた、解であることがわかる。 k_1 および $-k_1$ は x 軸を正および負の方向に伝播する同一の波の波数を表わして、複素数で表示した波数 k_1 は一義的に求まることがわかる。図-1 に示したように、 $k_r > 0$ の時、すなわち x 軸を正の方向に伝播するとき、波動は減衰するであろうから $k_i < 0$ となることが予想され、透過性構造物が半無限に続く場合には $x \rightarrow \infty$ のとき、 $\lim_{x \rightarrow \infty} e^{ik_1 x} = \lim_{x \rightarrow \infty} e^{-k_i x} \cdot e^{ik_r x}$ は発散するため $A = C = 0$ としなければならない。

d) $x=0$ における境界の接続条件

以上の結果より新しく定数 E を導入して式 (2.31) とする。

$$\varphi_1 = E \cosh k_1(h+z) e^{i(\sigma t - k_1 x)} \dots\dots\dots (2.31)$$

これは x 軸を正の方向に伝播する波動を示している。

式 (2.6') より

$$\eta_1 = \frac{iEk}{c_1 \lambda} \sinh k_1 h e^{i(\sigma t - k_1 x)} \dots\dots\dots (2.32)$$

これが $x=0$ で式 (2.15) と連続するためには

$$E = -i \frac{c_1 \lambda}{k} \cdot \frac{(H_I + H_R)}{2} \cdot \frac{1}{\sinh k_1 h} \dots\dots\dots (2.33)$$

したがって

$$\varphi_1 = -i \frac{c_1 \lambda}{k} \cdot \frac{(H_I + H_R)}{2} \cdot \frac{\cosh k_1(h+z)}{\sinh k_1 h} \\ \cdot e^{i(\sigma t - k_1 x)} \dots\dots\dots (2.34)$$

$$\eta_1 = \frac{(H_I + H_R)}{2} e^{i(\sigma t - k_1 x)} \dots\dots\dots (2.35)$$

$$u_1 = -k \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = \sigma \lambda \frac{(H_I + H_R)}{2} \cdot \frac{\cosh k_1(h+z)}{\sinh k_1 h} \\ \cdot e^{i(\sigma t - k_1 x)} \dots\dots\dots (2.36)$$

$$w_1 = -k \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = -i \sigma \lambda \frac{(H_I + H_R)}{2} \cdot \frac{\sinh k_1(h+z)}{\sinh k_1 h} \\ \cdot e^{i(\sigma t - k_1 x)} \dots\dots\dots (2.37)$$

式 (2.9) に対応する境界の連続条件として

$$Q_1 = \int_{-h}^0 u_1 dz = c_1 \lambda \frac{(H_I + H_R)}{2} e^{i\sigma t} \text{ at } x=0 \\ \dots\dots\dots (2.38)$$

e) 透過性構造物が半無限長の場合の適用例—不圧海岸地下水への適用—

潮汐の振動に伴って振動する不圧海岸地下水の運動を考えてみよう。境界条件式 (2.9) を満たすためには、式 (2.16) および式 (2.38) より

$$c_2 \frac{H_I - H_R}{2} e^{i\sigma t} = c_1 \lambda \frac{H_I + H_R}{2} e^{i\sigma t} \\ \therefore \text{反射率 } \frac{H_R}{H_I} = \frac{c_2 - c_1 \lambda}{c_2 + c_1 \lambda} = \frac{k_1 - k_2 \lambda}{k_1 + k_2 \lambda} \dots\dots\dots (2.39)$$

ここで k_1 の値を式 (2.27) より求める必要がある。地下水層 (透過性構造物) 内の流れが線形抵抗を受けるようなゆるやかな流れでは、 $|k_1 h|$ は十分小さいと仮定できるから

$$\cosh k_1 h \doteq 1 + ik_r k_i h^2, \sinh k_1 h \doteq (k_r + ik_i) h \\ \dots\dots\dots (2.40)$$

と近似すると式 (2.41) の近似式が得られる。

$$k_r = \sqrt{\frac{-\lambda^2 \sigma^2}{4k^2} + \frac{\lambda \sigma}{2h} \sqrt{\frac{\lambda^2 \sigma^2 h^2}{4k^4} + \frac{1}{k^2}}}, \\ k_i = -\sqrt{\frac{\lambda^2 \sigma^2}{4k^2} + \frac{\lambda \sigma}{2h} \sqrt{\frac{\lambda^2 \sigma^2 h^2}{4k^4} + \frac{1}{k^2}}} \dots\dots\dots (2.41)$$

これらの値は潮汐の波数 k_2 に比較すると $|k_1| \gg k_2$ であるから、位相の差も無視できて、反射率は事実上1となり、 $H_I = H_R$ である。したがって式 (2.35) において

$$H_I + H_R = a \quad a: \text{潮汐の波高} \dots\dots\dots (2.42)$$

と置くと、

$$\eta_1 = \frac{a}{2} e^{i(\sigma t - k_1 x)} = \frac{a}{2} e^{k_i x} \cos(\sigma t - k_r x) \dots\dots\dots (2.43)$$

すなわち不圧海岸地下水位は振動しながら、指数関数的に減少してゆくことを示しており、これらは現地観測^{(13), (14)}においても、しばしば観測されている事実である。

f) 透水係数が異方性をもつ場合の検討

以上の検討は透水係数が x および z 方向に同一であると仮定してきたが、運動方程式が式 (2.44) および式 (2.45) で表わされるように、透水係数が異方性をもつ場合の検討を行なう。

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{g}{k_x} u \dots\dots\dots (2.44)$$

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial t} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{g}{k_z} w \dots\dots\dots (2.45)$$

ここに、 k_x および k_z はそれぞれ x および z 方向の透水係数である。 φ_1 を式 (2.46) および (2.47) のように定義し、定常透水流の場合、よく行なわれるように、式 (2.48) の変換を行なうと Laplace の方程式 (2.49) は得られるが、式 (2.22) に対応する式が得られない。

$$u = -k_x \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \quad (2.46)$$

$$w = -k_z \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \quad (2.47)$$

$$x_1 = \sqrt{\frac{k_z}{k_x}} x \quad (2.48)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = 0 \quad (2.49)$$

そこで、式 (2.44) および式 (2.45) の左辺 $-\frac{k_x}{\lambda} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t \cdot \partial x_1}$ および $-\frac{k_z}{\lambda} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t \cdot \partial z}$ を、それぞれ $-\frac{K}{\lambda} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t \cdot \partial x_1}$ 、 $-\frac{K}{\lambda} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t \cdot \partial z}$ と近似して、式 (2.22) に対応するものとして式 (2.50) を使用することにする。

$$-\frac{K}{\lambda} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -\frac{p}{\rho} - gz + g \varphi_1 \quad (2.50)$$

ここに $K = \sqrt{k_x k_z}$ 2.(1) 以下に述べたと同様の手法により式 (2.27) に対応するものとして次式を得る。

$$\left[\sigma^2 - i \frac{\lambda \sigma}{K} g \right] \cosh(k_{r1} + ik_{i1})h \\ = \frac{gk_z}{K} (k_{r1} + ik_{i1}) \sinh(k_{r1} + ik_{i1})h \quad (2.51)$$

ただし、 $k_{i1} = k_{r1} + ik_{i1}$ 、 $\sigma = k_{i1} c_{11}$ であり、 k_{i1} は座標系 x_1 に対するものである。座標系 x に対する k_1 は式 (2.52) となり、以後 k_1 を式 (2.52) のように定義なおす。 $k_x = k_z$ の場合は式 (2.27) より求めたものと一致する。

$$k_1 = k_{i1} \sqrt{\frac{k_z}{k_x}} \quad (2.52)$$

式 (2.51) および (2.52) を使用して不圧海岸地下水の k_1 を求めてみると、これらの値は $k = k_x$ において式 (2.27) より求めた値とほぼ一致し、 k_z の効果は小さいことがわかる。これは非定常地下水流の運動方程式が、しばしば x 方向のみしか考慮されないことからみても明らかである。

3. 抵抗が流速の関数となる 場合の検討

(1) 基礎方程式の線形化による近似
通常の風波が捨石堤等の透過性構造物に入射した場合、流速がかなり大きいため、流れは乱流状態となり、抵抗法則は Darcy の法則よりはずれる。この領域における抵抗法則を抵抗係数で表示するこ

とにすると運動方程式⁽¹⁵⁾は以下になる。連続の方程式、境界条件はすべて 2.(1) と同じである。

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{f}{d} |u|u \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial t} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{f}{d} |w|w \quad (3.2)$$

ここに d は透過性構造物を構成する捨石、ブロック等の代表径である。 f は抵抗係数であるが、一定値ではなく空げき率および透水流に関するレイノルズ数等の関数である。著者らは定常流における礫の透水性に関する検討で次式のような関係が成立することをすでに報告⁽¹⁶⁾した。

$$\frac{\lambda^3}{(1-\lambda)} \frac{2gd}{u^2} \frac{dh}{l} = f_n(R_e) = \frac{1000}{R_e} + \frac{29.3}{\sqrt{R_e}} + 4.3 \quad (3.3)$$

$$= \frac{1000}{R_e} + 4.3 \quad (3.4)$$

ここに、 u : 断面平均流速、 d : 礫の代表径

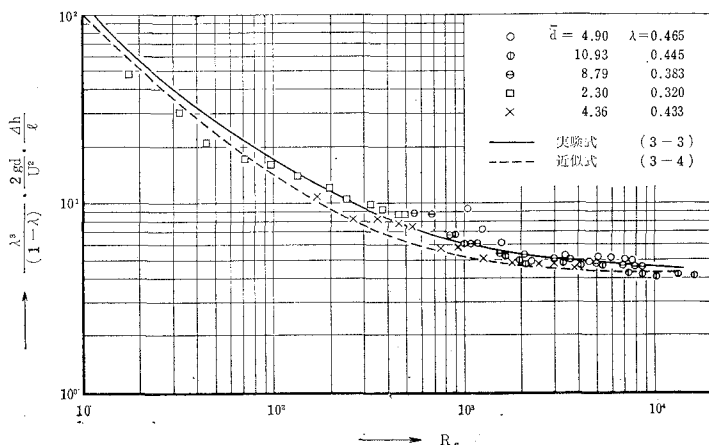
λ : 空げき率、 dh : 損失水頭

l : 透水体の長さ、 ν : 動粘性係数

$$\text{ただし } R_e = \frac{u \cdot d}{(1-\lambda)\nu}$$

これは透水体の空げき内の流れを、空げきを連続させた仮想的な流管内の流れとして取り扱い、透水性を示す指標として、管路の抵抗係数の概念を採用し、仮想流管の大きさは、粒径、粒度分布、空げき率より求まる平均の空げきの大きさとして導いたものである。図-2 に実験値と実験式およびその近似式を示した。以後の取り扱いを容易にするため、式 (3.4) のように近似したが、これは図-2 に示したようにレイノルズ数の全域にわたりほぼ妥当な近似を与えている。実験式の数値が参考文献のものとは若干異なっているが、これは細粒径の碎石についての追加実験を参照して修正したためである。式 (3.1) および (3.2) の抵抗項を式 (3.4) を使用して表

図-2 レイノルズ数による抵抗係数の変化



示することを考える。非定常状態の抵抗法則と定常状態の抵抗法則が等しいと仮定すると f はつぎのような形をもつことがわかる。

$$f = \frac{1-\lambda}{2\lambda^3} f_n(R_e) = \frac{1-\lambda}{2\lambda^3} \left(\frac{1000}{R_e} + 4.3 \right) \dots (3.5)$$

いま、考えている位置における u が正弦的な時間変化をすると仮定すると

$$u = u_0 \sin \sigma t \dots (3.6)$$

ここに u_0 は u の最大値とする。

$$\begin{aligned} \frac{f}{d} |u| u &= \frac{1-\lambda}{2\lambda^3 d} f_n(R_e) |u| u \\ &= \frac{1-\lambda}{2\lambda^3 d} \left\{ \frac{1000}{R_e} + 4.3 \right\} |u_0 \sin \sigma t| u_0 \sin \sigma t \\ &= \frac{1-\lambda}{2\lambda^3 d} \left\{ \frac{1000(1-\lambda)\nu}{d} + \frac{8}{3\pi} \times 4.3 \times \frac{4}{5} \times u_0 \right\} u \\ &= \frac{g}{K_x} u \dots (3.7) \end{aligned}$$

右辺第2項は $4.3 \times |u_0 \sin \sigma t| u_0 \sin \sigma t$ を Fourier 展開し、第3項まで取り、一周期にわたりその時間平均値をとったものである。同様に

$$\begin{aligned} \frac{f}{d} |w| w &= \frac{1-\lambda}{2\lambda^3 d} \left\{ \frac{1000(1-\lambda)\nu}{d} + \frac{8}{3\pi} \right. \\ &\quad \left. \times 4.3 \times \frac{4}{5} \times w_0 \right\} w = \frac{g}{K_z} w \dots (3.8) \end{aligned}$$

したがって $\bar{K}_x$ および $\bar{K}_z$ を式 (3.9) および (3.10) のようにとれば、第1近似として線形抵抗を受ける波動と同様の考察ができることになる。ただし u_0, w_0 はまだ場所的に異なる値であることに注意しなければならない。

$$\bar{K}_x = \frac{g}{\frac{(1-\lambda)}{2\lambda^3 d} \left\{ \frac{1000(1-\lambda)\nu}{d} + \frac{8}{3\pi} \times 4.3 \times \frac{4}{5} \times u_0 \right\}} \dots (3.9)$$

$$\bar{K}_z = \frac{g}{\frac{(1-\lambda)}{2\lambda^3 d} \left\{ \frac{1000(1-\lambda)\nu}{d} + \frac{8}{3\pi} \times 4.3 \times \frac{4}{5} \times w_0 \right\}} \dots (3.10)$$

$\bar{K}_x$ および $\bar{K}_z$ をそれぞれ x および z 方向への仮想透水係数と名づけよう。

(2) 乱流時の波数 k_1 の近似式

捨石堤内に風波が入射した場合のように、周期が短く、また流速が大きい場合は、層流の場合に比較して、波長が短く、また減衰率も大きいので、 $|k_1 h|$ は大きな値をとり、式 (2.40) の近似は使用できない。その時は $\tanh(k_{r1} + ik_{i1})h \doteq 1 \dots (3.11)$

の近似のもとに式 (3.12) および式 (3.13) を得る。

$$k_{r1} = \frac{\sigma^2}{g} \sqrt{\frac{\bar{K}_x}{K_x}}, \quad k_{i1} = -\frac{\lambda\sigma}{\bar{K}_x} \dots (3.12)$$

$$k_r = \frac{\sigma^2}{g}, \quad k_i = -\frac{\lambda\sigma}{\sqrt{\bar{K}_x \bar{K}_z}} \dots (3.13)$$

式 (2.40) および (3.11) の近似はそれぞれ長波およ

び深海波の近似に相当するものであり、深海波の近似の時は、式 (2.14) と比較して $k_2 = k_r$ であることがわかる。すなわち、透過性構造物に入射しても波長は不変である。深海波の近似が行なえるような領域では、 k_1 の近似値が式 (3.13) のように表示されることを考えると、透過性構造物内の運動の決定に対して、 $\bar{K}_x$ と $\bar{K}_z$ は同じ比重を占めていることがわかる。そして、長波性を帯びるにしたがって、 k_1 は $\bar{K}_x$ のみによって決定されるようになる。 $K = \sqrt{\bar{K}_x \bar{K}_z}$ を仮想等価透水係数と名づけよう。また、安藏¹³⁾が長波の近似を用いて求めた式 (3.14) の値は order estimate に不十分な点があり、不圧海岸地下水等の解析には利用できない場合があることはすでに指摘した。むしろ式 (3.14) はその誘導過程よりみて、捨石堤のように、かなり透水性の大きい構造物に長波とみなされるような波浪が入射した場合の近似値を与えるものであることをここで指摘したい。安藏と同様の仮定により、より一般的に透水係数が異方性を示す場合の解を求めると式 (3.15) となる。

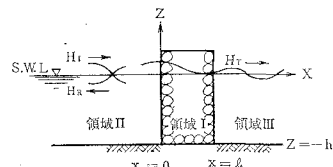
$$\begin{aligned} k_r &= \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\sigma^2 h}{2g} + \frac{\lambda\sigma h}{2} \sqrt{\frac{\sigma^2}{g^2 \lambda^2} + \frac{1}{k^2}}}, \\ k_i &= -\frac{1}{h} \sqrt{-\frac{\sigma^2 h}{2g} + \frac{\lambda\sigma h}{2} \sqrt{\frac{\sigma^2}{g^2 \lambda^2} + \frac{1}{k^2}}} \dots (3.14) \\ k_r &= \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\sigma^2 h}{2g} \sqrt{\frac{\bar{K}_z}{K_x}} + \frac{\lambda\sigma h}{2} \sqrt{\frac{\sigma^2}{g^2 \lambda^2} \frac{\bar{K}_z}{K_x} + \frac{1}{K_x^2}}}, \\ k_i &= -\frac{1}{h} \sqrt{-\frac{\sigma^2 h}{2g} \sqrt{\frac{\bar{K}_z}{K_x}} + \frac{\lambda\sigma h}{2} \sqrt{\frac{\sigma^2}{g^2 \lambda^2} \frac{\bar{K}_z}{K_x} + \frac{1}{K_x^2}}} \\ k_r &= \sqrt{\frac{\lambda\sigma}{2\bar{K}_x h}} \quad k_i = -\sqrt{\frac{\lambda\sigma}{2\bar{K}_x h}} \dots (3.15) \end{aligned}$$

すなわち、式 (2.41)、(3.14) あるいは (3.15)、および式 (3.13) はいずれも透過性構造物内の波数を決める近似値として正しいが、式 (2.41) は潮汐による不圧海岸地下水の運動のように非常に長い長波による波数の近似値、式 (3.14) あるいは (3.15) は捨石堤のようにかなり透水性の大きい構造物に長波とみなされるような波浪が入射した場合の近似値、式 (3.13) は深海波の近似が行なえる場合の近似値として区別する必要がある。これらの数値例による検討は 6. で行なうことにする。

4. 鉛直捨石堤による反射率と透過率について

図-3 のように透過性構造物として、長さ l の鉛直捨石堤を設置した場合を考えてみる。

図-3 鉛直捨石堤による波の変形



(1) 領域 II および III における解

領域IIでの解はすでに述べた。捨石堤の背後の領域IIIにおいては、捨石堤を透過してきて、再生された x 方向に進行する透過波のみが存在する。規則波が入射した場合周期は変化しないと考えられるから、基本方程式は式(2.2)~(2.7)であり、2.(2)の解を参照すればつぎのようになる。ただし H_T は位相の差まで考えた透過波高である。

$$\eta_3 = \frac{H_T}{2} e^{i(\sigma t - k_2 x)} \dots\dots\dots (4.1)$$

$$\varphi_3 = -ic_2 \frac{H_T}{2} \cdot \frac{\cosh k_2(h+z)}{\sinh k_2 h} \cdot e^{i(\sigma t - k_2 x)} \dots\dots\dots (4.2)$$

$$u_3 = -\frac{\partial \varphi_3}{\partial x} = \sigma \frac{H_T}{2} \cdot \frac{\cosh k_2(h+z)}{\sinh k_2 h} \cdot e^{i(\sigma t - k_2 x)} \dots\dots\dots (4.3)$$

(2) 領域 I における解

領域Iでは進行波だけでなく領域IとIIIとの境界より生ずる反射波がある。この後者は $x=l$ より左に遠ざかるにつれ、その影響が小さくなるような形で解に含まれていなければならない。領域Iの内部では各点で u_0, w_0 の値が異なるため、各点で $\bar{K}_x, \bar{K}_z$ の値が異なることになる。しかしそれでは計算が不可能であるので、捨石堤内の平均的な u_0, w_0 の値、たとえば $x=l/2, z=-h/2$ の位置の u_0, w_0 の値で $\bar{K}_x, \bar{K}_z$ を求め、捨石堤内では一定であると近似することにする。一般に $\bar{K}_x \neq \bar{K}_z$ であるので、透水係数が異方性の場合の結論を参照するとつぎのようになる。

$$\varphi_1 = \{Ee^{-ik_1 x} + Fe^{ik_1(x-l)}\} \cosh k_{11}(h+z) \cdot e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4.4)$$

$$\eta_1 = \frac{i\bar{K}_z}{c_{11}\lambda} \{Ee^{-ik_1 x} + Fe^{ik_1(x-l)}\} \sinh k_{11} h \cdot e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4.5)$$

$$u_1 = i\bar{K}_x k_1 \{Ee^{-ik_1 x} - Fe^{ik_1(x-l)}\} \cdot \cosh k_{11}(h+z) \cdot e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4.6)$$

(3) 境界での連続条件

$x=0$ および $x=l$ の境界において水位および流量の連続条件が満足されねばならない。

$x=0$ において

$$\begin{aligned} \eta_2 &= \eta_1 = \frac{(H_I + H_R)}{2} e^{i\sigma t} \\ &= \frac{i\bar{K}_z}{c_{11}\lambda} [E + F \cdot e^{-ik_1 l}] \sinh k_{11} h \cdot e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4.7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_2 &= Q_1 = c_2 \frac{(H_I - H_R)}{2} e^{i\sigma t} \\ &= \frac{i\bar{K}_x k_1}{k_{11}} [E - F \cdot e^{-ik_1 l}] \sinh k_{11} h \cdot e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4.8) \end{aligned}$$

$x=l$ において

$$\begin{aligned} \eta_3 &= \eta_1 = \frac{H_T}{2} e^{-ik_2 l} \cdot e^{i\sigma t} \\ &= \frac{i\bar{K}_z}{c_{11}\lambda} [E \cdot e^{-ik_1 l} + F] \sinh k_{11} h \cdot e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4.9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_3 &= Q_1 = c_2 \frac{H_T}{2} e^{-ik_2 l} \cdot e^{i\sigma t} \\ &= \frac{i\bar{K}_x k_1}{k_{11}} [E \cdot e^{-ik_1 l} - F] \sinh k_{11} h \cdot e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4.10) \end{aligned}$$

ここで未知数は H_T, H_R, E および F の4つであり、上の4式より H_T, H_R はつぎのように求まる。

$$H_T = \frac{4k_1 k_2 \lambda e^{ik_2 l}}{(k_2 \lambda + k_1)^2 e^{ik_1 l} - (k_2 \lambda - k_1)^2 e^{-ik_1 l}} H_I \dots\dots\dots (4.11)$$

$$H_R = \frac{(k_2^2 \lambda^2 - k_1^2)(e^{-ik_1 l} - e^{ik_1 l})}{(k_2 \lambda + k_1)^2 e^{ik_1 l} - (k_2 \lambda - k_1)^2 e^{-ik_1 l}} H_I \dots\dots\dots (4.12)$$

H_I を実数と考えると H_T, H_R は一般に複素数であり、 H_I に対して位相差をもっていることがわかる。

(4) 捨石堤による透過率および反射率の定性的検討
透過波高および反射波高が式(4.11)および(4.12)のように表示されることがわかったので、これらの式を使用して透過率および反射率の定性的傾向を検討してみよう。

深海波の近似が行なわれるときは $k_2 = k_r = \sigma^2/g$, $k_i = -\lambda\sigma/K$ である。長波の近似が行なわれるときは $k_r = \sqrt{\lambda\sigma/2} \bar{K}_x h$, $k_i = -\sqrt{\lambda\sigma/2} \bar{K}_x h$ であり、一般の場合は式(2.51)より求めなければならないが、これらと同じOrderの値であろう。そうすると $|k_r| \approx |k_i|$ 程度であるので $k_1 = k_r + ik_i \approx k_2 - ik_2$ とほぼ近似できる。 $|e^{-ik_1 l}| < |e^{ik_1 l}|$ であるので、式(4.11)の分母第2項を第1項に対して無視すると

$$\begin{aligned} \left| \frac{H_T}{H_I} \right| &= \left| \frac{4k_1 k_2 \lambda e^{ik_2 l}}{(k_2 \lambda + k_1)^2 e^{ik_1 l}} \right| = \left| \frac{4k_1 k_2 \lambda}{(k_2 \lambda + k_1)^2} \right| e^{k_i l} \\ &\approx f_n(\lambda) \cdot e^{k_i l} \dots\dots\dots (4.13) \end{aligned}$$

したがってつぎのようなことが推定できる。

(1) 透過率は捨石堤の厚さ l の関数として、ほぼ指数関数的に減少する。ここではほぼ指数関数的にと表現したのは、入射波の条件が同じでも厚さが異なると u_0, w_0 の値が異なってくるため、 k_i の値が若干変化するためである。

(2) $|k_i|$ の小さい場合に透過率が大い。したがって σ の小さい場合、すなわち長周期の波ほど透過しやすい。

(3) 仮想透水係数の大きい場合に透過率が大い。したがって粒径 d の大きい場合に透過率が大きく、 u_0, w_0 の小さい場合に透過率が大い。ここで u_0, w_0 は入射波高とある関係をもっていると考えられる。すなわち大きな流速で入射した波による u_0, w_0 は減衰が激し

いとしても依然大きな流速を示し、微小流速についてもその逆が成立する。したがって微小振幅波理論においては、流速は波高に比例することを考えると、波形勾配の小さい波ほど透過しやすいことになる。これはすでに多くの実験的研究¹⁷⁾により指摘されている事実である。

(4) 長波の近似が行なわれるような領域では水深 h が大きいほど $|k_i|$ が小さい。すなわち水深が大きいほど透過率が大きくなる。

(5) 空げき率 λ は式 (4.13) に直接的にあらわれるだけでなく、 k_i , $\bar{K}_x$, K も λ の関数となっているが、それらを総合すれば、空げき率が大きいほど、透過率が大きいことがわかる。反射率についても同様の検討を行なうと

$$\left| \frac{H_R}{H_I} \right| = \left| \frac{k_2 \lambda - k_1}{k_2 \lambda + k_1} \times \frac{e^{-ik_1 l} - e^{ik_1 0}}{e^{ik_1 l}} \right| \\ \doteq \left| \frac{k_1 - k_2 \lambda}{k_1 + k_2 \lambda} \right| \doteq \frac{\sqrt{4 + \lambda^4}}{(1 + \lambda)^2 + 1} \dots\dots\dots (4.14)$$

(6) 反射率は捨石堤の厚さには直接的には左右されない。しかし厳密には k_1 は u_0 , w_0 の関数であり、これらは l によって変化することを考えると反射率は l の影響を若干受ける。

(7) $|k_i l|$ が大きな領域で k_i が変化すると反射率も変化するが、式の形から見て、その変化は顕著でない。したがって k_i すなわち d , σ , H_I 等が変化しても反射率にはあまり影響がない。これが反射率の定性的傾向を模型実験によっては見出しにくい理由と考えられる。これがまた波形勾配の大きな波の反射率は大きいという久保¹⁸⁾の結論あるいは波形勾配の小さい波ほど反射率は大きい鴻上¹⁹⁾らの相反する結論を生じさせた原因と考えられ、両者の結論は特定の実験範囲においてのみ成立するものと考えられる。

(8) 式 (4.14) の近似度は $|k_i l|$ が大きいときほどよくなるはずである。すなわち σ , H_I , l 等が大きくなるにつれ、反射率は一定値に近づくはずである。

(9) 空げき率は反射率に大きな影響を与え、空げき率が大きいほど、反射率は小さくなる。(8) の一定値は、ほぼ空げき率のみで決まり、 $k_1 \doteq k_2 - ik_2$ の場合、たとえば $\lambda = 0.4$ とすれば、式 (4.14) より反射率は 60% 程度となることが予想される。

5. 鉛直捨石堤による波の透過率と反射率の実験的研究

(1) 実験装置および実験方法

実験水路は長さ 20 m, 幅 30 cm, 高さ 60 cm の両面ガラス張りの造波水路である。造波装置はフラッター型であり、周期は 0.8~2.5 秒まで連続的に変化でき、最大波高は約 20 cm までの波を起こすことができる。水路の終端には消波装置として、粒径 3~5 cm の砕石を 1:3 の勾配に設置してあり、この消波装置の反射率は

3~10% 程度であった。造波水路の中央部分に写真 1 に示すように、砕石で鉛直捨石堤を設置した。捨石堤の厚さは $l = 10, 20$ および 30 cm の 3 種類、水深 $h = 30$ および 40 cm の 2 種類、入射波高 2~15 cm, 入射波の周期 1.0~2.0 秒の各種の組合せで合計 196 回の実験を行なった。捨石堤の空げき率は厚さにかかわらず $\lambda = 0.394 \sim 0.396$ とほぼ一定であ

り、砕石の平均粒径は $d = 4.0$ cm であった。捨石堤は静水面上に十分突出して、捨石堤部分での自由表面は常に捨石堤内にあり、その天端を波が越えることはなく、潜堤のような形にならないように注意してある。水深と実験波の波長の関係より、ほぼ浅水波とみなされる範囲で、捨石堤前面での碎波あるいは部分碎波が起こらない範囲での実験である。捨石堤の前面では入射波と捨石堤からの反射波、捨石堤の後面では捨石堤からの透過波とその波の消波装置からの若干の反射波が存在するため、捨石堤の両側に抵抗線式波高計を 1 台ずつ設置し、ゆるやかに移動させることにより、部分重複波の節と腹における振幅を測定し、Healy の方法により、入射波、反射波、透過波を分離した。Healy の方法による分離の精度については、すでに合田²⁰⁾が指摘しているが、この方法を採用した理由は、2., 3. および 4. で用いた基礎方程式が微小振幅波理論に基づいていること、みかけの反射率が 30~60% 程度であり、合田の図表により補正しても、一部のデータをのぞいては、その補正量は小さいことなどによるものである。

(2) 実験結果

規則波を入射させた場合、入射波と透過波の周期を比較すると両者は実験誤差内の範囲で一致しており、周期は不変とみなすことができる。境界面における水位は写真 1 に示したように、周期が短く、かつ入射波高が大きい場合でもほぼ一致していて、式 (4.7) および (4.9) の条件は、一応成立するものと考えられる。図 4 および図 5 は透過率の入射波高による変化をみたものである。これによれば、周期の長い波、波高の小さい波ほど

写真-1 鉛直捨石堤による波の変形に関する実験

(No. 167, $T = 1.64$ sec,
 $H_I = 8.38$ cm, $H_R =$
4.03 cm, $H_T = 2.75$ cm,
左側より入射)



透過率が大きく、また捨石堤の厚さが厚ければ、透過率は減少しており、4.(4)での検討結果と傾向はよく一致している。水深 $h=30$ cm と 40 cm の実験結果を比較すると 40 cm の方が若干透過率が大きく、これも 4.(4)での傾向と一致している。著者らの実験では粒径、空げき率が一定であるため、これらの効果を検証できなかったが、粒径および空げき率の増大により透過率が增大することは明らかであろう。Le Méhauté²¹⁾ がすでに同様の実験を広範囲に行っており、その実験結果を発表して

図-4 透過率の入射波高による変化

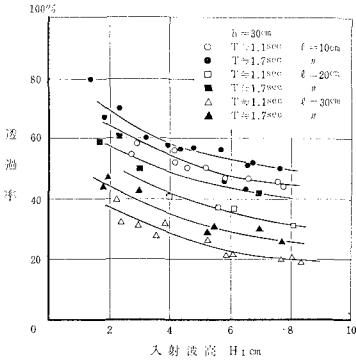


図-5 透過率の入射波高による変化

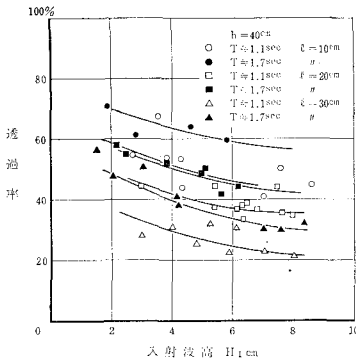


図-6 Le Méhauté による透過率と反射率の実験結果 (Essai No. 30, $h=60$ cm, $l=2$ cm, $d=1.8$ cm, $T=2.5$ sec)

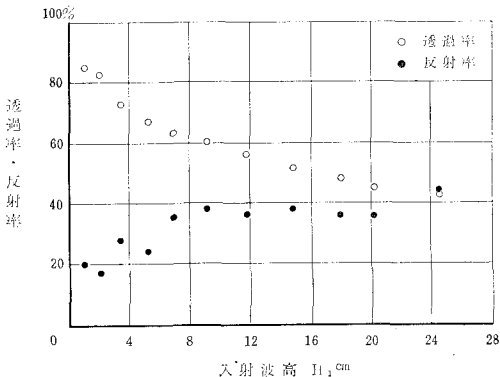


図-7 Le Méhauté による透過率と反射率の実験結果 (Essai No. 24, $h=100$ cm, $l=124$ cm, $d=5.9$ cm, $T=3$ sec)

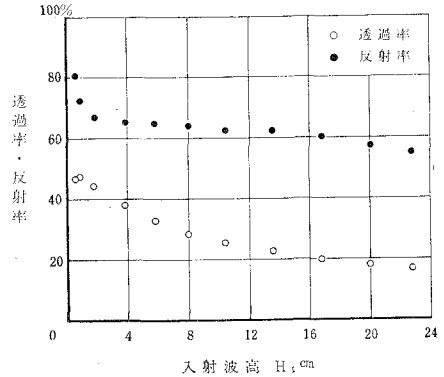
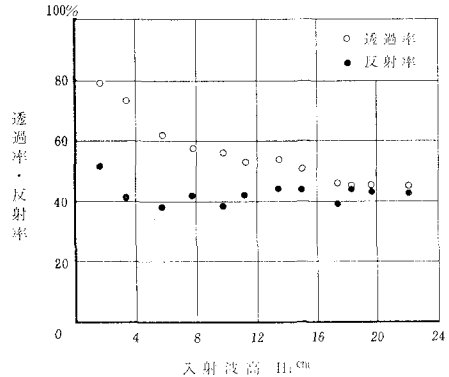


図-8 Le Méhauté による透過率と反射率の実験結果 (Essai No. 7, $h=60$ cm, $l=15$ cm, $d=5.9$ cm, $T=2$ sec)



いる。Le Méhauté の実験結果の数例を図-6, 7 および 8 に示した。透過率は 4.(4)での検討結果と傾向が一致していることは明らかであろう。とくに反射率に注目してみると入射波高の増大に伴って、反射率が增大する例(図-6)、減少する例(図-7)、ほぼ一定の場合(図-8)のように複雑な様相を示していて、4.(4)で述べたように久保あるいは鴻上らの結論は必ずしも、すべての場合に適用できるものではないことを示している。しかし反射率の変化の大きい部分は入射波高の小さいわずかな範囲であり、入射波高が増大するにつれ、反射率の変化は小さくなり、ほぼ一定の値に近づくようであり、これらは 4.(4)で検討した定性的傾向とよく一致している。著者らの実験では入射波高が 2 cm 程度より大きい範囲で実験したためか、この変化の大きい部分を十分に把握することができなかったため Le Méhauté の実験値を紹介した。今後この範囲での補足実験を行なうとともに、著者らの実験値も発表したいと考えている。

6. 理論値と実験値の比較

4. および 5. での結果を利用して、理論的に求められ

た透過率および反射率と実験で求められたそれとを比較してみる。式 (4.11) および (4.12) より H_T および H_R を求めるには $\bar{K}_z, \bar{K}_x, k_1, k_{11}$ の値を知る必要がある。これらの値は u_0, w_0 が知ればすべて求まる。捨石堤内の平均的な u_0, w_0 の値で代表することにし、これらの値をつぎのように推定する。4.(3) で述べたように H_R は一般に H_I とは位相差を持っているのであるが、実験によればその差は小さいようであるので、位相差を無視して、式 (2.13) より領域 II の $x=0, z=-h/2$ の u_0 を求めると

$$u_{0_{x=0, z=-h/2}} = \sigma \left\{ \frac{|H_I| - |H_R|}{2} \right\} \frac{\cosh \frac{k_2 h}{2}}{\sinh k_2 h} \dots (6.1)$$

同様に領域 III の $x=l, z=-h/2$ の u_0 を求めると

$$u_{0_{x=l, z=-h/2}} = \sigma \frac{|H_T|}{2} \frac{\cosh \frac{k_2 h}{2}}{\sinh k_2 h} \dots (6.2)$$

したがって $x=l/2, z=-h/2$ での u_0 を式 (6.1) および (6.2) の平均と考えると

$$u_0 = \frac{\sigma}{4} \{ |H_I| + |H_R| + |H_T| \} \frac{\cosh \frac{k_2 h}{2}}{\sinh k_2 h} \dots (6.3)$$

w_0 についても同様に考えて

$$w_0 = \frac{\sigma}{4} \{ |H_I| + |H_R| + |H_T| \} \frac{\sinh \frac{k_2 h}{2}}{\sinh k_2 h} \dots (6.4)$$

u_0, w_0 の中には求めるべき H_T, H_R がまだ入っているので適当な近似値を代入して、仮定した H_R, H_T が式 (4.11) および (4.12) で求めたものと一致するまで feed back を重ねて、くり返し計算を行なう必要がある。

これらの計算はかなり面倒であるので土木研究所の電子計算機 TOSBAC 3400 を使用して行なった。近似値として、実験値の H_T, H_R を採用し、これらの値を用いて式 (4.11) および (4.12) で計算した計算値と実験値との比較を図-9 に示した。図-9 には捨石堤の厚さ l と水深 h が一定の実験ケースごとにグループ分けして表示した。各実験ケースには入射波高と周期の異なる各種の組み合わせが含まれている。これによれば実験透過率と計算透過率はすべての実験ケースについてほぼ満足できる精度で一致していることがわかる。反射率についてはすこし精度が悪くなり、計算反射率の方が実験反射率よりすこし大きめの値を示すことが多いのである。図-10 に Le Méhauté の実験結果の一部 Essai No. 2 から No. 7 までを同様に計算した結果を示した。各実験ケースは l と h および入射波の周期 T が一定であり、各実験ケース内には、入射波高の異なるいくつかの実験が含まれている。これも透過率については精度がよいが、反射率についてはバラツキが大きくなっている。透過率の精度がよく反射率の精度が悪い原因は明らかではないが、実験において、反射率の測定を行なうには部分重複波の腹と節での波高を精度よく求めなければならず、透過波の測定よりも実験誤差が入りやすいことがその一因になっていると考えられる。しかしそれだけではバラツキのすべてを説明できず、捨石堤からの反射機構について、理論式に表現されていない他の機構、たとえば捨石堤前面で、捨石との境界面付近に生ずる局所的な擾乱によるエネルギー損失、あるいは局所的な部分砕波によるエネルギー損失、ひいては波高減衰があるも

図-9 実験値と計算値の比較 (著者の実験)

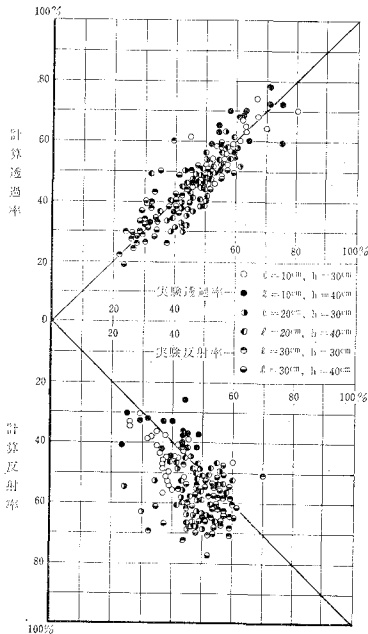
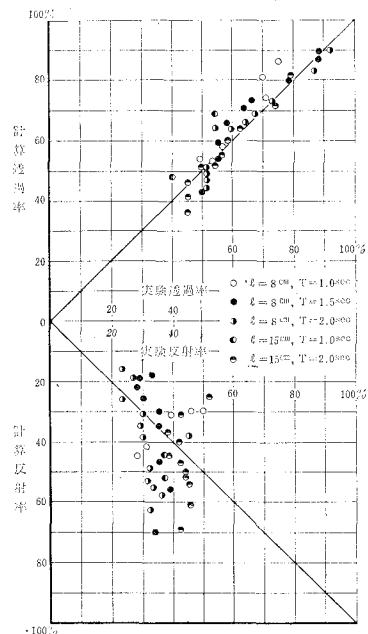


図-10 実験値と計算値の比較 (Le Méhauté の実験結果より $h=600$ m)



表—1 鉛直捨石堤による透過率と反射率の数値計算例

区 分		実 験 No. 1	実 験 No. 150	基 礎 式
水 深	h (cm)	30	30	実験条件 砕石の粒径 $d=4.0$ cm 捨石堤の空げき率 $\lambda=0.395$
周 期	T (sec)	1.00	1.84	
厚 さ	l (cm)	10	30	
入 射 波 高	H_I (cm)	4.56	2.94	
透 過 波 高	H_T (cm)	2.00	1.68	
反 射 波 高	H_R (cm)	2.28	1.26	
波 数	k_2 (cm $^{-1}$)	0.4578×10^{-1}	0.2118×10^{-1}	(2.14)
仮 想 透 水 係 数	$\bar{K}_x$ (cm/sec)	0.4847×10^2	0.7189×10^2	(3.9)
仮 想 透 水 係 数	$\bar{K}_z$ (cm/sec)	0.4489×10^2	0.9505×10^2	(3.10)
仮 想 等 価 透 水 係 数	K (cm/sec)	0.4665×10^2	0.8266×10^2	$K = \sqrt{\bar{K}_x \cdot \bar{K}_z}$
長 波 の 近 似 値	k_r (cm $^{-1}$)	0.4221×10^{-1}	0.2659×10^{-1}	(3.15)
深 海 波 の 近 似 値	k_r (cm $^{-1}$)	0.4028×10^{-1}	0.1189×10^{-1}	(3.13)
計 算 値	k_r (cm $^{-1}$)	0.3838×10^{-1}	0.2500×10^{-1}	(2.51) および (2.52)
長 波 の 近 似 値	k_i (cm $^{-1}$)	-0.2014×10^{-1}	-0.1369×10^{-1}	(3.15)
深 海 波 の 近 似 値	k_i (cm $^{-1}$)	-0.5306×10^{-1}	-0.1628×10^{-1}	(3.13)
計 算 値	k_i (cm $^{-1}$)	-0.4192×10^{-1}	-0.1516×10^{-1}	(2.51) および (2.52)
実 験 透 過 率	(%)	50.1	43.8	
計 算 透 過 率	(%)	52.1	42.4	(4.11)
実 験 反 射 率	(%)	42.6	57.4	
計 算 反 射 率	(%)	42.7	59.4	(4.12)

のと推定される。また u_0 , w_0 の推定方法, その他の計算手段に問題があるのかもしれないが詳細は明らかでない。今後検討を進めていきたいと考えている。計算によれば入射波高の小さい範囲では粒径が 10% 増大すると透過率および反射率はそれぞれ 3% 程度増減するようであり, 粒径あるいは抵抗係数の正確な評価が必要である。

しかし各種の仮定を重ねて導いた結果ではあるが計算値と実験値, とくに透過率がよい対応を示していることはいままで述べてきた考察の妥当性を示しているものと考えられ, 4.(4) で述べた透過率および反射率の定性的検討の信頼性を増すとともに, このような分野での定量的取り扱いの可能性を示したものと考えている。表—1 に計算例を掲げた。実験 No. 1 が透過性構造物内の波数を求めるにあたり, 深海波の近似が有効な例, 実験 No. 150 が長波の近似が有効な例である。 k_2 と k_r を比較してみるとほぼ $k_2 \approx k_r$ であるが, No. 1 では $k_2 > k_r$, No. 150 では $k_2 < k_r$ であり, 透過性構造物内に入射すると波長は短くなるとはいえないようである。

7. 結 論

透過性構造物内の波の運動を抵抗を受ける波の運動として取り扱うことを試みた。以下その要約を行なうと,

(1) 線形抵抗を受ける波のポテンシャルの基本形は式 (2.31) のように表わされ, 境界条件を入れて定数を決定すればよい。波形, 流速等もポテンシャルより求まる。波数 k_1 は式 (2.27) より求まり, これは減衰しながら伝播する波動を示している。

(2) 抵抗が異方性を示す場合にも, 若干の近似のもとに同様の検討が行なえる。これらの結果は不圧海岸地下水等の運動の解析に利用できる。

(3) 抵抗が流速の関数となる場合は, 抵抗係数を近似し, 線形抵抗を受ける波の場合に帰着できる。鉛直捨石堤に規則波が入射した場合に適用した結果, 透過率, 反射率が式 (4.11) および (4.12) のように求まった。

(4) 鉛直捨石堤による透過率と反射率に関する実験を行なった。実験結果は 4.(4) に述べた式 (4.11) および (4.12) 式より推論される定性的傾向とよく一致し, かなりその様相を明らかにすることができる。

(5) 鉛直捨石堤による透過率, 反射率については, 適当な近似を行えば理論的に計算できる。図—9 および図—10 に示したように計算値と実験値とはかなりよい対応を示した。

今後, 各種の透過性構造物について理論的および実験的研究を進め, その定性的傾向を明らかにするとともに, 最終的には定量的取り扱い方法の確立にまで進めたいと考えている。最後に有益なご討議を頂いた中央大学首藤伸夫博士, ならびに実験および電子計算機のプログラミングにご協力頂いた海岸研究室 折敷秀雄, 山口定徳, 小林貞夫技官に対して深く感謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 久保弘一・玉井佐一: 透過性構造物内部における波力の減衰について, 第 22 回土木学会年次学術講演会講演概要, 1967.
- 2) 久保弘一: 透過性構造物内部における波力の減衰について (第 2 報), 第 23 回土木学会年次学術講演会講演概要, 1968.
- 3) 菅野 一・新井春人・桜井輝男: 各種異形塊堤による波浪減衰模型実験, 第 23 回土木学会年次学術講演会講演概要, 1968.
- 4) 鴻上雄三・時川和夫: 6 脚ブロック堤に関する研究, 第 23 回土木学会年次学術講演会講演概要, 1968.
- 5) 細井正延・富永正昭: 離岸堤による波高減衰について, 第 6 回海岸工学講演会講演集, 1959.

- 6) 佐藤稔夫・三橋宏次・秦 英樹：透過式潜堤に関する研究，第 14 回海岸工学講演会講演集，1967.
- 7) 佐藤稔夫・三橋宏次・秦 英樹：透過式および不透過式潜堤の縮尺効果，消波効果について，農業土木試験所技報 D. 第 3 号，1969.
- 8) S. Nagai : Experimental Studies of specially Shaped Concrete Blocks for Absorbing Wave Energy, Proc. of 7th Conf. on Coastal Eng., 1961.
- 9) 白石直文・遠藤泰司：消波工に関する二，三の問題，第 10 回海岸工学講演会講演集，1963.
- 10) L.G. Straub, C.E. Bowers & J.B. Herbrich : Laboratory Tests of Permeable Wave Absorbers, Proc. of 6th Conf. on Coastal Eng., 1958.
- 11) 富永正照・坂本忠彦：不圧海岸地下水の運動に関する研究，第 24 回土木学会年次学術講演会講演概要，1969.
- 12) Reid, R.O. and K. Kajiura : On the Damping of Gravity Waves over a Permeable Sea Bed, Trans, A.G.U. Vol. 38, No. 5, 1957.
- 13) 安蔵善之輔：井水の水位に及ぼす潮汐の影響に就て，九大工学部彙報，第 9 卷，昭和 9 年.
- 14) 大草重康：海岸における地下水運動の特異な例—三保半島について—，第 13 回土質工学シンポジウム—土と水—，昭和 43 年度発表論文集，1968.
- 15) G.H. Lean : A simplified theory of permeable wave absorbers, Journal of Hydraulic Research, No. 1, 1967.
- 16) 富永正照・坂本忠彦：礫の透水性について，第 23 回土木学会年次学術講演会講演概要，1968.
- 17) 前出の論文 1), 2) および 4).
- 18) 前出の論文 1) および 2).
- 19) 前出の論文 4).
- 20) 合田良実・阿部淑輝：有限振幅波の部分反射に伴う見掛けの反射率について，港湾技術研究所報告，第 7 卷，第三号，1968.
- 21) B. Le Méhauté : Perméabilité des digues en enrochements aux ondes de gravité périodiques, La Houille Blanche, No. 2, 1958.