

多孔質防波堤内の水面波の構成方程式とその問題点

京藤敏達*・佐藤宏通**・西村仁嗣***・
椎貝博美***

多孔体を通過する非定常流のマクロな運動方程式として、圧力勾配と平均流速の位相差を考慮した非線形複素微分方程式を導出した。この方程式のレイノルズ数依存性を振動流実験によって調べ、さらに多孔質の直立堤に入射する水面波の問題に適用した。直立堤の幅および波の振動数を変化させたときの波高減衰および反射率を実験と比較した結果、長波からずれるにしたがって境界でのエネルギー損失および位相のずれを考慮することが、これらを算定するに当たって重要な要素となる。

Key Words : porous media, breakwater, oscillatory flows, constitutive equation

1. 序 論

消波ブロックや砕石からなる防波堤あるいは潜堤、また、河道内の草木の抵抗則は近年の環境問題と相俟って盛んに研究が進められている。これらの多孔体を通過する平均的な流れ場を解析する際に用いる構成方程式をより基本的な物理法則から導くこと、すなわち多孔体中で流体が基本変形(並進・剛体回転・剪断変形・伸縮変形)するときの抵抗則から導くことは、既往の実用モデルの妥当性を確かめ、研究を蓄積する上で重要である。

多孔質な構造物中の流れや粒子を含んだ流体の挙動を支配するマクロな運動法則は、多体問題であるため、流れが層流の場合でもその導出は困難である¹⁾。したがって、実用面を考えると、理論ではマクロな運動を支配する方程式の形を与え、その係数など具体的な形は実験から決めると都合がよい。理論として、近年注目されたものに Homogenization 法がある²⁾。これは、流速場などの物理量が媒体の影響を受けた小スケールと緩やかに変動する平均的なスケールに依存すると仮定し、摂動法によって平均スケールの運動方程式を導くものである。この際、二つのスケールの間にギャップがあることを仮定するが、非線形性についての制約はない。例えば、この方法でサスペンションのマクロな方程式を求めると平均流の慣性力の他に粒子間の流体変形による局所的な慣性力が運動方程式の中に現われる³⁾。最終的に、理論からある程度、方程式形が定まった時点で、流体が基本変形

するような流れの実験を行い任意運動するときの構成方程式を決定すればよい。

この論文では、最も単純な例として均質な多孔体中で流体が並進運動するときの構成方程式を導き、それを透過性の直立堤に水面波が入射する問題に適用する。透過性構造物による水面波の変形の計算^{4),5)}および実験⁶⁾⁻⁸⁾はかなり行われている。そのような解析で最も重要なものが構成方程式とその係数をどのように決定するかであり、その際の問題点をまとめると次のことが挙げられる。(1) 単一物体に働く抗力の関係式を多孔体にも適用してよいか。(2) 振動流の場合の抗力の周波数依存性はどうか。非定常ダルシー則に関しては、U字管振動流実験により抗力の大きさは詳しく検討されている⁶⁾。しかし、非定常透水実験を行うと平均流速と圧力勾配の間に位相差が生じ、付加質量項と抗力項という分類では平均流を表現できないことがわかる。この顕著な場合が、周期的配列球内のストークス流れの抵抗則であり、抗力の絶対値および位相の周波数依存性が単純ではないことが理論的にも実証されている⁹⁾。(3) 流体と構造物の境界条件をどうするか。流体が多孔体から流体中に放出されるときはエネルギー損失が大きくなる、また、潜堤上部では剪断流となり流れ方向だけでなく垂直方向の応力も生じる。これらを境界層の効果として考慮する必要がある。

水面波と多孔質構造物の干渉のようにフルード数とレイノルズ数を合わせる必要があるケースでは、相似な模型実験を行うことはできない。仮に、模型実験で反射率などが合うように付加質量係数や抗力係数を求めたとしても、現地に適用することはできるかどうか疑問である。したがって、現地スケールの現象で流体の基本的な運動で置き換えられる部分に関しては、実験的に抵抗則を決定することが必要である¹⁰⁾。

2章で多孔体中の一様な振動流の構成方程式の本論文

*正会員 工博 筑波大学講師 構造工学系
(〒305 つくば市天王台 1-1-1)

**東京電力株式会社

***正会員 工博 筑波大学教授 構造工学系

脚注：本論文で引用した周期配列球体間の流れの構成方程式の理論は文献9) (海岸工学論文集, V.39 (1992)) にすでに掲載されていますが、新たに行った広範囲の振動流実験の結果と比較し易いように改めて掲載致しました。

における考え方について述べ、3章でその性質を理論および実験から調べ具体的に決定する。4章では、3章で得た構成方程式を使って多孔質直立堤による水面波の反射や減衰を調べ、実験と比較する。

2. 多孔体中の構成方程式

ここでは、振動流の場合には構成方程式が複素方程式になること、および、剪断流では構成方程式に流速に垂直方向の応力成分が必要なことを述べる。

(1) 一様流

均質な多孔体中を一様流が通過する場合には、空間平均流速 U が0のとき平均圧力勾配も生じないから、体積 v のセルの流体の力の釣り合い式は次の構成方程式で与えられる (Fig.1 参照)。

$$\alpha U = -v \frac{\partial P}{\partial x} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 P は圧力、 x は流下方向にとった座標、 α は流速に依存する適当な関数である。Forheimer 型の抵抗則では α は U の1次関数で与えられる (例えば文献8) 参照)。さて、一様な振動流の場合に上記と同様の議論をするには、実験から得られた物理量を単振動で置き換える

$$\left. \begin{aligned} U &= \text{Real}[\bar{U} \exp(i\omega t)] \\ P &= \text{Real}[\bar{P} \exp(i\omega t)] + P_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

とおくと便利である。ここで、 t は時間、 ω は振動数、 P_0 は時間平均圧力、Real は実数部、 i は虚数単位、 \bar{U} および \bar{P} は以下で示されるように実験値から決まる複素振幅である。このとき、構成方程式として

$$\bar{\alpha} \bar{U} = -v \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \dots\dots\dots (3)$$

と仮定することができる。上式の妥当性は、逆に $\bar{\alpha}$ を求める式

$$\bar{\alpha} = -v \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} / \bar{U} \dots\dots\dots (4)$$

を実験値から決定できることによって保障される。すなわち、式 (2) から

$$\left. \begin{aligned} U &= |\bar{U}| \cos(\omega t + \phi_U) \\ P &= |\bar{P}| \cos(\omega t + \phi_P) + P_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

であるから、実験値の最大振幅 $|\bar{U}|$ 、 $|\bar{P}|$ および位相 ϕ_U 、 ϕ_P を読み取ることによって

$$\left. \begin{aligned} \bar{U} &= |\bar{U}| \exp(i\phi_U) \\ \bar{P} &= |\bar{P}| \exp(i\phi_P) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

を計算し、その結果を式 (4) に代入すれば $\bar{\alpha}$ が決定できる。ただし、記号 $'$ は絶対値をとることを意味する。当然、 $\bar{\alpha}$ は \bar{U} および ω の関数となる。また、位相の情報を含むため式 (3) は本質的に複素方程式になることに注意する。

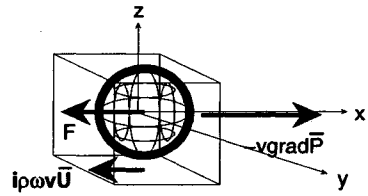


Fig.1 Schematic view of the force exerted on the fluid in a unit cell. F is the reacted force from a sphere and v is the volume of the fluid in a cell.

特に、多孔体が半径 a の球体からなり周期配列しているとする。多孔体中の流れのレイノルズ数が非常に小さくストークス近似が可能な場合には、ストークス方程式をフーリエ変換することによって次のような構成方程式となる⁹⁾。

$$\xi (6\pi\mu L_1 + i\rho\omega v) \bar{U} = -v \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \dots\dots\dots (7)$$

$$L_1 = 1 + (1+i)s + \frac{2}{3}is^2$$

$$s = \sqrt{\frac{\rho a^2 \omega}{2\mu}}$$

上式で、 μ および ρ はそれぞれ流体の粘性と密度、 $6\pi\mu L_1 \bar{U}$ は単一球体に働く抗力、 $i\rho\omega v \bar{U}$ は体積 v 内の流体の慣性力、 s は球体半径と球体表面の境界層厚さの比であり振動数に依存する。これらは ξ を無次元量にするために導入したものである。したがって、 ξ の物理的な意味は、球体が密に詰まることによる圧力勾配の増加および位相のずれを表わし、他球体が存在しない場合には $\xi=1$ である。球体濃度が小さい場合の ξ の周波数 ω 依存性は理論的に調べられている⁹⁾。

さて、現地の構造物中で起きている現象を空間局所的に取り出し実験室で再現するには相似実験が必要であるから、式 (3) の無次元化を行うことにする。ただし構造物は球体からなる多孔体であるとする。球の濃度および空間配列を固定すると、多孔体中の一様な振動流は無次元量

$$Re^* = \frac{\rho |\bar{U}| a}{\lambda \mu} \ \& \ s \dots\dots\dots (8)$$

のみに支配される。ここで、 Re^* は多孔体中のネットの流速を使ったときのレイノルズ数であり、 λ は多孔体の空隙率である。式 (3) の $\bar{\alpha}$ をこれら無次元量で表現する際、線形理論ですでに整合性がとれている関係式 (7) を用いると便利である。このとき、明らかに

$$\xi = \xi(s, Re^*) \dots\dots\dots (9)$$

となる。この際の構成方程式 (7) は非線形の複素微分方程式である。構成方程式の定義の仕方については様々なものが考えられ、係数 $\bar{\alpha}$ を無次元化することができれば何でもよいが、定常流の場合にも矛盾しないものが好ましい。

(2) 剪断流

多孔体中に平均流の平行剪断流がある場合には、序論で触れたように多孔体に揚力が働いたため、次のような構成方程式が考えられる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha U &= -v \frac{\partial P}{\partial x} + A \varepsilon \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \\ \beta \frac{\partial U}{\partial y} &= -v \frac{\partial P}{\partial y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 U は平行剪断流の平均流速、 x は流れ方向にとった座標、 y 軸は x 軸に垂直で流速 U は y のみに依存している。また、 v は球体1個が占めるセルの体積、 A はそれを立方体で置き換えたときの1つの面の面積、 ε は渦動粘性と有効粘性の効果を含めた係数、 α 、 β は実験から決まる係数で U および $\partial U/\partial y$ に依存する。式(10)の第2式で流れの中に物体が存在しない場合には $\beta=0$ となる。一方、物体が存在する場合には平均流の垂直方向に圧力勾配が誘起されるため、植生内部の水位の上昇を引き起こすか、もしくは y 方向の流れを誘起することになる。このことはベルヌーイの定理からも説明できることであり、Saffman力¹¹⁾と呼ばれる揚力が流体の移流慣性項から算出される事実と整合する。植生境界に生ずる不安定波などの二次元流を解析するには¹²⁾、上式を速度 V がある場合に拡張しなければならない。これらについては、現在研究中である。

3. 一様な振動流の構成方程式

まず、ストークス流れについて式(7)で定義した係数 ξ の周波数依存性を理論的に調べ、レイノルズ数が大きい場合については実験から ξ を求める。

(1) 理論 ($Re^* \ll 1$)

ストークス近似が成り立ち球体の密度が小さい場合には、式(7)の係数 ξ は解析的に調べられている⁹⁾。解析方法の概略は次のようである。まず、球体が空間周期的に配列されているとして、球体1個を含むセル内の球体表面で成立する積分方程式を導く。球体配列としては単純立方格子、面心立方格子、体心立方格子が考えられる。この積分方程式をガレルキン近似したのち、数値計算する。

Fig.2(a)は、 ξ の絶対値の周波数依存性である。この数値計算では球体濃度 c ($c=1-\lambda$)が小さいため、球体間の相互作用は主に球体表面の境界層間の干渉として起こる。したがって、振動数の増加に伴って球体間の相互作用は小さくなり、抗力は球体1個の場合の値に漸近している。Fig.2(b)は、 ξ の偏角を示しており、他球体の存在は圧力勾配の位相を遅らせる効果がある。これらの事実は、以下で述べる実験結果を定性的に説明している。

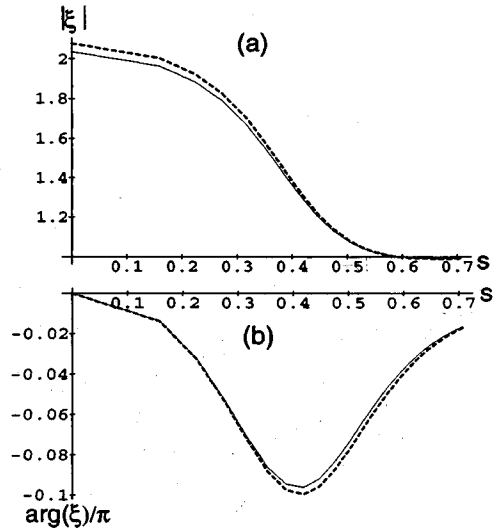


Fig.2 (a) (b) The values of ξ as a function of s . The abscissa s shows (the radius of a sphere/the boundary layer thickness on a sphere). The density of spheres is 0.027. (a) magnitude of ξ . (b) its argument. (---face centered cubic packing, —simple cubic packing)

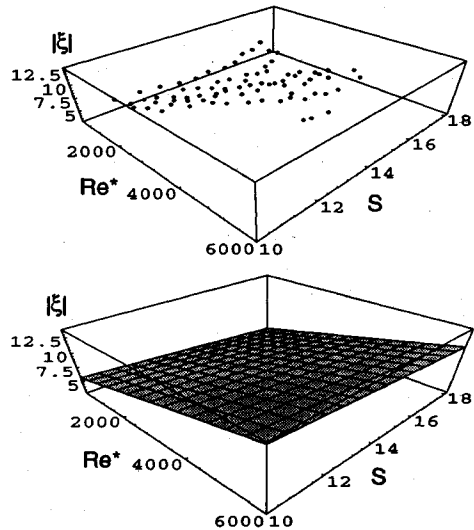


Fig.3-1 Magnitude $|\xi|$ of ξ as a function of Re^* & s . Upper figure shows experimental data and lower one shows the approximated plane by a least squares method.

(2) 実験および考察

実験はU字管振動流装置中央部にビー玉を詰め、内部に間隙水圧計を設置し2点の圧力を測定した。U字管の断面は25 cm×14.5 cm、ビー玉の直径は1.66 cm、多孔体の長さは28.5 cmで空隙率は0.40であった。また、係数 ξ は、これら2点の圧力から圧力勾配を、U字管一端の水面変位から平均流速を求め、式(7)から算定した。 ξ は空隙率で補正したレイノルズ数 Re^* お

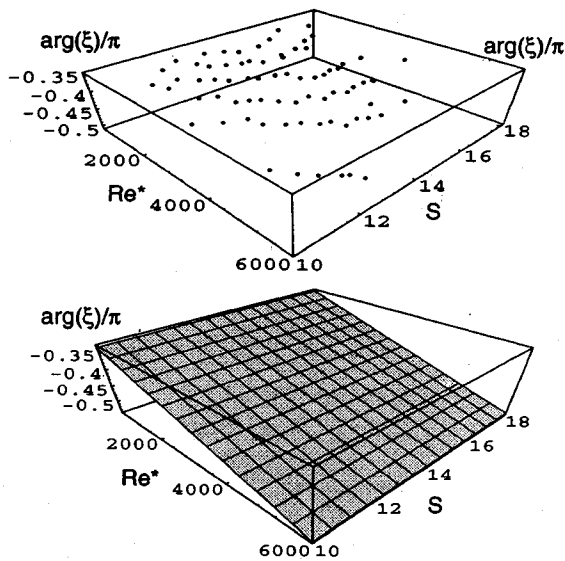


Fig. 3-2 Argument $\text{Arg}(\xi)$ of ξ as a function of Re^* & s . Upper figure shows experimental data and lower one shows the approximated plane by a least squares method.

および s の関数であり、その絶対値および偏角を三次元グラフにプロットしたものが Fig. 3-1 と Fig. 3-2 である。この実験範囲内では ξ の絶対値と偏角は s および Re^* の線形結合できわめてよく近似でき、図では平均誤差は 10% 以内である。この実験では、 Re^* は 1000 から 6000 の範囲内にある。

さらに、低レイノルズ数域での ξ の傾向を調べるために一辺が 5.6 cm の正方形断面をもつ U 字管を作成し、直径 1.0 cm のビー玉を面心立法格子状（空隙率 0.327）に並べ同様の実験を行った¹³⁾。レイノルズ数が 0 で定常流の場合には $\xi = 229$ ¹⁴⁾ であることから類推されるように、レイノルズ数 Re^* が数 10 から 1000 の範囲では ξ は異なる傾向を示す (Fig. 4 (a), (b), (c))。同様に、模型実験から決めた抗力係数が現地スケールの現象と異なることが考えられるため、相似パラメータの値が現地と等しい条件のもとで振動流実験を行い、高レイノルズ数下でその傾向を確かめる必要がある。この際の相似則は式 (8) で与えられる無次元量が等しくなるように決めればよく、簡単な計算から長さスケールを $(1/n)$ にしたとき振動数を n^2 倍、振幅を $(1/n)$ にすればよい。

本実験範囲内 ($Re^* = 1000 \sim 6000$) では Fig. 3-1, Fig. 3-2 にしたがって、 ξ を次のように線形近似し、4 章の直立堤による水面波の問題に適用した。

$$\xi(s, Re^*) = (\alpha_0 + \alpha_1 Re^* + \alpha_2 s) \times \exp(i\pi(\beta_0 + \beta_1 Re^* + \beta_2 s)) \dots \dots (11)$$

ここで、 $\alpha_L, \beta_L, L=0, 1, 2$ は実験から決まる定数で、本実験では

$$(\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2) = (8.26, 0.00141, 0.319)$$

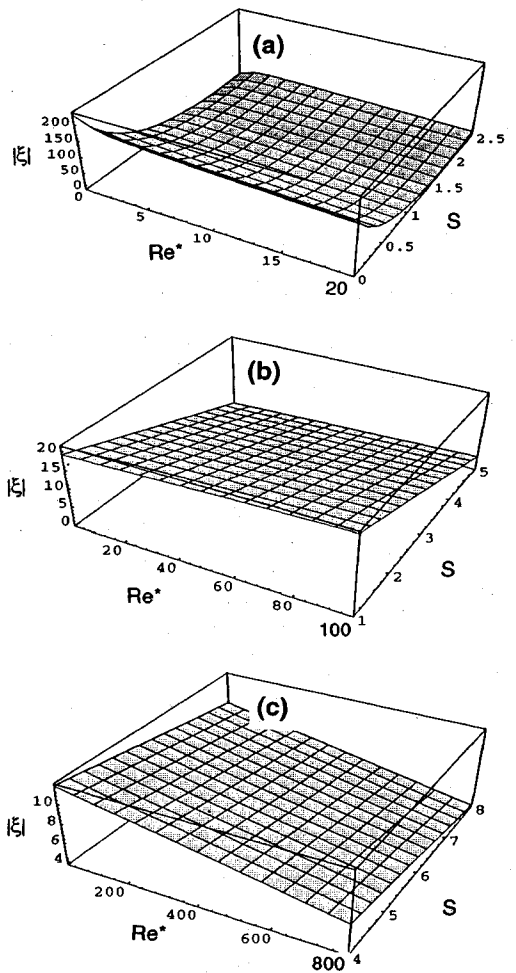


Fig. 4 (a), (b), (c) Magnitude $|\xi|$ of ξ as a function of Re^* & s for (a) $Re^* < 15$, (b) $10 < Re^* < 100$, (c) $50 < Re^* < 800$. These figures show the approximated plane by a least squares method. The merge of error is (a) 9.31%, (b) 8.57%, (c) 14.2% respectively.

$$(\beta_0, \beta_1, \beta_2) = (-0.322, -0.0000360, 0.000356) \dots \dots (12)$$

とした。

4. 透過性防波堤

多孔質防波堤を伝播する長波に対して前章で得られた構成方程式を使えば、少なくとも多孔体内部を空間局所的に見れば現象を説明できるはずである。ここでは、理論と実験を比較することによって、実験結果を検討するために必要な今後の研究課題を明らかにする。

(1) 理論

振動流実験から得られた構成方程式を使って透過性の直立堤による波の反射や減衰を調べる。Fig. 5 に示すように静水面を $z=0$ 、 x 軸正方向を沖向きにとり、 $0 \leq x$

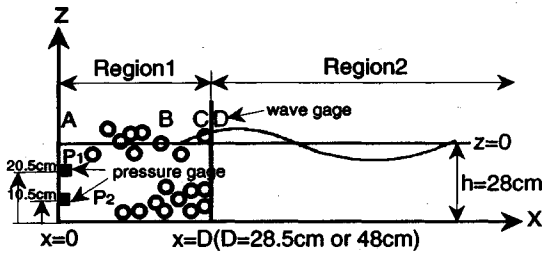


Fig.5 Definition sketch and the schematic view of the breakwater. (Wave gages are placed at the points A, B, C, D. In case of $D=48$ cm, then $AB=32$ cm, $BC=14.5$ cm, $CD=2$ cm.)

$\leq D$ が防波堤内部 (Region 1), $D \leq x$ が防波堤の外側 (Region 2) である。構成方程式を導く際の仮定が一樣な振動流であるから、長波近似が成り立つ場合を扱うことにする。このとき、微小振幅波では圧力は静水圧分布で近似でき、

$$P = \rho g(\eta - z) + P_0 \dots\dots\dots (13)$$

で与えられる。ここで、 η は液面変位、 g は重力加速度である。一方、長波近似の場合の質量保存則は水深を h とすれば、

$$\lambda \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hU) = 0 \dots\dots\dots (14)$$

となる。式 (2) と同様にして、時間を変数分離すると

$$i\omega \lambda \bar{\eta} + \frac{\partial}{\partial x}(h\bar{U}) = 0 \dots\dots\dots (15)$$

となる。以下、上付き 'ー' は時間を変数分離したときの振幅を表わす。

Region 1 の運動方程式は、式 (7) に静水圧分布の仮定 (3) を代入すればよい。ここでは、結果を整理するために、無次元化

$$x = hx^*, \bar{U} = \sqrt{gh} \bar{U}^*, \bar{\eta} = h\bar{\eta}^* \dots\dots\dots (16)$$

を行うと、多少計算のち

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}^*}{\partial x^*} &= -i\lambda Fr \bar{\eta}^* \\ \frac{\partial \bar{\eta}^*}{\partial x^*} &= -(1-\lambda) \frac{9Fr^2}{4s^2} \left\{ L_1 + \frac{4is^2}{9(1-\lambda)} \right\} \\ &\quad \times \xi \left(s, \frac{ren}{\lambda} |\bar{U}^*| \right) \bar{U}^* \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

を得る。ただし、上式中の無次元量 Fr , ren はそれぞれ

$$Fr = \sqrt{\frac{\omega^2 h}{g}}, ren = \frac{\rho \sqrt{gh} a}{\mu} \dots\dots\dots (18)$$

で定義されている。

Region 2 では微小振幅の長波であり、水面変動は入射波と反射波の重ね合わせで表される。

$$\eta(x) = \{I \exp(ikx) + R \exp(-ikx)\} \exp(i\omega t) \dots\dots (19)$$

ここで、右辺第1項は入射波成分、第2項は反射波成分、 I および R はその振幅、 k は波数である。また、座標軸は紙面右向きを正、入射波は左向きに進んでいることに注意する (Fig.5)。運動量の式から、流速は

$$\bar{U}(x) = \frac{ig}{\omega} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \dots\dots\dots (20)$$

であり、連続の式を使うと分散関係式は $\omega/k = \sqrt{gh}$ となる。式 (19), (20) より、無次元振幅 $I^* \equiv I/h$, $R^* \equiv R/h$ は、 $x^* = D^* \equiv D/h$ において

$$\left. \begin{aligned} I^* &= \frac{1}{2} \{ \bar{\eta}^*(D^*) - \bar{U}^*(D^*) \} \exp(-iFrD^*) \\ R^* &= \frac{1}{2} \{ \bar{\eta}^*(D^*) + \bar{U}^*(D^*) \} \exp(iFrD^*) \end{aligned} \right\} \dots\dots (21)$$

で与えられる。

さて、非線形微分方程式 (17) の境界条件は、式 (21) および防波堤端での運動学的条件 $\bar{U}^*|_{x^*=0} = 0$ である。ここでは、境界値問題を解かずに、防波堤の幅が D^* のときの減衰比や反射率を求める方法として次のようにした。まず、入射波の振幅を $|I^*| = 0.1$ に固定する。次に、防波堤端 $x^* = 0$ における振幅 $\bar{\eta}^*$ をパラメータとして与え、 $x^* = 0$ から x 軸の正方向に解き数値的に $\bar{\eta}^*$ および \bar{U}^* を求め、式 (21) で I^* が $|I^*| = 0.1$ を満たしたときに計算を終了する。したがって、防波堤端の振幅 $\bar{\eta}^*$ の関数として D^* が決定される。この時、時間軸の平行移動によって物理系は変化しないから、 $\bar{\eta}^*$ は実数値であるとした。また、実験値を整理するパラメータとして ren の代わりに多孔体中の流速で作られるレイノルズ数

$$ren^* = \frac{\rho \sqrt{gh} a}{\mu} \frac{|I|}{h} \dots\dots\dots (22)$$

を用いる。

Fig.6 (a), (b), Fig.7 (a), (b) は、 ren^* および s を固定したとき、防波堤の幅の変化による入射波高減衰比 $|\bar{\eta}^*/I^*|$ と反射率 $|R^*/I^*|$ を描いたものである。振動数の増加および ren^* の増加に伴って入射波高の減衰率は増加する。ただし、入射波高減衰比は反射率の影響も受け、完全反射の場合には $|\bar{\eta}^*| = 2|I^*|$ であるから 2 となる。また、反射率は周期によって一定の傾向を示さない。すなわち、Fig.7 (a), (b) では、 D^* がおよそ 1 から 2 の間では波の周期が大きくなると反射率は小さくなり、それ以外では波の周期が大きくなると反射率も大きくなる。これは防波堤内部の振動の空間モードと入射波の干渉によるものと考えられる。

(2) 実験および考察

上記の理論の妥当性および問題点を明確にするために、多孔体としてビー玉を用いた多孔質防波堤の実験を行った (Fig.5)。造波水路は長さ 10 m, 幅 40 cm, 深さ 60 cm で、水路端に直立堤を設置した。直立堤の幅 28.5 cm および 48 cm の 2 種類について実験を行った。

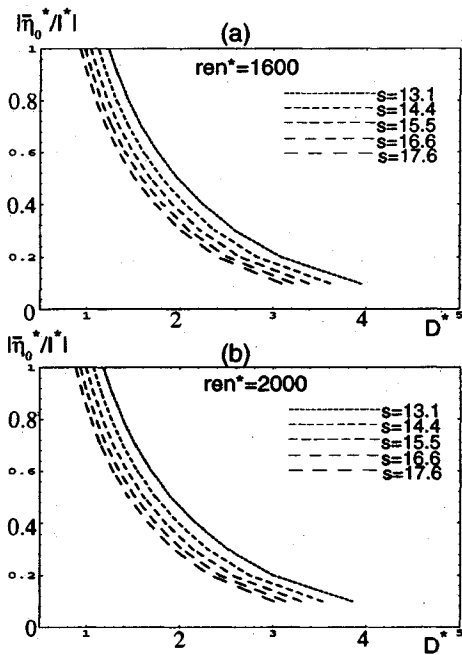


Fig.6 (a), (b) Damping ratio $|\bar{\eta}_0^*/I^*|$ of amplitude $\bar{\eta}_0^*$ as a function of the width D^* of a breakwater. (a) $ren^*=1600$, (b) $ren^*=2000$ and $|I^*|=0.1$.

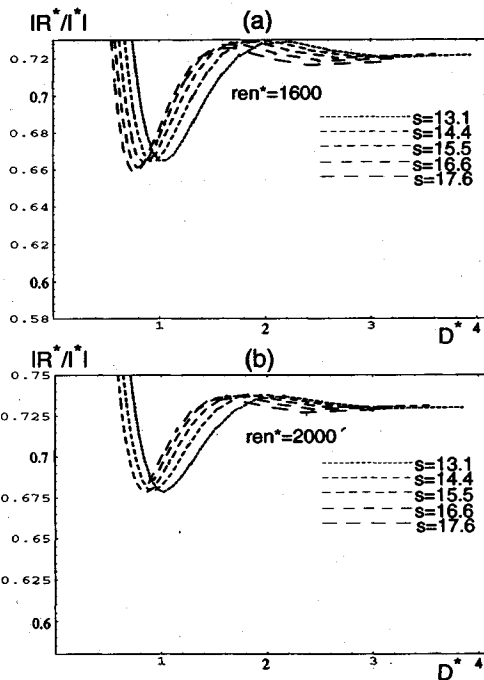


Fig.7 (a), (b) Reflection coefficient $[R^*/I^*]$ as a function of the width D^* of a breakwater. (a) $ren^*=1600$, (b) $ren^*=2000$ and $|I^*|=0.1$.

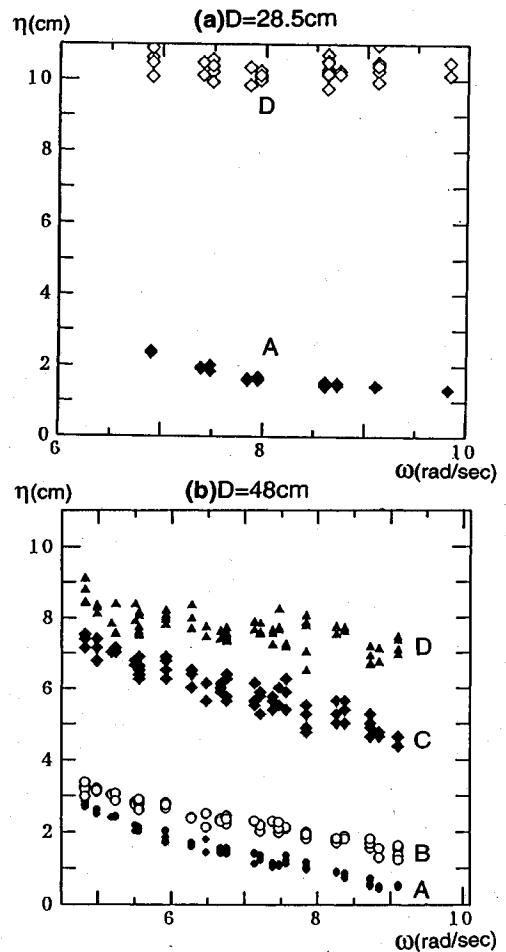


Fig.8 (a), (b) Amplitude η of waves at the points A, B, C, D as a function of the frequency ω . The width of the breakwater is (a) $D=28.5$ cm (AD=28.5 cm), (b) $D=48$ cm (AB=32 cm, BC=14.5 cm, CD=2 cm).

また、理論との比較を容易にするために水深は 28 cm、入射波高を 5.2 cm に固定した。防波堤内部には波高線を張り波形を記録し、防波堤から数波長離れた位置で波高をとりヒーリーの方法で反射率を算定した。さらに、防波堤端の圧力を間隙水圧計により測定した。Fig.5 に各波高計の位置を示す (A, B, C, D が波高計の位置)。実験を行った波の角振動数は、 $D=28.5$ cm の防波堤で 6.9 から 9.82 rad/sec まで、 $D=28.5$ cm の防波堤では 4.83 から 9.11 rad/sec まで変化させた。この場合の水深波長比 h/L は、それぞれ 0.66~1.79 および 0.26~1.44 の範囲を動く。

Fig.8 (a), (b) に波の振動数を変化させたときの各点の波高を示す。Fig.8 (b) から防波堤入口 (CD 間距離は 2 cm) の波高減衰が顕著であることがわかる。また、振動数が大きくなるにしたがって、CD 間の水面変動の

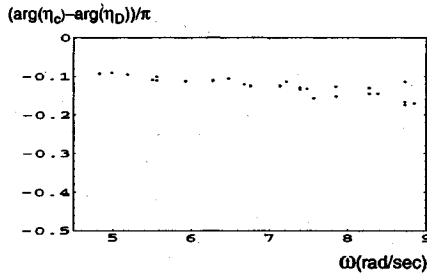


Fig.9 Phase difference between η_D and η_C as a function of the frequency ω for the case of $D=48$ cm. Here, η_D and η_C indicate the surface displacements at the points D and C respectively.

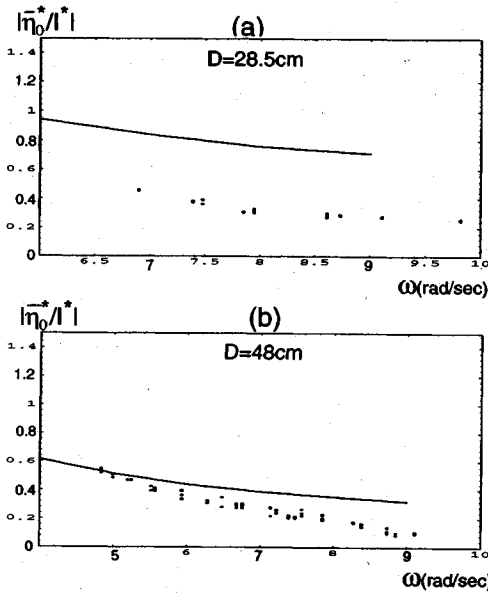


Fig.10 (a), (b) Damping ratio $|\eta^*/I^*|$ of amplitude η^* as a function of the frequency ω . Here, solid line is the calculated value from eq.(17). (a) $D=28.5$ cm, (b) $D=48$ cm.

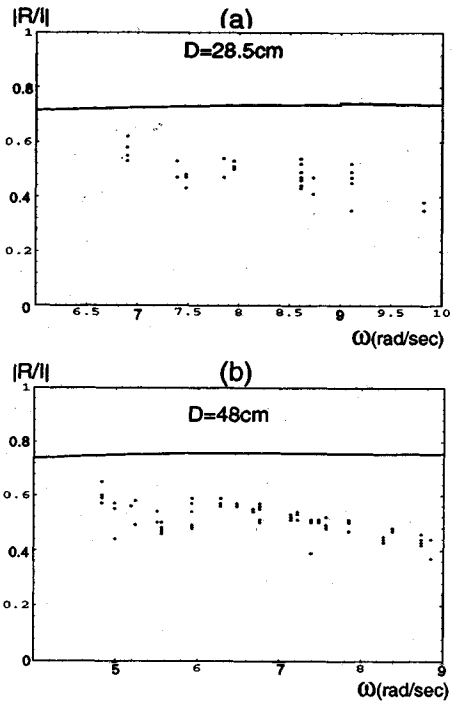


Fig.11 (a), (b) Reflection coefficients $|R/I|$ as a function of the frequency ω . Here, solid line is the calculated value from eq.(17). (a) $D=28.5$ cm, (b) $D=48$ cm.

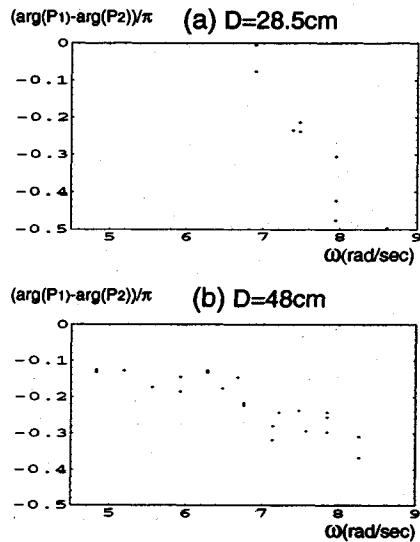


Fig.12 (a), (b) Phase difference of the pressure between two points P_1, P_2 on the wall as a function of the frequency ω . (a) $D=28.5$ cm, (b) $D=48$ cm.

位相差も大きくなる (Fig.9). 理論と実験値を比較すると防波堤の幅が 28.5 cm のとき、また、振動数が大きくなるにしたがって、波高比および反射率ともに一致が悪くなる (Fig.10 (a), (b) および Fig.11 (a), (b)). この原因としては、理論が長波近似に基づくこと、および、防波堤入口での急激な波高減衰と位相のずれを考慮していないことが考えられる。また、長波近似 (13) が成立していないことは、防波堤端の壁面上で測定した 2 点の圧力の位相差が 0 にならないことから判る (Fig.12). 理論・実験とも、防波堤の幅が 28.5 cm から 48 cm に変化したとき、防波堤端の波高は 48 cm の方が 2 倍以上減衰したが、反射率は差程変化していない (Fig.11 (a) と (b) を比較).

結果として、実験波が長波に近づくにつれて本理論は有効であるが、長波からずれるにしたがって防波堤境界

の効果を検討することが必要である。

5. おわりに

透過性構造物など複雑な形状を持つ物体まわりの流れ

を解析するには、平均場の運動を表現する構成方程式の導出が不可欠である。とくに均質な多孔体中の流れの問題には実験と理論双方からのアプローチが比較的容易であり、これを詳しく研究することは確かな知見を得る上で意味深いと思われる。

この論文では、流体の非定常並進運動に対する抵抗則を導き直立防波堤に入射する水面波の問題に適用した。その結果、多孔体境界の効果、すなわち剪断流の平均場の方程式や急拡によるエネルギー損失をさらに研究する必要があることが判明した。また、多くの応用を考えると、少なくとも、平均流が時間変動しないとき任意運動する流体に対する構成方程式を導くことが必要である。

参 考 文 献

- 1) Brady, J.F. and G.Bossis : Stokesian dynamics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, V.20, pp.111~157, 1988.
- 2) Levy, T. : Fluids in porous media and suspensions, *Lecture Notes in Physics*, V.272, pp.64~119, 1985.
- 3) Levy, T. : Suspension of solid particles in a Newtonian fluid, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, V. 13, pp.63~78, 1983.
- 4) Eric Cruz Cruz・芝 和彦・磯部雅彦・渡辺 晃 : 透過潜堤による平面二次元非線形波浪変形の計算法, *海岸工学論文集*, 第 39 卷, pp. 621~625, 1992.
- 5) 榊山 勉・阿部宣行・鹿島遼一 : ポーラスモデルによる

透過性構造物周辺の非線形波動解析, *海岸工学論文集*, 第 37 卷, pp.554~558, 1990.

- 6) 出口一郎・榊木 亨・白谷宏司 : 透水層上の波浪変形に対する非線形非定常グルシー則の適用性について, 第 35 回海岸工学講演論文集, pp. 487~491, 1988.
- 7) 出口一郎・榊木 亨・水野 立 : 透水層表面の境界摩擦の推定と透水層上の波変形に対する線形波動理論の適用限界, *海岸工学論文集*, 第 39 卷, pp.596~600, 1992.
- 8) Panagiotis D. Scarlatos and Vijay P. Singh : Long-wave transmission through porous breakwaters, *Coastal Engng.*, V.11, pp.141~157, 1987.
- 9) 京藤敏達・大沼孝之・高橋幸治・西村仁嗣 : 多孔体を通過する非定常流の構成方程式, *海岸工学論文集*, 第 39 卷, pp. 601~605, 1992.
- 10) 電源開発株式会社総合技術試験所試験報告, 捨石式傾斜堤の透過波圧に関する研究, 1991 年 3 月.
- 11) Saffman, P.G. : The lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. Fluid Mech.*, V.22, pp.385~400, 1965.
- 12) 池田駿介・太田賢一・長谷川洋 : 側岸部植生境界の周期渦の発生機構, *土木学会論文集*, No. 443/II-18, pp. 47~54, 1992.
- 13) 吉松 良 : 多孔体を通る振動流の構成方程式, 筑波大学卒業論文, 1993 年.
- 14) Zick, A.A. and Homsy, G.M. : Stokes flow through periodic arrays of spheres, *J. Fluid Mech.*, V.115, pp.13~26, 1982.

(1993. 5. 10 受付)

THE CONSTITUTIVE EQUATIONS FOR THE WATER WAVES THROUGH A POROUS BREAKWATER

Harumichi KYOTOH, Hiromichi SATO, Hitoshi NISHIMURA and Hiroyoshi SHI-IGAI

Macroscopic laws of unsteady fluid motions through a porous media yields a nonlinear complex valued differential equation, whose coefficients can be determined from the experiment of oscillatory flows using U-shaped channel, incorporating the phase shift between the pressure gradient and the averaged velocity. Using present equation, the reflection and the amplitude decay of waves through the breakwater with a vertical wall are calculated and compared with experiments. Then, it is shown that the energy loss of an inlet of breakwater and the phase shift at the boundary should be considered as the boundary effects of porous media.