

透過性構造物内部の波の運動に関する研究

金山 和雄*・田中 宏平**・吉原 英明***

Study on the wave motion in the Porous Structure.

Kazuo KANAYAMA, Kohei TANAKA, Hideaki YOSHIHARA

Abstract

The purpose of this investigation is a analysis of wave motion in the porous structure. In order to analysis of wave motion in these structure, it is necessary to decide a resistance coefficient of these structure under a unsteady flow.

Then a few experiments were performed in order to decide of resistance coefficient, and We obtained a next equation

$$f/\sigma = 4.164 - 10.832/(Fr \cdot h/d) + 8.593/(Fr \cdot h/d)^2 \quad (21)$$

$$Fr \cdot h/d > 1.5, \sigma = 2\pi/T,$$

where f is the resistance coefficient, Fr denotes the Froud's number, h is the water depth and d represents the diameter of glass ball.

This is a empirical equation obtained by dimensional analysis of various experimental results.

Using this empirical equation in to eq (7), (8), (9), (10), (18) and eq (19) we can estimate a wave motion and velocity distribution in a porous structure.

Experimental values agree well with theoretical results.

1. 諸 論

海岸には連続した空ゲキを有し、容易に水流を透過させるいわゆる透過性の構造物が数多くある。たとえば捨石、あるいは各種の異型ブロックで構成された捨石堤、離岸堤、港堤、あるいは堤防前面の消波工、根固工などはすべて透過性構造物と見なされる。これらの構造物に波が入射すればそのエネルギーの一部は、その構造物により、反射され、反射波となるが、他の一部は空ゲキ内に侵入して、エネルギーを消費しながら進行し、透過波を形成する。この透過性構造物内部での波エネルギーの消費機構は数多くの要素に支配されており、非常に複雑な現象と言える。著者らは透過性構造物内の波を抵抗を受けながら進行する波と考えて抵抗係数の概念を導入し、この解析を試みた。特にこの抵抗係数の表示をいかに行うかに重点を置いて研究を進め、興味ある結果を得たのでここに報告する。

2. 従 来 の 研 究¹⁾²⁾⁴⁾

この種の研究は数多くの研究者によってなされてきたが、実験的研究がほとんどである。それは上述したように透過性構造物内の波エネルギーの消費機構の複雑さに起因するものと言えよう。久保、玉井らは透水体内部の波力の減衰に関して実験的に研究を行っている。また管野、新井らは各種異形塊堤による波の減衰を、さらに、白石、遠藤らは消波工に関して、同様に実験的研究を行っている。これらは実験結果の考察にとどまっている。これに対し富永、坂本¹⁾および近藤²⁾らは透過性構造物内の波を抵抗を受けながら進行する波と考え、抵抗係数の概念を導入しかなり理論的な解を得ている。しかし抵抗係数の表示において定常状態のそれと非定常状態での抵抗係数が等しいとして、解析を進めている所に問題を含んでいる。富永らは抵抗係数として次式を用いている²⁾。

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

λ 空ゲキ

Re レイノルズ数

これに対し木村は非定常（波動運動）下において抵抗

* 土木工学科

** 九州大学農学部

*** 広島県庁

係数を次のように表示している.

$x/l=0.2$ において

$$f/\sigma = \left\{ 0.00079(L/h)^2 - 0.00064 \frac{L}{h} + 0.0354 \right\} \frac{L}{d} - 0.01678 \left(\frac{L}{h} \right)^2 - 0.0195 \frac{L}{h} + 8.603 \left(\frac{H_0}{L} \right)^{0.18(L/h)^{0.398}}$$

L : 波長, h : 前面水深, d : 粒径, $\sigma = 2\pi/T$
 H_0 : 波高, T : 周期, l : 透水体長, x : 透水体内部任意点

すなわち f/σ は場所的な函数として表示したものであり, 実験値との対応も良好の様であるが, 非常に複雑であり, 普遍性に欠けることも指摘している. 著者らは簡単な函数形でより普遍性をもつように表示することを目的として研究を進めた.

3. 理論的考察³⁾⁴⁾

Fig. 1 のように座標を定義する. そして微小振幅波を仮定し, 透水体の抵抗を抵抗係数で表示することとする.

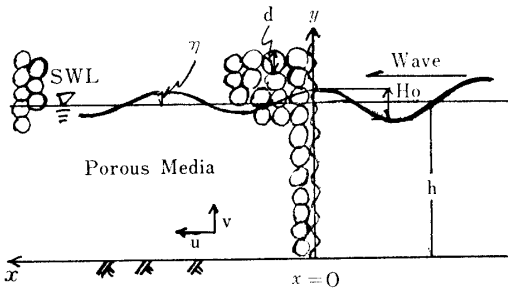


Fig. 1 Notation and definition of Symbols

3.1 入射波が長波の場合

鉛直加速度が無視され, かつ微小振幅を仮定することより, 基本式は Euler の方程式より次式で与えられる.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - fu \tag{1}$$

連続の方程式は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \tag{2}$$

ここに f は透水体の抵抗係数であるが, 一般的に場所的な函数であるとされているが Paul らは河川において, 適応河川全体にわたる代表値を与え, $f = \text{const}$ と見なし興味ある結果を発表している. そこで著者も $f = \text{const}$ として取扱う. 境界条件は次式で与えられる.

$$x=0 \text{ で } \eta = \frac{H_0}{2} \mathcal{J}(e^{i\sigma t}) \tag{3}$$

$$x=\infty \text{ で } \eta = 0 \tag{4}$$

(1), (2)式より u を消去すると

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \frac{1}{gh} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - \frac{f}{gh} \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \tag{5}$$

を得る.

(5)式は解析的に解けて一般解として次式を得る.

$$\eta = \frac{H_0}{2} \mathcal{J} \left\{ \int_0^\infty (C_1(\sigma) e^{i(\sigma t + \theta_1 x)} + C_2(\sigma) e^{i(\sigma t - \theta_2 x)}) d\sigma \right\} \tag{6}$$

ここに $\theta_1 = -\theta_2 = m + in$

$$\frac{m}{n} = \sqrt{\frac{\sigma^2}{2gh} \{ \sqrt{1 + (f/\sigma)^2} \mp 1 \}} \tag{7}$$

である.

C_1, C_2 は σ の函数であり, 境界条件(3), (4)式より(8)式は次のようになる.

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{H_0}{2} \mathcal{J}(e^{i(\sigma t - nx) - mx}) \\ &= \frac{H_0}{2} e^{-mx} \sin(\sigma t - nx) \end{aligned} \tag{8}$$

(8)式は透水体内部での波形を示すもので, 奥に行くに従い波高が指数函数的に減衰することを示している.

さらに透水体内部での x 方向の速度 u は(2), (8)式より

$$\begin{aligned} u &= \frac{H_0}{2} \frac{\sigma e^{-mx}}{h(m^2 + n^2)} [m \cos(\sigma t - nx) + n \sin(\sigma t - nx)] \\ &= \frac{H_0}{2} \frac{\sigma e^{-mx}}{h \sqrt{m^2 + n^2}} \sin \left\{ \sigma \left(t + \frac{\alpha}{\sigma} \right) - nx \right\} \end{aligned} \tag{9}$$

ここに $\alpha = \tan^{-1}(m/n)$

さらに y 方向の速度 v は $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ より

$$V = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma}{n} y e^{-mx} \cos(\sigma t - nx) \tag{10}$$

で与えられる. x 点での u の最大値は(9)式より

$$u(x)_{\max} = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma}{h \sqrt{m^2 + n^2}} e^{-mx} \tag{11}$$

となる. 以上(8), (9), (10)式より透水体に長波が入射した場合の透水体内部における水理諸量が求められた.

3.2 入射波が浅水表面波の場合

長波の場合と同様に考え, かつ鉛直方向に速度分布を有することを考慮し,

$$u(x, y, t) = \frac{nh \cos h ny}{\sin h nh} \bar{u}(x, t) \tag{12}$$

の関係式で u を \bar{u} で置換すると基本式として次式を得る.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - f \bar{u} \tag{13}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0 \tag{14}$$

境界条件は長波の場合と同じく次式である.

$$x=0 \quad \text{で} \quad \eta = \frac{H_0}{2} \mathcal{J}(e^{iat}) \quad (15)$$

$$x=l \quad \text{で} \quad \eta = 0 \quad (16)$$

同様に考えて(13), (14)式を解くと次式を得る.

$$\eta = \frac{H_0}{2} e^{-mx} \sin(\sigma t - nx) \quad (17)$$

$$u = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma n e^{-mx}}{m^2 + n^2} \frac{\cosh ny}{\sinh nh} [m \cos(\sigma t - nx) + n \sin(\sigma t - nx)] \quad (18)$$

$$v = - \int \frac{\partial u}{\partial x} dy = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma e^{-mx}}{\sinh nh} \frac{\sinh ny}{\sinh nh} \cos(\sigma t - nx) \quad (19)$$

透水体の奥に行く程波高, 流速共に指数関数的に減少していくことを示している. また, (18), (19)式において $m=0$ すなわち透水体のない水路中を進行する波としてやると, 一般に良く知られている浅水表面波の式と一致することはこの理論の妥当性を示している.

3・3 透水体内の波動を規定する無次元量

透水体内に波が入射した場合, その現象を規定する物理量としては次のものが考えられる.

- \bar{u} : 透水体前面の平均流速, g : 重力, ρ : 水の密度,
- μ : 水の粘性係数, H : 波高, L : 波長, d : 粒径,
- h : 前面水深, θ : 水温, K : 架ゲキ形状,

ここでは水温一定, 及び透水体構成粒子は球として θ , 及び K は考慮しないこととする.

以上8ヶの物理量に π 定理を施してやると無次元量として次式を得る.

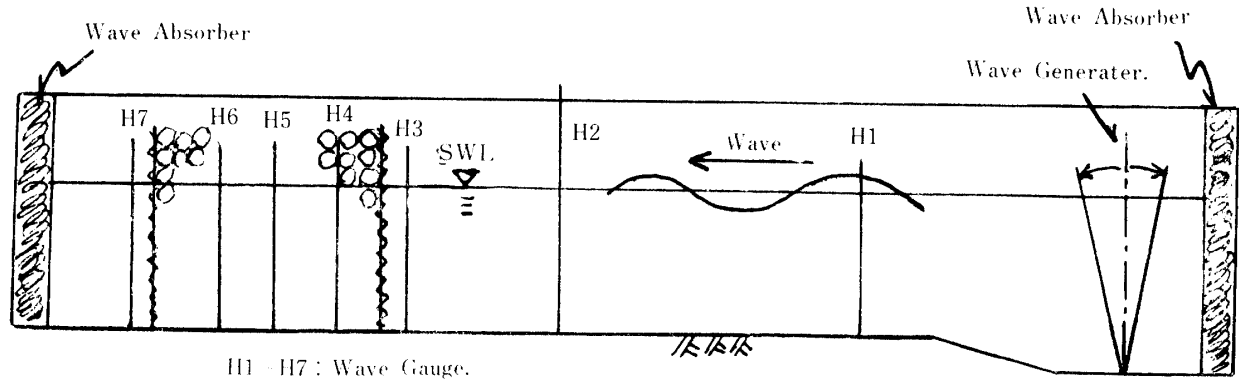
$$\phi(F_r, R_e, H/L, h/d) = 0 \quad (20)$$

ここに F_r はフルード数, R_e はレイノルズ数である.

4. 実験的考察

4・1 実験装置及び方法

Fig. 2 に示すような実験装置を用いた. 造波水路の大きさは長さ20.0m, 巾70cm, 高さ70cmの二次元水路である. 造波機はフラッター型である. 測定量としては入射波の周期, 波長, 波速, 波高及び透水体内の波高, 波長, 周期, さらに透水体前面での反射率, 透水体背後での透過率であった. 反射率はヒーレーの方法に従った. 特に透水体内の波高は Photo- 1 に示すように, 塩化ビニールパイプに密な孔をあけ, その中に波高計を挿入して測定を行った. 波高計は容量型波高計である. 透水体は直径2.3, 1.63, 1.2 cm のガラス球で作成し, 長さは100cmとし前面水深を35, 25, 20 cm に変化させ合計472の場合について実験を行った.



H1 - H7: Wave Gauge.

Fig. 2 Arrangement for the test Channel

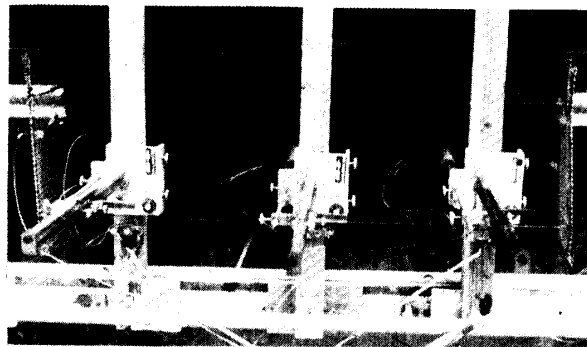


Photo. 1 Arrangement for the Wave Gauge in Porous Media

4・2 実験結果

Fig. 3 ~ 6 は透水体内の波の減衰を示したものである. H_0 は入射波高, H_x は透水内 x 点での波高, l は透水体長を示すものである. これらより次のことが言える.

透水体内において波高は指数関数的に減衰していく. その減衰の割合は波形勾配が大きい程, 粒径が小さい程大きい傾向を示している. このことは(8), (17)式と矛盾しないものである.

透水体に波が入射するとそのエネルギーの一部は反射され反射波となり, 残りは透水体内部に侵入しエネ

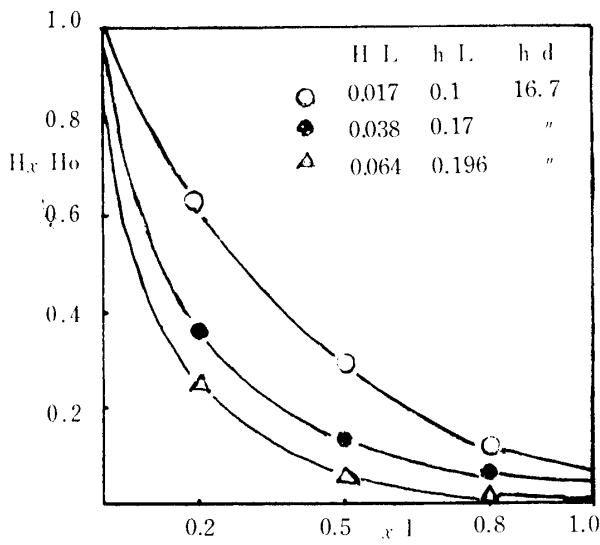


Fig. 3

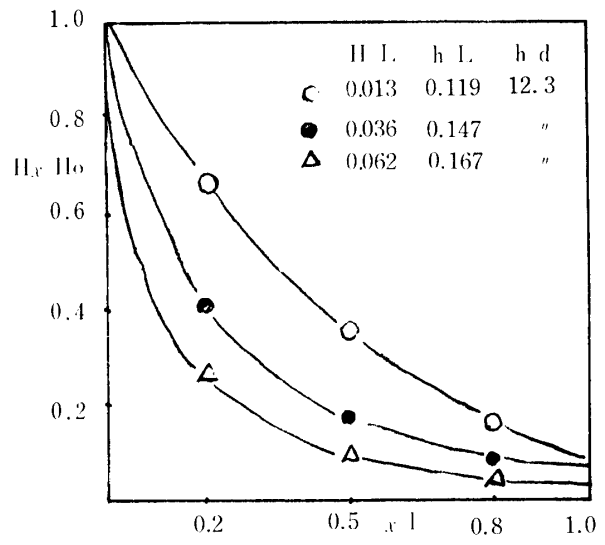


Fig. 4

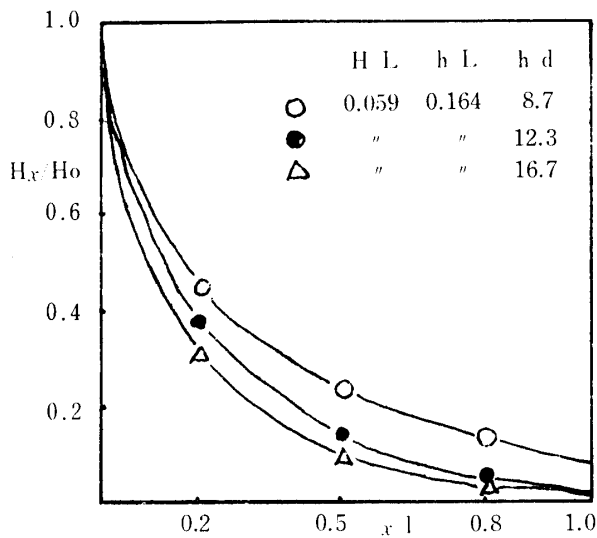


Fig. 5

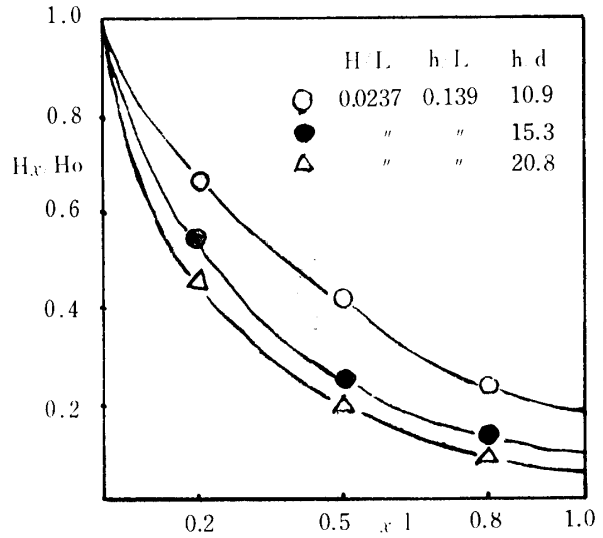


Fig. 6

Decrease of Wave Height in Porous Media

ルギーを消費しながら伝達し透過波を形成する。Fig. 7-8は、入射波高 H_0 と透過波高 H_T の比を透過率、反射波高 H_R との比を反射率として、実験結果を表示したものである。これらより次のことが言える。透過率 K_T は入射波の波形勾配が大きくなるとともに指数函数的に減衰し、粒径 d が大きくなる程 K_T も大きくなる。反射率は顕著な傾向が見られず0.3~0.6の範囲でばらついている。これは測定が非常に困難であり、ヒューレーの法自体の欠点をも含んでいると言えよう。

4・3 非定常状態での抵抗係数の決定

一般に抵抗係数 f は場所的な函数であるが Paul 等の考え方に従い、透水体全体に渡る抵抗係数の代表値を与え $f = \text{const}$ として解析を進める。抵抗係数の代表値としては透水体中央部のそれを用いることにした。

3節において展開した理論と実験とにより f/σ なる抵抗係数を実験的に求める。すなわち(8), (17)式に実験値を代入し m を決定し、さらにこの m を(7)式に用い f/σ を決定するのである。Fig. 9はこの f/σ と F_r (フルード数) との関係を表示したものである。パラメータとして h/d が入り、 h/d が小さい程抵抗が小さい傾

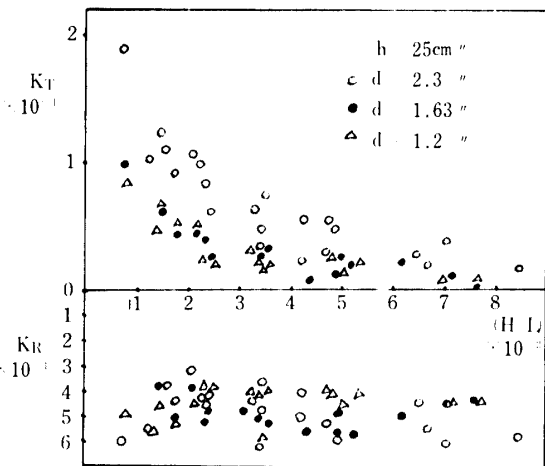
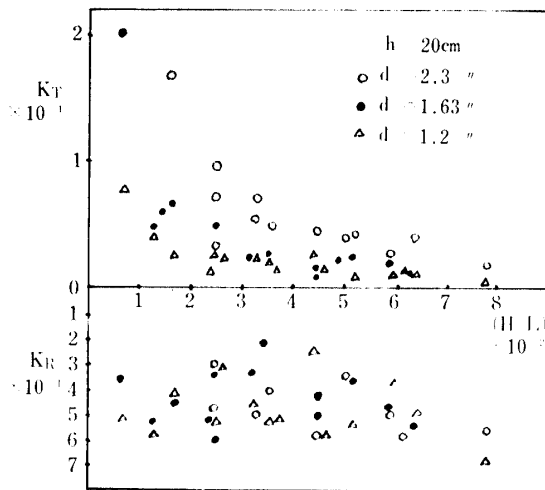


Fig. 7 Fig. 8

Relationship between Wave Steepness, Refraction coefficient and Transmission Coefficient

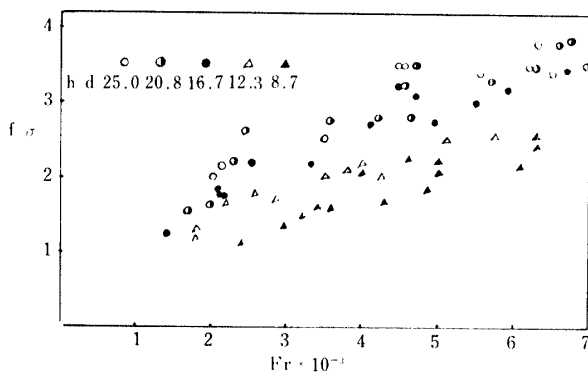


Fig. 9 Relationship between Resistance coefficient and Froud Number

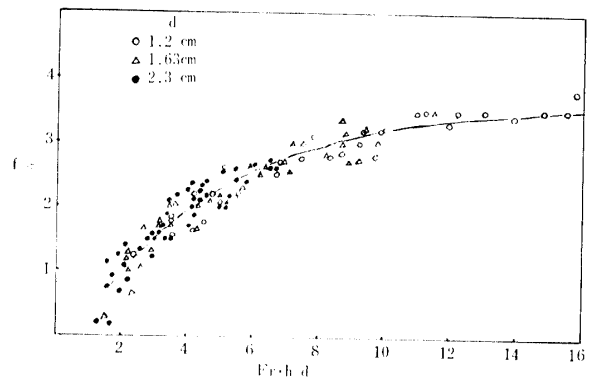


Fig. 10 Relationship between f/σ and $Fr \cdot h/d$

向を示している。

3・3で述べた各無次元量と f/σ との関係を考察し、最終的にFig. 10に示すような関係を得た。

Fig. 10より抵抗係数として次の函数形を得た。

$$f/\sigma = 4.164 - \frac{10.832}{Fr \cdot h/d} + \frac{8.593}{(Fr \cdot h/d)^2} \quad (21)$$

$$\text{ここに } Fr = \frac{u}{\sqrt{gd}}$$

$$u = \frac{H_0 \cdot \sigma}{2 \cdot h n} \sin(\sigma t - n x) \quad (22)$$

である。

(2)式により入射波の条件である波長、波高、周期及び前面水深、透水体構成粒子の代表長を知り、一義的に抵抗係数を決定できる。(2)なる実験式は $Fr \cdot h/d > 1.5$ の範囲において適用できるものである。

5. 透水体内の波の運動と流れの様相

5・1 透水体内の波の減衰

Fig. 11は透水体内の波高の減衰について理論と実験値とを対比させたものである。

これによると波形勾配0.036の波までは、現象を良く表現していると言える。波形勾配が0.036以上になると理論と現象の間に若干のずれを生じてくる。これは微小振幅波を仮定して、理論を展開したこと及び波形勾配が大きくなると抵抗係数の場所的変動が大きくなり $f = \text{const}$ の状態とかなりの差を生じることによるものと言えよう。すなわち透水体中央部での f を透水体の f としたため透水体中央より、前部に対しては小さめの f を、後部に対しては大き目の f を与えたことによる差が生じたものと言える。この点をさらに改良する必要がある。

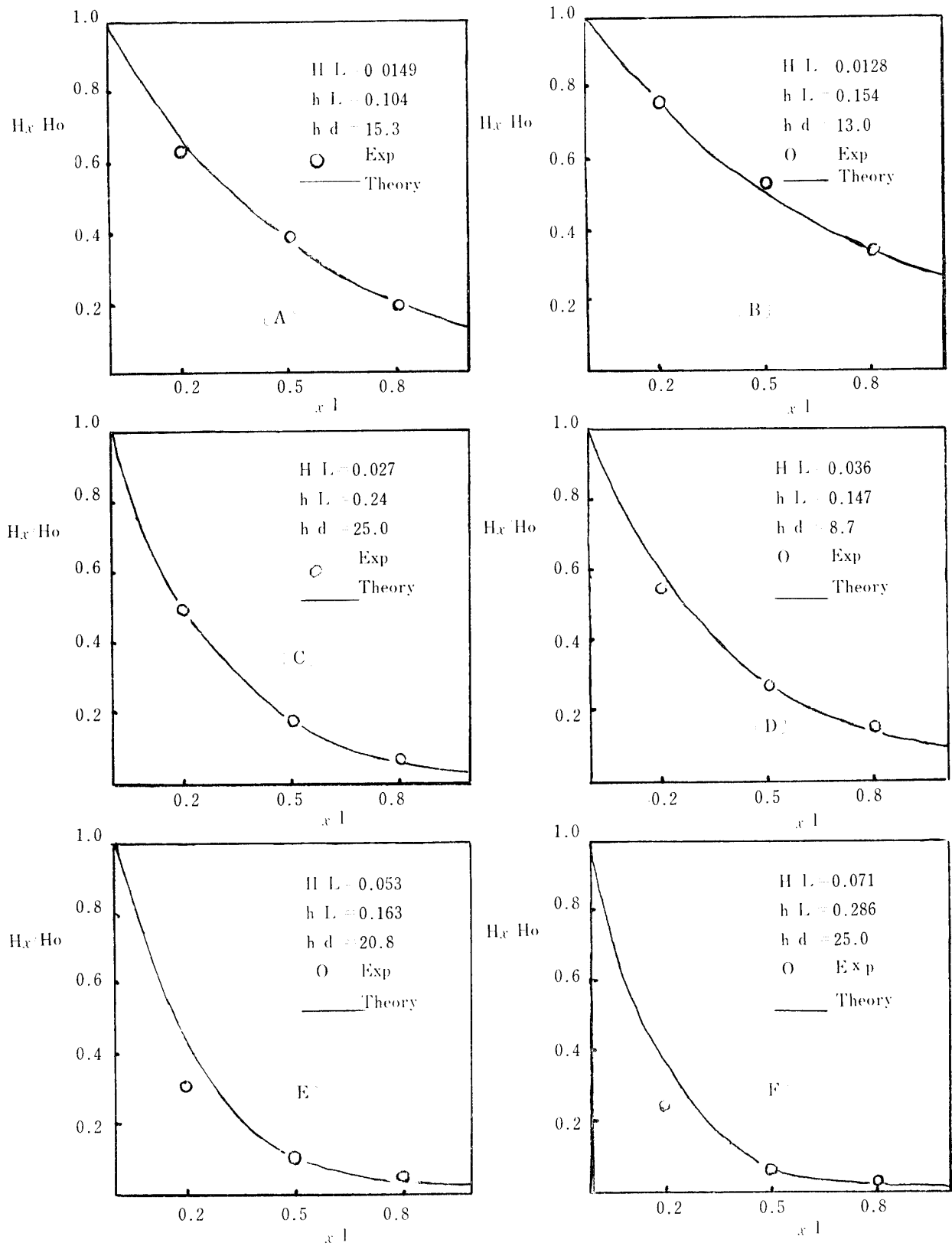


Fig. 11 Compare theory and Experiment in regard to Wave Hight in Porous Media

5・2 透水体内の波の運動

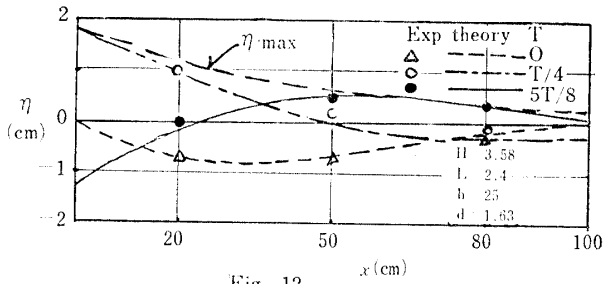


Fig-12

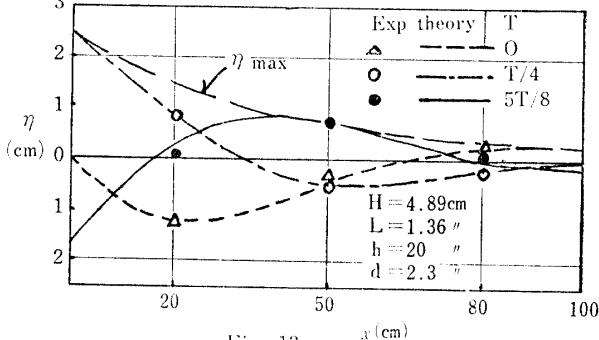


Fig-13

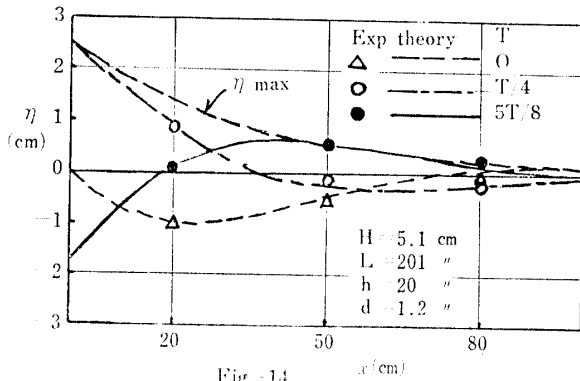


Fig-14

Fluctuation of Water level in Porous Media

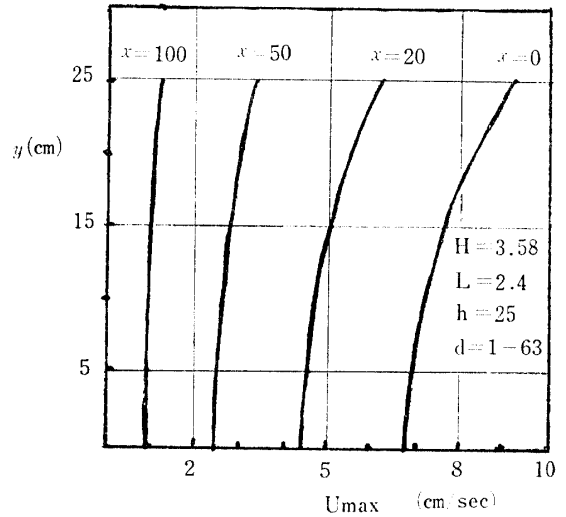
Fig. 12, 13, 14 は(7)式により透水体内の水面形を各時間毎に計算し示したものである。すなわち、(2)式に波の条件及び堤体の条件を入れ f/σ を決定し、この f/σ を(7)式に用い m を決め、さらにこの m を(17)式に用いて計算したもので、これと実験値との対応を示した。

これより、透水体内の水面変動を良く表現していると言えるであろう。5-1、及び本節における実験値と理論値との対応が良好であることより、(2)式なる f/σ の表示の妥当性がうかがえると思う。よってこの(2)式を用いて、透水体内の流速の推定が可能と思える。

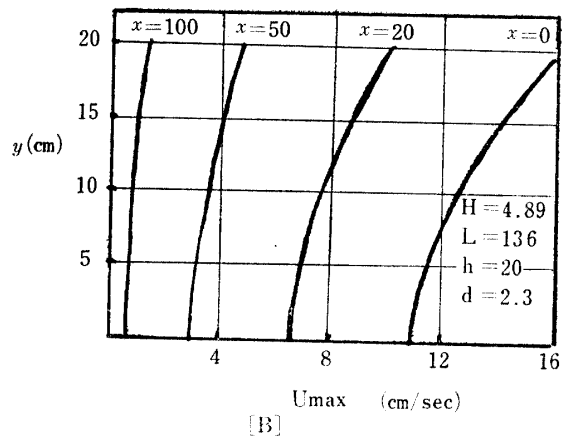
5・3 透水体内の流速分布とその時間的変動

透水体内の流速はどの程度のものであるか、流速の

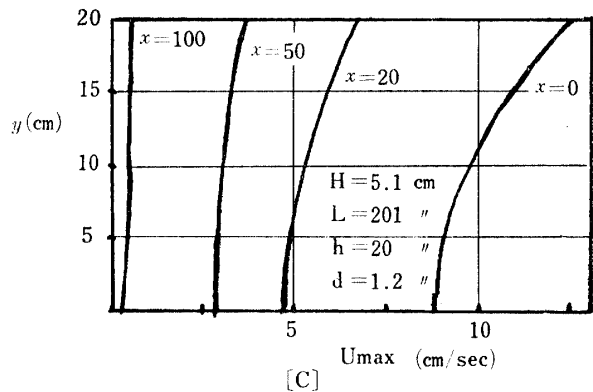
実測の方法は種々あるが透水体内と言う特殊性から実測が不可能な段階である。そこで前述した理論と f/σ の実験式を用いて透水体内の流速を理論的に推定した。Fig. 15は(2)式より f/σ を決定し、それを(7)式に用い、 m, n を決定し(18)式より、最大流速の分布を求めたものである。



[A]



[B]



[C]

Fig. 15 Velocity distribution in Porous Media

Fig. 15によると流速は水底で最小，水面で最大となり，透水体の奥に行くに従って流速分布はなくなり長波の性状を呈して来る．このことより透水体内奥部では静水圧分布を呈していることが言える．

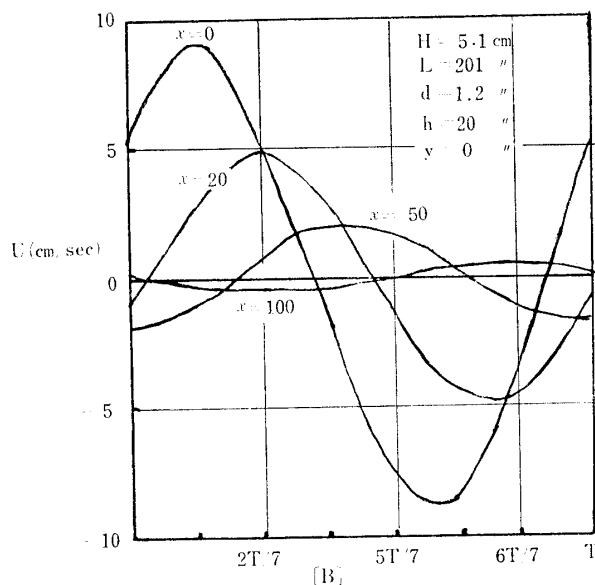
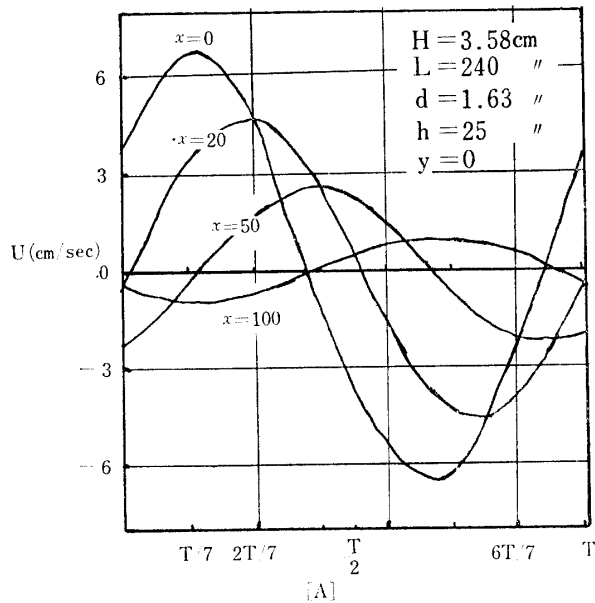


Fig. 16. The Change of Velocity in Porous Media with Time

Fig. 16は透水体内各断面の流速の時間変動を示したものである．各断面とも波と同一の周期で速度が変化しており，各断面の間に位相差があることがわかる．これより透水体内奥部で水流が生じていることがうかがえる．前面流速が大きければ，透水体内の流速も大きく，奥に行くに従って流速は小さくなる．また

波形勾配が大きい程各断面の流速変動の位相差が大きくなり，透水体内の水粒子の運動が大きくなる傾向を示している．透水体内の流速の実測ができず理論値の検証ができなかったが，水面計算において理論値が適正な値を与えたことより，流速の解も適正な値を与えているものと思える．

6. 結 論

透水体に波が入射した場合，透水体内での水理諸量について考察を進めてきた．透水体内の波を抵抗を受けながら進行する波と考え解析を進め次の結果を得た．

- (1) 透水体の波動運動下における抵抗の表示として次式を得た．

$$f/\sigma = 4.164 - 10.832/(F_r \cdot h/d) + 8.593/(F_r \cdot h/d)^2$$

この式において $F_r \cdot h/d > 1.5$ である．

- (2) 抵抗係数 f/σ の実験式を理論式(8)，(17)に用い，入射波の波形勾配が0.04以下のものについて十分に透水体内の水面変化を説明できた．
 (3) 透水体内の流速を理論的に推定した．それによると透水体内においては10cm前後の流速をもつことが推察された．
 (4) 今回は透水体の抵抗を透水体中央部のそれで代表させ $f = \text{const}$ すなわち場所的変動を無視して行ったが，今後は場所的変動を考慮した解析を行う必要がある．
 (5) 透水体内の流速の実測法を開発して行く必要がある．

尚，この研究に協力してくれた広島県庁，土木部，吉原英明氏，中電技研コンサルタント金子保氏に謝意を表すと同時に，この研究が昭和48年度文部省科学研究費奨励(A)により行なわれたことを付記する．

参 考 文 献

- 1) 近藤淑郎：透過性構造物の水理特性に関する研究 第16, 17, 18回，海岸工学講演集
- 2) 富永正照：透過性構造物による波の変形に関する研究，第16回海岸工学講演集
- 3) 永井莊七郎：水理学，コロナ社(1968) p. 297
- 4) 金山和雄：透過性構造物の流体抵抗に関する研究，山工大研，23, 3 (1973)

(昭和49年4月13日受理)