

# 透過性構造物 ( $x/L = \infty$ ) 内における波動運動に関する研究 (2)

## 特に $f/\sigma = F(x)$ に関する考察

金山 和雄\*・藤原 輝男\*・有木 敏幸\*\*

Studies on the Water motion in the Porous media by Wave action (2).

KAZUO KANAYAMA, TERUO FUJIWARA and TOSHIYUKI ARIKI

### Abstract

In this paper the authors analyze theoretically the wave motion which propagates through a porous media with semiinfinite length, under the assumption that the motion is a shallow surface wave.

The relation between frictional loss and average glass ball diameter is obtained as next equation from laboratory test.

$$f/b = \sqrt{\left( \frac{2gh(\alpha \times \beta)^2}{\sigma^2} + 1 \right)^2 - 1}$$

where

$$\alpha = H_0^2 h / L^2 x$$

$$\alpha = 0.008133(h/d^2) + 0.2501$$

$$\beta = 0.002562(h/d) + 0.2861$$

### 1. まえがき

わが国の海岸には消波を目的とした多くの海岸構造物が見られる。たとえば、潜堤、離岸堤、捨石堤などである。これらの構造物を大別すると、不透水性のものと透水性のものに類別される。著者は、透水性の堤防を取りあげ、これらの内部における波の運動の様相を理論的、実験的に考察した。このような構造物内部での波による水粒子の運動はもはや、層流状態ではなくて、従来より行なわれてきた透水係数の概念では説明できないものである。そこで著者は、透水体内部の波を抵抗を受けながら進行する波と考へて、抵抗係数の概念を導入し新しい取扱いを示した。抵抗係数を一定値とした前回の考察に引き続き、抵抗係数の場所的変動を考慮した場合の変化について考察を進め、興味ある結果を得たのでここに報告する。

### 2. 従来の研究

この種の問題について従来から多くの研究が見受け

られる。しかし多くの要素に支配されるという現象の複雑さから実験的研究を主としたものが多く、理論的解析に欠ける傾向があった。最近になって近藤、富永、木村、井島等により理論的研究が手がけられ、現象の細部まで、究明されるようになってきた。しかし透水体の流体抵抗の表示に問題を残しているのが、現状である。近藤、富永は非定常状態と定常状態の流体抵抗が等しいと仮定し、定常状態の抵抗係数をそのまま解析に用いており、また場所的に抵抗係数が変化することも無視して解析を進めている。また木村らは抵抗係数の場所的変動を考慮したが、関数型がきわめて複雑であり、一般性に欠けると言う問題点を残している。金山、吉原は場所的変動を無視して、より簡単な関数型を提示したが、波型勾配が大きい範囲で現象との間に差を生じ、抵抗係数の場所的変動を考慮する必要を述べている。

### 3. 理論的解析

#### 3.1 基礎方程式

\* 土木工学科

\*\* 日本国有鉄道九州総局

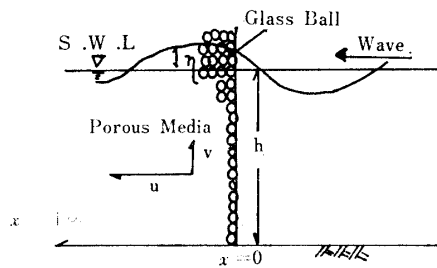


Fig. 1 Notation and definition of Symbols.

流体は非圧縮性と仮定し、波は微小振幅波とすれば Fig. 1 に示す座標の下で、運動方程式、連続の式は次式となる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - fu \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

ここに  $f$  は透水体の流体抵抗を示すものである。この  $f$  が  $\text{const}$  の場合、(1), (2)式は解析的に解くことができるが  $f=F(x)$  の場合(1)式は非線型となり、解析的に解くことは不可能である。そこでまず  $f=\text{const}$  の条件の下で、浅水表面波及び長波の場合について解き、さらに、これらの結果を用いて  $f=F(x)$  の場合まで拡張して考察を進める。

### 3・2 $f=\text{const}$ の場合

#### 3・2・1 長波の場合

(a) 透水体内の流速と水面形

Fig. 1 に示す構造物に長波が入射した場合について考察する。境界条件は次のとおりである。

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

$$x=\infty \quad \text{で} \quad \eta = 0 \quad (4)$$

これらの条件の下で(1), (2)式を解く。

(1), (2)より  $u$  を消去すれば

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

を得る。(5)式の解を

$$\eta = \frac{H_0}{2} \mathcal{J}(e^{i\sigma t + \theta x}) \quad (6)$$

として  $\sigma$  と  $\theta$  の関係を求めると次式を得る。

$$\theta_1 = -\theta_2 = m + in \quad (7)$$

$$m = \sqrt{\frac{\sigma^2}{2gh} \left\{ \sqrt{1 + (f/\sigma)^2} \mp 1 \right\}} \quad (8)$$

故に(5)式の一般解は次式となる。

$$\eta = \frac{H_0}{2} \mathcal{J} \left\{ \int_0^\infty (C_1(\sigma) e^{i\sigma t + \theta_1 x} + C_2(\sigma) e^{i\sigma t - \theta_2 x}) d\sigma \right\} \quad (9)$$

ここに  $C_1, C_2$  は境界条件により決まる任意関数であり

$$\eta = \frac{H_0}{2} e^{-mx} \sin(\sigma t - nx) \quad (10)$$

を得る。x 方向の速度は(10), (2)式より次式となる。

$$u = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma e^{-mx}}{h\sqrt{m^2 + n^2}} \text{siu} \left\{ \sigma \left( t + \frac{\alpha}{\sigma} \right) - nx \right\} \quad (11)$$

ここに  $\alpha = \tan^{-1}(m/n)$

さらに y 方向の速度  $v$  は連続の式  $\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0$  より

$$v = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy = - \frac{H_0}{2} \frac{\sigma}{h} y e^{-mx} \cos(\sigma t - nx) \quad (12)$$

となる。

x 点の  $u$  の最大値  $U(t)$  は(11)式より次式で与えられる。

$$U(t) = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma e^{-mx}}{h\sqrt{m^2 + n^2}} \quad (13)$$

(b) 透水体内の質量輸送速度と水粒子の軌跡

水粒子の速度  $\mathbf{U}(u, v)$  が  $x, y$ , および  $t$  の周期関数である場合、 $t=0$  で  $\mathbf{X}=\mathbf{X}_0$  にあった粒子は  $t=t$  では  $\mathbf{X}=\mathbf{X}_0 + \int_0^t \mathbf{u} dt$  へ移動する。この位置での速度  $\mathbf{U}(U, V)$  は、

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= \mathbf{U}(\mathbf{X}_0 + \int_0^t \mathbf{u} dt, t) \\ &= \mathbf{U}(\mathbf{X}_0, t) + \left( \int_0^t \mathbf{u} dt \text{grad} \right) \mathbf{U}(\mathbf{X}_0, t) \end{aligned} \quad (14)$$

(14)式第一項を第一近似速度、第一項と第二項の和を第二近似速度と定義し、それぞれ  $\mathbf{U}_1, \mathbf{U}_2$  とおく。

$$\mathbf{U}_1 = \mathbf{U}(\mathbf{X}_0, t) \quad (15)$$

$$\mathbf{U}_2 = \mathbf{U}(\mathbf{X}_0, t) + \left( \int_0^t \mathbf{u} dt \text{grad} \right) \mathbf{U}(\mathbf{X}_0, t) \quad (16)$$

$\mathbf{U}(\mathbf{X}_0, t)$  は周期  $T$  の周期関数であるから

$$\mathbf{U}_1 = \mathbf{U}(\mathbf{X}_0, t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \mathbf{u} dt = 0$$

$$\text{一方 } \mathbf{U}_2 = \frac{1}{T} \left\{ \int_t^{t+T} \left( \int_0^t \mathbf{u} dt \text{grad} \right) \mathbf{U}(\mathbf{X}_0, t) dt \right\} \neq 0 \quad (17)$$

一般に  $\mathbf{U}_2$  は  $0$  でなく質量輸送速度と言われる。

一方向に流れがない場合の水路の任意断面全体での水平方向の質量輸送速度の和は0であり、この時の質量輸送速度は、

$$\begin{aligned} \bar{U}_2^* &= \bar{U}_2 + U_c \\ V_2^* &= - \int_0^y \frac{\partial \bar{U}_2^*}{\partial x} dy \end{aligned} \quad (18)$$

となり、 $U_c$  は次式で求まる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h U_2^* dy &= 0 \\ U_c(x) &= - \frac{1}{h} \int_0^h \bar{U}_2 dy \end{aligned} \quad (19)$$

よって第一次近似速度は(11), (12)式および(15), (16)式より、次式で与えられる。

$$U_1(x_0, t) = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma e^{-mx_0}}{h(m^2+n^2)} [m \cos(\sigma t - nx_0) + n \sin(\sigma t - nx_0)] \quad (20)$$

$$V_1(x_0, y_0, t) = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma}{h} y_0 e^{-mx_0} \cos(\sigma t - nx_0) \quad (21)$$

ここに添字0は静水時の値を示す。

第2次近似速度 ( $U_2, V_2$ ) は(11), (12)式及び(15), (16)式より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} U_2 &= U_1 + \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma e^{-2mx_0}}{2h^2(m^2+n^2)} [-2(m \sin nx_0 + n \cos nx_0) \cos(\sigma t - nx_0) \\ &\quad - m \sin 2(\sigma t - nx_0) + n \cos 2(\sigma t - nx_0) + n] \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} V_2 &= V_1 + \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{e^{-2mx_0}}{h^2(m^2+n^2)} y_0 [(n^2 \sin nx_0 - mn \cos nx_0) \cos(\sigma t - nx_0) + n(m \sin nx_0 + n \cos nx_0) \sin(\sigma t - nx_0) + mn] \end{aligned} \quad (23)$$

質量輸送速度は(17)式より

$$\begin{aligned} \bar{U}_2 &= \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma n e^{-2mx_0}}{2h^2(m^2+n^2)} \\ \bar{V}_2 &= \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma m n e^{-2mx_0}}{h^2(m^2+n^2)} y_0 \end{aligned} \quad (24)$$

となり、(19)式、(24)式より、 $U_c(x) = -\bar{U}_2$  を得、(18)式より結局、質量輸送速度として次式を得る。

$$U_2^* = \bar{V}_2^* = 0 \quad (25)$$

また、第2次近似の水粒子の軌跡は

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(x-x_0) &= U_2 - \bar{U}_2 + \bar{U}_2^* \\ \frac{d}{dt}(y-y_0) &= V_2 - \bar{V}_2 + \bar{V}_2^* \end{aligned} \quad (26)$$

により次式で与えられる。

$$\begin{aligned} x-x_0 &= \frac{H_0}{2} \frac{e^{-mx_0}}{h(m^2+n^2)} [m \sin(\sigma t - nx_0) - n \cos(\sigma t - nx_0)] \\ &\quad + \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{e^{-2mx_0}}{2h^2(m^2+n^2)} [-2(m \sin nx_0 + n \cos nx_0) \sin(\sigma t - nx_0) \\ &\quad + \frac{1}{2} \{m \cos 2(\sigma t - nx_0) + n \sin 2(\sigma t - nx_0)\}] \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} y-y_0 &= \frac{H_0}{2} \frac{y_0}{h} e^{-mx_0} \sin(\sigma t - nx_0) \\ &\quad + \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{e^{-2mx_0}}{h^2(m^2+n^2)} y_0 [(n^2 \sin nx_0 - mn \cos nx_0) \sin(\sigma t - nx_0) - (mn \sin nx_0 + n^2 \cos nx_0) \cos(\sigma t - nx_0)] \end{aligned} \quad (28)$$

### 3・2・2 浅水面波の場合

浅水波の場合、 $u$  は  $x, y, t$  の関数となるため(1), (2)式は成立しない。それゆえ、この場合の連続式、運動方程式は平均流速  $\bar{u}$  を用いて次式で表示される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0 \quad (29)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - f \bar{u} \quad (30)$$

$$\text{ここに } u = \frac{nh \cosh ny}{\sinh nh} \bar{u}$$

(a) 透水体内の流速と水面形

境界条件を長波の場合と同様に考え、(29), (30)式を解けば  $\eta, u, v$  に対して次式を得る。

$$\eta = \frac{H_0}{2} e^{-mx} \sin(\sigma t - nx) \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \frac{H_0}{2} \frac{\sigma e^{-mx}}{h(m^2+n^2)} [m \cos(\sigma t - nx) + h \sin(\sigma t - nx)] \end{aligned} \quad (32)$$

よって

$$u = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma n e^{-mx}}{(m^2+n^2) \sinh nh} \cosh ny [m \cos(\sigma t - nx) + n \sin(\sigma t - nx)] \quad (33)$$

$$v = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy = \frac{H_0}{2} \sigma e^{-mx} \frac{\sinh ny}{\sinh nh} \cos(\sigma t - nx) \quad (34)$$

(b) 透水体内の質量輸送速度と水粒子の軌跡

透水体内の第一次近似速度は(33), (34)式を(15)式に用いて次式となる。

$$U_1 = \frac{H_0}{2} \frac{\sigma n e^{-m x_0}}{m^2 + n^2} \frac{\cosh n y_0}{\sinh n h} \left[ m \cos(\sigma t - n x_0) + n \sin(\sigma t - n x_0) \right] \quad (35)$$

$$V_1 = \frac{H_0}{2} \sigma e^{-m x_0} \frac{\sinh n y_0}{\sinh n h} \cos(\sigma t - n x_0) \quad (36)$$

次に透水体内の第二近似速度は(35), (36)式を(10)式に用いて次式となる.

$$U_2 = U_1 + \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma n^2 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2) \sinh^2 n h} \left[ m \cosh 2 n y_0 (1 - \cos \sigma t) - n \cos(\sigma t - 2 n x_0) - 2 m \sin n x_0 \cos(\sigma t - n x_0) + n \cos 2(\sigma t - n x_0) - m \sin 2(\sigma t - n x_0) \right] \quad (37)$$

$$V_2 = V_1 + \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma n^2 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2)} \frac{\sinh 2 n y_0}{\sinh^2 n h} \left[ m(1 - \cos \sigma t) + n \sin \sigma t \right] \quad (38)$$

質量輸送速度は(17)式より

$$U_2 = \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma n^3 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2)} \frac{\cosh 2 n y_0}{\sinh^2 n h} \quad (39)$$

$$\dot{V}_2 = \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma m n^2 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2)} \frac{\sinh 2 n y_0}{\sinh^2 n h}$$

となり, (19)式, (39)式よりより

$$U_c(x) = -\left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma n^3 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2)} \frac{\sinh 2 n h}{2 n h \sinh^2 n h} \quad (40)$$

となり質量輸送速度は(39), (40), (18)式より次式となる.

$$\bar{U}_2^* = \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma n^3 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2) \sinh^2 n h} \left[ \cosh 2 n y_0 - \frac{\sinh 2 n h}{2 n h} \right] \quad (41)$$

$$V_2^* = -\int_0^y \frac{\partial U_2^*}{\partial x} dy = \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{\sigma m n^2 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2) \sinh^2 n h} \left[ \sinh 2 n y_0 - \frac{y_0}{h} \sinh 2 n h \right] \quad (42)$$

この場合の水粒子の軌跡は(20)式より

$$x - x_0 = \frac{H_0}{2} \frac{n e^{-m x_0}}{m^2 + n^2} \frac{\cosh n y_0}{\sinh n h} \left[ m \sin(\sigma t - n x_0) - n \cos(\sigma t - n x_0) \right] - \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{n^2 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2) \sinh n h} \left[ n \left( \cosh 2 n y_0 - \frac{\sinh 2 n h}{2 n h} \right) \sigma t - n \cosh 2 n y_0 \cdot \sin \sigma t - n \sin(\sigma t - 2 n x_0) - 2 m \sin n x_0 \sin(\sigma t - n x_0) + \frac{n}{2} \sin 2(\sigma t - n x_0) + \frac{m}{2} \cos 2(\sigma t - n x_0) \right] \quad (43)$$

$$y - y_0 = \frac{H_0}{2} e^{-m x_0} \frac{\sinh n y_0}{\sinh n h} \sin(\sigma t - n x_0) + \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{n^2 e^{-2m x_0}}{2(m^2 + n^2) \sinh^2 n h} \left[ m \left( (\sinh 2 n y_0 - \frac{y_0}{h} \sinh 2 n h) \sigma t - \sinh 2 n y_0 (m \sin \sigma t + n \cos \sigma t) \right) \right] \quad (44)$$

で与えられる.

### 3.3 f = F(x) の場合

前節では  $f = \text{const}$  の場合について述べたが実際の現象においては  $f$  は場所的に変化するものであって, 特に波形勾配の大きい波において, それが著しいとされている. 従って,  $f$  を  $x$  の関数として(1), (2)式を取り扱う必要がある. 以下この場合について述べる.

#### 3.3.1 抵抗係数 f

$f = \text{const}$  として(1), (2)式を解き, (8), (10), (3)式を得た. これらの式と実験値とから透水体内各点の  $f/\sigma$  が計算される.

#### 3.3.2 無次元量

透水体内の波の運動を規定する物理量としては数多くのものが考えられる. 波長  $L$ , 波高  $H_0$ , 前面水深  $h$  透水体を構成する粒の径  $d$ , 空隙率などである.

今回は  $L, H, h, d$  をとりあげ, これらが構成する無次元量と  $f$  との関係透水体内各点において求め, それらの間の関係を考察し,  $f = F(x)$  の関係式を求める.

## 4. 実験的解析

### 4.1 実験装置及び方法

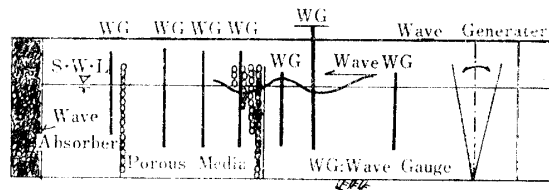


Fig. 2 Arrangement for the test channel.

Fig. 2 に示す幅 70cm, 長さ 20m の片面ガラス張二次元水路に瀕割りを入れて使用した. 造波機はフラッター型である. 波高の測定は容量型波高計を用い, 水位計増幅器を通して 6 チャンネルのペンオシログラフに記録させた. Fig. 3 にその過程を示す.

測定量は, 入射波の波高, 周期, 波速, 波長及び透水体背後域の透過波高, 透水体内の 3 点の波高の測定を行ない. 更に透水体前面の反射率をヒューレーン方法

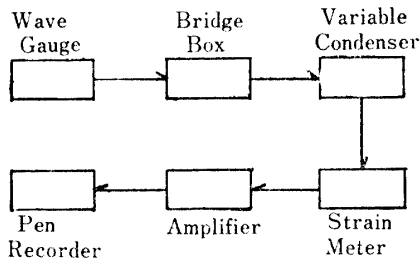


Fig. 3 Measurement Equipment

によって測定した。反射率の測定は水路上に前後に自由に移動できる台車を取りつけ、反射波の腹と節の波高を測定した。また透水体内の波高の測定は内径 2.0 cm の塩化ビニールパイプに密な孔をあけ、その中に波高計を設置して行なった。透水体は直径 2.30 cm, 1.63 cm, 1.20 cm のガラス球で作製し、長さ 100 cm とした。水深は 35 cm, 30 cm, 20 cm の場合について測定を行なった。測定した波形勾配の範囲は 0.0080 ~ 0.106 までである。測定に際しては透水体での反射波が造波板で反射され、約 10 秒で透体に到達するので、この点に充分注意をはらった。Fig. 4 に実験例のデータを示す。

4・2 透水体内の波高の減衰

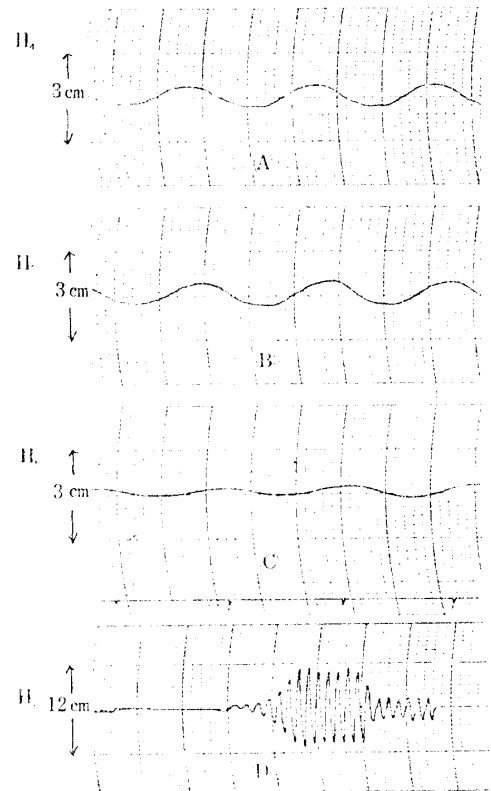
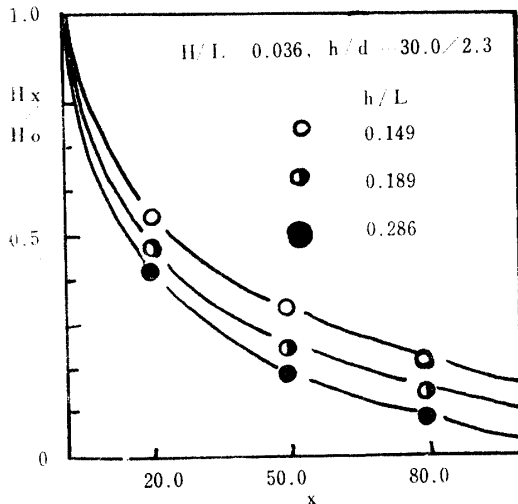
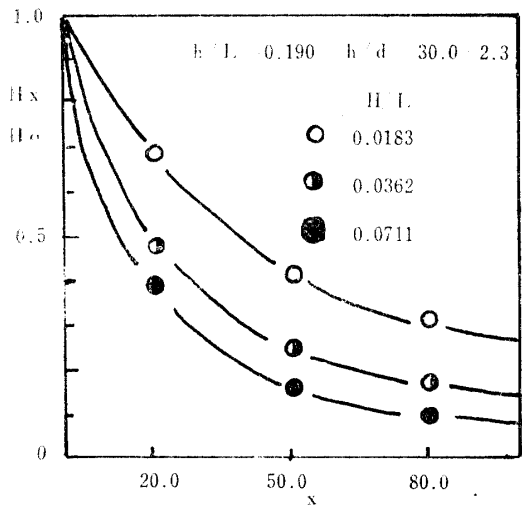


Fig. 4 Measurement example of wave height

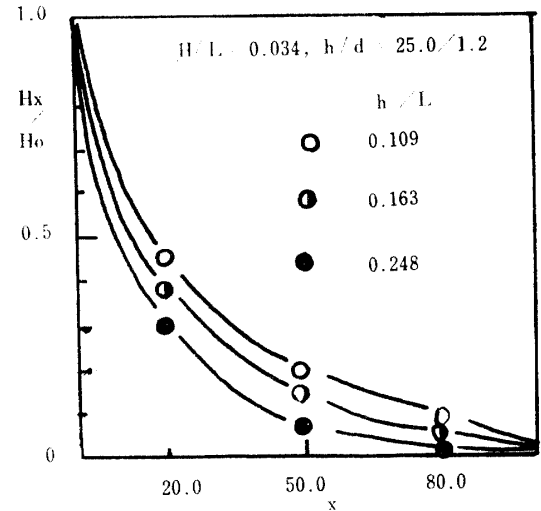
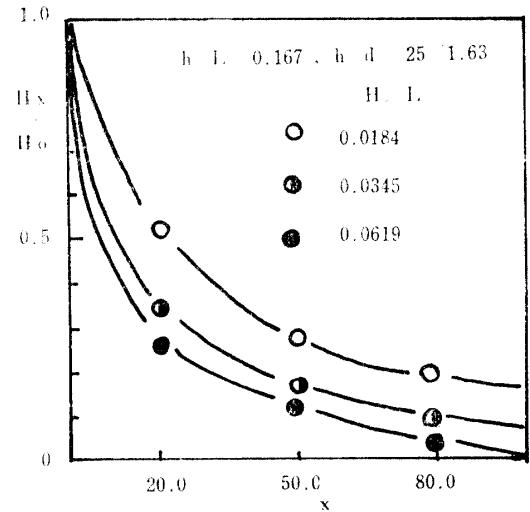


Fig. 5 Relationship between  $H_x/H_o$  and  $X$ .

Fig. 5に波高の減衰を示した。

但し  $H_0$ : 入射波高  $H_x$ :  $x$  点での波高,  $l$ : 透水体長,  $x$ : 透水体前面からの距離である。

これらより次の点が推察できる。

波高は透水体前面では急激に減衰し, 後部では漸減し, 指数関数的に減衰している。これらは(10)式, (11)式と矛盾しないものである。

減衰の割合は波形勾配  $H/L$  が大きい程 相対水深  $h/L$  が大きくなる程, 粒径  $d$  が小さくなるほど大きくなっている。

### 4・3 透水体前部での波の反射及び透水体背後域への透過

沖波が透過性構造物に入射すると, そのエネルギーの一部は構造物により反射され, 反射波となり, 一部は空隙内に侵入し, 空隙内でエネルギーを消費しながら伝播し, 残りが透水体背後域に侵入して透過波を形成する。入射波高  $H_0$  と透過波高  $H_t$  との比を透過率  $K_t$  反射波高  $H_R$  との比を反射率  $K_R$  と定義して, その実験結果を Fig. 6に示す。

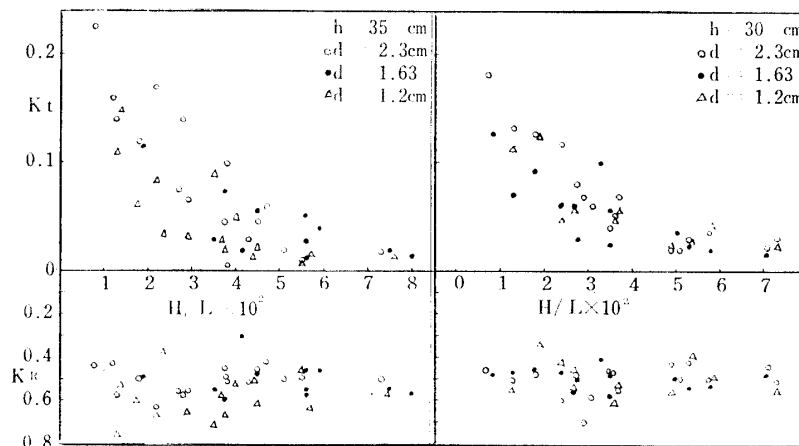


Fig. 6 The change of  $K_t$  and  $K_R$  with wavestepness.

Fig. 6よりわかることは, 透過率  $K_t$  は入射波の波形勾配  $H/L$  が大きい程, 指数的に減衰する。また  $K_t$  は水深の深い方が浅い方に比較して大きい。粒径  $d$  が小さくなると,  $K_t$  は小さくなる。これは粒径の変化によって, 空隙率は変化しないが, 空隙寸法が変化し, それが小さくなればなるほど粘性が働き, 侵入した波が摩擦抵抗を受け進行しにくいと思われる。

また反射率は顕著な傾向が見られず  $0.3 \sim 0.6$  の値でバラついている。これは測定が非常に困難であり, ヒーレーの法自体も欠点を含んでいると言えよう。

なお, 透過波は透水体後面より後方について殆んど変化がない事が確認された。

## 5. 非定常状態における抵抗係数の表示

### 5・1 $f/\sigma$ と無次元積との関係

先に展開した理論によって速度, 水粒子の軌跡, 質量輸送速度などを求めるためには, (10), (11)式の  $m$  の値が必要となる。  $m$  の値が求まれば(8)式より抵抗係  $f/\sigma$  を場所的な関数で表示することが求まる。従来は,  $f/\sigma$  を場所的な関数で表示することが困難なため, 定常

流における  $f/\sigma$  の値をそのまま非定常流に用いている報告が多いが, 必ずしも正確でない。そこで著者は  $m$  が場所的な関数であることを考慮した解析を進めた。

Fig. 7-a は  $m$  と波形勾配  $H_0/L$  の関係, Fig. 7-b は  $m$  と相対水深  $h/L$  の関係, Fig. 7-c は  $m$  と  $x/L$  の関係を図示したものである。これらによって推察できることは,  $m$  と  $H_0/L$  はほぼ直線関係にあり,  $H_0/L$  が大きくなる程,  $m$  は大きくなる。  $m$  と  $h/L$  の関係は  $H_0/L$  ほどではないが, 直線関係をなしている。 Fig. 7-c では,  $m$  は  $x/L$  が小さい値の時, 急激に減衰し, 大きな値になると漸減し, 一定値に近づく。その一定値は波形勾配が大きい程, 大きい値である。

また Fig. 7-d は  $m$  と  $x/l$  の関係を波形勾配  $H_0/L$  をパラメーターとして表示したものである。これより長波の場合を除いて大小関係は逆転することはないことがわかる。また相対水深  $h/L$  をパラメーターとしても同様のことが言える。

以上の事より最適の無次元積として  $H^2 h / L^2 x$  を得た。

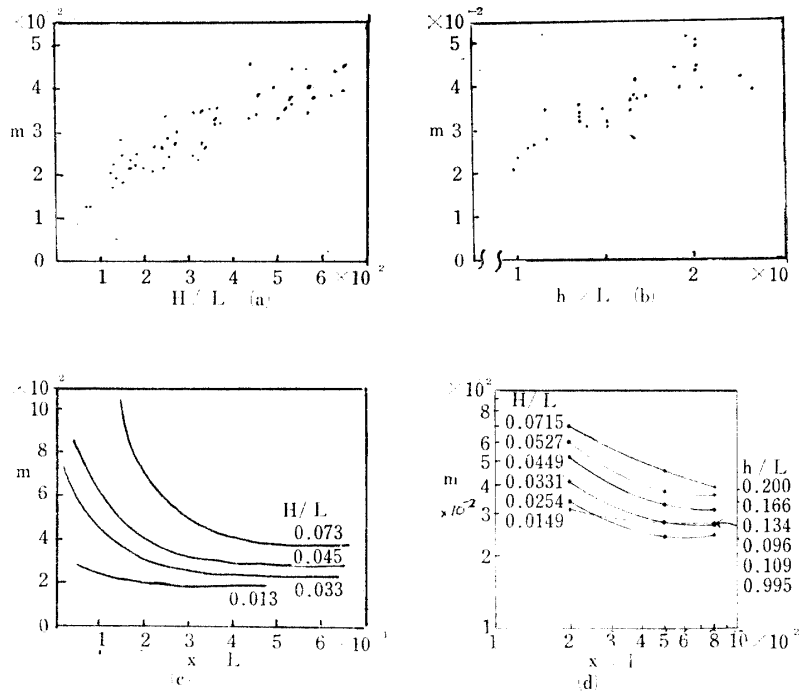


Fig. 7 Relationship between  $m$  and  $H_0/L$ , and  $h/L$ ,

Fig. 8 は  $m$  と  $H^2h/L^2x$  の関係を水深と粒径をパラメーターにして両対数グラフに図示したものである。これよりわかるように  $m$  と  $H^2h/L^2x$  は両対数グラフ上で直線関係をなす。

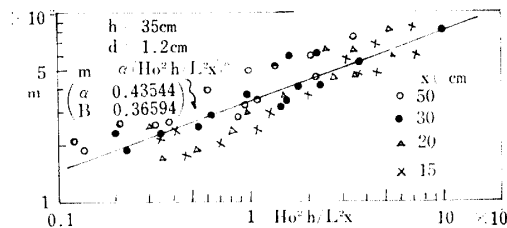
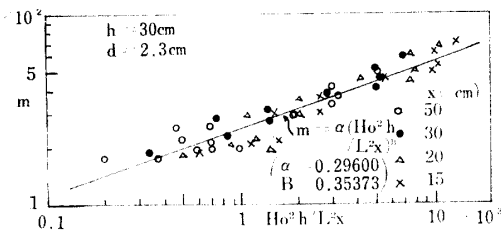
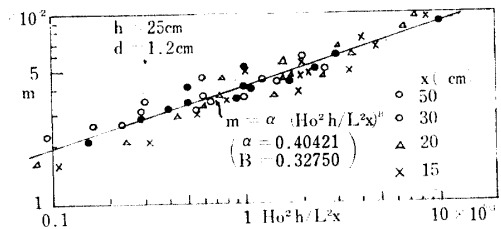


Fig. 8 Relationship between  $m$  and  $Ho^2h/L^2x$ .

すなわち  $m$  は

$$m = \alpha \left( \frac{H^2 h}{L^2 x} \right)^\beta \quad (45)$$

という関数によって全ての実験について、統一的に表示できる。

ここで注意せねばならないことは  $m$  の次元である。

まず(1)式より  $f$  の次元を求めると  $[T^{-1}]$  である。

$f/\sigma$  の次元は  $\sigma = \frac{2\pi}{T}$  (但し、 $T$ : 周期) ゆえ、無次元である。すなわち  $m$  の次元は(8)式より  $[L^{-1}]$  であることがわかる。よって(45)式の  $\alpha$  の次元は  $[L^{-1}]$  を  $\beta$  の次元は無次元を持つように、 $\alpha, \beta$  を決定せねばならない。

### 5・2 抵抗係数の関数型の決定

$m$  と  $H^2h/L^2x$  の値を用いて、Fig. 8 に示したグラフから最小二乗法によって、 $\alpha, \beta$  の数値を得た。

次にその  $\alpha, \beta$  をさらに透水体構造物資材として粒径  $d$  と前面水深  $h$  の関数として表示するために、最小二乗法で決定した。

Fig. 9 は  $\alpha$  を  $h/d^2$  の関数で、 $\beta$  を  $h/d$  の関数で表わした時の直線のグラフである。

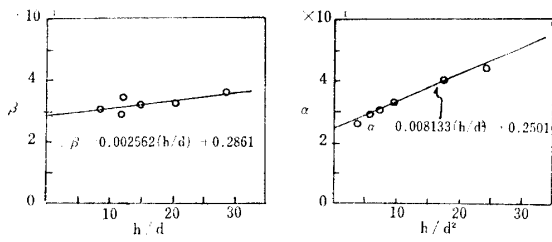


Fig. 9 Variations of  $\alpha$  and  $\beta$ .

以上より  $\alpha = 0.008133(h/d^2) + 0.2501$   
 $\beta = 0.002562(h/d) + 0.2861$  (46)

を得た。

故に  $m$  の関数として次式を得た。

$$m = \left\{ 0.008133(h/d^2) + 0.2501 \right\} \left( \frac{H_0^2 h}{L^2 x} \right)^{0.002562(h/d) + 0.2861}$$
 (47)

また抵抗係数  $f/\sigma$  の関数として(8)式より次式を得た。

$$f/\sigma = \sqrt{\left\{ \frac{2gh}{\sigma^2} m^2 + 1.0 \right\}^2 - 1.0}$$
 (48)

ただし  $\sigma = \frac{2\pi}{T}$  ( $T$ : 周期)

また  $m$  は(47)式で与えられる。

(47)式, または(48)式によって波長, 波高, 周期, 及び水深, 堤体構成物資材の代表長がわかれば, 場所的な変化を考慮した  $f/\sigma$  が一義的に求まる。

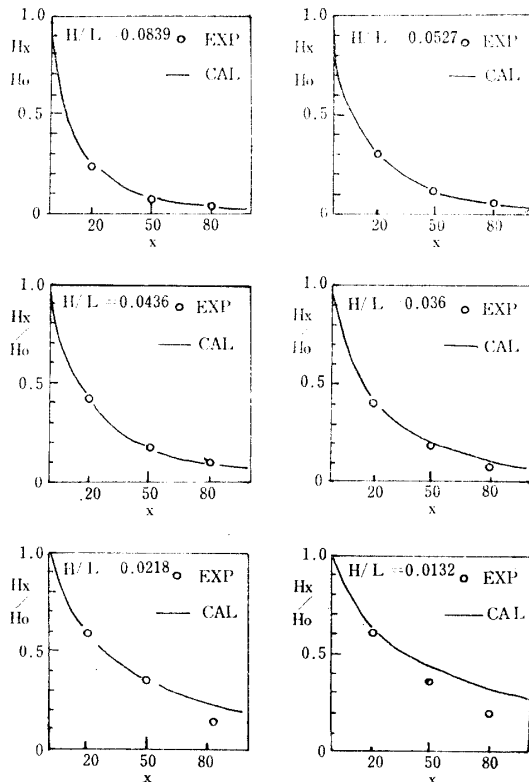


Fig. 10 Comparison of the experimental result with calculated results.

## 6. 透水体内の流れの様相

### 6.1 理論値と実験値の対応

Fig. 10は波高について(47)式で求めた理論値と実験値を対比させたものである。

これより言えることは波形勾配がおおむね0.030以上では理論値はほぼ適正な値を与えているが, 波形勾配がそれ以下では理論値が実験値より大きくなる。

このことは(47)式で求めた  $m$  が場所的な変化を考慮したものであるから, 場所的な変動の少ない長波では理論値と合致しないものと思われる。

Fig. 11は(47)式で求めた  $m$  と実験値より求めた  $m$  の対応である。すなわち長波の  $m$  は波が透水体入射後, 漸減し, すぐに一定値に近づくのに対し, 理論式では急激に減衰し, 透水体奥部では理論値の  $m$  の方が実験値の  $m$  より小さくなる。すなわち波高としては理論値の方が大きい値を示す。

Fig. 11

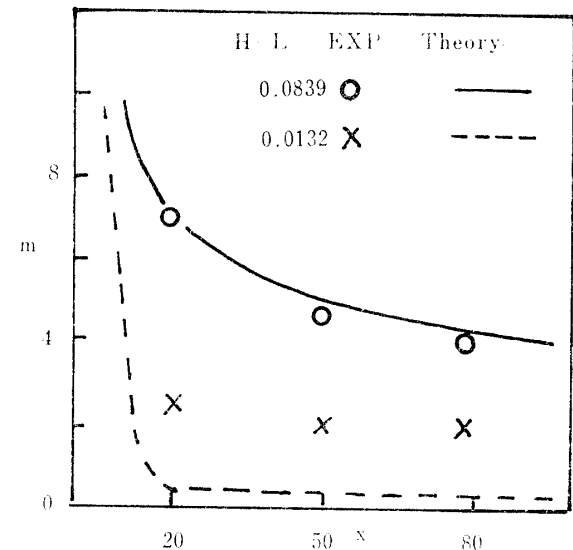


Fig. 11 Comparison of the experimental results with calculated results.

長波の  $m$  に対し, これを補正する方法としては, 一定値 Const にある量  $A \cdot f(x)$  を上乘せしてやれば不合理はなくなる。

すなわち

$$m = \text{const } t + A \cdot f(x)$$
 (49)

と表わされる式を用いればよい。

以前の研究では  $f/\sigma$  を透水体中央の波高から求めたため, 理論値は透水体前部では過小の値を与えていたが, 今回の研究では特にそのような現象は見あたらない。



6・2 透水体中の流速分布

6・2・1 長波の場合

(47), (8)式で求めた  $m, n$  を(11), (13)式に代入して最大流速を求めた. Fig. 12は, その水平, 鉛直速度成分を図示したものである.

水平速度  $u$  は透水体前面で大きく奥に行くに従って

減小する.

鉛直速度  $V$  は水底で最小値  $0$  をとり, 水面に近づくにつれて直線的に変化する.  $V$  も  $u$  と同様に透水体前面で最大となり, 透水体の内部にいくに従って小さくなる.

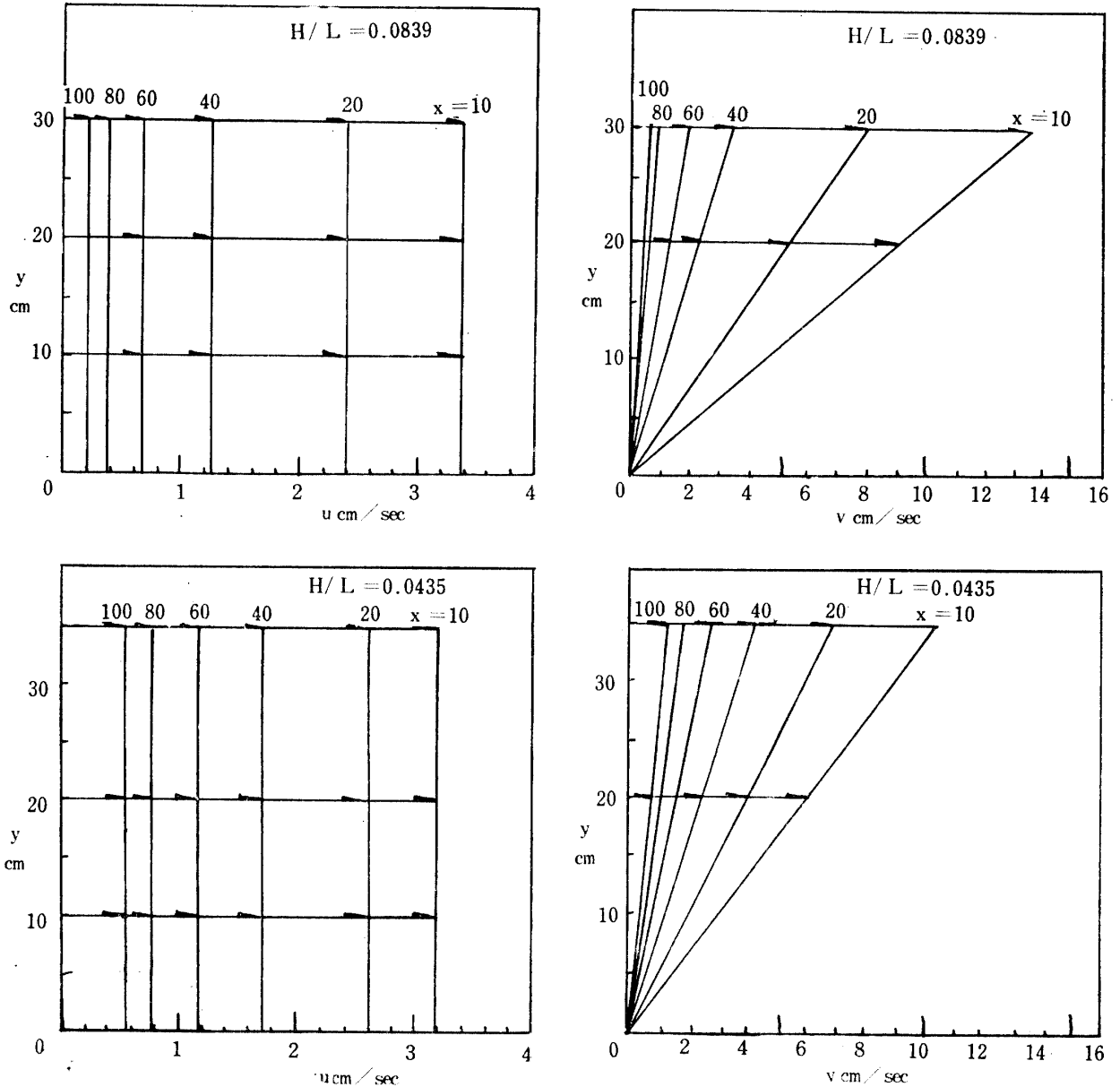


Fig. 12 Velocity distribution in porous media (Long wave)

6・2・2 浅水表面波の場合

長波の場合と同様に, (23), (24)式に代入して最大流速を求めた. Fig. 13はその流速分布を示したものである.

これらより言えることは, 透水体中の任意点において水底で最小値をとり, 水面に近づくに従って, 流速は大きくなり, 水面で最大となる. 波形勾配が大きい

程透水体任意点の流速の変化は急であり, 波形勾配が小さい程, ゆるやかになる. すなわち波が透水体奥部へ侵入する程, 長波の速度分布に近づくことを示している.

鉛直速度分布は水底で最小値  $0$  で水面に近づくに従って増大し, 水面で最大値をとる. 透水体前面に近い程, 鉛直速度  $V$  は大きい, 透水体の奥に行く

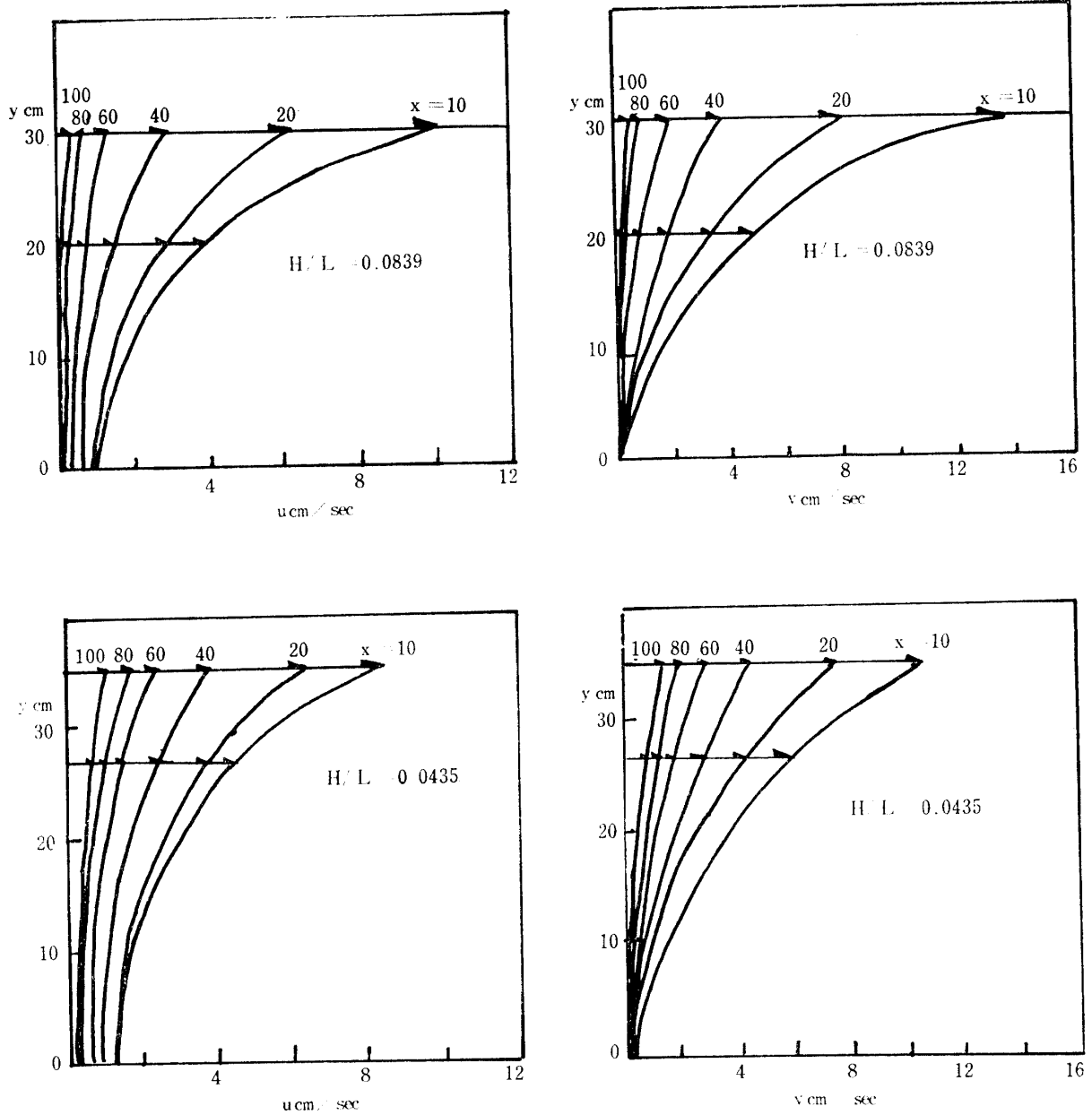


Fig. 13 Velocity distribution in porous media (Surface wave)

程, 小さくなる. 波形勾配の大きい波は, 水面での  $V$  の最大値は大きい,  $V$  の最小値は小さい. 波形勾配の小さい波はその逆である. 本実験では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・3 透水体内の水粒子の軌跡

6・3・1 長波の場合

Fig. 14 は(47), (8)式で求めた  $m$ ,  $n$  を(27), (28)式に代

入して, 水粒子の軌跡を図示したものである.

長波の場合は水平速度が一様なため, 水粒子の軌跡は閉曲線を描く. 従って質量輸送速度は存在せずゼロである. 中央の水深における楕円軌道の長径の傾きは, 水平面に対し, 約 $45^{\circ}$ ~ $60^{\circ}$ であり, そのままの傾きをもって, 透水体内に進行する. その傾きを波形勾配別にみると, 波形勾配の大きい波が傾きが大きく約 $60^{\circ}$ であり, それの小さい波は, 傾きは小さくなり約 $45^{\circ}$ である.

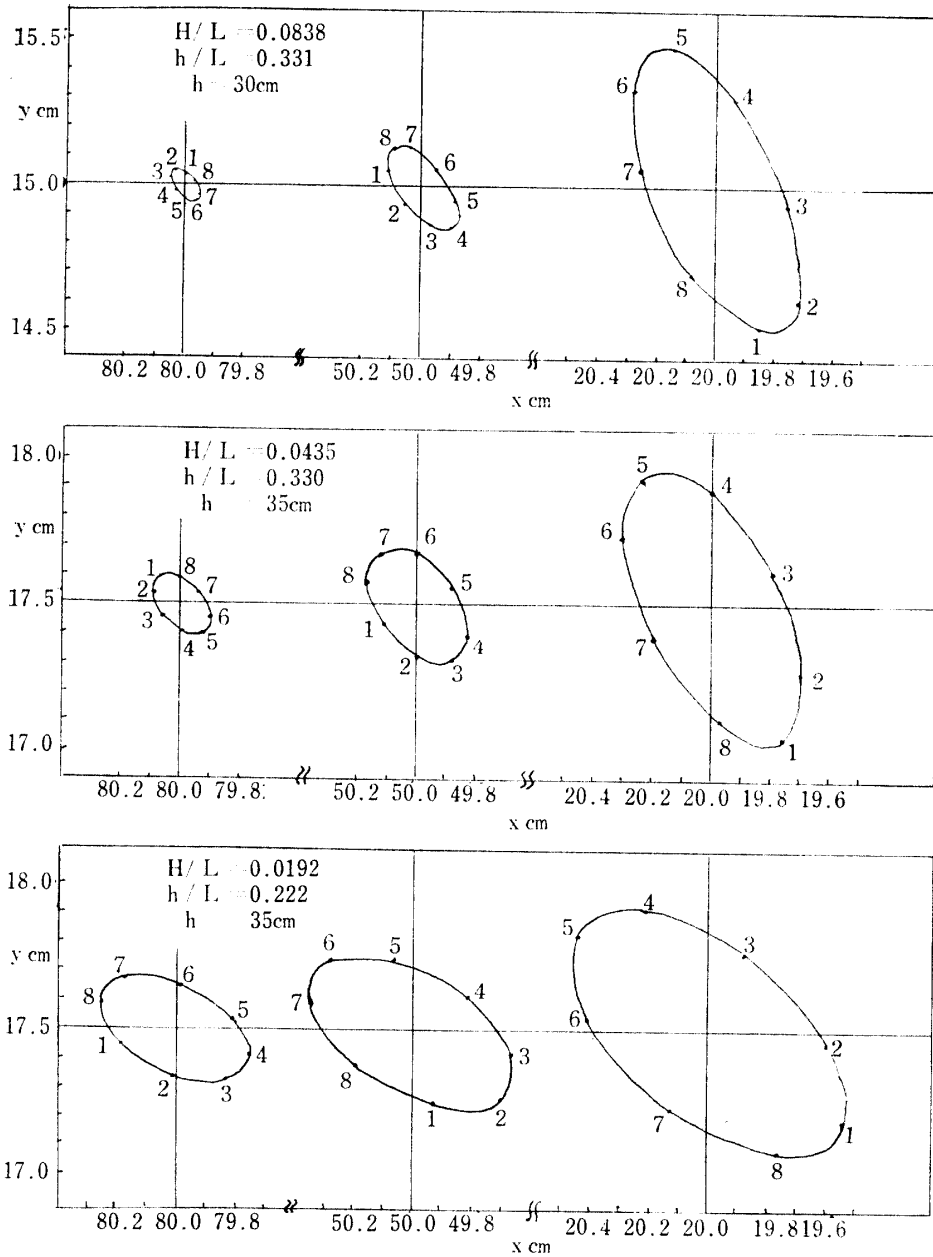


Fig. 14 Distribution of the water particle orbits (long wave)

Fig. 15は同一波形勾配, 同一の水深で, 楕円の大きさを示したものである. これらよりわかることは, 水深の浅い波の描く軌跡が, 深い波の描く軌跡に比

し, 大きいことがわかる. またおおむね, 相対水深  $h/L$  の小さい程, 軌跡は大きいことがわかる.

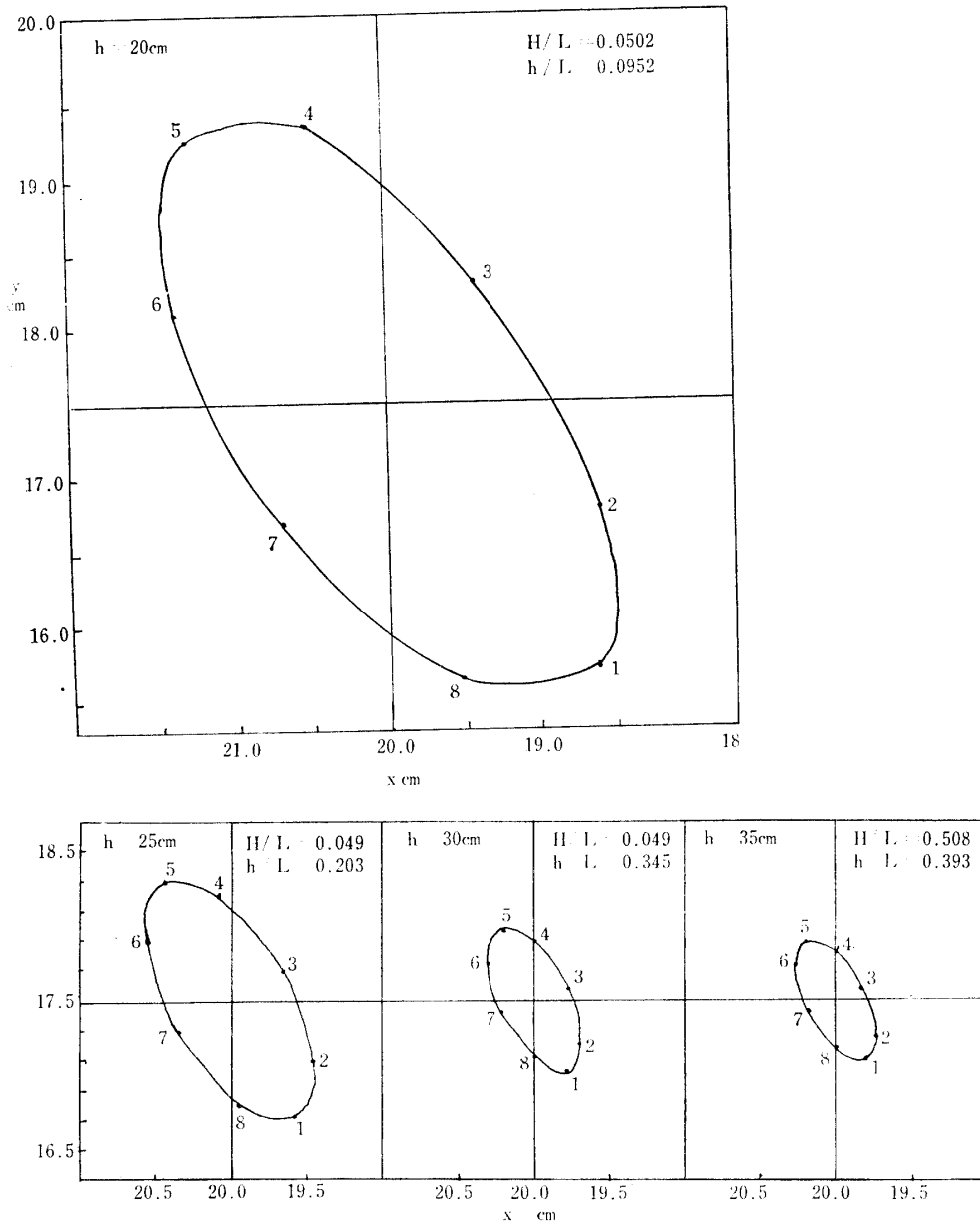


Fig. 15 Distribution of the water particle orbit (Long wave)

6・3・2 浅水表面波の場合

長波の場合と同様にして(43), (44)式より水粒子の軌跡を求めた。Fig. 16は浅水表面波の水粒子の軌跡を示す。

これらにより推察されることは、次の通りである。

水粒子の前進速度は、後進速度より大となり、閉曲線の軌道を描くことができなくなり、1周期ごとに少しづつ、透水体内に向かって質量が輸送される。長波の場合と同様に、中央の水深における楕円軌道の長径は水底面と平行でなく、進行方向に向かって、約30°~40°の傾きを持つ。この傾きは長波の場合の傾きより小さい値である。波形勾配が大きい波では、その傾きは大きく、楕円の大きさは小さい。また1周期後の

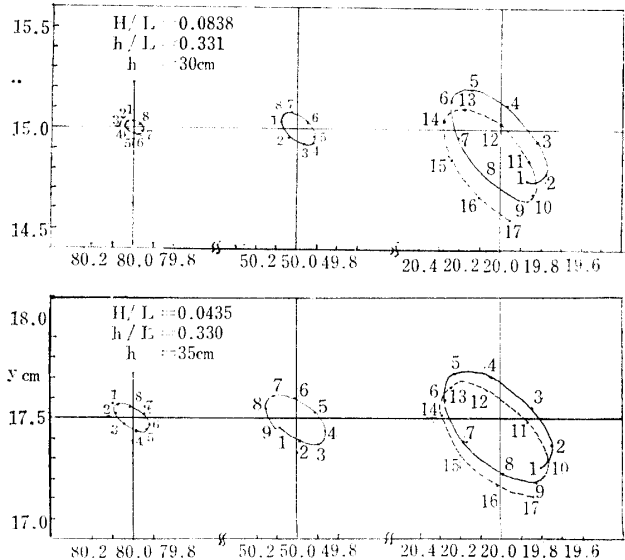
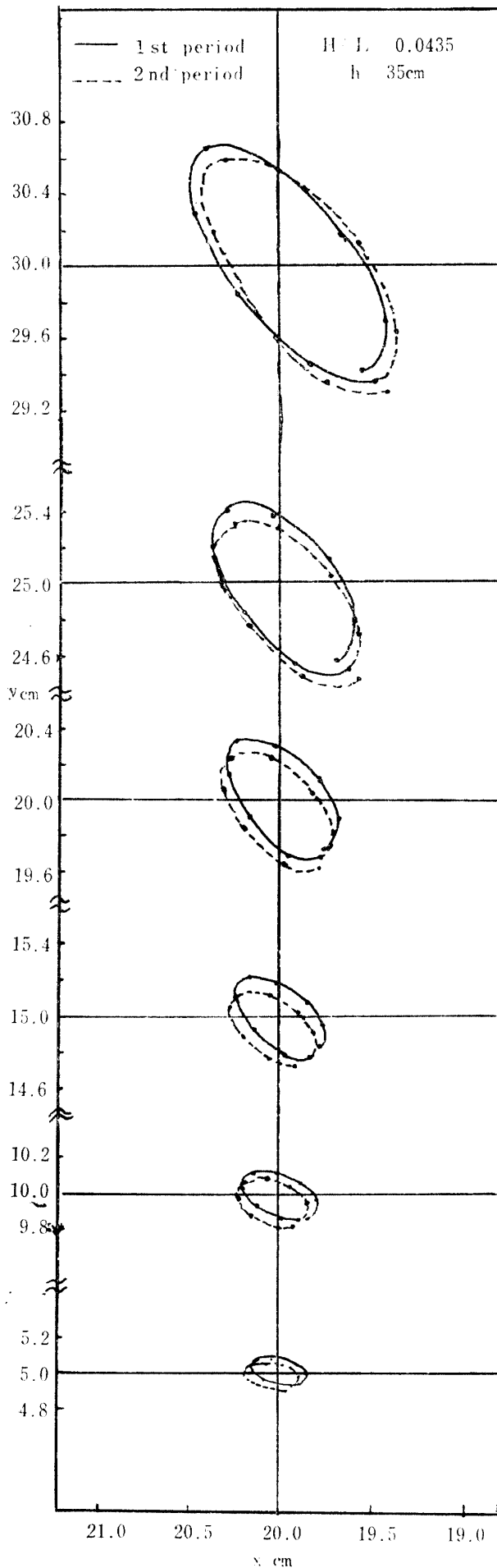


Fig. 16 Distribution of the water particle orbit (Surface wave)



ずれの距離は大きい。波形勾配の小さい波では全くその逆の性質を示し、あまり質量が輸送されないことがわかる。

Fig. 17は、 $x$ を固定して $y$ 方向の水粒子の軌跡を図示したものである。

これよりわかることは、水底付近では、大きさは小さく、また楕円軌道はほぼ水平であることがわかる。

$y$ の値が大きくなるにつれて、楕円軌道は、水平に対し、角度を持つようになり、大きさもしだいに大きくなっている。

また、2周期目の水粒子の軌道は、水深の0.6倍付近を境にして、それ以下では $x$ の正、 $y$ の負方向に移動し、それ以上では $x$ の負、 $y$ の正方向に移動していることがわかる。

#### 6・4 質量輸送速度

長波の場合、水平速度分布が一様で、圧力が静水圧分布をなすため、質量輸送速度は存在しない。

浅水表面波の場合、水平速度分布が Fig. 13よりわかるように水面に近い程大きく、水底に近づく程小さくなるので、水粒子の軌跡はもはや閉じなくなり、水粒子は一周期ごとに透水体内へ移送される。すなわち、質量が輸送され、質量輸送速度が存在する。

Fig. 18は、水平方向、鉛直方向の質量輸送速度を図示したものである。

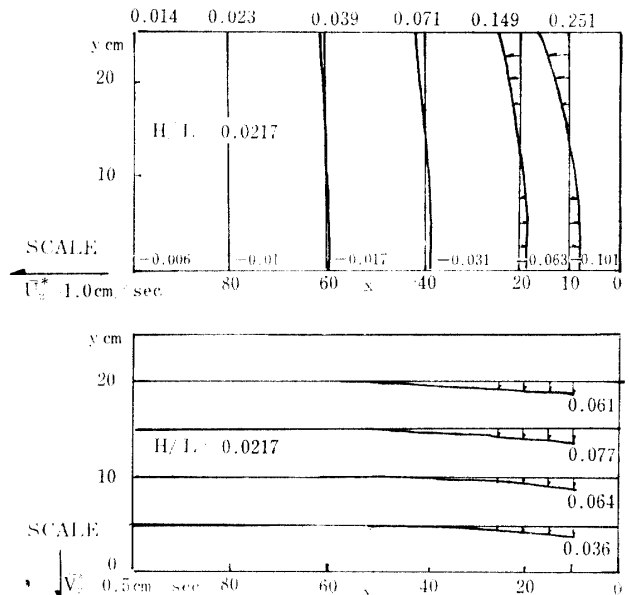


Fig. 18 Distribution of the mass transport velocity.

← Fig. 17 Distribution of the water particle orbit.

これらより次のことが言える。

水平方向は水面で  $x$  正方向に移送される質量輸送速度が最大であり、水深の  $0.6 \sim 0.7$  倍付近の水深でゼロとなり、それ以下においては  $x$  の負方向に質量輸送速度が存在する。

波形勾配が大きい波は、その小さい波に比し、質量輸送速度は大きく、透水体中央付近ではほとんどゼロに近い値を示す。波形勾配の小さい波は、透水体内奥部まで、質量輸送速度が存在する。

鉛直方向の質量輸送速度は水面と水底で存在せず、 $y$  方向任意点では、入射面で最大となり、 $y$  の負方向に存在する。後方に行くに従って、質量輸送速度は減小し、透水体中央部ではほとんど消失している。質量輸送速度が最大の水深は約  $0.6$  倍付近である。

波形勾配別にみると、波形勾配の大きい波程、質量輸送速度は大きくなる。そのオーダーは  $10^{-1} \sim 10^{-2}$  cm/sec である。

## 7. 結 論

透水体に波が入射した場合、透水体内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。

$$f/\sigma = \sqrt{\left\{ \frac{2ghm^2}{\sigma^3} + 1.0 \right\}^2 - 1.0}$$

$$\text{ここに } m = \alpha \left( \frac{H^2 h}{L^2 x} \right)^\beta$$

$$\alpha = 0.008135(h/d^2) + 0.2501$$

$$\beta = 0.002562(h/d) + 0.2861$$

上式において、波長、波高、周期、前面水深、堤体構成物質材の代表長がわかれば任意の地点の抵抗係数  $f/\sigma$  が一義的に求まる。

上式は入射波の波形勾配が  $0.030$  以上のものについては十分に透水体内の水面変化を説明できた。

(2) 透水体内の流速を理論的に推定した。浅水表面波の場合、流速は水底で最小値を取り、水面に近づくに従って大きくなり、その増加の割合も大きくなる。

また波が透水体奥部に進むとともに流速は小となり、長波の速度分布に近づき、従って圧力も静水圧分布に近づくことがわかった。

(3) 透水体中の水粒子の軌跡を理論的に推定した。

長波の場合は軌跡は閉じて楕円を描くが、浅水表面波の場合はもはや閉じなくなり、一周ごと新しい点に移動することが確認された。この事は質量輸送速度が存在することの裏付けでもある。楕円の大きさは波形勾配の小さい程、水深の浅い程大きくなり、任意水深でも下から上へ大きくなることがわかった。

(4) 質量輸送速度を理論的に推定した。

長波には質量輸送速度は存在しないが、浅水表面波の場合は、最大  $1.0$  cm/sec 程度の質量輸送速度が認められた。水深の  $0.6$  倍以上では波の進行方向と同一の方向に質量輸送速度が存在し、その値は水面に近いほど大きく、水深の  $0.6$  倍付近ではゼロになる。また水深の  $0.6$  倍以下では波の進行方向と逆方向に、質量輸送速度が存在することがわかった。鉛直方向は水面と水底で質量輸送速度は存在せず、任意の水深では鉛直下向きに入射面に近い程大きい値の質量輸送速度が存在することがわかった。

## 参 考 文 献

- 1) 金山和雄, 田中宏平, 吉原英明: 透過性構造物内部の波の運動に関する研究, 山口大学工学部研究報告, 49, 25, 1
- 2) 近藤淑郎, 藤間聡: 透過性防波構造物の水理特性, 第16, 17, 18回海岸工学論文集
- 3) 富永正照, 坂本忠彦: 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
- 4) 永非荘七郎: 水理学 コロナ社
- 5) 金山和雄, 田中宏平, 第22回海岸工学論文集 PP 539-534

(昭和50年11月5日受理)