

混成堤による波群の透過・伝達

喜 岡 渉*・Akter Hossain**

1. はじめに

混成堤の堤内への波高伝達率は、規則波実験により天端高と基礎マウンド厚との関係において調べられており、越波による伝達波とマウンド内の透過波の効果を加味した算定式が提案されている (Goda, 1969)。混成堤においては基礎マウンド部分の透過波が背後に伝達するが、非越波時の波高伝達率は $K_T=0.1(1-d/h)$ (ただし、 h : 設置水深, d : マウンド上の水深) で与えられており、 $d/h=0.4\sim0.6$ とすると $K_T=0.04\sim0.06$ と極めて小さく、越波しない時には混成堤も不透過境界として取り扱われる。この算定式は不規則波の有義波高の伝達率に対してもほぼ適切な値を与えるとされており、入射波の波高や周期が伝達率に及ぼす影響は実験値のばらつき範囲内とされている。

波群に伴い来襲する周期数十秒から数分の長周期波や自由長波のように、水深波長比が極端に小さい入射波の伝達率は不明であり、越波や透過波に対する長周期波の影響は通常 2 次的なものとして取り扱われている。港内長周期波についての従来の研究例においても、混成堤は堤内への波高伝達率は 0 として不透過境界と見なされており、主として反射・回折による長周期波高分布について調べられているが、その妥当性の検討は行われていない。本研究は、入射波に波群を用いて、理論と実験の両面から混成堤の透過・伝達特性を調べるもので、特に長周期波の伝達について明らかにしようとするものである。

2. 長周期波の伝達率

混成堤の構造は、理論的な扱い易さを考え鉛直方向に一樣な幅 b をもつ矩形断面とし、厚さ $(h-d)$ の透過マウンド上に同じ幅のケーソンなどの不透過直立部をもつ形式とした (図-1 参照)。マウンド部分の透水層は均一で、空隙率 λ 、質量係数 s 、線形抵抗係数 f で記述されるものとする。一樣な水深 h に比べて十分に長い波長をもつ波群が角度 θ で入射するとし、multiple-scale 摂動法を適用するにあたって、波群の角周波数 Ω 、波数 K は、

波群個々波の平均的な角周波数 ω 、波数 k に比べて十分に小さく、時空間でゆっくりとした変動を仮定する。

波群を構成する短周期波の波形勾配のオーダーの微小パラメーター ε 用いて、通常の独立変数 (x, y, z, t) のほかにゆっくりと変動する $(x_1, y_1, t_1)=(\varepsilon x, \varepsilon y, \varepsilon t)$ を定義する。Sollitt・Cross (1972) に従って透水層の流量流速も速度ポテンシャル ϕ で記述できるとすると、透水層内外で ϕ は短周期波の平均角周波数についてフーリエ級数展開することができる。

$$\phi = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \sum_{m=-n}^n \phi_{nm}(x, y, z, x_1, y_1, t_1) e^{-im\omega t} \dots\dots (1)$$

ただし、* は共役複素数を示すものとして、 $\phi_{n,-m} = \phi_{nm}^*$ である。

1 次のオーダーの短周期成分の解である ϕ_{1i} は線形境界値問題を解くことによって求められ、Losada ら (1993) は固有関数展開法を用いて入射側水域、透水層、伝達側水域の速度ポテンシャル $\phi_1^{(I)}$, $\phi_1^{(II)}$, $\phi_1^{(III)}$ をそれぞれ次のように表している。

$$\begin{aligned} \phi_1^{(I)}(x, z) = & I_0(z) (e^{-ix\sqrt{k^2-k_y^2}} + R_0 e^{ix\sqrt{k^2-k_y^2}}) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} I_n(z) R_n e^{ix\sqrt{k_n^2-k_y^2}} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_1^{(II)}(x, z) = & \sum_{n=0}^{\infty} P_n(z) (A_n e^{-x\sqrt{k_n^2+k_y^2}} + B_n e^{(x-b)\sqrt{k_n^2+k_y^2}}) \\ & \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

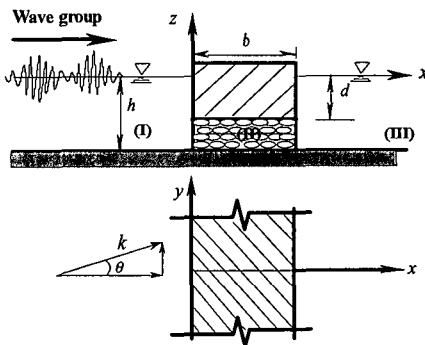


図-1 座標系と記号の定義

* 正 会 員 Ph.D. 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科
** 学生会員 工 修 名古屋工業大学大学院工学研究科

$$\phi_1^{(III)}(x, z) = T_0 I_0(z) e^{-i(x-b)\sqrt{k^2 - k_y^2}} + \sum_{n=1}^{\infty} T_n I_n(z) e^{-i(x-b)\sqrt{k_n^2 - k_y^2}} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし, $k_y = k \sin \theta$, k_n は次の分散関係式 (5) の虚数根で, $I_n(z)$, k_n , $P_n(z)$ はそれぞれ次の式 (6)~(8) で与えられる.

$$\omega^2 = g k_n \tanh k_n h \quad n=0, 1, 2, 3, \dots \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$I_n(z) = \frac{ig}{\omega} \frac{\cosh k_n(h+z)}{\cosh k_n h} \quad n=0, 1, 2, 3, \dots \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$k_n = \frac{n\pi}{(h-d)} \quad n=0, 1, 2, 3, \dots \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$P_n(z) = \cos k_n(h+z) \quad n=0, 1, 2, 3, \dots \quad \dots\dots\dots (8)$$

未知数である複素反射率 R_0 , 複素伝達率 T_0 , 減衰散乱モード R_n および T_n , 透水層内の複素振幅 A_n および B_n については, $x=0$ および $x=b$ における接続条件と, $I_n(z)$, $P_n(z)$ の直交性により, 所定の連立方程式に帰着して解くことができる (Losada ら, 1993).

拘束長波の速度ポテンシャル ϕ_{10} は, 3 次のオーダーの連続式と自由表面において短周期波のスケールについて時間平均した 2 次のベルヌーイ式により次式から与えられる (Agnon・Mei, 1985; 喜岡ら, 1990).

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \phi_{10}}{\partial t^2} - gh \left(\frac{\partial^2 \phi_{10}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{10}}{\partial y^2} \right) \\ &= \frac{-g^2 k}{2\omega} \left(\frac{k_x}{k} \frac{\partial}{\partial x_1} |A_j|^2 + \frac{k_y}{k} \frac{\partial}{\partial y_1} |A_j|^2 \right) \\ & \quad - \frac{\omega^2}{4 \sinh^2 kh} \frac{\partial}{\partial h} |A_j|^2 \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここに, $j=I, R, T$ はそれぞれ入射, 反射, および伝達拘束長波を表す. この拘束長波の各成分は短周期個々波の進行波成分の干渉項によって励起され, 混成堤境界によって生じる減衰散乱波は拘束波を励起する強制項として寄与しない. そこで, 入射波群の包絡波形を次式のように仮定して, 拘束長波の各成分を求める.

$$A_j = A_{1j} e^{i(K_x x_1 + K_y y_1 - \Omega t_1)} + A_{2j} e^{-i(K_x x_1 + K_y y_1 - \Omega t_1)} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ただし, $K_x = K \cos \theta$, $K_y = K \sin \theta$, $C_g = \Omega/K$ である. このとき, 入射拘束長波の速度ポテンシャル ϕ_{10} とその複素振幅 A_{10} はそれぞれ次式で表される.

$$\phi_{10} = A_{10} e^{2i(K_x x_1 + K_y y_1 - \Omega t_1)} + * \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\begin{aligned} A_{10} = & \frac{i}{4K^2(C_g^2 - gh)} \left(\frac{g^2}{\omega} + \frac{gC_g}{\sinh 2kh} \right) \\ & \cdot (k_x K_x + k_y K_y) A_{1j} A_{2j}^* \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

反射および伝達拘束長波の速度ポテンシャル ϕ_{10}^R , ϕ_{10}^T はそれぞれに対する複素反射率 R_1 , R_2 と複素伝達率 T_1 , T_2 を用いて次の各式で与えられる.

$$\phi_{10}^R = A_{10} R_1 R_2^* e^{-2i(K_x x_1 - K_y y_1 - \Omega t_1)} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\phi_{10}^T = A_{10} T_1 T_2^* e^{2i(K_x x_1 + K_y y_1 - \Omega t_1)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ただし, ϕ_{10}^R に対しては式 (12) において k_x が $-k_x$ に置き換わる.

入射拘束波と反射, 伝達拘束波のギャップを埋める長周期成分として, 次式を支配方程式とする自由長波が生じる.

$$\frac{\partial^2 \phi_{10}^F}{\partial t^2} - gh \left(\frac{\partial^2 \phi_{10}^F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{10}^F}{\partial y^2} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

位相速度 $\sqrt{gh}$ で伝播する自由長波は構造物から外向きとすると, 次のように表せる.

$$\phi_{10-}^F = E_R e^{-2i \left(\frac{\Omega}{\sqrt{gh}} \cos \theta_f x_1 - \frac{\Omega}{\sqrt{gh}} \sin \theta_f y_1 - \Omega t_1 \right)} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\phi_{10+}^F = E_T e^{2i \left(\frac{\Omega}{\sqrt{gh}} \cos \theta_f x_1 + \frac{\Omega}{\sqrt{gh}} \sin \theta_f y_1 - \Omega t_1 \right)} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここに, E_R および E_T はそれぞれ反射, 伝達自由長波の振幅を示す.

反射率 R_1 , R_2 および伝達率 T_1 , T_2 は, 所定の連立方程式を解くことによって求めることができるので, 未知量は自由長波の E_R , E_T のみである. 波群長が十分に長く, すなわち $(\epsilon K/k)$ が十分に小さく, 透水層の幅 $b_1 = \epsilon b$ も非常に小さいとすると, ϕ_{10} に対する透水層内の変動は $O(\epsilon)$ のオーダーまでにおいては無視できるほど小さい. このとき, $x_1=0$ における接続条件式として圧力と流速に関する次の各式が課せられる (Liu・Iskandarani, 1991).

$$\phi_{10} + \phi_{10}^R + \phi_{10}^F = \phi_{10}^T + \phi_{10+}^F \quad (x_1=0) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{\partial \phi_{10}}{\partial x_1} + \frac{\partial \phi_{10}^R}{\partial x_1} + \frac{\partial \phi_{10-}^F}{\partial x_1} = \frac{\partial \phi_{10}^T}{\partial x_1} + \frac{\partial \phi_{10+}^F}{\partial x_1} \quad (x_1=0) \quad \dots\dots\dots (19)$$

上式に式 (11)~(14), (16), (17) を代入することにより, E_R および E_T の表示式として次式を得る.

$$E_R = A_{10} (T_1 T_2^* - R_1 R_2^* - 1) + E_T \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\begin{aligned} E_T = & \frac{A_{10} \sqrt{gh}}{2\Omega} \left[\left(\frac{K_x}{\cos \theta_f} + \frac{\Omega}{\sqrt{gh}} \right) (1 - T_1 T_2^*) \right. \\ & \left. + \left(\frac{\Omega}{\sqrt{gh}} - \frac{K_x}{\cos \theta_f} \right) (R_1 R_2^*) \right] \quad \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

ただし, θ_f は自由波の進行角で次式で与えられる.

$$\theta_f = \cos^{-1} \left[\sqrt{\left(\frac{\Omega^2}{gh} - k^2 \sin^2 \theta \right)} / \frac{\Omega}{\sqrt{gh}} \right] \quad \dots\dots\dots (22)$$

入射長周期波と伝達長周期波の全振幅は, それぞれ次の各式から求められる.

$$\begin{aligned} \eta_{20}^{(I)} = & \frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial t_1} (\phi_{10}^I + \phi_{10}^R + \phi_{10-}^F) - \frac{k A_1 A_2^*}{2 \sinh 2kh} \\ & \cdot (e^{2i(K_x x_1 + K_y y_1 - \Omega t_1)} + R_1 R_2^* e^{-2i(K_x x_1 - K_y y_1 + \Omega t_1)}) \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_{20}^{(III)} = & \frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial t_1} (\phi_{10}^T + \phi_{10+}^F) - \frac{k A_1 A_2^*}{2 \sinh 2kh} T_1 T_2^* \\ & \cdot e^{2i(K_x x_1 + K_y y_1 - \Omega t_1)} \quad \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

上式 (20), (21) から求められる E_R , E_T については,

長周期成分の透水層内での直接的なエネルギー減衰は $b_1=0$ として無視されている。そこで幅 b_1 を考慮して、透水層の長周期波ポテンシャル ϕ_{10}^p を次式で表す。

$$\phi_{10}^p = (A_0 + B_0 x_1) e^{-2i(\lambda x_1)} \quad \dots\dots\dots (25)$$

ただし、堤体に対して $\theta=0$ を考える。このとき、 $x_1=0$ と $x_1=b_1$ における接続条件式として次の各式が課せられる。

$$\phi_{10}^p + \phi_{10}^r + \phi_{10}^t = (s - if)\phi_{10}^p \quad (x_1=0) \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$\frac{\partial \phi_{10}^p}{\partial x_1} + \frac{\partial \phi_{10}^r}{\partial x_1} + \frac{\partial \phi_{10}^t}{\partial x_1} = \lambda \frac{(h-d)}{h} \frac{\partial \phi_{10}^p}{\partial x_1} \quad (x_1=0) \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$\phi_{10}^r + \phi_{10}^t = (s - if)\phi_{10}^p \quad (x_1=b_1) \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{\partial \phi_{10}^r}{\partial x_1} + \frac{\partial \phi_{10}^t}{\partial x_1} = \lambda \frac{(h-d)}{h} \frac{\partial \phi_{10}^p}{\partial x_1} \quad (x_1=b_1) \quad \dots\dots\dots (29)$$

上式 (26)～(29) に式 (11)～(14), (16), (17), (25) を代入することにより、 E_R および E_T の表示式として次式を得る。

$$E_R = A_{10} \left[\frac{KN}{i} (R_1 R_2^* + T_1 T_2^* - 1) + \frac{\Omega}{\sqrt{gh}} \cdot \left\{ -2b_1 KS (R_1 R_2^* - 1) + \frac{N}{i} (R_1 R_2^* - T_1 T_2^* + 1) \right\} \right] / \left(\frac{2b_1 S \Omega^2}{gh} - \frac{2N\Omega}{i\sqrt{gh}} \right) \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$E_T = A_{10} \left[-\frac{N}{i} \left\{ \frac{\Omega}{\sqrt{gh}} + K + R_1 R_2^* \left(\frac{\Omega}{\sqrt{gh}} - K \right) \right\} + T_1 T_2^* \cdot \left\{ \frac{N}{i} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{gh}} + K \right) - \frac{2b_1 KS \Omega^2}{\sqrt{gh}} \right\} \right] / \left(\frac{2b_1 S \Omega^2}{gh} - \frac{2N\Omega}{i\sqrt{gh}} \right) \quad \dots\dots\dots (31)$$

ここに、 $S=s-if$, $N=\lambda(h-d)/d$ 上式 (30), (31) に $b_1=0$ を代入すると、先の自由長周期波の表示式 (20), (21) で $\theta=0$ とした式と一致する。

3. 計算結果

波群個々の短周期波とそれに伴う長周期波の反射および透過・伝達特性は、いくつかのパラメーターに支配される。ここでは、マウンド上の水深と幅がそれぞれ $d/h=0.75$, $b/h=0.5$ であるような混成堤について、数値解により相対水深 kh 、透水層の線形抵抗係数 f 、波群長 K/k および入射角 θ の影響を調べた。ただし、包絡波形は $A_1=A_2=A$ とし、空隙率、慣性係数はそれぞれ $\lambda=0.45$, $s=1.0$ とした。

図-2 は、 $\theta=0$ のとき抵抗係数を $f=0.5, 1.0$ および 2.0 に変化させて搬送波の反射率と伝達率を計算したもので、各複素係数の絶対値を示す。反射率 R は相対水深が $kh < 1.0$ では大きく変動し、抵抗係数 f の増加に伴い大きくなる。相対水深 $kh > 1.0$ では短周期波のエネルギーはほとんど反射され、 kh の増加とともに反射率 R は

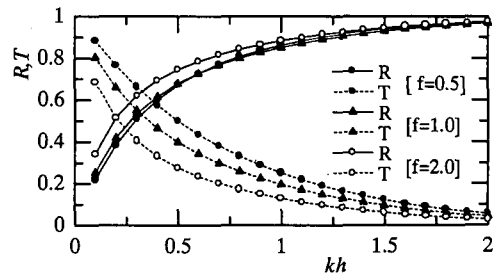


図-2 抵抗係数による搬送波の反射、伝達率の変化

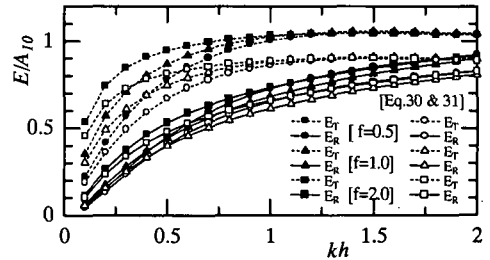


図-3 抵抗係数による自由長波の反射、伝達成分の変化

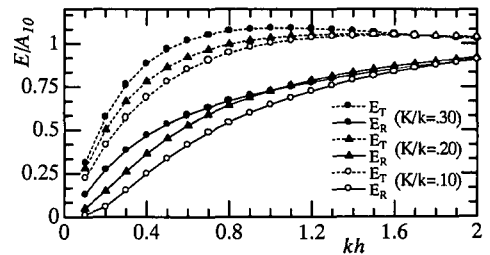


図-4 波群長による自由長波の反射、伝達成分の変化

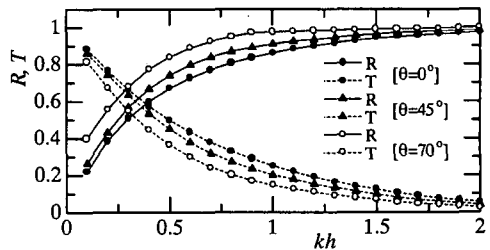


図-5 入射角による搬送波の反射、伝達率の変化

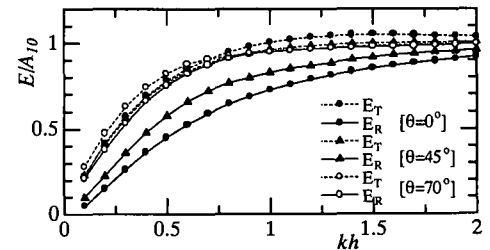


図-6 入射角による自由長波の反射、伝達成分の変化

1に漸近する。伝達率 T は、相対水深 kh が小さいときに透水層の抵抗の影響を強く受け、抵抗係数 f の増加に伴い減少する。伝達率 T は相対水深 kh の減少に伴って急激に増加し、 $kh \rightarrow 0$ では1に漸近する。すなわち、波群個々波は、その相対水深が $kh > 1.0$ のときには主要なエネルギーは反射され、逆に $kh < 0.2$ では堤内に伝達される。相対水深 $kh \rightarrow 0$ では $T \rightarrow 1$ となることから、長周期波が自由長波として入射する場合には、マウンド部分で減衰することなくほとんどのエネルギーは堤内に伝達されることになる。

図-3は、図-2に対応する波群が入射したときに生じる自由長波の反射および伝達成分の振幅 E_R 、 E_T を入射拘束長波の振幅 A_{10} で除して無次元表示したもので、見かけ上の反射率、伝達率を示す。ただし、波群長は $K/k = 0.2$ とした。図中、黒塗り印でプロットした結果については、透水層の抵抗は図-2に示した波群個々波の短周期成分の減衰として評価される。一方、白抜き印のものは、長周期成分の透水層内減衰を考慮した式(30)、(31)から算定した結果を表す。図より伝達成分の振幅 E_T は常に反射成分 E_R よりも大きいことがわかる。相対水深が $kh > 1.0$ では、 E_T は A_{10} 、すなわち入射拘束長波の振幅にほぼ等しい。相対水深 kh が小さくなると、 E_T は kh の減少に伴い急激に小さくなる傾向が見られる。反射成分 E_R についても kh の減少に伴い小さくなるが、抵抗係数 f による変化の度合いは比較的小さい。図-2と比較すると、自由長波の振幅 E_R 、 E_T は、ともに波群個々波の反射率 R が最大となるときの最大値をとることがわかる。このとき、 $T \approx 0$ ゆえ伝達拘束長波の振幅もほぼ0となり、堤内側の長周期波は自由長波のみと見なすことができる。

図-4は、波群長 K/k を変化させたときの計算結果で、 $\theta = 0$ 、 $f = 1.0$ のケースのものである。相対水深 $kh < 1.5$ では、自由長波の振幅 E_R 、 E_T ともに K/k の増加に従って大きくなり、 K/k の値による差異は $kh = 0.45$ のときに最も大きい。伝達成分の振幅 E_T は、 $kh = 1.0$ でかつ $K/k = 0.3$ のとき最大値をとる。

入射角を $\theta = 0$ 、 45° および 70° に変化させたときの搬送波の反射率 R と伝達率 T の計算結果を図-5に示す。抵抗係数は $f = 1.0$ とした。 $\theta = 0$ の直方向入射のとき波群個々波は堤内に最も伝達することがわかる。図-6は、発生する自由長波の振幅 E_R 、 E_T の計算結果で、 $K/k = 0.2$ としたときのものである。伝達成分 E_T に及ぼす入射角 θ の影響は非常に小さい。 $\theta = 70^\circ$ では、反射成分 E_R は伝達成分 E_T とほぼ等しくなる。

最後に、マウンド厚の影響について検討するため、透水層厚 $(h-d)/h$ を変化させたときの計算結果を図-7に示す。図は $kh = 0.8$ のときの搬送波の反射率 R 、伝達率 T 、および発生する自由長波の反射成分 E_R 、伝達成分

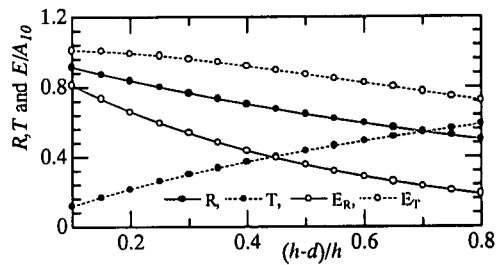


図-7 透水層厚による反射、伝達特性の変化 ($kh = 0.8$)

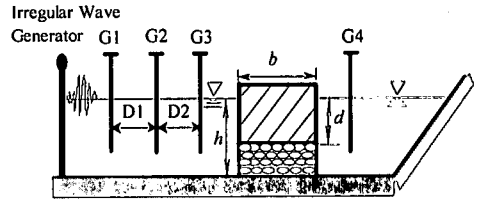


図-8 実験装置の概要

表-1 実験に用いた波群

T_1 (s)	T_2 (s)	ω (s $^{-1}$)	k (m $^{-1}$)	2Ω (s $^{-1}$)	$2K$ (m $^{-1}$)	kh
1.03	1.17	5.71	3.67	0.73	0.74	1.47
1.13	1.27	5.23	3.21	0.61	0.57	1.28
1.21	1.39	4.83	2.86	0.67	0.55	1.14
1.30	1.50	4.49	2.60	0.64	0.48	1.04
1.38	1.62	4.19	2.38	0.67	0.48	0.95
1.46	1.74	3.93	2.20	0.69	0.47	0.88
1.55	1.85	3.69	2.05	0.66	0.43	0.82
1.64	1.96	3.49	1.91	0.63	0.40	0.77
1.74	2.06	3.31	1.80	0.56	0.35	0.72
1.83	2.17	3.14	1.70	0.54	0.33	0.68

E_T を、 $\theta = 0$ 、 $f = 1.0$ 、 $K/k = 0.2$ のケースについて示したものである。透水層厚が大きくなるに従い、短周期成分の R 、対応する自由長波の E_R 、 E_T ともにほぼ線形的に減少する傾向が見られる。透水層厚が $(h-d)/h < 0.6$ では、自由長波の伝達率 $E_T > 0.8$ となり、入射波群に伴う拘束長波の主要なエネルギーは自由長波となって堤内に侵入する。

4. 実験結果

(1) 実験方法

実験には長さ26 m、幅0.60 m、高さ1.2 mの片面ガラス張りの2次元水槽を用い、図-8に示すように一様な水深 $h = 0.4$ mに $d/h = 0.6$ 、 $b/h = 0.8$ の混成堤模型を設置した。透水層には中央粒径2 cm、空隙率 $\lambda = 0.45$ の碎石を用いた。造波は反射波吸収制御型の造波装置を用い、水槽他端には斜面を設けた。入射側には容量式波高計3本 $G_1 \sim G_3$ を間隔 $D_1 = 2.15$ m、 $D_2 = 2.45$ mで設置し、入射拘束長波と反射拘束長波、反射自由長波の分離を行った。波群には振幅が $a_1 = a_2 = 2.7$ cmで周期 T_1 、 T_2 が表一

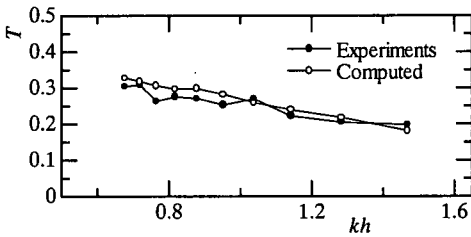


図-9 短周期波の伝達率の比較

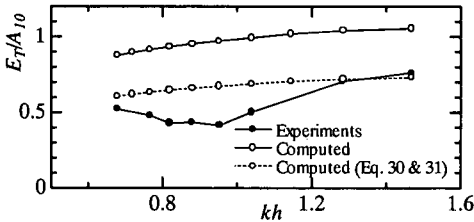


図-10 長周期波の伝達率の比較

1のように10通りの2成分合成波に拘束長波成分を合成したものを用いた。波群個々波に対する相対水深 kh は0.68から1.47の範囲にある。

長周期波の各成分は、次のように線形重ね合わせを仮定して分離した。すなわち、中央の波高計 G_2 の位置を $x=0$ として、 $G_1 \sim G_3$ 各点における長周期波形をそれぞれ次式のように表す。

$$\zeta_1 = a_i \cos(\Delta\omega t + \Delta k D_1 - \varphi_i) + a_r \cos(\Delta\omega t - \Delta k D_1 - \varphi_r) + a_f \cos(\Delta\omega t - K_f D_1 - \varphi_f) \quad \dots\dots\dots (32)$$

$$\zeta_2 = a_i \cos(\Delta\omega t - \varphi_i) + a_r \cos(\Delta\omega t - \varphi_r) + a_f \cos(\Delta\omega t - \varphi_f) \quad \dots\dots\dots (33)$$

$$\zeta_3 = a_i \cos(\Delta\omega t - \Delta k D_2 - \varphi_i) + a_r \cos(\Delta\omega t + \Delta k D_2 - \varphi_r) + a_f \cos(\Delta\omega t + K_f D_2 - \varphi_f) \quad \dots\dots\dots (34)$$

ここに、 a_i , a_r , a_f はそれぞれ入射拘束長波、反射拘束長波、反射自由長波の振幅、 φ_i , φ_r , φ_f は各成分の位相差で、 $\Delta\omega$ は2成分短周期波の角周波数差 ($\Delta\omega=2\Omega$)、 Δk は波数差 ($\Delta k=2K$) を示す。また、 K_f は自由長波の波数で、 $K_f=\Delta\omega/\sqrt{gh}$ である。フーリエ分解した $G_1 \sim G_3$ 各点における $\cos(\Delta\omega t)$ および $\sin(\Delta\omega t)$ 成分の振幅がそれぞれ与えられれば、長周期波の各成分の振幅と位相差は a_i , a_r , a_f , φ_i , φ_r , φ_f に関する6元連立方程式を解くことによって求めることができる。

(2) 計算結果との比較

伝達波から短周期成分のみを抽出して入射振幅との比をとって計算結果と比較したものが図-9である。実験値と計算値はよく一致している。計算に用いた線形抵抗係数 f は、入射波のアーセル数によって変化する。ここでは、実験条件から求めた抵抗係数 $K_p=1.8 \times 10^{-7} \text{m}^2$, $C_f=0.29$ を用いて、これらの係数値より決まる非線形抵抗に対するローレンツの等価仕事の関係式を所定の精度

で満足するまで繰り返し計算することによって f の値を決定した。その結果、実験範囲で $2.5 \leq f \leq 3.8$ であった。

長周期波については、伝達成分はすべて自由長波とみなし、伝達波の振幅を入・反射分離して抽出した入射拘束波の振幅で除して、理論値 E_T/A_{10} と比較した。ただし、堤体と造波板間の多重反射の影響、および水槽他端の斜面からの反射波の影響を抑制することはできなかったため、波群2波目の長周期成分についてデータを整理した。解析結果を図-10に示す。伝達側で自由長波と逆位相になる拘束長波を無視していることと、発生する自由長波の透水層内エネルギー減衰を無視していることから、計算値は実験値に対して過大である。図中の点線は、この自由長波の減衰を考慮した式 (30), (31) による計算結果で、実験値により近い予測値を与えている。実験値においても伝達率は $kh > 1.0$ で0.5以上となっている。

5. おわりに

波群による混成堤の透過・伝達特性を理論解および模型実験により調べた結果、相対水深 kh が比較的大きい領域では、波群個々波の伝達率は極めて小さいものの自由長波となって背後に伝播する長周期波の伝達率は0.5以上と大きく、長周期成分に対して混成堤は不透過境界とならないことが明らかになった。伝達率は、相対水深が大きく、波群長が短く、透水層厚が小さくなるほど増大する傾向がある。相対水深 kh が比較的大きい領域では、短周期波に対しては不透過境界条件を、長周期波に対しては透過境界条件を課すことにより、より合理的な港内波浪の予測が可能になることが示唆された。ただし、長周期波のスケールに対しては混成堤の有限長の影響、すなわち回折も考慮した堤内の伝達について明らかにしておく必要がある。

参 考 文 献

- 喜岡 渉・飯田耕三・水谷隆夫 (1990): 離岸堤まわりの長周期水位変動の変形特性, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 609-613.
- Agnon, Y., and Mei, C. C. (1985): Slow drift motion of a two dimensional block in beam seas, J. Fluid Mech., Vol. 151, pp. 279-294.
- Goda, Y. (1969): Re-analysis of laboratory data on wave transmission over breakwaters, Rep. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 8, No. 3, pp. 3-18.
- Liu, P. L.-F., and Iskandarani, M. (1991): Scattering of short-wave groups by submerged horizontal plate, J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol. 117, No. 3, pp. 235-246.
- Losada, I. J., Dalrymple, R. A., and Losada, M. A. (1993): Water waves on crown breakwaters, J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol. 119, No. 4, pp. 367-380.
- Sollitt, C. K., and Cross, R. H. (1972): Wave transmission through permeable breakwaters, Proc., 13th Coastal Engineering Conf., ASCE, pp. 1827-1846.