

多孔壁消波構造の水理

堀口孝男*・小坂俊吉**・布施徹一郎***

1. まえがき

多孔壁消波構造に入射する波の反射、透過の現象には、多孔壁の存在によって、特徴のある現象が形成される。

図-1 はその一例であって、造波水槽内の規則波の実験から得られたものである。これは前壁が多孔壁、後壁が平面壁の構造をもち、前後壁の間隔が波長の 15% となっているとき、高速フーリエ変換法により、入射波と反射波が存在する領域のある 1 点において、フーリエスペクトルを求めたものである。この図にみられるように、スペクトルは基本周波数の整数倍の位置に存在し、ほぼ線スペクトルに近い形をとり、また 3 倍周波数から高次のところでは、値がかなり小さくなっている。

このような波の存在は多孔壁のいかなる作用によって生じてくるか、その解明を目的として、まず基礎的な段階から検討するため、1 枚の多孔壁板の場合について理論的な面から考察し、それを実験によって検討したのがこの小論の内容である。

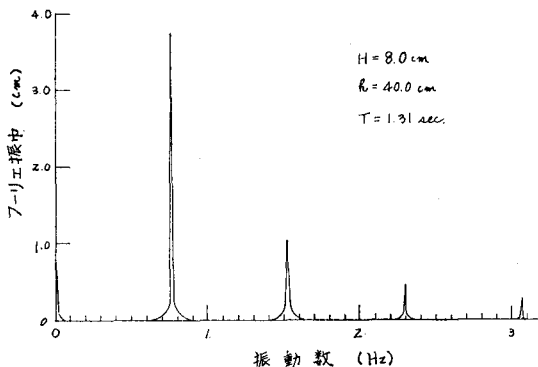


図-1 多孔壁消波構造物による反射領域のフーリエスペクトル

2. 理論的考察

図-1 から、実験上では 2 倍周波数程度までが有意な影響をもち、それ以上の高次領域では影響は大きくない

とみられるので、理論上の考察は 2 次オーダーまでを考えることとする。

座標軸は平均水面上、入射波の進行方向に x 軸をとり、 z 軸は上方に正として、 $z=0$ で平均水面、水深を h として $z=-h$ が底面を表わす。かかるとき、perturbation technique による 1 次オーダーのポテンシャル、圧力、水位の関係式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} &= 0 \\ \frac{p_1}{\rho} &= -g \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t} \right) \\ \zeta_1 &= -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t} \right) & z=0 \\ \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} &= -g \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right) & z=0 \\ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right) &= 0 & z=-h \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

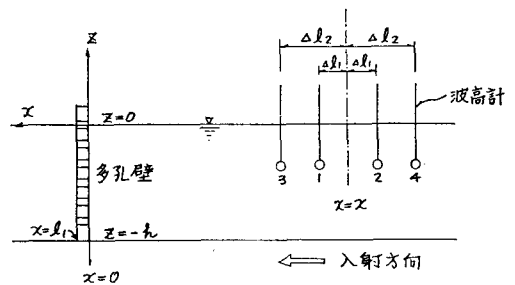


図-2 多孔壁と波高計の位置

図-2 に示すような多孔壁板について、1 次オーダーのポテンシャルを求めると、

$$\begin{aligned} \phi_1^{(1)} &= \frac{g}{\sigma} a \sin(kx - \sigma t) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ &\quad - \frac{g}{\sigma} b \sin(kx + \sigma t + \theta_1) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ &\quad + \sum_p \frac{g}{\sigma} c_p \exp(k_p x) \sin(\sigma t + \theta_{1p}) \\ &\quad \cdot \frac{\cos k_p(z+h)}{\cos k_p h} \quad (x \leq 0 \text{ の領域}) \\ &\dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

* 正会員 工博 東京都立大学教授 工学部土木工学科
 ** 正会員 同 助手 同上
 *** 正会員 国土総合建設株式会社

$$\phi_1^{(2)} = \frac{g}{\sigma} d \sin \{k(x-l_1) - \sigma t + \theta_2\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ + \sum_p \frac{g}{\sigma} f_p \exp[-k_p(x-l_1)] \sin(\sigma t + \theta_{2p}) \\ \cdot \frac{\cos k_p(z+h)}{\cos k_p h} \quad (x \geq l_1 \text{ の領域}) \\ \dots\dots\dots (3)$$

となる。ここで a は入射波の振幅, b, d は反射波, 透過波の振幅で, θ_1, θ_2 は位相のずれを示す。また, $\sum_p$ の記号は散乱波が多孔壁から発生し, ある距離でほとんど消滅することを示している。周波数と波数との関係は次のようになる。

$$\sigma^2 = gk \tanh kh = -gk_p \tanh k_p h \quad \dots\dots\dots (4)$$

次に2次オーダーのポテンシャルを求めると, 以下のよう表わされる。まずポテンシャル, 圧力, 水位の関係式は, 次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial z^2} &= 0 \\ \frac{p_2}{\rho} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} + \frac{\partial \phi_2}{\partial t} &= 0 \\ g\zeta_2 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} + \frac{\partial \phi_2}{\partial t} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t \partial z} \zeta_1 &= 0 \\ &\quad (z=0) \\ \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_2}{\partial z} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} \\ &\quad - \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z \partial t^2} \zeta_1 - \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z \partial t} \frac{\partial \zeta_1}{\partial t} + g \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} \\ &\quad - g \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} \zeta_1 \quad (z=0) \\ \frac{\partial \phi_2}{\partial z} &= 0 \quad (z=-h) \end{aligned} \right\} \\ \dots\dots\dots (5)$$

式(2), (3)を(5)へ代入して, 所要の2次オーダーポテンシャルを求めることになるが, この求め方は第23回の論文集に記述した方法と同様である。例えば $x \leq 0$ の領域では, 次のように示される。

$$\phi_1^{(2)} = A_1 \sin(2kx - 2\sigma t) \frac{\cosh 2k(z+h)}{\cosh 2kh} \\ + A_2 \sin(2\sigma t + \theta_1) \\ + A_3 \sin(2kx + 2\sigma t + 2\theta_1) \frac{\cosh 2k(z+h)}{\cosh 2kh} \\ + A_4 t \\ + R \left\{ \sum_p (A_{5p} + iA_{6p}) \exp[i\{(k - ik_p)x + 2\sigma t + \theta_{1p}\}] \cosh(k - ik_p)(z+h) \right\} \\ + R \left\{ \sum_p (A_{7p} + iA_{8p}) \exp[i\{(k - ik_p)x + 2\sigma t + \theta_1 + \theta_{1p}\}] \cosh(k - ik_p)(z+h) \right\} \\ + R \left\{ \sum_p (A_{9p} + iA_{10p}) \exp[i\{(k - ik_p)x \right.$$

$$\left. + \theta_{1p}\} \cosh(k - ik_p)(z+h) \right\} \\ + R \left\{ \sum_p (A_{11p} + iA_{12p}) \exp[i\{(k - ik_p)x + \theta_1 - \theta_{1p}\}] \cosh(k - ik_p)(z+h) \right\} \\ + \sum_p A_{13p} \exp(2k_p x) \sin(2\sigma t + 2\theta_{1p}) \\ \cdot \frac{\cos 2k_p(z+h)}{\cos 2k_p h} \\ + \sum_p \sum_q A_{14pq} \exp[(k_p + k_q)x] \sin(2\sigma t + \theta_{1p} + \theta_{1q}) \frac{\cos(k_p + k_q)(z+h)}{\cos(k_p + k_q)h} \\ + \sum_p \sum_q A_{15pq} \exp[(k_p + k_q)x] \sin(\theta_{1p} - \theta_{1q}) \frac{\cos(k_p + k_q)(z+h)}{\cos(k_p + k_q)h} \quad (p \neq q) \dots\dots (6)$$

ここで R は実数部分をとることを意味し, i は虚数単位である。実験では散乱波は実質的に極めて小さいので, 入射波, 反射波との相互干渉や, 散乱波どうしのそれも無視できるものとする。

$$\phi_2^{(1)} = A_1 \sin(2kx - 2\sigma t) \frac{\cosh 2k(z+h)}{\cosh 2kh} \\ + A_2 \sin(2\sigma t + \theta_1) \\ + A_3 \sin(2kx + 2\sigma t + 2\theta_1) \frac{\cosh 2k(z+h)}{\cosh 2kh} \\ + A_4 t \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。多孔壁をはさむ $x \leq 0$ の領域と $x \geq l_1$ の領域において, 平均水面に差がつくと実験水槽ではすぐ相殺されるので, 式(7)のうち, secular term A_4 を取扱上省略することができる。 A_1, A_2, A_3 は式(5)の第4式から決定され, 次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{3/2 \{\sigma^3 - g^2 k^2 / \sigma\} a^2}{g \cdot 2k \cdot \tanh 2kh - 4\sigma^2} \\ A_2 &= \frac{3\sigma^3 + g^2 k^2 / \sigma}{4\sigma^2} ab \\ A_3 &= -\frac{3/2 \{\sigma^3 - g^2 k^2 / \sigma\} b^2}{g \cdot 2k \cdot \tanh 2kh - 4\sigma^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

同様に $x \geq l_1$ の領域における2次オーダーのポテンシャルは, 散乱波の干渉を除くと,

$$\phi_2^{(2)} = B_1 \sin\{2k(x-l_1) - 2\sigma t + 2\theta_2\} \frac{\cosh 2k(z+h)}{\cosh 2kh} \\ \dots\dots\dots (9)$$

ここで

$$B_1 = \frac{3/2 \{\sigma^3 - g^2 k^2 / \sigma\} d^2}{g \cdot 2k \cdot \tanh 2kh - 4\sigma^2}$$

となる。

多孔壁板の近傍における境界条件は,

$$\left(\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \right)_{x=0} = \left(\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right)_{x=l_1} \quad \dots\dots\dots (10)$$

で与えられ, また孔が一樣に分布しているものとして, 任意の水深において, 次の関係式が近似的に成立するものとする。

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) + \frac{f}{2D} |V| V = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで

$$V = \beta \left(\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right)_{x=l_1} \quad \text{孔内の流速}$$

$$\beta = \frac{A_p + A_u}{A_p} \quad \begin{array}{l} A_p: \text{単位長あたりの孔の面積} \\ A_u: \text{単位長あたりの非孔の面積} \end{array}$$

$$f: \text{エネルギーの損失係数}$$

$$D: \text{孔径}$$

式(11)において、圧力項を次のように近似する。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) = \frac{1}{l_1} \left\{ \left(\frac{p}{\rho} \right)_{x=l_1} - \left(\frac{p}{\rho} \right)_{x=0} \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

l_1 : 多孔壁の厚さ

この分母の l_1 を式(11)の各項に乗ずると、エネルギーの損失項は

$$\frac{f l_1}{2D} \beta^2 \left\{ \left| \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right| \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right\}_{x=l_1} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となる。散乱項の影響は小さいものとすれば、近似的に

$$\left(\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right)_{x=l_1} = \frac{g d k}{\sigma} \cos(\sigma t - \theta_2) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh k h}$$

$$+ \frac{3/2 \{ \sigma^3 - g^2 k^2 / \sigma \} d^2 \cdot 2k}{g \cdot 2k \tanh 2kh - 4\sigma^2} \cos(2\sigma t - 2\theta_2) \frac{\cosh 2k(z+h)}{\cosh 2kh}$$

いまこれを

$$\left(\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right)_{x=l_1} = U_1(z) \cos(\sigma t - \theta_2) + U_2(z) \cos(2\sigma t - 2\theta_2) \quad \dots\dots (14)$$

と表わすと、式(13)は次のように変換される。

$$\frac{f l_1}{2D} \beta^2 \left\{ \left| \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right| \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \right\}_{x=l_1}$$

$$= \frac{f l_1}{2D} \beta^2 |U_1 \cos(\sigma t - \theta_2) + U_2 \cos(2\sigma t - 2\theta_2)|$$

$$\cdot \{ U_1 \cos(\sigma t - \theta_2) + U_2 \cos(2\sigma t - 2\theta_2) \}$$

$$\dots\dots\dots (15)$$

式(15)において、余弦関数に関する項をフーリエ展開すると、

$$|V| \cdot V = \beta^2 \left[\left\{ \frac{8}{3\pi} U_1^2 + \frac{32}{15\pi} U_2^2 \right\} \cos(\sigma t - \theta_2) \right.$$

$$- \frac{64}{15\pi} U_1 U_2 \cos(2\sigma t - 2\theta_2) + \left\{ \frac{8}{15\pi} U_1^2 \right.$$

$$- \frac{95}{21\pi} U_2^2 \left. \right\} \cos(3\sigma t - 3\theta_2) + \dots\dots \left. \right]$$

$$\dots\dots\dots (16)$$

一方、式(15)の係数 $(f l_1 / 2D) \beta^2$ について検討してみると、 $l_1 \cong D$ となり、エネルギーの損失係数は $f=1.5$ の周辺にあり、また β は開孔率を 30% 程度とすると $\beta=3.3$ 程度の値となる。したがってこの係数は 10 に近い数となり、式(16)の各項の係数との関連において、高次のオーダーを 1 次低下させる働きをする。このため、(8/3 π)

$U_1^2 \cos(\sigma t - \theta_2)$ の項は 2 次から 1 次のオーダーに変わり、 $(64/15\pi) U_1 U_2 \cos(2\sigma t - 2\theta_2)$ は 3 次から 2 次のオーダーに変化するようになる。

$x \leq 0$ の領域における 2 次オーダーのポテンシャルの一般解を $\phi_2^{(1)}$ で表わすとき、 $\phi_2^{(1)}$ は式(5)の第 4 式を満たす特別解 $\phi_2^{(1)}$ と、同式の右辺を 0 とした斉次解 $\phi_3^{(1)}$ との和で表わされ、次のようになる。

$$\phi_2^{(1)} = \phi_3^{(1)} + \phi_2^{(1)}$$

ここでラプラスの方程式を満たす形に

$$\phi_2^{(1)} = A_0 \sin(k_0 x + 2\sigma t + \theta_{01}) \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}$$

$$\dots\dots\dots (17)$$

とおくとき、

$$\frac{\partial^2 \phi_2^{(1)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_2^{(1)}}{\partial z} = 0$$

となり、

$$4\sigma^2 = g k_0 \tanh k_0 h \quad \dots\dots\dots (18)$$

の関係が得られる。式(17)で表わされる波は、2 倍の周波数をもつ自由進行波であり、いわゆる Fontanet wave に相当するものとなる。これは $x \geq l_1$ の領域でも同様で、

$$\phi_2^{(2)} = B_0 \sin\{k_0(x - l_1) - 2\sigma t + \theta_{02}\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}$$

$$\dots\dots\dots (19)$$

式(17)、(19)の振幅、位相のずれを近似的に求めるためには、式(10)、(11)の関係を用いればよい。すなわち式(10)を $z=-h$ に適用すると、

$$\frac{2k A_1}{\cosh 2kh} \cos 2\sigma t + \frac{2k A_3}{\cosh 2kh} \cos(2\sigma t + 2\theta_1)$$

$$+ \frac{k_0 A_0}{\cosh k_0 h} \cos(2\sigma t + \theta_{01})$$

$$= \frac{2k B_1}{\cosh 2kh} \cos(2\sigma t - 2\theta_2) +$$

$$+ \frac{k_0 B_0}{\cosh k_0 h} \cos(2\sigma t - \theta_{02}) \quad \dots\dots\dots (20)$$

また式(11)については式(5)の第 2 式からわかるように、 $z=-h$ で $(\partial \phi_1 / \partial z)=0$ 、式(10)により $(\partial \phi_1 / \partial x)_{x=l_1} = (\partial \phi_1 / \partial x)_{x=0}$ となるから、

$$\frac{1}{l_1} \left\{ \left(\frac{p_2}{\rho} \right)_{x=l_1} - \left(\frac{p_2}{\rho} \right)_{x=0} \right\}$$

$$= \frac{1}{l_1} \left\{ \left(-\frac{\partial \phi_2^{(2)}}{\partial t} \right)_{x=l_1} - \left(-\frac{\partial \phi_2^{(1)}}{\partial t} \right)_{x=0} \right\}$$

と表わされ、結局 $z=-h$ で式(11)に対応する 2 次オーダーの関係は、

$$l_1 \beta \left\{ -\frac{4k \sigma B_1}{\cosh 2kh} \sin(2\sigma t - 2\theta_2) - \frac{2k_0 \sigma B_0}{\cosh k_0 h} \right.$$

$$\cdot \sin(2\sigma t - \theta_{02}) \left. \right\} + \left[\left\{ \frac{2\sigma B_1}{\cosh 2kh} \cos(2\sigma t - 2\theta_2) \right. \right.$$

$$+ \left. \left. \frac{2\sigma B_0}{\cosh k_0 h} \cos(2\sigma t - \theta_{02}) \right\} \right]$$

$$\begin{aligned} & - \left\{ \frac{2\sigma A_1}{\cosh 2kh} \cos 2\sigma t - 2\sigma A_2 \cos (2\sigma t + \theta_1) \right. \\ & - \frac{2\sigma A_3}{\cosh 2kh} \cos (2\sigma t + 2\theta_2) \\ & - \left. \frac{2A_0\sigma}{\cosh k_0 h} \cos (2\sigma t + \theta_0) \right\} \\ & - \frac{f'l_1}{2D} \beta^2 \frac{64}{15\pi} \frac{gd}{\sigma \cosh kh} \frac{B_1}{\cosh 2kh} \\ & \cdot \cos (2\sigma t - 2\theta_2) = 0 \quad \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

式 (20), (21) において,

$$\left. \begin{aligned} A_0 \cos \theta_{01} &= x & B_0 \cos \theta_{02} &= z \\ A_0 \sin \theta_{01} &= y & B_0 \sin \theta_{02} &= w \end{aligned} \right\}$$

として未知数で表わし, 両式を $\sin 2\sigma t$, $\cos 2\sigma t$ に展開して, それらにかかる係数を恒等的に 0 とするとき, 4 個の方程式が得られるので, Fontanet wave の諸元は近似的に求められることになる。

3. 実験による検討

前述のごとく, 2 次オーダーに出現する Stokes 波と Fontanet wave を識別できるかどうか, E. B. Thornton-R. J. Cahhoun の方法を拡張して検討を試みた。図-2 に示すように 4 個の波高計を用いて水位を測定するとき, 波高計①と②, ③と④とをそれぞれ 1 組として用いると, 1 次オーダーの入射波と反射波とが識別される。いま, 波高計①, ②の記録を次のように表わすとき,

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= a_1 \cos \{k(x + \Delta l_1) - \sigma t + \varepsilon_1\} \\ &+ a_1' \cos \{k(x + \Delta l_1) + \sigma t + \varepsilon_1'\} \\ \eta_2 &= a_1 \cos \{k(x - \Delta l_1) - \sigma t + \varepsilon_1\} \\ &+ a_1' \cos \{k(x - \Delta l_1) + \sigma t + \varepsilon_1'\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (22)$$

式 (22) を変形すると, 結局次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= A_1 \cos \sigma t + B_1 \sin \sigma t \\ \eta_2 &= A_2 \cos \sigma t + B_2 \sin \sigma t \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここで

$$\begin{aligned} A_1 &= (X_1 + Y_1) \cos k\Delta l_1 - (X_2 + Y_2) \sin k\Delta l_1 \\ B_1 &= (X_1 - Y_1) \sin k\Delta l_1 + (X_2 - Y_2) \cos k\Delta l_1 \\ A_2 &= (X_1 + Y_1) \cos k\Delta l_1 + (X_2 + Y_2) \sin k\Delta l_1 \\ B_2 &= -(X_1 - Y_1) \sin k\Delta l_1 + (X_2 - Y_2) \cos k\Delta l_1 \end{aligned}$$

であり,

$$\begin{aligned} X_1 &= a_1 \cos (kx + \varepsilon_1) & Y_1 &= a_1' \cos (kx + \varepsilon_1') \\ X_2 &= a_1 \sin (kx + \varepsilon_1) & Y_2 &= a_1' \sin (kx + \varepsilon_1') \end{aligned}$$

と表わされる。これより

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{p_1}{\cos k\Delta l_1} + \frac{p_2}{\sin k\Delta l_1} \right\} \\ X_2 &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{p_3}{\sin k\Delta l_1} + \frac{p_4}{\cos k\Delta l_1} \right\} \\ Y_1 &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{p_1}{\cos k\Delta l_1} - \frac{p_2}{\sin k\Delta l_1} \right\} \\ Y_2 &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{p_3}{\sin k\Delta l_1} - \frac{p_4}{\cos k\Delta l_1} \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここに

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{A_1 + A_2}{2} & p_3 &= \frac{A_2 - A_1}{2} \\ p_2 &= \frac{B_1 - B_2}{2} & p_4 &= \frac{B_1 + B_2}{2} \end{aligned}$$

式 (23) に表われる A_1, B_1, A_2, B_2 は高速フーリエ変換法により別途値を求めておく。この実験では, $\Delta t = 0.1$ sec のサンプリング時間とし, $2^{10} = 1024$ をサンプル数とした。したがって観測時間は 102.4 sec となり, 分解能は $1/102.4$ Hz, aliasing の周波数は $f_N = 1/2\Delta t = 5$ Hz である。このようにして入射波, 反射波の振幅は,

$$a_1 = \sqrt{X_1^2 + X_2^2}, \quad a_1' = \sqrt{Y_1^2 + Y_2^2}$$

から求められる。

2 倍周波数の場合も同様で, Fontanet wave の入射, 反射, Stokes 波の入射, 反射が波高計に記録されるものとして, 次のように表わすと,

$$\begin{aligned} \eta &= a_f \cos (k_0 x - 2\sigma t + \theta_1) + a_f' \cos (k_0 x + 2\sigma t \\ &+ \theta_1') + a_s \cos (2kx - 2\sigma t + \theta_2) \\ &+ a_s' \cos (2kx + 2\sigma t + \theta_2') \quad \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

となる。式 (25) の x に $x + \Delta l_1, x + \Delta l_2, x - \Delta l_1, x - \Delta l_2$ の 4 個の波高計の位置を代入し, 1 次の場合と同様な操作をほどこすと, a_f, a_f', a_s, a_s' の値が求められる。繁雑となるので結果の一部だけを示すと, 次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} Y_1 &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{q_1} \left(\frac{p_1}{\cos 2k\Delta l_1} - \frac{p_5}{\cos 2k\Delta l_2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{q_2} \left(\frac{p_2}{\sin 2k\Delta l_1} - \frac{p_6}{\sin 2k\Delta l_2} \right) \right\} \\ Y_2 &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{q_2} \left(\frac{p_3}{\sin 2k\Delta l_1} - \frac{p_7}{\sin 2k\Delta l_2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{q_1} \left(\frac{p_4}{\cos 2k\Delta l_1} - \frac{p_8}{\cos 2k\Delta l_2} \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (26)$$

ここで

$$\begin{aligned} q_1 &= \frac{\cos k_0 \Delta l_1}{\cos 2k\Delta l_1} - \frac{\cos k_0 \Delta l_2}{\cos 2k\Delta l_2} \\ q_2 &= \frac{\sin k_0 \Delta l_1}{\sin 2k\Delta l_1} - \frac{\sin k_0 \Delta l_2}{\sin 2k\Delta l_2} \end{aligned}$$

また

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{A_1 + A_2}{2}, & p_3 &= \frac{A_2 - A_1}{2}, \\ p_5 &= \frac{A_3 + A_4}{2}, & p_7 &= \frac{A_4 - A_3}{2}, \\ p_2 &= \frac{B_1 - B_2}{2}, & p_4 &= \frac{B_1 + B_2}{2}, \\ p_6 &= \frac{B_3 - B_4}{2}, & p_8 &= \frac{B_3 + B_4}{2} \end{aligned}$$

この Y_1, Y_2 から, $\sqrt{Y_1^2 + Y_2^2} = a_f'$ となり, 多孔壁から x の負の方向に進行する Fontanet wave の振幅が求められる。他の波についても同様な形式で算定される。

このような方法でどのような結果が得られるか。まず造波機と他端の消波部のみの場合には, フーリエスペク

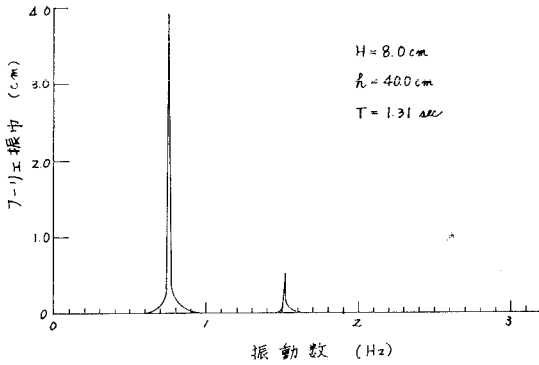


図-3 造波機による波のフーリエスペクトル

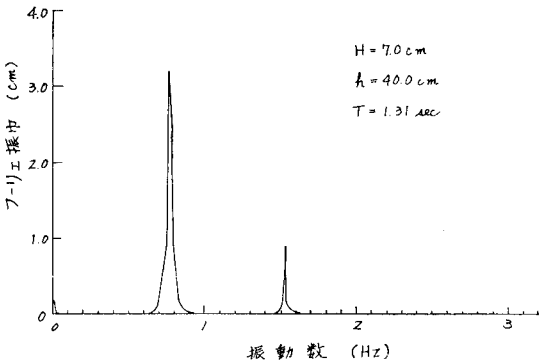


図-4 多孔壁による反射領域のフーリエスペクトル

トルは 図-3 のようになり、算定の結果では

$$a_1 = 3.96 \text{ cm}, \quad a_f = 0.18 \text{ cm}, \quad a_s = 0.42 \text{ cm}$$

$$a_1' = 0.13 \text{ cm}, \quad a_f' = 0.002 \text{ cm}, \quad a_s' = 0.003 \text{ cm}$$

となり、反射率は 3.2% で、造波機からの Fontanet wave の発生は小さい。ここで $dl_1 = 10 \text{ cm}$, $dl_2 = 20 \text{ cm}$, $h = 40 \text{ cm}$ である。次に孔径 34 mm の様な多孔壁板を挿入し、 $x \leq 0$ の領域で検討を行なってみると、フーリエスペクトルは 図-4 のようになり、結果は次のように表わされる。

$$a_1 = 3.51 \text{ cm}, \quad a_f = 0.05 \text{ cm}, \quad a_s = 0.48 \text{ cm}$$

$$a_1' = 0.82 \text{ cm}, \quad a_f' = 0.39 \text{ cm}, \quad a_s' = 0.20 \text{ cm}$$

Stokes 波の反射のほかに、Fontanet wave が多孔壁より x の負の方向に進行する様様がわかる。一方、 $x \geq l_1$ の透過領域では、

$$a_1 = 2.96 \text{ cm}, \quad a_f = 0.02 \text{ cm}, \quad a_s = 0.18 \text{ cm}$$

$$a_1' = 0.07 \text{ cm}, \quad a_f' = 0.04 \text{ cm}, \quad a_s' = 0.05 \text{ cm}$$

の値を示しており、Fontanet wave の値は極めて小さく、精度が十分でないとは明確には論じられない。なお、このケースで 1 次オーダーの理論解を従来説明した逐次近似法で求めると、 $a = 3.51 \text{ cm}$ に対して反射波 $b = 0.68 \text{ cm}$ 、透過波 $d = 2.95 \text{ cm}$ の値となり、透過波は一致し、反射波は 1 mm 程度実験値の方が大きい結果となっている。

さらに 図-1 のような前後壁をもち、壁間隔が波長の 20% になるとき、 $x \leq 0$ の領域での結果は次のとおりである。

$$a_1 = 3.99 \text{ cm}, \quad a_f = 0.37 \text{ cm}, \quad a_s = 0.74 \text{ cm}$$

$$a_1' = 0.65 \text{ cm}, \quad a_f' = 0.66 \text{ cm}, \quad a_s' = 0.35 \text{ cm}$$

この結果からみると、 x の負の方向に進行する 2 次オーダーの自由進行波は、正の方向に進行する Stokes 波と同程度の値をもつことがわかる。

4. む す び

以上に述べてきたごとく、2 次オーダーまでの解析で自由進行波と Stokes 波との混在が一応明らかにされてきたが、問題は波高計の測定精度にかかっており、精度の高い波高計の開発が必要なものとなろう。これは現地実験の場合でも同様である。

参 考 文 献

- 1) Fontanet, P.: Théorie de la génération de la houle cylindrique par un batteur plan, La Houille Blanche, No. 1, No. 2, 1961.
- 2) Thornton, E. B. and R. J. Calhoun: Spectral resolution of breakwater reflected waves, Proc. of ASCE, WW4, pp. 443~460, 1972.
- 3) 堀口孝男・中道峰夫: 多孔壁式防波堤の消波機構と波力, 第 23 回海岸工学論文集, pp. 89~94, 土木学会, 1976.