

多孔壁式防波堤の消波機構と波力

堀 口 孝 男*・中 道 峰 夫**

1. ま え が き

前壁と後壁とが多孔壁となる場合、あるいは前壁のみが多孔壁となり、後壁は通常の遮蔽壁となるいわゆる多孔壁式防波堤の消波機能は、もっぱら多孔壁によるエネルギー消費と chamber 内部の buffer 効果に依存している。1960 年以降、カナダの Jarlan¹⁾がこの種の研究に着手して以来、多くの研究者が手をつけているが、近年、大水深に設置する防波構造物として、多孔壁式構造は波力の軽減、中詰材料の節約などにすぐれた点があり、海洋構造物関係者の間で大きな関心が寄せられている。このような情勢から、この小論においては、設計上重要な問題となる多孔壁構造の消波機構と、壁体に作用する波力との関係について、研究を行なったものである。議論の進め方としては、まず研究の第一段階として非回転運動からの接近を試みている。

2. 近似式による表現

多孔壁の消波機構を解明するうえで困難な点は、壁体の周辺内外には散乱波が混在し、また孔内あるいは孔の近傍では、強度の乱流現象が表われてくることである。従来の研究にみられるポテンシャル理論からの接近では、壁面による波動エネルギーの逸散には、線型近似を用いていることが多いようであるが、pseudo non-linear とでもいうべき方法をここでは用いている。

いま多孔壁にかけられる孔は、壁面全体に一樣にかけられているものとする、防波堤法線に沿って単位長さ当りの開孔比率は次のように表わされる。

$$\gamma = \frac{A_p}{A_u + A_p} \dots\dots\dots (1)$$

A_p : 単位延長当りの孔の面積

A_u : 単位延長当りの非孔の面積

摂動法²⁾を用いて、2次微小項までの近似を非回転運動に適用すれば、次のような展開が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \varepsilon \phi_1' + \varepsilon^2 \phi_2' + \dots\dots\dots = \phi_1 + \phi_2 + \dots\dots\dots \\ \zeta &= \varepsilon \zeta_1' + \varepsilon^2 \zeta_2' + \dots\dots\dots = \zeta_1 + \zeta_2 + \dots\dots\dots \\ p &= p_0 + \varepsilon p_1' + \varepsilon^2 p_2' + \dots\dots\dots = p_0 + p_1 + p_2 + \dots\dots\dots \\ p_0 &= -\rho g z \end{aligned} \right\} \dots\dots (2)$$

ここで、 ε は波形勾配に関係する parameter, suffix の 1, 2 は 1 次, 2 次のオーダーを表わし、 ϕ は速度ポテンシャル、 ζ は水位、 p は圧力である。また x 軸を波高中分面にとり、 z 軸は鉛直上方を正とし、海底面は $z = -h$ 、(h : 水深) で表わす。かかるとき、

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial z^2} = 0 \dots\dots (3)$$

圧力は

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_1}{\rho} &= -\frac{\partial \phi_1}{\partial t} \\ \frac{p_2}{\rho} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 - \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \end{aligned} \right\} \dots\dots (4)$$

水位は $z=0$ において

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

また表面の条件から、 $z=0$ において

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_1}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_2}{\partial z} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 \right. \\ &+ \left. \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{\partial^3 \phi_1}{\partial z \partial t^2} \zeta_1 \\ &- \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z \partial t} \frac{\partial \zeta_1}{\partial t} + g \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right) \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} \\ &- g \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} \zeta_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

底面では $z = -h$ において

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

の関係が満たされる。

* 正会員 工博 東京都立大学 工学部教授

** 正会員 工博 国土総合開発(株) 副社長

図-1 に示すような領域を設定するとき、前壁の前後面において、次のような条件を課すことにする。すなわち、まず1次のオーダーで流量の連続性を満たすものとして、任意の z において

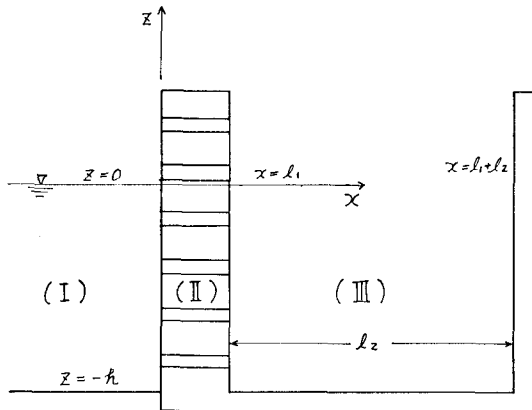


図-1 多孔壁式防波堤の断面

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right)_{x=0} = \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right)_{x=l_1} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 ϕ_1 は領域 (I) の速度ポテンシャル、 ϕ_1 は領域 (III) の速度ポテンシャルである。

多孔壁によるエネルギーの消失を、管路におけるそれと類似な表現をもつものとする、任意の z において、

$$\frac{\eta}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{p}{\rho g} \right\} + \alpha \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{V^2}{2g} \right\} + \frac{f|V|V}{2gD} = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 V は壁面を通過する流体の速度、 D は孔の直径、 f はエネルギーの損失係数、 η , α は補正係数である。孔の直径を一定とすると $\partial V / \partial x = 0$ となり、 η はほぼ1に近いから、式 (9) は次のような V に関する Riccati 型の非線型方程式となる。

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{p}{\rho} \right\} + \frac{f|V|V}{2D} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

式 (10) に含まれる圧力項を、便宜的に次のように表わせば、

$$\frac{1}{l_1} \left\{ \left(\frac{p}{\rho} \right)_{x=l_1} - \left(\frac{p}{\rho} \right)_{x=0} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

式 (11) は前壁に作用する波の圧力を表わし、

$$(p)_{x=0} - (p)_{x=l_1} = \rho \cdot l_1 \left\{ \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{f}{2D} |V|V \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。しかし、実際には式 (11) に含まれる l_1 を壁厚と同じ値とすることには問題があり、検討を必要とする。式 (12) はいいかえると、右辺第1項は加速度運動に伴う力を表わし、第2項は抗力を表わしていることになる。したがって、pile に作用する波力と同様な表現にすれば、質量係数 C_M 、抗力係数 C_D を用い、場の速度

として $(\partial \phi_1 / \partial x)_{x=0}$ を用いると、

$$\begin{aligned} (p)_{x=0} - (p)_{x=l_1} = & C_M \cdot \rho (1-\gamma) l_1 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{x=0} \right\} \\ & + C_D \cdot \rho \frac{1}{2} (1-\gamma) \left| \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{x=0} \right| \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{x=0} \\ & \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

と表わすことができる。

流体の連続性から、 V は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} A_p V = & (A_p + A_u) \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{x=0} \\ \text{よって、} \quad V = & \beta \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{x=0} \left. \begin{aligned} \beta = & \frac{A_p + A_u}{A_p} = \frac{1}{\gamma} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

かかるとき領域 (I), (III) の1次オーダーの速度ポテンシャルは次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_1 = & \frac{g}{\sigma} a \cos(\sigma t - kx) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \frac{g}{\sigma} b \cos(\sigma t + kx + \theta_1) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_n \frac{g}{\sigma} c_n e^{k_n x} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \cos(\sigma t + \theta_n) \\ & \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_1 = & \frac{g}{\sigma} d \cos k(x - l_1 - l_2) \cos(\sigma t + \theta_2) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_n \frac{g}{\sigma} e_n \cosh k_n(x - l_1 - l_2) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ & \times \cos(\sigma t + \theta_n') \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

ここで、 $k=2\pi/L$: 波数、 $\sigma=2\pi/T$: 角周波数、 $\theta_1, \theta_2, \theta_n, \theta_n'$ は位相のずれを表わし、 a, b は入射波ならびに反射波の振幅、 d は chamber 内の振幅、 c_n, e_n は散乱波のそれである。また (6) の第1式から、

$$\sigma^2 = gk \tanh kh = -gk_n \tan k_n h \quad \dots\dots\dots (17)$$

の関係が求められる。

式 (10) に含まれる非線型の抵抗項は次のように取扱う。式 (14), (15) を用い、また V に対する散乱波の影響は小さいので無視すると、

$$\begin{aligned} |V| = & \beta \left| \frac{gk}{\sigma} a \sin \sigma t - \frac{gk}{\sigma} b \sin(\sigma t + \theta_1) \right| \\ & \times \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

となる。式 (18) において、 $t=0$ から $t=\pi/\sigma$ までの半周期の平均値をとると、

$$|V_{\text{mean}}| = \frac{2}{\pi} \cdot \beta \cdot \frac{gk}{\sigma} \{a - b \cos \theta_1\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad \dots\dots\dots (19)$$

正負それぞれの運動方向の半周期にわたるエネルギー損失が、単位時間でみると近似的に次のように置換できる

ものとする。

$$\begin{aligned} \frac{f}{2D}|V|V &= \frac{f}{2D}|V_{\text{mean}}|V = -\frac{f}{2D} \frac{2\beta^2}{\pi} \left(\frac{gk}{\sigma} \right)^2 \\ &\times \{a - b \cos \theta_1\} \times \{a \sin \sigma t - b \sin(\sigma t + \theta_1)\} \\ &\times \left\{ \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \right\}^2 \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

ここで、エネルギーの損失係数は次のように与えられる。

$$\frac{f}{D} = \frac{1}{h} \left\{ f_e + f_0 + \frac{f'l_1}{D} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

f_e : 入口の損失係数

f_0 : 出口の損失係数

f' : 摩擦損失係数

式 (8), (12), (14) の関係式に式 (15), (16) の速度ポテンシャルを代入し、圧力には式 (4) の第 1 式の関係を用いて展開する。その結果を $\sin \sigma t$, $\cos \sigma t$ それぞれにとりまとめ、 σt のいかににかかわらず成立しなければならない関係式を導きだす。さらに入射波、反射波などと散乱波を分離するため、 $\cosh k(z+h)$ と $\cos k_n(z+h)$ との直交性に注目して、 $\cosh k(z+h)$ を乗じて $z=-h$ から $z=0$ まで積分すると、次のような方程式となる³⁾。

$$a - b \cos \theta_1 = -d \sin kl_2 \sin \theta_2 \dots\dots\dots (22)$$

$$-b \sin \theta_1 = d \sin kl_2 \cos \theta_2 \dots\dots\dots (23)$$

$$\begin{aligned} m \left\{ \beta kb \sin \theta_1 + \frac{1}{l_1} d \cos kl_2 \cos \theta_2 - \frac{1}{l} a - \frac{b}{l_1} \cos \theta_1 \right\} \\ + n \cdot \frac{f}{2D} \frac{2gk^2\beta^2}{\pi\sigma^2} \{a - b \cos \theta_1\}^2 = 0 \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m \left\{ \beta ka - \beta kb \cos \theta_1 + \frac{1}{l_1} d \cos kl_2 \sin \theta_2 - \frac{1}{l_1} b \sin \theta_1 \right\} \\ - n \cdot \frac{f}{2D} \frac{2gk^2\beta^2}{\pi\sigma^2} \{a - b \cos \theta_1\} b \sin \theta_1 = 0 \\ \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned} m &= \frac{1}{\cosh kh} \frac{h}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{2kh} \sinh 2kh \right\} \\ n &= \frac{1}{\cosh^2 kh} \left[\frac{1}{2k} \sinh kh + \frac{1}{3k} \left\{ \sinh 2kh \cosh kh \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1}{2} \cosh 2kh \sinh kh \right\} \right] \end{aligned}$$

式 (22)~(25) の未知数について、

$$\left. \begin{aligned} b \sin \theta_1 &= x \\ b \cos \theta_1 &= y \end{aligned} \right\} \left. \begin{aligned} d \sin \theta_2 &= z \\ d \cos \theta_2 &= w \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

とおくならば、式 (22)~(25) から次の方程式が導きだされる。

$$\begin{aligned} y^3 - \frac{1}{q_3^2} \{3q_3^2 a + 2q_1 q_3\} y^2 + \frac{1}{q_3^2} \{q_1^2 + q_2^2 + 3q_3^2 a^2 \\ + 2q_1 q_3 a\} y + \frac{1}{q_3^2} \{q_1^2 a - q_2^2 a - q_3^2 a^3\} = 0 \\ \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned} q_1 &= \frac{m}{l_1} \\ q_2 &= \frac{m}{l_1} \frac{\cos kl_2}{\sin kl_2} - m \beta k \\ q_3 &= n \cdot \frac{f}{\pi D} \beta^2 \frac{gk^2}{\sigma^2} \end{aligned}$$

式 (27) に実際の数値をあてはめると、実数値係数の 3 次方程式となり、Horner の方法によって解を求めることができる。この場合、方程式の判別式は負となり、実根のみが一つあり、 $|y| < a$ となることが確かめられる。かくして y が求められ、

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{q_2(y-a)}{q_1 + q_3(a-y)} \\ z &= -\frac{a-y}{\sin kl_2} \\ w &= -\frac{x}{\sin kl_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (28)$$

の関係から、 x , z , w が求められ、反射波の振幅と位相のずれ、chamber 内部の振幅と位相のずれが確定される。散乱波を求める場合には、 $\cosh k(z+h)$ の代りに $\cos k_n(z+h)$ を乗じて、同様な操作を行えばよい。これらの結果は紙数の関係で省略する。

2 次オーダーの速度ポテンシャルを求める場合、領域 (I) においては、入射波あるいは反射波と散乱波との interaction、散乱波相互の間における interaction を考えなければならない。いま一つの例として、入射波と散乱波との interaction を考察してみると、ポテンシャルとして次のような形のものが選択される。

$$\begin{aligned} (A + iB) e^{[-i(k + ik_n)z + i(2\sigma t + \theta_n)]} \cosh \{(k + ik_n) \\ \times (z+h)\} \dots\dots\dots (29) \end{aligned}$$

式 (29) の real part, imaginary part は、いずれも Laplace の方程式を満足し、かつ底面の条件 (7) 式を満たしている。 A , B は実数で、これを定めるには表面条件の式 (6) の第 2 式を用いる。この式の右辺から誘導される関係式に等価となるように、式 (29) の real part をとると、

$$\left. \begin{aligned} -m_1 A + m_2 B &= -2 \frac{g^2 a c_n}{\sigma} k \cdot k_n \\ m_2 A + m_1 B &= 3 a c_n \sigma^3 \\ &+ \frac{1}{2} \frac{g^2 a c_n}{\sigma} (k_n^2 - k^2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (30)$$

ここで、

$$\begin{aligned} m_1 &= \sigma^2 \cosh kh \cos k_n h - gk \sinh kh \cos k_n h \\ &+ gk_n \cosh kh \sin k_n h \\ m_2 &= \sigma^2 \sinh kh \sin k_n h - gk \cosh kh \sin k_n h \\ &- gk_n \sinh kh \cos k_n h \end{aligned}$$

の関係が成立し、 A , B を連立方程式から決定することができる。他の interaction も同様な方法によって求め

られる。このようにして決定される領域 (I) の2次オーダーの速度ポテンシャルは、結局次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_2 = & A_1 \frac{\cosh 2k(z+h)}{\cosh 2kh} \sin(2\sigma t - 2kx) \\ & + A_2 \sin(2\sigma t + \theta_1) \\ & + A_3 \frac{\cosh 2k(z+h)}{\cosh 2kh} \sin(2\sigma t + 2kx + 2\theta_1) \\ & + A_4 t \\ & + R \left[\sum_n (A_5^n + iA_6^n) e^{-i(k+ik_n)x+i(2\sigma t+\theta_n)} \right. \\ & \quad \times \cosh \{(k+ik_n)(z+h)\} \Big] \\ & + R \left[\sum_n (A_7^n + iA_8^n) e^{i(k-ik_n)x+i(2\sigma t+\theta_1+\theta_n)} \right. \\ & \quad \times \cosh \{(k+ik_n)(z+h)\} \Big] \\ & + R \left[\sum_n (A_9^n + iA_{10}^n) e^{i(k-ik_n)x+i\theta_n} \right. \\ & \quad \times \cosh \{(k-ik_n)(z+h)\} \Big] \\ & + R \left[\sum_n (A_{11}^n + iA_{12}^n) e^{i(k-ik_n)x+i(\theta_1-\theta_n)} \right. \\ & \quad \times \cosh \{(k-ik_n)(z+h)\} \Big] \\ & + \sum_n A_{13}^n e^{2k_n x} \frac{\cos 2k_n(z+h)}{\cos 2k_n h} \sin(2\sigma t + 2\theta_n) \\ & + \sum_n A_{14}^n e^{(k_n+k_{n+1})x} \frac{\cos \{(k_n+k_{n+1})(z+h)\}}{\cos \{(k_n+k_{n+1})h\}} \\ & \quad \times \sin(2\sigma t + \theta_n + \theta_{n+1}) \\ & + \sum_n A_{15}^n e^{(k_n+k_{n+1})x} \frac{\cos \{(k_n+k_{n+1})(z+h)\}}{\cos \{(k_n+k_{n+1})h\}} \\ & \quad \times \sin(\theta_n - \theta_{n+1}) \dots \dots \dots (31) \end{aligned}$$

ここで式 (31) に含まれる R は、real part をとることを意味している。各係数のうち、 A_4 は式 (5) の第2式を用いて、波高中分面を $z=0$ とする条件で求められ、他の係数は式 (6) の第2式から決定される。chamber 内部の2次オーダーポテンシャルは、 $(\partial \phi_2 / \partial x)_{x=l_1+l_2}=0$ となることを考慮し、 ϕ_2 に対応し、かつ Laplace の方程式を満足する式を選択し、式 (8)、(12) と同様な条件から決定する。これについては繁雑となるので、他の機会にゆずることとする。

3. 実験値による検討

上述の理論を用い、一次オーダーの速度ポテンシャルから導きだされる理論値と実験値とを比較してみよう。実験値は東海大学海洋研究所に依頼して、模型実験により測定したものである⁴⁾。

理論値を求める場合、問題となるのは l_1 と f の値である。ここでは、 l_1 には前壁の厚さそのままの値を採用し、 f に対しては、式 (21) において通常用いられる $f_e=0.5$ 、 $f_0=1.0$ とし、壁厚は実験では 3.3 cm に過

ぎないので摩擦損失は無視して、結局 $f=1.5$ としている。実験に用いられた諸元は次のとおりである。

$$\begin{aligned} a &= 5.0 \text{ cm} & T &= 1.82 \text{ sec} \\ L &= 293 \text{ cm} & h &= 30 \text{ cm} \\ l_1 &= 3.3 \text{ cm} & l_2 &= 37 \text{ cm}, 40 \text{ cm} \\ D &= 3.3 \text{ cm} & \gamma &= 26.6\% \end{aligned}$$

かかる値を用いると、散乱波は極めて小さい値となるので、波力の計算では無視することにした。計算の結果は次のようになる。

$l_2=37 \text{ cm}$ の場合

$$\begin{aligned} b &= 1.69 \text{ cm} & \theta_1 &= -70^\circ 3' \\ d &= 6.60 \text{ cm} & \theta_2 &= -70^\circ 13' \end{aligned}$$

$l_2=40 \text{ cm}$ の場合

$$\begin{aligned} b &= 1.42 \text{ cm} & \theta_1 &= -70^\circ 52' \\ d &= 6.25 \text{ cm} & \theta_2 &= -73^\circ 30' \end{aligned}$$

また一次オーダーの波圧は、次の式から算定している。

$$p = -\rho g z + \rho g \zeta \left[1 + \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} - \frac{\cosh k(\zeta+h)}{\cosh kh} \right] \dots \dots \dots (32)$$

ζ : $x=0, l_1, l_1+l_2$ における表面の水位

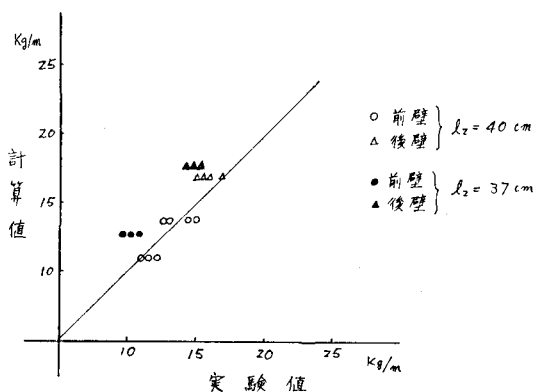


図-2 前壁、後壁に作用する最大波力の比較

図-2 は前壁、後壁それぞれに作用する波力のうち、その正の方向の最大値をとり、計算値と実験値とを対比したものである。これからみると、 $l_2=40 \text{ cm}$ ではまず妥当なところであるが、 $l_2=37 \text{ cm}$ の場合には、計算値は実験値よりやや大きめの傾向にある。図-3 は波力の時間的な推移を表わしたもので、計算値と実験値は傾向的に類似した推移を示している。前壁と後壁とに作用する波力の合成した値は、図-4 に示すような傾向をたどり、前壁における最大波力と後壁における最大波力との中間の位相で、最大値となっている。ここで注意しなければならないのは、chamber 内部の底面に作用する下向きの波力である。下向き波力は近似的に次式から算定している。

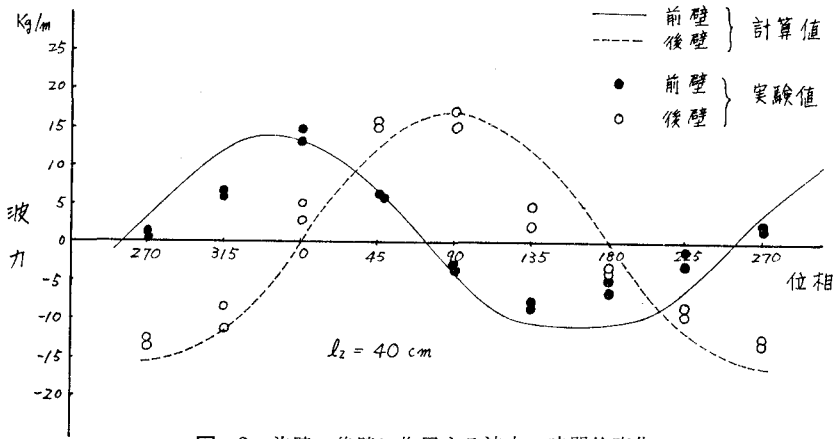


図-3 前壁、後壁に作用する波力の時間的変化

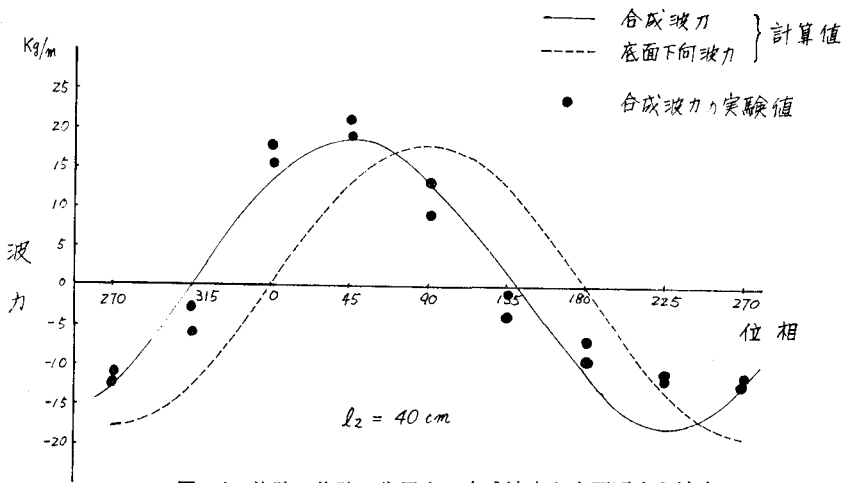


図-4 前壁、後壁に作用する合成波力と底面下向き波力

$$P = \int_{l_1}^{l_1+l_2} \rho \left(-\frac{\partial \phi_1}{\partial t} \right)_{z=-h} dx \dots\dots\dots (33)$$

この波力については実験では測定していないが、理論上からは図-4に示すような傾向をたどる。底面の下向き波力が正のときは、堤体重量の増加あるいは揚圧力の軽減と考えることもできるが、下向き波力が負の場合には、その逆の現象となるので、堤体の安定については入

念な検討が必要で、各波力の位相に留意しなければならない。

式(13)に対応して、前壁に作用する波力を質量力と抗力との合成としてみるならば、 C_D 、 C_M の各係数は図-5に示すような値となる。ただし、前壁の内外水位は一致していないので、ここでは便宜上、次のような算定法を用いている。

$$P = C_M \cdot \rho (1-\gamma) l_1 \int_{-h}^0 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{x=0} \right\} dz + C_D \cdot \frac{1}{2} \rho (1-\gamma) \int_{-h}^0 \left| \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{x=0} \right| \left| \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{x=0} \right| dz \dots\dots\dots (33)$$

C_M を求める場合には、抗力が0となる位相を用い、 C_D を求める場合には、質量力が0となる位相から値を定め、同一の周期内の C_D 、 C_M の値を x 、 y 軸にとり、一点で表示したものである。図からみると、 C_M は0.5前後、 C_D は1.5から2.0の範囲にある。

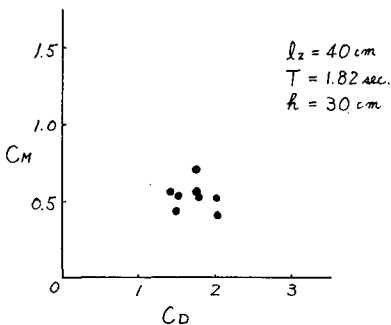


図-5 C_D 、 C_M の値

4. む す び

今回は研究の第一段階として、一次オーダーの検討に終始しているが、波形勾配、相対水深を変化させた場合、波力はどのような傾向を示すか、さらに高次のオーダーまで含めた検討の必要があろう。また前後壁が多孔壁となる場合の波力、消波機構に対して、前述の理論がどの程度の適合性をもつか、今後の研究課題として残されている。

参 考 文 献

- 1) Jarlan, G.E.: The application of acoustic

theory to the reflective properties of coastal engineering structure, DME/NAE, Quarterly Bulletin No. 1965 (1), 63 p, National Research Council of Canada, 1965.

- 2) 浜田徳一: 表面波の2次干渉, 第11回海岸工学講演集, pp. 12~18, 1964.
- 3) 井島武士・奥蘭英明・湯村やす・坂井久雄: 遊水部をもつ直立消波防波堤と護岸, 第19回海岸工学論文集, pp. 185~192, 1972.
- 4) 国土総合開発(株)・東海大学海洋研究所: 多孔ケーソンに作用する波力とその透過波に関する実験研究報告書, 国土総合開発 K. K., 26 p, 1974.