

フレキシブルマウンドによる波の変形の解析

大山 巧*, 田中正博*, 清川哲志**, 三俣正和***

1. はじめに

近年, 波浪制御構造物として, 景観上の観点などから, 潜堤に代表される没水型構造物が見直されている. 潜堤の消波特性に関する研究は, 理論的¹⁾にも実験的²⁾にも数多く行われているが, その防波機能は主に堤体上における碎波に基づく波エネルギーの損失に委ねられている. したがって, 堤体幅を大きく, また天端高さを水面近くにとる必要があり³⁾, 最近の構造物設置位置での大水深化に対しては, 従来の潜堤は必ずしも現実的な構造物ではないと考えられる. そこで著者らは, 新しいタイプの没水型構造物として, ゴムのような可撓性の膜の中に水を詰めた柔構造の潜堤 (以下, フレキシブルマウンドと称する) を考案した. 従来の潜堤が, コンクリートブロックを積み上げた, 剛構造 (以下, 剛潜堤と称する) であるのに対して, フレキシブルマウンドは, 波により運動する. 著者らは, この運動により発生する radiation wave が, 波の変形に影響を及ぼし, その結果剛潜堤とは異なった反射, 透過特性が得られるのではないかと考えたわけである.

本論文は, フレキシブルマウンドによる波の変形の解析法として, 著者のひとり^{3), 4)}が開発した非線形波動に関する解析法と lumped-mass 法とを組合わせた手法を提案し, フレキシブルマウンドの防波機能に関して, 剛潜堤との比較をするものである.

2. 基礎方程式と境界積分方程式

図-1 に示すように, 2 次元一定水深水路中に, 内部に水を詰めた可撓性膜から成る潜堤があるものとする. 流体領域を造波境界 S_G , 自由表面 S_F , 海底面 ($z = -h_0$), 直立壁 S_V , 可撓性膜外側表面 S_D で囲まれる Ω_1 , および可撓性膜内側表面 S_B と海底面で囲まれる Ω_2 に分けて考える. 流体を非圧縮, 非粘性, 流体運動を非回転運動と仮定し, 速度ポテンシャル $\phi(x, z, t)$ を用いて流体運

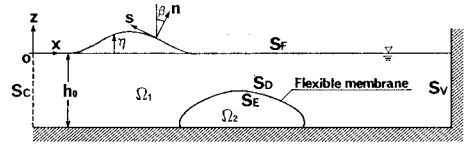


図-1 座標系の定義

動を記述する. 造波境界, フレキシブルマウンドおよび直立壁をお互いに十分離れた位置に設定し, フレキシブルマウンドによる反射波が S_G に到達する前の状態までを考える. このとき, ϕ に関する基礎方程式と境界条件は, 以下のよう表される.

$$\phi_{xx} + \phi_{zz} = 0 \quad (\text{in } \Omega_1, \Omega_2) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\phi_n = -\phi_z = 0 \quad (\text{at } z = -h_0) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\phi_n = 0 \quad (\text{on } S_V) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\phi_n = -\phi_x = -U(z, t) \quad (\text{on } S_G) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\phi_n = \eta_t \cos \beta \quad (\text{on } S_F) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\phi_t + (1/2) \{ (\phi_n)^2 + (\phi_s)^2 \} + g\eta = 0 \quad (\text{on } S_F) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\phi_n = u_N \quad (\text{on } S_D, S_B) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし, x, z, t, n, s の添字は, それぞれによる偏微分を表す. ここで, n, s : 境界面上での法線方向 (Ω_1 から見たとき外向き) および接線方向, η, β : 平均水面からの水面変動量および水面勾配, U : 発生する波の水平水粒子速度である. また, u_N は可撓性膜表面の n 方向の運動速度である.

流体領域 Ω_1, Ω_2 にグリーン公式を適用し, 式(2)~(5), (7)を代入する. 点 $P_1(\xi, \zeta)$, $Q_1(x, z)$ を Ω_1 を囲む境界面上の点とすると, P_1 上のポテンシャル $\phi(P_1)$ は, 次のように与えられる.

$$\begin{aligned} \phi(P_1) = & -\frac{1}{\alpha^*(P_1)} \left\{ \int_{S_F \cup S_G \cup S_V \cup S_D} \phi G_n ds \right. \\ & - \int_{S_F} G \eta_t \cos \beta ds + \int_{S_G} U G ds \\ & \left. - \int_{S_D} u_N G ds \right\} \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G = & \ln(1/r) + \ln(1/r') \\ r = & \sqrt{(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2} \\ r' = & \sqrt{(x-\xi)^2 + (z+\zeta+2h_0)^2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (9)$$

* 正会員 清水建設(株) 技術研究所環境技術研究部
 ** 正会員 工博 清水建設(株) 大崎研究室応用工学グループ
 *** Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Ocean Eng.
 (研究当時 清水建設(株) 客員研究員)

ただし、点 P_1 の両側の境界線がなす内角を $\alpha(P_1)$ とするとき、 $\zeta = -h_0$ のとき $\alpha^*(P_1) = 2\alpha(P_1)$ 、 $\zeta \neq -h_0$ のとき $\alpha^*(P_1) = \alpha(P_1)$ である。同様に、点 P_2 を Ω_2 を囲む境界面上の点とすると、次式を得る。

$$\phi(P_2) = \frac{1}{\alpha^*(P_2)} \left\{ \int_{S_E} \phi G_n ds - \int_{S_E} u_N G ds \right\} \quad (10)$$

また、 S_F 上の圧力方程式 (6) については、式 (5) を代入したあと以下のような重みつき残差方程式をたてる。

$$\int_{S_F} \omega \left[\phi_t + \frac{1}{2} \{ (\eta_t \cos \beta)^2 + (\phi_s)^2 \} + g\eta \right] ds = 0 \quad (11)$$

ただし、 ω は任意の重み関数である。

3. 可撓性膜の運動方程式

本研究では、連続体である可撓性膜を質点—線形バネ要素を用いた lumped-mass 系により離散化する。ただし膜は、伸びがない状態（初期状態）で等分に分割し、バネ要素の長さ l_0 、質点の質量 m_0 は一定とする。図—2 に示されるように、 i 番目質点には、流体力 F_1 , F_2 、静水時の膜内部の付加圧力 P_0 に対応する力 $P_0 \Delta s$ (Δs は質点の受けもつ圧力の作用長さ)、両端のバネから受ける張力 f_{i-1} , f_i 、水中重量（空中重量—浮力） f_0 が外力として作用する。したがって、質点の x , z 方向の運動方程式として次式を得る。

$$m_0 \alpha_x = (F_1 - F_2 - P_0 \Delta s) \cos \theta + f_i \sin(\theta + \delta) - f_{i-1} \sin(\theta - \delta) \quad (12)$$

$$m_0 \alpha_z = -(F_1 - F_2 - P_0 \Delta s) \sin \theta + f_i \cos(\theta + \delta) - f_{i-1} \cos(\theta - \delta) - f_0 \quad (13)$$

ただし、 α_x , α_z は、 x , z 方向の質点の加速度であり、 δ , θ は図—2 に示すように定義している。まず、流体力 F_1 , F_2 については、圧力方程式から質点上の圧力を求め、これに Δs を乗じることにより、次のように表せる。

$$F_1 - F_2 = -\rho \{ (\phi_t)_1 - (\phi_t)_2 \} \Delta s \quad (14)$$

ただし、 ρ は流体密度、 $(\phi_t)_1$, $(\phi_t)_2$ はそれぞれ膜の外側および内側表面における ϕ_t を表す。ここで、圧力方程式中の速度項は、膜の内外の表面の運動速度が等しいことから打ち消される。また、バネ張力 f_i は、膜の引

張弾性率 E 、初期状態での膜の厚さ ϵ 、バネ要素の初期状態からの伸び Δl_i により、以下のように表せる。

$$f_i = \epsilon E (\Delta l_i / l_0) \quad (15)$$

また f_0 は、膜材料の密度 ρ_M を用いて次のように表せる。

$$f_0 = (\rho_M - \rho) \epsilon l_0 g \quad (16)$$

式 (14) ~ (16) を式 (12), (13) に代入し、両辺を $m_0 g$ で除することにより無次元化する。ここで、図—2 に示すように Δs は $\Delta s = \{1 + (\Delta l_{i-1} + \Delta l_i) / 2l_0\} l_0 \cos \delta$ とし、さらに $m_0 = \rho_M \epsilon l_0$ として表すと、これらの運動方程式は結局以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} \left(\frac{\alpha_x}{\alpha_z} \right) &= \frac{\rho \{ (\phi_t)_1 - (\phi_t)_2 \} + P_0 \left(\frac{\Delta l_{i-1} + \Delta l_i}{2l_0} + 1 \right)}{\rho_M \epsilon g} \\ &\cdot \cos \delta \left(\frac{-\cos \theta}{\sin \theta} \right) + \frac{E}{\rho_M l_0 g} \left\{ \frac{\Delta l_i}{l_0} \left(\frac{\sin(\theta + \delta)}{\cos(\theta + \delta)} \right) \right. \\ &\left. - \frac{\Delta l_{i-1}}{l_0} \left(\frac{\sin(\theta - \delta)}{\cos(\theta - \delta)} \right) \right\} - \left(\frac{1}{1 - \rho / \rho_M} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

4. 逐次計算法

積分方程式 (8), (10), (11) および膜上の質点に関する運動方程式 (17) を各時間ステップで解き、波の変形、膜の動きを求める。なお積分方程式の空間的な離散化については、すでに詳しく述べている³⁾ ので、本論文では省略する。 n 時間ステップでの各節点の η , η_t , ϕ , ϕ_t を 1 ステップ前の値のまわりで Taylor 展開し、これらを η , ϕ の増分 $\Delta \eta$, $\Delta \phi$ で表すと次のようになる。

$$\eta^{(n)} = \eta^{(n-1)} + \Delta \eta^{(n)} \quad (\text{on } S_F) \quad (18)$$

$$\eta_t^{(n)} = 2\Delta \eta^{(n)} / \Delta t - \eta_t^{(n-1)} \quad (\text{on } S_F) \quad (19)$$

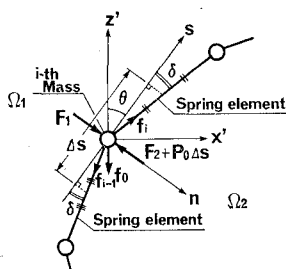
$$\phi^{(n)} = \phi^{(n-1)} + \Delta \phi^{(n)} \quad (\text{on } S_F, S_C, S_V, S_D, S_E) \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \phi_t^{(n)} &= \frac{2\Delta \phi^{(n)}}{\Delta t} - \phi_t^{(n-1)} - \frac{2\Delta \eta^{(n)}}{\Delta t} \phi_z^{(n-1)} \\ &\quad - \Delta t \eta_t^{(n-1)} (\phi_{zt}^{(n-1)} + \eta_t^{(n-1)} \phi_{zz}^{(n-1)}) \quad (\text{on } S_F) \end{aligned} \quad (21)$$

さらに、積分方程式 (8), (10) における質点の法線方向速度 $u_N^{(n)}$ は、Taylor 展開により、質点の x , z 方向の変位増分 $\Delta x^{(n)}$, $\Delta z^{(n)}$ を用いて次のように表せる。

$$\begin{aligned} u_N^{(n)} &= u_X^{(n)} \cos \theta^{(n)} - u_Z^{(n)} \sin \theta^{(n)} \\ &= \left(\frac{3\Delta x^{(n)}}{\Delta t} - 2u_X^{(n-1)} - \frac{\Delta t}{2} \alpha_X^{(n-1)} \right) \cos \theta^{(n)} \\ &\quad - \left(\frac{3\Delta z^{(n)}}{\Delta t} - 2u_Z^{(n-1)} - \frac{\Delta t}{2} \alpha_Z^{(n-1)} \right) \sin \theta^{(n)} \quad (\text{on } S_D, S_E) \end{aligned} \quad (22)$$

ただし $u_X^{(n)}$, $u_Z^{(n)}$ は、 n ステップでの x , z 方向の質点速度である。式 (18) ~ (22) を式 (8), (10), (11) に代入することにより、 $\Delta \phi^{(n)}$, $\Delta \eta^{(n)}$, $\Delta x^{(n)}$, $\Delta z^{(n)}$ を未知数とする離散化方程式を得る。ここで $\Delta \eta^{(n)}$ が未知数である



図—2 質点に作用する力

ため、積分方程式を適用する境界形状が決まらないが、これについては水面形状が収束するまで同一ステップで計算を繰り返す方法により精度の良い解が得られることをすでに確認している³⁾のでここでもその方法を用いることにする。

一方、運動方程式(17)については、線形加速度法を修正した Wilson の方法⁵⁾を用いる。一般に振動系のもつ最小固有周期が、構造物の主要な応答周期に比べて数倍も小さいときに線形加速度法を適用する場合には、 Δt を極めて微小にしないと計算上不安定になる。すなわち本研究においても、質点の数を増やしたり、引張弾性率 E を大きくするとき、 Δt もこれに応じて小さくする必要があり、実用上不便であるとともに膨大な計算時間を要することになる。これに対して Wilson の方法は、無条件安定な逐次計算法のひとつであり、構造物の非線形振動解析を行う場合によく用いられる。この方法では、まず以下のように定義される拡張した時間増分 τ に対して、質点加速度が線形的に変化すると仮定する。

$$\tau = a \Delta t \quad (\alpha: \text{定数}) \quad \dots\dots\dots (23)$$

上式で、 $a > 1.37$ とすれば、数値解析上無条件に安定となる⁵⁾。なお本研究では、 $a = 1.4$ としている。ここで、 ϕ_i も τ 時間内で線形的に変化するものとおくと、 $n-1$ ステップから τ 時間後の ϕ_i , α_x , α_z は、 $\Delta\phi^{(n)}$, $\Delta x^{(n)}$, $\Delta z^{(n)}$ により次のように表せる。

$$\begin{aligned} (\hat{\phi}_i)_1 - (\hat{\phi}_i)_2 &= (2a/\Delta t) \{ (\Delta\phi)_1^{(n)} - (\Delta\phi)_2^{(n)} \} \\ &+ (1-2a) \{ (\phi_i)_1^{(n-1)} - (\phi_i)_2^{(n-1)} \} \quad \dots (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \hat{\alpha}_x \\ \hat{\alpha}_z \end{pmatrix} &= \frac{6a}{(\Delta t)^2} \begin{pmatrix} \Delta x^{(n)} \\ \Delta z^{(n)} \end{pmatrix} - \frac{6a}{\Delta t} \begin{pmatrix} u_x^{(n-1)} \\ u_z^{(n-1)} \end{pmatrix} \\ &+ (1-3a) \begin{pmatrix} \alpha_x^{(n-1)} \\ \alpha_z^{(n-1)} \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

ただし、 $\hat{}$ は、 $n-1$ ステップから τ 時間後の値を表す。また、 τ 時間後におけるバネ要素の伸び $\hat{\Delta l}_i$ は、級数展開により、要素の両側の質点 (x_i, z_i) , (x_{i+1}, z_{i+1}) の τ 時間の変位増分 $(\hat{\Delta x}_i, \hat{\Delta z}_i)$, $(\hat{\Delta x}_{i+1}, \hat{\Delta z}_{i+1})$ を用いて、次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \hat{\Delta l}_i &= \Delta l_i^{(n-1)} + (1/l_i^{(n-1)}) \{ (x_i^{(n-1)} - x_{i+1}^{(n-1)}) \\ &\cdot (\hat{\Delta x}_i - \hat{\Delta x}_{i+1}) + (z_i^{(n-1)} - z_{i+1}^{(n-1)}) \\ &\cdot (\hat{\Delta z}_i - \hat{\Delta z}_{i+1}) \} \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

ここで $(\hat{\Delta x}, \hat{\Delta z})$ は、加速度の線形的な変化を利用すると、 $(\Delta x^{(n)}, \Delta z^{(n)})$ により以下のように表せる。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \hat{\Delta x} \\ \hat{\Delta z} \end{pmatrix} &= a^3 \begin{pmatrix} \Delta x^{(n)} \\ \Delta z^{(n)} \end{pmatrix} + a \Delta t (1-a^2) \begin{pmatrix} u_x^{(n-1)} \\ u_z^{(n-1)} \end{pmatrix} \\ &+ \frac{a^2 (\Delta t)^2}{2} (1-a) \begin{pmatrix} \alpha_x^{(n-1)} \\ \alpha_z^{(n-1)} \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

式(27)を式(26)に代入して、 $\hat{\Delta l}_i$ を $(\Delta x_i^{(n)}, \Delta z_i^{(n)})$ と $(\Delta x_{i+1}^{(n)}, \Delta z_{i+1}^{(n)})$ で表し、式(24), (25)とともに式(17)に代入すると、各質点における $n-1$ ステップから τ 時

間後の運動方程式を $\Delta x^{(n)}$, $\Delta z^{(n)}$, $\Delta\phi^{(n)}$ (on S_D, S_E) で表すことができる。ここで式(17)における τ 時間後の $\hat{\theta}_i$, $\hat{\delta}_i$ は、前に述べた同一ステップでの繰返し計算から求める。すなわち、 n ステップでの m 回目 ($m \geq 2$) の計算では、 $m-1$ 回目の計算結果である $(\Delta x^{(n)}, \Delta z^{(n)})$ から式(27)より得られる $(\hat{\Delta x}, \hat{\Delta z})$ に対応する $\hat{\theta}_i$, $\hat{\delta}_i$ を用いる。ただし一回目の計算における $\hat{\theta}_i$, $\hat{\delta}_i$ は、Taylor 展開の第2項 ($n-1$ ステップの速度と加速度で表される項) までを用いて求められる $(\hat{\Delta x}, \hat{\Delta z})$ から決める。

以上により得られた各質点の運動方程式と前述の離散化された積分方程式から、 $\Delta\phi^{(n)}$ (on S_F, S_G, S_V, S_D, S_E), $\Delta\eta^{(n)}$ (on S_F)、および各質点の $\Delta x^{(n)}$, $\Delta z^{(n)}$ を未知数とする連立方程式が得られ、これを各ステップで解くことにより流体運動と膜の動きが追跡できる。

5. 数値計算例

(1) 静的釣り合い条件

静水時におけるフレキシブルマウンドの形状は、静的な力の釣り合い条件を満足するように決められる。各質点上の釣り合い条件は、式(17)で $\alpha_x = \alpha_z = (\phi_i)_1 = (\phi_i)_2 = 0$ とすることにより、次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{P_0}{\rho_M e g} \left(\frac{\Delta l_{i-1} + \Delta l_i}{2l_0} + 1 \right) \cos \delta \begin{pmatrix} -\cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \\ + \frac{E}{\rho_M l_0 g} \left\{ \frac{\Delta l_i}{l_0} \begin{pmatrix} \sin(\theta + \delta) \\ \cos(\theta + \delta) \end{pmatrix} \right. \\ \left. - \frac{\Delta l_{i-1}}{l_0} \begin{pmatrix} \sin(\theta - \delta) \\ \cos(\theta - \delta) \end{pmatrix} \right\} - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 - \rho/\rho_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

また、 δ と θ はその定義から次の関係を満たす。

$$\delta_i = \theta_{i+1} - \theta_i - \delta_{i+1} \quad \dots\dots\dots (29)$$

本研究では、質点の数は奇数とし、マウンドの頂点には、常に質点を配置するものとする。膜の左端(海底に固定する点)の質点から順番に質点番号をつけ、マウンドの頂点にある質点の番号を N とするとき、フレキシブルマウンドの幅 B , 高さ e は次のように表される。

$$\frac{B}{2l_0} = \left(1 + \frac{\Delta l_1}{l_0} \right) \sin \theta_1 + \sum_{j=2}^{N-1} \left(1 + \frac{\Delta l_j}{l_0} \right) \sin(\theta_j + \delta_j) \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$\frac{e}{l_0} = \left(1 + \frac{\Delta l_1}{l_0} \right) \cos \theta_1 + \sum_{j=2}^{N-1} \left(1 + \frac{\Delta l_j}{l_0} \right) \cos(\theta_j + \delta_j) \quad \dots\dots\dots (31)$$

ここで、 P_0 , E , ρ_M , ρ , e , l_0 および B を与えたときのフレキシブルマウンドの形状を求めてみる。マウンドの頂点では、 $\theta_N = \pi/2$, $\Delta l_{N-1} = \Delta l_N$ であるから、微小な δ_N を仮定すると、式(28)の第2式から Δl_{N-1} が得られる。これを用いて、式(28), (29)を $i = N-1$ から $i = 2$ まで順次解くことにより、 Δl_i , θ_i , δ_i ($i = 1 \sim N$) が決まる。これらの値を用いて式(30)の右辺を計算し、これが左辺の $B/2l_0$ に等しくなるまで、 δ_N を徐々に増やして

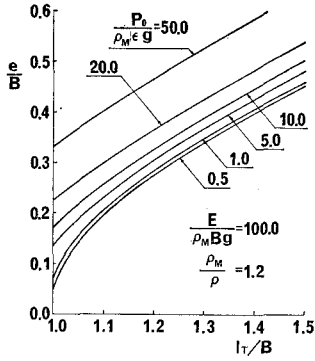


図-3 静水時のフレキシブルマウンドの形状

同様な計算を繰り返せばよい。このとき e は、最終的に求められた Δl_i , θ_i , δ_i ($i=1 \sim N$) を用いて、式(31)から決められる。

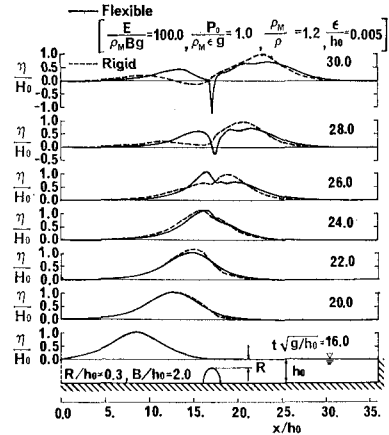
図-3 は計算結果の一例で、縦軸は高さとの比、横軸には初期状態の膜の長さ l_T と幅の比をとっている。このような図を予め作成しておけば、フレキシブルマウンドの形状の諸元 B , e , 膜材料の諸元 E , ρ_M , ϵ , 付加圧力 P_0 を与えることにより、膜の長さ l_T が決まり、さらにこれを $2(N-1)$ で除すことにより l_0 が求められる。

図-3 は、 $N=40$ とした場合の結果を示したものであるが、 $N \geq 4$ (全質点数では 7 以上) では、結果はほとんど変わらなかった。

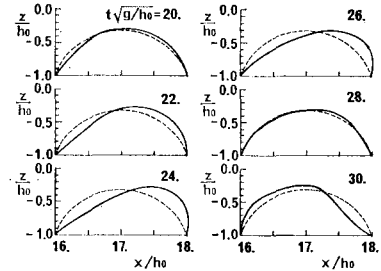
(2) 孤立波およびクノイド波の変形と可撓性膜の運動

図-4 (a) は、 $R/h_0=0.3$ (R : マウンド頂点での水深 $=h_0-e$), $B/h_0=2.0$ の条件で、フレキシブルマウンドによる孤立波 ($H_0/h_0=0.1$, H_0 : 入射波高) の変形を剛構造の潜堤と比較したもので、(b) はそのときの膜の運動を示したものである。剛潜堤の形状は、静水時のフレキシブルマウンドの形状に一致させている。計算では、 $\Delta t \sqrt{g/h_0}=0.25$ とし、自由表面上の要素の x 軸方向の投影長さ Δx^* を構造物近傍の $14.0 \leq x/h_0 \leq 19.0$ で $\Delta x^*/h_0=0.25$, 他の部分では $0.65 \leq \Delta x^*/h_0 \leq 0.70$ とした。また、可撓性膜上の質点数は 11 とした。

これらの図からわかるように、フレキシブルマウンドは、波の入射に伴い透過側に傾いたあと、復元力により反射側に移動し始める。このとき、顕著な波の分裂現象が起こり、さらに反射側、透過側に波が進行するのに伴って、これらの波の谷間が深くなっていく。計算では、 $t \sqrt{g/h_0}=30.0$ 以降は波形が収束しなくなる。これは、谷間の形成により波面勾配が急峻になるためで、実際の現象ではここで波が碎けるものと予想される。一方、剛潜堤でも波の分裂は起こるものの、反射する波のエネルギーはわずかで、透過波高は入射波高とほとんど変わらないのがわかる。したがって、剛潜堤が波の変形にほとんど



(a) 孤立波の変形に関する剛潜堤との比較

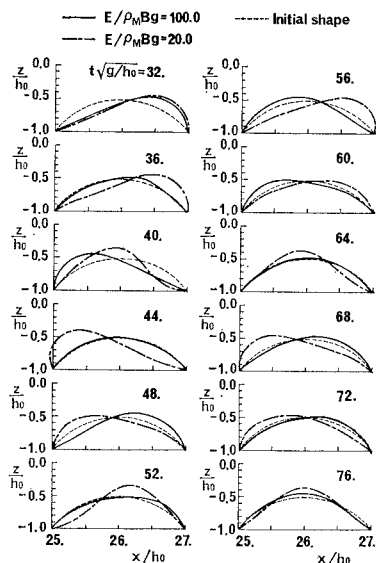


(b) 可撓性膜の運動

図-4 孤立波 ($H_0/h_0=0.1$) の変形と膜の運動

影響を及ぼさない場合でも、フレキシブルマウンドはその運動に伴い、透過する波のエネルギーを低くできる可能性があることが明らかになった。

図-5 は、 $R/h_0=0.5$, $B/h_0=2.0$ で一定とし、膜の無次元弾性係数 $E/\rho_M B g$ が 20.0 と 100.0 の場合について、 $H/h_0=0.1$ の孤立波に対する膜の動きを比較したものである。他のパラメータは、図-4 の場合と同様である。この場合、 $R/h_0=0.3$ のときほど波面勾配が急峻にならず、波形が収束しなくなることはなかった。また、フレキシブルマウンド背後の直立壁からの反射波の影響を取り除くため、水路長 X_L は図-4 の場合よりも長くとり、 $X_L/h_0=58.0$ とした。波形の変化については省略するが、いずれの場合も図-4 に示すほど顕著な反射は起こらず、 $t \sqrt{g/h_0}=32.0$ で孤立波の峰はマウンド上を透過し、その後フレキシブルマウンド近傍には、周期が短く、波高の小さい波が存在していることを確認した。波の峰が通過したあとフレキシブルマウンドは図-5 に示すような自由振動を起こす。ここでフレキシブルマウンドの水平運動に着目してみると、その運動周期は $E/\rho_M B g=100.0$ の方が相対的に短くなっているのがわかる。マウンド頂点にある質点の運動を調べたところ、水



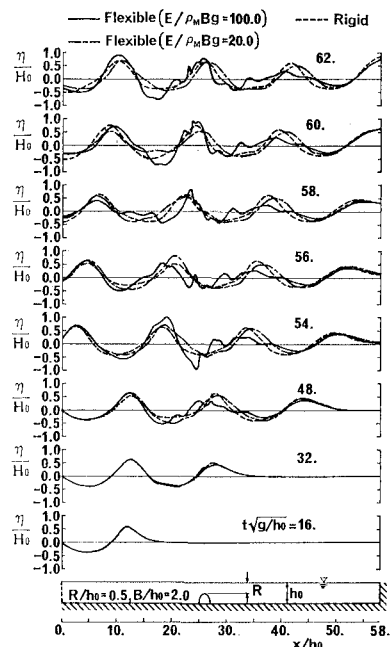
図—5 膜の弾性率による運動のちがい (孤立波)

平運動の周期 T_H は、 $E/\rho_MBg = 20.0$ で $T_H \sqrt{g/h_0} = 24.0 \sim 26.0$, $E/\rho_MBg = 100.0$ で $T_H \sqrt{g/h_0} = 18.0 \sim 20.0$ であった。

図—6 には、図—5 の場合と同様なフレキシブルマウンドにクノイド波 ($H_0/h_0 = 0.1$) が入射した場合の波の変形を示している。なお、波の周期 T としては、前に述べた $E/\rho_MBg = 1.000$ の場合の T_H に近い値 ($T \sqrt{g/h_0} = 16.0$) を設定している。また図には、静水時の $E/\rho_MBg = 100.0$ のフレキシブルマウンドと同じ形状の剛潜堤の結果も破線で示してあるが、剛潜堤では波はほとんど変形することなく構造物を透過するのがわかる。発生後第2波目の波に着目してみると、 $E/\rho_MBg = 100.0$ では、透過波高は入射波高に比べてかなり小さくなっているのに対して、 $E/\rho_MBg = 20.0$ の場合の透過波高は、剛潜堤と大差ないのがわかる。なお、図—6 は、完全な定常状態の現象を示したものではないと考えられるが、図—5, 6 の結果を考え合わせると、入射する波の周期とフレキシブルマウンドの固有周期の関係が防波機能上重要になるものと推察できる。

6. おわりに

フレキシブルマウンドによる波の変形を求める数値解析法を提案し、孤立波およびクノイド波の反射、透過に関して、従来の剛潜堤との比較をした。その結果、構造物天端上の水深が深く、剛潜堤がほとんど防波機能を持たない場合でも、フレキシブルマウンドは透過波高を低

図—6 クノイド波の変形 ($T \sqrt{g/h_0} = 16.0$)

減できること、また、その効果はフレキシブルマウンドの持つ固有周期に密接な関係があることがわかった。

なお、フレキシブルマウンドの運動は、本論文で若干検討した膜材料の弾性率だけでなく、マウンド内部に予め付加する圧力や膜の長さ等多くのパラメータにより支配されるものと考えられる。したがって、今後はこれらのパラメータの影響を詳細に検討する所存である。

最後に、本研究は建設省土木研究所との共同研究からヒントを得たものであり、土木研究所海岸研究室の宇多高明室長、村井禎美技官から貴重な意見を頂いた。また、lumped-mass 法の適用に際し、清水建設(株)技術研究所清水勝美研究員から適切な助言を賜った。記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 井島武士: 最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 1971 年度水工学に関する夏期研修会講義集, B コース, 1971.
- 2) 中村 充・白石英彦・佐々木奉雄: 潜堤による消波について, 第13回海岸工学講演会講演集, pp. 76~79, 1966.
- 3) 大山 巧: 境界要素法による非線形孤立波の反射および作用波力の解析, 第32回海岸工学講演会講演集, pp. 555~559, 1985.
- 4) 大山 巧: 数値波動水槽によるクノイド波の変形の解析, 第33回海岸工学講演会講演集, pp. 99~103, 1985.
- 5) たとえば, 土木学会編: 土木技術者のための振動便覧, pp. 195~196, 1985.