

防衛大学校 正会員 藤間功司

" 正会員 林建二郎

" 正会員 重村利幸

## 1. はじめに

津波は、その伝播過程において海底地形の影響を受け変形する。中でも著名な機構として、堆によるレンズ効果が挙げられる。実際、日本海中部地震津波や北海道南西沖津波では、隠岐や島根半島で周辺地域に比べて大きな打ち上げ高が記録されたが、その原因のひとつとしてこのような堆の影響が考えられている。ここでは、円錐形の堆による長波の変形について、線形長波理論による理論解を求め、水理実験との比較を行なった。

## 2. 理論解の概要

海底形状は、同心円状の等水深線をもち、どの方向にも勾配が一定とする。すなわち、水深  $h$  は、 $h = m(r + r_0)$  で表される。ただし、 $m$  は勾配(一定値)、 $mr_0$  は堆の中心における水深である。また、 $r > r_1$  では水平床とし、水平床部分の水深を  $h_1$  とする(図-1(a))。なお、水理実験との比較のため、堆から  $\ell$  の距離に直立壁があり重複波となる場合の解を求める。このとき入射波は、壁に対して  $\theta_0$  の角度で入射するものとする(図-1(b))。

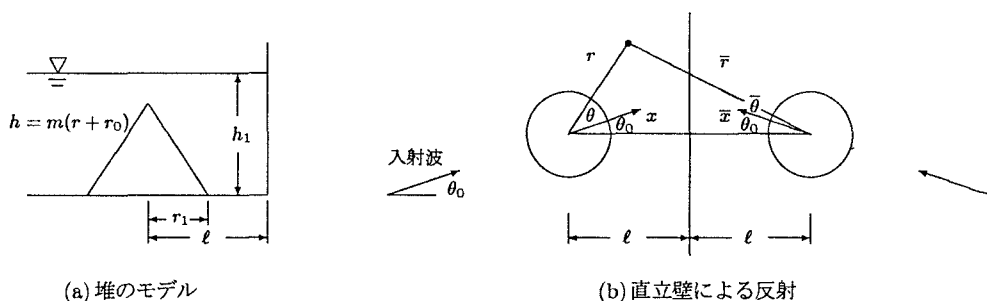


図-1 モデル地形

入射する正弦波の角周波数を  $\sigma$  ( $= 2\pi/T$ ,  $T$ は周期) とする。堆の上の解を  $\eta(r, \theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n(r) e^{i(n\theta - \sigma t)}$  とし、線形長波理論を用いると  $R_n(r)$  に関する支配方程式は次式となる。

$$\frac{d^2 R_n}{d\xi^2} + \left( \frac{1}{\xi} + \frac{2\xi}{\xi^2 + \beta^2} \right) \frac{dR_n}{d\xi} + \left( \frac{\xi^2}{\xi^2 + \beta^2} - \frac{4n^2}{\xi^2} \right) R_n = 0$$

ここで、 $\xi = 2\sqrt{\alpha r}$ ,  $\alpha = \frac{\sigma^2}{gm}$ ,  $\beta = 2\sqrt{\alpha r_0}$  である。上式には2つの独立した解があるが、ひとつは  $\xi = 0$  で無限大に発散するので、ここでは  $\xi = 0$  で有限値をとる解のみ考えればよい。この解を藤間ら(1994)と同じ手法により求め、 $G_{n,\beta}(\xi)$  とおく。したがって堆の上の解は、 $\eta(r, \theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n G_{n,\beta}(\xi) e^{i(n\theta - \sigma t)}$  と書ける。 $A_n$  は複素定数である。

水平床部分( $r > r_1$ )の解は、直立壁を考えない進行波の場合の解と、その鏡像との重ね合わせにより表現できる。すなわち、水平床上の解は次式で与えられる。

$$\eta(r, \theta, t) = \underbrace{e^{i(k_1 x - \sigma t)}}_{\text{入射波}} + \underbrace{\sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n H_n^{(1)}(k_1 r) e^{i(n\theta - \sigma t)}}_{\text{散乱波}} + \underbrace{e^{i(k_1 \bar{x} - \sigma t)} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n H_n^{(1)}(k_1 \bar{r}) e^{i(n\bar{\theta} - \sigma t)}}_{\text{鏡像}}$$

ただし、 $k_1 = \frac{\sigma}{\sqrt{gh_1}}$  で  $B_n$  は複素定数である。直立壁がなく、進行波の場合には、鏡像を表す項を考慮する必要がない。

最後に、 $r = r_1$  において、 $\eta$ ,  $\partial\eta/\partial r$  が連続するように斜面上の解と水平床上の解を接続し、 $A_n$ ,  $B_n$  を求める。具体的には、次の連立方程式を解く。

$$A_n G_{n,\beta}(2\sqrt{\alpha r_1}) = \{i^n + i^{-n} e^{i(2n\theta_0 + 2k_1 \ell \cos \theta_0)}\} J_n(k_1 r_1) \\ + B_n H_n^{(1)}(k_1 r_1) + e^{in\theta_0} J_n(k_1 r_1) \sum_{k=-\infty}^{\infty} B_k e^{-ik\theta} H_{n+k}^{(1)}(2k_1 \ell) \\ A_n G'_{n,\beta}(2\sqrt{\alpha r_1}) = \{i^n + i^{-n} e^{i(2n\theta_0 + 2k_1 \ell \cos \theta_0)}\} J'_n(k_1 r_1) \\ + B_n H_n^{(1)'}(k_1 r_1) + e^{in\theta_0} J'_n(k_1 r_1) \sum_{k=-\infty}^{\infty} B_k e^{-ik\theta} H_{n+k}^{(1)'}(2k_1 \ell)$$

ただし、記号'は微分を表す。進行波の場合は下線を引いた項を考慮なくてよい。なお、上式は、右辺の $\sum$ のため、 $A_n$ 、 $B_n$ に関する無限次数の連立1次方程式になる。しかし、実際には、 $k > \beta$ で $B_k$ が著しく小さくなるため、 $-\beta < k < \beta$ 程度まで考慮すればよい。

### 3. 理論解と水理実験値との比較

水理実験は、幅7m、長さ11mの平面水槽で行なった。水槽中央部に高さ0.4m、底面における半径 $r_1=1.6$ mの円錐形の堆模型を設置し、水深 $h_1=0.5$ m、周期 $T=3$ s、波高1cm、入射角 $\theta_0=0$ で規則波を造波し、波高分布を測定した。

図-2は本理論により求めた波高分布と実験結果との比較である。nodeとなる $x=1.5$ mで両者が一致しないのは、実験値が側壁からの反射波の影響を受けているためと考えられる。しかし、node付近を除けば両者の一致は良好であり、理論が実験結果をほぼ再現している。したがって、本理論は妥当であり、堆周辺の津波の挙動を調べるために使用できる。

図-3は、本理論により堆背後の波高分布を求めた例である。 $h_1=2000$ m、 $r_1=100$ km、 $mr_0=300$ mで、周期 $T=10$ min、20minとした。直立壁は考えていない。また入射波高を1とした。図から、堆の背後の広い海域にわたって波高の高い場所と低い場所ができることが分かる。

[参考文献] 藤間・後藤(1994)；円錐形の島に捕捉された長波の特性，土木学会論文集，No.497，pp.101-110。

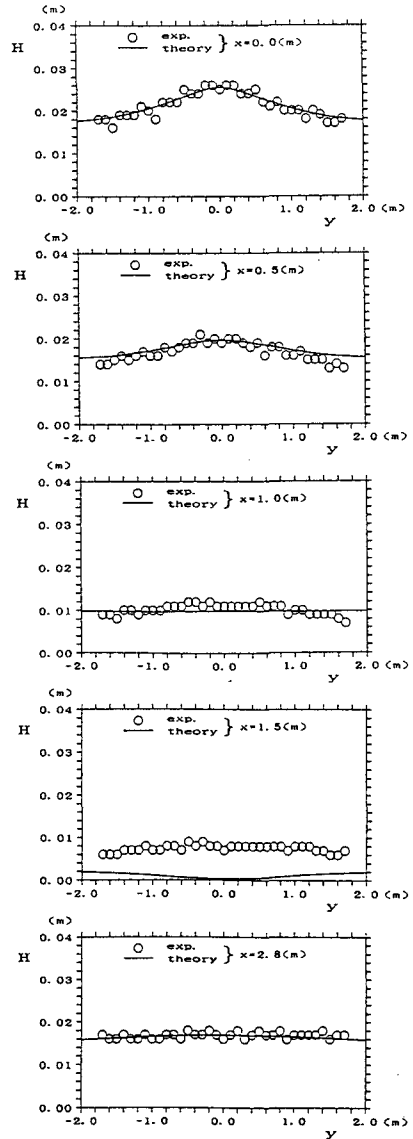


図-2 波高分布の比較

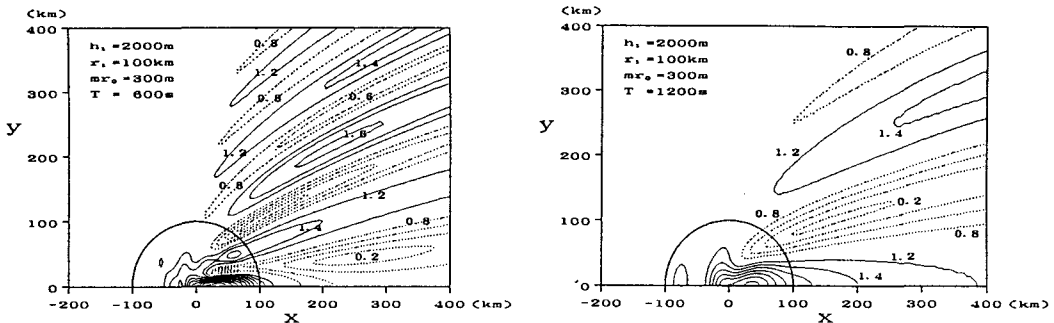


図-3 堆背後の波高分布