

# 過渡的な入射波形をもつ津波の島への遡上

藤間功司<sup>1</sup>・Dede YULIADI<sup>2</sup>・Michael J. BRIGGS<sup>3</sup>

正村憲史<sup>4</sup>・重村利幸<sup>5</sup>・後藤智明<sup>6</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 防衛大学校助教授 土木工学教室 (〒239-8686 横須賀市走水1-10-20)

<sup>2</sup>Ms.Eng. Indonesian Naval Hydro-Oceanogra. Service

<sup>3</sup>Ms.Eng. Waterways Experiment Station, US Army Corps of Engineers

<sup>4</sup>正会員 修(工) 防衛大学校助手 土木工学教室

<sup>5</sup>正会員 Dr.Eng. 防衛大学校教授 土木工学教室

<sup>6</sup>正会員 工博 東海大学教授 工学部土木工学科

線形長波理論に基づき、過渡的な入射波形を有する津波の島周辺における挙動を表わす理論解を求めた。また、スケールの異なる2種類の水理模型実験結果との比較から、理論解の妥当性を示した。様々な入射波形に対する島の津波遡上高分布を本理論解析により求め、遡上高分布形状や島の海岸線に沿った最大遡上高に及ぼす入射波形の影響について検討した。

**Key Words :** conical island, trapping, tsunami runup, wave refraction, transient wave analysis

## 1. はじめに

近年、津波が島を襲い、大きな被害を与えるケースが相次いでいる。その原因のひとつとして、島が津波を捕捉し、増幅させる性質をもつことが挙げられる。これにより、島の津波増幅機構の特性を明らかにすることが工学的に重要な課題となった。

藤間・後藤<sup>1)</sup>は、円錐形の島に定常正弦波列が入射した場合の波の挙動を表す理論解を求め、島における津波増幅の基本的特性を明らかにした。また、水理実験との比較により理論解の適用性を検証した(Fujimaら<sup>2)</sup>)。さらに、藤間ら<sup>3)</sup>は、既往の津波数値計算手法を用いると捕捉の効果が効く場合に計算精度が悪くなることを示し、上述の理論解を用いて伊豆・小笠原諸島の津波増幅特性について検討した。

一方、Briggsら<sup>4),5)</sup>は、多方向不規則波造波装置を用いて、円錐形の島への孤立波の遡上に関する水理実験を行い、波高水深比や造波幅による遡上高の変化を示した。Liuら<sup>6),7)</sup>は、従来の津波数値計算手法により、Briggsらの実験結果およびFujimaら<sup>2)</sup>の実験結果の再現計算を行った。また、数値計算により、遡上高に及ぼす斜面勾配の影響等について検討した。

以上のように、これまでに孤立波と定常正弦波を入射波とした研究が行われ、相応の成果を挙げているが、現実の津波の複雑な入射波形を考慮した研究は行われていない。ところが、既往の研究により、入射波形により海岸線に沿った津波の遡上高分布が明確に異なることが分かっている。すなわち、入射波が孤立波の場合、海岸線に

沿った遡上高分布は島の正面と背面の2箇所では極大値をとる<sup>4),5)</sup>。一方、入射波が定常正弦波列の場合、島の海岸線に沿った遡上高分布は概ね  $(1.5 \sim 1.8)\beta$  の極大箇所をもつ波打った形になる<sup>1),2)</sup> ( $\beta = 2\sqrt{\sigma^2 r_0 / (gm)}$ ),  $\sigma$  = 角振動数,  $r_0$  = 島の海岸線の半径,  $g$  = 重力加速度,  $m$  = 斜面勾配)。

さらに、島のような共振系では、入射波高が小さくても大きな遡上高が発生する可能性があると言われている<sup>3)</sup>。したがって、入射波形により遡上高分布がどのように変化し、どのような条件で津波増幅機構が大きく作用するかを明らかにする必要がある。

任意の入射波形に対する遡上高を求めようとする場合、数値計算を用いることが考えられる。しかし、藤間ら<sup>3)</sup>、Liuら<sup>6)</sup>が示しているように、捕捉の効果が効く場合、数値計算の精度が悪くなる。したがって、格子間隔を非常に小さく設定しなければならず、様々な入射波に対して数多くの解析を行う場合、数値計算は必ずしも得策でない。

一方、理論解析では地形近似の上で制限があるものの、遡上高が簡単に算出でき、しかも捕捉の効果が効く場合でも良好な精度を有する。したがって、捕捉の効果が効く可能性がある過渡的な入射波に対し様々な検討を行う場合には理論解析が有効である。

そこで、線形長波理論に基づき、過渡的な入射波形をもつ津波の島周辺での挙動を表わす理論解を求める。また、一山一谷をもつ単一正弦波および孤立波を用いた2種類の水理模型実験により得られた遡上高分布、水位経時変化を理論解析結果と比較し、理論解の妥当性

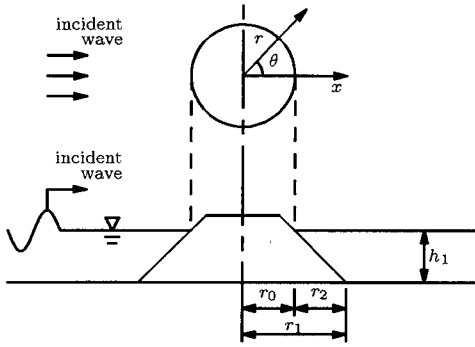


Fig.1 Geometry of the model island

を検証する。次に、理論解を用いて様々な入射波形に対し理論解析を行い、遡上高分布形状や島の海岸線に沿った最大遡上高と入射波形の関係を考察する。

## 2. 理論解

### (1) 周期波解

Fig.1 に示す円錐形の島モデルを考える。ただし、入射波の進行方向を  $x$  軸方向とする。また、島の中心を原点とし、極座標  $(r, \theta)$  を使用する。島の海岸線の半径を  $r_0$ 、島の斜面勾配を  $m$  とおく。島の斜面上では、水深  $h = m(r - r_0)$  である。 $r > r_1 = r_0 + r_2$  では、水深  $h_1 (= mr_2)$  の水平床とする。

このモデル地形に、角振動数  $\sigma$  の正弦定常波列が入射したときの基本解は藤間・後藤<sup>1)</sup>が求めている。藤間・後藤の理論では、入射波

$$\eta = e^{i(k_1 x - \sigma t)} \quad (1)$$

$$k_1 = \frac{\sigma}{\sqrt{gh_1}} \quad (2)$$

に対する島斜面上の解が次式で与えられる。

$$\eta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n F_{n,\beta}(\xi) e^{i(n\theta - \sigma t)} \quad (3)$$

ただし、 $F_{n,\beta}$  は藤間・後藤の求めた関数で、 $\xi, \beta$  は次式で表わされる。

$$\xi = 2\sqrt{\alpha(r - r_0)} \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{\sigma^2}{gm} \quad (5)$$

$$\beta = 2\sqrt{\alpha r_0} \quad (6)$$

また、水平床上 ( $r > r_1$ ) の解は次式で与えられる。

$$\eta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ i^n J_n(k_1 r) + B_n H_n^{(1)}(k_1 r) \right\} e^{i(n\theta - \sigma t)} \quad (7)$$

複素定数  $A_n, B_n$  は  $r = r_1$  で斜面上の解と水平床上の解による水位と流量が連続に接続するよう、以下

の連立1次方程式を解くことにより得られる。

$$\begin{pmatrix} F_{n,\beta}(\xi_1) & -H_n^{(1)}(k_1 r_1) \\ F'_{n,\beta}(\xi_1) & -H_n^{(1)'}(k_1 r_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i^n J_n(k_1 r_1) \\ i^n J_n'(k_1 r_1) \end{pmatrix} \quad (8)$$

ただし、 $\xi_1$  は次式で表される。

$$\xi_1 = \xi|_{r=r_1} = 2\sqrt{\alpha r_0} \quad (9)$$

### (2) 過渡波解

過渡的な入射波の波形は、次式で表わすことができる。

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\sigma) e^{i(k_1 x - \sigma t)} d\sigma \quad (10)$$

ただし、 $\phi$  は各成分波の複素振幅である。

藤間・後藤<sup>1)</sup>の周期波解を用いれば、この入射波に対する島斜面上での解は次式で与えられる。

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} \phi \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n F_{n,\beta} e^{i(n\theta - \sigma t)} \right\} d\sigma \quad (11)$$

しかし、任意の入射波形に対し、上式の厳密な積分を求めることは容易でない。そこで、ここでは上式の数値積分をとり、近似解を求める。この手法では、任意の入射波形に対する近似解を容易に求めることができ、原理的に2次元の任意初期波形問題にも適用可能である。

近似解を求める手順は以下の通りである。

- (1)  $\Delta x$  間隔で  $N$  個の空間点を設定し、中央が島の中心とする。
- (2) 初期波形を与える。計測された時間波形を用いる場合、入射波が一定の波速  $\sqrt{gh_1}$  で進行していると仮定し、計測波形を波形計測点付近に初期波形として与える。
- (3) 初期波形をFFTによりフーリエ成分に分解する。
- (4) 各フーリエ成分に対応する周期解を求め、数値積分を行う。

ただし、この解は近似解であるので、まず周波数空間をどの程度細かく分割すれば理論解を精度良く近似できるかを検討する必要がある。

藤間・後藤<sup>1)</sup>の検討により、実際の津波の現象では  $\beta$  が  $0.3 \sim 13$  程度であること、 $\beta$  が小さい波に対しては遡上高が小さいこと、 $\beta = 3 \sim 6$ 、 $\beta = 8 \sim 12$  の周波数帯にいくつかの共振周波数があり、ひとつの共振バンド幅は  $\beta$  が  $0.1 \sim 0.5$  程度であることなどが分かっている。したがって、実用的には積分範囲をある程度限定することができるが、積分の際にいずれかの共振周波数を無視してしまうことがないよう、 $\Delta\beta$  を十分に小さく取る必要があると考えられる。また、 $\Delta x$  が大き過ぎるとエリアジングによる誤差が生じるので、 $\Delta x$  も十分に小さくする必要があると予想される。

後述する孤立波の実験波形 (Fig.9 参照) を使って検討したところ、数値積分に際して、 $\beta$  が 0.2 より小さい低周波成分、 $\beta$  が 20 より大きい高周波成分、さらに、 $|\phi|$  が最大値の 1% 以下の微小成分を無視しても、解析結果にほとんど差を生じなかった。また、 $\Delta\beta$  が大きいと滑らかな遡上高分布が得られなくなり、 $\Delta x$  が大きすぎると遡上高が全体的に過大または過小評価になることが分かった。Fig.2 は、Fig.9 の入射波形に対して様々なパラメタを使って近似解を求め、どのようなパラメタを用いればよいかをまとめたものである。图中、 $\beta_{N/2}$  はナイキスト周波数に対応した  $\beta$  の値、 $\beta_{1\%}$  は  $|\phi|$  が最大値の 1% に低下する周波数に対応した  $\beta$  の値を表わす。ただし、FFT で考慮される波数  $k_1$  は

$$k_1 = \frac{2j\pi}{N\Delta x} \quad (j = 1, 2, 3, \dots, N/2) \quad (12)$$

なので、周波数分割幅  $\Delta\beta$ 、ナイキスト周波数  $\beta_{N/2}$  は次式で与えられる。

$$\Delta\beta = \frac{4\pi\sqrt{r_0r_2}}{N\Delta x} \quad (13)$$

$$\beta_{N/2} = \frac{2\pi\sqrt{r_0r_2}}{\Delta x} \quad (14)$$

Fig.2 では、 $\beta_{N/2}/\beta_{1\%} = 39$ 、 $\Delta\beta = 0.0033$  としたときの解を基準に、最大遡上高の評価が誤差 5% 以内の場合を白丸、誤差 5% 以上の場合を黒丸、滑らかな遡上高分布が得られなかった場合を  $\times$  印で表わしている。白丸と  $\times$  印を両方記した箇所では、最大遡上高の誤差は 5% 以内だが、滑らかな遡上高分布が得られなかったことを示している。

図から、 $\Delta\beta < 0.03$ 、 $\beta_{N/2}/\beta_{1\%} > 10$  程度になると、 $N$  と  $\Delta x$  を設定すれば良好な結果が得られると判断できる。これらの限界値は入射波のスペクトル形状に依存するので、上記の基準が普遍的であるとは一概に言えない。しかし、本研究で用いた孤立波以外の入射波形に対しても、上記の基準により精度の良い結果が得られている。したがって、 $|\phi|$  の減衰率が孤立波に比べて極端に緩やかでない限り、上記の基準により精度の良い解析が可能であると考えられる。なお、入射波形によっては  $\beta_{1\%}$  が複数ある場合も考えられるが、最も大きな  $\beta_{1\%}$  の値を出力し、上記の基準が満たされているかチェックした。また、上記の基準を満足するために実際の計算で考慮されるフーリエ成分の数は入射波形によって異なるが、本研究の範囲内ではほぼ 200 ~ 1000 程度であった。

### 3. 理論解の妥当性の検討

#### (1) 単一正弦波を用いた実験結果との比較

水理実験は Fig.3 に示す防衛大 (NDA) の平面水槽を用いて行なった。水槽中央部に勾配  $m = \text{約 } 1/4$  の円錐

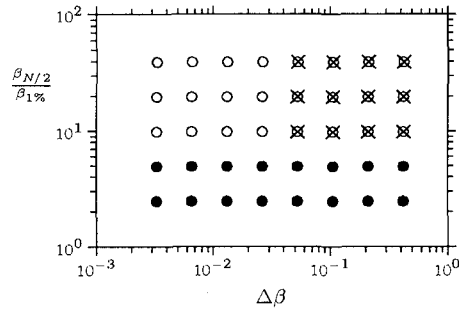


Fig.2 Evaluation of the accuracy of approximate solution

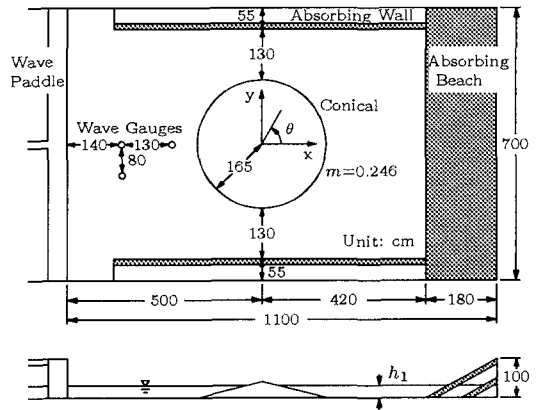


Fig.3 Experimental setup (NDA)

形の島模型が設置してある。

島模型に 1 山 1 谷のみをもつ正弦波を入射させ、入射波形および島模型における遡上高分布を測定した。入射波形は、Fig.3 中に示した沖側計測点において容量式波高計により計測した。遡上高は、島模型の中心から 22.5° 間隔で斜面上に目盛りを書き、目視により遡上地点の座標を読み取り、高さに換算することにより求めた。なお、本論文ではこのような波を単一正弦波と呼び、正弦波が無限に続く定常正弦波と区別する。

実験条件は Table 1 に示す通りである。ただし、周期  $T$  は造波プログラムで与えた目標値である。波高  $H$  は、入射波形の計測データから、波頂と波谷の水位差により求めた値である。同じ水深と周期で波高を約 0.5cm, 2cm, 4cm に設定し、合計 12 通りの実験を行った。

各実験ケースの遡上高分布に関し、水理実験結果と理論解析結果の比較を Figs.4~7 に示す。ただし、理論解における遡上高とは、汀線位置での水位経時変化の最大値である。图中、 $\theta$  は波の進行方向を 0° として反時計回りに測った角度である。また、左側の図は入射波形として与えた波形記録である。

図から、Case A~D を通し、波高が約 0.5cm の Case

Table 1 Conditions of the NDA experiments

Case	$h_1$	$T$	$H$
A-1	29.6cm	4.5s	0.52cm
A-2			2.0cm
A-3			4.0cm
B-1	19.7cm	3.0s	0.56cm
B-2			2.3cm
B-3			4.0cm
C-1	19.7cm	2.5s	0.43cm
C-2			2.0cm
C-3			4.1cm
D-1	19.7cm	2.0s	0.35cm
D-2			2.2cm
D-3			3.5cm

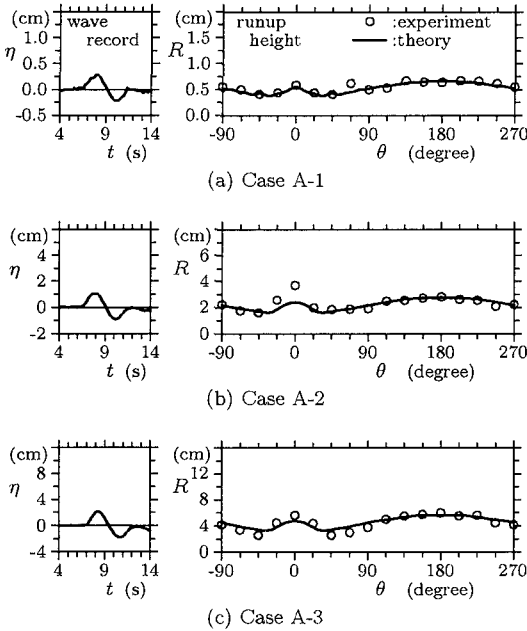


Fig.4 Runup height distributions in Case A

1 では本理論解が実験結果を精度よく再現していることが分かる。

波高約 2cm の Case 2 でも, Case A~D を通して, 全体的な遡上高分布は理論によりほぼ再現されている。ただし, 実験で観測されている島背後 ( $\theta = 0^\circ$ ) での大きな遡上高が理論で再現されていない。島背後の大きな遡上高は, 島の両側から回ってきた波の衝突によって生じたもので, 非線形性が強い現象であるため, 線形理論では再現できないのだと考えられる。

なお, 非線形長波理論を用いた Liu ら<sup>6),7)</sup> の計算でも島背後の大きな遡上高が再現されていないことから, 島背後の大きな遡上高を再現するには分散性をも考慮に入れなければならない可能性もある。このことから, 円錐形の島の場合, 波の非線形性・分散性の影響は, 島

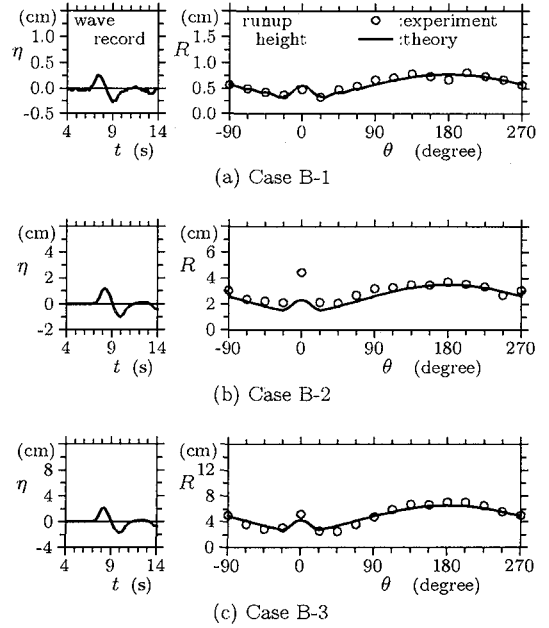
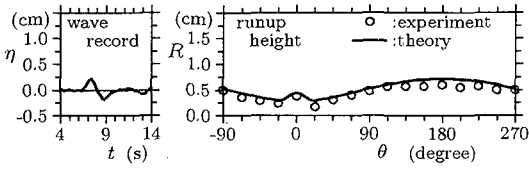


Fig.5 Runup height distributions in Case B

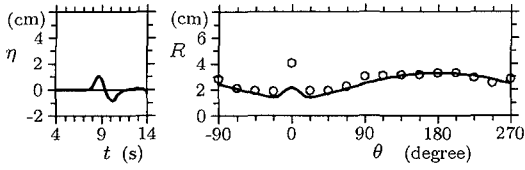
正面よりもむしろ島背後で現れやすいと言える。

波高約 4cm の Case 3 では, 波高 2cm の場合よりもむしろ理論値と実験値が一致しているように見える。しかし, 波高 4cm のケースでは島周辺で碎波などの現象が観測されており, 線形理論の本来の適用範囲をはるかに越えているはずである。線形理論でここまで遡上高が予測できた理由は, 線形理論で非線形性・分散性を無視したことによる波高増幅の過小評価と, 現実起こった碎波などによる波高減衰量が偶然にも同程度であったためと見るべきであろう。

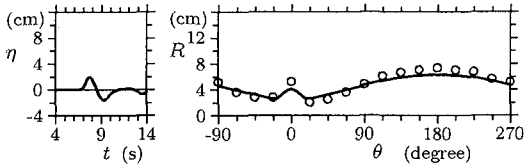
結局, 波高を約 0.5cm に設定した場合には本理論解で実験結果を精度よく再現できており, 波高を約 2cm 以上に設定した場合には非線形性の影響が現れ, 実験値を再現できていないことになる。さて, 斜面上の平均的な波高増幅が Green の法則で近似できると考えれば, 斜面上の局所波高水深比は初期波高水深比  $H/h_1$  によって決まる。また, 屈折の効果を考えると,  $m$  や  $r_0$  も支配パラメタになる。理論解の適用限界を厳密に議論するには, これらすべてのパラメタを考慮に入れるべきであるが, 本実験結果から厳密な議論を行うことは困難である。そこで, 第 1 次近似として, 適用限界を初期波高水深比だけで議論すると,  $H/h_1 < 0.03$  なら本理論解が適用可能であると言える。この適用限界は必ずしも厳密なものではないが,  $H/h_1 < 0.03$  ならすべての実験ケースで理論解が適用可能であることから, 少なくとも実スケールの津波の挙動を検討するには本理論解が十分な精度を持つと考えられる。



(a) Case C-1

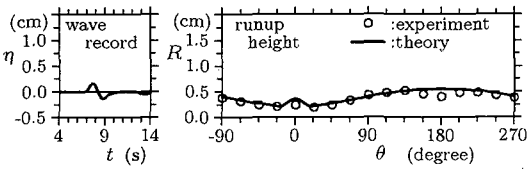


(b) Case C-2

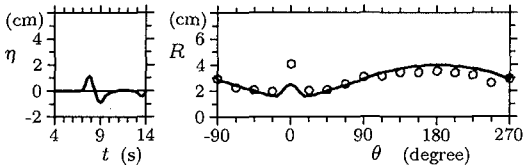


(c) Case C-3

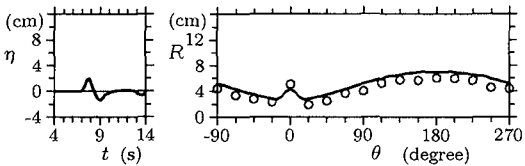
Fig.6 Runup height distributions in Case C



(a) Case D-1



(b) Case D-2



(c) Case D-3

Fig.7 Runup height distributions in Case D

## (2) 孤立波を用いた実験結果との比較

ここでは、前節の実験よりも大きな模型を使い、孤立波を入射波とする Briggs<sup>4),5)</sup>の実験結果との比較により、理論解の精度を検証する。

実験に用いた Waterway Experiment Station(WES)の平面水槽を Fig.8 に示す。島模型は、防衛大の模型

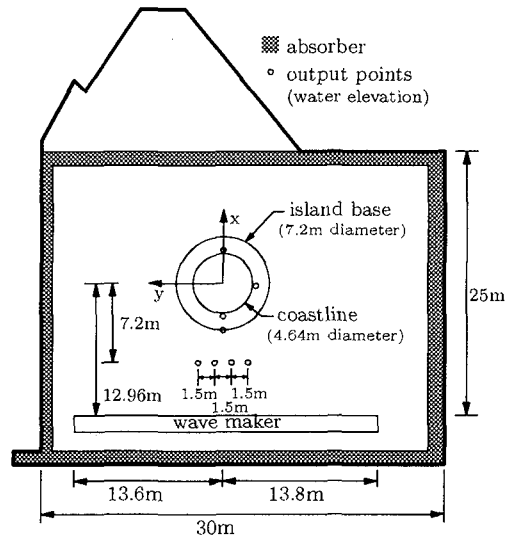


Fig.8 Experimental setup (WES)

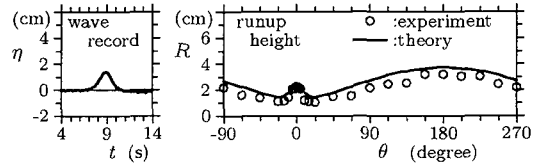


Fig.9 Runup height distributions in the case of WES experiments

と同様、勾配 1/4 の円錐形であるが、防衛大の模型に比べて約 2 倍の大きさを有する。

水深  $h_1 = 32\text{cm}$  で、入射波は波高約 1.4cm の孤立波である。ただし、理論解を求める際には、沖側の 4 箇所の計測点で測定した時間波形を平均して入射波形として用いる。また、遡上高分布と併せ、島周辺の 4 箇所です水位時間変化を測定した。

理論解と実験値の比較を Figs.9,10 に示す。ただし、Fig.9 は遡上高分布、Fig.10 は水位時間変化の比較である。図中、 $(x, y) = (-3.6\text{m}, 0\text{m})$  は島正面方向の斜面先端部の点であり、 $(x, y) = (-2.6\text{m}, 0\text{m})$ ,  $(0\text{m}, -2.58\text{m})$ ,  $(2.6\text{m}, 0\text{m})$  はそれぞれ島正面、側面、背面の汀線付近の点である。

本実験ケースでは、単一正弦波における線形理論の適用範囲 ( $H/h_1 < 0.03$ ) を越えており、理論解析により求めた遡上高はやや過大評価であるが、分布形状に関しては実験結果をよく再現している。また、水位経時変化に関しても、島背後で波の到達時間が若干遅れているものの、全体的にかなり良好に実験結果を再現している。したがって、本理論解析では、遡上高だけで

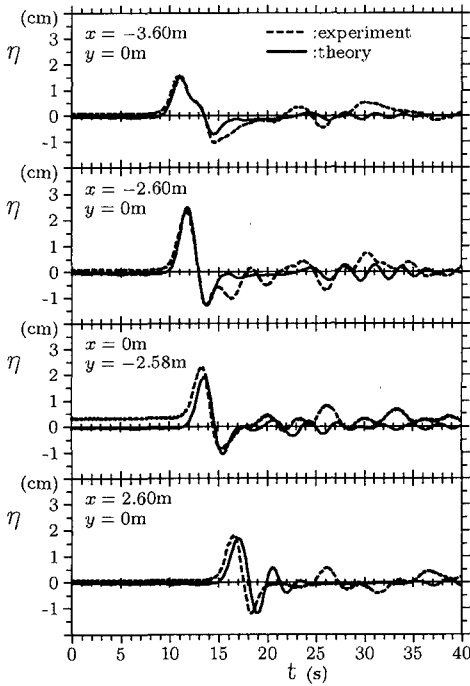


Fig.10 Time-course variation of water elevation around the model island

なく、島回りの波の挙動の再現が可能であると言える。

以上2種類の実験結果との比較により、波高が十分小さければ、本手法により過渡的な入射波の島回りの挙動が精度よく再現できると結論できる。しかし、波高が大きくなると非線形性の影響が現れ、線形理論では実験結果を再現できなくなる。ただし、 $H/h_1 = 0.03$  は実用的には十分大きな値であり、実スケールの津波の挙動を検討するには、本理論が十分な精度を有すると結論できる。

#### 4. 遡上高分布に及ぼす入射波形の影響

Table 2 の各ケースにつき、3~8 波からなる波列を考え、 $\sin$  関数に 1 次関数を乗じて最大波の位置を変化させた場合、1~10 波からなる寄せ初動の連続正弦波 (同じ大きさの正弦波が何波か連続して入射する場合で、単一正弦波、定常正弦波と区別して連続正弦波と呼ぶ)、1~10 波からなる引き初動の連続正弦波と、53 通りの入射波形を入力条件として、遡上高分布の解析を行う。ただし、全ケースで最大入射波振幅 1m とし、 $t = 0s$  で入射波の先端が島の中心から 100km の距離にあるものとする。

解析例として Case 3 の諸元で 4 波からなる波列を考え、最大波が 1 波目の場合、3 波目の場合の遡上高分布

Table 2 Analytical conditions\*

Case	$T(s)$	$m$	$r_0(m)$	$h_1(m)$	Sym.**
1	720	0.075	8000	1000	○
2	640	0.06	8000	1500	●
3	480	0.075	8000	1500	△
4	480	0.075	15000	600	▲
5	480	0.02	8000	1000	□
6	720	0.03	8000	1500	■
7	240	0.075	8000	1000	◇
8	360	0.03	15000	600	◆

\*: 53 profiles of incident wave are set for each case, although  $a_M = 1m$  for all cases.

\*\* : 'Symbol' corresponds to the marks in Fig.19.

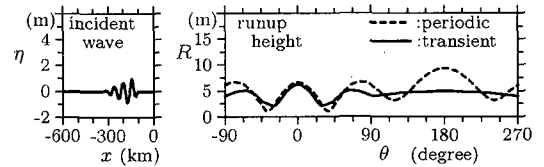


Fig.11 Runup height distribution in the case of wave train in which the first wave has the maximum amplitude

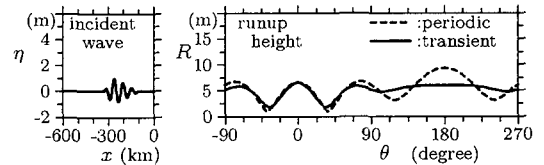


Fig.12 Runup height distribution in the case of wave train in which the third wave has the maximum amplitude

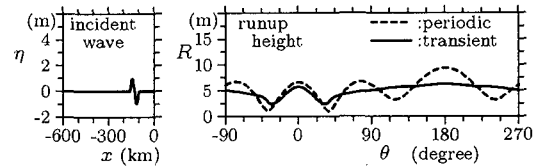


Fig.13 Runup height distribution in the case of single sinusoidal wave

を Figs.11,12 に示す。また、Figs.11,12 と同じ島に、1, 3, 5 波からなる引き初動の連続正弦波が入射したときの解析結果を Figs.13~15 に示す。なお、1 波のみの連続正弦波は単一正弦波と同じである。左側の図が入射波形を表わし、右図が遡上高分布を表わす。また、右図の実線が過渡的な入射波形を考慮した理論解析結果で、点線が入射波列中の最大波の振幅と周期を使って求めた定常波解析の結果である。ただし、同一ケース内では最大波の振幅と周期が同じなので、Figs.11~15 を通して定常波解析結果は同じである。

Figs.11~15 から、以下の事項が分かる。

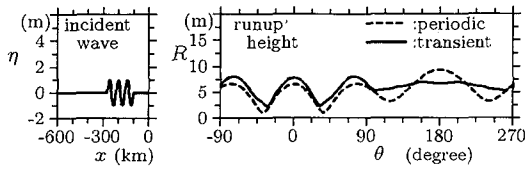


Fig.14 Runup height distribution in the case of wave train composed of three continuous sinusoidal waves

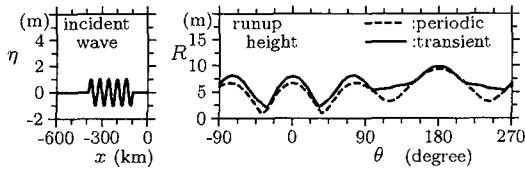


Fig.15 Runup height distribution in the case of wave train composed of five continuous sinusoidal waves

① 入射波が単一正弦波である Fig.13 では、島正面と島背後の2箇所のみが遡上高の極大値になる比較的単純な遡上高分布を示している。しかし、その他のケースでは、捕捉された波と新たに入射してくる波との相互作用により、波打った複雑な遡上高分布が得られている。

② 定常波解析で遡上高分布が極大値になる場所(腹)では、入射波数が増えるにしたがって遡上高が増加する。その際、島背後に位置する腹では少ない入射波数でも定常正弦波と同程度の遡上高が得られているが、島正面付近に位置する腹では定常正弦波と同程度の遡上高になるのに多くの入射波数を要する。一方、定常波解析で遡上高分布が極小になる場所(節)では、入射波数が少なくても過渡波の方が定常正弦波よりも大きな遡上高をもたらす。しかし、入射波数が増加しても遡上高は必ずしも大きくならない。例えば、Figs.13,15 を比べると、5波からなる波列が入射しても、 $\theta = 120^\circ$  の位置では第1波によって最大水位がもたらされ、2波目以降は最大水位に寄与していないことが分かる。

③ 最大波が入射波列の後ろにある方が遡上高が全体的に大きくなる傾向がある。最大波来襲前の入射波数が同じなら、入射波振幅が徐々に大きくなる波列 (Fig.12) よりも、連続正弦波 (Fig.14) の方が遡上高が大きくなる。

以上の事項を定量的に表すため、入射波形の波頂と波谷の振幅値を島に入射する側から  $a_1, a_2, \dots$  と番号を付け、最大波が  $M$  番目に当たるとして、次式によって計算したパラメタ  $S$  を導入する。なお、 $a_M$  が最大入射波振幅で、本解析ではすべてのケースで  $a_M = 1m$

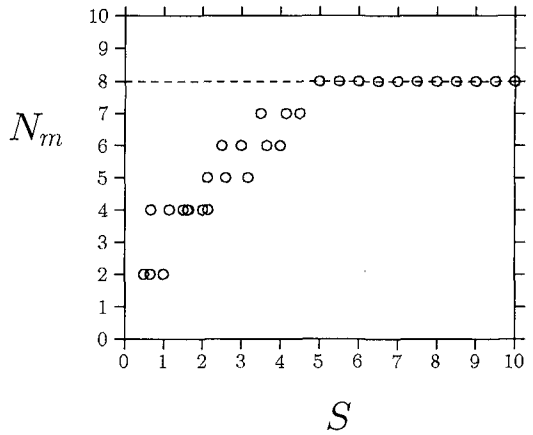


Fig.16 Variation in number of antinode due to incident wave profile (Case 4)

としている。

$$S = \frac{\sum_{j=1}^M |a_j|}{2a_M} \quad (15)$$

ただし、同じ振幅の波が続く連続正弦波の場合には、最も後ろの波の番号を  $M$  とする。すなわち、 $S$  は最大波来襲前の入射波列の振幅まで考慮し、最大波がおおよそ何波目に来襲するかを表わしている。そこで、ここでは  $S$  を換算入射波数と呼ぶことにする。津波が寄せから始まり、しかも第1波が最大波のときに  $S$  は最小値  $S = 0.5$  となる。また、 $S$  が大きいほど入射波が定常正弦波に近づく。

例として、Case 4 における遡上高分布の極大箇所数  $N_m$  と換算入射波数  $S$  の関係を Fig.16 に示す。図から、 $S$  が小さいときには島正面と島背後の2箇所でのみ極大となる単純な分布だが、換算入射波数が増えるに従い極大箇所数も増加し、定常波解析による極大箇所数 ( $N_m = 8$ ) に近づくことが分かる。

同じく Case 4 における島背後 ( $\theta = 0^\circ$ )、島側面 ( $\theta = 90^\circ$ )、島正面 ( $180^\circ$ ) における過渡波と定常正弦波の遡上高の比と  $S$  の関係を Fig.17 に示す。ただし、図中の  $R_{bt}$  等の添字は、 $b, s, f$  がそれぞれ  $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  における値であることを表し、 $t, p$  がそれぞれ過渡波解、定常波解であることを示す。なお、Case 4 では、 $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  がほぼ腹の場所と一致している。

図から、 $R_{bt}, R_{st}, R_{ft}$  はいずれも  $S$  が小さいときには  $S$  とともに増加し、 $S$  がある値以上になるとほぼ一定値となることが分かる。ただし、島背後 ( $\theta = 0^\circ$ ) での遡上高は、 $S < 1$  でも  $R_{bt}/R_{bp} = 0.8 \sim 1$  の範囲の値を取り、ほぼ  $S = 2$  程度で一定値に達している。島側面 ( $\theta = 90^\circ$ ) では、 $S < 1$  のとき  $R_{st}/R_{sp} = 0.7 \sim 0.8$  程度であり、 $S = 5$  で一定値に達する。一方、島正面

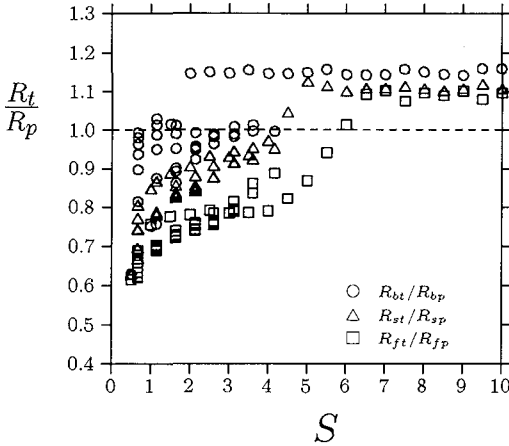


Fig.17 Variation of runup height due to incident wave profile (Case 4)

(180°)では、 $S < 1$  のとき  $R_{ft}/R_{fp} = 0.6 \sim 0.7$  程度で、 $S = 4$  から  $R_{ft}$  が急に増大し、 $S = 6.5$  程度で一定になる。

すなわち、島背後では  $S$  が非常に小さな入射波でも定常正弦波と大差ない遡上高が現れており、小さな  $S$  で遡上高が一定値に達する。一方、島正面に近い腹ほど、 $S$  が小さな入射波の遡上高は定常正弦波の遡上高に比べて小さくなり、遡上高が一定値に達する  $S$  の値が大きくなる。以上のことから、換算入射波数  $S$  が増加すると、島背後から島正面に向けて徐々に遡上高分布に腹が形成されていくと言える。

定性的には他のケースでも同様の傾向が得られるが、遡上高が一定値になる  $S$  の値はケースによって異なる。例えば Case 4 では  $S$  が 6 以上でない  $R_{ft}$  が一定値にならないが、Case 1 では  $S$  が 2 以下でも  $R_{ft}$  が一定値になる。

なお、遡上高分布の腹が島背後から形成されるため、島背後の方が島正面より遡上高が大きくなるケースも多く見られる。すなわち、島では波源から見て反対側でも大きな遡上高が現れる可能性がある。島での津波防災を考える上で、この点には注意する必要がある。

## 5. 島の最大遡上高に及ぼす入射波形の影響

工学的には、島の海岸線に沿った遡上高の最大値(最大遡上高)の評価が重要である。そこで、実際に理論解析を行うことなしに最大遡上高を予測する式を作成する。

Fig.17 と同様、最大遡上高も  $S$  とともに増加し、定常波理論による最大遡上高と同程度の値でほぼ一定値に達する。ただし、ほとんどのケースで最大遡上高  $R_{mt}$

は定常波理論による最大遡上高  $R_{mp}$  の 1.0 ~ 1.15 倍と、 $R_{mp}$  を若干超過して一定になったが、Case 7 では、 $S = 10$  でも  $R_{mp}$  の 0.95 倍にしかならなかった。これは、Case 7 の入射波周期が定常波解析での共振周波数に近いためであり、 $S = 10$  程度でも定常波理論通りの共振ピーク値に達しないのだと考えられる。

もちろん、 $S \gg 10$  の場合を考えれば  $R_{mt}$  は定常波理論通りの共振ピーク値まで増幅するはずである。しかし実際には、 $S = 10$  はかなり極端な場合である。また、仮に  $S \gg 10$  の入射波が来襲しても、現実の津波では砕波や底面摩擦の影響のため、定常波理論通りの鋭い共振ピーク値が現れるとは考えにくい。したがって、 $S \gg 10$  の極端な場合を想定しても実用的な意味はほとんど無く、定常波理論の共振ピーク値を無視して議論しても差し支えが無いであろう。

そこで、 $R_{mt}$  の予測式を作るにあたり、まず、もっとも遡上高が小さいと思われる寄せ初動の単一正弦波 ( $S = 0.5$ ) の最大遡上高  $R_{mt0.5}$  の予測式と、鋭い共振ピーク値を無視した平均的な  $R_{mp}$  の予測式を作成する。ただし、 $R_{mt0.5}$ 、 $R_{mp}$  の  $\beta$  による変化を考察するには、Table 2 の 8 ケースだけでは検討ケースが少な過ぎるので、 $1.5 < \beta < 8$  の範囲で合計 26 通りのケースについて  $S = 0.5$  の波形に対する過渡波解析を行う。

同じケースに対する定常波解析も行い、 $R_{mt0.5}$ 、 $R_{mp}$  をプロットした結果を Fig.18 に示す。○が  $R_{mt0.5}$  を、△が○に対応した  $R_{mp}$  を表す。また、図中の細線は、 $r_2/r_0$  を 0.5, 1, 2, 5, 10, 20 として、 $\beta$  のみ変化させて求めた  $R_{mp}$  曲線を表す。

図から、入射波周期が共振周期に一致し、 $R_{mp}$  (△印) が大きな場合であっても、 $R_{mt0.5}$  にはあまり大きな影響が無いことが分かる。したがって、 $R_{mt0.5}$  に関してはデータのばらつきが小さく、近似曲線を作ることも容易である。一方、 $R_{mp}$  には、共振ピーク値を無視しても、なお大きなばらつきがあるが、平均的な近似曲線として次式を得た。

$$R_{mt0.5}^* = a_M \sqrt{r_2/r_0} f_1(\beta) \quad (16)$$

$$R_{mp}^* = a_M \sqrt{r_2/r_0} f_2(\beta) \quad (17)$$

$$f_1(\beta) = 6 \tanh(0.18\beta) + \text{sech}^2[0.7(\beta - 2.8)] \quad (18)$$

$$f_2(\beta) = 10 \tanh(0.14\beta) + 3.5 \text{sech}^2(\beta - 3.3) \quad (19)$$

図中の太曲線がこの近似曲線を表しており、少なくとも  $1.5 < \beta < 8$  の範囲では、ほぼデータを近似できていると言える。

$R_{mp}^*$ 、 $R_{mt0.5}^*$  の値をもとに Table 2 の各ケースにおける  $R_{mt}$  の変化を検討したところ、 $R_{mt}$  はほぼ次式で評価できることが分かった。

$$R_{mt} = \begin{cases} R_{mt0.5}^*(S/9 + 1) & (S < S^*) \\ R_{mp}^* & (S > S^*) \end{cases} \quad (20)$$



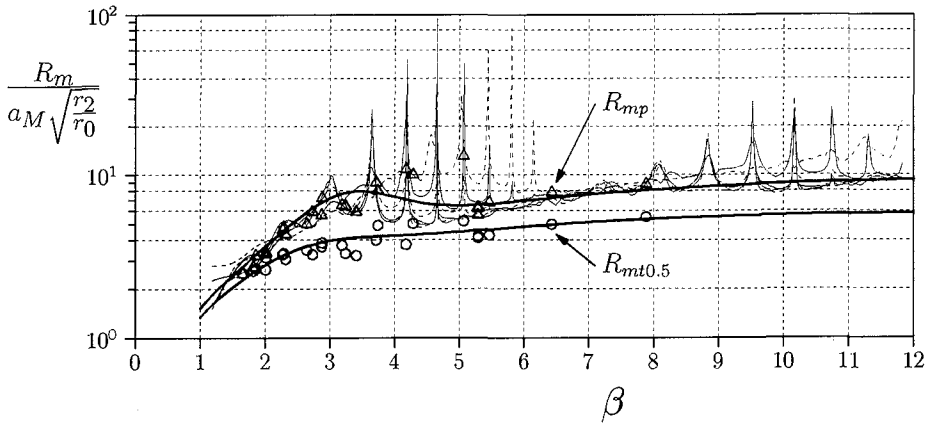


Fig.18 Variation of  $R_{mp}$  and  $R_{mt0.5}$

ただし、 $S^*$  は  $R_{mt} = R_{mp}^*$  になる  $S$  の値であり、次式で与えられる。

$$S^* = 9(f_2/f_1 - 1) \quad (21)$$

Fig.19 の折線が上式を表しており、上式の評価が妥当であることが分かる。すなわち、 $S$  が 1 増加すると遡上高は平均的に  $R_{mt0.5}^*/9$  だけ増加し、 $R_{mp}^*$  まで増加するとその後は増加しなくなる。したがって、藤間ら<sup>3)</sup>のように理論解析を防災対策に使う場合、周期解を用いると安全側に検討したことになるため、周期解を用いることに大きな問題はないであろう。ただし、場合によっては、過渡波の方が定常正弦波より 15% 程度大きな最大遡上高を与える可能性があることに注意する必要がある。

さて、式(20)から、 $R_{mt}/R_{mt0.5}^*$  は  $S < S^*$  で  $(S/9 + 1)$  となり、 $S > S^*$  では一定値  $(S^*/9 + 1)$  を取ると評価できる。すなわち、 $S$  が増加することによって、最大遡上高は単一正弦波の遡上高を基準にして、 $(S^*/9 + 1)$  倍まで増加する。したがって、 $S^*$  が大きいほど、最大遡上高に及ぼす  $S$  の影響が大きくなる。

Fig.20 に、 $\beta$  に対する  $S^*$  の変化を示す。図から、 $\beta < 2$  では  $S^* < 2$  なので、最大遡上高に及ぼす  $S$  の影響は小さく、 $S$  が大きな波列が来襲しても遡上高はそれほど変化しないことが分かる。

しかし、 $\beta > 2$  では  $S^*$  が大きく、 $S$  によって遡上高が大きく変わる。特に  $\beta = 3 \sim 4$  付近では  $S^* = 6 \sim 8$  なので、最大遡上高に対する  $S$  の影響が特に大きい。すなわち、 $\beta = 3 \sim 4$  では、最大遡上高は  $S = 6 \sim 8$  まで増加し続け、 $S > S^*$  の場合には、最大遡上高は単一正弦波の遡上高の約 2 倍になる。

ただし、約 2 倍というのは平均的な値であり、Fig.19 のデータのばらつきを考慮すれば、もっと大きな変化があり得ると考えなければならない。すなわち、 $(S +$

$9)/(S^* + 9)$  の最小値は 0.55 程度であり、Fig.19 には  $\pm 0.15$  のばらつきがあるから、 $R_{mt}/R_{mp}^*$  の最小値は 0.4 程度と考えられる。一方、 $R_{mt}/R_{mp}^*$  の最大値は 1.15 である。したがって、ばらつきまで考慮すると、最大波高と周期が同じでも入射波形によって最大遡上高に 3 倍もの違いがあることになる。

島から遠く離れた場所で発生して、波列を形成して島に入射する津波は  $S$  が大きいので、島の近くで発生する  $S$  の小さな津波に比べて、一般的に津波増幅率が大きくなる。ただし、通常、津波の伝播にしたがって  $a_M$  が小さくなるから、 $S$  の増加が直ちに島の津波遡上高自体の増加を意味する訳ではない。

しかし、例えば 1983 年日本海中部地震津波では大和堆での屈折により津波のエネルギーが隠岐方面に集中したと考えられる。このように、 $a_M$  があまり低下しない要因があると、 $S$  が大きく津波増幅機構が有効に働くことにより、島が波源から遠く離れているにも関わらず大きな津波遡上高が発生するのである。

すなわち、通常、島の近くで起きた地震ほど大きな津波遡上高を発生させると考えがちだが、波源が遠くても、堆や海嶺などの海底地形の影響により  $a_M$  が 1/3 以下に減衰しない場合には、波源が遠い方が津波遡上高が大きくなる可能性がある。島における津波防災計画策定において、地震の想定域を決定する際にはこのことに注意する必要がある。

また、Fig.19 には  $\pm 0.15$  のばらつきがあるから、同じ  $S$  に対して取り得る  $R_{mt}/R_{mp}^*$  に、最大 30% の幅が存在することになる。同一ケースのみを見ても、約 20% の幅がある。これは、入射波形が若干でも変化すると、島の最大遡上高が  $R_{mp}^*$  の 20 ~ 30% 変化する可能性があることを示している。

したがって、特定の地域に地震を想定する際にも、こ

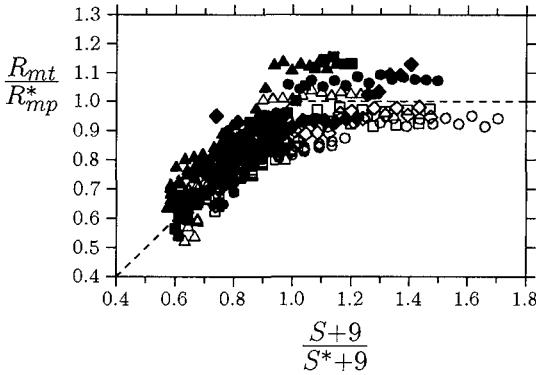


Fig.19 Estimation of the maximum runup height induced by transient wave

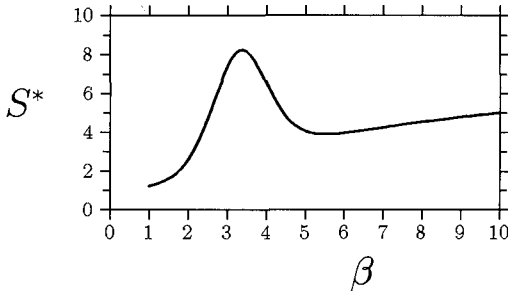


Fig.20 Relationship between  $S^*$  and  $\beta$

のような性質を考慮し、できる限り多くの波源モデルを使用して数値計算を行うべきである。また、限られた波源モデルしか使用できない場合には、僅かな波源の違いにより遡上高が 20 ~ 30% 変化する可能性があることを考慮して津波高を決定する必要がある。

## 6. 結論

過渡的な入射波形をもつ津波が円錐形の島に入射したときの、島周辺における津波の挙動を表わす理論解を求めた。本理論解の妥当性をスケールの異なる 2 種類の数理実験結果との比較により示した。また、理論解を用いて、入射波形により島の海岸線に沿った遡上高分布がどのように変化するか、入射波列中の最大波の振幅と周期をもつ定常正弦波の解析結果と比較し、検討した。

その結果、入射波が単一正弦波の場合には島正面と島背後の 2 箇所遡上高が極大値をとる比較的単純な遡上高分布であるが、換算入射波数  $S$  が増えるにした

がって、遡上高分布に腹が形成され、周期解に近い遡上高分布に変わっていくことが分かった。その際、島背後の腹から島正面の腹に向かって徐々に周期解に近い形に変わっていく。また、遡上高は  $S$  が小さいときには  $S$  とともに増加するが、ある  $S$  で一定値に達する。

島の海岸線に沿った遡上高の最大値を、 $\beta$ ,  $r_2/r_0$ ,  $S$  から算出する簡単な経験式を作った。最大波振幅と周期が同じでも、換算入射波数が大きく異なれば、最大遡上高に 3 倍もの違いが現れる場合がある。したがって、堆や海嶺などの存在により、津波が長距離を伝播しても振幅が 1/3 以下に減衰しない場合には、波源が遠く波列を形成した場合の方が波源が近い場合より遡上高が大きくなる可能性がある。また、 $S$  がほとんど変わらなくても、僅かな入射波形の違いにより最大遡上高は 20~30% 変化する可能性がある。

島における津波防災計画策定において、地震想定域や波源モデルを決定する際には、以上の島の津波増幅特性に注意する必要がある。

謝辞：本研究の一部は文部省科学研究費（総合（A）代表：首藤伸夫東北大学教授）の補助を受けて行われた。また、論文作成に当たり、山田浩一君、窪田美奈子君（防衛大学校 4 年生）の助力を得た。ここに記して謝意を表する。

## 参考文献

- 1) 藤間功司, 後藤智明: 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/II-28, pp.101-110, 1994.
- 2) Fujima, K., Yuliadi, D., Goto, C., Hayashi, K. and Shigemura, T.: Characteristics of long waves trapped by conical island, Coastal Engineering in Japan, Vol.38, No.2, pp.111-132, 1995.
- 3) 藤間功司, 後藤智明, 林建二郎, 重村利幸, 首藤伸夫: 伊豆・小笠原諸島の津波増幅特性, 海岸工学論文集, Vol.42, pp.381-385, 1995.
- 4) Briggs, M. J., Synolakis, C. E. and Harkins, G. S.: Tsunami runup on a conical island, Proc. of the International Symposium on Waves — Physical and Numerical Modelling, pp.446-455, 1994.
- 5) Briggs, M. J., Synolakis, C. E., Harkins, G. S. and Green, D. R.: Laboratory experiments of tsunami runup on a circular island, Pure and Applied Geophysics, Vol.144, No.3/4, pp.569-593, 1995.
- 6) Liu, P. L.-F., Cho, Y.-S. and Fujima, K.: Numerical solutions of three-dimensional runup on a conical island, Proc. of the International Symposium on Waves — Physical and Numerical Modelling, pp.1031-1040, 1994.
- 7) Liu, P. L.-F., Cho, Y.-S., Briggs, M. J., Kanoglu, U. and Synolakis, C. E.: Runup of solitary waves on a circular island, J. Fluid Mech., Vol.302, pp.259-285, 1995.

(1997. 4. 14 受付)

# RUNUP OF TSUNAMI HAVING A TRANSIENT WAVE PROFILE ON A CONICAL ISLAND

Koji FUJIMA, Dede YULIADI, Michael J. BRIGGS, Kenji MASAMURA,  
Toshiyuki SHIGEMURA and Chiaki GOTO

Based on a linear long wave theory, a solution is obtained for the propagation of tsunami having an arbitrary incident wave profile on a conical island. The validity of the theory is verified through the comparisons with two laboratory datasets. Effects of incident wave profile on the distribution of runup height and the maximum runup height along the coastline of island are discussed on a basis of the present theory.