

II-67

海嶺に捕捉される津波についての理論的考察

東北大学大学院 学生員○ 越村俊一
 東北大学工学部 正 員 今村文彦
 東北大学工学部 正 員 首藤伸夫

1. 序論

海嶺上を伝播する津波が時として大きな波高を伴い、陸地に来襲する場合がある。それは海嶺が津波を捕捉するためであるといわれている。実際に、1996年Irian Jaya地震津波の外洋伝播計算結果や、同津波の父島における観測波形は海嶺に捕捉された津波の存在を示唆していた¹⁾。しかし、どのような場合に対して、この海嶺波が励起されるかは分かっていない。

本研究では、単純なモデルを仮定した理論解析によりこの条件を明らかにし、観測波形との比較からIrian Jaya地震津波の父島に来襲した津波についての考察を行う。また、理論解析と同様のモデルを用いた数値実験を行い、理論の妥当性を検討する。

2. 理論解析

図-1に示す単純な海嶺のモデルにおける長波の波高は、次のように線形の波動方程式を満足する解として与えられている²⁾。

$$\begin{aligned} \eta_1 &= e^{i\beta y} \left\{ e^{i\alpha_1(x+a)} + \text{Re}^{-i\alpha_1(x+a)} \right\} \\ \eta_2 &= e^{i\beta y} (Ae^{i\alpha_2 x} + Be^{-i\alpha_2 x}) \\ \eta_3 &= Te^{i\beta y} e^{i\alpha_3(x-a)} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 α, β はそれぞれ x, y 方向の波数、 R, T, A, B は複素定数である。式中の添字は領域を表す。領域間の境界における水位と流量の連続条件から複素定数 A, B を求めると次式ようになる。

$$\begin{aligned} A &= \frac{2s_{12}(1+s_{32})}{\Delta} e^{-i\alpha_2 a} \\ B &= \frac{2s_{12}(1-s_{32})}{\Delta} e^{-i\alpha_2 a} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Delta = (1+s_{32})(1+s_{12})e^{-2i\alpha_2 a} - (1-s_{32})(1-s_{12})e^{2i\alpha_2 a}$$

s_{ij} は各領域間の境界における波の入射、屈折角 θ を用いて次式で表せる。

$$s_{ij} = \frac{\alpha_j h_i}{\alpha_i h_j} = \frac{\beta/\alpha_j}{\beta/\alpha_i} \cdot \frac{h_i}{h_j} = \frac{\tan \theta_j}{\tan \theta_i} \cdot \frac{h_i}{h_j} \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

図-2に海嶺の幅を乗じて無次元化した波数に対する複素定数 A, B の変化を示す。ただしここでは簡単な為に

$h_1 = h_3 = 5000\text{m}, h_2 = 2500\text{m}, a = 140\text{km}$ とする。

海嶺への入射角が大きい場合（ 80° ）には、 A, B は共に無次元波数について周期的に変化する。ただし B の値が増大するのは領域2と3の境界における反射波の成分が増加するためである。

Irian Jaya地震津波の場合、波源と我が国への伝播経路上にある海嶺との地理的關係から、津波の海嶺への入射角は大角度であると推測できる。海嶺への入射角が大角度（ここでは 80° ）であれば、図-2より、複素定数 A, B は $2\alpha_2 a = n\pi$ （ $n=1, 2, 3, \dots$ ）という条件で極大値をとる。大角度入射の場合、この条件を満たす周期は次式で与えられ、海嶺への捕捉効率から見た固有周期と呼ぶことができる。

$$T_f = \frac{4a}{n\sqrt{gh_2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \left\{ \sin^{-1} \left(\sqrt{h_2/h_1} \sin \theta_1 \right) \right\}}} \quad (3)$$

ここで、 $2a$ は海嶺の幅、 θ_1 は海嶺への入射角である。すなわち、固有周期は海嶺の地形（水深、幅）及び海嶺への入射角に依存する。

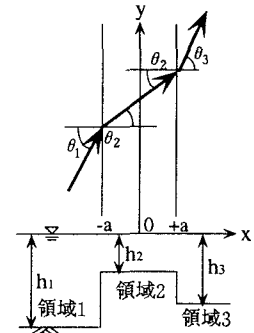


図-1 海嶺モデル及び座標系

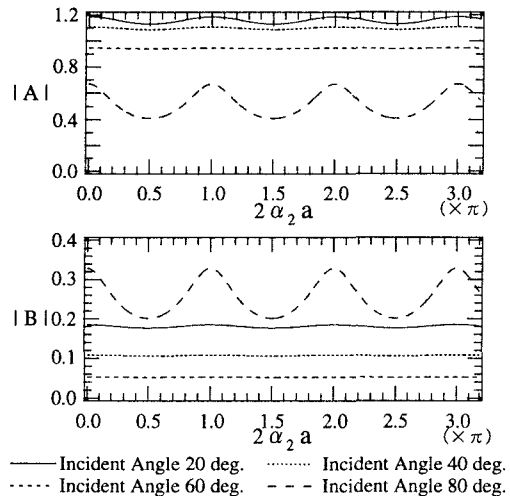


図-2 複素定数の変化

図-3に(3)式から求めた固有周期を示す。ただし、入射角 $\theta_i=80^\circ$ 、 $a=140\text{km}$ とした。この図により海嶺内外の水深と固有周期との関係を知ることができる。また、図-4に示す父島周辺の海嶺に対し適用した結果、固有周期は第2モードで約19分となった。これは父島における卓越周期とほぼ一致している(図-5)。

3. 数値実験

理論解析の妥当性を検討するために同じ条件を用いた数値実験を行った。境界条件として、固有周期に一致する21分の波と一致しない30分の波をそれぞれ振幅1mとして入射した。15時間後における海嶺の対称軸上での水位分布の比較を図-6に示す。図中の実線は理論解の実数部、点線は数値計算結果である。理論と計算結果はよく一致しており、理論で示した海嶺上を伝播する津波の特性は数値計算でも再現できることが分かる。

各計算ケースにおいて入射波の振幅が等しいにもかかわらず、海嶺上では固有周期に一致する波の方が高い波高として現れる。これは、固有周期に一致する波は海嶺に捕捉され、そのエネルギーが保存されたまま伝播することを示している。一方、固有周期に一致しない波は捕捉されにくく、散乱波として励起される成分が大きいため海嶺上の波高が低くなる。

4. 結論

海嶺上を伝播する津波の固有周期を理論的に求めた。1996年Irian Jaya地震津波の父島における挙動は固有周期と同じ成分が卓越していた。固有振動周期に一致する成分は海嶺上で捕捉され、入射した波のエネルギーは減衰することなく伝播する。数値計算によりその現象は再現され、理論の妥当性が示された。

参考文献

- 1) 越村俊一ほか(1996)境界波としての津波の挙動特性とその数値解析、海岸工学論文集、第43巻、pp.276-280
- 2) Mei, C.C. (1992) The applied dynamics of ocean surface waves, World Scientific, 740p.

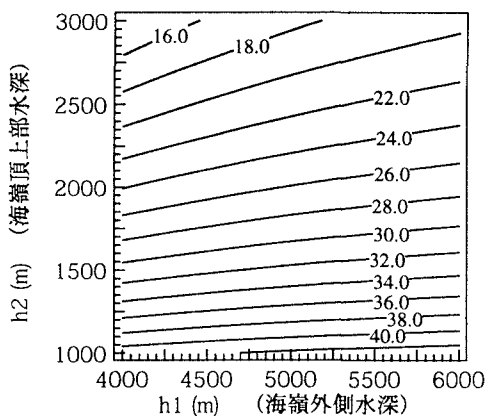


図-3 海嶺上を伝播する津波の固有周期
(図中の値の単位は分)

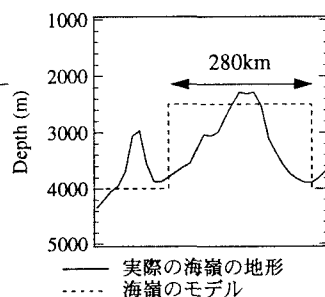


図-4 父島周辺の海底地形

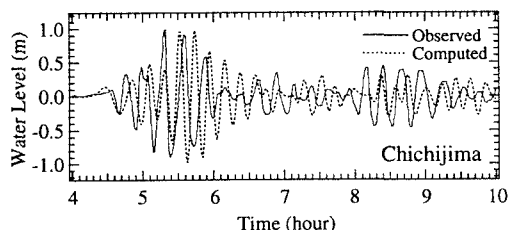


図-5 1996年Irian Jaya地震津波の父島における波形
(実線は検潮記録、点線は線形長波理論による計算値)

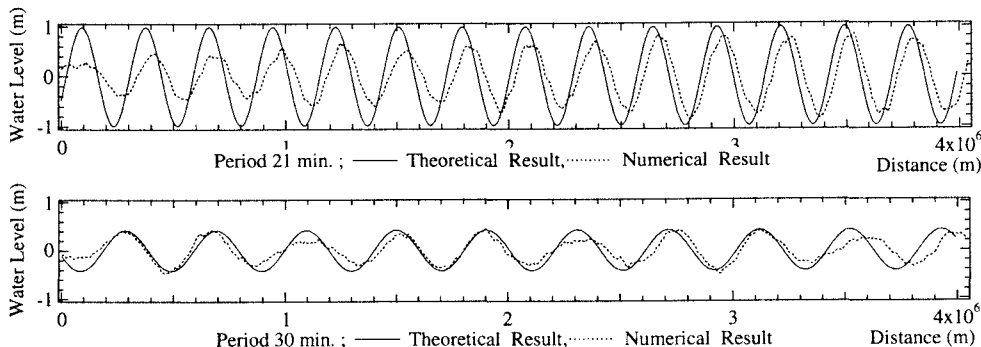


図-6 海嶺上の水位分布における理論と数値計算との比較