

津波の生成や伝播に対する流速分布及び密度成層の考慮

柿沼 太郎*・山下 啓*

1. 序 論

海底地震に伴う津波の伝播の数値解析では、浅水方程式系に基づく数値モデルを用いることが多い。その場合、水平方向流速の鉛直分布、並びに、鉛直方向流速が、理論上無視される。また、海洋において、海水が密度分布を有するが、通常、その効果は、考慮されない。そこで、本研究では、流速の鉛直分布や密度成層の存在を考慮可能な変分原理を適用して得られた非線形波動方程式系¹⁾に基づく数値モデルを適用し、津波の生成、または、伝播の 1 次元数値解析を行なう。そして、数値解析によって再現される津波に、流速分布や密度分布を考慮する正確さがどのような影響をもたらすのかを検討する。

このうち、流速分布の考慮に関し、岩瀬²⁾は、Boussinesq 型の波動方程式系に基づく数値モデルを採用し、分散項の違いが津波伝播の解析結果に与える影響を調べた。本研究では、速度ポテンシャルを静水面からの鉛直距離のべき級数に展開し、考慮する展開項のべきを変えた数値解析を行ない、津波の生成や伝播に対する、流速分布を考慮する程度の影響に関して調べる。まず、津波の水面形に関して、Hammack³⁾による津波の生成を対象とした水理実験結果、並びに、同条件に対する柿沼・秋山⁴⁾による 3 次元数値解析結果と、本数値モデルによる数値解析結果とを比較する。次に、数値解析の初期状態において、初期水面形を与え、初期流速が至る所でないものとして、津波伝播の数値解析を行ない、流速分布を考慮する程度の違いが、波高、峰の高さや位相の差をもたらすかを調べる。更に、長距離伝播後の津波の、大陸斜面上における

挙動に関しても、モデル地形を対象として数値解析を行なう。

他方、海洋の密度が 2 層に分布していると仮定して、密度成層が津波に与える影響を調べる。そして、特に、遠地津波の伝播解析において、密度成層の考慮の有無により、津波の波高や到達時刻に、違いが生じるか否かを明らかにしようとする。

なお、ここでは、摩擦や粘性の影響を除外した議論を行なうために、津波の長距離伝播を扱う際にも、海底摩擦及び流体粘性を無視する。また、Coriolis の力も考えない。

2. 基礎方程式系と数値解析法

非粘性・非圧縮性流体の I 層問題を対象とする。各層の流体が互いに混合しないと仮定する。第 i 層の流体の密度 ρ_i ($\rho_1 < \rho_2 < \dots < \rho_l$) は、それぞれ、各層内で一様であり、時間的に一定であるとする。流体の運動が非回転であると仮定すると、次式のような速度ポテンシャル $\phi_i(\mathbf{x}, z, t)$ が存在する。

$$\mathbf{u}_i = \nabla \phi_i \quad \text{and} \quad w_i = \partial \phi_i / \partial z \quad (1)$$

ここで、 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ は、水平方向の微分演算子であり、 \mathbf{u}_i 及び w_i は、それぞれ、水平及び鉛直方向の流速である。

流体の第 i 層の下面及び上面をそれぞれ $z = \eta_{i,0}(\mathbf{x}, t)$ 及び $z = \eta_{i,1}(\mathbf{x}, t)$ とし、下面に働く圧力を $p_i(\mathbf{x}, t)$ とする。多層流体に対して式(2)の汎関数¹⁾を認める。

$$F_i[\phi_i, \eta_{i,j}] = \int_{t_0}^t \iint_A \int_{\eta_{i,0}}^{\eta_{i,1}} \left\{ \frac{\partial \phi_i}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \phi_i)^2 \right. \quad (2) \\ \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial z} \right)^2 + gz + \frac{p_{i-j} + P_i}{\rho_i} \right\} dz \, dA \, dt$$

*鹿兒島大学大学院 理工学研究科

ここで, h_i を第 i 層の静水深として, $P_i = \sum_{k=1}^{i-1} (\rho_i - \rho_k) g h_k$ とする。重力加速度 g は, 9.8 m/s^2 とする。

流体層の最上面 (第 1 層の上面) を水面とし, 第 i 層の速度ポテンシャル $\phi_i(\mathbf{x}, z, t)$ を次式のように静水面からの鉛直距離 z のべき関数の重み付き級数に展開する。

$$\phi_i(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{\alpha=0}^{N-1} \{f_{i,\alpha}(\mathbf{x}, t) \cdot z^\alpha\} \equiv f_{i,\alpha} z^\alpha \quad (3)$$

ここで, 添え字 α に関して, 積の総和規約を用いている。

式 (3) の速度ポテンシャルを式 (2) の汎関数に代入し, 鉛直方向積分を解析的に行なってから, 変分原理の Euler-Lagrange 方程式系を導出することにより, 波の強非線形性・強分散性を考慮した波動方程式系が得られる。

大気圧を 0 とする。この波動方程式系は, 流体の層数を $I=1$ とすると, 次式のような 1 層問題に対する基礎方程式系となる。

$$\begin{aligned} \zeta^\alpha \frac{\partial \zeta}{\partial t} - b^\alpha \frac{\partial b}{\partial t} \\ + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \nabla \{ (\zeta^{\alpha+\beta+1} - b^{\alpha+\beta+1}) \nabla f_\beta \} \\ - \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta - 1} (\zeta^{\alpha+\beta-1} - b^{\alpha+\beta-1}) f_\beta = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \zeta^\beta \frac{\partial f_\beta}{\partial t} + \frac{1}{2} \zeta^{\beta+\gamma} \nabla f_\beta \nabla f_\gamma \\ + \frac{1}{2} \beta \gamma \zeta^{\beta+\gamma-2} f_\beta f_\gamma + g \zeta = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

ここで, 水面及び底面をそれぞれ $z = \eta_{1,1} \equiv \zeta(\mathbf{x}, t)$ 及び $z = \eta_{1,0} \equiv b(\mathbf{x}, t)$ と表わしている。

また, 流体の層数を $I=2$ とすると, 次式のような 2 層問題の基礎方程式系が得られる。

[上層]

$$\begin{aligned} \zeta^\alpha \frac{\partial \zeta}{\partial t} - \eta^\alpha \frac{\partial \eta}{\partial t} \\ + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \nabla \{ (\zeta^{\alpha+\beta+1} - \eta^{\alpha+\beta+1}) \nabla f_{1,\beta} \} \\ - \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta - 1} (\zeta^{\alpha+\beta-1} - \eta^{\alpha+\beta-1}) f_{1,\beta} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \zeta^\beta \frac{\partial f_{1,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2} \zeta^{\beta+\gamma} \nabla f_{1,\beta} \nabla f_{1,\gamma} \\ + \frac{1}{2} \beta \gamma \zeta^{\beta+\gamma-2} f_{1,\beta} f_{1,\gamma} + g \zeta = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

[下層]

$$\begin{aligned} \eta^\alpha \frac{\partial \eta}{\partial t} - b^\alpha \frac{\partial b}{\partial t} \\ + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \nabla \{ (\eta^{\alpha+\beta+1} - b^{\alpha+\beta+1}) \nabla f_{2,\beta} \} \\ - \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta - 1} (\eta^{\alpha+\beta-1} - b^{\alpha+\beta-1}) f_{2,\beta} = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \eta^\beta \frac{\partial f_{2,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2} \eta^{\beta+\gamma} \nabla f_{2,\beta} \nabla f_{2,\gamma} \\ + \frac{1}{2} \beta \gamma \eta^{\beta+\gamma-2} f_{2,\beta} f_{2,\gamma} + g(\eta + h_i) \\ - \frac{\rho_1}{\rho_2} \left\{ \eta^\beta \frac{\partial f_{1,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2} \eta^{\beta+\gamma} \nabla f_{1,\beta} \nabla f_{1,\gamma} \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \beta \gamma \eta^{\beta+\gamma-2} f_{1,\beta} f_{1,\gamma} + g(\eta + h_i) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

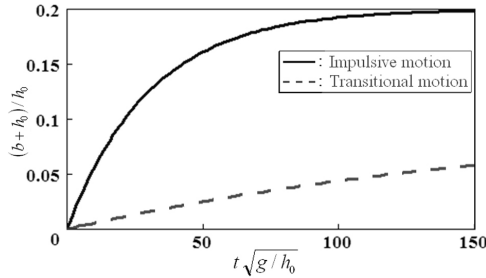
ここで, 水面及び界面をそれぞれ $z = \eta_{1,1} \equiv \zeta(\mathbf{x}, t)$ 及び $z = \eta_{1,0} = \eta_{2,1} \equiv \eta(\mathbf{x}, t)$ と表わし, また, 底面を $z = \eta_{2,0} \equiv b(\mathbf{x}, t)$ と表わしている。式 (6) ~ (9) は, 式 (3) の速度ポテンシャルの展開項数を $N=1$ とすると, 2 層流体問題の非線形浅水方程式系⁵⁾と一致する。

断面 2 次元内の現象を対象とし, 式 (4) 及び (5), または, 式 (6) ~ (9) の各基礎方程式系を Nakayama・Kakinuma⁶⁾と同様の差分法を用いて解く。その際に, 津波の生成過程を対象とする場合には, 底面の時間変動を $\partial b / \partial t$ の項で与える。

3. 津波の生成に対する流速分布の考慮

数値モデルの検証のために, 海底の隆起に伴う津波の生成を対象とした Hammack³⁾による水理実験結果と, 本数値モデルによる数値解析結果を比較する。一樣な幅の水槽の一端にある鉛直壁に接する $0 \text{ m} \leq x \leq B_b = 0.305 \text{ m}$ の領域の底面を空間的に一樣に隆起させ, 底面の隆起量 $(b + h_0)$ の時間変化を次式で与えた。

$$b + h_0 = b_0(1 - e^{-\sigma t}) \quad \text{when } t > 0 \quad (10)$$

図-1 底面の隆起量 $(b+h_0)$ の時間変化

ここで、初期水深 h_0 は、一様であり、 $h_0 = B_0/12.2$ とした。そして、 $b+h_0 = 2b_0/3$ となる時刻を $t = t_c$ とし、底面の隆起量が異なる次の二つの場合を対象とした。

[Impulsive motion]

$$b_0/h_0 = 0.2 \quad \text{and} \quad t_c\sqrt{gh_0}/B_0 = 0.069 \quad (11)$$

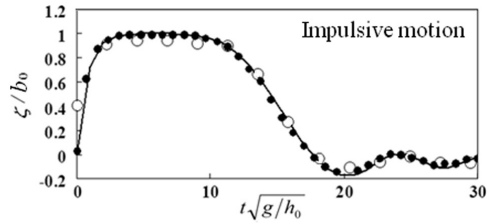
[Transitional motion]

$$b_0/h_0 = 0.1 \quad \text{and} \quad t_c\sqrt{gh_0}/B_0 = 0.39 \quad (12)$$

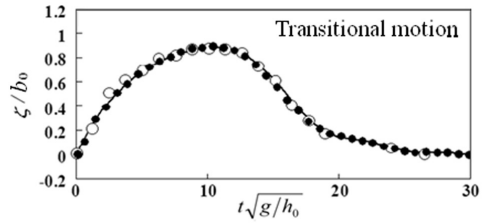
それぞれの場合の底面の隆起速度の時間変化を図-1に示す。

図-2に、水槽端 $x = 0$ mにおける水面変動の実験結果と数値解析結果を示す。Impulsive motionとTransitional motionの両者において、式(3)に示した速度ポテンシャルの展開項数を $N = 3$ とした場合、本モデルの計算結果は、実験結果との一致度が高く、また、3次元数値解析⁴⁾による結果とほぼ一致している。これより、本数値モデルによる数値解析において、 $N = 3$ とした場合、波の非線形性・分散性が精度よく考慮されていることが確かめられる。

また、図-3に、図-2と同条件において、速度ポテンシャルの展開項数を $N = 1, 2$ 、または、3としたときの、本数値モデルによる数値解析結果を示す。 $N = 1$ とすると、本モデルの基礎方程式系は、非線形浅水方程式系に一致するが、底面隆起の速度及び加速度が比較的大きいImpulsive motionにおいて $N = 1$ とした場合、図-3より、津波の tail に発

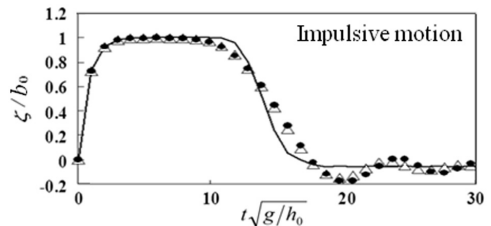


(a) Impulsive motion

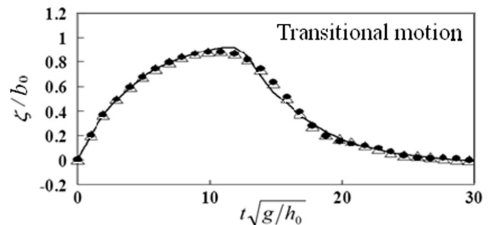


(b) Transitional motion

図-2 隆起域と接する水槽端 ($x = 0$ m) における水面変動 ζ (○: Hammack³⁾ の実験結果, ●: 柿沼・秋山⁴⁾ の3次元数値解析結果, -: $N = 3$ としたときの本モデルによる数値解析結果)



(a) Impulsive motion



(b) Transitional motion

図-3 隆起域と接する水槽端 ($x = 0$ m) における水面変動 ζ の本モデルによる数値解析結果 (-: $N = 1$, Δ : $N = 2$, ●: $N = 3$)

生ずる短周期波が再現されていないことがわかる。なお、 $N=2$ とすると、水平方向流速の線形の鉛直分布と、様な鉛直方向流速が考慮され、また、 $N=3$ とすると、水平方向流速の z^2 までの鉛直分布と、鉛直方向流速の線形の鉛直分布が考慮される。他方、底面隆起の速度及び加速度が比較的遅い Transitional motion においては、図-3 より、 $N=1, 2$ 、または、3 とした結果に、あまり大きな差異が認められない。

4. 津波の伝播に対する流速分布の考慮

数値解析によって再現される津波に、考慮する流速分布の正確さがどのような影響をもたらすのかを検討した。考慮する流速分布の精度は、式 (3) に示した速度ポテンシャルの展開項数を $N=1, 2$ 、または、3 とすることによって変えられる。ここでは、津波の伝播過程に対する流速分布の考慮の影響を調べるために、初期流速を至る所で 0 とし、津波の初期水面形を与えて津波の伝播解析を行なった。

静水深を 4,000 m で一様とし、鉛直壁を $x=0$ km に設け、時刻 $t=0$ s における初期水面形を $0 \text{ km} \leq x \leq B/2$ において次式で与えた。

$$\zeta(x,0) = a_0 \{1 + \cos[2\pi(x/B)]\}, \quad a_0 = 1.0 \text{ m} \quad (13)$$

ここで、 B は、初期水面形の波長である。そして、時刻 $t=0$ s における速度ポテンシャルを至る所で 0 とし、 $t > 0$ s における津波の伝播過程の数値解析を行なった。

式 (3) に示した速度ポテンシャルの展開項数を $N=1$ 、または、3 としたときの、 $B=20$ 、または、60 km の場合の各時刻における水面形を図-4 に示す。このうち、 $B=20$ km の場合、波の非分散を仮定して $N=1$ としたとき、第 1 波の峰の前面の勾配が $N=3$ としたときよりも急であり、第 1 波の峰の高さが $N=3$ としたときの 2 倍以上に過大評価されており、また、第 1 波の峰のピーク（最高点）の到達時刻が早くなっている。更に、 $N=1$

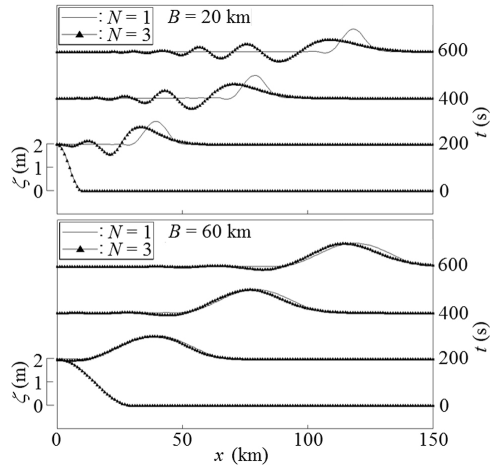


図-4 $N=1$ or 3 としたときの各時刻の水面形

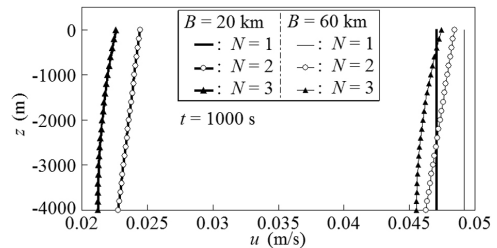


図-5 $N=1 \sim 3$ としたときの第 1 波の峰のピーク位置の水平方向流速 u の鉛直分布 ($t=1,000$ s)

としたとき、 $N=3$ としたときのような波群が形成されていない。こうした結果は、既存の研究^{2), 7)}と同様である。他方、 $B=60$ km の場合、この時点では、 $N=1$ としたときと、 $N=3$ としたときの差は、 $B=20$ km の場合ほど現れていない。

$N=1 \sim 3$ としたときの、 $B=20$ 、または、60 km の場合の、時刻 $t=1,000$ s における第 1 波の峰のピーク位置の水平方向流速 u の鉛直分布を図-5 に示す。 $B=60$ km の場合、この時点では、 N による違いがあまり現れていない。

$N=1$ 、または、2 としたときの、 $B=20$ 、30、または、60 km の場合の、第 1 波の峰の高さと ζ_{crest} の時間変化を図-6 に示す。長距離伝播の後、ここに示した時間内では、 B が長いほど ζ_{crest} が大きく、 B の各値の場合に

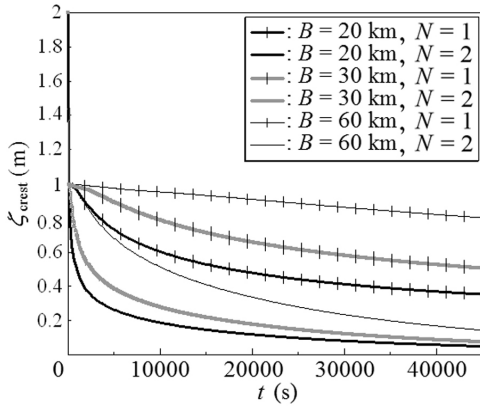


図-6 $N = 1$ or 2 としたときの第1波の峰の高さ ζ_{crest}

において、 $N = 1$ とする方が $N = 2$ とするよりも ζ_{crest} が大きい。

また、 $N = 1$ 、または、 2 としたときの、 $B = 30$ 、または、 60 km の各場合の $t = 45,000$ s における水面形を図-7に示す。波の分散性を考慮した $N = 2$ の場合に、分散効果により波の数が多くなり、波群の全長が長くなっている。この時点で、波群の全長は、 B が短い方が長い。なお、ここで、先行する波ほど波高が大きい。すなわち、第2波が第1波よりも波高が大きくなるといった現象は、認められない。

$B = 20, 30$ 、または、 60 km の場合の、 $N = 1$ としたときと、 $N = 2$ としたときの、第1波の峰のピーク位置の水平方向の差 Δx_{crest} 及び第1波の峰の高さの差 $\Delta \zeta_{crest}$ をそれぞれ図-8及び9に示す。前者において、 $t = 45,000$ s では、 $30 \sim 35$ km 程度、 $N = 1$ としたときに、 $N = 2$ としたときより峰が先行している。また、後者において、津波の伝播距離が比較的短い間は、 B が短いほど $\Delta \zeta_{crest}$ の増加速度が大きい。津波が長距離を伝播して、伝播時間が $13,500$ s を越える頃から、 $\Delta \zeta_{crest}$ は、 $B = 60$ km の場合が最も大きくなっている。

$N = 1$ 、または、 2 としたときの、 $B = 20, 30$ 、または、 60 km の場合の、各時刻における、第1波の波高（最高点と最低点の高さの差） H 及び第1波の最高点と最低点の位置

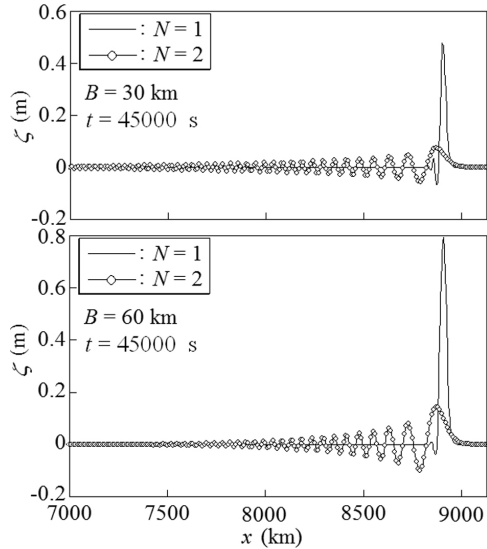


図-7 $N = 1$ or 2 としたときの水面形 ($t = 45,000$ s)

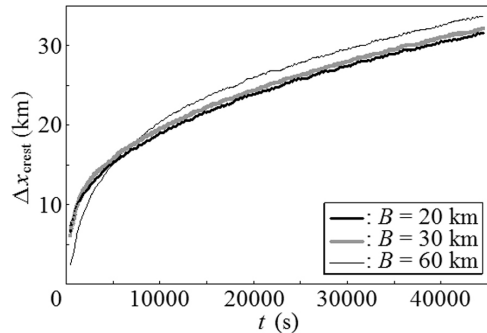


図-8 $N = 1$ としたときと $N = 2$ としたときの第1波の峰のピーク位置の水平方向の差 Δx_{crest}

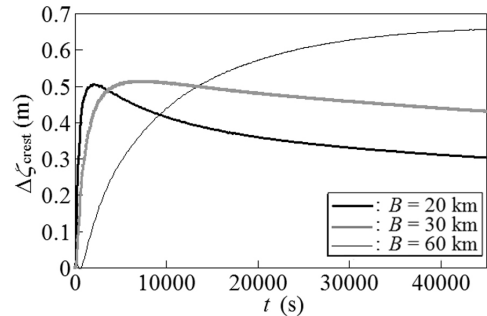


図-9 $N = 1$ としたときと $N = 2$ としたときの第1波の峰の高さの差 $\Delta \zeta_{crest}$

の水平方向の差 ($x_{\text{crest}} - x_{\text{trough}}$) をそれぞれ図 - 10 及び 11 に示す。図 - 10 より、第 1 波の波高は、津波の伝播時間が 3,500 s を越えると、 $N = 1$ 及び 2 の両者の場合とも、初期水面形の波長 B が長いほど大きい。他方、図 - 11 より、第 1 波の波長は、 $N = 1$ としたとき、 B が長いほど大きいのが、 $N = 2$ としたときは、津波が長距離を伝播すると、 B に殆ど依存しなくなっている。従って、第 1 波に関して言えば、初期水面形の波高が等しいとき、津波が長距離を伝播した後、水面形の波形勾配は、初期水面形の波長が大きい、すなわち、水域に与えられた位置エネルギーが大きいほど大きいのが、波長は、初期水面形の波長に依存せず、伝播時間に応じた値となると言える。

5. 大陸斜面に伝播する津波

静水深 4,000 m の海域と静水深 200 m の海域を水平方向の長さ 45 km の大陸斜面が繋いでいると仮定し、長距離伝播の後、津波がこの大陸斜面に達する場合を対象とした。すなわち、4. で数値解析を行なった津波が伝播を継続し、 $9,200 \text{ km} \leq x \leq 9,245 \text{ km}$ にある大陸斜面に到達して大陸棚に入射するとした。

$N = 1$ 、または、2 としたときの、 $B = 60 \text{ km}$ の場合の各時刻における水面形を図 - 12 に示す。波の分散効果により後傾を見せていた第 1 波が、大陸斜面到達後に前傾し始め、波高が増加する。

$B = 20, 30$ 、または、 60 km の場合の、 $N = 1$ としたときと、 $N = 2$ としたときの、第 1 波の峰のピーク位置の水平方向の差 Δx_{crest} の時間変化を図 - 13 に示す。大陸斜面の直前では、 B が長いほど Δx_{crest} が大きかったが、大陸棚上では、この場合、 Δx_{crest} は、 B に殆ど依存せず、いずれの場合も 6 km 程度に低減している。

6. 津波の伝播に対する密度成層の考慮

数値解析によって再現される津波に、海水の密度分布を考慮するか否かがどのような影

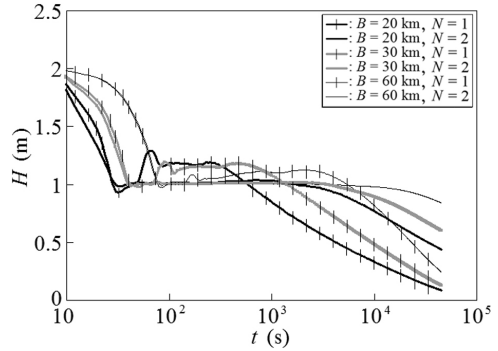


図 - 10 $N = 1$ or 2 としたときの第 1 波の波高 H

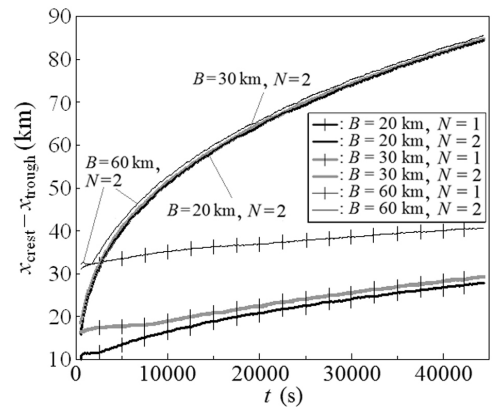


図 - 11 $N = 1$ or 2 としたときの第 1 波の最高点と最低点の位置の水平方向の差 ($x_{\text{crest}} - x_{\text{trough}}$)

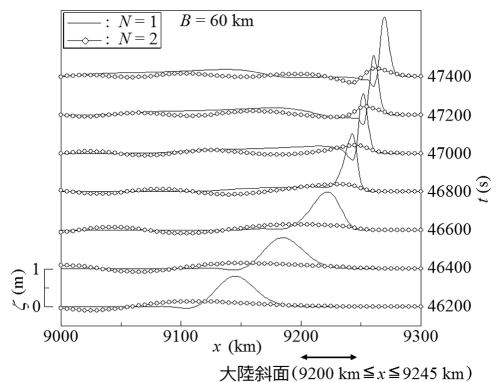


図 - 12 $N = 1$ or 2 としたときの各時刻の水面形

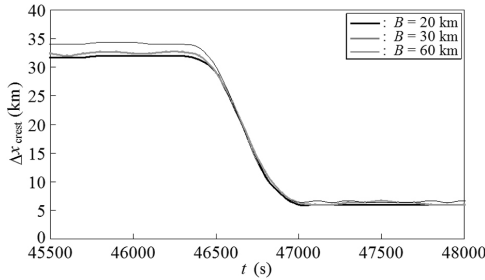


図-13 $N = 1$ としたときと $N = 2$ としたときの第1波の峰のピーク位置の水平方向の差 Δx_{crest}

響をもたらすのかを検討するため、ここでは、津波の伝播経路の全域が、静水状態において一様な密度成層をなしていると仮定し、津波が生成され伝播する過程の数値解析を行ない、流体の密度が全水深にわたって一様である1層の場合と数値解析結果を比較した。

計算条件は、1層の場合、静水深を4,000 mとした。他方、密度分布がある場合、2層の成層場を仮定し、上・下層の密度をそれぞれ1020.26及び1023.26 kg/m³とし、静水深をそれぞれ150及び3,850 mとした。これら両者の場合に、鉛直壁を $x = 0$ kmに設け、この鉛直壁に接する底面の $0 \text{ km} \leq x \leq 15 \text{ km}$ の部分を $0 \text{ s} \leq t \leq 20 \text{ s}$ の時間に一定速度で空間的に一様に2 mまで隆起させ、津波の生成から伝播に至る過程を対象とした。

式(3)に示した速度ポテンシャルの展開項数を $N = 3$ としたときの、 $t = 14,000$ sにおける水面形を図-14に示す。流体が2層に成層をなしている場合、流体の密度が全水深にわたって一様である1層の場合と比較して、特に、第1波の波高がやや大きくなっている。このとき、峰は、より高く、谷は、より低くなっている。しかしながら、峰や谷の水平位置は、両者に殆ど差異が見られない。すなわち、位相差が殆ど見られない。従って、ピークの到達時刻に対しては、南アメリカ大陸のチリ沿岸で発生した津波が日本に伝播するような遠地津波の場合においても、海洋の密度分布の影響は、殆ど現れないと考えられる。

また、第1波の、1層の場合の波高 H_1 と2層の場合の波高 H_2 の差の、波高 H_1 に対す

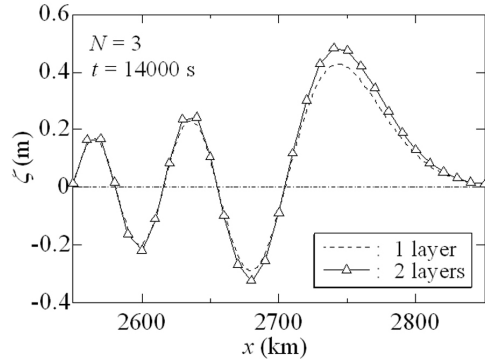


図-14 海洋が1層の場合と2層の場合の津波の水面形の比較 ($t = 14,000$ s)

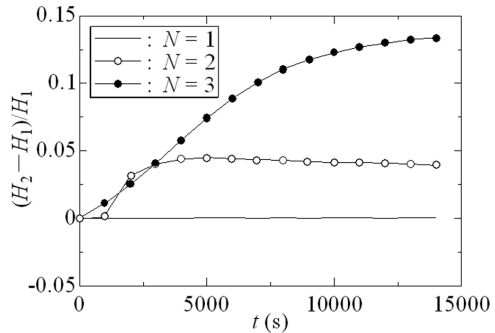


図-15 第1波の1層の場合の波高 H_1 と2層の場合の波高 H_2 の差の H_1 に対する比

る比の時間変化を図-15に示す。速度ポテンシャルの展開項数を $N = 1$ としたとき、1層と2層の場合の間に、波高の差が殆ど見られない。これに対し、波の分散性を考慮した $N = 2$ 、または、3の場合、1層と2層の場合に波高の差が見られ、 $N = 3$ とすると、 $t = 14,000$ sでは、2層に成層している場合、1層の場合の約13.4%波高が大きくなっている。

7. 結 論

非線形波動方程式系に基づく数値モデルを適用し、津波の生成・伝播過程の数値解析を行なった。ここでは、速度ポテンシャルの展開項を変え、数値解析によって再現される津波に、考慮する流速分布の正確さがどのよう

な影響をもたらすのかを検討した。また、海洋の密度が 2 層に分布していると仮定し、密度成層が津波に与える影響を調べた。

津波の生成に関して、底面隆起の速度及び加速度が比較的大きい場合、非線形浅水方程式系を適用すると、津波の tail に発生する短周期波を再現できない可能性がある。また、水平方向流速の線形の鉛直分布と、一様な鉛直方向流速とを考慮すると、本数値モデルは、Hammack による Impulsive motion 及び Transitional motion の両者の場合の津波生成の実験結果を精度よく再現することが確かめられた。

一方、津波の伝播に関して、初期水面形を与えて津波の伝播解析を行なう場合、非線形浅水方程式系を適用すると、津波の第 1 波に関して次のような計算結果が得られてしまう可能性がある。

- ・津波高さが過大評価され、波長が短く見積もられる。特に、峰前面の勾配が急になる。
- ・峰のピークが到達すると予測される時刻が、実際の到達時刻よりも早くなる。ただし、津波が大陸斜面に到達して水面形が前傾を開始する場合、到達時刻の誤差が低減する。
- ・実際の津波の長距離伝播において、分散効果により、多数の波を有する、全長が比較的長い波群が形成される場合でも、こうした波群が再現されない。
- ・実際の津波では、長距離伝播後の第 1 波の波長は、初期水面形の波長に依存しなくなる。ところが、波の非分散を仮定すると、長距離伝播後であっても、第 1 波の波長は、初期水面形の波長が長いほど大きくなる。

更に、海洋の密度が 2 層に分布している場合には、1 層の場合と比較して、津波の波高が大きくなる。しかしながら、津波が密度成層場を長距離伝播する場合においても、ここで対象とした程度の密度分布は、津波の到達時刻に殆ど影響しない。

本研究は、防衛大学校藤間功司教授が、津波に対する海洋の密度分布の影響に関する問題を著者らに提起していただいたことに端を発する。また、ここで適用した表面波及び内部波の数値モデルは、北見工業大学中山恵介教授に作成していただいた内部波の数値モデルを拡張したものである。ここに、謝意を表する次第である。

なお、本研究が、文部科学省科学研究費補助金 (c) (21560544) による研究の一部であることを付記する。

参考文献

- 1) 柿沼太郎：透水性海浜における内部波の挙動の数値計算, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 146-150, 2001.
- 2) 岩瀬浩之：津波発生域から沿岸域までの分散効果を取り入れた数値モデルの研究, 東北大学大学院博士論文, 166p., 2005.
- 3) Hammack, J. L.: A note on tsunamis: their generation and propagation in an ocean of uniform depth, *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, pp. 769-799, 1973.
- 4) 柿沼太郎・秋山 実：海底地形の変動に伴う津波発生過程の数値解析, 土木学会論文集, Vol. 62, pp. 388-405, 2006.
- 5) 柿沼太郎：津波地震によってもたらされるであろう幾つかの地変形態と形成される津波の数値解析, 津波工学研究報告, 第 23 号, pp. 69-86, 2006.
- 6) Nakayama, K. and Kakinuma, T.: Internal waves in a two-layer system using fully non-linear internal-wave equations, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 62, pp. 574-590, 2010.
- 7) Horrillo, J. Kowalik, Z. and Shigihara, Y.: Wave dispersion study in the Indian Ocean-Tsunami of December 26, 2004, *Marine Geodesy*, Vol. 29, pp. 149-166, 2006.