

外海域における津波の高精度計算法に関する検討

佐山 順二*・今村 文彦**・後藤 智明***・首藤 伸夫****

1. はじめに

津波の数値計算は、ここ 10 年間で飛躍的發展を遂げ、最大水位のみを対象とするなら誤差 15% 以内で計算できる。しかし、水位の経時変化や流況は、被害予測上重要であるにもかかわらず、最大水位ほどの精度が得られていない。この主な原因として考えられるのは、津波初期波形の精度、計算の支配方程式の精度および数値計算上の誤差、などである。

津波初期波形決定は伝播計算とは一見別問題のように思われるが、そうではない。すなわち、地震波からは波源の位置、広がり、水位に関する大まかな推定値のみが得られ、詳細な津波初期波形は、相田^{1)~3)}の一連の研究のように検潮記録と数値計算の比較から試行錯誤的に定められるからである。佐竹⁴⁾は検潮記録から津波初期波形を一意的に定めるインバージョン法について研究している。いずれにせよ津波伝播計算を用いるため、伝播計算の精度が最終結果を大きく左右する。

従来の津波数値計算の一例⁵⁾を図-1に示す。これは昭和 43 年十勝沖地震津波の外海域に関するものである。計算の支配方程式は線形長波理論で、リーブフロッグ差分法を用いて 3 種類の差分格子で計算した結果を水深 1000 m の 3 地点の水位の経時変化と比較している。津波初期波形としては相田¹⁾のモデルを用いている。図から判断できることは、主峰の水位に関しては大きな差が現れないが、主峰背後の分裂波列は差分格子の違いにより大きく異なったものとなることである。特に、主峰背後の分裂波列の波長には差分格子長に関係するという特徴がある。以上のことから、現状の津波数値計算は最大水位に関しては比較的精度の良い計算が可能であると考えられるが水位の経時変化については精度が劣るものと判断できる。

本研究では、このような数値計算誤差の原

因と考えられる数値計算の打ち切り誤差について検討を行う。そして打ち切り誤差が物理的な波数分散効果と同じ性質があることを利用した高精度計算法について提案する。

まず、従来の外海域の津波計算に用いられてきたリーブフロッグ法による線形長波計算に関する誤差解析を行い、計算の打ち切り誤差が数値的な分散性を有し、この打ち切り誤差を時空間の 3 階微分 ($\partial^3/\partial t \partial x^2$, $\partial^3/\partial t \partial y^2$ など) で近似的に表し得ることを示す。次に、この微分近似と物理的な分散項とが、係数は異なるものの微分の形は同じである事を利用して、物理的な分散効果を含みかつ数値的な分散効果を小さく抑えることのできる計算法を提案する。最後に、十勝沖地震津波を例にして従来の計算法による結果と本研究で提案する高精度法による結果を比較検討する。

本研究で取り扱うのは非線形性が無視できる深海域の津波の伝播であり、微小振幅表面波の分散関係を真値としてよい場合である。

2. 線形長波理論を用いた数値計算の誤差

(1) 第一微分方程式近似

先に、著者の一部⁶⁾は津波の一次元伝播問題における数値計算の打ち切り誤差に関する検討を行った。ここではこの誤差解析を二次元伝播問題に拡張する。

従来の外海域の津波数値計算では以下に示す線形長波理論を用いている。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0$$

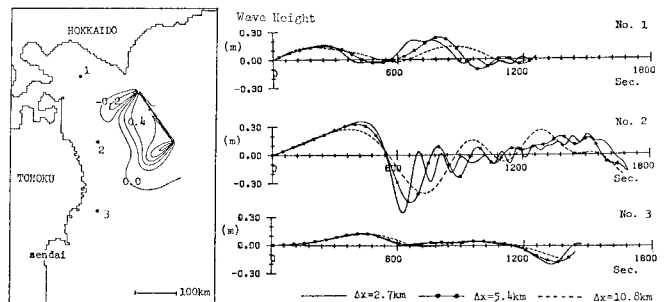


図-1 差分格子の差による波形の違い⁵⁾

* 学生員 東北大学大学院 工学研究科
 ** 学生員 工務 東北大学大学院 工学研究科
 *** 正員 工博 運輸省港湾技術研究所 水工部
 **** 正員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科

$$\begin{aligned}\frac{\partial M}{\partial t} + C_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial N}{\partial t} + C_0 \frac{\partial \eta}{\partial y} &= 0 \dots\dots\dots (1)\end{aligned}$$

ここに、 (x, y) は水平座標、 t は時間座標、 η は水位、 (M, N) は (x, y) 方向の線流量、 C_0 は線形長波の波速 $(\sqrt{gh})$ 、 g は重力加速度、 h は静水深である。式 (1) をリープフロッグ差分式にすると、

$$\begin{aligned}\frac{1}{\Delta t} [\eta_{j,l}^{n+1/2} - \eta_{j,l}^{n-1/2}] + \frac{1}{\Delta x} [M_{j+1/2,l}^n - M_{j-1/2,l}^n] \\ + \frac{1}{\Delta y} [N_{j,l+1/2}^n - N_{j,l-1/2}^n] &= 0 \\ \frac{1}{\Delta t} [M_{j+1/2,l}^{n+1} - M_{j+1/2,l}^n] + \frac{C_0^2}{\Delta x} [\eta_{j+1,l}^{n+1/2} - \eta_{j,l}^{n+1/2}] &= 0 \\ \frac{1}{\Delta t} [N_{j,l+1/2}^{n+1} - N_{j,l+1/2}^n] + \frac{C_0^2}{\Delta y} [\eta_{j,l+1}^{n+1/2} - \eta_{j,l}^{n+1/2}] &= 0 \\ \dots\dots\dots (2)\end{aligned}$$

となる。ここに、 $(\Delta x, \Delta y)$ は (x, y) 方向の差分格子長、 Δt は時間差分格子長である。また、 (j, l, n) は差分格子点番号を意味する。

差分式 (2) の第一微分方程式近似は差分式の各項をテラー展開することにより導かれ、

$$\begin{aligned}-\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[M + \frac{\Delta x^2}{24} (1 - K_x^2) \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} - \frac{\Delta x^2}{24} K_x^2 \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial y} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[N + \frac{\Delta y^2}{24} (1 - K_y^2) \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} - \frac{\Delta y^2}{24} K_y^2 \frac{\partial^2 M}{\partial x \partial y} \right] &= 0 \\ -\frac{\partial M}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\Delta x^2}{24} (1 - K_x^2) \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} + \frac{\Delta x^2}{24} K_x^2 \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial x \partial y} = 0 \\ -\frac{\partial N}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial y} &= \frac{\Delta y^2}{24} (1 - K_y^2) \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial y^2} + \frac{\Delta y^2}{24} K_y^2 \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x \partial y} = 0 \\ K_x &= C_0 \frac{\Delta t}{\Delta x}, \quad K_y = C_0 \frac{\Delta t}{\Delta y} \dots\dots\dots (3)\end{aligned}$$

で表される。ここで、式 (1) に対し新たに加わった項は計算の打ち切り誤差の第1次近似を表すものである。

第一微分方程式近似式 (3) の $t=0$ で $\eta(x, y; 0) = \varphi(x, y)$ 、 $\partial \eta / \partial t = 0$ なる初期値の問題は、

$$\begin{aligned}\eta = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\varphi}(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\ \tilde{\varphi}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy\end{aligned}$$

で表される。ここで、 $\Delta x = \Delta y$ で水平床の場合、波速 C_0 は、

$$\left(\frac{C}{C_0} \right)^2 = 1 - \frac{1}{12} (1 - K_x^2) (k \Delta x)^2 + \frac{1}{6} \frac{k_x^2 k_y^2}{k^4} (k \Delta x)^2$$

となる。ここで、 (k_x, k_y) は (x, y) 方向の波数であり、 $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ 、 $K_x = C_0 \Delta t / \Delta x$ である。したがって、計算の支配方程式である線形長波の速度に比べ差分格子長に關係した波数分散性を有することがわかる。図-1 で示した計算結果の分散波列は以上のことから近似的ではあるが説明される。厳密には次のフーリエ級数解を用いる

必要がある。

(2) 打ち切り誤差解析

ここでは水平床上の津波に関する差分式 (2) のフーリエ級数展開による厳密解を考える。水位、線流量は格子点上で定義された離散的なものであるから、

$$\begin{bmatrix} \eta_{\alpha,\beta}^n \\ M_{\alpha,\beta}^n \\ N_{\alpha,\beta}^n \end{bmatrix} = \sum_{\alpha=0}^{J-1} \sum_{\beta=0}^{L-1} \begin{bmatrix} \tilde{\eta}_{\alpha,\beta}^n \\ \tilde{M}_{\alpha,\beta}^n \\ \tilde{N}_{\alpha,\beta}^n \end{bmatrix} e^{ik_x(j\Delta x)} e^{ik_y(l\Delta y)}$$

なる展開を考えればよい。ここで、 $\tilde{\eta}_{\alpha,\beta}^n, \tilde{M}_{\alpha,\beta}^n, \tilde{N}_{\alpha,\beta}^n$ は有限フーリエ係数であり、時間だけの関数である。また、 J, L は各方向の格子点数を意味する。式 (4) を式 (2) に代入し、 $\tilde{M}, \tilde{N}$ を消去すると、

$$\begin{aligned}\tilde{\eta}_{\alpha,\beta}^{n+3/2} - 2[1 - (K_x^2 \sin^2 \omega_x + K_y^2 \sin^2 \omega_y)] \tilde{\eta}_{\alpha,\beta}^{n+1/2} \\ + \tilde{\eta}_{\alpha,\beta}^{n-1/2} = 0 \dots\dots\dots (5)\end{aligned}$$

が導かれる。ここで、 $\omega_x = k_x \Delta x / 2$ 、 $\omega_y = k_y \Delta y / 2$ である。この式の解は、

$$\tilde{\eta}_{\alpha,\beta}^n = A_{j,l} e^{+k C_L (n \Delta t)} \dots\dots\dots (6)$$

で表される。したがって、差分式 (2) の解は、

$$\begin{aligned}\tilde{\eta}_{j,l}^n = \sum_{\alpha=0}^{J-1} \sum_{\beta=0}^{L-1} A_{\alpha,\beta} \exp [i \{ k_x (j \Delta x) + k_y (l \Delta y) \\ + k C_L (n \Delta t) \}] \dots\dots\dots (7)\end{aligned}$$

$$\frac{C_L}{C_0} = \frac{\sin^{-1}(S_L^{1/2})}{[(\omega_x K_x)^2 + (\omega_y K_y)^2]^{1/2}} \dots\dots\dots (8)$$

$$S_L = K_x^2 \sin^2 \omega_x + K_y^2 \sin^2 \omega_y \dots\dots\dots (9)$$

で表される。ここに、 C_L は差分計算上の波速を表し、第一微分方程式近似のものと多少異なるが、やはり差分格子長に關係する波数分散効果を表すものである。

図-2 は $h/\Delta x = h/\Delta y = 0.5, 1, 2$ の3種類に関して式 (8) で表される波数と波速の關係を描いた一例である。左図は線形長波の波速で無次元化された波速と差分格子長で無次元化された波数との關係を示している。 ω_x, ω_y

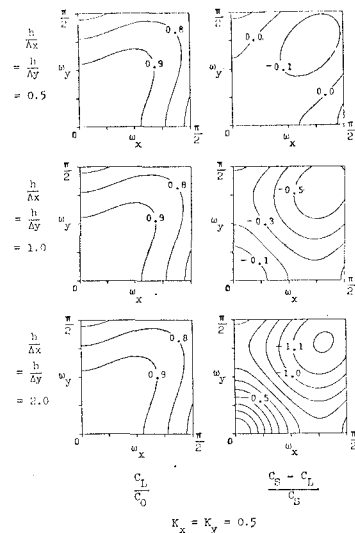
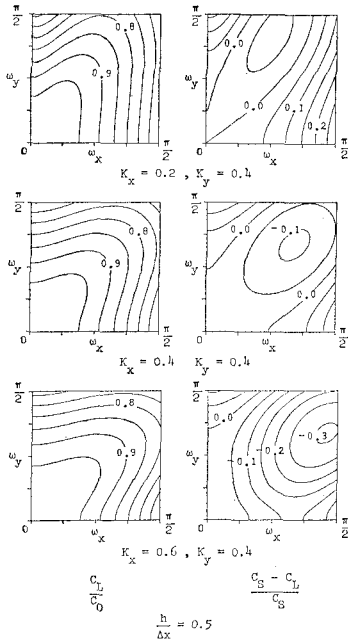


図-2 波数分散性 (1)



図—3 波数分散性 (2)

$=\pi/2$ が差分計算のナイキスト波数に相当する。

右図は微小振幅表面波の波速 C_s を真値と見なした場合の $(C_s - C_L)/C_s$ で定義される誤差について調べたものである。 $h/\Delta x$ が小さい場合には分散性も小さく線形長波の数値解は良好な結果が期待できることがわかる。一方、 $h/\Delta x$ が大きくなると計算の精度が悪くなる。

図—3 は $h/\Delta x$ を固定して K_x, K_y すなわち、 $\Delta x, \Delta y$ を変化させた場合について調べたものである。微小振幅表面波の分散関係は、伝播方向によらず一定で、無次元波数と無次元波速は同心円を描くはずであるが、数値計算では $\Delta x = \Delta y$ の場合は軸と 45° 方向に分散性が弱いという性質があり、 $\Delta x, \Delta y$ が異なる場合はその比により分散性が弱くなる方向が変化する。軸方向の分散性は最も強く、他の方向は弱いという傾向を有する。この性質は図—1 の計算結果にも表れている。この計算では南北、東西方向の座標軸を採用しているが、地点 1 および 3 では分散性が弱く、軸方向である地点 2 では強いという結果になっている。

3. 高精度計算法の検討

(1) 計 算 法

線形長波理論のリープフロッグ差分に関する第一微分方程式近似 (3) を線形長波の関係に比べ誤差を表す項が小さいものと仮定して書き換えると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\Delta x^2}{12} (1 - K_x^2) \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} - \frac{\Delta x^2}{12} K_x^2 \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial x \partial y} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial y} &= \frac{\Delta y^2}{12} (1 - K_y^2) \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial y^2} - \frac{\Delta y^2}{12} K_y^2 \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x \partial y} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (10)$$

となり、物理的な分散項を含む線形 Boussinesq 型の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{h^2}{3} \left\{ \frac{\partial^2 M}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 N}{\partial t \partial y} \right\} \right] \\ \frac{\partial N}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{h^2}{3} \left\{ \frac{\partial^2 N}{\partial t \partial y} + \frac{\partial^2 M}{\partial t \partial x} \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (11)$$

に似た形となる。したがって、新たに次に示す式を計算の支配方程式に選べば、数値計算の打ち切り誤差を打ち消し、物理分散効果を考慮することができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[a_x \frac{\partial^2 M}{\partial t \partial x} + b_x \frac{\partial^2 N}{\partial t \partial y} \right] \\ \frac{\partial N}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[a_y \frac{\partial^2 N}{\partial t \partial y} + b_y \frac{\partial^2 M}{\partial t \partial x} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで、

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{h^2}{3} - \frac{\Delta x^2}{12} (1 - K_x^2), \quad b_x = \frac{h^2}{3} + \frac{\Delta x^2}{12} K_x^2 \\ a_y &= \frac{h^2}{3} - \frac{\Delta y^2}{12} (1 - K_y^2), \quad b_y = \frac{h^2}{3} + \frac{\Delta y^2}{12} K_y^2 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (13)$$

以上の解析では、分散項中の斜面勾配の効果は無視できるものと仮定されている。長尾ら⁷⁾の計算結果から判断すると、斜面勾配 $1/20$ の場合、分散項中斜面勾配の影響は本来の分散項の 5% 以下である。

式 (12) をリープフロッグ形式に差分化すると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} [\eta_{j,l}^{n+1/2} - \eta_{j,l}^{n-1/2}] + \frac{1}{\Delta x} [M_{j+1/2,l}^n - M_{j-1/2,l}^n] \\ + \frac{1}{\Delta y} [N_{j,l+1/2}^n - N_{j,l-1/2}^n] &= 0 \\ \frac{1}{\Delta t} [M_{j+1/2,l}^{n+1} - M_{j+1/2,l}^n] + \frac{C_0^2}{\Delta x} [\eta_{j+1,l}^{n+1/2} - \eta_{j,l}^{n+1/2}] \\ &= \frac{a_x}{\Delta t \Delta x^2} [(M_{j+3/2,l}^{n+1} - 2M_{j+1/2,l}^{n+1} + M_{j-1/2,l}^{n+1}) \\ &\quad - (M_{j+3/2,l}^n - 2M_{j+1/2,l}^n + M_{j-1/2,l}^n)] \\ &\quad + \frac{b_x}{\Delta t \Delta x \Delta y} [(N_{j+1,l+1/2}^{n+1} - N_{j+1,l-1/2}^{n+1} - N_{j+1,l+1/2}^{n+1} \\ &\quad + N_{j,l-1/2}^{n+1}) - (N_{j+1,l+1/2}^n - N_{j+1,l-1/2}^n - N_{j,l+1/2}^n \\ &\quad + N_{j,l-1/2}^n)] \\ \frac{1}{\Delta t} [N_{j,l+1/2}^{n+1} - N_{j,l+1/2}^n] + \frac{C_0^2}{\Delta y} [\eta_{j+1,l}^{n+1/2} - \eta_{j,l}^{n+1/2}] \\ &= \frac{a_y}{\Delta t \Delta y^2} [(N_{j,l+3/2}^{n+1} - 2N_{j,l+1/2}^{n+1} + N_{j,l-1/2}^{n+1}) \\ &\quad - (N_{j,l+3/2}^n - 2N_{j,l+1/2}^n + N_{j,l-1/2}^n)] \\ &= \frac{b_y}{\Delta t \Delta x \Delta y} [(M_{j+1/2,l+1}^{n+1} - M_{j+1/2,l}^{n+1} - M_{j-1/2,l+1}^{n+1} \\ &\quad + M_{j-1/2,l}^{n+1}) - (M_{j+1/2,l+1}^n - M_{j+1/2,l}^n - M_{j-1/2,l+1}^n \\ &\quad + M_{j-1/2,l}^n)] \end{aligned}$$

$$+M_{j+1/2, l}^{n+1} - (M_{j+1/2, l+1}^n - M_{j+1/2, l}^n - M_{j-1/2, l+1}^n + M_{j-1/2, l}^n) \dots\dots\dots(14)$$

となる。この差分式を解くためには陰解法が必要となる。

水平床上の初期値問題の場合、差分式(14)のフーリエ級数解は、先の線形長波の場合と同様に導くことができ、 C_H を波速とすると、

$$\eta_{\alpha, \beta}^{n+1} = \sum_{\alpha=0}^{j-1} \sum_{\beta=0}^{l-1} A_{\alpha, \beta} \exp[i\{k_x(j\Delta x) + k_y(l\Delta y) \pm k C_H(n\Delta t)\}] \dots\dots\dots(15)$$

$$\frac{C_H}{C_0} = \frac{\sin^{-1}(S_H^2)}{[(\omega_x \sin \omega_x)^2 + (\omega_y \sin \omega_y)^2]^{1/2}} \dots\dots\dots(16)$$

ここで、 C_H は波速、その他は、以下の通りである。

$$S_H = \frac{S_1}{S_2}$$

$$S_1 = K_x^2 \sin^2 \omega_x \left[1 + \frac{4(a_y - b_x)}{\Delta y^2} \sin^2 \omega_y \right] + K_y^2 \sin^2 \omega_y \left[1 + \frac{4(a_x - b_y)}{\Delta x^2} \sin^2 \omega_x \right]$$

$$S_2 = 1 + \frac{4a_x}{\Delta x^2} \sin^2 \omega_x + \frac{4a_y}{\Delta y^2} \sin^2 \omega_y + \frac{16(a_x a_y - b_x b_y)}{\Delta x^2 \Delta y^2} \sin^2 \omega_x \sin^2 \omega_y \dots\dots\dots(17)$$

図-4は $K_x = K_y = 0.5$ の場合について無次元波数と無次元波速の関係を調べたものである。線形長波計算、線形分散波計算そして高精度計算の比較である。微小振幅表面波の波速を真値と見なしたときの誤差についても示してある。 $h/\Delta x$ が小さい場合は線形長波計算でも精度が良く大きな差はみられない。 $h/\Delta x$ が大きい時には高精度計算の方が精度が向上している。また、線形長波計算には先に述べたように方向特性が強く残っているが、高精度計算ではこの問題に関しても改善されている。線形分散波計算は高精度計算の分散項の係数を、

$$a_x = a_y = b_x = b_y = \frac{h^2}{3} \dots\dots\dots(18)$$

と置いたものに相当する。線形分散波計算は高精度計算に比べあまり精度が劣るものではないが、係数が多少異なるものの分散項の形は同じであり、これも陰解法を必要とするのであるから、単に式(18)で表される係数を用いるより式(13)の高精度計算の係数を用いた計算の方が良いと思われる。図-5は3種類の計算法の波速Cに関する誤差を、

$$\frac{1}{(\pi/2)^2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} |C_S - C| / C_S d\omega_x d\omega_y \dots\dots\dots(19)$$

の形で平均化して見たものである。斜線の部分は計算の不安定領域を示す。安定領域は、

$$0 \leq S_L \leq 1, \quad 0 \leq S_H \leq 1 \dots\dots\dots(20)$$

で判断できる。

(2) 計算例

まず、一次元伝播問題に関して高精度計算の精度の検討を行う。図-6は水深5000mの水平床上の長波の伝播を例にして微小振幅表面波理論解、線形長波計算、高精度計算の結果を比較したものである。初期波形には十勝沖地震津波の代表的な一次元断面波形を採用した。差分格子は5.4kmである。線形長波計算の主峰は真の解とはほぼ一致するが、主峰背後の分裂波列は真値と見なしている微小振幅表面波の解と位相がずれている。一方、高精度計算は微小振幅表面波の結果と良く一致している。

次に、二次元伝播計算結果を示す。図-7および図-8

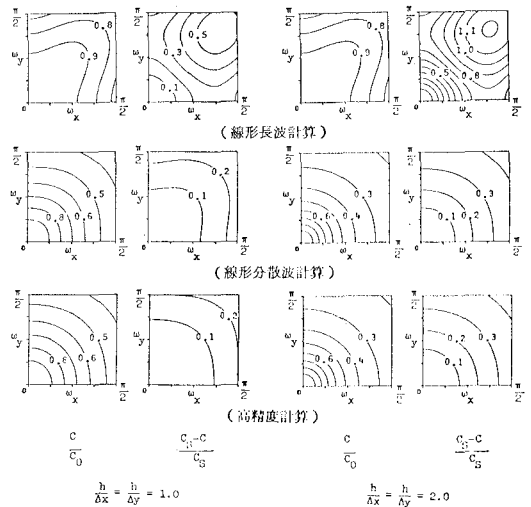


図-4 波数分散性(3)

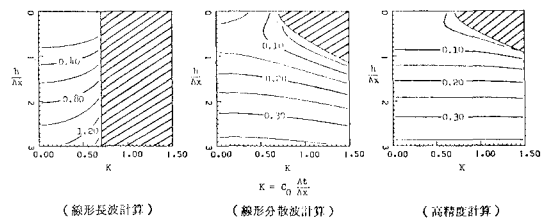


図-5 波数分散性(4)

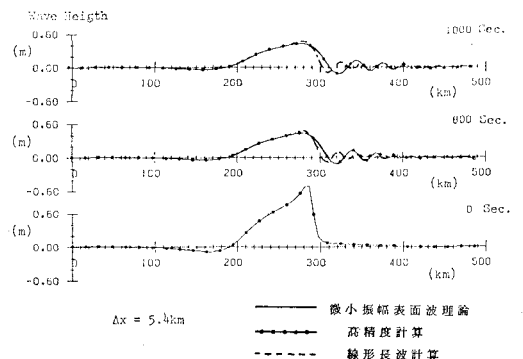


図-6 理論値との比較

8 は十勝沖地震津波を対象として計算した例である。

図-7 は水深 5 000 m の水平床を仮定したもので、図-1 に示す 3 地点での水位の経時変化である。図 (a) が線形長波計算、(b) が高精度計算の結果である。差分格子長としては 5.4 km と 10.8 km の 2 種類で計算している。線形長波計算では差分格子長の違いで水位の経時変化に差が見られるが、高精度計算の方は差が少ない。

図-8 は実地形に関する高精度計算結果の一例である。実水深では水平床を仮定した場合に比べると差分格

子長の違いによる差が大きくなる。これは、本研究で検討した高精度計算法では分散項中の斜面勾配の影響をまったく考慮していなかったこと、浅水変形により波長が短くなり相対的に誤差が大きくなったことが理由として考えられる。

東北大学大型計算機センターのスーパーコンピュータ SX-1 を用いた計算時間は、差分格子数 90×130 、時間ステップ数 400 で、線形長波計算の場合 15 sec、高精度計算の場合 49 sec であった。

4. おわりに

得られた主要な結論は以下のとおりである。

- ① 従来の線形長波の式を用いた計算は、数値的な分散性を有し、計算上の波速は式 (8) で表される。
- ② 物理分散性を含みしかも数値分散性を小さく抑えた高精度計算法の支配方程式は式 (12)、その差分式は式 (14) である。また、計算上の波速は式 (16) で表される。
- ③ 水深数千メートル程度の深海域において、高精度計算の波速は従来の線形長波計算のものに比べ真値（微小振幅表面波の解）に近い。この計算によれば津波伝播計算の精度向上が見込まれることがわかる。
- ④ 本研究で提案した高精度計算法は津波の分散性を精度良く表現できるひとつの手法である。詳しい被害予測や津波初期波形を求めるインバージョン法など、伝播の精度を必要とする諸問題に対して、有効な手段といえる。

謝 辞： 本研究の一部は文部省科学研究費（自然災害特別研究 代表 東北大学工学部教授 首藤伸夫）によった。

参 考 文 献

- 1) Aida, I.: Reliability of a tsunami source model derived from fault parameters, J. Phys. Earth, Vol. 26, pp. 57~73, 1978.
- 2) 相田 勇： 1944 年東南海地震津波の波源モデル，地震研究所彙報，Vol. 54, pp. 329~341, 1979.
- 3) 相田 勇： 1983 年日本海中部地震津波の波源数値モデル，地震研究所彙報，Vol. 59, pp. 93~104, 1984.
- 4) 佐竹健治： 日本海洋学会春期大会講演要旨集，p. 376, 1986.
- 5) 佐山順二・後藤智明・首藤伸夫： 外海域における津波高精度計算法，東北支部年講，pp. 54-55, 1986.
- 6) 今村文彦・後藤智明： 差分法による津波数値計算の打ち切り誤差，土木学会論文集，第 375 号/II-6, pp. 241~250, 1986.
- 7) 長尾昌朋・後藤智明・首藤伸夫： 非線形分散波の数値計算，第 32 回海岸工学講演会論文集，pp. 114-118, 1985.

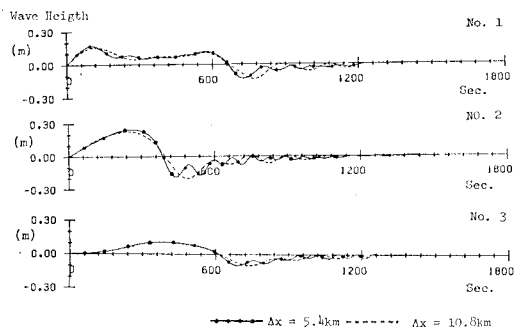


図-7 (a) 線形長波計算結果 (水平床)

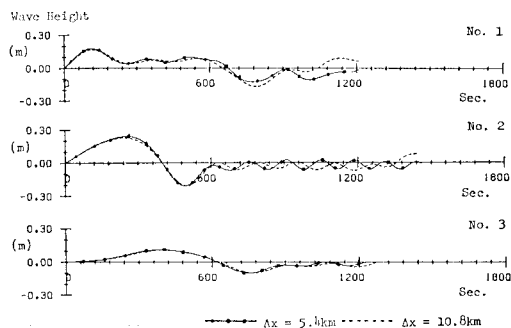


図-7 (b) 高精度計算結果 (水平床)

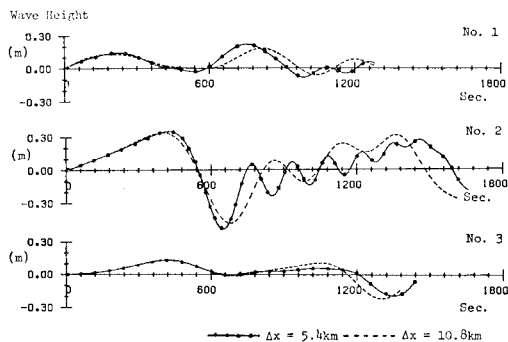


図-8 高精度計算結果 (実地形)