

日本海における津波の伝播シミュレーション

——北海道南西沖地震，秋田沖仮想地震の場合——

山下 隆男・高林 努

NUMERICAL SIMULATION OF TSUNAMI IN THE JAPAN SEA

——HOKKAIDO SOUTH-WEST-OFF EARTHQUAKE AND

ASSUMED OFF AKITA EARTHQUAKE——

By Takao YAMASHITA and Tsutomu TAKABAYASHI

Synopsis

Two cases of numerical simulation of tsunami in the Japan Sea were carried out. The first simulation which was for the 1993 South-West-Off Hokkaido Earthquake tsunami made clear that the computed tsunami height distribution along the Hokkaido coast supported the fault model of westward slip with steep angle comparing with that of eastward slip with low angle. Tsunami flooding onto Aomae district, Okushiri Island, was also simulated. Moreover the effective counter measurements for tsunami flooding onto the land were examined by six cases of numerical simulation.

The second simulation was carried out to make clear the tsunami propagation and deformation by assuming off Akita earthquake as a possible earthquake in a blank area of earthquake fault along the eastern edge of the Japan Sea. The simulated tsunami height distribution along the Japan coast specified the tsunami converging area.

1. 緒 言

津波の伝播や変形は数値計算によりうまく再現できる。しかしながら，この数値モデルには以下のような誤差が介入していることを理解しておかなければならない。すなわち，基礎方程式の誘導時の仮定あるいは近似と実際現象との差異，および基礎方程式を数値的に解く際に発生する数値誤差である。数値誤差は，初期条件，境界条件に起因するものと数値計算自体に起因する誤差とに分けることができる。前者は初期波形，水深，陸上への遡上条件（移動境界条件）などの精度で，後者は計算機の有限桁性のため丸め誤差と微分を差分で近似することによる打ち切り誤差である。

津波の伝播，変形の流体運動を記述する理論として，線形分散波理論式，線形長波理論式および非線形長波理論式が用いられているが，これらの理論式は長波理論と呼ばれるもので，水深・波長比が小さく，水粒子の鉛直加速度が小さいという近似を用いている。線形長波理論式では，移流項，粘性項にの他にも分散項は無視されている。分散項の大きさそのものは小さいが，伝播距離が長い場合には無視できなくなる。流線の曲率が小さく分散性が無視できるという静水圧分布の近似を行っているため，短周期の津波には適用性を十分検討しておかなければならない。また，数値計算上の誤差の中で重要なものは，数値分散性および数値粘性である。これらは計算を安定化させるが，波高を減衰させるので注意が必要である。

津波の数値計算の場合には、以上の流体運動の数値計算に関わる誤差の他に、初期波形の設定に関する誤差が重要である。すなわち、地震の断層パラメータから微小変位弾性理論に基づく海底地盤の変位を津波の初期波形として代用しているため、これに基づく誤差が計算精度に極めて大きな役割を演じている。また、初期波形に関する誤差発生の要因としては、海底地盤の立ち上がり時間に関する誤差も検討しなければならないが、Aida (1969) によると 60 s 程度の立ち上がり時間であれば、瞬時に立ち上がったものと考えて問題がないとされており、この結論が珍重されて使われている。

最近の日本海の地殻変動は活発なようである。北海道南西沖地震や北海道東方沖地震をはじめ、過去百年間で日本に被害をもたらした津波は、日本近海で発生したものだけでも 120 に及ぶ。中でも 1983 年 5 月に発生した日本海中部地震では 100 人以上の犠牲者を出し、さらに、1993 年 7 月 12 日深夜に発生した北海道南西沖地震津波は我々に津波防災の難しさと重要性を強く印象づけた。北海道南西沖地震津波で被災した地域は 10 年前の日本海中部地震でも津波による被害を受けており、津波対策がなされていたにもかかわらず、死者・行方不明者 248 名に及ぶ大災害となった。特に震源近くの奥尻島では、地震発生後 5 分という短時間で来襲した大津波によって多くの人命が失われた。この津波による最大遡上高は 30.6 m に及び、北海道渡島半島においても遡上高が 7 m を超える津波が観測された。

津波の伝播は海底地形により支配される。水深が浅いと津波の伝播速度が遅くなるため、浅瀬があると津波は浅い方向に屈折して集中し、浅水変形を伴って波高が高くなる。屈折や回折により島の後方へも回り込み、想像以上に波高が高くなることもある。北海道南西沖地震津波では青苗地区に甚大な氾濫災害をもたらした津波の第 1 波は西側から、第 2 波は北東側から進入している。恐らく、この第 2 波は奥尻島南部の浅瀬で屈折した波であろう。このような津波の伝播および氾濫経路を解明することは、「思わぬ方向からやってくる」津波による災害を防ぐ上で重要である。一方、いつも津波の波高が高くなる場所というものも存在する。これらの津波の伝播、変形は、初期波形と海底地形がわかっておれば、簡単な数値シミュレーションにより再現することができる。このため、あらかじめ起こりうる地震を想定し、数値シミュレーションにより津波に対して危険な個所を特定する方法は、防災上有効である。

本研究では、まず、北海道南西沖地震による津波の伝播を数値シミュレーションし、この津波の伝播特性を明らかにするとともに、奥尻島青苗地区における津波防御施設の有効な設置方法を検討する。次に、日本海の地震空白域として秋田沖を想定し、この地震による日本海沿岸域における津波の危険箇所を明らかにする。

2. 数値モデルの概説

津波の数値シミュレーションは、流体運動を記述するモデルと地震運動による造波モデルとで構成される。ここでは、差分法による数値モデルを使用する。特に、陸上への遡上計算を含む津波の数値解析には、非線形項の適切な処理（非線形項の離散化に起因する数値粘性の除去）が肝要であり、これまでに多くの数値モデルが構築されている。また、地震による津波の造波の問題では、地震断層理論に基づく断層モデルで推定される鉛直変位量を津波の初期波形として与えることの妥当性が示されているのでこれを用いる。

2.1 津波の流体運動のモデル

本研究では、以下に示す山下¹⁾の数値モデルを用いる。このモデルは、基礎方程式を移流計算、水平拡散計算および伝播計算の 3 段階時間分割法を用いて、各項に最も適した計算スキームを用いている。拡散計算には ADI 法、伝播計算には Iterative ADI 法を適用し、移流計算には高次の特性曲線法 (Two-point Fourth-order Scheme) を用いて数値粘性を抑制してある。

2.1.1 基礎方程式系

基礎方程式を形成する水平 2 次元の長波近似方程式は次式で与えられ、 x および y 方向における運動方程式と連続方程式で表される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(uU)}{\partial x} + \frac{\partial(vU)}{\partial y} = -gh \frac{\partial z}{\partial x} - \frac{h}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\tau_{sx}}{\rho} - \frac{\tau_{bx}}{\rho} + fV + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial(uV)}{\partial x} + \frac{\partial(vV)}{\partial y} = -gh \frac{\partial z}{\partial y} - \frac{h}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\tau_{sy}}{\rho} - \frac{\tau_{by}}{\rho} - fU + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial V}{\partial y} \right) \right\} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $z(x, y, t)$ ：基準面から自由水面までの高さ、 $h(x, y, t)$ ：水深、 $U(x, y, t)$ および $V(x, y, t)$ ： x , y 方向の単位幅当りの流量、 $u(x, y, t)$ および $v(x, y, t)$ ： x および y 方向の流速、 g ：重力加速度、 f ：コリオリの係数、 τ_{bx} および τ_{by} ： x , y 方向の海底面でのせん断応力、 τ_{sx} および τ_{sy} ： x , y 方向の自由表面上でのせん断応力、 p ：大気圧の低下量、 ρ ：水の密度、および K ：水平方向の渦拡散係数である。

2.1.2 移流項の計算

移流項を差分近似すると x および y 方向の差分式は、それぞれ次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{U^{n+\frac{1}{3}} - U^n}{\Delta t} + u^n \frac{\partial U^n}{\partial x} + v^n \frac{\partial U^n}{\partial y} &= 0 \\ \frac{V^{n+\frac{1}{3}} - V^n}{\Delta t} + u^n \frac{\partial V^n}{\partial x} + v^n \frac{\partial V^n}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、上付き添え字は時間ステップを表す。 x 方向の掃過に対しては、 y 方向の流速の変化を無視し、 y 方向の掃過に対しては、 x 方向の流速の変化を無視することにより、特性曲線法のひとつである Two-Point Fourth-Order Scheme を用いる。

2.1.3 拡散項の計算

水平方向への運動量拡散およびコリオリ力と局所加速度項のつり合いは、 x および y 方向に対して、それぞれ次式で示される方程式系である。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} &= fV + \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial U}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial V}{\partial t} &= -fU + \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial V}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

この差分化には Crank-Nicholson scheme を用い、ADI 法により有効な数値計算が可能である。

2.1.4 伝播項の計算

自由表面をもつ海水の運動は、水面勾配、大気圧勾配と海底面および自由水面での摩擦力でバランスする運動方程式および連続式で構成される次式を解くことにより得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial Z}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial U}{\partial t} + gh \frac{\partial Z}{\partial x} + \frac{h}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\tau_{bx}}{\rho} - \frac{\tau_{sx}}{\rho} &= 0 \\ \frac{\partial V}{\partial t} + gh \frac{\partial Z}{\partial y} + \frac{h}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\tau_{by}}{\rho} - \frac{\tau_{sy}}{\rho} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

これらはベクトル表示を援用した差分式では、次式のように示される。

$$\frac{\Delta Z}{\Delta t} + \alpha \text{div} \vec{U}^{n+1} + (1-\alpha) \text{div} \vec{U}^n = 0 \dots\dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\vec{U}^{n+1} - \vec{U}^{n+\frac{2}{3}}}{\Delta t} + \alpha gh^{n+1} \text{grad} (Z^{n+1}) + (1-\alpha) gh^n \text{grad} Z^n + \alpha \frac{h^{n+1}}{\rho} \text{grad} (p^{n+1}) \\ + (1-\alpha) \frac{h^n}{\rho} \text{grad} p^n + \alpha \frac{\vec{\tau}_b^{n+1}}{\rho} + (1-\alpha) \frac{\vec{\tau}_b^{n+\frac{2}{3}}}{\rho} - \frac{\vec{\tau}_s^{n+1}}{\rho} = 0 \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

ここに、 ΔZ は次式で示される水位変動の Δt 間の変化量である。

$$\Delta Z \equiv Z^{n+1} - Z^n \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 $\vec{U}$ は h の弱い関数であると仮定し、摩擦項の部分をも簡略化する。さらに、連続式に代入し、 $\vec{U}$ を消去し、高次の微小量 $\partial/\partial x (\Delta Z/\varepsilon \partial \Delta Z/\partial x)$ および $\partial/\partial y (\Delta Z/\varepsilon \partial \Delta Z/\partial y)$ を省略すると、次式のような線形化された ΔZ に関する楕円型偏微分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} -\frac{\Delta Z}{g \Delta t^2} + \alpha^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial \Delta Z}{\partial x} + \frac{\Delta Z}{\varepsilon} \frac{\partial Z^n}{\partial x} + \frac{\theta_x}{\varepsilon} \Delta Z \right) + \alpha^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial \Delta Z}{\partial y} + \frac{\Delta Z}{\varepsilon} \frac{\partial Z^n}{\partial y} + \frac{\theta_y}{\varepsilon} \Delta Z \right) \\ = f_1 + f_2 - \frac{\alpha}{g} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{c_x}{\varepsilon} \right) - \frac{\alpha}{g} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{c_y}{\varepsilon} \right) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ここに、

$$\varepsilon = 1 + \alpha g \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+\frac{2}{3}} \Delta t \dots\dots\dots (11)$$

$$\theta_x = -2 \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+\frac{2}{3}} \frac{U^{n+\frac{2}{3}}}{h^n} + \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p^n}{\partial x}, \quad \theta_y = -2 \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+\frac{2}{3}} \frac{V^{n+\frac{2}{3}}}{h^n} + \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p^n}{\partial y} \dots\dots\dots (12)$$

$$c_x = (1-\alpha) g \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+\frac{2}{3}} U^{n+\frac{2}{3}} - \frac{\vec{\tau}_{sx}}{\rho}, \quad c_y = (1-\alpha) g \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+\frac{2}{3}} V^{n+\frac{2}{3}} - \frac{\vec{\tau}_{sy}}{\rho} \dots\dots\dots (13)$$

$$f_1 = \frac{\alpha}{g \Delta t} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U^{n+\frac{2}{3}}}{\varepsilon} \right) + \frac{1-\alpha}{g \Delta t} \left(\frac{\partial U^n}{\partial x} \right) - \alpha \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial Z^n}{\partial x} \right) - \frac{\alpha}{\rho g} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial p^n}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (14)$$

$$f_2 = \frac{\alpha}{g \Delta t} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{V^{n+\frac{2}{3}}}{\varepsilon} \right) + \frac{1-\alpha}{g \Delta t} \left(\frac{\partial V^n}{\partial y} \right) - \alpha \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial Z^n}{\partial y} \right) - \frac{\alpha}{\rho g} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial p^n}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (15)$$

伝播計算においては、運動方程式と連続式とを式(10)のような未知数 ΔZ に関する楕円型偏微分方程式に書き換え、これを以下に示す Iterative ADI 法を用いて解く点がこの計算法の特徴である。すなわち、運動方程式および連続式の連立方程式を x および y 方向に分割すると、それぞれ次式のようなになる。

$$\frac{\Delta Z_1^n}{2g\Delta t^2} - \alpha^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial \Delta Z_1^n}{\partial x} + \frac{\Delta Z_1^n}{\varepsilon} \frac{\partial Z^n}{\partial x} + \frac{\theta_x}{\varepsilon} \Delta Z_1^n \right) = -f_1 - q^n + \frac{\alpha}{g} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{c_x}{\varepsilon} \right) \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{\Delta Z_2^n}{2g\Delta t^2} - \alpha^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial \Delta Z_2^n}{\partial y} + \frac{\Delta Z_2^n}{\varepsilon} \frac{\partial Z^n}{\partial y} + \frac{\theta_y}{\varepsilon} \Delta Z_2^n \right) = -f_2 + q^n + \frac{\alpha}{g} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{c_y}{\varepsilon} \right) \dots\dots\dots (17)$$

ただし、 x 方向の未知数を ΔZ_1 、 y 方向の未知数を ΔZ_2 とすると、数値計算上は2階常微分方程式を考
え、 x および y 方向の掃過に対して、それぞれ付録-1に示す差分方程式を解けばよい。

このように、 Q_x は x 方向の格子線上で、 Q_y は y 方向の格子線上で定義され、格子上では $Q_{xi+1/2,j}$ および
 $Q_{yi,j+1/2}$ のように表される。具体的には移流および拡散項の計算で得られた単位幅当りの流量 $U^{n+2/3}$ また
は $V^{n+2/3}$ の平均をとる。また、 $|\vec{U}|$ は、単位幅当りの流量の大きさである。

ΔZ_1^n は x 方向に掃過した際に得られる ΔZ および ΔZ_2^n は y 方向に掃過した際に得られる ΔZ であり、
格子点 (i,j) 上では ΔZ_{1ij}^n および ΔZ_{2ij}^n という2つの ΔZ_{ij} が定義され、両者が一致した場合がIterative
ADI法の収束解である。ただし、 q は楕円型偏微分方程式(10)を x および y の2方向に対する偏微分方程
式(16)および(17)に書き換えたために生じた誤差であるが、これら両式を加え合わせると、式(10)にな
る。したがって、Iterative ADI法とは、誤差 q を媒介としてADI法を繰り返し、収束解を得る方法であ
るといえる。

また、 γ は2階の微係数を3格子点 $(i-1,j)-(i,j)$ および $(i,j)-(i+1,j)$ で差分近似したために生じ
る格子点の情報の重みを表すパラメータであり、計算内部点では $\gamma=1/2$ とし、移動境界(水と陸地が接
するフロント部)ではこれを水面勾配と底面摩擦がつり合うように決定する。

2.1.5 移動境界条件

陸上への氾濫を計算するための移動境界条件は、以下のようにモデルに導入する。このモデルでは、伝
播計算は全水深の時間差 $\Delta Z = Z^{n+1} - Z^n$ に関する楕円型微分方程式に変形されているため、これを差分化
する際に格子点 $(i-1,j)-(i,j)$ および $(i,j)-(i+1,j)$ で近似するが、 γ はこの2階の微係数を離散系で
記述するための格子点の情報の重みを表すパラメータであり、流れの方向を考慮したときの重みパラ
メータを β とすると、両者は次式で示される。

$$h_{i+\frac{1}{2}} = \beta h_{up} + (1-\beta) h_{dw} = \gamma_{i+\frac{1}{2}} h_{i+1} + (1-\gamma_{i+\frac{1}{2}}) h_i \dots\dots\dots (18)$$

フロント部での流れは水面勾配と底面摩擦が支配的であることから、これらがつり合うよう運動を仮定す
ると、次式で記述される。

$$gh \frac{\partial Z}{\partial x} + \frac{\tau_{bx}}{\rho} = 0 \dots\dots\dots (19)$$

式(18)から、流れの方向が正の場合には、

$$h_{i+1} = h_{dw} \rightarrow \gamma_{i+\frac{1}{2}} = 1 - \beta \dots\dots\dots (20)$$

となり、流れの方向が負の場合には、次式のようになる。

$$h_{i+1} = h_{up} \rightarrow \gamma_{i+\frac{1}{2}} = \beta \dots\dots\dots (21)$$

フロント部での流れは水面勾配と底面摩擦が支配的であることから、これらがつり合うとして、その x
方向の運動を次式で表す。

$$\frac{Z_{up}-Z_{dw}}{\Delta x} + \frac{Q_x |\vec{Q}|}{C^2 h^3} = 0, \quad \frac{\partial Q_x}{\partial Z_{dw}} < 0 \quad (22)$$

y 方向についても同様の式を用いる。式(22)中の $|\vec{Q}|$ は数値計算上は x 方向についてのみ考えているので、 Q_x に等しいとする。このような簡略化を行い、 Q_x について整理し、 $h_{i+\frac{1}{2}} = \beta h_{up} + (1-\beta)h_{dw}$ を用いると、 β の表示として次式を得る。

$$\beta = \frac{3(Z_{up}-Z_{dw})-h_{dw}}{3(Z_{up}-Z_{dw})+h_{up}-h_{dw}} + \frac{1}{3(Z_{up}-Z_{dw})+h_{up}-h_{dw}} \frac{2\Delta x Q_x}{c^2 h^2} \frac{\partial Q_x}{\partial Z_{dw}} \quad (23)$$

最大流量の定理により限界水深が $\partial Q_x / \partial Z_{dw} \rightarrow -0$ で生じる条件からパラメータ β を計算する。 β が得られたならば、流れの向きにより重み γ を決定でき、これにより流れの上、下流方向への重みを決定することができる。

2.1.6 数値計算アルゴリズム

数値計算は時間分割計算とし、その順序は移流、拡散および伝播計算とする。第 n 時間ステップまでの計算の結果として、流量 U^n および水深 h^n が得られているので、移流計算では流量を流速に変換した後、流速を更新し $u^{n+1/3}$ を得る。この場合、未知量は流速(流量)だけであり、水深は更新しない。拡散計算では流速を流量に変換した後、流量を更新するが、水深は固定しておく。時間分割の最後に、これまでに更新された流量を用いて、海底摩擦項をTaylor展開し線形化した運動方程式および連続式の連立差分方程式を適用し、流量および水深を同時に更新する。

2.1.7 接続計算の影響

計算領域接続および補間の影響を調べるため、延長方向に一様に浅くなる水路を作って計算してみた。テスト領域は広領域($\Delta x = 1800$ m, $\Delta y = 1350$ m)から狭領域($\Delta x = 600$ m, $\Delta y = 450$ m)へ接続させた。初期水面形は静水面とし、広領域の沖側境界から振幅2 m(波高1 m)の正弦波を入射させて伝播計算を行った。Fig. 1は計算によって得られた水面形の水路延長方向の断面である。これを見ると広領域と狭領域での波形はほとんど一致しており、正しく接続できていることがわかる。

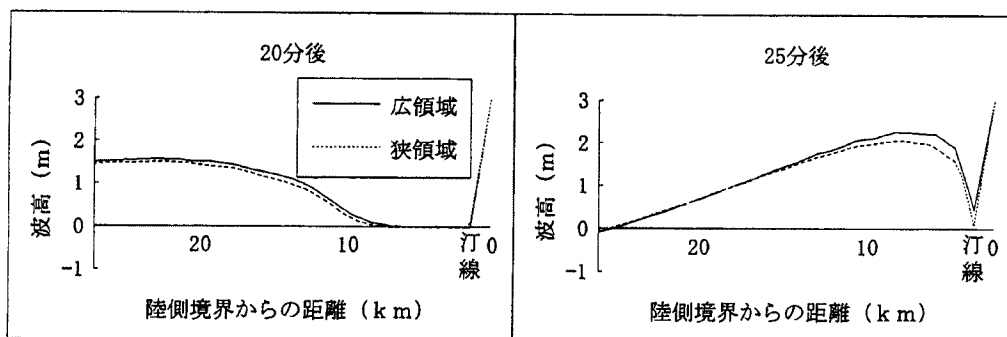


Fig. 1. Tsunami profile of test run to connect wide and narrow computational domains.

2.2 津波の波源モデル

地震により海底に地殻変動が生じると、その上の海水は上昇したり、下降したりして津波を発生させる地震による造波の問題では、1960年以降長周期地震計が開発され、地震に関連する地学現象が定量的に解明されるようになり、地震断層理論に基づく断層モデルで推定される鉛直変位量を津波の初期波形として与えることの妥当性が示された。とくに、断層の長さスケール(数十 km から数百 km)が水深のそれ(数

km) に比べてはるかに大きい場合、断層の割れる時間が 60 s 程度であれば、瞬時に立ち上がったものと考えて問題がなく、津波の初期波形は地殻変動とよく似た水面形状となる (Aida²⁾)。

断層による地表面での静的な変形に関しては、1950 年代後半から様々なモデルが提唱されているが、津波計算には媒質のポアソン比を $1/4$ と仮定した Mansinha & Smylie³⁾ による有限矩形断層モデルに対する解析的表現式がよく使われている。このほかに、1985 年に提唱された Okada⁴⁾ のモデルが様々なケースで比較的良好な結果を得られる断層モデルとして近年用いられることが多い。

本研究では断層モデルには、従来よく用いられてきた Mansinha & Smylie³⁾ のモデルを使用する。また波源モデルとしては、地盤の鉛直変動量と同量の水位変化が海水表面に生じて初期波形を形成するという条件を仮定する。

地盤の位置 (x_1, x_2, x_3) での鉛直変動量 u_3 は、断層運動から次式で与えられる。Fig. 2 のように座標系を設定して、矩形断層が $-L \leq \xi_1 \leq L$, $d \leq \xi_2 \leq D$ に広がっているものとする。断層のくい違い量を横ずれに対して U_1 、縦ずれに対して U とすると、横ずれに対して

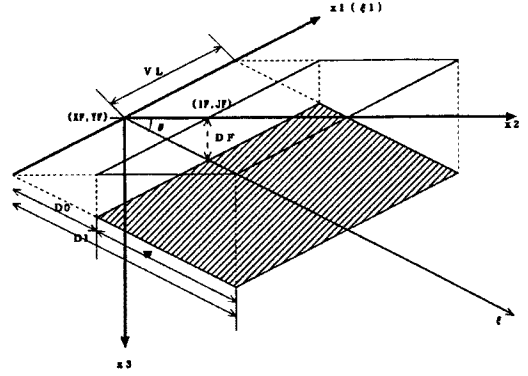


Fig. 2. Definition of variables for the fault model by Mansinha & Smylie.

$$12\pi \frac{u_3}{U_1} = \cos \theta [\ln(R+r_3-\zeta) + (1+3 \tan^2 \theta) \ln(Q+q_3+\zeta) - 3 \tan \theta \sec \theta \ln(Q+x_3+\zeta_3)] \\ + \frac{2r_2 \sin \theta}{R} + 2 \sin \theta \frac{(q_2+x_2 \sin \theta)}{Q} - \frac{2r_2^2 \cos \theta}{R(R+r_3-\zeta)} \\ + \frac{4q_2 x_3 \sin^2 \theta - 2(q_2+x_2 \sin \theta)(x_3+q_3 \sin \theta)}{Q(Q+q_3+\zeta)} + 4q_2 x_3 \sin \theta \frac{[(x_3+\zeta_3)-q_3 \sin \theta]}{Q^3} \\ - 4q_2^2 q_3 x_3 \cos \theta \sin \theta \frac{(2Q+q_3+\zeta)}{Q^3(Q+q_3+\zeta)^2} \Bigg| \dots \dots \dots (24)$$

縦ずれに対して

$$12\pi \frac{u_3}{U} = \sin \theta \left[(x_2-\zeta_2) \left\{ \frac{2(x_3-\zeta_3)}{R(R+x_1-\zeta_1)} + \frac{4(x_3-\zeta_3)}{Q(Q+x_1-\zeta_1)} - \frac{4x_3 \zeta_3 (x_3+\zeta_3)(2Q+x_1-\zeta_1)}{Q^3(Q+x_1-\zeta_1)} \right\} \right. \\ - 6 \tan^{-1} \left\{ \frac{(x_1-\zeta_1)(x_2-\zeta_2)}{(h+x_3+\zeta_3)(Q+h)} \right\} + 3 \tan^{-1} \left\{ \frac{(x_1-\zeta_1)(r_3-\zeta)}{r_2 R} \right\} \\ - 6 \tan^{-1} \left\{ \frac{(x_1-\zeta_1)(q_3+\zeta)}{q_2 Q} \right\} \Bigg] + \cos \theta \left[\ln(R+x_1-\zeta_1) - \ln(Q+x_1-\zeta_1) \right. \\ - \frac{2(x_3-\zeta_3)^2}{R(R+x_1-\zeta_1)} - \frac{4(x_3+\zeta_3)^2 - x_3 \zeta_3}{Q(Q+x_1-\zeta_1)} - 4x_3 \zeta_3 (x_3+\zeta_3)^2 \left(\frac{2Q+x_1-\zeta_1}{Q^3(Q+x_1-\zeta_1)^2} \right) \\ \left. + 6x_3 \left[\cos \theta \sin \theta \left\{ \frac{2(q_3+\zeta)}{Q(Q+x_1-\zeta_1)} + \frac{(x_1-\zeta_1)}{Q(Q+q_3+\zeta)} \right\} - q_2 \frac{(\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)}{Q(Q+x_1-\zeta_1)} \right] \right] \Bigg| \dots \dots \dots (25)$$

ここに $f||$ は

$$f(\zeta_1, \zeta) || = f(L, D) - f(L, d) - f(-L, D) + f(-L, d)$$

を意味するものとし

$$\left. \begin{aligned} R^2 &= (x_1 - \zeta_1)^2 + r_2^2 + (r_3 - \zeta)^2 \\ Q^2 &= (x_1 - \zeta_1)^2 + q_2^2 + (q_3 + \zeta)^2 \\ r_2 &= x_2 \sin \theta - x_3 \cos \theta \\ r_3 &= x_2 \cos \theta + x_3 \sin \theta \\ q_2 &= x_2 \sin \theta + x_3 \cos \theta \\ q_3 &= -x_2 \cos \theta + x_3 \sin \theta \\ \zeta_2 &= \zeta \cos \theta, \zeta_3 = \zeta \sin \theta \end{aligned} \right\}$$

である。

3. 北海道南西沖地震津波

これまで述べてきた波源モデルおよび津波伝播モデルを使って、実際の津波をいかに再現できるかを検討するため、1993年7月12日深夜に発生した北海道南西沖地震津波の再現計算を行う。計算は、震源域および北海道南岸を含む広領域、奥尻島周辺の狭領域、および氾濫計算領域の3領域 (Fig. 3) で行い、狭領域から広領域および氾濫計算域から狭領域への反射波は考慮していない。各領域での計算条件は Table 1 に示すとおりである。なお、広領域の計算では、メッシュ間隔が計算精度に及ぼす影響について調べるため、2種類の水深のメッシュデータを用いた。

Table 1. Computational conditions for the tsunami simulation of Hokkaido South-West-Off Earthquake.

	Δx	Δy	Δt	計算時間
日本海全域	5,000 m	5,000 m	9 sec	480 min
広 領 域	1,350 m	1,800 m	6 sec	20 min
	900 m	900 m	3 sec	20 min
狭 領 域	450 m	600 m	2 sec	20 min
氾 濫 域	25 m	25 m	0.5 sec	20 min

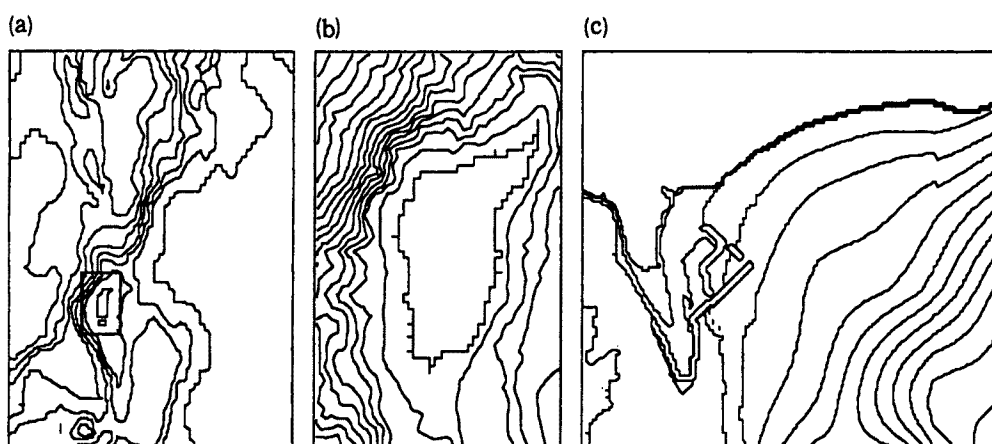


Fig. 3. Computational domain for the tsunami simulation of Hokkaido South-West-Off Earthquake. (a) Wide area for tsunami simulation (b) Narrow area for tsunami simulation (c) Aomae district for tsunami and flooding simulation.

3.1 津波の特徴と断層モデル

この津波の遡上高や被災状況の調査は発生後速やかに行われ、東大地震研究所、東北大・秋田大合同調査班の調査結果が地震学会で発表されているので、これらを要約すると以下のようである。

1. 津波高が7-8 mに達するのは藻内、初松前北東部および青苗北部の津波侵入域のごく一部。
2. 青苗では西から第1波、東から第2波が来襲。
3. 北海道本島の島牧村から大成町にかけて高い。
4. 青苗地区の氾濫水の湛水深は3 mをやや越える程度。

さらに、津波の発生直後の伝播の数値シミュレーションは、加藤・都司⁶⁾、今村ら⁵⁾、および佐竹・谷岡⁷⁾により行われ、断層モデルの特定が試みられた。いずれも「く」の字型の2枚断層を考え、西落ち高角および東落ち低角の断層モデルを検討しているが、加藤・都司、今村らは東落ち断層を支持し、佐竹・谷岡は判定不可能としている。

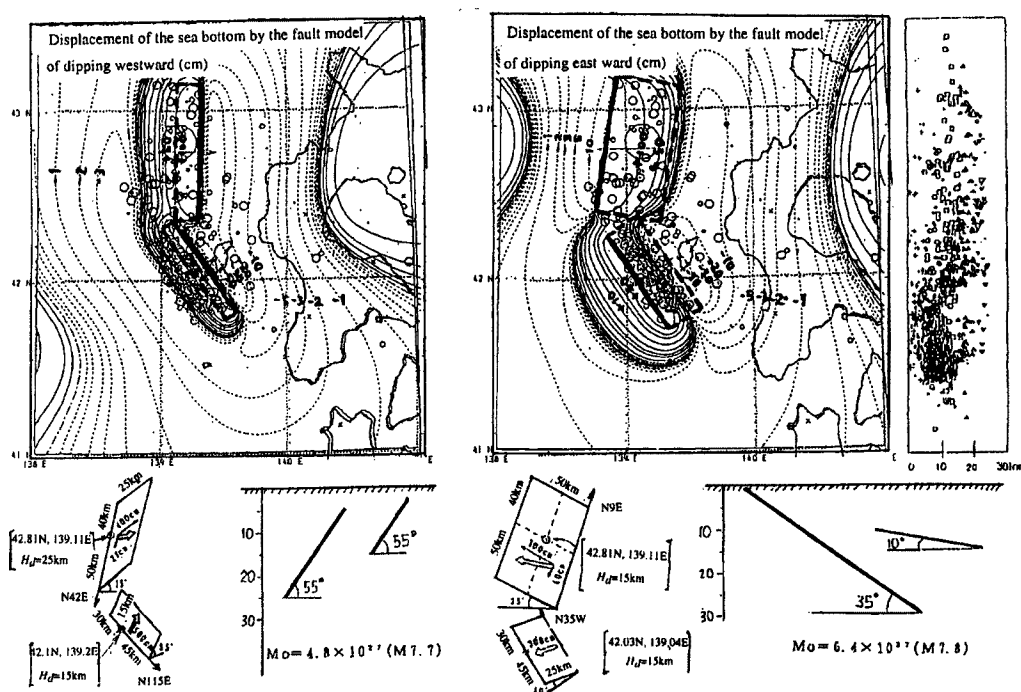


Fig. 4. Two types of displacement of the sea bottom calculated by fault models for Hokkaido South-West-Off Earthquake (left : dipping westward, right : dipping eastward).

断層モデルに関しては、議論の多いところであるが、これらをまとめてみると、以下のようである。

北海道大学(1994)による余震分布より2セグメントからなる「く」の字型断層で発震点は北のセグメントで、破壊は北から南に伝わった。ここでは、防災科学技術研究所により示された「く」の字型の2枚の断層面を持つ西落ち高角断層と東落ち低角断層の2種類の断層モデル(Fig. 4)を用いて津波伝播の数値解析を行い、津波の遡上高の観測結果⁶⁾との比較からどちらの断層モデルがより津波の伝播を再現できるかを検討し、さらに青苗地区周辺での津波伝播、氾濫の詳細な数値シミュレーションを行い、調査

Table 2. Parameters of two types of fault for Hokkaido South-West-Off Earthquake.

	西落ち高角断層	東落ち低角断層
M_0	$4.8 \times 10^{27} \text{ dyne} \cdot \text{cm}$	$6.8 \times 10^{27} \text{ dyne} \cdot \text{cm}$
北断層面	90 km × 25 km	90 km × 50 km
南断層面	75 km × 15 km	75 km × 25 km
北断層変位	(400 cm, 21 cm)	(10 cm, 10 cm)
南断層変位	(500 cm, 0 cm)	(300 cm, 0 cm)
北断層傾斜	55°	— 35°
南断層傾斜	55°	— 10°
北断層走向	N 181° E	N 9° E
南断層走向	N 145° E	N 35° W

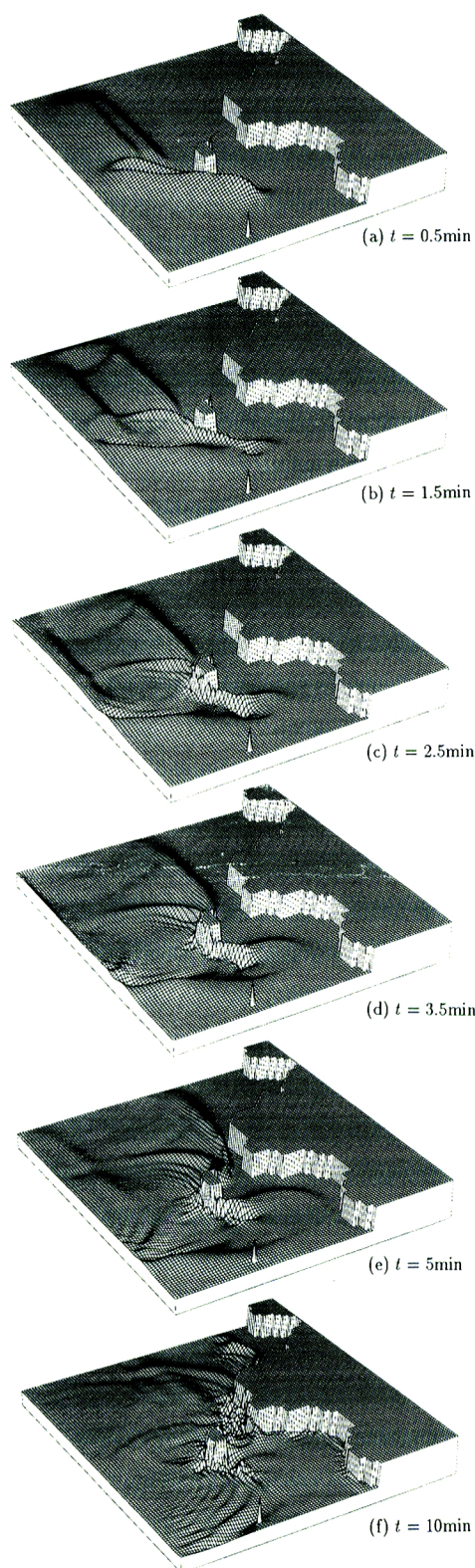


Fig. 5. Time series of tsunami profiles propagating in the wide computational domain.

結果，災害の力学的機構の解析を行う。それぞれの断層パラメータは Table 2 に示すようである。

3.2 北海道西部沿岸の津波

広領域での計算は，上述の断層モデルを使って Mansinha & Smylie³⁾ の式によって計算された海底面での鉛直変位量を初期波形として津波の伝播計算を行った。1'メッシュ ($\Delta x = 1,350$ m, $\Delta y = 1,800$ m) での計算により得られた津波伝播の様子を Fig. 5 に示す。

断層モデルとしては，上で述べたように西落ち高角断層および東落ち低角断層の2つのモデルが提案されているが，これらの断層モデルを用いた計算により得られた北海道渡島半島沿岸での最大波高分布と遡上高を比較し (Fig. 6 (a))，波源モデルの決定を試みた。図中，実線は北海道本島において，証言および痕跡を実測調査して得られた津波遡上高⁶⁾を北 (寿都町) から南 (上ノ国町) の順に示したもので，陰影を付けた棒グラフは計算結果である。また，Fig. 6 (b) は東落ち低角断層を仮定したときのそれである。

遡上高は津波波高の2～3倍であるとする，粗いメッシュであるにもかかわらず，Fig. 6 (a) に示す西落

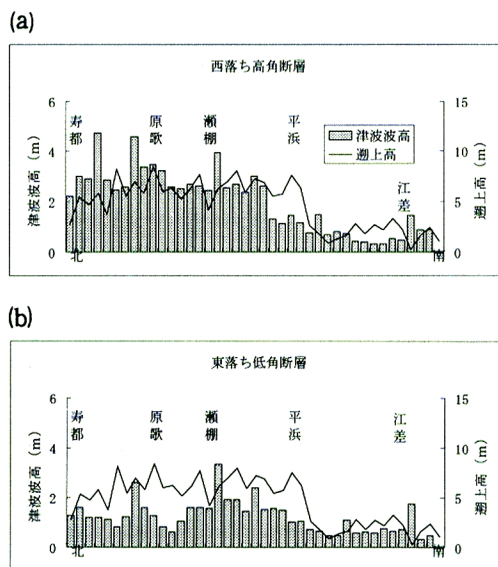


Fig. 6. The computed tsunami height by Hokkaido South-West-Off Earthquake along the Hokkaido Island (mesh size of 1 minute). (a) Assuming a displacement of the sea bottom calculated by a dipping westward fault model. (b) Assuming a displacement of the sea bottom calculated by a dipping eastward fault model.

ち高角断層の場合は北海道沿岸での津波の波高分布を良く再現していると言えそうである。とくに、津波の特性3. 北海道本島の島牧村から大成町（図中の平浜）にかけて高い、と言う結果が再現できている。しかしながら、Fig. 6 (b) の東落ち低角断層の場合には全体的に津波波高は低く、瀬棚町以北の波高分布が再現できていないようである。いずれにしても、両者の比較からは、明らかに西落ち高角断層を支持する結果が得られている。以下では、西落ち高角断層モデルを用いて津波の伝播計算を行う。

3.3 計算格子間隔の影響

計算メッシュが粗いと、細かい波は計算上無視されてしまう。そこでメッシュ間隔が計算精度に及ぼす影響を調べるため、全体の計算とは別に 900 m メッシュによる広領域計算をしてみた。その結果得られた津波の沿岸分布を Fig. 7 に示す。図から 1' メッシュの計算結果に比べ、波高の沿岸分布にわずかな差異は見られるが、全体の傾向は変わらないので、以下では 1' メッシュの計算を行う。

3.4 奥尻島周辺の津波

狭領域では、Mansinha & Smylie³⁾ の式で得られた初期水面形と広領域からの接続によって伝播計算を行った。

狭領域においても、奥尻島の沿岸波高分布を調べた。Fig. 8 に奥尻島での計算された津波波高と遡上高の調査結果との比較を示す。図中、実線は奥尻島において、証言および痕跡を実測調査して得られた津波遡上高⁶⁾を奥尻島北端の稲穂地区から西まわりに示したもので、陰影を付けた棒グラフは計算結果である。これによると今回の津波の最大遡上高 30.6 m を記録した藻内以外はほぼ一致している。Fig. 9 に狭領域での津波空間波形の時間変化の様子を示す。これより、奥尻島南部の浅瀬により屈折した波が青苗地区の東側へ廻り込んでいく様子がわかる。また、やはり高い津波に襲われた稲穂地区は、南北両断層の津波が重なり合う地点にあり、津波が高くなったことが分かる。しかし稲穂地区周辺には、青苗地区ほど大陸棚が発達していないため、浅水変形による波高の増幅効果が小さく、津波の規模と距離の割に、津波は小さくて済んだと言えそうである。

3.5 奥尻島青苗地区での津波の伝播と氾濫解析

氾濫計算を行うに当たって、今回特に津波による被害の大きかった青苗地区を対象地域とした。青苗地区

では地震発生から約 5 分後に西から、さらにその約 4 分後に北東からという全く違う 2 方向からの津波を受けた。西からの第 1 波は直接波、北東からの第 2 波は回折および屈折波と見られているが、この領域で

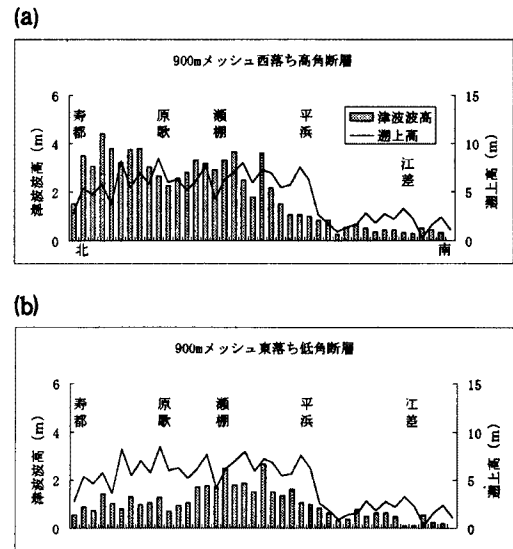


Fig. 7. The computed tsunami height by Hokkaido South-West-Off Earthquake along the Hokkaido Island (mesh size of 900 m). (a) Assuming a displacement of the sea bottom calculated by a dipping westward fault model. (b) Assuming a displacement of the sea bottom calculated by a dipping eastward fault model.

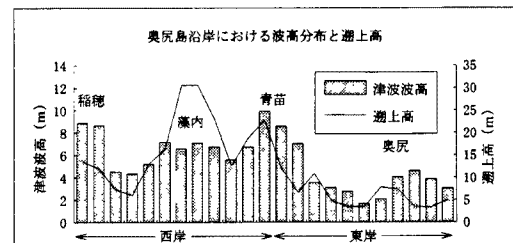


Fig. 8. The computed tsunami height by Hokkaido South-West-Off Earthquake along the Okushiri Island by assuming a displacement of the sea bottom calculated by a dipping westward fault model.

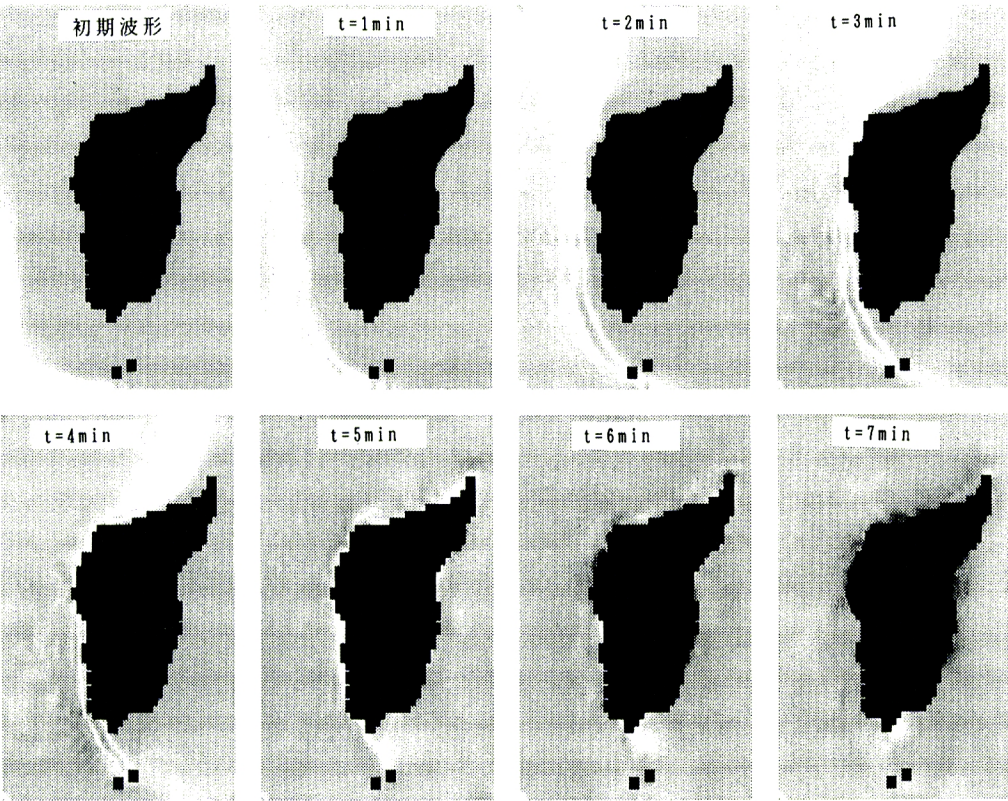
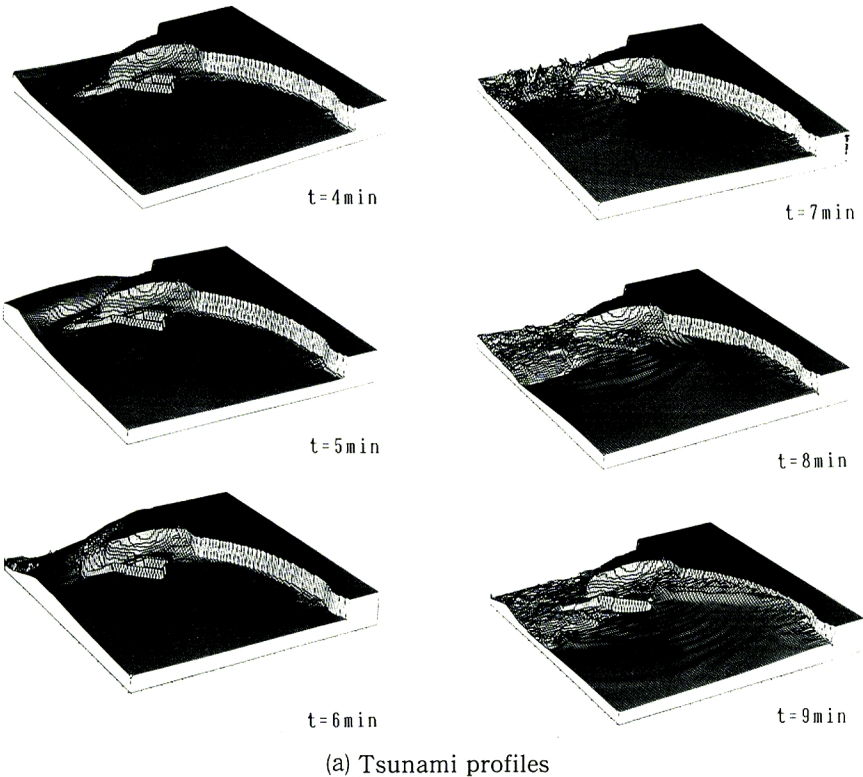
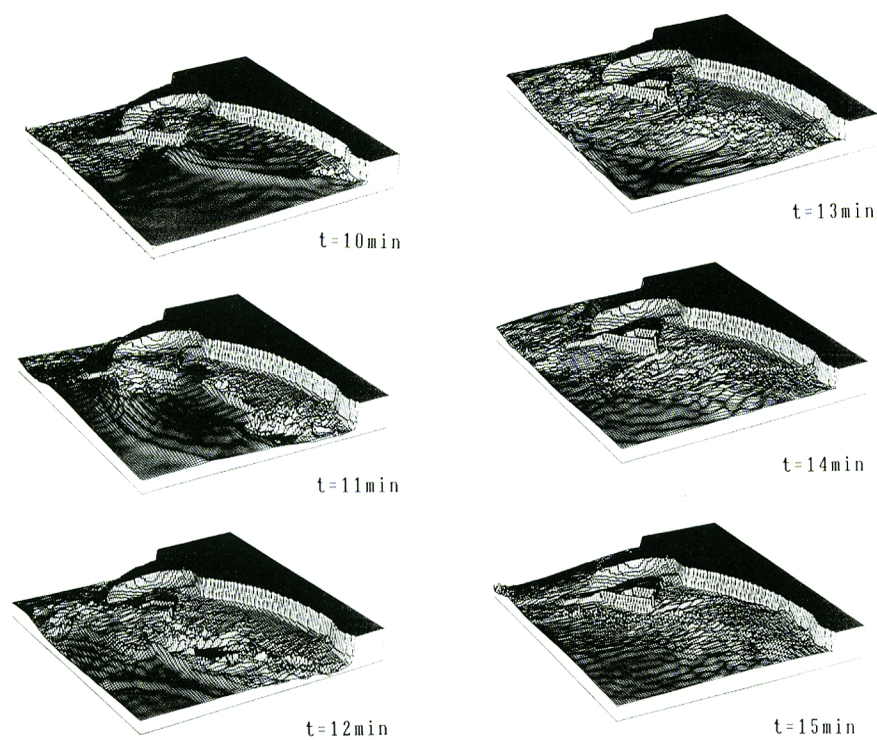


Fig. 9. Time series of tsunami profiles propagating in the narrow computational domain.

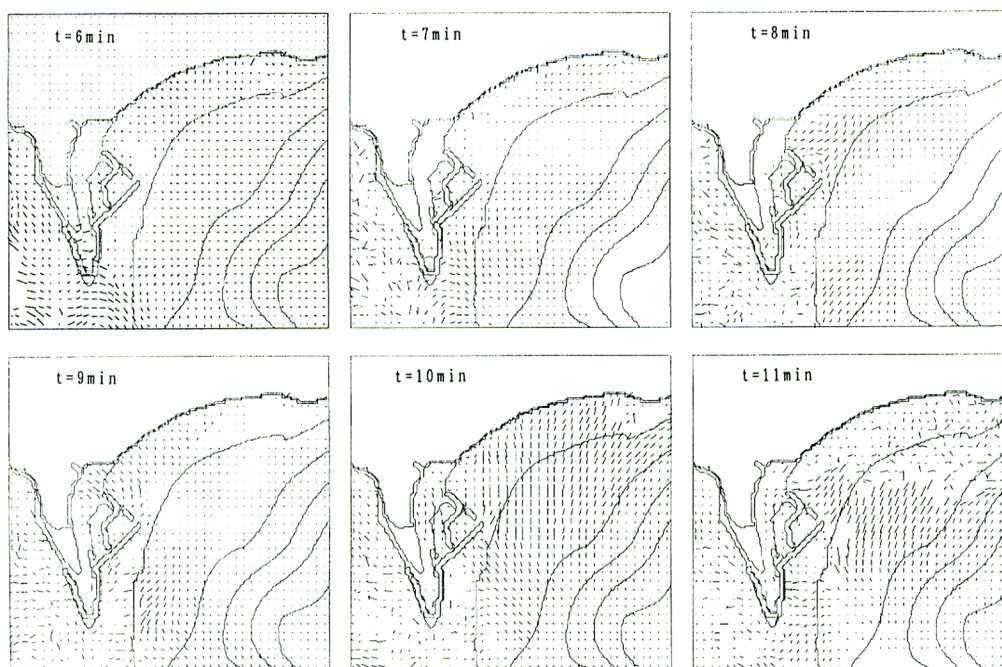


(a) Tsunami profiles

Fig. 10. Time series of tsunami propagating and flooding onto the Aonae district.



(a) Tsunami profile



(b) Currents

Fig. 10. continue.

の計算は、これらの波による氾濫状況と第2波の伝播経路の解明を目的とする。

狭領域と同様に、初期波形を与えた上で狭領域から接統計算を行った。計算結果を Fig. 10 に示す。

青苗地区での津波の挙動および氾濫の様子は、Fig. 10 に示した氾濫計算領域での空間波形の鳥瞰図 (a) と流速ベクトル (b) によく表されている。Fig. 10 (a) は南東方法から青苗地区とその周辺海域の水位を観た図で、最大値地盤高 15 m までの表示である。また、Fig. 10 (b) には海岸線、防波堤 (漁港 4.5 m, 鉛直護岸 3.0 m) および 10 m 地盤高のコンター上に流速ベクトルを表示している。これらの図から、津波の伝播、氾濫の過程は次のようであったことがわかる。

1. 地震 (津波) 発生後 6 分では、南部の青苗岬の地区が津波に洗い流されている。
2. 8 分では、岬を回り込んだ津波が漁港北側に到達している。
3. 9 ~ 10 分では、海岸沿いに西進した津波の一部が漁港北側の海岸堤防に堰止められる形で波高を増幅し、青苗地区に氾濫している。

7 分後の図における漁港の堤防沿いの津波の高さから判るように、津波の一部が防波堤を越流してはいるものの、堤防の高さは津波による重大な被害を防ぐのには十分であったと考えられる。しかしながら、防波堤を回折した津波と海岸線を西進してきた津波とが重って、青苗地区の氾濫を大きくした。

3.6 青苗港の津波防波堤

数値シミュレーションは既往津波の解析のみならず、防御策を検証したり、将来の津波を予測する手段としても有効である。ここではその例として、奥尻島青苗港に津波防波堤を建設したときの浸水状況の変化を検討してみる。先に述べたように、青苗地区で大きな被害が出た背景には、青苗漁港北側に津波の侵入を防ぐ防御施設がなかったことが原因である。ここでは、青苗漁港周辺に建設費、景観に関する制約条件は度外視して津波防波堤を設置したら浸水の状況はどのようになっていたのか、また、どのような防波堤が効果的かを調べてみる。

津波防御施設をどのように配置すれば氾濫水深を減らすこと (津波の流入を防ぐこと) ができるかを探るため、以下のような試行錯誤による検討を行った。

- (1) 津波の挙動から、南東方向からやってきた津波が港の北側に溜まっている。それを防いでみてはどうだろうか (case 1)?
- (2) 津波防波堤南端の隙間からの津波の侵入が見られる。この間隙を埋めてみてはどうか (case 2)?
- (3) シミュレーション結果からは、これらの方法では津波の氾濫は防御できないことがわかった。施設が陸地に近すぎて、集中した津波の陸上への氾濫を阻止するには、この位置では手遅れなのであろう。それでは、10 m の等深線上に津波防波堤を設置して、津波の廻り込みを防いでみたらどうだろうか (case 3)?
- (4) この方法は効果はあるが、まだかなりのボリュームの津波が防波堤を越流している。そこで、防波堤を 1.5 m 嵩上げをして 6 m の津波防波堤にする (case 4)。
- (5) シミュレーション結果からは、この方法はかなり有効であることがわかる。しかし、開口部から入った津波が流入して港の北から氾濫している。そこで、開口部を閉じてみる。この場合、津波防波堤の天端高はもとの高さ 4.5 m とする (case 5)。
- (6) 港の機能上、開口部を閉じることはせず、港の北からの氾濫を防ぐための海岸堤防を新たに設置する (case 6)。

以上のテストケースをまとめると次のようである。

1. 港の北側への津波の進入を防ぐため、港の北東に高さ 4.5 m の防波堤を設置。
2. 防波堤の南端からの津波の進入を防ぐため、ケース 1. より西側に高さ 4.5 m の防波堤を設置。
3. 港の北側へ津波が集中することを防ぐため、深さ 10 m の等深線上に高さ 4.5 m の防波堤を設置。
4. ケース 3. の防波堤の高さを 6 m としたとき。

5. ケース4.の防波堤の開口部をなくし波の進入を阻む。追加部分の高さは6 m とする。

6. ケース4.の防波堤に加え、高さ4.5 m の海岸防波堤を港の北側に設置。

これらのケースについて津波の氾濫計算をして得られた湛水深の分布から、防御施設の設置による湛水深の軽減度を示したものが Fig. 11 であり、色の濃い部分ほど著しく氾濫が押さえられたことを示している。

図から次のようなことが言えよう。

(1) 防波堤は海岸線に近いと効果が薄い。これは、津波が青苗港と初松前の中間点を中心として広い範囲に集中するため、港近くの防波堤では集まった津波を防ぎきれないためと考えられる。

(2) 高い防波堤は全体的に湛水深を下げる効果がある。

(3) 港北側の海岸線の防波堤は、港より北の津波の氾濫を大幅に押さえる。

以上のことから、津波が集中してしまわないうちに波の進入を阻む津波防波堤と氾濫水の流入を直前でくい止める海岸防波堤を併用するのが最も効果的であることがわかる。

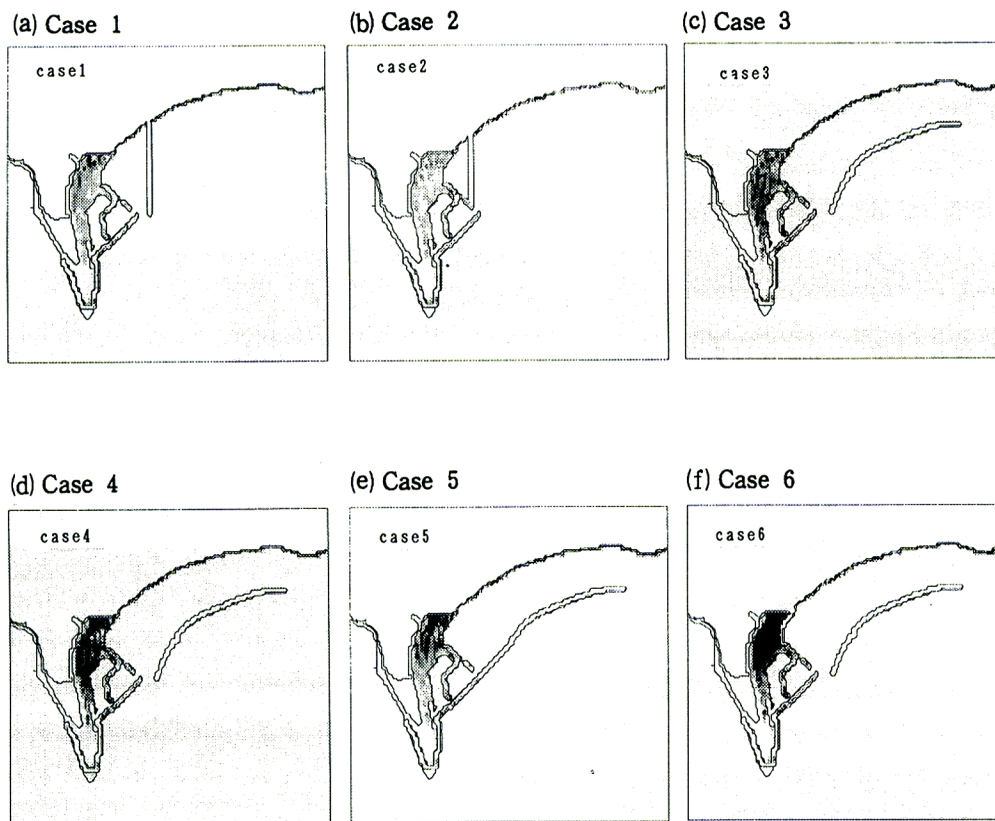


Fig. 11. Reduction factor of tsunami inundation by counter measurements.

4. 秋田沖仮想地震による津波

日本海沿岸には、昔から津波が集まると言われてきた場所が何箇所もある。ここでは、日本海における地震空白域として警戒されている秋田沖の地震断層による津波を想定し、日本海全域における津波の伝播計算を行い、どのような場所でどのようにしてどの程度津波が集中するのか、その伝播機構を明らかにする。

4.1 秋田沖地震空白域における仮定地震による津波

日本海東縁部では過去にも度々津波を伴う大地震が起きている。大竹⁹⁾は、この地域のうち日本海中部地震の震源域の南北に地震空白域と見られる領域があり、そのうち北側の領域については既破壊の可能性が高いと推定している。ここでは、残る南側の領域について、空白域の大きさを考慮して断層を想定し、津波のシミュレーションを行い、日本海沿岸部の沖での津波の波高の分布や日本海での伝播特性を調べる。設定した仮想地震の断層パラメータは Table 3 の通りである。

Table 3. Parameters of the fault for the assumed off Akita earthquake.

断 層 面	断層傾斜	断層走向	断層変位
70 km × 35 km	90°	N 15° W	(300 cm, 0 cm)

この断層パラメータを用いて津波の伝播を計算した結果を Fig. 12, 13 に示す。Fig. 12 は日本海沿岸部の沖での津波の波高分布を北から南の方向に示したものであり、Fig. 13 は発生から2時間後までの日本海における津波の伝播状況を示している。なお、Fig. 12 では佐渡島と隠岐を日本海沿岸と区別して右端に抜粋している。伝播状況からは、設定した波源域は北海道南西沖地震と同様陸地に近く、波源近くの東北地方や北陸地方の日本海岸および佐渡島には大きな津波が短時間のうちに到達していることがわかる。また、波高の沿岸分布からは、震源に近い能代から糸魚川にかけて、また輪島、金沢で高い波高が現れていることがわかる。特に、能代から新潟の沿岸部や輪島では波高が2 m を越え、秋田では波高4 m を越えている。これらの計算結果は粗いメッシュの計算結果（数キロ沖での計算結果）なので、波高はかなり過小評価（1/2～1/3）されているが、津波の浅水変形、陸上への遡上を考慮すると、沿岸部では高い津波が来襲することを示している。

日本海沿岸全域で見渡すと、奥尻島、新潟、輪島、金沢および宮津では津波が集中し高い波高となる傾向がみられる。奥尻島は、前述したように、島の南側に浅瀬に津波が集中し、新潟および輪島では大陸棚が発達しているため、津波が集中して波高が高くなる。一方、金沢から宮津にかけては、能登半島の陰になって全体的に波高が低いが、能登半島の沖を回り込んだ波が宮津周辺に到達するため、宮津は周辺に比べて波高が高くなる傾向がある。

また、佐渡島および隠岐では津波が集中し易く、特に島の北側で波高が高くなる傾向がある。これまでも指摘されているように、隠岐島では島の北方にある大和堆で屈折した波が集中する。

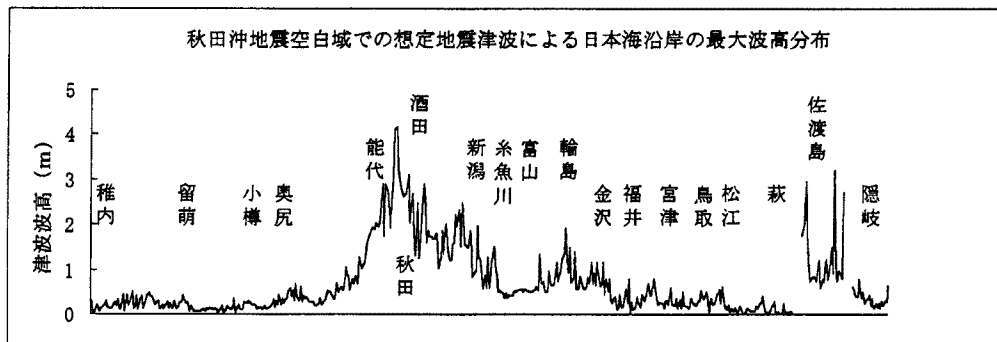


Fig. 12. The computed tsunami height by assumed off Akita earthquake along the Japan Sea coast.

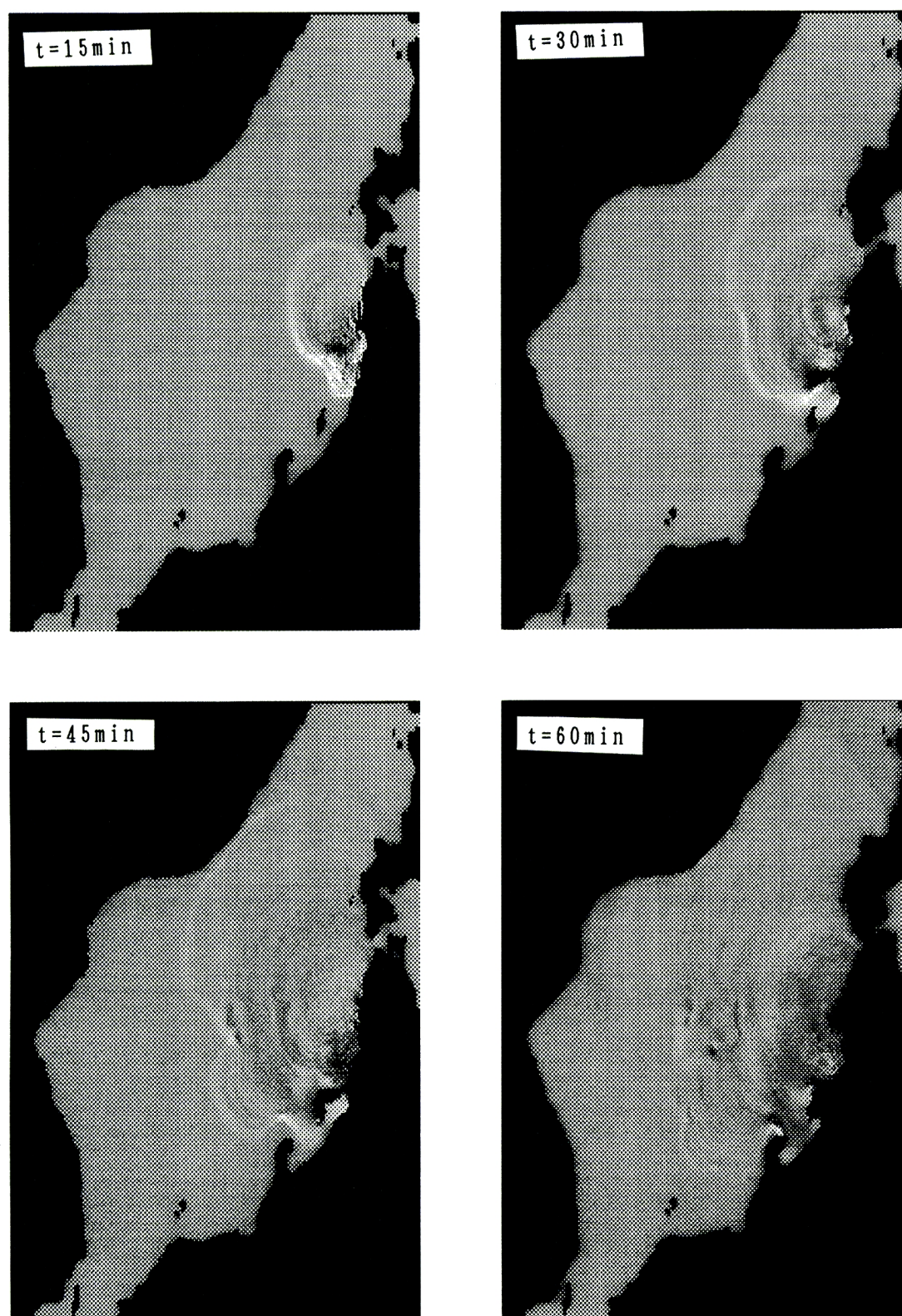


Fig. 13. Time series of tsunami propagation in the Japan Sea which is caused by the assumed off Akita earthquake.

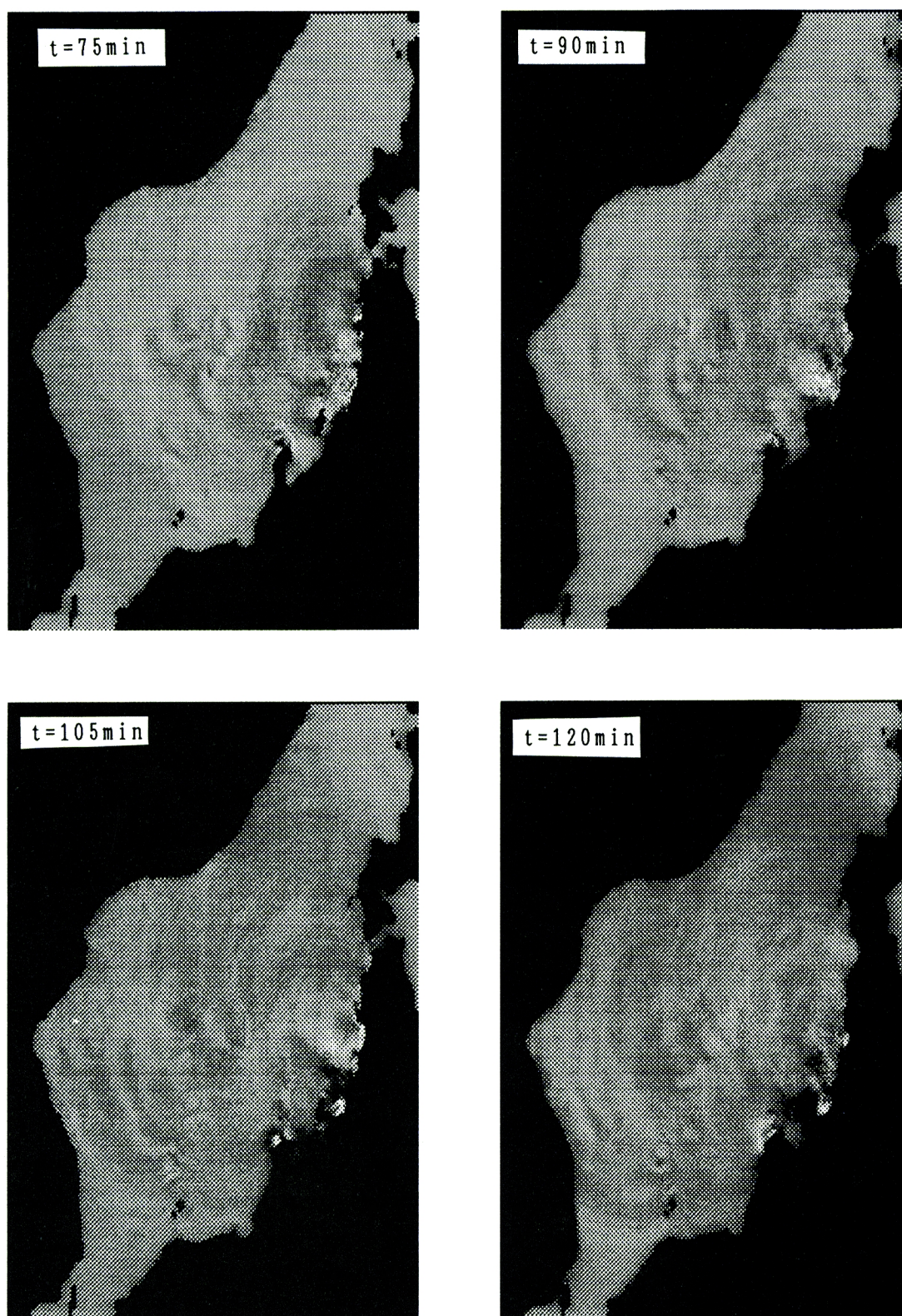


Fig. 13. continue.

5. 結 論

以上、数値モデルを用いて北海道南西沖地震津波の数値シミュレーションを行い、北海道南西海域での津波の伝播特性および青苗地区周辺での津波の伝播、氾濫の特性を検討し、以下の成果を得た。

- (1) 断層モデルとして西落ち高角断層と東落ち低角断層の2つのモデルについて北海道沿岸での津波波高の分布を計算し、遡上高さの調査結果と比較した結果、西落ち高角断層が北海道沿岸での津波の波高分布をよく再現できることが示された。
- (2) 津波遡上高の特性として、北海道本島の島牧村から大成町にかけて高いという調査結果は奥尻島で屈折した津波がここに集中した結果である事が示された。また、津波発生後5分では奥尻島を通過し北海道本島に到達し、約10分では渡島半島全域に津波が到達していることが示された。
- (3) 奥尻島青苗地区では地震後約5分で津波の第1波が来襲し南端の地区に氾濫した。次いで約9分後には第2波が来襲し北側の地区に氾濫した。青苗漁港の防波堤の高さは津波による氾濫を防ぐのには十分であったと考えられるが、防波堤を回折した津波と海岸線を西進してきた津波とが港の防波堤北側に堰止められ(第2波)、青苗地区の氾濫を大きくした。
- (4) 青苗地区の氾濫災害を防ぐには、津波の集中を防ぐ沖合いの防波堤と流入を防ぐ海岸防波堤を併用することが有効である。
- (5) 地震空白域と見られる秋田沖で地震が起きた場合、佐渡島、輪島および能代から新潟にかけて大きな津波が予想される。

なお、本研究を遂行するにあたり、名城大学都市情報学部 土屋義人教授(京都大学名誉教授)から多くの貴重な御助言を賜ったことを明記し深謝したい。

参 考 文 献

- 1) 山下隆男・山中久生・土屋義人：エスチャリーにおける長周期波の数値計算—田辺湾の潮流・吹送流シミュレーション—, 京大防災研究所年報, 第34号B-2, 1991, pp. 449-469.
- 2) Aida, I.: Numerical experiments for tsunamis caused by moving deformation of the sea bottom, Bull. Earthq. Res. Inst., 47, 1969, pp. 849-862.
- 3) Mansinha, L & Smylie, D. E., : The Displacement Fields of Inclined Faults, B. S. S. A., Vol. 61, No. 5, 1947, pp. 1433-1440.
- 4) Okada, Y.: Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space, Bull. Seism. Soc. America, 75, 1985, 1135-1154.
- 5) 今村文彦・高橋智幸・川俣 奨・M. Ortiz・高橋武之・首藤伸夫：津波解析から推定される1993年北海道南西沖地震のメカニズムに関する検討, 日本地震学会講演予稿集, 1993, p. 55.
- 6) 加藤健二・都司嘉宣：北海道南西沖地震による津波波高の数値計算と実測値との比較, 日本地震学会講演予稿集, 1993, p. 54.
- 7) 佐竹健治・谷岡勇市郎：1993年北海道南西沖地震による津波と日本海の自由振動, 日本地震学会講演予稿集, 1993, p. 56.
- 8) 永井紀彦・菅原一晃・橋本典明・浅井 正・東山 茂・戸田和彦：平成5年北海道南西沖地震の沖合い津波波形, 海岸工学講演会論文集, 第41号(1), 1994, pp. 221-225.
- 9) 大竹政和：日本海東縁部の大地震の発生系列, 日本地震学会講演予稿集, 1993.