

# 遠地津波に対する伝播計算の検討

— 1964年アラスカ津波の外洋伝播計算 —

今村 文彦<sup>\*</sup>・後藤 智明<sup>\*\*</sup>・首藤 伸夫<sup>\*\*\*</sup>

## 1. はじめに

我が国を始めとする環太平洋の諸地域では地盤活動が活発であるため地震が頻発しやすい状況にある。地震そのものはたとえ大規模なものであっても局地的な被害でおさまるが、地震によって発生した津波は長距離伝播し遠方各地を襲う場合がある。1960年チリ地震津波が日本に襲来した例や1946年アリューシャン地震津波のハワイへの例である。

現在、数値計算法と電算機の発達により津波数値シミュレーションは有用性を増し、被害予測のみならず災害対策の分野に於いても重要な役割を果たしている。しかし、その適用範囲は近海で発生するものに限定されていると言っても過言ではない。これは、電算機の演算時間、記憶容量および数値計算の精度について問題が残されているためである。特に、遠地から長距離伝播してくる津波の計算では打ち切り誤差に代表される計算誤差が累積され、計算結果の精度が非常に悪くなることが考えられる。このような理由により、過去にも遠地津波を対象とした計算例が若干

(UENO (1965))あるが、その計算結果の信頼性は低く、遠地津波の来襲を予測するには充分なものとは言えない。

そこで、本研究では1964年アラスカ地震津波を取り上げ、遠地津波の基礎的な数値計

算法に関する検討を行なう。このアラスカ津波は伝播計算に必要な入力である波源域のデータの精度が高く、出力である水位との比較をするための検潮記録が数多く残されている。まず始めに、アラスカ津波の代表的な断面波形を用いて1次元伝播計算を行なうことにより、支配方程式および計算格子間隔の違いによる計算結果の差について詳細に検討する。さらに、遠地津波の波形に対して重要であるとされる計算誤差から生じる数値分散と物理的な波数分散の各効果について比較検討する。次に、実用問題の例として、北太平洋を対象領域にした2次元計算を行ない遠地津波計算を実施する上で問題となる事項について考察を行なう。同時に、最近開発され実用に供されるようになって来たスーパーコンピューターの特徴のひとつであるベクトル演算機能を活用することにより、遠地から伝播して来る津波に関しても比較的簡単に計算が可能であることを示す。

## 2. 1次元伝播計算による検討

数値計算を行なう上で最も重要な問題は計算格子間隔と支配方程式を決定することである。前者は数値分散性や散逸性として現われる数値誤差の大きさに関するものであり、後者は高次の物理現象である非線形性や波数分散性の重要性に関する問題である。ここでは、両者の効果について1次元伝播計算により考察する。ただし、1次元伝播計算結果を実際の2次元伝播問題に適用する場合、波源域の

\* 東北大学大学院、工学研究科

\*\* 運輸省港湾技術研究所、水工部

\*\*\* 東北大学教授、工学部土木工学科

形状や海底地形による津波の指向性について考慮しておかなければならぬ。KAJIURA (1970) は波源域の平面形状が橢円形か長方形で近似される場合、その長軸と短軸との比により津波エネルギーの方向性があることについて報告している。長軸の長さが長く短軸の長さが短かい程、短軸方向のエネルギーが増え、1次元伝播に近くなる。しかし、長短軸の長さが同じ程度になると2次元伝播となり、波高の減衰効果が大きくなる。

## 2.1 計算法

計算格子間隔に関する計算には線形長波理論を用い、陽解法の中央差分であるリープフロッグ法により差分化を行う。図-1に示すように計算点を配置すると差分方程式は

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} [\eta_j^{n+1} - \eta_j^n] + \frac{1}{2\Delta x} [M_{j+1/2}^{n+1/2} - M_{j-1/2}^{n+1/2}] \\ = 0 \quad \dots \dots (1) \\ \frac{1}{\Delta t} [M_{j+1/2}^{n+1/2} - M_{j+1/2}^{n-1/2}] + \frac{g}{2\Delta x} \frac{h_{j+1} + h_j}{2} \\ [\eta_{j+1}^n - \eta_j^n] = 0 \end{aligned}$$

ここで、 $\eta$ 、 $M$ は水位、線流量、 $g$ は重力加速度、 $h$ は水深である。 $\Delta x$ 、 $\Delta t$ は空間および時間方向の差分間隔であり、( $j$ ,  $n$ ) は各方向の格子番号である。

となる。

支配方程式に関する計算には分散波理論である線形 Boussinesq の式、Boussinesq の式、Peregrine の式を用いる。これらの式中には時間微分を含む分散項があるため陰解法の差分を採用する必要がある。図-2のように計算点を配置すると差分方程式は次のようになる。

線形 Boussinesq の式の場合

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} [\eta_j^{n+1} - \eta_j^n] + \frac{1}{2\Delta x} [M_{j+1/2}^{n+1} \\ M_{j-1/2}^{n+1} + M_{j+1/2}^n - M_{j-1/2}^n] = 0 \\ \frac{1}{\Delta t} [M_{j+1/2}^{n+1} - M_{j+1/2}^n] + \frac{gD}{2\Delta x} [\eta_{j+1}^{n+1} \\ + \eta_{j+1}^n - \eta_j^{n+1} - \eta_j^n] \quad \dots \dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} = \frac{1}{3} \left( \frac{h_{j+1} + h_j}{2} \right)^2 \frac{1}{2\Delta x^2 \Delta t} [M_{j+3/2}^{n+1} \\ - 2M_{j+1/2}^{n+1} + M_{j-1/2}^{n+1} - M_{j+3/2}^n \\ + 2M_{j+1/2}^n - M_{j-1/2}^n] \end{aligned}$$

$$D = \frac{1}{4} (D_{j+1}^{n+1} + D_j^{n+1} + D_{j+1}^n + D_j^n)$$

Boussinesq の式の場合(以下、連続の式に関しては、まったく同じ式があるので省略する)

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} [M_{j+1/2}^{n+1} - M_{j+1/2}^n] + \frac{1}{4\Delta x} \left( \frac{(M_{j+3/2}^{n+1})^2}{D_{j+3/2}^{n+1}} \right. \\ \left. - \frac{(M_{j-1/2}^{n+1})^2}{D_{j-1/2}^{n+1}} + \frac{(M_{j+3/2}^n)^2}{D_{j+3/2}^n} - \frac{(M_{j-1/2}^n)^2}{D_{j-1/2}^n} \right) \\ + \frac{gD}{2\Delta x} [\eta_{j+1}^{n+1} + \eta_{j+1}^n - \eta_j^{n+1} - \eta_j^n] \quad \dots \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} = \frac{1}{3} \left( \frac{h_{j+1} + h_j}{2} \right)^2 \frac{1}{2\Delta x^2 \Delta t} [M_{j+3/2}^{n+1} \\ - 2M_{j+1/2}^{n+1} + M_{j-1/2}^{n+1} - M_{j+3/2}^n \\ + 2M_{j+1/2}^n - M_{j-1/2}^n] \end{aligned}$$

Peregrine の式の場合

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{4t} (M_{j+1/2}^{n+1} - M_{j+1/2}^n) + \frac{1}{4\Delta x} \left[ \frac{(M_{j+3/2}^{n+1})^2}{D_{j+3/2}^{n+1}} \right. \\
 & \quad \left. - \frac{(M_{j-1/2}^{n+1})^2}{D_{j-1/2}^{n+1}} + \frac{(M_{j+3/2}^n)^2}{D_{j+3/2}^n} - \frac{(M_{j-1/2}^n)^2}{D_{j-1/2}^n} \right] \\
 & \quad + \frac{gD}{2\Delta x} (\eta_{j+1}^{n+1} + \eta_{j+1}^n - \eta_j^{n+1} - \eta_j^n) \\
 & = \frac{1}{2} \left( \frac{h_{j+1} + h_j}{2} \right)^2 \frac{1}{2\Delta x^2 \Delta t} (M_{j+3/2}^{n+1} \\
 & \quad - 2M_{j+1/2}^{n+1} + M_{j-1/2}^{n+1} - M_{j+3/2}^n \\
 & \quad + 2M_{j+1/2}^n - M_{j-1/2}^n) \quad \dots \dots (4) \\
 & \quad - \frac{1}{6} \left( \frac{h_{j+1} + h_j}{2} \right)^3 \frac{1}{2\Delta x^2 \Delta t} \left( \frac{M_{j+3/2}^{n+1}}{h_{j+3/2}^n} \right. \\
 & \quad \left. - 2 \frac{M_{j+1/2}^{n+1}}{h_{j+1/2}^n} + \frac{M_{j-1/2}^{n+1}}{h_{j-1/2}^n} - \frac{M_{j+3/2}^n}{h_{j+3/2}^n} \right. \\
 & \quad \left. + 2 \frac{M_{j+1/2}^n}{h_{j+1/2}^n} - \frac{M_{j-1/2}^n}{h_{j-1/2}^n} \right)
 \end{aligned}$$

## 2.2 計算格子間隔の違いによる波形変化

数値計算では計算格子間隔に比例して離散化誤差や打ち切り誤差が大きくなり、物理的な性質とは異なる波数分散が生じたり粘性効果が働くことにより、波高を低下させることができている〔今村、後藤（1986）〕。この誤差は対象とする初期波形や伝播距離により変わる。ここでは現実問題であるアラスカ津波の代表的な断面波形を初期波形として用いた検討を行なっている。Plafker（1969）により得られたアラスカ津波の初期波形を図-3に示す。この波形は陸上部の地盤変化的測量結果を基にして作られたものであり、津

波波源としては精度がよいものとして考えてよい。1次元伝播計算に用いた波形は図-3のA-A'断面に示したものである。さらに、本計算では簡単なため水深4,000mの水平床を仮定し、3,600km（アラスカからハワイ諸島までに相当）、5,000km（メキシコまたは日本の三陸沿岸までに相当）の距離を伝播させている。津波波源での平均水深は約300mであるが、そこで津波初期波長を用いて水深4,000mの海域を伝播させた。周期が変わらなければ水深が深くなるにつれ波長は長くなる。この結果、本計算では計算誤差を厳しく評価していることになっている。

線形長波理論をリープフロッグ法により差分化した計算結果を図-4に示す。この図では格子間隔2, 5, 10, 20, 50kmの5種類について比較している。線形長波理論を計算の支配方程式に選んでいるので、本来ならば初期波形の半分の寸法のものが相似形を保って伝播するはずであるが、リープフロッグ差分の打ち切り誤差に起因する数値分散性のため図に示すような高波数成分が顕著に表われたものになる。この数値分散性は差分格子間隔に比例して大きくなり、主峰の波高減衰を引き起こすものであることがわかる。この問題を回避するにはできるだけ細かい差分格子間隔を採用すれば良いのであるが、遠地津波の場合は広範囲な計算領域を対象とするため電算機容量、演算時間などの点で限りがある。したがって、必要とする精度を満たす範囲で適正な格子間隔を定めることになる。例えば、誤差20%程度の精度を考えた場合には10km程度の格子間隔を採用すれば良いことになる。10km格子の場合、1波長当たりの分割数は約50個であり、従来の研究結果で言わされている20から30分割より細かいものとなっている。これは、図-3に示したようにアラスカ津波は主断層と副断層の2重のものとなっており、高波数成分を多く含む初期波形であるためである。

### 2.3 支配方程式の違いによる波形変化

#### (水平上の場合)

津波の挙動を近似する理論としては線形長波理論、移流項を考えた浅水理論、さらに分散項を考慮した非線形分散波理論が知られている。ここでは移流項と分散項の重要性について検討する。特に、遠地津波を考える場合にはその伝播距離が長いため波数分散効果が重要となることが予想される。

計算に用いた理論は線形長波理論、分散波理論である線形 Boussinesq の式および Boussinesq の式である。線形 Boussinesq の式は Boussinesq の式中の移流項を無視したものである。2.1 の計算法で説明したようにこれら分散項を考慮した式の計算には陰解法による差分法を用いている。

図-5 に水平床上（水深 4,000 m）での計算結果の一例を示す。図は計算誤差の影響を除くため、出来るだけ細かい格子間隔 ( $\Delta x = 2.0 \text{ km}$ ) を用いて比較したものである。図から線形 Boussinesq と Boussinesq の式を用いた計算の波形の差は小さく外洋伝播計算では移流項を無視してもかまわないことがわかる。しかし、予想したように波数分散の効果は重要であり、無視することはできない。

分散項の影響を詳しく調べるために、主峰付近の波形を取り出し、計算誤差が無視出来るところまで、差分格子を細分化して計算を行なった結果を表-1 に示す。この表は分割数と主峰の波高減衰の様子を表わしたものである。線形長波理論では殆ど計算誤差が表われない伝播距離でも分散波理論の波高は下がっており、この差は波数分散効果によるものであると考えられる。

### 2.4 支配方程式の違いによる波形変化

#### (海底地形の効果)

図-6 には分散項中の斜面の効果を調べるために、図中に示した簡単な台形の海底地形を持つ海洋を伝播する場合について、分散項に斜面勾配の影響を考慮した Peregrine の式

と考慮していない Boussinesq の式を用いた計算結果の比較を行なったものである。両者の差は小さく、分散項中の斜面の効果は無視出来ると結論づけられる。

### 2.5 数値分散と物理的な波数分散

ここでは、1 次元問題の線形長波理論及び線形 Boussinesq の式に関して、打ち切り誤差より生じる数値的な分散と物理的な分散の効果について比較検討を行う。まず、線形長波理論の式は（水平床の場合）

$$\begin{aligned}\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + Co^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= 0\end{aligned}\quad \dots \quad (5)$$

ここで、線形長波の伝播速度、 $Co = \sqrt{gh}$  であり、一般に数値計算を行うためには (5) 式を差分化した式を用いる。例えば差分法としてリープフロッグ法を採用した場合、2.1 で説明した (1) 式に示すようになる。微分式と差分式を比べるため、さらに Talyor 級数展開により差分を微分に書き換えることを考える。線形長波理論からの近似により高次の微係数をまとめると

$$\begin{aligned}\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^{2m} &\\ (1-k^{2m}) \frac{\partial^{2m+1} M}{\partial x^{2m+1}} &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + Co^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + Co^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)!} &\\ \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^{2m} (1-k^{2m}) \frac{\partial^{2m+1} \eta}{\partial x^{2m+1}} &= 0\end{aligned}\quad \dots \quad (6)$$

$$k = Co \frac{\Delta t}{\Delta x}$$

ここで、(5)式と比較すると左辺第 3 項が付加

されたものになり、差分化による打ち切り誤差はこれらの項に起因することが分かる。(6)式からMを消去すると $\eta$ に関する擬似微分方程式として

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - Co^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - Co^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{(2m+1)!} \quad \dots \dots (7)$$

$$\left(\frac{dx}{2}\right)^{2m} (1-k^{2m}) \frac{\partial^{2m+2} \eta}{\partial x^{2m+2}} = 0$$

を得ることが出来る。左辺第1項と第2項だけの釣合を考えればよく知られている波動方程式となる。一方、第3項は先ほど示した打ち切り誤差の項であり、高次微係数が偶数階のものは分散効果として、奇数階のものは散逸効果として作用する〔久保（1985）〕。さらに、この場合打ち切り誤差の中の4階微分の項は他に比べて非常に大きいことから近似式として（総和をとる項の中で $m=1$ のみの場合に相当）

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - Co^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \frac{Co^2 dx^2}{12} (1-k^2) \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} = 0$$

$$\dots \dots (8)$$

を考えることが出来る。

一方、線形 Boussinesq の式からMを消去すると $\eta$ に関する微分方程式として

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - Co^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \frac{Co^2 h^2}{3} \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} = 0 \quad \dots \dots (9)$$

が得られる。左辺第3項は物理的な波数分散に起因する項であり、主に水深に対して関係する。一方、(8)式中にある数値的な分散の項は計算格子間隔に関係する。ここで、それぞれの項の係数の比に対する平方根をとると

$$P = \frac{dx}{2h} \sqrt{1-k^2} \quad \dots \dots (10)$$

となる。 $P$ の値が1より大きい場合には数値的な分散性が物理的なものより大きく、 $P$ の値が1より小さい場合にはその逆である。例えば、 $K=0.5$ 、 $H=4,000\text{ m}$ 、 $dx=10\text{ km}$ を考えるならば $P=1.08$ となり、2つの分散効果はほぼ等しく働くであろうと予想される。図-7には $dx=10\text{ km}$ の場合の支配方程式の違いによる波形変化を示す。図-5 ( $dx=2\text{ km}$ ) と比較して線形理論と分散波理論の波形の差が非常に小さくなり、 $P$ の値が2つの分散項の大きさを比べる際の目安となることが分かる。ただし、この条件は水平床上での場合に成立するのであり、一般的地形では水深の変化に伴い波数分散の効果も変わるために条件を満足させることは難しい。また、2次元伝播の場合には波の伝播方向によっても数値分散の効果が変化する。

次に、各分散効果による伝播速度の変化を分かりやすくみるため(5)、(6)式を Fourier 変換を用いて初期値問題として解く。その結果、進行波のみを考えた場合

$$\eta(x, t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\phi}(\alpha) e^{i\alpha(x-ct)} d\alpha \quad \dots \dots (11)$$

ただし、 $\alpha$ は波数、 $\tilde{\phi}$ は初期波形のフーリエ係数。

(5)式では

$$C = Co \sqrt{1 - \frac{1}{3} \left( \frac{\alpha dx}{2} \right)^2 (1-k^2)} \quad \dots \dots (12)$$

(6)式では

$$C = Co \sqrt{1 - \frac{1}{3} (\alpha h)^2} \quad \dots \dots (13)$$

となる。図-8はこの分散性を表したものである。縦軸には長波理論の伝播速度に対する比を、横軸には波数に $dx$ を乗じ2で割った

無次元量を表わす。横軸で  $0.5\pi$  をとる値はちょうど Nyquist 成分を表わすことになる。水深,  $\Delta x$ ,  $K$  は図-7 の計算例と同じものを与えている。図より波数が大きくなるにつれ伝播速度は理論解に比べ遅くなるという分散効果を表していること、また線形長波理論での数値計算誤差による分散と線形 Boussinesq の式の物理的な波数分散の各効果はほぼ等しいことが分かる。ただし、線形 Boussinesq の式も数値計算する場合には差分化を行わなければならないので、打ち切り誤差の効果を評価する必要がある。リープフロッグ法と同様な差分配置をとった場合の伝播速度を求める

$$C = Co \frac{2}{k\alpha} \sin^{-1} \left( \frac{k \sin(\frac{\alpha \Delta x}{2})}{\sqrt{1 + \frac{4}{3} \left( \frac{h^2}{\Delta x} \right) \sin^2(\frac{\alpha \Delta x}{2})}} \right) \quad \dots \dots \dots (4)$$

となる。これを図-8 中に示す。線形 Boussinesq の式を用いた場合の数値分散は線形長波理論のものに比べて小さい。

### 3. 2 次元伝播計算

#### 3.1 計算法

前節の結果から遠地津波において数値分散と波数分散は重要であり、一方、移流項および分散項中の斜面の効果は小さいことが明らかになった。そこで線形長波理論と線形 Boussinesq の式を用いた計算を行なうことにより2次元伝播での分散効果の影響および実用計算上での問題点について考察する。計算に用いた方程式は、次式に示す緯度、経度座標で表わされたコリオリ項を含むものである。まず線形長波理論は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \left[ \frac{\partial M}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (N \cos \phi) \right] = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{gh}{R \cos \phi} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} - f N &= 0 \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{gh}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} + f M &= 0 \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (15)$$

ここで、 $R$  は地球の半径、 $(\phi, \lambda)$  は地球座標の緯度、経度、 $N, M$  は各方向の線流量、 $\eta$  は水位、 $f$  はコリオリ因子を表わす。また、 $g$  は重力加速度であり、 $h$  は静水深である。次に線形 Boussinesq の式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \left[ \frac{\partial M}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (N \cos \phi) \right] &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{gh}{R \cos \phi} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} - f N &= \frac{h^2}{3} \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \\ \left[ \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial \lambda \partial \phi} + \frac{\partial^3}{\partial t \partial \lambda \partial \phi} (N \cos \phi) \right] & \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{gh}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} + f M &= \frac{h^2}{3} \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \\ \left[ \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial \lambda \partial \phi} + \frac{\partial^3}{\partial t \partial \phi^2} (N \cos \phi) \right] & \\ + \frac{h^2}{3} \frac{\tan \phi}{R^2 \cos \phi} \left[ \frac{\partial^2 M}{\partial t \partial \lambda} + \frac{\partial^2}{\partial t \partial \phi} (N \cos \phi) \right] & \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (16)$$

である。通常、計算領域の距離が2,000 km程度までは曲率の影響は小さく直交座標系を用いてよいと考えられるが、太平洋をカバーするような場合においてはもはや緯度、経度で表わされた地球座標系を取らざるを得ない。

差分法としてはリープフロッグ法を用い、格子間隔は緯度、経度各5分、時間間隔は10秒としている。計算領域は図-9 に示すように日本近海からアリューシャン列島、ハワイ諸島を含みアメリカ西海岸に至るほぼ北太平洋沿岸全域としている。

アラスカ津波の計算はかつて Hwang-Divoky (1972a) と Hwang-Butler-Divoky (1972

b) によって行われたことがある。前者は直交座標系で表わされた線形長波理論による波源域付近での数値計算と Ray-tracing による伝播計算を行っている。この数値計算の初期条件には地盤の立ち上がり速度と破壊進行速度が考慮されているが、アラスカ地震の場合波源域の平均水深が 300 m と浅いこと、立ち上がり時間および破壊進行時間が短かいことからこれらの影響は小さいと考えられる。この立ち上がり時間と破壊進行速度の影響については AIDA (1969) が円筒および釣鐘形をした理想的な波源について数値計算による検討を行っている。後者は本計算領域とはば等しい範囲で地球座標系を採用した外洋伝播計算を実施している。計算格子間隔は本計算に對して経度方向が 3 倍の 15', 緯度方向が 2 倍の 10' を用いている。後に、空間水位分布と Wake 島での水位経時変化について本計算結果とこの Hwang らの結果の比較検討を行う。

### 3.2 計算結果

計算結果の一例を図-10a ~ g および図-11a ~ g に津波発生後 1 時間毎の空間水位分布を示す。図-10 は線形長波理論、図-11 は線形 Boussinesq の式による計算結果である。

波源域では最高 10 m 近い波高を有していたが外洋へ伝播していくと波高は低くなる。アメリカ西海岸に向かうものは 30 から 70 cm 程度の波高となるが、日本に向かうものは 10 cm 以下である。実際にアラスカ津波の検潮記録を調べてみるとアメリカ西海岸で 0.6 から 3.0 m、ハワイ州で 0.4 から 2.0 m、日本沿岸で 0.05 から 0.2 m となっており、この計算結果と定性的には一致している。

また、図-10 と 11 を比較すると全体の波高水位分布の差はほとんど小さいことが分かる。これは、前節の 1 次元問題での検討結果から、計算格子間隔を 5' (実距離で 4 km から 9 km に相当) にとったため数値的な分散と物理的な分散の効果がほぼ等しく働いているためであ

ると予想される。しかし、アメリカ西海岸に向かう第 1 波の後方では波高分布の違いが見られる。この違いを詳細に見るため、ある断面での波形を比較した結果を図-12 に示す。津波先端の波高のピークの差はほとんど見られないが、その後方に生じる高波数成分の波形の差が生じている。ただし、伝播するにつれこの高波数成分の差は大きくならずに、逆に小さくなる。このことは 1 次元の検討結果と矛盾した現象である。他の断面についても伝播に伴う波形の差を調べたが、同様な結果を得た。この理由の一つとして、初期の状態では主峰先端にある副断層による高波数成分が効いていたが、早い時期にその成分が落ちてしまい、後の伝播する波に対しては差を生じさせるような影響を与えたかったためではないかと考える。

図-13 a ~ c には Hwang らによる結果と本計算による結果の空間水位分布を示す。ほぼ同様な分布を見せており、Hwang らの結果は全体的に東側（左側）に引っ張られているようである。おそらく、コリオリ力などの働きの違いによるものと思われるが、理由は断定出来ない。図-14 には Wake 島における水位経時変化に対する検潮記録 [Van Dorn (1965)] と計算結果の比較を示す。Wake 島の検潮所は比較的海底勾配の穏やかな沖側に位置し、浅海域での局所的な影響は小さいと考えられる。波形を比べると全体的には 2 つの計算結果と検潮記録とはよい対応を見せており、Hwang らの結果は非常に高い一致を示している。しかし、検潮所が津波の進行方向に對して島の裏側に位置しており、屈折などの効果を考えると、Hwang らの結果は一致し過ぎると思われる。

図-15 a, b には津波発生後 7 時間までの津波伝播図を表す。水深の違いにより場所的な伝播速度の違いが見られる。Hwang-Divoky (1972a) の Ray-Tracing による結果 (図-16 に示す) と比較すると、津波は発生後 5 時間でハワイ島およびカリフォルニア

に到達し、7時間で日本の太平洋沿岸に達しているといったように比較的良好な一致を示しているが、カムチャッカ半島やアリューシャン列島付近での伝播時間は本計算結果の方が30分程度遅れたものとなっている。

次に、検潮記録との比較検討した結果について述べる。本計算は外洋伝播を目的とした計算であるため、浅海域での変形や局地的な特性を考慮するには不十分である。したがって、検潮記録と直接比較し定量的論議することは出来ないが、計算結果の妥当性の見当を付けることは出来るはずである。表-2に到達時間および最大水位に関して計算結果と検潮記録〔Spaeth & Berkman (1967)〕との比較を示す。到達時間は線形長波理論と線形 Boussinesq の式との差はほとんど見られなかったので線形長波理論の結果を示す。ここでは、浅海部の最低水深を 100 m においているため、計算の到達時間は全般的にはやいものとなっている。特に、ウナラスカ（アラスカ）やフライデー・ハーバー（ワシントン州）付近での差は大きい。これは水深分布の差や複雑な入江を持つフィヨルド地形によるものであろう。これらを除けば平均的な到達時間の差は線形長波理論の場合 19 分程度であり、良好な計算結果であると考えることができる。また、線形 Boussinesq の式についても同じ結果であった。

最大水位に関しても全体的に計算結果の方が低い値をとる。検潮記録を計算値で除することにより定義した誤差を各検潮所で求めると平均して線形長波理論では 1.56、線形 Boussinesq の式では 1.75 となる。また、検潮記録と計算値との差の r. m. s. をとると線形長波理論で 0.86 m、線形 Boussinesq の式で 0.85 m であった。これらの値は予想していたものより小さく、浅水変形や屈折、回折を十分考慮したものではないのかかわらず本研究の計算でもかなりの再現性を持つと思われる。ただし、アリューシャン列島やハワイ諸島などでは非常に値が低いものとなっていた。

る。アメリカ西海岸ではプラットウエルカーヘ領が続き比較的海底地形の変化が穏やかであるのに対して、アリューシャンやハワイ付近では平均水深 4,000 m から急激な勾配を持つことによると考える。そのため、この付近ではさらに細かい計算格子間隔により津波の計算を行う必要がある。

最後に演算時間について述べる。計算機は東北大学計算機センターにあるスーパーコンピューター（SX-1）を用いた。線形長波理論による 2 次元伝播計算では 7 時間を再現するのに要した演算時間は 3 分 5 秒、線形 Boussinesq の式では 11 分 24 秒であった。ベクトル演算機能およびベクトル化率の向上により従来の汎用大型計算機（ACOS 1000）に比べ線形長波理論の場合 1/30 程度に演算時間を短縮することが出来た。津波の来襲前に波高を数値計算で予測することを考えるならば、遠地津波の場合には地震発生から沿岸に到達するまでにかなりの時間的余裕があるため、日本近海で計算間隔を細かくし浅水理論を使った浅水計算を行い精度を高めたとしても、数値予報の実現性は高いと考えられる。

#### 4 おわりに

本研究で得られた結果を以下にまとめる。

代表的な波源の断面波形を用いた 1 次元伝播問題により、計算格子間隔と支配方程式の違いによる波形の変化を調べた。その結果、数値分散効果が差分格子間隔に比例して大きくなり、波高減衰をもたらすこと、この波高減衰は伝播距離が長くなるにつれ助長されることが分かった。また、誤差 20 % の精度を満足するような格子間隔としては 10 km 程度が適当であると考えられる。遠地津波の伝播計算では非線形項および分散項中の斜面の効果は小さく無視することが出来るが、分散項は重要である。また、1 次元問題では式に示した P の値により平均的な物理分散に対する数値分散の効果を知る事ができる。

コリオリ力を考慮した線形長波理論と線形 Boussinesq の式による 2 次元計算を実施し、長時間にわたる計算でも安定かつ短時間に再現することができた。また、線形長波理論と線形分散波理論との差は小さく、これは物理的分散と数値的分散の効果が全体で等しく作用したものと考えられ、1 次元問題での検討結果からの推測とほぼ一致する。一方、伝播時間および最大水位について検潮記録と計算結果とを比較した結果、比較的良好な一致を示し、本研究で提案した数値計算法は外洋伝播計算としての妥当性は得られるものであると考える。しかし、浅海域での津波の変形や局地特性を十分考慮することは出来ず、今後、浅海域と結合した計算を行う必要がある。

**謝辞**：水深データをアメリカ合衆国テキサス A&M 大学 Prof. Reid and Mr. Whiteaker から提供して頂いた。ここに記して謝意を表わす。

## 参考文献

- Aida, I. : Numerical experiments for tsunamis caused by moving deformations of the sea bottom, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 47, pp. 849~862, 1969.
- Hwang, Li-San, and David Divoky : A Numerical Model of the Major Tsunami, The Great Alaska Earthquake of 1964, Oceanography and Coastal Engineering, National Academy of Sciences, Washington, D. C., pp. 191~210, 1972a.
- Hwang, Li-San, H. Butler and D. Divoky : Generation and open-sea characteristics, Bull. Seism. Soc. Amer., Vol. 62, No. 6, pp. 1579~1597, 1972b.
- 今村文彦、後藤智明：差分法による津波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.

Kajura, K. : Tsunami source, energy and the directivity of wave radiation, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 48, pp. 835~869, 1970.

久保成隆：各種の数値計算法の比較研究、農業土木学会論文集、第 117 号, pp. 71~83, 1985.

Plafker, Georg : Tectonics of the March 27, 1964, Alaska Earthquake U. S. Geological Survey Professional Paper 543-I. Washington : Government Printing Office., pp. 74, 1969.

Spaeth, M. G., Berkman, S. C., : The Tsunami of March 28, 1964, as Recorded at Tide Stations, ESSA Technical Report C&GS 33, Coast and Geodetic Survey Technical Bulletin No 33, 1967.

Ueno, T. : Numerical computations for the Chilean Earthquake Tsunami, Oceanogr. Mag. Vol. 17, Nos. 1~2, pp. 86~94, 1965.

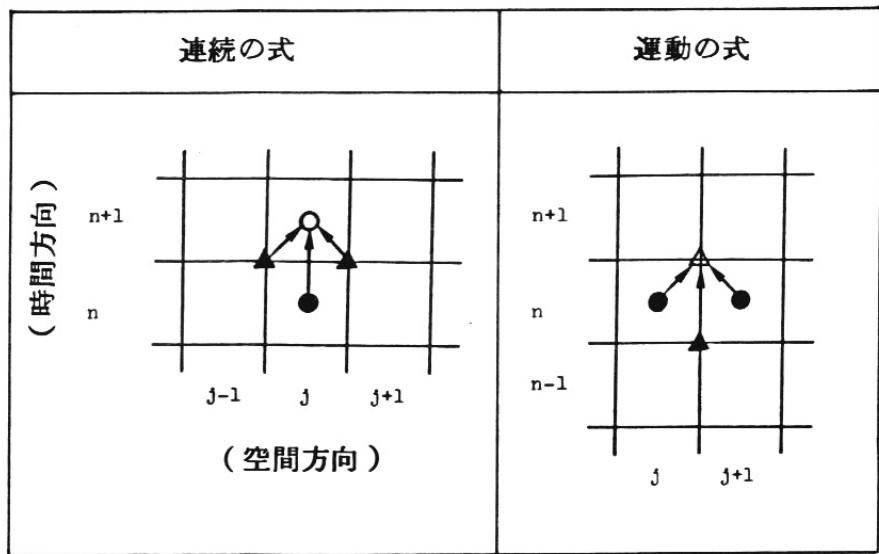
Van Dorn and G. William : Tsunamis, Advances in Hydroscience, 2 (Annual), pp. 1~47, 1965.

表-1. 分割数による波高減衰

伝播距離 (km)	$\text{減衰率} = \frac{\text{線形理論解 - 数値解}}{\text{線形理論解}} \times 100 \text{ (%)}$					
	線形長波理論			Boussinesq の式		
	40分割 (0.5 km)	20分割 (1.0 km)	10分割 (2.0 km)	40分割 (0.5 km)	20分割 (1.0 km)	10分割 (2.0 km)
720	0	17	40	72	74	78
1440	6	29	51	78	81	87
2160	12	36	57	82	85	91
2880	17	41	60	84	88	94

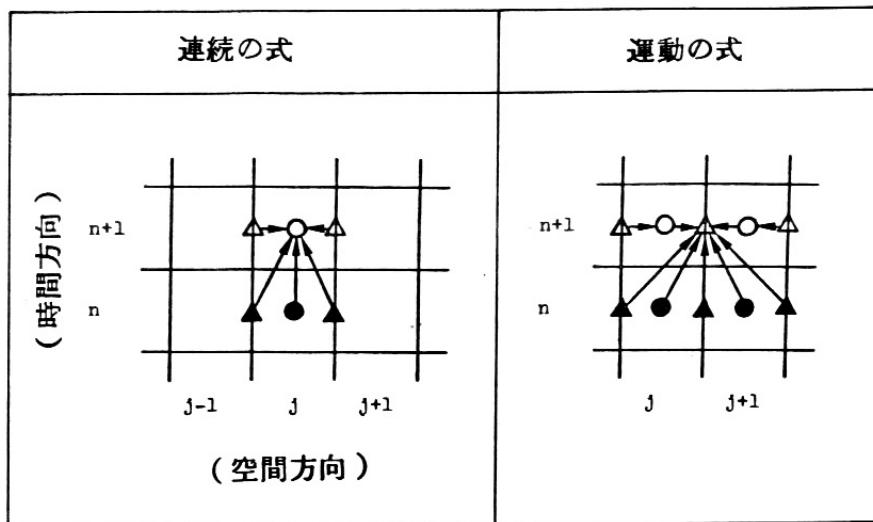
表-2. 検潮記録と計算結果の比較

検潮所		到達時間			最大水位				
番号	名前	記録	計算値	差(分)	記録	線形長波理論		線形Boussinesq	
						計算値	誤差	計算値	誤差
1	Massacre Bay, Attu, Alaska	hr 3 51	hr 3 35	16	0.85 <sup>m</sup>	0.12 <sup>m</sup>	7.08	0.10 <sup>m</sup>	8.50
2	Sweeper Cove, Adak, Alaska	3 24	2 20		0.58				
3	Unalaska, Alaska	2 30	1 30	60	0.79	0.27	2.90	0.23	3.43
4	Yakutat, Alaska	1 24	1 05	19	2.32	2.26	1.04	1.95	1.19
5	Sitka, Alaska	1 30	1 10	20	4.36	2.26	1.93	2.43	1.79
7	Ketchikan, Alaska	2 49	2 30	19	1.13	1.20	0.94	1.27	0.89
8	Prince Rupert, Canada	3 16	2 50	26	2.72	1.50	1.81	1.62	1.68
9	Tasu Sound, Canada	1 57	1 50	7	1.92	1.25	1.54	1.26	1.52
10	Bella Bella, Canada	3 17	3 10	7	1.92	1.42	1.35	1.34	1.43
11	Ocean Falls, Canada	4 24	3 35	49		4.21	0.90		
12	Alert Bay, Canada	4 03	3 25	38	1.74	2.32	0.75		
13	Port Alberni, Canada	4 24	3 35	49		1.66			
14	Tofino, Canada	3 24	3 00	24	2.47	1.31	1.89	1.39	1.78
16	Point Atkinson, Canada	5 31	5 50	-19	0.24	0.66	0.36	0.71	0.34
17	Vancouver, Canada	5 44	5 50	-6			0.68		
22	Victoria, Canada	4 26	4 20	6	1.46	1.60	0.91	1.33	1.10
23	Neah Bay, Wash.	3 42			1.43			1.27	1.13
24	Friday Harbor, Wash.	4 54	3 30	84	0.70	0.99	0.71		
25	Seattle, Wash.	5 36	5 00	36	0.24	1.05	0.23	1.18	0.20
26	Astoria, Oreg.	4 20	3 50	30	1.46	1.97	0.74	2.05	0.71
27	Crescent City, Calif.	4 03	4 00	3					
28	San Francisco, Calif.	5 06	4 50	16	2.26	1.85	1.22	1.79	1.26
29	Alameda, Calif.	5 30	4 40	50	1.65	1.17	1.41	1.06	1.56
30	Avila Beach, Calif.	5 06	5 00	6	3.17	0.99	3.20	0.94	3.37
73	Hilo, Hawaii Island.	5 24	5 00	24	3.81	0.24	15.88		
74	Kahului, Maui Island.	5 11	4 50	21	3.36	0.93	3.61		
75	Mokuloe Island.	5 09	4 40	29	0.58	0.47	1.23		
76	Honolulu, Ohau Island.	5 17	4 55	27	0.82	0.33	2.48	0.25	3.28
77	Nawiliwili, Kauai Island.	4 57	4 40	17	0.73	0.40	1.83		
78	Midway Island.	4 51	4 30	21	0.28	0.08	3.50	0.10	2.80
79	Johnston Atoll.	5 03	5 50	-47	0.31	0.11	2.81	0.10	3.10
102	Ofunato, Japan.	7 04	6 50	14	1.37				
103	Hanasaki, Japan.	6 39	6 10	29	0.67				
104	Yuzhno Kurilsk, USSR.	6 24	6 30	-6	0.76				
106	Poronaysk, USSR.	5 34	4 20	74	0.03	0.10	0.30		



	既知量	未知量
線流量	▲	△
水位	●	○

図-1. 計算点の配置と計算方向（線形長波理論）



	既知量	未知量
線流量	▲	△
水位	●	○

図-2. 計算点の配置と計算方向（分散波理論）

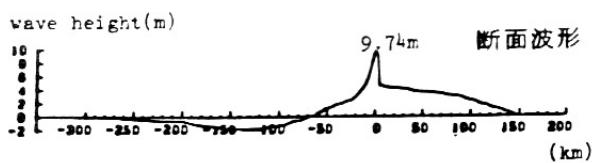
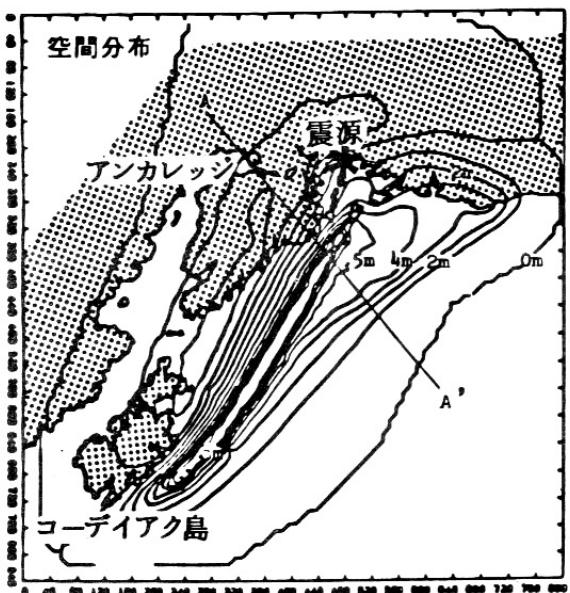


図-3. 1964年アラスカ津波の初期波形 (Plafker, 1969による)

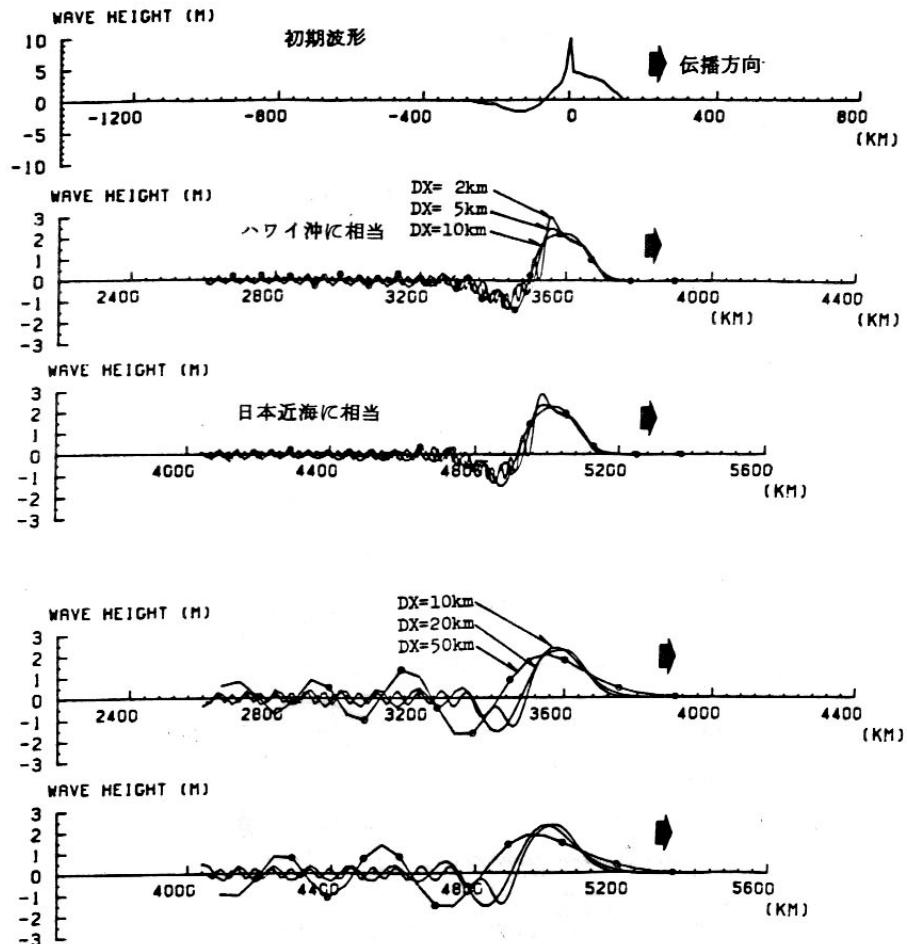


図-4. 計算格子間隔の違いによる波形変化（線形長波理論）

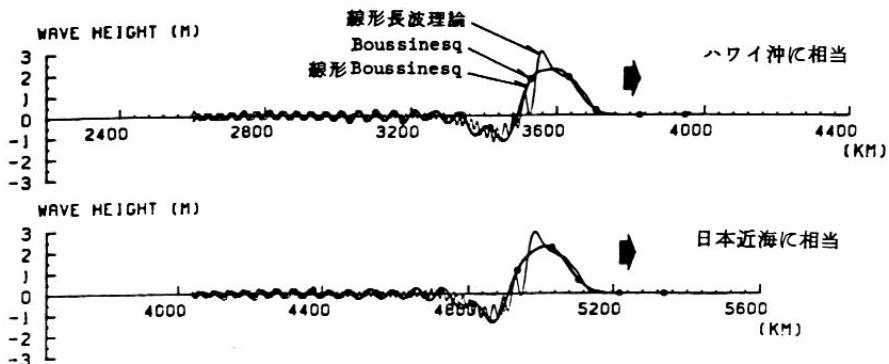


図-5. 支配方程式の違いによる波形変化 ( $DX = 2 \text{ km}$ )

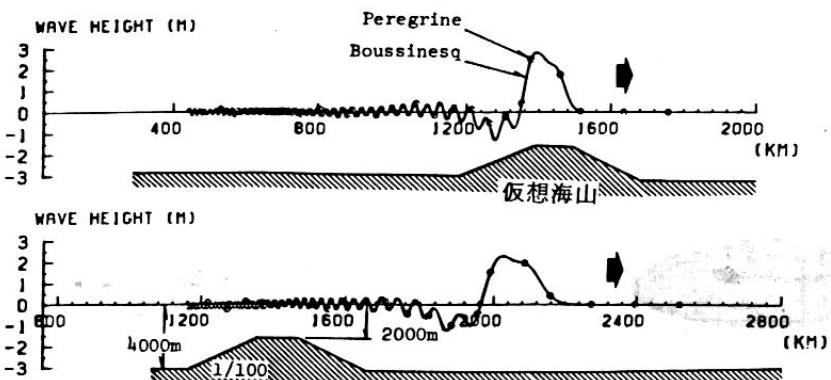


図-6. 分散項中の斜面効果

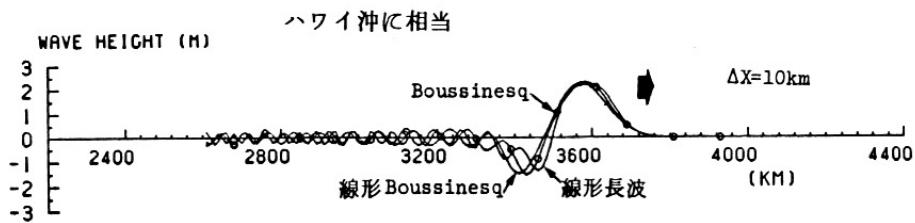


図-7.  $\Delta x = 10 \text{ km}$ の場合の支配方程式の違いによる波形変化

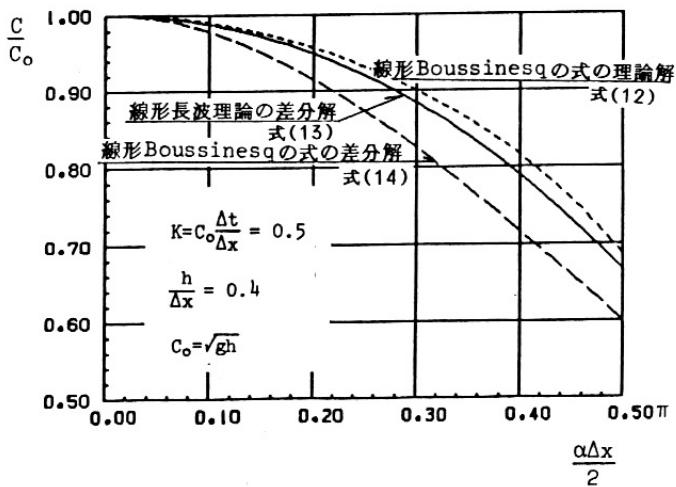


図-8. 数値分散性と物理分散性の比較

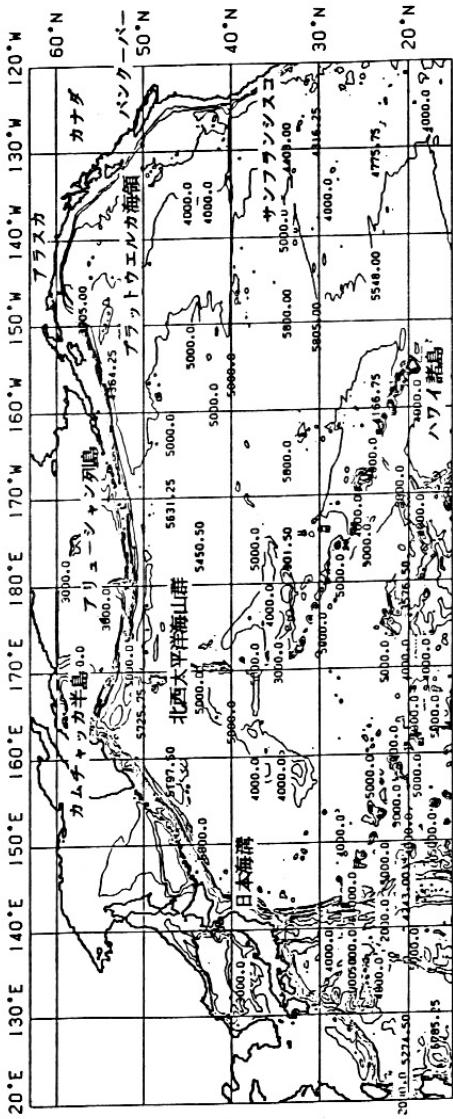


図-9 計算対象領域

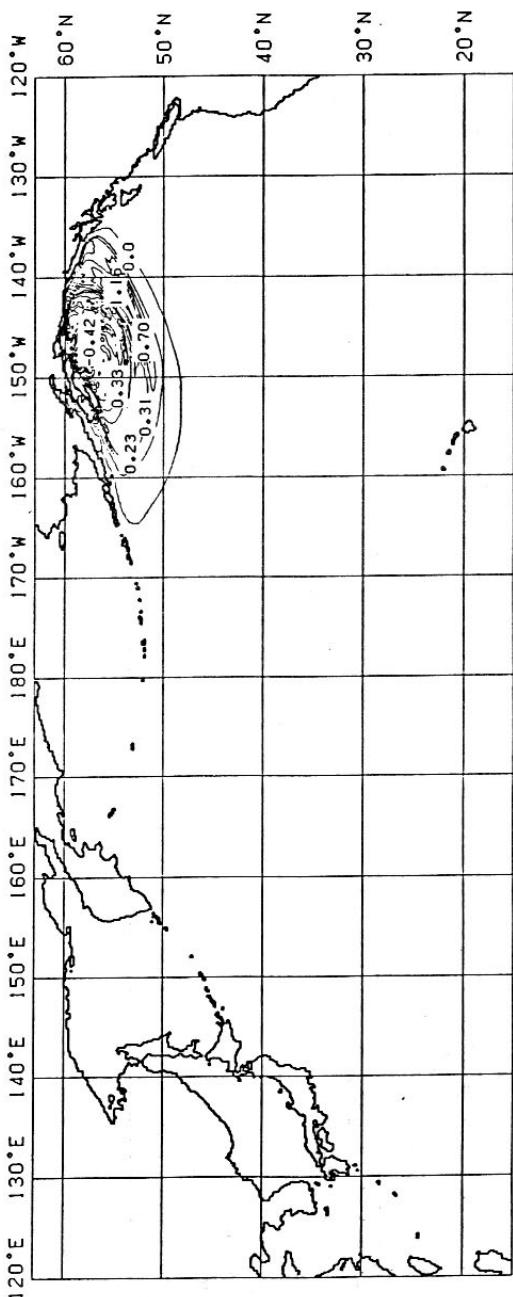


図-10.a 津波発生1時間後の空間水位分布（線形長波理論）

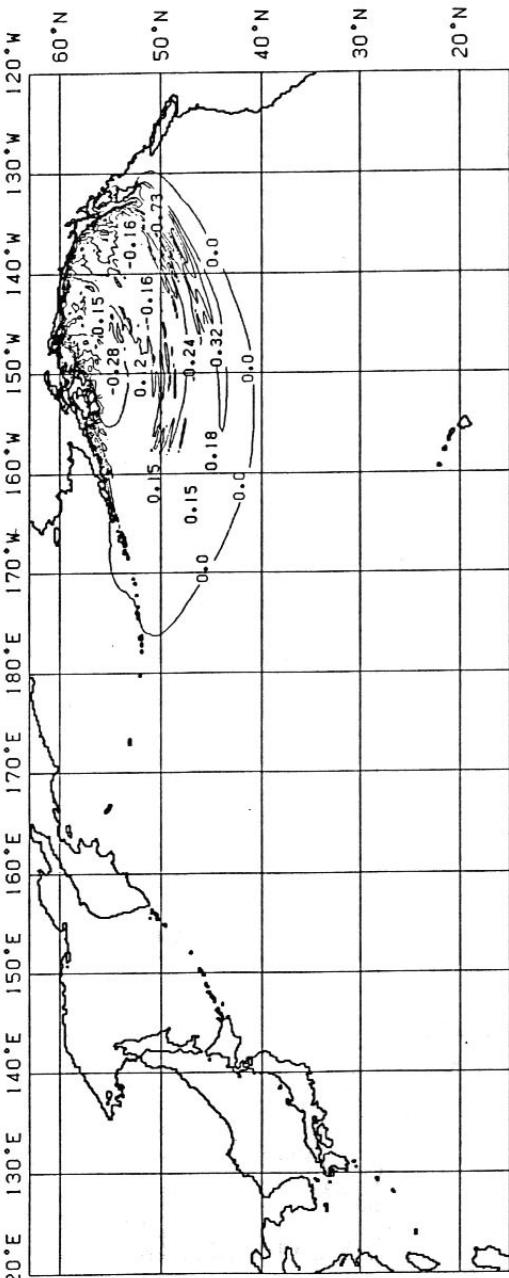


図-10 b 津波発生2時間後の空間水位分布（線形長波理論）

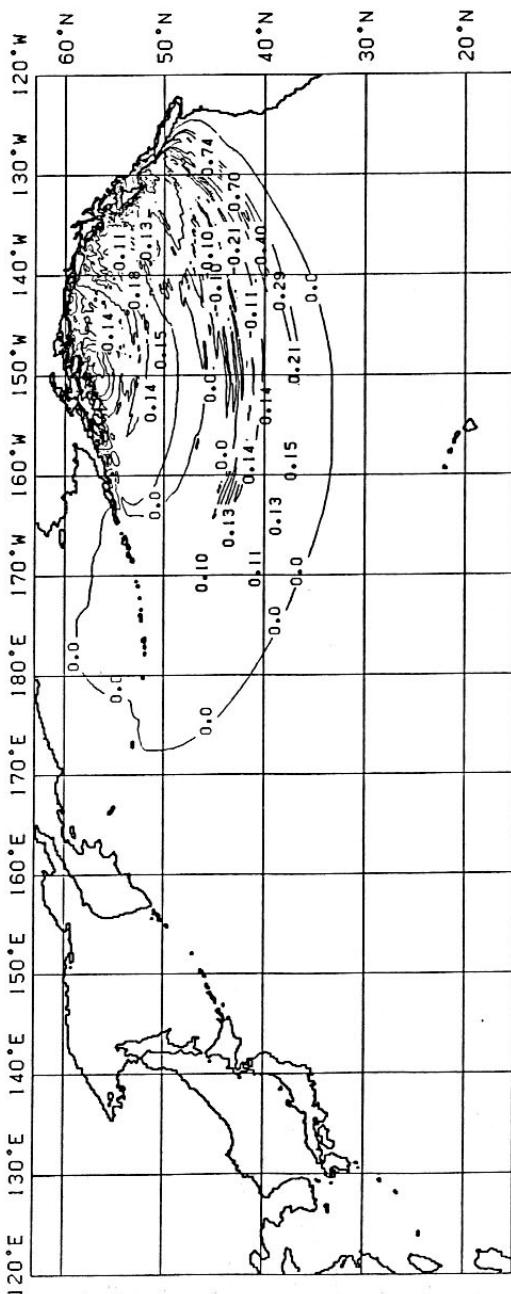
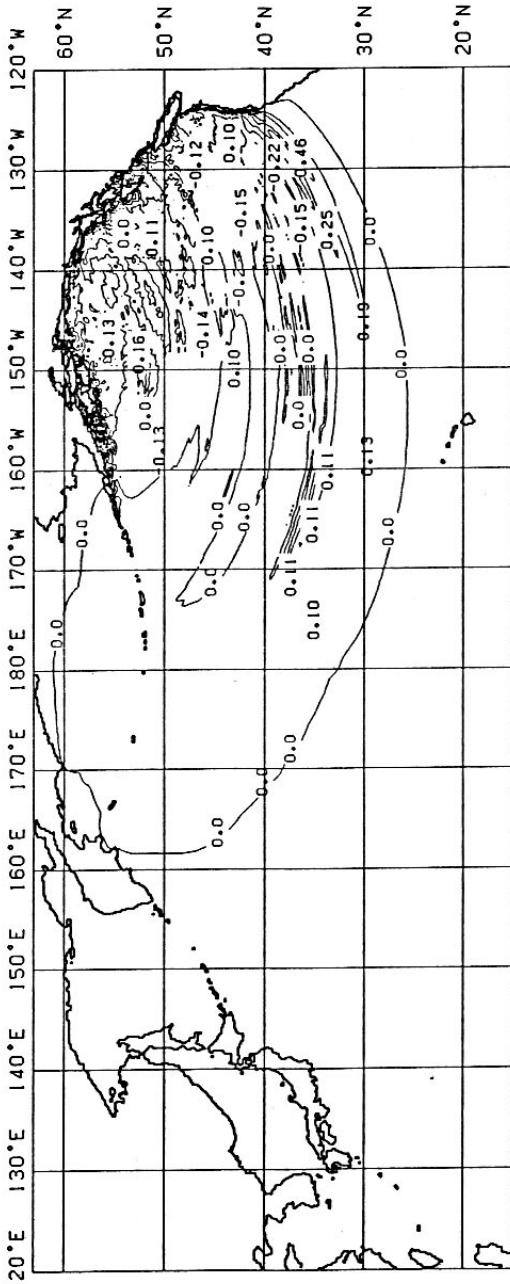


図-10c 津波発生3時間後の空間水位分布（線形長波理論）



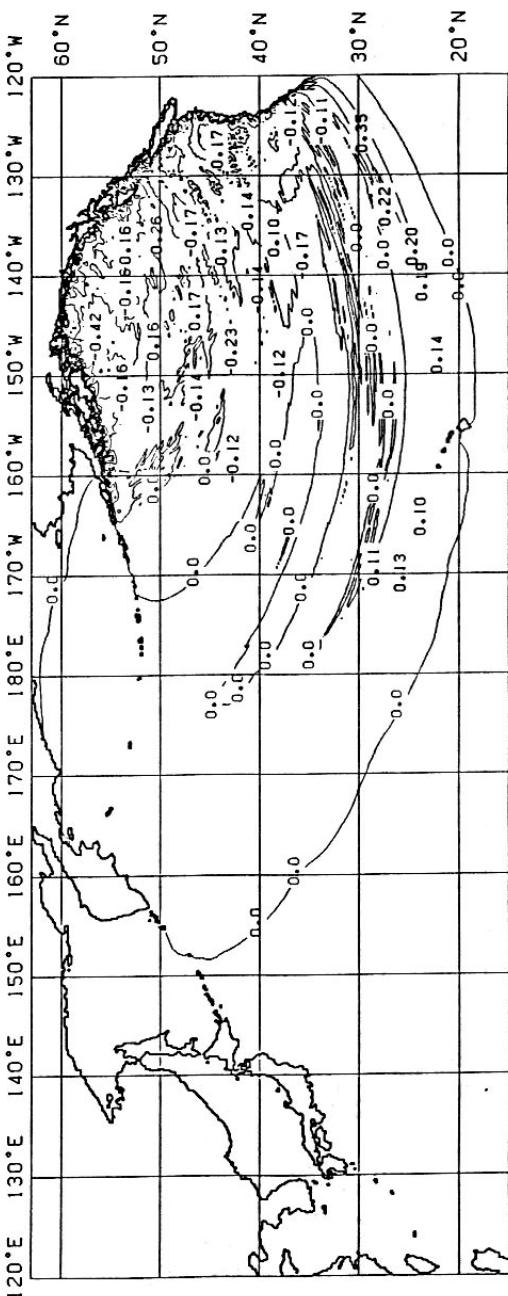


図-10e 津波発生5時間後の空間水位分布（線形長波理論）

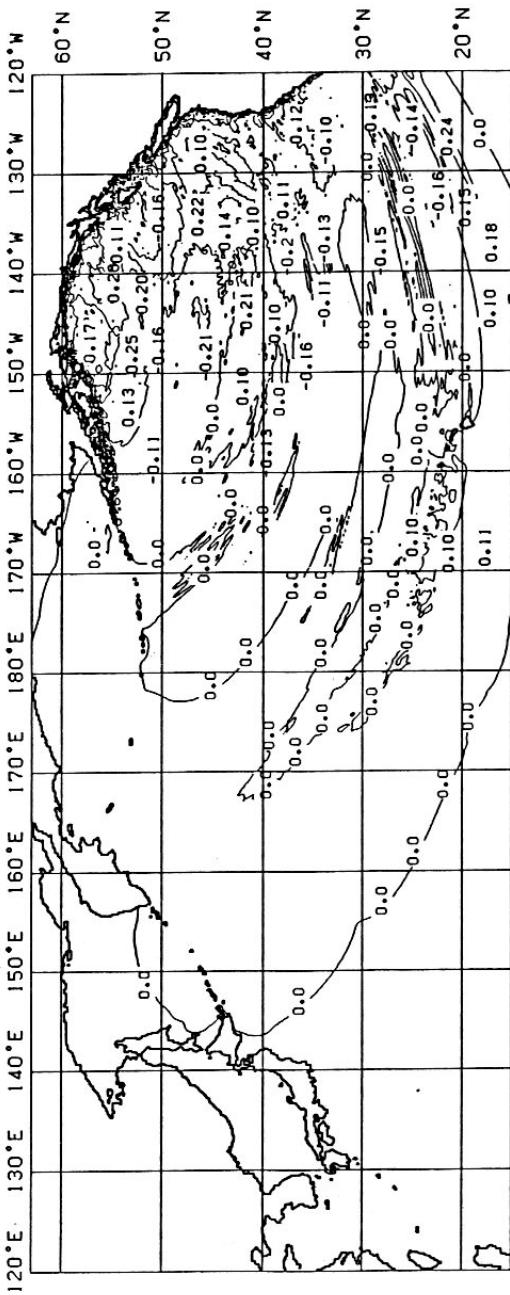


図-10 f 津波発生 6時間後の空間水位分布（線形長波理論）

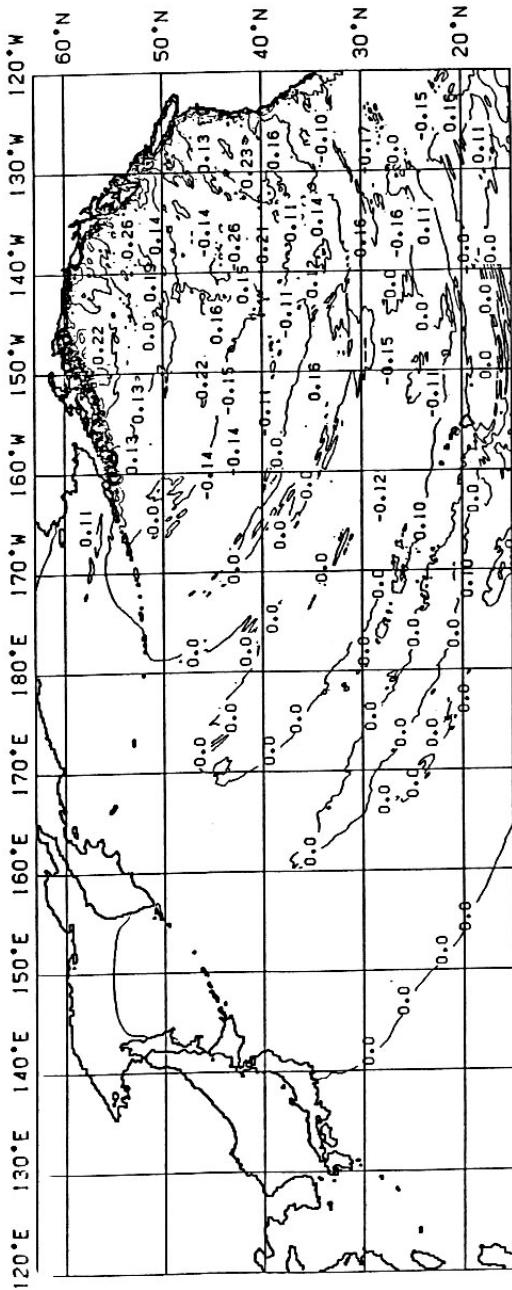


図-10g 津波発生7時間後の空間水位分布（線形長波理論）

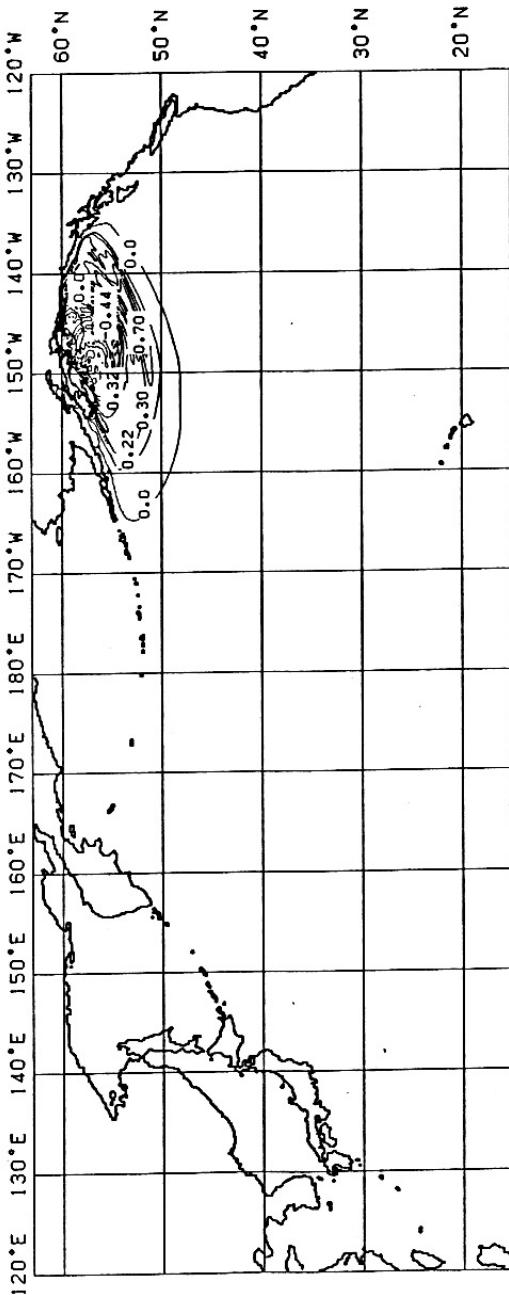


図-11a 津波発生1時間後の空間水位分布（線形 Boussinesq の式）

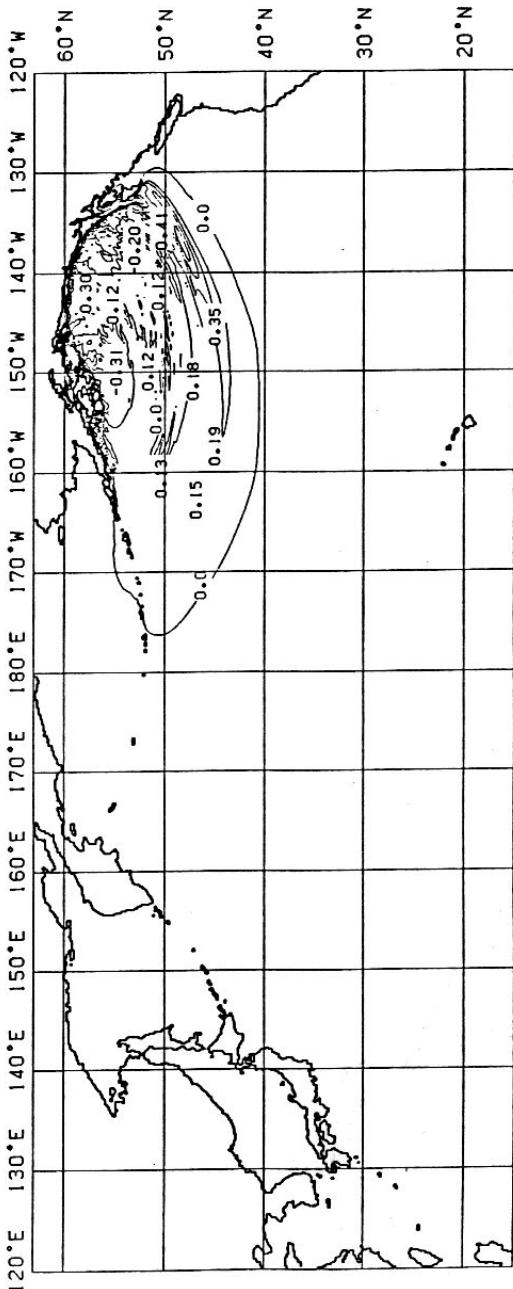


図-11 b 津波発生2時間後の空間水位分布（線形Bousinesqの式）

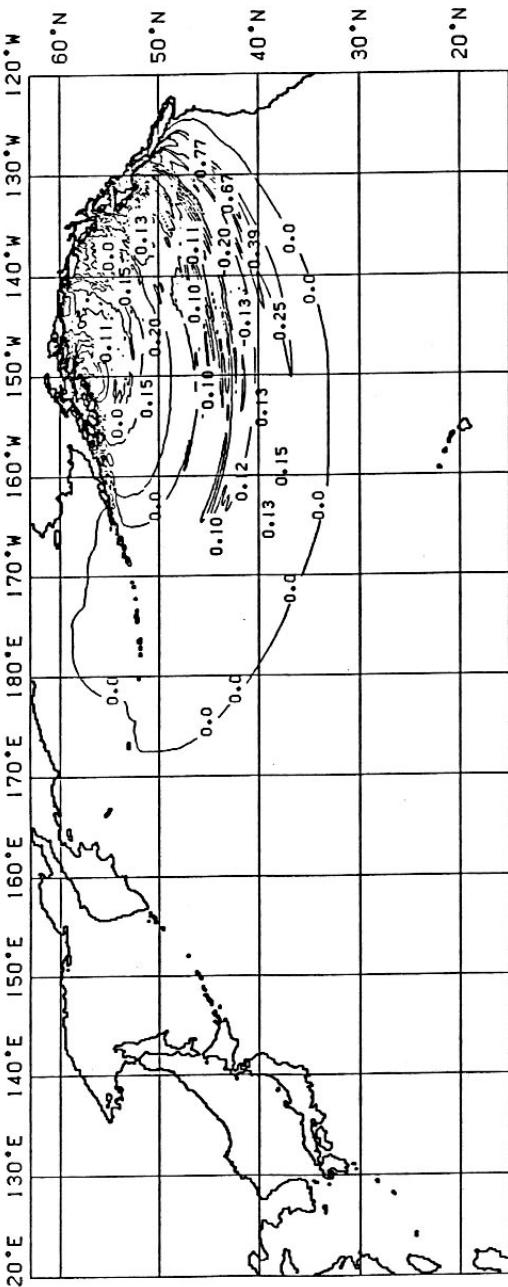


図-11c 津波発生3時間後の空間水位分布（線形 Bousinesq の式）

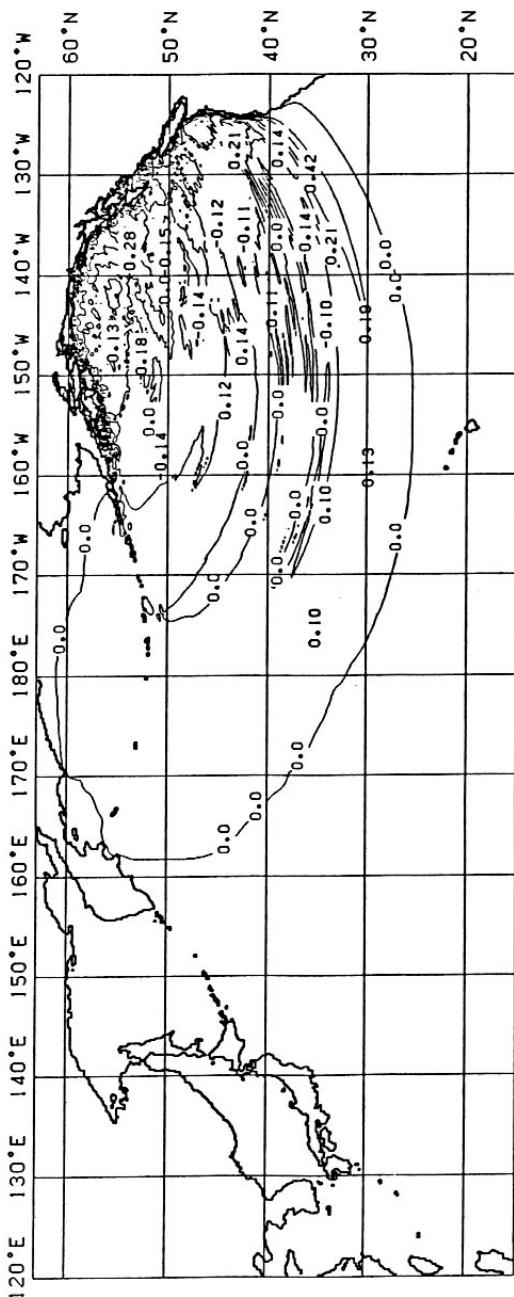


図-11d 津波発生4時間後の空間水位分布（線形 Boussinesq の式）

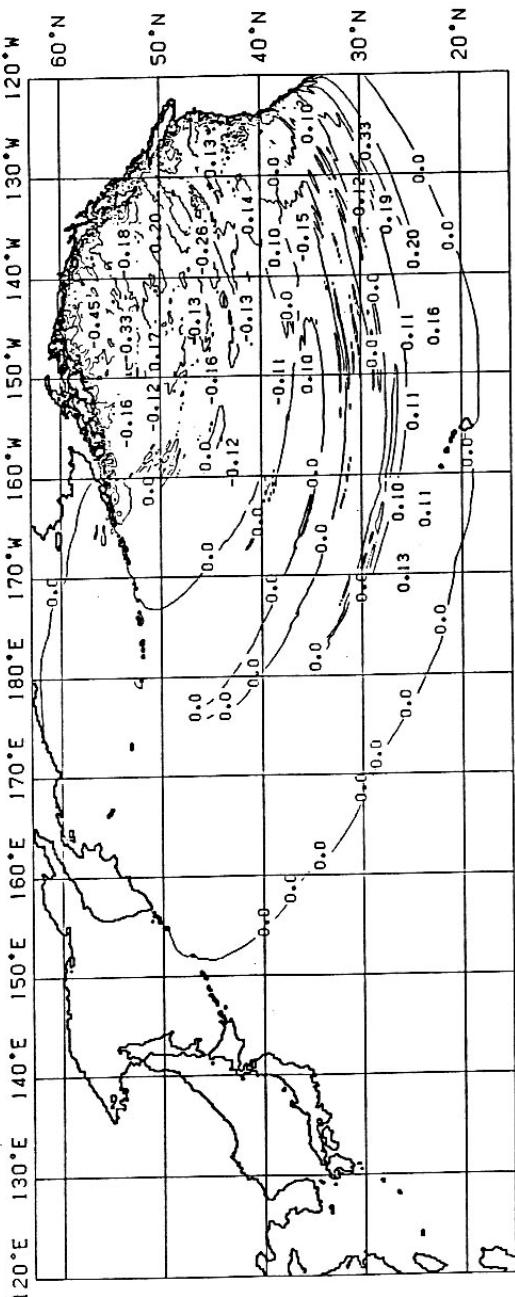


図-11e 津波発生5時間後の空間水位分布（線形 Boussinesq の式）

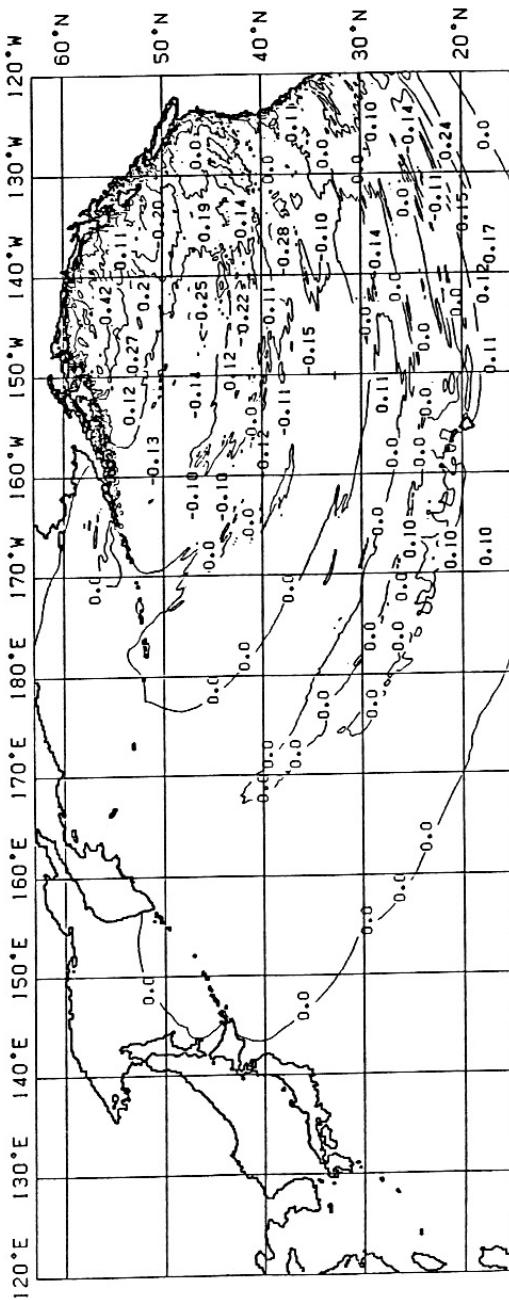


図-11 f 津波発生 6時間後の空間水位分布（線形 Boussinesq の式）

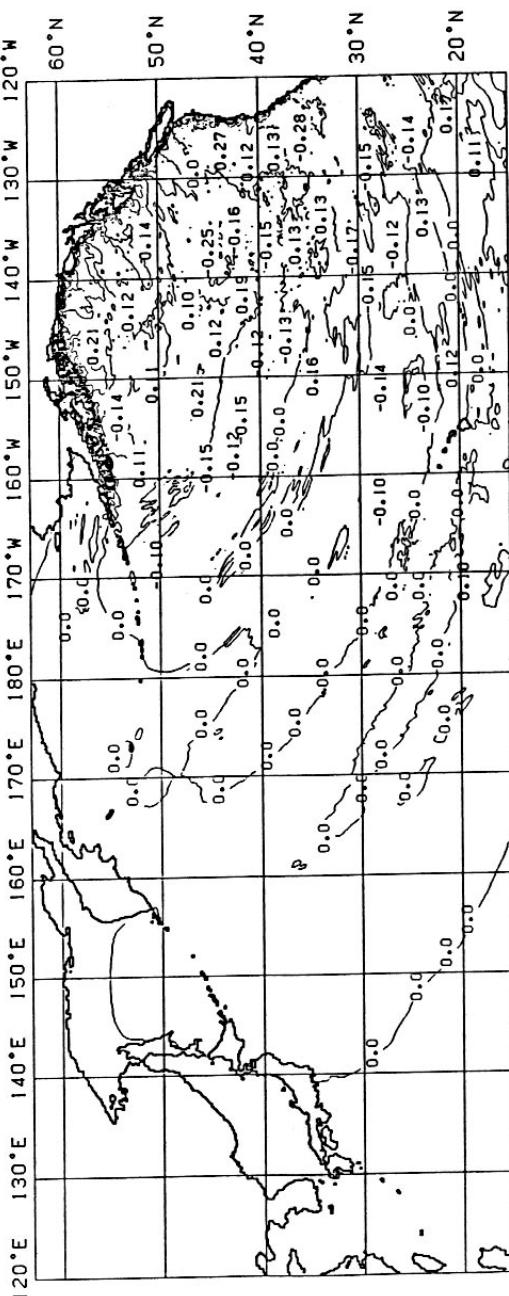


図-11g 津波発生7時間後の空間水位分布（線形 Boussinesq の式）

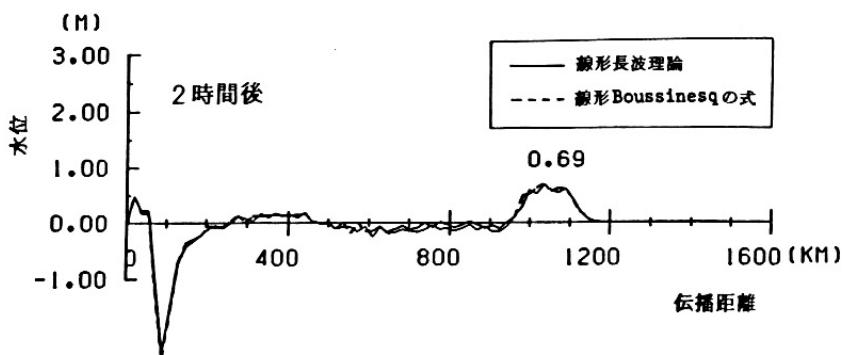
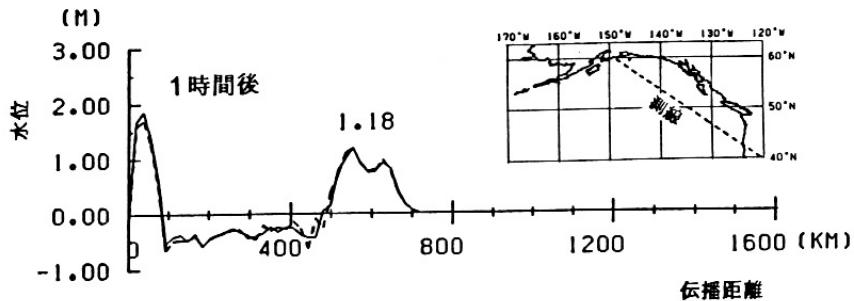


図-12. 断面波形の比較

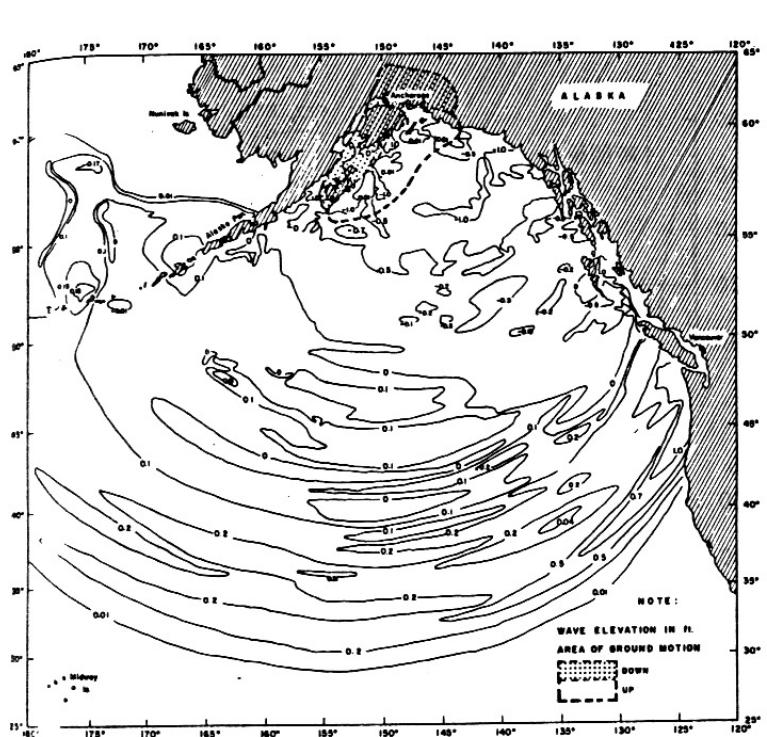


図-13a Hwang ら(1972b)による空間水位分布(津波発生3時間30分後)

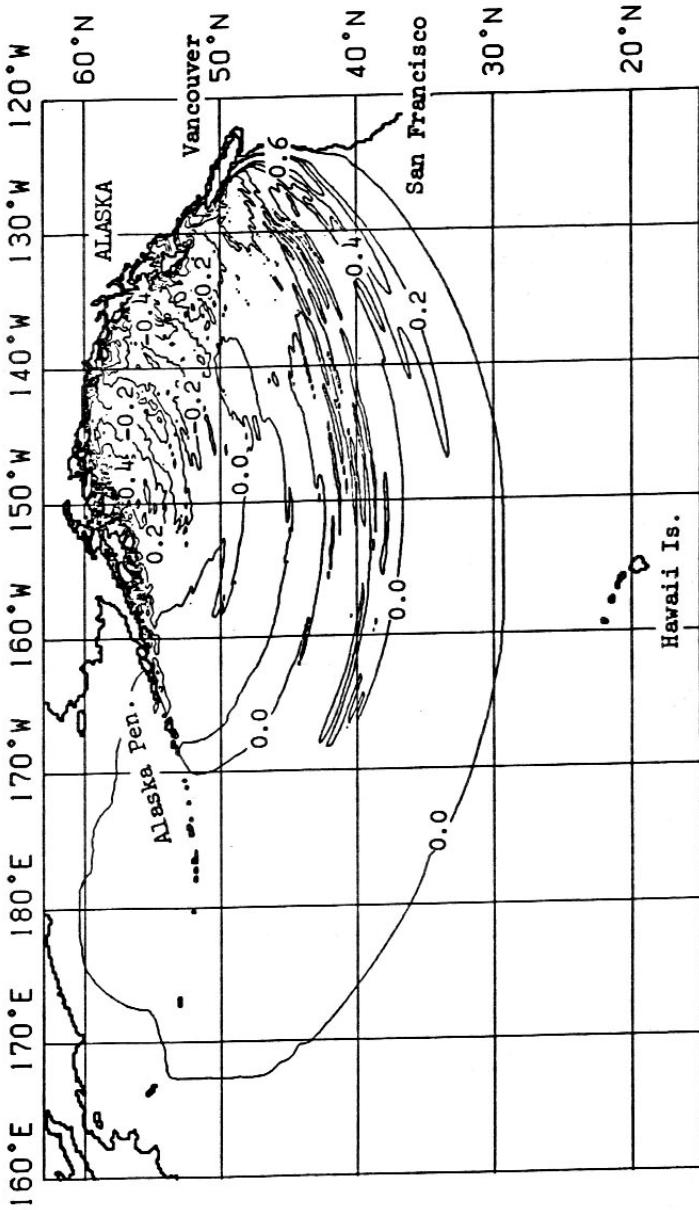


図-13 b 線形長波理論を用いた本計算結果（津波発生3時間30分後）

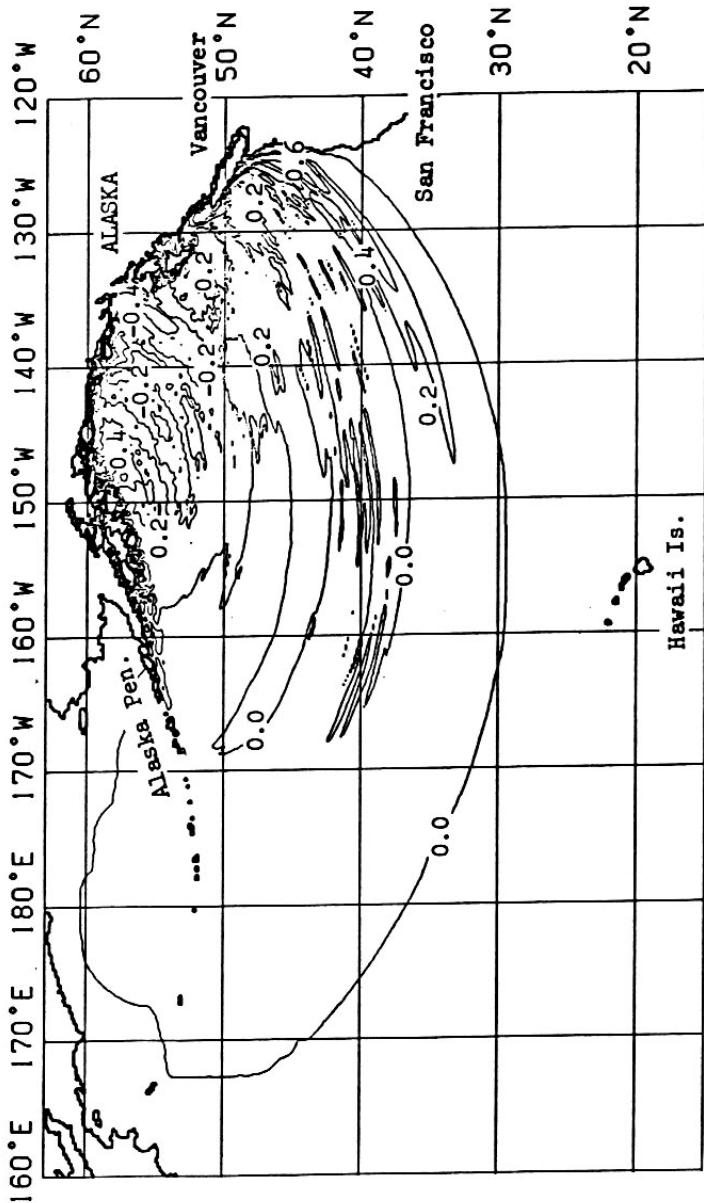


図-13c 線形 Boussinesq の式を用いた本計算結果（津波発生3時間30分後）

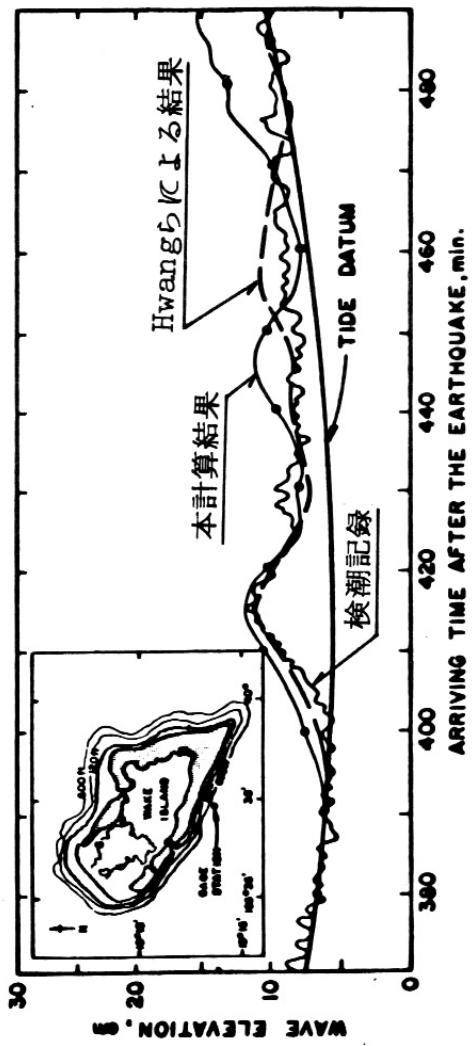


図-14. Wake島における水位経時変化の比較

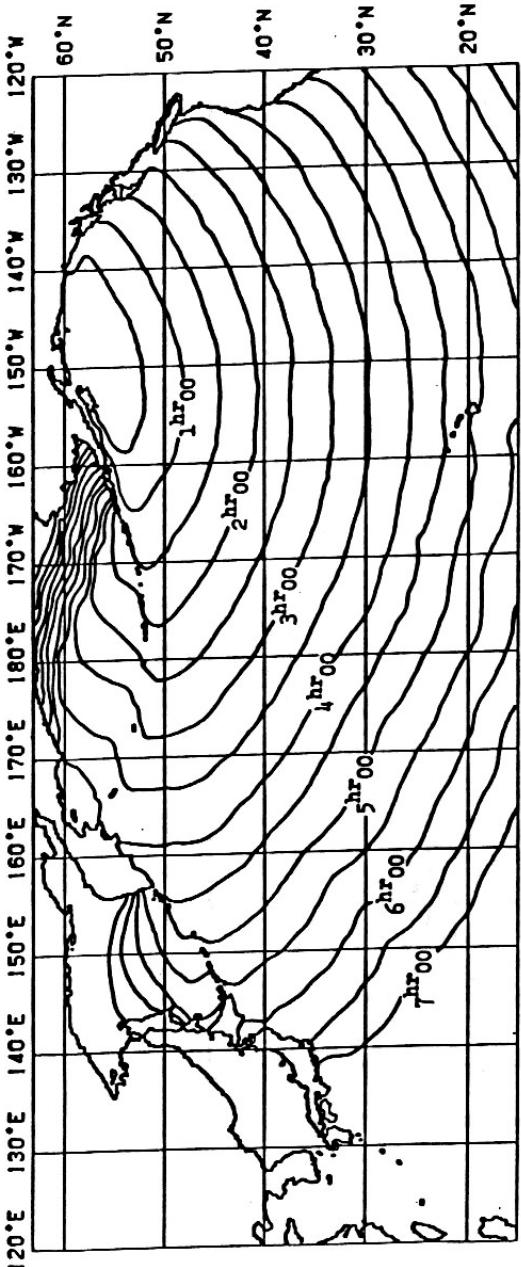


図-15a 津波伝播図（線形長波理論）

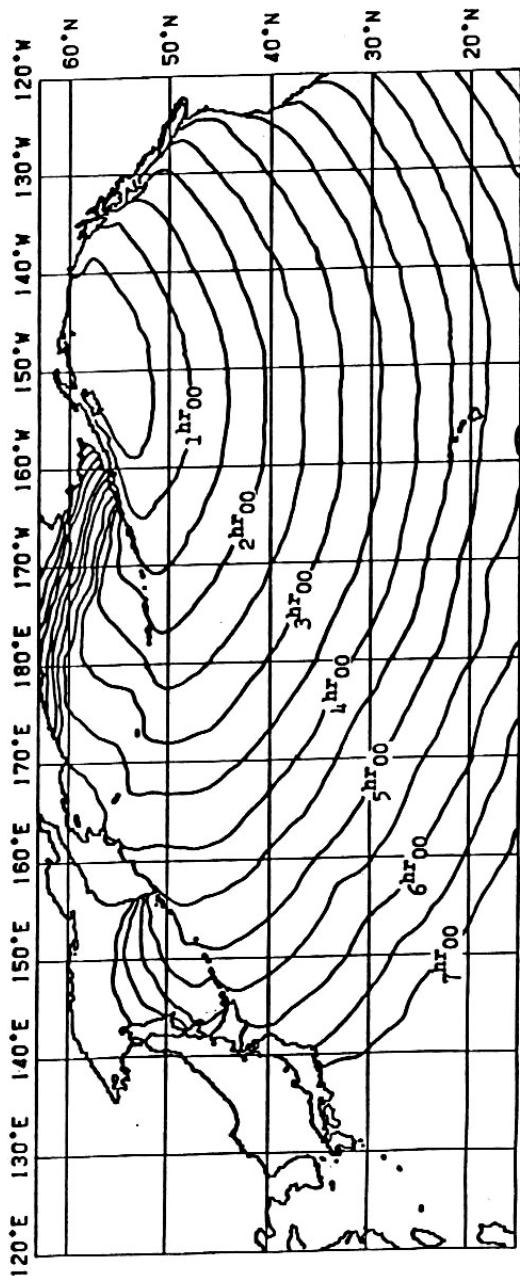


図-15 b 津波伝播図（線形 Boussinesq の式）

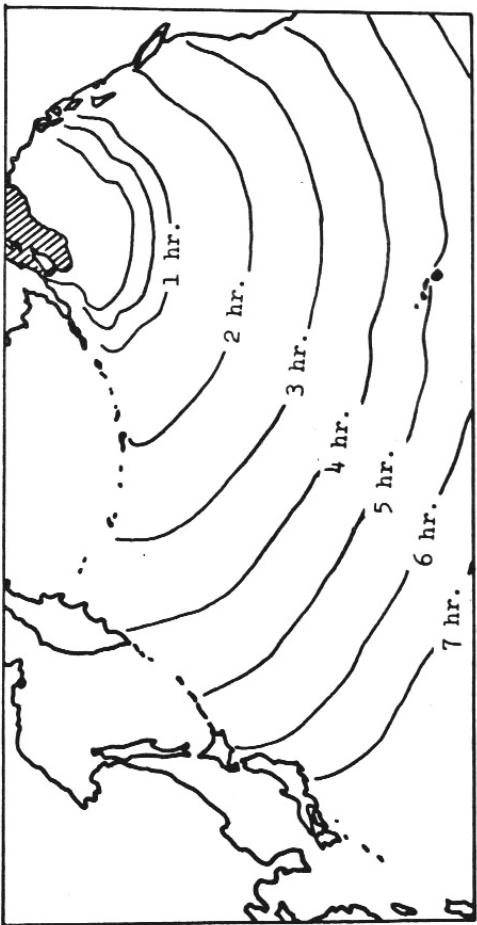


図-16 Hwang-Divoky (1972a) による津波伝播図