

数値シミュレーションによる遠地津波予報の可能性 —1960年チリ地震津波の例—

高岡 一章*・伴 一彦*・山木 滋**

要 旨

本稿では、1960年チリ地震津波を対象とした数値シミュレーションにより、遠地津波を再現する手法と条件について検討し、遠地津波のリアルタイム数値予報の可能性について検討した。

1960年チリ地震津波の Kanamori and Cipar (1974) による断層モデルを基礎とした波源を設定し、太平洋を伝播する津波計算と東北日本近海域の遡上計算とを組み合わせた計算を行い、東北日本沿岸における津波高の計算値を、痕跡高及び検潮記録と比較したところ良好な再現性が得られた。

また、遠地津波は元々波源の規模が大きく長周期波が卓越すること、及び伝播距離が長いことから島などによる捕捉及び散乱により短周期成分が減衰して比較的長周期成分が卓越することを確認した。したがって、現在の潮位観測システムで十分な精度の観測記録が得られ、計算値と観測記録との比較を確実に行うことが可能である。更に、断層パラメータの推定誤差が計算値に及ぼす影響は、パラメータ・スタディの結果から比較的小さいことを確認した。

一方、本計算に要した時間はパソコン(CPU: Pentium III, 800MHz)でも11時間程度であることから、チリ沖で発生した津波が到達するまでの20数時間以内に計算を終えることができる。

よって、必要な精度を持った遠地津波の数値シミュレーションを十分な余裕を持って実

行できることから、本手法を遠地津波のリアルタイム数値予報に用いることは可能であると考えられる。

1. はじめに

1960年5月24日に日本沿岸に到達した津波は、南半球のチリ沖で発生した津波が約22時間の後に日本沿岸に到達し、各地に大きな被害をもたらした。遠地津波の恐ろしさは、地震動などによる前触れもなく津波が来襲し、被害を発生させるところにある。このような事態に対応するためにも、遠地津波予報が果たす役割は非常に重要である。

日本近海で発生する津波に関しては、平成11年4月から気象庁により数値シミュレーションを基にした量的津波予報が開始された。これは、津波を生じる可能性のある地震について、あらかじめ約10万ケースの数値シミュレーションを実施してデータベース化し、地震が発生した際には、その地震の位置と規模から日本沿岸の津波高に関する予報を行うものである。一方、遠地津波予報についても、関田(2000)によると、環太平洋の約100地点に波源を設定して数値シミュレーションを実施し、その結果を基にした津波予報体制がとられている。

このようなデータベースを基にした津波予報の他に、リアルタイムの津波数値シミュレーションによる数値予報の考え方がある[今村, 2000]。波源としての地震断層モデルの推定に要する時間については、首藤・他(1988)により検討されており、5分半程度で推定できるとされているが、これに電算機の演算時間が加わることから、近地津波につ

*電源開発株式会社原子力部土木計画グループ

**有限会社シーマス

いては実際の適用は難しいとされている。しかし、遠地津波予報に関しては、津波が到達するまでに時間的な余裕があることから、十分に実用的な手法になりうると考えられる。

遠地津波の計算としては、今村・他 (1989, 1990), 後藤・佐藤 (1993), Tanioka (2000) 等の事例があり、基本的な手法は確立されている。しかし、計算に要する時間と計算精度の向上、波源モデルの推定精度の向上、などが課題とされてきた [今村, 2000]。

本稿では、遠地津波の数値予報という観点から、まず、1960年チリ地震津波を対象にした数値シミュレーションを行い、津波高の計算値を痕跡高や検潮記録と比較することにより計算値の再現性について検討した。次に、遠地津波の周期特性について検討すると共に、波源の推定誤差が計算結果に及ぼす影響の程度について、断層パラメータに関するパラメータ・スタディを行い検討した。また、計算時間に関しては、パソコン等の一般的な電算機を用いることを前提として、計算格子間隔と計算精度を考慮した検討を行った。

2. 検討手法

2.1 計算領域

遠地での津波の発生と太平洋を伝播する挙動を計算すると共に、東北日本沿岸における主な地域では陸域への遡上までを考慮することから、数値シミュレーションは太平洋全域を対象とする計算 (以下、太平洋伝播計算と称する) と、日本近海を対象とする計算 (以下、日本近海域計算と称する) の2段階に分けて実施した。

太平洋伝播計算の計算領域は、図-1に示すように、南緯60°から北緯60°、東経120°から西経70°の範囲とし、極座標系を用いた。計算格子は緯度・経度共に10分 (赤道で約18.5km) である。

日本近海域計算の計算領域は、図-2に示すように、北海道及び東北地方の太平洋沿岸を対象とした範囲とし、直交座標系を用いた。計算格子は沖合で5kmの格子から2.5km (= 5km/2), 833m (= 2.5km/3) と細分化し、沿岸全体では278m (= 2.5km/9)、主な海岸で

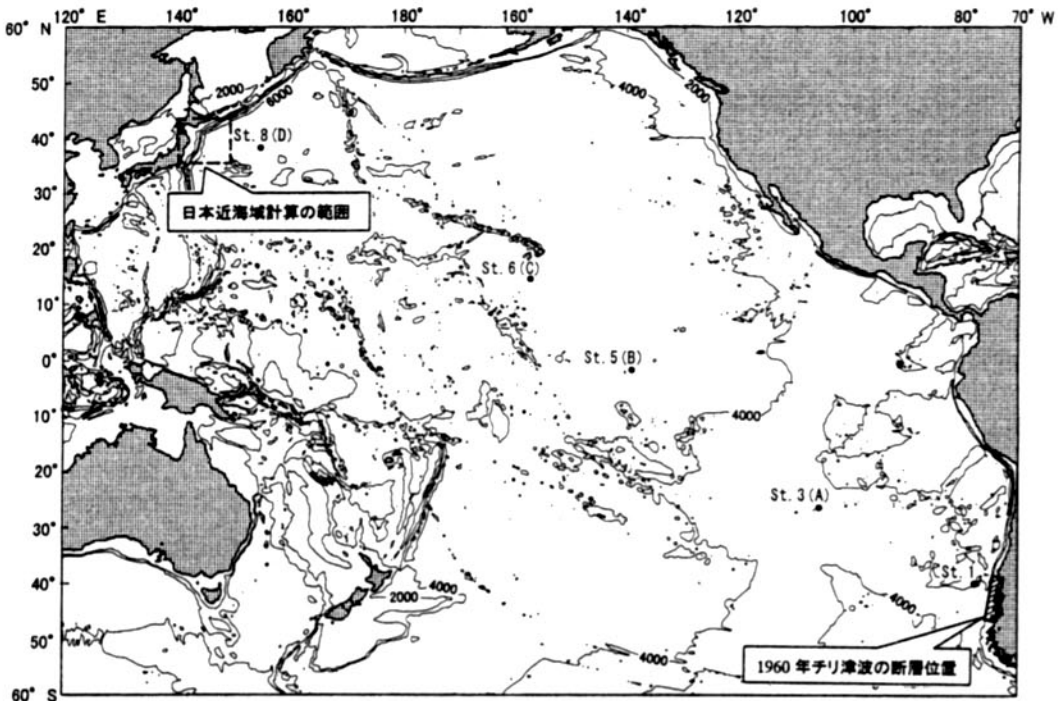


図-1 太平洋伝播計算の計算領域

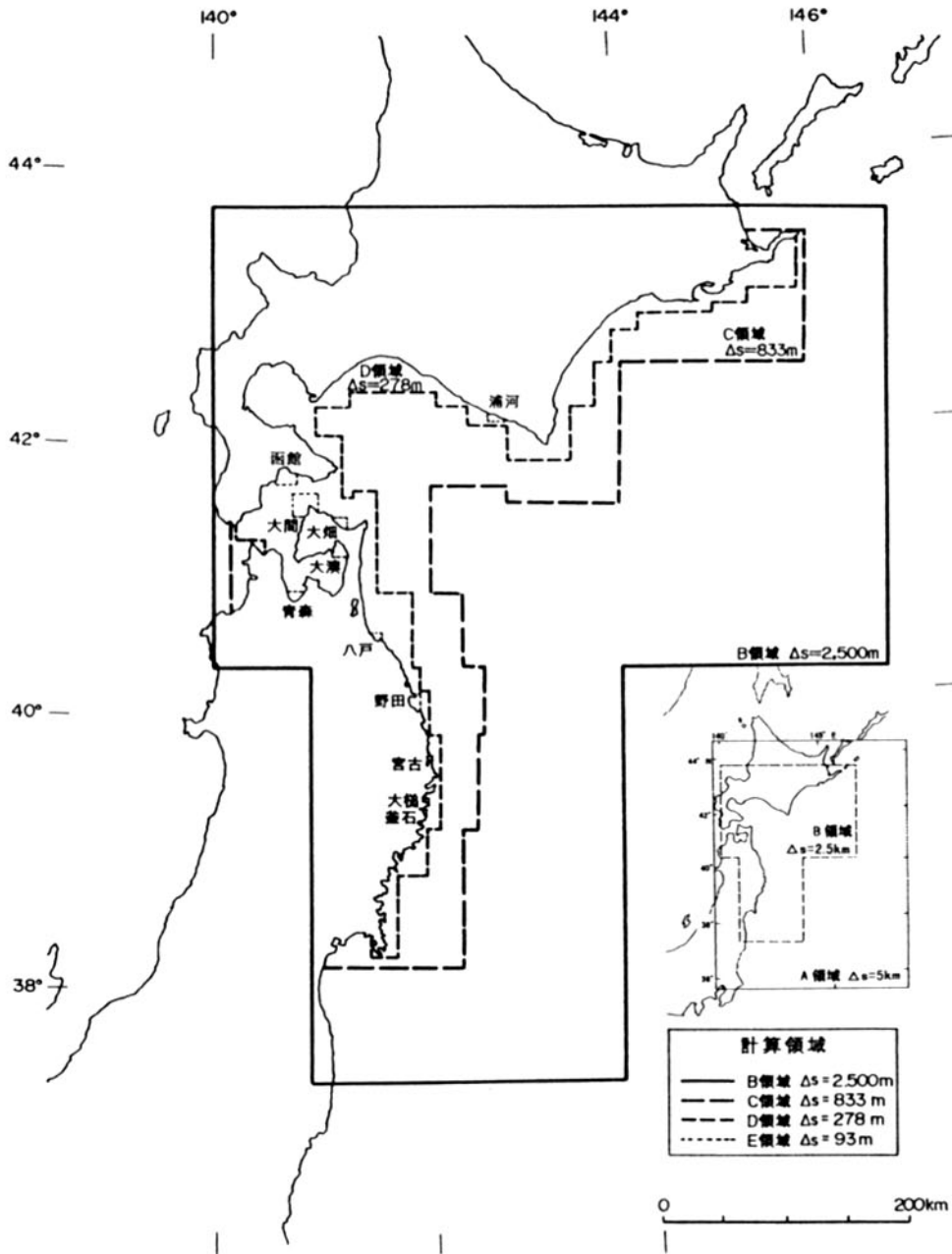


図-2 日本近海域計算の計算領域

は93m (=2.5km/27) の計算格子を設定した。

太平洋伝播計算と日本近海域計算との沖側境界での接続は、後藤・佐藤(1993)と同様に次のように処理した。太平洋伝播計算の際に、境界地点での水位を特性曲線法により入

射波成分と反射波成分とに分離して出力する。日本近海域計算の際には、この水位の入射波成分を沖側境界から与え、日本近海域計算で生じる陸からの反射波成分は自由透過させている。なお、太平洋伝播計算の極座標と日本近海域計算の直交座標との整合性は、境界水

位出力の際に補間することにより、ほぼ一致するように調整している。

2.2 基礎方程式と計算条件

(1) 太平洋伝播計算

太平洋伝播計算の方法は、今村・他(1989)、後藤・佐藤(1993)と同様の方式であり、長距離伝播に伴う波の分散性、コリオリ力の影響を考慮した線形 Boussinesq の方程式を極座標系で表したものである。

連続式

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

運動方程式

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{gh}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} + fN - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{h^3}{3} F_3 \right] = 0$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \lambda} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} - fM - \frac{1}{R \cos \lambda} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\frac{h^3}{3} F_3 \right] = 0$$

$$\text{ただし, } F_3 = \frac{1}{R \cos \lambda} \left[\frac{\partial^2}{\partial t \partial \lambda} (u \cos \lambda) + \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial \phi} \right]$$

ここに、 λ 、 ϕ ：緯度、経度座標、 M 、 N ：緯度・経度方向の線流量、 η ：水位、 u 、 v ：緯度・経度方向の流速、 f ：コリオリ因子、 h ：水深、 g ：重力加速度、 R ：地球の半径、である。

初期条件は、近地津波と同様に地震断層モデルを基にしており、Mansinha and Smylie (1971)の方法によって計算される海底面の鉛直変位をそのまま海面に与えている。沖側境界は自由透過とし、陸側境界は汀線を鉛直壁と考えて汀線に直角な流量成分を0としている。また、海底の露出が生じないように最も浅い水深を100mとしている。なお、計算時間間隔は20秒である。

(2) 日本近海域計算

日本近海域計算の方法は、後藤・小川(1982)とほぼ同様の方法であり、海底から水面までを鉛直方向に積分した形の浅水理論(非線形長波の式)を用いたものである。海

底摩擦はマンニングの粗度係数で表している。

連続式

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

運動方程式

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right)$$

$$+ gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} = 0$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right)$$

$$+ gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} = 0$$

ここに、 x 、 y ：水平座標、 h ：静水深、 D ：全水深 (= 静水深 + 水位)、 η ：静水面からの水位、 n ：Manning の粗度係数、 M 、 N ： x 、 y 方向の線流量、である。ただし、深海域では首藤(1976)による検討をもとに、非線形項を無視した線形長波の式を用いている。

陸側境界については、278mよりも粗い格子では鉛直壁の条件(ただし、海底の露出は考慮)とし、93m格子の領域では岩崎・真野(1979)の条件により陸域への遡上を考慮している。93m格子の領域では、1960年チリ地震津波来襲当時の地形条件で水深・標高データを作成している。また、沖側境界において水位変動が始まる時点(チリ沖での津波発生から21時間後)から計算を開始し、12時間後までの計算を実施している。なお、計算時間間隔は1秒である。

2.3 検討に用いた津波データ

1960年チリ地震津波の再現性の検討は、東北日本沿岸における津波高の計算値を痕跡高及び代表的な検潮記録(検潮機による観測波形)と比較することにより行った。

痕跡高は、北海道襟裳岬から岩手県釜石までの範囲について、チリ津波合同調査班(1961)による値を用い、これらと計算津波

高とを比較することとした。再現性評価の指標としては、相田 (1986) による幾何平均値 K と、バラツキを表す指標 κ を用いた。

$$\log K = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \log K_i$$

$$\log \kappa = \left\{ \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\log K_i)^2 - (\log K)^2 \right\}^{1/2}$$

ここに n : 地点数, K_i : i 番目の地点の (痕跡高) / (計算値), である。

また、検潮記録に関しては、1960年チリ地震津波の記録は多くの検潮所で観測されているが、ほとんどがスケールアウト等の理由により良好な記録が得られていない。本稿では、93m 格子の領域内に位置し比較的良好な記録が得られた、函館、青森、大湊宇田、八戸の4地点において、検潮儀による観測波形と計算波形とを比較した。

3. 1960年チリ地震津波の再現性

3.1 基本とした波源モデル

波源モデルの断層パラメータを表-1に、断層の位置を図-3(a)に、また初期変位分布を図-3(b)に示す。

波源モデルは、Kanamori and Cipar (1974) の断層モデルを基本としているが、断層の位置と断層上縁の深さについては、この文献中に示されていないことから次のように設定し

た。断層の位置については、今村・他 (1989) による断層位置を海溝軸に合わせて東側に移動した位置に設定した。また、断層上縁の深さは、地震発生位置が海溝軸近傍であることから、ごく浅いものと考えて深さ1kmとして設定した。なお、断層の位置と断層上縁深さ等については、これらをパラメータ・スタディ的に変化させた検討結果を「4.2断層パラメータの推定誤差が計算津波高へ与える影響」において述べる。

3.2 再現計算結果

計算結果として、北海道襟裳岬から岩手県釜石までの範囲における痕跡高と計算津波高の沿岸分布を図-4に示す。

また、計算津波高の検証として、 K 値及び κ 値を算出し評価した結果を表-2に示す。北海道浦河から岩手県釜石までの93m格子における117地点を対象としたところ、 $K=1.06$, $\kappa=1.40$ が得られ、良好な再現性が確認できた。なお、278m格子の領域も含めた場合には、 $K=1.04$, $\kappa=1.55$ (地点数 $n=290$) となり、バラツキがやや大きくなる。

更に、函館、青森、大湊宇田、八戸の4地点において検潮儀による観測波形と計算波形とを比較し、図-5に示す。これら4地点における津波の波形を比較したところ、波高及び周期ともに非常に良い再現性を有することが確認できた。

なお、図-5に示す観測波形の時間軸に関

表-1 基本とした波源モデルの断層パラメータ

パラメータ	諸元	備考
断層長さ L	800 km	Kanamori and Cipar (1974)による
断層幅 W	200 km	
すべり量 D	24 m	
傾斜角 δ	10°	
すべり角 λ	90°	
走向 θ	N10° E	
断層上縁の深さ d	1 km	海溝軸近傍であることから設定

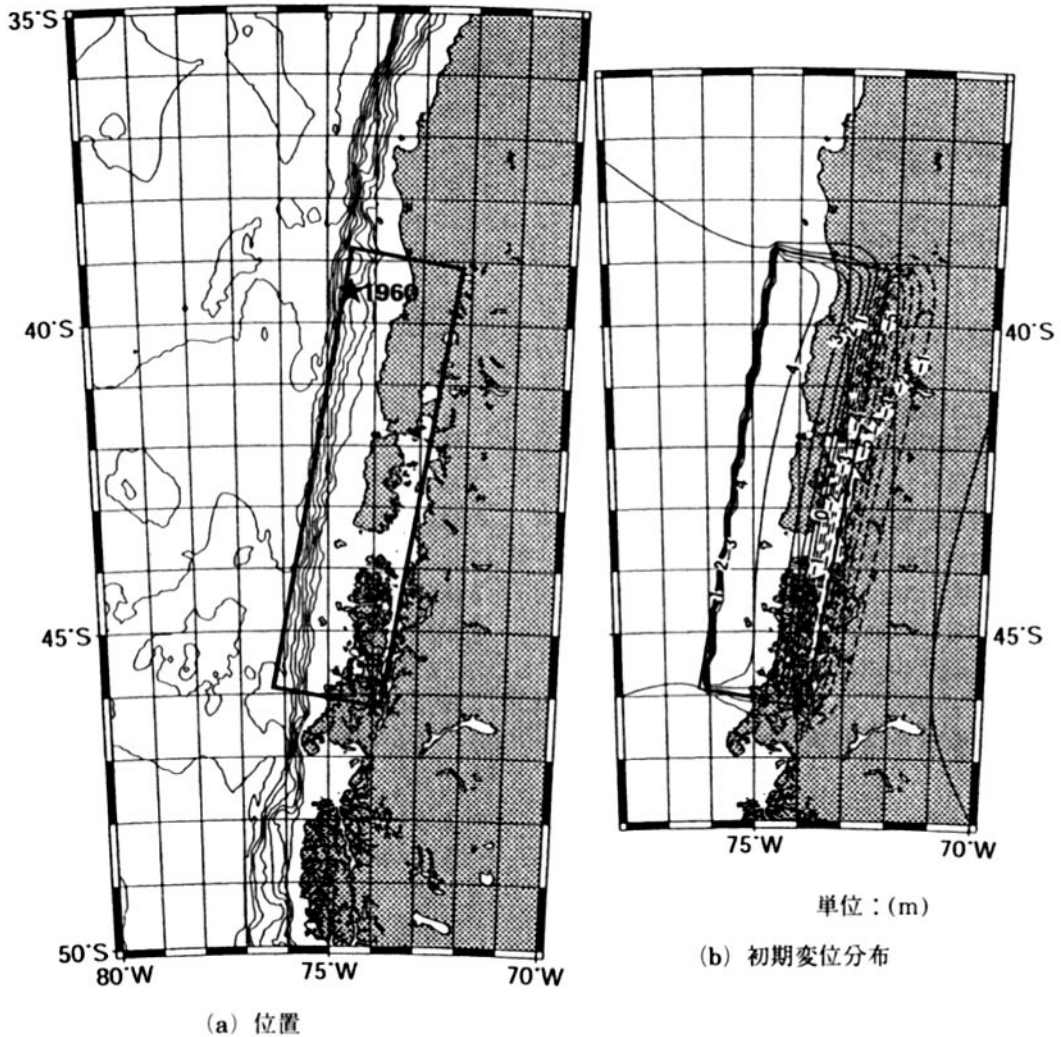


図-3 波源モデル

しては、4地点で平均的にピークが一致するように約20分調整して比較した。この時間差は太平洋の伝播過程における水深データの誤差に起因するものと推定される。

4. 予測精度及び計算時間に関する考察

4.1 遠地津波の周期特性

上述の再現計算結果に示すとおり、本検討では検潮儀による観測波形と計算波形とが非常によく一致することが確認できた。近地津波の場合は、検潮井戸の応答特性の問題から

周期の短い成分がうまく観測できず、観測波形と計算波形とが一致しない場合が見られるが、1960年チリ地震津波の場合は、函館や青森の観測波形(図-5)を見ると周期60~150分の長周期成分が卓越し、短周期成分は目立たないことがわかる。このように遠地津波は一般に周期が長く、検潮儀による記録取得上の問題が生じにくいことも、計算波形による再現性が良好であった一因と考えられる。ここでは、このような遠地津波の周期特性について、以下の2点から考察する。

まず、遠地津波の卓越周期が長い理由は、

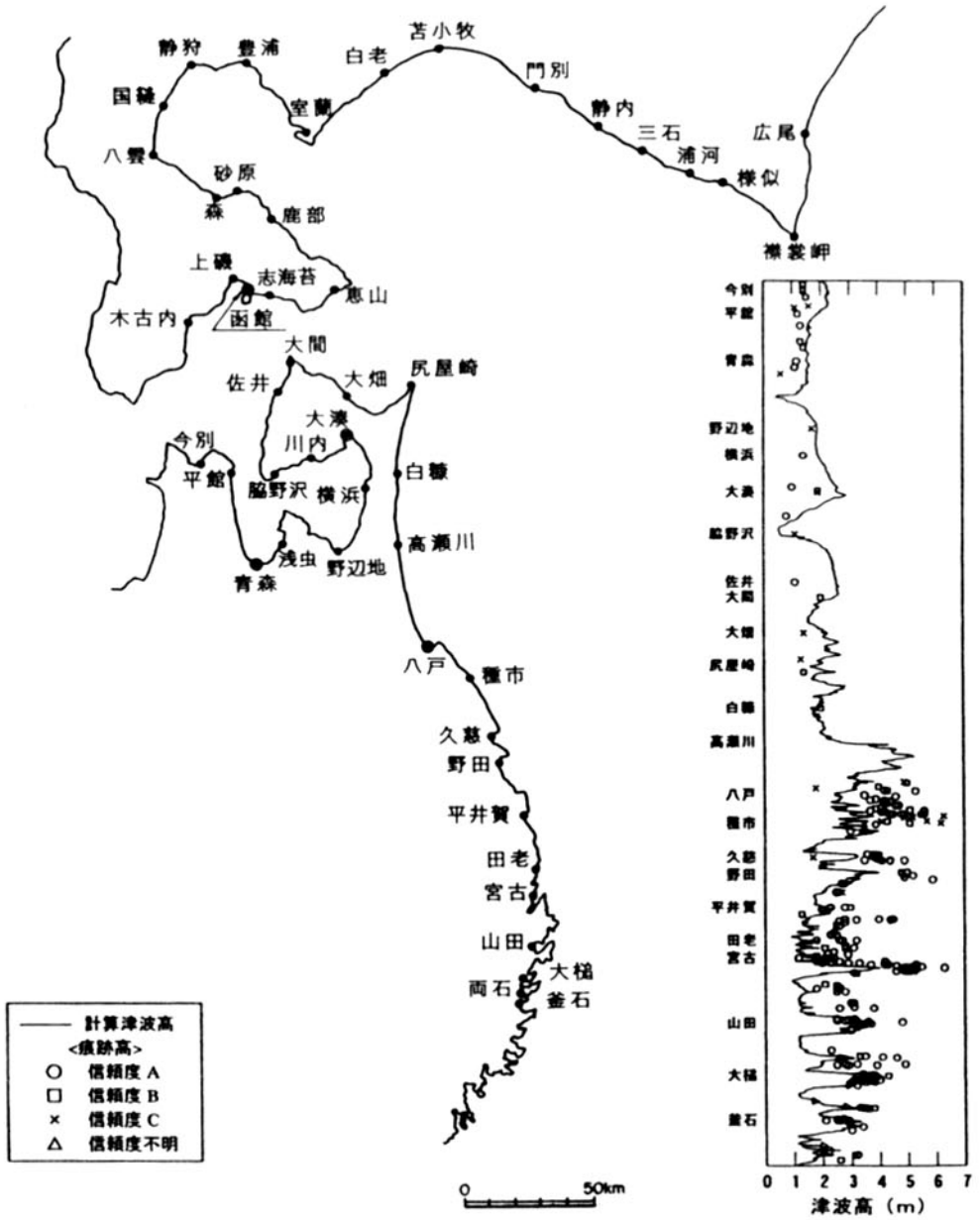
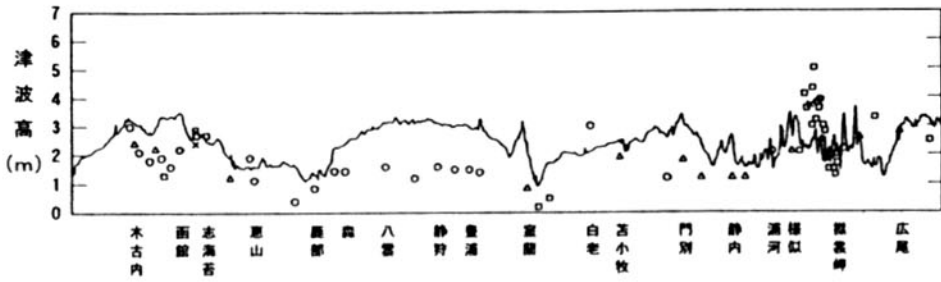


図-4 痕跡高と計算津波高の沿岸分布

表-2 痕跡高と計算津波高との比較

領域	地点または地域名	K値	κ 値	データ数
93m格子	浦河	1.09	—	1
	函館	0.63	1.34	8
	大畑	0.63	—	1
	大間	0.81	—	1
	青森	0.71	1.05	2
	大湊	0.61	1.32	4
	八戸	1.36	1.39	10
	野田	1.28	1.30	11
	宮古	1.32	1.21	43
	大槌	0.92	1.12	23
	釜石	0.86	1.14	13
93m格子の領域全体 (浦河～釜石)		1.06	1.40	117

日本に襲来するような遠地津波は元々波源の規模が大きく長周期波が卓越する津波であるためと考えられる。そこで、波源近傍を含む太平洋の代表点における津波の周期について検討した。

太平洋伝播計算における代表点(5地点)の水位時間波形を図-6に示す。これらの図によると、波源近傍のSt.1地点の初動(第1波)の周期は150分程度の長周期を示しており、太平洋を伝播する過程の各地点(St.3, St.5, St.6地点)及び日本近海のSt.8地点における第1波でも、周期120~150分程度の長周期を示している。したがって、1960年チリ地震津波は元々波源の規模が大きく長周期波が卓越する津波であることが確認できた。

次に、遠地津波の卓越周期が長い理由として、津波が太平洋を伝播する過程で短周期波成分は海山(島)・海膨等による散乱によって減衰するが、長周期波成分は散乱されにくいことが考えられる。そこで、都司(1977)による散乱波のエネルギー評価式を用いて津波の周期別成分の散乱特性について検討した。

都司(1977)は、図-7に示すような一様

水深 h_0 の海に、2次元正規分布の高さ分布を持つ海山(高さ:H, ふもと輪郭の直径:D)があり、正規分布形の津波(波長: $L=4\sigma$ と考える)が入射する場合には、散乱波と入射津波のエネルギーの比率を次の様な散乱幅(l)として、評価できるとしている。

$$l = \frac{E_s}{E_I} = \frac{\pi^{3/2} H^2 \sigma r_0^4}{4h_0^2 (4r_0^2 + \sigma^2)^2} \frac{(\alpha^4 + 2\alpha^3 - 2\alpha^2 + 2\alpha + 1)}{\alpha^3 (\alpha + 1)^2}$$

$$r_0 \approx \frac{D}{4}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{\sigma^2}{4r_0^2 + \sigma^2}}, \quad \sigma = \frac{L}{4}$$

l : 散乱幅(散乱のために失うエネルギーに相当するy方向の長さ),

E_s : 散乱波の全エネルギーの総量,

E_I : 入射津波のy方向の単位長さあたりの全エネルギー,

さらに、図-8に示すような幅をチリ津波の第1波の伝播ゾーンと考えて、散乱幅(l)をゾーン幅で割った値を欠損比率(散乱波として失うエネルギーの比率)として表している。その結果、都司(1977)は、1960年チリ

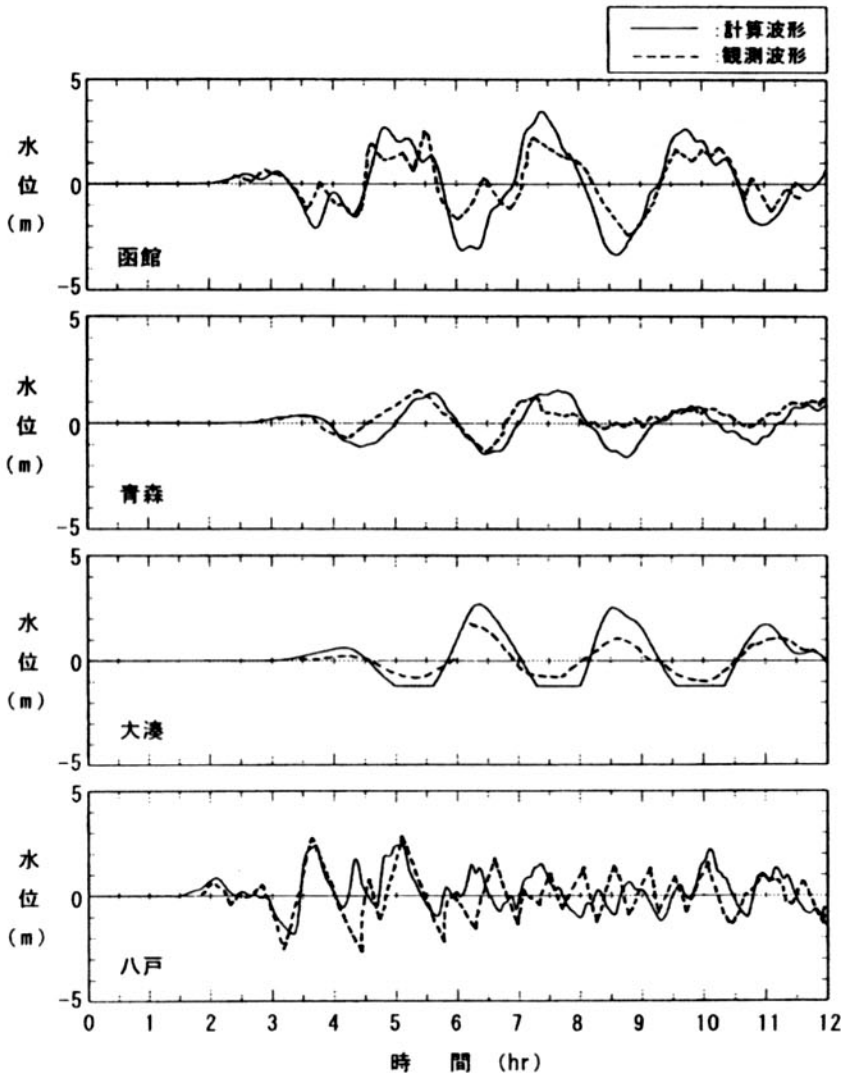


図-5 日本沿岸各地での観測波形と計算波形

地震津波の代表周期を37分として約40パーセントのエネルギーが散乱により失われたと評価している。

本稿では、波源近傍のSt.1地点の計算波形の周波数スペクトルに都司(1997)による欠損比率を考慮することにより、遠地津波が太平洋を伝播する過程で減衰するエネルギーに関する検討を行った。

都司(1997)の理論式を用いた方法により、1960年チリ地震津波が太平洋を伝播する過程の散乱によるエネルギーの欠損比率を周期別

に算出した結果を図-9に示す。また、波源近傍のSt.1地点の計算波形の周波数スペクトルを図-10に示す。この図には、St.1地点の周波数スペクトルに都司(1977)の理論式を用いた方法で算出した図-9の欠損比率を重ねた結果を、併せて記載した。図-10によると、周期60~150分程度の長周期成分は日本近海に至るまで減衰せずに残り、周期50分程度の成分から徐々に減衰が生じ、周期20分程度より短周期の成分ではほぼ全ての成分が減衰することがわかる。日本沿岸に到達する遠

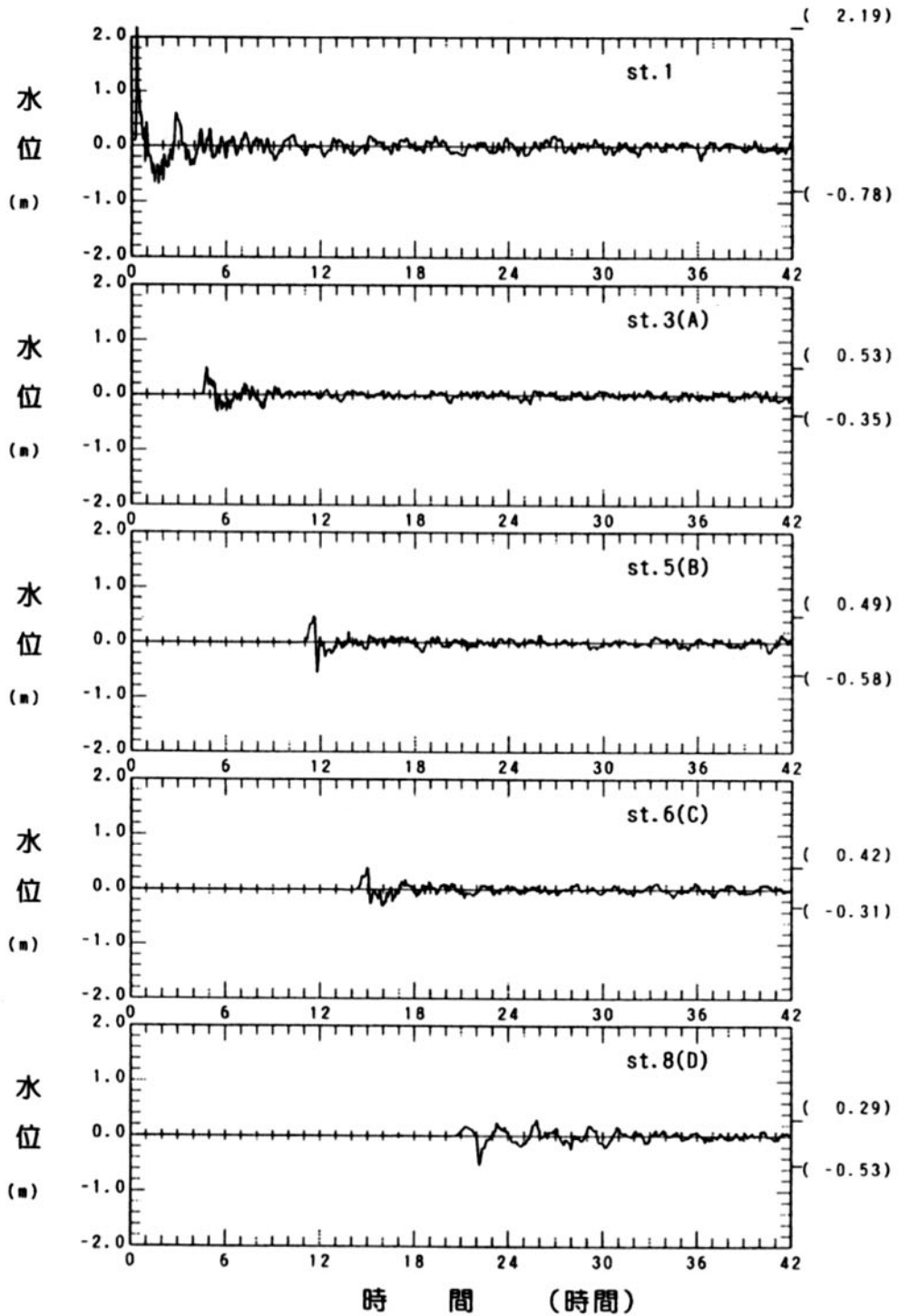


図-6 太平洋伝播計算における代表点の水位時間波形

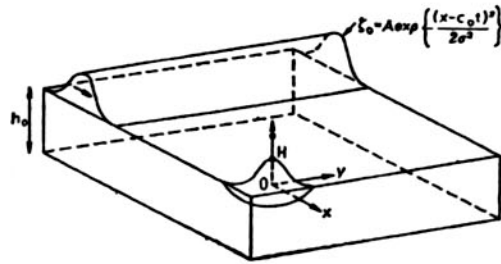


図-7 入射津波と海山モデルと座標系〔都司, 1977〕

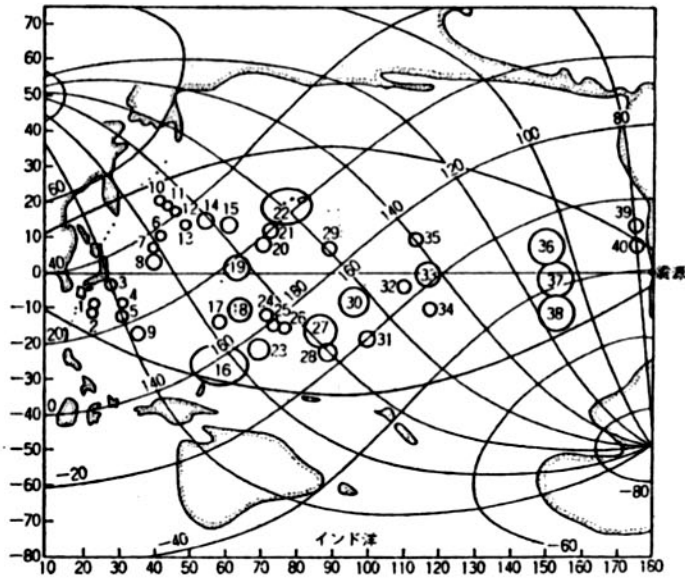


図-8 評価に用いた海山・海膨とチリ津波の伝播ゾーン〔都司, 1977〕

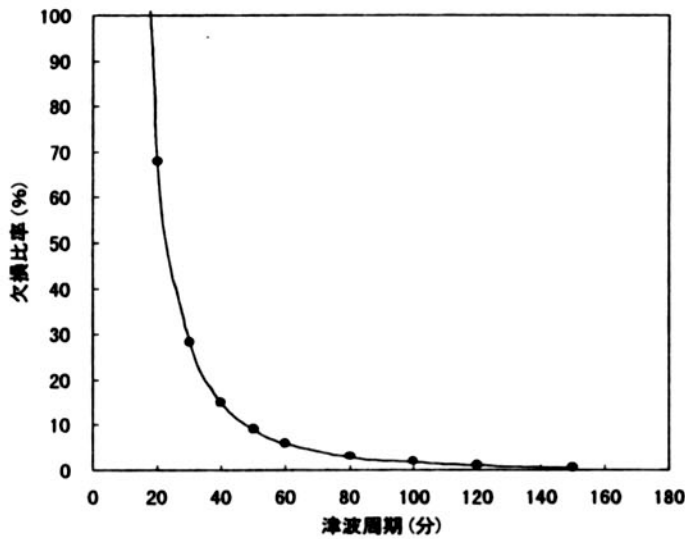


図-9 チリ沖から日本沿岸への伝播過程で散乱により失われるエネルギーの比率

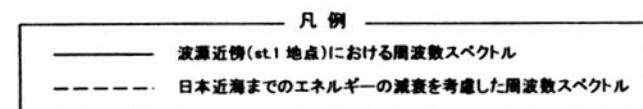
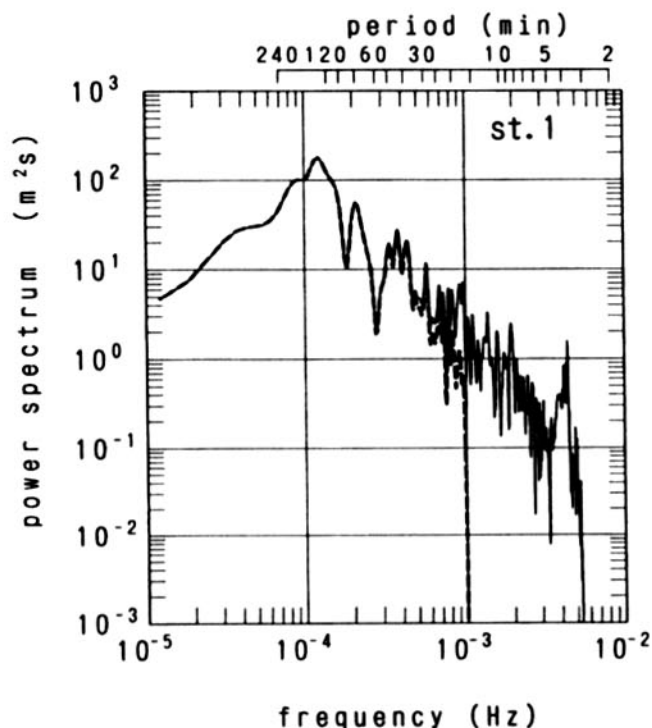


図-10 太平洋伝播計算における津波の周波数成分の減衰量

地津波は、このような周波数成分をもって伝播していると考えられる。

上記の2点から、遠地津波では周期の長い成分が卓越して日本沿岸に襲来するため、検潮記録(検潮儀による観測波形)とも一致しやすく、数値予報の精度の観点からも有利であると考えられる。よって、現在の潮位観測システムで十分な精度の観測記録が得られ、計算値と観測記録との比較を確実に行うことが可能である。

4.2 断層パラメータの推定誤差が計算津波高へ与える影響

地震発生直後に発表される震源位置、地震規模および断層パラメータは後日修正されることがあるため、遠地津波予報を行う際の波

源モデルの断層パラメータには誤差が含まれている。このため、この誤差が計算津波高にどの程度影響を与えるかを検討する目的で、断層パラメータに関するパラメータ・スタディを実施した。

本稿では、断層の長さ、幅、走向、断層面の傾斜、上縁深さに加えて、断層の位置も変えた検討を行うこととし、すべり量については、その大きさが計算津波高にほぼ比例すると考えられることから本検討の対象外とした。

基本とした波源モデルはKanamori and Ciapr (1974)を基にしたモデル(以下、K&Cモデルと称する。)とした。なお、地殻変動データの解析により検討されたBarrientos and Ward (1990)のすべり量一様分布モデル(以下、B&Wモデルと称する。)についても比較のた

め1ケース計算を行った。

検討対象とした波源モデルの断層パラメータの一覧と日本沿岸における計算津波高と痕跡高との平均的關係であるK値、 κ 値の一覧を表-3に示す。この表には、痕跡高と計算津波高の平均的な比率であるK値の逆数(1/K:この値が大きいほど津波が大きいことを示す)を併せて記載した。これらの結果を、各パラメータ毎に整理し、図-11に示す。また、主なケースの初期変位の鉛直断面を比較して図-12に示す。

まず、地震規模に関わるパラメータとして、断層の長さ(L)及び幅(W)に関する検討を行った。検討ケースは、K&Cモデルを基本として、断層の長さのみを変えたケースとして2ケース(L=600km, 1000km)、断層の幅のみを変えたケースとして2ケース(W=120km, 160km)である。この結果、断層の長さが長いほど地震規模は大きく、計算津波高も大きくなっている[図-11(a)]。また、断層の幅については、W=200km(K&Cモデル)と160kmでは計算津波高はほとんど変わらないが、W=120kmのケースでは逆に日本における津波高は大きくなっている[図-11(b)]。これは、津波の周期特性と比較対象とした地点

での共振特性等が関連しているものと考えられる。

次に、断層の位置と走向(θ)に関する検討を行った。検討ケースは、基本とするK&Cモデルから断層の位置のみを変えたケースとして2ケース(北へ100km移動, 北へ200km移動)、走向のみを変えたケースとして2ケース($\theta=+10^\circ, -10^\circ$)である。断層の位置については基本モデルの南端がナスカプレートと南極プレートとの境界に相当するため、北側へのみ移動させている。北側への移動距離は南米のプレートの沈み込み帯に見られるセグメント構造[小林・佐藤, 1979]を考慮して200km以上北までは連続した断層運動が起らないとする考え方を基にしている。また、走向を変える際には、すべり角も連動させて、プレートの沈み込み方向は変えないように設定している。これらの検討結果からは、断層の位置や走向は日本沿岸の計算津波高にほとんど影響を与えないことがわかる[図-11(c), (d)]。

更に、傾斜角(δ)に関する検討を行った。傾斜角に関しては、図-12(b)に示したように傾斜角が大きいほど初期波形の鉛直変位量が大きくなるため、計算津波高も大きくなる。

表-3 断層パラメータと計算津波高の指標一覧

		長さ L (km)	幅 W (km)	すべり量 D (m)	走向 θ (N° E)	傾斜角 δ (°)	上縁深さ d (km)	すべり角 λ (°)	地震モーメント Mo ($\times 10^{20}$ dyn·cm)	モーメント マグニチュード Mw	K	κ	1/K
Kanamori and Cipar(1974)モデル		800	200	24	10	10	1	90	2.7	9.55	1.06	1.40	0.94
長さ	L=600km	600	200	24	10	10	1	90	2.0	9.47	1.22	1.37	0.82
	L=1000km	1000	200	24	10	10	1	90	3.4	9.62	0.97	1.39	1.03
幅	W=160km	800	160	24	10	10	1	90	2.2	9.49	1.10	1.38	0.91
	W=120km	800	120	24	10	10	1	90	1.6	9.41	0.90	1.31	1.11
位置	100km北	800	200	24	10	10	1	90	2.7	9.55	1.07	1.39	0.94
	200km北	800	200	24	10	10	1	90	2.7	9.55	1.07	1.39	0.93
走向	走向+10°	800	200	24	20	10	1	100	2.7	9.55	1.13	1.38	0.89
	走向-10°	800	200	24	0	10	1	90	2.7	9.55	1.22	1.34	0.82
傾斜角	$\delta=15^\circ$	800	200	24	10	15	1	80	2.7	9.55	0.81	1.38	1.24
	$\delta=20^\circ$	800	200	24	10	20	1	90	2.7	9.55	0.66	1.36	1.52
上縁深さ	d=0km	800	200	24	10	10	0	90	2.7	9.55	1.06	1.40	0.94
	d=5km	800	200	24	10	10	5	90	2.7	9.55	0.90	1.36	1.11
	d=10km	800	200	24	10	10	10	90	2.7	9.55	0.79	1.34	1.27
Barrientos and Ward(1990)モデル		850	130	17	7	20	4	105	1.3	9.35	0.81	1.33	1.23

※ 痕跡高の確認地点 n=117

※ 剛性率はKanamori and Cipar(1974)の $\mu=7.0 \times 10^{11}$ dyn/cm²を用いた。

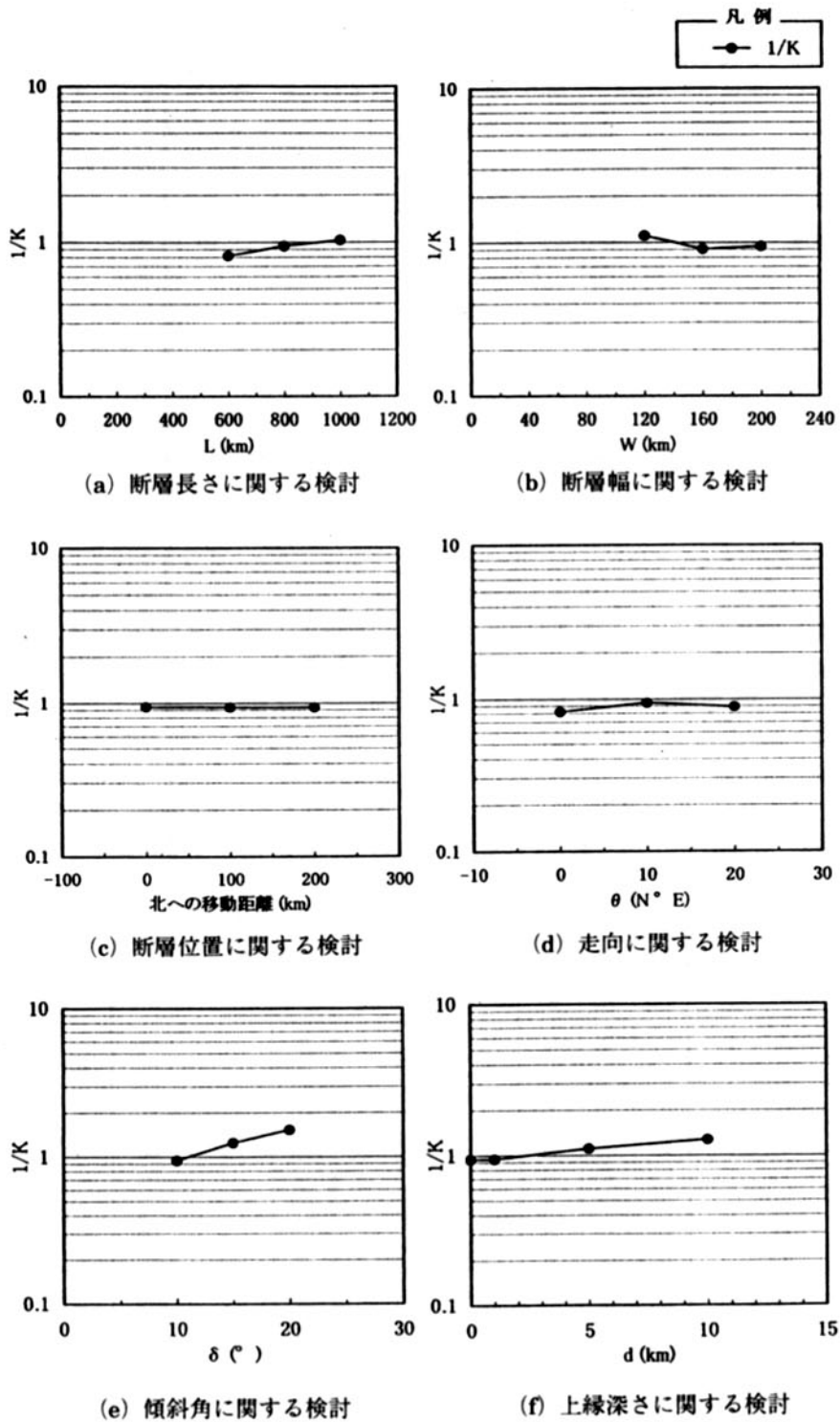
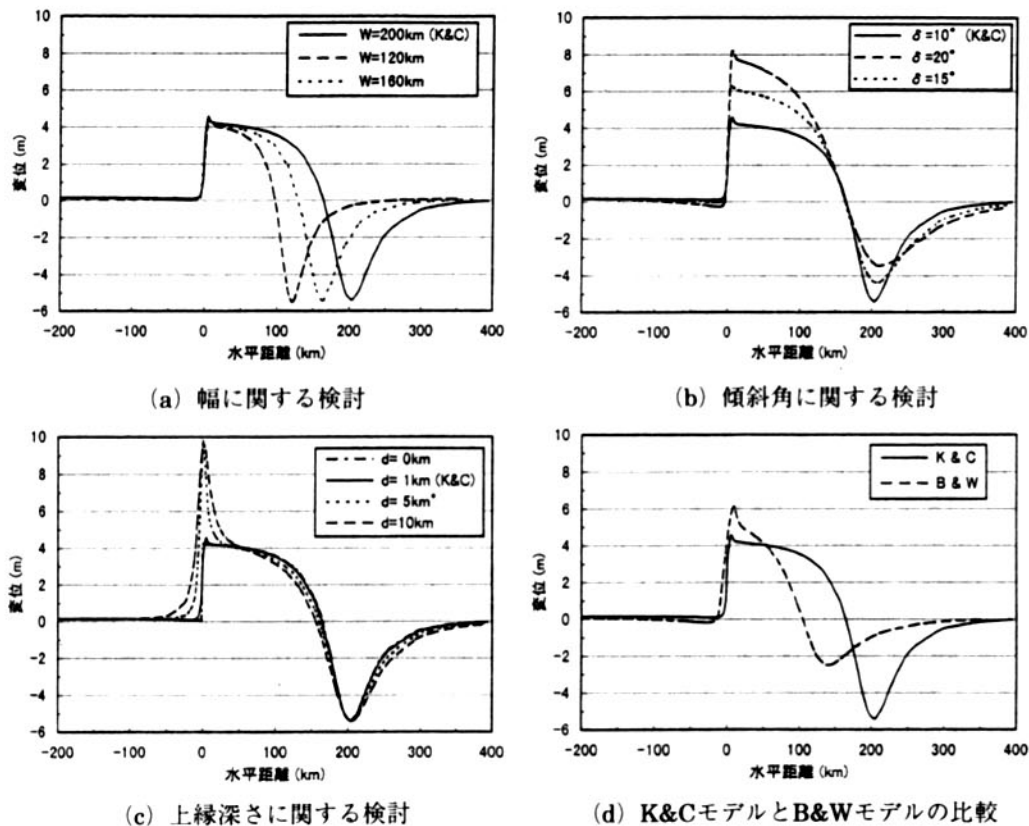


図-11 断層パラメータと日本沿岸における計算津波高との関係



※水平距離は、断層上縁を原点とした

図-12 主なケースの初期変位断面

基本としたK&Cモデルでは地震波解析から傾斜角は 10° と推定されているが、Barrientos and Ward (1990)によると、この付近のプレートの沈み込み角度は 20° 程度とされている。これを考慮して2ケース($\delta=15^\circ, 20^\circ$)の検討を行った。この結果、傾斜角を大きくすると、計算津波高も大きくなるが確認できる〔図-11 (e)〕。

最後に、上縁深さ(d)に関する検討を行った。上縁深さについては、基本とした $d=1\text{ km}$ のケース(K&Cモデル)に対して、3ケース($d=0\text{ km}, 5\text{ km}, 10\text{ km}$)の検討を行った。断層上縁がごく浅い 0 km と 1 km のケースは初期波形断面および計算津波高は、ほぼ同じ結果が得られている。これに対して 5 km と 10 km のケースでは深くなるにつれて津波高が大きくなっている〔図-11 (f)〕。これは、断層上

縁がやや深い場合に初期変位の鉛直成分のピークが大きくなることに対応している〔図-12 (c)〕。

なお、地殻変動解析の結果から最適とされるB&Wモデルは、近年のプレート運動の知見が反映されたものである。B&Wモデルによる計算津波高は、 $K=0.81, \kappa=1.33$ 〔表-3〕と計算津波高が比較的高く、バラツキが小さい結果が得られた。また、K&Cモデルの断層の幅 $W=120\text{ km}$ のケースでも $K=0.90, \kappa=1.31$ 〔表-3〕と同様の傾向が見られる。この2ケースの計算結果は、地震の規模は比較的小さいものの計算津波高は大きく($K=0.81\sim 0.90$)なっている。これは、比較対象地点付近の海底地形に関連する共振等の影響により、計算津波高が相対的に大きくなったためと考えられる。また、バラツキが小さい($\kappa=1.31$)

～1.33) ことから、津波の周期特性を良好に再現しているといえるため、1960年チリ地震の波源モデルの断層の幅は120～130km程度であることを示唆する結果と考えられる。これらのことから、断層の幅、津波の周期特性、海底地形の影響を受ける共振特性の各々の関連については、今後の検討課題と考えられる。

以上のように、遠地津波の断層パラメータの推定誤差が、東北日本沿岸における津波高に及ぼす影響に関して検討を行ったところ、断層の傾斜角、上縁深さの違いが日本における計算津波高に与える影響は比較的大きいが、断層の長さ、幅、位置、走向の違いによる差は、計算津波高の平均値で概ね20%以内であり、影響は比較的小さい結果が得られた。

計算津波高に与える影響が比較的大きい、断層の傾斜角、上縁深さなどは、対象地域のプレート境界の形状でほぼ決まるものであり、あらかじめ発生海域の地震の発生様式を把握しておけば、それほど大きく異なることはないものと考えられる。また、それ以外の断層の長さ、幅、位置、走向については、パラメータの値に多少の推定誤差があっても、計算津波高にそれほど大きな影響は生じないことが確認できた。

4.3 計算時間について

今回の数値シミュレーションは、一般的なパソコン (CPU: Pentium III, 800MHz) を

用いて実施した。太平洋伝播計算 (35時間の再現) に要した時間は約70分であり、日本近海域計算 (93m格子の遡上域を含む12時間の再現) に要した時間は約15時間20分である。

実際の津波では、最大振幅は沖合波形入射後約8時間以内に生じているため、日本近海域で8時間の再現を行うとすれば、計算時間は約10時間に短縮できる。

更に日本近海域計算の計算時間を短縮するためには、やや精度は落ちるが、遡上を考慮せずに278m格子までの計算とすれば、計算時間間隔 Δt を2倍にすることが可能で、5時間20分で計算を完了することができる。これらの計算時間の関係を整理して、表-4に示す。

以上より、太平洋伝播計算と日本近海域計算とで合計約11時間あれば、十分に計算を終了することが可能であるといえる。チリ沖で発生した津波の到達時間が20数時間であることを考えると、遠地津波のリアルタイム数値予報は十分に可能であると考えられる。

5. まとめ

- ① 1960年チリ地震津波を対象に、Kanamori and Cipar (1974) を基にした断層モデルを用いて、良好な計算精度が得られるように計算条件を適切に設定した上で数値シミュレーションを実施した。その結果、津波高の計算値は痕跡高及び検潮儀による観測波形と良好

表-4 計算時間

領域	格子	再現時間	計算時間	備考
太平洋伝播計算	10分格子	35時間	約70分 ……①	
日本近海域計算	93m格子 (最小格子)	12時間	約15時間20分	
		8時間	約10時間 ……②	計算を最大振幅出現までで終了する場合
	278m格子 (最小格子)	12時間	約5時間20分	93m格子の計算をせずに、 Δt を2倍とする場合
計			約11時間10分 ……①+②	

注) CPU: Pentium III, 800MHz

な再現性を示すことを確認した。

② 遠地津波の周期特性として、日本に襲来するような遠地津波は元々波源の規模が大きく長周期波が卓越する津波であることに加え、津波が太平洋を伝播する過程で短周期波成分は海山(島)・海影等による散乱によって減衰するが、長周期波成分は散乱されにくいことから、周期の長い成分が卓越して日本沿岸に襲来すると考えられる。よって、検潮記録とも一致し易いことから、現在の潮位観測システムで十分な精度の観測記録が得られ、計算値と観測記録との比較を確実に行うことが可能である。

③ 遠地津波の数値シミュレーションでは、断層モデルのパラメータを設定する際に、すべり量、傾斜角、上縁深さを当該海域の地震発生様式に基づき適切に設定することができれば、断層の位置や走向、断層の長さ・幅といった断層パラメータに多少の誤差を含んでも、東北日本沿岸における津波高の計算値にはそれほど大きな影響は生じないことを確認できた。

④ 本計算に要する時間は、一般的なパソコンで11時間程度である。チリ沖で発生した津波が日本沿岸へ到達するまでに要する時間は20数時間であることから、ごく簡単な計算システムで十分に遠地津波のリアルタイム数値予報が可能であると考えられる。

なお、遠地津波リアルタイム数値予報の予測精度を向上させる方法としては、ハワイ島他で観測された津波高、太平洋各地の海底に設置されている津波計等の観測記録を参考に、計算津波高を補正する方法の検討が課題である。

謝 辞

本稿のとりまとめにあたっては、東北大学工学部今村教授のご指導・助言を頂いた。ここに記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 相田 勇 (1986) : 津波波源の推定, 水工学シリーズ86-B-2, 土木学会水理委員会, pp.1-17.
- 今村文彦・後藤智明・首藤伸夫 (1989) : 1960年チリ地震津波の再現計算—遠地津波に対する数値予報の可能性—, 東北大学工学部津波防災実験所研究報告, 第6号, pp.79-111.
- 今村文彦・首藤伸夫・後藤智明 (1990) : 遠地津波の数値計算に関する研究その2 太平洋を伝播する津波の挙動, 地震第2輯, 第43巻, pp.389-402.
- 今村文彦 (2000) : 遠地津波の数値シミュレーションの開発と実用化—リアルタイム数値予報に向けて—, 自然災害科学, Vol.19, No.3, pp.291-294.
- 岩崎敏夫・真野明 (1979) : オイラー座標による二次元津波面上の数値計算, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.70-74.
- Kanamori, H. and J. J. Cipar (1974) : Focal process of the great Chilean earthquake May 22, 1960, *Phys. Earth Planet. Interiors*, Vol.9, pp.128-136.
- 小林和男・佐藤任弘 (1979) : 第4章 海洋大陸境界部の構造と発達(I), 上田誠也他編, 岩波講座地球科学11, 変動する地球—海洋底—, pp.175-252.
- 後藤智明・小川由信 (1982) : Leap-frog法を用いた津波の数値計算法, 東北大学工学部土木工学科, 20p.
- 後藤智明・佐藤一央 (1993) : 三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発, 港湾技術研究所報告, 第32巻, 第2号, pp.3-44.
- 首藤伸夫 (1976) : 津波の計算における非線形項と分散項の重要性, 第23回海岸工学講演会論文集, pp.432-436.
- 首藤伸夫・後藤智明・今村文彦 (1988) : 津波予報に対する数値シミュレーションの利用, 土木学会論文集, 第393号, II-9, pp.181-189.
- 関田康雄 (2000) : チリ地震津波は津波予報を

- どう変えたか, 自然災害科学, Vol.19, No.3, pp.280-284.
- Tanioka, Y. (2000) : Numerical simulation of far-field tsunami using the linear Boussinesq equation - The 1998 Papua New Guinea Tsunami -, 気象研究所研究報告, 第51巻, 第1号, pp.17-25.
- チリ津波合同調査班 (1961) : 1960年5月24日チリ地震津波に関する論文及び報告, 丸善, 397p.
- 都司嘉宣 (1977) : 水深が一定でない大洋を伝わる遠地津波の伝播, 海洋科学, Vol.9, pp.45-53.
- Barrientos, S.E. and S.N.Ward (1990) : The 1960 Chile Earthquake : inversion for slip distribution from surface deformation, Geophys. J. Int., Vol. 103, pp.589-598.
- Mansinha, L. and D.E.Smylie (1971) : The displacement fields of inclined faults, Bull. Seism. Soc. Am., Vol.61, No.5, pp.1433-1440.