

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE

MINISTRY OF TRANSPORT

---

VOL. 32      NO. 2      JUNE 1993

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P. H. R. I)

第32巻 第2号 (Vol. 32, No. 2) 1993年6月 (June, 1993)

## 目 次 (CONTENTS)

1. 三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発 ..... 後藤智明・佐藤一央 ..... 3  
(Development of Tsunami Numerical Simulation System for Sanriku  
Coast in Japan  
..... Chiaki GOTO and Kazuo SATO)
2. 沖波の方向スペクトルの出現特性 (第1報) - いわき沖の観測結果 -  
..... 永井紀彦・橋本典明・浅井 正 ..... 45  
(On the Properties of the Directional Wave Spectra Observed in Deep Seas  
- 1st Report: The Field Observation off Iwaki -  
..... Toshihiko NAGAI, Noriaki HASHIMOTO and Tadashi ASAI)
3. 沿岸波浪の日変動特性と波浪の特異日 ..... 永井紀彦・菅原一晃・橋本典明・浅井 正 ..... 115  
(Annual Fluctuation of the Observed Coastal Waves and Singularities of High  
and Low Wave Condition  
..... Toshihiko NAGAI, Kazuteru SUGAHARA, Noriaki HASHIMOTO and Tadashi ASAI)
4. 事前混合処理工法による処理土の静的土圧特性  
..... 善 功企・山崎浩之・館下 徹・長沢啓介 ..... 153  
(Static Earth Pressure Characteristics of Coment Treated Sand by  
Premixing Method  
... Kouki ZEN, Hiroyuki YAMAZAKI, Toru TACHISHITA and Keisuke NAGASAWA)
5. 低置換率 SCP 改良地盤中の矢板式岸壁の挙動 ..... 北詰昌樹・村上喜代治 ..... 183  
(Behavior of Sheet Pile Walls in the Improved Ground by Sand Compaction  
Piles of Low Replacement Area Ratio  
..... Masaki KITAZUME and Kiyohara MURAKAMI)
6. 費用便益分析による接岸ドルフィンの最適断面の評価 ..... 白石 悟・上田 茂 ..... 213  
(Evaluation of the Optimal Cross Section of Breasting Dolphins by use of  
Coast-benefit Analysis ..... Satoru SHIRAISHI and Shigeru UEDA)
7. マスコンクリートとしての温度履歴を受けたコンクリートの材料特性  
- 主に耐久性に着目したモルタルによる基礎実験 -  
..... 福手 勤・守分敦郎・鈴木康範 ..... 247  
(An Experimental Study on Mortars to Assess the Durability of Massive  
Concrete  
..... Tsutomu FUKUTE, Atsurou MORIWAKE and Yasunori SUZUKI)

# 1. 三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発

後 藤 智 明\*  
佐 藤 一 央\*\*

## 要 旨

三陸沿岸に関する津波対策調査の便宜をはかることを目的として、津波数値計算システムを開発した。また、津波数値計算の精度を調べるために三陸沿岸の大船渡湾、釜石湾、久慈湾および八戸湾の4つの港湾に関して、明治三陸大津波、昭和三陸大津波、十勝沖地震津波およびチリ地震津波を想定した数値シミュレーションを行った。

開発した津波数値計算システムは、津波の非線形効果、越流を含む防波堤・防潮堤の効果および陸上翹上の効果を数値計算に組み入れたものであり、三陸沿岸の近傍で発生する近地津波および北米・南米沖で発生し、わが国に伝播してくる遠地津波の両方を対象としたものである。また、八戸湾から女川湾に至る三陸沿岸全域を200mの計算格子で表現し、調査対象港湾を50mという細密な計算格子で近似したシステムでもある。さらに、防波堤の位置ならびに計画、現況、対象津波来襲時の各地形資料が支援システムとしてデータベース化されており、津波数値計算の即時性および簡便性のための各種の工夫が施されたシステムである。

キーワード：三陸沿岸、近地津波、遠地津波、数値計算システム

---

\* 水工部 海洋エネルギー利用研究室長  
\*\* 水工部 海洋エネルギー利用研究室

## Development of Tsunami Numerical Simulation System for Sanriku Coast in Japan

Chiaki GOTO\*

Kazuo SATO\*\*

### Synopsis

For prevention of tsunami disasters, a tsunami numerical simulation system for Sanriku Coast in Japan is developed. The system developed here can give a result including the effects of tsunami nonlinear behavior, flow over sea walls and run-ups on land. And the system can be applied not only to tsunamis generated in sea near Sanriku Coast but also to trans-oceanic tsunamis. Numerical grid in deep sea region of the system is set as 5,400 m, and is made small in shallow sea regions down to 50 m which could express the sea and land topography accurately.

In order to investigate an accuracy of numerical simulation of tsunami, numerical computations are carried out for the Meiji Great Sanriku Tsunami, the Shouwa Great Sanriku Tsunami, the Tokachi-oki Earthquake Tsunami and the Chilean Earthquake Tsunami for Ofunato, Kamaishi, Kuzi and Hachinohe port.

**Key Words :** Sanriku Coast, Tsunami, Distant Tsunami, Numerical simulation system

---

\* Chief, Ocean Energy Utilization Laboratory, Hydraulic Engineering Division  
\*\* Ocean Energy Utilization Laboratory, Hydraulic Engineering Division

## 目 次

1. はじめに .....	7
2. 津波の特性 .....	7
2.1 地震津波の発生と発達 .....	7
2.1.1 津波の発生 .....	7
2.1.2 津波の伝播 .....	8
2.1.3 津波の変形 .....	8
2.2 海底地震以外の原因による津波とその特徴 .....	9
3. 津波数値計算システム .....	10
3.1 システムの構成 .....	10
3.1.1 システムの特徴 .....	10
3.1.2 計算領域と水深データ .....	11
3.1.3 ファイル構成 .....	12
3.1.4 コントロールデータ .....	12
3.2 近地津波の数値計算法 .....	15
3.2.1 支配方程式と差分式 .....	15
3.2.2 運動量損失係数 .....	17
3.2.3 計算領域の結合 .....	17
3.2.4 初期条件 .....	17
3.2.5 境界条件 .....	18
3.3 遠地津波の数値計算法 .....	20
3.3.1 支配方程式と差分式 .....	20
3.3.2 初期条件と境界条件 .....	21
3.4 津波数値計算の誤差とシステム利用上の留意事項 .....	21
3.4.1 誤差の分類 .....	21
3.4.2 支配方程式の誤差 .....	21
3.4.3 離散化誤差と打ち切り誤差 .....	25
3.4.4 境界条件の誤差 .....	27
3.4.5 初期波形の誤差 .....	28
3.4.6 その他の誤差 .....	28
4. 防波堤開口部の運動量損失 .....	29
4.1 水理模型実験の概要と計算条件 .....	29
4.1.1 水理模型実験 .....	29
4.1.2 湾口防波堤開口部前後のエネルギー損失と運動量損失の関係 .....	30
4.1.3 計算方法 .....	31
4.2 数値計算結果 .....	32

4.3 運動量損失係数 $f_D$ の評価 .....	33
5. 津波数値計算結果 .....	34
5.1 大船渡湾 .....	34
5.1.1 チリ地震津波 .....	34
5.1.2 明治三陸大津波 .....	35
5.1.3 昭和三陸大津波 .....	36
5.2 釜石湾 .....	36
5.2.1 チリ沖地震津波 .....	36
5.2.2 明治三陸大津波 .....	37
5.2.3 昭和三陸大津波 .....	38
5.3 久慈湾 .....	38
5.3.1 チリ地震津波 .....	38
5.3.2 明治三陸大津波 .....	38
5.3.3 昭和三陸大津波 .....	39
5.4 八戸湾 .....	39
5.4.1 チリ地震津波 .....	39
5.4.2 昭和三陸大津波 .....	39
5.4.3 十勝沖地震津波 .....	40
5.5 津波数値計算の精度 .....	40
6. おわりに .....	40

## 1. はじめに

環太平洋地震帯の北西部に位置するわが国は、明らかになっているものだけでも数十回にわたる津波の来襲を受けており、世界有数の津波の被災国である。特に、日本の北東部に位置する三陸沿岸は、南米からわが国まで太平洋を伝播してきた昭和35年（1960年）のチリ地震津波、さらに明治29年（1896年）および昭和8年（1933年）の三陸大津波といった高さ30mにも達する巨大な津波によって大きな被害を受けている。この2つの三陸大津波で受けた被害は、被災家屋が10,000戸、死者が25,000人を超える大きなものであり、tsunamiという言葉が国際語になるきっかけとなった。

わが国の沿岸は、昭和29年（1959年）の伊勢湾台風による高潮災害とチリ地震津波災害が契機となり、港湾や海岸の保全事業が進められ、各地に防潮堤・水門が整備された。高潮、津波対策以外でも、侵食対策などのための構造物が建造され、日本全国の沿岸地域では高さ5から6m程度の防潮堤が建設され、防災施設の無い海岸は少なくなってきた。また、三陸沿岸の大船渡湾、釜石湾、久慈湾では、津波の低減を目的として湾口防波堤が築造、計画されており、津波防災施設がある程度完備されつつあるというのが現状である。実際、昭和45年（1968年）に起こった十勝沖地震津波に対しては、津波防災施設が有効に働き、浸水被害が一部の沿岸を除き発生しなかった。しかし、昭和58年（1983年）の日本海中部地震津波では、北秋田海岸で津波の高さが防災施設の天端高を超え、大きな災害を被っている。

このように現状は、防波堤、防潮堤など防災施設に重点を置いた津波防災対策が行われている。しかし、津波災害を完全に防ぐ防災施設を建設することは難しく、今後の災害対策には、防災施設のみならず防災地域計画、防災体制を含めた総合的な防災のあり方を考える必要がある。そのためには、まず始めに過去の津波災害の検証と対策後の予測が重要である。津波災害の検証や予測の方法としては、理論解析や水理模型実験、数値計算など各種の方法が考えられるが、現地への適用性、模型実験における相似率の問題、経済性などの観点から判断すると数値計算の利用が最適であると考えられる。

津波の数値計算は、1960年代の Isozaki-Unoki<sup>1)</sup> の東京湾の津波、Ueno<sup>2)</sup> のチリ地震津波、伊藤ら<sup>3),4)</sup> の津波に対する防波堤の効果に関する研究から始まると考えてよい。当時は、津波の初期波形の推定や計算機的能力などが十分でなかったために、精度の高い津波数値計算が難しかったが、その後の1980年代に、津波の初期

波形として地震断層モデルの適用、防潮堤・防波堤からの越流、陸域への遡上を含む計算技術が確立された。

一方、現在の津波防災計画は、1960年代から1970年代の津波数値計算技術の開発当初に策定されたものが多い。例えば、チリ津波により被災を受け、1968年に建設された大船渡湾口防波堤は、流入方式という計算方法で津波減殺効果を推定している。この方法は、感潮湖水の水位変動に用いられてきたものであるが、津波と湾の共振現象などの津波の波動的な性質が考慮されていないという問題があった。また、建設中の釜石湾口防波堤の計画では、線形長波理論式に基づく数値計算が利用されており、津波の波源、陸上遡上および防波堤からの越流などが課題として残されていた。したがって、簡便的なモデルおよび開発初期の津波数値計算モデルを利用して計画されたものであると言うことができ、最新の津波数値計算技術により再度検討する必要があると思われる。

以上の背景から、最新の数値計算技術を組み入れた津波数値計算システムの開発を行った。本稿では、三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの概要とその数値計算結果の精度に関して述べる。

開発した津波数値計算システムは、津波の非線形効果、越流を含む防波堤・防潮堤の効果および陸上遡上の効果を数値計算に組み入れたものであり、三陸沿岸の近傍で発生する近地津波および南米で発生し、わが国に伝播してくる遠地津波の両方を対象としたものである。また、八戸湾から女川湾に至る三陸沿岸を200mの計算格子で表現し、調査対象港湾を50mという細密な計算格子で近似したシステムである。さらに、防波堤の位置ならびに計画、現況、対象津波来襲時の各地形資料が支援システムとしてデータベース化されており、津波数値計算の即時性および簡便性のための各種の工夫が施されたシステムである。

## 2. 津波の特性

### 2.1 地震津波の発生と発達

#### 2.1.1 津波の発生

地球はよく半熟の卵に例えられることがある。卵の黄身にあたる部分が核、白身にあたる部分がマントル、殻にあたる部分が地殻である。ただし、卵と違うのは、核は液体であること、マントルは柔らかい固体であり組織的な流動すなわちマントル対流を起こすこと、地殻が7枚の大きなプレートといくつかの小さなプレートで構成されていることなどである。また、プレートの片方の境には海嶺と呼ばれる海底大山脈があり、地球内部から高温の物質が湧き出ている。この湧き出した物質が、冷え

て固まり新しいプレートとなり、マンツルの対流に乗り、一年間に数 cm 程度の速さで移動していく。

太平洋では、図-1に示すように、アメリカ大陸西岸で湧き出たプレートが太平洋を横断して日本列島へ押し寄せてくる。この太平洋プレートは、日本列島付近でユーラシアプレートと衝突し下に押し込められ、もぐり込んでいく。この地点が日本海溝である。太平洋プレートがユーラシアプレートと衝突することにより、日本列島は圧縮されると同時に下に引きずり込まれるような力を受け、境界付近の岩盤にストレスが生じる。岩盤はいつかはこのストレスに耐えかね急激に破壊され、断層運動すなわち地震が発生する。以上がプレート・テクトニクス説による海底地震の発生の大局的なストーリーである。

地震のメカニズムに関しては、情報が地震波のみに限られていることもあり、未だその詳しい内容が明らかにされていない。現在よく用いられている地震のモデルは、点震源に二対の偶力が作用し、それが岩盤の亀裂の進行とともに移動していくというものである。このモデルを用いて計算した地震波の波形と観測されたものを比較することにより最適の断層解すなわち断層の長さ、幅、変位量、すべり角、傾斜角、走向の6つのパラメータを選ぶことが行われている。

震源の断層パラメータが明らかになると、海底地盤の変位の分布は弾性論で近似的に計算できる。この計算では、海底面から震源までの深さが海底地盤の変位量を定める重要な要素となる。平均的には、80kmを越えると海底面の変化に現れる影響はほとんど無く、50から80kmの震源で断層の1/10以下の変位量、40kmより浅いときに1/10以上の変位量が海面に現れると考えてよい。したがって、たとえ地震のマグニチュードが大きいても震源の深さが50km以上の深発地震では、大きな津波を発生する可能性は少ない。

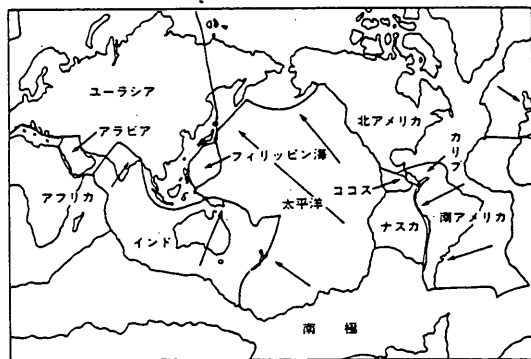


図-1 地殻プレートの移動

海底地盤変位にともなう水面の変化は、海水を非圧縮と考え、地盤変位と同じと考えるのが普通である。地盤の変化に必要な時間を立ち上がり時間と呼んでいるが、これは長くても100s程度と考えられている。したがって、津波波源が大きい場合には瞬時に起こると考えてもさしつかえない。

このようにしてできる津波の初期波形は、断面が一山一谷の形状で、平面形状としては長軸が100から200km、短軸が50から100km程度の楕円形が多い。太平洋で生ずる最大なものは、1960年のチリ地震津波を起こしたものであると考えられており、長軸は800km位である。水位は数m程度の大きさが普通であり、最大値はチリ地震津波での21mであると考えられている。

### 2.1.2 津波の伝播

海底地盤の変動により、津波波源域の水面が変化すると、周囲の水面と水位が異なるため、水圧差が生ずる。これが原因となって、まわりの水が動かされ、水の波となって伝播していく。津波初期波形の長短両軸の長さが等しいときには、全方向にわたり等分されるように伝播していく。長軸の長さが長くなる程、その中央部付近で、短軸方向に出ていく伝播成分が増大し、長軸方向の伝播成分が減少する。これを津波の指向性と呼んでいる。わが国の沿岸で近くで発生する津波は、波源の長軸が沿岸に平行である場合が多い。これが、津波の波源に面した沿岸域で災害を大きくしているひとつの理由である。

平均的な津波の初期波形は、波長が100kmのオーダー、波高は数m程度である。発生箇所の水深は数km程度であるから、水深波長比は $10^{-3}$ のオーダーであって、長波と呼ばれる理論で近似できる。また、深海部においては、波形勾配が $10^{-3}$ 、波高水深比が $10^{-4}$ 程度となり、微小振幅の波と考えてもよく、波速は重力加速度を $g$ 、水深を $h$ とすると $\sqrt{gh}$ で近似でき、水深だけで決まると考えてよい。したがって、津波は水深の深いところで早く、浅いところで遅いという性質があり、水深分布により波峰線が曲がる。この現象を屈折と呼んでおり、津波のエネルギーが集中、発散する場所が生ずる原因である。

### 2.1.3 津波の変形

発生時に一山一谷であった津波は、外洋を伝播するにともない、海底地形の変化による反射、屈折、大陸棚による陸棚セイシュやエッジ波の発生、島や岬による回折、港湾の湾水振動などにより変形する。そして、沿岸部で観測される津波は複数個の山谷をもつ波列からなる複雑な波形となる。ここでは、この一連の津波の変形のうち沿岸部において津波が大きくなる理由を簡単に説明す



る。

津波の先端が沿岸近くに来ると、水深が浅くなるために速度が落ち、後方はまだ深い位置にあるので早く追いついてくる。したがって、水面はだんだん上昇し、波高が大きくなる。これを浅水効果と呼んでいる。また、湾に侵入した津波は、狭い湾奥へエネルギーが集中して行く。似たような現象は津波が屈折することによっても生ずる。いずれにせよ、津波が集中するためにおこるのであるから、集中効果と呼んでいる。入口が広く深く、奥へ行くほど狭くなるV字形の湾では、この2種類の原因で津波が大きくなる。三陸地方には、V字形のリアス式海岸が多く、津波の打ち上げ高さが30mを越えた場所もある。

湾内での津波を大きくする原因の他のひとつに共鳴効果がある。湾内の水は外力が与えられない限り静水状態であるが、力が作用すると振動する。こうした振動系には、それ特有の固有振動があり、来襲した津波が湾の固有振動に近いもの、すなわち、湾奥から反射してきた津波と続いて入射してくる津波の出会いの条件が整えば、共鳴が生じ、湾奥へ行く程津波振幅が大きくなる。津波の場合、連続して3波来襲すると共鳴は完成すると考えてもよい。簡単に津波の共鳴現象を調べるためには、津波の見かけの周期と湾の代表的な固有振動周期の比を考えればよい。この比が1に近いほど共鳴効果が起こる可能性が高い。以上のような浅水、集中、共鳴の3つの効果が沿岸での津波増幅の主原因であると考えられてきた。ところが、1983年の日本海中部地震津波では15mという最大打ち上げ高さが極めて滑らかな55kmもの海岸線の中程の地点で発生した。この時、津波の写真が数多く撮られ、その幾つかにいわゆるソリトン波列が写っていたため注目を集めることになった。ソリトン分裂とは、非線形効果と分散効果の複雑な干渉により一山の津波が多数の波列に分裂することを意味する。こうしてできた分裂波は、通常の津波が短いものでも5分程度の周期であるのに比べ10s位の周期でしかなく、また異常に波高が発達するので注意を要する。ソリトン分裂が発生する条件としては、津波の立ち上がり勾配が急であること、遠浅な海岸が長く続くことの2点が考えられる。

## 2.2 海底地震以外の原因による津波とその特徴

津波の発生原因としては、地震による海底地盤の変動以外に、火山活動（噴火・爆発）、地滑りそして核爆発が考えられる。7世紀以降にわが国沿岸付近で発生した津波の記録を調べてみると、発生事例の約95%が地震による海底地盤の変動により発生した津波であり、残りの約5%が火山活動を主体としたその他の原因による津

波である。

火山活動・地滑りによる津波の発生を直接的な要因で分類すると下記の4種類になる。すなわち、火山噴火による水蒸気爆発、火山活動により副次的に発生した山体崩壊または地滑り、火山活動に伴う地震による海底地盤の変位、地震活動により発生した地滑りである。

既往の津波の中では、1883年のクラカタア島の火山噴火による津波、1919年のハワイ島の火山噴火による津波およびBC1450年のエーゲ海の火山噴火による津波が火山噴火による水蒸気爆発を原因とする津波である。ただし、クラカタア島とエーゲ海の例は火山島自身が噴火により大爆発を起こしたものであり、ハワイ島の例は火砕流が海中へ流入し水蒸気爆発を起こしたものである。火山活動により副次的に発生した山体崩壊または地滑りによって発生した津波としては、1914年の鹿児島湾の火山噴火による津波および1741年の北海道渡島大島の火山噴火による津波、1833年のセントオーガスチン火山の噴火に伴う津波があてはまる。ただし、1741年の津波に関しては、火山活動に伴う津波としては規模が大きく、火山噴火が直接的な原因と考えにくいいため、断定できない。地震活動による津波としては、1792年の島原半島の眉山崩壊に伴う津波とリッパ湾の崖崩れによる津波があてはまる。

火山活動・地滑りに起因する津波の特徴としては、海底地震により発生する津波に比べ波源域が狭く、コーシーポアソン波で表されるような分散性の強い津波となることが多いことである。ここに、コーシーポアソン波というのは、水の自由表面に突然与えられた擾乱のために発生する波を意味する。身近な例では、池面に小石を投げ入れたとき石の落下点から同心円状に波紋が広がっていく波がある。これがコーシーポアソン波である。コーシーポアソン波の特徴としては、波源において高い水位があっても、四方に伝播するにつれ、波高が急激に小さくなることがあげられる。また、波長により伝播速度が異なるという分散性のため、第一波は遠方に伝播するほど伝播速度の早い成分のみで構成された比較的波長の長い波となる。

その他の特性としては、火山活動・地滑りに伴う津波は海岸付近で発生する機会が多いため、発生域の海岸に津波のエネルギーがトラップされることがある。津波のエネルギーの一部は、もちろん外海に伝播するが屈折または反射により海岸に戻ってくるエネルギーもあり、海岸線に沿って伝播するエッジ波またはエッジポアが形成されることもある。

### 3. 津波数値計算システム

#### 3.1 システムの構成

##### 3.1.1 システムの特徴

三陸沿岸の港湾開発・建設・整備・防災を担当する運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所の協力により、三陸沿岸の津波評価を目的とした津波数値計算システム「港湾津波Ⅱ型（三陸）」を開発した。なお、過去に、港湾技術研究所では、関東大地震の東京湾<sup>5)</sup>、日本海中部地震津波の北秋田海岸<sup>6)</sup>および南海道地震津波の須崎湾<sup>7)</sup>を対象とした津波の数値計算を実施している。この際に利用した津波計算モデル「港湾津波Ⅰ型」は、相田<sup>8), 9)</sup>の開発したモデルを改良したものであり、津波の非線形効果および陸上遡上効果などを考慮していないものであった。

津波の数値計算は、津波波源を含む沖合の海域から対象とする海岸・港湾域にかけて、格子間隔の異なる領域を順次結合して計算する必要がある。これは、沖合では波長の長い津波が、水深が浅くなるにつれて波長が短くなるとともに海岸地形の影響を受けやすくなるためである。従来の津波数値計算では、はじめに津波の波長と水深の関係から各々の計算格子を用いる領域を設定し、各々の領域での水深データを作成し、これらの領域を計算プログラム上でうまく結合させる必要があった。したがって、作成されたプログラムは、対象とする港湾に合わせて計算領域が設定・結合されるため、その港湾専用のプログラムとなり、他の地点に適用する際には、プログラムをその都度作成し直すのが実態であった。

一方、電算機の容量・演算時間などの点から、津波の数値計算を2段階に分けて、始めに波源から対象地域沖合までを比較的粗い格子で計算しておき（外海域計算）、その結果を境界条件として、さらに細かな格子を用いて港湾域の計算を実行する（内海域計算）という方法がしばしば用いられている。しかしながら、もともと連続に扱うべき計算を分離して行うため、内海域で地形の近似が大きく変化した場合に、陸側からの反射波が変化し、沖側の境界条件に影響を及ぼす可能性がある。

近年、記憶容量および演算時間に関する制約が少ないスーパー・コンピューターが手軽に利用できる環境が整いつつあり、また一方で、港湾計画策定の際の津波に対する影響評価、津波防災対策の検討における評価などの面で津波数値計算の必要性が高まってきている。開発した津波数値計算システムは、上記の問題点に対する省力化を図り、簡単な入力で多くの港湾および津波に対応できるように開発・整備したものである。なお、津波数値

計算システム「港湾津波Ⅱ型（三陸）」の特徴を整理すると下記ようになる。

① 基本となるメイン・プログラムは1本とし、コントロール・データを書き換えることにより、多様な計算条件に対応できる。

② 計算対象とする津波、港湾、および地形条件を実行時のデータとして指定できる。既往津波については、明治三陸大津波、昭和三陸大津波、十勝沖地震津波、チリ地震津波を指定できる。チリ地震津波の場合は、三陸沿岸における太平洋伝播計算出力結果をデータベースとして収録しており、自動的にこれを利用する。港湾については、大船渡湾、釜石湾、久慈湾、八戸湾の4港湾の指定と、各々の港湾においてあらかじめ設定された地形（各港湾4種類）を指定できる。

③ 上記の港湾地形の他に、港湾地形データを修正して計算する必要が生じてきた場合（港湾計画等による防波堤、埋立等を評価する場合など）、修正したデータファイルの指定により容易に計算できる。また、津波の断層モデルの別途指定入力（位置の変更、新規津波のパラメータ入力など）にも対応できる。

④ 計算値と痕跡高の相違が大きい場合には、痕跡高と一致するように波源のパラメータに補正を加えることができる。また、チリ地震津波の場合には、沖側境界で強制水位として与える方法および入射波成分のみを取り出して与える方法を選択できる。さらに、必要に応じてチリ津波の周期特性が補正できる。

⑤ 海底および陸地の底面摩擦を一律なマンニングの粗度係数で与える方法および家屋密集地域での水流抵抗が大きい場合などに摩擦係数の分布をデータとして与える方法が選択できる。

⑥ 津波による被災想定などで、浸水域と浸水量、あるいは水位の絶対値などが問題となる場合には、あらかじめ計算初期水位を朔望平均満潮位、朔望平均干潮位などに潮位条件が設定できる。

⑦ 湾口防波堤の開口部では、断面の急縮・急拡に関係する数値計算の支配方程式に考慮されていない運動量損失が考えられる。釜石湾の湾口防波堤に関しては、第3章で検討する運動量損失を考慮した数値計算ができる。

⑧ 計算結果として必要な情報を選択してリストに出力できる。また、プロッター等による作図の際に、簡便に利用できる形式でファイルに出力できる。

⑨ 将来的に他の港湾域を追加することが可能なように拡張性を考慮してある。また、三陸沿岸以外の地域においても同様なモデルの構築が可能なように条件・手法

(入出力, サブルーチン等)の一般性を考慮している。

3.1.2 計算領域と水深データ

1) 計算領域

チリ地震津波の太平洋伝播計算に関する計算領域は、  
 図-2に示す極東アジア、オーストラリア、北米および  
 南米に囲まれた太平洋全域が含まれる南緯60度から北  
 緯60度、東経120度から西経70度までの範囲である。  
 計算格子は、緯度・経度で10分(赤道距離で約18.5km)  
 の1領域であり、総計算点数は約73万個である。なお、  
 図中のコンターは、数値計算から求められたチリ地震津  
 波の伝播の様子を描いたものである。数字は、津波発生  
 からの経過時間を表す。

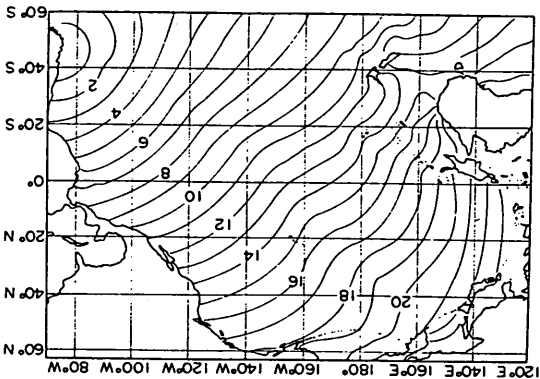


図-2 チリ地震津波の太平洋伝播計算に関する計算領域

近地津波計算の対象としている領域は、北海道根室半  
 島沖から宮城県沿岸部までの北緯36度20分から43度00  
 分、東経139度40分から145度20分までの範囲であり、  
 三陸沖に来襲する近地津波の発生域を網羅できる広さで  
 ある。

計算領域は、三陸沿岸の水深分布に応じて33領域に  
 分割している。図-3に分割された計算領域の格子間隔  
 および他領域との対応関係を示す。計算領域は格子間隔  
 によりAからFまでの6段階に分けられる。深海域は  
 格子間隔5,400m(Aの1領域)とし、浅海域ははだいに  
 格子を細かくし、1,800m(B<sub>1</sub>-B<sub>2</sub>の2領域)、600  
 m(C<sub>1</sub>-C<sub>7</sub>の6領域)、200m(D<sub>1</sub>-D<sub>15</sub>の15領域)、  
 100m(E<sub>1</sub>-E<sub>4</sub>の4領域)、50m(F<sub>1</sub>-F<sub>4</sub>の4領域)  
 まで細分化している。図-4に計算領域Aの水深分布を  
 示す。図中において数字は東京湾中等潮位(T.P. 0m)  
 を基準としたm単位の水深であり、コンターは等水深  
 線を意味する。また、図には、本研究で取り扱った近地  
 津波の波源域を黒塗りで示している。なお、領域A以

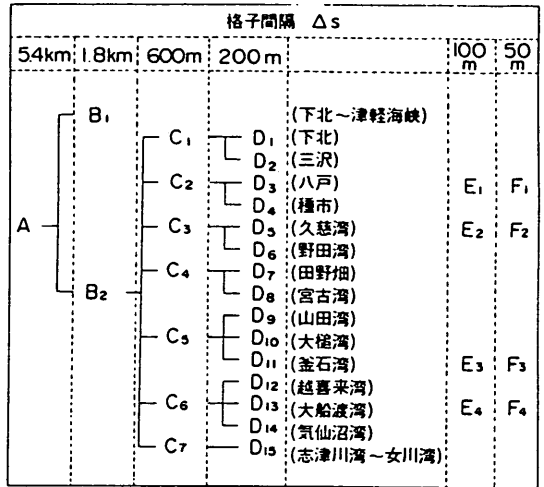


図-3 近地津波計算領域の分割

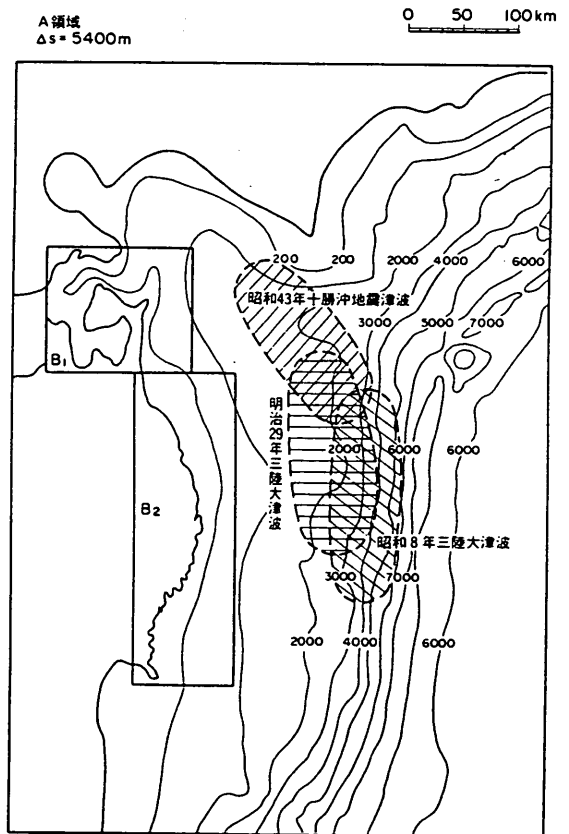


図-4 計算領域 A

外の計算領域に関しては付図-1から付図-9に示す。

このような計算領域を採用した理由としては、三陸沿岸全域を200m程度の格子で表現することにより、三陸沿岸全域の津波波高が比較的良好な精度で求めることができることが明らかにされていること、そして計算の焦点をあてた港湾に関しては50m格子を採用することで陸上遡上を含む詳細な流況が計算できるためである。今のところ50m格子まで細分化された港湾は、大船渡湾、釜石湾、久慈湾、八戸湾の4港湾であるが、先に述べたように、必要に応じ、他の港湾域をシステムに追加することが可能なシステムとなっている。

## 2) 水深データ

三陸沿岸に襲来する津波においても発生域や周期により被災を受ける港湾が異なる場合が多い。これは、港湾の地形形状のスケールが津波のスケールとほぼ同じオーダーになるときに大きな被災を受けることによる。特に、陸上遡上を考える場合には、地形の起伏が計算結果に大きな影響を及ぼす可能性がある。三陸沿岸においても国道の開通、鉄道の付設などにより地形が大きく変化した港湾が数多くあり、過去の津波の検証計算をする場合に注意しなければならない項目のひとつである。

本システムにおいても、大船渡湾、釜石湾、久慈湾、八戸湾の陸上遡上を考慮する港湾に関しては、計算対象としている明治、昭和三陸大津波襲来時、チリ地震津波襲来時および十勝沖地震津波襲来時の大船渡湾、釜石湾、久慈湾、八戸湾の推定地形データを古地形図、襲来時の記録などを基に作成している。さらに、現在建設済、建設中および計画中の津波防波堤を考慮した地形データについてもそれぞれ作成し、データベース化している。

なお、計算格子200m以上の領域に関しては、精度の良いデータの入手が難しいことから、市販品の海図から読み取っている。なお、水深データの作成は以下の要領で実施している。すなわち、平行等深線を持つような平滑な海域ではデジタイザーにより等深線の座標を求めて格子データに変換し、複雑な等深線の場合には1点ずつ手作業により読み取っている。読み取り値は、格子の中心点（水位計算点）に対応した水深値であり、陸域との整合性をとるためにT.P.基準値に換算したものである。海溝・海嶺・岩礁のように格子間隔に比べて小さいスケールで水深が急変するような場合には、1計算格子内の平均的な水深値を採用している。

陸域での地盤高は、1/2,500地形図をもとに1格子ずつ手作業で読み取っている。防波堤・護岸パラペットのように格子間隔よりかなり小さな幅を持ち、1格子の地盤高として与えることが困難な場合には、流量計算点

位置の水深として天端高を与えて、線境界として本間公式による越流計算を行うものとしている。なお、岸壁・護岸等のように特に天端の高い部分を持たない構造物では、通常自然地形と同じ扱いとした。また、幅の広い河川堤防も1格子の地盤高として与えている。

## 3.1.3 ファイル構成

本システムのファイル構成を図-5に示す。入力データは大きく4種類のものに分けられる。コントロールデータ、水深データ、局所損失係数データ、チリ津波沖側境界水位データそして計算出力地点データである。コントロールデータファイルは、対象とする港湾、津波、地形条件、潮位条件などを設定するものであり、詳細については次節で述べる。水深データは3種類のファイルに分離してデータベース化されている。No.11のファイルは計算領域AからDに関する水深データであり、No.12およびNo.13のファイルは詳細調査を行う4つの港湾の水深データである。この4港湾の水深データには、上述のように既往津波襲来時、現況および湾口防波堤設置後の各地形データが収録されている。No.14の局所損失係数データは湾口防波堤開口部の運動量損失係数データを収録しているファイルであり、釜石湾の津波計算において湾口防波堤を考慮する計算に利用する。No.51のチリ地震津波の水位データは、チリ地震津波の太平洋伝播計算における三陸沿岸の入射津波条件をデータベース化したものである。No.1からNo.3の計算結果出力地点データは、A、D、E、Fの各計算領域における津波水位の経時変化出力地点座標をデータ化したものである。この出力地点に関しては、エディターにより変更可能なように設定してある。

津波計算のプログラムは、SANRIKUの1本のプログラムとなっていたが、コントロールデータの設定により、各種条件下の計算が可能なように77本のサブルーチンで構成されている。

出力ファイルは、各計算領域の水深・変位・最高水位・最大流速および水位の時間変化・流速の時間変化に関する出力データに関するものである。出力結果は、PLDURA、PLCONT、PLWAVEの3種類の図形出力プログラムを利用することにより、水位・流速分布、水深分布図、施設配置図、断層変位図、最大水位分布図、最大流速ベクトル図、水位・流速の経時変化図として図面出力される。

## 3.1.4 コントロールデータ

コントロールデータは、計算の対象とする港湾、津波および出力方法を指示するものであり、図-6にそのリストを示す。コントロールデータにおいて指示する項目

三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発

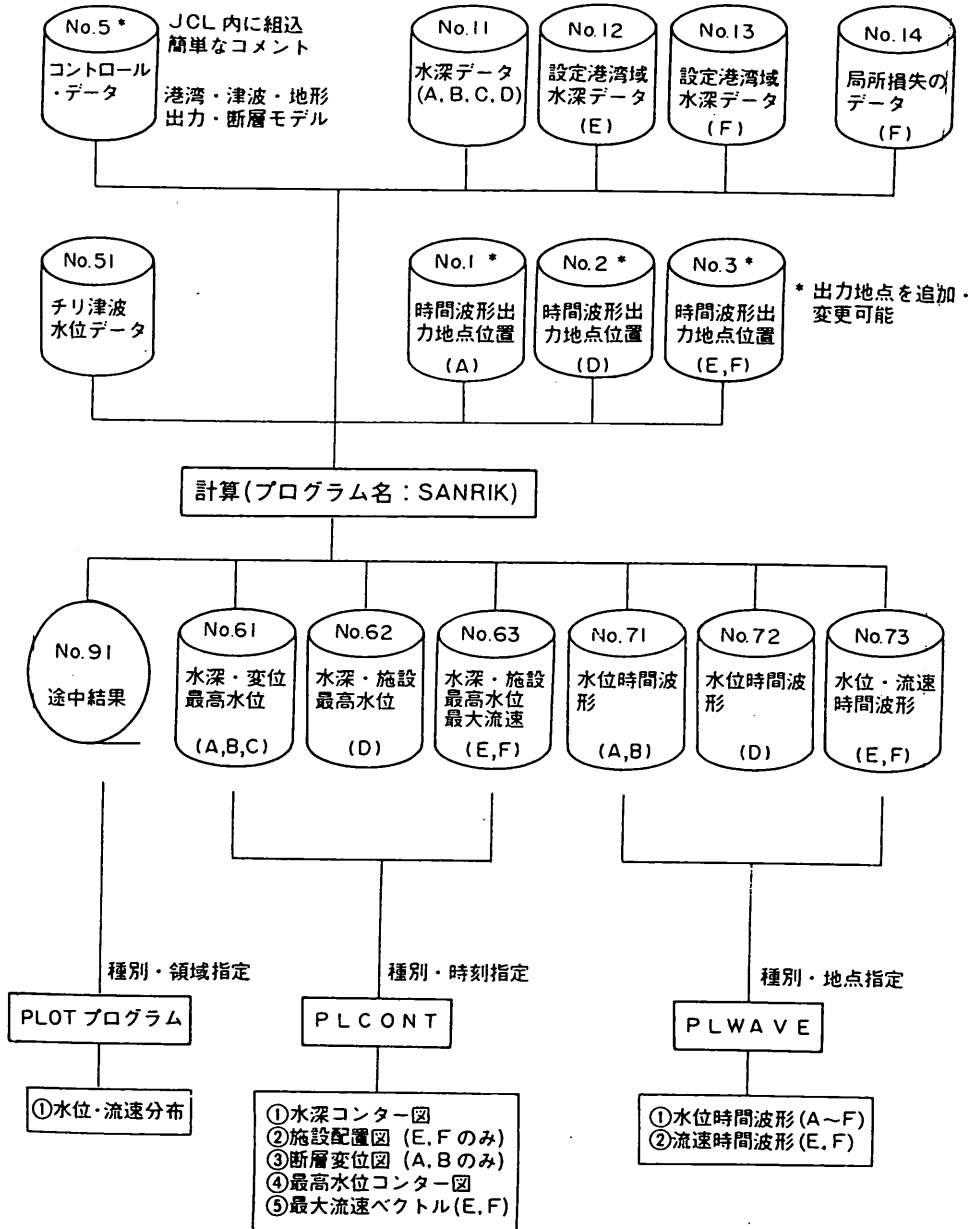


図-5 システムのファイル構成

```

$ IDENT 2202199, TSUNAMI, R
$ USERID 2202$
$ LIMITS 299,6000K,,20000
$ SX TYPE=A6,LIST=NO
$ FRT77 NOSOURCE,NOEJECT,VDIR,SERIOUS,VECTOR=(NOMSG)
$ SELECT 2202/SANRIKU/SANR12-F
$ SELECT 2202/SANRIKU/DTST12-F
$ SELECT 2202/SANRIKU/DFRM12-F
$ SELECT 2202/SANRIKU/INIT12-F
$ SELECT 2202/SANRIKU/CALC12-F
$ SELECT 2202/SANRIKU/LINK12-F
$ SELECT 2202/SANRIKU/OUTP12-F
$ LINKER
$ RUN
C=====
C CONTROL DATA FOR TSUNAMI SIMULATION VERSION 1.2
C
C=====
C 1; PORT NUMBER -----DATA 1
C = 0 : --- ALL SANRIKU COAST ( DX=200M )
C = 1 : HACHINOHE
C = 2 : KUJI
C = 3 : KAMAISHI
C = 4 : OOFUNATO
C=====
C 2; TSUNAMI NUMBER -----DATA 2
C = 0 : 1960 CHILE ( S.35 )
C = 1 : 1896 MEIJI SANRIKU ( M.29 )
C = 2 : 1933 SHOWA SANRIKU ( S.8 )
C = 3 : 1968 TOKACHI-OKI ( S.43 )
C = 4 : OTHERS ==> INPUT FAULT PARAMETERS
C=====
C 0; TOPOGRAPHIC CONDITION ( CASE ) -----DATA 3
C = 0 : FOR VERIFICATION M.29 AND S.8
C = 1 : FOR VERIFICATION S.35 CHILE
C = 2 : FOR VERIFICATION S.43 TOKACHI-OKI ( HACHINOHE )
C = 3 : NO TSUNAMI BREAKWATER
C = 4 : TSUNAMI BREAKWATER
C = 5 : OTHERS ==> SET DEPTH DATA FOR FILE NO.10
C=====
C 0; OPTIONAL CONDITION -----DATA 4
C = 0 : STANDARD CONDITION
C 1.00; INITIAL RISE CORRECTION
C 2.0; INITIAL TIDEAL LEVEL ( T.P.+ , METER )
C 0; OPEN BOUNDARY FOR CHILE ( =0:INCIDENT, =1:FORCED )
C = 1 : SET FOLLOWING DATA
C-----
C 0.58; INITIAL RISE CORRECTION -----DATA 5
C 0.00; INTIAL TIDAL LEVEL ( T.P.+ , METER ) -----DATA 6
C 0; OPEN BOUNDARY FOR CHILE ( =0:INCIDENT, =1:FORCED ) --DATA 7
C 20; WAVE PERIOD RATIO FOR CHILE ( INTEGER, NORMAL=20 ) --DATA 8
C=====
C 0; COMPUTATION TIME -----DATA 9
C = 0 : STANDARD CONDITION
C 120.0; STOP TIME ( IN MINUTES )
C 2.0; TIME INTERVAL OF FILE OUTPUT ( IN MINUTES )
C 10.0; TIME INTERVAL OF WAVE SAMPLING ( IN SECOND )
C = 1 : SET FOLLOWING DATA
C-----
C 10.0; STOP TIME ( IN MINUTES ) -----DATA 10
C 999.9; TIME INTERVAL OF FILE OUTPUT ( IN MINUTES ) -----DATA 11
C 10.0; TIME INTERVAL OF WAVE SAMPLING( IN SECOND ) -----DATA 12
C=====
C 0; LIST CONTROL DATA -----DATA 13
C = 0 : STANDARD CONDITION
C DEPTH DATA LIST =0:NO, =1:PORT ONLY, =2:ALL
C INITIAL DISPLACEMENT =0:NO, =1:A-REGION
C LEVEL MAP =0:NO, =1:PORT ONLY, =2:ALL
C MAXIMUM WATER LEVEL =1:PORT REGION
C = 1 : SET FOLLOWING DATA
C-----

```

図-6 コントロールデータファイル

は6種類あり、その概要は下記のとおりである。

#### ① 対象港湾

対象港湾は計算を実施する港湾を選択するものである。ここで0を選択すると、防波堤の効果や陸上遡上を考慮しない200m格子の三陸沿岸の概略津波水位に関する計算を行うことができる。また、1から4は、それぞれ八戸、久慈、釜石、大船渡港の陸上遡上計算を含む詳細な計算である。

#### ② 対象津波

対象津波は、対象とする津波を選択する項目である。現状においては、チリ地震津波、明治三陸大津波、昭和三陸大津波、十勝沖地震津波に関する地震断層パラメータがデータベースに収録されており、それぞれ0から3を選択することにより計算が実行できる。この4種類以外の津波に関しては、4を選択し、コントロールデータの最下段にある地震断層パラメータを設定する必要がある。

#### ③ 地形条件

地形条件においては、港湾の地形に関して既往津波来襲当時、現況および湾口防波堤の設置後のそれぞれが0から4で選択できる。5は、システムに登録されていない新規の地形条件に関するものであり、この場合は、ファイル番号10に新規の地形条件をセットする必要がある。

#### ④ オプション条件

オプション条件は、断層パラメータの補正、潮位条件およびチリ地震津波計算時の入力条件を選択するものである。0は、断層パラメータの補正なしで潮位を東京湾中等潮位(T.P. 0m)とし、チリ地震津波の計算において進行波の条件で行うものである。1では、断層パラメータの補正值および潮位を任意に与えることが可能となり、チリ津波の入力も進行波および強制波の条件が選択できる。

#### ⑤ 演算時間

演算時間の項目は、計算の再現時間、計算出力時間に関するものである。通常、近地津波においては2時間程度、チリ地震津波においては5時間程度の再現が必要である。0を選択すると自動的にこの数字に設定される。計算時間を長くする場合には、1を選択し、下段のデータセットに指示することになる。

#### ⑥ リスト出力

リスト出力は計算出力のうちLP紙面に出力する諸元を指示する項目である。

### 3.2 近地津波の数値計算法

#### 3.2.1 支配方程式と差分式

津波の運動は、長波理論式で記述することができる。

本システムでは、扱う計算領域に応じて非線形長波理論式と線形長波理論式の2つの基礎方程式を用いる。

非線形長波理論式すなわち浅水理論式は、水深と波長の比が小さいものとして導かれる。この近似では、圧力は静水圧分布となり、水平流速は鉛直方向に一様な分布となる。海底から水面までを鉛直方向に積分した形で非線形長波理論式を表すと次のようになる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{M^2}{D} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{MN}{D} \right] \\ + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{f}{D^2} MQ = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{MN}{D} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{N^2}{D} \right] \\ + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{f}{D^2} NQ = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $(x, y)$  は静水面に採った空間座標、 $t$  は時間座標、 $\eta$  は水位変動、 $h$  は静水深、 $D$  は  $D = h + \eta$  で表される全水深、 $g$  は重力加速度、 $f$  は運動量損失および底面摩擦の合算係数、 $(M, N)$  はそれぞれ  $(x, y)$  方向の流量フラックス、 $Q = \sqrt{M^2 + N^2}$  である。

以上の非線形長波理論式は、海岸の近くでの津波の挙動を表す際に用いられるものであり、水深の大きい波源域から対象地点沖合まではさらに簡単な式で十分に表現できる。すなわち、先に述べた長波近似に加えて、津波の波高と水深の比が小さい場合、微小振幅波としての取り扱いが可能となり、浅水理論における非線形項を無視できる。また、海底摩擦についても水深が大きい海域ではそれほど影響しないと考えられる。したがって、波源域から海岸近くまでは、次の線形長波理論式を用いることができる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

なお、本津波数値解析システムにおいては、コントロールデータにおける①対象港湾において0を選択すると、

計算領域全体が線形長波理論式で計算されることになる。また、1から4を選択すると水深が大きく、計算格子間隔の粗いAらC領域では全て線形理論長波計算としている。また、三陸沿岸をカバーするD領域では、計算対象港湾周辺の領域のみ非線形長波理論式とし、その他の領域では線形長波理論式を用いている。港湾域を含むE、F領域では非線形長波理論式とする。なお、陸域への遡上は最も細かな格子を用いるF領域でのみ考慮している。

式(1)~(6)の計算には、スタッガードリーブフロッグ差分法を用いている。この差分法は、図-7に示した計算格子を用い、水位計算点と流量計算点が1/2メッシュ分だけ空間方向にも時間方向にもずれていることに特徴がある。

いま、計算格子  $(i, j, k)$  における水位を  $\eta_{i,j}^k$ 、計算格子  $(i+1/2, j, k+1/2)$  における  $x$  方向の流量フラックスを  $M_{i+1/2,j}^{k+1/2}$ 、そして計算格子  $(i, j+1/2, k+1/2)$  における  $y$  方向の流量フラックスを  $N_{i,j+1/2}^{k+1/2}$  とおくと、線形長波理論の差分式は、

$$\eta_{i,j}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \frac{\Delta t}{\Delta s} [M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - M_{i-1/2,j}^{k+1/2} + N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - N_{i,j-1/2}^{k+1/2}] \quad (7)$$

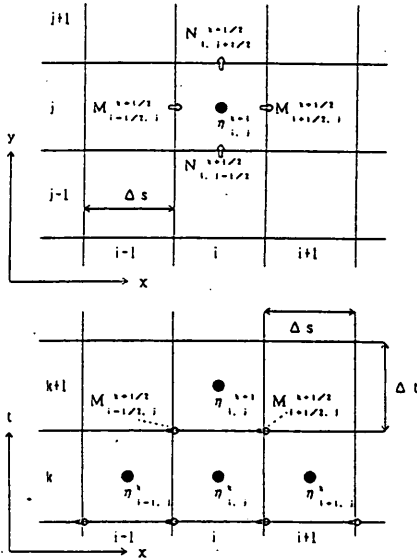


図-7 差分格子

$$M_{i+1/2,j}^{k+3/2} = M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - \frac{\Delta t}{\Delta s} [\eta_{i+1,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}] \quad (8)$$

$$N_{i,j+1/2}^{k+3/2} = N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - gh_{i,j+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta s} [\eta_{i,j+1}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}] \quad (9)$$

で表される。したがって、 $k+1/2$ の時間ステップまでの水位および流量フラックスの値が分かると  $k+1$ 時間ステップの水位が式(7)で、また  $k+3/2$ 時間ステップの流量が式(8)および(9)で計算できる。さらに先の時間ステップの値は、同様にして、式(7)から(9)を順々に計算することにより求めることができる。ここに、 $\Delta s$  および  $\Delta t$  は空間および時間方向の差分間隔であり、 $h_{i+1/2,j}$  および  $h_{i,j+1/2}$  はそれぞれ計算格子  $(i+1/2, j)$  および  $(i, j+1/2)$  における静水深である。

非線形長波理論の差分式は、非線形項(移流項)と運動量損失項があるため、若干複雑な形となり、

$$\eta_{i,j}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \frac{\Delta t}{\Delta s} [M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - M_{i-1/2,j}^{k+1/2} + N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - N_{i,j-1/2}^{k+1/2}] \quad (10)$$

$$\begin{aligned} M_{i+1/2,j}^{k+3/2} = & \frac{1}{1 + a_{i+1/2,j}^{k+1/2}} [M_{i+1/2,j}^{k+1/2} (1 - a_{i+1/2,j}^{k+1/2}) \\ & - \frac{\Delta t}{2 \Delta s} \{ \frac{(M_{i+3/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i+3/2,j}^{k+1/2}} - \frac{(M_{i-1/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i-1/2,j}^{k+1/2}} \} \\ & + \text{sgn}(M_{i+1/2,j}^{k+1/2}) \{ \frac{(M_{i+3/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i+3/2,j}^{k+1/2}} \\ & - 2 \frac{(M_{i+1/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i+1/2,j}^{k+1/2}} - \frac{(M_{i-1/2,j}^{k+1/2})^2}{D_{i-1/2,j}^{k+1/2}} \} \\ & - \frac{\Delta t}{2 \Delta s} \{ \frac{M_{i+1/2,j+1}^{k+1/2} N_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}} \\ & - \frac{M_{i+1/2,j-1}^{k+1/2} N_{i+1/2,j-1}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j-1}^{k+1/2}} \} \\ & + \text{sgn}(N_{i+1/2,j}^{k+1/2}) \{ \frac{M_{i+1/2,j+1}^{k+1/2} N_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}} \end{aligned}$$



$$-2 \frac{M_{i+1/2,j}^{k+1/2} N_{i+1/2,j}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j+1}^{k+1/2}} \quad a_{i+1/2,j}^{k+1/2} = \frac{1}{2} \frac{f}{(D_{i+1/2,j}^{k+1/2})^2} Q_{i+1/2,j}^{k+1/2} \quad (13)$$

$$+ \frac{M_{i+1/2,j-1}^{k+1/2} N_{i+1/2,j-1}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j-1}^{k+1/2}} \} ] \quad b_{i+1/2,j}^{k+1/2} = \frac{1}{2} \frac{f}{(D_{i,j+1/2}^{k+1/2})^2} Q_{i,j+1/2}^{k+1/2} \quad (14)$$

$$-g D_{i+1/2,j}^{k+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta s} [\eta_{i+1}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}] \quad (11)$$

$$N_{i,j+1/2}^{k+3/2} = \frac{1}{1 + b_{i,j+1/2}^{k+1/2}} [N_{i,j+1/2}^{k+1/2} (1 - a_{i,j+1/2}^{k+1/2})$$

$$- \frac{\Delta t}{2 \Delta s} \{ \left[ \frac{M_{i+1,j+1/2}^{k+1/2} N_{i+1,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j+1/2}^{k+1/2}} \right.$$

$$\left. - \frac{M_{i-1,j+1/2}^{k+1/2} N_{i-1,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i-1/2,j+1/2}^{k+1/2}} \right\}$$

$$+ \operatorname{sgn}(M_{i,j+1/2}^{k+1/2}) \left\{ \frac{M_{i+1,j+1/2}^{k+1/2} N_{i+1,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i+1/2,j+1/2}^{k+1/2}} \right.$$

$$\left. - 2 \frac{M_{i,j+1/2}^{k+1/2} N_{i,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i,j+1/2}^{k+1/2}} \right.$$

$$\left. + \frac{M_{i-1,j+1/2}^{k+1/2} N_{i-1,j+1/2}^{k+1/2}}{D_{i-1/2,j+1/2}^{k+1/2}} \right\} ]$$

$$- \frac{\Delta t}{2 \Delta s} \left[ \left\{ \frac{(N_{i,j+3/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j+3/2}^{k+1/2}} - \frac{(N_{i,j-1/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j-1/2}^{k+1/2}} \right\} \right.$$

$$\left. + \operatorname{sgn}(N_{i,j+1/2}^{k+1/2}) \left\{ \frac{(N_{i,j+3/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j+3/2}^{k+1/2}} \right. \right.$$

$$\left. - 2 \frac{(N_{i,j+1/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j+1/2}^{k+1/2}} - \frac{(N_{i,j-1/2}^{k+1/2})^2}{D_{i,j-1/2}^{k+1/2}} \right\} ]$$

$$-g D_{i,j+1/2}^{k+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta s} [\eta_{i,j+1}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}] \quad (12)$$

となる。ここに、

であり、 $\operatorname{sgn}(F)$  は、 $F \geq 0$  のとき 1、 $F < 0$  のとき -1 となる符号記号である。なお、非線形長波理論の差分式も陽的な形式で表されるため、線形理論の差分式と同様な手順で計算できる。

### 3.2.2 運動量損失係数

本システムで取り扱っている運動量損失は、海底摩擦と湾口防波堤開口部の損失である。両者共に式(2)および(3)の最後の項の形で計算に取り込まれる。

海底摩擦損失は、マンシングの粗度係数により評価する。本システムでは、海底を規則的な断面を持つ大流路と考えて、マンシングの粗度係数を  $n = 0.025 \text{ m}^{-1/3} \text{ s}$  とし、換算した運動量損失係数  $f_B$  を

$$f_B = \frac{gn^2}{D^{1/3}} \quad (15)$$

とおく。ただし、先に述べたように摩擦係数を一定にしないで空間分布をデータとして与えた計算も可能である。

湾口防波堤の開口部では、断面の急縮・急拡に関係する運動量損失があり、この損失を数値計算において考慮できる。ただし、運動量損失係数  $f_D$  の値については、今のところ、第3章に示した釜石湾に関する値  $f_D = 0.5$  しか求まっていないため、数値計算も釜石湾の場合に限られる。

なお、両者の運動量損失は  $f = f_B + f_D$  の形で数値計算に取り込まれる。

### 3.2.3 計算領域の結合

格子間隔の異なる領域を結合して同時に計算する際には次のような処理を行う。大格子領域で計算された流量を補間して小領域に与え、小格子領域で計算された水位のうち大格子領域の中心に相当する位置の値をそのまま大格子に与える。2分割のように両者の位置が一致しない場合は線形補間により与える。また、大小領域間の補間値を与える格子点として、図-8のように、小領域側を大領域側へ1格子余分にはみ出した形で設定する。

### 3.2.4 初期条件

近地津波の数値計算の初期条件としては、地震断層モデルを用いて計算される海底地殻変動の鉛直成分を海面

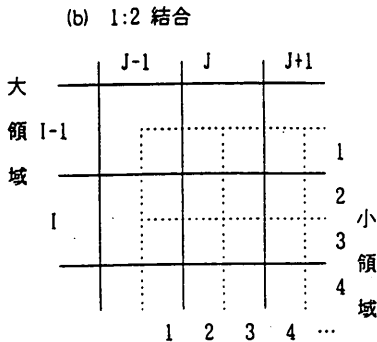
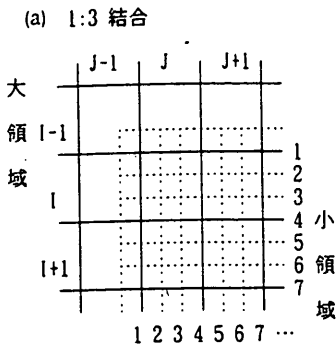
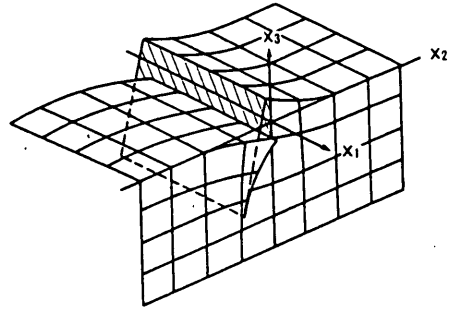
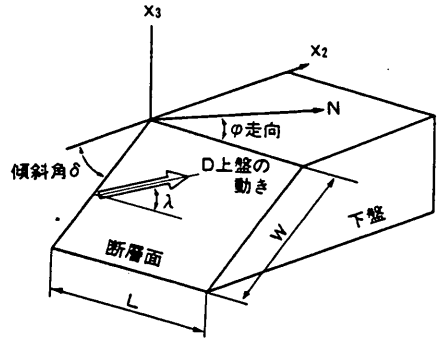


図-8 計算領域の結合



断層による地盤変動の模式図



断層パラメタ

図-9 地震断層モデルとパラメータ

上の水位変動として与える方法を用いている。

地球内部に蓄積された歪みが、ある限界に達すると亀裂（断層）が生じ、これに沿って両側の地殻が急激にずれる。この現象が断層運動であり、断層面が食い違う際に地震動が生じる。海底下で断層運動が起こると海底に鉛直方向の隆起・沈降が生じ、津波の原因となる。

断層運動自体は、微細に見ると非常に複雑な過程を持つが、運動全体を巨視的に見ると簡単なモデルで表すことができる。最も単純なモデルは、図-9に示すような、長さ  $L$ 、幅  $W$  の矩形の断層面が平均的に  $D$ （すべり量あるいは食い違い量という）だけ互いにずれるものとする。典型的なものとしては、水平方向にずれる横ずれ断層（右ずれ・左ずれ）や鉛直方向にずれる縦ずれ断層（正・逆断層）がある。断層の幾何学的特性は、すべりの方向  $\lambda$ 、断層の走向  $\phi$ 、断層面の傾斜角  $\delta$  によって表される。以上の6個が断層パラメータであり、地震波解析により推定される。

上記の断層パラメータが与えられると、断層近傍の海底面（地表面）での鉛直変位分布は弾性論を基礎とした Mansinha and Smylie<sup>10)</sup>の方法により計算で求める

ことができる。この鉛直変位を海面の水位として与えて、津波数値計算の初期条件とする。

海底の変位を海面上に与える際には、変動全体が瞬時に完了するものとしている。実際の地震断層運動においては、変動は瞬間的に生じるのではなく、数秒から100秒程度の継続時間を持つことが知られているが、津波の発生時の水位変動としては、瞬間的に海面上に変化が生じた場合と、1から2分の立ち上がり時間で完了させた場合とでは、ほとんど差がないことが確認されている<sup>11)</sup>。

なお、本研究で検討した津波は、明治三陸大津波、昭和三陸大津波、十勝沖地震津波およびチリ地震津波であり、その断層パラメータ諸元を表-1に示す。ここに、縦ずれ成分の負号は逆断層であることを表し、横ずれ成分の負号は右ずれ断層であることを示す。

### 3.2.5 境界条件

#### 1) 沖境界条件

沖側計算領域からの流出量については、進行性長波の特性曲線をもとに、流量を自由透過させるものとした。詳細は著者の報告<sup>12)</sup>による。なお、チリ地震津波の場合

表-1 対象津波の断層パラメータ

	明治29年	昭和8年	昭和43年	チリ津波	備考
モデル	相田(1977) MJ-6	相田(1977) SY-3	相田(1978) D2	Kanamori	
長さ (km)	210	185	150	800	
幅 (km)	50	50	100	200	
上端の深さ (km)	1	1	1	53	
傾斜角 (°)	20	45	20	10	
傾斜方向	S66° W	N90° W	S66° W	S80° E	
すべり量					
縦ずれ (m)	-10.6	6.6	-2.5	-24.0	+: 正断層
横ずれ (m)	-6.7	0.0	-3.2	0.0	+: 左ずれ
断層の左上	緯度 40° 57' 経度 143° 18'	緯度 40° 10' 経度 144° 30'	緯度 41° 35' 経度 143° 35'	—	
断層の右下	緯度 39° 14' 経度 144° 15'	緯度 38° 30' 経度 144° 30'	緯度 40° 19' 経度 144° 13'	—	

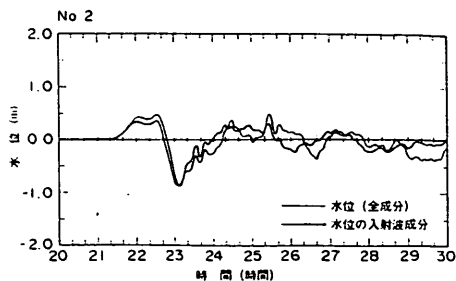


図-10 三陸沖のチリ地震津波の水位変化

には、あらかじめ太平洋の伝播計算を行い、その結果得られた三陸沖側の境界位置での水位・流量をもとに、次の2通りの入力条件を選択できるようにした。

a) 水位の強制入力

太平洋伝播計算により得られた三陸沖側の境界位置での水位を強制的に与える。この場合、太平洋伝播計算での計算格子間隔と三陸沿岸での計算格子間隔が異なるため、適宜補間を行っている。

b) 入射波成分のみを取り出して与える方法

上記の方法において、太平洋伝播計算により得られる沖側境界地点での水位は、三陸沿岸への入射する成分と三陸沿岸からの反射波成分を含んでいる。そのままの水位を強制的に与えると、陸側の地形（計算格子間隔および水深）が異なった場合には陸からの反射波が太平洋伝播計算時と変わってくるため、沖側境界付近では物理的に意味のない振動が発生する。特にチリ地震津波の場合には、最高水位に達するまで5時間の再現計算を行うことから、沖側境界での処理が問題となってくる。ここでは、この現象を避けるため、まず、太平洋伝播計算時に沖側境界地点での水位変動を線形長波理論の特性曲線法<sup>12)</sup>により入射波成分と反射波成分に分離する。次に、三陸沿岸域計算の際には、このうちの入射波成分のみを与え、三陸沿岸計算で生じる陸からの反射波は沖側境界を自由透過させるという方法を採用する。

なお、図-10にチリ地震津波の時間水位変化を示す。この津波の水位は、三陸沿岸の計算領域境界の計算結果であり、細線がチリ地震津波の太平洋伝播計算結果、太線が特性曲線法により分離した入射波成分である。

2) 沿岸境界条件

線形長波理論式を用いて計算する場合には、内陸部への遡上を考慮せず、汀線を鉛直壁と考えて岸に直角な流量を0とした。また、計算の安定性のため、汀線より1

個海側の格子の水深を10m以上にとり、海底の露出が生じないようにした。

3) 陸上遡上境界条件

陸上への津波の遡上に関しては、計算の支配方程式として非線形長波理論式を用いる場合のみ考慮した。陸上への遡上を扱う場合には、岩崎・真野<sup>13)</sup>の方法を用いた。これは、図-11に示すように波先端部での地形を階段状に考え、陸側格子点の地盤高 $h$ より海側格子点の水位 $\eta$ が低い場合に、境界の線流量を0とし、高い場合に、その差を実水深 $D$ と仮定して式(6)を用いた流量計算を行う方法である。なお、プログラム上は、 $D > 10^{-6} m$ の時に陸上遡上するものとして流量計算するものとした。

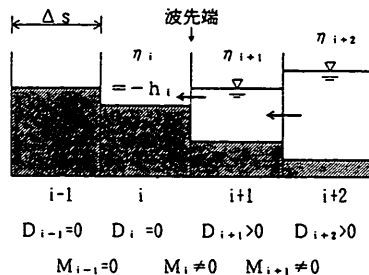


図-11 陸上遡上境界条件の模式図

4) 越流境界条件

計算領域内の防波堤・堤防等において、水位がその天端高を越えた場合には、次の本間公式を用いて単位幅当りの越流量 $Q$ を計算する。

$$Q = 0.35 H_1 \sqrt{2gH_1}, \quad H_2 \leq \frac{2}{3} H_1 \quad (16)$$

$$Q = 0.91 H_2 \sqrt{2g(H_1 - H_2)}, \quad H_2 > \frac{2}{3} H_1 \quad (17)$$

ここに、 $H_1, H_2$  は図-12 に示すように天端高を基準とした堤前後の水深で、 $H_1 \geq H_2$  とする。

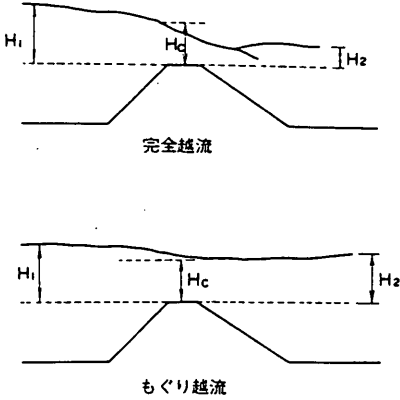


図-12 防波堤からの越流に関する模式図

5) 計算の時間間隔

計算全領域を一樣の時間間隔  $\Delta t$  で計算する。差分スキームの安定条件 (C. F. L. 条件)

$$\frac{\Delta s}{\Delta t} = \sqrt{2gh_{max}} \quad (18)$$

を各領域で満たすように、 $\Delta t$  は 1s とした。ここに、 $h_{max}$  は各計算領域の最大静水深を意味する。

6) その他の条件

通常の計算では、地形 (水深) データを T. P. 基準値 (平均潮位) で作成しているため、津波来襲時の潮位は T. P. + 0.0m で計算される。津波による被害予測などで、浸水域のひろがりや地盤上の水位の絶対値などが重要な場合には、計算初期潮位を自由に設定することができる。ただし、計算途中で潮位を変動させることはできない。

津波発生 (チリ津波の場合は沖合入射開始) から計算で再現する時間を任意に設定できる。特に指定しない場合は、ほぼ三陸沿岸全体で最高水位が生じるのに十分な時間として、近地津波の場合は 2 時間、チリ津波の場合は 5 時間に設定している。なお、チリ津波の沖合入射開始は、チリ沖で実際に津波が発生してから 21 時間後である。

3.3 遠地津波の数値計算法

3.3.1 支配方程式と差分式

日本沿岸で発生する津波を考える場合では、せいぜい 1,000km 四方の海域を対象とするため平面座標の式で扱うことが多い。しかし、チリで発生した津波が我が国へ来襲するといった 10,000 km 以上も伝播する現象を

扱うには精度の点で問題があり、球面座標を用いる必要がある。また、遠地津波の場合はコリオリ力と波数分散性を無視することはできなく線形分散波理論を支配方程式として考える必要がある<sup>10)</sup>。

いま、地球を半  $R$  の球体として考え、緯度、経度座標を  $(\lambda, \phi)$  とし、各方向の線流量を新たに  $(M, N)$  とすると、緯度、経度座標系の遠地津波の支配方程式は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \lambda} \left[ \frac{\partial (M \cos \lambda)}{\partial \lambda} + \frac{\partial N}{\partial \phi} \right] = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{gh}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} = -fN + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[ \frac{h^3}{3} F_3 \right] \quad (20)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \lambda} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} = fM$$

$$+ \frac{1}{R \cos \lambda} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[ \frac{h^3}{3} F_3 \right] \quad (21)$$

$$F_3 = \frac{1}{R \cos \lambda} \left[ \frac{\partial^2}{\partial t \partial \lambda} (u \cos \lambda) + \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial \phi} \right] \quad (22)$$

となる。

線形分散波理論の差分式は、近地津波の差分式と同様な計算格子を用いると

$$\begin{aligned} \eta_{i,j}^{k+1} &= \eta_{i,j}^k - R_1 [M_{i+1/2,j}^{k+1/2} \cos \lambda_{i+1/2} \\ &\quad - M_{i-1/2,j}^{k+1/2} \cos \lambda_{i+1/2} \\ &\quad + N_{i,j+1/2}^{k+1/2} \cos \lambda_i - N_{i,j-1/2}^{k+1/2} \cos \lambda_i] \quad (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &(1 + 2R_2 \cos \lambda_{i+1/2}) M_{i+1/2,j}^{k+3/2} \\ &- (R_2 + R_3) M_{i+3/2,j}^{k+3/2} \cos \lambda_{i+3/2} \\ &+ (R_2 - R_3) M_{i-1/2,j}^{k+3/2} \cos \lambda_{i-1/2} \\ &+ (R_4 - R_2 + R_3) N_{i,j-1/2}^{k+3/2} \\ &+ (R_4 - R_2 - R_3) N_{i+1,j+1/2}^{k+3/2} \\ &= (1 + 2R_2 \cos \lambda_{i+1/2}) M_{i+1/2,j}^{k+1/2} \\ &- (R_2 + R_3) M_{i+3/2,j}^{k+1/2} \cos \lambda_{i+3/2} \\ &- (R_2 - R_3) M_{i-1/2,j}^{k+1/2} \cos \lambda_{i-1/2} \\ &+ (R_4 + R_2 - R_3) N_{i,j-1/2}^{k+1/2} \\ &- (R_4 - R_2 - R_3) N_{i+1,j-1/2}^{k+1/2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - (R_4 - R_2 - R_3) N_{i,j+1/2}^{k+1/2} \\
 & - (R_4 + R_2 + R_3) N_{i+1,j+1/2}^{k+1/2} \\
 & - R_5 [\eta_{i+1,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}]
 \end{aligned} \tag{24}$$

$$\begin{aligned}
 & (1 + 2 R_6) N_{i,j+3/2}^{k+3/2} - R_6 [N_{i,j+3/2}^{k+3/2} + N_{i,j+1/2}^{k+3/2}] \\
 & - (R_7 + R_6 \cos \lambda_{i-1/2}) M_{i-1/2,j}^{k+3/2} \\
 & - (R_7 - R_6 \cos \lambda_{i+1/2}) M_{i+1/2,j}^{k+3/2} \\
 & - (R_7 - R_6 \cos \lambda_{i-1/2}) M_{i-1/2,j+1}^{k+3/2} \\
 & - (R_7 + R_6 \cos \lambda_{i+1/2}) M_{i+1/2,j+1}^{k+3/2} \\
 & = (1 + 2 R_6) N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - R_6 [N_{i,j+3/2}^{k+3/2} + N_{i,j+1/2}^{k+3/2}] \\
 & + (R_7 - R_6 \cos \lambda_{i-1/2}) M_{i-1/2,j}^{k+1/2} \\
 & + (R_7 + R_6 \cos \lambda_{i+1/2}) M_{i+1/2,j}^{k+1/2} \\
 & + (R_7 + R_6 \cos \lambda_{i-1/2}) M_{i-1/2,j+1}^{k+1/2} \\
 & + (R_7 - R_6 \cos \lambda_{i+1/2}) M_{i+1/2,j+1}^{k+1/2} \\
 & - R_8 [\eta_{i,j+1}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}]
 \end{aligned} \tag{25}$$

となる。ここに、

$$R_1 = \frac{\Delta t}{R \cos \lambda_i \Delta \lambda}$$

$$R_2 = \frac{(h_{i+1/2,j})^2}{3 \Delta \lambda^2 R^2 \cos^2 \lambda_{i+1/2}}$$

$$R_3 = \frac{(h_{i+1/2,j})^2 \tan \lambda_{i+1/2}}{6 \Delta \lambda R^2 \cos^2 \lambda_{i+1/2}}$$

$$R_4 = \frac{\gamma}{4} \sin \lambda_{i+1/2} \Delta t$$

$$R_5 = \frac{g h_{i+1/2,j}}{R} \frac{\Delta t}{\Delta \lambda}$$

$$R_6 = \frac{(h_{i,j+1/2})^2}{3 \Delta \lambda^2 R^2 \cos^2 \lambda_i}$$

$$R_7 = \frac{\gamma}{4} \sin \lambda_i \Delta t$$

$$R_8 = \frac{g h_{i,j+1/2}}{R \cos \lambda_i} \frac{\Delta t}{\Delta \lambda} \tag{26}$$

である。ここに、 $\gamma$ は地球自転の角速度である。差分式から判断できるように、線形分散波理論の計算は、陰解法により行う。差分格子は、緯度、経度各10分の空間格子を採用している。時間間隔は、20sとしている。

### 3.3.2 初期条件と境界条件

遠地津波の初期条件に関しても近地津波の計算と同様に、断面パラメータを与えることにより Mansinha and Smylie の方法を採用している。

沖側計算領域からの流出量に関する境界条件についても、近地津波の計算と同様に、進行性長波の特性曲線をもとに、流量を自由透過させている。海岸線の境界条件も内陸部への遡上は考慮せず汀線を鉛直壁と考えて岸に直角な流量を0としている。また、汀線より1個海側の格子の水深を100m以上にとり、海底の露出が生じないようにしている。

### 3.4 津波数値計算の誤差とシステム利用上の留意事項

#### 3.4.1 誤差の分類

本文では、津波数値計算システムの開発例として三陸沿岸を対象とした港湾津波II型（三陸）を紹介した。このシステムに組み込まれている津波数値計算モデルは、最新の研究成果を取り入れたものであるが、未だモデルの仮定上の問題、数値計算上の誤差の問題などが残されており、津波の諸現象を完全に表現できるものとなっていない。ここでは、モデルの仮定を含む津波数値計算の誤差を整理するとともに本文で紹介した津波数値計算システムの利用上の留意点について述べる。

実際の津波の現象と数値計算の差すなわち誤差を簡単にまとめると以下のような。まず、誤差として、数値計算に用いる支配方程式に関するものが考えられる。方程式を導く際に設けた仮定あるいは近似が実際の現象にどの程度近いかということである。方程式が定まると、次ぎに考えなければならないことは、支配方程式を電子計算機で数値的に解く際に発生する誤差に関してである。この誤差は、初期条件、境界条件の精度に関するものと数値計算自体の誤差に分けることができる。初期値、境界値の誤差は、初期波形、水深分布、陸上遡上条件などの精度と考えても良い。数値計算自体の誤差は、電子計算機の有限桁性に由来する丸め誤差、連続量を離散量で表現することによる離散化誤差および微分を差分で近似することによる打ち切り誤差に分けられる。

#### 3.4.2 支配方程式の誤差

本文で紹介した津波数値計算システムでは、津波の伝播・変形を表すモデル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。これらの理論式は全て長波理論と呼ばれるものである。こ

ここで、長波理論とは、波長水深比が小さく、重力加速度に比べ水粒子の鉛直加速度が小さい場合に用いられる近似である。

津波の諸現象を厳密に記述するためには、これらの近似を一切していない本来の質量保存則（連続の式）

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0 \quad (1)$$

と運動量保存則（Navier-Stokes の式）

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \\ = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ + \nu \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad (4) \end{aligned}$$

を適用する必要がある。ここに、 $(u, v, w)$  はそれぞれ  $(x, y, z)$  方向の流速を表し、 $t$  は時間、 $\rho$  は密度、 $p$  は圧力、 $g$  は重力加速度、 $\nu$  は動粘性係数である。なお、空間軸  $(x, y, z)$  は、式(2)から(4)の形から明らかなように水平に  $(x, y)$  軸、鉛直上向きに  $z$  軸を採用している。この式群を用いた数値計算としては、個体境界付近の乱流計算などごく少数の例があるが、計算機の容量および演算時間の関係で領域の狭い問題への適用に限られる。津波の現象のように数100km 以上の広い領域を対象とする数値計算では、電子計算機が発達した今日でも実現不可能と考えられており、実際に適用した例もない。そこで、これらの式群を津波の現象に合わせて単純化し、数値計算に利用することになる。簡単にするために適用した考え方と導かれた方程式を長波理論と呼んでいる。

上述の連続および運動量保存則に関する式群と長波理論の関係は、以下ようになる。まず、津波は水の現

象であるため密度を一定の流体と近似し、連続の式を

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

と簡単にする。さらに、この式を鉛直方向に積分し、海底条件と波形連続条件を適用すると

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} v dz = 0 \quad (6)$$

が求まる。いま、水平方向の線流量（単位幅流量）として  $(x, y)$  方向にそれぞれ  $(M, N)$  を

$$\begin{aligned} M &= \int_{-h}^{\eta} u dz \\ N &= \int_{-h}^{\eta} v dz \end{aligned} \quad (7)$$

と定義すると式(6)は、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

となる。式(8)は、長波理論式である式(1)および(4)と同じ形をしている。式(1)との差は、密度を一定としたことと積分した際に適用した波形連続条件の誤差である。津波が砕波する場合に波形連続条件が破綻することもあるが、通常、これらの条件は十分な精度を有しているものと考えられる。したがって、少なくとも連続の式は、積分表示したことにより精度が極端に落ちることがない。

長波理論式のうち運動量の式に関しても、連続の式と同様に Navier-Stokes の運動の式を鉛直方向に積分した方程式との差を検討すればよい。 $x$  方向と  $y$  方向の式は同種の形となるため、ここでは  $x$  方向の式のみを取り上げる。Navier-Stokes の運動の式を鉛直方向に海底から水面まで積分して、水表面の圧力条件、波形連続条件そして海底条件を適用すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{M^2}{D} + \int_{-h}^{\eta} u^2 dz \right] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{MN}{D} + \int_{-h}^{\eta} u v dz \right] + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \int_{\eta}^{\eta} \frac{Dw}{Dt} dz dz + \frac{\partial h}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \frac{Dw}{Dt} dz \\ + \nu \int_{-h}^{\eta} \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] dz \quad (9) \end{aligned}$$

となる。ここに、 $Dw/Dt$ は

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \quad (6)$$

である。また、 $(\bar{u}, \bar{v})$ は、水平流速 $(u, v)$ を断面平均流速 $(\bar{u}, \bar{v})$ を用いて

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ v &= \bar{v} + v' \end{aligned} \quad (7)$$

分けたときの $(x, y)$ 方向の断面平均流速からのずれ流速を表す。式(6)から式(7)への展開では、積分する際に適用した水表面の圧力条件および波形連続条件が誤差を引き起こす唯一の因子である。ただし、連続の式と同様に津波が砕波する場合などを除くと大きな問題とならない。

非線形長波理論との大きな違いは、式(6)のうち、

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_{-h}^{\eta} u'^2 dz \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \int_{-h}^{\eta} u'v' dz \right] \\ &\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \int_{-h}^{\eta} \frac{Dw}{Dt} dz dz + \frac{\partial h}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \frac{Dw}{Dt} dz \\ &v \int_{-h}^{\eta} \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] dz \end{aligned} \quad (8)$$

が考慮されていないことである。1行目の項は、断面平均流速からのずれ流速成分に関する運動量輸送を表す移流項である。津波の流速分布が断面方向にほぼ一緒であると近似できる場合には、この項の寄与がなくなる。しかし、鉛直方向に大きな流速の差が見られる場合には、この項を無視することができない。2行目の項は、分散項と呼ばれ水粒子の鉛直方向加速度に起因するものである。水面形および海底地形の影響で流線が曲がってくると遠心力が作用する。簡単には、この遠心力の効果により圧力分布が変化することを記述していると考えてよい。したがって、鉛直方向の圧力分布を静水圧分布として考えることができる場合には、無視できる項であるが、波形の曲率が大きくなると無視することができなくなる。長波理論においては、この項の一部を考慮した非線形分散波理論式という高次近似式も提案されている。3行目の項は、粘性の効果に関するものであり、海底摩擦の効果以外は、非線形長波理論式に考慮されていない。なお、Navier-Stokesの式では、渦径を考慮した細かい格子で計算をすることにより乱れの効果を計算することが可能である(乱流の直接解法)。しかしながら、鉛直方向

に積分した方程式では、3次元な特性のある乱れの効果を暗黙のうちに無視したになっている。

一方、線形長波理論式と式(8)の差は、式(8)以外に

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{M^2}{D} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{MN}{D} \right] \\ &g\eta \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{aligned} \quad (9)$$

である。すなわち、線形長波理論式では、運動量の輸送を表す移流項全部、静水面から上の圧力勾配項、分散項そして粘性項が無視されている。なお、遠地津波の太平洋伝播に関する支配方程式として用いられている線形分散波理論式との差は、線形長波理論式とはほぼ同じであるが、式(8)の2行目の分散項のうちその一部が考慮された式となっている点が異なる。時々刻々の分散項の大きさそのものは小さいが、チリから伝播してくる津波に関しては伝播距離が長いいため波数分散性が無視できなくなるためである。

以上のことから、本来の質量保存、運動量保存則に比べ長波理論式は、鉛直方向に積分したことにより3次元の現象を平面2次元の運動として取り扱うことができるため数値計算を行う上で有利であるが、移流項の一部、分散項そして粘性項などを無視された方程式となっているため、適用可能な諸条件をよく考えて数値計算に利用する必要がある。

再度、運動量保存則を整理すると、運動量保存則は

$$\begin{aligned} &(\text{局所項}) + (\text{圧力項}) + (\text{移流項}) \\ &+ (\text{分散項}) + (\text{粘性項}) = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

の形式で表すことができる。これを近似した長波理論では、式(10)の第1項と第2項の線形項までの釣り合い

$$\frac{\partial M}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

を線形長波理論式、式(10)の第1項、第2項、第3項の一部の組み合わせ

$$\begin{aligned} &\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{MN}{D} \right) \\ &+ gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

を非線形長波理論式、式(10)の第1項、第2項の一部、第4項の一部の組み合わせ

$$\frac{\partial M}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{h^3}{3} F_1 + \frac{h^2}{2} F_2 \right] - \frac{\partial h}{\partial x} \left[ \frac{h^2}{2} F_1 + h F_2 \right] = 0 \quad (43)$$

を線形分散波理論、そして式(40)の第1項、第2項の一部、第3項、第4項の一部の組み合わせを

$$\frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{h^3}{3} F_1 + \frac{h^2}{2} F_2 \right] - \frac{\partial h}{\partial x} \left[ \frac{h^2}{2} F_1 + h F_2 \right] = 0 \quad (44)$$

非線形分散波理論と分類して呼んでいる。ここに、

$$F_1 = \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial t \partial y}$$

$$F_2 = \frac{\partial}{\partial t} \left( \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \bar{v} \frac{\partial h}{\partial y} \right) \quad (45)$$

である。近海で発生する津波を考える場合は主たる力の釣り合いは線形長波理論で近似でき、式(40)の第2項のうちの非線形項と第3項は水深が浅くなるまでさほど大きくはならず、第4項は全般的に小さいことが知られている。このような理由で、本津波数値解析システムでは、深海域に線形長波理論式、浅海域に非線形長波理論式を用いている。

深海域と浅海域の区別の目安を与えるものとして首藤<sup>15)</sup>の研究がある。首藤は、移動座標系で表された非線形分散波理論のひとつである Kakutani の式<sup>16)</sup>を利用して、近似的であるが、非線形長波理論の非線形項の大きさが線形項の  $q\%$  となる水深の条件として、

$$\frac{h}{h_0} = \left[ \frac{6 \pi A}{\sqrt{gh_0} m T} \frac{100}{q} \right]^{1/3} \quad (46)$$

を導出している。ここで、 $h_0$  は境界条件を与える地点の静水深、 $A$  は入射津波の波高、 $T$  は周期、 $m$  は海底勾配である。いま、三陸沿岸の平均的な海底勾配を  $m = 1/50$  とし、水深  $h_0 = 500\text{m}$  地点の津波波高を  $A = 1\text{m}$  とし式(46)を計算すると、図-13が求まる。図は、非線形項の大きさが線形項のそれぞれ10、50%となる津

波周期と水深の関係を表したものである。三陸沿岸で来襲する津波の周期が15分程度であることを考慮すると非線形項の大きさが線形項の10%以上となる水深が40m程度であり、それ以上浅い地点では非線形項が無視できないことがわかる。なお、本システムのコントロールデータのうち①対象港湾において、0を選択すると、三陸沿岸の浅海域も線形理論式による計算が行われる。この計算で注意しなければならないことは、浅海域の津波の波速が非線形長波理論の圧力項(非線形項)および移流項の効果により、線形理論の波速より大きくなり、入射波と反射波の位相がずれる可能性があることである。この位相のずれは、津波の最大水位および流速分布に影響する可能性がある。したがって、この計算は、あくまでも三陸沿岸全域の概算値を調べる目的に利用しなければならない。

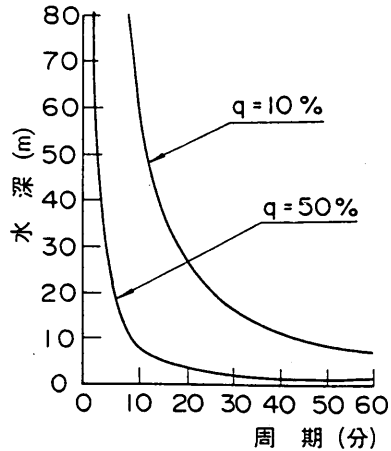


図-13 非線形項の重要度

また、首藤は、非線形項と分散項の比較に関しても考察しており、分散項の大きさが非線形項の  $q\%$  となる水深の条件として、

$$H^2 - \left[ \frac{\sqrt{gh_0} m T}{2 \pi A} + 1 \right] H$$

$$\frac{\sqrt{gh_0} m T}{2 \pi A} \left[ \frac{16 \pi^2}{9} \frac{h_0^2}{g A T^2} \frac{100}{q} \right] = 0 \quad (47)$$

を導出している。ここで、 $H = (h_0/h)^{3/4}$  である。図-14は、分散項の大きさが非線形項のそれぞれ1、10%となる津波周期と水深の関係を表したものであり、海底勾配を  $m = 1/50$ 、水深  $h_0 = 500\text{m}$  地点の津波波高を  $A =$



1 mとした結果が実線、海底勾配を  $m = 1/200$ 、水深  $h_0 = 80$  m 地点の津波波高を  $A = 3$  m とした結果が点線である。実線で表される結果は、平均的な三陸沿岸を想定したものであり、周期15分に対して分散項が非線形項の10%となるのが水深0.5 mと相当浅くなってからのことであることがわかる。一方、点線で表されるは、津波がソリトン分裂を起こしたことで話題となった北秋田海岸の日本海中部地震津波を想定したものである。この場合は、津波の周期が5分程度のものであるから、水深23 m 付近すなわち汀線から5,000 m 程度の地点から分散項が非線形項の10%を越える大きになることがわかる。なお、本システムで用いている支配方程式は、線形理論と非線形長波理論であるため、このような分散項が重要となる津波を扱うことができない。ソリトン分裂する津波の数値計算モデルとしては、一次元伝播問題に関していくつかの計算法が開発されている<sup>17), 18)</sup>。しかしながら、実用的な平面2次元伝播モデルに関しては、将来の研究に期待するしかない。

なお、本津波数値解析システムでモデル化して取り扱っている湾口防波堤の運動量損失および防波堤・防潮堤からの越流の問題は、長波理論式に断面平均流速からのずれ流速成分の運動量輸送に関する移流項と粘性・乱れの効果が考慮されていないために起こる問題のひとつである。このような、津波の局所的な現象に関しては、長波理論式に考慮されていない項が重要となる場合があり、これらの項が計算誤差に直接結びつくので注意が必要である。

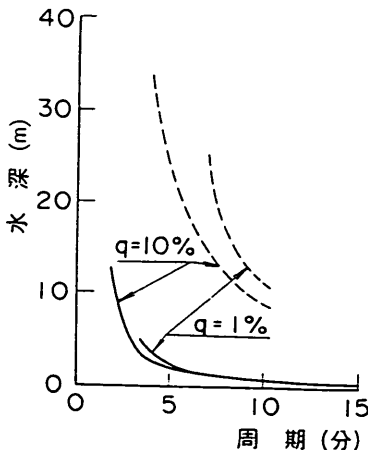


図-14 分散項の重要度

### 3.4.3 離散化誤差と打ち切り誤差

初期値および境界値に関する誤差を除くと数値計算上の誤差の中で重要なものは、離散化誤差と打ち切り誤差である。丸め誤差は倍精度計算をすることにより小さく抑えることができることが知られている<sup>19)</sup>。離散化誤差と打ち切り誤差は、共に津波の水位を減衰させるように働くため、防災対策調査を目的とした数値計算を考える上で危険である。ここでは、離散化誤差と長波理論式をスタッガードリーブフロッグ差分法を用いて数値計算を行う場合の打ち切り誤差について検討する。

連続量を差分化して離散量として扱うために生ずる離散化誤差は、有限フーリエ解析のエリアジングの問題と考えてよい。すなわち、有限フーリエ級数展開においてサンプリング間隔(差分法では格子間隔に相当する)の2倍を波長とする成分(ナイキスト波長)までしか表現できず、これより波長の短い成分はナイキスト波長を軸として波長の長い成分方向へ折り重ねられる問題である。この誤差は、津波の初期波形のみを議論する範囲では大きな問題とならないが、その後伝播することにより打ち切り誤差の効果と重なり合って徐々にその影響が現れる。なお、図-15は、無次元波長1.0(静水面上の水の体積が99%である長さ)と定義、波高水深比0.02の孤立波を例にして、分割数の違いによる離散化誤差(エリアジングの効果)を調べたものである。1波長あたりの分割数  $N$  に応じて、モードが  $N/2$  に相当するナイキスト波数  $\kappa = \pi/\Delta s$  においてフーリエスペクトルが打ち切られるため、それより高波数(高モード)成分が低波数側に折り重ねられる様子がわかる。片対数図で描かれているため多少わかりづらいが、各分割数のフーリエスペクトルの積分値は、当然一致している。

線形長波理論の打ち切り誤差に関しては、厳密な解析手法も提案されているが<sup>20)</sup>、ここでは、疑似微分方程式

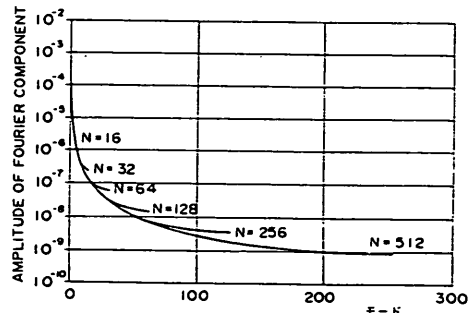


図-15 分割数による離散化誤差の違い

とその近似式を用いて誤差特性を説明する。いま、簡単なため水平床上の1次元伝播の場合を仮定した線形長波理論の差分式について考える。差分式は、式(7)および(8)からy方向に関係する項を無視したものとなる。その差分式の各項をテーラー展開を用いて逆に微分形にすると

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)!} \left[ \left( \frac{\Delta t}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} \eta}{\partial t^{2m+1}} + \left( \frac{\Delta s}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} M}{\partial x^{2m+1}} \right] = 0 \quad (48)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + C_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)!} \left[ \left( \frac{\Delta t}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} M}{\partial t^{2m+1}} + C_0^2 \left( \frac{\Delta s}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} \eta}{\partial x^{2m+1}} \right] = 0 \quad (49)$$

となる。ここに、 $C_0$ は線形長波理論の波速である。式(48)は疑似微分方程式と呼ばれ、差分式と数学的に等価な方程式である。本来解くべき方程式に比べ、高階微分の項が加わっており、この項が数値計算上の打ち切り誤差を意味している。したがって、数値計算では、線形長波理論式(4)から(6)を解くつもりが、実際には打ち切り誤差を含む疑似微分方程式(48)および(49)を解いていることになっているのである。

式(48)および(49)のうち線形長波理論を表す本来の項と打ち切り誤差を表す項の第1項のみを考え、両式から線流量  $M$  を消去すると、疑似微分方程式の近似式として

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + C_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_0 \frac{\Delta s^2}{24} (1 - \xi^2) \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0 \quad (50)$$

が求まる。ここに、

$$\xi = C_0 \frac{\Delta t}{\Delta s} \quad (51)$$

である。式(50)は、線形分散波理論式を時間変化に関して1階の微分方程式表示にした

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + C_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_0 \frac{h^2}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0 \quad (52)$$

と類似な形をしており、計算の格子間隔に関する分散性を有する方程式である。式(50)に  $\eta = ae^{k(x-C_0t)}$  で表される波を代入すると、

$$\frac{C}{C_0} = \left[ 1 - \frac{k^2 \Delta s^2}{24} (1 - \xi^2) \right] \quad (53)$$

なる式(53)の波速が求まる。式(53)の形から、波数  $k$  が大きいほど波速が遅くなり、伝播するにつれて波数の違いにより波が分かれていく性質があることがわかる。この性質は、計算の格子間隔に関するため数値分散性と呼んでいる。少なくとも発生初期の津波は、通常の風浪と異なり、局所的な水位の高まりで近似できる。これをフーリエ展開して成分波に分けると波数の長いものから短いものまでエネルギーが分布する幅広のスペクトル形となる。したがって、過度に数値分散性が大きくなるような計算格子を採用すると水位の高まりを構成している各成分が徐々に別れていき計算される水位が低くなるという問題が発生する。なお、図-16は、 $\xi = 0.5$  および  $\xi = 0.9$  に関して式(53)で表される波速と本来の線形長波理論の波速の比  $C/C_0$  (実線) と  $\Delta s/L$  の関係について調べたものである。図から、スタガードリーブフロッグ差分法の数値分散性は、 $\xi$  の値で多少異なるもののナイキスト波数 (図では  $\Delta s/L = 0.5$ ) 近傍の成分において数値分散性の影響が大きいことがわかる。したがって、ナイキスト波数近傍は離散化誤差の影響も強く受けるため、津波の主要なフーリエスペクトル成分の波数がナイキスト波数に比べて十分小さくなるように計算格子を決める必要がある。

非線形長波理論式の打ち切り誤差も、線形長波理論と同様な解析を行うことにより、その性質を考察することができる。ただし、非線形長波理論式は移流項を考慮し

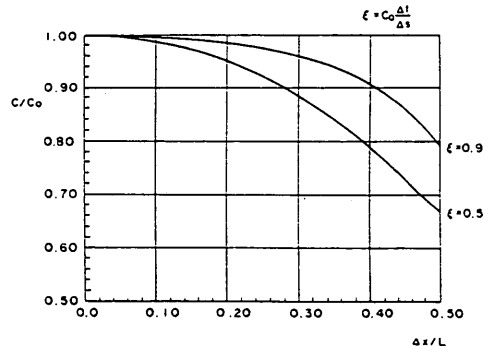


図-16 スタガードリーブフロッグ差分法の数値分散性

ており、しかも風上差分で近似するため、数値計算結果に数値分散性以外に数値粘性も作用する。非線形長波理論式の数値計算に対応する疑似微分方程式の詳細は、式が煩雑となるため省略するが、線形理論式の場合と同様に打ち切り誤差の第1次近似を考慮し、1次元伝播現象に単純化して表すと、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + C_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_0 \frac{3}{2} \left( \frac{\eta}{h} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ + C_0 \frac{\Delta s^2}{24} (1 - \xi^2) \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \\ - C_0 \frac{\Delta s}{2h} |\eta| \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0 \end{aligned} \quad (64)$$

となる。ここで、第1項および第2項がそれぞれ局所項と線形の圧力項、第3項が残りの圧力項と移流項が結びついた非線形項、第4項が数値分散項そして第5項が数値粘性項である。数値分散項および数値粘性項ともに差分の格子間隔に関係し、格子間隔が粗く、また波数が大きいほど影響が大きくなる傾向がある。

以上のような津波計算の離散化誤差および打ち切り誤差を小さく抑える基準としては、

$$\frac{L}{\Delta s} = \frac{C_0 T}{\Delta s} \geq 20 \sim 30 \quad (65)$$

を満たす計算格子  $\Delta s$  を採用することが提案されている<sup>19), 20)</sup>。ここで、 $L$  は津波の波長、 $T$  は津波の周期をさす。式(65)は、津波の波長に比べ、1/20から1/30以上細かい格子間隔を適用する必要があることを示唆しており、また、波速  $C_0$  は水深の平方根に比例するため、水深が浅くなると共に計算格子をだんだん小さくする必要もある。

さらに計算の精度を上げる手段として、打ち切り誤差の性質を逆に利用する方法がある。先に述べたように津波計算に用いているスタガードリーブフロッグ差分法は、打ち切り誤差として数値分散性を有している。本来の津波の伝播も線形分散波理論式で近似できるような分散性があるため、両者がほぼ同じ大きさになる条件で計算を行えば良いのである。式(64)および式(65)の分散項の係数の比を1とする条件は、

$$\frac{\Delta s}{h} \sqrt{1 - \left( C_0 \frac{\Delta t}{\Delta s} \right)^2} = 2 \quad (66)$$

で与えられる。

本津波数値計算システムにおいては、式(66)および式

(67)の両者をできるだけ満足するように計算領域を分割し、差分格子を決めている。ただし、式(66)の形から明らかのように、数値計算上の誤差は、入射津波の周期により変化する。本論文で取り上げた4つの津波に関しては、比較的周期が長い大きな問題がないと考えられるが、小規模で周期の短い津波を対象とする場合に注意が必要となる。もし、式(66)および式(67)の条件を満足しない津波の数値計算を本システムを用いて行う場合には、計算格子の間隔をさらに小さく設定しなおす必要がある。

なお、非線形理論式を用いた計算において、図-17に見られるような計算結果に鋸の歯のようにギザギザした水面分布の結果が得られ、それが徐々に減衰していくことがある。この現象は、非線形分散波理論のひとつである K-dV 方程式<sup>21)</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + C_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_0 \frac{3}{2} \frac{\eta}{h} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ + C_0 \frac{h^2}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0 \end{aligned} \quad (67)$$

と式(64)を比較すると理解できる。すなわち、数値粘性項を除くと両方程式は分散項の係数が異なるが類似な形をしており、物理的な本来の非線形項と数値的な分散項が干渉し、数値的なソリトン分裂を起こしているためである。その後、K-dV 方程式にない粘性項が働き徐々に水位が減衰していくのである。今までとて、本システムを利用した計算では、数値ソリトン分裂が発生した例がないが、北秋田海岸、仙台市沿岸、九十九里浜など遠浅海岸を対象とした津波計算をする場合に注意しなければならない問題のひとつである。

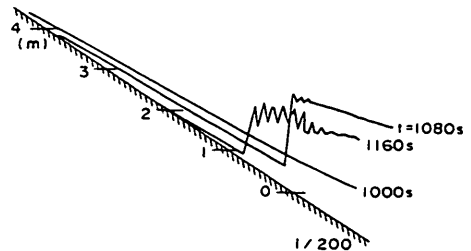


図-17 数値ソリトン分裂を起こした計算例

#### 3.4.4 境界条件の誤差

津波数値計算においては、港湾の地形を含む水深分布、陸上翹上条件といった境界条件の設定法が誤差発生の際

因となることがある。既往の津波を対象として数値計算を行う際には、津波来襲当時の港湾地形を条件として計算する必要がある。これは、津波のスケールが港湾地形のスケールとほぼ同じオーダーであることから判断できるように、地形により津波の挙動が大きく変化するためである。少なくとも三陸沿岸は、近年になって港湾整備が進み、また国道および鉄道が付設され、陸上地形を含む港湾全体の地形が津波来襲時から大幅に変化している。本システムにおいては、対象とした4つの津波に関する来襲当時の港湾地形および水深分布を古地図、東大地震研資料、津波被害予測報告書などを参考にして可能な限り精度の高いデータとして収録している。

陸上遡上条件に関しては、津波先端の陸上地形を階差的に近似しているため、物理的に正しい条件が用いられていない。そこで、

$$\frac{\Delta s}{mgT} \leq 4 \times 10^{-4} \quad (6)$$

を満たすように格子間隔  $\Delta s$  を定めなければならないことが報告されている<sup>29)</sup>。ここで、 $m$  は水深 100 m までの平均的な海底勾配を意味する。また、海岸付近は地形が入り組んでいる場合が多く、数値計算においては少なくとも対象とする海岸の特徴的な地形または人工構造物を 10 格子以上で近似する必要がある。これは、数値計算で表し得る最小の波長（ナイキスト波長）が  $2 \Delta s$  であり、この成分が最も離散化誤差および打ち切り誤差が大きくなるので、このナイキスト波長からなるべく離すという考え方である。なお、本システムでは、以上の条件を平均的に満足する格子間隔として 50 m を採用している。適用する港湾地形によっては、さらに細かい格子にする必要も考えられる。

差分法を用いた津波数値計算における境界条件の影響によってどうしても再現できない現象がある。それは回し津波と呼ばれる現象である。すなわち、V 字型の谷の片斜面に沿って陸上遡上した津波が反対側の斜面に沿って海に戻る特異的な津波である。身近かな例では、コップに少々の水を入れ、コップを回すと中の水がコップの壁面に沿って流れる状態を考えるとよい。このような水の流れを再現できない理由は、非線形長波理論式の移流項の計算精度が悪いことも原因のひとつあるが、地形境界が階差的に近似されるため、階差状の各部分から局所的な反射が起こり進行方向の運動量が減衰するためである<sup>30)</sup>。この問題の解消方法のひとつは、地形を写像して直線境界に置き換えることであるが、湾の形状が複雑な場合はこれも難しい。

### 3.4.5 初期波形の誤差

防災構造物の効果を調べるために津波数値計算がよく用いられる。まず、過去の大きな津波の再現計算を行い、津波波源を確定し、その後計画断面に関して計算するという段階を踏む。

再現計算においては既存の断層パラメータを初期値に選び計算することが多いが、中には上述の留意事項に注意して計算を行っても痕跡値と計算値が一致せず当惑することがある。この理由は簡単である。すなわち、既存の断層パラメータを定めた計算モデルとこの再現計算モデルの計算誤差の大きさが異なるためである。すなわち、津波初期波形が同じであっても水深データや計算格子網の違いに起因する誤差の現れ方が異なるのである。既存の断層パラメータは、これを導くために用いた計算モデルにおいては最適なものと考えても良いが、他の計算モデルでは単なるひとつの近似値にすぎず、他のパラメータが最適なものとなる可能性があるのである。また、地震の情報から推定された断層パラメータを利用する場合に関しても、Manshinha-Smylie の水平地盤上の弾性係数を一定とした微小変位弾性理論に基づく海底地盤の変位を利用するため、津波の初期波形が正確に求められる訳ではない。したがって、このような場合には津波波源を最初に導くと同様に既存の断層パラメータから試行錯誤により最適値を新たに求めることを考えなければならない。

以上のような場合に本システムでは、断層のすべり量を補正するための係数を入力データとして与えることができる。また、対象湾の湾口部と湾奥部で計算値と痕跡高の比が系統的にずれているような場合は、津波の周期特性が異なっている可能性が高く、断層の幅を変えることにより、ある程度対応できる。チリ津波の場合には、大型湾の固有周期と津波の周期がほぼ一致することによる共振の影響で津波が大きくなりすぎた計算例がある。太平洋伝播計算自体が完全な再現性をもつものではないため、沖側境界で与える津波の振幅・周期ともに補正が必要となる場合があるため、チリ津波の入射波振幅および周期を補正することができるように設定している。

### 3.4.6 その他の誤差

本節では、支配方程式、離散化、打ち切り、境界条件、初期条件に係わる誤差の概要に関して述べてきた。この他の大きな誤差発生要因としては、海底地盤の立ち上がり時間、領域接合、津波の屈折に関する誤差がある。地震運動による海底地盤の立ち上がりに関しては、相田<sup>11)</sup>の研究がある。相田の報告によると 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

問題がないとされる。厳密には、津波波源の短軸方向の距離を波速で除した時間内で地盤の変動が終了するかどうか検討すればよい。三陸近海で発生した既往の大規模な津波の場合は、全て瞬時に立ち上がると考えてもさしつかえなく、本数値解析システムにおいても立ち上がり時間は考慮していない。

領域接合に係わる誤差には、まず、外海域と内海域に分離した計算の場合の海岸からの反射波の問題が考えられる。この場合、通常、外海域計算の入射波と反射波が重合した結果を内海域計算の境界条件とするのであるが、外海域の計算において、海岸が粗く近似され、また陸上翹上が考慮されていないことにより海岸からの反射波の精度が著しく劣ることが誤差発生要因となる。この誤差を小さく抑えるためには、外海域の計算結果を入射波と反射波に分離し、入射波のみを内海域計算に入力し、反射波を境界外へ自由透過させればよい。本津波数値解析システムにおいては、チリ地震津波の場合にこの方法を採用している。なお、三陸近海で発生する近地津波に関しては、各計算領域が連続して計算されるようにシステム化されているため、この問題を考慮する必要がない。

次に考えなければならないことは、大格子領域と小格子領域の内挿上の問題である。本津波数値解析システムにおいても、2分割および3分割の領域結合がある。この誤差は、 $\Delta s$ を小領域の格子、津波として波長 $L$ の正弦波に仮定すると、2分割で $5\pi^2(\Delta s/L)^2$ 程度、3分割で $10\pi^2(\Delta s/L)^2$ と評価できる。したがって、誤差を5%程度に抑えるためには、

$$\frac{L}{\Delta s} = \frac{C_0 T}{\Delta s} \geq 30 \sim 60 \quad (6)$$

とする必要がある。なお、この条件は式(6)に比べ多少厳しいものとなっているので注意が必要である。

津波の屈折の現象も、近似的にスネルの法則に従う。浅海域の波浪の屈折変形解析を実施したことのある技術者なら、計算の伝播時間間隔を変えると結果が多少異なることを経験している。津波の数値計算においても同様な現象が発生する。すなわち、格子間隔が粗い場合には、地形近似が粗くなるとともに所定長さあたりのスネルの法則を考慮する回数が少なくなり、本来の現象に比べ屈折が少なく評価される。この問題は、岬などで遮蔽された海岸、津波の進行方向に直交する軸となる湾などで特に重要となってくると思われる。なお、津波の屈折現象を精度良く取り扱うための格子間隔の条件としては、佐山ら<sup>30)</sup>の研究がある。

## 4. 防波堤開口部の運動量損失

### 4.1 水理模型実験の概要と計算条件

#### 4.1.1 水理模型実験

湾口防波堤の津波の低減効果としては、①湾内への流入量の抑制、②津波の共振の防止、そして③防波堤開口部前後の運動量損失の3種類が考えられる。これらの効果のうち①および②に関しては、防波堤を考慮した平面2次元の津波数値計算を行うだけで、計算結果にその効果を考慮することができる。しかしながら、③の運動量損失の効果は、海底摩擦による運動量損失と同様に長波理論から導かれる数値計算の支配方程式に取り込んでいない効果であるため、モデル化して考慮する必要がある。

防波堤開口部の運動量損失としては、防波堤の形状抵抗による効果、防波堤開口部前後で乱れが発生する効果、また開口部付近で流速分布が水平・鉛直方向ともに大きく変化することによる効果などが考えられる。なかでも主体的なものは、防波堤の形状抵抗による運動量損失である。

従来の津波数値計算においては、この運動量損失を表現するために流速の2乗に比例する損失項を長波理論式に組み込んだ計算が行われている。運動量損失の係数に関しては、管路の急縮・急拡部に関して経験的に求めたエネルギー損失の値を用いている例が多い。線形長波理論式を用いる計算であるならば、定常状態において圧力勾配と運動量損失が釣り合うものとしてエネルギー損失係数を利用したモデル化<sup>31)</sup>が可能であるが、非線形長波理論を用いた計算では、支配方程式自体に移流効果が含まれており、線形長波理論を用いた計算のような定式化が難しい。

ここでは、質量、運動量およびエネルギーの各保存則を利用した簡単な理論解析と釜石湾口防波堤に関する水理模型実験結果<sup>32)</sup>と数値計算の比較検討から、湾口防波堤開口部の運動量損失に関する考察を行う。

水理模型実験は、図-18に示す36m×20mの平面水槽の中央部に釜石港の湾口防波堤をモデル化したハの字型防波堤を設置して行われている。実験では、定常流および規則波を対象として、開口部近傍の水位・流況を詳細に測定している。実験に用いた防波堤の形状は、マウンドの高さが0.7m、幅が3.28m、防波堤ケーソンの高さが0.66m、幅が0.6mであり、防波堤開口部の長さが6.0mである。図中のa、bは、水理模型実験と数値計算の空間波形に関する比較検討のために設定した測線である。なお、実験水槽の防波堤マウンド以外の水深は

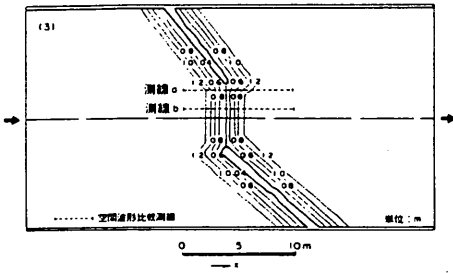


図-18 水理模型実験の平面図

1.2mで一様である。

#### 4.1.2 湾口防波堤開口部前後のエネルギー損失と運動量損失の関係

まず、数値計算を利用した湾口防波堤の運動量損失に関する検討の前に、定常流を前提としたマクロ的に見た場合の運動量損失係数とエネルギー損失係数の関係を調べてみる。湾口防波堤開口部前後の質量保存、運動量保存およびエネルギー保存則は、検査面1および2を防波堤の上流と下流に採用し、上流部の断面平均流速と水位をそれぞれ  $V_1$  および  $D_1$ 、下流部の断面平均流速および水深を  $V_2$  および  $D_2$ 、開口部の断面平均流速を  $V_B$  とおくとそれぞれ

$$D_1 V_1 = D_2 V_2 \quad (60)$$

$$D_1 V_1^2 + \frac{1}{2} g D_1^2 = D_2 V_2^2 + \frac{1}{2} g D_2^2 + C_D D_B V_B^2 \quad (61)$$

$$\frac{V_1^2}{2g} + D_1 = \frac{V_2^2}{2g} + D_2 + \zeta \frac{V_B^2}{2g} \quad (62)$$

で表される。ここに、 $D_B$  は防波堤開口部の水位、 $C_D$  は防波堤の単位幅あたりの運動量損失係数であり、 $\zeta$  はエネルギー損失係数である。いま、防波堤前後の水位差を  $\Delta D = D_1 - D_2$  で表し、上流水深に比べ水位差が小さく  $O(\Delta D/D_1) \ll 1$  のような場合を考え、質量保存則を用いて下流の断面平均流速を上流の流速と水位で表すと

$$V_2 = V_1 \left(1 + \frac{\Delta D}{D_1}\right) \quad (63)$$

と近似できる。これらの近似式を用いて運動量損失係数とエネルギー損失係数を上流側の流速、水深、開口部の流速で表すと  $O(\Delta D/D_1)$  の近似で

$$C_D = \frac{g}{V_B^2} \Delta D \left(1 - \frac{V_1^2}{g D_1}\right) \quad (64)$$

$$\zeta = \frac{2g}{V_B^2} \Delta D \left(1 - \frac{V_1^2}{g D_1}\right) \quad (65)$$

となり、運動量損失係数とエネルギー損失係数の関係は、

$$C_D = \frac{1}{2} \zeta \quad (66)$$

で表される。したがって、マクロ的な運動量損失係数はエネルギー損失係数の1/2の値となる。

定常流を用いた水理模型実験結果によると、防波堤開口部の流速と防波堤前後の水位差には、図-19のような関係がある。図には、等エネルギー係数に関する曲線が描かれており、黒丸が水理模型実験結果である。水理模型実験結果から求められるエネルギー損失係数は、1.0程度の値となっていることがわかる。したがって、従来の管路に関する断面の急縮に伴う損失と急拡に伴う損失の合算値で与えられるエネルギー損失係数1.5に比べ小さい値となっている。これは、断面の急縮と急拡が連続する防波堤前後にそのまま適用できないこと、防波堤開口部の流速が厳密な意味で断面平均流速となっていないことなどが原因として考えられる。どちらにしてもエネルギー損失係数と運動量損失係数の関係は、式(66)の関係があり、釜石湾口防波堤の水理模型実験結果から推定される運動量損失係数  $C_D$  は0.5程度の値である。ただし、このエネルギー損失係数と運動量損失係数は、あくまでも防波堤による損失をマクロ的に見たものであり、線形長波理論式を用いた数値計算であるならばかまわな

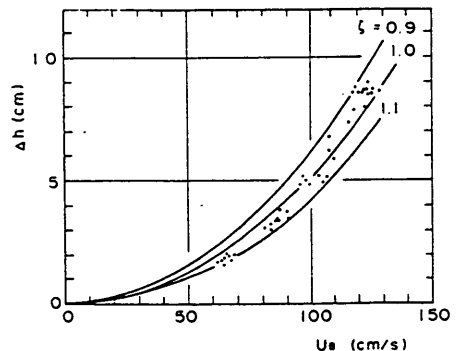


図-19 水理模型実験の防波堤開口部流速と流速と水位差の関係

いが、移流項を考慮した非線形長波理論式を用いた数値計算にそのまま適用できる値でないことに注意が必要である。

#### 4.1.3 計算方法

運動量損失の検討に用いた水理模型実験は、境界流速 0.1m/s, 防波堤開口部流速が 1.1m/s で、防波堤内外で 7 cm の水位差が生じた定常流のケースである。運動量損失係数の推定には、水理模型実験と同条件の運動量損失項を組み入れた数値計算を多数行い、計算結果と実験結果が適合する運動量損失係数を試行錯誤により見いだす方法を用いている。数値計算に用いた支配方程式は、運動量損失項を含む線形長波理論式と非線形長波理論式である。

線形長波理論式を用いた計算における運動量損失は、マクロ的に考えた運動量損失係数をそのまま用いることができる。計算の支配方程式は、伊藤ら<sup>4)</sup>と同様に

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (67)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_D \frac{1}{h \Delta s} M Q = 0 \quad (68)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial y} + C_D \frac{1}{h \Delta s} N Q = 0 \quad (69)$$

とする。ただし、運動量損失は、防波堤開口部の 1 計算格子のみに作用させるものとする。また、運動量損失の項に計算の格子間隔が含まれているのは、数値計算において運動量損失を考慮する 1 格子で損失に見合う水位差を発生させることを考えたものである。すなわち、防波堤開口部の位置を  $(i+1/2, j)$  とし、式(68)の第 1 項を無視し、差分化した場合、

$$gh \frac{1}{\Delta s} [\eta_{i+1,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k+1}] + C_D \frac{1}{h \Delta s} (M_{i+1/2,j}^{k+1/2})^2 = 0 \quad (70)$$

となり、少なくとも定常流の場合の水位差が、式(64)の関係をを用いて近似的に

$$\eta_{i,j}^{k+1} - \eta_{i+1,j}^{k+1} = C_D \frac{(U_{i+1/2,j}^{k+1/2})^2}{g} = \Delta D \quad (71)$$

と表わし得ることを考慮したことによる。

非線形長波理論式を用いた計算においては、断面の急縮・急拡に伴う移流効果が支配方程式に考慮されているため、

防波堤の形状抵抗が主体のマクロ的に導かれた運動量損失係数をそのまま利用することができない。考慮されていない現象として考えられることは、断面の急拡・急縮に伴う鉛直方向の流速分布の非一様化と乱れの発生・拡散である。このような運動量損失に対して流速の 2 乗に關係する項を考えると、計算の支配方程式は、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (72)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{M^2}{D} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{MN}{D} \right] \\ + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{f_D}{D^2} M Q = 0 \end{aligned} \quad (73)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{MN}{D} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{N^2}{D} \right] \\ + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{f_D}{D^2} N Q = 0 \end{aligned} \quad (74)$$

となる。ここで、 $f_D$  は運動量損失係数である。運動量損失項の定式化として線形長波理論式を用いる場合と同様な差分格子に關係したモデル化も考えられるが、非線形長波理論式を用いる場合の損失は、断面の急拡・急縮に伴う鉛直方向の流速分布の非一様化と乱れの発生・拡散の効果（非線形長波理論式で考慮されていない移流効果に対する補正）であることから、流速の鉛直断面分布および渦径に關係する考えられる全水深を用いたモデル化を行っている。

なお、運動量損失項が移流効果に關する補正という意味から考えると運動量に關する支配方程式に運動量補正係数  $\beta_{xx}$ ,  $\beta_{yy}$ ,  $\beta_{xy}$ ,  $\beta_{yx}$  を導入して

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \beta_{xx} \frac{M^2}{D} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \beta_{xy} \frac{MN}{D} \right] \\ + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (75)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \beta_{yx} \frac{MN}{D} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \beta_{yy} \frac{N^2}{D} \right] \\ + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (76)$$

とモデル化することがより妥当であると考えられる。ただし、各運動量補正係数が一定値になるとは考えにくく、それぞれの係数を求めるのが難しいため、ここでは流速の 2 乗に關係するモデル化を行っている。

計算条件としては、線形長波理論計算、非線形長波理論計算ともに空間格子間隔0.2mで水理実験水槽を近似し、時間格子間隔を0.02sとし、計算の再現時間を80s間としている。流れの条件としては、定常流を用いているが、立ち上がり時間5sで所定の流量となるように上流境界条件を設定している。流れ下端の条件は、水理模型実験と同様な強制流量の条件を与えている。

計算ケースとしては、線形長波理論計算が運動量損失係数として $C_D = 0.0, 0.15, 0.2, 0.5$ の4通り、非線形長波理論計算が運動量損失係数として $f_D = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5$ の4通りに変えて行っている。また、非線形長波理論計算においては、参考のため、境界流速(上流端および下流端)が水理模型実験に比べ小さい0.05 m/sおよび0.075 m/sの場合についても実施している。

#### 4.2 数値計算結果

##### 1) 線形長波理論式による計算結果

測線 a および b の水位、流速絶対値に関する線形長波理論の計算結果を図-20および図-21に示す。線形長波理論計算では、運動量損失係数の違いによる絶対流

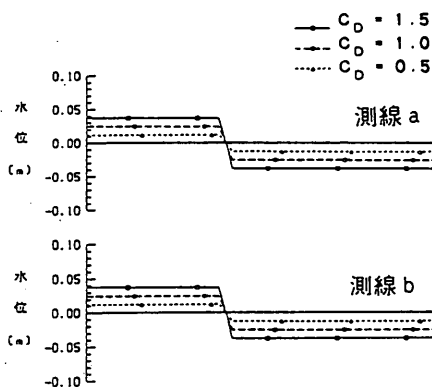


図-20 水位空間波形の比較 (線形長波理論)

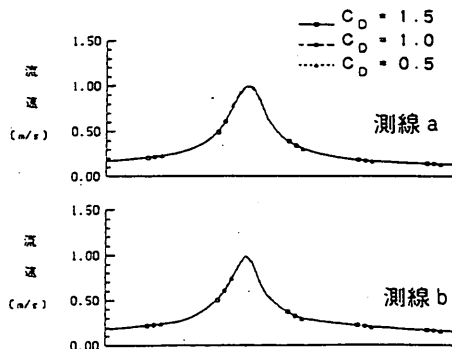


図-21 流速絶対値分布の比較 (線形長波理論)

速値の違いは見られない。これは、上流および下流で強制流速を与えており、しかも水位が一定の条件で流量が計算されるためである。ただし、防波堤開口部付近では、断面の急縮・急拡のため流速の変化が起きている。水位に関する計算結果では、運動量損失係数と関係する防波堤前後の水位差が見られる。水理模型実験結果の水位差は7 cmであり、運動量補正係数 $C_D = 0.5$ の計算結果と一致する。なお、運動量損失係数として0.0を与えた場合の計算結果は図に描いていないが、この場合の計算水位は基準水位である0.0から変化しない。以上のことから、防波堤開口部に関する数値計算に線形長波理論式を利用する場合には、マクロ的に算定した運動量損失係数を用いた数値計算を行えばよいことがわかる。

##### 2) 非線形長波理論式による計算結果

非線形長波理論の計算結果を図-22および図-23に示す。図は図-20および図-21と同様な水位、流速絶対値に関するものであり、水理模型実験結果との比較をしたものである。図から非線形長波理論の計算結果は、運動量損失係数 $f_D$ を0.0としても水位差が発生し、支配方程式に含まれる移流項のため防波堤による運動量損失の一部が考慮されたものとなっていることがわかる。ただし、移流項だけで表すことができない損失があり、水理実験結果と適合する計算結果は、運動量損失係数 $f_D = 0.5$ の結果である。流速に関しても、測線 a において、 $f_D = 0.5$ のときに良好に再現されていることがわかる。測線 b の防波堤背後においては、一致度があまり良くない。これは、測線 b では防波堤マウンド下流

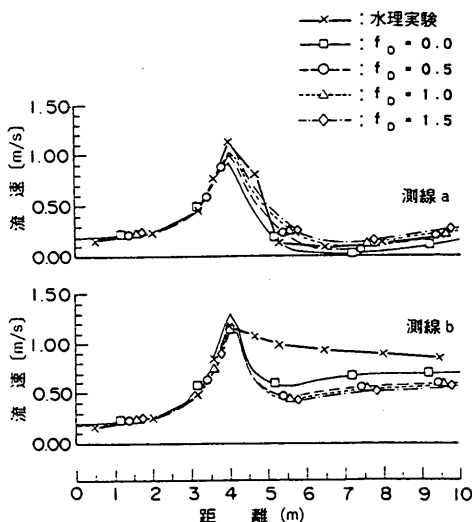


図-22 水位空間波形の比較 (非線形長波理論)



部で逆流が発生するなど複雑な鉛直流速分布になっており、実験値が表面付近の流速測定値であるのに対し、計算が断面平均値であるためと考えられる。

流れが定常に達した計算開始後80sの流速分布を図-24に示す。この計算結果は、損失係数 $f_D = 0.5$ に関するものであり、図中の数字は $cm/s$ 単位の流速値である。防波堤が特殊な形状をしているため、流れ方向からみた防波堤右側手前と防波堤左側背後に流速が小さい死水域が見られる。また、防波堤下流には、主流の左右に移流項の効果による渦が発生している。なお、線形長波理論計算の結果では、このような死水域、渦の発生が見られない。死水域の発生が防波堤前後の圧力差に強い関係があり、線形理論計算をそのまま適用するだけでは、防波堤の形状抵抗が考慮できないのである。

水理模型実験に比べ小さな境界流速を与えた計算結果

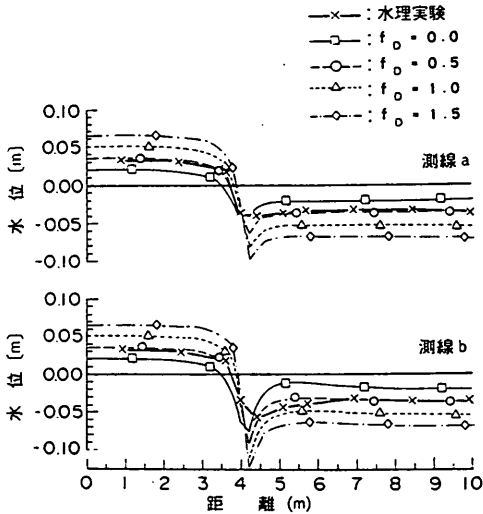


図-23 流速絶対値分布の比較 (非線形長波理論)

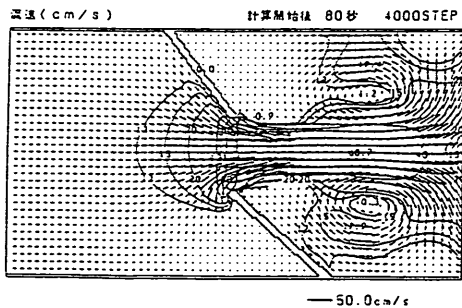


図-24 流速ベクトルの空間分布 (非線形長波理論)

を図-25および図-26に示す。この計算は、計算結果と水理模型実験結果がよく適合した運動量損失係数 $f_D = 0.5$ を用いたものである。境界の流速値が小さくなると防波堤前後の水位差も小さくなる様子が見られる。また、流速も同様な傾向を示す。

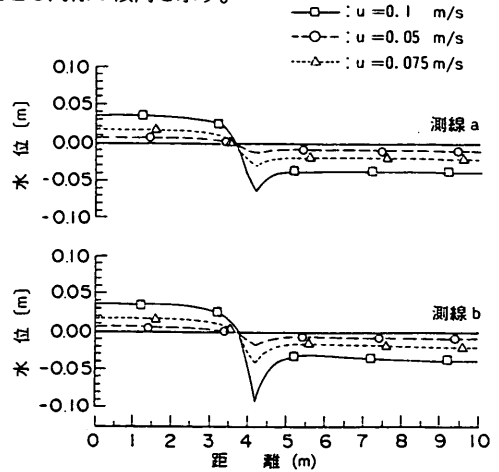


図-25 境界流速の違いによる水位空間波形の差 (非線形長波理論)

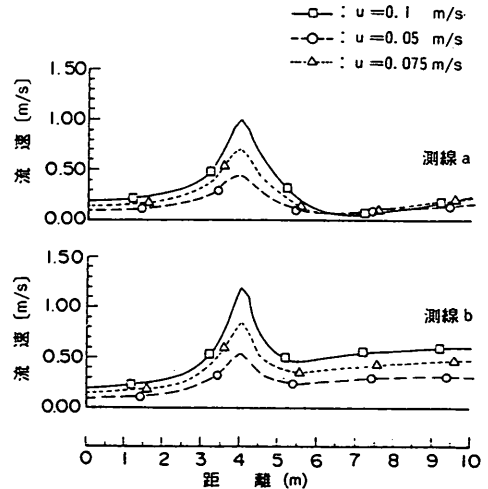


図-26 境界流速の違いによる流速絶対値分布の差 (非線形長波理論)

#### 4.3 運動量損失係数 $f_D$ の評価

非線形長波理論式を用いた計算による防波堤開口部流速 $V_b$ と防波堤前後の水位差 $\Delta D$ に関して図-19と同様な形にまとめたものが図-27である。図には、運動量損失係数および開口部流速を変化させた数値計算結果をそれぞれ白三角および黒丸で示している。先に述べた

ように水理実験結果をよく説明できる値としては、運動量損失係数  $f_D = 0.5$  であり、また、境界流速が小さいケースも、運動量損失係数  $f_D = 0.5$  で水理模型実験の開口部流速と防波堤前後の水位差の関係と一致する結果となることがわかる。

以上のことから、釜石港の湾口防波堤のマクロ的に算定したエネルギー損失係数は  $\zeta = 1.0$  程度、運動量損失係数は  $C_D = 0.5$  程度であり、同等な現象を再現するために非線形長波理論式を用いた数値計算で適用する運動量損失係数は  $f_D = 0.5$  であると考えることができる。

なお、ここでは、釜石港の湾口防波堤の運動量損失に関する検討を行ったが、他の地点の湾口防波堤に適用するためには、エネルギー損失係数および運動量損失係数が、防波堤の開口幅、水深、法線形状、流速条件などによってどのように変化するかをより詳細に調べる必要がある。また、運動量損失項のモデル化として、ここでは全水深を用いた定式化を行っているが、これが適切であるかどうか再度検討する必要もある。また、定常の現象と異なり非定常の場合には、付加質量の効果も無視できないため、非定常流に関する検討も実施しなければならない。

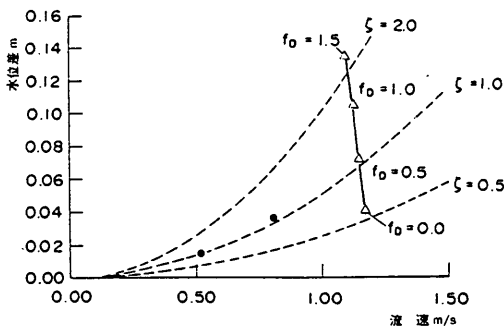


図-27 数値計算の防波堤開口部流速と水位の関係

## 5. 津波数値計算結果

対象とした港湾は、大船渡湾、釜石湾、久慈湾および八戸湾である。このうち大船渡湾に関しては、1967年に総延長736mの湾口防波堤が完成しており、釜石湾は、現在、湾口防波堤が建設されている地点である。

対象とした津波は、チリ地震津波、明治三陸大津波、昭和三陸大津波、十勝沖地震津波のうち各港湾において被害が大きかった3種類の津波である。大船渡湾、釜石湾そして久慈湾に関しては、チリ地震津波、明治三陸大津波および昭和三陸大津波が対象であり、八戸湾は、チリ地震津波、昭和三陸大津波、十勝沖地震津波である。

数値計算の精度に関しては、統一的な整理するために相田<sup>16)</sup>により提案された痕跡値と計算値の対数幾何平均  $K$ 、対数幾何標準偏差  $\kappa$ 、

$$\log K = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \log \left( \frac{R_i}{\eta_i} \right) \quad (77)$$

$$\log \kappa = \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \log \left( \frac{R_i}{\eta_i} \right) \right\}^2 - \{\log K\}^2 \right]^{1/2} \quad (78)$$

を導入した。ここに、 $\eta_i$  および  $R_i$  は、それぞれ各地点の計算水位および痕跡高である。幾何平均  $K$ 、幾何標準偏差  $\kappa$  の値としては、従来の津波数値計算結果から判断すると、 $K$  で0.8から1.2程度、 $\kappa$  で1.2から1.6程度が普通である。

検証計算の精度の検討に利用した津波の痕跡記録は、チリ地震津波に関して津波合同調査班、岩手県チリ地震津波災害復興誌の報告、明治および昭和三陸大津波に関して松尾、内務大臣官房、中央気象台、東京大学地震研究所、首藤らの報告、十勝沖地震津波に関して岸ら、八戸港工事事務所の報告である。なお、痕跡値の利用にあたっては、各報告の記載事項から信頼度の高い値のみを採用している。

なお、三陸沿岸の既往津波来襲時の潮位は、チリ地震津波、明治三陸大津波、昭和三陸大津波の到達時刻で  $T.P. + 0$  から  $+30$  cm 程度であり、十勝沖地震津波が  $T.P. - 70$  cm 程度である。津波による被災調査などで陸上浸水が問題となる場合には、あらかじめ計算初期水位を対象とする津波来襲時の潮位に設定するのが望ましい。ここでは、陸上の痕跡値との比較を行うため、津波来襲時の潮位を考慮した計算を行っている。

なお、大船渡湾と釜石湾に関するチリ津波の計算においては、湾口防波堤を考慮した仮想的な計算も実施している。大船渡湾に関しては湾口防波堤による運動量損失係数を考慮していないが、釜石湾に関しては第3章で検討した湾口防波堤による運動量損失を考慮した場合と考慮しない場合の2種類について計算を行っている。

### 5.1 大船渡湾

#### 5.1.1 1960年チリ地震津波

##### 1) 検証計算

まず、太平洋伝播計算結果の三陸沖合いの出力波形をそのまま入射波として用いた計算を行った。相田の指標の値は、 $K = 1.06$ 、 $\kappa = 1.19$  である。過去の津波数値計算例から判断すると、通常が  $K$  で0.8から1.2程度であるため、湾全体で平均的に良好に一致する結果となったと考えても良い。しかしながら、痕跡高の高いところ

で計算値が小さく、痕跡高が低いところで計算値が大きくなる傾向が見られる。痕跡高が大きい地点が湾奥部であることから、入射津波の周期特性が実際とやや異なったため共振の効果が十分に現れなかった可能性がある。

さらに計算精度をあげるために、入射津波の周期と波高をそれぞれ0.8および0.65倍した数値計算を行った。この結果は、 $K=0.99$ 、 $\kappa=1.14$ となり、非常に良い再現性が見られた。図-28は、最高水位分布に関する数値計算結果を等水位線および痕跡値が明かとなっている地点における津波水位を表したものである。図中の数値は、T.P.を基準としたm単位の津波水位であり、括弧内の数字は痕跡高である。また、黒塗りの部分は陸上浸水域を表す。

大船渡湾のチリ地震津波は、湾口部で1.8m程度、湾奥部で4.5m程度の水位となり、湾全体でみると、湾口部から湾奥部に向かって水位が徐々に高くなっている。したがって、湾口部を節とし、湾奥部を腹とした湾の固有振動との共振が起こっていると判断できる。また、津波の陸上浸水域は、湾奥部へ流れ込む盛川に沿って市街地まで拡がっており、津波による被害が大きかったことを示唆する。

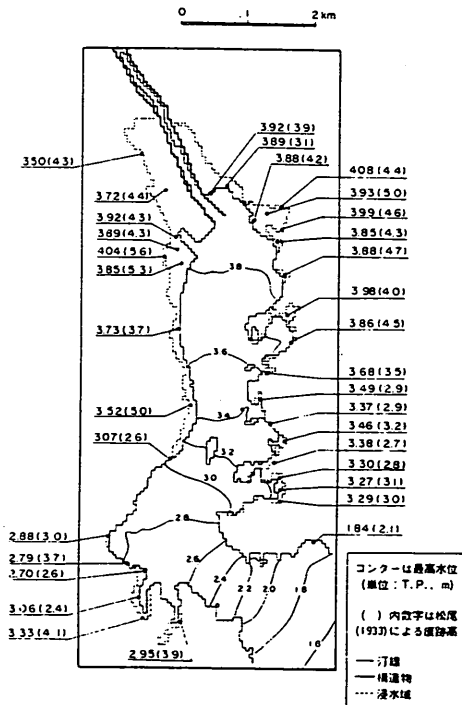


図-28 検証計算の津波最大水位分布 (大船渡湾, チリ地震津波)

## 2) 湾口防波堤を考慮した計算

検証計算と同じ断層パラメータを用いた湾口防波堤設置後の仮想的なチリ地震津波の最大水位分布に関する数値計算結果を図-29に示す。図から、津波の水位は、湾口部で1.2m程度、湾奥部で1.9m程度となり、湾口防波堤により半減していることがわかる。陸上浸水域に関しても、茶屋前地区および埋立地、大船渡漁港細浦地区などの防潮堤がなく地盤高の低い区域に限られている。ただし、これらの地区の浸水深は大きくても数10cm程度であり、大きな災害をもたらすことがないと考えられる。なお、防波堤開口部の津波流速は、流入および流出ともほぼ同じ5.5m/s程度となる。

なお、湾口防波堤の効果は、平均的に見ると50%以上の津波水位の低減となって現れる。

### 5.1.2 明治三陸大津波

既往の断層パラメータをそのまま用いて実施した再現計算結果では、湾全体の平均値として $K=0.90$ となり、やや大きい傾向となった。そこで、断層のすべり量を0.9倍とした計算を行った結果、 $K=0.96$ 、 $\kappa=1.25$ にて良好な結果が得られた。図-30に津波最大水位分布、等水位線および代表的な地点での数値を示す。

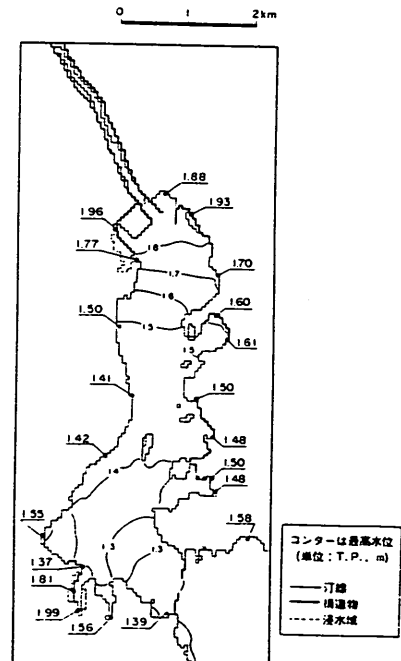


図-29 湾口防波堤を考慮した計算の津波最大水位分布 (大船渡湾, チリ地震津波)

大船渡湾の明治三陸大津波は、湾口部で4.5m、湾奥部で4.5m程度の水位である。チリ地震津波と湾奥部の水位がほぼ等しいが、湾奥と湾中央の中間部分に水位の低い海域があり、湾全体の様相は大きく異なる。また、昭和三陸大津波と同様に湾内の局所的な地形と干渉し、所々に水位が高くなる箇所がある。

### 5.1.3 昭和三陸大津波

昭和三陸大津波に関して相田の推定した地震断層パラメータをそのまま用いた計算では、 $K=0.90$ となり、痕跡値に比べ計算値が若干大きい結果となった。そこで、地震断層パラメータを0.90倍とし、再度数値計算を行ったところ、 $K=0.96$ 、 $\kappa=1.19$ の比較的良好な結果が得られた。なお、痕跡値として採用した資料は、松尾<sup>20)</sup>の報告である。

図-31に最大水位分布図を示す。昭和三陸大津波の水位は、湾口部で5.0m以上と高く、湾中央部付近が2.4m程度、湾奥部が3.0m程度である。チリ地震津波に比べ津波の周期5から6分と短いため、湾口部に比べ湾奥では水位が低く、湾全体で共振するような現象は見られない。しかし、湾口に直面した石浜地区で局所的に水位が高くなるなど、湾内の局所的な地形と干渉して水位が高くなっている地点がある。湾奥の水位が3.0m程度

であり、陸上浸水域はチリ地震津波や明治三陸大津波と同等な範囲となる。

## 5.2 釜石湾

### 5.2.1 チリ沖地震津波

#### 1) 検証計算

平洋伝播計算による入射波形をそのまま用いた結果では、計算値が2倍近く大きく、 $K=0.55$ 、 $\kappa=1.14$ となった。 $\kappa$ 値を1に近づけるために、三陸沖の境界地点から入射させる津波水位の振幅を補正した再現計算を行った。まずはじめに、振幅を0.5倍に補正した計算を実施したが、この時の $K$ 値は0.94であった。そこで、さらに $0.50 \times 0.94 = 0.47$ 倍とした計算を実施した。この結果、 $K=1.0$ となった。地点間のばらつきは $\kappa=1.16$ である。

図-32に検証計算の最大津波水位分布を示す。釜石湾のチリ地震津波の水位は、湾口部で1.5m程度、湾奥部で3m程度となる。チリ地震津波は周期が長いので、釜石湾内の局所的な地形と干渉して水位が高くなるようなことがなく、湾口から湾奥にかけて徐々に水位が高くなっている。

#### 2) 湾口防波堤を考慮した計算

上述の補正した入力条件を用いて、湾口防波堤を考慮

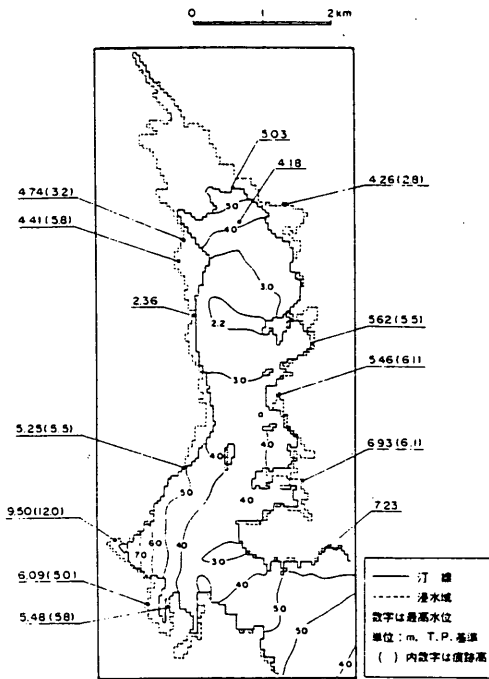


図-30 検証計算の津波最大水位分布  
(大船渡湾, 明治三陸大津波)

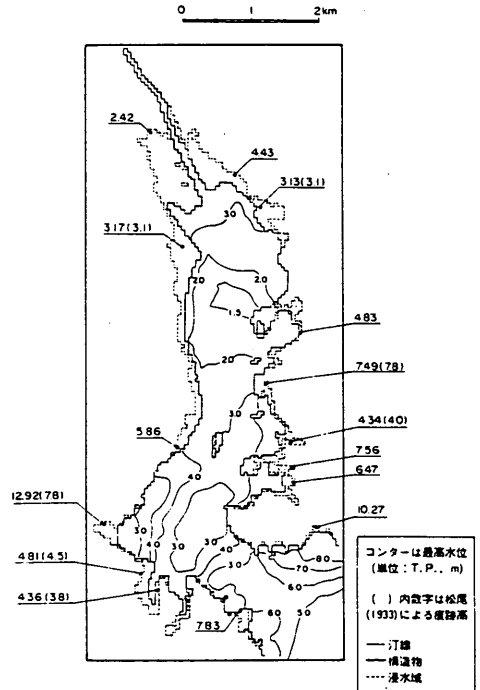


図-31 検証計算の津波最大水位分布  
(大船渡湾, 昭和三陸大津波)

### 三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発

した場合の計算結果が図-33および図-34である。図-33は第3章で検討した湾口防波堤による損失を考慮しないもので、図-34は考慮した結果である。

運動量損失を考慮しない結果では、湾口部で1.2m、湾中央部で1.4m、湾奥の釜石港で1.6m程度となる。検証計算に比べ、湾奥部で1.2m程度の減衰が見られる。また、湾中央部の水位も2.4mから1.4mと低くなっており、湾口防波堤の効果が比較的大きい。

運動量損失を考慮した計算結果では、湾中央部で1.2m、湾奥部で1.4m程度となって運動量損失を考慮しないものに比べ0.2m程度水位が低い結果となった。明治三陸大津波、昭和三陸大津波のような近地津波の場合に比べて周期が長い場合、湾口防波堤内ではほぼ一様に水位が低減する。なお、開口部での流速も、損失を考慮しない場合は4m/s程度であるが、損失を考慮すると2.5m/s程度と軽減される。

なお、湾口防波堤を考慮した計算では、運動量損失を考慮しなくても津波の陸上浸水が見られない。また、湾口防波堤の設置により、隣接の両石湾でも津波水位がかなり低下する。これは、湾口防波堤設置により釜石湾と両石湾の合わせた固有振動特性が変化するためと考えられる。

#### 5.2.2 明治三陸大津波

相田による波源モデルをそのまま用いた計算結果では計算値が15%程度大きく、 $K=0.87$ 、 $\kappa=1.19$ であった。さらに $K$ 値を1.0に近づけるために、断層パラメータのすべり量、すなわち、津波発生時の初期水位を補正した再現計算を行った。はじめに、すべり量を補正係数0.87倍とした計算を実施したが、津波計算は非線形であるため、湾内の水位は単純に0.87倍とはならず、この時の $K$ 値は0.91であった。そこで、さらに $0.86 \times 0.91 = 0.78$ に、非線形性の余裕を見て0.75倍とした計算を実施した。この結果、 $K=1.0$ となり、地点間のばらつきは $\kappa=1.13$ となった。

図-35に検証計算の最大水位分布図を示す。釜石湾の明治三陸大津波は、チリ地震津波に比べ周期が10分程度と短いため、湾内の局所的な小湾と干渉し合って複雑な様相を呈する。すなわち、基本的には湾口から湾奥にかけて徐々に水位が上昇しており、それに湾内の局所的な地形に応答した水位上昇が見られるのである。なお、対象とした3津波の中では、湾口部の水位が2.5m程度と最も高く、湾奥の水位も6mを越え、釜石市街地に大規模な津波浸水が見られる。

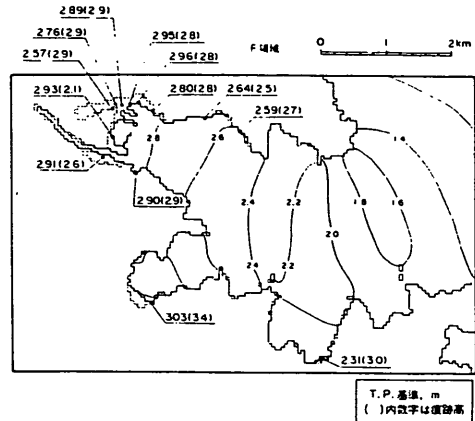


図-32 検証計算の津波最大水位分布 (釜石湾, チリ地震津波)

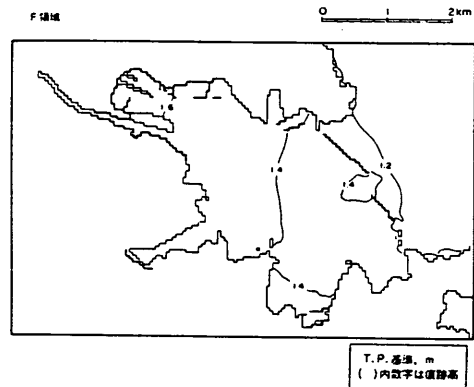


図-33 湾口防波堤を考慮した計算の津波最大水位分布 (釜石湾, チリ地震津波, 運動量損失なし)

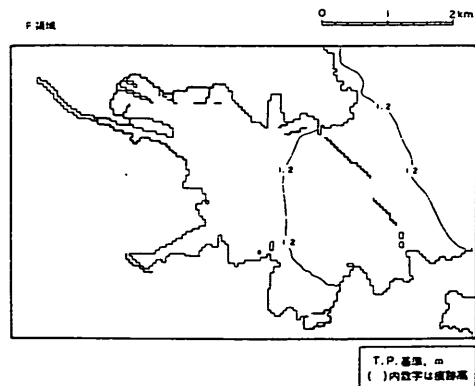


図-34 湾口防波堤を考慮した計算の津波最大水位分布 (釜石湾, チリ地震津波, 運動量損失あり)

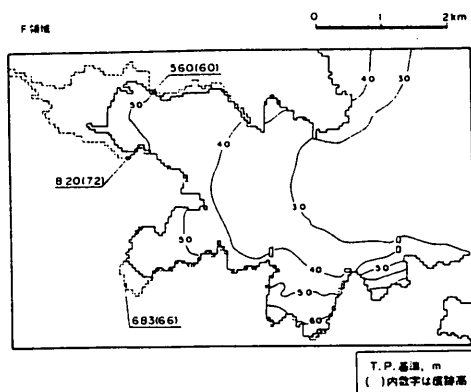


図-35 検証計算の津波最大水位分布  
(釜石湾, 明治三陸津波)

### 5.2.3 昭和三陸大津波

相田による波源モデルをそのまま用いた計算結果では、計算値が2倍近く大きく、 $K=0.58$ ,  $\kappa=1.28$ であった。そこで、 $K$ 値を1.0に近づけるために、断層パラメータのすべり量を補正した再現計算を行った。はじめに、すべり量を0.58倍に補正した計算を実施したが、この時の $K$ 値は0.80であった。そこで、さらに $0.58 \times 0.80 = 0.46$ に、余裕を見て0.45倍とした計算を実施した。この結果、 $K=0.96$ となった。なお、地点間のばらつきは $\kappa=1.24$ である。

図-36に再現計算の最大水位分布図を示す。釜石湾の昭和三陸大津波は、周期が5分程度と短いため、湾内の局所的な地形と干渉し合って複雑な様相を呈する。し

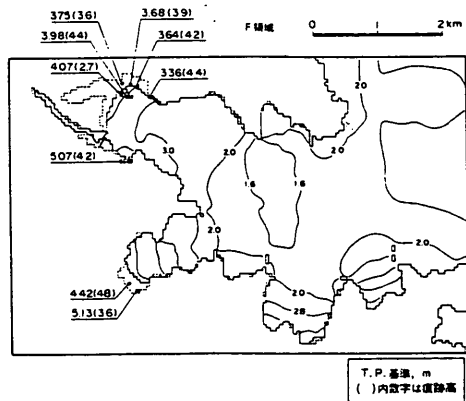


図-36 検証計算の津波最大水位分布  
(釜石湾, 昭和三陸津波)

かし、急峻な地形のため、陸上浸水は湾奥部で大きく、他の地点ではごく限られた範囲にとどまる。

### 5.3 久慈湾

#### 5.3.1 チリ地震津波

太平洋伝播計算による入射波形をそのまま用いた結果では、計算値がやや大きく、 $K=0.80$ となった。 $K$ 値を1に近づけるために入射津波の振幅を0.80倍した計算をすることにより $K=0.99$ ,  $\kappa=1.24$ となり、良好な再現性が得られた。

図-37に最大水位分布図を示す。久慈湾のチリ地震津波は、湾口部で3m程度、湾奥部で4.5m程度の水位となる。ただし、痕跡高は湾全体でほぼ一様に4m程度であるのに対し、計算では湾の奥ほど高く、しかも湾の北側(半崎地区)でピークとなるなど、ややばらつきが大きい。

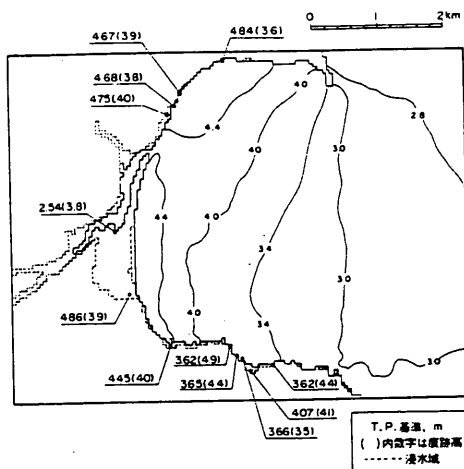


図-37 検証計算の津波最大分布  
(久慈湾, チリ地震津波)

#### 5.3.2 明治三陸大津波

図-38に最大水位分布図を示す。久慈湾の明治三陸大津波の痕跡地点として明かとなっているのは1箇所のみであり、浸水域も不明であるため、再現性について十分に検討はできない。既往の断層パラメータによる計算結果では、唯一の痕跡高の11mに相当する地点での計算水位が7.42mであったため、断層パラメータのすべり量を1.5倍して再計算している。

久慈湾の明治三陸津波の周期は、8から10分とやや短いため、津波の陸岸からの反射と重複したピークが顕著に現れている。また、久慈川に沿って広範囲な陸上浸水が見られる。

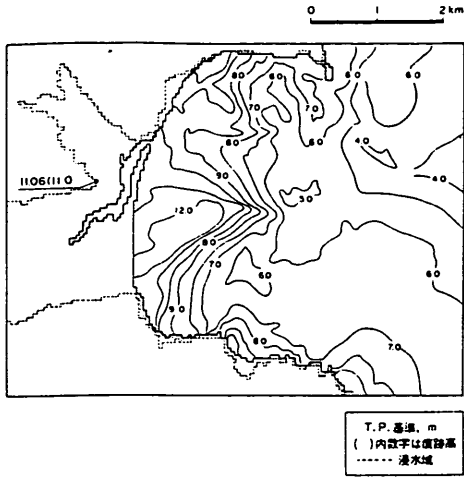


図-38 検証計算の津波最大水位分布  
(久慈湾, 明治三陸津波)

### 5.3.3 昭和三陸大津波

#### 1) 検証計算

図-39に最大水位分布図を示す。久慈湾の昭和三陸大津波に関する痕跡資料としては、松尾、中央気象台、地震研究所の報告がある。松尾の報告は他の資料に比べかなり大きいため、ここでは中央気象台の値と比較する。中央気象台の報告によると、久慈湾の昭和三陸大津波の記録は3地点であり、検証計算結果との比較では、 $K = 0.98$ ,  $\kappa = 1.03$ と良好な再現性が得られ、再計算を行わなかった。

昭和三陸大津波は、湾全体として見ると5から9mの水位であり、周期が7から8分と短いため、湾内の局所的な地形からの反射波が重なり、複雑な最大水位分布となる。

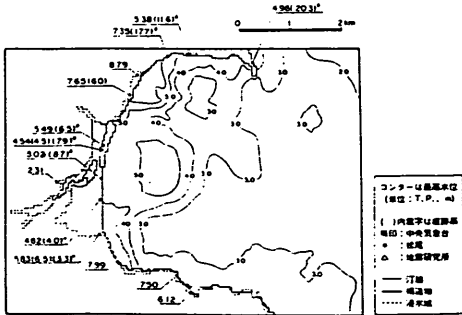


図-39 検証計算の津波最大水位分布  
(久慈湾, 昭和三陸津波)

### 5.4 八戸湾

#### 5.4.1 チリ地震津波

太平洋伝播計算結果による沖合入射波形をそのまま用いた計算では、 $K = 0.54$ ,  $\kappa = 1.21$ となった。そこで、沖側の入射波振幅を0.54倍として再度計算した結果、図-40に示すように $K = 0.99$ ,  $\kappa = 1.19$ とほぼ一致する結果となった。計算値はほぼ3.4から4.4mで一様であるが、痕跡高の高い地点で計算水位が低く、痕跡高の低い地点で計算水位が高いという傾向が見られる。

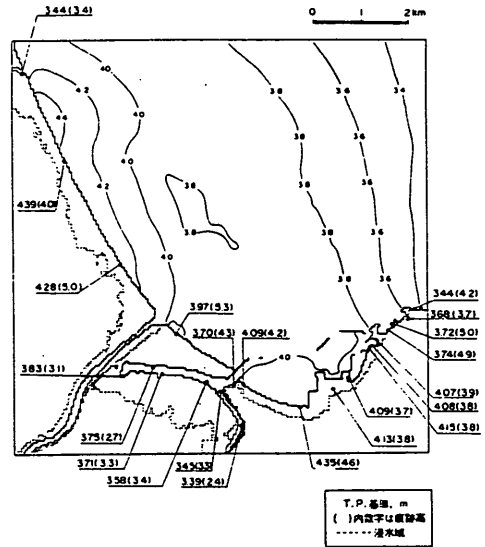


図-40 検証計算の津波最大水位分布  
(八戸湾, チリ地震津波)

#### 5.4.2 昭和三陸大津波

痕跡高測定地点の位置が明確にされている資料として、地震研究所による痕跡高および浸水域の記録がある。痕跡高としては鮫地区付近の2.9mのみである。なお、中央気象台による津波の高さは、鮫で2.1mとなっている。

相田による波源モデルをそのまま用いた場合で、図-41に示すように $K = 0.99$ ,  $\kappa = 1.15$ とほぼ一致する結果となった。ただし、痕跡高は1地点のみであり、当時の地形が明確ではないこと、および、津波の周期が短いため図のコンターに示すように局所的に最高水位がかなり異なることから、周辺の計算格子3点で比較して平均したものである。

鮫における痕跡高自体も、地震研究所と中央気象台の値ではかなり異なっており、計算結果に見られるように、

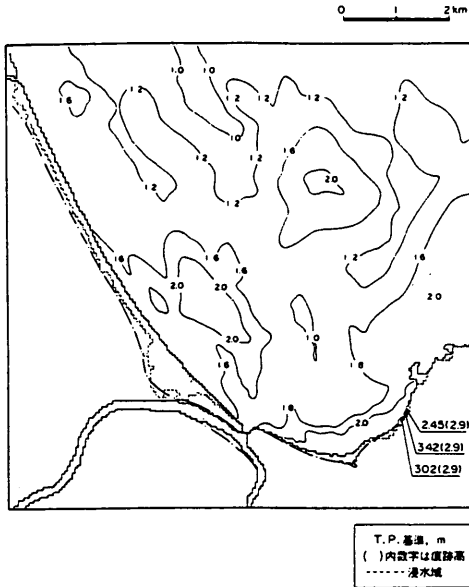


図-41 検証計算の津波最大水位分布  
(八戸湾, 昭和三陸津波)

津波の実態としても場所によって水位がかなり異なっていたものと推定される。他に資料がないため、津波振幅に関する補正は行わないで予測計算を実施した。

#### 5.4.3 十勝沖地震津波

痕跡高・浸水域に関する資料としては、岸および八戸港工事事務所による調査結果を用いた。

相田の波源モデルを1.4倍に補正した計算を行った。その結果、八戸において $K=1.08$ ,  $\kappa=1.19$ となった。そこで、さらに1.08倍、すなわち $1.4 \times 1.08 = 1.51$ 倍として再度計算した結果、図-42に示すように $K=1.01$ ,  $\kappa=1.20$ とほぼ一致する結果となった。

#### 5.5 津波数値計算の精度

対象港湾で平均的に痕跡高と一致する再現性を得るためには、津波振幅(断層パラメータのすべり量)に対して補正係数を掛けて、一致するまで繰り返し計算を行う必要がある。 $K$ 値は(痕跡高)/(計算水位)の対数幾何平均であるため、線形の方程式を用いる場合は、 $K$ 値そのものが補正係数となるが、三陸沿岸で扱うような津波は非線形が極めて強いため、これを何度か繰り返して計算する必要がある。本研究では、今回は、いずれの津波に対しても1から2回の繰り返し計算により、ほぼ $K=1.0$ の結果が得られた。

地点間については、計算結果全体について $\kappa=1.2$ 前後であり、±20%程度のばらつきで一致している

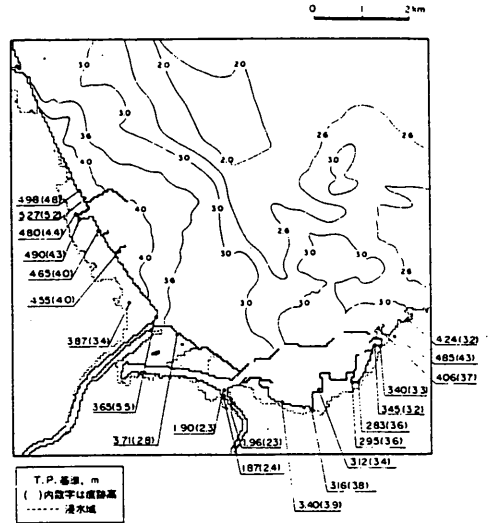


図-41 検証計算の津波最大水位分布  
(八戸湾, 昭和三陸津波)

評価される。痕跡高の信頼性や、計算では再現できないスケールの局所的な水位ピークなどが痕跡高として反映されている可能性などを考えると、本研究で示した計算は十分に良好な再現性が得られたものと言える。なお、地点間のばらつきが大きい場合や、痕跡高と計算値が系統的にずれているような場合には、大船渡港のチリ地震津波において示したように来襲津波の周期を補正する操作により、ばらつきを小さくすることができることも併せて確認された。

#### 6. おわりに

本論文では、三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの概要を述べるとともに数値計算精度に関する考察結果を報告した。主要な結論をまとめると以下のようになる。

①三陸沿岸の津波対策調査に資することを目的として、津波数値解析システム 港湾津波II型(三陸)を開発した。この津波数値解析システムは、近地津波および遠地津波を対象として陸上遡上を含む詳細な津波の挙動を検証・予測するものである。また、防波堤の位置ならびに計画、現況、既往津波来襲時の各地形データが支援システムとしてデータベース化されており、迅速かつ適切な津波数値計算の実施のための工夫が施されているシステムである。

②釜石湾口防波堤の水理模型実験結果を用いて湾口防波堤の運動量損失に関する検討を行った結果、湾口防波



堤前後のエネルギー損失係数が1.0程度であること、またこのエネルギー減衰量に見合う効果を数値計算で再現するためには、運動量損失係数を0.5として計算を行えば良いことを明かした。ただし、これらの損失係数は、防波堤の形状、設置水深などにより変化する可能性があり、そのまま他の湾口防波堤に適用することできない。

③開発した津波数値計算システムを用いて大船渡、釜石、久慈、八戸の4港湾を対象とした検証計算を行った結果、既往の断層パラメータをそのまま用いた計算では平均的に見ると2割程度の誤差がある結果となること、誤差を小さく抑えるためには断層パラメータを修正した計算を行えば良いことがわかった。

④湾口防波堤による津波減衰効果に関しては、対象港湾および対象津波により異なるが、50%程度の効果があること、防波堤開口部の運動量損失を考慮するとさらに10%程度の減衰効果があることを明かにした。

謝辞：津波数値計算システムの開発および本論文のとりまとめにあたっては、運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所の片山前所長、菅原前調査課長、八木橋係長、黒川係長および港湾技術研究所野田節男次長、堀江毅海洋水理部長、高山知司水工部長の指導・助言を得た。また、港湾技術研究所海洋エネルギー利用研究室の青野利夫氏（科学技術庁特別研究員）、柴木秀之（研修生）ならびに株式会社INAの山木 滋氏の助力を得た。ここに記して謝意を表す。

(1993年3月31日 受付)

### 参 考 文 献

- 1) Isozaki, I. and S. Unoki : The numerical computation of the tsunami in Tokyo Bay caused by the Chilean Earthquake in May, 1960, Studies on Oceanogr., Dedicated to Prof. Hoidaka in Commemoration of his Sixtieth Birthday, 1964.
- 2) Ueno, T. : Numerical computation for the Chilean Earthquake Tsunami, Oceanogr. Mag., Vol.17, 1965.
- 3) 伊藤善行・土岐祥介・森平倫生：長周期波に対する防波堤の効果に関する計算（第2報），港湾技術研究所報告，Vol.3, No.7, 1964.
- 4) 伊藤善行・谷本勝利・木原 力：長周期波に対する防波堤の効果に関する計算（第4報），港湾技術研究所報告，Vol.7, No.4, 1968.
- 5) 高山知司・永井紀彦・平石哲也：東京湾の津波計算，港湾技研資料，No.454, 100p., 1983.
- 6) 谷本勝利ほか：1983年日本海中部地震津波の実態と二・三の考察，港湾技研資料，No.470, 200p., 1984.
- 7) 高山知司・平石哲也：須崎港における津波に関する水理模型実験，港湾技研資料，No.549, 131p., 1986.
- 8) 相田 勇：1923年関東地震津波の数値実験，東京大学地震研究所彙報，Vol.48, p.43, 1970.
- 9) 相田 勇：三陸沖の古い津波のシミュレーション，東京大学地震研究所彙報，Vol.52, p.71, 1977.
- 10) Mansinha, L. and D. Smylie : The displacement fields of inclined faults, Bull., Seismol. Soc. Am., Vol.61, p.1433, 1971.
- 11) Aida, I. : Numerical experiments for tsunamis caused by moving deformation of the sea bottom, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol.47, pp.849~862, 1969.
- 12) 後藤智明・小川由信：Leap-frog法を用いた津波の数値計算法，東北大学土木工学科資料，52p., 1982.
- 13) 岩崎敏夫・真野 明：オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算，第26回海岸工学講演会論文集，pp.70~74, 1979.
- 14) 後藤智明：遠地津波の外洋伝播計算，港湾技術研究所報告，Vol.30, No.1, pp.3~19, 1991.
- 15) 首藤伸夫：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, 1976.
- 16) Kakutani T. : Effect of an uneven bottom on gravity waves, J. Phy. Soc. Japan, Vol.30, pp.272~276, 1971.
- 17) 後藤智明：アーセル数が大きい場合の非線形分散波の方程式，土木学会論文集，Vol.352, pp.193~202, 1985.
- 18) 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.
- 19) 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，Vol.375, pp.241~250, 1986.
- 20) 長谷川賢一・鈴木孝夫・稲垣和男・首藤伸夫：津波の数値計算における格子間隔と時間積分間隔に関する研究，土木学会論文集，Vol.381, pp.111~120, 1987.
- 21) Korteweg, D. J. and G. de Vries : On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves, J. F. M., Vol.27, pp.815~827, 1967.
- 22) 後藤智明・首藤伸夫：各種津波遡上計算法と波先端条件の比較，第27回海岸工学講演会論文集，1980.
- 23) 後藤智明・首藤伸夫：河川津波の遡上計算，第28回海岸工学講演会論文集，1981.

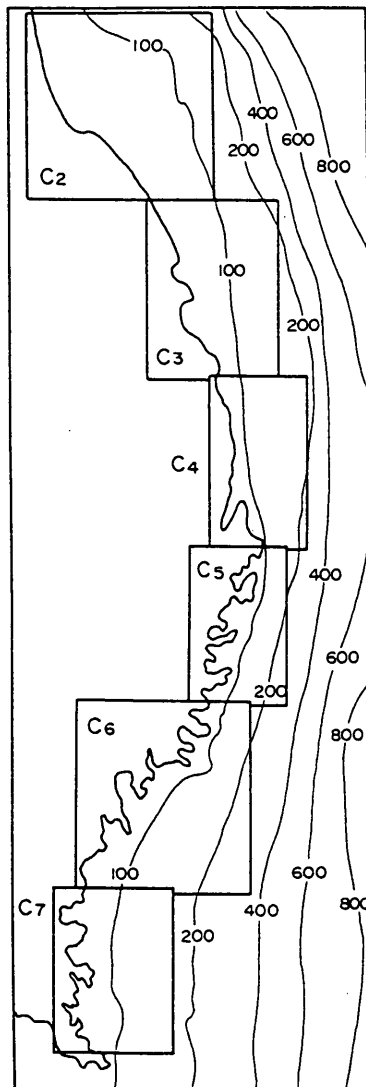
- 24) 佐山順二・後藤智明・首藤伸夫：屈折に関する津波数値計算の誤差，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 204～208，1986。  
 25) 谷本勝利・木村克俊・宮崎啓司：津波防波堤開口部潜堤の安定性に関する実験的研究，港湾技術研究所報告，Vol. 27, No. 4, pp. 93～121, 1988。  
 26) Aida, I.: Reliability of a tsunami source model derived from fault parameters, J. Phy. of Earth, Vol. 26, pp. 57～73, 1978.

- $\beta$  : 運動量補正係数  
 $\eta$  : 津波の水位 (m)  
 $\Delta s$  : 計算格子間隔 (m)  
 $\Delta t$  : 時間間隔 (s)  
 $\gamma$  : コリオリ因子 ( $s^{-1}$ )  
 $(\lambda, \phi)$  : 水平座標 (緯度・経度)  
 $\kappa$  : 痕跡値と計算値の対数幾何標準偏差

主要記号一覧表

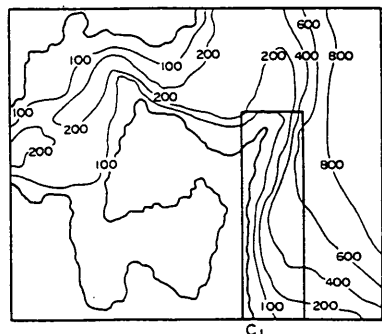
- $C_0$  : 線形長波の波速 (m/s)  
 $D$  : 全水深 (m)  
 $f$  : 運動量損失係数  
 $f_B$  : 海底摩擦による運動量損失係数  
 $f_D$  : 湾口防波堤開口部の運動量損失係数  
 $g$  : 重力加速度 ( $=9.8 m/s^2$ )  
 $h$  : 静水深 (m)  
 $K$  : 痕跡値と計算値の対数幾何平均  
 $k$  : 波数 ( $m^{-1}$ )  
 $L$  : 津波の波長 (m)  
 $(M, N)$  :  $(x, y)$  方向の線流量 (流量フラックス) ( $m^2 \cdot s$ )  
 $m$  : 海底勾配  
 $n$  : マニングの粗度係数 ( $m^{-1/3} s$ )  
 $R$  : 地球の半径 (m)  
 $L$  : 津波の周期 (s)  
 $t$  : 時間座標 (s)  
 $V_B$  : 防波堤開口部の流速 (m/s)  
 $(x, y)$  : 水平座標 (m)

$B_2$  領域  
 $\Delta s = 1800m$     0 10 20 30 40 50km



付図-2 計算領域  $B_2$

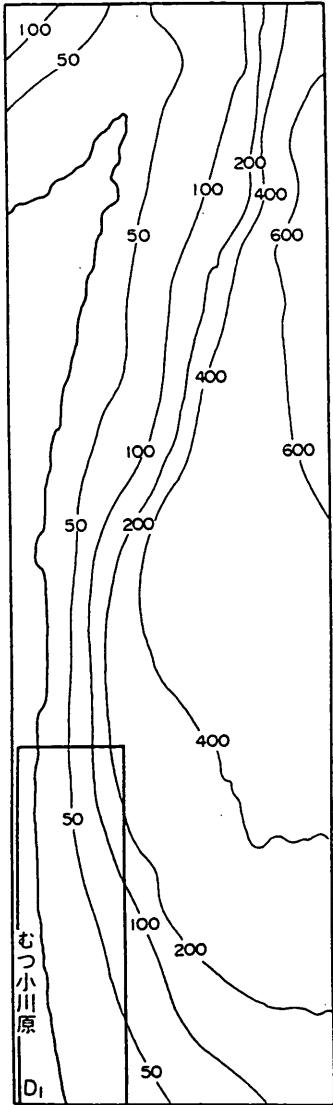
$B_1$  領域  
 $\Delta s = 1800m$     0 10 20 30 40 50km



付図-1 計算領域  $B_1$

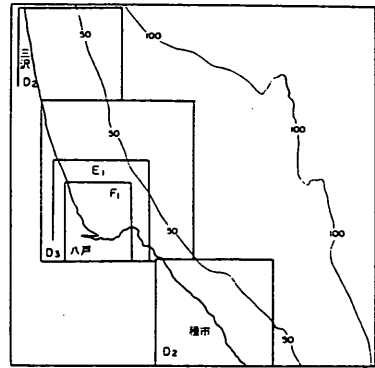
三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発

C<sub>1</sub> 領域  
Δs = 600m



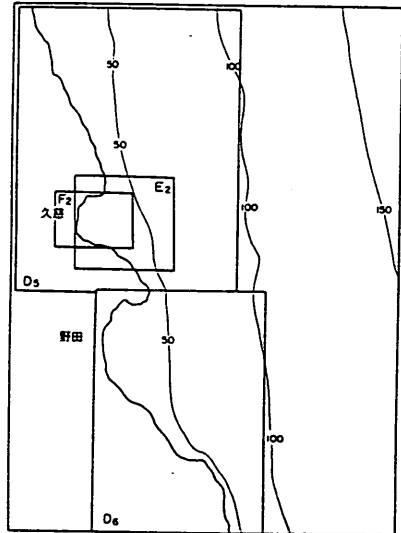
付図-3 計算領域 C<sub>1</sub>

C<sub>2</sub> 領域  
Δs = 600m



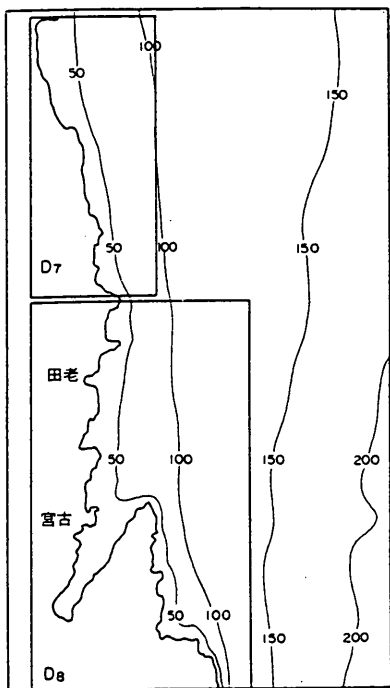
付図-4 計算領域 C<sub>2</sub>

C<sub>3</sub> 領域  
Δs = 600m



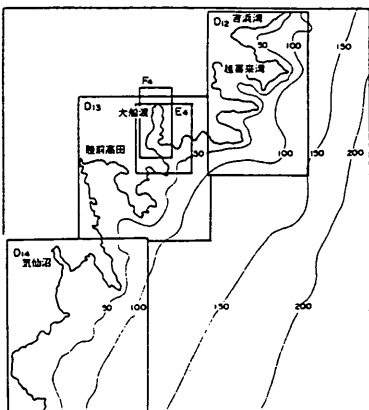
付図-5 計算領域 C<sub>3</sub>

C<sub>4</sub> 領域  
Δs = 600m



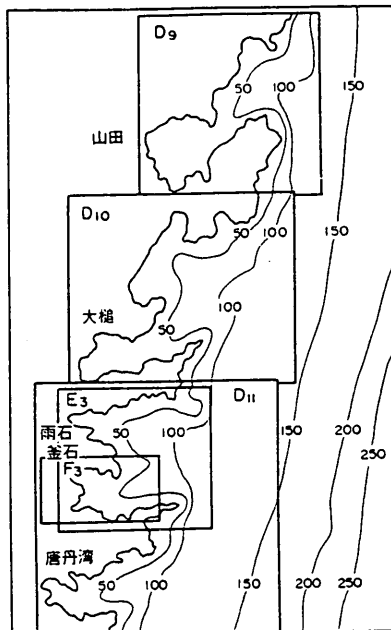
付図-6 計算領域 C<sub>4</sub>

C<sub>6</sub> 領域  
Δs = 600m



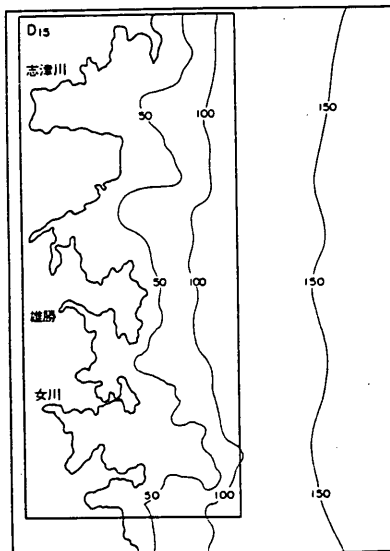
付図-8 計算領域 C<sub>6</sub>

C<sub>5</sub> 領域  
Δs = 600m



付図-7 計算領域 C<sub>5</sub>

C<sub>7</sub> 領域  
Δs = 600m



付図-9 計算領域 C<sub>7</sub>