

1960 年チリ沖津波に対する外洋伝播計算

今村文彦*・永野修美**・後藤智明***・首藤伸夫****

1. はじめに

わが国は近海で発生した津波だけではなく、太平洋かなた遠くの地震に伴い生じた津波より被害を受けた経験を少なからず持つ。最も規模の大きいものとして、まず挙げられるのが 1960 年チリ沖地震津波であろう。過去の記録を整理すると、規模の差はあるにしろ太平洋では 1.5 年に 1 回の割合で、発生していることになる¹⁾。この遠地津波に関する研究は数多くなされているが、計算機能力や計算手法の問題から、太平洋全域を対象とする広域数値計算例²⁾は極めて少なく、その精度についても疑問が残されている。

本研究では、昨年のアラスカ津波に対する基礎検討結果³⁾を踏まえ、チリ沖地震津波の再現計算を行う。ここでは、2 次元伝播問題において、地震初期伝播での断層運動の動的挙動の影響と、太平洋全域を含む外洋伝播計算による津波波形の再現性を調べる。特に、ハワイ諸島と並び被害の甚大であった日本沿岸での波形を出力し、検測記録値などと比較検討する事を通して、チリ津波の特性および遠地津波の数値計算を行う上での問題点を探る。このように、計算結果の有効性を調べる事により、本研究で提案する数値計算手法が、遠地津波に対する災害対策および災害予測の分野で重要な役割を果たすものと期待できる。また、地震波解析による断層パラメータを迅速かつ精度高く推定することが出来れば、来襲前に津波の高さを量的に予測することも可能である。

2. チリ近海での挙動特性

2.1 計算法

著者ら³⁾はアラスカ津波を対象に、1 次元伝播問題において遠地津波を数値計算する場合の、適正な支配方程式と空間格子間隔に関する検討を行った。その結果、支配方程式に関しては、移流項（非線形項）の効果は小さく波数分散項は重要である事、また分散項中の斜面の効果は無視できる事が分かった。さらに、水深が比較的深

い外洋を対象とするため、摩擦項の影響も小さいと考えられる。従って、本数値計算では、次式に示す地球座標系の線形 Boussinesq の式を用いる。また、2 次元伝播での分散効果を調べるため、この運動の式中の右辺（分散項）を取り除いた線形長波理論の式による計算も実施することとする。

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

ここで、 R は地球の半径、 (ϕ, λ) は緯度、経度、 N, M は各方向の線流量、 η は水位、 f はコリオリ因子、 h は水深、 g は重力加速度である。

ただし、チリ近海での計算では、領域がそれ程広くなく、地球の曲率の影響が大きくない事から、直交座標系を採用している。

次に、空間格子間隔は緯度経度各方向 $10'$ を用いる。これはアラスカ津波における倍の間隔であるが、チリ沖津波波源の波長が長い事、チリ沖津波は 1 つの面での逆断層によるものであり、アラスカ津波に比較して高波数成分は少ない波源である事により、十分精度は得られると考える。

波源の決定には Kanamori ら^{4), 5)} による長周期地震動記録から推定された断層パラメータを与え、海底地盤変動は Mansinha-Smylie⁶⁾ の理論を用いて算出している。本数値計算では津波以外の波動成分は一切考慮していない。

2.2 津波の指向性

津波エネルギーの伝播には方向性があり、エネルギーの比較的強い所と弱い所が生じる。これが津波の指向性であり、津波の伝播特性を考える場合には重要な性質で

* 学生員 工修 東北大学大学院 工学研究科

** 学生員 東北大学大学院 工学研究科

*** 正員 工博 運輸省港湾技術研究所 水工部

**** 正員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科

ある。1960 年チリ沖津波においては、波源の形状およびチリ沿岸での海底地形が、指向性を生じ易いものであったと言われる。波源形状が楕円形などで近似される場合、その短軸と長軸の比が大きき、また等深線が汀線に平行な海底地形に於ては指向性は大きくなる^{7),8)}。

図—1 には津波発生 50 分後の数値計算による津波伝播の様子を立体視化させて示している。ちょうど、日本沿岸方向から津波発生直後の様子を眺めていることに相当する。津波波源短軸方向に直な沿岸での波高が高い事、および図中白矢印の方向に進む約 3m 程度のピークを持つ波のエネルギーが卓越している事が分かる。津波がさらに広がった発生 3 時間後の空間水位分布を 図—2 に示す。依然、チリ海岸に垂直な方向に、主要な成分が伝播し、その後方に静水位より低い部分が再現されている。

2.3 立ち上がり時間・破壊進行速度の効果

一般に、断層運動は瞬時に終了する訳ではなく、鉛直方向および水平方向にある有限な速度で破壊が伝播する。鉛直方向の最終的な変位に到る所要時間を立ち上がり時間、水平方向の破壊速度を破壊進行速度と言う。日本近海で生じる中規模程度の津波では、この動的挙動の効果は小さく、変動が瞬時に終了するとしても大きな差は生じない。しかし、チリ沖津波の波源のように寸法が

極めて大きい場合には津波の発生効率や津波波形に影響を持つであろうと予想される。この動的挙動の津波伝播に及ぼす影響について理論的解析⁷⁾や数値計算⁹⁾が行われているが、波源が理想的な形状であったり、海底地形が水平床や一様勾配であるとされ、実際の波源(断層モデルによるものである)や海底地形を用いた例は殆どない。

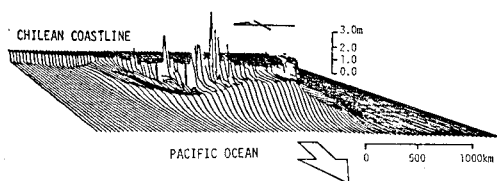
ここでは、長周期地震動記録から推定された動的挙動を考慮した場合と、変動効果は入れず瞬時に断層が終了した場合の波形の差について調べる。チリ海岸の代表的な 3 点(図—2 に示す Talcahuano, Chiloe, Pto Aisen)に於て時間波形を出力し、比較検討する。断層運動は Talcahuano 付近を震源とし、南西の方向に進行していた。図—3 において、実線は動的挙動を考慮し、太い実線は考慮しない結果である。図から明らかな様に、震源に近い Talcahuano では波形の差は殆ど見られず、Chiloe, Pto Aisen と震源から遠ざかるにつれ、3 分から 5 分程度の位相遅れが生じている。この遅れ時間は、破壊の到達時間より若干大きい値を持つ。一方、津波の振幅に関しての変化は小さい。従って、日本での影響を調べる場合には、津波の伝播時間が 1 日程度と非常に長いいため、この数分でしかない動的挙動による差は無視できると考える。ただし、波源付近での挙動を調べるには、考慮すべきであろう。

3. 太平洋全域における検討

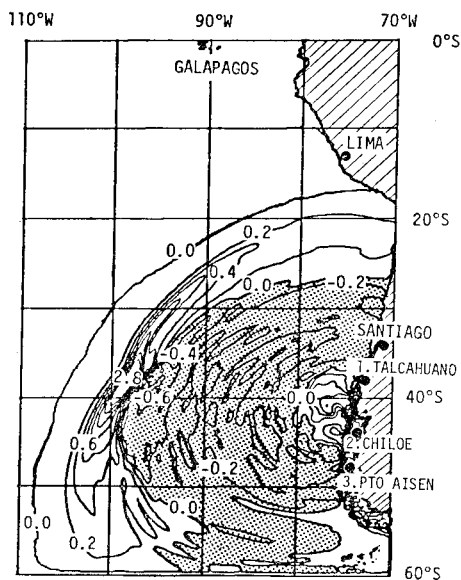
3.1 外洋伝播での結果

外洋伝播計算には 図—4 に示すようにほぼ太平洋全域を対象とし、支配方程式として線形長波理論と線形 Boussinesq の式を採用した。

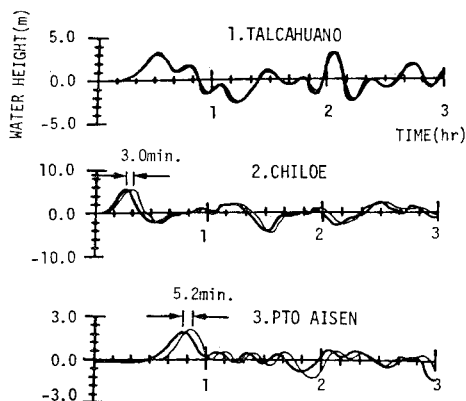
図—4 は線形 Boussinesq を用いた場合の計算結果であり、津波発生 15 時間後の空間水位分布である。また、図—5 は津波先端を 1 時間毎に描いた伝播図と各地の検潮所における最大振幅(単位 m)を示している。



図—1 津波発生 50 分後の水位分布(線形長波理論)



図—2 発生 2 時間後の空間水位分布(線形 Boussinesq)



図—3 動的挙動の影響

この津波先端の平面形状は、4時間程度まではほぼ同心円状に広がって行くが、その後カムチャッカ半島に向かう直線に近い形状となり、ハワイ諸島を越えた付近から反時計回りに少しずつ向きを変え、三陸海岸に平行となるようにして日本列島を目指す。この伝播特性は、主に水深分布に支配され、コリオリ力の影響は小さいようである。太平洋全域として見ると、チリ海岸から日本列島に到る太平洋中央部付近で振幅は大きく、その周辺では1m以下になっている。また、チリ海岸の対岸であるアリューシャン列島や日本列島では2m以上の高い値を示している。これは、先ほど述べた指向性が大きく影響した結果である。

次に、長距離を伝播する場合の波形変化について詳しく調べるため、波源付近から日本近海までに到る測線上で、代表的な測点について時間波形を出力した。図-6には、津波のピークが通過する測線上の4測点(図-5中のA, B, C, D)での計算結果を示す。太い実線が線形長波理論、実線が線形 Boussinesq の式によるものである。伝播に伴い、第1波の押し波の高さが低下し、その後方の引き波の大きさは増加して行く。この傾向は継続され、測点Dではさらに後方の第2波の押し波の高さが増幅している。この主たる原因は波動の分散性であり、長距離を伝播する過程で、短周期成分を遅らせ主要成分を長周期にする効果を持つ。また、太平洋各地に影響を及ぼすような津波は、地震の規模が大きく波源が広いために、発生する津波の基本的な周期が長い。こうした効果が重なった結果、近地での津波の周期は長くて20分程度であるのに対し、遠地の場合には短くて40分程度と、周期が非常に長いという遠地津波の特徴が現れるのである。

さらに、図-6中には最大振幅を数値と矢印で示している。測点AからBにおいて振幅は減衰するが、測点C以降で逆に増加する。これは、ハワイ諸島付近で水深が浅いことによる凸レンズ効果が働き、波源から放射されたエネルギーがハワイ諸島を通過する辺りからまた集中され、振幅の増加に結び付いたという説を説明出来ると考える。

さて、図-6での線形長波理論と線形 Boussinesq の式による時間波形の差は小さく、この結果を眺めると分散項の効果はそれほど重要ではないと判断しかねない。しかし、線形長波理論による計算結果には、Leap-frog 法による差分化に伴う打ち切り誤差によって数値的な分散性が導入されている。従って、数値的なものと物理的なものが同じ大きさの効果を持つ場合には、波形の差は小さく類似した結果となる。本計算例でも、線形長波の解に分散性があらわれて波形が変化するという図-6の結果は、この数値分散性がたまたま線形 Boussinesq の式の

物理的分散性と似た効果を有したからである。ただし、物理分散は水深に、数値分散は格子間隔に依存するという違いがあって、従って、平均的な効果を等しくする事は可能であるが、水深が変化する実際の地形では、全ゆる地点で両者の波形を一致させることは難しい。

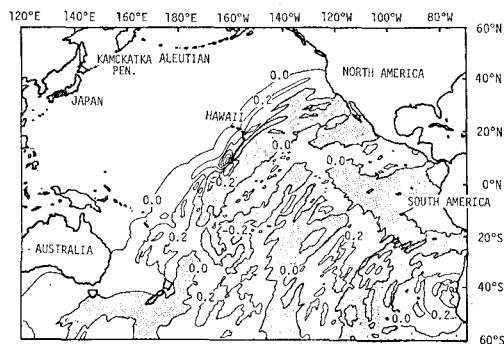


図-4 発生15時間後の空間水位分布(線形 Boussinesq)

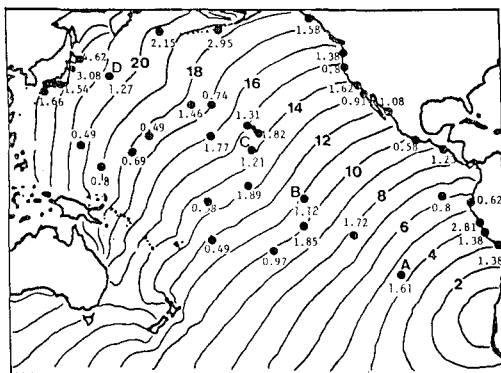


図-5 伝播図および各検潮所での最大振幅(線形 Boussinesq)

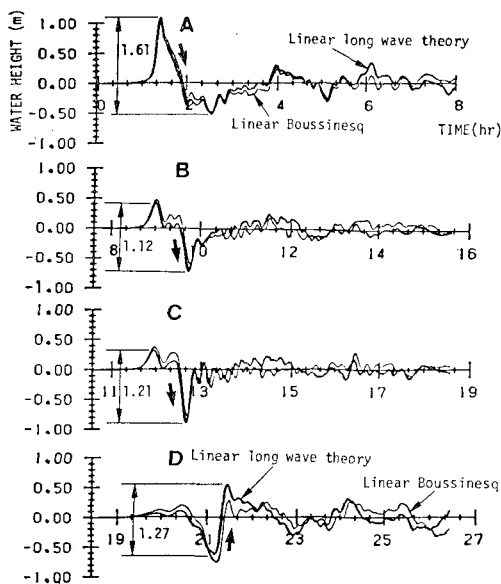


図-6 外洋伝播における時間波形の変化

3.2 本計算モデルの再現性

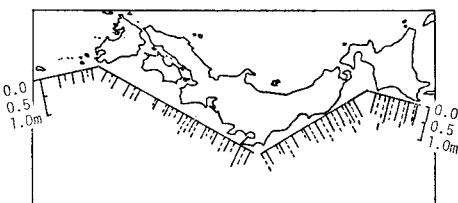
津波数値計算結果の再現性を検討するため、検潮記録や痕跡記録との比較が行われている。検潮記録値には検潮井戸の特性や局所的な地形効果が含まれていることに留意しておく必要がある。また、本計算では外洋伝播を対象としたモデルを用いており、細かい地形特性や浅水変形などの効果は十分考慮されていない。

ここでは、まず検潮所に一番近い地点での波形を出力し、直接比較して見ることにする。空間格子間隔は 10' (≒20 km)、水深 100 m 程度の空間での平均的な波高と測定値の比較ということになる。表—1 には、到達時間および最大振幅の記録値^{(10),(11)}および計算値を示す。

まず、到達時間に関して、計算値は 10~30 分程度はやいが、ほぼ良好な一致を示している。津波先端での値が小さく到達の判断がしづらいために、1 時間以上もズレている箇所もあるが、到達時間については十分な精度

表—1 計算結果と検潮記録の比較

検 潮 所 名	到 達 時 間		最 大 振 幅	
	記 録 hr min	計 算 hr min	記 録 m	計 算
				線形長波 線形分散 m 波日 m 波日
La Punta, Peru	4 34	4 10	2.80	1.60 2 1.38 2
La Libertad, Ecuador	6 09	5 40	1.30	0.46 1 0.62 4~6
San Jose, Guatemala	9 24	9 20	0.90	1.23 2 1.23 1
Acapulco, Mexico	9 49	9 40	1.80	0.63 1 0.58 1
Mazatlan, Mexico	11 46	11 20	1.10	1.08 2 1.08 2
Santa Monica, Calif.	14 11	14 00	3.10	1.85 2 1.62 1
Crescent City, Calif.	15 29	15 10	3.00	0.78 1 0.80 1
Sitka, Alaska	18 22	18 00	1.10	0.92 1.58 10
Unaraska, Alaska	19 39	18 30	1.30	2.28 4 2.95 5~6
Attu, Alaska	20 19	20 00	3.30	2.03 4~5 2.15 6~7
San Cristobal, Galapagos	6 29	6 10	1.20	0.89 1 0.80 1
Hilo, Hawaii	14 47	14 20	3.30	1.51 1 1.31 1
Honolulu Hawaii	15 12	15 10	1.70	2.12 2 1.82 2
Midway Is.	18 19	17 40	0.60	1.38 2 1.46 1
Johnston Is.	16 19	15 50	1.00	1.57 1 1.67 1
Pago Pago, Samoa	12 22	12 10	1.90	0.54 2~3 0.49 1
Wake Is.	18 22	17 50	1.00	0.74 2 0.49 3
Kajalein I., Marshalls	18 09	17 40	0.80	0.77 2 0.57 2
Eniwetok Is., Marshalls	17 52	17 40	0.40	0.66 3~4 0.69 2~3
Moen Is., Truk Is.	19 25	18 40	0.40	0.77 3~4 0.80 2~3
Apra Harbor, Guam	21 29	20 40	0.40	0.48 0.49 6~7
Kushiro, Hokkaido	22 29	22 10	2.10	4.80 2 4.62 2
Hachinohe, Honshu	23 04	22 10	3.50	3.28 2 3.08 2
Miyako, Honshu	22 36	22 10	1.17	2.86 2 2.46 1
Owase, Honshu	24 09	23 00	3.36	1.43 2~3 1.54 1~2
Hosojima, Kyushu	23 32	22 40	1.34	1.97 2 1.66 3~4



図—7 太平洋沿岸域での最大振幅

を持つと考えてよい。

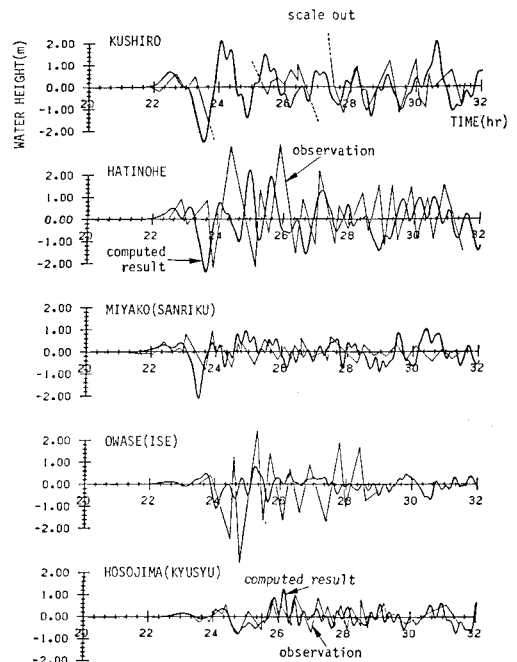
最大振幅の結果は複雑である。アラスカ津波では全般的に計算値の方が過小評価であったが、今回は記録値より大きい箇所や小さい箇所が存在する。また、地域による記録値との差は傾向を一つにしない。そこで、最大振幅に関して、津波数値計算における再現性の検討をよく用いられる相田⁽¹²⁾の指標 k , κ を算出してみよう。それぞれの指標は次式で与えられる。

$$\begin{cases} \log k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \log k_i, & k_i = \frac{(\text{観測値})}{(\text{計算値})} \\ \log \kappa = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\log k_i)^2 - (\log k)^2 \right]^{0.5} \end{cases}$$

k は全領域での平均的な計算値と記録値の比であり、 κ はそのバラツキを表す。実際に表—1 から値を求めると、線形長波理論の場合 $k=1.121$, $\kappa=1.934$, 線形 Boussinesq の場合 $k=1.141$, $\kappa=1.995$ となる。先ほど述べたように、記録値に対して計算値が過大、過小評価である箇所がほぼ同数であった事もあり、 k の値は非常に 1 に近い値をとる良い結果となった。一方、 κ は大きな値を示している。近地津波において比較的良好な計算例では κ は 1.2 から 1.6 程度の値である事を考えると、さらに浅海域での計算を行い精度を高めて比較することが必要である。

4. 日本近海での検討

日本近海の太平洋沿岸域における時間波形を出力し、図—7 に示すように、日本列島に沿った沖合いでの津波



図—8 検潮記録との時間波形の比較

の最大振幅に関して計算値(実線)と記録値(点線)を比較した。ここで、記録値は検潮記録や痕跡記録で得られた高さを1/4倍して表現している。図から明らかなように、計算値は北海道および東北地方で比較的高く、東海地方以西では低いと言う傾向を呈しており、これは観測値の傾向と一致している。チリ沖津波は図-5に示すように、ちょうど三陸沿岸に向かう形で来襲した。波高の地域的分布は、これに対応するものであろう。

次に、検潮記録との波形の比較を行う。3.2でも述べたように、水理フィルターの補正や浅海計算を行わずに、直接比較を行っても定量的な評価は出来ない。ただ第一段階として、計算モデルに対する定性的な是非の判断は出来るであろう。図-8には、日本での代表的な検潮所に於ける計算結果と検潮記録を合わせて示している。なお、検潮記録は実際の観測値から潮位成分を除いてある。尾鷲を除く4ヶ所で、計算結果は比較的良好な一致を示す。計算による津波の到達時間が若干早いものの、主要な周期や第一波の押し波に続く引き波が大きく生じている特徴は、良好に再現されている。しかし、振幅の後方の波形に関しては、十分に表しきれていない箇所が多く、さらに検討が必要となろう。特に、検潮所周辺での地形特性を如何に取り入れるかが問題になると考える。

このように、最大振幅や打ち上げ高さの場所的分布の傾向が比較的良好に再現され、また波形も比較的良好な一致を示すことが分かった。この外洋伝播の結果を入力として浅海計算を実施し、地形的要因をさらに詳しく詳細に取り入れるならば、チリ津波時の沿岸での実態を精度良く再現できることが期待される。

5. おわりに

1960年チリ沖津波および1964年アラスカ津波の外洋伝播計算を実施したことにより得られた結論を以下にまとめる。支配方程式に関しては、線形 Boussinesq の式または線形長波理論が妥当なものである。ただし、線形長波理論における空間格子間隔の選定には十分注意が必要で、数値分散性が物理分散性と同程度になるように配

慮しなくてはならない。空間格子間隔は、外洋伝播を対象とする限りにおいては、5' か 10' で十分であり、計算の精度を高めるには沿岸域での浅海計算が不可欠となる。東北大計算機センター NEC, SX-1 を使用した計算時間は、実時間42時間分を再現するために、線形 Boussinesq の式では45分36秒、線形長波理論で12分17秒を要した。従って、数値予報を考えた場合に、浅海域を接続して実行したとしても、津波来襲の以前に計算を終了出来る見込みがあり、十分実現性は高い。

参考文献

- 1) Berninghausen, W. H.: Tsunamis reported from the West coast of South American, 1562-1960, Bull. Seism. Soc. Amer., Vol. 52 No. 4, pp. 915~921, 1962.
- 2) Ueno, T.: Numerical computations for the Chilean earthquake tsunami, Oceanogr. Mag., Vol. 17 Nos. 1~2, pp. 87~94, 1965.
- 3) 今村文彦・後藤智明・首藤伸夫: 1964年アラスカ津波の外洋伝播計算, 第33回海岸工学講演会, pp. 209~213, 1986.
- 4) Kanamori, H. and J. J. Cipar: Focal process of the great Chilean earthquake May 22, 1960, Phy. Earth Planet. Interiors, Vol. 9, pp. 128~136, 1974.
- 5) Kanamori, H. and D. L. Anderson: Amplitude of the earth's free oscillations and long-period characteristics of the earthquake source, J. Geophys. Res., Vol. 80 No. 8, pp. 1075~1078, 1975.
- 6) Mansinha, L. and D. Smylie: The displacement fields of inclined faults, Bull. Seism. Soc. Amer., Vol. 61, pp. 1433~1440, 1971.
- 7) Kajiura, K.: Tsunami source, energy and the directivity of wave radiation, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 48, pp. 835~869, 1970.
- 8) 三好 寿: 津波の指向性についての再考察(Ⅰ), 地震Ⅱ第21巻, pp. 121~138, 1968.
- 9) Aida, I.: Numerical experiments for tsunamis caused by moving deformations of the sea bottom, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 47, pp. 849~862, 1969.
- 10) Takahashi, R. and T. Hatori: A summary report on the Chilean tsunami of May 1960, Report on the Chilean tsunami Field Investigation Committee for Chilean Tsunami. Dec. 1961, pp. 23~34, 1961.
- 11) Symons, J. M. and B. D. Zetler: The tsunami of May 22, 1960 as recorded at tide stations, Preliminary Report, U.S. Dept. of Commerce, Coast and Geodetic Survey.
- 12) Aida, I.: Reliability of a tsunami source model derived from fault parameters, J. Phys. Earth, Vol. 26, pp. 57~73, 1978.