

BSPE 00069 - 110 - 2

港灣 副振動 解析을 위한 基礎 研究  
A Study on the Analysis of the Harbor Oscillation

1986. 3.

韓國科學技術院  
海洋研究所



# 提 出 文

海洋研究所長 貴下

本 報告書를 “ 港灣副振動 解析을 위한 基礎 研究 ”의 최종 報告書로 提出합니다.

1986 年 3 月 31 日

韓國科學技術院 海洋研究所

研究責任者：李 相 龍

研 究 員：李 達 秀

研 究 員：李 光 守



# 要 約 文

## I. 題 目

港灣副振動 解析을 위한 基礎 研究

## II. 研究開發의 重要性 및 目的

우리나라의 경우 港灣副振動은 潮差가 작은 南海 및 東海岸의 대부분의 港口에서 심각한 문제로 擡頭되고 있으며, 특히 浦項新港의 경우 副振動으로 인한 荷役작업의 능률저하와 안정성 문제 그리고 副振動에 의한 船舶의 動搖로 인한 防衝材의 파괴 문제가 자주 거론되고 있다. 그러나 현재까지 國內의 港灣建設이나 增·改築 工事時에 港灣副振動 문제가 본격적으로 거론된 적은 없었으며, 대부분의 항만 관계자들 역시 항만 부진동 문제에 관한 인식이 매우 희박한 실정이다.

本 研究는 이처럼 港灣研究의 死角地帶인 港灣副振動 현상의 理論的 解析을 포함하여 특히 港灣의 設計 단계에서 고려되어 질 수 있는 港灣副振動 解析을 위한 數值 모델의 樹立과 實用化를 目的으로 하며, 港灣建設과 확장이 계속 추진되고 있는 現實情에서 計劃단계에서부터 利用될 수 있는 港灣副振動에 관한 基礎資料를 제공하는데 副次的 目的이 있다.

## III. 研究開發의 內容

本 研究는 港灣副振動에 관한 基礎研究로 다음과 같은 內容을 포함한다.

- 港灣副振動에 관한 既存의 研究 結果 整理
- 港灣副振動의 理論的 考察

- 港灣副振動 解析을 위한 數値모델의 樹立 및 適用
- 次後의 研究를 위한 現場資料의 蒐集

#### IV. 研究結果 및 活用に 대한 建議

1. 有限要素法을 이용한 港灣副振動 解析 數値모델이 樹立되었다. 이 모델은 아직 完全한 것은 아니며 水深의 變化, 해저마찰, 岸壁에서의 反射率의 고려 등 계속 修整, 補完되어야 할 것이다.

2. 現在 樹立된 모델을 迎日灣 및 浦項新港에 적용시켜 보았으며 다음과 같은 결과를 얻었다.

가) 본 모델의 계산 결과로는 실제 觀測資料와는 달리 週期 60~80 分帶의 振動이 크게 增幅되지 않았으며, 이 점은 境界面의 처리에서 좀 더 많은 研究가 필요함을 뜻한다.

나) 실제 觀測資料에서 보이는 週期 20 分帶의 振動은 迎日灣을 가로 지르는 형태의 振動인 것으로 보이며 入射波의 2~3 倍 정도 增幅될 가능성이 아주 크다.

다) 浦項港의 경우 現在까지 거론된 적은 없으나 週期 7 分帶 및 4~5 分帶의 振動이 크게 增幅될 가능성이 상당히 많다. 그리고 研究期間中에 얻어진 現場 觀測資料에서도 週期 4~5 分帶 또는 그 이하의 週期帶의 진동이 상당히 많이 나타났다.

3. 本 研究에서 樹立된 數値모델은 필요한 修整, 補完을 거친 후 港灣建設의 初期단계에서 유용하게 쓰일 수 있을 것이다.

## SUMMARY

### I. Title of the study

A study on the analysis of the harbor oscillation.

### II. Objectives of the study

Harbor oscillation causes an important problem at the most of harbor along the eastern and southern coast of Korea where the tidal ranges are small. Especially at Pohang New Harbor, the serious damages caused by the harbor oscillation, i.e., destruction of protection fenders and decreasing the efficiency of loading and unloading, are reported. However, on many cases of harbor construction the problems on harbor oscillation have been frequently neglected, and the seriousness of those problems are rarely recognised by harbour design engineers.

Main object of this study is to focus on the preliminary research on the harbor oscillation. And for this purpose most of the efforts were devoted to literature survey and to set-up a numerical model for the analysis of harbor oscillation.

### III. Contents and scope of study

This study consists of :

- Literature survey on harbor oscillation,

- Set-up of a finite element model for the analysis of harbor oscillation,
- Field measurement of sea level oscillation for further researches

#### IV. Conculsion and recommandation

1. A basic finite element model on the harbor oscillation was set-up. And the model is under modification and improvement to be able to include the water depth change, bottom friction and reflection rate at sea wall and coast.

2. The results of preliminary application of the model to Yongil Bay and Pohang New Harbor are as follows :

a) On the field data, the oscillations between 60 to 80 minutes are significant, however, the results of calculation dose not show any amplification at this range. This suggest that additional consideration are needed for the treatment of open boundary condition.

b) The oscillation of 20 minutes are transverse mode at Yongil Bay, and the amplification might be two or three times the incident waves.

c) It is very possible for the oscillation of short period as seven minutes and four or five minutes to be seriously amplified. And the oscillation of short period less than five minutes are frequently observed on the



field measurement data.

3. After some modification and improvement, the model will be very usefull for the preliminary planning and designing of a new harbor.



# 目 次

圖 目 次 .....	13
第 1 章 序 論 .....	15
第 1 節 研究目的 .....	15
第 2 節 現在까지의 港灣副振動 研究 .....	16
1. 單純한 形態의 港灣에서의 研究 .....	16
2. 非定形 港灣에서의 副振動 .....	18
第 3 節 港灣副振動的  피해 .....	20
第 2 章 基本方程式 .....	22
第 1 節 靜振動(Seiche) .....	22
1. 一定한 水深에서의 重複波 .....	22
2. 自由 또는 強制振動으로서의 副振動 .....	23
第 2 節 長週期波에 대한 水理動力學的 基本方程式 .....	29
第 3 節 Helmholtz 方程式의 誘導.....	32
第 3 章 港灣副振動 解析을 위한 數值모델의 수립과 適用.....	38
第 1 節 基本方程式 .....	38
第 2 節 有限要素方程式 .....	42
第 3 節 모델適用例 .....	45
1. 有限要素網의 構成 및 計算條件 .....	45
2. 計算結果 .....	49

第4章 結論 及 討議 .....	66
參考文獻 .....	65
附 錄：現場觀測 .....	68

# CONTENTS

List of Figures .....	13
Chapter 1. Introduction .....	15
Section 1. Objective of the study .....	15
Section 2. Literature survey .....	16
1. Oscillations in harbours of simple shape .....	16
2. Oscillations in harbours of complex shape .....	18
Section 3. Damage from seiches in harbours .....	20
Chapter 2. Governing Equations .....	22
Section 1. The elementary nature of a seiche .....	22
1. Standing waves in water of uniform depth .....	22
2. Seiches as free and forced oscillations .....	23
Section 2. Fundamental hydrodynamic equations for long waves .....	29
Section 3. The Helmholtz equation .....	32
Chapter 3. Set-up and Application of Numerical Model on Harbour Oscillations .....	38
Section 1. Basic equation and boundary conditions .....	38
Section 2. Finite element formulation .....	42
Section 3. An example of application .....	45

1. Construction of finite element mesh and input data .....	45
2. Results of computation .....	49
Chapter 4. Conclusion and Discussion .....	63
References .....	65
Appendix : Field Measurement at Pohang Harbour .....	68

# 圖 目 次

## (List of Figures)

Fig.2.1.	Result of two progressive wave trains of equal height and period moving in opposite direction through each other : A, antinode; N, Node. ....	23
Fig.2.2.	Pictorial space-time representation of a standing wave system. ....	25
Fig.2.3.	Linear damped vibration : (a) damping amplification factor $\mu$ and (b) phase angle $\alpha$ , as functions of frequency ratio $\sigma/\omega$ and dmping factor $2\beta$ . ....	28
Fig.3.1.	Definition sketch of harbour region. ....	39
Fig.3.2.	Interpolation function [N] for the linear triangular element. ....	43
Fig.3.3.	Location map of Yeongil Bay and Pohang New Harbour. ....	46
Fig.3.4.	Finite element mesh of the Yeongil Bay model. ....	47
Fig.3.5.	Finite element mesh of the Pohang New Harbour model. ....	48
Fig.3.6.	The results of the Yeongil Bay model. ....	50
Fig.3.7.	Distribution of the amplification factor at Yeongil Bay. ....	54
Fig.3.8.	The results of the Pohang New Harbour model. ....	56
Fig.3.9.	Distribution of the amplification factor at Pohang New Harbour. ....	60
Fig.A.1.	Typical examples of sea surface oscillation at Pohang New Harbour. ....	69
Fig.A.2.	Changes of oscillation pattern at Pohang New Harbour during the Typhoon Brenda. ....	72
Fig.A.3.	Track of Typhoon Brenda. ....	73





# 第 1 章 序 論

## 第 1 節 研究 目的

港灣이 갖추어야 할 여러가지 要件 중에서 船舶의 安全한 錨泊과 荷役作業을 위한 靜穩度 維持는 가장 基本的인 事項이다. 港灣內에서의 海面교란은 너울 (swell) 을 포함하는 短週期 波浪 (週期가 30 초 미만)에 의한 것을 들 수 있으나 이 외에 副振動\* 이라고 불리는 長週期 振動에 의한 것도 무시할 수 없다. 波浪에 대한 港灣 靜穩度 維持에 관한 研究는 國內外를 막론하고 理論的 또는 實驗的으로 폭넓게 수행되어 왔으며 港灣建設時에 이 결과들이 많이 利用되고 있다. 港灣, 湖水 등에서의 長週期振動에 관한 研究는 外國의 경우 이미 오래전부터 수행되어 왔으며, 新規 港灣建設이나 補修 또는 增·改築工事 時에 長週期振動에 대한 대책을 수립하는 것이 일반적이다. 우리나라의 경우 港灣副振動에 대한 研究結果가 발표된 것은 극히 드물며 李 (1967)와 秋 (1976)의 研究가 전부인 것으로 추측된다. 또한 이들의 研究는 潮汐觀測으로부터 얻어진 資料의 統計的 處理結果에 국한된 것이었으며, 港灣建設時에 참조할 수 있는 理論이나 方法의 提示는 아니었다. 또한 1960~

---

\* 副振動: 海灣 또는 港灣內에서의 長週期振動을 潮汐振動의 主振動에 부수되어 나타나 는 2次振動의 뜻으로 副振動이라고 부르고 있다. 그러나 실제로 潮汐振動에서 파생되어 나오는 것은 아니다. 그럼에도 불구하고 副振動이라고 불리는 것은 潮汐觀測記錄을 정리하는 과정에서 이 現象을 발견하게 되었고 또한 이 현상이 短期的 波浪에 관한 理論보다는 長週期인 潮汐波의 理論으로 설명하는 것이 더 타당했기 때문인 것으로 보여진다. 港灣副振動은 一般的으로 外海로부터 港入口를 통하여 進入하는 長週期波의 週期가 港灣의 固有振動週期和 같거나 거의 같을 때 共振現象을 일으켜 異常的으로 增幅되는 現象으로 seiche (靜振이라고도 함) 또는 harbour resonance 등으로 불리고 있다. 本報告書에서는 관용대로 副振動이라는 用語를 계속 쓰기로 한다.

70 년대에 활발히 推進되어온 港灣의 建設 또는 增・改築時 副振動에 관한 대책 역시 무시되었다.

本 研究는 이처럼 港灣研究의 死角地帶인 港灣副振動의 實象에 관한 紹介와 함께 이에 대한 研究의 基礎를 다지는데 目的이 있으며, 港灣建設과 擴張이 계속 추진되고 있는 現實情에서 計劃段階에서부터 利用될 수 있는 港灣副振動에 관한 基礎資料를 제공하는 데 副次的 目的이 있다.

本 研究에서는 앞으로 반드시 계속되어야 할 港灣副振動에 관한 基礎研究로 國內外의 기존연구결과들을 조사, 정리하고 現在 수립중에 있는 港灣副振動 解析을 위한 數値모델을 現在 副振動 現象이 심각한 浦項港에 適用시킨 결과를 제시한다. 그러나 本 報告書에 제시된 모델계산결과는 特定狀況의 假定下에서 이루어진 것으로 實際問題에 바로 이용되기는 어려운 것이며 단지 참고사항으로만 사용될 수 있는 것임을 미리 밝힌다.

## 第 2 節 現在까지의 港灣副振動 研究

### 1. 單純한 形態의 港灣에서의 研究

水深이 一定하고 長方形 또는 圓形등의 單純한 幾何學的 形態의 港灣의 副振動 現象에 관한 研究는 비교적 많이 수행되어 왔다.

많은 研究者들 중 McNown (1952) 은 一定水深의 圓形港灣의 副振動特性을 自由表面 境界條件과 自然境界條件(陸地境界面에 수직한 速度成分은 0)下에서의 Laplace 方程式의 解로서 설명하였으며 實驗을 통하여 이론적인 결과가 타당함을 證明하였다. 그러나 문제를 푸는 過程에서 필요에 의해 港入口에 波의 波峯(crest)이 存在한다는 假定을 도입하여 港入口에서의 水面勾配는 없는 것으로 했다. 즉 開放境界인 港入口를 陸地境界와 같이 취급하였다. 따라서 그의 結果는 원칙적으

로 圓形 湖水 또는 水槽에서의 自由振動 問題의 結果와 다를 바가 없었다. Kravtchenko 와 McNown (1955)은 港入口에 node 가 존재한다는 假定을 도입하여 長方形 港灣에서의 副振動을 앞에서와 같은 方法으로 풀었다. Apté (1954,1957)는 McNown 의 研究를 더 확장하여 長方形港에서 港入口가 넓은 경우의 부진동에 대해서 이론적인 해석은 물론 實驗을 통하여 結果의 타당성을 뒷받침하였다. 그러나 그의 연구도 外海와 직접 연결된 港灣에서가 아니라 長方形港과 外海사이는 긴 水路로 연결된 것이었기 때문에 現實性의 問題가 제기되었다.

Biesel 과 Le Mehaute(1955,1956) 및 Le Mehaute (1960,1961)은 일련의 연구에서 長方形 港口에서의 여러가지 條件—港入口의 開放狀態, 水深의 變化, 안벽의 傾斜 등 —에서의 副振動 問題를 다루었으며 增幅比(amplification factor: 港內에 나타나는 波의 振幅의 入射波의 振幅에 대한 比)의 概念을 최초로 제시하였다. 이들의 研究結果를 실제에 사용하기 위해서는 反射率, 屈折率 및 減殺率 등 일반적으로 알려지지 않은 여러가지 係數의 도입이 필수적이기 때문에 이 結果의 이용에는 限界가 있었다.

港入口가 外海와 직접 연결된 現實性이 있는 形態의 港에 대한 것으로는 Miles 와 Munk (1961)의 연구가 획기적인 것이었다. 이들의 연구에서 비로소 港入口를 통해 外海로 빠져나가는 放射波(radiational wave)의 概念이 설명되었으며 이 개념에 의해 完全한 共鳴狀態下에서도 港內에서 無限大의 增幅現象이 일어날 수 없다는 사실이 보여졌다. 이들은 放射波의 概念을 확대하여 그때까지 일반적으로 받아들여져 오던 것과는 반대개념의 “Harbour Paradox”를 제시하였다. 즉 港內의 정온도를 유지할 목적으로 港入口를 좁히면 좁힐수록 항입구를 통해 外海로 빠져나가는 에너지는 줄어들기 때문에 港內의 부진동은 더욱 커진다는 것이다. 당시 이 Harbour Paradox는 맹렬한 반대를 받았고 Le Mehaute (1962)는 粘性마찰에 의한 감쇄개념을 도입하면 Harbour Paradox가 성립될 수 없음을 보여주기도 했다. 그러나 Lee (1969)는 圓形의 항구에서 粘性마찰에 의한 감쇄를 고려한 경우

에 제한적으로 Harbour Paradox가 有効함을 理論的으로 또 實驗的으로 보여 주었다.

Ippen과 Raichlen(1962) 및 Raichlen과 Ippen(1967) 등은 外海에 접해있는 長方形 港灣의 副振動 問題를 큰 水槽에 연결된 작은 水槽에서의 振動問題로 묘사하여 理論的, 實驗的 접근을 시도하였으나 港口로 묘사된 작은 수조의 진동은 外海로 묘사된 큰 수조로부터 진입하는 波의 特性에 의해 지배되고 있으나 실제 外海에서 進入하는 波의 特性과 큰 水槽內的 波의 振動特性과는 너무 큰 차이가 있었기 때문에 現實에 이용할 만한 좋은 결과를 주지는 못하였다. Ippen과 Goda(1963)도 外海에 직접연결된 長方形港에서의 副振動에 관한 연구에서 Miles와 Munk에서와 같이 港入口를 통한 外海로의 放射波에 관한 것을 고려하였다. 또한 문제의 解析方法에 있어서는 Miles와 Munk는 Green's function을 이용한 積分方程式으로 접근한데 반하여 Fourier transform을 이용한 變數分離方法으로 접근하였다. 그리고 外海境界面에 훌륭한 消波施設을 설치하여 外海條件이 잘 再現된 축소모델을 이용한 實驗을 통하여 理論의 타당성을 입증하였다.

이외에도 다수의 연구결과가 발표되었으나 대부분이 비슷하기 때문에 위에 열거된 몇몇의 연구결과로 要約될 수 있다. 이상과 같은 일련의 연구결과들은 비록 單純한 幾何學的 形態의 港口에서의 問題에 대한 것으로 실용적인 면에서는 별다른 도움을 주지는 못했으나 副振動 問題의 본질을 이해하는데 중요한 역할을 했다.

## 2. 非定形 港灣에서의 副振動

實際 應用을 위한 非定形 港灣의 副振動 問題에 대한 최초의 研究는 1945년 Knapp와 Vanoni에 의해서 수행된 California Long Beach港의 最適防波堤位置 選定을 위한 水理模型實驗으로 간주된다. 이들은 入射波의 週期를 10초에서 15분까지 변화시키면서 實驗을 실시하여 각각의 波에 대한 港의 反應振動特性을

제시하였으며 이 결과에서 模型實驗을 통한 副振動 研究의 重要性이 많이 강조되었다.

既存 港口의 副振動에 대한 研究中 하나로 Wilson (1954,1959,1960)에 의한 South Africa, Cape Town의 Table Bay 港에 관한 연구를 들 수 있다. 그는 일련의 연구에서 Table Bay 港의 부진동은 大氣壓 變化에 따른 外部波의 침입에 의한 것임을 밝혔고, 크게 두개의 모드(Longitudinal Mode와 Transverse Mode)가 船舶의 繫留와 航行에 심각한 영향을 주고 있음을 보여주었다. 또한 결론에서 비록 많은 시간과 비용이 요구된다 하더라도 水理模型 實驗에 의한 副振動 研究의 重要性和 必要性을 강조하였다.

水深이 不規則한 港口에서의 2次元 및 3次元 振動에 關한 研究가 Wilson, Hendrickson 그리고 Kilmer (1965) 및 Raichlen(1965) 등에 의해서 광범위하게 이루어졌다. 이들은 부진동 문제를 有限差分法을 이용하여 eigenvalue 문제로 두고 數值的인 답을 얻으려고 했으나 外海境界條件으로 固定값을 부여하여 약간 부자연스러운 결과를 얻었다. Leendertse (1967)는 淺海 2次元 流體運動方程式과 連續方程式에 有限差分法을 적용하여 副振動問題에 數值的 접근을 시도하였다. 부분적으로는 실제관측자료와 잘 一致하는 결과를 보여주었으나 問題의 解決을 위해서 外海境界條件이 반드시 주어져야 한다는 제한이 있었다. 비교적 現實性있는 港灣 副振動問題의 研究가 Hwang 과 Tuck (1970), 그리고 Lee (1969) 등에 의해 수행되었으며, 특히 Lee는 一定한 水深의 非定形港의 副振動을 固定境界條件과 港入口의 放射波條件 (radiational wave condition) 그리고 外海連結條件 (matching condition) 下에서의 2次元 Helmholtz 方程式의 解를 구했으며 그 결과의 타당성을 水理模型實驗을 통하여 입증함으로써 소위 'Arbitrary Shaped Harbour Theory' 를 제시하였다. 이 研究結果는 뒤에 Lee와 Raichlen (1971) 등에 의해 水深이 一定치 않으며 여러개의 港灣이 연결된 문제로 확장되었다.

이외에도 많은 연구결과가 발표되었으나 별다른 理論的 진전은 없었으며 대부분

이 여러곳에 적용해본 결과에 대한 것이었다. 특히 最近 컴퓨터의 발달과 함께 컴퓨터를 이용한 數值模型에 의한 문제해결이 많이 시도되고 있으며 또 상당히 유용한 결과를 주고 있다. 즉 Hibiya 와 Kajiura (1982)는 有限差分法을 이용하여 2次元 流體運動方程式과 連續方程式을 풀어냄으로써 長崎灣의 강한 부진동 (Abiki)의 原因이 남지나해를 거쳐 東進하는 氣壓波와 長崎灣 固有振動週期와의 共鳴現象인 것을 실험적으로 밝혀내었다. 또한 Chen 과 Mei (1974), Mei 와 Chen(1975) 그리고 Walker와 Brebbia(1978) 등은 2次元 Helmholtz 方程式을 有限要素法을 이용하여 複雑으로 不規則한 수심의 非定形港의 副振動 問題를 해석할 수 있는 效率적인 방법을 제시하였다.

### 第 3 節 港灣副振動에 의한 피해

副振動에 의한 港灣에서의 피해는 다음의 세가지로 크게 나눌 수 있다.

첫째, 비교적 長週期性的의 부진동으로 港入口를 마디로 하여 1/4 파장 또는 3/4 파장 정도의 부진동이 일어나는 경우에 마디에 해당되는 지역 특히 港入口에서의 돌발적으로 강한 流速으로 인한 航行의 위험을 들 수 있다. 이때 港入口가 좁은 경우에는 위험성이 더 커진다.

둘째, 短週期性 副振動으로 계류되어 있는 船舶을 진동시켜 繫留線 (로프등) 과 안벽 防衝材 및 船舶自體의 파손을 유발한다. Wilson 등 (1959,1968)은 20초 내지 2분 週期的의 진동이 선박이나 계류선에 큰 피해를 준다고 지적했으며 Vanoni 와 Carr (1950)는 계류선박의 계류로프와 항만시설의 파괴시의 관측자료에서 주기 15초 波高 15~20 cm의 파랑과 함께 週期3분 波高 6~9 cm의 長週期波가 같이 존재하였고 특히 長週期波가 피해의 큰 원인이었음을 지적하였다. 이것은 週期가 數分대의 副振動이 그 振幅이 크지 않음에도 보통 주기가 1~2분인 數萬톤급 선박들의 固有振動과 共鳴하여 선박에 큰 진동을 유발하기 때문에 큰 피해를 주는

것으로 보여진다.

셋째, 船舶이나 안벽施設에 직접적인 피해를 주는 것은 아니나 선박의 진동으로 인하여 荷役作業등이 지연되어 滯船時間이 길어진다는 점이다. 從來의 경우 荷役作業의 限界靜穩度는 대체로 波高만으로 決定되어 왔으나, 實際의 경우 限界靜穩度보다 더 작은 波高의 경우에도 하역작업이 중단되는 경우가 많으며, 이때의 대부분이 長週期波에 의한 振動임이 지적되고 있다. 따라서 점차적으로 荷役限界靜穩度の 規定時 波高와 함께 週期도 고려되어야 한다는 것이 지적되고 있다.

以上과 같은 여러가지 피해중에서 두번째 지적한 선박이나 항만시설의 破壞가 가장 심각한 것으로 특히 浦項港의 경우 선박의 진동으로 인한 안벽防衝材의 파괴 문제가 자주 거론되고 있으며 이에 대한 대책수립이 시급한 문제로 대두되고 있다.

## 第 2 章 基本方程式

### 第 1 節 靜振動 (Seiche)

#### 1. 一定한 水深에서의 重複波

港灣副振動的 共振現象을 나타내는 가장 基礎的인 形態는 진폭과 주기가 같고 進行方向이 반대인 두개의 長週期波가 겹쳐서 일어나는 重複波 (standing wave)이다 (Fig.2.1 參照).

自然狀態에서 靜振波를 包含하는 대부분의 波는 正弦波 (sinusoidal wave)로 실제 현상과 아주 흡사하게 표현할 수 있으므로 水位變化를 正弦波로 가정하면, 오른쪽으로 進行하는 波의 水位를  $\eta_1$  이라 하면 임의의 점 (x, t)에서

$$\eta_1(x, t) = A \cos(kx - \sigma t) \quad (2.1)$$

여기서  $k$  는 波數 (wave number =  $2\pi/L$ )

$\sigma$  는 角速度 (=  $2\pi/T$ )

$L$  은 波長

왼쪽으로 進行하는 波의 수위를  $\eta_2$  라 하면

$$\eta_2(x, t) = A \cos(kx + \sigma t) \quad (2.2)$$

로 표시할 수 있다. 이들 두 進行波가 수심이 일정하다는 假定下에 서로 겹쳐지면 각 波의 에너지 (단위면적당  $\frac{1}{2} \rho g A^2$ , 여기서  $\rho$  는 海水密度)는 서로 합쳐져  $\frac{1}{4} \rho g (2A)^2$  즉  $\rho g A^2$  가 되며, 이것은 진폭이  $2A$ 인 重複波의 에너지이다 (Lamb



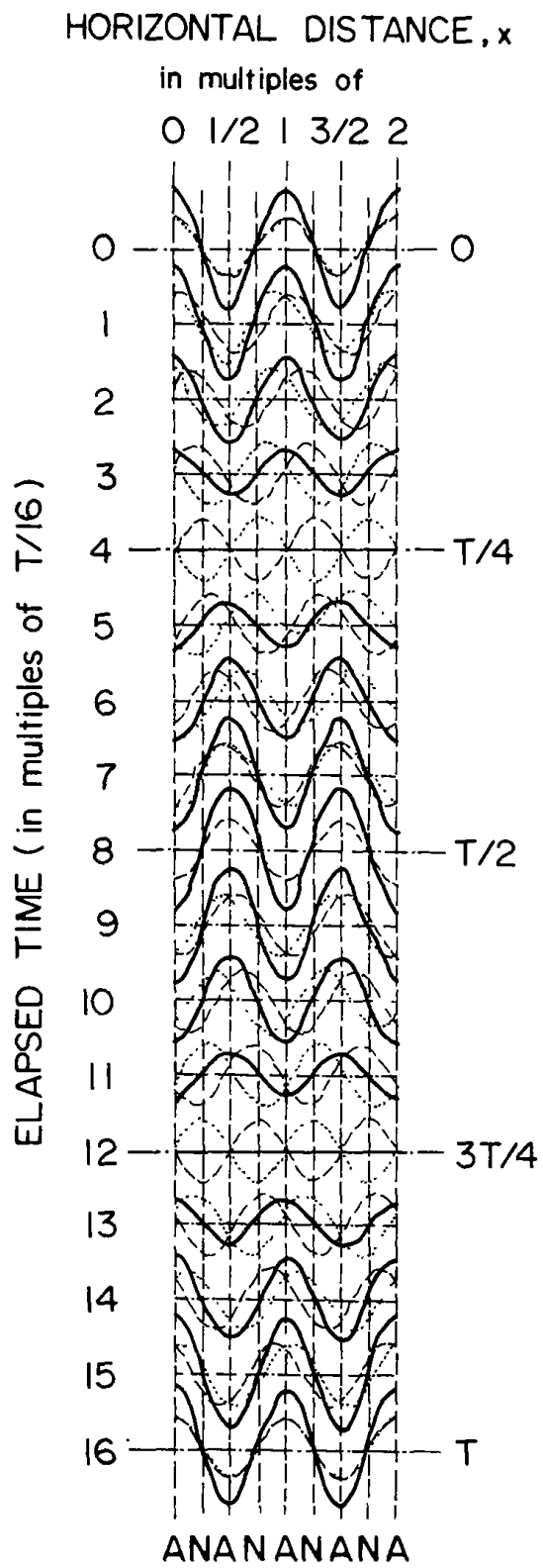


Fig.2.1. Result of two progressive wave trains of equal height and period moving in opposite direction through each other : A, antinode ; N, Node.

1945). 즉, 式(2.1)과 (2.2)를 더하고 삼각함수공식을 사용하면

$$\begin{aligned}\eta &= (\eta_1 + \eta_2) = A \cos(kx - \sigma t) + A \cos(kx + \sigma t) \\ &= 2A \cos kx \cos \sigma t\end{aligned}\tag{2.3}$$

로 표시되며 이식은 두개의 波가 합쳐진 것과 같은 에너지를 갖는 重複波를 나타내는 식이다. 이 波形은  $x=0$ 에 수직벽이 있어서 오른쪽에서 왼쪽으로 진행하는 入射波가 에너지損失없이 完全反射되는 경우에서와 같으며, 波形이 進行하지 않는 特徵이 있다. 이 重複波의 波形의 時間的 變化는 Fig.2.1과 같으며, 式(2.3)으로부터  $t = T/4, 3T/4, 5T/4 \dots$ 일 때의 水位는 모두 0이나 물입자속도는 최대이고  $t = 0, T/2, T, 3T/2 \dots$ 일 때의 각 물입자는 각각의 最大變位點에 있으나 速度는 0이 됨을 알수있다. 공간적으로는  $kx = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2 \dots$ 인 점에서의 물입자는 左右로만 이동하고 상하진폭은 언제나 0이며 이 點을 마디(node)라 한다. 또한  $kx = 0, \pi, 2\pi \dots$ 인 점에서 물입자는 상하운동만하며 진폭은 최대가 된다. 이 점은 腹(antinode)이라 한다. 이러한 重複波의 水位變化를  $x-t-\eta$ 의 3次元으로 그리면 Fig.2.2와 같다.

## 2. 自由 또는 強制振動으로서의 副振動(Seiches as Free and Forced Oscillations)

港內副振動은 境界面에 의해서 全體的 또는 部分的으로 둘러싸여 있는 流體의 自由振動으로 설명할 수 있다. 副振動의 特性은 港口의 形態, 水深등에 따라 다르며, 重力에 의한 復元力은 水面이 평형狀態인 水平을 유지하도록 作用한다. 副振動을 流體의 自由振動으로만 생각할 수도 있으나 외부에서 계속 에너지를 공급받는 外部作用力에 의한 強制副振動(forced seiche)도 생각할 수 있다. 따라서 기계적 진동계와 비교해 보는 것이 副振動의 特性을 이해하는 데 도움을 줄 것이다.

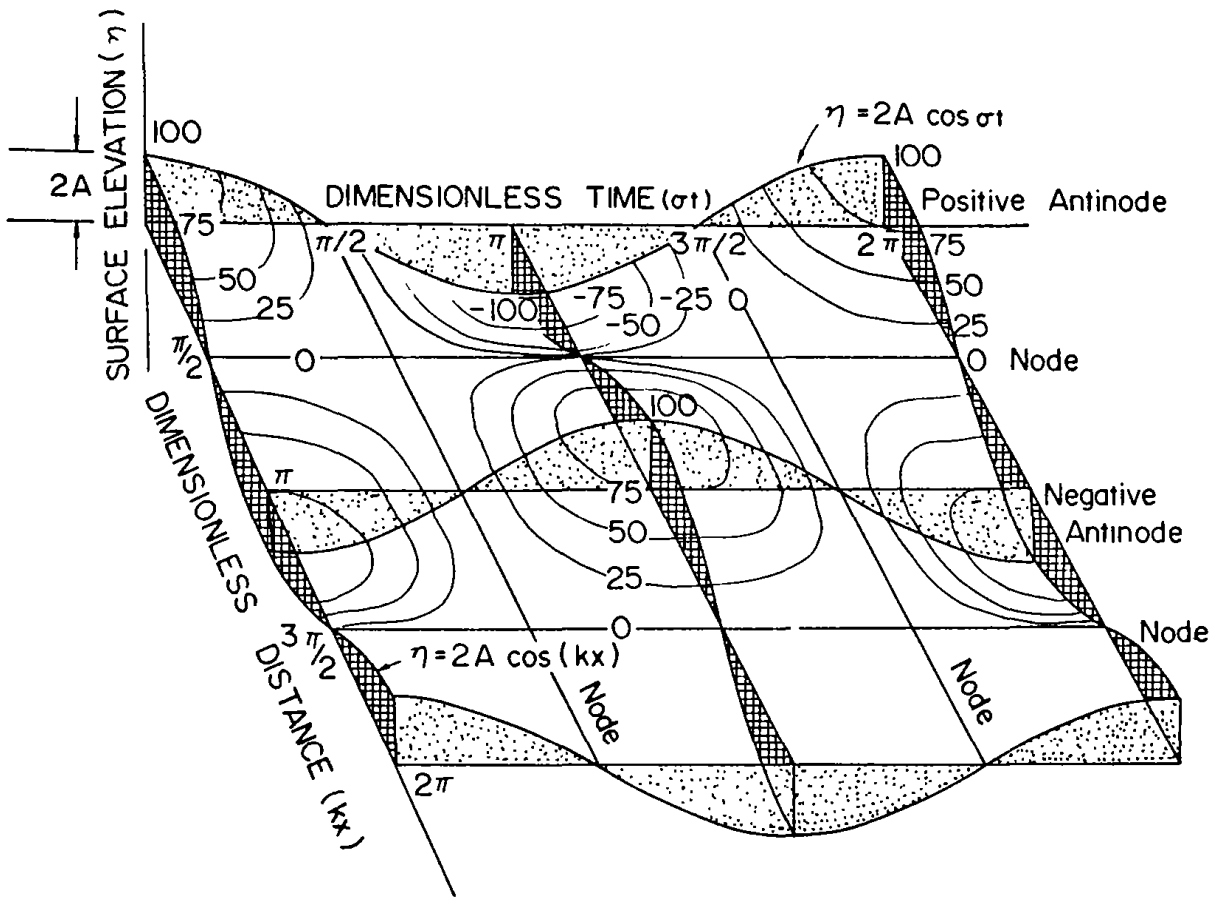


Fig.2.2. Pictorial space-time representation of a standing wave system.

線型으로 진동하는 mass-spring system의 운동방정식은 外部作用力  $F(t)$ 에 의해 變位  $X$ 가 나타났다면 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\ddot{X} + 2\beta\omega\dot{X} + \omega^2X = F(t)/m \quad (2.4)$$

여기서  $(m\omega^2)$ 은 復元力에 대한 spring 常數,

$\beta$ 는 무차원 減殺係數 (dimensionless damping coefficient)

$m$ 는 振動體의 質量

$\omega$ 는 角周波數 (angular frequency)

위식의 解는 自由진동과 강제진동의 두부분으로 나누어진다. 즉 자유진동  $X_0$ 는  $F(t)=0$ 인 경우에 式(2.4)를 풀면 얻을 수 있다.

$$X_0 = e^{-\beta\omega t} [a \sin \gamma t + b \cos \gamma t] \quad (2.5)$$

여기서  $a, b$ 는 초기조건에 의해 결정되는 진폭이고 고유주파수  $\gamma$ 와 주기  $T$ 는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$T = 2\pi/\gamma, \quad \gamma = \omega(1 - \beta^2)^{1/2} \quad (2.6)$$

여기서  $\beta$ 값으로 나타낸 마찰감쇄 (frictional damping)는 자유진동의 진폭을 주기당  $e^{-\delta}$ 의 比率로 減幅시키며,  $\delta$  (logarithmic decrement)는 다음과 같이 표시된다.

$$\delta = \beta\omega T \quad (2.7)$$

強制振動  $X_f$ 는 式(2.4)를 完全히 만족시켜야 하므로 주파수  $\sigma$ 의 外力이 作用하는 경우

$$F(t)/m = F \cos(\sigma t + \varepsilon) \quad (2.8)$$

과 같이 표시할 수 있으며 여기서  $\varepsilon$ 은 임의의 位相角이다. 따라서 강제진동  $X_f$ 는

$$X_f = (F\mu/\omega^2) \cos(\sigma t + \varepsilon - \alpha) \quad (2.9)$$

로 나타낼 수 있고, 여기서

$$\mu = \{ [1 - (\sigma/\omega)^2]^2 + [2\beta(\sigma/\omega)]^2 \}^{-1/2} \quad (2.10a)$$

$$\tan \alpha = 2\beta(\sigma/\omega) / \{ 1 - (\sigma/\omega)^2 \} \quad (2.10b)$$

이며,  $\mu$ 는진동의 動的 增幅(dynamic amplification)이며,  $\alpha$ 는 강제진동과 外力作用(excitation)과의 位相差이다.

全振動은 자유진동과 강제진동의 합으로 표시되므로 다음과 같이 표시된다.

$$X = X_0 + X_f \quad (2.11)$$

여기서  $X_0$ 는 시간이 지남에 따라 감소하며  $X_f$ 는 外的作用(excitation)이 계속되는 한 지속될 것이다. 式(2.9)에서 振幅比  $\mu$ 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\mu = X_{max} / (F/\omega^2) = X_{max} / X_i \quad (2.12)$$

여기서  $X_i$ 는 입력變位の 진폭이며 함수  $\mu(\sigma/\omega)$ ,  $\alpha(\sigma/\omega)$ 와 주파수비  $\sigma/\omega$ 의 관계를 그리면 Fig.2.3과 같이 표현된다. Fig.2.3에서 보는 바와 같이  $2\beta < 1$ 인 경우 式(2.6)의 고유주파수  $\gamma$ 는  $\omega$ 와 같아지며 ( $\gamma \simeq \omega$ ), 式(2.10a,b)에서 비 $\sigma/\omega$ 는 外的作用 주파수와 고유주파수의 비가 된다. 또한 동적증폭비  $\mu$ 는  $\sigma/\omega \simeq 1$ 에서 최대가 됨을 알 수 있으며 이때 共鳴現象이 나타나 外的作用振幅(excitation amplitude)보다 몇배 더 큰 운동을 하게 된다. 주파수비  $\sigma/\omega$ 가 작은 경우, 즉  $\sigma/\omega \ll 1$ 인 경우는  $\mu \simeq 1$ 로 거의 증폭되지 않으며 位相差가 점점 줄어 운동

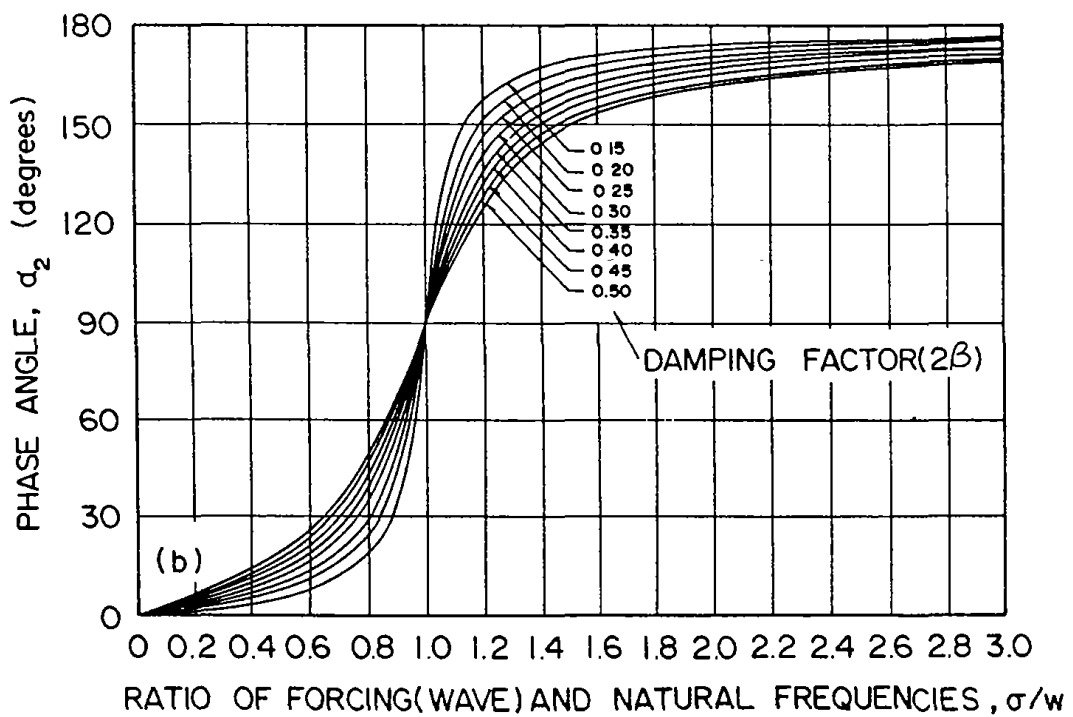
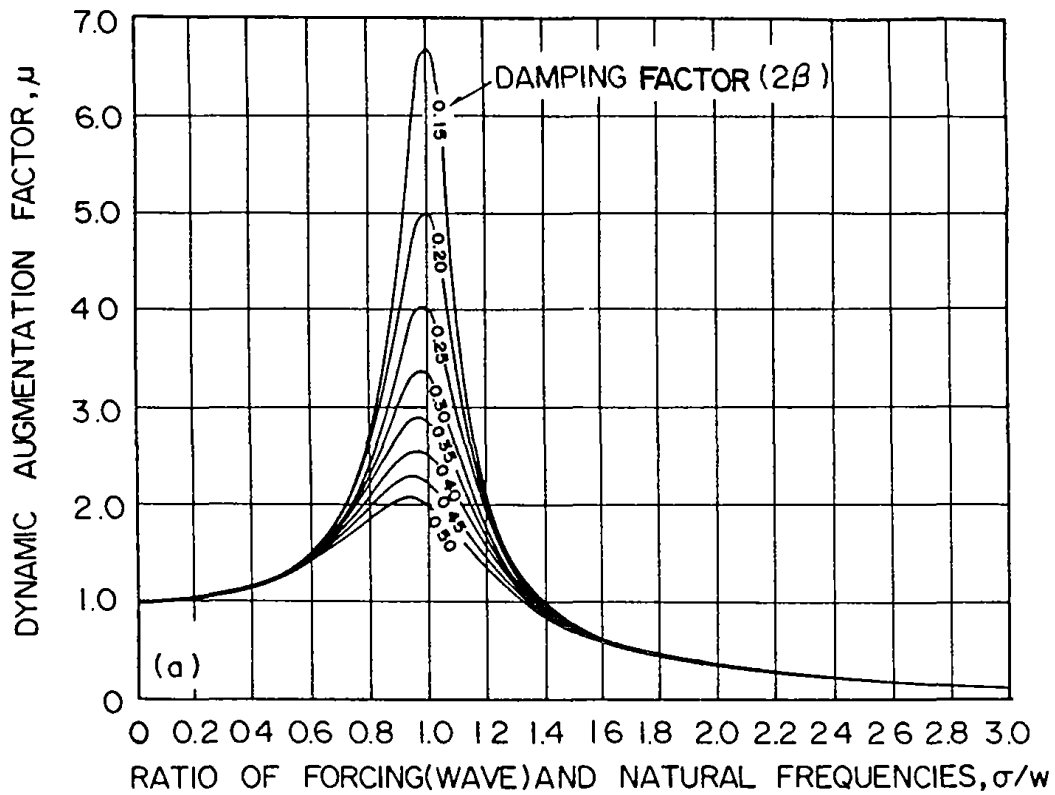


Fig.2.3. Linear damped vibration :  
 (a) damping amplification factor  $\mu$  and  
 (b) phase angle  $\alpha$ , as functions of frequency ratio  $\sigma/\omega$  and damping factor  $2\beta$ .

은 外的作用을 따르게 된다, 즉  $\alpha \rightarrow 0$ . 반면  $\sigma/\omega$ 가 큰 경우, 즉  $\sigma/\omega \gg 1$ 인 경우는 운동은 점점 작아지고 ( $\mu \rightarrow 0$ ) 위상차는 점점 커진다 ( $\alpha \rightarrow 180^\circ$ ).

## 第2節 長週期波에 대한 水理動力學的 基本方程式

앞절에서 설명한 바와 같이 港內副振動은 長週期波로서 風波등의 短週期波에 비해 단위길이당의 波浪에너지는 작으나 큰 週期로 인해 港內 깊이 侵入하여 港內水面의 全體 流動을 지배하게 된다. 이러한 長週期波의 特徵은 물입자의 連직方向運動은 무시할 수 있을 정도로 작고 水平方向의 운동이 전체적인 흐름을 지배하므로 水深이 상대적으로 작고 波高가 적은 長週期波에 대한 理論 즉 二次元不定流에 대한 理論을 적용함으로써 실제현상과 부합되는 결과를 얻을 수 있다.

靜水面을  $x, y$  軸으로 정수면에서 上方向을  $z$  軸으로 하는 三次元 Cartesian 좌표계에서 물입자운동에 대한 Euler方程式은  $x, y$  및  $z$  軸 方向으로 각각 다음과 같다 (Lamb, 1945 ; Proudmann, 1953 ; Defant, 1960 ; Stoker, 1957 ; Dronker, 1964) :

$$x \text{ 軸方向} : \rho \frac{Du}{Dt} = \rho f v + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.13a)$$

$$y \text{ 軸方向} : \rho \frac{Dv}{Dt} = -\rho f u + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.13b)$$

$$z \text{ 軸方向} : \rho \frac{Dw}{Dt} = -\rho g + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.13c)$$

여기서  $u, v, w$ 는 각각  $x, y, z$  方向 속도성분,  $\rho$ 는 流體의 密度, 그리고  $D/Dt$ 는 다음과 같이 정의되는 연산자이다.

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.14)$$

또한  $f$ 는 Coriolis 계수 ( $= 2\Omega \sin \phi$ ,  $\Omega$ 는 지구의 자전 각속도,  $\phi$ 는 위도) 이고,  $\tau$ 는 전단응력, 그리고  $p$ 는  $(x, y, z)$  점에서의 壓力이다.

또한 다음의 연속방정식을 만족시켜야 한다. 즉,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.15)$$

여기서 長週期波 (nearly horizontal flow) 에서와 같이 교란 (turbulence) 의 水 平 方 向 移 流 (horizontal convection) 가 작다고 가정하고 鉛 直 方 向 加 速 度 를 무시하면, 式 (2.13a, b, c) 는 각각

$$\frac{Du}{Dt} - fv = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.16a)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.16b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.16c)$$

로 간단히 표시할 수 있으며, 式 (2.16c) 는 정수압形態로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$p = p_a - \rho g (z - \eta) \quad (2.17)$$

여기서  $p_a$  는 大氣壓이고  $\eta$  는  $(x, y)$  點에서의 水位이다. 또한 式 (2.16a, b) 에 서  $Du/Dt$  와  $Dv/Dt$  中 非線型項 (field acceleration) 은  $\partial u/\partial t$  나  $\partial v/\partial t$  項 (local acceleration) 에 비해 대단히 작으므로 무시할 수 있다 (Charnock and Crease, 1957). 따라서 式 (2.17) 를 이용하면 다음과 같이 표시된다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x} \quad (2.18a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu + g \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial y} \quad (2.18b)$$



윗식 (2.18a, b) 을  $z$  軸에 관하여 적분하면  $f, \partial\eta/\partial x, \partial P_a/\partial y$  등은  $z$  와 獨立이므로 다음과 같은 운동량 保存式을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} u_s - f q_y + g(h + \eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{1}{\rho} (\tau_{sx} - \tau_{bx}) - \frac{h + \eta}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial x} \quad (2.19a)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} v_s + f q_x + g(h + \eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{1}{\rho} (\tau_{sy} - \tau_{by}) - \frac{h + \eta}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial y} \quad (2.19b)$$

여기서  $q_x, q_y$  는 단위시간당  $(x, y)$  點 수직단면의 단위폭당 흐르는 유량(flux)의  $x, y$  성분이고 첨자  $s$  는 수면,  $b$  는 해저면을 나타낸다. 윗식에서  $\partial\eta/\partial t$  는 수면에서의  $z$  方向 유속을 나타내고 長週期波에서 이 값은 대단히 작으므로 무시할 수 있다. 또한 대상지역이 港內 또는 灣內등으로 그 크기가 크지 않으므로 지구의 자전에 의한 影響도 무시할 수 있다. 따라서 식(2.19a, b) 는

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} + g(h + \eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{1}{\rho} (\tau_{sx} - \tau_{bx}) - \frac{h + \eta}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial x} \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} + g(h + \eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{1}{\rho} (\tau_{sy} - \tau_{by}) - \frac{h + \eta}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial y} \quad (2.20b)$$

로 나타낼 수 있다. 윗식에서 해저면 전단응력을 나타내는  $\tau_{bx}$  와  $\tau_{by}$  는 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\tau_{bx}/\rho = K' |u|u = (K' |q_x|/h^2) q_x \approx K_x q_x \quad (2.21a)$$

$$\tau_{by}/\rho = K' |v|v = (K' |q_y|/h^2) q_y \approx K_y q_y \quad (2.21b)$$

이식을 이용하여 정리하고 식(2.15) 를 같은 形態로 정리하면 :

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (2.22a)$$

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} + K_x q_x + g(h + \eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} = \left[ \frac{\tau_{sx}}{\rho} - \frac{(h + \eta)}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial x} \right] = F_{sx} \quad (2.22b)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} + K_y q_y + g(h + \eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} = \left[ \frac{\tau_{sy}}{\rho} - \frac{(h + \eta)}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial y} \right] = F_{sy} \quad (2.22c)$$

를 얻는다.

윗식 (2.22b, c)에서  $F_{,x}$ ,  $F_{,y}$ 는 바람과 대기압 변화에 의한 입력(driving force)을 나타내며, 대상지역이 작고 항내 부진동의 주원인을 外海에서 발생한 장주기 파의 侵入으로 볼때 무시할 수 있다. 또한 식(2.22a, b, c)의 해를 해석적 방법으로 구하기는 어려우나 선형 편미분 방정식이므로 간단한 有限差分式으로 바꾸고 적당한 초기조건과 경계조건을 주면 상당한 正確度를 가지고 항내 부진동현상을 수치 모형으로 재현할 수 있다.

### 第 3 節 Helmholtz 方程式의 誘導

一定한 水深의 非定形港灣에서의 副振動現象은 外海에서 발달한 波浪의 侵入에 그 主要原因이 있고 이는 波浪의 廻折現象과 密接한 관계가 있다. 따라서 港灣副振動問題의 解析的 接近方法의 또 다른 하나는 波浪의 廻折現象을 설명해주는 二次元 Helmholtz 方程式을 固定境界條件과 港入口에서의 放射波條件, 그리고 外海連結條件을 이용하여 푸는 것이다. 이 방법은 적은 계산시간으로 비교적 正確한 답을 얻을 수 있으므로 현재 가장 보편적으로 사용되고 있다.

本節에서는 Helmholtz 方程式의 유도과정을 간단히 기술하고 앞으로 一定한 水深이 아닌 수심이 變하는 港內에서의 副振動 또는 波浪의 회절 및 굴절현상으로의 擴張을 염두에 두고, 波浪의 屈折(refraction)과 廻折(diffraction)現象을 동시에 표현할 수 있는 'mild-slope' 方程式의 유도과정도 간략히 기술하기로 한다.

우선 數式의 간략화를 위해 非壓縮性, 非回轉性 理想流體(incompressible ideal fluid, irrotational motion)로 가정하면 速度포텐셜(velocity potential) 概念의 도입이 可能하고 연속방정식으로 부터 Laplace 方程式을 얻는다.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.23)$$

여기서  $\psi$ 는 복소수포텐셜함수(complex potential function)이다. 또한 모든 운동은 重力場(gravitational force field) 내에서 일어나고, 水面에 作用하는 應力은 없으며(stress free upper surface), 표면장력이 없고 海底면은 剛고 불투수성(rigid impermeable bottom)이라고 가정하고 운동방정식에 적용하여 線型方程式化하면 다음의 境界조건 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \psi = 0 \quad \text{이때} \quad z = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial y} = 0 \quad \text{이때} \quad z = -h(x, y) \quad (2.25)$$

해저면이 水平하다고 假定하면 式(2.25)는

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad \text{이때} \quad z = -h(x, y) \quad (2.26)$$

여기서 境界조건식(2.24)와(2.26)을 이용하여 變數分離法으로 Laplace 方程式을 풀면 다음과 같은 形態의 해를 얻는다.

$$\psi(x, y, z) = A(z)\phi(x, y) \quad (2.27)$$

이를 다시 Laplace 方程式에 대입하면

$$\frac{1}{A} \frac{d^2 A}{dz^2} = k^2 \quad (2.28)$$

그리고

$$\frac{1}{\phi} \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) = -k^2 \quad (2.29)$$

의 두식을 얻게되며, 여기서  $k$ 는 상수이다. 水面에서의 境界조건과 海底면에서의 境界조건을 만족시키는 式(2.28)의 해는

$$A(z) = C(k) \cosh \{ k(z+h) \} \quad (2.30)$$

이 되며 이식을 式(2.24)에 대입하면 다음의 dispersion 관계식을 얻을 수 있다.

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (2.31)$$

또한 해저면이 수평하다는 假定下에서 다음식을 얻는다.

$$\phi(x, y, z) = \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} \phi(x, y) \quad (2.32)$$

이때 dispersion 관계식 (2.31)은 周波數, 波數 그리고 水深의 관계를 나타낸 식으로 이 식에서 나타난  $k$ 는  $2\pi/L$  ( $L$ 은 波長)로 정의되는 波數(wave number)이다.

지금까지의 假定下에서 속도포텐셜을 구하는 문제는 Laplace 方程式으로부터 式(2.29)의 해를 구하는 문제로 귀결되었으며 이 式을 Helmholtz 方程式이라 한다. 이 式을 다시쓰면 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k^2 \phi = 0 \quad (2.33)$$

mild-slope 方程式을 구하기 위해 式(2.32)를 다시쓰면

$$\phi = A(h, z) \phi(x, y) \quad (2.34)$$

$$A = \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} \quad (2.35)$$

式(2.34), (2.35)를 式(2.23)에 대입하여 정리하면

$$A \nabla^2 \phi + 2 \nabla A \cdot \nabla \phi + \phi \nabla^2 A + \phi \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial z} + A \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.36)$$

여기서  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ,

$\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$  이며,

式(2.24)에 대입하여 정리하면

$$\phi \frac{\partial A}{\partial z} + A \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} (A\phi) = 0 \quad \text{이때 } z = 0$$

이 되고, 여기서  $A(z = 0) = 1$  이고,

$$\left. \frac{\partial A}{\partial z} \right|_{z=0} = k \tanh(kh) = \frac{\omega^2}{g}$$

$$\text{따라서 } \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad \text{이 되고 이때 } z = 0. \quad (2.37)$$

式(2.25)는

$$A \frac{\partial \phi}{\partial z} + \phi \frac{\partial A}{\partial z} + \phi \left( \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial y} \right) + A \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial y} \right) = 0$$

$$\text{에서 } \left. \frac{\partial A}{\partial z} \right|_{z=-h} = \frac{k \sinh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} = 0$$

$$\text{즉 } A \frac{\partial \phi}{\partial z} + \phi (\nabla A \cdot \nabla h) + A (\nabla \phi \cdot \nabla h) = 0 \quad \text{이때 } z = -h \quad (2.38)$$

$$\text{여기서 } \nabla A = \frac{\partial A}{\partial h} \nabla h, \quad \nabla^2 A = \frac{\partial^2 A}{\partial h^2} (\nabla h \cdot \nabla h), \quad \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = k^2 A \text{이므로}$$

式(2.36), (2.37), (2.38)은 각각 다음과 같이 표현할 수 있다:

$$\begin{aligned} A \nabla^2 \phi + 2 \frac{\partial A}{\partial h} \nabla h \cdot \nabla \phi + \phi \frac{\partial^2 A}{\partial h^2} (\nabla h \cdot \nabla h) \\ + \phi k^2 A + 2 \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial z} + A \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad z = 0 \quad (2.40)$$

$$A \frac{\partial \phi}{\partial z} + \phi \frac{\partial A}{\partial h} (\nabla h \cdot \nabla h) + A (\nabla \phi \cdot \nabla h) = 0, \quad z = -h \quad (2.41)$$

平均波浪에너지 flux(mean wave energy flux)를 고려해 주기 위하여, 式(2.39)에 함수 A를 곱하고 水深에 대하여 적분한다. 그리고 경계조건식(2.40)과(2.41)을 고려하면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\begin{aligned}
& \int_{-h}^0 A^2 \nabla^2 \phi dz + \int_{-h}^0 2A \frac{\partial A}{\partial h} (\nabla h \cdot \nabla \phi) dz + \int_{-h}^0 A \frac{\partial^2 A}{\partial h^2} (\nabla h \cdot \nabla h) \phi dz \\
& + \int_{-h}^0 A^2 k^2 \phi dz + \int_{-h}^0 2A \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial z} dz + \int_{-h}^0 A^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dz + A \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=0} \\
& + A^2 \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=-h} + A \frac{\partial A}{\partial h} (\nabla h \cdot \nabla h) \phi \Big|_{z=-h} + A^2 (\nabla h \cdot \nabla \phi) \Big|_{z=-h} = 0
\end{aligned}$$

여기서  $A \frac{\partial A}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0$

$$\begin{aligned}
& \int_{-h}^0 2A \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial z} dz + \int_{-h}^0 A^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dz \\
& = \int_{-h}^0 \left( \frac{\partial A^2}{\partial z} \frac{\partial \phi}{\partial z} + A^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) dz = \int_{-h}^0 \frac{\partial}{\partial z} \left( A^2 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) dz \\
& = A^2 \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{-h}^0 = -A^2 \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{-h}
\end{aligned}$$

이므로 윗식을 다시 쓰면

$$\begin{aligned}
& \int_{-h}^0 A \left\{ \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} (\nabla h \cdot \nabla h) \right\} \phi dz + \int_{-h}^0 \frac{\partial A^2}{\partial h} (\nabla h \cdot \nabla \phi) dz \\
& + \int_{-h}^0 A^2 (\nabla^2 \phi + k^2 \phi) dz + A^2 (\nabla h \cdot \nabla \phi) \Big|_{z=-h} \\
& + A \frac{\partial A}{\partial h} (\nabla h \cdot \nabla h) \phi \Big|_{z=-h} = 0 \tag{2.42}
\end{aligned}$$

速度포텐살이 연직軸  $z$  의 weak function 이고, 수심  $h$  의 gradient,  $\nabla h$  가 상대적으로 작다고 假定하면 式(2.42) 는 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned}
& \left( \int_{-h}^0 \frac{\partial A^2}{\partial h} dz \right) \cdot (\nabla h \cdot \nabla \phi) + \left( \int_{-h}^0 A^2 dz \right) (\nabla^2 \phi + k^2 \phi) \\
& + A^2 (\nabla h \cdot \nabla \phi) \Big|_{z=-h} = 0 \tag{2.43}
\end{aligned}$$

여기서

$$\int_{-h}^0 \frac{\partial A^2}{\partial h} dz = \frac{\partial}{\partial h} \int_{-h}^0 A^2 dz - A^2 \Big|_{z=-h}$$

이므로 式(2.43)은

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial}{\partial h} \int_{-h}^0 A^2 dz - A^2 \right)_{z=-h} \cdot (\nabla h \cdot \nabla \phi) \\ & + \left( \int_{-h}^0 A^2 dz \right) (\nabla^2 \phi + k^2 \phi) + A^2 (\nabla h \cdot \nabla \phi) \Big|_{z=-h} = 0 \end{aligned}$$

로 정리되며 이식은 다시 式(2.44)로 표시할 수 있다.

$$\left( \int_{-h}^0 A^2 dz \right) (\nabla^2 \phi + k^2 \phi) + \left( \frac{\partial}{\partial h} \int_{-h}^0 A^2 dz \right) (\nabla h \cdot \nabla \phi) = 0 \quad (2.44)$$

式(2.44)를 적분하여 정리하면 다음의 'mild-slope' 方程式을 얻는다.

$$\nabla \cdot (Cg \nabla \phi) + \omega^2 \frac{Cg}{C} \phi = 0 \quad (2.45)$$

여기서

$$\begin{aligned} Cg &= nC \\ n &= \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh(kh)} \right) \\ C &= \omega/k \end{aligned}$$

式(2.45)는 波浪의 屈折 및 廻折現象을 동시에 표현해주는 식이며, 深海 이거나 一定한 水深에서 式(2.45)는 波浪廻折現象을 나타내는 Helmholtz 方程式으로 되 돌아감을 알 수 있다.

## 第3章 港灣副振動 解析을 위한 數値모델의 수립과 適用

本章에서는 現在 樹立中에 있는 有限要素法을 이용한 港灣副振動 解析을 위한 數値모델의 概要를 설명하고, 現在 副振動 問題가 심각히 대두되고 있는 迎日灣 및 浦項港에 一次的으로 適用시켜 본 결과를 제시한다.

### 第1節 基本方程式

港灣副振動에서 問題가 되는 波는 대체로 長週期波로 그 波長이 水深에 비해 매우 길기 때문에 淺海長波理論을 도입하여 2次元문제로 고려할 수가 있다. 第2章에서 제시된 바와 같이 港內의 流體가 非壓縮性, 非回轉性이라는 假定下에서 流體의 運動을 다음과 같이 Helmholtz 方程式으로 서술할 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k^2 \phi = 0 \quad (3.1)$$

여기서  $x, y$  : 2次元 좌표계

$\phi$  :  $x, y$  좌표계에서의 速度포텐셜

$k$  : 波數 (wave number,  $= 2\pi/L$ )

$L$  : 波長

港內에서의 流體運動을 서술하기 위해서는 다음의 境界條件을 만족시켜야 한다.

— 안벽 또는 海岸境界條件 (Fig.3.1에서 S1)

안벽이나 海岸에서는 수직方向의 流速成分이 없으므로

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (3.2)$$



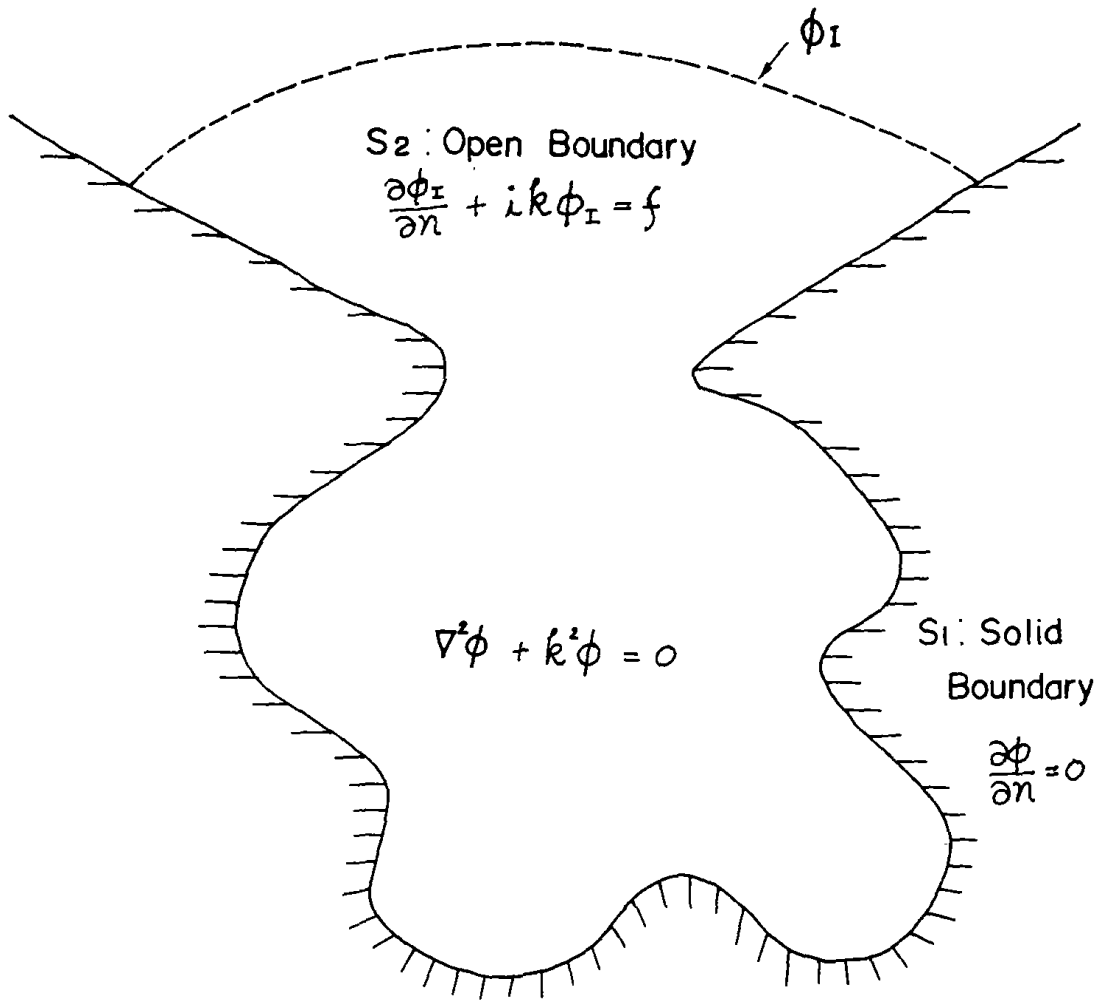


Fig.3.1. Definition sketch of harbour region.

여기서  $n$  : 안벽에서 밖으로 수직方向成分

— 外海境界條件(Fig.3.1에서 S2)

外海境界條件의 부여문제는 — 外海境界를 갖는 다른 여러 문제에서와 같이 — 항만부진동 문제에서 가장 어렵고 또 중요한 문제중의 하나이다. 港灣副振動은 外部에서 入射하는 波에 의한 港內 流體의 反應이라는 점에서 境界面에서 入射波의 크기를 지정해 주도록 하며, 港內에서 外海로 放射되는 波는 境界面에 수직으로 아무런 障礙나 에너지의 감소없이 빠져나간다는 假定下에서 一般的인 自由放射波條件을 도입하였다.

境界面 近處에서의 波動方程式은 境界面을 中心으로

$$\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial n^2} = \frac{1}{C^2} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \quad (3.3)$$

여기서  $n$  : 境界面에 수직方向性分

$C$  : 波의 伝파速度

$t$  : 時間

으로 나타낼 수 있으며, 一般解는

$$\begin{aligned} \bar{\phi} &= f(n-ct) + g(n+ct) \\ &= f(\xi) + g(\tau) \end{aligned} \quad (3.4)$$

여기서  $\bar{\phi} = \bar{\phi}(n, t)$

$f(\xi)$  : 放射波

$g(\tau)$  : 入射波

로 나타낼 수 있으며, 外海로 빠져나가는 放射波만 고려하면

$$\frac{\partial \bar{\phi}_D}{\partial \tau} = 0$$

여기서  $\bar{\phi}_D(n, t)$ 는 外海로 빠져나가는 放射波,  
 로 나타낼 수 있으며, 여기서 일반적인 放射波 條件을 얻을 수 있다.  
 즉,

$$\frac{\partial \bar{\phi}_D}{\partial n} + \frac{1}{C} \frac{\partial \bar{\phi}_D}{\partial t} = 0 \quad (3.5)$$

경계면에서의 速度포텐셜  $\bar{\phi}_D(n, t)$ 는 變數分離型으로

$$\phi_S \bar{\phi}_D(n, t) = \bar{\phi}_D(n, S) e^{i\omega t} \quad (3.6)$$

여기서 S : 境界면에 平行方向거리

$\phi_S$  : S를 따라 주어지는 常數

로 표현할 수 있으며 이를 式(3.5)에 代入하면 다시

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} + ik\phi_D = 0 \quad (3.7)$$

과 같은 放射波條件을 얻을 수 있다. 그리고 全體速度포텐셜  $\phi$ 를 放射波와 入射波의 疊으로 두어

$$\phi = \phi_D + \phi_I \quad (3.8)$$

여기서  $\phi_D$  : 放射波의 速度포텐셜

$\phi_I$  : 入射波의 速度포텐셜

로 하고 이를 式(3.7)에 代入하면

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} + ik\phi = \frac{\partial \phi_I}{\partial n} + ik\phi_I = f \quad (3.9)$$

여기서  $f$  : 放射條件으로 入射角 및 放射角에 대한 函數  
 와 같이 入사파만으로 표시되는 방사파조건을 얻을 수 있다.

## 第2節 有限要素方程式

式(3.1)과 경계조건 式(3.2) 및 (3.9)에 基本的인 weighted residual方法을 적용하면

$$\begin{aligned} & \int_A \left\{ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k^2 \phi \right\} \delta \phi dA \\ &= \int_{S_1} \frac{\partial \phi}{\partial n} \delta \phi dS + \int_{S_2} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial n} + ik\phi - f \right\} \delta \phi dS \end{aligned} \quad (3.10)$$

여기서 A는 積分領域

다시 部分積分을 이용하면

$$\begin{aligned} & \int_A \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \delta \phi}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \delta \phi}{\partial y} - k^2 \phi \right\} dA + \int_{S_1} ik\delta \phi dS \\ &= \int_{S_2} f \delta \phi dS \end{aligned} \quad (3.11)$$

有限要素로는 가장 간단한 線型 삼각형요소(Fig.3.2 參照)를 고려하여 要素別로 補間함수  $\underline{N}$ 과 Node 값  $\underline{\phi}$ 로 미지수  $\phi$ 를 표시하면

$$\phi = \underline{N}^T \underline{\phi} \quad (3.12)$$

$$\delta \phi = \underline{N}^T \delta \underline{\phi} \quad (3.13)$$

여기서  $\underline{N}^T$  :  $[N_1, N_2, N_3]$

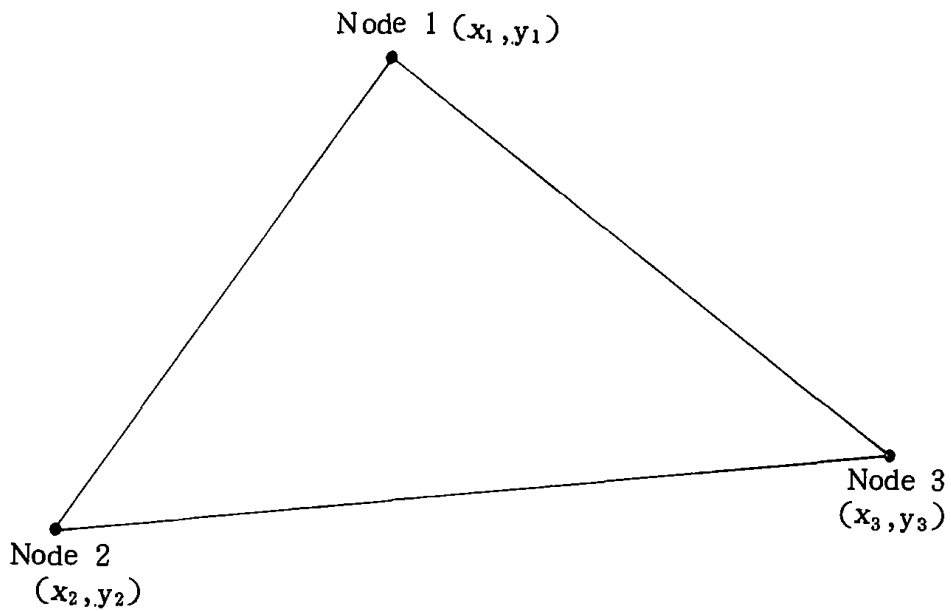
$\underline{\phi}^T$  :  $[\phi_1, \phi_2, \phi_3]$

$\underline{\delta \phi}^T$  :  $[\delta \phi_1, \delta \phi_2, \delta \phi_3]$

윗 式을 式(3.11)에 代入하면 다음과 같은 各 要素別 方程式을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \underline{\delta \phi}^T \left\{ \int_A \left[ \frac{\partial \underline{N}}{\partial x} \frac{\partial \underline{N}^T}{\partial x} + \frac{\partial \underline{N}}{\partial y} \frac{\partial \underline{N}^T}{\partial y} - k^2 \underline{N} \underline{N}^T \right] dA + i \int_{S_1} k \underline{N} \underline{N}^T dS \right\} \underline{\phi} \\ &= \underline{\delta \phi}^T \left\{ \int_{S_2} \underline{N} f dS \right\} \end{aligned} \quad (3.14)$$

여기서 A는 各 要素의 面積



$$\phi(x, y) = \underline{N}^T \underline{\phi} = N_1 \phi_1 + N_2 \phi_2 + N_3 \phi_3$$

$$\underline{N}^T = [N_1, N_2, N_3]$$

$$\begin{bmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{2A} \begin{bmatrix} 2A_{23} & b_1 & a_1 \\ 2A_{31} & b_2 & a_2 \\ 2A_{12} & b_3 & a_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ x \\ y \end{bmatrix}$$

$$A_{ij} = x_i y_j - x_j y_i$$

$$b_i = y_j - y_k$$

$$a_i = x_k - x_j$$

Fig.3.2. Interpolation function  $[N]$  for the linear triangular element.

이 식에서  $\delta\phi^T$ 를 없애고 간단히 行列式 形態로 정리하면 각 요소별로

$$[\underline{K}_e - k^2\underline{m}_e + ik\underline{S}_e] \underline{\phi}_e = \underline{f}_e \quad (3.15)$$

여기서

$$\begin{aligned} \underline{K}_e &= \int_A \left[ \frac{\partial \underline{N}}{\partial x} \frac{\partial \underline{N}^T}{\partial x} + \frac{\partial \underline{N}}{\partial y} \frac{\partial \underline{N}^T}{\partial y} \right] dA \\ \underline{m}_e &= \int_A [\underline{N}\underline{N}^T] dA \\ \underline{S}_e &= \int_{S_1} [\underline{N}\underline{N}^T] dS \\ \underline{f}_e &= \int_{S_2} [\underline{N}f] dS \end{aligned}$$

와 같이 쓸 수 있으며 전 영역에 대해서는 各 要素方程式을 다 합치면 된다.

즉, 전영역에 대해서는

$$\sum_{e=1}^E [\underline{K}_e - k^2\underline{m}_e + ik\underline{S}_e] \underline{\phi}_e = \sum_{e=1}^E \underline{f}_e \quad (3.16)$$

여기서 E는 要素의 數

로 표시할 수 있으며, 다시쓰면

$$[\underline{K} - k^2\underline{M} + i\underline{S}] \underline{\phi} = \underline{F} \quad (3.17)$$

여기서  $\underline{K}$ ,  $\underline{M}$ ,  $\underline{S}$ 는 각각  $\underline{K}_e$ ,  $\underline{m}_e$ ,  $\underline{S}_e$ 를 전영역에 대하여 다 합한 것으로  $E \times E$ 의 行列式으로 표시되며,  $\underline{\phi}$ 는 각 Node에서의 값으로 요소가 E개인 벡터,  $\underline{F}$ 도 요소가 E개인 벡터로 표시할 수가 있다. 이는 미지수  $\underline{\phi}$ 에 대한 線型 연립방정식으로 만약  $\det[\underline{K} - k^2\underline{M} + i\underline{S}]$ 가 영이 아니면  $\underline{\phi} = [\underline{K} - k^2\underline{M} + i\underline{S}]^{-1} \underline{F}$ 로 풀 수 있다.

### 第3節 모델 適用例

앞에서 설명된 모델은 완전히 樹立된 것은 아니며 水深의 變化, 岸壁에서의 反射率, 海底摩擦 등은 아직 고려되지 않고 있다. 이 問題들을 모델에 包含시킬 수 있도록 모델의 補完 및 세련화를 進行중에 있으며, 우선 副振動 問題가 심각한 迎日灣과 浦項新港 (Fig. 3.3 參照)에 본 모델을 적용시켜본 결과를 소개한다.

#### 1. 有限要素網의 構成 및 計算條件

計算은 迎日灣과 浦項新港에 대해서 각각 遂行되어졌다. 迎日灣은 浦項新港이 없는 경우에 대하여 Fig. 3.4와 같이 260개의 삼각형 要素로 構成되어졌으며 Node 數는 155개이다. 水深은 20 m로 全領域에 걸쳐 均一하게 주었으며 Node와 Node 간의 距離는 대략 1 km를 유지하도록 했다. 이는 5分 週期를 갖는 波의 경우 한 波長內에 최소 4개 이상의 Node를 包含하도록 고려한 것이다.

浦項新港은 538개의 삼각형 要素로 構成했으며 Node 數는 324개이다 (Fig. 3.5 參照). Node 간의 距離는 180 m를 基準으로 했으며, 現在 防衝材의 破壞問題가 자주 擧論되고 있는 東港과 內港의 一部는 短週期波의 計算이 圓滑하도록 Node 간의 距離를 半으로 더욱 細分하였다. 港內의 과제제는 網構成上의 問題로 因하여 基礎段階인 本 研究에서는 無視하였으나 보다 正確한 評價를 위해서는 반드시 고려해야 할 事項이다. 水深은 港內 全體를 14.5 m로 均一하게 두었다.

위의 두 경우 모두 海底摩擦은 無視했으며 海岸이나 岸壁에서의 條件은 모두 完全反射로 假定하였다. 이 問題들은 水深 變化의 고려와 함께 次後의 研究에서 고려되어야 할 事項들이다. 外海境界面에서의 境界條件 (入射波의 波高 및 波向)은 現實적으로 充分한 觀測資料를 얻을 수 없기 때문에 波高 1인 波가 外海로부터 境界面에 垂直으로 進入해 들어오는 것으로 假定했으며, 計算은 入射波의 波高

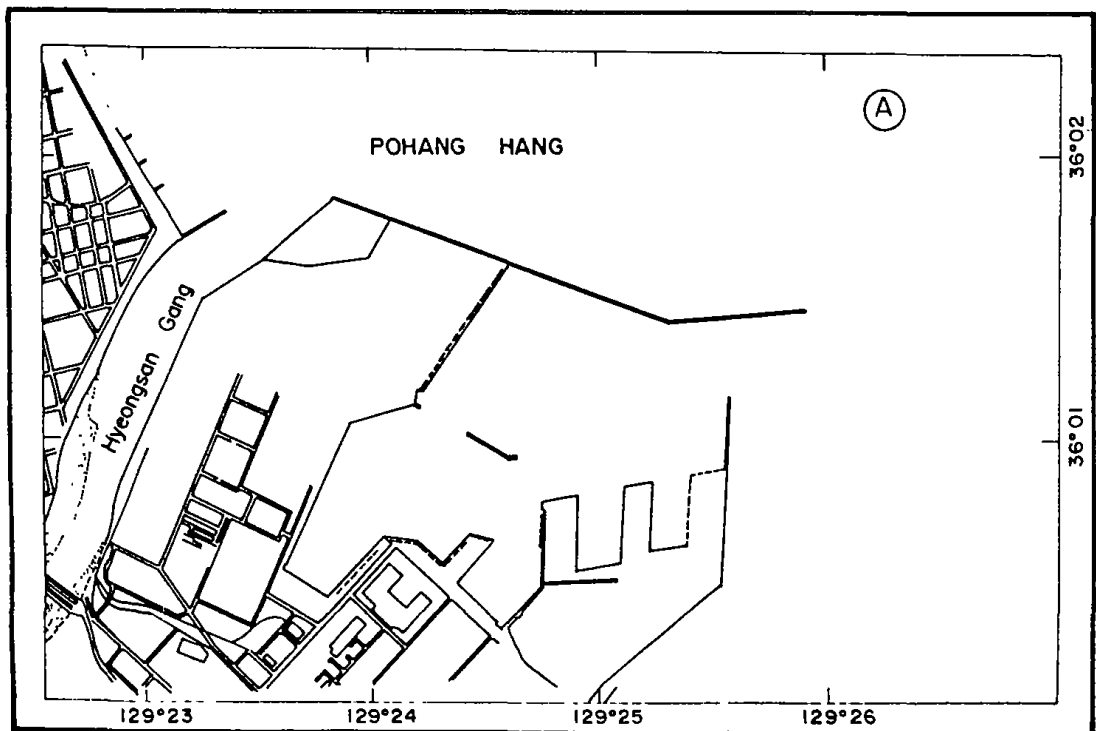
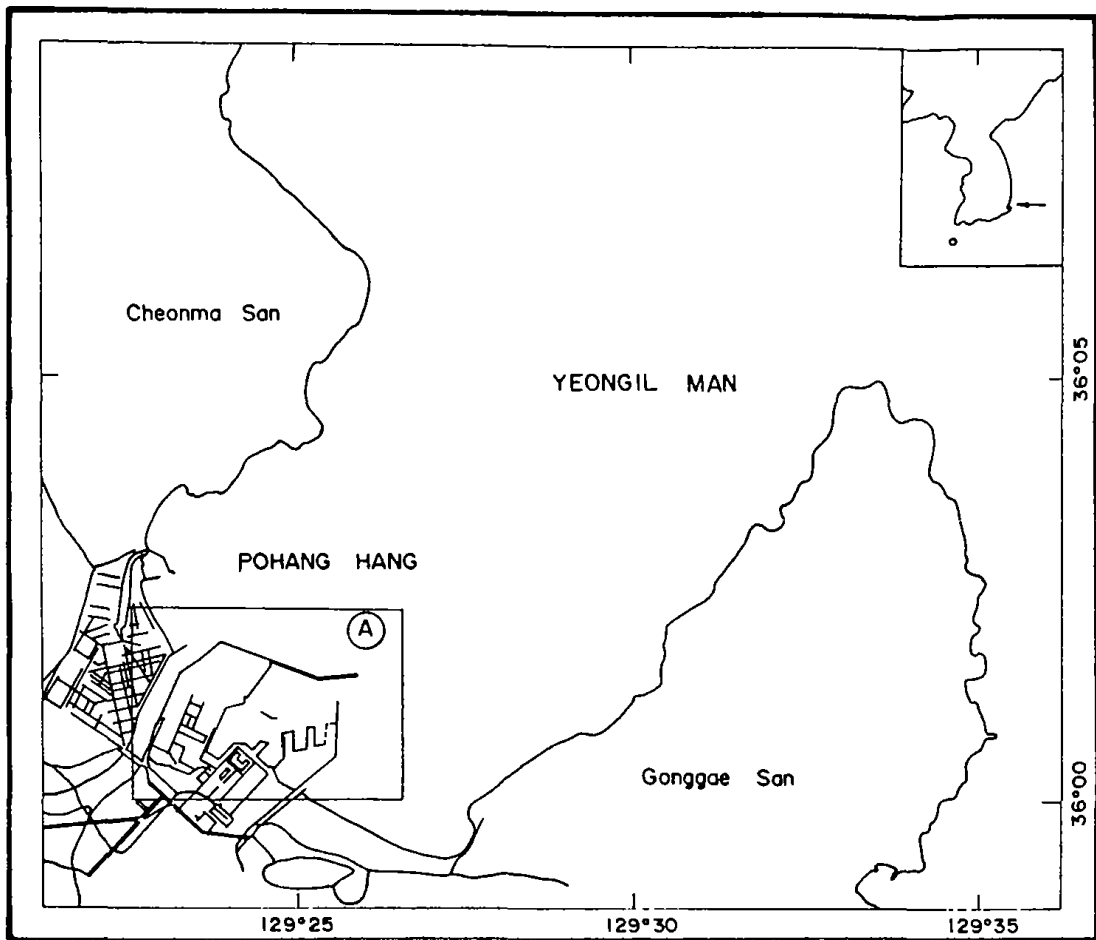


Fig.3.3. Location map of Yongil Bay and Pohang New Harbor.



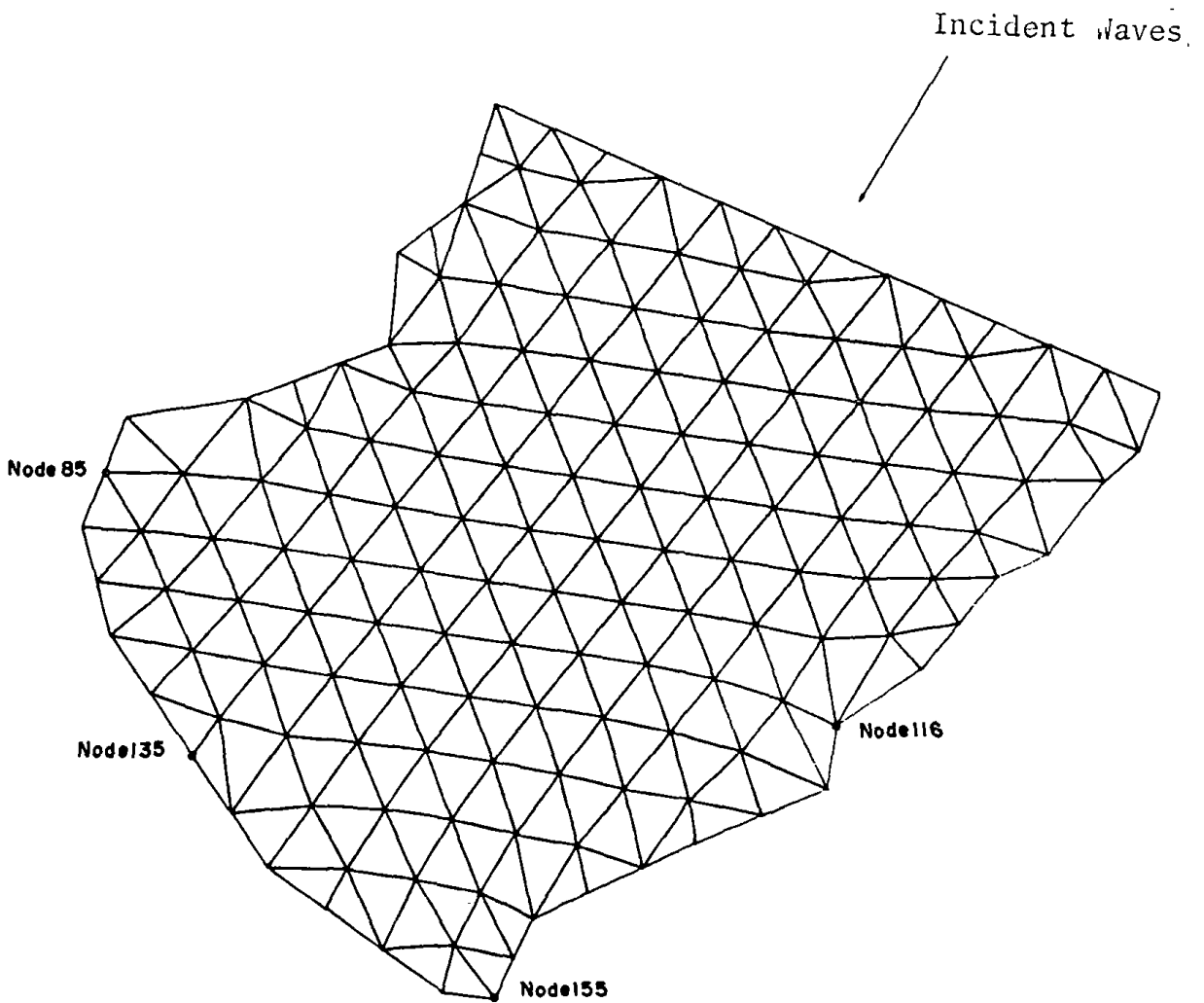


Fig.3.4. Finite element mesh of the Yongil Bay model.

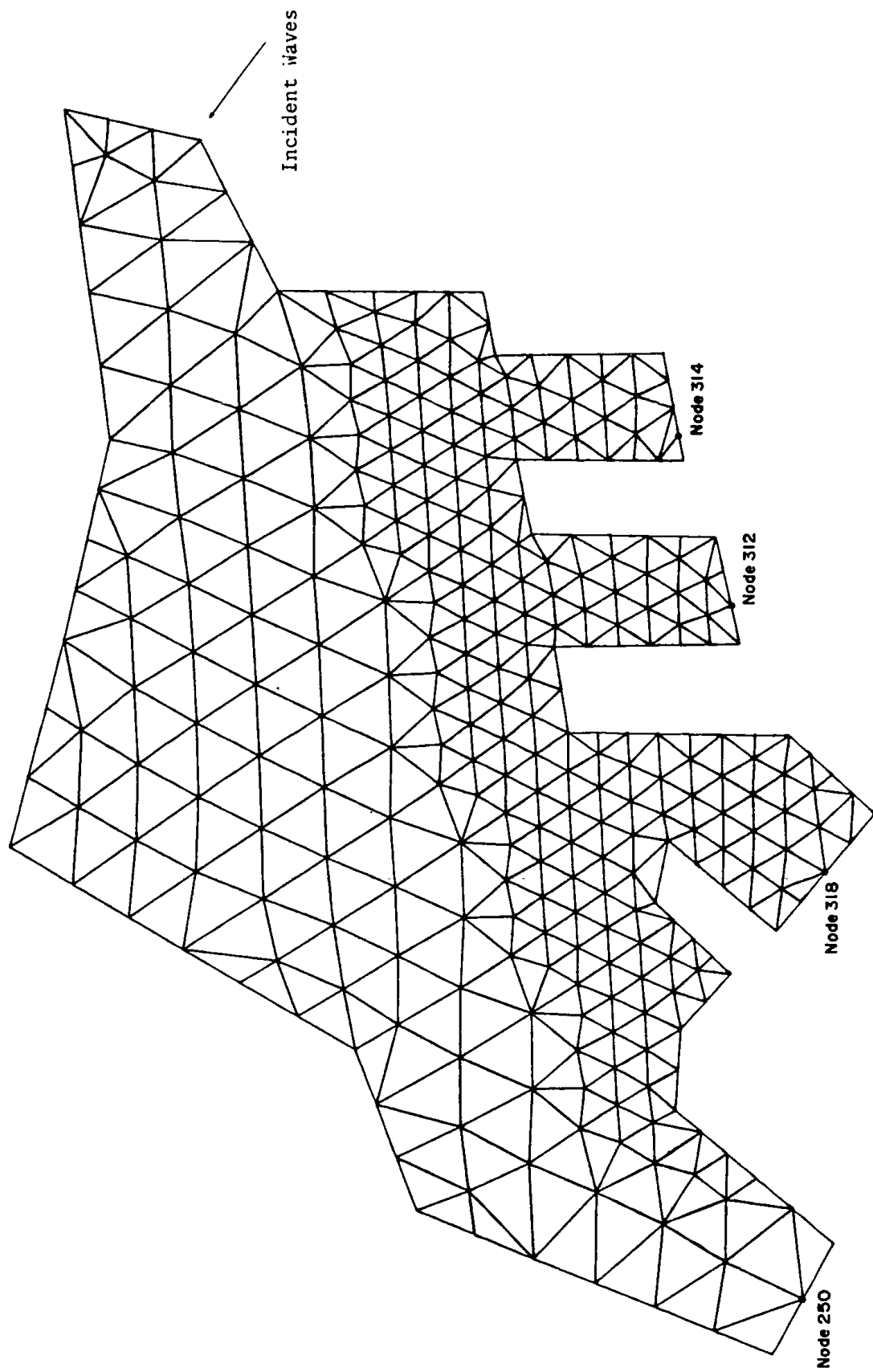


Fig.3.5. Finite element mesh of the Pohang New Harbor model.

에 대한 港內에서의 增幅比를 구하는 것으로 하였다.

## 2. 計算結果

迎日灣 model의 計算은 주파수가 0.00005 rad/sec 부터 0.02 rad/sec (주기 약 5分)까지인 각각의 入射波에 대하여 遂行되었다. Fig.3.6에 미리 選定된 4個 Node(Fig.3.4 參照)에서의 주파수 별 增幅比가 提示되어 있으며 增幅比의 peak를 보이는 주파수에 대한 港內全體의 增幅比 分布가 Fig.3.7에 提示되어 있다. 4個地點 모두 秋(1976)의 연구에서 言及된 주기 60~80分(주파수 0.0013~0.0017 rad/sec)帶의 진동에서는 별다른 增幅現狀을 보이지 않았다. 이것은 이 週期帶의 振動은 灣入口를 마디로 하여 灣內에 半波長이 包含되는 形態의 共鳴에 의한 增幅을 보일 수 있으나, 迎日灣의 넓은 灣入口를 통하여 外海로 빠져나가는 防射波의 에너지가 상당히 크기 때문에 增幅을 보이지 않는 것으로 看做된다. 그러나 실제에 있어서는 이 週期帶에서 큰 振動이 많은 것으로 이 차이점에 대해서는 좀 더 研究해 보아야 할 것이다.

특히 주파수 0.005 rad/sec (주기 약 20分), 0.01 rad/sec (주기 약 10分) 그리고 0.015 rad/sec (주기 약 7分) 근처에서 큰 값을 보이는데 이는 Fig.3.3에서 보는 바와 같이 迎日灣은 灣入口가 넓은 거의 正方形에 가까운 灣으로 灣入口를 마디로 하여 灣內에 半波長이 包含되는 단순한 形態의 共鳴에 의한 振動外에 灣全體에 걸쳐 灣을 가로지르는 振動이 存在할 可能性이 많음을 보여준다(Fig. 3.7 b, c, d).

浦項新港 model의 計算은 주파수가 0.004 rad/sec (주기 약 26分)부터 0.024 rad/sec (주기 약 4分)까지의 각각의 入射波에 대하여 遂行되었으며 Fig.3.8과 Fig.3.9에 計算結果가 提示되어 있다. 주파수 0.014 rad/sec (주기 7.5分), 0.021 rad/sec (주기 5分) 그리고 0.023 rad/sec (주기 4.5分) 근처에서 큰 增幅 현상이 보이는데 특히 內港의 製品 부두 근처에서 5分 주기 振動의 增幅이 심각하였다.

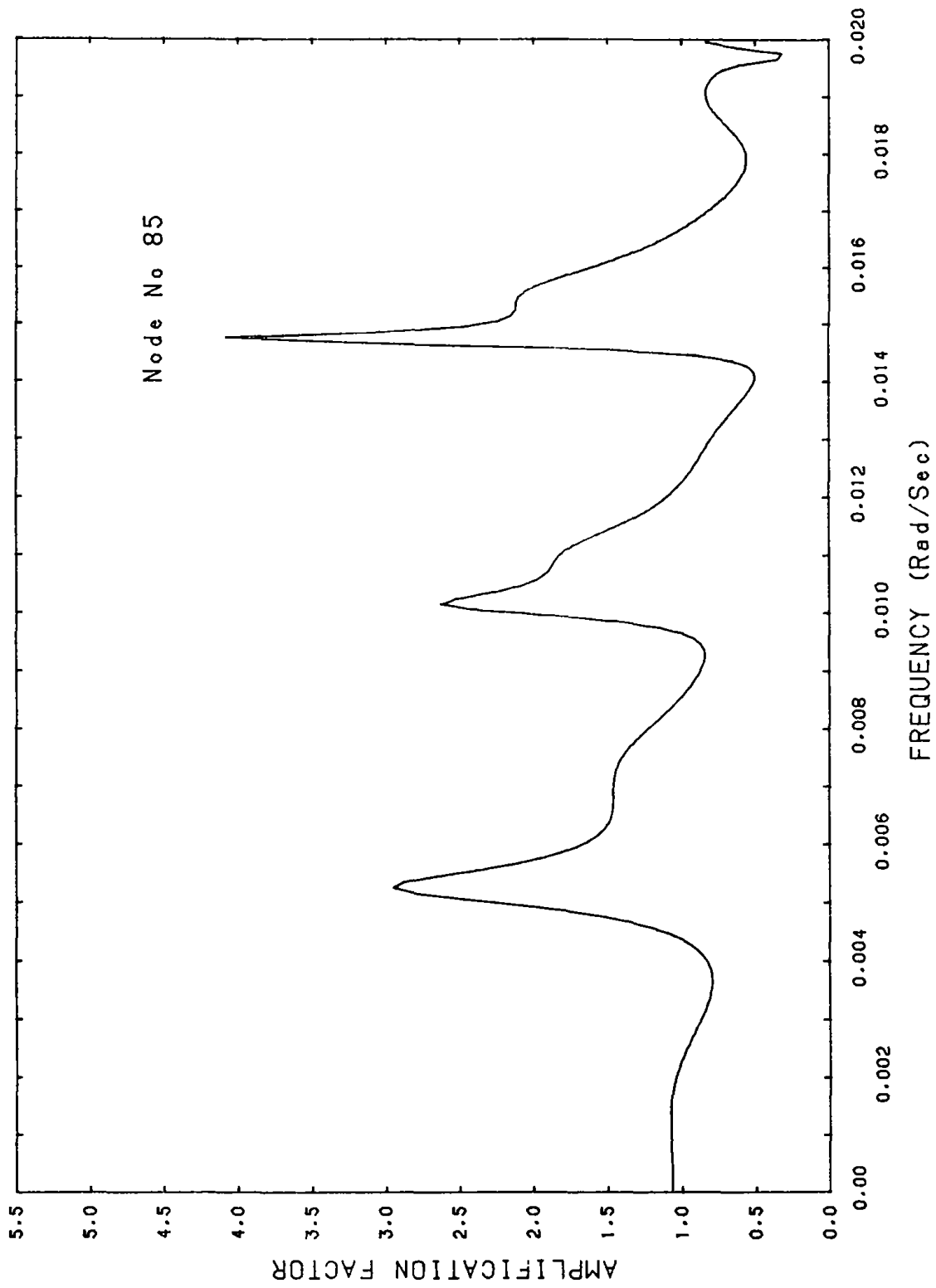


Fig.3.6. The results of the Yongil Bay model.

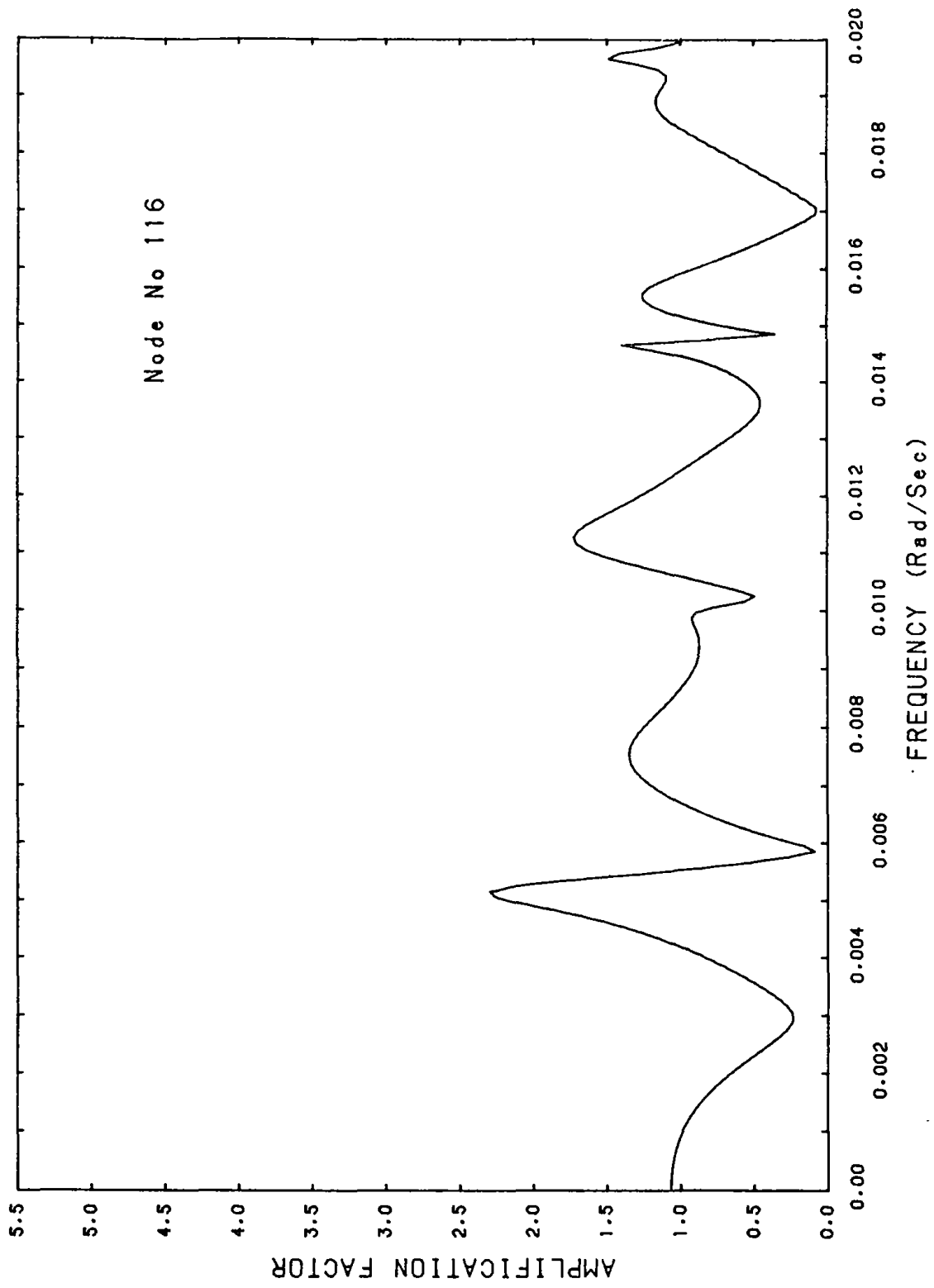


Fig.3.6 (continued).

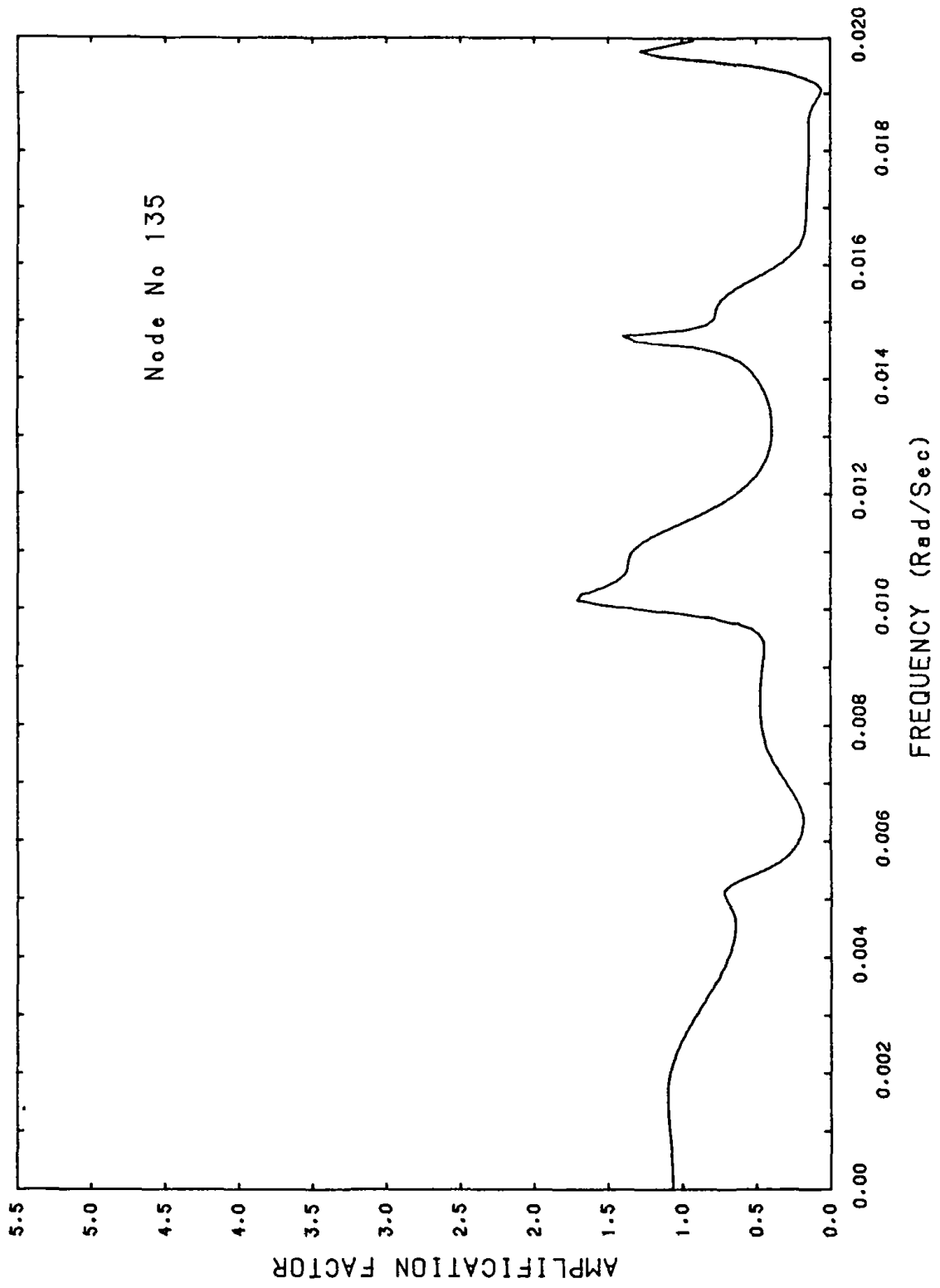


Fig. 3.6 (continued).

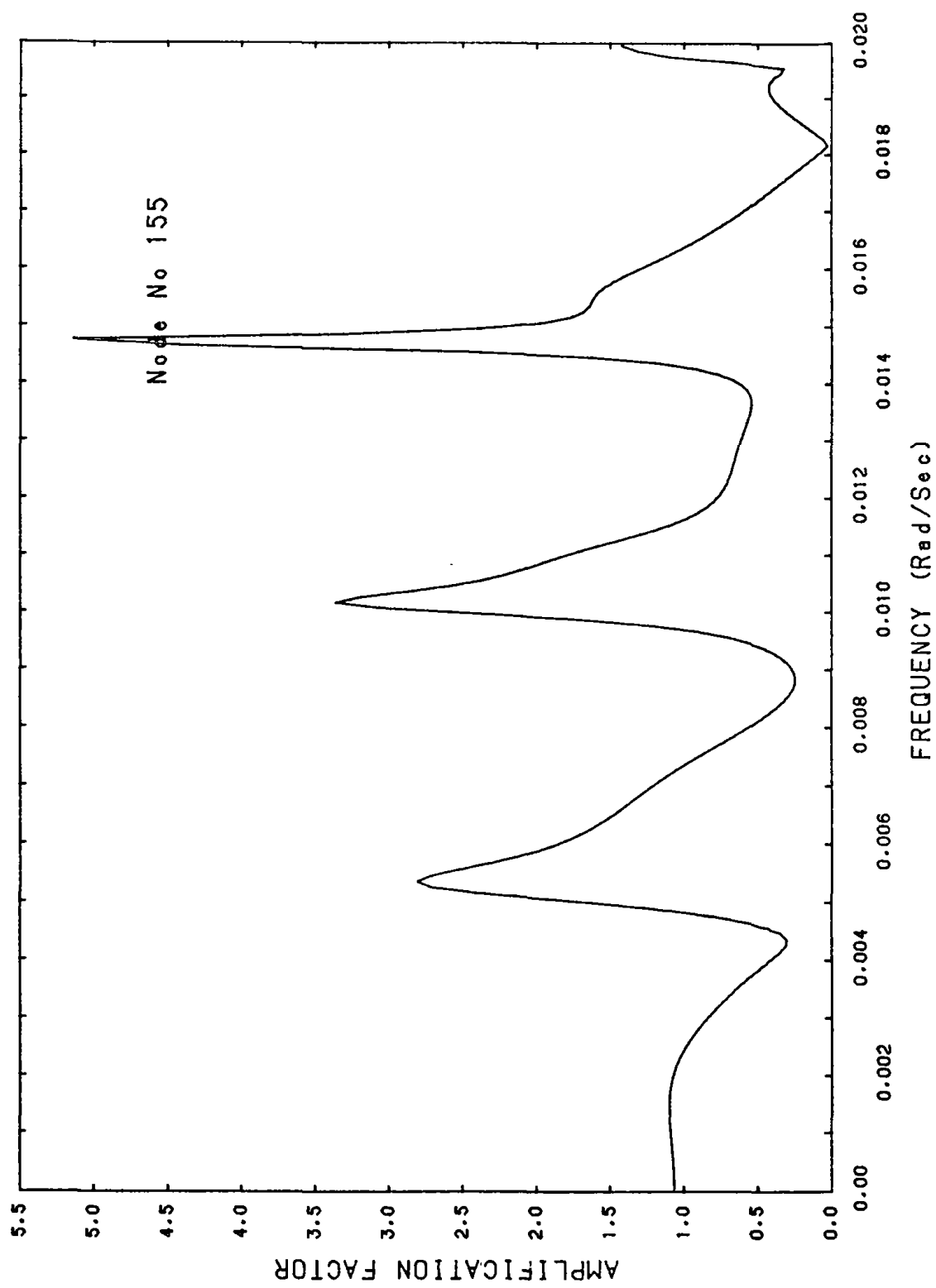
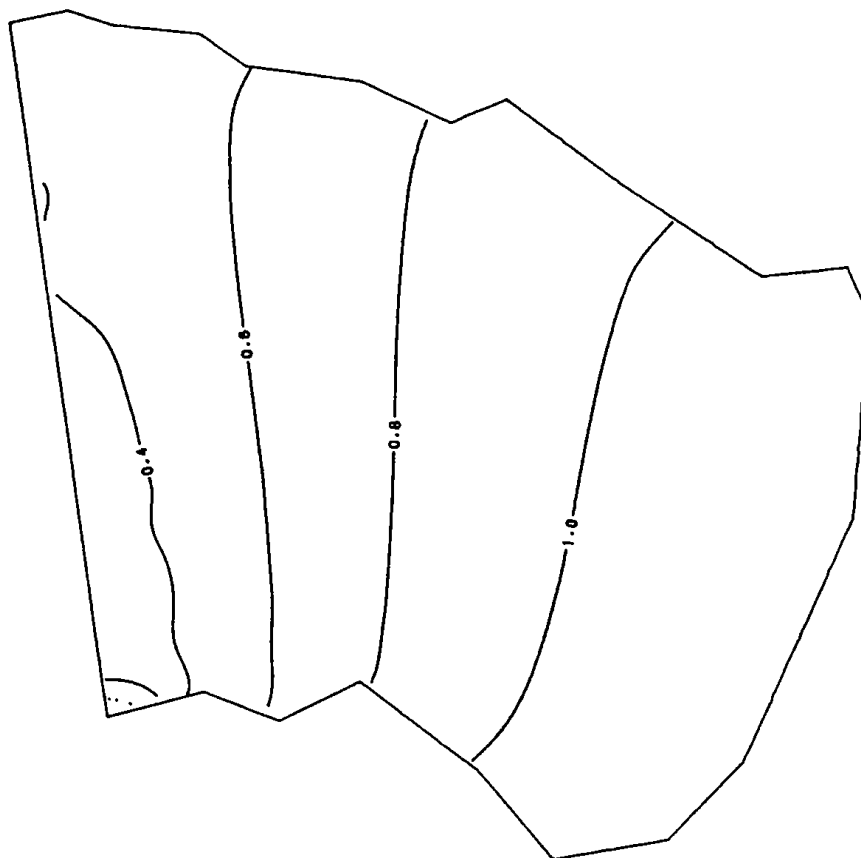
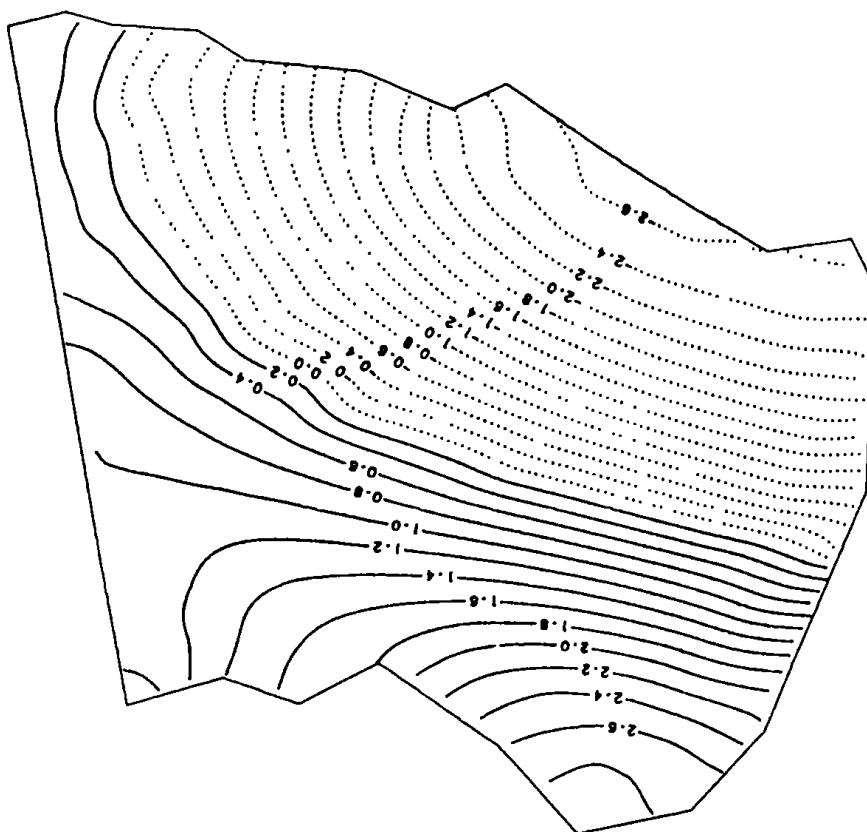


Fig.3.6 (continued).



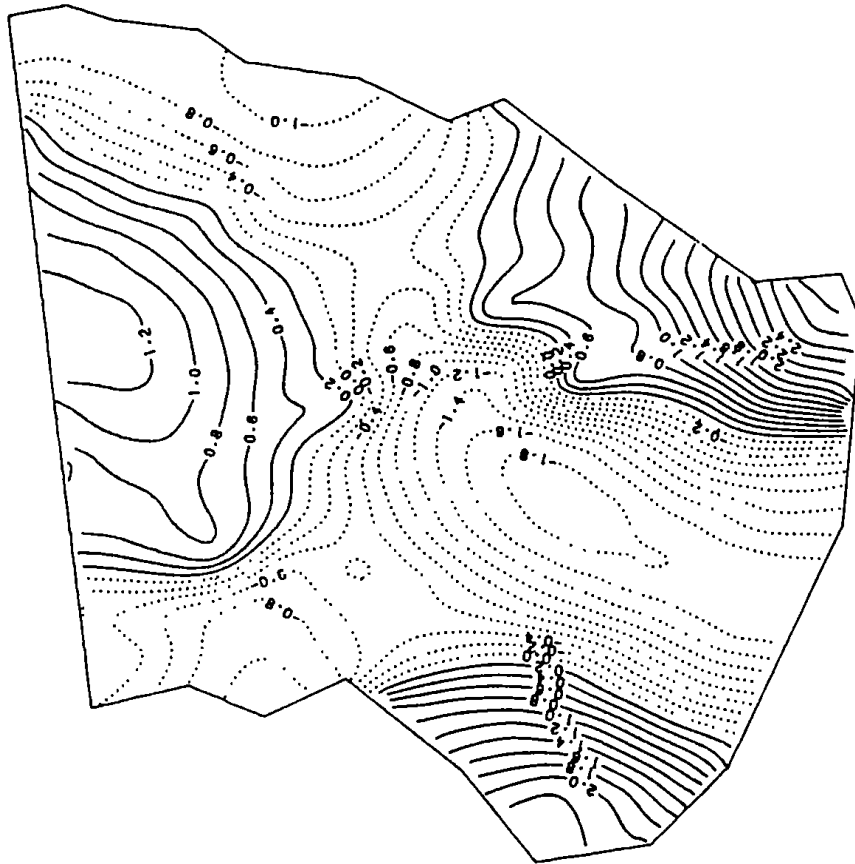
a) frequency : 0.00159 rad/sec



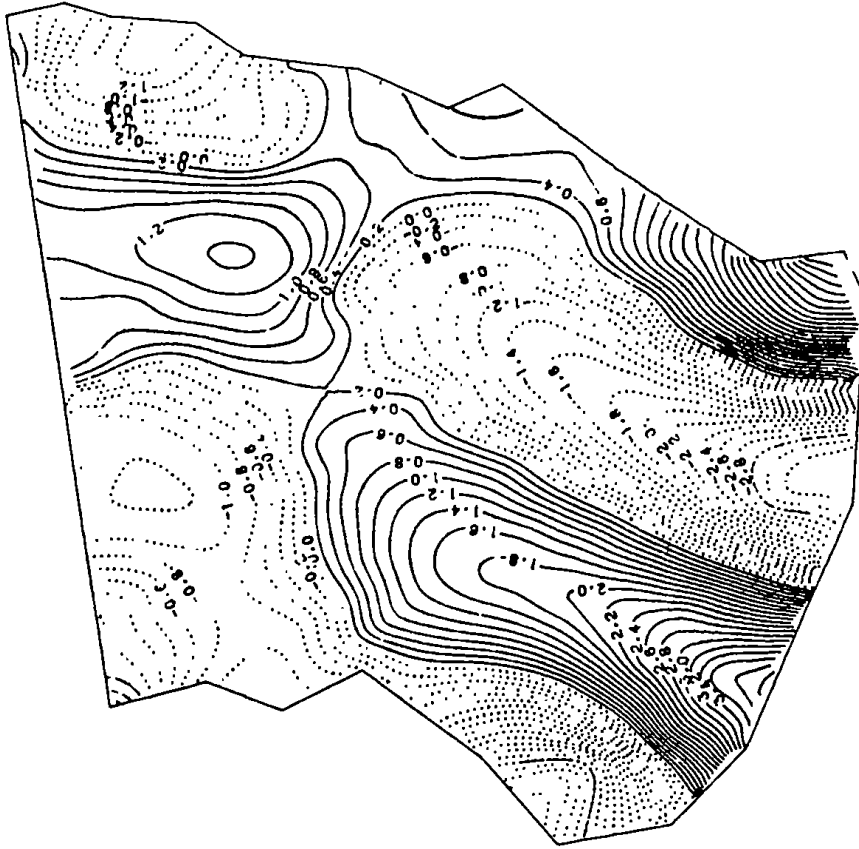
b) frequency : 0.005225 rad/sec

Fig.3.7. Distribution of the amplification factor at Yongil Bay.





c) frequency : 0.01009 rad/sec



d) frequency : 0.01475 rad/sec

Fig.3.7 (continued).

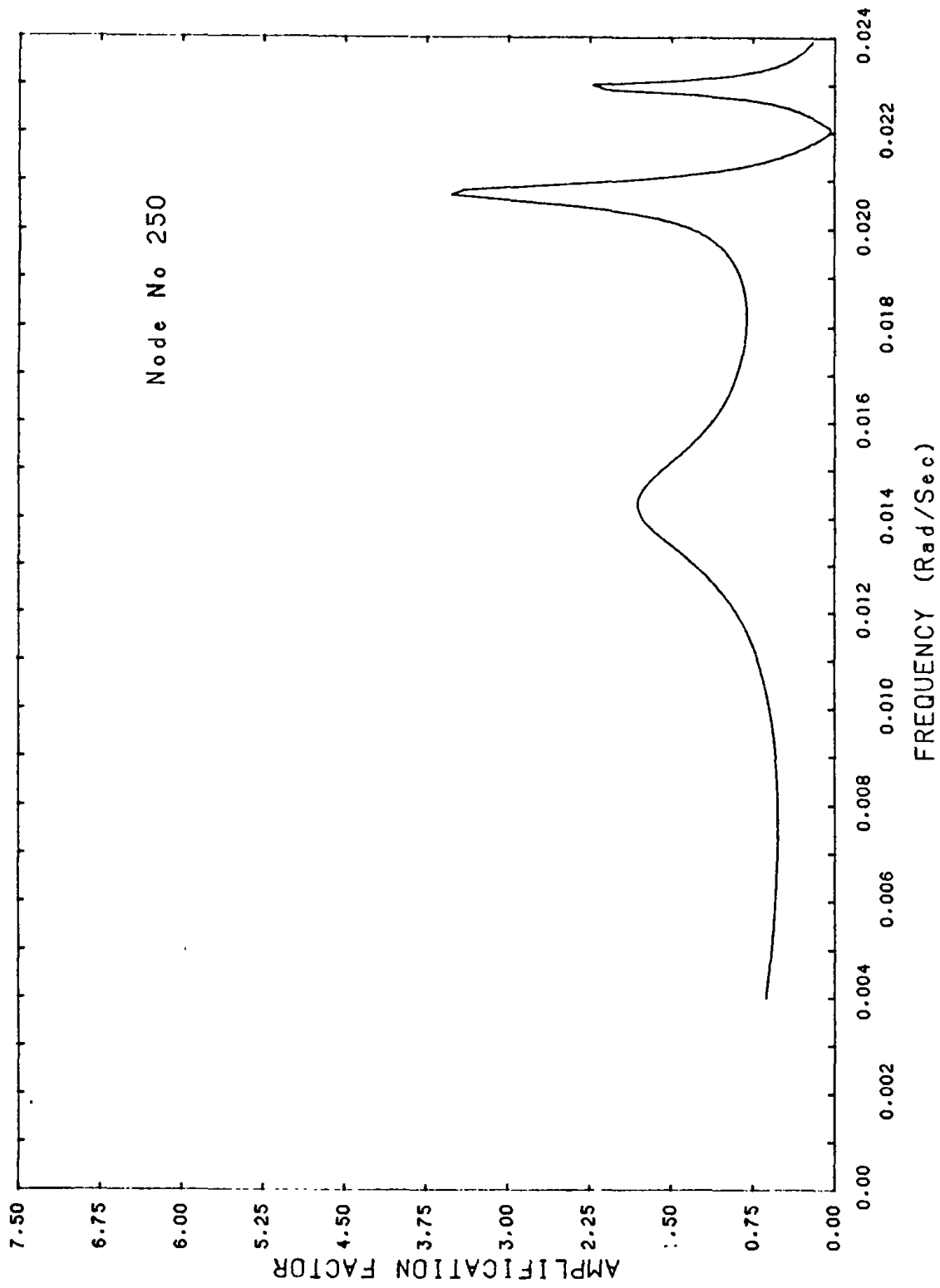


Fig.3.8. The results of the Pohang New Harbor model.

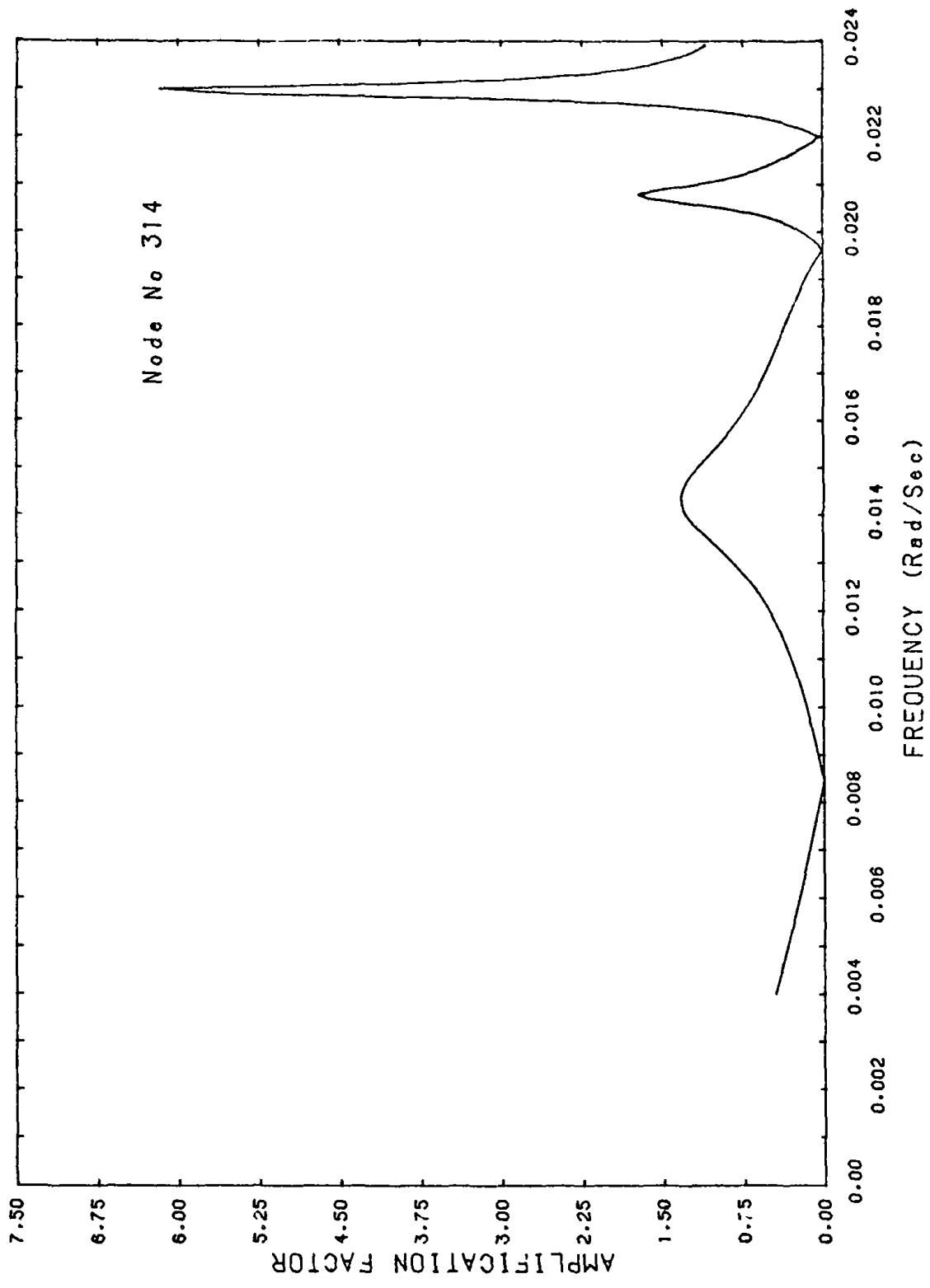


Fig. 3.8 (continued).

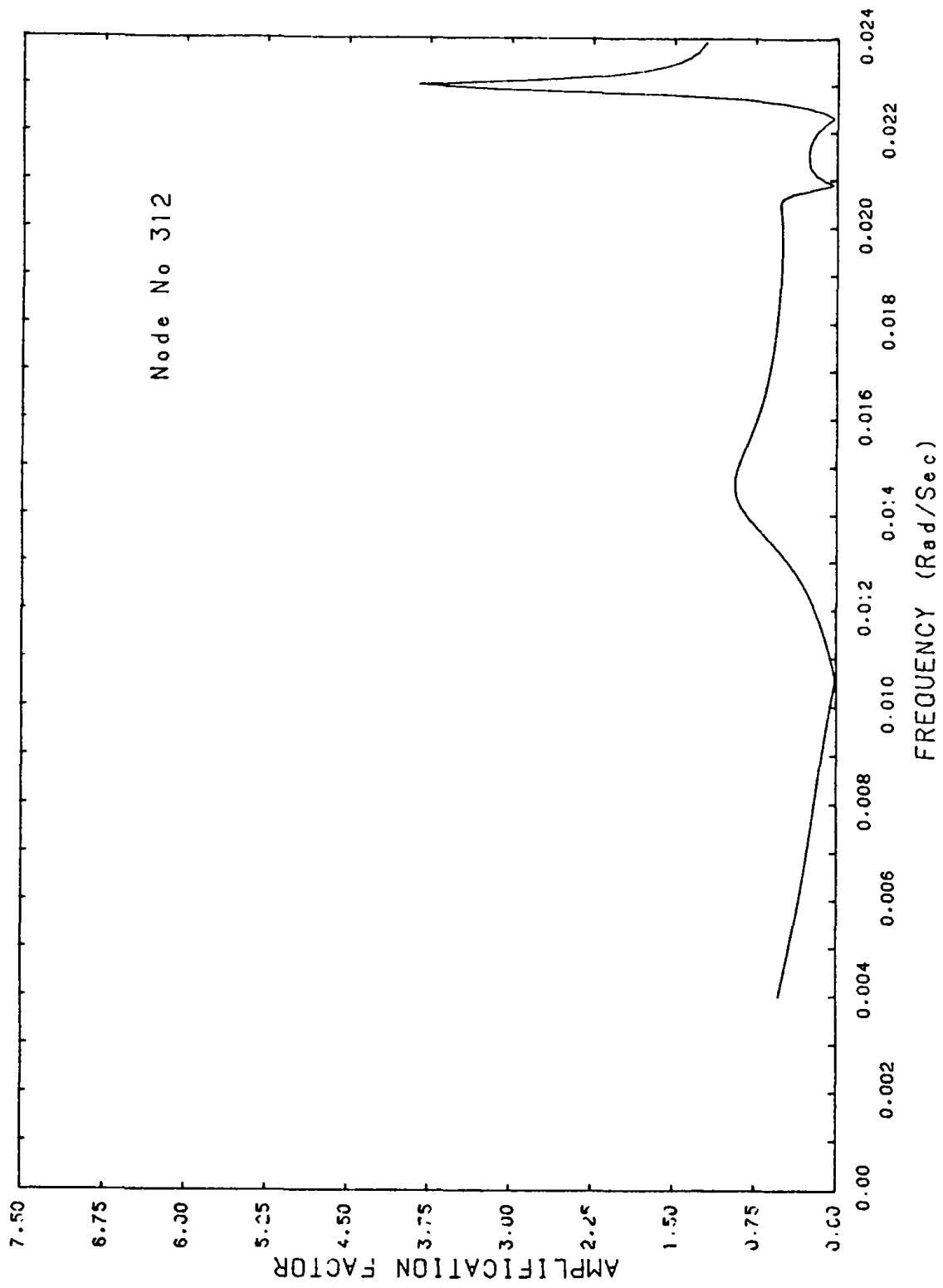


Fig.3.8 (continued).

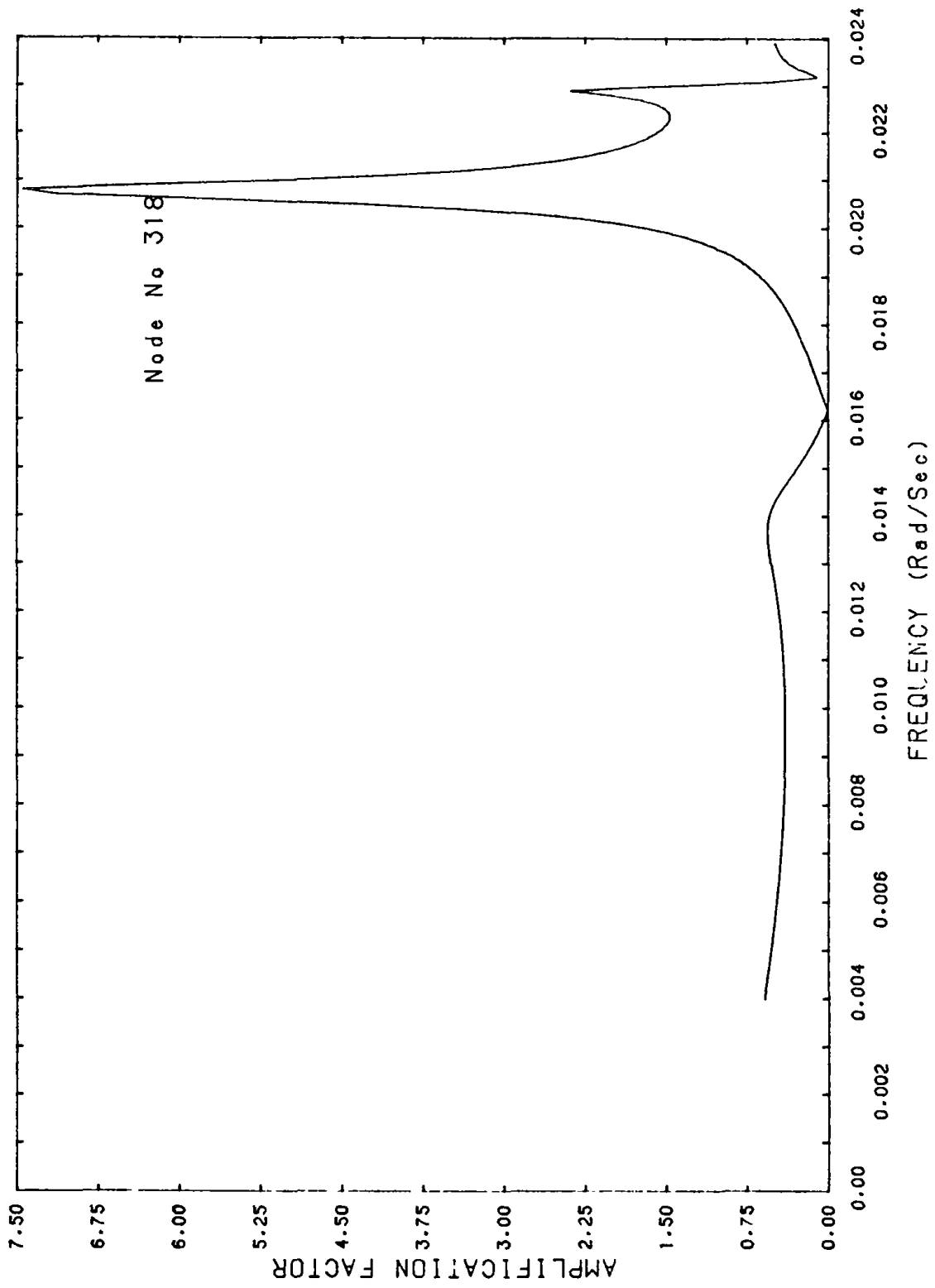
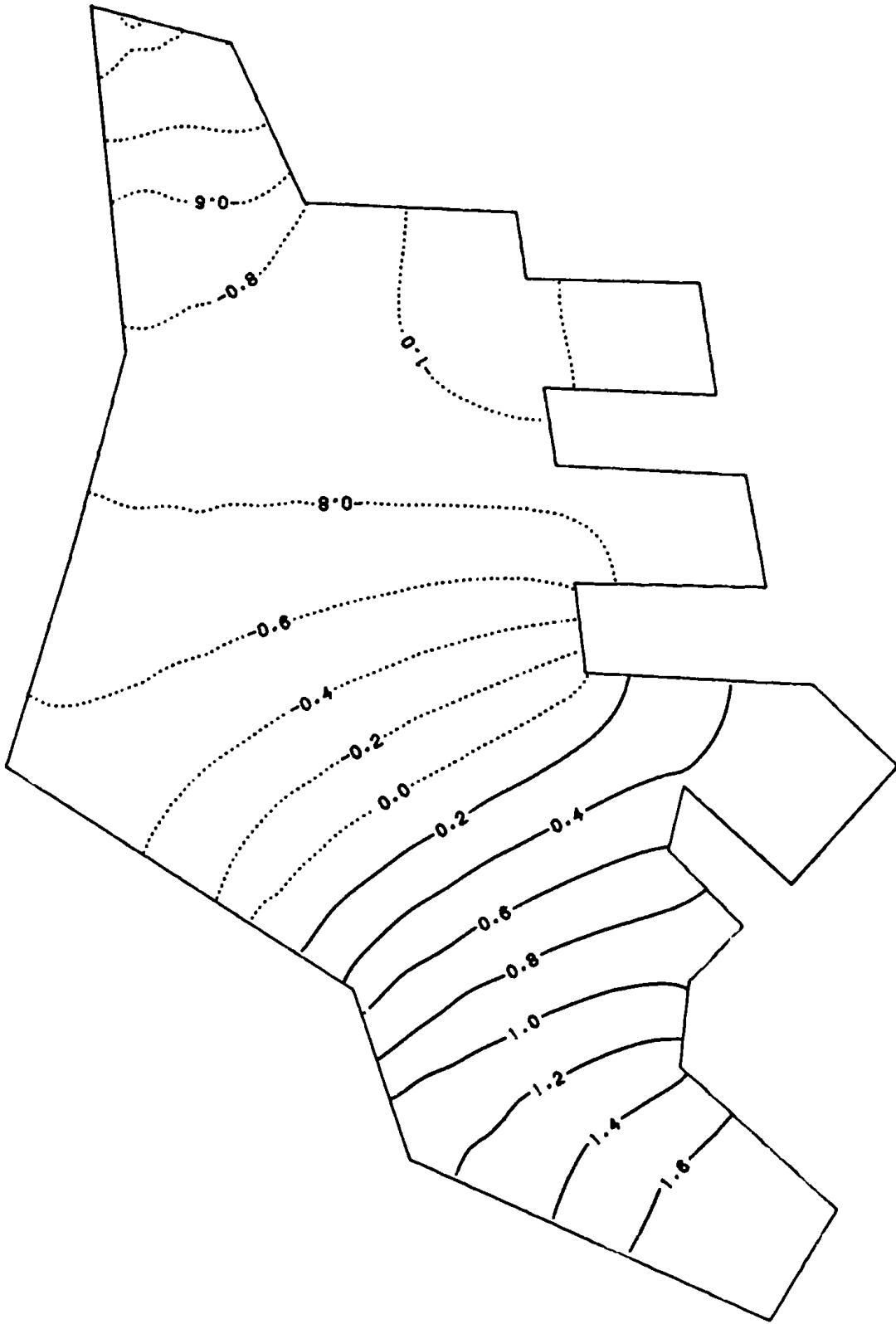
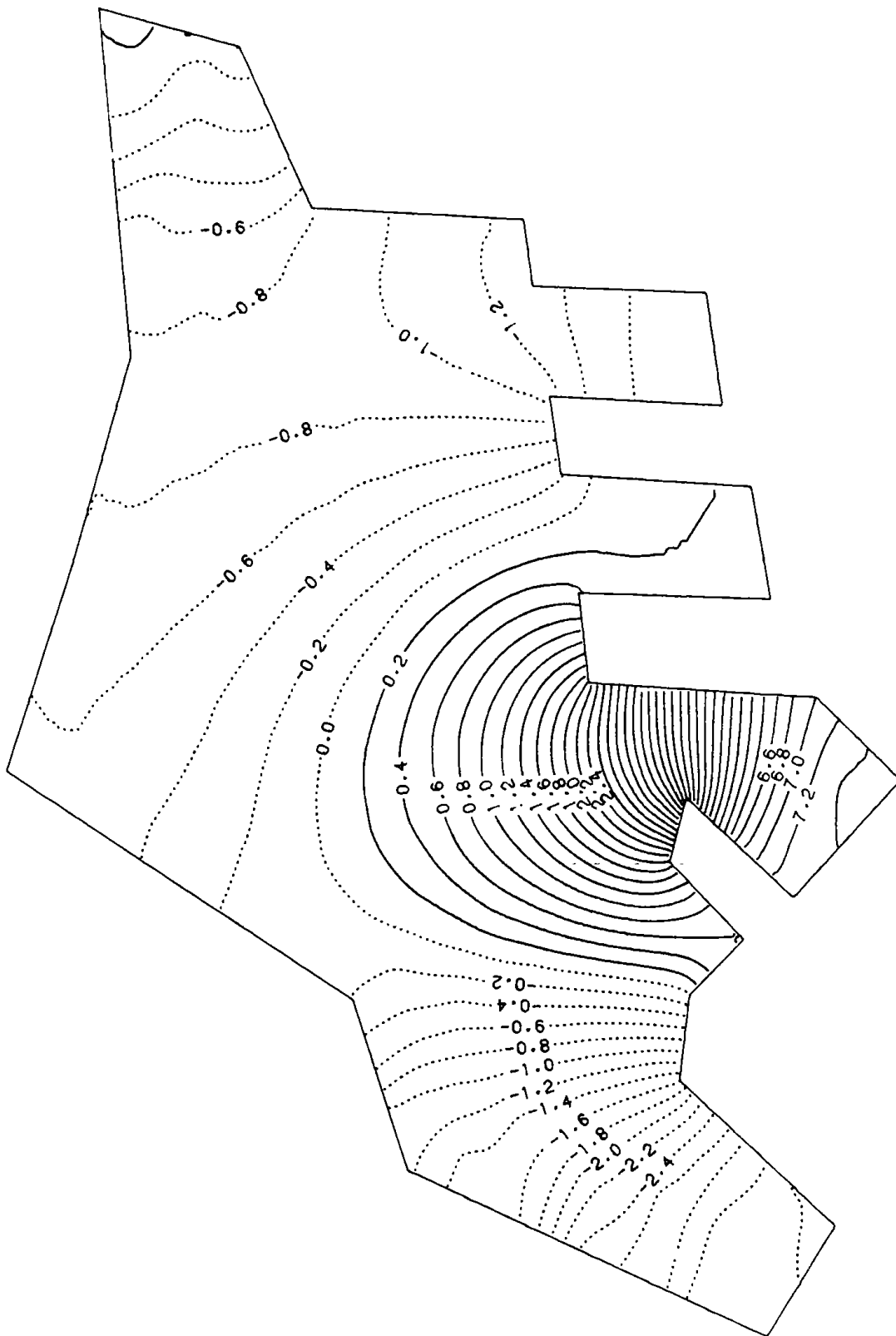


Fig.3.8 (continued).



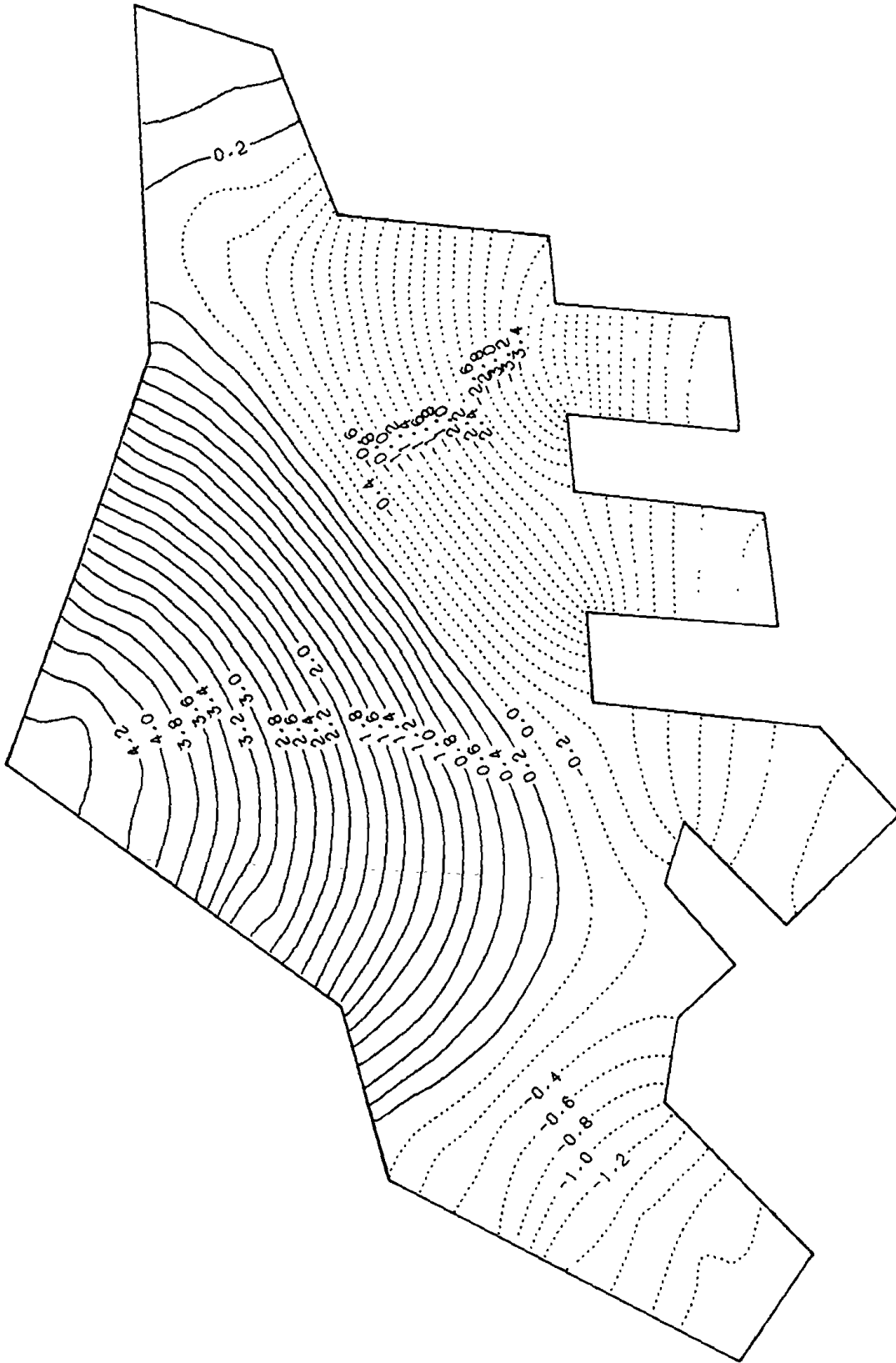
frequency : 0.0144 rad/sec

Fig.3.9. Distribution of the amplification factor at Pohang New Harbor.



frequency : 0.0207 rad/sec

Fig.3.9 (continued).



frequency : 0.0229 rad/sec

Fig.3.9 (continued).



## 第4章 結論 및 討議

港灣 副振動現狀은 現實的으로 問題가 되고 있는 것이면서도 아무도 돌아보지 않는 研究의 死角地帶이며, 觀測 시스템에서도 波浪 觀測은 주기가 25 ~ 30 秒以內인 風波에 대한 것이 主가, 되며, 潮汐觀測의 경우도 一次的 目的을 正確한 海面 유지에 두고 있기 때문에 副振動 週期帶의 振動은 可能한 한 除去하려고 하고 있다.

本 研究에서는 港灣 副振動 研究의 進行過程을 돌아보고, 港灣副振動 解析을 위한 數值 model 의 樹立을 試圖 했다. Model 은 現在 계속 修正補完 중이며 制限的 狀況에서 本 model 을 迎日灣과 浦項新港에 대하여 適用시켜본 結果가 提示되었는데 充分하지는 않으나 既存資料(秋, 1976)와의 比較에서 밝혀진 바는 다음과 같다.

가. 本 model 의 計算에서는 秋(1976)의 報告에서 指摘된 週期 60 ~ 84 分帶의 振動이 큰 增幅을 나타내지는 않았다. 이는 model 에 依한 計算에서는 넓은 灣入口를 통해 많은 放射波에너지가 外海로 빠져나가기 때문으로 보여진다. 이 문제에 대해서는 境界條件의 處理에 있어서 좀더 고려해보아야 할 것이다. 그리고 稀薄하기는 하나 특히 이 週期帶의 入射波가 유독 強할 可能性을 排除할 수는 없다.

나. 迎日灣을 가로지르는 振動은 대략 20 分 정도의 週期를 가지며 迎日灣에서 대략 3 倍 가량의 增幅比를 보이며 이 振動이 浦項新港內에 入射되었을 때 增幅比 0.7 ~ 1.0 을 보여 港內에서 最小 2 倍 이상의 增幅이 일어남을 볼 수 있다. 이 點은 秋(1976)의 報告와 대략 一致한다.

다. 週期 약 7 分の 振動이 크게 생길 可能性이 많음이 計算되어졌다. 즉 迎日灣에서 대체로 4 倍 以上の 增幅, 그리고 港內에서 다시 1.5 倍 以上の 增幅을 보

여 全體的으로 6倍 以上の 增幅을 보일 可能性이 있다. 그리고 週期 4~5 分帶의 振動도 浦項港內에서 크게 증폭될 수 있음이 계산되어졌다. 秋(1976)의 報告에서는 이 點들이 指摘되지 않았는데 이에 대해서는 여러가지 面을 고려해 볼 수 있다. 첫째, 觀測地點(檢潮所의 位置)이 이 週期帶波의 마디 근처에 位置할 경우에는 큰 波高의 記錄을 얻을 수 없으며, 둘째, 檢潮所의 檢潮 目的은 海面 維持를 위한 資料를 얻는 것으로 短週期 振動은 대체로 事前에 除去시키는 것이 一般的이다. 따라서 觀測 및 記錄되는 過程에서 비교적 짧은 週期の 振動은 상당히 除去되었을 可能性이 많다. 셋째, 計算上에서 얻어진 結果는 이 週期帶의 入射波가 있을 경우 增幅될 可能性이 있다는 것으로 만약 實제에 있어서 이 週期帶의 入射波가 없다면 振動은 問題되지 않을 것이다.

라. 本 model에서는 格子 크기의 制限으로 더 計算이 進行되지는 못하였으나 이보다 더 짧은 週期の 振動도 크게 增幅될 可能性이 많은 것으로 보인다.

以上の 結果는 制限된 條件하에서 이러한 週期の 入射波가 있을 때 이만큼 增幅될 수 있다는 可能性을 보인 것일 뿐이며 實제 이러한 週期の 강한 振動이 항상 存在한다는 것은 아니다. 그리고 本 model은 必要的한 여러가지 事項들-水深의 變化, 海底摩擦, 岸壁의 反射率等-을 包含시킬 수 있도록 계속 修正, 補完되어져야 할 것이며, 現場觀測資料에 依한 철저한 檢證이 이루어져야 할 것이다.

參 考 文 獻  
REFERENCES

- 이석우, 1967, “한국 연안의 해면의 부진동”수로 기술연보
- 추교승, 1976, “포항항의 해면 부진동 현상”한국 해양학회지, 제 11권 2호
- Apte, A.S. and C.Marcou. 1954. Seiche in Ports, Fifth Conference on Coastal Engineering, Grenoble, France.
- Apte, A.S. 1957. Recherches theoriques et experimentales sur les mouvements des liquids pesants avec surface libre, Publication Seientifiques et Techniques du Ministere de L'Air No.333.
- Chen, H.S. and C.C.Nei. 1974. Oscillation and wave forces in a man-made harbor in the open sea, Proceedings of 10th Symposium for Naval Hydrodynamics, Cambridge, Mass.
- Hibiya, T. and K.Kajiura. 1982. Origin of the Abiki phenomenon (a kind of seiche) in Nagasaki Bay, Journal of the Oceanographical Society of Japan, Vol.38.
- Hwang, L.S. and E.O.Tuck. 1970. On the oscillation of harbors of arbitrary shape, Journal of Fluid Mechanics, Vol.42, No.3.
- Ippen, A.T. and F.Raichlen. 1962. Wave induced oscillations in harbors : effect of energy dissipators in coupled basin systems, Report No.52, Hydrodynamic Laboratory, M.I.T.
- Ippen, A.T. and Y.Goda. 1963. Wave induced oscillations in harbor : the solution for a rectangular harbor connected to the open-sea, Report No.59, Hydrodynamic Laboratory, M.I.T.
- Knapp, R.T. and V.A.Vanoni. 1945. Wave and surge study for the naval operating base, Terminal Island, California, Hydraulic Structure Laboratory of the California Institute of Technology.
- Kravtchenko, J. and J.S.McNown. 1955. Seiche in rectangular ports, Quarterly of Applied Mathematics, Vol.13.

- Lee, J.J. 1969. Wave induced oscillation in harbors of arbitrary shape , Ph.D. thesis, California Institute of Technology.
- Lee, J.J. and F.Raichlen. 1971. Wave-induced oscillations in harbors with connected basins, Report KH-R-26, California Institute of Technology.
- Leendertse, J.J. 1967. Aspects of a computational model for long-period water wave propagation, RM-5294-PR, The Rand Corporation.
- Le Mehaute, B. 1962. Discussion of the paper 'Harbor paradox' by J.Miles and W.Munk, Journal of the Waterways and Harbor Division, ASCE, Vol.88, No.WW2.
- McNown, J.S. 1952. Waves and seiche in idealized ports, Gravity Wave Symposium, National Bureau of Standards Circular 521.
- Mei, C.C. and H.S.Chen. 1975. Hybrid-element method for water wave, Proceeding of Symposium on Modeling Techniques, San Fransisco.
- Miles, J. and W.Munk. 1961. Harbor Paradox, Journal of the Waterways and Harbor Division, ASCE, Vol.87, No.WW3.
- Raichlen, F. and A.T.Ippen. 1965. Wave induced oscillations in harbors, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol.91, No.HY2.
- Raichlen, F. 1965. Some turbulence measurements in water, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol.93, No.EM2.
- Vanoni, V.A. and J.H.Carr. 1950. Harbor surgings, Proceedings of the 1st Conference on Coastal Engineering.
- Walker, S. and C.A.Brebbia. 1978. Harbor resonance problems using finite elements, Advances in Water Resources, Vol.1, No.4.
- Wilson, B.W. 1954. The mechanisms of seiches in Table Bay Harbor, Cape Town, Proceeding of 4th Conference on Coastal Engineering.
- Wilson, B.W. 1959. Research and model studies on wave action in Table Bay Harbor, Cape Town, Transaction of the south African Institution of Civil Engineers, Vol.I, No.6 and 7 (1959), Vol.II, No.5 (1960).

- Wilson, B.W., J.A.Hendrickson and R.C.Kilmer. 1965. Feasibility study for a surge-action model of Monterey Harbor, California, Report 2-136, Science Engineering Associations, San Marino, California.
- Wilson, B.W. and A.Torum. 1968. The Tsunami of the Alaskan Earthquake, 1964 : Engineering evaluation, Technical Memorandum No.25, CERC, US Army Corps of Engineering.
- Cnarnock, H. and J. Crease. 1957. North sea surges, Sci. Progr., Vol.45.
- Defant, A. 1960. Physical oceanography, Vol.II, Pergamon, Oxford.
- Dronkers, J.J. 1964. Tidal computation in rivers and coastal waters, North Holland Publ., Amsterdam.
- Lamb, H. 1945. Hydrodynamics, Dover, New York.
- Proudman, J. 1953. Dynamical oceanography, Wiely, New York.
- Stoker, J.J. 1957. Water waves, Interscience Publ., New York.

## 附錄 : 現場觀測

副振動的 數值資料를 수집하며 海面維持를 위한 檢潮體系에서 短週期 振動이 얼마만큼 除去되는가 하는 點을 알기 위하여 現在 港灣副振動에 依한 被害가 심각히 舉論되는 浦項新港의 檢潮所 바로 옆에서 1985年 9月 12日 부터 12月 2日 까지 Aanderaa WLR-5를 利用하여 海面觀測을 실시하였다.

觀測器機는 資料의 平均時間 (Integration time)이 40秒, 資料의 記錄時間間隔이 1分으로 조정되었으며, 平均 海面 下 1m에 繫留되었다. 繫留水深이 너무 얇아 表面波浪의 影響이 상당히 있었을 것으로 생각되어지며 資料의 利用時 이 點이 고려되어야 할 것이다.

本 觀測期間中에 특히 주목할 만한 큰 振動이 記錄되지는 않았으나 다양한 形態의 振動을 보여주었다. Fig. A.1에 特徵적인 몇가지 例가 提示되어 있다.

波高 20 cm 內외의 振動은 거의 매일 存在하며 큰 波高를 보이는 振動은 대체로 週期가 20分帶와 80分帶의 것이 많으나 週期の 分布는 매우 다양하다. 특히 本 觀測의 記錄時間 間隔은 1分으로 실제 週期 4分 이하의 振動은 제대로 記錄되지 못하였지만, 週期가 數分 이하의 振動이 상당히 重要的 比重을 차지하고 있다.

本 觀測期間中 南海 및 東海岸을 통과한 颱風 Brenda의 경우를 보면 그리 큰 波高를 記錄하지는 않았으나 상당히 重要的 振動패턴의 變化를 보여준다 (Fig. A.2 參照). 颱風의 중심이 제주 남쪽 약 500 km (Oct. 5, 03:00, Fig. A.3 參照)에 있을 때 浦項에서는 副振動의 週期가 점점 길어지며 波高도 점점 커져 週期 70~80分 波高 約 30 cm를 보이다가 颱風의 중심이 接近함에 따라 週期가 다시 짧아져 颱風의 중심이 울산 앞 (Oct. 5, 20:00)을 지날 때에는 20分帶의 振動이 우세해 지며 더욱 짧은 週期の 波도 상당히 出現한다. 颱風의 中心이 浦項앞을 지난 後로는 아주 짧은 週期の 振動이 出現한다. 그림상에서 보이는 短週期 振動은 40秒間의 水面變化를 平均하여 1分간격으로 記錄된 것이기 때문에 短週期波는 제대로 記錄되지 못하였다. 실제로는 週期 10~20秒의 Swell 과 週期 1~5分 정도의 振動이 상당히 컸을 것으로 推測된다.

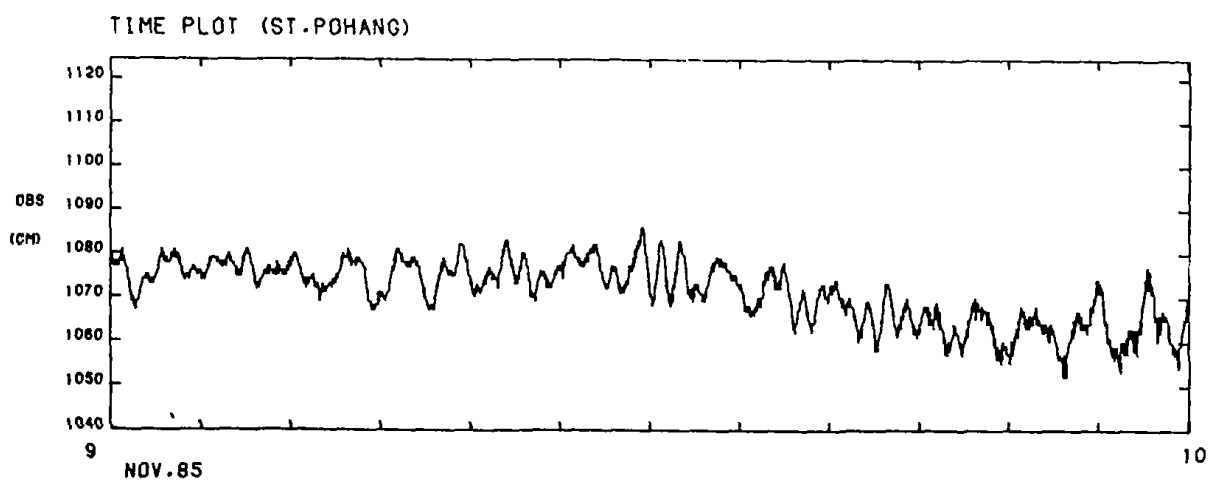
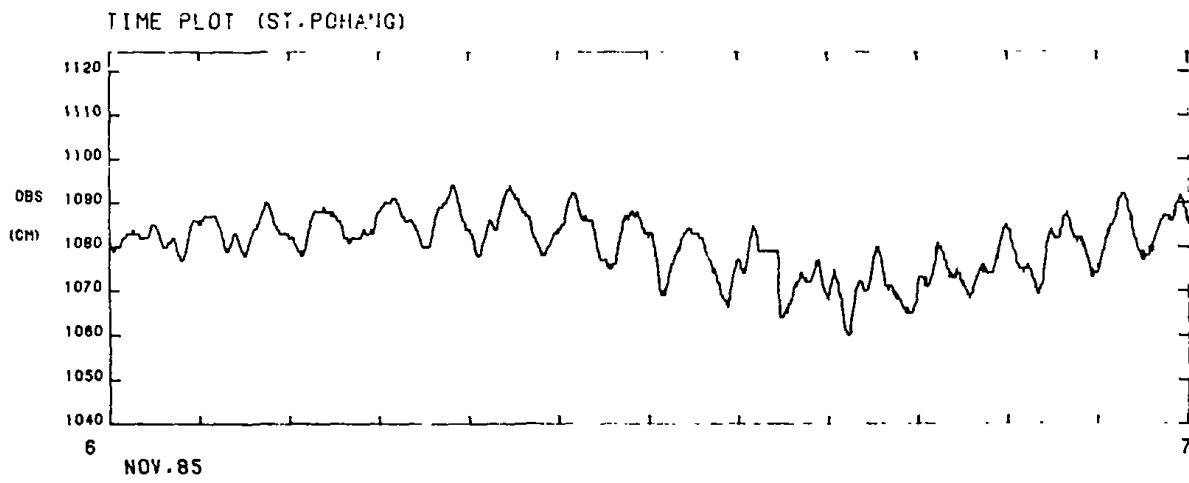
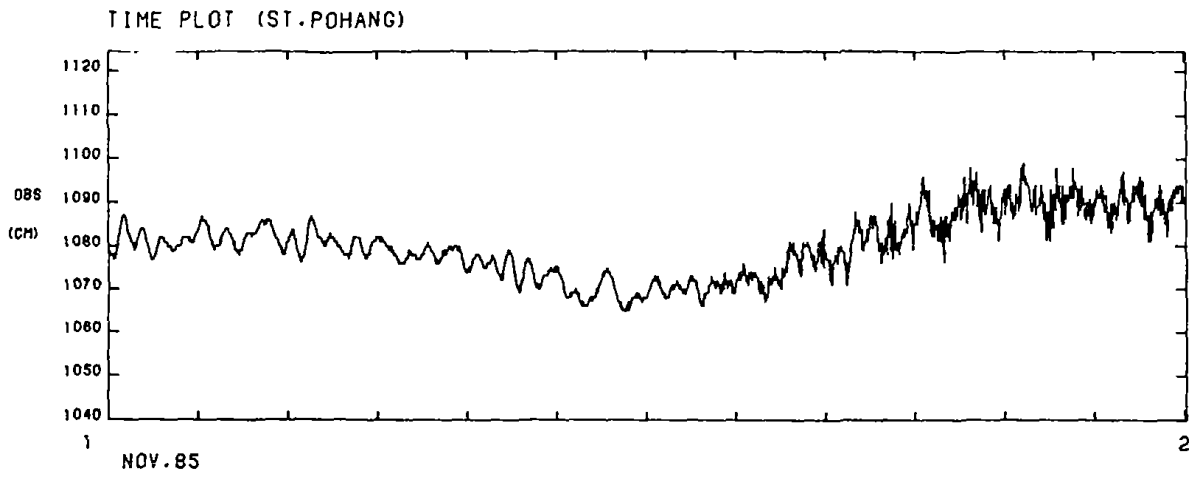


Fig.A.1. Typical examples of sea surface oscillation at Pohang New Harbor.

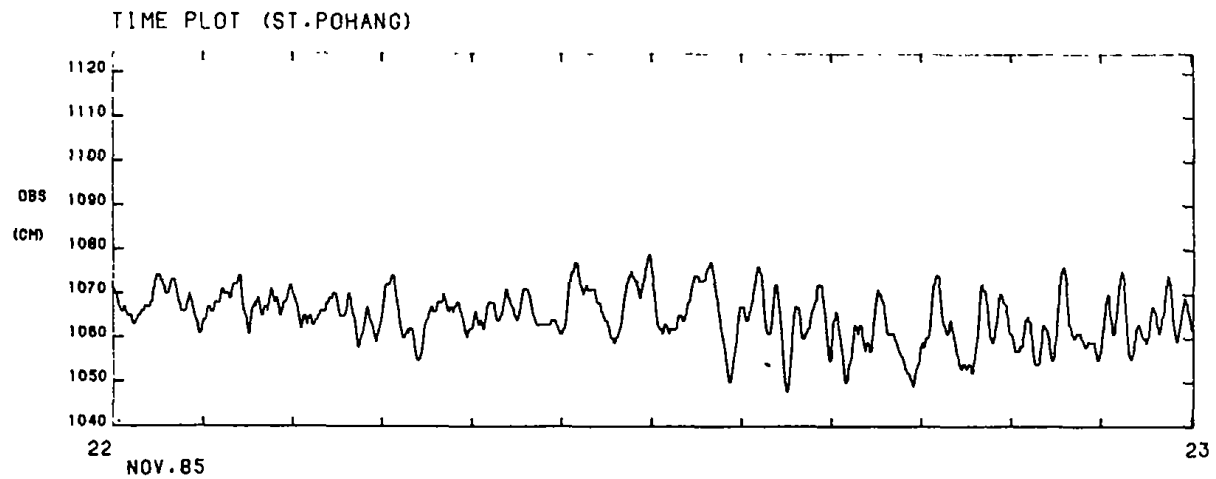
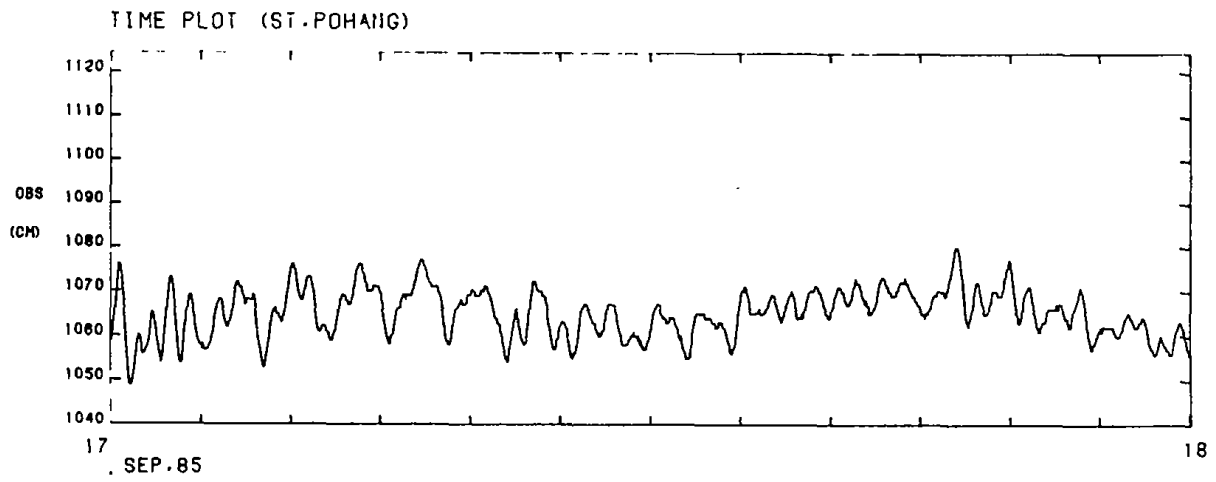
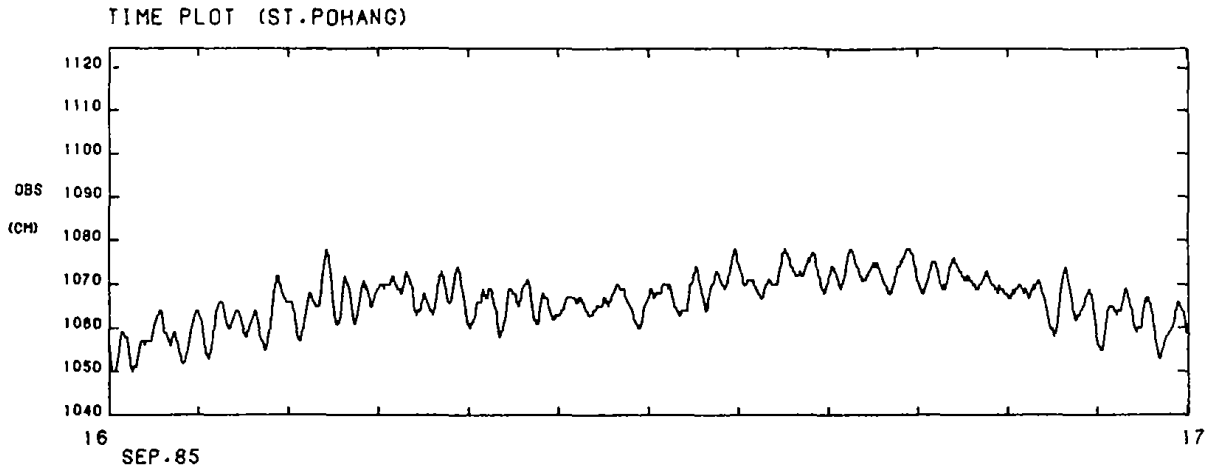


Fig.A.1 (continued).



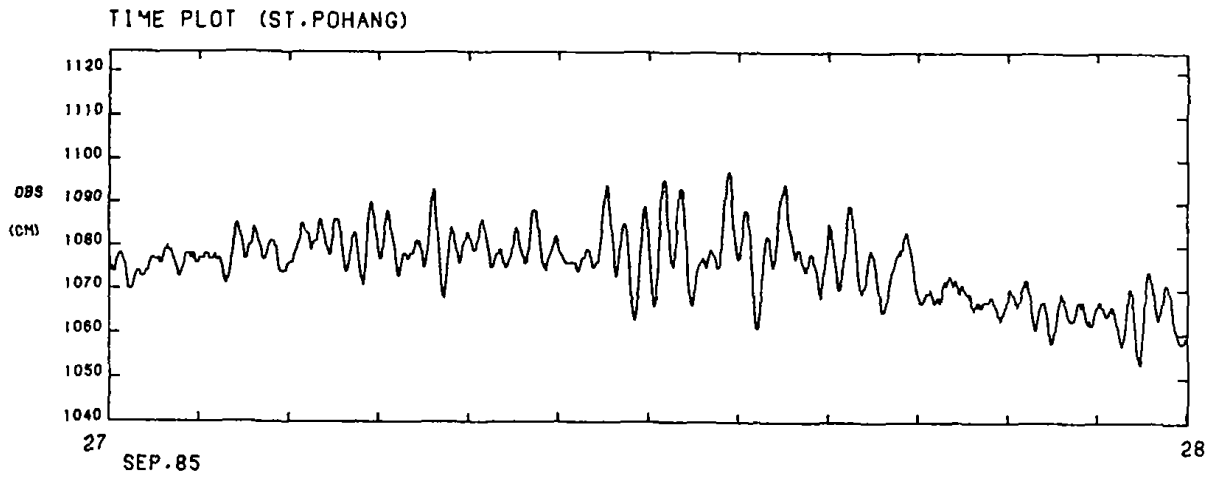
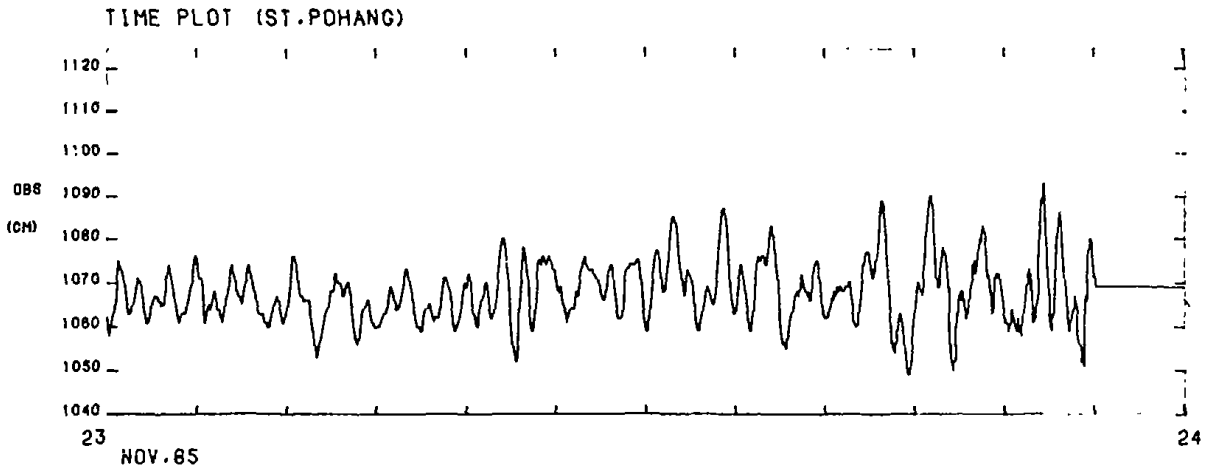


Fig.A.1 (continued).

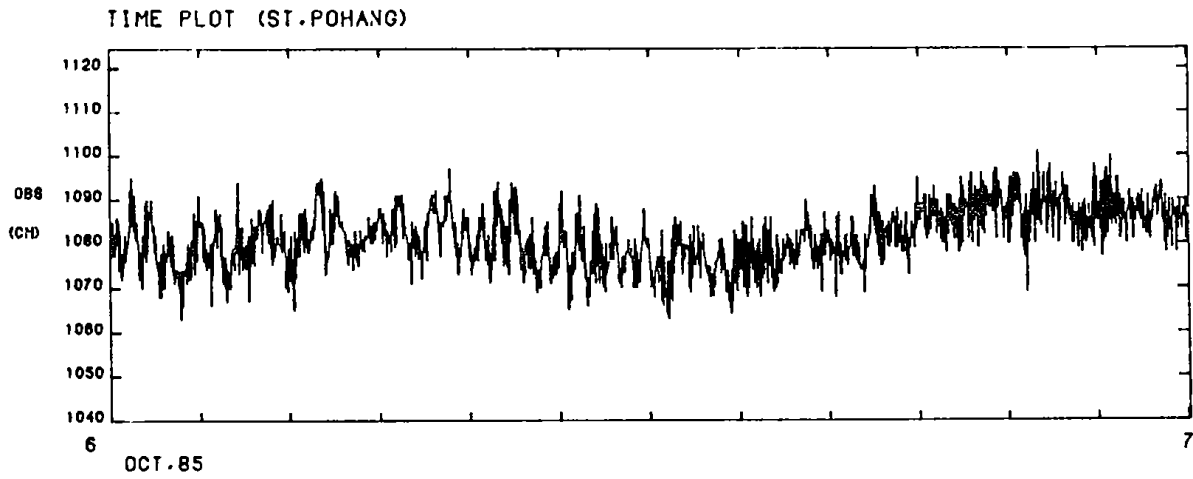
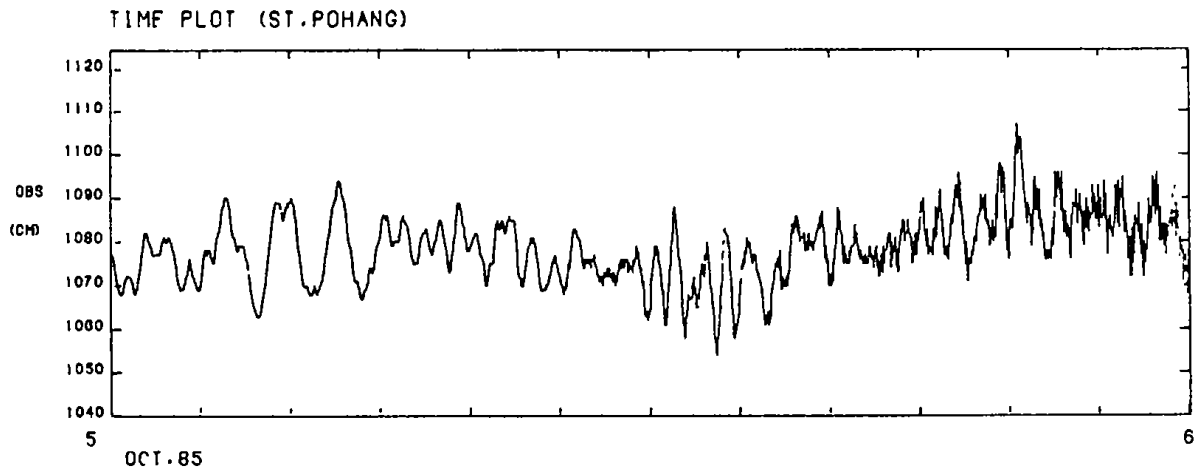


Fig.A.2. Changes of oscillation pattern at Pohang New Harbor during the Typhoon Brenda.

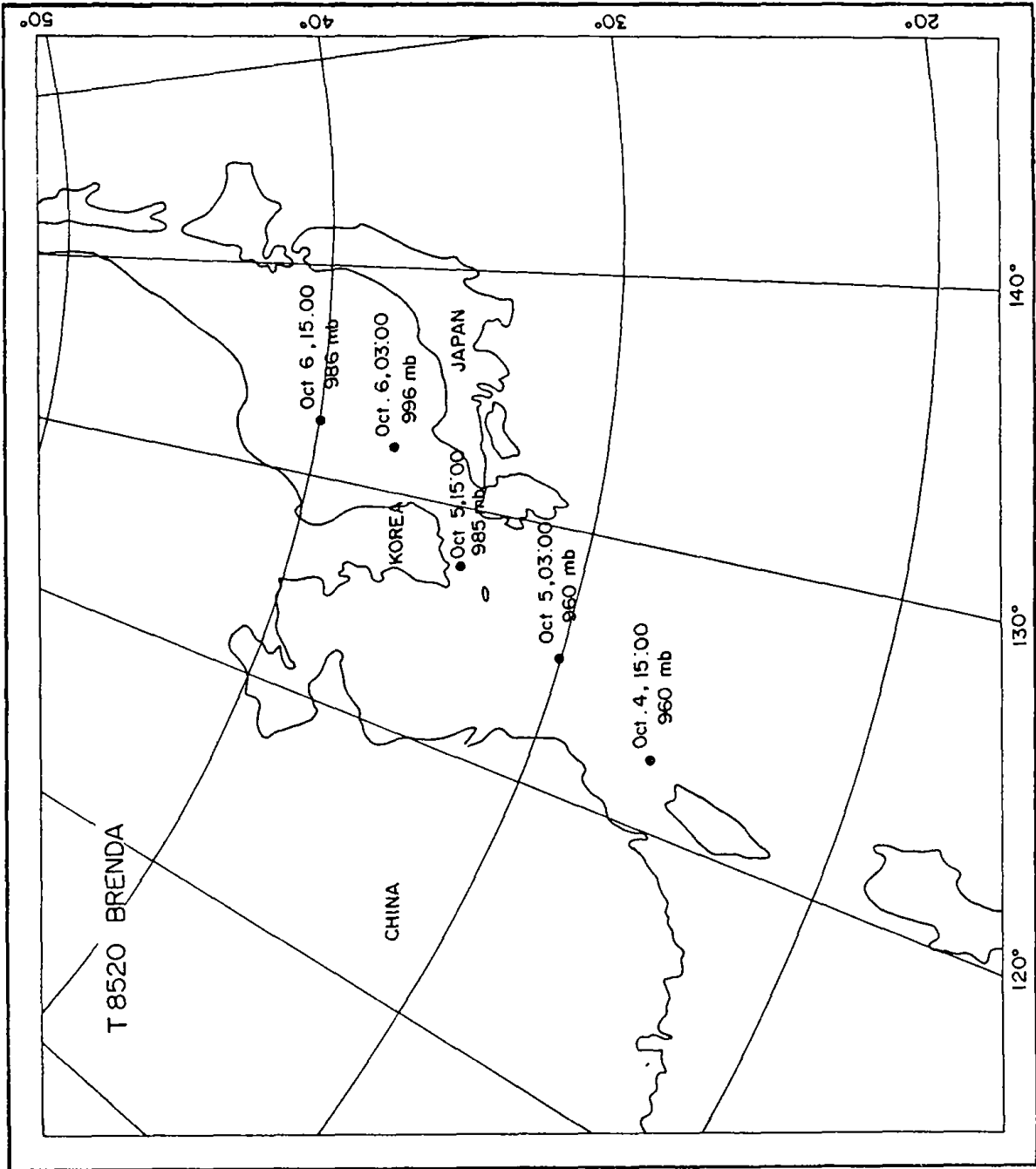


Fig.A.3. Track of Typhoon Brenda.

