



Title	防波堤で遮へいされた水域の擾乱波について
Author(s)	和田, 明
Citation	大阪大学, 1963, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/1616">https://hdl.handle.net/11094/1616</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

# 防波堤で遮へいされた水域の擾乱波について

和 田 明

# 防波堤で遮へいされた水域の擾乱波について

昭和 37 年 12 月

大阪大学大学院工学研究科

和 田 明

# 目 次

## 要 旨

第 1 章	緒 言	.....	(2)
第 2 章	急変断面水路におけるサージの変形	.....	(4)
1 節	急変断面開水路のサージの通過および反射	.....	(5)
2 節	断面急拡部における振動現象	.....	(8)
3 節	サージの侵入による閉水域内の擾乱	.....	(12)
第 3 章	湾入部水域の擾乱波についての基礎的考察	.....	(19)
1 節	防波堤を設置しない湾入部水域の擾乱	.....	(21)
A.	湾入部入口からの散逸波を考慮しない場合	.....	(21)
B.	湾入部入口からの散逸波を考慮した場合	.....	(24)
2 節	防波堤をもった湾入部水域内の擾乱	.....	(27)
第 4 章	半無限長防波堤で遮へいされた水域の擾乱についての 解析	.....	(32)
1 節	緒言	.....	(33)
2 節	基本方程式	.....	(34)
3 節	積分方程式の解	.....	(35)
4 節	数値計算結果	.....	(39)
5 節	構造物群による波の擾乱	.....	(40)
第 5 章	大阪湾大防波堤内水域における長周期波に関する 模型実験	.....	(43)
1 節	概説	.....	(44)
2 節	大阪湾沿岸の気象潮と模型屈折図による予測	.....	(44)
3 節	相似性と実験模型	.....	(46)
4 節	実験方法	.....	(47)
5 節	測定結果	.....	(48)
6 節	結果の検討	.....	(50)
7 節	大防波堤内の seiche について	.....	(51)
8 節	結論	.....	(57)
第 6 章	結論 むすび	.....	(58)

## 要　　旨

本論文は、まず急変断面開水路におけるサージの特性を検討するとともに、湾入部水域内の水面擾乱および湾口からの散逸波の性状について論じている。さらに無限長沿岸の前面にある距離を隔てた半無限長大防波堤に長周期波を侵入せしめたとき沿岸水域および大防波堤遮へい水域内の水位上昇を数値計算し入射波長 ( $\lambda$ )が防波堤と沿岸地帯間の距離 ( $2d$ ) に比して小になる程、遮へい水域内の波高は減少し、 $2d/\lambda = 0.15 \sim 0.5$  の程度の波長であれば遮へい水域全体にわたって防波堤効果が現れることを示した。

次に阪神都市圏の総合開発計画の一環として計画されている堺港と神戸港を結ぶ延長約 20km のいわゆる大阪湾大防波堤について、台風高潮や津波のような長周期波が来襲した場合の遮へい水域水面の擾乱問題について詳細な模型実験を行い、防波堤設置によってその遮へい部分では流れに関して極めて静穏な状態が得られるが、堺側の防波堤開口部の影響は遮へい水域のかなりの部分において、必ずしも全沿岸の異常潮位を減少せしめうるとは限らず、遮へい水域両端部では副次的な横式 Seiche のためかえって悪い結果が出ている。また、大防波堤内水域を水深が沿岸境界に向かって放物線的に変化する平面状の半円形とみなして、水域の自由振動の周期と振幅分布を求め、堺、神戸での異常潮位が Seiche 運動によるものであることを確かめた。

# 第 1 章

## 緒 言

近年、わが国経済の急速な進展に伴って、産業の中核をなす重工業地帯が海岸へ移り、いわゆる臨海工業地帯の造成が叫ばれ、港湾規模の拡大や海岸の開発が着々と進められている。このように工場敷地を海岸特に湾の奥の海岸に求めると高潮や波浪による海岸災害の危険を考えねばならないし、こうした積極的な海岸への進出は見方を変えれば海岸災害を誘発させる機会を増大せしめているとも考えられるわけであって、われわれはこの問題を災害防止の立場から真剣に考えてみなければならない。特に最近、湾口あるいは湾奥に大防波堤を設置して外港を作り、沿岸地域の高潮の被害を防止軽減するとともに臨海工業地帯を造成する計画があり、また一部実現しつつある状態にある。従ってこの付近の水域における海象は著しく変わることが予想される。こういった大計画に対応して技術的には、大防波堤の存在、その延長および平面線形、湾内での各港湾の位置、断面、浚渫又は埋立計画の影響といったことを含めて、このような港湾の静的境界条件の大きな変更によって波の反射、回折、屈折および減衰がどのように変化するかといった海岸工学上の諸問題を解決する必要がある。

ところが、かなり線形をもつ港湾の場合でもこれを解析的な方法で遮へい水域内外の波高分布や流れの状態を明らかにすることは非常に困難であって、防波堤や護岸、岸壁などの反射特性なども加わって一般的には不可能であるといつても過言ではない。そこでこれら諸問題の内、特に長周期波に対する防波堤の諸性能を考察し、港湾計画の一資料に供したい目的で、第 2 章以下の研究を行った次第である。

一般に港水域は不連続面の結合として考えられるので、その基礎的考察として第 2 章において急変断面水路でのサージの変形を探り上げている。断面急変部を有する開水路に任意波形の入射波が侵入したとき反射係数を求める問題をまず正弦素波の反射係数を求め、次に任意波形を連続的に異なる周期を有する正弦素波の集まりとみなしある素波の成分に関し反射係数を重ね合わせることによって解く方法を示し、周期波と非周期波の反射波の形状に及ぼす差異について述べている。次に、上述の断面変化部分での二次波の発生が拡巾部分への流入、流出の状況によってどのような挙動を示すものか検討を試み、併せて拡巾部分での出口を閉じた閉水域内の擾乱波についても考察を加えている。

第 3 章では、まず最初に防波堤を設置しない単純な矩形状の湾入部に対して考えることにし、入射波が正弦波形と一般波形の場合について湾入部水域内の水面擾乱を解く方法を示し、また港口からの散逸波の特性にも手を加えている。次に防波堤を設置した場合の湾水域内の波動を明らかにするための手段を紹介し、これら問題点に言及している。

第 4 章では、防波堤の長周期波に対する効果について、基礎的考察を加え、この種の問題の解答を見出す意味で単純な境界を有する一つの model 水域につ

いて考察を加えてみた。この計算を進めるにあたって **Schwinger** の解法を適用し、特別な境界を有する回折問題を **Wiener-Hopf** 型積分方程式として式化し厳密に解くことができた。

第 5 章では、大防波堤の長周期波に対する効果に関する実験例として、現在、計画されている大阪湾大防波堤を探り、実験的検討を加えている。

## 第 2 章

### 急変断面水路におけるサージの変形

- 1 節 急変断面開水路のサージの通過および反射……… (5)
- 2 節 断面急拡部における振動現象…………… (8)
- 3 節 サージの侵入による閉水域内の擾乱…………… (12)

## 1 節 急変断面開水路のサージの通過および反射<sup>1)</sup>

開水路に断面急変部を有するときのサージの反射、通過の割合は、波が正弦的である場合には、急変部分での境界条件を適当に当てはめることによって求められる。ところが入射サージが正弦的波形を有せず、任意の波形の場合には、これを各々の elementary 波に分解すると反射波の形状が違ったものになるものと思われる。そこでこの入射波形を、Fourier 積分で表し、入射波の波長と急拡部断面部分の長さによって反射波の受ける影響がどのように変わるか検討を試みたものである。

図-2.1 のごとく、部分的に三つの断面急変部があるとき、I 断面を進行してきたサージが II 断面を通過して III 断面へと進行する場合について考える。この際、各断面での波は正弦的な波形で示されるものとする。

$$(\zeta_i)_1 = a_1 \cdot e^{j\sigma(t-\frac{x}{c_1})} \quad (2.1)$$

が、断面 I、II の境界面に到達するとエネルギーの一部は反射され、残りのものは II 断面へと移行していく。断面 II を通過すると、この通過波の一部は

$x = x_1 + L$  で反射され、 $x = x_1$  に戻され、再びここでも部分的に反射が生じ、以下

断面 II ではこの波の往復運動が行われる。この過程が繰り返され断面 II での移り変わりが充分行われた後には状態は定常に達する。その際、断面 I へ反射されてきたエネルギーと断面 III へ移行するエネルギーとの和が入射波のエネルギーに等しいわけである。このとき、I 断面へ反射される波は

$$(\zeta_r)_1 = b_1 \cdot e^{j\sigma(t+\frac{x}{c_1})} \quad (2.2)$$

また断面 II での通過波および反射波はそれぞれ

$$(\zeta_t)_2 = a_2 \cdot e^{j\sigma(t-\frac{x-x_1}{c_2})} \quad (2.3)$$

$$(\zeta_r)_2 = b_2 \cdot e^{j\sigma(t+\frac{x-x_1}{c_2})} \quad (2.4)$$

III 断面へ移行してゆく波は

$$(\zeta_t)_3 = a_3 \cdot e^{j\sigma(t-\frac{x-x_1-L}{c_3})} \quad (2.5)$$

で表されるものとする。

この場合、 $x = x_1$  と  $x = x_1 + L$  の二つの境界面において次の二つの条件から入射

波  $(\zeta_i)_1$  と反射波  $(\zeta_r)_1$  及び通過波  $(\zeta_t)_3$  の関係が得られる。

- (1) 境界面の両側での圧力が等しい。
- (2) 断面急変部で、質量保存則が成立する。

条件式 (1) と (2) を適用して、入射波と反射波との関係式は次のようにな

る。

$$\frac{b_1}{a_1} = \frac{\left[ \left( \frac{A_1}{c_1} + \frac{A_2}{c_2} \right) \left( \frac{A_2}{c_2} - \frac{A_3}{c_3} \right) + \left( \frac{A_1}{c_1} - \frac{A_2}{c_2} \right) \left( \frac{A_2}{c_2} + \frac{A_3}{c_3} \right) \cdot e^{j2\sigma \frac{L}{c_2}} \right] \times e^{-2j\sigma \frac{x_1}{c_1}}}{\left( \frac{A_1}{c_1} - \frac{A_2}{c_2} \right) \left( \frac{A_2}{c_2} - \frac{A_3}{c_3} \right) - \left( \frac{A_1}{c_1} + \frac{A_2}{c_2} \right) \left( \frac{A_2}{c_2} + \frac{A_3}{c_3} \right) e^{j2\sigma \frac{L}{c_2}}} \\ = R + js \quad (2.6)$$

ただし、R,S はそれぞれ実数部分及び虚数部分を示す。

I 断面から、いろいろの波長  $\lambda$  の正弦波が入射した場合における反射波の振幅は、 $\sigma = \frac{2\pi c}{\lambda}$  において  $\lambda$  にいろいろの値を代入したとき、式 (2.6) の右辺を計算すれば求まる。一例として、図-2.1 で幅 15cm、長さ 40m の直線齊正水路の途中に幅 35cm、長さ 104cm の急拡部断面を設置した場合についての R,S を計算すると図-2.2 のようになる。

ところが、入射波が正弦的なものではなく、衝撃的な波形を有する場合には、

式 (2.6) の  $b_1$  に  $\frac{1}{\pi \cdot f(\xi)}$  を乗じた上で  $\sigma$  と  $\xi$  で Fourier の積分を行えばよいから、

一般的に入射波の波形を

$$(\zeta_i)_1 = f(t - \frac{x}{c_1}) \quad \text{とおくと、Fourier の定理により}$$

$$\zeta = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\sigma \int_{-\infty}^\infty f(\xi) \cdot \cos \sigma(t - \frac{x}{c_1} - \xi) d\xi \quad (2.7)$$

となるから、 $(\zeta_i)_1 = a_1 \cdot e^{j\sigma(t - \frac{x}{c_1})}$  の実数部分を式 (2.7) で表される積分の各々

の elementary の  $\cos \sigma(t - \frac{x}{c_1} - \xi)$  に相当せしめる。従って、I 断面での反射の

elementary 正弦波の振幅  $B_1$  は (2.6) の右辺、即ち  $\frac{b_1}{a_1} = R + js$  を乗じたものとな

る。従って、これらの反射 elementary 正弦波を合成すると、反射波高は

$$B_1 = \frac{1}{\pi} \Re \int_0^\infty (R + js) d\sigma \int_{-\infty}^\infty f(\xi) \cdot e^{j\sigma(\varepsilon - \xi)} d\xi \quad (2.8)$$

となる。ただし、 $\varepsilon = t - \frac{x}{c_1}$  で  $\Re$  はその右にある量の実数部分を示す。入射

波形  $f(\xi)$  が前後対称形を有する場合、即ち、 $f(\xi)$  が偶関数である時は(2.8)式は更に簡単化され、次のとくになる。

$$B_1 = \frac{1}{\pi} \Re \int_0^\infty (R + js) e^{j\sigma\varepsilon} d\sigma \int_{-\infty}^\infty f(\xi) \cdot \cos \sigma \xi d\xi \quad (2.9)$$

なお、上式からいろいろの波長を有する入射波形  $f(\xi)$  を I 断面へ入射させた時、式 (2.9) で示される反射率と、波長と拡幅部分の長さの比  $-\frac{L}{\lambda}$  との関係、(2.6)式中の実数部分  $R$ 、虚数部分  $S$  と  $\frac{L}{\lambda}$  との関係等についても求められるはずである。 $f(\xi)$  として次の形をとったときを考えてみる。

$$f(\xi) = \begin{cases} \frac{H}{a-b} (a \cdot e^{-b\xi} - b \cdot e^{-a\xi}) & (\xi > 0) \\ & (a > b > 0) \\ \frac{H}{a-b} (a \cdot e^{b\xi} - b \cdot e^{a\xi}) & (\xi < 0) \end{cases} \quad (2.10)$$

これを  $(\xi_i)_1 = f(t - \frac{x}{c_1})$  と比較すると入射波は  $t = 0$  において  $x = 0$  に最大振幅の位相が到着している前後に対称な波であることがわかる。この最大振幅は  $H$  である。次に、 $\sigma = \frac{2\pi c}{\lambda}$ 、 $aL = a_1$ 、 $bL = b_1$  とおき反射波  $x = x_1$  において観測するものとすると

$$\xi_{x=x_1} = 4a_1 b_1 (a_1 + b_1) H \int_0^\infty \frac{R \cdot \cos(2\pi \frac{\varepsilon c}{L} \cdot \frac{L}{\lambda}) - S \cdot \sin(2\pi \frac{\varepsilon c}{L} \cdot \frac{L}{\lambda})}{\left\{ a_1^2 + \left( \frac{2\pi L c}{\lambda} \right)^2 \right\} \left\{ b_1^2 + \left( \frac{2\pi L c}{\lambda} \right)^2 \right\}} d\left(c \frac{L}{\lambda}\right) \quad (2.11)$$

$R, S$  は図-2.2 により  $\frac{L}{\lambda}$  の関数として与えられているからいろいろの  $\frac{\varepsilon}{L}$  に対してこの積分を数値的に計算し反射波の最大振幅を求めることができる。入射波の波形を変えずに波長だけを  $L$  に対して変えるには  $a : b$  を一定に保ちながらその値をいろいろ変えればよい。ここでは、 $a : b = a_1 : b_1 = 1 : 0.5$  として(反射波

の最大振幅) : (入射波の最大振幅=H)を求めた。計算する際の波長としては振幅が  $\frac{H}{10}$  なる 2 点の長さをとってある。図-2.3 には二三の比を採って正弦波形の場合と非周期的波形の場合について計算を実施した結果が示されている。これによると衝撃性の波を正弦波形の式で求めた場合、本計算例の場合においておよそ 1 割~2 割以内の誤差で算定し得ることになる。

図-2.4 は図-2.1 の I 断面へ孤立的波形を送った場合の各断面内での波形を示す。この際の静水深は 15.7cm、孤立波形の波高は 3.75cm、波長  $\lambda=138$ cm、伝播速度  $c_1=138$ cm/sec である。(2.9) 式の積分を可能ならしめるために、 $f(\xi)$  を上記の場合に対して近似的に定めると次のとくになる。

$$f(\xi) = 7.653e^{-0.0255\xi} - 3.903e^{-0.05\xi}$$

## 2 節 断面急拡部における振動現象<sup>2)</sup>

水路幅が急変する開水路にサージを送ったとき、流積急変部でかなり複雑な波動が観察される。例えば、前節での図-2.1 に示すような齊正直線水路の途中に水路幅の急拡部を設け実験を行った際の観測例を示せば図-2.5 のとくである。このような複雑な波動は、入射サージ (Pulse) に対する拡幅部分の水域内の応答(Response)として表されているわけである。

従って本節においては、このような断面変化による二次波の発生が拡幅部分への流出、流入の状況によってどのような挙動を示すものか検討したものである。

流入出のある急拡部水域内の運動に対して、次の運動方程式を用いることができる。

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = g \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{B(x)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \{a(x) \cdot \xi\} \right\} \quad (2.12)$$

ただし、 $\xi$  は任意断面の単位面積を通じて  $t=t$  なる時刻までに流れた水量、B 及び A はそれぞれ任意断面での幅及び面積、g は重力加速度を表す。急拡部分の両端における流入出量を次のように規定する。

$$\left. \begin{array}{ll} x=0 & \text{において} \quad \xi = F_1(t) \\ X=L & \text{において} \quad \xi = F_2(t) \end{array} \right\} \quad (2.13)$$

ここで次のような変数変換

$$\left. \begin{array}{l} q = A(x) \cdot \xi \\ \omega = \int_0^x \frac{dx}{A(x)} \\ v = A(x) \cdot B(x) \end{array} \right\} \quad (2.14)$$

を行うと、式 (2.12) と式 (2.13) は

$$\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} = g \frac{\partial}{\partial \omega} \left[ \frac{1}{v(\omega)} \cdot \frac{\partial q}{\partial \omega} \right] \quad (2.15)$$

$$\left. \begin{array}{l} \omega = 0 \quad \text{において} \quad q = F_1(t) \cdot A(0) = x_1(t) \\ \omega = \ell = \int_0^L dx / A(x) \quad \text{において} \\ q = F_2(t) \cdot A(L) = x_2(t) \end{array} \right\} \quad (2.16)$$

上式中の  $x_1$  及び  $x_2$  はそれぞれ  $t$  なる時刻までに  $\omega = 0$  なる断面から流入する水量及び  $\omega = \ell$  の断面から流出する水量に相当している。

(2.15) を解くために

$$\frac{d}{d\omega} \left[ \frac{1}{v(\omega)} \cdot \frac{dX_n(\omega)}{d\omega} \right] + \frac{\lambda_n}{g} \cdot X_n(\omega) = 0 \quad (2.17)$$

なる Sturm-Liouville の方程式と

$$X_n(0) = 0, \quad X_n(\ell) = 0 \quad (2.18)$$

なる境界条件を満足する  $X_n(\omega)$  を求める。

(2.15) の解  $q$  は

$$q = \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \cdot X_n(\omega) \quad (2.19)$$

の形に展開されるものとする。従って

$$A_n(t) = \int_0^{\ell} q(\mu) \cdot X_n(\mu) \cdot d\mu \quad (2.20)$$

同様にして

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \left[ \frac{1}{v(\omega)} \cdot \frac{\partial q}{\partial \omega} \right] = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(\omega) \int_0^{\ell} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \frac{1}{v(\mu)} \cdot \frac{\partial q}{\partial \mu} \right) X_n(\mu) \cdot d\mu$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} X_n(\omega) \left\{ \psi_n(t) - \frac{\lambda_n}{g} A_n \right\} \quad (2.21)$$

ただし、

$$\psi_n(t) = \chi_1(t) \frac{1}{v(0)} \cdot X_n(0) - \chi_2(t) \cdot \frac{1}{v(\ell)} \cdot X_n(\ell)$$

(2.19)、(2.20)、(2.21) 式を (2.15) 式へ代入すると次の微分方程式を得る。

$$\frac{d^2 A_n}{dt^2} + \lambda_n \cdot A_n = g \psi_n(t) \quad (2.22)$$

(2.22) の式の一般解として

$$A_n = \alpha_n \cdot \cos \sqrt{\lambda_n} \cdot t + \beta_n \cdot \sin \sqrt{\lambda_n} \cdot t + \int \frac{g}{\sqrt{\lambda_n}} \cdot \psi_n(\tau) \cdot \sin \sqrt{\lambda_n} (t - \tau) d\tau \quad (2.23)$$

すなわち

$$q = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \alpha_n \cdot \cos \sqrt{\lambda_n} \cdot t + \beta_n \cdot \sin \sqrt{\lambda_n} \cdot t + \int \frac{g}{\sqrt{\lambda_n}} \cdot \psi_n(\tau) \cdot \sin \sqrt{\lambda_n} (t - \tau) d\tau \right] \cdot X_n(\omega) \quad (2.24)$$

ただし、 $\alpha_n$  及び  $\beta_n$  を係数とする二つの項は急拡部水域の seiche を示すものであ

り、係数の  $\alpha_n$ 、 $\beta_n$  は初期条件で決定される。最後の項は拡幅部分における流入、流出によって惹き起こされる運動を包蔵している。

水位上昇  $\zeta$  は、次の関係式によって求められる。

$$\zeta = -\frac{1}{B(x)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} [A(x) \cdot \xi] = -\frac{1}{v(\omega)} \cdot \frac{\partial q}{\partial \omega} \quad (2.25)$$

初期条件が  $t=0$  において満足されていると、(2.23) の最後の項の積分の下限に  $\tau=0$  を用いることができるから

$$A_n = \int_0^t \frac{g}{\sqrt{\lambda_n}} \cdot \psi_n(\tau) \cdot \sin \sqrt{\lambda_n} (t - \tau) d\tau \quad (2.26)$$

ただし、

$$\psi_n(t) = \chi_1(t) \frac{1}{v(0)} \cdot X'_n(0) - \chi_2(t) \cdot \frac{1}{v(\ell)} \cdot X'_n(\ell)$$

さて、流入量と流出量が等しく時間的に変化のない場合を考える。つまり  $x=0$  か

ら毎単位時間に  $Q$  なる水量が流入し、 $x=L$  から同量のものが流出するものとする。

$$\chi_1 = \chi_2 = Qt \quad (2.27)$$

とおけるから

$$\psi_n(t) = Qt \left[ \frac{1}{v(0)} \cdot X'_n(0) - \frac{1}{v(\ell)} \cdot X'_n(\ell) \right] \quad (2.28)$$

となり、一般には

$$\frac{1}{v(\ell)} \cdot X'_n(\ell) - \frac{1}{v(0)} \cdot X'_n(0) = \int_0^\ell \frac{d}{d\mu} \left( \frac{1}{v(\mu)} \cdot X'_n(\mu) \right) \cdot d\mu = - \int_0^\ell \frac{\lambda_n}{g} X_n \cdot d\mu \neq 0$$

が成り立つ。 $(2.28)$  式を  $(2.26)$  式へ代入すると

$$\begin{aligned} A'_n &= \frac{g}{\sqrt{\lambda_n}} \cdot Q \cdot \left[ \frac{1}{v(0)} \cdot X'_n(0) - \frac{1}{v(\ell)} \cdot X'_n(\ell) \right] \int_0^t \tau \cdot \sin \sqrt{\lambda_n} (t-\tau) d\tau \\ &= Q \frac{g}{\sqrt{\lambda_n}} \left[ \frac{1}{v(0)} \cdot X'_n(0) - \frac{1}{v(\ell)} \cdot X'_n(\ell) \right] \left( \frac{t}{\sqrt{\lambda_n}} - \frac{1}{\lambda_n} \sin \sqrt{\lambda_n} t \right) \end{aligned} \quad (2.29)$$

$(2.29)$  式を  $(2.24)$  式へ代入すると

$$q = Qt + \sum_{n=1}^{\infty} [\alpha_n \cdot \cos \sqrt{\lambda_n} \cdot t + \beta'_n \cdot \sin \sqrt{\lambda_n} \cdot t] \cdot X_n(\omega) \quad (2.30)$$

が得られる。従って水位上昇  $\varsigma$  は

$$\varsigma = -\frac{1}{\sigma(v)} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} [\alpha_n \cdot \cos \sqrt{\lambda_n} \cdot t + \beta'_n \cdot \sin \sqrt{\lambda_n} \cdot t] \cdot X'_n(\omega) \quad (2.31)$$

なる関係で求められる。

$\alpha_n$ 、 $\beta'_n$  を初期条件で定めれば  $(2.31)$  式には、 $Q$  が含まれてこない。つまり拡幅部分の自由振動には、流出、流入による定常流は影響しないことがわかる。次に、

$$\chi_1 = \chi_0 \cdot \sin pt, \quad \chi_2 = \chi_0 \cdot \sin(pt - \varepsilon) \quad (2.32)$$

のごとく、流入量と流出量が周期的に変化する場合について考えてみる。

$$\begin{aligned}
\psi(t) &= \frac{\chi_0}{v(0)} \cdot X'_n(0) \cdot \sin pt - \frac{\chi_0}{v(\ell)} \cdot X'_n(\ell) \cdot \sin(pt - \varepsilon) \\
&= \gamma_n \cdot \sin(pt - \varepsilon')
\end{aligned} \tag{2.33}$$

これを、(2.26)式に代入すると

$$A'_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{\sqrt{\lambda_n}} \cdot \gamma_n \left\{ \left[ -\frac{1}{p - \sqrt{\lambda_n}} + \frac{1}{p + \sqrt{\lambda_n}} \right] \sin(pt - \varepsilon') + \frac{\sin(\sqrt{\lambda_n}t - \varepsilon')}{p - \sqrt{\lambda_n}} + \frac{\sin(\sqrt{\lambda_n}t + \varepsilon')}{p + \sqrt{\lambda_n}} \right\} \quad (p \neq \sqrt{\lambda_n}) \tag{2.34}$$

もし、 $p = \sqrt{\lambda_n}$  とすると

$$A'_n = \frac{g}{\sqrt{\lambda_n}} \cdot \gamma_n \left( -\frac{1}{2} t \cdot \cos(\sqrt{\lambda_n}t - \varepsilon') + \frac{1}{2\sqrt{\lambda_n}} \cdot \sin(\sqrt{\lambda_n}t \cdot \cos \varepsilon') \right) \quad (p = \sqrt{\lambda_n}) \tag{2.35}$$

流入出の周期が拡幅部分の固有周期と合致しないときは、ただ、それぞれの周期を持った有限な強制振動と一般には、拡幅部分の固有振動を励起するに過ぎず、両者の周期が一致するときは、共振の現象が起こることが知れる。

### 3 節 サージの侵入による閉水域内の擾乱<sup>3)</sup>

直線水路の途中に水路幅の急拡閉水域を設け、水域の入口から入射する任意波形のサージによって励起される閉水域の擾乱波について考察し、入口にもたらされる波が水域規模に比べ、波長が長い場合と、ごく短い場合とでは、散逸波や閉水域内部における擾乱波の性質に著しい相違があるはずであり、この点について若干の解析を行ったものである。

一般に、一端の開いている閉水域を一つの振動系とみなして、外力である入射波が作用して、なお入射波効果が残存している、所謂、過渡状態について考えることにする。

図-2.6 に示すような単純な矩形状の水域内において  $x$  軸を拡幅水域の主軸に取り、 $x=0$  を入口とする。 $z$  軸は静止水面上垂直方向に取るものとする。

今、水域の縦振動のみについて考え、しかも水平方向水粒子速度に比例した抵抗が水路床に働くものとすれば運動方程式は次のとくである。

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - 2k \frac{\partial \xi}{\partial t} \tag{2.36}$$

ただし、 $\xi$ は $x$ 方向への水粒子の変位、 $k$ は抵抗係数とする。連続方程式は

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{1}{B(x) \cdot H(x)} \int_{-H}^0 \frac{\partial}{\partial x} \left\{ A(x) \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t} \right\} dz \quad (2.37)$$

と、(2.36)式より減衰効果を考慮した水面上昇に関する波動方程式が次のように導かれる。

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{g}{B(x)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left\{ A(x) \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} \right\} - 2k \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (2.38)$$

これを所謂 Stokes の方法で解くことを考える。(2.38)式の空間変数に関する Sturm-Liouville 型の特性方程式 :

$$\frac{d}{dx} \left\{ A(x) \cdot \frac{dV_n(x)}{dx} \right\} + \frac{\lambda_n^2}{g} \cdot B(x) \cdot V_n(x) = 0 \quad (2.39)$$

を満足し、両端の境界で与えられた境界条件を満たし、且つ正規直交性の条件 :

$$\int_0^\ell B(x) \cdot V_n^2(x) dx = 1 \quad (2.40)$$

によって定められる $V_n(x)$ と $\lambda_n$ を求める。

(2.38) 式の解は

$$\xi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \cdot V_n(x) \quad (2.41)$$

の形に展開されるものとし、境界条件は次のとくである。

水域入口 :  $x = 0$  で、 $\xi = \{\xi(x, t)\}x = 0$

水域奥 :  $x = \ell$  で、 $\frac{\partial \xi}{\partial x} \doteq \frac{k}{H} \xi$

とする。ただし、 $k$ は水域壁と水との摩擦抵抗係数に相当し、この水域奥条件は水位上昇加速度と単位質量当たりの摩擦力との釣合条件から与えられる。

初期条件は、

$$t = 0 \quad \text{で}、 \quad \xi = 0 \quad , \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0$$

いま、(2.38)式において、

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \sum_{n=1}^{\infty} E_n(t) \cdot V_n(x) \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \sum_{n=1}^{\infty} G_n(t) \cdot V_n(x) \quad (2.43)$$

$$\frac{1}{B(x)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left\{ B(x) \cdot H(x) \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\} = \sum_{n=1}^{\infty} F_n(t) \cdot V_n(x) \quad (2.44)$$

の形に展開しうるものとすれば、 $E_n(t)$ 、 $G_n(t)$ 及び $F_n(t)$ は、(2.39)、(2.40) 及び (2.41) 式によって次のとく定まる。

$$\left. \begin{aligned} E_n(t) &= \int_0^\ell B(x) \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \cdot V_n(x) dx = \ddot{A}_n(t) \\ G_n(t) &= \int_0^\ell B(x) \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial t} \cdot V_n(x) dx = \ddot{A}_n(t) \\ F_n(t) &= \int_0^\ell \frac{\partial}{\partial x} \left\{ B(x) \cdot H(x) \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\} \cdot V_n(x) dx \\ &= (V_n)_{x=\ell} \cdot B \cdot k \cdot \zeta + B(0) \cdot H(0) \cdot (\zeta)_{x=0} \cdot V_n'(0) \end{aligned} \right\} \quad (2.45)$$

したがって、 $A_n(t)$ に対する表示式は、簡単のために $k=0$ とすれば

$$\ddot{A}_n(t) + 2kA_n(t) + \lambda_n^2 \cdot A_n(t) = g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot (\zeta)_{x=0} \cdot V_n'(0) \quad (2.46)$$

ただし、 $B(0)$ 、 $H(0)$ 及び $V_n'(0)$ はそれぞれ水域入口における値を示す。

ここで入口( $x=0$ )へ入射してくる波形は一般には、 $\zeta = f(t - x/c)$ の形であるが以後の数値計算の便宜上、 $a$ を波高、 $2t_0$ を周期とし、前後対称な Single hump の波形を考え、次のようにおくものとする。

$$\zeta(x, t) = \left\{ \begin{array}{ll} a \cdot \sin \frac{\pi}{2t_0} (t - \frac{x}{c}) & : 0 \leqq t \leqq 2t_0 \\ a \cdot \sin \frac{\pi}{2t_0} (t - \frac{x}{c}) + a \cdot \sin \frac{\pi}{2t_0} (t - 2t_0 - \frac{x}{c}) & : t > 2t_0 \end{array} \right\} \quad (2.47)$$

(2.46)、(2.47) 式より  $A_n(t)$ が求められるが、Laplace 変換により用意に算出

できる。

さて、 $t > 2t_0$ での (2.47) 式中の 2 式右辺の第 2 項は、第 1 項の位相がずれたものとなっているので、L を Laplace 変換記号とすると、

$$L[A_n] = g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_n'(0) \cdot \frac{\pi}{2t_0} \cdot (1 + e^{-2t_0 s}) \cdot \frac{1}{(s+k)^2 + q_n^2} \cdot \frac{1}{s^2 + (\frac{\pi}{2t_0})^2}$$

$$\text{ただし、 } q_n^2 = \lambda_n^2 - k^2 \quad (2.48)$$

このとき、

$$F_1(t) \equiv L^{-1} \left\{ \frac{1}{(s+q)^2 + q_n^2} \cdot \frac{1}{s^2 + (\frac{\pi}{2t_0})^2} \right\} \quad \text{とすると}$$

$A_n(t)$  は次のようになる。

$$0 \leq t \leq 2t_0 \quad \text{において}$$

$$A_n(t) = g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_n(0) \cdot \frac{\pi}{2t_0} \cdot \frac{1}{\left\{ \lambda_n^2 - \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2 \right\}^2 + 4k^2 \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2} \left[ \left\{ \lambda_n^2 - \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2 \right\} \times \frac{2t_0}{\pi} \sin \frac{\pi}{2t_0} t - 2k \cdot \cos \frac{\pi}{2t_0} t - e^{-kt} \left\{ (\lambda_n^2 - \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2 - 2k^2) \frac{1}{q_n} \cdot \sin q_n t - 2k \cos q_n t \right\} \right] \quad (2.49)$$

$t > 2t_0$  にたいしては

$$A_n(t) = -g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_n(0) \cdot \frac{\pi}{2t_0} \cdot H \cdot \frac{1}{\left\{ \lambda_n^2 - \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2 \right\}^2 + 4k^2 \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2} \cdot \left[ e^{-kt} \times \left\{ (\lambda_n^2 - \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2 - 2k^2) \cdot \frac{1}{q_n} \cdot \sin q_n t - 2k \cdot \cos q_n t \right\} + e^{-k(t-2t_0)} \left\{ (\lambda_n^2 - \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2 - 2k^2) \cdot \frac{1}{q_n} \cdot \sin q_n (t-2t_0) - 2k \cdot \cos q_n (t-2t_0) \right\} \right] \quad (2.50)$$

次に、入射波の周期が閉水域の基本振動の固有周期に等しい場合、即ち、

$\lambda_1 = \frac{\pi}{2t_0}$  の場合は、 $0 \leq t \leq 2t_0$  に対して、

$$A_1(t) = -g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_1'(0) \cdot \frac{\pi}{2t_0} \cdot H \cdot \frac{1}{2k \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2} \cdot \left[ \cos \frac{\pi}{2t_0} t - e^{-kt} \left\{ \cos q_1 t + \frac{k}{q_1} \cdot \sin q_1 t \right\} \right] \quad (2.51)$$

また、 $t > 2t_0$  に対しては、

$$A_1(t) = g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_1'(0) \cdot \frac{\pi}{2t_0} H \cdot \frac{1}{2k \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2} \cdot \left[ e^{-kt} \left\{ \cos q_1 t + \frac{k}{q_1} \cdot \sin q_1 t \right\} + e^{-k(t-2t_0)} \left\{ \cos q_1(t-2t_0) + \frac{k}{q_1} \cdot \sin q_1(t-2t_0) \right\} \right] \quad (2.52)$$

ここで、抵抗がないと考えた  $k = 0$  のときには、上述の諸結果は、それぞれ次のようになる。

$0 \leq t \leq 2t_0$  に対して、 $A_n(t)$  は次のようになる。

$$A_n(t) = g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_n'(0) \cdot \frac{\pi}{2t_0} \cdot H \cdot \frac{1}{\lambda_n^2 - \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2} \cdot \left\{ \frac{1}{\frac{\pi}{2t_0}} \cdot \sin \frac{\pi}{2t_0} t - \frac{1}{\lambda_n} \cdot \sin \lambda_n t \right\} \quad (2.53)$$

また、 $t > 2t_0$  に対しては、

$$A_n(t) = -g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_n'(0) \cdot \frac{\pi}{2t_0} \cdot H \cdot \frac{1}{\lambda_n^2 - \left( \frac{\pi}{2t_0} \right)^2} \cdot \frac{1}{\lambda_n} \left\{ \sin \lambda_n t + \sin \lambda_n(t-2t_0) \right\} \quad (2.54)$$

特に、 $\lambda_1 = \frac{\pi}{2t_0}$  の場合は、 $0 \leq t \leq 2t_0$  に対して、

$$A_1(t) = g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_1'(0) \cdot H \cdot \frac{1}{2\lambda_1^2} \cdot \left\{ \sin \lambda_1 t - \lambda_1 t \cdot \cos \lambda_1 t \right\} \quad (2.55)$$

$t \geq 2t_0$  に対しては、

$$A_1(t) = g \cdot B(0) \cdot H(0) \cdot V_1'(0) \cdot H \frac{1}{2\lambda_1^2} (-\pi) \cdot \cos \lambda_1 t \quad (2.56)$$

上の各式より、種々の波長の入射波形  $\zeta$  を閉水域に入射させた時の閉水域規模と入射波エネルギーの関係、擾乱周期との関連などが求められるはずである。

図-2.7 は幅 15 cm の直線水路の末端に閉水路幅 35 cm、長さ 130 cm の矩形 basin を設け、その入口から single hump 状の波を入射せしめた時の各点での水面変動実測値の一例である。ただし、

$$H = 19 \text{ cm}, \quad c = 156 \text{ cm/sec}, \quad \text{波長 } L = 280 \text{ cm}$$

図によれば水域内水面振動の減衰はかなり大きい。その減衰係数を求める際の周期  $T'$  として便宜上、相次ぐ正の  $\zeta$  の極値間をもって  $T'$  とすれば、その振幅の相次ぐ極値を  $\zeta_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) とし、減衰係数  $k$  は次のとくである。

$$\left| \frac{\zeta_n}{\zeta_{n+1}} \right| = e^{1/2kT'} \quad \text{または} \quad k = 4.605 \frac{\Gamma}{T'}$$

$$\text{ただし、} \quad \Gamma = \log_{10} \left( \frac{\zeta_n}{\zeta_{n+1}} \right)$$

図-2.7 に示す実験値で  $T'$  をほぼ一定とし、その平均値を用いて減衰係数を求めれば、

$$k = 0.389 \quad (\text{sec}^{-1})$$

であり、整正直線水路の途中に矩形急拡 basin を設置した場合（即ち、入口と出口がある場合）の実験<sup>4)</sup> で

$$k = 0.71 \quad (\text{sec}^{-1})$$

となるのと比較してその約半分であることは興味深い。

前述したごとく、入射波の進行性が閉水域中に残存している過渡状態、即ち  $0 \leq t \leq 2t_0$  の範囲内では、式 (2.49)、式 (2.50) よりわかるがごとく、擾乱波形周期は入射波の周期と閉塞水域内の固有振動周期との相互干渉に依存しているが、 $t > 2t_0$  では閉塞水域の固有振動に対応する各種素波が合成されている。また実験的観察によると入射直後では縦振動が卓越しており、しばらくしてから

横振動が励起されるようであるが、この横振動を分離してみると波高は過渡状態の場合のそれに比しかなり小さい。

図-2.8は観測波形記録と式(2.49)、(2.50)による計算値の比較であり、閉塞水域内で入射波効果が残存している、所謂過渡状態で最大振幅を生じ、その解析値と実測値はほぼ一致している。なお、disturbanceの中で第二波に位相のずれが見られるのは、おそらく入射波が閉水域内へ入りこんだときの入口での急激な断面変化のために外海でのSingle humpの波形がくずれ、副次的な波が現れたものと思われる。水位の算定には、第三モードまでを考慮に入れて計算を行ったが定常的振動の際には、第二モードによる水位変動は基本モードのそれのおよそ1/10位で殆ど基本モードで定まってしまう。ところが過渡期においては、収束の度合いが小さいので、かなりの高次モードまで考慮に入れる必要がある。次に、入射波周期を $2t_0 = 1.0, 3.0(\text{sec})$ の二つの場合に分け、おののの

場合の波形を図-2.9に、縦軸に、 $\frac{\xi}{a}$  (水位上昇量/入射波波高)、横軸に時間にとって図示してある。併せて抵抗を無視した $k=0$ の場合も示されている。この模型水域の固有振動周期(基本モード)の $2t_0 = 1.91(\text{sec})$ を基準にとって考察してみると、入射波周期が閉水域の固有振動周期に比し小さい場合にはかなり複雑な disturbance の様相がみられ、ここで周期を少し変えただけでも、波形構造に敏感な変化があるものと思われる。これに反し、入射波周期の大なる場合、即ち

$2t_0 = 3.0(\text{sec})$ の場合には、擾乱波高が入射波高の1.6倍にまで増幅されることがわかる。過渡期における擾乱周期は、入射波のそれと殆ど変化が無く、それから徐々に定常振動周期に移行していくようである。 $0 \leq t \leq 2t_0$ の範囲で、擾乱波形は入射波形と水域内固有振動各素波の相互干渉に依存しあっているが、計算結果によると、擾乱波高に及ぼす入射波高の比率はおよそ70~80%位であって、従ってこの時には、入射波の影響が強く響いていることがわかる。

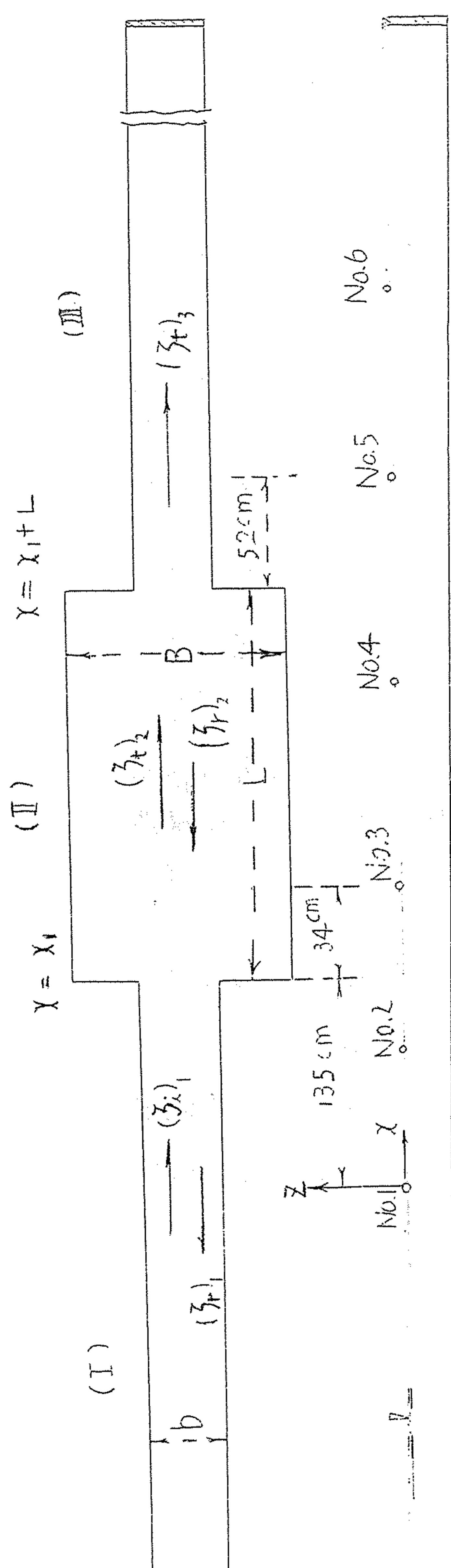


図-2.1 サージの移行

(図1)

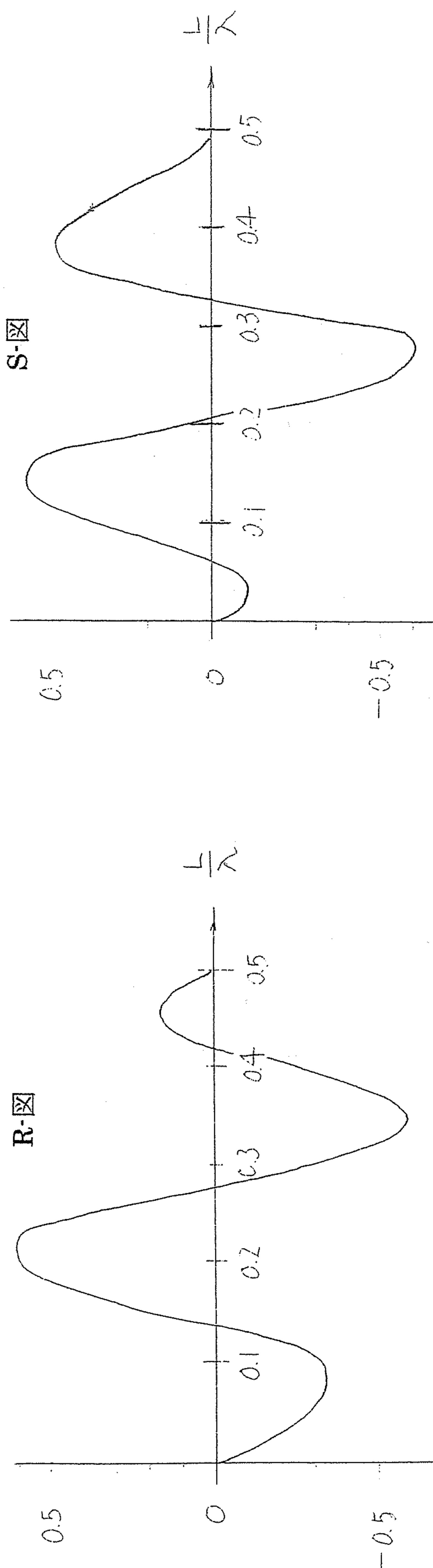
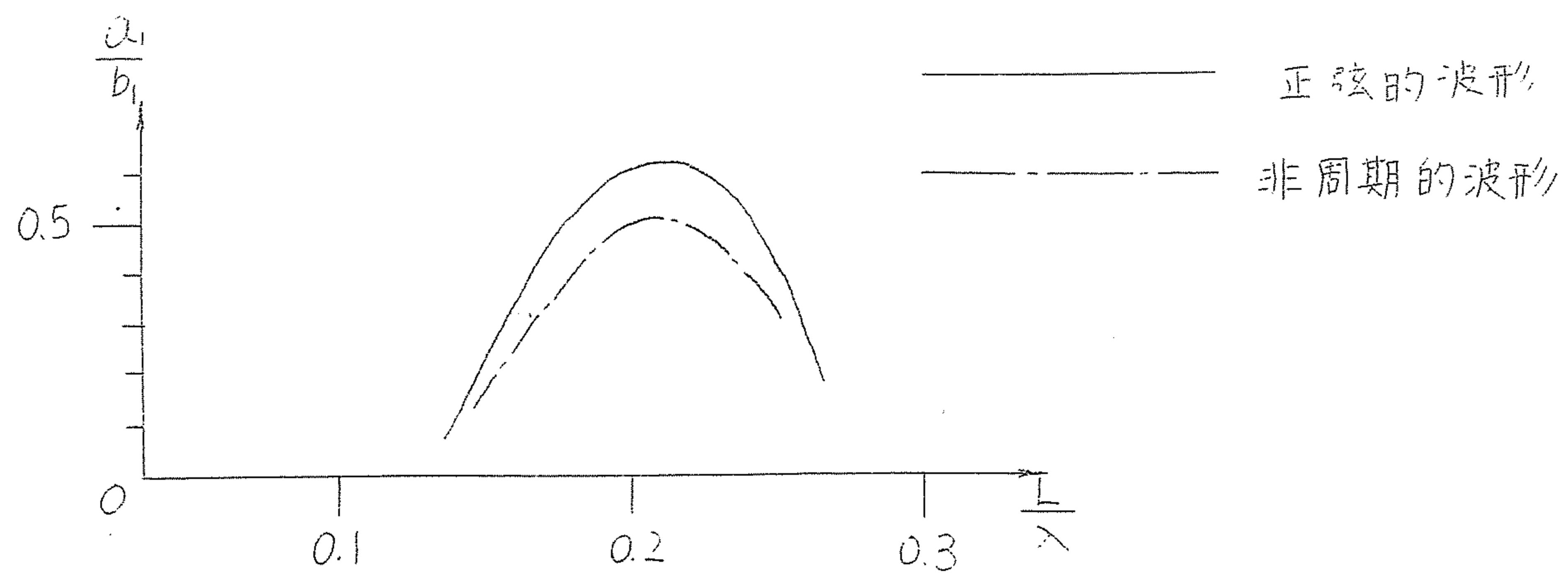
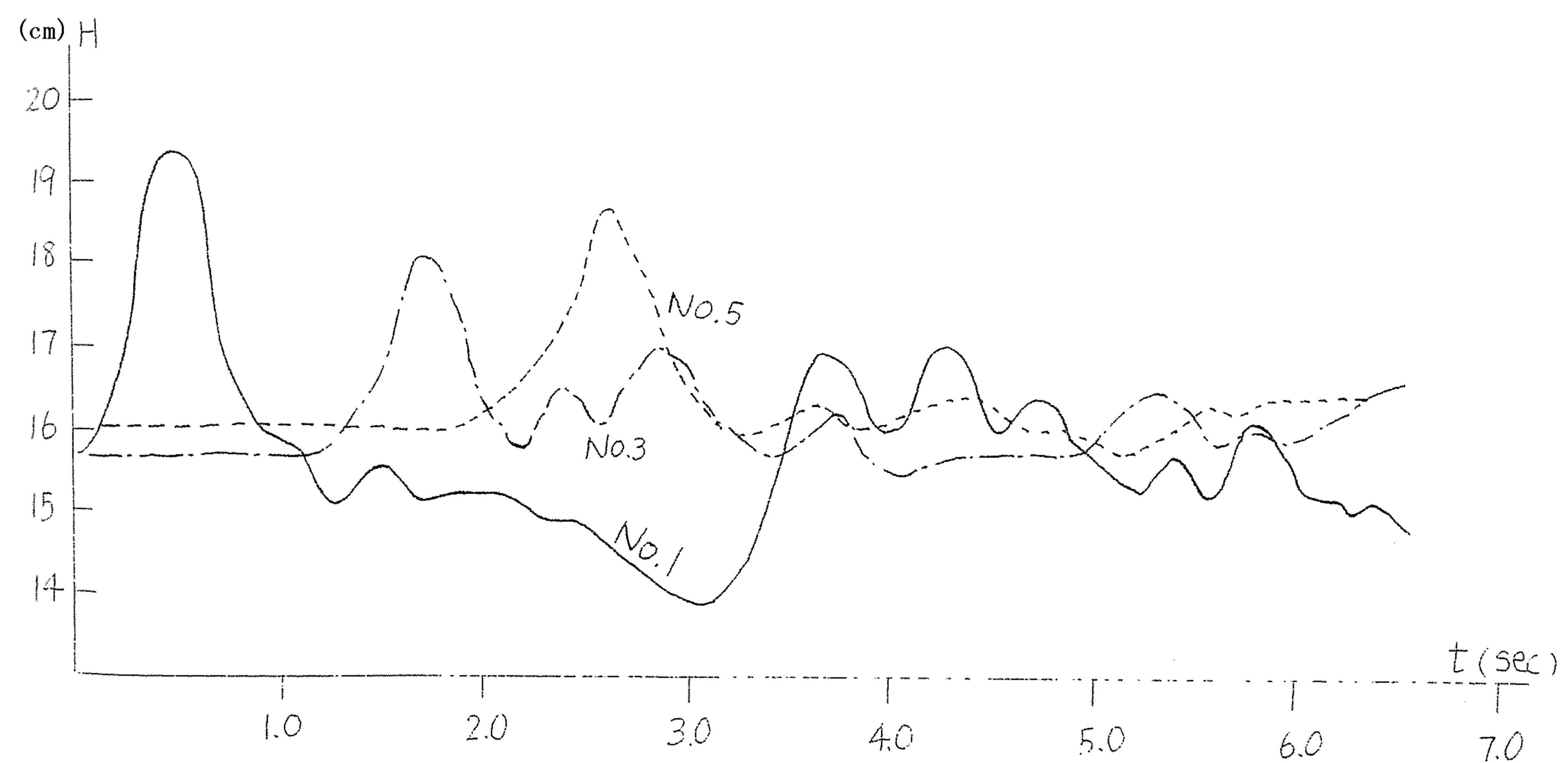


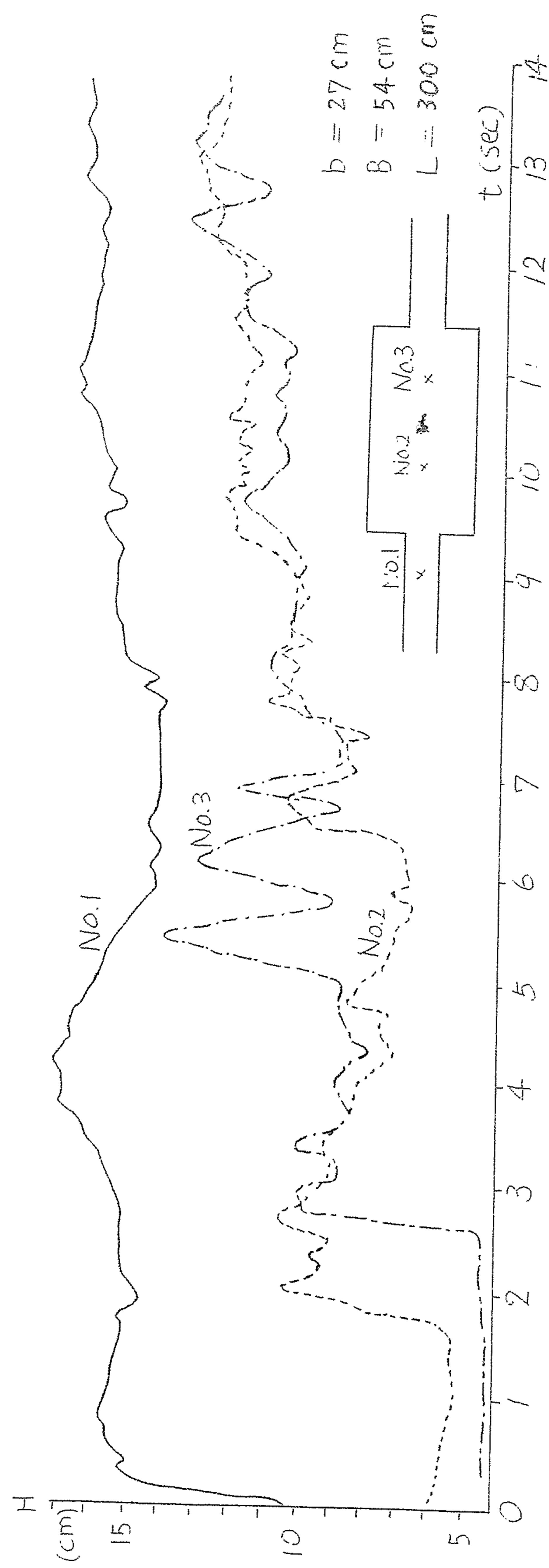
図-2.2



図・2.3



図・2.4



(図3)

図-2.5 水位時間曲線

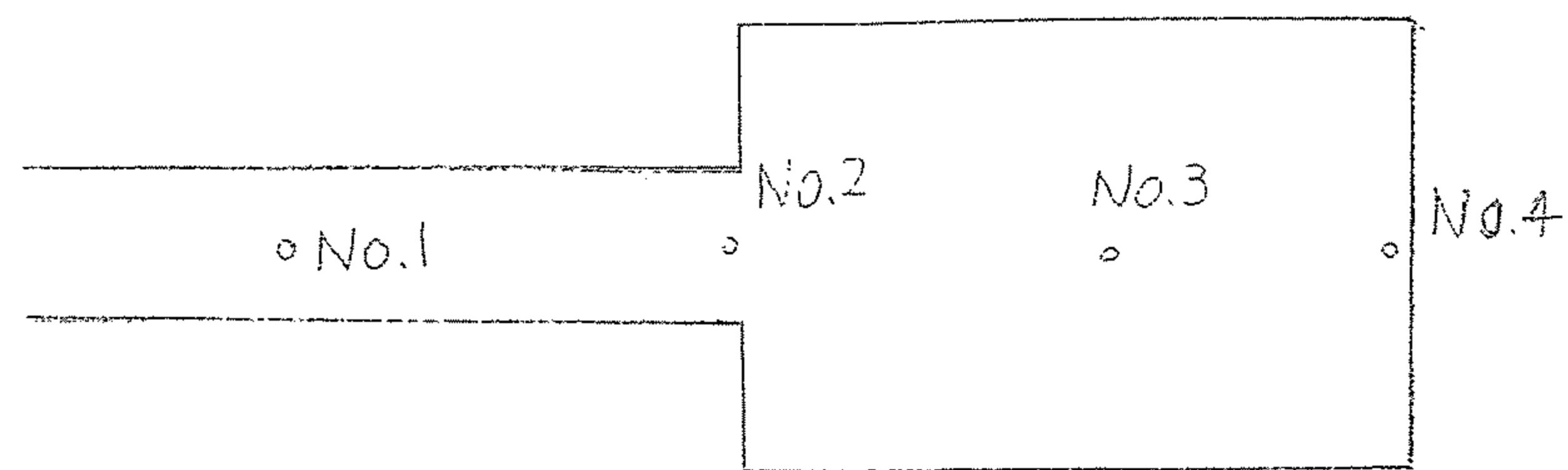


図-2.6 閉塞水域の模型

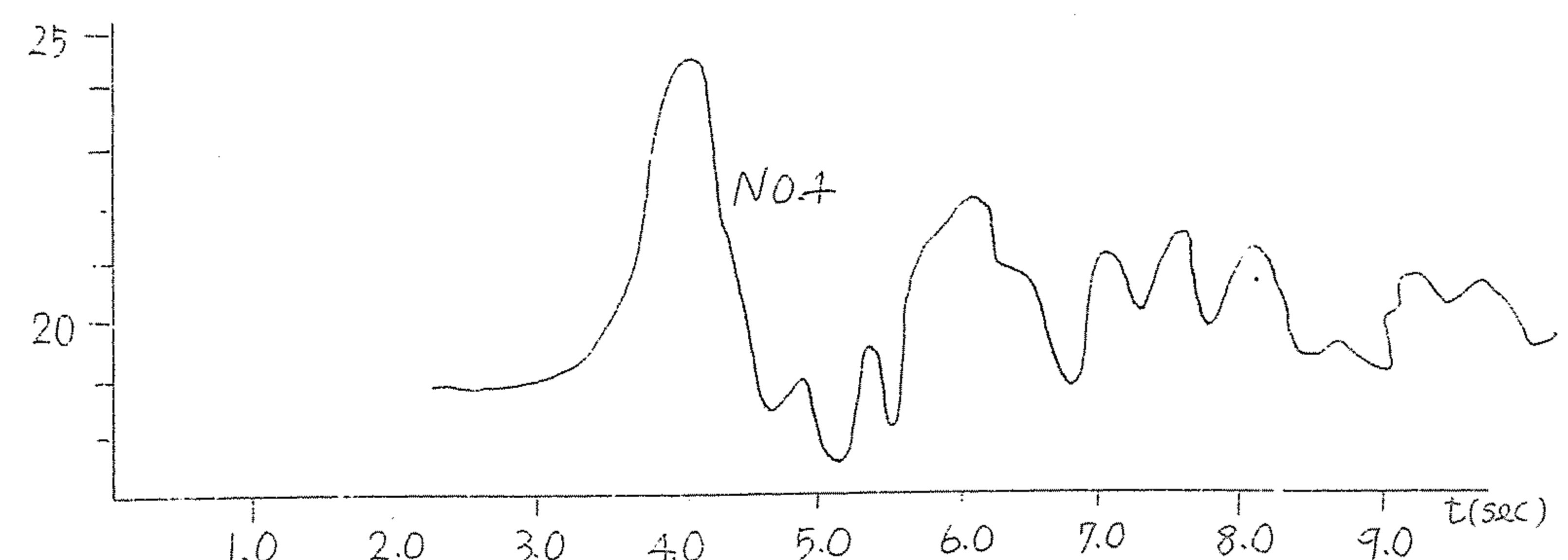
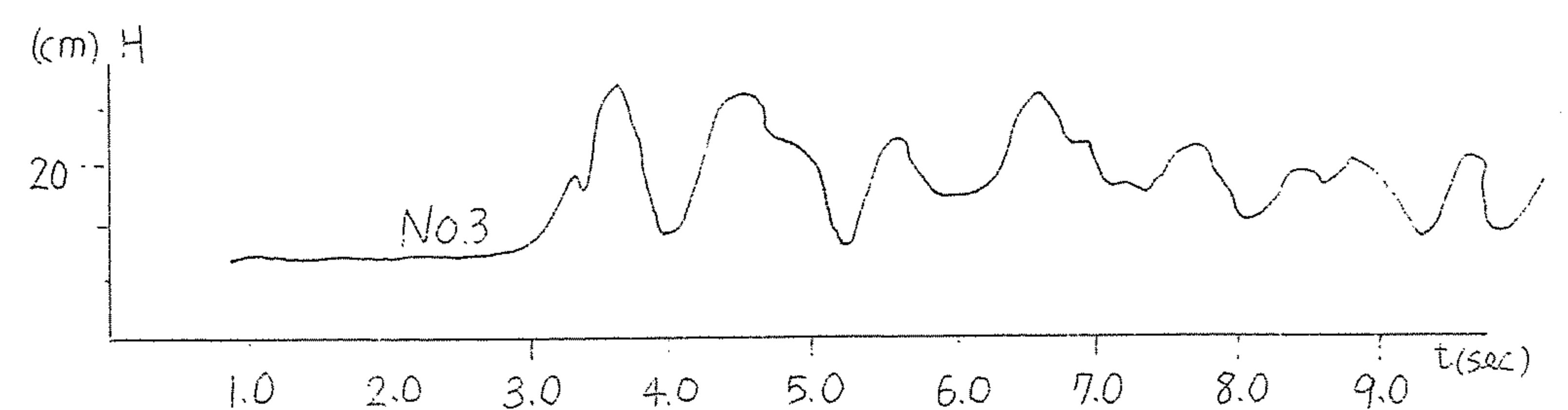
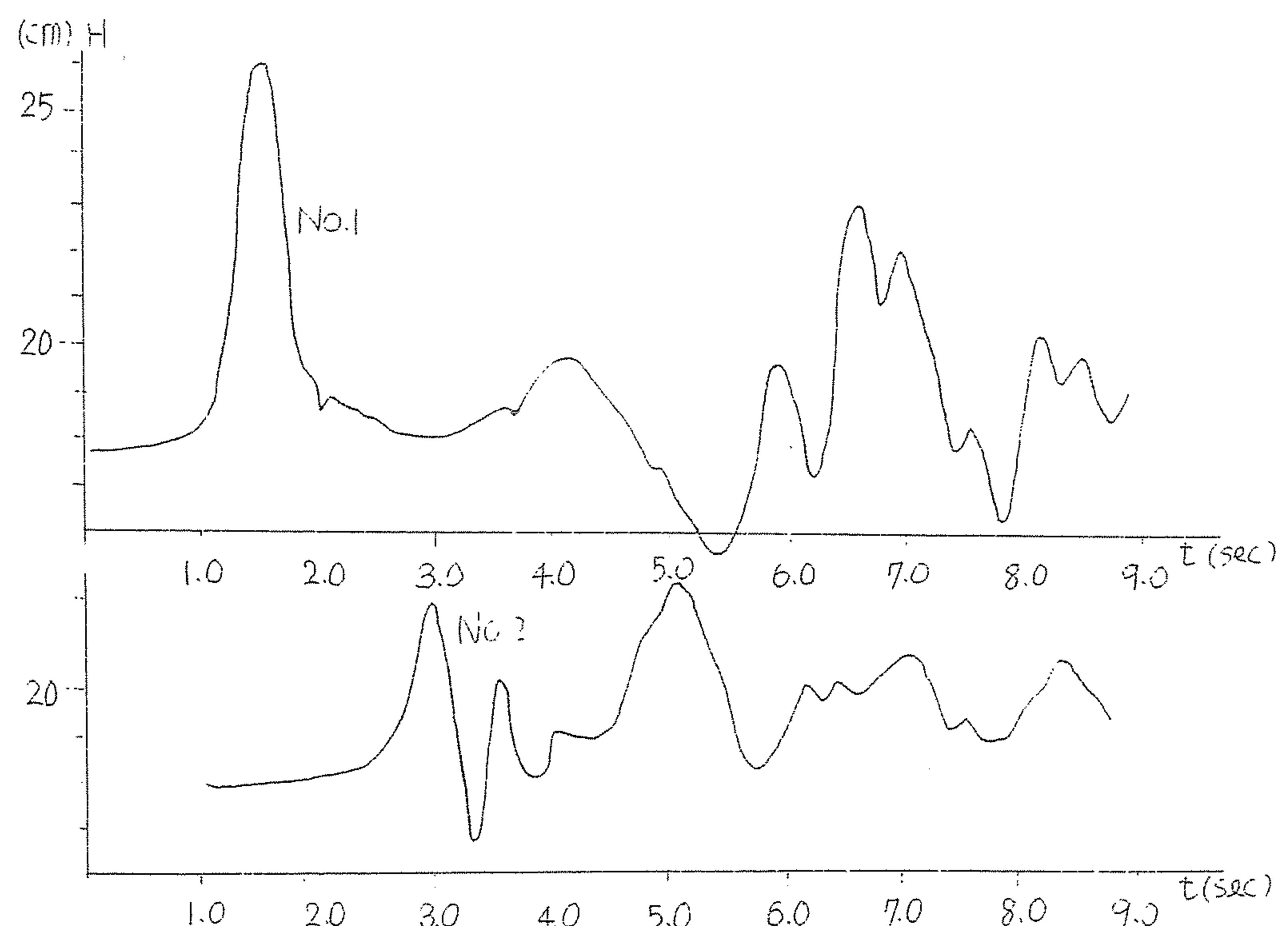
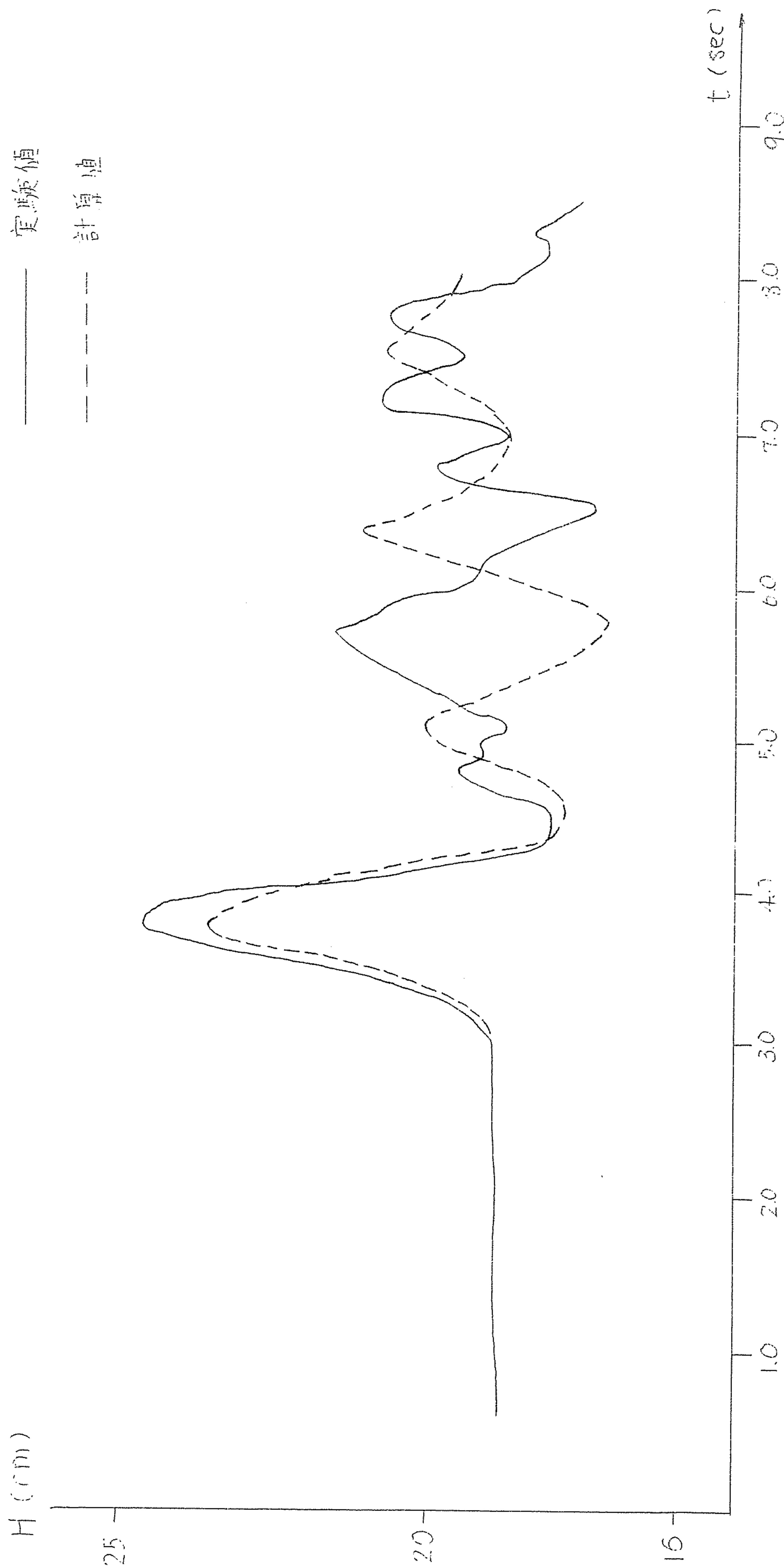


図-2.7 水位変化曲線



(図5)

図-2.8 港奥における水位変化曲線の計算値と実験値の比較

$2t_0 = 3.0$   
 $2t_0 = 3.0 \ (K=0)$   
 $2t_0 = 1.0$   
 $2t_0 = 1.0 \ (K=0)$

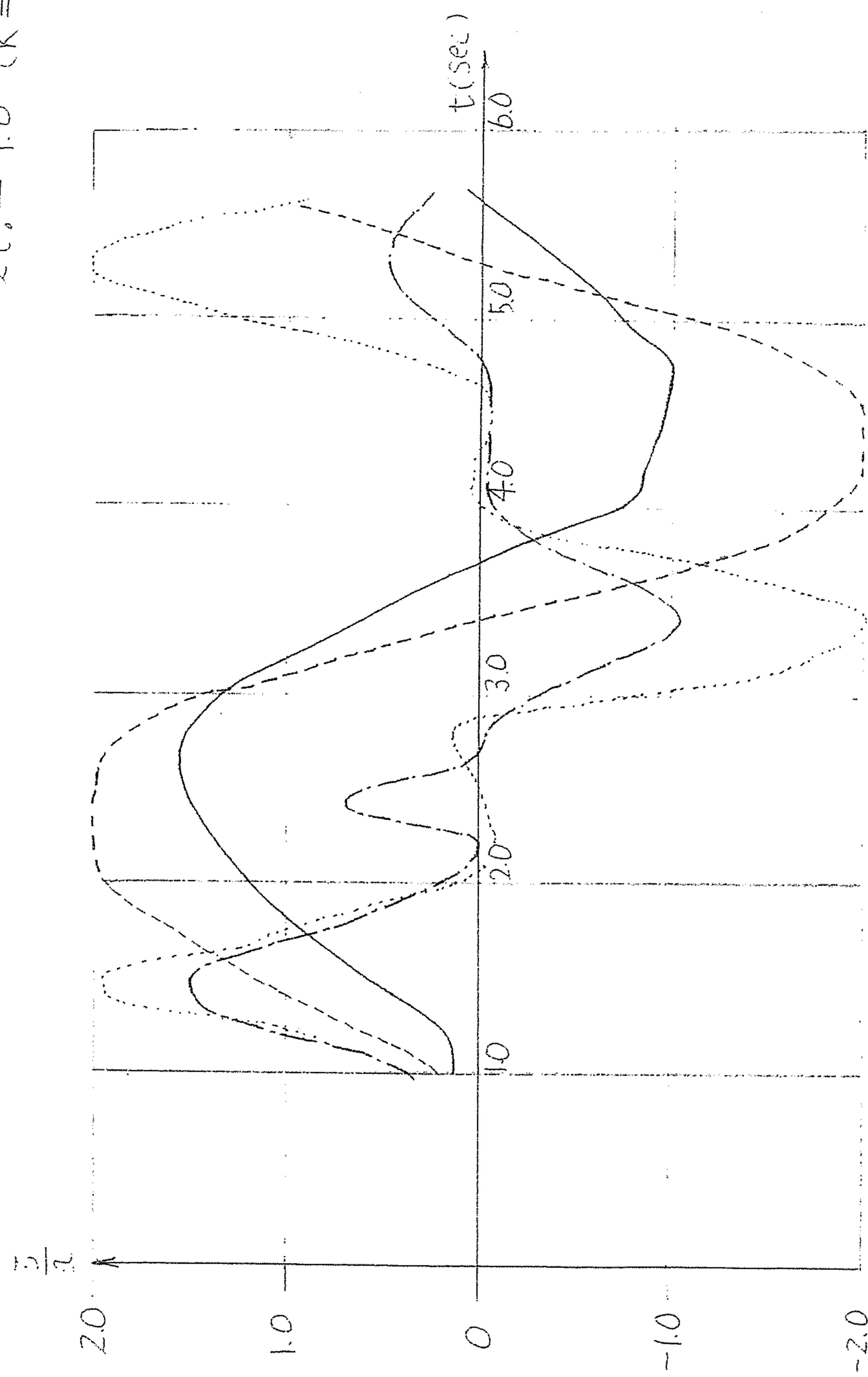


図-2.9  $\frac{\xi}{a} \sim t$  曲線

### 第 3 章

#### 湾入部水域の擾乱波についての基礎的考察

1 節 防波堤を設置しない湾入部水域の擾乱……… (21)

- A. 湾入部入口からの散逸波を考慮しない場合
- B. 湾入部入口からの散逸波を考慮した場合

2 節 防波堤をもった湾入部水域内の擾乱……… (27)

一般に、図-3.1 に示すように港口(あるいは湾口)に防波堤を設置して、外海からの侵入波を防ぐという方法も、風波に対してはある程度までその有効性を保持しているけれども、もし、入射波の波長が長ければ防波堤による遮へい水域内外の水位は殆ど同じになる傾向があり、あまりその効果は期待できなく、またたとえ波長の大小に関わらず、一旦港内へ入り込んだ入射波のエネルギーによって *seiching* が惹起された場合、港口幅を狭くすればする程、防波堤開口部からの振動エネルギーの散逸の問題と絡んで、港内波高が減少するとは限らずむしろ増大する場合が考えられる。

そこで本章では、これらの諸問題に対して、まず、最初に防波堤を設置しない単純な矩形状の湾入部に対して考えることにし、入射波の波長の大なる場合と小なる場合とで湾入部水域内の水面擾乱及び入口からの散逸波の性質にどのような特性が現れるかを見出そうとしたものである。

次に防波堤を設置した場合、湾口からの入射波によって惹き起こされる湾水域内の擾乱波の性状を明らかにするための手段を二、三紹介し、これらの問題点に言及する。

## 1 節 防波堤を設置しない湾入部水域の擾乱<sup>5)</sup>

### A) 湾入部入口からの散逸波を考慮しない場合

図-3.1 に示すような一様水深の矩形状の湾入部水域において、幅、長さ、深さをそれぞれ、 $2B$ 、 $L$ 、 $h_2$  とし、さらに湾入部入口に面する外海の一様水深を  $h_1$  とする。

湾口に原点をとり、 $x$  軸は外海へむかうものとする。この際、各断面での波は正弦的な波形で示されるものとする。

外海での入射波及び反射波は、

$$(\zeta_i)_0 = a_1 \cdot e^{j\sigma\left(t+\frac{x}{c_1}\right)} \quad , \quad (u_i)_0 = -\frac{g}{c_1} \cdot a_1 \cdot e^{j\sigma\left(t+\frac{x}{c_1}\right)} \quad (3.1)$$

$$(\zeta_r)_0 = b_1 \cdot e^{j\sigma\left(t-\frac{x}{c_1}\right)} \quad , \quad (u_r)_0 = \frac{g}{c_1} \cdot b_1 \cdot e^{j\sigma\left(t-\frac{x}{c_1}\right)} \quad (3.2)$$

また湾入部水域内での通過波及び反射波は、

$$(\zeta_t)_b = a_2 \cdot e^{j\sigma\left(t+\frac{x}{c_2}\right)} \quad , \quad (u_t)_b = -\frac{g}{c_2} \cdot a_2 \cdot e^{j\sigma\left(t+\frac{x}{c_2}\right)} \quad (3.3)$$

$$(\zeta_r)_b = b_2 \cdot e^{j\sigma\left(t-\frac{x}{c_2}\right)} \quad , \quad (u_r)_b = \frac{g}{c_2} \cdot b_2 \cdot e^{j\sigma\left(t-\frac{x}{c_2}\right)} \quad (3.4)$$

ここで次の三つの条件を考慮すれば、湾入部水域内での水面擾乱の様相を求めることができる。

(1) 湾入部入口 ( $x = 0$ ) での境界面で圧力が等しい。

(2) ( $x = 0$ ) での断面で、質量保存則が成立する。

(3) 湾奥 ( $x = -L$ ) で水平方向の水粒子の変位が 0 となる。

したがって、

$$a_2 = \frac{2c_1 a_1}{(c_1 + c_2) + (c_1 - c_2) e^{-2j\sigma\frac{L}{c_2}}} \quad , \quad b_2 = \frac{2c_1 a_1}{(c_1 + c_2) + (c_1 - c_2) e^{-2j\sigma\frac{L}{c_2}}} \cdot e^{-2j\sigma\frac{L}{c_2}}$$

外海からの正弦的な入射波形に対する湾入部水域内の擾乱波高は

$$\zeta = \frac{2c_1 a_1}{(c_1 + c_2) + (c_1 - c_2)e^{-2j\sigma \frac{L}{c_2}}} \left[ e^{j\sigma(t + \frac{x}{c_2})} + e^{j\sigma(t - \frac{x}{c_2} - \frac{2L}{c_2})} \right] \quad (3.5)$$

いま、入射波が正弦的なものではなく、任意な波形を有するものとする。す

なわち、 $(\zeta_i)_0 = f(t + \frac{x}{c_1})$  とおくと、Fourier の定理により

$$(\zeta_i)_0 = \frac{1}{2} \pi \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\sigma\xi} d\sigma \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \cdot e^{j\sigma(t + \frac{x}{c_1})} d\xi \quad (3.6)$$

となるから、従って (3.5) 式で表わされる湾入部水域内波高 elementary 正弦波を合成すると、湾水域内波高は、

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= 0 & (t + \frac{x}{c_2} \not< 0) \\ \zeta &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2c_1}{(c_1 + c_2) + (c_1 - c_2)e^{-2j\sigma \frac{L}{c_2}}} \left[ e^{j\sigma(t + \frac{x}{c_2})} + e^{j\sigma(t - \frac{x}{c_2} - \frac{2L}{c_2})} \right] \times \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \cdot e^{-j\sigma\xi} d\xi & (t + \frac{x}{c_2} > 0) \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

ここでは、波形の  $f$  として、

$$f(\xi) = \begin{cases} \frac{H}{a-b} \{a \cdot e^{-b\xi} - b \cdot e^{-a\xi}\} & (\xi > 0) \\ & (a > b > 0) \\ \frac{H}{a-b} \{a \cdot e^{b\xi} - b \cdot e^{a\xi}\} & (\xi < 0) \end{cases} \quad (3.8)$$

(3.8)式は、図-4.2 のごとき前後に対称な波であり、その最大振幅は  $H$  である。この関数形の特徴としてその波形が明確でないので、ここでは波長として、

$$\lambda_{eff.} = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \{\xi \cdot f(\xi)\}^2 d\xi}{\int_{-\infty}^{\infty} \{f(\xi)\}^2 d\xi}} \quad (3.9)$$

で定義することにする。

(3.8) 式を (3.7) 式へ代入すると、

$$\zeta = \frac{2c_1 ab(a+b)}{\pi} H \cdot \Re \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{j\sigma(t+\frac{x}{c_2})} + e^{j\sigma(t-\frac{x}{c_2}-\frac{2L}{c_2})}}{(a^2 + \sigma^2)(b^2 + \sigma^2) \left\{ (c_1 + c_2) + (c_1 - c_2)e^{\frac{-2j\sigma L}{c_2}} \right\}} d\sigma \quad (3.10)$$

この積分は、留数の定理によって、単極の周囲の積分として計算できる。

$$\begin{aligned} \zeta = & \frac{2c_1 ab(a+b)}{\pi} H \cdot \Re \left[ 2\pi j \cdot \operatorname{Res} \left\{ \frac{e^{j\sigma(t+\frac{x}{c_2})}}{(a^2 + \sigma^2)(b^2 + \sigma^2) \left\{ (c_1 + c_2) + (c_1 - c_2) \cdot e^{\frac{-2j\sigma L}{c_2}} \right\}} \right\}_{\sigma=ja} \right. \\ & + 2\pi j \cdot \operatorname{Res} \left\{ \frac{e^{j\sigma(t+\frac{x}{c_2})}}{(a^2 + \sigma^2)(b^2 + \sigma^2) \left\{ (c_1 + c_2) + (c_1 - c_2) \cdot e^{\frac{-2j\sigma L}{c_2}} \right\}} \right\}_{\sigma=jb} \\ & \left. + \frac{j}{2} \cdot \frac{e^{-\frac{c_2}{2L}(t+\frac{x}{c_2}) \left\{ \log \left| \frac{c_2+c_1}{c_2-c_1} \right| + 2n\pi j \right\}}}{\left[ a^2 - \frac{c_2^2}{4L} \left\{ \log \left| \frac{c_2+c_1}{c_2-c_1} \right| + 2n\pi j \right\} \right]^2} \right] \times \frac{1}{b^2 - \frac{c_2^2}{4L} \left\{ \log \left| \frac{c_2+c_1}{c_2-c_1} \right| + 2n\pi j \right\}^2} \times \frac{c_1 - c_2}{c_2} \cdot L \cdot e^{\left\{ \log \left| \frac{c_2+c_1}{c_2-c_1} \right| + 2n\pi j \right\}} \end{aligned}$$

したがって、

$$\begin{aligned} \zeta = & \frac{2abc_1(a+b)}{\pi} H \cdot \Re \left[ -\frac{\pi}{a} \cdot \frac{e^{-a(t+\frac{x}{c_2})}}{(a^2 - b^2) \left\{ (c_1 + c_2) + (c_1 - c_2) e^{\frac{2aL}{c_2}} \right\}} + \frac{\pi}{b} \cdot \frac{e^{-b(t+\frac{x}{c_2})}}{(a^2 - b^2) \left\{ (c_1 + c_2) + (c_1 - c_2) e^{\frac{2bL}{c_2}} \right\}} \right. \\ & \left. + \frac{j}{2} \cdot \frac{e^{-\frac{c_2}{2L}(t+\frac{x}{c_2}) \left\{ \log \left| \frac{c_2+c_1}{c_2-c_1} \right| + 2n\pi j \right\}}}{\left[ -\frac{c_2^2}{4L^2} \left\{ \log \left| \frac{c_2+c_1}{c_2-c_1} \right| + 2n\pi j \right\}^2 + a^2 \right] \left[ -\frac{c_2^2}{4L^2} \left\{ \log \left| \frac{c_2+c_1}{c_2-c_1} \right| + 2n\pi j \right\}^2 + b^2 \right]} \times \frac{1}{\frac{(c_1 - c_2)L}{c_2} \cdot e^{\left\{ \log \left| \frac{c_2+c_1}{c_2-c_1} \right| + 2n\pi j \right\}}} \right] \\ & (0 \langle t + x/c_2 \langle x/c_2 + 2L/c_2) \quad (3.11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\zeta = & \frac{2abc_1(a+b)}{\pi} H \cdot \Re \left[ -\frac{\pi}{a} \cdot \frac{e^{-a(t+\frac{x}{c_2})}}{(a^2-b^2)\left\{(c_1+c_2)+(c_1-c_2)e^{\frac{2aL}{c_2}}\right\}} + \frac{\pi}{b} \cdot \frac{e^{-b(t+\frac{x}{c_2})}}{(a^2-b^2)\left\{(c_1+c_2)+(c_1-c_2)e^{\frac{2bL}{c_2}}\right\}} \right. \\
& - \frac{\pi}{a} \cdot \frac{e^{-a(t-\frac{x}{c_2}-\frac{2L}{c_2})}}{(a^2-b^2)\left\{(c_1+c_2)+(c_1-c_2)e^{\frac{2aL}{c_2}}\right\}} + \frac{\pi}{b} \cdot \frac{e^{-b(t-\frac{x}{c_2}-\frac{2L}{c_2})}}{(a^2-b^2)\left\{(c_1+c_2)+(c_1-c_2)e^{\frac{2bL}{c_2}}\right\}} \\
& + \frac{j}{2} \cdot \frac{e^{-\frac{c_2}{2L}\left\{\log\left|\frac{c_2+c_1}{c_2-c_1}\right|+2n\pi j\right\}(t+\frac{x}{c_2})} + e^{-\frac{c_2}{2L}\left\{\log\left|\frac{c_2+c_1}{c_2-c_1}\right|+2n\pi j\right\}(t-\frac{x}{c_2}-\frac{2L}{c_2})}}{\left[ -\frac{c_2^2}{4L^2}\left\{\log\left|\frac{c_2+c_1}{c_2-c_1}\right|+2n\pi j\right\}^2 + a^2 \right] \left[ -\frac{c_2^2}{4L^2}\left\{\log\left|\frac{c_2+c_1}{c_2-c_1}\right|+2n\pi j\right\}^2 + b^2 \right]} \\
& \times \frac{1}{\frac{(c_1-c_2)L}{c_2} \cdot e^{\left\{\log\left|\frac{c_2+c_1}{c_2-c_1}\right|+2n\pi j\right\}}} \left( t \right) \frac{x}{c_2} + \frac{2L}{c_2} \quad (3.12)
\end{aligned}$$

## B) 湾入部入口からの散逸波を考慮した場合

湾入部入口から外海への散逸波に対する表示式を次の形に置くことができる。

$$\textcircled{\$} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cdot H_n^{(2)} \left( \frac{\sigma}{c_1} r \right) \cdot \cos n\theta \cdot e^{j\sigma t} \quad (3.13)$$

$$\textcircled{v} = i \frac{g}{c_1} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cdot H_n^{(2)} \left( \frac{\sigma}{c_1} r \right) \cdot \cos n\theta \cdot e^{j\sigma t} \quad (3.14)$$

但し、 $\textcircled{\$}$  及び  $\textcircled{v}$  は、垂直方向の変位および動径方向の流速を表す。ここで前項での種々の境界条件の上に更に coast line での近似的な条件  $(u_i)_0 + (u_r)_0 = 0$  を考慮する。湾入部入口での境界条件により、

$$2a_1 \cdot \cos \frac{\sigma}{c_1} x - b_2 \left[ e^{-j \frac{\sigma}{c_2} x} + e^{2j \frac{\sigma}{c_2} L + j \frac{\sigma}{c_2} x} \right] + \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cdot H_n^{(2)} \left( \frac{\sigma}{c_1} r \right) \cdot \cos(n\theta) = 0$$

$$(x=0, r=R) \quad (3.15)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} C_n \cdot \frac{\sin \frac{n\pi}{2}}{n} \left( \frac{n}{r} \cdot H_n^{(2)} \left( \frac{\sigma}{c_1} r \right) - \frac{\sigma}{c_1} H_{n+1}^{(2)} \left( \frac{\sigma}{c_1} r \right) \right) = e^{-2j \frac{\sigma}{c_2} L} \cdot a_2 \cdot \frac{c_1}{c_2} \left[ j(\cos 2 \frac{\sigma}{c_2} L - 1) - \sin 2 \frac{\sigma}{c_2} L \right]$$

$$(r=R) \quad (3.16)$$

しかるに

$$e^{jfx} = e^{jfr \cos \theta} = \sum_{m=0}^{\infty} D_m \cdot \cos m\theta \cdot j^m \cdot J_m(fr)$$

$$(D_0 = 1, D_m = 2 (m > 0))$$

$$J_m(-Z) = (-1)^m \cdot J_m(z)$$

なる関係式を利用すると、(3.15) 式は

$$\sum_{n=0}^{\infty} C_n \cdot H_n^{(2)} \left( \frac{\sigma}{c_1} R \right) \cdot \cos n\theta + 2a_1 \cdot \left[ J_0 \left( \frac{\sigma}{c_1} R \right) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot J_{2n} \left( \frac{\sigma}{c_1} R \right) \cdot \cos 2n\theta \right] - 2 \cdot e^{-j \frac{\sigma}{c_2} L} \cdot a_2 \cdot$$

$$\left[ j_0 \left( \frac{\sigma}{c_2} R \right) \cdot \cos \frac{\sigma}{c_2} L + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n \left( \frac{\sigma}{c_2} R \right) \cdot \cos n\theta \cdot \cos \left( \frac{n\pi}{2} + \frac{\sigma}{c_2} L \right) \right] = 0$$

$$(3.17)$$

上式で、 $\cos m\theta$  の各々の係数を 0 とおいて、次式を得る。

$$C_0 = \frac{2 \cdot \left[ e^{-j \frac{\sigma}{c_2} L} \cdot \cos \frac{\sigma}{c_2} L \cdot J_0 \left( \frac{\sigma}{c_2} R \right) \cdot a_2 - J_0 \left( \frac{\sigma}{c_1} R \right) \cdot a_1 \right]}{H_0^{(2)} \left( \frac{\sigma}{c_1} R \right)}$$

$$C_1 = -\frac{4 \cdot e^{-j\frac{\sigma}{c_2}L} \cdot J_1(\frac{\sigma}{c_2}R) \cdot \sin \frac{\sigma}{c_2}L \cdot a_2}{H_1^{(2)}(\frac{\sigma}{c_1}R)}$$

$$C_2 = -\frac{-4 \cdot \left[ e^{-j\frac{\sigma}{c_2}L} \cdot \cos \frac{\sigma}{c_2}L \cdot J_2(\frac{\sigma}{c_2}R) \cdot a_2 - J_2(\frac{\sigma}{c_1}R) \cdot a_1 \right]}{H_2^{(2)}(\frac{\sigma}{c_1}R)}$$

$$C_3 = -\frac{4 \cdot e^{-j\frac{\sigma}{c_2}L} \cdot a_2 \cdot J_3(\frac{\sigma}{c_2}R) \cdot \sin \frac{\sigma}{c_2}L}{H_3^{(2)}(\frac{\sigma}{c_1}R)}$$

.....

上式の各係数を (3.16) 式へ代入すると次の関係式を得る事ができる。

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{\frac{\pi}{c_1} \sigma \cdot J_0(\frac{\sigma}{c_1}R) \cdot H_1^{(2)}(\frac{\sigma}{c_1} \cdot R) / H_0^{(2)}(\frac{\sigma}{c_1} \cdot R)}{\left[ \frac{c_1}{c_2} j(1 - e^{-2j\frac{\sigma}{c_2}L}) + \pi \frac{\sigma}{c_1} \cdot e^{-j\frac{\sigma}{c_2}L} \cdot \cos \frac{\sigma}{c_2}L \cdot J_0(\frac{\sigma}{c_2}R) \frac{H_1^{(2)}(\frac{\sigma}{c_1} \cdot R)}{H_0^{(2)}(\frac{\sigma}{c_1} \cdot R)} + \dots \right]} \quad (3.18)$$

$$= (P + jQ)$$

従って、この場合の湾入部水域内の波高は、

$$\zeta = \frac{abc_1(a+b)H}{\pi} \cdot \Re \int_{-\infty}^{\infty} (P + jQ) \frac{e^{j\sigma(t+\frac{x}{c_2})} + e^{j\sigma(t-\frac{x-2L}{c_2})}}{(a^2 + \sigma^2)(b^2 + \sigma^2)} d\sigma \quad (3.19)$$

即ち、上式をいろいろの波長を有する入射波に対して、数値計算することによって、湾入部入口からの散逸エネルギーを考慮した場合の湾入部水域内波高を近似的に推定できる。また、上述の諸計算から、

(I) 湾口からの散逸波エネルギーの伝播方向の分布

(II) 湾入部入口に面する外海の深さによるエネルギー減衰の様相

(III) 湾口からの任意半径距離における散逸波の水位上昇が求められる。

## 2 節 防波堤をもった湾入部水域内の擾乱

本節では前節と同様な理想化された矩形の港湾を例として防波堤によって湾口を狭くすることは港内振動を増大させる危険性もあることを述べ、更に若干の検討を加えたものである。港湾内の *seiche* は、もし港外で広い周波数範囲を持ったスペクトル波が存在するならば港の共振周波数に対応する特別な周波数が内部の共振を励起させて起こるものと考えられる。港口幅を狭くすれば、港湾内のサージングが減少するとは限らず逆に増大する結果に導くこともある。以下この減少を港湾のパラドックスと称することにする。

港口から入射してくる波によってひき起こされる港湾内水域の擾乱波の性状を明らかにするための一般的手段として

- (1) 速度 potential 関数の計算
- (2) 複素数計算方法
- (3) Kirchhoff の公式の適用

などがある。このうち、(1) の方法は、J. McNoun 及び Kravtchenko<sup>6)</sup> , Apte<sup>7)</sup> , Biesel<sup>8)</sup> の人々によって使われてきた。これは港湾水域における自由表面、底部及び境界条件を満足する potential 関数  $\phi$  を見出し、これと外海での potential 関数を結合させることにあった。ところが、このような potential 関数  $\phi$  は境界に特異点が存在するような時には、このような計算方法によれば非常に複雑なものとなってしまう。そこで Mehaute, B(1960,1961)<sup>9)</sup> は (2) の方法を採用し、港湾を不連続面の結合として考え、複素数を用いた 2 次元的な解析を単純な港の形状について行い、港の奥行、幅、深さ及び港口遮へい幅によって港内水域での波の擾乱がどのように増大するかを検討した。併せて港内における共振現象時の水面変動についても吟味を加えている。

外海からの入射波が港口を通して湾内へ侵入したとき、外海及び湾内には図-3.3 に示すような通過波、反射波が存在する。ここで各波動を電気の交流計算の際と類似な方法でベクトルによって表示した。例えば通過率、反射率を複素数  $\bar{\alpha}$ 、 $\bar{\beta}$  (その絶対値が  $\alpha$ 、 $\beta$ 、偏角が  $\hat{\alpha}$ 、 $\hat{\beta}$ ) で表わし、入射波の位相及び振幅が複素数  $\bar{A}$  によって表示される時には通過及び反射波は、それぞれ  $\bar{\alpha}A$ 、 $\bar{\beta}A$  で表示できるものとする。(図-3.4 参照)。図-3.3 に示される水域を図-3.5 のごとき二つの水域に分割し、外海からの入射波  $\bar{A}_1$  ( $|\bar{A}_1| = A_1$ 、偏角 =  $\hat{A}_1$ ) が不連続面に到達したとき、通過、反射波をそれぞれ  $\bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$  ( $|\bar{\alpha}_1 \bar{A}_1| = \alpha_1 A_1$ 、位相は  $(\hat{\alpha}_1 + \hat{A}_1)$ ) 、

$\bar{\beta}_1 \bar{A}_1 (|\bar{\beta}_1 \bar{A}_1| = \beta_1 A_1, \text{位相は} (\hat{\beta}_1 + \hat{A}_1))$  として表す。また逆に港奥から不連続面に到達する波を  $\bar{D}_1$  とすると、この際、港水域内に一部の  $\bar{\beta}_2 \bar{D}_1$  が反射され、外海へ残りの  $\bar{\alpha}_2 \bar{D}_1$  が移行する。これら諸量の間には、

$$\bar{C}_1 = \bar{\alpha}_1 \cdot \bar{A}_1 + \bar{\beta}_2 \cdot \bar{D}_1, \quad \bar{\beta}_1 = \bar{\alpha}_1 \cdot \bar{D}_1 + \bar{\beta}_1 \cdot \bar{A}_1 \quad (3.20)$$

の関係式が成立する。(3.20) 式で水域内での摩擦と港奥での反射を考慮し、さらに港口の不連続面で質量保存則及びエネルギー保存が保たれる条件より入射波、反射波及び通過波の関係が得られる。しかし港奥における擾乱値を入射波の振幅と周期の関数として計算し、次式が得られた。

$$\frac{A_g}{A_1} = \frac{2r(1+P)\alpha_1}{[1 + (pr^2\beta_2)^2 - 2pr^2\beta_2 \cdot \cos(2\hat{r} + \hat{\beta}_2)]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.21)$$

$A_g$  及び  $A_1$  は、それぞれ湾入部奥における水位変動及び侵入波の波高、 $r$  は湾水域内の摩擦による減衰係数、 $\hat{r}$  は湾口における波と湾奥の波との間の位相差、 $P$  は湾奥における反射率、 $\alpha_1$  は外海から湾入部水域内へ移行する通過率、 $\beta_2$  及び  $\hat{\beta}_2$  は、それぞれ湾奥で反射して帰ってきた波がふたたび湾口の突堤によって反射するときの反射率及び位相の変化である。これらの解析結果を図-3.6 に示すような湾水域の場合について実験的に検証した。この実験結果から港内波高を論ずるには、港の奥行長さ  $\ell$  と湾水域内での波の波長  $L_2$  との比が重要な因子となり、この比がある値に達すると共振現象を起こして擾乱波高が非常に増大する。共振時での最大擾乱波高および共振発生条件式を

$$\frac{A_{g \max}}{A_1} = \frac{2r(1+P)\alpha_1}{1 - pr^2\beta_2} \quad (3.22)$$

$$L_2 = \ell \frac{4\pi}{2n\pi + \hat{\beta}_2} \quad (3.23)$$

で与えている。上述の理論的結果が一般的に実験値によく一致し摩擦の影響が小さいならば共振の周期及び振幅を計算するのに適用可能であることを示している。共振の生起は、外海と湾内水域での深さ、幅の変化が大であればあるほど増大し、共振時の擾乱の値は  $\ell_1/\ell_2, L_1/L_2, h_1/h_2, \ell_2/b$  の値が大なるにつれ

て増大する。このことから湾口に防波堤を設置して外海からの侵入波を防ぐという方法も港口幅を狭くすればする程、湾内波高が減少することは限らずむしろ増大する場合があることを示した。

他方、Miles, J. 及び Munk, W.(1961)<sup>10)</sup> は、港内の擾乱が港口からの入射エネルギーによって引き起こされる物として、長さ  $d$ 、幅  $b$ 、港口幅  $a$  の矩形状の港に対して共振周波数及び共振の鋭さ “ $Q$ ” を求めている。

單一共振系において外力の周波数を  $f$ 、共振周波数を  $f_0$  とすれば増幅係数は次式により与えられている。

$$A_2(f) = \frac{1}{|Z|^2} = \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2\right]^2 + Q^{-2} \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad (3.24)$$

ただし、 $Z$ :インピーダンス、 $f_0$ :共振周波数であり、(3.24) 式の示す様相は図-3.7 に示されている。次に  $S_1(f)$  を励起のパワースペクトル密度とすると、湾入部水域内のパワースペクトル密度は、 $S_2(f) = A^2(f) \cdot S_1(f)$  で与えられる。従つて自乗平均湾内振動は  $\int_0^\infty S_2(f) df$  である。 $S_1(f)$  が  $f_0$  の近辺で緩やかに変化するものとすれば、 $S_2(f)$  の形状は  $A^2(f)$  のそれに近似してくる。つまり湾水域の自乗平均応答は近似的に次式で与えられる。

$$\int_0^\infty S_2(f) df = S_1(f_0) \int_0^\infty A^2(f) df = \frac{1}{2} \cdot \pi Q f_0 \cdot S_1(f_0) \quad (3.25)$$

上式から湾水域内のセイシユ振幅のルートミーンスクエアが  $Q^{\frac{1}{2}}$  に正比例していることがわかる。究極的に湾内のセイシユを減ずるのには、(1) 湾水域内の増幅係数と外海でのスペクトルとの組み合わせをくいちがいにする。(2) 湾水域内の“共振の鋭さ”  $Q$  を減少させることである。

図-3.8 のごとき平面境界  $x=0$  での開口  $M$  を通して外海と通じている面積  $S$  の湾入部水域について考え、一様水深  $h$  の長波を考え、自由表面からの変位を

$$z(x, y, t) = \operatorname{Re} \left\{ \zeta(x, y) \cdot e^{i\sigma t} \right\} \quad (3.26)$$

ただし、 $c = \sqrt{gh}$ ,  $k = \sigma/c = 2\pi/\lambda$  この時  $\zeta$  はヘルムホルツの方程式

$\nabla^2 \zeta + k^2 \zeta = 0$  を満足し、粒子速度は次式により与えられる。

$$q = \operatorname{Re} \left\{ (ig/\sigma) \nabla \zeta(x, y) \cdot e^{j\sigma t} \right\} \quad (3.27)$$

外海からの入射擾乱を  $\zeta_i(x, y) = Ae^{jk(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)}$  とすると湾外での擾乱は入射及び反射擾乱と湾口からの散逸擾乱を重ね合わせたものになる。すなわち、 $x > 0$  に対して

$$\zeta(x, y) = \zeta_i(x, y) + \zeta_r(x, y) + \frac{1}{2} \cdot j \int_M H_0^{(2)}(kR) \zeta_x(o, \eta) d\eta \quad (x > 0) \quad (3.28)$$

ただし、 $R = \sqrt{x^2 + (y - \eta)^2}$  は港内点  $(0, \eta)$  と外海  $(x, y)$  の点間の距離、 $H_0^{(2)}$  は第二種の Hankel 関数である。

ここで湾水域を矩形状に限ると、湾内の擾乱については、Green 関数  $G(x, y, \eta)$  を湾内での Helmholtz の方程式と

$$G_x \Big|_{x=0} = \delta(y - \eta), \quad G_x \Big|_{x=-d} = 0, \quad G_y \Big|_{y=\pm\frac{1}{2}b} = 0$$

を満足せしめる。この  $G$  がわかると湾水域内の擾乱は内部散逸を無視して

$$\zeta(x, y) = \int_M G(x, y, \eta) \cdot \zeta_x(o, \eta) d\eta \quad (3.29)$$

湾口で変位が連続であることから次の積分方程式を得る。

$$\int_M K(y, \eta) \cdot \zeta_x(o, \eta) d\eta = 2.3_i(o, y) \quad (3.30)$$

ただし、 $K(y, \eta) = G(o, y, \eta) - \frac{1}{2} \cdot j H_0^{(2)}(k|y - \eta|)$   
(3.30) 式を厳密に解くことは厄介なので近似解法の手段により、  
 $\zeta_x = f(y) = F\phi(y)$  とする。 $\phi(y)$  は  $f(y)$  の分布、 $F$  はその振幅を表す。そして

$\int_M \zeta_i(o, y) \phi(y) dy = \zeta_i(o, o)$  により、 $\phi(y)$  を正規化するならば、

$$\zeta(x, y) = 2 \frac{\zeta_i(o, o)}{D(k)} \int_M G(x, y, \eta) \cdot \phi(\eta) d\eta \quad (3.31)$$

ただし、 $D(k) = \int_M \int_M k(y, \eta) \phi(y) \cdot \phi(\eta) d\eta \cdot dy$  の形で遮へい水域内の擾乱波高を計算できることを示した。

湾の共振は明らかに  $D(k)=0$  の場合と関連しており、共振周波数は  $D(k)$  の実部が 0 となる周波数であって、この時の  $Q$  も、また  $D(k)$  の 0 に関して  $D(k)$  をテイラー級数に展開することによって得られる。従って、共振周波数  $k_0$ 、及び“共振の鋭さ”  $Q$  を求めると次のとくになった。

$$\cot(k_0 d) = k_0 b / \pi \cdot \log[8k_0 a / \gamma \cdot \csc(\pi a / 2b)] \quad (3.32)$$

$$Q = \cot(k_0 d) / k_0 b + d / b \cdot \csc^2(k_0 d) - 1 / \pi \quad (3.33)$$

図-3.9 は二つのモードに対する (3.32)、(3.33) 式を図示したもので、実線  $d/b$  をパラメータとして共鳴波長  $\lambda_0$  を与え、点線はそれに対応する  $Q$  の等値線を示している。 $Q$  は  $a/b$  が小さくなるにつれて増加することがわかり、従って湾口幅を狭くすれば湾内をセイシユからの防護の度合いが減少することがわかる。

以上の結果、“港湾パラドックス”が立証されたわけであるが、これは摩擦の影響が小さい時にのみ成り立つこと<sup>11)</sup> であって、必ずしも真ではない。究極的に、湾内の擾乱を失くすためには、低周波振動に対して湾外へ用意に内部エネルギーが散逸できるような防波堤の位置や構造が問題となってくる。また一方、港口から侵入する波のエネルギーを小さくする方策として、防波堤のほかジグザグ壁、波浪吸収域の設置なども考えられる。今後こうした場合の波エネルギーの消耗作用の実態を究明するとともに、特殊な消波装置を開発する必要があると思われる。

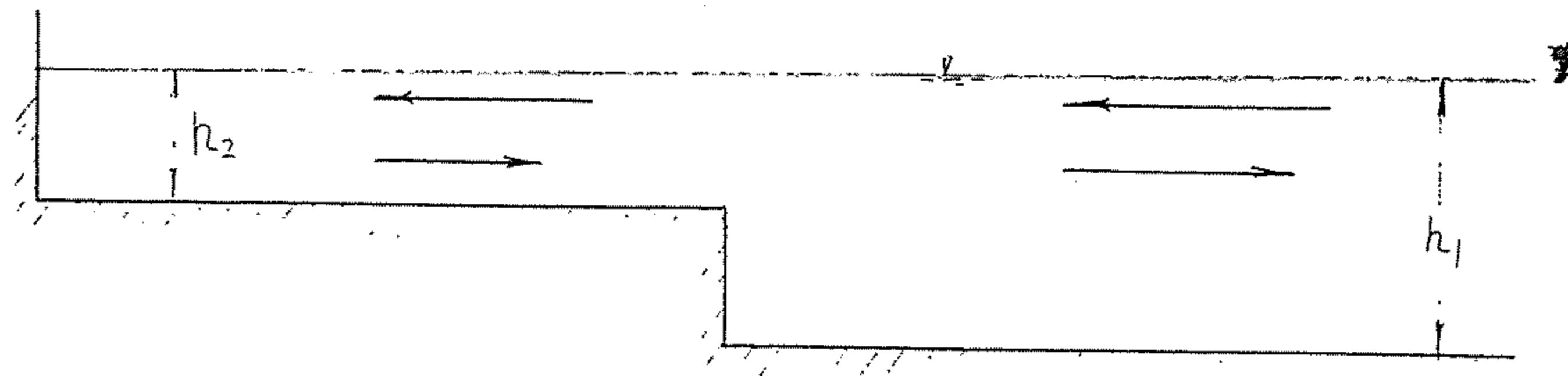
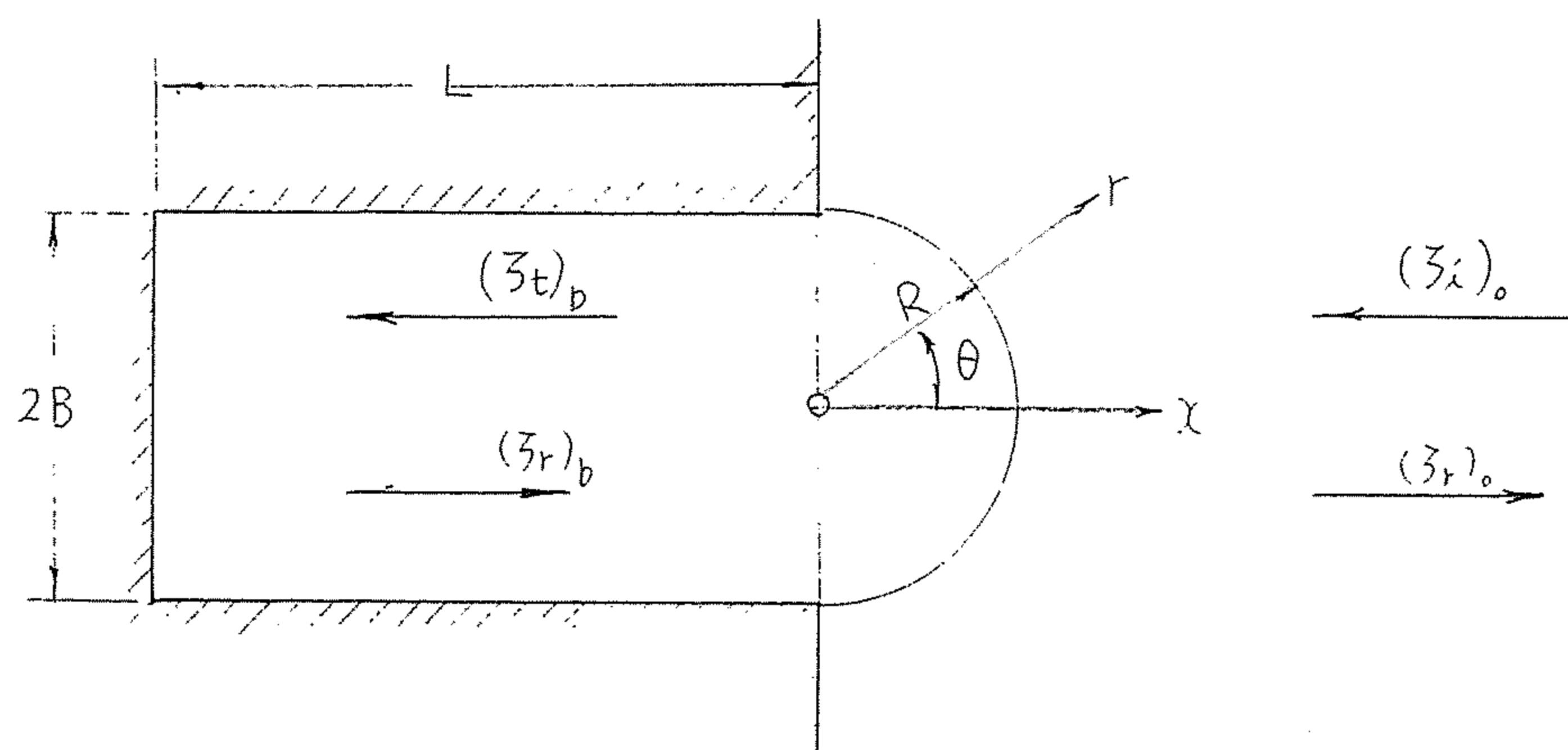
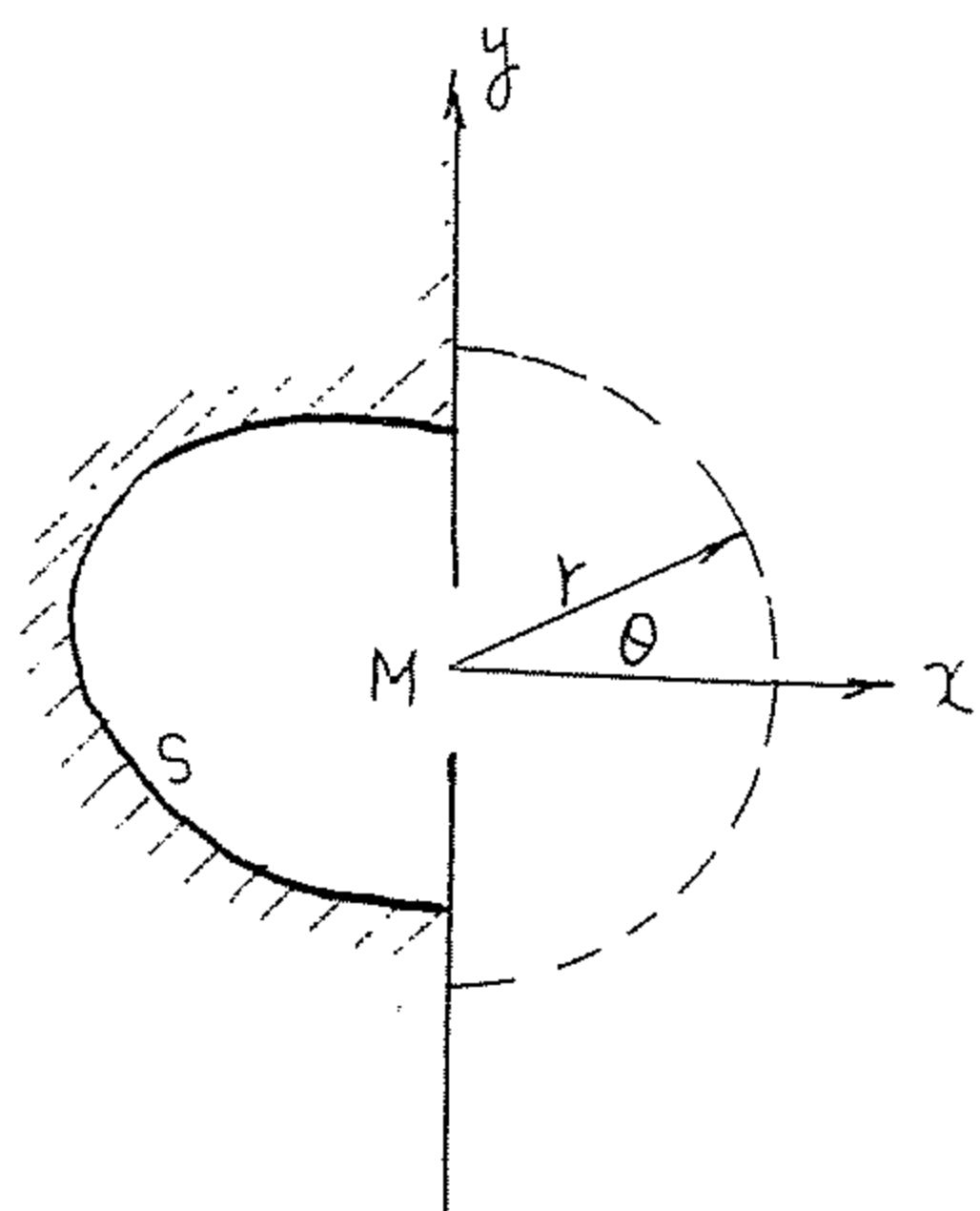
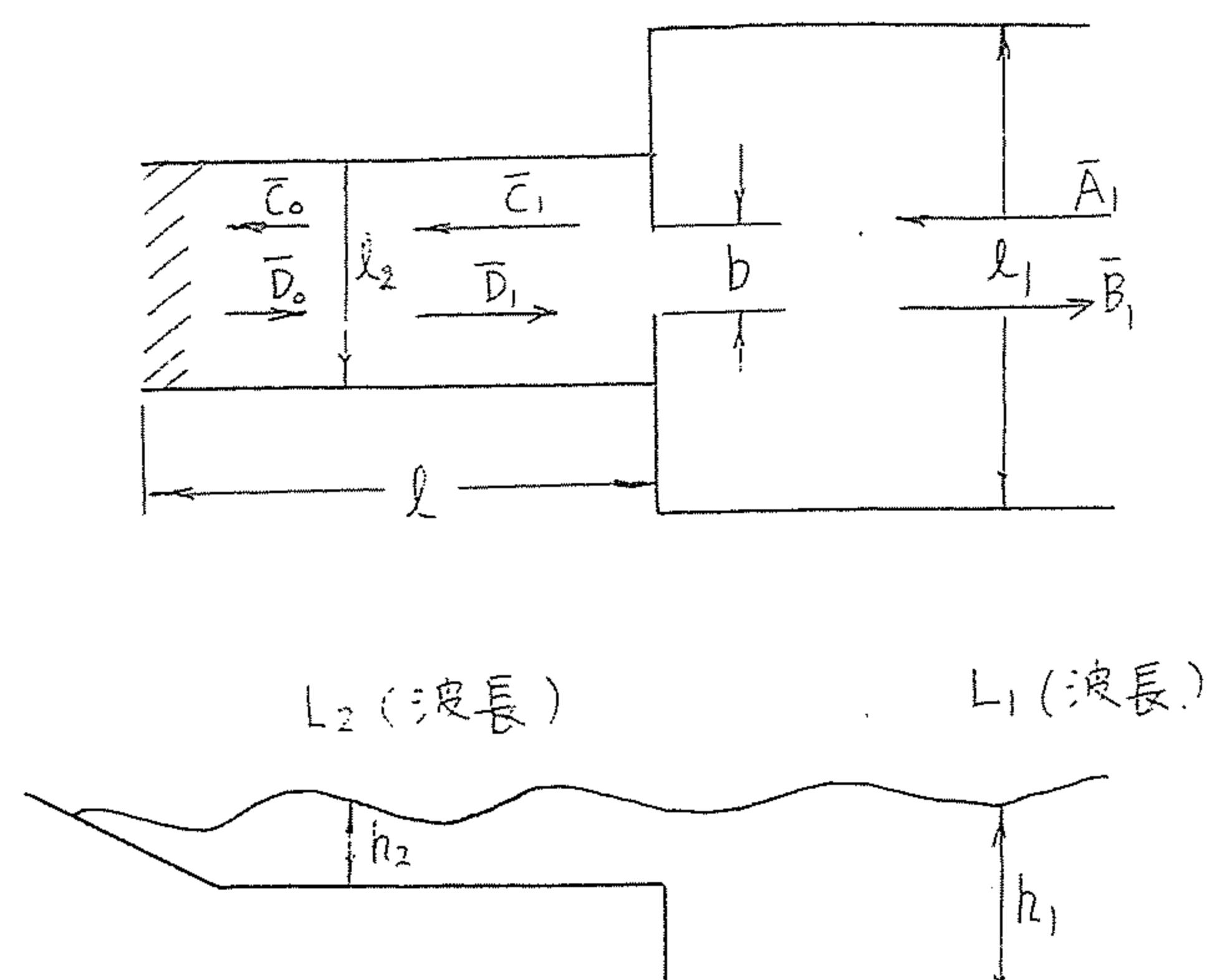


図-3.1

湾入部水域模型

## 四 - 3.3 港水域



## 3.3 滥水域

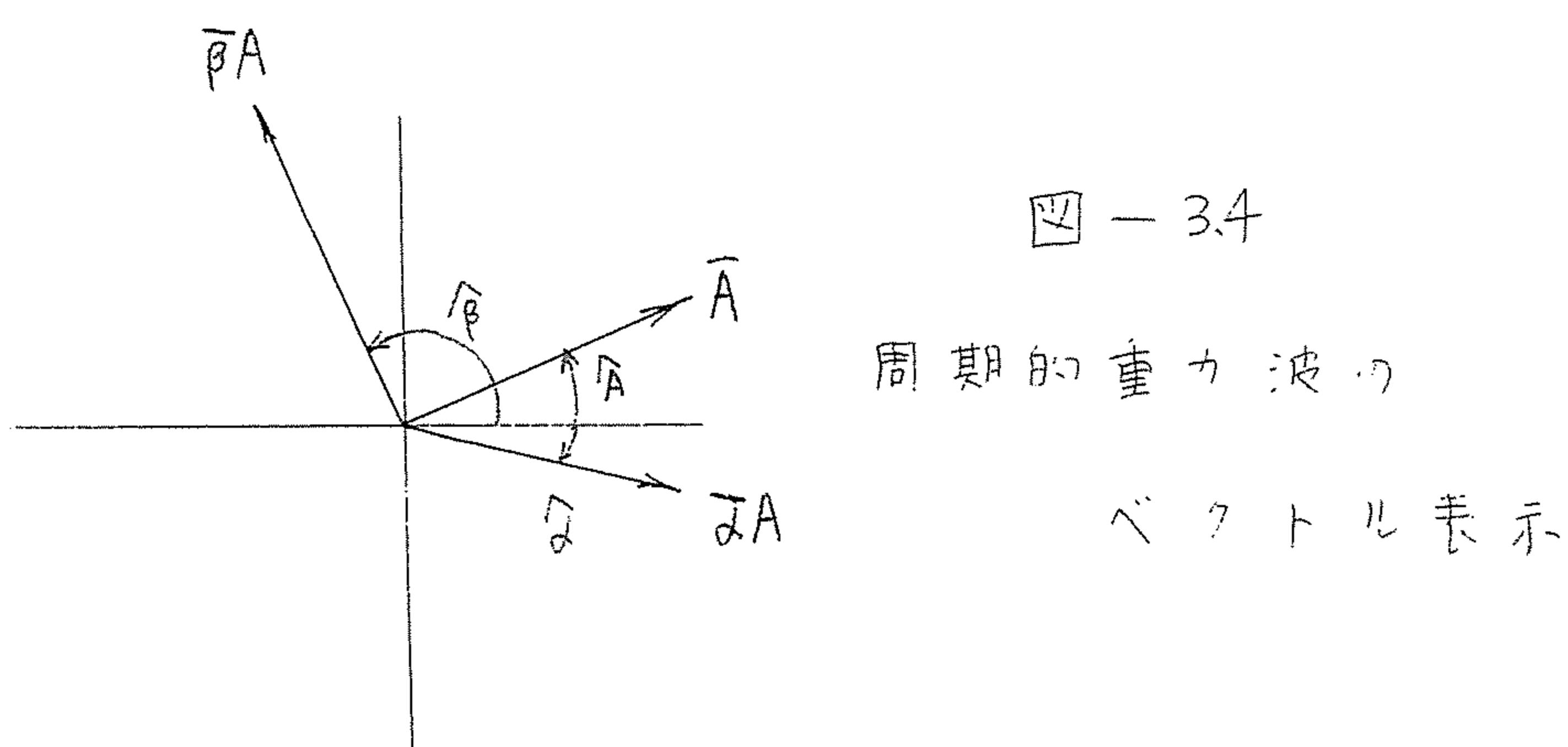


図-3.4 周期的重力波のベクトル表示

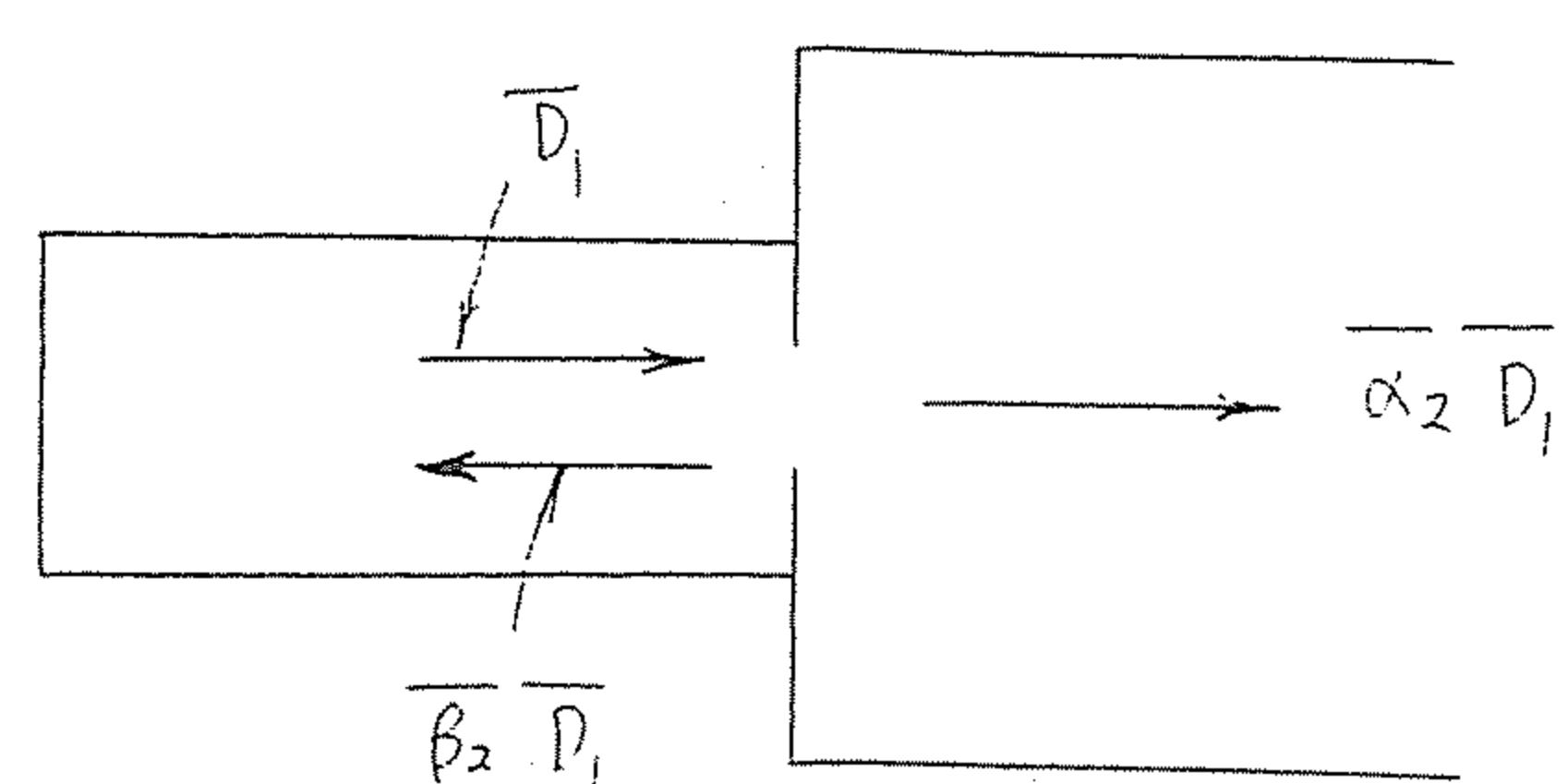
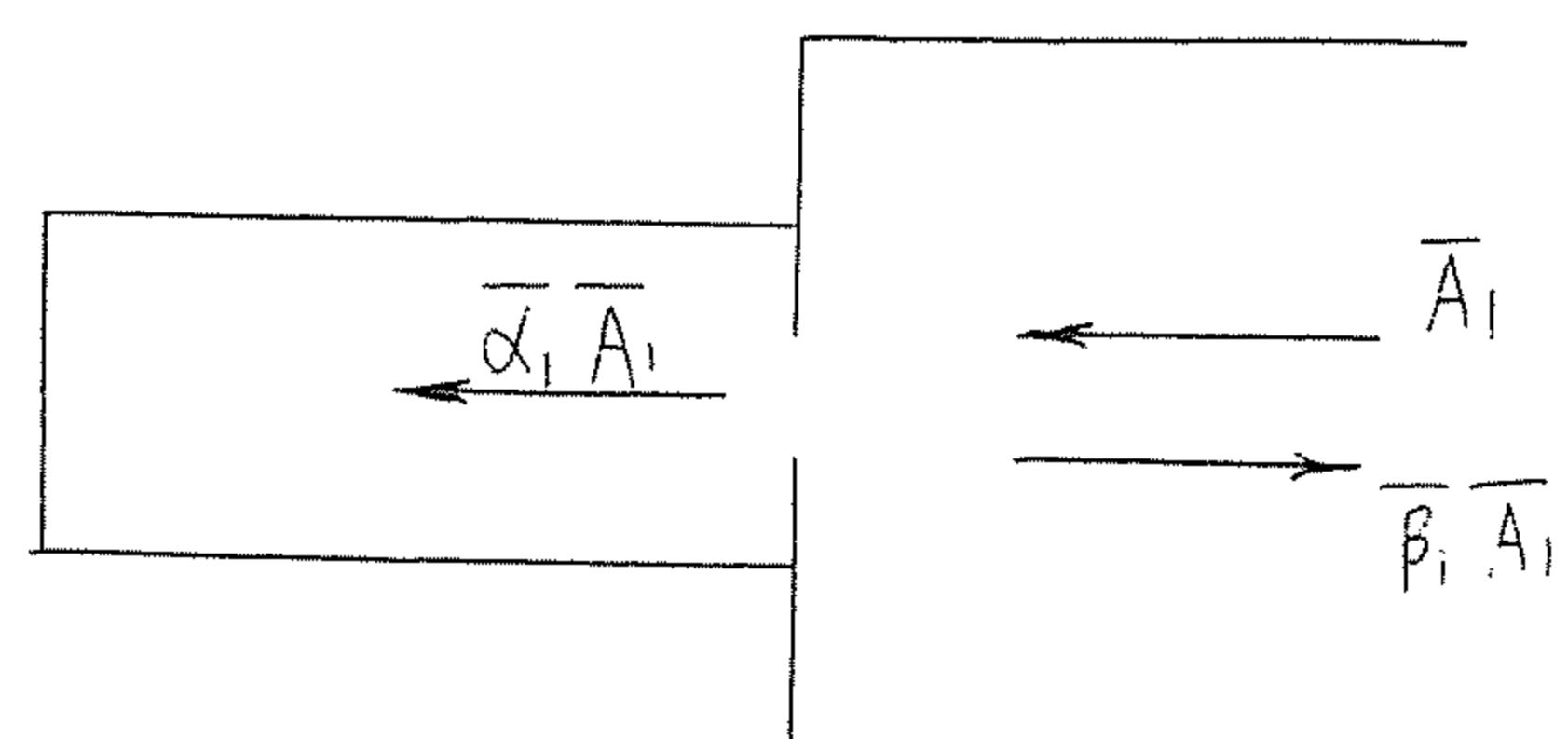


図3.5 (図8)

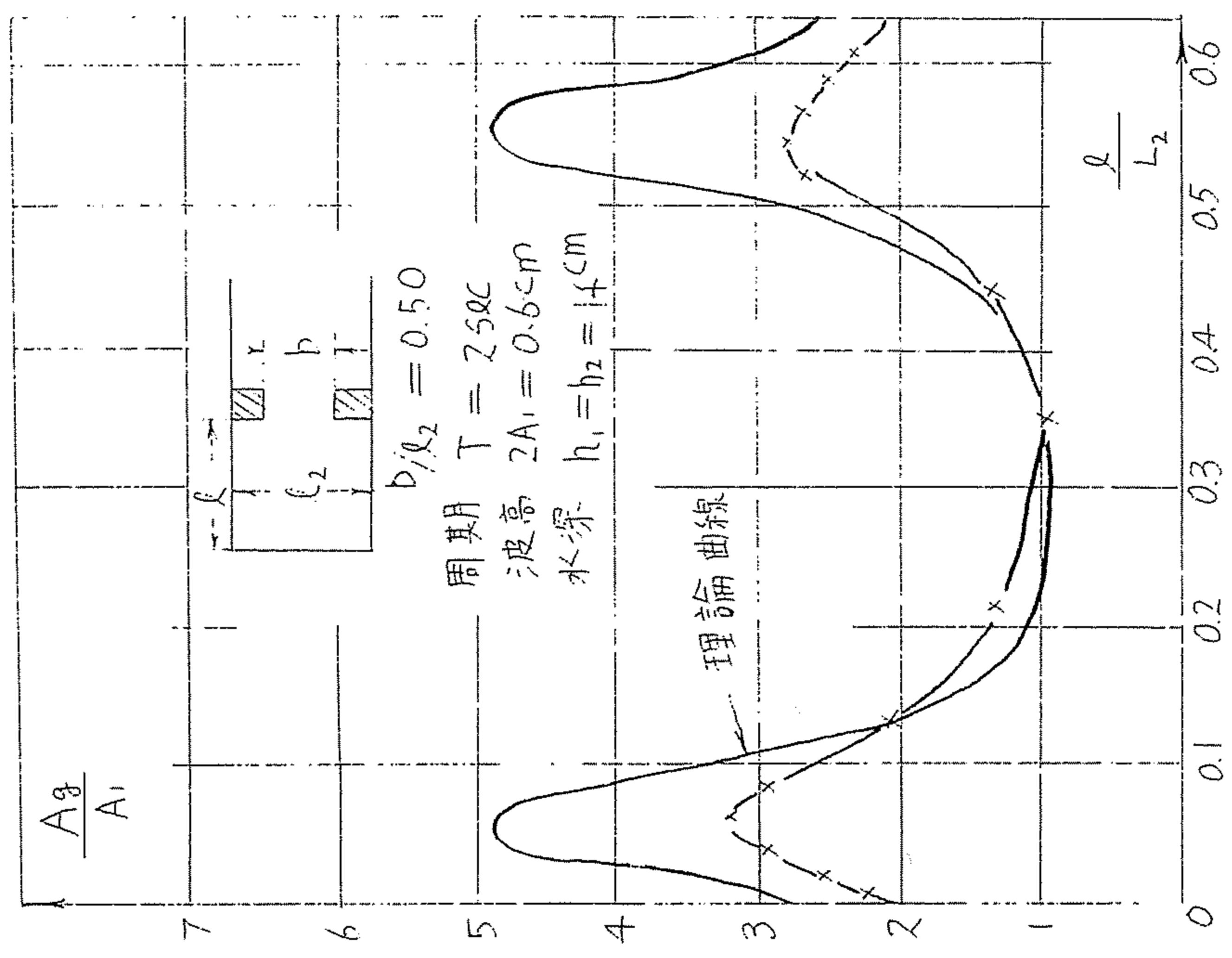
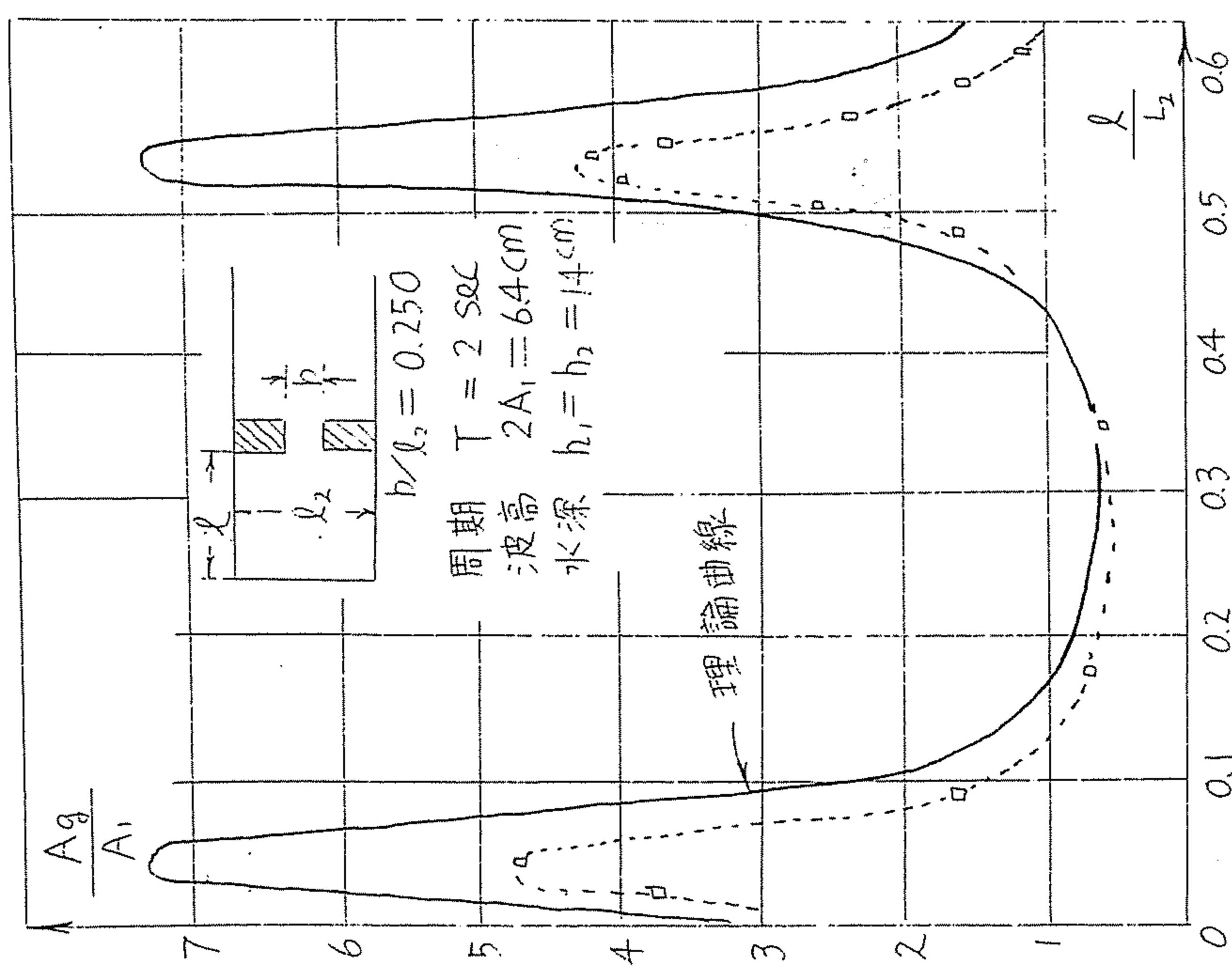


図-3.6 (Mehauteによる)



(図9)

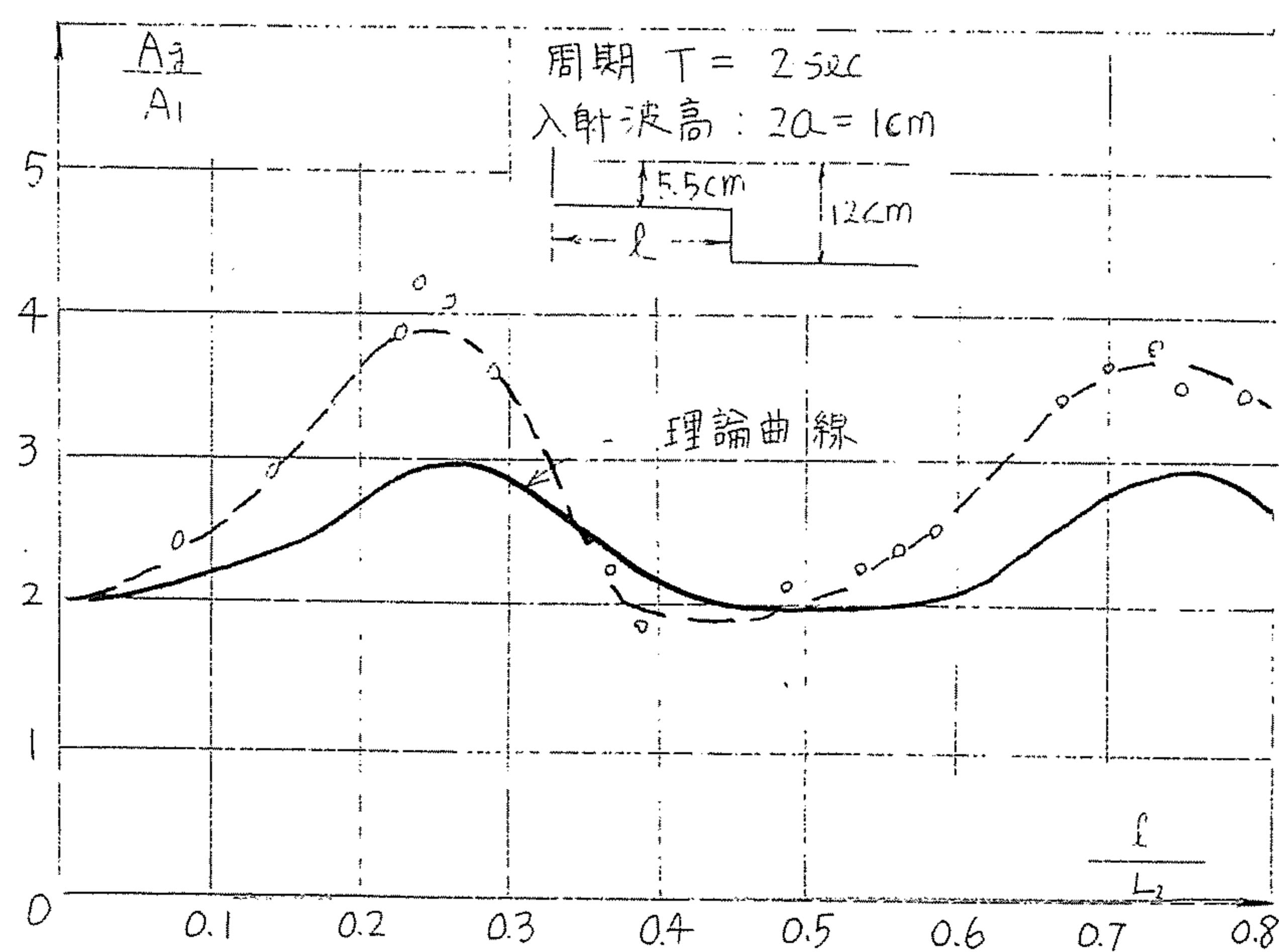
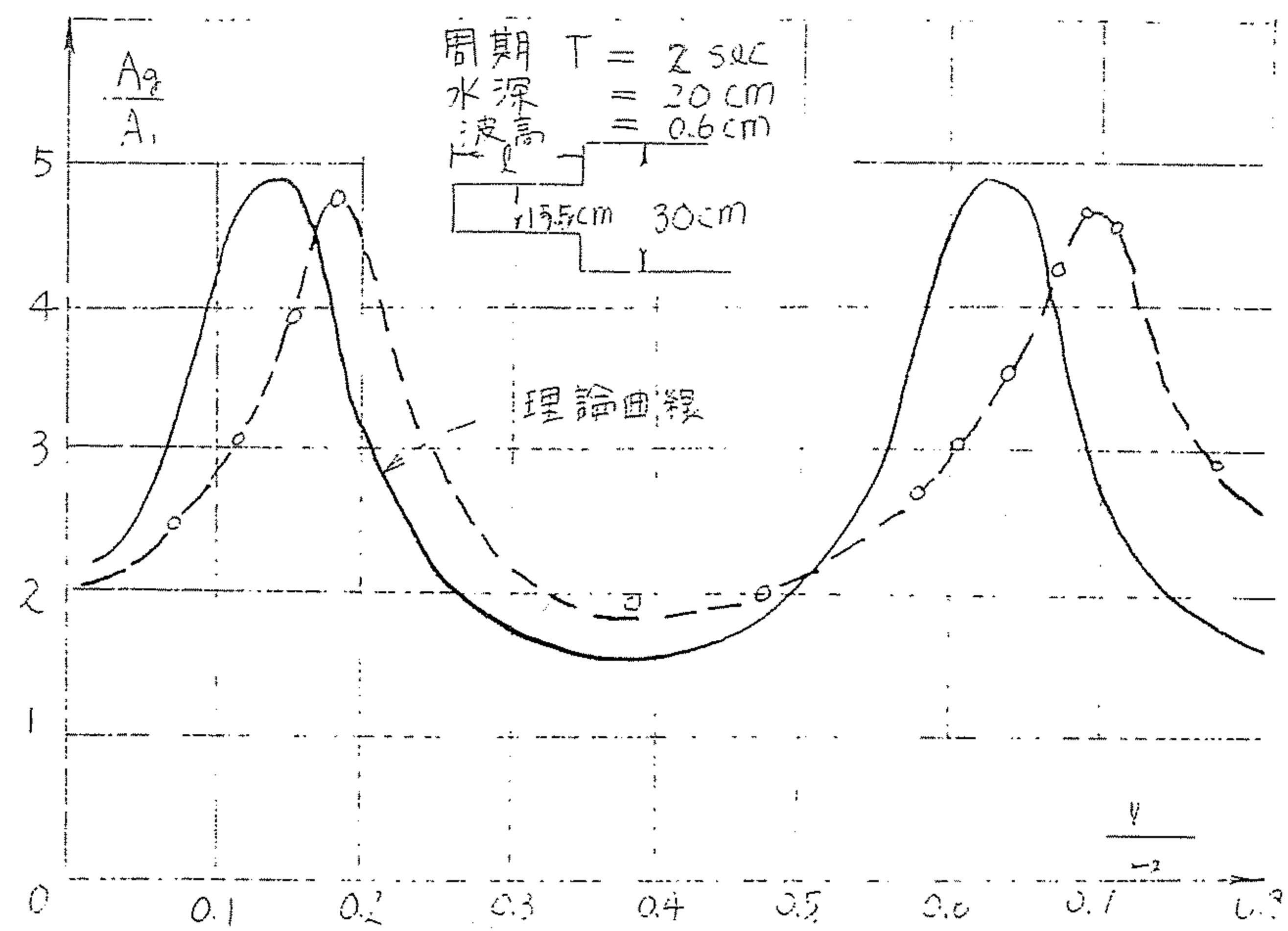


図3.6 (Mehauteによる)

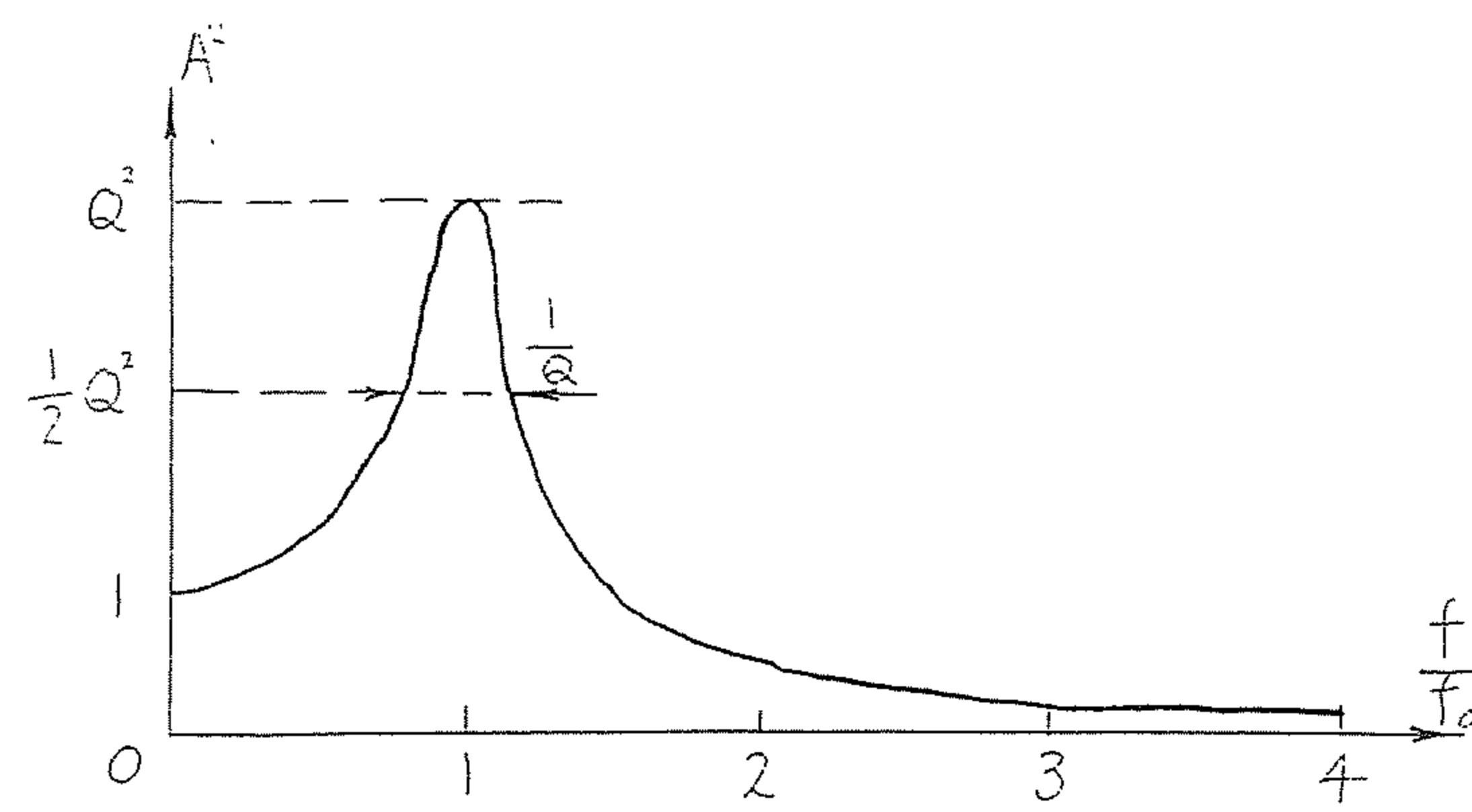


図-3.7 パワー増幅係数

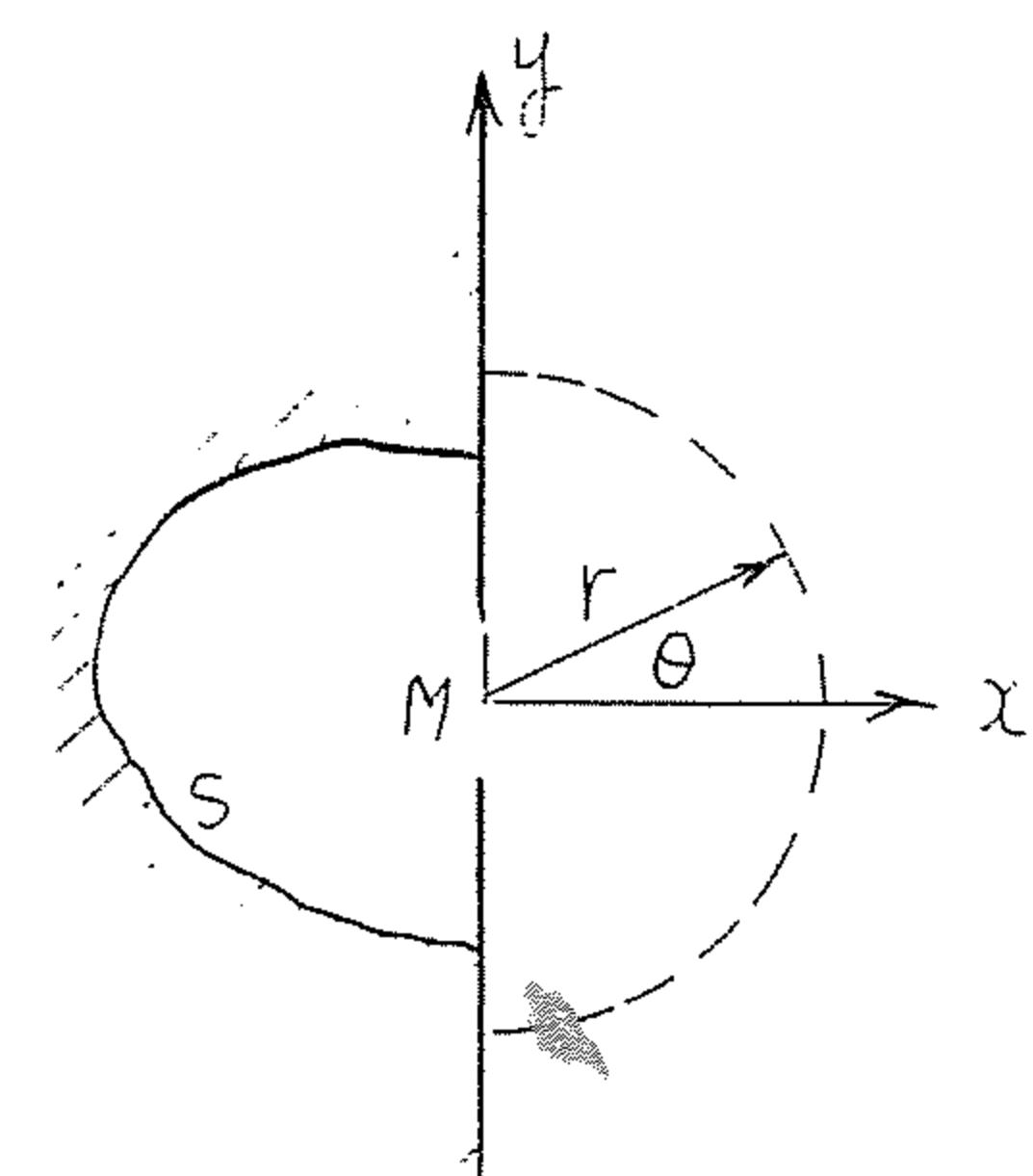


図-3.8

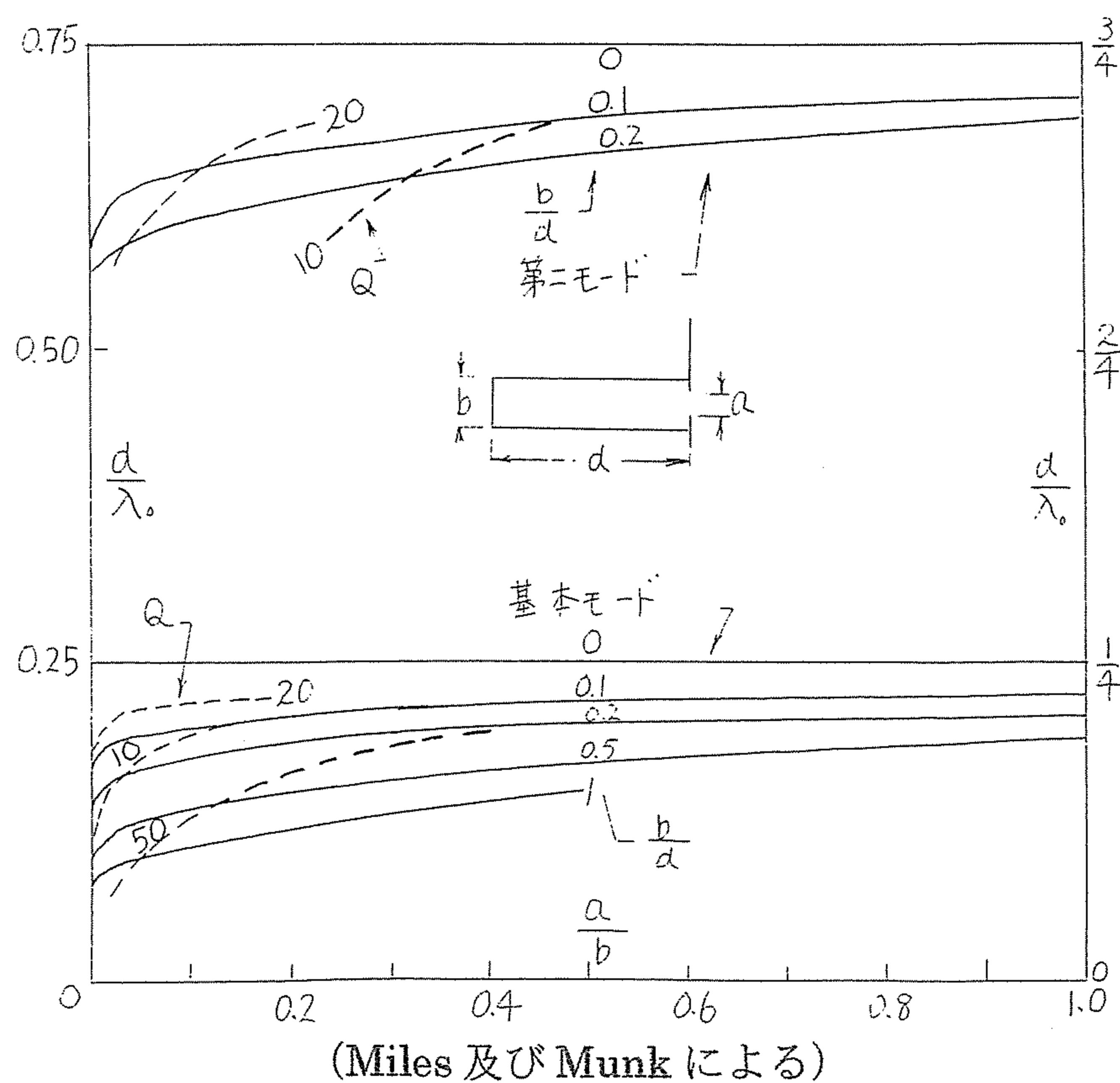


図-3.9

二つのモードに対する (3.32)、(3.33) 式の表示

(図11)

## 第 4 章

### 半無限長防波堤で遮へいされた水域の擾乱についての解析

1 節 緒言 ..... (33)

2 節 基本方程式 ..... (34)

3 節 積分方程式の解 ..... (35)

4 節 数値計算結果 ..... (39)

5 節 構造物群による波の擾乱 ..... (40)

## 1 節 緒言

近頃、湾口あるいは湾奥に大防波堤を設置して外港を作り、沿岸地域の高潮の被害を防止軽減するとともに、この大防波堤の内側の海面を埋め立てて、臨海工業地帯を造成しようとする計画がある。このような臨海工業地帯の造成や港湾規模が拡大する傾向は、今後ますます著しくなってゆくものと思われ、この付近の水域における海象は大きく変わることが予想される。この際、当然、防波堤の適切な配置が問題となり、その配置いかんにより、擾乱波の状態を軽減することができないばかりか、逆に強めるような結果になることも考えられる。従って、その計画設計の際には、来襲する波浪の諸性質(進行方向、波高、波形、波速)により、防波堤遮へい水域内の静穏さの限度を知る必要が生じてくる。

この大防波堤の風波に対する効果は、港口より侵入する風波の回析現象と防波堤遮へい水域内面積の広さによる湾内発生風波から決定される。しかし、この大防波堤の高潮潮位に対する効果は、高潮波長が長ければ、遮へい水域内外の水位は同じになり効果は余り期待できないが、入射波長が短かければ防波堤からの侵入に対して回析減少が起こり、遮へい水域の水位は外海水位よりやや低くなるであろう。そこで本文においては、この種の問題の解答を見出す意味で、単純な境界を有する一つの model 水域について考察を加えてみる。即ち無限長沿岸の前面に、ある距離を隔てた半無限長大防波堤に、波高を一定にして種々の入射角、波長を有する長周期波を侵入せしめたとき、沿岸水域及び大防波堤遮へい水域内での水位上昇を数値計算し検討を加えたものである。

先に、A. E. Heins<sup>13)</sup> は音響回析理論において、本文と同じ境界問題に対する解を見出しており、最近、J. Crease<sup>14)</sup> は同じ方法で回転体系における半無限水路内へ伝播する波の特性を研究している。従って本文において利用されるのは、Wiener-Hopf 法に基づいた彼の解法である。電磁波や音波の特別な境界を有する回析問題が、Wiener-Hopf 型積分方程式として式化でき、従って厳密に解く事ができることを示したのは、J. Schwinger<sup>15)</sup> であった。Schwinger の発見に先立って、厳密に解かれた回析問題といえば、Sommerfeld による半無限平面による波の回析理論であって、Sommerfeld の解<sup>16)</sup> は数理物理学において、決定的な一里塚として長い間みなされてきた。複雑な境界を有する回析問題を巧妙に解くことに成功した Schwinger の貢献は実際、はなはだ重要なものとしてみなければならない。

即ち、J. Schwinger<sup>15)</sup> は  $\nabla^2 u + k^2 u = 0$  の方程式に関連する電磁波理論や音響学の境界値問題を、Wiener-Hopf 型積分方程式として式化するのに、Green の定理をいかに有用化できるかを示した。

Wiener-Hopf 型の方程式

$$f(x) = \int_0^\infty g(x_0) \cdot K(x - x_0) dx_0 \quad x > 0$$

は、変換変数の Argand 平面での関数論的考察とともに、Fourier 変換を適用することによって解かれる。

## 2 節 基本方程式

本節においては、多くの長波理論と同じように、垂直方向の運動は水平方向のそれに対し省略でき、また水平速度成分の自乗及び相乗積も省略できるものと仮定すれば、運動方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (4.1)$$

ただし、 $\zeta$  は水面上昇、 $u, v$  は水平面  $(x, y)$  における速度成分であり、 $x, y, t$  のみの関数である。

連続方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{h} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0 \quad (4.2)$$

ただし、海の深さ  $h$  は一様であり、 $\zeta$  に比して大きいものと仮定する。式(4.1)、

(4.2)、から  $\zeta$  に対する微分方程式は、

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} - \frac{1}{gh} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = 0 \quad (4.3)$$

もし、運動が時間に関して調和的であるならば、

$$\zeta(x, y, t) = \zeta(x, y) \cdot \exp(-j\sigma t)$$

によって、式 (4.3) は次のようになる。

$$(\nabla^2 + k^2) \zeta = 0 \quad (4.4)$$

ただし、

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad k^2 = \frac{\sigma^2}{gh}$$

防波堤及び沿岸地帯に対する境界条件は、流速の垂直成分が 0 にならなければならぬことから、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} x > 0, \quad y = -d \\ -\infty < x < \infty, \quad y = d \end{array} \right. \quad (4.5)$$

式 (4.4) 中の  $k$  は、小さい正の虚数部分を有するものとし、問題の解が得ら

れたとき 0 とおくことにする。

### 3 節 積分方程式の解

沿岸地域が  $-\infty < x < \infty$ ,  $y = d$  に、防波堤が、 $0 < x < \infty$ ,  $y = -d$  にあるものとしよう(図-4.1 参照)。

Contour  $c$  の内部における水位上昇  $\zeta(x, y)$  は Green 関数、 $\zeta$  及び  $\partial\zeta/\partial n$  ( $\partial/\partial n$  は、境界面に垂直でかつ外側にむかう微分を表す) の境界値の項で表わされる。従って、

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &= \int_c \left\{ G_1(x, y; x_0, y_0) \frac{\partial\zeta(x_0, y_0)}{\partial n_0} - \zeta(x_0, y_0) \frac{\partial G_1}{\partial n_0}(x, y; x_0, y_0) \right\} ds_0 \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \zeta(x_0, y_0) \frac{\partial G_1}{\partial y_0} \right\}_{y_0=d} dx_0 + \int_0^{\infty} \left\{ [\zeta] \frac{\partial G_1}{\partial y_0} \right\}_{y_0=-d} dx_0 + \int_{c_1} \left\{ G_1 \frac{\partial\zeta}{\partial n_0} - \zeta \frac{\partial G_1}{\partial n_0} \right\} ds_0 \end{aligned} \quad (4.6)$$

ただし、最後の積分の  $c_1$  は、図-4.1 に示された半円を示し、

$$[\zeta] = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} [\zeta(x_0, y_0 + \varepsilon) - \zeta(x_0, y_0 - \varepsilon)]$$

を表わすものとする。

式 (4.4)

$$(\nabla^2 + k^2)\zeta = -\delta(x - x_0) \cdot \delta(y - y_0)$$

の自由空間の Green 関数は

$$G_1(x, y; x_0, y_0) = \frac{j}{4} \cdot H_0^{(1)} \left\{ k \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \right\} \quad (4.7)$$

で表わされる。ただし、 $\delta(x)$  は Dirac の delta 関数であり、 $H_0^{(1)}$  は 0 次の第 1 種 Hankel 関数である。

式 (4.7) の積分表示は、

$$\begin{aligned} G_1(x, y; x_0, y_0) &= \frac{j}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{k^2 - m^2}} \cdot \\ &\quad \exp j \sqrt{k^2 - m^2} |x - x_0| + m(y - y_0) \} dm \end{aligned} \quad (4.8)$$

上式において

$$\frac{\partial}{\partial y_0} \cdot G_1(x, d; x_0, y_0) = 0 \quad (4.9)$$

になるように、 $G_1(x, y; x_0, y_0)$  を選ぶものとする。

すると、式 (4.6) は

$$\zeta(x, y) = \int_0^\infty \left\{ [\zeta] \cdot \frac{\partial G_1}{\partial y_0} \right\}_{y=-d} dx_0 + \exp jk(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0) + \exp jk \{x \cos \theta_0 - (y - 2d) \sin \theta_0\}$$

$$(4.10)$$

$x > 0, y = -d$  で定義されている式 (4.10) に  $\partial/\partial y$  を operate すると、 $[\zeta(x_0, -d)]$  に  
対する Wiener-Hopf 型非同次積分方程式が得られる。すなわち

$$g(x) = h(x) + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_0) \cdot K(x - x_0) dx_0 \quad (4.11)$$

ただし、積分方程式の核  $K(x - x_0)$  は、

$$K(x - x_0) = \left( \frac{\partial^2 G_1}{\partial y \partial y_0} \right)_{y=y_0=-d} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= 0 & : x < 0 \\ &= [\zeta(x_0, -d)] & : x > 0 \\ g(x) &= 0 & : x > 0 \\ h(x) &= 0 & : x < 0 \\ &= 2k \cdot \sin \theta_0 \cdot \sin(2dk \sin \theta_0) \cdot \exp jk(x \cos \theta_0 + d \sin \theta_0) & : x > 0 \end{aligned} \quad \left. \right\} (4.13)$$

$x < 0$  に対する  $g(x)$  は式 (4.11) で定義されている。式 (4.11) は、方程式の両  
辺の Fourier 変換をとることによって解く事ができる。<sup>17,18)</sup>

$$\bar{g}(\alpha) = \bar{h}(\alpha) + \bar{\varphi}(\alpha) \cdot \frac{\partial^2}{\partial y \partial y_0} \cdot \bar{G}(\alpha, y, y_0)_{y=y_0=-d} \quad (4.14)$$

ただし、 $\bar{g}(\alpha)$ ,  $\bar{h}(\alpha)$ ,  $\bar{\varphi}(\alpha)$ ,  $\bar{G}(\alpha, y, y_0)$  はそれぞれ  $g(x)$ ,  $h(x)$ ,  $\varphi(x)$ ,  $G$  の Fourier 変換である。

$$\frac{\partial^2}{\partial y \partial y_0} \cdot \bar{G}(\alpha, y, y_0)_{y=y_0=-d} = -\bar{Q}(\alpha)$$

とおき、 $\bar{Q}(\alpha)$  を 2 つの  $\bar{Q}+(\alpha)/\bar{Q}-(\alpha)$  すなわち 1 つは、複素変数  $\alpha$  の上半平面で正則、他のものは下半平面において正則なものに因数分解できるものとする

$$\bar{\varphi}(\alpha) = \frac{\bar{h}(\alpha) \cdot \bar{Q}+(\alpha)}{\bar{Q}-(\alpha)}$$

すると、式 (4.2) は次のような Fourier 変換の項で、表すことができる。

$$\begin{aligned} \varsigma(x, y) = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-i\varepsilon}^{\infty-i\varepsilon} \left[ \bar{\varphi}(\alpha) \cdot \frac{\partial \bar{G}}{\partial y_0} \right]_{y_0=-d} d\alpha + \exp jk(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0) + \\ & \exp jk[x \cos \theta_0 - (y - 2d) \sin \theta_0] \end{aligned} \quad (4.15)$$

ただし、 $-\Im_m(k) < \varepsilon < 0$

沿岸近辺及び防波堤による遮へい水域内の擾乱波高は、式 (4.15) の極における留数を計算すれば算出できる。

以上の計算は、入射波が正弦的なものとして計算してきたが、いま入射波が正弦的なものではなく、任意な波形—例えば single hump 状の波形—を有するものとする。これを Fourier 積分で表して、いろいろの波長の正弦波型の集合とみなして、各 elementary の正弦波の擾乱量が式 (4.15) から求められるので、これを Fourier 積分的に寄せ集めれば得られるはずである。すなわち、

$$\varsigma_i(x, y, t) = f(\alpha x + \beta y - t) \quad (4.16)$$

ただし、 $\alpha = \cos \theta_0 / c$ ,  $\beta = \sin \theta_0 / c$

とおくと、Fourier の定理により

$$\varsigma_i(x, y, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\sigma\xi} \cdot d\sigma \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \cdot e^{j\sigma(\alpha x + \beta y - t)} d\xi \quad (4.17)$$

となる。個々では波形の  $f$  として、

$$f(\xi) = \begin{cases} \frac{H}{a_1 - b_1} (a_1 \cdot e^{-b_1 \xi} - b_1 \cdot e^{-a_1 \xi}) & (\xi > 0) \\ & (a < b < 0) \\ \frac{H}{a_1 - b_1} (a_1 \cdot e^{b_1 \xi} - b_1 \cdot e^{a_1 \xi}) & (\xi < 0) \end{cases} \quad (4.18)$$

式 (4.18) は図-4.2 のような前後に対称な波であり、その最大振幅は  $H$  である。この関数形の特徴として、その波形が明確でないので、ここでは波長として、振幅が  $H/10$  なる 2 点の長さをとつてある。

従つて、式 (4.15) で表わされる沿岸近辺及び遮へい水域内の擾乱波高 elementry 正弦波を合成すると、

( I )  $x \rangle 0, \quad d \rangle y \rangle -d$

$$\begin{aligned} \zeta(x, y, t) = & \frac{2}{a_1 - b_1} \left[ \frac{\sin(2dk \cdot \sin \theta_0)}{2dk \cdot \sin \theta_0} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ a_1 \cdot e^{-b_1 \left( \frac{x}{c} - t \right)} - b_1 \cdot e^{-a_1 \left( \frac{x}{c} - t \right)} \right] \\ & \exp \left( \frac{2jdk}{\pi} \right) \left[ (1 - \cos \theta_0)(1 - \gamma + \log \frac{j\pi}{2dk}) - \theta_0 \cdot \sin \theta_0 \right] \end{aligned} \quad (4.19)$$

( II )  $x \rangle 0, \quad -d \rangle y \rangle -\infty$

$$\zeta(x, y, t) = \frac{1}{a_1 - b_1} \left[ a_1 \cdot e^{-b_1(\alpha x + \beta y - t)} - b_1 \cdot e^{-a_1(\alpha x + \beta y - t)} \right] \quad (\alpha x < t - \beta y < \beta y + 2d\beta)$$

$$\begin{aligned} \zeta(x, y, t) = & \frac{1}{a_1 - b_1} \left[ a_1 \cdot e^{-b_1(\alpha x + \beta y - t)} - b_1 \cdot e^{-a_1(\alpha x + \beta y - t)} + a_1 \cdot e^{-b_1\{\alpha x - \beta(y+2d)-t\}} - b_1 \cdot e^{-a_1\{\alpha x - \beta(y+2d)-t\}} \right] \\ & (t \rangle \beta y + 2d\beta) \end{aligned} \quad (4.20)$$

(III)  $x \rangle 0, \quad d \rangle y \rangle -\infty$

$$\zeta(x, y, t) = \frac{1}{a_1 - b_1} \left[ a_1 \cdot e^{-b_1(\alpha x + \beta y - t)} - b_1 \cdot e^{-a_1(\alpha x + \beta y - t)} \right] \quad (\alpha x < t - \beta y < \beta y + 2d\beta)$$

$$\begin{aligned}\zeta(x, y, t) = & \frac{1}{a_1 - b_1} \left[ a_1 \cdot e^{-b_1(\alpha x + \beta y - t)} - b_1 \cdot e^{-a_1(\alpha x + \beta y - t)} + a_1 \cdot e^{-b_1\{\alpha x - \beta(y-2d)-t\}} - b_1 \cdot e^{-a_1\{\alpha x - \beta(y-2d)-t\}} \right] \\ & (t\beta y - 2d\beta)\end{aligned}\quad (4.21)$$

#### 4 節 数値計算結果

無限長沿岸地帯と半無限長防波堤間の距離を  $2d = 3.0\text{km}$  とし、これに外海から波高を一定にし、種々の入射角、波長を有する長周期波を入射せしめたとき、沿岸水域及び防波堤遮へい水域内での水位上昇を計算した。初期水深  $h = 10\text{m}$  にとっており、入射波高  $H = 1\text{m}$  とする。入射波の特性は、表-4.1 のようである。

表-4.1

入射角 $\theta^\circ$	入射波長 $\lambda (\text{km})$	$a_1$	$b_1$	$\frac{a_1}{a_1 - b_1}$	$\frac{b_1}{a_1 - b_1}$
$0^\circ$	30	0.033165	0.0322155	3.3333	2.3333
$30^\circ$	20	0.034749	0.0333243	〃	〃
$60^\circ$	10	0.039490	0.036643	〃	〃
$90^\circ$	6	0.0015800	0.0011060	〃	〃

また、入射波波長  $\lambda$  と防波堤と沿岸地帯間の距離  $2d$  との間には、 $2d/\lambda < \frac{1}{2}$  の関係が保持されることを仮定する。

図-4.2 は、入射角  $\theta_0 = 0^\circ \sim 90^\circ$  に対する大防波堤遮へい水域内で起こり得る最大振幅比 ( $\exp jkx = 1$ ) を、長周期入射波長  $\lambda = 6, 10, 20, 30\text{km}$  の 4 つの場合の計算値である。これによると、長周期入射波が沿岸と防波堤面に平行に侵入してきたときは、遮へい水域内の擾乱波高が 2 倍にまで励起されることがわかり、入射波長  $\lambda = 20, 30\text{km}$  の時には、入射角が沿岸及び防波堤面に直角なときでさえも、振幅比の値は 1 を越しており、波長が大なる場合には、防波堤による遮へい効果があまり期待できないことを示している。

上記表-4.1 の特性を有する入射波による沿岸及び防波堤付近での擾乱波の最大振幅比の値を図示する図表を作成したが、その一部が図-4.3、4.4、4.5 に示される。

これらの図表から、大防波堤遮へい水域各地点での水位上昇率、防波堤前面での反射状況及び防波堤に無関係に波浪の直進する部分での擾乱状態が一見してわかる。これによると、入射角が小さいときには防波堤前面と裏面との間に水位差は認められないが、入射角が防波堤に直角になるにしたがってこの面における水位差が顕著になっている。

図-4.6、4.7、4.8 は入射角 ( $\theta_0 = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ ) を一定にして、波長をいろいろ変化させたときの沿岸地域での最大振幅比の値を示している。これらの図で、 $x > 0$  の沿岸は、大防波堤遮へい水域内にある地域である。また、図-4.9、4.10、4.11、4.12 は入射波長を一定にして入射角をいろいろ変化させた場合の沿岸地域での擾乱状態を示している。

先述のごとく課せられた条件  $2d/\lambda < \frac{1}{2}$  のもとで、入射角が防波堤面に直角に近づく程、また入射波長が防波堤と沿岸地帯間の距離に比して小になる程、遮へい水域内の波高は減少し、 $2d/\lambda = 0.15 \sim 0.5$  の程度の波長の波であれば、防波堤遮へい効果が  $x > 0$  の全水域にわたって現れ、 $2d/\lambda < 0.15$  の時には、いかなる条件の下においても振幅比の値は 1 を越す。

## 5 節 構造物群による波の擾乱<sup>19)</sup>

外海からの平面波が等間隔におかれた無限の組からなっている、周期的に配置された構造物群に入射してくるものとする。これら構造物の配置は、図-4.13 のように配置されており、次式によって与えられる。

$$y = md \quad x > 0, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \quad (4.22)$$

構造物群へ入射してくる波は、

$$\zeta(x, y, t) = \exp(jk(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)) \cdot \exp(-j\sigma t) \quad (4.23)$$

また、入射角  $\theta_0$ 、入射波長  $\lambda$  と構造物の配置間隔  $d$  との間に、次のような仮定を設ける。

$$-\frac{\pi}{2} < \theta_0 \leq \frac{\pi}{2}, \quad 0 < \frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2} \quad (4.24)$$

ここでは、式 (4.3) なる基本方程式で  $x \rightarrow -\infty$  において、式 (4.23) になり

$$\partial \zeta / \partial y = 0, \quad y = md, \quad x > 0 \quad (m = 0, \pm 1, \dots) \quad (4.25)$$

なる境界条件を満足する解を見出すことである。もし、運動が時間に関して調和的であるならば、式 (4.4) なる Helmholtz の方程式を式 (4.25) の境界条件で解けばよいことになる。

$\zeta(x, y)$  は、明らかに入射波  $\zeta_i(x, y) = \exp jk(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)$  に構造物群による擾乱波  $\zeta_s(x, y)$  を加えたものから成り立っている。 $\zeta_s(x, y)$  は、二次元の Green の定理により与えられる。

$$\zeta_s(x, y) = \int_c \left\{ G(x, y; x_0, y_0) \frac{\partial \zeta_s}{\partial y_0} - \zeta_s \frac{\partial G(x, y; x_0, y_0)}{\partial y_0} \right\} ds_0 \quad (4.26)$$

上式の Green 関数は、式(4.7)を満足するものとする。 $[\mathcal{G}m(x_0)]$  を構造物群の 2 つの面での  $\zeta$  の間の差とすると、

$$\begin{aligned} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} [\zeta(x_0, md + \varepsilon) - \zeta(x_0, md - \varepsilon)] &= [\mathcal{G}m(x_0)] : x_0 \rangle 0 \\ &0 : x_0 \langle 0 \end{aligned} \quad (4.27)$$

このとき、全体の  $\zeta$  は、

$$\zeta(x, y) = e^{jk(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)} - \frac{j}{4} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} [\mathcal{G}m(x_0)] \left[ \frac{\partial H_0^{(1)}(kR)}{\partial y_0} \right]_{y_0=md} dx_0 \quad (4.28)$$

いま、構造物が周期的に配置されていることから、

$$[\mathcal{G}m(x)] = \zeta_0(x) \cdot \exp jm\sigma \quad (4.29)$$

ただし、 $\sigma = kd \sin \sigma_0$

そして  $R^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2$  から

$$\frac{\partial H_0^{(1)}}{\partial y_0} = -\frac{\partial H_0^{(1)}}{\partial y}$$

したがって、式 (4.28) は次のようになる。

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &= e^{jk(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)} + \frac{j}{4} \frac{\partial}{\partial y} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{jm\sigma} \int_0^{\infty} \eta_0(x_0) \cdot \\ &H_0^{(1)} \left\{ k \sqrt{(y - md)^2 + (x - x_0)^2} \right\} dx_0 \end{aligned} \quad (4.30)$$

$\zeta_0(x_0)$ を決定するための積分方程式は、 $y=nd$ における境界条件によって求められる。 $p=m-n$ とおき、 $\exp(jknd \cdot \sin \theta_0)$ で割れば、

$$0 = jk \sin \theta_0 \cdot e^{j k x \cos \theta_0} + \int_0^\infty k(x - x_0) \cdot \zeta_0(x_0) dx_0 \quad x > 0 \quad (4.31)$$

$$k(x - x_0) = \frac{j}{4} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{j p \sigma} \frac{\partial^2}{\partial y^2} H_0^{(1)} \left\{ k \sqrt{(x - X_0)^2 + (y - nd - pd)^2} \right\} \quad (4.32)$$

式 (4.31) は、非同次型 Wiener-Hopf 型積分方程式であって、その解を求める

$$F[\zeta_0(x)] = F(\omega) = \frac{2k[\cos(kd \sin \theta_0) - \cos(\sigma - kd \cos \theta_0) \sin \theta_0]}{(k^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin \left[ (k^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}} \cdot d \right] (\omega - k \cos \theta_0)} \quad (4.33)$$

ただし、F は

$$F(\omega) = \int_0^\infty \zeta(x_0) \cdot e^{j \omega x_0} dx_0 \quad (4.34)$$

によって定義された  $\zeta_0$  の Fourier 変換である。

変換  $F(\omega)$  の項で、水位上昇  $\zeta(x, y)$  は、

$$\zeta(x, y) = e^{jk(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)} - \frac{1}{4\pi} \int_c d\omega \cdot F(\omega) \cdot e^{j(\omega x + n\sigma)}. \\ \left\{ \frac{\cos \left[ \left( y - nd - d \right) (k^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}} - e^{j\sigma} \cdot \cos \left[ (nd - y) (k^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}} \right] \right]}{\cos \left[ d (k^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}} \right] - \cos \sigma} \right\} \quad (4.35)$$

で表わされる。

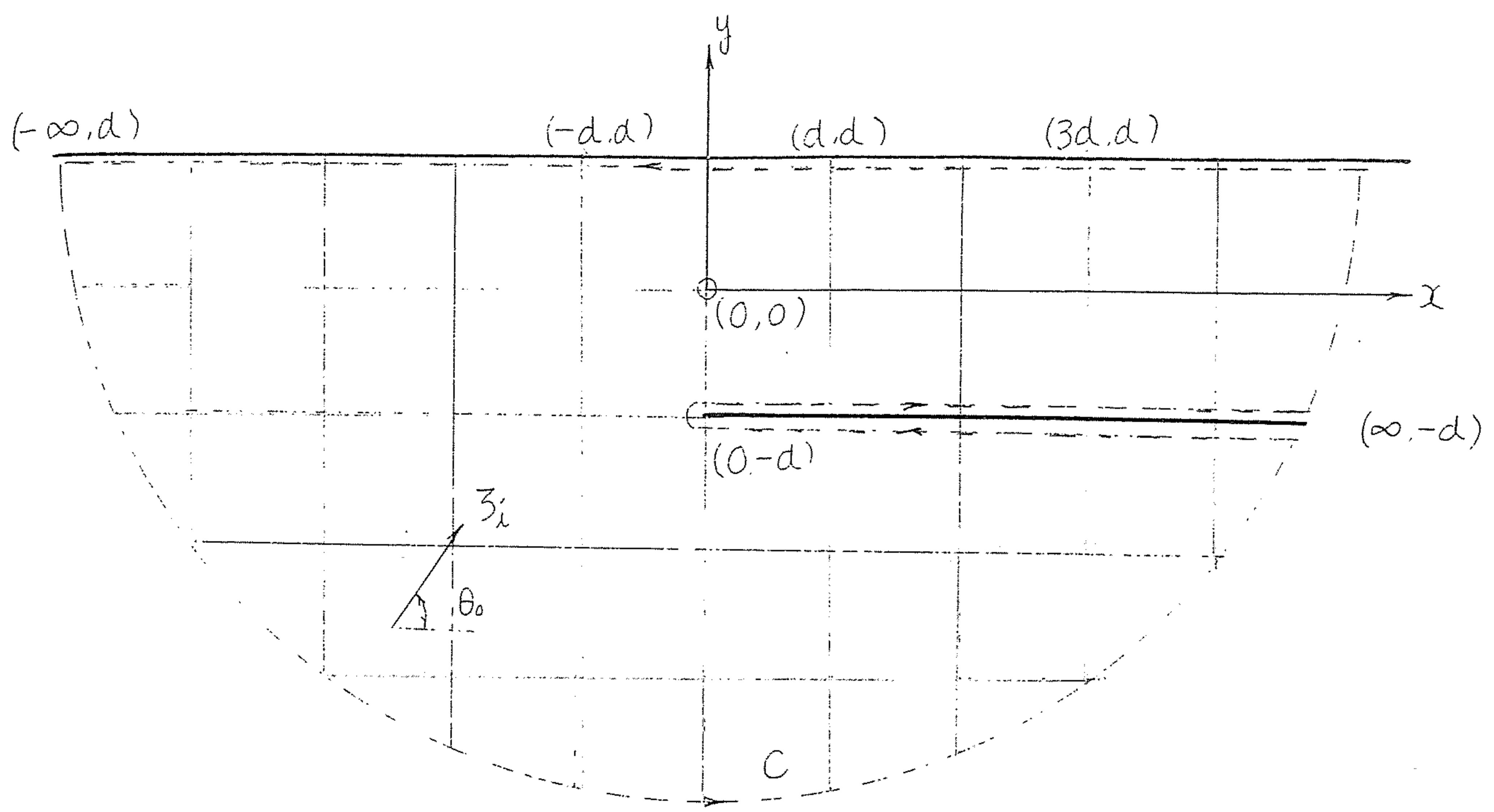


図4.1

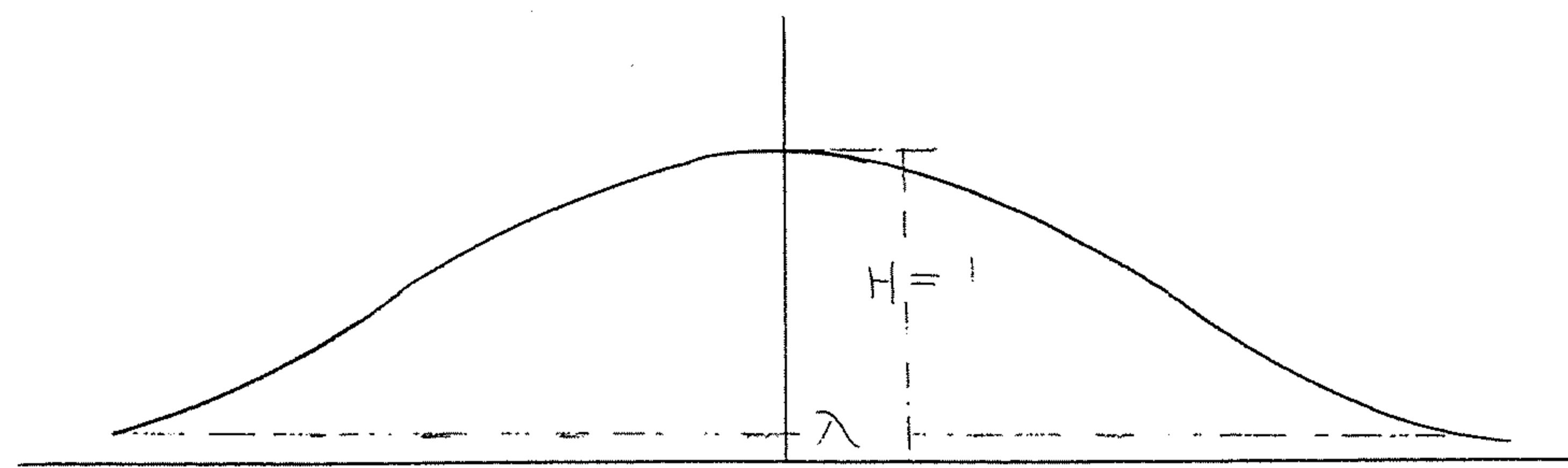
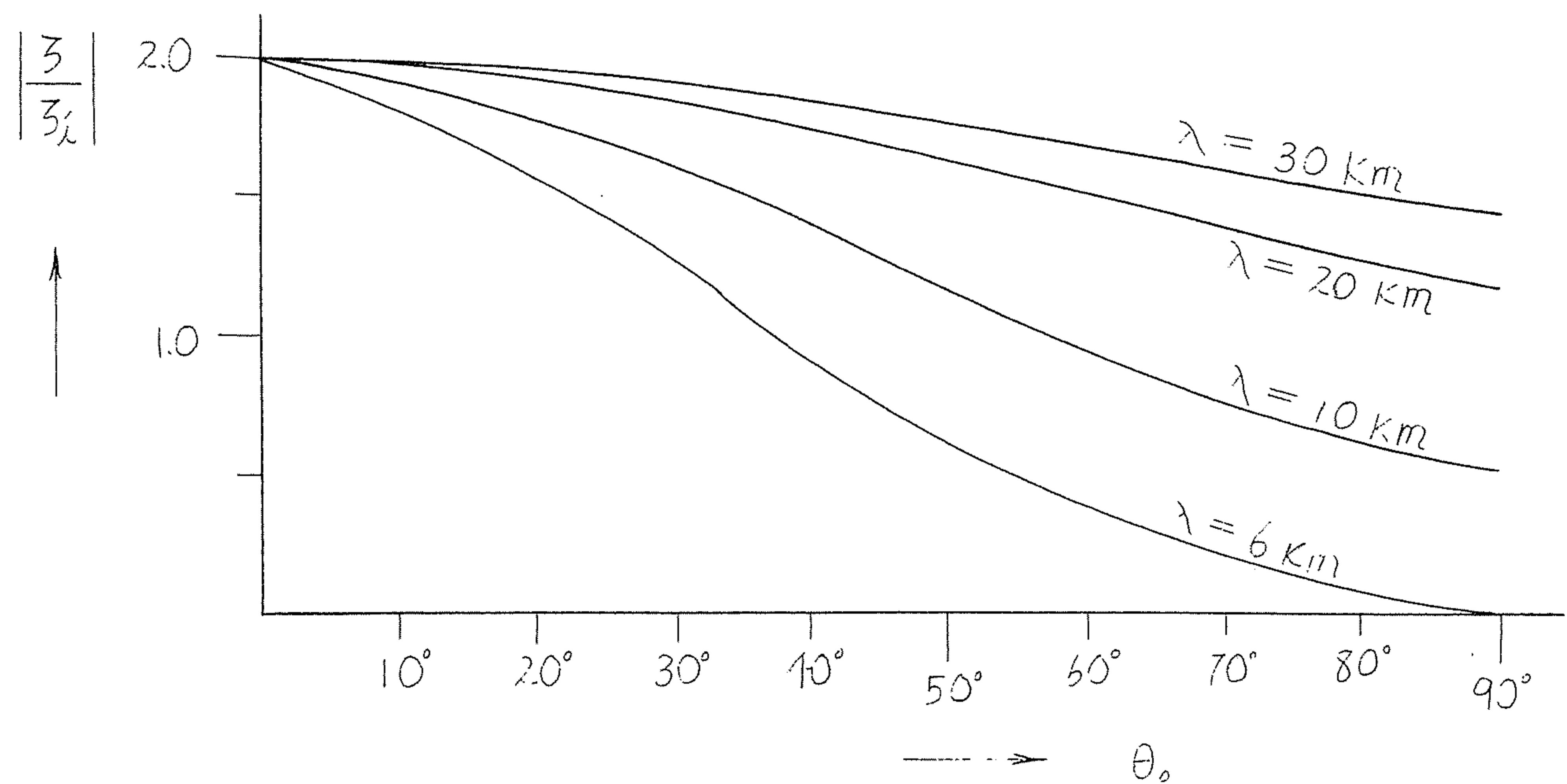
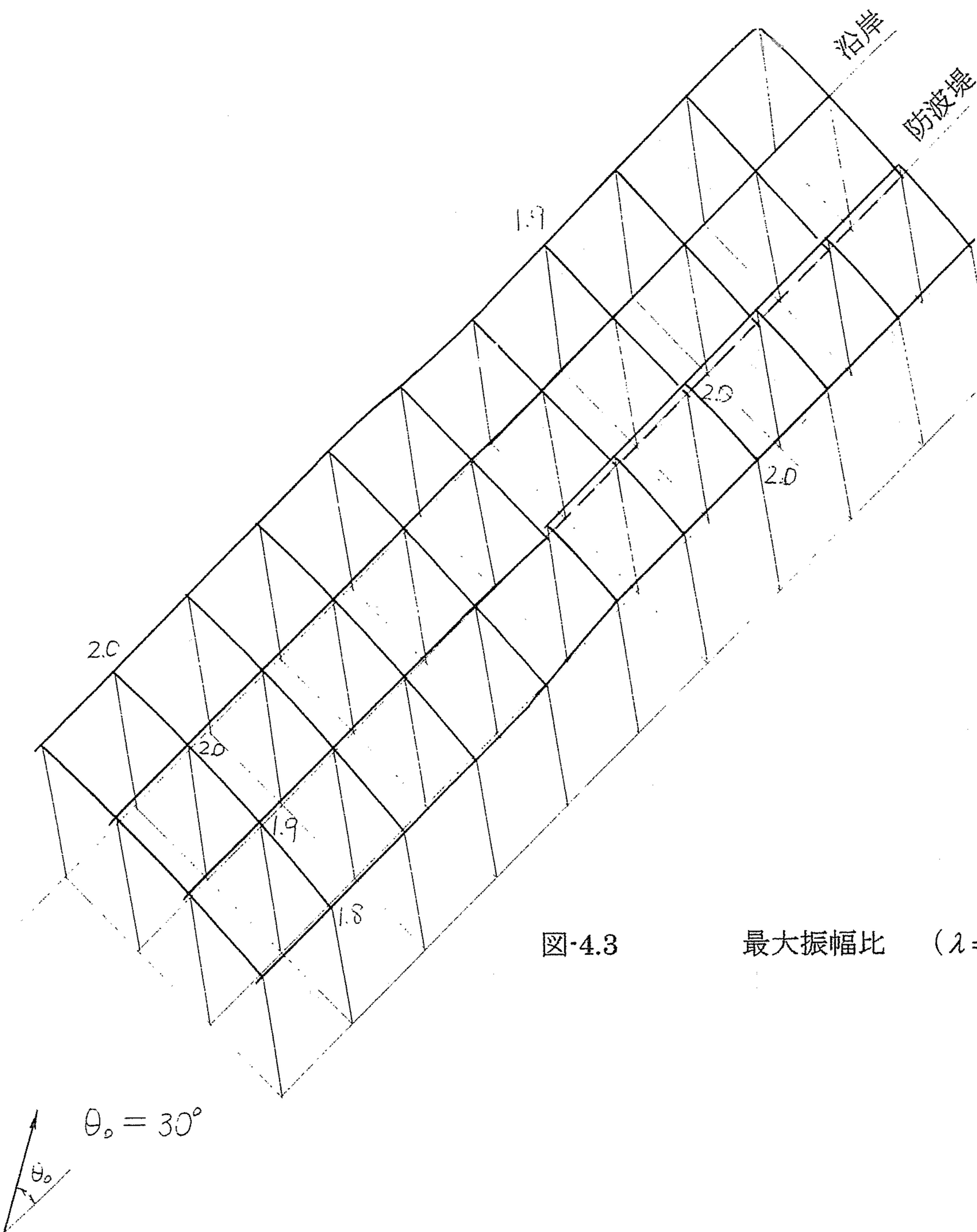


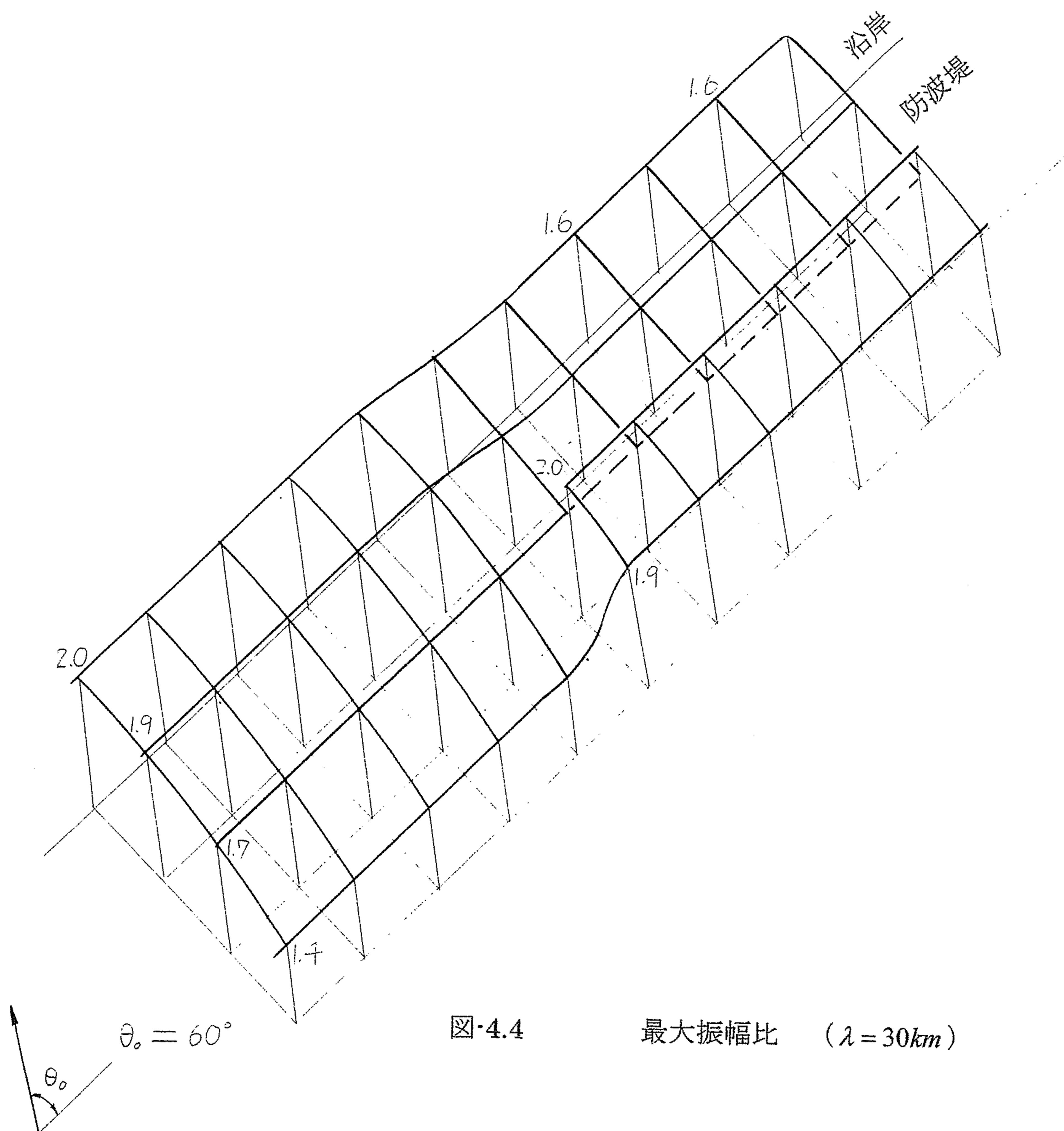
図4.2



図・4.2 入射角と最大振幅比との関係  
( $\exp jkx=1$ )



(図14)



☒ -4.4

最大振幅比  $(\lambda = 30\text{km})$

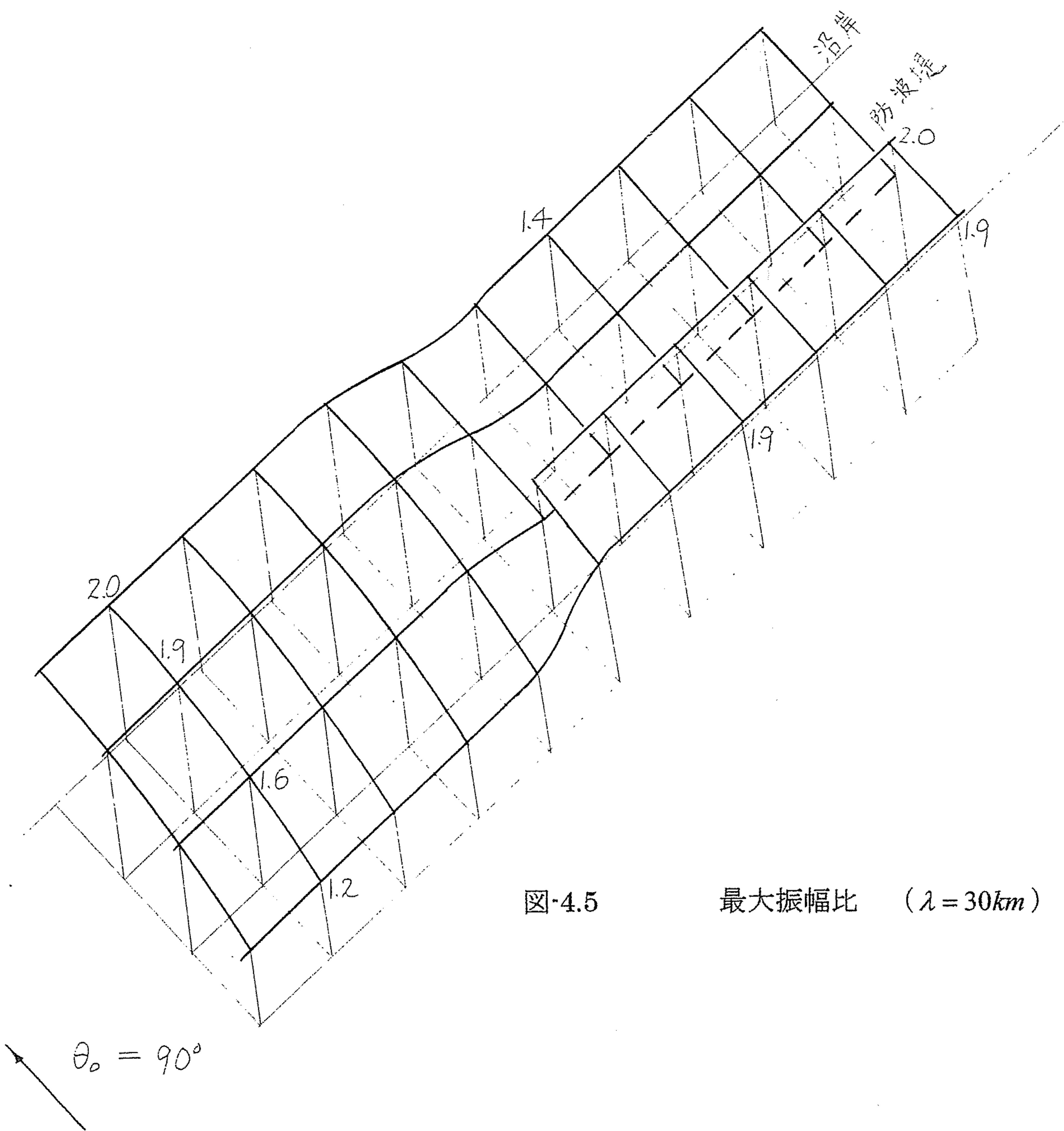
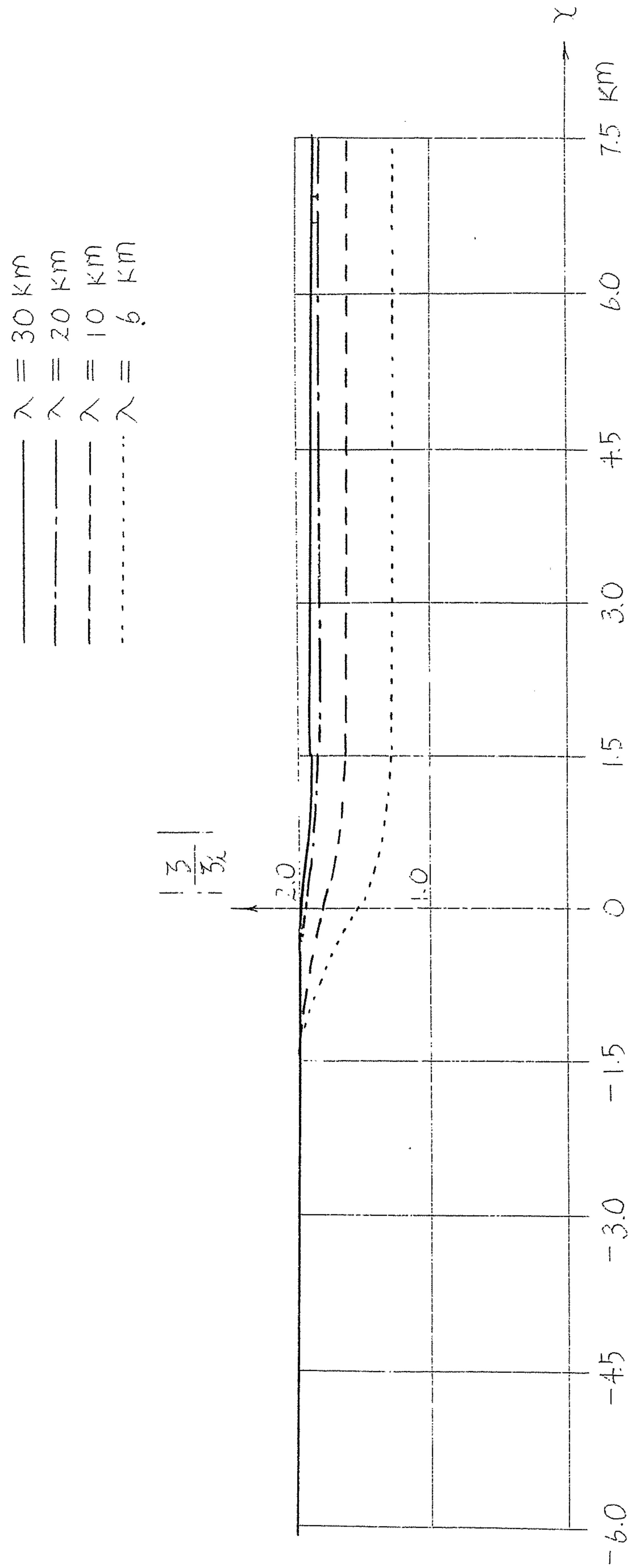


図-4.5 最大振幅比 ( $\lambda = 30km$ )



(図17)

図-4.6 沿岸水域での水位最大上昇率 ( $\theta_0 = 30^\circ$ )

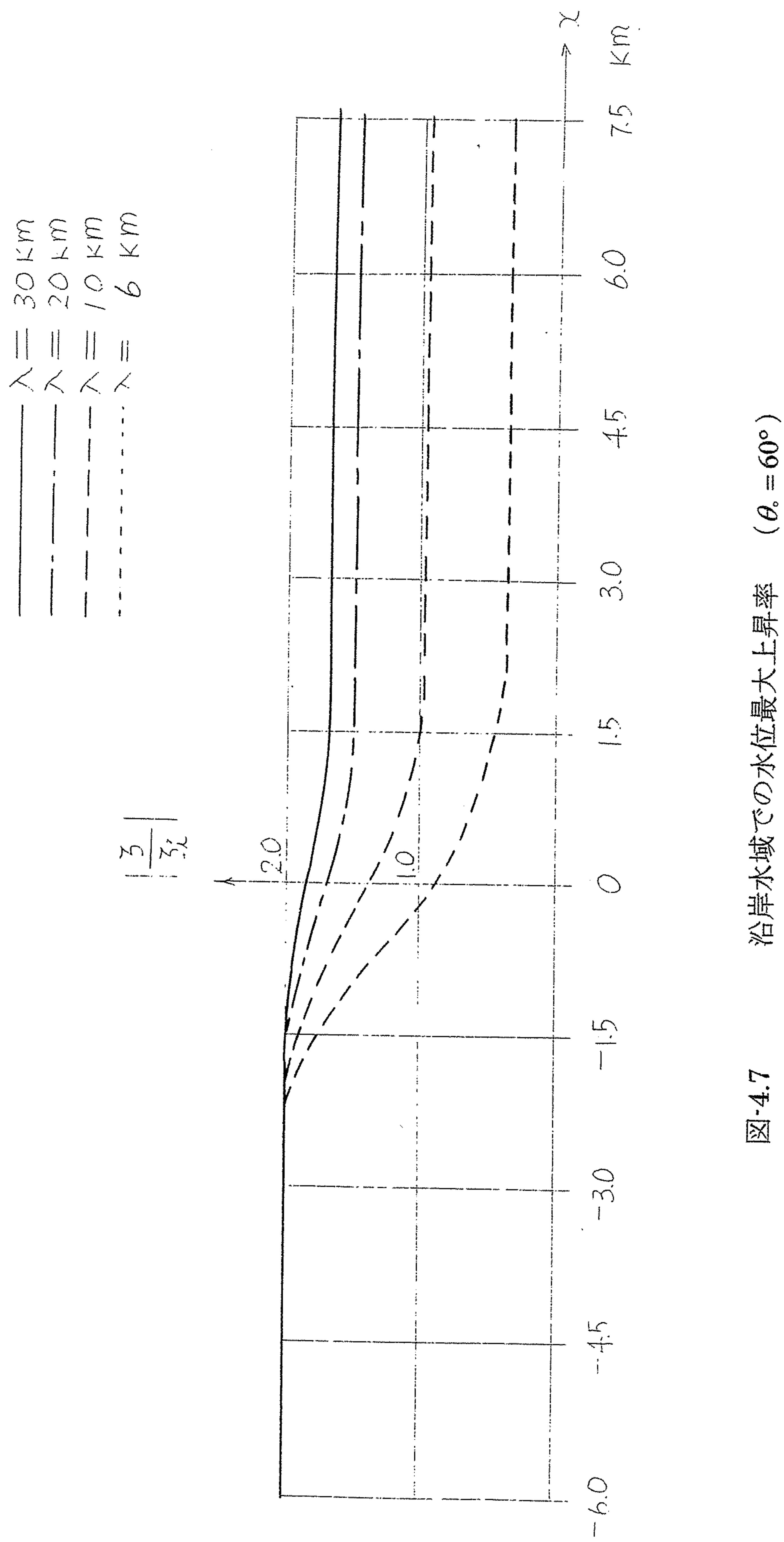
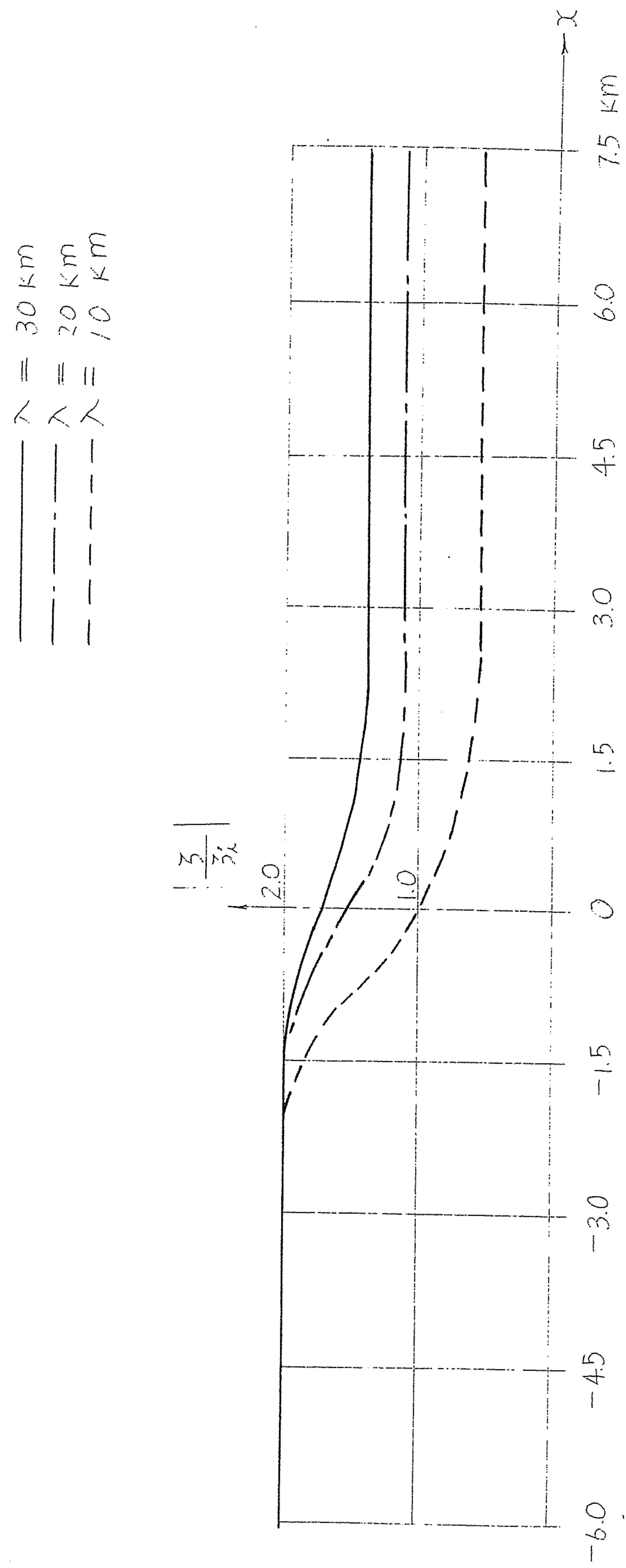


図-4.7 沿岸水域での水位最大上昇率 ( $\theta_r = 60^\circ$ )



(図19)

図-4.8 沿岸水域での水位最大上昇率 ( $\theta_0 = 90^\circ$ )

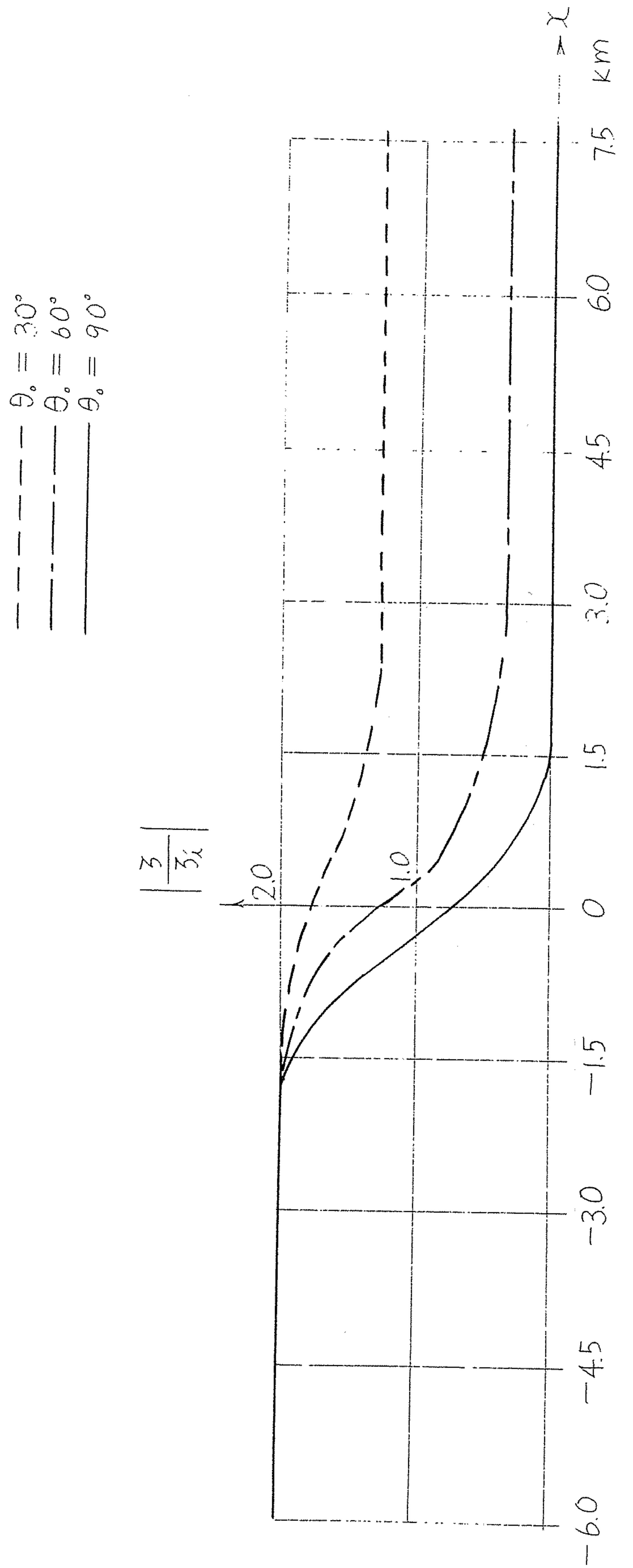


図-4.9 沿岸水域での水位最大上昇率 ( $\lambda = 6 \text{ km}$ )

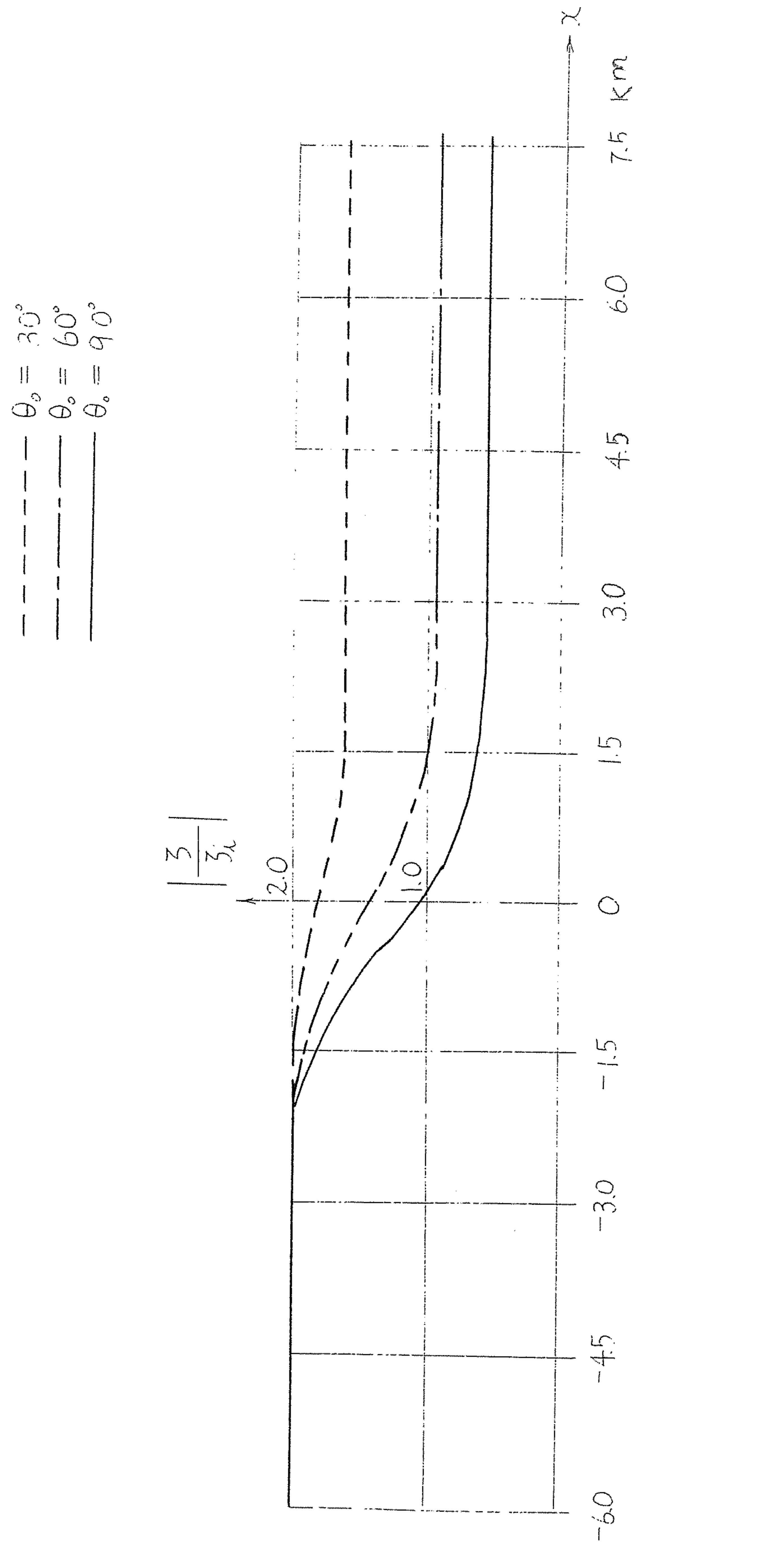
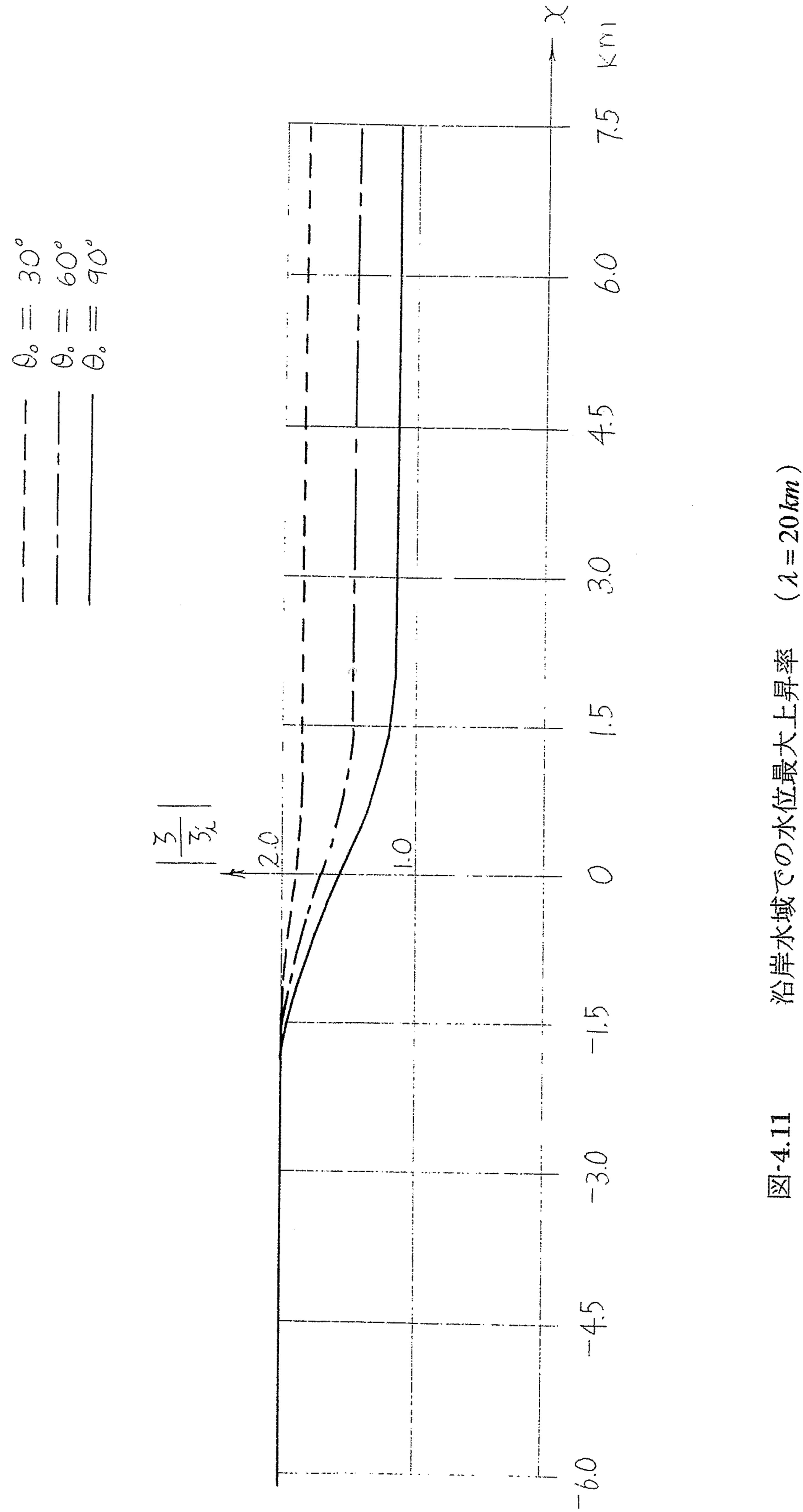
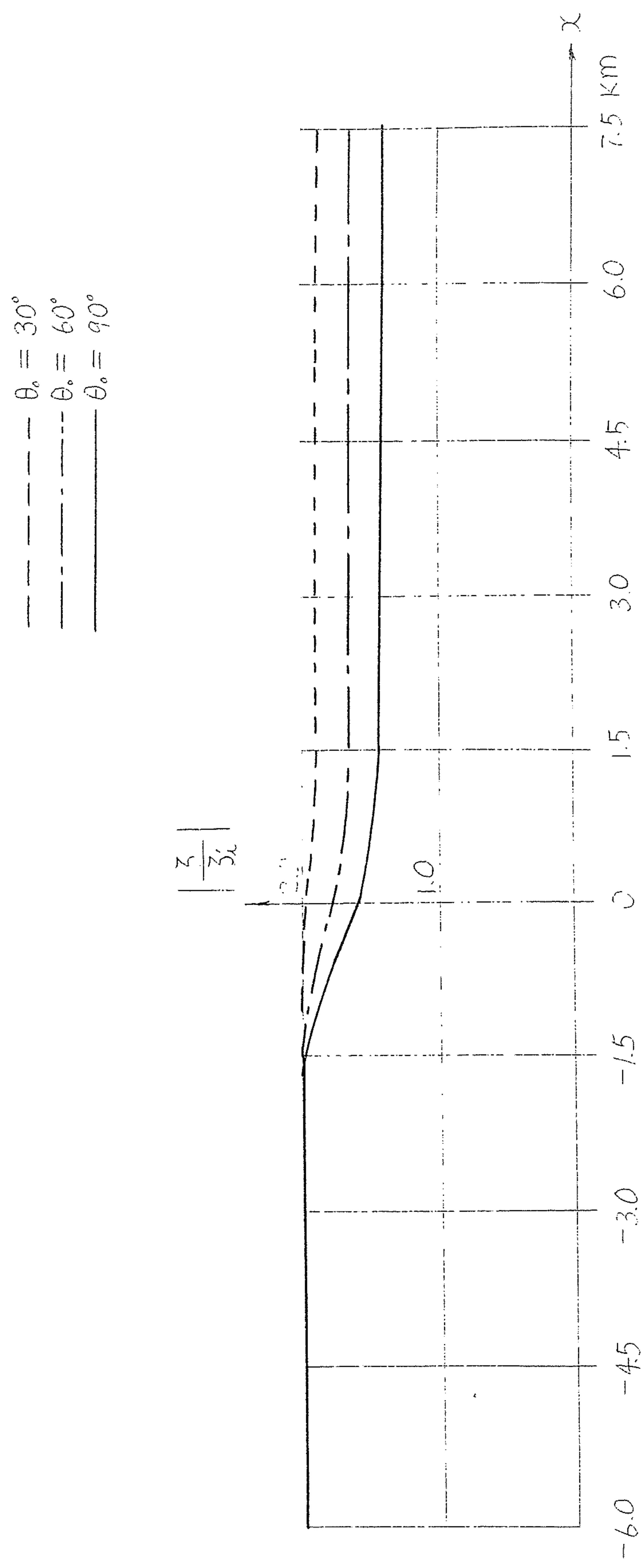


図-4.10 沿岸水域での水位最大上昇率 ( $\lambda = 10 \text{ km}$ )



(图22)



(図23)

図4.12 沿岸水域での水位最大上昇率 ( $\lambda = 30 \text{ km}$ )

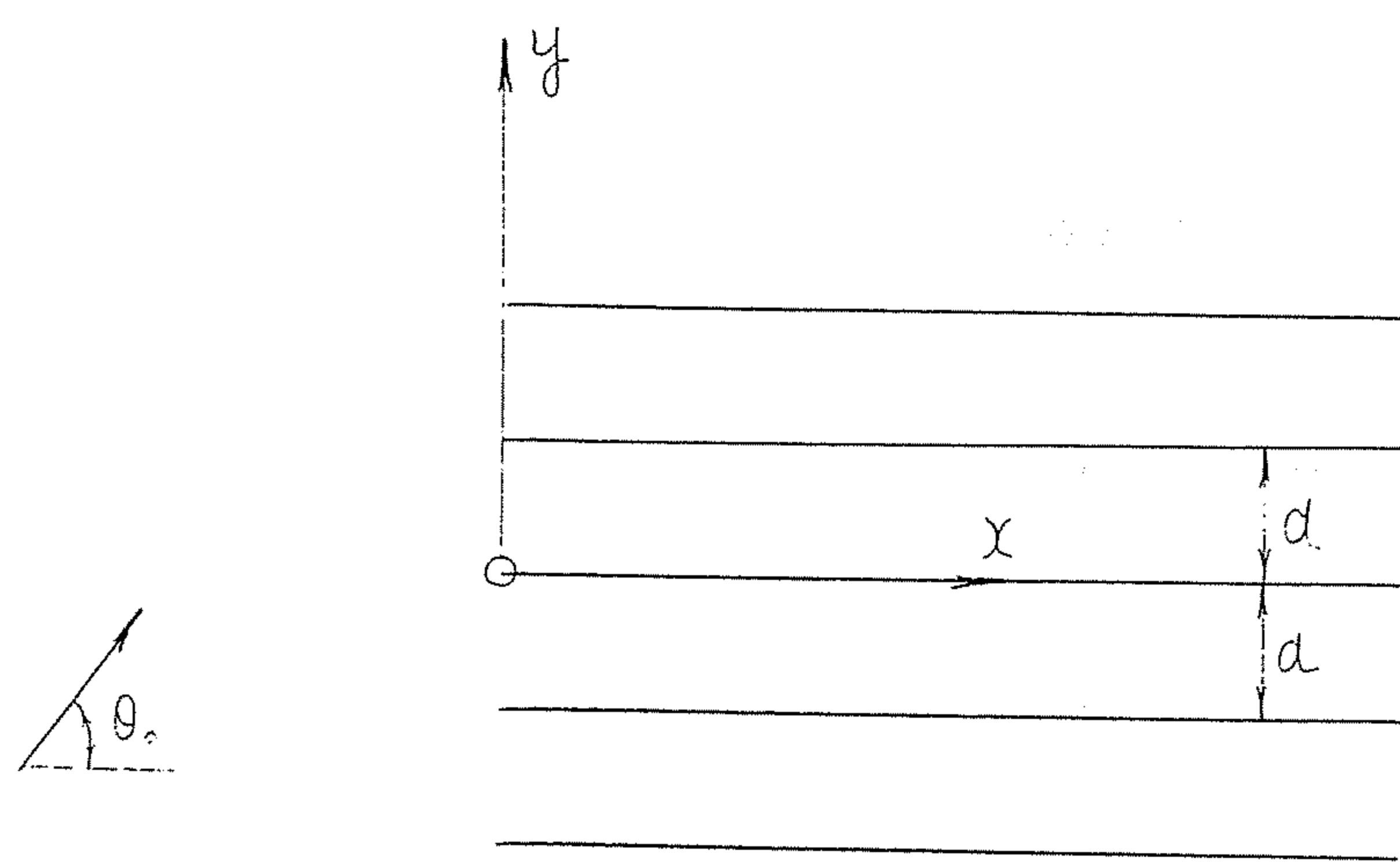


図4.13 構造物の配置

第 5 章

## 大阪湾大防波堤内水域における長周期波に関する模型実験

1 節	概説	.....	(44)
2 節	大阪湾沿岸の気象潮と模型屈折図による予測	.....	(44)
3 節	相似性と実験模型	.....	(46)
4 節	実験方法	.....	(47)
5 節	測定結果	.....	(48)
6 節	結果の検討	.....	(50)
7 節	大防波堤内の seiche について	.....	(51)
8 節	結論	.....	(57)

## 1 節 概説

神戸から堺にいたる阪神間には、神戸、芦屋、西宮、尼崎、大阪、堺の各都市とその上に大阪府、兵庫県という分割された行政区域がある結果、これらを阪神都市圏としてみた場合、社会生活、土地利用計画、公共施設の計画等が寸断され、行き詰まりをきたしている状態にある。これらに対処するため、阪神都市圏を総合的に計画し、また阪神地区の諸港を一本化して考えるべき時が来ている。このような施策の一環として、神戸港から堺港に向かって延長約 20 km に及ぶ防波堤を作り、この内側の海面を一部埋め立てて臨海地域を造成したり、この防波堤を利用して阪神諸都市間の短絡を目的とする高速道路を築いたり、また防災上から台風時における安全な泊地を持つと共に阪神都市地域を異常高潮から守ろうとするいわゆる大防波堤計画がある。この計画が実施されると大阪港周辺の海況は大きく変わることが予想される。こういった大計画に対応して、技術的には、大防波堤の存在、その延長及び平面線形、湾内での各港湾の位置、断面、浚渫、または埋立計画の影響といったことを含めて、このような港湾の境界条件の大きな変更によって波の反射、回析、屈折及び減衰がどのように変化するかといった海岸工学上の諸問題を解決する必要がある。しかしながら、これらの局所的な波動現象は複雑であって一般に解析的方法によつて、この種の問題を解明することは殆ど不可能であるので、水理模型実験によつて明らかにする以外に適當な方法がない。

一般的にいって、湾口又は港口に防波堤を設置して外界からの侵入波を防ぐという方法も波動エネルギーの小さい風波に対してはある程度までその効果を期待できるけれども、高潮、津波のような長周期大エネルギーの入射波が侵入して港内でセイシュが惹起された場合、港内波高は防波堤によって必ずしも減少するとは限らず第 3 章で予想したようにむしろ増大する場合もありうる。そこで本水理実験においては、まず種々の波高、周期の入射波によって大防波堤設置前の状況について詳細な実験を行い、次に計画されている大防波堤を設け、その遮へい水域内において、各沿岸地域、及び遮へい水域内の水位上昇および水粒子の水平方向の移動等を比較検討し、大防波堤の効果について実験的検討を加えたものである。

## 2 節 大阪湾沿岸の気象潮と模型屈折図による予測

記録によれば阪神地方(東経  $134^{\circ}$  ~  $136^{\circ}$  、北緯  $34^{\circ}$  ~  $36^{\circ}$  )を通過し、または大阪湾一帯に高潮を生じた主な台風は、1892 年(明治 24 年)から 1950 年(昭和 25 年)に至る 60 年間に 77 に達し平均すれば 1 年間に 1.3 回の割合で来襲したことになる。これは日本付近に近接した台風全体の約 10% にもあたっている。大阪湾付近を襲う台風の主要経路について佃氏および宇田氏は明治 35 年以降の台風 36 例について次のように分類している。

- 最も多くかつ強勢なものは阪神地方の南より西へ  $40^{\circ} \sim 50^{\circ}$  の室戸岬から紀伊水道に向かって北東する経路をとり、同じく  $70^{\circ} \sim 80^{\circ}$  の方向から九州の西海大分方面を経て内海の中軸に沿い進行する経路の台風がありこれは前者の役  $1/3$  程度である。

図-5.1 に阪神地方を中心として南から西へ測った角度別の経路の頻度を示す。このうち上述の前者の経路はだいたい大阪湾の主軸と一致するため湾内沿岸に高潮を発生する原因の一つとなっている。

図-5.2 は、過去に阪神地方を襲った猛台風について、室戸台風、ジェーン台風及び第二室戸台風の経路図を表わしている。また上記三つの大台風の際の沿岸での最大偏差が図-5.3 に示されている。

図-5.4、5.5 はそれぞれ、ジェーン台風時の高潮波形、第二室戸台風時の各地点での検潮記録を示している。

大阪港、神戸港における台風の比較を表示すると次表のごとくになる。

#### 大阪港における台風の比較

	室戸台風	ジェーン台風	第二室戸台風
観測年月日	S.9.9.21	S.25.9.3	S.369.16
心気圧	954.4 mb	970.3	937.3
進行速度	60 km/h	58	50
最大風速(10分間平均)	S 42.0 m/s	S 28.1	SSE 33.3
瞬間最大風速	S 60.0 m/s	S 44.7	SSE 50.6
最高潮位	o.p. 4.20 m	o.p. 3.55	o.p. 4.12
最大偏差	3.00 m	2.05	2.41

#### 神戸港での台風の比較

	室戸台風	ジェーン台風	第二室戸台風
観測年月日	S.9.9.21	S.25.9.3	S.369.16
心気圧	954.6 mb	964.3	946.2
進行速度	60 km/h	58	50
最大風速(10分間平均)	SE 22 m/s	NE 33.0	NE 27.0
瞬間最大風速	SE 33 m/s	NE 33.0	NE 27.0
最高潮位	3.49 m	2.91	3.20
最大偏差	2.20 m	1.67	1.90

#### ・ 模型屈折図による予測

入射長波の峰線と走時を求めるために、屈折図を作図し長周期波エネルギーの集中、発散及び長周期波の伝播、沿岸における最高潮位の起時等をあらかじ

め計算する。

ここでは Arthur・Munk・Isaacs の修正直交線法(AMI 法)を用い、大阪湾内の長波の屈折図を作成し、図-5.6 に示すとき結果を得た。なおこの際、長周期波の初期峰線を図-5.6 の A～A 断面とし、直線状峰線を初期値として湾奥に向かって作図を行う。

この際、初期峰線の走向と位置の選択に問題があるが、壺井氏及び運輸技術研究所の試算の例に見られるように、初期峰線を友ヶ島水道から始めて、終局的には、波の峰線が大阪湾の長軸と直行するようになることから本文の場合において波の襲来方向を SW 方向にとっても結果的には大差ないものと思われる。得られた結果は次の通りである。大阪湾沿岸の主要地域の走時を示すと表-5.1 のごとくになるが、和田岬を走時の起点にとると、まず神戸に到達し、約 20 分後には西宮、大阪、堺付近にその正面から襲来するような傾向がある。

また、大阪港口の方向と長周期波高が一致する傾向が見られ、特に大阪港内から港界沖およそ 11km までの地点を結ぶ区間に海底を浚渫して、約 0.3km の幅を持つ航路を設置するため、外海から来襲してくる長周期波エネルギーがこの航路に収束されてかなり早い伝播速度で港内に誘導されてくることが予想される。

表-5.1 各地点の最高潮位の起時  
(和田岬を起時とする)

神戸	芦屋	西宮	尼崎	大阪築港	堺港	泉北港
3.33 分	16.7 分	21.0 分	23.0 分	23.3 分	23.5 分	16.7 分

淀川に対しても長周期波が真正面から入射してくる傾向が見られ、現実の頗著な高潮の遡上の問題を是認している。

### 3 節 相似性と実験模型

ここでは、長周期の波の変形を主体として考えるので、相似則は Froude 則によるものとし原型と模型との相似関係は、

$$V_r = H_r^{\frac{1}{2}}, \quad T_r = \frac{X_r^{\frac{1}{2}}}{(H_r)^{\frac{1}{2}}}, \quad C_{fr} = \frac{H_r}{X_r}$$

ただし、 $V$  : 流速、 $T$  : 時間、 $H$  : 垂直距離、 $X$  : 水平距離、 $C_f$  : 水底の摩擦係数で **suffix** の  $r$  は原型と模型の諸量の比を表わす。一方実験を行う敷地の大きさと対象範囲から、本模型の縮尺として水平方向に 1/3.000、鉛直方向には 1/100 を採用し歪ませた模型とする。その結果、時間縮尺は、1/300 となった。

実験は大阪大学工学部水理実験場に新設した屋外海岸実験水槽で行うこととした。これは、図-5.7 に示すようなもので水槽軸線を大阪湾の長軸方向（湾形

を橢円と仮定する)に一致せしめ造波装置の先端の 2m 幅の所から漸次その幅を拡大していって、助走区間距離 28m の地点で最大幅となるがごとき扇形の平面形をとり、その幅は神戸市駒ヶ林付近と岸和田市外の津田川河口地点を結ぶ 10 m である。この線上の奥に大阪湾模型を水平縮尺 1/3,000、鉛直縮尺 1/100 の割合で縮小し海底地形、及び海岸線ともコンクリートで正しく作成した。この模型に含まれる範囲は東から泉大津、泉北、堺、大阪、尼崎、西宮、神戸の 7 つの港と大阪港界沖合約 20 km までの海面である。

なお、水槽側壁は  $20 \times 20 \times 40$  cm の建築用コンクリートブロック 2 段積み直線壁とし内側はモルタル仕上げとした。模型製作にあたり、必要な資料である埋立地の造成と各港の防波堤、及び防潮堤の嵩上げについては各地方行政庁で独自の計画があるが、一応のメドとして昭和 40 年を基準にしてそれまでに完成予定のものにつき模型を製作した。使用した海図は海上保安上水路部発行による第 150 号大阪湾(縮尺 1/50,000)であり、これにより水平、鉛直両縮尺に応じた厳密な海底地形を製作した。図-5.7 には大阪湾の等深線が示されており、水深は基本水準面 (D.L) を基準にとってある。次に模型における各港の防波堤及び大阪湾大防波堤はプラスチック板を加工して製作した。大防波堤には大小四つの開口部があり東より 300m、350m、1,400m、400m で堺側で末端が開いている。

#### 4 節 実験方法

長周期波は、押込み式造波装置により任意波形のものを発生せしめる。即ち、水槽中、大阪湾模型の反対側に鉛直に置かれた造波鉄板を水槽の軸線方向に所定の移動速度で運転させて起こすことができる。このような造波機構のもとにおいて造波板の移動速度を連続的に変えうるよう無段変速器を使用している。長波形式の長周期を造るためには、変速比を大にして造波板の移動速度を変える必要があり、このためには、二対の 1 : 6 の変速比の変速プーリーを互いに反対に組み合わせて、変速比が 1 : 36 を生ぜしめるように設計してある。使用した造波機の概要を図-5.8 に示す。

最初の実験として、大防波堤を設置しない場合につき考察することにする。大阪湾の潮位をいろいろと変えて、造波機により造られたいろいろの周期、振幅を有する長周期波を大阪湾内に進入せしめた時、図-5.7 に示されている湾内の①～⑧の各点における水位を電気抵抗式水位計で計測する。

次に細部にわたる湾内各地点の最大波高を知るために、次のような簡便な最高水位計を多数設ける。即ち、各地点に立てられた径約 3mm のガラス棒にフェノーフタレン溶液を塗つておくと水面以下の部分が白色から赤色に変色するので最高潮位が記録できる。その変色効果を大ならしめるために水中に苛性ソーダ溶液をあらかじめ溶解させておく。

また、湾内の水粒子の移動軌跡を知るため、水面に直径約 1.5cm、厚さ 1.5mm の白く塗ったコルク板を多数浮かべ、観測塔から 16mm、及び 8mm カメラで

連続的に追跡撮影する。

以下、大防波堤を設置した場合も同様である。

## 5 節 測定結果

実験は、沖波波高 0.8~2.63m、周期 30 分~58 分、波長 26km~45km の範囲に含まれる各種の長周期波を発生せしめ、これを模型水槽の軸線方向、即ち大阪湾奥 SW 方向から入射させ各沿岸での波高分布、並びに水粒子の水平方向の移動を測定した。

実験に使用した波の実例は、大防波堤を設置しない時に、11 個、大防波堤を設置した場合に、15 個あるが、それらの内からそれぞれ代表的なもの二つづつ例示する。(図-5.9、5.10、5.11、5.12 参照)それぞれの値は実物の場合におしてある。すなわち実験によって得られた測定値に振幅に関しては 100 倍、時間については 300 倍したものと示す。

### (I) 沖波波形

表-5.2 に示すごとく外海から入射してくる長周期波を波高 0.8~2.63m、周期 30~58 分、波長 26~45km の合計 26 種類に分けて発生せしめた。

大防波堤を設置していない時、①の測定点の反射波は最高波高通過後 150 分で 0.25~0.30m 程度が認められる。

大防波堤を設置した場合においては、入射波の最高波高が通過した後、20 分後に大防波堤からの反射波が到達し、更に、70 分後にはかなり孤立波型式反射波が認められる。これは開口部から湾内に侵入した入射波が遮へい水域での振動エネルギーの散逸の形で再び湾外へ押し出されたものと考えられる。

### (II) 内海左の波形

大防波堤を設置した場合には、入射波が到着直後、防波堤開口部から湾内への流れ込みのため、0.5~1.0m 程度の負の波高をもつ波が生じ、それはまた直ちに入射エネルギーの補給によって負の波が消失する。開口部であるこの地点の流れの激しさを物語っている。上述のごとく、防波堤開口部の流積急変部に、波が入射した際、開口部付近と他の周りの水域との間にかなりの水面差が生じたとしても、波長が大なるため、すぐ水面差が消失してしまう。

### (III) 内海右の波形

大防波堤を設置した場合、防波堤によって完璧に遮へいされたこの測定地点付近においては、非常に静穏な水域となり、水位上昇も小さくなっている。

### (IV) 神戸港の波形

和田岬と第一防波堤および第一防波堤と第二防波堤との間から長周期波が入りこんで来るが、防波堤の切れ目からの入射エネルギーの量は、たいしたこと

は無く港内波高はあまり大とならない。ただし、大防波堤を設置した時、その存在のため、A-B 開口部（図-5.7 参照）からの入射波によって第四防波堤背後の地区の擾乱程度がやや高いように思われる。

なお、測定地点での第一波襲来後、主動周期が 50~60 分程度の *seiche* が観測される。この振動状態は長時間持続し、2 時間も経た後にもかなりの波高に達している。これは後述のごとく、内海右、内海左の地点を節とし、神戸と堺を結ぶ横振動によるものと思われ、興味深い現象である。

#### （V）西宮港の波形

##### （a）防波堤を設置しない場合

水位時間曲線の水位上昇速度は、0.8m/min 位で長周期入射波による水面上昇は 35 分位続き、次に平均水面以下 1m 単位にまで水位が下降し、このような主要振動の後、およそ 30 分周期の規則的な振動が生じている。長周期入射波による最高波高走時の神戸と西宮との時差は 20 分位で、先の屈折図による計算結果とよく一致する。また西宮港は三方の細長い水路で外海と直接連絡しているため、ちょっとした風波によっても同港内での擾乱が顕著であるように思われる。

##### （b）防波堤を設置した場合

この時の水位上昇速度は、（a）の場合に比して緩慢で、0.4m/min 位で水位上昇の速度は半減するが、港内波高は平均水面上およそ 50 分位も持続し、それから平均水面下 1m に下がり、次に小さい変動を加えながら、2m 程度の水位上昇を保って 3 時間以上も継続している。このことは、防波堤存在のため、一旦入り込んだ入射エネルギーが港口幅が狭いためになかなか逃げられないことを示すものと思われる。しかしながら、顕著な振動は認められない。

#### （VI）大阪港の波形

防波堤を設置しない場合においては、第一波の後、平均水面以下 0.5m に下がり得るのに、大防波堤を設置すると、入射波による過渡期以後においても、なかなか平均水面以下にならずほぼ 25 分周期の振動を行い、なかなか水位の下がる傾向はない。

#### （VII）堺港の波形

同港は、埋立造成地により囲まれた一端より出入りする閉塞水域を作っているので、長周期入射波により励起されて堺港自身の副振動も生じているものと思われる。

従って、擾乱波水位がいつまでたっても平均水面上にあり減衰する模様はみられない。防波堤を設置した場合の方が波高の点から見てその度合いが強い。

## 6 節 結果の検討

### a) 各測定点における最高波高

波高計によって得られた結果から各測定点における最大振幅値を読み取り、その最大値と入射波高との比を縦軸に、大阪湾を橢円と考えてその中心を原点とし長軸(湾軸)から左右の各地点の角度(右回りを正とする)を横軸にとり、大防波堤の有無に分けて、表示したものが表-5.3、5.4 であり、周期別にプロットして図示したのが、図-5.13、図-5.14 である。図から大阪湾水域に侵入してきた長周期波の最大波高が各地点でどのように変化するかがわかる。大体の傾向として各地点での最大振幅比曲線は入射波形に関係なく殆ど同じ傾向をとり、まず防波堤を設置しない場合、神戸での最大波高が入射波高と同じ位で殆ど水位の異常上昇が生じることなく、内海右、左の両測定地点でもせいぜい 1.4 倍位である。ところが、西宮へ来ると急にこの比が高くなり 3~3.4 倍で大阪では意外に小さく平均 1.5 倍である。堺での値は少し散らばりがあるが、大体 1.8~3 倍である。

一方、大防波堤を設置した場合には、内海左、右共、前とほぼ同じ値をとり、神戸においてはむしろ防波堤のない場合より大きく最大波高が 2.50m 位にもなるが陸岸に遡上するには至らず、また西宮においては波高比は 3~4 倍にもなり第 1 波の水位上昇時間は、先の場合に比して 20 分位長く水位上昇は緩慢になる。大阪の最大振幅比は 2~2.6 倍で最大波高が 2.50m 位になる。ただ、堺における諸値が以外に大きく 4 倍に達している。

### b) 長周期波の波長と防波堤効果との関係

横軸は前と同様で縦軸に最大振幅比  $R_p' / R_p$  をとる。ここに  $R_p'$  は大防波堤がない場合の測定点 P における最大波高に対する入射波高の比を表し、 $R_p$  は同じ測定地点で大防波堤を設置した場合の最大振幅比である。従って、 $R_p' / R_p > 1.0$  の場合、長周期入射波に対する防波堤が有効に働いたといいう。その結果は図-5.15 のごとくになった。同図は、波長の異なった色々の波に対する大防波堤効果を大阪湾内各沿岸地点ならびに水域内地点でどのように変化するかを示したものである。これによると遡へい水域内の内海右、左両地点付近、西宮港は、おおむね良好な結果が出ている。神戸での比が防波堤を設けたためにかえって非常に悪い方に出ているが、最大波高の絶対値が小さいのであまり問題にならないものと思われる。このことは、大阪港の場合にも適用できる。しかしながら、堺港においては、異常最大波高の絶対値が大きく、図-5.15 の防波堤効果の点から判断して極めて都合の悪い結果が出ている。

### c) 同時水位変化曲線

図-5.16～5.19 は大防波堤を設置しない場合、図-5.20～5.23 は、大防波堤を設置した時の同時水位変化曲線を表す。縦軸には 10 分毎の各測定地点での波高を記してあり、これによってあらましの大阪湾沿岸に沿う水位変化の様相がわかる。

大防波堤がないとき、内海右一内海左一堺の line を結んでみると、極めて興味ある現象を見出した。即ち、丁度、神戸港を節とし、堺港付近で腹となった状態のはっきりとした横振動の現象が惹起されていてその周期はおよそ 60～80 分位である。

一方、大防波堤を設置すると、先の場合とは違って神戸と堺において振動の腹の状態が現れ、遮へい水域内の内海右地点付近で節となった、単節の Seiche が見られる。この時の観測周期はおよそ 80～100 分である。なお、両者の場合での最高波高時の時差は、大防波堤を設置すると 10 分位遅れるようである。

#### d) 水粒子の移動

水粒子の水平方向の移動を 8mm、及び 16mm 撮影機で写したフィルムを映写機にかけ白紙上での浮子の動きを追跡し、水粒子の流跡線図を作成した。図-5.24 は防波堤を設置しない場合の流跡線、図-5.25 は防波堤を設置した場合の流跡線の 1 例を示している。

まず、大防波堤を設置しない場合の沖合の様子をみると、粒子の移動は押波より引波による移動の方が大きくなっている。多くの粒子の軌跡が相似な形をなしている。そしてその軌跡は、第一波に関する限り、大体 loop 形状をなしている。そして地形等高線、即ち波峰線に直交しているようである。防波堤など沿岸構造物付近では、それらに沿う流れが顕著に見られる。大阪港内などの小さい閉塞状水域内での水粒子の動きはかなり複雑である。さて、大防波堤を設置した時、開口部付近の海域が押波、引波の際相当乱されることがわかった。これは開口部付近において入射波の襲来時に流れによる負の反射が生じたりして、水の出入りのため、その部分にあたる海域が乱れ、大きな渦を巻くためである。堺港沖の大防波堤末端においても、長周期波が回りこんでくるためかなりの流速が生じている。一方、西宮付近の埋立地沖と大防波堤間の水域においては、水位の上昇も緩慢で水粒子の動きをみると、内海右付近の地点が振動の節のような状態の水域となっている。大阪港内などの閉塞した水域内の水粒子の動きは緩慢になっている。一般的にいって、これら二つの図から大防波堤によって、開口部付近を除けば湾内の各水域の水実質の流動が減少することが明らかにわかる。

### 7 節 大防波堤内の Seiche について

大防波堤内水域海面の周期的な運動に限らず、暴風、地震、津波、吹送流等によって起こされる異常潮位の現象は、その水域内の固有振動と密接に関係し、この解明には自由振動の周期、振幅分布等をあらかじめ知る必要が生じてくる。

また、第 6 節で既述のとおり、大防波堤を設置した場合、神戸と堺において振動の腹の状態が現れ、遮へい水域内の内海右地点付近で節となった単節の Seiche 振動が観測されている。このとき、長周期波が入射してきた過渡期においての観測周期はおよそ 80~100 分であり、その後に大防波堤内水域の固有振動と思われる、40 分くらいの周期が持続している。ここでは、大防波堤内水域を深さが沿岸境界に向かって放物線的に変化する平面状の半円形を考え、この大防波堤内水域の自由振動の周期と振幅分布等を求め、この結果からはたして第 5 節の観測結果の通り、堺、神戸での異常潮位が Seiche 運動によるものかどうかを検討する必要がある。

そのため、まず計算の便宜上、角速度  $\omega$  で回転している平面状の半円水域を考える。(図-5.26 参照)この場合の運動方程式及び連続方程式は、次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= -\frac{\partial(hu)}{\partial x} - \frac{\partial(hv)}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

運動が時間に関して調和的であるならば、時間項は  $e^{j\omega t}$  であるので、式 (5.1) は

$$\left. \begin{aligned} j\sigma u - 2\omega v &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ j\sigma v + 2\omega u &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ j\sigma \zeta &= -\frac{\partial(hu)}{\partial x} - \frac{\partial(hv)}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

となる。極座標  $(r, \theta)$  を導入し、記号  $\xi, \eta$  が変形ベクトルに沿う変位及び半径ベクトルに垂直な変位を表わすものとすれば、 $\xi = j\sigma \zeta$ ， $\eta = j\sigma \eta$  であるから、式 (5.2) は次式に等しくなる。

$$\left. \begin{array}{l} \sigma^2 \xi + 2j\omega \sigma \zeta = g \frac{\partial \zeta}{\partial r} \\ \sigma^2 \zeta - 2j\omega \sigma \xi = g \frac{\partial \zeta}{r \cdot \partial \theta} \\ \zeta = -\frac{\partial(h\xi r)}{r \cdot \partial r} - \frac{\partial(h\xi)}{r \cdot \partial \theta} \end{array} \right\} \quad (5.3)$$

したがって、

$$\left. \begin{array}{l} \xi = \frac{g}{\sigma^2 - 4\omega^2} \left( \frac{\partial}{\partial r} - \frac{2j\omega}{\sigma} \frac{\partial}{r \cdot \partial \theta} \right) \zeta \\ \eta = \frac{jg}{\sigma^2 - 4\omega^2} \left( \frac{2\omega}{\sigma} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{j}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \zeta \\ \zeta = -\frac{\partial(hr\xi)}{r \cdot \partial r} - \frac{\partial(h\eta)}{r \cdot \partial \theta} \end{array} \right\} \quad (5.4)$$

大防波堤内水域の深さの分布を、

$$h = h_0 \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \quad (5.5)$$

とし、中心で最深で沿岸周辺に向かって徐々に傾いている半径  $a$  の水域を表わしている。この  $h$  の値を式 (5.4) に代入し、 $\xi$  および  $\eta$  を消去すると次式を得る。

$$4\rho(1-\rho) \frac{d^2 \zeta}{d\rho^2} + 4(1-2\rho) \frac{d\zeta}{d\rho} - \frac{(1-\rho)\zeta^2}{\rho} \zeta + \left( \kappa^2 - \frac{4\omega s}{\sigma} \right) \zeta = 0 \quad (5.6)$$

ただし、

$$\rho = \frac{r^2}{a^2} \quad , \quad \kappa^2 = \frac{(\sigma^2 - 4\omega^2)}{gh_0} a^2$$

そして、 $\zeta$  は  $\cos s\theta$  か  $\sin s\theta$  について変化するものとする。式 (5.6) に、 $\zeta = \rho^{\frac{s}{2}} \cdot Z$  を代入すると、

$$\rho(1-\rho)Z'' + \{(s+1) - \rho(s+2)\}Z' + \frac{1}{4} \left( \kappa^2 - 2s - \frac{4\omega s}{\sigma} \right) Z = 0 \quad (5.7)$$

ここで上式と類似な形の方程式を考える。

$$\rho(1-\rho)Z'' + \{(s+1) - (s+2)\rho\}Z' + n(n+s+1)Z = 0 \quad (5.8)$$

これは、丁度、超幾何微分方程式

$$Z(1-Z)\frac{d^2\omega}{dz^2} + \{\gamma - (\alpha + \beta + 1)z\}\frac{d\omega}{dz} - \alpha \cdot \beta \cdot \omega = 0$$

での解  $\omega = F(\alpha, \beta; \gamma; z)$  に対応しているので

$\gamma = s + 1, \beta = -n, \alpha = n + s + 1$  とおくと、式 (5.8) なる方程式の解は、

$$Z = \zeta_n^s = F(s + n + 1, -n, s + 1, \rho) \quad (5.9)$$

あるいは、Riemann の記号で

$$Z = P \begin{Bmatrix} 0, 1, \infty \\ 0, 0, n + s + 1, z \\ s, 0, -n \end{Bmatrix} \quad (5.10)$$

で表示できる。

$\zeta_n^s$  は  $n$  が正の整数ならば、 $s$  のあらゆる正の値に対して、 $0 \leq \rho \leq 1$  で有効な (5.8) の解となっている。適当な条件の下において、 $\rho$  についての任意関数は  $\rho = 0$  から  $\rho = 1$  まで妥当な級数に展開せしめることができる。即ち、

$$f(\rho) = \sum_n A_n^s \cdot Z_n^s(\rho) \quad (5.11)$$

ただし、

$$A_n^s = \frac{(s + 2n + 1) \cdot \Gamma^2(s + n + 1)}{\Gamma^2(n + 1) \cdot \Gamma^2(s + 1)} \int_0^1 \rho^s \cdot f(\rho) \cdot Z_n^s d\rho \quad (5.12)$$

ここで特に、 $\rho^p$  は  $p$  の任意の正の値に対して上式のように展開される。 $p$  が正の整数である時、級数は有限となる。

(5.12) を適用すると、

$$\rho^p = \sum_n A_n^s \cdot Z_n^s \quad (5.13)$$

$$A_n^s = (-1)^n \frac{p(p-1)(p-2) \cdots (p-n+1)}{n!} \times \frac{\Gamma(s+n+1) \cdot \Gamma(p+s+1) \cdot (2n+s+1)}{\Gamma(s+1) \cdot \Gamma(s+n+p+2)} \quad (5.14)$$

式 (5.13) なる級数に  $\rho^{\frac{s}{2}}$  を乗じると、次式を得る。

$$\rho^\nu = \sum_n A_n^s \cdot \rho^{\frac{s}{2}} Z_n^s \quad (5.15)$$

$$\text{ただし, } \nu = p + s/2$$

$0 < \theta < \pi$  なる領域で、次の展開式が成り立つ。

$$e^{js\theta} - e^{-js\theta} - \frac{4sj}{\pi} \sum_n \frac{1}{s^2 - n^2} (e^{jn\theta} + e^{-jn\theta}) = 0 \quad (5.16)$$

$s, n$  は整数であって、 $s - n$  は奇数とする。任意定数を  $A_s$  とし、 $\rho^{\frac{s}{2}}$  を式 (5.16)

の両辺に乘じ、式 (5.15) から得られるように  $\sum_\nu A_\nu^n(s) \cdot Z_\nu^n \cdot \rho^{\frac{n}{2}}$  によってそれを後者の項と置き換える。

すると、 $0 < \theta < \pi, 0 < \rho < 1$  で

$$\sum_n E_s \left\{ \rho^{\frac{s}{2}} \cdot (e^{j\theta} - e^{-j\theta}) - \frac{4sj}{\pi} \sum_n \frac{1}{s^2 - n^2} (e^{jn\theta} + e^{-jn\theta}) \rho^{\frac{n}{2}} \cdot \sum_\nu A_\nu^n(s) \cdot Z_\nu^n \right\} = 0 \quad (5.17)$$

が成立する。次式の operator を式 (5.17) の各項に適用するならば、

$$4\rho(1-\rho) \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + 4(1-2\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1-\rho}{\rho} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{4j\omega}{\sigma} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} + \kappa^2$$

その結果として次式が得られる。

$$\begin{aligned} \zeta = & \sum_s E_s \left[ \frac{\rho^{\frac{s}{2}} \cdot e^{js\theta}}{\kappa^2 - \frac{4\omega s}{\sigma} - 2s} - \frac{\rho^{\frac{s}{2}} \cdot e^{-js\theta}}{\kappa^2 + \frac{4\omega s}{\sigma} - 2s} \right. \\ & \left. - \frac{4sj}{\pi} \sum_n \frac{1}{s^2 - n^2} \sum_\nu \left\{ \frac{\rho^{\frac{n}{2}} \cdot A_\nu^n(s) \cdot Z_\nu^n \cdot e^{-jn\theta}}{\kappa^2 - \frac{4\omega s}{\sigma} - 2n - 4\nu(n+\nu+1)} + \frac{\rho^{\frac{n}{2}} \cdot A_\nu^n(s) \cdot Z_\nu^n \cdot e^{-jn\theta}}{\kappa^2 + \frac{4\omega s}{\sigma} - 2n - 4\nu(n+\nu+1)} \right\} \right] \end{aligned} \quad (5.18)$$

式 (5.18) は  $E_s$  の全ての値に対して (5.8) を満足し、 $E$  の各係数は半円形水域のいたるところで収斂し、 $\rho = 1$  なる沿岸境界でも有限な値をとる。この  $E$  を

決定する最後の条件式は、大防波堤面  $\theta=0, \pi$  を横切る流速が 0 ということである。

即ち、式 (5.4) から

$$\theta=0, \pi \quad \text{で} \quad \left( \frac{2\rho}{\sigma/2\omega} \frac{\partial}{\partial \rho} - j \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \zeta = 0$$

そのとき、

$$\begin{aligned} & \sum_{s \text{ odd}} E_s \left\{ \frac{s \left( \frac{2\omega}{\sigma} + 1 \right) \rho^{\frac{s}{2}} - s \left( \frac{2\omega}{\sigma} - 1 \right) \rho^{\frac{s}{2}}}{\kappa^2 - \frac{4\omega s}{\sigma} - 2s} \right\} \\ & - \sum_{s \text{ even}} E_s \cdot \frac{4sj}{\pi} \left\{ \sum_{n \text{ odd}} \frac{1}{s^2 - n^2} \cdot \rho^{\frac{n}{2}} \cdot \sum_{\nu} [B_{\nu}^n(s) + B_{\nu}^{-n}(s)] \rho^{\nu} \right\} = 0 \\ & \sum_{s \text{ even}} E_s \left\{ \frac{s \left( \frac{2\omega}{\sigma} + 1 \right) \rho^{\frac{s}{2}} - s \left( \frac{2\omega}{\sigma} - 1 \right) \rho^{\frac{s}{2}}}{\kappa^2 - \frac{4\omega s}{\sigma} - 2s} \right\} \\ & - \sum_{s \text{ odd}} E_s \cdot \frac{4sj}{\pi} \left\{ \sum_{n \text{ even}} \frac{1}{s^2 - n^2} \cdot \rho^{\frac{n}{2}} \cdot \sum_{\nu} [B_{\nu}^n(s) + B_{\nu}^{-n}(s)] \rho^{\nu} \right\} = 0 \end{aligned} \tag{5.19}$$

ただし、

$$\begin{aligned} B_0^n(s) &= n \left( \frac{2\omega}{\sigma} + 1 \right) \left\{ \frac{A_0^n(s)}{\kappa^2 - \frac{4\omega s}{\sigma} - 2n} + \frac{A_1^n(s)}{\kappa^2 - \frac{4\omega s}{\sigma} - 2n - 4(n+2)} + \dots \right\} \\ B_0^{-n}(s) &= n \left( \frac{2\omega}{\sigma} - 1 \right) \left\{ \frac{A_0^n(s)}{\kappa^2 + \frac{4\omega s}{\sigma} - 2n} + \frac{A_1^n(s)}{\kappa^2 + \frac{4\omega s}{\sigma} - 2n - 4(n+2)} + \dots \right\} \end{aligned}$$

(5.19) 式において  $E$  を消去すると固有振動の周期  $2\pi/\sigma$  を決定する方程式が得られる。これによって単節 Seiche の固有振動周期  $T \doteq 40$  分が得られ、水域内各

地点の水位上昇は次式で示される。

$$\begin{aligned}
 \zeta = & \left\{ \rho^{\frac{1}{2}} \cdot e^{j\theta} (-9.078 + 0.001z_i) + \rho^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\theta} (-9.105 + 0.001z_i) + \right. \\
 & \rho^{\frac{3}{2}} \cdot e^{3j\theta} (0.006 + 0.001z_1^3) + \rho^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-3j\theta} (0.005 + 0.001z_1^3) + j(-0.425 - 0.085z_1^0 - 0.005z_2^0) \\
 & + j\rho \cdot e^{2j\theta} (-0.248 - 0.020z_1^2 - 0.008z_2^2) + j\rho e^{-2j\theta} (-0.266 - 0.020z_1^2 - 0.008z_2^2) + \\
 & \left. j\rho^2 e^{4j\theta} (-0.020 - 0.009z_1^4 - 0.008z_2^4) + j\rho^2 e^{-4j\theta} (-0.019 - 0.010z_1^4 - 0.008z_2^4) \right\} e^{j\theta t} \\
 \end{aligned} \tag{5.20}$$

半円形水域での振動の振幅分布の状況を示すために、任意時刻における波形を示すと図-5.27のごとくになり、丁度、半円形を二分する中心線上に節が生じ、防波堤端において最大振幅を生ずるような振幅分布状態を示し、本計算は実験結果の神戸と堺において振動の腹の状態があらわれ、遮へい水域内の内海右地点付近で節となつた単節の Seiche 振動の惹起性を裏付けている。

## 8 節 結 論

以上、各測定結果の資料をもとにして各地点の擾乱の様子を見てきたが、防波堤設置によってその開口部からの長周期波の質量輸送によって港口付近では極めて顕著な局所的な乱れが生じるという問題点があるけれども、大防波堤内においてはこの港口からの流入エネルギーが速やかに拡散、散逸するため防波堤の無い時に見られたような遮へい水域内での流速の大きな複雑な流れは減少したことが認められる。ただし、堺側の防波堤開口部の影響は港域のかなりの部分に及ぶようである。大防波堤を設置した場合の高潮に対する防禦効果は、上述の測定結果のごとく、高潮波長が長ければ防波堤内外の潮位は同じになるような傾向にあり、その上、湾奥内の各港湾の平面線形によっては入射エネルギーにより大防波堤を設置したためかえって局所的に異常な水位上昇が励起されることがわかった。特に港域両端では横式 Seiche のためかえって都合の悪い結果が出ていて防波堤設置によって必ずしも全沿岸の異常潮位を減少せしめることができないことを示している。

これらの問題は、防波堤の位置、その延長、及び線形と防波堤開口部からの遮へい水域内のエネルギーの散逸の問題とからんでこれからも研究を進める必要がある。

図-5.1

図-5.2

室戸、ジェーン、第二室戸台風の大坂

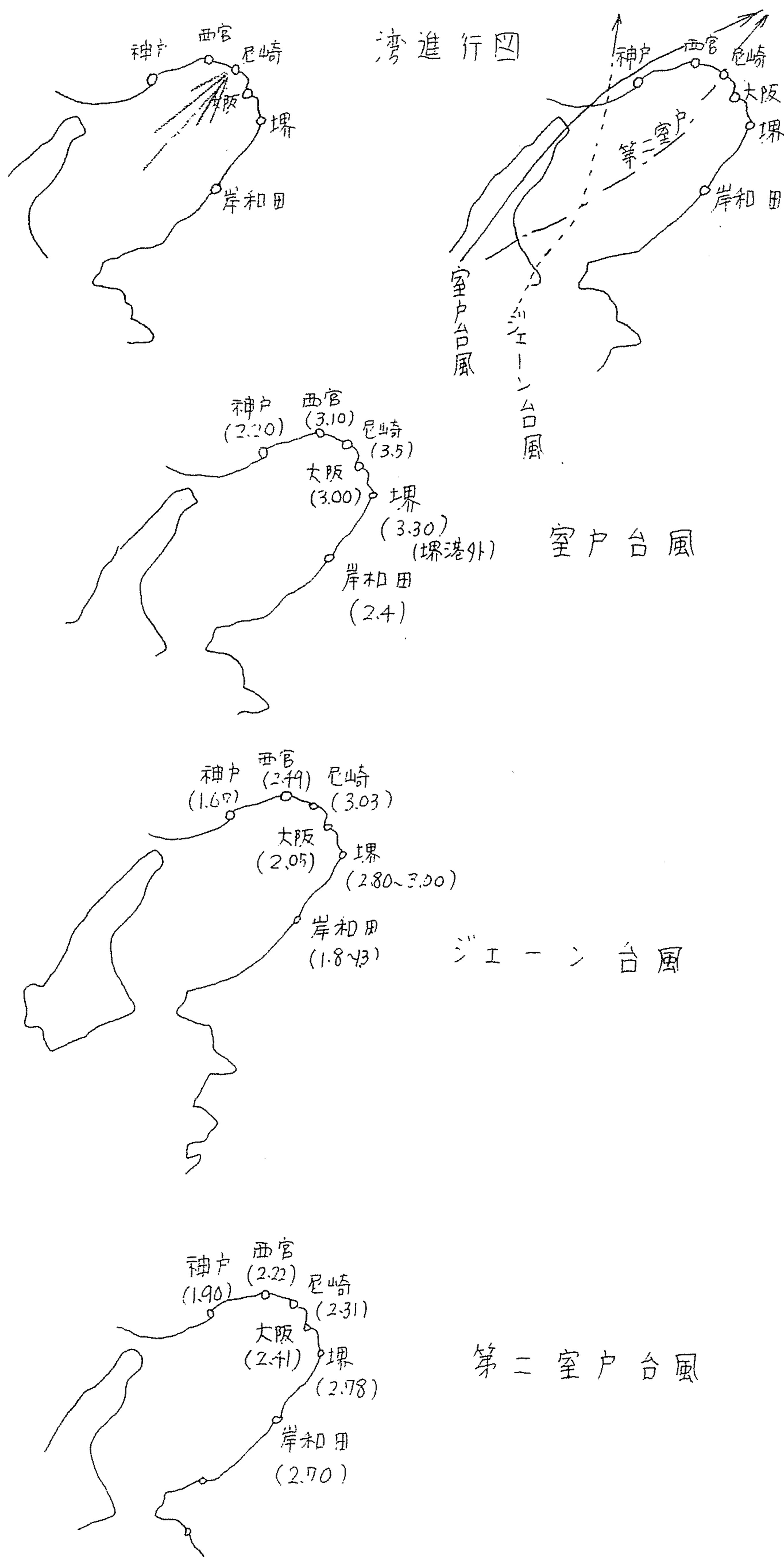
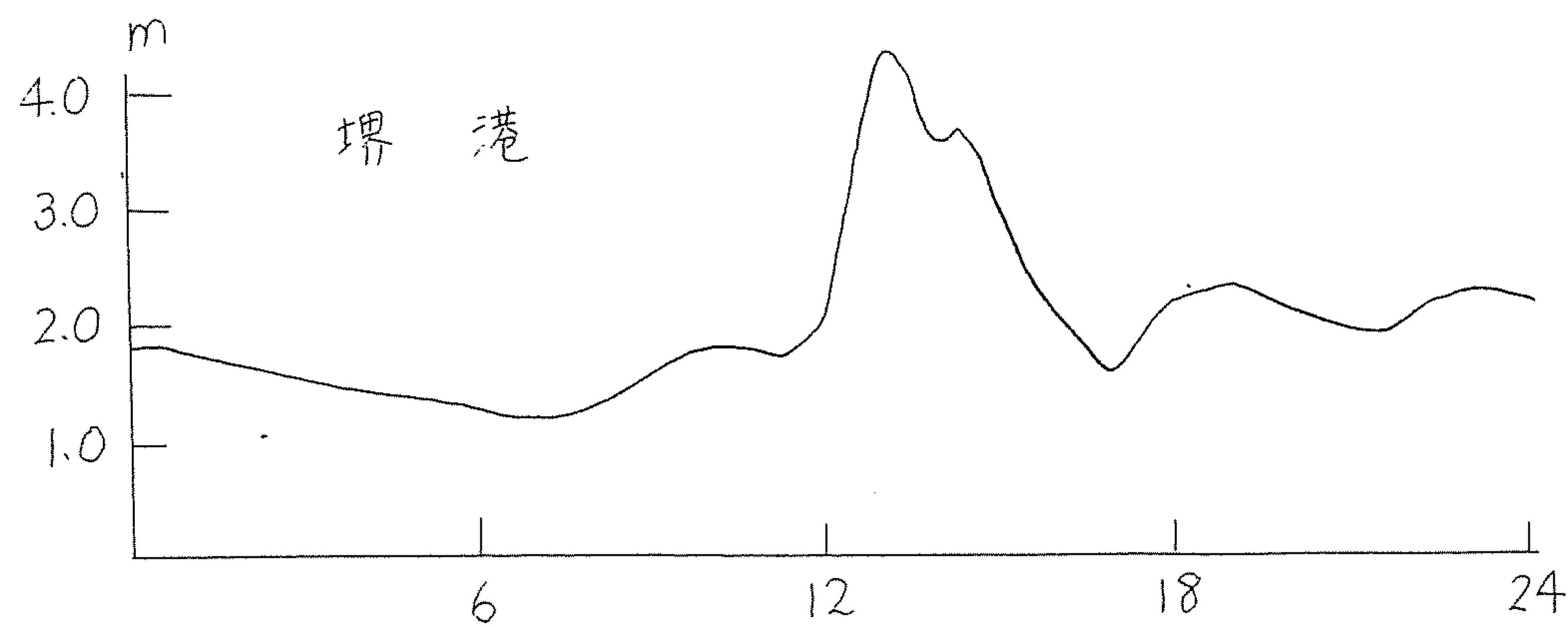
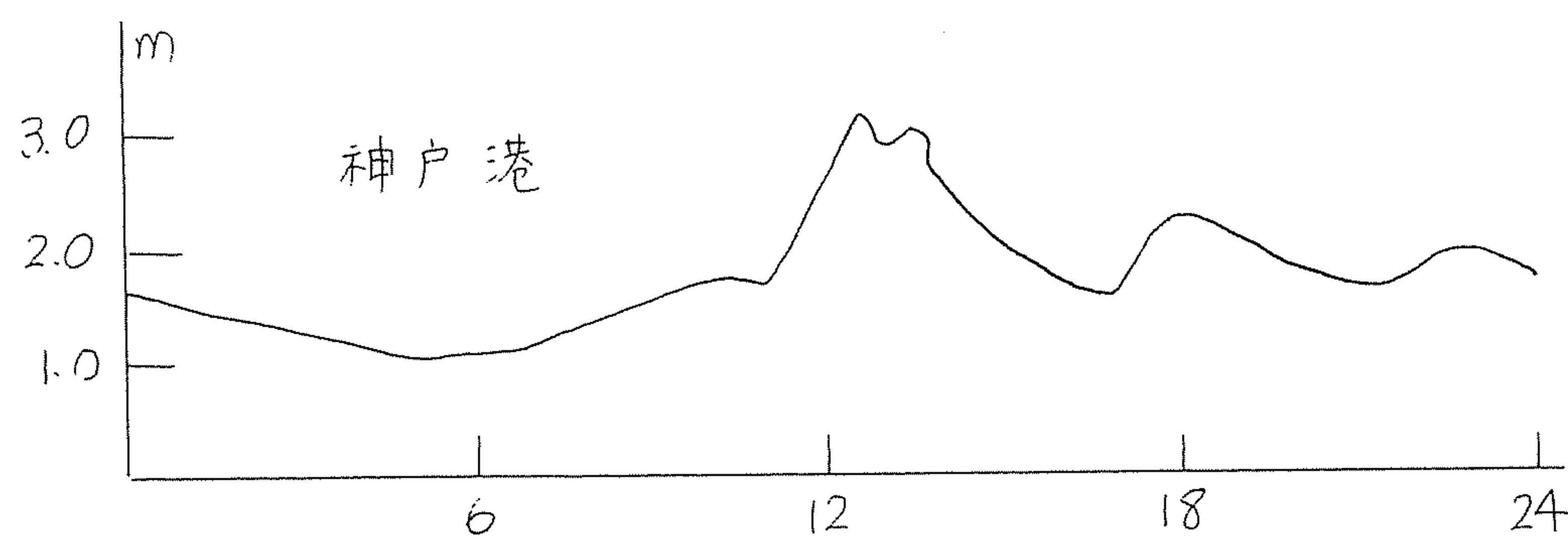
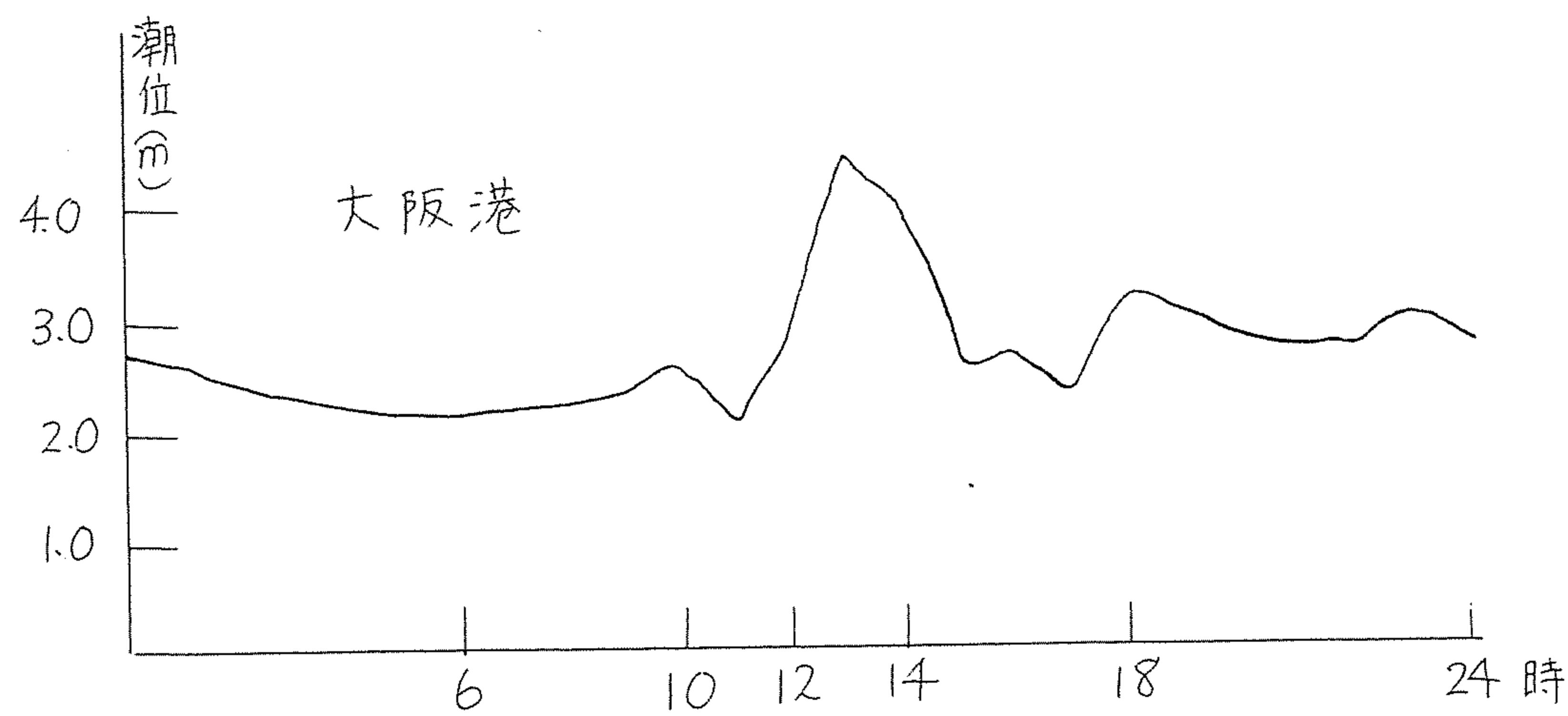


図-5.3

各地点での最大偏差

(m)

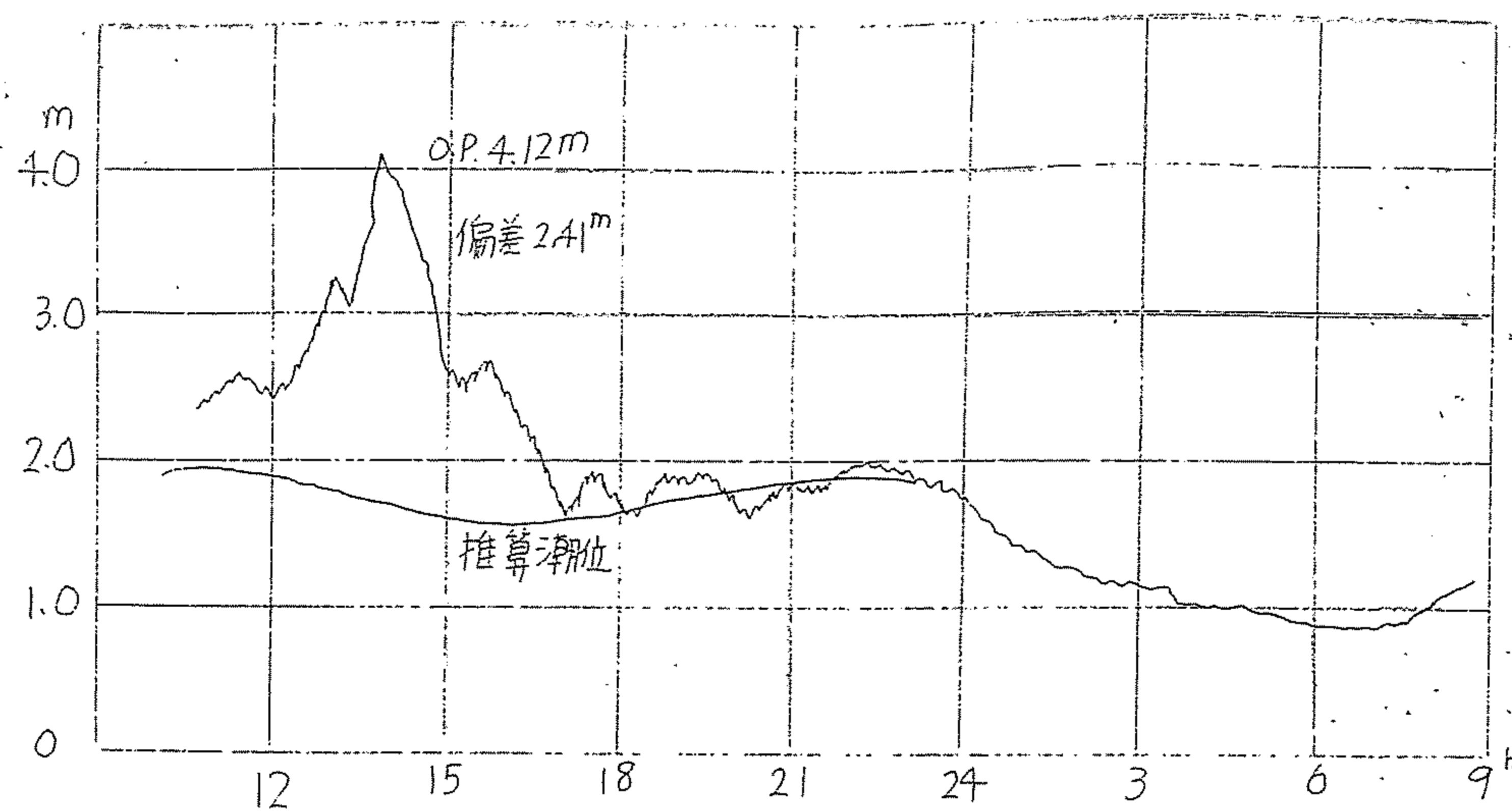


図・5.4

ジェーン台風時の各地の高潮波形

図-5.5

大阪港検潮記録



O.P.

図-5.5

堺港検潮記録

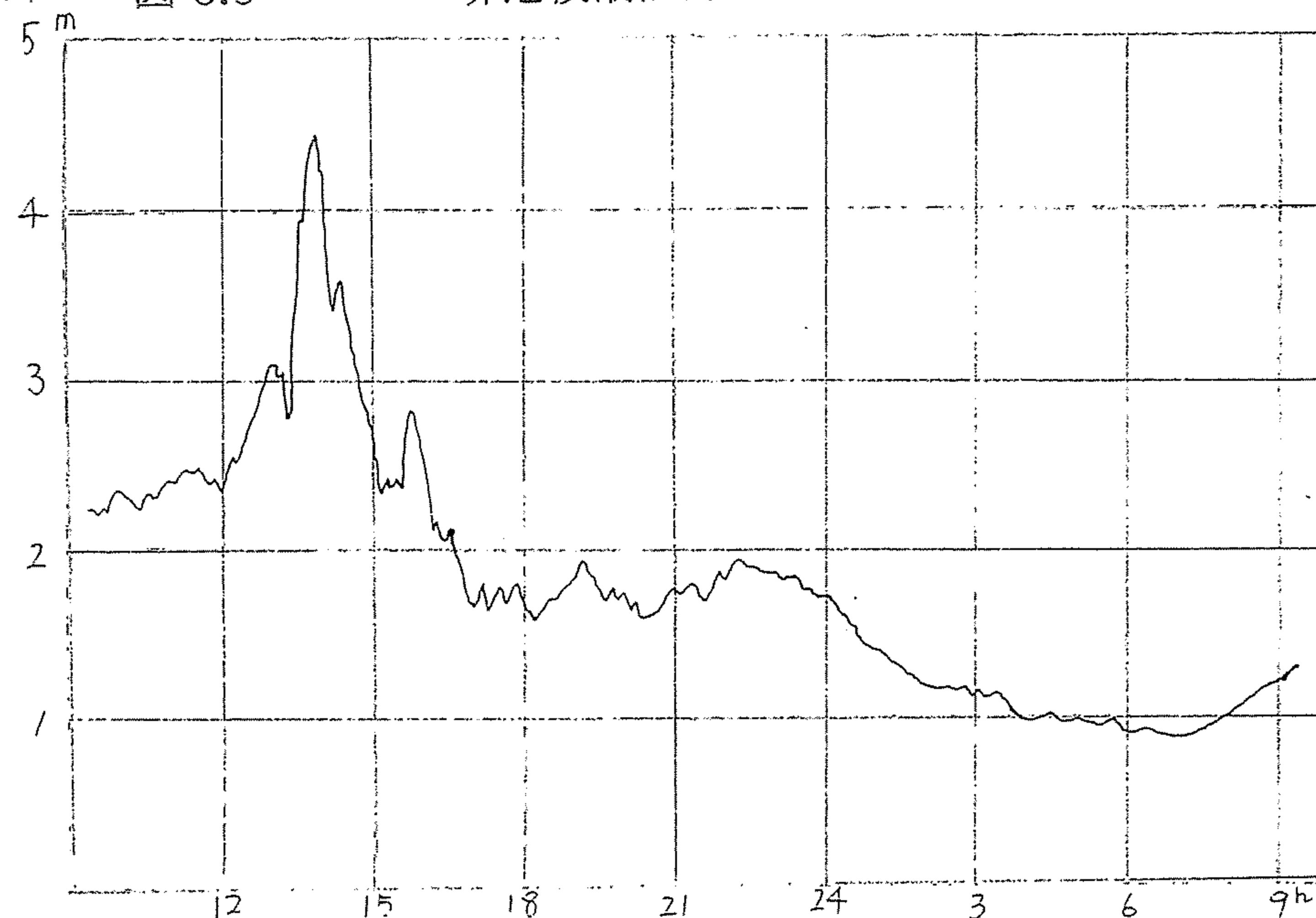
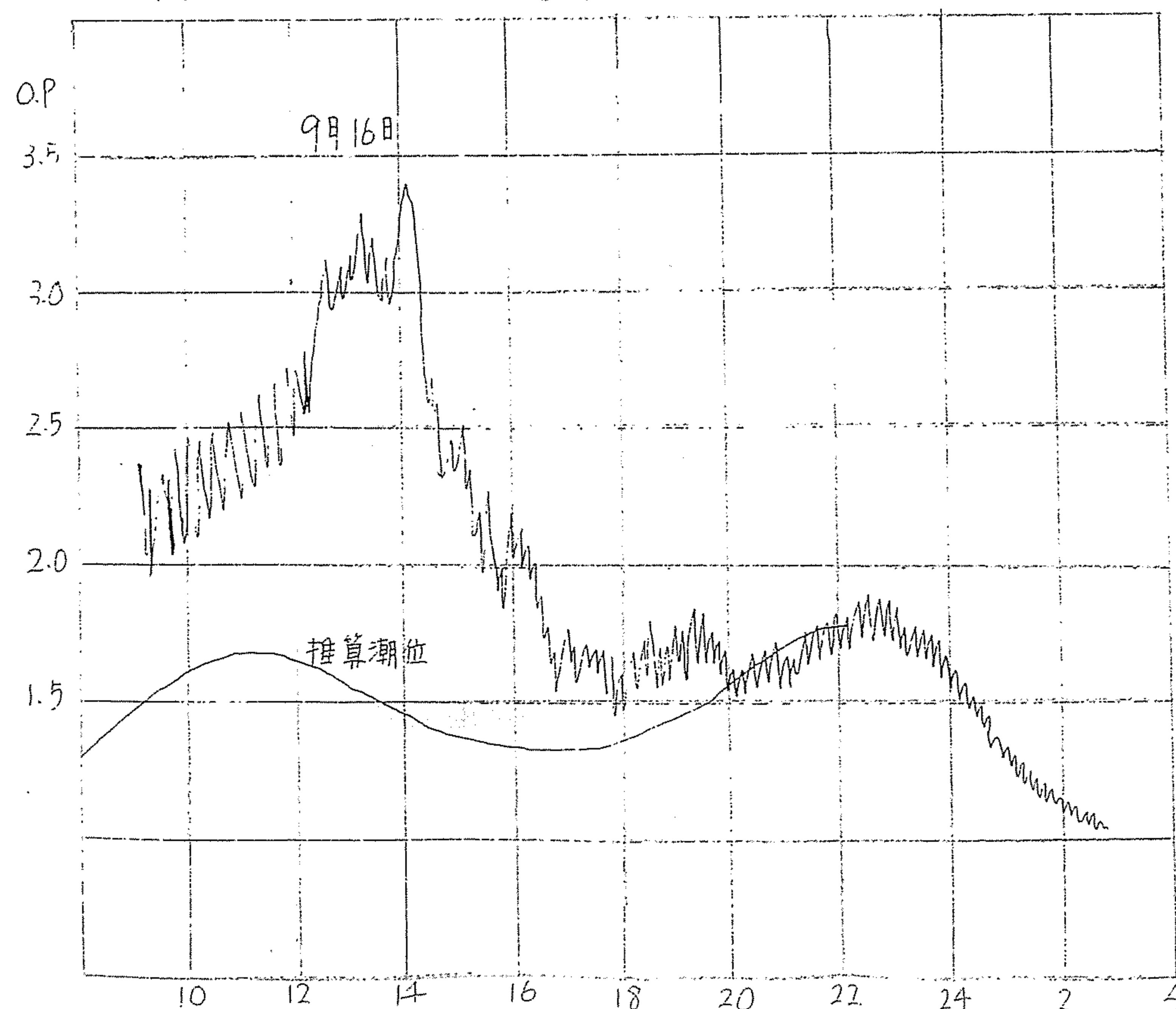


図-5.5

神戸港検潮記録



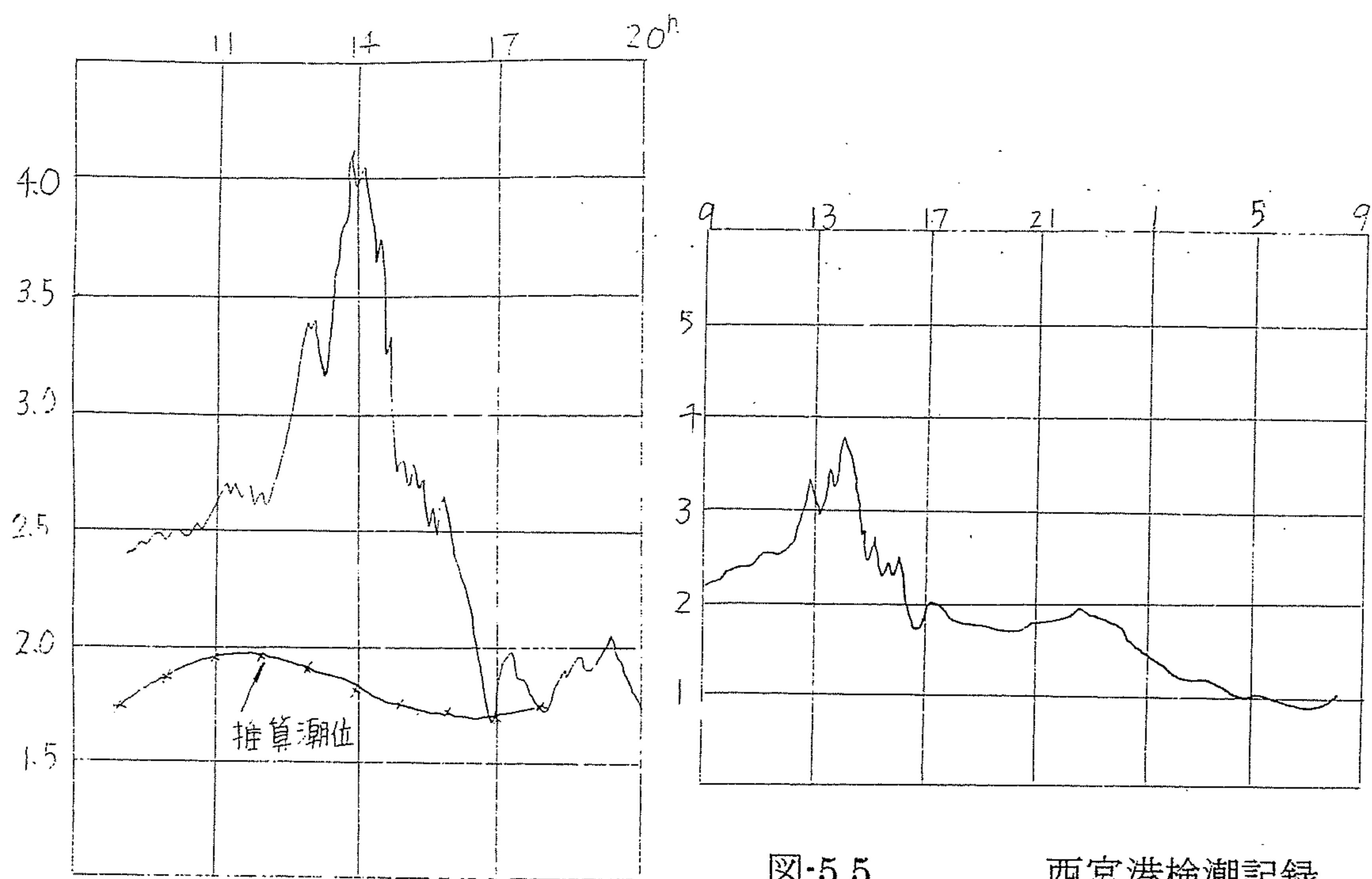


図-5.5 西宮港検潮記録

図-5.5 尼崎港検潮記録

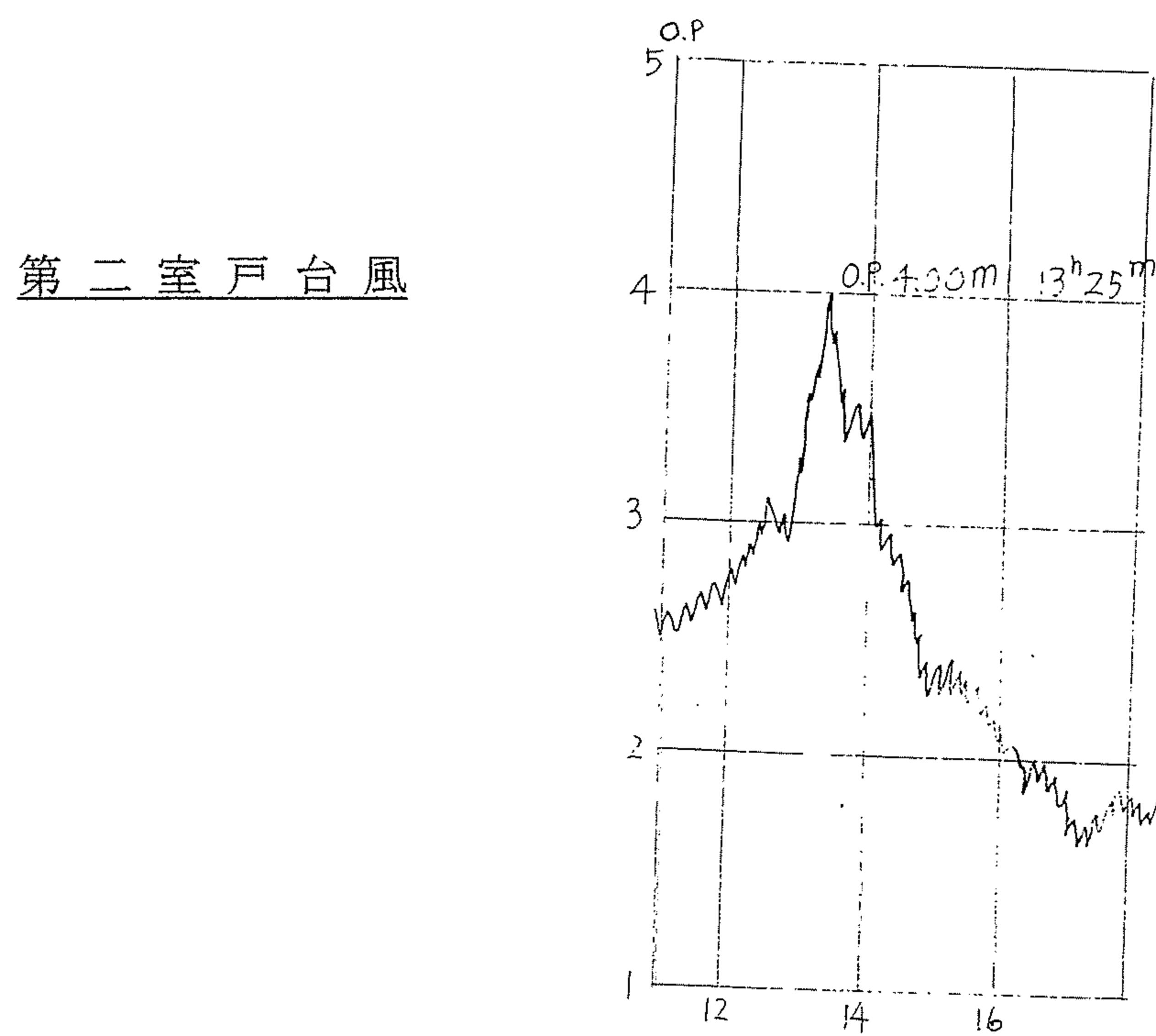


図-5.5 岸和田港検潮記録

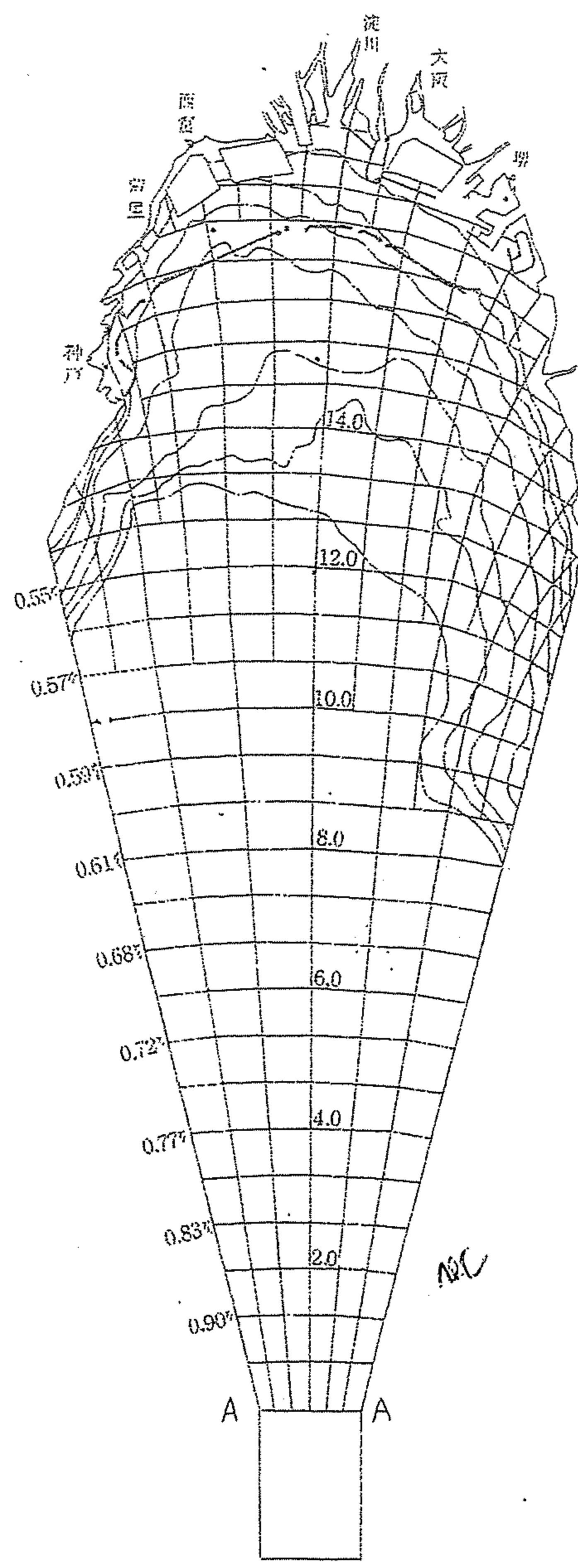


図-5.6 大阪湾長波の屈折図  
(○印は波高計設置地点)

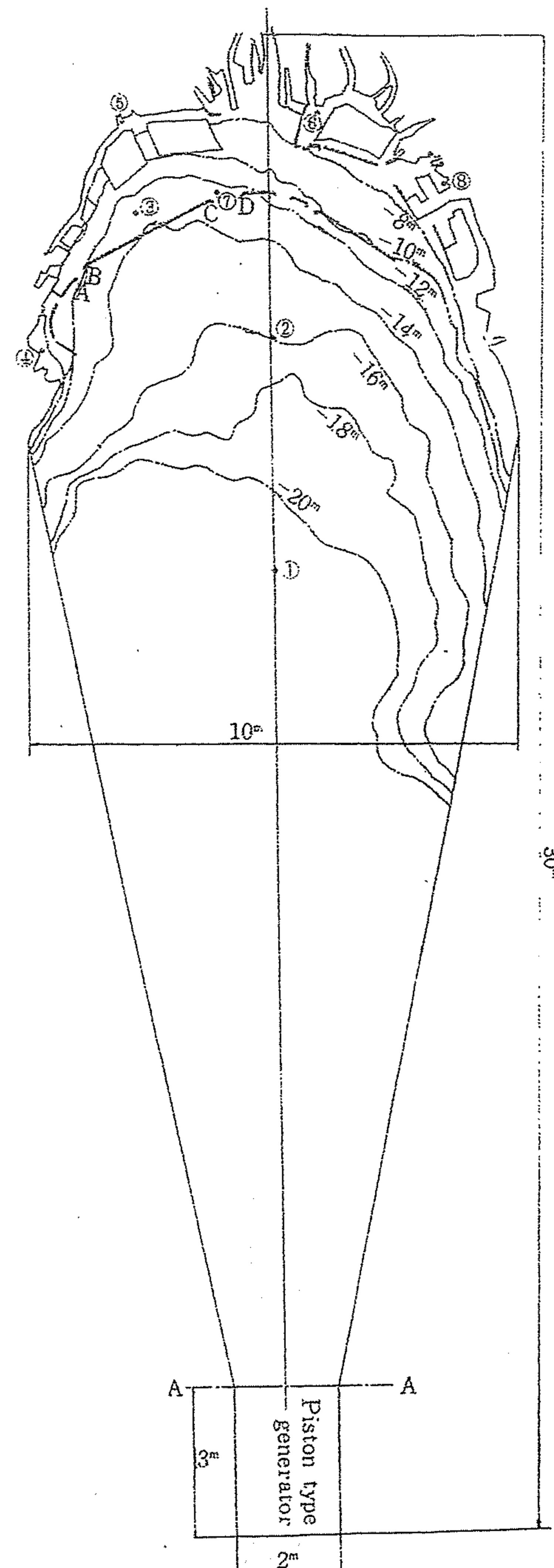


図-5.7 大阪湾模型図

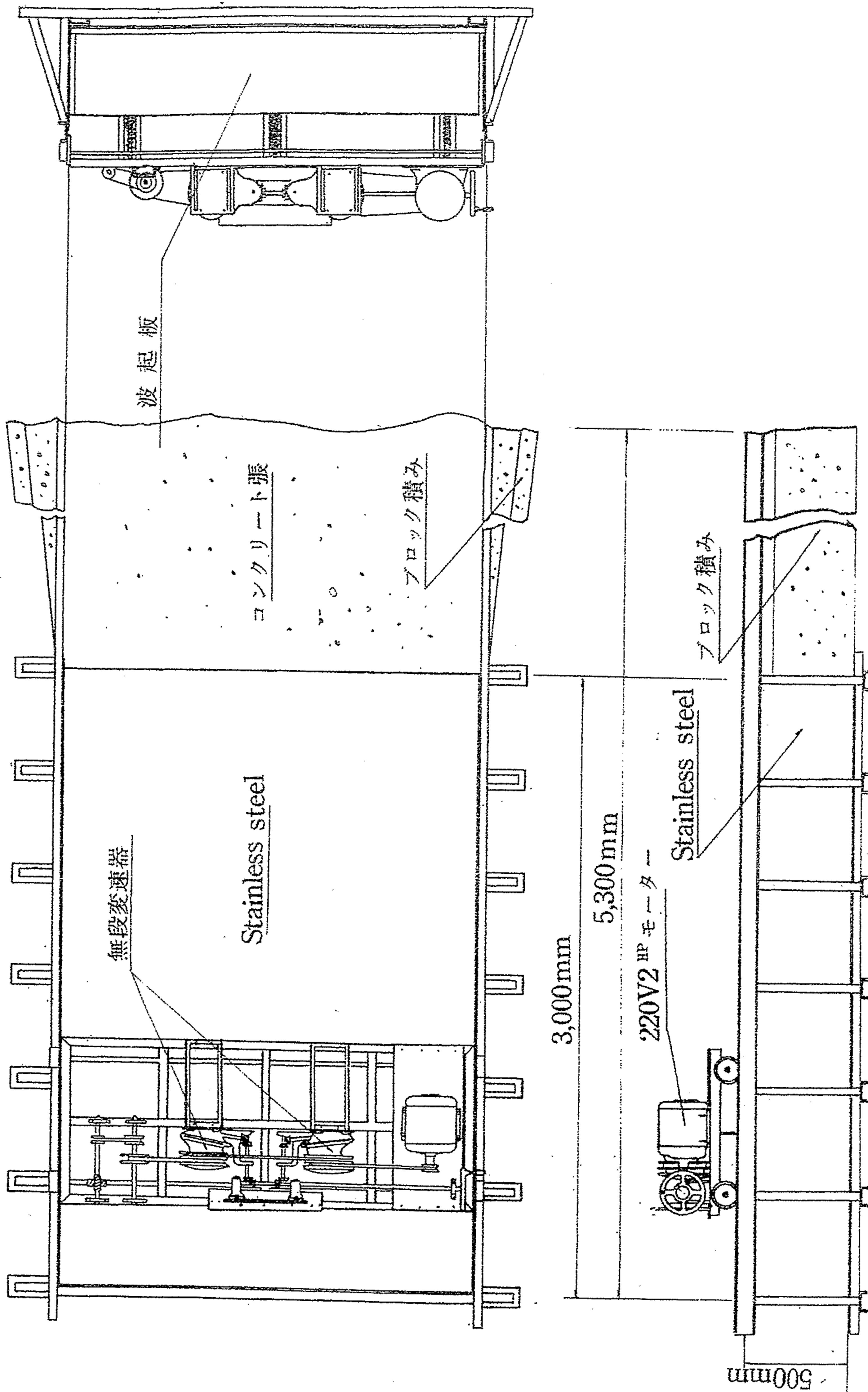
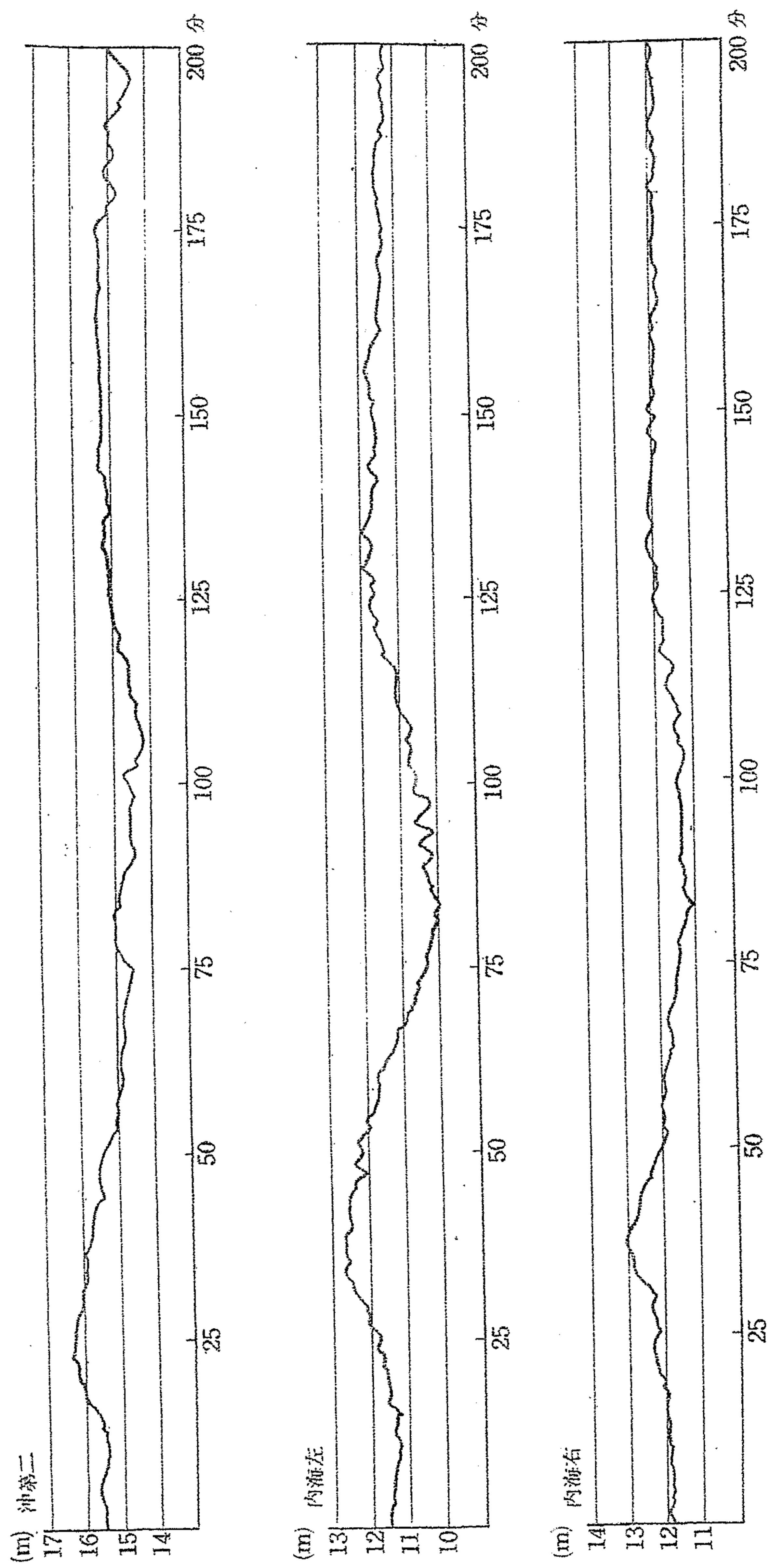
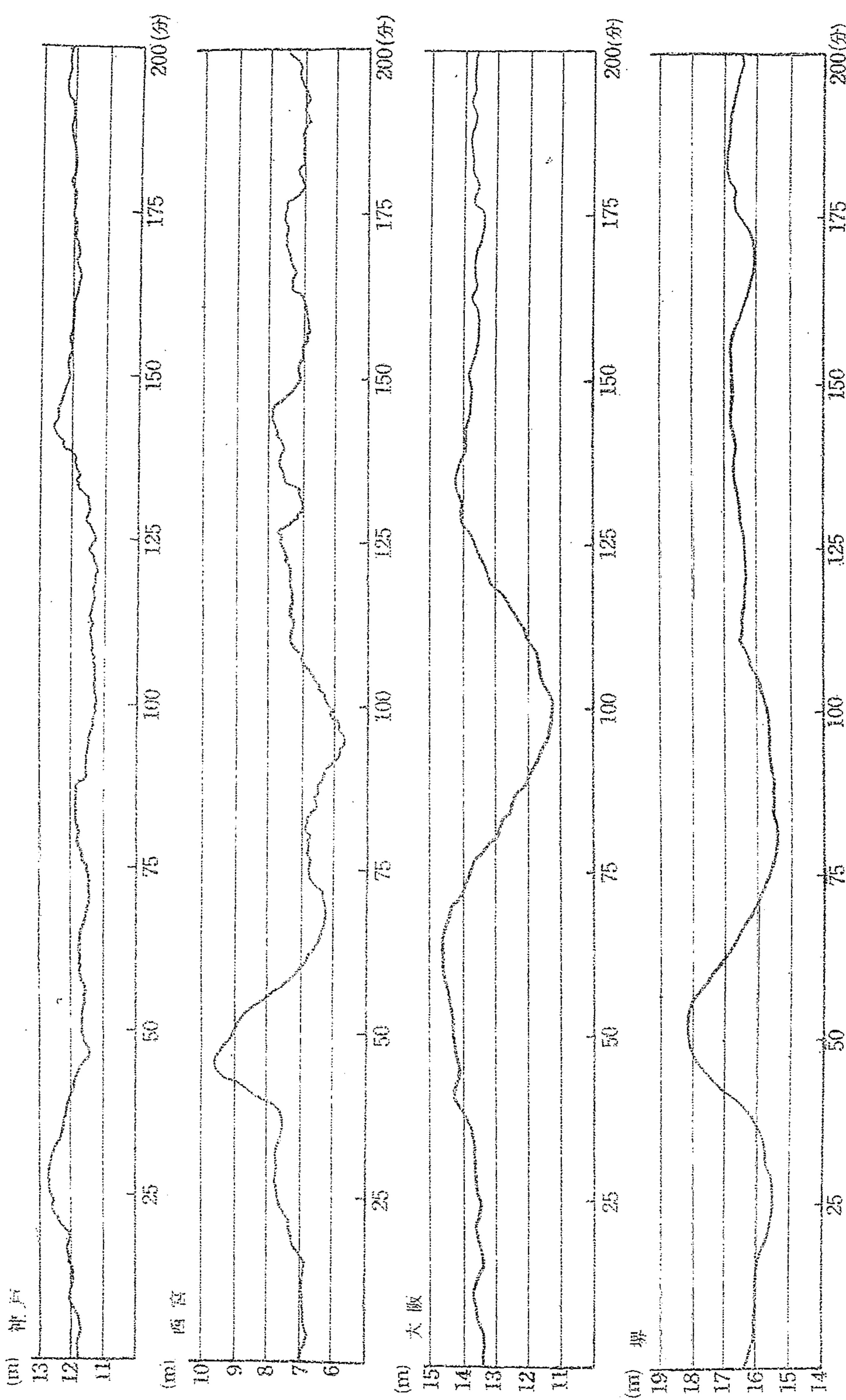


図-5.8 長周期波発生装置



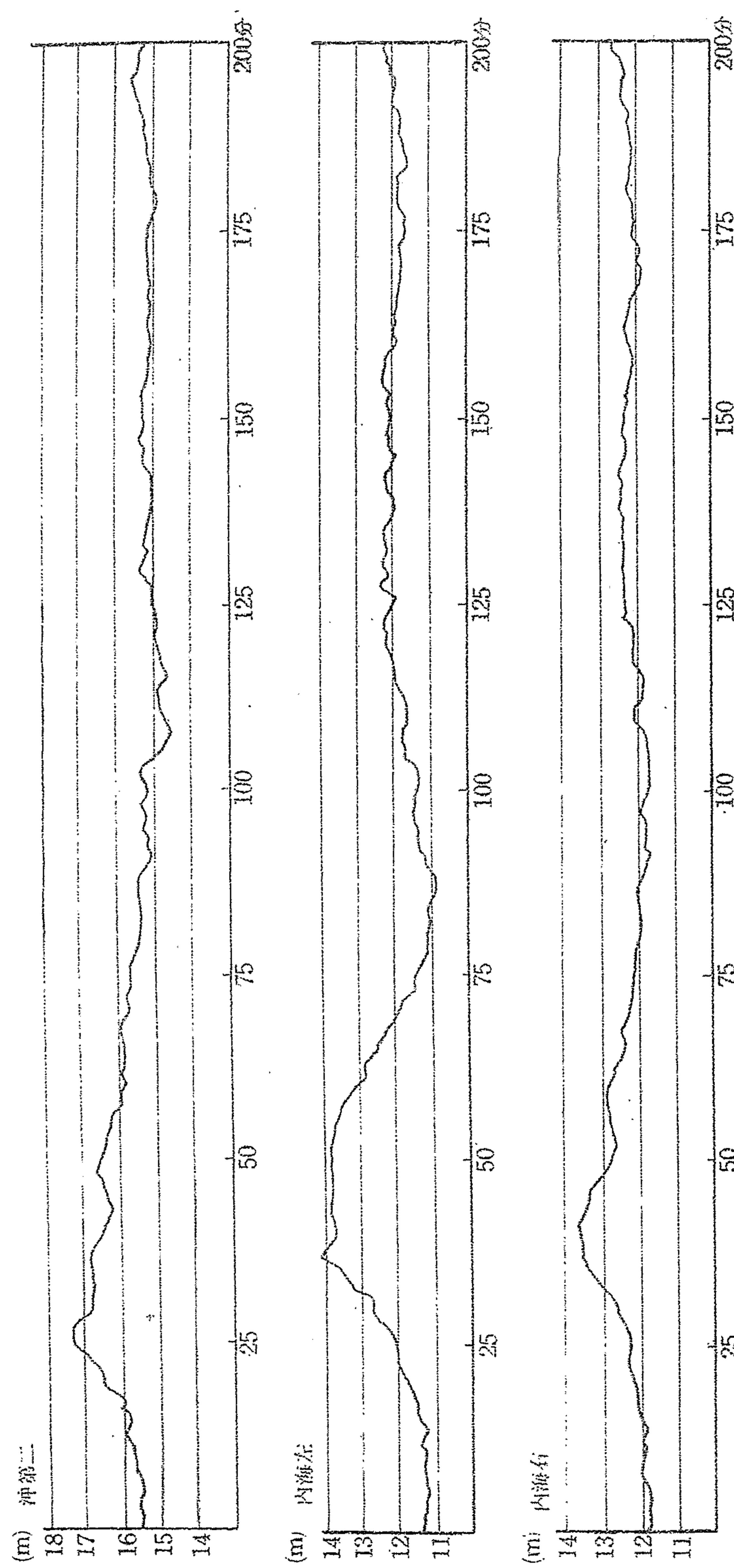
(図31)

図-5.9 防波堤を設置しない場合 (No. 5) - I



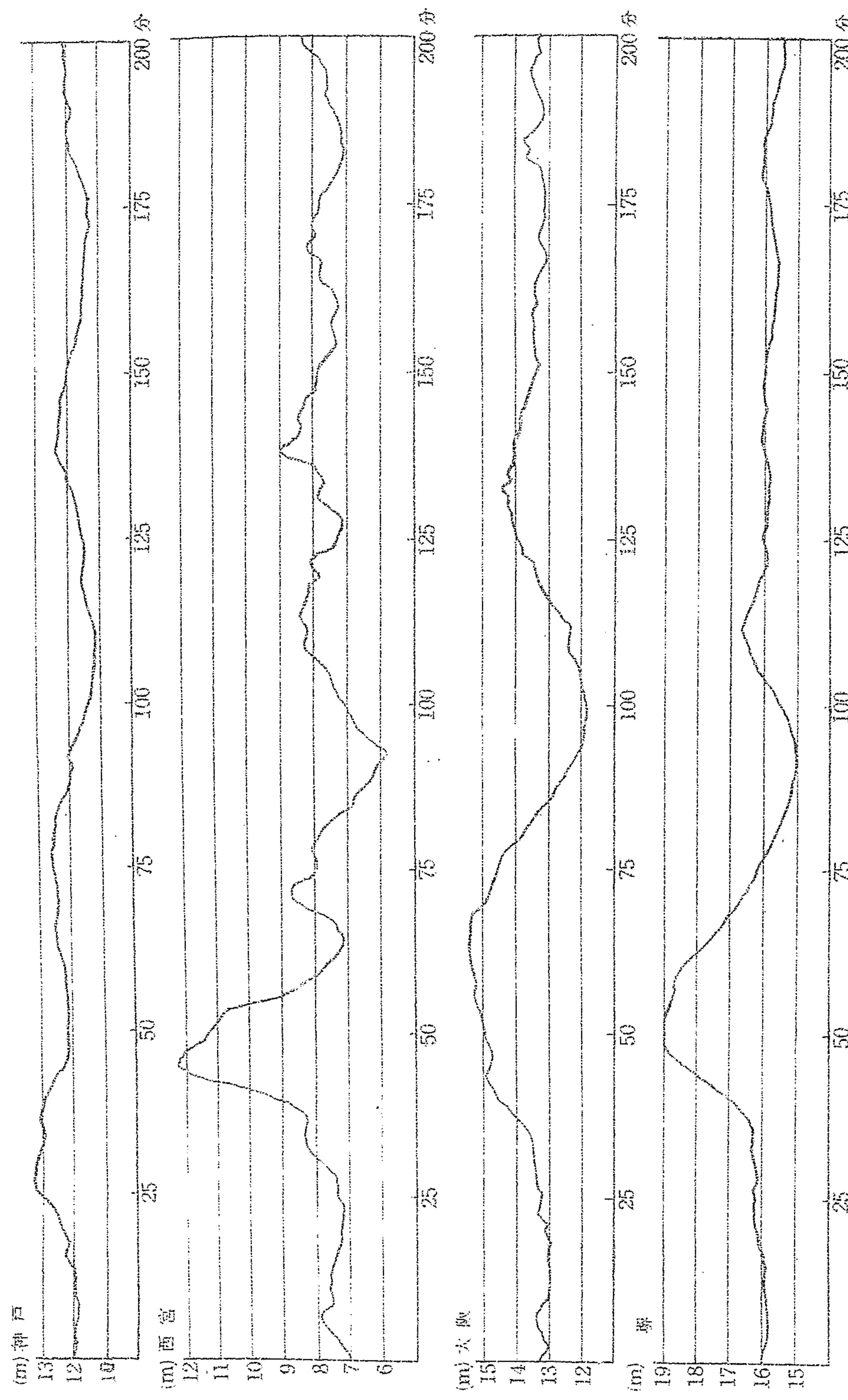
(図32)

図-5.9 防波堤を設置しない場合 (No. 5) - II



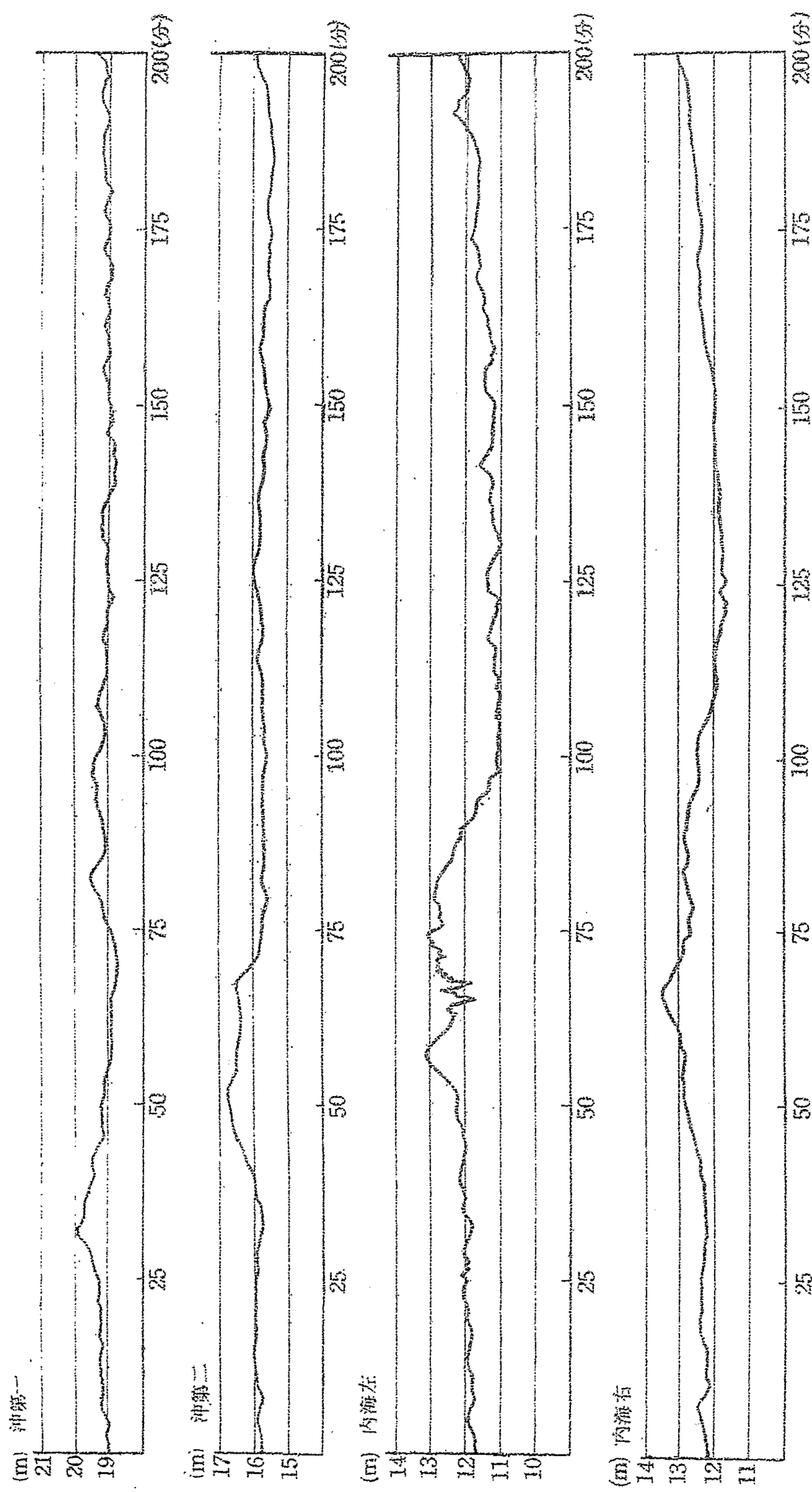
(図33)

図-5.10 防波堤を設置しない場合 (No. 10) - I



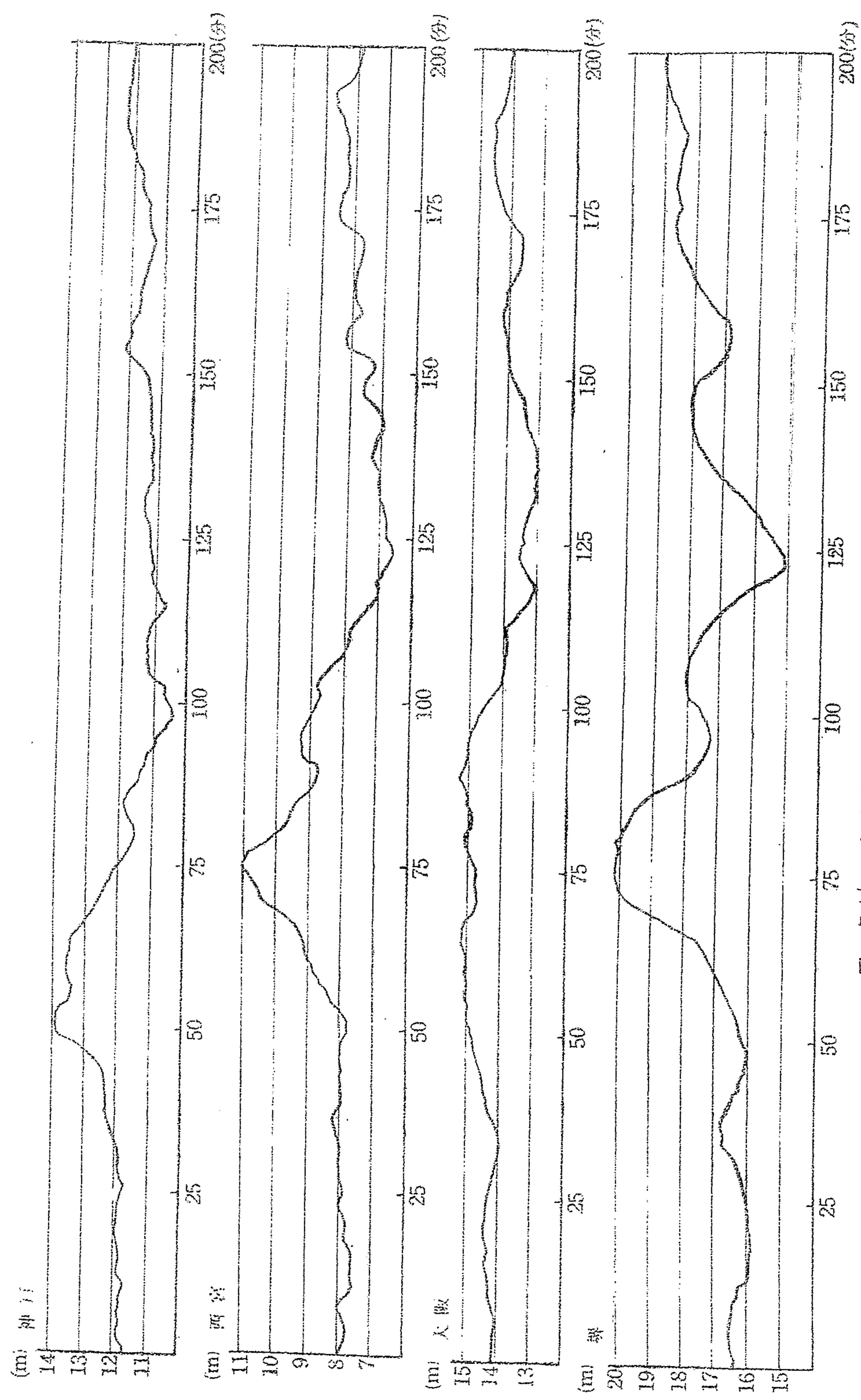
(図34)

図-5.10 防波堤を設置しない場合 (No. 10) - II



(図35)

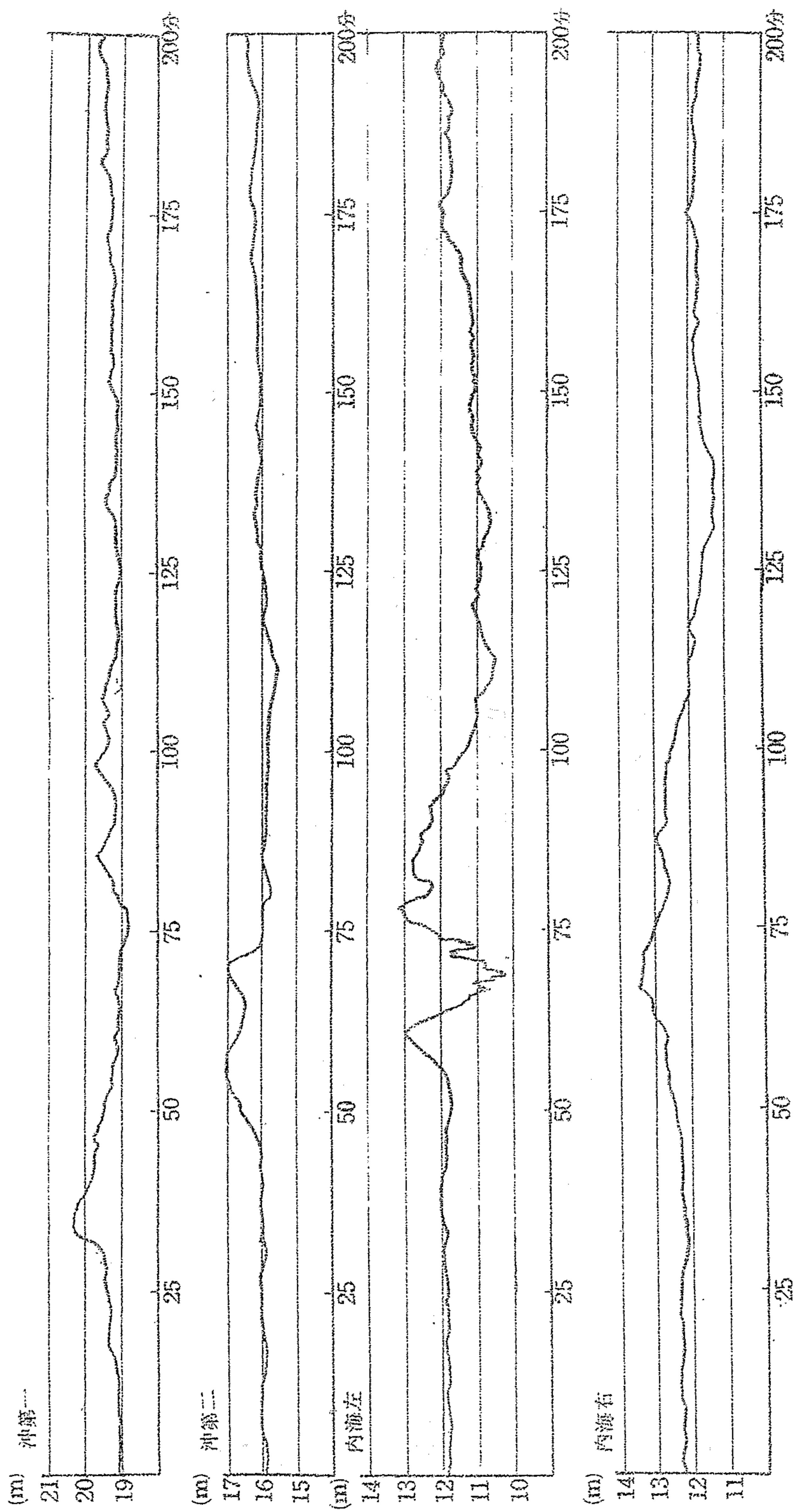
図-5.11 防波堤を設置した場合 (No. 7) - I



(図36)

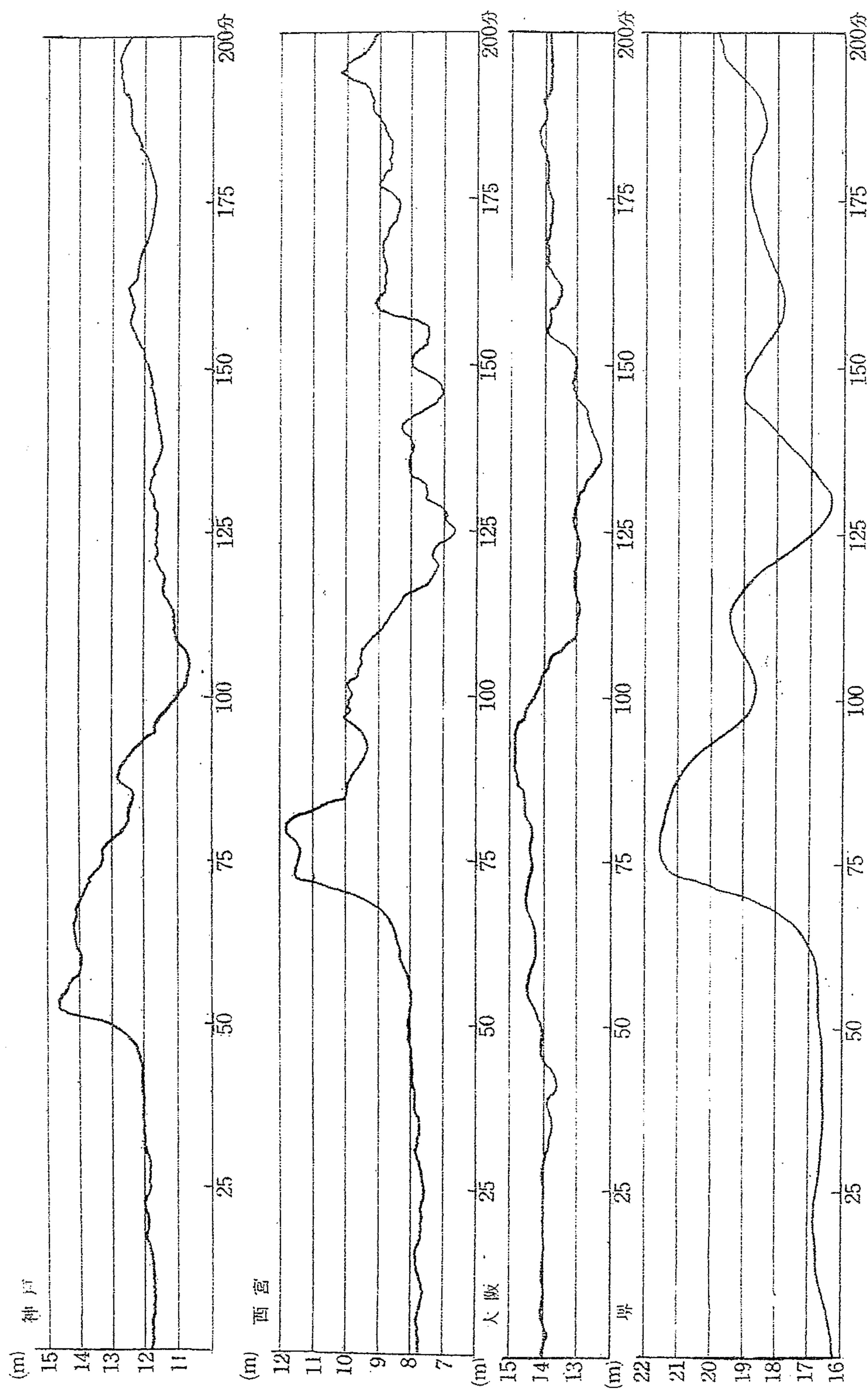
図 5.11 防波堤を設置した場合 (No. 7) - II

図-5.11 防波堤を設置した場合 (No. 7) - II



(図37)

図-5.12 防波堤を設置した場合 (No. 9) - I



(図38)

図-5.12 防波堤を設置した場合 (No. 9) - II

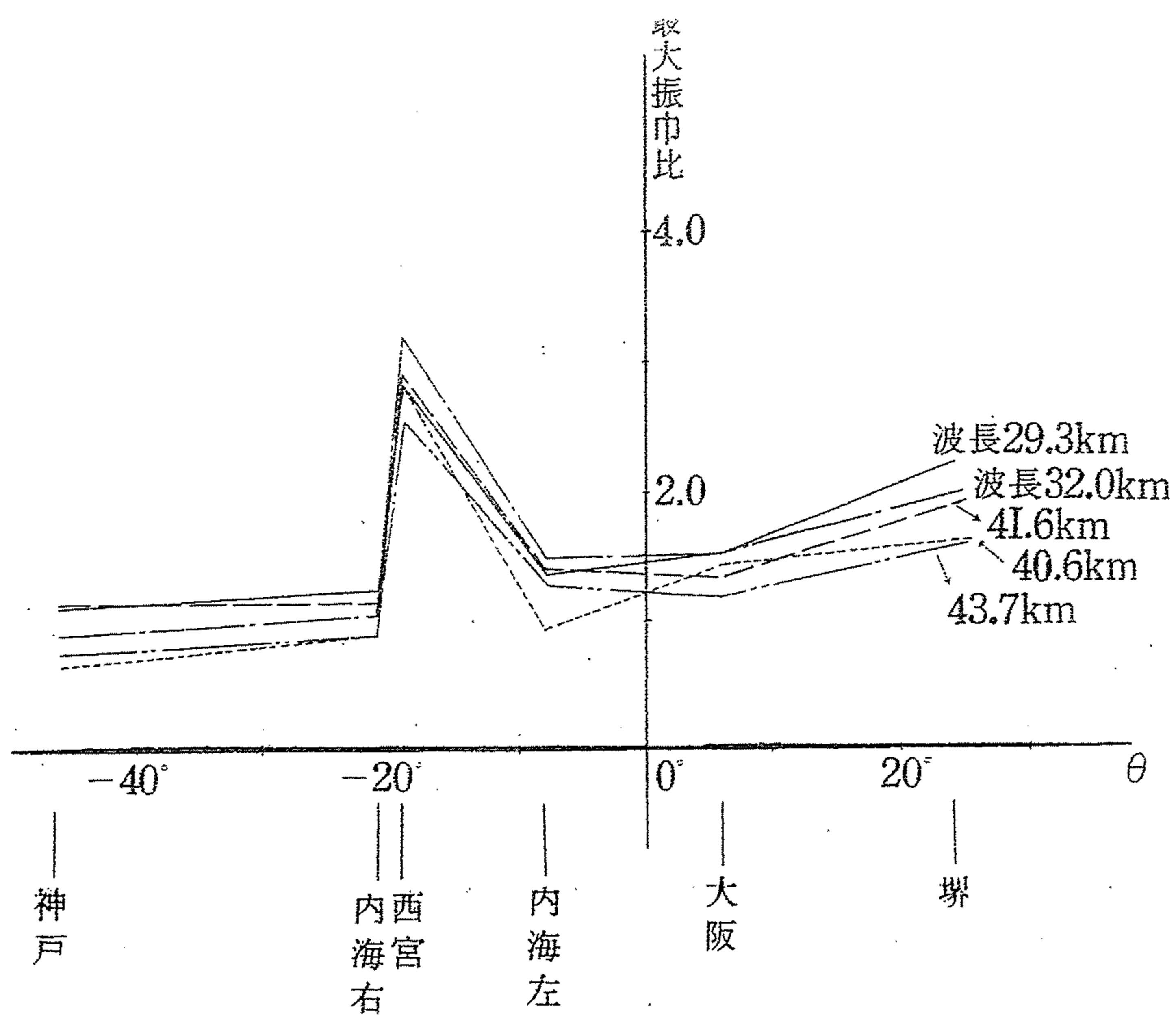


図-5.13 防波堤を設置しない時

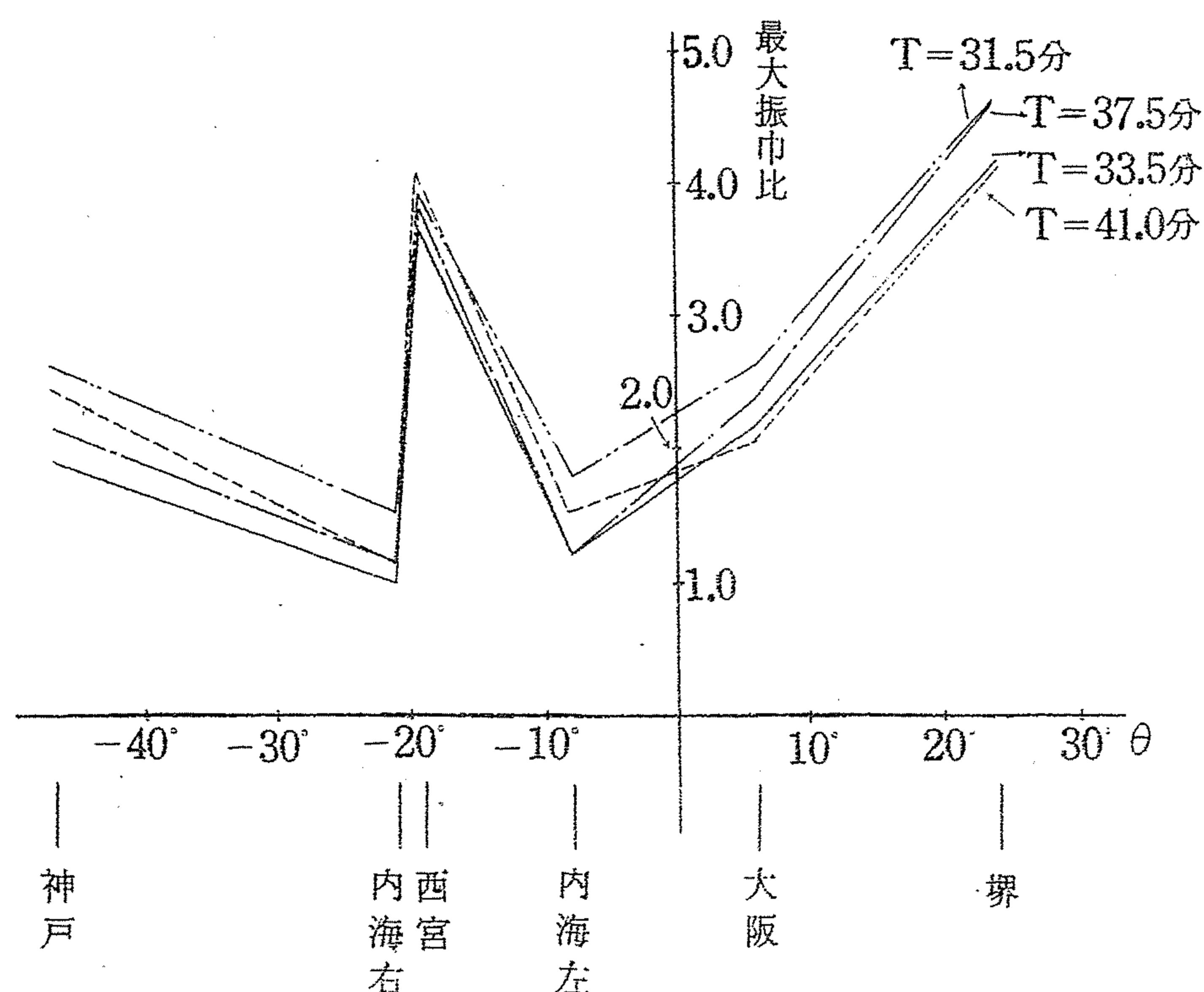


図-5.14 防波堤を設置した場合

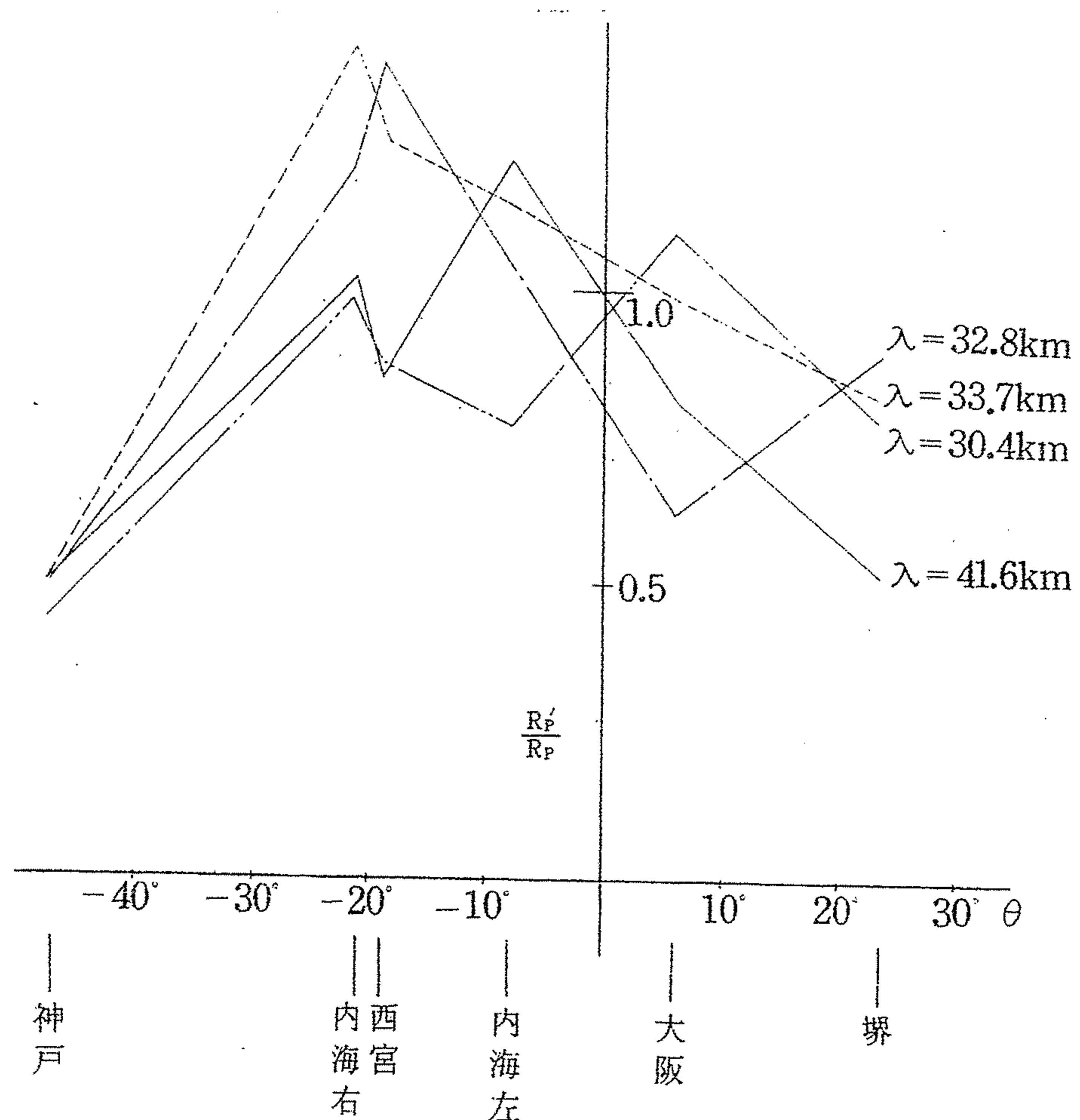


図-5.15 長周期波の波長と防波堤効果との関係

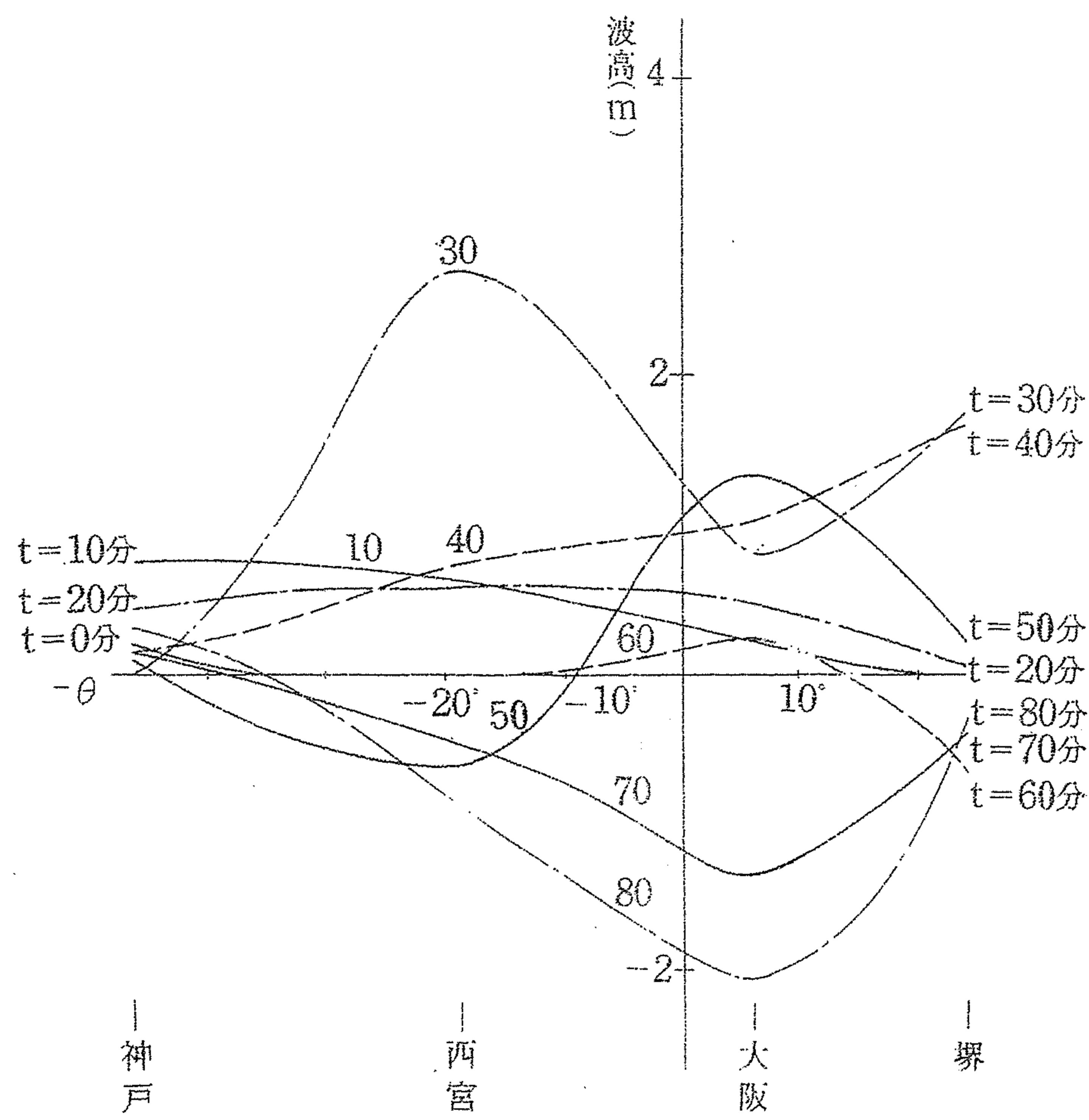


図-5.16 同時水位変化曲線、防波堤を設置しない場合 No. 5 (沖波高 1.00m)

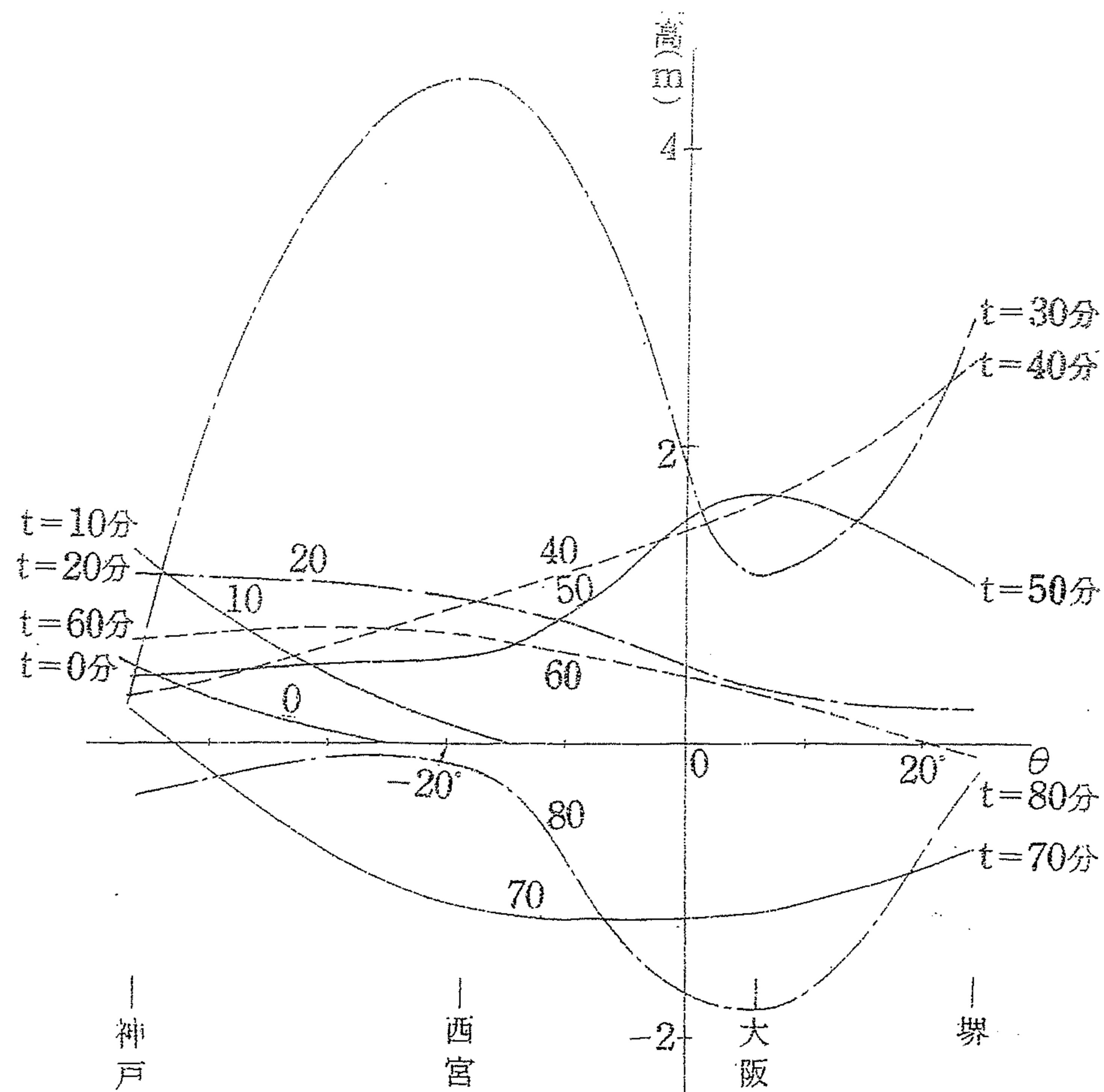


図-5.17 同時水位変化曲線、防波堤を設置しない場合 No. 10 (沖波高 1.52m)

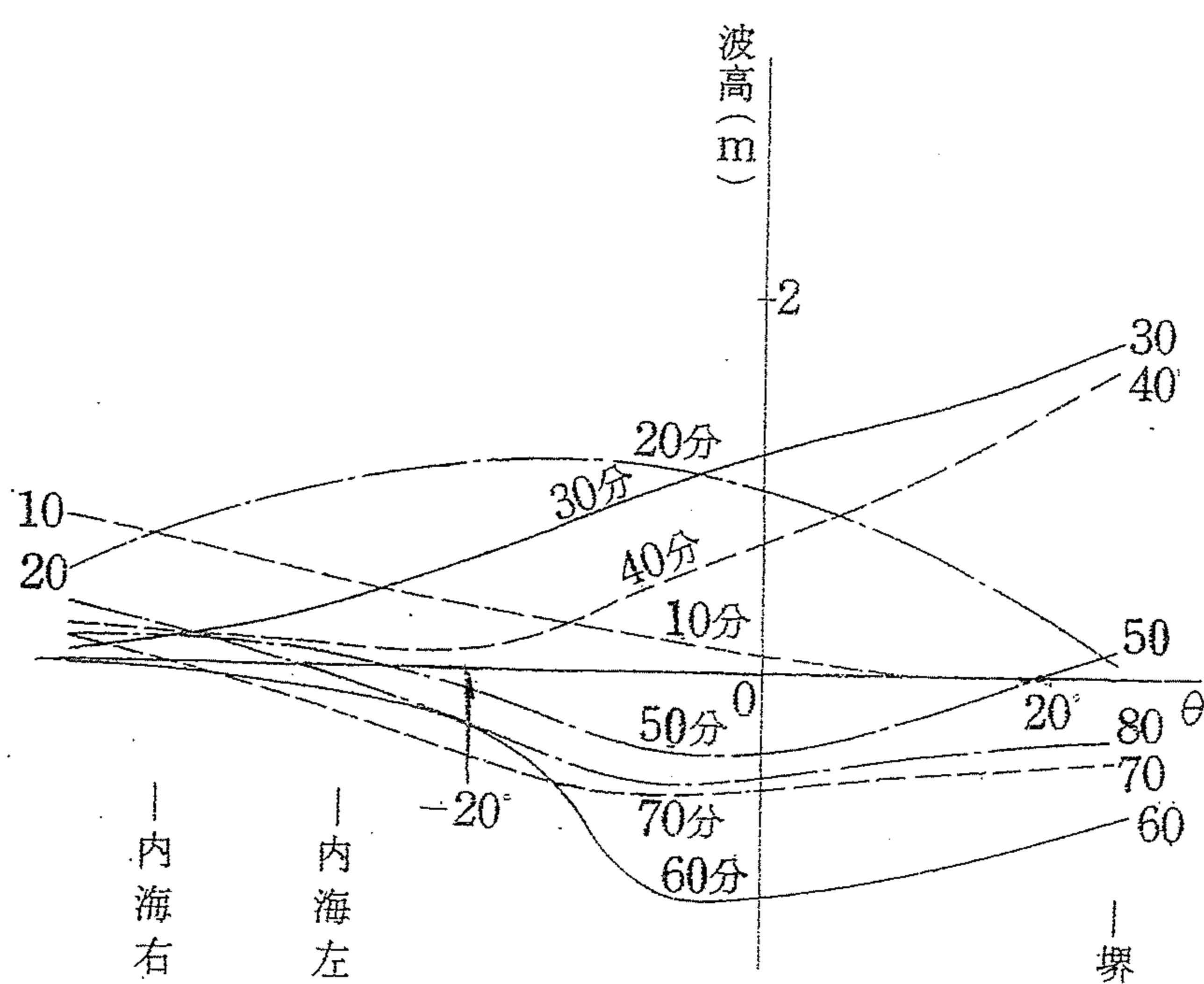


図-5.18 同時水位変化曲線、防波堤のない場合 No. 5 (沖波高 1.00m)

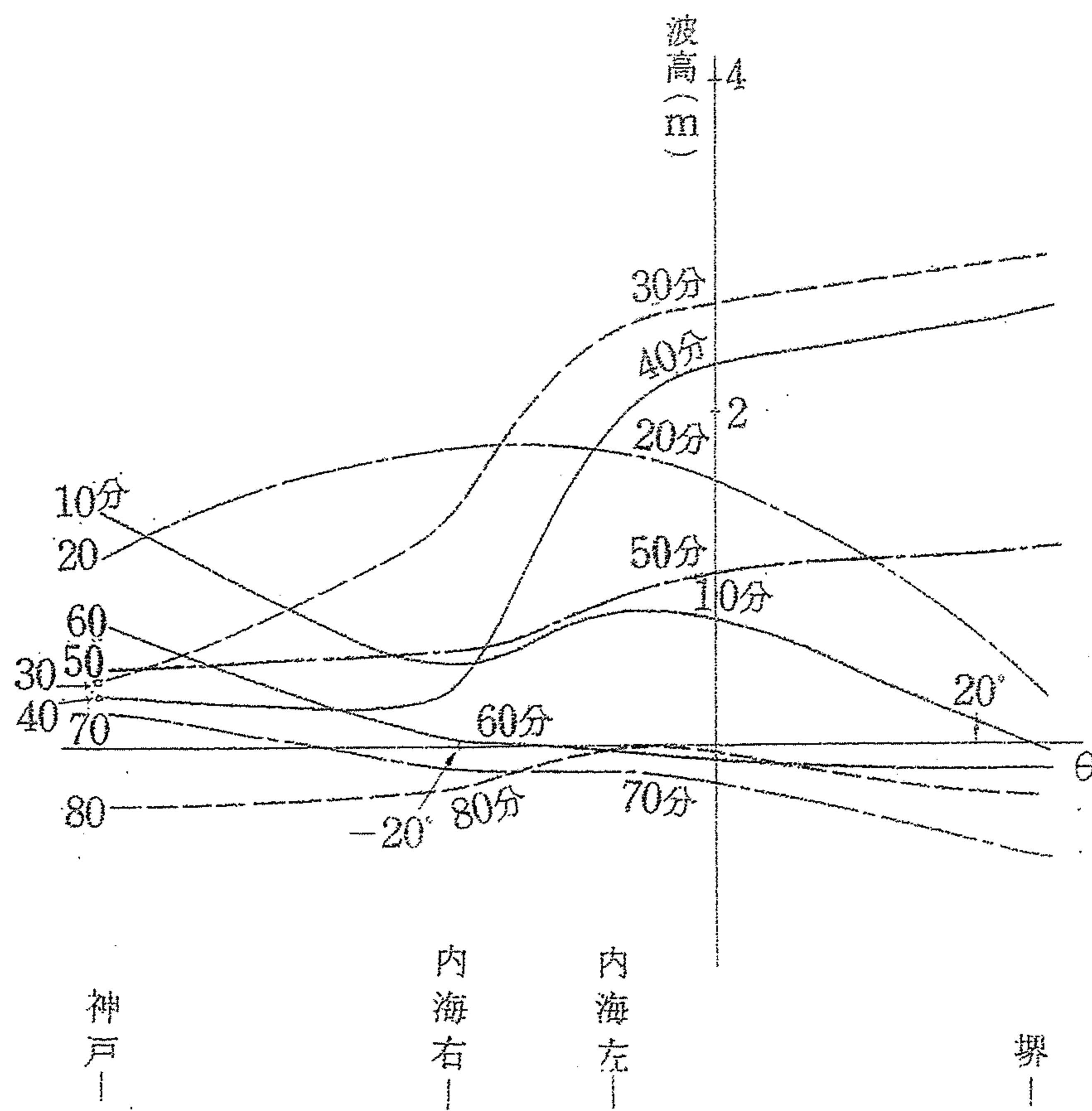


図-5.19 同時水位変化曲線、防波堤のない場合 No. 10 (沖波高 1.52m)

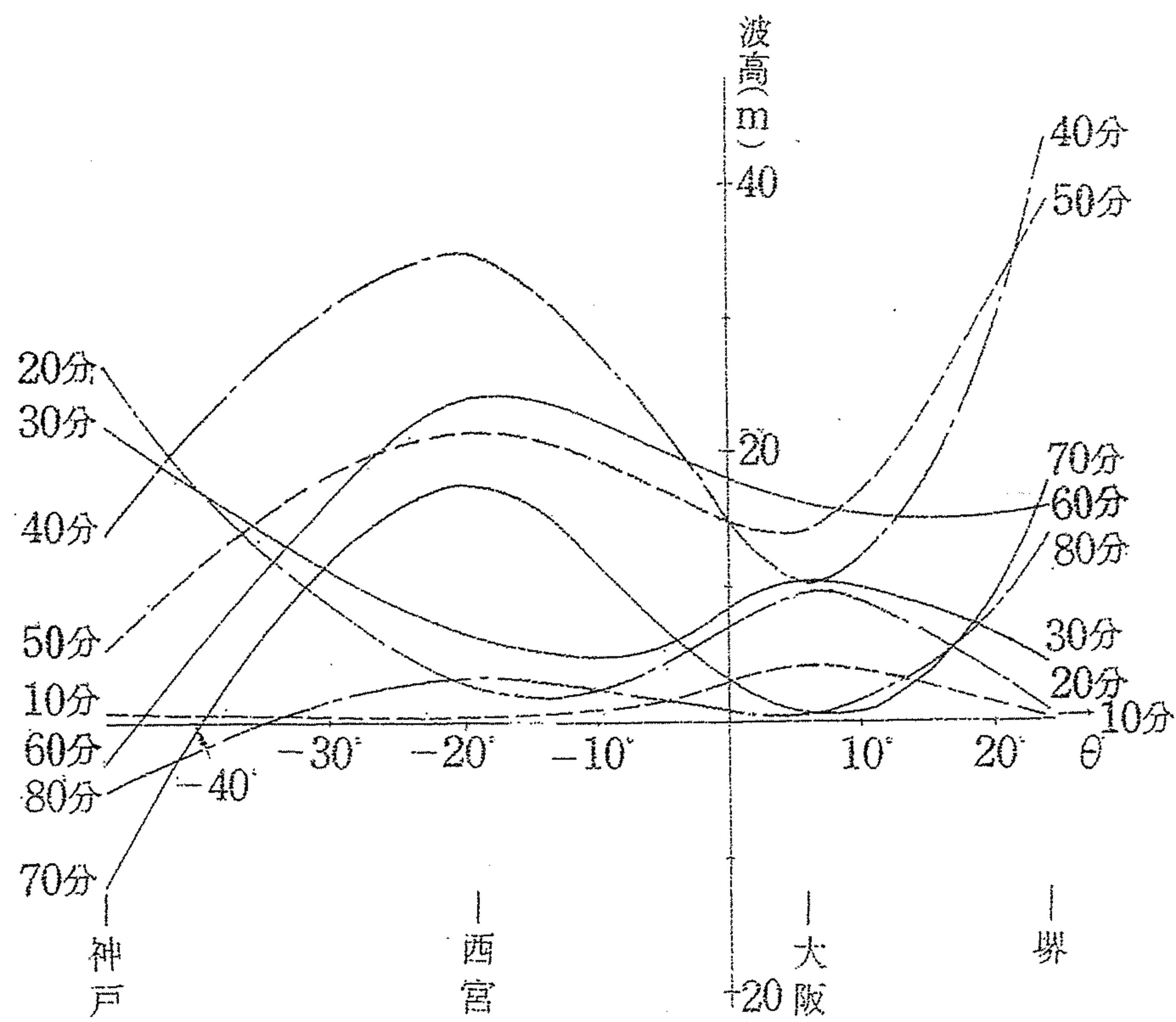


図-5.20 同時水位変化曲線、防波堤を設置した場合 No. 9 (沖波高 1.42m)

図-5.21 同時水位変化曲線、防波堤を設置した場合 No. 7 (沖波高 0.86m)

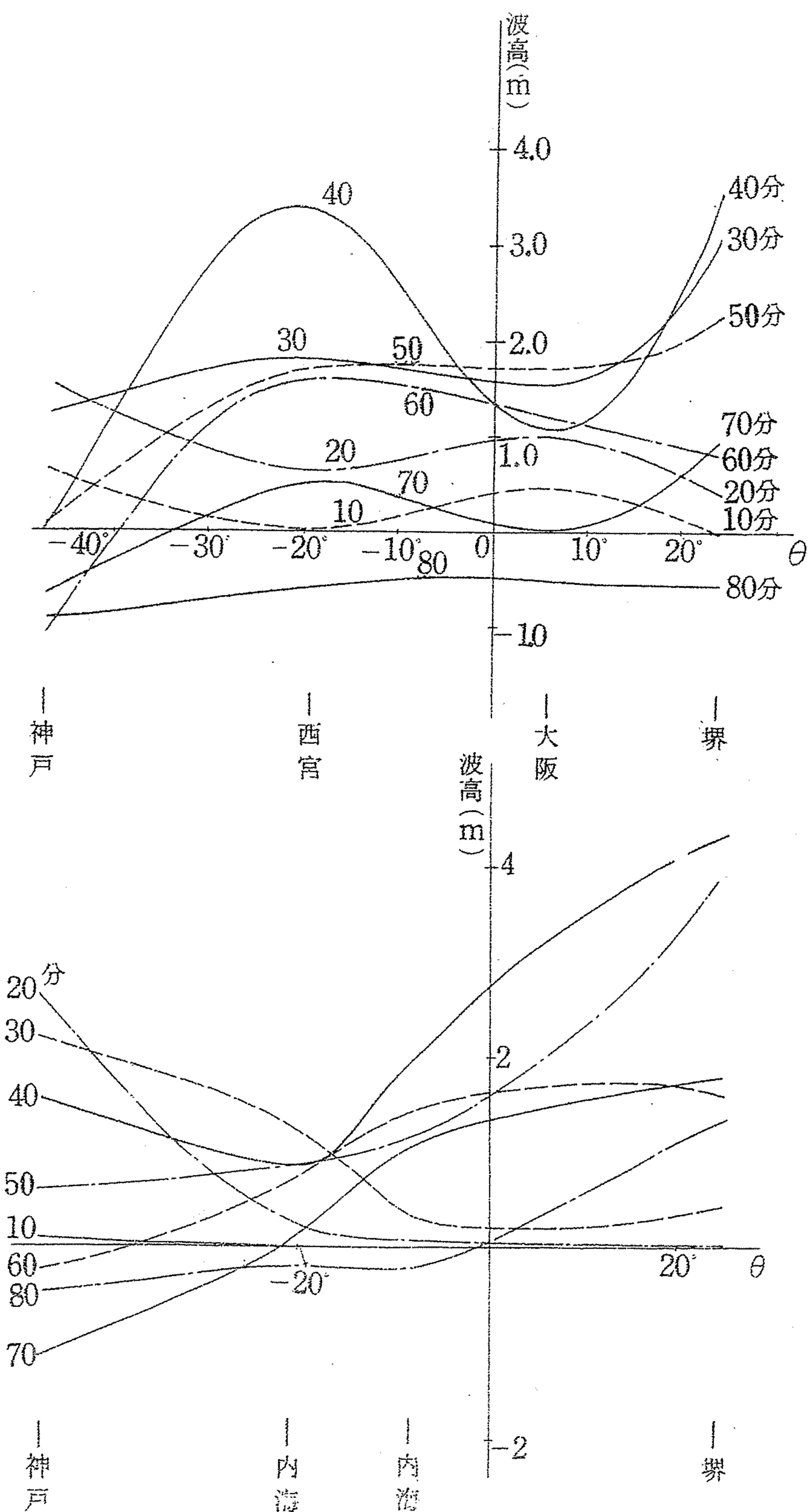


図-5.22 同時水位変化曲線、防波堤を設置した場合 No. 9 (沖波高 1.42m)

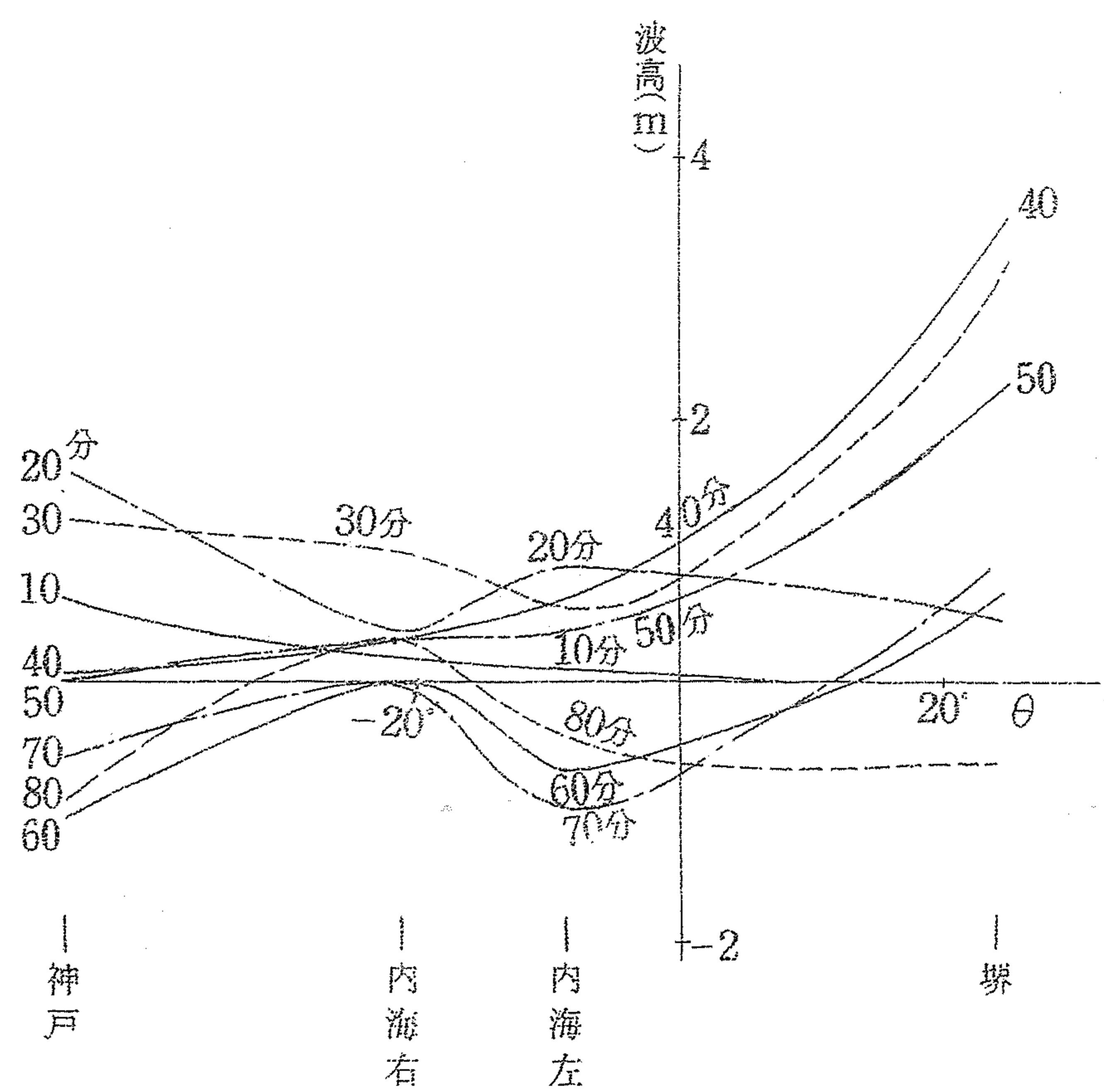


図-5.23 同時水位変化曲線、防波堤を設置した場合 No. 7 (沖波高 0.86m)

図-5.24 防波堤がないときの高潮来襲時の状況

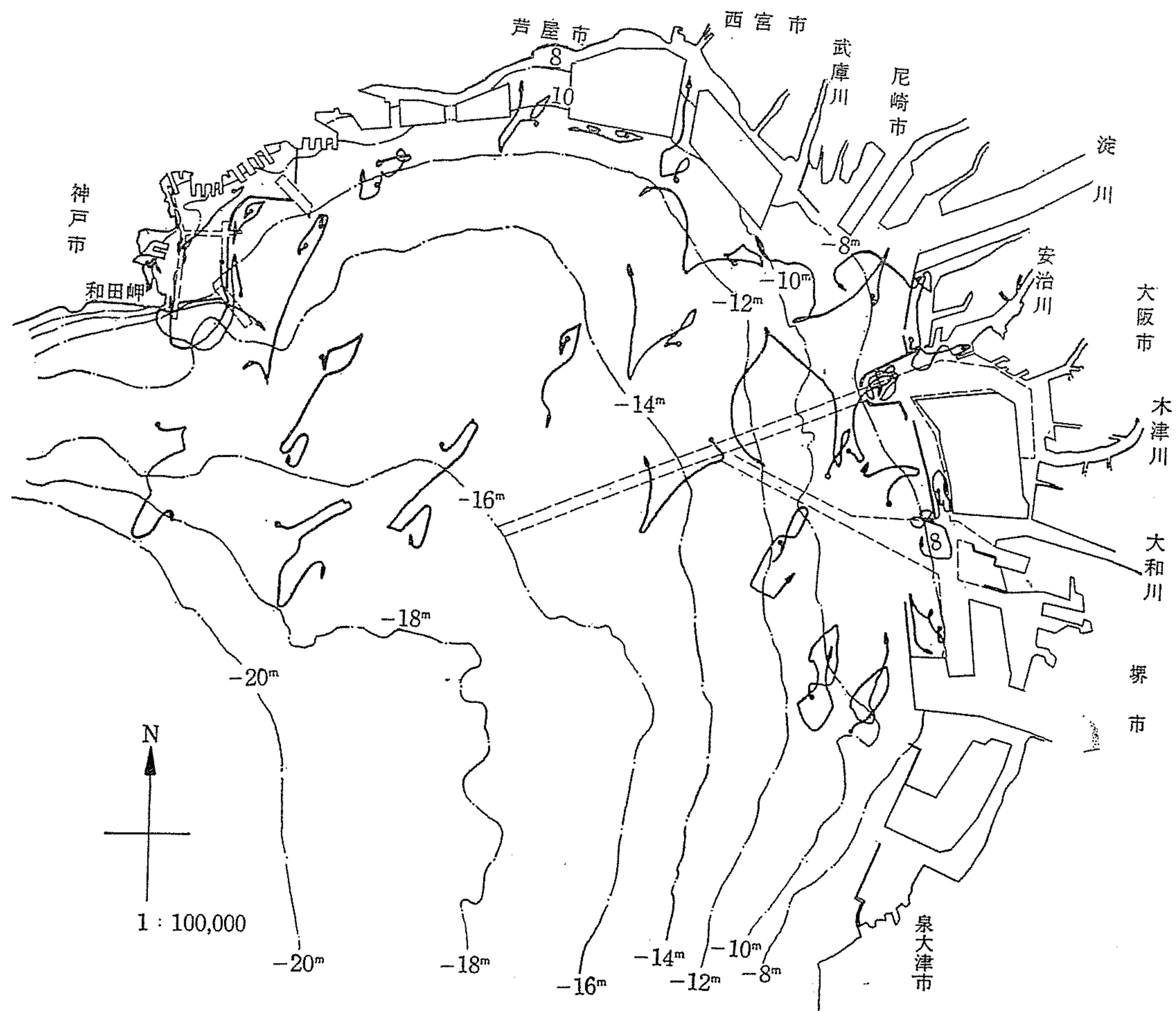
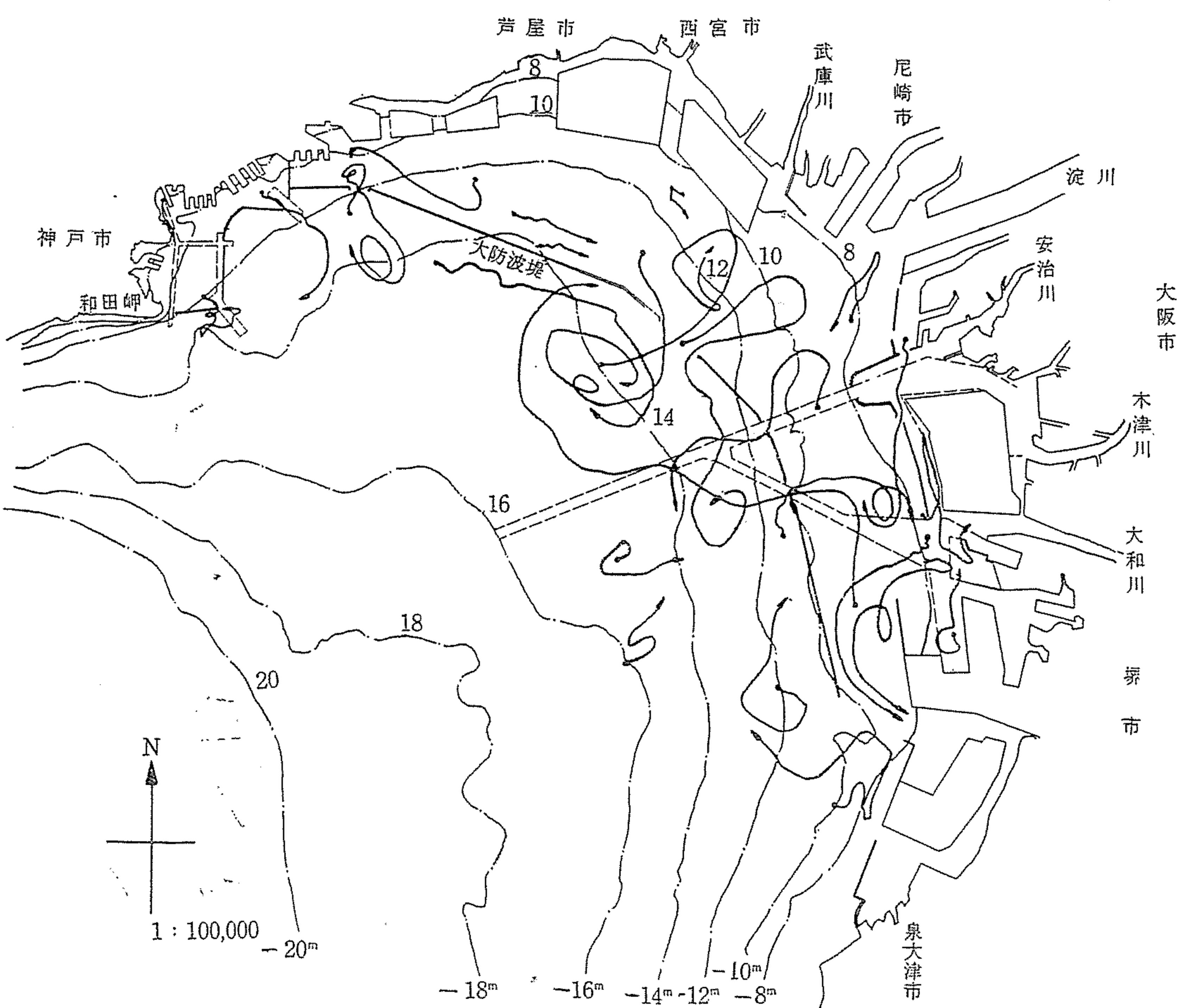


図-5.25 防波堤があるときの高潮来襲時の状況



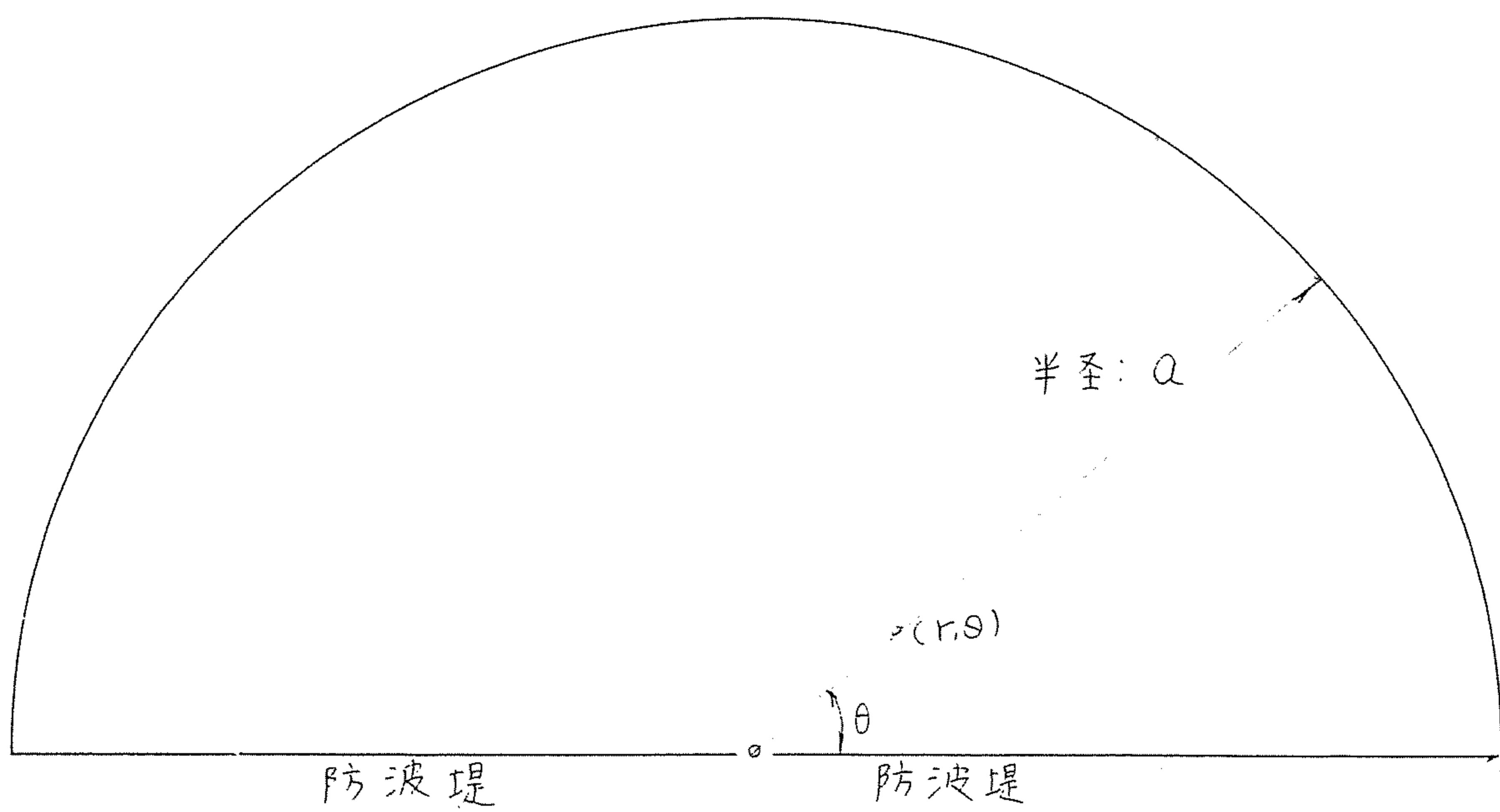
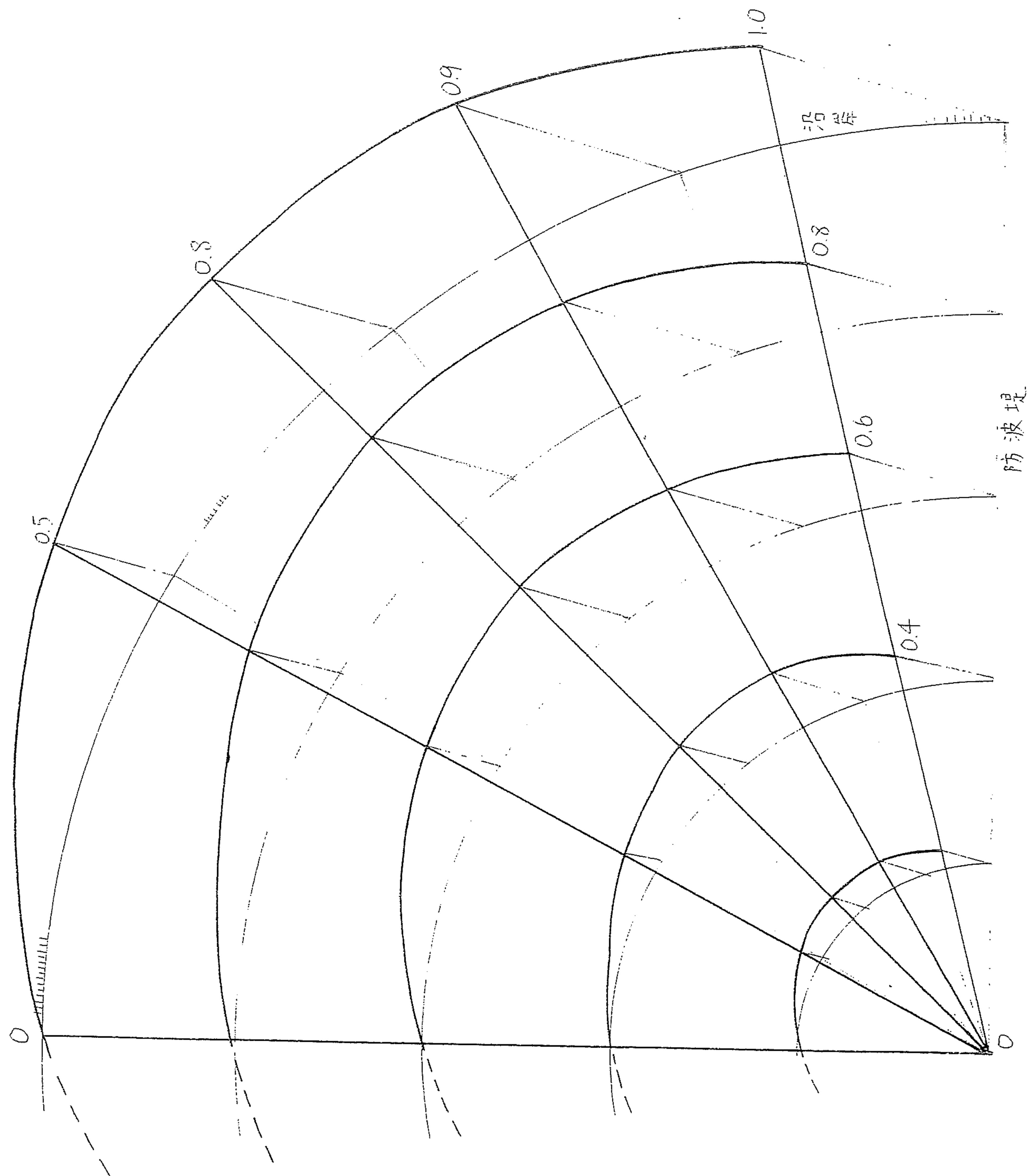


図-5.26 半円形水域

図-5.27 半円形水域での振動の振幅分布



(図48)

表 5.2 入射波の特性

波高(m)	1.00	1.25	1.25	1.42	1.45	1.52	1.20	1.62	1.75
周期(分)	38.5	41.7	54.0	40.0	41.8	57.5	38.7	43.3	27.8
波長(km)	29.3	32.0	41.6	30.9	32.3	44.5	30.0	33.6	21.7
波高(m)	2.25	2.63	0.79	0.79	0.86	0.86	0.86	0.94	1.04
周期(分)	55.5	50.5	35.0	41.0	31.0	37.5	41.0	33.5	34.0
波長(km)	43.7	40.0	29.3	34.2	25.9	31.4	34.3	28.1	28.6
波高(m)	1.11	1.13	1.00	1.20	1.20				
周期(分)	39.0	40.0	41.0	36.0	49.0				
波長(km)	32.8	33.7	34.4	30.4	41.3				

表 5.3 大防波堤を設置しない場合

整理番号		水位計設置位置						
		沖第 2②	内海左⑦	内海右③	神戸④	西宮⑤	大阪⑥	堺⑧
5	水位上昇時間	38.5 分	48.3	51.5	40.0	45.0	61.5	33.3
	最大波高	1.00m	1.36	1.24	1.10	2.85	1.50	2.22
	最大振幅比		1.36	1.24	1.10	2.85	1.50	2.22
11	水位上昇時間	41.7	56.5	58.3	70.5	42.0	63.3	55.0
	最大波高	1.25	1.86	1.30	1.10	4.00	1.87	2.47
	最大振幅比		1.49	1.04	0.90	3.20	1.50	1.98
6	水位上昇時間	54.0	51.5	57.0	81.0	45.0	58.0	51.5
	最大波高	1.25	1.71	1.41	1.40	3.65	1.67	2.38
	最大振幅比		1.37	1.13	1.12	2.92	1.33	1.90
9	水位上昇時間	40.0	48.3	60.0	66.5	32.5	70.0	53.3
	最大波高	1.42	1.43	1.94	1.44	4.50	2.27	3.11
	最大振幅比		1.01	1.37	1.01	3.17	1.60	3.22
1	水位上昇時間	41.8	47.3	58.5	38.3	46.8	61.5	53.0
	最大波高	1.45	2.00	1.59	1.34	5.05	2.00	4.45
	最大振幅比		1.38	1.10	0.93	3.49	1.38	3.07
10	水位上昇時間	57.5	62.5	68.3	83.0	40.3	48.3	45.0
	最大波高	1.52	1.86	1.82	1.40	5.15	1.70	3.11
	最大振幅比		1.22	1.20	0.92	3.39	1.12	2.05
8	水位上昇時間	38.7	47.0	45.0	31.6	36.0	47.7	48.1
	最大波高	1.62	1.72	1.50	1.20	4.60	1.33	2.45
	最大振幅比		1.07	0.93	0.74	2.84	0.82	1.53

3	水位上昇時間	43.3	47.3	58.0	56.5	61.5	68.0	56.5
	最大波高	1.62	2.36	2.05	1.46	5.70	2.83	4.11
	最大振幅比		1.46	1.26	0.90	3.52	1.75	2.54
2	水位上昇時間	27.8	48.3	53.3	64.3	40.0	53.3	53.3
	最大波高	1.75	2.43	1.88	1.60	5.60	2.33	4.89
	最大振幅比		1.39	1.08	0.91	3.20	1.33	2.80
4	水位上昇時間	55.5	61.8	63.3	61.5	35.0	66.5	34.0
	最大波高	2.25	2.93	2.00	1.70	5.80	2.67	3.73
	最大振幅比		1.30	0.89	0.76	2.58	1.19	1.56
7	水位上昇時間	50.5	40.0	58.5	73.3	50.3	73.5	53.3
	最大波高	2.63	2.50	2.29	1.70	7.50	3.70	4.14
	最大振幅比		0.95	0.87	0.65	2.85	1.41	1.58

表 5.4 大防波堤設置の場合

整理番号		水位計設置位置							
		外海沖①	沖第2②	内海右⑦	内海右③	神戸④	西宮⑤	大阪⑥	堺⑧
4	水位上昇時間	35.0 分	34.5		66.5	60.0	60.0	63.0	59.0
	最大波高	0.86 m	0.72	1.11	1.17	2.33	4.00	1.00	4.40
	最大振幅比			1.40	1.48	2.95	5.06	1.27	5.56
13	水位上昇時間	42.0	40.0		51.5	40.0	52.5	68.0	59.0
	最大波高	0.75	0.85	0.72	0.84	1.73	2.70	1.50	3.20
	最大振幅比			0.91	1.06	2.19	3.42	1.90	5.05
10	水位上昇時間	30.3	33.3		75.0	61.0	60.5	76.5	70.0
	最大波高	0.86	0.87	1.39	1.33	2.27	3.30	2.25	4.00
	最大振幅比			1.62	1.55	2.64	3.84	2.60	4.66
15	水位上昇時間	36.8	38.3		55.0	59.0	56.5	63.5	61.5
	最大波高	0.86	0.86	1.05	1.00	1.87	3.40	1.50	4.00
	最大振幅比			1.22	1.16	2.18	3.96	1.70	4.65
7	水位上昇時間	40.0	41.7		55.0	46.5	60.0	71.5	60.0
	最大波高	0.87	0.86	1.33	1.00	2.13	3.50	1.75	3.50
	最大振幅比			1.55	1.16	2.48	4.10	2.00	4.10
8	水位上昇時間	33.5	33.5		50.0	48.5	58.5	60.0	60.0
	最大波高	0.93	0.95	1.16	0.93	1.80	3.50	1.50	4.40
	最大振幅比			1.23	1.00	1.91	3.71	1.60	4.10



## 第 6 章

### 結 論

この研究によって明らかにされた主な事項を要約すれば、次のようなである。

- (1) 特別な境界を有する回折問題を Wiener-Hopf 型積分方程式として式化できることを示し、非周期的な入射波に対する厳密解を得る事ができた。
- (2) 入射波長( $\lambda$ )が防波堤と沿岸地帯の距離( $2d$ )に比して小になる程、遮へい水域内 ( $x > 0$ ) の波高は減少する。
- (3)  $2d/\lambda = 0.15 \sim 0.5$  の程度の波長の波であれば、防波堤遮へい効果が  $x > 0$  の全水域にわたって現れ、 $2d/\lambda < 0.15$  の時には、いかなる入射条件のもとにおいても最大振幅比の値は 1 を越す。
- (4) 大阪湾大防波堤の設置によって必ずしも全沿岸の異常潮位を減少せしめるとは限らず、港域両端部では副次的な横振動のため、かえって都合の悪い結果が出ている。
- (5) 大防波堤内水域の自由振動の周期と振幅分布を求め、堺、神戸での異常潮位が Seiche 運動によるものであることを確かめ、基本振動周期として 40 分を得た。
- (6) 防波堤装置によってその遮へい部分では流れに関して静穏な状態が得られるが堺側の防波堤開口部の影響は遮へい水域のかなりの部分に及んでいる。
- (7) 一端を閉じた拡幅水域内での水面擾乱は、過渡状態では入射波形と水域内固有振動各素波の相互干渉に依存しあっており、その後では閉塞水域の固有振動に対応する各種素波が合成されている。そして擾乱波高に及ぼす入射波の比率は 70~80% である。
- (8) 湾入部水域内での水面擾乱を、入射波が正弦波形と非周期的波形の場合について式を誘導し、湾口からの散逸波の性状を明らかにした。

(9) 水路に断面急変部を有する時のサージの反射率を算定する場合、衝撃性の波を正弦波形の式で求めるとおよそ1割～2割以内の誤差が生じる。

### む　す　び

本研究を遂行するに当たり、絶えず、ご指導及びご鞭撻を賜った故 田中 清教授と室田 明助教授に厚く感謝の意を表します。また同時に、実験、数値計算などに熱心なご協力をいただきました、大学院博士課程 劉 世燁 氏、本学研究生 佐藤 邦明、学部学生 岡田 耕、川藤 洋介 氏(鹿島建設) の諸氏に、この機会に厚く御礼申し上げます。

## 参 考 文 献

- 1) 田中 清、室田 明、和田 明  
“急変断面開水路におけるサーボの変形について”  
土木学会第 16 回年次学術講演概要 昭和 36 年 5 月
- 2) 室田 明、和田 明  
“流積急変部における段波変形について”  
第 5 回水理研究会講演概要 昭和 35 年 5 月
- 3) 災害科学研究所 研究報告書 第 3 卷 1962 年
- 4) 上掲 2)。
- 5) 和田 明  
“港域付近の擾乱波について”  
土木学会第 17 回年次学術講演概要 昭和 37 年 5 月
- 6) J. McNow and Kravtchenko  
“Seiche in Rectangular Ports.”  
Quarterly Jour. of Applied Math., Vol. 13, 1955
- 7) Apté'  
“Recherches theoriques et experimentales sur les mouvements des liquide pesants avec surface libre”  
The'se de doctorat presente'e a' la Faculte' des Sciences de Grenoble,  
June 4, 1955
- 8) Biesel, F. and Me'haute', B.  
“Mouvement de seiches a' 3 dimensions.”  
La Houille Blanche, 1957
- 9) Me'haute' B.  
“Periodical Gravity Wave on a Discontinuity.”  
Proc. of A. S. C. E., Vol. 86, No. HY 9, November (1960)  
“Theory of Wave Agitation in a Harbor.”  
Proc. of A. S. C. E., Vol. 87, No. HY 2, March (1961)

- 10) Miles, J. and Munk, W.  
"Harbor Paradox"  
Proc. of A. S. C. E., WW Vol. 87, No. 3, August (1961)
- 11) Discussion by Bernard Le Me'haute' and W. Wilson  
"Harbor Paradox"  
Proc. of A. S. C. E., WW 2, May (1962)
- 12) 和田 明  
"防波堤で遮へいされた水域の擾乱波について"  
第9回海岸工学講演会講演集 昭和37年10月
- 13) Heins, A. E.  
"The scope and limitations of the method of Wiener and Hopf."  
Commu. Pure Appl. Math. Vol. 9, pp. 447-466, (1956)
- 14) Crease, J.  
"The propagation of long waves into a semi-infinite channel in a rotating system."  
J. Fluid Mech. Vol. 4, pp. 306-320
- 15) Schwinger, J. S.  
"Fourier transform solution of integral equation."  
M. I. T. Radiation Laboratory Report
- 16) Sommerfeld, A.  
"Riemanns-Weber's Differential Gleichnger der Physik"  
8th ed., pp. 433, (1935)
- 17) Titchmarsh, E. C.  
"Introduction to the theory Fourier integrals."  
Qford Univ. Press., pp. 339-342, 1937
- 18) Copson, E. T.  
"On the integral equation arising in the theory of diffraction."  
The Quarterly Jour. of math., Oxford series, Vol. 17, pp. 19-34
- 19) John W. Miles  
"The diffraction of a sound wave by an infinite set of plates."  
The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 20, No. 4, July

(1948)

20) 室田 明、和田 明

“大阪湾大防波堤の対高潮効果に関する実験的研究”

第9回海岸工学講演会講演集、昭和37年10月