

レベルモデルを用いた高潮解析

—— 2次元モデルとの比較 ——

武田 誠・井上 和也・中川 一・松村 貴義

NUMERICAL ANALYSIS OF STORM SURGES BY MEANS OF MULTI LEVEL MODEL

—— COMPARISON WITH TWO DIMENSIONAL MODEL ——

By Makoto TAKEDA, Kazuya INOUE, Hajime NAKAGAWA and Takayoshi MATSUMURA

Synopsis

A Numerical method by means of multi level model is described and analyzed to evaluate storm surges in detail. First, the effect of boundary condition for the numerical analysis is discussed. Then, three dimensional model presented here is compared with generally used two dimensional model to examine storm surges characteristics. As for the boundary condition, it is found out that the typhoon model used here produces wider variation of wind field than observed wind data. The simulation results show that two dimensional model can be applied to estimate storm surges in the case that the velocity distribution is not so concerned, otherwise three dimensional model is preferable.

1. は し め に

湾域都市部は、ウォーターフロントという場の特性を反映して、交通、商業など各種産業の要所であるとともに、多くの人が生活を営み憩う場でもある。近年、東京・大阪といった中枢都市では、新たな都市構想の場や大型廃棄物処理場の立地を求めて数多くの埋め立てが計画・施工されており、沿岸域への都市機能進出がみられる。その結果、都市の湾域部は都市システムの一拠点として重要な地位を占めるようになっていく。しかし、このような湾域部においては、沿岸域特有の災害の発生を考慮しておくことが、何よりも大事なことであって、台風が引き起こす高潮災害は、湾域都市の防災対策上最も重視されるべき災害の一つである。戦後、幾たびか巨大台風が来襲したわが国では、これまで数多くの高潮対策がとられてきた。近年、たまたま巨大台風が沿岸都市部を直撃することが少なく、また、各種の高潮対策の効果もあって、都市域に被害をもたらす大規模な高潮災害は発生しておらず、高潮対策も通常の生活の上では忘れ去られた感さえある。このような状況を考えると、高潮現象の詳細な把握とともに、現行の高潮防御対策の機能の検討も必要といえよう。

高潮解析における支配方程式には、例えば日野、伊藤¹⁾の方法のように、浅水方程式が広く用いられている。しかし、対象とする流れには、水表面および海底に作用するせん断応力が卓越しているため、流速の鉛直分布は、必ずしも一様とアприオリに仮定できない。土屋・山下・岡²⁾は、2レベルモデルによる高潮追算を行っているが、それによると、流速の鉛直分布の非一様性を表せる反面、上・下位層での流速を過

大に評価し、水位変化は過小に表されるといわれている。

本研究では、高潮現象を詳細に把握するための数値解析モデルの構築を目指し、まず、高潮解析における境界条件の影響を評価する。ついで、従来より広く用いられている 2 次元モデルと今回提示する 3 次元モデルの比較を行いその特性を比較検討するとともに、台風 7916 号の際の各観測点で得られた潮位値と計算値との比較により、それぞれの解析法の妥当性について検討を加える。

2. 数値解析モデル

2.1 支配方程式

解析に用いる支配方程式には、以下に示す連続式と運動方程式を考える。ただし、鉛直方向の運動方程式は、水平方向の長さのスケールが水深方向のそれよりもはるかに大きい領域を対象としているので、長波近似を適用し、静水圧分布を表す式に変換している。

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

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + \epsilon_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \epsilon_y \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \epsilon_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + fv \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial y} + \epsilon_x \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \epsilon_y \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \epsilon_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - fu \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$0 = -g - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 u, v, w ：それぞれ x, y 及び z 方向の流速、 $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ ：それぞれ x, y 及び z 方向の渦動粘性係数、 ρ_w ：海水の密度、 f ：コリオリのパラメータ、 g ：重力加速度、 p ：圧力、 t ：時間、 x, y, z ：直交座標の座標値で、 z 軸は平均海面より鉛直上向きにとっている。

これらの方程式を数値解析するために、Fig. 1 に示すような鉛直方向を n 層に分割した多層モデルを設定し（本研究では $n = 1 \sim 5$ ）、支配方程式を各層について鉛直方向に積分して、解析における基礎式を得ている。以下、表層を s 層、底層を b 層、水面から数えて第 k 番目の層を k 層として各層における基礎式を示す。なお、Fig. 1 の ζ は、自由水面を表している。また、 z 方向の運動方程式（(4)式）は、つぎに示す静水圧分布式となる。

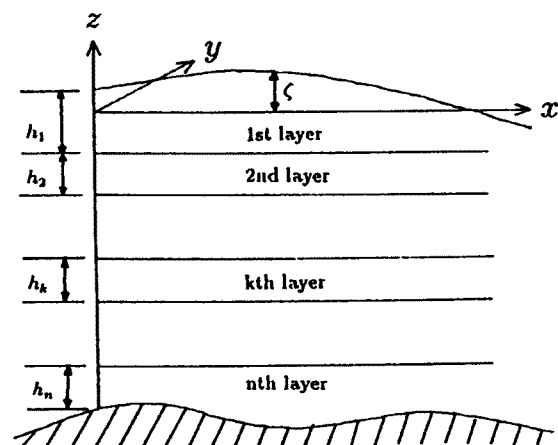


Fig. 1. Conception figure of multi level model

$$p = P_0 - \rho_w g z \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 P_0 ：自由水面での大気圧である。

k 層における基礎式

$$\frac{\partial M_k}{\partial x} + \frac{\partial N_k}{\partial y} + w_k - w_{k+1} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_k}{\partial t} + \frac{\partial(u_k M_k)}{\partial x} + \frac{\partial(v_k M_k)}{\partial y} + |wu|_{k_{up}} - |wu|_{k_{down}} = -gh_k \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{h_k}{\rho_w} \frac{\partial P_0}{\partial x} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial M_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial M_k}{\partial y} \right) + \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{k_{up}} - \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{k_{down}} + fN_k \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_k}{\partial t} + \frac{\partial(u_k N_k)}{\partial x} + \frac{\partial(v_k N_k)}{\partial y} + |wv|_{k_{up}} - |wv|_{k_{down}} = -gh_k \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{h_k}{\rho_w} \frac{\partial P_0}{\partial y} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial N_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial N_k}{\partial y} \right) + \varepsilon_z \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{k_{up}} - \varepsilon_z \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{k_{down}} - fM_k \dots \dots \dots (8) \end{aligned}$$

s 層における基礎式

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial M_s}{\partial x} + \frac{\partial N_s}{\partial y} - w_2 = 0 \dots \dots \dots (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_s}{\partial t} + \frac{\partial(u_s M_s)}{\partial x} + \frac{\partial(v_s M_s)}{\partial y} - |wu|_{s_{down}} = -gh_s \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{h_s}{\rho_w} \frac{\partial P_0}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial M_s}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial M_s}{\partial y} \right) + \frac{\tau_{sx}}{\rho_w} - \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{s_{down}} + fN_s \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_s}{\partial t} + \frac{\partial(u_s N_s)}{\partial x} + \frac{\partial(v_s N_s)}{\partial y} - |wv|_{s_{down}} = -gh_s \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{h_s}{\rho_w} \frac{\partial P_0}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial N_s}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial N_s}{\partial y} \right) + \frac{\tau_{sy}}{\rho_w} - \varepsilon_z \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{s_{down}} - fM_s \dots \dots \dots (11) \end{aligned}$$

b 層における基礎式

$$\frac{\partial M_b}{\partial x} + \frac{\partial N_b}{\partial y} + w_b = 0 \dots \dots \dots (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_b}{\partial t} + \frac{\partial(u_b M_b)}{\partial x} + \frac{\partial(v_b M_b)}{\partial y} + |wu|_{b_{up}} = -gh_b \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{h_b}{\rho_w} \frac{\partial P_0}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial M_b}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial M_b}{\partial y} \right) + \varepsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{b_{up}} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_w} + fN_b \dots \dots \dots (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_b}{\partial t} + \frac{\partial(u_b N_b)}{\partial x} + \frac{\partial(v_b N_b)}{\partial y} + |wv|_{b_{up}} = -gh_b \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{h_b}{\rho_w} \frac{\partial P_0}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial N_b}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial N_b}{\partial y} \right) + \varepsilon_z \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{b_{up}} - \frac{\tau_{by}}{\rho_w} - fM_b \dots \dots \dots (14) \end{aligned}$$

ここに、 h ：層厚、 u, v ：それぞれ層における x, y 方向の断面平均流速、 w ：層上端における z 方向流速、 M, N ：それぞれ x, y 方向の流量フラックス ($M=uh, N=vh$)、 H ：水位、 τ_{bx}, τ_{by} ：それぞれ水底面でのせん断応力の x, y 方向成分、 τ_{sx}, τ_{sy} ：それぞれ自由水面上でのせん断応力の x, y 方向成分、添え字の s, k, b はそれぞれ s 層、 k 層、 b 層を、また、 $up, down$ はそれぞれ各層の上面、下面を表す。自由水面上でのせん断応力には、一般に用いられている次式を使用する。

$$\tau_{sx} = \rho_a \gamma^2 W_x \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \quad \tau_{sy} = \rho_a \gamma^2 W_y \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \dots \dots \dots (15)$$

ここに、 ρ_a ：空気の密度、 γ^2 ：自由水面上での抵抗係数、 W_x, W_y ：それぞれ自由水面上 10 m での x, y 方向

の風速である。水底面でのせん断応力は、高潮のように自由水面上に大きなせん断応力が作用する場合、次式³⁾が用いられる。

$$\tau_{bx} = \frac{\rho_w g n^2 u \sqrt{u^2 + v^2}}{h^{1/3}} - k \tau_{sx} \quad \tau_{by} = \frac{\rho_w g n^2 v \sqrt{u^2 + v^2}}{h^{1/3}} - k \tau_{sy} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 n ：マンニングの粗度係数、 k ：定数であって、単層モデル ($n=1$) で $k=0.25$ 、多層モデル ($n \geq 2$) では $k=0$ としている。

2.2 支配方程式の差分化

これらの方程式を離散化し、数値モデルを構成する。ここで、離散化手法として差分法の陽的解法である Leap-Frog 法を用いた。 x , y 及び z 方向の差分格子の大きさをそれぞれ Δx , Δy 及び Δz とし、未知量は Fig. 2 に示されるように staggered 的に配置する。すなわち、水位 H 及び大気圧 P_0 は s 層の control volume の上面中心、圧力 p は control volume の中心、流速 u , v 及び w は control volume のそれぞれ yz 面, zx 面, xy 面の中心、フラックス M , N は control volume の yz 面, zx 面の中心でそれぞれ定義する。それぞれの項に関して、時間項には前進差分、移流項には 1 次精度の風上差分、他の項には中央差分をそれぞれ適用する。以下に k 層における差分式を示す。

連続式

$$w_{i,j,k-1/2}^{n+2} = w_{i,j,k+1/2}^n - \frac{M_{i+1/2,j,k}^{n+2} - M_{i-1/2,j,k}^{n+2}}{\Delta x} - \frac{N_{i,j+1/2,k}^{n+2} - N_{i,j-1/2,k}^{n+2}}{\Delta y} \dots\dots\dots (17)$$

k 層における連続式は (17) 式のように離散化されるが、水位 H を計算する s 層においては以下のである。

$$H_{i,j}^{n+3} = H_{i,j}^{n+1} + 2\Delta t w_{i,j,1+1/2}^{n+2} - 2\Delta t \left[\frac{M_{i+1/2,j,1}^{n+2} - M_{i-1/2,j,1}^{n+2}}{\Delta x} - \frac{N_{i,j+1/2,1}^{n+2} - N_{i,j-1/2,1}^{n+2}}{\Delta y} \right] \dots\dots\dots (18)$$

水平方向の運動方程式 (x 方向)

$$M_{i-1/2,j,k}^{n+2} = M_{i-1/2,j,k}^n - U1 - U2 - U31 + U32 - U41 - U42 + U5 + U61 - U62 + U7 \dots\dots\dots (19)$$

$$U1 = 2 \frac{\Delta t}{\Delta x} [u M_{i+1/2,j,k}^n - u M_{i-1/2,j,k}^n] \quad u_{i-1/2,j,k}^n < 0$$

$$= 2 \frac{\Delta t}{\Delta x} [u M_{i-1/2,j,k}^n - u M_{i-3/2,j,k}^n] \quad u_{i-1/2,j,k}^n \geq 0$$

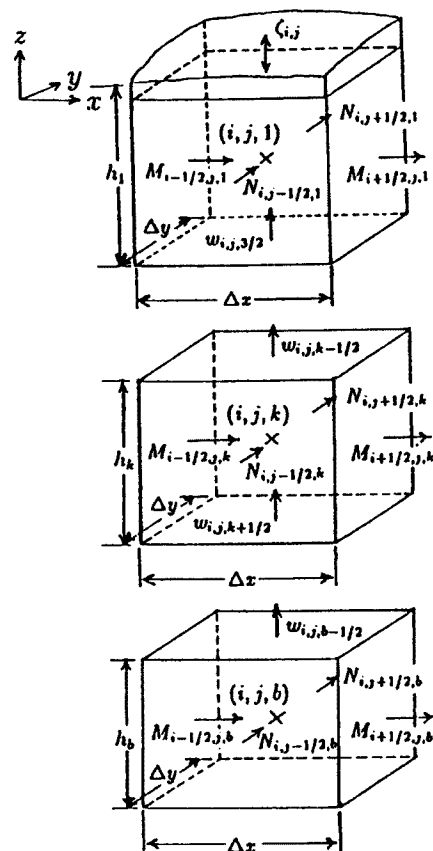


Fig. 2. Unknown quantity position of mesh

$$\begin{aligned}
 U2 &= 2 \frac{\Delta t}{\Delta y} [vM_{i-1/2, j+1, k}^n - vM_{i-1/2, j, k}^n] & v_{i-1/2, j, k}^n < 0 \\
 &= 2 \frac{\Delta t}{\Delta y} [vM_{i-1/2, j, k}^n - vM_{i-1/2, j-1, k}^n] & v_{i-1/2, j, k}^n \geq 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 U31 &= 2\Delta t w_{i-1/2, j, k-1/2}^n u_{i-1/2, j, k-1/2}^n \\
 w_{i-1/2, j, k-1/2}^n &= \frac{w_{i, j, k-1/2}^n + w_{i-1, j, k-1/2}^n}{2} \\
 u_{i-1/2, j, k-1/2}^n &= \frac{h_{i-1/2, j, k}^n u_{i-1/2, j, k-1}^n + h_{i-1/2, j, k-1}^n u_{i-1/2, j, k}^n}{h_{i-1/2, j, k}^n + h_{i-1/2, j, k-1}^n}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 U32 &= 2\Delta t w_{i-1/2, j, k+1/2}^n u_{i-1/2, j, k+1/2}^n \\
 w_{i-1/2, j, k+1/2}^n &= \frac{w_{i, j, k+1/2}^n + w_{i-1, j, k+1/2}^n}{2} \\
 u_{i-1/2, j, k+1/2}^n &= \frac{h_{i-1/2, j, k}^n u_{i-1/2, j, k+1}^n + h_{i-1/2, j, k+1}^n u_{i-1/2, j, k}^n}{h_{i-1/2, j, k}^n + h_{i-1/2, j, k+1}^n}
 \end{aligned}$$

$$U41 = 2 \frac{1}{\rho_w} h_{i-1/2, j, k}^{n+1} \frac{\Delta t}{\Delta x} (P_{i, j}^{n+1} - P_{i-1, j}^{n+1})$$

$$U42 = 2gh_{i-1/2, j, k}^{n+1} \frac{\Delta t}{\Delta x} (H_{i, j}^{n+1} - H_{i-1, j}^{n+1})$$

$$\begin{aligned}
 U5 &= 2\varepsilon_x \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \{M_{i+1/2, j, k}^n - 2M_{i-1/2, j, k}^n + M_{i-3/2, j, k}^n\} \\
 &\quad + 2\varepsilon_y \frac{\Delta t}{\Delta y^2} \{M_{i-1/2, j+1, k}^n - 2M_{i-1/2, j, k}^n + M_{i-1/2, j-1, k}^n\}
 \end{aligned}$$

$$U61 = 4\varepsilon_z \Delta t \frac{u_{i-1/2, j, k-1}^n - u_{i-1/2, j, k}^n}{h_{i-1/2, j, k-1}^n + h_{i-1/2, j, k}^n}$$

$$U62 = 4\varepsilon_z \Delta t \frac{u_{i-1/2, j, k}^n - u_{i-1/2, j, k+1}^n}{h_{i-1/2, j, k}^n + h_{i-1/2, j, k+1}^n}$$

$$\begin{aligned}
 U7 &= 2\Delta t f N_{i-1/2, j, k}^n \\
 N_{i-1/2, j, k}^n &= \frac{N_{i, j-1/2, k}^n + N_{i-1, j-1/2, k}^n + N_{i, j+1/2, k}^n + N_{i-1, j+1/2, k}^n}{4}
 \end{aligned}$$

同様に、y 方向の運動方程式の差分化が行われるが、ここでは省略する。

なお、b 層での海底摩擦項に関しては、Vasiliev の不安定を考慮し、次のように陰的な取り扱いを適用する。ただし、本解析では $\eta = 1$ としている。

$$\tau_{bx} = \frac{\rho_w g n^2}{h_{i-1/2, j, b}^{n, 4/3}} \{ \eta M_{i-1/2, j, b}^{n+2} + (1-\eta) M_{i-1/2, j, b}^n \} \sqrt{u_{i-1/2, j, b}^{n, 2} + v_{i-1/2, j, b}^{n, 2}} - k \tau_{sx} \quad (20)$$

$$\tau_{by} = \frac{\rho_w g n^2}{h_{i-1/2, j, b}^{n, 4/3}} \{ \eta N_{i-1/2, j, b}^{n+2} + (1-\eta) N_{i-1/2, j, b}^n \} \sqrt{u_{i-1/2, j, b}^{n, 2} + v_{i-1/2, j, b}^{n, 2}} - k \tau_{sy} \quad (21)$$

数値解析の進行は、まず、流量フラックス M, N を求め、次に z 方向の流速 w 及び水位 H を求める方法をとる。ただし、それぞれの解析にあたり、漏水や湧き水はないものとして、b 層から s 層に向けて計算を行う。

3. 計算領域

計算領域は、Fig. 3 に示すような大阪湾を囲む領域とした。ここで、 x 軸正方向を東方、 y 軸正方向を北方と定義する。領域は、 $\Delta x = 1145$ m、 $\Delta y = 922.5$ m の格子で分割し、 Δt は 10 秒である。海底地盤高には海上保安庁発行の海図から読みとった値を用いた。

閉鎖的な湾のような場合、水深方向の流速分布には無次元水深が 0.2 ~ 0.4 の付近に転向点が存在するといわれている²⁾。また、その転向点の水深は地形や流動形態により様々な値をとると考えられている。層厚の設定は転向点の位置と無関係ではあり得ず、そのため、層厚をどのように設定するかは解析上つねに付きまとう問題であるが、本報では次のような層厚を設定した。すなわち、2 層モデル ($n=2$) では第 1 層を 5 m、第 2 層はそれ以深、3 層モデル ($n=3$) では第 1 層を 5 m、第 2 層を 10 m とし、第 3 層をそれ以深、4 層モデル ($n=4$) では、第 1 層、第 2 層では 5 m、第 3 層では 10 m、第 4 層をそれ以深、5 層モデル ($n=5$) では、第 1 層~第 3 層では 5 m、第 4 層では 10 m、第 5 層はそれ以深としている。また、 $n=1$ のモデルは 2 次元モデルに他ならないが、以下では 1 層モデルと記す。なお、対象とする層の表現法を以下に示す。すなわち N 層に分割したモデルの第 K 層目を $N \text{ LEVEL}(K)$ と表す。これにより、例えば 4 層モデルの第 2 層は、4 LEVEL(2) となり、水深 28 m の場合、4 LEVEL(4) の層厚は 8 m、5 LEVEL(4) の層厚は 3 m、5 LEVEL(5) の層厚は 0 m で存在しない。

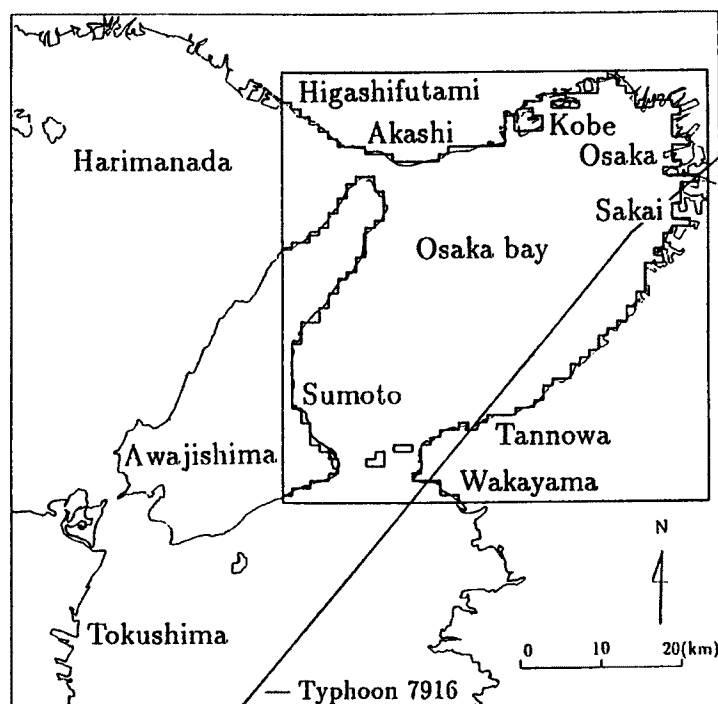


Fig. 3. Analysis area

4. 境界条件に関する検討

4.1 計算条件

高潮解析に用いられる境界条件には、開境界で課せられる条件と外力としての風速場及び気圧場の条件が考えられる。本章では、境界条件のうち開境界での条件及び風速場の条件を取り上げることとし、それ

ぞれにモデル値と実測値を適用することにより、境界条件設定の問題点を把握する。

気圧場に関しては、気圧分布が同心円状であるとした Schloemer の式を適用した。

$$P_r = P_c + \Delta P \exp\left(-\frac{r_m}{r}\right) \dots\dots\dots (22)$$

ここに、 r ：台風の中心からの距離、 P_r ：台風の中心から距離 r の点における気圧、 P_c ：台風の中心気圧、 ΔP ：台風の中心気圧低下量、 r_m ：旋衡風速が最大となる r の値（本解析では $r_m = 60$ km）である。

また、本報では、台風 7916 号を対象に研究を進めている。そのため、1979 年 9 月 27 日 0 時から 10 月 1 日 7 時までを計算時間と設定した。なお、台風 7916 号は過去に大阪湾域部に被害を与えた台風のうち、比較的新しくデータも著者らの手元に揃っているため採用した。

解析に用いられたパラメータは、 $f = 0.0000834$ (1/sec)、 $\rho_w = 1030$ (kg/m³)、 $\gamma^2 = 0.0026$ 、 $\rho_a = 1.293$ (kg/m³)、 $\Delta P = P_\infty - P_r$ で、 $P_\infty = 1010$ (hPa) とする。さらに、海底面でのマンギの粗度係数を $n = 0.02$ とし、渦動粘性係数を水平方向では $\varepsilon_x, \varepsilon_y = 200$ (m²/sec)、鉛直方向では $\varepsilon_z = 0.001$ (m²/sec) としている。

(1) 開境界条件

開境界においては、境界の横断上で一様の潮位を非定常的に与える。その方法として次の 2 つを考える。

(a) モデル潮位

9 分潮（主太陰半日周潮 (M_2)、主太陽半日周潮 (S_2)、日月合成日周潮 (K_1)、主太陰日周潮 (O_1)、主太陰倍率潮 (N_2)、日月合成半日潮 (K_2)、主太陰倍率潮 (Q_1)、主太陽日周潮 (P_1)、太陽年周期 (S_a)) より成る潮汐値に、次式で表される気圧降下による吸い上げと風の吹き寄せによる水位上昇⁴⁾を加えて算出した潮位値を適用する。

$$\Delta h_p = 0.991 \Delta p \quad \Delta h_w = \alpha \Delta h_p \dots\dots\dots (23)$$

ここに、 Δp (hPa)：気圧低下量、 Δh_p (cm)：気圧低下の吸い上げによる潮位上昇量、 Δh_w (cm)：吹き寄せによる上昇量で、 α は定数（本解析では 1.0）である。解析に用いた 1979 年 9 月 27 日 0 時における東二見及び和歌山での潮汐調和定数をまとめたのが Table 1 である。

Table 1. Tidal constant

Higashifutami					Wakayama				
	f	H (m)	V_0+u (°)	κ (°)		f	H (m)	V_0+u (°)	κ (°)
M_2	1.0349	0.204	232.0508	291.1	M_2	1.0349	0.462	232.5508	186.4
S_2	1.0000	0.078	359.8000	280.5	S_2	1.0000	0.222	0.3000	210.3
K_1	0.8938	0.274	270.7088	223.5	K_1	0.8938	0.242	270.9588	192.4
O_1	0.8260	0.230	323.5256	196.6	O_1	0.8260	0.180	323.7756	171.7
N_2	1.0349	0.033	322.5285	267.1	N_2	1.0349	0.081	323.0285	180.2
K_2	0.7554	0.021	2.9722	280.5	K_2	0.7554	0.054	3.4722	206.3
P_1	1.0000	0.091	85.0697	223.5	P_1	1.0000	0.083	85.3197	190.2
Q_1	0.8270	0.039	54.0033	179.0	Q_1	0.8270	0.036	54.2533	161.2
S_a	1.0000	0.000	184.8303	000.0	S_a	1.0000	0.165	184.8303	157.0

f : Corrected coefficient of tidal amplitude H : Tidal amplitude
 V_0+u : Corrected coefficient of phase κ : Tidal phase

(b) 実測潮位

東二見及び和歌山の検潮所で得られた実測潮位を適用する。ただし、東二見の潮位値には、1979 年 9 月 29 日の 4 時から 9 時まで欠測が含まれるので、この間は線形的な補間を行っている。

和歌山及び東二見におけるモデル潮位と実測潮位を比較したのが Fig. 4 である。モデル潮位は実測潮位をよく表してはいるが、最大潮位はやや小さくなっている。これは、モデル潮位の推算に含まれている

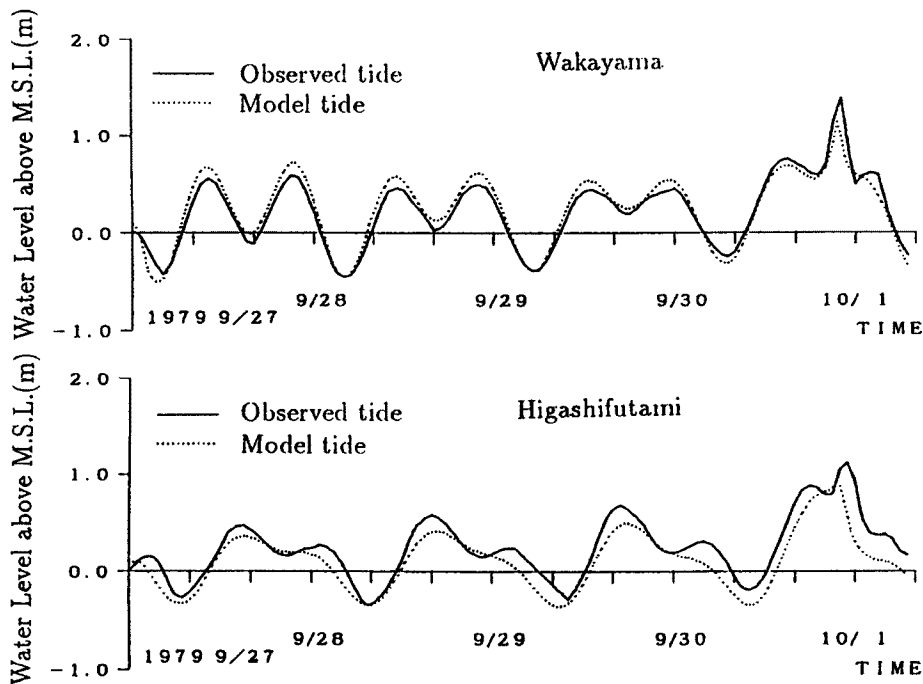


Fig. 4. Tide on the open sea boundary

吹き寄せ及び吸い上げが、和歌山及び東二見周辺における地形の影響を十分に取り入れていないためと考えられる。

(2) 風速場の条件

(a) モデル風

モデル風には、藤井・光田のモデル⁵⁾を用いた。藤井・光田のモデルでは、気圧分布は上述した Schloemer の式を適用している。まず地表面の摩擦の効果を無視した風、すなわち friction-free wind (FFW) を移動する気圧場から推算し、さらにこれを高度 10 m の地表風に換算して風速場を求める方法をとる。FFW は、上空の風に相当すると考えられ、気圧分布が与えられたとき、その移動する同心円上の等圧線における FFW の風速は、Blaton の公式を用いて気圧場の移動の効果を取り入れた傾度風速 V_{gr} として次式で表すことができる。

$$\frac{V_{gr}^2}{r_t} + fV_{gr} = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P_r}{\partial r} \quad (24)$$

ここに、 r_t は空気塊の流跡線の曲率半径で、次式で与えられる。

$$\frac{1}{r_t} = \frac{1}{r} \left(1 + \frac{C}{V_{gr}} \sin \alpha \right) \quad (25)$$

ただし、 α は台風の中心から風を推算する場所へ向かう半径ベクトルが気圧場の進行方向となす角で、進行方向を基準とし反時計回りに測った角である。また、 C は台風の進行速度である。これら二式より、FFW の風速場が求められる。

次に、 V_{gr} を地表風速 V_s に変換する。 V_s と V_{gr} との比の値は一定ではなく、台風の中心付近で大きくなり最大風速半径の少し内側では 1 以上にさえることが知られている。この特徴を考慮した藤井・光田のモデルでは、風速比 V_s/V_{gr} の分布は $x=r/r_m$ とともに変化するものとし、 V_s/V_{gr} の値を次のような関数

形 $G(x)$ で表している。

$$G(x) = G(\infty) + \{G(x_p) - G(\infty)\} \left(\frac{x}{x_p}\right)^{k-1} \exp \left[\left(1 - \frac{1}{k}\right) \left\{1 - \left(\frac{x}{x_p}\right)^k\right\} \right] \dots \dots \dots (26)$$

この関数形 $G(x)$ は、中心から外に向かって x の増加とともに増加し、 $x = x_p$ において最大値 $G(x_p)$ をとり、そこから外に向かっては x とともに減少する分布形をとる。今回の計算においてはパラメータの値には、藤井・光田の $k = 2.5$, $x_p = 0.5$, $G(x_p) = 1.2$, $G(\infty) = 2/3$ を用いる。また、FFW と地表風との間の風向きの偏角は、一般に広く用いられている 30° を使用する。

以上より求められる圧力分布及び地表の風速分布を前述の基礎方程式に与えることによって高潮計算を行う。すなわち、圧力 P_0 には (22) 式の P_r を与え、風速 W_x, W_y には (26) 式より得られる V_s を次式の座標変換により x, y 方向に分解した風速を与える。

$$W_x = \frac{-x - \sqrt{3}y}{2r} V_s \quad W_y = \frac{\sqrt{3}x - y}{2r} V_s \dots \dots \dots (27)$$

ここに、 x, y はそれぞれ W_x, W_y を求めるべき地点から台風中心部までの x 及び y 方向の距離であり、 $r^2 = x^2 + y^2$ である。

(b) 実測風

実測風の算定には、山口ら⁶⁾の方法に従い、大阪湾を囲む 13 の観測地点 (Table 2) より、Fig. 5 に示す三角形を設定し実測風の補間を行った。まず、C 局における高度 10 m と高度 100 m の風速観測値から、風向が同一である資料に対数則をあてはめ、粗度長を算出した。Fig. 6 は、算出された粗度長の出現頻度分布である。これより、粗度長としては、最頻値である $z_0 = 0.035$ m を使用し、実測風を高度 10 m の風速に改めた。次に、陸上での風速を海上風速に変換するため、MT 局と C 局の資料を用いて、海上風速と陸上風速の相関を求めた。ここで、C 局は MT 局の近傍にあるので、C 局と MT 局の間では地形による風の違いはさほどないとみなし、MT 局で観測された風速を海上風、C 局で観測された風速を陸上風と考える。MT 局と C 局で観測された風速のうち、同一風向の資料について、両者の関係を見たのが Fig. 7 であり、この場合には、海上風と陸上風は線形関係にあるとみなせる。この関係が大阪湾沿岸域においても成立するものと仮定し、結局海上風は陸上風の 1.60 倍とした。以上のようにして、海上風に換算した後、各観測点を結んで三角網に分割し、次の補間関数式を適用する。

Table 2. Observatory data

	D 1	D 2	D 3	D 4 (m)	D 5 (m)
S 1	Himeji	34°50'	134°40'	38.0	26.1
S 2	Toyonaka	34°46'	135°27'	9.0	10.0
S 3	Osaka	34°41'	135°31'	23.0	53.0
S 4	Koube	34°41'	135°11'	58.0	27.2
S 5	Akashi	34°39'	134°59'	6.0	6.5
S 6	Sakai	34°32'	135°31'	30.0	6.5
S 7	Gunge	34°28'	134°51'	5.0	9.9
S 8	MT station	34°26'	135°14'	0.0	16.0
S 9	Kumatori	34°23'	135°21'	68.0	6.5
S 10	C station	34°22'	135°15'	2.0	10.0
S 11	Sumoto	34°20'	135°54'	109.0	15.5
S 12	Wakayama	34°14'	135°10'	14.0	18.0
S 13	Tokushima	34°04'	134°36'	2.0	17.4

D 1 : Observatory, D 4 : Height above sea level
D 2 : Latitude, D 5 : Height above the ground
D 3 : Longitude

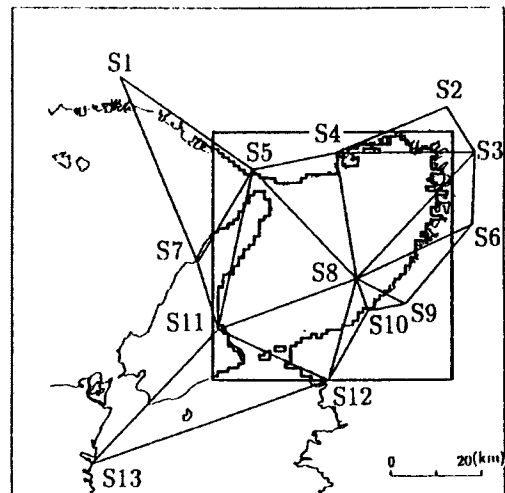


Fig. 5. Observed wind data correction

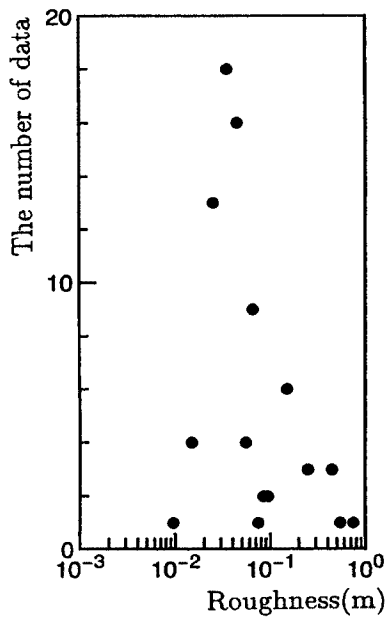


Fig. 6. Calculated roughness

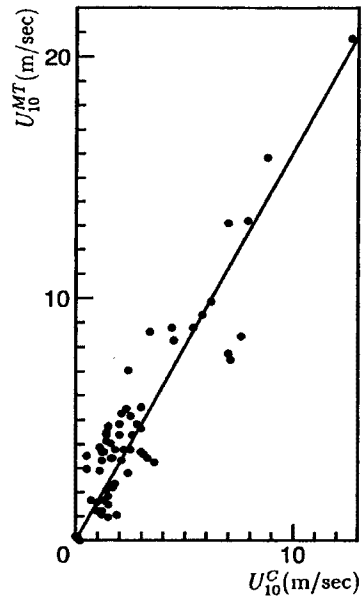


Fig. 7. Ratio of wind on the sea to the ground

$$U_x = \sum_{i=1}^3 N_i U_{xi} \quad U_y = \sum_{i=1}^3 N_i U_{yi} \quad \dots\dots\dots (28)$$

ここに U_x, U_y : 設定地点 $P(x, y)$ における x 方向, y 方向の風速, U_{xi}, U_{yi} : それぞれ観測点 S_i における x 及び y 方向の風速, $N_i: \Delta_i/\Delta$ で Δ は三角形要素の面積, Δ_i は三角形の各頂点と P とを結ぶ線分で3分割したときの S_i に対応する三角形の面積である。

Fig. 8 は台風モデルによる風速分布と, 実測風を補間して求められた風速分布とを比較したものである。この図より大阪湾における台風の最接近時には, 実測風を用いた風速の方が台風モデルによる風速より小さく, 台風モデルは風速を過大に評価する傾向にあることが分かる。また, 台風が大阪湾を通過した直後からは, 台風モデルによる計算値より実測風による風速の方が大きくなっている。これは, 台風モデルでは地形や局所的な気象擾乱の影響が表現できないのに対し, 実測風では大阪湾の長軸方向に卓越する風や, 明石海峡を通過して湾内に至る方向に卓越する風など, 地形の影響が現れるためと思われる。

4.2 解析結果及び考察

境界条件に関する検討では, Table 3 に示す計算条件の組み合わせのもとに解析を行った。また, 解析モデルには, 1層モデル ($n=1$) と3層モデル ($n=3$) のみを使用した。

Fig. 9 に潮位の時間変化を示す。ただし, 1層モデルと3層モデルの計算値の差は, ケース設定の相異による計算値の差よりも微小であったため, Fig. 9 には1層モデルによる解析結果のみを示している。まず, 潮位の時間的変化をみると, CASE I 及び CASE II の開境界に実測潮位を与えた場合は, CASE III 及び CASE IV のモデル潮位を与えた場合よりも, 観測された潮位をよく再現している。また, 明石や洲本といった比較的湾口部に近い箇所では, 開境界に実測潮位を用いた場合の方が, 最高潮位, 最低潮位とも観測値に近い結果を示すのに対し, 湾奥部の大阪では, 開境界にモデル潮位を用いた場合の方が, 観測値に近い結果を示した。これらの要因として, 次の事柄が挙げられる。まず, 明石や洲本周辺の海域では, 比較的湾口に近いため開境界条件の影響が支配的であり, 周辺の地形からこれらの海域では海水がある程度の流速をもって流入・出すると考えられる。一方, 湾奥部に位置する大阪では, 地形による海水の集中が

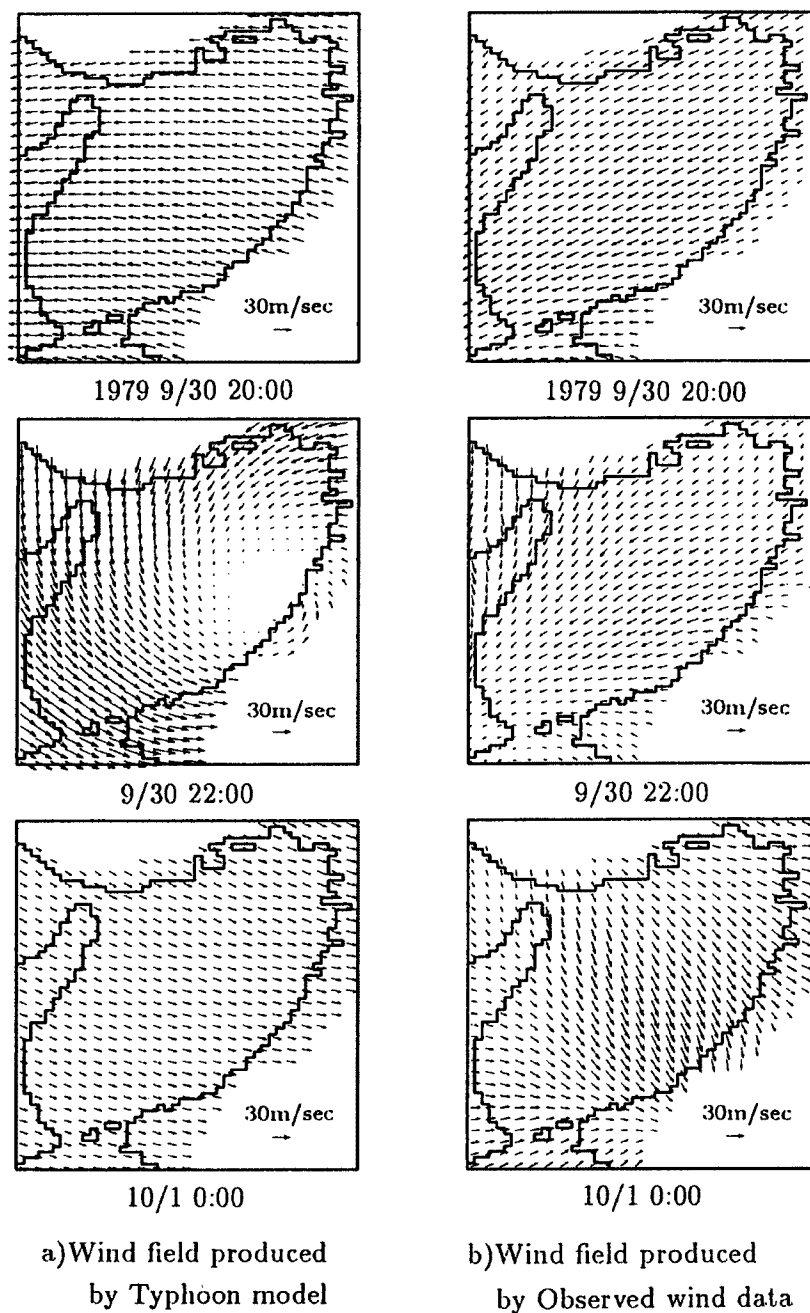


Fig. 8. Wind distribution

Table 3. Case of Analysis

CASE	TIDE	WIND
I	Observed tide	Observed wind
II	Observed tide	Model wind
III	Model tide	Model wind
IV	Model tide	Observed wind

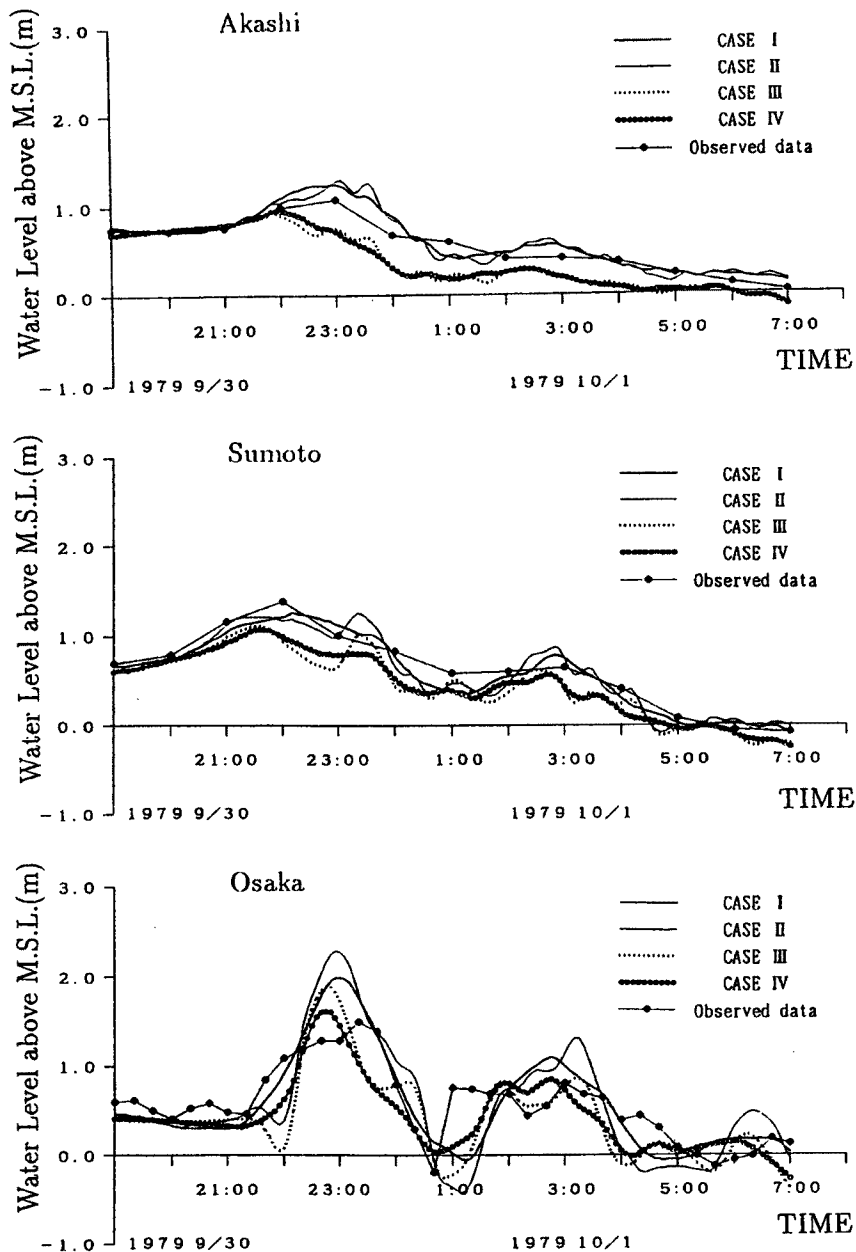


Fig. 9. Simulation results of tide for different boundary conditions

あり、潮位が高くなると考えられる。しかし、このような集中は、実際にも、また数値解析にも同様に現れると考えられるため、Fig. 9 にみられる差異の要因とは必ずしも言えない。ただ、これらの事をふまえると、今回解析に用いられたメッシュ幅では地形をうまく表現できず、そのため、大阪ではより大きな海水の集中が発生したということも考えられる。また、別の要因として、開境界ではいずれの場合にも横断方向に一樣な潮位を与えていることが挙げられる。すなわち、台風接近時には吹き寄せの効果に地形が影響するので、開境界線上に位置する湾内の検潮所と港湾域外とでは、潮位は同一とは成らず、港湾内検潮所での潮位の方が高くなっていると考えられる。つまり、このような検潮所の潮位を開境界に一樣に与えることは、開境界潮位を過大に与えることになると思われる。

風速場の影響については、全般的に CASE I 及び CASE IV の実測風を用いた場合の方が、CASE II 及び CASE III のモデル風を用いた場合に比べ、小さな最大潮位をとり、観測潮位をよく表していることがうかがえる。しかも、台風モデルを用いた場合には、潮位の時間的変動が激しく現れている。これは、Fig. 8 からも推察されるように、台風モデルによるときには、風速場の時間的な変化は、実測風に比べ激しいことから生じたと考えられる。また、大阪市周辺の湾奥部へ進むに従い、風速場という外力を変化させたときの差異も顕著に現れている。このことは先述した海域の流動特性に起因すると思われ、海域の地形が大きな役割を担っていると考えられる。

高潮解析の主目的は高潮予測にあると思われる。そのため、高潮予測に用いられる開境界での推算潮位や外力としての台風モデルは重要な役割を担うこととなる。したがって、地形の影響を評価できない開境界での推算潮位や外力としての台風モデルを用いる際には、本研究で得られたような境界条件が計算結果にもたらす特性を十分認識しておく必要があり、今後は、地形条件を考慮するなどのより実用的な台風モデルの改善が望まれる。

5. 解析における層数が高潮解析に与える影響

5.1 計算条件

通常の高潮解析では、浅水方程式が用いられているが、断面平均流速のみで流動場を捉えようとするとは、実際の高潮時の流動現象から考えると必ずしも適切な方法とはいえない。たとえば、沿岸付近における潜り込みや鉛直循環流の影響が考慮できないという問題がある。本節では、レベルモデルにおいて層数 (n) を変化させ解析を行い、得られる流動特性の相違により、層数の変化の影響を考察する。ただし、境界条件には前節の CASE I を選定した。また、層数は $n=1$ から $n=5$ まで変化させた。

5.2 計算結果及び考察

Fig. 10 は、いくつかの検潮地点における潮位の時間的変化である。図には観測値も記入されている。本図より計算結果は観測値を十分に現しているとはいえないが、層数の変化に伴う計算結果の相異に着目すると、層数が増えるにつれ、潮位の時間的変動が僅かながら滑らかになることがわかり、resurgence 部ではそれが顕著である。さらに、この傾向は、大阪市周辺の湾奥部へ進むにつれて大きく現れている。その理由として、層数の増加に伴い、鉛直方向の流速分布のより詳細な表記が可能となるため、沿岸付近での鉛直循環流の影響がより正確に表せているのではないかと考えられる。また、forerunner 部及び storm surge 部に着目すると、 $n=1$ の 1 層モデルと $n=2 \sim 5$ の多層モデルとの間では、計算された潮位に僅かながら差がみられるが、多層モデル間 ($n=2 \sim 5$) では、潮位はほとんど同じである。ただし、今回の検討においてはメッシュは約 1000 m であり、そのために沿岸付近の鉛直循環流が過大に平滑化された可能性があるため、メッシュの大きさの影響も検討することが必要であろう。

Fig. 11 に 1 層モデルと 3 層モデルでの流速の平面分布図を示す。流速に関しては当然のことながら、1 層モデルと 3 層モデルとの差異は顕著であり、3 層モデルにおいては、局所的に鉛直循環流の発生が認められる。

以上の解析により、潮位変動については、層数の変化による差異は、境界条件の変化による差異に比べて、かなり小さいことが明らかとなった。つまり、潮位についてだけいえば、解析を三次元化する利点は少ないと考えられる。しかし、三次元的な解析は詳しい流況や流速の評価など、高潮現象の内部構造の把握に欠くことができないと考えられる。

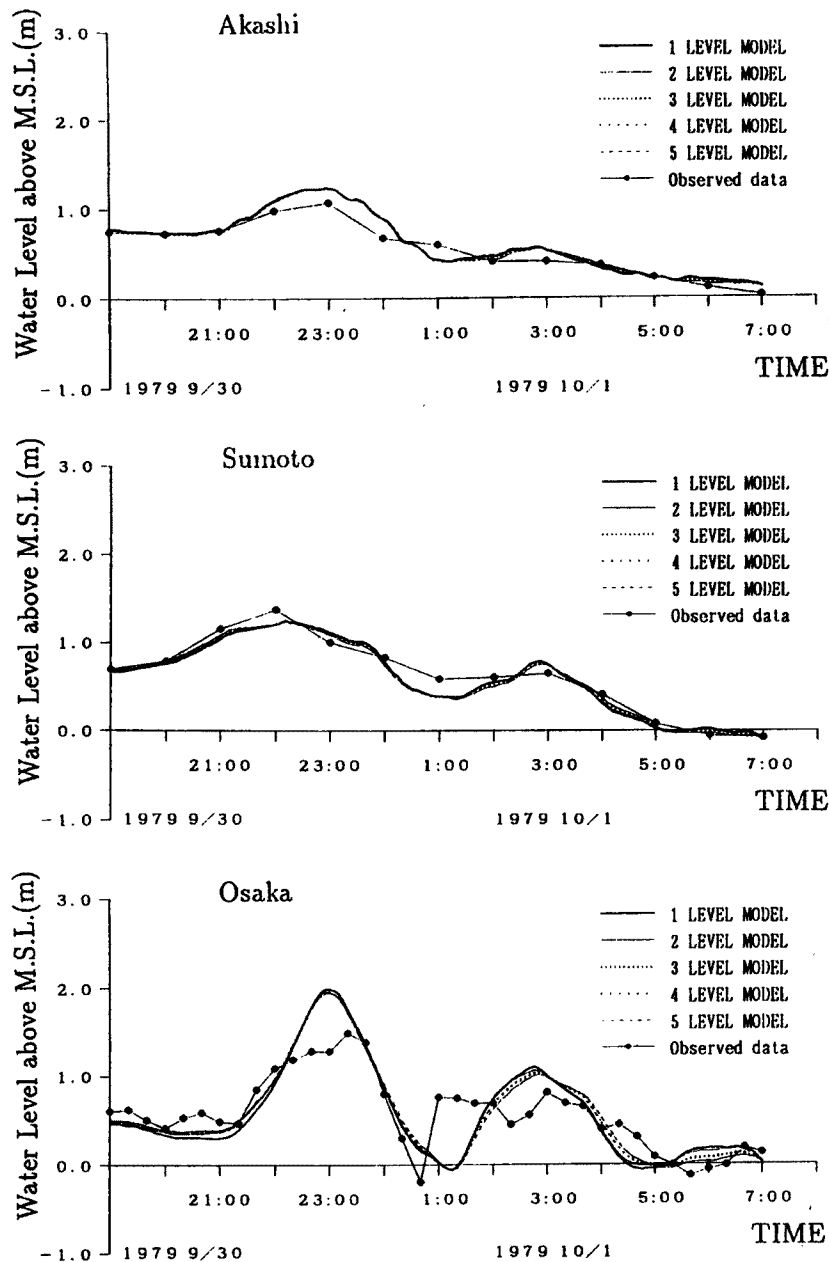


Fig. 10. Simulation results of tide for different level models

6. お わ り に

本研究では、レベルモデルを用いた3次元高潮解析モデルを構築し、用いられる境界条件の検討及び層数を変化させてモデルの特性の検討を行った。その結果を要約すれば以下のようなものである。

- 1) 本研究で用いられたようなモデル潮位では実際の現象の再現には不十分である。
- 2) 台風モデルは実際の風速場を過大に評価する恐れがあり、地形の影響を考慮する必要がある。
- 3) 層数を変化させた高潮解析より、潮位に関しては解析モデルの2次元性と3次元性との間に若干の差

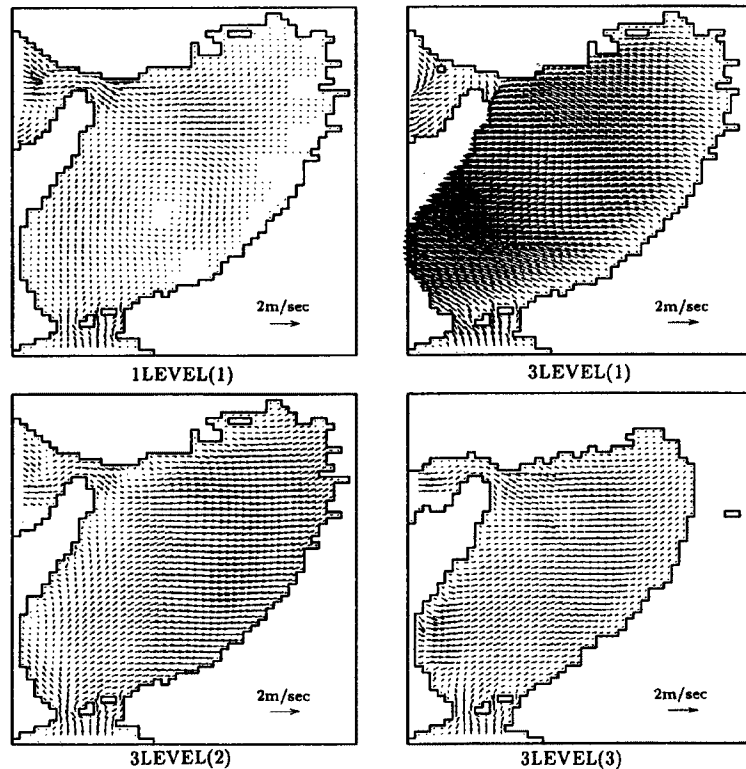


Fig. 11. Velocity distribution

異がみられたものの、境界条件の設定法によって生じる差異と比べると微小であった。

- 4) したがって、潮位に限れば2次元モデルによる高潮解析が十分な有用性をもつと考えられる。ただし、流れの場に関しては層数により、結果にかなりの差異がみられた。このことより構造物の設計や物質輸送など流速が直接的に問題となる場合には3次元性を考慮すべきであろう。

今後は、高潮が都市域に侵入した場合を考え、氾濫水の挙動を含めて解析することにより、その影響や氾濫防御策について考察を進めたい。

参考文献

- 1) 日野幹雄ら・伊藤 剛編：数値計算の応用と基礎，アテネ出版，pp. 1-27, 1971.
- 2) 土屋義人・山下隆男・岡 扶樹：2レベルモデルによる高潮の追算—台風7916号による大阪湾の高潮—，第28回海岸工学論文集，pp. 54-58, 1981.
- 3) 岩垣雄一・榎木 亨：海岸工学，共立出版，p. 224, 1982.
- 4) Nakatsuji K, S. Watanabe, H. Kurita and N. Yamane : Greenhouse effects on storm surges : A case study at Osaka bay, Japan, Proceedings of XXV Congress of International Association for Hydraulic Research, Vol. IV, pp. 56-63, 1993.
- 5) 藤井 健・光田 寧：台風の確率モデルの作成とそれによる強風のシミュレーション，京都大学防災研究所年報，第29号B-1，pp. 229-239, 1986.
- 6) 山口正隆・渡辺 健・畑田佳男：大阪湾における海上風の平面分布特性について，第28回海岸工学論文集，pp. 168-172, 1981.
- 7) 海岸工学委員会・研究レビュー小委員会編：海岸波動 [波・構造物・地盤の相互作用の解析法]，土木学会，pp. 216-217, 1984.