

沿岸水域における埋立が河口からの洪水流出に及ぼす影響の解析

井上 和也・岩佐 義朗・木下 昌樹

ANALYSIS OF RECLAMATION INFLUENCES ON FLOOD EFFLUX IN ESTUARINE AREA

By Kazuya INOUE, Yoshiaki IWASA and Masaki KINOSHITA

Synopsis

This paper presents an algorithm for mathematical simulation model to estimate the influences of bay-area reclamation on flood efflux in a esuary by means of finite difference numerical method. To be applied a new three-dimensional model is emphasized for the analysis of the flow structure and density effect. Following the basic equations, the numerical model using leap-frog scheme is derived in detail. After the calibration of the eddy viscosity and diffusivity, a good agreement is realized between the observed and calculated water stages. A simulation study is also made to predict water stage rise due to reclamation and the density difference is found to play effective roles.

1. はじめに

わが国の大都市の多くは沿岸域に位置している。これらの都市では、新たな都市空間をつくりだすため、また廃棄物の最終処分場とするため、東京湾や大阪湾に数多くの例がみられるように、沿岸域を埋立てるのが計画され、実施されている。一方、このような沿岸域には一般に河川の河口が多く存在する。したがって、沿岸域の河口近傍に埋立が行われるとき、埋立によって河川からの洪水流出がどのような影響を受けるか、より端的に言えば埋立が洪水流出を阻害することがないかが、埋立に伴う重大な技術的検討課題の一つになる。

このような課題に対して、これまでにいくつかの基礎的研究が行われているが^{1), 2)}、本研究ではその一つの方法として、差分法を適用した数値解析による検討方法を展開するとともに、適用例として大阪湾と淀川ならびに大和川の河口をとり上げ、埋立による流況の変化などの予測を試みる。

2. 解析の方法

上述した問題を解析的手法によって検討する場合、これまでの、河口から沿岸水域に仮想的な河川法線を、陸地部での法線形状を考慮しながら延長して、仮想的な河道を沿岸水域内に想定し、その下流端において計画潮位などの境界条件を与えて、1次元解析法をこの仮想的河道において適用する方法が採られることが多かった。この方法は陸地部の河道における1次元解析法をそのまま沿岸水域にも適用するもので、方法として分りやすいという利点があるが、仮想的河道や下流端の位置の設定に明確な基準を考えることがむずかしいだけでなく、沿岸水域の地形（平面ならびに縦断）の影響や河川水と海水の密度差を十分に

取り入れることができないなどの方法的限界が強い。さらに、この方法では仮想的河道の内部には埋立は想定されず、また流れの解析は(仮想的)河道の内部に限られるから、埋立による沿岸水域の流況の変化などの水域の全体的特性については検討のしようがない。つまり、この方法は、埋立に伴う他の技術的課題、たとえば埋立による高潮・波浪の変化や水質問題などを考えるときには、ほとんど適用性をもっていないといえる。

近年では計算機の使用の一般化とともに、流れの2次元あるいは3次元解析はごく普通に行われるようになってきている。本研究で対象とするのは、淡水である河川水(洪水)が沿岸水域において海水から浮力を受けながら平面的ならびに水深方向に拡がる流れである。したがって、本研究では密度の非一様性および流れの3次元性を重視して、3次元解析法を適用することにする。

ただ、3次元解析法とは、厳密には水平面内の運動方程式だけでなく水深方向の運動方程式も解く方法を指すはずである。しかし、そのような方法は、自由表面が時間的にかなり変化する場では、まだ十分に開発されていない。ここで扱う流れの水理学的特徴は、流れの時間的・空間的变化があまり大きくなく、かつ水平面内の空間スケールが水深方向の空間スケールよりかなり大きく、したがって浅水近似が成立するとみなされることである。この場合には、水深方向の加速度は重力の加速度にくらべて十分小さく、結局水深方向の運動方程式は圧力の静水圧分布式によって近似される。簡単のため、このような静水圧分布の近似を用いる方法も3次元解析法と呼ぶことにし、以下においてはこの3次元解析法を上記の問題に適用する。

本節の記述は前報³⁾と基本的な点において重複するところがある。しかし、本研究では簡単のため気象的要因を含めていないことや計算法を implicit 法から explicit 法に変更している点などもあるので、煩ではあるが、ここでの方法を展開しておくことにする。

2.1 基礎式と境界条件

上記の浅水近似および密度の非一様性は重力の項以外では無視できるという Boussinesq の近似を適用すれば、基礎式は次のように表される。

x -方向の運動方程式:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} = fv - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + A_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

y -方向の運動方程式:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} = -fu - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + A_h \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

静水圧分布式:

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (3)$$

連続式:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

密度の保存式:

$$\frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} + \frac{\partial u \Delta \rho}{\partial x} + \frac{\partial v \Delta \rho}{\partial y} + \frac{\partial w \Delta \rho}{\partial z} = K_h \left(\frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v \frac{\partial \Delta \rho}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに座標軸は基準面内(本研究では OP 0.0 m をとる)の東向きに x 軸、北向きに y 軸をとり、基準面

に直交する鉛直軸の上向きに z 軸をとっている。また、 t ：時間、 u, v および w ： x, y および z 軸方向の流速、 f ：Coriolis の因子、 p ：圧力、 g ：重力の加速度、 ρ ：密度、 ρ_0 ：基準密度（後述の海水の密度をとり、 $\rho_0 = 1022 \text{ kg/m}^3$ とする）、 $\Delta\rho = \rho_0 - \rho$ （密度偏差と呼ぶことにする）、 A_h および K_h ：水平面内の渦動粘性係数および渦動拡散係数、 A_v および K_v ：成層が安定なとき ($\partial\Delta\rho/\partial z = -\partial\rho/\partial z > 0$) のときの鉛直方向の渦動粘性係数および渦動拡散係数である。成層が不安定なときには、水面 ζ （基準面から水面までの高さ、すなわち水位）から次式で定義される z_m ：

$$\int_{z_m}^{\zeta} \Delta\rho dz = (\zeta - z_m) \Delta\rho(z_m) \dots\dots\dots (6)$$

まで瞬時に対流混合が生ずるとする。

式(3) を積分すれば、次の圧力の静水圧分布式が導かれる。

$$p = \rho_0 g \zeta - \int_z^{\zeta} \Delta\rho g dz \dots\dots\dots (7)$$

ただし、式(3) の積分で現れる静止状態 ($\zeta = 0$) のときの基準密度 ρ_0 による圧力 $\int_z^0 \rho_0 g dz$ は、同一の z に対しては x および y に依らない一定の値をとり、式(1) および (2) 中の $\partial p/\partial x$ および $\partial p/\partial y$ には何ら貢献しないので、とり除かれている。また、自由表面では圧力は一定とし、それを 0 とおいている。

次に、境界条件をまとめておく。

(1) 水面 ($z = \zeta$) での境界条件

運動学的条件：

$$w_s = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} \dots\dots\dots (8)$$

添字 s は自由表面における量を表す。なお、本研究では水面でのせん断応力および熱収支は考えていない。

(2) 海底 ($z = z_b$) での境界条件

運動学的条件：海底は時間的に変化しないとす。すなわち、

$$w_b = u_b \frac{\partial z_b}{\partial x} + v_b \frac{\partial z_b}{\partial y} \dots\dots\dots (9)$$

海底におけるせん断応力：

$$\rho_0 A_v \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right)_b = (\tau_{bx}, \tau_{by}) \dots\dots\dots (10)$$

ここに、添字 b は海底における量を表し、 z_b ：海底の z 座標、 τ_{bx}, τ_{by} ：海底におけるせん断応力の x, y 方向成分であり、次式で与えられるとする。

$$(\tau_{bx}, \tau_{by}) = \rho_0 \gamma_b^2 (u_b, v_b) \sqrt{u_b^2 + v_b^2} \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 u_b および v_b ：海底に接する格子（後述の cell）の流速、 γ_b^2 ：海底の抵抗係数である。

(3) 河川の流出・入のない岸での境界条件

岸の流れ：岸に直角な方向の流速成分を 0 とする。すなわち、

$$u_n = 0 \quad (n: \text{岸に立てた法線}) \dots\dots\dots (12)$$

(4) 河川の流入のある岸での境界条件

岸の流れ：河川から沿岸水域への流入流量を流入点の断面積で除した流速に等しいとする。すなわち、

$$u_n = u_R \quad (u_R: \text{河川の流量に対応する流速}) \dots\dots\dots (13)$$

2.2 基礎式の差分化

本研究では、Leap-Frog 法を用いた explicit な解法を適用する。 x, y および z 方向の差分格子の大き

さをそれぞれ Δx , Δy および Δz とし, 以後簡便のため水平面内の分割で得られる水深を高さとする水柱 ($\Delta x \times \Delta y \times$ 水深) を column, column を鉛直方向に Δz で分割した最小単位 ($\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$) を cell と呼ぶことにする。

変数の定義位置はつぎのようである。すなわち, 水深 h および水位 ζ は cell の積み重ねである column の上面中心, 圧力 p は cell の上下面の中心, 密度偏差 $\Delta\rho$ は cell の中心, u, v, w は cell のそれぞれ yz 面, zx 面, xy 面の中心で定義する。また時間的には, Leap-Frog 法の特徴を活かすため, u, v および w は $t=n\Delta t, (n+2)\Delta t, \dots$ で, $h, \zeta, \Delta\rho$ および p は $t=(n+1)\Delta t, (n+3)\Delta t, \dots$ で定義する。各 column の最上層の cell ($\zeta=0$ のとき, 上面が基準面と一致する cell) を第1層, これより下方に k 番目の cell を第 k 層とよぶことにし, $f_{i,j}^{k,n}$ の表示によって, $x=i\Delta x, y=j\Delta y$ の鉛直線上の第 k 層上面 ($z=-(k-1)\Delta z$, ただし第1層においては自由表面) における時刻 $t=n\Delta t$ での物理量 f を表すことにする。以下の差分式はいずれも基礎式を, ある control volume において積分することにより導かれる³⁾。

(1) 水平方向の運動方程式

x 方向の運動方程式(1) は, cell を x 方向に $\Delta x/2$ だけずらせた control volume についての積分より, 次のように差分化される。

$$\frac{u_{i,j+1/2}^{k+1/2,n+2} - u_{i,j+1/2}^{k+1/2,n}}{2\Delta t} \Delta V_{i,j+1/2}^{k+1/2,n+1} = \text{Coriolis項} + \text{圧力項} + \text{移流項} + \text{拡散項} \dots\dots\dots (14)$$

ここに, $\Delta V_{i,j+1/2}^{k+1/2,n+1} = \Delta x \Delta y (\Delta z_{i-1/2,j+1/2}^{k+1/2,n-1} + \Delta z_{i+1/2,j+1/2}^{k+1/2,n+1})/2$ はこの場合の control volume の大きさである。cell の中心で定義される cell の層厚 ($\Delta z_{i+1/2,j+1/2}^{k+1/2}$) は, 自由表面の位置 (ζ^{n+1}) によって一般に時間的に変化するので, 添字 $n+1$ も付している。

上式の各項は以下のものである。ただし, 添字は括弧書きする。

(a) Coriolis 項 u_{co}

$$u_{co}(i, j+1/2, k+1/2) = \frac{f}{4} (v_{i+1/2,j}^{k+1/2,n} + v_{i+1/2,j+1}^{k+1/2,n} + v_{i-1/2,j+1}^{k+1/2,n} + v_{i-1/2,j}^{k+1/2,n}) \Delta V_{i,j+1/2}^{k+1/2,n-1} \dots\dots\dots (15)$$

(b) 移流項 u_{conv}

上流差分を表す次式を定義する。

$$(u, v_m, \theta)_{m=i}^{m=i-1} = u(v_i + v_{i+1})/2 + \theta |u| (v_i - v_{i+1})/2 \dots\dots\dots (16)$$

ここに, θ は上流差分の程度を示すパラメーターで, $\theta=0$ なら中央差分, $\theta=1$ なら通常の上流差分となる。この記号を用いて, 移流項を次のように差分化する。

$$\begin{aligned} u_{conv}(i, j+1/2, k+1/2) = & -(u_{i+1/2,j+1/2}^{k+1/2,n*} u_{m,j+1/2}^{k+1/2,n*}, \theta_h)_{m=i}^{m=i+1} \Delta y \Delta z_{i+1/2,j-1/2}^{k+1/2,n'} \\ & + (u_{i-1/2,j+1/2}^{k+1/2,n*} u_{m,j+1/2}^{k-1/2,n*}, \theta_h)_{m=i-1}^{m=i} \Delta y \Delta z_{i-1/2,j+1/2}^{k+1/2,n'} \\ & - (v_{i-1/2,j+1}^{k+1/2,n*} u_{i-1/2,m}^{k-1/2,n*}, \theta_h)_{m=j+1/2}^{m=j+3/2} \Delta x \Delta z_{i-1/2,j+1/2}^{k+1/2,n'} \\ & - (v_{i+1/2,j+1}^{k+1/2,n*} u_{i-1/2,m}^{k-1/2,n*}, \theta_h)_{m=j+1/2}^{m=j+3/2} \Delta x \Delta z_{i-1/2,j+1/2}^{k+1/2,n'} \\ & + (v_{i-1/2,j}^{k+1/2,n*} u_{i-1/2,m}^{k-1/2,n*}, \theta_h)_{m=j-1/2}^{m=j+1/2} \Delta x \Delta z_{i-1/2,j}^{k+1/2,n'} / 2 \\ & + (v_{i+1/2,j}^{k+1/2,n*} u_{i+1/2,m}^{k-1/2,n*}, \theta_h)_{m=j-1/2}^{m=j+1/2} \Delta x \Delta z_{i+1/2,j}^{k+1/2,n'} / 2 \\ & - (w_{i-1/2,j+1/2}^{k,n*} u_{i-1/2,j+1/2}^{m,n*}, \theta_v)_{m=k-1/2}^{m=k-1/2} \Delta x \Delta y / 2 \\ & - (w_{i-1/2,j+1/2}^{k,n*} u_{i+1/2,j+1/2}^{m,n*}, \theta_v)_{m=k-1/2}^{m=k-1/2} \Delta x \Delta y / 2 \\ & + (w_{i-1/2,j+1/2}^{k+1,n*} u_{i-1/2,j+1/2}^{m,n*}, \theta_v)_{m=k+3/2}^{m=k+1/2} \Delta x \Delta y / 2 \\ & + (w_{i+1/2,j+1/2}^{k+1,n*} u_{i+1/2,j-1/2}^{m,n*}, \theta_v)_{m=k+3/2}^{m=k+1/2} \Delta x \Delta y / 2 \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

ただし, $u^{k+1/2,n*} = (u^{k+1/2,n-2} + u^{k+1/2,n})/2$, $\Delta z^{k-1/2,n'} = (\Delta z^{k+1/2,n-1} + \Delta z^{k+1/2,n+1})/2$, $u_{i+1/2,j+1/2} = (u_{i,j+1/2} + u_{i+1,j+1/2})/2$, $\Delta z_{i+1/2,j} = (\Delta z_{i+1/2,j-1/2} + \Delta z_{i+1/2,j+1/2})/2$ であり, また後の計算では $\theta_h = \theta_v = 1$

としている。

(c) 拡散項 u_{diff}

拡散項には中央差分を適用する。

$$\begin{aligned}
 u_{diff}(i, j+1/2, k+1/2) = & A_h \left[\frac{1}{\Delta x} \{ (u_{i+1, j+1/2}^{k+1/2, n} - u_{i, j+1/2}^{k+1/2, n}) \Delta y \Delta z_{i+1/2, j-1/2}^{k+1/2, n+1} \right. \\
 & \left. - (u_{i, j+1/2}^{k+1/2, n} - u_{i-1, j+1/2}^{k+1/2, n}) \Delta y \Delta z_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1} \right] \\
 & + \frac{1}{\Delta y} \{ (u_{i+1/2, j+3/2}^{k+1/2, n} - u_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n}) \Delta x \Delta z_{i+1/2, j+1}^{k+1/2, n+1} + (u_{i-1/2, j+3/2}^{k+1/2, n} - u_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n}) \Delta x \Delta z_{i-1/2, j+1}^{k+1/2, n+1} \\
 & - (u_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n} - u_{i+1/2, j-1/2}^{k+1/2, n}) \Delta x \Delta z_{i+1/2, j}^{k+1/2, n+1} - (u_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n} - u_{i-1/2, j-1/2}^{k+1/2, n}) \Delta x \Delta z_{i-1/2, j}^{k+1/2, n+1} \} / 2 \Big] \\
 & + A_{u_{i, j+1/2}^{k+1/2, n}} \left\{ \frac{1}{\Delta z_{i+1/2, j+1/2}^{k, n+1}} (u_{i+1/2, j+1/2}^{k-1/2, n} - u_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n}) + \frac{1}{\Delta z_{i-1/2, j+1/2}^{k, n+1}} (u_{i-1/2, j+1/2}^{k-1/2, n} - u_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n}) \right. \\
 & \left. - \frac{1}{\Delta z_{i+1/2, j+1/2}^{k+1, n-1}} (u_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n} - u_{i+1/2, j+1/2}^{k-3/2, n}) - \frac{1}{\Delta z_{i-1/2, j+1/2}^{k+1, n-1}} (u_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n} - u_{i-1/2, j+1/2}^{k-3/2, n}) \right\} \Delta x \Delta y / 2 \cdots (18)
 \end{aligned}$$

ただし、 $\Delta z^{k, n+1} = (\Delta z^{k-1/2, n+1} + \Delta z^{k+1/2, n+1}) / 2$ である。

(d) 圧力項 u_p

静水圧分布式(7)を

$$p_{i+1/2, j+1/2}^{k, n+1} = \rho_0 g \zeta_{i+1/2, j+1/2}^{n+1} - \sum_{m=1}^{k-1} g \Delta \rho_{i+1/2, j+1/2}^{m+1/2, n+1} \Delta z_{i+1/2, j+1/2}^{m+1/2, n+1} \cdots (19)$$

と差分化する。 $p_{i+1/2, j+1/2}^{k, n+1}$ は、第 k 層上面での圧力である。これより圧力項を次式で計算する。

$$\begin{aligned}
 u_p(i, j+1/2, k+1/2) = & -\frac{1}{\rho_0} \left\{ \frac{1}{2} (p_{i+1/2, j+1/2}^{k, n+1} + p_{i+1/2, j+1/2}^{k+1, n+1}) \Delta y \Delta z_{i+1/2, j+1/2}^{k-1/2, n+1} \right. \\
 & \left. - \frac{1}{2} (p_{i-1/2, j+1/2}^{k, n+1} + p_{i-1/2, j+1/2}^{k+1, n+1}) \Delta y \Delta z_{i-1/2, j-1/2}^{k+1/2, n+1} \right\} \cdots (20)
 \end{aligned}$$

y 方向の運動方程式(2)は、cellを y 方向に $\Delta y/2$ だけずらせた control volume についての積分より、上と同様にして差分式に改められるが、省略する。

(2) 連続式

cellを control volume にとれば、連続式より $w^{k, n+2}$ の計算式が次のように導かれる。

$$\begin{aligned}
 w_{i+1/2, j+1/2}^{k, n+2} = & w_{i-1/2, j+1/2}^{k+1, n+2} + \{ (u_{i, j-1/2}^{k+1/2, n+2} \Delta z_{i, j+1/2}^{k+1/2, n+1} - u_{i+1, j+1/2}^{k-1/2, n+2} \Delta z_{i+1, j+1/2}^{k+1/2, n+1}) \Delta y \\
 & + (v_{i+1/2, j}^{k+1/2, n+2} \Delta z_{i+1/2, j}^{k+1/2, n-1} - v_{i+1/2, j+1}^{k+1/2, n+2} \Delta z_{i+1/2, j+1}^{k+1/2, n-1}) \Delta x \} / \Delta x \Delta y \cdots (21)
 \end{aligned}$$

ただし、海底の境界条件より、columnの層数が K のとき、 $w^{K+1, n+2} = 0$ である。

(3) 密度の保存式

cellを control volume にとれば次のように差分化される。

$$\frac{\Delta \rho_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+3} - \Delta \rho_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1}}{2 \Delta t} \Delta V_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+3} = \text{移流項} + \text{拡散項} \cdots (22)$$

ただし、後に述べる計算手順により ζ^{n+3} および h^{n+3} は、 $\Delta \rho^{n+3}$ に先立って求められているので、control volume の大きさは $t = (n+3) \Delta t$ で評価している。

(a) 移流項 ρ_{conv}

$$\begin{aligned}
 \rho_{conv}(i+1/2, j+1/2, k+1/2) = & - (u_{i+1, j-1/2}^{k+1/2, n^{***}}, \Delta \rho_{m, j-1/2}^{k+1/2, n^*}, \theta_h)_{m=i+1/2}^{m=i+3/2} \Delta y \Delta z_{i+1, j+1/2}^{k+1/2, n^*} \\
 & + (u_{i, j+1/2}^{k+1/2, n^{***}}, \Delta \rho_{m, j+1/2}^{k+1/2, n^*}, \theta_h)_{m=i-1/2}^{m=i+1/2} \Delta y \Delta z_{i, j+1/2}^{k+1/2, n^*}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - (v_{i-1/2, j+1}^{k+1/2, n^{**}}, \Delta\rho_{i+1/2, m}^{k+1/2, n^*}, \theta_h)_{m=j+3/2} \Delta x \Delta z_{i+1/2, j+1}^{k+1/2, n^*} \\
 & + (v_{i-1/2, j}^{k+1/2, n^{**}}, \Delta\rho_{i+1/2, m}^{k+1/2, n^*}, \theta_h)_{m=j-1/2} \Delta x \Delta z_{i+1/2, j}^{k+1/2, n^*} \\
 & - (w_{i+1/2, j+1/2}^{k, n^{**}}, \Delta\rho_{i-1/2, j+1/2}^m, \theta_v)_{m=k-1/2} \Delta x \Delta y \\
 & + (w_{i+1/2, j+1/2}^{k+1, n^{**}}, \Delta\rho_{i-1/2, j+1/2}^m, \theta_v)_{m=k+3/2} \Delta x \Delta y \dots\dots\dots (23)
 \end{aligned}$$

ただし、 $u^{k+1/2, n^{**}} = (u^{k+1/2, n} + u^{k+1/2, n+2})/2$, $\Delta\rho^{k+1/2, n^*} = (\Delta\rho^{k+1/2, n-1} + \Delta\rho^{k-1/2, n+1})/2$, $\Delta z_{i, j+1/2} = (\Delta z_{i-1/2, j+1/2} + \Delta z_{i+1/2, j+1/2})/2$ などである。

(b) 拡散項 ρ_{diff}

$$\begin{aligned}
 & \rho_{diff}(i+1/2, j+1/2, k+1/2) \\
 & = K_h \left[\frac{1}{\Delta x} \{ (\Delta\rho_{i+3/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1} - \Delta\rho_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1}) \Delta y \Delta z_{i+1, j+1/2}^{k+1/2, n-1} \right. \\
 & \quad - (\Delta\rho_{i+1/2, j-1/2}^{k+1/2, n+1} - \Delta\rho_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1}) \Delta y \Delta z_{i, j+1/2}^{k+1/2, n-1} \} \\
 & \quad + \frac{1}{\Delta y} \{ (\Delta\rho_{i+1/2, j+3/2}^{k+1/2, n+1} - \Delta\rho_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1}) \Delta x \Delta z_{i+1/2, j-1}^{k+1/2, n+1} \\
 & \quad \left. - (\Delta\rho_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1} - \Delta\rho_{i+1/2, j-1/2}^{k+1/2, n+1}) \Delta x \Delta z_{i+1/2, j}^{k+1/2, n+1} \right] \\
 & + K_{v_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n}} \left\{ \frac{1}{\Delta z_{i+1/2, j+1/2}^{k, n+1}} (\Delta\rho_{i+1/2, j+1/2}^{k-1/2, n+1} - \Delta\rho_{i+1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1}) \Delta x \Delta y \right. \\
 & \quad \left. - \frac{1}{\Delta z_{i+1/2, j+1/2}^{k+1, n+1}} (\Delta\rho_{i-1/2, j+1/2}^{k+1/2, n+1} - \Delta\rho_{i-1/2, j+1/2}^{k+3/2, n+1}) \Delta x \Delta y \right\} \dots\dots\dots (24)
 \end{aligned}$$

2.3 計算手順

explicit 法なので、計算手順は次のように比較的簡単である。

- ① 初期値あるいは前回の計算値より、 $n\Delta t$ の u, v および w , $(n+1)\Delta t$ の $h, \zeta, \Delta\rho$ および p はいずれも既知である。
- ② x および y 方向の運動方程式より、 u^{n+2} および v^{n+2} を求める。
- ③ 連続式より w^{n+2} を求める。
- ④ 第1層(表層)の w^{n+2} あるいは column についての連続式より h^{n+3} および ζ^{n+3} を求める。
- ⑤ 密度の保存式より $\Delta\rho^{n+3}$ を求める。
- ⑥ 圧力分布式より p^{n+3} を求める。
- ⑦ 上記の②から⑥までが1ステップの計算である。これを所定の計算継続時間の範囲で繰り返す。

3. 大阪湾への適用

3.1 対象領域と計算方法

以後の適用例においては、Fig. 1 に示される大阪湾と淀川ならびに大和川河口部(大阪湾湾奥部)をとりあげる。計算の境界条件には、海側境界である A-A 断面(明石海峡側)および K-K 断面(紀淡海峡側)においては、観測あるいは想定された潮位ハイドログラフを、それぞれの断面の横断方向には一様として与え、また陸側境界である流入河川については、武庫川、中島川、神崎川、淀川および大和川を考え、河川の流量ハイドログラフをそれぞれの河口に与える。河川水の密度は $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ 、海水の密度は $\rho = 1022 \text{ kg/m}^3$ とする。

計算の順序は次のようである。まず、Fig. 1 に示される大阪湾全域を対象とする計算を上記の境界条件のもとで行う。これを広領域計算と呼ぶことにし、「計算 L'」として参照する。次に、湾奥部の淀川な

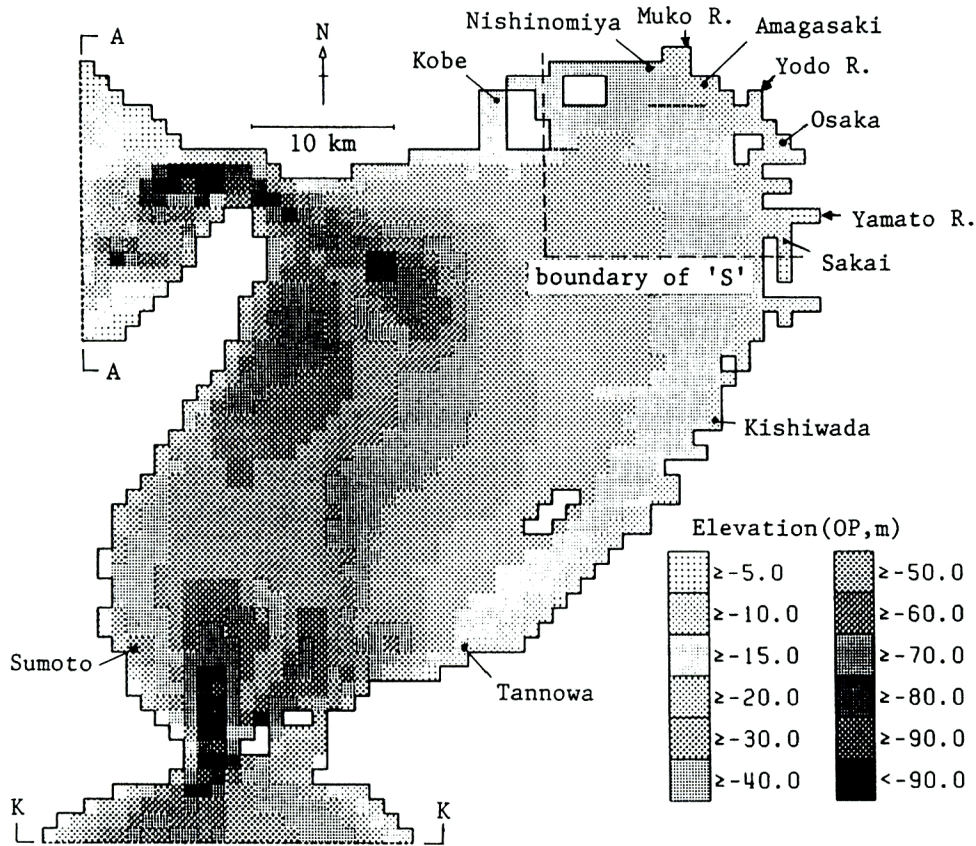


Fig. 1. Osaka Bay, Yodo River and Yamato River.

らびに大和川河口の近傍をより詳細にみるため、Fig. 1中の破線で切り取られた領域の計算を、計算Lよりさらに細かい差分格子を用いて行う（狭領域計算、‘計算S’とする）。計算Sの海側境界（Fig. 1の破線上）では、計算Lで求められた水位、流速および密度の計算値を境界条件として与える。つまり、計算Lは計算Sの海側境界条件を得るためのものである。

計算Lにおいては、差分格子は $\Delta x = \Delta y = 1000$ m、時間ステップは $\Delta t = 10$ sであり、計算Sでは $\Delta x = \Delta y = 250$ m、 $\Delta t = 2.50$ sである。水深方向の格子分割は、計算LおよびSのいずれにおいても、OP - 2.0 m以上を第1層（表層）とし、OP - 2.0 mからOP - 49.5 mまでの間は $\Delta z = 2.5$ m、OP - 49.5 m以深では $\Delta z = 10.0$ mとしている。その結果、格子（cell）の総数は、計算Lで約21,000、計算Sで約25,000となっている。

初期条件には、計算LおよびSのいずれでも、潮位ハイドログラフの初期値の静止した海水域（ $\rho = 1022$ kg/m³）を与える。また、計算の初期（計算開始後約3時間）では潮位を時間的に一定とし、計算の安定を図っている。計算の継続時間は、与えられた潮位ハイドログラフの継続時間に等しくとっている（おおむね3日間程度としている）。

計算式に含まれる定数のうち、Coriolisの因子は $f = 8.24 \times 10^{-5}$ rad/s（緯度34.5度に相当）とし、海底の抵抗係数にはManningによる表示を用いて、 $\gamma_b^2 = gn^2/h^{1/3}$ と表し、 $n = 0.023$ （m-s 単位）を与える。これは水深 $h = 8$ mのとき $\gamma_b^2 = 0.0026$ に相当する。

3.2 定数の較正と検証

計算式にはさらに、水平面内ならびに鉛直方向の渦動粘性係数および渦動拡散係数が含まれている。こ

れらをどのように定めるかは大きい問題であるが、本研究では最も簡単なゼロ方程式モデルを適用し、そのなかでも最も単純な定数として与える方法を採用。ただし、鉛直方向の渦動粘性係数および渦動拡散係数は、成層の安定性を表す Richardson 数の関数として次式⁴⁾で与えることにする (基礎式を参照)。

$$A_v = A_{v0} \exp(-mR_i) \dots\dots\dots (25)$$

$$K_v = K_{v0} \exp(-nR_i) \dots\dots\dots (26)$$

ここに、 R_i は次の local Richardson 数である。

$$R_i = -g(\partial\rho/\partial z)/\rho_0(\partial u/\partial z)^2 \dots\dots\dots (27)$$

また、 A_{v0} および K_{v0} は中立状態 ($R_i = 0$) のときの鉛直方向の渦動粘性係数および渦動拡散係数である。ただし、 $R_i < 0$ のときは $R_i = 0$ 、 $R_i > 3$ のときは $R_i = 3$ とし、 $m = 1.5$ 、 $n = 3$ としている。

さて、以上の定数を較正するのにここでは、境界条件に推算値あるいは観測値を用いた計算を行い、 A_h 、 A_{v0} 、 K_h および K_{v0} を適宜変化させ、計算領域内の推算値あるいは観測値 (実際には、いくつかの検潮所の潮位) が最もよく再現されるとき値を採用することにする。以下の計算では、この手順をさらに単純化し、 A_h のみを変化させた検討を行うことにし、他の定数には類似の計算から推定される一定の値、すなわち $A_{v0} = 0.10 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $K_h = 10 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $K_{v0} = 0.10 \text{ m}^2/\text{s}$ をつねに用いることにする。

(1) 推算天文潮位による較正

本研究の計算式には、気圧の変化や風の吹送効果などの気象的要因は含まれていない。そこでまずこれらの要因をとり除いた較正を行うため、境界条件および検証資料に実際に測定された観測値を用いるのではなく、気象的要因の含まれていない推算天文潮位を用いた検討を行う。

推算天文潮には簡単のため主要4分潮を考えることにし、そのうち M_2 分潮 (主太陰半日周潮) と S_2 分潮 (主太陽半日周潮) とは周期12時間とし、 O_1 分潮 (主太陰日周潮) と K_1 分潮 (日月合成日周潮) とは周期24時間として、合成されたモデル潮汐を考える。このようにして得られる東二見検潮所および和歌山検潮所の調和定数を用いて両検潮所の潮位を推定し、これらをそれぞれ A-A 断面および K-K 断面における境界条件である潮位ハイドログラフとする (Fig. 2)。また、同様の方法により大阪湾沿岸のいくつかの検潮所 (神戸や尼崎など) の潮位を推定し、それらを検証資料とする。ただし、次項での検討と対照させるため、計算期間には次項の1983年9月27日から同月29日までの3日間をとっている。河川の流量にはそれぞれの年平均流量に近い値 (武庫川: $15 \text{ m}^3/\text{s}$ 、中島川: $24 \text{ m}^3/\text{s}$ 、神崎川: $6 \text{ m}^3/\text{s}$ 、淀川: $130 \text{ m}^3/\text{s}$ 、大和川: $25 \text{ m}^3/\text{s}$) を与える。

Fig. 3 は水平面内の渦動粘性係数 A_h をいくつか変化させたとき、例として計算Lより神戸、計算S

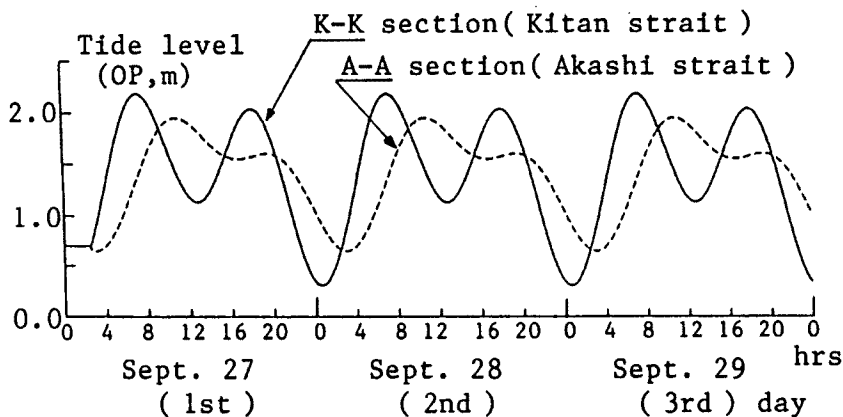


Fig. 2. Astronomical tide level in Sept. 1983.

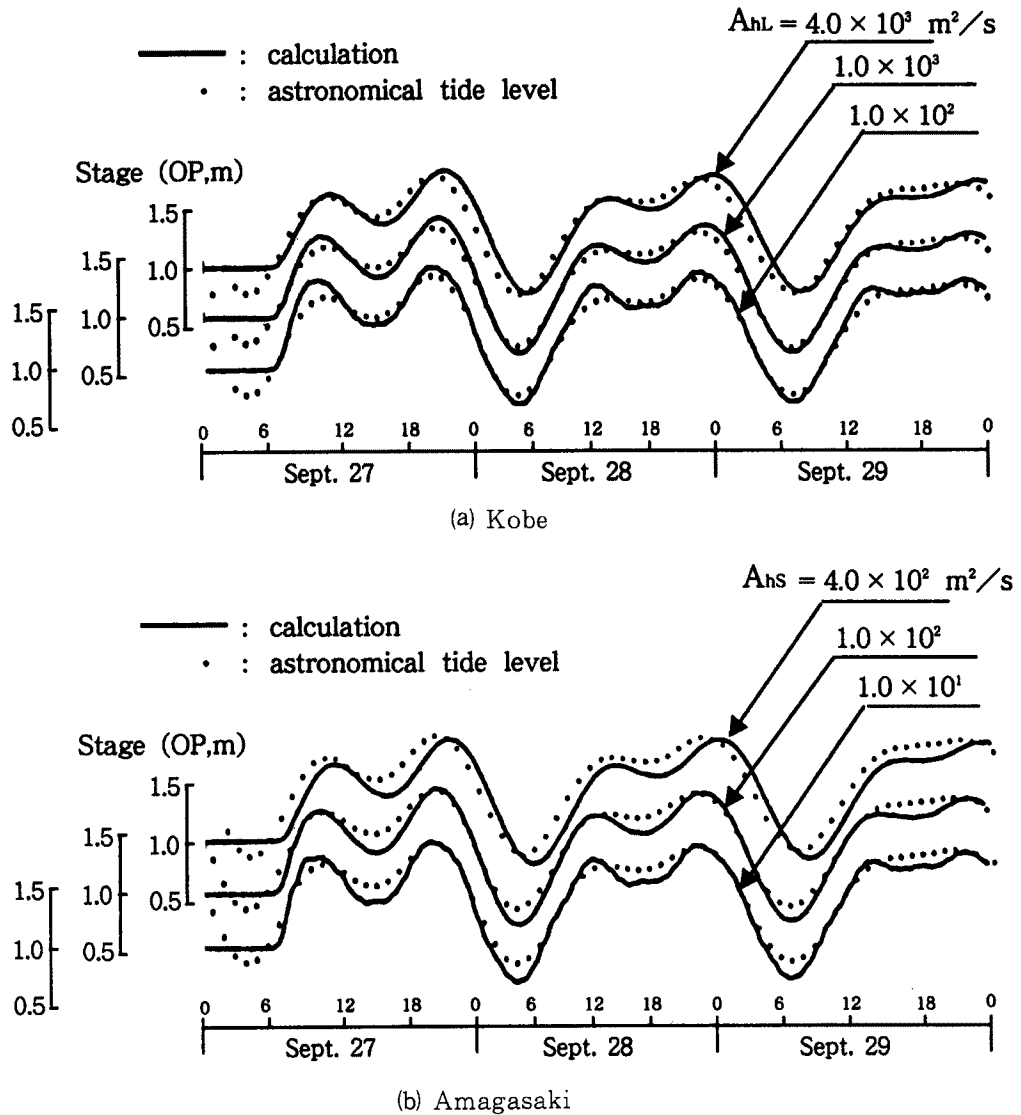


Fig. 3. Comparison of tide level.

より尼崎をとりあげ、計算結果と推算天文潮位とを比較したものである。ただし、計算Sでは、計算Lとの格子分割の大きさの違いを考え、 A_h はつねに計算Lの1/10に採っている（計算Lの A_h を A_{hL} 、計算Sのそれを A_{hS} として必要に応じて区別する。 $A_{hS} = 0.1 \times A_{hL}$ ）。これらの図より $A_{hL} = 1 \times 10^2 \sim 1 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ のとき、推算天文潮位は計算によってかなり良好に再現されているが、 A_h がさらに大きくなれば、計算値の位相が推算天文潮位の位相より次第に遅れるとともに、振幅も小さくなる傾向があることが分る。また、図には精確には示しえないが、 $A_{hL} = 1 \times 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$ ($A_{hS} = 1 \times 10^1 \text{ m}^2/\text{s}$) の場合の計算値には、周期が30分程度の細かい振動が現れている。その理由は明らかでないが、上記の A_h が大きいほど振幅が減衰する傾向と考えあわせれば、 A_h が小さいときには A_h の平滑化の効果が十分現れず、振動が生じたのかもしれない。

Fig. 4は、初期値の影響が薄れたとみられる計算の後ろ2日間の結果から、 $E_+ : \Delta\zeta = (\text{推算天文潮位} - \text{計算値})$ のうち $\Delta\zeta > 0$ の平均値、および $E_- : \Delta\zeta = (\text{推算天文潮位} - \text{計算値})$ のうち $\Delta\zeta < 0$ の平均値

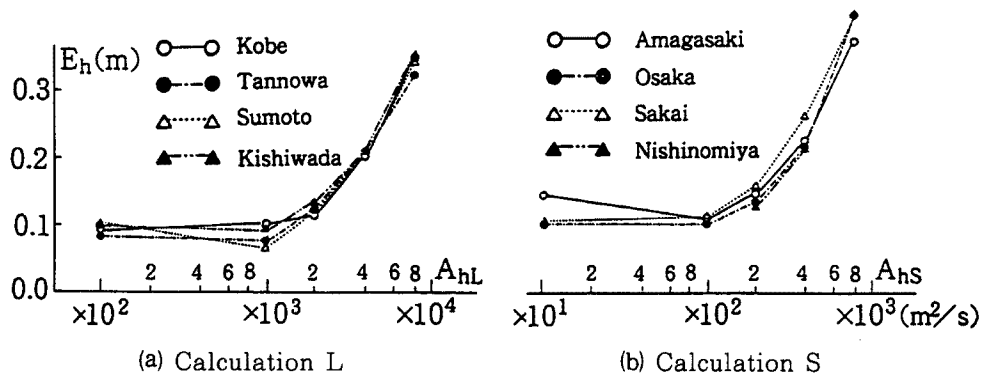


Fig. 4. Horizontal eddy viscosity and scale of discrepancy E_h .

を求め、計算による推算天文潮位の再現性の尺度と考えられる $E_h = E_+ - E_-$ と A_h との関係を見たものである。 $A_{hL} = 1 \times 10^2 \sim 1 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ ($A_{hS} = 1 \times 10^1 \sim 1 \times 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$) では E_h はあまり変化しないが、 $A_{hL} = 2 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ ($A_{hS} = 2 \times 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$) を超えると、 E_h は急速に増大し再現性が悪化することが分る。これは Fig. 3 の結果の別の表現である。

以上の結果より、周期の短い振動が現れるほどではなく、しかも推算天文潮位の再現性も比較的良好な $A_{hL} = 1 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ ($A_{hS} = 1 \times 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$) を以下の計算で用いることにする。大阪湾程度の空間規模の水域としては、この水平面内の渦動粘性係数 A_h の値は、これまでの多くの研究の例からするとかなり過大なようであり、また他の係数 (A_{v0} , K_h および K_{v0}) は計算Lと計算Sで同一の値を採っているなどの問題があるが、ここで行ったような較正方法ではこれ以上追求することは困難である。

(2) 出水時の観測値による検証

以上で設定された定数および1983年9月27日から同月29日にかけての出水時の観測値を用いて検証計算を行う。東二見検潮所および和歌山検潮所の観測潮位、ならびにそれぞれの河川の出水記録から求められる流量を境界条件として与える(それらのハイドログラフは割愛する)。

先と同様に、計算Lから神戸、計算Sから尼崎をとり上げ、観測潮位と計算値を比較したのが Fig. 5

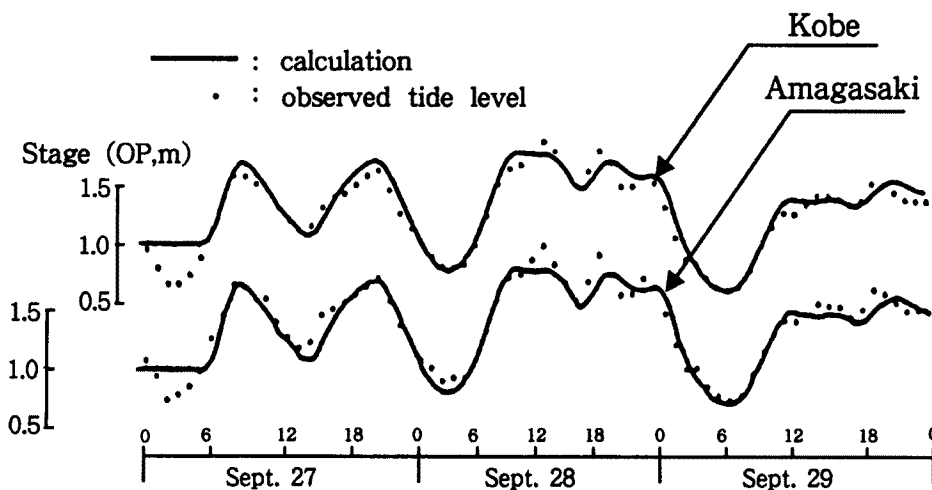


Fig. 5. Comparison of tide level.

である。いずれの地点においても、28日の午後の一部を除いて、観測値と計算値とは比較的良好に一致している。28日の午後に観測値が計算値より大きくなった理由として、本研究の計算法には含まれていない気象的要因が考えられる。すなわち、28日の午後の大阪湾の平均風は、南南西（紀淡海峡から湾奥の方向）に10～15 m/sであり、その他の時刻ではほぼ反対方向に5～10 m/sであった。これらのことから、28日の午後に観測値が計算値より最大で約25 cm大きくなっているのは、湾奥に向かう強風による吹寄せの効果と考えられる。なお、当時の気圧配置をみると、低気圧による水面上昇はなかったとみなされる。

4. 予測計算と影響評価の考察

4.1 予測計算

予測計算においては、埋立がない場合（現状）と大阪湾湾奥部に仮想的な埋立を想定した場合（埋立後）との比較を行う。埋立には種々の形状や規模が考えられるが、ここでは後に図示するように、淀川および大和川の河口から拡がり角 11° の法線の外側に埋立を想定する。境界条件にも種々の組み合わせがありうるが、簡単のため潮位 hidrograph には Fig. 2 をそのまま用いることにする。また、河川流量としては、武庫川、淀川および大和川ではそれぞれの計画高水流量（武庫川：3800 m³/s、淀川：12000 m³/s、大和川：5200 m³/s）を時間的に一定として与え、中島川および神崎川では高水流量 hidrograph において淀川の流量が最大になるときのそれぞれの河川の流量（中島川：400 m³/s、神崎川：1400 m³/s）を時間的に一定として与える。河川の流量は時間的に一定でないことはいうまでもないが、それにもかかわらず流量 hidrograph を定常としたのは、非定常としてそれぞれの流量 hidrograph 間の時間差および潮位 hidrograph との時間差を考慮すると、余りにも計算ケースが増大し、必ずしも有効な検討とはならないと考えたからである。

4.2 計算結果とその考察

計算 L では問題となる湾奥の河口部近傍の挙動が詳細にはみられないので、本項では計算 S の結果だけをとりあげる⁵⁾。Fig. 6 は計算の比較的初期における表層の流速ならびに密度の平面分布の一例である。この時間では初期値の影響がまだかなり残っていると考えられるが、この方が淀川および大和川からの流出の拡がりの特徴がみやすい。Fig. 6 (a) の「現状」では淀川からの流出はほぼ南西に向かっており、同心円状の拡がりを示している。しかし、淀川の洪水発生時の衛星写真などでは、淀川から流出する濁度はどちらかというやや西に偏るようみられることがある。ここでの計算の密度はある種のトレーサとみることができるが、密度は圧力分布を通じて流れに影響を与えるから、passive なトレーサではない。つまり、衛星写真などとの比較をより現実的に行うには、中立のトレーサの挙動を求めなければならない。

Fig. 6 (b) 中の P₁、P₂、P₃ および P₄ がこの計算で想定された埋立である。この図をみると、淀川からの流出は、埋立 P₂ によって流向が西に変化しており、「現状」ほど南西の流れが目立たない。また、淀川と大和川の流れがぶつかるのは埋立 P₂ と P₃ の沖にまで延びており、(a) の「現状」ほど早くはぶつからない。このような流れの影響を受けて、密度分布は「現状」とはかなり異なり、淀川から流入した淡水は西の方向に大きく拡がっている。なお、「現状」および「埋立後」のいずれにおいても、武庫川から流入した流れは、防波堤 (B₁) や埋立 P₁ あるいは淀川からの流れに遮られて、西に流れを転じ、西宮沖 (N) に向かっていることなどが特徴的にみられる。

Fig. 7 は「埋立後」のケースにおける計算開始後 49 時間目および 59 時間目（3 日目 1 時および 11 時）の表層の密度分布である。各河川からの洪水流出は定期的に続いていると仮定しているから、この時間では狭領域の海水はほとんどフラッシュされてしまっている (Fig. 7 (a))。しかし、Fig. 7 (b) のよ

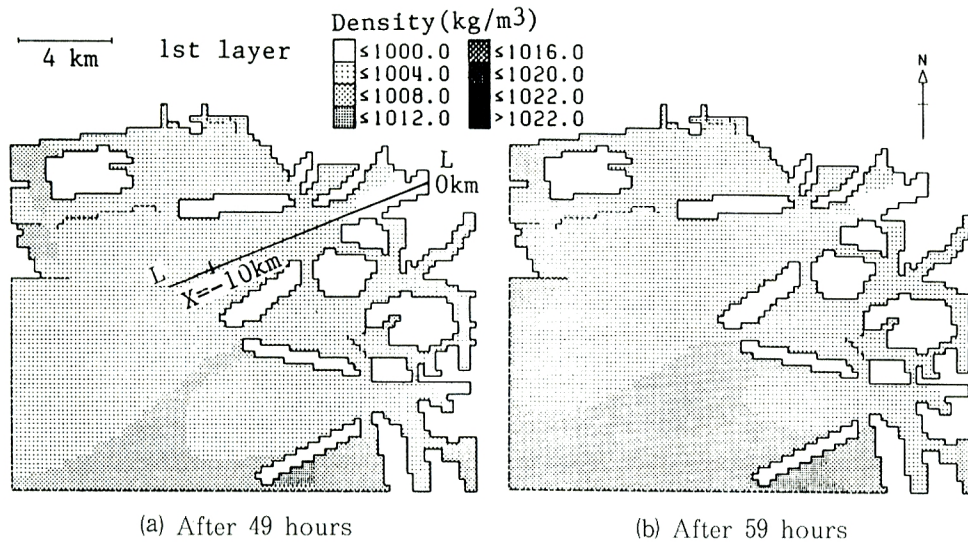


Fig. 7. Density distribution in surface layer.

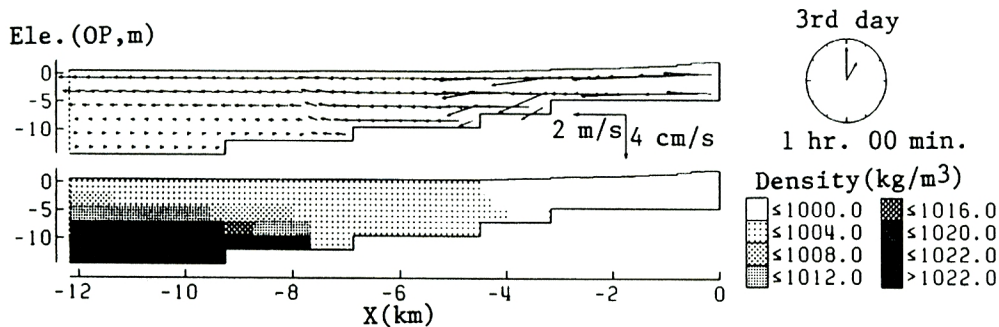


Fig. 8. Longitudinal distribution of velocity and density.

また、 P_2 と P_3 に囲まれた領域(R)は閉鎖性水域に近くなり、埋立による水位上昇は、淀川河口の延長線上の上昇よりさらに大きくなっている。大和川については、埋立 P_3 と P_4 の距離が狭まる箇所(S)で少しの水位上昇がみられるが、河口の延長線上の沖(T)では水位はむしろ埋立により低下している。Fig. 6をみれば、「現状」では大和川からの流れは河口に比較的近い箇所で早く拡がり、領域(T)では淀川の流れと干渉しあっているのに対し、「埋立後」では領域(T)でもまだ大和川の流れが「現状」より強く残っており、「埋立後」の方が流速が大きくなっていることから、流速の増大による水面低下が「埋立後」に生じているのかもしれない。

参照計算として密度を一定としたときの3次元計算の同様の結果がFig. 10(a)であり、また流速および密度がともに水深方向に一様とした2次元計算の結果がFig. 10(b)である。これらの図では、水位の変化はいずれもFig. 9よりかなり小さく、またその分布もFig. 9とは大きく異なっている。むしろ、密度を一様としている(a)と(b)とは、とくに淀川河口の延長線上で極めて良く似ていることから、このような問題ではFig. 9にみられるように密度の非一様性が大きく影響し、Fig. 8で述べた密度流としての効果が顕著なことがうかがわれるが、その機構についてはさらに検討が必要であろう。

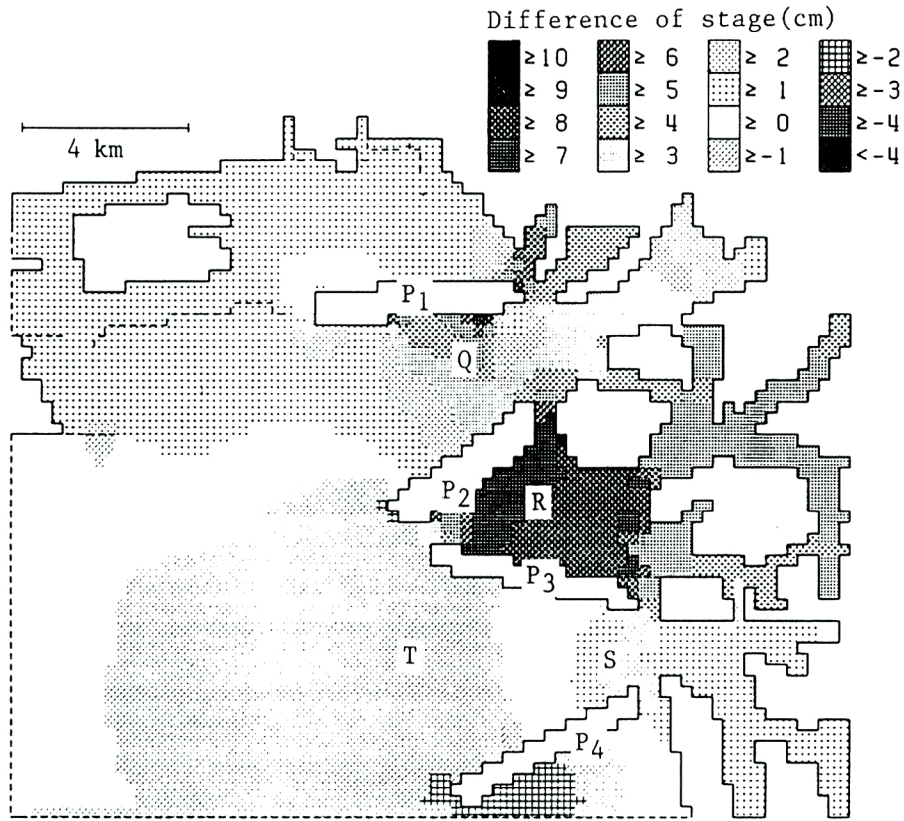


Fig. 9. Water stage rise due to reclamation.

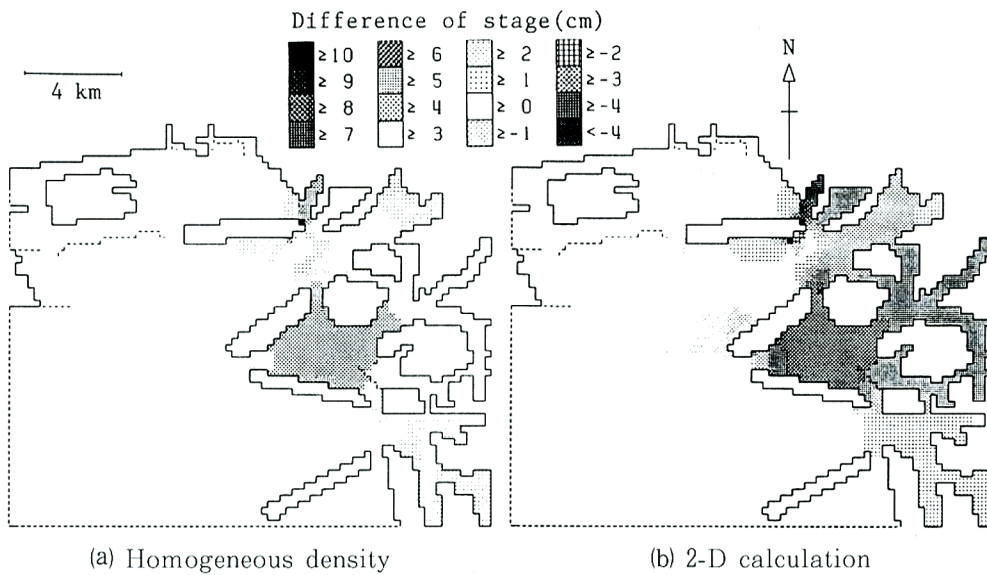


Fig. 10. Water stage rise due to reclamation.

5. む す び

本研究は沿岸水域に埋立が行われた場合に生ずる流況の変化などを、数値解析によって検討する方法を展開するとともに、現地へ適用した結果についていくつかの考察を加えたものである。まず、問題となりやすい河口部の埋立が河川からの洪水流出に及ぼす影響を検討するのに、仮想的河道を想定して1次元解析法を適用する従来の方法では広範な検討がむずかしいこと、および埋立による河川への影響だけでなくより広く沿岸水域の流況の変化をとらえるには、3次元解析が必要なことを強調した。つぎに、対象とする流れの特性から水深方向に静水圧分布を仮定する3次元解析を用いることにし、その基礎式、境界条件および Leap-Frog 法による explicit な差分式を誘導した。この結果を、大阪湾と淀川ならびに大和川の河口部に適用し、渦動粘性係数などのパラメータを、ゼロ方程式モデルをさらに単純化した方法によって較正するとともに、河口部に埋立を想定した予測計算の結果から、洪水の拡がり方の変化や埋立による水位上昇などの特徴を考察し、流況や水位上昇に密度の非一様性が興味深い役割を果たすことをみいだした。

埋立による水位上昇は、河口からの洪水流出を変化させる懸念から最近注目されているが、問題をそれだけに限らずに、高潮や波浪に対する影響あるいは閉鎖性水域の形成と水質の変化などを考えるために、埋立による沿岸水域の流況の変化を広く理解しておくことが重要であろう。本研究により、このような課題を考察する一方法を提示できたと考えているが、今後は流況について実験的成果および衛星写真などとの比較や、密度の非一様性のもつ機構の検討などを進めたい。

最後に、2次元解析と3次元解析の結果の相違について、貴重なご教示をいただいた中村重久先生に謝意を表します。また、資料の整理や図面の作成にご協力いただいた湧川勝己氏（国土開発技術研究センター）、松本 清氏（中央復建コンサルタンツ）、田中正博氏（大学院学生）ならびに長田信寿氏（同）に感謝申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 今本博健・大年邦雄・木戸研太郎：大阪湾における潮流の流動特性に関する模型実験，京都大学防災研究所年報，第31号B-2，1988，pp.793-806.
- 2) 中辻啓二・許 再寧・室田 明：河川ブルームの拡がり特性とその物理機構，土木学会論文集，No.434，II-16，1991，pp.67-76.
- 3) 岩佐義朗・井上和也・劉 樹坤・阿部 徹：琵琶湖湖流の三次元的な解析，京都大学防災研究所年報，第26号B-2，1983，pp.531-542.
- 4) Leendertse, J. J. and Liu, S. K.: A Three-Dimensional Model for Estuaries and Coastal Seas, Vol. II, Aspect of Computation, Prepared for the Office of Water Research and Technology, Dept. of Interior, RAND, Santa Monica, USA, 1975, pp. 1-29.
- 5) 井上和也：開水路・広水域の非定常流の数値解析，和田明編：水工学における数値解析手法の精度向上と実用化に関する研究報告書，土木学会水理委員会研究小委員会，1992，pp.73-88.