

河口埋立形状が洪水流出流の流動構造に 及ぼす影響について

中 辻 啓 二*・山 見 晴 三**・室 田 明***

1. ま え が き

近年、大阪湾・東京湾をはじめとした大都市周辺において埋立がさかに行われており、河口付近の内湾形状は年々変化してきている。河口前面の埋立は河口の開口度を狭めて河川水の排出を妨げ、河口における過剰な水位上昇等を引き起こす恐れがある。とくに、洪水時における河口水位は不等流計算の下流端条件を与え、河川の治水・防災計画を策定する上で重要な量である。しかしながら、現在のところこれらに関する知見は少ない。

河口における水位上昇は数 cm のオーダーであり、水理実験・現地観測における計測は非常に困難である。一方、数値実験は河口形状の数 km の長さスケールと、河口水位の数 cm の長さスケールとを同精度で正確に捉えることを可能とするものである。従来、三次元数値モデルとしては渦動粘性・拡散係数を用いる 0 方程式モデルが一般的に用いられている。しかし、係数値の設定には水理実験に基づく経験則に頼らざるを得ない。そのため淡水と塩水が混ざり合う河口付近の複雑な三次元流動を正確に再現できるか否か、さらに工学的判断を可能とする精微な情報を提供できるか否かは、疑問である。

本研究では乱流輸送量を客観的に評価できる $k-\epsilon$ モデルを三次元河川ブルームの数値実験に適用し、水理実験結果(西田, 1980)や 0 方程式モデルを用いた数値実験結果(湯浅ら, 1989)との比較からその適用性を検討する。さらに、洪水時を想定して河口開口度を変化させた数値実験を行い、埋立地形の流動・密度構造に及ぼす影響について検討を行った。

2. 三次元 $k-\epsilon$ 乱流モデル

(1) 基礎方程式

静水圧近似・Boussinesq 近似を用いるならば、河川ブルームの三次元流動を支配する連続方程式、運動方程式ならびに密度偏差 $\Delta\rho$ 、乱流エネルギー k 、およびエネ

ルギー逸散率 ϵ の輸送方程式は次式で表現される。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (i=x, y, z) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{DU}{Dt} = -\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu_i \frac{\partial U}{\partial x_i} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{DV}{Dt} = -\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu_i \frac{\partial V}{\partial x_i} \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

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

$$\frac{D\Delta\rho}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_i \frac{\partial \Delta\rho}{\partial x_i} \right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_j \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_z}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \\ & + P_v + G - \epsilon \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{D\epsilon}{Dt} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_z}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) \\ & + \frac{\epsilon}{k} (c_{1\epsilon} P_v - c_{2\epsilon} \epsilon + c_{3\epsilon} G) \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここに、

$$P_v = \nu_z \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right], \quad G = \frac{g}{\rho} K_z \frac{\partial \rho}{\partial z}.$$

座標は河口の中心軸の平均水面に原点をとり、流下方向に x 軸、横方向に y 軸、鉛直上向きに z 軸とする。 U, V, W は各方向の流速成分、 P は圧力、 ν_i および K_i は各方向の渦動粘性・拡散係数である。密度 ρ ($=\rho_s - \Delta\rho$) は塩分濃度と線形関係にあると仮定している。 ρ_s は海水密度、 $\Delta\rho$ は密度差である。圧力 P は式(4)を水表面($z=\eta$)から任意の水深まで積分することにより求める。したがって、水平方向圧力勾配 dP/dx_j は水面勾配と密度勾配 $d\rho/dx_j$ の関数として表される。三次元密度流数値モデルは前報(室田ら, 1989)と本質的に同じものを採用した。また、 k, ϵ の輸送方程式中の係数 $c_{1\epsilon}, c_{2\epsilon}, c_{3\epsilon}, \sigma_k, \sigma_\epsilon$ は慣用値 1.44, 1.92, 1.0, 1.0, 1.3 を用いた。

$k-\epsilon$ モデルでは鉛直方向の渦動粘性係数 ν_z は k および ϵ の輸送方程式に基づき、 $\nu_z = 0.09 k^2 / \epsilon$ により算出される。乱流シュミット数 $\sigma_t (= \nu_z / K_z)$ については Munk & Anderson 式(1948)を採用した。また、水平方向の両係数は浮力の影響が少ないという従来の考え方に基づき、噴流の理論値 $\nu_H = K_H = 0.0256 U_0 B_0$ を

* 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科
 ** 学生会員 大阪大学大学院工学研究科
 *** 正会員 工博 大阪産業大学教授 工学部土木工学科

全計算領域で与える。 U_0, B_0 は河口での流速, 河口半幅である。

一方, 0 方程式モデルでは一定値の ν_z と $K_z (= 0.0256 U_0 B_0)$ を与え, 成層化の影響は成層化関数で補正した。成層化関数として, ν_z, K_z に対してそれぞれ Webb 式 (1970), Munk & Anderson 式 (1948) を用いた。また, 水平方向の両係数は $k-\varepsilon$ モデルと同様に一定値とした。

(2) モデル海域

モデル海域は河道部と連結させた海域の河川中心軸から片側半領域を想定する。河道部は長さ 60 cm, 半幅 $B_0=4$ cm, 上流端水深 $H_0=2.0$ cm, 河口水深 $H_m=3.0$ cm, 海域部は長さ 350 cm, 半幅 150 cm, 水深 3.6 cm $\sim$ 24.0 cm である。これは北大での水理実験 (西田, 1980) を模擬したものである。計算領域は河道部で x, y, z 方向にそれぞれ 60, 4, 4 $\sim$ 6, また海域部で 30, 25, 7 $\sim$ 14 の格子網で構成されている。離散化間隔は $\Delta x=1.0\sim 66.2$ cm, $\Delta y=1.0\sim 19.3$ cm, $\Delta z=0.5\sim 5.5$ cm である。離散化間隔 Δt は計算の安定性を考慮して 0.01 秒とした。

境界条件は陸岸および底面で non-slip 条件, 開境界で水位ならびに速度勾配が一定, また全ての境界で密度流束が 0.0 とした。

放流口は河道部全断面とした。放流条件は上流端放流口で流速 $U_r=Q_r/B_0(H_r+\eta)$, 密度差 $\Delta\rho$, 乱流エネルギー $k_r=0.025 U_r^2$ ならびにエネルギー逸散率 $\varepsilon_r=k_r^{3/2}/H_r$ を断面一様に与えた。

3. 計算結果

(1) $k-\varepsilon$ モデルと 0 方程式モデルの比較

計算条件は北大での水理実験条件を参考に放流流量 $Q_r=16.6$ cm³/sec, 相対密度差 $\Delta\rho/\rho_s=0.003$ とした。

図-1 は中心軸上の表層における ν_z の流下方向変化を示す。 $k-\varepsilon$ モデルの ν_z は 0 方程式モデルに比べて, 少し大きな値となっている。これは上流端での k_r および ε_r の設定値が噴流で得られる値よりも少し大きかったことに原因していると考えられる。上流端で与えられた k および ε が河道内では鉛直下方に拡がって輸送されるために, ν_z の値は流下方向に減少していく傾向にある。しかし, 河口に近づく, 浮力の影響を受けて k, ε が上方に輸送され, 表層での ν_z の値は大きくなる。河口を出ると, k や ε は表層を水平方向に拡がるために ν_z の値は流下方向に急速に減少していく。一方, 0 方程式モデルでは全断面で一定値を与えた ν_z が成層化関数により減少するのみである。そのため表層での ν_z の値は流下方向に概ね一定値をとる。図-1 の河道内で観られる ν_z の増減の繰り返しは底面の不連続に伴う計

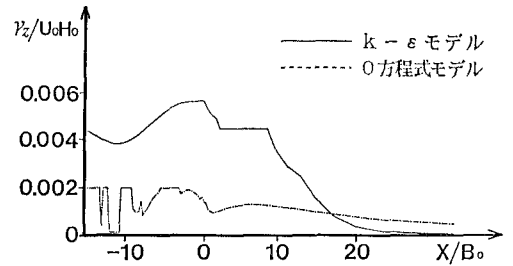
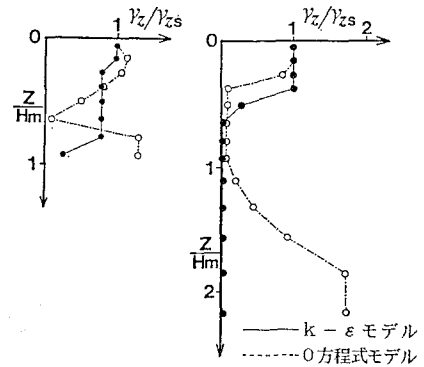


図-1 中心軸上の ν_z の流下方向変化



(a) $x/B_0=0.125$ (b) $x/B_0=3.538$

図-2 中心軸上の ν_z の鉛直方向分布

算誤差の現れであると考えられる。

図-2 は $x/B_0=0.125, 3.538$ の断面での中心軸における ν_z の鉛直方向分布を示す。 $k-\varepsilon$ モデルでは ν_z の値は水表面から鉛直下方に連続的に減少する現象を良好に再現している。一方, 0 方程式モデルでは下層部付近で成層化関数による成層効果があり効かず, ν_z は一定値に近い値を保持する。 ν_z が 0 となる水深は両断面とも $k-\varepsilon$ モデルの方が大きいようである。

図-3 は密度フルード数 Fd の水平分布を示す。上図に $k-\varepsilon$ モデルによる計算結果, 下図に北大での水理実験結果 (西田, 1980) を示した。数値実験では密度差が初期密度差の 2% となる水深で定義した淡水層厚 H_u と

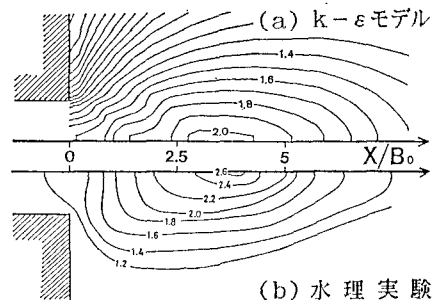


図-3 密度フルード数 Fd の水平方向分布の比較

表層の最大流速 U_s を用いて Fd 数を算出した。水理実験では染料の可視化に基づいた淡水層厚を用いた。 $k-\epsilon$ モデルでの Fd 数は水理実験結果に比べて全体的に小さな値となる。しかし、 $k-\epsilon$ モデルの結果は既報の 0 方程式モデルの結果（湯浅ら，1989）と比較して Fd 数の最大となる位置や Fd 数の分布特性をより良好に予測しているのが分かる。

この結果得られる $k-\epsilon$ モデルによる河口での淡水層厚 H_u は 2.12 cm ($H_u/H_m=0.76$)，河口密度フルード数 Fd_0 は 0.99 であった。また，河口水位上昇量 η_0 は 0.0051 cm である。この値は淡水層厚の 0.239% であり，0 方程式モデルによる計算結果の 0.241% とほぼ同じであった。

以上の計算結果から三次元河川ブルームの流動解析において， $k-\epsilon$ モデルが乱流輸送量を客観的に評価でき，河川ブルームの流動をより正確に再現できることを確認できた。

(2) 河口形状の変化にともなう流動構造の変化

本節では河口開口度を 90 度から 5 度まで 4 段階に変えた計算を実施し，流動構造や水位上昇の違いを考察する。上流端条件は放流流量 $Q_r=60.1 \text{ cm}^3/\text{sec}$ ，相対密度差 $\Delta\rho_r/\rho_s=0.022$ である。

図-4 は中心軸上の水位上昇量 η の流下方向変化を示す。河口開口度 90 度における岸・板倉（1985）の水理実験結果も併せて示す。開口度 90 度の計算結果は水理実験結果と比較して河口近傍ではほぼ妥当な値が得られているが，河口を出た後の低減は少し大きい。河口での η_0 は河口水深 3.0 cm に対して開口度 90 度の場合 0.055

cm である。その値は流速・密度を矩形として静水圧近似に基づいて求めた値 0.061 cm や流速と密度に相似形分布を仮定した岸・板倉（1985）の理論値 0.058 cm と比べて少し小さい。一方，河口開口度が 30 度，11 度，5 度と狭まるにつれて水位上昇量は 0.057 cm，0.057 cm，0.061 cm とわずかながら上昇する。これらの値は開口度 90 度の場合に対してそれぞれ 3.6%，3.6%，10.9% の上昇率であった。開口度が 5 度程度になると，河口での水位上昇が特徴的に認められることになる。この傾向は水面形の流下方向変化にも現れており，開口度 5 度の場合は他の計算結果と比較して少し特異である。

この傾向を視覚的に捉えるために河口付近（ $-60 \text{ cm} \leq x \leq 100 \text{ cm}$ ， $0 \leq y \leq 45 \text{ cm}$ ）の水面形を三次元的に表示したのが 図-5 である。90 度の場合，水面形は河口から放射状に拡がっており，河口付近での水面勾配が著しく大きい。開口度の大きい 30 度の埋立では，90 度の水面形と類似している。しかしながら，11 度，5 度では埋立側壁面の影響を受けて，横方向への拡がり制限される

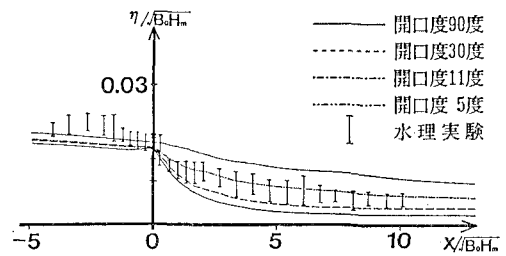


図-4 中心軸上の水位上昇量 η の流下方向変化

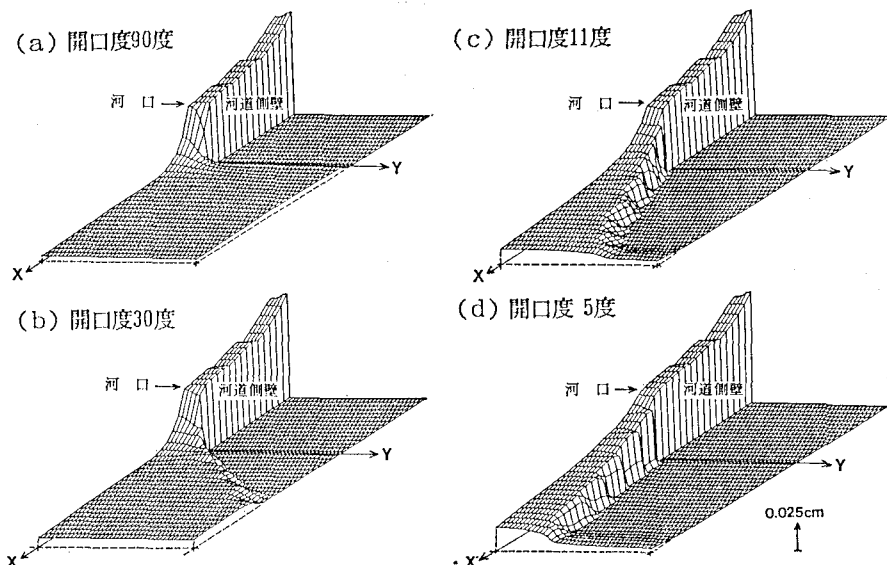


図-5 河口開口度による水面形の比較

ために、水面勾配は緩やかで、水面形は流下方向に徐々に低下するようになる。

つぎに、図-6は水面下0.25 cmでの等密度差線($4\rho/4\rho_r$)・流速ベクトル $\sqrt{U^2+V^2}$ の水平方向分布を示す。90度の場合、河川水は河口からほぼ30~40度で拡がるのは既往の結果(Murota et al, 1989)と同じである。30度、11度および5度と開口度が狭まるにつれて、埋立側壁面の影響が徐々に大きくなり、90度の場合と比較して流下方向への拡がりが大きくなる傾向にある。

図-7は $x/B_0=10$ での鉛直断面 ($0 \leq y/B_0 \leq 15$, $-1.1 \leq z/H_m \leq 0$) における等密度差線・流速ベクトルを示す。また、水位上昇量は鉛直方向長さスケールに対して100倍に拡大して示した。開口度90度の計算結果には密度差が初期密度差の2%となる密度界面付近を境界にして上層部では外縁方向の流れが、下層部では中心軸に向かう流れが認められる。とくに、水表面直下では外縁向きの流速が y/B_0 の増大とともに大きくなる特徴がある。これはブルーム的な特性の現れである。また、中心軸付近では鉛直上向きの流れ、いわゆる連行が生じている。30度の場合には流動に及ぼす埋立側壁面の影響は小さく、90度の場合とほぼ同じ傾向である。一方、11度、5度の埋立の場合には埋立側壁面によって横方向への拡がり制限され、側壁面近くで下向きの流れが起きている。その結果、循環が鉛直断面内で起きているのが特徴的である。

そこで、淡水層厚 H_u の流下方向変化を示したのが図-8である。開口度90度ならびに30度では H_u は河口を出た後に急減し、その後は一定値を保っている。一方、開口度11度、5度では河口付近での急減はみられ

ず、横方向への拡がり制限が埋立側壁面で制限された割合だけ、90度、30度の場合に比べて鉛直方向への拡がり大きい。このようなことから、河口付近での H_u の急減は断面急拡大の影響の現れであると推定される。5度の場合に H_u が $x/B_0=25$ 付近で再び減少するのは、図-6にみられるように埋立の先端で横断面面積が急増大する影響である。

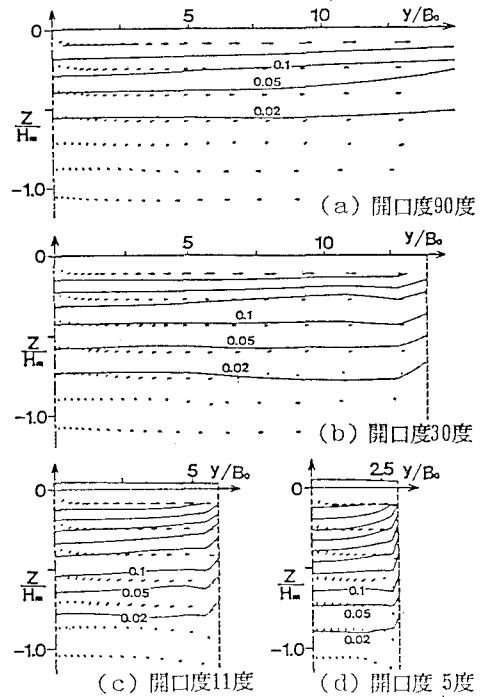


図-7 開口度による断面内流動特性の比較

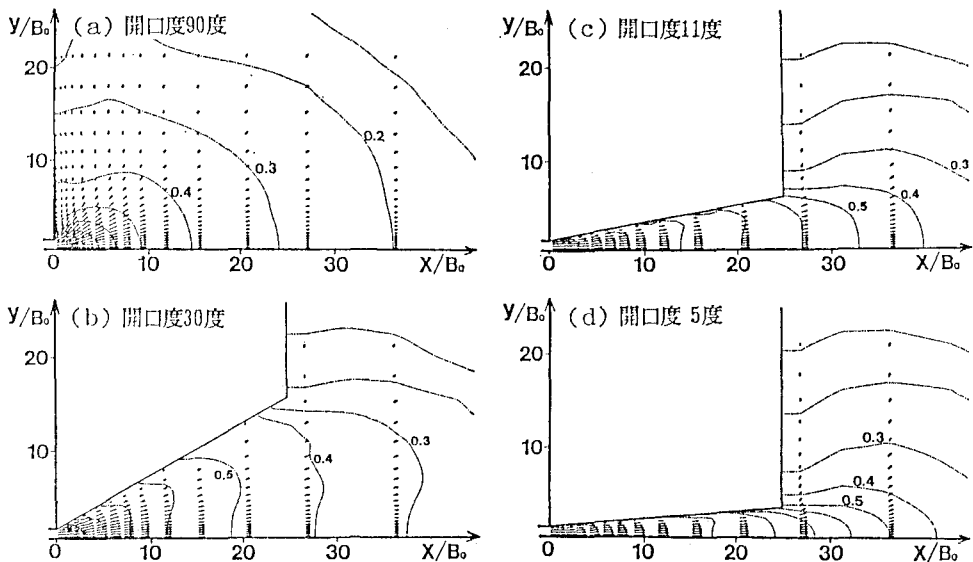


図-6 開口度による流速ベクトル・等密度差線の比較

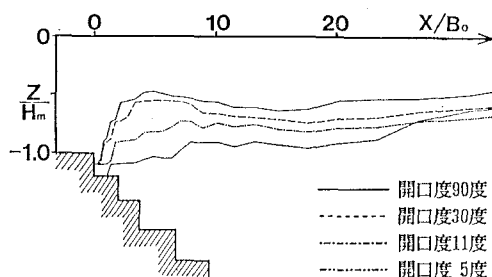
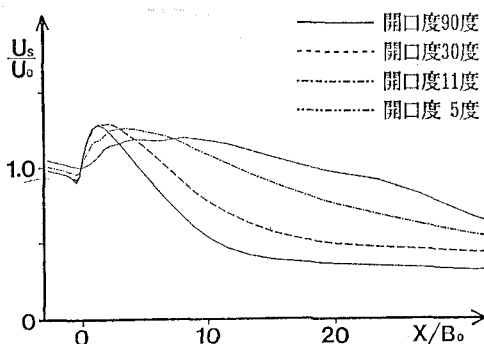

図-8 中心軸上の淡水層厚 H_u の流下方向変化

図-9 中心軸上の水表面流速 U_s の流下方向変化

図-9 は水面下 0.25 cm での中心軸上の流速 U_s の流下方向変化を示す。開口度90度、30度の場合には河口付近において流動が一時的に加速される河川流出流特有の一次加速現象が顕著に現れている。そのときの最大流速は河口での流速の約1.27倍にも相当する。一方、開口度5度ではこのような加速現象はそれほど顕著ではない。河川プルームの流動特性から判断すれば、この一時加速現象は河口付近における水面勾配の急激な変化と淡水層厚 H_u の急減に起因すると考えられる。

4. 考 察

今回の数値実験の実験結果をフルードの相似則に基づいて淀川洪水流出への適用を試みよう。淀川洪水時の河口水深 H_p を 6 m、河口半幅 B_p を 400 m と仮定した場合、数値実験の放流量 $2Q_m=120.2 \text{ cm}^3/\text{sec}$ は量流 $3400 \text{ m}^3/\text{sec}$ になる。これは淀川の2年確率の流量に相当する。この時の開口度の違いによる水位上昇量 η_0 ならびにその差 $\Delta\eta_0$ の差は表-1に示すように求まる。

表-1 河口における水位上昇

	90度	30度	11度	5度
η_0 cm	11.13	11.36	11.42	12.26
$\Delta\eta_0$ cm	—	0.23	0.29	1.14

開口度30度、11度の埋立の場合には河口形状の差異による水位上昇の違いは意外と小さい。しかし、開口度5度になると埋立の影響は水位上昇に対して顕著に現れてくる。但し、建設省河川砂防技術指針(案)で一つの目安として与えている水位上昇量の $\eta_0=H_0\Delta\rho/\rho_s=13.2 \text{ cm}$ (単純な静水圧の釣合から算出される)と比較すれば、いずれの値も小さい。

以上の考察を総合的に判断すれば、河口開口度が11度の場合には、埋立地形の影響が洪水流出の流動構造に与える影響は少し認められるものの、埋立無し(河口開口度90度)や河口開口度30度と比較して流動構造を変えるほどの影響はない。しかし、河口開口度が5度になると、横方向への拡がりや断面内流動に対して重大な影響が認められる。このことから、埋立造成による河口開口度の変化は本計算の範囲では開口度11度が一つの目安となる。

最後に本研究は石原藤次郎研究奨学基金ならびに文部省科学研究費(重点領域研究(A)、研究代表者 中辻啓二 阪大工助教授)の補助を受けたことを記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 岸力・板倉忠興(1985): 洪水時における河口付近の水面形, 第32回土木学会論文集, 363巻, II-4, pp. 145~153.
- 西田修三(1980): 私信
- 室田 明・中辻啓二・許 再 寧(1989): 大阪湾における淀川洪水の動態に関する数値実験, 海岸工学論文集, 36巻, pp. 214~218.
- 湯浅楠勝・中辻啓二・室田 明(1989): 河口二層流の流動構造の三次元数値実験, 第44回土木学会年次学術講演会講演概要集, II-243, pp. 556~557.
- Munk, W.H. and Anderson, E.R.(1948): Notes on a theory of the thermocline, J. Marine Research, Vol. 7, pp. 276~295.
- Murota, A., Nakatsuji, K. and Huh, J. Y. (1989): A three dimensional computer simulation of river plume, Refined flow modelling and turbulence measurements, Universal academic Press., pp. 539~547.
- Webb, E.K.(1970): Profile relationships: the longliner range and extension to strong stability, Quart. J. R. Met. Soc. Vol. 96, pp. 67~90.