

沿岸域における河川流出水の拡がりの解析

FLOW BEHAVIORS OF RIVER EFFLUX INTO ESTUARY

井上和也*・古寄裕三**・奥寺健彦***・豊田政史***

By Kazuya INOUE, Yuzo FURUSAKI, Takehiko OKUDERA and Masashi TOYOTA

The aim of this study is to disclose the characteristics of river efflux into a estuary by means of three-dimensional numerical analysis. The flow behaviors in estuary are governed by river efflux momentum and buoyancy force due to density difference between fresh and salt waters. The flow obtained by test simulation in a model estuary shows the plume or turbulent jets characteristics according to discharge and density. The increase of river discharge has similar effect with the decrease of density difference, in which the flow behavior resembles turbulent jets. On the contrary, the decrease of discharge or the increase of density difference causes the flow similar to a plume. Internal Froude number, the ratio of kinematic energy flux to density-deficit potential energy flux, is found to play an important role to macroscopic flow behaviors.

Keywords: plume, turbulent jets, momentum, buoyancy, internal Froude number

1. 緒 言

河川流出のある沿岸域の流れは、従来、河口閉塞や塩水進入などに関連して注目されていたが、近年では沿岸域の埋立による流況や河川流出の変化の予測などの面からも重視されている。

このような流れの場を特徴づける最大の要因として、地形や河川からの流出流量の他に、河川水（淡水）と海水（塩水）の密度差が挙げられる。本研究は、河口から沿岸域に流出する流れの基本的構造を明らかにすることを目的として、その最初の段階として簡単な形状の海域と河道域からなるモデル沿岸域を対象領域とし、3次元数値解析モデルにより河川流出水の流動形態を検討するものである。

2. 数値解析モデルおよび解析方法

密度はそれ自体が基礎方程式中の圧力項に影響し、baroclinic な流れを決定する要因である。本報では沿岸域における河川水の拡がりをみるのに、密度ではなく中立的なトレーサー（染料、ただし、その濃度は密度に影響しないとする）を河川水とともに上流端から流入させることにし、その拡がり方を追跡することにする。まず、対象とする流れに以下の仮定を設ける。

1. 浅水近似が可能であり、鉛直方向の運動方程式は静水圧分布式に置き換えられる。
2. 水は非圧縮であり、その密度は塩分濃度のみの関数とする。
3. Boussinesq 近似が成立する。

* 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所（〒611 宇治市五ヶ庄）

** 正会員 工修 東北電力（〒980 仙台市青葉区一番町3の7の1）

*** 学生員 京都大学大学院工学研究科（〒606 京都市左京区吉田本町）

以上の仮定のもとで流れの基礎式、物質（トレーサー濃度あるいは密度偏差）の保存式は以下のように表される。

連続式：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{1}$$

運動方程式：

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

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} = -fu - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + A_h \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \tag{3}$$

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \tag{4}$$

物質の保存式：

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial uC}{\partial x} + \frac{\partial vC}{\partial y} + \frac{\partial wC}{\partial z} = K_h \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v \frac{\partial C}{\partial z} \right) \tag{5}$$

ここに、 t : 時間、 u 、 v および w : x 、 y および z 軸方向の流速、 f : Coriolis の因子であるが本報では $f=0$ とする、 p : 圧力、 g : 重力加速度、 C : トレーサー濃度あるいは密度偏差 $\Delta\rho = \rho_0 - \rho$ (ρ_0 : 基準密度で初期の海水密度をとる、 ρ : 密度)、 A_h および K_h : 水平面内の渦動粘性係数および渦拡散係数、 A_v および K_v : 鉛直方向の渦動粘性係数および渦拡散係数で、Richardson 数の関数としている。ただし、トレーサー濃度に関しては移流だけを考えることにするので $K_h = K_v = 0$ としている。これらの方程式を control volume において積分し、時間差分に関しては leap-frog 法、移流項に関しては上流差分、その他の項は通常の中央差分をそれぞれ用いて、explicit な差分式¹⁾に改めて計算をすすめる。

Fig.1 に対象としたモデル沿岸域（長さ 10km, 幅 1km の河道に長さ 40km, 幅 40km の海域を中心軸が一致するように連結させた領域）の平面図および中心軸に沿った縦断面図を示す。差分格子は $\Delta x = \Delta y = 1000\text{m}$ 、時間ステップは $\Delta t = 10.0\text{s}$ とする。水深方向の格子分割は、Fig.1 に示すように、初期の静止水位より 0.5m 下を MP±0.0m とし、MP+0.0m 以上を第 1 層（表層）とし、MP+0.0m から MP−20.0m までの間は $\Delta z = 1.0\text{m}$ 、MP−20.0m 以深では $\Delta z = 5.0\text{m}$ とする。また、初期条件には、密度が ρ_0 で、水位が上記のように MP+0.5m の静止水面を与える。

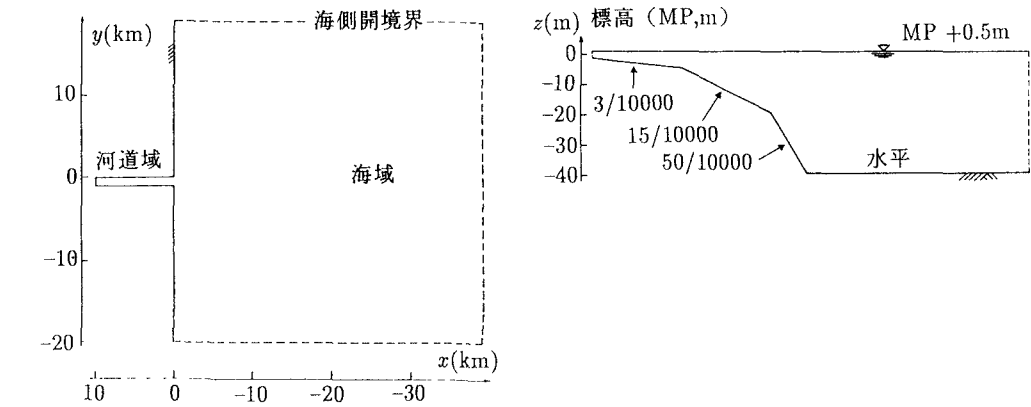


Fig.1 計算対象領域

3. 計算条件の設定

Table 1 に示すように、河川からの流量 Q および河川水と海水の密度差 $\Delta\rho_0$ を変化させた 9 ケースの計算条件を設定した。すなわち、Run 1~Run 6 では流量のみを、Run 7~Run 9 では密度差のみをそれぞれ変化させている。ただし、密度差を変化させる場合、河川水の密度 $\rho_f = 1000\text{kg/m}^3$ を一定にして、海水の初期密度 ρ_0 を変化させている ($\Delta\rho_0 = \rho_0 - \rho_f$)。なお、水平面内の渦動粘性係数は $30\text{m}^2/\text{s}$ 、渦拡散係数は $3.0 \times 10^{-1}\text{m}^2/\text{s}$ 、中立状

態での鉛直方向の渦動粘性係数および渦拡散係数は $3.0 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$ で、どのケースについても同一としている。

表中、 $E_k = \rho_0 u^2 Q$ は単位時間に流入する運動エネルギーに相当し、 $E_p = \Delta \rho_0 g h Q$ は単位時間に流入する密度偏差の位置エネルギーである。また、 $Fr_i = \sqrt{E_k/E_p} = u/\sqrt{\varepsilon g h}$ は内部フルード数である ($\varepsilon = \Delta \rho_0/\rho_0$)。ただし、 u 、 h には、河川の流入開始後、十分に時間が経過したときの河口 ($x=0$) での断面平均流速と水深をとる。

Table 1 計算条件

	Q (m^3/s)	$\Delta \rho_0$ (kg/m^3)	E_k (watt)	E_p (watt)	Fr_i
Run 1	500	22.0	3.76×10^3	6.28×10^5	0.077
Run 2	1000	22.0	3.00×10^4	1.26×10^6	0.154
Run 3	2000	22.0	2.38×10^5	2.53×10^6	0.307
Run 4	4000	22.0	1.90×10^6	5.06×10^6	0.613
Run 5	7000	22.0	1.01×10^7	8.87×10^6	1.067
Run 6	10000	22.0	2.96×10^7	1.26×10^7	1.533
Run 7	4000	5.0	1.93×10^6	1.14×10^6	1.301
Run 8	4000	10.0	1.92×10^6	2.29×10^6	0.916
Run 9	4000	15.0	1.91×10^6	3.44×10^6	0.745

4. 計算結果および考察

本解析においては、河川の流量の変化に応じた流況特性および密度変化に応じた流況特性を考察する。ただし、計算開始後 60 時間後の結果についてのみみることで、時系列的な考察は行わないものとする。

4.1 河川流量を変化させた場合

河川流出流は、流量が大きくなるにしたがって、流出形態はブルーム型から噴流型へと遷移することはよく知られている²⁾。ここでは、この点に着目して密度差を一定に保ち河川の流量を変化させた Run 1～Run 6 についての結果を考察する。

Fig.2 は、Run 1、4、6 について、表層の流速とトレーサー濃度分布を示したものである。(a)の流速をみると、河川流量が大きくなるほど全体的な流速は当然大きくなっているが、沿岸線 ($x=0$ の y 軸) 沿いの流速は、流量の小さい Run 4 の方が、流量の大きい Run 6 よりわずかながら大きくなっている。また、(b)の濃度をみると、流量が小さいときは河川水は河口を中心に同心円状に拡がっているのに対し、河川流量が大きくなるにしたがい

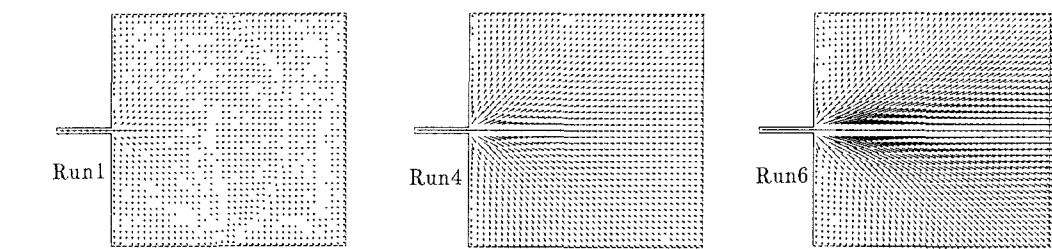


Fig.2(a) 水平面内の流速分布図（表層）

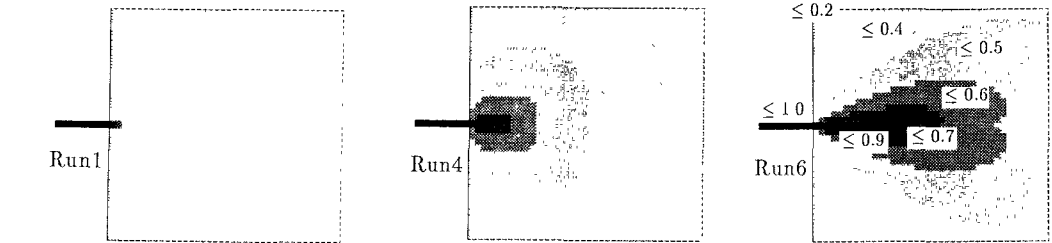


Fig.2(b) 水平面内のトレーサ分布図（表層）

y 方向より x 方向への拡がりが卓越した形状となっている。これは上記のように、プルーム型から噴流型への移行を表している。以下、流れの挙動をもう少し詳しく考えてみる。

Fig.3 は、初期の静止水面を基準にした水位 ζ の中心軸 ($y=0$) 上の分布である。流量が大きいほど、より高い水位上昇が生じている。また、 x 方向の水面こう配は、河口からの流出直後では大きく、沖ではしだいに小さくなる。

次に、Run 1, Run 4, Run 6 について y 方向 (横断方向) の水面形を示したのが **Fig.4(a)** $x = -1.5\text{km}$, **(b)** $x = -10\text{km}$ である。**Fig.4(a)** において Run 1 と Run 4 を比較すると、流量の大きい Run 4 の方が全体的に水位が高くなっているのに対し、Run 4 と Run 6 を比較すると中心軸付近 ($y < 1.5\text{km}$) を除いて、流量の小さい Run 4 の

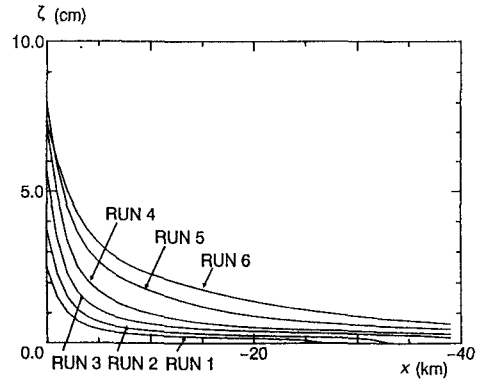


Fig.3 中心軸上の水位 ζ の変化

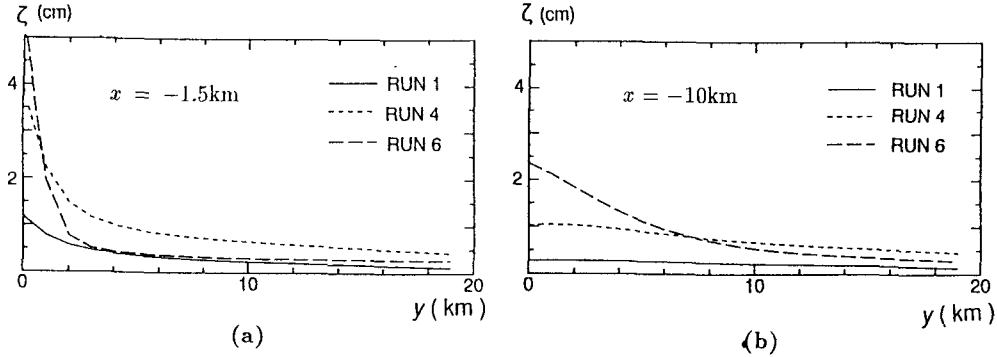


Fig.4 横断方向の水位 ζ の変化

方が水位が高く、 y 方向への拡がり大きいことが分かる。また、**Fig.4(b)** においても同様の傾向がみられるが、河口から離れるに従い初期運動量 (x 方向の慣性力) の影響が小さくなるため、Run 1 と Run 4 では中心軸付近での局所的な水位上昇はほとんどなく、 y 方向の水面形はほぼ水平になっている。**Fig.5** は、河口から同心円状に半径 $R = 4, 8, 12, 16\text{km}$ をとったときの ζ の分布図である (θ については y 軸正方向を 0° とし、時計回りを正にとる)。流量が大きくなるほど変化が大きくなっており、噴流の性質が強くなることが認められる。また、同じ

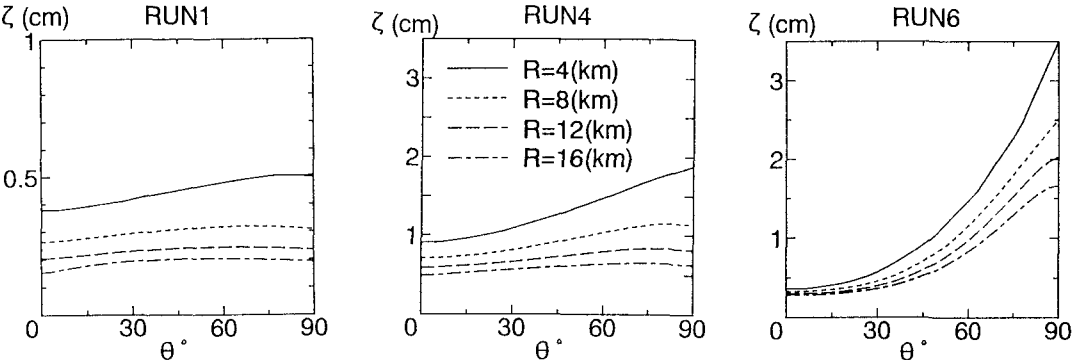


Fig.5 水位 ζ の河口からの同心円分布

流量では R が大きくなるほど水位上昇は低下していることがみられ、全方向に河川水が拡がっていることがわかる。つぎに、拡がる方向をみると、Run 6 では $\theta=90^\circ$ (中心軸 $y=0$ 上) で ζ が最大になっているが、Run 1 や Run 4 では R が大きくなると、 ζ は必ずしも $\theta=90^\circ$ では最大となっていない。さらに、 ζ が最大となる θ の値は R が大きくなるほど小さくなる傾向がうかがわれる。河川水の流入が最も進んだ領域が、中心軸に関して対称的に現れる分岐現象が始まっていると考えられる。Run 6 には、このような傾向がみられないのは、流入流速に比べて計算領域が十分大きくないためと考えられ、流量が大きくなるほど、分岐点はおそらく沖側へ移動するからと考えられる。

Fig.6 に、表層の x 方向流速の中心軸上の変化を示す。なお、縦軸の値は $x=0\text{km}$ の流速で無次元化している。河口 ($x=0\text{km}$) より上流側の河道内で加速領域が、とくに Run 1 では顕著に、Run 4 ではわずかながら、現われている。これは、流量が小さいときほど、海水が河道内に侵入しやすく、そのため河川水の流下に有効な断面積がかなり減少し、流れが加速されるためである。しかし、海域での水位は、Fig.3 で述べたように沖に向かってなめらかに遅減しており、中辻ら³⁾の指摘している水面こう配の非単調な減少はみられず、また沖では加速領域は現れていない。

Fig.7 は、 y 方向の流速の拡がりを示す指標である、表層の x 方向流速 u が中心軸上の x 方向流速 u_m の $1/2$ になるまでの距離 (半値半幅) b の流下に伴う変化を示したものである⁴⁾。Run 1~Run 3 では b はほとんど同じであり、この程度の流量範囲では拡がり方の空間スケールは同一とみられる。一方、Run 4~Run 6 では b は流量の増加に伴い減少しており、噴流としての特徴が強く現れている。

次に、鉛直面内の流速分布を Fig.8 に示す。流量が大きくなるにしたがい、河川水とみなされる層内での流速値が大きくなっているのに対して、底層部でみられる逆流には顕著な変化はみられない。しかし、水深方向の流速分布をみると、流向が逆転する面が連続的にみられる。この面と河川水の影響範囲との相関をみるために h_{95} (密度 $\rho = \rho_f + 0.95\Delta\rho_0$ となる水深) および h_s (x 方向の流速が順流から逆流になる水深、以後せん断深さと呼ぶ) を

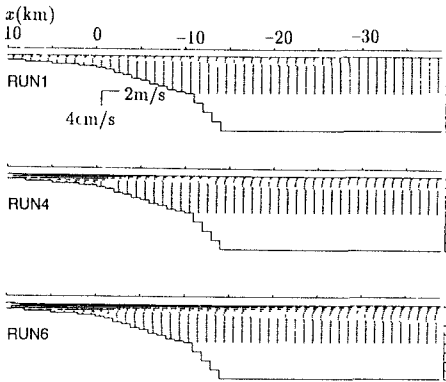


Fig.8 鉛直平面内の流速分布

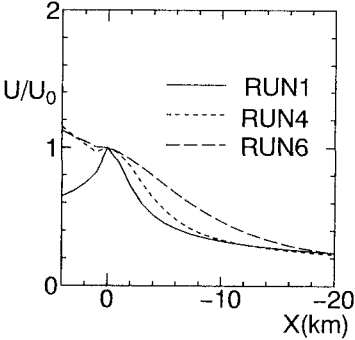


Fig.6 u の中心軸上の変化

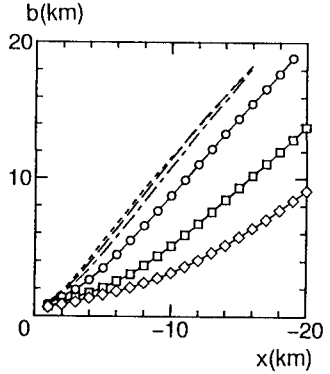


Fig.7 半値半幅

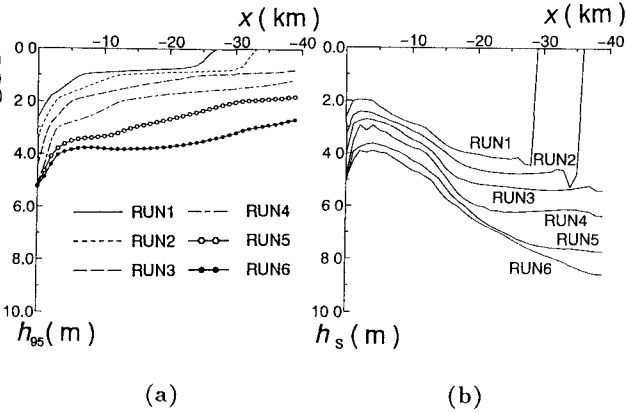


Fig.9 h_{95} と h_s

定義し、その縦断変化を示したのが Fig.9(a), (b) である。河口付近では、 h_{95} と h_s はほぼ一致しているが、沖へ流下するに従い h_{95} は減少の傾向を示すのに対し、 h_s は増加の傾向を示している。つまり、河川水の層厚は減少しているにもかかわらず、せん断深さまでの層厚（上層とよぶことにする）が増加することは、沖における上層では河川水のものよりも河川水により連行された海水の占める割合が大きいために分る。さらに、 h_{95} は Run 1~Run 3 では、単調に上に凸であるのに対し、Run 4~Run 6 ではわずかながら波状的な変化を示している。これは河道内で拘束されていた流れが河口で開放されると同時に浮力を受けるため、河川水の層厚が減少する一方で、浮力の効果が卓越する Run 1~Run 3 と比較して、 x 方向の運動量の卓越する Run 4~Run 6 では河川水の海水層への侵入が続くためと考えられる。表面モードである水面がなめらかに遷滅しているのとは異なり、内部モードでこのような波状的变化が流量の大きいときにみられるのは注目される。

4.2 密度差を変化させた場合

Run 7~Run 9 では河川流量を一定（ $4000\text{m}^3/\text{s}$ ）とし、密度差 $\Delta\rho_0$ を変化させた。Fig.10 は、表層におけるトレーサー濃度の平面分布で、内部フルード数の順に、前節の結果とともにまとめたものである。ただし、Run 1 は省略している。このうち、Run 7~Run 9 をみれば、密度差が小さければ噴流状、密度差が大きければプルーム状、の流況をそれぞれ示すことがみられる。

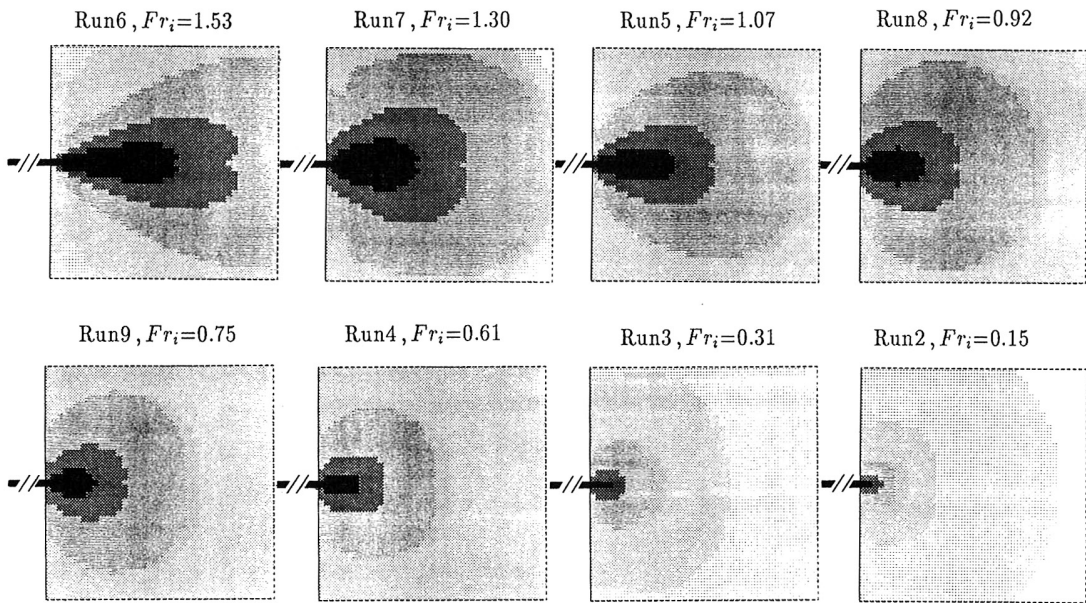


Fig.10 流れのパターンの変化

Fig.10 より、巨視的な流況は内部フルード数にしたがって順次変化するようであり、沿岸域における河川流出流れでは、よくいわれているように、流入運動エネルギーと流入位置エネルギーの比とみられる内部フルード数が、支配的な無次元量とみなされる。しかし、微視的には、分岐現象（たとえば Run 6）や、沿岸線沿いの流れの発達（Run 7）、あるいは縦断方向と横断方向の拡がり方の違い（Run 7, 5, 8 の比較）などがみられるので、渦動粘性係数、渦拡散係数の値や数値拡散の影響とあわせて、もう少し詳しい検討が必要と考えている。

参考文献

- 1) 井上和也・岩佐義朗・木下昌樹：沿岸水域の埋立が河口の洪水流出に及ぼす影響の解析，京都大学防災研究所年報，第 35 号 B-2，1992，pp. 153-167.
- 2) 柏村正和・吉田静男：河口を出る淡水の流れ，第 13 回海岸工学講演会論文集，1966，pp. 268-271.
- 3) 中辻啓二・湯浅楠勝・村岡浩爾：河口周辺部における河川流出の流動構造，土木学会論文集，No. 461, II-22, 1993, pp. 31-38.
- 4) N. Rajaratnam：Turbulent Jet（野村安正訳：噴流），1976.