

大阪湾における淀川洪水流の動態に関する数値実験

室田 明*・中辻啓二**・許 再寧***

1. ま え が き

河口周辺の洪水流出の挙動は周囲水の連行を伴う噴流的な流れを呈する。それは表層放流された温排水の拡がりと同様に運動量流束が支配的であり、一方、遠方領域になると、浮力流束の影響が勝り、河川水は水平方向圧力勾配によって海面上を放射状に拡がるブルーム的な流れとなる (Murota・Nakatsuji, 1988; Murota et al., 1988a)。

しかしながら、衛星リモートセンシングによると、河川流出の多くは沖合にいくにつれて右側に (北半球では) 偏向し、海岸線と平行ないしは沿岸に接近する傾向にある (大西, 1988)。同じような流動は大阪湾における淀川洪水流の熱赤外線画像にも明瞭に現われている。また、この右側への偏向は原子力発電所からの温排水の拡がりにも認められており、原因の一つとして地球自転の影響が挙げられている (松野・永田, 1983)。上層の厚さが下層のそれに比べて薄い二層構造をしている場合には、数十 km 程度のスケールの流体塊に対しても地球の回転効果が強い影響を及ぼすことが実験的にも理論的にも指摘されている (McClimans, 1980; Minato, 1983)。

本研究では気象衛星 NOAA が撮影した淀川洪水流を対象にコリオリ力を含む非定常三次元数値実験を実施して、熱赤外線画像との比較より、淀川洪水流の拡がりに及ぼす地球自転の影響を考察する。

2. 熱赤外線画像に観られる淀川洪水流の拡がり

図-1 は 1982 年 8 月 2 日 14 時 24 分に気象衛星 NOAA が撮影した大阪湾の海面温度分布を示す。実測値は無いので、 0.5°C 毎の相対的な温度分布を示している。分解能は 0.12°C である。大阪地方を襲った台風 8210 号とそれに続いた低気圧の通過の影響を受けて、淀川では戦後 6 番目の最大流量 $6260\text{ m}^3/\text{s}$ 、そして大和川では戦後最大の流量 $2400\text{ m}^3/\text{s}$ を記録した。NOAA の熱赤外線

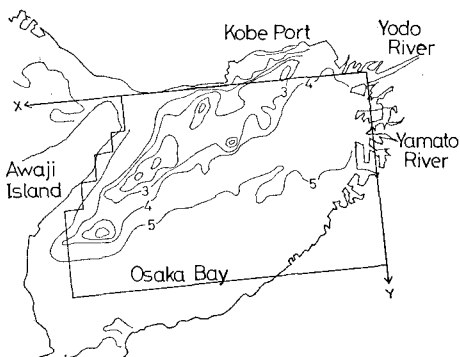


図-1 熱赤外線画像による大阪湾の海面温度分布

画像はこの最大流量が枚方地点で生じてから約 6 時間 20 分後に撮影されたものである。撮影時間までに $3000\text{ m}^3/\text{s}$ を越える河川水が約半年間にわたって大阪湾に流出していた。

図-1 の海表面の水温分布から推察すると、淀川洪水流は河口から神戸沖を西進した後に、淡路島の沿岸沿いに南下しており、大阪湾東部の泉州沖にはほとんど拡がっていない。つまり、河川水は右岸に沿って帯状に拡がっており、長軸の長さは河口から 55 km 、短軸の長さは最大で 20 km に達している。『淀川出水時には甘い水が西宮・須磨沖の海面を川のように流れる』という沿岸漁民の話があるものの、淀川洪水流は大阪湾恒流図から予想される流れとは著しく異なった振る舞いをするのを熱赤外線画像は示唆している。

重力場中の回転流体に特有な水平スケールはロスビー変形半径 r_a と慣性半径 r_{if} であり、次式で定義される。

$$r_a = \sqrt{(\Delta\rho/\rho_s)gh(D-h)/D} / f,$$

$$r_{if} = U/f.$$

ここに、 f はコリオリ係数、 $\Delta\rho (= \rho_s - \rho)$ は河川水の海水密度 ρ_s に対する密度差、 g は重力加速度、 h は河川水の層厚、 D は海域の水深、 $U_0 (= Q/b_0h_0)$ は河口での流速、 Q は河川流量、 b_0 と h_0 は河口の幅と水深である。

洪水時の河口水深 h_0 の実測値はないので、仮に 2 m

* 正会員 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 大阪大学助教授 工学部土木工学科

*** 韓国大田大学専任講師 工学部土木工学科

あるいは 4 m であると推定すれば、淀川洪水の特性量は次のように求まる。

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= 22 \text{ kg/m}^3; \quad \rho = 1022 \text{ kg/m}^3; \quad g = 980 \text{ m/s}^2; \\ f &= 0.8296 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}; \quad Q = 4000 \text{ m}^3/\text{s}; \quad b_0 = 800 \text{ m} \end{aligned}$$

に対して、

$$\begin{aligned} r_a &= 7.3 \text{ km}, \quad r_{if} = 30.1 \text{ km}, \quad \text{for } h_0 = 2 \text{ m}, \\ r_a &= 9.5 \text{ km}, \quad r_{if} = 15.1 \text{ km}, \quad \text{for } h_0 = 4 \text{ m}. \end{aligned}$$

つまり、図-1 の淀川洪水の拡がり範囲 (55 km × 20 km) はロスビー変形半径および慣性半径のスケールよりも大きく、洪水は地球自転の影響を十分受けて流動していると推察できる。

3. 三次元数値モデル

(1) 基礎方程式

静水圧近似、ブーンズク近似を用いるならば、河川水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 $\Delta\rho$ の保存方程式はつぎのように表現される。

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

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

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

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

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

ここに、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、鉛直下向きに z 軸とする。 U, V, W はそれぞれ x, y, z 方向平均流速、 P は圧力、 $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ および K_x, K_y, K_z は x, y, z 軸方向の渦動粘性係数と渦拡散係数である。密度 $\rho (= \rho_s - \Delta\rho)$ は塩分濃度と線型関係にあると仮定している。圧力 P は式(4)を水表面 ($z = \zeta$) から任意の水深まで積分することにより得られる。したがって、圧力勾配 dP/dx は水面勾配と密度勾配 $d\rho/dx$ の関数として表わされる。

数値モデルは室田・中辻 (1986) や中辻等 (1988) と本質的に同じものを採用した。時間差分は蛙飛び法による陽的表現であり、移流項の空間差分にはハイブリッド法 (Spalding, 1972) を用いた。水位変動 ζ はコントロール・ボリュームを水深方向に積分したカラムにおいて連続性を満たすように計算した。このようにして求めた各カラムの ζ には誤差を含む可能性が大きい。しかも、その誤差が圧力勾配として作用する結果、流動に多大な影響を及ぼしかねない。したがって、水位変動 ζ の空間的な連成を図り、不要な擾乱を抑制する必要がある。そのことから、 ζ の計算に関しては時間的に陰的な差分表

現を採用した。

(2) モデル海域

計算領域は図-1 に実験で示す単純化した矩形の海域であり、 x 方向に 42.0 km、 y 方向に 25.8 km である。 $x=y=0.0$ が淀川河口右岸に相当する。淡路島の海岸線と海底地形は大阪湾深浅図に基づいて与えた。計算領域は x, y, z 方向にそれぞれ 39, 24, 4~15 の格子点で構成されており、離散化間隔は $\Delta x = 500 \sim 2500 \text{ m}$, $\Delta y = 400 \sim 2000 \text{ m}$, $\Delta z = 0.5, 2, 4, 6, 7, 8 \text{ m}$ である。離散化時間間隔 Δt は CFL 条件より 3.5 秒を採用した。

数値計算は密度一様で静止した海域に河口から河川水を放流して行った。河川水の拡がりに及ぼす密度流効果ならびに地球自転効果の検討を目的にしているために、計算では潮流等の海域の流れを無視している。河川流量は枚方地点の流量-時間曲線の実測値に基づいて時間変化を与えた。河口水深は 2 m と仮定した。河口幅は 800 m であるので、河川流量が約 1200 m³/s を越えると流動は密度流的に射流となる。

境界条件は、陸岸ならびに底面で non-slip 条件; 開境界で水位ならびに速度勾配が一定; 全ての境界で密度流束が 0.0 である。水平方向、鉛直方向の渦動粘性係数と渦拡散係数の値はそれぞれ 20 m²/s, 0.0005 m²/s とした。ただし、成層流では鉛直方向の運動量や質量の乱流輸送が浮力効果によって抑制されることから、鉛直方向渦動粘性/拡散係数は勾配型リチャードソン数の関数として表現した。採用した経験式は ε_s に対して Webb (1970) 式、 K_z に対して Munk-Anderson (1984) 式である。両式の採択は Murota et al. (1988b) の検討に基づいた。

洪水の始まりから熱赤外線画像の撮影時間まで約 38 時間 30 分の計算を実施したが、演算時間は大阪大学大型計算機センターの NEC-SX-2 を用いて約 112 分であった。

4. 計算結果と考察

(1) 淀川洪水の拡がりに及ぼす地球の回転効果

図-2 は流出開始後 5 時間毎の海面下 0.5 m 平均の流速場と密度場の時間変化を示す。図(a), (b) はそれぞれ地球の回転効果を考慮した計算結果 ($f \neq 0.0$) と無視した計算結果 ($f = 0.0$) である。流速 $\sqrt{U^2 + V^2}$ は 0.1 m/s 毎に実線の等値線で、密度差 $\Delta\rho/\Delta\rho_0$ は 10% 毎に破線の等値線で示す。また、計算時刻の河川流量 Q および対応する河口での密度フルード数 $Fd_0 = U_0/\sqrt{\Delta\rho_0/\rho_s g h_0}$ を図中に示した。

まず、洪水の拡がりに及ぼす密度流効果を検討するために、地球自転を無視した図-2(b) を見てみよう。河川流量の小さい段階では、河川水は海表面を滑るように河口から放射状に拡がっており、等密度差線は等間隔の同心円を描く。密度差が大きいために河口水位は海面

より若干高くなっており、この結果生じる水平方向圧力勾配によって河川水は全ての方向に扇状に拡がることになる。そのときの層厚は流下とともに一様に減少する。このような流動は表層ブルームと称せられ、浮力が支配的な流れ場である。

河川流量が増して流下方向の運動流速が卓越する ($Fd_0 > 1.0$) と、河川水は噴流的挙動を呈するようになる。慣性力が浮力に勝って重要な働きをなし、河川水は周囲流体を連行しながら水平方向や鉛直方向に大きな拡がりを見せるのがその特徴である。この傾向は 60% の等密度差線の時間変化に明瞭に現われており、それは時間とともに流下 (x) 方向に伸張するようになる。この噴流的特性は等流速線にも認められる。すなわち、 $Fd_0 > 1.0$ での等流速線はポテンシャルコア ($x \approx 8$ km) を越えた領域で相似形を保ちながら拡がる傾向を示す。

しかしながら、淀川洪水流の先端部での等密度差線は円弧を描きながら放射状に拡がっている。しかも、先端部での等流速線や等密度差線の間隔は狭くなっており (換言すれば、流速勾配や密度勾配は大きく)、先端部は明瞭なフロントを形成している。25 時間後から 30 時間後の等密度差線分布の変化に着目すれば、10%、20% および 30% の等密度差線は 0.4 m/s の移流速度で拡がっているのに対して、50% 等密度差線は定常状態を保ち、また 60% 等密度差線は逆にその面積を 2/3 に縮小している。すなわち、この等密度差線の変化は、淀川洪水流の先端部がブルーム的流動を呈しながら海表面を拡がっていることを予想させる。Luketina-Imberger (1987) は河川ブルームのフロント現象を Kombana 湾において実測した。

図-2(b) は地球自転の効果を考慮した場合 ($f \neq 0.0$) の淀川洪水流の計算結果を示す。流れ場と密度場は地球自転を無視した 図-2(a) ($f = 0.0$) と明らかに異なる。それは 10 時間後の河川水が約 12 km × 6 km の範囲に拡がった時点から明瞭に確認できる。 $f = 0.0$ の計算では等密度差線が同心円を描いて扇状に拡がるのに対して、地球自転を考慮した計算では河川水は沖合 (y) 方向へあ

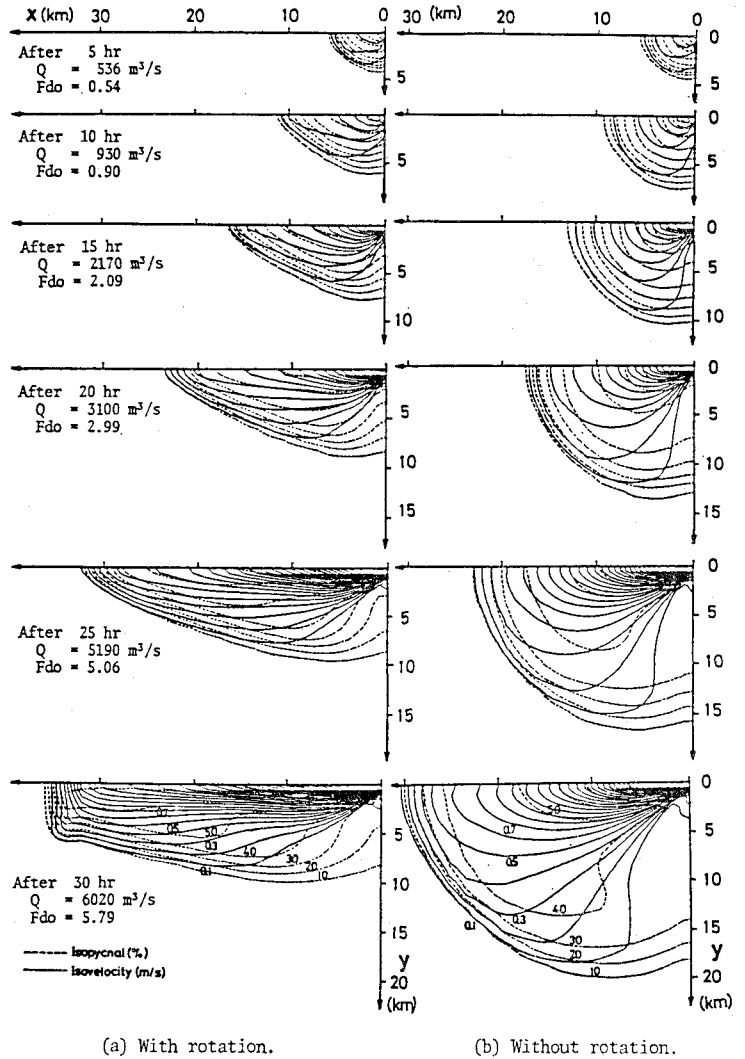


図-2 地球自転の有無による淀川洪水流の相違

まり拡がらないで、西向き (x 方向) に海岸線に沿って拡がる傾向にある。それは北半球では河川水の向きを右方向に傾けるという衛星リモートセンシングの結果 (大西, 1988) と良く合致する。地球の回転効果は運動方程式から明らかのように流速成分 U によって y (沖) 方向への加速を抑え、流速成分 V によって x (西) 向きの流動を助長する。成層の程度にもよるが、2. で概算したロスビー変形半径は約 7~10 km の範囲にある。このスケールの流動場においては地球の回転効果と重力による浮力効果が等しくなる。その結果、10 km を越える沖 (y) 方向への流れは地衡流調節を受けて、ほとんど拡がらなくなる。他方、西 (x) 向き流れはそのぶん加速されて、等流速線および等密度差線は x 方向へ著しく引き伸ばされる。等密度差線の時間変化から推算すると、洪水流の

移流速度は海岸線 (x 軸) に沿って 0.38 m/s ($15 \sim 20$ 時間), 0.48 m/s ($20 \sim 25$ 時間) である. この値は地球自転を考慮しない場合の計算結果と比較して約 1.5 倍の移流速度である. このような地球の回転効果は河川流や温排水の拡がりの数値実験 (Wang, 1987; 松野・永田, 1987) によっても確認されている.

(2) NOAA 衛星画像との比較

つぎに, 図-1 の熱赤外線画像の撮影時間に合わせて洪水開始から 35 時間後の表層流速ベクトルと等密度差線を示したのが図-3, 4 である. それぞれ $f=0.0$ と $f \neq 0.0$ の計算結果 ($Q=5050 \text{ m}^3/\text{s}$, $Fd_0=4.3$) を示している. 河川流出水は明石海峡にまで到達しているが, この計算では壁面境界として扱っており, 潮流の影響は考慮していない.

地球自転を無視した場合 ($f=0.0$) の等密度差線は図-2 の 30 時間後の分布とほとんど同じであり, 先端部は同心円状に拡がる. 流速ベクトルはこの等密度差線に直交しており, 水平方向の圧力勾配によるブルーム的な流動を示している. 40% 等密度差線が収縮しているのは河川流量のピークが過ぎ, 河川水の供給が減少したためである. 河口近傍での等密度差線の分布は相似であり, 噴流的流動を呈しているものと推察される. 流速ベクトルも噴流的流動を示している.

これに対して, 地球自転を考慮した $f \neq 0.0$ の計算では, 地衡流調節を受けて右側に偏向された河川水が x 軸 (海岸線) に平行な一定幅の流れを形成している. 10% 等密度差線はロスビー変形半径によって決まる沖合 10 km の海域に滞まっている. また, 全ての等密度差線は x 軸に平行である. 流速ベクトルも等密度差線と平行の向きであり, これは $f=0.0$ の計算結果と著しく異なる点である. 明石海峡に到達した淀川洪水流は淡路島東岸に沿って南下する特異な流動を示す. 等密度差線から分かるように, 先端部は明瞭なフロントを形成している. それは幅約 5 km , 速度 0.6 m/s で移流しており, 河口での流速 3.16 m/s あるいは河口から 30 km 地点での流速約 1.0 m/s と比較して驚く程大きい. この淡路島前面の沿岸流は一般に coastal jet と呼ばれる. Stern et al. (1982) の実験によると, その幅はロスビー変形半径の $0.4 \sim 0.5$

倍であり, 計算結果と良好に一致する.

図-1 の NOAA によって撮影された熱赤外線画像に見られた淡路島沖を南西に流動する流体塊はこの coastal jet に相当すると考えられる. 図-4 の計算結果と図-1 の熱赤外線画像とが極めて良好に合致することから, 淀川洪水流の拡がりには地球の回転効果が有効に働いていることが結論できる.

図-5 は流軸 ($y=200 \text{ m}$) での流速ベクトルを示す. 同図は図-4 の表層流速ベクトルに対応している. 河口近傍では洪水流は鉛直ならびに水平方向に拡がる噴流的流動 ($Fd_0=4.3$) を呈しており, 周囲流体の連行現象が流速ベクトルにも特徴的に観察される. $f=0.0$ の場合

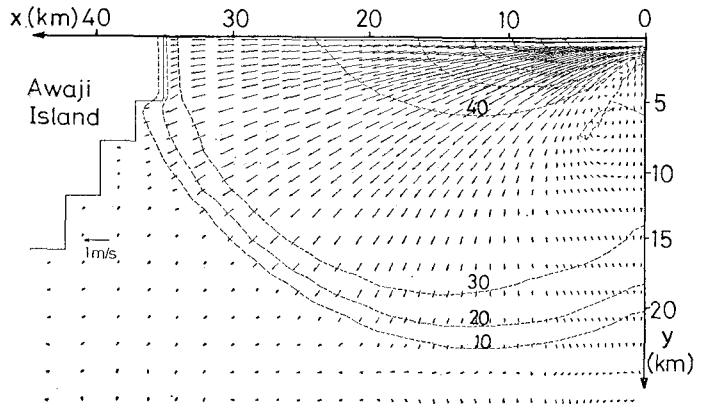


図-3 地球自転効果を考慮しない場合の淀川洪水流

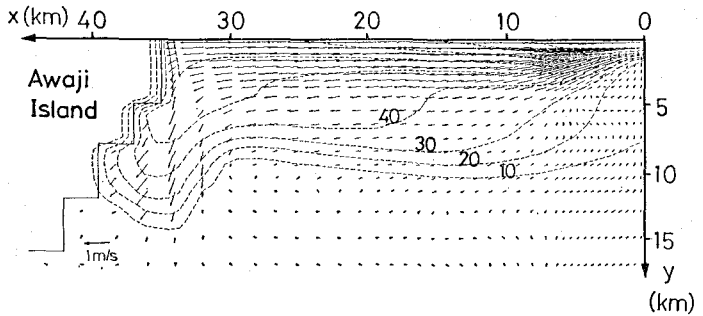


図-4 地球自転効果を考慮した場合の淀川洪水流

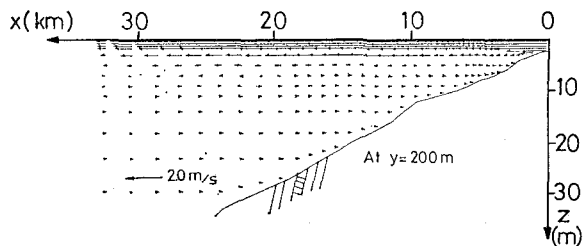


図-5 x 軸に沿った流速ベクトル (図-4 に対応)

には密度差による成層効果によって鉛直方向乱流輸送が抑制される結果、河川水の層厚は河口から離れるにつれて急激に減少する。しかし、図-5 に示す $f \neq 0.0$ の計算では、層厚は $x=10$ km で 4.4 m, 20 km では 5.3 m と逆に増加する結果を得た。これはコリオリ力によって右に偏向した流れが海岸側 (x 軸) に押し付けられることによって、海岸線近傍の層厚が大きくなったと考えられる。この傾向は洪水流に直交する鉛直断面の等流速線ならびに等密度差線を示した図-6 に明瞭に見られる。ここで、等流速線は紙面に直交する流下方向の流速成分を表わし

ている。洪水流の y (沖) 方向の拡がり約 10 km で抑えられる反面、層厚は流下に伴って増大していく様子が認められる。河川水は希釈されているが、傾斜した密度境界面を形成しており周囲海水と明瞭に識別できる。 $x=30$ km の断面では河川水が海岸線近傍に貯留する傾向にある。これは下流側境界 (明石海峡) が流下方向への拡がりを阻害するためである。洪水流は図-4 の流速ベクトルに見られたように $x=30$ km 近傍から流れの向きを南西に変えてフロントを形成しながら流動する。 $y=11$ km 断面での流束が $y=9$ km 断面でのそれより増加傾向にあるのは興味深い。河川水は $y=9 \sim 11$ km の鉛直断面間で加速されていることを示しており、それは正しくフロントの形成を意味する。

5. あとがき

気象衛星 NOAA の撮影した淀川洪水流の拡がりを三次元数値実験によって模擬し、河川流出の流動に及ぼす地球の回転効果について考察した。淀川洪水流の水平スケールがロスビーの変形半径に達すると、沖方向への拡がりが抑制され、海岸線に沿った右回りの流動が加速されることが分かった。計算された淀川洪水流はまず神戸沖を西向きに流れ、次に淡路島前面をフロントを形成しながら南下する。計算した等密度差線の分布は熱赤外線画像に見られた海面温度分布と極めて良好な一致を示しており、淀川洪水流の流動には地球自転効果が強い影響を及ぼしていることが解析できた。この事実は沿岸海域での河川水と海水との混合、循環および物質の輸送過程を検討するうえで重要である。

最後に、本研究の遂行に際して大阪大学大学院学生山本信弘君の協力を得た。記して謝意を表する。

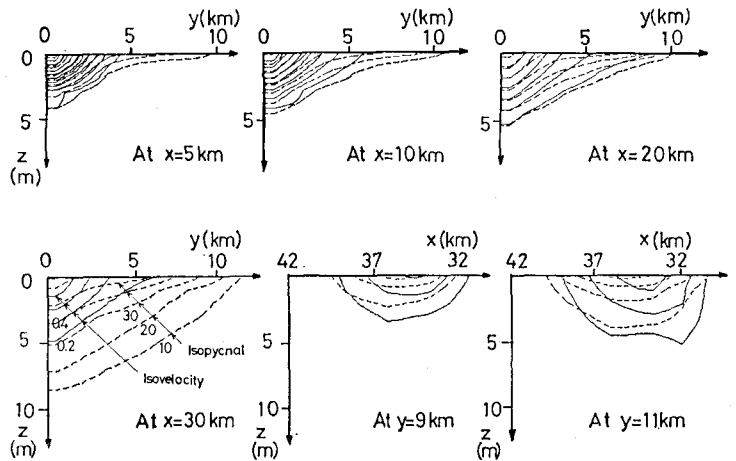


図-6 洪水流の直交断面における等流速線と等密度差線

参考文献

- 大西外明 (1988): 水工学とリモートセンシング, 土木学会論文集, 第393号/II-9, pp. 9~19.
- 松野 健・永田 豊 (1983): 温排水の拡がりに及ぼす地球自転効果の数値的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 536~540.
- 室田 明・中辻啓二 (1986): 二次元表層密度流の数値解析, 第30回水講演集, pp. 715~720.
- 中辻啓二・許 再寧・栗田秀明 (1988): 気象衛星画像に見られた淀川河川流出とその三次元数値計算, 第32回水講演集, pp. 233~238.
- Luketina, D. A. and J. Imberger (1987): Characteristics of a surface buoyant jet, J. Geophys. Res., Vol. 92, pp. 5435~5447.
- McClimans, T. A. (1980): River plume studies in a rotating basin, NHL Report STF60 A80108.
- Minato, S. (1983): Geostrophic response near the coast, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 39, pp. 141~149.
- Munk, W. H. and E. R. Anderson (1948): Notes on a theory of thermocline, J. Marine Res., Vol. 7, pp. 276~295.
- Murota, A. and K. Nakatsuji (1988): Spreading of a river plume: Field observations, integral model analyses and numerical experiment, Physical Processes in Estuaries, pp. 110~129.
- Murota, A., K. Nakatsuji and J. Y. Huh (1988a): A three-dimensional computer simulation model of river plume, Proc. 3rd Refined Flow Modelling and Turbulence Measurement, pp. 471~478.
- Murota, A., K. Nakatsuji and J. Y. Huh (1988b): A numerical study of three-dimensional buoyant surface jet, Proc. 6th Cong. APD-IAHR, Vol. 3, pp. 33~40.
- Spalding, D. B. (1972): A novel finite difference formulation for differential expressions involving both first and second derivatives, Int. J. Numerical Methods in Engng., Vol. 4, pp. 551~559.
- Stern, M. E., J. A. Whitehead and B. L. Hua (1982): The intrusion of a density current along the coast of a rotating fluid, J. Fluid Mech., Vol. 123, pp. 237~265.
- Wang, D. P. (1987): The strait surface outflow, J. Geophys. Res., Vol. 92, pp. 10807~10825.
- Webb, W. K. (1970): Profile relationships: the log-linear range and extension to strong stability, Quart. J. R. Met. Soc., Vol. 96, pp. 67~90.