

二成層密度流における多重フロント現象の観測と それに基づく連行量算定法

大 西 外 明*・田 中 総 太 郎**

1. 緒 言

原子力・火力発電所の温排水および河口部海域における河川水等の拡散現象は、昨今における産業活動の大規模化に伴って重要な社会的関心事となり、その影響範囲の規定に関しては、内外において数多くの研究成果が報告されている。しかしながら、これら従来の研究においては、放水口から水域表面に放流された排水の水温もしくは濁りは、沖合方向に連続関数的に低減していくものとして取り扱われてきている。しかし、水温や濁りの低減現象は、主として排水と放流水域流体との間に形成される内部境界面の不安定化に起因することを考慮すると、本来、不連続な現象であるはずである。事実、実際に発電所放水口や河口部の水域における放流水の挙動を調べてみると、放流された表層水の密度が沖合方向に段階的に低減していくことを示唆する結果が得られている。このような事例として、本論では、1979年10月8日に富士川と酒匂川の河口部において航空写真観測を行って得られた結果を提示する。また、温排水の例として、Scarpace ら¹⁾によるポイントビーチ発電所での熱映像観測の結果を示す。これらの実測例においてはいずれも、密度差の不連続な変化に起因すると考えられる多重フロント(front-laden)現象の存在が認められる。本論では、この多重フロントは内部境界面上の攪乱波に起因して発生するものとする考え方に立って、攪乱波の不安定化条件を攪乱波波長(多重フロントの間隔)の項でもって解析的に表現することを試み、さらに、その結果を基にして、放流水の拡散範囲算定上において重要なパラメータである、下層水の表層流への連行量を求める近似式を提示する。

2. 伊豆・東海沖における河川濁水分布の観測例

1979年10月中旬、東海地方一帯は豪雨に見舞れたが、降雨があがった翌日の10月22日にたまたま人工衛星Landsat が日本沿岸水域一帯の観測データを送信している。そのデータを基にして、日本列島各地沿岸水域の流動特性を検討しつつあるが、流動特性は海底地形により著しく影響されることが判明しており、そのために、この種の研究においては、海底地形とLandsat映像の中の流動のパターンとを合成したLandsat Map手法が有効であることを提案した²⁾。図-1は1979年10月

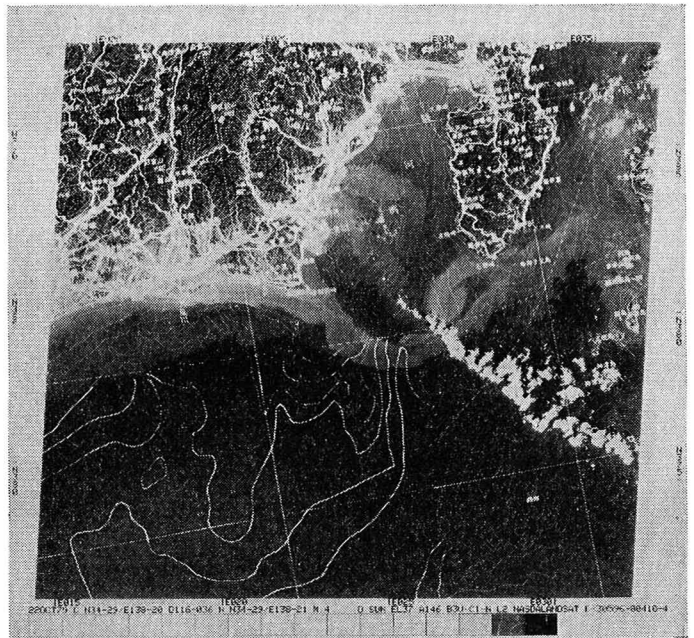


図-1 1979年10月29日出水時の伊豆沖のLandsat map

29日のLandsat パント4のデータを基に作った伊豆沖のLandsat mapである。図-1において特に興味深いのは、天竜川およびそれより以東の陸側からの濁水が伊豆半島先端部にまで達し、そこで伊豆海嶺の影響をうけて大きな回転流を形成している点と、帯状の濁水と海水との間に形成されるフロントが急傾斜等深線と平行に走り

* 正会員 工博 東京理科大学教授 理工学部土木工学科

** 正会員 工博 リモートセンシング技術センター



図-2 富士川河口の流況 (1978 年 10 月 8 日)



図-3 酒匂川河口の流況 (1978 年 10 月 8 日)

つつ安定を保っている点である。後者は先に著者らが富山湾内の流動特性に関連して報告した結果³⁾と一致する。また前者は、黒潮の蛇行現象をロスビー波の伝播と停滞としてとらえた関根⁴⁾の数値実験結果と符合するものと考えられる。この水域における濁水分布と黒潮との関係については機会を改めて報告することとし、本論文では対象水域をせばめて河口部近傍の現象に注目する。Landsat データは狭い水域における水理現象の詳細を検討するには適しえない面があり、この場合には通常の航空写真は時には有用な情報をもたらす。図-2と図-3は、1978年10月8日の富士川と酒匂川の河口部の観測結果である。前日には流域一帯に大降雨があったため、河川水は濁りをおびており、その濁水により海域において形成される等濁り線は河口部を中心として、ほぼ半円状に分布しているのが認められる。特に富士川にお

いては、砂州先端から沿岸沿いに流出する河川水と、砂州の裂目から沖合方向に流出する河川水がそれぞれ半円状の不連続面を形成しているのが興味をひく。

つぎに、図-2および図-3に認められるような濁り不連続面が発生する機構につき考えてみよう。密度 $\rho+4\rho$ の水域の表層に密度 ρ の流体を放流する場合を想定する。放流口の近傍領域では、上層流の運動量に起因した上下流体の混合が進み、上下流体間の密度差は急速に減少する。さらに、この領域より沖合の遠方領域では、淡水/塩水2層流の場合には、内部境界面の不安定化に伴って混合が進み、密度差は沖合方向に漸減するが、その内部境界面の不安定化は後述の様に、界面上の攪乱波の一波長に相当する位置ごとに発生するものと考えられる。言い換えれば、上下流体間の密度差 4ρ の変化は不連続な性状を有していると考えられる。温水/冷水2層流においては、さらに水面での熱収支が密度差の変化に寄与するが、その沖合方向の変化が不連続であることには変りはない。図-2、3に示した観測結果と類似の現象は、原子力・火力発電所の温排水の場合にもみることができる。例えば、Scarpace (1974) らは、1972年以来週2回の頻度で、ミシガン湖畔のポイントビーチ原子力発電所(出力50万kw×2基)の温排水の分布を熱赤外線スキャナーにより調査を続けた結果、多様な温排水分布パターンが観測されたが、全体の90%を占める3つの主要パターンの1つに、図-4に示す多重フロント

(front-laden)の分布パターンが含まれていると報告している⁵⁾。同様のパターンはエッジウォーター発電所においても頻繁に発生している。この多重フロント型分布の特徴は、水温感知器により捉えられる水面映像の濃淡(水温差)が、沖合方向に不連続に変化し、従来の温排水解析における連続的変化の仮定と様相を異にしている点に

図-4 温排水における多重フロント現象 (ポイントビーチ発電所の例¹⁾)

ある。Scarpance らは、この分布パターンの発生原因を発電所運転状況の変動や放流水域の環境の変動によるものとしているが、同様の分布が河口部近傍海域における河川水の場合においても観測されることから、Scarpance らの推論は当を得たものではなく、図-2, 3 および 図-4 に認められる多重フロント型の表層流分布は、上・下両層流体間の混合の周期的特性を示唆しているものと考えられる。このことを、次節において解析的に示そう。

3. 多重フロント型分布の発生に関する解析的考察

図-5 の様に一つの界面を介して隣り合う密度と速度を異にする二層密度流を考え、鉛直上向きに y 軸、界面ぞいの流れ方向に x 軸をとる。内部境界面を 図-6 の

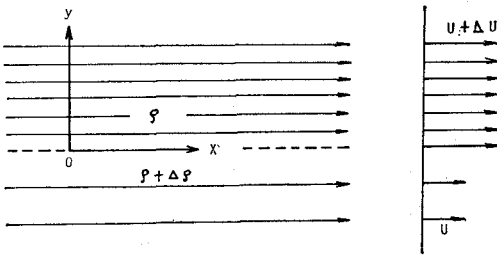


図-5 不連続な速度分布をもつ流れ

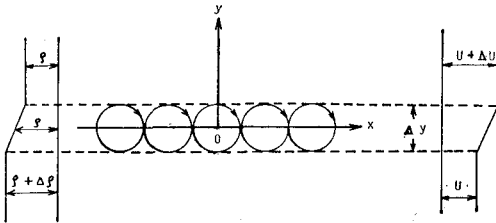


図-6 内部境界面を構成する渦度

様に厚さ Δy の渦層と仮定し、その内での密度は図に示す様に直線的に変化するものとする。一般に流速の x 方向および y 方向の成分をそれぞれ u および v とすると、単位質量の流体が持つ xy 平面に垂直な軸のまわりの渦度 ζ は

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (1)$$

で表われ、その時間的変化は非粘性流体の場合には次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{D\zeta}{Dt} = & \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \cdot \frac{Du}{Dt} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{Dv}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial \Omega}{\partial x} \\ & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial \Omega}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここに、 $D/Dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + v\partial/\partial y$ 、 Ω = 物体力ポテンシャルである。式 (2) はまた次のベクトル式によって表示できる。

$$\begin{aligned} \frac{D\zeta}{Dt} = & - \left(\frac{1}{\rho} \text{grad } \rho \right) \times \left(\text{grad } \Omega + \frac{Dv(u, v)}{Dt} \right) \\ & \text{(物体力)} \quad \text{(慣性力)} \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

上式は、物体力と慣性力の合力の方向が密度最大こう配線方向と同一直線上にある場合には、 $D\zeta/Dt=0$ 、すなわち渦度が一定に保たれることを意味する。あるいは換言すると、渦層——内部境界面——内で渦度が一定な場合には、物体力と慣性力の合力は等密度面と直交することを表わしている。この状態では内部境界面は安定し、上・下両流体の混合は生じない。いま、この安定な状態にある内部境界面に、次式で表わされる微小攪乱波を加える。

$$\eta = H \cos kx \quad \dots\dots\dots (4)$$

そのとき、内部境界面内には、つぎの2つの原因による渦度変化が生じる。

(i) 図-7 にしめす様な渦層変位により誘起される渦度変化 (ξ_1)。

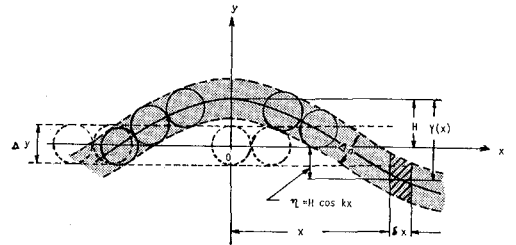


図-7 攪乱による内部境界面 (渦層) の変位

(ii) 等密度面と (物体力) + (慣性力) の合力の方向とのずれに起因する式 (3) で表わされる渦度変化 (ξ_2)。厚さ Δy の内部境界面内の速度こう配を

$$\alpha = \frac{\Delta U}{\Delta y} \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表わすと、 ξ_1 は次式で与えられる⁵⁾。

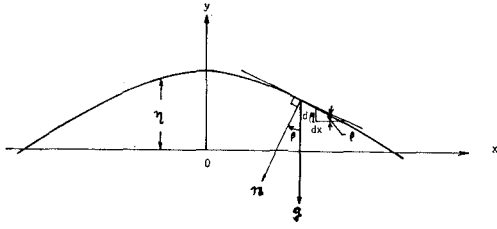
$$\xi_1 = \frac{1}{2} \alpha^2 \Delta y k^2 H \sin kx \quad \dots\dots\dots (6)$$

また、定常な 2 成層密度流の場合には、式 (3) において $\text{grad } \Omega = \mathbf{g}$ (= 重力の加速度)、 $Dv/Dt = 0$ と置き

$$\xi_2 = - \left(\frac{1}{\rho} \text{grad } \rho \right) \times \mathbf{g} \quad \dots\dots\dots (7)$$

をうる。内部境界面が変位したのちも、密度最大こう配の方向は一般に内部境界面と直交する $\mathbf{n}$ 方向をとると考えてよいので、その方向の単位ベクトルを $\mathbf{n}$ とし、右ねじを $\mathbf{g}$ から $\mathbf{n}$ の方に回すように測った交角を β とすると (図-8 参照)、変位が大きくない時には式 (7) は次式となる。

$$\begin{aligned} \xi_2 = & \mathbf{g} \times \mathbf{n} \left| \frac{1}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta n} \right| \\ = & |\mathbf{g}| \left| \frac{1}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta n} \right| \sin \beta \simeq |\mathbf{g}| \left| \frac{1}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta y} \right| \sin \beta \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$



図—8 重力加速度の方向と内部境界面の変位方向との関係

図—8 を参照すると

$$\sin \beta \approx d\eta/dx = -kH \sin kx \quad \text{.....(9)}$$

式 (8) に式 (9) を代入すると

$$\xi_2 = - \left| g \cdot \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dy} \right| kH \sin kx \quad \text{.....(10)}$$

式 (6) と式 (10) により、攪乱波が加わったことにより、内部境界面内に起る渦度の時間的変化率 ξ は次式となる。

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = \left(\frac{1}{2} \alpha^2 \Delta y k - \left| g \cdot \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dy} \right| \right) kH \sin kx \quad \text{.....(11)}$$

$\xi > 0$ の場合には、渦度は時間と共に増加し、それに伴い内部境界面の変位が増幅し、遂には破壊に至る。一方、 $\xi \leq 0$ の場合には界面は安定な状態に保たれることになる。

4. 上・下両流体混合現象の周期性と連行量の算定

つぎに、上・下両流体間の混合現象が有する周期性について考える。水平な内部境界面に攪乱波が加わったことにより、内部境界面の任意の点において、界面内の渦度に起因して生じる速度は、Scorer⁶⁾ が論じているように、次式により表わされる。

$$u = \frac{1}{2} \alpha^2 \Delta y k H \cos kx \quad \text{.....(12)}$$

すなわち、変形した内部境界面内では、渦度は式 (12) の速度で移動する。したがって、攪乱波の下りこう配部では、渦度は節に向かって移動し、その節における渦度の強さは時間と共に増加する。また、この下りこう配部では $\sin kx > 0$ である。したがって式 (11) より、 $\frac{1}{2} \alpha^2 \Delta y k > g d\rho/\rho dy$ のときには、下りこう配部の節においては常に $\xi > 0$ であり、内部境界面は下りこう配部節において不安定となる。一方、攪乱波の上りこう配部では式 (12) により渦度は節から離れる方向に移動し、さらに $\sin kx < 0$ であるから $\frac{1}{2} \alpha^2 \Delta y k > g d\rho/\rho dy$ のときにはその部分の渦度は時間と共に弱まり、不安定とはならない。

つぎに、 $\frac{1}{2} \alpha^2 \Delta y k < g d\rho/\rho dy$ の場合には、攪乱波の下りこう配部の節では $\xi < 0$ であり、内部境界面は安定を

保つ。また上りこう配部の節では、式 (12) の関係により渦度は時間と共に弱まるので不安定化は起らない。

以上の結果、厚さ Δy の内部境界面の不安定化の条件は次式により与えられる。

$$\frac{1}{2} \alpha^2 \Delta y k > \frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dy} \quad \text{.....(13)}$$

内部境界面が変位して上式の条件を満たすとき、攪乱波は下りこう配節において不安定化して、上下流体間の混合が起ることになる。すなわち、上層と下層の混合は内部境界面ぞいに一様に生じるのではなくて、攪乱波の波長ごとに断続的に生じる。いま、不安定領域に属する攪乱波の最大波長を L_c とすると、式 (13) より

$$L_c = \frac{2\pi}{k_c} = \frac{\pi \alpha^2 \Delta y}{\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dy}} = \pi F_r^2 h \quad \text{.....(14)}$$

をうる。ここに、 h は上層水の厚さ、また F_r は次式で定義される内部フルード数である。

$$F_r = \frac{\Delta U}{\sqrt{g \frac{d\rho}{\rho} h}} \quad \text{.....(15)}$$

式 (14) より次式をうる。

$$\frac{L_c}{h} = \pi F_r^2 \quad \text{.....(16)}$$

著者らは、上層を静止させ、一方、厚さ h_2 の下層を流動させた時の内部境界面の安定性につき実験を行い、図—9 に示す結果を得ている。図—11 の F_{r2}^2 は下層水の厚さ h_2 を代表的長さを選んだ、次式により定義されるフルード数である。

$$F_{r2}^2 = \frac{\Delta U}{\sqrt{g \frac{d\rho}{\rho} h_2}} \quad \text{.....(17)}$$

この実験結果は、式 (17) したがって式 (16) の妥当性を示唆するものと考えられる。

また、内部境界面上の攪乱波の波長が式 (16) で与えられる L_c よりも大きい場合には、その攪乱波は安定な状態を保って伝播していく、著者らは以前、富山湾における密度流フロントを Landsat により調査し、フロント上の安定な大波長攪乱波の存在を提示したが⁷⁾、そのことは本論における式 (16) で表わされる解析的推論と符合するものと考えられる。

以上の考察によれば、表層水の密度は攪乱波の波長ごとに断続的に平均密度を増していくが、この場合、上層に混入した下層流体は直ちに上層全体の密度を均一化するのではなく、現実には内部境界面ぞいに中間層を形成する。この中間層厚さ H (図—10 参照) は Scorer (1951)⁸⁾ によれば

$$L \approx 2.7 H \quad \text{.....(18)}$$

である。したがって、表層水厚さ h とフルード数 F_r を与えられた時の中間層厚さ H_c は F_r によって決まるこ

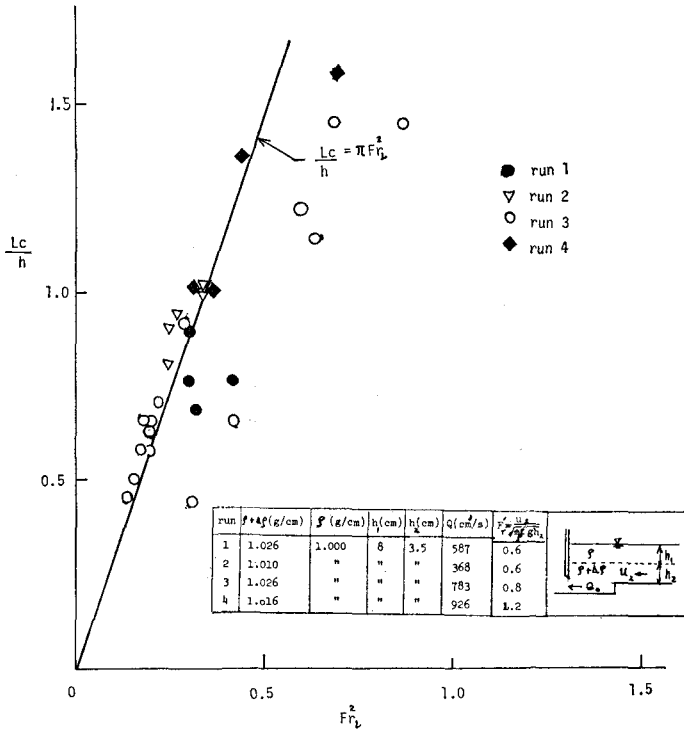


図-9 内部境界面上の攪乱波の不安定化限界

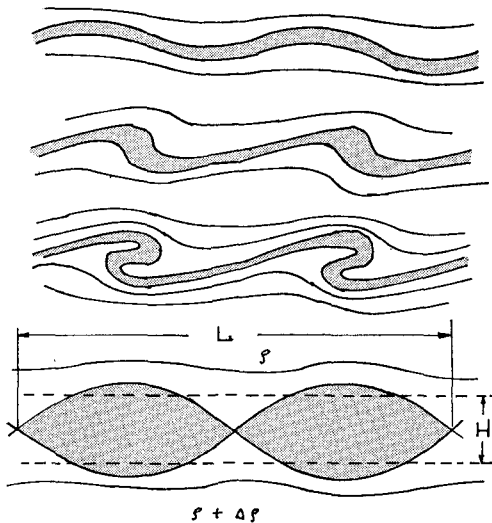


図-10 攪乱波による中間層の形成

となる。すなわち、式 (16) と式 (18) より

$$\frac{H_c}{h} = \frac{\pi}{2.7} Fr^2 = 1.16 Fr^2 \quad (19)$$

をうる。攪乱波が加わる以前の内部境界面内の単位長さ当りの流体平均質量は $(\rho + \Delta\rho/2)\Delta y$ であり、それが攪乱により混合されるとその平均質量は $(\rho + \Delta\rho/2)H_c$ に変わ

ると考えると、その間の質量変化 ΔM は

$$\begin{aligned} \Delta M &= (H_c - \Delta y) \left(\rho + \frac{\Delta\rho}{2} \right) \\ &= (1.16 Fr^2 h - \Delta y) \left(\rho + \frac{\Delta\rho}{2} \right) \end{aligned} \quad (20a)$$

である。 $\Delta y, \Delta\rho$ が十分に小さい場合には

$$\Delta M \approx 1.16 \rho Fr^2 h = 1.16 \rho L_c / \pi \quad (20b)$$

となる。式 (20) は下層水の連行量はフルード数の二乗に比例することを示しており、この事は“せん断流型の連行現象では、連行係数は局所的リチャードソン数に逆比例する”⁹⁾ ことに対応している。

5. 結 語

陸側から海域へ放出される排水の拡散範囲の推算に際しては、沖側の境界条件として黒潮等の大規模な海流の分布を取り入れる必要のあることを、実測例を用いて提示した。また、洪水時の航空写真に認められる 図-2~5 のような映像の濃淡の原因を、内部境界面の不安定性の面から捉えて考察した。その結果、海面へ放出される排水と海水との混合は不連続な現象であることを示し、また、表層流への下層水の連行量を表わす近似式として、式 (20) を提案した。

参 考 文 献

- Scarpace, F. L., R. P. Madding and T. Green, III: Scanning thermal plumes, Proc. of 9th Inter. Symp. of Remote Sensing of Environment, pp. 939~961, 1974.
- 田中・杉村・大西・西村: 沿岸の流動解析のための Landsat map の試作と流動の判読について, 第 35 回年土木学会年講概要集, 第 2 部, p. 135, 1980.
- 大西外明・田中総太郎: Landsat による急傾斜湾内密度流フロントの観測と安定性に関する考察, 土木学会論文報告集, Vol. 292, pp. 53~63, 1979.
- 関根義彦: 黒潮流路に及ぼす伊豆海嶺の効果に関する圧順モデル数値実験, 海洋科学 Symposium 2, 黒潮, pp. 166~171, 1978.
- Scorer, R. S.: Environmental Aerodynamics, John Wiley & Sons, p. 229, 1978.
- Scorer, R. S.: 5) に同じ。
- 大西外明・田中総太郎: 3) に同じ。
- Scorer, R. S.: 5), p. 233.
- 日野幹雄: 流体力学の進歩, 乱流 (谷一郎編), 丸善, p. 203, 1980.