

河川水の海上への拡がり

柏 村 正 和

序 文

河川水が河口を通過して海上へ放出される現象については、従来はあまり関心が持たれていなかった。海洋学の沿岸水形成とか、水産資源の関係で取扱われる場合があったが、力学的な意味で注目されるようになったのはせいぜい10数年前からである。

それ以前は、洪水時の流出のみが対象とされ、流出の形式が均質流体の噴流に似ていたため二次元噴流の考え方で扱われていた。しかし次第に、欧米の大河川、峽江で、いわゆる塩水くさびが問題とされるようになってきて、農業用水、飲料水、工業用水の水質維持上、塩水の侵入を防ぐ必要の生じて来たことが研究の端緒になっている。塩水の侵入の方式は、弱混合、緩混合、強混合の形態で、力学的にもおもしろい題材であったので、水理学者の興味を強く呼びおこした。とくに塩水くさびの力学の研究は一時、世界を風びしたと云っても過言ではない。このような河口密度流の研究が進展するにつれて、河口というものの力学的な役割の重大さに人々は気がついて来た。今日、内部フルード数が河口で1の値をとるという条件が見出され、塩水くさびを扱うときには、この条件が必ず用いられている。この値が1以上になるのは、洪水時に河川水が塩水を全く河口外に押し出す場合に限られる。洪水時の河川水の流出は強制噴流の一種と見なすことができる。この時期には河床は洗掘され、河口からはるか沖に出て海水と会合し、河川水のエネルギーがおとろえるあたりに輸送された洗掘土砂が堆積して浅瀬を作る。河口港の失敗の多くは、これによる航路水深の不安定な変動によるところが大きい。今日では洪水流量の調節により河口の河床変動は少なくなってきたが、まだ問題になっている所もある。

洪水時以外に、河口流が問題とされるに至ったのは、10年前あたりから次第に叫ばれるようになった海水汚染問題による。工場廃水、都市下水、農地からの農業汚水、土木工事による排水泥水、等の沿岸海域の汚染がそれである。水産資源に与えたこれらの影響は少からぬものがあり、二次効果として人間自身の生体に影響が出るにおよんで世論は爆発した。勿論自然の川のみが利用されたのではなく、排水用の人工水路や、おとし口等がこれに加わっている。このように社会が海洋環境汚染に強い関心を抱くようになって、従来はあまり問題とされていなかった火力発電や、その他工場の冷却用水、つまり温排水にも漁業側からの批判が起るようになってきた。

当然、これらに対する技術的な対応が必要となり、排水の希釈効率を高めることを目標とする研究が展開されてきた。高速で海水に放出する強制噴流の形式をとれば、周囲の海水との混合が強力に行なわれ希釈目的はかなり達せられる場合が多いが、放出海面が外海でなく、交流の悪い内湾の奥などであれば、長い間の汚物の累積はやはり放流の形式如何にかかわらず行なわれる。このように放流の形式以外に海面の地形的条件、あるいは拡散分散効果に寄与する波力、沿岸流等も、これらの問題には極めて切実に関与している。

以上のような経過を経て、河口の流出の問題が認識され、とくに日常の自然流出の形態にあっては、従来発展して来た塩水くさびとの関連、あるいはその延長という点でとらえられて、関心を寄がおこしつつある。

いかなる水理条件の河口流が、河口外でどのような挙動を示し、どのようにひろがっていくか、またどのように希釈されていくか。そしてそのメカニズムはどうか。これらの間に完全に答えられる段階には、今はない。しかし、研究は着々と進行し、知識は進歩しつつある。

本文は、河口水理をめぐる河口外の密度流の力学について、流れのパターン、河水海水の混合、連行の問題、河水のひろがりについての研究現況などを述べてみたい。

何分、まだ未完成の分野であり、すべての点にくまなく注意をいさわたらせることも難しいが、今後の研究や展望の第一歩に本文がなれば幸に思う。

1. 河口の水理条件

塩水くさびの方程式を立てると、式中に必ず内部フルード数が現れるが、河口でこれが1になることについては、StommelとFarmerが示している。⁽¹⁾内部フルード数 F_i は、 $F_i = u_1 / \sqrt{\varepsilon g h_1}$ で定義されている。 u_1 は淡水層流速、 h_1 は淡水層の厚さ、 ε は $\varepsilon = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_2$ で与えられ ρ_1 、 ρ_2 はそれぞれ淡水と下層海水の密度である。

Stommel等は $F_i = u_1^2 / \varepsilon g h_1$ として定義した。そして筆者もこの形式の方が種々の運算に際し便利に思うが、ここでは通常使われている定義に従っておく。

二層をなす密度流において、淡水と海水の各層の方程式は、界面抵抗を無視すればそれぞれつぎのようになる。 x を流れの方向にとれば、

$$u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_2}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + r g \frac{\partial h_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_2}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 u_2 、 h_2 は下層海水の流速および層の厚さであり、 r は ρ_1 / ρ_2 を表す。これに各層の連続方程式

$$\frac{\partial}{\partial x}(h_1 u_1) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x}(h_2 u_2) = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

を連立させ、 $\frac{\partial u_1}{\partial x}$ 、 $\frac{\partial u_2}{\partial x}$ 、 $\frac{\partial h_1}{\partial x}$ 、 $\frac{\partial h_2}{\partial x}$ を消去すれば

$$\begin{pmatrix} u_1 & 0 & g & g \\ 0 & u_2 & r g & g \\ h_1 & 0 & u_1 & 0 \\ 0 & h_2 & 0 & u_2 \end{pmatrix} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

を得る。この式が(1)(2)(3)の自明でない解、つまり内部ジャンプの条件式となり、これから

$$F_1^2 F_2^2 - (F_1^2 + F_2^2) + \varepsilon = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

を得る。ここに $F_1 = u_1 / \sqrt{g h_1}$ 、 $F_2 = u_2 / \sqrt{g h_2}$ である。二層流では、 $F_1^2 \ll 1$ 、 $F_2^2 \ll 1$ であるから初項を省略して変形すると、

$$F_i^2 = \left\{ 1 + \left(\frac{q_2}{q_1} \right)^2 \left(\frac{h_1}{h_2} \right)^3 \right\}^{-1} \dots\dots\dots (6)$$

が得られる。ここに $q_1 = u_1 h_1$, $q_2 = u_2 h_2$ を表わす。従って、下層が静止していれば、勿論 $F_i = 1$ であるが、河口のように $q_2 \ll q_1$ の条件の成り立つ所では、 $F_i \neq 1$ と見なすことができる。この条件は水路が急激に拡大する点で一般に成り立つとされている。

実際の河口では、Stommel 自身、ミシシッピ川河口で確かめている。またこの条件は、二層流における外部波および内部波の波速の式からも導くことができる。⁽²⁾

河口で $F_i = 1$ の条件が成り立つことは、このようにして今日では定説になっているが、河口内から河口外にかけてどのように変化するか、実測例の一つを示す。

図-1 は、石狩川河口の航路筋に沿って測定した値から計算した内部フルード数 F_i の変化を示す。⁽⁸⁾ これによると、 $F_i = 1$ の成りたつのは河口の航路筋上のごく狭い領域である。ただしこの点は潮汐が加わると沖へ出たり、戻ったりするようである。河口内では $F_i < 1$ であり、河口外では $F_i > 1$ となる。ただし河口外では F_i が無制限に大きくなるわけではなく、限度があるようである。河口を支配断面として $F_i = 1$ が成り立つということは、後で述べるように、気流が亜音速から超音速へ遷移する時の状況と類似の方程式を有しており、今後とも、まだ多くの興味を内蔵した問題と思われる。

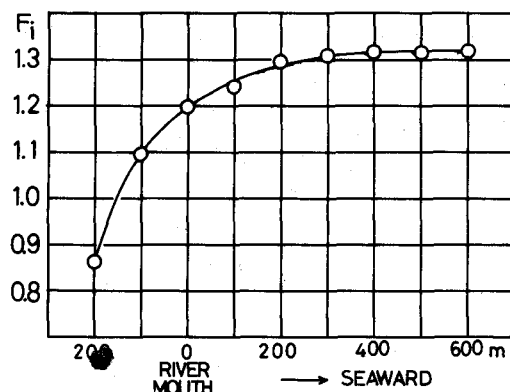


図-1 石狩川河口川筋に沿った内部フルード数 F_i の分布 (昭45.8.4)

河口で $F_i > 1$ になるのは、 $u_1^2 > \epsilon g H$ (H : 水深) の成り立つ場合であり、洪水期に塩水くさびが河口外に押し出された時に相当する。従って、この式から塩水くさびが河口から出る限界流量 Q_c が

$$Q_c = A \sqrt{\epsilon g H} = b \sqrt{\epsilon g H^3} \dots\dots\dots (7)$$

で与えられることになる。ここに b は河口幅員を与える。この式は大体の目安を与えるのには使用できる。例えば石狩川での Q_c の計算値は $450 \text{ m}^3/\text{s}$ であるが、実測では約 $600 \text{ m}^3/\text{s}$ であった。

濁水時でも淡水が流出している限り、支配断面の河口では $F_i = 1$ が成り立つ筈であるが、淡水厚がうすくなると、この条件の成立する場所は、かなり広く分布するようになると思われる。そのような時の表層の流れは、あたかも均質な理想流体の二次元流れに似た放射状のひろがり方を示す。

ミオ筋ばかりでなく、河口附近のあらゆる場所で観察するとなかなか F_i の分布は複雑である。河口内部から河口に向かって行くと、まず兩岸近くで早くも 1 になり、流心では河口を出てしばらくしてから 1 になるのが普通のようなのである。図-1 では河口内で 1 になっているが、これもミオ筋のとり方で位置が変わることを忘れてはならないと思う。

最後に、表層に混入した塩分にもその限界濃度があるという、同じく Stommel と Farmer の理論⁽⁴⁾ を述べる。

(5)式から近似的に $F_1^2 + F_2^2 = \epsilon$ とおけるので、これから

$$\frac{u_1^2}{g h_1} + \frac{u_2^2}{g h_2} = 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

さらに、 $\rho_1 = \rho_0 (1 + a s_1)$ 、 $\rho_2 = \rho_0 (1 + a s_2)$ とおく。ここに s_1 、 s_2 は表層河水、下層海水の塩分である。

$$1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} = 1 - \frac{1 + a s_1}{1 + a s_2} \doteq 1 - (1 + a s_1)(1 - a s_2) \doteq a(s_2 - s_1)$$

を念頭におき、流量保存式 $q_1 + q_2 = q_0$ と塩分保存の式 $q_1 s_1 + q_2 s_2 = 0$ 、さらに $u_1 h_1 = q_1$ 、 $u_2 h_2 = q_2$ 、および $h_2 = H - h_1$ (H :全水深)を(8)式に代入、式を s_1 と h_1 のみにて表わすと、

$$s_2^2 (H - h_1)^3 + s_1^2 h_1^3 = \frac{g a}{q_0^2} (s_2 - s_1)^3 (H - h_1)^3 h_1^3 \quad \dots\dots\dots (9)$$

が得られる。これが河口における、表層淡水厚と含有塩分の間の関係を与える式になる。

河口淡水層の最大塩分は(9)式で $d s_1 / d h_1 = 0$ の条件で成り立つ。故に(9)式を h_1 で微分し、 $d s_1 / d h_1 = 0$ において整理した式

$$s_1^2 h_1^2 - s_2^2 (H - h_1)^2 = \frac{g a}{q_0^2} (s_2 - s_1)^3 (H - h_1)^2 h_1^2 (H - 2 h_1) \quad \dots\dots\dots (10)$$

に h_1 を乗じて(9)式から引くと、

$$s_2^2 H = \frac{g a}{q_0^2} (s_2 - s_1)^3 h_1^4 \quad \dots\dots\dots (11)$$

が得られ、 $G = q_0^2 / (g a s_2 H^3)$ 、 $\nu = s_1 / s_2$ 、 $\eta = h_1 / H$ とすれば

$$(1 - \nu)^3 \eta^4 = G \quad \dots\dots\dots (12)$$

となり、河口での最大の塩分条件を求める式が得られる。

これは、あくまで二層流が保たれる場合に成り立つ式である。

2. 河口流の流況について

海岸過程に關する河川流出土砂の問題はきわめて重要な課題であるが、河口の噴流とそれによって引きおこされる砂洲の形成、ならびに海岸変形について、Bates と Freeman は面白い報告をしている。⁽⁶⁾ その中で、河口幅の4～5倍沖の所に輸送土砂の堆積を生じて、浅瀬ができたり、さらに発達して砂洲を生ずることが述べられている。

これは、河口地形を論ずる際に心得ておかねばならぬことであるが、その成因は、流出する河水が浮力により海面上を平面噴流のように流れ、中心部の流速のコアがくずれ始める距離が大体河口幅の4～5倍になることから、ここに浮遊土砂の沈降堆積があるという推測を行なっている。Tollmien,⁽⁶⁾ Albertson⁽⁷⁾ ら、Goldstein⁽⁸⁾ などの噴流理論を適用して考察を行なっているが、中でも興味深いのは噴流の外縁形状が放物線的であって、

$$y^2 = \frac{3}{4}x \dots\dots\dots (13)$$

で表されるところである。ここに、 x 、 y は河口幅を1としたときの、流出方向およびそれに直角方向の距離である。

しかし、はるか沖に出ると、Goldstein の指摘のようにやがて外縁は平行になり、さらに沖へ伸びるとし、航空写真による実例を引用している。

洪水時に、茶色の河川水の帯がまっすぐ沖にのびている様子は写真により筆者らもしばしば認めているものである。

一方、高野は、上記の放物線とは逆に海上で四方へ拡がる流れを導いた。⁽⁹⁾これによれば、河口で淡水と塩水の成層をなす場合に、運動の慣性項が無視でき、水平拡散により流れが拡がるという立場で取り扱ったもので、二層間の密度変化の設定とか、慣性項より拡散が卓越するという点など、疑問の点がないわけではないが、結論とする河水の拡がり範囲が、前述の平面噴流による放物線分布とは逆の傾向の

$$y^2 - x^2 = l^2 \dots\dots\dots (14)$$

で表わされる双曲線を与えていることは注目すべきところである。ここに l は河口幅の半分である。

事実、濁水流量における河口流出にあつては、表面流線は、放物線的にはならず、海上を四方へ拡がって行く傾向を持つものである。石狩川の実測例にてそれを示そう。図-2は、昭和35年7月に測定した石狩川河口外表面流の流線図である。⁽¹⁰⁾海上数10点におよぶ観測点における表層の流向流速測定結果から作図されている。これは一目で放物線とは逆の、むしろ双曲線に似て四方へ拡がる流れであることが判る。ミオ筋に沿って流線の間隔がいかに拡がっているかを示したものが、図-3に示す図である。縦軸は対数目盛であるから、表層の流線間隔は、指数関数的増加を示すことがうかがわれる。すなわち

$$l = l_0 \exp(\alpha x) \dots\dots\dots (15)$$

という式が当てはめられる。 l は任意の流線の間隔、 l_0 はその河口での値、 x はミオ筋に沿って測った距離、 α は流量の増減に応じて変化する常数で、流量とは反比例の傾向を持っている。このような観測例は他にもいくつかあり、そのほとんどが(15)式をかなり正確に満足している。このことから、濁水時または平水時における河口の流出は洪水時のそれとは異なることが判る。

一方に、放物線的な流れ方があり、もう一方に指数関数的に拡がる流れ方があるわけで、これらが実験で再現できるかどうか試みた結果を述べてみよう。⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾

赤く着色した塩水をたたえた水槽に、水平にとりつけた水路から淡水をそそぎ、10本の注射針が

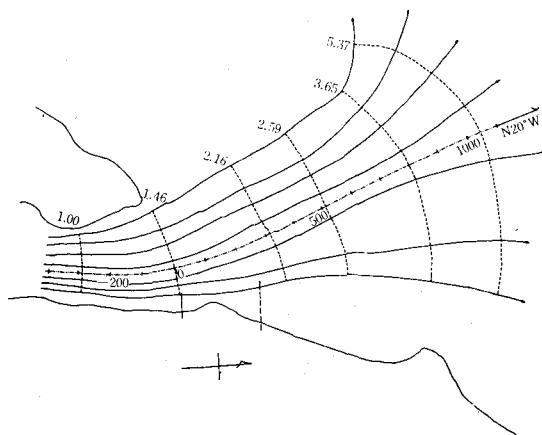


図-2 石狩川河口表層流線（昭和35.7）

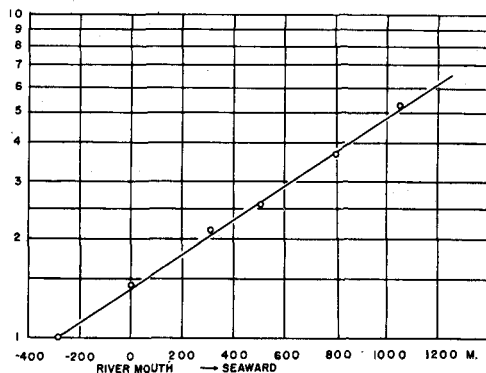
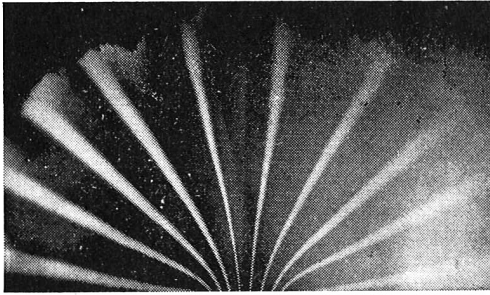
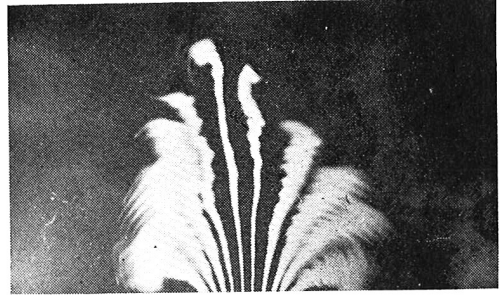


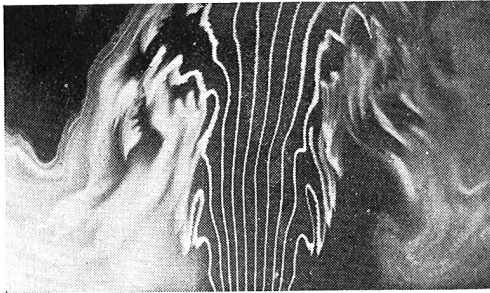
図-3 流線のひろがり。縦軸は流線間隔に比例する量。（昭和35.7石狩川）。



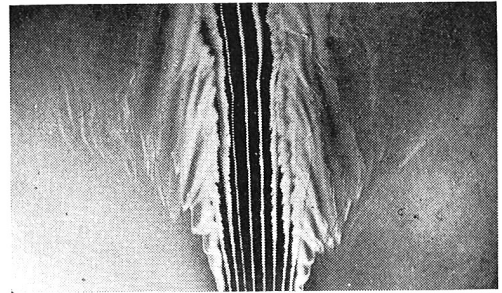
(1) Pattern A



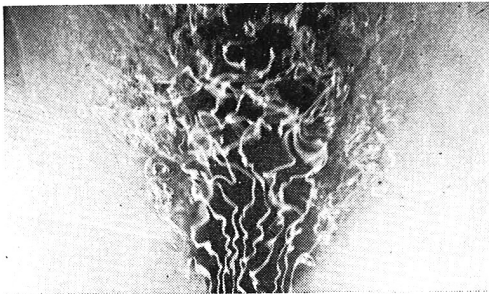
(2) Pattern B



(3) Pattern C



(4) Pattern D



(5) Pattern E

図-4 河口表層流の flow pattern の分類。

ら静かに淡水中に注入したウラン色素の線の状況から流れのパターンを分類すると、図-4の(1)から(5)までの流況が得られる。A型と称するのは、淡水流量が極めて少なく、淡塩の密度差の大きい場合に生ずる極めて密度流的性質の強いパターンで、またE型と称するものは逆に流量が大きく、密度差の小さい場合に起きやすく、乱れをともなった噴流型式のものである。残りのB、C、D各型は、それらの間に存在する遷移的なパターンである。なお、Aの型は勿論であるが、他の型でも、水路床には着色された塩水くさびが見られ、E型でも放出口内にわずかにくさびの先端が侵入している状況が多かった。したがって、どの実験条件でも、河口、つまり放出口における水理条件 $F_j = 1$ は満足されていたことになる。

これらの実験結果から判るように、石狩川で実測された四方へ指数関数的に拡がる流れは、A、BあるいはCに属するタイプであり、洪水時に観測される噴流的タイプは、DまたはEのタイプであること

が了解される。温排水などに見られる強制噴流は、放出口で $F_i > 1$ であるから、E型の噴流型式のさ
らに発達したもので、当然ながら放出口内には塩水は侵入し得ないものである。

さきに観測された指数関数的拡がりについて浜田はつぎのように説明している。⁽¹⁴⁾

一次元定常二層流の方程式は、淡水中の塩分混入を無視すれば、二層界面抵抗応力 $\tau_i = \rho k u_i^2$ を用
いることにより次式で示される。

$$\left(1 - \frac{1}{\varepsilon g} \frac{Q_i^2}{b_1^2 h_1^3}\right) \frac{\partial h_1}{\partial x} - \frac{1}{\varepsilon g} \frac{Q_i^2}{h_1^2 b_1^3} \frac{\partial b_1}{\partial x} + \frac{k}{\varepsilon g} \frac{h_1 + h_2}{h_2} \frac{Q_i^2}{b_1^2 h_1^3} = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

全水深 $h = h_1 + h_2$ は一定とし、支配断面で $F_i = 1$ の条件つまり、初項括弧が0になることを念頭にお
き、

$$b_1 = b_{10} + \left(\frac{\partial b_1}{\partial x}\right)_0 \Delta x + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 b}{\partial x^2}\right)_0 (\Delta x)^2 + \dots\dots\dots$$

$$h_1 = h_{10} + \left(\frac{\partial h_1}{\partial x}\right)_0 \Delta x + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 h_1}{\partial x^2}\right)_0 (\Delta x)^2 + \dots\dots\dots$$

とにおいて、河口支配断面近傍での摂動式を求めると、

1 次関係として

$$-\frac{h_{10}}{b_{10}} \left(\frac{\partial b_1}{\partial x}\right)_0 + \frac{k h}{h_{20}} = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

2 次関係として

$$\frac{3}{h_{10}} \left(\frac{\partial h_1}{\partial x}\right)_0^2 + \left\{ \frac{2}{b_{10}} \left(\frac{\partial b_1}{\partial x}\right)_0 + \frac{k h}{h_{10}} \frac{2 h_{10} - h}{h_{20}^2} \right\} \left(\frac{\partial h_1}{\partial x}\right)_0 + \frac{k h}{h_{20}} \left\{ \frac{\left(\frac{\partial b_1}{\partial x}\right)_0}{b_{10}} - \frac{\left(\frac{\partial^2 b_1}{\partial x^2}\right)_0}{\left(\frac{\partial b_1}{\partial x}\right)_0} \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

が得られる。(17)式から直ちに

$$\frac{1}{b_{10}} \left(\frac{\partial b_1}{\partial x}\right)_0 = \frac{k h}{h_{10} h_{20}} = \alpha \text{ (一定)} \quad \dots\dots\dots (19)$$

となり、支配断面の近傍では、

$$b_1 = b_{10} \exp(\alpha x) \quad \dots\dots\dots (20)$$

を得る。淡水流量が大きくなれば、(19)式の $h_{10} h_{20}$ は $h_{10} = h_{20} = \frac{1}{2} h$ になるまで増大するから、 α
は値が減少することになり、実測の傾向とも一致する。ただし α の値は実測の値より小さく算定される
ようである。

この問題は、一次元二層流の形式の単純な拡張として扱っているので、本格的には今後二次元二層流
の問題として、さらに淡水の塩水連行もあわせて、より完全な解釈へ進むべきものであろう。

先に述べた二層流形態の河口流出のパターンについては、どのような水理条件下にどのようなパター

ンが発生するか、きわめて重要な問題であろう。これにつき、室内実験が行なわれ、一応の結果が出て
 いる。

淡水と塩水の密度差は、 $\varepsilon = 0.00026$ から 0.133 まで数種類とし、水路幅は 4 cm と 8 cm の 2 種類で行なったものである。一応、運動方程式上で次元考察を経て、河口の水理量で構成されるつぎの二つのパラメータ、 θ 、 R をもって結果を整理した。

$$\theta = \frac{(\nu \varepsilon g)^{1/3}}{u_1}, \quad R = \frac{b u_1}{\nu} \quad \dots\dots\dots (21)$$

θ はクーリガン数に相当するものである。⁽¹⁹⁾ また R はレイノルズ数であるが、代表長さには河口幅 b を使用している。代表長さとしては、河口水深、または河口での淡水厚をとることも考えられるが、流れのパターンは平面的現象であり、平面上の長さを代表量に取るのがよいと判断したためである。後で述べるように θ の中には長さの要素が入っていないが、河口で内部フルード数が 1 になるという条件で書き直せば、河口の淡水厚が潜在的に含まれていることが判る。この二つにより実験を整理した結果は、図-5 に示すとおりである。この図で

○印は A 型パターンの密度流的な流れであり、⊙印は E 型の噴流的な流れである。この二つの中間部分に B, C, D 各パターン遷移的の流況がおさまっている。これらから定性的に、つぎのような特性が判る。密度流的な A 型は河水の流出流速がおそく、密度差が大きく、かつ河口幅が大きい場合に生じやすく、噴流的 E 型はその逆の条件で起こることである。

この図は、横軸に長さ要素を含むレイノルズ数をとったので、実験結果をそのまま、外挿して現地の状況を推測することはできない。たとえば、石狩川河口では R の値は 2×10^8 に達し、 θ は逆に 0.01 の小さな値をとるからである。この図の表現にはスケール効果のない方法を工夫する必要がある。たとえばクーリガン数 θ は、

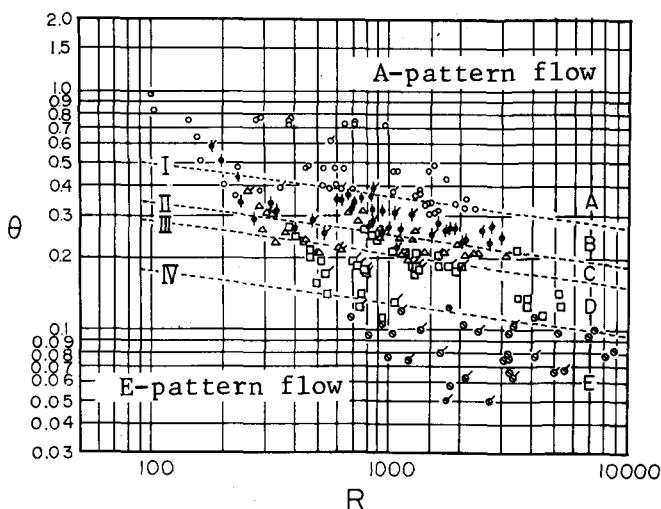


図-5 河口表層流の θ 、 R による分類

川河口では R の値は 2×10^8 に達し、 θ は逆に 0.01 の小さな値をとるからである。この図の表現にはスケール効果のない方法を工夫する必要がある。たとえばクーリガン数 θ は、

$$\theta = \frac{(\nu \varepsilon g)^{1/3}}{u_1} = \left(\frac{\nu}{b u_1} \cdot \frac{\varepsilon g h_1}{u_1^2} \cdot \frac{b}{h_1} \right)^{1/3} = \left(R \cdot \frac{h_1}{b} \right)^{-1/3}$$

とおける。ただし河口で $\varepsilon g h_1 / u_1^2 = 1$ とした。従って $\theta - R$ の代りに、 $\theta - (h_1 / b)$ の表示などをしてみるのもよからう。この点については検討中である。

つぎに、A 型の流れが非常に二次元理想流体のポテンシャル流と流線が酷似している点について両者の比較を行なってみる。半無限二次元空間の均質流体に同質の流体が直角に流入する問題は等角写像によって扱うことができる。⁽²⁰⁾

複素変数 $z = x + iy$ 、複素ポテンシャル $w = \phi + i\psi$ とし、流れの流心を境に半分だけを対象に考

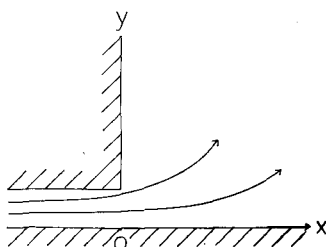
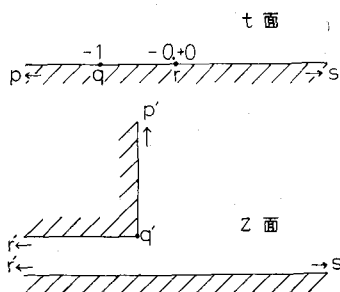


図-6 (a) 流心をx軸にとった流況



(b) z面とt面の対応図

えると図-6(a)のような流れを扱えばよい。この図の流れの境界が同図(b)のt面の実軸とつぎのような Schwarz-Christoffel 変換によって対応するものとする。

$$\frac{dz}{dt} = A(t-a)^{-\frac{\alpha}{\pi}}(t-b)^{-\frac{\beta}{\pi}} \quad \dots\dots\dots (22)$$

図の対応を考慮すると、 $a=-1$ 、 $b=0$ 、 $\alpha=-\frac{\pi}{2}$ 、 $\beta=\pi$ であるから(22)式は

$$\frac{dz}{dt} = A \frac{(t+1)^{1/2}}{t} \quad \dots\dots\dots (23)$$

となる。これを積分して、t面とz面の対応を再度考慮することにより

$$z = \frac{b}{2\pi} \left\{ 2(t+1)^{\frac{1}{2}} + \log \frac{(t+1)^{\frac{1}{2}} - 1}{(t+1)^{\frac{1}{2}} + 1} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

これで境界の形状の変換ができ上ったので、t面の0から放射状に拡がる流れの複素ポテンシャル

$$w = \frac{Q}{2\pi} \log t \quad \dots\dots\dots (25)$$

を考えれば、これをz面に移したときに望みの流れの表現が得られる。(25)式から $t = e^{\frac{2\pi}{Q}w}$ とし、 $2\pi z/b$ 、 $2\pi w/Q$ をあらためて z 、 w とおけば

$$z = 2(e^w + 1)^{\frac{1}{2}} + \log \frac{(e^w + 1)^{\frac{1}{2}} - 1}{(e^w + 1)^{\frac{1}{2}} + 1} \quad \dots\dots\dots (26)$$

を得る。この式から作られる流線が均質二次元理想流体の流出を与えるもので数値計算による流線の作図は、図-7のようになる。流線はいかにA型の密度流的流れと似ている。しかし、実験によって得られたA型の流れを重ねて比較してみると両者の概形はきわめてよく似てはいるが、若干のくいちがいを示すことが判る。その要点は、密度流の方が河口の両端に沿って急激には横方向に曲らないという点である。注意深く見ぬと判りにくいが両端の突出部を流出淡水が廻るときは、必ず突出部から海岸線に沿って小さな水平循環流の領域ができ、その外側を通して淡水が横方向へ拡がっていく形態をとるのである。均質流体でもこれは起るが、二層流ではいかに流出速度がおそくてもこれが生ずる点は、一つの特徴と云えよう。

均質流体と、二層流体とでは、流出時にどのような違いがあるであろうか。勿論二層流体では下層に塩水が存在し通常河口内へ逆流しているのであるから全く形態はちがうわけであるが、流れを表面から見た場合にははっきり区別できる現象が存在する。それは二層流の場合に河口でおきる表層の一時的加速現象である。

図-8は石狩川河口における表層流速の縦断変化を図示したものである。これによると、河口を少し出た所で表層流速が最大の値を示し、沖に向かって再び減少していくのが判る。塩水くさびの存在する河口では常にこの現象が生じており、これは実験にもまた現われている。

図-9 (a, b, c) は実験で得られた等流速線の分布を示す図である。これらはそれぞれ、A, B, C各流出パターンにおけるものである。流心線上に、放流口からやや外側で流れが加速されている点が存在することに気がつくであろう。このように、流心上に加速点の現れるのは河口二層流における大きな特徴である。均質流体の流出では、流心上にこのような加速点を見出すことはできない。たとえば、図-10は26式から計算した流速値のコンターを示す図である。このように歴然と二層流との間の相違を認めることができる。

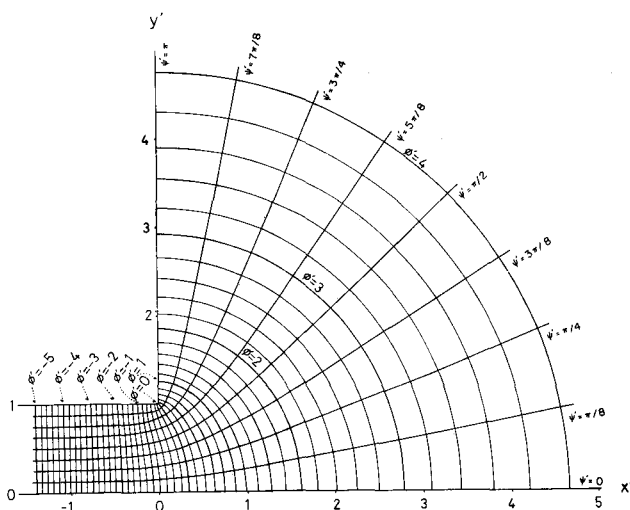


図-7 二次元理想流体の流出パターン

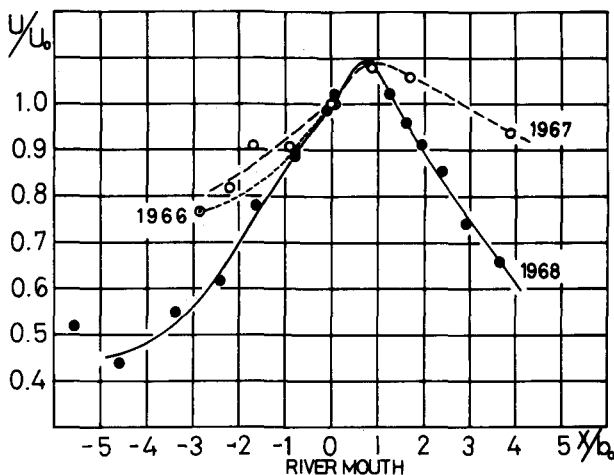


図-8 表面流速の河口での変化

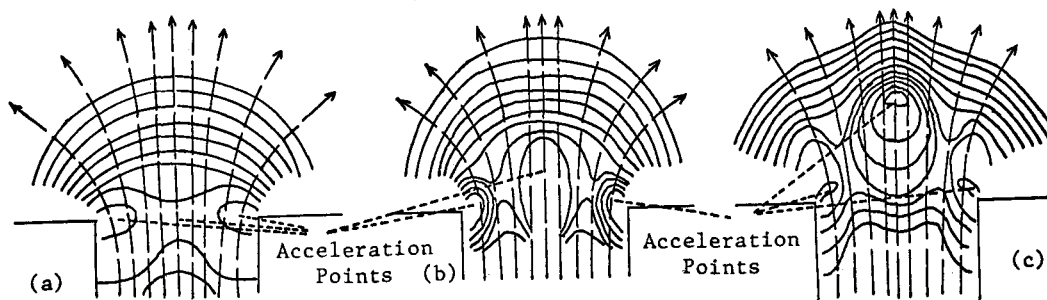


図-9 二層流表層の等流速線

図-9, 図-10の両者を見ると, 河口両端の角の部分にやはり流速の早い場所が見られる。これは, 二層流でも均質流でも見られるもので, ポテンシャル流的特徴を示しているものと解釈される。図-11に, 石狩川河口における実測から作図した等流速線の分布を示す。これにも流心部に加速点が存在することが認められる。石狩川は斜に海に入射するので, 河口両端での加速点は非対称になっているがやはり存在している。

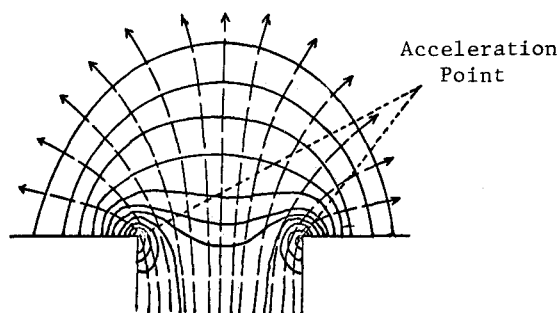


図-10 均質流体の等流速線

3. 河水と海水の混合

河水が塩水くさび上を流下して, 河口に達する前にも, 下層から塩水を連行して, 若干の塩分を含むが, 河口を出ると, その含有塩分濃度は飛躍的に増大する。つまり淡塩二層の混合がきわめて活発化するのである。一例を図-12に示す。これはやはり石狩川におけるミオ筋に沿った表層の比重縦断分布を示す図であり, 河口(0 km)をすぎると著しく増大していることが判るであろう。

河口では内部フルード数が1の値をとり, 河口を出るとそれより大きくなることを既に図-1に示したが, それとこの問題とは関連があるであろうか。河口を出ると流れの状態に急激な変化が生じて, 混合を活発にするというように考えてよいであろうか。いずれの間にもまだ正確なメカニズムを示して回答をすることは現在は難しい。しかし, この問題はぜひとも明らかにせねばならない問題であるし, また河口流という立場から現象を追って来た人と, 温排水や工場廃水などの方向から, 研究を続けて来た人たちとの接点ともなっている箇所である。

連行とか, 混合を考えに入れずに二層河口流を取り扱ったと, どのような結果が得られるか始めに考察してみる。

二層間の抵抗を考えに入れないと, 表層の塩分増加がないので, それを補給する下層海水の流入もな

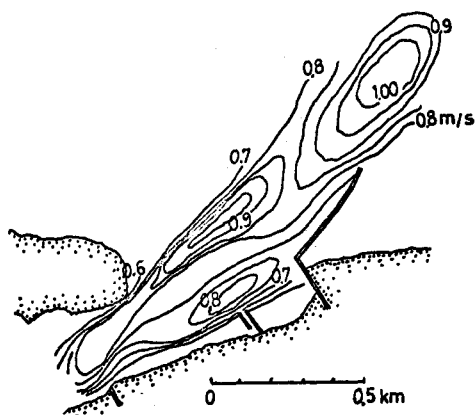


図-11 石狩川河口表面流の等流速線

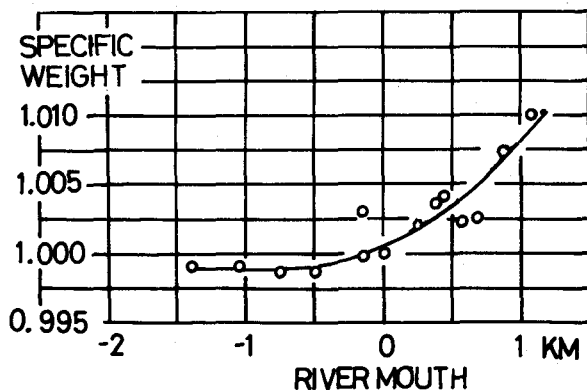


図-12 石狩川河口表層塩分分布

く、従って海水層は静止しているとして扱える。従って河水層のみを扱うこととし流速や厚さから添字を省いて記述する。河口中央を原点にとり、沖に向かって x 軸、それに直角に水平に y 軸をとると淡水の運動方程式と連続方程式は定常状態において、次式のようになる。⁽²⁴⁾

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \varepsilon g \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \varepsilon g \frac{\partial h}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(hu) + \frac{\partial}{\partial y}(hv) = 0 \quad \dots\dots\dots (29)$$

29式から流れ関数 ϕ をつぎのように定義できる。

$$hu = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad hv = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (30)$$

(27), (28)式を

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial x} - v \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \varepsilon g \frac{\partial h}{\partial x} = 0$$

$$u \frac{\partial u}{\partial y} + v \frac{\partial v}{\partial y} + u \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \varepsilon g \frac{\partial h}{\partial y} = 0$$

のように変形し、(30)式を第3項の $-v$ と u に代入すれば、

$$\frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\Gamma}{h} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial H}{\partial y} + \frac{\Gamma}{h} \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$$

を得る。ここに

$$H = \frac{1}{2}(u^2 + v^2) + \varepsilon gh, \quad \Gamma = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

である。これを積分すれば

$$H + \int \frac{\Gamma}{h} d\phi = C$$

となり、これを ϕ で微分することにより

$$\frac{dH}{d\phi} + \frac{\Gamma}{h} = 0$$

を得る。この式は、 Γ を元の形に書き直すとつぎのようになる。

$$\frac{1}{h} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right\} + \frac{dH}{d\phi} = 0 \quad \dots\dots\dots (31)$$

流れの上流で流況を与えると H が決まり $dH/d\phi$ に関数形を与えることができるが、第1項は ϕ の他に h を含んでいるのでこのままでは解は得られない。ベルヌーイ項 H を使って h を消去すれば方程式はきわめて複雑なものとなる。今は非常に単純な場合について問題を考えることにする。河口の上流で速度一様、淡水厚一定とすると H は河口内の全流線にわたって一定となるから(31)式は二つに分かれて、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (32)$$

$$H = \frac{1}{2} q^2 + \varepsilon g h = C (\text{const}) \quad \dots\dots\dots (33)$$

となる。ここに $q^2 = u^2 + v^2$ である。32式は流れが非回転であることを示しているののでこの流れの場では速度ポテンシャル ϕ が存在する。故に

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{1}{h} \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{1}{h} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (34)$$

とおくことができる。 h の存在のために等角写像を用いることができない。従って流況の描写にはあまり有利ではないが、ホドグラフ法を用いる。34式から $d\phi = u dx + v dy$, $d\phi/h = -v dx + u dy$ を得るので、

$$d\phi + i \frac{1}{h} d\phi = (u - i v) (dx + i dy) = q e^{-i\theta} dz \quad \dots\dots\dots (35)$$

を得る。 θ は複素速度の偏角である。35式を変形して、

$$\frac{\partial z}{\partial q} = q^{-1} e^{i\theta} \frac{\partial \phi}{\partial q} + i (h q)^{-1} e^{i\theta} \frac{\partial \phi}{\partial q}$$

$$\frac{\partial z}{\partial \theta} = q^{-1} e^{i\theta} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + i (h q)^{-1} e^{i\theta} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}$$

を得るので、第1式を θ で、第2式を q で偏微分して等置すると、

$$\frac{\partial \phi}{\partial q} = q \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{1}{h q} \right), \quad \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = \frac{q}{h} \frac{\partial \phi}{\partial q} \quad \dots\dots\dots (36)$$

が得られるが、これから ϕ を消去し、さらに33式から $q dq + \varepsilon g dh = 0$ の関係を代入した上、内部フルード数 $F = q^2 / \varepsilon g h$ を q の代りに変数として用いるとつぎのようになる。ここに従来の内部フルード数 $F_i = u_1 / \sqrt{\varepsilon g h_1}$ では式が煩雑になるので代りに $F = F_i^2$ なる F を用いる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial F^2} + \frac{3F+2}{F(F+2)} \frac{\partial \phi}{\partial F} + \frac{1-F}{F^2 (F+2)^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (37)$$

河口のホドグラフはこれをとけば求められる。

この偏微分方程式は、 $F < 1$ で楕円型、 $F > 1$ で双曲型になり、Riemann の P 関数を含む解が求められるが、それでは解析的には不便であって級数解を含む形式を求めるのがよい。ただしここでは解を求めることよりも、 F の値が1より小さい値から大きい値に移る時に方程式の性質が全く変る点に注目する必要がある。これはちょうど高速流体力学において、気流の速度が亜音速から超音速へ変る時の状況と全く類似したものであり、⁽²⁵⁾ マッハ数がこの場合は、内部フルード数 F に相当している。マッハ数が1をこえると攪乱が発生し、衝撃波を生ずるのと同様に、河口を出て内部フルード数 F が1をこえると、何らかの攪乱が発生することを示唆している。河水層の塩分が急激に増大する機構には、この辺の不安定が起因するのではないかと想像される。

塩水くさびにおいて、上層中へ下層水が連行されることについては、Keulegan が早くから取扱っている。⁽¹⁹⁾ 界面の単位面積当りに毎秒下層から上層へ移動する塩水の速度を U_m 、二層混合の始まる限界相対速度を U_c 、二層相対速度を U で表わすと、

$$U_m = K(U - 1.15 U_c) \quad \dots\dots\dots (38)$$

を導いた。Keuleganの大型水槽による実験では、

$$K = 3.5 \times 10^{-4} \dots\dots\dots (39)$$

が得られている。 U_c は混合の始まるときのクーリガン数レイノルズ数により導かれるが、⁽²⁸⁾ 通常は比較的小きな値で、石狩川など現地の問題にあっては無視しても差支えない。 K の値は、⁽³⁹⁾式は実験室の規模での値であって現地の場合には、はるかに小さな値となる。石狩川の一例を、図-13に示す。これによると K の値は大体 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ の範囲にあって⁽³⁹⁾式よりはるかに小さく、また河川流量が増すほど、また河口から上流に向かう程減少している。これは、河水と塩水の相対速度が大きいと減少することに対応している。

連行による表層の塩分含有量の増加は、その力学的機構に内部波が関与していることは疑いがながい、その詳細はなかなか複雑である。内部波が発達し、波頂がくずれて、塩分が表層中に混入する場合とか、界面に不規則波と見られる渦状の攪乱が発達して混入する場合等種々の実験的および、理論的研究がある。これらについては、密度流研究小委員会のとりまとめた報告書によるのがよい。⁽²⁸⁾

とも角一たび表層中に混入した塩水は、表層の乱れにより拡散し、最終的には分子拡散により河水と同化するはずであり、従って塩水と河水の接触表面積を大にするような現象によって混合が発達すると考えられる。

連行という考え方は、混合の内部機構の詳細はさておき、マクロ的に現象を把握する一つの行き方であり、その点では二層界面の抵抗係数の考え方と方向を共にしている。

排水の問題に関連して、Mortonらの連行係数の考え方は、⁽²⁹⁾ その取扱が簡便なためにしばしば応用されてきた。⁽²⁸⁾ これは、もとは Taylor の原子爆弾によるきのこ雲の力学的取扱で行なった仮定がもとになっている。すなわち、一様または成層する静止流体中をブリュームが浮上する場合のブリューム速度と、周囲から単位面積当りに連行される流体の速度とが比例するという仮定である。これは、Keuleganの U_c を0とおいた場合に相当し、連行のすべてのメカニズムはすべて連行係数にしわ寄せされている。

連行係数が常数ではなく、リチャードソン数 R_i の関数であることがEllisonとTurnerによって指摘された。⁽³⁰⁾ ここでいうリチャードソン数は、本来の定義である次式、

$$R_i = \frac{g \left| \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|}{\rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2} \dots\dots\dots (40)$$

を近似表現し、 $\partial \rho / \partial z \doteq \Delta \rho / h$, $\partial u / \partial z \doteq U / h$ とおいてできる次式

$$R_i = \frac{\epsilon g h}{U^2} = F_i^{-2} \dots\dots\dots (41)$$

を用いている。二層流の場合には、 h , U は淡水の厚さとその流速に選ばれるので、ちょうど内部フルード数の自乗の逆数に相当する。

連行係数を E とすると E は R_i に対し、表面噴流の場合に図-14のようになる。これによれば、リチャードソン数が0のとき E は約0.075、 R_i の増加と共に比較的指数関数に似た減少を示し、 $R_i \doteq 0.83$

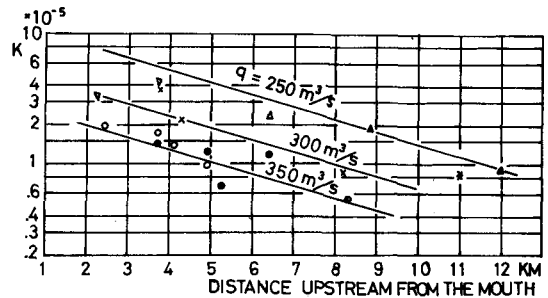


図-13 クーリガン型連行係数 K の石狩川における分布

ではほとんど0になり、それ以上の R_i では無視できるとしている。しかし、 $R_i \approx 0.83$ は内部フルード数 $F_i \approx 1.1$ に相当し、自然流出河川では、河口外の流れになる。すでに河口内でも表層はかなり塩分を含んで流下してくるので上流からすでに連行現象が起っている筈であり、したがってこれは矛盾している。故に、 $R_i = 0.83$ で $E = 0$ とするよりも、 E が R_i に対し指数関数的に減少すると考える方が合理的のように考えられる。Stolzenbach⁸¹⁾ らは連行係数をそのようにおいて研究を行なっている。

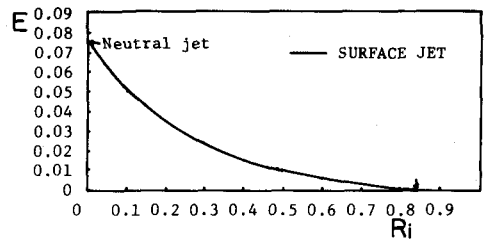


図-14 連行係数 E とリチャードソン数 R_i の関係

また、Ellison⁸²⁾ ら自身指摘しているように、連行係数 E は R_i ばかりでなく、レイノルズ数の関数と考えられ、レイノルズ数 Re が大きくなると E は小さくなる傾向がある。このように、 E は R_i と Re の関数ということになると、河口内塩水くさびにおける界面抵抗係数 f_i が $\Psi (= F_i^2 R)$ の関数で、 $f_i \sim \Psi^{-\frac{1}{2}}$ が大体成り立つことを想起させる。⁸³⁾

Keulegan⁸⁴⁾ は抵抗係数の一部は、内部波のエネルギー散逸にもとづくもので、残りは連行係数に大体等しいと述べている。また Pedersen⁸⁵⁾ は下層の静止した二層流では、連行係数と抵抗係数が一致することをエネルギー勾配の式から誘導している。柏村も独立に、同様の結論を下し、さらに、石狩川の本筋に沿って連行係数がどのように変化するか計算している。⁸⁶⁾

まず連行の考えに立つと方程式は、

$$\frac{d(qhl)}{dx} = Eq\ell \quad \dots\dots\dots (42)$$

$$\frac{d(\rho qhl)}{dx} = \rho_0 Eq\ell \quad \dots\dots\dots (43)$$

$$\frac{d(\rho q^2 hl)}{dx} = -(\rho_0 - \rho)gh\ell \frac{dh}{dx} \quad \dots\dots\dots (44)$$

である。ここにそれぞれは体積、質量の連続式と運動量の式であり、 q は表層流速、 ℓ は流線間隔、 x は流れの方向の自然座標、 ρ_0 は海水密度、 ρ は河水密度である。

この式は河口を流出した二次元流れを想定しているが、自然座標を用いているので一次元表現でよい。 $\epsilon = 1 - (\rho/\rho_0)$ とし、(42)、(43) 式から

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} \frac{E}{h} dx \quad \dots\dots\dots (45)$$

(44)式と(43)式とから

$$q dq + \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} gh = -\frac{\rho_0}{\rho} E \frac{q^2}{h} dx \quad \dots\dots\dots (46)$$

を得るので、この両式を用いて $d(\frac{1}{2}q^2 + \epsilon qh)/dx$ を計算すれば

$$\frac{d}{dx}(\frac{1}{2}q^2 + \epsilon qh) = -\frac{\rho_0}{\rho} E \frac{q^2}{h} - \frac{gh}{\rho_0} \frac{d\rho}{dx} \quad \dots\dots\dots (47)$$

を得る。一方、これに対して流出の運動方程式を抵抗係数を用いて作れば

$$q \frac{dq}{dx} + \epsilon g \frac{dh}{dx} + \tau \left(\frac{1}{\rho h} + \frac{1}{\rho_0 h_s} \right) = 0 \dots\dots\dots (48)$$

である。ここに h_s は下層の厚さである。 $\tau = \frac{1}{2} f_i \frac{\rho + \rho_0}{2} q^2$ を代入して整理すれば、

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} q^2 + \epsilon g h \right) = - \frac{gh}{\rho_0} \frac{d\rho}{dx} - \frac{\rho + \rho_0}{2} \frac{f_i}{2} q^2 \left(\frac{1}{\rho h} + \frac{1}{\rho_0 h_s} \right) = 0 \dots\dots\dots (49)$$

が求まる。連行の式(47)と、抵抗の式(49)を等置すると

$$\frac{\rho_0}{\rho} E \frac{q^2}{h} = \frac{\rho + \rho_0}{2} \frac{f_i}{2} q^2 \left(\frac{1}{\rho h} + \frac{1}{\rho_0 h_s} \right) \dots\dots\dots (50)$$

となり $\rho_0 \div \frac{1}{2} (\rho + \rho_0)$ とおけば、

$$E = \frac{f_i}{2} \left(1 + \frac{h}{h_s} \right) \dots\dots\dots (51)$$

が求まる。河口から沖では $h_s \gg h$ と考えられ、従って

$$E \div \frac{f_i}{2} \dots\dots\dots (52)$$

が得られる。

石狩川河口のミオ筋で(45)式を用いて算出した E の値の分布は、つぎのような表になる。

表 - 1 石 狩 川 河 口 の E の 値

河口からの距離(km)	- 1.0	- 0.5	0	+ 0.5	+ 1.0
連 行 係 数 E	6.37×10^{-5}	8.67	34.8	39.3	89.9

(註) (+)は沖の方向を示す。
昭和43年 8 月の石狩川実測による。

この表によれば、河口で連行係数が著るしく増大し、表層塩分が飛躍的に高まることが判る。
さらにもう一例として別の時期の測定からもっとくわしく求めた数値を掲げる。⁸⁴⁾

表 - 2 石 狩 川 河 口 諸 量

河口からの距離(m)	ξ	q	h	F_i^2	R_i	R_e	Ψ	E
-200	$\times 10^{-2}$ 2.301	m/s 0.79	m 3.72	0.744	1.344	$\times 10^6$ 2.938	$\times 10^6$ 2.186	$\times 10^{-5}$ 3.233
-100	2.299	0.99	3.63	1.198	0.835	3.595	4.307	3.158
0	2.297	1.07	3.65	1.433	0.698	3.798	5.442	22.41
100	2.270	1.07	3.35	1.536	0.651	3.585	5.507	44.27
200	2.237	1.06	3.05	1.680	0.595	3.234	5.433	40.24
300	2.211	1.03	2.87	1.706	0.586	2.956	5.043	27.26
400	2.195	1.01	2.75	1.724	0.580	2.778	4.790	17.54
500	2.183	0.99	2.66	1.722	0.581	2.634	4.536	14.01
600	2.172	0.97	2.55	1.733	0.577	2.474	4.288	12.91

註：昭和45年 8 月の実測による。

ここで注目したいのは、河口で連行係数が激増するのは、前の例と同じであるが、沖に出ていくに従って再びその値が低下していくことである。これは河口を出て急激に発達した界面の攪乱が、次第に回復していくためではないかと思わせるが、この内部機構についての探索は今後の問題に属する。

なお、従来の抵抗係数の算式は、河口外には使用できないことに注意せねばならない。流れの幅が拡大する効果が入ってくるからである。しかし流れの幅を考慮した式を作って計算を試みても、流れの幅の増加率が判らないと計算が不可能である。このように抵抗係数を河口外の流れの実測から求めることは、現在の所見込みが立っていない。これまた今後の問題に属すると思われる。

4. 河川水の海上へのひろがり

今日、都市、工場の廃水、温排水の問題が環境保全に関連して、対策が強く叫ばれている。対策をたてるには、河川や放水路から海上へ流出する流れの力学的機構を明らかにせねばならない。これまで述べてきたことは、その基礎に関する種々の事項についてであった。これらが完全に把握されていない現在、この問題の正確な解明はなし得ないが、標題については今までにいくつかの試案なり研究があり、また最近では機構的にかなり進んだ研究がされて来ているので、それらについてふれてみたい。しかし、水中や海底から水平方向にあるいは垂直方向に放出する強制ブリュームの形式については、本題の対象とするものではないので、ここでは河口、あるいはそれに似た放水口の場合のみを扱う。

新田は、海洋域における工場からの廃水流量 $Q \text{ m}^3/\text{day}$ と、廃水の占める表面積 $A \text{ m}^2$ が相関があることを認めつぎのような実測による経験公式を提案した。⁶⁹⁾

$$\log_{10} A = 1.2261 \log_{10} Q + 0.0855 \quad \dots\dots\dots (53)$$

一定流量で、無限に排水が続くとすれば、 A は無限に大きくなるように感ぜられるが、海上に拡がった廃水の前縁部は、すでに海水にかなり希釈されて浮力効果を失い、海水と接する部分にシオ目を形成する一方、廃水と下層海水とは混合希釈により界面が不明瞭になり、廃水濃度は殆ど海水と区別できぬ程度に低下するので、近似的な定常の状態に至ると解釈されているようである。

勿論、海上を四方へ拡がるときには、かなり面積がひろがった時には前縁部の延長距離がきわめて長くなるので前縁の伸展速度が激減することは確かであり、拡散混合の効果を考えれば、目視し得る廃水域の面積が準定常の状態に達し得ることは予想し得ることである。しかし物質の連続性から考えて、廃水中の含有物質が沈降などにより次第に蓄積し堆積を続けることは明らかであり、真の意味での定常状態は、海流によるこれら物質の絶えざる輸送があって始めて可能であることを注意せねばならないであろう。従って交流の悪い内湾等では、この式だけによって汚染域の局限性を主張するのは危険である。

平野は流出域の前縁が半円形になり、海水により希釈されつつ流れる廃水水深を一定とし、さらに希釈域を連行の活発な内部フルード数が1より大きい領域に限ると設定してつぎのような希釈域面積の式を提案した。⁶⁹⁾

$$\log_{10} A_{100} \leq 2 \log_{10} Q - 5.203 \quad \dots\dots\dots (54)$$

ここに A_{100} は廃水濃度が $1/100$ になる希釈域面積 (m^2) で Q は廃水流量 (m^3/day) である。

前縁が半円型に拡がるのは、流量のきわめて小さい場合で、前に述べた流出のAパターンに属する。従って平水流量の河川では、あまり実現しない。また廃水水深がある一定値をとるという仮定は、強制流出で内部フルード数が河口で1を越える場合に経験的にそのように云われていることで、これも通常の河川の場合にはあてはまらない。また希釈域面積は、54式に至る前の段階で廃水水深の三乗に逆比例することになっているので、水深の取り方はきわめて大きな影響をもたらすが、54式では単純に 1 m と

仮定して作られている。以上の諸点には疑問が残るが、正統的な力学手法ではこの問題は未だ解決できていないので54式は53式と共にしばしば、現地での判断に際して引合いに出されているものである。

53)、54式を比較して図示すると図-15のようになる。

温排水の問題においては、放流方式がいろいろあり、河口流出の機構の理解にすぐ応用できるとは限らない。しかし、放流方式の種類を問わず、広い海面の渦動拡散と表面からの熱放散を対象とし、水塊の拡散方程式および熱の拡散方程式、さらに水塊の連続方程式を連立させて、方程式を差分化し、計算機による数値模型実験の形式で実用的な温度分布の数値解を求めるやり方がよく行なわれている。⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾ さらに、二成層流出においてEllison-Turnerによる連行⁽³⁹⁾を導入して放水口近傍の流況や水温を求めたり、又海中での潮汐流や沿岸流による分散効果をも含めて解く手法⁽⁴⁰⁾、二成層流の運動方程式によく知られた界面抵抗の形を適用した正統的な式をもとに、流出を扱い、一度外海に出た後成層がくずれて拡散していく過程を調べた研究⁽⁴¹⁾等、計算機による解法は定着し、個々の具体的問題に非常に大きな成果をあげており、この手法は確立されたと考えてよい。ただ、基本方程式はよく知られたものであっても、結果が数値解のために任意の境界条件における一般的な流れの特性を察し難い点があり、やはり解析解への志向も棄てるわけにはいかないであろう。

Stolzenbach-Harlemanの研究は、⁽³¹⁾基本方程式をできるだけそこなわずに、流れの領域を、流れの特徴によって4箇に区分し、各領域内での温度分布、速度分布に対して妥当と思われるある関数形をあてはめ、さらに下層から上層への連行については、係数がリチャードソン数に対し指数関数的に減少するものとして、基本方程式を流出方向の座標 x のみの線型微分方程式に変えて、あとは数値解によって温度分布、表層厚さの分布、あるいは内部フルード数と最大希釈度や最大表層厚さの関係などを求めたものである。流れの領域をこまかく区分したことによりそれぞれの領域の変化がうかがわれ全体的にはかなりきめの細かい流況が察せられて興味がある。このような手法も今後の一つの方向であろう。

林らは、最近この論文の基礎方程式をさらに厳密に設定した上で、同一手法による数値解を得、実験とよく一致する結果を得たと報じている。⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾

これらの論文では、対象となる流れが強制噴流なので放流口の内部フルード数が1より大きい場合であり、河川では洪水流の流出に対応している。その中でとくに流れの特性が、従来あまり注意の払われていなかった水路水深と幅員との比にかなり依存している点は注目を要する点である。

以上の数値解析もしくは数値実験の詳細については、本研修会に和田明博士の講義があるので、それによっていただきたい。

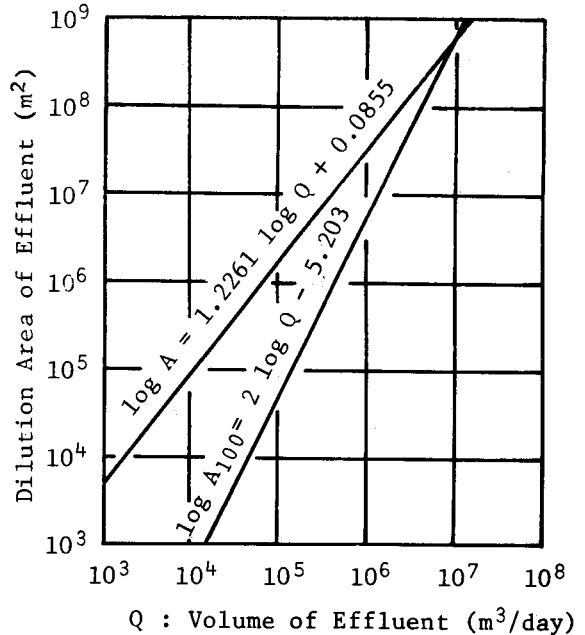


図-15 廃水の日流出量と
拡散域面積の関係

なお、潮汐による河口流況の変動とか、緩、強混合型の河口流出の状況、さらに風、波の河口流況に対する影響などについて、若干の資料があるが紙数の関係上割愛する。

文 献

- (1) Stommel, H. and Farmer, H. G. : Abrupt change in width in two-layer open channel flow, Jour. Mar. Res., Vol. 11, No. 2, 1952.
- (2) Schijf, J. B. and Schönfeld, J. C. : Theoretical considerations on the motion of salt and fresh water, Proc. Minn. Intern. Hydr. Conv., IAHR, 1953.
- (3) 柏村正和 : 河口密度流における連行と二層間抵抗, 29回年講, 第2部, 1974.
- (4) Stommel, H. and Farmer, H. G. : Control of salinity in an estuary by a transition, Jour. Mar. Res., Vol. 12, No. 1, 1953.
- (5) Bates, C. C. and Freeman, J. C. Jr. : Inter-relations between jet behavior and hydraulic processes observed at deltaic mouths and tidal inlets, Proc. 3rd Conf. on Coast. Eng., 1952.
- (6) Tollmien W. : Berechnung turbulenter Ausbreitungsvorgänge, Ztschr. f. Angew. Math. und Mech., Band 6, Heft 6, 1926.
- (7) Albertson, M. L., Dai, Y. B., Jensen, R. A. and Rouse, H. : Diffusion of submerged jets, Proc. ASCE, Pap. No. 2409, 1948.
- (8) Goldstein, S. : Modern developments in fluid dynamics, Vol. 2, Oxford, Clarendon Press, 1938.
- (9) Takano, K. : On the salinity and the velocity distributions off the mouth of a river, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 10, No. 3, 1954.
- (10) 福島, 柏村, 八畝, 高橋 : 石狩川の河口構造, 8回海講, 1961.
- (11) 柏村, 吉田 : 河口を出る淡水の流れ, 13回海講, 1966.
- (12) 柏村, 吉田 : 河口密度流の解析, 14回海講, 1967.
- (13) 柏村, 吉田 : 河口のflow patternについて, 12回水講, 1968.
- (14) 浜田徳一 : 河口密度流の2, 3の性質について, 不等質の流れのシンポジウム, 1969.
- (15) 柏村, 吉田 : 河口を出る淡水の流れ, 13回海講, 1966.
- (16) 柏村, 吉田 : 密度流の研究, 第2報, 北大工学部研究報告, 43号, 1967.
- (17) Kashiwamura, M. and Yoshida, S. : Outflow pattern of fresh water issued from a river mouth, Coast. Eng. Japan, Vol. 10, 1967.
- (18) 柏村, 吉田 : 河口のflow patternについて, 12回水講, 1968.
- (19) Keulegan, G. H. : Interfacial instability and mixing in stratified flows, Jour. Res. Nat. Bur. Stand., RP 2040, Vol. 43, 1949.
- (20) 柏村, 吉田 : 密度流の研究, 第3報, 北大工研, 53号, 1969.
- (21) 柏村, 吉田 : 河口の流れの構造(1) 15回海講, 1968.
- (22) 柏村, 吉田 : 河口の流れの構造(2) 16回海講, 1969.
- (23) Kashiwamura, M. and Yoshida, S. : Flow pattern at a river mouth, IAHR,

Novosibirsk, Symp., 1972.

- (24) 柏村正和：河口流出の力学的機構，17回水講，1973.
- (25) 河村龍馬：圧縮性流体の理論，岩波講座，現代応用数学，1957.
- (26) 水理公式集，昭和46年改訂版，土木学会
- (27) Otsubo, K. and Fukushima, H. : Density current in river mouth with small tidal range, Mem. Eng. Hokkaido Univ., Vol. 11, No. 1, 1960.
- (28) 成層密度流の界面現象に関する水工学的研究報告書，土木学会水理委員会密度流研究小委員会，1974，
- (29) Morton, B. R., Taylor, Sir G. and Turner, J. S. : Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, Proc. Roy. Soc., A. Vol. 234, 1956.
- (30) Ellison, T. H. and Turner, J. S. : Turbulent entrainment in stratified flows, Jour. Fluid Mech., Vol. 6, 1959.
- (31) Stolzenbach, K. D. and Harleman, D. R. F. : Three-dimensional heated surface jets, Water Resources Research, Vol. 9, No. 1, 1973.
- (32) Pedersen, F. B. : Gradually varying two-layer stratified flow, Proc. ASCE, HY 1, Jan. 1972.
- (33) 柏村正和：河口流出における密度流効果，18回水講，1974.
- (34) 柏村正和：河口密度流における連行と二層間抵抗，29回年講，1974.
- (35) 新田忠雄：海洋域における工場廃水の希釈と拡散について，用水と廃水，第5巻，6号，1963
- (36) Hirano, T. : On the dilution area of effluent in the sea, Special Contributions, Geophys. Inst. Kyoto Univ., No. 6, 1966.
- (37) 和田，中川，片野：入江内における冷却水取放水の研究，12回海講，1965.
- (38) 和田，片野：入江内における冷却水取放水の研究(2)，13回海講，1966.
- (39) 和田，片野：工業用水の取放水問題，15回海講，1968.
- (40) 和田明：沿岸海域における工業用水取排水問題のシミュレーション，17回海講，1970.
- (41) 堀口，平出，川上：温度密度流による拡散の数値解法，19回海講，1972.
- (42) 林，宮原，有田：海面上に放出された温排水の拡がりについての数値解析，21回海講，1974.
- (43) 林，有田：海面上に放出された温排水の拡がりについての数値解析，19回水講，1975.