

Estuary の水理について

中央気象台 理学博士 市 栄 譽

1. 緒 論

第1回海岸工学講演会において estuary の水理が汚水浄化や河口港の維持に重要な役割をすることを述べ、特に河水と海水の混合機構に関する研究を解説した¹⁾。

本報告ではさらに一般的に estuary の水理に関し、いままで得られた結果を概説し、あわせて今後の方向を示すことにする。

estuary の定義は人によつていろいろ厳密に与えられているが、地質学や地理学上の正確な定義は海岸工学者には重要でなく、一般に陸水が流入する港湾というように考えておく。ただ湾の水の循環の模様から、細長くて浅い湾、細長くて深い湾、広い湾、という3つの型が見られ、また成因からいえば、河谷の沈降でできた割合に広い湾、フィヨルドやリアス式海岸に見られる細長くて深い湾、および沖合に浅瀬が発達してできた潟(ガタ)の3種に大別される。

一方 estuary 内の海水と陸水との混合を生ずる作用から区別すると潮流、風、河の流れがそれぞれおもな役割をするものに分けることができ、成因別の分類のうちで第一の型の estuary ではおもに潮流の作用が大きく、これに河流の影響が加わり、第三のものでは主として風が混合を生じ、また大きい河口では河流が主因となることが知られているが、個々の estuary では必ずしもこのような条件はあてはまらず、いろいろの中間的な型も見られることはもちろんである²⁾。

2. フィヨルド型の湾の水理

この型の湾は前述のごとく深くて細長いのが特長で、海底の摩擦と地球自転の転向力の影響が少ないため理論的にも簡単なのでその研究は最も進んでいる。これはわが国には少ないがカナダの太平洋岸に多いので、観測も十分行われており、かつ estuary の水理を知る上に基本的であるから、多少くわしく説明する。カナダの Alberni 湾の観測について述べると、この湾はU型で長さ約 35 mile で入口の水深は 120 ft であるが、内部の水深は大部分 600 ft 以上で最深部は 1000 ft 以上ある。塩分は 30 ft 以浅の所では河水の影響をうけ湾口から湾奥まで次第に減じているが、それ以深では外海水と同じ程度のほぼ一定の高塩分となつている。また約 13 ft の水深で塩分の鉛直傾度が最も急な所があり多くの流速の観測結果とくらべると、流層は三層に分たれ、この水深がちょうど流れの境界になつていて、これより浅い所(表層)では湾奥から湾口へ向う流れがあり、この層と 33 ft の水深との間(中層)では逆向きの流れが認められる。なお 33 ft 以深(深層)では流れはほとんどなく、この層が外海水の塩分を上層の方へ補給するため、中層では湾奥と湾口との塩分の差は表層よりもはるかに少なくなつている。一般に潮流および河の排出量と塩分との間には次のような関係がみられた。(1) 潮流の流速と表層中に陸水の混合する割合は大体比例しているの、表層における陸水と外海水との混合は主として潮流によることがいえる。(2) 表層の厚さは河の水量がある限界まで増す間減少し、この限界以上になるとかえつて増加する。(3) 水量がこの限界以下のときには表層の平均塩分はかえつて減少し、限界以上では水量の増加とともに増すという結果がえられ、このことは混合作用に河の水量もまた影響があることを物語っている。

3. フィヨルド型の湾の水理の理論

以上の観測事実を説明するために Stommel⁴⁾ および Cameron⁵⁾ はそれぞれ独立の理論を考えた。前者はさらに模型実験を行い理論を確かめ、これについては前報告に詳述してあるが、ここでは、後者との比較上その理論の要点を述べておく。まず湾の水が上下二層よりなるとし、上層では陸水の混じた軽い水があり、その密度は湾の縦方向の距離 x についての函数 $\rho_u(x)$ で表わされ、下層では一様な外海水の密度 ρ_l をもち、境界面は $z = \zeta_1(x)$ で、自由表面は $z = \zeta_2(x)$ で表わされるとする。Alberni 湾の実測から上層の水が下層に混ることなく、下層の水は上層に混合してゆき、従つて $x \rightarrow \infty$ になると $\rho_u(x) \rightarrow \rho_l$ になると考える。上層の厚さ $D = \zeta_2 - \zeta_1$ は下層の厚さにくらべて小さく、かつ上層では密度 $\rho_u(x)$ および流速 $u(x)$ は水深 z に対し一定であり、境界面で下層水が上層へ混入する鉛直流速を w_m とおく。これらの仮定のもとで質量の連続の条件から上層の質量輸送に関し

$$d(D \rho_u u)/dx = w_m \rho_l \dots\dots\dots (1)$$

なる式がえられる。密度は塩分に比例すると考え、塩分の保存則から上層の厚さ及び流速と w_m の間に

$$d(Du) = w_m \dots\dots\dots (2)$$

なる関係がえられる。次に下層では流速がほとんどなくて圧力の水平傾度が消え、また上層では運動量輸送は下層からの補給はなかつた上層の圧力傾度だけに釣合うと考えると運動量輸送式として

$$D[\rho u(u^2 + gDr/2)] = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

という関係が生ずる。ただし $r = \rho_l - (\rho_u/\rho_l)$ 。(1), (2), (3) は独立な式で上層の質量輸送を $T = (D\rho_u u)$ で表わすと

$$dD/dT = [(2b-1)/(b-2)]/(bk)^{1/3}, \quad (b = u^2/k, \quad k = gr_0T_0/2) \quad \dots\dots\dots (4)$$

なる関係式にまとめられる。ただし“0”は湾奥 ($x=0$) における値を示す。(4) 式から b が 0.5 と 2.0 との間では D は T が増すと減じ $b \rightarrow 2$ では上層の流速は境界面の内部波の速度となつてこの模型はもはや成立しなくなるので、この流速が観測で求められた限界流速に対応すると考えた。すなわち模型実験によれば上層の流速がこの限界流速以上になると内部波の山は砕けて下層の塩分の多い水が上層に拡散してゆくのが見られるのである。さらに拡散の始まる限界流速 u' とこの上層への混合流速 w_m との間には実験的に $w_m = C(u - 1.15u')$ なる関係が成立することが確かめられた⁹⁾。ただし $C = 3.5 \times 10^{-4}$ なる常数である。自然の estuary では u は u' よりもはるかに大きいことがあるのでこの実験式と (1), (3) 式を組合わせて D が大体一定なところの密度分布を求めると $r = r_0 \exp(-Cx/D)$ という簡単な結果がえられ、これと Alberni 湾の実測をくらべ ($D = 23 \text{ ft}$ ととつて) 良好な一致がえられた。

Stommel は密度の不連続な二層を考えたが、Cameron は鉛直方向に連続的に変る密度分布をもつ模型を扱つた点で異なっている。まず流速分布に関しては加速度項と摩擦項を考えに入れ、水平方向と鉛直方向の運動方程式を組合せて

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] = -g \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

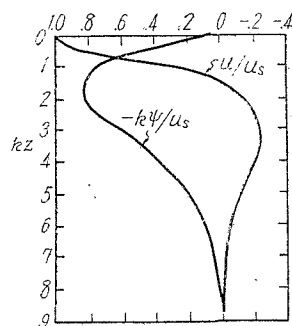
なる式から流速を求めた。ここに u, w はそれぞれ水平および鉛直方向の流速で、 A_z は鉛直滑動粘性係数である。ここで $u = -\partial\psi/\partial z$, $w = \partial\psi/\partial x$ なる流線函数 ψ を導入し $\psi = (u_s/k)(k^2z^2 + kz)\exp(-kz)$ なる函数形を仮定すると、 u, ψ の鉛直方向の分布は図-1 に示すようになる。ここに u_s は海面における流速である。この図からわかるように表面の流速は大きくて湾口に向い、それ以深では流速は急に減少してある深さで 0 となり、さらに深い所では湾奥に向う速度が生じ、その最大値は流速 0 の水深の約 3 倍の所でおこる。それより深くなると流れは漸的に 0 になる。このような流速分布は前に述べた観測と大体においてよく似ている。このような ψ を (5) 式に入れると u_s の x についての微分方程式がえられて x 方向の変化が求められる。次に密度 ρ の代りにその偏差 $\theta = 1 - \rho/\rho_s$ を導入し (ρ_s は表面密度) 連続の方程式 (あるいは密度の拡散の式) $\partial\theta/\partial x = f(u_s, A_z, z, k)$ を解いて密度分布を求めたのであるが、この際陸水の濃度が湾奥に向い減少するための圧力差 ($\partial p/\partial x$) がちょうど一定の陸水を輸送するための加速度項 ($\rho u \partial u/\partial x$) と釣合うとしてえられた速度が上記の限界流速に相応するもので、Cameron の模型を用いるかぎり圧力差の一部が $A_z \partial^2 u/\partial z^2$ と釣合わねばならぬのでこの流速に達することがないが、

いずれにしても限界流速が導入されうる点が、観測事実と合っている。なおこの理論でえられた密度分布の方が Stommel の理論値よりも実測とよく合うようである。ただしこの理論では表層の厚さ (湾口に向う流れのある部分) は一定としているが、Stommel の理論では D は湾口ほど小さくなつて実測とよく合う点があり有利である。いずれにしてもこの両者の共通の欠点は摩擦項を全然考えていないか (前者)、あるいは単なる常数として渦動粘性を入れている点であり、これらの理論では定常流につき論じているのであるが、実際には定常流よりもはるかに強い潮流がこれに重なっているため、それが混合に大きな役割を示すことは当然であるにもかかわらず、以上の解析には考慮されていない。もつとも強い潮流がある場合には水平混合の要素として潮流を考えて塩分分布を説明したのが Stommel のタイダルフラッシュの理論であるが、いま考えているような深い湾の場合にも水平、もしくは鉛直方向の渦動粘性につきタイダルフラッシュの概念を解析的に導入することが必要であろう。ただしこの両理論の特徴は限界流速の導入であつて、事実湾口付近では表層の流速が限界値以上に達したため表層の塩分が増加し、ほとんど estuary 型の鉛直分布が消失している例も多く観測されているのである。

4. 浅い湾の水理

浅くて広い湾では前にも述べたとおり地球自転の偏向力が働らくために塩分は北半球では湾口に向つて左の方が多くなるのが常である。このような分布に対する理論的な議論はまだ完成されていないので、比較的狭い湾につ

図-1 Cameron による流速
流線函数の鉛直分布



いて横方向に平均した場合の水理の特長を大西洋岸の Chesapeake 湾に注ぐ, James 河口を例にとつて述べると⁷⁾, まづ塩分の鉛直分布は図-2に示したようになってい。この曲線は河口に近い所から湾内までの3点についての平均値で, いずれも中層で鉛直傾度最大の所があり, かつ2.で述べた湾におけるような塩分一定の底層はこのよう浅い所では見られない。よく見ると表面近くでは特に傾度が大きい, 事実風による混合のない所ではこの部分は図に示した平均値よりももつといちじるしい傾度を示す。また流速については図-3に平均の落潮流, 漲潮流および定常流の鉛直分布を示しておくが, 特に注意すべきことは定常流で無流面(約 10 ft)以下の所では湾奥に向う流れがあり, ちょうど図-1の分布の上半分に相当するような形になっている点である。ただし表面から底までの全流量が0になるため, この湾奥に向う部分の流速は前の場合よりも大きくなっている。これらのことから湾

図-2 James 河口の塩分鉛直分布

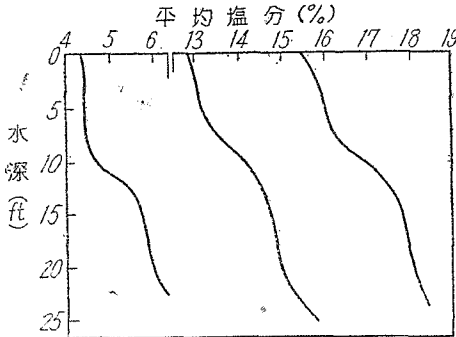
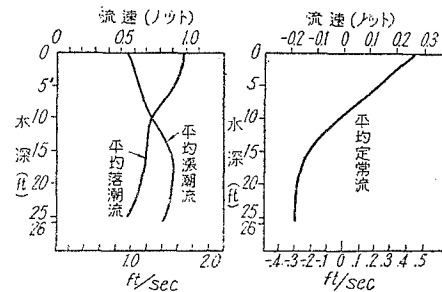
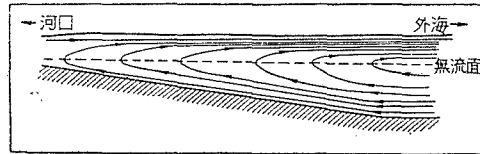


図-3 James 河口の平均流速



の縦方向の流れを模型的に示せば図-4のようになると考えられる。なお湾の横断面における無流面が図-5のように左岸の高塩分の部分では浅くなっているのはやはり自転の影響を示す。

図-4 広くて浅い湾の流速分布の模型図



このような estuary の水理においては転向力と潮流による乱流混合が大きい役割をするが, まづ定常流を考え, 湾の横方向の平均をとると, 比較的狭い湾では転向力の作用は無視でき, 運動の方程式は

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} &= -\alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\ -\frac{\partial \langle u'u' \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle u'w' \rangle}{\partial z} &= 0 \\ -\langle u'w' \rangle &= (1/b) \left(\frac{\partial b}{\partial z} \right) \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

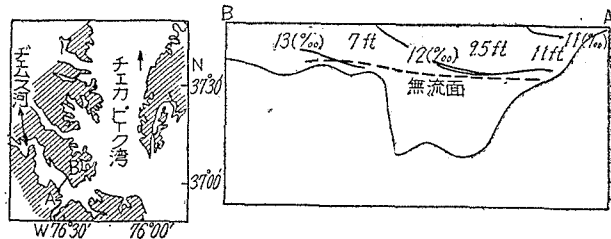
となる。ここで $\bar{u}$, $\bar{w}$ はそれぞれ x , z 方向の平均流速で, $\langle u'u' \rangle$, $\langle u'w' \rangle$ は乱流成分 u' , w' に対する Reynolds ヒズミ

力, b は z の水深における湾の巾を示す。この式のうち $\frac{\partial \langle u'u' \rangle}{\partial x}$ にはこれと対応する塩分の変動項 $\langle u's' \rangle$ が実際の場合ほとんど0になることから考えて省略しうるものとする, (6) 式から $\langle u'w' \rangle$ を次のように表わすことができる。

$$\langle u'w' \rangle = -\frac{1}{b} \left[\int \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \right] dz + C \dots \dots \dots (7)$$

ここで右辺の量のうち b , $\bar{u}$ は直接求めることができ, また $\bar{w}$ は $\bar{u}$ の分布から計算できる。 $\alpha \frac{\partial p}{\partial x}$ は塩分と水温から密度を求め $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ になる深さを仮定すれば相対的にわかる。従つて未知数として C とこの基準面の深さがあるが, $\langle u'w' \rangle$ は海面と海底で0と考えるのが合理的であるから, この2つの条件から2つの未知数がわかり(7)が計算される。観測値からの計算の結果によれば $\langle u'w' \rangle$ は図-6に示した例のごとく中層で極大値をもち, かつこの際求められた基準面の水深は無流面と大体一致し 0.5~2 ft だけ深い。流速と同様に塩分 s についての変化式 $\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{\partial (v_i s)}{\partial x_i}$ (v_i, x_i は三方向の流速および座標) から前と同様な時間および y 方向についての平均をとると,

図-5 James 河口の断面の位置(左)と断面内の塩分分布(実線)



$$\begin{aligned} \langle \partial s / \partial t \rangle &= -\bar{u} \partial \bar{s} / \partial x - \bar{w} \partial \bar{s} / \partial z \\ &\quad - \partial \langle u' s' \rangle / \partial x - \partial \langle w' s' \rangle / \partial z \\ &\quad - \langle w' s' \rangle (1/b) (\partial b / \partial z) \dots \dots \dots (8) \end{aligned}$$

この式の各項を James 河口の多くの観測の結果から求めると大体 $\langle \partial s / \partial t \rangle \approx 10^{-7}$, $\bar{u} \partial \bar{s} / \partial x \approx +5 \times 10^{-5}$ (表面) $\approx -5 \times 10^{-5}$ (下層) $\partial \langle u' s' \rangle / \partial x < 10^{-7}$, $\bar{w} \partial \bar{s} / \partial z \approx 1 \times 10^{-5}$ (中層の最大値) $\partial \langle u' s' \rangle / \partial z \approx -4 \times 10^{-5}$ (表面) $\approx +4 \times 10^{-5}$ (下層) (以上単位は %/sec) で (8) の b を含む項はこれと同じ order であつた。結局このような湾では $\bar{u} \partial \bar{s} / \partial x$ の項と $\langle w' s' \rangle$ を含む項とが最も大きく、その間に釣合を生じていることがわかる。なお $\langle w' s' \rangle$ の鉛直分布を落潮期、漲潮期およびその中間の3つの場合につき図-7に示すが、 $\langle u' w' \rangle$ とよく似た分布を示していることがわかる。さらにこの量は潮流の流速に比例しており、このことから鉛直混合には潮流が影響することが予想される。

なお、横方向の運動方程式としては λ をコリオリ係数とすると $\bar{v}$ がほとんど0であることから

$$0 = -\alpha \partial \bar{p} / \partial y + \lambda \bar{u} - \partial \langle v' w' \rangle / \partial z \dots \dots \dots (9)$$

なる式がえられ、(2)と同様に $\langle v' w' \rangle$ が実測から計算され、また $\partial \bar{p} / \partial y = 0$ になる基準面も求められるが、これは $\partial \bar{p} / \partial x = 0$ になる面とほとんど同じ深さになることが実際の計算からわかつた。

以上の点を要約すると、この型の湾では、(1) 湾奥から湾口まで塩分は表層下層ともに次第に増加し、かつ表面から底の方へもまた増加を示すが中層で傾度がいちじるしく大きい躍層が見られる。この層より以浅では湾奥から湾口へ向う定常流があり、以深では逆の流れがある。またその中間の躍層に近い所には無流面が存在する。(2) 塩分の増加とともに上層の流量は湾口に向つて増加し、逆に下層では減少するので無流面の近くで鉛直方向への流量が最大になる所がある。(3) 無流面のすぐ下では $\partial \bar{p} / \partial x = 0$ となる基準面があり、それ以浅では等圧面は湾口に向い下つた傾斜をもち以深では逆の傾斜をもつ。(4) $\partial \bar{p} / \partial y = 0$ の基準面も無流面のすぐ下にあつてこれ以浅では等圧面は湾の右側から左側の方に下つた傾斜をもち以深では逆の傾斜を示す。 x, y 両方向の基準面は大体同じ深さである。(5) $\partial \bar{p} / \partial x$ は大部分 $\partial \langle u' w' \rangle / \partial z$ と釣合い、一部は下流に向つて増加する流量の増加と釣合う。後者は加速度項または巾の増加となつて表われている。(6) $\partial \bar{p} / \partial \lambda$ は大部分転向力と釣合い残りは乱流項と釣合っている。(7) $\langle u' w' \rangle, \langle v' w' \rangle$ は海面と底で0で中層で最大値をもちその大きさは潮流の流速に比例する。

日本の海岸における広くて浅い湾、例えば伊勢湾、紀伊水道のような所では x 方向の流れにも転向力の影響がきいてくるが、このような場合につき筆者は二、三の問題を考察した⁸⁾。まづ一定の水平渦動粘性を仮定すると二次元の運動方程式として $-\lambda v = -(1/\rho) \partial \bar{p} / \partial x + A(\partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2)$, $\lambda u = -(1/\rho) \partial \bar{p} / \partial y + A(\partial^2 v / \partial x^2 + \partial^2 v / \partial y^2)$ から x 方向に長い湾に対し横方向の圧力傾度 $\partial \bar{p} / \partial y$ を省略すると兩岸 $y=0, y=a$ で $u=v=0$ なる条件の下に

$$\begin{aligned} u &= u_0 e^{-\sigma x} \cos \kappa x + v_0 e^{-\sigma x} \{ \sin \kappa x - (\pi/a)^2 (A/\lambda) \cos \kappa x \} + v_0 (\pi/a)^2 (A/\lambda) \sin \kappa x \\ v &= [-u_0 e^{-\sigma x} \sin \kappa x + v_0 e^{-\sigma x} \{ \cos \kappa x + (\pi/a)^2 (A/\lambda) \sin \kappa x \} - v_0] \sin \kappa x y \end{aligned} \dots \dots (10)$$

なる解がえられる。ただし u_0 は湾口 ($x=0$) における流速で $v_0 = -(1/\rho) (\partial \bar{p} / \partial x) / \lambda$ で $u_0, (1/\rho) (\partial \bar{p} / \partial x)$ はいずれも const. とした。これらが y の函数の場合には $\sin n \pi y$ のフーリエ級数であらわせばよい。また $\sigma = (\pi/a) [1 + (\lambda a^2 / A \pi^2)^{1/2} + 1]^{1/2} (2)^{1/2}$, $\kappa = \lambda / 2 \sigma A$ なる量を示す。ここで A の値として乱流についてのスペクトル理論を用い $A = 0.01 \times (a)^{4/3}$ なる値を入れたと、(10)式で $e^{-\sigma x}$ を因数とする項が湾口の値の $e^{-\pi}$ 倍に減じる距離 (湾口から測つて) は湾の幅によつて次のような値をとり、したがつて幅が 10 km 以上の湾では湾口の流速は幅程度の距離でほとんど0になつてしまうことがわかつた。

$$\alpha(\text{km}) = 1, 10, 20, 50, 100$$

$$\frac{\pi}{\sigma}(\text{km}) = 2, 12, 19, 37, 60$$

実際には長い湾では A が湾の長軸方向の方が大きいため、 π/σ は $(\pi/\sigma)(b/a)^{2/3}$ でおきかえねばならぬ (b は湾の長さ) が、いずれにしても長い湾では湾の中央部では転向力と圧力傾度が釣合つて湾口の流れは減衰してしまうことになる。なお湾奥 $x=b$ で水の出入がない湾では (4) の代りに

図-6

$\langle u' w' \rangle$ の鉛直分布

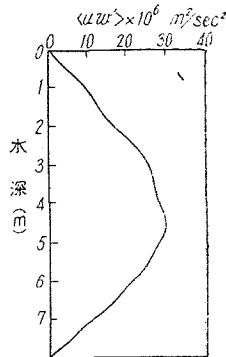
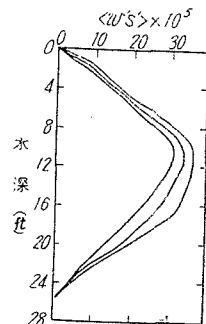


図-7

潮時を異にした場合の $\langle w' s' \rangle$ の分布



$$\left. \begin{aligned} u &= \sin \frac{\pi}{a} y \Re \left[\left(u_0 + \frac{A v_0}{\lambda} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \right) P + v_0 Q - \frac{A}{\lambda} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 v_0 \right] \\ v &= \sin \frac{\pi}{a} y \Re \left[- \left(u_0 + \frac{A v_0}{\lambda} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \right) Q + v_0 P \right] \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ただし

$$P = \frac{1}{2} \left[\frac{\sinh(\sigma + i\kappa)(b-x)}{\sinh(\sigma + i\kappa)b} + \frac{\sinh(\sigma - i\kappa)(b-x)}{\sinh(\sigma - i\kappa)b} \right],$$

$$Q = \frac{i}{2} \left[\frac{\sinh(\sigma - i\kappa)(b-\lambda)}{\sinh(\sigma - i\kappa)b} - \frac{\sinh(\sigma + i\kappa)(b-x)}{\sinh(\sigma + i\kappa)b} \right]$$

なる関係がえられ、この式を用い $a=50$ km, $b=100$ km の場合につき流れの分布状況を計算したものを図-8に示す。ただし $u_0 = -v_0 (>0)$ すなわち外海から水が流れ込み、また湾内の圧力傾度は湾奥から湾口にむけて低くなつてゐるとした。この図は湾内では反時計廻りの流が生ずることを明瞭に示している。さらに湾奥で河水の流入がある場合についても同様な計算ができ(式省略)。その結果は図-8(b)に示しておく。

5. 河口の水理

河口の詳細な水理については、いままでなんら特性的な結論はえられていない。これは一つには実際の観測が少ないためにもよるがまた現象として複雑で、特に潮流、河流、波浪、乱流などの影響がみな同じ程度の影響をもっており、かつ河岸や海底の形状自体が変動するため、単に水の流動だけでなく土砂の運動まで考察しなければならないためであろう。ここでは河口付近の水理に関する筆者の二、三の研究をあげておく。

大阪市内を流れる安治川の河口から上流まで7地点において、約25日間の潮位およびその中間の4地点で潮流、塩分の観測を昭和28年3~4月に実施しその観測値を整理したが⁹⁾、その結果 M_2 潮は河口からの距離を x とすると大体 $\zeta = \zeta_0 e^{-\alpha x} \cos(\sigma t - \beta x)$ で表わされることがわかつた。ここに $\alpha = \sigma \sin \frac{\theta}{2} / (gR \cos \theta)^{1/2}$, $\beta = \sigma \cos \frac{\theta}{2} / (gR \cos \theta)^{1/2}$, $\tan \theta = f/\sigma$ で f は流速に比例する摩擦係数、 R は径深である。実測から係数 α, β が求められ、さらにそれから f を計算すると $f=0.115\sigma$ なる値がえられた。したがつて $u_0 = C \sqrt{RI} = gI/f$ (u_0 : 平均流速 (m/sec), I : 水面勾配 (radian), R : 径深 (m), C : シェージー常数) なる式から $C=25.5$ なる値がえられた。結局安治川のような河

巾、水深が一定でなく、支流があるような河でも M_2 潮は割合滑らかな河として進行することがわかつた。

次に河口付近(ただし海でなく河川内)では漲潮期の方が上層流出層(河から海へ向う流の層)が厚くなりしたが、つて河水の混じた塩分の小さい層も厚くなることが観測からわかつたが、これは二層の流れを考え両層の密度差を $\Delta\rho$ とすると上層、下層の運動方程式 $(1/2)(du_1^2/dx) = -g\Delta\rho$

図-8 湾口から流入および海面の傾斜があり、湾奥で流速0の場合の流速分布(a)
湾奥から流出および海面傾斜があり、湾口で海面の傾斜がない場合の流速分布(b)

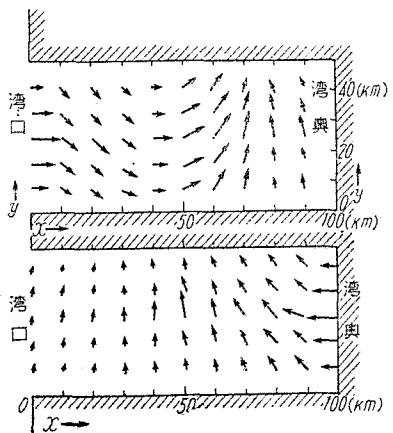
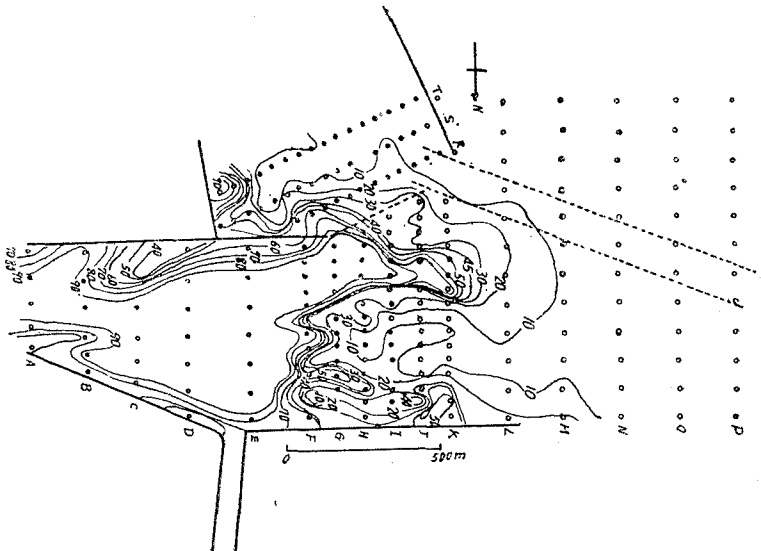


図-9 (a) 砂分の混合の重量比(%)



註: は底質採集地点, A, B, C は横断線を示す

$$\zeta/dx, (1/2)du_z^2/dx = -g \\ (d\zeta/dx) + g(\Delta\rho/\rho)dh/dx$$

(h : 上層の厚さ, ζ : 海面の上り, u_1, u_2 : それぞれ, 上下両層の流速)

$$\text{から } h-h_0 = (\rho/2\Delta\rho \cdot g)$$

$$(u_z^2 - u_1^2 - u_{0z}^2 + u_{01}^2) \text{ なる } h \text{ の式をえ, 漲潮期}$$

では上下両層の流速差が

小さくて $u_1^2 - u_z^2$ が小

になるため上層の厚さが

増加することから説明で

きた。なお鉛直渦動粘性

係数を $\frac{u_m^2 g \times 10^{-2}}{u_*^2 RC^2} \int_0^z$

$$(u_*^2 - u^2) dz / (du/dz)_z \text{ なる}$$

式から計算した結果,

大体 $10^2 (\text{cm}^2/\text{sec})$ の値

がえられた。ただし u, u_* はそれぞれ水深 z の所, および表面の流速で u_m は平均流速を表わす。また塩分分布

とくらべると河水と海水との境界面では, 一般にこの係数は小さいことがわかつた。

河口付近の底質分布の一例として大和川河口で昭和 29 年 11 月に細かく底質の採集を行い沈澱法で分析した結果を図-9 に底質中の砂の重量比の分布図および等深線として示しておく¹⁰⁾。ここで砂とは粒径 0.0625 mm (あるいは ϕ スケールで $\phi < 4$) 以上のものをとつた。この図は河から流された粒の大きい砂がだんだんのびて河口の水深を浅くしてゆくことを示している。すなわち水深の急傾斜部がちょうど砂質の混合比が多い部分の尖端に対応し, 河口の堆積は浮泥の沈降よりもむしろ河川から排出された堆積土砂の前端が進行するのがおもな原因であることがわかる。またこの前端の進行は直線的にはおこらずに蛇行しており, これは河口の拡大部で河の流れが不安定になることと関係があると思われるが, 定常波長に関してはいままでの理論から定量的な結論はえられなかつた。流れと土砂の輸送量の関係からこのような河口における堆積土砂の進行速度や蛇行現象を解明することは河口港の維持に関する今後の問題と思われる。なお図には示さないが昭和 29 年 8~10 月の深淺測量と比べて約 2 年間における水深の変化を求めてみると, 堆積のいちじるしい所は大体点線で示した蛇行部が中心となっており, 2 年間で 50 cm 以上の堆積があり, かつ砂が 90% 以上ある部分の尖端部では, 2 m を超える堆積がみられた。特にこの尖端部につき昭和 10 年以後の変化を調べるとその前進は必ずしも一様な状態で行われるのではなく, Exner が河底段丘の生成の論理で示したように, 前面の傾斜が始め緩やかであつたのがだんだん急になつて崩壊し, これをくり返して前進するという経過をたどるようである。

次に河水が海に流入する際にはどのような状態になるかを考える^{11), 12)}。この場合密度 ρ は表層の淡水の多い層, 中層の混合層, 底層の海水層の三層から成ると仮定し流速を深さ z につき, 海面から海底まで積分した流量

$$M_x = \int u dz, M_y = \int v dz \text{ に関する運動方程を求めると}$$

$$A \Delta M_x + \lambda M_y = \partial P / \partial x, A \Delta M_y = \partial P / \partial y \dots\dots\dots (12)$$

となる。ここで Δ はラプラシアン, $P = \int p dz$ であり密度分布を

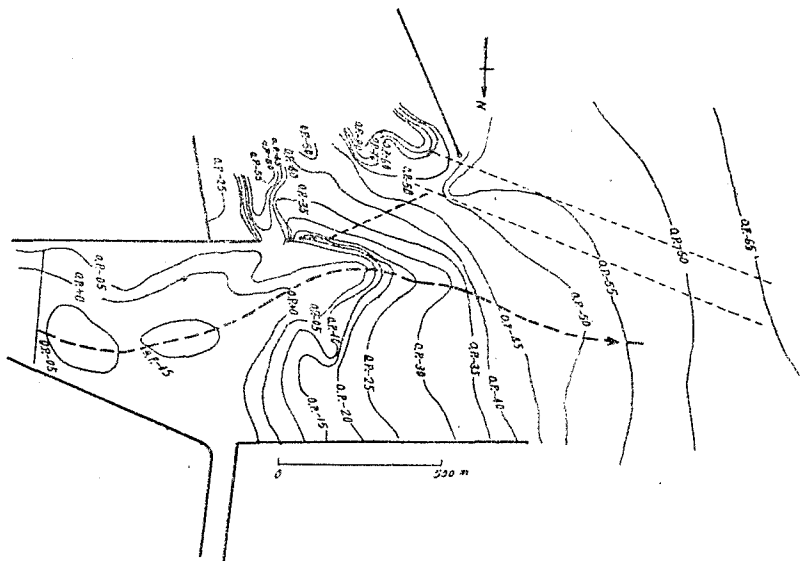
$$-\zeta \leq z \leq h \text{ (} \zeta \text{ 海面の上り) で } \rho = \rho_0, h < z < d \text{ で } \rho = \rho_d - \Delta\rho e^{1-z/h}, d > z \text{ で } \rho = \rho_d$$

とおく。また海岸線は $x=0$ とし河口は $-l < y < l$ の間にあるとすると M_x に対する境界条件は $-l < y < l, x=0$ で $M_x = M_0$ (河の流出量), $x=0, y < -l$, および $y > l$ で $M_x = M_y = 0$ となる。また近似的には連続方程式より $\partial M_x / \partial x + M_y / \partial y = 0$ が成立するので $M_x = \partial \psi / \partial y, M_y = -\partial \psi / \partial x$ なる流線函数を定義すると (12) から $\Delta^2 \psi = 0$ となり上の境界条件から

$$\psi = \frac{M_0}{\pi} \left\{ (y+l) \tan^{-1} \frac{y+l}{x} - (y-l) \tan^{-1} \frac{y-l}{x} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

がえられる。さらに密度分布から $\partial P / \partial x = (5g\Delta\rho/2) \partial h^2 / \partial x, \partial P / \partial y = (5g\Delta\rho/2) \partial h^2 / \partial y$ なる関係がえられ,

図-9 (b) 水深分布図 (昭 29.11. 測量)



これと (12), (13) より

$$h^2 = \frac{4 M_0 A}{5 g \Delta \rho \pi l} \left[\left\{ \frac{1+\beta}{\alpha^2 + (1+\beta)^2} + \frac{1-\beta}{\alpha^2 + (1-\beta)^2} - \frac{\lambda l^2}{2 A} \right\} \left\{ (1+\beta) \tan \frac{1+\beta}{\alpha} - (1-\beta) \tan \frac{1-\beta}{\alpha} \right\} \right]$$

(ただし $\alpha = x/l$, $\beta = y/l$) (14)

がえられる。すなわち上層の厚さがえられる。また河水が拡散してゆく範囲は $h > 0$ なる条件から求められるがこれは自転の転向力を考える場合と考える場合でかなり異なってくるのである。すなわち $\lambda = 0$ とすると図-10 (a) に示したように表層水は $y^2 - x^2 = l^2$ なる双曲線でこまれる区域内に限られ、その厚さ h は x 軸に对称に分布するが、 λ を考えるとき例えば $\lambda l^2/2 A = 0.1$ のときには図-10 (b) に示したように $x > 0$ の部分は (a) の場

図-10 (a) 自転がない場合
の表層の境界と厚さの分布

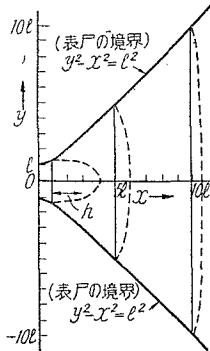
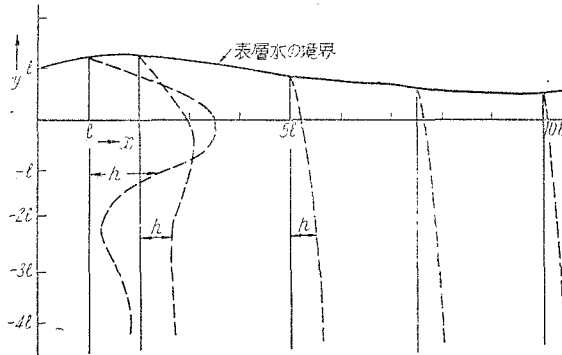


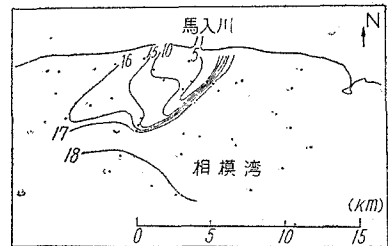
図-10 (b) 自転を考えた場合の表層の境界と
厚さの分布



合よりも狭くなりかつ $x < 0$ の半面では境界が消失する。すなわち表層水の流出は右の方へ曲げられ、かつ河口付近ではその水深 h も境界のすぐ右で最大の深さを示すようになるのである。実際の場合につき相模湾に注ぐ馬入川の付近の大雨後の表面塩素量の分布の一例を 図-11 に示すが、やはり河口付近では低塩分域が明らかに右偏しており、かつその右側の境界で特に塩分の水平傾度が急であることは、上述の自転の影響による表層の右偏と右の境界近くで h が最大になることに対応していると考えられる。なお (14) 式の自転項の係数 $\lambda l^2/2 A = 0.1$ は $\lambda = 8 \times 10^{-5}$, $l = 50 \times 10^4$ (c.g.s.) ととれば $A = 10^6$ となり A がこれより大きいことは考えられないのでこの

項の影響は図に示したよりもつとにいちじるしくなつても小さくなるとは思われない。結局この程度の河水についてもその海水中への拡散は自転の影響がかなり利いてくることが明瞭に示されている。なお流れの分布についても $\lambda = 0$ の場合には簡単であるが λ を考えると複雑になるからここではあまり立入つて論じないことにする。

図-11 馬入川河口付近の表面塩素量 (%) 分布 (昭27.7.20)



参 考 文 献

- 1) 市栄 登: タイダルフラッシュについて, 海岸工学研究発表会論文集 (昭 29).
- 2) Pritchard: The estuarine hydrology. Advances in geophysics. 1952.
- 3) Tully, J.P.: Oceanography and Prediction of pulp mill pollution in Alberni Inlet. Bull. Fish Res. Board. Canada 83, 1949.
- 4) Stommel, H.: Recent developments in the study of tidal estuaries. Tech. Rep. Woods Hole Oceano. Inst. Ref. No. 51-33, 1951.
- 5) Cameron, W.M.: On the dynamics of inlet circulations. Doc. Diss. Scripps Oceano. Inst., 1951.
- 6) Keulegan, G.H.: Interfacial instability and mixing in stratified flows. J. Res. Nat. Bur. Stand. 43, 1949.
- 7) Pritchard: Salinity distribution and circulation in the Chesapeake Bay estuary system. Journ. Mar. Res. XI. 2, 1952.
- 8) Ichiye, T.: On the stationary current in the estuary. Journ. Oceanogr. Soc. Japan. Vol. 11, No. 4 (1955).
- 9) 市栄 登: 安治川潮位潮流観測報告, 大阪湾港湾技術調査会昭和 29 年度事業報告書 (昭 29).
- 10) 市栄 登: 堺港附近の漂砂に関する調査報告書, 大阪府 (昭 30).
- 11) Takano, K.: On the salinity and velocity distributions off the mouth of a river. Journ. Oceanogr. Soc. Japan. Vol. 10, No. 3 (1954).
- 12) Ichiye, T.: On the effect of Coriolis' force upon the current off the mouth of a river. Geophys. Mag. Centr. Meteor. Obs. に発表の予定.