

エアカーテンによる塩水楔遡上阻止法 に関する研究

浅枝 隆¹・有田 正光²・Pham Hong Son³

¹正会員 工博 埼玉大学助教授 理工学研究科環境制御工学専攻(〒338 埼玉県浦和市大久保)

²正会員 工博 東京電機大学教授 理工学部建設工学科(〒350-02 埼玉県比企郡鳩山町)

³学生員 工修 埼玉大学大学院 理工学研究科生物環境科学専攻(〒338 埼玉県浦和市大久保)

河川中に長く侵入する塩水楔の遡上を阻止するとともに生態系に良い効果をもたらす手法としてエアカーテンを使用する方法が考えられる。本研究においては河川流量、塩水の濃度、空気の注入量などの諸条件を変化させてエアカーテンによる塩水楔遡上阻止のメカニズムを実験的に検討した(ただし、水深は一定とした)。また、実験的に観察された流況より塩水楔の遡上が完全に阻止しうるタイプ A から効果が極めて小さいタイプ C の三種のタイプに分類可能であることを明らかにした。さらに、 $k-\epsilon$ による流れの場の数値シミュレーションモデルを開発し、その妥当性を検討した。最後に、実験結果および数値計算結果より各種タイプが出現する水理条件を検討し、また、それぞれのタイプの出現領域分割図を示した。

Key Words: saline wedge, prevention of saline wedge intrusion, air bubble plume, stratified flow

1. はじめに

河川中に海域から侵入する塩水楔遡上を阻止することは農業、工業用水などの取水に当たって重要な課題となる。従来、塩水楔の遡上は閘門や堰によって阻止されてきたが、これらの手法は生態系にとっ

てしばしば負の影響を与える。Larsen¹⁾, Abraham-Burge²⁾, 佐々木・浅枝³⁾は水底に設置した多孔管より空気をエアブルームとして放出し、それにより形成されるエアカーテンによって塩水層を上昇させて塩水楔の遡上を阻止する手法について検討している。この手法は水中に構造物を設置しないので生態系に与える影響を小さくすることができるばかりか水中に酸素を供給することになるので良い効果を与えることも期待できる。なお、同手法は近年、川内川で小松等^{4), 5)}がその適用を検討している。

この様に工学的応用が期待される方法であるにも拘わらずエアカーテンによる塩水楔遡上阻止のメカニズムや効果的な使用条件については不明な点が多い。これ等の点を念頭において本研究においてはエ

アカーテンによる塩水楔遡上阻止のメカニズムと遡上阻止条件等について実験的・理論的検討を実施するものである。

ところで、水底に設置された多孔管より空気を放出すると圧力の急低下の為に空気は直ちに小さな球状の気泡に分離した後にエアブルームとして水表面に至り、水中にいわゆるエアカーテンが形成される。エアブルームの拡がりに関するモデルは従来より数多く提案されている(McDougall⁶⁾, Kranenberg⁷⁾, Milgram⁸⁾, Hussain-Narang⁹⁾, Schladow¹⁰⁾, Asaeda-Imberger¹¹⁾)。それらの研究のほとんどは周囲水の流れがない場合もしくは極めて流れが遅いケースについて取り扱われたものであり、エアブルームは軸対称流として取り扱われている。しかしながら、本研究ではエアブルームが成層場に放出されるとともに横流れの効果によってブルームの軸が大きく曲げられ、その左右からの連行量が異なるなど非対称性の強い流れを含めて取り扱う。そのような流れを対象とする場合には従来の軸対称性を仮定した取り扱い是不適当なものとなる。

このことから、本研究においては $k-\epsilon$ 法に基づ

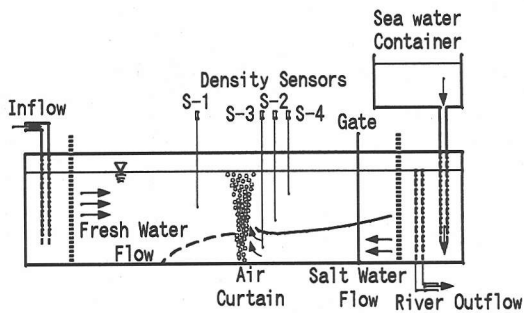


Fig.1 Experimental apparatus

Table 1 Experimental parameters

Run	River Flow Rate q cm^3/s	Gas Flow Rate q_a cm^3/s	Salt Water Density ρ_s g/cm^3	Salt Water Discharge q_s cm^3/s	Flow Type	Salt Water Intrusion Depth h cm	Total Depth H cm
1-1	68.2	2.0	1.002	12.5	A	11.0	44.0
1-2	68.2	2.0	1.005	12.5	A	13.2	44.0
1-3	68.2	2.0	1.010	12.5	B	15.5	44.0
1-4	68.2	2.0	1.020	12.5	C	16.7	44.0
2-1	68.2	0.5	1.002	12.5	A	11.1	44.0
2-2	68.2	0.5	1.005	12.5	B	13.3	44.0
2-3	68.2	0.5	1.010	12.5	C	15.7	44.0
3-1	21.9	2.0	1.002	12.5	A	12.2	44.0
3-2	21.9	2.0	1.005	12.5	B	16.4	44.0
4-1	21.9	0.5	1.002	12.5	B	12.3	44.0

く数値シミュレーションモデルを開発した上で検討を進めることとする。

2. 実験的検討および考察

使用した実験水槽は長さ12.5m, 幅50cm, 深さ60cmの開水路である。Fig.1に示す様に水路上流端から河川水を模擬する為の淡水を流し, 下流端下層から水路内に塩水楔を形成させる為の塩水を $625\text{cm}^3/\text{s}$ の流量で流した。従って, 水路上流端は河川上流を水路下流端は海域を模擬することとなる。また, 下流端に設置された堰を操作して, 実験中の水深を44cmの一定とした。なお, 水槽内に形成させた塩水楔は染料によって可視化した。

実験水路底の横断方向に直径1mmの穴を多数あけた多孔管を水路下流端より約4mの位置に設置し, それより空気をエアブルームとして噴出させることによってエアカーテンを水路内に形成させた。実験は水路下流端に堰で塩水を貯留した後に, 堰を開けて水路内に塩水を侵入させることによって開始した。また, Fig.1に示す様にエアカーテンの上流側の一点(S-1)と下流側の三点(S-2, S-3, S-4)の塩分濃度を測るための導電率計を設置した。さらに, 実験に

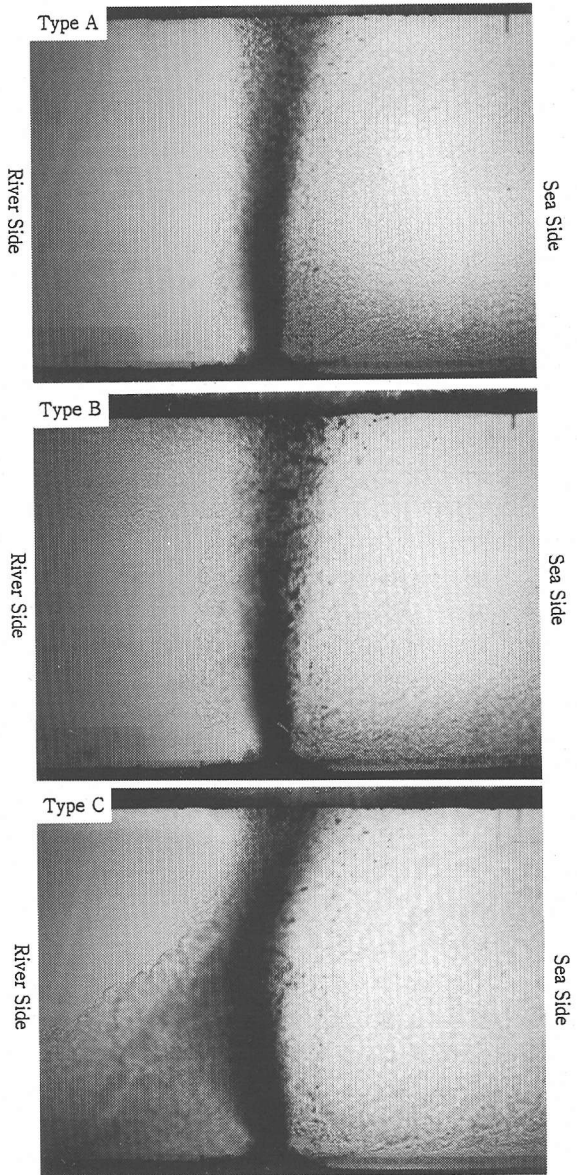


Photo.1 Flow visualization of various types

においてはシャドウグラフ法による可視化も実施した。

なお, 今回実施した実験条件の一覧を Table 1に示す。Table 1中の q_s は下流端よりの塩水の補給流量であり, 塩水楔の下層を流動する塩水流量を模擬するものである。この q_s の値は厳密には噴気点の位置での塩水流量の値と異なるものである。しかしながら, 今回の実験において計測した結果, 噴気点近傍の塩水流量と概略一致するものであった。この事から Table 1に示す q_s の値を後章の塩水楔遡上阻止効果の評価のために使用する。また, 表中の h は噴気点近

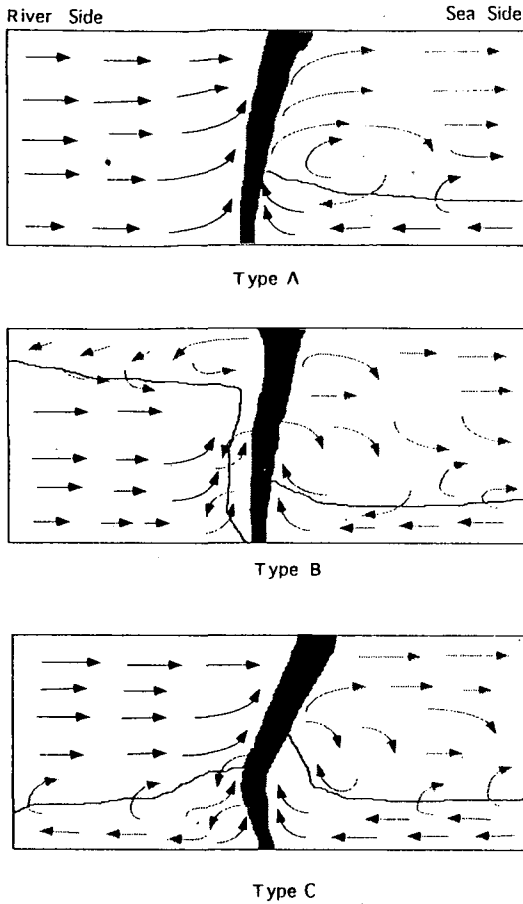


Fig. 2 Flow visualization of various types

傍の塩水層の侵入厚をシャドウグラフ法による可視化によって求めた値を示している。

本研究においては実験結果よりエアカーテンによって誘起される流況をタイプ A からタイプ C の三種に分類することとした。Photo. 1 にシャドウグラフ法による流況の可視化写真を、また、可視化結果より求められた流況の模式図を Fig. 2 に示す。

以下にそれぞれのタイプの流況の概要と特徴について記述する。

タイプ A: 本タイプは塩分濃度が小さい、つまり塩水楔の密度が小さくその侵入力が小さい(塩水楔全長が短くなる)場合で、かつ空気流量が大きい場合に生ずるものである。Photo. 1, Fig. 2 に示す様に同タイプの場合は海域から侵入する塩水楔がエアカーテンによって上昇し、河川水によって反転させられ再び海域に至ることとなる。つまり、エアカーテンによって塩水楔の遡上が完全に阻止されるケースである。

タイプ B: 本タイプは空気流量および塩水濃度はタイプ A と同程度(気泡による浮力効果が同程度)であるが、河川流量が小さい場合に生ずるタイプである。Photo. 1, Fig. 2 に示す様に本タイプの場合は河川流量が小さい(エアカーテンを通過する河川水の流量が小さい)為に河川側水面近傍に上昇した塩水の一部が河川水によって海側に押し戻されず、河川側に侵入するケースである。

タイプ C: 本タイプは塩水の濃度はタイプ A およびタイプ B と同程度であるが、空気流量および河川流量がともに小さい場合に生ずる。Photo. 1, Fig. 2 に示す様にエアカーテンの持つ浮力が小さいので塩水層を上昇させる能力が小さく下層塩水塊はわずかしか上昇しない。結局、本タイプにおいてはエアカーテンを越えて塩水楔がエアカーテンの上流側に侵入することとなる。

なお、本タイプの場合でもエアカーテンによって塩水層が希釈されるので塩水楔の全長がエアカーテンを使用しない場合に比較して短くなるなどの一定の効果は期待しうることとなる。

本研究においては以上に導入したタイプ分類を念頭に置いて考察を進めることとする。

3. 数値シミュレーションモデルの開発

気泡ブルームに関しては多くの積分型のモデルが従来より提案されてきた。しかしながら積分型モデルにおいては既述の様に軸対称流の仮定を使用している為に本研究における流れの場を再現することは極めて困難である。このことから本章においては $k-\epsilon$ 法に基づいた数値計算手法を提案することとする。

(1) 流動予測モデル

Zic^{1,2)} は気泡ブルームによる成層化した貯水池内の流動予測を $k-\epsilon$ 法に基づく数値計算手法で実施することを提案している。本章では彼と類似の手法を用いて数値計算モデルの開発を進めることとする。

連続の式、水平および鉛直方向の運動方程式、拡散方程式はそれぞれ、

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_m \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_m \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ + g \frac{\rho - \rho_r}{\rho_r} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha_d \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha_d \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

で与えられる。

また、乱れエネルギー k とエネルギー逸散 ε の輸送方程式は P

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_k \frac{\partial k}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_k \frac{\partial k}{\partial y} \right) + P + G - \varepsilon \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P + C_{3\varepsilon} G) \\ - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (6)$$

で与えられる。ここに、 u, v はそれぞれ x 方向(水平方向)および y 方向(鉛直方向)の流速、 p は圧力、 ρ は水の密度、 ρ_r は河川水の密度、 g は重力の加速度、 ν_m は動粘性係数、 ν_t は渦動粘性係数、 α_d は塩分の渦動拡散係数 (α_d は通常のこの種の問題の取り扱いのように局所的な等方性を仮定している)、 $\nu_k = \nu_m + \nu_t/\sigma_k$ 、 σ_k は乱流プラントル数、 $\nu_\varepsilon = \nu_m + \nu_t/\sigma_\varepsilon$ 、である。また、 $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$ は密度分布に無関係な実験定数であり $Rodi^{13)}$ によって $\sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3, C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92, C_{3\varepsilon} = 0.8$ と与えられている。なお、 P は乱れエネルギーの発生項であり、

$$P = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (7)$$

で定義される。また、 G は密度勾配によるポテンシャルエネルギーの損失項であり、

$$G = \beta g \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \rho}{\partial y} \quad (8)$$

で与えられる。ここに、 β は体積膨張係数である。

ところで気泡による浮力効果のモデル化には Migdal-Agosta¹⁴⁾ によって提案されている手法を使用することとする。つまり、気泡の浮力は流れの場の運動量に置換されると考える。即ち、鉛直方向の運動方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_m \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ + g \frac{\rho - \rho_r}{\rho_r} + S \end{aligned} \quad (9)$$

となる。ここに、 S は気泡による浮力の効果を表し、対応するコントロールボリュームについてのラグランジュ方程式を解くことによって与えられる。なお、本研究においては気泡と流体間の質量およびエネルギーの交換と気泡が流体の乱れの構造に及ぼす効果については無視することにする。

(2) 気泡運動予測モデル

現実には水中に様々なサイズの気泡が存在することとなるが、モデル上はエアブルームの気泡は平均的な直径 d の均一なサイズの気泡によって形成されていると仮定する。従って、空気流量を m_b とし、 (i, j) の位置 (i は水平、 j は鉛直方向) における気泡の濃度を $f(i, j)$ とすると (i, j) の地点を通過する気泡の数 $N(i, j)$ は、

$$N(i, j) = \frac{6m_b}{\pi \rho_b d^3} f(i, j) \quad (10)$$

で与えられる (Durst-Schonung¹⁵⁾ 参照)。ここに、 ρ_b は気泡の密度である。

ところで、Azbel¹⁶⁾ は球状の気泡の運動方程式を次式で与えている。

$$\begin{aligned} \frac{\pi d^3 \rho_b}{6} \frac{dv_b}{dt} = \frac{\pi d^3 \rho}{6} \frac{dv}{dt} \\ + \frac{1}{2} \frac{\pi d^3 \rho}{6} \left(\frac{dv}{dt} - \frac{dv_b}{dt} \right) \\ + \frac{1}{2} C_D \rho A_b |v - v_b| (v - v_b) - \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_b g \end{aligned} \quad (11)$$

ここに、 v_b は気泡の速度、 v は流速の鉛直方向 (y 方向) 成分、 A_b は気泡の投影断面積、 C_D は形状抗力係数であり、Peebles-Garber¹⁷⁾ によれば、

$$\begin{aligned} C_D = 24 \text{Re}^{-1} & \quad : \text{Re} < 2 \\ C_D = 18.7 \text{Re}^{-0.68} & \quad : 2 \leq \text{Re} \leq 4.02 \text{Gr}^{-0.214} \\ C_D = 0.6145(d/2) |v - v_b|^{-2} & \quad : \text{Re} \geq 4.02 \text{Gr}^{-0.214} \end{aligned}$$

で与えられる。ここに、 Re はレイノルズ数、 Gr はグラスコフ数であり、それぞれ、

$$\text{Re} = \frac{\rho d |v - v_b|}{\mu} \quad (12)$$

$$\text{Gr} = \frac{g \mu^4}{\rho \sigma^3} \quad (13)$$

で与えられる。また、 μ は水の粘性係数、 σ は表面

張力である。

ところで、既述の様に空気を水底から多孔管を使用して放出すると急激な圧力低下によるエアブルームの拡がり幅の増加、小さな気泡への分裂等の複雑な現象が生ずる。しかしながら、本研究においては単純化して気泡の初期速度 v_0 は次式で与えられると仮定する。

$$v_0 = \frac{Q_a}{\pi r^2 n} \quad (14)$$

ここに、 Q_a は放出空気流量、 n は多孔管の穴の数、 r は穴の内径である。従って、式(14)を初期条件として式(11)は Runge-Kutta 法によって解くことができる。なお、式(11)中の空気の密度 ρ_b は次式で与えられる。

$$\rho_b = \frac{\rho_a(H_a - y)}{H_0} \quad (15)$$

ここに、 ρ_a は大気中における空気の密度、 H_0 は大気中の圧力水頭、 H_a は気泡放出地点の圧力水頭、 $H_a = H + H_0$ 、 y は気泡放出地点からの鉛直方向の高さである。

周囲水の流れによって気泡は形状抗力を受ける。本研究で取り扱うエアブルームの気泡のサイズは小さく、一般に流れより受ける形状抗力は浮力に比較して非常に小さい。従って、 $V(i, j)$ のコントロールボリューム内を移動する時間を Δt とすると水平方向の移動距離 $\ell(i, j)$ は

$$\ell(i, j) = u(i, j) \Delta t \quad (16)$$

で近似できる。ここに、 $u(i, j)$ は (i, j) 地点の水平方向の流速である。ところで、Barczewski¹⁸⁾ は気泡の (i, j) 地点の濃度分布 $f(i, j)$ は次式のガウス分布形で与えられると考えている。

$$f(i, j) = C(j) \exp\left\{-\frac{x + \ell(i, j)}{\lambda b}\right\}^2 \quad (17)$$

ここに、 b は濃度分布の半値半幅、 $C(j)$ はエアブルームの軸上空気泡濃度である。

また、Kobus¹⁹⁾ はエアブルームの拡がりの分散比 λ を次式で与えている。

$$\lambda = 0.87 \exp\{-0.514 [\frac{\Delta v_0}{(gQ_0)^{1/3}}]^{1.5}\} \quad (18)$$

ここに、 $\Delta v_0 = 0.35$ (m/s)、 Q_0 は単位幅当たりの空気流量、である。なお、 $C(j)$ の値は Barczewski¹⁸⁾ によれば次式の様に与えられる。

$$C(j) = 0.66 [\frac{Q_0^2}{g(y + y_0)^2}]^{0.26} \quad (19)$$

ここに、 y_0 は全水深の 5% 程度の値をとれば良いとされている。

Yip-Venart-Govier²⁰⁾ は式(9)中の $V(i, j)$ のコントロールボリュームにおける浮力による運動量の発生

項 $S(i, j)$ については、形状抗力が周囲水と上昇する気泡との運動量交換の結果として生ずると考えて、式(10)で与えられる $N(i, j)$ を使用して次式で与えた。

$$S(i, j) = \frac{1}{V(i, j)} N(i, j) \frac{\pi d^3}{6} \rho g \Delta t \quad (20)$$

以上の検討より、式(20)を使用して $S(i, j)$ を評価し、その結果を鉛直方向の運動方程式に代入することによって流動計算が実施可能となる。

(3) 数値シミュレーション結果と考察

数値計算の実施に当たっては Patankar¹¹⁾ によって提案されているスキームに基づいて数値計算コードが作成された。まず、気泡の運動が計算され、それより気泡に作用する形状抗力を見積もる。次に、その様にして定められた形状抗力を運動方程式中に代入して流動の計算を実施する。また、その結果を使用して運動方程式、密度、 k 、 ϵ に関する方程式を連立させて数値的に解く。最終的な結果は以上の計算のプロセスを繰り返して収束解を求めることとなる (Fig. 3 参照)。

境界条件としては上下流端において水平流を仮定した ($v=0$)。また、 u は上流端において 1/7 乗則を、下流端では開放条件を与えた。さらに、水底面での流速は壁法則で近似し、水表面では鉛直方向の勾配を 0 とした。一方、密度 ρ の境界条件は上流端で $\rho=0$ 、下流端では塩水層について矩形分布、水底面と水表面では鉛直方向の勾配を 0 とした。

k 、 ϵ の境界条件としては水表面および上下流端で k 、 ϵ の水平方向の勾配が 0 とした。また、底面では k の鉛直方向勾配が 0、 ϵ は $\epsilon = u_*^3 / (k^{1/2} y)$ 、 $u_* = C \mu^{1/4} k^{1/2}$ 、 $C \mu = 0.09$ とした。

今回実施した実験条件の基に実施した数値計算結果より得られた流速ベクトルおよび塩分の過剰濃度の分布を Fig. 4 に示す。Fig. 4 a はタイプ A に属する実験ケース:1-1 に対応する数値計算結果を示している。実験結果と数値計算結果の流況は良く一致していることが認められる。同図よりタイプ A の場合はエアカーテンの下部における強い連行現象が特徴である。また、エアカーテンによって周囲水が水表面まで上昇し、両サイドにプラグ流れを形成している様子が分かる。本ケースの場合は塩水楔の遡上がエアカーテンによって完全に阻止されるものであることが数値計算結果よりも明らかである。

タイプ B に属する実験ケース:1-3 に対応する数値計算結果を Fig. 4 b に示す。数値計算結果に示される流況は実験結果と良く一致していることが認められる。同図に示す様に本タイプの場合はエアカーテンの上流側に形成される渦が特徴である。また、こ

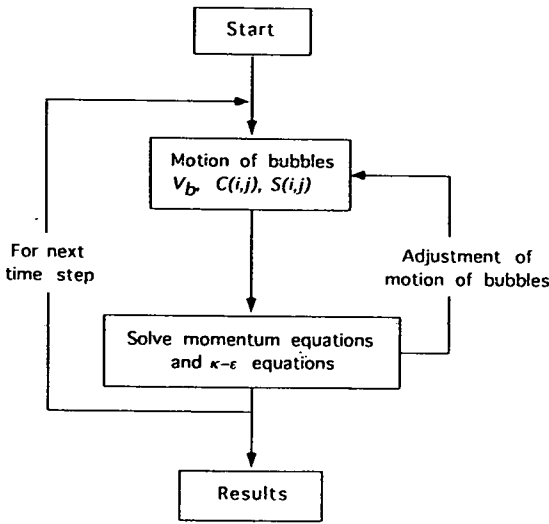


Fig. 3 Flow chart of numerical simulation

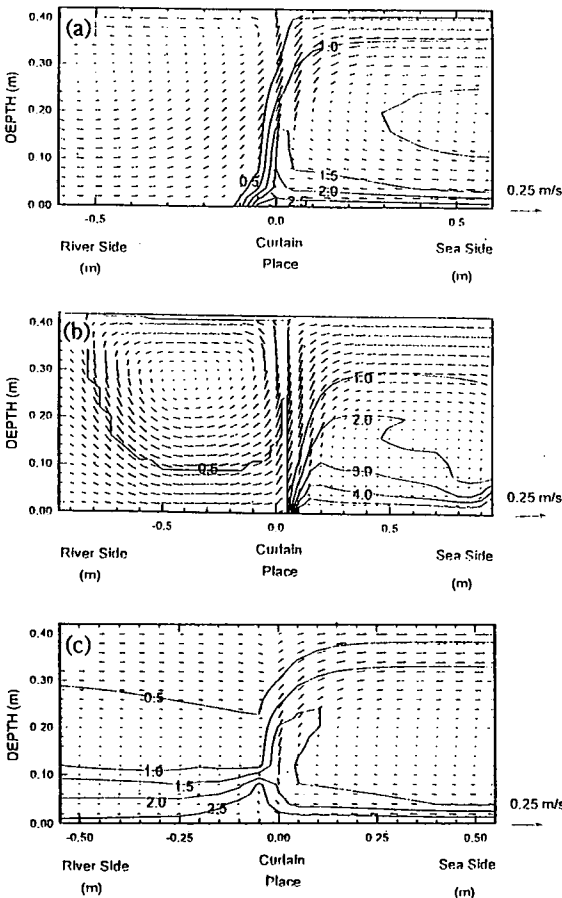


Fig. 4 Results of numerical simulation around air curtain
(a)Run1-1(Type A);(b)Run1-3(Type B);(c)Run2-3(Type C),
numerical values in the Fig. indicate $\Delta \rho \times \text{gr/cm}^3$

の場合は既述の様に河川流量が小さいケースであるのでエアカーテンによって上昇した塩水の一部が上流側へ漏れることとなる。つまり、塩水楔の遡上はエアカーテンによって完全には阻止されないこととなる。

タイプCに属する実験ケース：2-3に対応する数値計算結果を Fig.4 c に示す。同タイプの場合においても数値計算結果と実験結果はその流況が良く一致していることが認められる。本タイプは空気流量が小さくエアカーテンによる湧昇力が小さい場合であるが、同図に示す様にエアカーテンによる周囲水の連行力が極めて小さいことが明らかである。この場合には塩水楔はエアカーテンを買入して遡上することとなる。しかし、現実にはエアカーテン下部における希釈によってそれより上流側で塩水楔の侵入力が弱まることとなる。結果としてエアカーテンが無い場合に比較して塩水楔の全長が短くなる。これは一種の塩水楔遡上阻止効果であり、工学的には応用可能な手法となる。

本研究では実験結果と数値実験結果の概略が定性的・定量的に一致していることを検証した上で物理的機構の詳細は数値実験によって明らかにしようとしている。この様な手法は実験が物理的・経済的理由で困難な場合には極めて有効であり今後盛んになると考える。

4. 塩水楔遡上阻止効果の推定法

塩水楔の遡上エアカーテンによって阻止されるのは、下層塩水がエアカーテンによって上昇させられる為である。この時、空気泡の上昇力のスケールは $(q_0 g)^{1/3}$ (ここに、 q_0 は単位長さ当たりの大気圧下に換算した気泡流量) である。一方、塩水の侵入力のスケールは $gh \Delta \rho / \rho_r$ (ここに、 h は下層塩水の層厚、 ρ_r は周囲水密度、 ρ_0 は塩水密度、 $\Delta \rho = \rho_0 - \rho_r$) で与えられる。従って、塩水層を空気泡が上昇させる力は両者の比、

$$F = \frac{(q_0 g)^{1/3}}{(gh \Delta \rho / \rho_r)^{1/2}} \quad (21)$$

で表されると考えられる。Abraham-Burge²¹ も同様に本式をエアカーテンによる塩水塊遡上阻止効果の評価に使用している。

一方、河川流量も塩水楔遡上阻止効果の評価する為の重要なパラメータであるので本論文においては、阻止効果の評価の為に塩水流量 q_0 と河川流量 q_r の比 $Z (= q_0 / q_r)$ を導入する。Z を単なる流量比にしたのは密度の効果は F に考慮されていると考えたためである。

以下の実験データの整理に当たり式(21)中の h は噴気点近傍のシャドウグラフ法による可視化された塩水層の高さ (Table 1中の h) を使用した。また、 Z の評価において q_s は本来、噴気点近傍の塩水流量の値を採用すべきであるが、既述のように実験において噴気点近傍の塩水流量と塩水補給流量が概略一致するものであったので、以下のデータ整理に当たっては q_s の値には塩水補給流量を採用した (Table 1中に示す q_s)。

ところで、エアカーテンによる塩水楔の遡上阻止効果の全体像を把握する為には今回実施した実験ケースの数では不十分である。従って、水深10m の場合について実施した数値計算結果および Abraham-Burge²⁾ によるロックを開放した場合の流れ(lock exchange flow)のエアカーテンによる塩水塊遡上阻止に関する実験結果(水深, 5, 7.5, 10m の場合に実施された)を加えて議論することとする。

Fig. 5は実験結果, 数値計算結果, Abraham-Burge²⁾ の実験結果を整理して示すものである。同図中で著者等の実験ケースの水深 $H=0.44m$ の場合については Fig. 5 a に, 水深 $H=10m$ の場合については Fig. 5 b にタイプ分類して示している。

両図に示す様に本研究で導入した各種タイプは F , Z をパラメータとして良く整理されていることが分かる。また、両図の比較より水深 H によって各タイプの F - Z 図での出現領域が異なることが分かる。このことは水深の効果を検討する必要があることを示している。

以上の検討により、本研究では水深 H の効果を考察する為にパラメータ $W(=H/(H+H_0))$ を導入して考察することとする。結局、 F , Z , W のパラメータを使用してタイプ A とタイプ B の領域分割は、

$$F_1 = 1.40 - 2.44W + Z(0.996 - 1.15W) \quad (22)$$

で与えられる。同様にタイプ B とタイプ C の領域分割は、

$$F_2 = 0.883 - 1.59W + Z(1.38 - 2.07W) \quad (23)$$

で与えられる。

式(22), 式(23)の与える F_1 , F_2 の値を使用してタイプ A は $F > F_1$ の領域, タイプ B は $F_1 > F > F_2$ の領域, タイプ C は $F < F_2$ の領域でそれぞれ与えられることになる。

Fig. 6は F - Z - W の三次元空間における各種タイプの出現領域を示したものである。同図に示す F_1 平面より上がタイプ A, F_2 平面より下がタイプ C, その中間がタイプ B の領域となる。

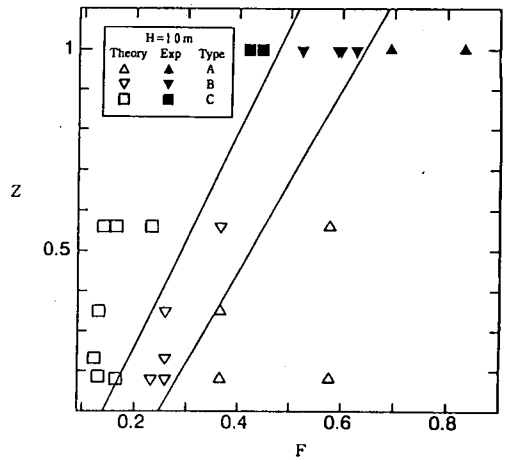
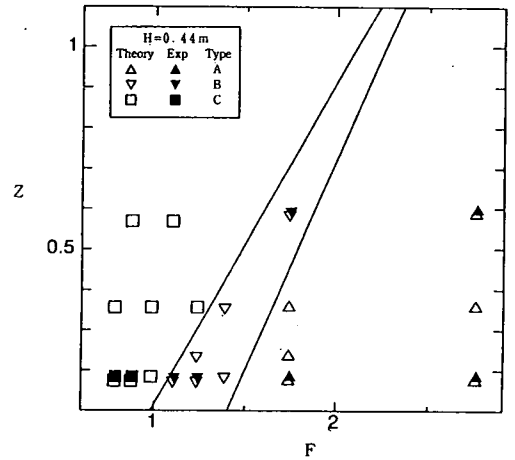


Fig. 5 Classification of flow types in F-Z plane

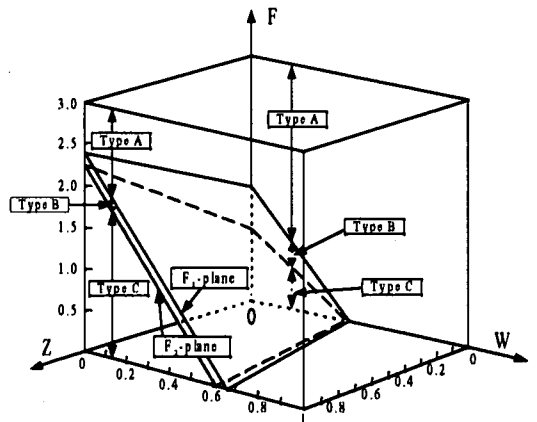


Fig. 6 Classification of flow types in F-Z-W plane

5. まとめ

本論文は河床に設置された多孔管から空気泡をエアブルームとして放出して水中にエアカーテンを形成させた場合の塩水楔遡上阻止効果についての実験、理論的検討結果を示すものである。検討結果によれば条件が適切であれば、塩水楔はエアカーテンによって上昇した後に河川流によって海域へ逆流させられることによって塩水楔の遡上がエアカーテンの位置で阻止されることが分かった。しかしながら、本手法は空気流量が小さい場合、もしくは河川流が小さい場合はその機能を十分に発揮できない。

また、 $k-\epsilon$ 法による数値シミュレーションモデルを提案し、数値計算の結果が十分に実験結果を再現しうることを示した。また、エアカーテンによる塩水遡上阻止効果を塩水楔の遡上が完全に阻止するタイプ A からその効果が小さいタイプ C の三種のタイプに分類した。さらに、各種タイプの出現条件を明らかにする為に、 $F=(q_0g)^{1/3}/(gh\Delta\rho/\rho_0)^{1/2}$ 、 $Z=q_0/q_r$ 、 $W=H/(H+H_0)$ のパラメータを導入した。また、実験的検討結果、数値実験結果およびロックを開放した流れに関する Abraham-Burge²⁾の実験結果を整理し、各種タイプの出現条件式および出現領域分割図を示した。

参考文献

- 1) Larsen, I.: Pneumatic barriers against salt water intrusion, J. Waterways and Harbor Div., ASCE, vol. 86(WW3), 49-61.
- 2) Abraham, G. and Burge, P.V.D.: Reduction of salt water intrusion through locks by pneumatic barriers, Delt Hydraulic Laboratory Publication No. 28, 1962.
- 3) 佐々木威之, 浅枝隆: エアカーテンによる河道内塩水侵入制御の機構, 環境システム研究, Vol. 21, pp. 335-339, 1993.
- 4) 小松利光, 孫双科, 安達貴浩, 川上義幸, 米須清彦: 感潮河川における塩水遡上の人工制御法についての研究, 水工学論文集, 第40巻, pp. 517-524, 1996.
- 5) 小松利光, 上杉達雄, 安達貴浩, 松岡弘文, 坂元浩司二, 大和則夫, 朝田将: 川内川における塩水遡上の人工的制御に関する研究, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 341-345, 1996.
- 6) McDougall, T. J.: Bubble plumes in stratified environments, J. Fluid Mech., vol. 85, pp. 655-672, 1978.
- 7) Kranenburg, C.: Destratification of lakes using bubble columns, J. Hydr. Div., ASCE, vol. 105(4), pp. 333-349, 1979.
- 8) Milgram, J.H.: Mean flow in round bubble plumes, J. Fluid Mech., pp. 345-376, 1983.
- 9) Hussain, N. A. and Narang, B. S.: Simplified analysis of air-bubble plumes in moderately stratified environments, J. Heat Transfer, vol. 106, pp. 543-551, 1984.
- 10) Schladow, G.: Lakes destratification by bubble-plume systems: Design methodology, J. Hydr. Eng., ASCE, Vol. 119, pp. 350-368, 1993.
- 11) Asaeda, T. and Imberger, J.: Structure of bubble plumes in linearly stratified environment, J. Fluid Mech., vol. 249, pp. 35-57, 1993.
- 12) Zic, K.: Analysis and simulation of mixing of stratified lakes or reservoirs by air bubble plume, Ph.D. Dissertation, Univ. of Minnesota, 1990.
- 13) Rodi, W.: Turbulence models and their application in hydraulics—a state of the art review, IAHR publication, 1984.
- 14) Migdal, D. and Agosta, D.V.: A source flow model for continuum gas-particle flow, J. Appl. Mech., ASME, Vol. 35, p. 860, 1967.
- 15) Durst, F., Milojevic, D. and Schonung, B.: Eulerian and Lagrangian predictions of particulate two-phase flows: a numerical study, Appl. Math. Modelling, Vol. 8, pp. 101-115, 1984.
- 16) Azbel, D.: Two-phase flows in chemical engineering, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1981.
- 17) Peebles, R.N. and Garber, H.J.: Studies on the motion of gas bubbles in the liquid, Chem. Eng. Prog., Vol. 49, pp. 88-97, 1953.
- 18) Barczewski, B. A.: A new method for air concentration measurements in air bubble plumes, Proc. 20th IAHR Congress, Moscow, pp. 278-287, 1983.
- 19) Koubus, H. E.: Analysis of the flow induced by air-bubble systems, Proc. 11th Conf. Coastal Eng., London, pp. 1016-1031, 1968.
- 20) Yip, F.C., Venart, J.E.S. and Govier, G.W.: The motion of small air bubbles in stagnant and flowing water, Canad. J. Chem. Eng., Vol. 48, pp. 229-235, 1970.
- 21) Patankar, S.V.: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere publishing corporation, 1980.

(1996.9.12受付)

PREVENTION OF SALINE WEDGE INTRUSION BY AN AIR CURTAIN IN AN ESTUARY

Takashi ASAEDA, Masamitsu ARITA and Pham Hong Son

An artificial air curtain has a possible applicability for the prevention of saline wedge intrusion into a river channel, together with a number of positive effects on ecological system. Salt water intrusion, arriving at the air curtain from the sea, is blown up by the bubble plume until the free surface, where the river flow forces it seawards. Experiments were conducted with different conditions of river flow rate, gas flow rate and density of sea water. The experimental results presented that high gas flow rate for a smaller volume flux and lower density of the salt water is capable of halting salt water intrusion. A $k-\epsilon$ model was employed to analyze the flow field. In the model, bubble motion was analyzed separately, which is then introduced into the momentum equation of water as a drag force. The simulated results achieved satisfactory agreement with experiments, therefrom providing the condition for the successful operation in terms of the volume flux ratios of the salt intrusion volume and the bubble flux, and of the salt intrusion flux and river flow rate.