

東京湾湾奥の浚渫窪地から湧昇する有機物の混合・拡散 に關しての可視化解析

梅 山 元 彦*・新 谷 哲 也**

本研究では、東京湾の青潮発生機構を把握するために、風による有機物の窪地からの湧昇に関する実験を行い、数値計算による青潮発生予測についての検討を行った。風洞水槽内に東京湾の窪地付近の鉛直 2 次元模型を作り可視化実験を行った結果、風速を一定とした場合には、上下層の密度差が小さいときと大きいときとは全く異なった湧昇の様子が観測された。また、窪地の位置が風上側に近くなるにつれて風の影響を受けにくいことが確認された。実験結果は $k-\epsilon$ モデルを取り入れた数値計算結果と比較し適合性を調べた後、数値モデルを使って初期湧昇状況の再現計算を行った。

1. 緒 言

東京湾湾奥の海底には埋立てで土砂を取り去った窪地が存在しており、そこに溜まる有機物は大規模な青潮の発生原因になっていることが佐々木ら (1996) によって示唆された。青潮の正確な予測のためには水質のモニタリングを続けてゆく努力が必要であると同時に、青潮の初期段階での挙動を的確に予測するために水理実験を行うことによってメカニズムを解明する必要があるものと考えられる。本研究では鉛直方向の青潮発生機構を把握するために、風洞水槽内に東京湾の窪地模型を作り、窪地からの湧昇現象を可視化実験で再現する試みをした。また、その実験結果と $k-\epsilon$ モデルを取り入れた数値計算結果を比較することによって、数値モデルが初期湧昇状況をどこまで予測できるかを検討した。研究では岸近くの窪地から湧昇する水塊の上層水との混合過程を調べることにポイントをおいて実験を行なった。

2. $k-\epsilon$ モデル

2 次元の吹送密度流を記述するための基礎方程式は質量保存式、運動方程式、密度の保存式、乱流エネルギーと散逸率の輸送方程式であり、非圧縮性とブーシネスク近似を仮定すると次式のように表される。

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

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

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - \frac{\bar{\rho} - \rho_1}{\rho_1} g + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial v}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial v}{\partial y} \right\} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(\frac{\nu}{S_c} + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\frac{\nu}{S_c} + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} \right\} \quad (4)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + P_r + G - \epsilon \quad (5)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right\} + c_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \{ P_r + (1 - c_{\epsilon 3}) G \} - c_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (6)$$

ここで、 t は時間、原点を吹き出し口直下の海底と考え、 x は風下方向の距離、 y は鉛直上方向の距離、 u と v はそれぞれ x 方向と y 方向の速度、 $\bar{P}$ は平均圧力、 $\bar{\rho}$ は平均密度、 ρ_1 は上層密度、 g は重力加速度である。 ν と ν_t は、それぞれ動粘性係数と渦動粘性係数であり、 S_c と σ_t は、それぞれシュミット数と乱流シュミット数、 k と ϵ はそれぞれ乱流エネルギーと散逸率である。式中の係数の値は、標準型 $k-\epsilon$ モデルで用いられる値 ($c_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $c_{\epsilon 1} = 1.44$, $c_{\epsilon 2} = 1.92$, $c_{\epsilon 3} = 1.0$) とした。また、 P_r , G , ν_t は以下のような関係で表すことができる。

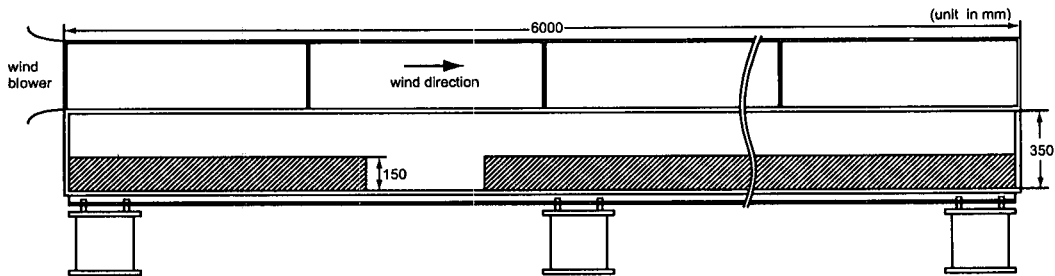
$$P_r = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (7)$$

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

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (9)$$

本計算では、水槽全体を計算対象としてスタッガード格子に基づいて離散化を行った。水面の境界条件は rigid lid を仮定して一定の風応力を与え、それ以外の壁面はノンスリップ境界とし、壁面に近接する第一格子点において壁法則によるマッチングを行った。また、すべての輸送方程式中の移流項の差分には高精度風上差分の

* 正会員 Ph.D. 東京都立大学教授 大学院工学研究科土木工学専攻
** 正会員 工修 東京都立大学助手 大学院工学研究科土木工学専攻



図一1 実験装置

MUSCL-TVD スキームを用いた。この差分スキーム採用により k や ϵ の輸送方程式も安定して精度良く計算できる。これらの離散化された方程式に SIMPLE アルゴリズムを適用して収束解を得た。

3. 可視化実験

実験は、図一1 に示す長さ 600 cm、幅 15 cm、深さ 35 cm の両面ガラス張り水槽を用いて行なった。窪地を再現するために厚さ 1 cm の塩化ビニール板を使って浚渫部以外の海底面を 15 cm 底上げした。なお、窪地の風上端の位置は送風口から 0.25 m と 1.25 m で、その幅は 50 cm と固定した。窪地内には青色に着色した塩水を任意の深さまで入れ、上から真水 (密度 1.000 g/cm^3) をゆっくりと注いで水槽を充填した。窪地内に注入した塩分と上層の真水との密度差は $0.375 \sim 1.500 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ で、

下層厚は 7.5~15.0 cm、上層厚は 19.0~26.5 cm とした。風はエッフェル型多目的送風装置で与えた。なお、風洞の高さは水面から 41 cm である。水槽内の挙動は水槽から 2 m 離れたデジタルビデオカメラで 1 時間撮影した。撮影した空間画像は静止画像としてパソコンに取り込み、画像ソフトを使って 0.3 秒間隔の輝度分布図に変換した。同時に、自動昇降機に電気伝導度計をセットして窪地内 3 ヶ所 ($x'=3 \text{ cm}$, 25 cm, 47 cm; ただし、 x' は窪地の風上端を原点とする風下方向への座標) の鉛直方向密度変化を 1 cm 間隔 15 点で測定し、これを 5 分おきに繰り返した。

実験条件を表一1 に示す。表中の h_1 は上層厚、 h_2 は下層厚、 $\Delta\rho$ は上層と下層の密度差、 Ri と Re はそれぞれチャードソン数とレイノルズ数であり、以下の式によって与えられる。

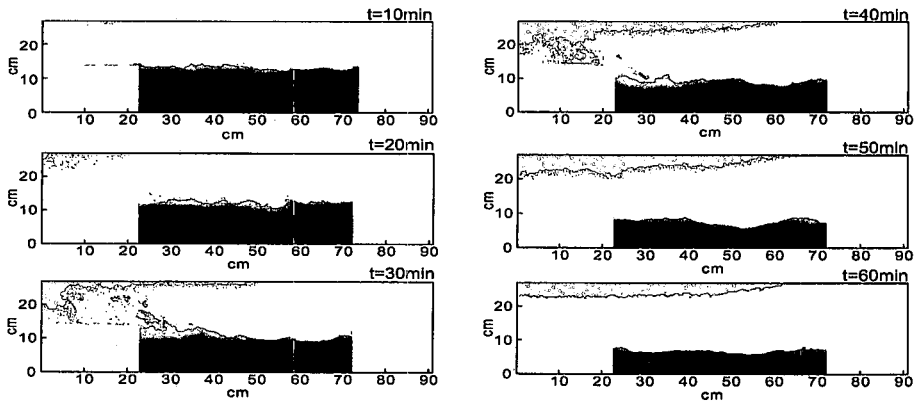
$$Ri = \frac{\Delta\rho gh}{\rho_1 u_*^2}, \quad Re = \frac{hu_*}{\nu}$$

ここで、 h は全水深、 u_* は水面における摩擦速度である。

なお、風洞内最大風速は 6.5 m/s であり、実験と通して一定とした。実験で用いた界面活性剤はドデシル硫酸ナトリウムを 4.0 g、可視化用色素としてウォーターブルー (アニリン酸ブルー) を 0.2 g 用いた。

表一1 実験条件

	x (cm)	h_1 (cm)	h_2 (cm)	$\Delta\rho$ (10^{-3} g/cm^3)	Ri	Re
ケース 1	125	19	15	1.500	41.30	3740
ケース 2	125	19	15	0.750	20.65	3740
ケース 3	125	19	15	0.375	10.33	3740
ケース 4	125	26.5	7.5	0.750	20.65	3740
ケース 5	25	19	15	1.500	41.30	3740
ケース 6	25	19	15	0.375	10.33	3740



図二2 可視化実験による湧昇の時間変化 (ケース 1)

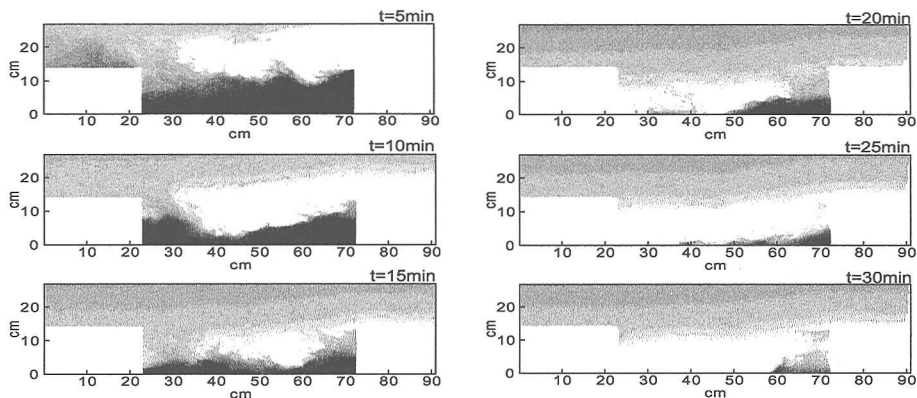


図-3 可視化実験による湧昇の時間変化 (ケース 3)

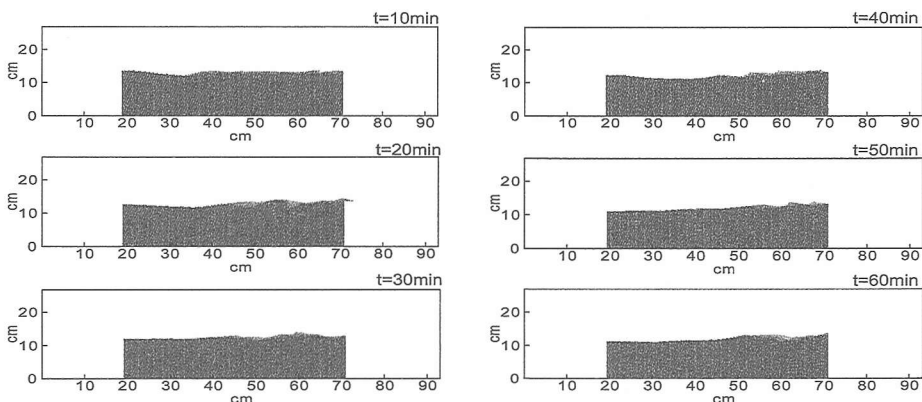


図-4 可視化実験による湧昇の時間変化 (ケース 6)

4. 実験結果

この節では可視化実験で得られた混合・拡散による密度場の時間変化の様子を紹介する。

図-2 はケース 1 の場合の画像解析結果であり、風を与えると境界面は風下側からゆっくりと動きはじめた。送風開始から 20 分を過ぎる頃から下層水は境界面が一枚ずつはがれていくように風上に移動し、その後に窪地から離れて上層水と混合しながら湧昇した。30 分経過した頃から風上側で混合が目立つようになり、上層には混合によって青色の色素が広がりはじめた。40~50 分には境界面が初期の位置と比べて明らかに低下しているのがわかる。60 分後には境界層の位置は窪地の半分付近まで低下した。図-3 はケース 3 の場合の実験結果であり、ケース 1 と比べて窪地内の流体密度が低めである。送風開始間もなく境界面が激しく振動をはじめ、窪地風上側の方で境界面が下がるのと同時に湧昇がはじまった。一方、窪地内風下側では密度の高い下層水が溜まっていた。10 分後には上層水も青く着色され、特に表面付近でその色が濃くなっていた。風上側から風下側に向かって混合

は進み、境界面も水平からある程度の傾きをもって風下壁へと向かった。送風後 30 分もすると窪地内の水塊と上層水との混合は終了に近づいていた。また、ケース 3 のように密度差が小さくなると、2 次元的な運動に加えて 3 次元的な挙動が現れはじめることが確認された。結果は示していないが、ケース 2 の場合はケース 1 の現象が 2 倍程時間が早まって起きたような状態であった。また、ケース 2 の上層水と下層水の混合についてはケース 3 のようには顕著に起こらなかった。ケース 5 とケース 6 は窪地の位置を送風口に近づけた場合であり、両者の違いは上層および下層の密度が異なる点である。ケース 5 では窪地内の水塊と上層水はほとんど混合もなく、従って湧昇も起こらなかった。図-4 はケース 6 の場合であり、この場合も送風後しばらくは混合が見られなかった。実験開始から 30 分ほどしてやっと動きが見られたが、混合が活発に起こっているわけではなく、むしろ境界面が振動しているだけである。

なお、図-5~7 は、ケース 1、ケース 3、ケース 6 の場合の電気伝導度計による風上 ($x'=3$ cm)、中央 ($x'=25$ cm)、風下 ($x'=47$ cm) の鉛直密度変化を時間ごとに

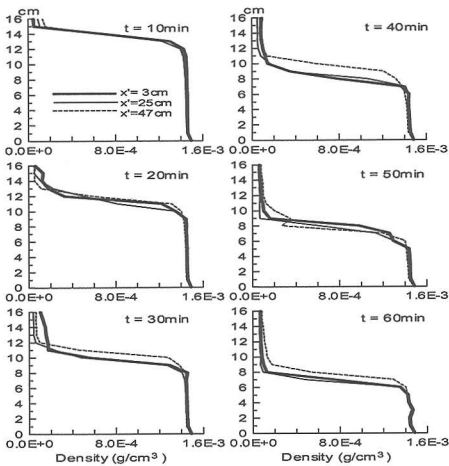


図-5 密度変化 (ケース1)

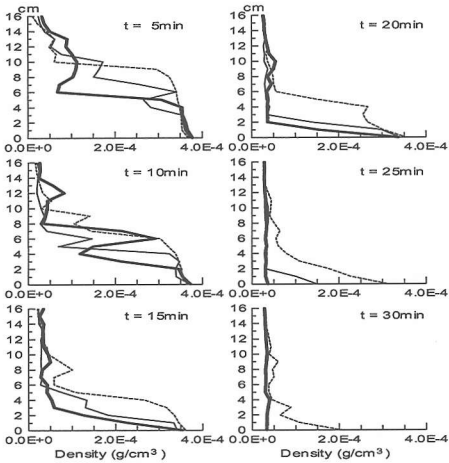


図-6 密度変化 (ケース3)

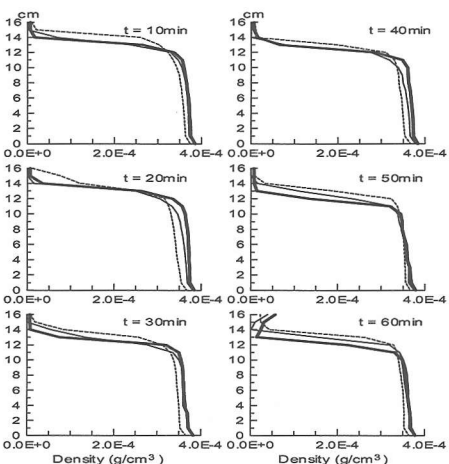


図-7 密度変化 (ケース6)

プロットしたものである。ただし、それぞれの断面を測定するのに2分30秒を要するために必ずしも画像解析結果とは測定高さで時間が一致するわけではないが傾向はよく現れている。よって、正確な密度を知るためには電気伝導度計の値は役に立つ。

5. 数値計算結果

本節では、 $k-\varepsilon$ モデルを用いて実験条件を考慮した計算を行い、計算結果と実験結果との比較を行った。図-8にケース3の条件で計算した送風開始5分後と10分後における密度変化の様子を濃淡図で示してある。図中の密度は、初期下層密度を1.0、上層密度を0.0とする無次元値で示してある。図-8を図-3で示した5分後と10分後の実験結果を比較してみると、計算結果の方が少し早目に密度境界面が低下した。しかしながら、窪地内で密度境界面が風上側を下げながら傾斜した状態であること、窪地内の風下側に高密度の流体が蓄積していること、水面付近の吹送流によって混合した流体が風下方向へ運ばれていく様子など、両者は定性的に良く一致している。

次に、窪地内の流況と密度変化の関係を把握するために、数値計算によって得られた初期10分の流速と密度の時間変化を、ケース1とケース3のそれぞれについて示したものが図-9と図-10である。図中の等密度線は、0.1間隔で描かれている。上下層の密度差の最も大きいケース1では、時間の経過とともに密度境界面がせん断流による連行によってほぼ水平を保ったまま徐々に低下しているのがわかる。4分を過ぎた後は、密度境界面の低下がゆっくりになっている。また、窪地内では窪地の中央上部を削るように流動が発達している様子が確認できる。一方、密度の高い流体が存在する低層部では、ほとんど流動が生じていない。次に、最も上下層の密度差

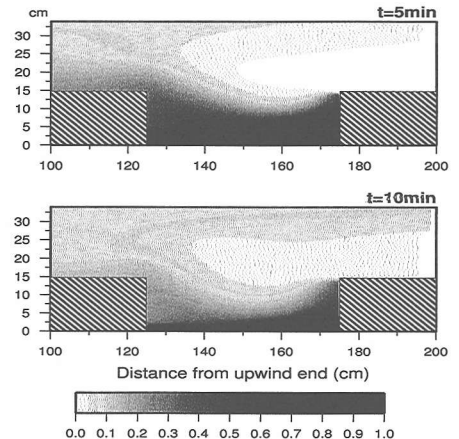


図-8 5分後と10分後における密度分布の計算結果 (ケース3)

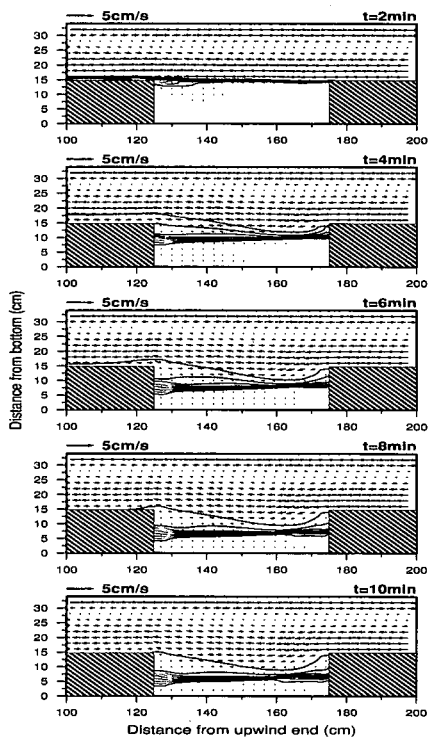


図-9 初期の10分間の計算結果(ケース1)

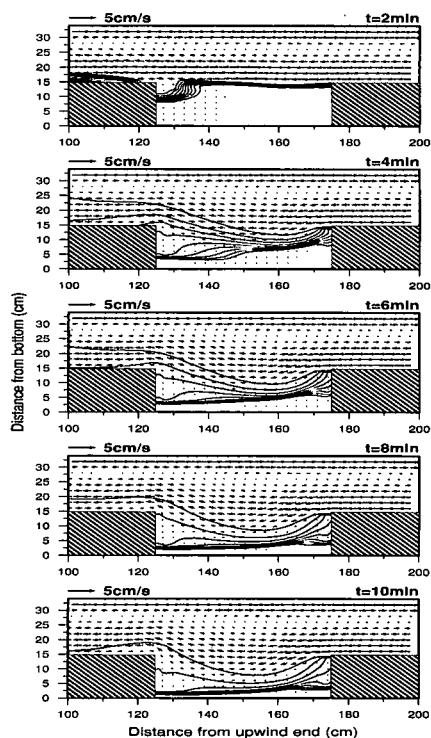


図-10 初期の10分間の計算結果(ケース3)

小さいケース3では、ケース1に比べて急速な密度境界面の低下が進んでいるのが計算からわかる。また、密度境界面は、風上側が下がって傾いた状態で低下し、低下速度を保ったまま底付近まで混合が進行している。このケースでは、風上側の窪地の外側へ流出する中間密度層の発達が顕著であり、実際の青潮はこのような混合と流動に伴って生じるものと推測される。窪地内の流動の発達傾向は、ケース1の場合と類似しているが、ケース3ではより深い位置まで流動が及んでいることが計算でも証明されている。

すべての実験ケースに関して計算を行い、実験結果を比較したところ、計算結果の方が混合が早く、その傾向は初期密度差が大きいほど顕著に現れることがわかった。以前、新谷ら(2002)は、本実験装置を用いて行った三成層水域の実験と数値計算の比較において風の不均一性(風上端付近において風応力が弱くなってしまうこと)によって両者の風上側の密度境界面運動に不一致が生じることを確認したが、今回の実験における混合の進行の遅れもこのことが原因であるものと考えられる。

6. 結 論

可視化実験の結果、上層と下層の密度差が大きい場合は、密度境界面全体で上層と下層の混合が起き、窪地の底に向かって鉛直に混合が進んだのに対して、密度差が

小さい場合は、風上側の窪地側壁から混合が始まり、徐々に反対側の側壁方向に混合が進行していった。混合水は風上側に向かって移動した後、岸近くで湧昇、水面に至っては風下側に流されていた。また、風速を固定して窪地の位置を岸へ近づけた場合、ほとんど湧昇が起らなくなることがわかった。実験による結論としては、窪地の陸からの距離は湧昇発生の重要な要因であり、成層状態によって上下層水塊の混合過程が異なることがわかった。次に、数値計算結果と実験結果を比較した結果、密度差が大きいケースほど両者の混合(連行)速度に差が生じるが、混合形態はおおむね一致することがわかった。しかし、計算による窪地からの湧昇現象の再現性の精度をより高めるためには、密度成層による乱れの非等方性を考慮する必要がある。また、実験によって流れ場を測定できれば、現数値モデルの問題点も明らかになるであろうから、将来は流れの検討を中心に研究を進めていくつもりである。なお、本研究は、平成13年度東京大学立大学総長特別研究費により行なわれたものである。

参 考 文 献

- 佐々木 淳・磯部雅彦・渡辺 晃・五明美智雄(1996): 東京湾における青潮発生規模に関する考察, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 1111-1115.
- 新谷哲也・梅山元彦(2002): 風応力による三成層水域の応答に関する数値計算, 水工学論文集, 第46巻, pp. 1007-1012.