

II-231

開放性成層水域における吹送密度流の二次元数値実験

大阪大学大学院 正員○尹 鍾星

大阪大学工学部 正員 中辻啓二

大阪大学工学部 正員 村岡浩爾

1. はじめに

成層が強くなる夏期の内湾において、風外力は時には密度成層を破壊し、鉛直混合を促進する役割を果たす。また、時には底層近くの貧酸素水塊を巻き上げるにより、沿岸海域の水質や水産環境に重大な変化を引き起こす。後者の例は東京湾での青潮現象に相当する。したがって、吹送流の水平・鉛直方向への物質輸送や密度界面の挙動に及ぼす影響を把握することは、沿岸域の水環境の維持や管理の上で重要である。尹ら¹⁾はリチャードソン数とアスペクト比の積で表現した無次元パラメータとして、下流端が開放された水路（開放性水域と称する）を用いて吹送密度流の水利実験を行った。その結果、密度界面が水面まで湧昇する限界範囲は $Ri \times (2h_1/L) \leq 12$ であることが分かった。しかしながら、流動や拡散過程が非定常であることから、水利実験で定量的に評価することは難しく、定性的、且つ概念的把握にとどまざるを得なかった。

そこで、本研究では非静水圧 $\kappa-\varepsilon$ 数値モデルを構築し、水利諸元¹⁾に合わせた二次元吹送密度流の数値実験を実施した。水利実験と同様に、二成層状態の水面に風応力を作用させる吹送密度流の数値実験であり、本モデルの適用性を検証するとともに、吹送密度流の内部流動や密度界面の運動特性、混合・湧昇現象に関して定量的な評価を行った。

2. 数値実験の内容

本研究で対象とする二成層密度場は初期密度差 $\Delta\rho (=1 \sim 38 \text{ kg/m}^3)$ と上層水深 h_1 であり、座標系は風上端部の底面に原点をとり、流下方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸とする（図-1）。吹送密度流を支配する方程式は、連続方程式、二方向運動方程式ならびに密度の保存式である。ここで、非圧縮性ならびにブーシネ近似を仮定した。圧力の計算を行う際に、非静水圧モデルを導入しており、本研究では境界条件の取り扱いが比較的容易であり、計算の安定性も優れていると言われる SIMPLE法²⁾を用いることにした。また、吹送密度流の流動や混合現象が乱流輸送に支配される現象であることから、 $\kappa-\varepsilon$ モデルを採用して乱流輸送項を完結させた。計算領域は、水平方向に600cm、水深方向に25cmとし、離散化間隔は $\Delta x = 10\text{cm}$ 、 $\Delta z = 1.0\text{cm}$ の等間隔等間隔格子（ $60\Delta x \times 25\Delta z$ ）を用いた。つまり、計算上

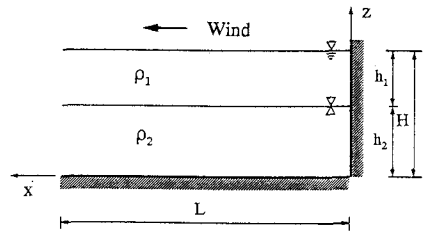
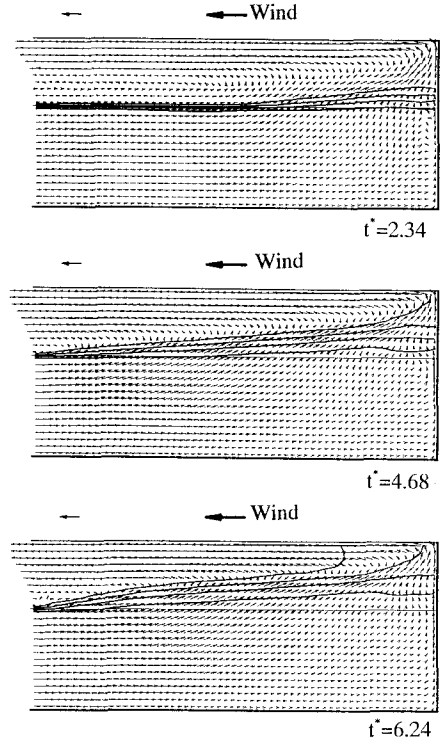


図-1 流動場の座標軸および模式図


図-2 風応力による流動および混合特性の計算結果（ $Ri \times (2h_1/L) = 12.0$ ）

のアスペクト比 $L/H=24$ となる。以上の物理量に基づいて基礎方程式および既往の水理実験条件¹⁾を用いて、時間発展型の数値実験を行った。

3. 数値実験の結果とその考察

図-2はそれぞれ $Ri \times (2h_1/L) = 12.0$ の実験ケースに対する数値実験結果による送風開始後の流動場および等密度線の経時変化を示している。各図の右下に示した数値 t^* は特性長さと摩擦速度を用いて無次元化された送風開始後の無次元経過時間を表す。左図中の細い直線および右図中の一点鎖線は初期密度界面を示しており、それよりやや太い線は等密度線 $\Delta\rho$ を10%から20%間隔で示す。上流端の密度界面は送風時間の経過につれて混合が生じながら徐々に上昇し、 $t^*=6.24$ で密度界面が水表面まで到達していることが明瞭にみられる。図には示さないが、この実験ケースより成層度が強い場合の計算結果においては密度界面の湧昇がみられなかったことから判断すれば、本モデルによる計算結果は風上側の密度界面の湧昇限界範囲が $Ri \times (2h_1/L) = 12.0$ であることを示している。この結果は水理実験結果とも合致している。

開放性水域の場合は上層では風応力と同じ方向の順流が、下層では逆流が生じていることが分かる。また、時間経過とともに水槽全域の密度界面の上昇がみられていることが分かる。図から判断すると、下流端が開放されているために上層から流出していく順流に対する下層からの補償流によって水槽全域の密度界面が上昇しているようになっている。実際、水理実験結果（図-3参照）においても送風にもない上・下層の間に混合が生じるものの、密度界面の低下が生じないのが開放性水域の大きな特徴であった。このことを数値実験結果も追認している。

一方、図-4は $Ri \times (2h_1/L) = 12.0$ の場合の水槽中央部における平均流速の計算値と実験値を比較したものである。図中の縦軸の z は水深を、 h_1 は各測定時の上層水深を示す。また、横軸は平均流速 U_m を摩擦速度 u_* で無次元表示している。図中で $z/h_1=0.0$ は密度界面を、 $z/h_1=1.0$ は水表面を示す。図をみると、開放性水域の場合の平均流速分布が時間とともに変化する非定常性を明瞭に示している。水理実験結果との比較により、本モデルによる数値実験で得られた平均流速の非定常性や平均流速分布の時間変化を定量的によく再現していると判断できる。計算結果は逆流部の平均流速をやや過小評価しているものの、閉鎖性水域に対する平均流速をうまく再現していると判断できる。

4. まとめ

二成層場における吹送密度流の内部流動や湧昇機構の特性を定量的に評価することを目的として、吹送密度流に関する2次元非静水圧数値モデル ($\kappa-\varepsilon$ モデル) を用いて、既往の水理実験の水理諸元に合わせた数値実験を実施した。数値モデルは開放性水域における成層吹送密度流の平均流速および密度界面の変動に関する水理実験結果についてほぼ良好に再現でき、水理実験ではできなかった定量的な考察が可能になった。

参考文献 1) 尹 鍾星他(1993): 海岸工学論文集、第40巻、pp.241-245. 2) Patankar, S.V.(1980): Numerical heat transfer and fluid flow.

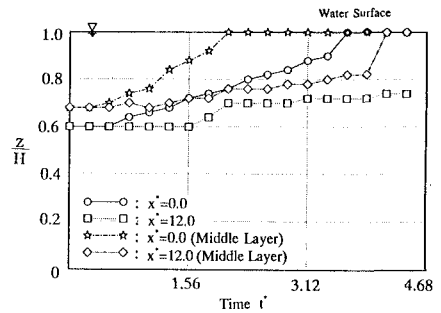


図-3 密度界面の経時変化の水理実験結果
($Ri \times (2h_1/L) = 12.0$ の場合)

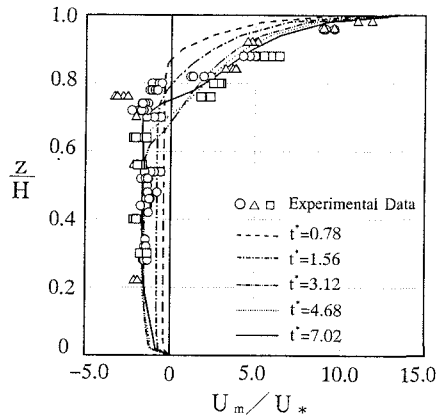


図-4 水槽中央部での平均流速分布
($Ri \times (2h_1/L) = 12.0$ の場合)