

II-243 代数的応力フラックスモデルを用いた二次元表層密度噴流の数値計算

大阪大学大学院 学生員 藤崎 豊
 大阪大学工学部 正 員 中辻啓二
 大阪大学工学部 正 員 室田 明

1. まえがき : 表層密度噴流は、その上下を水表面と成層内部境界面の二つの自由境界に挟まれた状態で、周囲環境水を連行しながら流下する流動である。表層に放流された水束と周囲環境水との間のせん断効果により発生した乱れは、密度差に起因する成層安定効果により下方から抑制されるのに加えて、自由水表面の存在により上方からも抑制されていると考えられる。従来、成層安定効果による乱れの抑制作用が強調されるあまり、自由水表面の存在による乱れの抑制作用が殆ど評価されてこなかった。ところが、密度差のない二次元自由噴流と二次元表層噴流の流速の半値半幅の流下方向への拡がり率を比較した場合、前者が一般に約 0.11 と報告されているのに対し、後者は椿・小松¹⁾らの実験によれば 0.072ほどしかない。二つの流動の唯一の相違は自由水表面の有無にあるわけだから、自由水表面の存在の評価方法は数値計算において大変重要な課題である。そこで、本研究では自由水表面の乱れ特性に及ぼす影響を考慮した代数的応力フラックスモデルを二次元表層密度噴流に適用し、実験結果²⁾⁵⁾との比較からその妥当性を検証する。

2. 自由水表面の影響を考慮した代数的応力フラックスモデル : 自由水表面の存在は乱れ変動に次の二つの影響を及ぼしていると考えられる。一つは、自由水表面近傍では鉛直方向の乱れ変動が弱められ、水表面に平行な乱れ変動が増幅されることである。これは、Komori・Ueda ら³⁾のレーザードップラー流速計を用いた開水路流における自由水表面近傍での乱れ変動の計測により実証されている。いま一つは、乱れ変動の長さスケールは自由水表面の幾何学的制限に基いて自由水表面に近づくほど小さくなることである。両者はともに鉛直方向の運動量輸送や乱流浮力輸送を抑制する働きをする。

代数的応力フラックスモデルは、レイノルズ応力 $\overline{u'u'}$, 浮力フラックス $\overline{u'b}$, 浮力変動量 $\overline{b^2}$ のそれぞれの輸送方程式を簡略化し、それらを代数的に算定する乱流モデルである。たとえば、 $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$ の輸送方程式に関しては、それらが乱れエネルギー k の一成分であることから、移流輸送及び拡散輸送が k の移流輸送及び拡散輸送に比例すると仮定する。一方、 $\overline{uw}$, $\overline{ub}$, $\overline{wb}$, $\overline{b^2}$ の輸送方程式に関しては、移流輸送及び拡散輸送を共に微小であると仮定して無視する。また、着目する流動が薄いせん断層流であるとして、境界層近似を各方程式に適用する。以上のような展開をすることにより、全ての乱流諸量を乱れエネルギー k とその粘性消散率 ϵ の二つの輸送方程式を解くだけで代数的に算定できる。したがって、等方性仮定を用いた渦動粘性・拡散係数の概念を導入せずに済むので、成層せん断流のような非等方性度の卓越した流れ場でも合理的に渦動粘性・拡散係数を決定できるという利点がある。

上述した二つの自由水表面の影響は Hossain・Rodi⁴⁾ に倣い、次のように乱流モデル中に導入する。まず、第一の影響に対しては、鉛直方向の乱れ変動が自由水表面近傍で減衰するように、レイノルズ応力成分間のエネルギーを再配分するレイノルズ応力方程式中の圧力・ひずみ相関項と各浮力フラックス方程式中の圧力・浮力勾配相関項に(1)式に示す水表面補正関数を導入する。

$$f_s = \frac{1}{5} \frac{k^{3/2}}{\epsilon} (z + 0.04 k_s^{3/2} / \epsilon_s) \quad (1)$$

ここに、 z は自由水表面からの鉛直方向距離、 k_s , ϵ_s は水表面上での k , ϵ の値である。

一方、第二の影響に対しては、自由水表面境界条件として、乱れ変動の長さスケールを特徴づける粘性消散率の値を乱れエネルギーと代表長さを用いて(2)式のように特定する。

$$\epsilon_s = k_s^{3/2} / (0.18 H_0) \quad (2)$$

ここに、 H_0 は放流口水深である。

3. 計算結果 : 図

—1は平均流速 U , 平均浮力 B , およびレイノルズ応力 $\overline{uw}$ の流下方向変化を示す。無次元化パラメータは放流口流速 U_0 , 放流口浮力 B_0 , 放流口水深 H_0 である。また, x は放流口からの流下方向距離, z は水表面からの鉛直方向距離である。実験値 U, B が $x/H_0 = 4.0 \sim 40.0$ までほぼガウス分布を保っているのに対し, 計算値 U, B は流下していくほどガウス分布から線形分布に近づいていく。そのため, 計算値の水表面近傍での流速及び浮力の逓減が実験値に比べて小さい。この傾向は放流密度フルード数 F_{d0} が大きいほど顕著である。しかし, 計算値と実験値の内部境界面の一致はほぼ良好である。また, $\overline{uw}$ に関しては, 実験値に比べて計算値は若干大きい程度である。図には示さないが, 乱れ変動 $\overline{u^2}, \overline{w^2}, \overline{b^2}$ の計算値と実験値との一致は良好である。

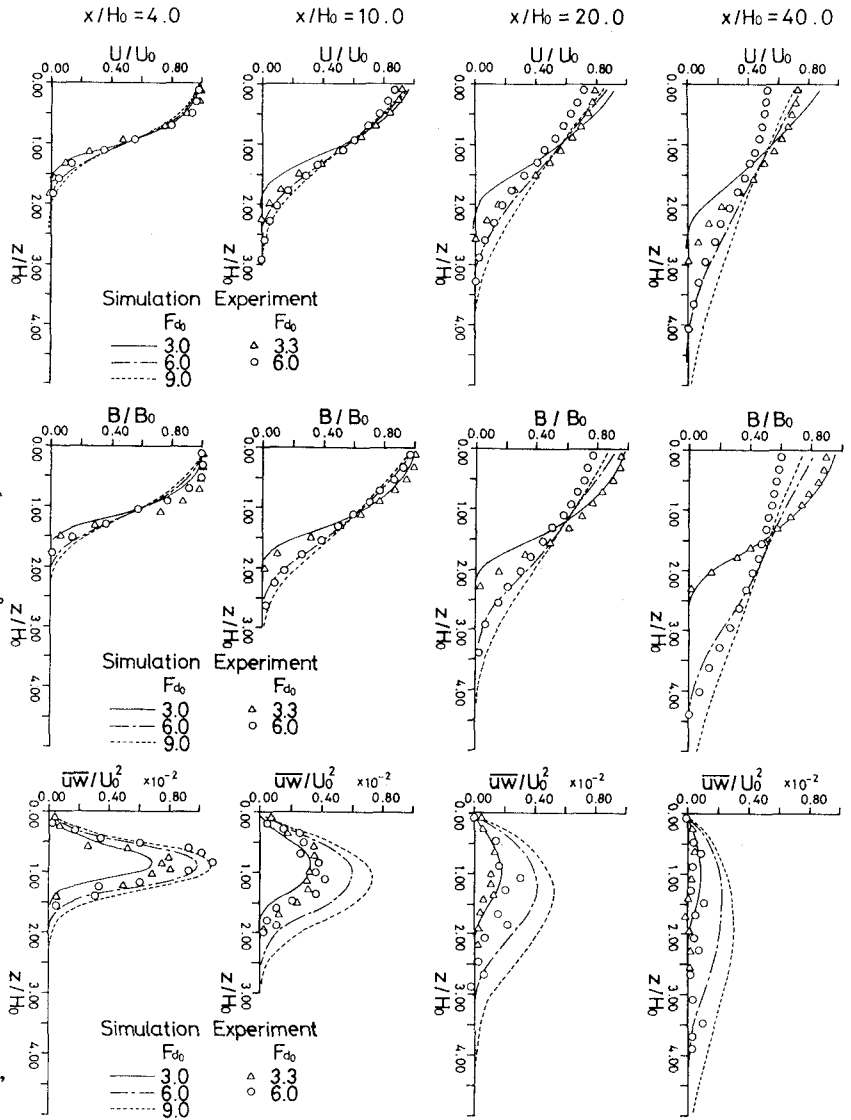


図-1 平均流速 U , 平均浮力 B , レイノルズ応力 $\overline{uw}$ の流下方向変化

図-2は連行係数 $Ve/\bar{U}$ と層平均リチャードソン数 $R_{iu} = \bar{B}H_u/\bar{U}^2$ の関係を示す。ここで, 連行速度 Ve は断面積分した上層流速の流下方向変化率, $\bar{B}, \bar{U}$ はそれぞれ無流面まで断面平均した浮力及び流速, H_u は流速分布の無流面水深である。計算結果は中辻²⁾及び Ellison・Turner⁵⁾の実験値の上限に位置し, 概ね実験結果に沿った連行率を示している。

参考文献 : 1) 椿・小松: 土木学会論文報告集 273号, 1978. 2) 中辻: 大阪大学学位論文, 1984. 3) Komori, S. et.al.: Int. J. Heat Mass Transfer 25, 1982. 4) Hossain, M.S. & Rodi, W.: 2nd Int. Sympo. on Stratified Flows, 1980. 5) Ellison, T.H. & Turner, J.S.: J. Fluid Mech., Vol.6, 1959.

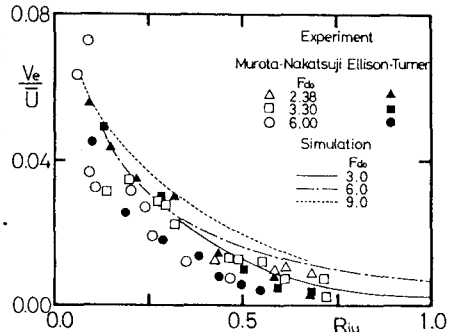


図-2 $Ve/\bar{U}$ と R_{iu} との関係