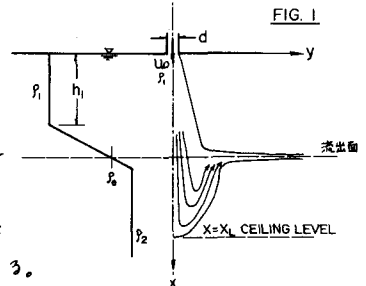
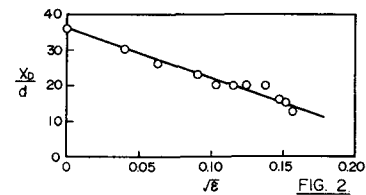


北海道大学工学部 正員 ○ 板倉 忠興
 不動産株式会社 安藤 裕

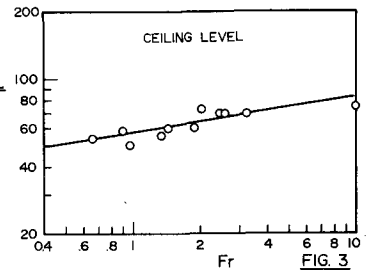
概説 成層2層流体中に表層と同じ密度を持った内形の鉛直下向噴流が流入する場合について、噴流の挙動及び表層密度の増加機構を実験的に検討した。図-1は流況の略図である。直径 d の噴流は初速 U_0 で流入し表層中では自由噴流と同様の挙動を行なう。噴流が躍層又は下層に達すると密度の大きな流体との混合によって噴流自身の密度も増大するが、周囲の流体の浮力を受けて噴流の運動量と平衡する位置まで貫入する。その後噴流は上昇を始め周囲の流体と等しい密度の位置(流出面)に達すると薄層を形成しながら横方向に拡がり軸対象の内部波が発生する。有限流体が有限の場合はこの過程が継続し流出面は次第に上昇する。



1. 流速分布 本研究の噴流は自由噴流と床底を有する噴流の中間的特性を示すであろうことが予想される。実験の結果では自由噴流との最も特徴的な相違点は——噴流の中心流速が $U_c \propto x^{-1}$ のC領域の後に流速の減衰が急激なD領域が明瞭に存在する。またD領域の始まるまでの距離 X_0 は $\varepsilon = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1}$ と良い相関が見られ $X_0 \propto \varepsilon$ である。(図-2) X_0 と後述の ceiling level までの距離 X_L との関係は $X_0/X_L \approx 0.3$ を得た。土屋らの床底を有する二次元噴流の研究では床底の効果は床底までの距離の0.7倍から出現すると報告されている。横断方向の流速分布は自由噴流と同様に相似が得られ、分布型も同様であるが、噴流幅については特にD領域における増大が著しい。



2. 最大貫入深 (ceiling level) 負の浮力を受ける plume 等の ceiling level に関して一般に内部フルード数 $U_0/\sqrt{g d}$ によって検討されている。ここでは表層厚 h_1 の効果も取入れたフルード数を定義して実験値の整理を行ない、図-3の結果を得た。図中の直線は(1)式である。

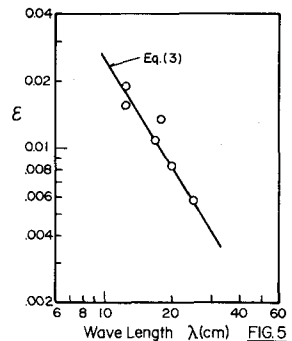
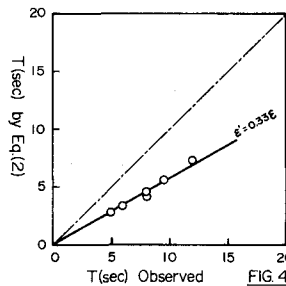


$$X_L/d = 57 Fr^{1/6}, \quad Fr = U_0/\sqrt{g h_1 (h_1/d)} \quad (1)$$
 Morton²⁾は一様密度勾配の流体中で前記のフルード数で $X_L \propto Fr^{1/2}$ を得ている。

3. 内部波 表層、下層ともに静止で一様流のポテンシャルを持たない完全な2層流体中の内部波を考え、水面と自由水面は静止、境界面では物質が一樣で圧力が等しいとすると、軸対象の内部波について(2)式を得る。

$$T = 2\pi / \left\{ \frac{\varepsilon g k}{\coth(k h_1) + \frac{\rho_2}{\rho_1} \coth(k h_2)} \right\}^{1/2} \quad (2)$$

図-4は(2)式と実験値とを比較したものである。この場合の実験値は完全な成層状態のものではないので、躍層の効果も考慮して ε の数値に $\varepsilon' = \alpha \varepsilon$ なる補正を行なうと $\alpha = 0.33$ を得る。図中の実線はこの状態を示している。なお、(2)式の計算に際しては $k = 2\pi/\lambda$ で波長 λ は実験値を用いた。図-5は ε と λ との関係を示している。図中の直線は(3)式である。



$$\lambda = C_1 \varepsilon^{-0.6} \quad (C_1 = 1.12 \text{ cm}) \quad (3)$$

(3)式の関係を(2)式へ代入し、 $\coth(kh_1) = \coth(kh_2) \approx 1$ および $\rho_2/\rho_1 \approx 1$ とすれば(4)式を得る。

$$T = C_2 \varepsilon^{-0.8} \quad (C_2 = 0.21 \text{ sec}) \quad (4)$$

図-6は(4)式と実測値との比較を行なったものであり、良い相関が認められる。すなわち、内部波の波長および周期はεによる影響を非常に強く受けるが、軸流速との関係は殆んどないと考えられる。

一方、内部波の波高は噴流軸からの距離と共に減少し、さらに噴流の軸流速 U_0 が小さい程、また、εが大きい程減少して安定状態となる。

4. 混合過程

図-7は密度分布の時間的变化を示したものであるが、この様相変化の状況は噴流軸からの距離には殆んど無関係に水槽全体について一様である。

すなわち或る深さに密度の変化しない「流出面」が存在し、これが噴流軸上で創り出され上方へ運ばれる流体の密度と考えられる。この面の密度 ρ_e は(1)式の U_0 と良い相関があり、図-8のようである。

ここで、混合量に関して図-9のようなモデルを考える。

流出面より上方では、最初の密度分布が流出面へ入ってきた一定密度 ρ_e なる流体によって押し上げられ、分布は上方へ進行移動する。

流出面へ入ってきた流体の質量は $\rho_e \cdot d(H \cdot A)/dt$ である。ただし、 H : 分布の上昇量、 A : 貯水槽面積。これと噴流の流入量 $\rho_1 Q_1$ との比を考えると図-10に示した結果を得る。図中の△印の実測値は、混合が進行し躍層が水面近くまで達した場合のものであり、混合過程が上述のモデルとは異なることによる結果と考えられる。

図-8と図-10より、初期の密度分布を知れば、有限の大きさの貯水池における、下層密度流体の表層への混合量を推測するこれが可能である。



FIG. 6

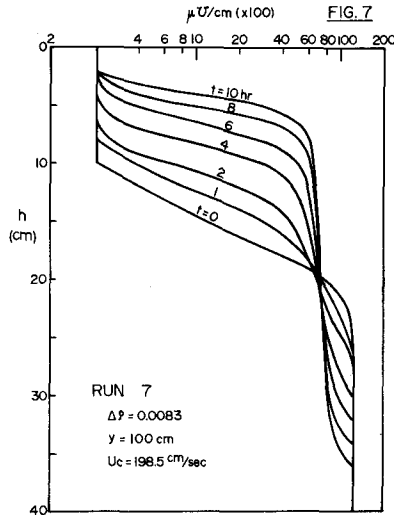


FIG. 7

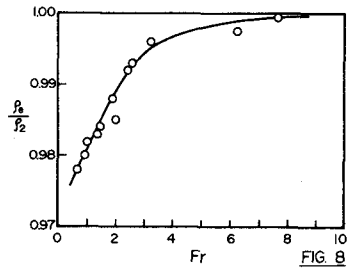


FIG. 8

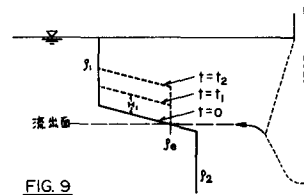


FIG. 9

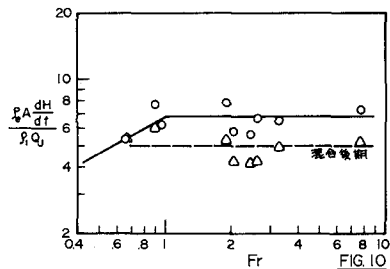


FIG. 10

本研究の実験、計算には当時の当学科学学生 出口正明君に多大の協力を得た。また、本研究には文部省科学研究費(水資源の効率的利用方法の開発に關する研究、代表者: 岸 力)の援助を受けた。深く謝意を表します。

参考文献

- 1) 土屋昭彦・河野二夫: 垂直噴流に及ぼす境界の影響, 第20回, 第21回土木学会年講, 1965, 1966.
- 2) Morton, B. R.: Forced Plumes, JI. of Fluid Mech., Vol. 5, Part 1, 1959.
- 3) Abraham, G.: Jets with Negative Buoyancy in Homogeneous Fluid, JI. of Hyd. Res., Vol. 5, No. 4, 1967.
- 4) 土木学会編: 水理公式集, 1971.