

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
 大阪大学大学院 学生員 合田 佳弘

1. まえがき

表層密度噴流の拡がりに関しては数多くの予測手法が提案されているが、いずれも流れの確立領域を対象に噴流内部の水量の相似性に基づいて噴流理論が展開されるのが通例であり、密度効果はもっぱら拡がり幅の増分として評価され簡単な経験式で表現される。しかしながら、三次元表層密度噴流においては数多い連行希釈作用は放流口近傍の形成・遷移領域で生じており、確立領域に到ったときには密度効果に基づく連行はほとんど終わってしまっている。すなわち、水平方向への拡がり、および連行加入が混合希釈過程に主たる役割を果たしているものと考えられ、成層界面の安定性を議論する密度フルード数のみの関数表示では現象の説明には不十分である。そこで、本文では研究の視点を噴流の外部領域ならびに外縁部での流動特性に変えて実験結果を整理し、連行加入現象に及ぼす密度差ならびにレイノルズ数の影響について考察する。

用いた実験データは33回年講と同一であり、水表面における流線・流跡線・流脈線を定量的に解析した。外部領域における接近流動を用いたのは、連行過程の諸要因が積分された形で現れており、しかも非回転・非乱流的な流れで測定精度もかなり良いという理由による。

2. 外部領域の表層流動特性

図-1は外部領域からの流塊の連行加入が開始される位置 L_E と放流口でのレイノルズ数 Re_o および密度差 Δ ($=(\rho_o - \rho_a)/\rho_a$) の関係を示したものである。等密度噴流・平面噴流においては L_E は噴流水束が不安定になる位置 L_o 、換言すればポテンシャル・コアの終端に相当し Re_o 数の増大にともないコアの持続距離は短くなることがわかる。これに対して密度差のある場合には Δ の大小にかかわらず放流口の極く近傍より始まるようであり、前者とは異った機構によるものと思われる。つぎに、接近流況を定量的に表現する物理量として、放流口流速で無次元表示した平均接近流速 U_{ap}/U_o と、接近流向が噴流軸となす角 θ の流程方向変化を図-2に示す。 $\Delta=0.015$ の密度噴流の U_{ap}/U_o は等密度噴流の値に比較して非常に大きく3倍強であり、流下方向には一様に減衰する傾向を示す。また、その値は Δ が大きい程、 Re_o 数が大きい程大きい。連行係数 E_h は U_{ap} の噴流軸直交成分を軸上流速で無次元表示して用いられる。密度噴流の E_h は形成領域では密度差の影響を反映して Δ の大きい程大きい、 $x/B_o=6$ 近傍で一旦減少して最小値をとった後に再び増大して $x/B_o>15$ の確立領域においてはほぼ一定値に近づくようである。等密度噴流においては E_h の値は連行開始位置 L_E から一様に増大し確立領域では一定値になるが、その値は密度噴流と比較して小さい。フロートの描く流跡線には濃染が観察され連行加入は噴流外縁部に発達する渦動の影響を受けて非定常

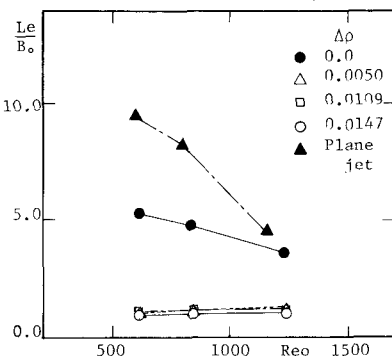


図-1 連行開始位置 L_E

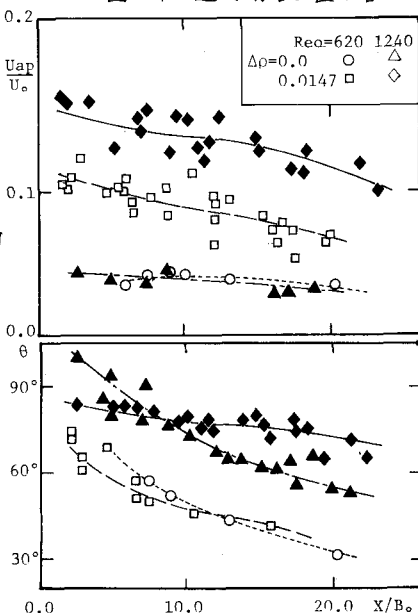


図-2 接近速度 U_{ap}/U_o と接近流向 θ

に生じていると推察されるが、 E_h の流程方向変化からわかるように時間平均した平均量特性には影響を及ぼさない。接近流方向の全体的な傾向は Re_o 数が大きい程 $\pi/2$ に近くなり、フロートは噴流軸に直交するように接近する。また、密度差 Δ が小さい程 θ は流程方向に一樣に減少し、フロートは噴流の流下と逆方向に大きくわん曲しながら接近するようである。前者は外縁部に発達する渦動による噴流内外の圧力差、後者は密度差に基づく横方向圧力勾配の影響と考えられる。

そこで、密度差の接近流速に及ぼす影響を評価するために、密度欠損に基づく水表面の盛りあがり $\frac{1}{2}S\Delta$ を考慮した y 方向運動方程式 $\partial(\beta UVS)/\partial x + \partial(\beta V^2 S)/\partial y + \partial(\frac{1}{6} \Delta g S^2)/\partial y = 0$ の β 2 項, β 3 項の比較を図-3 に示す。ここに、 S, β はそれぞれ噴流の局所厚さおよび流速補正係数である。図中の $\tilde{U}_{ap}^2$ は密度差の影響のみを抽出するために同一レイノルズ数の密度噴流と等密度噴流との差を用いた。形成領域 ($x/B_o = 3$) における $\tilde{U}_{ap}^2$ の値は遷移領域終端 ($x/B_o = 10$) での値に比較して大きい。平均して 7~8 倍程度であり、密度差に基づく横方向圧力勾配の影響を推量することができるが、圧力差との関係は表現が大雑把であるため不明瞭である。全体的な傾向としては Re_o 数および Δ の増加とともに $\tilde{U}_{ap}^2$ は大きくなっていることがわかる。

つぎに、渦動の存在にともなう拡がりを比較するために、接近流況の変曲点で定義した混合層の内縁・外縁の流程方向変化を示したのが図-4 である。密度噴流の内縁の拡がり幅は等密度噴流および Albertson の理論結果と比較して大きくなる傾向にあるが、密度差 Δ が一定ならば Re_o 数の変化に対して差異は見うけられない。一方、外縁の拡がりに関しては密度差の影響はほとんどみられないが、 Re_o 数の増加にともない大きくなる。この傾向は確立領域においてとくに顕著であり、混合層に発達する渦動の影響であると考えられる。ちなみに、軸上流速の半値半幅 $B_{1/2}$ 、および 2% 流速の nominal boundary B_n の拡がり幅は等密度噴流においてそれぞれ内縁、外縁に一致している。また $1/e$ 流速幅 $B_{1/e}$ の連なりは渦動の中心を結んだ拡がりりと良好に対応しており、 $1/e$ がガウス分布の変曲点であることを考え合せれば非常に興味深い結果である。

3. 表層密度噴流の様式化

噴流の外部領域および外縁部 (33 回年講) で得られた流動特性を総合的に評価すれば、図-5 のような様式化が可能となる。自由表面を有する表層密度噴流では密度欠損による水面の上昇のために横方向圧力勾配が無視し得ない程大きくなり、形成領域での激しい連行加入をもたらす。また、鉛直下方からの連行は噴流の不安定性がトリIGGERとなり遷移領域で生じるが、やがては密度成層が発達して鉛直方向への拡がりを抑制するようになる。さらに流下すれば水面勾配の減少と密度成層化のために、次第に渦動の発達にともなう水平方向からの連行へと移行するようである。それゆえ、確立領域での拡がり幅の増分は初期連行加入によるものであると推定され、密度フルード数 F_o よりむしろ密度差 Δ を explicit に表現したモデル化が望まれる。現象の諸特性を同図に示し、また同時に関連する無次元量も示した。

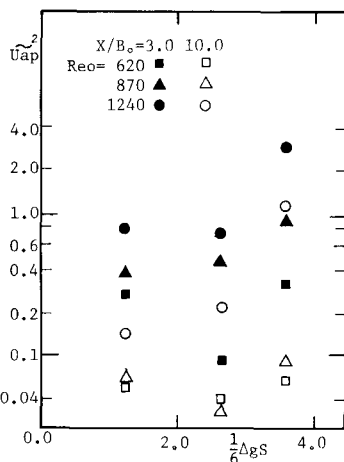


図-3 接近流速と圧力勾配

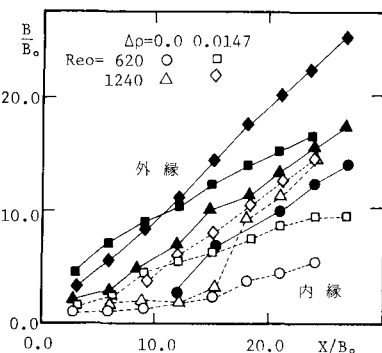


図-4 拡散幅の流程方向変化

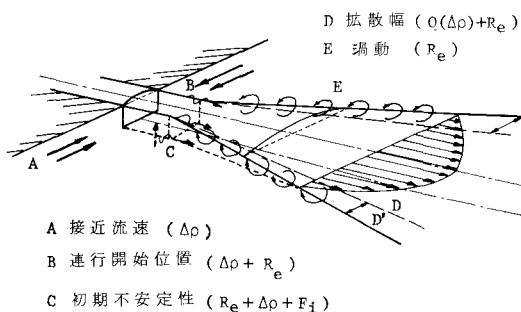


図-5 表層密度噴流の様式図