

II-199 有限水深放流水域における重力・非重力噴流の拡がり特性と preferred mode について

東京理科大学 土木工学科 正会員 大西 外明
東京理科大学 土木工学科 学生員○須山 治

1. はじめに

噴流に関しては従来から多くの研究成果が報告されているが、本報告ではその中から底面摩擦が非重力噴流の拡がりに及ぼす影響について解析的に検討した Özsoy と Ünlüata (1982) の研究をとりあげ、その適合性を検討し、さらに重力噴流とした時その流れ特性がどのように変化し、どういった特徴が見出せるかを検討した。また近年に至って、噴流の主流部とその周辺のよどみ領域との境界のせん断層沿いでの渦の成長過程が研究対象となり、その成果が報告されている。これらの研究成果のうち興味がある現象の1つに、噴流中の圧力（あるいは流速）変動周期と渦の合併（pairing）との関連の問題として変動周波数 f 、噴流ノズル径 D 、噴流速度 V で構成されるストラハル数 $S_t = f \cdot D / V$ がある特定範囲の値をとる時に pairing が効率的に進行するという "preferred mode" の問題がある。しかし、この噴流の "preferred mode" に関する既往の研究の多くは空気を用いた室内実験や理論解析によるものである。そこで本報告では、自由水面を持つ非重力噴流及び重力噴流を対象として行なった室内実験の結果を述べ、またその preferred mode につき検討を加える。

2. 放流口近傍の底面形状が非重力噴流および重力噴流の拡がりに及ぼす効果

非重力噴流の拡がりについては Özsoy と Ünlüata (1982) が解析的に検討し、底面摩擦の大小を表現する $\mu = f \cdot b_0 / 8 h_0$ (f : 底面の摩擦抵抗係数, b_0 : 放出口の半幅, h_0 : 放出口水深) をパラメーターとして縦軸と横軸にそれぞれ無次元量 b/b_0 (b : 噴流の半幅), x/b_0 (x : 放出口から冲合までの距離) をとて図-1 のような拡がり曲線を与えている。筆者らは、この曲線の適合性を検討するために図-2 のような幅 1.8 m × 長さ 2.5 m × 深さ 0.3 m の室内水槽で実験を行なった。図-3 はその結果の一例であり、 t は放流後の経過時間を表わしている。この図から理論値は放流口から最大幅までの拡がりを表わしていることがわかる。この結果、非重力噴流の任意の地点（放流口から最大幅まで）の拡がり幅は底面摩擦の大小によって支配されており時間とは無関係に決定されると考えられる。

次に重力噴流において同様な実験を行なった結果、非重力噴流には見られなかつたいくつかの特徴的な性質を見出す事ができた。図-4 は、噴流と周囲水との密度差 $\Delta \rho = 0.0286 \text{ kg/m}^3$ の条件下で $\mu = 0, 0.04, 0.1$ とした時の放流経過時間 20 s での拡がりを表わしている。この図から、非重力噴流の拡がり幅の大小が底面摩擦の大小によって決定されているのにに対し、重力噴流ではそれが成立しない事がわかる。また、 $\mu = 0$ (この場合、放水域の底面が段落であることを示す。) の条件下での拡がりが特に顕著であることから、重力噴流においては二層境界面の存在の有無が、その拡がりを左右する大きな要因になっているものと推察される。図-5 は $\Delta \rho = 0.0286 \text{ kg/m}^3$ の条件下で、放水域の底面の段落の度合いを $H = 0, 2, 5 \text{ cm}$ と変化させた時の放流後 32 s における拡がり幅の変化を示している。この図を見ると H の増加に伴い噴流の拡がり幅が増して行く様子がわかる。Policastro と Tokar によれば、 $H \rightarrow \infty$ である時の重力噴流の最大厚 h_{\max} は $h_{\max} = F_0 \sqrt{h_0 b_0} / 2$

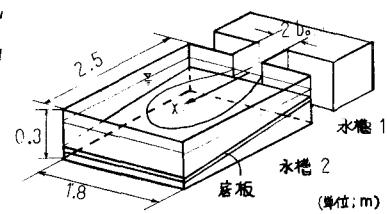


図-2

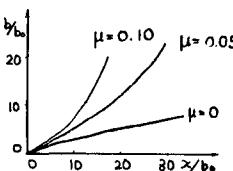


図-1

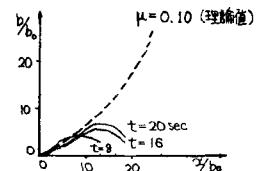


図-3

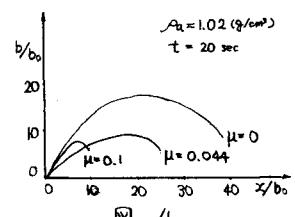


図-4

であるとしている。この式により、この場合の h_{max} を計算すると 3.8 cm となり以上の結果も重力噴流の拡がりでは、二層境界面の存在の有無が重要な要因となっていることを示していると考えられる。図-6 (a) はフルート数 $F_r = U_0 / \sqrt{g \cdot h_0}$ (U_0 : 放出口での流速) = 0.79, 内部フルート数 $F_i = U_0 / \sqrt{g \cdot \frac{\rho_f}{\rho} \cdot h_0} = 5.65$, 放水域の底面が段落ちの条件での重力噴流の拡がりの経時変化を示している。(b) は底面が勾配 0 の水平板であることを除いては同一条件下的重力噴流の拡がりの経時変化を示している。(b) ではその拡がりが非重力噴流において観察されたのと同様に、放流口から最大幅までの拡がりを時間とは無関係に決めることが可能である。一方、底面の条件が段落ちとなつた (a) では、その噴流幅が放流時間の経過と共に全域において増加し続けており、ある幅に決まるという事がない。このように重力噴流においては、条件によってその拡がり幅が放流経過時間と無関係には決定できない現象が存在している。言い換えれば、重力噴流の場合には非重力噴流のように噴流幅を与える曲線を求めることが困難であることを示唆していると考えられる。

3. 噴流の preferred mode

Crow (1971) や Browand (1975) は組織的渦論の見地から放出口近傍領域の subsonic な非重力噴流の特性を検討して、せん断層内の渦群が合併して大スケールの組織的渦を最も形成し易いのは、せん断層の乱れ変動周期がある特定周期 (preferred mode) と一致する場合であると報告している。preferred mode の具体的な数値として、Crow は円形空気噴流の場合 $St = f \cdot D / U \approx 0.3$ であるとし、また Browand はレイノルズ数 $Re = D / \nu = 5,000 \sim 15,000$ の水噴流について実験を行ないポテンシャルコア終端では $St = 0.5$ であるとしている。その他にも、Moore (1977) と Chan (1974) は $St \approx 0.35$, Bechert と Pfigenmair (1975) は 0.48, Vlasov と Ginevskiy (1974) は 0.5 と報告している。これらの既往の成果の多くは空気を用いた室内実験によるものであるが、本報告では自由水面を持つ非重力噴流及び重力噴流について行なった実験の結果を述べる。

実験は図-1 に示す水槽 1 より 2 に水を放出することで噴流を作り、図-7 に示すような測点 1 ～ 3 における流速変動をホットフィルム流速計を用いて測定し磁気テープに記録した。測定されたデータは高速 Fourier 变換を行ない各測点での卓越周期を求めそれを St を算定した。その結果の一部を実験条件と共に表-1 に示す。なお case 1 ～ 4 の Fr , Re の条件は全て $Fr = 0.60$, $Re = 5340$ であり、case 3, 4 では $\Delta P = 0.028 \text{ cmH}_2\text{O}$ である。さらに表-1 に示す以外にも case 1 ～ 4 の各ケースごとに ($Fr = 0.49$, $Re = 4340$), ($Fr = 0.70$, $Re = 7000$) として同様な実験を行なった。その結果をまとめると、非重力噴流 (case 12)

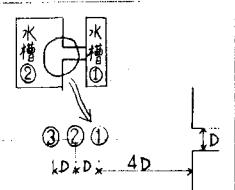


図-7

ではポテンシャルコア終端付近 ($X = 4D \sim 6D$) で $0.1 \leq St \leq 0.28$

となり、既往の実験により得られた preferred mode の数値とほぼ一致している。また、重力噴流の場合 (case 3, 4) も二例を除けば $X = 4D \sim 6D$ において $0.22 \leq St \leq 0.30$ となり同様な事が言える。しかし、

従来の preferred mode に関する議論は非重力噴流に対してなされたも

のであることと、先に示した噴流と周囲水との間の密度差の有無がその流動形態を大きく変化させることを考え合わせると、非重力噴流を対象にした従来の preferred mode の理論をそのまま重力噴流に適用するのは無理があるようにも思われる。これらの点については、今後さらに検討を加え報告する。

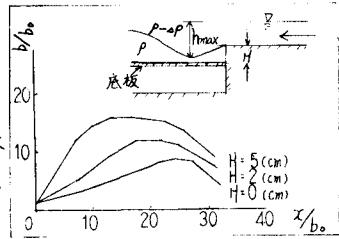
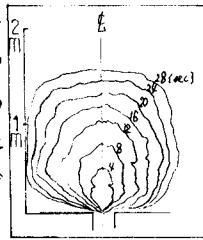
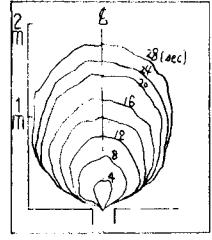


図-5



(a)



(b)

図-6

	密度差	水槽底面	測点 1	測点 2	測点 3
case 1	無	高板有	0.19	0.05	0.02
2	無	段落ち	0.28	0.26	0.06
3	有	高板有	0.03	0.02	0.03
4	有	段落ち	0.21	0.30	0.21

表-1