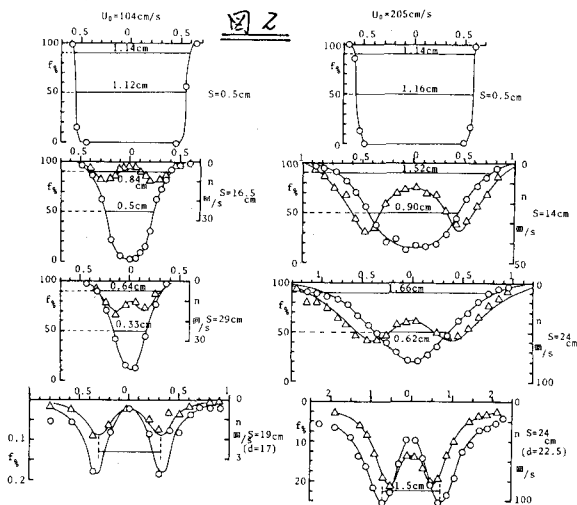
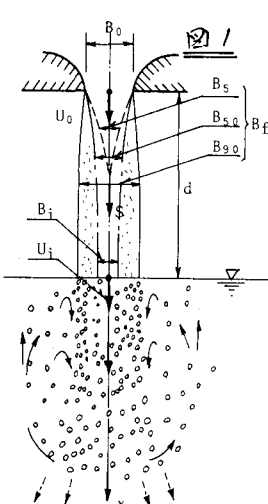


西日本工業大学 正員 ○赤司 信義  
西日本工業大学 正員 石川 誠  
山口大学工学部 正員 斎藤 隆

自由落下水脈が水面に突入する際に多量の空気泡が混入されること及び下流水脈に対応した流れの拡散によって著しく水勢が減勢されることはよく知られている。著者らはこれまでに系統的に明らかにされている混入空気量を実験的に評価してきたが、水中への空気泡の混入機構が不明なため混入空気量の関数関係を今一つ十分な形で表示し得ていない。本文では空気混入量及び水面突入後の流れが突入前の大気中にあるジェットの分散と密接な関係をもつことから、大気中でのジェットの分散を実験的に把握し、大気中でのジェットと水面突入後の流れとの対応関係を見出そうとするものである。

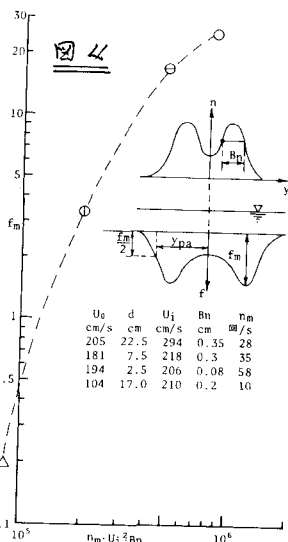
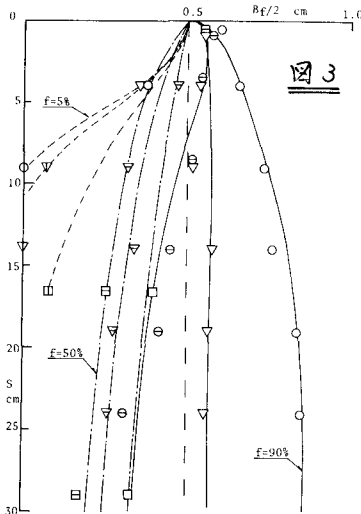
図1はジェットの分散に伴って水面に突入する流れの概略を示したものである。図中に示す $B_0$ ,  $B_{50}$ ,  $B_{90}$ はそれぞれジェットの密度が0.95, 0.5, 0.1になるジェットの分散幅を示している。大気中でのジェットの密度は二相流測定器(KANDMAX)で測定した。

図2は大気中に噴出されたジェットのボイド分布 $f_v$ と空気との接触頻度 $n$ 及び水面突入直後(水面より1.5, 2 cm)のものを示している。 $U_0 = 104 \text{ cm/s}$ の場合,  $B_{50}$ ,  $B_{90}$ ともに先細りになり,  $U_0 = 205 \text{ cm/s}$ の場合,  $B_{50}$ は先細りだが,  $B_{90}$ は先太りになっている。大気中での接触頻度 $n$ の最大値はボイド分布の変曲点( $f = 50\%$ )に認められ, 水脈の変動が最も大きいところで生じている。水面突入後のボイド分布は水面突入直前の空気との接触頻度分布と非常に関係が強く, 水脈の変動が水中への空気混入に密接に関係していることが分かる。



| $U_0$ cm/s | 205 | 135 | 104 |
|------------|-----|-----|-----|
| $f_v$      | ○   | ▽   | □   |
| $n$        | △   | ◇   | ■   |

$B_0 = 0.5$   
 $\frac{B_0}{2}$



| $U_0$ cm/s | d cm | $U_i$ cm/s | $B_n$ cm | $n_m$ 1/s |
|------------|------|------------|----------|-----------|
| 205        | 22.5 | 294        | 0.35     | 28        |
| 181        | 7.5  | 218        | 0.3      | 35        |
| 194        | 2.5  | 206        | 0.08     | 58        |
| 104        | 17.0 | 210        | 0.2      | 10        |

図3は大気中のジェット分散度を  $B_5, B_{50}, B_{90}$  について示したものである。図中の実線は  $B_{90}$  を、点線は  $B_5$  を平均的に連ねたものである。一実線は初速  $U_0$  で噴出されたジェットをポテンシャル流とした時の幅を示したもので図中の  $B_{50}$  と非常に近い値を示している。 $B_5$  はジェットのコア領域を、 $B_{90}$  はジェットの分散限界と考えられる。コアは噴出速度  $U_0$  が小さい程長く、ジェットの限界は噴出流速  $U_0$  が  $120 \text{ cm/s}$  以下  $B_0$  に一致しそれより大きいノズル直後より直ちに拡がり次第にその変化は小さく一定値に近づいていくようである。ジェットの分散限界が一定値に近づくのはノズル出口での横方向の速度によってジェットの断面が一樣に膨張しようとするジェットの中心部の圧力が大気圧より低くなるから周囲の大気圧におさえられて断面の拡大が妨げられて次第に横方向の速度が自由落下の過程で消滅するのであると坂本らは述べている。

図4は水面突入直後の断面内最大ボイド率と  $\pi_m U_0 B_0$  の関係を示したもので、 $\pi_m$  は突入直前の大気との接触最大回数、 $U_0$  は突入速度、 $B_0$  は図中に示すように接触頻度分布の内側変曲点より外側までの幅をとったもので、 $B_0$  が水膨変動に伴う水膨と大気との界面の凹凸高さに比例するのではないかと考えている。図よりほぼ一曲线で近似できようである。 $\pi_m U_0 B_0$  は単位時間、単位長さ当たり作用するせん断力に相当するのでないかと考える。

次に水面突入後の速度分布及びある深さ以後(外部域=気泡停滞深さのほぼ1/2)の速度分布が自由噴流の速度分布式で十分近似可能であったことを考慮して、水面突入後の流れを仮定水面突入幅  $B_i$ 、突入速度  $U_i$ 、初期ボイド率  $f_0 = Q_a / \{ (U_i - 25) B_i \}$  で定め気泡が水流に追いついて一緒に下降すると考えて軸対称密度噴流に関する Morton の方法<sup>3)</sup>をこうして二次元密度噴流モデルに適用して検討してみる。速度分布は

$$u/U_m = \exp(-y^2/b^2), \quad P/P_m = \exp(-y^2/\pi^2 b^2)$$

$$\text{ここに } P = (P_0 - P)g/\rho_w, \text{ 基礎式は } dQ/dx = 2\alpha U_m, \quad dM/dx = 2 \int (P_0 - P)g/\rho_w dy, \quad \int (P_0 - P)g/\rho_w dy = \text{const.} \text{ である。}$$

$\alpha$  は連行係数で、ここでは自由噴流の連行係数として与えられている  $0.06$  を用いて計算を行った。又速度分布代表幅を示す入の実験結果を示したものが図5であるが、ばらつきが大きい傾向性を認めにくいのでここでは  $\lambda = 1.5$  として用いた。仮定水面噴出幅として用いた  $B_i$  は図3に示したポテンシャル流としたときの幅を用いている。これとで測定した混入空気量  $Q_a$  を用いて初期  $f_0$  を定めて水流特性の計算結果を図6、7中に示した。 $U_m$  は中心軸上水流最大速度を、 $y_m$  は1/2流速幅を示している。突入流水のほとんどは水面付近で密度が低くグリーンネス<sup>4)</sup>に近似できる範囲は越えてはいるもののいづれも大略的な傾向はよく説明されているようである。仮定突入幅  $B_i$  が適切かどうか、又水面突入流水を規定する混入空気量については突入

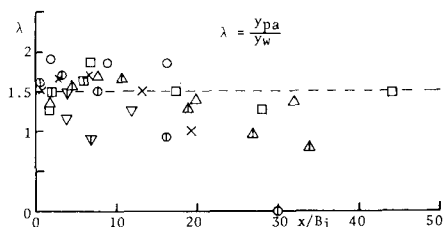


図5 気泡幅と水流幅の比入

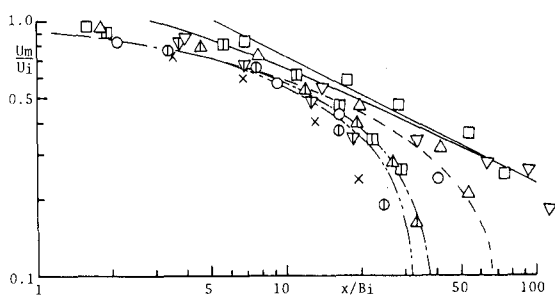
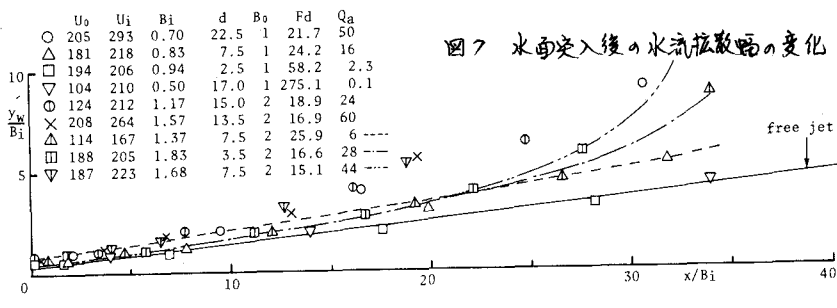


図6 水面突入後の最大流速の変化

図7 水面突入後の水流拡散幅の変化



をた。参考文献

1) 坂本 九郎, 磯部 電研報告 1965.10.650.68

2) 赤司 新蔵, 石川, 85, 水誌, 中四

3) Morton, B.R.; JFM, Vol. 5 1959