

# 自由落下水脈の拡散に及ぼす混入空気泡の影響

Influence of Entrained Air Bubble on the Diffusion of Free Fall Nappe

西日本工業大学 正員 赤 司 信 義

山口大学工学部 正員 斉 藤 隆

西日本工業大学 正員 石 川 誠

## 1. はじめに

せきを越える流れや段落部の流れは、洪水時に強烈な水勢をもって下流水面に突入し、河床に著るしい洗掘現象を誘起する。こうした局所洗掘を誘起する流れを解明し、実際応用へと展開していくためには、液相のみの落下水性状と共に気泡混入時の性状を把握する必要がある。前者の視点に対して、著者らはこれまでに、落下水による突入流れを単純にもぐり噴流として取り扱い、洗掘現象まで含めて有用な成果を得ている。一方、気泡混入時の流況特性については、自由落下水脈が下流水面に突入する際、多量の空気泡の混入があること及び下流水深に対応した流れの拡散によって著るしく減勢されるということが知られている程度で、これまでに水脈の突入によってどの程度の空気泡の混入がなされるのか、又そうした空気泡の混入率の違いによってどの様な減勢特性を示すのか統一的な説明を試みたものはほとんどみられない。

本研究は自由落下水の突入距離を種々変えた実験を行い、水面突入後の水流速度分布及び気泡密度分布の計測をもとに、落下水脈の減勢機構を明らかにし、河床洗掘を誘起させないためには下流水深をどの程度にすべきかを明らかにしようとするものである。

## 2. 実験装置及び実験方法

二次元ノズルから鉛直に噴出させたジェットを自由落下水脈として取り扱った。実験は水中にまきこまれた気泡が底面に衝突せず、気泡の停滞域を形成する状態を対象して行なった。実験水槽の概略を図1に示している。水槽幅は20 cmである。実験条件としては、ノズル幅 $B_0$ を1 cmと2 cm、落下距離 $d$ （ノズルより水面までの距離）を1～30 cm、ノズル口での噴出速度 $u_0$ を90～300 cm/sで行った。水流速度分布は外形2. 1 mmのプラントル型ピトー管（先端総圧孔径0. 7 mm）にて、気泡密度は二相流測定器（日本科学工業製）を使用した。気泡流動の概略：水脈によって混入された気泡はある一定距離までは水流と共に下降するが、その後の気泡群は水流速度の減

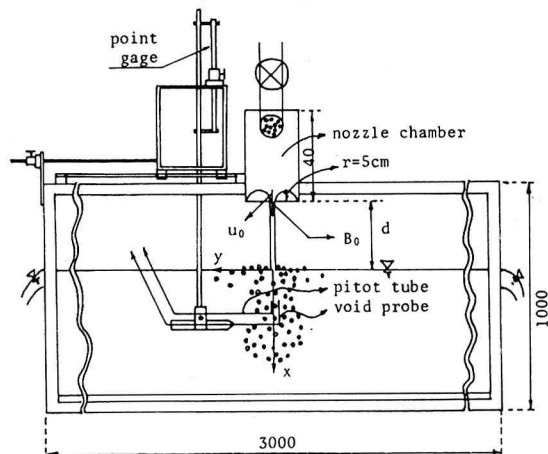


図1 実験装置の概略

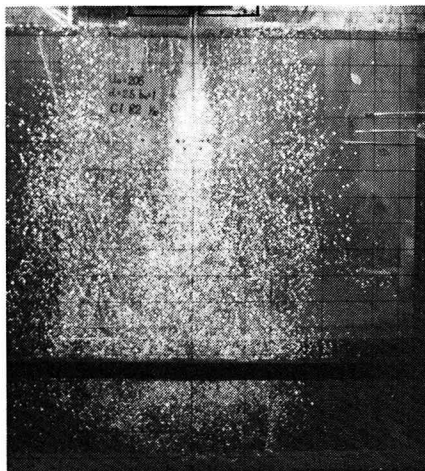


写真1 水脈の拡散

( $u_0 = 206\text{cm/s}$ ,  $d = 2.5\text{cm}$ ,  $B_0 = 1\text{cm}$ )

少に伴って水流から離脱し、離脱気泡の内ある量は再度水流に連行されるといった形で停滞域を形成する。離脱気泡群は鉛直には上昇せず、噴流軸周囲の負圧に引き寄せられた形で上昇している。(写真1)

### 3. 実験結果及びその検討

#### (1) 速度分布とボイド分布

図2に水流速度分布とボイド分布の測定結果の一例を示している。ボイド率は相対密度  $(\rho - \rho_1)/\rho$  に近似的に等しい。同図においてボイド分布はある区間まで凹型分布を示し、その後速度分布と相似な分布形になっている。ボイド率がピークを示す位置は気泡流動方向が異なる限界点であり、この  $y_p$  点より外では気泡は上昇している。中心軸上のボイド率を  $f_c$  とする。 $y = y_p$  でのボイド率を  $f_p$  とする。水脈の水面への慣入力の大きさによって  $f_p$  は異なり、 $y_p$  は流下するに従って  $y$  が  $y_p$  で囲まれる領域を内部域、それ以外の領域を外部域と呼ぶ。図3は水流速度分布及び外部域でのボイド分布を無次元化して示した。同図より、両分布とも十分自由噴流の速度分布形で表わされることが分かる。内部域の分布を  $f_c$ ,  $f_p$  で規格化して示したものが図4であり、ほぼ一曲线で示されることが分かる。図5は内部域境界線を示したもので、ノズル幅  $B_0$  で規格化すると明確に区分される。これは、坂本らの実験結果と同じように自由落下に伴う大気中での水脈の分散幅はほぼノズル幅に等しいこ

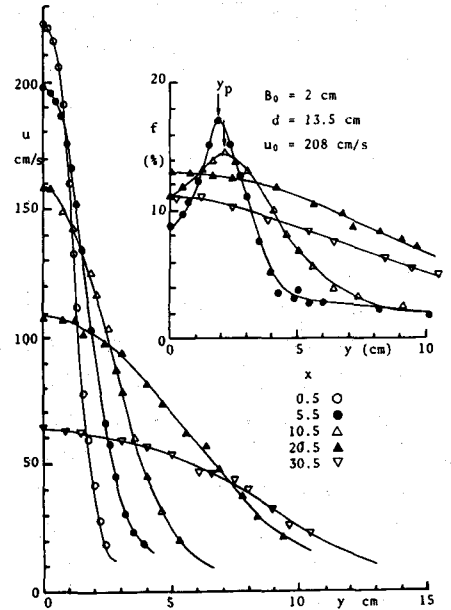


図2 水流速度分布とボイド分布実測例

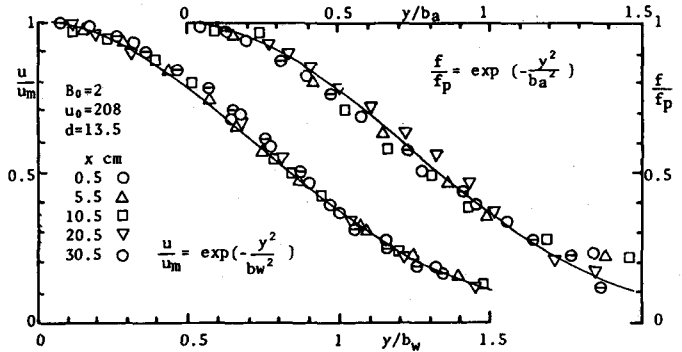


図3 無次元速度分布及び外部域でのボイド分布

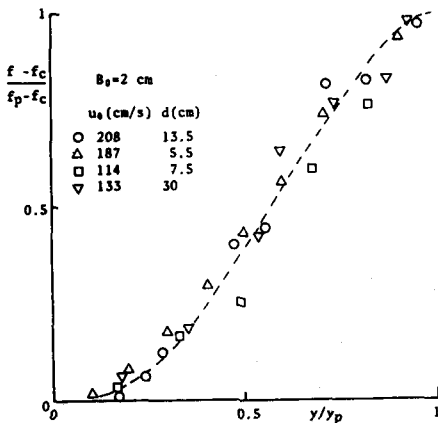


図4 内部域でのボイド分布

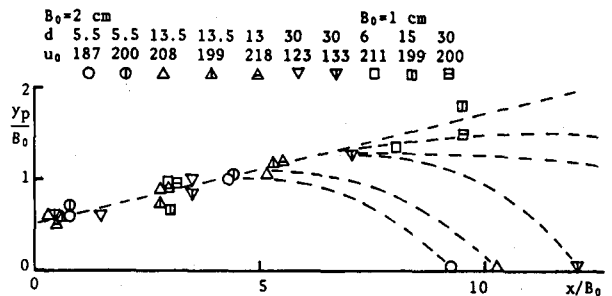


図5 内部域と外部域との境界線

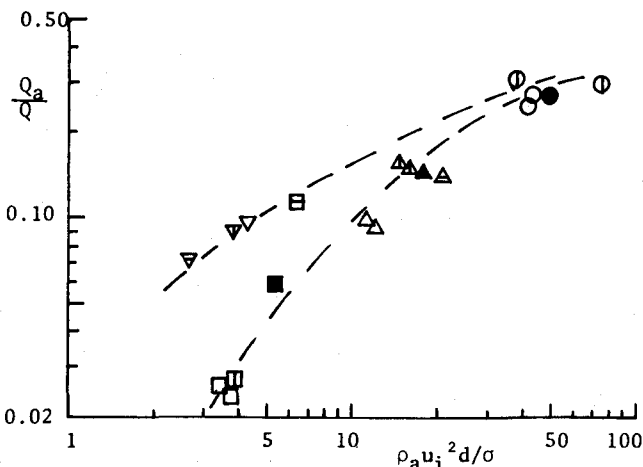


図6 混入空気量 (Qは水流量)

| $B_0=2\text{cm}$ |       |                 |  |
|------------------|-------|-----------------|--|
| $d$              | $u_0$ | $u_0/\sqrt{gd}$ |  |
| ○ 28             | 190   | 1.14            |  |
| ○ 28             | 187   | 1.13            |  |
| ○ 30             | 123   | 0.72            |  |
| ○ 30             | 133   | 0.78            |  |
| △ 15             | 124   | 1.02            |  |
| △ 15             | 132   | 1.09            |  |
| △ 13.5           | 208   | 1.81            |  |
| △ 13.5           | 199   | 1.70            |  |
| △ 13             | 218   | 1.93            |  |
| □ 7.5            | 114   | 1.33            |  |
| □ 7.5            | 127   | 1.48            |  |
| □ 7.5            | 187   | 2.18            |  |
| ▽ 5.5            | 187   | 2.55            |  |
| ▽ 5.5            | 200   | 2.72            |  |
| ▽ 3.5            | 188   | 3.30            |  |
| $B_0=1\text{cm}$ |       |                 |  |
| $d$              | $u_0$ | $u_0/\sqrt{gd}$ |  |
| ▲ 15             | 197   | 1.64            |  |
| ● 30             | 199   | 1.17            |  |

とによる。近似的に分離境界線を示せば次式となる。

$$y_p/B_0 = 0.5 + 1.25 \cdot x/B_0$$

噴出速度、落下高を変えることで内部域の長さが変わるのが水脈によって巻きこまれる混入空気量の影響を受けることによる。

## (2) 混入空気量

写真観察によれば混入空気泡径はほぼ2~3mmであり、静水中での単一気泡の上昇速度 $u_b$ は25cm/s程度である。ポイド分布及び速度分布より混入空気量を $Q_a = \int_0^y (u - u_b) dy$ として求めた。混入空気量 $Q_a$ に関係する量は

$$Q_a = f_1(u_i, d, B_i, \rho, \rho_a, g, \sigma, v)$$

である。 $u_i$ は水面突入速度、 $B_i$ は水面突入幅、 $\rho_a$ は空気密度、 $\rho$ は水の密度、 $\sigma$ は表面張力である。

無次元量としては

$$\frac{Q_a}{Q} = f_2\left(\frac{\rho_a u_i^2 d}{\sigma}, \frac{d}{B_i}, \frac{u_i}{\sqrt{gd}}, \frac{u_i B_i}{v}, \frac{\rho_a}{\rho}\right)$$

に作用する形状抵抗による力は $\rho_a u_i^2 k$ であり、この力と表面張力との釣り合いによって規定されよう。凹凸高さ $k$ は $d$ に関係していると考えられるから水脈内にとりこまれる空気量は主として $\rho_a u_i^2 d / \sigma$ に関係するであろう。こうした観点から混入空気量を整理して示したものが図6である。図中で $u_0/\sqrt{gd}$ によって混入率が異なるのは、水面突入点での水脈の分散度が噴出速度に起因する乱れの度合と落下高に起因す

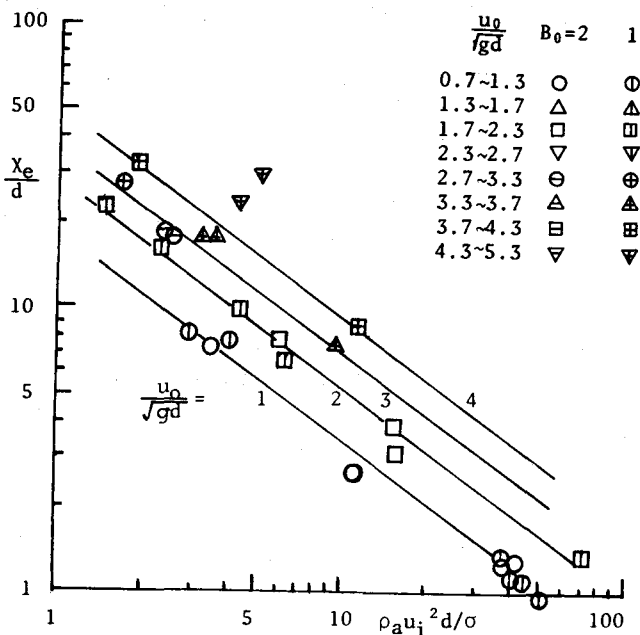


図7 気泡停滞深さ

| $\frac{u_0}{\sqrt{gd}}$ | $B_0=2$ | 1 |
|-------------------------|---------|---|
| 0.7~1.3                 | ○       | ○ |
| 1.3~1.7                 | △       | △ |
| 1.7~2.3                 | □       | □ |
| 2.3~2.7                 | ▽       | ▽ |
| 2.7~3.3                 | ⊖       | ⊖ |
| 3.3~3.7                 | △       | △ |
| 3.7~4.3                 | ⊖       | ⊖ |
| 4.3~5.3                 | ▽       | ▽ |

と示される。坂本らの結果によれば水脈の分散に伴う大気中にある水脈内部の密度変化は落下高に関係している、水脈の水滴化に共なる現象は、水脈の凹凸高さを $k$ とすると水脈の側面

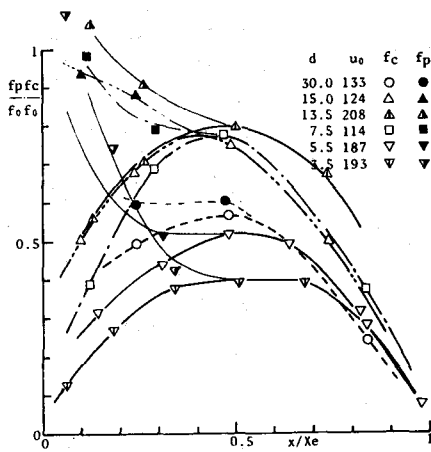


図8 軸上及び最大ボイド率の変化

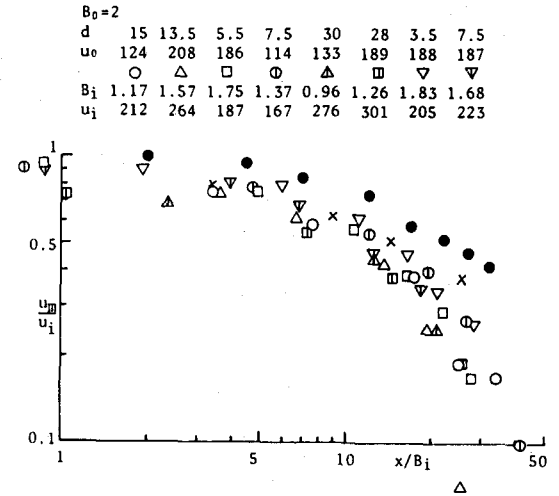


図9 最大流速の逓減

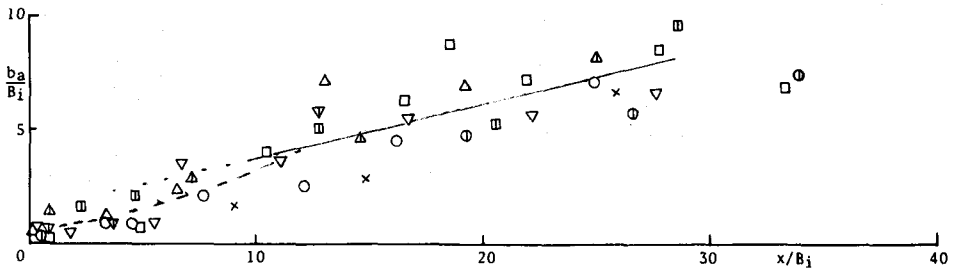


図10 外部域でのボイド幅 (最大ボイド率の1/e幅)

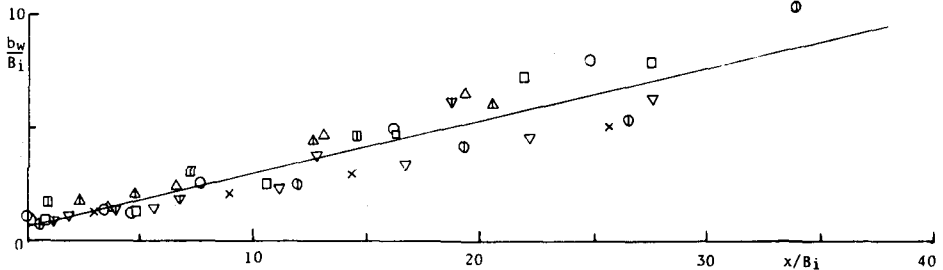


図11 水流拡散幅 (最大流速の1/e幅)

る水脈の乱れの度合とによって規定されるからであると考え。

### (3) 停滞深さ

図7は水面よりとりこまれた気泡が水脈の減勢に伴ってそれより下に下降しない深さを示したものである。噴出幅 $B_0$ を変化させても、停滞深さの形成に顕著な差異は認められない。噴出速度を一定にして落下高を大きくしていくとそれに反比例した形で停滞域深さ $X_e$ が減少していく。落下高 $d$ を一定にして噴出速度を大きくしてもそれ程顕著な形では $X_e$ に変化はみられない。落下高 $d$ が水脈の分散と密接に関係しているこ

と、又水脈の分散度が大なる程気泡混入流量比が大きいということから直接的に落下高が停滯域深さに関係するものと思われる。

#### (4) 流れの特性値

図8は水脈中心軸上ボイド率及び断面最大ボイド率を示したものである。図中に示す基準値とした $f_0$ は前に求められた混入空気量及び水面突入幅 $B_i$ をポテンシャル流として求め、その幅内ではボイド率は一定と置くことによって求めた値である。 $f_p$ はほぼ停滯域の半分程度のところで $f_c$ に一致し、水脈側面で巻込まれた気泡群が水脈中心に侵入し終えた点であることが分る。

図9は水脈中心軸上の断面最大流速の変化を、図10は外部域でのボイド幅を、図11は水流拡散代表幅をそれぞれ換算突入幅 $B_i$ で無次元化して示したものである。内部域が明確に確認されるのは $X/B_i = 10$ 程度であってそれ以外の外部域でのボイド幅の変化は水流幅の拡がりと同じで、ここでの気泡群は水流速度にのった形で流動していると考えられる。

#### 4. おわりに

自由落下水脈の水面突入流れの特性を実験的に検討した結果次の事が明らかとなった。

- (1) 混入空気流量と水流量との比は、落下高に大きく依存する水脈の分散度によって規定される。噴出口幅にはほとんど関係しない。噴出口での乱れの伝播と大気との摩擦による乱れの伝播との大小関係にも関係する。
- (2) 水脈によって巻込まれた気泡の停滯する深さは、混入空気流量比に大きく依存する。
- (3) 水流速度分布は自由噴流と相似な分布形をもつが、ボイド分布は断面内ボイド率が中心軸に存在しない区間があり、水面付近より最大ボイド率を連ねた線で囲まれる内部域とそれ以外の外部域のあることを見出した。いずれの領域も相似の分布形をもち、外部域でのボイド分布は速度分布と同形であることを見た。内部域は気泡の停滯深さのほぼ半分であり、内部域の終わる点では中心軸ボイド率が最大になることを見出した。

#### 参考文献

- 1) 坂本 龍、丸岡 計、磯部明久、アーチダム越流の自由落下ナップの分散について、電力中央研究所技術報告集、1965.11.
- 2) 安芸周一、自由落下水脈の水クッション効果に関する研究、電力中央研究所技術報告集、1969.7
- 3) 岩崎敏夫、千秋信一、静水中に落下する水流の実験、土木学会誌、1953.8
- 4) 坂本 龍、空気混入流、水工学夏期研修会講義集、1970
- 5) 玉井信行、密度流の水理、技報堂出版、1980
- 6) 赤井浩爾、気液二相流、コロナ社、1979.