

空気の波堤の気泡噴流の性質について

京都大学工学部 岩垣雄一, 〇浅野敏之, 大林組 佐野功

1. 緒言 空気の波堤の消波機構を解明するためには, 水底に設置された気泡管から放出された気泡群が, 上昇するに伴いどのように上昇水流をひき起こすかを知ることが必要である。しかしこのような気泡噴流の解析は厳密には気液混送流として取り扱わねばならず現象は複雑である。気泡が十分細かくその終速度が上昇水流の速度に比して無視でき, 相対速度が0とみなせるときには問題は簡単化され, 栗原¹⁾や Kobus²⁾はこの仮定で気泡噴流の理論的解明を試みている。本研究はこれらの研究の前提となる仮定は同じであるが, 解析方法として Morton-Taylor-Turner³⁾による温水噴流の取扱いを応用した点で異なる。以下にその理論の概要を示すとともに, 同時に行った実験結果から理論の妥当性を検討する。

2. 気泡噴流に関する理論 気泡噴流の性質を知るための第一歩として, 気泡群が分散し十分細かな気泡から成るときには, 圧縮性の効果はそれほど顕著でないものと考え無視した。図-1に示す2次元座標(x, y)を考える。連続方程式と x 方向の運動方程式は次のようになる。

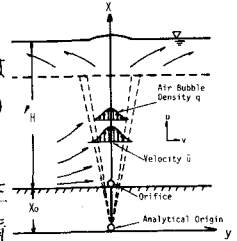


図-1

$$\left\{ \begin{aligned} (\partial u / \partial x) + (\partial v / \partial y) &= 0 \quad \cdots (1) \quad \text{ここで } E \text{ は運動粘性係数, } \gamma \text{ は単位体積} \\ (\partial u u / \partial x) + (\partial u v / \partial y) &= (E \cdot \partial u / \partial y^2) + \gamma \gamma \quad \cdots (2) \end{aligned} \right.$$

中の気泡群の容積率, γ は重力加速度である。ここで流速 u と気泡群の容積率 γ の分布を次のように仮定する。

$$\left\{ \begin{aligned} u(x, y) &= u_c(x) \exp(-y^2/b^2) \quad \cdots (3) \\ \gamma(x, y) &= \gamma_c(x) \exp(-y^2/(cb^2)) \quad \cdots (4) \end{aligned} \right.$$

ここで $u_c(x)$, $\gamma_c(x)$ は x 軸上での流速および容積率であり, b は流速が x 軸上の流速の $e^{1/2}$ 倍になる点までの y 方向距離, c は気泡群の分布の広がり和水粒子速度の分布の広がりとの比である。(1)より $v = -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^y u(x, y) dy$ (5)

$y \rightarrow \infty$ の時の v の値を v_∞ と表わすと (3) より, $v_\infty = -\frac{\partial}{\partial x} (u_c \cdot b) \quad \cdots (6)$ 。ここで水平方向の連行係数 α_y を導入し, v_∞ を次式のように置くことができるものとする。 $v_\infty = -\alpha_y u_c \quad \cdots (7)$ 。

(6)(7)より $\frac{d}{dx} (u_c \cdot b) = \frac{\alpha_y}{\gamma_c} u_c \quad \cdots (8)$ が得られる。次に (2) を $y=0$ から $y \rightarrow \infty$ まで積分すると, 左辺第1項は $\frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{d}{dx} (u_c^2 \cdot b)$, 右辺第2項は $\frac{\sqrt{\pi}}{2} \gamma_c \gamma_c \cdot b$ となり, その他の項は0となる。右辺第2項は原点における単位奥行・単位時間当りの空気量 Q_0 を用いて, $\frac{1}{2} \frac{\gamma_c Q_0}{u_c} \frac{H_0 + H}{H_0 + H - x}$ と書き直すことができる。ここで H は水深, H_0 は大気圧を水深に換算した値である。以上の計算によって, (2)の積分は次のように変形される。 $\frac{d}{dx} (u_c^2 \cdot b) = \frac{\sqrt{2(1+\beta^2)}}{\sqrt{\pi}} \frac{\gamma_c Q_0}{u_c} \frac{H_0 + H}{H_0 + H - x} \quad \cdots (9)$ 。

ここで $V = u_c \cdot b \quad \cdots (10)$ とおき換えると (8), (9) は次式となる。

$$\left\{ \begin{aligned} W &= u_c^2 \cdot b \quad \cdots (11) \\ Z &= \frac{H_0 + H}{H_0 + H - x} \quad \cdots (12) \end{aligned} \right. \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dx} V^2 &= \frac{4\alpha_y}{\sqrt{\pi}} W \quad \cdots (13) \\ \frac{d}{dx} W^2 &= \frac{2\sqrt{2(1+\beta^2)}}{\sqrt{\pi}} \gamma_c Q_0 V \cdot Z \quad \cdots (14) \end{aligned} \right.$$

変数変換を行う。 $Z = \beta, x = Q_0^{2/3} \gamma_c^{-1/3} x_1$ このとき (13), (14) は簡単に次式となる。

$$\left\{ \begin{aligned} V &= 2^{1/6} \alpha_y^{2/3} \pi^{1/2} Q_0^{1/3} (1+\beta^2)^{1/6} V \quad \cdots (15) \\ W &= 2^{5/6} \alpha_y^{1/3} \pi^{1/2} Q_0^{2/3} \gamma_c^{1/3} (1+\beta^2)^{1/3} W \end{aligned} \right. \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dx_1} V^2 &= W \quad \cdots (16) \\ \frac{d}{dx_1} W^2 &= V \cdot \beta \end{aligned} \right. \quad \text{ただし } \left\{ \begin{aligned} V &= 0 \\ W &= 0 \\ \beta &= 1 \end{aligned} \right. \quad \cdots (17)$$

Iwagaki Yuichi, Asano Toshiyuki, Sano Isao

(12) より $\beta = \frac{H_0 + H}{H_0 + H - X} = 1 / \{ 1 - \frac{g^{-1/2} Q_0^{2/3}}{H_0 + H} X \}$ --- (18)。ここで $\beta = \frac{g^{-1/2} Q_0^{2/3}}{H_0 + H}$ とおくと

$\beta = (1 - \beta X)^{-1} = 1 + \beta X + \beta^2 X^2 + \beta^3 X^3 + \dots$ (19) と展開できる。同様に v と w を式(16)のように展開する。

$$\begin{cases} v = a_1 X + a_2 X^2 + a_3 X^3 + \dots \\ w = b_1 X + b_2 X^2 + b_3 X^3 + \dots \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} v = 0.5 X + \frac{1}{6} \beta X^2 + \frac{2\beta^2}{960} X^3 + \dots \\ w = 0.5 X + \frac{3}{6} \beta X^2 + \frac{10\beta^2}{960} X^3 + \dots \end{cases} \quad (21)$$

と分布幅 b が (10), (11), (12), (15), (21) から算出できる。

3. 実験および考察 実験は長さ 8m, 幅 0.5m, 高さ 1.5m の実験水槽を用いた。水深は 1.2m で一定とした。図-1 は気泡噴流の流速分布を示したもので、ほぼ正規分布となり、(3) のように流速分布を仮定することは妥当であるといえる。次に噴流の広がり幅 b が、上昇とともに増加するようすを示したものが図-2 である。図-1 には前段で展開した理論による値を併せて示している。なお図-1 における X_0 の値は Kobus にらって 0.8m とした。広がり幅 b は X とともに直線的に増大し、理論値は αy が 0.10 より少し小さいときに実験値とよく一致するようである。また空気供給量が増加しても実験値はほとんど変化せず、 b が Q の関数とならないことは理論の $b = V^2/W$ の計算からも示される。

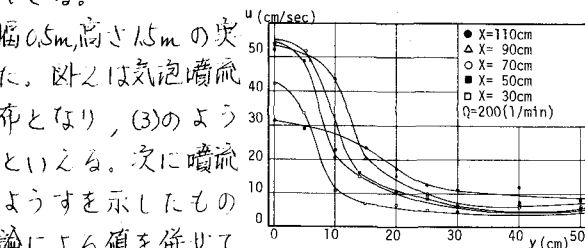


図-1

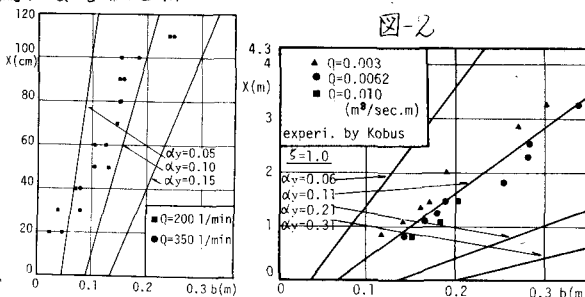


図-2

図-4 は Kobus が 280m x 8m x 4.7m の水槽で行った実験結果と、前段で展開した理論値とを比較したもので、同様の結果がでている。図-5 は X 軸上の鉛直方向流速 u_c の変化を示したもので、理論値としては気泡流と上昇水流の広がり比を 1.0 と一定にして進行係数 αy を 0.3 ~ 0.6 と変化させた時の値を示している。また図-6 は αy を 0.4 と一定にして Q を 0.1 ~ 1.0 ままで変化させた時の u_c の変化を示したものである。これらの図より αy が 0.3 ~ 0.6 の範囲で理論値と実験値はほぼ同じ値となるが、ちについては両者が一致するような値を見出すことは難しい。図-3 ~ 図-6 の結果から、噴流の広がり幅 b と X 軸上の流速 u_c をともに説明できるようなパラメータ αy の値は見出せないことがわかった。これより気泡噴流の性質は温水噴流のような取扱いでは十分説明できないと考えられ、今後理論についてさらに検討する必要がある。

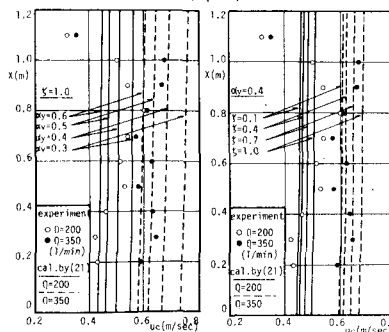


図-3

図-4

〔参考文献〕 1) 栗原道徳; 九州大学応用科学研究所所報, 第13号, pp.39-54, 1959

2) Kobus, E. H.; Proc. 11th Conf. Coastal Engineering, pp. 1016-1031, 1968

3) Morton, B. R. etc.; Proc. Royal Soc. of London, Ser. A, Vol. 234, pp. 1-23, 1956