

水中気泡群によって誘起される二次元噴流 ——気泡噴流型油拡散防止装置の基礎的研究——

原 正一*・伊飼通明*・波江貞弘**

Two-dimensional Plume Induced by the Air Bubbles in Water (Fundamental Study on an Air Bubble Type of Oil Boom)

By

Shoichi HARA, Michiaki IKAI, Sadahiro NAMIE

Abstract

A curtain of air bubbles ejected from a porous pipe submerged in water produces the rising flow of the water, which turns to a horizontal direction at the water surface. G. I. Taylor demonstrated theoretically that the surface flow in the adverse direction against waves can break them. H. E. Kobus and T. J. McDougall made analytical studies using experimental constants on the vertical rising flow. However, there may be rather few investigations on the behavior of the plume in tidal current.

In the paper, the velocity distribution, the momentum and the width of the induced water jet in still water are investigated experimentally and analytically. While, the analytical results of the plume trajectory in the tidal current are also compared with the experimental results.

The profile of horizontal water velocity behind the plume in the current and the performance of breaking waves by the surface flow are examined. Furthermore, the critical velocity of current under which the air-bubbles curtain can prevent spilled oil from spreading is investigated in the co-existence of waves.

The analytical model becomes invalid for the high values of current velocity. The efficiency of breaking waves is 27% against the wave length of 3m without current and decreases as both the wave length and the current velocity increase. The upper limit of current velocity against the surface flow which can prevent spilled oil from spreading is found to be 0.3 m/sec in the co-existence of waves of 10m in wave length and 0.5m in wave height.

目 次

1. 緒言	108	3. 二次元噴流の基礎式	109
2. 主要記号	108	3.1 一般的基礎式	110
		3.2 静止水中の鉛直上昇噴流	110
		3.2.1 基礎式	110
		3.2.2 特殊な場合の基礎式	110
		3.3 潮流中の噴流の基礎式	111
		3.4 数値計算	111

*大阪支所

**機関性能部

原稿受付：昭和59年11月19日

4. 潮流中の噴流による消波効果の解析	111
5. 実験装置及び実験方法	112
5.1 静水中における実験	112
5.2 波浪, 潮流中の噴流挙動及び消波効果の実験	113
5.3 擬似油及び実油を用いた潮流及び波浪共存中の滞油状況	114
6. 実験結果及び考察	114
6.1 静水中における噴流の基本特性	114
6.1.1 鉛直上昇運動量	114
6.1.2 鉛直上昇噴流の水平断面内流速分布	115
6.1.3 噴流幅	117
6.1.4 流速分布及び分布代表幅の考察—計算値との比較—	117
6.2 潮流中における噴流中心軌跡	118
6.2.1 基礎式における流体力の検討	118
6.2.2 噴流中心軌跡の実験値と計算値との比較	120
6.3 波浪, 潮流中の噴流の挙動	121
6.3.1 表面流速に及ぼす波浪の影響	121
6.3.2 噴流後方における水面付近の水平流速分布	122
6.3.3 噴流による消波限界	123
6.4 波浪及び潮流中の油膜遮断効果の検討	125
6.4.1 拡散阻止限界流速の考察—純流体力学的限界—	125
6.4.2 擬似油による滞油状況の観測と滞油限界速度の推定	126
6.4.3 潮流及び波浪共存下の滞油限界	127
7. 結言	128
謝辞	129
参考文献	129
Appendix (I) 鉛直上昇噴流の場合における基礎式の誘導	130
Appendix (II) Boussinesq 近似の場合の基礎式	130
Appendix (III) 潮流中の場合における基礎式の誘導	130
Appendix (IV) 無次元変数及び無次元式	130

1. 緒 言

水中で放出された気泡群は周辺の水に上昇流（以下気泡噴流あるいは噴流と称する）を誘起し、水面で衝突した噴流は向きを変えて水平方向に広がる表面流となる。この噴流に関する研究の歴史は古く、G. I.

Taylor¹⁾は噴流の消波効果について波の進行と反対方向の表面流が波を阻止することを理論的に証明した。一方、H. E. Kobus²⁾や T. J. McDougall³⁾らは実験定数を用いて上昇噴流の解析を行っている。また、実験的にも多く研究が行われており実用に供されている例もある。

しかしながら、これらの研究はいずれも静止水中を浮上する鉛直上昇噴流に関するものであり、潮流が存在する場合の噴流の状況を検討した例は少ない。唯一噴流内の流速分布及び気泡分布に関して相似性を仮定し、各分布形状を求めた粟谷、北野⁴⁾の研究が見受けられるだけである。ただ、気泡噴流では、その流動状況の複雑さのため上記解析手法が十分確立されているとはいえない。

本報告は気泡噴流型の油拡散防止装置に関連して、上記気泡噴流の挙動の検討を目的とするものである。まず二次元鉛直上昇噴流について、分布形状を仮定した解析を実施するとともに噴流の流速分布及び噴流幅などの計測を行って、流れを特徴づける実験定数を求めその基本特性を示した。さらに、潮流が存在する場合へ解析を拡張して数値計算を行い、噴流の軌跡について計算結果と実験値との比較考察を行った。

一方、噴流の潮流中及び波浪中の挙動に関して、噴流周辺の流速分布と粒子速度との関係を検討し、消波効果についても言及した。さらに噴流周辺の流れの状況の検討から流体力学的な拡散阻止限界流速の考察を行っている。また、擬似油を用いて滞油状況の観測を行うとともに、大型試験水槽を利用して実際の油を用いた潮流及び波浪共存中の実験により滞油限界流速の確認を行った。

2. 主要記号

$b(x)$	噴流の代表幅	m
c	波の位相速度	m/sec
d	表面流の厚さ	m
E	エントレインメント	m/sec
g	重力加速度	m/sec^2
h'	水深	m
h_w, h_T, h_i	波高	m
$h, \Delta h$	気泡発生管から水面までの高さ、表面水位差	m
H	式 (A-4) により絶対圧に換算した h の水深	m

k	波数 $1/m$
K	エントレインメント係数
M_1	式 (3-14) による $(gQa)^{1/3}$ に比例する変数 $(m/sec)^3$
p, P	圧力, 静水圧 Pa
Q, Q_a	気泡発生管の単位長さ当たりの空気流量 $m^3/(sec \cdot m)$
u, u_1	噴流の x 軸方向流速成分 m/sec
u_g, u_b	気泡の x 軸方向流速成分, 気泡相対速度 m/sec
$u(x)$	噴流中心軸上の流速 m/sec
U	周囲流の x 軸方向流速成分 m/sec
v, v_1	噴流の y 軸方向流速成分 m/sec
v_w	波の y 方向粒子速度 m/sec
v_{w1}	波の山の y 方向粒子速度 m/sec
v_{w2}	波の谷の y 方向粒子速度 m/sec
V	周囲流の y 軸方向流速成分 m/sec
V_∞	周囲流の一樣水平流速 m/sec
V_0	噴流を通過する漏洩流速 m/sec
V_ρ	静水中の噴流による表面流の最大流速 (Y 軸方向) m/sec
x, X	噴流の進行方向の座標, 鉛直方向の座標 m
x_0	式 (6-1) 中の定数
y, Y	x 軸と直交する座標, 水平方向の座標 m
Y'	波が噴流により碎波する点からの水平距離 m
Y_1	噴流中心軸が水面と交わる点からの水平距離 m
α	気泡体積含有率
θ	x 軸が Y 軸となす角度 $rad.$
λ	流速分布及び気泡体積率分布の各代表幅の比
λ_w	波長 m
ρ	密度 kg/m^3
ϕ_w	波の速度ポテンシャル m^2/sec
ω	波周波数 $1/sec$

3. 二次元噴流の解析

3.1 一般的基礎式

Fig.1に概念図を示すとおり, 水面下 h の位置に水平方向に設けられた気泡発生管から浮上する噴流に, 一

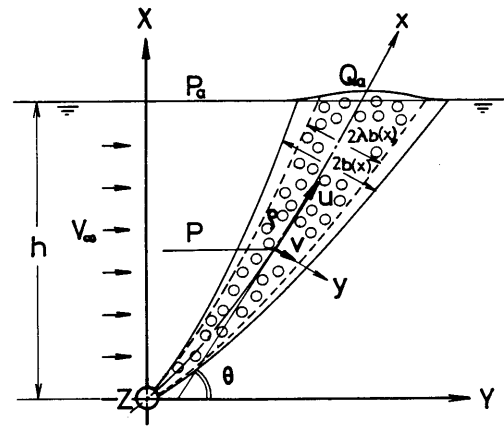


Fig. 1 Co-ordinate system

様流速 V_∞ の潮流が作用する場合を考える。座標系として, 従来の研究によって鉛直上向きに X 軸, 気泡発生管と垂直な水平方向に Y 軸をとり, さらに噴流の進行方向を x 軸, それと垂直な方向を y 軸, また x 軸と Y 軸がなす角度を θ とする。

解析の前提として次の仮定を設ける。

- 1) 噴流の厚み幅は進行長さに比べて十分小さく, x 軸の曲率は十分小さい。また, 流れは定常とする。
- 2) 気泡は周囲の水に対して鉛直上向きに一樣な相対速度 u_b を持つものとする。
- 3) x 軸方向の水流速 u_1 及び気泡体積含有率 α の y 軸方向の分布形状は正規分布とする。
- 4) 気泡発生管の単位長さ当たりについて, 噴流が x 軸方向の単位長さ進行する間に新たに巻き込まれる周囲の水の体積流量 E (以下, エントレインメントと称する) は噴流中心軸上の流速に比例する。
- 5) 一樣水平流によって噴流が傾斜しても上記の各仮定は成立し, また, 鉛直上昇噴流で得られる実験定数も変化しない。

噴流内の水の流れに注目し, 気泡が存在することによる質量減少を考慮すると, 見掛けの密度 ρ は水の密度 ρ_l 及び気泡体積率 α を用いて次式で表される。

$$\rho = \rho_l(1 - \alpha) \quad (3-1)$$

この見掛けの密度 ρ 及び時間平均流速 u, v を用いると, 水の流れに対する質量保存式ならびに x, y 軸方向の運動量保存式は仮定1)よりそれぞれ次の式(3-2)~(3-4)で表される。

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(T_1)}{\partial y} = 0 \quad (3-2)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial(T_2)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + (\rho_i - \rho) g \sin \theta \quad (3-3)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \rho u^2 \frac{d\theta}{dx} + \frac{\partial(T_3)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} - (\rho_i - \rho) g \cos \theta \quad (3-4)$$

ここで、各式中の記号 (T_i ; $i=1\sim 3$) は乱流成分を意味し、一般に噴流の内部の流れを表示する際必要な項である。また、式(3-3)及び(3-4)の右辺の重力加速度を含む項は気泡の存在による浮力項であり、第一項の圧力 p はこの浮力分を除いた圧力項である。さらに、式(3-4)左辺第三項は噴流中心軸の曲率 $d\theta/dx$ に起因する運動量項である。なお、仮定1)により同式中の $\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right)$, $\frac{\partial T_3}{\partial y}$, $\frac{\partial p}{\partial y}$ は噴流内部では無視できるが周囲流との境界での条件を考慮するため一般的表示として残している。

一方、仮定2)より気泡の x, y 軸方向の時間平均流速 u_g, v_g は式(3-5)で表わされ、これらの流速及び空気の密度 ρ_g を用いると気泡流の質量保存式は式(3-6)となる。 T_4 はやはり乱流成分が寄与する項である。

$$\left. \begin{aligned} u_g &= u + u_b \sin \theta \\ v_g &= v - u_b \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

$$\frac{\partial(\rho_g \alpha u_g)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g \alpha v_g)}{\partial y} + \frac{\partial(T_4)}{\partial y} = 0 \quad (3-6)$$

本報告では、噴流の代表幅や代表流速、あるいは水平流によって生じる噴流の傾き角などのマクロ的的特性の解明を主眼としているため、仮定3)を用いることによって上記の各式を y 軸方向に積分した型で取り扱うこととする。

3.2 静止水中の鉛直上昇噴流

3.2.1 基礎式

静止水中では噴流は鉛直上向きに浮上するため傾き角 θ は $\pi/2$ となり、 x, y 軸はそれぞれ X, Y 軸に一致する。各式を y 軸方向に積分する際の境界条件は仮定3)及び仮定4)を用いると、 $y = \pm\infty$ において次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} u_i &= \alpha = 0 \\ T_i &= 0; \quad i=1\sim 4 \\ [\rho v]_{\infty} &= -\rho_i E \end{aligned} \right\} \quad (3-7)$$

この場合の基礎式の誘導については本報告の最後に Appendix (I) として示す。噴流中心軸上の水流速及び

気泡体積率を $u(x), \alpha(x)$ とし、各分布の代表幅をそれぞれ $b(x), \lambda b(x)$ とすると、仮定3)より流速 u 及び気泡体積率 α は式(3-8)及び(3-9)で表される。また、仮定4)で比例定数(以下、エントレインメント係数と称する)を K とするとエントレインメント E は式(3-10)で表される。

$$u_i = u(x) \exp \left\{ -\frac{y^2}{b^2(x)} \right\} \quad (3-8)$$

$$\alpha = \alpha(x) \exp \left\{ -\frac{y^2}{\lambda^2 b^2(x)} \right\} \quad (3-9)$$

$$E = K u(x) \quad (3-10)$$

式(3-8)~(3-10)を Appendix (I) の式(A-1), (A-2)及び(A-4a)に代入すると、未知変数 $u(x), b(x), \alpha(x)$ に関する次の各式が得られる。

$$\begin{aligned} \rho_i E &= \sqrt{\pi} \frac{d}{dx} \left[\rho_i u(x) b(x) \left(1 - \sqrt{\frac{2\lambda^2}{2\lambda^2+1}} \alpha(x) \right) \right] \\ &= \rho_i K u(x) \end{aligned} \quad (3-11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[\rho_i u^2(x) b(x) \left(1 - \sqrt{\frac{2\lambda^2}{2\lambda^2+1}} \alpha(x) \right) \right] \\ = \sqrt{2} \rho_i g \lambda b(x) \alpha(x) \end{aligned} \quad (3-12)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{\pi \lambda^2}{\lambda^2+1}} b(x) \alpha(x) \{ u(x) + \sqrt{\lambda^2+1} u_b \} \\ = \frac{Q_a P_a}{\rho_i g (H-x)} \end{aligned} \quad (3-13)$$

なお、周囲の水の温度が一樣であり成層していない場合は水の密度 ρ_i が x 軸方向に変化しないため、各式左右両辺の ρ_i は互いに消去できる。

3.2.2 特殊な場合の解析解

気泡体積率が小さく、浮力を検討する場合を除いて密度を一定とするいわゆる Boussinesq 近似が成立するものとする。この場合の基礎式の誘導を Appendix (II) に示す。

さらに、特殊な場合として、周囲の水が成層しておらず ($d\rho_i/dx$) が0に等しく、気泡が極微細で相対速度 u_b が仮想的に0であり、また、気泡発生管の設置水深 h あるいは座標 x の値が $H = h + P_a/(\rho_i g)$ に比べて十分小さくて近似的に $H-x \doteq H$ とおけるものと仮定する。この場合、Appendix (II) に示す式(A-7), (A-8)及び(A-9)を連立させると未知変数 $u(x), b(x), \alpha(x)$ について次の解析解が得られる。

$$u(x) = M_1^{1/3}, \quad M_1 = \frac{\sqrt{2(\lambda^2+1)} Q_a P_a}{\rho_i K H} \quad (3-14)$$

$$b(x) = K(x+x_0)/\sqrt{\pi} \quad (3-15)$$

$$\alpha(x) = M_1^{2/3} / \{ \sqrt{2} g \lambda (x+x_0) \} \quad (3-16)$$

ここで、 $-x_0$ は仮想的に噴流幅 $b(x)$ が0となる座標

x の値である。式(3-14)において分母,分子に重力加速度 g が省略されていることを考慮すると,噴流中心の流速 $u(x)$ は $(gQ_a)^{1/3}$ に比例しており,これは Taylor¹⁾ によって指摘されたとおりである。

3.3 潮流中の噴流の基礎式

潮流中では Fig.1 に示したように噴流中心軸と水平軸とのなす角度 θ が一般に $\pi/2$ より小さくなる。また,噴流の流速 u, v は周囲の水の流速 U, V と浮力による増分 u_1, v_1 との和として次式で表される。

$$u = u_1 + U, \quad U = V_\infty \cos\theta \quad (3-17)$$

$$v = v_1 + V, \quad V = V_\infty \sin\theta \quad (3-18)$$

基礎式(3-2), (3-3), (3-4)及び(3-6)を y 軸方向に積分する際の境界条件は, $y = \pm\infty$ において次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} u &= U, \quad \alpha = 0 \\ T_i &= 0; \quad i = 1 \sim 4 \\ [\rho v]_{\pm\infty} &= -\rho_i E \end{aligned} \right\} \quad (3-7a)$$

この場合の基礎式の誘導を Appendix (III) に示す。

3.2.1節と同様に仮定3)及び仮定4)を用いると,水流速分布,気泡体積分布ならびにエントレインメントに関する式(3-8)~(3-10)が成立する。ただし,水流速 u については,周囲の流れの成分 U を除いた流速 u_1 が式(3-8)の分布形状で表示されるものとする。また,仮定5)より気泡体積率 α 及びエントレインメント E の表示式(3-9), (3-10)中の定数 λ 及び K は鉛直上昇噴流の場合と同一の値をとるものとする。

これらの各式を Appendix (III) の式(A-10), (A-12), (A-13)及び Appendix (I) の式(A-4a)に代入すると未知変数 $u(x), b(x), \alpha(x)$ 及び θ に関する次の基礎式が得られる。なお,成層の影響がない場合は $(d\rho_i/dx)$ は0に等しく,式(3-19), (3-20)の左右両辺の ρ_i は互いに消去できる。

$$\rho_i E = \sqrt{\pi} \frac{d}{dx} \left[\rho_i u(x) b(x) \left(1 - \sqrt{\frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1}} \alpha(x) \right) + \rho_i U b(x) \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} - \lambda b(x) \right) \right] = \rho_i K u(x) \quad (3-19)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \left[\frac{\rho_i}{\sqrt{2}} u^2(x) b(x) \left(1 - \sqrt{\frac{2\lambda^2}{2\lambda^2 + 1}} \alpha(x) \right) \right. \\ & \left. + \rho_i U u(x) b(x) \left(1 - \sqrt{\frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1}} \alpha(x) \right) \right] \\ & = \rho_i g \lambda b(x) \alpha(x) \sin\theta \end{aligned} \quad (3-20)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d\theta}{dx} \left[\frac{\rho_i}{\sqrt{2}} u^2(x) b(x) \left(1 - \sqrt{\frac{2\lambda^2}{2\lambda^2 + 1}} \alpha(x) \right) \right. \\ & \left. + \rho_i U u(x) b(x) \left(1 - \sqrt{\frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1}} \alpha(x) \right) \right] \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \rho_i V E = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\rho_i \right]_{\pm\infty} + \rho_i g \lambda b(x) \alpha(x) \cos\theta \quad (3-21)$$

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{\pi\lambda^2}{\lambda^2 + 1}} b(x) \alpha(x) \left\{ u(x) + \sqrt{\lambda^2 + 1} u_0 \sin\theta \right\} \\ & = \frac{Q_a P_a}{(H-X) \rho_i g} \end{aligned} \quad (3-22)$$

なお,式(A-12)において dU/dx を含む項は第一次近似として省略しているが,これによって生じる誤差は噴流出口近傍で最大10%程度,その他の位置で2~3%以下である。また,式(3-19)において周囲の流れの流速成分 U を積分する場合は,噴流の代表幅 $b(x)$ の2倍の範囲で行っている。この値を $4b(x)$ としても結果にはほとんど影響しない。

3.4 数値計算

McDougall³⁾は温度差に起因する浮力噴流に関する Morton, Taylor の解析⁶⁾に基づき,円形気泡噴流の基礎式を無次元化し,数値解析を行っている。ここでは,この方法を二次元の噴流に拡張し,また,3.2.2節で述べた制限条件を設けない一般の場合について数値計算を行った。使用した無次元化変数及び無次元化式を Appendix (IV) にまとめて示す。

鉛直上昇噴流に対しては Appendix (IV) に示した式(A-17)~(A-19)を (du^+/dx^+) , (db^+/dx^+) 及び $(d\alpha^+/dx^+)$ について解き,三元連立の Runge-Kutta 法によって未知変数 $u(x), b(x), \alpha(x)$ を数値的に求めた。さらに,潮流が存在する場合については,式(A-20)~(A-23)を連立させ,同様に Runge-Kutta 法によって未知変数 $u(x), b(x), \alpha(x), \theta$ を数値的に計算した。また,得られた θ を Appendix (III) の式(A-15)に代入することにより噴流中心軸の軌跡を求めた。これらの計算結果は実験結果とともに第6章に示す。

4. 潮流中の噴流による消波効果の解析

気泡噴流が波を消波するのに必要な空気流量を求める方法として Taylor の消波理論¹⁾があり,これを用いた Bulson-Struct⁷⁾の方法から,解析に必要な一定空気流量に対する表面流の最大流速 V_{pmax} と水平流の厚さ d を求めることができる。すなわち,表面流の最大流速 V_{pmax} については岩垣¹⁰⁾らの実験式(4-1)を用い,表面流の厚さ d は Bulson⁷⁾らの式(4-2)を用いた。

$$\frac{V_{pmax}}{(gQ_a)^{1/3}} = 1.22 \left(1 - \frac{0.075}{h} \right) \quad (4-1)$$

$$d = 0.32H \ln\left(\frac{h+H}{H}\right) \quad (4-2)$$

実験条件として空気流量 $Q_a = 0.01(m^3/sec \cdot m)$ 、気泡発生管設置水深 $h = 2(m)$ を用いる場合、上式より

$V_{pmax} = 0.54(m/sec)$ 、 $d = 0.58(m)$ となる。

この値を用いて岩垣ら⁹⁾が行った解析をさらに順流の潮流(波と同一方向に進む潮流が存在する場合)に適用して消波限界流速に関する計算を行った。

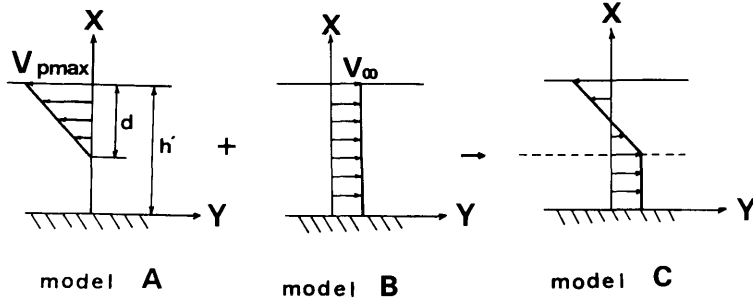


Fig. 2 Calculation model for estimating the critical frequency of breaking waves

流速 V_{pmax} をもつ表面流が厚さ d をもって流れる時 (Fig.2, A) に、逆向きの潮流 (Fig.2, B) が存在するようなモデル (Fig.2, C) を考える。一般に、流れと共存する波の波数 K と周波数 ω にはある一定の関係がある。その関係式を浅海波の消波理論⁹⁾を用いて、次式に示す。この関係式が成立しなくなる限界が消波であり、波と流れが共存し得ない状態を表す。

$$\alpha_b = \frac{1 - (Y_b - Y_b')}{kd} + \frac{\{(Y_b - Y_b') - 1\}^2}{Y_b} \times \frac{(1 + Y_b') \cosh kh' + (Y_b/kd) \sinh kh' (d - h') \cosh kd}{(1 + Y_b') \sinh kh' + (Y_b/kd) \sinh kh' (d - h') \sinh kd} \quad (4-3)$$

ここで、無次元パラメータ α_b 、 Y_b 、 Y_b' は次式のように定義される。

$$\alpha_b = \frac{g}{V_{pmax} \omega}, \quad Y_b = \frac{k V_{pmax}}{\omega}, \quad Y_b' = \frac{k V_\omega}{\omega} \quad (4-4)$$

式(4-3)において kd 、 kh' を与えると Y_b 、 Y_b' に対応して α_b が計算でき、その極値 α_{bm} を求めることができる。しかしながら、この場合の波数 k は表面最大流速 V_{pmax} 及び流れの厚さ d によって変化するためその値は未知である。そこで、波数 k を含まない次式の因子 X_b 、 Z_b を定義し、これらの値をパラメータとして変化させた場合の Y_b に対する α_b の関係を Y_b と α_b を両座標とする図面上に描き、作図的に定めた曲線群を求めると式(4-7)より、与えられた条件、すなわち潮流速 V_ω 、表面最大流速 V_{pmax} 、流れの厚さ d 、水深 h' での消波限界周波数 f_{cr} が得られる。

$$X_b = \frac{gh'}{V_{pmax}^2} = \frac{\alpha_b kh'}{Y_b} \quad (4-5)$$

$$Z_b = \frac{gd}{V_{pmax}^2} = \frac{\alpha_b kd}{Y_b} \quad (4-6)$$

$$f_{cr} = \frac{g}{2\pi V_{pmax} \alpha_{bm}} \quad (4-7)$$

5. 実験装置及び実験方法

5.1 静水中における噴流の挙動の実験

実験には長さ11(m)、幅2.4(m)、深さ2.5(m)の両面に観測窓、両端に消波板を設けた水槽を使用した。送気には出力3.7(KW)、最高圧力0.5(kg/cm²)、流量1.7(m³/min)のロータリーブロワを用い、空気供給量の測定にはオリフィスと浮子を組み合わせた型式の流量計を使用し、給気圧力に従って空気流量を標準状態の値に補正した。気泡発生管は硬質塩化ビニル製で内径51(mm)のものを使用し、予備実験として長さ0.6(m)のものにつき、空気噴出ノズルの径とピッチを種々変化させてその影響を調べた。これらのうちで比較的良好な結果が得られたノズル型式のものを採用し、管の長さを2.25(m)とし、水槽幅全長に噴流を発生させて上昇噴流の全運動量と速度分布、噴流幅及び自由表面付近の表面流速分布の測定を行った。使用したノズルの形状、寸法を Table.1 にまとめて示す。なお、ノズル面積比はA型の総面積 S を基準にとって示し、また表中のE型は気泡発生管長さ0.6(m)のものを2本並べて配置している。

全運動量は Fig.3 に示すように噴流に垂直に設けた

箱をロードセルを介して固定し、箱底面に噴流を衝突させることにより測定した。一方、上昇流の速度分布については気泡発生管の設置深さを $h=2(m)$ と固定し、空気流量 Q_a を $0.0034, 0.0068, 0.01(m^3/sec \cdot m)$ と変化させ、発泡管からの浮上距離 $X=0.5, 1.0, 1.5(m)$ の3点で計測を行った。また、表面流の速度分布は $0.0068(m^3/sec \cdot m)$ の空気流量について、逆に気泡発生管の設置深さを $h=0.5, 1.0, 2.0(m)$ と変えて

Table 1 Geometric form of nozzle

type	air pipe length (mm)	nozzle dia. (mm)	nozzle pitch (mm)	no. of nozzle rows	total nozzle area ratio
A	600	5.5	25	1	$S \times 1/1$
B	600	1.0	25	6	$S \times 1/5$
C	600	2.3	25	1	$S \times 1/5.7$
D	600	10.0	25	1	$S \times 3.3$
E	600	4.3	30.6	1	$S \times 1/1$
F	2250	2.3	25	1	$S \times 1/5.7$

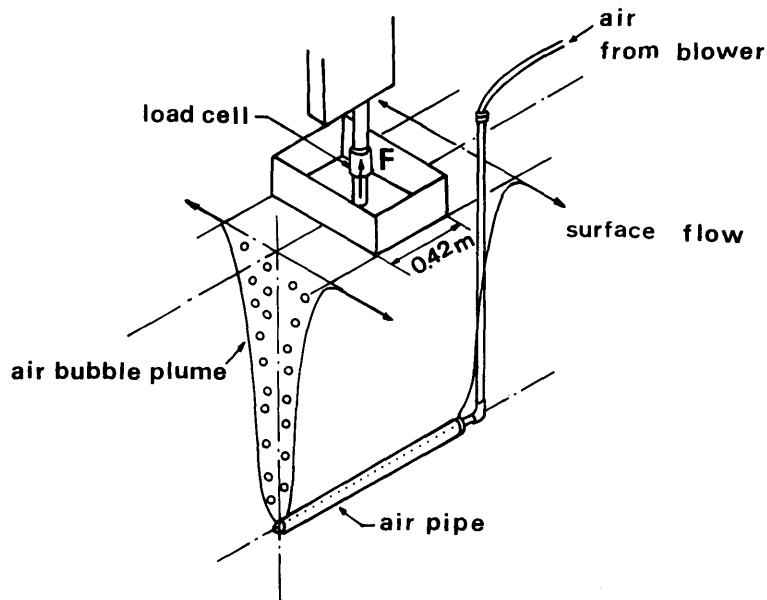


Fig. 3 Schematic sketch of the method of measuring momentum flux

計測を行った。流速の測定には、定温度型の熱線流速計を用い、その出力をデジタルメモリーに入れて解析を行った。また、直径 $3(mm)$ の小型プロペラ流速計によっても計測し両者の比較を行った。

5.2 波浪、潮流中の噴流の挙動及び消波効果の実験

潮流中の気泡噴流の挙動に関する実験には、大型曳引水槽（長さ $150m$ 、幅 $7.5m$ 、深さ $3.5m$ ）を用いた。気泡発生管を水深 $h=2(m)$ の位置に沈めて気泡を発生させて水槽内を曳引することにより相対的に潮流中と同じ状態を作った。Fig.4には実験に使用した気泡発生管、導気管及びフロート等の装置を示した。気泡発生管は硬質塩化ビニル製で内径 $51(mm)$ 、管の長さ $2(m)$ 、ノズルの径 $2.3(mm)$ 、ピッチ $50(mm)$ のものを使用した。また、空気供給用のブロワは5.1節と同じものを使用し、空気流量 Q_a は、 $0.01(m^3/sec \cdot m)$ に設定



Fig. 4 Apparatus for producing air bubble curtain

した。

実験は曳引速度すなわち潮流速度 V_w が $0.1 \sim 0.75(m/sec)$ の範囲で行い、水面上ならびに水中

における噴流中心の軌跡を測定した。潮流が存在する場合、気泡噴流による抵抗のため潮流の一部は噴流を迂回し、残りは噴流を通過して流速 V_0 の漏洩流となる。後に述べる噴流に作用する流体力の検討を行うためにこの漏洩流速 V_0 を小型のプロペラ流速計で直接測定した。また、別途小型回流水槽(長さ0.6m、深さ0.5m)においても実験を行い、噴流前後の圧力差を求めた。

一方、波浪中における噴流周辺の流速分布の測定は、前節で述べた水槽の一方の端に造波板を設け波長 λ_w は0.5(m)と2(m)、空気流量は0.0033($m^3/sec \cdot m$)として行った。流速は正逆プロペラ流速計によって検出し、入射波が噴流の表面流によって砕波される点からの距離 Y' を数種類に変化させて計測を行った。なお、解析に用いるため静水中の噴流について、表面流速分布の計測を行った。空気流量 $Q_a = 0.0033(m^3/sec \cdot m)$ とし、噴流中心からの距離 Y を0.5, 1.0, 1.5(m)の3種類に変化させた。さらに消波効率に関しては、波長 λ_w を0.5~2(m)、波高 h_w を0.04~0.18(m)の範囲で変化させ、 Q_a を0.0033, 0.068, 0.01($m^3/sec \cdot m$)の3種類として計測した。気泡発生管及びその設置水深は潮流中の実験と同一である。

一方、波浪および潮流共存下での実験は大型回流水槽(長さ60m、幅3.8m、深さ4.6m)を使用して行った。実験では波長 λ_w を3~10(m)、潮流速度 V_∞ を-0.5~0.5(m/sec)、波高/波長比(h_w/λ_w)を1/30とし、 Q_a を0.01($m^3/sec \cdot m$)、 h を2(m)に設定した。入射波の計測点は $Y = -7m$ (上流側)、透過波の計測点は $Y = 6m$ と $10m$ (下流側)として長波長及び潮流共存下における消波効果を求めるとともに、この点で深さ方向の流速分布をプロペラ流速計で測定した。なお、この場合発泡管は長さ3.6(m)、内径100(mm)、ノズルの径2.3(mm)、ピッチ50(mm)のものを使用し、また、空気供給用のプロアは出力15(KW)、最高圧力0.6(kg/cm^2)、流量6.98(m^3/min)の性能を有するものを使用した。

5.3 擬似油及び実油を用いた潮流及び波浪共存中の漏油状況の実験

潮流中の漏油状況の観測をまず行った。5.2節に述べた小型回流水槽を用い、擬似油(ポリエチレン粒子)を利用した。回流水槽の底面に小型気泡発生管(長さ0.6m、内径20mm、ノズル径2.3mm、ピッチ10mm)を設置し、空気流量 Q_a を0.0027($m^3/sec \cdot m$)、水深

0.46(m)として気泡噴流を発生させた。ポリエチレン粒子の初期量 I_0 を260(cc)とし、潮流速 V_∞ を0.06から0.3(m/sec)まで変化させてポリエチレン粒子が噴流から漏れる割合を測定した。なお、 $V_\infty = 0.15(m/sec)$ に対しては、 I_0 を1000(cc)、 Q_a を0.0078($m^3/sec \cdot m$)とする場合についても実験しそれぞれ初期量と空気流量の漏油に対する影響を調べた。

さらに、5.2節で述べた大型回流水槽(長さ60m、幅3.8m、深さ4.6m)を利用して、気泡発生管(長さ3.6m、内径100mm、ノズル径2.3mm、ピッチ50mm)を水深2(m)の位置に設置し、実際の油を用いて実験を行った。実験条件は、 Q_a を0.01($m^3/sec \cdot m$)、 V_∞ を0.1~0.4(m/sec)、 λ_w を3~10(m)、油量を123、及び264(l/m)とし、潮流及び波浪共存中の漏油状況を水槽上面と側面からビデオカメラで撮影して解析した。なお、実験に使用した供試油は、赤色染料で着色した潤滑油(比重0.872、粘性係数100cSt)である。

6. 実験結果及び考察

6.1 静水中における噴流の基本特性

6.1.1 鉛直上昇運動量

気泡発生管の水深を2(m)とし、ノズルの型式を変えた場合の噴流の運動量の差違を Fig.5に示した。縦軸

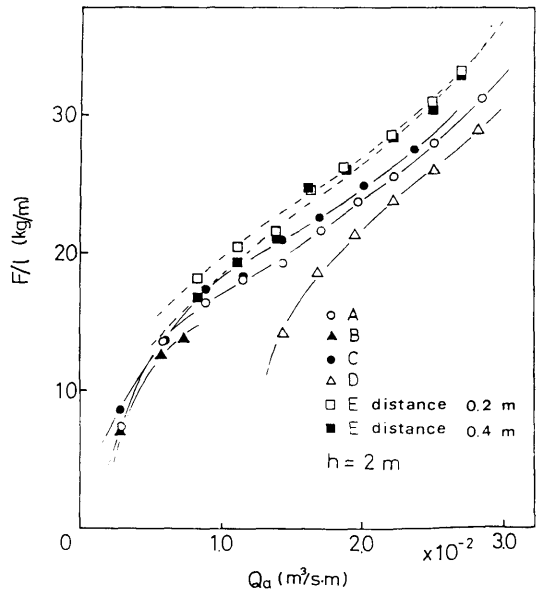


Fig. 5 Momentum flux in case of various types of nozzle diameter, pitch and spacings

は計測箱にかかる力 F を計測箱長 $l=0.42(m)$ で割った値をとっている。単位噴流長さあたりの運動量は D 型, A 型, C 型の順に大きくなっており, Table.1 に示したノズル面積の大きさの順序と逆になる結果となった。このことは運動量を増加させるためには気泡を小さくし, 気泡相対速度 u_b を低くする必要があることを意味する。

図中 E 型は A 型とノズル総面積は同じであるが気泡発生管を 2 本並列に配置させたものであり, 発泡管の中心距離を 2 種類変化させている。気泡発生管を並列配置した場合は A 型より約 10% 程度運動量が大きくなる結果となった。なお, 以下の実験では解析との比較に便利のように C 型を使用した。

Fig.6 は C 型気泡発生管について設置水深 h を変化させた際の運動量の傾向を示したものであるが, 水深が深くなるに従って運動量が増加している。また, 図中の破線は次節に述べる流速分布 u_i の測定結果から運動量 $(\rho_i \int u_i^2 dy)$ を数値計算により求めたものである。水深及び空気流量に対する傾向が若干相違しているが全体として計算値はほぼ実験値の傾向をよく表わしている。

6.1.2 鉛直上昇噴流の水平断面内流速分布

空気流量を 3 種類に変えて, 水平断面内の流速分布 u_i を熱線流速計で深さ方向の 3 点計測を行った結果の

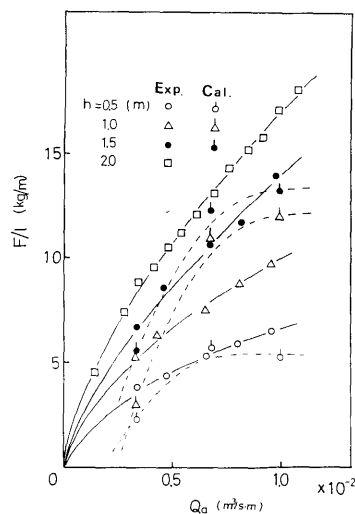


Fig. 6 Momentum flux change along the distance from the nozzle

1 例を Fig.7 に示した。なお, 流速をプロベラ流速計によっても計測し上記結果と比較したが, 両者の差違は顕著には認められなかった。流速分布はほぼ正規分布に近い形状を示し, また, 一般に浮上距離 X とともに増大する傾向が得られた。図中 $X=1.0$ と $1.5(m)$ で速

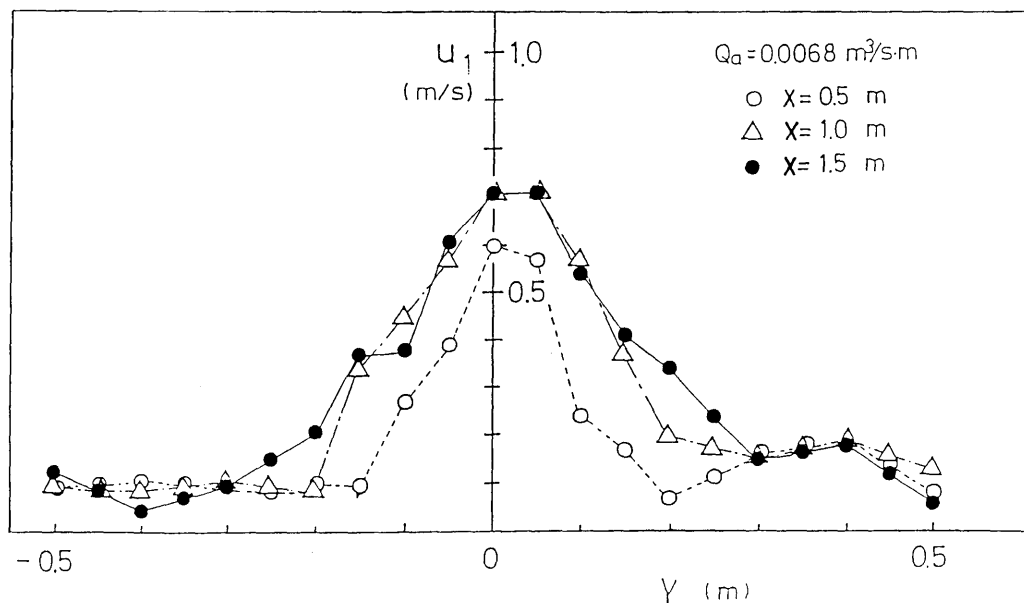


Fig. 7 Profile of vertical velocity of the plume

度分布に大きな差は見られないが、これは $X=1.5(m)$ の場合、自由表面に近く上昇流が一部水平方向に変化している影響と考えられる。

この測定結果を解析と比較するために、速度分布の実験値に式(3-8)で仮定した分布形状をあてはめ、最適となる分布定数 $u(x)$, $b(x)$ を求めた。なお、測定値は水平距離 Y の大きな領域で流速が0になっていないが、これは計測手法上水平方向成分が加わって計測さ

れるための誤差と考えられここでは無視している。各空気流量及び測定位置に対して求めた分布定数 $u(x)$, $b(x)$ を Table.2にまとめて示す。Fig.8中の計測点は、噴流中央における最大流速 $u(x)$ の浮上距離 x 方向の変化を3つの空気流量に対して示したものであるが、一定距離浮上して、ある程度流れが発達した領域では中央流速はあまり変わらないことがわかる。

Table 2 Experimental constants for velocity profile and the entrainment coefficient

$Q_a(m^3/sm)$	$X(m)$	$U(x)(m/s)$	$b(x)(m)$	$S_{ox}(m^3/sm)$	$\beta_0(U_0^2)(kg/m)$	k_m
0.0034	0.5	0.43	0.10	0.076	2.36	0.187
	1.0	0.41	0.14	0.102	3.00	
	1.5	0.48	0.19	0.161	5.60	
0.0068	0.5	0.61	0.12	0.130	5.72	0.14
	1.0	0.73	0.16	0.207	1.09	
	1.5	0.73	0.18	0.233	1.23	
0.010	0.5	0.64	0.10	0.113	5.24	0.13
	1.0	0.82	0.14	0.203	1.2.0	
	1.5	0.83	0.15	0.221	1.3.2	

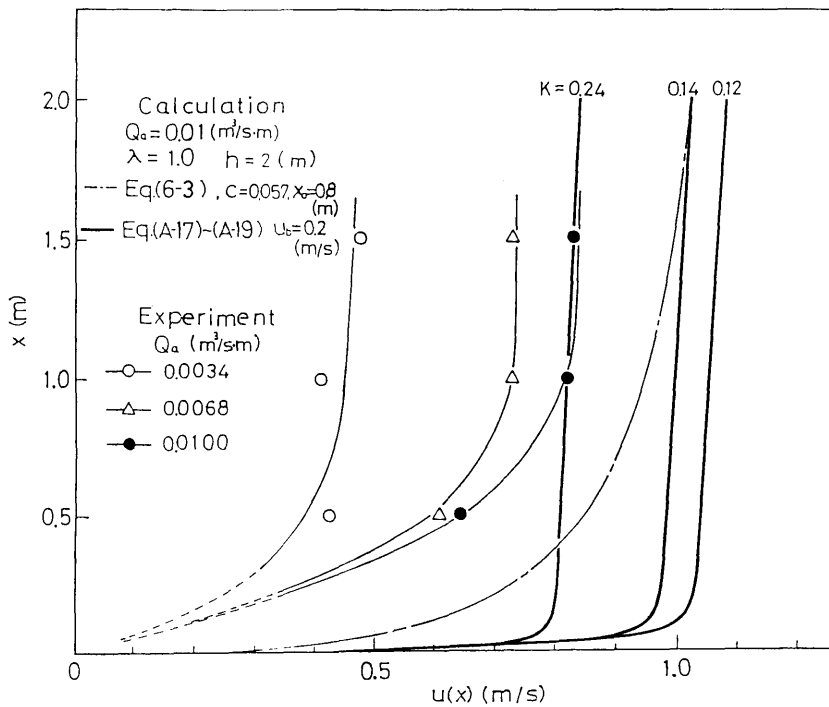


Fig. 8 Velocity at the central axis of the plume

6.1.3 噴流幅

水槽側面より噴流の写真を撮影し、浮上距離 X における気泡群の外縁までの幅（噴流幅の1/2に相当する値）を Fig.9に示した。空気流量は3種類に変化させている。データのばらつきが大きいのが、浮上するにつれて噴流幅が広がっていく傾向がある程度把握できる。図中破線で示した値は、Table.2の噴流代表幅 $b(x)$ の値である。なお、実線で示した気泡群外縁が水面に近づくにつれ急激に大きくなっているのに対し、流速分布の代表幅 $b(x)$ の増加が抑制される傾向がみられる。これは、水面付近において上昇流速が徐々に水平方向に変化し、表面流となるための影響と考えられる。

ところで、Kobus²⁾は、静止水中の気泡噴流の実験から噴流幅 $b(x)$ について次の形の実験式を提示している。式中の定数 C は空気体積流量 Q_a に依存する値であ

り、 x_0 は $0.8(m)$ としている。

$$b(x) = \sqrt{2}C(x + x_0) \quad (6-1)$$

Kobusと同様、Fig.9中の $b(x)$ の値を式(6-1)の形で表示すると、空気流量 Q_a が $0.01(m^3/sec \cdot m)$ の場合について定数 C 、 x_0 はほぼ次の値になる。

$$C = 0.057, x_0 = 0.8m$$

あるいは、式(6-1)中の係数 $\sqrt{2}C$ の値が 0.0806 となる。

6.1.4 流速分布及び分布代表幅の考察—計算値との比較—

数値解析には、式(3-11)～(3-13)中の実験定数 K 、 u_b 、 λ の値が必要であるが、エントレインメント係数 K については前項で求めた流速分布定数 $u(x)$ を用い式(3-10)から実験的に求めることができ、その結果を

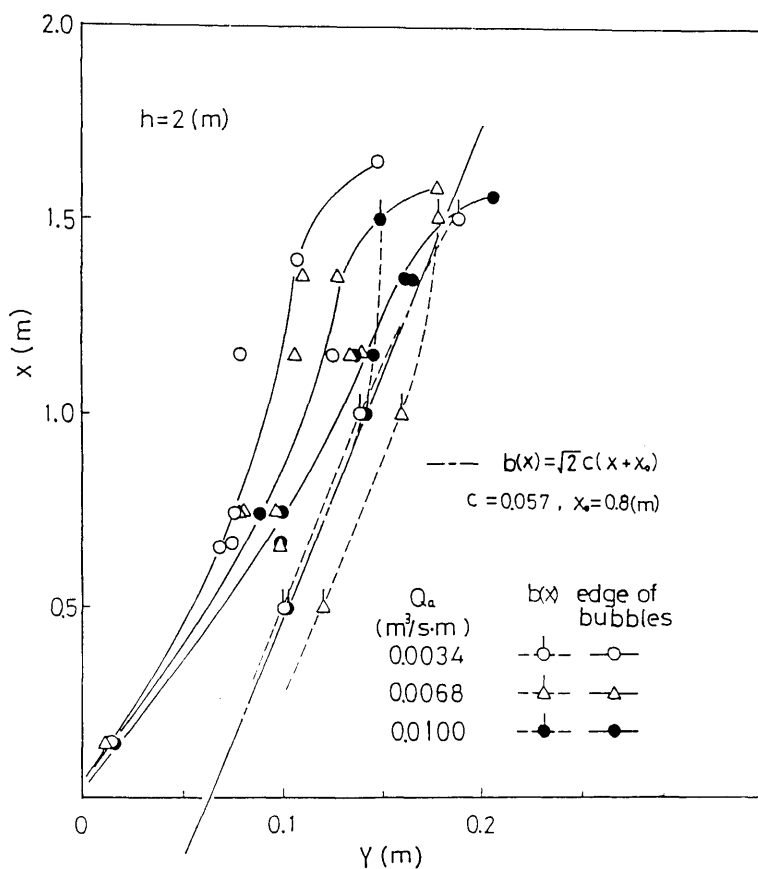


Fig. 9 Breadth of the plume

Table.2に示す。なお、表中の $S(x)$ 、 K_m の定義は次式のとおりである。

$$E = \frac{d \{S(x)\}}{dx} = K_m u(x), \quad S(x) = \int_{-\infty}^{\infty} u_1 dy \quad (6-2)$$

また、噴流の体積流量 $S(x)$ の増分として $X = 0.5(m)$ と $1.5(m)$ の間の差をとっており、エントレインメント係数はこの間の平均値 K_m である。 K_m は空気流量によって $0.13 \sim 0.19$ 程度の値となっている。なお、空気流量 Q_a が $0.01(m^3/sec \cdot m)$ の場合の値

$$K_m = 0.13$$

を用いると理論解析式(3-15)中の係数 $K/\sqrt{\pi}$ の値は 0.0734 となり、前節で述べたように $\sqrt{2}C = 0.0806$ であることから同式は実験的に求めた式(6-1)とほぼ一致することがわかる。

u_b に関しては気泡群の詳しいデータがないので、単一気泡の上昇速度のデータ⁸⁾を利用する。

一方、流速分布 u_1 及び気泡体積分布 α の代表幅の比 λ (式(3-9))については、今回気泡体積分布の計測を行っていないため詳細は不明であるが、Fig.9よりある程度推定することが可能である。すなわち、Fig.9において、気泡群外縁までの幅の時間的平均値は流速分布の代表幅 $b(x)$ の $0.5 \sim 1.0$ 倍程度の値になっている。この気泡群外縁までの幅は厳密には気泡体積分布の代表幅 $\lambda b(x)$ ではないが、観察によると気泡群の幅が狭く鋭い分布形状をしていると思われることから両者はそれほどかけ離れた値でないと考えられる。従って、 λ の値はほぼ $0.5 \sim 1.0$ 程度と考えられる。

エントレインメント係数 $K = 0.13$ を用い、 λ を 1.0 として理論解析式(3-14)に代入し、空気流量 Q_a が $0.01(m^3/sec \cdot m)$ 、気泡発生管の設置水深 $h = 2(m)$ の場合について流速 $u(x)$ の値を求めると、

$$u(x) = 1.08 m/sec$$

となる。この計算値を同一の空気流量に対する Fig.8中の実測値(●印)と比較すると、全体的に大きく、また、縦軸の浮上距離 x に対して一定という結果になり、実測値と異った傾向が得られる。

なお、Fig.8中の一点鎖線は、Kobus²⁾がおこなったと同様噴流幅 $b(x)$ の実験式(6-1)を利用することにより、Appendix(II)に示す基礎式のうち式(A-8)、(A-9)のみを用いて求めた次の半実験解による値を示したものである。

(272)

$$u(x) = \left(\frac{3}{2} \sqrt{\frac{\lambda^2 + 1}{\pi}} \cdot \frac{Q_a P_a}{\rho_l C} \right)^{1/3} \frac{1}{x + x_0} \left\{ \sqrt{x_0 + H} \right. \\ \times \ln \left(\frac{\sqrt{x_0 + H} + \sqrt{x + x_0}}{\sqrt{x_0 + H} + \sqrt{x_0}} \cdot \frac{\sqrt{x_0 + H} - \sqrt{x_0}}{\sqrt{x_0 + H} - \sqrt{x + x_0}} \right) \\ \left. - 2(\sqrt{x + x_0} - \sqrt{x_0}) \right\}^{1/3} \quad (6-3)$$

ここで、計算の際、 Q_a 、 λ 、 $H(h)$ などの定数は先の解析解の場合と同一の値を用いている。

一方、Fig.8中の細実線は式(A-17)～(A-19)を用い空気流量 Q_a が $0.01(m^3/sec \cdot m)$ 、気泡発生管の設置水深 h が $2(m)$ の場合について、 λ の値を 1.0 、気泡相対速度 u_b を $0.2(m/sec)$ ⁸⁾ とし、エントレインメント係数 K を 0.12 、 0.14 、 0.24 と変化された際の流速 $u(x)$ の数値計算結果を示したものである。空気流量 Q_a が $0.01(m^3/sec \cdot m)$ における係数 K の実測値 K_m が 0.13 であることを考慮すると、 $u(x)$ の数値計算による値は実測値より大きな値となっており、特に気泡発生管付近でその傾向が顕著となっている。なお、解析式(3-14)による前述の値 $1.08(m/sec)$ と比較すると、上記計算結果はわずかながら実測値に近い傾向となっている。

6.2 潮流中における噴流中心軌跡

6.2.1 基礎式における流体力の検討

3.3節の式(3-21)右辺第一項は潮流が噴流に衝突する際 y 軸方向に及ぼす流体力で、噴流によって潮流が完全に遮断され、噴流の下方を迂回して流れると考えられる場合は $-C_0 \rho_l V_\infty \sin^2 \theta / 2$ となる。 C_0 は圧力回復係数である。しかしながら、通常は噴流を通過する流速 V_0 の漏洩流が生じるため、これを考慮すると次の関係式が得られる。式中右辺は流速 V_∞ の水平流が噴流直前において V_0 まで減速する際に生ずる静圧回復量を意味する。

$$[p]_{\pm\infty} = -\frac{1}{2} C_0 \rho_l (V_\infty^2 - V_0^2) \sin^2 \theta \quad (6-4)$$

この圧力項 $[p]_{\pm\infty}$ あるいは漏洩流速 V_0 について、5.2節でも述べたように次の方法によって実験的に推定した。

まず、Fig.10(a)に示すように大型水槽を用いて一様流速 V_∞ の潮流を作り、水深 $2(m)$ の位置に流れに垂直に長さ $2(m)$ の気泡発生管を設置して気泡噴流を発生させた。噴流背後において、噴流を通過するこの漏洩流速 V_0 を小型プロペラ流速計を用いて直接計測した。

一方、噴流の上流側では静圧回復が生じるが、上記

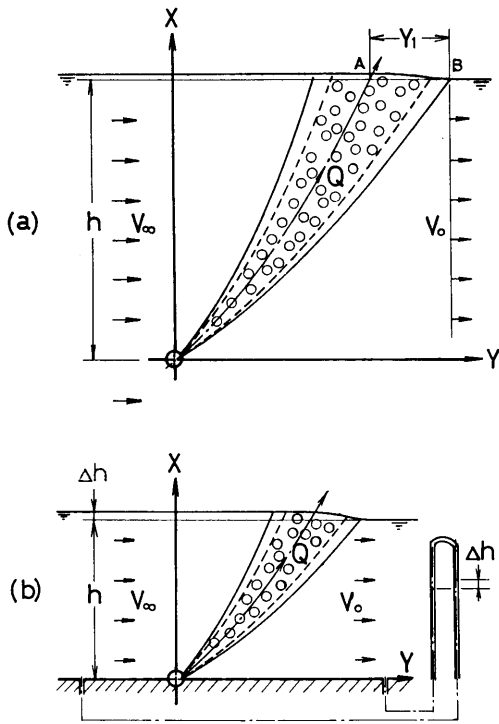


Fig.10 Experimental estimation of fluid dynamical force

の大型水槽による実験ではこの値の計測は困難であった。このため、第二の方法として Fig.10(b)に示すように小型回流水槽を用い、その流路全面に噴流を発生させて実験を行った。上流側と下流側の表面水位の差 Δh をマンメータで計測すると、この値が上記(a)の場合の静圧回復量に対応していると考えられる。この場合、水平流はすべて噴流を通過するため、漏洩流速 V_0 と上流側の水平流速は流路遮断平均で考えると等しいはずである。従って、この圧力差 Δh 及び漏洩流速 V_0 を式(6-4)に代入し、近似的に $\sin\theta$ 及び C_D を1.0とおくと、(a)の場合の潮流 V_∞ に相当する値が求められる。

Fig.11は Fig.10(a)に示すように、気泡発生管の長手軸方向の中央において噴流中心軸が水面と交わる点Aから水平距離が Y_1 の点Bの深さ方向において、漏洩流速 V_0 を計測し、気泡発生管からの距離 X を縦軸に、上流側の潮流速 V_∞ をパラメータとして示したものである。空気流量 Q_a はほぼ $0.01(m^3/sec \cdot m)$ で、距離 Y_1 が $1(m)$ の値である。水面付近を除くと、 V_0

の値は X 軸方向にほぼ一定か、あるいは X が $1(m)$ の付近すなわち気泡発生管の水深の約半分の間で若干小さな値をとる傾向を示し、その値は流速 V_∞ とともに増加している。なお、水面付近で急激に値が大きくなるのは上昇噴流が向きを変えて水平方向の流れとなった

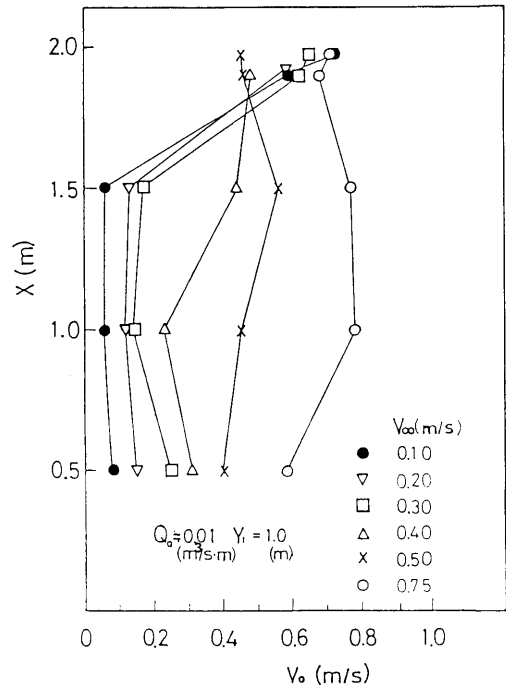


Fig.11 Profile of the horizontal current velocity in the back of the plume

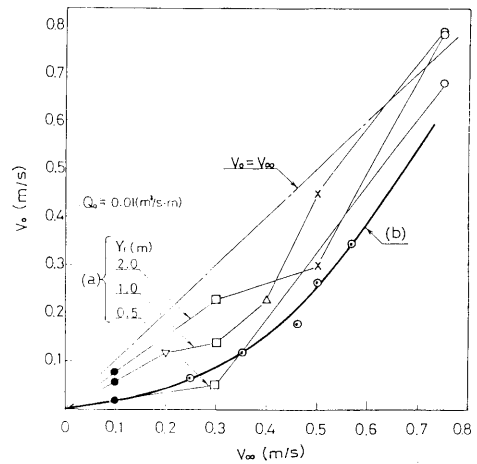


Fig.12 Estimation of the force by the horizontal current velocity

ているためである。

漏洩流速 V_0 の代表値として Fig.11中の縦軸 X が $1.0(m)$ の位置における値を採用し、水平流速 V_∞ に対して示したのが Fig.12である。図中、距離 Y_1 を $0.5, 1.0$ および $2.0(m)$ に変化させた結果を示している。漏洩流速 V_0 はほぼ距離 Y_1 の増加とともに大きくなる傾向を示し、一点鎖線で示した $V_0 = V_\infty$ の状態に近づいている。

これは、噴流から離れるにつれ、流速 V_∞ の周囲の潮流が徐々に巻き込まれて再び流速が一様化されるためと考えられる。また、潮流速 V_∞ が $0.5 \sim 0.75(m/sec)$ では噴流の直後ですでに V_0 の値が V_∞ の値に近くっており、この範囲では潮流が噴流にほとんど影響されずに通過していることがわかる。

一方、Fig.12中の太い実線は Fig.10(b)の方法によって式(6-4)から計算した流速 V_∞ と V_0 の関係を示したものである。空気流量 Q_a はやはり $0.01(m^3/sec \cdot m)$ である。(b)の方法で求めた値は、(a)の方法による噴流直後の $Y_1 = 0.5(m)$ での測定値とほぼ同様の傾向になっている。これらの結果から、本報では曲線(b)の関係を用いて式(6-4)から圧力項 $[p]$ を計算した。

6.2.2 噴流中心軌跡の実験値と計算値の比較

Fig.13は Appendix (IV)の式(A-20)~(A-23)を用い空気流量 Q_a を $0.01(m^3/sec \cdot m)$ 、気泡発生管の設置水深 h を $2(m)$ とした場合についての数値計算結果である。計算の際、気泡の相対速度 u_b 、エントレインメント係数 K 及び代表幅の比 λ などの実験定数を、仮定5)より鉛直上昇噴流の場合と同様にそれぞれ $0.2(m/sec)$, $0.13, 1.0$ とし、また、式(A-22)中の係数 C_D を 1.0 として数値計算した結果である。図中、各潮流速 V_∞ に対する噴流中心軸の軌跡を実線で示している。また、計算に用いた定数 K, λ ならびに式(6-4)の圧力項 $[p]$ が計算結果に及ぼす影響を調べるため、 V_∞ が $0.5(m/sec)$ の場合について、それぞれ1個の定数のみを $\lambda = 0.5, K = 0.24, V_0 = (0 \text{ 及び } V_\infty)$ として変化させ、その他の定数は上記と同じにして計算した結果を一点鎖線で示している。なお、数値計算の際、気泡発生管出口 $X = 0$ における各変化の初期値を多少変化させても、出口付近を除いて結果に大きな影響を与えないため、適当な値としてそれぞれ、 $u(0) = 0.48(m/sec), b(0) = 0.02(m), \alpha(0) = 0.8$ 及び $\theta = \pi/2$ を用いている。また、繰り返し計算における X 軸のきざみを変化させ結果に影響がないことを確認した。

Fig.13によると、噴流の軌跡は各水平流速 V_∞ につい

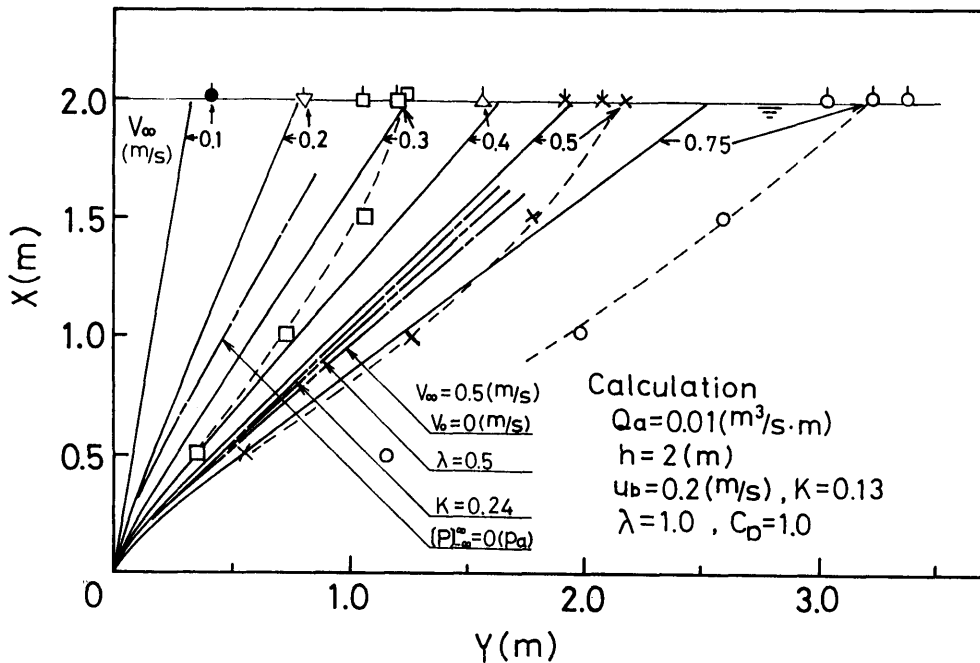


Fig.13 Trajectory of the central axis of the plume

て気泡発生管出口付近で上向きに凸の変化を示し、その後極わずかながら下向きに凸のS字型の曲線となるが、傾き角 θ の変化は小さく全体としてほぼ直線に近い結果となっている。そして、その傾き角 θ は水平流速 V_{∞} の増加につれ減少している。また、定数 K , λ ならびに圧力項 $[p]$ の影響については、 $V_0 = V_{\infty}$ すなわち $[p] = 0$ とする場合を除き、軌跡の計算結果に大きな差違は見られない。エントレインメント係数を仮想的に大きくすると、式(3-21)における浮力あるいは鉛直上向きの運動量 $\rho_i g b(x) \alpha(x)$ は増加するが、エントレインメントの増加に伴って噴流内に持ち込まれる水平方向の運動量 $\rho_i V E$ も同時に増加する。

K の値の相違によって、Fig.8中の噴流中心流速 $u(x)$ の計算値が変化しているにもかかわらず、軌跡に及ぼす影響が比較的小さいのはこのためと考えられる。

一方、図中に示した□△などの印は空気流量 Q_a が $0.01(m^3/sec \cdot m)$ の場合について、5.2節の実験で求めた水面上での噴流中心の位置を示したものであり、水平流速 V_{∞} が $0.3, 0.5$ 及び $0.75(m/sec)$ の場合については水中における測定結果を□△などの印で示している。上記の計算結果は、水平流速が小さい範囲でこれらの測定値の傾向とほぼ一致している。水平流速が増加すると、噴流内の流速分布及び気泡体積率分布の形状が正規分布から偏り、また、両者の中心軸にずれが生じてくるのが実験的に指摘されている⁹⁾。また、気泡相互の合体が著しくなり、気泡間隔が広がって噴流の形成が妨げられる傾向が生じる。従って、水平流速が大きい場合は、鉛直上昇噴流の考え方をそのまま拡張する仮定5)は妥当ではないと思われる。なお、水中

における傾き角 θ の実測値の変化が大きい理由は、式(6-4)によって水深方向に一定と仮定した圧力項が、実際は水深方向に変化しているためと思われる。

6.3 波浪及び潮流中の噴流の挙動

6.3.1 表面流速に及ぼす波浪の影響

噴流による表面流速は、後に述べるように噴流による拡散阻止効果と密接に関係している。ここではまず表面流速に及ぼす波浪の影響についてふれる。

Fig.14は、空気流量 $Q_a = 0.0033(m^3/sec \cdot m)$ の時の静水中での表面付近の水平流速分布を示している。一方、鉛直上昇噴流に波が入射する場合、波の粒子速度と表面水平流との関係について考慮する必要がある。

Fig.1の座標系を用いると波の速度ポテンシャル ϕ_w は、

$$\phi_w = -\frac{h_w c}{2} \exp\{k(X-h)\} \sin(kY + \omega t) \quad (6-5)$$

で表される。よって Y 方向の粒子速度 v_w 及びその最大値 v_{wmax} はそれぞれ次式となる。

$$v_w = \partial \phi_w / \partial Y = -\frac{h_w k c}{2} \exp\{k(X-h)\} \cos(kY + \omega t) \quad (6-6)$$

$$v_{wmax} = \frac{h_w k c}{2} \exp\{k(X-h)\} \quad (6-2)$$

但し、 k : 波数 ($2\pi/\lambda_w$)

c : 波の位相速度

波の山の粒子速度を v_{w1} , 谷のそれを v_{w2} とする。噴流周辺では静水中における表面流速を V_p として波との重ね合わせが成り立つとすると、波の山で流速が $V_p - v_{w1}$, 谷では $V_p + v_{w2}$ となると考えられる。

Fig.15は波長 $2(m)$, 波高 $0.14(m)$ の入射波の場合の

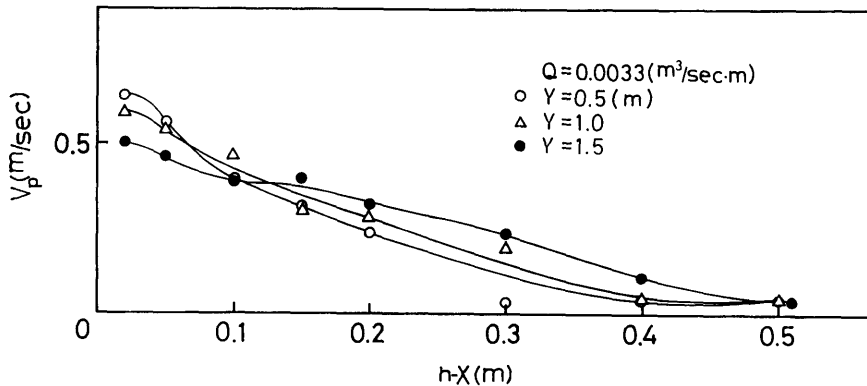


Fig.14 Profile of horizontal velocity of surface flow in still water

流速分布を示している。計測位置は入射波が碎波する点より、波の進行方向とは逆に1.5(m)の所である。図中の $V_p - v_{w1}$, $V_p + v_{w2}$ は波の粒子速度の計算値 v_{w1} , v_{w2} と V_p の実験値 (Fig.14) より求めた値を表している。実際の流速は $V_p + v_{w2}$ を上限, $V_p - v_{w1}$ を下限とする範囲で変動すると考えられるが、図中●印で示した実験値はその上限値とほぼ一致している。これは、流速の計測をプロペラ流速計で行っているため、噴流の作る表面水平流と波の粒子速度の方向が一致する場合、すなわち計測点に波の谷がくる時の出力を検出しているためと思われる。なお、波高が大きいと波自体が不安定であり、碎波を起こしやすい状態となる。噴流周辺では波と表面流の重ね合わせで流速変動してい

ると考えてよいと思われるが、碎波領域ではほぼ表面流速に近くなっていると考えらるべきであろう。いずれにしても、波浪が存在し完全に消波されていない場合には、拡散阻止限界流速を考える際の表面流速として、 $V_p - v_{w1}$ を基準に考えねばならないため、波浪によって限界流速は一般に低下すると考えられる。

6.3.2 噴流後方における水面付近の水平流速分布

一方、気泡噴流型の油拡散防止装置では、その後流に存来型二次フェンスを併用する場合は考えられ、この二次フェンスの影響を知るため、噴流後方における表面流速の傾向を確認しておく必要がある。大型試験水槽において行った実験結果を Fig.16~18 に示す。

Fig.16は、噴流中心からの距離 Y が6(m)の位置に

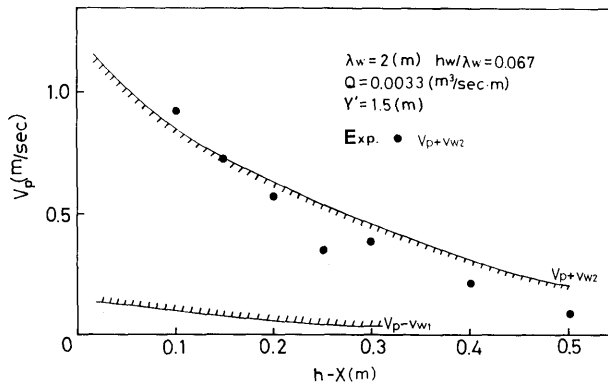


Fig.15 Fluctuation zone of horizontal velocity in waves

における潮流及び波浪共存時の流速分布である。 λ_w が3(m)ではあまり波浪の影響を受けていないことがわかる。Fig.16中に、噴流がない場合の潮流と波浪の重ね合わせの流速を、 V_∞ を0.3(m/sec), λ_w を3及び10(m)の場合について実線で示している。噴流が存在する場合に比べて表面流速がわずかに低く、深さが大きくなると逆に噴流が存在しない場合の方が流速は大きくなり、エアカーテンによる噴流前後の遮断の影響が表れているといえる。

発泡管中心からの距離を6(m)と10(m)として同様な流速分布を比較したのが Fig.17である。これより噴流後方の距離が大きくなると極端に流速が減少していることがわかる。また、潮流が存在する場合は存在しない場合と比較して表面流速は小さくなっているか同程度であり、6.2.1節の Fig.11では波浪を伴わない表面

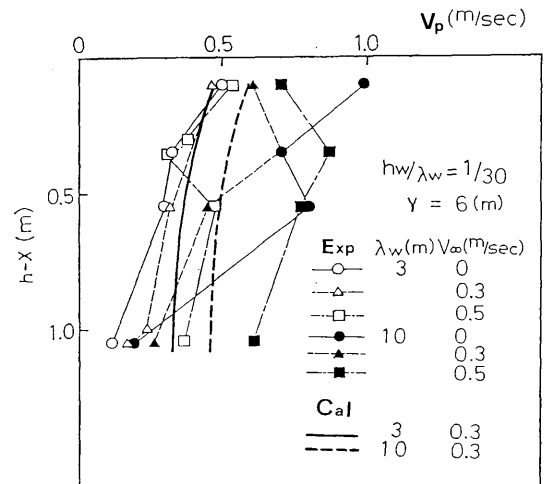


Fig.16 Profile of horizontal velocity in current and waves

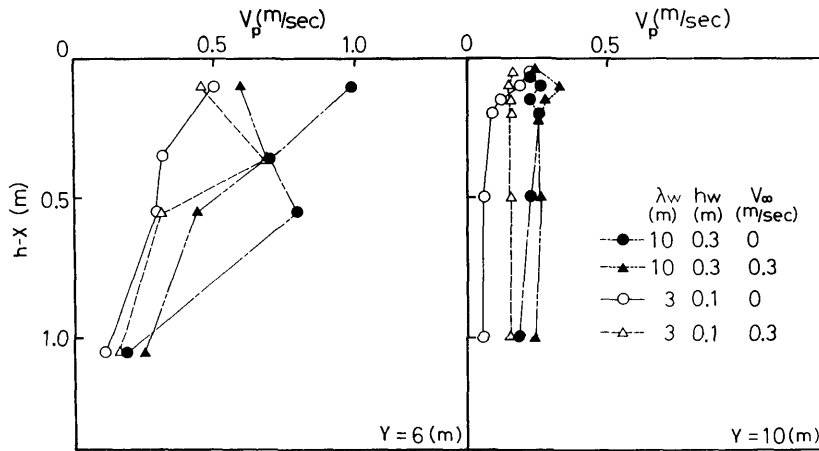


Fig.17 Effect of the distance on the horizontal velocity

流速が、潮流による噴流の傾斜角の大小にかかわらず一定値に収束することと傾向が一致する。これは、潮流の影響で表面に気泡が浮上するまでにエネルギー散逸が促進されるため表面水平流速が上昇しないことが原因と思われる。潮流が限界流速を越えるとこの傾向がより顕著に現れると思われる。

Fig.18は波浪のみの影響を調べたものであり、潮流が0の時に波浪が噴流を通過する際に表面流速 V_p が入射波の最大水平粒子速度 v_{wmax} (式6-7) に対してど

の程度になるかを示したものである。 $h-X \leq 0.5(m)$ まではほぼ波長の短いほうが V_p/v_{wmax} は大きく表面流の影響が波浪より大きく残存している。長波長になればなるほど V_p/v_{wmax} は減少し、噴流のつくる表面流の影響は相対的に低減することになる。また、噴流中心からの距離 Y が大きくなるとその傾向が顕著となり、 $Y=10(m)$ では $\lambda_w=10(m)$ の場合、 V_p/v_{wmax} は1.0 以下となっている。

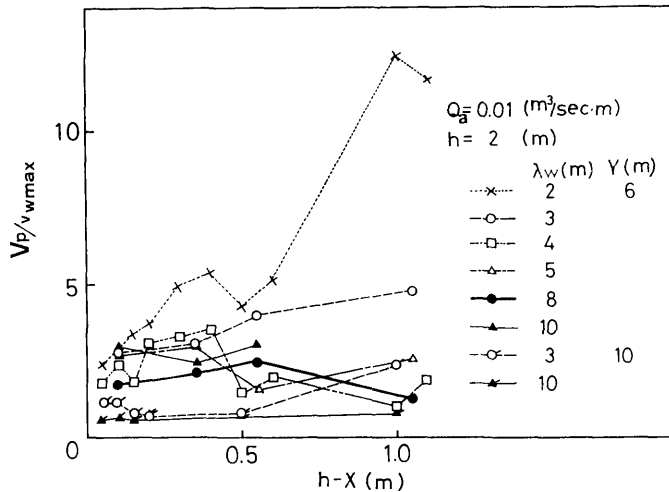


Fig.18 Effect of waves on the horizontal velocity

6.3.3 噴流による消波効果

Fig.19は、2種類の空気流量 Q_a について横軸に波長、縦軸に消波効率 (透過波高と入射波高の比) h_t/h_i

をとって示したものである。 $Q_a=0.0033(m^3/sec \cdot m)$ の場合は、入射波高0.04(m)一定で波長を変化させており、 $\lambda_w=2(m)$ で消波効率はほぼ0.5であった。また、

実規模装置の条件である $Q_a=0.01(m^3/sec \cdot m)$ では空気流量が大きくなったため、 $\lambda_w=3(m)$ で効率0.3程度と消波可能な波長範囲が広がっている。なお、 $\lambda_w=2(m)$ の時、消波効率が悪くなっているのは、入射波のエネルギーが小さいため噴流自体のつくる波によって計測誤差が生じたためと思われる。一方、潮流が存在する場合は、入射波と逆方向（負方向）からくる場合でも $\lambda_w=3(m)$ で効率が0.5程度に低下し（図中矢印）顕著な消波効果がなく、 $\lambda_w=5(m)$ 以上の波にはほとんど消波効果はなかった。

Fig.20は、潮流速の消波効率に対する影響をさらに詳しく調べたものである。これより、 $\lambda_w=3(m)$ の場合は、潮流速 $V_\infty=0$ の時消波効率が最も良く、負方向の

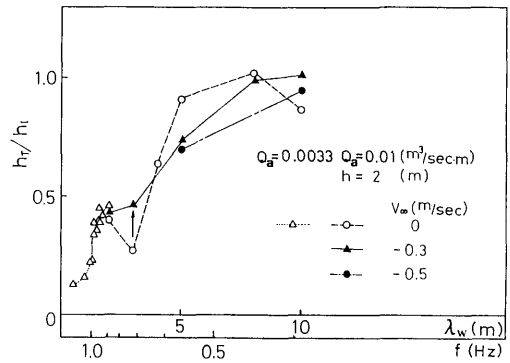


Fig.19 Wave breaking effect of the plume

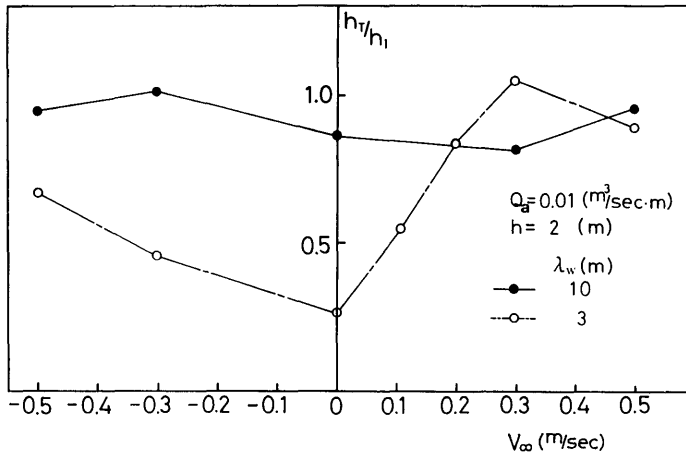


Fig.20 Effect of the current on breaking efficiency

潮流が存在しても消波効果はあがらないことがわかる。一般に負方向の潮流が存在すると気泡噴流の中心軸が入射波側へ傾くので消波効果があがると考えられるが、実際には入射波と逆向きの表面流速の上昇はわずかで消波効果にそれほど寄与しないといえる。この傾向は $\lambda_w=10(m)$ になるとより顕著に現れ潮流速の大小に関係なく入射波は噴流を通過していく。

第4章で述べた潮流が存在する場合の消波限界周波数の解析結果式(4-3)にもとづき、潮流 $V_\infty=0.1, 0.2, 0.3(m/sec)$ の場合について計算を行い、Fig.21に一例として $V_\infty=0.1(m/sec)$ の場合の曲線群を横軸に α_b の極値 α_{bm} 、縦軸に Y_b の極値 Y_{bm} をとって示している。さらに、空気流量 Q_a を $0.01(m^3/sec \cdot m)$ 、気泡発生管水深 h を $2(m)$ 横軸に V_∞ をとり消波限界波長 λ_{wcr} を Fig.22に示した。この計算値から、噴流の作る表

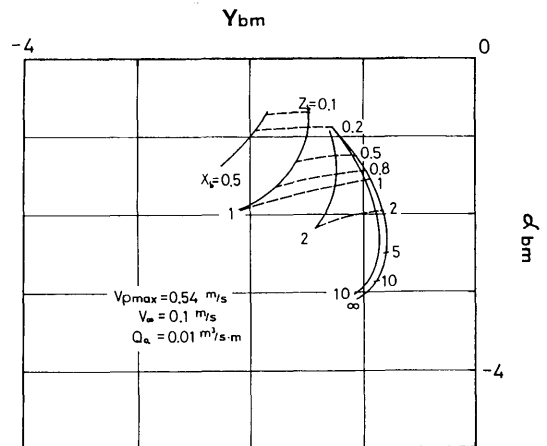


Fig.21 Group of curves for critical frequency of breaking waves

面流の消波効果が潮流速が増加するにつれて低減し、消波限界波長が短くなっていく傾向を示すことがわかる。図中潮流のない場合の実験値も示しているが、これは消波効率が0.3以下に減少した場合を完全消波とみなして求めた値である。

Fig.20において、順流の潮流が存在する場合、極端に消波効率が悪くなっていることから、Fig.22においても順流の潮流が存在する場合の実験値が計算値よりも低くなること、すなわち消波限界波長が短くなるこ

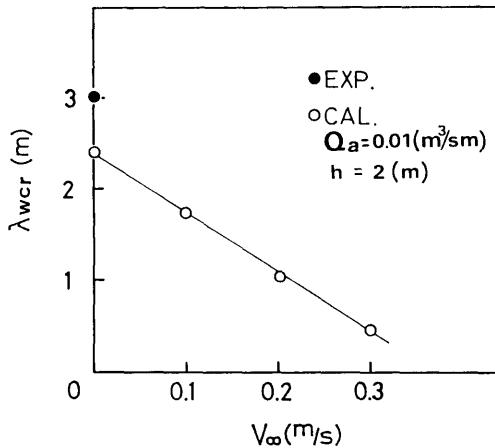


Fig.22 Effect of current velocity on critical wave length of breaking waves

とが予想される。これは、潮流が存在する場合の流れの状況が複雑で Fig.2のモデルのように噴流の表面流速と潮流の単純な重ね合わせにならないことが一因と思われる。今後データを蓄積し、詳しい計算との比較検討が必要である。

6.4 擬似油を用いた潮流中の油膜遮断効果の検討
6.4.1 拡散阻止限界流速の考察—純流体力学的限界—

オイルフェンスを考える場合には、噴流が水面付近に表面流を生じ、それが油の拡散を阻止する効果が問題となっている。すなわち、潮流 V_∞ が小さい場合には表面流が打ち勝って、水面に浮遊する物質を上流方向に押し戻す働きをするが、流速 V_∞ が大きい場合は反対に下流に押し流されてしまう。この拡散阻止効果が消滅する限界の潮流速 V_∞ は、空気流量と気泡発生管の深さによって定まる。

Fig.23は、横軸に潮流速度 V_∞ をとり、縦軸に噴流の傾き θ と $u(x)\sin\theta$ との計算値を示している。 $u(x)\sin\theta$ は、気泡噴流の中央上昇流速 $u(x)$ の鉛直方向成分であり、これが水面に衝突した後生じる表面逆流速に等しいと考え、これが V_∞ が一致する場合の V_∞ の値が拡散阻止限界流速となる。設定した空気流量の条件 $Q_a=0.01(m^3/sec \cdot m)$ では、限界流速の V_∞ は $0.58(m/sec)$ となるが、水面衝突時のエネルギー損失をも考慮に入れると実際にはこの値よりも小さくとなると考えるのが妥当であろう。

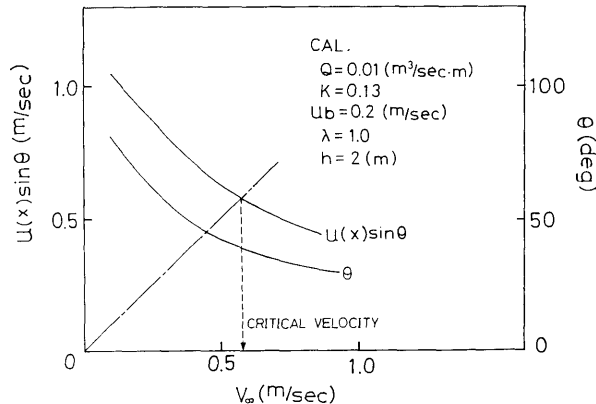


Fig.23 Critical velocity for preventing oil from spreading

Fig.24は、 $Q_a=0.01(m^3/sec \cdot m)$ の場合について噴流の上流側 $0.5(m)$ の位置で計測した水平流速分布を示したもので、潮流速 V_∞ をパラメータとし、下流方向を正として表している。潮流速 V_∞ が $0.4(m/sec)$ 以下

の場合 (●□△印) は水面付近が負の値で逆流が生じており、拡散阻止効果があることを示しているが、 $0.5(m/sec)$ 以上 (×○印) では水面付近でも下流方向に流されている。したがって、 Q_a が $0.01(m^3/sec \cdot m)$ の

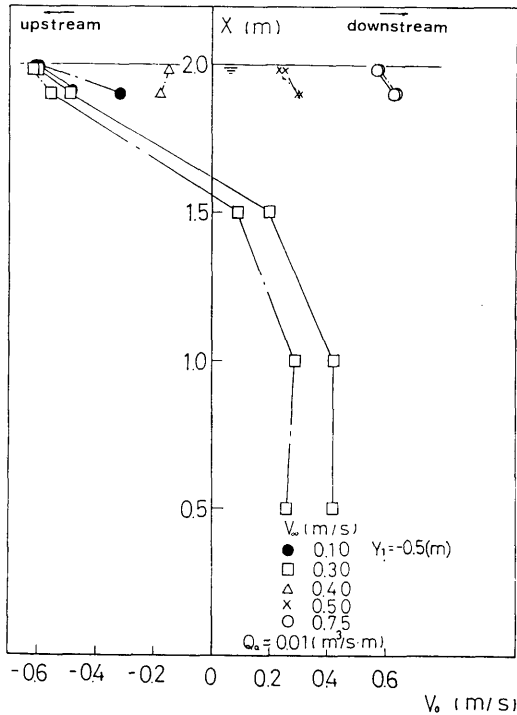


Fig.24 Profile of the surface velocity in case of various current condition

場合は上記の限界流速 V_{∞} は $0.4 \sim 0.5 (m/sec)$ であることがわかる。また、流速の測定以外にも水面付近に吹き流しを設置し、目視による逆流の観察から拡散阻止限界は $0.4 \sim 0.5 (m/sec)$ であることを確認した。これらのことは Fig.23 による計算結果 $0.58 (m/sec)$ とほぼ対応がつくといえる。

6.4.2 擬似油による滞油状況の観測と滞油限界速度の推定

Fig.25 は、擬似油 (ポリエチレン粒子) を用いた実験において横軸に時間をとり、縦軸に初期量に対する滞油の割合をとったものである。潮流が V_{∞} が $0.06 (m/sec)$ の場合、気泡噴流のつくる表面流により、ポリエチレン粒子はほとんど漏れなかった。 $V_{\infty} = 0.1 \sim 0.2 (m/sec)$ では、噴流の上流に生じた縦渦によりポリエチレン粒子が水面下にひきこまれ、潮流によって流され噴流を通過する。粘性の大きい実際の油滴の場合と比べて、ポリエチレン粒子のほうが縦渦による漏れ量が一般的に大きいと思われる。なお、噴流の上流に生じる縦渦は気泡発生管の発泡むらによる不均一な表面流が原因と考えられる。 $V_{\infty} = 0.3 (m/sec)$ になると粒子は水面上で噴流を越えて漏れていく。しかしながら、この場合にも 6.4.1 節で述べた潮流と逆方向の流れはまだ残存しており、この逆流が存在し得る潮流の流速範囲 ($0.4 \sim 0.5 (m/sec)$ 以下) であっても漏油する可能性

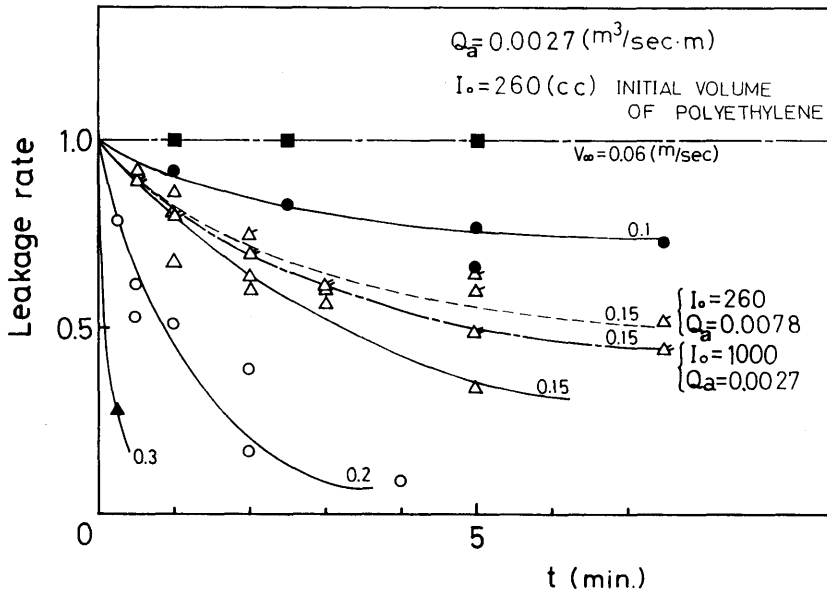


Fig.25 Time dependent performance of oil containment

があることがわかる。

空気流量を約3倍にとった $Q_a = 0.0078 (m^3/sec \cdot m)$ の場合は、表面流速が大きくなるため漏れ量が小さくなる。また、初期量を約4倍にとった場合も、 $t=0$ の傾き、すなわち滞油量に対する単位時間当たりの漏れ量の比（相対漏れ速度）はほとんど変わらない。

横軸を潮流速と噴流最大流速の比とし、大型長水槽と小型回流水槽において行った両者の潮流に対する噴流の傾きを Fig.26 に示した。 V_∞/V_{pmax} が同一であれ

ば、ほぼ噴流の傾きも同じになることがわかる。この関係より、両者の V_{pmax} が既知であるから $V_\infty = 0.06 (m/sec)$ 、深さ $h = 0.46 (m)$ の場合に対応する、気泡発生管深さ $2 (m)$ 、空気流量 $0.0117 (m^3/sec \cdot m)$ の場合の潮流速を求めると $0.24 (m/sec)$ ($0.48 kt$) となる。噴流の傾きが同じであれば、潮流に対する滞油限界速度も相似になると考えると、 $Q_a = 0.01 (m^3/sec \cdot m)$ の場合 $0.5 \sim 0.6 (kt)$ 程度の潮流に対しては油膜遮断効果があると推定される。

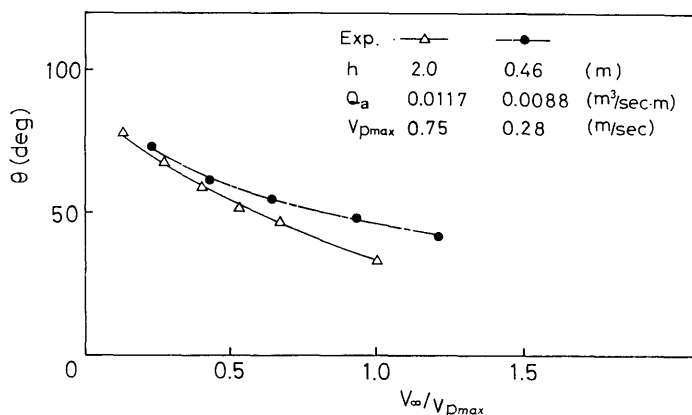


Fig.26 Relation between inclination of the plume and the ratio of the current velocity to rising velocity of the plume

6.4.3 潮流及び波浪共存下の滞油限界

Fig.27～29は、気泡噴流の潮流、波浪共存下における滞油状況について、実際の油を用いた実験結果を示したものである。潮流速 V_∞ を $0.2 \sim 0.4 (m/sec)$ と変化させ、波浪はすべて波長 $\lambda_w = 3 (m)$ 、波高 $h_w = 0.2 (m)$ で行ったものである。 $V_\infty = 0.2 (m/sec)$ の場合は、噴流の

作る表面流速が大きいため、油は噴流のかなり上流で完全に遮断された (Fig.27)。 $V_\infty = 0.3 (m/sec)$ では、噴流直前ではほぼ油膜は遮断されるが、わずかに噴流の上流を越えて行く現象が見られた (Fig.28)。そして $0.4 (m/sec)$ となると、常時油は噴流を越えて漏れていく結果となった (Fig.29)。



Fig.27 Containment by the plume in current and waves (current velocity = 0.2m/sec)



Fig.28 Containment by the plume in current and waves (current velocity = 0.3m/sec)

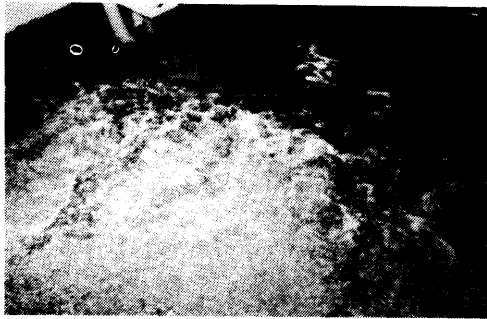


Fig.29 Containment by the plume in current and waves (current velocity = 0.4m/sec)

気泡発生状態の観察結果を Table.3に示す。一般に潮流が速くなると気泡が分散せず大きな合体した気泡が発生する。このため噴流による表面流速が抑制された状態で滞油限界流速が決定される。一方、波浪が共

存し特に $\lambda_w = 10(m)$ の場合、合体した気泡が断続的に発生する現象が観察される。これは噴流が波の谷に来た時に自由表面に近い部分が切断された形になり、谷が通過した後で切断された気泡が表面に浮上するためと考えられる。この現象は噴流の作る表面流速に対して波の粒子速度が同程度に大きくなると生じるものと思われ、これにより漏油が著しく促進される。なお、負方向の潮流が共存する場合、 $\lambda_w = 10(m)$ になっても気泡は均一に出ており波の影響を阻止していると考えられる。以上のことから波長、波高が増加すると一般には滞油限界流速が減少すると考えられるが、実際には波長10(m)、波高0.5(m)の波浪中においても、潮流速0.3(m/sec)に対して遮断効果を有することが実験的に確認された。これは波浪が共存すると油膜が薄く引き伸ばされる現象があるなど、他の要因が複合的に作用するためと考えられる。

Table 3 Behavior of air bubbles of the plume in current and waves

current velocity (m/sec)	wave length (m)	wave height (m)	air bubble form	
			group of small bubbles	coalescence of bubbles
0	3	0.1	continuously	none
0.3	"	"	"	"
0.5	"	"	"	"
-0.3	"	"	"	"
-0.5	"	"	"	continuously
0.3	10	0.33	"	intermittently
0.5	"	"	"	intermittently
-0.3	"	"	"	continuously

7. 結 言

二次元浮力噴流について、実験ならびに解析を行なった結論を得た。

1) 静水中の噴流に対して、流れを特徴づける実験定数であるエントレインメント係数を実験的に求め、空気流量によって0.13~0.19程度の値を得た。さらに、この値を用いて噴流の代表幅ならびに噴流中央流速について数値解析を行った結果、前者については上昇方向の広がりを表す係数について実測値と良い一致が見られた。一方、後者については、解析値が測定値より一般に大きな値となった。これは、発泡管ノズル付近での流れのモデル化が適当でないためと思われる。

2) 潮流が存在する場合に対して解析を拡張し、基礎式(3-19)~(3-22)を導いた。また、噴流に及ぼす潮

流による流体力を式(6-4)及び Fig.12によって実験的に推定した。

3) 噴流中心の軌跡について数値計算を行い、潮流速が小さい範囲で実測値の傾向を説明し得る結果を得た。潮流速が大きい場合の実測値と解析の相違は、気泡相互の合体や分布形状の偏りが生じるため本報で用いた仮定が適切でなくなることが主な原因と考えられる。

4) 気泡噴流の流体力学的な拡散阻止限界流速は0.4~0.5(m/sec)であった。波浪が共存する場合は噴流周辺の流速に関して、噴流のつくる表面流速と波の粒子速度の重ね合わせが成り立つことがわかった。従って、一般に波浪によって上記の限界流速は低下すると考えられる。また、噴流後方において表面流は比較的急速に減衰する。

5) 気泡噴流による消波効率、空気流量 $0.01(m^3/sec \cdot m)$ の場合波長 $3(m)$ の波に対して最大27%である。潮流の増加につれ消波効率は低下し、入射波と逆向きの潮流が存在する場合にも消波効果はあがらなかった。また、波長 $5(m)$ 以上に対しては効果がなかった。

6) 気泡噴流の油拡散阻止性能に関しては、波長 $10(m)$ 、波高 $0.5(m)$ の波浪中において、 $0.3(m/sec)$ (約 $0.6kt$)の潮流速に対して油膜遮断効果を有している。 $0.4(m/sec)$ 以上ではほぼ一定の割合で漏油が生じる。

さらに以上の結論をもとにして、本研究で対象とする気泡噴流型油拡散防止装置に関して次の点が指摘できよう。

1) 現在開発目標とされている対象波浪は、波高 $1.5(m)$ 、潮流 $0.5(m/sec)$ ($1kt$)が一応の目安となっている。気泡噴流のみによる阻止限界は $0.3(m/sec)$ であるため、これ以上の潮流では二次フェンスの使用が不可欠である。一方、波浪に関しては $10(m)$ 以上の長波長の波には装置全体が容易に追従して同一運動すると考えられるため前記6)の性能で十分と思われる。なお、二次フェンスの性能上問題となる波浪は $1\sim 3(m)$ 前後の波長域である¹¹⁾と考えられるので前記5)の消波効果に相当する二次フェンス側の性能改善が期待できる。

2) 気泡噴流は水深方向の幅が大きく、必要装置が海面下にあるため、水中に深くもぐり込んだ油滴や固体の浮遊物が共存する油膜の拡散防止に対しては有効と考えられる。一方、油滴化しやすい油の場合、逆に噴流自体の攪乱効果によって油滴化を促進する現象もみられる。このことから考えて、気泡噴流は、在来型のフェンスで捕捉不可能な固形、塊状となって水中を浮遊する重質原油、あるいは固体浮遊物が共存する海面での流出油(但し、潮流は $0.3m/sec$ 以下に限る)などに対して、その本来の性能を発揮するものと考えられる。

3) 気泡噴流を発生させるための動力は $0.7\sim 0.8(KW/m)$ であり、 $100(m)$ の規模の噴流カーテンは $70\sim 80(KW)$ 程度の動力が必要である。

謝 辞

本実験を実施するに当たり、海洋環境技術研究所の試験水槽及び船舶技術研究所中水槽を利用した。実験の際ご協力頂いた関係各位に謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) Taylor, Sir Geoffery: The action of a surface current used as a breakwater, Proc. Royal Society, A., Vol. 231, 1955, p.466
- 2) Kobus, H. E.: Analysis of the flow induced by air bubble system, Proc. 11th Conf. on Coastal Engrg., London, Vol. II, 1968, p.1016
- 3) McDougall, T. J.: Bubble plumes in stratified environments, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 85, 1978, p.655
- 4) 栗谷陽一, 北野義則: 一様水平流中における気泡噴流の挙動(II), 土木学会年会予講集, 1973, p.361
- 5) 栗谷陽一, 北野義則: 一様水平中における気泡噴流の挙動(IV), 土木学会年会予講集, 1974, p.450
- 6) Morton, B. R., Taylor, Sir Geoffery and Turner, T. S.: Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, Proc. Royal Soc., A. Vol. 234 1956, p.1
- 7) Bulson, P. S. and Struct, M. I.: The theory and design of bubble breakwater, Proc. 11th Conf. on Coastal Engrg., Lndon, Vol. II, 1968, p.995
- 8) Nabil I smail: Guidelines for the design of air bubble systems, Proc. 15th Conf. on Coastal Engrg, 1976, p.2994
- 9) 岩垣雄一, 浅野敏之: 空気防波提に関する研究(第四報), 第24回海岸工学講演会論文集, 1977, p.295
- 10) 岩垣雄一, 浅野敏之: 空気防波提の相似則と必要空気流量, 土木学会論文報告集, 337号, 1983, p.101
- 11) 元良誠三: 油濁防止装置の評価法, 海洋汚染防止技術に関するシンポジウム, 1978, p.210
- 12) 原正一, 伊飼通明, 波江貞弘: 気泡噴流型油拡散防止装置の基礎的研究, 関西造船協会誌, 第186号, 1982, p.133
- 13) 原正一, 伊飼通明, 波江貞弘: 気泡噴流型油拡散防止装置の基礎的研究(第2報), 関西造船協会誌, 第194号, 1984, p.1
- 14) 波江貞弘, 原正一, 伊飼通明: 一様水平流における二次元浮力噴流の挙動の解析, 日本機械学会論文集, 51巻, 463号 B編, 1985 (p.847)

Appendix(I) 鉛直上昇噴流の場合における基礎式の誘導

質量保存式(3-2)を y 軸方向に積分し、境界条件(3-7)を用いると次式のように変形される。

$$\rho_i E = \frac{d}{dx} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \rho_i (1-\alpha) u dy \right\} \quad (A-1)$$

次に、 x 軸方向の運動量式(3-3)で $\sin\theta$ を1とおいて積分し、条件(3-7)を用いると式(A-2)が得られる。その際、式(3-1)及び(3-2)の関係をを用い、また、静止水中では周囲の流れがないため $(\partial p / \partial x)$ を0としている。

$$\frac{d}{dx} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \rho_i (1-\alpha) u^2 dy \right\} = \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_i dg) dy \quad (A-2)$$

一方、気泡の質量保存式(3-6)を積分し、条件(3-7)を用いると式(A-3)となる。従って、浮上距離 x における静水圧を P 、その位置の x 面を通過する気泡発生管の単位長さ当たりの気泡体積流量を Q とし、大気圧における状態を添字 a を付して表すと式(A-4)が成立する。

$$\frac{d}{dy} \left\{ \rho_g \int_{-\infty}^{\infty} (\alpha u_g) dy \right\} = 0 \quad (A-3)$$

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha (u + u_b) dy = \frac{P_a}{P} Q_a \quad (A-4a)$$

$$P = \rho_i g (H - x), \quad H = h + P_a / (\rho_i g) \quad (A-4b)$$

Appendix(II) Boussinesq 近似の場合の基礎式の誘導

この場合、質量保存式は(A-5)となり、また、式(3-2)の関係をを用いると浮力に関する式(A-6)が得られる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (A-5)$$

$$u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial (T_1)}{\partial y} = 0 \quad (A-6)$$

さらに、式(3-3)左辺中の密度 ρ を ρ_i と置き換えた運動量保存式ならびに気泡の保存式(3-6)が成立する。

Appendix(I)と同様にこれらの各式を y 軸方向に積分し、式(3-8)~(3-10)を代入すると未知変数 $u(x)$ 、 $b(x)$ 、 $\alpha(x)$ に関する各式は次のようになる。

$$E = \sqrt{\pi} \frac{d}{dx} \{ u(x) b(x) \} = K u(x) \quad (A-7)$$

$$\frac{d}{dx} \{ \rho_i u^2(x) b(x) \} = \sqrt{2} \rho_i g b(x) \alpha(x) \quad (A-8)$$

$$\sqrt{\frac{\pi \lambda^2}{\lambda^2 + 1}} \frac{d}{dx} \{ \rho_i u(x) b(x) \alpha(x) \} = \sqrt{\pi} \frac{d \rho_i}{dx} \times u(x) b(x) + \frac{d}{dx} \left\{ \frac{u(x)}{u(x) + \sqrt{\lambda^2 + 1} u_b} \cdot \frac{Q_a P_a}{g(H-x)} \right\}$$

(A-9)

なお、式(A-9)の右辺第一項は式(A-6)を変形して得られる周囲水の成層の影響を表し、これに式(3-13)で与えられた水深の変化に伴う気泡の影響を加え合わせた形としている。

Appendix(III) 潮流中の場合における基礎式の誘導

質量保存式(3-2)を y 軸方向に積分し、境界条件(3-7a)を用いると次式のように式(A-1)と同じ結果が得られる。

$$\rho_i E = \frac{d}{dx} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \rho_i (1-\alpha) u dy \right\} \quad (A-10)$$

次に、 x 軸方向の運動量式(3-3)を積分し、条件(3-7a)を用いると式(A-11)が得られる。

$$\frac{d}{dx} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} (\rho u^2) dy \right\} - \rho_i U E = \rho_i \int_{-\infty}^{\infty} \left(U \frac{dU}{dx} \right) dy + \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ (\rho_i - \rho) g \sin\theta \right\} dy \quad (A-11)$$

ここで、周囲の流れによる圧力変化の関係式

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_i U \frac{dU}{dx}$$

および式(3-2)の関係を考慮し、また、 $[\rho u v]_{-\infty}^{+\infty} = \rho_i U [v_1]_{-\infty}^{+\infty} = -\rho_i U E$ としている。なお、式(A-11)は式(A-10)を用いると式(A-12)のように変形できる。

$$\frac{d}{dx} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \rho u (u - U) dy \right\} + \frac{dU}{dx} \int_{-\infty}^{\infty} \rho (u - U) dy = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ (\rho_i - \rho) (g \sin\theta + U \frac{dU}{dx}) \right\} dy \quad (A-12)$$

また、 y 軸方向の運動量式(3-4)を積分し、条件(3-7a)を用いると、式(A-13)が得られる。ここで式(3-2)の関係を考慮し、 $[\rho v^2]_{-\infty}^{+\infty} = 2\rho_i V [v_1]_{-\infty}^{+\infty} = -2\rho_i V E$ としている。

$$\rho_i V E + \frac{d\theta}{dx} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \rho u (u - U) dy \right\} = [\rho]_{-\infty}^{+\infty} + \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ (\rho_i - \rho) g \cos\theta \right\} dy \quad (A-13)$$

さらに、気泡の保存式(3-6)を積分すると Appendix(I)の式(A-4a)が得られる。但し、潮流が存在する場合は傾斜角 θ を考慮して、静水圧 P と座標の関係が次式となる。

$$P = (H - X) \rho_i g, \quad H = h + P_a / (\rho_i g) \quad (A-14)$$

$$X = \int_0^x \sin\theta dx, \quad Y = \int_0^x \cos\theta dx \quad (A-15)$$

Appendix(IV) 無次元変数及び無次元化式

3.2.2節で述べた特殊な場合の解析解(3-14)~(3-

16)を用いて次の無次元数を定義する。

$$\left. \begin{aligned} x^+ &= \frac{x}{H}, \quad u^+ = \frac{u(x)}{M_1^{1/3}}, \quad b^+ = \frac{\sqrt{\pi}}{KH} b(x) \\ \alpha^+ &= \frac{\sqrt{2}g\lambda H}{M_1^{2/3}} \alpha(x) \\ V_\infty^+ &= \frac{V_\infty}{M_1^{1/3}}, \quad V_0^+ = \frac{V_0}{M_1^{1/3}}, \quad X^+ = \frac{X}{H} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-16})$$

これらの無次元変数を用いて3.21の基礎式(3-11)～(3-13)を書き換えると鉛直上昇噴流に関する次の無次元基礎式が得られる。なお、成層していない場合は密度 ρ_i は左右両辺で互いに消去できる。

$$\rho_i u^+ = \frac{d}{dx^+} \{ \rho_i u^+ b^+ (1 - C_2 d^+) \} \quad (\text{A-17})$$

$$\frac{d}{dx^+} \{ \rho_i u^{+2} b^+ (1 - C_3 \alpha^+) \} = \rho_i b^+ \alpha^+ \quad (\text{A-18})$$

$$b^+ \alpha^+ = \frac{1}{(u^+ + M_1^{1/3} u_b)(1 - x^+)} \quad (\text{A-19})$$

ここで、式中の各定数は次のとおりである。

$$C_1 = \frac{M_1^{2/3}}{\sqrt{2}gH}, \quad C_2 = \frac{1}{\sqrt{\lambda^2 + 1}} C_1, \quad C_3 = \sqrt{\frac{2}{2\lambda^2 + 1}} C_1$$

$$u_b = \sqrt{\lambda^2 + 1} u_b$$

一方、基礎式(3-19)～(3-22)を書き換えると、潮流中の噴流に関する次の無次元式が得られる。

$$\rho_i u^+ = \frac{d}{dx^+} \{ \rho_i u^+ b^+ (1 - C_2 \alpha^+) + \rho_i V_\infty^+ b^+ \times \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} - C_1 \alpha^+ \right) \cos \theta \} \quad (\text{A-20})$$

$$\frac{d}{dx^+} \{ \rho_i u^{+2} b^+ (1 - C_3 \alpha^+) + \sqrt{2} \rho_i u^+ V_\infty^+ b^+ \times (1 - C_2 \alpha^+) \cos \theta \} = \rho_i b^+ \alpha^+ \sin \theta \quad (\text{A-21})$$

$$\begin{aligned} & \frac{d\theta}{dx^+} \{ \rho_i u^{+2} b^+ (1 - C_3 \alpha^+) + \sqrt{2} \rho_i u^+ V_\infty^+ b^+ \times (1 - C_2 \alpha^+) \cos \theta \} + \sqrt{2} \rho_i u^+ V_\infty^+ \sin \theta \\ & = -\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\rho_i C_D}{K} (V_\infty^{+2} - V_0^{+2}) \sin^2 \theta + \rho_i b^+ \alpha^+ \cos \theta \end{aligned} \quad (\text{A-22})$$

$$b^+ \alpha^+ = \frac{1}{(u^+ + M_1^{1/3} u_b \sin \theta)(1 - X^+)} \quad (\text{A-23})$$

なお、式(A-22)を導く際、式(3-21)右辺第一項の $[p]_\infty$ には6.2.1節の式(6-4)を代入している。