

## 連続成層中の Bubble Plume の挙動について

## BEHAVIOURS OF BUBBLE PLUMES IN A LINEAR STRATIFICATION

浅枝 隆\*・Jörg IMBERGER\*\*

By Takashi ASAEDA and Jörg IMBERGER

The behaviour of bubble plumes were studied in both a linear and a two-layered stratification. When bubbles were released downward flow formed outside the inner upward plume induced by bubbles, and different types of intrusions formed from the downward flow depending on the relationship between the stratification intensity and the bubbling rate. The inner plume's fluid diffuses outwards only in the zone where the downward flow exists.

The inner plume entrained the surrounding water and increased in size up to the critical level at which the drag force exerted by the bubbles is balanced with the negative buoyancy of the inner plume.

The efficiency of the input energy conversion to potential energy increases at first, shows peak, then decreases with increasing bubbling rate and decreasing stratification intensity.

*Keywords*: bubble plume, reservoir, destratification, aeration, stratified flows

## 1. はじめに

成層した流体中に底部から気泡を発生させると、気泡は上昇する際に周囲の流体を連行し高位置にまで輸送する。この現象は Bubble Plume とよばれている。この Bubble Plume は気泡式防波堤、港の凍結防止、海水浴場での鮫よけなど多くの目的に利用されている。貯水池の富栄養化防止のための温度成層の破壊に使用されるのもその1つの利用形態であろう。

Bubble Plume の最初の利用方法が港湾工事の際の波よけであったために、Bubble Plume に関する多くの研究は一様な流体中に気泡を発生させるという形式で行われている。主なものを挙げると次のようである。まず、Kobus<sup>1)</sup>、Bulson<sup>2)</sup> は二次元的な実験を行い、Bubble Plume の基本的特性を求めた。これらのデータは Wilkinson<sup>3)</sup> によって整理され、流速分布、気泡径の影響が議論された。その後、Milgram<sup>4)</sup> は、水深が 2.5 m から 50 m までにわたる非常に広い範囲で実験を行い、連行係数の特性、Plume の揺動の影響を論じた。また、

松梨と宮永<sup>5)</sup> は Bubble Plume の流速分布、流量などの詳細な計測を行いその結果を放出空気量との関係で議論を行っている。工学的見地からすれば非常に合理的な整理方法であり特記に値しよう。これらより、Plume の流速分布や Plume による周囲の流体の連行量など多くの特性が明らかになった。

これらの一様な流体中に発生する Bubble Plume に比較して、成層した流体中に発生する Plume についての研究はきわめて少ない。その中でも、先駆的なものは、McDougall<sup>6)</sup> のものであろう。彼は成層化した流体中に発生する Bubble Plume についての実験を行い、Bubble Plume によって持ち上げられた流体は下降する際に、何段かの Intrusion となって周囲に広がることを発見した。一方、Baines と Leich<sup>7)</sup> は同様な実験を行い、彼らの場合にはそうした Intrusion はみられなかったと報告している。さらに、Hussain と Narang<sup>8)</sup> は成層があっても、ほぼ成層のない流体中に発生するものと同じ形状を念頭においた解析を行っている。このように、研究によって、いろいろな異なる形状が観察されているものの、いまだそれらを包括した議論がなされていないというのが現状であろう。したがって、研究の方向としては何よりもまずそうした形状の現われる条件を求める必要があると考えられる。

\* 正会員 工博 埼玉大学助教授 工学部建設基礎工学科  
(〒338 浦和市下大久保 255)

\*\* Ph. D. Professor, Center for Water Research, The University of Western Australia

本研究ではそうした点を念頭におき、実験的にその違いが現われる条件を求め、できるだけ簡単な考察からその原因を明らかにしていったものである。

## 2. 実験装置および実験方法

実験は、断面が1 m×1 m、深さ80 cmの周囲がガラス製のタンクの中央に気泡発生器をおいて行った。

Bubble Plumeの実験では、気泡の条件の設定がきわめて難しいために、気泡の発生装置には多くの工夫がなされている。BainesとLeich<sup>7)</sup>、McDougall<sup>6)</sup>は注射針状の発生器を用いている。Bainesらの場合には気泡の直径は約0.8 cmと大きなものとなっているが、McDougallの場合には流体に界面活性剤を加えることにより、気泡の直径を0.2 cm程度にまで下げている。しかし、薬品のわずかの量の差で気泡径は大きく変わり、多くの実験を行うには必ずしも適した方法とはいえない。ここでは、流体としては水もしくは塩水を用い、セラミック板を用いて、機械的に均一な細かい気泡を発生させることにした。気泡発生器は頂部に高品質のセラミック板を配置した直径2.4 cmの円筒の中にコンプレッサで空気を送り込む仕掛けのもので、送り込まれた空気はセラミック板を通して直径約1 mmのきわめて均一な気泡となって水中に放出されていく。このように、コンプレッサを使用した場合には通常送風時に高周波の圧力変動を伴う。ここでは、そうした影響を軽減するために、コンプレッサから気泡発生器に至るチューブの途中に分岐管を取り付け、大部分の空気はその分岐管から外部に送り出されるようにした。これによって、コンプレッサから送風される空気の圧力変動は弱められ、気泡発生器に送り込まれる空気の圧力変動は発生する現象に影響を与えない程度にまで弱めることができた。

このような気泡発生器を用いると、セラミック板の水の飽和度は気泡発生開始時から発生器内の圧力とその場所の外部の静水圧とで決まる平衡状態に達するまで徐々に変化し、またそれに伴って、気泡の発生量も変化する。この装置の場合には、これに約1時間かかることがわかったので、気泡を発生させはじめて、少なくとも3時間の間は気泡発生器に水面にまで達する筒を覆いとしてかぶせて気泡による流動を抑えておき、その後で瞬間的に覆いを取り除いて測定を開始した。さらに、この筒の上端にコックを取り付けておき、一定時間それを閉じ筒にたまった空気量から気泡発生量を求めた。実験の前後での気泡発生量の差は全発生量の1%以内に抑えることができた。

水槽内には、塩水によって水深方向に連続的に密度の増加する成層を作成し、実験を行った。密度の分布は伝導度計を用いて測定した。ここではセンサーを1.0

Table 1 Experimental Conditions.

Run	$Q_B$ (Nm <sup>3</sup> /sec <sup>4</sup> )	N <sup>2</sup> (1/sec <sup>2</sup> )	H(m)	Type	$\eta$ **
C-1	6.45×10 <sup>-7</sup>	0.170	0.60	2	0.127
C-2	2.14×10 <sup>-6</sup>	0.0745	0.60	1	0.077
C-3	1.55×10 <sup>-7</sup>	0.114	0.60	3	-
C-4	5.07×10 <sup>-7</sup>	0.122	0.60	2	0.125
C-5	3.32×10 <sup>-8</sup>	0.0627	0.60	3	0.117
C-6	4.08×10 <sup>-6</sup>	0.141	0.60	1	0.092
S-1	4.67×10 <sup>-7</sup>	0.179	0.40	2	0.110
S-2	7.40×10 <sup>-7</sup>	0.122	0.36	1	-
S-3	2.00×10 <sup>-6</sup>	0.0875	0.38	1	0.066
C-C	6.00×10 <sup>-7</sup>	0.0880	0.58	2	-
B-2	4.43×10 <sup>-7</sup>	0.165	0.56	2	-
B-3	1.28×10 <sup>-5</sup>	0.139	0.56	1	0.053
B-4	8.20×10 <sup>-8</sup>	0.139	0.56	3	0.108
B-5	2.50×10 <sup>-8</sup>	0.161	0.56	3	-
B-8	1.28×10 <sup>-6</sup>	0.310	0.56	2	-

\*: Nm<sup>3</sup>は1気圧当たりの値, \*\*: energy conversion efficiency.

cm/sもしくは1.2 cm/sの速度で上下方向に移動させ、水深方向の分布を得た。このセンサーの反応時間は20 msときわめて小さいために反応時間の遅れによる影響はほぼないといってよい。この測定は主に水槽の中央と端の中間付近で行った。可視化より密度成層はほぼ水平であることを確かめてはいたが、念のために一部の測定では気泡発生器に覆いをし、十分時間のたった後に再び計測を行うことによって計測した密度分布の代表性を確かめた。瞬間的な流れの状況は、シャドウグラフもしくは染料を用いた可視化法によった。また、発生する流れの時間的な伝播を把握するために、気泡発生器の直上に染料注入管を設置し、時間によって異なる色の染料を注入しその広がる過程を追跡した。

気泡の上昇速度は所定の露出時間で写真にとり、その軌跡の長さより求めた。また、気泡の上昇速度をまず静水中であらかじめ求めておいて、Plume内でのものから差し引くことによって、Plumeを構成する流体の上昇速度を求めた。気泡は乱流中を上昇し、また、気泡自身振動しながら上昇するために必ずしもこれが流体の動きに対応したものとはいえないが、概略の傾向をとらえるうえでの代表値としては十分であろう。

なお、本実験での条件をTable 1に示す。

## 3. 流動形態の分類

密度が水深方向に徐々に増加していくような線形な密度分布をした成層中に気泡を放出すると、気泡は周囲の流体を取り込み、ある高さまでは全く周囲にこぼさないまま持ち上げる。しかしながら、この高さを越えると、中央部の気泡は常に浮力を有しているためにその近辺の流体は上昇し続けるものの、周囲の流体はもはや重力に抗しきれなくなり、下降を始めるかもしくは少し下降し

た後、周囲に広がっていく。下降流は下降している流体の密度が周囲の流体より少し小さくなる高さまで達し、その後同じ密度の高さまで浮上した後周囲に広がる。いずれにしても、Plume を構成していた流体はほぼこの下降流の存在している領域でのみ、周囲に広がっていくことになる。ここでは、この下降流が存在し、Plume を構成していた流体の広がる領域を、便宜的に“拡散領域”とよぶこととする。また、Plume の中央部の多くの気泡を含んでいる領域を“気泡領域”，また、気泡領域とその周辺の流体の上昇している領域を“内部 Plume”，同心円状に、周囲の下降流の存在する領域を、“外部 Plume”とよぶことにする。

Bubble Plume の周囲の流れは成層の強さと空気量の関係で次の3タイプに分類できる。

a) 成層強度に比較して放出空気量が多い場合

Fig. 1 は成層の強度に比べ放出空気量が多い場合の流動形態を示す。この流動形態は非常に浮力の大きい通常の Plume や Jet が水面に衝突する場合の現象に類似している。

内部 Plume の周囲に沿って回転の速い多くの小さな渦が発生し、周囲の流体を Plume の中にとりこんでいる。これらの渦は Plume の周囲に沿って上昇する過程において、周囲に押し出され、回転を弱めながらその大きさを増していく。拡散領域より下の部分ではこれらは上昇する Plume の強い連行力によって、再び Plume の中にとりこまれる。拡散領域ではこうした渦の一部は内部 Plume の周囲に存在する下降流にとりこまれる。上昇してきた Plume は水面と衝突し周囲に広がる。またこの流れによって、気泡領域もわずかに周囲に広がる。周囲に広がる流れはしばらく水面の直下を平行に進行したのち下降を始める。下降する過程では、内側から内部 Plume に連行されるために、下降する外部 Plume の量は減り直径は少しずつ小さくなる。

外部 Plume は周囲の密度が Plume の密度よりやや大きく、その結果生ずる浮力が Plume のもっている下向

き運動量と平衡する高さまで降下する。しかし、この高さでの周囲の密度は降下している流体の密度よりやや大きいため、周囲が同じ密度になるまで上昇し、その位置で軸対称な Intrusion として周囲に広がる。周囲の壁が比較的近くにある場合には、当初、Intrusion の上下の境界とも非常に明瞭であるが、Intrusion が周囲の壁に到達後しだいに上側境界は不明瞭になっていく。

この現象を支配する物理量は密度成層に關係するものとしては Brunt-Väisälä 振動数  $N$  と全水深  $H$  であり、気泡噴流については浮力フラックス  $Q_{bg}$ 、気泡径、動粘性、表面張力、気泡放出時の圧力の5つである。その中で動粘性は液体が定まれば決まる量であり、表面張力と放出時の圧力は気泡径に關係する量である。気泡径は重要なパラメーターであるが、気泡の密度が十分大きければその寄与は浮力フラックスに劣ると考えてよい。したがって、 $N$ 、 $H$ 、および  $Q_{bg}$  より定まる無次元量として  $N^3 H^4 / Q_{bg}$  が求まる。この量は Imberger と Patterson<sup>9)</sup> の提案している Lake 数からも導ける量であり、また後に述べる Fig. 4 の關係を用いれば Richardson 数の  $3/2$  乗に相当する量でもある。以後、 $N^3 H^4 / Q_{bg}$  を  $P_N$  で表わすことにする。

さて、この量を用いれば、このように1つの明瞭な Intrusion が現われる流動形態は  $P_N < 3 \times 10^2$  の領域で発生する。ここでは、このようなケースを Type 1 とよぶことにする。

b) 成層強度、放出気泡量の効果が Comparable な場合

放出空気量を成層の強さに比較して小さくしていくと、流れの形状は Fig. 2 に示されるような形態をとるようになる。気泡によって誘起される内部 Plume の流量は外部の流体を連行するために、ある高さまでは徐々に増加する。しかし、それより上の高さではもはや密度の高い流体をそれ以上持ち上げることができなくなり、周囲の流体をとりこむのと同時にそれまで持ち上げてきたほぼ同量の流体を周囲に放出しはじめる。この機構は次

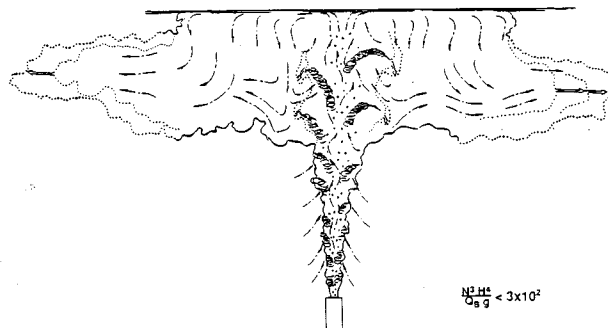


Fig. 1 Typical flow pattern with high gas flow rate and weak stratification (type 1).

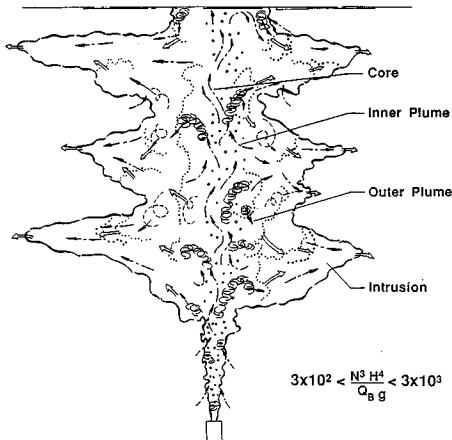


Fig. 2 Flow pattern with moderate gas flow rate and stratification (type 2).

のようなものである。

内部 Plume の流量の減少とともに、Plume の中に存在する渦の大きさは相対的に大きくなる。この機構は通常の Jet と Plume との差に類似したものである。これらの渦は Plume の中でジグザグに上昇していきいくつかのジグザグな動きの後に内部 Plume の周囲に放出される。放出する際にそれらの渦は周辺の密度の小さい流体をとりこむため、大きさを増すと同時に密度が小さくなる。また、それまで速かった回転運動も遅くなり、渦の形状も凸凹になり小さな渦に分解していく。これら渦のうちいくつかはゆっくりと降下を始める。しかし、放出時に比較的大きな上向き運動量をもっていたものや、内部 Plume の近くに放出されたものは放出後もしばらくは上昇する。したがって、上向きに運動している渦と下向きの渦がぶつかる場所では、両方の渦が合併し外向きの水平な流れをつくりだす。このようにして、外部 Plume からいくつもの Intrusion がクリスマスツリー状に発生した形状をつくりだす。しかも、気泡量がある程度大きければこの Intrusion の位置はきわめて安定である。

そうした Intrusion の中でも最も安定なものは水面の直下に生じる。これは、水面に衝突し降下する流れと上昇してきた渦が衝突して生ずるものである。しかもこの Intrusion が安定なため、それより下方から上昇してくる渦をすべて集めてしまうために、最上段の Intrusion の直下にはある区間降下する渦が生じなくなり、Intrusion のない領域ができあがる。

この流動形態は  $3 \times 10^2 < P_N < 3 \times 10^3$  で発生する。ここでは、このような形態の流れを Type 2 とよぶことにする。

Type 1 と Type 2 との境界部付近の条件下では内部

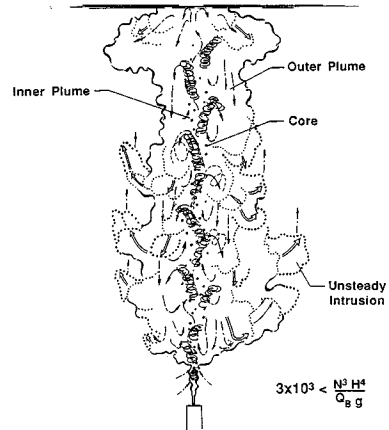


Fig. 3 Flow pattern with low gas flow rate and strong stratification (type 3).

Plume が連行した液体を放出することなしに高い位置まで運ぶ。そのために、拡散領域の幅が小さくなり複数の Intrusion の形成するための領域がなくなり、形成された Intrusion が合併し 1 つの厚い Intrusion となって周囲に広がる。

c) 成層の強さに比較して放出空気量が小さい場合  
成層の強さに比較して放出空気量が小さい場合の流動形態は Fig. 3 に示すようなものである。

空気量の減少とともに渦の大きさは相対的に大きくなり、内部 Plume の幅の半分程度にまで達する。こうした渦は Type 2 の場合と同様にジグザグ運動をしながら上昇していき、いくつかの運動の後に外部に放出される。放出される過程は Type 2 の場合と類似している。しかし、この場合には内部 Plume の直径が小さくまた内部 Plume が左右に揺らいでいるため内部 Plume の位置が常に変化している。また、渦の回転が弱いため放出時に渦に連行される外部の流体の量も少なく放出された渦の密度は周囲に比較して大きい。このような理由でほとんどの渦はそのまま降下を始める。この渦は降下する運動量を有しているために、周囲の密度が同じ密度になる高さを通り越し、その密度よりやや大きくなる位置にまで達する。ここで、下向きの運動量と上向きの浮力のために舌状に押しつぶされ、外側に押し出される。この形状は瞬間的には Intrusion のようにみえるが押し出される位置が安定していないために、Type 2 でみられるように安定な Intrusion になることはない。しかも、上向きの浮力のために、降下する外部 Plume の外側に今度は上向き流れを生じさせる。したがって、水平方向の流れよりも鉛直方向の動きの方が卓越した運動となる。しかも、内部 Plume を構成していた流体が外部に拡散する過程は Type 2 の場合と異なり、非定常な Intrusion

もしくは渦の作用で徐々に広がっていく。

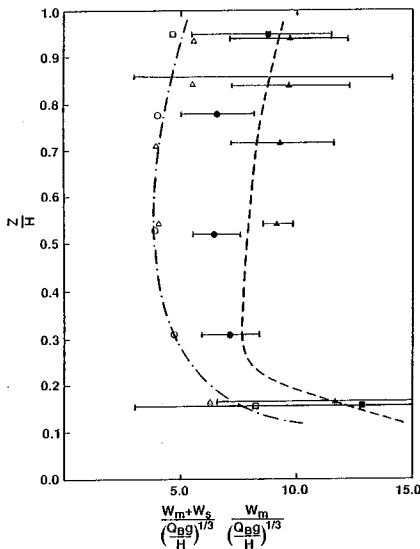
この場合にも Type 2 と同様に水面付近に 1 つの Intrusion を生じる。この Intrusion はそれより下にできるものに比較すれば安定であるといえるが、Type 2 でみられるような安定な上昇流がないために、Type 2 のものに比較すると不安定である。

この流動形態は  $P_N > 3 \times 10^3$  で生ずる。また、このような流動形態を Type 3 とよぶ。

このように、Plume 周辺の流動の形態は成層の強さと空気量との関係で上記の 3 タイプに分類できる。

#### 4. 内部 Plume の構造

Fig. 4 は Bubble Plume の軸上の流速の鉛直分布の一例を示す。気泡の速度は発生からしばらくは Plume の直径が増すにつれて減少するが、その後はまた増加する。こうした傾向は Milgram<sup>5)</sup> の野外での測定にもみられる。この原因は気泡が水面に近づくにつれ、静水圧が低下し気泡の体積が増加すること、および上昇過程において気泡同士が合併し体積が増加したために個々の気泡の浮力が増加したことによる。ただし、この 2 つの理由のうち、本実験のように水深が小さく気泡がきわめて小さい場合には、主に気泡の合併による影響が大きく、Milgram の実験のように水深がきわめて大きく気泡の大きさが平衡状態にある場合には静水圧の減少による気泡の



○, ●:  $Q_b = 0.0332 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ ,  $N = 0.250/\text{s}$ ,  $H = 60.5 \text{ cm}$ ; △, ▲:  $0.467 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ ,  $0.423/\text{s}$ ,  $40.0 \text{ cm}$ ; □, ■:  $0.155 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ ,  $0.305/\text{s}$ ,  $60.5 \text{ cm}$ ; 白マークおよび - - - は  $W_m$  (軸に沿った水の流速) を、黒マークおよび ..... は  $W_m + W_b$  (軸に沿った気泡の速度) を示す。また |—| は標準偏差を示す。

Fig. 4 Velocity distribution along the axis.

体積の増加によるものである。しかし、いずれにしてもこうした流速の変化はそれほど大きなものではなく高さに関係なく概略  $(Q_b g/H)^{1/3}$  に比例する量としてもさしつかえないであろう。

内部 Plume の直径は拡散領域より下では周囲の流体を連行するために高さとともに増加する。拡散領域中でも下部では運んできた流体の外部への放出量よりも外部流体の連行量の方が大きく、しかも、上昇速度はほぼ変化しないために直径は徐々に増加する。しかし、流体のもつ運動量、下向き重力、気泡のもつ浮力の 3 つの量がつり合う高さをこえると内部 Plume が外部流体をとりこむ量と内部の流体を放出する量が等しくなり、それ以上の高さではほぼ一定値をとる。

Fig. 5 に Plume の軸に沿った密度の変化を示す。図中で一点鎖線で示された高さが可視化によって得られた連行量と放出量がつり合った高さである。図でわかるとおり、この高さまでは外部との密度差は高さとともに増加しているがこの高さをこえると外部との密度差はほぼ一定の値となっていることがわかる。

#### 5. 拡散領域の考察

拡散領域を決定する最も大きな要因は内部 Plume のもつ運動量の変化と、気泡のもつ浮力、内部 Plume と周囲との密度差である。簡単のために外部 Plume の密度の影響を無視し、内部 Plume のみに着目した次式を考える。

$$\frac{dM}{dZ} = D - \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_r} g \frac{M}{W^2} \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $M$  は上向きの運動量、 $W$  は Plume の代表流速 ( $= W_m/2 + W_b$  (断面平均流速))、Fig. 4 よりこれは概略  $6.0 (Q_b g/H)^{1/3}$ 、 $\rho_1$ ,  $\rho_0$  および  $\rho_r$  は内部 Plume, 周囲の密度および基準密度、 $D$  は次式で表わされる気

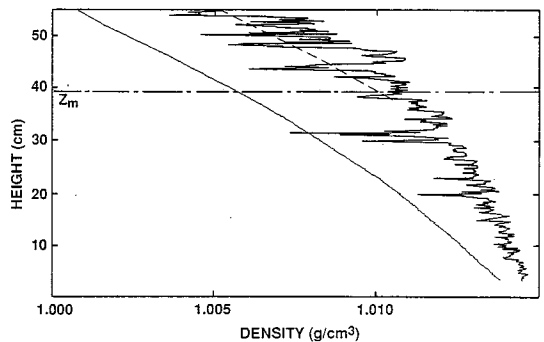


Fig. 5 Density distribution along the axis compared with the ambient stratification. Solid lines : density distribution; - - - : the line parallel to the ambient density; - · - · : the height of  $Z_m$ .

泡による浮力である。

$$D = \frac{Q_b g}{\pi W} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $W_s$  は流体と気泡のスリップ速度である。ここでは最も本質的な点のみ抽出することを目的としているので、 $W$  の高さ方向の変化は無視することにする。また、Fig. 5 より内部 Plume と周囲流体とのあいだの密度差は高さに比例すると仮定する。このような仮定のもとに、式 (1) は次のようになる。

$$\frac{dM}{dZ} = D - \frac{N^2 M Z}{2 W^2} \dots\dots\dots (3)$$

$M, Z$  を  $DH, H$  で無次元化すると、

$$\frac{dM^*}{dZ^*} = 1 - R_i M^* Z^* \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $*$  は無次元量を示す。また、 $R_i = N^2 H^2 / 2 W^2 (= 0.12 P_N^{2/3})$  を示す。

$Z=0$  で  $M=0$  という境界条件のもとで解くと

$$M^* = \int_0^{Z^*} e^{R_i s^2 / 2} ds / e^{R_i Z^{*2} / 2} \dots\dots\dots (5)$$

が得られる。

この関係を Fig. 6 に示す。内部 Plume の運動量 (ここでは流速一定の仮定のために流量もこれに比例する) は、 $R_i$  が臨界値 1.81 までは水面まで増加し続ける。これに対し、1.81 以下の場合には、ある高さ  $Z_m^*$  で最大値  $M_m^*$  をとり、これ以上では気泡の浮力ではもはやこれまで運び上げてきた流体のすべてを持ち上げることができなくなる。そのため、そうした密度の高い流体を外部に放出し、同量の周囲流体を連行する。したがって、 $Z_m^*$  より高い位置では内部 Plume の径は一定になる。この最大運動量とその高さは次のように求まる。

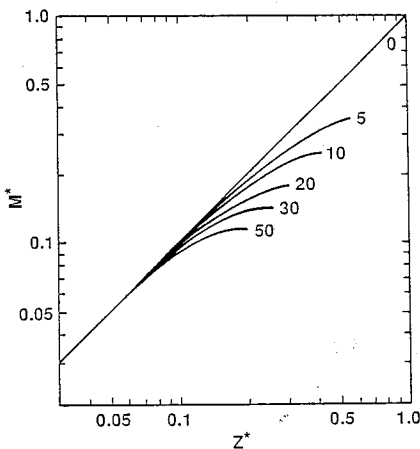


Fig. 6 Momentum variation vs. height. The figures show  $R_i$ -values.

$$\left. \begin{aligned} 0 < R_i < 1.81 \text{ のとき } M_m^* &= 0.60, Z_m^* = 1.0 \\ 1.81 < R_i \text{ のとき } M_m^* &= 0.80 R_i^{-1/2}, Z_m^* = 1.34 R_i^{-1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

周囲との密度差が線形に増加するという仮定は式 (3) の運動方程式と流速一定という条件を同時には満たさない。流速一定という条件のもとでは、周囲との密度差が高さに比例するという仮定は、Fig. 6 において  $R_i=0$  の線に従って  $M_m^*$  が増加する場合であり、 $R_i \neq 0$  の場合にはこの仮定は成立しない。実際には流速は Fig. 4 にみられるように高さ方向にわずかながら変化しており、内部 Plume と周囲との間の密度差は線形な関係よりも少しずれている。その結果、実際の関係は  $R_i=0$  とそれぞれの曲線の間位置している。しかし、 $M_m^*$  がそれぞれの曲線に従って変化したとしても、周囲との密度差に生ずる誤差は 5% 程度であり、また、Plume の横断方向の流速分布、密度分布に相似性がなく、外部 Plume の密度と周囲との密度は多少異なっているなどを考えるとこの程度のずれは許容できる範囲といえよう。

この高さより上では内部 Plume は外部の流体の連行と内部の流体の放出によって、外部との間に一定の密度差、一定の直径を保っている。したがって、式 (1) は

$$\frac{\rho_i - \rho_0}{\rho_r} g = \frac{D W^2}{M_m} \dots\dots\dots (7)$$

で表わされ、 $(\rho_i - \rho_0) g / \rho_r = N^2 Z_m / 2$  を代入することによって、内部 Plume の半径について、次式を得る。

$$b = 0.82 (DH)^{1/2} / (N R_i^{1/4}) \dots\dots\dots (8)$$

Fig. 7 に実験値との比較を行っているがよく一致しているといえよう。

内部 Plume が水面に衝突し、周囲に広がる過程での連行を無視できるとすると、外部 Plume の周囲との密度差は式 (7) で表わされる。したがって、外部の密度分布が線形であることを考慮すると、最上段の Intrusion の位置  $Z_u$  は次のように与えられる。

$$Z_u = H \left( 1 - \frac{1}{2 R_i M_m^*} \right) \dots\dots\dots (9)$$

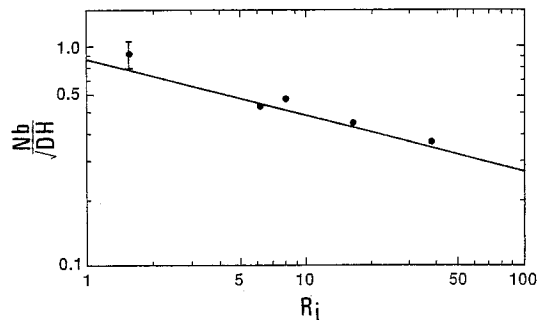


Fig. 7 Radius of the inner plume.

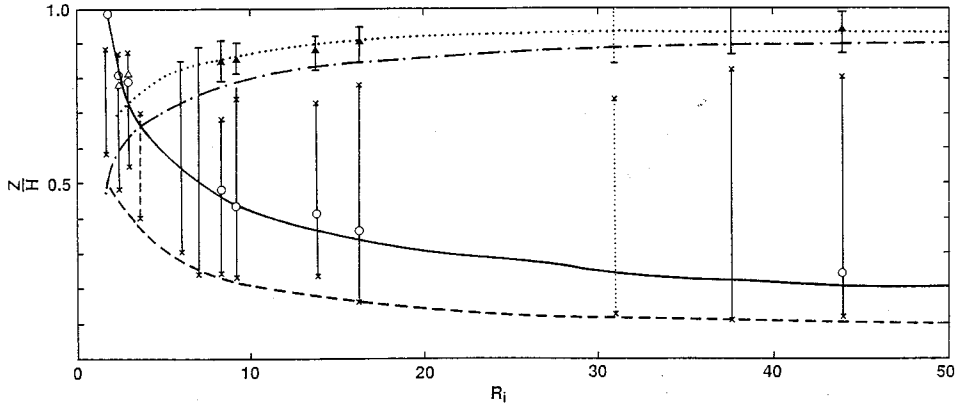


Fig. 8 Diagram of the diffusion area and the height of the highest intrusion's position. Vertical dotted line : Baines and Leitch<sup>7)</sup>; vertical dashed line : McDougall<sup>6)</sup>.

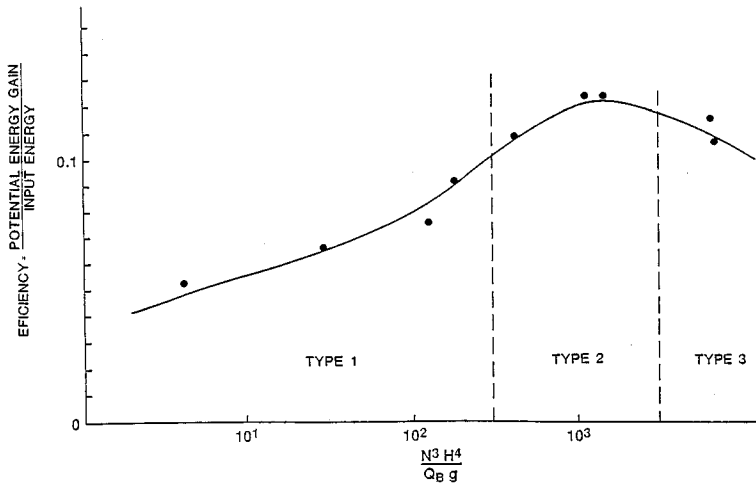


Fig. 9 Efficiency of the energy conversion vs.  $P_N (= \frac{N^3 H^4}{Q_B g})$ .

Fig. 8 に最上段の Intrusion の幅 (上側の縦線), その中心 (三角形), 拡散領域のゾーン (下側の縦線), 内部 Plume の直径が一定値となる領域の下端 (白丸印) を全水深で無次元化して示す。また, 同図に式 (6) (実線), および (9) (一点鎖線) で示される関係も同時に示している。拡散領域の下端は式 (6) で示される高さの約半分である。これは, 次のように考えれば理解されよう。内部 Plume が運び上げてきた流体を活発に放出し始める高さは気泡の浮力では十分持ち上げられなくなった高さ, すなわち, 式 (6) で示される高さであり, 周囲との密度差がほぼ線形に増加しているとすれば, この流体は式 (6) で示される高さの半分まで下降する。また, 内部 Plume が水面直下で広がる際の進行によって, 周囲との密度差がたとえば  $2/3$  になったとした場合に最上段の Intrusion が形成されると考えられる高さを点線で

示す。実際には内部 Plume が広がる場合には多くの周囲流体を連行すると考えられるので, 最上段 Intrusion の位置がこのように式 (9) で示される位置より上にあるのは容易に理解できよう。さらに, この図より,  $R_i (= 0.12 P_N^{2/3})$  が小さくなった場合に Intrusion が 1 つしかできない理由が次のように理解される。すなわち, 内部 Plume が運んできた流体をほとんど放出することなく運び上げられる高さが最上段の Intrusion の形成する位置よりも高いかそれに近いために, もはや多くの Intrusion を形成することができないためである。

### 6. 工学的に应用する際の留意点

Bubble Plume の 1 つの利用方法に成層の破壊がある。この場合最も重要となる要素は, 効率, すなわちどれだけのエネルギーを投入すれば成層が破壊され, どれ

だけのポテンシャルエネルギーに変換されるかということであろう。この場合、 $\Delta t$  時間内に投入されるエネルギーは  $\Delta t(\rho_r - \rho_a) Q_0 g H$  で表わされる。ここに、 $\rho_a$  は空気の密度を表わす。このようにして投入されたエネルギーは密度の一樣化に使用され全体として成層のポテンシャルエネルギーを増加させる。したがって、そのエネルギー交換効率  $\eta$  は、

$$\eta = \frac{\Delta E}{\Delta t (\rho_r - \rho_a) Q_0 g H} \dots \dots \dots (10)$$

で与えられる。

ここで、 $\Delta E$  は  $\Delta t$  の時間内に密度成層が変化したことによって増加したポテンシャルエネルギー  $(= \int_0^H \rho dZ \Big|_{t+\Delta t} - \int_0^H \rho dZ \Big|_t)$  を示す。 $\Delta t$  は成層の密度分布が初期のものから大きくずれぬ程度の時間間隔をとっており、そうした範囲内ではこの値はそれほど変化しない。Fig. 9 にこのエネルギー交換効率を  $P_N$  に対して示す。図から明らかなように、効率は Type 2 で最も大きくなり、もっと放出空気量を大きくしていった場合の Type 1 では放出空気量が大きくなればなるほど効率は小さくなる。この理由は、放出空気量が成層の強さに比べ大きすぎると、Bubble Plume が水面に衝突した際に水面の上昇および揺動によってエネルギーの多くを失うこと、および、成層の強度が弱くなるといくら混合させてもそれによって増加するポテンシャルエネルギーは限られているためである。

もちろん、実用化の面では空気の送風、放出時のエネルギー損失など多くの考えなければならない点が多いが、このことを考慮すると、同じ量の空気を水中に送り込むとしても、1つの散気管から多くの bubble を発生させるのではなく、管をいくつかに分かれさせ、1か所からの空気量を少なくした方が効率がよいことがわかる。

## 7. ま と め

連続的に変化する成層中に気泡を放出した際に発生する Bubble Plume の特性を調べ、次のような結論を得た。

(1) 連続な成層中に Bubble Plume が生じた場合周囲に Intrusion を生ずるが、成層の強さと放出気泡量との関係によって、1つの大きなもの、何段階にもでき

るもの、非定常なもの3通りに分類できる。

(2) このような Plume において内部 Plume を構成していた流体が周囲に広がっていく領域が求まった。

(3) こうした Bubble Plume によって、成層を破壊する場合のエネルギー効率が求まった。これによると、成層の強度に応じて最適な放出空気量が存在することが明らかとなった。

本研究は、当初、The University of Western Australia で行われた。共同研究を行うにあたって著者の一人 (T. A.) は鹿島学術振興財団からの援助を受けた。また、本研究を発展させるにあたって、文部省科学研究費 (試験研究 (A) 代表: 浅枝 隆) の援助を受けた。さらに、まとめにあたっては、東電記念科学技術研究所から、国際技術交流援助を受けた。記して謝意を表わす。

## 参 考 文 献

- 1) Kobus, K. O. : Analysis of the flow induced by an air-bubble system, Proc. 11th Conf. Coastal eng. London, pp.1016~1031, 1968.
- 2) Bulson, P. S. : Current produced by an air curtain in deep water, Dock and Harbour Authority, Vol. 42, pp. 15~21, 1961.
- 3) Wilkinson, D. : Two-dimensional bubble plumes, J. Hydraulic Div., Proc. ASCE, Vol. 105 (Hy 2), pp. 139~154, 1979.
- 4) 松梨史郎・宮永洋一: 曝気による貯水池内の流動のシミュレーション, 第31回水理講演会論文集, pp. 629~634, 1987.
- 5) Milgram, J. H. : Mean flow in round bubble plumes, J. Fluid Mech., Vol. 133, pp. 345~376, 1983.
- 6) McDougall, T. J. : Bubble plumes in stratified environments, J. Fluid Mech., pp. 345~376, 1983.
- 7) Baines, W. D. and Leitch, A. M. : The destratification of a stratified density distribution by a bubble plume, J. Fluid Mech., (submitted).
- 8) Hussain, N. A. and Narang, B. S. : Simplified analysis of air-bubble plumes in moderately stratified environments, J. Heat Trans., Vol. 106, pp. 543~551, 1984.
- 9) Imberger, J. and Patterson, J. C. : Physical Limnology, Adv. Appl. Mech. (in press).
- 10) Murota, A. and Nakatsuji, K. : Coherent-structure and its contributions to entrainment in plane forced plume, Int. Symp. on Stratified Flows, Vol. 2, pp. 121~134, 1987.

(1988. 11. 24・受付)