

# GAL-LES モデルに基づく連続成層中の Bubble Plume に関する数値解析

二 瓶 泰 雄\*・灘 岡 和 夫\*\*

## 1. 序 論

気泡群の浮力により流れを駆動する Bubble Plume は、閉鎖性の強い沿岸域や海域などでの富栄養化防止や港の凍結防止など多目的に利用されている流れ場である。このような水域では、特に夏期において、日射の影響により上層が暖かく下層が冷たい、という密度成層が形成されている場合が多く、密度成層場での Bubble Plume の挙動を調べることは、工学上極めて重要である。

密度成層場における Bubble Plume に関する既存の研究は、一様密度場における Bubble Plume の研究 (例えば, Milgram (1983), 松梨・宮永 (1990), 松本・村井 (1995) など) と比べて極めて少ない。その中で, 浅枝・Imberger (1989, 1993) は, 連続成層中の Bubble Plume に関して様々な条件における室内実験を行い, この流れ場中に生じる幾つかの典型的な流動パターンを見いだすとともに, その発生条件を気泡混入量や密度の鉛直勾配などを用いて定量的に整理している。しかしながら, 時空間的に極めて複雑な挙動をする密度成層場での Bubble Plume を解明するのに適切な実験測定方法や数値解析手法がこれまでのところ存在しないことから, そこでの基本的な乱流構造特性などはいまだに解明されていない。

一方, 著者らは, 最近, 土石流や漂砂, 流砂などの土木工学分野でよく見られる「大規模・高粒子濃度」混相流場をも対象として含む, 高精度で一般性を有する新しい混相乱流モデルを開発している。そこでは, 流体中に離散的に存在する粒子相運動に対して, 粒子運動の素過程を取り込みやすい形で, しかも計算機負荷の少ない新たな分散相粒子モデル (GAL モデル: Grid-Averaged Lagrangian model) を開発し, それに基づいて, 混相乱流モデルの基本的な枠組み (GAL-LES モデル) を構築している。本モデルは, これまでのところ, 固液粒子ブルーム (灘岡ら, 1993, 1994, 1995, 1996a) や, 混相乱流変

調問題 (二瓶・灘岡, 1995a), 水平高濃度流動層 (二瓶ら, 1995b), 一様密度場中の Bubble Plume (二瓶・灘岡, 1996), といった様々な混相流場に適用され, 本モデルの基本的な有効性や妥当性が検証されている。本モデルでは, 流体相の乱流モデルとして LES を用いているので, 流体運動の瞬間像まで記述し得ることから, 連続成層中の Bubble Plume などの時空間的に複雑な挙動を示す流れ場を解明する上で有効な手法となり得るものと考えられる。

そこで本研究では, この GAL-LES モデルを用いて, 連続成層中の Bubble Plume に関する数値解析を行うことを試みる。そこでは, 浅枝・Imberger (1989, 1993) の実験結果との比較を通じて本モデルの妥当性を検証するとともに, 連続成層中での Bubble Plume の乱流特性に対して, 密度成層の効果がどのような影響を及ぼすかに関して検討を行うことを試みる。

## 2. 計算概要

### (1) GAL-LES モデルの基本的な考え方

本研究で用いる GAL-LES モデルは, 混相流場を構成する粒子相と流体相の各相に対して, 別々の取り扱い手法を適用する。まず, 流体相運動に関しては, 基本的には既存の混相流モデルと同様に, 連続体近似を施して基礎方程式を構成するが, 乱流運動に関しては, 通常, 単相流場で用いられている LES の考え方を適用する。すなわち, 計算格子を分離スケールとして, 乱流運動を GS (Grid Scale) と SGS (Sub-Grid Scale) に分離し, GS 成分に関しては運動方程式を直接計算し, SGS 成分については乱れエネルギーという形でモデル化する。

それに対して粒子相運動に関しては, 基礎方程式としては, 運動の素過程を取り込みやすい形にするためにラグランジュ型の運動方程式を用いるものの, 計算機負荷を少なくするために, 格子内空間平均操作 (計算格子内に存在する全粒子に対する平均操作) を通じて, 「粒子相運動を格子平均量と分散」という形で記述する。以上のことから, この GAL モデルは, ①超多粒子系の運動を合理的に取り扱うことが可能になり, ②粒子運動の素過程も無理なく取り込むことができ, さらに, 粒子速度分散

\* 正会員 修(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究所情報環境学専攻

\*\* 正会員 工 博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究所情報環境学専攻

表-1 計算条件

|                                   |                                         |
|-----------------------------------|-----------------------------------------|
| 計算領域                              | 96.0 cm×60.0 cm                         |
| 計算格子数                             | 40×60                                   |
| 計算時間刻み                            | 0.005 s                                 |
| 気泡混入口幅 $h$                        | 2.40 cm                                 |
| 液体密度                              | 1.00 g/cm <sup>3</sup>                  |
| 気体密度                              | 1.00×10 <sup>-3</sup> g/cm <sup>3</sup> |
| 気泡径 $d$                           | 0.08 cm                                 |
| 単一気泡上昇速度 $V_w$                    | 9.23 cm/s                               |
| 気泡混入濃度 $C_0$ (×10 <sup>-3</sup> ) | 8.00                                    |

の定式化を通じて、③混相乱流のLES化を実現することが容易になる、という点が大きな特徴で、従来の粒子相モデル（灘岡・二瓶（1996b）を参照）とは著しく異なったモデルとなっている。したがって、このGALモデルをベースとして構築されている本混相乱流モデル（GAL-LESモデル）は、高精度で一般的な数値モデルになり得るものと思われる。

## （2）本モデルでの密度成層効果の取り扱い

本研究で対象とする密度成層場では、成層化による密度の変化分が基準となる周囲流体の密度よりも非常に小さいので、ブシネスク近似を用いて、本研究での基礎方程式系を構成する。したがって、基礎方程式系は、灘岡ら（1993, 1994, 1995, 1996a）とほぼ同様であるが、流体相の運動方程式に関しては、以下に示すような浮力項  $F_{B,i}$  を付加する必要がある。

$$F_{B,i} = \frac{1}{1-c} \frac{\Delta\rho}{\rho} g_i \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\rho$ ：基準となる周囲流体の密度、 $\Delta\rho$ ：基準密度からのずれ成分、 $c$ ：粒子相体積濃度、 $g_i$ ： $x_i$ 方向に作用する重力（ $i=1\sim3$ ），である。

また、密度変化を時空間的に追跡するために、室田ら（1989）と同様に、密度変化をもたらす保存物質（ここでは塩分）の濃度  $S$  に関する移流拡散方程式を導入する。

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial(SU_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \nu_t \frac{\partial S}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $U_i$ ： $x_i$ 方向の流体相のGS成分速度、 $\nu_t$ ：流体相のSGS乱れに対する渦動粘性係数、とする。密度は塩分濃度  $S$  に比例するものとして計算をする（ここでは、その比例係数を0.474とする）。なお、塩分濃度などの保存物質に関する拡散係数は、一般的に、流体相の渦動粘性係数とは一致しないことが知られている（例えば、室田・中辻, 1991）。しかしながら、既存の研究では、このような密度成層場に対するLESの適用例が存在しないことから、ここでは簡単のため、塩分濃度の拡散係数を流体相のSGS乱れに対する渦動粘性係数と等しいとして取

り扱う。

## 3. 連続成層中のBubble Plumeに関する数値計算

### （1）計算条件

本研究における計算条件は、表-1に示すとおりであり、概ね、浅枝・Imberger（1989）と同じになるように設定している。ここでは、密度成層の効果が流動特性にどのような影響を及ぼすかに着目して計算を行っていることから、粒子径や気泡混入量などの条件は一定にして、初期の塩分濃度分布に関しては、計算領域上端で0、下端で最も大きくなり、その塩分濃度勾配を  $1.67 \times 10^{-5}$ （%/cm）、 $5.00 \times 10^{-5}$ （%/cm）、 $8.33 \times 10^{-5}$ （%/cm）、

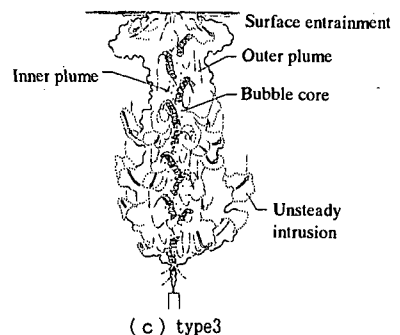
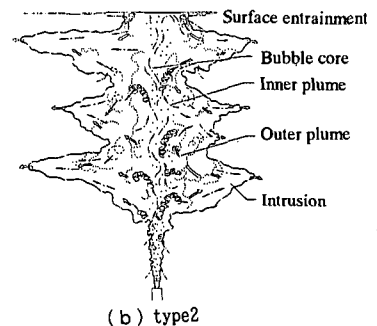
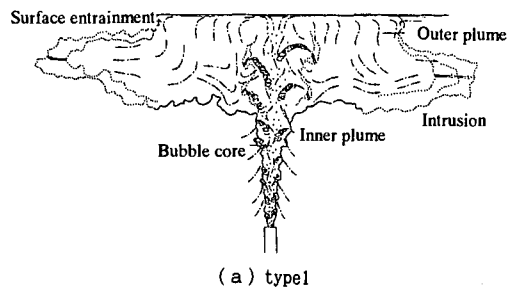


図-1 連続成層中のBubble Plumeの流動パターン（浅枝・Imberger, 1989）

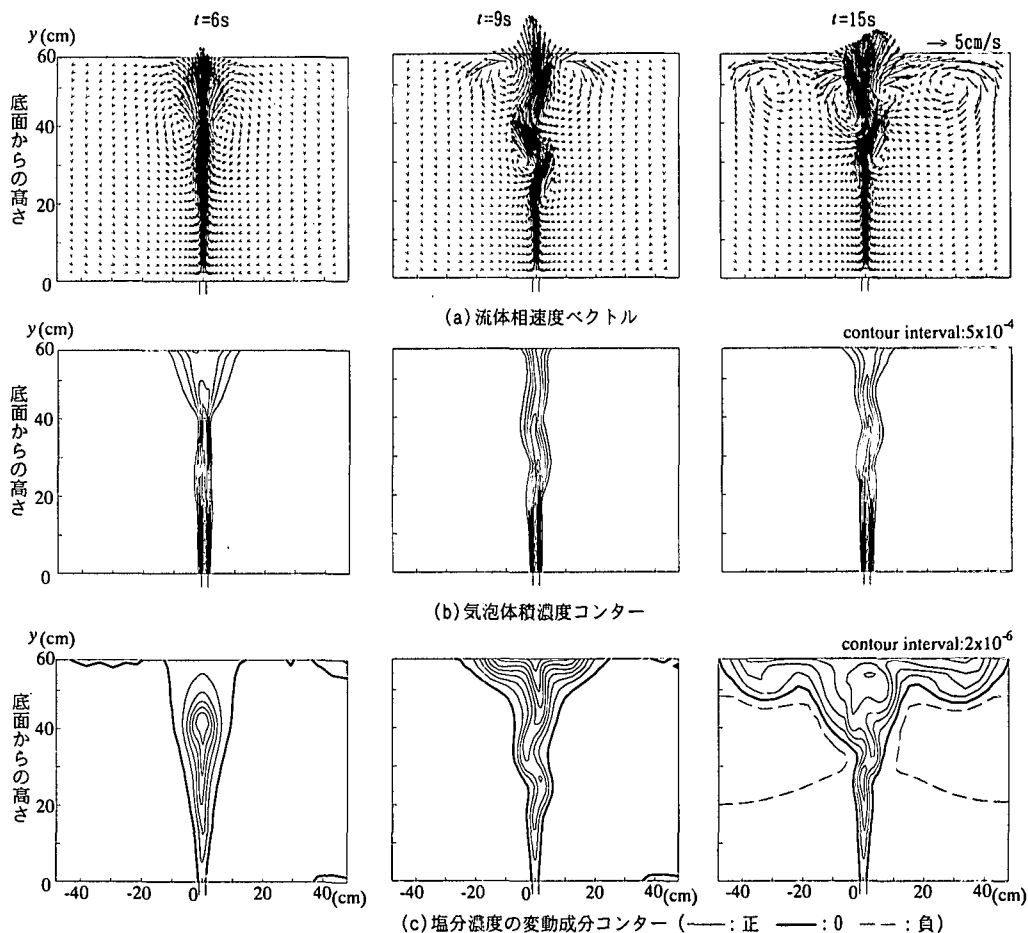


図-2 連続成層中の Bubble Plume の発達過程 (case 1)

とする3ケースに関する計算を行い、それぞれの条件を、ここでは、case 1, 2, 3とする。

初期条件としては、静止状態となるように、流速やSGS乱れエネルギーなどの全ての変数を0に設定している。境界条件としては、左右端は開放条件、上端はslip条件、下端はno-slip条件を与えて計算を行っている。また、浅枝・Imberger (1989) は軸対称ブルームを対象として実験を行っているが、本計算では、平面ブルームを対象として2次元の形で計算を行っている。気泡粒子の取り扱いに関しては、二瓶・灘岡 (1996) と同様に、非圧縮性で球形を維持する、という気泡粒子を仮定し、熱的非平衡などの影響は無視して計算を行う。

なお、浅枝・Imberger (1989) は、連続成層中の Bubble Plume の実験を行い、この流れ場で見られる流動様式を図-1に示すような3つのパターンに分類している。各々の流動様式の特徴に関しては、type 1 では水面近傍に1つのIntrusion (貫入現象) が現れ、type 2 では複数のIntrusion が安定に存在し、さらに、type 3 ではIntru-

sion が安定しないで非定常な挙動していることが挙げられる。これらの発生条件に関しては、密度勾配や気泡混入量フラックスなどで構成される無次元量を用いて整理されており、相対的に密度勾配が小さくて気泡混入量が多い場合にはtype 1 が、その逆ではtype 3 が現れる、と分類されている。

## (2) 計算結果

### a) 連続成層中の Bubble Plume の発達過程 (case 1)

塩分濃度の鉛直勾配が最も小さいcase 1に関する流動パターンの発達過程を把握するために、流体相速度ベクトルと気泡体積濃度コンター、塩分濃度コンター (初期値からの変動成分、以下全て同様とする) を図-2に示す。まず、計算開始6s後の場合には、初期に静止していた流体中において、気泡群の浮力によって上昇流が発生しており、それに連動して塩分濃度も下層から上層に持ち上げられている様子がうかがえる。なお、この時点では、気泡体積濃度や塩分濃度が中心軸に対して左右対称に分布していることが分かる。

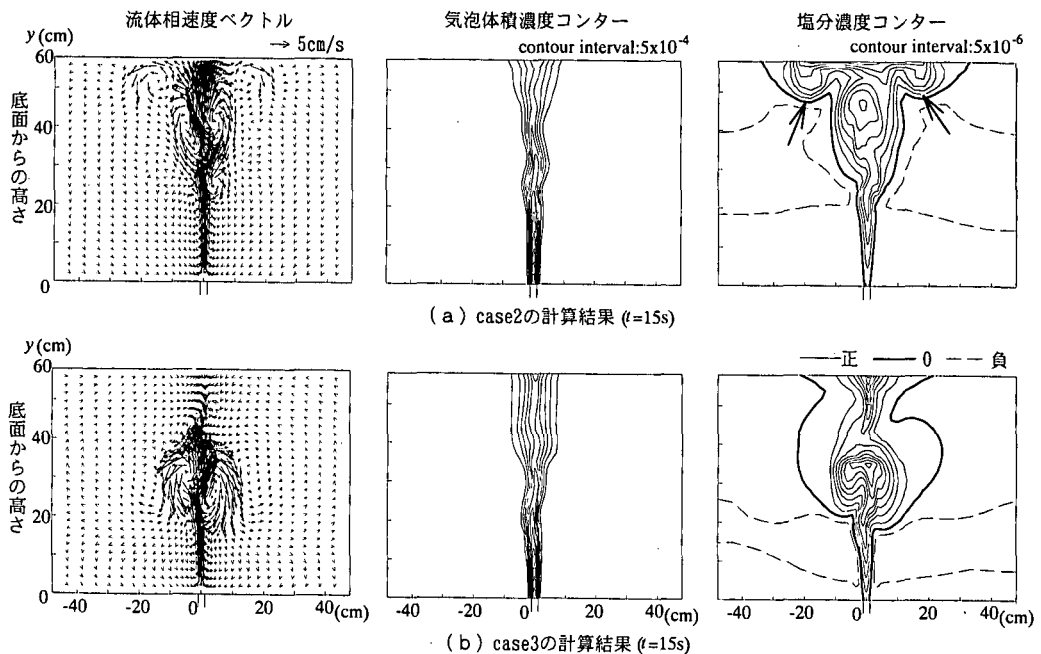


図-3 密度勾配の違いによる流動パターンの変化

次に、 $t=9$  sにおいては、上昇してきた Plume が計算領域上端に衝突することによって、大きな水平方向流速が生じるとともに、上端近傍で大規模渦が形成されている。それと同時に、塩分濃度も水平方向に大きく輸送されており、水面近傍に生成される Intrusion と類似したパターンが現れていることが分かる。また、 $y=20\sim 40$  cm の領域では、幾つかの大規模渦が非対称に分布して、いわゆる揺動現象(室田・中辻, 1991)が発生しており、それに伴って気泡濃度や塩分濃度も空間的に非対称な分布を形成している。

さらに計算を進めた  $t=15$  s の場合には、上端近傍での大規模渦のサイズがさらに大きくなって、塩分濃度も水平方向に大きく広がるとともに、大規模渦による混合作用により鉛直方向に一様化されていることが分かる。また、中心軸から離れた領域では、大規模渦の連行作用と周囲流体との密度差に起因して下降流が生じている。このような流動パターンを図-1と比較すると、密度勾配が相対的に小さい場合に発生する type 1 と類似した結果が得られていることが分かる。

#### b) 密度勾配の違いに伴う流動パターンの変化

次に、密度勾配の違いが Bubble Plume の流動様式に及ぼす影響を調べるために、密度勾配、すなわち塩分濃度勾配を変化させた 2 ケースの計算結果について以下に示す。

図-3(a)は、塩分濃度勾配が case 1 の 3 倍の条件で設定されている case 2 の流動パターンを調べるために、

case 2 での流体相ベクトルと気泡体積濃度コンター、塩分濃度コンターを図示している。まず、流体相速度ベクトルに着目すると、計算領域上端近傍まで Plume が上昇して周囲に広がっている様子は、case 1 と類似しているが、その周辺で生じている下降流の位置が、case 1 と比べて中心軸より移動し、そこでの大規模渦構造が変化していることが分かる。また、このような下降流の存在する領域においては、塩分濃度分布は下向きにふくらんだ形状をなしている(図中矢印)。このような流れは、上昇流を引き起こす気泡濃度分布と下降流を駆動する密度分布により大きく左右されるが、気泡混入量を一定として密度勾配を大きくした case 2 では、結果的に、上端近傍で周囲流体との密度差が大きくなるために、下降流が中心軸に近い位置で発生するものと考えられる。したがって、このような密度勾配の違いが、上端近傍での流動構造、すなわち大規模渦構造を大きく変化させているものと思われる。

次に、密度勾配がさらに大きい case 3 に関する計算結果の典型的な一例を図-3(b)に示す。流速ベクトル図から明らかなように、気泡群により形成される上昇流は計算領域上端に到達しないで、 $y=25\sim 40$  cm において大規模渦が形成されており、相対的に密度勾配の小さい計算ケースとは大きく異なる計算結果が得られていることが分かる。密度勾配の増加に伴って大きく変化した流動構造により、塩分濃度は  $y=25\sim 40$  cm において水平方向に大きくふくらんだ分布を形成している。また、気泡体

積濃度は、気泡混入口より連続的に広がっているが、大規模渦の上部に相当する  $y=35$  cm 近傍では水平方向に大きく広がっており、さらに、それより上方の、相対的に活発な流体運動が起こっていない領域では、気泡濃度分布は鉛直方向にほとんど変化していない。このように、case 3 では case 1 や 2 と異なり、成層内部で大規模渦が明瞭に発達する形になるが、形成される大規模渦やそれに伴う密度構造はかなり非定常的にふるまうことが確認されている。このような特徴は、いずれも図-1 中の type 3 で見られる流動パターンと一致している。

以上のことから、本モデルを用いた数値計算により、密度成層強度が相対的に小さい場合には type 1 の流動パターンを、密度成層強度が相対的に大きい場合には type 3 の流動パターンを再現することができることが示された。このような密度成層強度と流動パターンの関係は、浅枝・Imberger (1989) の実験結果と定性的に一致している。

#### 4. 結 論

著者らが開発した GAL-LES モデルを用いて、連続成層中における Bubble Plume に関する数値解析を行った。その結果、

- (1) 相対的に密度勾配が小さい場合には、気泡群により駆動された上昇流は計算領域上端まで到達して周囲に広がって Intrusion を形成するとともに、そこで発生している大規模渦運動により塩分濃度などの混合が起こっていることが明らかになった。
- (2) 相対的に密度勾配が大きい場合には、上昇流は計算領域上端まで到達せずに、ある高さにおいて特徴的な大規模渦構造を形成しており、気泡体積濃度分布や塩分濃度分布が密度勾配が小さい場合と大きく異なることが明らかになった。
- (3) このような流動パターンは、浅枝・Imberger (1989) の実験結果と定性的に一致することから、本モデルの基本的な有効性が確認された。

なお、本計算では、浅枝・Imberger (1989) が分類している type 2 については再現することができなかった。このことに関しては、今後、軸対称ブルームを含めて、

様々な条件下における計算を行うことを通じて、詳細に検討していく必要がある。

謝辞：本研究は文部省科学研究費奨励研究 (A) (研究代表者：二瓶泰雄, No. 07750593) の補助を受けて実施されたものであり、ここに記して謝意を表す。

#### 参 考 文 献

- 浅枝 隆・Imberger, J. (1989): 連綿成層中の Bubble Plume の挙動について, 土木学会論文集, 第 411 号/II-12, pp. 55-62.
- 澁岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄 (1993): 高濃度固液混相流におけるオイラー・ラグランジュ型乱流モデルの開発, 乱流シンポジウム, 第 25 回, pp. 140-143.
- 澁岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄 (1994): 高濃度固液混相流に関する LES 乱流モデルの開発, 水工学論文集, 第 38 巻, pp. 577-584.
- 澁岡和夫・二瓶泰雄・八木 宏 (1996a): 新しい固相モデルに基づく固体-流体混相乱流 LES モデルの開発, 土木学会論文集, No. 533/II-34, pp. 61-73.
- 澁岡和夫・二瓶泰雄 (1996b): 混相流のモデル化について, 東京工業大学土木工学科研究報告, No. 53, p. 81-91.
- 二瓶泰雄・澁岡和夫 (1995a): 粒子混入に伴う乱流変動問題に関する数値的検討, 混相流シンポジウム, 第 14 回, pp. 120-123.
- 二瓶泰雄・澁岡和夫・八木 宏 (1995b): 新しい混相乱流モデルを用いた高濃度流動層に関する数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 42 巻 (1), pp. 526-530.
- 二瓶泰雄・澁岡和夫 (1996): Bubble Plume の大規模渦構造に関する数値シミュレーション, 水工学論文集, 第 40 巻, pp. 637-642.
- 松梨聖一郎・宮永洋一 (1990): 気泡噴流に関する現地実験, 水工学論文集, 第 34 巻, pp. 145-150.
- 松本洋一郎・村井祐一 (1995): 自由表面を有する容器内の気泡ブルームの数値解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 61 巻第 588 号, pp. 54-61.
- 室田 明・中辻啓二 (1991): ジェットとブルーム, 土木学会論文集, No. 429/II-15, pp. 1-15.
- 室田 明・中辻啓二・藤崎 豊 (1989): 乱流モデルによる二次元表層密度噴流の鉛直混合現象の数値計算, 土木学会論文集, 第 411 号/II-12, pp. 35-44.
- Asaeda, T. and Imberger, J. (1993): Structure of bubble plumes in linearly stratified environments, J. Fluid Mech., Vol. 249, pp. 35-57.
- Milgram, J. H. (1983): Mean flow in round bubble plumes, J. Fluid Mech., Vol. 133, pp. 345-376.
- Nadaoka, K. Nihei, Y. and Yagi, H. (1995a): A new framework for LES modeling of solid-fluid phase turbulent flow - A mixed Euler-Lagrangian approach -, Proceedings of the Second International Conference on Multiphase Flow '95-KYOTO, Vol. 2, pp. 71-74.