

噴流による密度成層流体の混合に関する研究

社河内 省吾

目次

第1章 緒言

1.1 研究の背景

1.1.1 密度成層流体

1.1.2 LNGタンクにおける層状化, 問題点, 対応方法

1.1.3 密度成層流体の混合方法

1.1.4 噴流による密度成層流体の混合 (実験による調査について)

1.1.5 噴流による密度成層流体の混合 (シミュレーションによる調査について)

1.2 本論文の概要

1.3 本論文の構成

第2章 密度成層流体中に噴射される噴流の挙動 (実験的手法による調査)

2.1 緒言

2.2 実験装置

2.3 実験方法及び条件

2.4 実験結果

2.4.1 密度界面に対する噴流の相対的な挙動

2.4.2 噴流と周囲流体との混合について

2.4.3 最大噴流到達高さ

2.5 結言

第3章 密度成層流体中に噴射される噴流による混合現象 (実験的手法による調査)

3.1 緒言

3.2 実験装置と方法

3.2.1 実験装置

3.2.2 実験方法

3.3 実験結果

3.3.1 密度界面に対する噴流の相対的な挙動

3.3.2 ノズルから噴射された水性塗料の濃度分布

3.3.3 速度分布

3.4 結言

第4章 密度成層流体中に噴射される噴流の挙動（数値シミュレーション手法による調査）

4.1 緒言

4.2 基礎方程式

4.2.1 支配方程式

4.2.2 速度の直交分解について

4.2.3 渦度場の離散化

4.2.4 スタッガード格子を用いた離散化と渦度の修正

4.2.5 解析手順

4.3 二層の密度成層場へ噴出する噴流に対する適用

4.3.1 解析条件

4.3.2 水中に噴出される噴流の挙動

4.3.3 密度成層流体中に噴出された噴流の挙動

4.3.4 実験による可視化結果との比較

4.4 結言

第5章 密度成層流体中に噴射される噴流による混合現象（数値シミュレーション手法による調査）

5.1 緒言

5.2 基礎方程式

5.2.1 支配方程式

5.2.2 速度の直交分解について

5.2.3 渦度場の離散化

5.2.4 スタッガード格子を用いた離散化と渦度の修正

5.3 解析手順

5.4 結果

5.4.1 塩分濃度 $C_0=0.02$ における結果

5.4.2 塩分濃度 $C_0=0.02$ における濃度場

5.4.3 塩分濃度 $C_0=0.04$ における流れ場および濃度場

5.4.4 噴流高さおよび噴流の拡散

5.5 結言

第6章 結言

6.1 実験的手法を用いた調査

6.2 数値シミュレーション手法を用いた調査

謝辞

参考文献

国内発表リスト・公表論文

記号

b	:	半値幅
C	:	塩化ナトリウム濃度
D	:	ノズル内径
Fr	:	フルード数
g	:	重力加速度
h_j	:	噴流高さ
N_v	:	渦要素の個数
p	:	圧力
Q	:	速度勾配テンソルの第二不変量
r	:	ノズル中心軸からの半径
r_j	:	貫入距離
Re	:	レイノルズ数 $= dU_0/\nu$
t	:	時間
t^*	:	無次元時間 $= tU_0/d$
\mathbf{u}	:	速度
u_m	:	噴流中心速度
U_0	:	ノズル出口平均速度
W	:	再配置関数
x, y, z	:	直交座標
z_1	:	上層の垂直方向厚さ
z_2	:	下層の垂直方向厚さ
Γ	:	濃度
γ	:	濃度
Δt	:	時間間隔
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$:	格子幅
k	:	塩化ナトリウムの拡散係数
ν	:	動粘度
ρ	:	密度
ϕ	:	スカラーポテンシャル
ψ	:	ベクトルポテンシャル
$\boldsymbol{\omega}$:	渦度 $= \nabla \times \mathbf{u}$

添字

o : ノズル出口
s : 塩化ナトリウム
w : 水

第1章 諸言

1.1 研究の背景

1.1.1 密度成層流体

自然界や工業上で成層流体が生じることが知られている。自然界においては、海洋や湖沼において成層流体の生起が知られている。海洋や湖沼における成層流体の発生は、河川等からの海洋や湖沼への水の流入、湖沼において温度差が生じそれらが交わる領域、海洋においては温度の異なる海流が交わる領域において発生することがある。

河川から海洋に流入する真水は、海洋の塩水に比べ密度が低く、真水が塩水の上の層を成し層状化することがある。成層流体では成層を伴わない流体に比べ、対流が生じても流体全体の混合が阻害される傾向にある。つまり、対流は各層内のみで生じ、異なる層との混合に寄与しない。湖沼や海洋において層状化が発生すると、流体の混合が各層内だけに留まる事になる。湖沼や海洋では生物の活動に伴い、層内での富栄養化、貧栄養化、酸素欠乏が生じ赤潮・青潮が発生する事がある^{[1][2]}。湖沼や海洋での層状化の発生は、生物の大量発生や大量死滅を発生させる。それに起因する養殖業への影響等、私たちの経済活動にも大きな影響を及ぼす事が判る。

工業上での成層流体が発生する例として、液化天然ガス（Liquefied Natural Gas, LNG）貯蔵タンクにおける層状化を挙げることができる。液化天然ガスとは、天然ガスを約マイナス162℃に冷却し液化したものである。液化する事により体積は約 1/600 となりタンカーによる大量輸送が可能となる。また液化行程では不純物が除去されるため、LNG の燃焼による副産物の生成が少なくなる特徴がある。そのため、LNG は天然ガスの液化処理にかかるコストが必要となるが燃焼ガスに含まれる環境汚染物質の除去装置の設置が不要となることから、環境負荷の低減を図ることができる。

1.1.2 LNG タンクにおける層状化、問題点、対応方法

出荷される LNG は密度がわずかに異なる。これは、産地や精製プラントによって成分が異なるからである。LNG タンクに貯蔵されている既存の LNG と異なる密度の LNG が充填されると、密度成層が生成され、タンク内で層状化が発生する事がある。LNG タンク内で層状化が発生すると、上層の LNG にはタンク外部からの入熱により BOG (Boil Off Gas) として沸点の低いメタンの気化を発生させ、重質化する。一方下層の LNG はタンク外部からの入熱により流体温度が上昇するものの、下層の上部に軽質の LNG が存在するため BOG を発生させることができず軽質化する。上層と下層の密度差が逆転すると上層と下層の境界面を貫通する対流が発生し、ロールオーバーと呼ばれる急激な混合現象が発生する。ロールオーバー現象の発生に伴い、下層から上層へ移動した流体からは大量の BOG が発生する^[3]。

ロールオーバー現象に伴う BOG の急激な発生は通常状態の BOG 発生量の 10 倍から 30 倍の量におよび、タンク的设计されたベント能力を超えると、タンクの内圧上昇によりタンクの変形、さらには破損に繋がること懸念される^[4]。これまで報告されている設備被害の例として、1971 年に La Spezia (イタリア) における例があり、ロールオーバーの発生に伴い発生した 185t もの BOG を大気放出している^{[5][6][7]}。LNG タンクへ既存の LNG と異なる LNG の充填により層状化が発生した場合、層状化の生起からロールオーバー現象の発生まで、数十時間から数百時間程度かかることが判っている。そのため、層状化の発生を認識してからロールオーバーの発生までに層状化の解消もしくは、層状化した LNG を消費すればロールオーバー現象の発生を免れることができる^[8]。ロールオーバーを防止するため、Computational Fluid Dynamics (CFD) シミュレーションを用いたロールオーバーのシミュレーションが LNG タンク的设计と運転管理における効率および安全性の向上や運営コストの削減に利用されている^{[5][9]}。

LNG を消費する国もしくは企業では、エネルギーセキュリティの観点からその供給地は分散化される傾向にある。また、技術の進歩によりこれまで地層から採取不可能であったシェールガスも採取可能となったことから、供給元がより多様になることが予想される。シェールガスの密度はこれまでの LNG に比べ小さく、LNG も従来のものより密度の小さなものが市場に出回ることが予想される。LNG はメタン(CH₄)、エタン(C₂H₆)、プロパン(C₃H₈)、ブタン(C₄H₁₀)等で構成され、メタンが成分の大部分を占めるが、LNG の産地および精製プラントが異なることにより、LNG の成分はそれぞれ異なる。

表 1.1 に示す通り、天然ガスは石炭や石油と比較して、窒素酸化物 (NO_x)、硫化酸化物 (SO_x) および二酸化炭素 (CO₂) の排出量が少なく、環境面で非常に優れた燃料である^[10]。そのため、強化されつつある大気汚染物質規制に対しても対策が容易な燃料であり、今後も天然ガスの消費拡大が予想される。

Table 1.1 石油，石炭，液化天然ガスにおける排出量の比較（石油換算ベース）^[10]

-	温室効果ガス (CO ₂)	窒素酸化物 (NO _x)	硫黄酸化物 (SO _x)
石炭	125	143	143
石油	100	100	100
液化天然ガス	75	30~60	0

(IEA: Natural Gas Prospects to 2010/ Natural Gas Prospects and Policies を基に国土交通省海事局が作成)

LNG の産地の多様化，組成の多様化および天然ガスを燃料とし採用した場合の優位性から、今後 LNG タンクの運用・管理およびロールオーバー防止対策がこれまでも増して重要となることが考えられる。

ロールオーバー現象を発生させないためには、その前段階である層状化を発生させない事が重要である。ロールオーバー及び層状化の防止のため以下の対策が取られている^{[8][2]}。

①適切な方法での LNG の受入れ

(LNGタンクに既存のLNGより密度の小さいLNGはタンク底部から受入れ、密度の大きなLNGはタンク上部から受入れる)

②ジェットミキシングノズルにて混合を実施

③LNGタンク内再循環の実施

実際の LNG タンクではこれらの対策を実施しているが、LNG タンク内部でどのような混合現象が生じている詳細に把握することは困難である。これまでの運用経験やタンク内に設置された密度計の測定値を使用し LNG が層状化していない事を予測し運用されているのが実情である。

1.1.3 密度成層流体の混合方法

密度成層流体の混合方法は、強制対流および自然対流による混合があげられる。これまでに調査された強制対流による密度成層流体の混合については、「1.1.4 噴流による密度成層流体の混合 (実験)」および「1.1.5 噴流による密度成層流体の混合 (シミュレーション)」について示す。ここでは、これまでに調査された密度成層流体、その他自然対流による混合等について過去に調査されたものを示す。

Turner (1968)^[11]は、二層の密度成層に攪拌機を設置し、熱および塩分濃度の拡散の様子を調査した。攪拌性はリチャードソン数にて整理できる事を示した。

Linden (1973)^[12]は、密度成層の上部から渦輪を噴出し衝突させ、密度境界と渦輪の干渉を調査した。渦輪の到達深さや密度境界と渦輪が衝突する際に接触する直径はフルード数にて整理できる事を示した。

Shy ら(1990)^[13]や Munakata ら(1991)^[14]は、成層間に隔離板を設置し、上層に重い流体、下層に軽い流体を配置した後、隔離板を引抜き流体の混合の様子を調査した。配置された流体の浮力のバランスの逆転により引き起こされる不安定な状態により、流体の流動が発生している様子をとらえた。

宗像ら(1994)^[7]や Munakata ら(1995)^[15]は2層の成層流体において外部からの入熱によるロールオーバー現象について数シミュレーションによる解析を行った。タンク側壁面からの入熱に伴う下層の流体が上昇し上層の流体がタンク中央部で下降する様子をとらえた。ロールオーバーを発生させる機構は加熱されたタンク側壁に沿って下層流体が上層へ侵入するためである事を明らかにした。上層と下層の初期濃度差が大きくなると、上下層の境界面は比較的安定になる事、またロールオーバーの発生時刻は初期濃度差とタンク側壁面からの加熱量に依存する事を示した。

Turner(1965)^[16]は、水と塩水の2層からなる成層流体において、底部全体を加熱する事により対流を発生させ、熱および塩分の密度成層を貫通する輸送について実験的に調査を行った。実験は0.1%~10%の範囲で行われた。また、熱による対流方程式を数値的に解き、速度および温度変動は水平方向に広がる自由界面の条件に従う事を示した Herring(1964)^[17]を Shy(1995)^[41]が改良し、熱および塩分の密度成層を貫通する輸送について理論解析がなされた。

熱の輸送及び乱流による熱輸送と塩分の輸送の比は、成層流体の上下層の温度による密度差と塩分濃度差による密度差の比に依存することが示された。また、成層流体の上下層の温度による密度差と塩分濃度差による密度差の比は上下層の密度差により整理される事を示した。

Turner ら(1964)^[19]は、タンク内の流体に垂直方向に温度分布および塩分濃度分布がある場合の成層流体の混合現象について調査した。温度差による流体の拡散と密度差による流体の拡散を比較した。どちらの場合も対流が発生し拡散が進むが、温度差による流体の拡散の方が密度差のそれに比べ拡散が早く進むことを示した。また、拡散が進む様子をとりえ、乱流対流による活発な拡散が発生している様子および乱流対流が非常に小さなスケールであることを観察した。

Jellinek ら(1999)^{[20][21]}では、水槽底面から密度の軽い流体を供給し、自然対流により流体が混合される様子を調査した。自然対流により混合が促進されるか成層化するかは大きなスケールの循環によること示された。また混合および成層化にはレイノルズ数および密度比が影響する事が示された。得られた結果をマグマだまりや溶岩の流れの解析に適用できる事が示された。

1.1.4 噴流による密度成層流体の混合（実験による調査について）

成層流体の混合および物質の輸送について、これまで様々な調査がなされてきた。また、成層流体中に噴射された噴流による密度成層流体の混合現象、噴流の挙動について次のような調査がなされてきた。

Lin ら(2005)^[22]や Larson ら(1995)^[23]は、タンク上部から乱流噴流を成層流体に噴射し、乱流噴流による二層間の巻き込みについて調査し、噴流の到達高さ、および濃度分布の変化を示した。それらについて実験および理論解析を行い、比較した。

Brains ら(1990)^[24]はタンク底面から噴出する密度の高い流体による流動現象および濃度分布について実験的および理論的に調査を行った。乱流噴流の到達高さはフルード数に依存する。また、噴流は下向きに降下しタンク底面で広がることが確認された。

Lynn ら(1998)^[25]や Lynn(1999)^[26]は、タンクに上向きの周囲流体より密度の大きい円形およびライン状の乱流噴流を噴出させ、次元解析および実験により噴流が到達する高さについて調査した。周囲流体は水槽内で鉛直方向に比例した密度分布となっている。噴流の頂点

から降下した流体はタンクの底部もしくは水平方向に広がる事を確かめた。周囲流体と噴流の密度差が小さい場合、タンク底部から噴出した噴流が周囲流体と密度差がなくなり、浮力がなくなる高さにおいて、噴流は水平方向に広がる。周囲流体と噴流の密度差が大きい場合には、噴流はタンク底部まで降下し広がる。これは一層の流体へ噴流を噴出した場合と同様である。研究の応用例として、冷たい空気が暖かい空気の部屋に噴出した際の噴流の広がる高さや、マグマがマグマだまりに噴出した際の広がる高さを計算で求めた。

Ansong ら(2008)^[27]は、成層流体に噴流を噴射し、界面の相互作用を観察し、噴流が界面を広がる際の挙動を三つに分類した。また、単一層へ噴出した噴流の到達高さに関する理論値を成層流体においても適用し、成層流体中に噴出する噴流の到達高さを求めた。

Lynn ら(2002)^[28]は、成層および単一層へタンク底部から上方に乱流噴流を噴出させ、噴流の到達高さを調べた。噴流の噴出角度を変化させ、噴流が上昇および下降する相互作用が低減する事、および噴流の傾きを大きくする事で、噴流の垂直方向の運動量が減少する組合せから、鉛直方向から 10° 傾けた場合に最も到達高さが高くなることを示した。噴流を 10° 傾けることで、鉛直方向へ噴流を噴出させた場合と比べ、高さが約 20% 高くなることを示した。

Srinarayana ら(2010)^[29]は、タンク内に貯められた塩水の一層の流体に上部から、水によるライン状の噴流を噴射し、その挙動を 4 種類に分類した。噴流の到達距離が $FrRe^{-1/2}$ に比例する事を示した。実験的調査を行い、低 Re 数 ($2.1 < Re < 122$) の範囲で調査が行われた。

Baddour ら(2009)^[30]は、タンク貯められた水に、その底部から塩水による円形噴流を噴射した。噴流の到達高さを測定し、噴流の高さに対する密度の影響から、ブジネスク近似は周囲流体に対する噴流の密度の比が小さい範囲でのみ有効であることを示した。

Papanicolaou ら(2010)^[31]は、密度が直線的に変化する流体中に、流体上部より噴流を噴出させ、噴流の到達高さおよび噴流が水平方向に広がる高さを調査した。

Srinarayana ら(2010)^[32]は、非常に小さいレイノルズ数でのライン状の噴流をタンクに貯められた塩水の上部から水を噴出させ、その挙動を調査した。噴流の挙動は 4 つに分類され、それらをレイノルズ数とフルード数にて整理したグラフ上に、噴流の挙動を 4 つの領域に示した。4 つの挙動に対応する噴流の高さの時間変化を示し、それぞれの波形の特徴を示した。

Morton ら(1956)^[33]は乱流噴流を単層および成層流体に噴出させ、調査を行った。噴流の吹き上がり高さを噴流の運動量を用いて示した。Kaye ら(2006)^[34]では Morton ら(1956)^[33]の噴流の到達高さの考え方を発展させた。理論解析にてフルード数が大きい場合、噴流の到達高さはフルード数に比例する事を示した。また、提案されたフルード数を使用した噴流の吹き上がり高さ、実施された実験結果および過去に実施された実験結果がよく一致する事を示した。

Williamson ら(2008)^[35]は、成層流体の底部から噴流を噴射させ、噴流が前後左右に振動する様子を観察した。特に層流噴流および層流噴流から乱流噴流への遷移域における噴流の

挙動について観察した。レイノルズ数およびフルード数が大きいほど噴流の挙動が複雑になり噴流の挙動をフルード数とレイノルズ数を使用したグラフを使用し分類した。また、噴流の最大到達高さの時間変化についても調査しフルード数およびレイノルズ数にて整理できることを示した。

Pantzlaff ら(1990)^[36]は、一様流体中にタンク底部から噴流を噴出させ、噴流の挙動を調査した。噴流の密度を変化させ、周囲流体よりも密度の小さい噴流、大きな噴流について調査した。周囲流体より密度の小さな噴流は水面に達する事を示した。また周囲流体より密度の大きな噴流は、到達高さに達した後、下方に降下する事を示した。また、フルード数を変化させた際に観察される噴流高さの時間変化は、運動量流束および浮力流束^{[37][38]}にて整理した噴流高さと、時間スケール^[39]により整理される事を示した。

Zhang ら(1998)^[40]は、一様流体中にタンク底部から密度の重い噴流を噴射させ、噴流高さについてまとめた。フルード数が大きい場合、噴流高さはフルード数の比例関数で整理される事を示した。フルード数が小さい場合には、噴流の質量流束の影響が小さくなることから、フルード数の指数関数で整理される事を示した。

Shy(1995)^[41]は、密度成層上に発生する秩序だった大きな渦と無秩序に発生する小さな渦による密度成層の混合現象について実験的に調査した。実験はタンク内の密度成層を伴う流体に上部から噴流を噴射させ行われた。密度成層の密度差が小さいほど混合促進され、噴流のレイノルズ数が混合に大きな役割を果たすことを示した。また、密度成層の密度差が大きいほど、混合は妨げられ、噴流は密度境界を貫通しにくくなることを示した。

Baines(1975)^[42]は、対流および噴流が密度境界に衝突することによる周囲流体の巻き込みについて調査した。周囲流体の巻き込みはフルード数を使用しまとめられる事を示した。また、密度分布についても示され、それらが、大気や海洋の対流による物質輸送に適用できる事を示した。

Freite ら(2010)^[43]は、乱流噴流を水深と比例的に密度の変化する成層噴流中に上向に噴出させ、噴流と成層流体の挙動を調査した。噴流の到達高さと貫入の高さは乱流噴流の乱れの強さにより変化する事を示した。

成層流体の密度境界において、異なる密度をもつ流体が侵入し、水平方向に広がる貫入という現象が発生することが知られている。Britter(1979)^[44]、Britter(1978)ら^[45]、Simons ら(1979)^[46]は、水槽内に密度の大きな流体が広がる様子を実験的に捉えた。また、周囲流体とタンクの底面を広がる密度の大きな流体の速度分布は、二つの流体の境界部分よりも少し後方で最大速度となり、また二つの流体の混合は、境界部分を除いてほとんど生じない事が確認された。

福岡ら(1980)^[47]は、貯水池における濁り水の流入現象について、周囲流体より密度の大きな流体が流入する際、その広がる高さや流入速度を知ることにより、貯水池における濁り水の放水の方法により濁り水の長期滞留を最小限に留めるための知見を得た。

三尾ら(1994)^[48], 荻原ら(1995)^[49], 福嶋ら(1996)^[50]は密度成層場に上層から噴流を噴射し, 噴流の挙動および密度境界の噴流の広がりを観察した. 上層と下層流体の密度差および噴流の噴出速度を変化させ, 噴流の挙動が3つに分類されることを示し, 貫入部の流束分布は上層と下層の密度分布によって変化する事を示した. また, 密度境界への貫入距離は経過時間の5/6乗に比例する事を示した.

Baines(2002)^[51]は, 密度の大きな流体を密度成層流体の上部から対し, 垂直の壁に沿って流入させた際の流体の挙動を観察した. また Baines(2005)^[52]では, 垂直の壁に沿って流入させる代わりに, スロープによって流体を流入させた. 密度の大きな流体は周囲流体との密度差によって降下し, ある深さで降下が止まり上方に戻った後, ある深さで貫入が発生する事を明らかにした.

1.1.5 噴流による密度成層流体の混合 (シミュレーションによる調査について)

Druzhinin ら(2012)^[53]は, 成層流体中にタンク底部から円形噴流を噴出させ, その噴流の挙動を DNS により観察した. フルード数が小さい ($3 < Fr < 5$) の範囲では, 噴流は軸対称となり噴流の上方から見ると円形に広がる様子が捉えられた. また, フルード数を増加させると噴流の上部はランダムに振動し流塊が放出する様子を示した.

密度成層を伴う流体に Druzhinin ら(2010)^[54]は層流噴流を, Druzhinin ら(2013)^{[55][56]}では乱流噴流を付加した際の噴流の挙動を large eddy simulation を使用し調査した. フルード数の増加に伴い噴流の挙動が不安定になり振動する. これは噴流内部で生成された波によるもので, フルード数が増加すると噴流内部に生成された波の振動数は小さくなる事を示した. また, 振動する噴流先端の振幅について, 数値計算による結果と自励振動が発生する領域での理論解析結果がよく一致している事を示した.

Lin ら(2000)^[57]は, 噴流を一樣な流体を貯めたタンク底部から密度の大きな流体を低いレイノルズ数で噴出させ, その噴流の挙動について調査した. フルード数の増加とともに噴流の噴出高さが低くなる事を示した. また, 噴流がタンク底部を水平方向に広がる速度についても調査した. 自己相似性の保たれた定常状態にある噴流の中心部分では噴流の噴出高さおよび噴流の幅の二つの長さスケールに相関がある事を得た.

Lin ら(2003)^[58], Srinarayana ら(2008)^[59]で, 一樣流体中に上向に密度の大きな噴流を噴出させ, その噴流の安定性と到達高さについて調査した. フルード数が増加するに従い, 噴流の速度が時間とともに変動し, 左右対象に噴出し安定していた噴流が非対称になり不安定になる様子をとらえた. また, 噴流の噴出高さは噴流の安定性によって整理され, 噴流が左右対称で安定である場合, 不安定であるが周期的に非対称に振動する場合, 不安定であり非周期的に非対称に振動する場合に3つの場合に分類できる. また, 噴流の噴出高さはそれぞれフルード数の関数で示すことができることを示した.

Friedman(2005)^[60], Friedman ら(2007)^[61]では, 密度の小さな流体中に密度の大きな流体を噴出させ, その噴流が振動する様子をとらえた. ある範囲のリチャードソン数においては振動周波数が一定となり, 噴流のストローハル数が一定の値となる事を示した.

Friedman ら(2000)^[62]では, 成層流体の下部から噴流を噴出させ, 噴流が密度境界から貫通する高さを比較した. その貫通高さはリチャードソン数を噴流の拡散係数で除したもので整理される事を示した. また, その貫通高さはレイノルズ数およびウェーバ数に影響されない事も同時に示した.

1.2 本論文の概要

これまで様々な視点から噴流による密度成層流体の混合について調査がされてきた. 本論文では, 二層の密度成層流体中に噴流を噴射し, 噴流の挙動および混合現象について, 実験および数値シミュレーションによる調査を実施した. 密度成層中に噴出する噴流のレイノルズ数や密度成層の密度差を段階的に変化させ, 噴流の挙動および噴流と周囲流体の混合現象について調査を行った. 噴流のレイノルズ数および密度成層の上層と下層の密度差を変化させ, 噴流の挙動について調査した. 密度成層流体中に噴出する噴流の挙動は3つに分類する事を示す. また, 噴流と周囲流体との混合による密度分布について, 調査した. 噴流の挙動をさらに詳細に調査し, 噴流が密度境界を広がる貫入について, その距離の時間変化を調査した. 噴流の到達高さについてフルード数を使用し整理できる事を示す. また, 密度成層の上層と下層の厚さが噴流の到達高さに与える影響についても調査した. 最後に, 噴流のレイノルズ数および密度成層の上層と下層の密度差を変化させた場合の噴流の速度分布について調査した.

1.3 本論文の構成

第2章では, 密度成層に噴出された噴流の挙動について, 実験的に調査した結果を示す. 噴流のレイノルズ数および密度成層の上層と下層の密度差を変化させ, 噴流の挙動を調査する. また, 噴流の周囲流体への拡散による密度分布および噴流の到達高さについて調査する.

第3章では, 第2章で調査した結果に加え, 噴流の詳細な挙動および流れ場の速度分布について調査する.

第4章では, 密度成層に噴出された噴流の挙動について, 渦法を使用した数値シミュレーションを行なう. 噴流のレイノルズ数を変化させ, 噴流の挙動および噴流の周囲流体への拡散による密度分布について調査し, 実験結果と比較する.

第5章では, 第4章で調査した結果に加え, 密度成層の上層と下層の密度差を変化させ, 噴流の到達高さおよび貫入について調査する.

第6章では本研究のまとめを行う.

第2章 密度成層流体中に噴射される噴流の挙動（実験的手法による調査）

2.1 諸言

異なる密度をもつ流体が水平な層を鉛直方向に形成する密度成層流体は、湖沼や海洋などの自然界のほか、液化天然ガス（略して LNG）の貯蔵タンクにおいても現れる場合がある。LNG の密度や成分などは産地や精製プラントに依存するため、複数の種類の LNG を同時に貯蔵するタンクの内部では層状化が生起する。層状化した LNG は、タンク外部からの入熱や成分の経時変化に起因して密度が変化する。このため、上下層の密度が等しくなるとロールオーバーと呼ばれる急激な混合現象が発生し、大量の LNG を気化させ、タンクの変形・損傷・破壊をもたらす。よって、LNG タンクの運用上、層状化の防止と解消は重要な技術となっている。

従来、密度成層流体について多くの室内実験が実施されている。水槽内の密度成層流体を対象として、水槽底部の加熱に起因する対流がもたらす熱および物質の移動^[17]のほか、水槽の底部や上部から噴射した噴流による混合現象 Bloomfield ら^[26]、Baines ら(1990)^[37]、Bloomfield ら^[63]、Lin ら(2005)^[64]、Ansong ら(2008)^[65]などが調べられている。LNG タンク内の層状化の防止や解消には、タンク底部に設置したノズルからの噴流による LNG の攪拌と混合が有望であるものと考えられている。しかし、噴流の Reynolds 数や成層流体の密度比が噴流の挙動や混合に及ぼす影響など、LNG タンクの運用に対して有用な知見は充分には得られていない。

本章の目的は、密度成層流体に噴流を付与したときの噴流の挙動と混合現象について基礎的な知見を得ることである。二層の密度成層流体を透明アクリル樹脂製の水槽に貯め、水槽底部にノズルを設置し、下層と同じ流体をノズルから鉛直上向きに噴射した。流れ場の可視化、濃度と速度の分布の測定を実施し、噴流速度（Reynolds 数）、上下層の密度差、上層と下層の厚さが噴流の挙動や混合現象などに及ぼす影響を明らかにした。

2.2 実験装置

実験装置の概略を図 2.1 に示す。初期時刻 ($t=0$) において、上層を水、下層を塩化ナトリウム水溶液（塩水）とする二層の密度成層流体が直方体の水槽の内部で静止している。水槽は、流れの可視化のため透明アクリル樹脂製であり、幅 600 mm、奥行き 200 mm、高さ 250 mm である。上層および下層の厚さは、それぞれ z_1 および z_2 である。塩化ナトリウム水溶液の質量パーセント濃度は C_0 である。

水槽底部の中央に円形ノズルが設置されている。内径 d は 10 mm、長さは $10d (=100 \text{ mm})$ 、出口は水槽底部から 20 mm の高さにある。ノズル出口中心に座標原点をおき、水平方向に x 軸、鉛直方向に z 軸をとる。ノズル中心軸は z 軸と一致している。水槽底部に近い側壁に円孔が開けられている。ノズルは、この円孔にポンプと流量計を介して円管で接続されている。

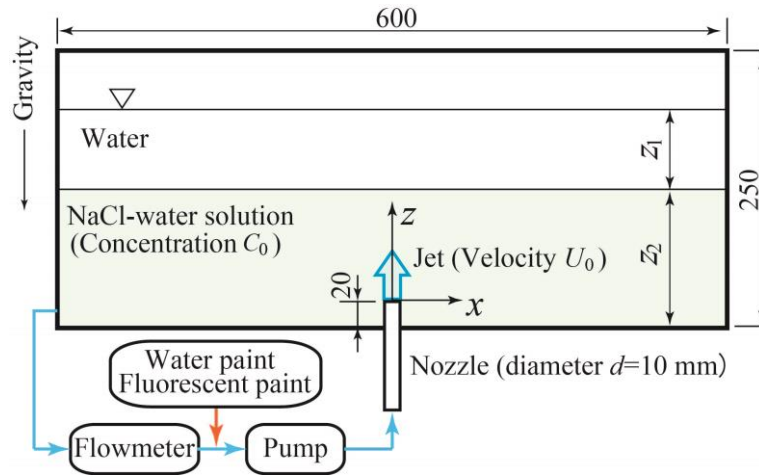


Figure 2.1 Experimental setup

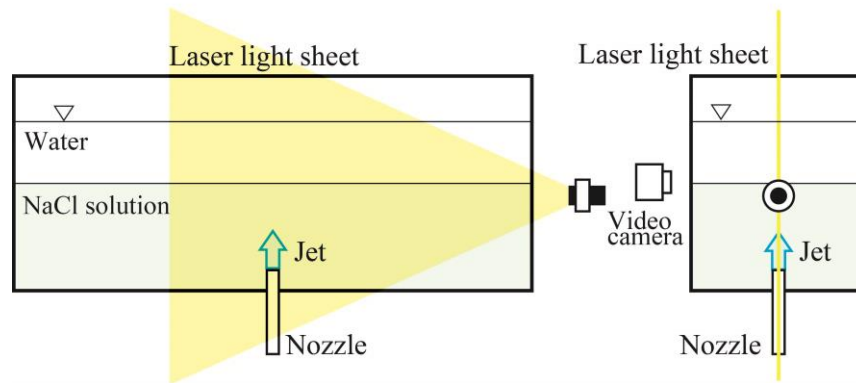


Figure 2.2 Visualization of the vertical cross-section

2.3 実験方法及び条件

時刻 $t=0$ において、下層の塩化ナトリウム水溶液をノズルから鉛直上向きに噴射を開始する。ノズル出口断面内の平均速度を U とする。流れは循環式であることから、水槽内の流体体積は一定に保たれる。

流れの様子を可視化するため、噴流に少量の蛍光染料（ローダミン B）を添加し、図 2.2 に示すようにノズル中心軸を通過する鉛直断面にレーザー光シート（出力 1W、厚さ 2 mm、波長 532 nm）を照射し、ビデオカメラ（画素数 640×480 、分解能 256 bit、フレームレート 200 fps、シャッタースピード $1/200$ s）で撮影する。

流体の混合を把握するため、噴流に少量の水性塗料を混ぜて画像を取得する。

塗料の輝度が濃度 Γ に比例するものと仮定し、噴流から十分に離れた輝度 0 の領域で $\Gamma=0$ 、ノズル出口の輝度を $\Gamma=1$ として、 Γ を 0 から 1 の間で数値化する。

実験は、噴流の Reynolds 数 Re ($Re=dU_0/v$) が $90 \leq Re \leq 4200$ 、二層の厚さが $20 \leq z_1 \leq 60$ mm および $20 \leq z_2 \leq 80$ mm、濃度 C_0 が $C_0 \leq 0.08$ の条件下で実施した。ここで、 v は水の動粘度を表す。実験条件を表 2.1 にまとめて示す。

Table 2.1 Experimental conditions.

Upper fluid	Water at 298 K
Lower fluid	NaCl-water solution at 298 K
Nozzle inner diameter: d	10 mm
Size of rectangular tank	600×200×250 mm
Reynolds number: $Re=dU_0/v$	$90 \leq Re \leq 4200$
Concentration of NaCl-water solution: C_0	$C_0 \leq 0.08$
Thickness of upper fluid: z_1	$20 \leq z_1 \leq 60$ mm
Thickness of lower fluid: z_2	$20 \leq z_2 \leq 80$ mm

2.4 実験結果

2.4.1 密度界面に対する噴流の相対的な挙動

上層と下層の境界すなわち密度界面に対する噴流の相対的な流動は、Reynolds 数 Re と塩化ナトリウム水溶液の濃度 C_0 に応じて 3 種類に分類できた。3 つの流動パターンの例を図 2.3 に示す。ただし、 $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm, $C_0=0.02$ の結果である。図中の白色部分はノズル上流から付加した蛍光染料を表し、噴流に相当している。 $Re=95$ で観察されたパターン A では、噴流先端は密度界面に到達するが界面を貫通せず、界面に沿ってほぼ水平方向に拡がる。噴流による混合はほとんど見られない。 $Re=476$ で観察されたパターン B では、噴流が界面を貫通し、非軸対称性が顕著になる。水から構成される上層では、噴流密度が水よりも大きいため噴流先端の流体は重力の影響により下降し、上部境界（水面）には到達しない。先端から下降して界面に達した流体は、界面に沿って水平方向に拡がる。この下降流の影響を受けて界面が揺動する。界面に沿う層状の領域での混合を把握できる。 $Re=2378$ で観察されたパターン C では、界面を貫通した噴流が上部境界（水面）に達し、境界に沿って水平方向に大きく拡散する。上層では下降して密度境界に達する流れもあり、界面に沿う水平方向への流れも存在する。下層と上層において、噴流と周囲流体との間で活発な混合が発生している。

Re と C_0 に応じて現れる流動パターンを整理すると図 2.4 のようになる。ただし、 $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm の場合の結果である。パターン A は、 Re が極めて低い場合に限定される。その Re は C_0 にほとんど依存しない。パターン A から B への変化およびその逆は、 C_0 に敏

感ではないことが判る。一方、パターン B が現れる Re の範囲は、 C_0 が高いほど拡大する。また、すべての C_0 においてパターン B とパターン C の間には中間のパターン（図中に○印で表示）が存在している。つまり、噴流先端がつねに上部水面に到達しているのではなく、ある時間割合で間欠的に到達することを示している。

上層および下層の密度がそれぞれ ρ_1 および ρ_2 の密度成層流体において、 $\rho_1 < \rho < \rho_2$ の条件を満たす密度 ρ をもつ流体が外部から密度界面に到達した場合、この流体は界面に沿って水平方向に流れる^[65]。このような現象は中層密度流の貫入とよばれ、温度成層が形成されたダム貯水池に微細な土砂を含む濁水が流入した場合などで観察される。図 2.3 で示した密度界面における水平方向への流れは、中層密度流の貫入に相当している。

本章では、噴流が密度界面に垂直に衝突する場合にも貫入現象が生じることを明らかにしている。

密度界面における水平方向への流れ（貫入）に対して、図 2.5(a) に示すように、その先端の x 座標値を貫入距離 r_j として定義する。 $Re=476$, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm において r_j を測定し、その無次元値 r_j/d を無次元時間 $t^* (=tU_0/d)$ に対して示すと図 2.6 のようになる。 r_j/d は時間の経過につれて増す。

中層密度流では、一般に貫入距離は時間の $5/6$ 乗に比例することが知られている。本実験結果もこの関係に従うことが判る。

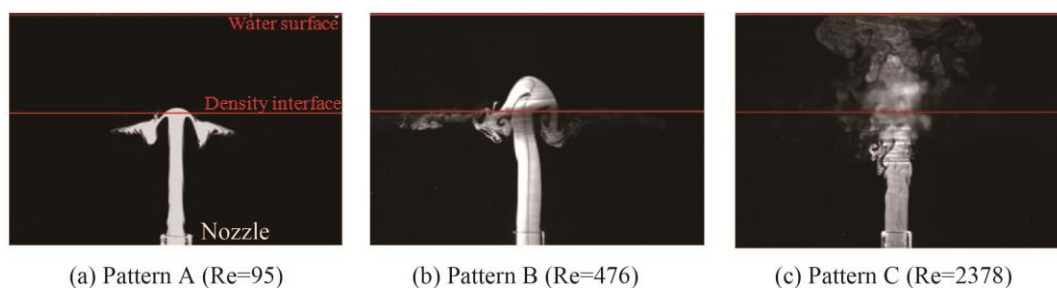


Figure 2.3 Typical behavior of the jet issued into density-stratified fluid

($C_0=0.02$, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

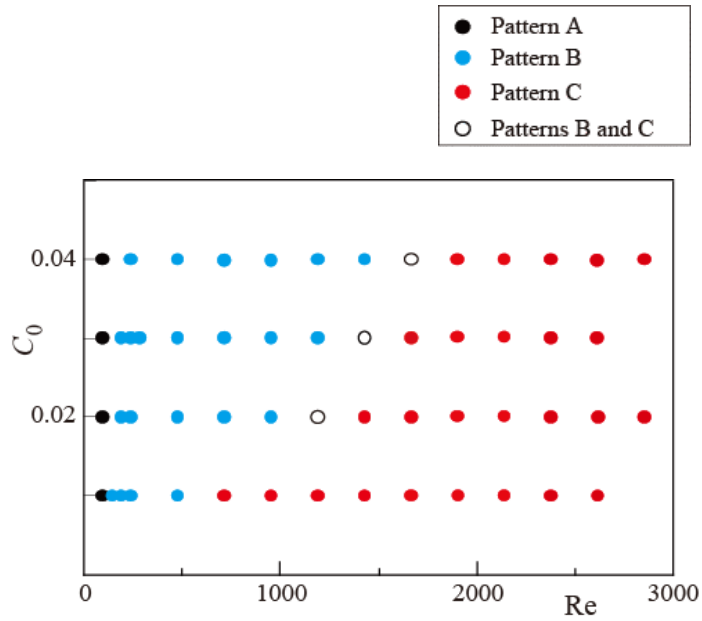
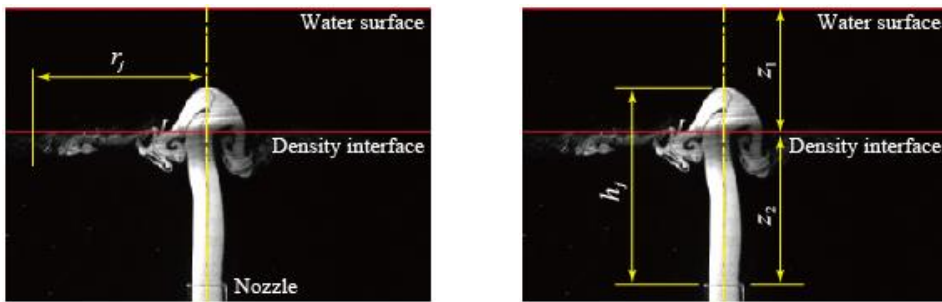


Figure 2.4 Pattern map of jet behavior ($z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)



(a) Intrusion distance r_j

(b) Maximum height of jet h_j

Figure 2.5 Definition of intrusion distance and maximum height of jet

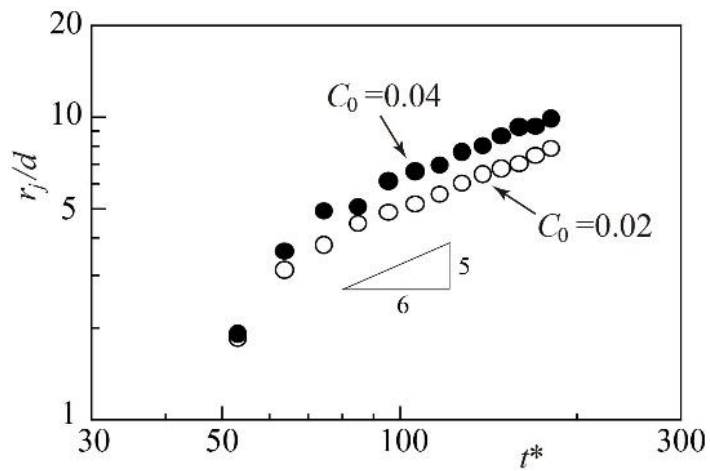


Figure 2.6 Time variation of intrusion distance

2.4.2 噴流と周囲流体との混合について

ノズルから噴射される水性塗料の濃度 Γ を測定し、鉛直(z)方向に対する Γ の変化を示すと図 2.7 のようになる。ただし、 $C_0=0.02$, $z_1=40$ mm, and $z_2=70$ mm の場合における、噴流中心軸から水平 (x) 方向に d , $3d$ および $5d$ だけ離れた位置の結果である。噴流先端が密度界面に到達するが貫通しない、 $Re=95$ におけるパターン A に対する結果を図 2.7(a) に示す。 Γ は界面 ($z/d=5$) のやや鉛直下方で極大値をとる。中心軸に近い $x/d=1$ の値が大きいが ($\Gamma \approx 0.3$)、中心軸から離れた $x/d=3$ と 5 では低下する。噴流の影響 (混合) は先端部の界面近傍に限られていることが判る。界面を貫通した噴流が上部境界 (水面) に到達する、 $Re=2378$ におけるパターン C に対する結果を図 2.7(b) に示す。噴流中心軸に近い $x/d=1$ では、密度界面から上部の水面にわたる広い領域で Γ が高い。 $x/d=5$ でも水面近傍で Γ が高くなる。水面に沿う流れに起因している。噴流と周囲流体との間の活発な混合を再確認できる。

図 2.8 は、 C_0 が 0.01 と 0.03 における濃度 Γ の分布を示す。ただし、 $Re=476$ であり、噴流の流動はパターン B に分類される。 C_0 の値によらず、 Γ は噴流中心軸に近い ($x/d=1$) の位置で高く、密度界面近傍で極大値をとる。ただし、極大値が現れる鉛直方向高さは、 C_0 が高いほど低下する。後述するように、噴流の密度が高く、上層の水中で重力の影響をより大きく受けるため、噴流高さが減じることによる。また、 $C_0=0.03$ では、噴流中心軸から離れた $x/d=5$ において、 Γ が極めて小さい。

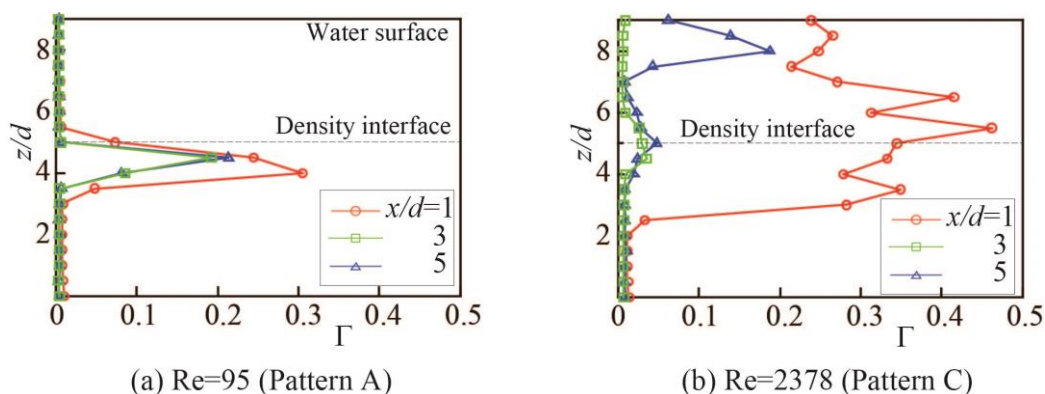


Figure 2.7 Distribution of concentration for water paint issued with the jet ($C_0=0.02$, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

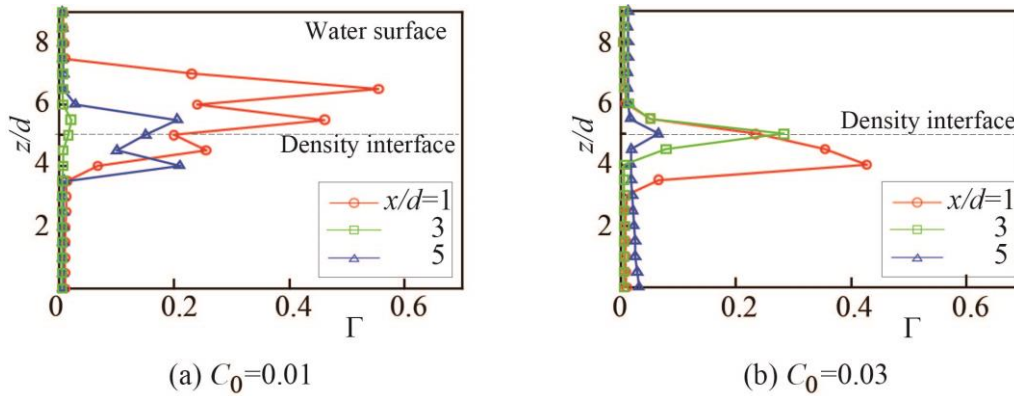


Figure 2.8 Distribution of concentration for water paint issued with the jet

($Re=476$, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

2.4.3 最大噴流到達高さ

噴流による密度成層流体の混合を理解するには、噴流の到達高さを知る必要がある。そこで、図 2.5(b)に示すように、蛍光染料の最大高さ h_j を到達高さとして定義した。

図 2.9 は、無次元高さ $h_j/(z_1+z_2)$ と Re の関係を示す。 $h_j/(z_1+z_2)=1$ の状態は、上部水面への噴流の到達に相当している。このときの Re は、 C_0 が高い場合ほど高い。濃度差が増すほど、噴流を上部水面に到達させるには、高い噴流速度が必要であることを示している。

噴流高さは、上層の水中で噴流に作用する重力に支配される。そこで、流体の慣性力と重力の比を表す無次元数 Froude 数 Fr を次 s で定義し、噴流高さの整理を試みる。

$$Fr = U_0 / \sqrt{dg \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} \right)} \quad (2.1)$$

ここで、 g は重力加速度、 ρ_1 および ρ_2 はそれぞれ上層および下層の流体密度を表す。

図 2.10 は、噴流高さ $h_j/(z_1+z_2)$ と Fr の関係を示す。 $0.01 < C_0 < 0.04$ の結果をプロットしてあるが、噴流が上部水面に到達しない $h_j/(z_1+z_2) < 1$ の状態において、 $h_j/(z_1+z_2)$ は Fr の一次関数として近似的に表される。よって、噴流高さは Fr で予測できることが判る。

水から構成される上層の厚さ z_1 が噴流到達高さ h_j に及ぼす影響を調べた。図 2.11 は、無次元到達高さ $(h_j - z_2)/z_2$ と Re の関係を示す。ただし、 $C_0=0.02$ 、 $z_2=50$ mm である。 $(h_j - z_2)/z_2$ は Re に比例して増大し、 z_1 に応じた水面高さまで上昇する。3 種類の z_1 に対する結果は、ほぼひとつの直線上に乗る。すなわち、 z_1 は噴流高さに影響を及ぼさないことが判る。本実験では、下層の厚さ z_2 は同一であり密度界面での噴流の運動量は等しく、かつ噴流に作用する重力の影響は水位（上層の厚さ）に依存しないからである。

下層の塩化ナトリウム水溶液の厚さ z_2 が噴流到達高さ h_j に及ぼす影響を調べた。無次元到達高さ $(h_j - z_2)/z_1$ を Re に対して示すと図 2.12 のようになる。ただし、 $C_0=0.02$ 、 $z_1=40$ mm

である. $(h_j - z_2) / z_1$ は z_2 が増すほど低下する. z_2 はノズルと密度界面との距離に相当しており, z_2 が増すほど密度界面に到達するまでに噴流が周囲流体にエネルギーを付与することに起因して, 噴流の運動量が低下するためである.

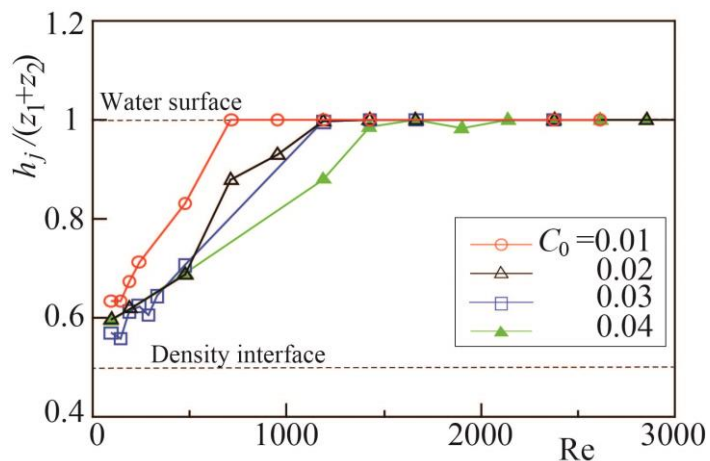


Figure 2.9 Relationship between maximum height of jet and Reynolds number

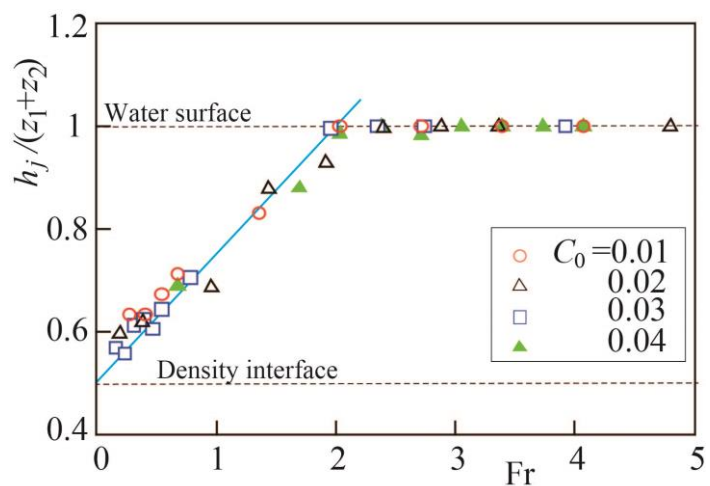


Figure 2.10 Relationship between maximum height of jet and Froude number

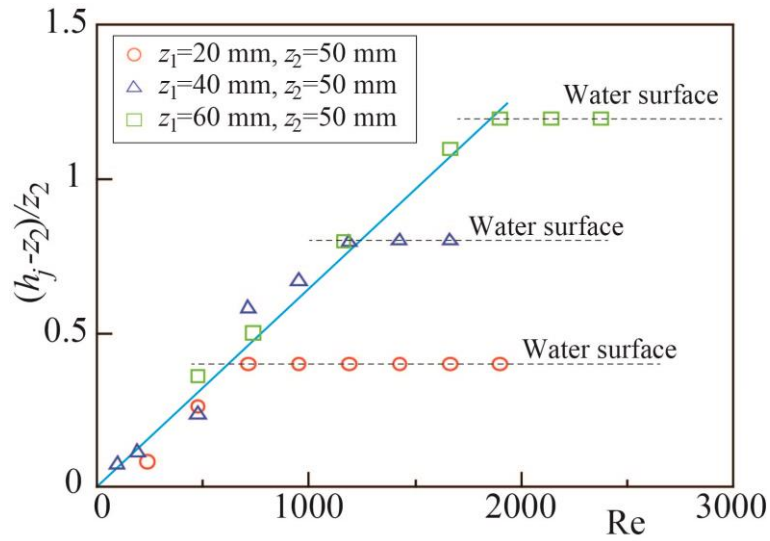


Figure 2.11 Effect of thickness z_1 on maximum height of jet ($C_0=0.02$)

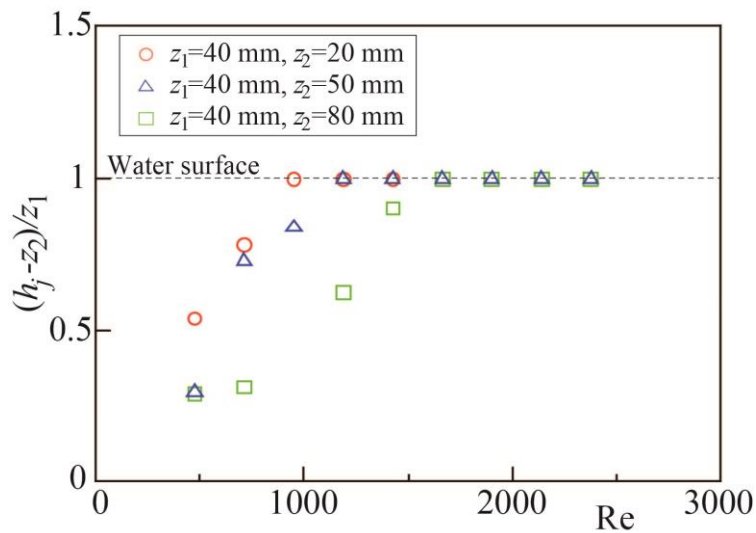


Figure 2.12 Effect of thickness z_2 on maximum height of jet ($C_0=0.02$)

2.5 結言

上層を水、下層を塩化ナトリウム水溶液とする二層の密度成層流体を直方体の水槽に貯め、水槽の底部中央のノズルから下層と同じ濃度の塩化ナトリウム水溶液を鉛直上向きに噴射し、流れを可視化するとともに、噴流濃度の分布を測定した。ノズル内径 d と噴流速度 U に基づく Reynolds 数 Re 、塩化ナトリウム水溶液の濃度 C_0 、上層および下層の厚さ z_1 および z_2 の影響を調べ、以下の結論を得た。

- (1) 密度界面に対する噴流の挙動は、 Re と C_0 に応じて 3 種類に分類される。 Re が低い場合には、噴流先端は密度界面に到達するが界面を貫通せずほぼ水平方向に広がる (パターン A)。 Re が増すと、噴流は界面を貫通するが先端が上部水面に到達せずに下降し、界面に沿って水平方向に広がる (パターン B)。さらに Re が増すと界面を貫通した噴流が上部水面に達し、水平方向に拡散する (パターン C)。
- (2) $C_0 > 0.01$ では、パターン B と C がある時間割合で交互に出現する Re が存在する。
- (3) パターン A では、噴流による混合は噴流先端部の界面近傍に限定される。パターン B では、界面に沿う層状の領域での混合が発生する。パターン C では、上下層の広い領域での活発な混合が現れる。
- (4) 密度界面に沿う水平方向への流れ (貫入) は、温度成層に対する既往の観察結果と同様の挙動を示し、貫入距離は時間の $5/6$ 乗に比例する。
- (5) 噴流の到達高さは、フルード数 Fr で整理できる。上層の厚さの影響を受けないが、下層の厚さが増すほど低下する。

第 3 章 密度成層流体中に噴射される噴流による混合現象（実験的手法による調査）

3.1 緒言

貯蔵タンク内の液化天然ガス(LNG)が密度成層を生じるのは、貯蔵されている LNG に他の LNG が上部に充填された際に生じる。これは密度および LNG の成分が生産地および精製工場により異なるためである。密度成層をなす LNG は時間が経つと温度変や LNG の成分の変化により不安定になる。下部に配置された LNG の密度が上部に配置された LNG の密度より小さくなると、ロールオーバーと呼ばれる急激な混合現象が生じる。ロールオーバー現象は、気化したガスを大量に発生させ、貯蔵タンクに深刻な損傷を及ぼす可能性がある。そこで密度成層の発生防止および層状化の解消は LNG タンクを運営する上では不可欠である。タンク内の成層流体を噴流を用いて混合させる実験的な研究はこれまで、Bloomfield ら(1999)^[26]、Ansong ら^[27]、Baines ら(1990)^[37]、Friedman ら(2000)^[62]、Bloomfield ら(1998)^[63]、Lin ら(2005)^[64]等により行われてきた。タンク底部に取り付けられたノズルから噴出する噴流により成層化した LNG を混合し、LNG 貯蔵タンク内の層状化を解消する事は有望な技術であると考えられている。

shakouchi ら^[66]は、上層を水、下層を塩化ナトリウム水溶液（塩水）とする密度成層流体を水槽に貯め、水槽底部のノズルから下層流体を鉛直上向きに噴射する室内実験を実施した。流れを可視化して噴流の挙動を調べ、噴流の Reynolds 数、下層流体の濃度、上層と下層の厚さの影響などを明らかにした。また、噴流の到達高さが上下層の密度差と噴流速度で定義される Froude 数で予測できることも示した。さらに、著者らは既報^[8]において、二層の密度成層流体中に噴射された噴流に対するシミュレーション方法を提案した。その方法は、渦度場に着目した Vortex in Cell 法に基づくものであり、渦度場を渦要素で離散化し、その挙動を追跡する渦法に分類される。shakouchi ら^[67]は上述の実験条件において噴流挙動のシミュレーションを実行し、得られた結果を実験結果と比較し、シミュレーション方法の妥当性を確認した。著者らの研究^{[7][8]}では、噴流の挙動の解明とシミュレーションに成功しているが、噴流と周囲流体の混合の詳細や混合と密接に関連する流体速度の分布は未解明のままである。

本章では、既報^[66]で調べた密度成層流体を対象として、噴流に付加された水性塗料の濃度および流体速度の分布を測定した。その結果、噴流と周囲流体の混合に及ぼす噴流 Reynolds 数および下層流体の濃度の影響を明らかにできた。また、混合を理解するうえで重要な速度分布も把握できた。

3.2 実験装置および方法

3.2.1 実験装置

実験装置は図 3.1 に示すような二層の密度成層流体を貯めた直方体の水槽を用いる。水槽は流れの可視化のため透明アクリル樹脂製であり、幅 600 mm、奥行き 200 mm、高さ 250 mm である。初期時刻($t=0$) において、上層を水、下層を塩化ナトリウム水溶液（塩水）とする密度成層流体が水槽の内部で静止している。上層および下層の厚さは、それぞれ z_1 および z_2 である。塩化ナトリウム水溶液の質量パーセント濃度は C_0 である。

水槽底部の中央に円形ノズル（内径 $d=10$ mm、長さ $10d$ ）が設置されている。ノズル出口は水槽底部から 20 mm の高さにある。ノズル出口中心に座標原点をおき、水平方向に x 軸、鉛直方向に z 軸をとる。ノズル中心軸は z 軸と一致している。水槽底部に近い側壁に円孔が開けられている。ノズルは、この円孔にポンプと流量計を介して円管で接続されている。

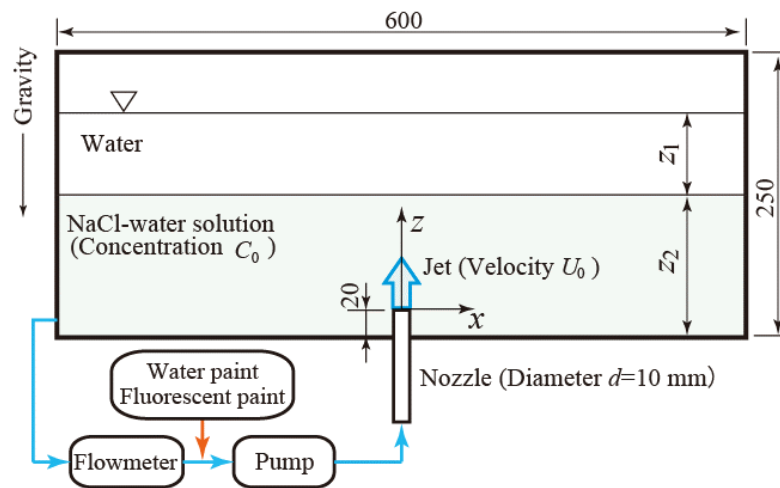


Figure 3.1 Experimental setup

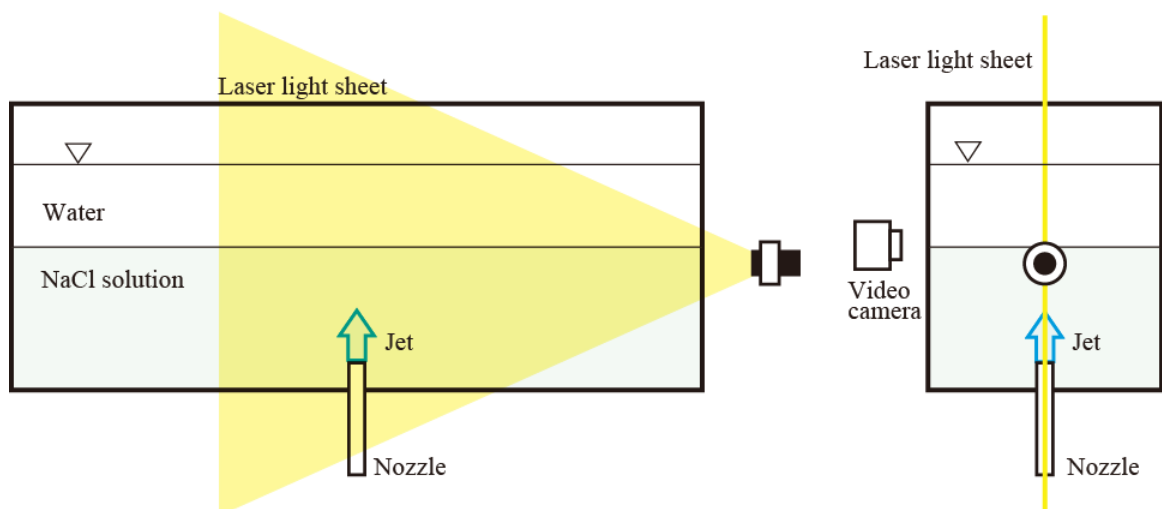


Figure 3.2 Visualization of the central vertical cross-section of the flow field

3.2.2 実験方法

時刻 $t=0$ において、下層の塩化ナトリウム水溶液をノズルから鉛直上向きに噴射を開始する。ノズル出口断面内の平均速度を U_0 とする。流れは循環式であることから、水槽内の流体体積は一定に保たれる。流れの様子を可視化するため、噴流に少量の蛍光染料（ローダミン B）を添加し、図 3.2 に示すようにノズル中心軸を通過する鉛直断面にレーザ光シート（出力 1W、厚さ 2 mm、波長 532 nm）を照射し、ビデオカメラ（画素数 640×480、分解能 256 bit、フレームレート 200 fps、シャッタースピード 1/200 s）で撮影する。噴流と周囲流体の混合を把握するため、噴流に少量の水性塗料を混ぜて画像を取得する。塗料の輝度が濃度 Γ に比例するものと仮定し、噴流から十分に離れた輝度 0 の領域で $\Gamma=0$ 、ノズル出口の輝度を $\Gamma=1$ として、 Γ を 0 から 1 の間で数値化する。流体速度を PIV システムにより測定する。トレーサ粒子として球形ナイロン粒子（平均直径 20 μm 、比重 1.02）を用い、図 3.2 に示した可視化方法により粒子画像を取得する。

実験は、噴流の Reynolds 数 Re ($Re=dU_0/\nu$) が $90 \leq Re \leq 4200$ 、二層の厚さが $20 \leq z_1 \leq 60$ mm および $20 \leq z_2 \leq 80$ mm、濃度 C_0 が $C_0 \leq 0.08$ の条件下で実施する。ここで、 ν は水の動粘度を表す。無次元時間 t^* を tU_0/d として定義する。実験条件を表 3.1 に示す。

Table 3.1 Experimental conditions

Upper fluid	Water at 298 K
Lower fluid	NaCl-water solution at 298 K
Nozzle inner diameter: d	10 mm
Size of rectangular tank	600×200×250 mm
Reynolds number: $Re=dU_0/\nu$	$90 \leq Re \leq 4200$
Concentration of NaCl-water solution: C_0	$C_0 \leq 0.08$
Thickness of upper fluid: z_1	$20 \leq z_1 \leq 60$ mm
Thickness of lower fluid: z_2	$20 \leq z_2 \leq 80$ mm

3.3 実験結果

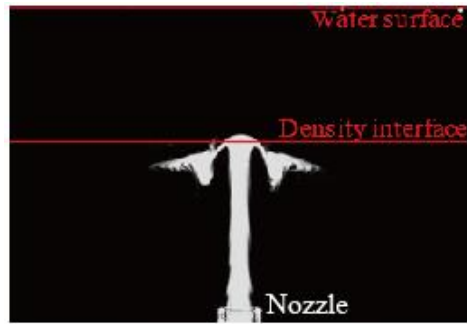
3.3.1 密度界面に対する噴流の相対的な挙動

上層と下層の境界すなわち密度界面に対する噴流の相対的な挙動は、Reynolds 数 Re と塩化ナトリウム水溶液の濃度 C_0 に応じて 3 種類に分類できた^[7]。3つの流動パターンの例を図 3.3 に示す。ただし、 $C_0=0.02$ 、 $z_1=40$ mm、 $z_2=70$ mm の結果である。無次元時間 $t^*=14$ における画像であり、図中の白色部分はノズル上流から付加された蛍光染料を表し、噴流に相当している。 $Re=95$ で観察されたパターン A では、噴流先端は密度界面に到達するが界面を貫通せず、界面のやや鉛直下方をほぼ水平方向に拡がる。噴流による混合はほとんど見ら

れない。Re=476で観察されたパターンBでは、噴流が界面を貫通し、非軸対称性が顕著になる。水から構成される上層では、噴流密度が水よりも大きいため噴流先端の流体は重力の影響により下降し、上部境界（水面）には到達しない。先端から下降して界面に達した流体は、界面に沿って水平方向に拡がる。この下降流の影響を受けて界面が揺動する。界面に沿う層状の領域での混合を把握できる。Re=2378で観察されたパターンCでは、界面を貫通した噴流が上部境界（水面）に達し、境界に沿って水平方向に大きく拡散する。上層では下降して密度境界に達する流れもあり、界面に沿う水平方向への流れも存在する。下層と上層において、噴流と周囲流体との間で活発な混合が発生している。

Reと C_0 に応じて現れる流動パターンを整理すると図3.4のようになる。ただし、 $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mmの場合の結果である。パターンAは、Reが極めて低い場合に限定される。そのReは C_0 にほとんど依存しない。パターンAからBへの変化およびその逆は、 C_0 に敏感ではないことが判る。一方、パターンBが現れるReの範囲は、 C_0 が高いほど拡大する。また、すべての C_0 においてパターンBとパターンCの間には中間のパターン（図中に○印で表示）が存在している。つまり、噴流先端がつねに上部水面に到達しているのではなく、ある時間割合で間欠的に到達することを示している。

上層および下層の密度がそれぞれ ρ_1 および ρ_2 の密度成層流体において、 $\rho_1 < \rho < \rho_2$ の条件を満たす密度 ρ をもつ流体が外部から密度界面に到達した場合、この流体は界面に沿って水平方向に流れる^[65]。このような現象は中層密度流の貫入とよばれ、温度成層が形成されたダム貯水池に微細な土砂を含む濁水が流入した場合などで観察される。図3.3で示した密度界面における水平方向への流れは、中層密度流の貫入に相当している。



(a) Pattern A ($Re=95$)



(b) Pattern B ($Re=476$)



(c) Pattern C ($Re=2378$)

Figure 3.3 Jet behavior relative to the density interface at $t^*=14$ ($C_0=0.02, z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

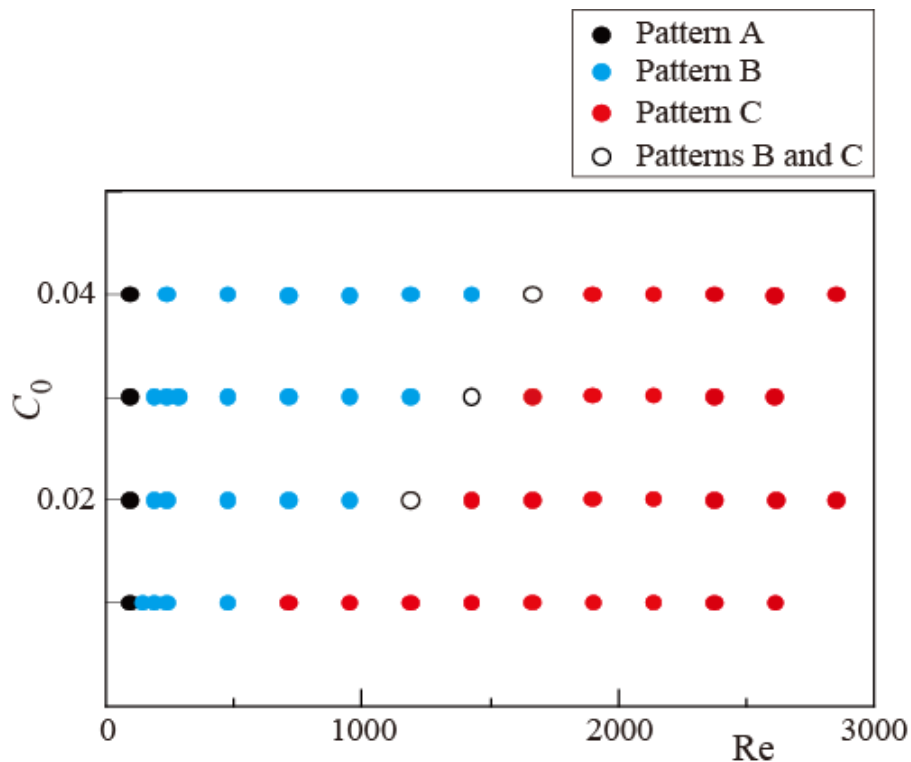
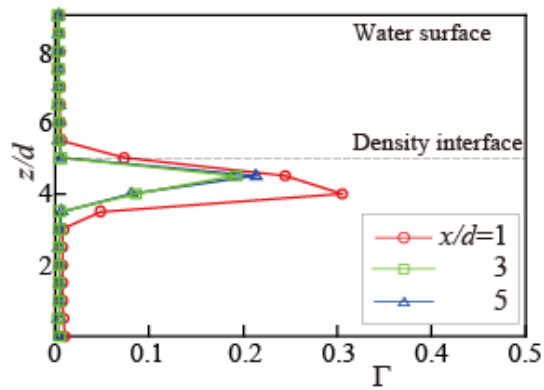


Figure 3.4 Pattern map of jet behavior ($z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

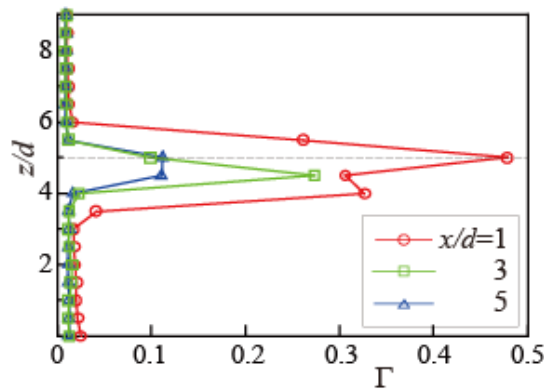
3.3.2 ノズルから噴射された水性塗料の濃度分布

ノズルから噴射された水性塗料の濃度 Γ を測定した. 図 3.3 と同一条件下の Γ の分布を図 3.5 に示す. ただし, 噴流中心軸 ($x=0$) から水平 (x) 方向に d , $3d$ および $5d$ だけ離れた鉛直線に沿う分布である. 噴流先端が密度界面に到達するが貫通しない, $Re=95$ におけるパターン A に対する結果を図 3.5(a) に示す. Γ は界面 ($z/d=5$) のやや鉛直下方で極大となる. 極大値は中心軸に近い $x/d=1$ では高いが ($\Gamma \approx 0.3$), 中心軸から離れた $x/d=3$ と 5 では低下する. 噴流の影響は先端部の界面近傍に限られている. 噴流は界面を貫通するが先端が上部水面に到達せずに下降し, 界面に沿って水平方向に広がる $Re=476$ におけるパターン B の結果を図 3.5(b) に示す. $x/d=1$ では, Γ が密度界面で極大となり, $Re=95$ の場合よりも極大値が増す. 界面に沿う混合を確認できる. 界面を貫通した噴流が上部境界 (水面) に到達する, $Re=2378$ におけるパターン C に対する結果を図 3.5(c) に示す. 噴流中心軸に近い $x/d=1$ では, 界面から上部の水面にわたる広い領域で Γ が高い. 中心軸から離れた $x/d=5$ でも水面近傍で Γ が高い. 水面に沿う流れに起因している. 噴流と周囲流体との間の活発な混合を再確認できる.

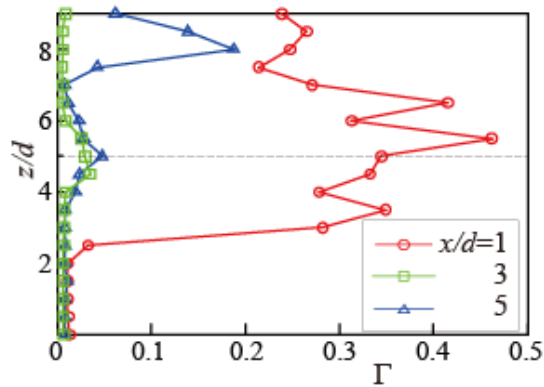
密度界面 ($z/d=5$) に沿う流れすなわち貫入の発生は, 図 3.5 に示したように, Γ がすべての流動パターンにおいて界面近傍で極大値をとることからも理解できる.



(a) Re=95 (Pattern A)



(b) Re=476 (Pattern B)



(c) Re=2378 (Pattern C)

Figure 3.5 Vertical distribution of Γ at $t^*=14$ ($C_0=0.02$, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

図 3.3 に示した流れ場を対象として、密度界面における濃度 Γ の時間変化を調べるため、噴流中心軸 ($x=0$) を挟む二点 a および b において Γ を測定した。二点の距離はノズル直径 d である。図 3.6 は、Re=476 の可視化画像に測定点 a および b を併記したものである。

図 3.7 は、測定点 a および b における Γ の時間変化を示す。図 3.7(a) は Re=95 の結果である。測定点は、噴流の最先端に位置している。a と b の Γ は、一定の周期で振動している。ふたつの周期はほぼ同じであり、位相差はかなり小さい。噴流がほぼ軸対称であることを示

している。噴流と周囲流体との混合は限定的である。図 3.7(b)は $Re=476$ の結果である。測定点は、噴流先端のやや下方にある。 Γ は一定の周期で振動している。ただし、 $Re=95$ の場合よりも振幅と周期がかなり増し、位相がほぼ逆転している。密度界面において噴流が水平方向に大きく揺動していることを示している。噴流による混合が活発化している。図 3.7(c)は $Re=2378$ の結果である。測定点は、発達した噴流の中心軸の近傍に位置する。 Γ は上述の Re の場合よりも高く、不規則に変動しており、位相に相関はない。様々なスケールをもつ渦の通過を示唆しており、混合が活発化・複雑化している。

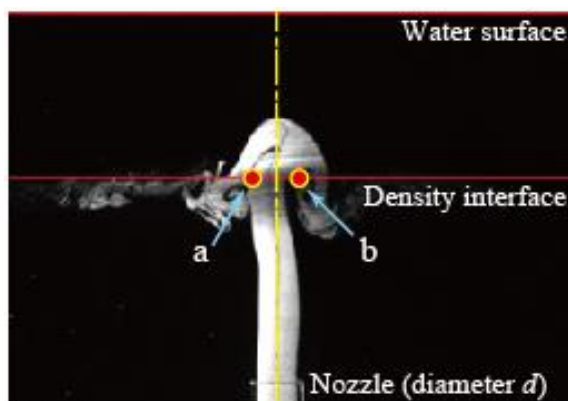


Figure 3.6 Measuring points a and b for Γ on density interface

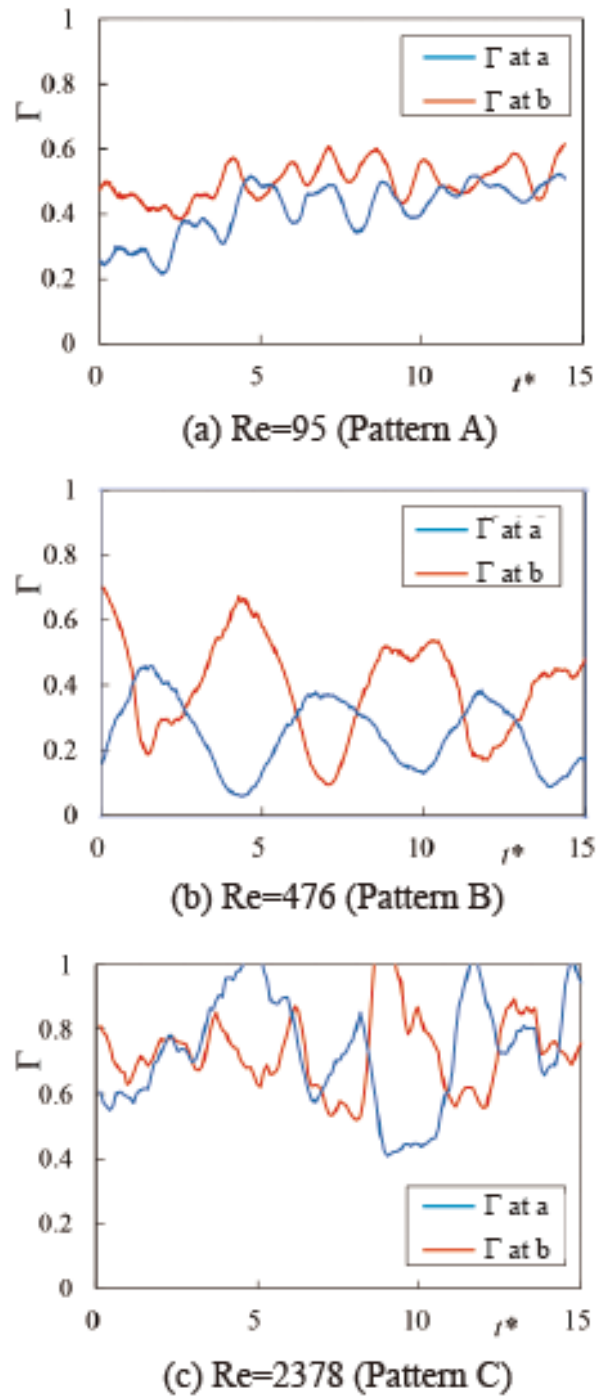


Figure 3.7 Time variation of Γ at a and b ($C_0=0.02$, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

図 3.8 は、鉛直 (z) 方向への濃度 Γ の変化に及ぼす C_0 の影響を示す。ただし、 $t^*=14$ である。Re=476 の分布であり、噴流の流動はパターン B に分類される。 C_0 の値によらず、 Γ は噴流中心軸に近い $x/d=1$ で著しく高く、密度界面($z/d=5$) の近傍で極大となる。ただし、極大値が現れる鉛直高さは、 $0.01 \leq C_0 \leq 0.03$ では、 C_0 が高い場合ほど低下する。噴流の密度が

高く、上層の水中で重力の影響をより大きく受けるため、噴流の到達高さが減じることによる。なお、既報⁷⁾でも同様な C_0 と噴流の到達高さの関係が得られており、到達高さがノズル出口の噴流速度と二層の密度差で定義される Froude 数で予測できることを明らかにしている。一方、噴流中心軸から離れた $x/d=5$ における Γ は、 C_0 の増大につれて大きく低下する。噴流周囲における水平方向への噴流の拡散が減じていることを示しており、混合の低下を把握できる。

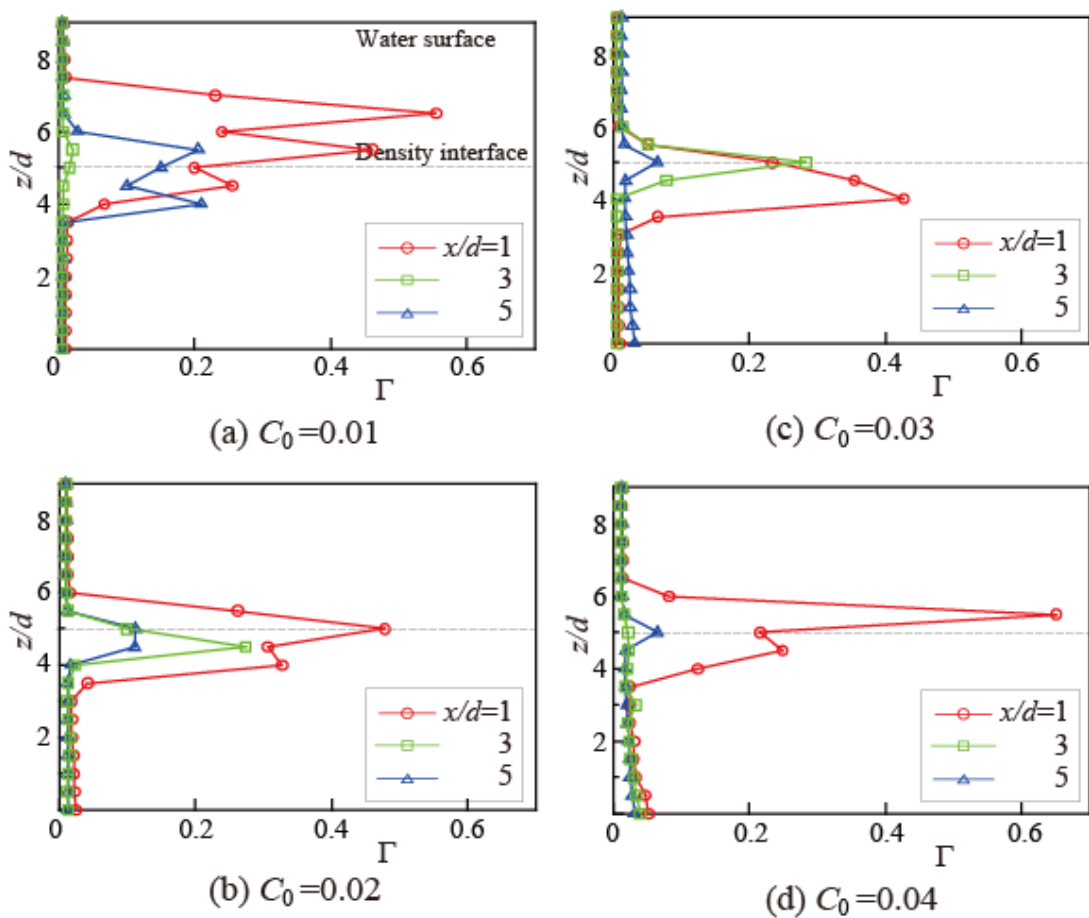


Figure 3.8 Effect of C_0 on the vertical distribution of Γ at $t^*=14$ ($Re=476, z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

3.3.3 速度分布

噴流中心軸を含む鉛直断面(x - z 平面)における流体速度の分布を図 3.9 に示す。実験条件は図 3.3 の可視化画像と同一であり、時刻 $t^*=14$ を中心とした微小時間 ($13.75 \leq t^* \leq 14.25$) における時間平均速度 \mathbf{u} の分布である。カラーマップは、無次元値 $|\mathbf{u}|/U_0$ を表す。 $Re=95$ の結果を図 3.9(a) に示す。噴流は密度界面で鉛直上向きを失い、噴流両側に向かう水平流と下降流が生起する。 $Re=476$ の場合には、図 3.9(b) に示すように、噴流は界面を貫通するが、上層で鉛直上向き速度が消滅する。界面に沿って $|\mathbf{u}|/U_0$ が比較的高い値をとることか

ら，貫流の存在を再確認できる． $Re=2378$ の結果を図 3.9(c)に示す．噴流が水面まで延びており，上層では噴流幅が水平方向へ大きく拡大している．すなわち，周囲流体との活発な混合が観察される．

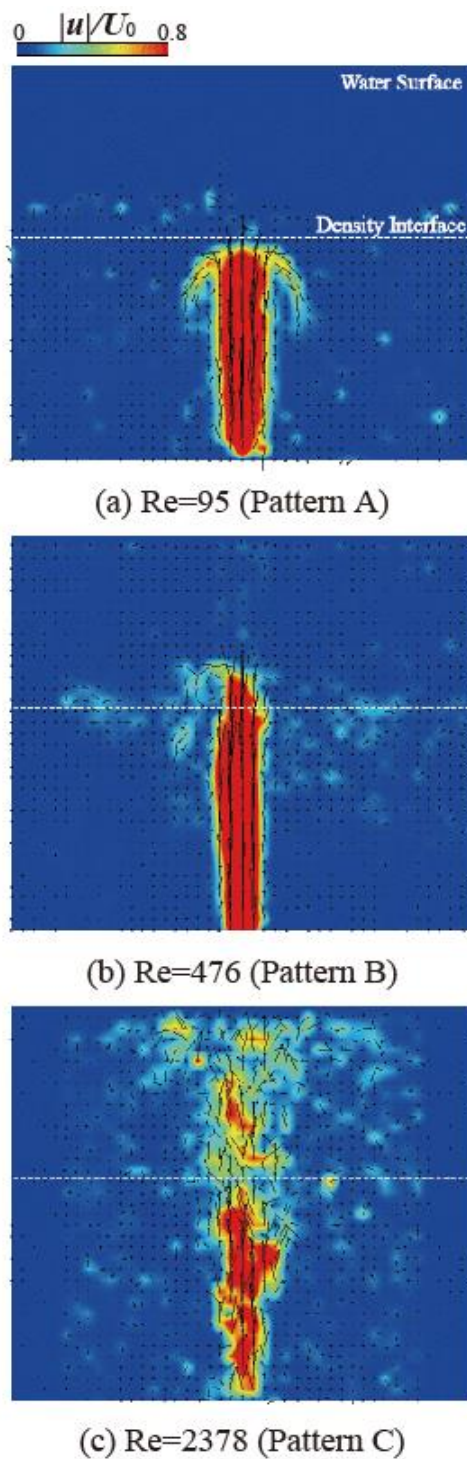


Figure 3.9 Velocity distribution in the central vertical cross-section at $t^*=14$
 $(C_0=0.02, z_1=40 \text{ mm}, z_2=70 \text{ mm})$

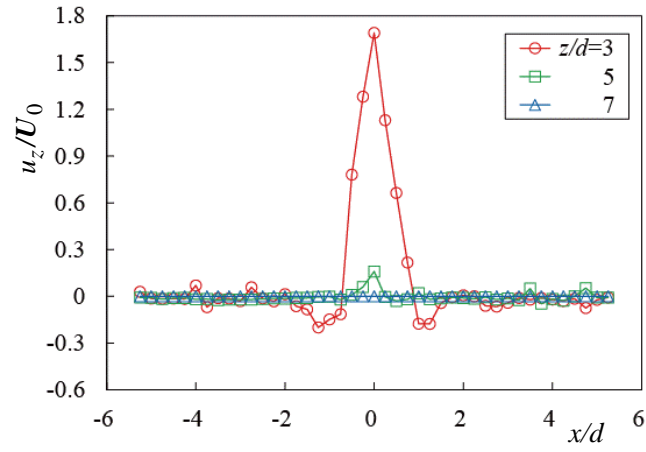
図 3.9 に示した速度 \mathbf{u} の鉛直方向成分 u_z の分布を図 3.10 に示す。ただし、密度界面 ($z/d=5$) と上下の水平断面 ($z/d=7$ および 3) における分布を示す。Re=95 の結果を図 3.10(a) に示す。

下層 ($z/d=3$) の u_z は噴流中心軸 ($x/d=0$) で極大値をとる。界面 ($z/d=5$) においても中心軸上で極大となるが、その値は著しく小さい。また、噴流から離れた位置では速度は生じていない。上層 ($z/d=7$) では、流れはない。なお、界面 ($z/d=5$) における中心軸を挟む 2 か所 ($x/d=-1, 1$) で u_z が極小値をとる。図 3.3 と図 3.9 に示した噴流先端からの下降流に対応している。Re=476 の場合には、図 3.10(b) に示すように、下層 ($z/d=3$) において下降流は生じていない。界面 ($z/d=5$) における速度を Re=95 の結果と比較した場合、極大値がかなり大きく、噴流から離れた位置でも u_z が発生している。界面に沿う混合を再確認できる。ただし、上層 ($z/d=7$) では、Re=95 の場合と同様、流れはほとんどない。Re=2378 の結果を図 3.10(c) に示す。界面での極大値が低下している。噴流運動量が水平方向に大きく拡散している。

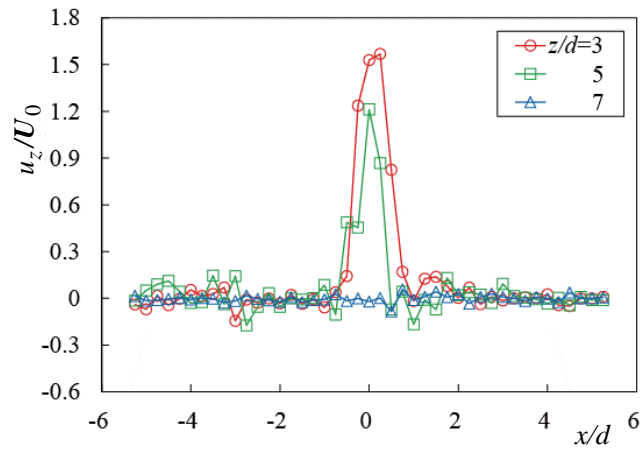
上下層でも速度が発生しており、混合が活発化している。

噴流中心軸を含む鉛直断面における速度分布に及ぼす C_0 の影響を図 3.11 に示す。ただし、Re=476, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm であり、 $13.75 \leq t^* \leq 14.25$ における時間平均速度 \mathbf{u} の分布である。流れは、パターン B に相当する。 $C_0=0.01$ の場合、界面を貫通した噴流は上層で鉛直上向き速度を失う。噴流の速度喪失高さすなわち到達高さは、 C_0 の増大につれて低下する。上述のように、噴流密度が高まり、上層の水中で重力の影響をより大きく受けるためである。なお、 $C_0=0.03$ および 0.04 では、噴流先端から出発した流体が上下に振動しながら界面に沿って流れている。

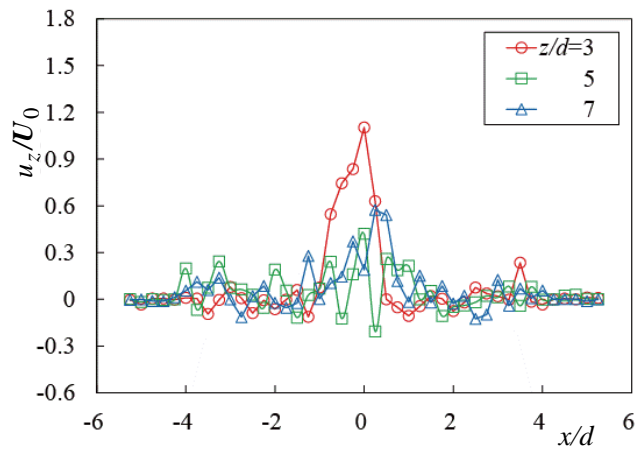
図 3.11 の速度 \mathbf{u} に対応する鉛直方向速度 u_z の分布を図 3.12 に示す。下層 ($z/d=3$) における分布には、 C_0 の顕著な影響は見られない。しかし、界面 ($z/d=5$) の極大値は C_0 が増すと低下する。 $C_0=0.03$ および 0.04 の場合の界面では、噴流周囲 ($1 \leq |x|/d \leq 3$) において u_z の絶対値が高くなる。図 3.11 に示したように、噴流先端が界面近傍に位置し、上下への振動を伴う流れが界面に沿って存在するからである。



(a) Re=95 (Pattern A)



(b) Re=476 (Pattern B)



(c) Re=2378 (Pattern C)

Figure 3.10 Lateral distribution of the vertical velocity at $t^*=14$
($C_0=0.02$, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

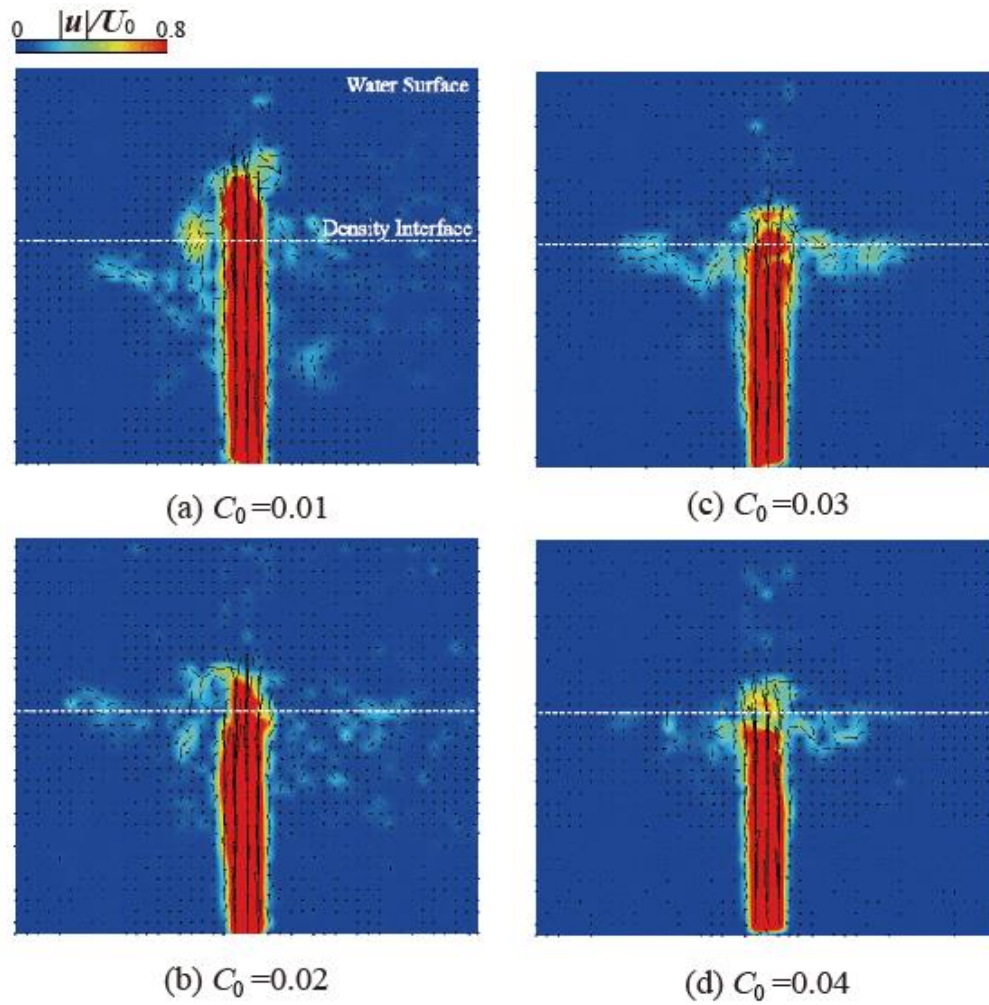


Figure 3.11 Effect of C_0 on the velocity distribution in the central vertical cross-section at $t^*=14$ ($Re=476$, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

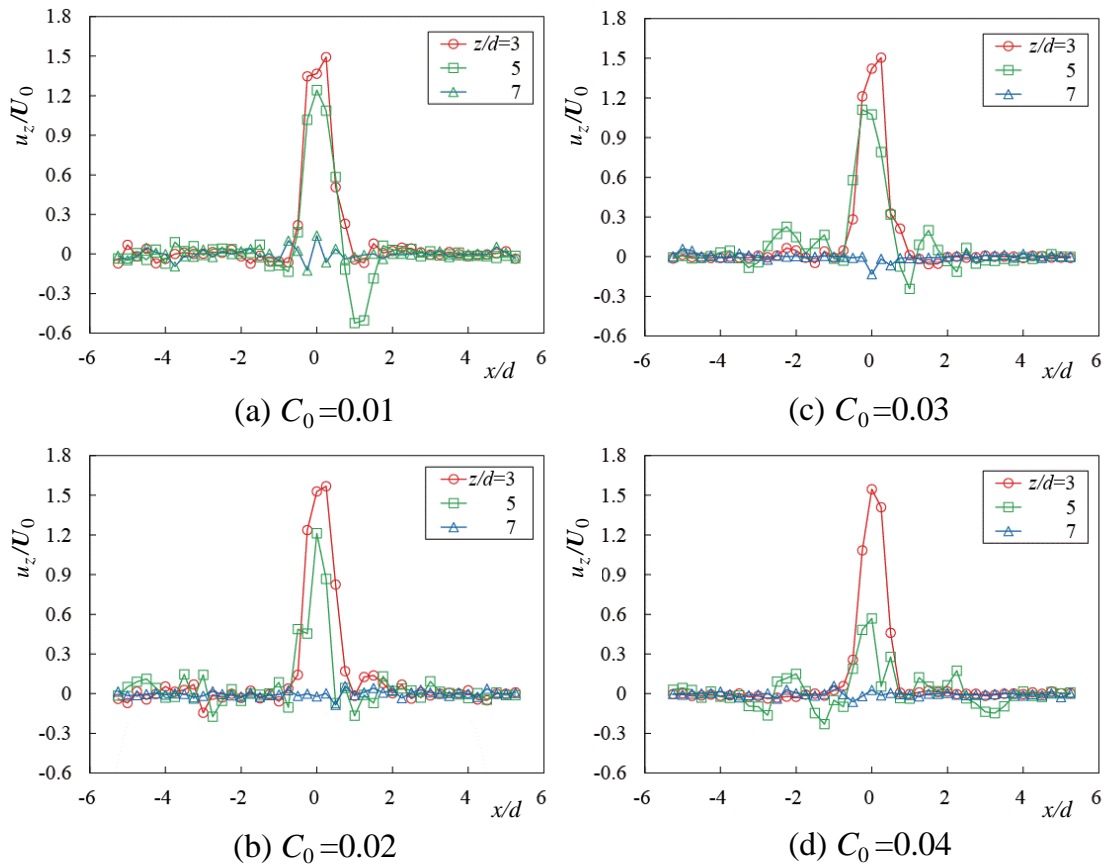


Figure 3.12 Effect of C_0 on the lateral distribution of vertical velocity at $t^*=14$
 (Re=476, $z_1=40$ mm, $z_2=70$ mm)

3.4 結言

上層を水、下層を塩化ナトリウム水溶液とする二層の密度成層流体を直方体の水槽に貯め、水槽の底部中央のノズルから下層と同じ濃度の塩化ナトリウム水溶液を鉛直上向きに噴射し、流れを可視化するとともに、噴流に付加された水性塗料の濃度 Γ および流体速度の分布を測定した。ノズル内径 d と噴流速度 U_0 に基づく Reynolds 数 $Re (=dU_0/\nu)$ および塩化ナトリウム水溶液の濃度 C_0 の影響を調べ、以下の結論を得た。

- (1) 密度界面に対する噴流の相対的な挙動は Re と C_0 に応じて 3 種類に分類され、 Γ も噴流挙動に応じて鉛直方向に分布する。
- (2) 噴流先端は密度界面に到達するが界面を貫通せずほぼ水平方向に拡がるパターン A では、 Γ は界面のやや鉛直下方で極大となる。極大値は噴流中心軸から離れるほど低下する。噴流は界面を貫通するが先端が上部水面に到達せずに下降し、界面に沿って水平方向に拡がる流動パターン B では、 Γ は界面で極大となり、その値はパターン B より

も高い。界面を貫通した噴流が上部水面に達して水平方向に拡散するパターン C では、 Γ は界面から上部に水面にわたる広い領域で高い。

- (3) 流動パターン B では、 C_0 の値によらず密度界面近傍の高さで Γ が極大となる。極大値が現われる高さは、 C_0 が増すほど低下する。
- (4) 速度は、密度界面に対する噴流の相対的な挙動に応じて分布する。パターン A では、界面に達した噴流先端で鉛直上向き速度が喪失し、噴流両側に向かう水平流と下降流が生起する。パターン B では、界面通過後に鉛直上向き速度を喪失し、界面に沿う層状の領域で速度が現われる。パターン C では、上層において水平方向への速度の拡散が発生する。
- (5) 流動パターン B では、 C_0 が増すほど噴流の速度喪失高さが減じる。 $C_0=0.03$ および 0.04 では、鉛直方向速度 u_z の絶対値が密度界面の噴流周囲で高くなる。

第 4 章 密度成層流体中に噴射される噴流の挙動（数値シミュレーション手法による調査）

4.1 緒言

液化天然ガス(LNG)の成分は生産地や精製工場によって異なる。そのため、LNG 貯蔵タンクに貯蔵されている LNG の上部に他の LNG を充填された際に、密度成層が生成される。そのような LNG による密度成層が生成されると、時間の経過とともに温度変化や成分の変化により LNG の密度成層が不安定になる。下層にある LNG の密度が上層の密度より小さくなると、ロールオーバーと呼ばれる急激な混合現象が生じる。ロールオーバー現象は気化したガスを大量に発生させ、貯蔵タンクに深刻な損害を生じさせる危険性がある。そのため、LNG 貯蔵タンク内での密度成層の発生の予防及び成層の解消は LNG タンクを運営していく上で非常に重要である。タンク内の成層流体を噴流を用いて混合させる実験的な研究はこれまでも Turner(1965)^[11], Bloomfield ら(1999)^[26], Ansong ら(2008)^[27], Baines ら(1997)^[37], Bloomfield ら^[63], Lin ら(2005)^[64], により行われてきた。タンク底部に取り付けられたノズルから噴出する噴流により成層化した LNG を混合し、LNG 貯蔵タンク内の層状化を解消する事は有望な技術であると考えられている。

shakouchi ら^[68]は、上層を水、下層を塩化ナトリウム水溶液（塩水）とする密度成層流体を水槽に貯め、水槽底部のノズルから下層流体を鉛直上向きに噴射する室内実験を実施した。流れを可視化して噴流の挙動を調べ、噴流の Reynolds 数、下層流体の濃度、上層と下層の厚さの影響などを明らかにした。

一方、Vortex in cell 法（VIC 法）は非圧縮性流体の流れのシミュレーションの方法の一つである^[69]。それは、渦度場を渦要素に離散化しラグランジュ手法を用いて流れの時間発展を計算する。ラグランジュ手法が数値発散を低減し数値安定性を改善している。このように VIC 法は乱流の直接数値シミュレーション(DNS)に非常に適している^{[71]-[73]}。Uchiyama ら(2014)^[74]は、改良された VIC 法を提案し、スタッガード格子の離散化方法および渦度の修正方法を採用している。改良された VIC 法は乱流のチャンネル流の DNS に適用された^[75]。回転チャンネル流の DNS によるシミュレーション^[14]や矩形ノズルから噴出する噴流^[15]に適用され VIC 法はそれらの流れを十分に再現している事が示された。Uchiyama ら(2012)^[77]は、VIC 法にて非圧縮性の気流中に小さな固体粒子を含んだ流れに適応できる事を示した。この方法は水平壁近傍の渦対と固体粒子との相互作用の調査にも適用できることを示した^[78]。

噴流は様々なスケールの渦の移流により構成される自由せん断流の典型的な例である。また、渦により移流と拡散は顕著になることが知られている。そこで、VIC 法は密度成層流体の噴流による混合現象のシミュレーションに有望であると考えられる。

本章の目的は VIC 法により、二層の密度成層流体中に噴射された噴流のシミュレーションを実行する事である。流れの時間発展を渦要素の移流を追跡することで計算する。一方密度拡散は対流拡散方程式を有限差分法にて解きシミュレーションを実施した。また、方法の

有効性を実証するために、著者らの既研究^[7]において実験的に調査した密度成層流体中に噴出した噴流の結果を使用し本シミュレーションの有用性を確認した。

4.2 基礎方程式

4.2.1 支配方程式

水と塩水からなる密度成層流体中に噴出された噴流のシミュレーションを実施した。密度差の影響を重力項のみに現れるものと仮定しブジネスク近似を用いれば、質量および運動保存則は次のように示される。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{\rho_w - \rho}{\rho_w} \mathbf{g} \quad (4.2)$$

ここで、 ρ_w と ν は水の密度および粘性係数である。また \mathbf{g} は重力加速度である。

式(4.2)の ρ は以下の式で得られる。

$$\rho = (1 - C)\rho_w + C\rho_s \quad (4.3)$$

C と ρ_s は濃度および塩の密度である。 C は以下の対流拡散方程式にて得られる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) C = \kappa \nabla^2 C \quad (4.4)$$

κ は拡散係数である。

式(4.2)の回転をとり、式(4.1)を代入すれば、渦度方程式が得られる。

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\omega} \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\mathbf{u} \boldsymbol{\omega}) + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} - \nabla \times \frac{\rho_w - \rho}{\rho_w} \mathbf{g} \quad (4.5)$$

ここで $\boldsymbol{\omega}$ は渦度である。

4.2.2 速度の直交分解について

Helmholts の定理により速度はスカラーポテンシャル ϕ の勾配と速度ポテンシャル ψ の回転である。速度 \mathbf{u} は次式で示される

$$\mathbf{u} = \nabla \phi + \nabla \times \boldsymbol{\psi} \quad (4.6)$$

速度は式(4.6)により求められ、速度ポテンシャル関数の勾配が $\boldsymbol{\psi}$ に加えられても、式(4.6)は不変である。この任意性を排除するために、以下のソレノイド条件が $\boldsymbol{\psi}$ に付加される。

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\psi} = 0 \quad (4.7)$$

式(4.6)の回転を式(4.7)に代入し、 $\boldsymbol{\psi}$ のポアソン方程式を以下に得る。

$$\nabla^2 \psi = -\omega \quad (4.8)$$

同様に、式(4.6)を式(4.1)に代入し、 $\nabla \cdot (\nabla \times \psi) = 0$ を使用し、 ϕ のラプラス方程式を得る。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (4.9)$$

ψ と ϕ は式(4.8)と式(4.9)より求められ、速度 \mathbf{u} は式(4.6)より求められる。式(4.8)における渦度 ω は式(4.5)により求められる。Vortex in cell 法(VIC 法)は渦度場を渦要素で離散化し、渦度 ω の分布をそれぞれの渦要素の移流を追跡することにより求める。

4.2.3 渦度場の離散化

渦要素 v の位置ベクトルを $\mathbf{x}_v (= (x_v, y_v, z_v))$ 、渦度を ω_v とすれば、渦度方程式(4.5)はつぎの Lagrange 形式で記述される

$$\frac{\partial \mathbf{x}_v}{\partial t} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_v) \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_v}{\partial t} = & \nabla \cdot (\mathbf{u}(\mathbf{x}_v) \omega(\mathbf{x}_v)) + \nu \nabla^2 \omega(\mathbf{x}_v) \\ & - \nabla \times \frac{\rho_w - \rho(\mathbf{x}_v)}{\rho_w} \mathbf{g} \end{aligned} \quad (4.11)$$

時刻 t において渦要素の位置と渦度が既知ならば、時刻 $t + \Delta t$ における値は式(4.10)と式(4.11)の解析から求められる。VIC 法では、流れ場が計算格子に分割され、 ψ 、 ϕ および ω が格子で定義される。 ω が定義される位置を $\mathbf{x}_k (= (x_k, y_k, z_k))$ とすれば、次式で表される渦度 ω が \mathbf{x}_k に付与される。すなわち、 ω をもつ渦要素が格子に再配置される。

$$\omega(\mathbf{x}_k) = \sum_v^{N_v} \omega_v W\left(\frac{x_k - x_v}{\Delta x}\right) W\left(\frac{y_k - y_v}{\Delta y}\right) W\left(\frac{z_k - z_v}{\Delta z}\right) \quad (4.12)$$

ここで、 N_v は渦要素の個数、 Δx 、 Δy および Δz は格子幅である。また、 W は再配置関数であり次式(4.13)で与えられる。

$$W(\varepsilon) = \begin{cases} 1 - 2.5\varepsilon^2 + 1.5|\varepsilon|^3 & |\varepsilon| < 1 \\ 0.5(2 - |\varepsilon|)^2 - (1 - |\varepsilon|) & 1 \leq |\varepsilon| \leq 2 \\ 0 & |\varepsilon| > 2 \end{cases} \quad (4.13)$$

4.2.4 スタッガード格子を用いた離散化と渦度の修正

式(4.8)および式(4.9)の解析に際し、離散化式の整合性を確保し、かつ解の不自然な振動を抑止するため、スタッガード格子を用いる^[74]。図 4.1 に格子を示す。格子の中央にスカラーポテンシャル ϕ 、側面に速度 \mathbf{u} 、縁に渦度 $\boldsymbol{\omega}$ とベクトルポテンシャル $\boldsymbol{\psi}$ を配置する。

VIC 法では、渦度場が渦要素で離散化され、式(4.12)で表されるように、各渦要素による渦度分布の重ね合わせで表現される。このため、式(4.12)から得られる渦度場を $\boldsymbol{\omega}_r$ とすれば、 $\boldsymbol{\omega}_r$ はソレノイダル条件を必ずしも満たさない。既報^[13]では、 $\boldsymbol{\omega}_r$ から求められる速度の回転をとれば、ソレノイダル条件を満たす渦度を再計算できることを示した。この渦度修正法を本解析でも用いる。

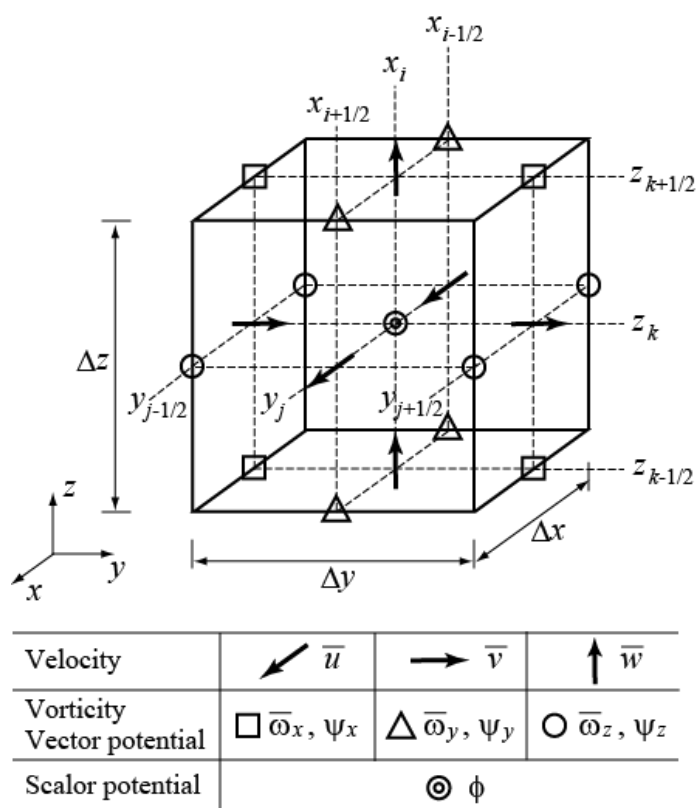


Figure 4.1 Staggered grid and variable arrangement

4.2.5 解析手順

時刻 t における流れ場が既知ならば、時刻 $t + \Delta t$ の流動が以下の手順で得られる。

- (1) 格子点において、 $\boldsymbol{\omega}$ の時間変化を式(4.11)により計算する。
- (2) 渦要素の移流を式(4.10)により計算する。
- (3) $\boldsymbol{\omega}$ を式(4.12)により計算する。
- (4) $\boldsymbol{\psi}$ を式(4.8)により計算する。

- (5) ϕ を式(4.9)により計算する.
- (6) \mathbf{u} を式(4.6)により計算する.
- (7) 渦度を修正する. すなわち, \mathbf{u} の回転を計算し, これを修正後の渦度とする.
- (8) C を式(4.4)により計算する

4.3 二層の密度成層流体中へ噴出する噴流に対する適用

4.3.1 解析条件

提案するシミュレーションの方法は, 二層の密度成層流体中に噴出する噴流に適用した. 初期時刻において, 図 4.2 に示すように, 上層を水, 下層を塩化ナトリウム水溶液とする二層の密度成層流体が矩形領域内で静止している. 領域の底面は水平な固体壁面であり, ノズル (内径 d , 外径 $1.2d$, 高さ $2d$) が設置されている. ノズル出口中心に座標原点をとり, 水平方向に x 軸と y 軸, 鉛直方向に z 軸, 半径方向に r 軸をとる. ノズル中心軸と z 軸は一致している. 解析領域は $14.4d \times 14.4d \times 11d$ とし, $144 \times 144 \times 55$ の計算格子に分割する.

領域底面 (固体壁面) は, $z/d = -2$ の位置にある. 密度界面および領域上面は, それぞれ $z/d = 5$ および 9 の高さにある. 塩化ナトリウム水溶液の濃度を C_0 とする. 密度比 ρ_s/ρ_w は 2.18 である. 境界条件として, 底面($z/d = -2$)で non-slip 条件, 上面($z/d = 9$)で slip 条件, 側面で Sommerfeld 条件を与える. 下層と同じ濃度 C_0 の塩化ナトリウム水溶液をノズルから鉛直上向きに噴射する. ノズル出口断面内の速度分布は放物型とする. 断面内平均速度 U_0 に基づく Reynolds 数 $Re(= dU_0/\nu)$ が $95, 476, 1427, 2378$ において, 濃度 C_0 が 0.02 および 0.04 の場合を解析する.

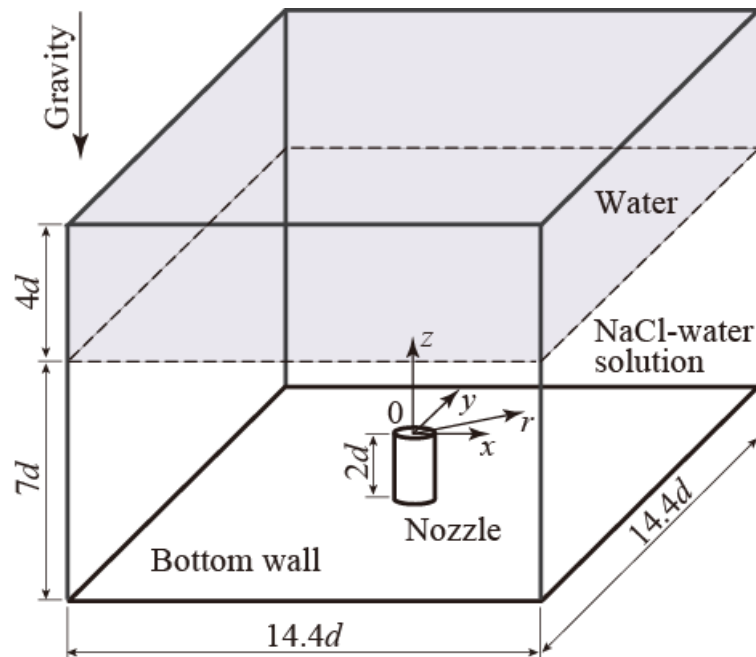


Figure 4.2 Density-stratified fluid in computational domain

時間刻み幅 Δt は、 $d/(100U_0)$ とする。式(4.10)と式(4.11)の解析には二次精度 Adams-Bashforth 法を適用し、式(4.8)と式(4.9)には SOR 法を用いる。式(4.4)は、TVD スキームを援用した差分法により解析する。ただし、濃度 C は格子中央で定義する。

シミュレーションの条件を表 4.1 に示す。

Table 4.1 Simulation conditions

Upper fluid	Water
Lower fluid	NaCl-water solution
Nozzle diameter: d	10mm
Reynolds Number : $Re=dU_0/\nu$	95, 476, 1427, 2378
Concentration of Na-Cl water solution: C_0	0, 0.02
Computational domain	$14.4d \times 14.4d \times 11d$
Number of grids	$144 \times 144 \times 55$
Time increment: $\Delta t U_0/d$	0.01

4.3.2 水中に噴出される噴流の挙動

水で満たされた領域に、水の噴流を噴射させシミュレーションを実施した。これは、 $C_0=0$ と一致する。図 4.3 に、噴流の中心を通過する垂直断面における流速分布を示す。 $Re=95, 476$ においてポテンシャルコア領域はノズル出口から水面の $z/d=9$ まで達する。噴流は定常流となる。しかし、 $Re=1427, 2378$ では、ポテンシャルコアはノズル出口にて消滅している。噴流は水平(x)方向に著しく広がる。

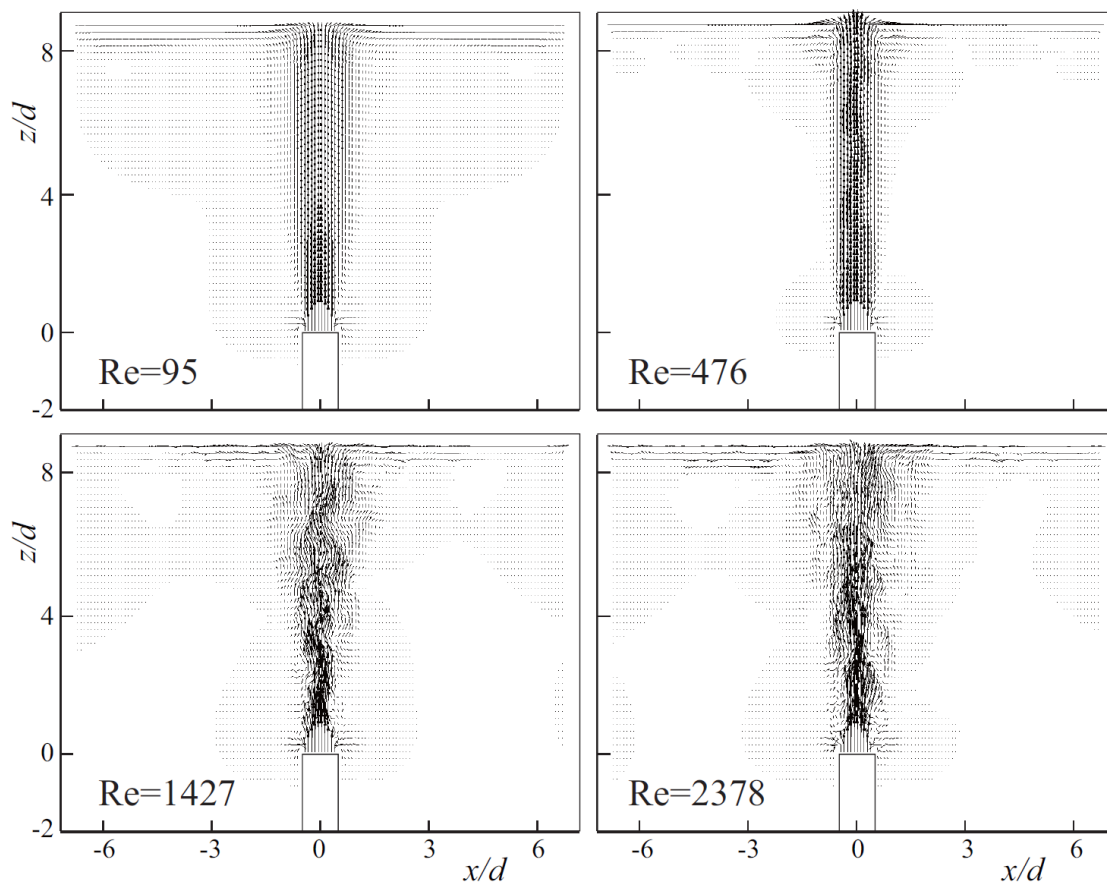


Figure 4.3 Velocity of water jet issued into water

図 4.4 は速度勾配テンソルの第二不変量 Q の等値面, $Q/(g/d)=0.1$ を示している. $Re=95$ では渦がほとんど発生しないため, 等値面は現れない. $Re=1427, 2378$ では, 等値面は大規模な渦構造が噴流の中心線周りに出現し, その渦構造が上層で広がる様子を示している.

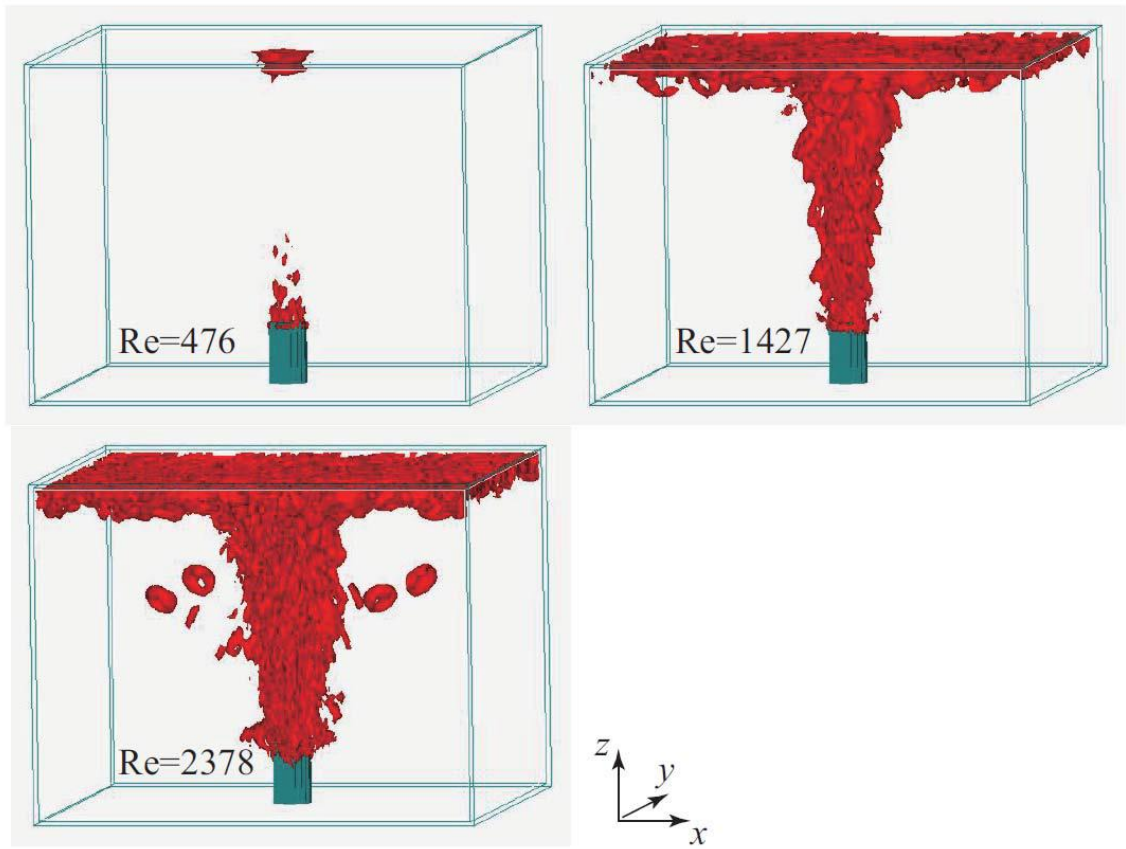


Figure 4.4 Iso-surface of Q in case of $C_0 = 0$ ($Q/(g/d) = 0.1$)

図 4.5 は、時間平均を取った半径方向の速度分布 u を示す。ここで、高さ $z/d=3,5,7$ の結果を示す。噴流中心速度 u_m と速度の半値幅 b にて無次元化し、速度および半径方向座標を示した。求められた速度はほぼ全領域で自己保持されている。 $Re=95$ において $r/b > 2$, $z/d=7$ ではわずかに速度が大きくなっている。これは、上部境界 ($z/d=9$) にスリップ条件が適用されている事に起因すると考えられる。

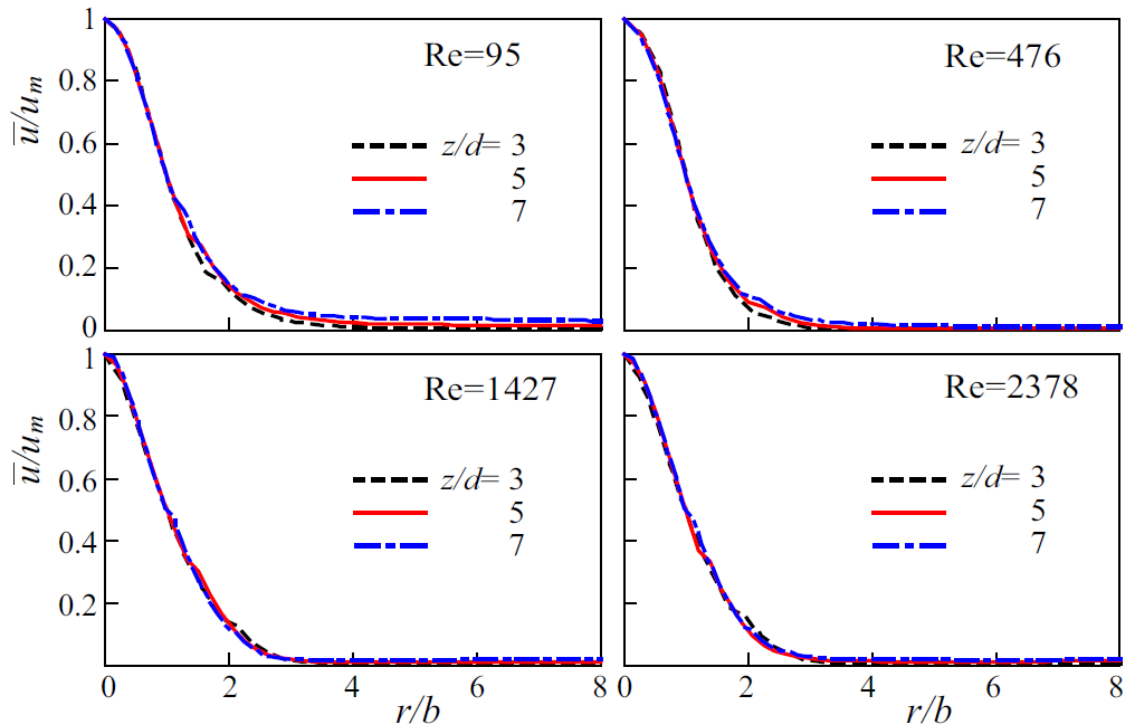


Figure 4.5 Time-averaged velocity of water jet issued into water

4.3.3 密度成層流体中に噴出された噴流の挙動

図 4.6 に噴流が密度成層流体中に噴出された際に、噴流の中心を通る垂直断面における流速分布を示す。Re=95 では、噴流は密度境界 ($z/d=5$) に到達するものの貫通せず、界面に沿って水平方向に拡がる。図 4.3 に示すように、噴流は定常状態となり軸対象となる。Re=476 および 1427 では、噴流は密度境界を貫通する。非定常流となり軸対象流とはならない。噴流は上層 (水) において最高高さに達した後、上層の流体より大きいため重力の影響により降下する。噴流は上部境界 ($z/d=9$) に到達しない。噴流は最高高さに達したのち水平方向に拡がり降下する。Re=2378 では、噴流は密度境界を貫通し上部境界に達し水平方向に拡がる。また、密度境界に沿った水平方向の流れも存在し、噴流と周囲流体の活発な混合がなされる。

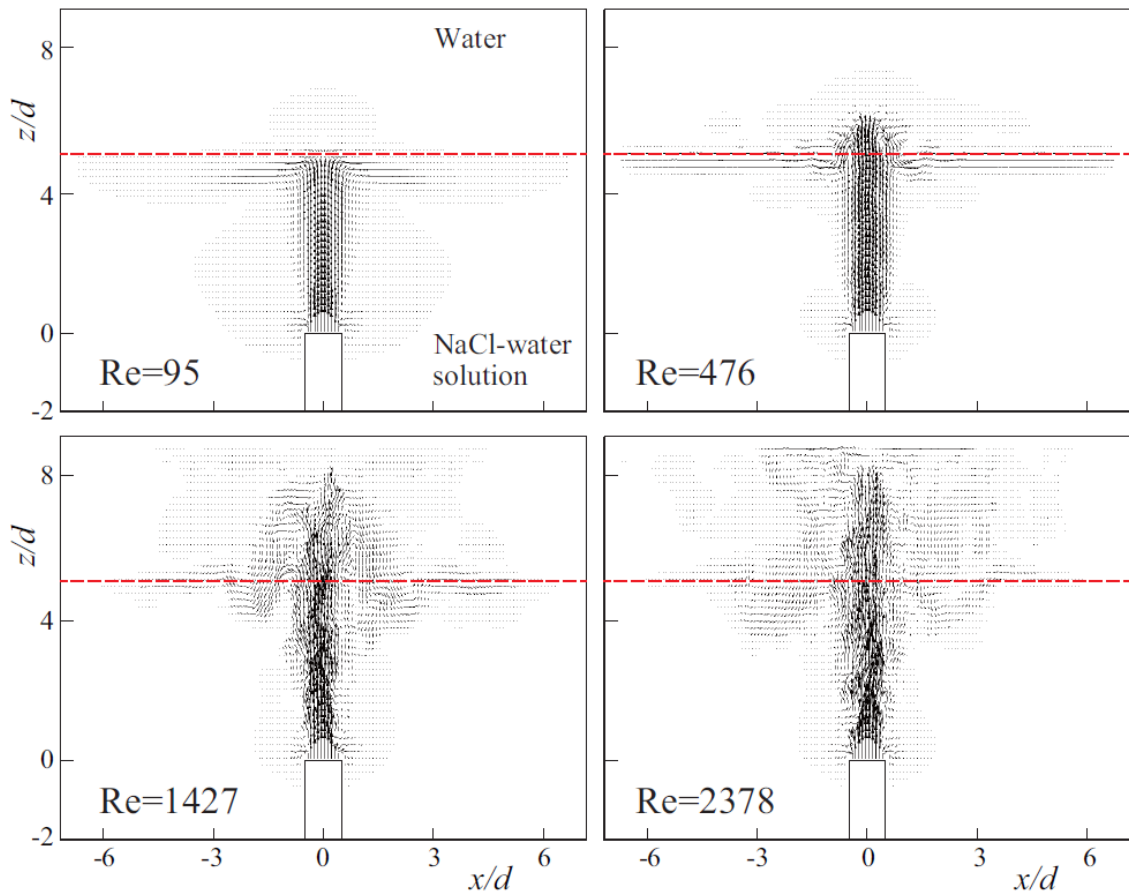


Figure 4.6 Velocity on central vertical cross-section of jet ($C_0 = 0.02$)

図 4.7 は噴流の時間平均速度 \bar{u} の半径方向への変化を示す。ただし、ノズルの出口中心速度 u_{m0} と内径 d で無次元化された変化であり、密度界面 ($z/d = 5$) と上下の 2 つの断面 ($z/d = 3$ および 7) における結果を示す。 $Re=95$ では密度界面 ($z/d=5$) において、密度界面より下層 ($z/d=3$) よりも非常に小さい速度を取る。流れは、上層 ($z/d=7$) において、ほとんど発生しない。 $Re=476$ では、 \bar{u} は密度境界 ($z/d=5$) において噴流中心 ($r=0$) において正の最大値を取る。しかし、 $r/d=0.8$ において負の最小値を取る。図 4.6 にも見られるように、噴流は最高到達点から降り密度境界に達する事がわかる。上層 ($z/d=7$) では、速度がない。 $Re=1427$ および 2378 では、上層 ($z/d=7$) においても流れが現れる。 $\bar{u} < 0$ 領域が $z/d=5$ および 7 に拡がり、活発な混合がなされている。 $Re=2378$ では、上層 ($z/d=7$) において噴流中心で速度が大きくなっていることがわかり、上層流体は噴流の影響を大きく受けている事を示している。

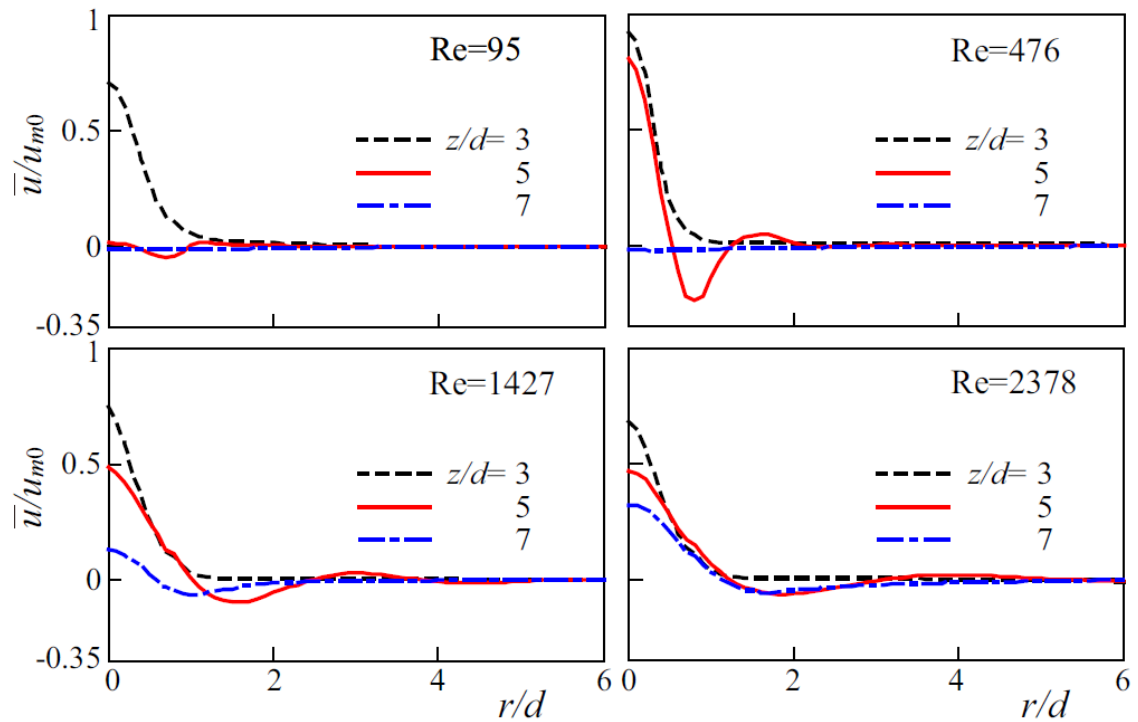


Figure 4.7 Time-averaged axial velocity of jet ($C_0 = 0.02$)

図 4.6 と同時刻における Q の等値面, $Q/(g/d)=0.1$ を図 4.8 に示す. $Re=476$ では, 渦は密度界面を貫通した噴流の頂部のみで観察される. $Re=1427$ および 2378 では, 大規模な 3 次元渦構造が密度界面近傍の噴流周りで生じている. 渦が混合を促進させていると考えられ, 密度境界近傍の噴流周りで活発な混合がなされていると推察される.

密度境界に達した流体の密度 ρ が $\rho_1 < \rho < \rho_2$ を満たす時, 流体は密度境界に沿って水平方向に広がる. ここで, ρ_1 は上層流体の密度, ρ_2 は下層流体の密度を示す^[19]. このような流れは中間密度流の貫入として知られている. 例として, 温度成層を伴う流れ場がダム等に存在する際, そこに泥水が流入し, ある密度の位置で水平方向に広がる流れが挙げられる. 密度境界に沿った水平方向の流れが図 4.6 および図 4.8 に示され, これは中間密度流の貫入に起因するものである. 本シミュレーションでは, 噴流が密度境界に垂直に噴射され貫入現象が観察される事を示している.

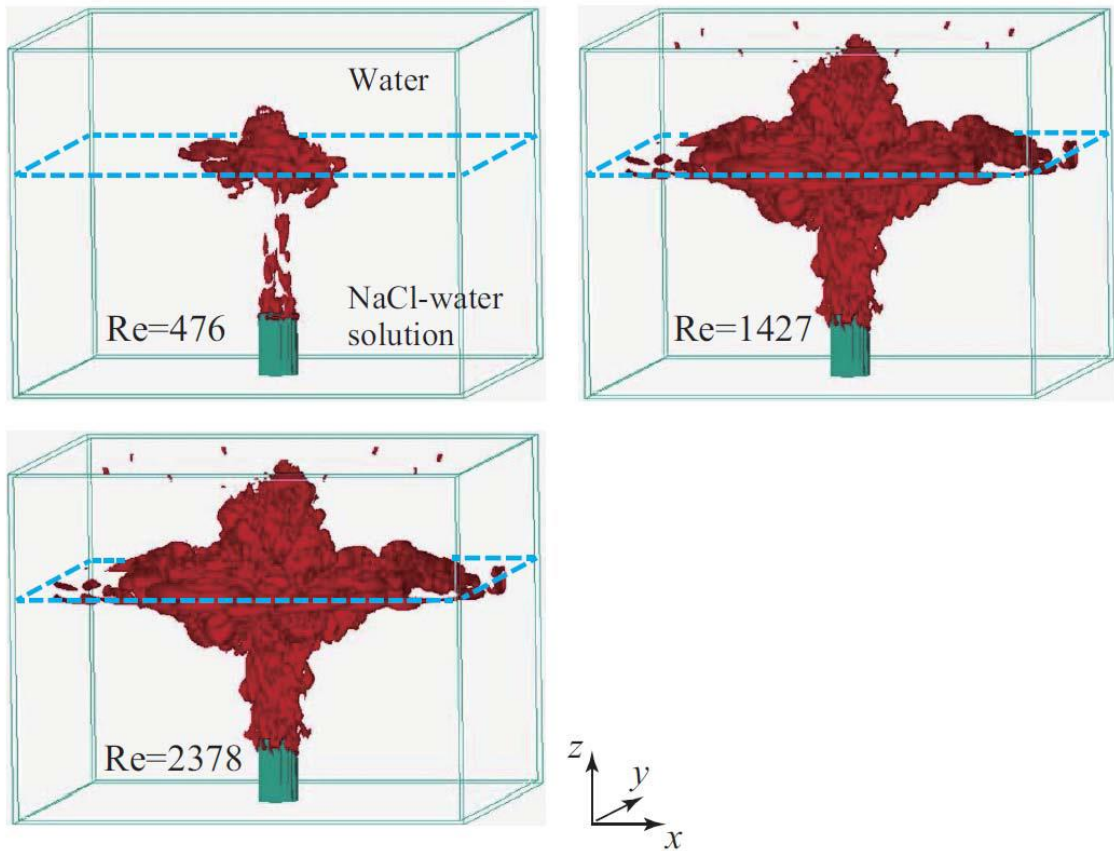


Figure 4.8 Iso-surface of Q in case of $C_0 = 0.02$ ($Q/(g/d) = 0.1$)

4.3.4 実験による可視化結果との比較

図 4.9 には、筆者の過去の研究^[7]により実験的に得られた噴流の挙動パターンを示す。実験には透明アクリルタンク ($60d \times 20d \times 25d$) が使用された。ノズルは水槽の底部に設置された。下層流体 (塩水) をポンプにより循環しノズルから噴出する。噴流の挙動を可視化するため微量の蛍光染料 (Rhodamine B) を噴流に添加した。ノズル中心を通る垂直断面の画像をビデオカメラおよびレーザーシートを使いとらえた。画像の白い領域は蛍光染料により示された噴流の挙動である。図 4.6 および図 4.8 に示されたシミュレーションにより捕えられた噴流の挙動は実験のものとはよく一致している事が判り、本シミュレーションの有効性が示される。

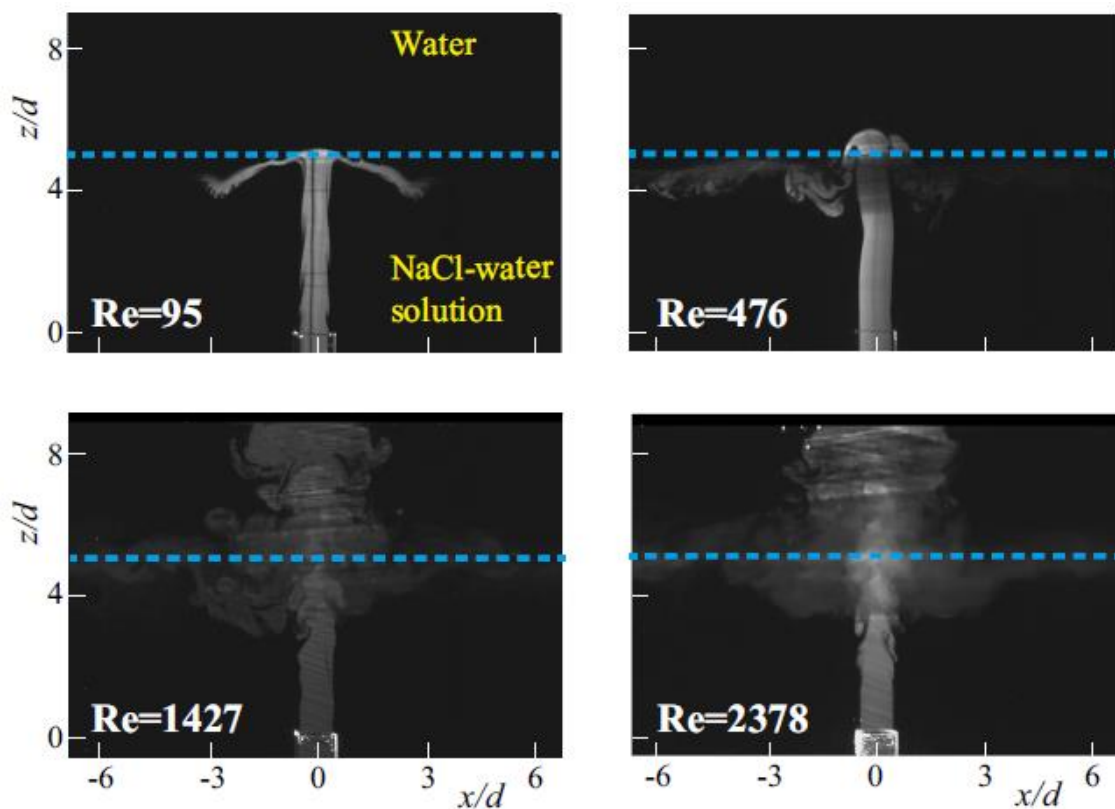


Figure 4.9 Experimentally visualized flow pattern ($C_0 = 0.02$)

シミュレーションおよび実験により得られた結果を容易に比較するために、蛍光塗料を模した微小な粒子を噴流と共に流し、その挙動を追跡した。各粒子の周りの染料濃度が Gauss 分布をとるものとし、計算格子における濃度 γ を全粒子の濃度分布を重ね合わせて計算した。図 4.10 は粒子の瞬時分布である。粒子の色は、周囲の格子点の値 γ/γ_0 から計算したものであり、 γ_0 はノズル出口の値である。濃度分布において、 $\gamma/\gamma_0 = 0.2$ および 0.5 の等値面を図 4.11 に示す。本シミュレーションは密度境界と干渉する噴流の挙動、密度境界において水平に広がる様子や上層流体中において広がる噴流の挙動について実験的に得られたものとよく一致する。

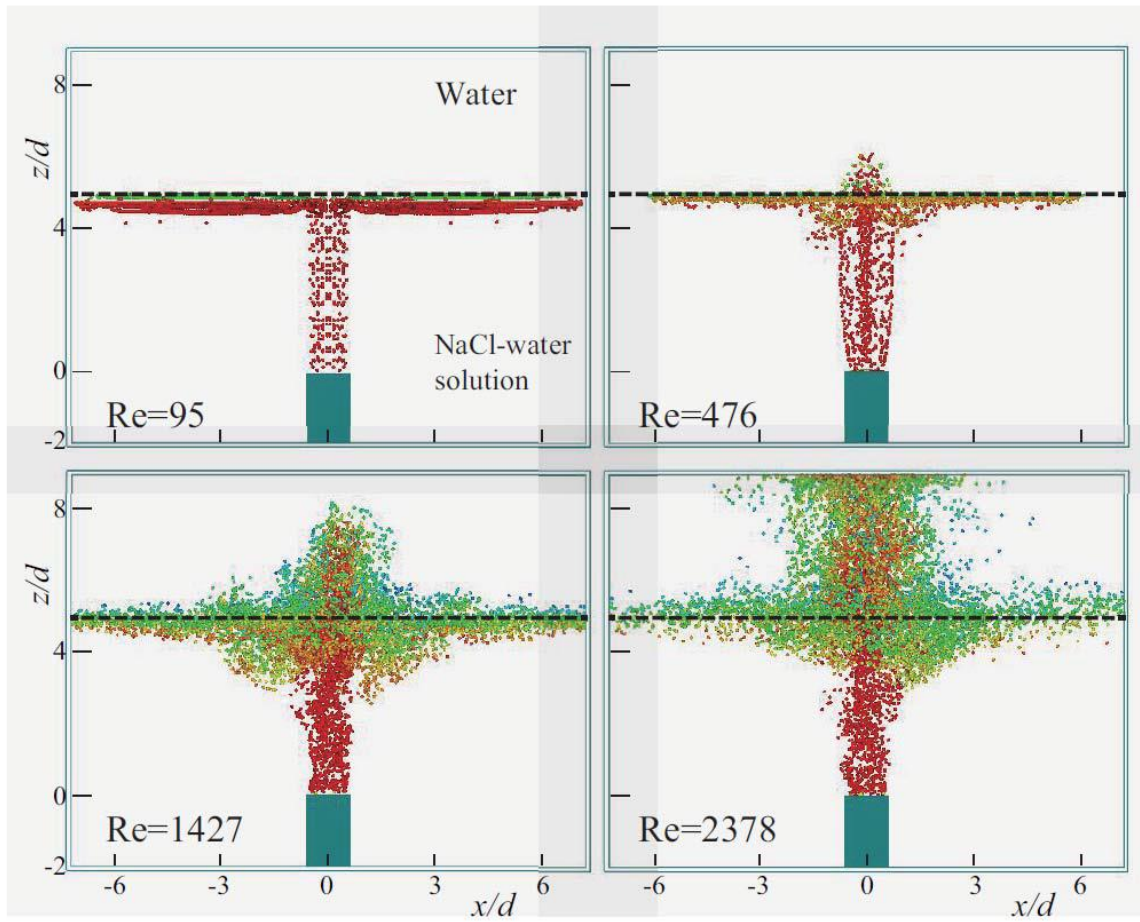


Figure 4.10 Distribution of particle issued with jet ($C_0 = 0.02$)

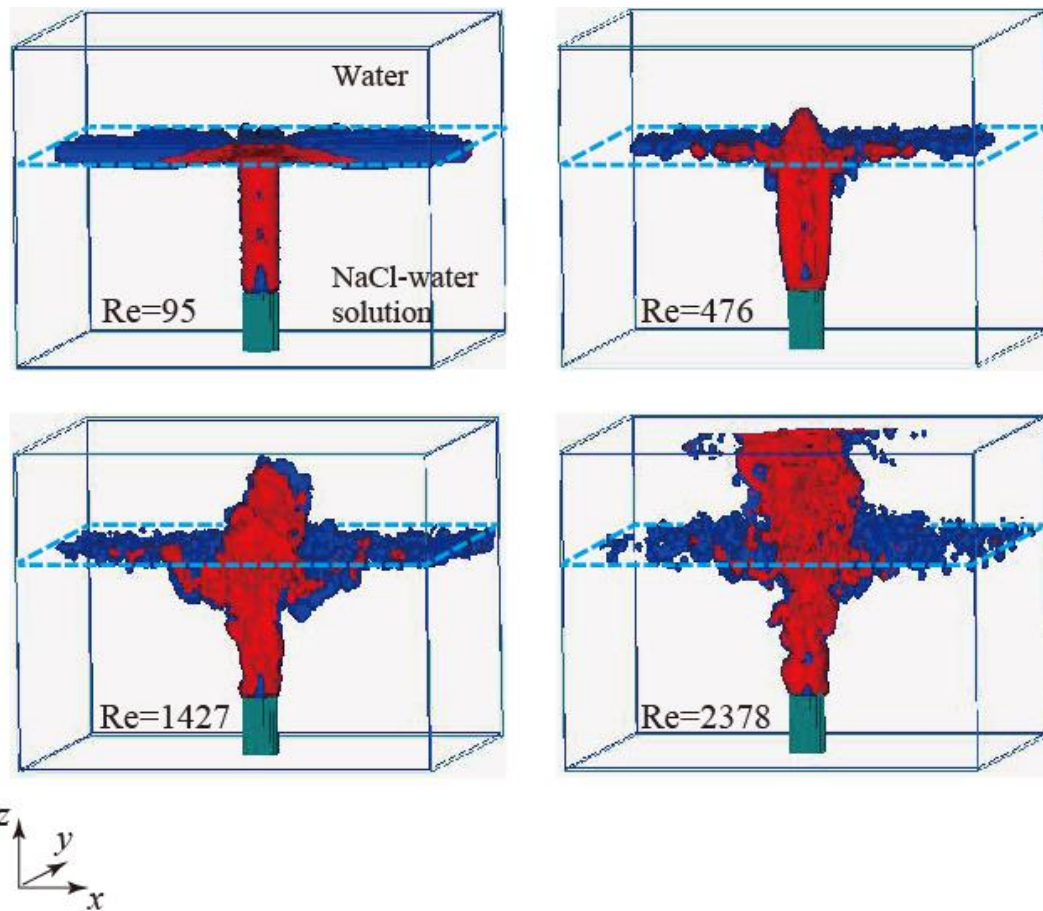


Figure 4.11 Iso-surfaces of γ in case of $C_0 = 0.02$ ($\gamma/\gamma_0=0.2$ and 0.5)

4.4 結言

二層の密度成層流体中に噴出する噴流のシミュレーション法を提案した. **Vortex in Cell** 法によるもので渦領域を渦度場に離散化し, 各渦要素をラグランジュ的なアプローチを用い時間発展を計算した.

筆者が実験的に調べた噴流に提案した方法を適用し, 有効性を検証した. 上層に水, 下層に塩水を配置した密度成層流体に, 下層の流体を垂直上向きに噴出させた. ノズル内径により整理された噴流のレイノルズ数 Re は 95 から 2378 である. 塩水の質量濃度は 0.02 である. その結果, 密度境界と干渉する噴流の挙動は実験によるものと非常によい一致を見た.

第 5 章 密度成層流体中に噴射される噴流による混合現象 (数値シミュレーション手法による調査)

5.1 緒言

LNG (液化天然ガス) 貯蔵タンクでは, 既存の LNG に異なる密度の LNG 充填した際に, タンク内に密度成層が生じる. これは, LNG の密度および成分が産地や精製設備によって異なるためである. 時間の経過とともに密度成層を伴う LNG は温度および成分の変化により不安定になる. 下層部の LNG の密度が上層部のものより小さくなると, ロールオーバーと呼ばれる急激な混合現象が生じる. ロールオーバーは大量の気化したガスを発生させ, 貯蔵タンクに重大な損傷を与える可能性がある. そのため, 層状化の防止および解消は LNG 貯蔵タンクの運用において不可欠なものである.

密度成層流体に噴流を噴射させ, 混合現象に関する研究は, Bloomfield ら(1999)^[26], Ansong ら(2008)^[27], Baines ら(1990)^[37], Friedman ら(2000)^[62], Bloomfield ら(1998)^[63], Lin ら(2005)^[64]により研究室での実験がなされてきた. shakouchi ら(2013)^[68]は実験室における二層の密度成層流体に噴流を噴射させ混合現象を調査した. 上層には水, 下層には塩化ナトリウム水溶液を用い, 下層の流体をタンク底部に設置されたノズルから垂直上向きに噴出させた. 密度境界の干渉および混合現象はレイノルズ数および塩化ナトリウム水溶液の質量密度に依存する事を明らかにした. また, 噴流の高さに対する成層厚さの影響を明らかにした.

非圧縮流体の流れは渦法^[70]の一つである VIC (Vortex in Cell) 法にて求めることが出来る. 渦度場を渦要素に離散化しラグランジュ手法を用いて流れの時間発展を計算する. ラグランジュ手法が数値発散を低減し数値安定性を改善している. VIC 法は乱流の DNS (直接数値シミュレーション) に適している. Uchiyama ら(2014)^[74]は改良された VIC 法を提案し, 数値的な精度を向上させチャンネル流れの DNS に用いた. また, Uchiyama ら(2013)^[75]は回転するチャンネル流れおよび Uchiyama ら(2013)^[76]は矩形ノズルから噴出する噴流のシミュレーションにも適用した. Uchiyama(2012)^[77]は VIC 法を非圧縮の気流中に小さな固体粒子を含んだ流れや, 空気中の水平壁面近傍の渦対と固体粒子の相互作用の流れにも適用できることを提案した^[78]. Shakouchi ら(2014)^[67]では二層の密度成層を伴う流体中に噴出する噴流の VIC 法を用いた結果と, 実験的に調査した結果と比較された^[68]. シミュレーションによる結果と実験的に可視化された結果を比較し, 提案されたシミュレーション方法の有用性が確認された.

本章では, タンク内の二層の密度成層流体中に噴出する噴流によって生じる混合現象をシミュレーションした. 第 5.2 節では VIC 法^[67]に基づく基礎方程式を示す. 第 5.3 節では計算条件を示し, 上層には水, 下層には塩化ナトリウム水溶液をそれぞれ配置し, 下層の流体をタンク底部に設置されたノズルから噴出させる. 噴流の挙動は著者らの過去の実験的な調査がなされている^[68]. 第 5.4 節では, シミュレーション結果について議論する. 噴流は上層と下層の流体の混合を促進している事が示された. また, 噴流のレイノルズ数および下層

の塩化ナトリウムの濃度が，噴流の高さおよび水平方向への拡がりに影響する事を示した．第 5.5 節では結言を述べる．

5.2 基礎方程式

5.2.1 支配方程式

水と塩水からなる密度成層流体中に噴出された噴流のシミュレーションを実施した．密度差の影響を重力項のみに現れるものと仮定しブジネスク近似を用いれば，質量および運動保存則は次のように示される．

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{\rho_w - \rho}{\rho_w} \mathbf{g} \quad (5.2)$$

ここで， ρ_w と ν は水の密度および粘性係数である．また \mathbf{g} は重力加速度である．

式(5.2)の ρ は以下の式で得られる．

$$\rho = (1 - C)\rho_w + C\rho_s \quad (5.3)$$

C と ρ_s は濃度および塩の密度である． C は以下の対流拡散方程式にて得られる．

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) C = \kappa \nabla^2 C \quad (5.4)$$

κ は拡散係数である．

式(5.2)の回転をとり，式(5.1)を代入すれば，渦度方程式が得られる．

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\omega} \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\mathbf{u} \boldsymbol{\omega}) + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} - \nabla \times \frac{\rho_w - \rho}{\rho_w} \mathbf{g} \quad (5.5)$$

ここで $\boldsymbol{\omega}$ は渦度である．

5.2.2 速度の直交分解について

Helmholts の定理により速度はスカラーポテンシャル ϕ の勾配と速度ポテンシャル ψ の回転である．速度 \mathbf{u} は次式で示される

$$\mathbf{u} = \nabla \phi + \nabla \times \boldsymbol{\psi} \quad (6)$$

速度は式 (5.6) により求められ，速度ポテンシャル関数の勾配が $\boldsymbol{\psi}$ に加えられても，式(5.6)は不変である．この任意性を排除するために，以下のソレノイド条件が $\boldsymbol{\psi}$ に付加される．

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\psi} = 0 \quad (7)$$

式(5.6)の回転を式(5.7)に代入し， $\boldsymbol{\psi}$ のポアソン方程式を以下に得る．

$$\nabla^2 \psi = -\omega \quad (8)$$

同様に、式(5.6)を式(5.1)に代入し、 $\nabla \cdot (\nabla \times \psi) = 0$ を使用し、 ϕ のラプラス方程式を得る。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (9)$$

ψ と ϕ は式(5.8)と式(5.9)より求められ、速度 \mathbf{u} は式(5.6)より求められる。式(5.8)における渦度 ω は式(5.5)により求められる。Voltex in cell法(VIC法)は渦度場を渦要素で離散化し、渦度 ω の分布をそれぞれの渦要素の移流を追跡することにより求める。

5.2.3 渦度場の離散化

渦要素 v の位置ベクトルを $\mathbf{x}_v (= (x_v, y_v, z_v))$ 、渦度を ω_v とすれば、渦度方程式(5.5)はつぎのLagrange形式で記述される

$$\frac{\partial \mathbf{x}_v}{\partial t} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_v) \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_v}{\partial t} = & \nabla \cdot (\mathbf{u}(\mathbf{x}_v) \omega(\mathbf{x}_v)) + \nu \nabla^2 \omega(\mathbf{x}_v) \\ & - \nabla \times \frac{\rho_w - \rho(\mathbf{x}_v)}{\rho_w} \mathbf{g} \end{aligned} \quad (5.11)$$

時刻 t において渦要素の位置と渦度が既知ならば、時刻 $t + \Delta t$ における値は式(5.10)と式(5.11)の解析から求められる。VIC法では、流れ場が計算格子に分割され、 ψ 、 ϕ および ω が格子で定義される。 ω が定義される位置を $\mathbf{x}_k (= (x_k, y_k, z_k))$ とすれば、次式で表される渦度 ω が \mathbf{x}_k に付与される。すなわち、 ω をもつ渦要素が格子に再配置される。

$$\omega(\mathbf{x}_k) = \sum_v^{N_v} \omega_v W\left(\frac{x_k - x_v}{\Delta x}\right) W\left(\frac{y_k - y_v}{\Delta y}\right) W\left(\frac{z_k - z_v}{\Delta z}\right) \quad (5.12)$$

ここで、 N_v は渦要素の個数、 Δx 、 Δy および Δz は格子幅である。また、 W は再配置関数であり次式(5.13)で与えられる。

$$W(\varepsilon) = \begin{cases} 1 - 2.5\varepsilon^2 + 1.5|\varepsilon|^3 & |\varepsilon| < 1 \\ 0.5(2 - |\varepsilon|)^2 - (1 - |\varepsilon|) & 1 \leq |\varepsilon| \leq 2 \\ 0 & |\varepsilon| > 2 \end{cases} \quad (5.13)$$

5.2.4 スタッガード格子を用いた離散化と渦度の修正

式(5.8)および式(5.9)の解析に際し、離散化式の整合性を確保し、かつ解の不自然な振動を抑止するため、スタッガード格子を用いる^[13]。格子の中央にスカラーポテンシャル ϕ 、側面に速度 \mathbf{u} 、縁に渦度 ω とベクトルポテンシャル ψ を配置する。

VIC法では、渦度場が渦要素で離散化され、式(5.12)で表されるように、各渦要素による渦度分布の重ね合わせで表現される。このため、式(5.12)から得られる渦度場を ω_r とすれば、 ω_r はソレノイダル条件を必ずしも満たさない。Uchiyamaら(2014)^[78]では、 ω_r から求められる速度の回転をとれば、ソレノイダル条件を満たす渦度を再計算できることを示した。この渦度修正法を本解析でも用いる。

5.2.5 解析手順

時刻 t における流れ場が既知ならば、時刻 $t + \Delta t$ の流動が以下の手順で得られる。

- (1) 格子点において、 ω の時間変化を式(5.11)により計算する。
- (2) 渦要素の移流を式(5.10)により計算する。
- (3) ω を式(5.12)により計算する。
- (4) ψ を式(5.8)により計算する。
- (5) ϕ を式(5.9)により計算する。
- (6) \mathbf{u} を式(5.6)により計算する。
- (7) 渦度を修正する。すなわち、 \mathbf{u} の回転を計算し、これを修正後の渦度とする。
- (8) C を式(5.4)により計算する

5.3 二層の密度成層場へ噴出する噴流に対する適用

5.3.1 解析条件

本件研究では、二層の密度成層流体中に噴出する噴流と生じる混合現象をシミュレーションした。噴流の挙動は過去に著者ら^[7]にて実験的に調査されている。初期時刻($t=0$)において、図5.1に示すように、上層を水、下層を塩化ナトリウム水溶液とする二層の密度成層流体が矩形領域内で静止している。領域の底面は水平な固体壁面であり、ノズル(内径 d 、外径 $1.2d$ 、高さ $2d$)が設置されている。ノズル出口中心に座標原点をとり、水平方向に x 軸と y 軸、鉛直方向に z 軸、半径方向に r 軸をとる。ノズル中心軸と z 軸は一致している。解析領域は $14.4d \times 14.4d \times 11d$ とし、 $144 \times 144 \times 55$ の計算格子に分割する。

領域底面(固体壁面)は、 $z/d = -2$ の位置にある。密度界面および領域上面は、それぞれ $z/d = 5$ および 9 の高さにある。塩化ナトリウム水溶液の濃度を C_0 とする。密度比 ρ_s/ρ_w は 2.18 である。境界条件として、底面($z/d = -2$)で non-slip 条件、上面($z/d = 9$)で slip 条件、側面で Sommerfeld 条件を与える。下層と同じ濃度 C_0 の塩化ナトリウム水溶液をノズルか

ら鉛直上向きに噴射する。ノズル出口断面内の速度分布は放物型とする。断面内平均速度 U_0 に基づく Reynolds 数 $Re(= dU_0/\nu)$ が95, 476, 1427, 2378において、濃度 C_0 が0.02および0.04の場合を解析する。

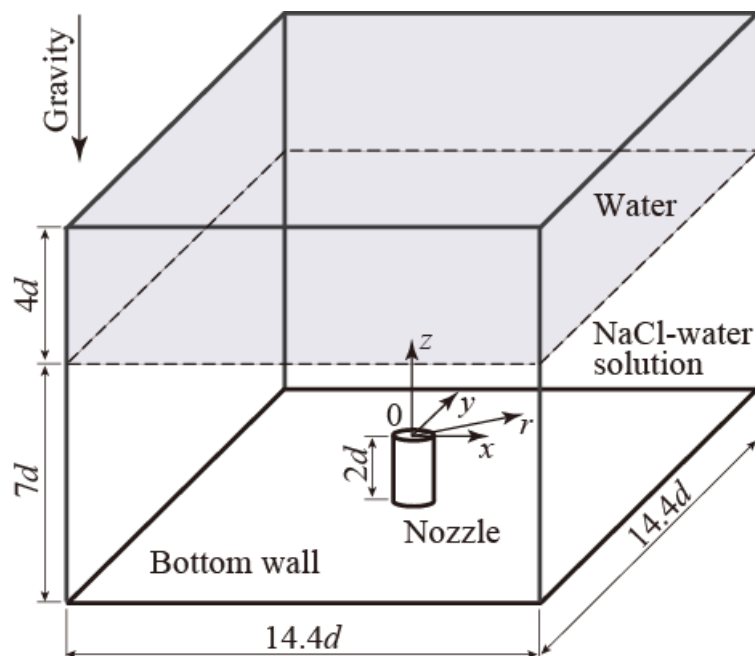


Figure 5.1 Density-stratified fluid in computational domain

時間刻み幅 Δt は、 $d/(100U_0)$ とする。式(5.10)と(5.11)の解析には二次精度 Adams-Bashforth 法を適用し、式(5.8)と式(5.9)にはSOR (successive over-relaxation)法を用いる。式(5.4)は、TVD (total variation diminishing)スキームを援用した差分法により解析する。ただし、濃度 C は格子中央で定義する。

シミュレーションの条件を表 5.1 に示す。

Table 5.1 Simulation conditions

Upper fluid	Water
Lower fluid	Na-Cl-water solution
Nozzle diameter: d	10mm
Reynolds number: $Re=dU_0/\nu$	95, 476, 1427, 2378
Concentration of Na-Cl-water solution: C_0	0.02, 0.04
Computational domain	$14.4d \times 14.4d \times 11d$
Number of grid	$144 \times 144 \times 55$
Time increment: $\Delta t U_0/d$	0.01

5.4 結果

5.4.1 濃度 $C_0=0.02$ における流れ場

図 5.2 に噴流が密度成層流体中に噴出された際に、噴流の中心を通る垂直断面における流速分布を示す。 $Re=95$ では、噴流は密度境界 ($z/d=5$) に到達するものの貫通せず、界面に沿って水平方向に広がる。図 5.3 に示すように、噴流は定常状態となり軸対象となる。 $Re=476$ および 1427 では、噴流は密度境界を貫通する。非定常流となり軸対象流とはならない。噴流は上層 (水) において最高高さに達した後、上層の流体より大きいため重力の影響により降下する。噴流は上部境界 ($z/d=9$) に到達しない。噴流は最高高さに達した後、水平方向に広がり降下する。 $Re=2378$ では、噴流は密度境界を貫通し上部境界に達し水平方向に広がる。また、密度境界に沿った水平方向の流れも存在し、噴流と周囲流体の活発な混合がなされる事が推察される。

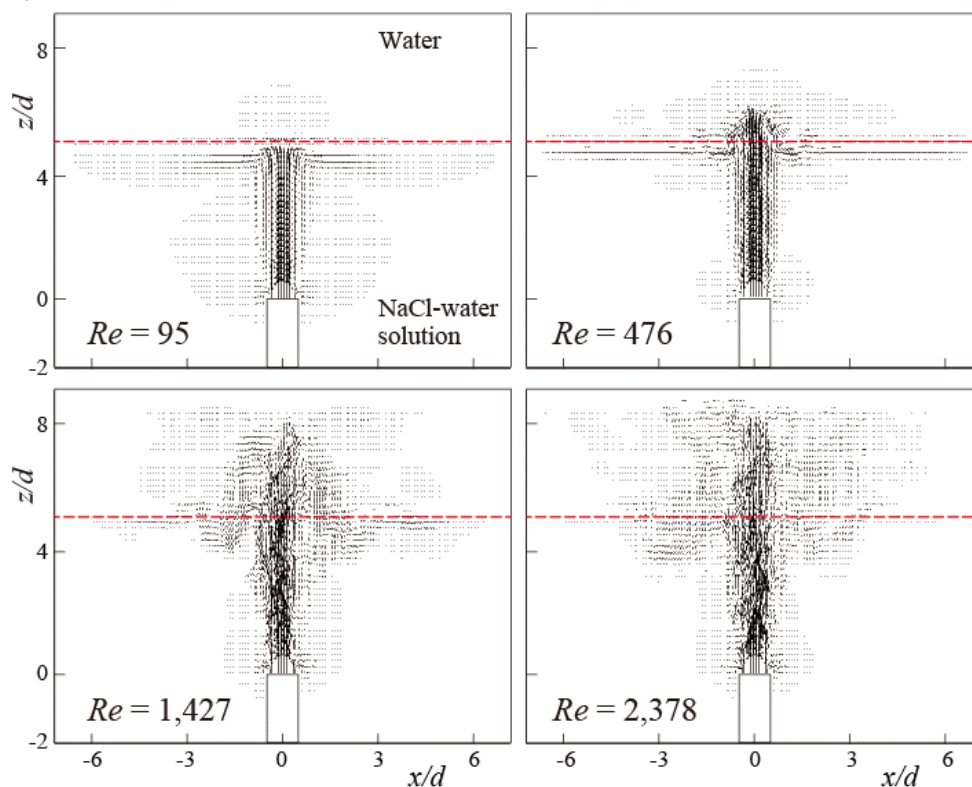


Figure 5.2 Velocity on central vertical cross-section of jet ($C_0=0.02$)

図 5.3 には、shakouchi ら(2013)^[68]により実験的に得られた噴流の挙動パターンを示す。実験には透明アクリルタンク ($60d \times 20d \times 25d$) が使用された。ノズルは水槽の底部に設置された。下層流体 (塩水) をポンプにより循環しノズルから噴出する。噴流の挙動を可視化するため微量の蛍光染料 (Rhodamine B) を噴流に添加した。ノズル中心を通る垂直断面の画像をビデオカメラおよびレーザーシートを使い捕えた。画像の白い領域は蛍光染料により示された噴流の挙動である。図 5.2 示されたシミュレーションにより捕えられた噴流の挙動は実験の結果とよく一致している事が判り、本シミュレーションの有効性が示される。

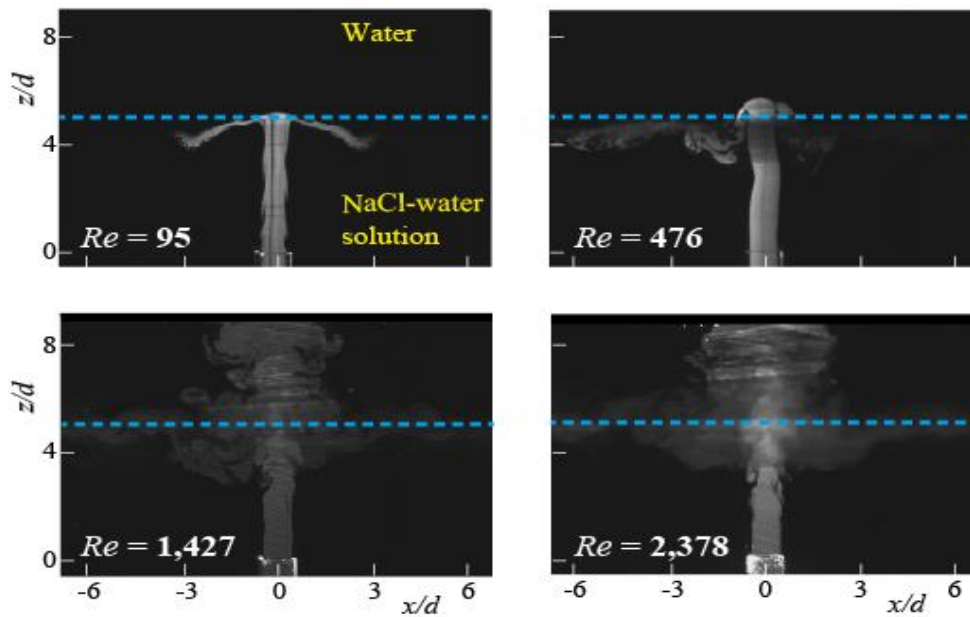


Figure 5.3 Experimentally visualized flow pattern ($C_0=0.02$)

シミュレーションおよび実験により得られた結果を容易に比較するために、蛍光塗料を模した微小な粒子を噴流と共に流し、その挙動を追跡した。各粒子の周りの染料濃度が Gauss 分布を取るものとし、計算格子における濃度 γ を全粒子の濃度分布を重ね合わせて計算した。図 5.10 は粒子の瞬時分布である。粒子の色は、周囲の格子点の値 γ/γ_0 から計算したものであり、 γ_0 はノズル出口の値である。濃度分布において、 $\gamma/\gamma_0=0.2$ および 0.5 の等値面を図 5.4 に示す。本シミュレーションは密度境界と干渉する噴流の挙動、密度境界において水平に広がる様子や上層流体中において広がる噴流の挙動について実験の結果とよく一致する。

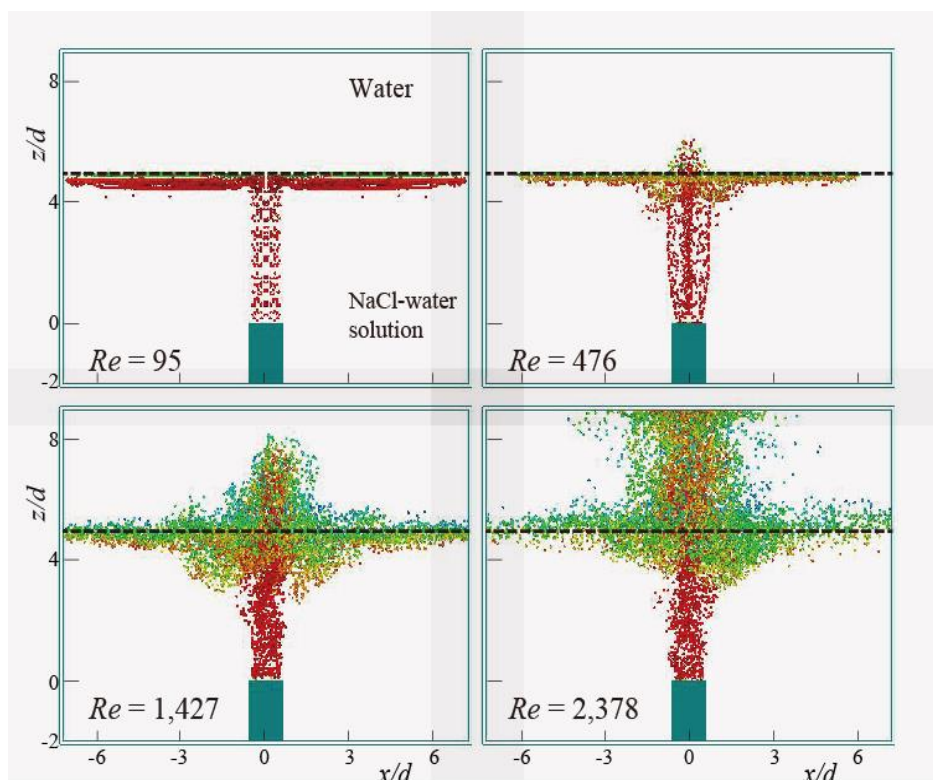


Figure 5.4 Distribution of particle issued with jet ($C_0=0.02$)

密度境界に達した流体の密度 ρ が $\rho_1 < \rho < \rho_2$ を満たす時、流体は密度境界に沿って水平方向に拡がる。ここで、 ρ_1 は上層流体の密度、 ρ_2 は下層流体の密度を示す^[65]。このような流れは中間密度流の貫入として知られている。例として、温度成層を伴う流れ場がダム等に存在する際、そこに泥水が流入し、ある密度の位置で水平方向に拡がる流れが挙げられる。

密度境界に沿った水平方向の貫入が図 5.3 において観察される。密度境界に沿った貫入が図 5.2 および図 5.8 に認められ、本シミュレーションでは、噴流が密度境界に垂直に噴射され貫入現象が観察される事を示した。

5.4.2 濃度 $C_0=0.02$ における濃度場

密度成層に噴出された噴流の混合現象による、濃度 C の分布の時間平均が計算された。図 5.5 に噴流の中心線を通る垂直断面における濃度分布を示す。ここで、 $C_0=0.02$ である。Re=95 において上層と下層の混合はほとんど生じない。Re=476 および 1427 では、噴流が密度境界を貫通することにより生じる混合が、上層において認められる。密度境界に沿った混合は噴流が上部から降下する流れにより生じる。Re=2378 では、上記の 2 種類の混合が活発になっていることが判る。しかし、混合現象は噴流の近傍のみである。

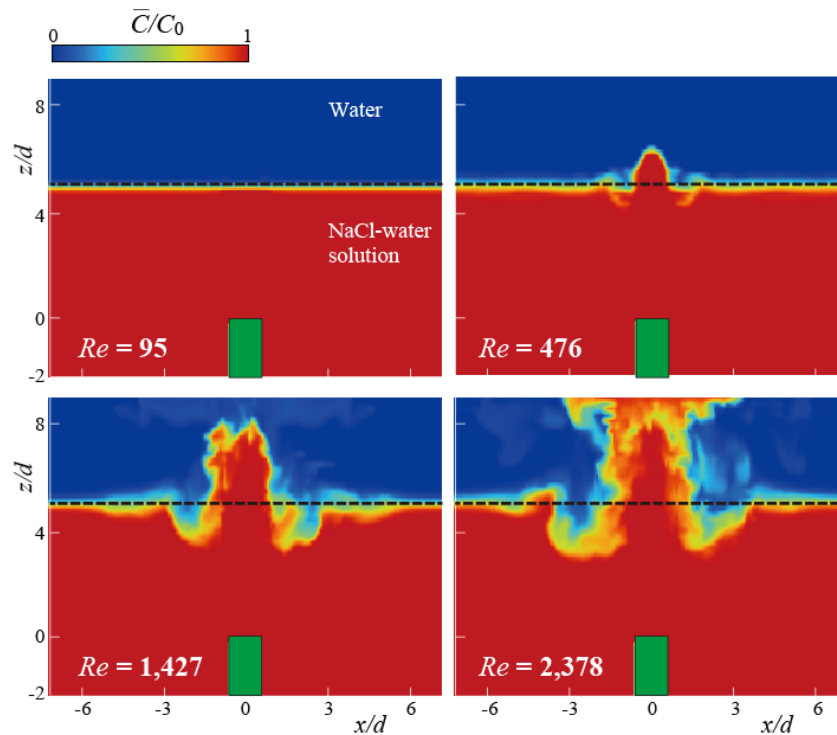


Figure 5.5 Distribution of time-averaged concentration($C_0=0.02$)

図 5.6 に噴流の中心線を通る垂直断面における、濃度変動 C_{rms} の分布を示した。ここで、 C_{rms} は Re によって変化する $(C_{rms})_{max}$ により無次元化されている。 $Re=95$ では、濃度変動は密度境界のみで生じる。 $Re \geq 476$ では、濃度変動は密度境界だけではなく上層と噴流の間でも生じている。

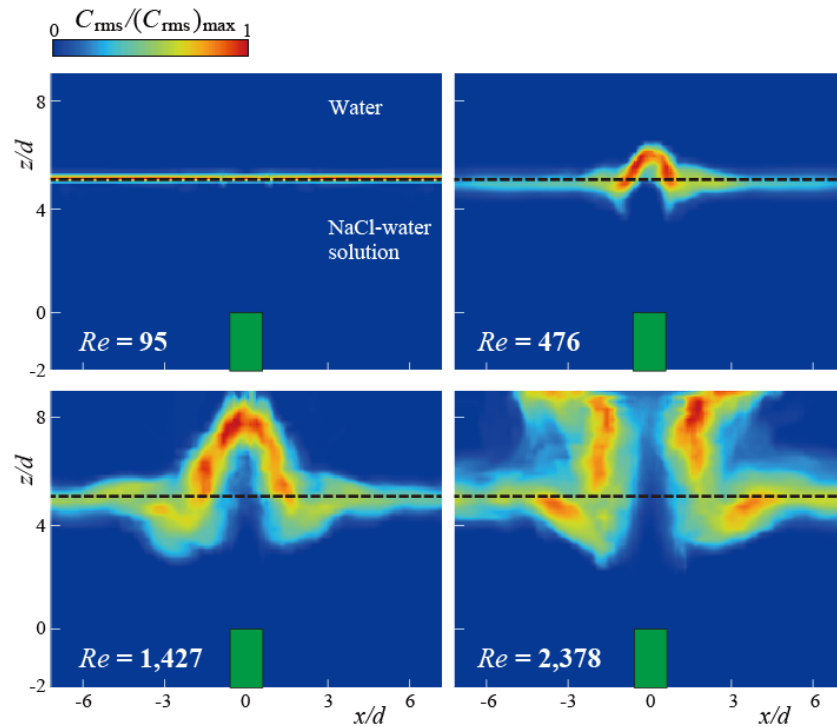


Figure 5.6 Fluctuation intensity of concentration C_{rms} ($C_0=0.02$)

5.4.3 濃度 $C_0=0.04$ における流れ場および濃度場

図 5.7 では噴流の中心線を通る垂直断面における, $C_0=0.04$ の際の, 時間平均の速度の半径方向への変化を濃度に示す. ここで, ノズルの出口中心速度 u_{m0} とノズル内径 d を使用し無次元化する. 密度境界 $z/d=5$, 下層および上層の $z/d=3$ と 7 における結果を示す. $Re=95$ では, 下層($z/d=3$)よりも密度境界($z/d=5$)の速度は非常に小さい値となっている. 上層($z/d=7$)では流れはほとんど生じないことが判る. $C_0=0.02$ 場合の結果とほぼ同じである. $Re=476$ および 1427 では噴流中心($r=0$)では密度境界($z/d=5$)において正の最大値をとる. しかし, 噴流周辺では, 負の最小値をとる事が判る. 噴流は最高到達点に達したのち降下し密度境界に達ためである. 密度境界($z/d=5$)では $C_0=0.04$ の場合噴流中心($r=0$)での速度が $C_0=0.02$ に比べわずかに小さい. 重力による影響が大きくなることが判る. $Re=1427$ では, 上層($z/d=7$)において速度は検出されていない. 上層ではさらに速度が減速していることが判る. $Re=2378$ では, 上層($z/d=7$)でも流動現象が生じている. 速度の絶対値は $C_0=0.02$ の場合よりも小さく, 上層での噴流の影響が小さい減少していることが判る.

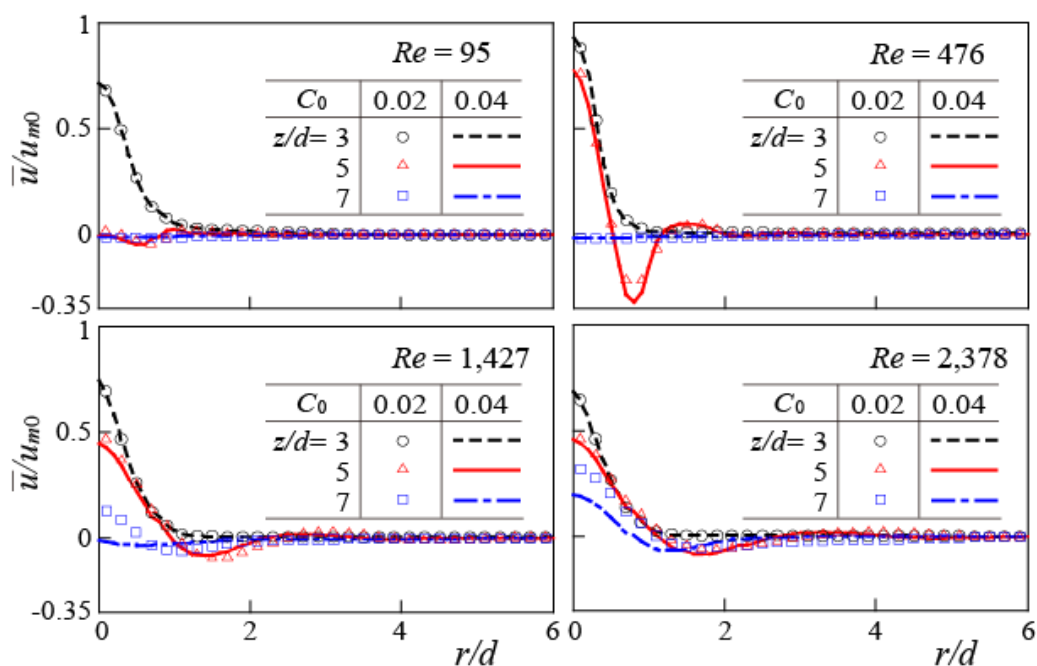


Figure 5.7 Radial profile of time-averaged jet velocity($C_0=0.04$)

図 5.8 では噴流の中心線を通る垂直断面における, 濃度 $C_0=0.04$ の際の, 時間平均濃度の分布を示す. 図 5.5 に示す $C_0=0.02$ の結果と比較すると, 混合現象が減少していることが判る. これは噴流高さが減少する事に起因するものである. 噴流高さの減少については後で述べる.

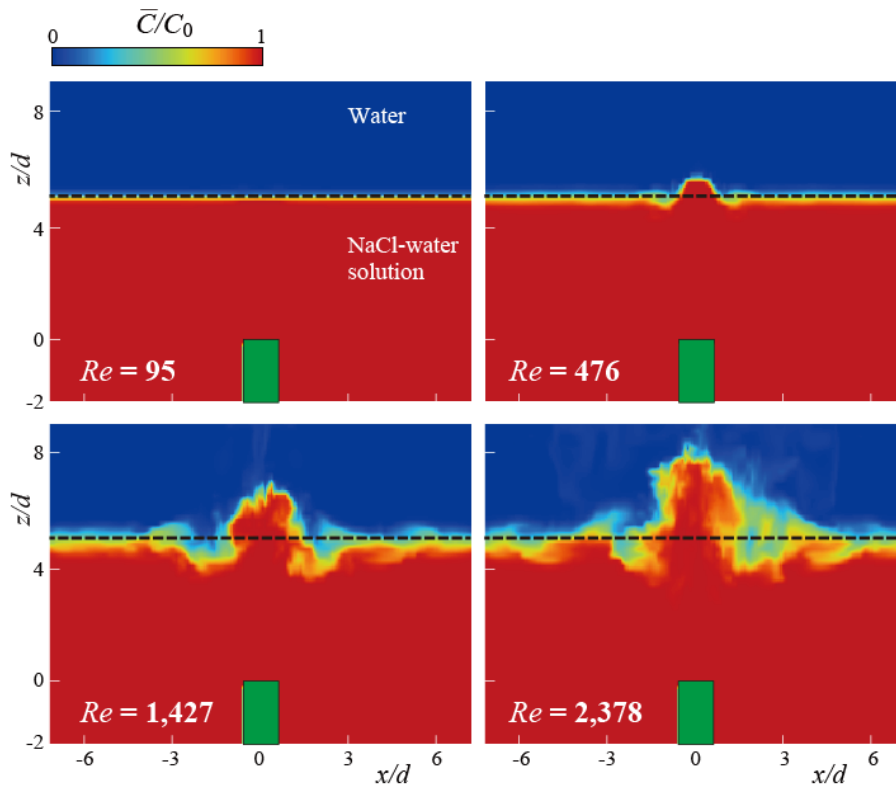


Figure 5.8 Distribution of time-averaged concentration($C_0=0.04$)

図 5.9 では噴流の中心線を通る垂直断面における、濃度変動 rms を示す。Re=476 では、図 5.7 に示す $C_0=0.02$ の結果と比較すると変動が小さいことが判る

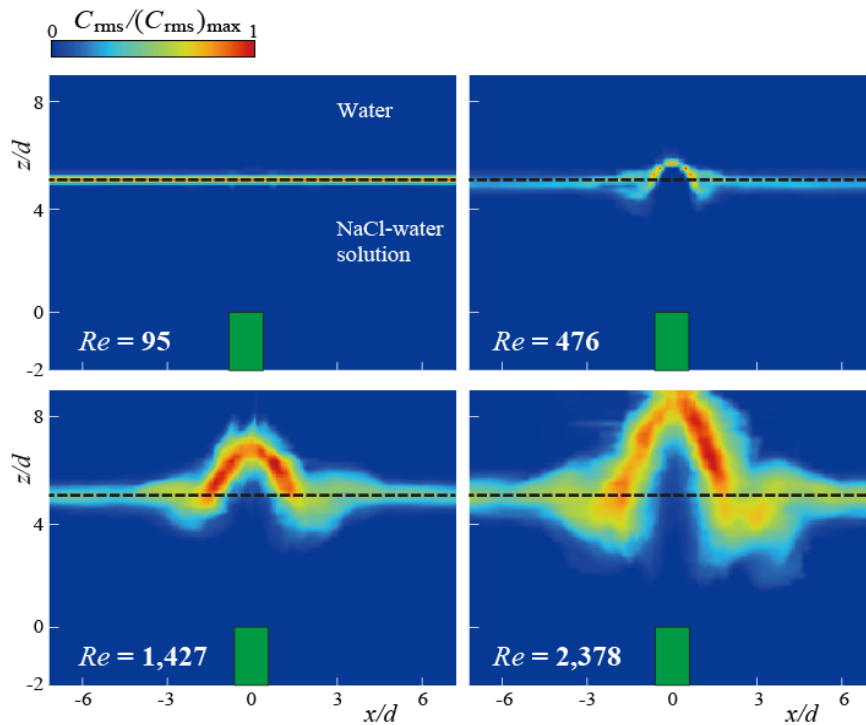


Figure 5.9 Fluctuation intensity of concentration $C_{rms}(C_0=0.04)$

5.4.4 噴流高さおよび噴流の拡散

噴流による混合を理解する際、噴流高さおよび水平方向への拡がりを知ることが不可欠である。蛍光染料を模擬し、噴流により放出された粒子により噴流の高さおよび拡散の様子を観察した。z 軸方向の最高点の粒子を噴流高さ h_j とし、その時間変化を図 5.10 に示す。Re=95 では噴流高さが常に密度境界にあり、 C_0 にかかわらず $h_j/d=5$ である。Re=476 および 1427 では h_j が時間とともに変化し、噴流頂部が振動している様子が判る。 $C_0=0.04$ に比べ $C_0=0.02$ の方が、 h_j は高くなる。Re=2378 では $C_0=0.02$ のときに噴流頂部は上部境界 ($z/d=9$)にある。しかし、 $C_0=0.04$ の時、 h_j は振動し、時間平均をとると上部境界より下にあることが判る。

図 5.11 より時間平均噴流高さは Re に応じ増加することが判る。また、 $C_0=0.04$ では $C_0=0.02$ に比べが小さくなる。同様の結果は過去の研究 shakouchi ら(2013)^[68]でも得られている。

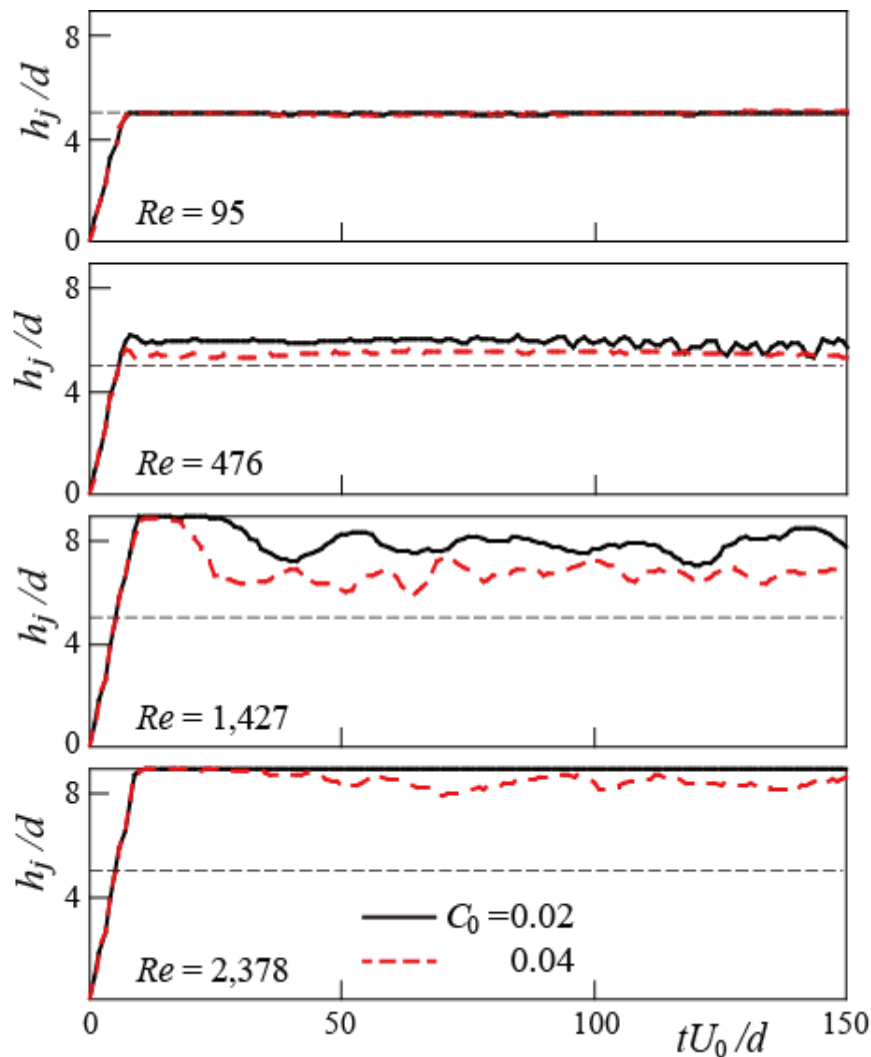


Figure 5.10 Time variation of jet height h_j

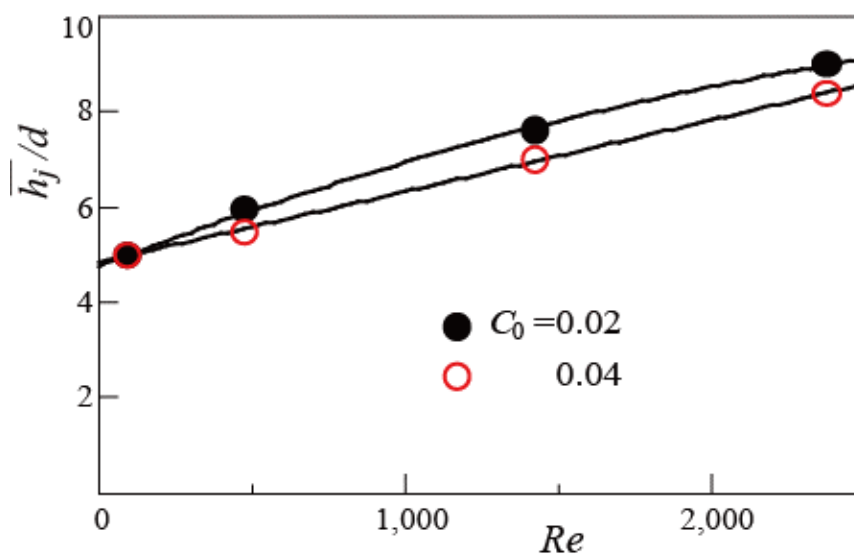


Figure 5.11 Effects of Re and C_0 on jet height

貫入距離を求めるために、密度境界に沿って運ばれた粒子の半径方向距離 r_j の最大値を求めた。図 5.12 に r_j の時間変化を示す。 $Re=95$ では上層と下層の密度差 C_0 の影響は見られない。しかし、 $Re \geq 476$ では $C_0=0.02$ に比べ $C_0=0.04$ の場合の方が r_j が大きくなる。これは $C_0=0.04$ の方が貫入速度が大きい事を示している。このような結果は shakouchi ら (2013)^[7]でも示された。貫入距離は $5/6$ 乗に比例する事が知られている。 $C_0=0.02$ における結果はおおよそこの関係を示している。

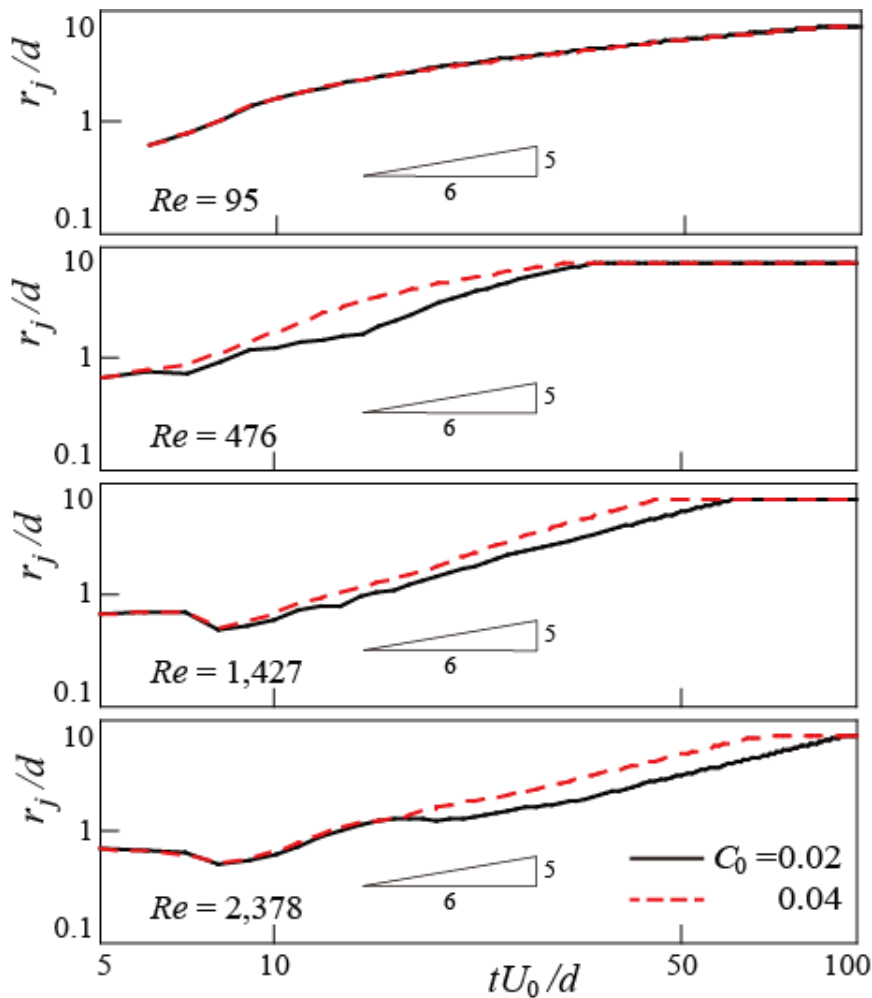


Figure 5.12 Time variation of intrusion distance r_j

5.5 結言

タンク内の二層の密度成層流体中に噴出する噴流による混合現象の解明を、数値シミュレーションで調べた。上層流体は水、下層流体は塩水の密度成層流体にタンクの底面から垂直上向きに噴流を噴射しその流動現象を解析した。噴流の速度およびノズル内径を用い定義された噴流のレイノルズ数は 95 から 2378 である。また、 C_0 に示される塩水の質量濃度差は 0.02 から 0.04 である。過去に研究されている VIC 法を使用しシミュレーションを実施した。結果のまとめは以下の通り。

(1) 噴流の密度境界への干渉は Re に依存する。 $Re=95$ では、噴流は密度境界に達するが貫通しない。 $Re=476$ と 1427 では、噴流は密度境界を貫通するが、上部境界には達しない。噴流頂部で降下し密度境界に達する。 $Re=2378$ では噴流は上層に達した後、密度境界に沿って水平方向に拡がる。密度境界に沿った水平方向の流れは貫入と呼ばれ、どの Re においても上層と下層の中間の密度となる。噴流の挙動は実験により測定されたものとよく一致する。

(2)噴流による上層と下層の混合現象は Re および C_0 に依存する。 $Re=95$ では、混合現象はほとんど生じない。 $Re=476$ および 1427 では噴流は密度境界を貫通する事により生じる。混合現象は噴流の周囲でも噴流が噴流頂点より降下する現象により生じる。 $Re=2378$ では上記の 2 つの混合現象がより活発になる。 $C_0=0.04$ における混合現象は $C_0=0.02$ における物より弱い。

(3)上層における噴流の減速は、 $C_0=0.02$ に比べ $C_0=0.04$ の方が大きい。これは噴流と上層流体との密度差が大きく、重力の影響をより受けるからである。 $C_0=0.04$ における噴流速度の現象は噴流による混合も抑制する。

(4)噴流の噴出高さは $C_0=0.04$ の方が低い。これは噴流の減速によるものである。また、貫入距離は $C_0=0.04$ の方 $C_0=0.02$ に比べが大きくなる。これらの結果は実験結果と同様であり、噴流の挙動に対する C_0 の影響を再現している。

第6章 結言

6.1 実験的手法を用いた調査

密度成層流体中に噴流を噴出させた際の噴流の挙動および混合現象を実験的に調査した。上層を水、下層を塩化ナトリウム水溶液とする二層の密度成層流体を直方体の水槽に貯め、水槽の底部中央のノズルから下層と同じ濃度の塩化ナトリウム水溶液を鉛直上向きに噴射し、流れを可視化するとともに、噴流に付加された水性塗料の濃度 Γ および流体速度の分布を測定した。ノズル内径 d と噴流速度 U に基づく Reynolds 数 Re 、塩化ナトリウム水溶液の濃度 C_0 、上層および下層の厚さ z_1 および z_2 の影響を調べ、以下の結論を得た。

- (1) 密度界面に対する噴流の挙動は、 Re と C_0 に応じて 3 種類に分類される。 Γ も噴流挙動に応じて鉛直方向に分布する。 Re が低い場合には、噴流先端は密度界面に到達するが界面を貫通せずほぼ水平方向に広がる (パターン A)。 Re が増すと、噴流は界面を貫通するが先端が上部水面に到達せずに下降し、界面に沿って水平方向に広がる (パターン B)。 さらに Re が増すと界面を貫通した噴流が上部水面に達し、水平方向に拡散する (パターン C)。
- (2) $C_0 > 0.01$ では、パターン B と C がある時間割合で交互に出現する Re が存在する。
- (3) パターン A では、噴流による混合は噴流先端部の界面近傍に限定される。パターン B では、界面に沿う層状の領域での混合が発生する。パターン C では、上下層の広い領域での活発な混合が現れる。
- (4) 密度界面に沿う水平方向への流れ (貫入) は、温度成層に対する既往の観察結果と同様の挙動を示し、貫入距離は時間の $5/6$ 乗に比例する。
- (5) 噴流の到達高さは、フルード数 Fr で整理できる。上層の厚さの影響を受けないが、下層の厚さが増すほど低下する。
- (6) 噴流先端は密度界面に到達するが界面を貫通せずほぼ水平方向に広がるパターン A では、 Γ は界面のやや鉛直下方で極大となる。極大値は噴流中心軸から離れるほど低下する。噴流は界面を貫通するが先端が上部水面に到達せずに下降し、界面に沿って水平方向に広がる流動パターン B では、 Γ は界面で極大となり、その値はパターン B よりも高い。界面を貫通した噴流が上部水面に達して水平方向に拡散するパターン C では、 Γ は界面から上部に水面にわたる広い領域で高い。
- (7) 流動パターン B では、 C_0 の値によらず密度界面近傍の高さで Γ が極大となる。極大値が現われる高さは、 C_0 が増すほど低下する。
- (8) 速度は、密度界面に対する噴流の相対的な挙動に応じて分布する。パターン A では、界面に達した噴流先端で鉛直上向き速度が喪失し、噴流両側に向かう水平流と下降流が生起する。パターン B では、界面通過後に鉛直上向き速度を喪失し、界面に沿う層状の領域で速度が現われる。パターン C では、上層において水平方向への速度の拡散が発生する。

- (9) 流動パターン B では、 C_0 が増すほど噴流の速度喪失し高さが減じる。 $C_0=0.03$ および 0.04 では、鉛直方向速度 u_z の絶対値が密度界面の噴流周囲で高くなる。

6.2 数値シミュレーション手法を用いた調査

タンク内の二層の密度成層流体中に噴出する噴流による混合現象の解明を、数値シミュレーションを用い行った。Vortex in Cell 法によるもので渦度場を渦要素に離散化し、各渦要素をラグランジュ的なアプローチを用い時間発展を計算した。上層流体は水、下層流体は塩化ナトリウム水溶液の密度成層流体にタンクの底面から垂直上向きに噴流を噴射しその流動現象を解析した。噴流の速度およびノズル内径を用い定義された噴流のレイノルズ数 Re は 95 から 2378 である。また、塩化ナトリウム水溶液の濃度 C_0 に 0.02 から 0.04 である。

- (1) 噴流の密度境界への干渉は Re に依存する。 $Re=95$ では、噴流は密度境界に達するが貫通しない。 $Re=476$ と 1427 では、噴流は密度境界を貫通するが、上部境界には達しない。噴流頂部で降下し密度境界に達する。 $Re=2378$ では噴流は上層に達した後、密度境界に沿って水平方向に広がる。密度境界に沿った水平方向の流れは貫入と呼ばれ、どの Re においても上層と下層の中間の密度となる。噴流の挙動は実験により測定されたものとよく一致する。
- (2) 噴流による上層と下層の混合現象は Re および C_0 に依存する。 $Re=95$ では、混合現象はほとんど生じない。 $Re=476$ および 1427 では噴流は密度境界を貫通する事により生じる。混合現象は噴流の周囲でも噴流が噴流頂点より降下する現象により生じる。 $Re=2378$ では上記の 2 つの混合現象がより活発になる。 $C_0=0.04$ における混合現象は $C_0=0.02$ より弱い。
- (3) 上層における噴流の減速は、 $C_0=0.02$ に比べ $C_0=0.04$ の方が大きい。これは噴流と上層流体との密度差が大きく、重力の影響をより受けるからである。 $C_0=0.04$ における噴流速度の現象は噴流による混合も抑制する。
- (4) 噴流の噴出高さは $C_0=0.04$ の方が低い。これは噴流の減速によるものである。また、貫入距離は $C_0=0.04$ の方 $C_0=0.02$ に比べが大きくなる。これらの結果は実験結果と同様であり、噴流の挙動に対する C_0 の影響を再現している。

謝辞

本論文は、平成 24 年 4 月から平成 27 年 3 月にわたり、名古屋大学大学院情報科学研究科複雑系科学専攻情報可視化論講座において名古屋大学エコトピア科学研究所内山知実教授のご指導のもと行った研究をまとめたものです。研究を遂行するにあたり、終始丁寧な御指導、御鞭撻を賜りました名古屋大学エコトピア科学研究所内山知実教授に謹んで御礼申し上げます。終始適切な御助言を頂いただけでなく、非常に恵まれた研究環境を与えて頂きました。それらすべてが本研究成果となっているものと、大変感謝致しております。

また、本論文を御審査頂き、有益な御教示と御検討を頂きました、名古屋大学大学院情報科学研究科大岡昌博教授、名古屋大学大学院情報科学研究科渡邊崇教授に謹んで御礼申し上げます。

著者が内山研究室に在籍した 3 年間、研究室の皆様より多くの御助言と御厚意を頂きました。中でも島田誠司さん（現在、川崎重工業株式会社）、福江翔太さんには研究に多大なる御協力を頂きました。皆様に心より感謝申し上げます。

本論文を完成させるにあたり多くの方々に御支援、御協力を頂きました。深く感謝申し上げます。

最後に、著者が大学での研究生生活を支え続けてくれた家族に感謝します。

参考文献

- [1] 国土交通省 湖沼における水理・水質管理の技術, 湖沼技術研究会, 2007
- [2] 三上英俊敏, 日野修次, 高野敬史, 五十嵐聖貴, 坂田康一, 藤田隆男, 茨戸湖における塩分成層形成時の水質環境の変化とその要因, 北海道環境科学研究センタ所報, 第 25 号, 1998
- [3] 久保田篤, 液化天然ガス(LNG)(5) LNG タンク, *J. the Japan Institute of Energy*, Vol.85, 2006. pp.398-404
- [4] Dominik Uznanski and Pieter Versluijs, Advanced Liquefied Natural Gas Storage Tank Management, Business Briefing: LNG Review, 2005, pp. 1-7
- [5] 高橋公, 神谷篤志, LNG 受入基地のためのロールオーバーシミュレーション, 日揮ジャーナル, Vol. 3 No.1, 2014
- [6] 塩冶震太郎, 森岡幹雄, LNG タンク・オールオーバー現象の光学的解析例, 日本機械学会誌, 87 巻 787 号, 1984, pp.31-36.
- [7] 宗像哲夫, 棚澤一郎, ロールオーバー発生に対する初期濃度差の影響, 日本機械学会論文集 (B 編), 60 巻 578 号, 1994, pp.3512-3515
- [8] 小山和夫, 石油・天然ガスレビュー, 2008, Vol.42 No.1, pp. 27-42
- [9] Kazuo Komiya, CD simulation on LNG storage tank to improve safety, efficiency and reduce cost, *Proc. International gas union research conference. 2008*
- [10] 国土交通省 天然ガス燃料船の普及促進に向けた総合対策検討委員会, 2012
- [11] Turner J. S., The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 33, 1968, pp.639-656
- [12] Linden P. E., The interaction of a vortex ring with a sharp density interface: a model for turbulent entrainment, *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, 1973, pp.467-480
- [13] Shy S. S., and Breidenthal R. E., Laboratory experiments on the cloud-top entrainment instability, *J. Fluid Mech.*, Vol. 214, 1990, pp.1-15
- [14] Shy S. S. and Breidenthal R. E., Turbulent stratified interfaces, *Phys. of Fluids*, Vol. 3, No. 5, 1991, pp. 1278-1285
- [15] Munakata T., Lior N. and Tanasawa I., A study of double-diffusive rollover in cylindrical enclosures, *proc. ASME Heat Transfer Division*. Vol. 317-1, 1995, pp. 279-291
- [16] Turner J.S., The coupled turbulent transports of salt and heat across a sharp density interface, *J. Heat Mass Transfer*, 1965, Vol.8, pp. 759-767
- [17] Herring J. R., Investigation of problems in thermal convection, *J. Atmospheric Sciences*, Vol. 20, 1964, pp. 325-338
- [18] Herring J. R., Investigation of problems in thermal convection: rigid boundaries, *J. Atmospheric Sciences*, Vol. 21, 1964, pp. 277-290

- [19] Turner J. S. and Stommel H., A new case of convection in the presence of combined vertical salinity and temperature gradients, *Geophysics*, Vol. 52, 1964, pp. 49-53
- [20] Jellinek A. M., Kerr R. C. and Griffiths R. W., Mixing and compositional stratification produced by natural convection 1. Experiments and their application to earth's core and mantle, *J. Geophysical Research*, Vol.104, 1999, pp. 7183-7201
- [21] Jellinek A. M., Kerr R. C. and Griffiths R. W., Mixing and compositional stratification produced by natural convection 2. Application to the differentiation of basaltic and silicic magma chambers and komatiite lava flows, *J. Geophysical Research*, Vol.104, 1999, pp. 7203-7218
- [22] Y. J. P. Lin and P. F. Linden, The entrainment due to a turbulent fountain at a density interface, *J. Fluid Mech.*, 2005, Vol. 542, p.p. 25-52
- [23] Magnus Larson and Lennart Jönsson, Modeling of mixing by turbulent jet in stably stratified fluid, *Journal of hydraulic engineering*, December 1995, p.p.853-862
- [24] Braines W. D., Turner J. S. and Champbell H., *J. Fluid Mech.*, 1990, Vol.212, pp.557-592
- [25] Lynn J. B. and Ross Kerr C., Turbulent fountains in a stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, 1998, Vol.358, pp. 325-356
- [26] Lynn J. Bloomfield and Ross C. Kerr, Turbulent fountains in a confined stratified environment, *J. Fluid Mech.*, 1999, Vol.389, pp. 27-54
- [27] Joseph K, Ansong, Patrick J Kyba and Bruce R Sutherland, Fountains impinging on a density interface, *J. Fluid Mech.*, 2008, Vol.595, pp. 115-139
- [28] Lynn J. Bloomfield and Ross C. Kerr, Inclined turbulent fountains, *J. Fluid Mech.*, 2002, Vol.451, pp. 283-294
- [29] Srinarayana N., Williamson N., Armfields W., Lin W., Line fountain behavior at low-Reynolds number, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, Vol.53, pp. 2065–2073
- [30] Raouf E. Baddour, M.ASCE, Hua Zhang, Density Effect on Round Turbulent Hypersaline Fountain, *Journal of Hydraulic Engineering*, 2009, Vol.57, pp.57-59
- [31] Papanicolaou P. N. and Stamoulis G., Spreading of buoyant jets and fountains in a calm, linearly density-stratified fluid, *Environmental Hydraulics – Christodoulou & Stamou (eds)*, 2010, pp. 123-128, (ISBN 978-0-415-58475-3)
- [32] Srinarayana N., Williamson N., Armfield S. W., Lin W., Line fountain behavior at low-Reynolds number, *Int. J. Heat and Mass transfer*, Vol. 53, 2010, pp. 2065-2073
- [33] Morton, B. R., Taylor, G. I. and Turner, J. S., Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 234, No. 1196, 1956, pp. 1-23
- [34] Kaye N. B. and Hunt G. R., Weak fountains, *J. Fluid Mech.*, Vol. 558, 2006, pp.319-328
- [35] Williamson N., Srinarayana N., Armfield S. W., McBain G. D., Lin W., Low-Reynolds-number fountain behavior, *J. Fluid Mech.*, Vol.608, 2008, pp.297-317

- [36] Pantzloff I. and Lueptow R. W., Transient positively buoyant turbulent round jet, *Experiments in Fluid*, Vol.27, 1999, pp.117-125
- [37] Baines W. D., Turner J. S. and Campbell I. H., Turbulent fountains in an open chamber, *J. Fluid Mech.*, Vol. 212, 1990, pp.557-592
- [38] Middleton J. H., The asymptotic behaviour of a starting plume, *J. Fluid Mech.*, Vol. 72, part 4, 1975, pp. 753-771
- [39] Turner J. S., Jets and plumes with negative or reversing buoyancy, *J. Fluid Mech.*, Vol.26, part 4, 1996 pp. 779-792
- [40] Zhang H. and Baddour R. E., Maximum penetration of vertical round dense jets at small and large Froude numbers, *J. Hydraul. Eng.*, Vol. 124, 1998, pp. 550-553
- [41] Shy S. S., Mixing dynamics of jet interaction with sharp density interface, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 10, 1995, pp. 355-369
- [42] Baines W. D., Entrainment by a plume or jet at a density interface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 68, 1975, pp. 309-320
- [43] Freire D., Cabeza C., Sarasua G., Bove I., Usera G and Marti A. C., Entrainment and mixing in fountains in stratified media, *Int. Conf. Chaos and Nonlinear Dynamics*, 2010
- [44] Britter R. E., The spread of a negatively buoyant plume in a calm environment, *Atmospheric Environment*, 1979, Vol.13, pp. 1241-1247
- [45] Britter R. E. and Simson J. E., Experiments on the dynamics of a gravity current head, *J. Fluid Mech.*, 1978, Vol.88, pp. 223-240
- [46] Simson J. E. and Britter R. E., The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface, *J. Fluid Mech.*, 1979, Vol.94, pp. 477-495
- [47] 福岡捷二, 福島祐介, 成層化した二次元貯水池中で分岐する密度流の解析的研究, 土木学会論文報告集, 294号, 1980, pp. 73-84
- [48] 三尾孝一, 福島祐介, 早川典生, 密度躍層に衝突する平面二次元密度噴流の流動特性, 土木学会第49回年次学術講演会, 1994, pp. 474-475
- [49] 萩原達司, 福島祐介, 早川典生, 直昇一郎, 成層場に流入する鉛直密度噴流の流動機構, 土木学会第50回年次学術講演会, 1995, pp. 544-545
- [50] 福島祐介, 萩原達司, 密度躍層に衝突する鉛直密度噴流の流動形態, 長岡技術科学大学研究報告, 18号, 1996
- [51] Baines P. G., Two-dimensional plumes in stratified environments, *J. Fluid Mech.*, Vol.471, 2002, pp. 315-337
- [52] Baines P. G., Mixing regimes for the flow of dense fluid down slope into stratified environment, *J. Fluid Mech.*, Vol. 538, 2005, pp. 245-267

- [53] Druzhinin O. A. and Troitskaya Yu. I., Regular and chaotic dynamics of a fountain in a stratified fluid, *Chaos an Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 2012, Vol.22, pp. 023116_1-023116_14
- [54] Druzhinin O. A. and Troitskaya Yu. I., Internal wave generation by a fountain in a stratified fluid, *Fluid Dynamics*, Vol. 45, No. 3, 2010, pp. 474-484
- [55] Druzhinin O. A. and Troitskaya Yu. I., Internal Wave Radiation by a Turbulent Fountain in a Stratified Fluid, *Fluid Dynamics*, 2013, Vol. 48, No. 6, pp. 827–836.
- [56] Druzhinin O. A. and Troitskaya Y. I., The radiation of internal waves by a turbulent fountain in a stratified fluid, *Proc. IUTAM 8*, 2013, pp. 94-102
- [57] Lin W. and Armfield S. W., Direct simulation of weak axisymmetric fountains in a homogeneous fluid, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 403, 2000, pp. 67-88
- [58] Lin W., Armfield S. W., The Reynolds and Prandtl number dependence of weak fountains, *Computational Mechanical*, Vol. 31, 2003, pp. 379-389
- [59] Srinarayana N., McBain G. D., Armfield S. W. and Lin W. X, Height and stability of laminar plane fountains in a homogeneous fluid, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, 2008, pp. 4717-4727
- [60] Friedman P. D., Oscillation in height of negatively buoyant jet, *J. Fluid Eng.*, Vol. 128, Issue 4 Technical Brief, 2005, pp. 880-882
- [61] Friedman P. D., Vadakoot V. D., Meyer Jr. W. J. and Carey S, Instability threshold of negatively buoyant fountain, *Exp. Fluid*, Vol. 42, 2007, pp. 751-759
- [62] Friedman P.D. and Katz J, Rise height for negatively buoyant fountains and depth of penetration for negatively buoyant jets impinging an interface, *J. Fluid Eng.*, Vol. 122, 2000, pp. 779-782
- [63] Bloomfield, L. J. and Kerr, R. C., Turbulent fountains in a stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, Vol. 358, 1998, 335-356.
- [64] Lin, Y. J. P. and Linden, P. F., (2005), The entrainment due to a turbulent fountain at a density interface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 542, pp. 25-52.
- [65] Simpson, J. E., Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 14, 1982, pp. 213-234.
- [66] Shakouchi S., Fukue S., and Uchiyama T., Mixing phenomena of density-stratified fluid with jet flow, *Proceedings of the 4th International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows*, Nagoya, 2013, (on CD-ROM).
- [67] Shakouchi S., Shimada S. and Uchiyama T., Numerical simulation of jet flow issued into density-stratified fluid by vortex in cell method, *Advances and Applications in Fluid Mechanics*, (submitted), 2014

- [68] Shakouchi S. and Uchiyama T., Mixing phenomena of density-stratified fluid with jet flow, *Proceedings of the 4th International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows*, Nagoya, 2013 (on CD-ROM).
- [69] Christiansen I. P., Numerical simulation of hydrodynamics by the method of point vortices, *J. Computational Physics*, Vol.13 ,1973, pp. 363-379
- [70] Cottet G. -H. and Poncet P., Advances in direct numerical simulations of 3D wall bounded flows by vortex-in-cell methods, *J. Computational Physics*, Vol. 193, 2003, pp. 136-158
- [71] Winckelmens G., Cocle R., Dufresne L. and Capart R., Vortex methods and their application to trailing vortex simulations, *Comptes Rendus Physique*, Vol. 6, 2005, pp. 467-486
- [72] Cocle R., Winckelmens G. and Daeninck G., Combining the vortex-in-cell and parallel fast multipole methods for efficient domain decomposition simulations, *J. Computational Physics*, Vol. 227, 2008, pp. 9091-9120
- [73] Chatelain P., Curioni A., Bergdorf M., Rossinelli D., Andreoni W. and Koumoutsakos P., Billion vortex particle direct numerical simulations of air craft wakes, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 197, 2008, pp. 1296-1304
- [74] Uchiyama T., Yoshii Y. and Hamada H., Direct numerical simulation of a turbulent channel flow by an improved vortex in cell method, *Int. J. Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, Vol. 24, 2014, pp. 103-123
- [75] Uchiyama T., Hamada H. and Degawa T., Numerical simulation of rotating turbulent channel flow by vortex in cell method, *The Open Transport Phenomena Journal*, Vol. 5, 2013, pp. 30-41
- [76] Uchiyama T., Kobayashi M., Iio S. and Ikeda T., Direct numerical simulation of a jet issuing from rectangular nozzle by the vortex in cell method, *Open J. Fluid Dynamics*, Vol. 3, 2013, pp. 321-330
- [77] Uchiyama T., Numerical simulation of particle-laden gas flow by vortex in cell method, *Powder Technology*, Vol. 235, 2012, pp. 376-385
- [78] Uchiyama T. and Shimada S., Numerical simulation of the interactions between a vortex pair and solid particles near a wall, *Powder Technology*, Vol.257, 2014, pp. 55-67

国内外発表リスト

- [1] Shakouchi S. and Uchiyama T., Mixing of density stratified fluid with jet flow, *The 23rd International Symposium on Transport Phenomena*, 2012 (Newzealand)
- [2] 社河内 省吾, 内山 知実, 密度成層場における噴流による混合, 日本機械学会年次大会, 117, 2012 (京都)
- [3] Shakouchi S. and Uchiyama T., Behaviour of jet flow promoting the mixing of density stratified fluid, *8th International Conference Multiphase Flow*, 2013 (Korea)
- [4] Shakouchi S. and Uchiyama T., Mixing phenomena of density stratified fluid with het flow, *4th International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows*, 2013 (Nagoya)
- [5] Shakouchi S. and Uchiyama T., Activation of mixing for density stratified fluid with jet flow, *2nd International Conference on Mechanical, Automotive and Aerospace Engineering*, 2013 (Malaysia)
- [6] 社河内 省吾, 内山 知実, 密度成層場における噴流による混合現象の促進, 日本機械学会年次大会, S053021, 2013 (岡山)
- [7] 社河内 省吾, 内山 知実, 密度成層流体流に噴射された噴流の挙動, 日本機械学会流体工学部門講演会, 0629, 2013 (福岡)
- [8] Shakouchi S., Fukue S. and Uchiyama T., Behavior of jet flow issued vertically into two-layer density-stratified fluid, *10th European Fluid Mechanics Conference*, 2014 (Denmark)
- [9] 社河内 省吾, 福江 翔太, 内山 知実, 密度成層流体中の噴流の挙動に関する研究, 日本機械学会年次大会, S0510202, 2014 (東京)
- [10] 社河内 省吾, 福江 翔太, 内山 知実, 密度成層流体中に噴射された噴流のシミュレーション, 日本機械学会流体工学部門講演会, 0513, 2014 (富山)
- [11] Shakouchi S., Fukue S. and Uchiyama T., Investigation of the behavior and mixing of stratified fluid by jet flow, *6th International conference on Vortex Fluids and Vortex Models*, 2014 (Nagoya)

公表論文

- [1] Shakouchi S., Fukue S. and Uchiyama T., Investigation of the Behavior of a Jet Issued into Two-Layer Density-Stratified Fluid, *Journal of Flow Control, Measurement & Visualization*, Vol.3, No.1, 2015, pp.1-9
- [2] Shakouchi S., Fukue S. and Uchiyama T., Study of the Jet-Induced Mixing of Two-Layer Density-Stratified Fluid in a Rectangular Tank, *Journal of Energy and Power Engineering* 2014, (accepted, publishing)

- [3] Shakouchi S., Shimada S. and Uchiyama T., Numerical simulation of jet flow issued into density-stratified fluid by vortex in cell method, *Advances and Applications in Fluid Mechanics*, Vol. 17, No.1, 2015, pp. 115-134
- [4] Shakouchi S., Shimada S. and Uchiyama T., Numerical study of the mixing of density-stratified fluid with a jet, *Journal of Mechanics Engineering and Automation*, 2014, (accepted, publishing)