

浮力を伴う垂直管内流に発生する  
交換流の特性に関する実験的研究

氏 名 前 田 篤 志

新潟大学大学院自然科学研究科博士後期課程

材料生産システム専攻

## 目次

記号の説明	1
第 1 章 緒論	2
1.1 本研究の位置づけと概要	3
1.2 本論文の構成	6
第 2 章 不安定密度勾配下における浮力噴流の交換流の発生	9
2.1 緒言	10
2.2 実験装置及び方法	11
2.3 実験結果及び考察	16
2.3.1 交換流の観察	16
2.3.2 交換流の流入と排出の発生	17
2.3.3 流入条件と排出条件	19
2.3.4 層流領域における平均速度分布と速度変動分布	21
2.3.5 乱流領域における平均速度分布と速度変動分布	23
2.4 結言	25
第 3 章 不安定密度勾配下における円管ならびに正方形管の交換流 発生条件と構造特性	27
3.1 緒言	28
3.2 実験装置及び方法	29
3.3 実験結果及び考察	31
3.3.1 垂直管出口における交換流の観察	31
3.3.2 円管と正方形管における交換流の可視化	34
3.3.3 円管と正方形管における交換流の時間平均ならびに 速変動場特性	35
3.3.4 交換流の POD 解析	38
3.4 結言	41
第 4 章 結論	44
参考文献	47
謝辞	51
付録 A 温度差変化を利用した交換流の発生条件に関する研究	52

A.1	緒言	53
A.2	実験装置及び方法	54
A.3	数値シミュレーション条件	57
A.4	実験結果	58
A.5	数値シミュレーション結果	61
A.6	臨界流入条件	62
A.7	結言	63
付録 B	Proper orthogonal decomposition (POD) 解析方法	65
	参考文献	69

## 記号の説明

$C$	: 蛍光染料の濃度 [ppm]
$C_0$	: 蛍光染料基準濃度 [ppm]
$C_m$	: 蛍光染料平均濃度/基準濃度 [-]
$C_{rms}$	: 蛍光染料濃度変動/基準濃度 [-]
$d$	: ノズル内径 [m]
$E_t$	: 総変動エネルギー量
$Fr$	: フルード数 $Fr = W_0/\sqrt{dg(\rho_b - \rho_w)/\rho_w}$
$g$	: 重力加速度 [ $m/s^2$ ]
$L$	: 管長さ [mm]
$Re$	: レイノルズ数 $Re = W_0d/\nu$
$V_k$	: POD モード
$W$	: 垂直方向速度成分 [m/s]
$W_0$	: 主流方向断面平均流速 [m/s]
$W_{rms}$	: 主流方向速度変動 [m/s]
$x$	: 水平方向座標 [m]
$y$	: 垂直方向座標 [m]
$z$	: 奥行方向座標 [m]
$\Delta t$	: PIV における 2 時刻の間隔 [s]
$\nu$	: 水の動粘度 [ $m^2/s$ ]
$\rho_b$	: 塩水の密度 [ $kg/m^3$ ]
$\rho_w$	: 水の密度 [ $kg/m^3$ ]

第 1 章 緒論

### 1.1. 本研究の位置づけと概要

煙突から噴出する煙や工場からの温排水の拡散，建物における換気問題等，流体が異なる密度の流体中に噴出するときに発生する流れを浮力噴流と言う．浮力噴流の流動状態は，浮力，慣性力，流体の粘性力に支配されており，無次元パラメータとして慣性力と浮力の比で定義されるフルード数  $Fr = W_0 / \sqrt{dg(\rho_b - \rho_w) / \rho_w}$  ( $W_0$ ：流路の断面平均流速， $d$ ：管内径， $g$ ：重力加速度， $\rho_b$ ：低温側密度， $\rho_w$ ：高温側密度)，慣性力と粘性力の比で定義されるレイノルズ数  $Re = W_0 d / \nu$  ( $\nu$ ：動粘度)で表される．工学上良く見られる流れ場であり，Fig.1-1 はプラントから高温の水蒸気が低温の大気中に噴出されている状態である．この浮力噴流の流動状態において，密度の高い流体中に密度の低い流体が重力と逆向きに噴出するとき，流れ場には不安定な密度勾配が発生することが確認されている．これに起因して下流の噴流形状が複雑に変化するため，従来より研究の対象とされてきた．これについて以下で説明する．

浮力噴流はノズルから噴出後，しばらく層流状態を保持するが，上昇の途中で乱流に遷移する．すなわち，遷移はフルード数とレイノルズ数に依存し，遷移レイノルズ数はフルード数の低下とともに減少する (Anwar 1972)．流れの可視化と熱線流速計での速度計測，接触式の点計測の代表的なものである熱線と冷線を用いた乱流計測から乱流浮力噴流の乱流特性ならびに組織構造についても報告されている (室田ら 1989a, 1989b, Shabbir, George 1994)．また，浮力噴流に対し，レーザードップラー法とレーザ誘起蛍光法を組み合わせた計測により，噴流の2次元速度成分と濃度場の同時測定を行い，これまで困難だったプルーム発生領域での測定が可能となった (Papanicolaou, List 1988)．この実験から得られた統計データ等をもとに，浮力によって発生した乱流による流速への影響や噴流とプルームの類似性と相違性が明らかにされている．さらに，浮力の影響が相対的に大きい低フルード数の浮力噴流に対し，PIV 粒子画像流速計測法 (Particle Image Velocimetry)，2色 LIF レーザ誘起蛍光法 (Laser Induced Fluorescence) を組み合わせることで速度・温度の同時計測が可能となった．一つは Ar-ion レーザーと1台のカラー3-CCD カメラの RGB を利用した手法である．短い時間間隔で2枚の画像

を取得し、画像の Red/Green と温度の検定曲線から温度場を、2枚の Blue の値から速度場を計測できる(Funatani et al. 2004)特徴がある。もう一つはダブルパルス Nd:YAG レーザーと2台のモノクロ CCD カメラを用いた手法である(Watanabe et al. 2005)。この2つ手法を利用した研究により、乱流熱輸送現象において重要な役割を果たす乱流熱流束がノズル近傍の領域で増大していることが報告されており、これは浮力噴流内に交換流が発生したためと考えられている。

密度の異なる流体が同一空間内にあるとき、自然対流の影響によって流体界面に相互作用が発生し、流体間の混合が生じる。これによって発生する流れを交換流という。密度の異なる流体で満たした容器を水平あるいは垂直の壁で仕切ったときに発生する自然対流については、実験によるその流動の観察結果から、交換流の発生条件について考察されている(Brown 1962)。垂直管における交換流においては、実験から交換流量は管の長さとの比の影響を受けることが明らかになり、交換流のフルード数によって分類がなされた(Epstein 1988,1989)。さらに、垂直・水平管から噴出する浮力による交換流を対象とし、流れの不規則な変動の原因について流れの可視化実験が行われている。不安定な密度勾配が存在すると、層流においても空間的・時間的に非常に不規則な流れ構造が発生することが示されている。

交換流の発生は、原子炉の事故における減圧において重要な課題となるため、過去より多くの研究がなされてきた。原子炉容器内部の気体と外気の密度勾配から生じる交換流の発生条件については塩水と水を用いた模型実験が行われている。この研究では垂直管と水平管の場合について、ページ条件すなわち交換流の無くなる条件を評価している(Mercer, Thompson 1975)。その後、原子炉の冷却気体を対象とし、配管破断事故の際に壊れたパイプからの交換流の排出について実験と数値解析から明らかにした(Fumizawa 1995)。また、原子炉容器と高圧容器における水素爆発事故の原因のひとつに、水素と空気の密度勾配から生じる交換流が密接に関わっていることが明らかにされている(Rigas, Sklavounos 2005)。建築物への応用例としては、窓で通じている二つの部屋を想定し、それぞれの部屋からの通気を想定し、塩水を用いた実験を行い、二

つの部屋の構造を変化させることで時間に依存する交換流が発生することが明らかになっている(LIN, LINDEN 2002). また, 建築火災が発生した際に, 窓の内外における空気の密度勾配が生じて, 交換流が発生することも考察している(Prahl, Emmons 1975).

管の両側に配置した密度の異なる流体が存在すると, 浮力による混合が生じる. 管の傾斜角の影響について着目し, 密度勾配と粘度によって実験結果を整理した研究が行われている. 密度差が大きく, 傾きが少ないとき流体は混合し易く, 傾斜角が大きく密度差が少ないときは交換流が発生しないことが明らかにされている(Séon et al. 2004). また, 上下に区切られた領域においてそれぞれに異なる密度の流体を満たしたとき, 仕切り中央に設けた流路の長さとの幅の比が交換流に及ぼす影響についても考察されている. 流路の長さとの幅の比が 0.5, 1.0, 2.0 の場合についてのシミュレーションが行われて, 0.5 のときにもっとも激しく交換流が発生していることが明らかにされた(Sleiti 2008). 上下に配置された二つの領域を満たした蒸留水と食塩水があり, 2つの領域につながる管を流れが行き来するとき, 管の両端の出口から離れた領域に完全に発達した乱流領域が存在することが実験的に明らかにされている(Cholemani, Arakeri 2005).

近年では, スキャニング LIF・PIV を用いて浮力噴流のノズル近傍の3次元計測が行われている. 低密度流体が高密度流体で満たされた静止流体中に, 重力方向に設置した直管を通り, 重力とは逆向きに噴出させ, 管出口付近で浮力によって不安定な密度勾配が生じることが明らかにされている(Syuto et al. 2010). この周囲の高密度流体から低密度流体のある管内への流入を特異流入現象といい, 密度勾配の発生がこの現象の原因である. このような交換流の発生を伴う浮力噴流を低フルード数浮力噴流という. また, 温度差により発生させた低フルード数浮力噴流に対し, スキャニング LIF を用いて層流領域における流入条件を明らかにしている(Maeda et al. 2012).

以上のように, これまでに多くの研究者によって浮力噴流の研究が行われているが, この種の流れでは, 浮力に起因する不安定現象の発生を伴う場合には, 交換流の発生によって層流から乱流への遷移を伴う複雑



流れを呈するため、管内における温度場と速度場は非定常に変化するため、これらの計測技術上の困難さがあり、浮力噴流の特性や組織構造については十分に解明されていない。



Fig.1-1 Buoyant jet (chimney smoke)

## 1.2. 本論文の構成

本論文の目的は、二つの流体の密度差により発生する浮力噴流において、交換流の発生条件を表すレイノルズ数とフルード数の関係を明らかにし、さらに、その交換流の流れ構造を PIV・LIF・POD 固有直交分解 (Proper. Orthogonal Decomposition) を用いて考察する。

第1章は緒言であり、浮力噴流に関する過去の研究と交換流についての纏めであり、また、本研究の位置づけと目的を記述した。第2章は、円管において水と食塩水による濃度差を用いて発生させた浮力噴流の特異流入現象を対象とした研究結果を説明している (Maeda et al. 2016)。第3章は、正方形管における特異流入現象を対象とした研究結果を報告す

る(Maeda et al. 2017). 第4章では結論である. また, 付録では, 水の温度をさせて密度差を生じさせて, これ正方形管から浮力噴流を発生させたときの管路端周囲にある流体の特異流入現象に関する研究を報告している(Maeda et al. 2012).

**Captions of figures and Table**

Fig.1-1 Buoyant jet (chimney smoke).

第2章 不安定密度勾配下における浮力噴流の  
交換流の発生条件

## 2.1. 緒言

水平面に垂直に重力とは逆向きに噴出される浮力噴流は、熱流体工学において産業応用性に富んだ基本的な熱流動現象の一つで、これまでに長年研究されてきた(List 1982, Rodi, Adrian et al. 1986, Ichimiya, Saiki 2005). 浮力噴流は管近傍において不安定な密度勾配の影響を受け、複雑な流れ構造となる.

交換流の発生条件とその交換流の無くなる排出条件は例えば原子炉内の高温ガスと外気とで生じる浮力が交換流の大きな要因となるため原子炉における減圧事故を防止できる設計などへの応用が考えられ、熱流体を扱う分野において重要な役割を果たしている(Leach, Thompson 1975). これまでの実験で交換流の管内への侵入距離はフルード数の減少に伴い増加し、臨界フルード数はレイノルズ数  $Re=10^4$  まではレイノルズ数とともに増加し、それ以降はほとんど影響を受けないことが明らかにされている(Mercer, Thompson 1975). また、これまでに行われてきたほとんどの研究では管からの噴出のない、浮力の影響のみによる交換流を対象として行われているが、上記のような原子炉設計等への応用には、噴流を生じる際に起こる交換流について考察することが必要不可欠である.

管長さ、管直径、などを変化させた複数の組み合わせにおける条件での交換流の流量について考察し、管内への流れのパターンは分類化されている(Brown 1962, Prah, Emmons 1975, Epstein et al. 1988, 1989, Fumizawa 1995). また、浮力噴流における管内への流入を管外へ排出する条件についても考察されている(Cooper 1995). 垂直管における交換流の構造については、不安定な密度勾配によって管内への強い乱流の存在していることが流れの可視化を用いることで明らかになった(Cholemani, Arakeri 2005). 一方、層流領域において、正方形管からの浮力噴流中に発生する管内への流入現象の発生は実験によって明らかにされ、強い乱れを伴う流れの発生が観察されている(Syuto et al. 2010). 正方形管における浮力噴流中の流入現象の発生条件はレイノルズ数  $Re=2,900$  までの層流領域において明らかになっている(Maeda et al. 2012, Watanabe et al. 2015)が、円管における流入現象の管内からの排出条件については未だに検討されていない.

本章の目的は、層流領域から  $Re=7,000$  までの不安定な密度勾配の影響による交換流の発生条件と排出条件を実験的に明らかにすることである.

## 2.2. 実験装置及び方法

Fig.2-1 は垂直に設置された円管からの浮力噴流実験装置である。低密度流体の水を円管から重力に逆らって周囲の高密度の静止流体（塩水）中に噴出させる。あらかじめ下部のタンクに用意した大容量の水を、ポンプによってチャンバー、円管へと送る。作動流体は管から噴出し、塩水で満たされた上部タンクへ流れ込む。Fig.2-2 は実験に用いた円管の詳細図である。円管は内径 40mm, 肉厚 2mm, 管長さは 800mm とした。また、交換流の発生に関して管長さの影響について考察するため、管長さ 40mm の短い円管での比較実験も行う。これらの装置は可視化を行うため透明な素材で構成した。供試水槽の大きさは 400mm×400mm で高さは 760mm である。実験中は圧力ヘッドを一定に保つため、作動流体はタンクの上部に取り付けた穴から排出する。塩水の濃度はバルク濃度では塩が含んでいる水分量に差異がある場合誤差が発生するため、塩分濃度計を用いて測定する。また、管を通る平均流速はデジタル流量計を用いて測定、算出する。本研究では流体の温度を 293K に保ち、塩分濃度を 0~4% まで変化させ、それぞれの条件で噴流を発生させる。管出口における特異流入現象の発生条件と排出条件を明らかにするため、LIF システムによる濃度場計測を行った。Fig.2-3 に LIF による可視化画像を示す。実験装置の下部槽内にのみ蛍光染料のローダミン 6G を基準濃度  $C_0 = 0.078\text{ppm}$  の濃度で添加し、8W の連続光 Nd:YAG レーザーから放出される厚さ 1mm のレーザーシートを、管出口を通る作動流体に照射する。Fig.2-4, 2-5 はそれぞれ Nd:YAG レーザー光の波長とローダミン 6G の蛍光波長の分光器による測定値である。このように、蛍光染料を有する流体はレーザー光とは異なる波長で光を発し、周囲の染料の無い流体と混合すると蛍光強度は低くなる。これを利用し、流体の濃度場計測が可能となる。下部タンクから供試水槽内へ浮力噴流を発生させているため、平面光源を用いることで円管断面の濃度場の可視化を行うことが出来る。

撮影は解像度 1,280×1,024, 深度 8bit の高速度 CMOS カメラを用いる。水平に照射された断面を撮影するため、カメラはレーザーシート面よりも高い位置に配置させたいが、真上からでは噴流による水面の揺ら

ぎなどの影響を受ける。このため、カメラはライトシート面から  $45^\circ$  の射角で設置した。このとき、水と水槽の亚克力樹脂材の界面にける屈折を最小限に抑えるため、水槽の片側側面に Fig.2-1 に示すようにウォータージャケット設ける。斜め上から撮影された画像は画像処理によって正面図へ変形させる。可視化画像取得のためのカメラには、波長  $\lambda = 540[\text{nm}]$ 以上の波長を透過するロングパスフィルタを取り付けている。これはノズルを含む領域を撮影する際、ノズルからのレーザー反射光が映り込んでしまうことを防ぎ、ローダミン 6G の蛍光波長(ピーク波長  $570\text{nm}$ )のみを可視化するためである。濃度計測では実験後取得した一様濃度画像で現象画像を正規化処理することにより、レーザー強度むらにより発生する輝度のむらを除去している。さらに事前に別水槽で濃度検定実験を行い、その検定結果から濃度と輝度比が比例関係にあることがわかる。この結果から、輝度比を濃度に変換した。

管出口付近の速度場の測定には PIV を用いる。PIV では、まず対象の流れの中に微小なトレーサ粒子を混入し、レーザーなどの光源をシート状に照射させる。トレーサ粒子はレーザー光を反射するためカメラ等で対象領域を撮影すると粒子の画像を取得することができる。作動流体の動きに追従するトレーサ粒子を用いているため、トレーサ粒子の動きから水の動きを間接的に見ることが出来る。本章の PIV では主流方向速度を測定するため、レーザーは垂直にシート状にし、管出口に照射する。カメラはノズル出口と同じ高さに置き、レーザーシートに垂直に向けて撮影する。Fig.2-6(a),(b)に撮影した粒子画像を示す。(b)は(a)の撮影時から微小時間後 ( $\Delta t = 0.05\text{ms}$ ) に同一範囲を撮影したものである。この微小な 2 時刻の瞬時粒子画像に対して、トレーサ粒子が移動する距離を直接相互相関法で求め、流速を計算したものが Fig.2-7 である。このように、PIV では非接触によるレーザーシート照射面内の速度場計測を行うことが出来る。流れを可視化するため、粒子径  $40\ \mu\text{m}$  のナイロントレーサ(比重 1.02)を用いた。一定間隔で二つの連続した画像を取得するためにカメラはパルスコントローラーと同期させた。PIV 解析にはサブピクセル法と直接相互相関法を用いる。検査領域のサイズは  $31 \times 31$  ピクセルで、50%オーバーラップで解析する。PIV によって得られた瞬時速度場から、平均速度と速度変動の統計特性を明らかにする。瞬時速度場

は、層流では 0.5 秒ごとに 2,000 秒間 (4,000 枚) , 乱流では 0.05 秒ごとに 100 秒間 (2,000 枚) 取得した。解析の際の 2 つの瞬時ににおけるトレーサ粒子の移動量は約 5 ピクセルとした。そのため速度測定の不確かさは平均流速の 3 % 以下であると推測される。また、エラー速度ベクトルは全体の 1 % 以下である。

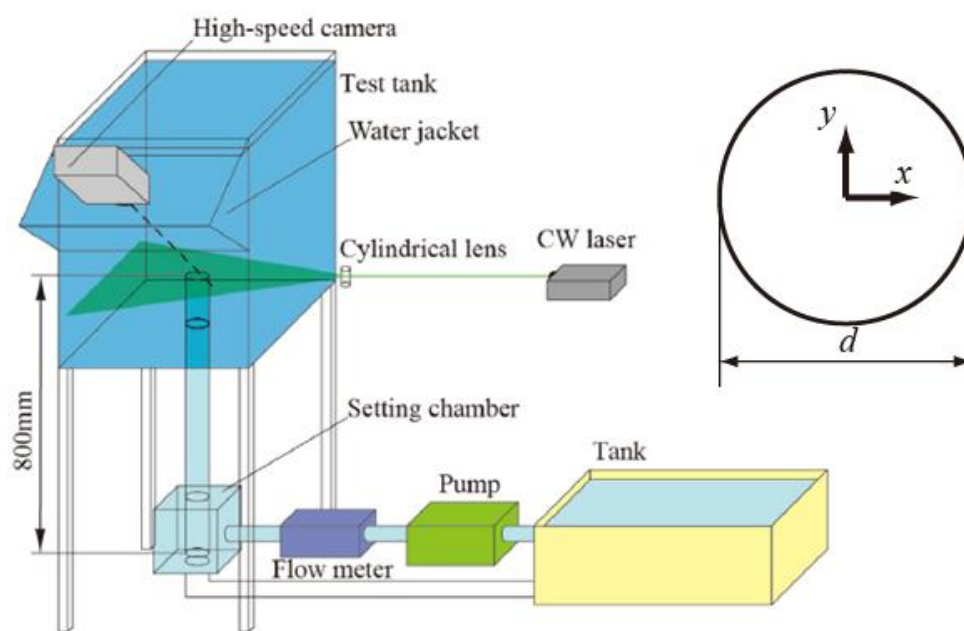


Fig.2-1 Experimental apparatus and flow visualization system.



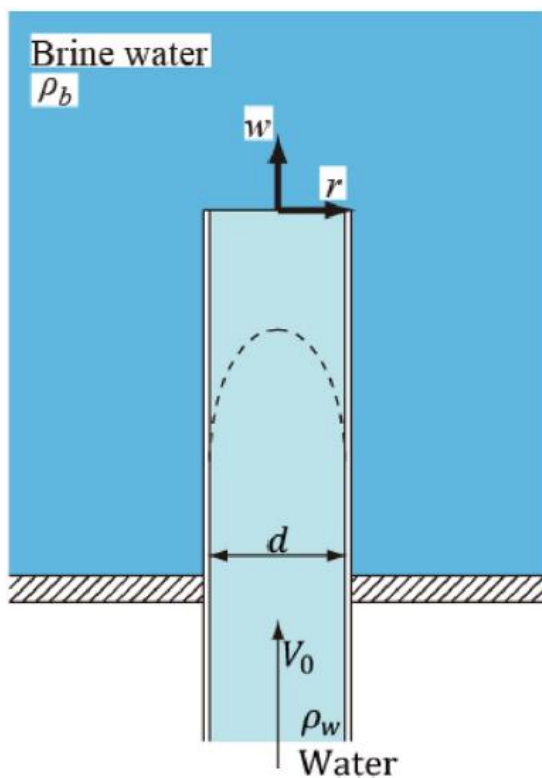


Fig.2-2 Details of test pipe.

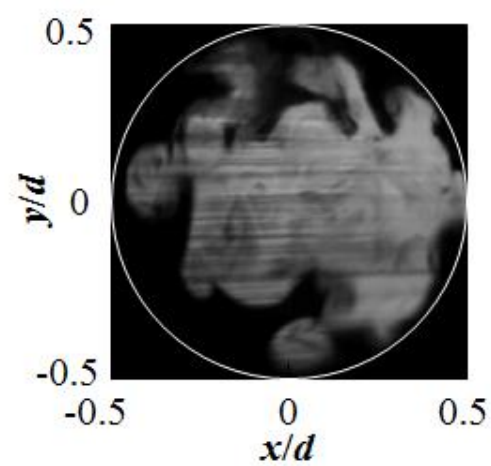


Fig.2-3 Visualization image by LIF

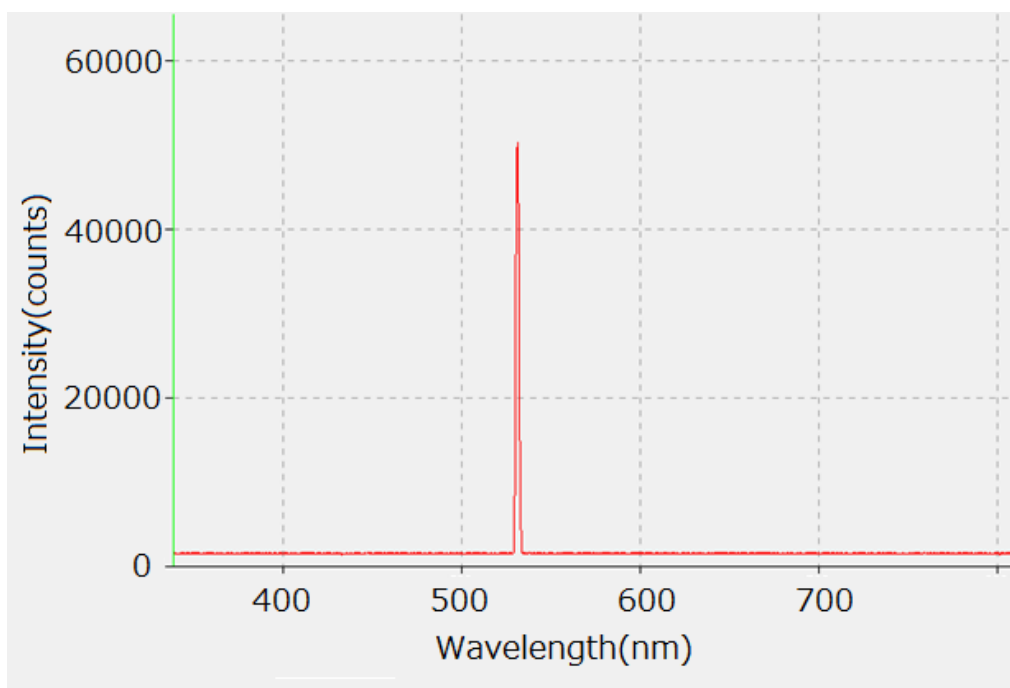


Fig.2-4 Nd-YAG laser wavelength

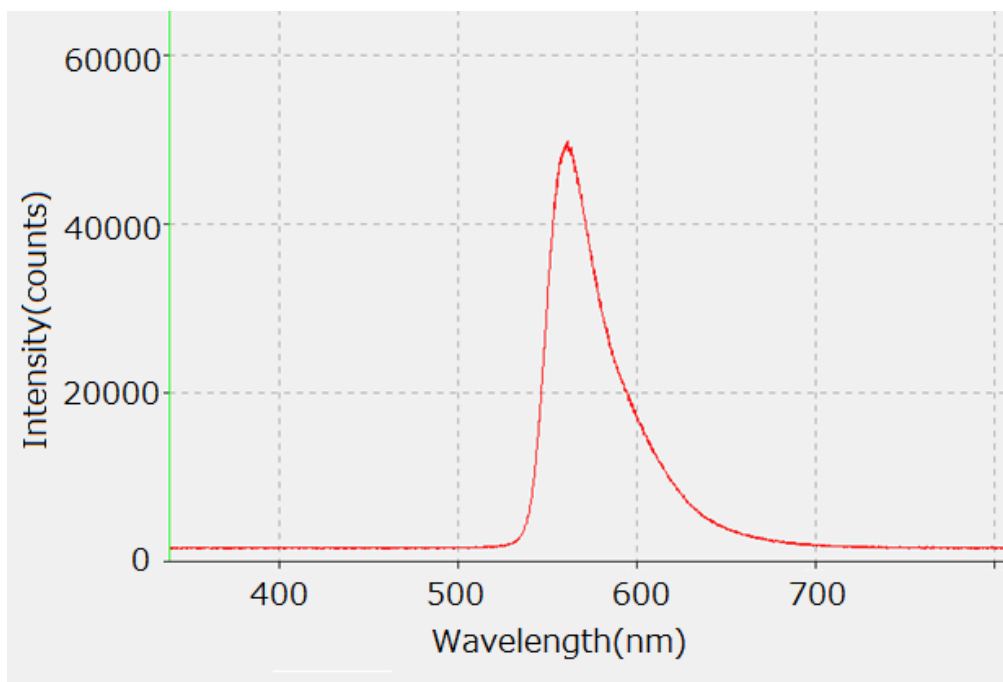
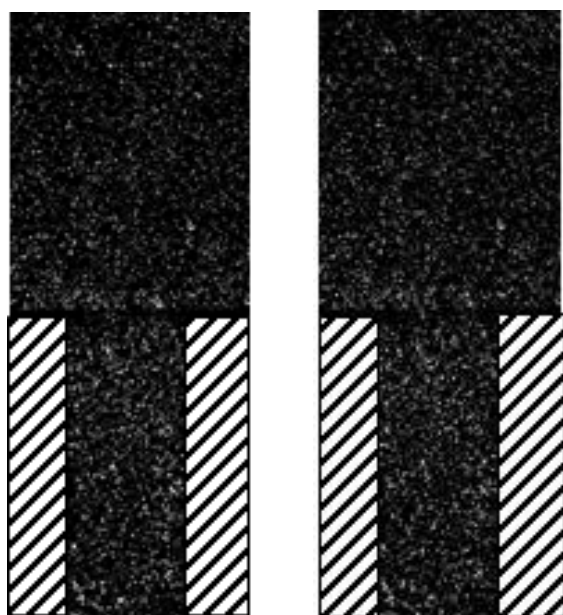


Fig.2-5 Fluorescence wavelength of Rhodamine6G



(a) (b)  
Fig.2-6 Tracer images

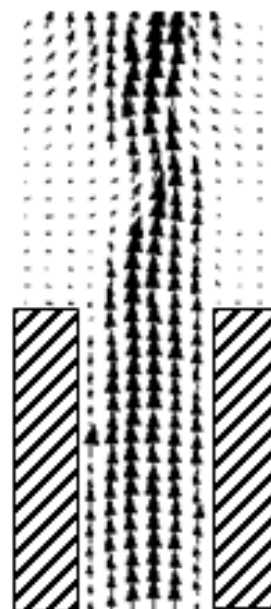


Fig.2-7 Velocity vector by PIV

## 2.3. 実験結果及び考察

### 2.3.1. 交換流の観察

Fig.2-8 に管長さ  $L=800\text{mm}$  のとき、LIF による可視化で観察された層流と乱流領域の浮力噴流における周囲流体から管内への流入現象の発生条件と、二つの異なる塩分濃度 0.08%, 3.7% において、流量を変化させたときのフルード数とレイノルズ数の変化の様子を示す。一定塩分濃度において流量を変化させたとき、フルード数とレイノルズ数の関係は直線的に変化する。周囲流体から管内への流入現象は層流、乱流に関わらず高流量では発生しない。流量を徐々に減少させると、フルード数とレイノルズ数が減少し、流入条件の境界線を逸脱すると流入現象が発生する。流入現象の発生条件は、これを複数の塩分濃度で繰り返し行うことで得た。塩分濃度 0.08%, 3.7% において、それぞれの濃度条件に対応する可視化画像を Fig.2-9(a)-(h) と Fig.2-10(a)-(d) に示す。これによって得られたそれぞれのフルード数とレイノルズ数の条件における交換流の発生の有無を図中にプロットした。

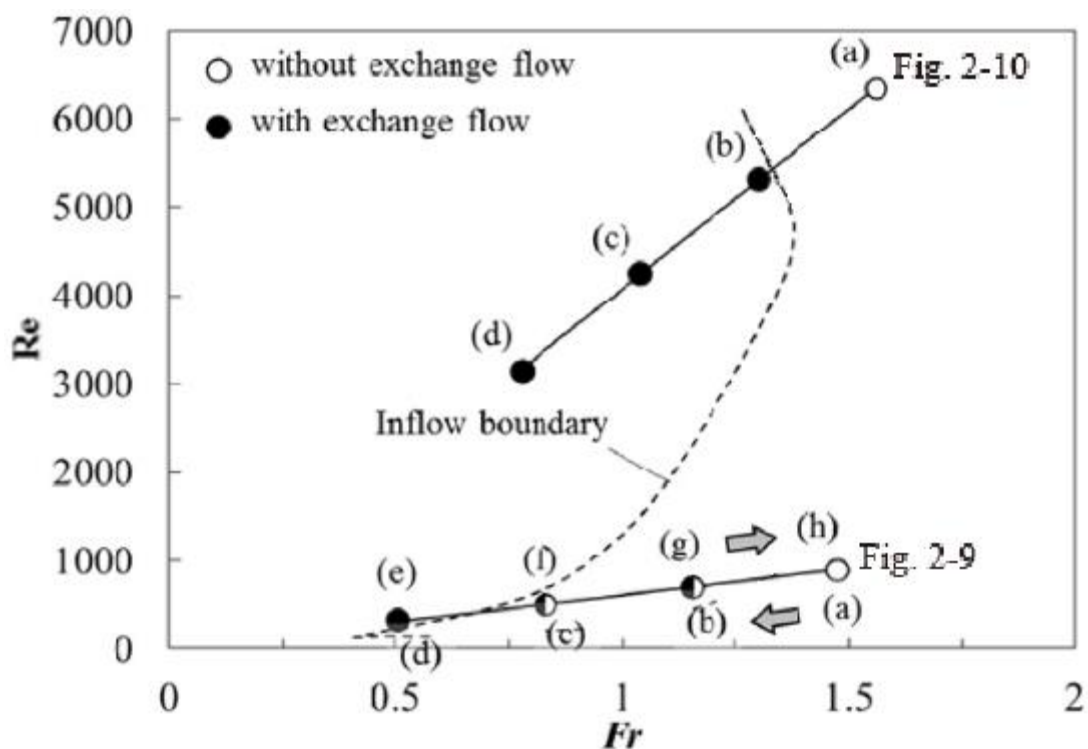


Fig.2-8 Occurrence of exchange flow in buoyancy driven forced pipe flow.

### 2.3.2. 交換流の流入と排出の発生

Fig.2-9(a)-(h)に塩分濃度 0.08%の層流浮力噴流の管出口断面において LIF による得られた可視化画像の例を示す。画像(a)は  $Fr=1.47(Re=900)$  の交換流のない可視化画像である。管出口断面における均一輝度画像であり、交換流が存在しない LIF 画像である。同様に画像(b),(c)はそれぞれ  $Fr=1.15(Re=700)$ と  $Fr=0.83(Re=510)$ における低フルード数での撮影画像である。さらにフルード数の小さい画像(d) $Fr=0.51(Re=310)$ では、管内流の出口断面における一様輝度画像に暗い領域を形成している、これは周囲の塩水が円管の出口面を通り管内への侵入を示唆している。よって交換流は円管の壁面付近で発生していることがわかる。流入の有無の確認は、直前の実験条件の影響を受けないようにするため、流量を変化させてから2分以上経過した後観測を行っている。

一方、フルード数が増加する場合の交換流は異なる経路を通過して発生する。(e) $Fr=0.51$  から(f) $Fr=0.83$  まで少しずつ流量を増やし、フルード数を増加させると、フルード数を減少させていったときと同フルード数である(c)で発生しなかった交換流は、流入の大きさは小さくなるものの、管の出口で近発生し続ける。これは層流領域において排出条件と流入条件が一致せず、交換流の流入条件と排出条件にヒステリシスループが存在することを示唆している。(g) $Fr=1.15$  へフルード数が増加しても暗い領域は同様に存在し、管断面をランダムに行き来する。また、フルード数の増加に伴い、不安定密度勾配における浮力の影響を弱めているため、交換流の領域は小さくなる。更にフルード数を増加させると、(h) $Fr=1.47$  に示すように管出口断面における可視化画像は再び一様輝度を示し、流入は管外へ一掃される。これらの結果から、流入境界は管出口断面を通過して、周囲の塩水が管内へ流入し始めたとき、排出境界は管出口断面を通過して、一度発生した周囲からの流入が管外へすべて排出される時の条件と定義する。交換流におけるこれら二つの境界を Fig.2-9 に示す。また、この境界については再現性を確認している。流入条件と排出条件のヒステリシスの発生は、管出口における異なった流れの初期条件に起因している。流れの初期条件は、流量を増加させる場合は流入を伴い、流量を減少させる場合、流入は伴わない。

Fig.2-10(a)-(d)に乱流領域における円管の出口断面の交換流の可視化画像を示す。(a) $Fr=1.56(Re=6,360)$ では流入は発生していない。

(b) $Fr=1.30(Re=5,360)$ へのフルード数の減少に伴い、層流の Fig.2-9 と同様に円管端付近で流入が発生するが、流入は管壁付近の小さい領域でのみ発生している。(c) $Fr=1.04(Re=4,240)$ へ更にフルード数を減少させると、いくつかの流入が管壁周囲に表れる。そして(d) $Fr=0.78(Re=3,180)$ へのフルード数を減少させると流入領域の数は増加する。これは浮力が増加するためである。

乱流領域における流入条件と排出条件はフルード数を増加，減少させた場合に関わらず，二つの条件の差は小さくなる。これにより，層流における交換流の流入と排出の発生条件のヒステリシスは乱流領域では少なくなる。これは交換流の発生に関して乱流の影響を受けているためだと考えられる。

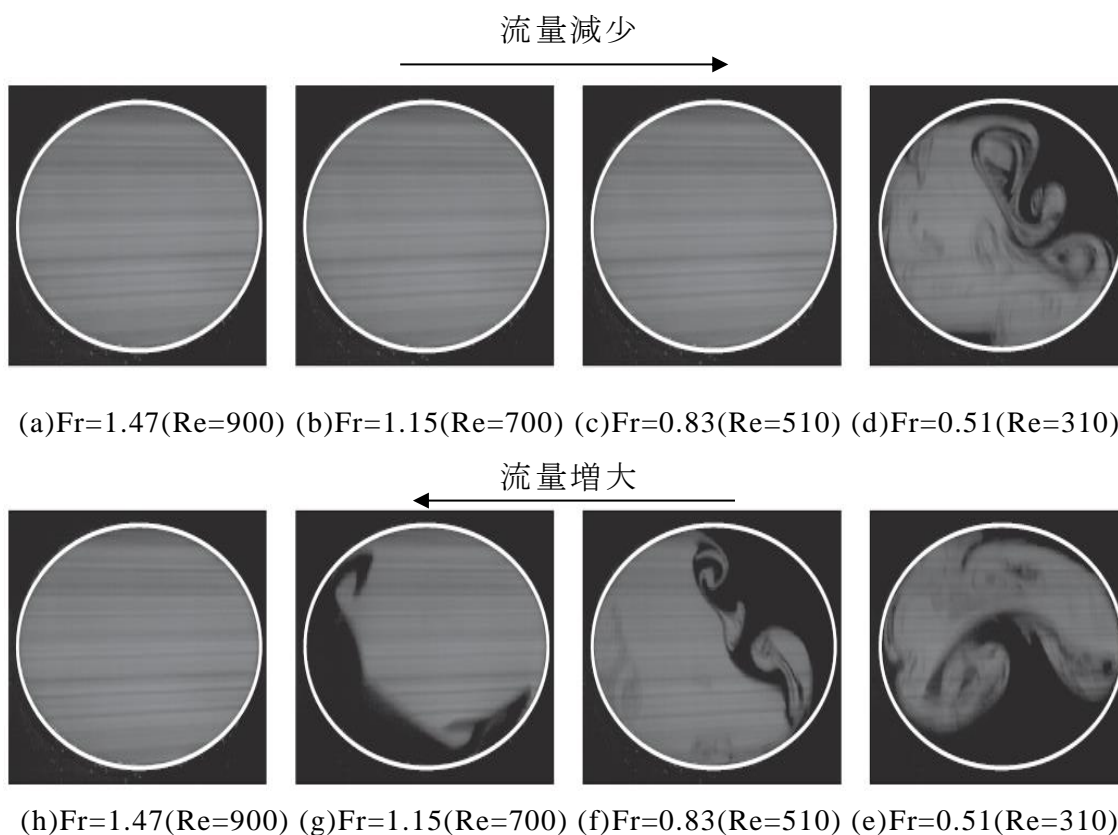
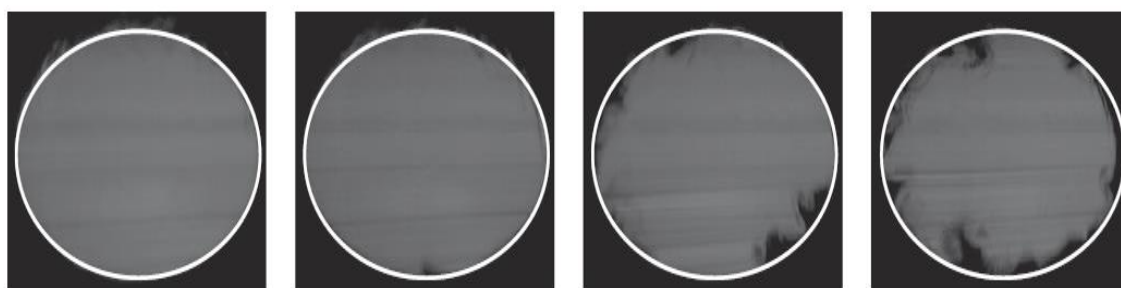


Fig.2-9 LIF visualization of exchange flow in laminar regime ( $C=0.08\%$ )  
 ((a)-(d):decreasing phase of flow rate, (e)-(h):increasing phase of flow rate)



(a)Fr=1.56(Re=6,360) (b)1.30(5,360) (c)1.04(4,240) (d)0.78(3,180)

Fig.2-10 LIF visualization of exchange flow in turbulent regime (C=3.7%)

### 2.3.3. 流入条件と流出条件

Fig.2-11 に管長さ 800mm の円管において，噴流の流量と塩分濃度を变化させることで，フルード数とレイノルズ数を種々に变化させた実験から得られた，交換流の流入と排出条件を示す．レイノルズ数  $Re=2,000$  以下の層流領域において，流入条件と排出条件はどちらもレイノルズ数の増加に伴い臨界フルード数が増加するが，それらはヒステリシスによって条件は大きく異なる．流入境界は正方形管浮力噴流において過去に行われた実験結果と定性的に一致している．一方，レイノルズ数  $Re=4,000$  以上の高レイノルズ数の乱流領域では流入条件と排出条件の差は小さくなり，また，レイノルズ数の依存性は小さくなる．これは，層流領域のヒステリシスの存在と，乱流領域でのヒステリシス領域の減少を示唆している．

交換流の発生に関して管長さの影響を考察するため，交換流の流入条件と排出条件は長さ 40mm の短い管でも測定を行い，比較した．Fig.2-12 に示すような管出口における平らな速度分布の影響を受け，流入条件と排出条件は低フルード数領域へとシフトすることがはっきりとわかる．しかし，それぞれの条件の主な特徴は 800mm の長い管の場合と同様に観察される．これらの結果から，交換流における流入条件と排出条件の主な特徴は，主流の層流や乱流のような流れの状態によって決められることがわかる．

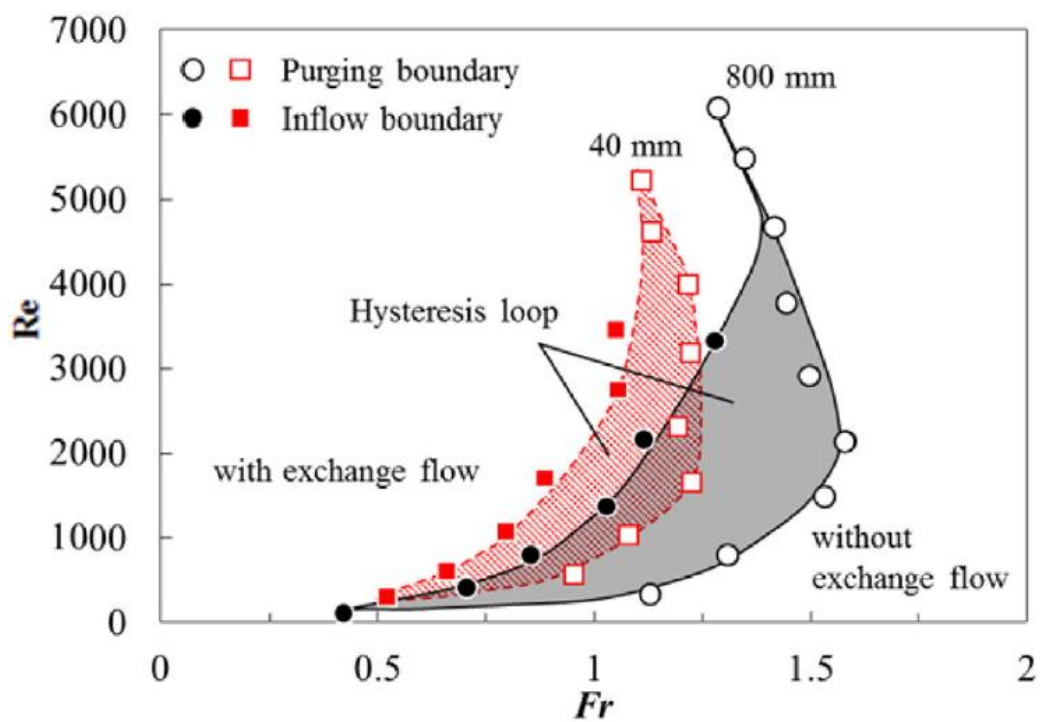


Fig.2-11 Inflow and purging conditions of exchange flow in buoyancy driven forced pipe flow.

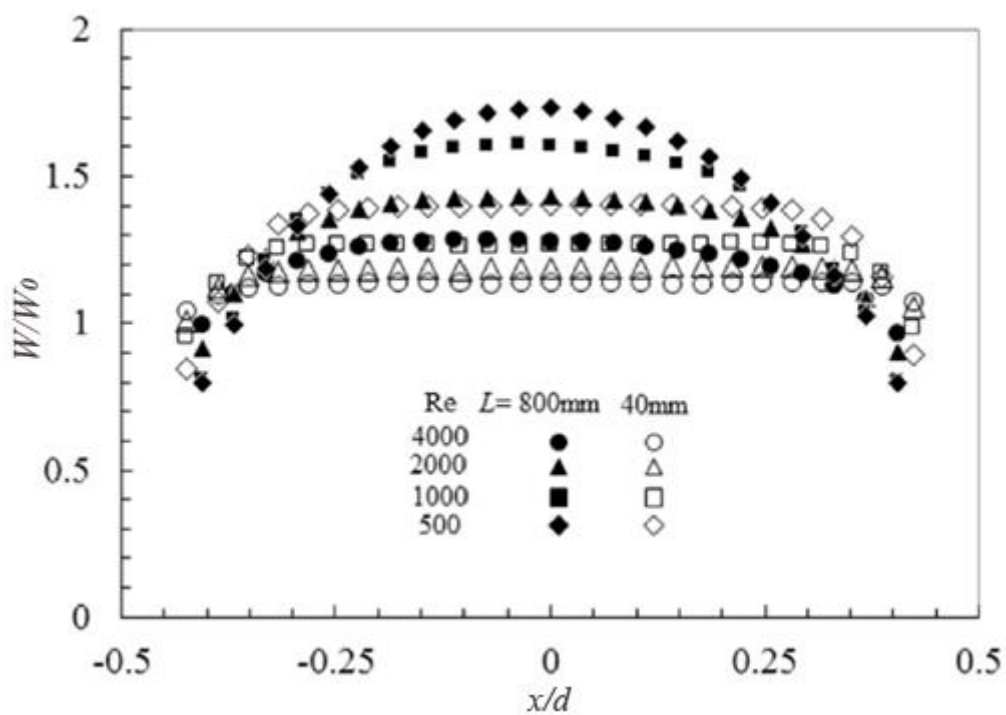


Fig.2-12 Exit velocity profiles of pipe flow with length 800 mm and 40 mm.



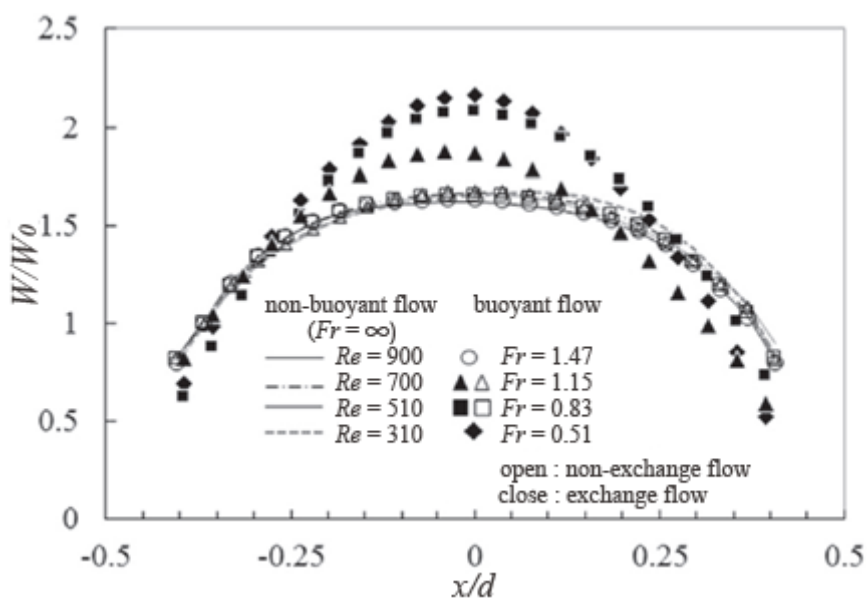
### 2.3.4. 層流領域における平均速度分布と速度変動

Fig.2-13(a),(b)に層流領域における管出口浮力噴流の平均速度分布と速度変動分布を示す。実験条件は Fig.2-9 の層流状態の画像と同様とした。比較のため、同一レイノルズ数における浮力無しの測定結果も同様に Fig.2-13 中に示す。(a)の平均速度分布からフルード数の変化に伴い平均速度の大きさが変化することがわかる。この結果から、交換流を伴う  $Fr=1.15, 0.83, 0.51$  の結果を見ると、平均速度分布は管中央付近に高いピークを持つため、交換流の影響を受けて激しくゆがめられることがわかる。また、浮力無し流れにおける平均速度分布はレイノルズ数の影響によって管中央において低いピークを持つことがわかる。一方、交換流の無い条件 ( $Fr = 1.15, 0.83$ ) における平均速度分布は、浮力無しの場合に非常に近い値を示している。これにより、交換流 ( $Fr = 1.15, 0.83, 0.51$ ) を伴う平均速度分布は管中央で発達し、交換流は頻繁に管壁の片側に偏り、また、交換流を伴わない場合は浮力無しの平均速度分布と一致し、たとえ浮力流れであっても軸対称を描くことがわかる。したがって、 $Fr=1.15$  と  $0.83$  のヒステリシスループにおいて平均速度分布は二つの異なった特徴を示し、これは Fig.2-9 での観察結果と一致する。

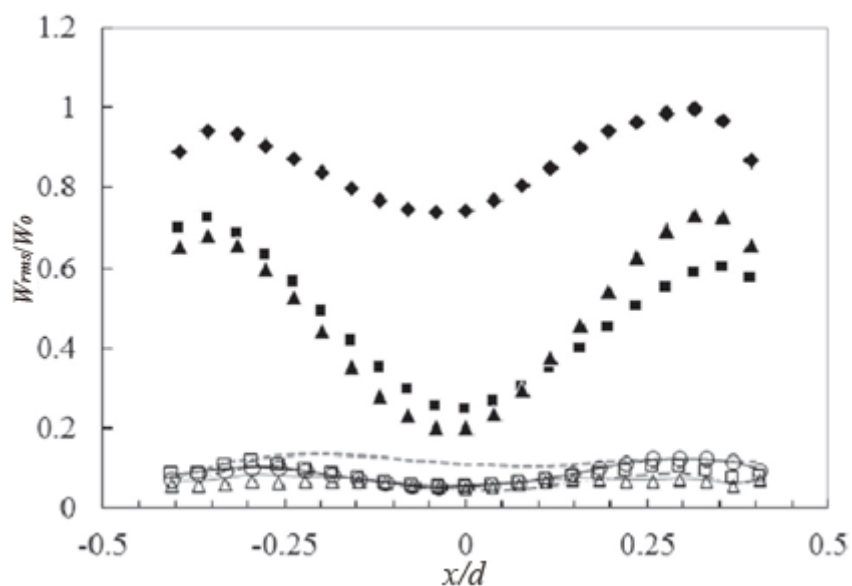
33 分間という長時間の PIV 測定による平均にもかかわらず、 $Fr=1.15$  の平均速度が非対称な分布を示しているが、これはヒステリシスの流入境界付近の交換流の性質へ徐々に変化していることを示唆している。層流領域 (Fig.2-13(a)) における速度平均分布は交換流の影響を受け、明らかに拡大している。高フルード数 ( $Fr=1.47$ ) の速度変動は層流のため、管においては小さい値となる。そしてこれは同一レイノルズ数における浮力無しの結果と一致する。これらはフルード数を増加させた場合の  $Fr=1.15, 0.83$  における交換流を伴わない浮力噴流でも同様である。一方、低フルード数の  $Fr=0.51$  において交換流が発生するとき、速度変動は増加する。また、 $Fr=0.51, 0.83, 1.15$  の交換流の結果で見られるように、フルード数の増加に伴い、変動の大きさは徐々に減少する。そして周囲流体から管内への流入は管内の流れの混合を促進させるが、この影響はフルード数の増加に伴い弱くなる。非対称速度変動は流入境界付近の  $Fr=1.15$  における分布にはっきりとみられるが、Fig.2-13 の平均速度分布で見ら



れるように、交換流の性質が徐々に変化していくことがわかる。層流領域における浮力噴流の速度変動は交換流の影響により拡大し、壁面付近の平均速度は減少する。



(a) mean velocity

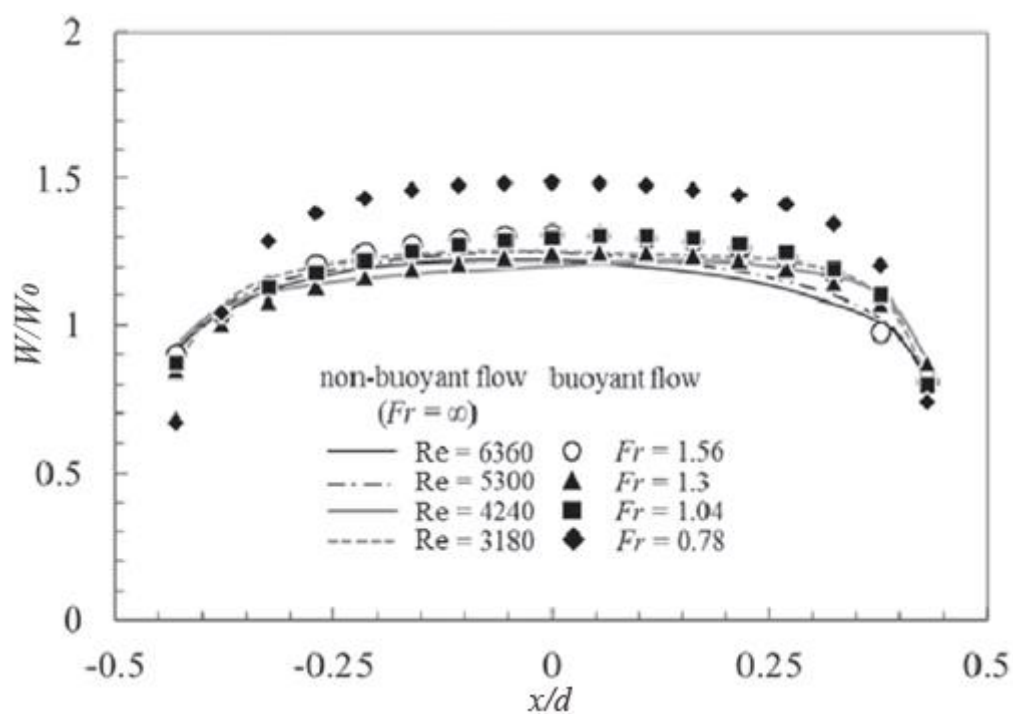


(b) fluctuating velocity

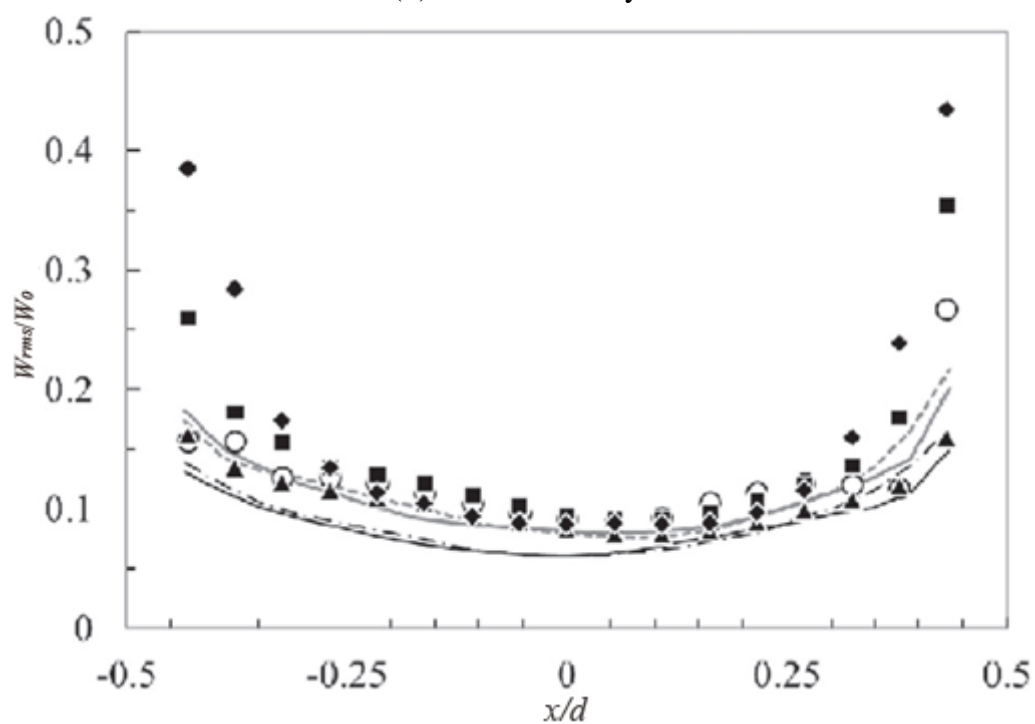
Fig.2-13 Mean and fluctuating velocity distributions in laminar regime( $L=800\text{mm}$ ).

### 2.3.5. 乱流領域における平均速度分布と速度変動分布

Fig.2-14(a),(b)に乱流浮力噴流の管出口における平均速度分布と速度変動分布を示す。測定は Fig.2-10 に示した乱流領域の(a)~(d)の条件で行った。そしてそれらの結果を Fig.2-14 の線で示す浮力無し流れの結果と比較する。浮力流の平均速度分布(a)は殆どの結果がレイノルズ数に関わらず乱流流れの特徴がみられ、Fig.2-10 の可視化画像で明らかに交換流の発生している最も低いフルード数 ( $Fr=0.78$ ) でのみ平均速度が増加している。また、高フルード数における浮力流の平均速度は浮力の無い流れの速度とほぼ一致している。乱流領域における平均速度分布に関して交換流の影響は小さいと考えられる。一方、浮力流の速度変動(b)は壁面付近を除いて浮力無し流れとほとんど一致し、乱流領域における速度変動に関して交換流の影響が小さいことがわかる。しかし、速度変動の増大は低フルード数において壁面付近で観察された。乱流領域における交換流では、流入領域が小さいため、管壁付近の流れの混合と密接に関連している。以上のように来流領域の交換流は、層流領域と比べ、壁面付近で見られ、流入と排出は高速入れ替わる。



(a) mean velocity



(b) fluctuating velocity

Fig.2-14 Mean and fluctuating velocity distributions in turbulent regime( $L=800$ ).

#### 2.4. 結言

浮力噴流における交換流の発生について LIF による可視化と PIV 測定によって実験的に考察した。交換流の流入と排出の始まる臨界条件はフルード数とレイノルズ数を種々に変化させて LIF による可視化を行い、決定した。交換流の流入条件と排出条件は層流領域では一致せず、交換流の発生に関してヒステリシスが存在している。層流領域ではレイノルズ数の増加に伴い、臨界フルード数も増加するが、乱流領域では流入条件と排出条件は非常に接近し、レイノルズ数の影響を受けなくなる。これは乱流交換流の発生に関して乱流流れの影響を受けると考えられる。交換流の影響について平均速度分布と速度変動分布から考察した結果、層流領域では、交換流の発生によって流れの混合が起こり、壁面付近の平均速度が減少するため速度変動は大きく増加することがわかった。また、乱流の交換流において、壁面付近では小さい領域の交換流の発生が頻繁なため壁面付近の速度変動は大きくなる。

**Captions of figures and Table**

Fig.2-1 Experimental apparatus and flow visualization system.

Fig.2-2 Details of test pipe.

Fig.2-3 Visualization image by LIF

Fig.2-4 Nd-YAG laser wavelength

Fig.2-5 Fluorescence wavelength of Rhodamine6G

Fig.2-6 Tracer images

Fig.2-7 Velocity vector by PIV

Fig.2-8 Occurrence of exchange flow in buoyancy driven forced pipe flow.

Fig.2-9 LIF visualization of exchange flow in laminar regime ( $C=0.08\%$ ) ((a)-(d):decreasing phase of flow rate, (e)-(h):increasing phase of flow rate)

Fig.2-10 LIF visualization of exchange flow in turbulent regime ( $C=3.7\%$ )

Fig.2-11 Inflow and purging conditions of exchange flow in buoyancy driven forced pipe flow.

Fig.2-12 Exit velocity profiles of pipe flow with length 800 mm and 40 mm.

Fig.2-13 Mean and fluctuating velocity distributions in laminar regime.

Fig.2-14 Mean and fluctuating velocity distributions in turbulent regime.

第3章 不安定密度勾配下における円管ならびに  
正方形管の交換流発生条件と構造特性

### 3.1. 緒言

前章では、不安定な密度勾配から生じる浮力噴流において、交換流が発生することから、周囲の高密度流体から低密度流体への逆流、すなわち、ノズル内部への流入現象を観測することが出来た。また、このような逆流現象を防ぐ流れを排出流れと呼ぶ。これまでに原子炉容器と外気による密度勾配から生じる減圧事故を避けるため、不安定な密度勾配から生じる浮力による交換流に関する実験研究が行われてきた(Mercer, Thompson 1975, Leach, Thompson 1975)。それらの実験では高密度流体の塩水と低密度流体の水を用いて不安定な密度勾配を再現し、重力方向に対し、垂直・水平に設置された管を用いて行われ、流入を避けるために流量から交換流の排出条件を評価している。この現象に関するパラメータとして慣性力と浮力の比であるフルード数 ( $Fr = W_0 / \sqrt{dg(\rho_b - \rho_w)/\rho_w}$ ) とレイノルズ数 ( $Re = W_0 d / \nu$ ) がある。配管断裂事故において壊れた管による交換流の排出流量は実験、シミュレーションにより考察された。ここで、原子炉容器と高压容器で発生しうる水素爆発事故では水素と空気の密度勾配から生じる交換流が事故の要因であると考えられる(Fumizawa et al. 1995, Tanaka et al. 2002)。交換流の建築物への応用例としては、窓からの空気の換気があげられる(Rigas, Sklavounos 2005)。また、空気の高密度勾配は火災発生時における室内外の温度差でも発生する(Prahl, Emmons 1975)。交換流の複雑な流れを解明するため、矩形管における交換流を特徴づけるための研究が水平管と垂直管で行われている(Brown, Solvason 1962)。さらに、垂直円管における交換流の実験では、交換流の流量が管の長さとの比によって異なることが明らかにされている(Epstein et al. 1988, 1989)。管長さとの比が小さくなったときに交換流量は最大になった。それらの研究では交換流がフルード数に応じて複数の特徴があることが明らかにされている。交換流の不規則な変動の原因を解明するため、垂直管における浮力による交換流に関する実験も行われている(Jaluria et al. 1998, Tan, Jaluria 2001, Cholehari, Arakeri 2005)。数値シミュレーションによる流れの可視化も行われ、垂直矩形管における浮力噴流の交換流の流れ構造についての考察がされている(Sleiti 2008)。これらの研究では交換流が垂直管における層流流れにおいても、不安定な密度勾配によって、空間的、時間的に不規則で複雑な流れを形成していることを明らかにしている。

垂直管の交換流の発生条件については、垂直に配置した正方形管出口における低レイノルズ数浮力噴流を対象とし、レーザー誘起蛍光法を用

いて行われた(Syuto et al. 2010). 正方形管の角部において周囲流体から管内への逆流現象が発生し, 流体が混合することで下流での熱や物質の拡散が促進されることが明らかにされている. さらに, これらの実験では正方形管からの浮力噴流を対象として Particle Image Velocimetry (PIV) による3次元速度場計測や Proper Orthogonal Decomposition (POD) による流れの組織構造の解析が行われた(Gono et al. 2012, Watanabe et al. 2015). 近年では, 浮力による交換流に関して, 垂直円管中の低レイノルズ数領域において, 交換流の発生条件と排出条件にヒステリシスが存在することが明らかにされている(Maeda et al. 2012). 層流領域における交換流の特徴について, 不安定な密度勾配を有する流れにおいて円形と正方形断面の垂直管による交換流の研究を行った.

本章の目的は広範囲にわたるフルード数とレイノルズ数において, 不安定な密度勾配の影響下にある円管と正方形管の垂直管における交換流と流入, 排出条件についてその性質を明らかにすることである.

### 3.2. 実験装置及び方法

Fig.3-1 に高密度の周囲の静止流体(塩水)中へ低密度の流体(水)を垂直管から重力に逆らって噴出させる実験装置とテストセクションを示す. この実験装置は, 前章と同様ではあるが, 本実験では断面が円と正方形の管を用いる. 下部のタンクに予め用意した大量の水はポンプによってチャンバーを通り助走区間を伴うテストパイプへ送られる. 作動流体はパイプから出ると上部タンクの塩水中へ広がる. 管の詳細を Fig.3-2 に示す. 可視化を行うため管はアクリル材料で作成した. 円管パイプの内径と正方形パイプの1辺の長さはどちらも 40mm, 厚みは 2mm とした. 本研究では実験は長さ 800mm の管で行う. また, 交換流の始まる管出口における速度分布の影響を考察するため, 長さ 40mm の短い管での比較実験も行う. アクリル樹脂でできている供試水槽の寸法は 400mm×400mm×760mm である. 圧力ヘッドを一定に保つため, 作動流体は水槽上部の穴から外へ排出する. 塩水の濃度は塩分濃度計によって計測し, 水と塩の重量から評価した体積濃度とほぼ一致している. 管における体積流量はデジタル流量計で測定する. 作動流体の塩分濃度は 0~3.7% に設定し, 流体温度は作動流体と周囲の気温の温度差による



浮力への影響を最小にするため、流体温度は周囲の気温との差を $\pm 0.5\text{K}$ 以内で実験を行う。濃度場の可視化は Fig.3-1 に示すように、連続光の Nd:YAG レーザー (532mm, 8W) と高速度 CMOS カメラ (1280×1024, 8bit) から成る Laser-Induced Fluorescence (LIF) システムを用いて行う。カメラはレーザーシート断面と  $45^\circ$  の角度に固定して撮影を行った。撮影の際は、アクリル樹脂材と水ならびに空気の界面における屈折を最小限に抑えるため、Fig.3-1 のように供試水槽の片側にウォータージャケットを取り付けて行った。光源には厚さ 1mm のレーザーシートを用いる。このシステムにより濃度場の断面可視化が可能となる。LIF による可視化は管出口断面における交換流の流入と排出が発生するフルード数/レイノルズ数の測定のために行った。LIF による可視化を行うため、作動流体中には蛍光染料ローダミン 6 G を希釈しておく。蛍光染料溶液の濃度は 1ppm とし、このとき染料濃度と輝度が線形関係にあることを確認している。

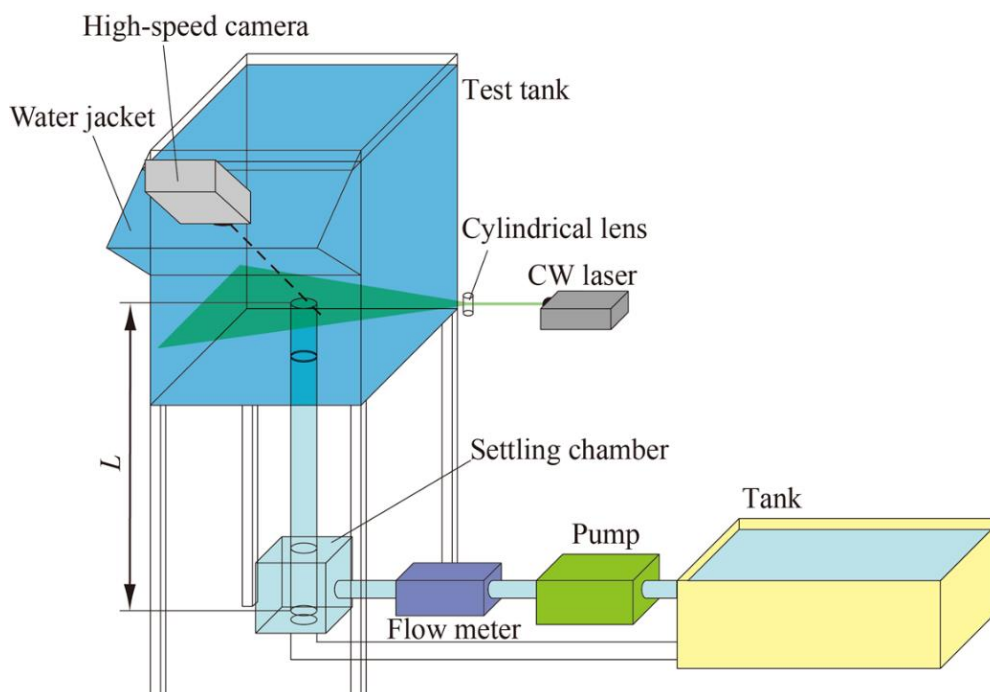


Fig.3-1 Experimental apparatus and flow visualization system.

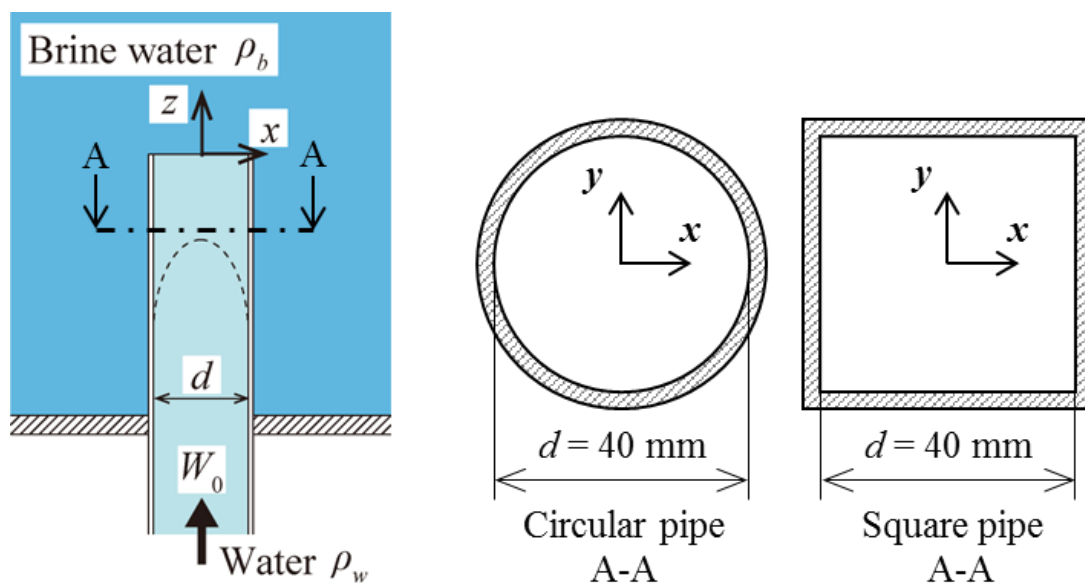


Fig.3-2 Details of test pipe.

### 3.3. 実験結果及び考察

#### 3.3.1. 垂直管出口における交換流の観察

Fig.3-3 に不安定密度勾配下の円管で発生する浮力噴流中の交換流の流入条件と排出条件を示す。実験条件は、レイノルズ数  $Re=0\sim 6,000$ 、塩水濃度  $0\sim 3.7\%$  の範囲で変化させ、交換流の流入条件と排出条件は、LIF による断面可視化観察から評価した。円管の結果は1章と同じ結果であるが、高レイノルズ数領域には新たな結果を付け加えた。

円管の流量を増減させながら LIF 可視化観察し、交換流が発生するフルード数とレイノルズ数を求めた。低フルード数領域では、流体の噴出による慣性力に対し、浮力の影響が大きくなるため、交換流が観測できたが、高フルード数領域ではレイノルズ数に関わらず交換流の発生を確認することはできなかった。交換流は管出口断面付近における不安定な密度勾配によって発生する。ここで、交換流の流入条件と排出条件のヒステリシスは、低レイノルズ数の層流で発生する。一定の塩分濃度条件において、最も高いフルード数からフルード数とレイノルズ数が減少すると交換流は臨界流入条件よりも低いフルード数で発生する。同様に、最も低いフルード数からフルード数とレイノルズ数が増加すると排出境

界条件よりも高いフルード数で交換流が消失する。このヒステリシス現象の存在は交換流の初期条件の違いに起因するものと考えられる。Fig.3-3には比較のため、長さ40mmの短い管の結果も示した。短い管では、出口速度分布の影響で、臨界交換流条件はより低いフルード数へと移動することが分かる。

Fig.3-4には、管長さ800mmと40mmの異なる二つの正方形管における交換流の流入条件と排出条件を示す。円管と同様に、レイノルズ数を $Re=0\sim 6000$ まで、塩水濃度を0~3.7%の範囲で変化させて実験を行った。これらの結果から、臨界交換流条件は流入と排出境界条件で管の断面形状の影響を受けて、円管よりも高フルード数へ移動したことがわかる。また、臨界交換流条件は管の断面形状によって変化し、これは正方形管の角を通った交換流の作用によるものだと考えられる。これについては3.2節と3.3節で後述する。層流領域では交換流条件にヒステリシスが発生するが、乱流領域ではヒステリシスは小さくなる。これはFig.3-3の円管でも同様である。臨界交換流条件は長さ40mmの短い円管でも同様に低フルード数へとシフトした。正方形管における交換流は円管の場合よりも高いフルード数で発生し、また臨界条件も管形の影響によって高フルード数で確認できる。

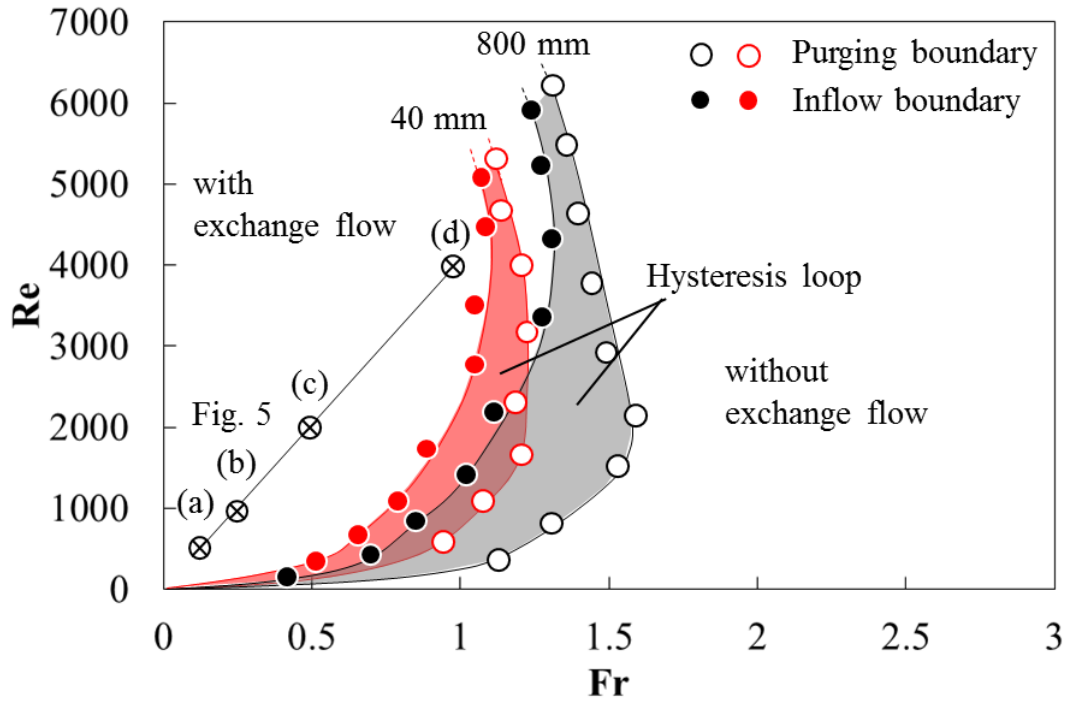


Fig.3-3 Onset of exchange flow in circular pipes

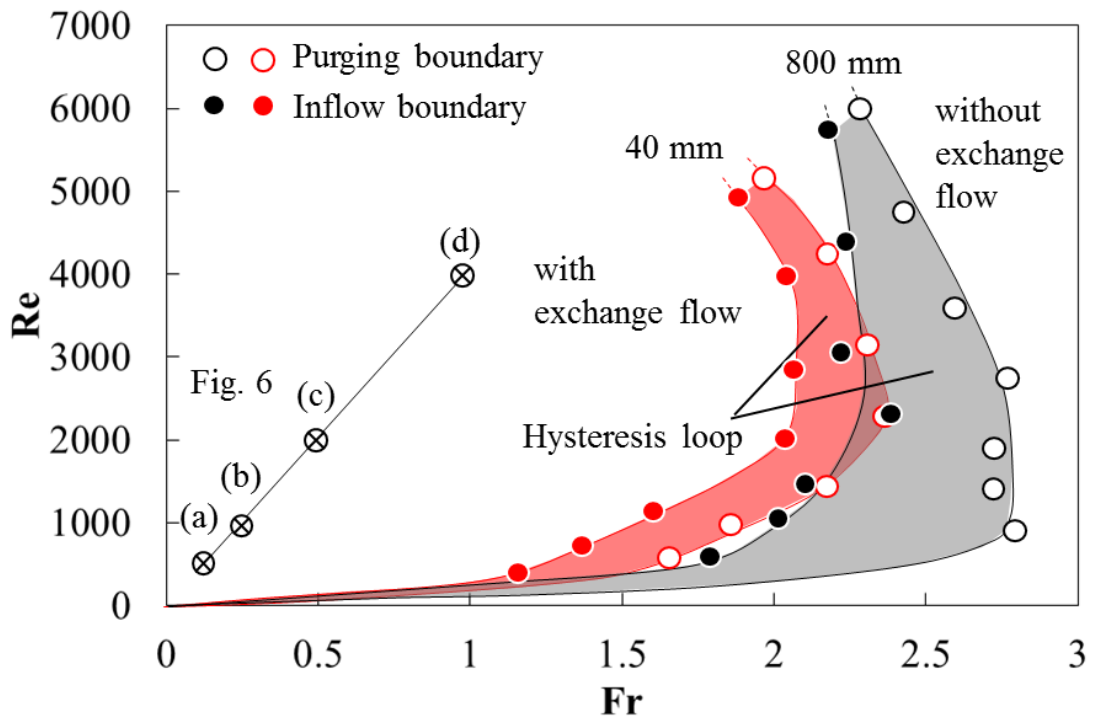
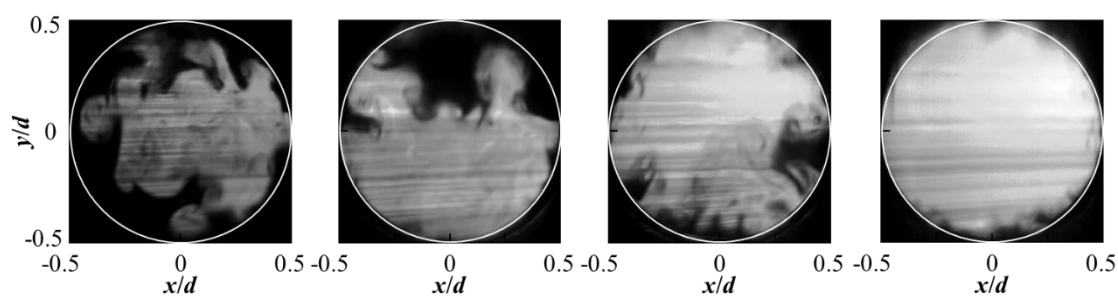


Fig.3-4 Onset of exchange flow in square pipes

### 3.3.2. 円管と正方形管における交換流の可視化

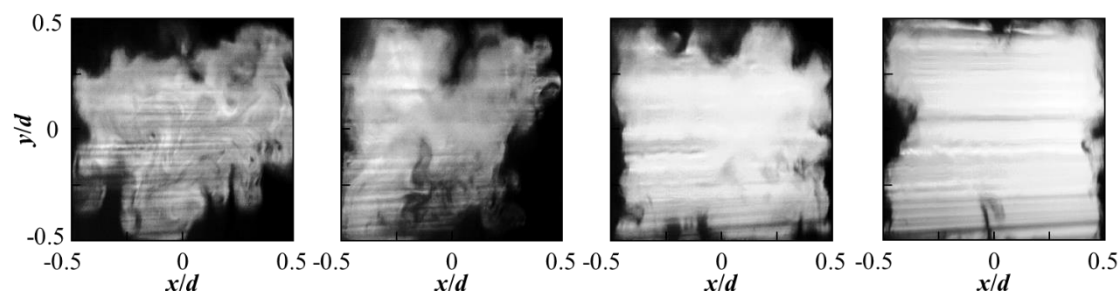
Fig.3-5(a)-(d)はLIFによる円管を通った浮力噴流の出口断面の可視化画像の一例である。可視化画像はFig.3-3中の濃度3.7%のライン上で複数のフルード数とレイノルズ数の組み合わせ条件で撮影した。可視化画像(a)は高浮力条件下の層流 $Re=500(Fr=0.12)$ における交換流の瞬時流れ構造である。円管の断面中心において、管内に複雑な渦パターンが存在することがわかる。レイノルズ数が1,000(b), 2,000(c), 4,000(d)と増加すると、徐々に画像の輝度が高くなり、壁面付近の暗い領域は狭くなっており、これは主流に逆らって周囲から管内への流入の減少と一致する。流れパターンの変化はレイノルズ数の増加に伴い、管壁面付近の渦構造スケールの減少に起因している。これらの結果は以前のLIF可視化の報告でも同様にみられる。

Fig.3-6(a)-(d)は同じ塩分濃度3.7%の塩水における正方形管での浮力噴流の出口断面のLIF可視化画像である。それぞれの画像の撮影条件はFig.3-5(a)-(b)と同様である。画像の輝度の増加や暗い領域の減少のような交換流の主な特徴はFig.3-5の円管のケースと同じようにフルード数とレイノルズ数の増加に伴い現れる。しかし、正方形管における交換流はより頻繁に、管の角部と壁面中央付近で観察される。これは交換流構造においても管断面形状の影響が見られることを示す。



(a)  $Re=500$  ( $Fr=0.12$ )    (b) 1,000 (0.25)    (c) 2,000 (0.49)    (d) 4,000 (0.98)

Fig.3-5 Flow visualization of exchange flow in a circular pipe ( $C=3.7\%$ )



(a)  $Re=500$  ( $Fr=0.12$ ) (b)  $1,000$  ( $0.25$ ) (c)  $2,000$  ( $0.49$ ) (d)  $4,000$  ( $0.98$ )

Fig.3-6 Flow visualization of exchange flow in a square pipe ( $C=3.7\%$ )

### 3.3.3. 円管と正方形管における交換流の時間平均ならびに変動特性

円管と正方形管における濃度場の時間平均と変動特性をフルード数とレイノルズ数を変化させて、二つの組み合わせた条件での評価を行った。円管の結果を Fig.3-7~3-9 に示す。Fig.3-7,3-8 はそれぞれ、平均濃度場と濃度変動場、Fig.3-9 は  $y/d=0$ ,  $x/d=-0.5\sim 0.5$  における  $Re=500$ ,  $1,000$ ,  $2,000$ ,  $4,000$  それぞれの平均流速分布と濃度変動分布である。レイノルズ数・フルード数が大きくなるほど平均濃度は高くなり、濃度変動は小さくなっている。正方形管の結果は Fig.3-10~12 に示した。いくつかのフルード数とレイノルズ数の組み合わせにおいて、出口断面でのフルード数の増加に伴い、円管中央における濃度が増加している。つまり、Fig.3-9 の速度分布ではっきりとわかるように、平均濃度場は管中央で高く、壁面付近では低い。これは円管においてフルード数とレイノルズ数の増加に伴い、高濃度領域が壁面付近の領域に達しており、高フルード数とレイノルズ数の組み合わせにおける交換流の抑制効果を示している。一方、濃度変動はフルード数とレイノルズ数の増加に伴い、濃度変動は管中央で減少し、より壁面付近にとどまっていることがわかる。これは交換流の発生は高レイノルズ数流れにおける壁面付近の領域に制限されることを意味しており、交換流の複雑な動きが管中心で押さえられることを示している。そして高レイノルズ数流れの壁面付近の領域で高い流れの混合が見られる。

正方形管における濃度場の対応した結果をそれぞれ Fig.3-10,3-11 に示す。Fig.3-12 に、正方形管出口、中央断面における平均速度分布と濃度

変動分布を示す。フルード数とレイノルズ数の増加に伴い、管内の平均濃度は増加する。Fig.3-7,3-8 で円管の場合に高レイノルズ数において管中心で濃度変動の減少が見られたが、これは正方形管の場合でも同様である。低いフルード数、レイノルズ数において濃度変動はほぼ円形に分布し、高フルード数、レイノルズ数では正方形になる傾向がある。また、高濃度変動は正方形管の管壁中央部分で観察される。この結果は、交換流現象が高フルード数/レイノルズ数において、正方形管の壁面中央を通りしばしば発生することと一致する。

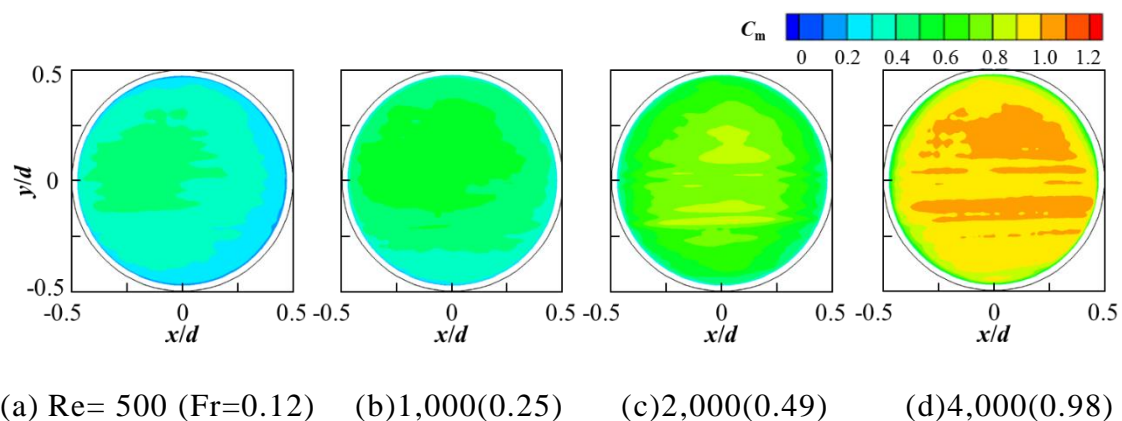


Fig.3-7 Mean concentration of exchange flow in a circular pipe

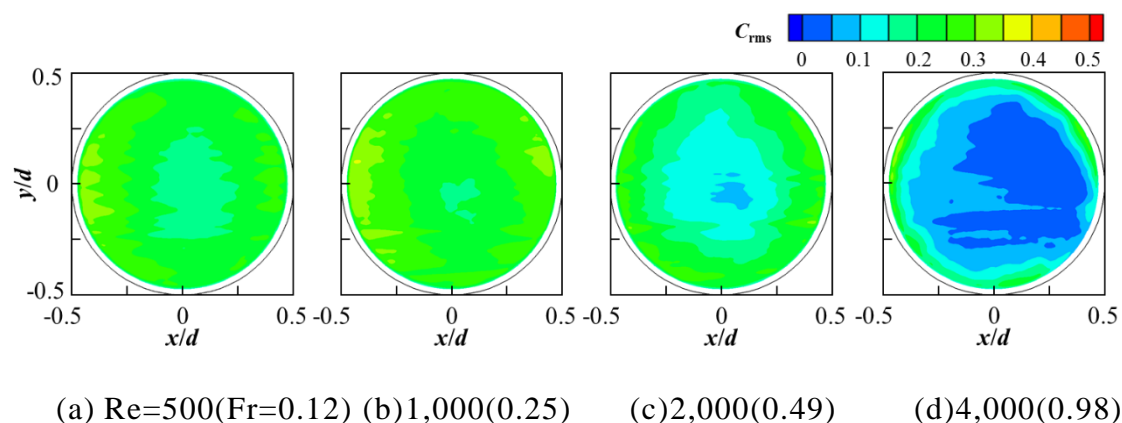


Fig.3-8 RMS concentration of exchange flow in a circular pipe

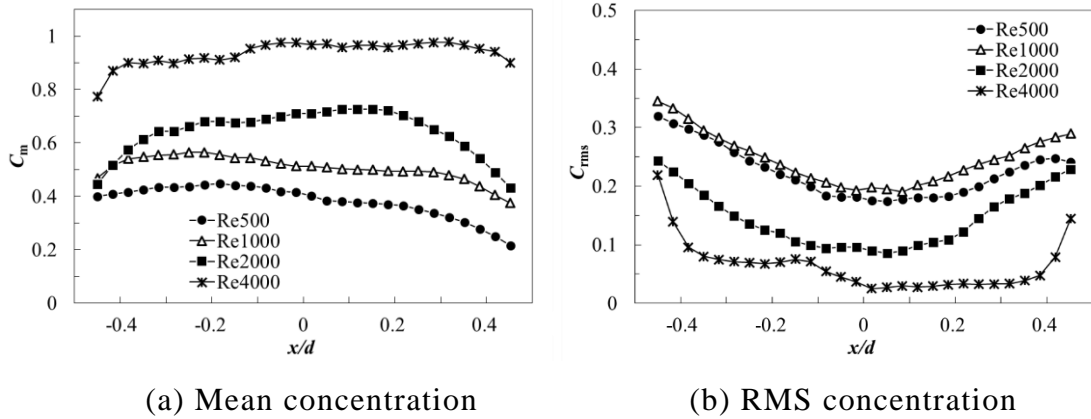


Fig.3-9 Line profile of mean and RMS concentration in circular pipe ( $y/d = 0$ )

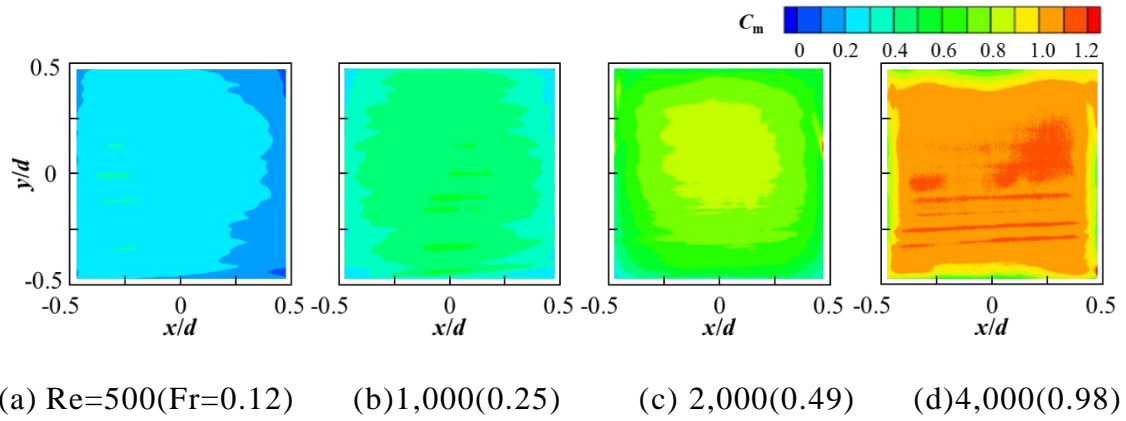


Fig.3-10 Mean concentration of exchange flow in square pipe

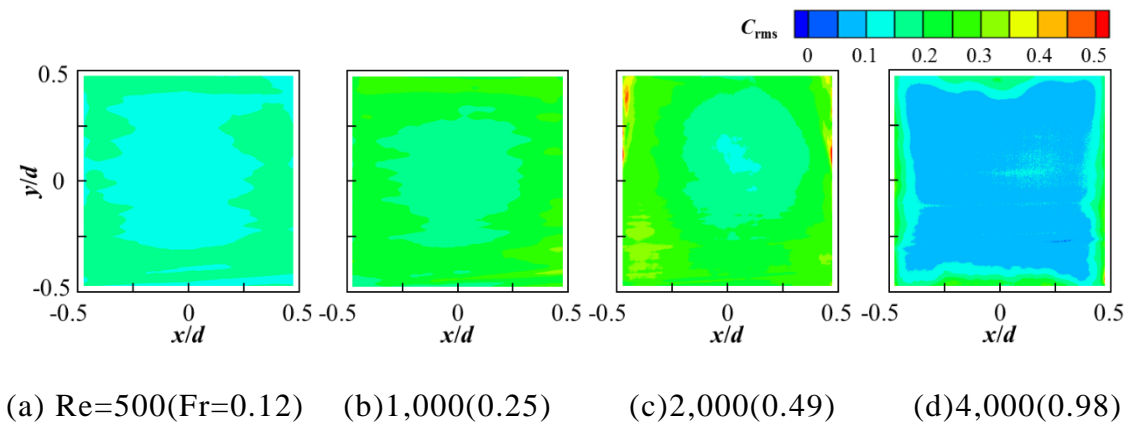
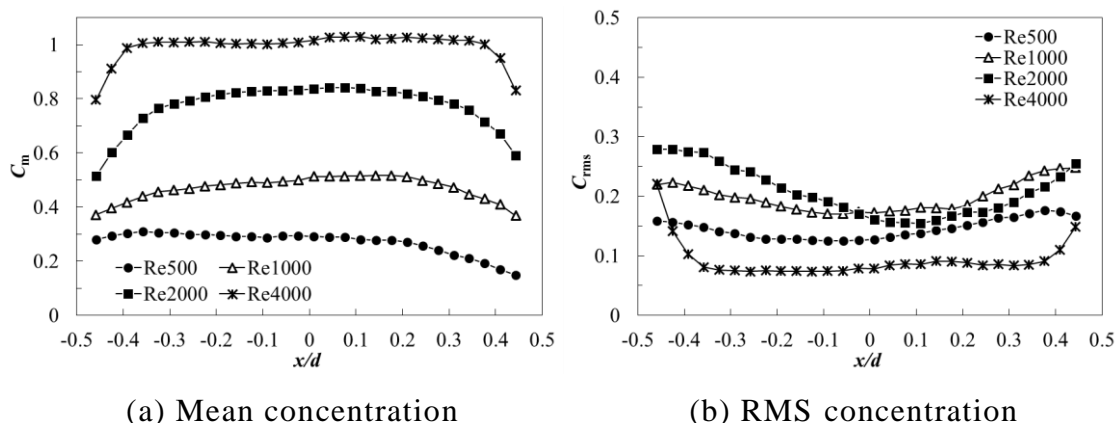


Fig.3-11 RMS concentration of exchange flow in square pipe



Fig.3-12 Line profile of mean and RMS concentration in square pipe ( $y/d = 0$ )

### 3.3.4. 交換流の POD 解析

Fig.3-13 に低レイノルズ数  $Re=1000$  ( $Fr=0.25$ ) における円管出口断面の濃度変動の POD 1 次～4 次モードを示す．濃度変動の 1 次と 2 次モードでは軸対称の位置に正負が反転した POD モードのパターンを示している．これは，管の同じ水平断面における交換流の流入と流出の存在を示している． 3 次モードと 4 次モードも相関関係の対称形パターンを示しており，モード次数の増加に伴い，高い相関領域の数も増加する．

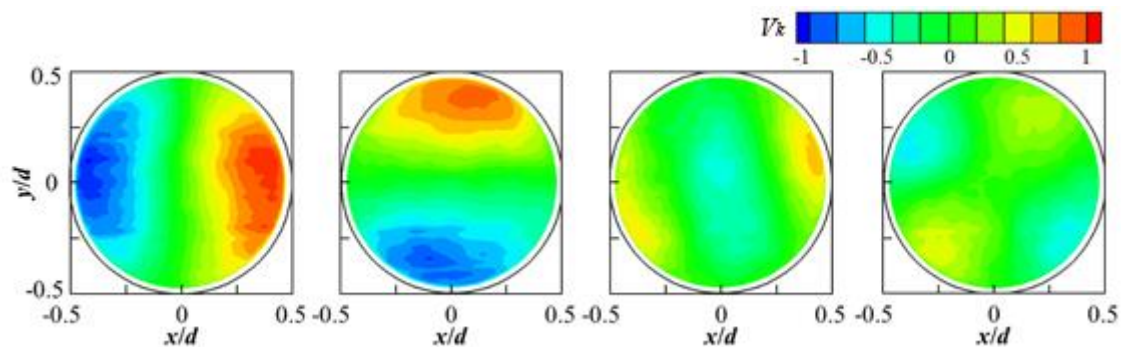
Table 1 に POD の 1 次から 4 次モードのエネルギーが総変動エネルギーに占める割合をまとめた．濃度変動の POD の 1 次と 2 次モードは，総変動エネルギーの 46% という濃度変動の比較的高いエネルギーを占めている．これは，垂直円管において，管の出口断面における単純な流入と流出のパターンが交換流構造に大きな役割を果たしていることを示している．これらの結果は Fig.3-5 の交換流での観察結果と一致する．これは円管を通った流れの軸対称性のためである．この結果は円管の片側での流入の発生が円管の反対側の流出運動と関係している．

Fig.3-14 に  $Re=4,000$  の比較的高いレイノルズ数における円管の交換流の POD の最初の 4 次までのモードを示す．相関のパターンが低レイノルズ数の場合と比較してランダムになるため，運動は大きさが減少し，強い相関がみられる領域は壁面近傍に制限される．これらの結果は交換流のパターンは高レイノルズ数における壁面乱流の影響を受け，乱れる

ことを示唆している。他のモードにおいても高い相関領域で見られるような特徴は確認でき、これらは乱流の影響によるものと考えられる。

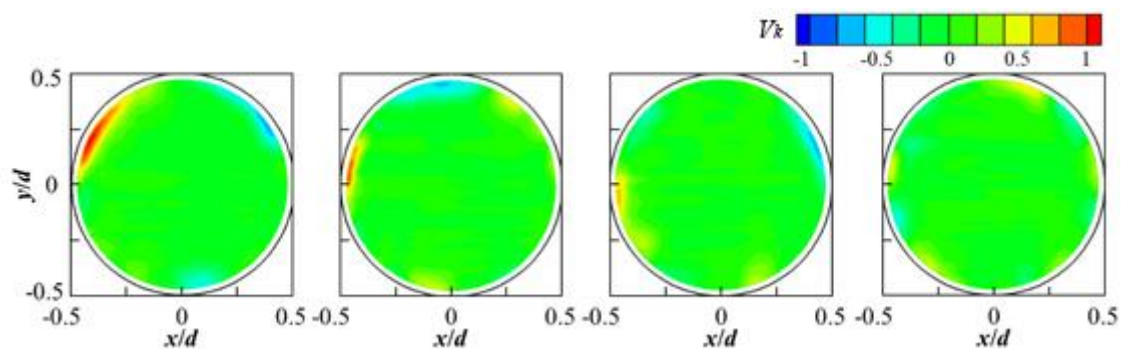
Fig.3-15 に  $Re=1000$  ( $Fr=0.25$ ) の低レイノルズ数の正方形管における交換流の POD モードを示す。POD の 1 次と 2 次モードは円管流と同様に流入と流出が同時に存在していることを示すが、相関の高い領域は正方形管の角周辺に限定される。これは、交換流の発生が正方形管を通った角部における流れと関係していることを示唆している。また、この最初の二つの POD モードの変動エネルギーは 44.4% に達し、これは Table 1 の円管とほぼ同じ大きさである。POD の 3 次と 4 次モードは流入流出が同時に存在するパターンを維持し、相関の高い領域の数は POD モードの次数に伴い増加する。これらの結果は低レイノルズ数領域における POD モードの大きな変動エネルギーは正方形管で対称形であることを示しており、これは円管流と類似している。従って、正方形管における交換流の構造は円管に類似しており、二つの違いは高い相関の領域に見られる正方形管の角部周辺に限定されている。この違いは円管流よりも正方形管の方が、臨界フルード数が高いことに関連していると考えられる。

Fig.3-16 に高レイノルズ数  $Re=4,000$  における正方形管の交換流の POD モードを示す。この結果は相関のスケールが減少し、高い相関領域は壁面にそって分布する。この特徴は高レイノルズ数における円管で同じように観察された。一方、高い相関領域は低フルード数流れの観察と異なり、正方形管の側壁の中央で見られた。この結果は高レイノルズ数における正方形管の交換流は円管の場合と似ていることを示唆する。管の断面形状の影響を比較するため、円管と正方形管におけるそれぞれの POD の変動エネルギーを Table 1 にまとめた。ここで、変動エネルギーレベルはそれぞれの場合の同一レイノルズ数の総変動エネルギー  $E_t$  によって無次元化している。各 POD モードの主な変動エネルギーレベルは POD の 1 次、2 次モードより高く、円管と正方形管の両方でレイノルズ数と POD モードの次数の増加に伴い減少する。



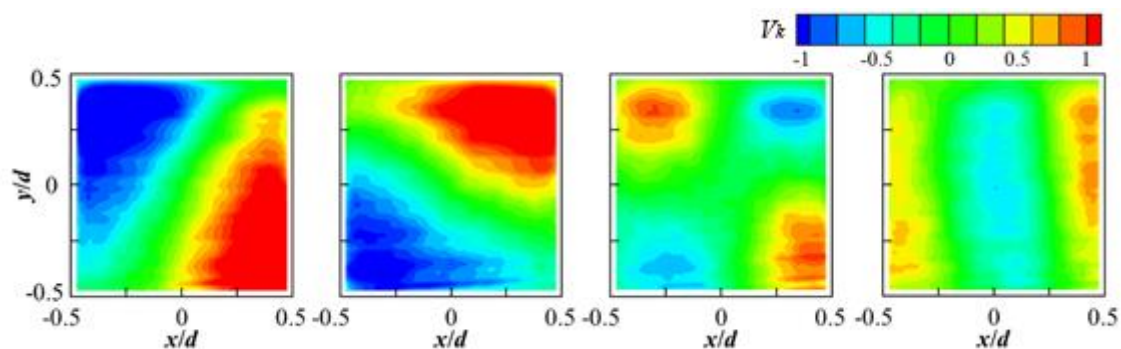
(a) 1st mode      (b) 2nd mode      (c) 3rd mode      (d) 4th mode

Fig.3-13 POD modes of exchange flow through circular pipe (Re=1000)



(a) 1st mode      (b) 2nd mode      (c) 3rd mode      (d) 4th mode

Fig.3-14 POD modes of exchange flow through circular pipe (Re=4000)



(a) 1st mode      (b) 2nd mode      (c) 3rd mode      (d) 4th mode

Fig.3-15 POD modes of exchange flow through square pipe (Re=1000)

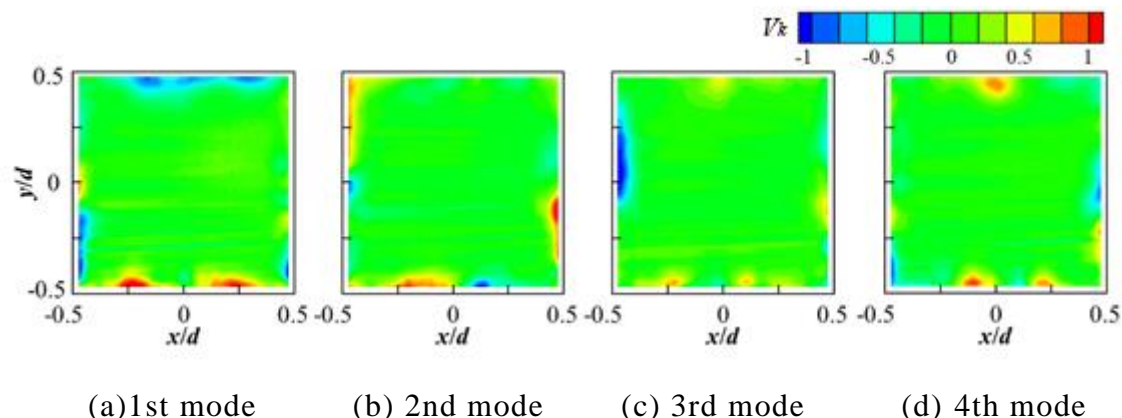


Fig.3-16 POD modes of exchange flow through square pipe (Re=4000)

Table 3-1 Fluctuating energy level of each POD mode

	Re	mode 1	mode 2	mode 3	mode 4
Circular pipe	1000	25.8%	20.2%	6.2%	5.2%
	4000	14.1%	9.6%	7.4%	5.7%
Square pipe	1000	23.9%	20.5%	6.7%	5.4%
	4000	9.2%	6.0%	5.6%	4.8%

### 3.4. 結言

円形ならびに正方形断面の垂直管における浮力噴流の交換流の特徴はLIFによる可視化とPOD解析を組み合わせることで実験的に考察した。交換流の流入と排出の境界は管断の出口断面の様々なフルード数とレイノルズ数の組み合わせにおける濃度場から、LIFによる可視化を用いて決定した。そして管長さと管断面形状の影響、交換流の発生に関して考察した。正方形管における交換流の発生のための臨界フルード数は管の角部を通った交換流の影響のため、円管の場合よりも高くなる。流入と排出境界は管長さと管の断面形状の影響を受ける。濃度場のPOD解析によって、低レイノルズ数における交換流の主なエネルギーモードは、円管と正方形管のどちらにおいても管の出口断面における大規模な流入と流出が存在していることが分かった。一方、交換流の規模はフルード数/レイノルズ数の増加に伴い減少し、高レイノルズ数領域において壁面付近に発生する。低レイノルズ数における垂直管のPODモードの主な特

徴は交換流のより高いエネルギーモードは正方形管では角部付近で促進される。高レイノルズ数における正方形管の交換流はランダムに分布するが、管断面形状の影響を受け、管の側壁に制限される。これらの結果は不安定密度勾配下において、正方形管における交換流の頻繁な発生に関与する。

**Captions of figures and Table**

Fig.3-1 Experimental apparatus and flow visualization

Fig.3-2 Details of test pipe

Fig.3-3 Onset of exchange flow in circular pipe

Fig.3-4 Onset of exchange flow in square pipe

Fig.3-5 Flow visualization of exchange flow in a circular pipe

Fig.3-6 Flow visualization of exchange flow in a square pipe

Fig.3-7 Mean concentration field of exchange flow in a circular pipe

Fig.3-8 Fluctuating concentration field of exchange flow in a circular pipe

Fig.3-9 Mean concentration field of exchange flow in a circular pipe

Fig.3-10 Horizontal distribution of concentration in a circular pipe ( $y/d = 0$ )

Fig.3-11 Fluctuating concentration field of exchange flow in a circular pipe

Fig.3-12 Horizontal distribution of concentration in square pipe ( $y/d = 0$ )

Fig.3-13 POD modes of exchange flow through circular pipe ( $Re=1000$ )

Fig.3-14 POD modes of exchange flow through circular pipe ( $Re=4000$ )

Fig.3-15 POD modes of exchange flow through square pipe ( $Re=1000$ )

Fig.3-16 POD modes of exchange flow through square pipe ( $Re=4000$ )

Table 3-1 Fluctuating energy level of each POD mode.

## 第 4 章 結論

高密度流体中に低密度流体を噴出させたとき密度の不安定性から噴流は複雑な流れ構造を有する。中でも、垂直に設置された管からその上部の静止流体中への浮力噴流においては管から流体を噴出し続けているにもかかわらず、周囲流体から管内への逆流現象である特異流入現象が発生する。この現象は原子力発電所における減圧事故や火災時における室内外の流動現象と密接に関係しており、これらの問題解決のため現象の詳細な解明が必要とされている。

本研究では密度の不安定性を伴う浮力噴流を対象とし、レイノルズ数とフルード数を変化させた噴流に PIV による速度場計測と LIF による可視化を適用し、特異流入現象とその発生メカニズムについて考察を行った。実験は垂直管の断面形状を円管・正方形管に変化させ、それぞれ複数の管長さで行う。また、それぞれの管において2つの流体の密度差と噴流速度を変化させることでレイノルズ数とフルード数を種々に変化させた。

1. 全ての条件に LIF による可視化を行い、交換流の流入条件とその流入がなくなる排出条件を明らかにした。層流領域ではレイノルズ数の増加に伴い、流入・排出が確認できたフルード数すなわち臨界フルード数も増加する。しかし乱流領域では流入条件と排出条件は非常に近い値を示し、レイノルズ数の影響を受けずに一定の値となる。
2. これらの結果は円管と正方形管のどちらの形状でも観測されたが、いずれの条件も円管の場合よりも正方形管の場合の方が高い臨界フルード数となることを明らかにした。これは正方形管の角部を通った交換流の影響を受けているためである。
3. 層流領域では交換流によって流れの混合が発生し、壁面付近の平均速度が減少するため速度変動は大きく増加する。乱流においては壁面付近の小さい領域で発生するため管壁付近の速度変動のみが大きくなる。
4. 濃度場の POD 解析によって低レイノルズ数における交換流の主なエネルギーモードは管出口断面での流体の大規模な流入流出によって円管、正方形管どちらも反対称を成す。交換流の規模はフルード数



とレイノルズ数の増加に伴い減少し，高レイノルズ数領域において壁面付近に制限される．一方，高レイノルズ数における正方形管の交換流は管断面形状の影響から管壁近傍に制限される．

## 参考文献

Adrian RJ, Ferreira RTDS, Boberg T, Turbulent thermal convection in wide horizontal fluid layers, *Exp. Fluids* 4 (1986) 121–141.

Anwar HO, Appearance of unstable buoyant jet. *J Hydraulics Division HY7* (1972), pp. 1143-1156

Berkooz G, Holmes P, Lumley JL, The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 25 (1993) 539–575.

Brown WG, Solvason KR, Natural convection through rectangular openings in partitions (vertical partitions), *Int. J. Heat Mass Transf.* 5 (1962) 859–868.

Chen CJ, Rodi W, *Vertical Turbulent Buoyant Jets: A Review of Experimental Data*, Pergamon Press, Oxford, 1980.

List EJ, Turbulent jets and plumes, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 14 (1982) 189–212.

Cooper LY, Combined buoyancy and pressure-driven flow through a shallow, horizontal, circular vent, *J. Heat Transf.* 117 (1995) 293–312.

Epstein M, Buoyancy-driven exchange flow through small openings in horizontal partitions. *J. Heat Transfer* 110 (1988), pp. 885-893.

Epstein M, Kenton MA, Combined natural convection and forced flow through small openings in a horizontal partition, with special reference to flows in multicompartment enclosures. *J. Heat Transfer* 111 (1989), pp. 980-987.

Fujisawa N, Matsumoto Y, Yamagata T, Influence of co-flow on flickering diffusion flame, *Flow Turbul. Combust.* 95 (2016) 1–20.

Fumizawa M, Experimental study on flow-rate measurement of buoyancy-driven exchange flow, *Nucl. Technol.* 109 (1995) pp. 236-245

Fumizawa M, Kunugi T, Hishida M, Akamatsu M, Fujii S, Igarashi M, Numerical analysis of buoyancy-driven exchange flow with regard to an HTTR air ingress accident, *Nucl. Technol.* 110 (1995) 263–272.

Funatani S, Fujisawa N, Ikeda H, Simultaneous measurement of temperature and velocity using two-color LIF combined with PIV with a color CCD camera and its application to the turbulent buoyant plume, *Meas. Sci. Technol.* 15 (2004) , pp. 983- 990.

Gono T, Syuto T, Yamagata T, Fujisawa N, Time-resolved scanning stereo PIV measurement of three-dimensional velocity field of highly buoyant jet, *J. Vis.* 14 (2012) 231–240.

Ichimiya K, Saiki H, Behavior of thermal plumes from two heat sources in an enclosure, *Int. J. Heat Mass Transf.* 48 (2005) 3461–3468.

Jaluria Y, Lee SHK, Mercier GP, Tan Q, Transport process across a horizontal vent due to density and pressure differences, *Exp. Ther. Fluid Sci.* 16 (1998) 260–273.

Kiuchi M, Fujisawa N, Tomimatsu S, Performance of PIV system for combusting flow and its application to spray combustor model, *J. Vis.* 8 (2005) 269–276.

Leach SJ, Thompson H, An investigation of some aspects of flow into gas cooled nuclear reactors following an accidental depressurization, *J. Br. Nucl. Energy Soc.* 14 (1975) 243–250.

LIN YJP, LINDEN PF, Buoyancy-driven ventilation between two chambers. *J. Fluid Mech.* 463 (2002), pp. 293–312.

Liu Z, Adrian RJ, Hanratty TJ, Large-scale modes of turbulent channel flow: transport and structure, *J. Fluid Mech.* 448 (2001) 53–80.

Maeda A, Fujisawa N, Syuto T, Yamagata T, Experimental and numerical study on onset of inflow in near field of buoyant jet at low Froude number. *J. Vis* 15 (2012), pp. 67–75.

Maeda A, Yamagata T, Fujisawa N, Onset of exchange flow in combined buoyancy and forced pipe flow in unstable density gradient, *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 70 (2016) 9–14.

Maeda A, Fujisawa N, Muramatsu H, Characterization of exchange flow structure in vertical pipes of circular and square cross-sections under unstable density gradient. *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 11 (2017), pp. 81–88

Mercer A, Thompson H, An investigation of some further aspects of the buoyancy driven exchange flow between carbon dioxide and air following a depressurization accident in a Magnox reactor, Part 1 and 2, *J. Br. Nucl. Energy Soc.* 14 (1975) 327–334 335–340.

Murali R. Cholemari, Jaywant H. Arakeri, Experiments and model of turbulent exchange flow in a vertical pipe. *Int. J. Heat Mass Transfer* 48 (2005), pp. 4467-4473.

室田 明, 中辻 啓二, 玉井 昌宏 二次元フォーストプルームの乱流構造に関する実験的研究 土木学会論文集 第 405 号 (1989), pp. 79-87.

室田 明, 中辻 啓二, 浅井 浩章 二次元フォーストプルームの完全発達領域における組織的構造と連行機構に関する研究 土木学会論文集 第 405 号 (1989), pp. 165-174.

Pamps N. Papanicolaou, List EJ, Investigations of round vertical turbulent buoyant jets, *J.Fluid Mech* 195(1988), pp. 341-391.

Pham MV, Plourde F, Kim SD, Three-dimensional characterization of a pure thermal plume, *J. Heat Transf.* 127 (2005) 624–636.

Prahl J, Emmons H, Fire induced flow through an opening. *Combustion and flame* 25 (1975), pp. 369-385.

Proude F, Pham MV, Kim SD, Balachandar S, Direct numerical simulations of a rapidly expanding thermal plume: structure and entrainment interaction, *J. Fluid Mech.* 604 (2008) 99–123.

Rigas F, Sklavounos S, Evaluation of hazards associated with hydrogen storage facilities, *Int. J. Hydrog. Energy* 30 (2005) 1501–1510.

Shabbir A, George WK, Experiments on a round turbulent buoyant plume, *J.Fluid Mech* 275 (1994), pp. 1-32.

Sharp DB, Shawcross A, Greated CA, LIF measurement of the diluting effect of surface waves on turbulent buoyant plumes, *J. Flow Control Meas. Vis.* 2 (2014) 77–93.

Sirovich L, Turbulence and the dynamics of coherent structures; part 1 coherent structures, *Q. Appl. Math.* 45 (1987) 561–571.

Sleiti AK, Effect of vent aspect ratio on unsteady laminar buoyant flow through rectangular vents in large enclosures. *Int. J. Heat Mass Transfer* 51 (2008), pp. 4850-4861.

Subbarao ET, Cantwell BJ, Investigation of a co-flowing buoyant jet: experiments on the effect of Reynolds number and Richardson number, *J. Fluid Mech.* 245 (1992) 69–90.

Tan Q, Jaluria Y, Mass flow through a horizontal vent in an enclosure due to pressure and density differences, *Int. J. Heat Mass Transf.* 44 (2001) 1543–1553.

Tanaka G, Zhang B, Hishida M, Effects of gas properties and inclination angle on exchange flow through a rectangular channel, *JSME Int. J.* 45 (2002) 901–909.

Watanabe R, Yamagata T, Fujisawa N, Three-dimensional flow structure in highly buoyant jet by scanning stereo PIV combined with POD analysis, *Int. J. Heat Fluid Flow* 52 (2015) 98–110.

Séon T, Hulin JP, Salin D, Buoyant mixing of miscible fluids in tilted tubes. *Phys. Fluids*, 16 (2004), pp.L103-L106.

Syuto T, Fujisawa N, Takasugi T, Yamagata T. Flow visualization and scanning PIV measurement of three-dimensional structure in near field of strongly buoyant jet. *J. Vis* 13 (2010), pp. 203-211.

Tian X, Roberts PJW, A 3D LIF system for turbulent buoyant jet flows, *Exp. Fluids* 35 (2003) 636–647.

Watanabe Y, Hashizume Y, Fujisawa N, Simultaneous flow visualization and PIV measurement of turbulent buoyant plume. *J. Visualization* 8 (2005) , pp. 293-294.

Zhou X, Hitt DL, Proper orthogonal decomposition analysis of coherent structures in a transient buoyant jet, *J. Turbul.* 5 (2004) 1–21.

## 謝辞

本論文は，新潟大学大学院自然科学研究科・材料生産システム専攻藤澤延行教授並びに山縣貴幸助教の指導のもとにまとめられたものである．先生方のご指導ならびに激励に対して，深く感謝しお礼申し上げます．

また，論文の副査を担当していただいた鳴海敬倫教授ならびに松原幸治教授，赤林伸一教授，村松久巳教授には，深く感謝しお礼申し上げます．

大学院博士課程を修了した高野剛さん，修士課程を修了した首藤智明さん，郷野達也君，石塚愛さん，金子芳樹君，工学部を卒業した村田一生君，その他後輩の皆様に併せてお礼申し上げます．

**付録 A** 温度変化を利用した交換流の発生条件に関する考察

## A.1. 緒言

低密度流体が高密度の静止流体中へノズルから重力と逆向きに噴出すると、不安定な密度勾配によりノズル内部への流入が発生する。この不安定密度勾配は基礎研究(Brown and Solvason 1962; Brown 1962)のみではなく、工業的用途においても重要であるため、建築工学における窓を通る火炎と周囲の温度差に起因する流れ(Prahl and Emmons 1975)や原子力発電所における原子炉の減圧事故の原因となる冷却用配管の故障(Leach and Thompson 1975)などの研究の対象とされてきた。その後、水と食塩水による実験から交換流の流速に関して、ノズルの長さによる交換流量の評価や流れのパターンの分類について示されている(Epstein 1988, 1989)。それ以来、交換流の基本的な特徴を理解するための研究が行われてきた(Tsuru et al. 1998, Cholehari and Arakeri 2005)が、そのほとんどは交換流速の定式化に焦点を当てている。したがって、流入現象の発生に対する平均流量の影響は十分に研究されていない。

浮力噴流は浮力によって発生する別の種類の流れであり、ノズルから異なる密度の流体意中へ重力と逆向きに流体を噴出した際に発生する。このような流れ構造は温度差によって不安定な密度勾配を精製するため、熱流体の分野で注目されている。これらの流れ構造の基本的な特徴については Chen and Rodi (1980)や List (1982)によってまとめられている。その後、浮力噴流の乱流特性とその構造については Papanicolaou and List (1988), Murota et al. (1989), Subbarao and Cantwell (1992), Tian and Roberts (2003), Funatani et al. (2004), Pham et al. (2005), Watanabe et al. (2005), Proude et al. (2008)など多くの研究がされている。最近の研究では、浮力噴流の急激な成長メカニズムについて理解する上で重要な役割を果たすため、浮力噴流の速度と温度・濃度の同時計測に焦点が当てられている。

浮力噴流はノズルから重力と逆向きに周囲の低温流体中に広がると、不安定な密度勾配によって噴流近傍でノズル内部への流入が発生するため、温水を重力と逆向きに冷水中に噴出させる実験が行われた。これによりフルード数  $Fr=0.58$  における浮力噴流近傍の速度場から流入の発生が確認され、この現象によってノズル内において層流から乱流への遷移



を促進し、乱流浮力噴流を生じることが明らかになった(Syuto et al. 2010). この現象についてはレイノルズ数が浮力噴流の遷移レイノルズ数よりも低くても発生する(Anwar 1973, Ungate et al. 1975).

本章の目的は低フルード数浮力噴流近傍におけるノズル内部への流入現象発生 of 臨界条件を実験および数値シミュレーションにより明らかにすることである. 実験では流入条件はスキヤニング LIF によって 3 次元濃度場を測定する. また, 実験結果を確認するためにノズル出口での流れの分離によって流入が生じることを前提として数値シミュレーションを行った.

## A.2. 実験装置及び方法

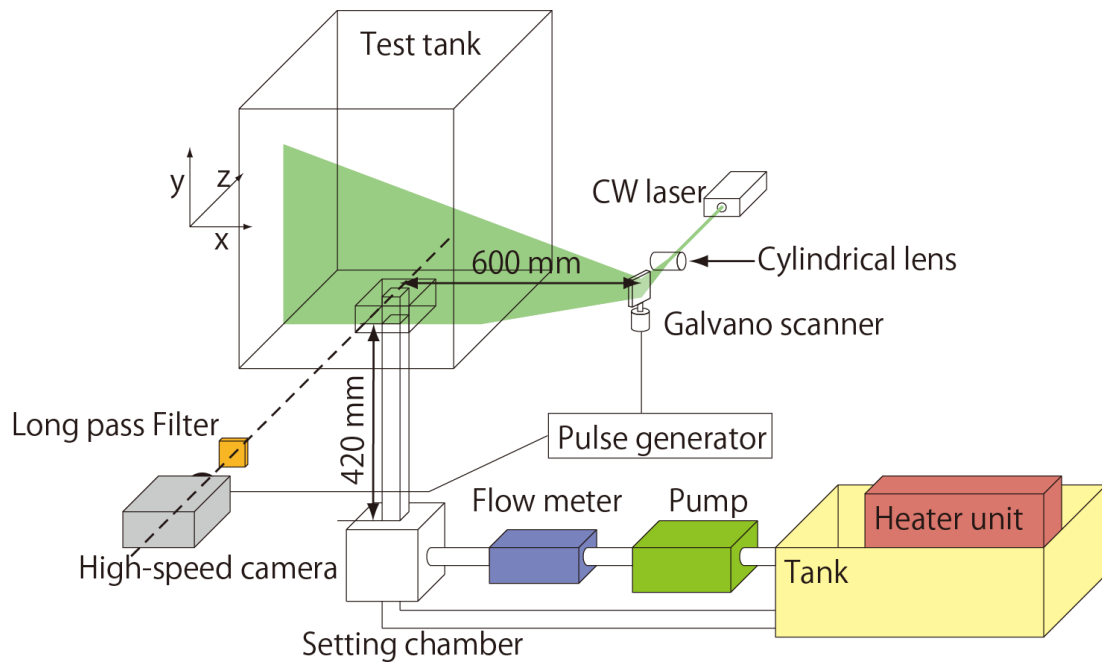
Fig.A-1(a), (b)に低フルード数領域における浮力噴流の流入現象を発生させる実験装置を示す. 実験は静止した低温流体中に重力と逆向きに正方形管から高温流体を噴出させて行う. 作動流体には水を用いる. 大量の高温水は温度コントローラによって供給した. 高温水は 20mm×20mm の断面で 420mm の長さの正方形管から水槽へ送られる. ノズルの長さは幅に対して十分に長く設定したためノズル出口では十分に発達した流れとなる. 高温流体は水で満たした高さ 460mm, 400mm×400mm のテストタンク中に広がる. 実験のテスト部分は流れの可視化のためアクリル樹脂材料によって透明となっている. このとき正方形管側壁における燃損失を最小に抑えるため発泡スチロールによって断熱を行っている.

テストタンクは実験中に一定の圧力ヘッドを保つため, 底から 420mm に排出口を設けている. 高温流体の温度は正方形管出口で熱伝対によって測定する. 水の温度はテストタンクの底に設置した別の熱電対によって測定する. ノズル出口における流速の影響を調べるため, レイノルズ数を  $Re=100\sim 1700$  に変化させた. 浮力噴流のフルード数は  $Fr=0.6\sim 2.7$  まで変化させた. 本研究では冷水の温度を 288K に統一し, 水温を 291.6~302K に変化させて実験を行った. 従って, 流れの温度差は 3.6~14K の範囲で変化する. 流入現象の発生は高速度 CMOS カメラ

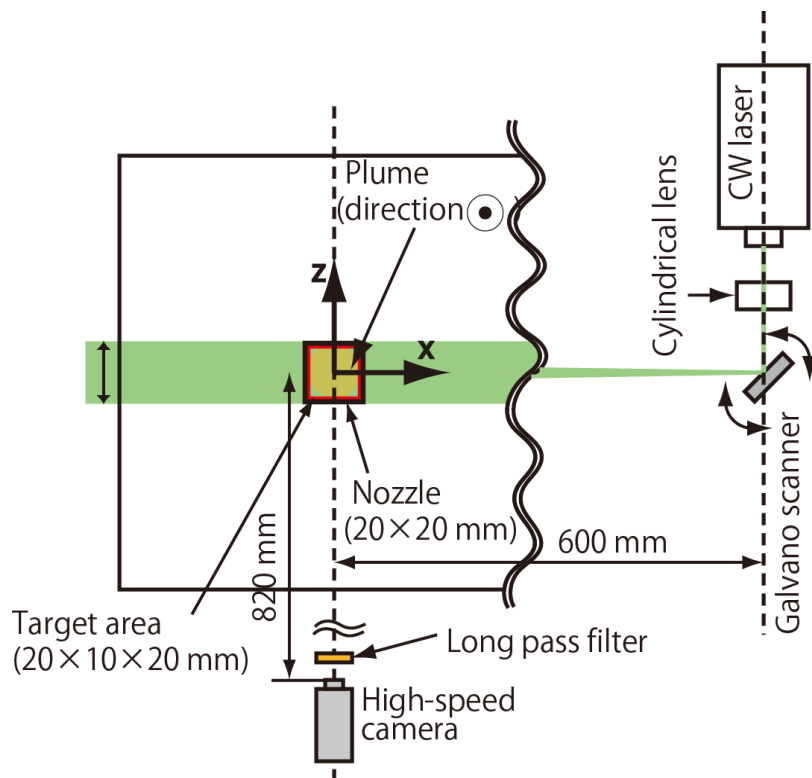
とガルバノスキャナをパルスジェネレータで制御し、スキャニング LIF システムによって測定する

流れの可視化は 1ppm に希釈したローダミン 6G を用い、5 W の Nd : YAG レーザーのシートを照射することで行った。3次元計測はスキャニング LIF システムによって行った。スキャンする断面をほぼ平行にするため対象から 600mm の位置に設置した。レーザーシートの厚みは約 1mm で、シートの最大角度は±2度である。対象領域の観察にはグレースケールの 1280×1024 の分解能、1000 フレーム毎秒の高速 CMOS カメラを用いる。シートの 1 スキャンは 31ms で 1 秒ごとに行った。

Fig.A-2 にスキャニング LIF のタイミングチャートを示す。31ms のスキャン中に 31 枚の連続したイメージを 1ms ごとに撮影し、コンピュータへ保存する。ここで、1 スキャンにかかる時間 31ms は対象としている現象に対し、十分な時定数を確保できている。



(a) Experimental setup



(b) Top view of scanning LIF system

Fig. A-1 Experimental apparatus and scanning LIF system

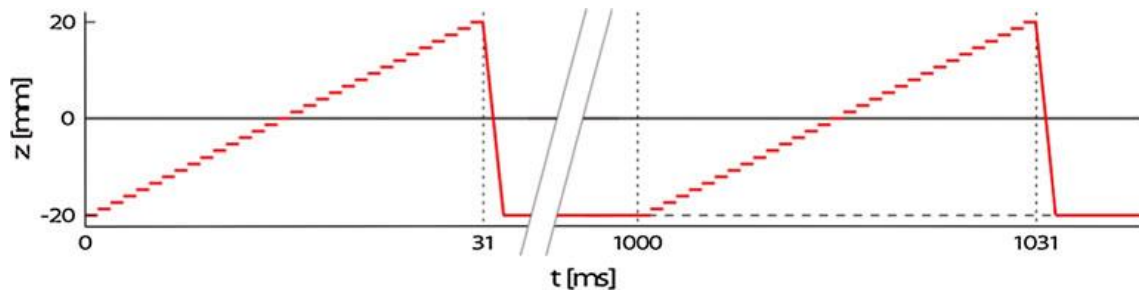


Fig. A-2 Time chart for scanning LIF measurement

### A.3. 数値シミュレーション条件

低温流体を正方形管から静止流体中に噴出させたときに発生する浮力噴流について数値シミュレーションを用いて考察する． Fig.A-3 にシミュレーションで用いた計算格子（ $48 \times 128 \times 48$ ）を示す． 計算領域の大きさは  $5d(x) 16d(y) 5d(z)$  とし，  $y$  方向中心をノズル出口とした． 流れを支配している方程式は 3次元ナビエーストークス方程式である．

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \rho u = -\nabla \rho + \mu \nabla^2 u + f \quad (1)$$

浮力は  $y$  方向の方程式のみで  $f = g \rho c_b (T - T_c)$  であらわされる． 一方， エネルギー方程式は（2）式で表される．

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \rho T = \kappa \nabla^2 T \quad (2)$$

これらの方程式は連続性方程式と組み合わせて数値的に解く． このとき流体の密度と粘性が温度の関数としている． ノズル入り口の境界条件は完全に発達した正方形管の流れ（Knudsen and Katz 1979）の速度分布分析によって得られ， 温度は一定としている． 壁面境界条件はすべりなしとし， 周囲の温度の影響はないものとしている． 数値シミュレーションの有効性はより細かい計算格子（ $60 \times 190 \times 60$ ）で確認している． 初期条件の影響は 8000 現象の後に減少する． 計算ソフトには CFD2000 を用い， 解析結果は TECPLOT によって視覚化した． 予備研究により， 逆流の開始はノズル出口における流れの速度分布から判断した．

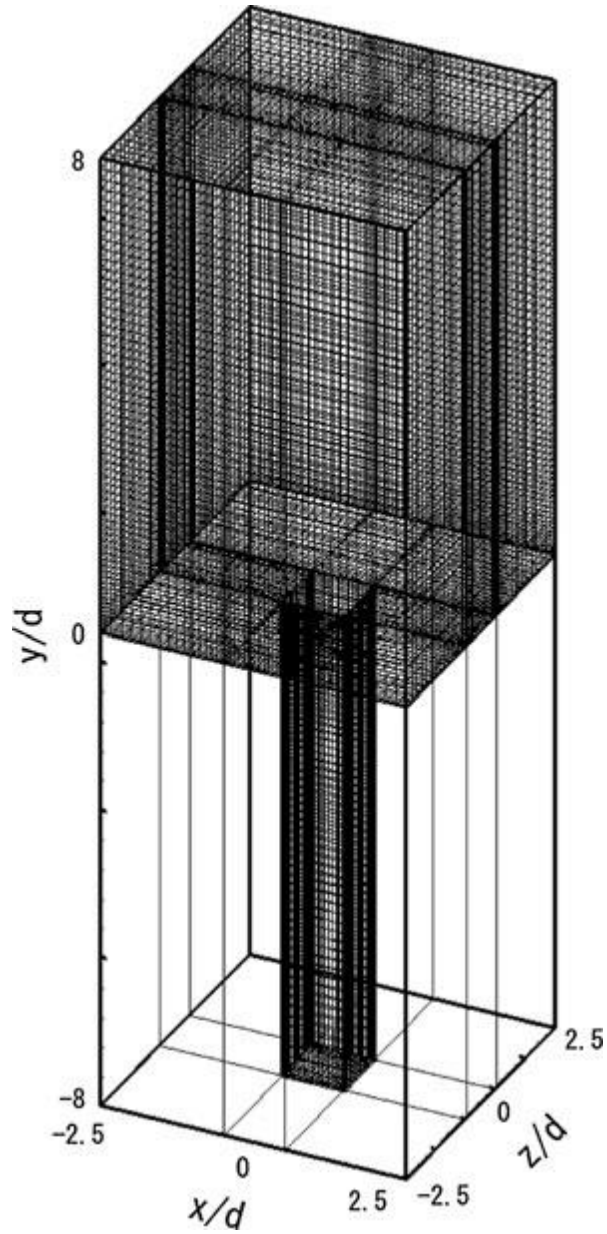


Fig. A-3 Computational grids

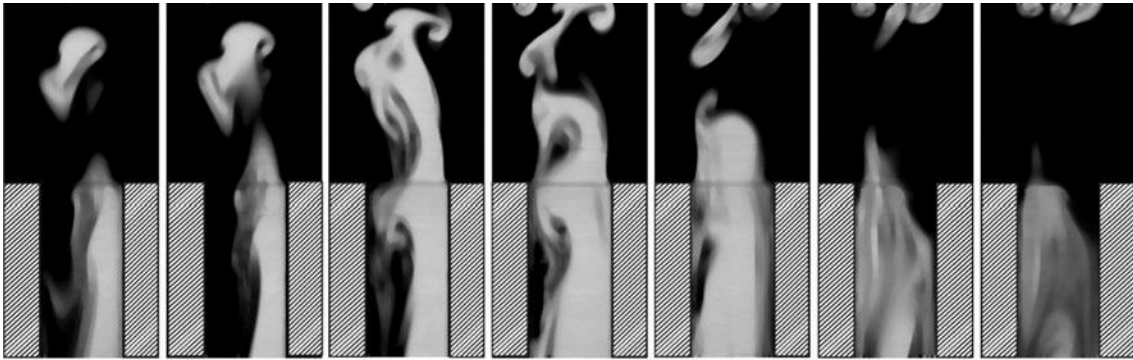
#### A.4. 実験結果

浮力噴流近傍における3次元交換流現象について理解するため、高速 CMOS カメラとレーザーシート光源を組み合わせた3次元 LIF により可視化を行った。Fig.A-4(a)-(g)に浮力噴流において流入の発生する条件である  $Re=200$ ,  $Fr=0.6$  における  $z/d=-0.47$ ,  $-0.4$ ,  $-0.2$ ,  $0$ ,  $0.2$ ,  $0.4$ ,  $0.47$  の各断面の浮力噴流の LIF 画像を示す。ローダミン 6 G の希釈溶液

によって可視化された高温流体がノズルから噴出し、低温流体がノズル内部へ流入していることが分かる。高温流体はノズルの中心付近に多く存在し、ノズル内の他の領域は周囲流体からの流入の発生により低温流体が存在している。

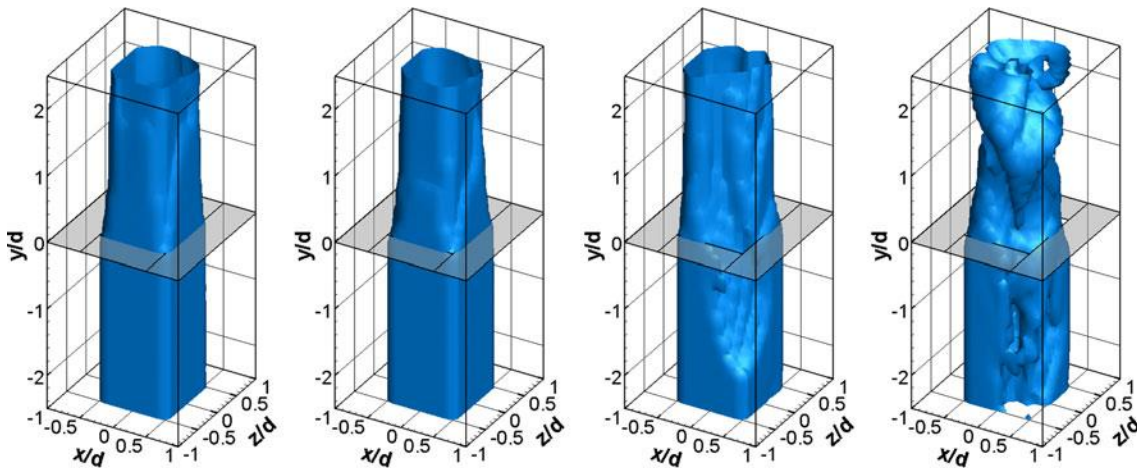
Fig.A-5(a)-(d)は本実験におけるスキヤニング LIF によって得られる平面濃度場の 3次元再構成結果である。このとき、濃度は最大濃度で無次元化している。浮力噴流の 3次元可視化によって、低フルード数領域における浮力噴流の瞬間的な流れ構造を明確に表示することができる。レイノルズ数を  $Re=830$ (a)から  $Re=200$ (d)まで変化させることで、フルード数が  $Fr=2.5$ (a)から  $Fr=0.6$ (d)にわたった条件で実験を行った。このとき、条件(a)~(d)は二つの流体の温度差を  $D_t=3K$  に固定して変化させた。したがって、本実験ではレイノルズ数とフルード数を両方とも変化させて実験を行っている。Fig.A-5 にみられる流入構造はスキヤニング LIF によって得られた 31 枚の可視化画像を再構成し、Fig.A-4 で示されたうちの 7 枚の濃度場画像においても確認することが出来る。

Fig.A-6(a)-(d)にそれぞれの条件におけるノズル出口断面 ( $y/d=0$ ) の濃度場を示す。高フルード数の  $Fr=2.5$ (a)ではノズル出口の下流に層流の浮力噴流の発達がみられる。 $Fr=1.8$ (b)へフルード数が減少すると噴流は浮力によって流れが増速し、正方形管の下流でわずかに減少する。さらにフルード数の減少した  $Fr=1.2$ (c)では流入現象はノズル出口の角付近で発生していることが Fig.A-6(c)から観測できる。このフルード数における流入現象は安定して発生しているため、ノズル出口下流における流れは層流状態であると考えられる。フルード数が  $Fr=0.6$ (d)まで減少すると流入現象は不安定になり、周囲の低温流体はノズル角付近で強く流入している。この不安定な流入現象によって正方形管出口下流における流れ場は非常に複雑となり、浮力噴流の下流における流れは乱流へと遷移する。浮力噴流においては遷移レイノルズ数  $Re=1200$  よりも小さいレイノルズ数で遷移が発生する。フルード数がさらに減少すると流入の様子はより頻繁になり、流入は大きく発生する。



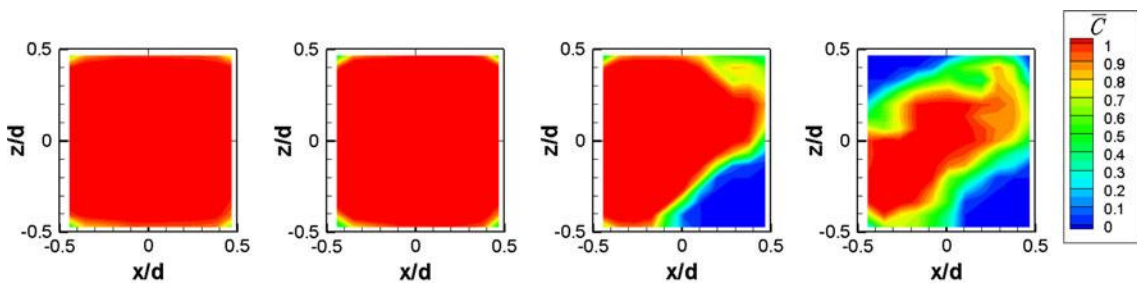
(a)  $z/d = -0.47$  (b)  $z/d = -0.4$  (c)  $z/d = -0.2$  (d)  $z/d = 0$  (e)  $z/d = 0.2$  (f)  $z/d = 0.4$  (g)  $z/d = 0.47$

Fig. A-4 Scanning LIF visualization of buoyant jet in x-y plane ( $Fr = 0.6$ ,  $Re = 200$ )



(a)  $Fr = 2.5$  ( $Re = 830$ ) (b)  $Fr = 1.8$  ( $Re = 600$ ) (c)  $Fr = 1.2$  ( $Re = 400$ ) (d)  $Fr = 0.6$  ( $Re = 200$ )

Fig. A-5 Three-dimensional concentration contour in near field of buoyant jet (instantaneous snapshot)



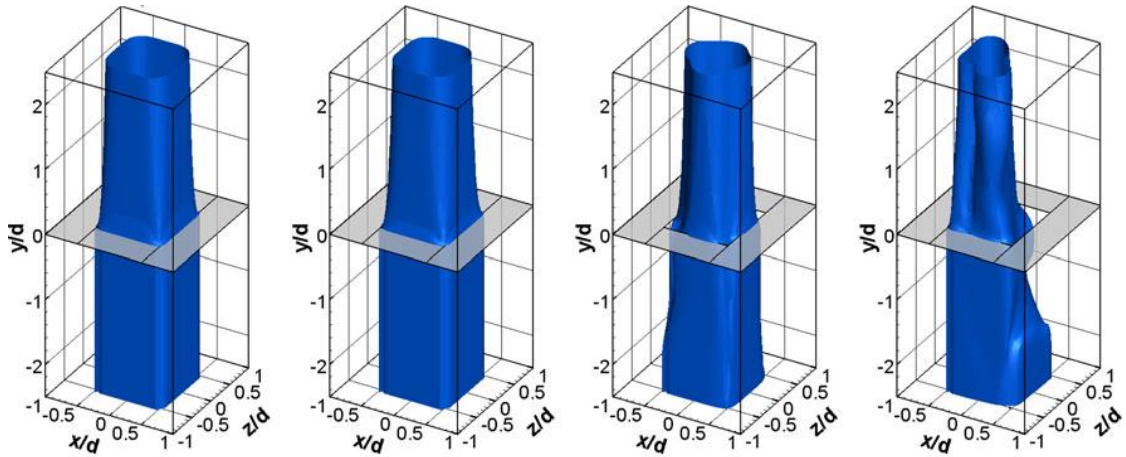
(a)  $Fr = 2.5$  ( $Re = 830$ ) (b)  $Fr = 1.8$  ( $Re = 600$ ) (c)  $Fr = 1.2$  ( $Re = 400$ ) (d)  $Fr = 0.6$  ( $Re = 200$ )

Fig. A-6 Cross-sectional concentration field at nozzle exit (instantaneous snapshot)

### A.5. 数値シミュレーション結果

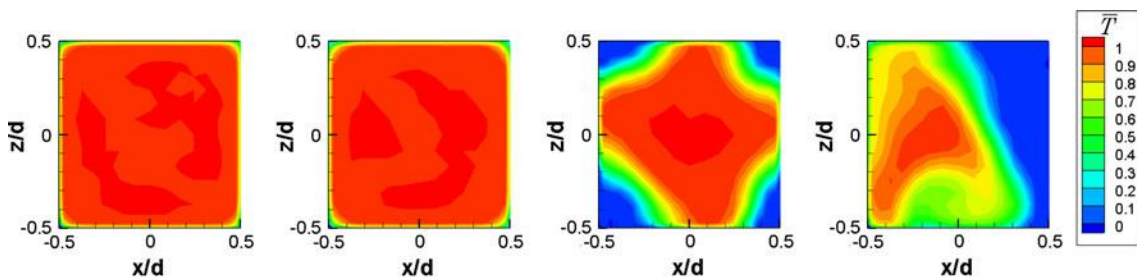
Fig.A-7,8 に実験と同条件であるフルード数  $Fr=2.5$ (a)から  $Fr=0.6$ (d)までの数値計算から得られた浮力噴流の温度/濃度場を示す。Fig.A-7 は無次元の温度  $T = (T-T_c)/(T_h-T_c) = 0.15$  における輪郭を表している。温度場は濃度場と線形な関係である。フルード数が減少することで浮力による流れの増速の影響によって、浮力噴流の幅も減少していることがわかる。この結果は Fig.A-5,6 の実験による結果と一致している。高いフルード数の  $Fr=2.5$  と  $Fr=1.8$  ではノズルからの流れの温度輪郭は滑らかであり、流入は発生していない。一方、低いフルード数の  $Fr=1.2$  と  $Fr=0.5$  の浮力噴流ではノズル内部への流入が正方形管出口付近で発生し、フルード数の減少により流入の大きさは強くなることが分かる。したがって、等温度コンターの断面形は正方形から円形へと徐々に変化していることがわかる。流入がノズルの角付近で発生し(c), 流入の断面領域が Fig.A-7(d), Fig.A-8(d)で示すようにフルード数の減少によって成長している。数値計算でも低フルード数の流動現象は不安定であり、実験と一致する結果となった。従って、実験によって観察される浮力噴流の主な特徴は数値計算でも再現された。しかし、実験と数値計算では流入の発生個所や不安定の規模などに多少の違いがある。これらの違いは計算格子数の影響である。しかしノズルによる流れが層流状態であるので流入発生の臨界条件を調べるには十分な計算格子数であると考えられる。





(a)Fr=2.5(Re=830) (b)Fr=1.8(Re=600) (c)Fr=1.2(Re=400) (d)Fr=0.6(Re=200)

Fig. A-7 Three-dimensional temperature contour in near field of buoyant jet  
(instantaneous snapshot by numerical simulation)



(a)Fr=2.5(Re=830) (b)Fr=1.8(Re=600) (c)Fr=1.2(Re=400) (d)Fr=0.6(Re=200)

Fig. A-8 Cross-sectional temperature contour at nozzle exit (instantaneous  
snapshot by numerical simulation)

### A.6. 臨界流入条件

Fig.A-9 に様々なフルード数とレイノルズ数における正方形管から流出する浮力噴流の逆流現象発生安定性図を示す。実験結果は温度差を固定し、出口速度を変化することによって図中の直線のように示される。安定性図は浮力が慣性の影響よりも支配的となる低フルード数で流入が発生することを示している。レイノルズ数の減少に伴い、流入の発生する不安定な領域も減少する。したがって、低レイノルズ数の流入現象は非常に強い浮力を伴う流れとなる。一方、高レイノルズ数における不安定な領域はレイノルズ数の増加に伴い拡大する。また、レイノルズ数

Re=1400 で臨界フルード数が  $Fr_c=2.2$  まで増加している．より高いレイノルズ数における臨界条件は興味深いが，それらの実験は流量と温度差の限界のため現在の実験では安定した結果は得られない．実験と数値計算の結果を比較すると，ほぼ一致した流入条件が得られた．数値計算では  $Fr=1.2$  と  $Fr=2.0$  のデータを除いて，現在の数値計算の流入現象が発生する臨界条件は実験とほぼ一致している．数値計算と実験の流入状態には小さな違いがあるが，それぞれの結果の不確かさの範囲と考えられる．数値計算の不確か性は境界条件の小さな影響と計算に使用される格子数，実験の不確か性はノズルにおける不完全な断熱に起因する温度測定誤差である．このように数値計算と実験で流入の状態は，本実験のレイノルズ数，フルード数の範囲内で互いに一致しているといえる．

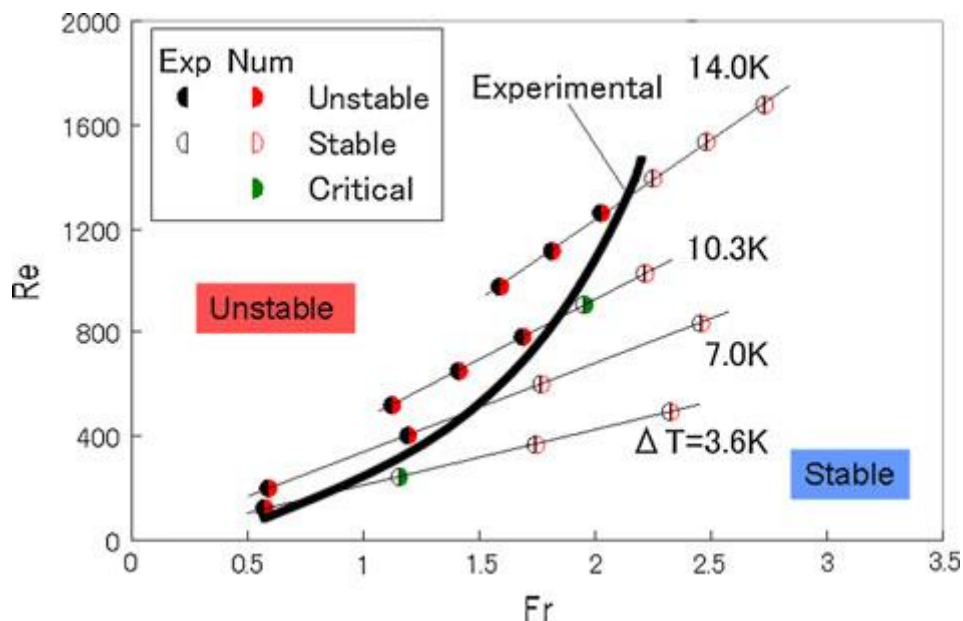


Fig. A-9 Stability diagram for onset of inflow in buoyant jet

## A.7. 結言

正方形管から周囲の低温流体への浮力噴流近傍における逆流条件を広範囲にわたるレイノルズ数とフルード数で実験を行い，数値計算と比較した．実験はスキヤニング LIF によって浮力噴流の 3 次元の濃度/温度場の可視化を行った．流動現象の主な特徴は流入の発生と低フルード数領

域における不安定性の増加である。レイノルズ数の増加に伴い、流入条件のフルード数も増加する。流入はノズル角で発生し、浮力噴流では乱流への遷移を促進する。流入のこれらの実験的な特徴が不安定なナビエ-ストークス方程式とエネルギー方程式から得られる数値計算結果でよく再現でき、流入はノズル出口における遷移によって発生していると考えられる。数値計算と実験結果には小さな違いがあるが実験における流入状態は数値計算でよく再現された。

付録 B Proper orthogonal decomposition (POD) 解析方法

レーザー誘起蛍光法 (Laser induced fluorescent: LIF) により可視化した管出口断面における交換流の組織構造の理解のため, Proper orthogonal decomposition (POD) 解析を行った. POD 解析とは大規模データから主成分を取り出すのに有効な方法であり, 複雑な現象の中から特徴的な組織構造を抽出することができる. POD 解析から得られる POD モードは空間関数であり物理的な意味合いは持たないが, そこから読み取ることのできる情報は多い. また POD モードは直交基底となっているため, 現象から特徴を効率よく抽出することが出来る. 本研究では, LIF 計測で得られた濃度分布に対して, Snapshot POD 解析 (Sirovich, 1987) を適用した. Snapshot POD 解析では, 時間的に離散化されたデータを用いるため, 本研究での計測データに適している.

解析に用いる位置  $x$ , 時刻  $t$  の濃度データを  $U(x, t)$  とすると, 相関行列  $C$  は以下のように表される.

$$C = \frac{1}{N} UU^T \quad (\text{B-1})$$

ここで,  $N$  は入力データの要素数である. 得られた相関行列の固有値と固有ベクトルとの関係は, 以下のように表される.

$$Ca = \lambda_k a \quad (\text{B-2})$$

ここで,  $a$  は固有ベクトル,  $\lambda_k$  は固有値である. 固有ベクトルと固有値は, 相関行列を QL 法を用いて解くことで求めた.

得られた固有ベクトル  $a$  と瞬時の濃度データ  $U$  の線形結合からなる POD モード  $V_k$  は, 以下のように求められる.

$$V_k(x) = \sum_{n=1}^N a_n^k U(x, t) \quad (\text{B-3})$$

この POD モード  $V_k$  の 0 次モードは, 時間平均場に相当する. 各 POD モードがもつ変動エネルギー  $E_k$  は, 各モードの固有値  $\lambda_k$  を全体の変動エネルギー  $E_t$  で除することで得られ, 以下の式で表される.

$$E_k = \frac{\lambda_k}{E_t} \quad (\text{B-4})$$

ここで, 全体の変動エネルギー  $E_t$  は,

$$E_t = \sum_{k=1}^N \lambda_k \quad (\text{B-5})$$

である。本研究では、LIF計測で得られた濃度場を用いて、600現象の瞬時濃度場に対するPOD解析を行い、菅出口の交換流の特徴的な組織構造を抽出した。

**Captions of figures and Table**

Fig. A-1 Experimental apparatus and scanning LIF system

Fig. A-2 Time chart for scanning LIF measurement

Fig. A-3 Computational grids

Fig. A-4 Scanning LIF visualization of buoyant jet in x-y plane ( $Fr = 0.6$ ,  $Re = 200$ )

Fig. A-5 Three-dimensional concentration contour in near field of buoyant jet  
(instantaneous snapshot)

Fig. A-6 Cross-sectional concentration field at nozzle exit (instantaneous snapshot)

Fig. A-7 Three-dimensional temperature contour in near field of buoyant jet  
(instantaneous snapshot by numerical simulation)

Fig. A-8 Cross-sectional temperature contour at nozzle exit (instantaneous  
snapshot by numerical simulation)

Fig. A-9 Stability diagram for onset of inflow in buoyant jet

## 参考文献

- Anwar HO (1972) Appearance of unstable buoyant jet. *J Hydraul Div HY* 7:1143–1156
- Brown WG, Solvason KR (1962) Natural convection through rectangular openings in partitions, vertical partitions. *Int J Heat Mass Transf* 5:859–868
- Brown WG (1962) Natural convection through rectangular openings in partitions, 2 horizontal partitions. *Int J Heat Mass Transf* 5:869–880
- Chen CJ, Rodi W (1980) Vertical turbulent buoyant jets: a review of experimental data. Pergamon Press, Oxford
- Cholemari MR, Arakeri JH (2005) Experiments and a model of turbulent exchange flow in a vertical pipe. *Int J Heat Mass Transf* 48:4467–4473
- Epstein M (1988) Buoyancy-driven exchange flow through small openings in horizontal partitions. *J Heat Transf* 110:885–893
- Epstein M (1989) Combined natural convection and forced flow through small openings in a horizontal partition, with special reference to flows in multicompartment enclosures. *J Heat Transf* 111:980–987
- Funatani S, Fujisawa N, Ikeda H (2004) Simultaneous measurement of temperature and velocity using two-colour LIF combined with PIV with a colour CCD camera and its application to the turbulent buoyant plume. *Meas Sci Technol* 15:983–990
- Issa RI (1986) Solution of implicitly discretized fluid flow equations by operator-splitting. *J Comput Phys* 62:40–65
- Knudsen JG, Katz DL (1979) Fluid dynamics and heat transfer. R. E. Krieger Publishing Company, Huntington
- Leach SJ, Thompson H (1975) An investigation of some aspects of flow into gas cooled nuclear reactors following an accidental depressurization. *J Br Nucl Energy Soc* 14:243–250
- List EJ (1982) Turbulent jets and plumes. *Annu Rev Fluid Mech* 14:189–212
- 室田 明, 中辻 啓二, 玉井 昌宏 二次元フォーストブルームの乱流構造に関する実験的研究 土木学会論文集 第 405 号 (1989), pp. 79-87.



- Papanicolaou PN, List EJ (1988) Investigations of round vertical turbulent buoyant jets. *J Fluid Mech* 195:341–391
- Pham MV, Plourde F, Kim SD (2005) Three-dimensional characterization of a pure thermal plume. *ASME J Heat Transf* 127:624–636
- Prahl J, Emmons HW (1975) Fire induced flow through an opening. *Combust Flame* 25:369–385
- Proude F, Pham MV, Kim SD, Balachandar S (2008) Direct numerical simulations of a rapidly expanding thermal plume: structure and entrainment interaction. *J Fluid Mech* 604:99–123
- Subbarao ER, Cantwell BJ (1992) Investigation of a co-flowing buoyant jet: experiments on the effect of Reynolds number and Richardson number. *J Fluid Mech* 245:69–90
- Sirovich, L, (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures, Part 1, Coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, Vol. 45, pp. 561-571.
- Syuto T, Fujisawa N, Takasugi T, Yamagata T (2010) Three-dimensional flow visualization and velocity measurement in near field of strongly buoyant jet. *J Vis* 13:203–211
- Tian X, Roberts PJW (2003) A 3D LIF system for turbulent buoyant jet flows. *Exp Fluids* 35:636–647
- Tsuru D, Okamoto K, Madarame H, Fumizawa M (1998) Buoyancy-driven exchange flow through double openings with having multi flow patterns. *JSME Int J B* 41:781–787
- Ungate CD, Harleman DRF, Jirka GB (1975) Stability and mixing of submerged turbulent jets at low Reynolds numbers.  
Energy Laboratory Report MIT-EL 75-014