

JAERI-M
91-146

スタンドパイプ破断事故時の伝熱流動に関する研究
—炉内外の温度差により生じるスタンドパイプ内置換流の挙動—

1991年9月

文沢 元雄・菱田 誠

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこみください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ニッセイエプロ株式会社

スタンドパイプ破断事故時の伝熱流動に関する研究
— 炉内外の温度差により生じるスタンドパイプ内置換流の挙動 —

日本原子力研究所東海研究所高温工学部

文沢 元雄・菱田 誠

(1991年8月19日受理)

高温ガス炉のスタンドパイプ破断事故時に空気浸入量を評価することは重要である。本研究では、レーザー流速計を用いた流速測定実験及び可視化実験を行い、温度差により生じる細い円筒状接続管における置換流の挙動を調べた。実験条件は圧力が101.3kPa（大気圧）でレーレー数の範囲は $1.3 \times 10^7 \sim 7.0 \times 10^7$ であり、作動流体として窒素ガスを使用した。この結果、以下のことが分かった。

1. 温度差により生じる置換流の円筒状接続管内の流速をレーザー流速計で測定することにより置換流量を算出する手法を開発することができた。
2. 下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合、置換する気体の体積流量はEpsteinの結果と良く一致する。
3. 円筒状接続管では時間的に空間的に不規則な置換流が生じている。

Study on Heat Transfer and Fluid Flow in the Stand Pipe Rupture Accident
- Buoyancy Driven Exchange Flow Behavior through the Broken Stand Pipe -

Motoo FUMIZAWA and Makoto HISHIDA

Department of High Temperature Engineering
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received August 19, 1991)

This paper deals with an experimental investigation of the buoyancy driven exchange flow which takes place through a narrow cylindrical channel, during the stand pipe rupture accident in a high temperature gas-cooled reactor (HTGR). The velocity distribution through the cylindrical channel is measured by a laser doppler velocimeter, in order to evaluate the air ingress flow rate. The experiments are performed under atmospheric pressure with nitrogen as a working fluid. Rayleigh number ranges from 1.3×10^7 to 7.0×10^7 . The following conclusions were obtained:

- (1) The laser doppler velocimeter was found a good method for the measurement of the velocity of the exchange flow.
- (2) When the temperature of the hemisphere and the bottom heated plate, which simulate the top cover of the reactor, was kept uniform, the volumetric exchange flow rate agreed well with Epstein's result.
- (3) The exchange flow through a narrow cylindrical channel fluctuated irregularly with time and space.

Keywords: Heat Transfer, Stand Pipe Rupture Accident, Buoyancy Driven Exchange Flow, HTGR, Laser Doppler Velocimeter, Fluctuation

目 次

1. 緒 言	1
2. 実験装置及び実験方法	2
2.1 実験装置	2
2.2 実験方法	2
2.2.1 レーザー流速計の構成	2
2.2.2 置換する流体の体積流量の算出方法	3
2.2.3 測定項目	4
2.2.4 実験条件	5
2.2.5 可視化の方法	5
3. 実験結果及び考察	6
3.1 実験-I	6
3.2 実験-II	7
4. 結 言	8
謝 辞	9
参考文献	9

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Apparatus and Procedure	2
2.1 Experimental Apparatus	2
2.2 Experimental Procedure	2
2.2.1 Laser Doppler Velocimetry System	2
2.2.2 Volumetric Flow Rate of Exchange Flow	3
2.2.3 Measured Items	4
2.2.4 Experimental Condition	5
2.2.5 Method of Flow Visualization	5
3. Results and Discussion	6
3.1 Experiment-I	6
3.2 Experiment-II	7
4. Conclusions	8
Acknowledgements	9
References	9

【記号表】

A	: 流路断面積 ($= \pi R_1^2$)
d_M	: 測定点の直径
f_d	: ドップラー周波数
Fr	: フルード数 ($= 4 U (R_1 g \Delta \rho / \rho)^{-0.5}$)
Fr^*	: 密度 ρ_H を用いたフルード数 ($= 4 U (R_1 g \Delta \rho^* / \rho^*)^{-0.5}$)
g	: 重力加速度
H_1	: 円筒状接続管高さ
H_w	: 観測窓高さ
K_1	: 入射光の波数ベクトル
K_2	: 入射光の波数ベクトル
N	: 測定データ番号
N_p	: 上昇流粒子の測定数
N_m	: 下降流粒子の測定数
N_T	: 金粒子の測定数 ($= N_p + N_m$)
Q	: 置換する流体の体積流量
R	: 下部半球半径
R_1	: 円筒状接続管半径
Ra	: レーレー数 ($= g \Delta \rho R^3 / \mu \kappa$)
Ra^*	: 密度 ρ_H を用いたレーレー数 ($= g \Delta \rho^* R^3 / \mu \kappa$)
Ra_1	: R_1 を代表長としたレーレー数 ($= g \Delta \rho R_1^3 / \mu \kappa$)
Ra_1^*	: R_1 を代表長とし密度 ρ_H を用いたレーレー数 ($= g \Delta \rho^* R_1^3 / \mu \kappa$)
r	: 径方向距離
T	: 加熱壁上方の流体温度
$\bar{T}$	: 加熱壁上方の無次元流体温度 ($= (T - T_c) / (T_H - T_c)$)
T_c	: 下部半球壁温
T_H	: 加熱壁温度
T_{Hc}	: $= (T_H - T_c) / 2$
T_L	: 上部冷却容器壁温
t	: 測定時間
$t_{m,i}$	: $u_{m,i}$ の信号発生時間 ($= d_M / u_{m,i}$)
$t_{p,i}$	: $u_{p,i}$ の信号発生時間 ($= d_M / u_{p,i}$)
U	: 置換する流体の流路断面平均垂直方向流速
U_m	: 下降流の流路断面平均流速
U_p	: 上昇流の流路断面平均流速

U_Q	: τ_T 平均の上昇流又は下降流の局所流速
U_{Qm}	: τ_T 平均の下降流局所流速
U_{Qp}	: τ_T 平均の上昇流局所流速
u	: 入射軸に垂直な粒子の流速
u_m	: τ_m 平均の下降粒子の局所流速
u_{mj}	: j 番目の下降粒子の流速
u_p	: τ_p 平均の上流粒子の局所流速
u_{pi}	: i 番目の上昇粒子の流速
V	: 粒子の速度ベクトル
X	: 水平方向距離 (Fig. 3 で定義)
Y	: 水平方向距離 (X 方向に直角 ; Fig. 3 で定義)
Z	: 加熱壁からの垂直方向距離
$\bar{Z}$	: 加熱壁からの無次元垂直方向距離 ($= Z/R$)
θ	: 2 本の入射光の交差角
κ	: 熱拡散率
λ	: 入射光の波長
μ	: 粘度
ρ	: 平均密度 ($= (\rho_L + \rho_{HC}) / 2$)
ρ^*	: 平均密度 ($= (\rho_L + \rho_H) / 2$)
ρ_H	: 加熱壁での流体密度
ρ_{HC}	: T_{HC} での流体密度
ρ_L	: 上部冷却容器内面での流体密度
$\Delta \rho$	: 密度差 ($\rho_L - \rho_{HC}$)
$\Delta \rho^*$	: 密度差 ($\rho_L - \rho_H$)
σ	: 無次元標準偏差
τ_m	: 下降流信号の発生時間 ($= \sum t_{mj}$)
τ_p	: 上昇流信号の発生時間 ($= \sum t_{pi}$)
τ_T	: 信号の発生時間 ($= \tau_p + \tau_m$)
ω	: 入射光の角周波数
ω_{s1}	: 散乱光の角周波数
ω_{s2}	: 散乱光の角周波数
$\Delta \omega$	: ドップラーシフト量 ($= \omega_{s1} - \omega_{s2}$)

1. 緒 言

高温ガス炉において、原子炉容器の上部に接続されている配管（以後、スタンドパイプと略す）の破断事故が生じると、Fig. 1に示すように、破断口から空気が炉内に浸入し黒鉛構造物が酸化される⁽¹⁾。このため、炉内へ浸入した空気は黒鉛構造物の健全性に重大な影響を与える可能性がある。したがって空気浸入量を評価することは非常に重要である。

スタンドパイプ破断事故が生じると、以下の過程を経て空気が炉心内に浸入するものと考えられる。

- ① 40気圧のヘリウムガスが格納容器内に噴出し炉容器内外の圧力が均圧する。
- ② ヘリウムガスと空気が置換する。
- ③ 以上の過程により炉内外は空気とヘリウムガスの混合気体となる。
- ④ その後、温度が低く重い炉外の空気が自然対流によって炉内に浸入し、炉内で黒鉛構造物と酸化反応する。

酸化反応を伴う④の過程では一酸化炭素ガス、二酸化炭素ガスが発生するが、炉内の温度が高いため炉内の混合気体の密度は炉外の空気の密度より小さいので、炉内の気体は破断口から炉外へ流出する。この現象は長時間に渡り持続し、炉内黒鉛構造物の酸化による腐食が進行するものと考えられる。したがって、④の過程における空気の浸入挙動を調べるのが事故時における炉内黒鉛構造物の酸化量を評価する上で最も重要である。その際の炉内への空気の浸入量は、破断口における対向流（又は置換流）の流量によって決定される。

ヘリウムガスと空気の置換が終了した後の空気の浸入挙動は密度差による置換流として取り扱うことができる。換言すれば、上部に穴が開いた容器を加熱すると開口部から容器外の空気が流入すると同時に加熱された容器内の空気が開口部から流出すると考えられる。その際、流動が狭い空間内に制限されるため開口部で生じる上昇流と下降流が相互に干渉する。このような状況では、開口部の上方に高密度気体（低温の気体）開口部の下方に低密度気体（高温の気体）が存在し、その密度差に基づき細い開口部で置換流が生じる。この置換流は時間的にもまた空間的にも不規則であり、数値シミュレーションをするのは非常に困難である。

このため従来より置換流の実験的研究が行われている。従来の研究としては密度の異なる流体として、塩水と水を使用し容器内流体の密度の時間変化量を測定する方法⁽²⁾、及び空気とヘリウムを使用し容器内流体質量の時間変化量を測定する方法^{(3)・(4)}により、置換する体積流量を間接的に算出していた。温度差により生じる細い流路内置換流の挙動は定常的な現象であり、配管破断事故を忠実に模擬した実験では、実験容器内の質量は一定である。したがって容器内質量の時間変化量から置換する体積流量を測定することはできない。このため細い流路内の流速を測定する必要があるが、筆者らの調べた限り、置換流の流速測定についてはまだ報告されていない。またピトー管や熱線風速計は対向する流れを乱すので細い流路内の流速測定には不適当である。

そこで本研究では、レーザー流速計を用いて流れを乱すことなく細い流路内で対向する流れの

流速を直接測定することにより、置換する体積流量を算出する手法を検討する。また半球内自然対流が細い流路で置換流の挙動に及ぼす影響を調べ、流動様式を把握するため煙法を用いて流れの可視化を行う。

2. 実験装置及び実験方法

2.1 実験装置

本実験装置（上鏡内空気浸入実験装置）の詳しい説明は別途行われているので⁽⁵⁾，本報ではその概略を記す。本装置テスト部の立面図及び平面図をFig. 2及びFig. 3に示す。本装置は内径346mmのSUS304製下部半球，厚さ20mm直径260mmのSUS304製加熱壁（下部半球の底板），加熱壁加熱用のカンタル線ヒータ，内径50mm高さ398mmのSUS304製円筒状接続管，SUS304製上部冷却容器及び補器類より構成される。下部半球は原子炉容器の上鏡部を，円筒状接続管はスタンドパイプを，上部冷却容器は原子炉の上部空間を，円筒状接続管と上部冷却容器の接合面はスタンドパイプ破断面をそれぞれ模擬したものである。実験装置テスト部をPhoto. 1に，実験装置全体をPhoto. 2に，実験装置の制御盤をPhoto. 3に，実験装置テスト部の計測系をPhoto. 4に示す。

実験装置テスト部の加熱壁外周部には断熱材を取り付け加熱壁と下部半球が直接接触することを防いだ。下部半球内面には金メッキを施し熱放射による伝熱量を極力少なくした。円筒状接続管はレーザー流速計による流速測定のため観測窓を設け，一部をガラス製とした。この観測窓は内径及び高さが50mmである。加熱壁温及び熱流速測定のため熱電対を12本，下部半球壁温測定のため熱電対を12本，上部冷却容器壁温測定のため熱電対を12本取り付けた。また加熱壁上方の流体温度測定のため垂直方向（Z方向）に移動可能な7本の熱電対を下部半球に取り付け，上部冷却容器内の流体温度測定のため垂直方向に移動可能な1本の熱電対を上部冷却容器上面に取り付けた。

2.2 実験方法

2.2.1 レーザー流速計の構成

使用した流速計は日本カノマックス㈱製光ファイバー型レーザー流速計（Fiberoptic Laser Velocimeter: FLV）である。流速測定システムは，Fig. 4に示すように，FLVユニット，FLVプローブ，カウンター型信号処理器（測定間隔制御用タイマーを含む），データ処理用計算機等から構成される。このレーザー流速計の仕様は以下のとおりである。

- (1) FLVユニット，SYSTEM-8811
内蔵レーザー：10mW，He-Ne
- (2) FLVプローブ，FLV-K型 MODEL-1884
受光方式：後方散乱型
収光レンズ：f 160mm

流速を直接測定することにより、置換する体積流量を算出する手法を検討する。また半球内自然対流が細い流路で置換流の挙動に及ぼす影響を調べ、流動様式を把握するため煙法を用いて流れの可視化を行う。

2. 実験装置及び実験方法

2.1 実験装置

本実験装置（上鏡内空気浸入実験装置）の詳しい説明は別途行われているので⁽⁵⁾，本報ではその概略を記す。本装置テスト部の立面図及び平面図をFig. 2及びFig. 3に示す。本装置は内径346mmのSUS304製下部半球，厚さ20mm直径260mmのSUS304製加熱壁（下部半球の底板），加熱壁加熱用のカンタル線ヒータ，内径50mm高さ398mmのSUS304製円筒状接続管，SUS304製上部冷却容器及び補器類より構成される。下部半球は原子炉容器の上鏡部を，円筒状接続管はスタンドパイプを，上部冷却容器は原子炉の上部空間を，円筒状接続管と上部冷却容器の接合面はスタンドパイプ破断面をそれぞれ模擬したものである。実験装置テスト部をPhoto. 1に，実験装置全体をPhoto. 2に，実験装置の制御盤をPhoto. 3に，実験装置テスト部の計測系をPhoto. 4に示す。

実験装置テスト部の加熱壁外周部には断熱材を取り付け加熱壁と下部半球が直接接触することを防いだ。下部半球内面には金メッキを施し熱放射による伝熱量を極力少なくした。円筒状接続管はレーザー流速計による流速測定のため観測窓を設け，一部をガラス製とした。この観測窓は内径及び高さが50mmである。加熱壁温及び熱流速測定のため熱電対を12本，下部半球壁温測定のため熱電対を12本，上部冷却容器壁温測定のため熱電対を12本取り付けた。また加熱壁上方の流体温度測定のため垂直方向（Z方向）に移動可能な7本の熱電対を下部半球に取り付け，上部冷却容器内の流体温度測定のため垂直方向に移動可能な1本の熱電対を上部冷却容器上面に取り付けた。

2.2 実験方法

2.2.1 レーザー流速計の構成

使用した流速計は日本カノマックス㈱製光ファイバー型レーザー流速計（Fiberoptic Laser Velocimeter; FLV）である。流速測定システムは，Fig. 4に示すように，FLVユニット，FLVプローブ，カウンター型信号処理器（測定間隔制御用タイマーを含む），データ処理用計算機等から構成される。このレーザー流速計の仕様は以下のとおりである。

- (1) FLVユニット，SYSTEM-8811
内蔵レーザー：10mW，He-Ne
- (2) FLVプローブ，FLV-K型 MODEL-1884
受光方式：後方散乱型
収光レンズ：f 160mm

測定点の大きさ: $\ell_M=1.1\text{mm}$, $d_M=0.107\text{mm}$

(3) カウンター型信号処理器, SYSTEM-8003C

入力周波数範囲: 1 KHz-25MHz

入力電圧範囲: 10mV-1 V

出力形式: デジタル及びアナログ信号

測定間隔範囲: $1\ \mu\text{s}$ -0.9s

2.2.2 置換する流体の体積流量の算出方法

(1) 流速の測定原理

詳しい説明は専門書⁽⁶⁾に譲ることとし、本報では測定原理の概略を記す。測定原理の概略図をFig. 5に示す。レーザー光源から出射されたレーザービームをビームスプリッターで等しい強度の平行な2本のビームに分離し、収束レンズで交差させる。その交差点が測定点となる。測定点にはフリンジが生じ、流体中の粒子がフリンジを横切る時、測定点にある1個の粒子により2本のビームが散乱され、散乱光はドップラー周波数変化を受ける。粒子により散乱されドップラー周波数変化を受けた光が光電変換器 (Photomultiplier) によって検出される。入射軸に垂直な速度成分とドップラー周波数の関係は次式より得られる。

散乱光の角周波数 ω_{s1} , ω_{s2} は

$$\omega_{s1} = \omega + (\mathbf{K}_{s1} - \mathbf{K}_1) \cdot \mathbf{V} \quad (1)$$

$$\omega_{s2} = \omega + (\mathbf{K}_{s2} - \mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{V} \quad (2)$$

ドップラーシフト量 $\Delta\omega$ ($=\omega_{s1}-\omega_{s2}$) は

$$\Delta\omega = (\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{V} \quad (3)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \cdot u \quad (4)$$

入射軸に垂直な速度成分 u は

$$u = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \cdot f_d \quad (5)$$

(2) 速度バイアス補正

流体中に含まれる単位体積当りの粒子数を一定とした場合、測定値の算術平均を求めても正しい流速の平均値は得られない。この理由は、高流速の場合粒子が測定点を通過するに要する時間が低流速より短く、単位時間当りに測定点を通過する粒子数が多いことに起因する。このため、算術平均値は高流速の方に偏る。これを一般に速度バイアスと呼んでいる⁽⁸⁾。時間的な流速変動が大きい場合の速度バイアスをFig. 6に示す。流速の測定方法として、BURSTモード (1個の粒子の流速が1回測定されるモード) を用いタイマーの設定時間間隔 t_i を一定値 ($=0.1\text{s}$) で行う場合の流速と経過時間の関係をFig. 6(a)に示す。粒子が測定点を通過するに要する時間 (t_{pi} 又は t_{mi}) は流速に反比例し、 t_i に比べて t_{pi} 又は t_{mi} は短いので、流速信号の発生時間 τ_p ($=\sum t_{pi}$) 及び τ_m ($=\sum t_{mi}$) を用いて、流速と信号の発生時間との関係を表すとFig. 6(b)となる。信号の発生時間で平均した速度バイアス補正後の粒子の平均流速は以下の

関係式で与えられる。

測定点における上昇粒子の平均流速 u_p は

$$u_p = \sum u_{pi} t_{pi} / \sum t_{pi} \quad (6)$$

$$= N_p / \sum (1 / u_{pi}) \quad (7)$$

測定点における下降粒子の平均流速 u_m は

$$u_m = \sum u_{mi} t_{mi} / \sum t_{mi} \quad (8)$$

$$= N_m / \sum (1 / u_{mi}) \quad (9)$$

例えばTable 1に示す実験番号CH08の実験では管中心軸における上昇流の流速を時間的に算術平均して求めると約0.058m/sとなる。一方、速度バイアス補正後の時間平均流速は約0.023m/sである(6式参照)。すなわち、算術平均した流速の値は平均流速 u_p より約2.5倍も高い値となるので、速度バイアス補正を行う必要があることが分かる。

(3) 置換する流体の体積流量

Fig. 6に示すように、信号の発生時間で平均した上昇流及び下降流の局所流速 (U_{qp} 及び U_{qm}) を求め、置換する流体の体積流量を算出する。

信号の発生時間 τ 平均の上昇流局所流速 U_{qp} は

$$U_{qp} = u_p \tau_p / \tau \quad (10)$$

τ 平均の下降流局所流速 U_{qm} は

$$U_{qm} = u_m \tau_m / \tau \quad (11)$$

この局所流速は上昇流・下降流をまとめて U と略記され、置換する流体の体積流量に対応する流速である。

上昇流の流路断面平均流速 U_p は

$$U_p = 2\pi \int U_{qp} r dr / A \quad (12)$$

下降流の流路断面平均流速 U_m は

$$U_m = 2\pi \int U_{qm} r dr / A \quad (13)$$

例えばTable 1に示す実験番号CH08の実験では、上昇流の場合速度バイアス補正後の時間平均流速の空間平均値は U_p の約2倍になっている(6式、10式、12式参照)。

置換する流体の流路断面平均流速 U は

$$U = (\rho_{hc} U_p + \rho_L U_m) / 2\rho \quad (14)$$

置換する流体の体積流量 Q は

$$Q = UA \quad (15)$$

U 又は Q の無次元数(フルード数) Fr は

$$Fr = 4U(R_1 g \Delta\rho / \rho)^{-0.5} \quad (16)$$

2.2.3 測定項目

測定項目は以下のとおりである。

(1) 円筒状接続管内の流速 (u)

流速 (u) は、Fig. 5に示したように、レーザー流速計の測定プローブの入射軸に垂直な速度成分 u である。流速測定のため水平方向 (X , Y 方向) にレーザー流速計の測定プローブを自動

トラバースさせる。

- (2) 加熱壁温 (T_H)
- (3) 下部半球壁温 (T_c)
- (4) 上部冷却容器壁温 (T_L)
- (5) 加熱壁上方の流体温度 (T)

垂直方向 (Z方向) に移動可能な 7 本の熱電対を冷却半球容器に取り付ける。

- (6) 上部冷却容器内の流体温度 (T)

垂直方向に移動可能な 1 本の熱電対を上部冷却容器上面に取り付ける。

2.2.4 実験条件

実験条件は以下のとおりである。

- (1) 作動流体：窒素
- (2) 圧力：101.3kPa (大気圧)
- (3) 加熱壁温：50～600℃

・実験 - I

下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定し、両壁の温度差に起因する局所的自然対流が生じない場合の実験である。観測窓を含む上部円筒状接続管の温度を上部冷却容器壁温と同じ値に設定し、観測窓より下方の下部円筒状接続管及び半球壁の温度を加熱壁温と同じ値に設定した。密度差に基づく置換流が細い流路で生じる場合の流動挙動を調べるために行う。また従来の研究結果との比較も行う。

・実験 - II

下部半球壁温を加熱壁温より低温 (上部冷却容器壁温と同じ値) に設定し、両壁の温度差に起因する局所的自然対流が生じる場合の実験である。円筒状接続管の温度は上部冷却容器壁温と同じ値に設定した。半球内自然対流が細い流路で生じる置換流の挙動に及ぼす影響を調べるために行う。

- (4) 流速測定時のレーザー流速計設定条件

- ・フリンジのシフト周波数 : 0.1 MHz
- ・ローパスフィルターの周波数 : 0.2 MHz
- ・ハイパスフィルターの周波数 : 0.02MHz
- ・タイマーの設定時間間隔 : 0.1 s
- ・信号処理モード : BURST

この条件での流速測定誤差は0.7%以下である。

- (5) 流速測定及び可視化用トレーサー粒子

蚊取線香 (有効成分：d l, d-T80-アレスリン)

2.2.5 可視化の方法

流動様式を把握するため煙法を用いて流れの可視化を行う。可視化の方法は、可視化用トレーサー粒子 (蚊取線香) を実験装置に注入した後、流速測定のため設けた観測窓にスリット光を当

て、VTRカメラで撮影する。スリット光源やVTRカメラなどの可視化機器はFig. 3に示すように配置する。スリット光源はキャビン工業製CABIN667であり、スリット幅が5 mmのハロゲンランプを使用する。

3. 実験結果及び考察

3.1 実験-I

実験-Iの実験条件をTable 1に示す。下部半球半径を代表長とした場合のレーレー数 Ra 範囲は $1.3 \times 10^7 \sim 3.0 \times 10^7$ であり、この範囲に対応した接続管半径を代表長とした場合のレーレー数 Ra_1 の範囲は $3.9 \times 10^4 \sim 9.1 \times 10^4$ である。ここで、粘度 μ 及び熱拡散率 κ は上部冷却容器壁温における値を使用する。

Fig. 7及びFig. 8はレーレー数 Ra が 2.0×10^7 及び 3.0×10^7 の場合における円筒状接続管内中心軸上 ($Z = 339\text{mm}$, $X = Y = 0\text{mm}$) の Z 方向流速 u の時間変化を示す。Fig. 7では流速 u が 0.15m/s から -0.10m/s に渡り変動しており、その周期は約3 sである。測定に要する時間は流速の周期に比べて十分長い時間 (= 約100s) に設定した。Fig. 8では流速 u が 0.17m/s から -0.02m/s に渡り変動している。これらの図から、置換流はレーレー数の増加とともに流速の変動幅が大きくなり、流速変動の規則的な周期が見られなくなることが分かる。レーレー数が 3.0×10^7 における円筒状接続管観測窓近傍 (窓壁から2.5mmの位置: $X = 22.5\text{mm}$) での Z 方向流速 u の時間変化をFig. 9に示す。流速 u は 0.07m/s から -0.07m/s に渡り変動している。観測窓近傍の置換流の流速は中心軸状の流れに比べて変動幅が小さくなっていることが分かる。レーレー数が 3.0×10^7 の場合における τ_r 平均の上昇・下降流局所流速 U の円筒状接続管水平方向 (X 方向) 分布をFig. 10に示す。流速 U は上昇流では U_{up} 、下降流では U_{down} である。流速 U は観測窓近傍では小さい値を示しているが、窓近傍を除くとほぼ一定値であり、左右対象に近い流速分布となっている。流速 U_{up} の空間平均値 $\bar{U}_{up}$ は約 0.01m/s であり、流速 U_{down} の空間平均値 $\bar{U}_{down}$ は約 -0.01m/s である (10~13式参照)。レーレー数が 3.0×10^7 の場合における流速 U の Y 方向分布をFig. 11に示す。流速 U は、Fig. 10と同様、観測窓近傍では小さい値を示しているが窓近傍を除くとほぼ一定値であり、左右対称に近い流速分布となっている。したがって、流速 U は円筒状接続管観測窓水平断面内で軸対称に近い分布になっていると考えられる。上昇流の質量流量と下降流の質量流量の差は最大で22%である。

実験-Iでは、下部半球内流体温度は加熱壁温にほぼ等しく、上部冷却容器内流体温度は上部冷却容器壁温にほぼ等しい。(16)式で定義されたフィールド数 Fr を求める場合、下部半球内流体密度は加熱壁温に基づく値を用い、上部冷却容器内流体密度は上部冷却容器壁温に基づく値を用いた。Espteinの提案した乱流拡散領域⁽²⁾におけるフルード数 Fr と接続管形状比 H_1/R_1 の関係をFig. 12に示す。本実験結果は、1章に前述した従来の実験結果^{(2), (4)}と良く一致している。本実験でのレーレー数 Ra_1 は $3.9 \times 10^4 \sim 9.1 \times 10^4$ の範囲にあり、水・塩水系で行ったEpsteinの結果は Ra_1 が $0.5 \times 10^7 \sim 7.3 \times 10^7$ の範囲にあり、ヘリウム・空気系で行った文沢らの結果は

て、VTRカメラで撮影する。スリット光源やVTRカメラなどの可視化機器はFig. 3に示すように配置する。スリット光源はキャビン工業製CABIN667であり、スリット幅が5mmのハロゲンランプを使用する。

3. 実験結果及び考察

3.1 実験-I

実験-Iの実験条件をTable 1に示す。下部半球半径を代表長とした場合のレーレー数 Ra 範囲は $1.3 \times 10^7 \sim 3.0 \times 10^7$ であり、この範囲に対応した接続管半径を代表長とした場合のレーレー数 Ra_1 の範囲は $3.9 \times 10^4 \sim 9.1 \times 10^4$ である。ここで、粘度 μ 及び熱拡散率 κ は上部冷却容器壁温における値を使用する。

Fig. 7及びFig. 8はレーレー数 Ra が 2.0×10^7 及び 3.0×10^7 の場合における円筒状接続管内中心軸上 ($Z = 339\text{mm}$, $X = Y = 0\text{mm}$) の Z 方向流速 u の時間変化を示す。Fig. 7では流速 u が 0.15m/s から -0.10m/s に渡り変動しており、その周期は約3sである。測定に要する時間は流速の周期に比べて十分長い時間 (= 約100s) に設定した。Fig. 8では流速 u が 0.17m/s から -0.02m/s に渡り変動している。これらの図から、置換流はレーレー数の増加とともに流速の変動幅が大きくなり、流速変動の規則的な周期が見られなくなることが分かる。レーレー数が 3.0×10^7 における円筒状接続管観測窓近傍 (窓壁から2.5mmの位置: $X = 22.5\text{mm}$) での Z 方向流速 u の時間変化をFig. 9に示す。流速 u は 0.07m/s から -0.07m/s に渡り変動している。観測窓近傍の置換流の流速は中心軸状の流れに比べて変動幅が小さくなっていることが分かる。レーレー数が 3.0×10^7 の場合における τ_r 平均の上昇・下降流局所流速 U_o の円筒状接続管水平方向 (X 方向) 分布をFig. 10に示す。流速 U_o は上昇流では $U_{o,p}$ 、下降流では $U_{o,m}$ である。流速 U_o は観測窓近傍では小さい値を示しているが、窓近傍を除くとほぼ一定値であり、左右対象に近い流速分布となっている。流速 $U_{o,p}$ の空間平均値 U_p は約 0.01m/s であり、流速 $U_{o,m}$ の空間平均値 U_m は約 -0.01m/s である (10~13式参照)。レーレー数が 3.0×10^7 の場合における流速 U_o の Y 方向分布をFig. 11に示す。流速 U_o は、Fig. 10と同様、観測窓近傍では小さい値を示しているが窓近傍を除くとほぼ一定値であり、左右対称に近い流速分布となっている。したがって、流速 U_o は円筒状接続管観測窓水平断面内で軸対称に近い分布になっていると考えられる。上昇流の質量流量と下降流の質量流量の差は最大で22%である。

実験-Iでは、下部半球内流体温度は加熱壁温にほぼ等しく、上部冷却容器内流体温度は上部冷却容器壁温にほぼ等しい。10式で定義されたフィールド数 Fr を求める場合、下部半球内流体密度は加熱壁温に基づく値を用い、上部冷却容器内流体密度は上部冷却容器壁温に基づく値を用いた。Espteinの提案した乱流拡散領域⁽²⁾におけるフルード数 Fr と接続管形状比 H_1/R_1 の関係をFig. 12に示す。本実験結果は、1章に前述した従来の実験結果^{(2), (4)}と良く一致している。本実験でのレーレー数 Ra_1 は $3.9 \times 10^4 \sim 9.1 \times 10^4$ の範囲にあり、水・塩水系で行ったEpsteinの結果は Ra_1 が $0.5 \times 10^7 \sim 7.3 \times 10^7$ の範囲にあり、ヘリウム・空気系で行った文沢らの結果は

Ra_1 が 1.4×10^4 である。

フルード数とレーレー数 Ra_1 の関係をFig.13に示す。レーレー数 Ra_1 の増加に対してフルード数の値は0.12~0.17の範囲で変動しており、両者の相関関係は明確でないが、レーレー数 Ra_1 が $3.9 \times 10^4 \sim 9.1 \times 10^4$ の範囲でフルード数の平均値は0.141であり、無次元標準偏差 σ は0.112である。

3.2 実験-II

実験-IIの実験条件をTable 2に示す。下部半球半径を代表長として加熱壁温で評価した流体密度 ρ_H を用いたレーレー数 Ra^* の範囲は $1.3 \times 10^7 \sim 1.4 \times 10^8$ であり、この範囲に対応した接続管半径を代表長とし密度 ρ_H を用いたレーレー数 Ra_1^* の範囲は $3.9 \times 10^4 \sim 4.2 \times 10^5$ である。

Fig. 14及びFig. 15はレーレー数 Ra^* が 3.0×10^7 における円筒状接続管内中心軸上 ($Z=339\text{mm}$, $X=Y=0\text{mm}$) 及び観測窓近傍 (窓壁から2.5mmの位置; $X=22.5\text{mm}$) でのZ方向流速 u の時間変化を示す。Fig. 14では流速 u が0.05m/sから-0.05m/sに渡り変動しており、その周期は約3~5sである。レーレー数 Ra^* が 3.0×10^7 で下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合 (Fig. 7参照) と比較すると、下部半球壁温を加熱壁温より低温 (上部冷却容器壁温と同じ値) に設定した場合には、流速 u の変動周期は長く変動幅は小さいことが分かる (Fig. 14参照)。観測窓近傍の流速 u は、Fig. 15に示すように、0.03m/sから-0.03m/sに渡り変動している。観測窓近傍の置換流は中心軸上の流れに比べて変動幅が小さくなっていることが分かる。レーレー数 Ra^* が 3.0×10^7 の場合、流動状態を煙法で可視化し、VTRカメラに記録した。上昇流及び下降流の可視化画像をそれぞれPhoto. 5及びPhoto. 6に示す。Photo. 5では直径約0.03mのブルームが左側に移動しながら上昇する様子が観測され、Photo. 6では直径約0.025mのブルームが下降する様子が観測された。観測窓の高さ H_w が0.05mであることから判断すると、上昇流及び下降流の流速は約0.04m/sであり、レーザー流速計で測定した結果 (Fig. 14参照) と良く一致している。

レーレー数 Ra^* が 7.8×10^7 , 1.1×10^8 及び 1.4×10^8 の場合における円筒状接続管中心軸上のZ方向流速 u の時間変化をそれぞれFig. 16, Fig. 17及びFig. 18に示す。これらの図における流速 u は正負の値を不規則に変動しており、変動幅はそれぞれ $\pm$ 約0.10m/s, $\pm$ 約0.15m/s及び $\pm$ 0.20m/sである。これらの図から、置換流はレーレー数の増加とともに流速の変動幅が増加し、変動周期が短い流れに変化することが分かる。

レーレー数 Ra^* が 3.0×10^7 の場合において、 τ_1 平均の上昇・下降流局所流速 U 。の円筒状接続管水平方向 (X方向) 分布をFig. 19に示す。流速 U 。は観測窓近傍では小さい値を示しているが、窓近傍を除くとほぼ一定値であり、左右対称に近い流速分布となっている。この原因は、可視化実験から判断すると、円筒状接続管全体で上昇流と下降流が交互に発生する流動様式が支配的であることによると考えられる。レーレー数 Ra^* が 7.8×10^7 , 1.1×10^8 及び 1.4×10^8 の場合、円筒状接続管水平方向 (Y方向) における流速 U 。の分布をそれぞれFig. 20, Fig. 21及びFig. 22に示す。レーレー数 Ra^* が 7.8×10^7 , 1.1×10^8 の場合、流速 U 。は観測窓近傍では小さい値を示しているが窓近傍を除くとほぼ一定値となっている。レーレー数 Ra^* が 1.4×10^8 の場合、流速 U 。は中心軸から $\pm$ 約15mmの位置に極大値を有する分布となっていることが分か

る。この原因は、可視化実験から判断すると、円筒状接続管の左右で上昇流と下降流が同時にランダムに発生する流動様式が支配的であることによると考えられる。

密度 ρ_H を用いたフルード数 Fr^* とレーレー数 Ra_1^* の関係をFig. 23に示す。下部半球壁温を加熱壁温より低温に設定した場合のフルード数 Fr^* は、図中●印で示すように、レーレー数 Ra_1^* が $3.9 \times 10^4 \sim 4.2 \times 10^5$ の範囲で、ほぼ一定でありその平均値は0.068で無次元標準偏差 σ は0.186である。下部半球壁温を加熱壁温より低温に設定した場合のフルード数 Fr^* の平均値は、下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合の値（図中○印で示す）に比べて約半分である。下部半球内流体温度 T の中心軸上（Z方向）の分布をFig. 24に示す。流体温度は加熱壁から離れるにつれて急激に低下し、 $\bar{Z}$ が0.1以上では流体温度分布は平坦な分布となり、 $\bar{T}$ の値は約0.5となる。すなわち、下部半球内の伝熱壁近傍を除くほとんどの領域で流体温度は加熱壁と下部半球内面の平均温度となることが分かる。椎名らの行った、上部に接続管を有しない半球内自然対流実験で、本研究と同様の結果を得ている⁽⁷⁾。下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合の下部半球内流体温度は加熱壁温にほぼ等しいので、加熱壁と下部半球壁の平均温度 T_{HC} （ $= (T_H + T_C) / 2$ ）における物性値を用いてフルード数 Fr とレーレー数 Ra_1 を求めた。フルード数、レーレー数 Ra_1 等をTable 3に示す。このようにして求めたフルード数 Fr とレーレー数 Ra_1 の関係をFig. 25に示す。Fig. 25において下部半球壁温を加熱壁温より低温（上部冷却容器壁温と同じ値）に設定した場合のフルード数 Fr は、●印で示すように、レーレー数 Ra_1 が $2.0 \times 10^4 \sim 2.1 \times 10^5$ の範囲でほぼ一定であり、その平均値は0.090である。下部半球壁温を加熱壁温より低温に設定した場合のフルード数の平均値は下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合（図中○印で示す）に比べて約64%の値になっている。この原因としては、下部半球壁温を加熱壁温より低温に設定した場合には、下部半球内面近傍で流体が冷却されて下降流が生じ、この下降流が上昇流の一部を巻き込むため、接続管で上昇する流量が、下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合に比べて、少なくなることが考えられる。

4. 結 言

温度差により生じる置換流の流速測定実験及び可視化実験を行い、置換流の挙動を調べた。実験条件は101.3kPa（大気圧）でレーレー数の範囲は $1.3 \times 10^7 \sim 7.0 \times 10^7$ であり、作動流体として窒素ガスを使用した。この結果、以下の結論を得た。

- (1) 温度差により生じる置換流の円筒上接続管内の流速をレーザー流速計で測定することにより置換流量を算出する手法を開発した。
- (2) 下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合、置換する気体の体積流量はEpsteinの結果と良く一致する。
- (3) 下部半球壁温を加熱壁温より低温（上部冷却容器壁温と同じ値）に設定した場合、置換する気体の体積流量は、下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合に比べて、約64%に低下する。
- (4) 円筒状接続管では時間的に空間的に不規則な置換流が生じている。

る。この原因は、可視化実験から判断すると、円筒状接続管の左右で上昇流と下降流が同時にラムダムに発生する流動様式が支配的であることによると考えられる。

密度 ρ_H を用いたフルード数 Fr^* とレーレー数 Ra_1^* の関係をFig. 23に示す。下部半球壁温を加熱壁温より低温に設定した場合のフルード数 Fr^* は、図中●印で示すように、レーレー数 Ra_1^* が $3.9 \times 10^4 \sim 4.2 \times 10^5$ の範囲で、ほぼ一定でありその平均値は0.068で無次元標準偏差 σ は0.186である。下部半球壁温を加熱壁温より低温に設定した場合のフルード数 Fr^* の平均値は、下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合の値（図中○印で示す）に比べて約半分である。下部半球内流体温度 T の中心軸上（Z方向）の分布をFig. 24に示す。流体温度は加熱壁から離れるにつれて急激に低下し、 $\bar{Z}$ が0.1以上では流体温度分布は平坦な分布となり、 $\bar{T}$ の値は約0.5となる。すなわち、下部半球内の伝熱壁近傍を除くほとんどの領域で流体温度は加熱壁と下部半球内面の平均温度となることが分かる。椎名らの行った、上部に接続管を有しない半球内自然対流実験で、本研究と同様の結果を得ている⁽⁷⁾。下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合の下部半球内流体温度は加熱壁温にほぼ等しいので、加熱壁と下部半球壁の平均温度 $T_{HC} (= (T_H + T_C) / 2)$ における物性値を用いてフルード数 Fr とレーレー数 Ra_1 を求めた。フルード数、レーレー数 Ra_1 等をTable 3に示す。このようにして求めたフルード数 Fr とレーレー数 Ra_1 の関係をFig. 25に示す。Fig. 25において下部半球壁温を加熱壁温より低温（上部冷却容器壁温と同じ値）に設定した場合のフルード数 Fr は、●印で示すように、レーレー数 Ra_1 が $2.0 \times 10^4 \sim 2.1 \times 10^5$ の範囲でほぼ一定であり、その平均値は0.090である。下部半球壁温を加熱壁温より低温に設定した場合のフルード数の平均値は下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合（図中○印で示す）に比べて約64%の値になっている。この原因としては、下部半球壁温を加熱壁温より低温に設定した場合には、下部半球内面近傍で流体が冷却されて下降流が生じ、この下降流が上昇流の一部を巻き込むため、接続管で上昇する流量が、下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合に比べて、少なくなることが考えられる。

4. 結 言

温度差により生じる置換流の流速測定実験及び可視化実験を行い、置換流の挙動を調べた。実験条件は101.3kPa（大気圧）でレーレー数の範囲は $1.3 \times 10^7 \sim 7.0 \times 10^7$ であり、作動流体として窒素ガスを使用した。この結果、以下の結論を得た。

- (1) 温度差により生じる置換流の円筒上接続管内の流速をレーザー流速計で測定することにより置換流量を算出する手法を開発した。
- (2) 下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合、置換する気体の体積流量はEpsteinの結果と良く一致する。
- (3) 下部半球壁温を加熱壁温より低温（上部冷却容器壁温と同じ値）に設定した場合、置換する気体の体積流量は、下部半球壁温を加熱壁温と同じ値に設定した場合に比べて、約64%に低下する。
- (4) 円筒状接続管では時間的に空間的に不規則な置換流が生じている。

謝 辞

本研究を進めるに当たり、実験データ取得に関し並々ならぬご協力を頂いた高温工学部高温試験技術開発室の馬場信一氏に深く感謝致します。

参 考 文 献

- (1) 今井 久, 他 : JAERI-M 82-067 (1982).
- (2) Epstein, M. : Trans. ASME J. Heat Transfer, 110, 885 (1988).
- (3) 文沢元雄, 他 : 原子力誌, 31, 10 (1989).
- (4) Fumizawa, M. et al. : "Experimental Study on Helium-Air Exchange Flow Through a Small Opening", Proceedings of FLUCOME'91, 333 (1991).
- (5) 文沢元雄, 他 : " 中小口径配管破断事故時の炉内伝熱流動試験装置の概要", 私信.
- (6) 流れの計測懇談会 : "LDVの基礎と応用", 日刊工業新聞社 (1980).
- (7) 椎名保顕, 他 : 機論 (B編) 55, 518 (1989).

謝 辞

本研究を進めるに当たり、実験データ取得に関し並々ならぬご協力を頂いた高温工学部高温試験技術開発室の馬場信一氏に深く感謝致します。

参 考 文 献

- (1) 今井 久, 他 : JAERI-M 82-067 (1982).
- (2) Epstein, M. : Trans. ASME J. Heat Transfer, 110, 885 (1988).
- (3) 文沢元雄, 他 : 原子力誌, 31, 10 (1989).
- (4) Fumizawa, M. et al. : "Experimental Study on Helium-Air Exchange Flow Through a Small Opening", Proceedings of FLUCOME'91, 333 (1991).
- (5) 文沢元雄, 他 : " 中小口径配管破断事故時の炉内伝熱流動試験装置の概要", 私信.
- (6) 流れの計測懇談会 : "LDVの基礎と応用", 日刊工業新聞社 (1980).
- (7) 椎名保顕, 他 : 機論 (B編) 55, 518 (1989).

Table 1 Experimental condition and Froude number for $T_c = T_H$

Run No.	H_1/R_1	$T_H(^{\circ}C)$	$T_C(^{\circ}C)$	$T_L(^{\circ}C)$	Direction	Ra	Ra_1	Fr
CH01	16	45	T_H	16	X	1.3×10^7	3.9×10^4	0.124
CH02	16	55	T_H	14	X	1.9×10^7	5.8×10^4	0.139
CH03	16	55	T_H	14	Y	1.9×10^7	5.8×10^4	0.120
CH04	16	64	T_H	20	X	2.0×10^7	6.1×10^4	0.155
CH05	16	64	T_H	20	Y	2.0×10^7	6.1×10^4	0.159
CH06	16	79	T_H	16	X	2.9×10^7	8.8×10^4	0.132
CH07	16	81	T_H	16	Y	3.0×10^7	9.1×10^4	0.125
CH08	16	85	T_H	17	X	3.0×10^7	9.1×10^4	0.171
CH09	16	85	T_H	17	X	3.0×10^7	9.1×10^4	0.147
CH10	16	85	T_H	17	Y	3.0×10^7	9.1×10^4	0.142

Table 2 Experimental condition and Froude number for $T_c = T_L$ using T_H as representative fluid temperature in hemisphere

Run No.	H_1/R_1	$T_H(^{\circ}C)$	$T_C(^{\circ}C)$	$T_L(^{\circ}C)$	Direction	Ra^*	Ra_1^*	Fr^*
CL01	16	50	T_L	20	X	1.3×10^7	3.9×10^4	0.069
CL02	16	50	T_L	13	Y	2.0×10^7	6.1×10^4	0.063
CL03	16	50	T_L	13	X	2.0×10^7	6.1×10^4	0.069
CL04	16	74	T_L	16	Y	2.7×10^7	8.2×10^4	0.071
CL05	16	74	T_L	16	X	2.7×10^7	8.2×10^4	0.047
CL06	16	84	T_L	17	X	3.0×10^7	9.1×10^4	0.053
CL07	16	84	T_L	17	X	3.0×10^7	9.1×10^4	0.049
CL08	16	90	T_L	19	X	3.0×10^7	9.1×10^4	0.075
CL09	16	90	T_L	19	Y	3.0×10^7	9.1×10^4	0.089
CL10	16	212	T_L	20	X	6.9×10^7	2.1×10^5	0.069
CL11	16	212	T_L	20	Y	6.9×10^7	2.1×10^5	0.076
CL12	16	237	T_L	18	X	7.8×10^7	2.4×10^5	0.087
CL13	16	237	T_L	18	X	7.8×10^7	2.4×10^5	0.048
CL14	16	384	T_L	13	X	1.1×10^8	3.3×10^5	0.062
CL15	16	384	T_L	13	Y	1.1×10^8	3.3×10^5	0.060
CL16	16	384	T_L	17	X	1.1×10^8	3.3×10^5	0.086
CL17	16	384	T_L	17	X	1.1×10^8	3.3×10^5	0.065
CL18	16	589	T_L	18	X	1.4×10^8	4.2×10^5	0.083
CL19	16	589	T_L	18	X	1.4×10^8	4.2×10^5	0.073

Table 3 Experimental condition and Froude number for $T_c = T_L$ using
 T_{HC} as representative fluid temperature in hemisphere

Run No.	H_1/R_1	$T_{HC}(^{\circ}C)$	$T_C(^{\circ}C)$	$T_L(^{\circ}C)$	Direction	Ra	Ra_1	Fr
CL01	16	35	T_L	20	X	6.5×10^5	2.0×10^4	0.096
CL02	16	31.5	T_L	13	Y	1.0×10^7	3.1×10^4	0.088
CL03	16	31.5	T_L	13	X	1.0×10^7	3.1×10^4	0.096
CL04	16	45	T_L	16	Y	1.4×10^7	4.1×10^4	0.098
CL05	16	45	T_L	16	X	1.4×10^7	4.1×10^4	0.065
CL06	16	50.5	T_L	17	X	1.5×10^7	4.6×10^4	0.073
CL07	16	50.5	T_L	17	X	1.5×10^7	4.6×10^4	0.067
CL08	16	54.5	T_L	19	X	1.5×10^7	4.6×10^4	0.103
CL09	16	54.5	T_L	19	Y	1.5×10^7	4.6×10^4	0.122
CL10	16	116	T_L	20	X	3.5×10^7	1.1×10^5	0.091
CL11	16	116	T_L	20	Y	3.5×10^7	1.1×10^5	0.101
CL12	16	127.5	T_L	18	X	3.9×10^7	1.2×10^5	0.114
CL13	16	127.5	T_L	18	X	3.9×10^7	1.2×10^5	0.063
CL14	16	198.5	T_L	13	X	5.5×10^7	1.7×10^5	0.079
CL15	16	198.5	T_L	13	Y	5.5×10^7	1.7×10^5	0.076
CL16	16	200.5	T_L	17	X	5.5×10^7	1.7×10^5	0.109
CL17	16	200.5	T_L	17	X	5.5×10^7	1.7×10^5	0.083
CL18	16	303.5	T_L	18	X	7.0×10^7	2.1×10^5	0.102
CL19	16	303.5	T_L	18	X	7.0×10^7	2.1×10^5	0.090

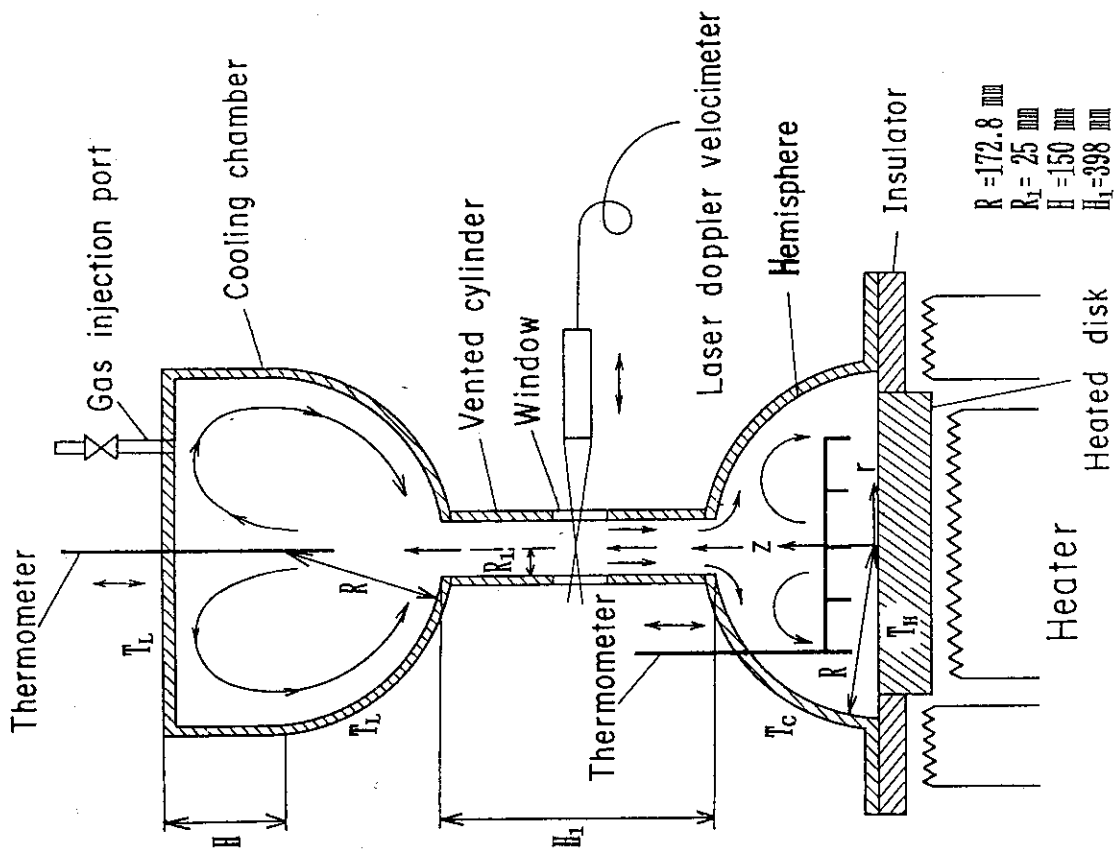


Fig. 2 Side view of the apparatus

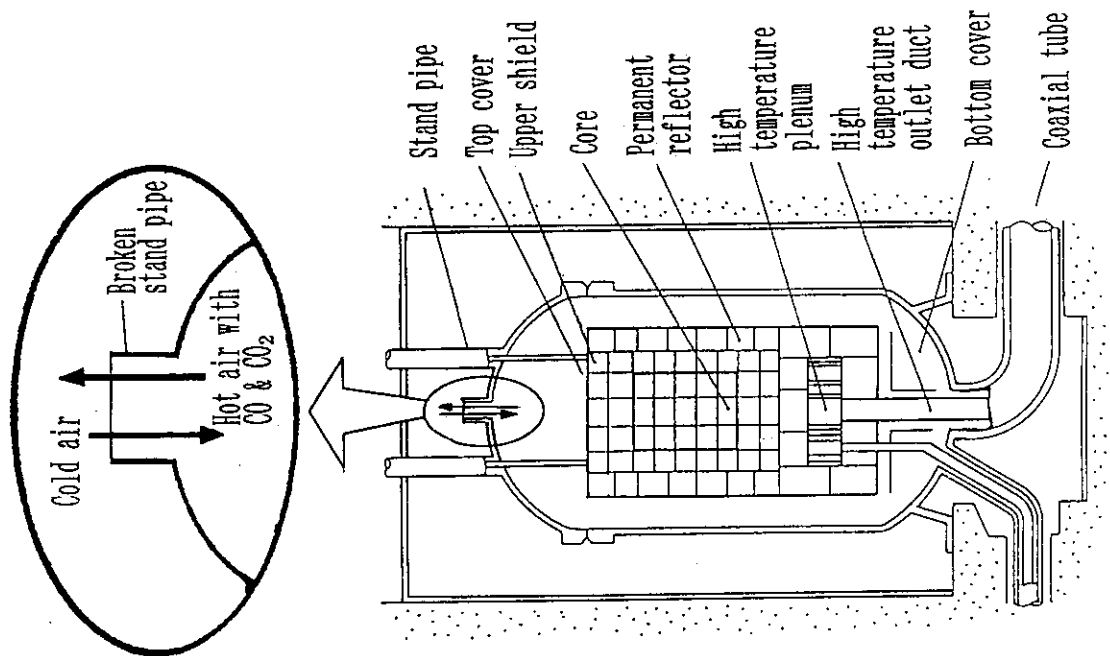


Fig. 1 Schematic drawing of HTGR

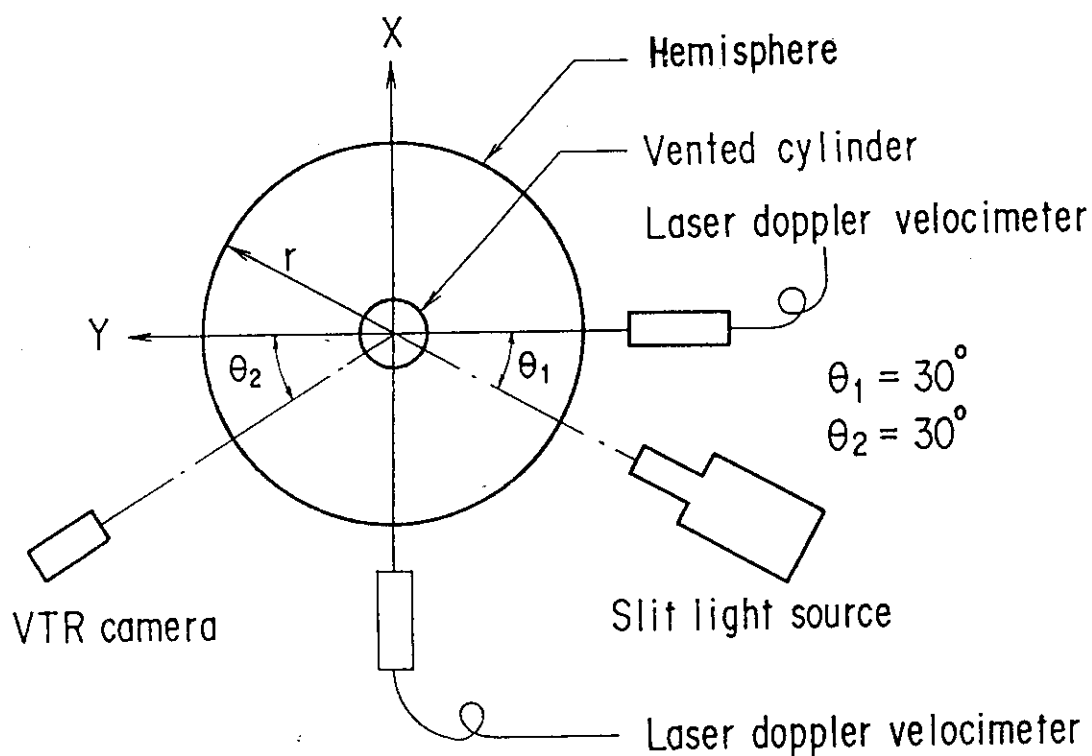


Fig.3 Top view of the apparatus

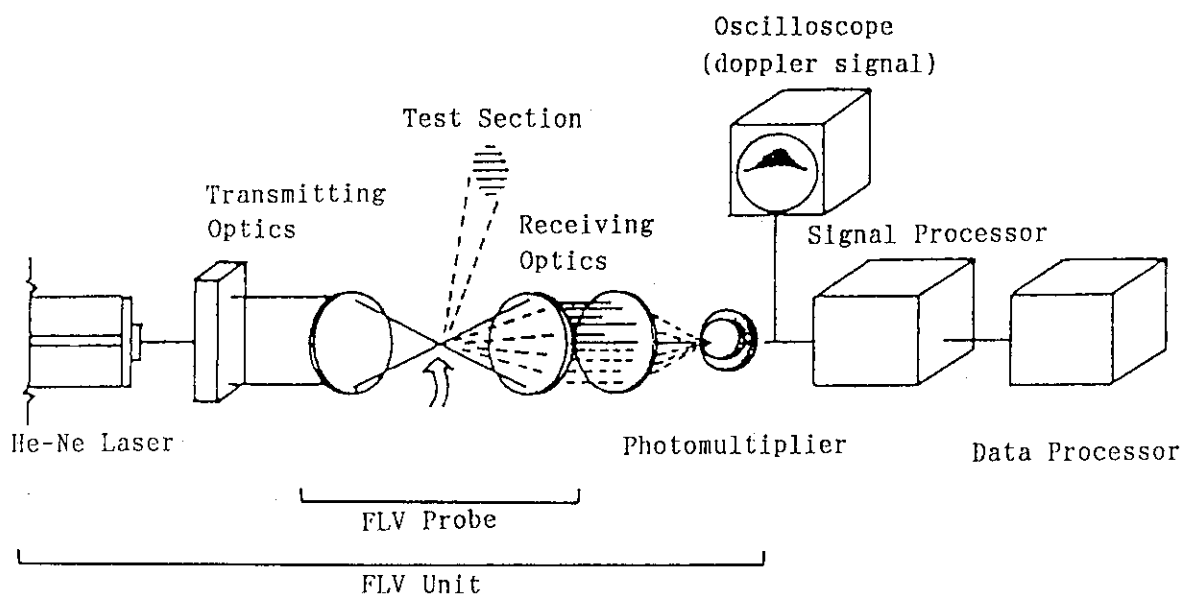


Fig.4 Velocity measurement system by laser doppler velocimeter

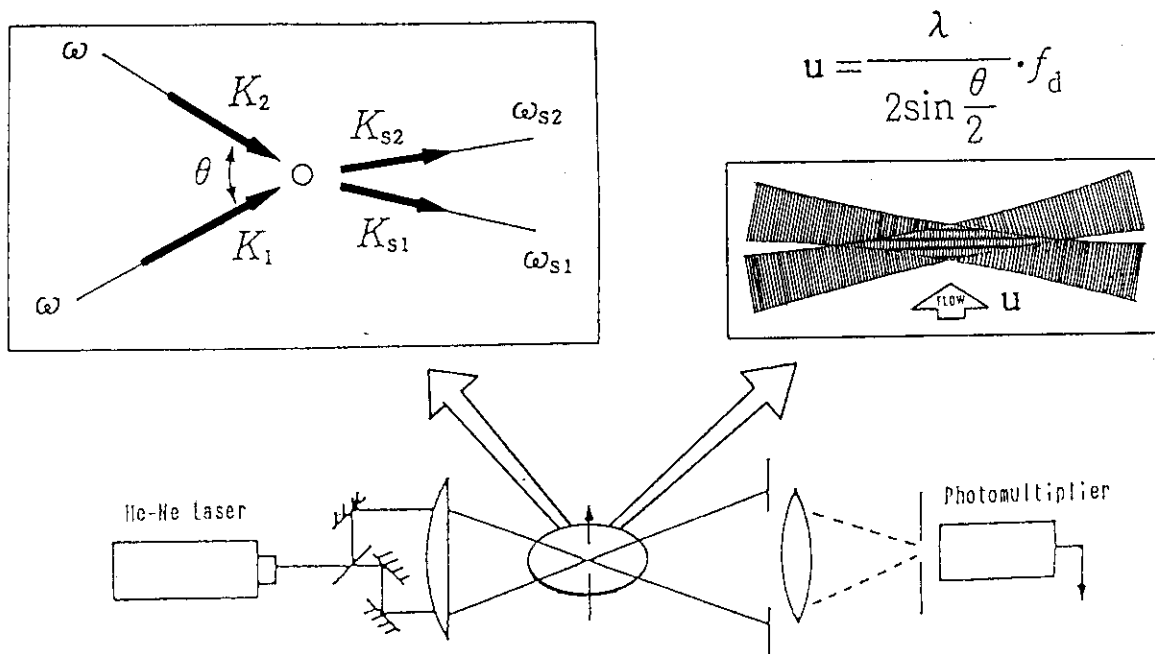
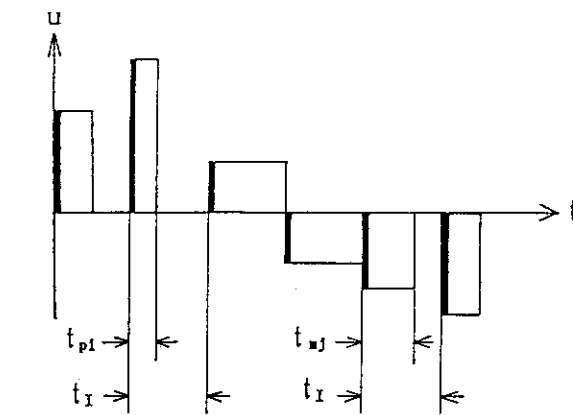
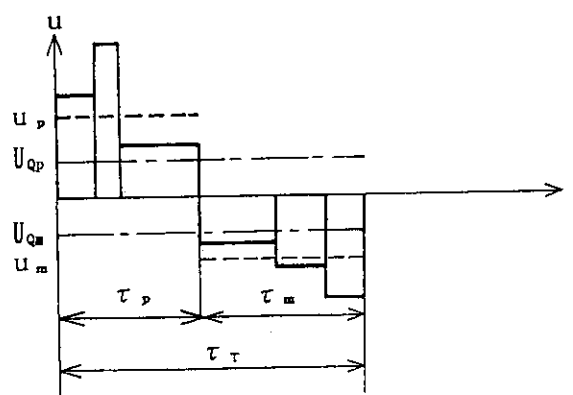


Fig.5 Schematic diagram of laser doppler velocimeter



(a) Elapsed time



(b) Signal detected time

Fig.6 Bias error by velocity difference

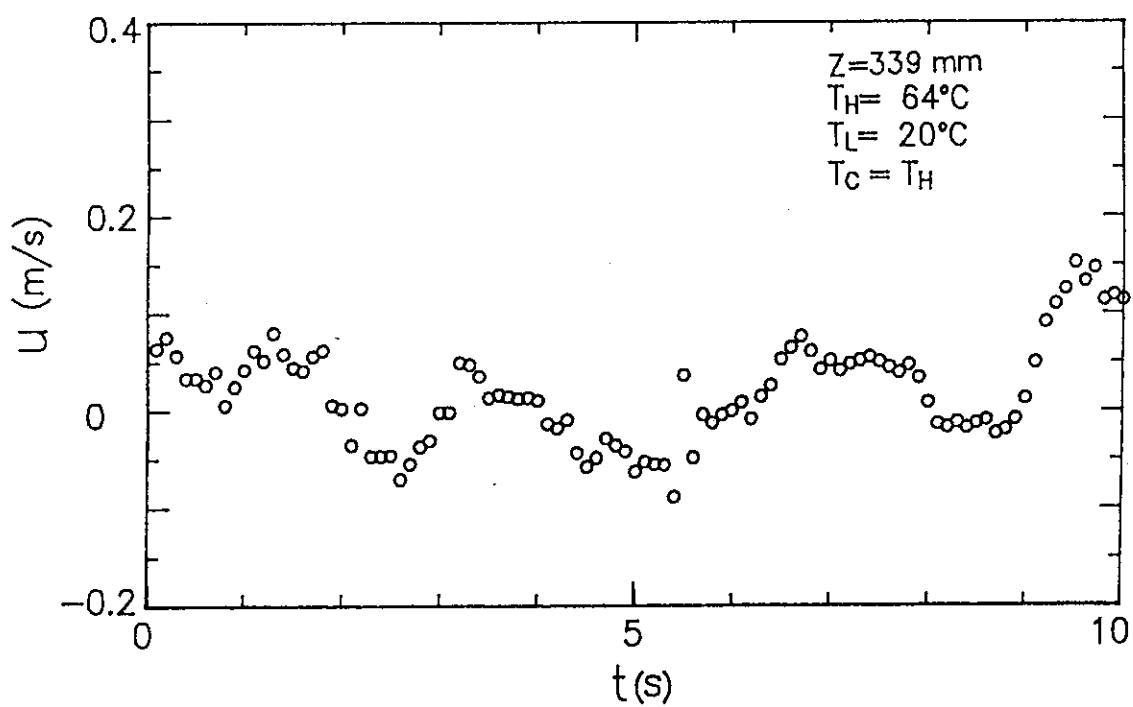


Fig.7 The fluctuation of vertical velocity on the centerline in the vented cylinder for $Ra = 2.0 \times 10^7$

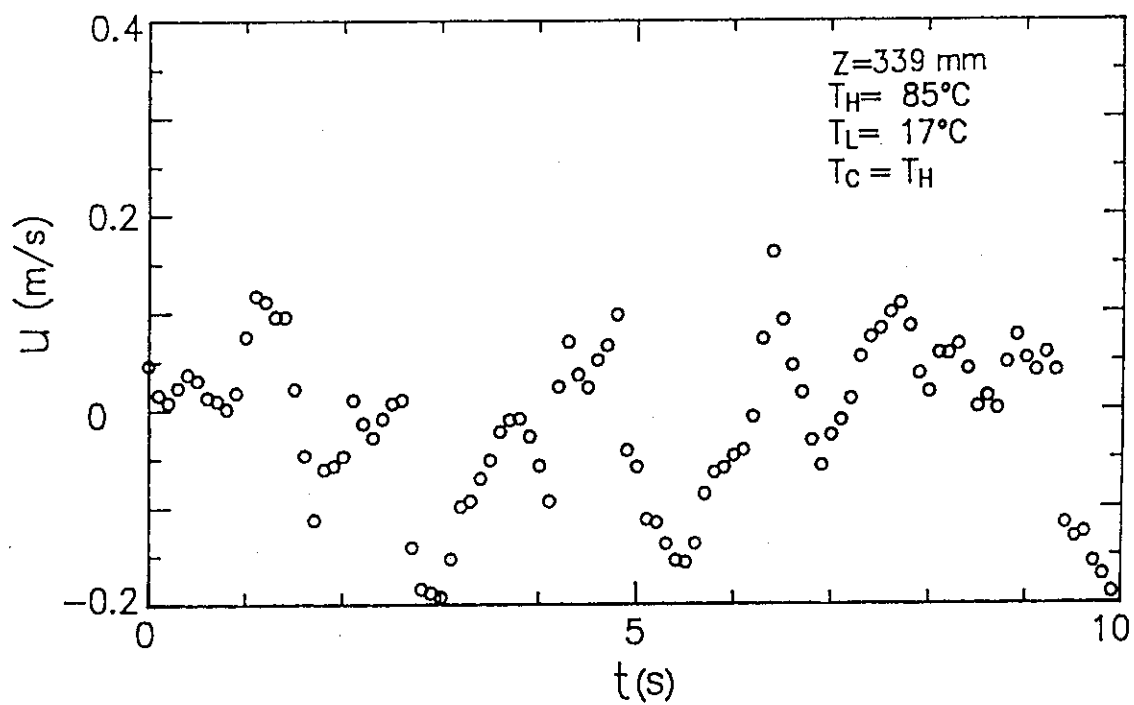


Fig.8 The fluctuation of vertical velocity on the centerline in the vented cylinder for $Ra = 3.0 \times 10^7$

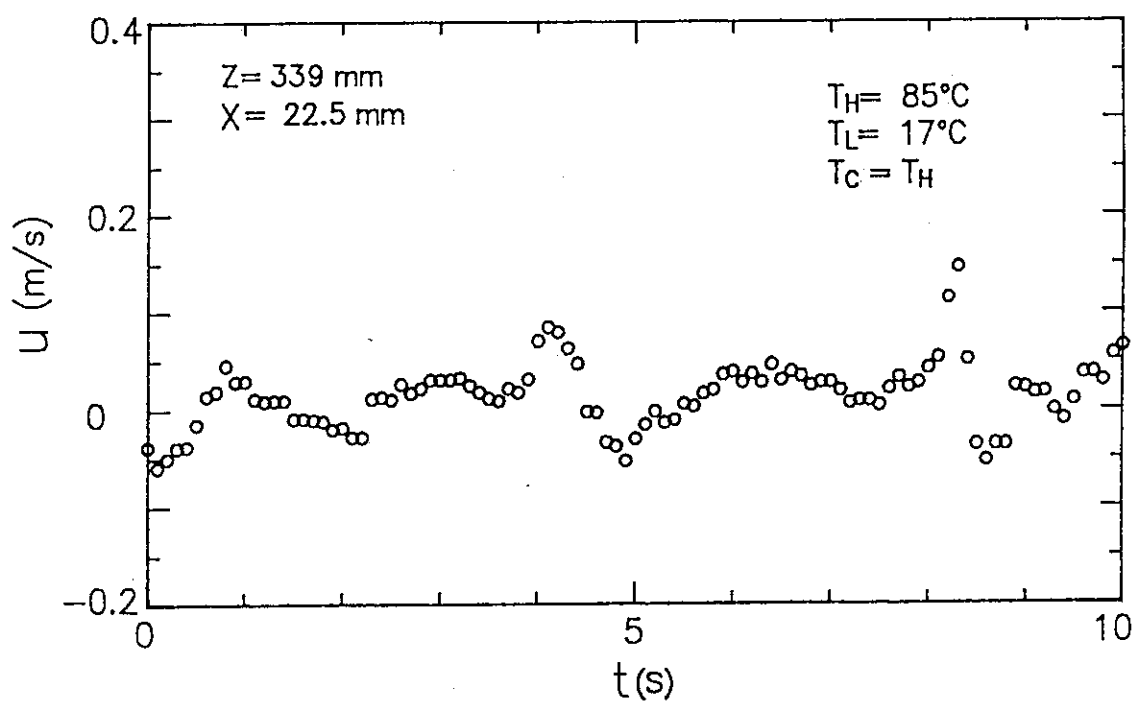


Fig.9 The fluctuation of vertical velocity adjacent to the wall in the vented cylinder for $Ra=3.0 \times 10^7$

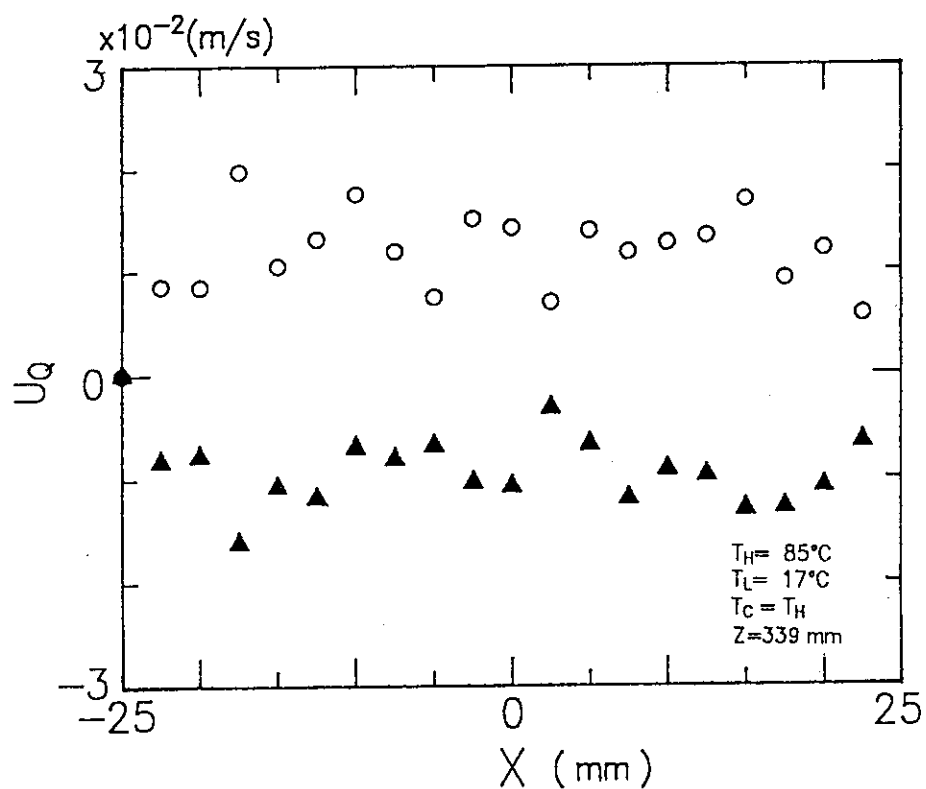


Fig.10 Exchange flow velocity profiles in X-direction for $Ra=3.0 \times 10^7$. The symbols for upward and downward velocities are ○ and ▲ respectively.

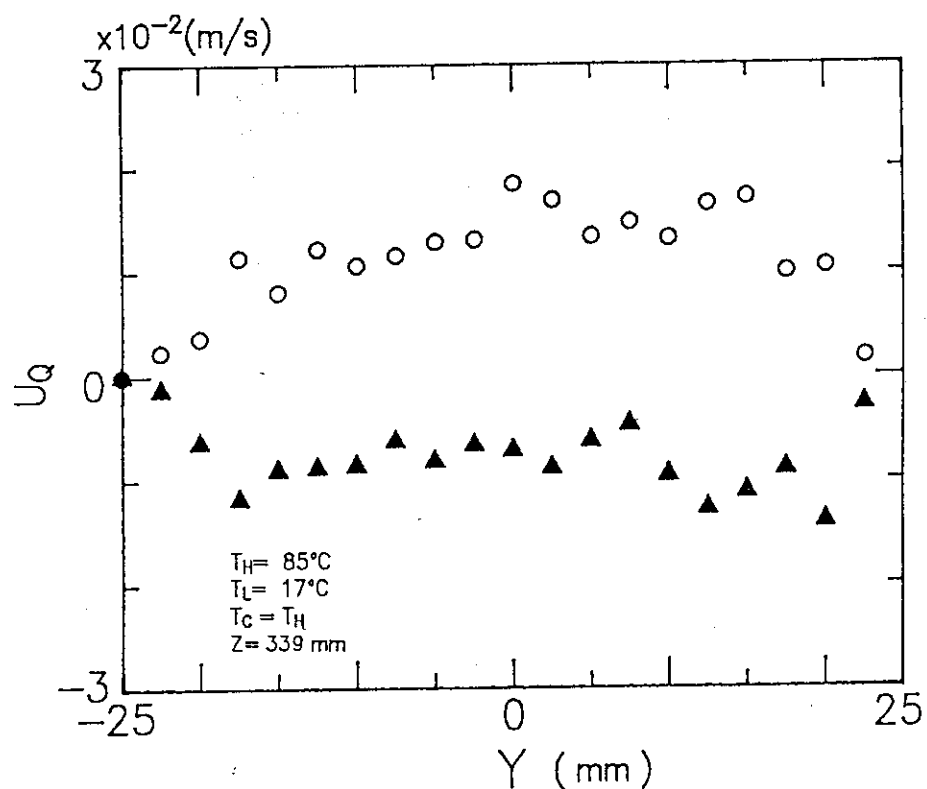


Fig.11 Exchange flow velocity profiles in Y-direction for $Ra=3.0 \times 10^7$. The symbols for upward and downward velocities are $\circ$ and $\blacktriangle$ respectively.

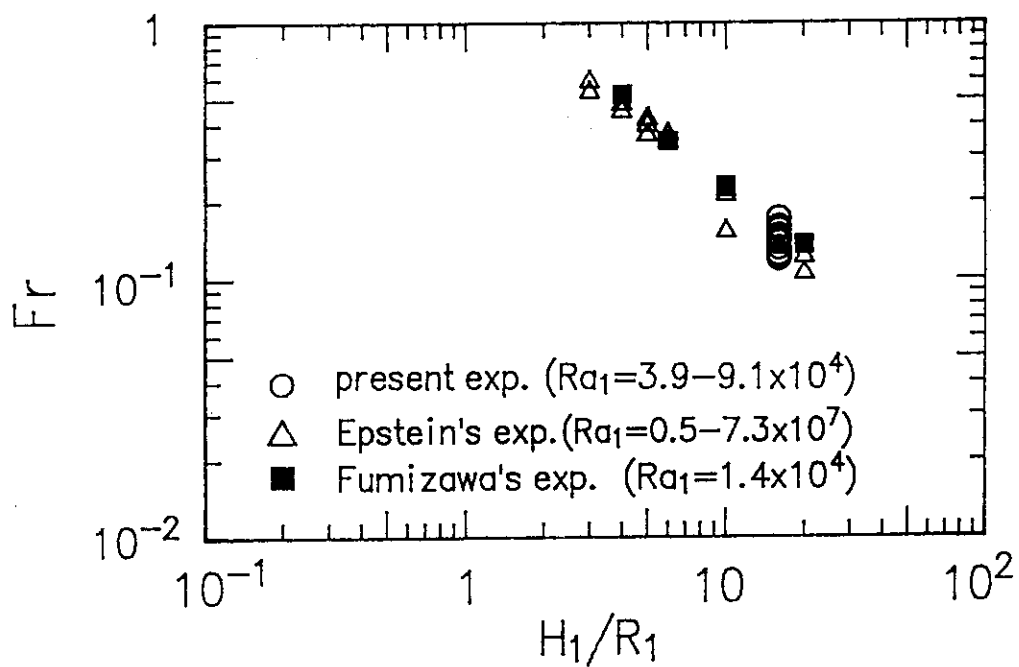


Fig.12 Relation between Froude number and length-to-radius ratio for an opening.

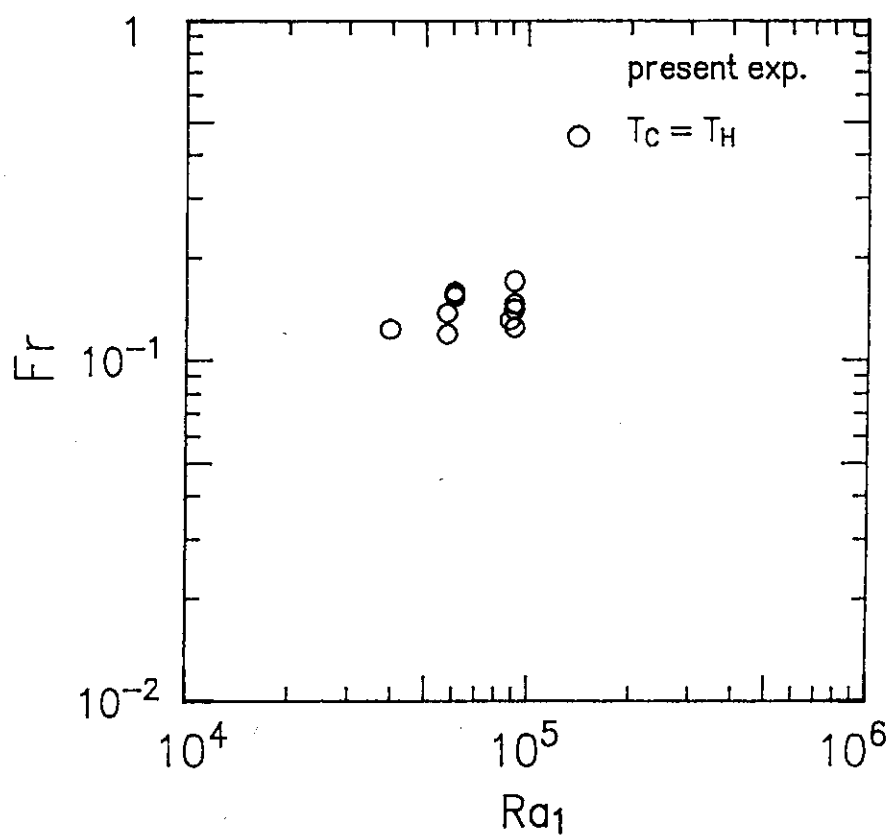


Fig.13 Relation between Froude number and Rayleigh number for an opening radius at $H_1/R_1=16$

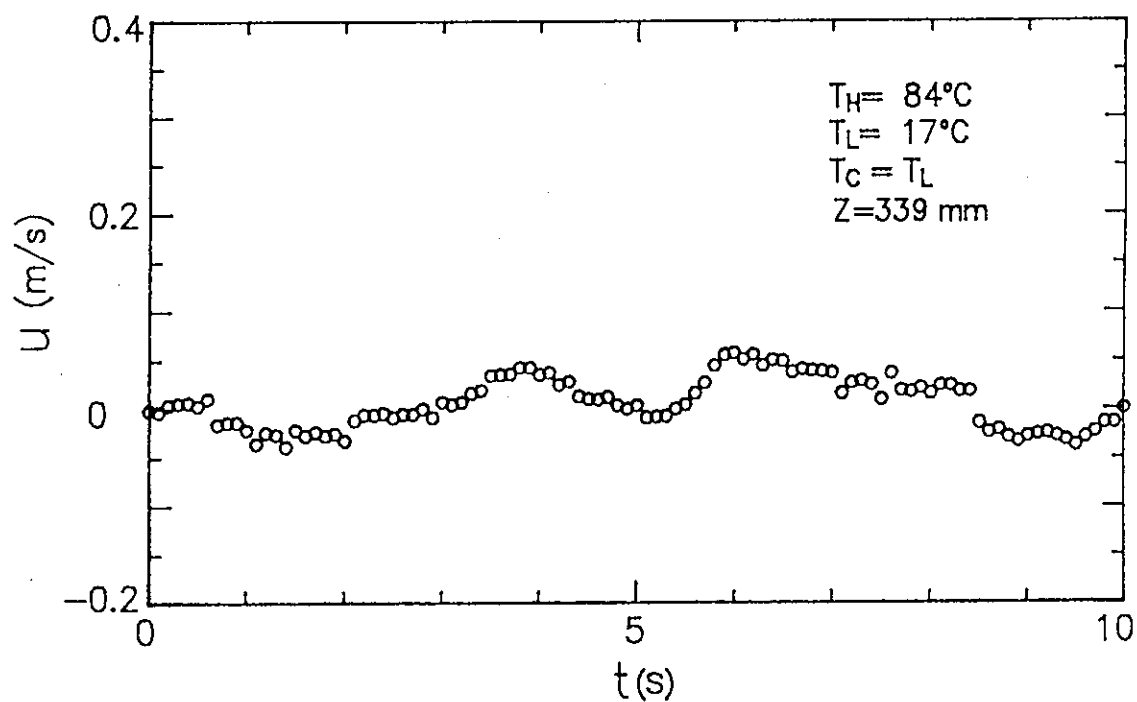


Fig.14 The fluctuation of vertical velocity on the centerline in the vented cylinder for $Ra^*=3.0 \times 10^7$

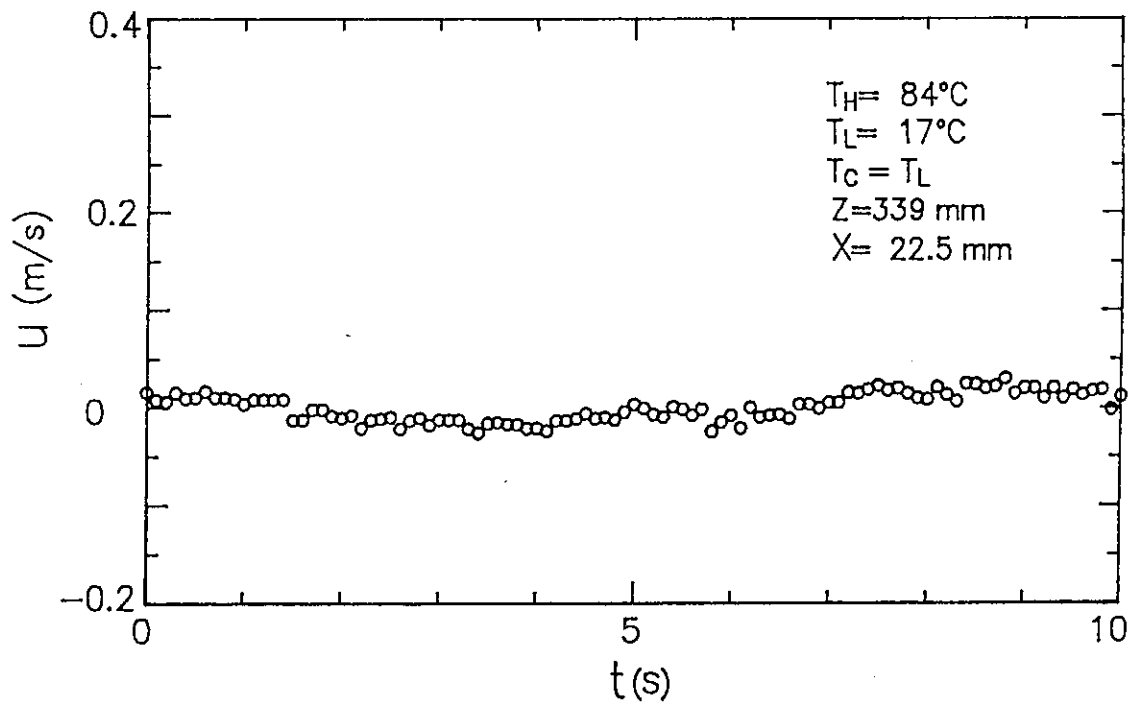


Fig.15 The fluctuation of vertical velocity adjacent to the wall
in the vented cylinder for $Ra^* = 3.0 \times 10^7$

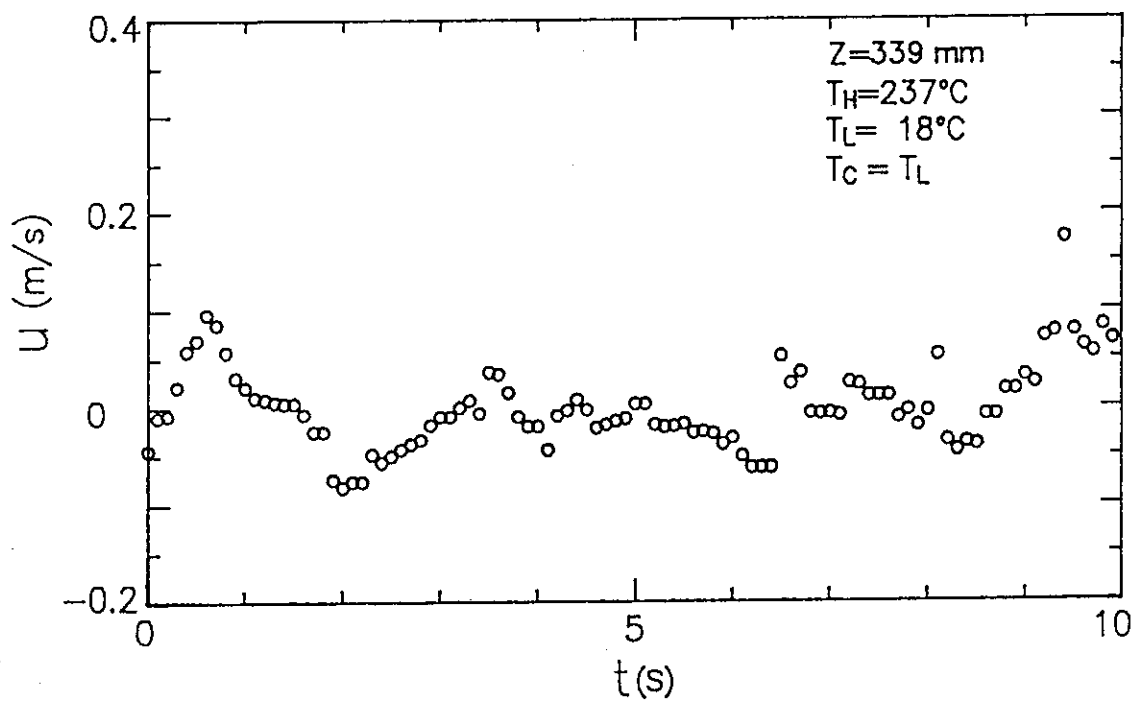


Fig.16 The fluctuation of vertical velocity on the centerline
in the vented cylinder for $Ra^* = 7.8 \times 10^7$

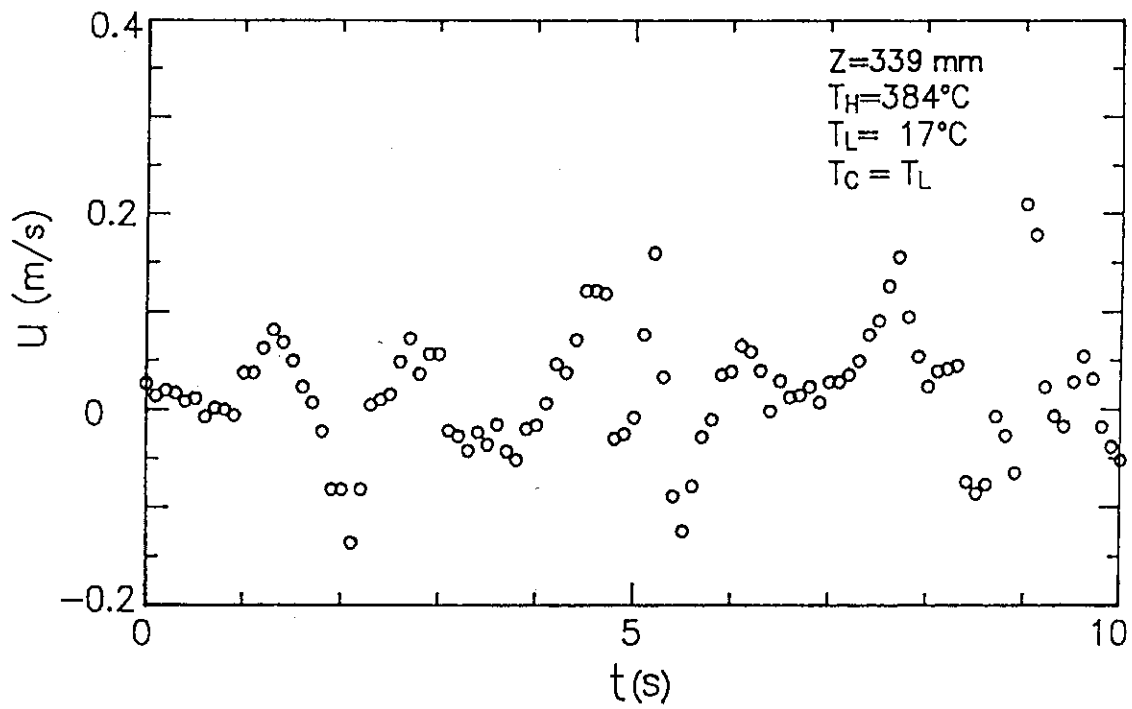


Fig.17 The fluctuation of vertical velocity on the centerline
in the vented cylinder for $Ra^* = 1.1 \times 10^8$

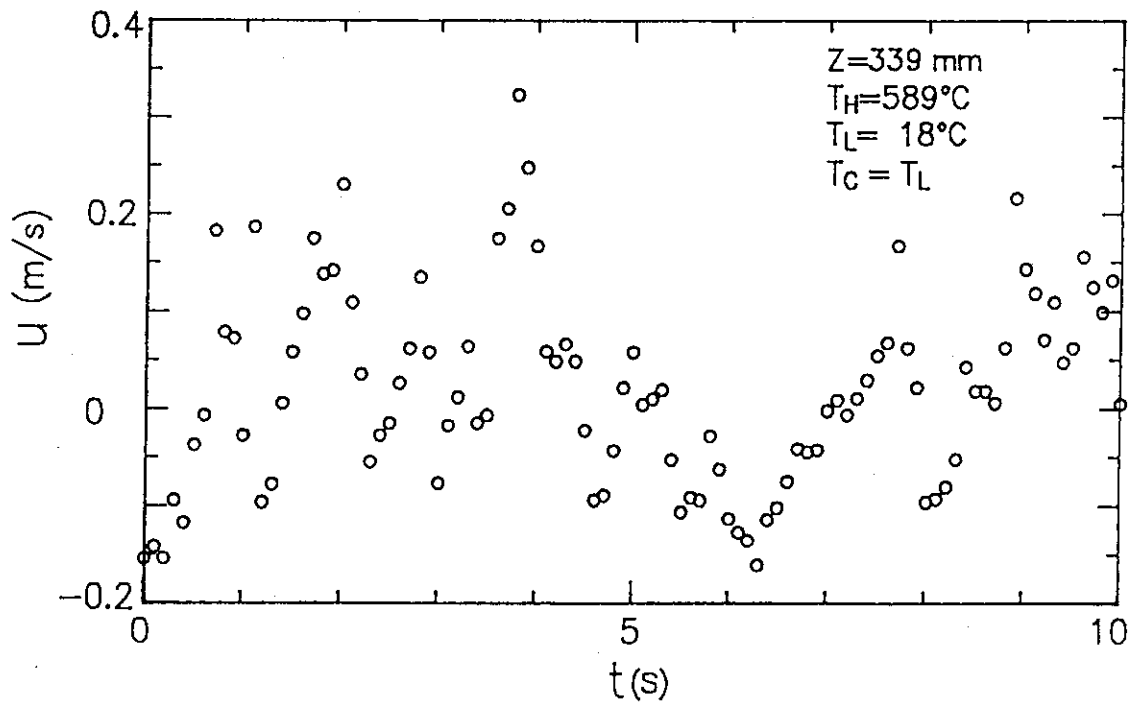


Fig.18 The fluctuation of vertical velocity on the centerline
in the vented cylinder for $Ra^* = 1.4 \times 10^8$

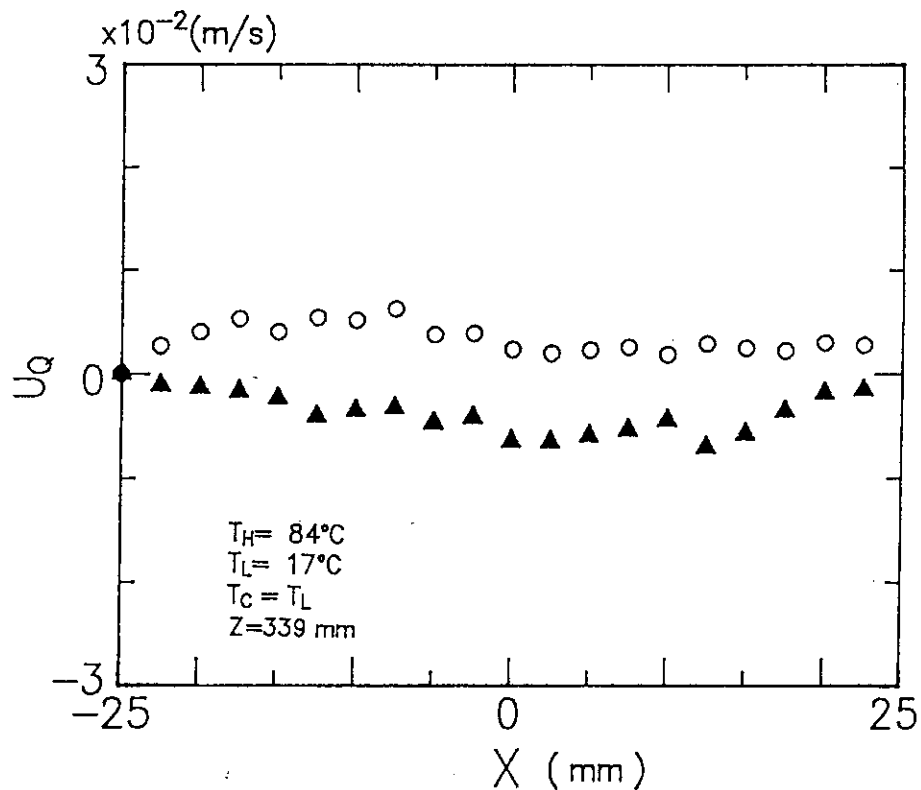


Fig.19 Exchange flow velocity profiles in X-direction for $Ra^* = 3.0 \times 10^7$
 The symbols for upward and downward velocities are $\circ$ and $\blacktriangle$ respectively.

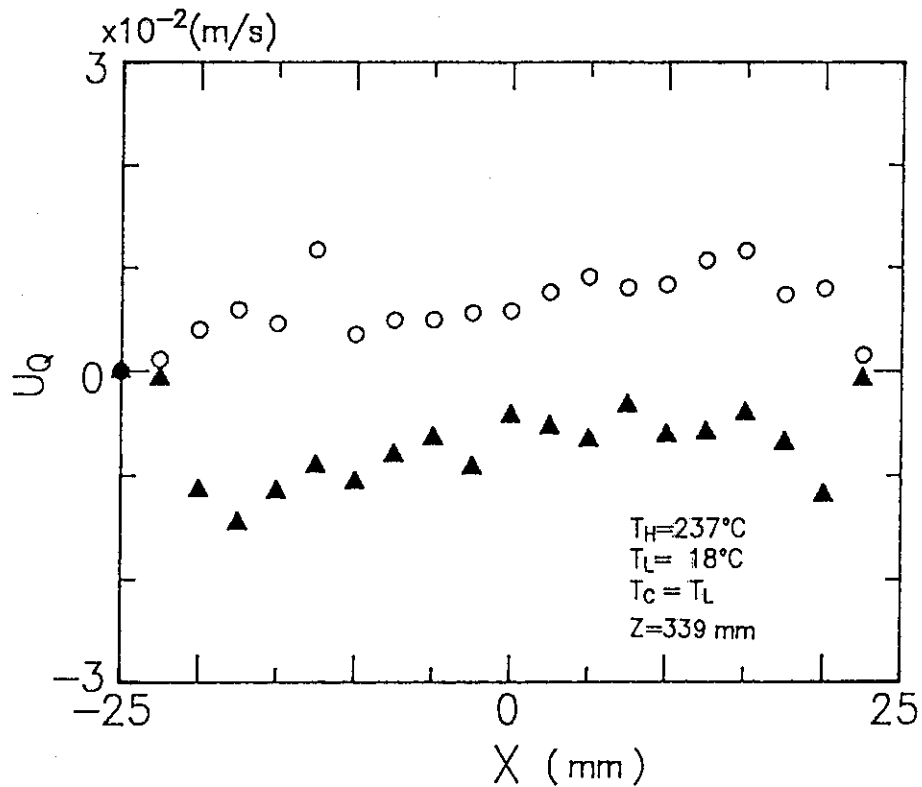


Fig.20 Exchange flow velocity profiles in X-direction for $Ra^* = 7.8 \times 10^7$
 The symbols for upward and downward velocities are $\circ$ and $\blacktriangle$ respectively.

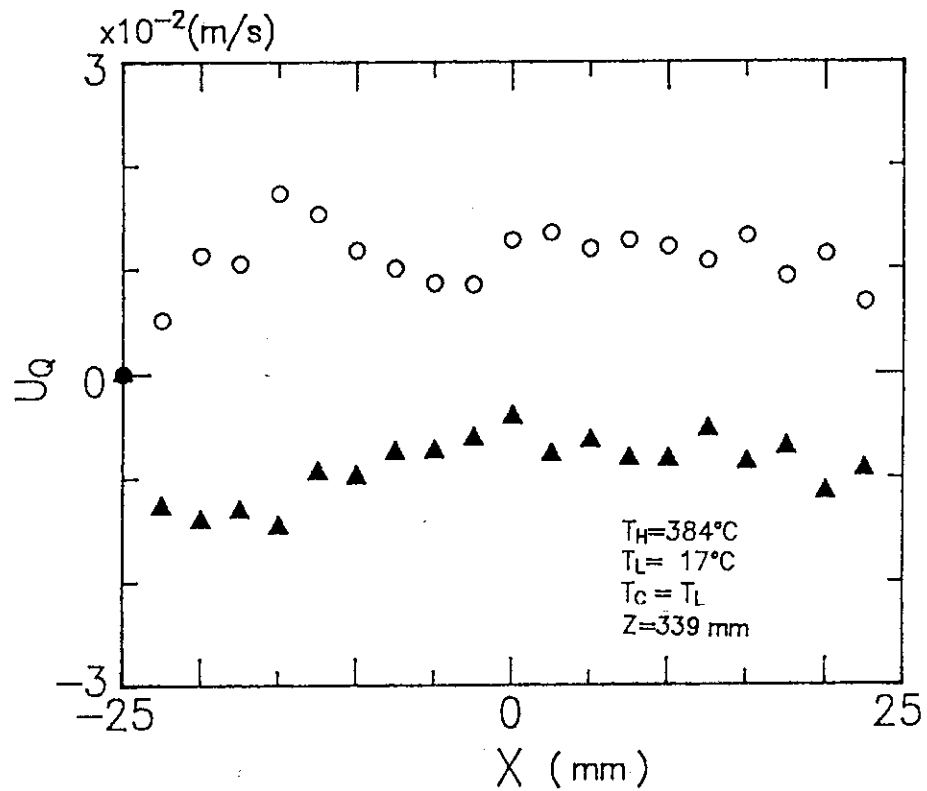


Fig. 21 Exchange flow velocity profiles in X-direction for $Ra^* = 1.1 \times 10^8$. The symbols for upward and downward velocities are ○ and ▲ respectively.

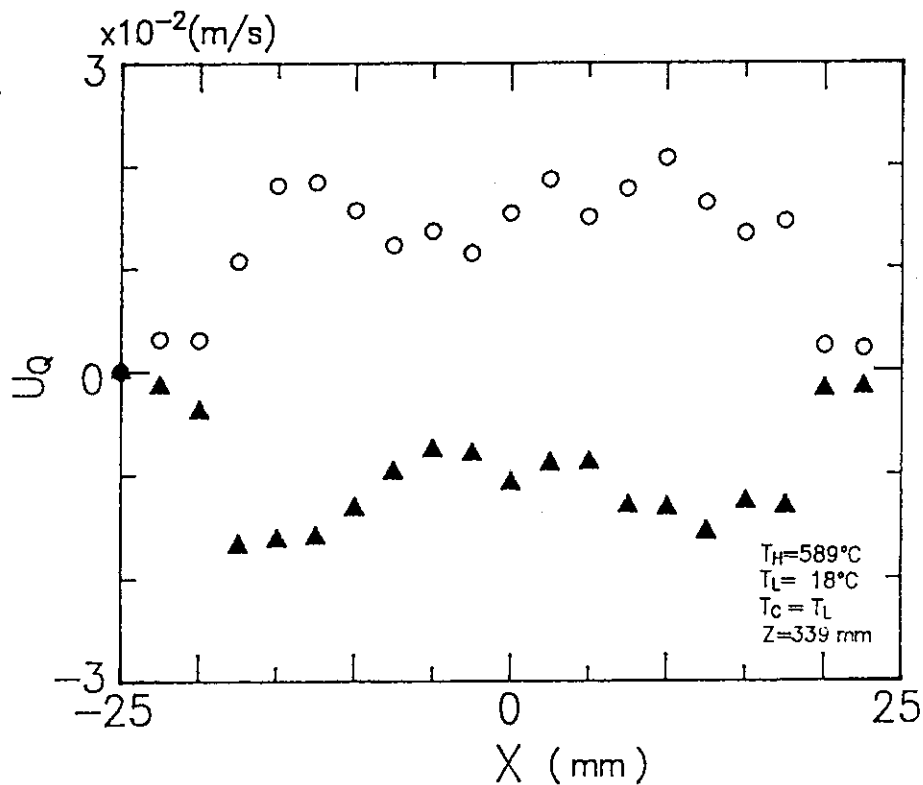


Fig. 22 Exchange flow velocity profiles in X-direction for $Ra^* = 1.4 \times 10^8$. The symbols for upward and downward velocities are ○ and ▲ respectively.

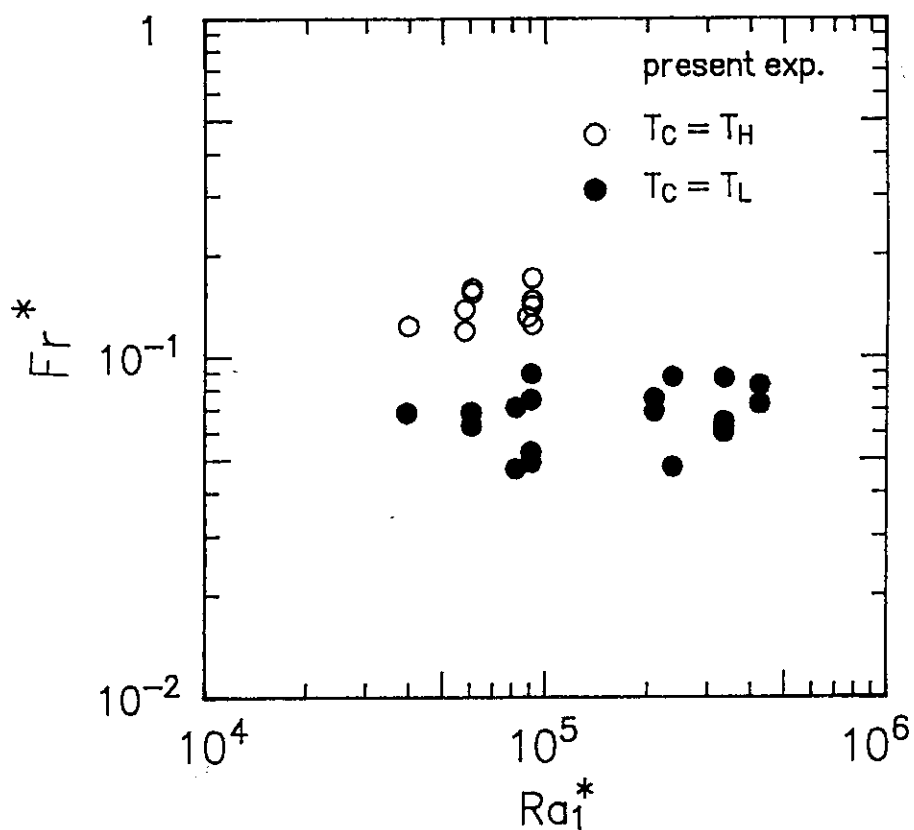


Fig.23 Relation between Froude number and Rayleigh number for an opening radius at $H_1/R_1=16$

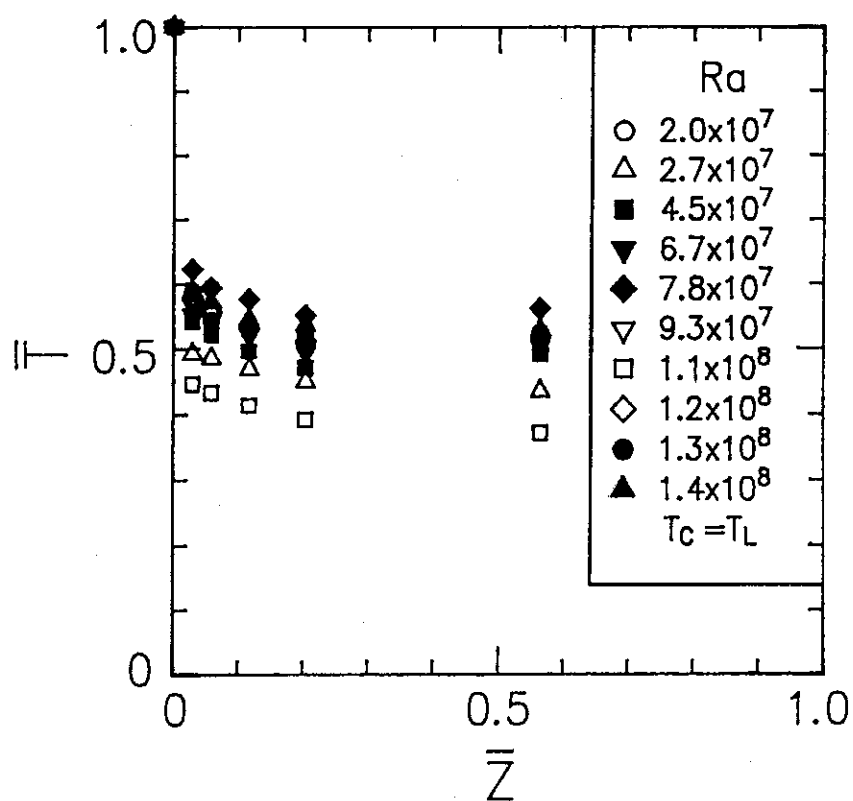


Fig.24 Dimensionless centerline fluid temperature profiles in hemisphere at $R_1/R=0.14$

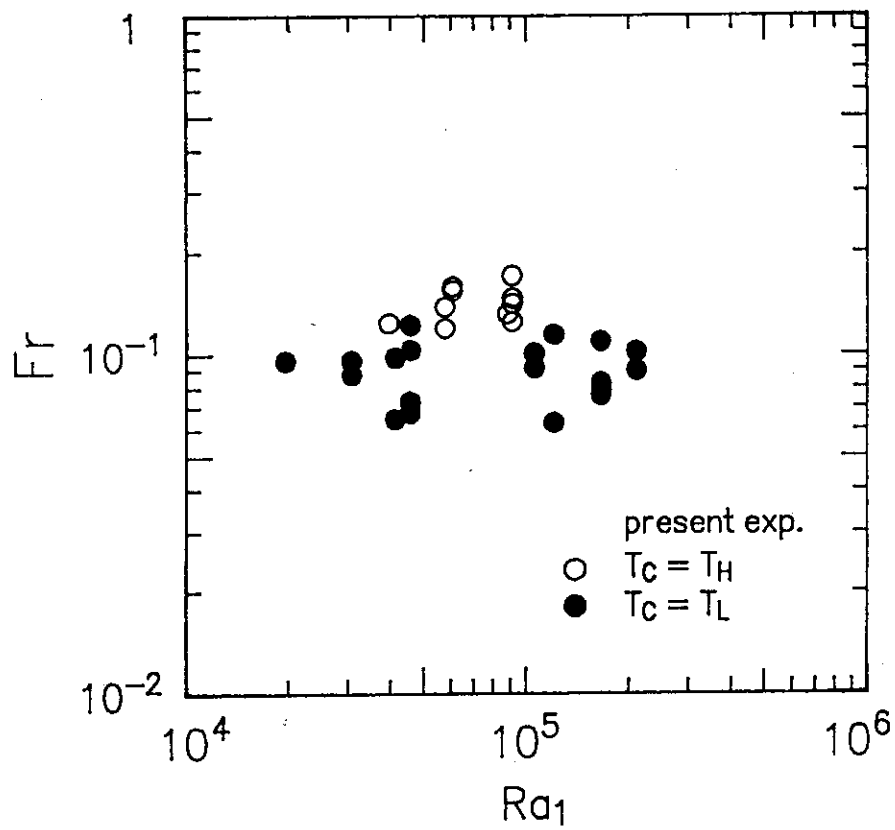


Fig.25 Relation between Froude number and Rayleigh number for an opening radius at $H_1/R_1=16$

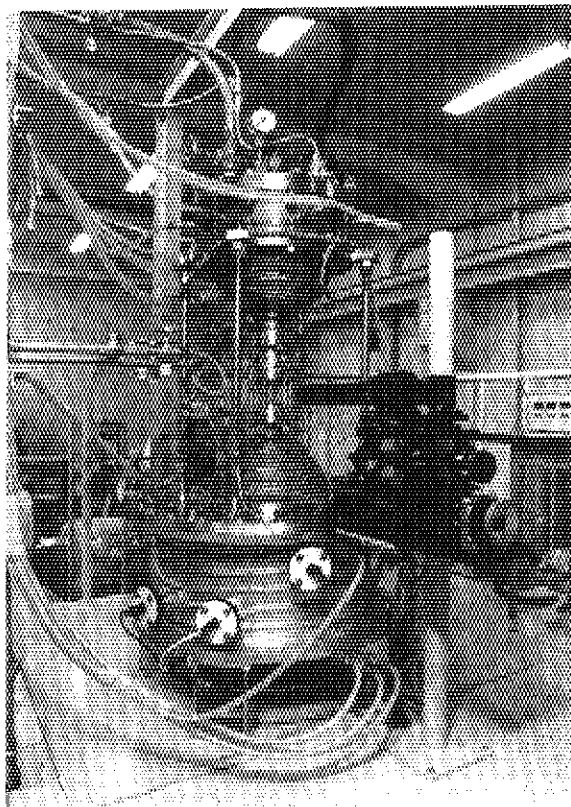


Photo.1 Experimental apparatus

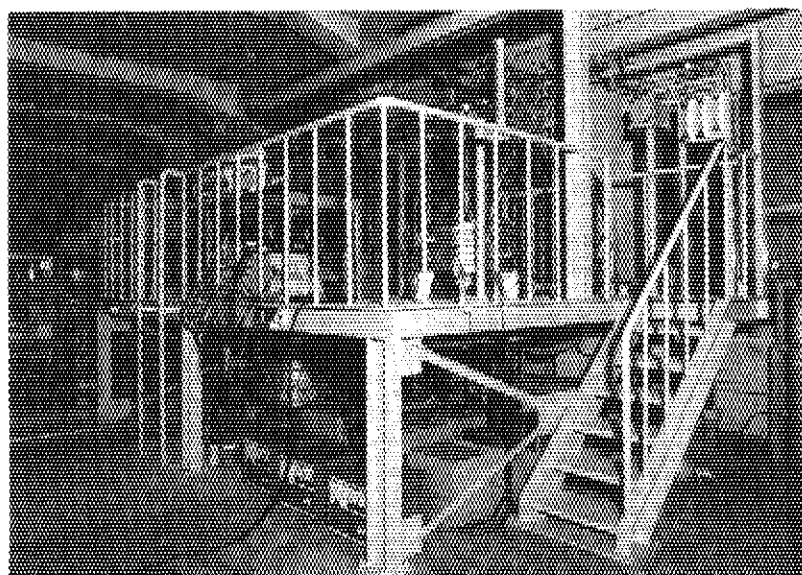


Photo.2 Overall view of the apparatus

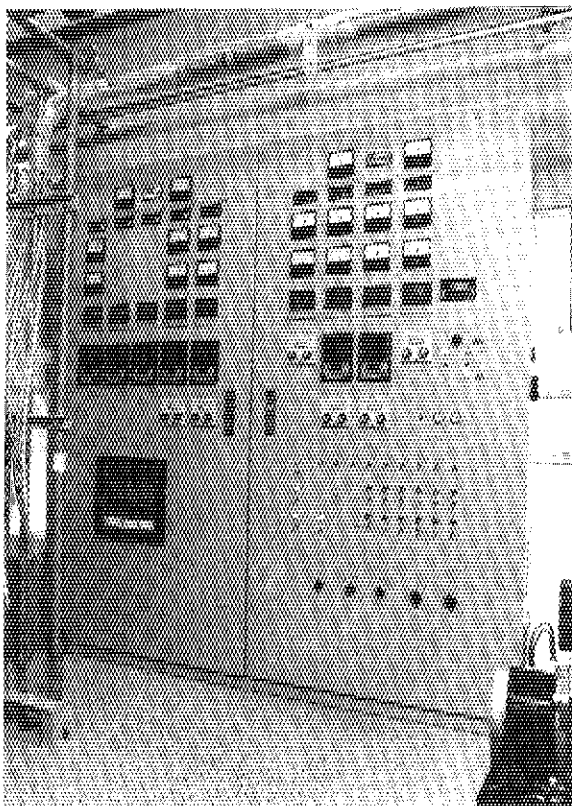


Photo.3 Controlling board of the apparatus

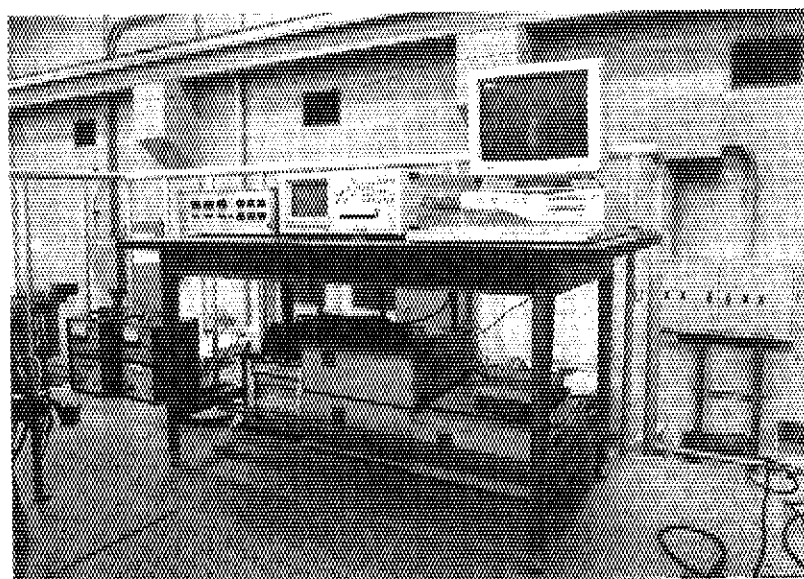
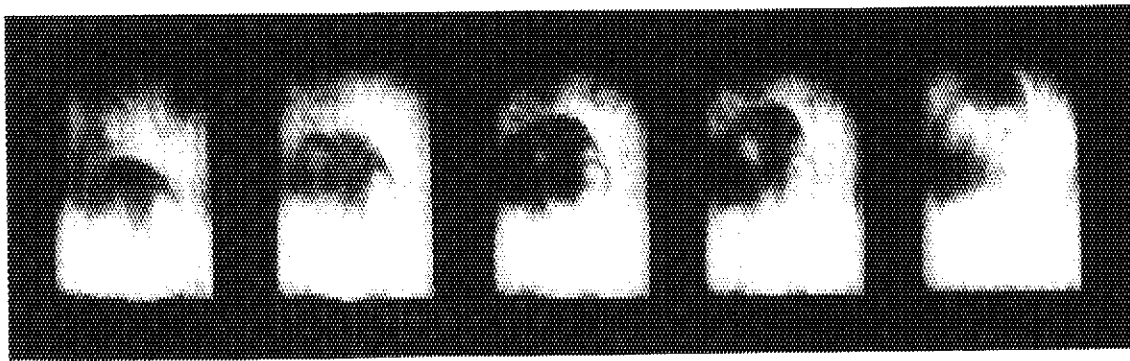


Photo.4 Detector system of the apparatus



(a) $t=0s$

(b) $t=0.1s$

(c) $t=0.2s$

(d) $t=0.3s$

(e) $t=0.4s$

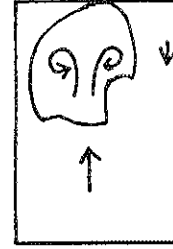
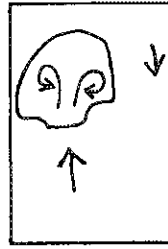
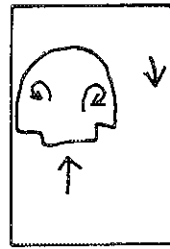
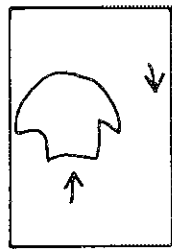
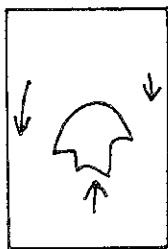
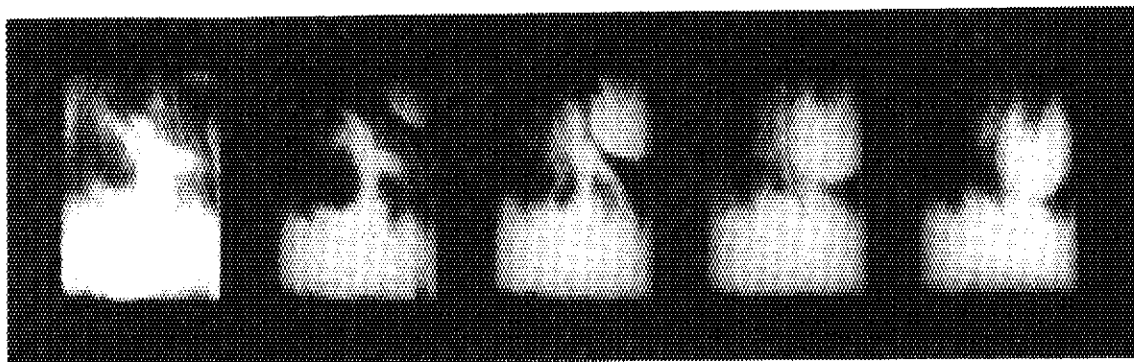


Photo.5 Typical upward flow visualization at $Ra^*=3.0 \times 10^7$



(a) $t=0s$

(b) $t=0.1s$

(c) $t=0.2s$

(d) $t=0.3s$

(e) $t=0.4s$

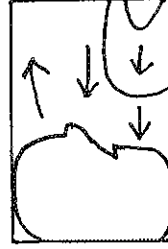
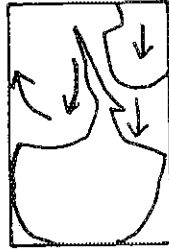
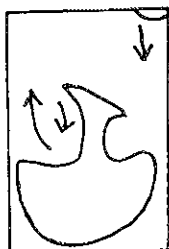


Photo.6 Typical downward flow visualization at $Ra^*=3.0 \times 10^7$