

JAERI-Research
97-061



密度成層内の 2 成分気体混合過程

1997年9月

武田 哲明

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。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。

This report is issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

密度成層内の 2 成分気体混合過程

日本原子力研究所大洗研究所核熱利用研究部
武田 哲明

(1997年 8月 4日受理)

鉛直流体層内に 2 成分流体により密度成層が形成される場合について、流体層内に発生する自然対流が流体混合過程に及ぼす影響を調べた。単成分流体による鉛直流体層内の自然対流は、実験的にも解析的にも数多くの研究があるけれども、密度の異なる 2 成分流体により密度成層が形成される場合の研究は少ない。特に気体に関する研究は実験的にも解析的にもほとんど行われていない。そこで、温度の異なる鉛直 2 平板からなるスロット内の気体混合実験をレイリー数が $0 < Ra_d < 7.5 \times 10^4$ の範囲について行い、混合気体の密度変化、温度分布等について調べ、密度の小さい気体が充填された鉛直スロットの下部から、それより密度の大きい気体が分子拡散により浸入する気体混合過程を調べた。実験の結果、分子拡散による 2 成分気体混合過程は、たとえ温度差による密度差より異種気体間の密度差が大きい場合にも、鉛直 2 平板間のわずかな温度差により発生する自然対流により大きく影響を受けることが分かった。

Mixing Process of a Binary Gas in a Density Stratified Layer

Tetsuaki TAKEDA

Department of Advanced Nuclear Heat Technology
Oarai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Oarai-machi, Higashibaraki-gun, Ibaraki-ken

(Received August 4, 1997)

This study is to investigate the effect of natural convection on the mixing process by molecular diffusion in a vertical stratified layer of a binary fluid. There are many experimental and analytical studies on natural convection in the vertical fluid layer. However, there are few studies on natural convection with molecular diffusion in the vertical stratified layer of a binary gas.

Experimental study has been performed on the combined phenomena of molecular diffusion and natural convection in a binary gas system to investigate the mixing process of the binary gas in a vertical slot consisting of one side heated and the other side cooled. The range of Rayleigh number based on the slot width was about $0 < Ra_d < 7.5 \times 10^4$. The density change of the gas mixture and the temperature distribution in the slot was obtained and the mixing process when the heavier gas ingress into the vertical slot filled with the lighter gas from the bottom side of the slot was discussed. The experimental results showed that the mixing process due to molecular diffusion was affected significantly by the natural convection induced by the slightly temperature difference between both vertical walls even if a density difference by the binary gas is larger than that by the temperature difference.

Keywords: Natural Convection, Stratified Layer, Molecular Diffusion, Binary Gas, Vertical Slot

目 次

| | |
|---------------------------------|----|
| 1. 序 論 | 1 |
| 2. 鉛直流体層の自然対流 | 3 |
| 2.1 単成分流体に関する自然対流 | 3 |
| 2.2 密度の異なる 2 成分流体に関する自然対流 | 7 |
| 2.3 2 成分流体系の密度近似式 | 8 |
| 3. 2 成分気体混合過程に関する実験 | 11 |
| 3.1 実験装置と実験方法 | 11 |
| 3.2 単成分気体に関する実験結果 | 12 |
| 3.3 2 成分気体に関する実験結果 | 12 |
| 4. 結 論 | 15 |
| 謝 辞 | 15 |
| 参考文献 | 16 |

Contents

| | |
|--|----|
| 1. Introduction | 1 |
| 2. Natural Convection in a Vertical Fluid Layer | 3 |
| 2.1 Natural Convection of Single Component Gas | 3 |
| 2.2 Natural Convection of Two Component Gases with Different Density | 7 |
| 2.3 Approximated Equation of Density for Binary Fluids | 8 |
| 3. Experiment on the Mixing Process of Two Component Gases | 11 |
| 3.1 Experimental Apparatus and Procedure | 11 |
| 3.2 Experimental Results on Single Component Gas | 12 |
| 3.3 Experimental Results on Two Component Gases | 12 |
| 4. Conclusion | 15 |
| Acknowledgement | 15 |
| References | 16 |

1. 序論

鉛直流体層内に上部から下部に向かって密度が大きくなるような密度分布が形成され、安定成層が形成される場合、上下の流体混合は拡散に支配される場合が多い。特に、密度の異なる2成分流体により安定成層が形成される場合は、流体が気体であるか液体であるかによって、流体混合の速度は異なる。これは、もちろん2成分流体間の拡散係数の違いによるものであるが、液体の場合には水と油のように混合しにくい流体の場合もある。鉛直2平板間に流体自身の密度差により安定成層が形成されている場合、平板の一方を加熱すると、流体層内には自然対流が発生すると予想されるが、分子拡散により流体が混合する過程においてこの自然対流がどのような影響を及ぼすかを調べた研究は少ない。特に流体が2成分気体の場合は実験が困難であること、温度差による浮力と気体の濃度差による浮力とを分離することが困難となること等から著者の知る限りこれに関する研究は行われていない。また、拡散と対流が重畳する流体の挙動においては、熱対流が発生している系内に塩などの溶質が溶け込み、濃度勾配が生じているような場合に見られる二重拡散対流現象がある。これは一見、2成分流体の混合と類似しているが、後者は2成分流体の移動によっても密度分布が変化し、自然対流が発生するのに対して、前者は溶質の移動に伴う密度変化は小さく無視できる場合が多いため、自然対流は主として温度場に依存する点で現象が異なると考えられる。

実際の機器装置においては、例えば、高温ガス炉においてヘリウムを冷却材に用いているように、一般に、ヘリウムは化学的に安定な不活性気体であり、他の気体に比べて熱伝導率が大きく、高圧条件下での熱媒体として利用することができる。しかしながら、高温ガス炉の場合には、何らかの原因で1次冷却系の配管や機器が破断あるいは破損すると、破損個所から格納容器内の空気が炉内に浸入する可能性がある。この時、炉心には高温の黒鉛構造物が多量に存在するため、黒鉛酸化による炉心損傷やFPの放出を引き起こす可能性がある。高温ガス炉の1次冷却系主配管破断事故時の空気浸入過程においては、原子炉下部に接続されている配管が破断すると、炉内に密度の小さいヘリウムが、格納容器内にはヘリウムより密度の大きい空気が存在することから2成分気体による安定な密度成層が形成され、空気浸入の律速過程は主として分子拡散であることが確認されている[1]。この場合、炉心と圧力容器との環状流路においては、炉心側が高温、圧力容器側が低温となり、環状流路内にロールセル状の局所的な自然対流が発生するため、分子拡散と局所的な自然対流が同時に発生している個所においては、気体混合の律速過程は自然対流であると予想される。これまでに、高温ガス炉の約1/10スケールモデル装置による実験結果においては主として分子拡散が空気浸入の律速過程である場合、定性的にはこの局所的な自然対流により気体混合または移動が促進

されることが確認されている[2]。したがって、密度の小さいヘリウムが充填された容器内にそれより密度の大きい空気が主として分子拡散により浸入する場合に、局所的に発生する自然対流が気体混合過程に及ぼす影響を定量的に調べておく必要があり、今後の安全解析における安全裕度を向上するためにも重要であると考えられる。

そこで、本報告では単成分流体の場合についての鉛直流体層内自然対流と二重拡散対流現象に関するこれまでの研究を概説し、密度の異なる2成分気体により形成される鉛直密度成層内の気体混合過程に対する自然対流の影響を検討するため、2枚の銅平板を用いた鉛直流体層試験装置を製作し、気体混合速度、混合気体の密度変化、温度変動等を調べた結果を示した。

2. 鉛直流体層の自然対流

本章では、研究の対象が鉛直流体層における安定密度成層内の2成分気体混合過程であることから、まず鉛直流体層の自然対流に関する流動、安定性および熱伝達に着目した研究の分野について、これまでの研究を解説し、次に密度の異なる2成分流体の観点から二重拡散対流に関する研究を概説する。さらに、今後の数値解析による現象解明に資するため、これまでの2成分流体系数値解析における密度の近似式について検討を行った。

2. 1 単成分流体に関する自然対流

鉛直流体層内の自然対流に関する研究は、これまで数多くの研究者により実験的、解析的研究が行われ、最近ではコンピューターの発達とともに数値計算による研究も多い。しかしながら、その多くは単成分流体に関する研究であり、密度成層についても流体温度による密度分布に起因する場合がほとんどである。Batchelor[3]は温度の異なる鉛直平行平板間の閉空間に発生する自然対流の解析からレイリー数によりいくつかの流動領域が存在することを見出し、レイリー数が小さいかあるいは流体層高さが厚さに比べて大きいときは、熱は加熱壁から冷却壁へ伝導により移動し、対流の影響は層内の端部に生じるとしている。また、大きなレイリー数に対しては壁面に沿って境界層が形成され、境界層から離れた流体層中心に温度一定となる領域が存在すると仮定しているが、これは後の可視化実験において安定成層が見られる結果とは一致しないものである。

Eckert & Carlson[4]は空気を用いて温度の異なる鉛直2平板間に発生する自然対流に関する実験をアスペクト比が $2.1 \leq H/d \leq 46.7$ (H :流体層高さ、 d :流体層幅)、レイリー数が $2 \times 10^2 < Ra_d < 2 \times 10^5$ について行い、流動状態を Fig.1 のような3つの領域に分類している。グラスホフ数とアスペクト比によって伝導、遷移、境界層領域に分けているが、実験点が少ないため、各領域の限界値を精度良く決定する上で十分であるとは言えない。図中の細い実線は、Batchelor[3]がもとめた伝導領域の限界で、

$$Gr_d Pr = 500 H/d \quad \dots \dots \dots (1)$$

である。また、点線は加熱壁と冷却壁の境界層が流体層内で出会うと仮定して求めた境界層領域の限界で

$$H/d = 1.32 \times 10^{-4} Gr_d \text{ または } Gr_d = 7576 H/d \quad \dots \dots \dots (2)$$

としているが、実験結果に比べて傾きが大きい。Fig.2 はマッハツェンダー干渉計により求めた温度場である。低レイリー数では伝導が支配的であり、平板間にはスロット両端部を除いて線型な温度場が形成され、対流の影響は両端部のみに現れる。Fig.2 (a)が伝導領域

(conduction regime: $Ra_d = 2.5 \times 10^3, H/d = 20$)であるが、流体層の中心部は直線的な温度変化であることがわかる。Fig.2 (c)は境界層領域 (boundary regime: $Ra_d = 8.0 \times 10^4, H/d = 10$)であり、境界層が壁に沿って発達していることがわかる。また、水平方向に一様な温度分布が形成され、中心部には鉛直方向に安定成層が形成されている。Fig.2 (b)が遷移領域 (transition regime: $Ra_d = 1.4 \times 10^4, H/d = 20$)で、中心部に一定温度の領域は見られない。

一方 Elder[5,6]はアスペクト比が $1 \leq H/d \leq 60$ について、プラントル数が $Pr \approx 10^3$ であるシリコンオイルを用いた実験と理論解析を行っている。密閉領域内の自然対流現象では、異なる温度に保持された 2 つの鉛直壁内の流体挙動は、温度差と流体層幅に基づくレイリー数、プラントル数とアスペクト比の 3 つのパラメータにより規定されるが、Elder はレイリー数が臨界値を超えると 1 つのセル (unicellular) 対流がより小さな幾つかのセル (multicellular) 対流 (secondary flow) に変化することを見出している。Elder はこの臨界レイリー数を $Ra_{d,c} = 3 \times 10^5 \pm 30\%$ としているが、誤差が大きいのは 2 次流れの発生点を検出することが困難であることによる。小さなレイリー数 ($Ra_d < 10^3$) では、流体層内の水平方向に線型な温度分布が形成され、1 個のセル対流が観察されている。レイリー数が $10^3 < Ra_d < 10^5$ の範囲では、層内に安定で一様な鉛直温度勾配が観察される。Fig.3 に Elder が実験から求めた $Ra_d = 4 \times 10^5$ における等温線図を示す。流体層内部には小さな水平方向の温度変化が生じているが、鉛直方向の温度変化は一様であり、安定成層を形成している。Fig.4 は鉛直方向のスロット中央部における流速分布をレイリー数に対して示したものである。レイリー数が $Ra_d = 10^5$ を超えると、層内に規則正しいセル対流パターンからなる 2 次流れが形成される。2 次流れがさらに強くなる $Ra_d = 10^6$ まではレイリー数の増加とともに鉛直方向のセル数が増加し、 $Ra_d > 10^6$ では定常的に対向循環するセル対流が大きなセル間の弱いせん断領域に発生する。 $Ra_d \approx 10^9$ 程度の高レイリー数になると流れは非定常乱流となり[6]、壁層と内部間に乱流となる激しい相互作用が見られる。

温度の異なる鉛直平板間に生じる自然対流の安定性に関する研究は Elder[5]、Vest & Arpacı[7]、Oshima[8]の実験的研究、Elder[9]、Wilkes & Churchill[10]の解析的研究の他、Gotoh & Satoh[11]、Gotoh & Ikeda[12]、Birikh ら [13]、Gotoh & Mizushima[14]、Hart[15]、Bergholz[16]等、多数の研究[17-19]がある。線形安定性理論では、流体層のアスペクト比が十分大きいとき、プラントル数が $Pr < 12.7$ のときに自然対流は対流型の擾乱に対して不安定となり、この擾乱に対する線形安定特性はプラントル数にほとんど依存しないことや $Pr \geq 12.7$ のときは波動型の擾乱に対して不安定であることが知られている。また、高プラントル数流

体の場合には臨界レイリー数を超えると遷移あるいは境界層領域における流れは不安定になり、unicellular 対流が崩壊し multicellular 対流が発生することや臨界レイリー数の2～3倍程度までレイリー数が増加すると、2次セルの間に対向循環する3次セルが観察される[5,20-25]ことは前述のとおりである。鉛直スロットにおいては Quere[26]がアスペクト比が $H/d = 16$ 、プラントル数を空気を対象に $Pr = 0.71$ の場合について数値解析を行い、伝導領域における不安定性を調べている。最近では Wakitani[27]が、空気充填層に関する鉛直スロット内の自然対流に関する数値解析を行い、アスペクト比が 16 の場合についてレイリー数が $Ra = 8 \times 10^3$ 以上になると 3つのセルパターンが現れることを示している。境界層内の主流の理論的検討では Pillow[28]と Batchelor[3]が流体層内に一定温度の領域が存在すると仮定しているが、これまでの可視化実験の結果と一致せず、Eckert & Carlson[4]の空気を用いた実験に代表される多くの実験結果においても、内部領域に安定成層が観察されている。これらの研究は断熱層において重要なものであり、例えば空気に対する熱損失を少なくするために 2重壁や 2重窓の効果は、伝導領域の安定性に依存するというよりも伝導から境界層領域への変化に依存すると考えられる。

一方、熱伝達に着目した研究の分野では、無限流体中に置かれた 2枚の垂直平板間の自然対流熱伝達に関する研究が行われ、2平板が等しく一様温度に保たれた場合の実験を Elenbaas[29]が、Bodoia と Osterle[30]は気体を対象に Pr 数が 0.7 の流体について数値解析を行っている。また、相原[31]も同じ場合において、空気の場合の局所及び平均ヌセルト数を実測している。一方、2平板の条件が異なる場合は、宮武と藤井[32]、宮武ら[33]、Aung ら[34]が一様熱流束及び一様壁温の条件について、宮武と藤井[35]、Sparrow ら[36]、Sparrow & Azevedo[37]が一様温度と断熱壁の場合について、Wirtz & Stutzman[38]、Applebaum[39]は空気の場合の一様熱流束条件の実験を報告している。Chappidi & Eno[40]は特にグラスホフ数が大きい場合の数値解析においては流路入口の条件が計算結果に影響を及ぼすことを指摘している。加藤ら[41]は平行平板流路において鉛直方向の長さが大きい場合の乱流自然対流の流れと熱伝達特性を調べている。また、山崎[42,43]は下端が閉じた垂直平行平板内の自然対流熱伝達を空気について数値解析と実験を行い、流体層内の温度変動から流動状態の分類を試みているが大略 Eckert & Carlson[4]の結果と一致していると考えられる。また、Shewen[44]らがアスペクト比が $H/d \geq 40$ 、プラントル数が $Pr \approx 0.7$ 、レイリー数が $Ra < 10^6$ の場合についてのヌセルト数を求めている。

鉛直スロット内の熱伝達については、 $Ra \leq 2 \times 10^3$ のときは熱伝導が支配的であるとされ、流体層の中央を横切る熱流束 q は

$$q = \lambda \frac{T_h - T_c}{d} = \alpha (T_h - T_c) \quad \dots \dots \dots (3)$$

であるから、ヌセルト数は $Nu = \alpha d / \lambda = 1$ となる。しかしながら、Eckert & Carlson[4]の実験に見られるように熱流束は流体層の上端と下端では対流の影響を受けるため中央部とは異なる。かれらは加熱面の下端と冷却面の上端を starting corners、その他の加熱面上端と冷却面下端を departure corners と呼び、それぞれ局所ヌセルト数を求めている。starting corners では

$$Nu_x = \frac{\alpha_x x}{\lambda} = 0.256 Gr_x^{0.24} \quad \dots \dots \dots (4)$$

であり、 x は加熱面は上向き、冷却面は下向きの各端部からの距離である。 α_x は加熱面と冷却面全体の温度差に基づく局所熱伝達率である。したがって平均熱伝達率は x で積分して

$$Nu = \alpha d / \lambda = 1.389 \quad \dots \dots \dots (5)$$

となる。同様に departure corners では

$$Nu_x = 2.58 Gr_x^{0.4} Gr^{-0.55} \quad \dots \dots \dots (6)$$

$$Nu = 0.835 \quad \dots \dots \dots (7)$$

となる。ここで、 Gr は流体層幅 d に基づくグラスホフ数である。最終的に両端部と中央部を含めたヌセルト数を下式で与えている。

$$Nu = 1 + 0.00166 \frac{d}{H} Gr^{0.9} \quad \dots \dots \dots (8)$$

また、遷移及び境界層領域では、局所熱伝達率には壁面と流体層の中心線上の温度差を、平均熱伝達率には両壁面全体の温度差をとって、

$$Nu = 0.119 Gr^{0.3} \left(\frac{H}{d} \right)^{-0.1} \quad \dots \dots \dots (9)$$

としている。

その他、広範囲のプラントル数に適用できる平均ヌセルト数[45,46]が求められている。Bejan[47]は各研究者による平均ヌセルト数と流体層のアスペクト比との関係を Fig.5 のようにまとめている[48-54]。

2. 2 密度の異なる2成分流体に関する自然対流

これまでに述べた研究はいずれも単成分流体の流動不安定性や伝熱流動に関する研究であった。一方、鉛直流体層内に密度の異なる2成分流体が密度成層を形成する場合の自然対流に関する研究は少ない。特に、作動流体が気体に関するものは実験の難しさから、単成分気体を用いた鉛直スロット内の自然対流については幾つかの可視化実験が行われているが、密度の異なる2成分気体を用いて形成した密度成層に関する実験はほとんど行われていない。これは、単成分気体の密度場はマッハツエンダー干渉計等による可視化方法が考えられるけれども、2成分気体の場合は温度差に起因する密度差か濃度差に起因する密度差であるかを分離して測定できるシステムが確立されていないためであろう。

密度の異なる2成分流体により密度成層が形成される場合、一般に流体間に界面が形成され、液体の場合は水とアルコールのように混合物ができる場合、水と油のように混合しにくい流体の場合があり、液相では分子は高密度で配置しており、近接分子の力の影響を受けやすい。ところが、気体の場合には液体に比べ分子密度も低く、分子間力の影響も小さくことから、拡散係数は液体に比べて大きく、対流が発生していないとも分子拡散により各成分気体は混合する。したがって、温度の異なる2平板で構成される鉛直な流体層に密度の異なる2流体が安定に成層する場合、2流体間の密度差が大きく、且つ分子拡散による流体移動が無視できる場合は、それぞれの流体層で自然対流が発生する場合が考えられる。ところが、気体の場合は2流体間の密度差が大きくて分子拡散により気体分子は移動するため、この分子拡散が対流に影響を及ぼすことが予想される。

例えば、気体の拡散係数の一例では1気圧 25°Cのとき $D(He - N_2) \approx 6.87 \times 10^{-5} m^2/s$ 、
 $D(CO_2 - N_2) \approx 1.67 \times 10^{-5} m^2/s$ であり、液相中の気体の拡散係数として水中における二酸化炭素の拡散係数は、25°Cで $D(CO_2 - H_2O) = 2 \times 10^{-9} m^2/s$ 、液体間では水とエチルアルコールの拡散係数が $D = 1.24 \times 10^{-9} m^2/s$ となり、液体中の気体あるいは液体の拡散係数は気体のそれに比べ約4桁程度小さいことがわかる[55]。前述のように、液相では分子は高密度で配置しており、近接分子の力の影響を受けやすく、また、液体の拡散係数は組成の影響や溶媒の粘度の影響を大きく受けることが知られており、そのため気体の拡散係数に比べて推算方法は複雑である。

自然対流と分子拡散が共存する系に類似した現象として二重拡散対流現象がある。これは異なる拡散性を持つ2つの媒質、または1つの媒質と温度分布による密度変化が浮力を駆動力として流体内に生じる対流である。混合流体でも各成分流体の濃度差が媒質の濃度差と同様な効果を与える場合は二重拡散対流となる。これまで、二重拡散対流については Stommel

ら[56]が熱と塩分濃度勾配が存在する系において、上部に暖かい塩水、下部に冷たい水が存在する海洋中に長細い熱伝導の良いパイプを挿入した場合には salt fountain が、上部に冷たい水、下部に暖かい塩水が存在する系内に伝導性の薄い殻により閉じ込められた流体には oscillatory motion という 2 つのタイプの挙動が観察されることを指摘し、自由水平界面の上下に線形な対向する濃度勾配（温度と塩分）を持つ系の無限小擾乱に対する安定性が Stern[57]により調べられているが、その後 Veronis[58]や Baines & Gill[59]により線形安定性に関する研究がまとめられている。また、境界面の様々な条件に対する安定限界[60]や無限流体の場合についての報告もある[61]。この他、実験的にも数値解析的にも研究が行われ、Turner[62,63]、Huppert & Tuner[64]、Chen & Johnson[65]が二重拡散対流について詳しく解説している。特に 1 つの媒質が塩分であり温度分布による密度変化が流体内に生じる場合を熱塩対流と呼んでいるが、海洋物理学において不連続な密度成層が形成されるなど多くの知見が得られている。また、比較的最近では、Han & Kuehn[66,67]がアスペクト比が 1 及び 4、プラントル数が $Pr \approx 8$ について unicellular から multicellular への発達過程を可視化実験により示すとともに数値解析を行っている。宗像と棚沢[68]は密度成層化した 2 流体のロールオーバー現象についての数値解析を行い初期濃度差とロールオーバー現象の発生時刻の関係を求めている。合金や半導体結晶などの材料製造プロセスや 2 成分蓄熱材の融解過程において二重拡散対流現象が見られ、西村ら[69]は感温液晶を用いて流れ場と温度場の可視化実験を行っている。また、高雄[70]は拡散面を突き抜ける対流による物質移動の研究を行う中で、下層を塩水、上層を水として形成した密度成層の側面を加熱した場合の対流発生においては熱レイリー数及び濃度レイリー数とルイス数との比が支配パラメータとなることを指摘している。姫野ら[71,72]は鉛直平板間の密度成層内の自然対流に関して、均一または不均一なセル対流について熱伝達と物質伝達に関する考察を行っている。

以上のように、二重拡散対流に関するこれらの研究は主に液体を用いて、拡散性のある媒質が濃度勾配により移動する現象を取り扱ったものがほとんどであり、物質拡散による大きな密度変化が生じない系である。したがって、本研究のように 2 流体に密度の異なる気体を用いて温度分布による密度変化が生じた場合の実験や数値解析はほとんど行われていない。

2. 3 2 成分流体系の密度近似式

数値解析において、単成分気体中を拡散する媒質や 2 成分液体混合物による対流拡散と 2 成分気体系の対流拡散では運動方程式中の浮力項、すなわち混合物の密度の表し方に違いがある。前者の場合には、物質移動と熱対流を同時に取り扱った鉛直平板からの自然対流に関

する Gebhart[73]らの解析に示されるように、圧力の影響を無視できると仮定して、密度に関して温度とモル分率について二重ティラー展開[74]すると、

$$\rho = \rho_0 + \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_{T,X} (T - T_0) + \frac{\partial \rho}{\partial X} \Big|_{T,X} (X - X_0) + \dots \quad \dots \dots \dots (10)$$

となるが、2次の項以降は十分小さいとして1次の項だけを残すと下式となる。

$$\rho = \rho_0 - \rho_0 \beta (T - T_0) - \rho_0 \beta^* (X - X_0) \quad \dots \dots \dots (11)$$

ここで、

$$\beta = -(l/\rho) (\partial \rho / \partial T)_X = -l/T_0 \quad \dots \dots \dots (12)$$

$$\beta^* = -(l/\rho) (\partial \rho / \partial X)_T = -(l - M_A/M_B) \quad \dots \dots \dots (13)$$

したがって、ブジネ近似を適用して、運動方程式中の浮力項に相当する $(\rho_0 - \rho)/\rho_0$ を求める

と、

$$(\rho_0 - \rho)/\rho_0 = \beta(T - T_0) + \beta^*(X - X_0) \quad \dots \dots \dots (14)$$

となる。

一方、2成分気体系の対流拡散の場合には[75]、各成分気体をA、Bとして理想気体を仮定すると、気体密度は以下のように表すことができる。

$$1/\rho_A = 1/\rho_{A0} \{1 + \beta(T - T_0)\} \quad \dots \dots \dots (15)$$

$$1/\rho_B = 1/\rho_{B0} \{1 + \beta(T - T_0)\} \quad \dots \dots \dots (16)$$

2成分混合気体はそれぞれのモル分率を用いて

$$\rho = \rho_A X_A + \rho_B X_B = \frac{1}{1 + \beta(T - T_0)} (\rho_{A0} X_A + \rho_{B0} X_B) \quad \dots \dots \dots (17)$$

とできる。ここで、理想気体の状態方程式を用いると

$$\begin{aligned} \rho_{A0} X_A + \rho_{B0} X_B &= \rho_{A0} (1 - X_B) + \rho_{B0} X_B \\ &= \frac{p_0 M_A}{R_0 T_0} \left[1 - (X_{B\max} - X_{B\min}) X_B^* - X_{B\min} + \frac{M_B}{M_A} \{ (X_{B\max} - X_{B\min}) X_B^* - X_{B\min} \} \right] \quad \dots \dots \dots (18) \\ &= \rho_{A0} \left\{ 1 - \beta^* (X_{B\max} - X_{B\min}) X_B^* - \beta^* X_{B\min} \right\} \end{aligned}$$

となる。ただし、 $\beta^* = l - M_B/M_A$ である。

ここで $\rho_0 = \rho_{A0}$ とし、2成分混合気体の各成分気体がそれぞれ単体で存在する場合はB成

分気体のモル分率の最大、最小値は $X_{B\max} = 1$ 、 $X_{B\min} = 0$ であるから、式(17)、(18)より

$$\rho = \rho_0 \frac{1 - \beta^* X_B}{1 + \beta(T - T_0)} \quad \dots \dots \dots (19)$$

となり、これは明らかに式(11)の近似と異なる。したがって、ブジネ近似を採用すれば、

$$\frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0} = 1 - \frac{1 - \beta^* X_B}{1 + \beta(T - T_0)} = \frac{\beta(T - T_0) + \beta^* X_B}{1 + \beta(T - T_0)} \quad \dots\dots\dots (20)$$

であり、密度変化が大きく、ブジネ近似を採用しないときは、

$$\frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \frac{1 + \beta(T - T_0)}{1 - \beta^* X_B} - 1 = \frac{\beta(T - T_0) + \beta^* X_B}{1 - \beta^* X_B} \quad \dots\dots\dots (21)$$

となる。式(20),(21)のいずれの場合もこれまでの解析のように、式(14)を用いた温度及び濃度のグラスホフ数を定義することができず、さらにはこれらの比で表される成層パラメータ

(浮力比と呼ばれることがある)、 $N = \frac{\beta^* \Delta C}{\beta \Delta T}$ 、により2成分気体の場合の現象を完全に記述できるかは疑問である。したがって、本解析系のように2流体が気体の場合は、温度と濃度に関して非線型性が強くなることから温度および濃度のグラスホフ数に分離することができず、この場合のグラスホフ数は元来の意味である流体密度の差として定義する必要があり、無次元数を用いた解析が必ずしも有効でないことが分かる。また、浮力比についても有次元による解析を行った上で新たに求め直し、液体による二重拡散対流の場合と同様にこの浮力比によって現象の違いを記述できるかどうかを再検討しなければならない。

3. 2成分気体混合過程に関する実験

3. 1 実験装置と実験方法

本研究では、鉛直流体層に1成分気体のみを充填した場合と2成分気体の場合の実験を行った。まず、片面を加熱、もう一方を冷却した鉛直平板により鉛直流体層を構成し、1成分気体の場合はヘリウム、ネオン、窒素、空気及びアルゴンについて実験を行った。次に、2成分気体の場合は、密度の小さい気体が充填された鉛直スロット内へ、それより密度の大きい気体が移動するときの実験をヘリウム-空気、ヘリウム-アルゴン及び窒素-アルゴンについて実験を行った[76]。

実験装置の概略図を Fig.6 に示すが、加熱平板、冷却平板および側面平板で構成する流路を仕切り板を介して底部の気体貯留容器と接続した装置である。加熱および冷却平板はともに $956\text{mm} \times 590\text{mm}$ 、厚さ 15mm の銅製平板であり、両平板間隔を 20mm として鉛直な平行平板流路を構成した。鉛直スロットのアスペクト比は $H/d = 47.8$ である。加熱平板をマイクロシースヒータで加熱し、外側を断熱材で覆って熱損失を軽減するとともに外乱を防いだ。冷却平板は冷却水銅管を密着させ、断熱材で覆った。冷却平板面に直径 0.5mm の細孔を設け、0.25mm のシース熱電対を 20 本流路内に挿入した。熱電対は、マイクロメータにより流体層内の平板間をトラバースすることができる。気体貯留容器の寸法は縦横 $820\text{mm} \times 720\text{mm}$ 、高さ 290mm であり、上部の平行平板流路と仕切ることができる。

加熱面 24 点、冷却面 10 点、平行平板流路内のガス温度 20 点、貯留容器のガス温度 2 点を K 型熱電対を用いて測定した。実験中は平板流路内の熱電対を所定の位置に固定して気体温度を測定し、0.5mm 間隔で加熱面から冷却面までをトラバースさせ同じ温度条件とした実験を繰り返し行った。混合気体密度は、上部平板からマイクロチューブポンプで吸引した (600 cc/h) 混合気体を密度計で測定し、測定した気体は上部平板から流路内に戻した。混合気体を吸引吐出することによる流動の影響を除くため、密度測定実験と温度測定実験をそれぞれ別に行った。温度及び密度の測定信号を 15 秒間隔で取り込み、時系列のデータを蓄積した。気体、加熱壁、冷却壁温度測定点を Fig.7.1~7.3 に示す。

実験は以下の手順で行った。まず、1成分気体実験の場合は、冷却平板に冷却水を流し、鉛直平板流路と貯留容器との仕切り板を開けて、所定の気体を充填し、加熱平板を所定の温度まで加熱する。流体層内の圧力を大気圧に保持したまま仕切り板を閉じて鉛直スロットを構成し、各部の温度が定常状態に達すれば、5 分間隔で流体層内の熱電対をトラバースして温度を測定した。次に、2成分気体実験の場合は、冷却平板に冷却水を流し、平板流路と貯

留容器との仕切板を開けて、密度の小さい気体を流路と貯留容器内に充填する。圧力を大気圧に保持したまま、加熱平板を所定の温度まで加熱し、平板温度が定常状態に達すれば仕切り板を閉じ、密度の大きい気体を貯留容器下部からゆっくり注入し、貯留容器上面に取り付けたノズルから容器内の気体を押し出すとともに気体濃度を測定して置換を確認した。その後、仕切り板を開けることにより、軽い気体が充填された鉛直スロット内へ、下部から重い気体が浸入する系を構成して実験を開始した。

3. 2 単成分気体に関する実験結果

Fig.8 (a), (b)～12 (a), (b)に単成分気体を鉛直流体層内に充填し、両平板間に温度差が生じた場合の流体層内気体温度分布を示すものである。各図は気体密度の小さいヘリウム、ネオン、窒素、空気、アルゴンの順に Fig.8, 9, 10, 11, 12 とした。(a)は $\Delta T = 10K$ 、(b)は $\Delta T = 50K$ の場合である。また、Table 1 に本実験で用いた気体と温度差について、密度、動粘性係数、プラントル数、グラスホフ数及びレイリー数を示す。測定温度誤差は $\pm 0.1^\circ\text{C}$ である。

(a)の $\Delta T = 10K$ のヘリウムの場合の気体温度分布を見れば、加熱壁から冷却壁にかけて温度は直線的に変化し、スロットの上下端における対流の影響も確認できない。(b)の $\Delta T = 50K$ の場合でさえグラスホフ数は $Gr_d \approx 6.93 \times 10^2$ であり、Fig.1 の Eckert の結果を見てても、 $H/d = 47.8$ の場合は伝導領域であることがわかる。次に、ネオンの場合は $\Delta T = 10K$ のときグラスホフ数は $Gr_d \approx 1.812 \times 10^3$ であり、伝導領域に入っていて、流体層中央部ではほぼ直線的な温度変化である。ただし、加熱壁近くの温度は温度分布が少し歪んでいる様子がわかる。ところが、(b)の $\Delta T = 50K$ の場合は、 $Gr_d \approx 7.254 \times 10^3$ であり、Fig.1 によると伝導領域と遷移領域の境界付近であることがわかる。流体層内の温度が揺らぎ始め、スロット最上部(883mm)の温度変化を見ても、冷却壁近くでは直線的な温度分布ではなくになっていることから遷移領域に入ったことが予想される。

さらにグラスホフ数が大きい窒素、空気、アルゴンの実験では、いずれも(a)の $\Delta T = 10K$ の場合でさえ、自然対流の影響を受けて流体層内の温度は変動している。本実験はグラスホフ数が最も大きい Fig.12 (b)のアルゴンの場合でも、 $Gr_d \approx 5.23 \times 10^4$ であり、遷移領域の範囲であった。

3. 3 2成分気体に関する実験結果

Fig.13 はスロットにヘリウムを貯留容器には空気を充填した場合のスロット上部における気体密度の時間変化を示したものである。実線は両平板を等しく一定温度に保持した場合の

気体密度の時間変化であり、分子拡散のみによる混合過程を示している。各記号は両平板の温度差をそれぞれの値に設定した場合の結果である。温度差が大きくなると密度の増加が早くなるが、 $\Delta T = 0K$ 以外の実験では密度の増加勾配が分子拡散の場合に比べて急であり、空気の移動は自然対流の影響を受けている。 $\Delta T = 20K$ の場合の混合気体密度が最も高い値を示しているが、これは密度の測定誤差によるものであり、密度計の測定誤差は±1.7%であった。温度差が大きくなるにつれて気体の平均温度が上昇して拡散係数も大きくなるが、 $\Delta T = 0K$ と $\Delta T = 50K$ の時の流体層平均温度はそれぞれ $290.4K$ 、 $307.7K$ であり、この時のヘリウム-空気の拡散係数はそれぞれ、 $6.72 \times 10^{-5} m^2/s$ 、 $7.33 \times 10^{-5} m^2/s$ である。したがって $\Delta T = 0K$ の場合に対して約10%程度しか大きくならない。例えば、2成分気体の相互拡散係数は以下の式[77]で推算できるとされている。

$$D_{AB} = 1.88 \times 10^{-7} T^{3/2} \frac{\{(M_A + M_B)/(M_A M_B)\}^{1/2}}{P \sigma_{AB}^2 \Omega_D} \quad \dots \dots \dots (22)$$

ここで拡散に対する衝突積分 Ω_D は温度の関数であり、 σ_{AB} は衝突する分子の直径である。

σ_{AB} は各成分気体の特性直径 σ_A 、 σ_B を用いて、

$$\sigma_{AB} = (\sigma_A + \sigma_B)/2 \quad \dots \dots \dots (23)$$

から計算する。また拡散に対する衝突積分 Ω_D は

$$\Omega_D = \frac{A_d}{T^{*B_d}} + \frac{C_d}{\exp(D_d T^*)} + \frac{E_d}{\exp(F_d T^*)} + \frac{G_d}{\exp(H_d T^*)} \quad \dots \dots \dots (24)$$

から求める。ここで、

$$T^* = \kappa T / \varepsilon_{AB} \quad \dots \dots \dots (25)$$

$$\varepsilon_{AB} = (\varepsilon_A \varepsilon_B)^{1/2} \quad \dots \dots \dots (26)$$

であり、 ε は粘性係数を推算する際に求めた特性エネルギーである。

式(22)によれば拡散係数は大略、絶対温度の $3/2$ 乗に比例することから、例えば、 $300K$ と $400K$ の場合には、 $(400/300)^{3/2} = 1.54$ となるが、本実験の場合は最大でも温度差は約 $70^\circ C$ であり、流体層の平均温度差に対する拡散係数の差違は1.4倍以下であった。したがって、同じ2成分気体系実験の場合は拡散係数の温度依存性の影響は小さいと考えている。

Fig.14に窒素-アルゴン系の場合のスロット上部の気体密度変化を示すが、この場合は自然対流の影響がヘリウム-空気系(Fig.13)に比べて顕著である。窒素-アルゴンの拡散係数

は、 $290K$ 、1気圧に対して約 $1.88 \times 10^{-5} m^2/s$ であり、ヘリウムー空気系より小さく、約 $1/3.6 (= 0.278)$ 倍となっている。そのため、 $\Delta T = 0K$ の場合は約270分後にスロット上部の密度が上昇し始めている。ところが、窒素ーアルゴン系の場合は、たとえ平板間温度差が $\Delta T = 5K$ であっても、密度の上昇開始時間は $\Delta T = 0K$ の場合に比べて大きく短縮される。これは、レイリー数によって次のように説明できる。ヘリウムー空気系の場合はスロット内をすべてヘリウムとした $\Delta T = 5K$ の場合、 $Ra_d \approx 70$ となるが、窒素ーアルゴン系の場合、スロット内をすべて窒素であると仮定するとレイリー数は $Ra_d \approx 4.5 \times 10^3$ となる。したがって、わずかな温度差でもレイリー数はヘリウムー空気の場合に比べて1桁以上大きく、スロット下部のアルゴンの移動過程は分子拡散ではなく自然対流が律速過程になっていることがわかる。

Fig.15 にヘリウムー空気の場合の鉛直方向の流体層中心部の気体の温度変動を示す。(a)が $\Delta T = 10K$ の場合で(b)が $\Delta T = 50K$ の場合である。縦軸は加熱面、冷却面の最大最小温度により無次元化した温度である。温度変動が大きくなる付近は伝導領域から遷移領域への移行を示しているのではないかと予想されるが、定量的な評価は今後の課題である。ヘリウムー空気の場合の $\Delta T = 50K$ における実験では、スロット内がすべて空気で充填されているときのグラスホフ数は、約 $Gr_d \approx 4.1 \times 10^4$ ($Ra_d \approx 2.9 \times 10^4$) であり、Eckert & Carlson[4]によるFig.1 では遷移領域に含まれている。Fig.16 に窒素ーアルゴンの場合の鉛直方向流体層中心部の気体温度変動を示す。(a)は $\Delta T = 0K$ の場合で、(b)は $\Delta T = 5K$ の場合である。(b) $\Delta T = 5K$ の場合はスロット下部の仕切板開放前から温度変動が観察された。(b) $\Delta T = 5K$ の実験でスロット内部がすべて窒素で充填されている場合のグラスホフ数は、約 $Gr_d \approx 5.25 \times 10^3$ ($Ra_d \approx 3.76 \times 10^3$) であり、Eckert & Carlson[4]のFig.1においては、伝導領域と遷移領域の境界付近に相当している。したがって、仕切板開放前から温度変動が観察されているものと考えられる。Elder[5,6]の液体の実験では、multicellular 対流の発生は、概ね $Ra \approx 10^5$ 程度であるため、本実験の範囲では unicellular 対流の発生範囲であると予想されるが、最近のWakitani[27]の空気に対する数値解析では $Ra \approx 8 \times 10^3$ 以上になると3つのセルパターンが形成されていることから、気体混合過程は対流の流速のみならず、対流パターンにも依存することが考えられる。unicellular 対流から multicellular 対流へ移行するような対流パターンの変化に対する混合過程への影響は、今後、検討の余地があるかも知れない。

4. 結論

本報告では2成分気体により形成される鉛直密度成層内の自然対流が気体混合過程に及ぼす影響を調べるため、温度の異なる鉛直2平板からなるスロット内の気体混合実験を行い、気体密度および温度の時間変化を求めた。その結果、鉛直スロット内の分子拡散による気体混合過程においては、平板間の温度差による自然対流の影響を大きく受け、たとえ伝導領域であっても気体の移動量は壁面に沿って上昇下降する自然対流流速による気体の移動量を定量的に評価する必要がある。また、本実験ではヘリウム-空気系よりも窒素-アルゴン系密度成層の方が気体混合過程に及ぼす対流の影響が明確に現れた。

单成分流体に関しては、液体に比べて気体を用いた実験的研究は少なく、数値解析的な研究がほとんどであり、密度の異なる2成分流体についても、混合液体の場合について幾つかの研究が見られる[78,79]が、気体についてはほとんど行われていない。最近は水素やヘリウムなど比較的軽い気体を用いた装置も多く、特にヘリウムは安定な不活性ガスであり、高温高圧の作動流体として用いられることが多い。そのような場合の機器装置の安全性に関する限りで、安定成層内の2成分あるいは多成分気体混合挙動に関する現象の解明が重要となるであろう。ここでは、安定成層を形成する2成分気体混合過程においては自然対流が及ぼす影響を正確に把握することが重要であることを示したが、現在でも2成分気体による流れ場の可視化は困難であり、定量的に気体濃度と温度及び流速を同時に求める方法[80,81]は少ない。

数値解析においては、これまでの2成分液体の解析を気体に適用することは難しく、2成分気体に限定した解析が必要であると考えられる。この点では、従来のように2成分気体を混合気体として流れ場を解析する方法以外に、各気体分子の挙動に着目するような解析も検討の余地があると思われる。今後、本実験により確認することが困難であった対流パターンについては、数値解析によりその影響を明らかにする予定である。

謝辞

本報告書をまとめるにあたり、実験の遂行にご助力いただいた（株）原子力エンジニアリングの大森守氏に感謝の意を表します。

4. 結論

本報告では2成分気体により形成される鉛直密度成層内の自然対流が気体混合過程に及ぼす影響を調べるため、温度の異なる鉛直2平板からなるスロット内の気体混合実験を行い、気体密度および温度の時間変化を求めた。その結果、鉛直スロット内の分子拡散による気体混合過程においては、平板間の温度差による自然対流の影響を大きく受け、たとえ伝導領域であっても気体の移動量は壁面に沿って上昇下降する自然対流流速による気体の移動量を定量的に評価する必要がある。また、本実験ではヘリウム-空気系よりも窒素-アルゴン系密度成層の方が気体混合過程に及ぼす対流の影響が明確に現れた。

单成分流体に関しては、液体に比べて気体を用いた実験的研究は少なく、数値解析的な研究がほとんどであり、密度の異なる2成分流体についても、混合液体の場合について幾つかの研究が見られる[78,79]が、気体についてはほとんど行われていない。最近は水素やヘリウムなど比較的軽い気体を用いた装置も多く、特にヘリウムは安定な不活性ガスであり、高温高圧の作動流体として用いられることが多い。そのような場合の機器装置の安全性に関する限りで、安定成層内の2成分あるいは多成分気体混合挙動に関する現象の解明が重要となるであろう。ここでは、安定成層を形成する2成分気体混合過程においては自然対流が及ぼす影響を正確に把握することが重要であることを示したが、現在でも2成分気体による流れ場の可視化は困難であり、定量的に気体濃度と温度及び流速を同時に求める方法[80,81]は少ない。

数値解析においては、これまでの2成分液体の解析を気体に適用することは難しく、2成分気体に限定した解析が必要であると考えられる。この点では、従来のように2成分気体を混合気体として流れ場を解析する方法以外に、各気体分子の挙動に着目するような解析も検討の余地があると思われる。今後、本実験により確認することが困難であった対流パターンについては、数値解析によりその影響を明らかにする予定である。

謝辞

本報告書をまとめるにあたり、実験の遂行にご助力いただいた（株）原子力エンジニアリングの大森守氏に感謝の意を表します。

参考文献

- [1] 武田、他、高温ガス炉の1次冷却系主配管破断事故時の空気浸入挙動（I）、原子力誌、37[10]、948-958 (1995).
- [2] T. Takeda and M. Hishida, Studies on diffusion and natural convection of two-component gases, Nucl. Engrg. Des., 135, 341-354 (1992).
- [3] G. K. Batchelor, Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures, Quart. Appl. Maths., 12, 209-233 (1954).
- [4] E. R. G. Eckert and W. O. Carlson, Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures, Int. J. Heat and Mass Transfer, 2, 106-120 (1961).
- [5] J. W. Elder, Laminar free convection in a vertical slot, J. Fluid Mech., 23, 77-98 (1965).
- [6] J. W. Elder, Turbulent free convection in a vertical slot, J. Fluid Mech., 23, 99-111 (1965).
- [7] C. M. Vest and V. S. Arpacı, Stability of natural convection in a vertical slot, J. Fluid Mech., 36, 1-15 (1969).
- [8] Y. Oshima, Experimental studies of free convection in a rectangular cavity, J. Phys. Soc. Japan, 30, 872-882 (1971).
- [9] J. W. Elder, Numerical experiments with free convection in a vertical slot, J. Fluid Mech., 24, 823 (1966).
- [10] J. O. Wilkes and S. W. Churchill, The finite-difference computation of natural convection in a rectangular enclosure, A.I.Ch.E. J., 12, 161-166 (1966).
- [11] K. Gotoh and M. Satoh, The stability of a natural convection between two parallel vertical planes, J. Phys. Soc. Japan, 21, 542-548 (1966).
- [12] K. Gotoh and N. Ikeda, Asymptotic solution of the instability problem of channel flows with antisymmetric velocity profile, J. Phys. Soc. Japan, 32, 845-850 (1972).
- [13] R. V. Birikh, G. Z. Gershuni, E. M. Zhukhovitskii and R. N. Rudakov, On oscillatory instability of plane-parallel convective motion in a vertical channel, Prikl. Mat. Mekh., 36, 745-748 (1972).
- [14] K. Gotoh and J. Mizushima, The stability of convection between two parallel vertical walls, J. Phys. Soc. Japan, 34, 1408-1413 (1973).
- [15] J. E. Hart, Stability of the flow in a differentially heated inclined box, J. Fluid Mech., 47, 547-576 (1971).
- [16] R. F. Bergholz, Instability of steady natural convection in a vertical fluid layer, J. Fluid Mech. 84, 743-768 (1978).
- [17] A. E. Gill, The boundary layer regime for convection in a rectangular cavity, J. Fluid Mech., 26, 515-536 (1966).
- [18] A. E. Gill and A. Davey, Instabilities of a buoyancy-driven system, J. Fluid Mech., 35, 775-798 (1969).
- [19] R. V. Birikh, Stability of the steady convective motion of a fluid with a longitudinal temperature gradient, J. Appl. Math. And Mech., 33, 937-947 (1969).

- [20] G. de Vahl Davis and G. D. Mallinson, A note on natural convection in a vertical slot, *J. Fluid Mech.* 72, 87-93 (1975).
- [21] N. Seki, S. Fukusako and H. Inaba, Visual observation of natural convection flow in a narrow vertical cavity, *J. Fluid Mech.* 84, 695-704 (1978).
- [22] C. F. Chen and S. Thangam, Convective stability of a variable-viscosity fluid in a vertical slot, *J. Fluid Mech.*, 161, 161-173 (1985).
- [23] S. Wakitani, Experiments on convective instability of large Prandtl number fluids in a vertical slot, *Trans. ASME J. Heat Transfer* 116, 120-126 (1994).
- [24] S. Wakitani, Formation of cells in natural convection in a vertical slot at large Prandtl number, *J. Fluid Mech.* 314, 299-314 (1996).
- [25] Y. Y. Jin and C. F. Chen, Instability of convection and heat transfer of high Prandtl number fluids in a vertical slot, *Trans. ASME J. Heat Transfer* 118, 359-365 (1996).
- [26] P. Le Quere, A note on multiple and unsteady solutions in two-dimensional convection in a tall cavity, *Trans. ASME J. Heat Transfer* 112, 965-974 (1990).
- [27] S. Wakitani, Development of multicellular solutions in natural convection in an air-filled vertical cavity, *Trans. ASME J. Heat Transfer* 119, 97-101 (1997).
- [28] A. F. Pillow, The free convection cell in two dimensions, *Rep. Aero. Res. Lab. Melbourne*, A79 (1952).
- [29] W. Elenbaas, Heat dissipation of parallel plates by free convection, *Physica* 9, 1-28 (1942).
- [30] J. R. Bodoja and J. F. Osterle, The development of free convection between heated vertical plates, *Trans. ASME J. Heat Transfer* 84, 40-44 (1962).
- [31] 相原、垂直平行平板の自然対流による放熱実験、*機論* 29, 903-909 (1963).
- [32] 宮武、藤井、相異なる温度をもつ垂直平板間の自然対流熱伝達、*化学工学* 37, 491-496 (1973).
- [33] 宮武、藤井、藤井、田中、垂直平行平板間の自然対流熱伝達（一様熱流束および断熱2平板の場合）、*化学工学* 36, 859-864 (1972).
- [34] W. Aung, L. S. Fletcher and V. Sernas, Developing laminar free convection between vertical flat plates with asymmetric heating, *Int. J. Heat Mass Transfer* 15, 2293-2308 (1972).
- [35] 宮武、藤井、垂直平行平板間の自然対流熱伝達（一様温度および断熱2平板の場合）、*化学工学* 36, 405-412 (1972).
- [36] E. M. Sparrow, G. M. Chrysler and L. F. Azevedo, Observed flow reversals and measured-predicted Nusselt numbers for natural convection in a one-sided heated vertical channel, *Trans. ASME J. Heat Transfer* 106, 325-332 (1984).
- [37] E. M. Sparrow and L. F. Azevedo, Vertical-channel natural convection spanning between the fully-developed limit and the single-plate boundary-layer limit, *Int. J. Heat Mass Transfer* 28, 1847-1857 (1985).

- [38] R. A. Wirtz and R. J. Stutzman, Experiments on free convection between vertical plates with symmetric heating, Trans. ASME. J. Heat Transfer 104, 501-507 (1982).
- [39] M. A. Applebaum, Investigation of buoyancy induced convective heat transfer in an inclined parallel wall channel, M.S. Thesis, Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Arizona State Univ. (1984).
- [40] P. R. Chappidi and B. E. Eno, A comparative study of the effect of inlet conditions on a free convection flow in a vertical channel, Trans. ASME. J. Heat Transfer 112, 1082-1085 (1990).
- [41] 加藤、宮本、栗間、兼安、鉛直平行平板間の乱流自然対流熱伝達、機論 53, 3370-3376 (1987).
- [42] 山崎、下端が閉じた垂直平行平板内の自然対流熱伝達（数値解析）、機論 53, 2116-2123 (1987).
- [43] 山崎、下端が閉じた垂直平行平板内の自然対流熱伝達（実験）、機論 53, 2124-2129 (1987).
- [44] E. Shewen, K. G. T. Hollands and G. D. Raithby, Heat transfer by natural convection across a vertical air cavity of large aspect ratio, Trans. ASME J. Heat Transfer 118, 993-995 (1996).
- [45] I. Catton, P. S. Ayyaswamy and R. M. Clever, Int. J. Heat Mass Transfer 17, 173 (1974).
- [46] B. M. Berkovsky and V. K. Polevikov, Heat Transfer and Turbulent Buoyant Convection, D. B. Spalding and H. Afghan, Eds., Hemisphere, Washington, D.C. (1977).
- [47] A. Bejan, Int. J. Heat Mass Transfer 23, 723 (1980).
- [48] A. E. Gill, J. Fluid Mech. 26, 515 (1966).
- [49] J. T. Han, M.Sc. Thesis, Univ. of Toronto, Toronto, Ont., Canada.
- [50] M. E. Newell and F. W. Schmidt, Trans. ASME J. Heat Transfer 92, 159 (1970).
- [51] D. E. Cormack, L. G. Leal and J. Imberger, J. Fluid Mech. 65, 209 (1974).
- [52] D. E. Cormack, L. G. Leal and J. H. Seinfeld, J. Fluid Mech. 65, 231 (1974).
- [53] A. Bejan and C. L. Tien, Trans. ASME J. Heat Transfer 100, 641 (1978).
- [54] A. Bejan, J. Fluid Mech. 90, 561 (1979).
- [55] R. C. Reid, J. M. Prausnitz and T. K. Sherwood, The properties of gases and liquids, 3rd Edn., McGraw-Hill, New York (1977).
- [56] H. Stommel, A. B. Arons and D. Blanchard, An oceanographical curiosity : the perpetual salt fountain, Deep-Sea Res. 3, 152-153 (1956).
- [57] M. E. Stern, The 'salt fountain' and thermohaline convection, Tellus 12, 172-175 (1960).
- [58] G. Veronis, On finite amplitude instability in thermohaline convection, J. Mar. Res. 23, 1-17 (1965).
- [59] P. G. Baines and A. E. Gill, On thermohaline convection with linear gradients, J. Fluid Mech. 37, 289-306 (1969).
- [60] D. A. Nield, The thermohaline Rayleigh-Jeffreys problem, J. Fluid Mech. 29, 545-558 (1967).
- [61] G. Walin, Note on the stability of water stratified by both salt and heat. Tellus 16, 389-393 (1964).

- [62] J. S. Turner, Double-diffusive phenomena, Ann. Rev. Fluid Mech. 6, 37-56 (1974).
- [63] J. S. Turner, Ann. Rev. Fluid Mech., 17, 11-44 (1985).
- [64] H. E. Huppert and J. S. Turner, Double-diffusive convection, J. Fluid Mech. 106, 299-329 (1981).
- [65] C. F. Chen and D. H. Johnson, Double-diffusive convection, A report on an engineering foundation conference, J. Fluid Mech. 138, 405-416 (1984).
- [66] H. Han and T. H. Kuehn, Double diffusive natural convection in a vertical rectangular enclosure - I. Experimental study, Int. J. Heat Mass Transfer 34, 449-459 (1991).
- [67] H. Han and T. H. Kuehn, Double diffusive natural convection in a vertical rectangular enclosure - II. Numerical study, Int. J. Heat Mass Transfer 34, 461-471 (1991).
- [68] 宗像、棚沢、ロールオーバ発生に対する初期濃度差の影響、機論 60, 3512-3518 (1994).
- [69] 西村、藤原、宮下、2成分系の凝固過程における二重拡散対流、機論 58, 490-496 (1992).
- [70] S. Takao and U. Narusawa, Int. J. Heat Mass Transfer 23, 1283 (1980).
- [71] N. Himeno et al., Int. J. Heat Mass Transfer 31, 359 (1988).
- [72] 姫野、土方、川本、鉛直2平板間密度成層内の自然対流に関する研究、機論 55, 2486-2492 (1989).
- [73] B. Gebhart and L. Pera, The nature of vertical natural convection flows resulting from the combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion, Int. J. Heat Mass Transfer 14, 2025-2050 (1970).
- [74] R. B. Bird, W. E. Stewart and E. N. Lightfoot, Transport Phenomena, John Wiley & Sons, New York, p.563 (1960).
- [75] 武田、菱田、2成分気体の分子拡散と自然循環に関する研究（数値解析）、機論 60, 208-214 (1994).
- [76] 武田、第3・4回日本伝熱シンポジウム講演論文集 Vol.1, B152, 93-94 (1997).
- [77] R.C. Reid, J.M. Prausnitz and B.E. Poling, The Properties of Gases and Liquids, Fourth Edition, McGraw-Hill, New York (1987).
- [78] R. W. Walden, P. Kolodner, A. Passner and C. M. Surko, Traveling waves and chaos in convection in binary fluid mixtures, Phys. Rev. Lett. 55, 496-499 (1985).
- [79] E. Moses and V. Steinberg, Flow patterns and nonlinear behavior of traveling waves in a convective binary fluid, Phys. Rev. A34, 693-696 (1986).
- [80] 江良、熱線利用による気体の濃度・速度の同時測定（第1報、測定原理）、機論 56, 2358-2363 (1990).
- [81] 郡、長谷、ガスと空気の混合場における濃度・流速の高応答同時測定、機論 61, 961-966 (1995).

Table 1 Experimental condition with single component gas

| Gas & T.diff. | Properties & Non-dimensional number | | | | |
|----------------|-------------------------------------|------------------------|-------------|---------------------|---------------------|
| | ρ (Density) | ν (K.Viscosity) | Pr(Prandtl) | Gr(Grashof) | Ra(Rayleigh) |
| He | | | | | |
| $\Delta T=10K$ | 0.1604 | 1.243×10^{-4} | 0.678 | 1.72×10^2 | 1.17×10^2 |
| $\Delta T=50K$ | 0.1504 | 1.385×10^{-4} | 0.676 | 6.93×10^2 | 4.68×10^2 |
| Ne | ρ | ν | Pr | Gr | Ra |
| $\Delta T=10K$ | 0.824 | 3.83×10^{-5} | 0.663 | 1.812×10^3 | 1.201×10^3 |
| $\Delta T=50K$ | 0.768 | 4.28×10^{-5} | 0.663 | 7.254×10^3 | 4.809×10^3 |
| N2 | ρ | ν | Pr | Gr | Ra |
| $\Delta T=10K$ | 1.123 | 1.591×10^{-5} | 0.716 | 1.05×10^4 | 7.517×10^3 |
| $\Delta T=50K$ | 1.053 | 1.783×10^{-5} | 0.713 | 4.18×10^4 | 2.98×10^4 |
| Air | ρ | ν | Pr | Gr | Ra |
| $\Delta T=10K$ | 1.161 | 1.604×10^{-5} | 0.717 | 1.033×10^4 | 7.406×10^4 |
| $\Delta T=50K$ | 1.088 | 1.809×10^{-5} | 0.719 | 4.061×10^4 | 2.92×10^4 |
| Ar | ρ | ν | Pr | Gr | Ra |
| $\Delta T=10K$ | 1.603 | 1.417×10^{-5} | 0.67 | 1.324×10^4 | 8.868×10^3 |
| $\Delta T=50K$ | 1.502 | 1.594×10^{-5} | 0.67 | 5.23×10^4 | 3.504×10^4 |

Where, $T_{ref} = T_0 + \Delta T/2$, $T_0 = 295K$

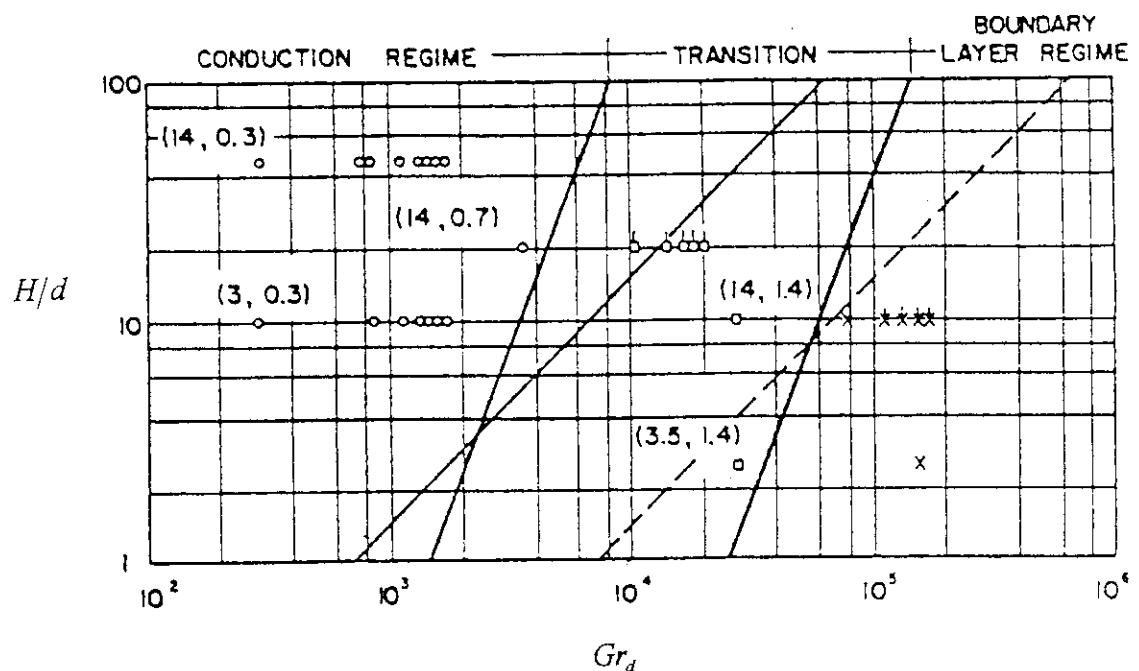


Figure 1 Natural convection in a two vertical parallel wall with different temperature
(H, d) means the height and width of fluid layer (Eckert & Carlson[4])

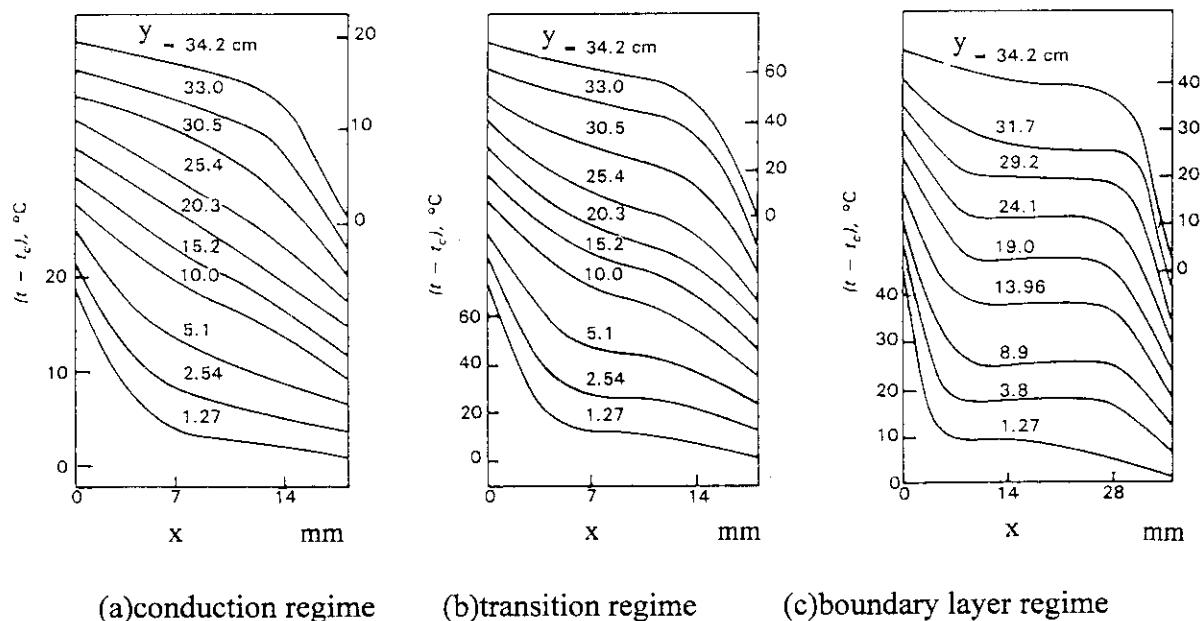


Figure 2 Measurement temperature distribution of air in a vertical rectangular enclosure
(Eckert & Carlson[4])

(x : horizontal distance from the heated wall, y : vertical distance from the bottom end)

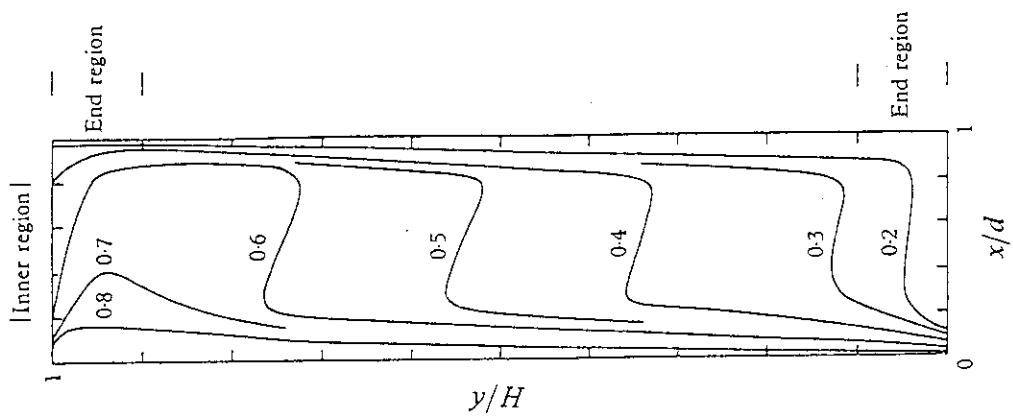


Figure 3 Experimentally determined isotherms in a vertical slot (Elder[5])
 $(Ra_d = 4 \times 10^5, H/d = 20, \text{width of fluid layer} = 3\text{cm})$

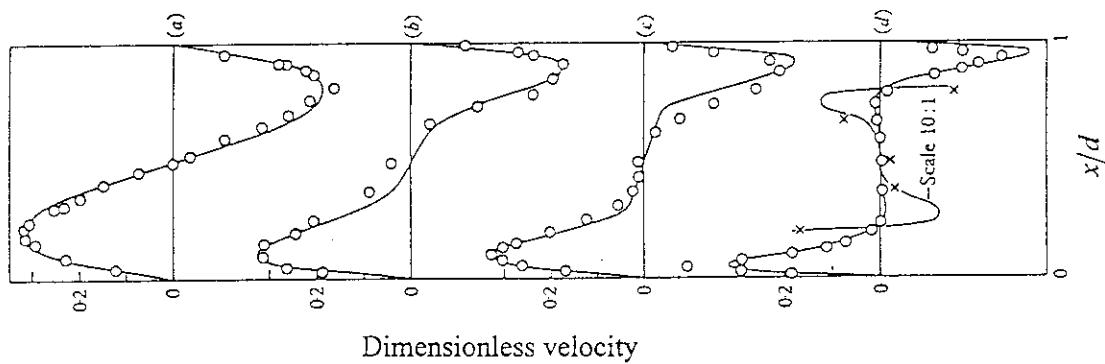


Figure 4 Measured velocity distributions at $y=H/2$ and various values of Ra (Elder[5])
 $(a: Ra_d = 3.08 \times 10^4, b: Ra_d = 2.95 \times 10^5, c: Ra_d = 6.56 \times 10^5, d: Ra_d = 3.61 \times 10^6)$

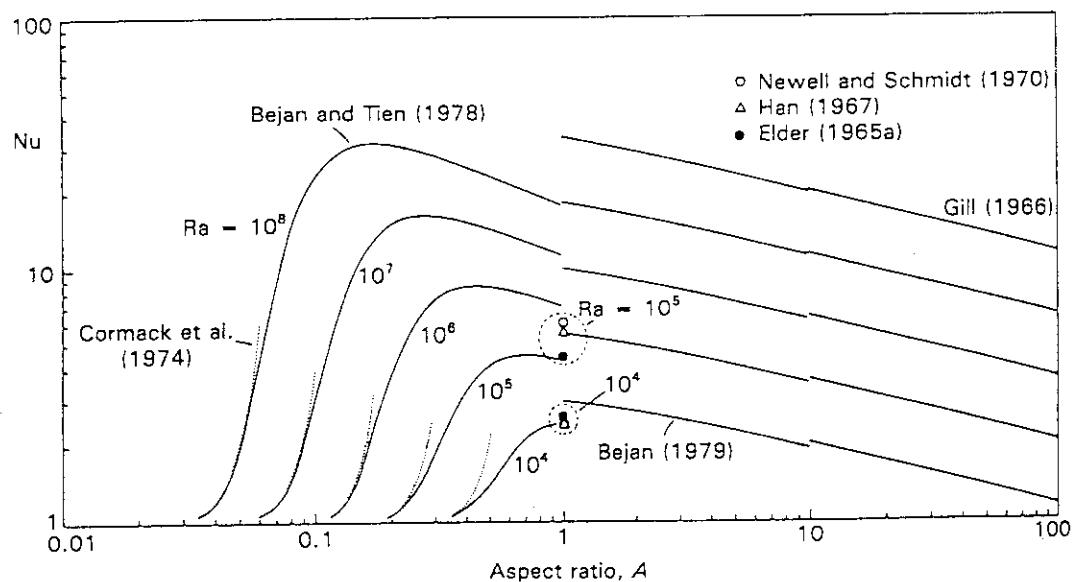


Figure 5 Heat transfer results from various studies for laminar natural convection in a vertical rectangular cavity (Bejan[47])

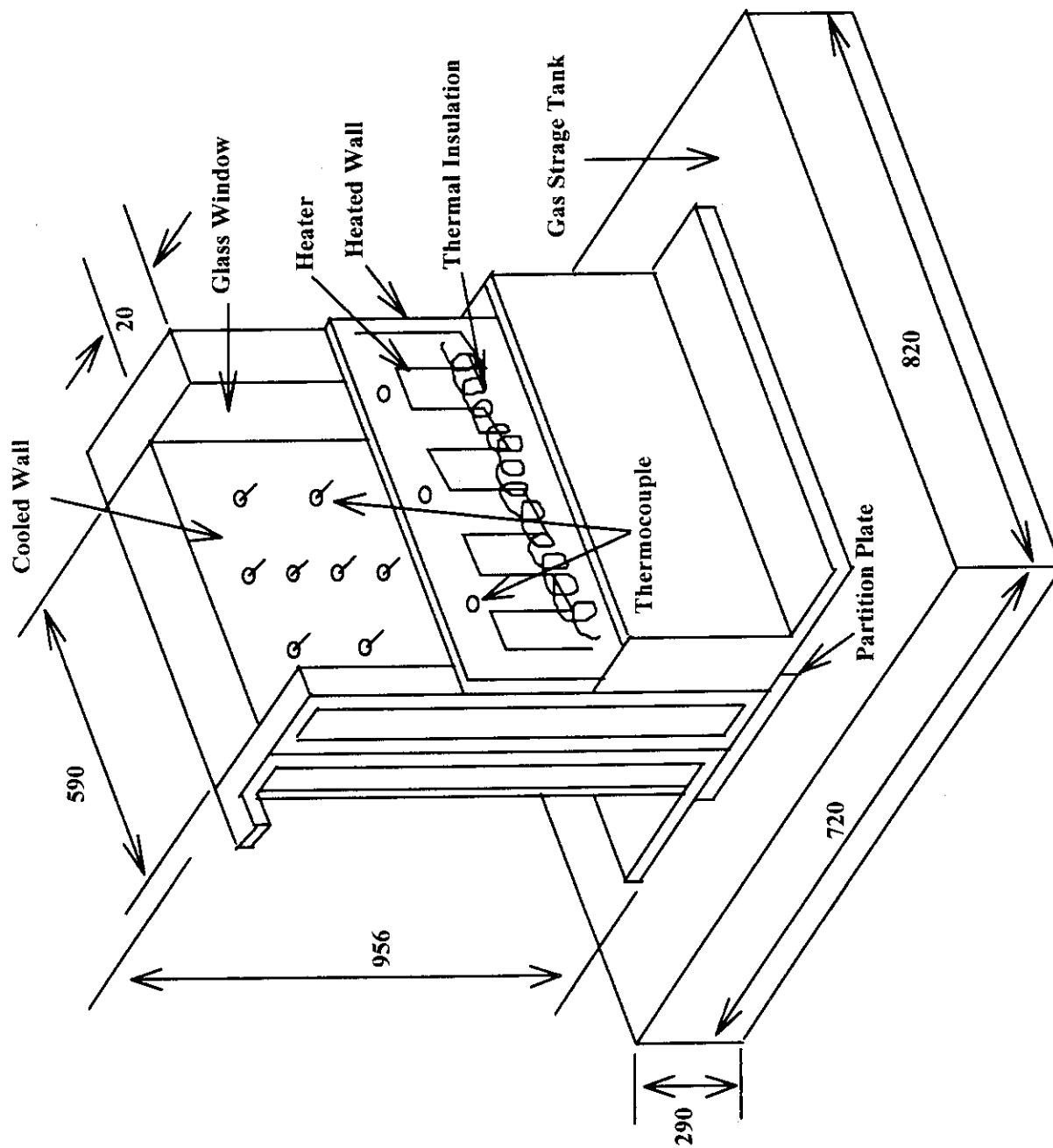


Figure 6 Experimental apparatus of a vertical slot

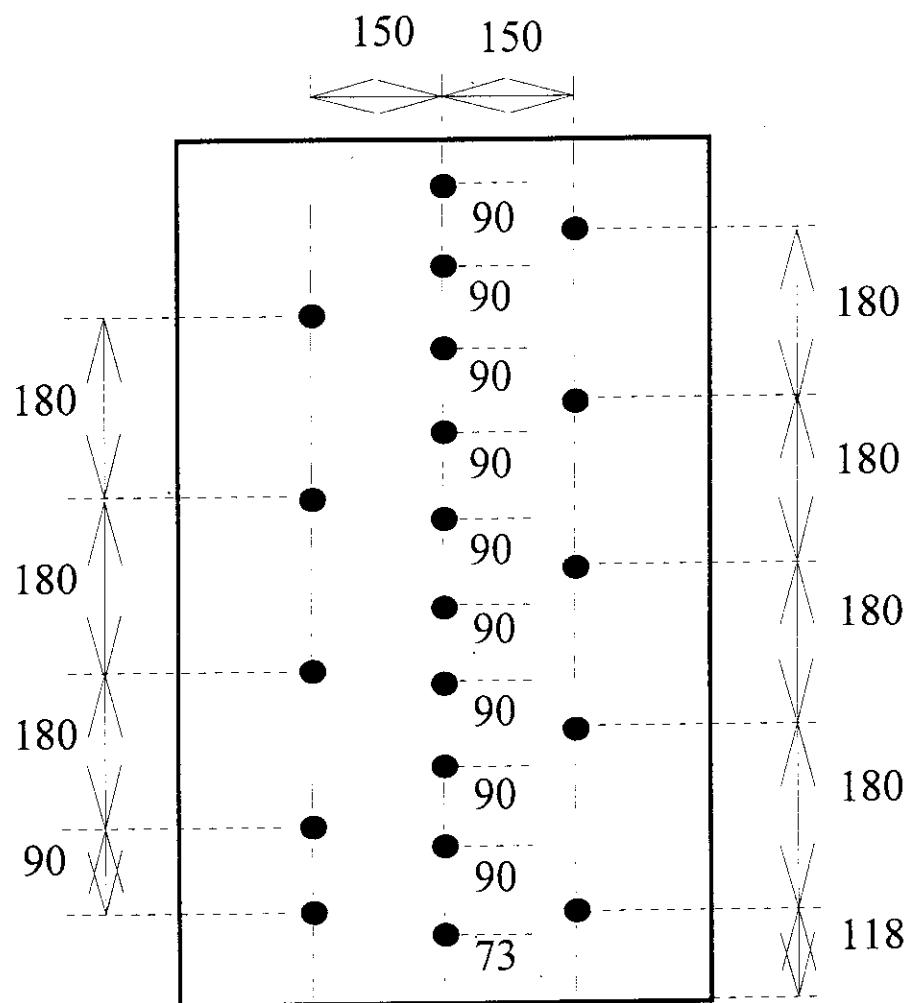


Figure 7.1 Position of the gas temperature measurement points in the fluid layer

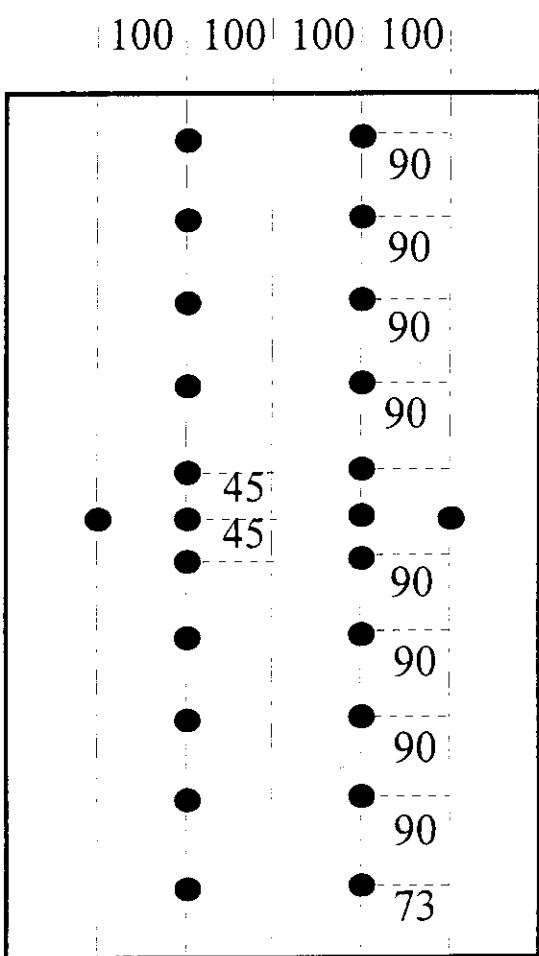


Figure 7.2 Position of the heated wall temperature measurement points

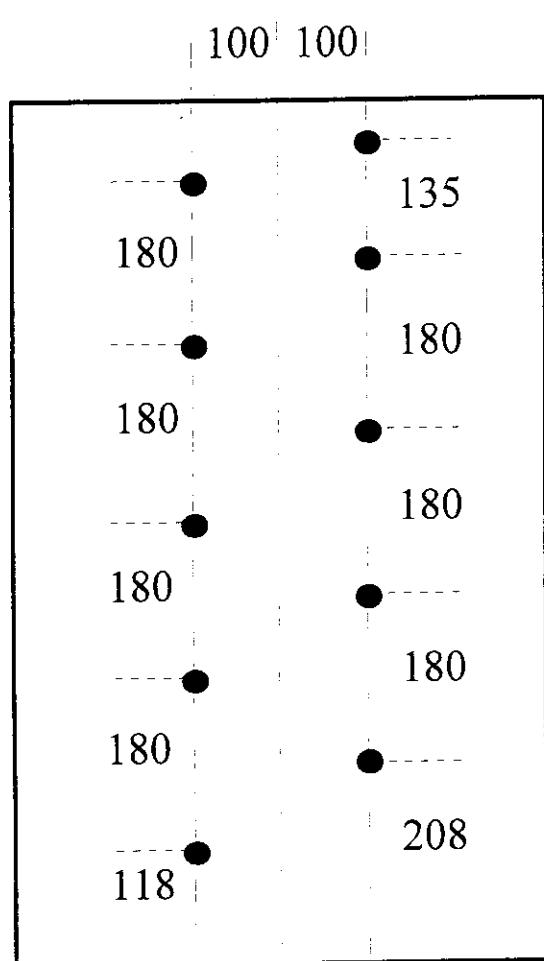


Figure 7.3 Position of the cooled wall temperature measurement points

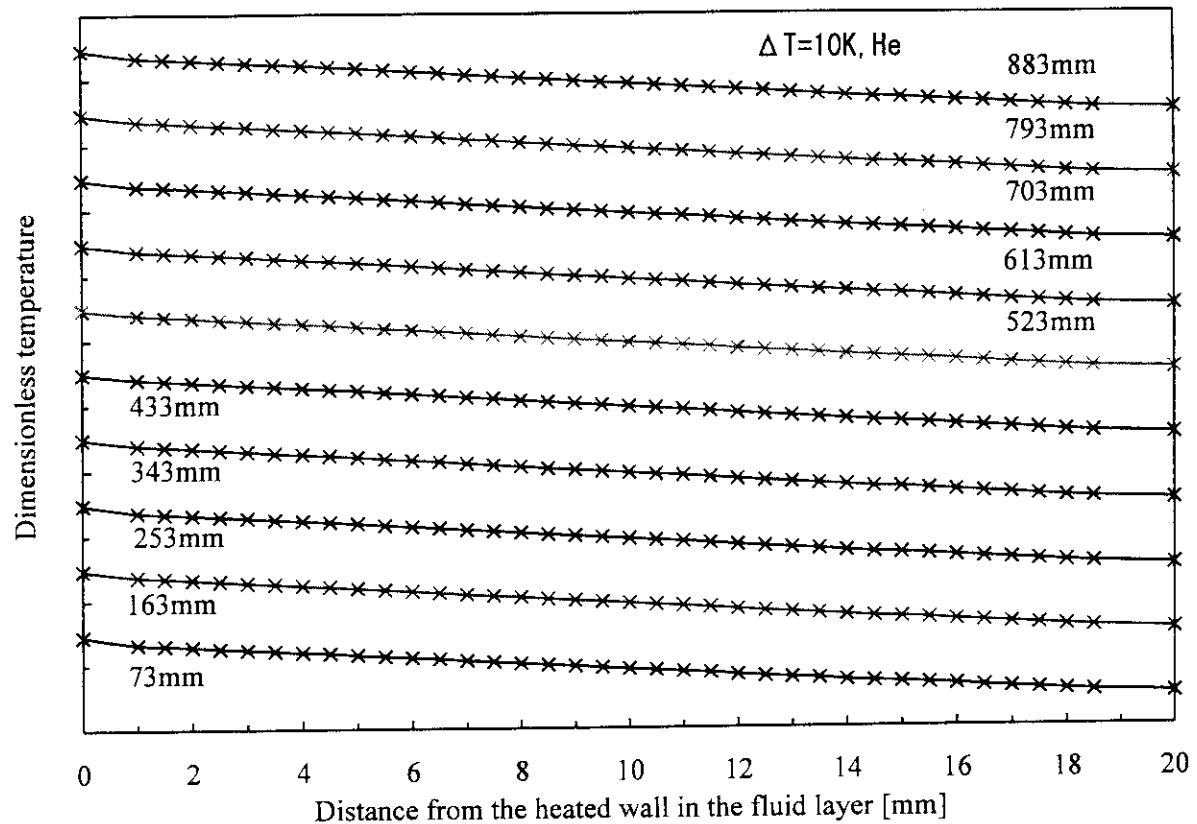


Fig.8(a) Gas temperature distribution in the slot (He layer)

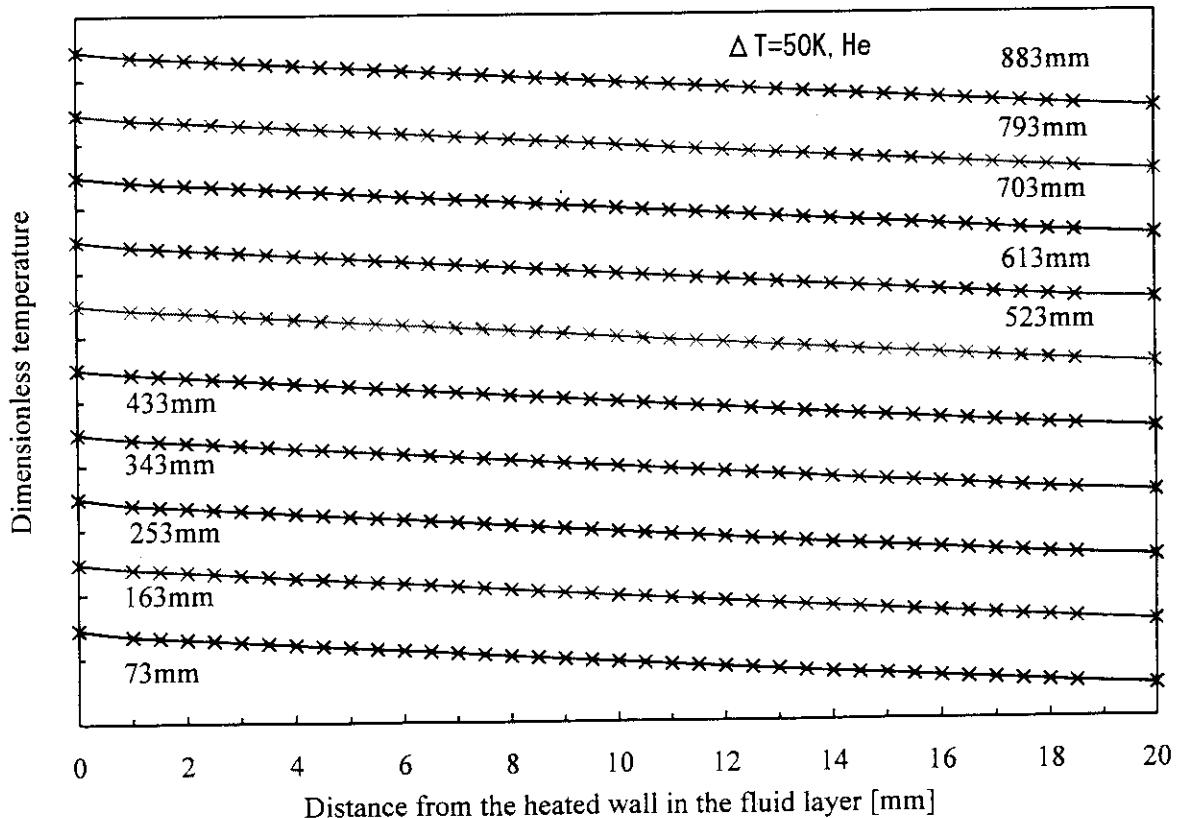


Fig.8(b) Gas temperature distribution in the slot (He layer)

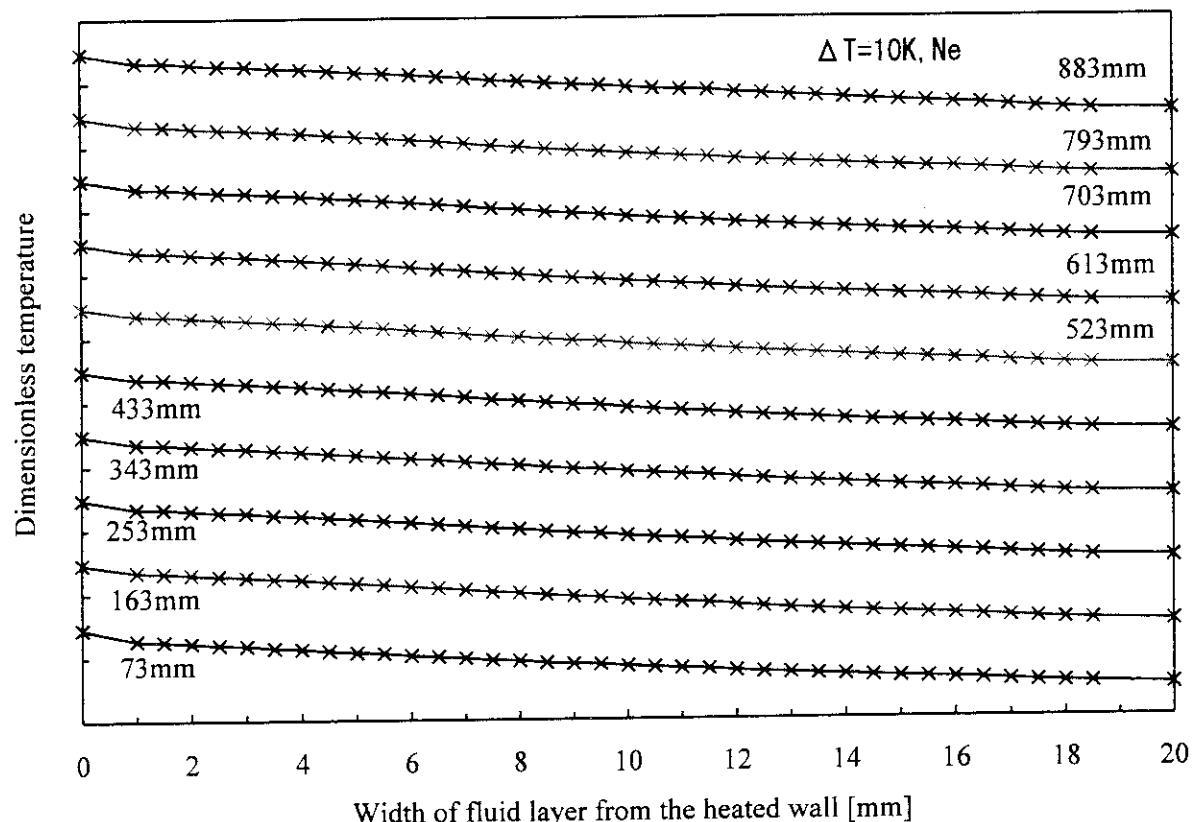


Fig.9(a) Gas temperature distribution in the slot (Ne layer)

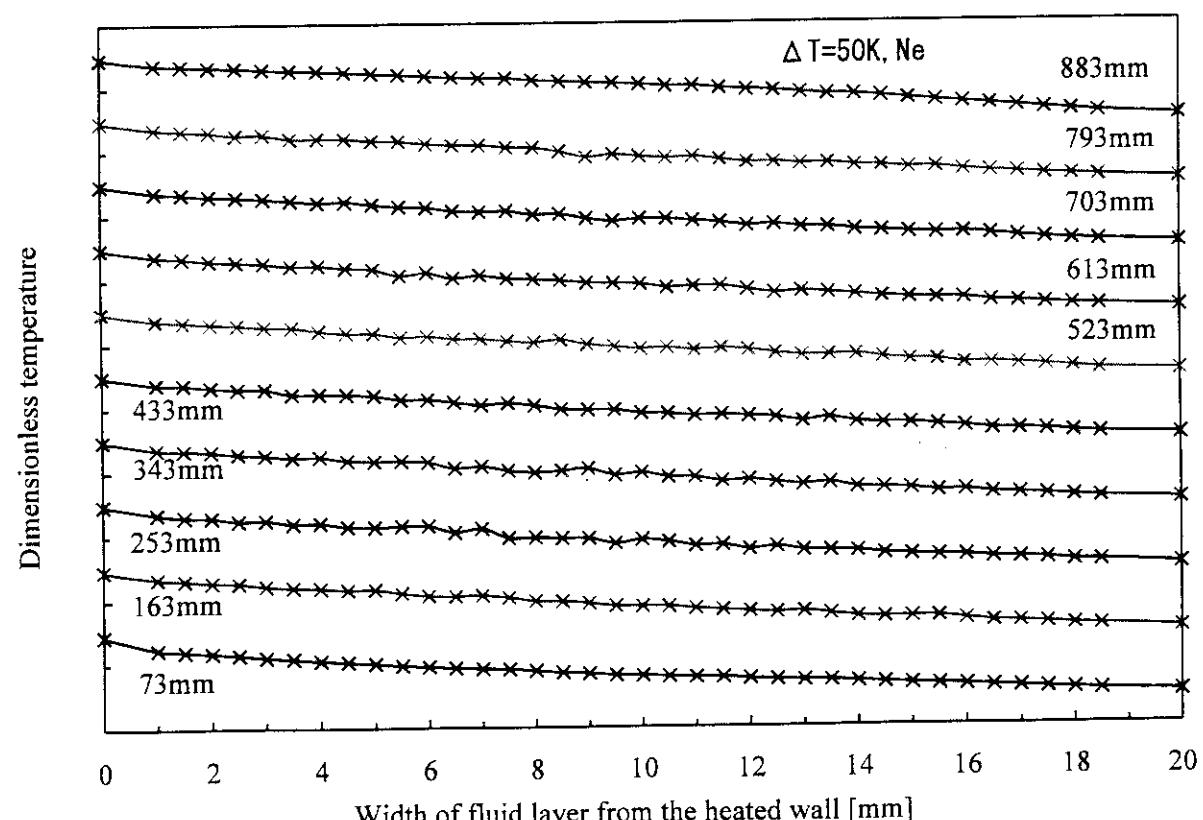
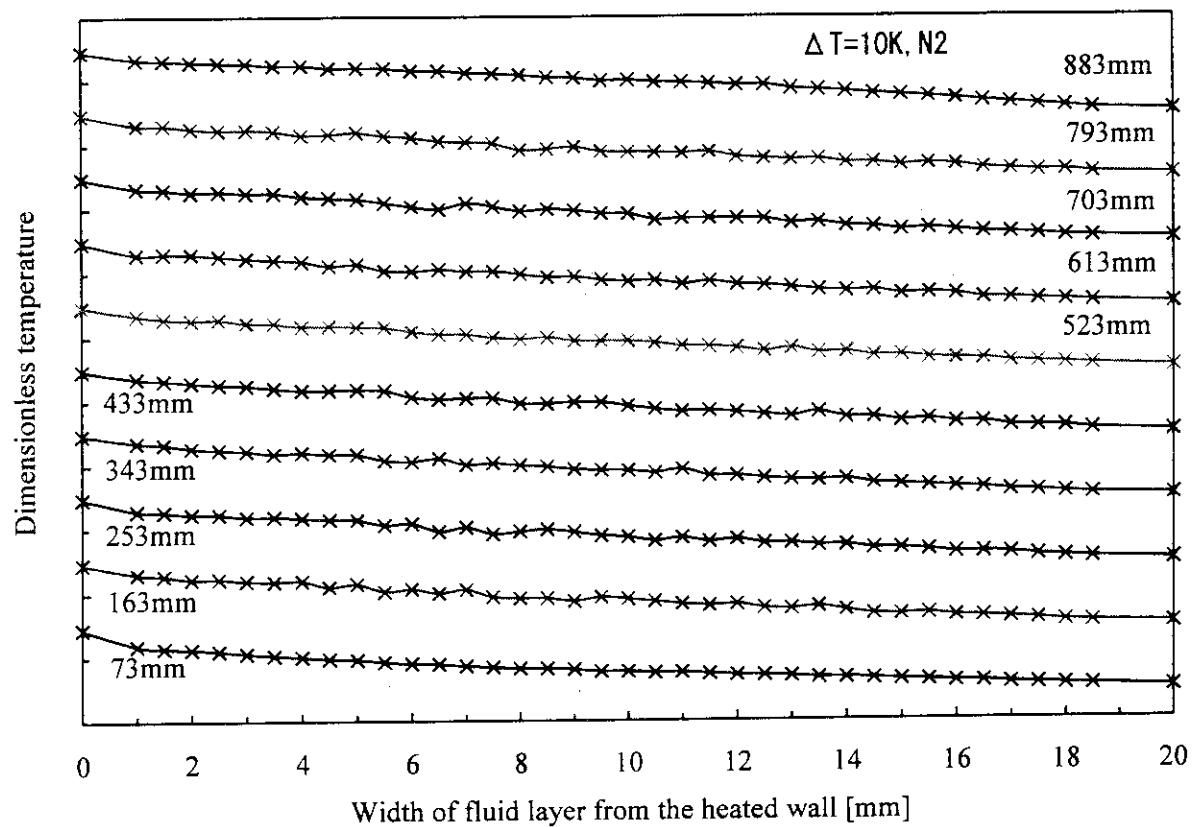
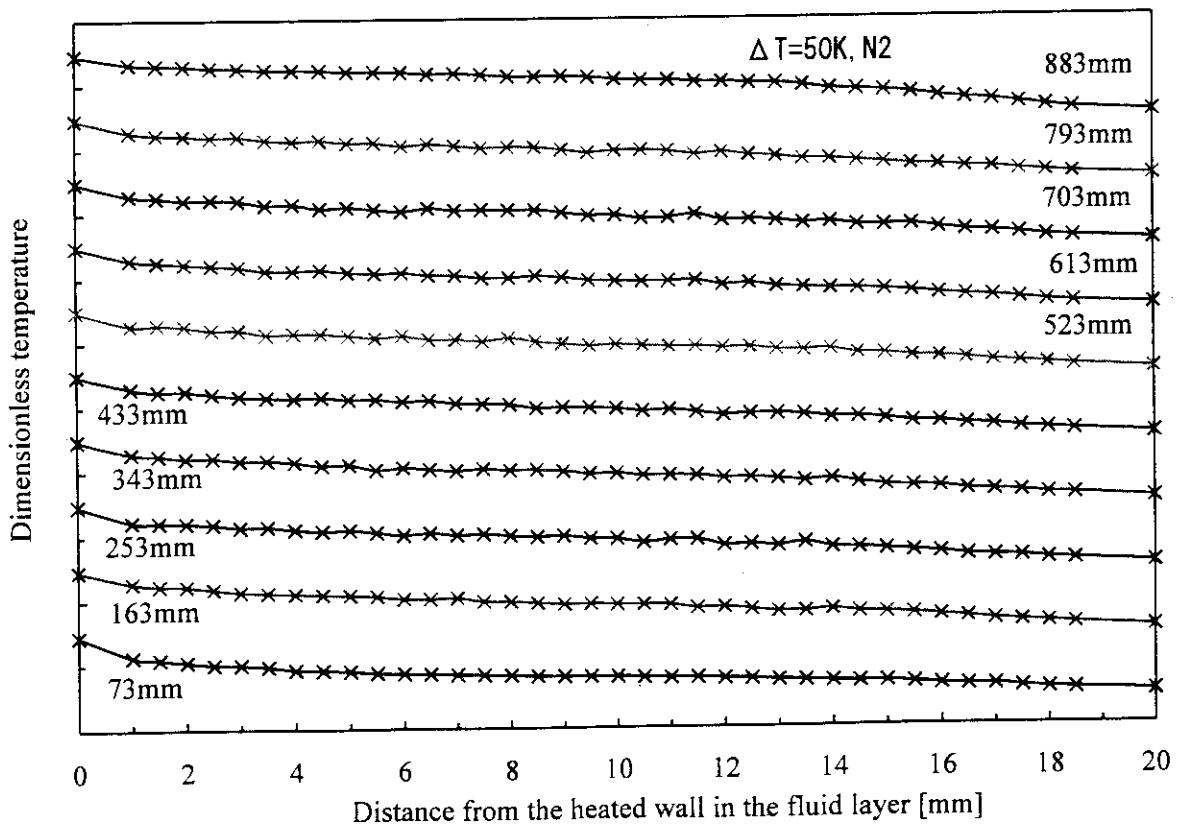


Fig.9(b) Gas temperature distribution in the slot (Ne layer)

Fig.10(a) Gas temperature distribution in the slot (N₂ layer)Fig.10(b) Gas temperature distribution in the slot (N₂ layer)

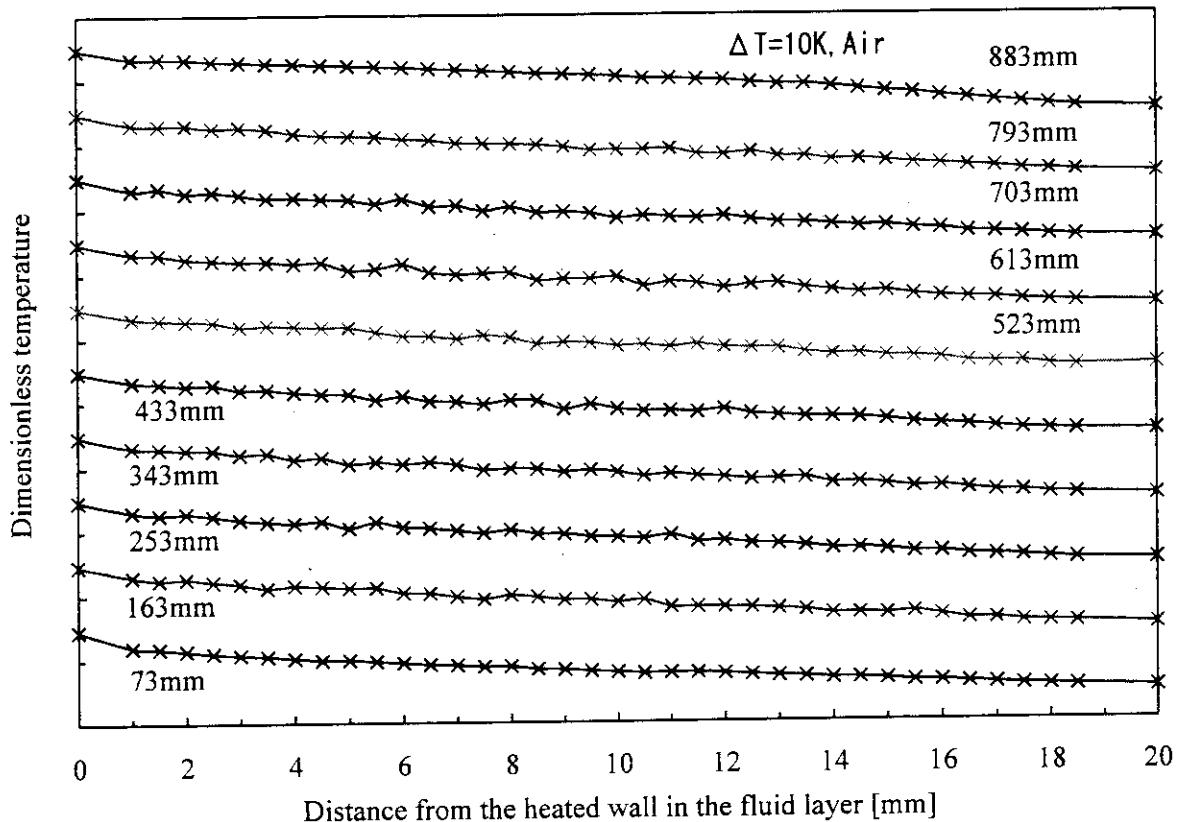


Fig.11(a) Gas temperature distribution in the slot (Air layer)

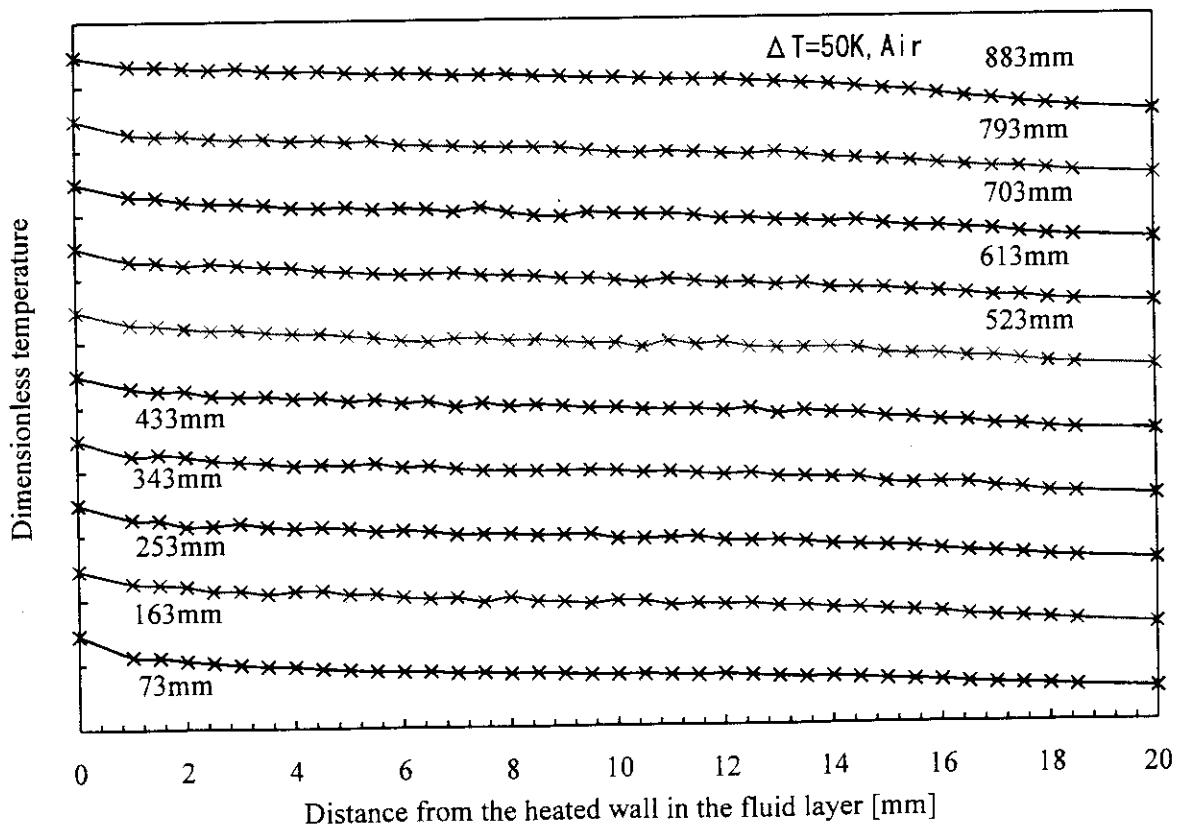


Fig.11(b) Gas temperature distribution in the slot (Air layer)

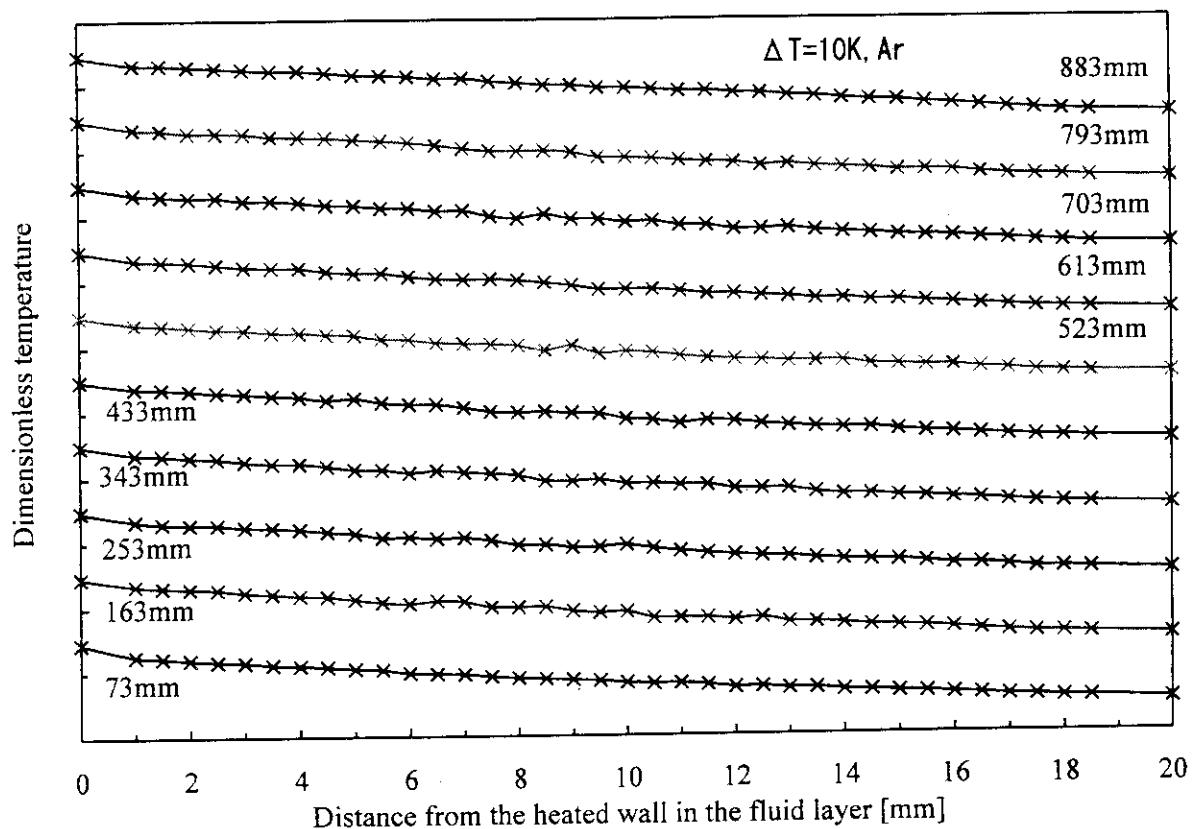


Fig.12(a) Gas temperature distribution in the slot (Ar layer)

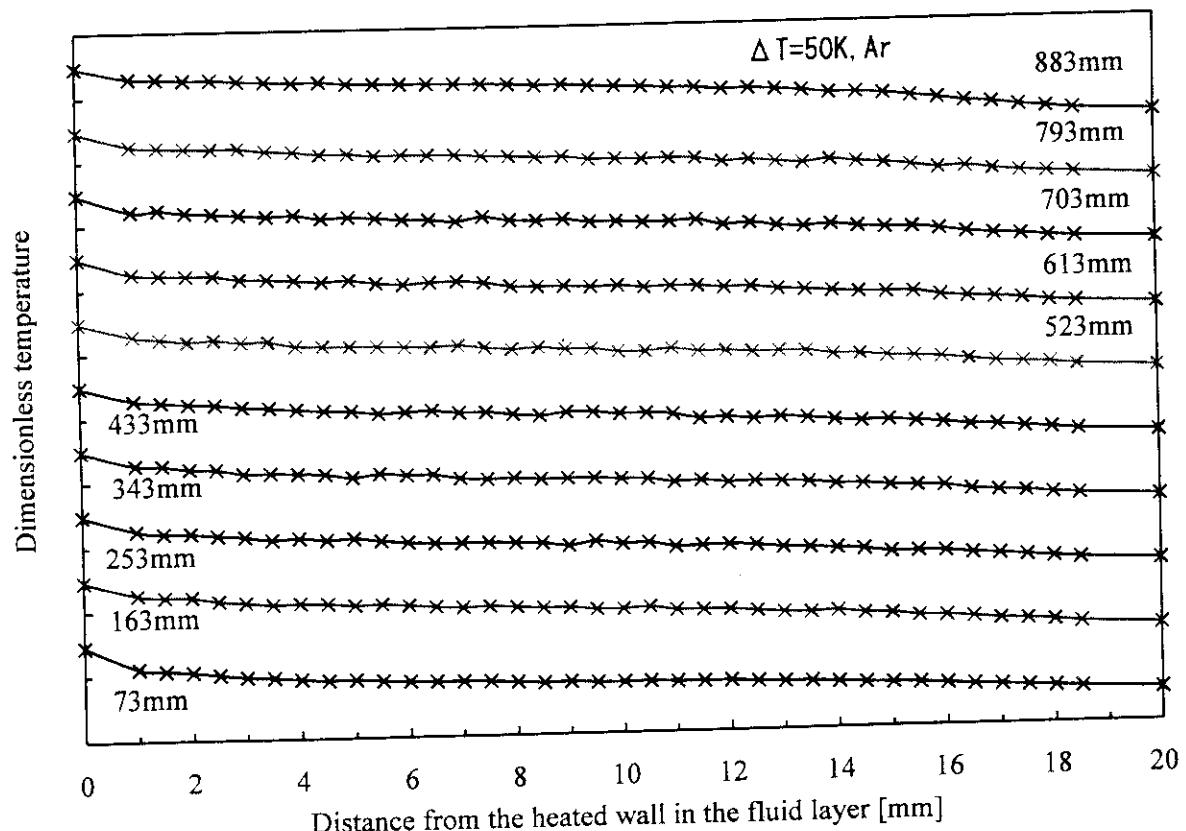


Fig.12(b) Gas temperature distribution in the slot (Ar layer)

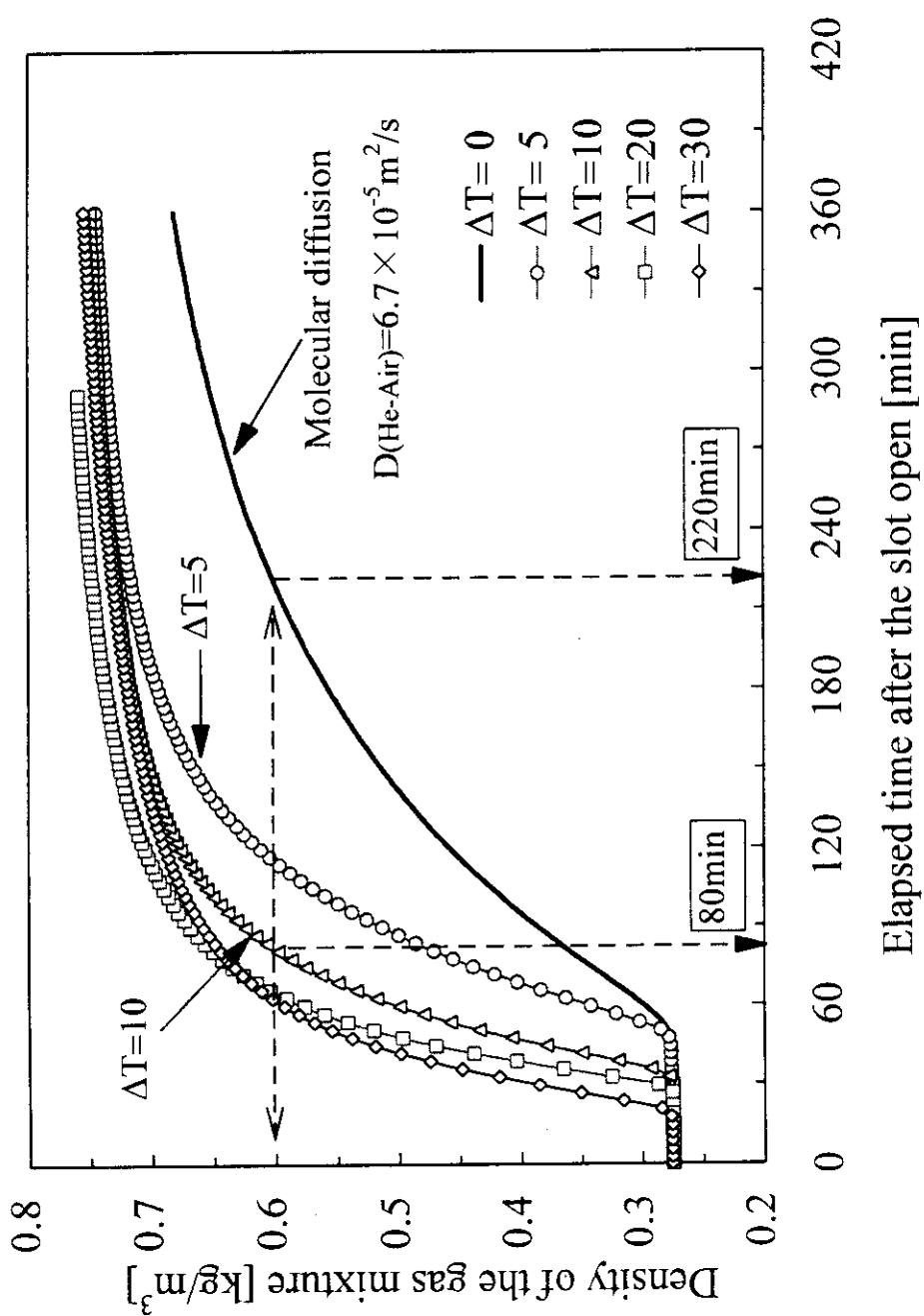


Figure 13 Density change of the gas mixture in the upper part of the slot (He-Air)

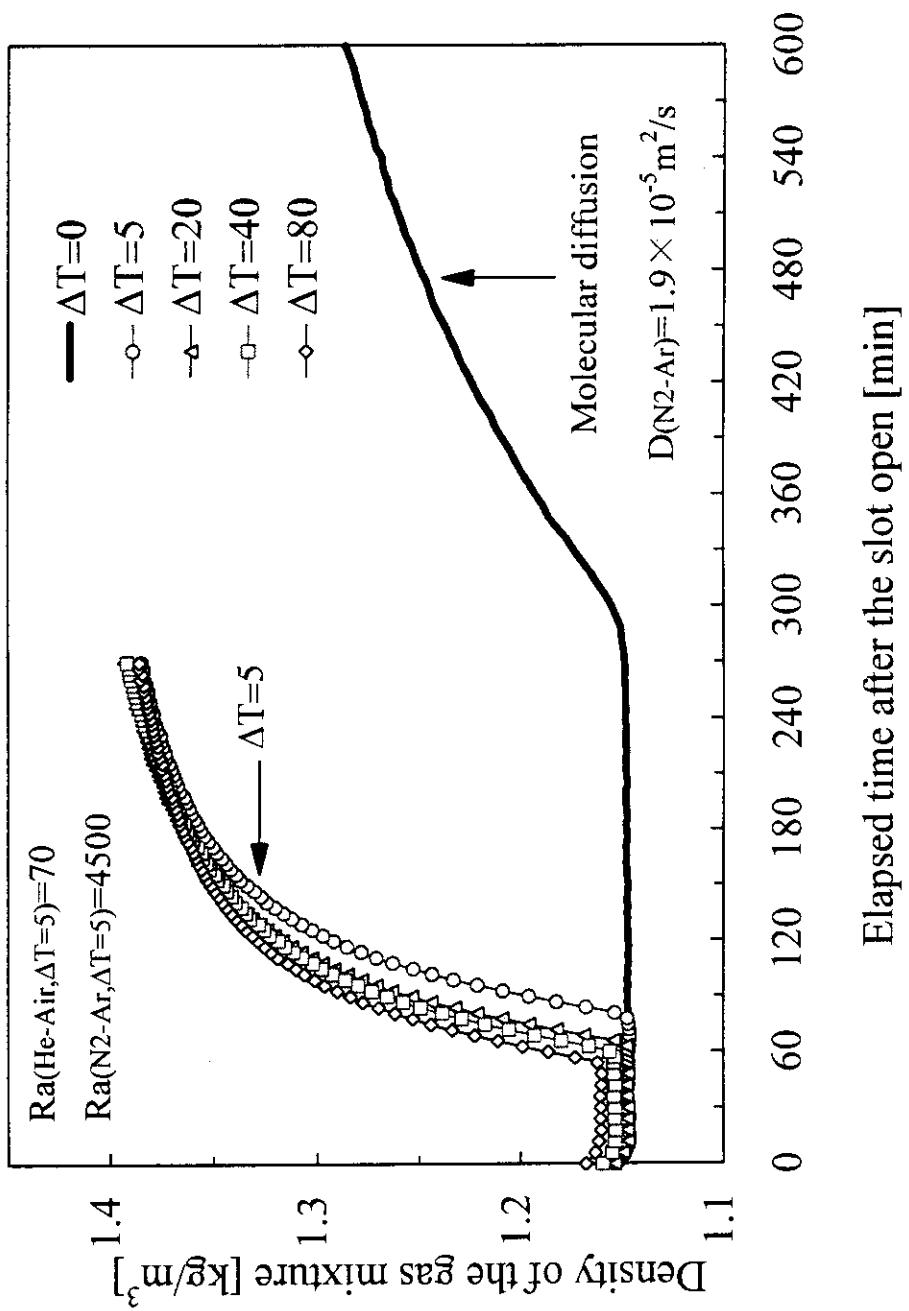


Figure 14 Density change of the gas mixture in the upper part of the slot (N₂-Ar)

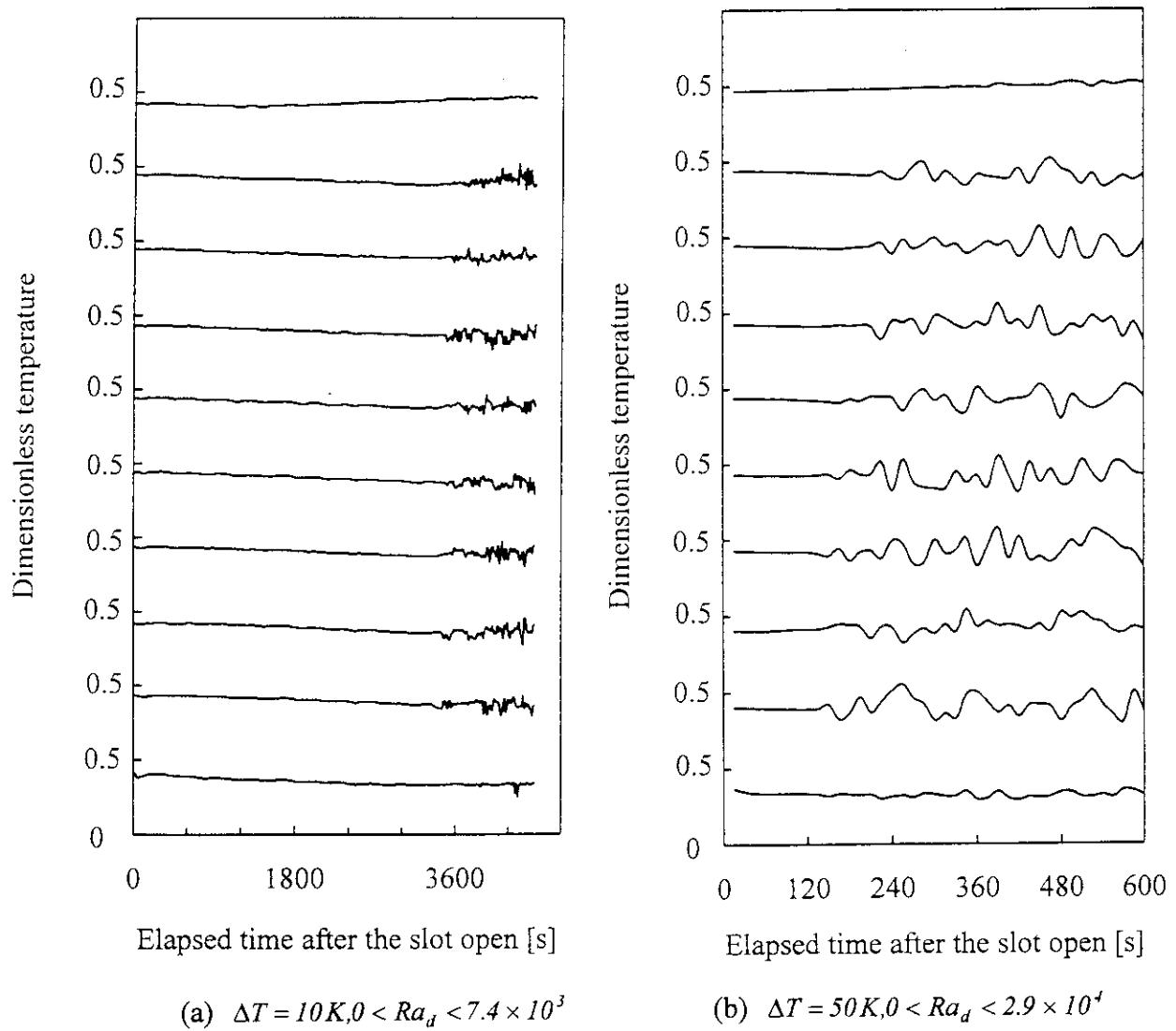


Figure 15 Temperature fluctuation in the vertical fluid layer ($He - Air, x/d = 0.5$)
 $(y/H = 0.076, 0.171, 0.265, 0.359, 0.453, 0.547, 0.641, 0.735, 0.829, 0.924)$

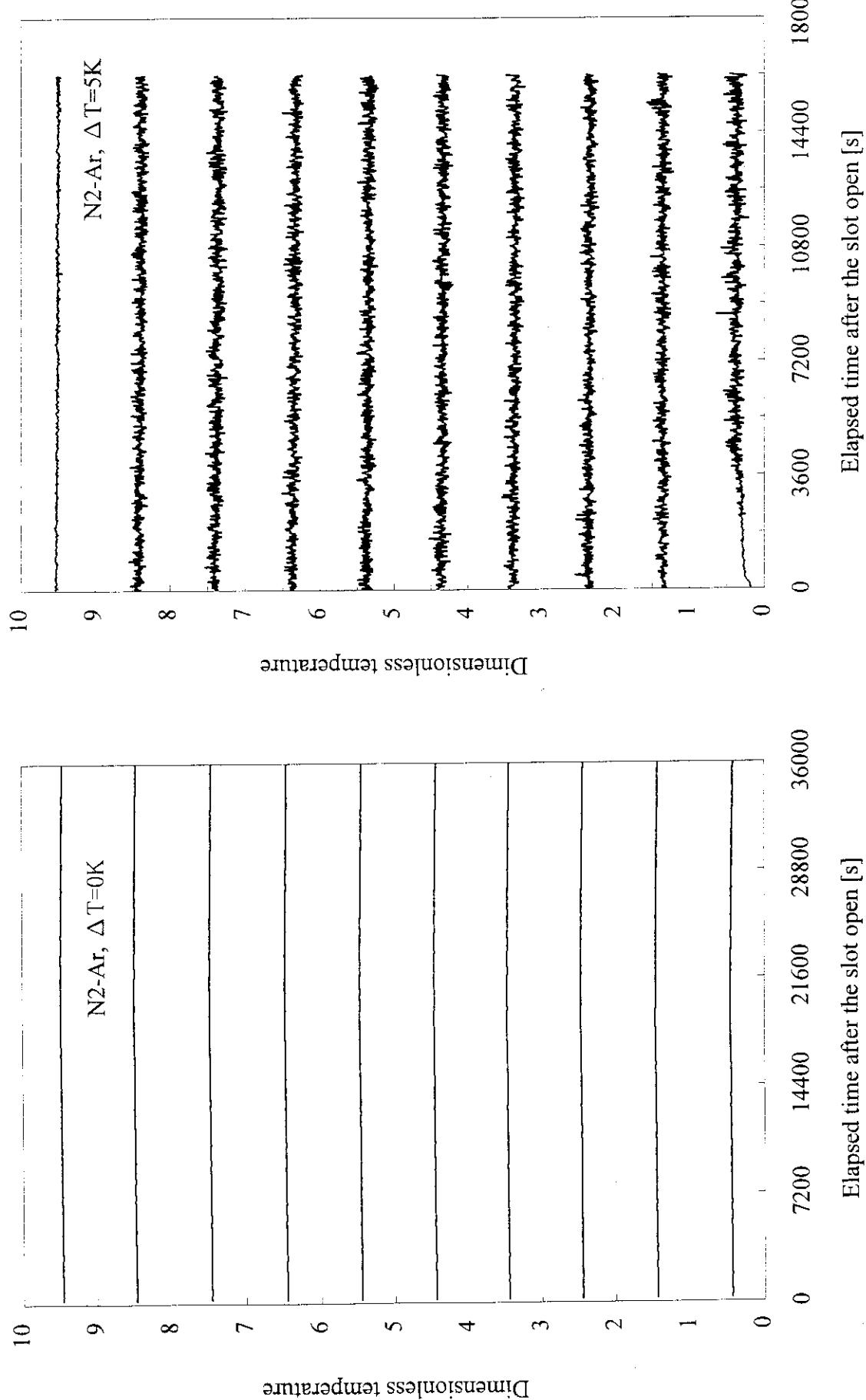


Figure 16 Temperature fluctuation in the vertical fluid layer ($N2 - Ar, x/d = 0.5$)
 (a) $\Delta T = 0K, Ra_d = 0$
 (b) $\Delta T = 5K, 0 < Ra_d < 4.4 \times 10^3$

$y/H = 0.076, 0.171, 0.265, 0.359, 0.453, 0.547, 0.641, 0.735, 0.829, 0.924$)