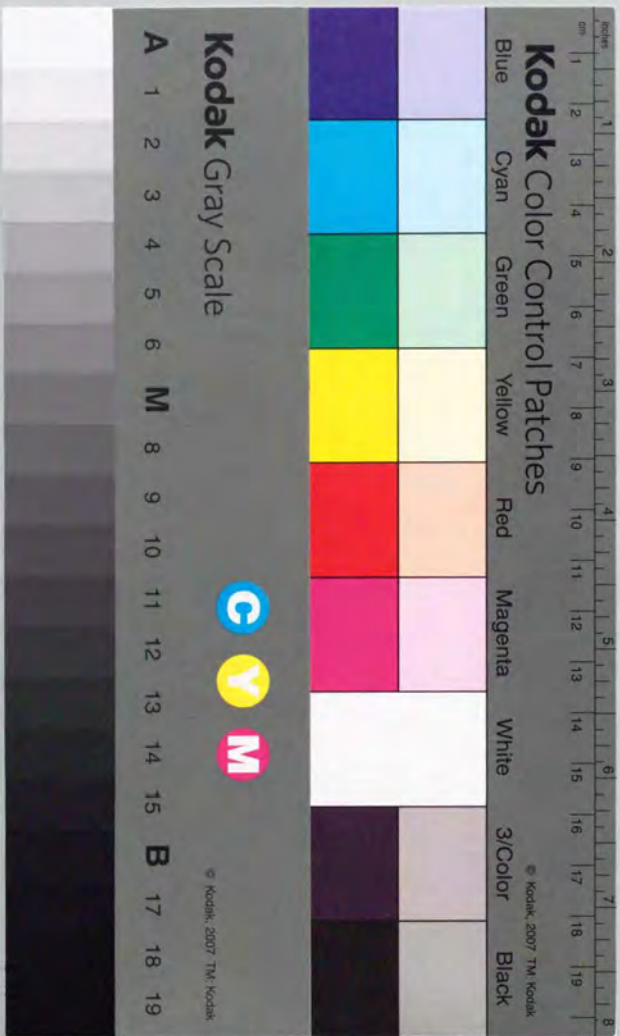


高温ガス炉の1次冷却系主配管破断事故時の
空気浸入挙動に関する研究

1996年11月

武田啓明



①

高温ガス炉の1次冷却系主配管破断事故時の
空気浸入挙動に関する研究

1996年11月

武田哲明

目次

図表一覧、記号表	
1. 序論	1
1.1 高温ガス冷却型原子炉と1次冷却系主配管破断事故	1
1.2 研究の現状と本研究の意義	2
2. 2成分気体系の分子拡散と自然循環流	8
2.1 逆U字管流路内への窒素浸入過程	8
2.1.1 実験装置および実験方法	8
2.1.2 数値解析	9
2.1.3 実験および解析結果とその考察	18
2.2 基礎方程式の無次元化に関する考察	36
2.2.1 基礎方程式の無次元数表示	36
2.2.2 2成分混合気体密度の近似式と適用範囲	38
2.2.3 数値解析結果とその考察	42
2.3 逆U字型流路の一方が並列流路の場合の窒素浸入過程	54
2.3.1 実験装置および実験方法	54
2.3.2 実験結果とその考察	55
2.4 高温ガス炉の流路構成を模擬した実験装置内への空気浸入挙動	66
2.4.1 実験装置および実験方法	66
2.4.2 数値解析	68
2.4.3 実験および解析結果とその考察	70
2.5 本章のまとめ	97
3. 多成分気体系の分子拡散と自然循環流	99
3.1 逆U字管流路内への空気浸入過程	99
3.1.1 実験装置および実験方法	99
3.1.2 実験結果とその考察	102
3.2 化学反応を伴う多成分気体系の物質移動数値解析	120

3.2.1 基礎方程式	120
3.2.2 黒鉛酸化反応	121
3.2.3 基礎方程式の差分化	125
3.2.4 数値解析結果とその考察	132
3.3 逆U字型流路の一方が並列流路の場合の空気浸入過程	139
3.3.1 実験装置および実験方法	139
3.3.2 実験結果とその考察	141
3.4 本章のまとめ	157
4. 高温ガス冷却炉への適用	159
4.1 配管破断模擬実験	160
4.1.1 実験装置および実験方法	160
4.1.2 炉心の黒鉛流路管温度が均一の場合の実験結果	161
4.1.3 炉心の黒鉛流路管温度が非均一の場合の実験結果	166
4.2 高温ガス炉の配管破断事故時における物質移動数値解析コード	192
4.2.1 数値解析の概要	192
4.2.2 数値解析結果	194
4.3 高温ガス炉の固有安全特性に関する実験	201
4.3.1 黒鉛流路管温度が時間とともに低下する場合の実験結果	201
4.3.2 空気浸入防止技術に関する実験結果	204
4.4 本章のまとめ	215
5. 総括結論	217
謝辞	
参考文献	

図表一覧

第1章

図 1.1 高温ガス炉の概略図

図 1.2 高温ガス炉の炉内流路のモデル化

第2章

第2章1節

図 2.1.1 2成分気体系逆U字管実験装置

図 2.1.2 逆U字管流路解析モデル

図 2.1.3 連成法と非連成法におけるフローチャート

図 2.1.4 分子拡散による窒素モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 20°C)

図 2.1.5 逆U字管内窒素モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 256°C)

図 2.1.6 逆U字管内窒素モル分率の時間変化(2) (加熱管平均温度: 256°C)

図 2.1.7 逆U字管内窒素モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 348°C)

図 2.1.8 逆U字管内窒素モル分率分布の時間発展

図 2.1.9 連成法と非連成法による解析結果

図 2.1.10 高温側流路入口における窒素浸入流速の時間変化 (加熱管平均温度: 256°C)

図 2.1.11 高温側流路入口における窒素浸入流速の時間変化 (加熱管平均温度: 348°C)

図 2.1.12 浮力と両流路の密度積分値の時間変化 (数値解析結果)

図 2.1.13 窒素浸入挙動のメカニズム

図 2.1.14 密度差比と第1段階の持続時間との関係

表 2.1.1 逆U字管解析モデルにおける各領域の平均温度

第2章2節

図 2.2.1 無次元数による数値解析のモデル

図 2.2.2 式(2.2.23)から求めた混合気体密度の Soave-Redlich Kwong 式に対する誤差

図 2.2.3 モル分率 X_1 と高温側流路入口 Pe 数の時間変化 (式(2.2.23)の場合)

図 2.2.4 モル分率 X_1 の管内軸方向分布の時間発展 (式(2.2.23)の場合)

図 2.2.5 密度を式(2.2.23)で近似した場合のモル分率 X_1 の時間変化 ($Gr_p Sc^2$ 一定)

図 2.2.6 密度を式(2.2.23)で近似した場合のモル分率 X_1 の時間変化 ($Gr_p Sc^2$ 一定)

図 2.2.7 密度を式(2.2.34)で近似した場合のモル分率 X_1 の時間変化 ($Gr_p Sc^2$ 一定)

図 2.2.8 密度を式(2.2.34)で近似した場合のモル分率 X_1 の時間変化 ($Gr_p Sc^2$ 一定)

図 2.2.9 第 1 段階の持続時間（自然循環流発生までの時間）とグラスホフ数比との関係
第 2 章 3 節

図 2.3.1 2 成分気体系逆 U 字型並列流路実験装置

図 2.3.2 温度と気体濃度測定点

図 2.3.3 3 流路が等温の場合の窒素モル分率の時間変化

図 2.3.4 3 流路が等温の場合の CH-1 の壁温度と気体温度の軸方向分布

(a) 加熱管壁温度の軸方向分布

(b) 管内気体温度の軸方向分布

図 2.3.5 2 流路が等温、1 流路が低温の場合の窒素モル分率の時間変化

図 2.3.6 2 流路が等温、1 流路が高温の場合の窒素モル分率の時間変化

図 2.3.7 2 流路が等温、1 流路が低温の場合の CH-1 の壁温度と気体温度の軸方向分布

(a) 加熱管壁温度の軸方向分布 (CH-1)

(b) 管内気体温度の軸方向分布 (CH-1)

図 2.3.8 2 流路が等温、1 流路が低温の場合の CH-3 の壁温度と気体温度の軸方向分布

(a) 加熱管壁温度の軸方向分布 (CH-3)

(b) 管内気体温度の軸方向分布 (CH-3)

図 2.3.9 3 流路の温度が異なる場合の窒素モル分率の時間変化

図 2.3.10 第 1 段階の持続時間と並列流路の平均温度との関係

表 2.3.1 逆 U 字管並列流路実験の各部平均温度

第 2 章 4 節

図 2.4.1 高温ガス炉の流路構成をモデル化した実験装置の概略図

図 2.4.2 模擬炉心部の横断面と流路管の温度測定点

図 2.4.3 外部出入口管の概略図

図 2.4.4 外部出入口管がない場合の解析モデル

図 2.4.5 中心と周辺領域の平均温度が等しい場合の空気モル分率と浸入流速の時間変化

図 2.4.6 下部プレナム内の空気モル分率の時間変化（中心と周辺領域が等温の場合）

図 2.4.7 上鏡空間内の空気モル分率の時間変化（中心と周辺領域が等温の場合）

図 2.4.8 下鏡空間内の空気モル分率の時間変化（中心と周辺領域が等温の場合）

図 2.4.9 中心と周辺領域の平均温度が異なる場合の空気モル分率の時間変化

図 2.4.10 下部プレナム内の空気モル分率の時間変化（中心と周辺領域が非等温の場合）

図 2.4.11 上鏡空間内の空気モル分率の時間変化（中心と周辺領域が非等温の場合）

図 2.4.12 下鏡空間内の空気モル分率の時間変化（中心と周辺領域が非等温の場合）

図 2.4.13 第 1 段階の持続時間と模擬炉心部の中心領域平均温度との関係

図 2.4.14 中心と周辺領域の平均温度が等しい場合の空気モル分率の時間変化
（外部出入口管がない場合）

図 2.4.15 中心と周辺領域の平均温度が異なる場合の空気モル分率の時間変化
（外部出入口管がない場合）

図 2.4.16 中心と周辺領域の平均温度が異なる場合の空気モル分率の時間変化(2)
（外部出入口管がない場合）

図 2.4.17 通常の 2 成分気体系拡散係数を用いた場合の解析結果

図 2.4.18 胴部環状流路と上鏡部に実効拡散係数を導入した場合の解析結果

表 2.4.1 実験装置の主要仕様

表 2.4.2 模擬配管破断実験の各部平均温度

第 3 章

第 3 章 1 節

図 3.1.1 多成分気体系逆 U 字管実験装置

図 3.1.2 鉛直加熱管の軸方向温度分布（加熱管平均温度：758℃、555.3℃、379.7℃）

図 3.1.3 初期充填気体が窒素の場合の混合気体密度の時間変化

図 3.1.4 鉛直加熱管の軸方向温度分布（加熱管平均温度：767.7℃、569.1℃、376.6℃）

図 3.1.5 第 1 段階の持続時間（自然循環流発生までの時間）と加熱管平均温度との関係

図 3.1.6 鉛直加熱管下部 (①) における O_2 モル分率の時間変化

図 3.1.7 黒鉛管部 (②) における O_2 モル分率の時間変化

図 3.1.8 鉛直加熱管上部 (③) における O_2 モル分率の時間変化

図 3.1.9 冷却管部 (④) における O_2 モル分率の時間変化

図 3.1.10 鉛直加熱管下部 (①) における CO_2 モル分率の時間変化

図 3.1.11 黒鉛管部 (②) における CO_2 モル分率の時間変化

図 3.1.12 鉛直加熱管上部 (③) における CO_2 モル分率の時間変化

図 3.1.13 冷却管部 (④) における CO_2 モル分率の時間変化

図 3.1.14 鉛直加熱管下部 (①) における CO モル分率の時間変化

図 3.1.15 黒鉛管部 (②) における CO モル分率の時間変化

図 3.1.16 鉛直加熱管上部 (③) における CO モル分率の時間変化

図 3.1.17 冷却管部 (④) における CO モル分率の時間変化

表 3.1.1 温度と濃度測定点の加熱管下端からの距離

表 3.1.2 CO および CO₂ 分析計の校正結果

表 3.1.3 逆 U 字管各部温度と第 1 段階の持続時間 (初期充填気体が窒素の場合)

表 3.1.4 逆 U 字管各部温度と第 1 段階の持続時間 (初期充填気体が空気の場合)

表 3.1.5 加熱管全体と黒鉛管平均温度

第 3 章 2 節

図 3.2.1 逆 U 字管流路解析モデル

図 3.2.2 化学反応を伴う多成分気体系の物質移動数値解析のフローチャート

図 3.2.3 逆 U 字管壁温度の軸方向分布 (加熱管平均温度: 767.7°C)

図 3.2.4 混合気体密度の時間変化 (加熱管平均温度: 767.7°C)

図 3.2.5 混合気体密度分布の時間発展 (加熱管平均温度: 767.7°C)

図 3.2.6 O₂ モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 767.7°C)

図 3.2.7 CO₂ モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 767.7°C)

図 3.2.8 CO モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 767.7°C)

図 3.2.9 CO₂ モル分率分布の時間発展 (加熱管平均温度: 767.7°C)

図 3.2.10 CO モル分率分布の時間発展 (加熱管平均温度: 767.7°C)

第 3 章 3 節

図 3.3.1 多成分気体系逆 U 字型並列流路実験装置

図 3.3.2 温度と濃度測定点

図 3.3.3 中心加熱管と周辺加熱管の軸方向壁温度分布

図 3.3.4 CO, O₂, CO₂ モル分率の時間変化 (T_{tp}=803°C, T_{sc}=696°C)

図 3.3.5 CO, O₂, CO₂ モル分率の時間変化 (T_{tp}=600°C, T_{sc}=547°C)

図 3.3.6 CO, O₂, CO₂ モル分率の時間変化 (T_{tp}=505°C, T_{sc}=456°C)

図 3.3.7 下部プレナム (C1) における O₂ モル分率の時間変化

図 3.3.8 下部プレナム (C1) における CO₂ モル分率の時間変化

図 3.3.9 下部プレナム (C1) における CO モル分率の時間変化

図 3.3.10 冷却管部 (C4) における O₂ モル分率の時間変化

図 3.3.11 高温側流路 (模擬炉心部) の平均温度と第 1 段階の持続時間との関係

図 3.3.12 混合気体密度の時間変化 (T_{tp}=605°C, T_{sc}=540°C)

図 3.3.13 混合気体密度の時間変化 (T_{tp}=755°C, T_{sc}=680°C)

第 4 章

第 4 章 1 節

図 4.1.1 1 次冷却系主配管破断事故時の空気浸入過程

図 4.1.2 配管破断模擬実験装置の概略図

図 4.1.3 中心及び周辺流路管の軸方向温度分布 (配管破断直後)

図 4.1.4 混合気体密度と出口管部の空気浸入流速の時間変化
(黒鉛流路管平均温度: 1046°C)

図 4.1.5 出口管と高温プレナムの混合気体密度の時間変化

図 4.1.6 入口管と上鏡空間の混合気体密度の時間変化

図 4.1.7 第 1 段階の持続時間と黒鉛流路管平均温度 (4 本) との関係

図 4.1.8 各成分気体のモル分率の時間変化 (黒鉛流路管平均温度: 956°C)

(a) O₂ モル分率の時間変化

(b) CO モル分率の時間変化

(c) CO₂ モル分率の時間変化

図 4.1.9 上鏡空間における各成分気体のモル分率の時間変化

(a) O₂ モル分率の時間変化

(b) CO モル分率の時間変化

(c) CO₂ モル分率の時間変化

図 4.1.10 高温プレナムにおける各成分気体のモル分率の時間変化

(a) O₂ モル分率の時間変化

(b) CO モル分率の時間変化

(c) CO₂ モル分率の時間変化

図 4.1.11 出口管における各成分気体のモル分率の時間変化

(a) O₂ モル分率の時間変化

(b) CO モル分率の時間変化

(c) CO₂ モル分率の時間変化

図 4.1.12 混合気体密度の時間変化

(a) 1000-900°C 実験と 900°C 均一実験の場合

(b) 850-750°C 実験と 750°C 均一実験の場合

図 4.1.13 各成分気体モル分率の時間変化

- (a) O₂モル分率の時間変化
- (b) CO₂モル分率の時間変化
- (c) COモル分率の時間変化

図 4.1.14 1000-900℃実験における胴部環状流路の壁温度と気体温度分布

図 4.1.15 1000-900℃実験における流路管壁温度の軸方向温度分布

図 4.1.16 第1段階の持続時間と流路管平均温度との関係

表 4.1.1 配管破断模擬試験装置の主要仕様

表 4.1.2 炉心の黒鉛流路管温度が均一の場合の実験条件 (模擬配管破断直後)

表 4.1.3 炉心の黒鉛流路管温度が非均一の場合の実験条件 (模擬配管破断直後)

第4章2節

図 4.2.1 FLOWGRにおけるフローチャート

図 4.2.2 配管破断模擬試験装置のモデル図

図 4.2.3 混合気体密度の時間変化 (黒鉛流路管平均温度が900℃の場合)

図 4.2.4 酸素モル分率の時間変化 (黒鉛流路管平均温度が900℃の場合)

図 4.2.5 二酸化炭素モル分率の時間変化 (黒鉛流路管平均温度が900℃の場合)

図 4.2.6 一酸化炭素モル分率の時間変化 (黒鉛流路管平均温度が900℃の場合)

表 4.2.1 FLOWGRにおける各領域の設定条件

第4章3節

図 4.3.1 炉心部均一温度実験における黒鉛流路管温度の時間変化

図 4.3.2 炉心部降温実験における黒鉛流路管温度の時間変化

図 4.3.3 混合気体密度の時間変化

- (a) 冷却速度が-1.94℃/h (実験⑥) の場合
- (b) 冷却速度が-5.82℃/h (実験⑧) の場合

図 4.3.4 O₂モル分率の時間変化

- (a) 冷却速度が-1.94℃/h の場合
- (b) -5.82℃/h

図 4.3.5 CO₂モル分率の時間変化

- (a) 冷却速度が-1.94℃/h の場合
- (b) -5.82℃/h

図 4.3.6 COモル分率の時間変化

- (a) 冷却速度が-1.94℃/h の場合

- (b) -5.82℃/h

図 4.3.7 実験装置各部温度の時間変化

- (a) 冷却速度が-1.94℃/h の場合
- (b) 冷却速度が-5.82℃/h の場合

図 4.3.8 冷却速度が-5.82℃/h (実験⑧) の場合の黒鉛流路管温度分布

- (a) 模擬配管破断後 0.16 時間
- (b) 模擬配管破断後 108 時間

図 4.3.9 He注入実験時の出口管における空気浸入流速の時間変化

- (a) 低温側流路から He を注入したときの空気浸入流速の時間変化
- (b) He 注入停止後の空気浸入流速の時間変化

表 4.3.1 炉心の黒鉛流路管温度が時間の経過とともに低下する場合の実験条件 (模擬配管破断直後)

記号表

$a(T_K)$: Soave-Redlich-Kwong 式の定数 (式(2.1.8))
A	: 密度の積分値 (式(2.1.26))
A_e	: 流路断面積
b	: Soave-Redlich-Kwong 式の係数 (式(2.1.9))
c_p	: 低圧比熱
C	: モル密度
D_{AB}	: 2成分気体系拡散係数
D_e	: 等価直径
D_{eff}	: 実効拡散係数 (式(2.4.17))
D_{i-m}	: 多成分気体系拡散係数
D_w	: 流体層の幅
E_0, E_1, E_2	: 活性化エネルギー
f	: 摩擦係数
F_{DTC}	: 実効係数 (式(2.4.18))
g	: 重力加速度
Gr_C	: 濃度のグラスホフ数 (式(2.2.13))
Gr_h	: グラスホフ数、 $\left(= \frac{g(\Delta\rho/\rho)h^3}{\nu^2} \right)$
Gr_T	: 温度のグラスホフ数 (式(2.2.12))
h	: 逆U字管流路の高さ
k	: 領域
K	: 出入口損失係数
K_0, K_1, K_2	: 式(3.2.8)(3.2.9),(3.2.22)の反応定数
K_r	: 化学反応定数
L_h	: 有効加熱長
M, M_A, M_B	: 成分気体の分子量
M_C	: 炭素の分子量
N	: モル数

Nu	: ヌセルト数、 $\left(= \frac{\alpha De}{\lambda} \right)$
p	: 静圧
p^*	: 無次元圧力 (式(2.2.4))
p_c	: 臨界圧力
p_{O_2}	: 酸素の分圧
Pe	: ペクレ数
Pe_c	: セルペクレ数 (式(2.1.21))
Pr	: プラントル数、 $\left(= \frac{\nu}{\alpha} \right)$
Q	: 発生消滅項 (式(3.2.1))
r_{C-O}, r_{CO-O_2}	: 反応速度定数 (式(3.2.8)、式(3.2.22))
R, R_0	: 気体定数
Ra	: レイリー数、 $\left(= \frac{g(\Delta\rho/\rho)h^3}{\nu\alpha} = Gr Pr \right)$
Re_d	: レイノルズ数、 $\left(= \frac{uDe}{\nu} \right)$
R_{Gr}	: グラスホフ数比、 $\left(= \frac{Gr_T}{Gr_C} \right)$ (式(2.2.49))
R_p	: 流路温度差と流路内外気体の種類による密度差の比 (式(2.1.62)、(2.1.65))
S	: 一様温度勾配 (2.4節) または黒鉛の酸化速度 (3.1節)
Sc	: シュミット数、 $\left(= \frac{\nu}{D_0} \right)$ (式(2.2.14))
t	: 時間
t^*	: 無次元時間 (式(2.2.2))
t_{in}^*	: 第1段階の持続時間 (無次元) (式(2.2.50))
T	: 気体温度
T^*	: 無次元温度 (式(2.2.5))
T''	: 無次元温度 (式(2.2.43))
T_0	: 管外気体温度

T_c	: 臨界温度または逆U字管における低温側流路の温度
T_h	: 逆U字管に於ける高温側流路の温度
T_K	: 絶対温度
T_w	: 壁温度
u	: 質量平均速度
u^*	: モル平均速度 (2.1 節) または無次元流速 (2.2 節) ($u^* = D^*/L^*$)
u_0	: 拡散に基づく流速 (D_0/L_0)
u_{ref}	: 局所的な自然対流流速
v	: Soave-Redlich-Kwong 式における比体積
x	: 距離
x^*	: 無次元距離 (式(2.2.1))
X_A, X_B	: 成分気体のモル分率
X_B^*	: 無次元濃度 (式(2.2.6))
X_B^{**}	: B 成分気体の無次元モル分率 (式(2.2.44))
y^*	: 鉛直流体層の無次元流路幅
α	: 熱伝達率
α_w	: 不足緩和係数 (式(2.4.11))
β_C	: 濃度膨張係数 (式(2.2.21)または式(2.2.41))
β_T	: 熱膨張係数 (式(2.2.20))
γ	: 成層パラメータ (式(2.4.20))
$\Delta\rho_T$: 逆U字管流路内の温度差による密度差
$\Delta\rho_C$: 逆U字管内外気体の種類による密度差
ε_i	: 比例係数
λ	: 熱伝導率
μ	: 粘性係数
ν	: 動粘性係数
θ	: 流れ方向の傾き
ρ	: 気体密度

ρ_C	: 黒鉛の密度
$\bar{\rho}$: 密度の流路長さに対する積分平均値
τ	: 無次元鉛直温度勾配 (式(2.4.19))
ω_A	: A 成分気体の質量分率
ξ	: 摩擦損失項の積分値 (式(2.1.28))
ζ_i	: Pitzer の偏心因子

1. 序論

本章では、高温ガス冷却型原子炉の概略について記述し、1次冷却系主配管破断事故と高温ガス炉の安全性研究における本研究の位置付けについて述べる。

1.1 高温ガス冷却型原子炉と1次冷却系主配管破断事故

高温ガス炉は高い固有の安全性、高温の熱供給、燃料の高燃焼度などの優れた特徴を有する原子炉である[1,2,3]。特に固有の安全性については、燃料に酸化ウラン等の核燃料を高密度熱分解炭素層、SiC層等で四重に被覆した被覆燃料粒子、減速材に黒鉛、冷却材には不活性気体であるヘリウムを用いることにより、優れた特徴を有する。まず、出力密度が小さく大量の黒鉛により熱容量が大きいため、反応度の上昇や冷却能力の低下などの熱的過渡変化が生じても炉心の温度変化が緩慢であることから、強制冷却喪失や1次冷却系主配管が破断した場合にも、原子炉で発生する崩壊熱は原子炉容器の外側からの自然放熱（熱放射、自然対流等）によって除去することが可能であり、特別な非常冷却手段を講じなくても原子炉の温度が許容温度以上に上昇することはない。また、中性子寿命が長く、反応度の温度係数が負であり、大きな反応度が印加されても出力の急上昇がないことや炉心が高温になっても燃料被覆や炉心構造物は溶融することなく、炉心溶融がないことがあげられる。さらには、ヘリウムは化学的に不活性であり、燃料や構造材との化学的相互作用が少なく、ヘリウム、黒鉛は放射化されにくいので、被爆線量が低く、放射性廃棄物の発生量が少ない等の特徴を有している。

そこで、1969年以來、日本原子力研究所（原研）において核熱利用を主目的とした多目的高温ガス実験炉の設計と要素技術の開発が進められ、原研では高温ガス炉技術基盤の確立と高度化を図るとともに、高温に関する先端的基礎研究が行える原子炉として、熱出力30MW、原子炉出口冷却材温度950℃を目指した高温工学試験研究炉(High-Temperature engineering Test Reactor, HTTR)の建設を進めている[4,5,6]。

以上のように、高温ガス炉は固有安全性を備えた原子炉設計を行うことが比較的容易な炉型であるが、原子炉設計を行う際には想定事故事象の一つである1次冷却系主配管破断事故時の安全性を検討する必要がある。この事故は、炉心下部に位置する1次冷却系主配管の内管が同時に破断することにより炉心内へ空気が浸入し燃料要素等の黒鉛製炉心構造物が酸化するもので、燃料要素の酸化損耗によるFP放出の可能性や炉心構造物の酸化損耗によって炉心形状を損う可能性がある高温ガス炉に特有な事故である。

高温工学試験研究炉(HTR)では、1次冷却系主配管破断事故を設計基準事故として取り上げ、保守的な仮定の下に安全解析を行い、既に安全であることが確かめられている。しかしながら、将来の実用炉の設計、開発、安全解析等に備えて、配管破断事故時の空気浸入挙動を詳しく把握しておくことが重要である。

1.2 研究の現状と本研究の意義

これまで、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に関する研究は全くなかったため、事故時の現象は不明であった。図 1.1 に高温ガス炉の概略図を示すが、HTR のような体系の原子炉で1次冷却系主配管破断事故を想定した場合には空気は次のようにして炉内に浸入すると予想できる。

事故が発生すると、まず炉内の約 4MPa の He (ヘリウム) ガス冷却材が破断口から格納容器内に噴出するが、この減圧段階は僅か数十秒程度で終了し炉内外は均圧する。1次冷却系主配管は炉心下部に位置するため、減圧段階が終了した時点では、破断面より上方の炉内には比較的低密度の小さな He(950°C, 0.25MPa で約 0.098 kg/m³)が充満しており、破断面より下方の格納容器内には He に比べて密度の大きな空気と He の混合気体(He のモル分率を 0.5 とし、27°C, 0.25MPa で約 1.654kg/m³)が充満しているため、全体の系は安定である。減圧段階終了後も圧力容器が除熱されることを考えると、炉内の内側流路が外側流路に比べて高温となるため、内外流路の温度差によって浮力が発生すると予想されるが、炉内には He が充満しているため、内外流路の気体密度差により発生する浮力は、格納容器内の空気と He の混合気体を吸い込んで、炉内を循環させるだけの力にはならないと考えられる。したがって、減圧段階が終了しても直ちに多量の空気が自然循環流によって炉内に浸入することはないと予想できる。しかしながら、たとえ自然循環流が直ちに発生しない場合でも、空気は分子拡散により浸入するため、時間の経過に伴い炉内の混合気体密度が大きくなり、内外流路間の密度差が大きくなって、最終的には短時間内に炉内を一巡する自然循環流が発生すると考えられる。

そこで、配管破断後直ちに自然循環流が発生しないと仮定した場合、この自然循環流発生までの期間を第1段階、発生後を第2段階と呼ぶこととする。もし、この第1段階が長時間にわたって持続する場合には、その持続時間が高温ガス炉の安全解析において重要な問題となる。すなわち、減圧事故後の炉心は時間の経過とともに変化するため、空気浸入に伴う黒鉛構造物の酸化状態を評価する際には、どの時点で多量の空気が自然循環流によって浸入するかを知る必要があり、この第1段階の持続時間が重要なファクターの1つとなる。HTR

の安全審査においては、直ちに自然循環流が発生して格納容器内の多量の空気が浸入し、黒鉛構造物が酸化しても構造物の健全性が維持できることが確かめられている。また、本研究により第1段階の存在が明らかになったが、これについても、空気浸入までの第1段階の持続時間をパラメータとして解析を行い、安全であることが確かめられている。

このように、1次冷却系主配管破断事故時の空気浸入過程を詳細に解明することは、高温ガス炉の安全性を高めるために、また経済性の観点からも正確な安全裕度を知るために重要なことであり、将来の固有安全炉を目指した高温ガス炉の開発や安全評価を行う上で重要な研究であると位置付けられる。

本研究では、まず、図 1.2 に示すように HTR のような高温ガス炉の炉内流路はノズル部二重管の内管-高温出口管-高温プレナム-炉心等で構成される内側流路と、炉心と圧力容器との間の環状流路-下鏡部-ノズル部二重管の外管で構成される外側流路が原子炉圧力容器の上部(上鏡部)で接続され、全体的には逆U字型流路を形成していることに着目した。そこで、配管破断事故時の基本的な空気浸入挙動を調べるために、原子炉を最も基本的な形状である逆U字管流路でモデル化し、化学反応を伴わない2成分気体の研究を進めた。

逆U字型流路内に比較的低密度の小さい気体、流路の下部には比較的高密度の大きい気体が存在して安定成層を形成し、各成分気体が分子拡散と温度の異なる2つの並列流路間に発生する自然循環流によって移動する場合、これは一種の二重拡散対流現象と考えることができる。この二重拡散対流については古くから研究されており、Turner[7,8]と Huppert[9]が詳しく解説している。特に液体を用いた二重拡散対流現象は伝熱流動や安定性解析の分野において数多くの研究が詳細に行われてきた。塩水を用いた熱と濃度による二重拡散対流を熱塩対流と呼んでいるが、これら液体を対象とした場合は、液体の密度に対する温度依存性や濃度依存性が気体に比べて小さいため、数値解析においては Boussinesq 近似を用い、温度のレイリー数(またはグラスホフ数)と濃度のレイリー数に分離して現象の検討が行われている場合がほとんどである。Zvirin[10,11]は自然循環ループにおける二重拡散対流の安定性解析を行っているが、この場合も流体の密度は温度と濃度に関してそれぞれ線形に変化すると定義し、Boussinesq 近似を用いて解析している。ところが、本研究のように気体を対象とした場合、特に密度が成分気体によって大きく変化するときには一般に温度と濃度のレイリー数に分離することが困難となり、もしこれらを分離して取り扱う場合は、密度変化が限定された狭い範囲でしか取り扱うことができない。また、実験においても液体の場合は可視化実験など数多くの報告が見られるが、気体の場合は主に1成分気体の自然対流に関するもので、密度の異なる気体を用いた二重拡散対流現象を可視化した研究は過去には見当たらない。また、

配管破断事故時の空気浸入過程においては、その空気浸入挙動に加えて高温流路内で黒鉛酸化反応を伴うため、気体の発生・消滅による多成分気体の移動現象が重量することになる。

本研究の目的は、密度の異なる2成分気体系あるいは多成分気体系において、比較的密度の小さい気体が充填されている逆U字型流路内に密度の大きい気体が浸入する過程を明らかにするとともに、将来の高温ガス炉の設計開発に備えて、配管破断事故時の空気浸入挙動を実験的に解明し、さらには固有安全特性に関連した空気浸入防止技術の開発を行うことである。また、本研究で蓄積された実験データと開発した数値解析コードによって、将来の高温ガス炉の1次冷却系主配管破断事故時の空気浸入数値解析コードの開発に役立てることを目的としている。

以上のことから、本論文の各章では、次の内容に関する実験と解析により得られた結果を述べる。

第2章では、ヘリウム-窒素の2成分気体系において最も基本的と考えられるヘリウムが充填された逆U字管の一方を加熱、もう一方を冷却した場合の管内への窒素浸入過程を実験と数値解析によって解明するとともに、逆U字管の高温側が並列流路である場合に、この並列流路間で発生する局所的な自然循環流の窒素浸入過程に及ぼす影響を調べた。また、無次元数を用いた解析によって、2成分混合気体密度の近似法を検討するとともに、温度と濃度変化が小さい場合について、逆U字管全体にわたる窒素の自然循環流が発生するまでの時間を求めた。さらに、原子炉の流路構成を簡単に模擬した実験装置内への空気浸入実験を行い、局所的に発生する自然循環流や3次元的自然対流が空気浸入挙動に及ぼす影響を調べた。数値解析においては、分子拡散を含む極めて流速の遅い対流現象の定量的に求め、3次元的自然対流の影響を含む空気浸入過程を1次元流路網解析によって求めた。

第3章では、2成分気体系の研究結果を基に、逆U字管流路と高温側流路が並列流路の場合について、黒鉛酸化反応による気体の発生・消滅が空気浸入過程に及ぼす影響と多成分気体系における各成分気体の挙動に関する実験結果の検討を行った。数値解析においては、黒鉛酸化反応と一酸化炭素の燃焼反応を考慮した多成分気体系の分子拡散と自然循環流に関する解析を行い、発生・消滅する気体の挙動を含む長時間にわたる非定常現象を数値的に求めた。

第4章では、高温ガス炉への適用を目的とする本研究の最終段階として、黒鉛製構造物を内蔵した実機により近い流路構成を持ち、黒鉛温度を1100℃まで昇温することができる試験装置（配管破断模擬試験装置）を用いた空気浸入挙動の実験結果について考察した。また、これまでの数値解析を基に、実機を対象とした主配管破断事故時の空気浸入挙動数値解析コードを開発し、その解析結果について考察を行った。さらに、将来の固有安全性を備えた高

温ガス炉の開発を目的とした、空気浸入防止技術の開発に関する実験を行い、配管破断事故後の炉心部温度が時間の経過とともに低下する場合の空気浸入挙動を調べるとともに、多量の空気が浸入する自然循環流が発生しても、事故後の原子炉圧力容器からヘリウムを一定量注入することにより、空気の自然循環流の発生を防止する方法について考察を加えた。

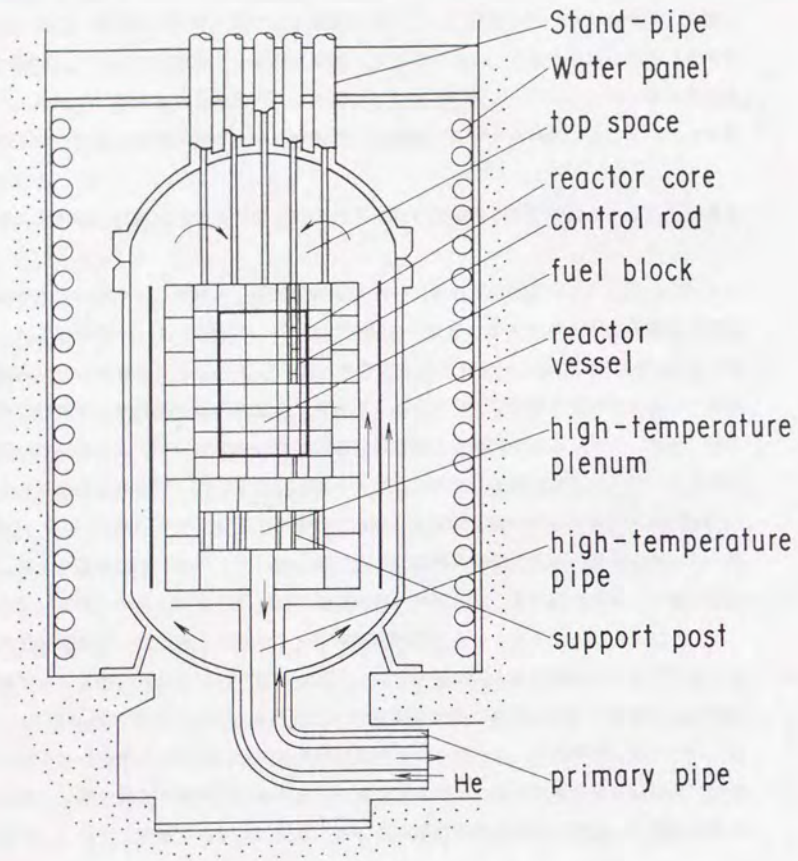


図 1.1 高温ガス炉の概略図

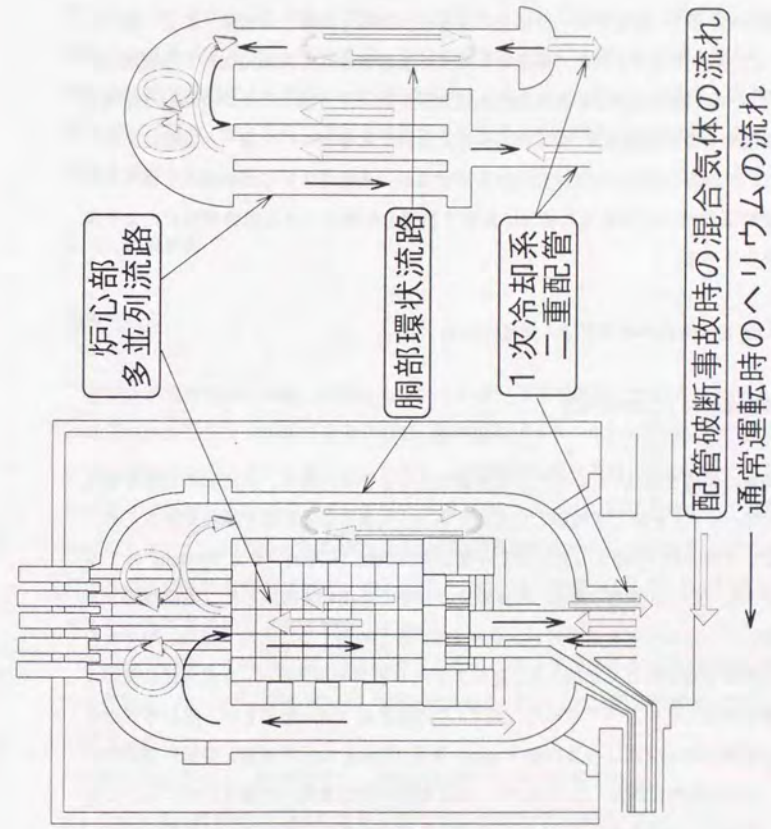


図 1.2 高温ガス炉の炉内流路のモデル化

2. 2成分気体系の分子拡散と自然循環流

本章では、密度の異なる2成分気体系において、一方を加熱した逆U字型流路内に比較的密度の小さい気体を充填し、この流路内に密度の大きい気体が分子拡散と自然循環流により浸入する過程について考察する。2.1節ではヘリウムを充填した逆U字管流路の一方を加熱、もう一方を冷却した場合の窒素浸入過程を実験と数値解析により調べた結果を、2.2節では2成分気体の挙動を記述する基礎方程式を無次元化した数値解析結果を述べる。2.3節では逆U字型流路の高温側が並列流路の場合に温度の異なる並列流路間に発生する自然循環流が、窒素浸入過程に及ぼす影響について調べた実験結果を、2.4節では局所的に発生する3次元的自然対流が、高温ガス炉の流路構成を簡単に模擬した実験装置内への空気浸入過程に及ぼす影響を実験と1次元流路網解析により調べた結果を述べる。

2.1 逆U字管流路内への窒素浸入過程[12,13]

2.1.1 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図2.1.1に示す。本装置は逆U字管の両端を、円筒形の充填容器に遮断弁（ボール弁）を介して接続したものである。充填容器の影響を少なくするため、容積は逆U字管の約70倍とした。逆U字管流路は内径52.7mm、長さ1000mmの2本の円管を内径52.7mm長さ300mmの直管及び曲管で接続して構成した。鉛直管の一方と水平管にシースヒータを巻き付け、最高450℃まで加熱することができる。冷却管の外側には銅管を巻き付けて水冷した。逆U字管内の窒素モル分率は、2成分混合気体の音速を測定することによって求めた。図2.1.1に測定点(◎)を示すが、逆U字管内各部の混合気体をポンプによって内径40mm、長さ100mmの円筒形測定容器に連続的に吸引し、この容器内で測定した音速から、混合気体が理想気体の状態方程式に従うと仮定して、窒素モル分率を求めた[14,15]。音速は気体の温度及び圧力によって変化するため、測定容器に流入する混合気体の温度及び圧力を実験中一定値に保持した。また、測定気体を吸引することによって、逆U字管内の流れを乱さないように吸引流量はできる限り少なくすると共に(約1000cc/h)、測定を終えたガスは吸引孔付近に戻した。温度測定点は、加熱、冷却管壁温度、加熱管内気体温度、充填容器内気体温度、音速測定容器

内気体温度とした。図2.1.1に示す17点の逆U字管壁温度と鉛直方向10点の加熱管内気体温度を測定した。窒素の浸入流速を測定するために、加熱管側の端部に熱線風速計を挿入した。この風速計の低流速測定限界は約1cm/sである。

実験は以下の手順で行った。まず遮断弁を閉じて、逆U字管内にヘリウムを、充填容器に窒素を充填した。鉛直管及び水平管を加熱し、壁温度を所定の温度に保持した。加熱中は逆U字管に設けた均圧弁を開いて、管内を大気圧に保持した。加熱管の壁温及び管内気体温度が定常状態に達した後、2つの遮断弁を同時に開いて実験を開始した。実験中は加熱管壁温度を時間的に一定値に保持するとともに、管内を一巡する窒素の自然循環流が発生し、管内各部の温度及び窒素モル分率、浸入流速が定常状態に達するまで実験を継続した。

2.1.2 数値解析

基礎方程式

2成分系混合気体の物質、運動量及びエネルギーの輸送過程を求めるためには、一般に混合気体及び各成分気体の質量保存式、運動量及びエネルギーの保存式並びに流体の状態方程式を解くことが必要である。また、運動量保存式中の重力項における密度は、気体温度や混合気体の組成によって変化するため、これらの方程式を連成して解かなければならない。しかしながら本解析では、後述する実験結果から解析対象とする期間における混合気体の自然循環流速が極めて遅く、気体温度は壁温度に等しいと仮定し、エネルギー保存式は連立させて解かなかった。

本解析で対象とした系は図2.1.2に示すように、逆U字型流路の一方を高温、もう一方を低温とした1次元流路であり、流路断面積は一定とした。解析に当たっては、以下の仮定を設けた。

- (1) 流路内の流れは、各領域内で一様流速を持つ1次元層流である。
- (2) 2成分系拡散係数(D_{AB})は温度及び圧力のみ関数で、濃度に依存しない。
- (3) 運動量保存式において、質量平均流速(u)の代わりにモル平均流速(u^*)が使用できる。
- (4) 各領域内の気体温度 T 、モル密度 C 、拡散係数 D_{AB} 、摩擦係数 f はそれぞれの領域内で一様である。
- (5) 各領域内の気体温度、モル密度は時間の経過に対し一定値である。

本解析において速度にモル平均流速[16]を用いたのは次の理由による。例えばA成分気体が充填された温度と圧力が一定である容器内にB成分気体が分子拡散によって浸入する等モル拡散現象を考えた場合、速度にモル平均流速を用いると、ある界面を横切ってモル中心が移動する流速は、常に0とすることができる。しかしながら、同じ現象において質量平均流速を考えた場合、密度の異なる分子が拡散によって移動することにより、質量中心が移動するため、界面を横切る質量平均流速は必ずしも0にならない。そこで、本解析では運動量保存式において質量平均流速の代わりにモル平均流速を用いたことによる誤差は十分小さいと考え、解析領域を温度と圧力が等しい領域に分割することにより領域内ではモル平均流速が一定であるとした。

以上の仮定の下で、基礎式、初期条件、境界条件は以下ようになる。

混合気体の連続の式：

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(Cu^*)}{\partial x} = 0 \quad (2.1.1)$$

仮定(5)を用いると式(2.1.1)は下式となる。

$$\frac{\partial(Cu^*)}{\partial x} = 0 \quad (2.1.2)$$

A成分気体のモル数保存式：

$$\frac{\partial X_A}{\partial t} + u^* \frac{\partial X_A}{\partial x} = D_{AB} \frac{\partial^2 X_A}{\partial x^2} \quad (2.1.3)$$

ここで、拡散係数は2成分気体系の拡散理論から導かれる理論式を用いた[14]。

混合気体の運動量保存式：

$$\rho \frac{\partial u^*}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \mp \rho g - \frac{1}{2} \rho u^* \left[u^* \left(\frac{f}{De} + K \right) \right] \quad (2.1.4)$$

図2.1.2に示す各領域内で $u^* = \text{const.}$ の関係より式(2.1.4)を積分すると次式を得る。

$$\frac{du^*}{dt} \int \rho dx = -\int dp \mp g \int \rho dx - \frac{1}{2} \left(\int \rho \frac{f}{De} dx + \sum_j \rho_j K_j \right) u^* |u^*| \quad (2.1.5)$$

ここで、 f は発達した層流の摩擦係数[17]、 K は流路出入口における損失係数で逆U字管の出入口で $K=1$ 、その他の流路では $K=0$ とした。混合気体の粘性係数はWilkeの近似式[14,18]から求めた。

理想気体を仮定した場合、混合気体密度とモル分率との間には次式の関係がある。

$$\rho = C \{ X_A M_A + (1 - X_A) M_B \} \quad (2.1.6)$$

解析では、混合気体密度はSoave-Redlich-Kwong式(式2.1.7)[14,19]から推算した。

$$p = \frac{RT_K}{v-b} - \frac{a(T_K)}{v(v+b)} \quad (2.1.7)$$

ここで、

$$a(T_K) = 0.42747 \frac{R^2 T_c^2}{P_c} \left\{ 1 + (0.48 + 1.574c_1 - 0.176c_1^2) (1 - T_r^{0.5}) \right\}^2 \quad (2.1.8)$$

$$b = 0.08664 \frac{RT_c}{P_c} \quad (2.1.9)$$

混合気体に対しては、

$$a_m = \left[\sum_{i=1}^n X_i \{ a_i(T_K) \}^{0.5} \right]^2 \quad (2.1.10)$$

$$b_m = \sum_{i=1}^n X_i b_i \quad (2.1.11)$$

本実験と数値解析におけるレイノルズ数とグラスホフ数の範囲を求めると、流路管の等価直径を代表長とした $Re_d \left(= \frac{u \cdot De}{\nu} \right)$ は $0 \leq Re_d \leq 5$ 、流路管の高さを代表長とした

$Gr_h \left(= \frac{g(\Delta\rho/\rho)h^3}{\nu^2} \right)$ は $2 \times 10^8 \leq Gr_h \leq 4 \times 10^{10}$ となる(代表長を等価直径とした場合は、

$1 \times 10^4 \leq Gr_d \leq 2 \times 10^6$)。このような低 Re 数では円管の温度境界層は壁温一定の条件では約 $0.037 \times De Re Pr$ [20]程度の距離で発達することから、気体温度は壁温度に等しいと仮定した。したがって、本解析ではエネルギー保存式は解かずに気体温度は測定した壁温度に等しいと仮定した。

初期条件と境界条件は以下のように設定した。まず、初期条件は、

モル分率：

$$\begin{aligned} x_0 \leq x < x_1: X_{A1} &= 1, (N_2) \\ x_1 \leq x \leq x_2: X_{A1} &= 0, (He) \\ x_2 < x \leq x_3: X_{A1} &= 1, (N_2) \end{aligned} \quad (2.1.12)$$

流速：

$$x_0 \leq x \leq x_3: u_k^* = 0 \quad (2.1.13)$$

圧力：

$x_j = x_0, p_j = p_0$ (atmospheric pressure)

$$x_j = x_1 \rightarrow x_4: p_j = p_0 - g \int_{x_0}^{x_j} \rho dx \quad (2.1.14)$$

$$x_j = x_5: p_j = p_0 - g \int_{x_0}^{x_5} \rho dx$$

$$x_j = x_6 \rightarrow x_9: p_j = p_0 - g \int_{x_0}^{x_6} \rho dx + g \int_{x_5}^{x_j} \rho dx$$

温度:

$$x_0 \leq x < x_4: T_k = T_1 \rightarrow T_4 \quad (2.1.15)$$

$$x_4 \leq x \leq x_5: T_k = T_5$$

$$x_5 < x \leq x_9: T_k = T_6 \rightarrow T_9$$

境界条件は、逆U字管の両端において、

$$x = x_0, x = x_9: X_A = I(N_2), p = p_0 \quad (2.1.16)$$

各領域の境界面において、

$$D_{AB,k} C_k \frac{dX_{A,j-}}{dx} = D_{AB,k+1} C_{k+1} \frac{dX_{A,j+}}{dx} \quad (2.1.17)$$

ここで、 X_A はA成分気体のモル分率、 p は気体圧力、 T は混合気体の温度、 T_k は各領域における混合気体の平均温度、 ρ は混合気体の密度、 g は重力加速度、 R_0 は気体定数、添字 j は領域の境界面の番号、添字 k は領域の番号である。また、本解析ではA成分気体を窒素、B成分気体をヘリウムとした。流速は高温側から低温側に向かう方向を正とした。

基礎方程式の差分化と数値解法

u_k^*, p_j, X_A は式(2.1.2),(2.1.3),(2.1.5)を連立して解くことにより求めた。領域内でモル平均流速が一定であるので、式(2.1.2)より次の関係を得る。

$$k=1-4, 6-8,$$

$$C_k \Delta u_k^* - C_{k+1} \Delta u_{k+1}^* = 0 \quad (2.1.18)$$

$$k=5,$$

$$C_k \Delta u_k^* + C_{k+1} \Delta u_{k+1}^* = 0 \quad (2.1.19)$$

式(2.1.3)の差分化をオイラーの陰解法で行うと以下ようになる。

$$\frac{X_{A_i}^{n+1} - X_{A_i}^n}{\Delta t} + u_k^* \frac{X_{A_{i+1}}^{n+1} - X_{A_{i-1}}^{n+1}}{2\Delta x} = D_k \frac{X_{A_{i+1}}^{n+1} - 2X_{A_i}^{n+1} + X_{A_{i-1}}^{n+1}}{(\Delta x)^2} \quad (2.1.20)$$

ここで、下付き添字 i は x 方向メッシュの番号で、上付き添字 n は時刻を示す。以後 $n+1$ 時刻の X_A については添字を省略し、 n 時刻についてのみ表す。

本解析では式(2.1.20)の左辺第2項に中心差分を適用したが、セルペクレ数 Pe_C を次式のように定義するとき、

$$Pe_C = \frac{u_k^* \Delta x}{D_k} \quad (2.1.21)$$

$Pe_C > 2$ のときは解が振動して収束しなかった。そこで $Pe_C \geq 2$ となった時点で空間に1次精度の風上差分に切り変えて計算を継続した。式(2.1.20)に風上差分を適用すると以下の差分式が得られる。

$$Pe_C \geq 2, u_k^* > 0$$

$$\frac{X_{A_i} - X_{A_i}^n}{\Delta t} + u_k^* \frac{X_{A_i} - X_{A_{i-1}}}{\Delta x} = D_k \frac{X_{A_{i+1}} - 2X_{A_i} + X_{A_{i-1}}}{(\Delta x)^2} \quad (2.1.22)$$

$$Pe_C \geq 2, u_k^* < 0$$

$$\frac{X_{A_i} - X_{A_i}^n}{\Delta t} + u_k^* \frac{X_{A_{i+1}} - X_{A_i}}{\Delta x} = D_k \frac{X_{A_{i+1}} - 2X_{A_i} + X_{A_{i-1}}}{(\Delta x)^2} \quad (2.1.23)$$

領域境界面における、式(2.1.17)は以下のように差分化した。

$$-C_k D_k \frac{X_{A_{i-1}} - X_{A_i}}{\Delta x} = -C_{k+1} D_{k+1} \frac{X_{A_i} - X_{A_{i+1}}}{\Delta x} \quad (2.1.24)$$

次に式(2.1.5)の差分化を示す。領域1では、

$$\frac{du_1}{dt} \int_I \rho^n dx = -\int_I dp - g \int_I \rho^{n+1} dx - \frac{1}{2} u_1^* |u_1^*| \left(\int_I \rho^n \frac{f}{De} dx + \sum \rho K_I \right) \quad (2.1.25)$$

であるから、ここで、

$$A_I = \int_I \rho^n dx \quad (2.1.26)$$

$$\delta p_I = \int_I dp \quad (2.1.27)$$

$$\xi_I = \frac{1}{2} \left(\int_I \rho^n \frac{f}{De} dx + \sum \rho K_I \right) \quad (2.1.28)$$

とすれば、

$$A_I \frac{du_1}{dt} = -\delta p_I - g \int_I \rho^{n+1} dx - \xi_I u_1^* |u_1^*| \equiv F_{u,I} \quad (2.1.29)$$

文献[21]の陰解法を採用すると、

$$\frac{\Delta u_k^*}{\Delta t} = \frac{1}{A_k} \left\{ F_{u,k} + \frac{\partial F_{u,k}}{\partial (\delta p_k)} \Delta (\delta p_k) + \frac{\partial F_{u,k}}{\partial u_k^*} \Delta u_k^* \right\} \quad (2.1.30)$$

$$\left. \frac{\partial F_{u,k}}{\partial (\delta p_k)} \right|_n = -1 \quad (2.1.31)$$

$$\left. \frac{\partial F_{u,k}}{\partial (u_k^*)} \right|_{n+1} = -2\xi_k^{n+1} |u_k^{*n+1}| \quad (2.1.32)$$

以上の関係式を式(2.1.29)に代入し、重力項は領域内各点の密度の和とすれば、

$$\Delta u_k^* = \left(\frac{p_0 - p_l}{A_l} - \frac{g}{A_l} \sum \rho^{n+1} \Delta x - \frac{\xi_l}{A_l} |u_l^*| u_l^* - \frac{1}{A_l} \Delta (\delta p_l) - \frac{2\xi_l}{A_l} |u_l^*| \Delta u_l^* \right) \Delta t \quad (2.1.33)$$

または、

$$\left(1 + \frac{2\xi_l}{A_l} |u_l^*| \Delta t \right) \Delta u_k^* + \frac{\Delta t}{A_l} \Delta (\delta p_l) = \left(\frac{p_0 - p_l}{A_l} - \frac{g}{A_l} \sum \rho^{n+1} \Delta x - \frac{\xi_l}{A_l} |u_l^*| u_l^* \right) \Delta t \quad (2.1.34)$$

となる。

ここで、右辺第2項に現れる密度 ρ^{n+1} は、式(2.1.6)を用いてモル分率に書き直すと次式のようになる。

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{2\xi_l}{A_l} |u_l^*| \Delta t \right) \Delta u_k^* + \frac{\Delta t}{A_l} \Delta p_l + \frac{g \Delta x \Delta t}{A_l} (M_A - M_B) C_l (X_{A1,l} + X_{A2,l} + \dots + X_{A1,n}) \\ & = \frac{p_0 - p_l}{A_l} \Delta t - \sum_{l=1}^N \left(\frac{g \Delta x \Delta t}{A_l} C_l M_B \right) - \frac{\xi_l}{A_l} |u_l^*| u_l^* \Delta t \end{aligned} \quad (2.1.35)$$

結局、領域2~9については、以下のようになる。

$k=2\sim 4$,

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{2\xi_k}{A_k} |u_k^*| \Delta t \right) \Delta u_k^* - \frac{\Delta t}{A_k} \Delta p_{j-1} + \frac{\Delta t}{A_k} \Delta p_j + \frac{g \Delta x \Delta t}{A_k} (M_A - M_B) C_k (X_{A k,1} + X_{A k,2} + \dots) \\ & = \frac{p_{j-1} - p_j}{A_k} \Delta t - \sum_{l=1}^N \left(\frac{g \Delta x \Delta t}{A_k} C_k M_B \right) - \frac{\xi_k}{A_k} |u_k^*| u_k^* \Delta t \end{aligned} \quad (2.1.36)$$

$k=5$,

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{2\xi_k}{A_k} |u_k^*| \Delta t \right) \Delta u_k^* - \frac{\Delta t}{A_k} \Delta p_{j-1} + \frac{\Delta t}{A_k} \Delta p_j \\ & = \frac{p_{j-1} - p_j}{A_k} \Delta t - \frac{\xi_k}{A_k} |u_k^*| u_k^* \Delta t \end{aligned} \quad (2.1.37)$$

$k=6\sim 8$,

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{2\xi_k}{A_k} |u_k^*| \Delta t \right) \Delta u_k^* - \frac{\Delta t}{A_k} \Delta p_{j-1} + \frac{\Delta t}{A_k} \Delta p_j - \frac{g \Delta x \Delta t}{A_k} (M_A - M_B) C_k (X_{A k,1} + X_{A k,2} + \dots) \\ & = \frac{p_{j-1} - p_j}{A_k} \Delta t + \sum_{l=1}^N \left(\frac{g \Delta x \Delta t}{A_k} C_k M_B \right) - \frac{\xi_k}{A_k} |u_k^*| u_k^* \Delta t \end{aligned} \quad (2.1.38)$$

$k=9$,

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{2\xi_k}{A_k} |u_k^*| \Delta t \right) \Delta u_k^* - \frac{\Delta t}{A_k} \Delta p_{j-1} - \frac{g \Delta x \Delta t}{A_k} (M_A - M_B) C_k (X_{A k,1} + X_{A k,2} + \dots) \\ & = \frac{p_{j-1} - p_0}{A_k} \Delta t + \sum_{l=1}^N \left(\frac{g \Delta x \Delta t}{A_k} C_k M_B \right) - \frac{\xi_k}{A_k} |u_k^*| u_k^* \Delta t \end{aligned} \quad (2.1.39)$$

これらの差分式を Gauss-Jordan 法で解き、時間ステップ Δt 間の流速と圧力の増分、 Δu_k^* , Δp_j , $X_{A i}$ が一定値以下に収束するまで繰り返し計算を行った後、時間を進めた。収束の判定条件は、

$$\max \left[\varepsilon \left(\frac{u_k^{*n+1} - u_k^{*n}}{u_k^{*n}} \right), \varepsilon \left(\frac{p_j^{n+1} - p_j^n}{p_j^n} \right), \varepsilon \left(\frac{X_{A i}^{n+1} - X_{A i}^n}{X_{A i}^n} \right) \right] \leq 1 \times 10^{-5} \quad (2.1.40)$$

とした。本解析のフローシートを図2.1.3(a)に示す。

数値解法の簡略化[22]

これまで述べた数値解法は、式(2.1.5)の運動量保存式中の重力項に現れる密度をモル分率に書き換えた差分式を式(2.1.3)の成分気体モル数保存式と連立させ、1つのマトリックスを構成して解く方法であった。この場合、三角優位行列にならないため、解を収束させるのに計算時間を要し、マトリックス解法の点からは有利でない。そこで、式(2.1.3)と式(2.1.5)をそれぞれ、交互に解くことにより計算を進める方法を検討した。以下にこの解法の概要を述べる。

本解析法のフローシートを図2.1.3(b)に示す。まず、式(2.1.5)を次式のように書き直す。

$$A_k \frac{du_k^*}{dt} = -\delta p_k \mp g \rho_k - \xi_k |u_k^*| u_k^* \equiv F_{u,k} \quad (2.1.41)$$

ここで、

$$A_k = \int_k \rho dx \quad (2.1.42)$$

$$\delta p_k = \int_k dp \quad (2.1.43)$$

$$\rho_k^* = \int_k \rho dx \quad (2.1.44)$$

$$\xi_k = \frac{1}{2} \left(\int_k \frac{f}{De} \rho dx + \sum \rho K \right) \quad (2.1.45)$$

式(2.1.41)の微分方程式は、先程と同様の陰解法を用いて次式で書き表される。

$$\frac{\Delta u_k^*}{\Delta t} = \frac{1}{A_k} \left\{ F_{u,k} + \frac{\partial F_{u,k}}{\partial(\delta p_k)} \Delta(\delta p_k) + \frac{\partial F_{u,k}}{\partial \rho_k} \Delta \rho_k + \frac{\partial F_{u,k}}{\partial u_k^*} \Delta u_k^* \right\} \quad (2.1.46)$$

$$\left. \frac{\partial F_{u,k}}{\partial(\delta p_k)} \right|_n = -1 \quad (2.1.47)$$

$$\left. \frac{\partial F_{u,k}}{\partial(\rho_k)} \right|_n = \mp g \quad (2.1.48)$$

$$\left. \frac{\partial F_{u,k}}{\partial(u_k^*)} \right|_{n+1} = -2\xi_k^{n+1} |u_k^{*n+1}| \quad (2.1.49)$$

以上の関係式を式(2.1.46)に代入すると、次式を得る。

$$\frac{\Delta u_k^*}{\Delta t} = \frac{1}{A_k^n} \left\{ \delta p_k^n - \Delta(\delta p_k) \mp g \rho_k^n \mp g \Delta \rho_k - \xi_k^{n+1} |u_k^{*n+1}| |u_k^{*n+1}| - 2\xi_k^{n+1} |u_k^{*n+1}| \Delta u_k^* \right\} \quad (2.1.50)$$

ここで、添字 n は一つ前の時間における値を示し、 Δ は時間ステップ Δt 間のそれぞれの値の増分を示す。

各領域では、 Δt 間に $u^* \Delta t$ だけ流体が移動することによってのみ密度分布が変化し、その密度分布によって浮力が得られると仮定して、式(2.1.50)の重力項における密度の増分を以下のように近似する。

$$\Delta \rho_k^* = \rho_{kin}^n (u_k^n + \Delta u_k^*) \Delta t - \rho_{kout}^n (u_k^n + \Delta u_k^*) \Delta t \quad (2.1.51)$$

ここで、 ρ_{kin} , ρ_{kout} はそれぞれ領域の入口と出口の密度である。

$$\rho_k^{*n} = A_k^n \quad (2.1.52)$$

$$\zeta_k^n = (\rho_{kin}^n - \rho_{kout}^n) g \Delta t \quad (2.1.53)$$

とすると、次式を得る。

$$\left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{2\xi_k^{n+1} |u_k^{*n+1}|}{A_k^n} \pm \frac{\zeta_k^n}{A_k^n} \right) \Delta u_k^* + \frac{\Delta(\delta p_k)}{A_k^n} = -\frac{\delta p_k^n}{A_k^n} \mp g \mp \frac{\zeta_k^{n+1} |u_k^{*n+1}|}{A_k^n} - \frac{\xi_k^{n+1} |u_k^{*n+1}| |u_k^{*n+1}|}{A_k^n} \quad (2.1.54)$$

領域内でモル平均流速が一定であるので、モル数が保存されることを考えれば、次の関係を得る。

$$k = 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8$$

$$C_k \Delta u_k^* - C_{k+1} \Delta u_{k+1}^* = 0 \quad (2.1.55)$$

$$k = 5$$

$$C_k \Delta u_k^* + C_{k+1} \Delta u_{k+1}^* = 0 \quad (2.1.56)$$

式(2.1.54)~(2.1.56)を式(2.1.17)の境界条件の下に解いて、 Δu^* , Δp ($\Delta(\delta p_k) = \Delta p_j - \Delta p_{j-1}$)

を計算する。得られた Δu^* , Δp から u^* , p を求め、繰り返し式(2.1.54)~(2.1.56)を解く。以上の手順を Δu^* , Δp が十分小さくなって、次式の収束条件を満たすまで繰り返し計算を進めた。

$$\max \left[\varepsilon \left(\frac{\Delta u_k^*}{u_k^*} \right), \varepsilon \left(\frac{\Delta p_j}{p_j} \right) \right] \leq 1 \times 10^{-3} \quad (2.1.57)$$

得られた u^* , p を用いて、A成分気体のモル数保存式(式(2.1.3))を解いて、求めたA成分気体のモル分率から、混合気体の密度を求めて計算を Δt 時間進めた。

風上差分法の適用

本解析においても、 $Pe_c < 2$ の場合は中心差分法を用いたが、 $Pe_c \geq 2$ の場合は風上差分法を適用し、 $2 \leq Pe_c < 30$ までは、Roberts-Weissの対流差分法(convective-difference scheme)[23]を、 $Pe_c \geq 30$ については1次精度の風上差分法(upwind-difference scheme)を用いて解析を行った。式(2.1.3)をRoberts-Weiss対流差分法で差分化すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{X_{Ai}^{n+1} - X_{Ai}^n}{\Delta t} + \frac{|u_i^*| + |u_i|}{4} \left(\frac{X_{Ai}^{n+1} - X_{Ai-1}^{n+1}}{\Delta x} + \frac{X_{Ai+1}^n - X_{Ai}^n}{\Delta x} \right) \\ & + \frac{|u_i^*| - |u_i|}{4} \left(\frac{X_{Ai+1}^{n+1} - X_{Ai}^{n+1}}{\Delta x} + \frac{X_{Ai+1}^n - X_{Ai-1}^n}{\Delta x} \right) \\ & = \frac{D_{AB}}{2} \left\{ \frac{X_{Ai-1}^{n+1} - 2X_{Ai}^{n+1} + X_{Ai+1}^{n+1}}{(\Delta x)^2} + \frac{X_{Ai-1}^n - 2X_{Ai}^n + X_{Ai+1}^n}{(\Delta x)^2} \right\} \end{aligned} \quad (2.1.58)$$

また、式(2.1.30)を1次の風上差分法で差分化すれば、

$$\frac{X_{Ai}^{n+1} - X_{Ai}^n}{\Delta t} + \frac{u_i^* + |u_i^*|}{2} \left(\frac{X_{Ai}^{n+1} - X_{Ai-1}^{n+1}}{\Delta x} \right) + \frac{u_i^* - |u_i^*|}{2} \left(\frac{X_{Ai+1}^{n+1} - X_{Ai}^{n+1}}{\Delta x} \right) \quad (2.1.59)$$

$$= D_{AB} \left[\frac{X_{Ai-1}^{n+1} - 2X_{Ai}^{n+1} + X_{Ai+1}^{n+1}}{(\Delta x)^2} \right]$$

となる。

2.1.3 実験および解析結果とその考察

実験と解析結果

逆U字管全体を20℃に保った場合の実験と数値解析の結果を図2.1.4に示す。横軸は遮断弁開放後の経過時間、縦軸は窒素モル分率である。図中の記号が実験値で、実線が計算値である。この実験では、逆U字管の温度が一樣であるため、窒素は分子拡散によって、逆U字管の両下端から浸入し、両端から等しい位置における窒素モル分率は等しい。実験結果は、 $u^* = 0$ として式(2.1.3)を解いて求めたモル分率の結果と良く一致した。なお、式(2.1.3)の代わりに質量基準で表わした拡散の式

$$\frac{\partial(\rho\omega_A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\omega_A u)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial\omega_A}{\partial x} \right) \quad (2.1.60)$$

(但し、 $\omega_A = \rho_A / \rho$ はA成分気体の質量分率)

で、 $u = 0$ として求めた計算結果を図2.1.4の破線で示すが、実験結果と差が生じた。これは、分子拡散により窒素が浸入する場合でも、分子の移動に伴う質量移動による局所質量平均速度は0でないことが原因である。質量基準の式では、等温等圧の系でも混合気体の密度は流路管の軸方向に分布を持つが、モル基準の式では混合気体のモル密度は一定となるため、軸方向に一樣となって解析上の取り扱いが簡単になる。

鉛直加熱管の平均温度が256℃の場合の窒素モル分率の時間変化を図2.1.5、2.1.6に、平均温度が348℃の場合を図2.1.7に示し、各領域の平均温度を表2.1.1に示す。図中の記号は実験結果で、実線及び破線は計算結果である。実線は式(2.1.3)と(2.1.5)を解いた場合のモル分率変化を示し、破線は $u^* = 0$ として式(2.1.3)のみを解いた結果である。図2.1.5中の(Δ),(○)は、逆U字管の両端から600mmの位置における高温側流路H-1、低温側流路C-1の窒素モル分率の時間変化を示しているが、高温側の窒素モル分率の方が低温側より高い値を示した。式(2.1.3)において $u^* = 0$ として求めた解析結果と一致しな

いことから、モル分率変化に分子拡散以外の浸入過程による影響が現れていることがわかる。破線の計算結果には既に拡散係数の温度依存性の効果が考慮されているが、それでも実験結果を再現できないことから、実験開始後の初期段階から逆U字管内の密度差に伴い発生する浮力により高温側から低温側に向かう極めて流速の遅い混合気体の自然循環流が発生し、この循環流による窒素の輸送量が無視できず、高温側の窒素モル分率は、分子拡散により浸入する場合に比べて高い値を示したと考えられる。この実験では、約210分頃から窒素モル分率の増加勾配が上昇し、約215分後にすべて逆U字管全体が窒素に置換された。実線の解析結果はこの急激なモル分率の増加過程を忠実に再現している。図2.1.8に、逆U字管内の窒素モル分率分布の時間発展を示す。実線が計算値で記号は実験値である。これより、遮断弁開放直後は、逆U字管の両側から窒素が浸入していることがわかる。高温側のモル分率は時間の経過とともに上昇するが、低温側は極めて流速の遅い混合気体の自然循環流によってモル分率の上昇が押さえられている様子がわかる。

窒素モル分率の時間変化及び窒素の自然循環流発生時刻について、計算と実験結果が良く一致したことから、モル平均流速を混合気体の運動量保存式に用いたことによる誤差は十分小さく、妥当な仮定であると考えている。計算と実験結果の若干の差は、主として、計算では各領域内の混合気体温度は一定であると仮定しているが、実際には領域内に温度分布が生じていることに起因するものと考えている。

表 2.1.1 逆U字管解析モデルにおける各領域の平均温度

領域	T-1	T-2	T-3	T-4	T-5	T-6	T-7	T-8	T-9
図 2.1.4, 2.1.5	19.3	19.3	256.4	154.0	124.1	59.2	26.3	17.7	17.7
図 2.1.6	20.8	20.8	348.0	245.0	207.0	96.2	32.4	19.5	19.5

非連成法による解析結果

前述の解析結果は、式(2.1.2),(2.1.3)および(2.1.5)を連成させ、1つのマトリックスを構成して Gauss-Jordan 法を用いて、 u_i^* 、 p_j 、 X_{Ai} を解いたものであるが、この場合、その係数マトリックスが高々150×150程度であっても、1ケースの計算に1時間以上(FujitsuM780)のCPU時間を要した。この解析法を用いて、実機における主配管破断事故時の空気浸入過程を解析する場合には、対象となる流路構成は複雑であり、化学反応

を伴う多成分気体系を取り扱うこととなるため、連続の式と運動量保存式等を連立させて解を求めるには、より多くの計算時間が必要となる。一般に Gauss-Jordan 法は、Gauss 消去法の約 1.5 倍の基本演算を必要とし、逐次的な計算機システムでは演算回数がそのまま計算時間に反映されるため、次元数が大きくなるとこの差は無視できなくなる[24]。元来 Gauss-Jordan 法は、並列計算機向きの解法であるといわれているが、たとえ並列計算機システムを用いても、実機に対して、本方法で計算することは非常に多くの CPU 時間を要することになる。そこで、2.1.2 項で述べたように運動量保存式中の重力項に現れる密度に仮定を加え、個々の方程式を交互に解く方法により計算時間の短縮と解析精度の検討を行った。

軸方向メッシュ長さ Δx は等しく固定して、時間ステップ巾 Δt のみを変化させた場合の両解析の比較結果を図 2.1.9 に示す。横軸はバルブ開放後の経過時間、縦軸は窒素モル分率である。ここでは H-2, H-3, C-2, C-3 におけるモル分率について比較した。図に示すように連成法と同じ $\Delta t = 1s$ として計算した場合の誤差は 0.2% 以下であり、このときの CPU 時間は約 1/6 に短縮された。 $\Delta t = 5s$ のとき、窒素モル分率、自然循環流発生時刻についての誤差は 0.5% 以下であった。 Δt が大きくなるに連れて、窒素モル分率分布の発達は遅れ、第 1 段階の持続時間が長くなった。 $\Delta t = 60s$ のとき、窒素モル分率は連成法の結果より 5% 小さくなり、第 1 段階の持続時間は 10% 長くなった。本解析方法では比較的大きな時間ステップを用いることができるが、連成法と同じ時間ステップを用いても、十分計算時間を短縮ことができ、その場合の計算誤差は 0.2% 以下であった。以上のことから、実機を解析対象とした場合の計算方法として有効であることがわかった。

窒素浸入過程の考察

図 2.1.10、2.1.11 に加熱管入口に設けた熱線風速計による流速を管内の流速分布が層流であると仮定して求めた断面内平均流速の時間変化を示す。図 2.1.10 は加熱管平均流速が 256°C の場合であるが、遮断弁開放直後、それまで逆 U 字管の両流路間の密度差により発生していた浮力に等しいだけの高さまで高温側流路内に窒素が浸入するため流速が急激に上昇するが、同時に浮力が小さくなって流速は減少し、ゼロに漸近する。この状態が約 210 分まで継続し、突然窒素の自然循環流が発生した。流速が 0 m/s から約 0.16 m/s に達するのに要した時間はわずか 10 秒であり、自然循環流が発生するまでに

210 分要したことを考えれば、現象は急激であるといえる。このときの窒素の自然循環流の平均流速は定常状態で約 0.15 m/s、 $Re_d \approx 500$ であった。

数値解析においては、遮断弁開放後の初期段階における流速の計算値は約 10³ m/s のオーダーであり、窒素の自然循環流速の計算値は 0.14 m/s であった。そこで、逆 U 字管高さ (L) を代表長さとして、ペクレ数 $Pe = \frac{u^* L}{D_{AB}}$ を求めると、遮断弁開放から窒素の自然循環流が発生するまでは $0.1 < Pe < 3$ の範囲であり、式(2.1.3)における対流項と拡散項による窒素の移動量はほぼ同程度であると考えられる。また、数値解析結果から、逆 U 字管の鉛直部分についてそれぞれ密度の積分平均値を求め、両流路の $\bar{\rho}gh$ を計算して密度差に伴う浮力 ($\Delta\rho gh = (\bar{\rho}_c - \bar{\rho}_h)gh$) を求めた。この浮力と各流路の密度積分値の時間変化を図 2.1.12 に示すが、逆 U 字管の両側から窒素が浸入することによって浮力が打ち消されるため、窒素の自然循環流が発生しないことが分かる。自然循環流の発生直前では、低温側流路の密度積分値が大きくなって浮力が増大していることから、低温側流路の密度積分値が高温側流路の密度積分値の最大値よりも大きくなって窒素の自然循環流の発生に至っている。

以上のことから、逆 U 字型流路内への窒素浸入挙動のメカニズムについて考察した。図 2.1.13 に窒素浸入過程の概略を示す。破断直後は両流路にヘリウムが充填され、一方が高温、もう一方が低温であり、逆 U 字管の下部には常温でヘリウムの約 7 倍も密度の大きい窒素が存在している。この状態では窒素が逆 U 字管内を一巡するような自然循環流を発生させるだけの浮力は発生せず、分子拡散と極めて流速の遅い混合気体の自然循環流により窒素が浸入する。時間の経過とともに両流路の混合気体密度が大きくなるが、前述のように密度差に伴う浮力は大きくなり、また、高温側流路における混合気体密度は、たとえ流路内がすべて窒素に置換されても高温による密度低下のため、その温度に対する窒素密度よりも大きくなることはない。したがって、低温側の混合気体密度の積分値が高温側の密度積分値の最大値より大きくなると、浮力が大きくなり窒素の自然循環流が発生する。

本節以降では、遮断弁開放から窒素の自然循環流が発生するまでの分子拡散と極めて流速の遅い混合気体の自然循環流により、気体が浸入する過程を第 1 段階と呼び、窒素の自然循環流が発生して多量の窒素が浸入する過程を第 2 段階と呼ぶこととする。

次に、これまで行った実験について、窒素の自然循環流発生時間を逆U字管路内の温度差による密度差と管内と管外気体の種類による密度差の比 R_p により整理したものが図 2.1.14 である。この場合、密度差の比は、成分気体を理想気体であると仮定すると、

$$R_p = \frac{\Delta\rho_T}{\Delta\rho_C} = \frac{\rho_c - \rho_h}{\rho_0 - \rho_c} = \frac{M_{He} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_h} \right)}{\frac{M_{N_2}}{T_0} - \frac{M_{He}}{T_c}} \quad (2.1.61)$$

ここで、高温側管路平均温度 T_h 、低温側 T_c 、管外温度 T_0 とし、本実験では $T_c = T_0$ と仮定している。式(2.1.61)は

$$R_p = \frac{\frac{T_h - T_0}{T_h}}{\frac{M_{N_2} - M_{He}}{M_{He}}} = \frac{\beta_T \Delta T \frac{T_0}{T_h}}{\beta_C \frac{M_{N_2}}{M_{He}}} \quad (2.1.62)$$

となる。ここで、

$$\beta_T = \frac{1}{T_0}, \beta_C = 1 - \frac{M_{He}}{M_{N_2}} \quad (2.1.63)$$

である。

管外気体が混合気体のときは、

$$\rho_0 = \frac{pM_{N_2}}{RT_0} X_{N_2} + \frac{pM_{He}}{RT_0} (1 - X_{N_2}) \quad (2.1.64)$$

であるから、式(2.1.62)は

$$R_p = \frac{\beta_T \Delta T \frac{T_0}{T_h}}{\beta_C X_{N_2} \frac{M_{N_2}}{M_{He}}} \quad (2.1.65)$$

とできる。図から考察すると、第1段階の持続時間は一般に式(2.1.65)の R_p ですべての場合を一つの曲線で整理することができないが、 R_p の分母である $\Delta\rho_C$ を一定に保持しながら $\Delta\rho_T$ を変化させる場合は、第1段階の持続時間がある程度予測することができる。図中の○はヘリウム-窒素系、△はヘリウム-ヘリウム・窒素混合気体、□は窒素-アルゴンの場合であるが、ヘリウム-窒素系に限っても、一方の気体が混合気体のときは、 $\Delta\rho_C$ が異なるため、同じ R_p の値に対しても第1段階の持続時間が異なる。

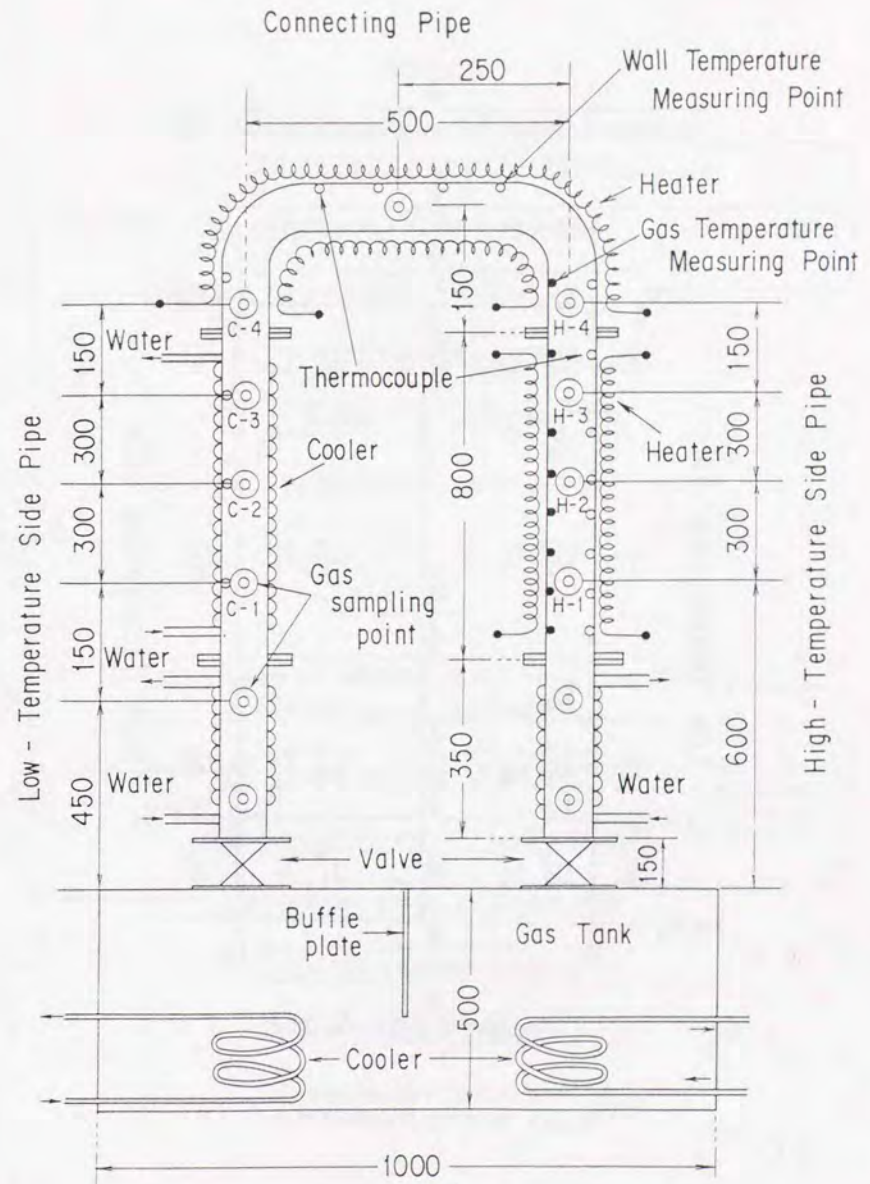


図 2.1.1 2成分気体系逆U字管実験装置

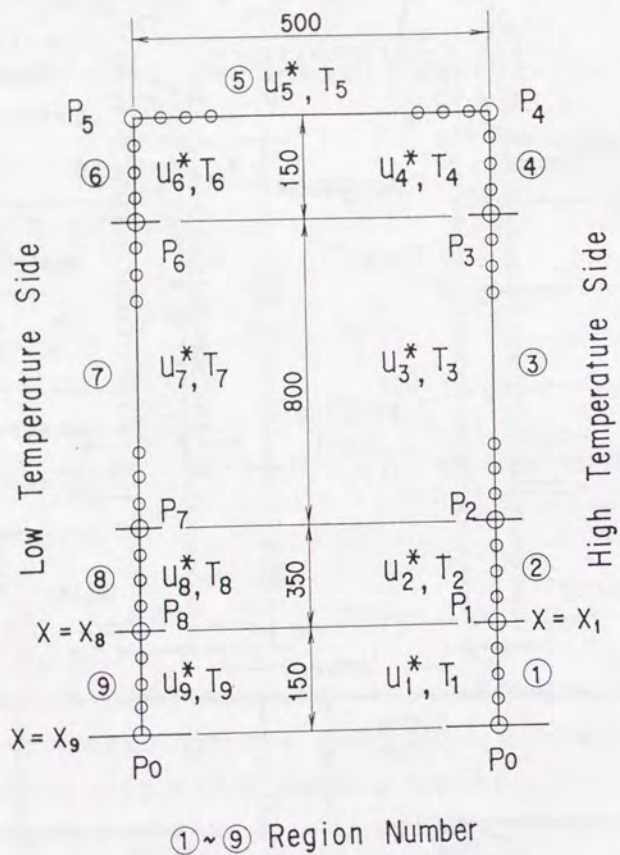


図 2.1.2 逆U字管路解析モデル

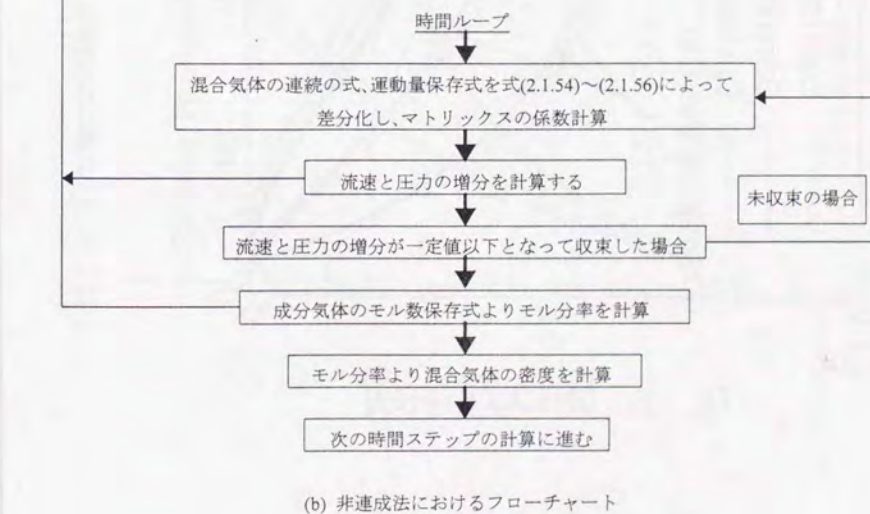
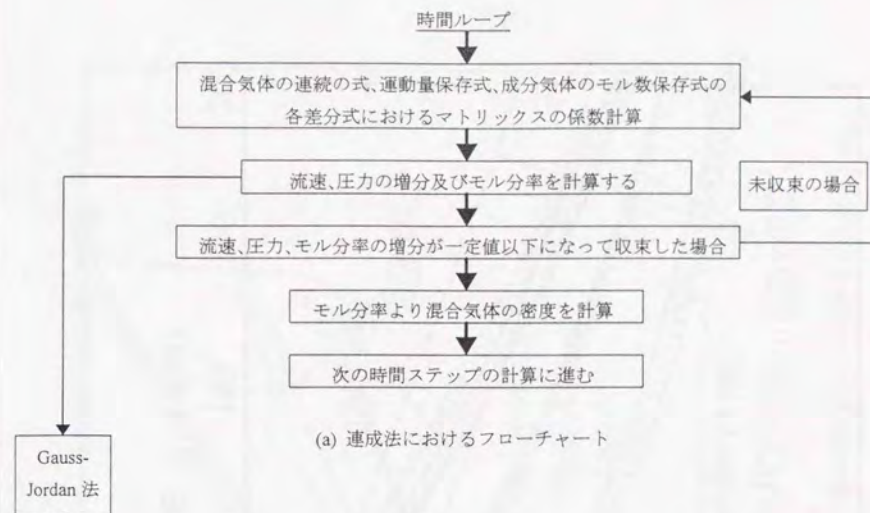


図 2.1.3 連成法と非連成法におけるフローチャート

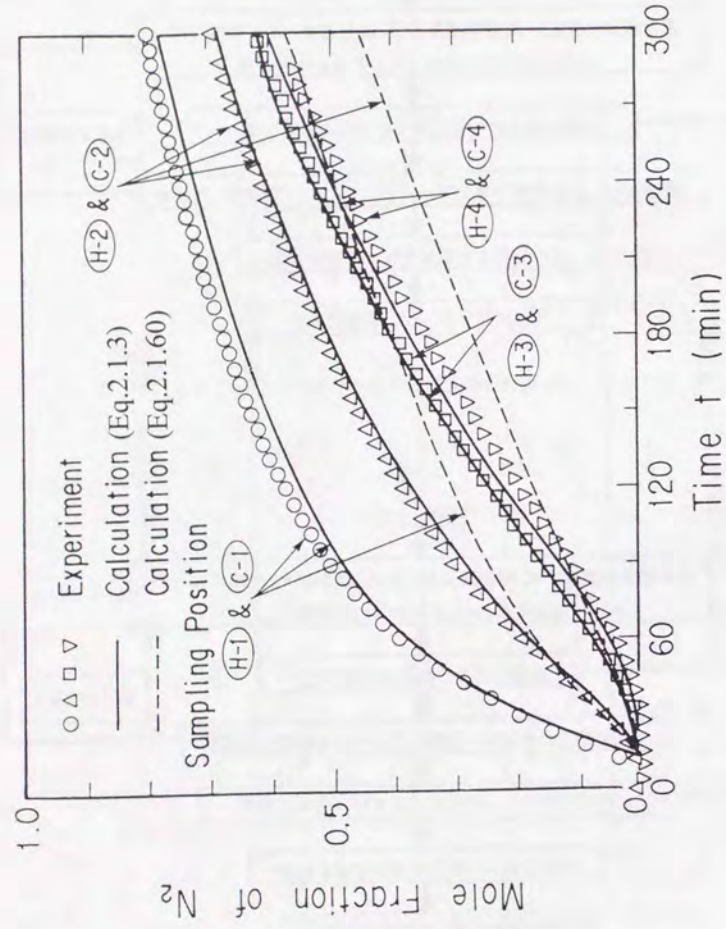


図 2.1.4 分子拡散による窒素モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 20°C)

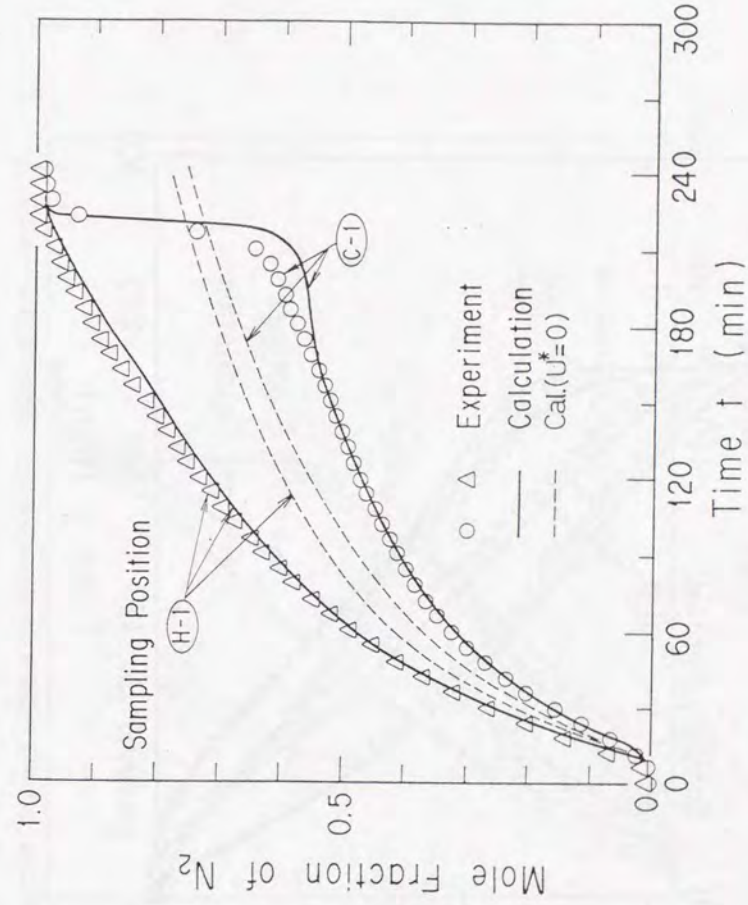


図 2.1.5 逆U字管内窒素モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 256°C)

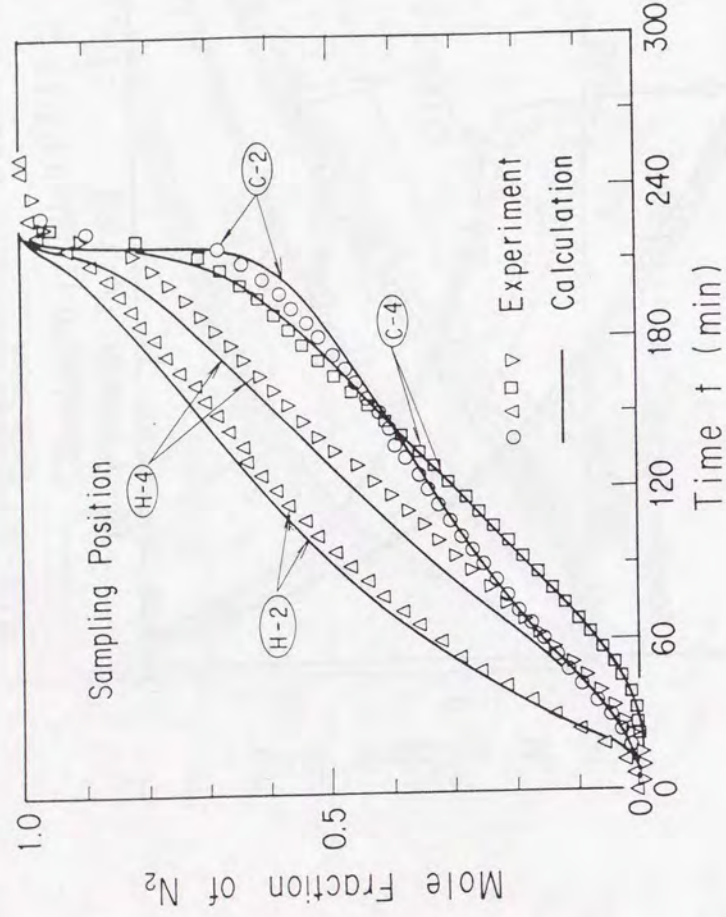


図 2.1.6 逆U字管内窒素モル分率の時間変化(2) (加熱管平均温度: 256°C)

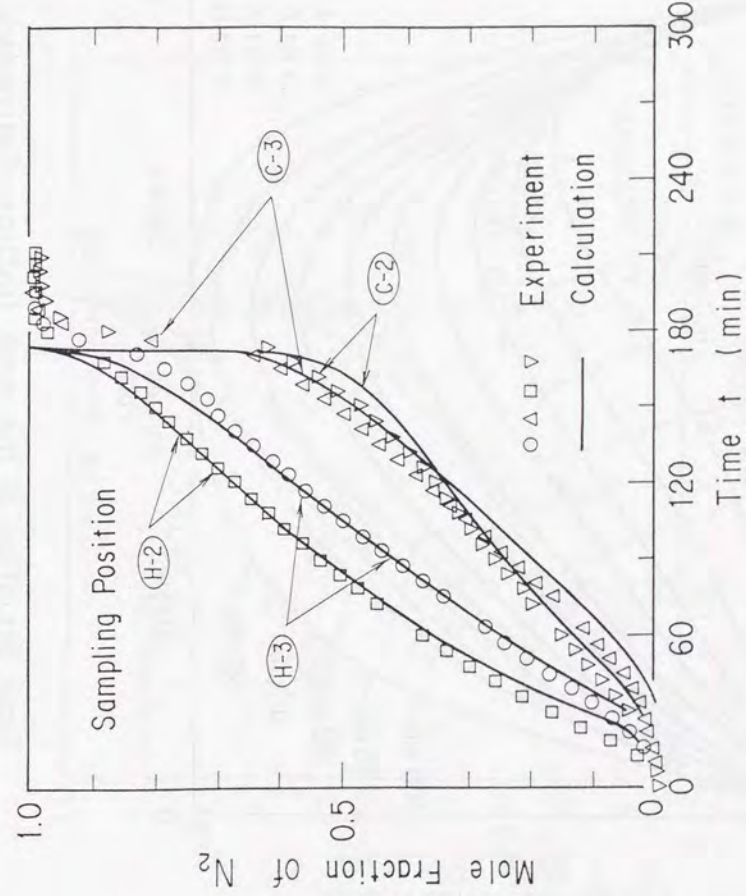
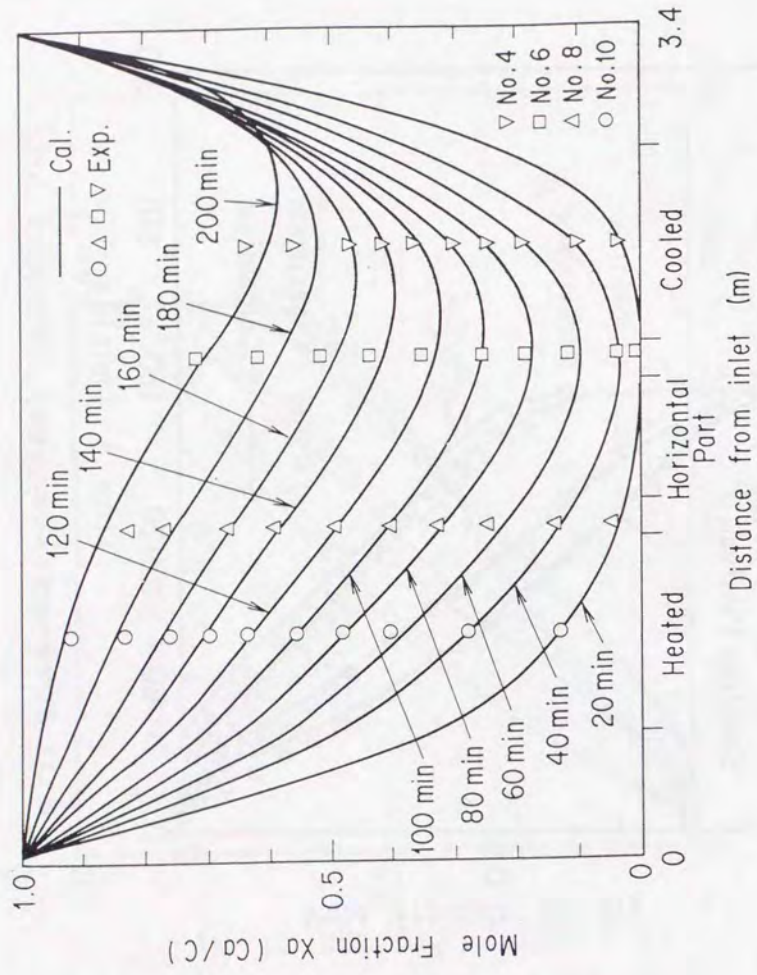


図 2.1.7 逆U字管内窒素モル分率の時間変化 (加熱管平均温度: 348°C)



Time variation of the mole fraction distribution

図 2.1.8 逆U字管内壙素モル分率分布の時間発展

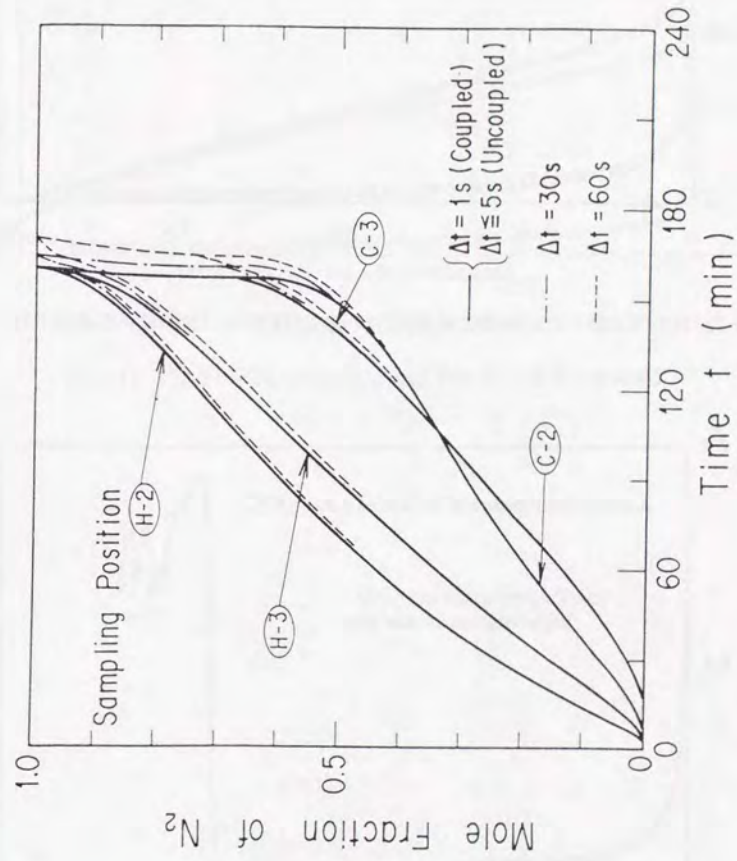


図 2.1.9 連成法と非連成法による解析結果

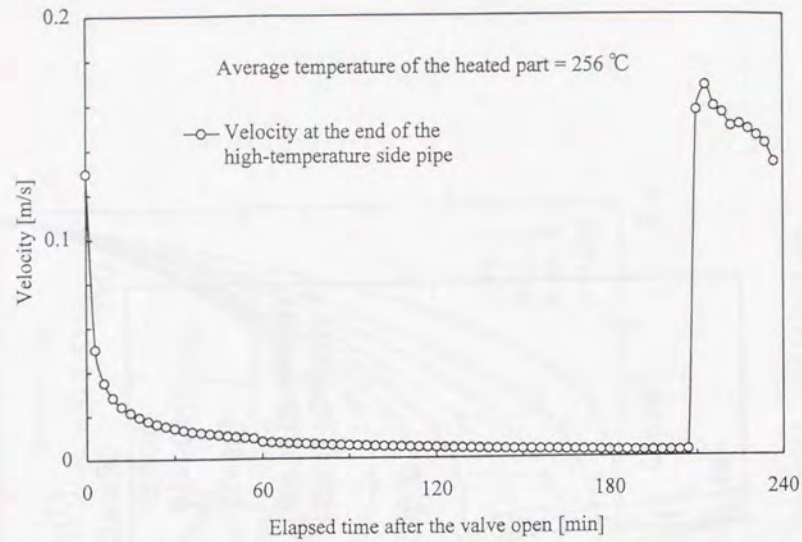


図2.1.10 高温側流路入口における窒素浸入流速の時間変化 (加熱管平均温度: 256°C)

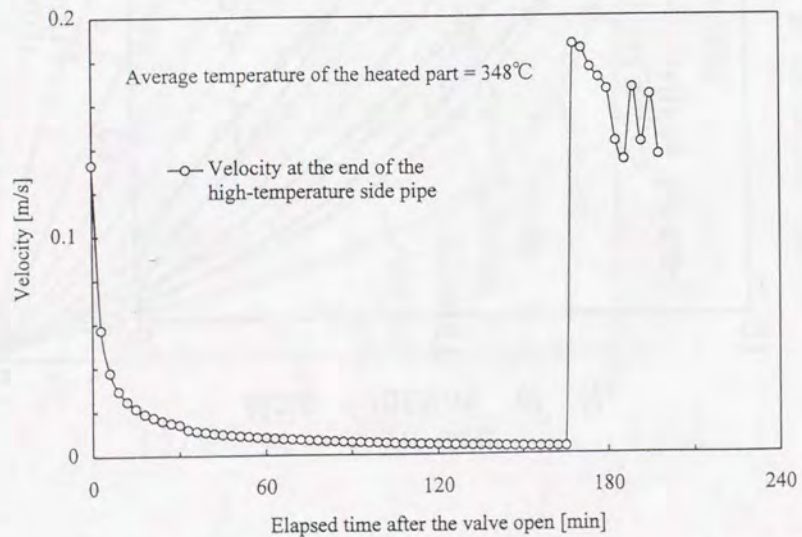


図2.1.11 高温側流路入口における窒素浸入流速の時間変化 (加熱管平均温度: 348°C)

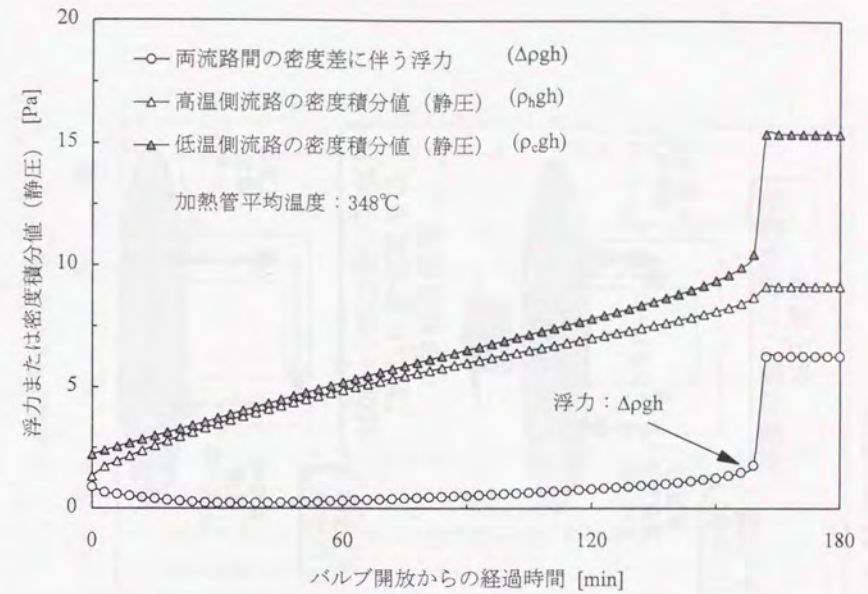


図2.1.12 浮力と両流路の密度積分値の時間変化(数値解析結果)

窒素浸入挙動のメカニズム

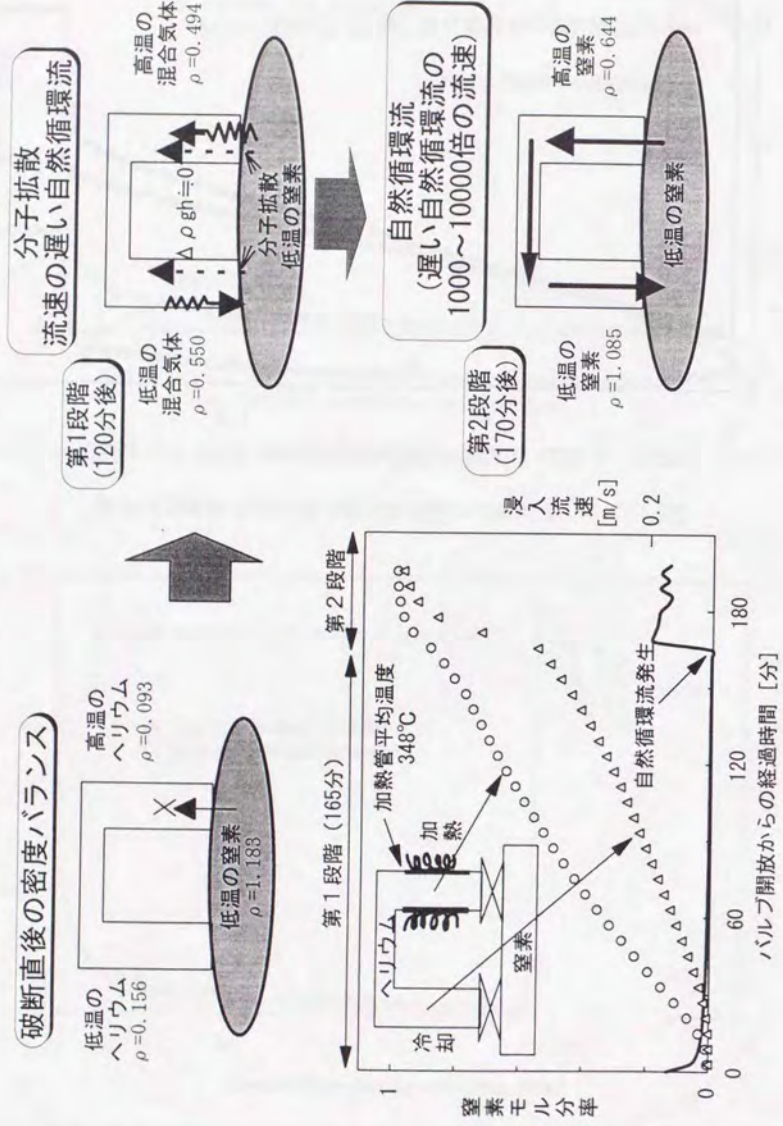


図2.1.13 窒素浸入挙動のメカニズム

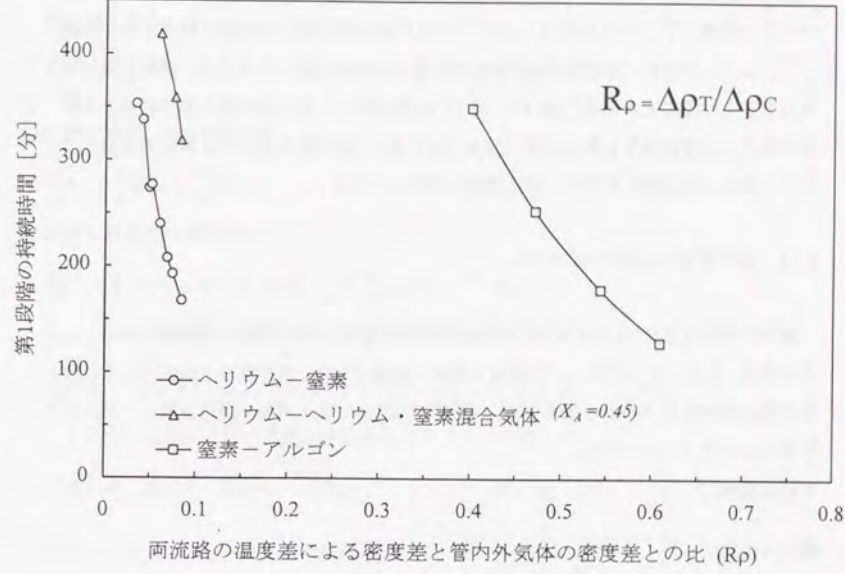


図2.1.14 密度差比と第1段階の持続時間との関係

2.2 基礎方程式の無次元化に関する考察[25]

2.1節の数値解析では、連続の式、運動量保存式と成分気体のモル数保存式を連立させて1つのマトリックスを構成して解く方法と運動量保存式を独立に解く方法を検討した。しかしながら、これらはいずれも次元量を用いた解析であるため、解析結果に一般性を持たせることが困難であった。そこで本節では、2成分気体系の分子拡散と自然循環流による移動現象を無次元数で整理するために、混合気体密度を2種類の近似式で表した場合の数値解析を行い、浸入過程の検討を行った。

2.2.1 基礎方程式の無次元数表示

解析モデルを図2.2.1に示すが、逆U字型流路を温度の異なる2つの領域に分け、一方を高温、もう一方を低温とした流路を解析の対象とした。両流路の下端はそれぞれ無限空間に開放されていると仮定した。本解析では2.1.2項と同様の仮定を設け、無次元変数を以下のように決めた。

$$\text{無次元距離: } x^* = x/L_0 \quad (2.2.1)$$

$$\text{無次元時間: } t^* = u_0 t/L_0 = D_0 t/L_0^2 \quad (2.2.2)$$

$$\text{無次元流速: } u^* = u/u_0 = uL_0/D_0 \quad (2.2.3)$$

$$\text{無次元圧力: } p^* = p/(\rho_0 u_0^2) = pL_0^2/(\rho_0 D_0^2) \quad (2.2.4)$$

$$\text{無次元温度: } T^* = (T - T_0)/(T_h - T_0) \quad (2.2.5)$$

$$\text{無次元濃度: } X_B^* = (X_B - X_{B \min})/(X_{B \max} - X_{B \min}) \quad (2.2.6)$$

ここで、 L_0 は逆U字管の高さ、 T_h は逆U字管の高温側流路の温度、 T_0 は管外気体の温度、 ρ_0 は管外気体の密度、 D_0 は T_0 における2成分気体の相互拡散係数、 $u_0 = D_0/L_0$ は拡散に基づく流速である。

以上の無次元数を用いると、2成分気体の挙動を表す基礎式は次のように書ける。混合気体の連続の式：

$$\frac{\partial C}{\partial t^*} + \frac{\partial(Cu^*)}{\partial x^*} = 0 \quad (2.2.7)$$

ここで、温度(T)、圧力(p)、モル密度(C)は時間的に一定と仮定することから、式(2.2.7)は次式となる。

$$\frac{\partial(Cu^*)}{\partial x^*} = 0 \quad (2.2.8)$$

B成分気体のモル数保存式：

$$\frac{\partial X_B^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial X_B^*}{\partial x^*} = D^* \frac{\partial^2 X_B^*}{\partial x^{*2}} \quad (2.2.9)$$

混合気体の運動量保存式：

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + Gr_T Sc^2 T^* + Gr_C Sc^2 X_B^* - \frac{1}{2} Sc \frac{f^*}{De^*} u^* |u^*| \quad (2.2.10)$$

式(2.2.10)を各領域内で積分すると、 u^* は x^* の関数ではないので、次式となる。

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} \int dx^* = -\int dp^* + Gr_T Sc^2 \int T^* dx^* + Gr_C Sc^2 \int X_B^* dx^* - \frac{1}{2} \frac{Sc}{De^*} u^* |u^*| \int \frac{f^*}{De^*} dx^* \quad (2.2.11)$$

ここで、基礎式における無次元数を以下のように定義する。

$$\text{グラスホフ数: } Gr_T = \frac{g\beta_T(T_h - T_0)L_0^3}{\nu_0^2} \quad (2.2.12)$$

$$\text{グラスホフ数: } Gr_C = \frac{g\beta_C(X_{B \max} - X_{B \min})L_0^3}{\nu_0^2} \quad (2.2.13)$$

$$\text{シュミット数: } Sc = \frac{\nu_0}{D_0} \quad (2.2.14)$$

$$\text{レイノルズ数: } Re = \frac{uDe}{\nu} \quad (2.2.15)$$

$$\text{2成分系拡散係数: } D^* = \frac{D}{D_0} \quad (2.2.16)$$

$$\text{粘性係数: } \nu^* = \frac{\nu}{\nu_0} \quad (2.2.17)$$

$$\text{流路直径: } De^* = \frac{De}{L_0} \quad (2.2.18)$$

$$\text{摩擦係数: } f^* = \frac{64}{Re^*} \quad (2.2.19)$$

ここで、 g は重力加速度、 M_A, M_B は各成分気体の分子量で、A成分は重い気体(例えば窒素)、B成分は軽い気体(例えばヘリウム)を表す。また摩擦係数は管内層流の値[17]を用いた。 β_T, β_C はそれぞれ熱膨張係数、濃度膨張係数で以下のように定義する。

$$\text{熱膨張係数: } \beta_T = \frac{1}{T_0} \quad (2.2.20)$$

$$\text{濃度膨張係数: } \beta_c = 1 - \frac{M_B}{M_A} \quad (2.2.21)$$

2.2.2 2成分混合気体密度の近似式と適用範囲

温度と濃度変化が小さい場合の混合気体密度の近似式

一般に流体のような密度変化に対する温度、濃度依存性が小さい流体の場合は、

$$\rho = \rho_0 \left\{ 1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_c(X_B - X_{Bmin}) \right\} \quad (2.2.22)$$

で、混合物の密度を表すことが多い[16]。このときは、通常 Boussinesq 近似を用いて、運動量保存式中の重力項 $(\rho_0 - \rho)/\rho_0$ を求めると、温度と濃度の Gr 数に分離することができる[26]。しかしながら、本解析では Boussinesq 近似を用いないことから、2成分混合気体の密度を以下の式で近似した。

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} \left\{ 1 + \beta_T(T - T_0) + \beta_c(X_B - X_{Bmin}) \right\} \quad (2.2.23)$$

式(2.2.23)を用いて、運動量保存式中の重力項における $(\rho_0 - \rho)/\rho$ を求めると次式となる。

$$\frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \beta_T(T - T_0) + \beta_c(X_B - X_{Bmin}) \quad (2.2.24)$$

式(2.2.24)からわかるように、混合気体密度に式(2.2.23)を用いた場合には運動量保存式中の重力項を温度と濃度のグラスホフ数に分離することができて、式(2.2.10)のように表すことができる。ところが、式(2.2.23)は成分気体のモル分率のすべての範囲 $(0 \leq X_B \leq 1)$ について、実際の2成分混合気体の密度を正確に記述できない。1成分気体の場合、理想気体を仮定すると密度は一般に

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} \left\{ 1 + \beta_T(T - T_0) \right\} \quad (2.2.25)$$

で表される。2成分気体の温度が等しい場合、混合気体の密度は、

$$\rho = \rho_A X_A + \rho_B X_B = \rho_A(1 - X_B) + \rho_B X_B \quad (2.2.26)$$

で表されるため、 ρ_A, ρ_B がそれぞれ式(2.2.25)で表されることを考えると、式(2.2.23)の形に一致しないことがわかる。例えば、He-N₂系2成分混合気体について、Soave-Redlich Kwong 式[19]から求めた混合気体の密度と式(2.2.23)から求めた密度の結果を図 2.2.2

に示すが、式(2.2.23)との誤差が10%以内となるのは図の斜線部分であり、 $0 \leq X_B \leq 0.14$ のときは、常温から 1000K までの比較的広い温度範囲について適用できることがわかる。2成分気体のモル分率差が大きくなると、式(2.2.23)で計算される密度の方が Soave-Redlich Kwong 式から求めた混合気体の密度よりも大きくなって、適用できる温度範囲が狭くなる。これは He-N₂系のように β_c が1に近い(分子量比 (M_B/M_A) が小さい)場合は2成分気体のモル分率差を大きくとれないことを意味する。逆に分子量比が1に近づくとモル分率差を大きく取れるため、例えば、N₂-Ar系2成分混合気体の場合について混合気体密度を試算すると、誤差が10%以内となるのは、 $0 \leq X_B \leq 0.5$ であれば 1000K 程度までの温度範囲に適用できる。

温度と濃度の変化が大きい場合の混合気体密度の近似式

次に2成分気体の種類に依存せず、モル分率が0から1まで全ての範囲について、且つ広い温度範囲において2成分混合気体の密度の近似式を求めた。2成分気体の密度がそれぞれ式(2.2.25)で表されるとすれば、

$$\frac{1}{\rho_A} = \frac{1}{\rho_{A0}} \left\{ 1 + \beta_T(T - T_0) \right\} \quad (2.2.27)$$

$$\frac{1}{\rho_B} = \frac{1}{\rho_{B0}} \left\{ 1 + \beta_T(T - T_0) \right\} \quad (2.2.28)$$

となる。また、2成分混合気体密度は式(2.2.26)より、

$$\rho = \rho_A X_A + \rho_B X_B = \rho_A(1 - X_B) + \rho_B X_B \quad (2.2.29)$$

となる。理想気体の状態方程式は

$$p = \frac{\rho}{M} RT \quad (2.2.30)$$

であるから、逆U字管内には軽い気体(B成分気体)、管外には重い気体(A成分またはAとBの混合気体)が存在すると仮定すると、管外気体の密度は式(2.2.29)より、

$$\rho_0 = \rho_{A0} X_{A0} + \rho_{B0} X_{B0} = \rho_{A0}(1 - X_{B0}) + \rho_{B0} X_{B0} \quad (2.2.31)$$

となる。 X_{B0} は X_B の最小値であるから、 $X_{B0} = X_{Bmin}$ とし、式(2.2.30)の関係を用いると、

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \frac{p_0 M_A}{R_0 T_0} (1 - X_{Bmin}) + \frac{p_0 M_B}{R_0 T_0} X_{Bmin} = \frac{p_0 M_A}{R_0 T_0} \left(1 - X_{Bmin} + \frac{M_B}{M_A} X_{Bmin} \right) \\ &= \rho_{A0} (1 - \beta_{c0} X_{Bmin}) \end{aligned} \quad (2.2.32)$$

となる。ここで、

$$\beta_{C0} = 1 - \frac{M_B}{M_A} \quad (2.2.33)$$

次に、管内の混合気体の密度は、式(2.2.27), (2.2.28), (2.2.29)より

$$\rho = \rho_A X_A + \rho_B X_B = \frac{\rho_{A0} X_A + \rho_{B0} X_B}{1 + \beta_T (T - T_0)} \quad (2.2.34)$$

であるから、

$$\begin{aligned} \rho_{A0} X_A + \rho_{B0} X_B &= \rho_{A0} (1 - X_B) + \rho_{B0} X_B \\ &= \frac{\rho_{A0} M_A}{R_0 T_0} \left[1 - (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^* - X_{B \min} + \frac{M_B}{M_A} \{ (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^* + X_{B \min} \} \right] \quad (2.2.35) \\ &= \rho_{A0} \{ 1 - \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^* - \beta_{C0} X_{B \min} \} \end{aligned}$$

となるので式(2.2.34)は、

$$\rho = \rho_{A0} \frac{1 - \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^* - \beta_{C0} X_{B \min}}{1 + \beta_T (T_h - T_0) T^*} \quad (2.2.36)$$

ここで、管外気体がすべてA成分気体の場合は $X_{B \min} = 0$ であるから、式(2.2.36)は簡単になって、

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_{A0}} \frac{1 + \beta_T (T_h - T_0) T^*}{1 - \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^*} \quad (2.2.37)$$

となる。この式(2.2.37)を用いて前項の場合と同様に式(2.2.10)の運動量保存式中の重力項を考えれば、

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} &= \frac{\rho_{A0} (1 - \beta_{C0} X_{B \min}) - \rho_{A0} \frac{1 - \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^* - \beta_{C0} X_{B \min}}{1 + \beta_T (T_h - T_0) T^*}}{\rho_{A0} \frac{1 - \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^* - \beta_{C0} X_{B \min}}{1 + \beta_T (T_h - T_0) T^*}} \\ &= \frac{(1 - \beta_{C0} X_{B \min}) \{ 1 + \beta_T (T_h - T_0) T^* \} - 1 + \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^* + \beta_{C0} X_{B \min}}{1 - \beta_{C0} X_{B \min} - \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^*} \quad (2.2.38) \\ &= \frac{(1 - \beta_{C0} X_{B \min}) \beta_T (T_h - T_0) T^* + \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^*}{1 - \beta_{C0} X_{B \min} - \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^*} \end{aligned}$$

となり、特に $X_{B \min} = 0$ のときは簡単になり、

$$\frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \frac{\beta_T (T_h - T_0) T^* + \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^*}{1 - \beta_{C0} (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^*} \quad (2.2.39)$$

となる。

温度膨張係数は、 $X_B = X_{B \min}$ のとき、

$$\beta_T = 1/T_0 \quad (2.2.40)$$

濃度膨張係数は、 $T = T_0$ のとき、

$$\beta_C = \frac{M_A - M_B}{M_A - (M_A - M_B) X_{B0}} \quad (2.2.41)$$

とできる。さらに、管外気体がA成分気体のときは $X_{B0} = X_{B \min} = 0$ となり、このとき

の $\beta_C = \beta_{C0}$ とすれば、

$$\beta_{C0} = 1 - \frac{M_B}{M_A}$$

となって、式(2.2.33)となる。

したがって、式(2.2.34)を用いて運動量保存式を無次元化した場合は以下のように書き直すことができる。

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + Gr_T Sc^2 T^{**} + Gr_C Sc^2 X_B^{**} - \frac{1}{2} Sc \frac{f^*}{De^*} u^* |u^*| \quad (2.2.42)$$

ただし、

$$T^{**} = \frac{T^*}{1 - \beta_C (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^*} \quad (2.2.43)$$

$$X_B^{**} = \frac{X_B^*}{1 - \beta_C (X_{B \max} - X_{B \min}) X_B^*} \quad (2.2.44)$$

である。式(2.2.43)と式(2.2.44)を用いると、形式上温度と濃度のグラスホフ数を分離した形で書くことができるが、実際には T^{**} の中に X_B^* が含まれているため、あるモル分率に対する無次元温度と解釈しなければならない。また、 $\beta_C (X_{B \max} - X_{B \min}) \approx 0$ の場合には、式(2.2.43), (2.2.44)から式(2.2.42)は、式(2.2.10)に一致する。

数値解法と初期、境界条件

本解析における未知数 u^*, p^*, X_B^* は式(2.2.8), (2.2.9), (2.2.11)を解くことにより求まる。このとき、現象を支配する主なパラメータは、 $Gr_T Sc^2$, $Gr_C Sc^2$, $Sc \cdot f^* / De^*$, D^* であるが、このうち式(2.2.11)の第4項に含まれる $Sc \cdot f^* / De^*$ については、流速が非常に遅く(本解析の範囲では $2.4 \times 10^{-2} < u^* < 2.4 \times 10^2$)、結果にほとんど影響を与えなかった。 D^* については温度の関数 ($D^* \propto (T/T_0)^{3/2}$) になっているため、流路の温度を与え

たときに一意的に決まる。本解析は、 $1 < D^* < 1.13$ 、 $3.0 \times 10^8 < Gr_T Sc^2 < 2.5 \times 10^{10}$ 、及び、 $1.4 \times 10^8 < Gr_C Sc^2 < 8.5 \times 10^{10}$ の範囲について行った。

初期条件、境界条件は以下のように設定した。

初期条件： $i^* \leq 0$

$$\begin{aligned} x^* = 0.2; X_A^* = 1, X_B^* = 0, p^* = p_0 \\ 0 < x^* < 2; X_A^* = 0, X_B^* = 1, p^* = p_0 \end{aligned} \quad (2.2.45)$$

境界条件： $i^* > 0$

$$x^* = 0.2; X_A^* = 1, X_B^* = 0, p^* = p_0 \quad (2.2.46)$$

$$x^* = 1; D_1 C_1 \left[\frac{dX_B^*}{dx^*} \right] = D_2 C_2 \left[\frac{dX_B^*}{dx^*} \right] \quad (2.2.47)$$

ここで、下添字1, 2は各々領域1及び2の値である。さらに上添字の-, +は領域の境界面における両側の値で、-が高温側、+が低温側を表す。

流速、圧力、濃度は、2.1.2項の有次元解析の場合と同様に式(2.2.8), (2.2.9), (2.2.11)を連立して解くことによって求めることができる。時間はオイラーの陰解法を、空間はハイブリッド[27]法を用いて風上差分に切换え、ロバートワイスの対流差分法[23]を使用した。収束の判定条件は次式とした。

$$\max \left| \varepsilon \left(\frac{u^{*n+1} - u^{*n}}{u^{*n}} \right), \varepsilon \left(\frac{p^{*n+1} - p^{*n}}{p^{*n}} \right), \varepsilon \left(\frac{X_B^{*n+1} - X_B^{*n}}{X_B^{*n}} \right) \right| \leq 1 \times 10^{-4} \quad (2.2.48)$$

2.2.3 数値解析結果とその考察

まず混合気体の密度を式(2.2.23)で近似した場合の $x^*=0.414, 0.828, 1.172, 1.586$ における、A成分気体のモル分率と高温側流路入口でのペクレ数 $Pe = u^* De^* / D^*$ の時間変化を図2.2.3に示す。横軸は無次元時間、縦軸はA成分気体のモル分率 X_A^* であり、グラスホフ(Gr)数とシュミット(Sc)数の2乗との積は、 $Gr_T Sc^2 = 3.94 \times 10^8$ 、 $Gr_C Sc^2 = 8.52 \times 10^8$ である。計算開始直後($t^*=0$)は、初期状態において高低温の流路間で発生する浮力 $(\rho_{bc} - \rho_{bh})gL_0$ とバランスするだけのA成分気体が瞬間的に浸入するため、流速が速くなる。そのため Pe 数は計算開始直後の値($Pe=0$)から急激に立ち上がり大きな値を示す(図の点線)。しかし、発生した浮力は、逆U字管外側空間の密度の大きい気体(A成

分)の自然循環流を発生させるほど大きくない。 $(\rho_{bc} - \rho_{bh})gL_0$ の浮力にバランスするだけのA成分気体が高温流路に浸入($(\rho_{bc} - \rho_{bh})gL_0 = (\rho_{bh} - \rho_{bc})gl_0$ となる長さ l_0 だけ)すると、 Pe 数は急激に減少する。その後も Pe 数は徐々に減少して、 $0.01 \leq t^* \leq 0.1$ の間は $Pe < 1$ を保持した。時間の経過とともにA成分気体が管内に浸入し、2流路間の気体密度差による浮力が徐々に大きくなり、再び Pe 数は増加する。第1段階の終了直前に Pe 数は急激に増加し、この場合は約 $t^* = 11.7 \times 10^{-2}$ において($Pe > 2$)逆U字管外側の密度の大きいA成分気体の自然循環流が発生して第2段階に移行した。

図2.2.4に、 $Gr_T Sc^2 = 3.03 \times 10^8$ 、 $Gr_C Sc^2 = 8.52 \times 10^8$ の場合の各時刻における X_A^* の軸方向分布を示す。 $t^* = 3.4 \times 10^{-2}$ では、 $x^* = 1.3$ の付近で X_A^* は最小となっているが、時間の経過とともにモル分率分布が下流側に歪み、第1段階終了直前の $t^* = 2.74 \times 10^{-1}$ においては、 $x^* = 1.8$ で最小値を示している。

図2.2.5には $Gr_T Sc^2$ を一定($=3.9 \times 10^8$)として、 $Gr_C Sc^2$ を変化させた場合の $x^*=0.414, 0.828, 1.172, 1.586$ における X_A^* の時間変化を示す。 $Gr_C Sc^2$ が減少する(初期条件における流路内外空間の気体密度差が小さくなる)とともに、第1段階の持続時間は短くなり、モル分率も急激に変化する。 $Gr_C Sc^2$ を一定($=8.5 \times 10^8$)にして、 $Gr_T Sc^2$ を変化させた場合の X_A^* の時間変化を図2.2.6に示す。 $Gr_T Sc^2$ の増加、すなわち2流路間の温度差が大きくなることによっても第1段階の持続時間が短くなる。

次に混合気体密度を式(2.2.34)で表した場合の解析結果を示す。本来は X_B^* の変化を示すべきであるが、ここでは式(2.2.23)で近似した場合の結果と比較するために X_A^* を求めた。 Pe 数の時間変化及びモル分率の軸方向分布の変化は、式(2.2.23)を用いた場合の結果とほぼ等しかった。 $Gr_T Sc^2$ を一定($=3.9 \times 10^8$)にして、 $Gr_C Sc^2$ を変化させた場合の X_A^* の時間変化を図2.2.7に示し、 $Gr_C Sc^2$ を一定($=8.5 \times 10^8$)として、 $Gr_T Sc^2$ を変化させた場合のモル分率 X_A^* の時間変化を図2.2.8に示す。ただし、 $\beta_c (X_{Bmax} - X_{Bmin}) = 0.1029$ の場合の結果である。A成分気体のモル分率の時間変化は、式(2.2.23)を解いた場合の結果と定性的に等しい。ただし、式(2.2.34)の結果は同じ $Gr_T Sc^2$ に対して式(2.2.23)を用いた場合に比べて第1段階の持続時間が長くなった。これは式(2.2.34)を用いた場合は式(2.2.23)に比べて最大で10%混合気体密度が小さく計算され、2流路間に発生する浮力も小さくなるためである。

図 2.2.9 に、温度と濃度の Gr 数比と第 1 段階の持続時間との関係を示す。温度と濃度の Gr 数比を、次式で表す。

$$R_{Gr} = \frac{Gr_T}{Gr_C} = \frac{\beta_T(T_h - T_0)}{\beta_C(X_{Bmax} - X_{Bmin})} \quad (2.2.49)$$

通常は、Gebhart ら[28]のように、 R_{Gr} の逆数で整理することが多いが、本解析では R_{Gr} が大きくなると自然循環流が短時間内に発生すると考えて、式(2.2.49)の形で表した。この式では、温度差がなくなって 0 になるときは分子拡散のみによって気体が浸入することを意味している。図より、混合気体密度を式(2.2.23)で近似した場合の自然循環流発生時刻を図 2.2.9 の (○) で示す。この場合、 $0 < \beta_C(X_{Bmax} - X_{Bmin}) < 0.1$ の範囲について、 $R_{Gr} \geq 0.66$ の場合は計算開始後、直ちに第 1 段階が終了して自然循環流が発生した。2 流路間の密度差 (Gr_T) が小さくなるか、逆 U 字管内外の気体密度差 (Gr_C) が大きくなると、 R_{Gr} が減少して第 1 段階の持続時間は長くなる。 $R_{Gr} < 0.66$ の場合の第 1 段階の持続時間 (自然循環流発生時刻) とグラスホフ数比との関係は次式で整理され、図 2.2.9 の実線で示す。

$$t_m^* = 2.199 R_{Gr}^2 - 2.987 R_{Gr} + 1.0272 \quad (2.2.50)$$

一方、混合気体密度を式(2.2.34)で表した場合の第 1 段階の持続時間を図 2.2.9 の (△) と破線で示す。 $0.069 < \beta_C(X_{Bmax} - X_{Bmin}) < 0.1029$ の範囲内で変えて計算した結果を示した。図の (△) と (○) の結果から、 $\beta_C(X_{Bmax} - X_{Bmin})$ の値が 1 に比べて無視できない場合の第 1 段階の持続時間 (自然循環流発生時刻) は、式(2.2.50)で求める値より長くなり $0.069 < \beta_C(X_{Bmax} - X_{Bmin}) < 0.1029$ の場合には点線で示される値となる。

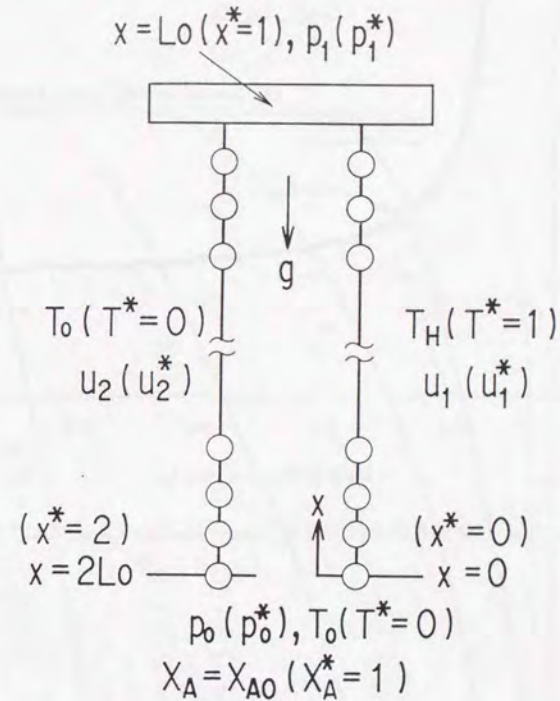


図 2.2.1 無次元数による数値解析のモデル

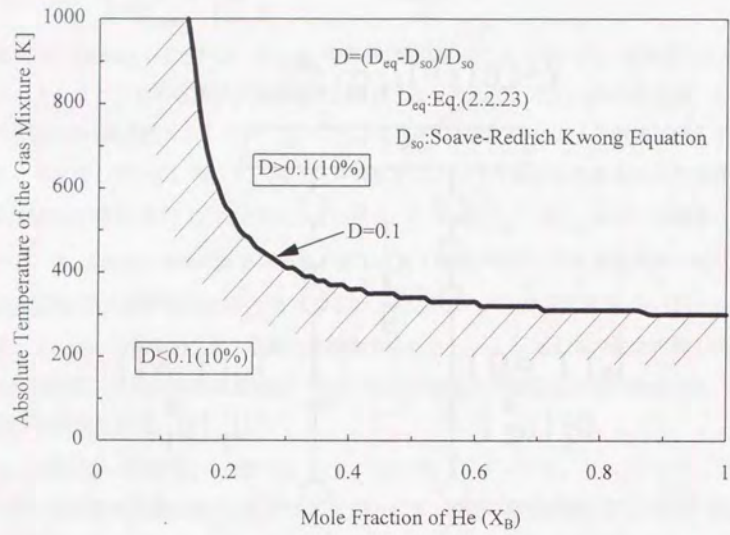


図2.2.2 式(2.2.23)から求めた混合気体密度のSoave-Redlich Kwong式に対する誤差

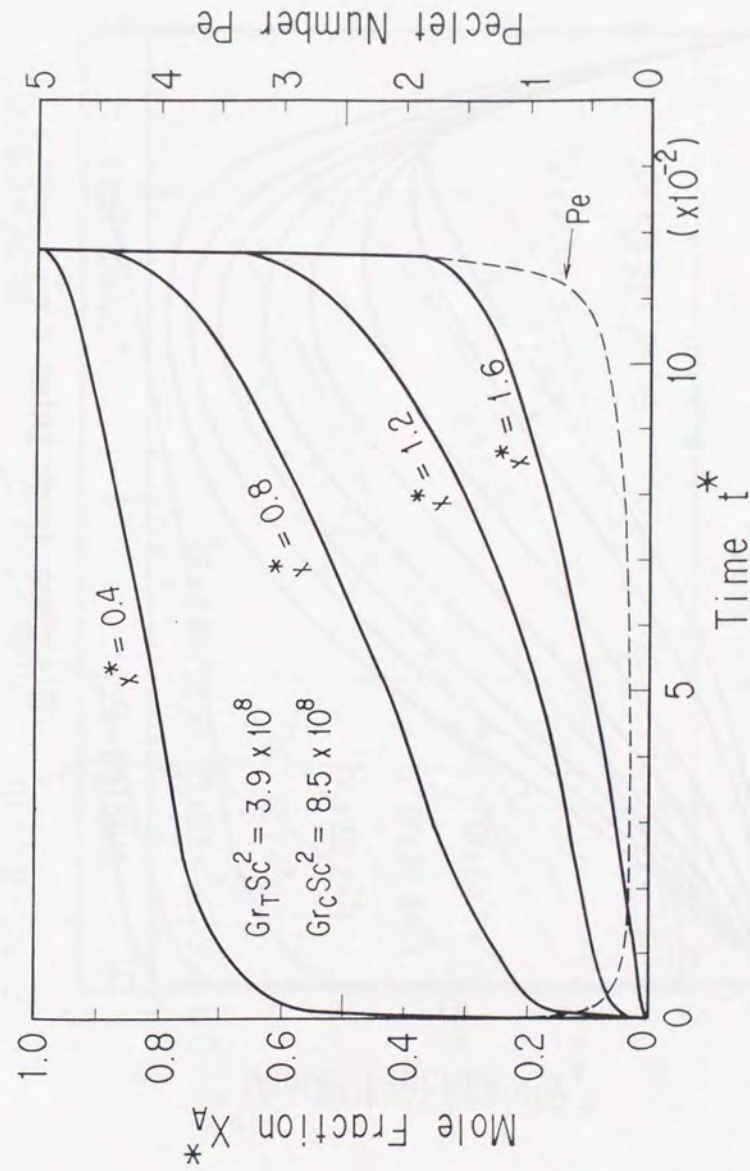


図 2.2.3 モル分率 X_A と高温側流路入口 Pe 数の時間変化 (式(2.2.23)の場合)

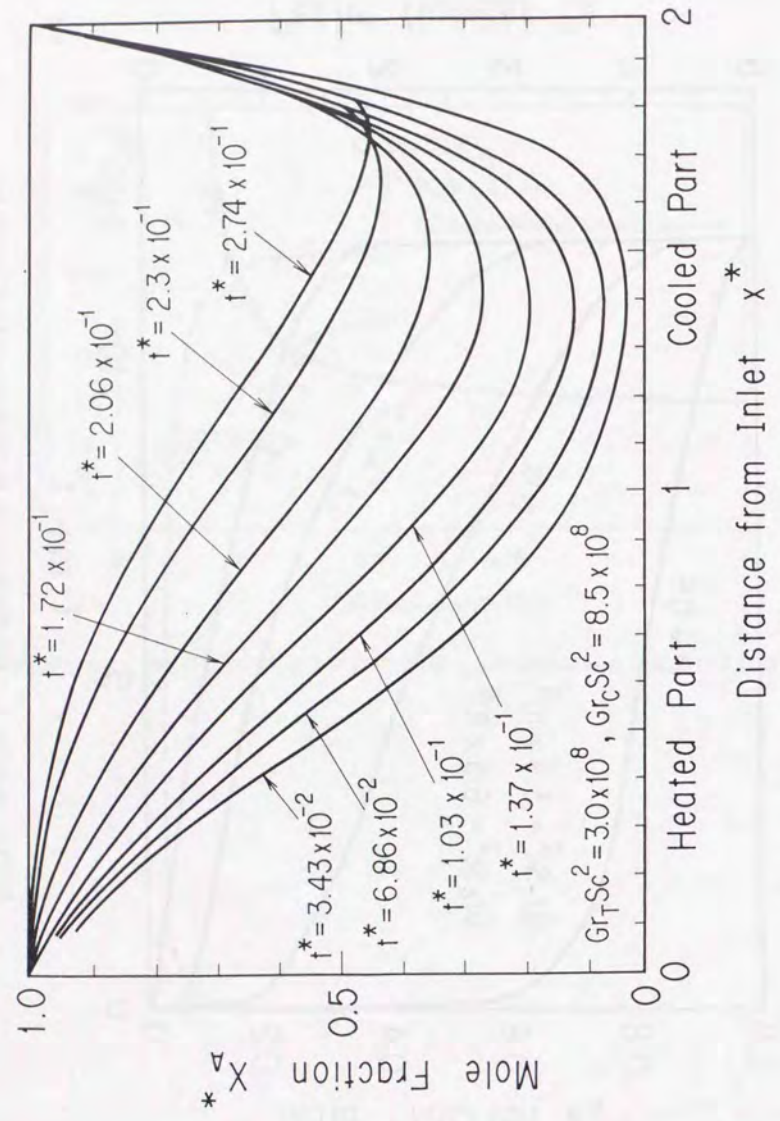


図 2.2.4 モル分率 X_A の管内軸方向分布の時間発展 (式(2.2.23)の場合)

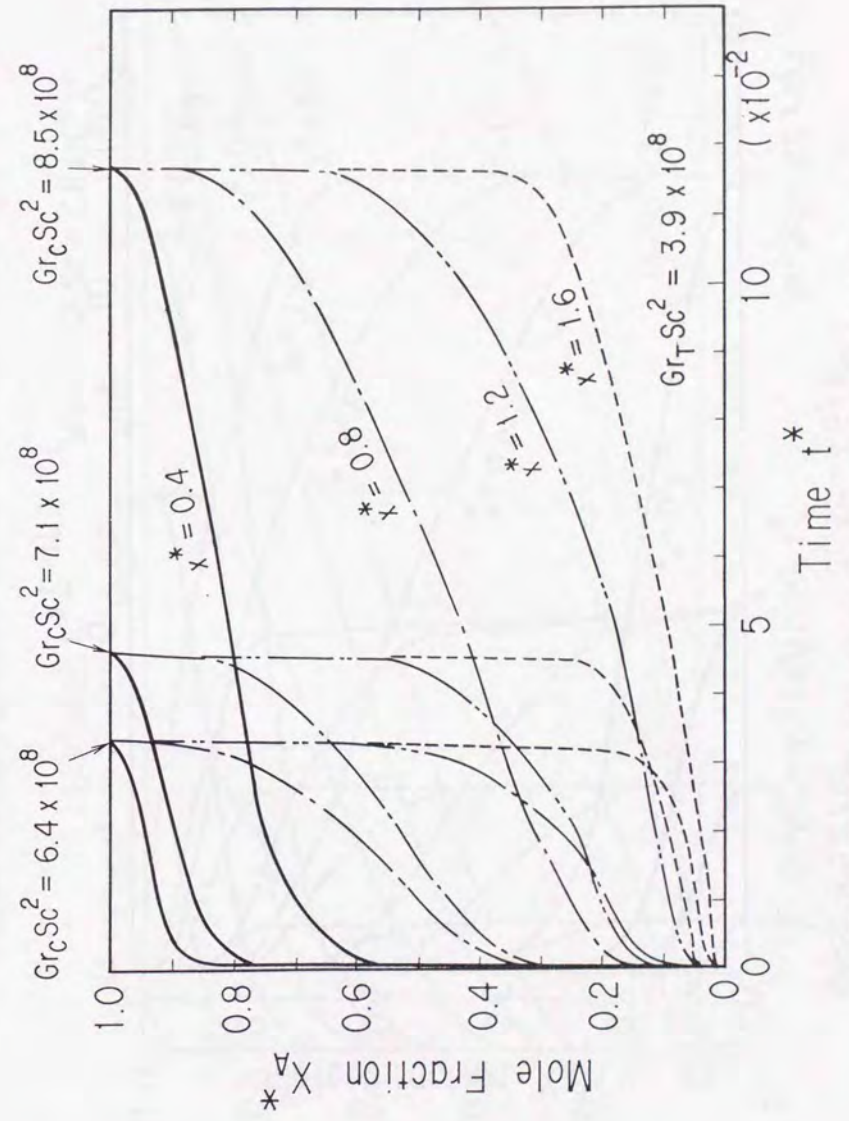


図 2.2.5 密度を式(2.2.23)で近似した場合のモル分率 X_A の時間変化 ($Gr_T Sc^2$ 一定)

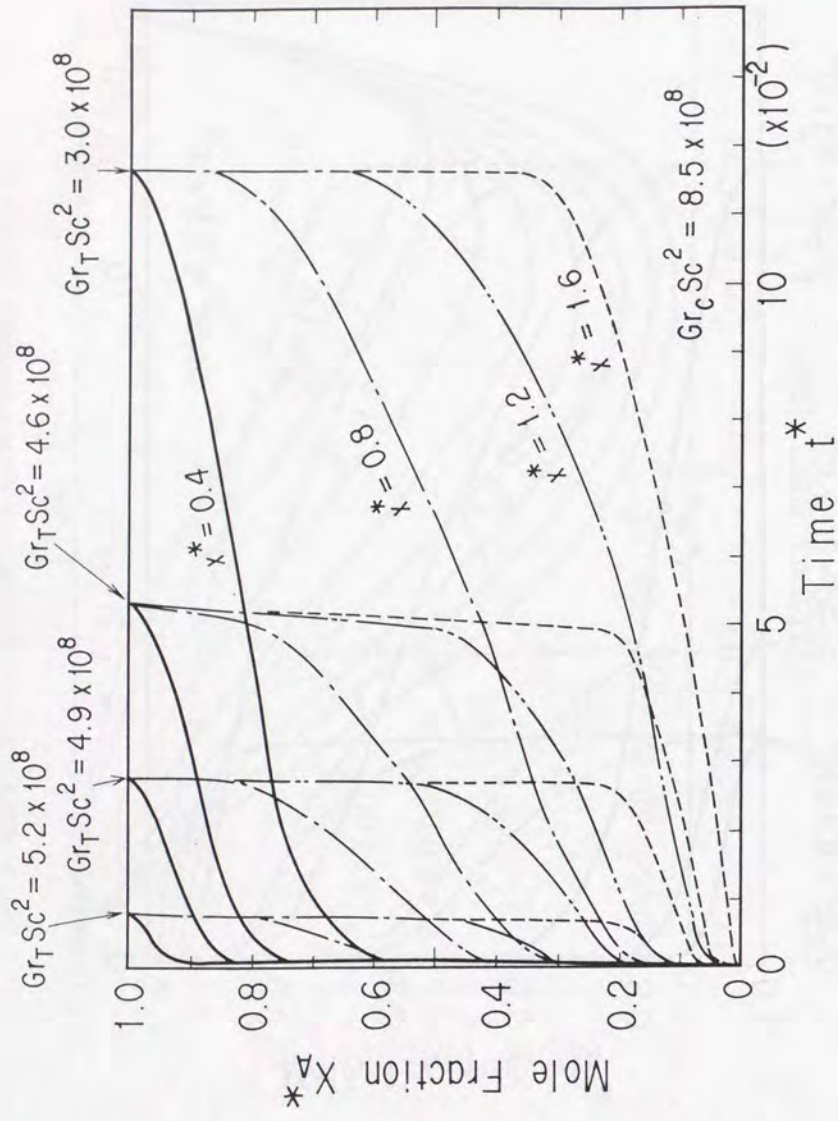


図 2.2.6 密度を式(2.2.23)で近似した場合のモル分率 X_A の時間変化 ($Gr_T Sc^2$ 一定)

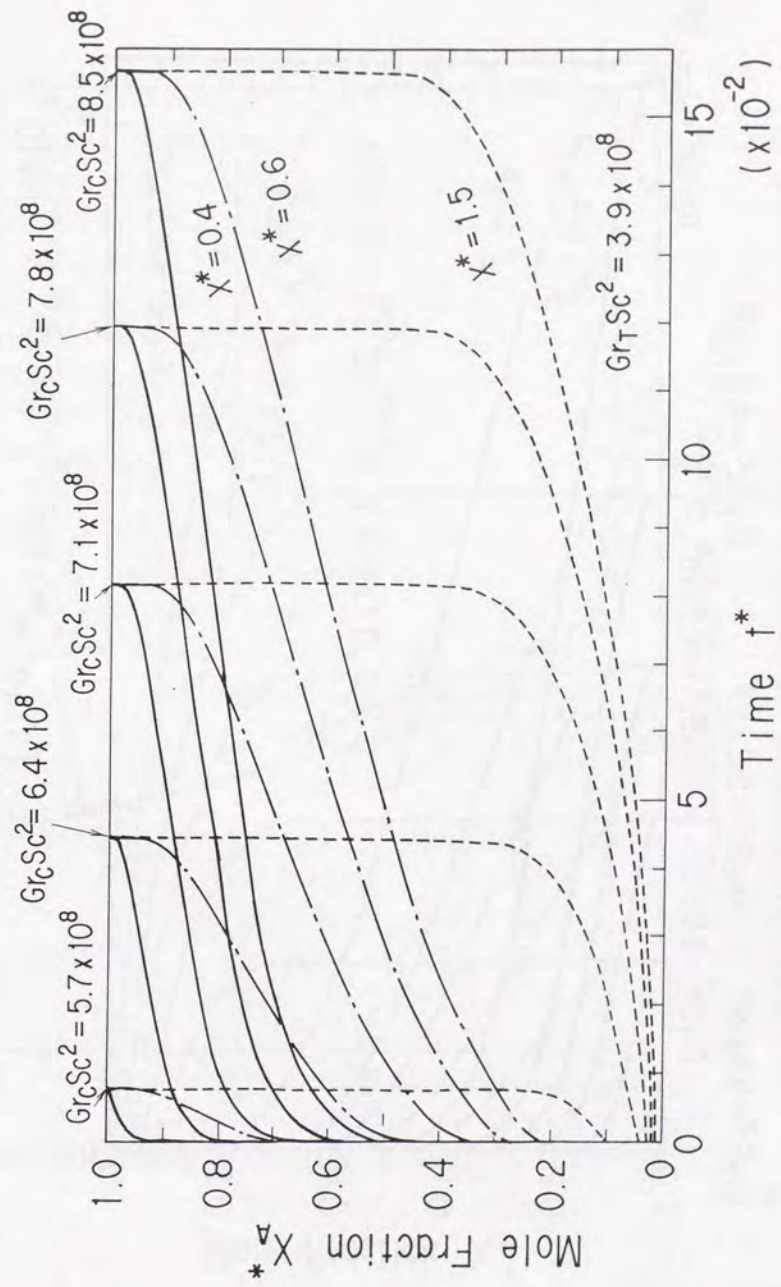


図 2.2.7 密度を式(2.2.34)で近似した場合のモル分率 X_A の時間変化 ($Gr_C Sc^2$ 一定)

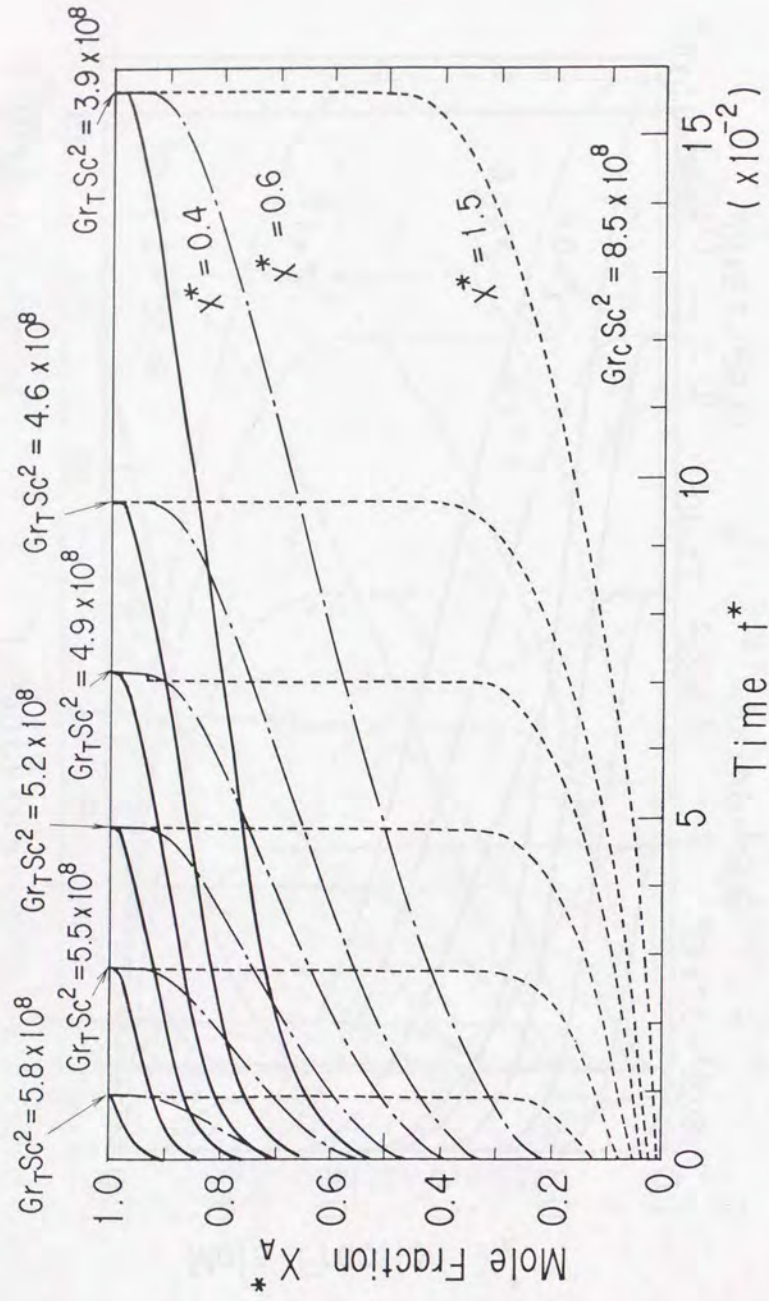


図 2.2.8 密度を式(2.2.34)で近似した場合のモル分率 X_A の時間変化 ($Gr_T Sc^2$ 一定)

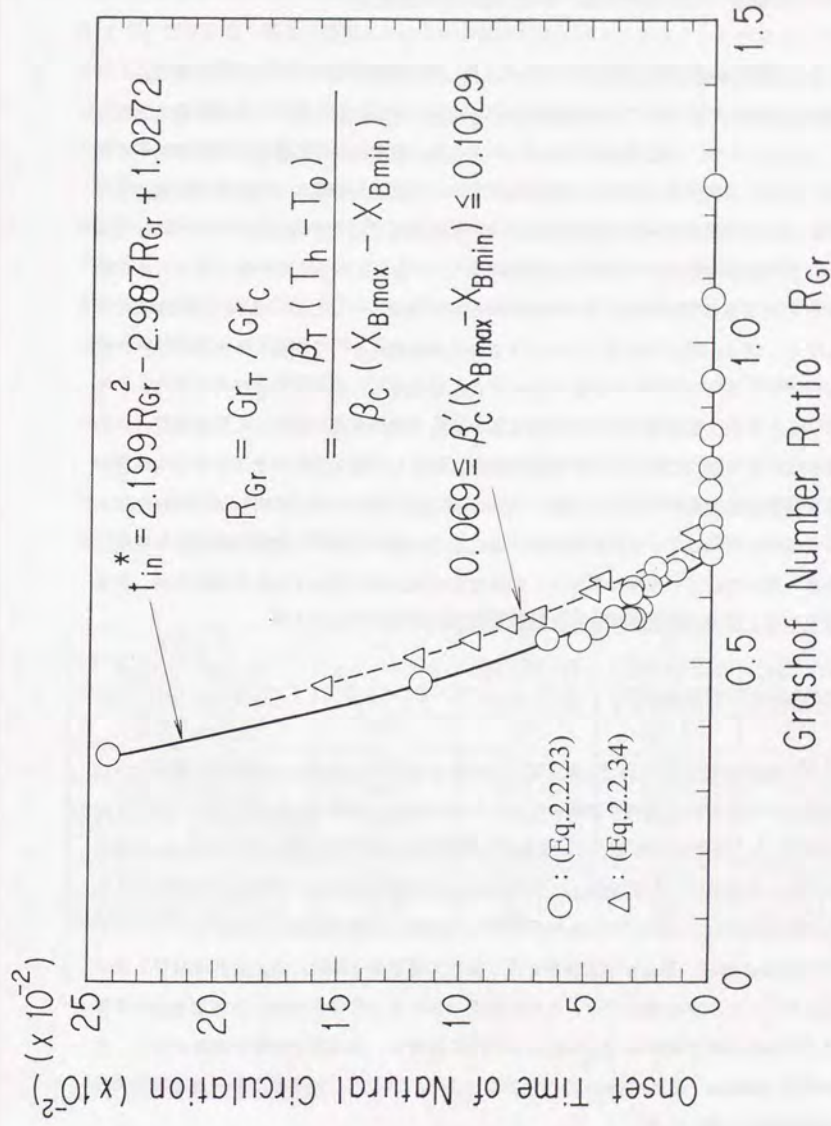


図 2.2.9 第1段階の持続時間 (自然循環流発生までの時間) とグラスホフ数比との関係

2.3 逆U字型流路の一方が並列流路の場合の窒素浸入過程[29]

2.1 節では、高温流路と低温流路で構成される逆U字管流路を用いて、ヘリウムと窒素からなる2成分気体の分子拡散と自然循環流に関する実験と数値解析を行い、窒素の浸入過程を調べた。しかしながら、主配管破断事故時には炉心部に温度の異なる多数の並列流路が存在するため、これらの流路間に発生する自然循環流が、空気浸入過程に及ぼす影響を調べる必要がある。ところで温度の異なる鉛直な並列流路間に発生する自然循環流については、BauとTorranceが上部が開放されたU字型の自然循環ループ[30,31,32]を、Zvirinらは、2本の鉛直流路の自然循環流挙動[33,34]と並列流路を持つ自然循環ループにおける非定常挙動[35]を報告している。Chato[36]は加熱量の異なる3本の並列流路について実験と解析を行い、中間の熱量に設定した流路には流れ方向にヒステリシスが存在し、準安定領域が存在することを見出している。また、著者等は4本の流路においても中間の熱量に設定した流路の流れ方向は加熱量によって一義的に決まらず、加熱の履歴に依存し、流れ方向にヒステリシスが存在することを実験と数値解析によって確認している[37,38]。また、成合[39]らが本現象に関する流速特性線図を提案している。本節では、逆U字型流路の一方を3本の並列流路で構成した実験装置を用いて行った実験結果から、鉛直な並列流路間に発生する自然循環流が、空気浸入過程及び第1段階の持続時間に与える影響について考察する。

2.3.1 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図2.3.1に示す。本装置は並列な3本の鉛直流路と1本の鉛直流路を逆U字型に配置し、それぞれの下端は遮断弁を介して充填容器と接続したものである。並列3流路側を加熱部、もう一方を冷却部とし、加熱部と冷却部はそれぞれ曲管と長さ350mmの水平管で接続した。加熱部は、内径288mm、高さ46mmの円筒形のプレナムを上下に設け、このプレナムに内径52.7mm、高さ724mmの円管を3本接続して構成した。下部プレナムの下側には内径52.7mm、高さ130mmの冷却管を取り付けて遮断弁と接続した。並列流路管と水平管の外側にシーヒータを巻き付け、ともに最高450℃まで昇温させることができる。冷却部は内径52.7mm、高さ800mmと280mmの円管を接続し、水冷用の銅管を巻き付けた。充填容器は内径1000mm、高さ400mmの円筒容器であり、容器内の気体温度を一定に保持するために水冷用銅管を挿入した。

図2.3.2に温度測定点と気体濃度測定点を示す。実験装置各部の窒素モル分率の測定は、2.1.1項の逆U字管の場合と同様に混合気体の音速を測定することによって求めた。さらに、薄肉円筒の共振周波数が円筒周囲の気体密度によって変化することを測定原理とする気体密度計を用いて混合気体密度を測定し、窒素モル分率を求めた。窒素の浸入流速を測定するために、入口管部に熱線風速計を挿入した。

実験はまず、試験部と充填容器との間に設けた遮断弁を閉じて、管内にヘリウムを、充填容器内に窒素を充填した。次に並列流路管壁温度及び流路内気体温度が所定の値に達するまで加熱して以後その温度を保持するとともに、加熱中は試験部内を大気圧に保持した。壁温及び気体温度が定常状態に達すれば、遮断弁を同時に開いて実験を開始した。その後も試験部各部の壁温度を一定値に保持した。

実験条件は、ヒータ壁温度をパラメータとして4つの場合を考えた。まず条件①は、3並列流路の壁温度を等しく設定した場合、条件②及び③は2流路を等温、残りの1流路を他の2流路より低温及び高温とした場合、条件④は3流路の壁温度がすべて異なる場合である。表2.3.1に各条件に対する実験の各部平均温度を示す。表中の並列流路壁温度と水平管部気体温度は、長手方向の積分平均温度であり、それ以外はすべて算術平均温度である。

表 2.3.1 逆U字管並列流路実験の各部平均温度

実験条件	①	②	③	④
各流路の壁温度	281-279-280	281-280-211	246-319-245	284-181-213
第1段階の持続時間	3時間42分	2時間54分	2時間45分	2時間54分
CH-1の壁温度	281.2	281.3	245.8	283.5
CH-2の壁温度	279.4	280.1	318.7	180.6
CH-3の壁温度	280.1	211.4	245.3	212.9
下部プレナム内気体温度	139.2	150.3	146.7	128.6
上部プレナム内気体温度	183.0	212.7	207.3	201.5
水平管部の気体温度	213.4	213.3	183.0	122.0
充填容器内気体温度	23.4	23.5	22.0	19.1

2.3.2 実験結果とその考察

3 流路の壁温度が等しい場合

3 並列流路を等温に設定した場合の窒素モル分率の時間変化を図 2.3.3 に示す。各領域の平均温度を表 2.3.1 の実験条件①に示す。図中の○印は、充填容器から約 830mm 上方の位置における流路 1 (CH1) の測定点④ (図 2.3.2 参照) の窒素モル分率を、△印は流路 2 (CH2) の測定点⑦、□印は流路 3 (CH3) の測定点⑩、◇印は充填容器から約 1350mm 上方の位置における測定点⑬、×印は約 460mm 上方の位置における冷却流路の測定点⑭の窒素モル分率を示す。測定点⑭における冷却流路側の窒素モル分率 (×) は、充填容器からの距離が最も短いにもかかわらず、約 120 分後には並列流路の測定点④⑦⑩ (○△□) の窒素モル分率を下回り、約 165 分後には容器からの距離が最も遠い測定点⑬ (◇) のモル分率よりも低い値を示した。これは、逆 U 字管の場合と同様に、窒素は分子拡散と極めて流速の遅い自然循環流によって運ばれるが、時間の経過とともに自然循環流による窒素の移動量が分子拡散による移動量に比べて大きくなり、この自然循環流は加熱流路側では分子拡散と同方向、冷却流路側では逆方向となることから冷却流路側の窒素モル分率の上昇が抑えられたからである。並列流路管平均温度が 280℃ の場合では、実験開始後約 222 分後に窒素の自然循環流が発生し、第 2 段階に移行した。

平均温度が 280℃ の実験において、遮断弁開放直後から 30 分ごとの CH1 の加熱管壁温度と気体温度の鉛直方向空間分布をそれぞれ図 2.3.4(a),(b) に示すが、並列流路の壁温度と気体温度はほぼ等しく、3 本の並列流路間には混合気体の自然循環流が発生していないと考えられる。また、図 2.3.4(b) の気体温度分布においては 224 分後に (◆) に自然循環流が発生し、流路管入口で気体温度が低下している様子がわかる。

2 流路が等温、残りの 1 流路が高温または低温及びすべての温度が異なる場合

2 流路を等温とし、残りの流路をそれより低温に設定した場合の実験結果を図 2.3.5 に示す。各領域の平均温度を表 2.3.1 の②に示す。図からわかるように、各並列流路の窒素モル分率と並列流路上部の測定点⑬のモル分率がほぼ等しい。また、図 2.3.6 に 2 流路を等温とし、残りの流路を高温に設定した場合 (実験条件③) の窒素モル分率の時間変化を示すが、この場合も上下プレナムを含む並列流路のモル分率が等しくなり、下部プレナム (*) と上部プレナムの上部 (◇) のモル分率がほぼ同じ値を示した。これは、並列流路の温度が異なる場合、流路間で混合気体の自然循環流が発生し、気体が十分混合することから上部プレナムと下部プレナムのモル分率が等しくなったためと考えられる。この場合の CH1 と CH3 の並列流路壁温度と気体温度の鉛直方向分布をそれぞれ図 2.3.7(a),(b)、2.3.8(a),(b) に示す。並列流路壁温

度が等しい場合 (図 2.3.4(a),(b)) に比べて、壁温度と気体温度分布が歪み、CH1 では流路下端の気体温度が壁温より低く、CH3 では流路上端の気体温度が壁温より低くなっている。このことから CH1 と CH2 が上向き流で、CH3 が下向き流である混合気体の自然循環流が発生していると考えられる。この並列流路間に発生する自然循環流は、並列流路壁温度が等しい場合 (条件①) に発生した極めて流速の遅い逆 U 字型流路全体にわたる自然循環流に比べて流速が速く、分子拡散による気体の移動が無視できるような自然循環流であると考えられるため、上下プレナムを含む並列流路の気体温度が均一になったと考えられる。

第 1 段階の持続時間を 3 並列流路が等温の場合と比較すると、CH3 の流路壁平均温度が約 70℃ 低くなったにもかかわらず、第 1 段階の持続時間は約 174 分であり、48 分も早く窒素の自然循環流が発生した。したがって、並列流路間で混合気体の自然循環流が発生する場合には、高温側流路と低温側流路の気体密度の積分値の差が、自然循環流が発生しない場合に比べて早い段階で大きくなり、第 1 段階の持続時間が短くなって第 2 段階に移行したものと考えられる。

並列流路の壁温度がすべて異なる場合の実験結果を図 2.3.9 に示し、各領域の平均温度を表 2.3.1 の実験条件④に示す。この場合も並列流路間に自然循環流が発生するため、3 本の流路間のモル分率にほとんど差はない。このことから、並列流路間に自然循環流が発生するときは、プレナムを含む各並列流路内の窒素モル分率がほぼ等しいことがわかった。図 2.3.10 に並列流路の平均温度と第 1 段階の持続時間との関係を示す。図中の●は 3 流路が等温である条件①、△□は 2 流路が等温である条件②と③、◇は 3 流路の温度が異なる条件④である。各点に示した温度は左から CH1,2,3 の壁温度を示している。図から明らかなように、3 流路が等温の場合が最も持続時間が長い。並列流路間に自然循環流が発生する場合は、第 1 段階の持続時間が短くなるが、平均温度が同じ場合は温度差の大きい方が持続時間は短い。したがって、第 1 段階の持続時間は流路全体の平均温度だけでなく、並列流路間に発生する自然循環流の影響を強く受けることが明らかとなった。

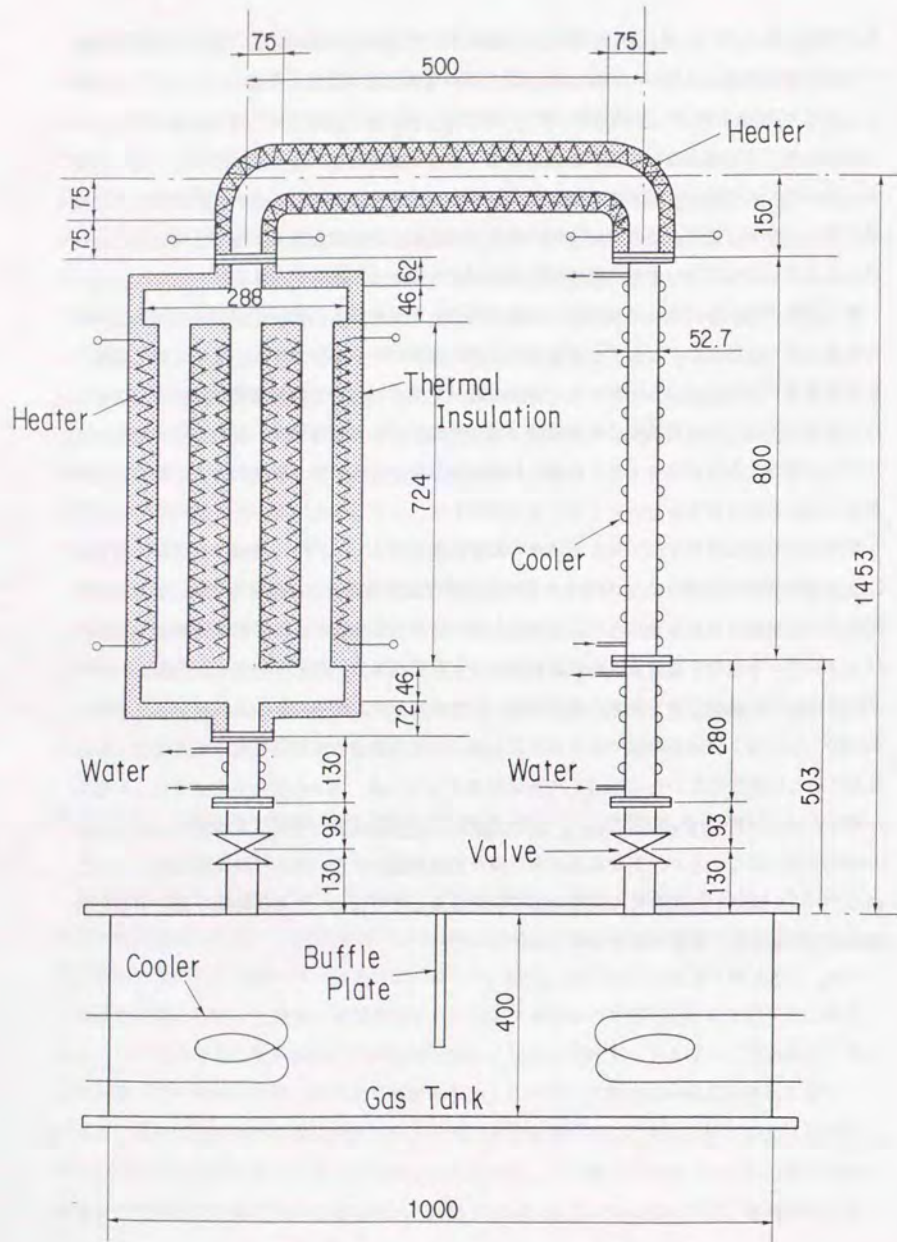


图 2.3.1 2 成分气体系逆U字型並列流路実験装置

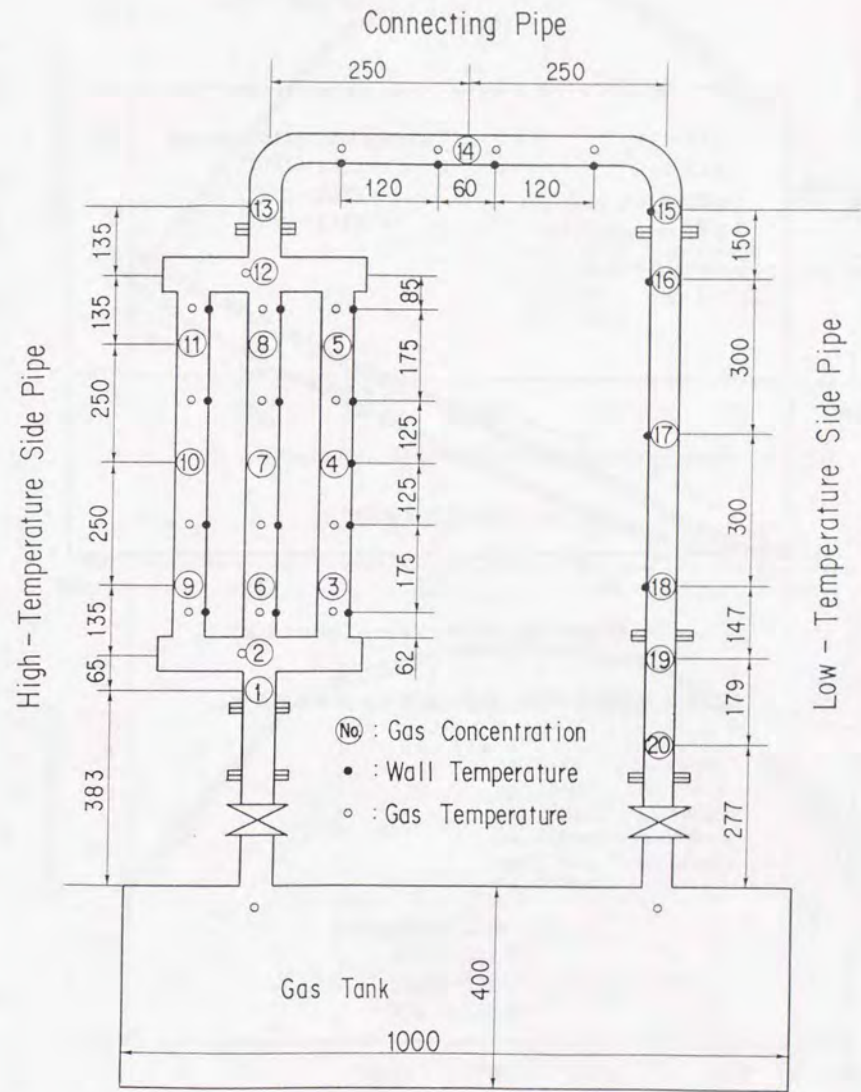


图 2.3.2 温度と気体濃度測定点

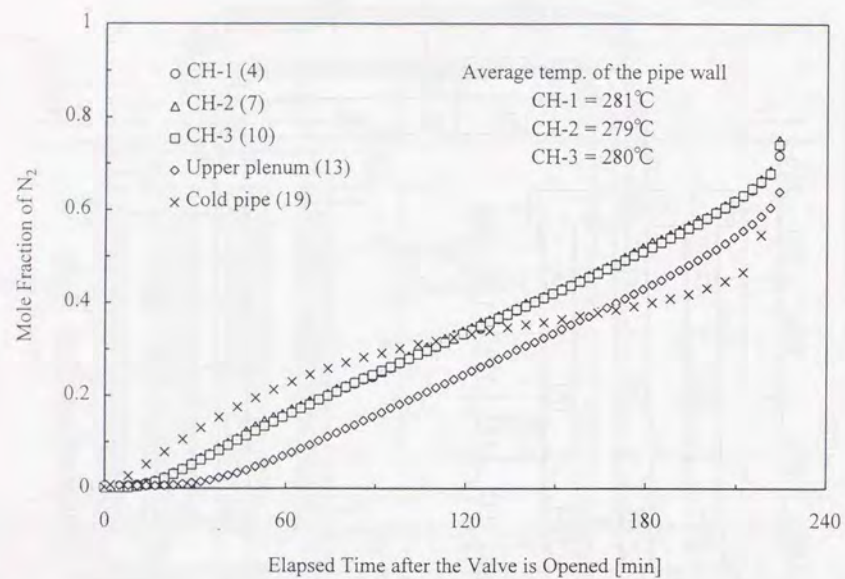
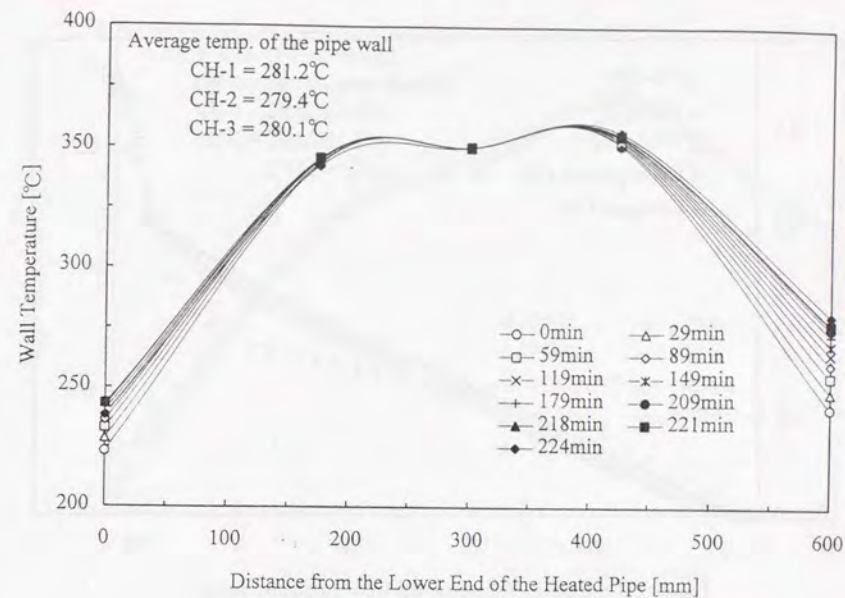
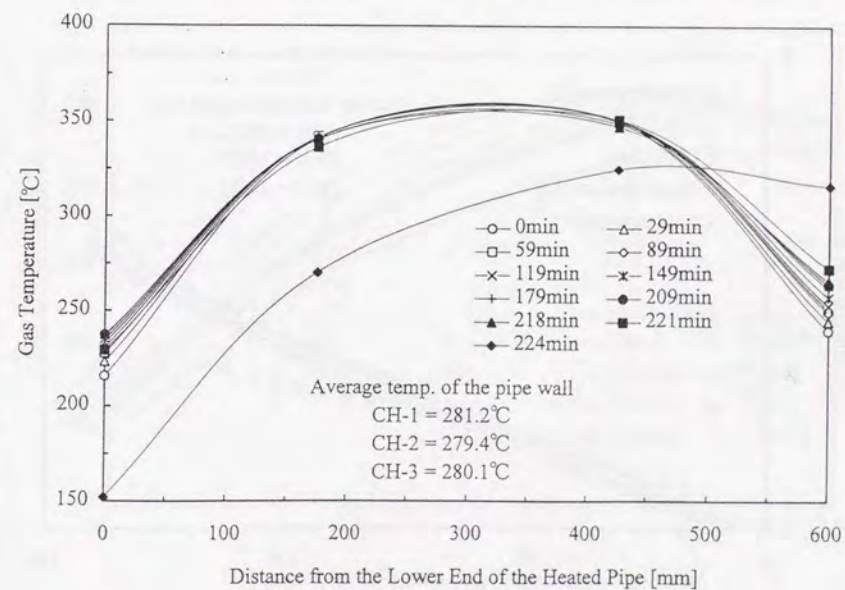


図2.3.3 3流路が等温の場合の窒素モル分率の時間変化



(a) 加熱管壁温度の軸方向分布



(b) 管内気体温度の軸方向分布

図2.3.4 3流路が等温の場合のCH-1の壁温度と気体温度の軸方向分布

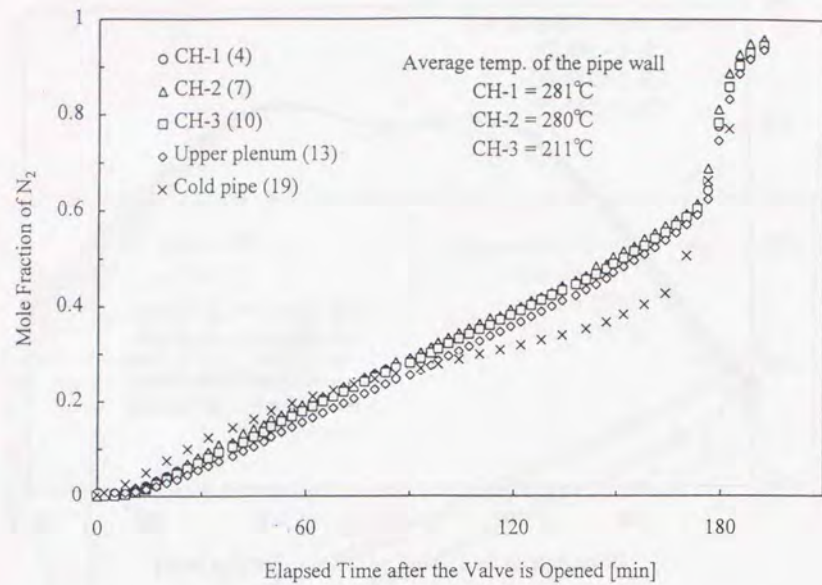


図2.3.5 2流路が等温、1流路が低温の場合の窒素モル分率の時間変化

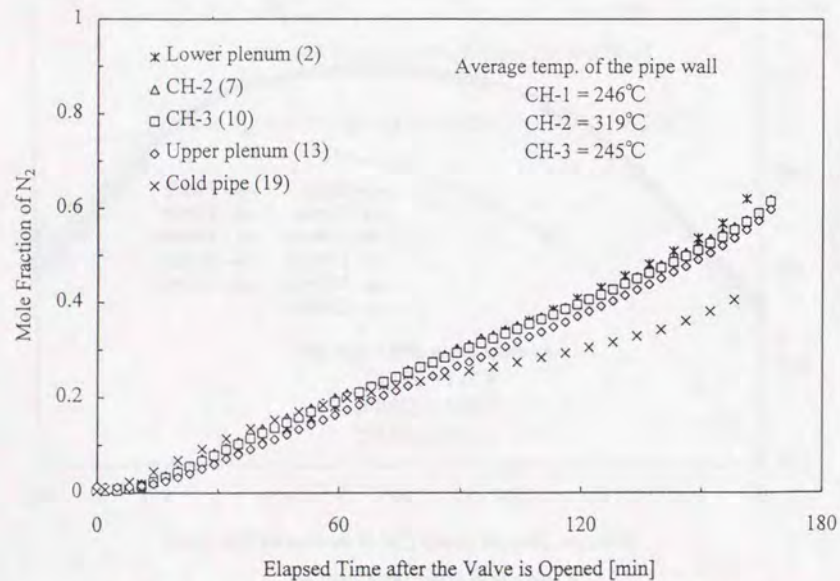
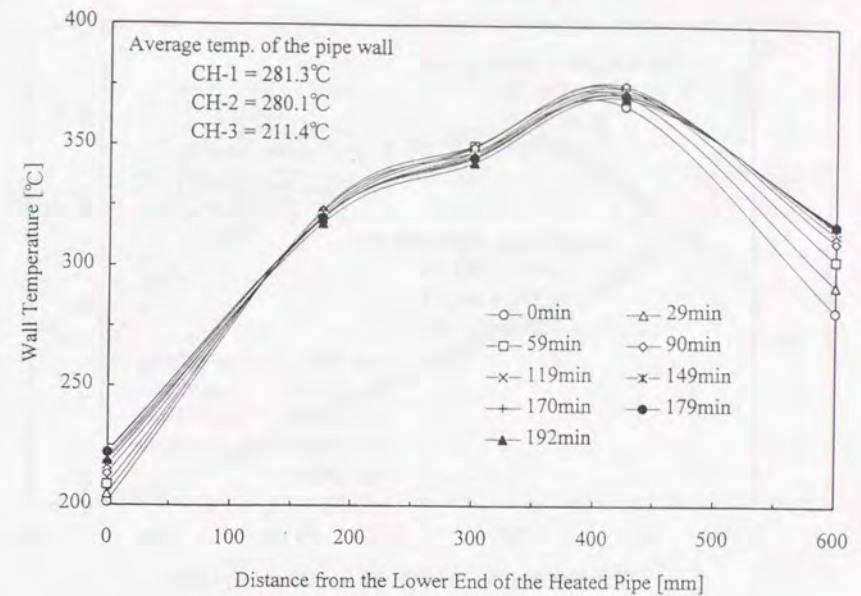
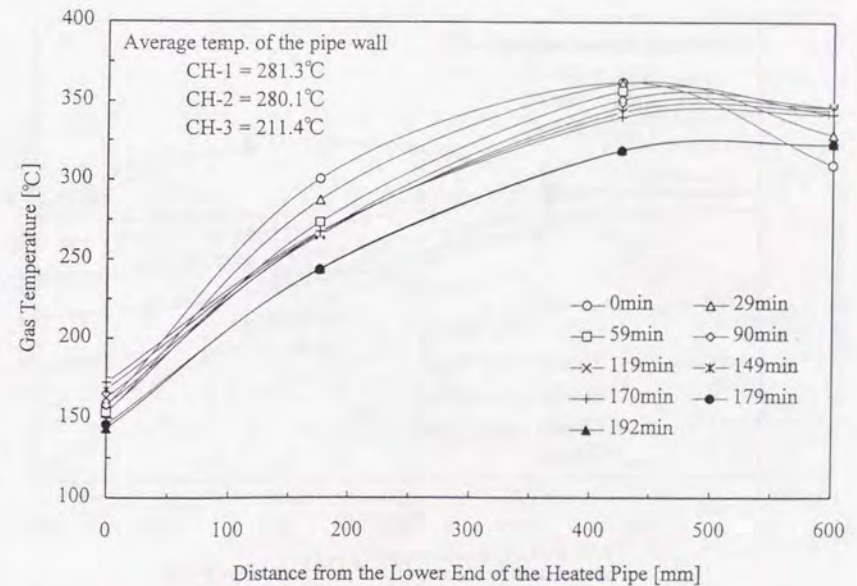


図2.3.6 2流路が等温、1流路が高温の場合の窒素モル分率の時間変化

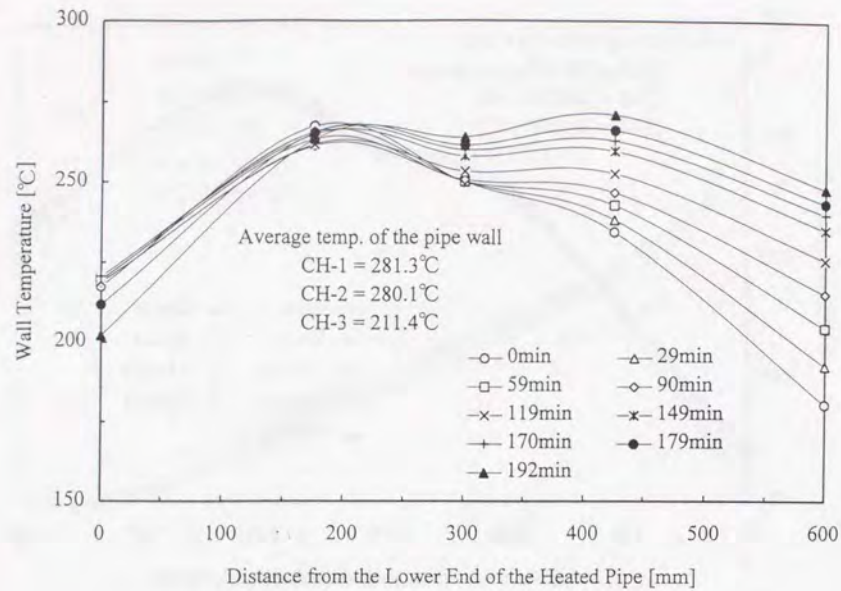


(a) 加熱管壁温度の軸方向分布 (CH-1)

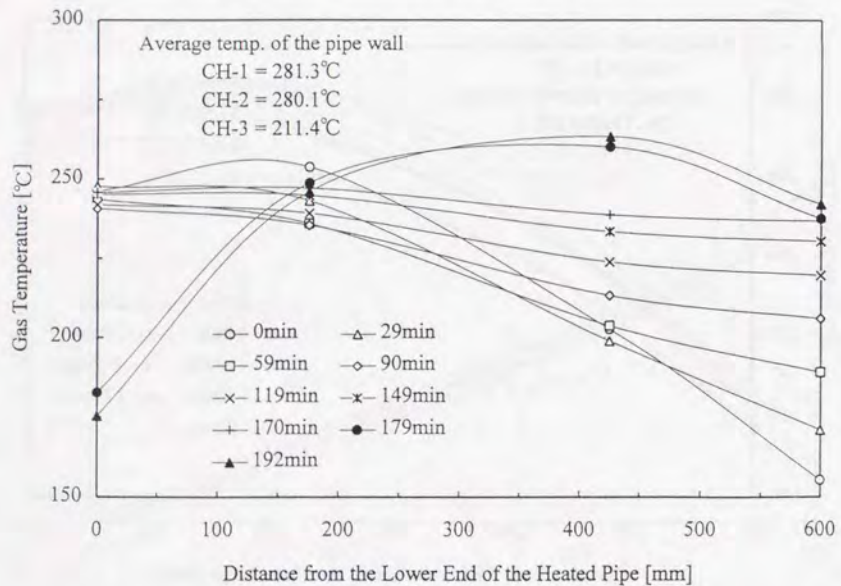


(b) 管内気体温度の軸方向分布 (CH-1)

図2.3.7 2流路が等温、1流路が低温の場合のCH-1の壁温度と気体温度の軸方向分布



(a) 加熱管壁温度の軸方向分布 (CH-3)



(b) 管内気体温度の軸方向分布 (CH-3)

図2.3.8 2 流路が等温、1 流路が低温の場合のCH-3の壁温度と気体温度の軸方向分布

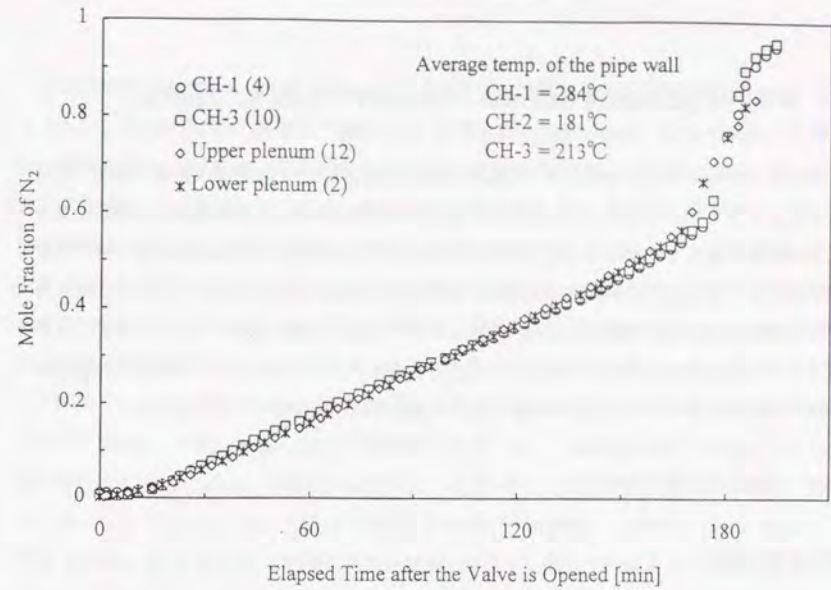


図2.3.9 3 流路の温度が異なる場合の窒素モル分率の時間変化

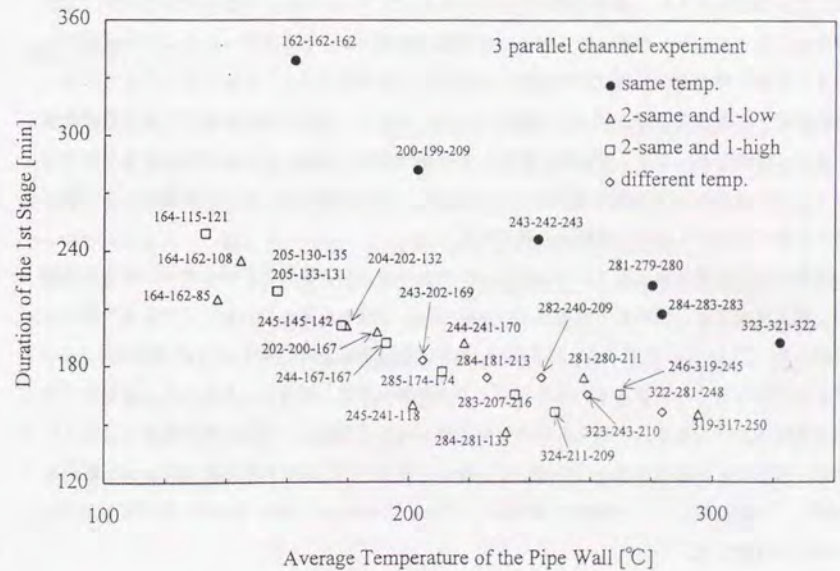


図2.3.10 第1段階の持続時間と並列流路の平均温度との関係

2.4 高温ガス炉の流路構成を簡単に模擬した実験装置内への空気浸入挙動[40,41]

前節までにヘリウムを充填した1次元的な逆U字型流路内への窒素浸入過程を実験と数値解析により明らかにした。しかしながら、実機の流路構成を考えると炉心部には温度の異なる並列流路が存在するだけでなく、高温プレナム部や上鏡部空間などは1次元的な流路と仮定することが難しく、局所的に3次元的な自然対流が発生すると考えられ、これらの自然対流が空気浸入に及ぼす影響を定量的に評価しておくことが必要である。そこで、本節では高温ガス炉の流路構成を簡単に模擬した装置による空気浸入の実験結果とこの複雑な流路構成を持つ実験装置を1次元流路網でモデル化した数値解析の結果について考察した。

2.4.1 実験装置および実験方法

実験装置の概要

高温ガス炉の炉心は鋼製の圧力容器に納められていて、炉心の中心に燃料領域、その周囲には反射体領域があり、燃料領域の下部には高温プレナムがある。1次冷却系主配管は二重管構造となっており、内管は原子炉から中間熱交換器に流れる高温のヘリウム冷却材流路に、内管と外管の間の環状流路は熱交換器から原子炉に戻る低温のヘリウム流路になっている。実験装置の主要仕様を表2.4.1に、概略を図2.4.1に示す。実験装置は高温ガス炉の流路構成を簡単に模擬したもので、炉心部を模擬した模擬炉心部、高温プレナムに相当する下部プレナム、圧力容器の上下鏡部に相当する上下鏡空間、圧力容器に相当する水冷容器、1次冷却系主配管に相当する出入口管部から構成する。

模擬炉心部の横断面を図2.4.2に示す。43本のステンレス製円管を炉心円筒に納めて模擬炉心部を構成する。流路管の内径は12.7mm、長さ1230mmで、シースヒータを巻き付けて加熱した。図2.4.2に示すよう、中心部の19本が中心領域、周辺部の18本を周辺領域とし、周辺領域のさらに外周の6本の流路管は上下で流路を閉塞し補償ヒータとした。流路管の最高温度は450℃である。これらの流路管を上部支持板に溶接し、円管の熱膨張を吸収するために、流路管と下部支持板とは溶接していない。また炉心円筒内の流路管の間には断熱材を充填し、上鏡空間には、上部直径300mm、下部直径400mm、高さ215mmの円筒形のフローガイドを設けた。

炉心円筒は内径300mm、外径406mmの二重管構造の容器で、内部には断熱材を充填するとともに、対流防止用の金属箔を5層設けた。水冷容器は内径500mm、高さ620mmの円筒を3段積み重ね、炉心円筒と水冷容器と間の胴部環状流路幅は47mmである。環状流路部には円周方向に2点、鉛直方向に3点、合計6点の酸素濃度測定孔を設けた。

上鏡部は内半径250mmの半球で、上鏡部内の気体温度を測定するために11本の熱電対を取り付けた十字型のサポートを挿入した。下鏡部も内半径250mmの半球容器で、大気開放弁等が取り付けられ、内部にはヒータ電源端子盤と熱電対接続端子盤を設けた支持台により炉心部を支えている。

下部プレナムは、内径300mm、高さ300mmの円筒形容器で、ヒータリード線や熱電対を取り出すために、内径270mmの内円筒が挿入されている。二重管部は長さ340mmで、外管の内径は133mmである。外部出入口管を図2.4.3に示す。二重管部下端から130mm上方の位置に内径108.3mm、長さ120mmの外部出口管接続部を設けた。内管は、内径43mm、外径48.6mm、長さ850mmの円管である。外部入口管は、全長1100mmでレデュース管、超音波流速計を取り付けた流速測定管及び直管から構成する。外部出口管は水平管と曲管で構成し、内径はともに108.3mm、水平管長さは700mmである。

温度と濃度の測定方法

温度測定点は、下部プレナム6点、上鏡部11点、下鏡部4点、胴部環状流路16点、出入口管2点の気体温度、流路管84点、炉心円筒18点、上下支持板各6点の壁温度、冷却水温度6点の合計159点とした。また外径1/16インチの熱電対サポートパイプを図2.4.2に示す◎の円管内に挿入し、図のT_gで示す・の位置における気体温度を4点測定した。

酸素濃度は、下部プレナム、上下鏡空間に設けた濃度測定孔から混合気体を連続的にサンプリングし、ガルバニ電池式酸素計とジルコニア式酸素計で測定した。ヘリウム中の空気モル分率を求めるに当たっては、空気中の酸素モル分率が常に0.209であると仮定して求めた。また、実験装置内の流れを乱さないようにするため、サンプリング流量はできるだけ少なくするとともに(約100cc/min)、酸素濃度測定後は測定孔近辺に戻した。サンプリングによる測定の時間遅れは30s以内であった。温度の測定誤差は±2℃、酸素濃度の測定誤差は±2%であった。

実験方法と実験条件

実験は、まず出入口管を盲フランジで閉じ、装置内にヘリウムを充填した。模擬炉心部の壁温度及び気体温度が所定の温度に達するまで加熱し、以後その温度を一定に保った。加熱中は下鏡部に設けた均圧弁を開いて、常に実験装置内を大気圧に保持した。実験装置各部の壁温度及び気体温度が定常状態に達した後、出入口管の盲フランジを同時に開くことにより配管破断を模擬して実験を開始した。実験中は模擬炉心部の壁温を一定温度に保持し、装置全体を短時間内に一巡する空気の自然循環流が発生して自然循環流量及び各部温度が定常状態に達するまで実験を継続した。

実験条件として次の2つの場合を考えた。

- (1) 模擬炉心部の内外領域の流路管温度を等しく設定した場合。
- (2) 内側領域の流路管温度を外側領域より高く設定した場合。

また1次元的な流路長の影響を調べるため、外部出入口管を取り付けた場合と取り外した場合を考えた。表 2.4.2 に各実験における各部の平均温度を示す。H-2~H-29 が外部出入口管を取り付けた場合の実験、H-32~H-36 は取り外した場合の実験である。模擬炉心部全体の平均温度は、各流路管積分平均温度をさらに内外領域について算術平均した値で、下部プレナム、上下鏡部、胴部環状流路の平均温度は算術平均値である。

内外領域の流路管壁温が等しい場合の実験は、模擬炉心部の目標温度を 150°C から 400°C までの間をそれぞれ 50°C おきに設定して行った。内外領域の流路管壁温度が異なる場合の実験では、外側領域の加熱管温度を内側領域より、それぞれ 50°C、100°C 低く設定して行った。

2.4.2 数値解析

基礎方程式

二重管部の出入口管接続部に外部出入口管を取り付けない場合の解析モデルを図 2.4.4 に示す。解析モデルは温度または断面積の異なる 11 の領域に分割した。領域①は入口管部、領域②は下部プレナム、領域③は模擬炉心部内側の 19 本の加熱管、領域④は外側の 18 本の加熱管、領域⑤は上鏡部、⑥は内胴の外壁と水冷容器の内壁との環状流路部、領域⑦は下鏡部、領域⑧は出口管（二重管部の環状流路）部、領域⑨は炉心部断熱層への接続部及び炉心

部断熱層部、領域⑩は補償ヒータ部の 6 本の加熱管に相当する領域、領域⑪は下鏡部の上部空間にある体積要素に相当する領域である。解析は、2.1 節の逆U字管流路の場合と同様の仮定を設け、装置内に浸入する空気中の酸素モル分率は 0.209 とした。したがって、解くべき基礎式は以下ようになる。

混合気体の連続の式：

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(Cu^*)}{\partial x} = 0 \quad (2.4.1)$$

モル密度は領域内で時間的に一定とすることから、

$$\frac{\partial(Cu^*)}{\partial x} = 0 \quad (2.4.2)$$

化学反応による物質の生成消滅はないと仮定し、右辺は拡散項のみとすると、

A成分気体のモル数保存式：

$$\frac{\partial X_A}{\partial t} + u^* \frac{\partial X_A}{\partial x} = D_{AB} \frac{\partial^2 X_A}{\partial x^2} \quad (2.4.3)$$

運動量保存式：

$$\rho \frac{\partial u^*}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \mp \rho g - \frac{1}{2} \rho u^* \left| u^* \left(\frac{f}{De} + K \right) \right| \quad (2.4.4)$$

各領域で $u^* = const.$ であるから、式(2.4.4)を領域内で積分すると次式を得る。

$$\frac{du^*}{dt} \int \rho dx = - \int dp \mp g \int \rho dx - \frac{1}{2} \left(\int \rho \frac{f}{De} dx + \sum_j \rho_j K_j \right) u^* |u^*| \quad (2.4.5)$$

混合気体及び各成分気体は理想気体と仮定すれば ρ と X_A の関係は、

$$\rho = C \{ X_A M_A + (1 - X_A) M_B \} \quad (2.4.6)$$

混合気体の状態方程式：

$$C = \frac{p}{R_0 T_K} \quad (2.4.7)$$

ここで、 X_A はA成分気体のモル分率、 p は圧力、 T_K は混合気体の絶対温度、 ρ は混合気体の密度、 g は重力加速度、 R_0 は気体定数、 M_A 及び M_B はそれぞれ気体A及びBの分子量、 f は発達した層流の摩擦係数[17]、 K は流路出入口における損失係数、添字 j は領域境界面の番号、添字 k は領域の番号である。また、A成分は空気を、B成分はヘリウムを表わす。

初期条件と境界条件は逆U字管の場合と同様に、次式のように設定した。

初期条件：

$$l < x < k; p = p_0, X_A = l, T = T_l$$

$$l < x < m; p = p_0, X_A = l, T = T_0 \quad (2.4.8)$$

$$k < x < l; p = p_0, X_A = 0, T = T_2, \dots, T_8$$

境界条件:

出入口管の両端において、

$$x = l, x = m; p = p_0, X_A = l \quad (2.4.9)$$

各領域の境界面において、

$$D_{AB,k} \frac{C_k dX_{A,j-}}{dx} = D_{AB,k+1} \frac{C_{k+1} dX_{A,j+}}{dx} \quad (2.4.10)$$

基礎方程式の差分化

本解析では、2.1.2項で述べた非連成法を採用し、運動量保存式の重力項に近似を施して、A成分気体のモル数保存式(式(2.4.3))と運動量保存式(式(2.4.5))を同じ時間ステップ内で交互に解き計算を進めた。差分式は2.1.2項を参照されたい。本解析では Δu^* から新しい u^* を求める際に、不足緩和係数 α_u を次式で定義し、

$$u_k^{*n+1} = u_k^{*n} + \alpha_u \Delta u_k^* \quad (2.4.11)$$

$\alpha_u = 0.6$ に設定した。以上の手順を $\Delta u^*, \Delta p$ が十分小さくなって、次式の収束条件を満たすまで繰り返し計算を進めた。

$$\max \left[\varepsilon \left(\frac{\Delta u_k^*}{u_k^*} \right), \varepsilon \left(\frac{\Delta p_j}{p_j} \right) \right] \leq 1 \times 10^{-5} \quad (2.4.12)$$

得られた u^*, p を用いて、A成分気体のモル数保存式を解いて、求めたA成分気体のモル分率 X_A から、混合気体の密度を求めて計算を進めた。

2.4.3 実験および解析結果とその考察

外部出入口管を取り付けた場合の実験結果

(1)内外領域の流路管平均温度が等しい場合

図2.4.5に模擬炉心部の内外領域の流路管平均温度を等しく設定した場合の空気モル分率と自然循環流速の時間変化を示す。内外領域及び炉心部平均温度はそれぞれ $T_i=361.9^\circ\text{C}$ 、 $T_o=363.8^\circ\text{C}$ 、 $T=362.9^\circ\text{C}$ である。横軸は模擬配管破断後の経過時間、縦軸は流速及び空気モル分率である。図中の○印は下部プレナム(入口から50mm上方)、△印は上鏡部(頂部)、▽印は胴部環状流路下部(下端から100mm上方)の空気モル分率を示している。

下部プレナムの空気のモル分率は時間とともに増加し、20時間を過ぎた頃から空気モル分率の増加速度が速くなっている。上鏡部の空気モル分率は、破断後1~2時間は0であり、その後モル分率は徐々に増加し、破断後20時間までは下部プレナムと同様な傾向を示したが、それ以降は下部プレナムほどモル分率の増加速度は速くならない。下鏡部では、破断直後から空気モル分率が増加するが、時間の経過とともに増加速度は抑えられ、上鏡部の値と等しくなった。超音波流速計から求めた浸入流速は、破断直後から空気の自然循環流が発生するまでの第1段階の間は0であった。この超音波流速計の測定可能な最低流速は3cm/sであり、第1段階における混合気体の自然循環流は非常に遅いことがわかる。

この実験結果から、模擬配管破断後の空気浸入過程を考察すると、複雑な流路構成を持つ実験装置においても逆U字型流路の結果と同様な現象を示すことがわかった。配管破断直後は比較的高温の模擬炉心部と比較的低温の胴部環状流路との間の気体密度差に伴う浮力は、破断口下部にある密度の大きい冷たい空気を入口管から吸い込み、自然循環流を発生させる程大きくない。空気は分子拡散により出入口管から浸入し、上方へ運ばれると同時に、高温側と低温側流路との間に発生する非常に流速の遅い自然循環流によって高温側から低温側に運ばれる。出口管においても分子拡散により空気は上方へ移動するが、入口管の場合と異なり、逆に混合気体の極めて流速の遅い自然循環流によって下方に押し戻される。このように空気は入口管と出口管の両側から徐々に実験装置内に運ばれ、高温側流路、低温側流路における混合気体の密度が徐々に増加する。これに伴い密度差も増大して、混合気体の自然循環流速が徐々に速くなる。20時間を過ぎる頃から下部プレナムにおける空気モル分率の上昇速度が、上鏡部や下鏡部に比べて大きくなるのは、この自然循環流による空気の移動量が徐々に増加するためである。そして混合気体の密度差による浮力が十分大きくなった時点で、空気の自然循環流が突然発生した。

模擬炉心部の平均温度を変えた場合の下部プレナム、上鏡部及び下鏡部における空気モル分率の時間変化をそれぞれ図2.4.6~2.4.8に示す。下部プレナムにおいては、模擬炉心部の温度が高い程、早い時点で空気のモル分率の上昇速度が速くなる。これは、高温側と低温側流路との間の温度差が大きくなることによって、混合気体の密度差が増加し、これに伴い発生

する自然循環流速が速くなるためである。上鏡部のモル分率変化は模擬炉心部の温度を変えても大きな変化は見られず、第1段階の終了直前にモル分率が急激に増加した。配管破断後の初期段階における下鏡部のモル分率は、混合気体の自然循環流速が高温側流路で上昇流、低温側流路においては下降流であるため分子拡散の方向とは逆になり、流速も模擬炉心部の温度が高いほど速いため、下鏡部のモル分率は模擬炉心部の温度が高い程低く抑えられた。

(2)内外領域の平均温度が異なる場合

模擬炉心部の内外側領域の平均温度が異なる場合の空気モル分率の時間変化を図 2.4.9 に示す。この場合の内外領域及び模擬炉心部の平均温度はそれぞれ $T_i=350.1^{\circ}\text{C}$ 、 $T_o=281.5^{\circ}\text{C}$ 、 $T=315.8^{\circ}\text{C}$ である。図中の○印は下部プレナム、△印は上鏡部、▽印は下鏡部の空気モル分率を示している。

内外に温度差がある場合には下部プレナムの空気モル分率は 20 時間を過ぎても、領域の温度が等しい場合のように上昇速度が大きく増加しない。また、模擬炉心部の平均温度が低いにもかかわらず、第1段階の持続時間が短くなった。上鏡部と下部プレナムの空気モル分率が近づくのは、2.3 節で述べたように模擬炉心部の内外領域に温度差をつけたことにより両領域の並列流路間に自然循環流が生じたためであると考えられる。そのため、下部プレナムに到達した空気は、模擬炉心部の並列流路間で発生している自然循環流によって上鏡部まで運ばれ、内外領域に温度差をつけない場合の実験結果と比べて、上鏡部の空気モル分率の上昇は速くなり、下部プレナムではモル分率の上昇が抑えられる。第1段階の持続時間が短くなるのは、模擬炉心部の並列流路間に生じる自然循環流により高温側と低温側流路の混合気体密度の積分値の差が、内外領域の温度が等しい場合に比べて早い時点で増大するためである。

模擬炉心部の内側と外側領域との平均温度に温度差 (ΔT) をつけた場合とつけない場合の下部プレナム、上鏡部、下鏡部における空気モル分率の時間変化をそれぞれ図 2.4.10、2.4.11、2.4.12 に示す。内側領域の温度が等しい場合、外側領域の温度が低く内外領域の温度差の大きい方が、たとえ模擬炉心部全体 (内側+外側領域) の平均温度が低くても、第1段階の持続時間は短くなるということがわかる。これは、並列流路間に発生する自然循環流速が速いほど、第1段階の持続時間が短いことを示している。

図 2.4.13 に、空気の自然循環流発生までの第1段階の持続時間と模擬炉心部の内側領域の平均温度との関係を、内外領域の平均温度差をパラメータとして示す。横軸は模擬配管破断後の経過時間、縦軸は模擬炉心部の内側領域の平均温度である。模擬炉心部の平均温度が

高くなるほど、また平均温度差が大きくなるほど第1段階の持続時間は短いことがわかる。これは、模擬炉心部の平均温度が高くなれば、浮力が大きくなるため、早い時点で空気の自然循環流が発生し、模擬炉心部の内外領域の温度差が大きくなれば、並列流路間の自然循環流により空気モル分率が速く上昇し、結果的に浮力が大きくなるため、第1段階の持続時間が短くなって空気の自然循環流が早い段階で発生した。

外部出入口管がない場合の実験結果

外部出入口管がない場合の空気モル分率の時間変化を図 2.4.14、2.4.15、2.4.16 に示す。図 2.4.14 は模擬炉心部の内外領域の平均温度を等しくした場合で、内外領域及び炉心部の平均温度はそれぞれ $T_i=361.7^{\circ}\text{C}$ 、 $T_o=363.9^{\circ}\text{C}$ 、 $T=362.8^{\circ}\text{C}$ である。図 2.4.15、2.4.16 は模擬炉心部の内外領域に温度差をつけた場合の空気モル分率の時間変化を示しているが、内外領域及び炉心部の平均温度はそれぞれ $T_i=351^{\circ}\text{C}$ 、 $T_o=318^{\circ}\text{C}$ 、 $T=335^{\circ}\text{C}$ 及び $T_i=341^{\circ}\text{C}$ 、 $T_o=273^{\circ}\text{C}$ 、 $T=307^{\circ}\text{C}$ である。外部出入口管がある場合の結果と比較すると、空気モル分率の時間変化は、いずれの位置においても定性的に大きな違いはない。しかしながら、出入口管部分の長さが短くなったことにより、律則過程である分子拡散と極めて流速の違い自然循環流に大きく影響を及ぼす1次元的な流路長が短くなり、第1段階の持続時間は大きく短縮された。この実験では模擬配管破断後 16~17 時間で空気の自然循環流が発生したことから、第1段階の持続時間は1次元的な流路の長さに大きく依存することがわかった。

数値解析結果

図 2.4.17 に外部出入口管がなく、炉心部の内外領域に温度差をつけた場合の実験について行った数値解析結果を示す。図中の実線は下部プレナム、一点鎖線は上鏡部、点線は下鏡部における空気モル分率の計算値を、記号 (○、△、□) はそれぞれの実験値を示す。

解析では約 18 時間後に空気の自然循環流が発生し、下部プレナムと上鏡部の空気モル分率変化は、定性的には実験結果と良く一致したが、定量的には実験値より低い値を示した。逆に下鏡部の空気モル分率は配管破断直後から計算値が実験値よりも高い値を示した。この定量的な不一致は、局所的に3次元的な自然対流が発生している領域を1次元流路でモデル化したことによるものと考えている。たとえば、上鏡部において、模擬炉心部の上部支持板温度は、加熱管からの熱伝導や加熱された気体による熱伝達により 133°C まで上昇したが、

上鏡部は 14°C に冷却されていて、上鏡部空間の気体平均温度は 53°C である。これより、下面が高温で上面が低温となって、局所的な 3 次元自然対流が発生しているもの考えられる。この実験では、半球容器の半径を代表長とした上鏡部の Gr 数は $3.24 \times 10^6 < Gr < 1.94 \times 10^8$ の範囲であった。そこでこのような 3 次元自然対流と分子拡散により運ばれる空気のエモル数 N_{con} 、 N_{dif} をそれぞれ次式のように定義する。

$$N_{con} = u_{ref} \times A_e \times C_{air} \quad (2.4.13)$$

$$N_{dif} = D_{AB} \times A_e \times \frac{C_{air}}{\Delta x} \quad (2.4.14)$$

ここで、 C_{air} は空気のエモル密度で、 A_e は断面積、 u_{ref} は局所的な自然対流の流速である。 u_{ref} は半球容器内の自然対流に関する解析結果[42]から求めた。したがって、分子拡散と自然対流によって移動する空気のエモル数を次式で表す。

$$N_{con} + N_{dif} = u_{ref} \times A_e \times C_{air} + D_{AB} \times A_e \times \frac{C_{air}}{\Delta x} \quad (2.4.15)$$

本解析では、自然対流により移動する空気を考慮した実効拡散係数 (D_{eff}) を導入し、これを通常拡散係数に加えて 1 次元解析を行った。この実効拡散係数を次式で定義する。

$$u_{ref} \times A_e \times C_{air} + D_{AB} \times A_e \times \frac{C_{air}}{\Delta x} = D_{eff} \times A_e \times \frac{C_{air}}{\Delta x} \quad (2.4.16)$$

$$D_{eff} = F_{DTC} \times D_{AB} \quad (2.4.17)$$

したがって、式(2.4.15)と(2.4.16)より、

$$F_{DTC} = 1 + u_{ref} \frac{\Delta x}{D_{AB}} \quad (2.4.18)$$

となり、 F_{DTC} は実効係数である。これより、上鏡空間が He または空気の場合の実効係数はそれぞれ 203、246 となり、通常拡散の約 200 倍の拡散量であると考えられる。

また、内胴と水冷容器との間の胴部環状流路においては、互いに温度の異なる鉛直平板間に発生するような、ロールセル状の自然対流が生じていると予想される。図 2.4.15 の実験では模擬炉心部からの熱伝導等により内胴の温度は中央部で約 50°C まで上昇し、一方水冷容器の内壁は 15°C に冷却されている。胴部環状流路の流路幅を代表長とした Gr 数を計算すると $8 \times 10^7 \leq Gr_w \leq 4.5 \times 10^8$ であった。そこでこの自然対流により移動する空気のエモル数を上鏡部と同様に評価した。まず、温度の異なる鉛直平板間の自然対流に関する解析結果[43,44,45]より自然対流の平均流速を以下のように求めた。

無次元鉛直温度勾配(τ)は次式で与えられる[43]。

$$\tau = S \frac{D_w}{\Delta T} \quad (2.4.19)$$

ここで、 D_w は流体層の幅であり、 S は一様温度勾配である。胴部環状流路の高温側を 50°C、低温側を 15°C として、温度差を 35K とすると、流体が He のとき Gr , Pr , Ra はそれぞれ、 7.96×10^7 , 0.675, 5.37×10^7 となる。 $Ra < 10^4$ のとき、一様温度勾配 S は 0 であり[44]、 τ も 0 となる。成層パラメータ(γ)を次式で定義する[43]。

$$\gamma = (0.25 \tau R_a)^{0.25} \quad (2.4.20)$$

ここで、 $\gamma \rightarrow 0$ ($\tau \rightarrow 0$) の極限を考えると文献[43]で与えられる流体層断面内の流速は、

$$u'_{ref}(y^*) = \frac{1}{6} \left\{ \left(y^* - \frac{l}{2} \right)^3 - \frac{1}{4} \left(y^* - \frac{l}{2} \right) \right\}, \quad (0 \leq y^* \leq l) \quad (2.4.21)$$

ここで、 y^* は鉛直流体層の無次元流路幅である。式(2.4.21)を $y^*=0$ から $y^*=0.5$ まで積分すると、平均流速は次式のように得られる。

$$u'_{ref} = \int_0^{0.5} u'_{ref}(y^*) dy^* / 0.5 \approx 5.2 \times 10^{-3} \quad (2.4.22)$$

ここで、 u'_{ref} は次式で定義する。

$$u'_{ref} = \frac{u_{ref}}{Gr \times \nu / D_w} \quad (2.4.23)$$

したがって、流体層が He のときは

$$u_{ref} \approx 0.1097 [m/s]$$

となる。

一方流体が空気の場合、 Gr , Pr , Ra はそれぞれ、 4.54×10^7 , 0.718, 3.26×10^7 となるので、 $Ra > 10^4$ のときは、次式で流速分布を仮定する[44]。

$$u'_{ref}(y^*) = \left(\frac{2m^2 f'}{S \sqrt{Pr}} \right) \left[e^{-my^*} \sin(my^*) - e^{-m(l-y^*)} \sin\{m(l-y^*)\} \right] \quad (2.4.24)$$

ここで、 $4m^2 = S \cdot Ra$ であり、 f' は任意定数 (約 0.5) である。式(2.4.24)を $y^*=0$ から $y^*=0.5$ まで積分すると、平均流速は、

$$u'_{ref} = \int_0^{0.5} u'_{ref}(y^*) dy^* / 0.5 \approx 402 \quad (2.4.25)$$

ここで、 u'_{ref} を次式で定義する。

$$u_{ref}' = \frac{u_{ref}}{(\sqrt{kv}/D_w)} = \frac{u_{ref}}{\sqrt{v^2/Pr}/D_w} \quad (2.4.26)$$

したがって、 $u_{ref} \approx 0.1666[m/s]$ となる。

分子拡散と自然対流で運ばれる空気の本数を上鏡部と同様に考えると、

$$u_{ref} \frac{A_e}{2} C_{air} + D_{AB} A_e \frac{C_{air}}{\Delta x} = F_{DAP} D_{AB} A_e \frac{C_{air}}{\Delta x} \quad (2.4.27)$$

これより、

$$F_{DAP} = 1 + u_{ref} \frac{\Delta x}{2D_{AB}} \quad (2.4.28)$$

となる。流体層が He あるいは空気の場合の実効係数を推算すると、それぞれ 38 と 59 となる。

図 2.4.18 に実効係数をそれぞれ、 $F_{DTC} = 200$ (上鏡部)、 $F_{DAP} = 38$ (胴部環状流路)とした場合の解析結果を示す。第 1 段階終了直前でも胴部環状流路の空気モル分率は約 0.5 であることから、ここでは He の場合の実効係数を採用した。空気での値を使用した場合、上下鏡部のモル分率は大きくなり、空気の自然循環も約 3 時間速く発生した。実験結果と比較すると、下部プレナムについては少し濃度発達は遅れるが、上鏡部、下鏡部の空気のモル分率は実験結果を良く再現できるようになった。また、第 1 段階の持続時間は約 1 時間実験より長くなった。

表 2.4.1 実験装置の主要仕様

- ①使用流体 : ヘリウム、窒素、空気
- ②使用圧力 : $-1 \sim 2 \text{kg/cm}^2\text{-G}$
- ③使用温度 : $0 \sim 450^\circ\text{C}$
- ④所要電力 : $36\text{W/本} \times 43 \text{本}$ 単相 100V
- ⑤冷却水流量 : 最大 500cc/s
- ⑥試験部寸法:

模擬炉心部加熱管

内径 12.7mm、 外径 17.3mm、 長さ 1230mm

本数 43 本 (内側領域 19 本、外側領域 18 本、補償ヒータ 6 本)

下部プレナム 内径 270mm、 高さ 300mm

上鏡部、下鏡部 内半径 250mm

模擬炉心部内胴 内径 300mm、 外径 406mm

水冷容器 内径 500mm

入口管 内径 43mm、 長さ 850mm

2重管部 外管内径 133mm、 内管外径 48.6mm、 長さ 340mm

外部入口管 レデュース 長さ 400mm

流速測定管 内径 52.9mm、 長さ 300mm

直管 内径 52.9mm、 長さ 400mm

外部出口管 内径 108.3mm、 水平部長さ 700mm

入口管～上鏡部全高 2760mm

表 2.4.2 模擬配管破断実験の各部平均温度

Region No.	① Inlet pipe	② Lower plenum	③ Inner heater	④ Outer heater	⑤ Top cover	⑥ Annular passage	⑦ Bottom cover	⑧ Coaxial pipe	⑨ Insulation	⑩ Compensation heater	⑪ Dead space
H-2	3.3	122.7	343.3	93.0	26.8	8.8	3.3	342.9	285.2	31.0	
H-3	5.4	88.5	275.9	64.7	19.6	7.3	5.4	260.0	209.3	22.1	
H-4	5.3	56.8	195.4	44.2	14.1	6.6	5.3	177.9	135.1	15.1	
H-5	5.9	73.9	299.5	213.4	64.0	7.7	5.9	249.6	158.6	19.6	
H-6	7.3	116.3	325.1	327.1	86.5	8.9	7.3	319.6	275.2	29.5	
H-7	6.2	56.8	234.8	166.0	50.2	7.8	6.2	195.0	123.0	16.2	
H-9	6.9	89.2	255.6	257.0	65.0	20.7	6.9	251.1	215.3	23.4	
H-10	7.0	58.1	169.4	170.1	42.2	15.6	7.0	166.2	142.0	17.0	
H-11	8.5	44.1	158.9	125.2	37.5	14.3	8.5	138.5	97.1	15.2	
H-15	11.2	131.0	361.9	363.8	57.3	31.6	11.2	355.6	306.0	37.2	
H-16	10.1	106.6	301.3	302.7	47.8	27.2	10.1	295.9	254.1	30.6	
H-17	9.8	73.9	214.5	215.3	35.1	20.6	9.8	210.5	179.9	22.4	
H-18	6.3	28.4	84.0	83.7	15.3	10.1	6.3	82.0	69.3	10.7	
H-19	5.4	11.5	25.1	26.2	7.8	6.4	5.4	25.2	22.6	6.6	
H-21	9.6	100.0	350.1	281.5	46.6	25.3	9.6	308.2	220.7	28.8	
H-22	10.6	117.2	360.2	327.3	52.9	28.8	10.6	336.3	267.6	33.8	
H-23	11.8	75.2	280.9	211.8	39.0	22.6	11.8	240.1	161.7	24.6	
H-24	12.9	91.7	290.8	257.4	44.2	26.2	12.9	268.0	208.5	28.6	
H-25	12.9	46.8	162.0	127.5	27.7	18.9	12.9	141.2	99.4	19.4	
H-26	14.7	61.7	204.9	171.1	34.6	23.3	14.7	183.7	136.7	22.6	
H-27	19.0	79.3	248.6	214.7	43.2	30.4	19.0	226.5	173.6	29.4	
H-29	7.5	133.8	361.2	363.1	53.3	27.7	7.5	354.9	305.0	33.7	
H-32	11.3	11.5	11.6	11.5	11.1	11.2	11.3	11.5	11.5	11.2	
H-33	11.6	142.0	361.7	363.9	57.6	32.1	11.6	355.6	306.2	37.6	
H-34	12.2	102.2	258.0	259.5	43.5	26.0	12.2	253.5	217.7	28.8	
H-35	13.5	127.9	351.1	318.4	53.3	31.0	13.5	327.5	260.3	35.8	
H-36	15.1	112.3	341.3	273.2	49.1	29.2	15.1	299.9	214.0	33.1	

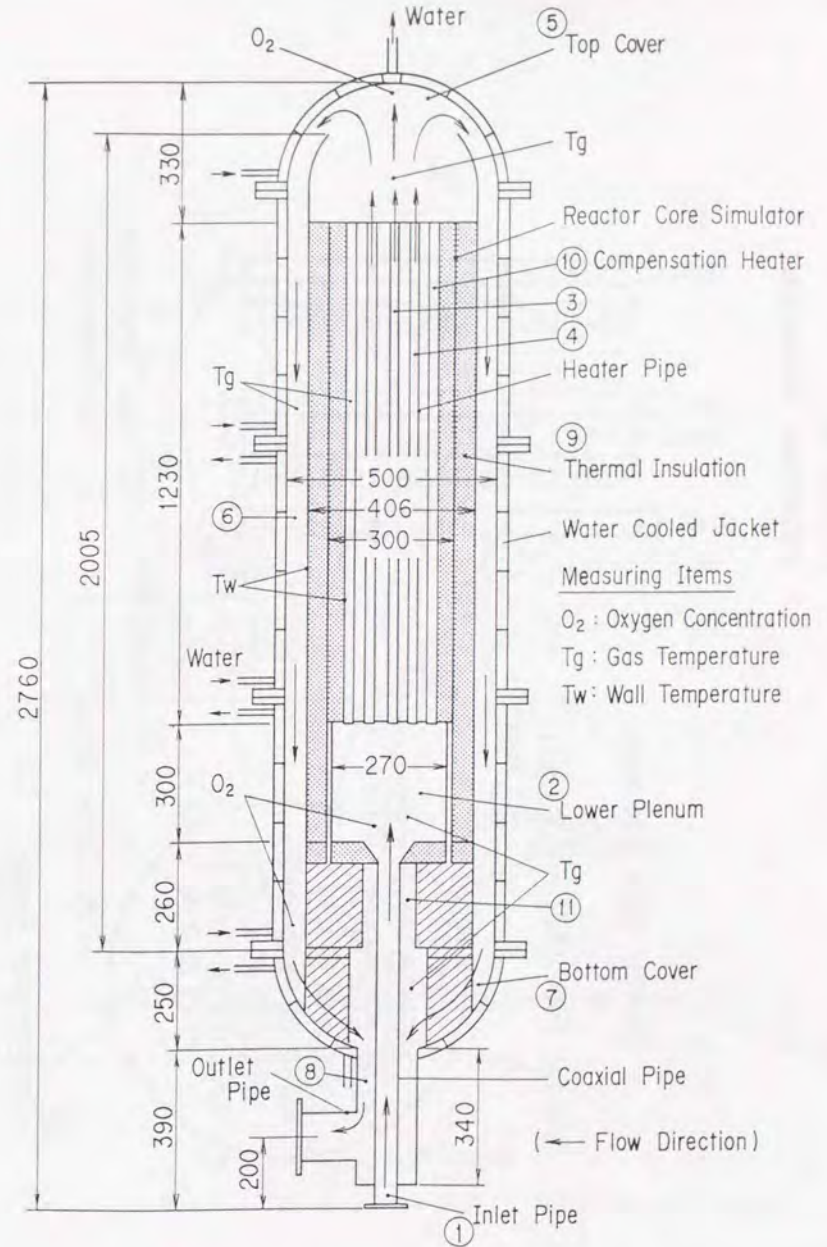


図 2.4.1 高温ガス炉の流路構成をモデル化した実験装置の概略図

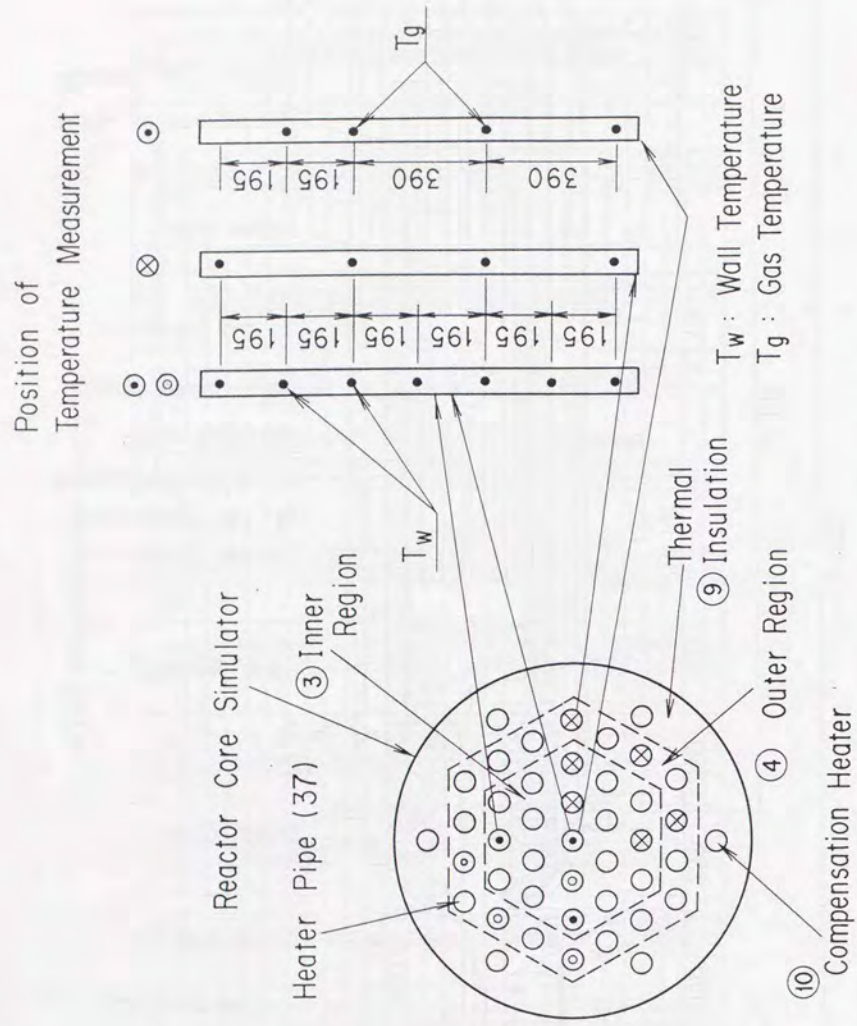


図 2.4.2 模擬炉心部の横断面と流路管の温度測定点

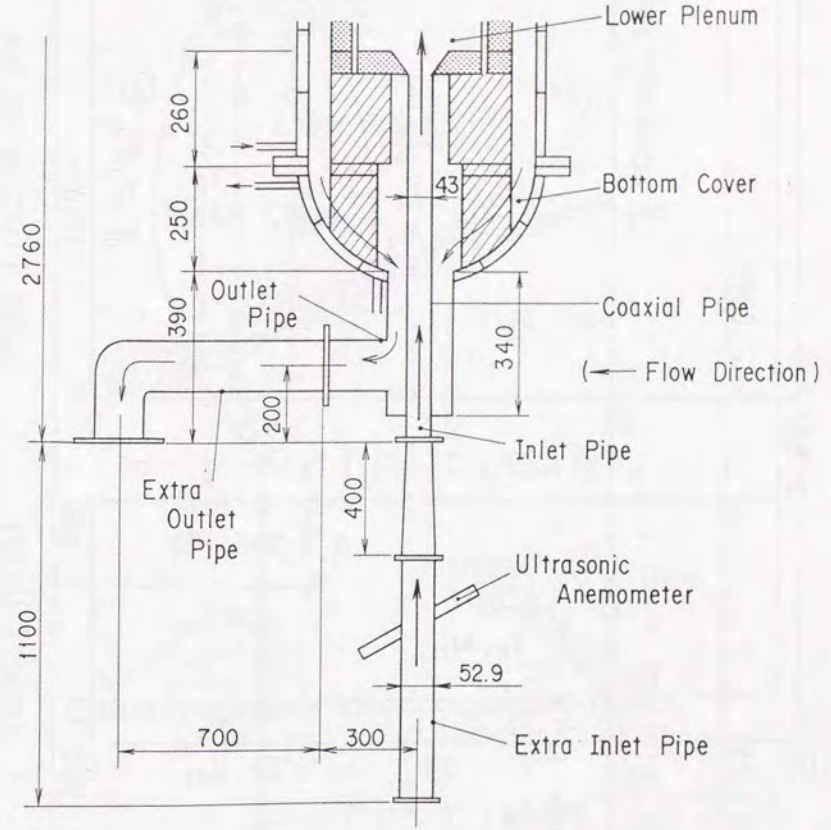


図 2.4.3 外部出入口管の概略図

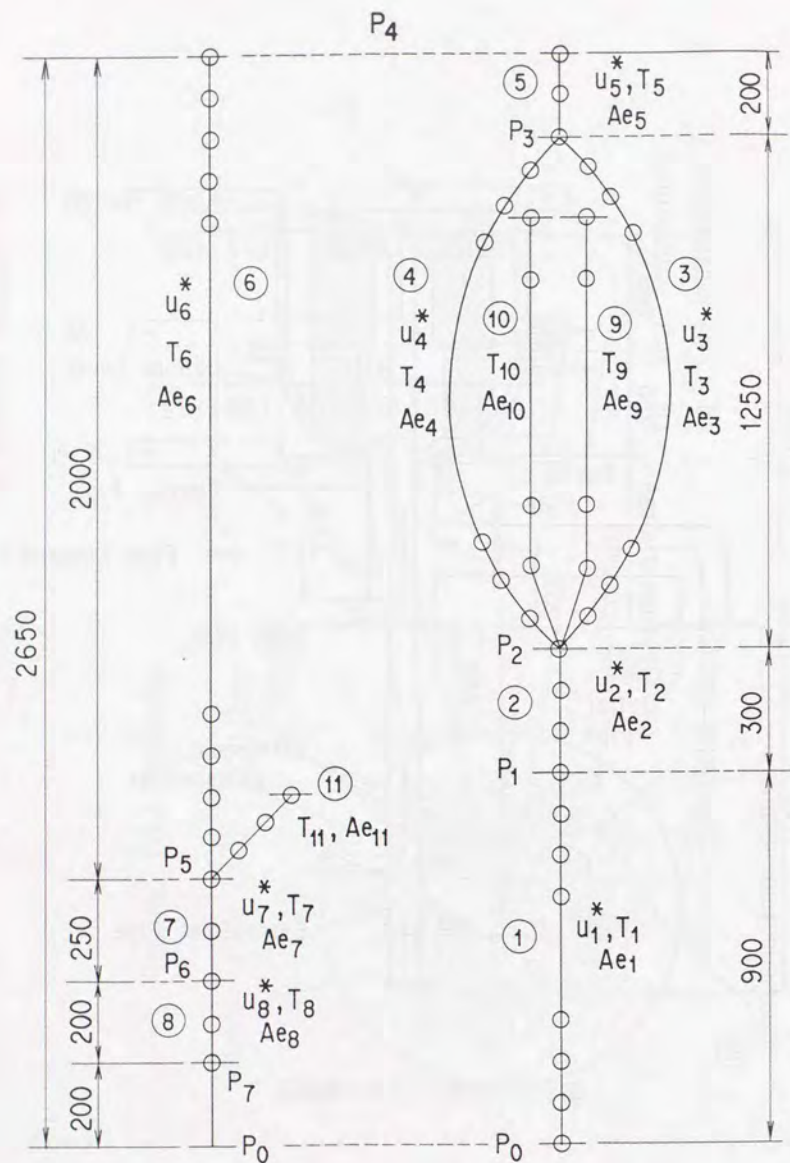


図 2.4.4 外部出入口管がない場合の解析モデル

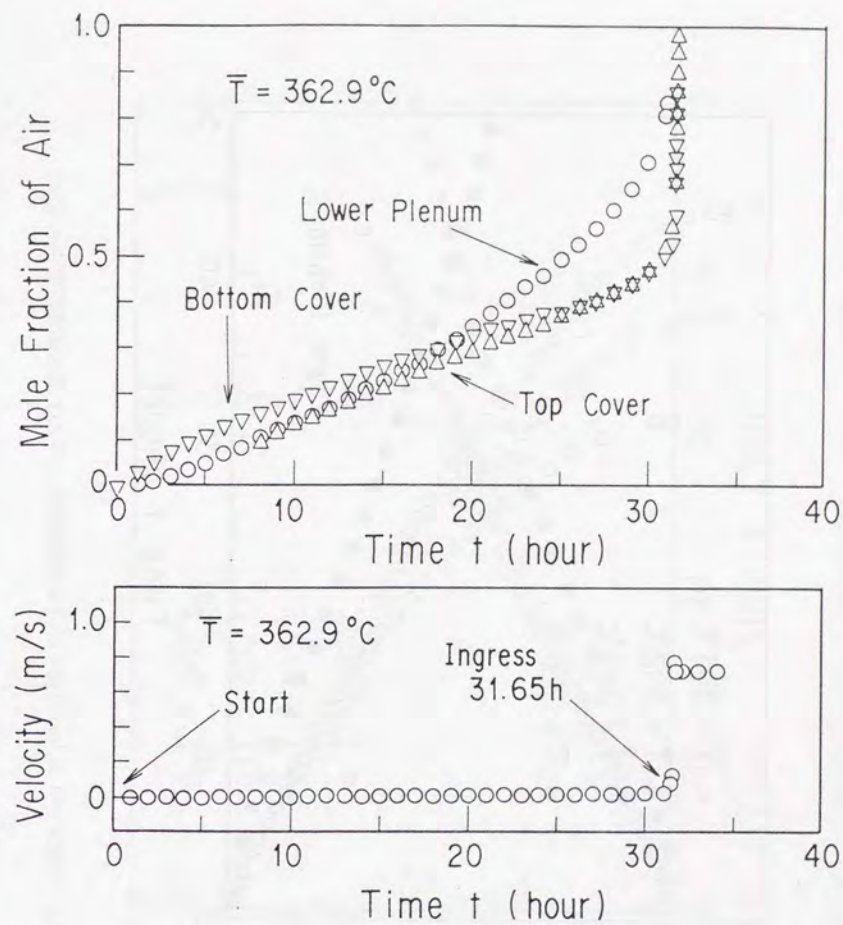


図 2.4.5 中心と周辺領域の平均温度が等しい場合の空気モル分率と浸入流速の時間変化

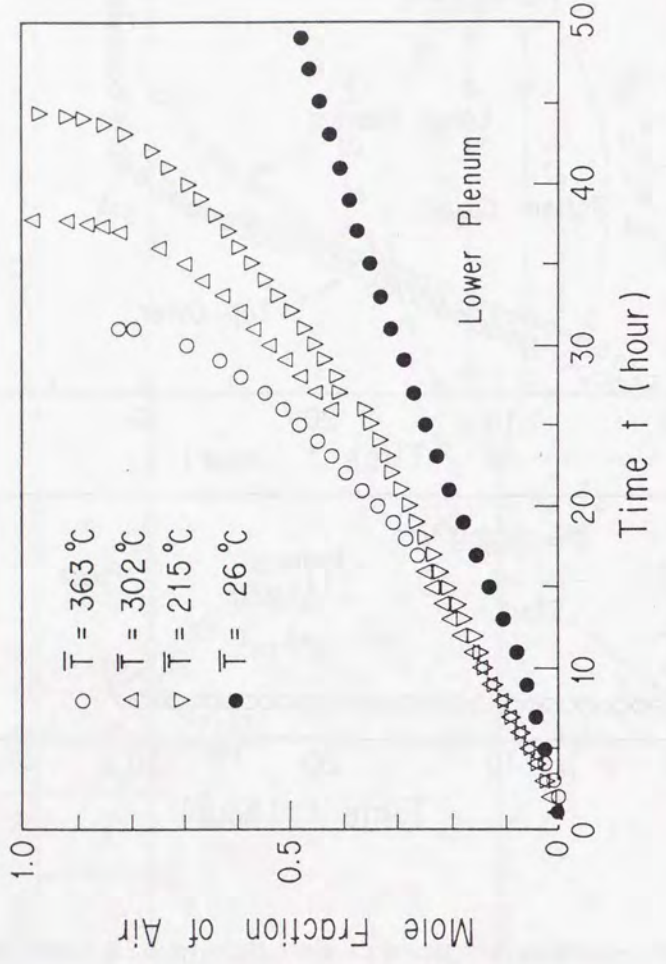


図 2.4.6 下部プレナム内の空気モル分率の時間変化 (中心と周辺領域が等温の場合)

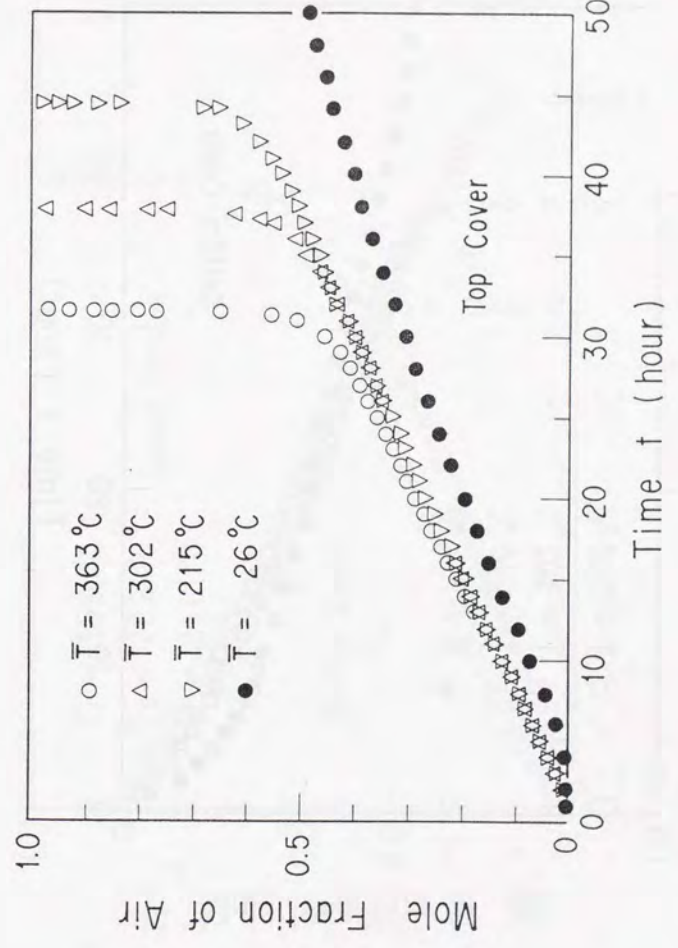


図 2.4.7 上鏡空間内の空気モル分率の時間変化 (中心と周辺領域が等温の場合)

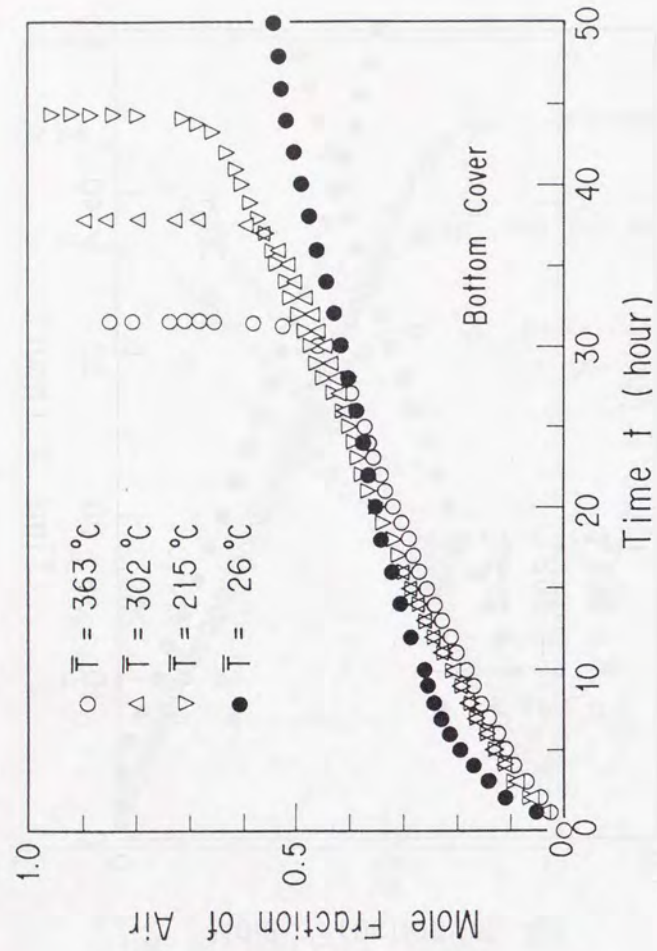


図 2.4.8 下鏡空間内の空気モル分率の時間変化 (中心と周辺領域が等温の場合)

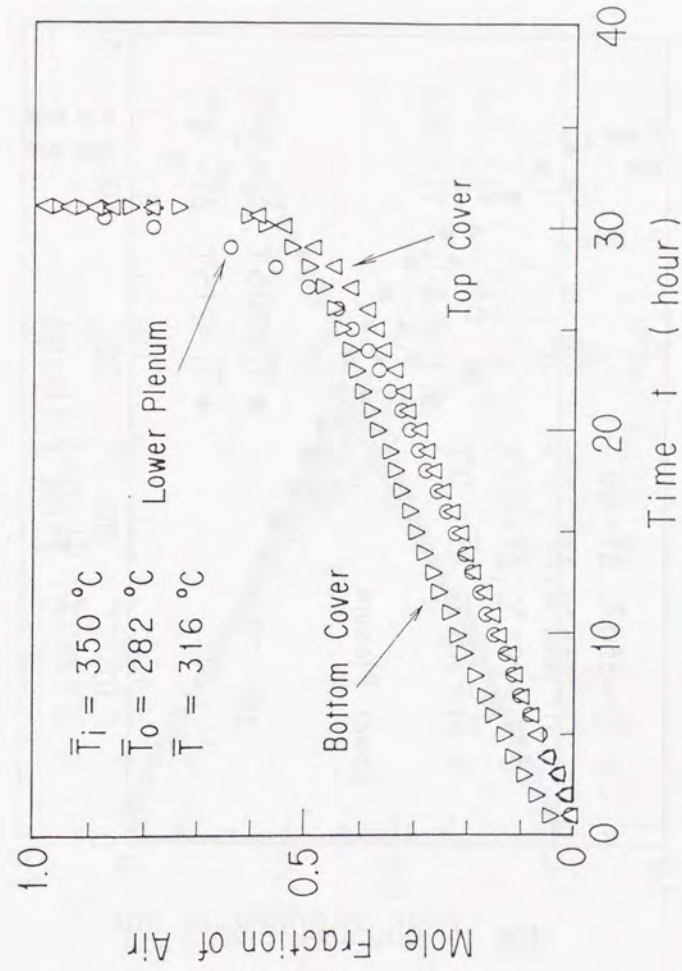


図 2.4.9 中心と周辺領域の平均温度が異なる場合の空気モル分率の時間変化

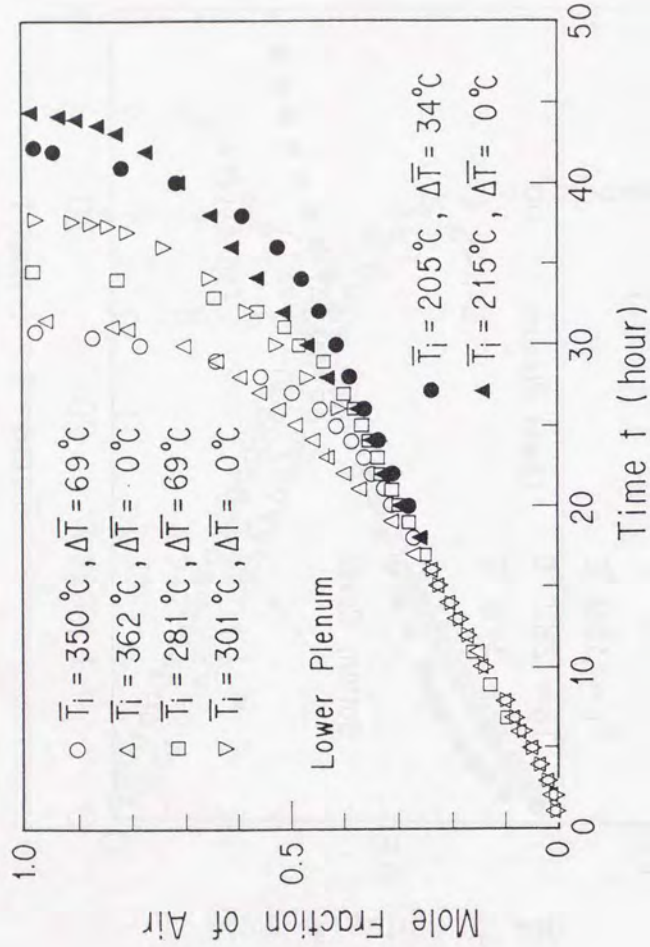


図 2.4.10 下部プレナム内の空気モル分率の時間変化 (中心と周辺領域が非等温の場合)

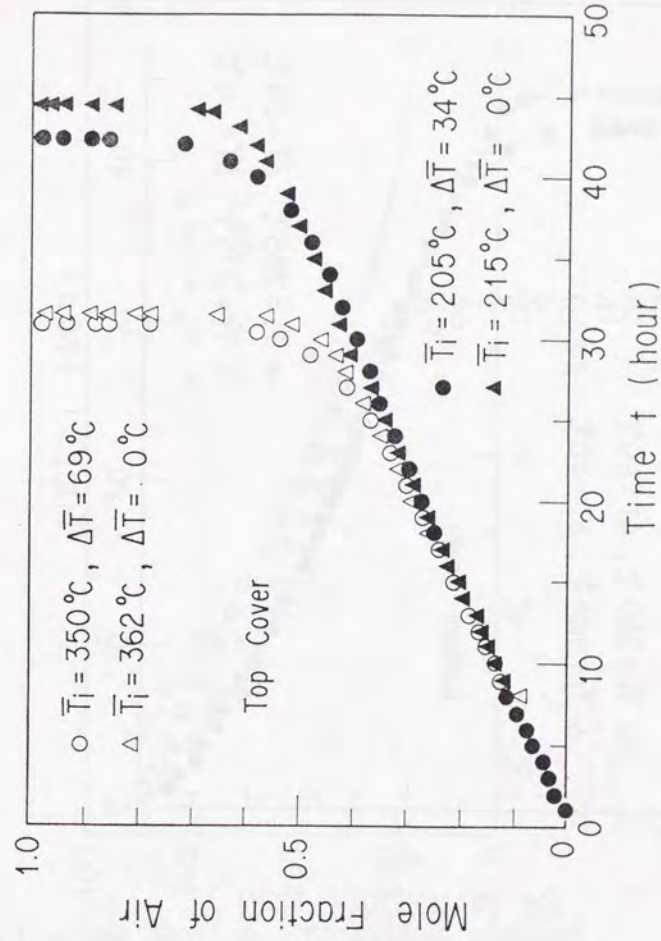


図 2.4.11 上鏡空間内の空気モル分率の時間変化 (中心と周辺領域が非等温の場合)

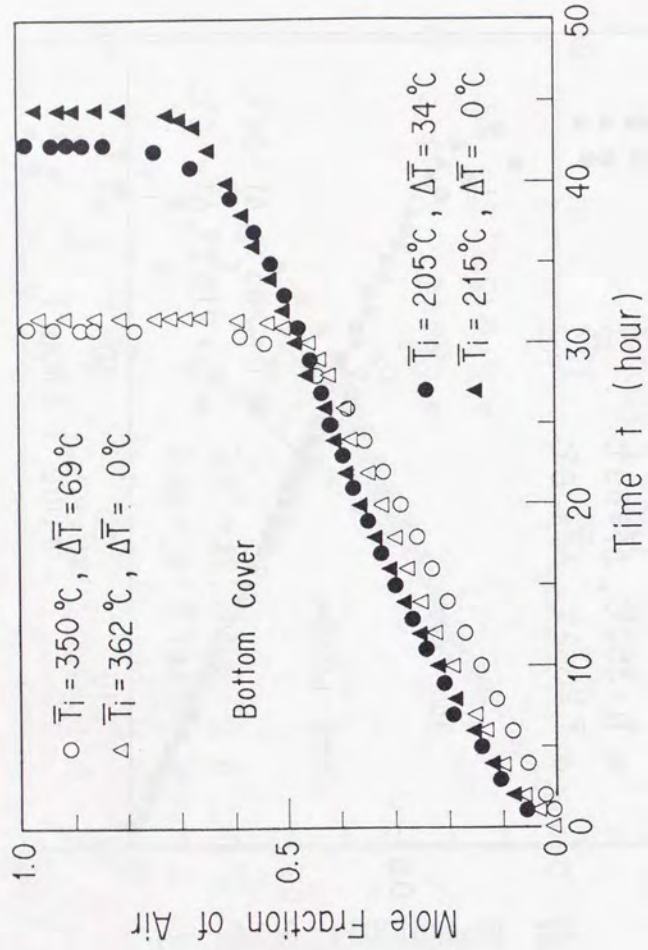


図 2.4.12 下鏡空間内の空気モル分率の時間変化 (中心と周辺領域が非等温の場合)

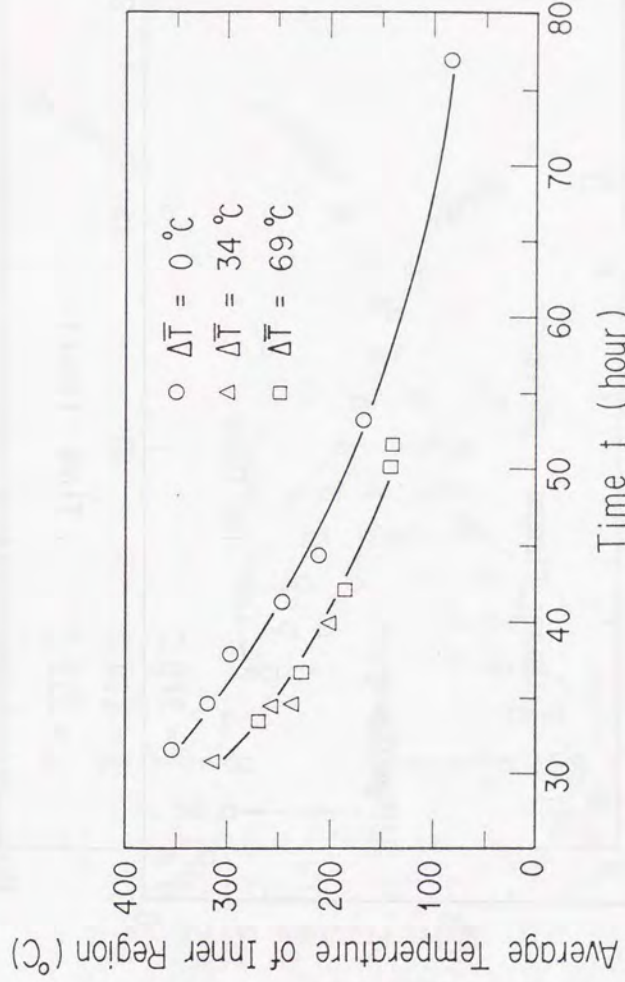


図 2.4.13 第 1 段階の持続時間と模擬炉心部の中心領域平均温度との関係

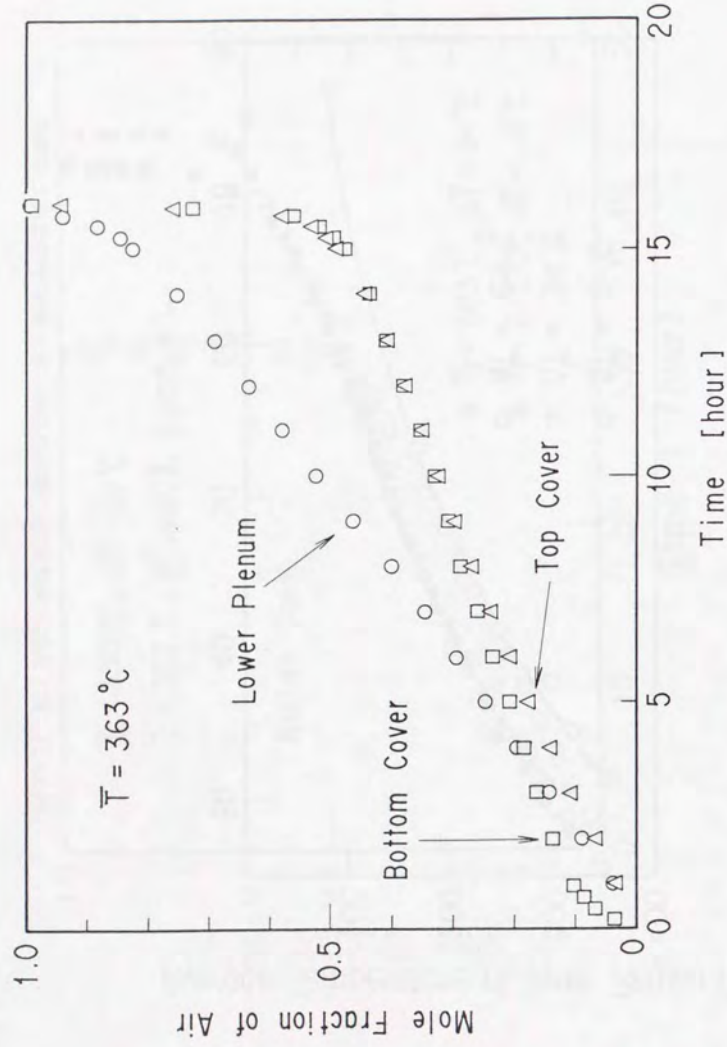


図 2.4.14 中心と周辺領域の平均温度が等しい場合の空気モル分率の時間変化
(外部出入口管がない場合)

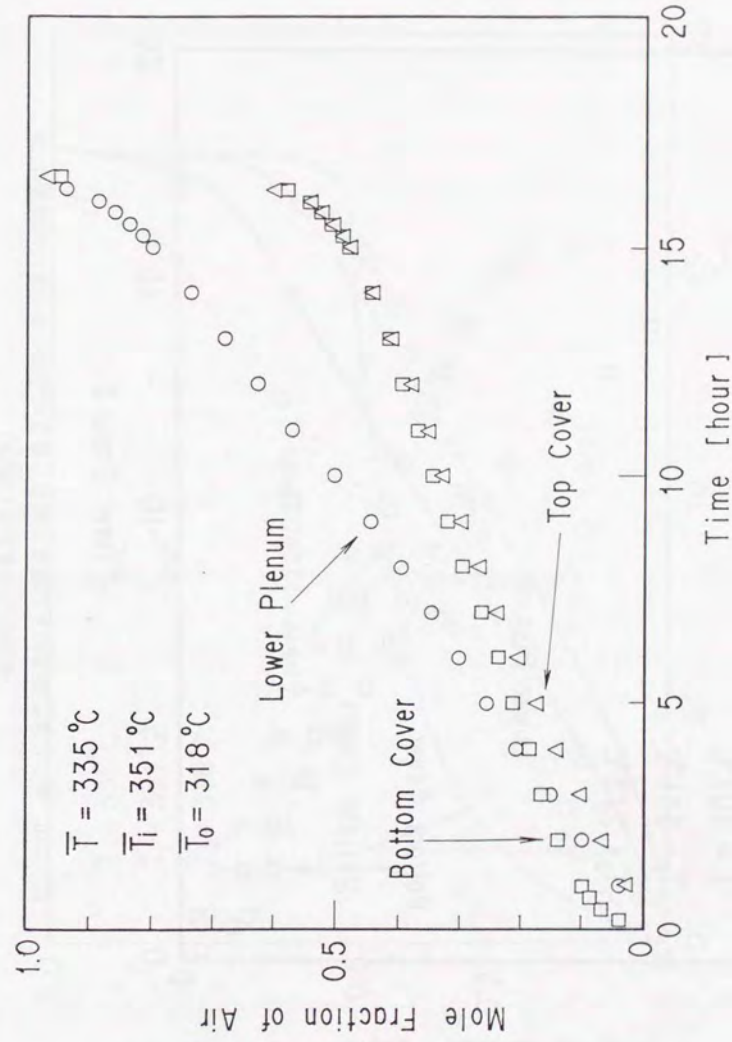


図 2.4.15 中心と周辺領域の平均温度が異なる場合の空気モル分率の時間変化
(外部出入口管がない場合)

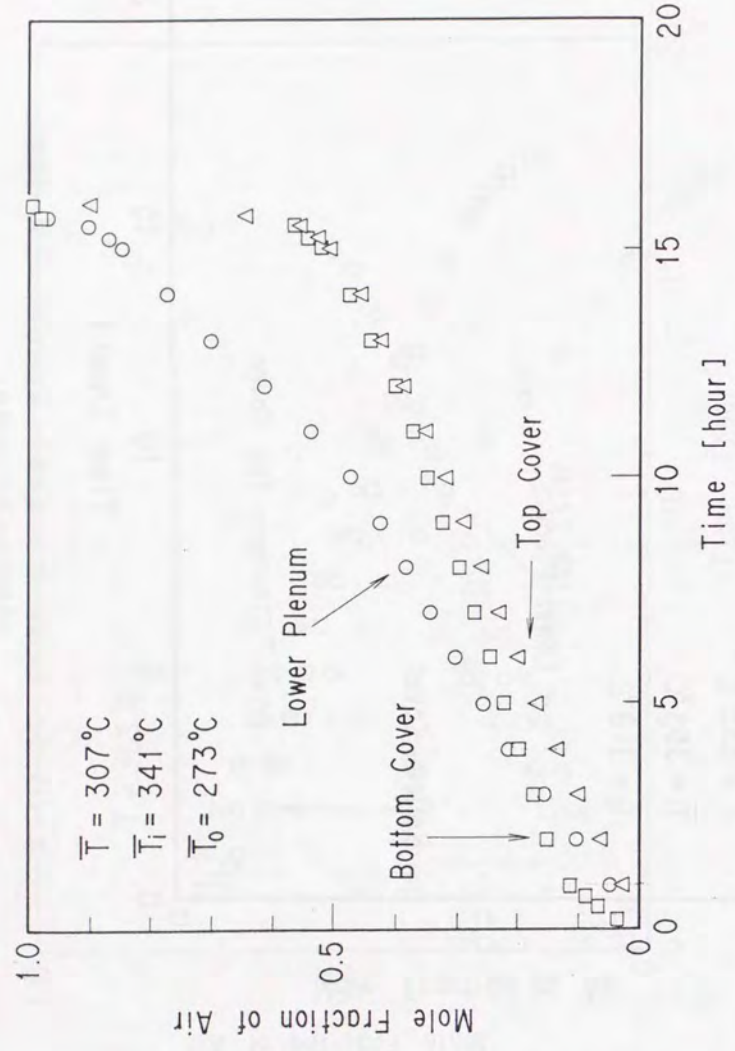


図 2.4.16 中心と周辺領域の平均温度が異なる場合の空気モル分率の時間変化(2)
(外部出入口管がない場合)

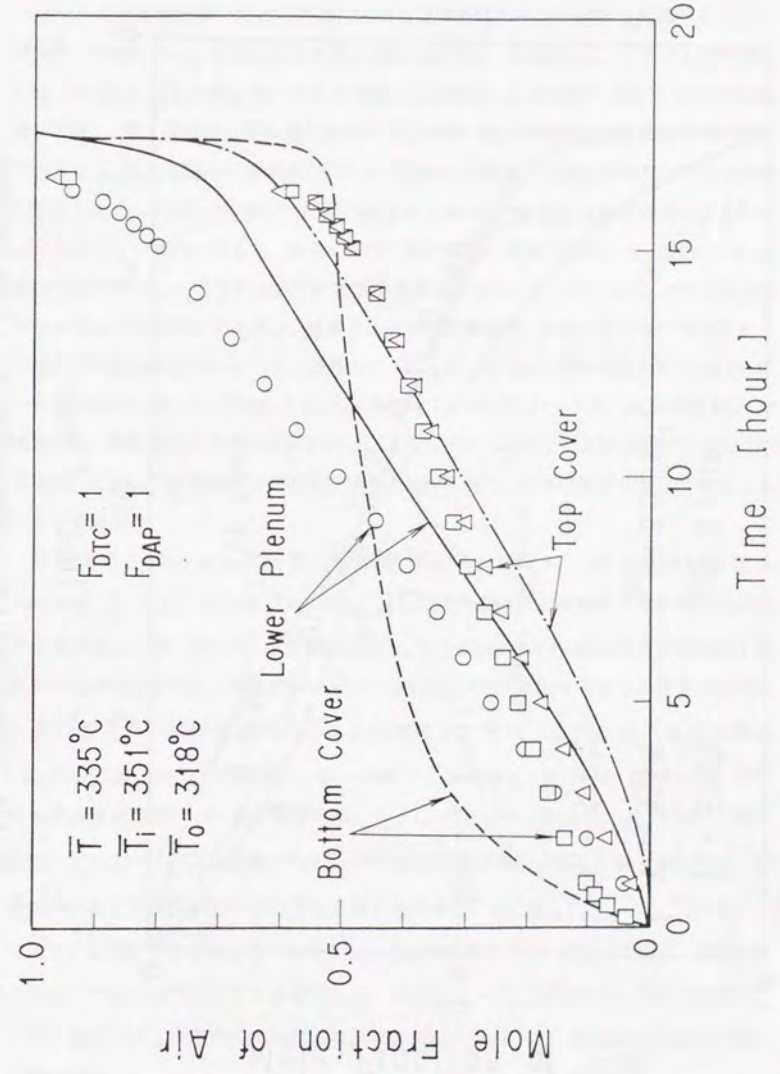


図 2.4.17 通常の 2 成分気体系散係数を用いた場合の解析結果

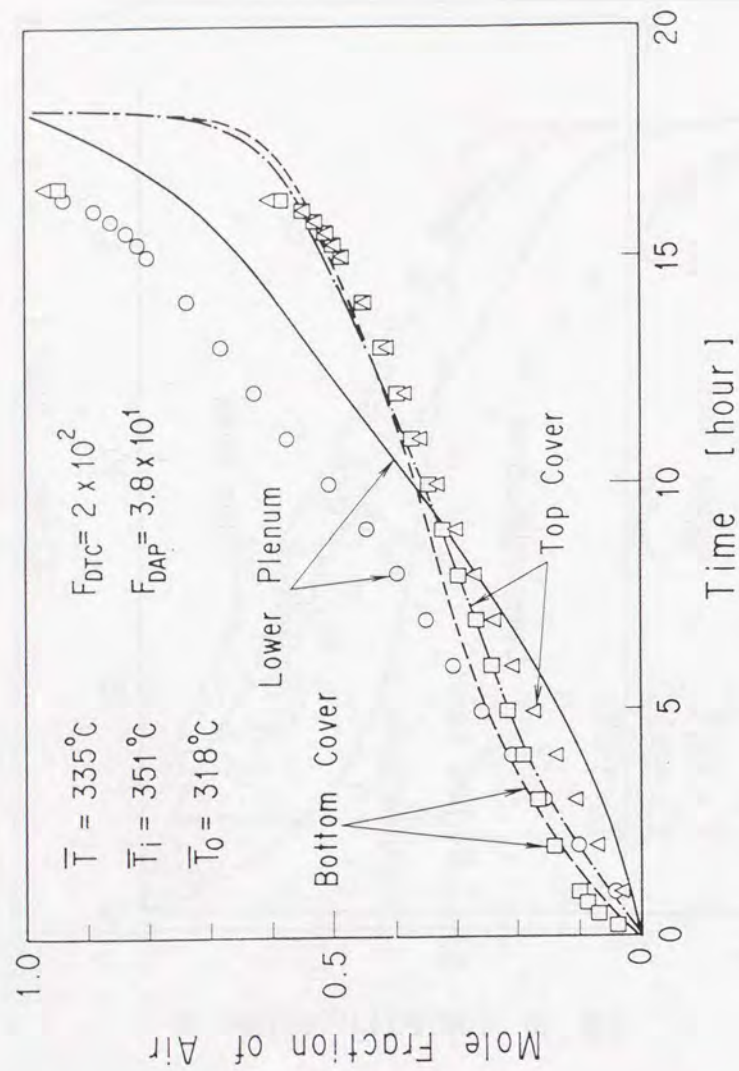


図 2.4.18 胴部環状流路と上鏡部に実効拡散係数を導入した場合の解析結果

2.5 本章のまとめ

ヘリウムと窒素を用いた逆U字管における2成分気体の分子拡散と自然循環に関する実験と解析を行い、管内への窒素浸入過程を調べた。本実験から、ヘリウムを充填した逆U字管の一方を加熱、もう一方を冷却した流路内への窒素浸入過程には、2つの段階が存在し、第1段階は分子拡散と極めて流速の遅い混合気体の自然循環流が律則過程であること、第2段階は流路全体にわたって発生する窒素の自然循環流であることを明らかにした。したがって、窒素は時間の経過とともに分子拡散と自然循環流によってゆっくりと逆U字管内に浸入し、徐々に管内の混合気体の密度が大きくなって、ついには管内を短時間内に一巡する窒素の自然循環流発生に至ることがわかった。また実験と並行して行った数値解析の結果は、窒素モル分率の時間変化、窒素の自然循環流発生までの第1段階の持続時間について、定量的に一致した。さらに、運動量保存式と成分気体の質量保存式を連立して流速、圧力、モル分率を1つのマトリックスで解析する方法(連成法)と、運動量保存式中の重力項に近似を施してモル分率を独立に解析する方法(非連成法)について計算時間並びに解析精度を比較検討し、非連成法が有効な方法であることを確認した。

無次元数を用いた2成分気体の数値解析においては、混合気体の密度が $1/\rho = 1/\rho_0 \{1 + \beta_T(T - T_0) + \beta_C(X_B - X_{Bmin})\}$ で近似する場合と理想気体の状態式で近似する場合について、それぞれ数値解析を行い、成分気体のモル分率の時間変化や第1段階の持続時間を求めた。混合気体の密度が式(2.2.23)で近似できる場合の管外の密度の大きい気体の自然循環流発生(第1段階終了)時刻、 t_m^* は、グラスホフ数比 ($R_{Gr} = Gr_T / Gr_C$) によって異なり、 $R_{Gr} > 0.66$ のときには $t_m^* = 0$ である(すなわち、直ちに自然循環流が発生して第2段階に移行する)。グラスホフ数比が、 $R_{Gr} < 0.66$ の場合には、 $t_m^* = 2.199R_{Gr}^2 - 2.987R_{Gr} + 1.0272$ で整理される。実用上多く経験するように、混合気体の密度を式(2.2.34)で近似する必要がある場合にも、 $\beta_C(X_{Bmax} - X_{Bmin})$ の値が1に比べて無視できるほど小さいときには、上記の結果がそのまま適用できる。混合気体の密度が式(2.2.34)で近似する必要があり、 $\beta_C(X_{Bmax} - X_{Bmin})$ の値が1に比べて無視できない場合の第1段階の持続時間(自然循環流発生時刻)は、式(2.2.50)で求めた値より遅くなる。

逆U字型流路の一方が並列3流路で構成される流路内にヘリウムを、流路外の容器に窒素を充填した場合の並列流路内への窒素浸入過程においては、3本の並列流路が等温の場合は、分子拡散と極めて流速の遅い混合気体の自然循環流によって窒素は流路内に浸入し、徐々に混合気体密度が大きくなって、窒素の自然循環流が発生した。3本の並列流路が等温でない場合には、並列流路内の高温流路には上向きの、低温流路では下向きの混合気体の自然循環流が発生するため、ヘリウムと窒素は並列流路及び上下プレナム内で十分混合され、流路内のモル分率は等しくなり、並列流路間に自然循環流が発生しない場合（並列流路が等温の場合）に比べて、第1段階の持続時間が短くなることがわかった。

高温ガス炉の流路構成を簡単に模擬した試験装置内への空気浸入挙動は、逆U字管流路の場合と定性的には同じであり、分子拡散と極めて流速の遅い自然循環流が律則過程であった。しかしながら、第1段階の持続時間は、装置内で局所的に発生している3次元的な自然対流や温度の異なる並列流路間に自然循環流の影響を受け、持続時間は短くなった。また、このような箇所では局所的に気体濃度が均一化することがわかった。さらに、出入口管部のような1次元的な流路とみなせる流路の長さは、第1段階の律則過程とされる分子拡散や流速の遅い自然循環流に及ぼす影響が大きいため、第1段階の持続時間も影響を受け、1次元的な流路長が短いほど持続時間は短くなることがわかった。数値解析においては、今後の実機を対象とした計算コードの開発に資するため、1次元流路網の数値解析コードを開発した。3次元的な自然対流による気体の輸送を1次元で取り扱うために、実効拡散係数を導入し、定量的な評価が可能となった。

3. 多成分気体系の分子拡散と自然循環流

前章では逆U字型流路における2成分気体系の分子拡散と自然循環流について、各成分気体の挙動を実験と数値解析によって調べた。実機の事故時を考えると格納容器から炉内に浸入する気体は空気とヘリウムの混合気体であり、炉内には高温の黒鉛構造物が存在することから黒鉛酸化反応により一酸化炭素(CO)と二酸化炭素(CO₂)が発生する。そこで本章では、黒鉛酸化反応が空気浸入に及ぼす影響と化学反応を伴う多成分気体の挙動について検討した。

3.1 逆U字管流路内への空気浸入過程[46]

本節では第2章と同様に最も基本的であると考えられる高温と低温流路で構成される逆U字管流路を用いて、黒鉛酸化反応により発生するCO、CO₂が分子拡散と極めて流速の遅い自然循環流による空気浸入過程に及ぼす影響と多成分気体の挙動を実験と数値解析により調べた。高温流路には黒鉛製円管を用いて、黒鉛管温度を400℃から800℃まで変化させて実験を行った。

3.1.1 実験装置および実験方法

実験装置の概要

実験装置の概略を図3.1.1に示す。加熱管は外径60.3mm、内径52.5mm、全長1300mmのインコネル-600合金製の円管である。この円管内にインコネル管、黒鉛管、インコネル管の順に内管を挿入して加熱流路を構成した。黒鉛管は外径52.5mm、内径40.5mm、長さ450mm、材質はIG-110である。加熱管に直径3.2mmのシースヒータを巻き付けて加熱し、その外側に厚さ50mmの繊維状断熱材を巻いて熱損失を防いだ。加熱管の下部に長さ220mmの入口管を接続し、遮断弁（ボール弁）を介して気体充填容器と接続した。水平加熱管は外径48.3mm、内径40.5mmのインコネル-600合金製円管で、水平管長さは300mm、その両側をR100の曲管で加熱管及び冷却管と接続した。冷却管は外径48.6mm、内径41.2mm、全長1420mmのステンレス製円管で、外側に銅管を巻き付けて水冷した。冷却管の上部には加熱管の熱膨張による伸びを吸収するために、溶接ペローズフランジ

を取り付け、下部は遮断弁を介して気体充填容器と接続した。気体充填容器は外径1000mm、内径991mm、高さ400mmの円筒形容器で、容器内の気体温度を一定に保持するため、内部には冷却器を挿入して水冷した。

温度と濃度の測定方法

温度測定点を図3.1.1の(●,○)に示す。(●)は壁温度、(○)は気体温度の測定点で、試験装置各部の温度は27本のK型熱電対で測定した。また、図3.1.1の①~④に示す測定点において混合気体を連続的にサンプリングし、振動式気体密度計、酸素(O₂)計、二酸化炭素(CO₂)計、一酸化炭素(CO)計を用いて混合気体密度と各成分気体濃度を測定した。その際、試験装置内の流れを乱さないようにするため、サンプリング流量はできるだけ少なくするとともに、気体分析後測定孔近辺に戻した。CO計、CO₂計のサンプリング流量は50ml/minとし、このときの測定孔からの吸引吐出流速は約0.05m/sである。表3.1.1に温度・濃度測定点の加熱管下端からの距離を示す。

多成分気体系の混合気体密度を測定するために振動式密度計を使用した。この密度計は薄肉円筒振動子の共振周波数が気体の密度によって変化する性質を利用したものである[47]。振動式密度計は、混合気体が2成分気体系の場合には厳密な密度の測定が可能であるが、多成分気体系の場合には各成分気体の組成によって誤差が生じる。しかしながら、本実験では測定する混合気体をHeと空気の2成分気体と考え、空気中のO₂モル分率は約0.21であり、これが黒鉛酸化反応によってCO、CO₂に変化するため、測定密度に対する誤差は小さく、Heと空気の2成分混合気体と仮定することによる測定密度の誤差は9%以下であった。

本実験で使用したCO及びCO₂計は、赤外線吸収による気体分析法を採用したもので、COやCO₂などの異種原子からなる分子は赤外線領域で固有の吸収スペクトルを持ち、単原子分子やO₂、N₂などの対称2原子分子には吸収がないことを利用するものである。この吸収の強さは測定気体の濃度に対応するため、赤外線吸収量を測定すれば濃度を知ることができる。しかしながら、測定気体を含むベース気体異なる場合には出力が異なるため、それぞれのベース気体について校正が必要であった。本実験ではHeとN₂の混合気体がベース気体と考えられるため、分析計の出力からHeベース、N₂ベースに対するCOとCO₂のモル分率を求めた。次に密度計から求めた混合気体密度を用いて、He-

空気の混合気体であると仮定して、Heと空気のモル分率を求める。このモル分率を用いて、HeとN₂ベースに対するCOとCO₂のモル分率を内挿して求めた。

空気のモル分率を次式で求める。

$$X_{air} = \frac{\rho - \rho_{He}}{\rho_{air} - \rho_{He}} \quad (3.1.1)$$

ここで、 X_{air} はHe-空気の2成分気体と仮定したときの空気モル分率、 ρ は密度計から求めた混合気体密度、 ρ_{He} 、 ρ_{air} はそれぞれ20°C、大気圧におけるHeと空気の密度である。この空気モル分率を用いて、混合気体中のCOとCO₂モル分率を次式により求めた。

$$X_{CO,real} = (1 - X_{air})X_{CO,He} + X_{air}X_{CO,N_2} \quad (3.1.2)$$

$$X_{CO_2,real} = (1 - X_{air})X_{CO_2,He} + X_{air}X_{CO_2,N_2} \quad (3.1.3)$$

ここで、 $X_{CO,He}$ と X_{CO,N_2} はそれぞれ、He、N₂ベース気体の校正結果から求めたCOモル分率、 $X_{CO_2,He}$ と X_{CO_2,N_2} はCO₂モル分率である。

各分析計は多少出力が異なるため、それぞれの分析計に対する校正式を用いる必要があるが、本実験の校正結果では4台のCO計における測定値のばらつきは、平均値の2%以下、CO₂計については1%以下であったことから、4台の校正曲線を1つの校正式で表すこととした。校正式は、それぞれ4台の検出計によるすべての実験データを用いて最小自乗法により求めた。

表3.1.2にNo.1~No.4のCO計とCO₂計の校正結果と求めた校正曲線と測定値との誤差を示す。CO計の測定レンジは、0~10%の出力が0~0.5Vであり、CO₂計は0~50%を0~0.5Vで出力した。表3.1.2から求めた各ベース気体に対する校正曲線を表す近似式を以下に示す。

$$X_{CO,He}: f(x) = -0.663256x^3 + 44.8625x^2 + 3.02329x - 2.00474 \times 10^{-3} \quad (3.1.4)$$

$$X_{CO,N_2}: f(x) = 36.225x^3 + 8.86222x^2 + 6.63946x - 1.88673 \times 10^{-2} \quad (3.1.5)$$

$$X_{CO_2,He}: f(x) = 180.455x^3 + 50.5111x^2 + 33.9425x - 7.33453 \times 10^{-3} \quad (3.1.6)$$

$$X_{CO_2,N_2}: f(x) = 179.544x^3 + 47.4922x^2 + 31.2542x - 8.58662 \times 10^{-2} \quad (3.1.7)$$

ここで $f(x)$ は成分気体の濃度(モル分率×100)で単位は(%), x はリニアライザを通さない分析計からの電圧出力で単位は(V)である。式(3.1.4)はCO計のHeベースの校正式、式(3.1.5)はN₂ベース、式(3.1.6)はCO₂計のHeベースの校正式、式(3.1.7)はN₂ベースの校正式である。

実験方法と実験条件

実験は、2.1 節の逆U字管の場合と同じ手順で行った。まず逆U字管と充填容器との間に設けた2個の遮断弁を閉じ、管内にHeを充填容器内に乾燥空気またはN₂を充填した。次に加熱管壁温度が所定の値に達するまで加熱し、加熱中は冷却管部に設けた均圧弁を開放して管内の圧力を大気圧に保持した。試験装置各部の温度が定常状態に達した後、2個の遮断弁を同時に開いて実験を開始した。実験中は加熱管壁温度を一定値に保持するとともに、充填容器の下部に設けた均圧弁を開放し、黒鉛とO₂との反応による気体のモル数変化があっても管内の圧力を一定に保持した。また、酸化による黒鉛の損耗量を少なくするため、第1段階が終了し、空気の自然循環流発生後は直ちに遮断弁を閉じて実験を終了した。

実験条件は、充填容器に空気を充填した場合（管内で黒鉛の酸化反応有）と、N₂を充填した場合（黒鉛の酸化反応無）について、加熱管壁温度が400℃から800℃までの範囲を50℃おきに設定した。

3.1.2 実験結果とその考察

初期充填気体が窒素の場合の実験結果

初期充填気体がN₂の場合の実験結果として、鉛直加熱管平均温度が758℃の場合の加熱管内軸方向温度分布を図3.1.2に、管内混合気体密度の時間変化を図3.1.3に示す。逆U字管内へのN₂浸入過程は第2章で述べた2成分気体系の実験結果と同じであり、遮断弁開放後、N₂は分子拡散と高低温流路間の密度差に伴い発生する浮力による極めて流速の遅い混合気体の自然循環流により逆U字管内に浸入した。時間の経過とともに管内の混合気体密度が上昇し、本実験では100分後にN₂の自然循環流が発生し、第2段階に移行した。第1段階の持続時間は、鉛直加熱管平均温度が758℃のときで100分、367.3℃のとき220分であった。表3.1.3に初期充填気体がN₂の場合の各部平均温度と第1段階の持続時間を示す。

初期充填気体が空気の場合の実験結果

鉛直加熱管平均温度が767.7℃の場合の軸方向壁温度分布を図3.1.4に示す。本実験は黒鉛酸化反応が空気浸入に及ぼす影響を調べるのが主目的であり、黒鉛管内で温度分布が生じると都合が悪い。そこで、鉛直加熱管内の黒鉛管の両側にインコネル管を配置することによって、黒鉛管部は平坦な温度分布を達成することができた。しかしながら、加熱管全体ではインコネル管の両端で温度降下が生じた。図中の各実線は黒鉛管の軸方向積分平均温度であるが、鉛直加熱管平均温度は黒鉛管の積分平均温度が814.3℃の場合で約47℃、610.5℃の場合で約41℃、409℃の場合は約32℃低い値となった。表3.1.4に初期充填気体が空気の場合の各部平均温度と第1段階の持続時間を示し、表3.1.5に加熱管全体と黒鉛管の軸方向平均温度を示す。本実験において、逆U字管高さを代表長としたグラスホフ数は、 $3.7 \times 10^9 < Gr_L < 4.7 \times 10^{11}$ であった。

表3.1.5 加熱管全体と黒鉛管平均温度

Run.No.	AS-12	AS-3	AS-4b	AS-2	AS-5	AS-1	AS-8	AS-6	AS-9	AS-7
Heated pipe	811.0	767.7	715.4	661.8	618.1	569.1	523.5	466.2	423.8	376.6
Graphite pipe	859.1	814.3	760.0	708.2	660.8	610.5	562.9	508.0	460.3	409.0

図3.1.5に加熱管平均温度と第1段階の持続時間（N₂及び空気の自然循環流発生までの時間）との関係を示す。加熱管平均温度が450℃から650℃の範囲では、He-空気実験の第1段階の持続時間がHe-N₂実験の場合よりもわずかに短かった。これはCO₂が発生することによる混合気体密度の増加によるものと考えている。しかしながら、黒鉛管は鉛直加熱管全体の約25%であることから、CO₂の発生量も少なく、そのためN₂と空気の場合とに顕著な差が生じなかったと考えられる。

鉛直加熱管平均温度をパラメータとした鉛直加熱管下部(①)、黒鉛管部(②)、鉛直加熱管上部(③)、冷却管部(④)におけるO₂モル分率の時間変化をそれぞれ図3.1.6、3.1.7、3.1.8、3.1.9に示す。図中の実線は逆U字管を室温(16.3℃)に保持した場合の実験結果を示している。鉛直加熱管下部①のO₂のモル分率は時間の経過とともに増加し、O₂はまだ黒鉛管部に到達しないため、酸化反応によって消費されることはない。いずれの場合も実線で示す等温の場合に比べて高い値を示しているが、これは分子拡散に加えて極めて流速の遅い混合気体の自然循環流によっても気体が移動するためである。空気

浸入に伴い逆U字管内の密度が増加するため、混合気体の自然循環流も激しくなり、モル分率の増加率も時間の経過とともに大きくなっている。

黒鉛管部②に到達した O_2 は、鉛直加熱管平均温度が $400^\circ C$ 以下の場合、黒鉛とほとんど反応しないため、 O_2 は消費されずに黒鉛管内を移動する。鉛直加熱管平均温度が高くなるにつれて O_2 モル分率は減少し、 $618.1^\circ C$ 以上の場合 O_2 はすべて酸化反応で消費されるため、モル分率は 0 を示した。

鉛直加熱管上部③では、黒鉛管と同様に鉛直加熱管の平均温度が $523.5^\circ C$ 以上の場合 O_2 が検出されず、モル分率は 0 を示した。平均温度が $523.5^\circ C$ 、 $569.1^\circ C$ の場合 (\diamond, \times) は黒鉛管部で残存する O_2 が加熱管上部③に到達するまでに黒鉛管で消費されるため、鉛直加熱管上部③ではモル分率は 0 となった。

一方、冷却管部④では、冷却管側の下端から分子拡散により逆U字管内に O_2 が浸入するが、極めて流速の遅い混合気体の自然循環流と拡散の向きが逆であることから、等温の場合の実験値よりも低い値を示した。時間の経過とともに、自然循環流によって下向きに押し出される O_2 量が増加し、特に黒鉛管平均温度が $550^\circ C$ を越える場合は黒鉛管部で O_2 が消費され、冷却管を流下する混合気体中に O_2 が含まれなくなるために O_2 モル分率が減少した。

鉛直加熱管下部 (①) と鉛直加熱管上部 (③) における CO_2 モル分率の時間変化をそれぞれ図 3.1.10、3.1.11 に示す。鉛直加熱管下部①では、鉛直加熱管平均温度が高くなるほど CO_2 は多く発生し、黒鉛管部で発生した CO_2 が下方に拡散するため、 CO_2 モル分率は増加した。しかしながら、時間の経過とともに上向きの混合気体の自然循環流速が速くなるため、下向きの拡散が抑えられて CO_2 のモル分率は減少した。黒鉛管上部③の CO_2 モル分率は、鉛直加熱管の平均温度が高いほど発生量が増加し、モル分率の増加速度も速くなった。加熱管平均温度が $376.6^\circ C$ (黒鉛管温度は $409^\circ C$) の場合は反応速度が遅いため CO_2 は検出されなかった。

図 3.1.12 に鉛直加熱管上部 (③) における CO モル分率の時間変化を示す。本実験では CO/CO_2 発生比が小さいため、 CO モル分率は加熱管平均温度が $811^\circ C$ の場合でも、3% 以下であった。

表 3.1.1 温度と濃度測定点の加熱管下端からの距離

温度と濃度測定点	記号	下端からの距離
加熱管 (インコネル管) 気体温度	HG-1	920mm
加熱管壁温度 (下端断熱部)	HW-1	470mm
加熱管壁温度 (インコネル管)	HW-2	570mm
"	HW-3	670mm
"	HW-4	770mm
加熱管壁温度 (黒鉛管)	HW-5	870mm
"	HW-6	970mm
"	HW-7	1070mm
"	HW-8	1170mm
"	HW-9	1270mm
加熱管壁温度 (インコネル管)	HW-10	1370mm
"	HW-11	1470mm
"	HW-12	1570mm
"	HW-13	1670mm
水平管壁温度 (加熱側鉛直部)	HW-14	1770mm
水平管壁温度 (水平部)	HW-15	1970mm
"	HW-16	2120mm
"	HW-17	2270mm
水平管壁温度 (冷却側鉛直部)	HW-18	2470mm
水平管気体温度	HG-2	2120mm
冷却管気体温度 (上部)	CG-1	3020mm
" (中部)	CG-2	3490mm
" (下部)	CG-3	3950mm
気体充填容器気体温度	STG-1-4	-
加熱管下部 (①) 密度, O_2, CO, CO_2	MF, O_2, CO, CO_2 -1	450mm
加熱管黒鉛部 (②) 密度, O_2, CO, CO_2	MF, O_2, CO, CO_2 -2	1070mm
加熱管上部 (③) 密度, O_2, CO, CO_2	MF, O_2, CO, CO_2 -3	1770mm
冷却管 (④) 密度, O_2, CO, CO_2	MF, O_2, CO, CO_2 -4	3490mm