仕切りのある開口部におけるヘリウム-空気置換流*

姜 泰 一^{*1}, 岡 本 孝 司^{*1}
班 目 春 樹^{*1}, 文 沢 元 雄^{*2}

Helium-Air Exchange Flow through an Opening with a Partition

Tae-il KANG, Koji OKAMOTO,
Haruki MADARAME and Motoo FUMIZAWA

The helium-air exchange flow through a small vertical opening with a partition was experimentally investigated. The vertical partition was aligned with the center line of the small opening to evaluate the effects of the multiple openings. The dimensionless exchange flow rates, i. e., Froude numbers, were experimentally obtained with several opening ratios (H_1/D_f), i. e., the ratio of the height to the effective diameter of the opening. In the case of low opening ratios ($H_1/D_f < 0.75$), the measured Froude number for the multiple openings were almost the same as that for the single opening. The Froude numbers could be predicted with Epstein's modeling for a single opening. In the case of high opening ratios ($H_1/D_f \geq 0.75$), the measured Froude numbers for the multiple openings were larger than those for the single opening, because the upward and downward flows were separated by the vertical partition. Based on the balance between the pressure losses in the openings and the driving force due to density difference, the exchange flow rate was calculated, and found to agree qualitatively with the measured Froude numbers. The effect of the upward and downward flow interaction at the exit of the opening was found to play an important role in the prediction of the Froude number.

Key Words: High-Temperature Gas-Cooled Reactor, Buoyancy-Driven Exchange Flow, Mass Transfer, Nozzle, Jet

1. 緒 言

高温ガス炉 (HTGR) の安全解析において, 炉容器上部に設置されているスタンドパイプの破断事故は, 設計基準事故として考慮されている⁽¹⁾. 事故時の冷却材の流れを図1に模式的に示す. スタンドパイプが破断すると, 炉容器内のヘリウムガスは破断口から格納容器内に噴出する. 炉容器内圧力が格納容器内圧力まで低下した後で, 格納容器内の空気がヘリウムとの密度差によって, 破断口から炉容器内に浸入する. 高温ガス炉の中性子反射材は黒鉛でできているため, 空気中に含まれる酸素と反応する可能性がある. このため, 上部の破断口を通して炉容器内に浸入する空気量を評価することは安全解析上重要な因子である.

密度の異なる流体同士が, 上部に設置された小開口部において密度差によって置換する流れに関しては, 多くの基礎的な研究がある^{(2)~(6)}. Epstein⁽⁶⁾ は, 水と塩水を用いて, 円筒形の単一小開口部における置換流を実験的に求めている. 単一小開口部の高さと同径のア

スペクト比 H_1/D_1 が 0.01 から 10 の範囲における実験結果から, 単一小開口部における密度差置換流を四つの領域に区分している. また, Fumizawa ら⁽²⁾ は, 円筒形単一小開口部におけるヘリウムと空気の置換流を実験的に求め, Epstein⁽⁶⁾ の実験結果とよく一致していることを確認している.

上記のように, 単一小開口部における密度差置換流に関しては多くの知見が得られているが, 複数小開口部における密度差置換流に関しては, ほとんど研究がなされていない. Epstein⁽⁶⁾ は, 二つの小開口部における密度差置換流の実験を実施しているが, その実験範囲はアスペクト比が 0.12 から 0.52 と狭く, 一般的な傾向を得るには至っていない.

本研究においては, 円筒形単一小開口部の中心軸上に仕切りを設けたものを複数小開口部として用い, ヘリウムと空気を作動流体とし, アスペクト比が 0.05 から 10 の広い範囲について密度差置換流に関する実験的検討を行う.

おもな記号

 D_1 : 小開口部内径 m D_f : 小開口部面積等価直径 m D_{eq} : 小開口部水力等価直径 m

* 原稿受付 平成5年1月22日.

^{*1} 正員, 東京大学工学部附属原子力工学研究施設(●319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-22).^{*2} 正員, 日本原子力研究所(●319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4).

f_e : 助走区間圧力損失関数(表2)
 Fr : フルード数
 g : 重力の加速度 m/s^2
 H_1 : 小開口部高さ m
 K : 圧力損失係数
 P : 圧力 Pa
 ΔP : 圧力損失 Pa
 Q : 置換体積流量 m^3/s
 Re : レイノルズ数
 U : 代表流速 m/s
 u : 流速 m/s
 V : 平均流速 m/s
 V_t : 実験容器体積 m^3
 x_j : 壁面流開始座標 m
 δ : 仕切り厚さ m
 η : 無次元座標
 μ : 粘性係数 $\text{Pa}\cdot\text{s}$
 ν : 動粘性係数 m^2/s
 ρ : 密度 kg/m^3
 ρ_H : 重い気体の密度(空気密度) kg/m^3
 ρ_L : 軽い気体の密度(実験容器内平均密度)
 kg/m^3
 ρ_m : 平均密度 $= (\rho_H + \rho_L)/2$ kg/m^3

$\Delta\rho_L$: 実験容器内平均密度増加量 kg/m^3
 τ_j : 壁面噴流の壁面せん断応力 Pa

添字

e : 助走区間
 f : 壁面摩擦
 H : 重い気体(空気)
 L : 軽い気体(ヘリウム空気混合気体)
 r : 上昇下降流の干渉
 sc : 急縮小
 se : 急拡大

2. 実験

図2に本実験で用いた実験装置の概略図を示す。実験装置は、円筒形実験容器、電子てんびん、実験制御データ集録用コンピュータより構成されている。円筒形実験容器の上部に、アクリル製円筒形小開口部を設置する。本研究においては、図3(b)に示すように、小開口部の中心線上に厚さ $0.5 \times 10^{-3} \text{ m}$ のアクリル製仕切りを設置したもの、複数開口部と呼ぶ。また、同口径で仕切りを設置しないもの図3(a)を単一開口部と呼ぶ。

実験パラメータとしては、仕切りの有無(複数/単一)、アスペクト比 H_1/D_1 、開口部内径を採用した。実験条件を表1に示す。開口部内径は 0.01 m から 0.04 m とし、アスペクト比の範囲は 0.05 から 10 の広い領域で実験を行った。なお、開口部断面積と実験容器断面積の比 $(D_1/D_2)^2$ を小さくするため、開口部内径によって実験容器の大きさを表1に示すように変化させている。

実験は、大気圧下、常温で行った。実験初期に、開口部上端に板状の栓をし、実験容器全体をヘリウムで満

図1 スタンドパイプ破断事故時の高温ガス炉炉容器内流動

図2 実験装置

たす。完全にヘリウムで充満されたことは、電子てんびんで実験容器全体の質量を計測することによって確認した。この後、開口部上端の栓を取り外すことによって、開口部における、ヘリウム-空気置換流が生じる。置換流量は、実験容器全体の質量の変化を電子てんびんによって計測することにより、以下のように算出される⁽²⁾。

$$Q = \frac{V_L}{\rho_H - \rho_L} \frac{d\Delta\rho_L}{dt} \quad \text{.....(1)}$$

ここで、 ρ_L , $\Delta\rho_L$ は、それぞれ実験容器内気体の平均密度および平均密度増加量であり、電子てんびんにより計測された質量増加から計算される。なお、 ρ_H としては空気密度を用いた。また、置換流量を表す無次元数として、フルード数 Fr を導入する。

表 1 実験条件

Configurations	D_1 m	D_2 m	H_2 m	H_1/D_1	Opening
(a)	0.02	0.194	0.4	0.05 ~ 10	Single
(b)	0.02	0.194	0.4	0.05 ~ 10	Multiple
(c)	0.01	0.1	0.2	0.6 ~ 10	Multiple
(d)	0.04	0.499	0.5	0.6 ~ 10	Multiple

図 3 単一開口部と複数開口部

$$Fr = Q \sqrt{\frac{\rho_m}{D_f^5 g (\rho_H - \rho_L)}} \quad \text{.....(2)}$$

なお、仕切りを入れた状態では、開口部が円形にならないため、Epstein⁽⁶⁾と同様に、面積等価直径 D_f を用いる。

$$D_f = \sqrt{\frac{4}{\pi} \left(\frac{\pi}{4} D_1^2 - D_1 \delta \right)} \quad \text{.....(3)}$$

3. 実験結果と考察

3・1 置換流量 図4に得られた実験結果の一例を示す。開口部内径が0.02 mの条件で、アスペクト比を変化させた場合の、実験容器内気体平均密度増加量 $\Delta\rho_L$ の時間変化を示している。容器内に空気が置換されて混入するため、密度は単調増加する。アスペクト比が小さい場合では、単一開口部、複数開口部(仕切りあり)の密度増加は似通っている。しかしながら、アスペクト比の大きな場合 ($H_1/D_1=10$) では、複数開口部

図 4 容器内平均密度増加量の変化

図 5 複数開口部フルード数の変化

の密度増加が単一開口部の場合よりもはるかに大きい。図4のデータに式(1), (2)を適用することによって、フルード数(無次元置換流量)を算出できる。図5に複数開口部におけるフルード数の時間変化を示す。アスペクト比が小さい場合はフルード数は時間に対してほぼ一定であるが、アスペクト比が0.75の場合は、フルード数は大きく変動している。また、アスペクト比が10の場合は、約300s程度までは一定であるが、それ以降は減少傾向を示している。フルード数が減少するのは、容器内気体の密度が空気の密度に近づき、置換流を引き起こす駆動力が相対的に小さくなったためと考えられる。図6に、フルード数と、容器内気体平均密度増加量 $\Delta\rho_L$ との関係を示す。アスペクト比が10の場合では、容器内気体平均密度増加量が 0.6 kg/m^3 を超えるとフルード数が減少することがわかる。このため、本研究においては、容器内気体密度が

図6 フルード数と平均密度増加量の関係

図7 単一および複数開口部における置換流量

ヘリウムに近い場合におけるフルード数の平均値をもって置換流量を評価する。具体的には、 $0 \leq \Delta\rho_L \leq 0.5 \text{ kg/m}^3$ の間のフルード数を時間平均したフルード数を用いて評価する。以下、この時間平均フルード数を単にフルード数と呼ぶ。

図7に、実験で得られたフルード数をアスペクト比に対して示す。誤差棒はフルード数の時間変動量の標準偏差を示す。また、図7中には Epstein⁽⁶⁾ による、単一開口部に対する整理式も示している。

3.2 複数開口部密度差置換流の流動様式 図7の実験結果から、アスペクト比が小さい領域 ($H_1/D_f < 0.75$) では、単一開口部と複数開口部におけるフルード数の差はほとんどないことがわかる。これに対して、アスペクト比が大きい領域 ($H_1/D_f > 0.75$) では、複数開口部のほうがはるかに大きなフルード数となることがわかる。

アスペクト比が大きい領域における流れの状態を、マッハ・ツェンダー干渉計によって可視化したものを図8に示す。これは、アスペクト比 H_1/D_f が2の条件で、単一開口部、ならびに複数開口部の出口近傍のヘリウムの流れを可視化したものである。単一開口部の流れは、Epstein⁽⁶⁾ による様式(III)乱流拡散流とベルヌーイ流の重畳流であり、ヘリウムの流れが大きく振動していることが確認できた。これに対し、複数開口部の流れは、安定であり、仕切りによって分離された片側の流路からヘリウムが定常的に流出していることが確認できた。すなわち、アスペクト比が大きい領域においては、仕切りによって分離された二つの流路を、それぞれ、ヘリウムと空気が干渉することなしに流れ

図8 マッハ・ツェンダー干渉計による開口部出口の可視化

ていることがわかる。このため、この領域の置換流量は単一開口部に比べてはるかに大きくなる。

両領域の中間領域 ($H_1/D_f=0.75$) では、図 5 に示すようにフルード数が大きく時間的に変動することも観測されている。これは、図 7 に示されている誤差棒の大きさによっても確認でき、その他の条件と比較しても変動が大きいことがわかる。この変動は、両領域の流動様式遷移を不安定に繰返しているためとも考えられるが、開口部内の流動様式を可視化などで把握できていないので、明確なことはわからない。

以上の考察から、複数開口部における密度差置換流の流動様式を、3 領域に分類する。

- (1) 単一開口様式 $H_1/D_f < 0.75$
- (2) 遷移様式 $H_1/D_f = 0.75$
- (3) 複数開口様式 $H_1/D_f > 0.75$

3・3 単一開口様式における置換流量 この領域における複数開口部密度差置換流は、単一開口部のものと同様の傾向を示している。すなわち、アスペクト比が小さい場合には、仕切りは流れに対してほとんど影響しないことがわかる。この領域における複数開口部の置換流量は、単一開口部と同様であるため、Epstein⁽⁶⁾ の予測式を用いて評価できる。Epstein⁽⁶⁾ は、単一開口部置換流を四つの様式に分類している。これは、アスペクト比の小さいほうから、(I) 振動置換流、(II) ベルヌーイ流、(III) 乱流拡散流とベルヌーイ流の重畳流、(IV) 乱流拡散流である。図 7 に、実験結果と Epstein⁽⁶⁾ の予測式を示す。アスペクト比の小さい単一開口様式においては、複数開口部の置換流量が Epstein⁽⁶⁾ の単一開口部に対する予測式によってよく予測できることがわかる。

3・4 複数開口および遷移様式における置換流量

図 8 に示されるように、この領域においては、仕切りによって分離された流路を 2 流体が流れている。軽い流体(ヘリウム空気混合気体)は上向きに流れ、重い流体(空気)は下向きに流れる。この流れに対して、圧力損失を考慮した修正ベルヌーイ式を用いると次式を得る。

$$P_H + \rho_H g H_1 = P_L + \sum \Delta P_H \quad \cdots (4)$$

$$P_H + \rho_L g H_1 + \sum \Delta P_L = P_L \quad \cdots (5)$$

ここで、 $\sum \Delta P$ は圧力損失の総和である。また、開口部上端、下端における圧力をそれぞれ P_H , P_L と表した。式(4)と式(5)を連立すると、次式を得る。

$$(\rho_H - \rho_L) g H_1 = \sum \Delta P_H + \sum \Delta P_L \quad \cdots (6)$$

式(6)の左辺は密度差による静圧を示し、右辺は圧力損失の総和を示す。すなわち、密度差による駆動力と圧力損失との釣合いを示している。ここで、圧力損失

は一般に流速の関数であり、式(6)を解くことによって、置換流量を算出できる。なお、連続の条件および、二つの流路断面積が等しいことから、平均流速は $V = V_L = V_H$ となる。本研究においては、圧力損失として、摩擦損失、形状損失、開口部出口における 2 流体の干渉による損失を考慮した。

(1) 摩擦損失 本研究の実験範囲内では開口部内の流れは層流であることから、発達した層流による管摩擦損失は、次式で与えられる。

$$\Delta P_{fi} = \frac{64}{Re_i} \frac{H_1}{D_{eq}} \frac{\rho_i V^2}{2} = \frac{32 H_1 \mu_i}{D_{eq}^2} V \quad \cdots (7)$$

ここで、添字 i は軽い気体 L または重い気体 H を表す。また、 D_{eq} は水力等価直径で、本実験体系の場合以下の式で表される。

$$D_{eq} = 4 \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{4} D_1^2 - \delta D_1 \right)}{\left(\frac{1}{2} \pi D_1 + D_1 - \delta \right)} \quad \cdots (8)$$

流路に流入する流れは未発達であるので、助走区間内の損失を考慮する。Langhaar⁽⁷⁾ によれば、助走区間内の損失係数は、長さの関数として以下のように表される。

$$K_e = f_e \left(\frac{4 H_1}{D_{eq} Re} \right) = 0 \sim 1.28 \quad \cdots (9)$$

ここで、 f_e は表 2 に示される関数である。

以上をまとめると、摩擦損失による圧力損失は次式で与えられる。

$$\Delta P_{fi} = \frac{32 H_1 \mu_i}{D_{eq}^2} V + f_e \left(\frac{4 H_1}{D_{eq} Re_i} \right) \rho_i \frac{V^2}{2} \quad \cdots (10)$$

(2) 形状損失 開口部への流入および開口部か

表 2 助走区間圧力損失係数

$\frac{4H_1}{D_{eq}Re_i}$	K_{ei}
0	0
0.00082	0.12
0.00332	0.33
0.00722	0.45
0.0143	0.60
0.0214	0.70
0.0335	0.82
0.0549	0.96
0.0715	1.04
0.0947	1.12
0.1365	1.20
0.1795	1.24
0.2479	1.26
≥ 0.3040	1.28

図 9 複数開口部出口における流れのモデル化

らの流出は、管路の急縮小、急拡大と考えることができる。これらの圧力損失係数は、以下のように与えられる⁽⁸⁾。

$$K_{se}=1 \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$K_{sc}=0.5 \quad \dots\dots\dots (12)$$

(3) 2流体の干渉による損失 開口部内においては、仕切りによって流路が分離されているため、上昇流と下降流の干渉は起こらない。しかしながら、相互の流路が近接しているため、開口部出口もしくは入口において上昇流と下降流が干渉する。この流れのせん断によって圧力損失が生じる。この圧力損失を以下のようにモデル化して求める。開口部出口の空気、ヘリウムの流速分布が図 9 (a) に示すように中心軸上で対称であると仮定すると、図 9 (b) に示す壁面噴流にモデル化することができる。実際の流れは三次元であるが、ここでは簡単のため二次元壁面噴流で考える。この二次元壁面噴流の壁面でのせん断を積分することによって圧力損失を算出する。

Glauert⁽⁹⁾ は、境界層理論に基づいて二次元壁面噴流を解析し、流速分布および、壁面せん断応力を以下のように求めている。

$$u = \left(\frac{\nu U}{16x} \right)^{1/2} f'(\eta) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\eta = \left(\frac{U}{256\nu x^3} \right)^{1/4} y \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\tau_j = \frac{0.125}{9} \rho \nu^{5/4} \frac{U^{3/4}}{x^{5/4}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $f'(\eta)$ は流速分布を与える関数で、 $\int_0^\infty f'(\eta) d\eta = 1$ となるように規格化されている。式 (13), (15) においては、代表流速 U と図 9 (b) に示される噴流開始点 x_j の二つの未定パラメータが存在する。この未定パラメータは、壁面噴流と開口部内の流れとの、流量および壁面せん断応力の連続性を考慮することで算出できる。すなわち、

$$\int_0^\infty u_{j/x=x_j} dy = \frac{D_1 - \delta}{2} V \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\tau_{j/x=x_j} = \frac{8\mu V}{D_{eq}} \quad \dots\dots\dots (17)$$

これらの 2 式から未定パラメータ U および x_j が以下のよう求められる。

$$U = \left(\frac{D_1 - \delta}{2} \right)^4 \frac{1}{\nu^3 x_j} V^4 \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$x_j = \left(\frac{0.125 D_{eq}}{72} \right)^{1/2} \left(\frac{D_1 - \delta}{2} \right)^{3/2} \frac{V}{\nu} \quad \dots\dots\dots (19)$$

流れの干渉による圧力損失は、壁面せん断応力を積分することによって、以下のように求まる。

$$\Delta P_r = \frac{\int_{x_j}^\infty \tau_j dx}{(D_1 - \delta)/2} = 2.66 \left(\frac{D_1 - \delta}{2 D_{eq}} \right)^{1/2} \frac{\rho V^2}{2} \quad \dots\dots\dots (20)$$

式 (20) によれば圧力損失係数の形で表されることがわかる。流れの干渉は、開口部出口と入口の 2 箇所に同様に存在しているので、流れの干渉による圧力損失係数は式 (20) を 2 倍して以下のように算出できる。

$$K_r = 2 \cdot 2.66 \left(\frac{D_1 - \delta}{2 D_{eq}} \right)^{1/2} \approx 4.8 \quad \dots\dots\dots (21)$$

(4) 実験値と計算値の比較 式 (6) に式 (10), (11), (12), (21) を代入し平均流速 V に関する方程式を得る。

$$\begin{aligned} & f_e \left(\frac{4H_1 \nu_H}{D_{eq}^2 V} \right) \rho_H \frac{V^2}{2} + f_e \left(\frac{4H_1 \nu_L}{D_{eq}^2 V} \right) \rho_L \frac{V^2}{2} \\ & + \left[1 + 0.5 + 5.32 \left(\frac{D_1 - \delta}{2 D_{eq}} \right)^{1/2} \right] (\rho_H + \rho_L) \frac{V^2}{2} \\ & + \frac{32H_1(\mu_H + \mu_L)}{D_{eq}^2} V - (\rho_H - \rho_L) g H_1 = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここで、第 1, 2 項の f_e は表 2 によって与えられる。式 (22) を解くことによって平均流速 V が計算できる。なお、式 (2) より、フルード数は平均流速 V を用いて、

$$Fr = \frac{\pi}{8} \frac{V}{\sqrt{D_{eq}(\rho_H - \rho_L)/\rho_m}} \quad \dots\dots\dots (23)$$

と表すことができる。

式 (22), (23) より算出されるフルード数を実験結果と比較する。実験は、アスペクト比だけではなく、開口部内径を変化させ、口径 D_1 の影響も調べた。軽い流

図 10 複数開口部置換流量

体はヘリウムと空気の混合気体であり時間によって物性値が変化するが、図 6 に示されるように $\Delta\rho_L$ が小さい場合には、フルード数に対する物性値変化の影響は無視できる。このことから、式(22)の計算においては、ヘリウムの物性値、すなわち $\Delta\rho_L=0$ の値を用いた。図 10 に実験値と式(22)、(23)から算出されるフルード数を比較して示す。実験値も計算値もアスペクト比 H_1/D_f が大きくなるに従いフルード数が大きくなっていることがわかる。また、口径 D_1 が大きくなるほどフルード数が大きくなることを示している。実験値の傾向を、計算値が定性的によく表しており、本検討によって置換流量を予測することが有効であることがわかる。

なお、この検討では、開口部出入口における 2 流体の干渉を単純な二次元壁面噴流にモデル化しているので、算出した圧力損失には多くの誤差を含んでいると考えられる。しかしながら、この圧力損失係数が式(21)に示されるように 5 程度と比較的大きな値をもつこと、また、実験結果と解析結果の傾向が比較的良好一致していることから、仕切りのある開口部の置換流を考慮する場合には出入口部における流れの干渉によ

る圧力損失を考慮することが重要であることがわかる。この圧力損失を詳細に算出することは今後の課題である。

4. 結 論

仕切りのある開口部における、ヘリウムと空気による密度差置換流に関して実験的な検討を行い、以下の結論を得た。

(1) 開口部の高さと同径の比であるアスペクト比が小さな領域 ($H_1/D_f < 0.75$) では、仕切りの有無による差はほとんど見られない。この領域では、Epstein⁽⁶⁾の単一開口部における予測式で複数開口部の置換流量が予測できる。

(2) アスペクト比が大きな領域 ($H_1/D_f \geq 0.75$) では、2 流体が仕切りによって分けられた二つの流路を流れるため、仕切りのない場合に比べて置換流量が多くなる。この領域における置換流量を管路の圧力損失と密度差による水頭差の釣り合いから評価した結果、アスペクト比や開口部内径の影響を定性的によく説明することができた。また、流量を評価するうえで、開口部出入口近傍における上昇下降流の干渉による圧力損失が、重要であることがわかった。

おわりに、本研究を行うにあたりご支援を得た日本原子力研究所 菱田誠氏に深く感謝申し上げる。

文 献

- (1) Hishida, M., ほか 4 名, *Proc. ANP'92*, (1992), 18.4-1.
- (2) Fumizawa, M., ほか 3 名, *Proc. FLUCOME '91*, (1991), 333.
- (3) Brown, W. G., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 5(1962), 869.
- (4) Mercer, A. and Thompson, H., *J. Br. Nucl. Energy Soc.*, 14-4(1975), 327.
- (5) Leach, S. J. and Thompson, H., *J. Br. Nucl. Energy Soc.*, 14-3(1975), 243.
- (6) Epstein, M., *Trans. ASME, J. Heat. Transf.*, 110(1988), 885.
- (7) Langhaar, H. L., *J. Appl. Mech.*, 9(1942), A-55.
- (8) 日本機械学会編, 機械工学便覧, A 5(1986), A 5-77.
- (9) Glauert, M. B., *J. Fluid. Mech.*, 1(1956), 625.