

JAERI - M
89-065

周囲と密度の異なる気体噴流に関する研究
(第1報：アルゴンガス層流円形噴流の数値解析と
濃度分布測定実験)

1989年6月

文沢 元雄・菱田 誠・功刀 資彰

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 いばらき印刷株式会社

周囲と密度の異なる気体噴流に関する研究
(第1報：アルゴンガス層流円形噴流の
数値解析と濃度分布測定実験)

日本原子力研究所東海研究所高温工学部
文沢 元雄・菱田 誠・功刀 資彰

(1989年5月2日受理)

2成分気体の円形噴流は多成分気体流れの中で最も基本的な流れの1つである。本研究の目的は、静止気体(空気)中に異種気体(アルゴンガス)が層流状態で鉛直下向きに噴出する場合の2成分気体噴流の流れ場と濃度場を数値解析により、また、濃度分布を実験により調べることである。

フルード数の逆数(\bar{x}/Fr)が0.5~750の範囲について調べた結果、以下のことが分かった。

- (1) 噴流は重力のために加速されるので、軸方向速度は下流に向かって増加する。
- (2) 噴出口直下では、アルゴンガス噴流のポテンシャルコアが存在するが、下流に進むに従って周囲流体の巻き込みおよび拡散のためにアルゴンガス濃度は減少する。
- (3) 中心軸上における軸方向の質量流束は、下流に進むに従って微増するが、 $\bar{x}/Fr \geq 200$ では減少する。
- (4) 流速、濃度および質量流束分布の半値幅が、 $\bar{x}/Fr < \text{約} 200$ で減少する傾向は、2成分気体噴流の特徴であると考えられる。
- (5) アルゴンガス濃度の半値幅と軸方向分布に関し、実験結果と数値解析結果は良く一致する。

Study on Gas Jet with Different Densities from the Surroundings
(1st Report, Numerical Study and Measurement of Mass
Fraction of Argon Gas Laminar Circular Jet)

Motoo FUMIZAWA, Makoto HISHIDA and Tomoaki KUNUGI

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

(Received May 2, 1989)

The objective of the present study is to investigate numerically and experimentally the behavior of the fluid flow and the mass transfer of argon gas (Ar) laminar circular jet discharging into stagnant air along the gravity force. The study is performed to understand the basic features of air ingress phenomena at pipe rupture accident in high temperature gas-cooled reactor.

As the result, the followings were obtained in the range of reciprocal Froude number (\bar{x}/Fr) from 0.5 to 750:

- (1) The velocity along the jet axis increased because the jet was accelerated by gravity force.
- (2) In the vicinity of the jet outlet, potential core of Ar jet existed. Beyond the potential core, the mass fraction decreased along the axis because of entrainment and diffusion of air from the surroundings.
- (3) Mass flux of Ar along the jet axis increased slightly in $\bar{x}/Fr < 200$ and decreased in $\bar{x}/Fr > 200$.
- (4) It is characteristic feature of laminar circular jet of two component gases that half-radii of axial velocity, Ar mass fraction and mass flux decreased along the jet axis in $\bar{x}/Fr < 200$.
- (5) Experimental results agreed well with those of numerical analyses on both axial and half-radius of Ar mass fraction.

Keywords: Numerical Study, Density, Experiment, Concentration, Laminar Flow, Circular Jet, Argon, Air, Mass Fraction, Froude Number, Half-radius, Entrainment, Diffusion

目 次

1. 序 論	1
2. 数値解析	2
2.1 解析方法	2
2.1.1 基礎式	2
2.1.2 解析モデルと境界条件	4
2.1.3 解析コード	5
2.2 解析結果および考察	6
2.2.1 軸方向流速分布	6
2.2.2 アルゴンガスの濃度分布	7
2.2.3 アルゴンガスの軸方向質量流束分布	7
2.2.4 流速, 濃度および質量流束分布の半値幅	7
2.2.5 径方向流速および圧力の径方向分布	8
3. 濃度分布測定実験	25
3.1 実験装置および実験方法	25
3.2 実験結果および考察	25
3.2.1 アルゴンガスの中心軸上濃度分布	25
3.2.2 アルゴンガスの径方向濃度分布	26
3.2.3 アルゴンガスの質量分率の半値幅	26
3.2.4 噴流の不安定性	27
4. 結 論	36
謝 辞	36
参考文献	37

Contents

1. Introduction	1
2. Numerical analysis	2
2.1 Analytical method	2
2.1.1 Basic equations	2
2.1.2 Analytical model and analytical condition	4
2.1.3 Analytical code	5
2.2 Analytical results and discussions	6
2.2.1 Axial velocity distribution	6
2.2.2 Mass fraction distribution of argon gas	7
2.2.3 Mass flux distribution of argon gas	7
2.2.4 Half-radius of axial velocity, mass fraction and mass flux	7
2.2.5 Radial distribution of radial velocity and pressure ..	8
3. Experiments of argon gas mass fraction	25
3.1 Experimental apparatus and measurements	25
3.2 Experimental results and discussions	25
3.2.1 Argon gas mass fraction distributions of center line ..	25
3.2.2 Argon gas mass fraction distribution of radial direction	26
3.2.3 Half-radius of argon gas mass fraction	26
3.2.4 Flow instability of jet	27
4. Conclusions	36
Acknowledgments	36
References	37

記号表

- b : 鉛直方向 (軸方向) 流速の半値幅 ($\bar{b} = b/D_o$)
 b_ω : アルゴンガスの質量分率の半値幅 ($\bar{b}_\omega = b_\omega/D_o$)
 b_G : アルゴンガスの軸方向質量流束の半値幅 ($\bar{b}_G = b_G/D_o$)
 D : テスト部外管の直径
 D_o : テスト部内管 (噴出口) の直径 ($= 2 R_{jet}$)
 D_{AB} : 成分 A (アルゴンガス) と成分 B (空気) 間の相互拡散係数
 Fr : フルード数 ($= u_m^2/gD_o$)
 G_A : アルゴンガスの軸方向質量流束 ($= \rho \omega_A u$, $\bar{G}_A = G_A/G_{A1}$, $\bar{G}_{A1} = G_{A1}/(2 \rho_o u_m)$)
 g : 重力加速度
 H : テスト部外管の高さ
 H_o : テスト部内管の高さ (噴流の助走距離)
 H_1 : 外管に挿入されているテスト部内管の高さ
 M_A : 成分 A (アルゴンガス) の分子量
 M_B : 成分 B (空気) の分子量
 p : 混合気体の圧力 ($\bar{p} = (p - p_\infty)/(\rho_o u_m^2)$)
 Pe : ペクレ数 ($= u_m D_o/D_{AB}$)
 r : 水平方向 (径方向) 距離 ($\bar{r} = r/D_o$)
 Re : レイノルズ数 ($= \rho_o u_m D_o/\mu_o$)
 u : 軸方向流速 ($\bar{u} = u/u_m$, $\bar{u}_1 = u_1/2 u_m$, $\bar{u}_2 = u/u_1$)
 u_m : 噴出口での平均流速
 v : 径方向流速 ($\bar{v} = v/u_m$)
 x : 軸方向距離 ($\bar{x} = x/D_o$)
 X_A : 成分 A (アルゴンガス) のモル分率
 X_{O_2} : 空気中の酸素のモル分率
 μ : 混合気体の粘度
 Π : コントロールボリューム内における質量流量, $\Delta \Pi$ は Π の残差
 ρ : 混合気体の密度
 ϕ : 式(1)の計算物理量, $\Delta \phi$ は ϕ の残差
 ω_A : 成分 A (アルゴンガス) 質量分率 ($\bar{\omega}_A = \omega_A/\omega_{A1}$)
 添字 0 : 噴流出口
 1 : 噴流中心軸方向
 2 : 径方向
 ∞ : 周囲流体
 m : 噴流出口での平均値

1. 序 論

高温ガス炉において万一、1次冷却系配管の破断事故が生じた場合には、炉内のヘリウムガスが格納容器内に噴出し炉内と格納容器の圧力が均圧した後、破断口から空気が炉内に浸入し、黒鉛構造物が酸化されると考えられる。従って、配管破断事故時に炉内に浸入する空気量、黒鉛構造物の酸化量等を知るためには、炉内に発生する多成分気体の流動及び拡散特性を知る必要がある。このため多成分気体の中でも最も基礎的な2成分気体の流動及び拡散現象を研究することは非常に重要である。1成分気体噴流の流動特性については Schlichting⁽¹⁾を始めとする多くの研究が行われている。2成分気体噴流の乱流に関しては、周囲気体と噴出気体の密度が異なる噴流において密度差による浮力を考慮した噴流の速度場と濃度場の実験⁽²⁾および浮力噴流の検討⁽³⁾などがある。2成分気体噴流の層流に関しては、密度差による浮力を考慮した場合の数値解析⁽⁴⁾が行われているが研究は少ない。

周囲流体と密度の異なる2成分気体噴流の速度場及び濃度場は噴出口から離れるにつれて重力（又は浮力）等の影響を受ける。周囲流体より密度の高い流体を鉛直下向きに噴出する流れでは、噴流は流れ方向（以下、軸方向）に重力のために加速され、水平方向（以下、径方向）には拡散と周囲流体の巻き込みによって広がると予想される。通常、1成分気体噴流の解析は境界層近似を施した放物型の境界層方程式に基づいて行われる場合が多い。しかし、本報のように径方向の濃度分布が重要である2成分気体噴流においては、拡散成分の質量保存式（以下、拡散方程式）において径方向の対流項を正確に取り扱う必要がある。そのためには、従来の研究で行われているような境界層近似を行った放物型の境界層方程式ではなく、楕円型の Navier-Stokes 方程式を用いて数値解析を行う必要があると考えられる。

したがって、本報では、2成分気体の基本的な流れの1つである円形噴流を取り上げ、静止気体（空気）中に異種気体（周囲気体と密度の異なる気体：アルゴンガス）が層流状態で鉛直下向きに噴出する場合の噴出口付近における2成分気体噴流の数値解析および濃度分布測定実験の結果を報告する。

2. 数 値 解 析

2.1 解析方法

2.1.1 基礎式

(1) 保存形表示の基礎式

2成分気体噴流では混合気体の密度及び粘度の空間変化を考慮する必要がある。物性値の空間変化を考慮した2次元定常流(層流)の基礎式を円柱座標系について保存形表示で表すと次式のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho r u \phi) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v \phi) = \frac{\partial}{\partial x}(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial r}(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r}) + r S_{\phi} \quad (1)$$

ここで、一般の従属変数 ϕ は u (軸方向流速)、 v (径方向流速)、 ω_A (アルゴンガスの質量分率)を表し、一般の拡散係数 Γ_{ϕ} は μ 、 ρD_{AB} (D_{AB} は相互拡散係数)、 S_{ϕ} はソース項を表している。 ϕ 、 Γ_{ϕ} と S_{ϕ} は、以下の式で与えられる。

<連続の式>

$$\phi = 1, \quad \Gamma_{\phi} = S_{\phi} = 0 \quad (2)$$

<軸方向運動量の式>

$$\begin{aligned} \phi &= u, \quad \Gamma_{\phi} = \mu, \\ S_{\phi} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu \frac{\partial v}{\partial x}) \\ &\quad - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v) \right\} + (\rho - \rho_{\infty}) g \end{aligned} \quad (3)$$

<径方向運動量の式>

$$\begin{aligned} \phi &= v, \quad \Gamma_{\phi} = \mu, \\ S_{\phi} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial u}{\partial r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu \frac{\partial v}{\partial r}) - \frac{2\mu v}{r^2} \\ &\quad - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v) \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

<成分A(アルゴンガス)の拡散方程式>

$$\phi = \omega_A, \quad \Gamma_{\phi} = \rho D_{AB}, \quad S_{\phi} = 0 \quad (5)$$

また混合気体の密度は2成分の混合気体が完全ガスの状態方程式に従うとして次式から求めた。

$$\rho = \frac{\rho_0 \rho_{\infty}}{\rho_0 - (\rho_0 - \rho_{\infty}) \omega_A} \quad (6)$$

混合気体の粘度 μ は、Wilkeの評価式⁽⁵⁾を用いて各成分気体の粘度 μ_0 、 μ_{∞} から次式によって求めた。

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \frac{X_B \phi_{AB}}{X_A}} + \frac{\mu_\infty}{1 + \frac{X_A \phi_{BA}}{X_B}} \quad (7)$$

ここで,

$$\phi_{AB} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_0}{\mu_\infty} \right)^{1/2} \left(\frac{M_B}{M_A} \right)^{1/4} \right]^2}{\frac{4}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{M_A}{M_B} \right)^{1/2}} \quad (8)$$

$$\phi_{BA} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_\infty}{\mu_0} \right)^{1/2} \left(\frac{M_A}{M_B} \right)^{1/4} \right]^2}{\frac{4}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{M_B}{M_A} \right)^{1/2}} \quad (9)$$

$$X_A = \frac{\rho_\infty \omega_A}{\rho_0 - (\rho_0 - \rho_\infty) \omega_A} \quad (10)$$

$$X_B = 1 - X_A \quad (11)$$

(2) 基礎式の無次元化

基礎式を以下の無次元諸量を用いて無次元化した。

$$\bar{x} = \frac{x}{D_0}, \quad \bar{r} = \frac{r}{D_0}, \quad \bar{u} = \frac{u}{u_m}, \quad \bar{v} = \frac{v}{u_m}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \bar{\mu} = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad \bar{p} = \frac{p - p_\infty}{\rho_0 u_m^2}$$

<連続の式>

$$\frac{\partial}{\partial \bar{x}} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{v}) = 0 \quad (12)$$

<軸方向運動量の式>

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \bar{x}} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{u}^2) + \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{u} \bar{v}) \\ &= \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}} \right) \right\} - \bar{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} \\ &+ \frac{\bar{r}}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} \right) + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left\{ \bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\bar{\mu}}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r} \bar{v}) \right\} \right] \\ &+ \bar{r} \cdot \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \cdot \frac{\rho_\infty \omega_A}{\rho_0 - (\rho_0 - \rho_\infty) \omega_A} \end{aligned} \quad (13)$$

<径方向運動量の式>

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \bar{x}} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{u} \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{v}^2) \\ &= \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{r}} \right) \right\} - \bar{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \\ &+ \frac{\bar{r}}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{r}} \right) - \frac{2 \bar{\mu} \bar{v}}{\bar{r}^2} \right. \\ &\left. - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left\{ \bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\bar{\mu}}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r} \bar{v}) \right\} \right] \end{aligned} \quad (14)$$

<成分 A (アルゴンガス) の拡散方程式>

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{u} \omega_A) + \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{v} \omega_A) \\ &= \frac{1}{Pe} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{r} \bar{\rho} \frac{\partial \omega_A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\bar{r} \bar{\rho} \frac{\partial \omega_A}{\partial r} \right) \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

ここで、無次元数 Re, Gr, Pe は、噴流出口での物性値、流速および噴出口直径を基準として以下のように定義した。

$$\text{レイノルズ数} : Re = \frac{\rho_0 u_m D_0}{\mu_0},$$

$$\text{グラスホフ数} : Gr = \frac{\rho_0 (\rho_0 - \rho_\infty) D_0^3 g}{\mu_0^2},$$

$$\text{ペクレ数} : Pe = \frac{u_m D_0}{D_{AB}}$$

さらに、軸方向運動量の式(13)はフルード数 Fr ($= u_m^2 / g D_0$) を用いて以下の式に変形できる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{u}^2) + \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\rho} \bar{r} \bar{u} \bar{v}) \\ &= \frac{1}{Re} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) \right\} - \bar{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \\ & \quad + \frac{\bar{r}}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial r} \left(\bar{r} \bar{\mu} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\bar{\mu}}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial r} (\bar{r} \bar{v}) \right\} \right] + \bar{r} \frac{1}{Fr} (\bar{\rho} - \bar{\rho}_\infty) \end{aligned} \quad (16)$$

2.1.2 解析モデルと境界条件

静止空気中に噴出するアルゴンガス噴流の解析モデルを Fig. 1 に示す。座標系は x-r の 2 次元軸対称円柱座標系である。中心の円管から鉛直下向き（重力加速度 g と同じ向き）に成分 A の気体（20°C, 1 気圧のアルゴンガス）が 20°C, 1 気圧の静止空気中に噴出する。解析対象領域の大きさは、Table 1 に示すように、 X_L が 0.5m, R_L が 0.0975m, X_{jet} が 0.123m, R_{jet} が 0.01m である。x 及び r 方向に 79 × 39 等分割して計算した。計算に使用した物性値を Table 1 に示す。また、実験と比較するために行う数値解析の形状条件は $R_{jet} (= D_0 / 2)$ が 0.0086m, $R_L (= D_0 / 2)$ が 0.08385m である。その他の条件は Table 1 と同じである。境界条件は以下のとおりである (Fig. 1 参照)。

- (1) $x = 0, 0 \leq r \leq R_{jet}$ (噴出口) で
 $u = 2 u_m (1 - r^2 / R_{jet}^2)$
 (発達した円管内層流の速度分布)
 $v = 0, \omega_A = 1$
- (2) $x = -X_{jet}, R_{jet} \leq r \leq R_L$ で
 $\partial u / \partial x = 0, v = 0, \omega_A = 0$

- (3) $x = X_\ell - X_{jet}$ で
 $\partial u / \partial x = 0, v = 0, \partial \omega_A / \partial x = 0$
- (4) $r = 0, 0 \leq x \leq X_\ell - X_{jet}$ で
 $\partial u / \partial r = 0, v = 0, \partial \omega_A / \partial r = 0, \partial p / \partial r = 0$
- (5) $r = R_{jet}, -X_{jet} < x < 0$ で
 $u = 0, v = 0, \partial \omega_A / \partial r = 0$
- (6) $r = R_\ell$ で
 $u = 0, v = 0, \omega_A = 0$

また、無次元化した境界条件は以下のとおりである。

- (7) $\bar{x} = 0, 0 \leq \bar{r} \leq 0.5$ で
 $\bar{u} = 2(1 - 4\bar{r}^2), \bar{v} = 0, \omega_A = 1$
- (8) $\bar{x} = -X_{jet}/D_0, 0.5 \leq \bar{r} \leq R_\ell/D_0$ で
 $\partial \bar{u} / \partial \bar{x} = 0, \bar{v} = 0, \omega_A = 0$
- (9) $\bar{x} = (X_\ell - X_{jet})/D_0$ で
 $\partial \bar{u} / \partial \bar{x} = 0, \bar{v} = 0, \partial \omega_A / \partial \bar{x} = 0$
- (10) $\bar{r} = 0, 0 \leq \bar{x} \leq (X_\ell - X_{jet})/D_0$ で
 $\partial \bar{u} / \partial \bar{r} = 0, \bar{v} = 0, \partial \omega_A / \partial \bar{r} = 0, \partial \bar{p} / \partial \bar{r} = 0$
- (11) $\bar{r} = 0.5, -X_{jet}/D_0 < \bar{x} < 0$ で
 $\bar{u} = 0, \bar{v} = 0, \partial \omega_A / \partial \bar{r} = 0$
- (12) $\bar{r} = R_\ell/D_0$ で
 $\bar{u} = 0, \bar{v} = 0, \omega_A = 0$

2.1.3 解析コード

本解析は Huang ら⁽⁶⁾により開発された楕円型方程式の計算コード TEAM (Turbulent Elliptic Algorithm Manchester) に成分 A (アルゴンガス) の拡散方程式を追加し、2成分気体の流れに拡散挙動を取り扱えるように改良して行った。TEAM はスタッガード格子系を用いたコントロール・ボリューム差分法を採用しており、対流項の差分スキームを2種類選択できる。1つは QUICK⁽⁷⁾ で2次の上流差分スキームであり、もう1つは PLDS でセル・ペクレ数のべき乗で表され Patankar⁽⁸⁾により提案された差分スキームである。本解析では、解の安定性に優れている PLDS を用いた。収束判定は以下の条件式によった。

連続の式では

$$\sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n \frac{\Delta \Pi_{ij}}{\Pi_{ij}} \right) < \varepsilon \quad (17)$$

ここで Π_{ij} はコントロールボリューム内の質量流量 ($= |\rho u|_w \Delta r + |\rho v|_s \Delta x$), $\Delta \Pi_{ij}$ はその残差 ($= \Pi_{ij} - (|\rho u|_e \Delta r + |\rho v|_n \Delta x)$), ij はコントロールボリュームの番号である (Fig. 1 参照)。

運動量の式および拡散方程式では

$$\sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n \frac{\Delta \phi_{ij}}{\phi_{ij}} \right) < \varepsilon \quad (18)$$

ここで ϕ_{ij} は式(1)の計算物理量, $\Delta \phi_{ij}$ はその残差である。

本解析では $\varepsilon = 10^{-3}$ とした。計算時間は FACOM-VP 100 で, 1件当たり約30分~60分であった。

なお, 計算コード TEAM の妥当性については 1成分気体の衝突噴流の熱流動特性に関する功刀らの解析^{(9), (10)} によって検討されており, 実験データと良い一致を見ている。

2.2 解析結果および考察

Figs. 2 ~ 10 に得られた流速ベクトル図, 圧力分布図及び濃度分布図を示す。Fr が 2.10 の場合の流速ベクトル図, 圧力分布図及び濃度分布図をそれぞれ Fig. 2, Fig. 3 及び Fig. 4 に示し, Fr が 0.52 の場合の結果を Fig. 5, Fig. 6 及び Fig. 7 に示す。また, Fr が 0.02 の場合の結果を Fig. 8, Fig. 9 及び Fig. 10 に示す。

2.2.1 軸方向流速分布

アルゴンガス噴流の中心流速 \bar{u}_1 の \bar{x} 方向変化を \bar{u}_1 と \bar{x}/Fr との関係で整理した結果を Fig. 11 に示す。アルゴンガスは空気より重いので重力により加速され, \bar{u}_1 は下流に向かって増加している。図から明らかなように, $\bar{x}/Fr > 4$ では $(\bar{x}/Fr)^{1/3}$ にほぼ比例して増加している。これは石垣の研究⁽²⁾ による高温流体を噴出させる 1成分気体の浮力噴流の場合 ($\bar{u}_1 \propto (\bar{x}/Fr)^{-1/3}$) と全く異なった傾向であり興味深い。石垣の取り扱っている浮力噴流では噴流の温度や濃度の希釈が著しく, Boussinesq 近似が成立し, 流速分布及び温度分布が相似になる領域 (発達領域) を取り扱っている。これに対して, 本解析では濃度の希釈はあまり著しくなく, 噴流が加速されて流速分布及び温度分布が相似形にならない領域 (未発達領域) の 2成分気体噴流を取り扱っている。このため, \bar{u}_1 と \bar{x}/Fr との関係が両者で異なっているものと考えられる。

Fr = 2.10 (Re = 1000 に相当), 0.52 (Re = 500 に相当) および 0.02 (Re = 100 に相当) の場合の軸方向流速 \bar{u}_2 の径方向変化をそれぞれ Figs. 12~14 に示す。流速 \bar{u}_2 は, 噴流の中心軸で最大であり径方向に減少する。Fr = 2.10 の場合には Fig. 12 に示すように, 流速 \bar{u}_2 は軸方向距離 \bar{x} の増加とともに微増している。流速分布の半値幅 (半値幅は流速 \bar{u}_2 が 0.5 となる径方向距離) は \bar{x} の増加と共に微増する。Fr = 0.52 の場合には Fig. 13 に示すように軸方向距離 \bar{x} が増加しても, \bar{r} が約 0.4 以下の位置における流速分布は噴出口での放物形分布からほとんど変化せず, 流速分布の半値幅もほとんど変化しない。 \bar{r} が約 0.4 以上では放物形速度分布からずれ, \bar{r} の増加につれて滑らかに零に漸近する。 \bar{r} が約 0.4 以下の位置における流速分布が巻き込まれる周囲流体の影響をほとんど受けていない理由としては, 粘性による径方向の運動量輸送が噴出口径の周辺までしか及んでいないことが考えられる。

しかし, Fr = 0.02 の場合には Fig. 14 に示すように流速 \bar{u}_2 の径方向分布は \bar{r} が約 0.1 以上で

放物形速度分布からずれている。この理由としては、 $Fr = 2.10$ や 0.52 の場合に比べて Re が小さく相対的に粘性項が大きく、粘性による径方向の運動量輸送が噴出口径の内部まで及んでいることが考えられる。

2.2.2 アルゴンガスの濃度分布

噴流の中心軸上におけるアルゴンガス濃度（質量分率） ω_{A1} の軸方向変化を Fig.15 に示す。下流に進むに従って ω_{A1} が軸方向に減少する様子が分かる。これは、中心軸近傍の流速が増加し、それに伴って周囲流体が巻き込まれ（ v が負となる）、アルゴンガスが希釈されるためであると考えられる。

$Fr = 2.10$ ($Pe = 700$ に相当)、 $Fr = 0.52$ ($Pe = 175$ に相当) および 0.02 ($Pe = 7$ に相当) の場合のアルゴンガス質量分率 $\bar{\omega}_A$ の径方向変化をそれぞれ Figs. 16~18 に示す。質量分率 $\bar{\omega}_A$ は、噴流の中心軸で最大であり径方向に減少する。 $Fr = 2.10$ および 0.52 の場合、 \bar{r} が 0.5 以下では Fig.16 および Fig.17 に示すように質量分率の径方向分布は \bar{x} の増加と共に減少する。この理由は径方向への拡散に比べ周囲流体の巻き込みによりアルゴンガスが希釈される影響が大きいためであると考えられる。 $Fr = 0.02$ の場合には Fig.18 に示すように質量分率の径方向分布は、 $\bar{x} < 5$ では \bar{x} の増加と共に減少するが、 $\bar{x} \geq 5$ では \bar{x} の増加と共に増加する。この理由は $Fr = 2.10$ および 0.52 の場合に比べて Pe が小さいので相対的に拡散の影響が大きいためであると考えられる。

2.2.3 アルゴンガスの軸方向質量流束分布

アルゴンガスの軸方向質量流束 $G_A (= \rho \omega_A u)$ の径方向積分量は噴出する二酸化炭素の質量流量 ($= \pi \rho_0 u_m D_0^2 / 4$) に等しく軸方向に一定である。噴流の中心軸上におけるアルゴンガスの軸方向質量流束 G_{A1} の軸方向変化を Fig.19 に示す。軸方向質量流束 G_{A1} は、下流に進むに従って微増するが $\bar{x} / Fr \geq 200$ では減少する。これは、 $\bar{x} / Fr \geq 200$ では中心軸流速の増加に比べてアルゴンガス質量分率の減少が大きくなるからである (Fig. 11 および Fig.15 参照)。

$Fr = 2.10$, 0.52 および 0.02 の場合のアルゴンガスの軸方向質量流速 \bar{G}_A の径方向変化を Figs. 20~22 に示す。質量流束 \bar{G}_A は、噴流の中心軸で最大であり径方向に減少する。 $Fr = 2.10$ および 0.52 の場合、 \bar{r} が 0.4 以下では Fig.20 および Fig. 21 に示すように質量流束の径方向分布は \bar{x} の増加と共に減少するが、 $Fr = 0.02$ の場合には Fig.22 に示すように $\bar{x} \geq 2.5$ で質量流束の径方向分布は \bar{x} の増加と共に増加する (Fig.19 参照)。

2.2.4 流速、濃度および質量流束分布の半値幅

流速、アルゴンガスの濃度および質量流束分布の半値幅を Fig.23 に示す。Fig.23 の実線は軸方向流速分布の半値幅 (\bar{b}) の軸方向変化を示している。 $\bar{x} / Fr < 1$ では半値幅は約 0.35 から 0.37 へ微増し、 $1 \leq \bar{x} / Fr < 10$ では半値幅は約 0.37 と一定である。 $10 \leq \bar{x} / Fr < 100$ では半値幅は減少し、 $\bar{x} / Fr \geq 100$ では半値幅は逆に増加する。 $\bar{x} / Fr < 10$ では、Fig.12 および Fig.13 に示したように粘性の影響が小さく無次元化された軸方向流速分布は巻き込まれる周囲流体の影響をほとんど受けていない。そのため、軸方向流速分布の半値幅も変化しないものと考え

られる。 $10 \leq \bar{x}/Fr < 100$ では重力による加速 (\bar{u}_1 の増加) の影響が粘性による運動量の径方向伝達の影響より大きいので軸方向流速 u の半値幅は減少する。 $\bar{x}/Fr \geq 100$ では、 Fr の減少 (\bar{x}/Fr の増加) と共に Re が減少し相対的に粘性による影響が増加するので、半値幅は増加すると考えられる。破線はアルゴンガス濃度 (質量分率) 分布の半値幅 (\bar{b}_w) の軸方向変化を示している。 $\bar{x}/Fr < 200$ では半値幅は噴出口における半値幅 ($= 0.5 D_0$) から減少し、 $\bar{x}/Fr \geq 200$ では半値幅は増加する。 $\bar{x}/Fr < 200$ では、Fig.16 および Fig.17 に示したように、径方向への拡散に比べ周囲流体の巻き込みによりアルゴンガスが希釈される影響が大きいため半値幅は減少する。 $\bar{x}/Fr \geq 200$ では Fr の減少 (\bar{x}/Fr の増加) と共に Pe が減少し相対的に拡散による影響が増加するので、半値幅は増加すると考えられる。一点鎖線は、アルゴンガスの軸方向質量流束分布の半値幅 (\bar{b}_c) の軸方向変化を示している。 $\bar{x}/Fr < 120$ では半値幅は減少し、 $\bar{x}/Fr \geq 120$ では半値幅は増加する。この理由としては、 $\bar{x}/Fr \leq 120$ では中心軸上におけるアルゴンガスの軸方向質量流束が \bar{x}/Fr の増加と共に増加し、 $\bar{x}/Fr \geq 120$ では \bar{x}/Fr の増加と共に減少することが考えられる (Fig. 19 参照)。流速、濃度および質量流束分布の半値幅が $\bar{x}/Fr < 120$ で減少する傾向は 2 成分気体噴流の特徴であると考えられる。

2.2.5 径方向流速および圧力の径方向分布

$Fr = 2.10, 0.52$ および 0.02 の場合の径方向流速 \bar{v} の径方向分布を Figs. 24~26 に示す。流速 \bar{v} は負の値であり、周囲の流体は中心軸方向へ巻き込まれている。この傾向は、 \bar{x} が小さい場所ほど顕著に現れている。また、 Fr が小さい値であるほど $|\bar{v}|$ は大きい値となる。

$Fr = 2.10, 0.52$ および 0.02 の場合の無次元圧力 \bar{P} の半径方向分布を Figs. 27~29 に示す。圧力は、中心軸で最大 (正の値) となるが \bar{r} の増加と共に減少し $\bar{r} = 0.4 \sim 0.5$ 以上で負の値になる。この傾向は、 \bar{x} が $1 \sim 15$ の範囲では、 \bar{x} が小さいほど顕著になっている。 \bar{r} が約 $0.5 \sim 0.6$ の位置で \bar{P} は最小値を示し、さらに \bar{r} の増加につれて滑らかに零 (大気圧) へ回復する。また Fr が小さい値であるほど $|\bar{P}|$ は大きい値となる。

従来、噴流問題では軸方向の運動量の式において境界層近似を施し、圧力勾配を零とおいている。しかし、2 成分気体噴流で半径方向の速度場、濃度場を求める場合、慣性項や粘性項は圧力項と同程度の大きさであり、径方向の運動量の式において圧力項と同様に慣性項や粘性項は無視することはできないと考えられる。このため、数値解析では楕円型方程式を使用した。

Table 1 Geometry of analytical model and thermal properties of gases

(I) Geometry factors

$R_{\text{jet}} (=D_o/2)$: 0.01 m
$R_1 (=D/2)$: 0.0975 m
X_{jet}	: 0.123 m
X_1	: 0.500 m

(II) Thermal properties at 20°C and 1 atm.

Component A gas: Argon

Density ρ	: 1.74 kg/m ³
Viscosity μ	: 2.23x10 ⁻⁵ Pa.s
Molecular weight M	: 39.95 kg/kmol

Component B gas: Air

Density ρ	: 1.20 kg/m ³
Viscosity μ	: 1.82x10 ⁻⁵ Pa.s
Molecular weight M	: 28.97 kg/kmol
Binary diffusivity D_{AB}	: 1.84x10 ⁻⁵ m ² /s

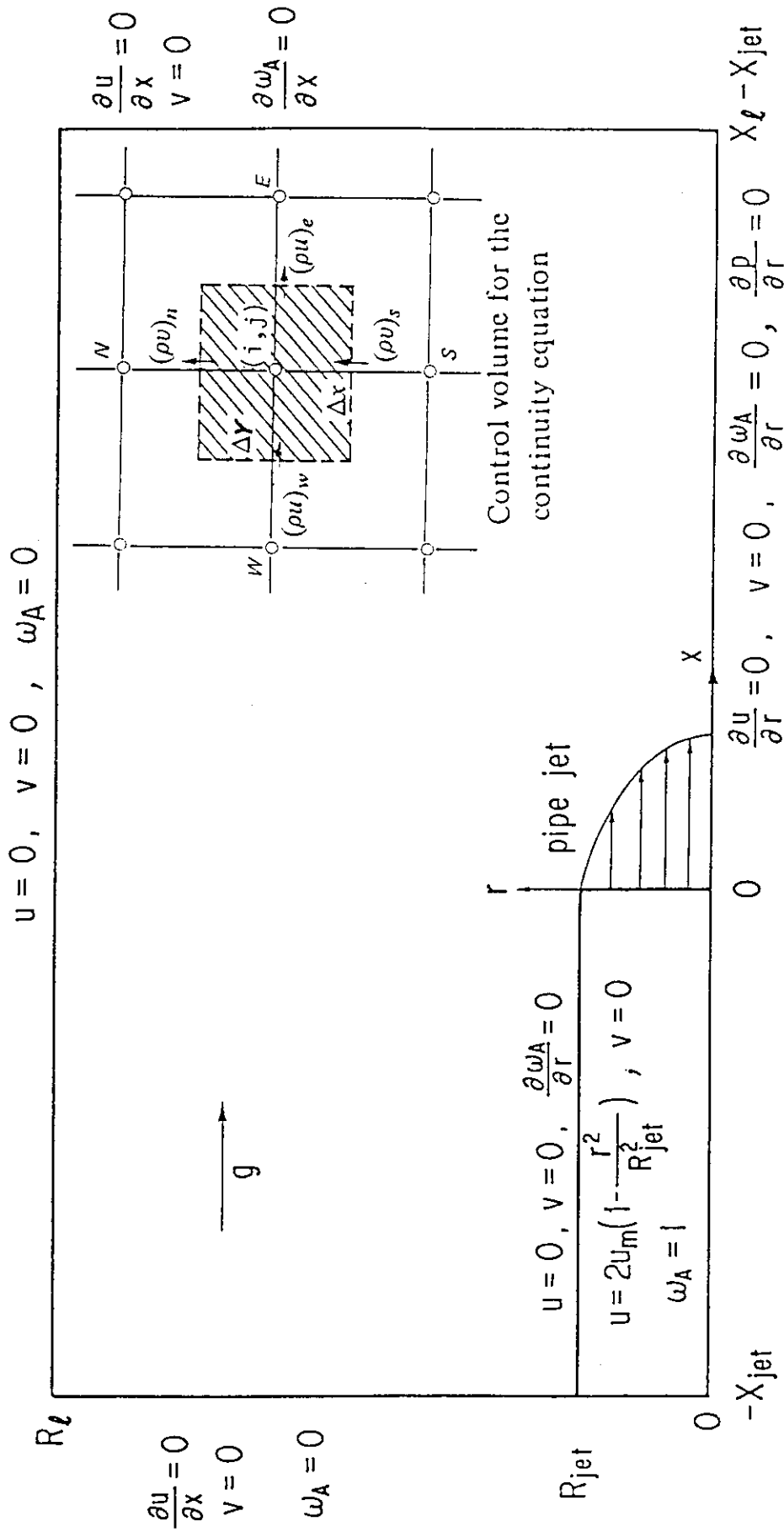


Fig. 1 Analytical model and boundary condition

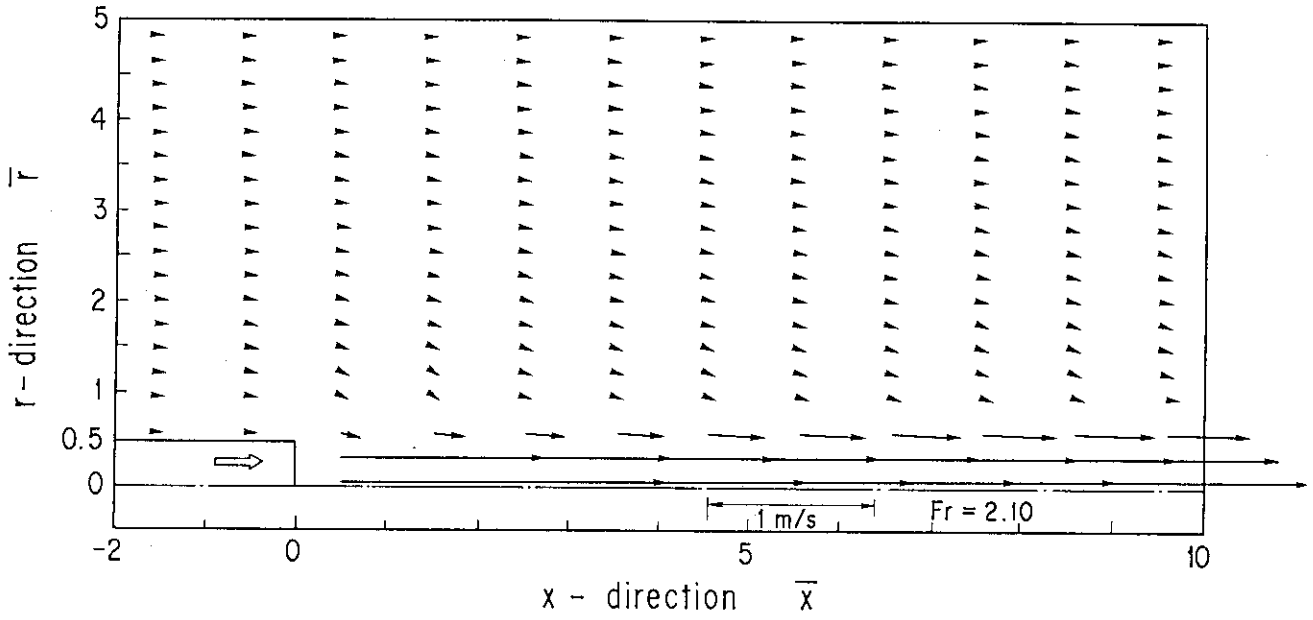


Fig. 2 Velocity vector distribution

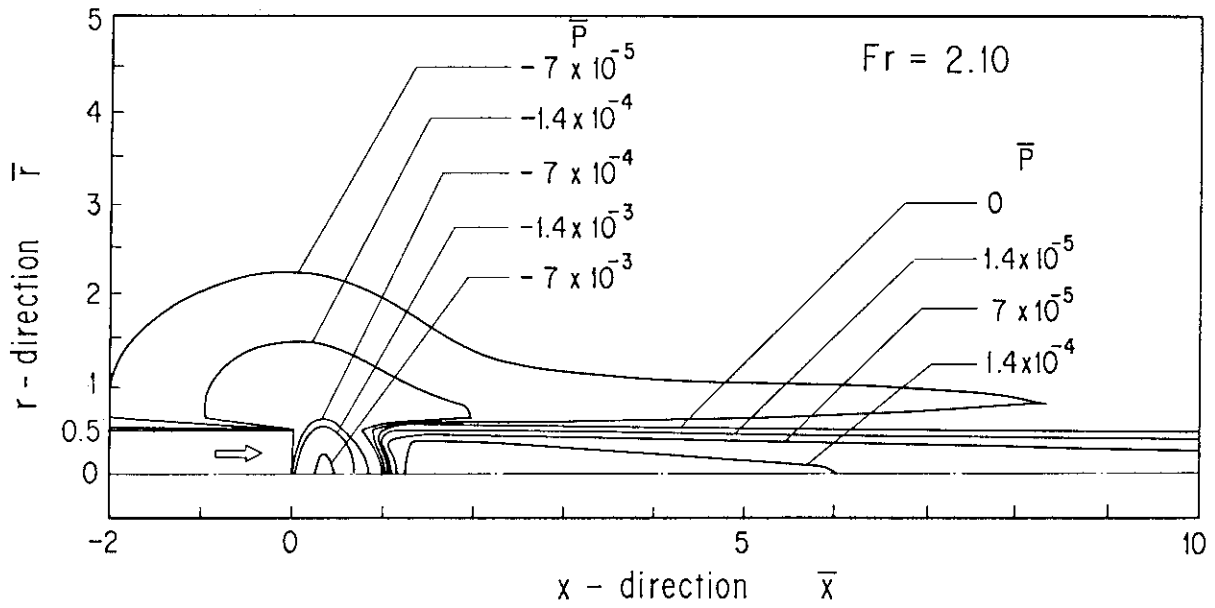


Fig. 3 Contour lines of pressure

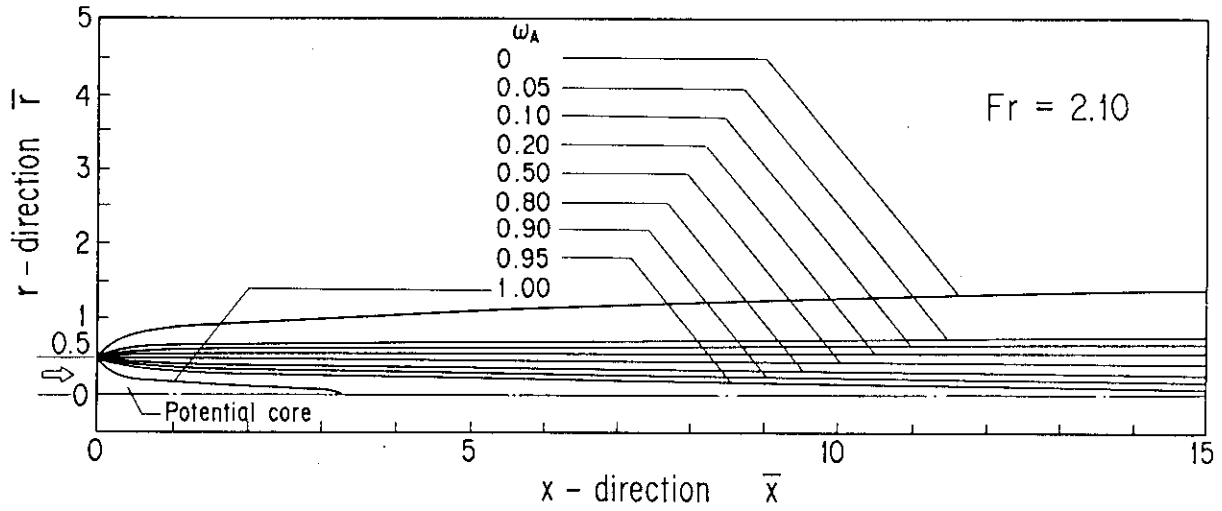


Fig. 4 Contour lines of Ar mass fraction

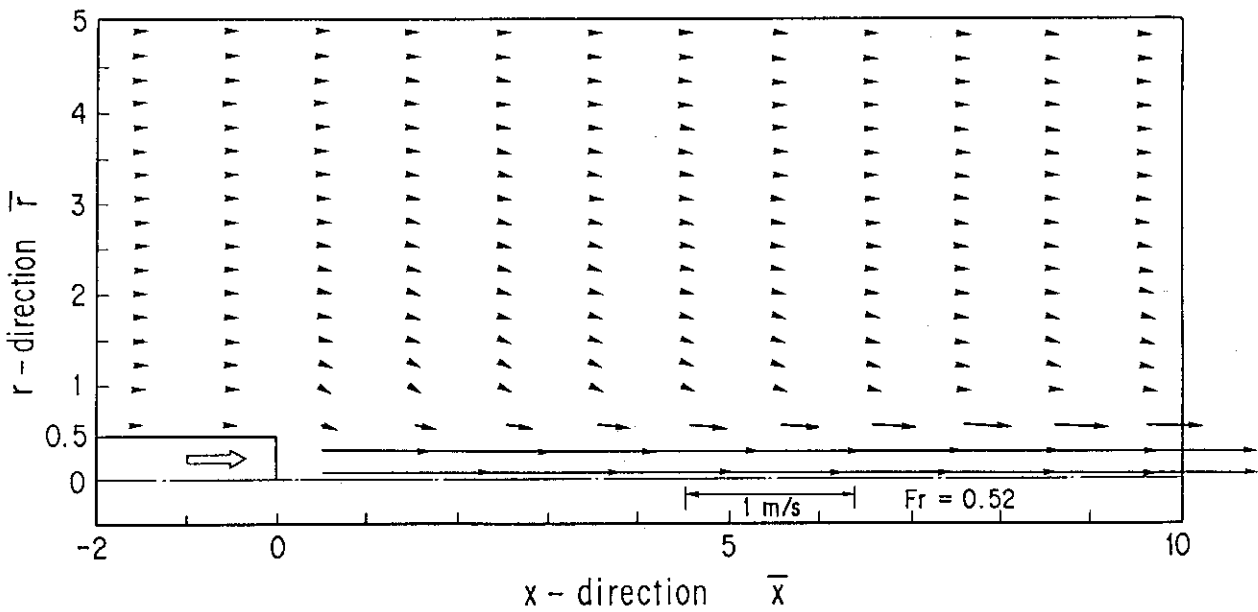


Fig. 5 Velocity vector distribution

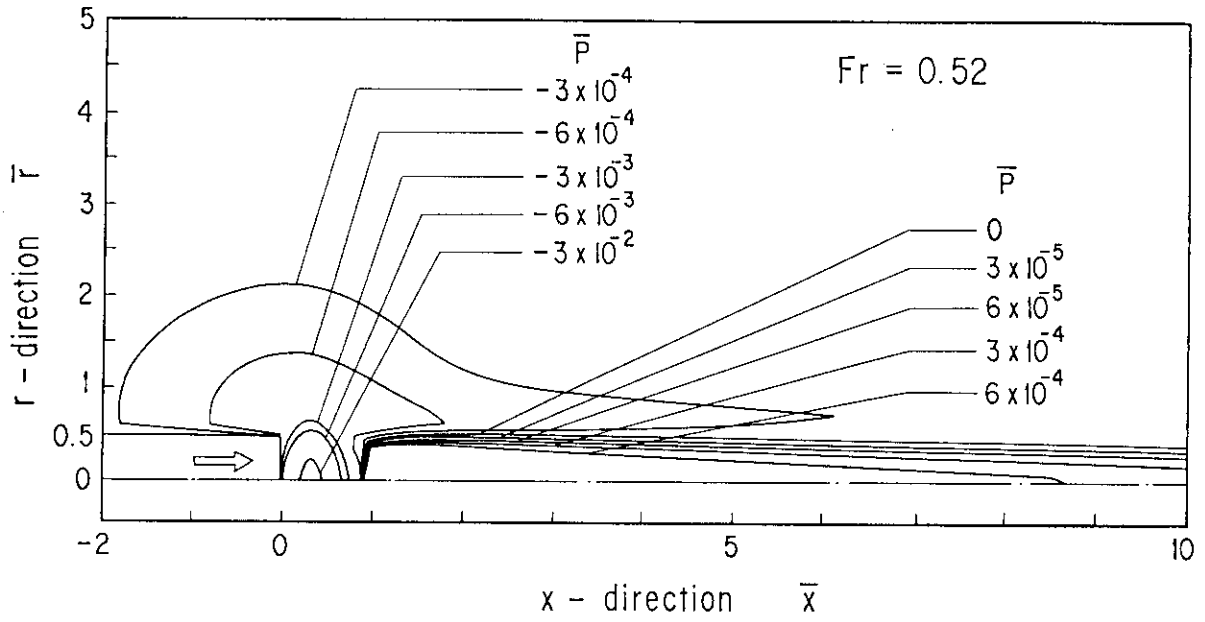


Fig. 6 Contour lines of pressure

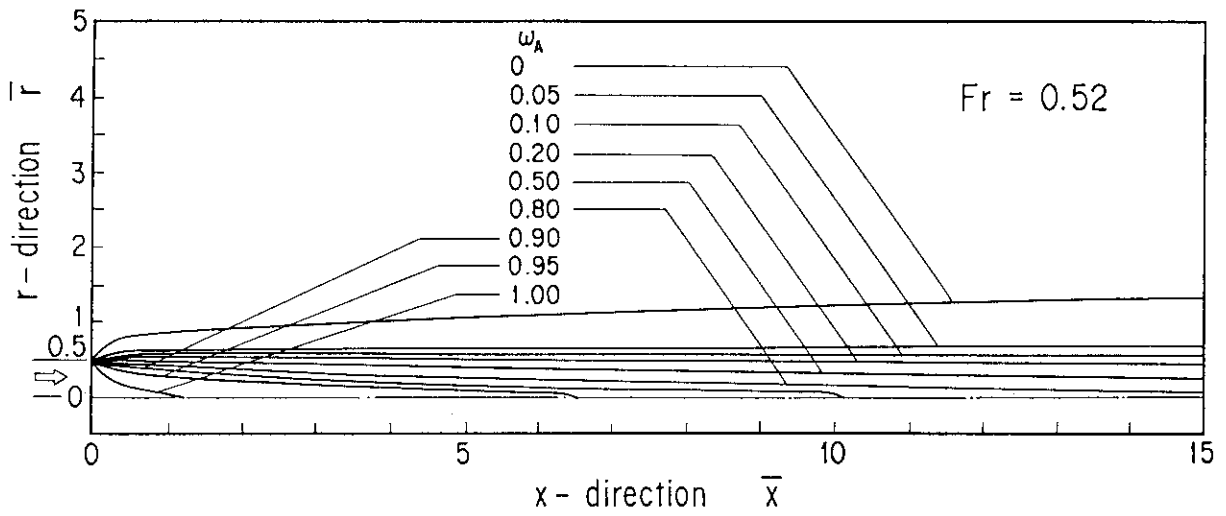


Fig. 7 Contour lines of Ar mass fraction

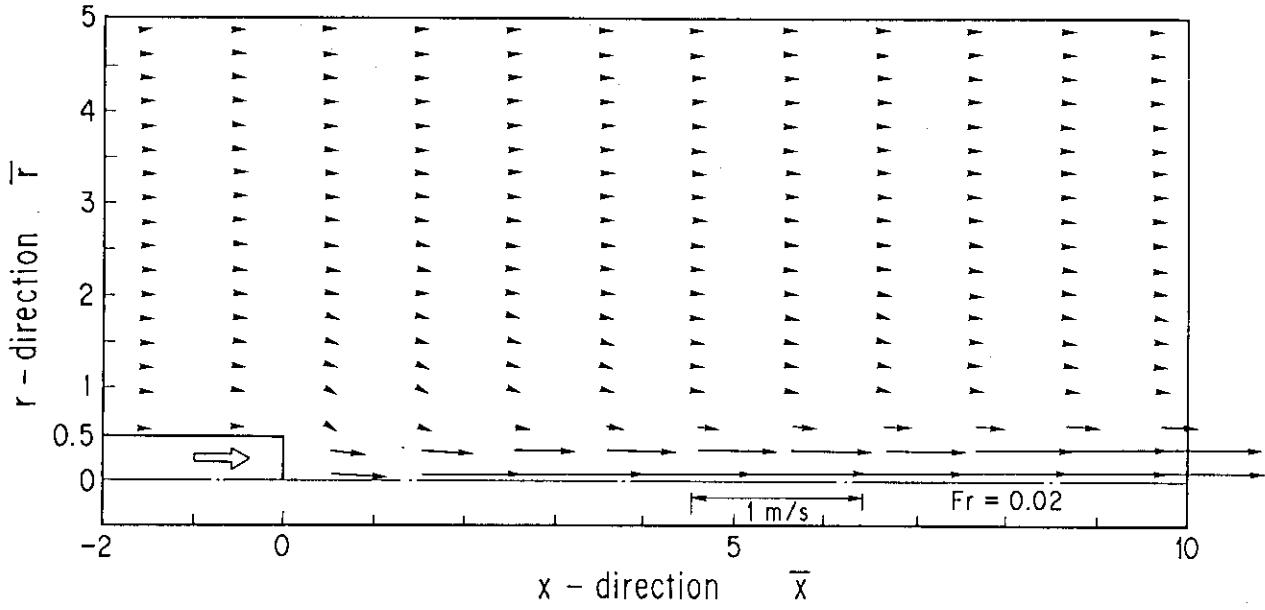


Fig. 8 Velocity vector distribution

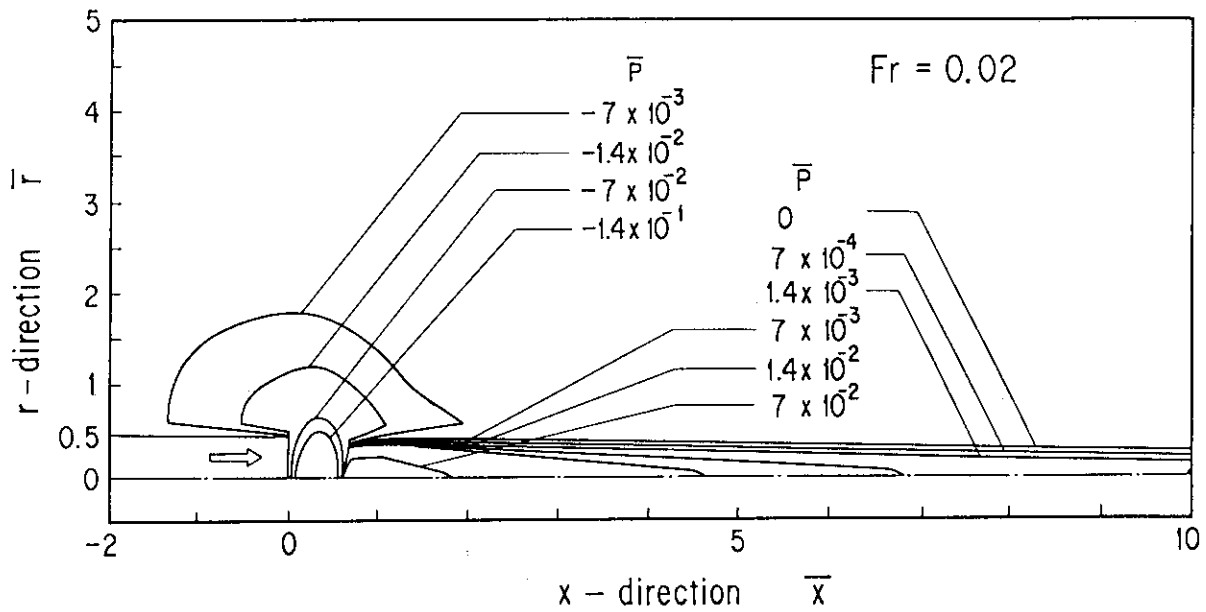


Fig. 9 Contour lines of pressure

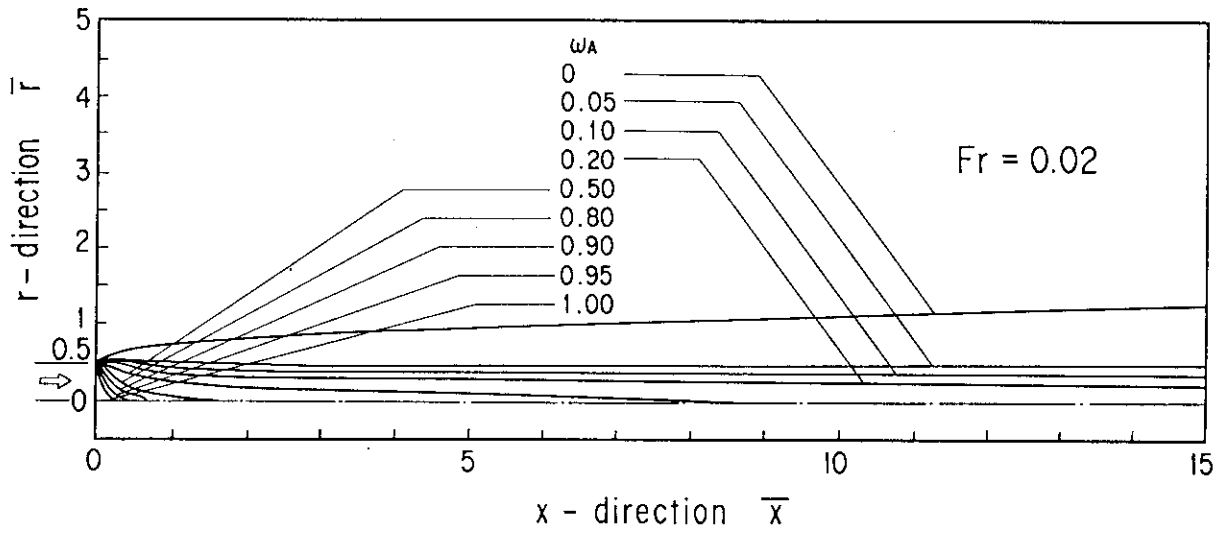


Fig. 10 Contour lines of Ar mass fraction

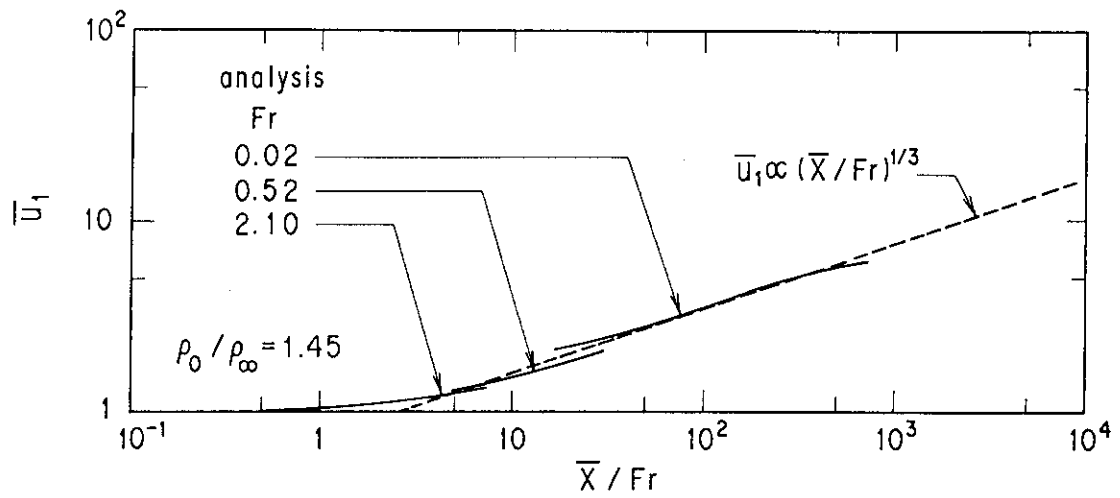


Fig. 11 Variation of center line velocity in Ar-air flow

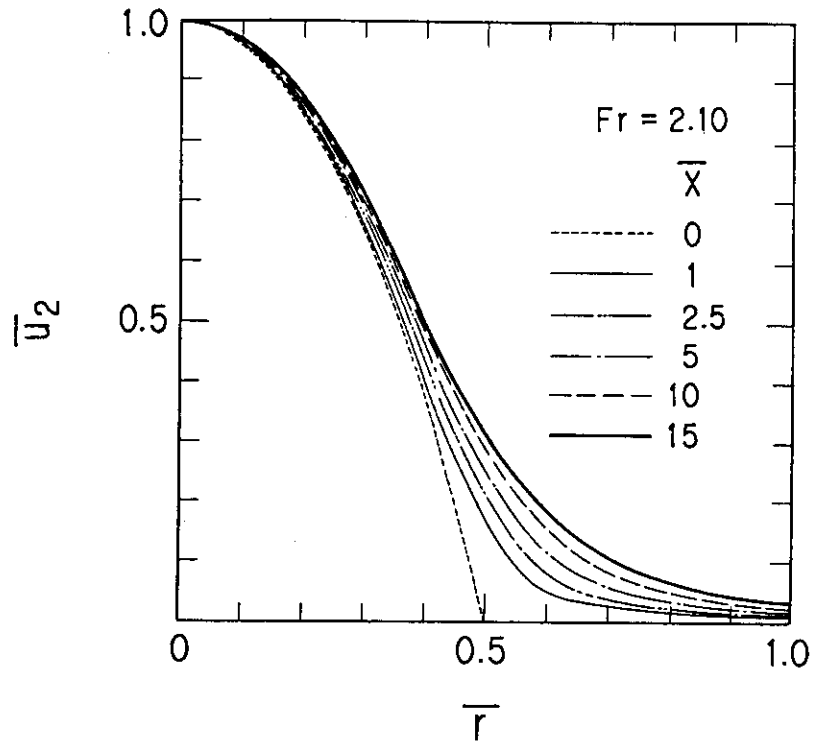


Fig. 12 Axial velocity profiles in the radial direction

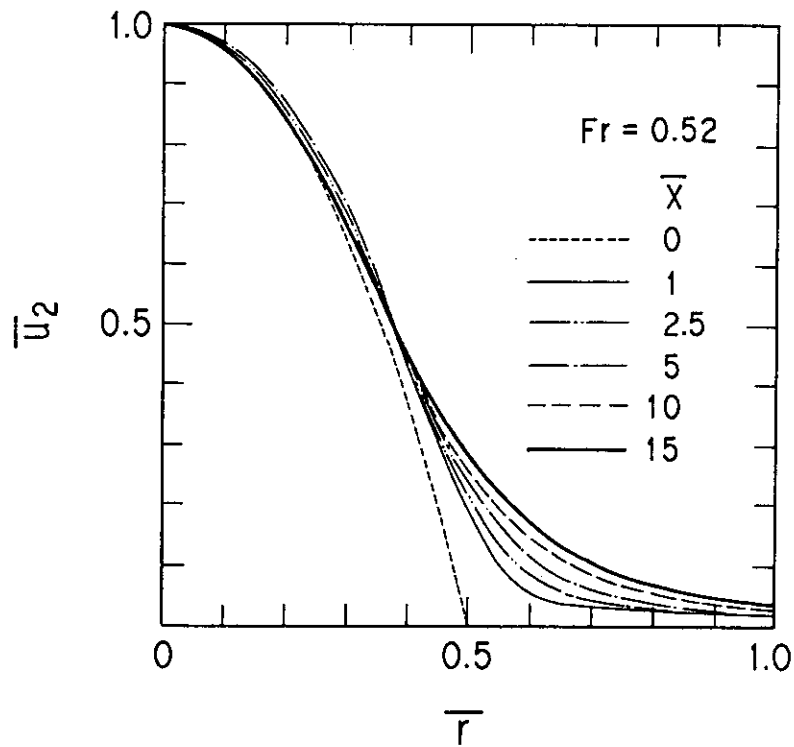


Fig. 13 Axial velocity profiles in the radial direction

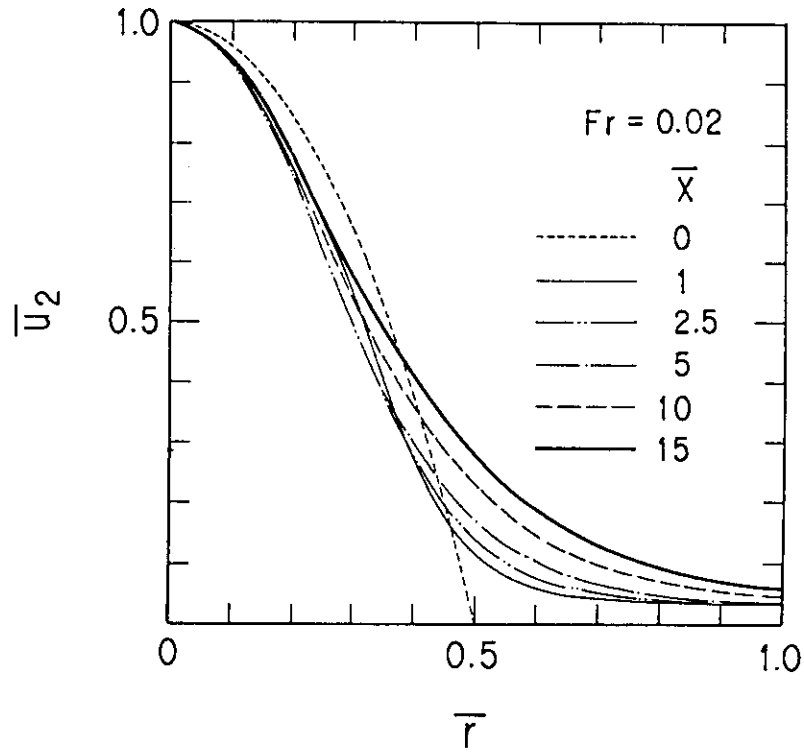


Fig. 14 Axial velocity profiles in the radial direction

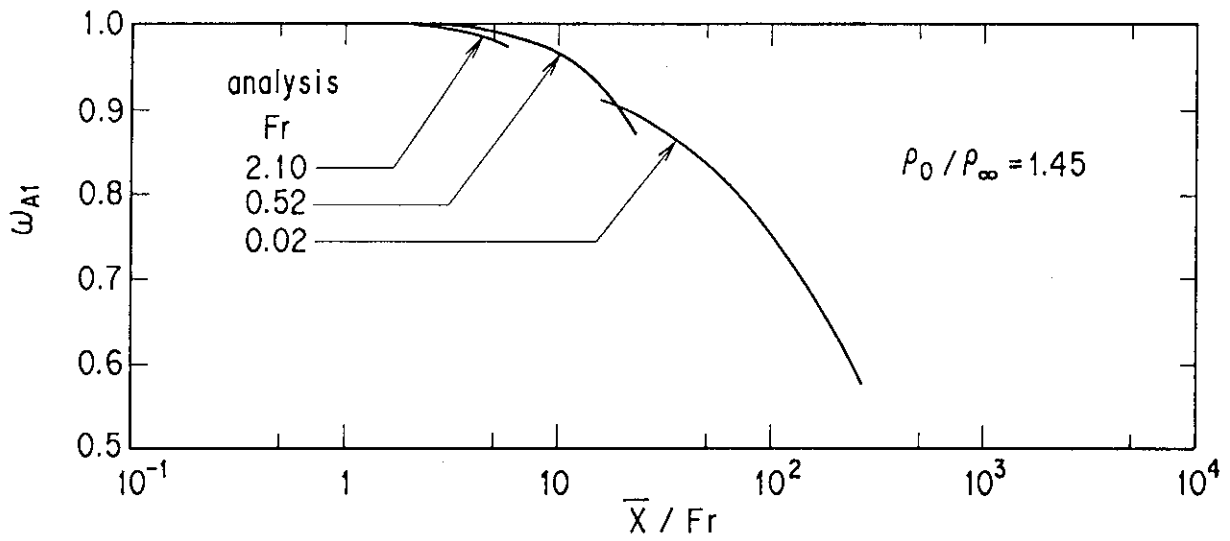


Fig. 15 Variation of center line mass fraction in Ar-air flow

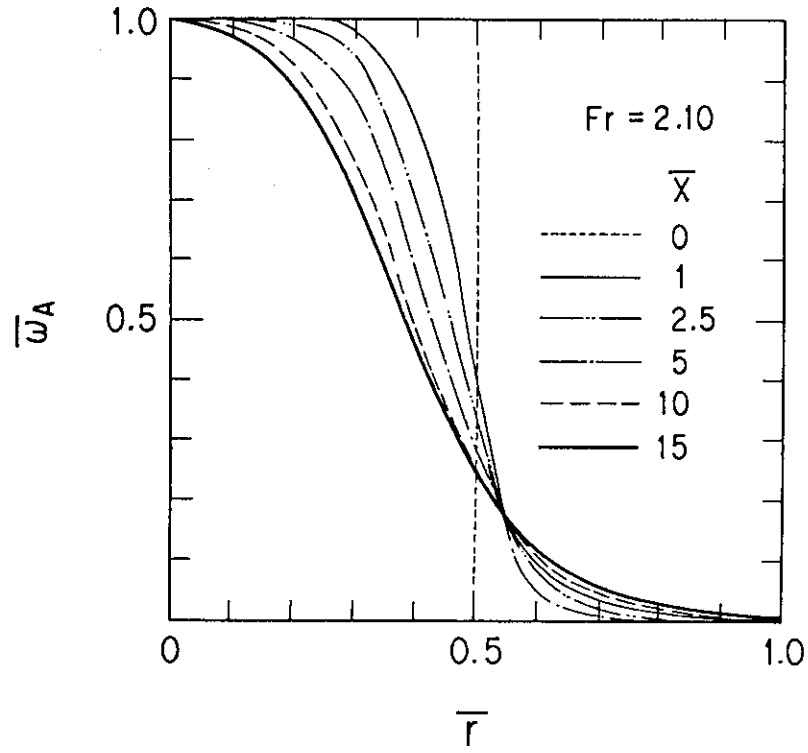


Fig. 16 Mass fraction profiles in the radial direction

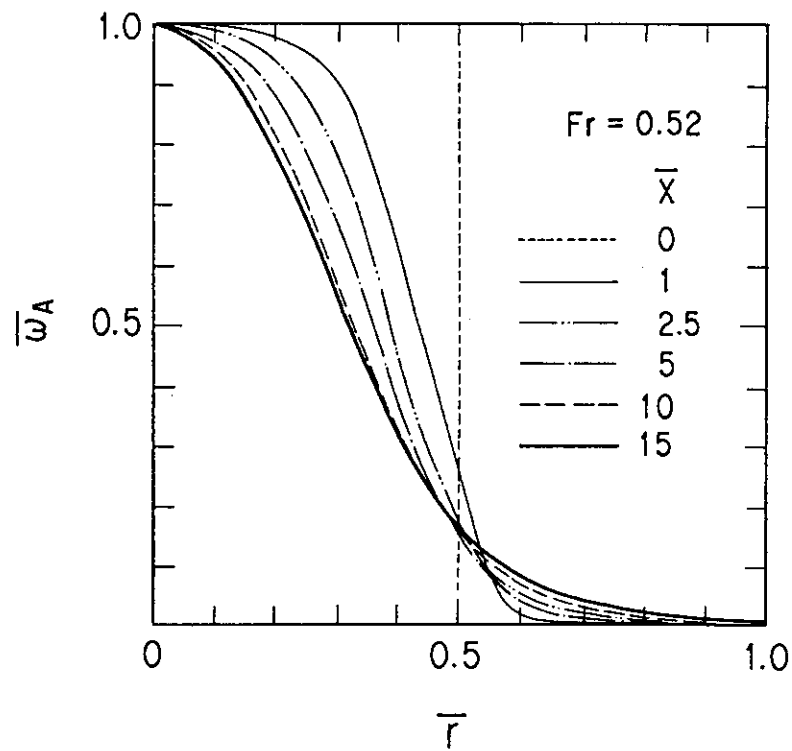


Fig. 17 Mass fraction profiles in the radial direction

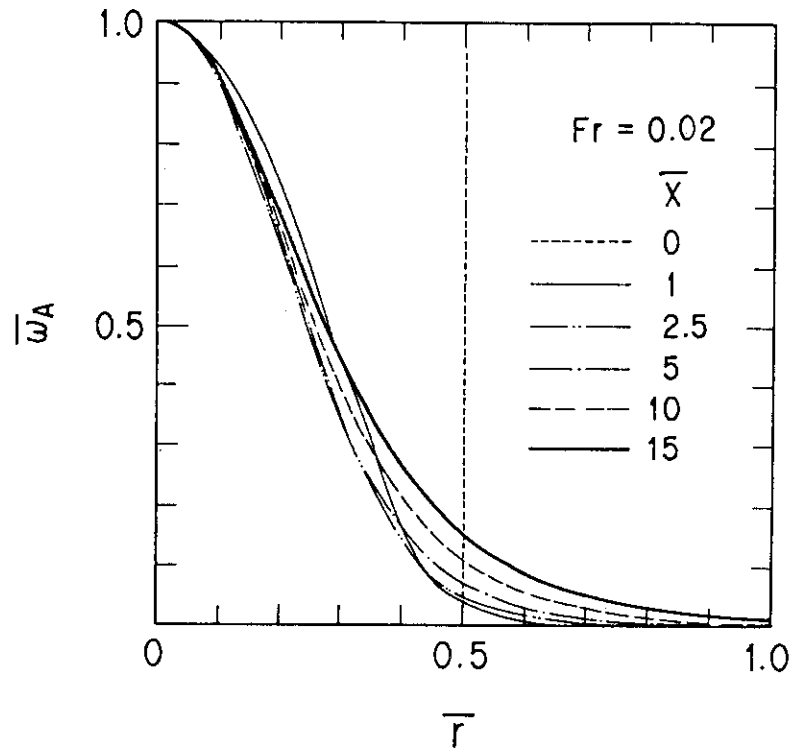


Fig. 18 Mass fraction profiles in the radial direction

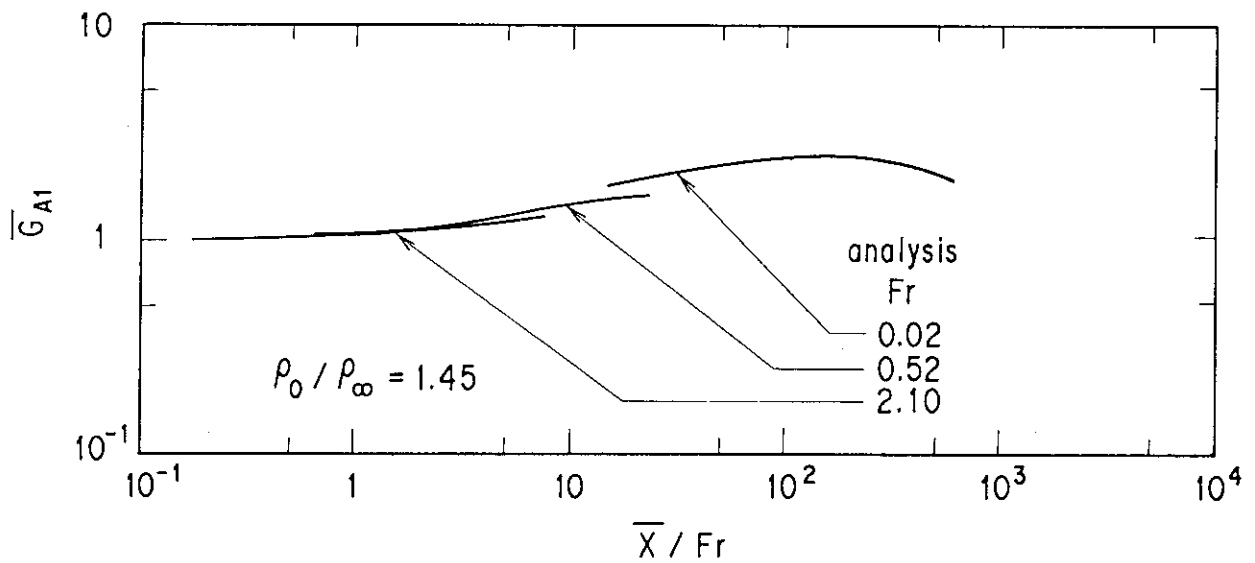


Fig. 19 Variation of center line mass flux in Ar-air flow

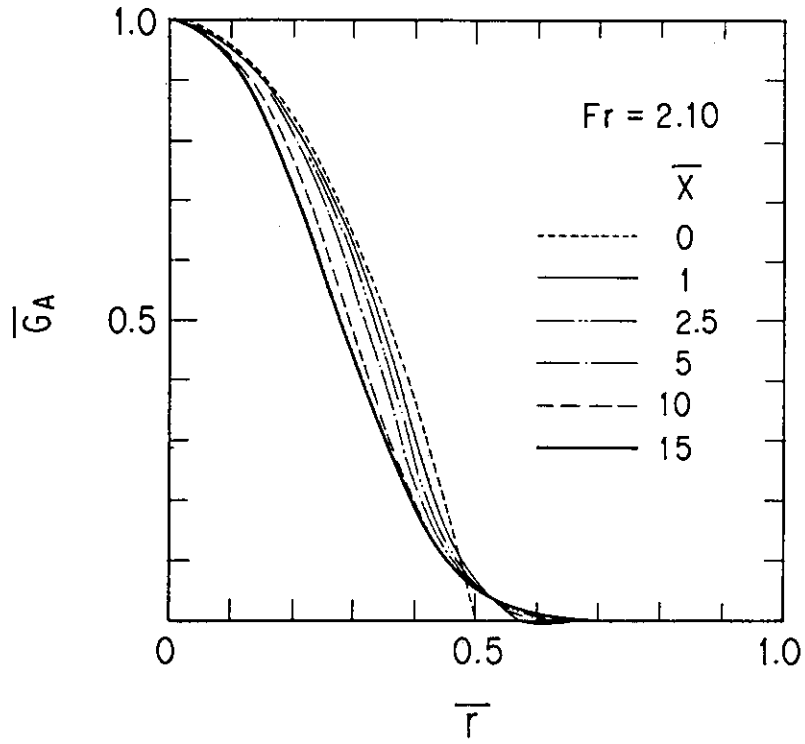


Fig. 20 Axial mass flux profiles in the radial direction

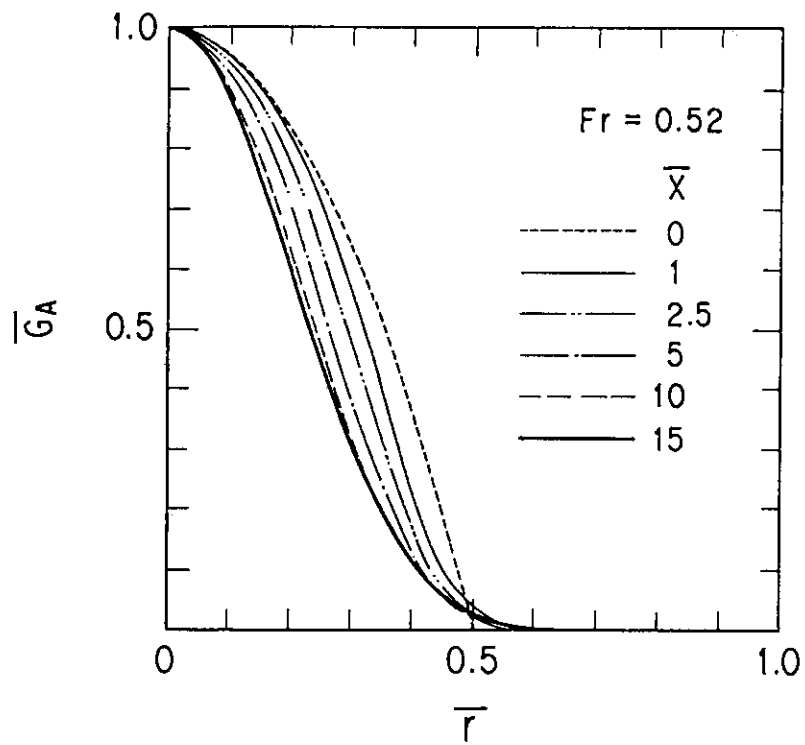


Fig. 21 Axial mass flux profiles in the radial direction

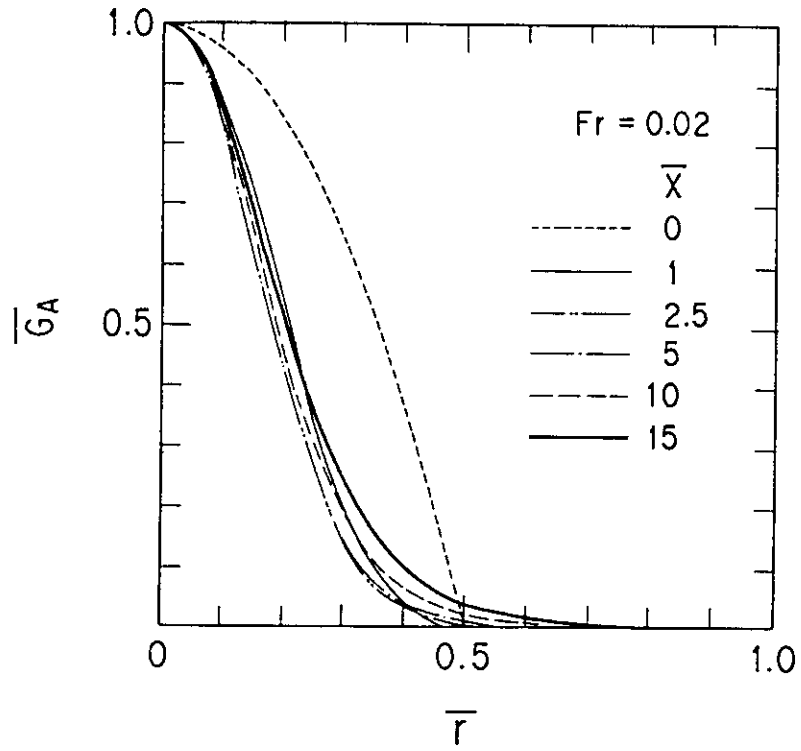


Fig. 22 Axial mass flux profiles in the radial direction

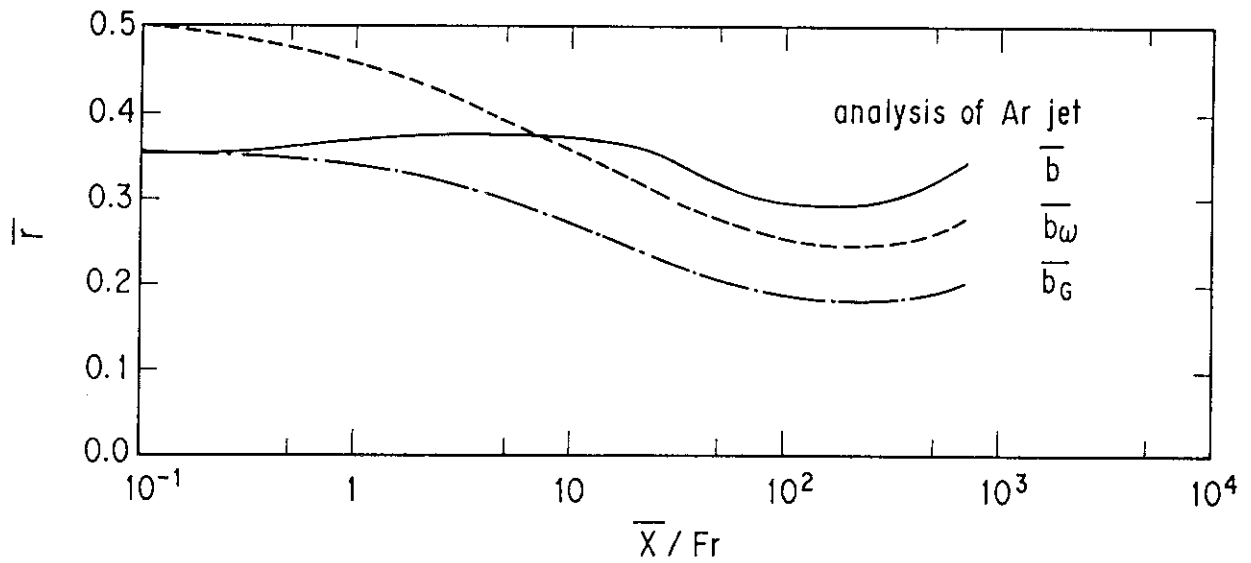


Fig. 23 Variation of half-radii of velocity, mass fraction and mass flux

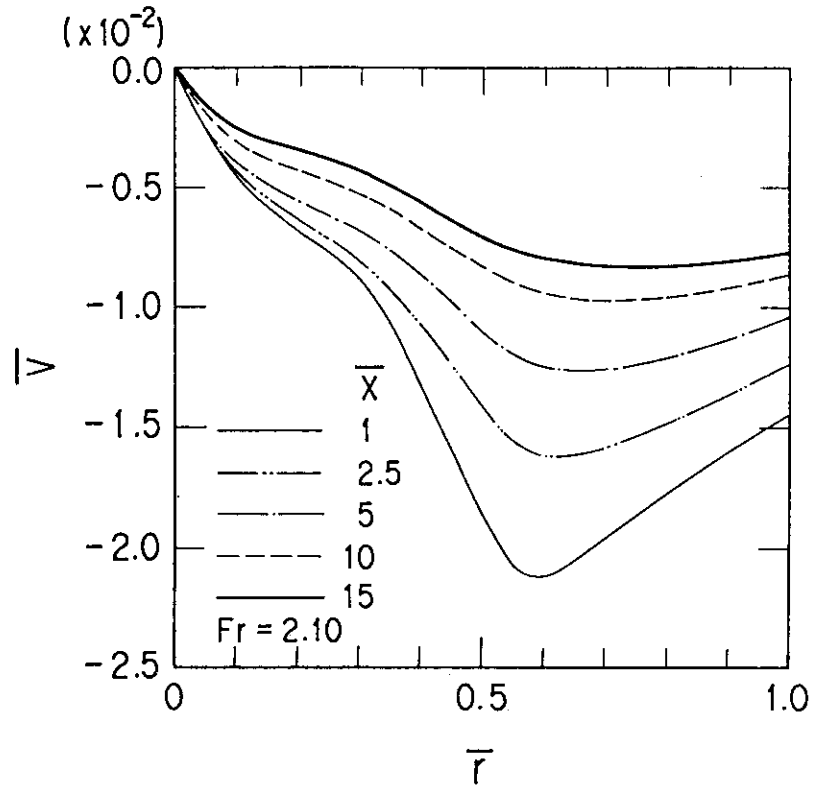


Fig. 24 Radial velocity profiles in the radial direction

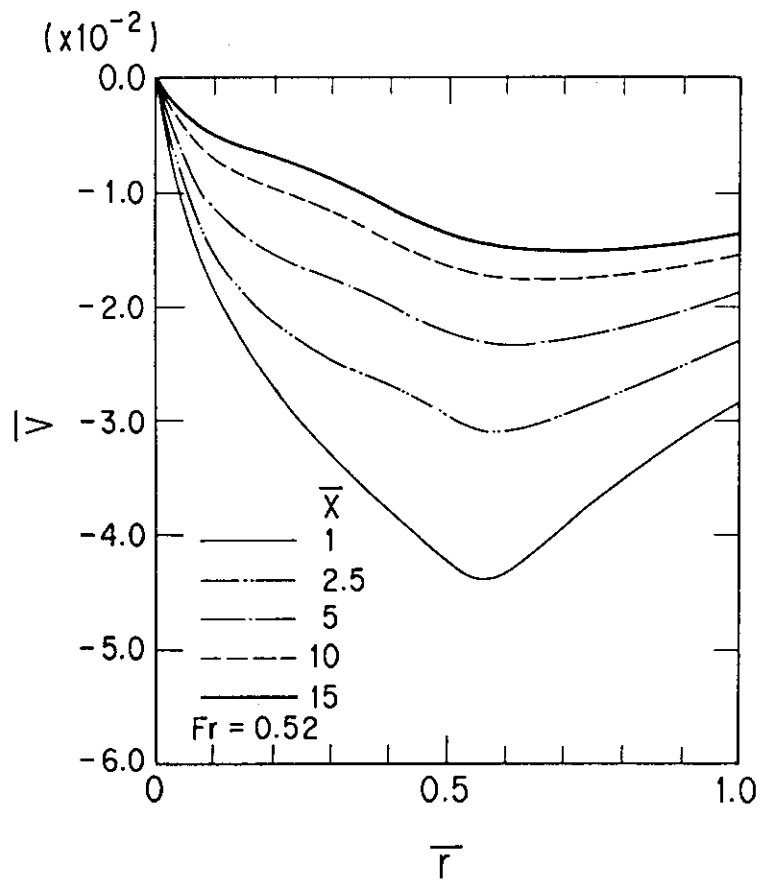


Fig. 25 Radial velocity profiles in the radial direction

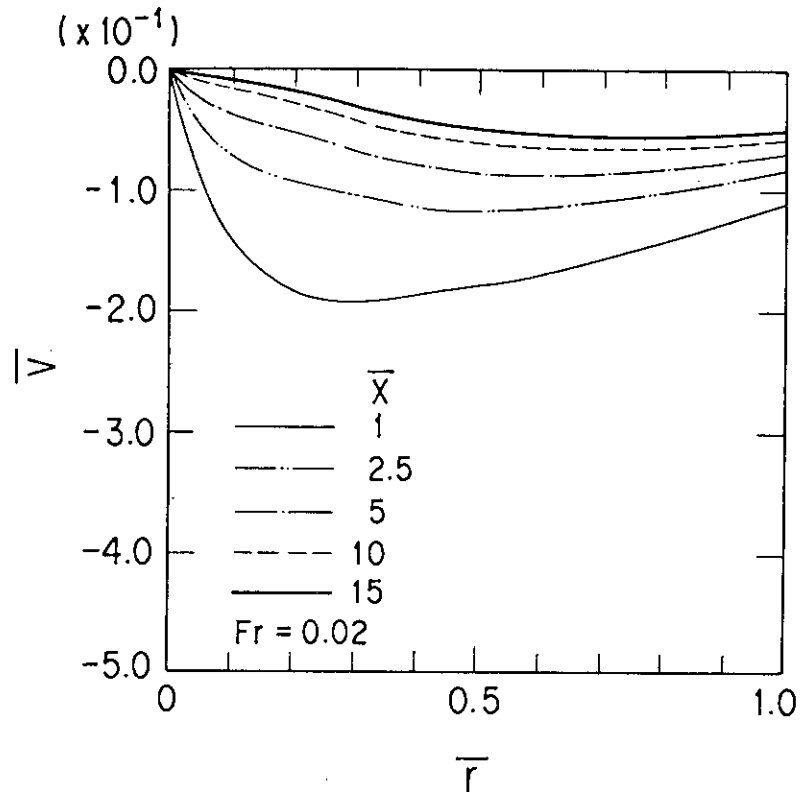


Fig. 26 Radial velocity profiles in the radial direction

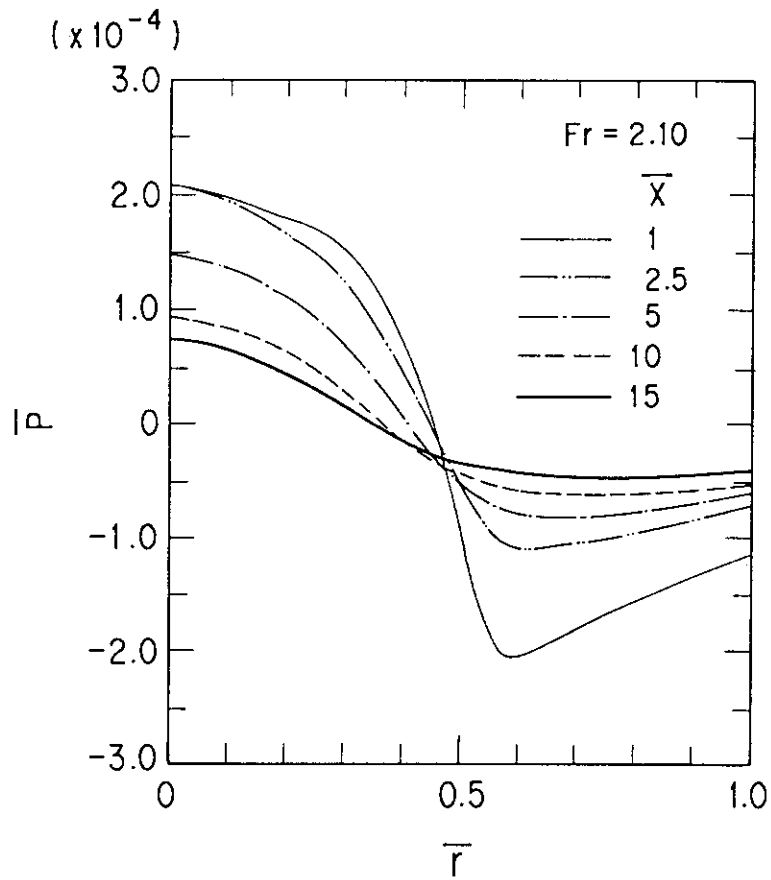


Fig. 27 Pressure profiles in the radial direction

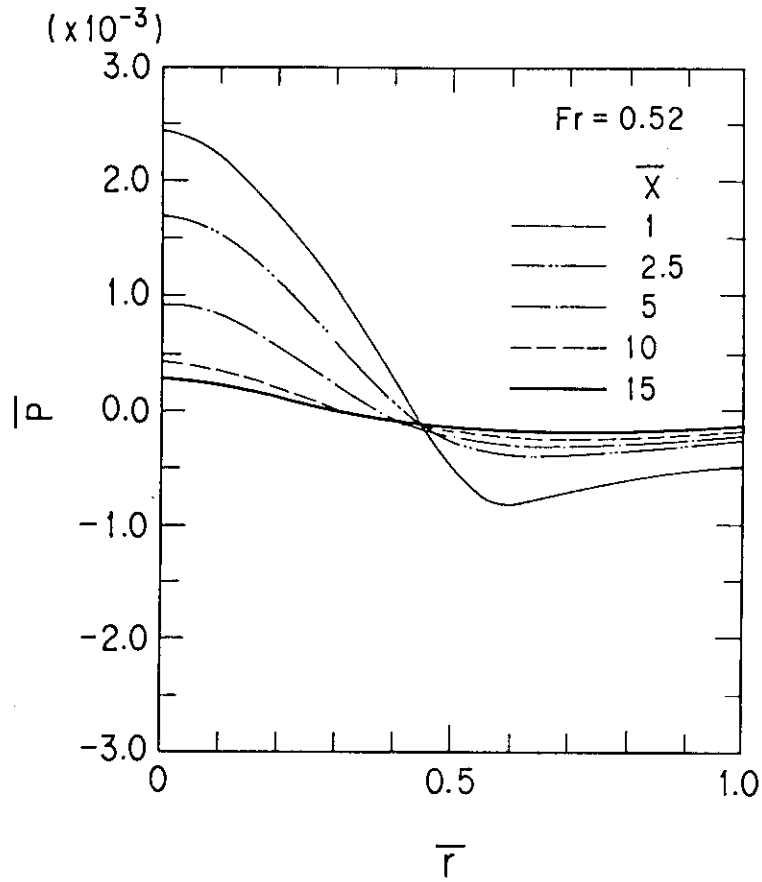


Fig. 28 Pressure profiles in the radial direction

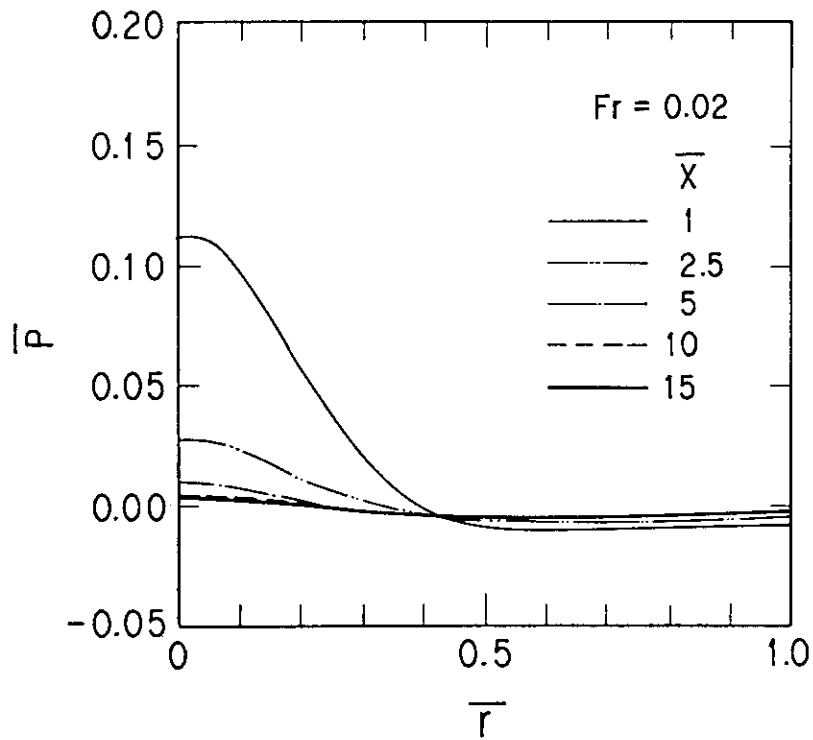


Fig. 29 Pressure profiles in the radial direction

3. 濃度分布測定実験

3.1 実験装置および実験方法

実験装置の概略図を Fig. 30 に示す。本装置はアルゴンガスボンベ、層流型流量計、テスト部、測定プローブのトラバース機構および酸素濃度計から構成される。テスト部はアルゴンガス噴出用円管（直径 D_0 は 0.0172 m、高さ H_0 は 1.00 m、高さ H_1 は 0.20 m）と流れの外乱を少なくするための外筒（直径 D は 0.20 m、高さ H は 1.00 m）から構成される（Table 2 参照）。アルゴンガス濃度測定に使用した酸素濃度計は濃度検出素子としてジルコニア素子を用いている。測定プローブで混合気体を吸入し、酸素濃度を測定した。濃度分布の測定は測定プローブをトラバース機構により半径方向（以下、 r 方向）および軸方向（以下、 x 方向）に移動して行った。酸素濃度計は酸素濃度 0% のアルゴンガスと酸素濃度 20.93% の乾燥空気を用いて校正した。大気には通常水蒸気が含まれているので、実験中の大気の酸素濃度は約 20.6% であった。また、物性値を求めるためテスト部の大気の温度と圧力を測定した。測定した酸素濃度は空気における酸素のモル分率 X_{O_2} であり、成分 A（アルゴンガス）のモル分率 X_A は以下の式から求めた。

$$X_A = 1 - \frac{X_{O_2}}{0.206} \quad (19)$$

また 2 成分の混合気体が等温中の等モル拡散であり、完全ガスの状態方程式に従うと仮定すれば、モル分率 X_A と質量分率 ω_A の間には以下の式が成立する。

$$\omega_A = \frac{\rho_0 X_A}{\rho_\infty + (\rho_0 - \rho_\infty) X_A} \quad (20)$$

すなわち、式(1)、式(2)および測定した酸素のモル分率 X_{O_2} よりアルゴンガスの質量分率 ω_A を求めた。実験は室温大気圧下で、 $\bar{x} = 0 \sim 3.84$ の範囲、 $Fr = 0.123 \sim 1.57$ ($Re = 193 \sim 686$) の範囲で行った。実験条件は Table 3 に示す。

3.2 実験結果および考察

3.2.1 アルゴンガスの中心軸上濃度分布

円管より噴出するアルゴンガス噴流の中心軸上におけるアルゴンガスの質量分率 ω_{A1} の x 方向変化を ω_{A1} と \bar{x}/Fr との関係で整理した結果を Fig. 31 に示す。 $\bar{x}/Fr < 5$ の領域では ω_{A1} が 1 であり、アルゴンガス噴流のポテンシャルコアの存在を示している。 $\bar{x}/Fr \geq 5$ の領域では下流に進むにしたがって ω_{A1} は減少する。解析結果⁽⁴⁾に基づいて考えると、アルゴンガスの密度が空気の密度より重いために中心軸近傍の \bar{x} 方向流れが加速され、それに伴って周囲流体が巻き込まれることおよび拡散のためにアルゴンガスが希釈されることにより、 ω_{A1} が減少すると考えられ

る。また、数値解析結果と実験結果は良く一致している。

3.2.2 アルゴンガスの径方向濃度分布

代表的な結果として $Fr = 1.55$ の場合の実験結果と解析結果の比較を行う。 $\bar{x} = 0, 1.16, 2.33$ および 3.84 の場合のアルゴンガスの規格化した質量分率 $\bar{\omega}_A$ の径方向分布をそれぞれ Figs. 32~35 に示す。いずれの場合も、質量分率の分布は噴流中心軸 ($\bar{r} = 0$) を中心に対称的な釣鐘状の分布をしており、実験結果と解析結果は比較的良く一致している。また、噴出口径の外側 ($\bar{r} \geq 0.5$ の位置) において、質量分率 $\bar{\omega}_A$ が解析結果より大きい値となっている。

$Fr = 0.13, 0.51, 1.14$ および 1.55 の場合のアルゴンガスの規格化した質量分率 $\bar{\omega}_A$ の径方向分布をそれぞれ Figs. 36~39 に示す。いずれの場合も、質量分率の分布は噴流中心軸 ($\bar{r} = 0$) を中心に対称的な釣鐘状の分布をしており、噴流中心軸から離れた位置、例えば $\bar{r} = 0.4$ の位置で、 $\bar{\omega}_A$ は \bar{x} の増加と共に減少し、濃度分布の広がり半値幅 (半値幅は $\bar{\omega}_A$ が 0.5 となる r 方向距離) も減少する。この理由は、周囲流体が巻き込まれること、すなわち径方向の対流による流体の移動量の方が拡散による移動量より大きいことによると考えられる。また Fr の大小にかかわらず、噴出口径の外側 ($\bar{r} \geq 0.5$ の位置) において、質量分率 $\bar{\omega}_A$ が解析結果より大きい値となっている。この理由としては、Reyleigh-Taylor不安定性に基づく対流⁽¹¹⁾によりアルゴンガスを噴出する円管内へ周囲の空気が巻き込まれるので、噴出口でアルゴンガスの質量分率が一様 ($\omega_A = 1$) でなく、数値解析の境界条件と若干の相違があること、および円管出口 (エッジ) の下流で生じる自由境界層流れの不安定性⁽¹²⁾により、径方向への流体の移動量が層流の場合より多くなることが考えられる。

$Fr = 0.13$ におけるアルゴンガスの規格化した質量分率 ω_A の r 方向分布を Fig. 36 に示す。 $\bar{x} = 0$ の場合、 $0.05 < \bar{r} < 0.35$ の範囲で実験値が解析値を下回り $\bar{r} \geq 0.35$ では実験値が解析値を上回っているが、その原因としては Reyleigh-Taylor不安定性 (密度の異なる流体層が重なっている場合に生じる不安定性) に起因する流れが考えられる。

$Fr = 0.51$ におけるアルゴンガスの規格化した質量分率 $\bar{\omega}_A$ の r 方向分布を Fig. 37 に示す。質量分率の分布は、噴流中心軸 ($\bar{r} = 0$) を中心に対称的な釣鐘状の分布をしている。 $\bar{x} = 0$ および $\bar{r} < 0.35$ の位置で実験結果は解析結果と比較的良く一致しており、Reyleigh-Taylor不安定性に基づく対流の影響は小さいことが分かる。この傾向は $Fr = 1.14$ (Fig. 38 参照) および 1.55 (Fig. 39 参照) など Fr が大きい場合にはより顕著になる。

3.2.3 アルゴンガスの質量分率の半値幅

アルゴンガスの質量分率の半値幅が x 方向に変化する様子を Fig. 40 に示す。その半値幅を \bar{x}/Fr との関係で整理すると、 Fr が $0.13 \sim 1.55$ の範囲で、半値幅は \bar{x}/Fr の増加と共に減少する。この理由としては、噴流は流れ方向に重力のために加速され、周囲流体が巻き込まれること、すなわち、半径方向の対流による流体の移動量の方が拡散による移動量より大きいことによると考えられる。半値幅が \bar{x}/Fr の増加と共に減少する傾向は数値解析結果と一致する。

3.2.4 噴流の不安定性

密度の異なる異種気体噴流で生じる不安定性について、その概念図を Fig. 41 に示す。密度の異なる流体層が重なっている場合に生じる不安定性は Reyleigh-Taylor 不安定性⁽¹⁾であり、それを Fig. 41 a に示すが、下方の軽い気体は上方の重い気体と入れ替わる挙動をする。噴流の出口、すなわち、円管出口（エッジ）の下流では自由境界層流れの不安定性⁽²⁾が生じる。その様子を Fig. 41 b に示す。すなわち、流れと静止気体が接するとき、その接触面に沿って形成される境界層は自由境界層とよばれ、流れが不安定となる領域が存在する。

Fig.36 に示した、 $Fr = 0.13$ におけるアルゴンガスの規格化した質量分率 $\bar{\omega}_A$ の径方向分布において、 $\bar{x} = 0$ および $0.05 < \bar{r} < 0.35$ の範囲で実験値が解析値を下回り $\bar{r} \geq 0.35$ では実験値が解析値を上回っているが、その原因としては Reyleigh-Taylor 不安定性（密度の異なる流体層が重なっている場合に生じる不安定性）に基づく対流が考えられる。また、 Fr の大小にかかわらず、噴出口径の外側（ $\bar{r} \geq 0.5$ の位置）において、質量分率 $\bar{\omega}_A$ が解析結果より大きい値となっている。この理由としては、Reyleigh-Taylor 不安定性に基づく対流によりアルゴンガスを噴出する円管内へ周囲の空気が巻き込まれ噴出口でアルゴンガスの質量分率が一様（ $\omega_A = 1$ ）でなく、数値解析の境界条件と若干の相違があること、および円管出口（エッジ）の下流で生じる自由境界層流れの不安定性により、径方向への流体の移動量が層流の場合より多くなることが考えられる。

実験結果と数値解析結果は比較的良く一致しているが、 Fr が小さい場合の噴出口付近の質量分率の径方向分布や、噴出口径の外側（ $\bar{r} \geq 0.5$ ）での質量分率の径方向分布が実験と数値解析で多少相違点があり、今後の検討が必要である。

Table 2 Geometry of experimental apparatus and thermal properties of gases

(I) Geometry factors

D_o : 0.0172 m

D : 0.20 m

H_o : 1.00 m

H_1 : 0.20 m

H : 1.00 m

(II) Thermal properties at 20°C and 1 atm.

Component A gas: Argon

Density ρ : 1.74 kg/m³

Viscosity μ : 2.23x10⁻⁵ Pa.s

Molecular weight M : 39.95 kg/kmol

Component B gas: Air

Density ρ : 1.20 kg/m³

Viscosity μ : 1.82x10⁻⁵ Pa.s

Molecular weight M : 28.97 kg/kmol

Binary diffusivity D_{AB} : 1.84x10⁻⁵ m²/s

Table 3 Experimental conditions

Run No.	direction	X(mm)	Fr
11	r	0	0.506
12	r	0	0.504
13	r	20	0.498
14	r	66	0.513
15	x	—	0.513
16	r	0	0.129
17	r	20	0.129
18	r	66	0.123
19	r	10	0.128
20	x	—	0.126
22	r	0	1.13
23	r	10	1.13
24	r	20	1.14
25	r	40	1.14
26	r	66	1.16
27	x	—	1.16
28	r	0	1.57
29	r	10	1.56
30	r	20	1.54
31	r	40	1.57
32	r	66	1.51
33	x	—	1.50

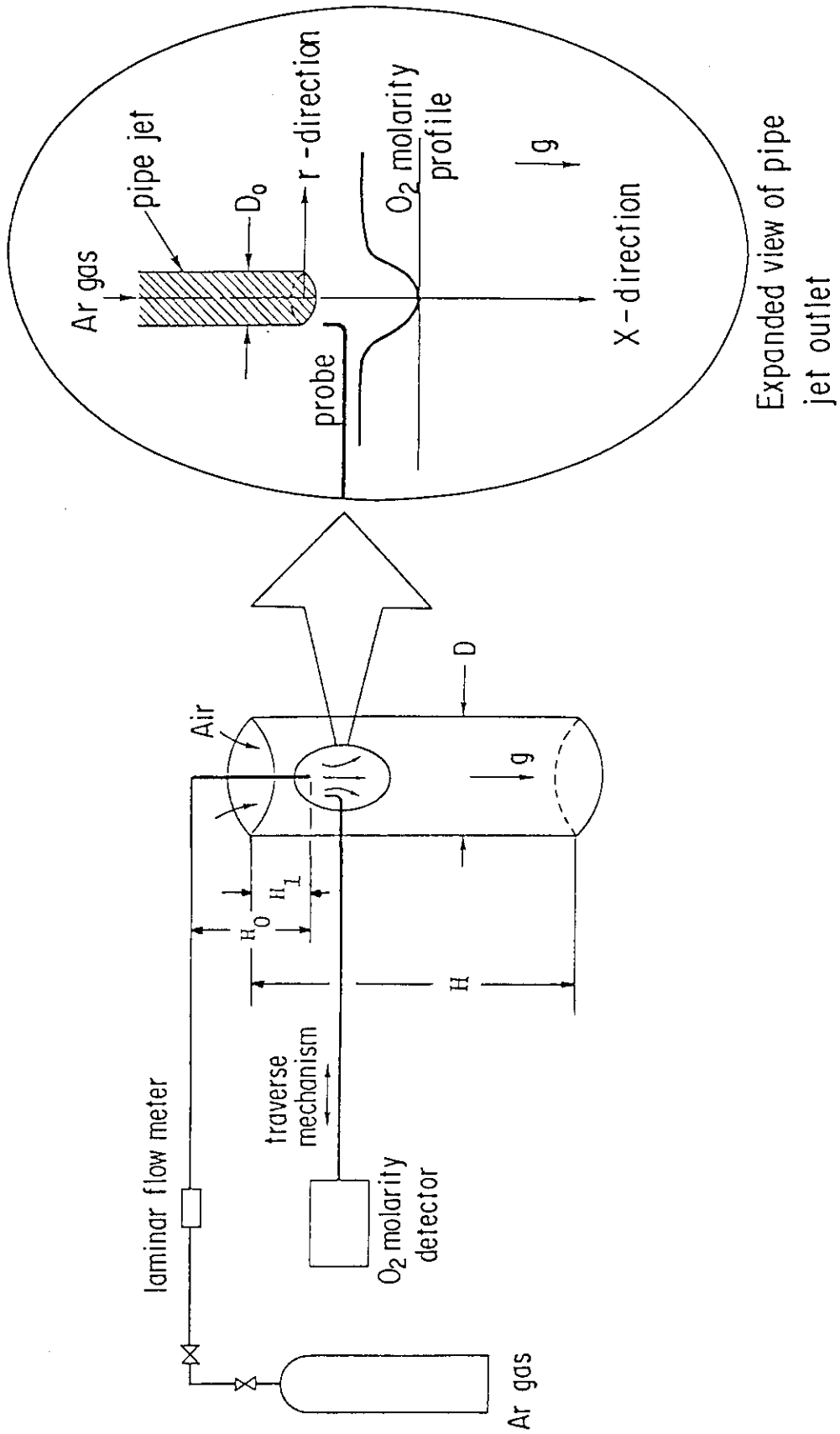


Fig. 30 Experimental apparatus

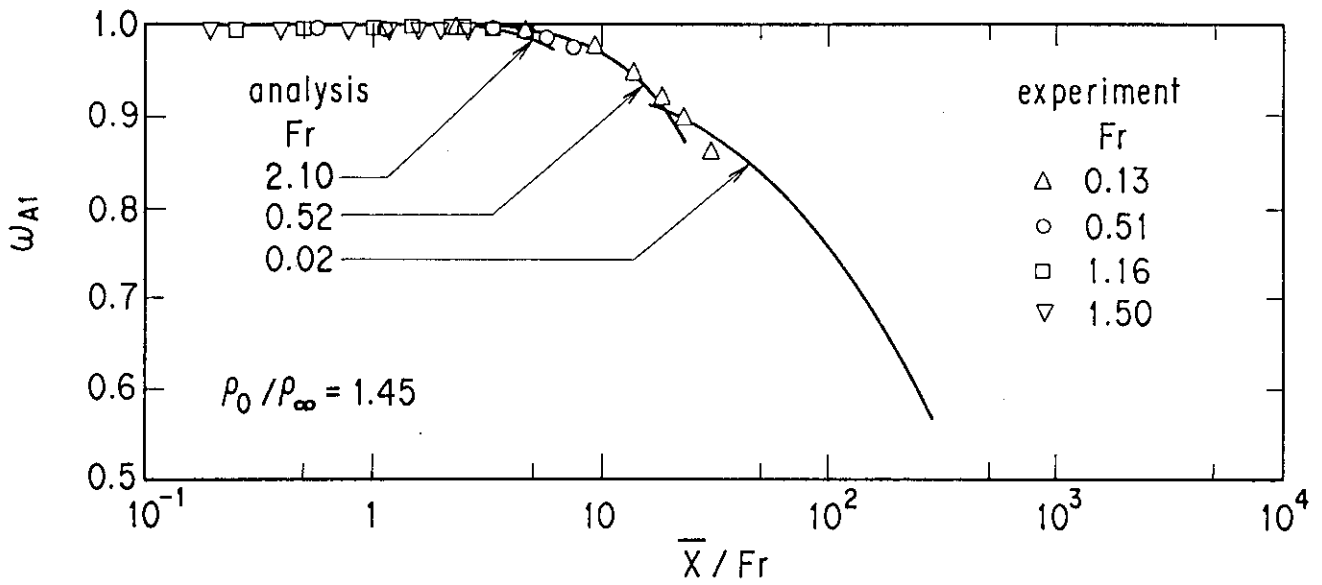


Fig. 31 Variation of center line mass fraction in Ar-air flow

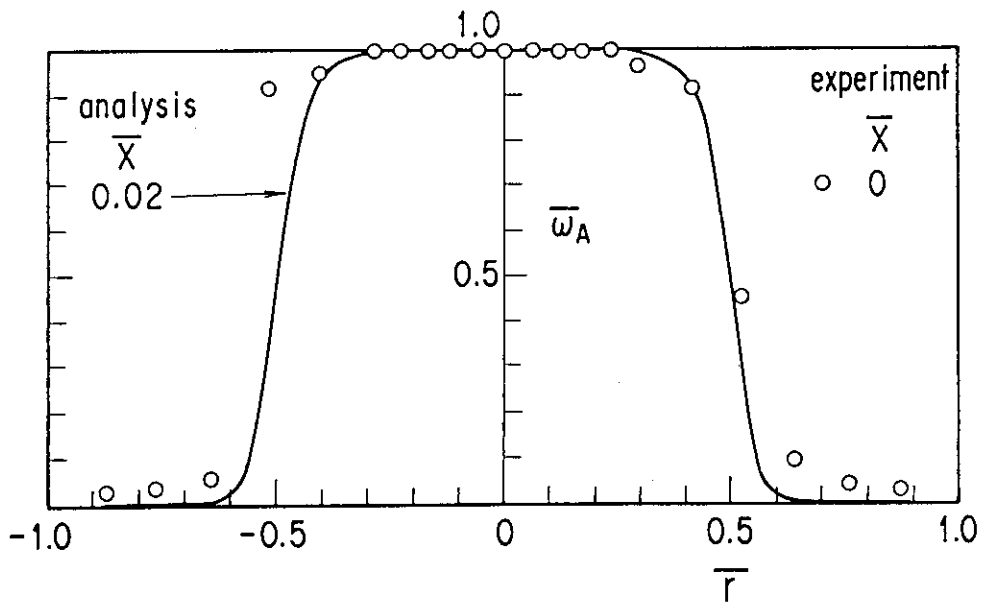


Fig. 32 Normalized mass fraction profiles in the radial direction at $Fr=1.55$

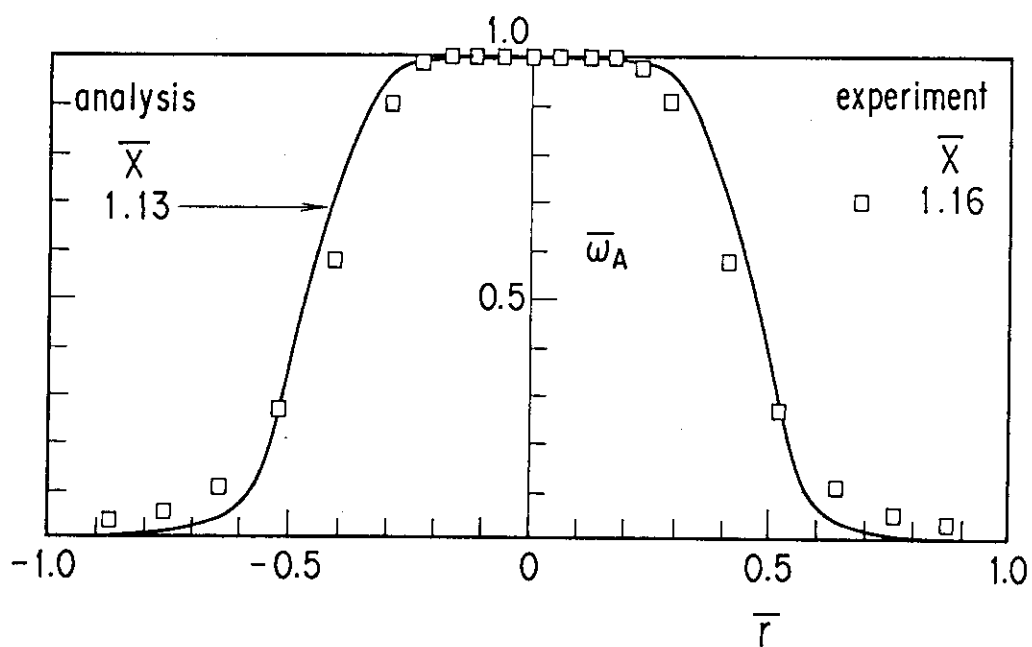


Fig. 33 Normalized mass fraction profiles in the radial direction at $Fr=1.55$

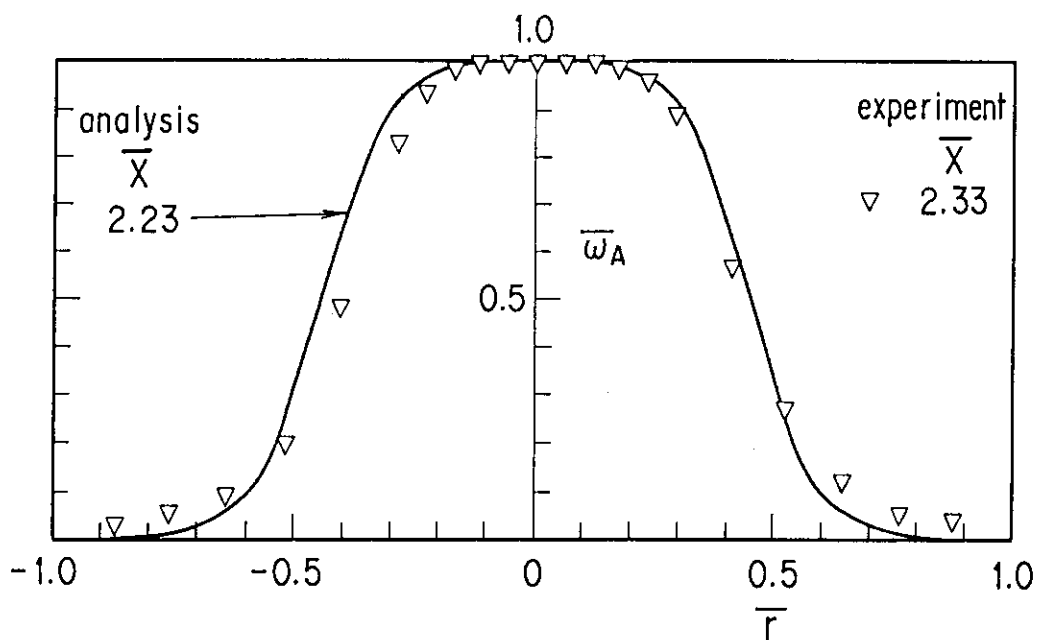


Fig. 34 Normalized mass fraction profiles in the radial direction at $Fr=1.55$

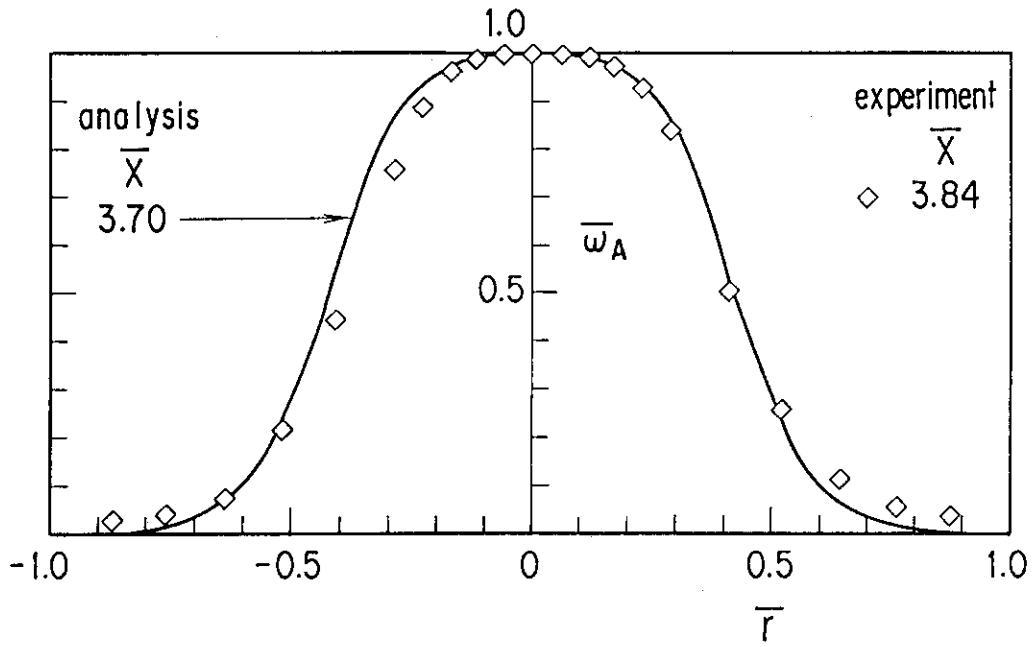


Fig. 35 Normalized mass fraction profiles in the radial direction at $Fr=1.55$

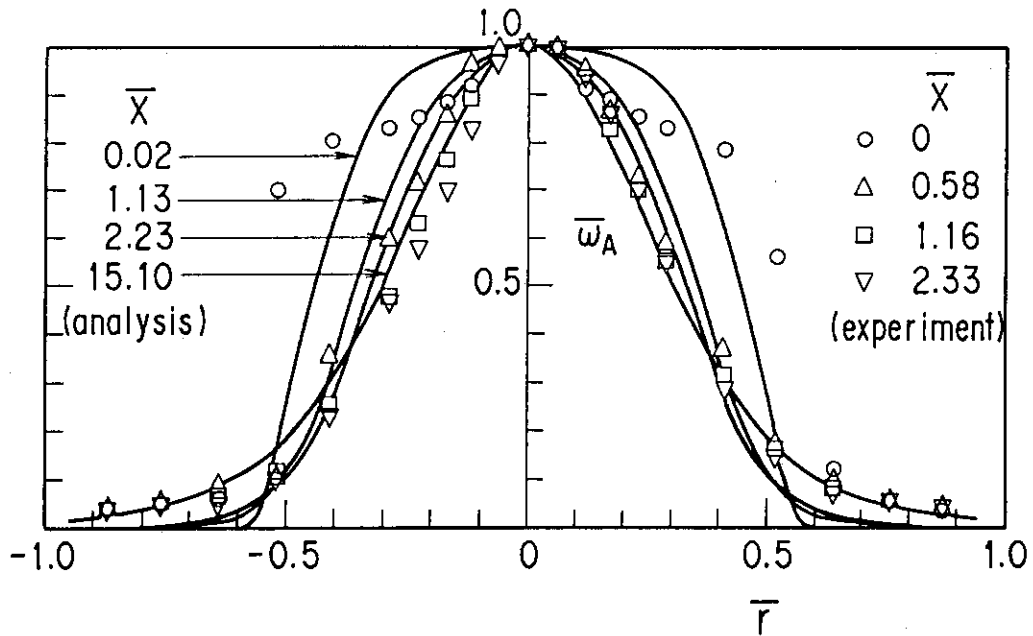


Fig. 36 Normalized mass fraction profiles in the radial direction at $Fr=0.13$

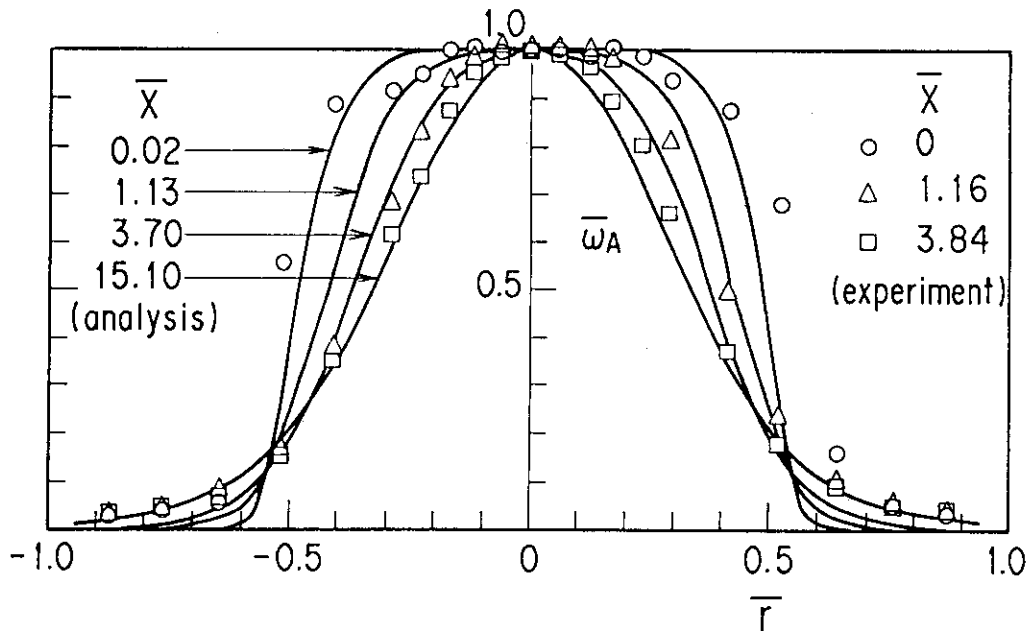


Fig. 37 Normalized mass fraction profiles in the radial direction at $Fr=0.51$

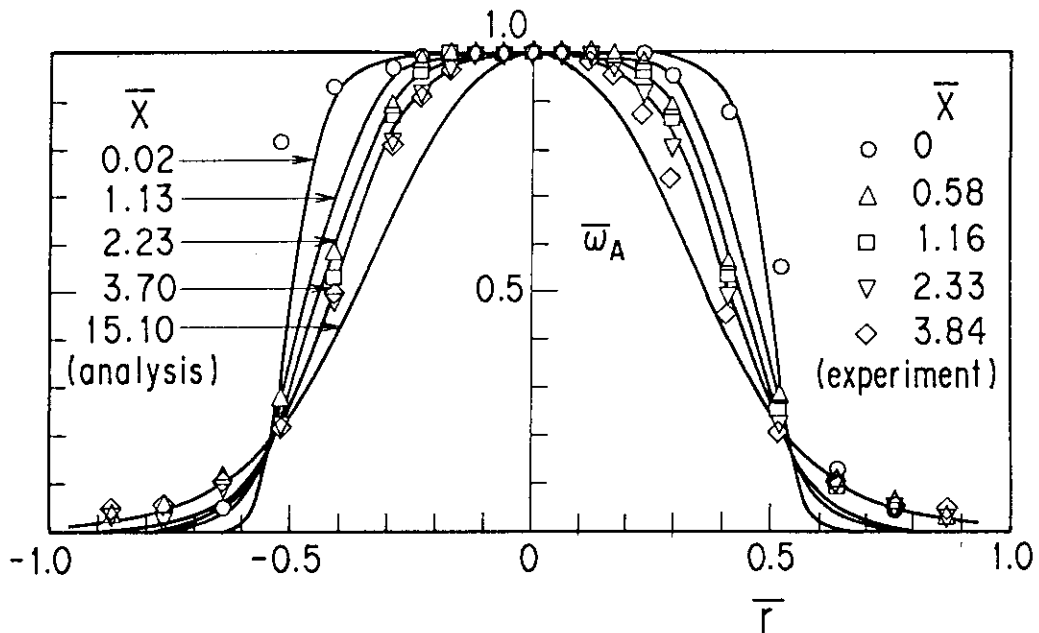


Fig. 38 Normalized mass fraction profiles in the radial direction at $Fr=1.14$

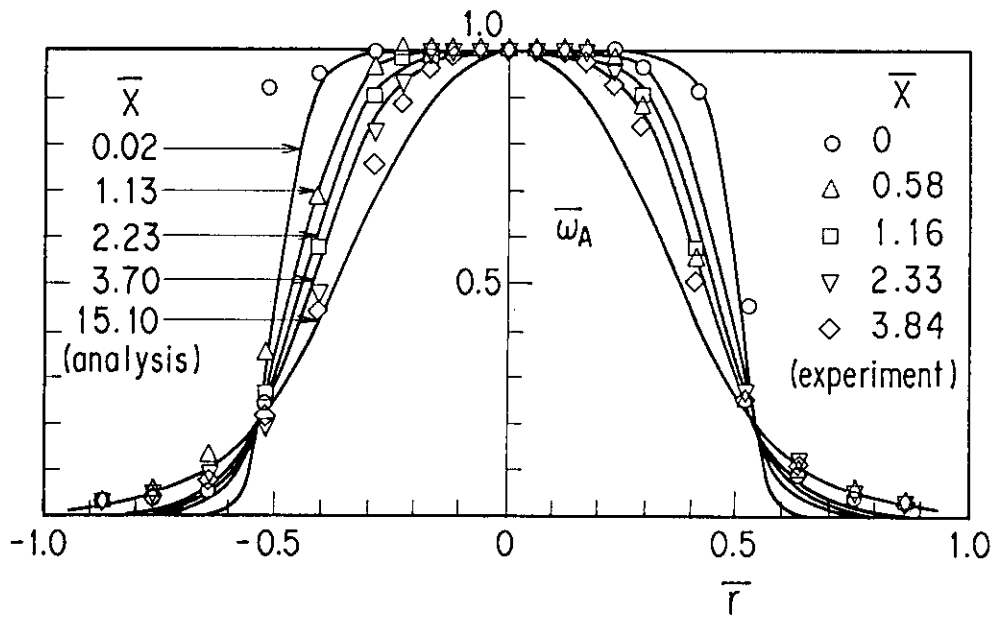


Fig. 39 Normalized mass fraction profiles in the radial direction at $Fr=1.55$

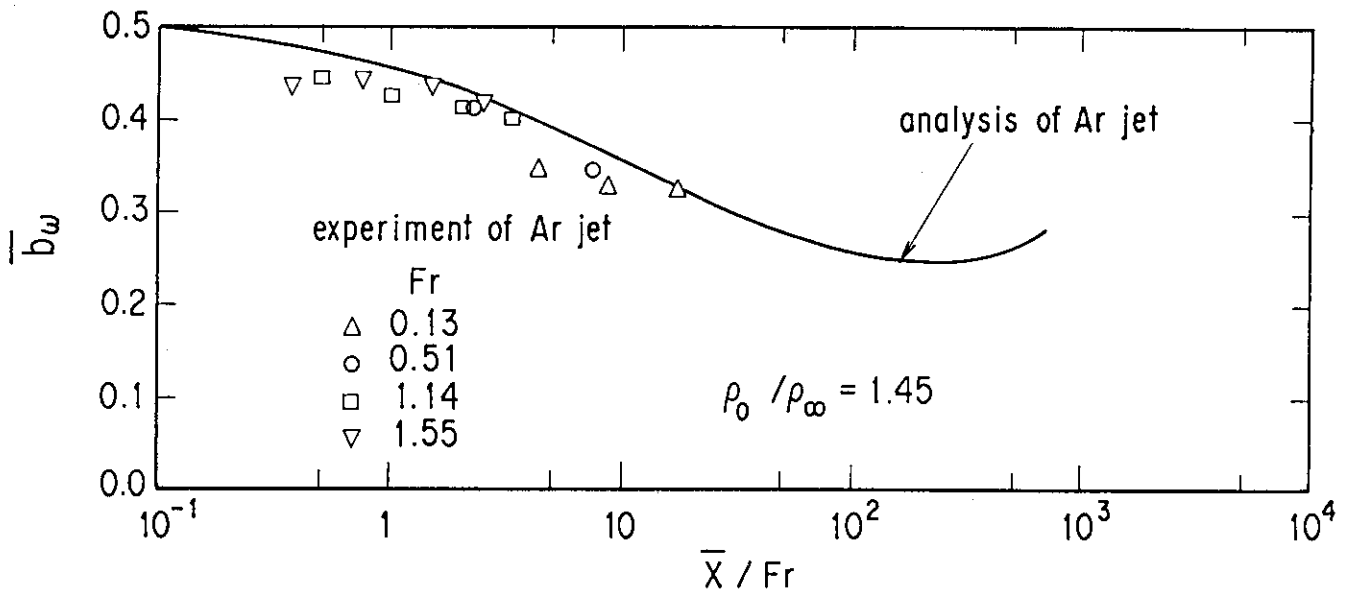
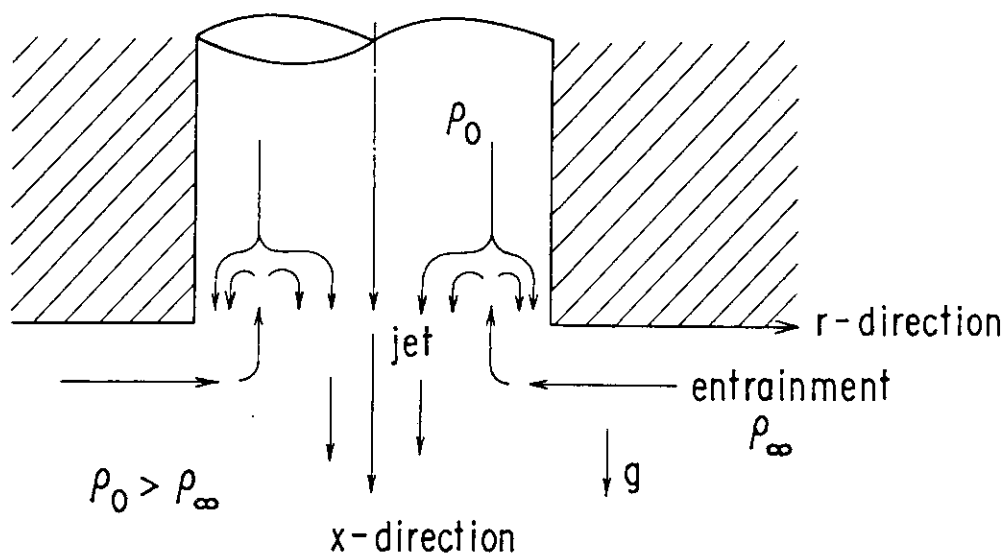
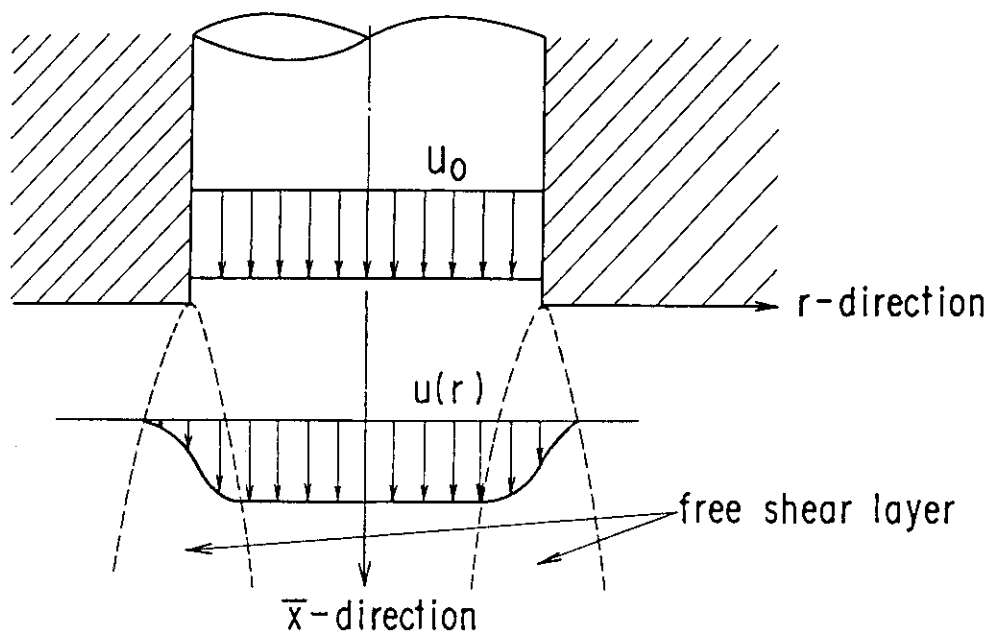


Fig. 40 Variation of half-radius of mass fraction in Ar-air flow



(a) Rayleigh-Taylor instability



(b) Instability of free boundary layer

Fig. 41 Concept of free jet instability

4. 結 論

静止気体（空気）より密度の高い気体（アルゴンガス）が層流状態で鉛直下向きに噴出する場合の2成分気体噴流の流れ場と濃度場をフルード数が0.02～2.10の範囲について数値解析を行うとともに、噴流の濃度分布が $Fr = 0.123 \sim 1.57$ の範囲について実験を行った。その結果、以下のことが分かった。

- (1) 噴流は重力のために加速されるので、軸方向速度は下流に向かって増加する。
- (2) 噴出口直下ではアルゴンガス噴流のポテンシャルコアが存在するが、下流に進むに従って周囲流体の巻き込みおよび拡散のためにアルゴンガス濃度は減少する。
- (3) 中心軸上における軸方向の質量流束は、下流に進むに従って微増するが $\bar{x}/Fr \geq 200$ では減少する。これは、 $\bar{x}/Fr \geq 200$ では中心軸流速の加速に比べてアルゴンガス質量分率の減少が大きくなるからである。
- (4) 流速、濃度および質量流束分布の半値幅が $\bar{x}/Fr < \text{約} 200$ で減少する傾向は2成分気体噴流の特徴であると考えられる。
- (5) アルゴンガス濃度の半値幅と軸方向分布に関し、実験結果と数値解析結果は良く一致する。

謝 辞

本研究を進めるに当り有益なご助言を頂いた、高温熱工学研究室の小川益朗氏、藤村 薫氏、武田哲明氏に深く感謝致します。

4. 結 論

静止気体（空気）より密度の高い気体（アルゴンガス）が層流状態で鉛直下向きに噴出する場合の2成分気体噴流の流れ場と濃度場をフルード数が0.02～2.10の範囲について数値解析を行うとともに、噴流の濃度分布が $Fr = 0.123 \sim 1.57$ の範囲について実験を行った。その結果、以下のことが分かった。

- (1) 噴流は重力のために加速されるので、軸方向速度は下流に向かって増加する。
- (2) 噴出口直下ではアルゴンガス噴流のポテンシャルコアが存在するが、下流に進むに従って周囲流体の巻き込みおよび拡散のためにアルゴンガス濃度は減少する。
- (3) 中心軸上における軸方向の質量流束は、下流に進むに従って微増するが $\bar{x}/Fr \geq 200$ では減少する。これは、 $\bar{x}/Fr \geq 200$ では中心軸流速の加速に比べてアルゴンガス質量分率の減少が大きくなるからである。
- (4) 流速、濃度および質量流束分布の半値幅が $\bar{x}/Fr < \text{約} 200$ で減少する傾向は2成分気体噴流の特徴であると考えられる。
- (5) アルゴンガス濃度の半値幅と軸方向分布に関し、実験結果と数値解析結果は良く一致する。

謝 辞

本研究を進めるに当り有益なご助言を頂いた、高温熱工学研究室の小川益朗氏、藤村 薫氏、武田哲明氏に深く感謝致します。

参 考 文 献

- (1) Schlichting, H., "Boundary Layer Theory", 220 6th. Ed. McGraw-Hill (1968)
- (2) 木村元昭, 齊問 厚, 日本機械学会論文集 (B編) 54巻 505号, 2416 (1988)
- (3) 石垣博, 日本機械学会論文集 (B編) 50巻 458号, 2579 (1984)
- (4) 文沢元雄, 他: 原子力誌, 30 [10], 921 (1988)
- (5) Wilke, C.R., J. Chem. Phy. 18, 517 (1950)
- (6) Huang, P.G. et al., TFD/83/9/R, UMIST (1983)
- (7) Leonard, B.P., Comp. Meths. Appl. Mech. Eng., Vol.9, 59 (1979)
- (8) Patankar, S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", McGraw-Hill (1980)
- (9) 功刀資彰ら, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集 B 201 (1985)
- (10) Kunugi, T. and Kawamura, H., "Transport Phenomena in Turbulent Flows Theory, Experiment, and Numerical Simulation", Hemisphere, 593 (1988)
- (11) 日本流体学会, "流体力学ハンドブック" 492 丸善株式会社 (1987)
- (12) 日本流体学会, "流体力学ハンドブック" 145 丸善株式会社 (1987)