

## 軸対称噴流の流動特性に対するノズル形状の影響

鬼頭みずき・社河内敏彦\*

The Effects of Nozzle Configuration on Axi-symmetric Jets

Mizuki KITO and Toshihiko SHAKOUCHI\*

The effects of nozzle configuration on turbulent jets with a fully developed turbulent pipe flow velocity profile, a saddle-shaped profile and a top hat velocity profile are examined. The differences in mixing performance between orifice jets issued from two different nozzles of the nozzle contraction area ratio  $CR=0.69$  and  $0.11$  are also investigated.

Comparisons with hot-wire anemometry measurements and theoretical mean velocity profiles are performed to provide further consideration of the mixing performance in the fully developed turbulent region. The high spreading and entrainment rates were obtained for smaller value of  $CR$  indicating that the potential of an effective mixing performance.

## 1. 緒 言

小孔や隙間から空間中に噴出される流れ、すなわち噴流現象は、流体力学的に重要な自由及び壁面せん断層(境界層)、大規模渦構造などを含むためその流動特性を明らかにすることは学問的に興味深い。また、各種の噴流現象は、例えば、推力を得るため、加熱・冷却、洗浄、消防、加工、噴霧、燃焼、など極めて多様な分野で使用されており工業的にも極めて重要な事象である。

図1に、乱流自由噴流のフローモデルを示す。噴流は、ノズル出口から速度が変化しないポテンシャルコア領域を形成し、その外縁に周囲の静止流体と混合する混合領域が存在する。混合層は下流に向かって半径方向に発達し、噴流中心に至る。その後、流れ方向に遷移領域を経て無次元速度分布形が相似となる完全発達領域に至る。軸対称円形噴流の場合、完全発達領域での噴流中心速度は流れ方向への距離に逆比例する<sup>(1)</sup>。

ノズル出口から発達領域に至る初期領域での流動特性はノズル形状やノズル出口速度分布の影響を特に強く受ける。このことについては、特に、二次元噴流や軸対称円形パイプノズル、あるいはコンターノズルからの噴流については多くの研究がありかなりのことが明らかにされているが、オリフィスノズルからの噴流(以降、オリフィス噴流と呼ぶ)については未明のことが多い。

図2に、一般的なオリフィス噴流のフローモデルを示す。オリフィスノズルはノズル出口で流路が急激に絞られているため、ノズル内側角部に環状の渦が形成され、噴流中心を向く速度ベクトルが生じ、ノズル直後での噴流径がノズル出口径よりも小さくなる、いわゆる縮流現象が生じる。

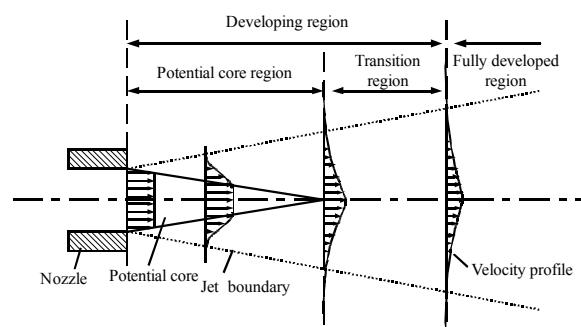


図1 乱流自由噴流, フローモデル

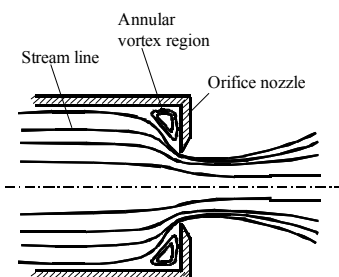


図2 オリフィス噴流, フローモデル

\* 三重大学大学院工学研究科

Quinn<sup>(2)</sup> は、ノズル形状や出口速度分布形が流れの発達に及ぼす影響が論じられていないことを指摘し、鋭い外縁をもち縮流が生じるオリフィスノズルと緩やかに出口が縮小されたトップハット型のノズル出口速度分布形が生じるコンターノズルからの噴流のノズル出口近傍場(初期領域)における発達の様子を実験的に検討し、オリフィスからの噴流はコンターノズルのそれに比べ、噴流と周囲流体との混合が大きいことを示した。また、Miら<sup>(3)</sup> は3つの出口速度分布の異なる軸対称ノズル(パイプノズル、オリフィスプレート、コンターノズル)を用い、噴流の混合性能を比較した。その結果、周囲流体との混合特性はオリフィスプレート、コンターノズル、パイプノズルの順に高いことを可視化画像や巻き込み流量などから示した。社河内ら<sup>(4)</sup> はオリフィスノズルの絞り面積比(=ノズル出口断面積/元のパイプ断面積)がオリフィス自由噴流の流動特性に及ぼす影響を実験的に明らかにした。また、オリフィスノズルとパイプノズル、トップハット型のノズル出口速度分布形を有する四分円ノズルからの噴流の流動特性を比較・検討した。

本研究では、パイプノズル、ノズルの絞り面積比が異なる2種類のオリフィスノズル、および四分円ノズルの軸対称円形ノズルを用い、圧縮性を考慮しなくてよい範囲で十分発達した乱流の場合( $Re=1.5 \times 10^4$ )について、空気噴流の速度分布形と理論解との比較を行い、ノズル形状(ノズル出口速度分布)が完全発達領域に及ぼす影響を明らかにする。

## 2 主な記号

- $b$  : 噴流幅 ( $u/u_c = 0.1$  の位置  $r$  を噴流端とした)
- $CR$  : ノズル絞り面積比
- $d_i$  : ノズルパイプ内径
- $d_o$  : ノズル出口直径 (= 10.0mm)
- $f$  : 周波数
- $f^*$  : 無次元周波数 ( $= f d_o / u_m$ )
- $r$  : ノズル半径方向への座標
- $Re$  : レイノルズ数 ( $= u_m d_o / \nu$ )
- $St$  : ストローハル数 ( $= f d_o / u_m$ )
- $u_c$  : 中心線速度
- $u_m$  : ノズル出口平均速度
- $u'$  :  $x$  方向の乱れ成分, r.m.s. 値
- $x$  : ノズル軸方向への座標
- $\Phi_u^*$  : 無次元パワースペクトラム

## 3 実験方法

### 3.1 ノズル形状と座標系

図3に、ノズル形状と座標系を示す。実験には、ノズル直径  $d_o = 10.0\text{mm}$  のパイプノズル(直管部の長さ  $L=500\text{mm}$ ,  $L/d_o=50$ ),  $d_o = 10.0\text{mm}$  でパイプ内径が  $d_i = 12.0, 29.75\text{mm}$  のオリフィスノズル, および  $d_o = 10.0\text{mm}$ ,  $d_i = 29.75\text{mm}$  で、出口部に長さ  $l/d_o = 0.3$  の平行部をもつ四分円ノズル[図3(c)]を用いた。なお、ノズルの絞り面積比  $CR$  はパイプノズルで  $CR=1.00$ , オリフィスノズルで  $CR=0.69, 0.11$ , および四分円ノズルで  $CR=0.11$  である。ノズルはすべて真鍮製で、パイプ直管部の長さはいずれも  $L=500\text{mm}$ , 壁厚は  $1.0\text{mm}$  である。

本実験では、 $L=500\text{mm} = \text{const.}$  としたため、 $CR=0.11$  のオリフィスノズルの場合、パイプ直管部の長さとの比較は  $L/d_i = 16.8$  である。 $L/d_i = 50$  と  $16.8$  のパイプでは、発達に要するノズル出口までの助走距離が異なるため、噴出される流れは異なると考えられる。そこで、 $L/d_i = 50$  と  $16.8$  ( $d_i = 29.75\text{mm}$ ) の場合の直管出口(オリフィス板を取り除いた)での速度分布を測定比較した。結果を図4に示す。助走距離は異なるが、 $L/d_i = 50$  (パイプ噴流の結果)と  $L/d_i = 16.8$  の直管出口速度分布はいずれも、十分発達した管内の速度分布(1/7乗則)とよい一致を示した。

座標系はノズル出口中心を原点  $O$  とし、ノズル半径方向を  $r$  座標、ノズルの中心軸下流方向を  $x$  座標とした。

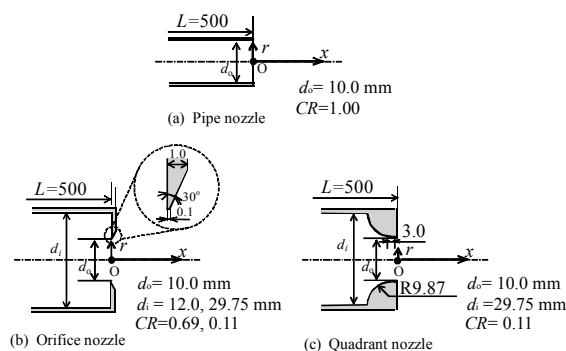


図3 ノズル形状と座標系

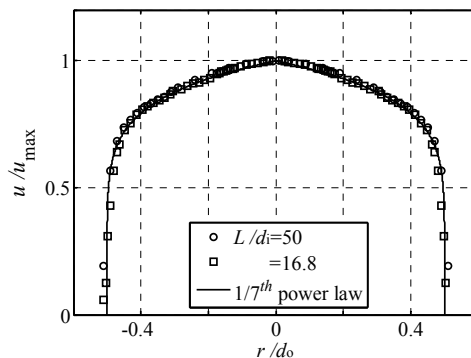


図4 ノズル出口での速度分布比較

### 3.2 実験装置

噴流の平均および変動速度（乱れ強さ）分布は、 $Re=1.5 \times 10^4$ の空気噴流について、定温度形熱線流速計・I形プローブ（熱線：直径 $5 \mu\text{m}$ のタングステン線、プローブ間隔：2.0mm、センサ長さ：0.8mm）を使って測定した。

I形熱線プローブのセンサ部（ワイヤ）は、 $r$ 座標、 $x$ 座標それぞれに垂直に設置した。この場合、 $r$ 方向と $x$ 方向の速度成分の合成値が測定されるが、位置精度を得るために、 $r$ 座標に垂直に設置した。

## 4 ノズル特性

図5に $Re=1.5 \times 10^4$ 、ノズル出口（ $x/d_0=0.2$ ）でのパイプ噴流（ $CR=1.0$ ）とオリフィス噴流および四分円噴流の時間平均速度分布 $u/u_m$ （図中左半）と乱れ強さ $u'/u_m$ （図中右半）を示す。なお、分布形は軸対称であったのでそれぞれ半径方向のみを示す。また、速度の測定誤差はその最大値に対して、約15%である。

ノズル出口での速度分布形は、各ノズルによって大きく異なる。パイプ噴流では流れが十分に発達するのに必要な直管部長さ（ $L/d_0=50$ ）を有するため、噴流は境界層の厚い十分発達した速度分布形となる。オリフィス噴流の場合は縮流が生じるため、ノズル出口での噴流幅は他の噴流よりも小さくなり、噴流幅は $CR=0.11$ で $r/d_0 \approx 0.4$ である。 $CR=0.69$ の場合、縮流がみられるが速度分布形はトップハットに近い。 $CR=0.11$ では縮流の影響が顕著になり噴流の外縁 $r/d_0 = \pm 0.39$ で最大速度を有する分布形（最大値はノズル出口平均速度 $u_m$ の1.6倍、 $u_c/u_m=1.6$ ）になる。いずれの $CR$ の場合も噴流中心線速度は $u_c/u_m \approx 1.3$ で、 $CR$ は噴流外側の速度に影響し $CR$ の減少とともに噴流幅が減少する（縮流が強くなる）。なお、パイプ噴流の中心線速度もオリフィス噴流の場合と同様 $u_c/u_m \approx 1.3$ である。一方、四分円噴流ではノズル出口の流路が緩やかに絞られ、出口に平行部をもつため、縮流は生じず、ノズル出口全域でほぼフラットな速度分布形となる。この場合、縮流が生じないため、噴流幅はノズル出口直径とほぼ一致し（ $r/d_0 \approx 0.5$ ）、任意半径位置での噴流速度は平均速度にほぼ一致する（ $u/u_m \approx 1.1$ ）。

乱れ強さは、いずれの場合も速度勾配のない噴流中心で最小となり、速度勾配が最も大きくなる噴流外縁で最大となる。四分円噴流では、最大速度勾配を示す位置が他の噴流よりも外側で生じるため、乱れの最大値もノズル外縁付近 $r/d_0 \approx 0.5$ で生じる。しかし、ノズル出口が緩やかに絞られているため、乱れは小さく、乱れの最

大値も他の噴流の場合よりも小さい。オリフィス噴流の場合も噴流中心付近では乱れが小さいが、乱れの最大値は他の噴流の場合よりも大きい。 $CR=0.11$ の場合、乱れの最大値はパイプ噴流のその約2.5倍、四分円噴流の約2.9倍となる。また、噴流中心の乱れ強さは、パイプ噴流が最も大きくなる。これは、縮小ノズルから放出される噴流は速度ベクトルがノズル中心へ向い、中心の乱れが抑制されるためと考えられる。

## 5 速度分布

### 5.1 中心線上の速度分布

図6に、 $Re=1.5 \times 10^4$ の場合のパイプ噴流（ $CR=1.00$ ）、オリフィス噴流および四分円噴流の中心線速度分布 $u_c/u_m$ を示す。パイプ噴流と四分円噴流はノズル出口から速度の変化しないポテンシャルコア領域が形成され、遷移領域を経て完全発達領域に至る。ポテンシャルコア長さは、Livingoodら<sup>(5)</sup>に従って中心線速度がノズル出口からノズル出口速度の95%に減衰する位置までとすると、パイプ噴流ではノズル出口から $x/d_0 \approx 4$ 、四分円噴流では $x/d_0 \approx 5$ までとなる。これに対して、オリフィス噴流では縮流によりノズル出口から中心線速度が増加し、それは絞り面積比が小さいほど大きく、いずれも

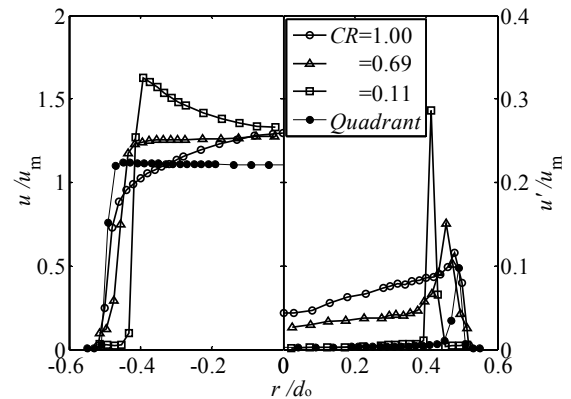


図5 ノズル出口での速度と乱れ強さ分布

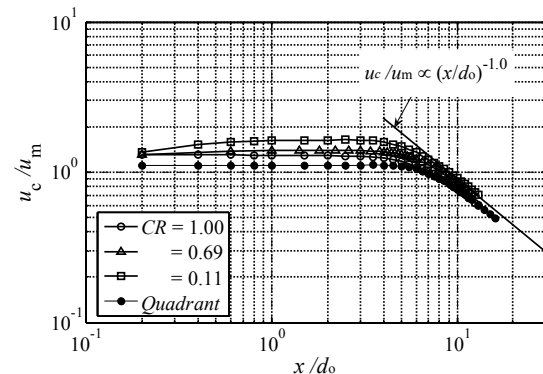


図6 中心線上の速度分布

$x/d_0 = 2.0$ で最大速度に達する。その後ポテンシャルコア領域を形成し、パイプ噴流と同様に遷移領域を経て完全発達領域に至る。いずれの場合でも完全発達領域の速度分布は、次の乱流軸対称円形噴流の関係式で近似できる。

$$\left(\frac{u_c}{u_m}\right) \propto \left(\frac{x}{d_0}\right)^{-1.0} \quad (1)$$

## 5.2 パワースペクトラム分布

図7に、 $Re = 1.5 \times 10^4$ で噴流中心線速度が最大となる  $x/d_0 = 2.0$ での噴流中心の速度変動をFFT解析して得られた無次元パワースペクトラム  $\Phi_u^*$ を示す。 $f^*$ は無次元周波数 ( $= f d_0 / u_m$ )である。ここで、無次元パワースペクトラムはMiら<sup>(3)</sup>に従い、次式より求めた。

$$\int \Phi_u^*(f^*) df^* = 1 \quad (2)$$

上式は、ピーク周波数の  $\Phi_u^*$ が減少すれば、その流れは他の周波数帯を含み卓越周波数が明確でなくなることを意味する。

パイプ噴流では規則的な渦放出はなく、様々な周波数成分を含み、明確な卓越周波数はみられない。四分円噴流では様々な周波数成分を含むが、 $f^* \approx 0.5$ で卓越周波数がみられる。これはトップハット型のノズル出口速度分布をもつ噴流に関する過去の文献<sup>(6)(7)</sup> ( $f^* = 0.3 \sim 0.6$ )に一致する。オリフィス噴流では、 $CR = 0.69$ で  $f^* \approx 0.4$ を示し、 $CR$ の減少とともに高周波数成分を含むようになり、 $CR = 0.11$ で  $f^* \approx 0.7$ となる。つまり、縮小ノズルからの噴流は、パイプ噴流と異なり、規則的に渦が放出されると考えられる。

Miら<sup>(4)</sup>は  $Re = 1.6 \times 10^4$ においてパイプノズル、コンターノズル、オリフィスノズルを用いて、それぞれの流動特性について検討した。彼らは、 $x/d_0 = 3$ で速度変動のFFT解析を行い、パイプ噴流では明確な卓越周波数はみられず、コンターノズルでは  $f^* \approx 0.4$ 、オリフ

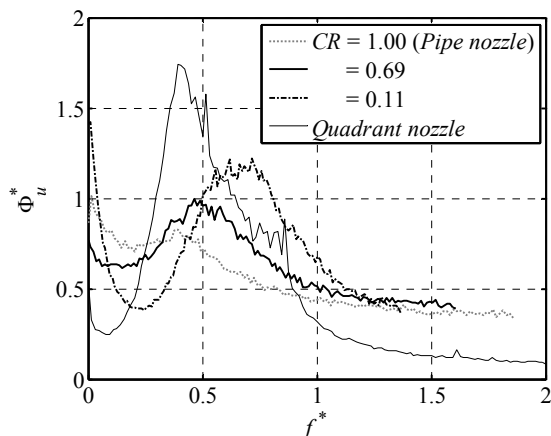


図7  $x/d_0 = 2.0$ における無次元パワースペクトラム  $\Phi_u^*$

イス噴流では  $f^* \approx 0.7$ で卓越周波数がみられることを報告している。彼らのオリフィスノズルの絞り面積は  $CR = 0.03$ であったことから、規則的な渦放出の挙動は、絞り面積比  $CR$ の影響を大きく受けることが分かる。 $CR$ が小さいほど高速に渦が放出され、卓越周波数は増加する。

## 6 噴流の拡がり

### 6.1 理論解

以下に、軸対称円形自由噴流の理論解析<sup>(1)(8)</sup>を示す。

小さな孔から静止空气中に噴出される軸対称円形自由噴流は、流れ方向の諸量の変化割合  $\partial/\partial x$ に比べ、半径方向の変化割合  $\partial/\partial r$ が非常に大きい。また  $x$ 方向速度に比べ、 $r$ 方向速度は非常に小さいと考えられる。

基礎方程式は以下のように表される。

$$\cdot \text{連続の式} ; \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru) = 0 \quad (3)$$

$$\cdot x \text{方向の運動方程式} ; u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\nu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (4)$$

いま、完全発達領域における噴流は線形に発達すると仮定し、次に定める流れ関数  $\psi$ を導入する。

$$\psi(r, x) = \nu x^p F(\eta) \quad \text{ここで } \eta = rx^{-q} \quad (5)$$

これより、各速度成分は、 $p = q = 1$ とすると、

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\nu F'}{r}, \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\nu}{r} (\eta F' - F), \quad \text{である。}$$

上式(5)と(4)より、次の2階非線形微分方程式を得る。

$$\frac{d}{d\eta} \left( F'' - \frac{F'}{\eta} \right) = \frac{1}{\eta^2} (FF'' - \eta F'^2 - \eta FF''') \quad (6)$$

境界条件は  $F(0) = F'(0) = F'(\infty) = 0$ より、以下の厳密解を得る<sup>(8)</sup>。

$$F = \frac{(C\eta)^2}{1 + (C\eta/2)^2} \quad (7)$$

ここで、 $C$ は噴流の運動量から求められる。

$$J = \rho \int_0^\infty u^2 2\pi r dr = \frac{16\pi}{3} \rho C^2 \nu^2$$

$$\text{すなわち、} \quad C = \left( \frac{3J}{16\pi\rho\nu^2} \right)^{1/2} \quad (8)$$

よって、速度分布は以下ようになる。

$$u = \frac{3J}{8\pi\rho\nu x} \left( 1 + \frac{C^2 \eta^2}{4} \right)^{-2} \quad (9)$$

噴流中心では、 $r = 0, \eta = 0$ なので、噴流最大速度  $u_m$ より、流れ方向の距離  $x$ は



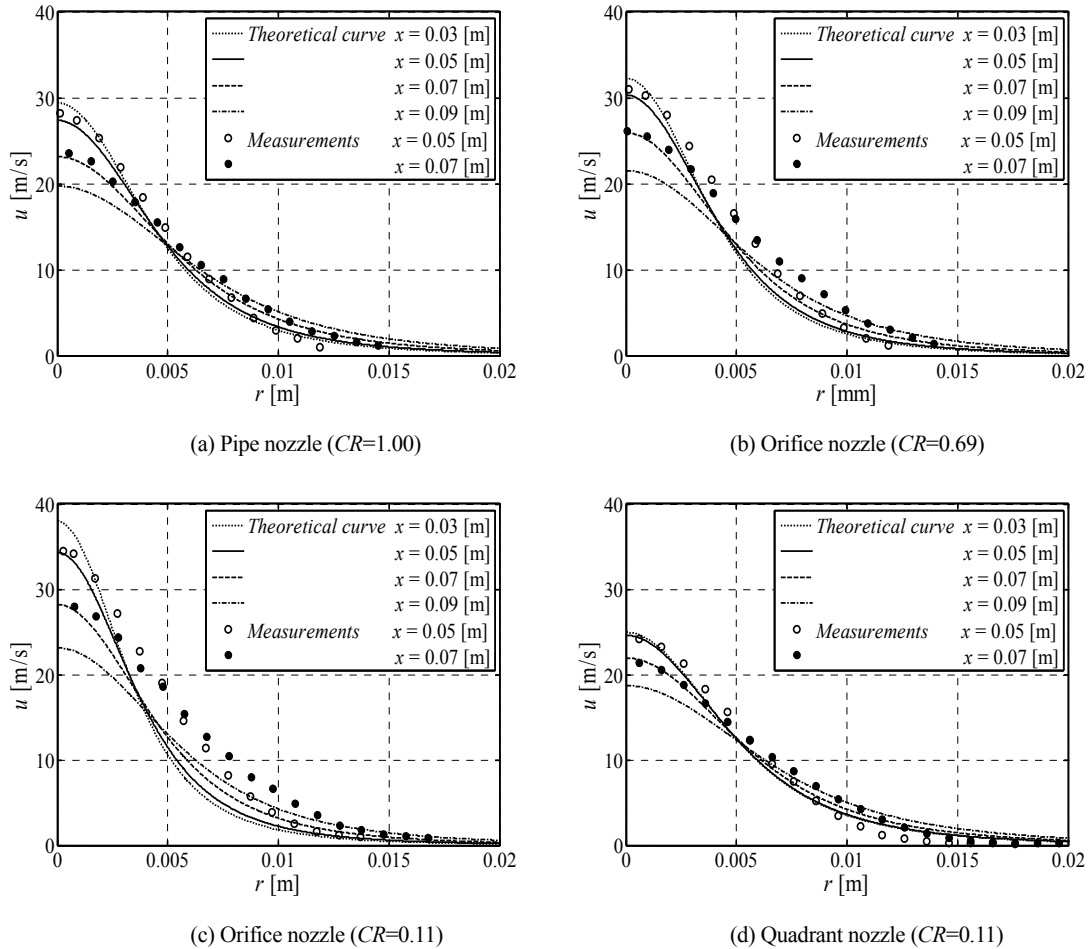


図8 速度分布 (理論値との比較)

$$x = \frac{3J}{8\pi\mu u_m} \quad (10)$$

流れ方向への距離  $x$  は重要なパラメータであるが、実験から仮想原点を考慮した  $x$  を求める場合、大きな誤差を伴う。そこでより正確な  $x$  を得るために、実験より得られた噴流最大速度 [式(10)] から  $x$  を求め、式(9)から速度分布 (理論解) を求めた。噴流幅は実験同様、式(9)から得られた速度分布における最大速度の10%となる位置を噴流端として算出した。

次に完全発達領域での速度分布を理論解と比較する。図8(a)～(d)にそれぞれ、パイプ噴流、オリフィス噴流 (CR=0.69, 0.11)、および四分円噴流の理論解を図中実線で示す。パイプ噴流、四分円噴流の場合、実験結果と理論解はよく一致する。しかし、オリフィス噴流の場合、実験結果は理論解と異なる。これは、縮流の結果、周囲流体を多く巻き込み、噴流の発達が促進され、速度分布は半径方向へ引き伸ばされた分布形となることによると考えられる。仮に、半径方向に約20%引き伸ばされたとすると、その分布形は理論解とよく一致する。

## 6.2 巻き込み流量

図9に、速度分布から求めた巻き込み流量割合 ( $Q_x - Q_0$ ) /  $Q_0$  を示す。 $Q_x$  と  $Q_0$  はそれぞれ、任意の位置  $x$ 、およびノズル出口 ( $x/d_0=0.2$ ) での流量で、次式から求めた。

$$Q = 2\pi \int_0^\delta u r dr \quad (11)$$

ここで、 $\delta$  は Boguslawski ら<sup>(9)</sup> と同じくノズル出口中心流速の10%になる半径位置とした。

図には Boguslawski らによる十分発達した管内乱流速度分布をもつパイプ噴流の結果 [( $Q_x - Q_0$ ) /  $Q_0 = 0.183 (x/d_0)$ ] もあわせて示した。本実験のパイプ噴流の結果は、Boguslawski らの結果とよく一致した。いずれの噴流も下流に向かうにつれて巻き込み流量割合が増加し、その値は絞り面積比が小さいほど大きくなる。これは絞り面積比が小さいほど乱れ強さが増加し、周囲流体との混合が促進されることによると考えられる。噴流の中心線流速が最大値に達した後、 $x/d_0 \approx 3$  以降では巻き込み流量割合がさらに増加し、 $x/d_0 = 7.0$  で CR=0.11 のそれは、パイプ噴流の場合の約30%増加す

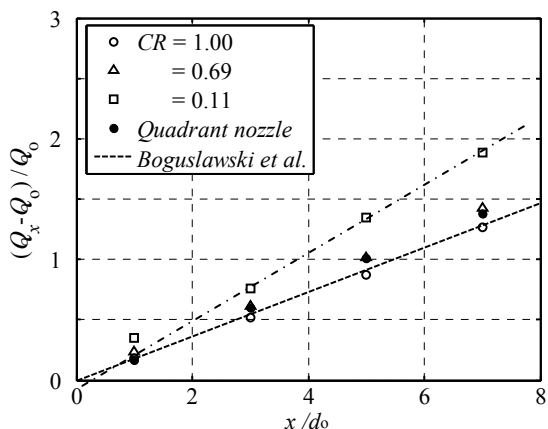


図9 巻き込み流量

る。四分円噴流の巻き込み流量割合は、噴流外縁のせん断層が薄いため周囲流体を巻き込み、 $x/d_0 \leq 3$ 以降でパイプ噴流の場合よりもやや増加する。

巻き込み流量割合は  $x/d_0 \geq 3$  で直線的に増加し、四分円噴流の場合、以下で表され、パイプ噴流の結果に近い。

$$(Q_x - Q_0) / Q_0 = 0.20 (x/d_0) \quad (12)$$

またオリフィス噴流の場合では、絞り面積比 CR の影響は下流でみられ、CR が小さいほど巻き込み流量割合が増加する。 $x/d_0 \geq 3$ におけるオリフィス噴流の巻き込み流量割合は、以下で表される。

$$(Q_x - Q_0) / Q_0 = 0.203 (x/d_0) \quad \text{for } CR=0.69 \quad (13)$$

$$(Q_x - Q_0) / Q_0 = 0.282 (x/d_0) \quad =0.11 \quad (14)$$

## 7 結 論

パイプノズル、オリフィスノズル、および四分円ノズルを用い、圧縮性を考慮しなくてよい範囲で十分発達した乱流の場合 ( $Re=1.5 \times 10^4$ ) について、ノズル形状が空気噴流の流動特性に及ぼす影響を速度分布の理論解と実験結果から明らかにした。

主な結果は、以下のようである。

- (1) オリフィス噴流では縮流が生じるため、その中心線速度と乱れ強さ分布などがパイプ噴流の場合と大きく異なる。
- (2) 完全発達領域での中心線速度は、高  $Re$  数では何れの噴流も乱流軸対称円形自由噴流の関係式、

$$\left( \frac{u_c}{u_m} \right) \propto \left( \frac{x}{d_0} \right)^{-1.0}$$

で表される。

- (3) パイプ噴流、四分円噴流の速度分布は理論解と良く一致した。しかし、オリフィス噴流の場合、縮流の結果、周囲流体を多く巻き込み、噴流の発達が促進され、速度分布は半径方向へ引き伸ばされた分布形となるため、仮に噴流が半径方向に約 20%引き伸ばされたとすると、その分布形は理論解とよく一致する。
- (4) 巻き込み流量割合は、 $x/d_0 \geq 3$ で直線的に増加し、 $x/d_0 = 7.0$ で  $CR=0.11$ のそれは、パイプ噴流の場合の約 30%増加する。

## 参考文献

- (1) Shakouchi, T., Jet Flow Engineering – Fundamentals and Application-, *Morikita-shuppan* (2004).
- (2) Quinn, W.R., Upstream nozzle shaping effects on near field flow in round turbulent free jets, *European Journal of Mechanics B/ Fluid*, Vol. 25 (2006), pp. 279-301.
- (3) Mi, J., Nathan, G.J., Nobes, D.S., Mixing characteristics of axisymmetric free jets from contoured nozzle, an orifice plate and a pipe, *Journal of Fluid Mechanics, Transactions of American Society of Mechanical Engineers*, 123 (2001)pp.878-883.
- (4) Shakouchi, T., Kito, M., Sakamoto, T., Tsujimoto, K., Ando, T., Flow analysis of orifice free jet (Effects of contraction ratio), *Transactions of Japan Society of Mechanical Engineers*, 74-737B (2008), pp.42-48.
- (5) Livingood, J.N.B. and Hrycak, P., Impingement Heat Transfer from Turbulent Air Stream Jets to Flat Plate, a literature survey, NASA TM X-2778, 1973.
- (6) Popiel, C.O. and Boguslawski, L., Mass or Heat Transfer in Impinging Single, Round Jets Emitted by a Bell-Shaped nozzle and Sharp-Ended Orifice, *Heat Transfer 1986, Proc. of 8<sup>th</sup> int. Heat Transfer Conf.* Vol.3, pp. 1187-1192.
- (7) Antonia, R. A. and Zhao, Q., Effect of Initial Conditions on a Circular Jet, *Exp. in Fluids*, 31, 2001, pp.319-323.
- (8) Rajaratnam, N., Turbulent Jets, Trans. by Nomura, Y., (in Japanese), *Morikita-shuppan* (1981), p.66.
- (9) Boguslawski, L., Popiel, C., Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region, *Journal of Fluid Mechanics*, 90 (1979), pp.531-539.