オリフィス自由噴流の混合・拡散特性の改善・制御^{*1}

Jet Diffusion Enhancement and Control of Orifice Free Jet

社河内 敏彦^{*2}・鬼頭 みずき^{*2}・佐藤 光太郎^{*3}・辻 本 公 一^{*2}・安 藤 俊 剛^{*2}
Toshihiko SHAKOUCI, Mizuki KITO, Kotaro SATO, Koichi TSUJIMOTO and Toshitake ANDO

Key Words: Turbulent Flows, Orifice Jet, Orifice Nozzle, Jet Oscillation, Flow Control, Flow Visualization

Abstract: Mixing and spreading characteristics of an orifice free jet are investigated changing the orifice plate thickness t/d_o , where d_o is the nozzle exit diameter, ranged from 0.01 to 1.5. Schlieren images show high mixing and spreading performances at $t/d_o = 0.5$ and Reynolds number $Re = 1.5 \times 10^4$ because at the $t/d_o = 0.5$ the jet fluctuates by the separated flow from the inner edge of orifice alternates attachment and detachment to the outer edge. Hot-wire anemometry measurements are also performed to investigate the mean and fluctuating velocity profiles. It is found that the jet potential core length is insensitive to Re at $Re > 7.0 \times 10^3$, but significantly influenced by the orifice plate thickness. The potential core length for $t/d_o = 0.5$ is the shortest reflecting the fluctuation at the nozzle exit.

記号の説明

d : ノズルパイプ内径 (= 19.23 mm)
 d_o : ノズル出口直径 (= 10.0 mm)
 r : ノズル半径方向への座標
 Re : レイノルズ数 (= $u_m d_o / \nu$)
 R_{half} : $T - T_\infty = (1/2)(T_c - T_\infty)$ となる位置 r
 t : オリフィス板厚さ
 T_0 : ノズル出口中心での噴流温度
 T_c : 噴流中心での温度
 T : 噴流温度
 T_∞ : 室内の温度
 u : 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
 x_p : ポテンシャルコア長さ
 ϑ : 無次元温度関数 [= $(T - T_\infty) / (T_c - T_\infty)$]

1. は じ め に

噴流の混合・拡散特性を改善・向上させることは工学的・工業的に重要であり、フラップ¹⁾や音波²⁾を用いて強制振動を与えるなどの能動制御や、ノズル出口にフィン³⁾や共鳴室⁴⁾を設置し混合・拡散特性を向上させるなどの受動制御の研究が盛んに行われている。著者らは先に、オリフィスノズルのノズル板厚さ（以後、オリフィス板厚さと呼ぶ）を変化させ流れを振動させることができるのを示した⁵⁾。す

なわち、第1図(a)に示すように通常のオリフィスノズルの流れはノズルエッジではなく離し縮流を生じるが、ノズル板厚さがかなり大きくなると（第1図(c)）ノズルエッジではなく離れた流れがノズル板内壁との間に環状の渦領域を形成しながら内壁に再付着して流出する。第1図には、流れが軸対称なため、中心断面の半径方向に半分の領域のみの流れの概略が示されている。これら（第1図(a), (c)）の間にあるノズル板厚さではノズルエッジからはく離れた流れがノズル内壁との間に渦領域を形成し、ノズル出口端に再付着したりあるいはしなかったりする状況が生じし噴流に振動現象が生じる（第1図(b)）。

著者らは先に、上記の振動現象をトレーサー法による水噴流の可視化観察とノズル出口中心での空気噴流の速度分布、速度変動の周波数解析によって明らかにした。しかし、トレーサー法による高レイノルズ数での噴流の可視化・観察やオリフィス板厚さと振動現象、混合・拡散特性に対するレイノルズ数の影響を明らかにすることはその性質上困難であった。

本研究では、シュリーレン法を用いて、高温（60°C）、高レイノルズ数での噴流の可視化・観察を行い、噴流の振動現象による混合・拡散特性を検討するとともに、オリフィス板厚さと振動現象、混合・拡散特性に対するレイノルズ数の影響を、熱線流速計による速度分布の測定から検討する。さらに、噴流の温度分布と速度分布との関係を明らかにする。

2. 実 験 手 順

2.1 ノズル形状と座標系 第2図に、ノズル形状と座標系を示す。ノズル出口直径、パイプ直径、パイプの肉厚、パイプ直管部長さはすべてのノズルで同一で、それぞれ $d_o = 10.0$ mm, $d = 19.23$ mm, $t_p = 1.5$ mm,

^{*1} © 2009 日本航空宇宙学会

平成 20 年 11 月 21 日原稿受理

^{*2} 三重大学大学院工学研究科機械工学専攻

^{*3} 工学院大学グローバルエンジニアリング学部機械創造工学科

$L = 500 \text{ mm}$ ($L/d_o = 50$) である。ノズルは真ちゅう製で、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）は一般的なオリフィスノズルの0.27とした。また、比較のため、 $d_o = 10.0 \text{ mm}$, $t_p = 1.0 \text{ mm}$, $L = 500 \text{ mm}$ のパイプノズルも使用した。オリフィス板厚さ t/d_o を0.01~1.5と変化させ、それがオリフィス自由噴流に及ぼす影響を検討した。ここで、 $t/d_o \leq 0.1$ は一般的な薄刃オリフィスである。

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

第1図 フローパターン

第2図 ノズル形状

2.2 測定装置 高レイノルズ数での噴流の拡散を明らかにするために、ノズル出口中心で $60 \sim 65^\circ\text{C}$ の（室温 $+40^\circ\text{C}$ 前後）高温空気噴流を静止大気中に噴出させ、シュリーレン光学系（カトウ光研、システムシュリーレン SS150 型）と高速ビデオカメラ（撮影速度：1000 frame/sec）により流れの様子を撮影・記録した。ここで、噴流の温度は周りより高いが、浮力の影響は無視できる。

高温噴流の温度分布は、熱電対（Cu-Co）レーキを用いて、11点を同時測定した。熱電対の分解能は 0.1°C である。測定は、 0.5 Hz で1分間取り込み、その平均（誤差： $\pm 0.3^\circ\text{C}$ 以内）を用いた。

非加熱噴流（室温）の平均および変動速度（乱れ強さ）分布は、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： 2.0 mm 、センサ長さ： 0.8 mm ）を使って測定した。

3. ノズル出口速度分布

第3図に $Re = 1.5 \times 10^4$ でのパイプノズルおよびオリフィス板厚さ $t/d_o = 0.01, 0.5, 1.0$ のオリフィスノズルの、ノズル出口 ($x/d_o = 0.2$) での速度分布 u/u_m (図中、左半分) と乱れ強さ分布 u'/u_m (図中、右半分) を示す。分布形は軸対称であったのでそれぞれ半径方向半分の領域のみを示す。なお、速度の測定誤差は、その最大値に対し約1.5%であった。

パイプノズルでは、 $L/d_o = 50$ と管長が十分長いので、発達した管内乱流速度分布形を示し、それは $1/7$ 乗則でよく表される。一方、 $t/d_o = 0.01$ の場合、噴流外縁で最大速度を有する分布形になりノズル出口 ($x/d_o = 0.2$) で、既にかなり噴流幅が小さくなる。この現象は縮流と呼ばれ、一般的にオリフィス噴流に生じることが知られている。なお、 $t/d_o = 0.1$ の場合も縮流がみられ同様の分布形となった。

t/d_o が増加すると噴流外縁での速度が減少し噴流幅が増加する。 $t/d_o = 1.5$ では前記したようにオリフィスのノズルエッジではなく離れた流れがノズル板内壁との間に環状の渦領域を形成しながら内壁に再付着して流れるのでその後境界層がある程度発達するのが分かる。

乱れ強さは、いずれの場合も速度勾配が最も大きな噴流

第3図 ノズル特性

外縁で最大となり、噴流中心で最小となる。 $t/d_o = 0.01$ での噴流外縁での乱れ強さが速度勾配に起因するのに対し、 $t/d_o = 0.5$ でのそれは前記したように主に噴流に振動が生起することによると考えられる。また、 $t/d_o = 1.5$ の乱れ分布形では、噴流外縁である程度一定の乱れがみられ、パイプ噴流の分布形に近づく。

なお、噴流中心付近での乱れ強さは、パイプ噴流で最も大きく、 t の減少とともに小さくなる。また、乱れ強さが最大となる位置は、 t の増加とともに噴流外縁へ移動する。

4. 流れの可視化・観察

4.1 シュリーレン画像 ノズル出口レイノルズ数は高温噴流の動粘性係数を用いて、 $Re = 1.5 \times 10^4 =$ 一定とし、噴流の振動現象による混合・拡散特性を明らかにする。

第4図に瞬時のシュリーレン画像を示す。図中の白線は、 $T - T_\infty = (1/2)(T_c - T_\infty)$ となる位置、すなわち温度分布の半値幅の位置 R_{half} を示す。 $t/d_o = 0.5$ の場合、 $t/d_o = 0.01$, 1.0ではみられない振動現象が生じ、噴流の拡散・混合特性は他のノズルよりも著しく向上する。例えば $t/d_o = 0.5$ の $x/d_o = 3, 7$ での R_{half} は $t/d_o = 0.01$ の場合のそれぞれ約1.3, 1.6倍、 $t/d_o = 1.0$ の場合の1.4, 1.5倍となる。

第5図に、一例として異なる時刻での $t/d_o = 0.5$ のシュ

第4図 シュリーレン画像 ($Re = 1.5 \times 10^4$)

リーレン画像を示す。噴流が大きく振動している様子が分かる。これは、前記したように、ノズルエッジからはく離れた流れがノズル出口端に再付着したりしなかったりすることにより、振動現象が生じると考えられる。画像で確認された振動現象に周期性はなく、時々巡回噴流のような挙動を示した。ノズルエッジからはく離れた流れがノズル出口に再付着することで、半径方向への速度が増加し、半径方向への拡散性が高められ、噴流内の乱れが著しく増加する。

4.2 中心線上の温度分布 第6図に室温の変動を考慮した中心線上の無次元温度分布 $(T_c - T_\infty)/(T_o - T_\infty)$ を示す。 $t/d_o = 0.5$ の場合、先に示した可視化画像から明らかなように、噴流の半径方向への拡散性が優れている。したがっ

第5図 シュリーレン画像 ($t/d_o = 0.5$)

第6図 中心線上の温度分布

て, $t/d_o = 0.5$ の場合, 中心線上の温度は他の噴流の場合よりも早く減衰し始める. なお, $t/d_o = 0.01$ と 1.0 の中心線温度分布は, ほぼ一致する. パイプおよび $t/d_o = 0.01$, 1.0 のオリフィス噴流の中心線温度は, 次式で表される.

$$(T_c - T_\infty)/(T_o - T_\infty) = (x/d_o)^b \quad (1)$$

ここで, b は実験定数で $t/d_o = 0.01, 0.5, 1.0$, パイプノズルの場合それぞれ, $b = -1.0, -0.8, -1.0, -1.0$ となる.

$t/d_o = 0.5$ の場合, 中心線上の噴流温度は他の噴流に比べてやや緩やかに減衰する. 温度場のポテンシャルコア長さを, 速度場の場合と同様にノズル出口温度の 95% となる位置までとすると, ポテンシャルコア長さは, $t/d_o = 0.01, 0.5, 1.0$, パイプノズルの場合それぞれ, $x/d_o = 4.59, 2.2, 3.41, 4.34$ となる. このことから, 温度場のポテンシャルコア長さは, パイプ噴流を除いて, 速度場のそれよりも約 30% 短い. これは, 過去の多くの実験結果⁶⁻⁸⁾ と一致する. Corrsin と Uberoi⁷⁾ は温度変動が速度変動と異なり, ある方向へと歪む (歪度 $\neq 0$) ことを見だし, それと渦の発生を関連付けている. 半径方向への噴流の拡散は正の速度変動によって生じ, それは大規模渦によって誘導されると考えられる. 一方, 温度変動は大規模渦が通過したことによって生じ, 低温の周囲流体を巻き込むため, 負の変動をもつ. したがって, 温度減衰は速度減衰よりも早く生じ, 温度場のポテンシャルコア長さは速度場のそれよりも短い.

4.3 半径方向の温度分布 第 7 図に, 各断面での噴流温度 ϑ と速度 $u/u_{\max}$ の分布形比較を示す. $t/d_o = 0.01$ の場合 (通常のオリフィス噴流), 縮流が生じ, 噴流直径はノズル出口直後で, ノズル出口直径より小さくなるため, 噴流温度が室温と一致する半径方向位置は噴流中心に近づく. $t/d_o = 0.5$ の場合, 中心温度分布でみられたように, $x/d_o > 1.0$ で, 噴流は半径方向に広がるが, 温度の拡散は速度のそれより大きな分布形となる. さらに t/d_o が増加すると, 速度分布と同様に温度分布は $t/d_o = 0.5$ の場合よりもその広がりが小さくなる.

いま, 噴流中心での速度, 温度は近似的に x^{-1} に比例すると考えると, 無次元温度分布は次式で表される⁹⁾.

$$\vartheta = \frac{T - T_\infty}{T_c - T_\infty} = (u/u_{\max})^\delta \quad (2)$$

Taylor の理論解では $\delta = 1/2$ であり, 各噴流の断面速度分布をもとに得た理論解を図中 ($x/d_o \geq 3.0$) 実線で示す. いずれの場合も, 実験結果と理論結果はほぼ一致する. $t/d_o = 0.5$ の場合, 周囲流体との混合領域の発達が早いいため, $x/d_o = 3.0$ においても, Taylor の理論解でよく表される.

第 8 図に, $\vartheta = 1/2$ となる半径方向の位置 R_{half} をノズル出口直径 d_o で無次元化し白抜き記号で示す. また, 半値幅 $b_{1/2}/d_o$ も併せて黒塗りの記号で記す. 温度分布の拡散の様子は, 速度分布の広がり (半値幅) と同様の傾向を示す. R_{half} は, ノズル出口近く ($x/d_o \leq 1.0$) では, オリフィ

(a) $t/d_o = 0.01$

(b) $t/d_o = 0.5$

(c) $t/d_o = 1.0$

第 7 図 温度分布と速度分布の比較

第 8 図 温度と速度の半値幅

ス板厚の影響はあまりみられない．しかし $x/d_o > 1.0$ で，オリフィス板厚の影響がみられ， $t/d_o = 0.5$ の場合，半径方向に大きく広がる．噴流は，下流では一定の割合で広がる．その勾配は，他の噴流の場合いずれも約 0.08 であるのに対し， $t/d_o = 0.5$ では約 0.12 である．したがって $t/d_o = 0.5$ の場合，下流で噴流の広がる割合は大きい． $t/d_o = 0.5$ の場合，下流 $x/d_o = 7.0$ での温度分布の広がり， $t/d_o = 0.01$ の場合の約 1.8 倍， $t/d_o = 1.0$ の場合の約 1.5 倍である．

また，温度と噴流の半値幅の比 $R_{\text{half}}/b_{1/2}$ の平均は $0 < x/d_o \leq 7.0$ で約 1.2 である．これは Drobnik らのコンターノズルの結果と良い一致を示し，温度拡散の方が速度拡散よりもやや大きい分布形となることが分かる．

5. レイノルズ数の影響

5.1 中心線上の速度分布・乱れ強さ分布 第 9, 10 図に，オリフィス板厚 $t/d_o = 0.01, 0.5$ のノズルにおける中心線上の平均速度 u_c/u_m と乱れ強さ分布 u'_c/u_m を示す．速度の測定誤差は，その最大値に対して $Re = (0.30 \sim 2.5) \times 10^4$ でそれぞれ約 3~1.5% である．平均速度分布は，高 Re 数 $Re = (0.70 \sim 2.5) \times 10^4$ では，安定した乱流状態となり，いずれの場合もほぼ一致する． $t/d_o = 0.01$ の場合（第 9 図），ノズル出口で縮流が生じるため，中心線速度がノズル出口より増加する．その後，速度が変わらないポテンシャルコア領域を形成し，遷移領域を経て減衰する．中心線速度分布 u_c/u_m は，発達領域ではすべて $u_c/u_m = (x/d_o)^a$ で表される（ a : 実験定数）． $Re = 3.0 \times 10^3$ の場合，減衰の様子は異なるが，高 Re では $a \approx -1.0$ で表される．乱れ強さ分布は $Re = (1.5 \sim 2.5) \times 10^4$ の場合，ほぼ一致しピークを一つもつが， $Re = (3.0 \sim 7.0) \times 10^3$ の場合，二つのピークをもつ分布形となる．この二つのピークをもつ分布は，低 Re 数のオリフィス噴流の場合に観測され，大規模渦構造の生成に関係すると考えられる¹⁰⁾．

乱れ強さ分布（第 10 図）は，低 Re 数の $Re = 3.0 \times 10^3$ の場合，二つのピークをもつ．乱れの増減は，大規模渦構造生成の影響と考えられる． $Re = (0.7 \sim 2.5) \times 10^4$ の場合，実験定数は $a \approx -0.88$ であった．また，さらに t/d_o が増加すると，速度分布形は $Re = (0.3 \sim 2.5) \times 10^4$ でほぼ一致し，実験定数は $a \approx -0.92$ であった．

このことから，4.2 項で示した温度分布の減衰の様子と速度分布のそれは同様の傾向を示し，実験定数 a は b とほぼ一致し， $t/d_o = 0.5$ の場合，中心線上の減衰は他の噴流に比べて緩やかである．

5.2 ポテンシャルコア長さ 前記したように，ノズル近傍の噴流領域¹¹⁾には，中心線速度が減衰しない（オリフィス噴流の場合は，縮流の結果，速度が増加した後に）ポテンシャルコア領域が存在する．その周りに噴流と周囲流体とが混合する混合領域があり，混合領域が発達するに従って，ポテンシャルコア領域は減少し，やがて消滅する．したがって，噴流の混合・拡散の促進には，より早くポテンシャルコア領域を消滅させることが望ましい．なお，ポテ

(a) 速度分布

(b) 乱れ強さ分布

第 9 図 中心線速度・乱れ強さ分布 ($t/d_o = 0.01$)

(a) 速度分布

(b) 乱れ強さ分布

第 10 図 中心線速度・乱れ強さ分布 ($t/d_o = 0.5$)

ンシャルコア長さ x_p は，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した．

第 11 図に $Re = (0.30 \sim 2.5) \times 10^4$ でのポテンシャルコア長さ x_p に対するオリフィス板厚 t/d_o の影響を示す． x_p は $Re = (0.70 \sim 2.5) \times 10^4$ では Re 数に依存せず，オリフィス板厚 $t/d_o = 0.5$ で最小となる． $0.5 \leq t/d_o \leq 1.5$ ，

第11図 ポテンシャルコア長さ

$Re > 0.70 \times 10^4$ のポテンシャルコア長さは、次式で表される。

$$x_p/d_o = 1.9(t/d_o) + 1.34 \quad (3)$$

なお、パイプ噴流 ($t/d_o = \infty$) の場合、本実験範囲内では Re 数に依存せず、 $x_p/d_o \approx 4.4$ であった。したがって、 $t/d_o > 1.5$ で、 $x_p/d_o \approx 4.4$ となると考えられる。

6. 結 論

オリフィス板厚さと振動現象・拡散におけるレイノルズ数 Re の影響と、噴流の可視化観察より明らかにした。主な結果を次に示す。

1) $Re = 1.5 \times 10^4$ での噴流のシュリーレン可視化画像から、 $t/d_o = 0.5$ の場合、噴流は振動現象を伴って、半径方向に大きく拡散することが確認された。

2) 噴流の温度分布は、Taylor の理論解 $\vartheta = (u/u_{\max})^{1/2}$ でよく表される。

3) ポテンシャルコア長さ x_p/d_o は、 $Re = (0.7 \sim 2.5) \times 10^4$ では Re 数にほとんど依存しない。また、 x_p/d_o はオリフィス板厚さが $t/d_o = 0.5$ の場合、 $x_p/d_o \approx 2.3$ で最

小となる。なお、 $0.5 \leq t/d_o \leq 1.5$ 、 $Re > 0.70 \times 10^4$ のポテンシャルコア長さは、次式で表される。

$$x_p/d_o = 1.9(t/d_o) + 1.34$$

$t/d_o > 1.5$ では、パイプ噴流 ($t/d_o = \infty$) の場合と同様、 $x_p/d_o \approx 4.4$ となると考えられる。

参 考 文 献

- 1) 鈴木宏明, 笠木伸英, 鈴木雄二: フラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群による軸対称噴流の能動制御, 日本機械学会論文集 B 編, **65** (1999), pp. 3644-3651.
- 2) 宮城徳誠, 木村元昭, 庄司秀夫, 藤田 肇, 程谷幸平: 二次フィルム流と音波による能動的な噴流制御の研究 (励起したフィルム流によるエントレインメント量の変化), 日本機械学会論文集 B 編, **71** (2005), pp. 2870-2877.
- 3) 中島正弘, 李鹿 輝, 田畑隆英, 西田 雅, 野崎 勉: 柔らかいフィンをもつ円管から流出する噴流, 可視化情報学会論文集, **26** (2006), pp. 6-12.
- 4) 社河内敏彦, 安藤俊剛, 関根隆行, 松本 昌: 共鳴噴流の流動とかく乱の増幅・制御, 日本機械学会論文集 B 編, **66** (2000), pp. 352-358.
- 5) 鬼頭みずき, 社河内敏彦, Nuntadusit, C., 辻本公一, 安藤俊剛: オリフィス自由噴流のノズル板厚さによる流動制御, 日本機械学会論文集 B 編, **74** (2008), pp. 1935-1941.
- 6) Drobnik, S., Elsner, J. W. and El-Kassem, E.-S. A.: The Relationship between Coherent Structures and Heat Transfer Processes in the Initial Region of a Round Jet, Exp. Fluids, **24** (1998), pp. 225-237.
- 7) Corrsin, S. and Uberoi, M. S.: Further Experiments on the Flow and Heat Transfer in a Heated Turbulent Air Jet, N.A.C.A., Technical Report 998, 1950.
- 8) Burattini, P. and Djenidi, L.: Velocity and Passive Scalar Characteristics in a Round Jet with Grids at the Nozzle Exit, Flow, Turbulence and Combustion, **72** (2004), pp. 199-218.
- 9) Abramovich, G. N.: The Theory of Turbulent Jets, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, 1963, pp. 124-125.
- 10) 社河内敏彦, 鬼頭みずき, 坂本達治, 辻本公一, 安藤俊剛: オリフィス自由噴流の流動解析 (絞り面積比の影響), 日本機械学会論文集 B 編, **74** (2008), pp. 42-48.
- 11) 社河内敏彦: 噴流工学—基礎と応用—, 森北出版, 東京, 2004, pp. 3-5.