

# 遷移域をもつ軸対称自由噴流 I

円管噴流の平均速度についての実験

土屋良明\*・山口功\*\*・鍋島秀喜\*\*\*

(昭和48年10月31日受理)

## 1 緒 言

静止空間中に噴出する自由噴流は実用的にも広く使用されており、また、流れの基本的なものの一つとして、数多くの研究がなされている。噴流が周囲の流体と混合する過程には、噴出口の形状、噴出口における速度分布、噴出流体中の乱れ、周囲の流体との密度差等種々の因子が関係してくることが知られている。また、レイノルズ数（ここで扱かう軸対称噴流の場合には、例えば、代表速度を噴出口における速度とし、代表長さを噴出口の径とする）によって異なる様相を示す。レイノルズ数が小さいときには層流噴流となり、一方、レイノルズ数が大きい場合には乱流噴流となる。これらの噴流は噴出口からある程度離れると相似な速度分布を示すことが知られている。とくに、乱流噴流については、乱流混合の一つの典型として詳細な研究が行なわれており、噴出口付近に噴出口の速度分布形が残っているポテンシャルコア領域があり、下流に進むとともに周囲流体との混合が進んで、速度が相似性を示す発達した乱流噴流となる。このように、レイノルズ数がある程度より大きい場合には、いわゆる通常の乱流噴流となる。

一方、レイノルズ数が通常の乱流噴流より少し小さくなると、噴出口からの流体は、通常の乱流噴流のポテンシャルコア領域に対応する拡がり小さい領域が長くなり、その後遷移域に入って、拡がりが増大する。比較的レイノルズ数が小さい噴流が、不安定性を示し、その後乱流に遷移して行く様子については、例えば、二次元噴流では、Sato による熱線風速計を用いての詳細な研究<sup>1)</sup>、Rockwell & Nicolls の水素気泡法による実験<sup>2)</sup>があり、軸対称噴流では、Beaver & Wilson によるレイノルズ数が小さいところでの渦の成長についての研究<sup>3)</sup>、Becker & Massato によるストロボを用いての煙による観察<sup>4)</sup>等がある。しかしながら、このような噴流の流れの場合全体にわたる平均的な性質については、未だ明らかにされていない。

したがって、本研究では、いわゆる通常の乱流噴流に比べてより小さいレイノルズ数の噴流について、速度および温度拡散についての平均的な性質を系統的に明らかにすることを目的としている。そこで、まず、等温気流の場合について、細長い円管より静止空間中に噴出する円管噴流の実験を行なった。煙法により気流を可視化して写真観察をし、また、

\* 機械工学教室助手

\*\* 機械工学教室助教授

\*\*\* 大学院修士課程

平均速度の測定をして通常の乱流噴流と若干の比較検討を行なった結果を報告する。

## 2 実験装置および方法

噴流は、静止空間中に噴出される前に細長い円管中を通過して、管内流の速度分布をもって、仕切板で区切られた静止空間中に噴出される。図1に実験装置を示す。1は送風機から

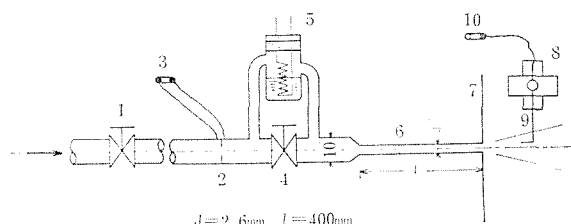


図1 実験装置

の風量を調節するための弁で、内径10mmの管路にとり付けられている。2はオリフィス流量計で、傾斜マノメータ3につながっている。4は煙発生器5への流量を調節するための弁である。この煙発生器はケロシン中に入れたヒータを電気加熱して気流にケロシンの蒸気を含ませて可視化するもので、加熱の程度は電圧調整器によって行なう。6は気流に噴出口で管内流の速度分布をもたせるための細長管（注射針用）で、内径 $d$ は2.6mm、長さ $l$ は400mmである。このような小さい径の管を用いるのは、気流による実験においてはピト管による速度測定の際に測定範囲に限界があるので、比較的大きい噴出速度において、レイノルズ数の小さい噴流を得るためである。また、この細長管の長さとの比 $l/d$ は154であり、この値は、管内流が乱流のときには、噴出口で発達した管内流の速度分布をもつには十分の大きさであるが、管内流が層流の場合には、Schiller, Nikradse等によれば、必ずしも十分発達した管内流になる程大きくはない<sup>5)</sup>。しかし、漸近的に管内層流速度分布に近づいている大きさであり、噴出口においては、一様な速度分布を噴出口でもつノズル噴流と対比して、管内流の速度分布をもって、いわゆる円管噴流と考えてよい。7は仕切板で500×500mmの大きさである。8は三方向に可動なピト管移動装置であり、9は製作した外径0.8mm、内径0.5mmのピト管で、標準ピト管と比較して検定を行なっている。ピト管よりの圧力に応じて、マノメータ10には傾斜マノメータ、または、U字管を用いる。

異なる噴出速度の噴流について、おのおの、噴流軸上の速度、断面内の速度分布等をピト管によって行なう。また、煙による観察に際しては、平均速度の測定に対応した噴流を観察するために、オリフィス流量計を見つつ、二つの流量調整弁によって煙発生器への流量を、電圧調整器によって煙発生器のヒータへの加熱を、それぞれ調整して適度な煙を発生させ、写真観察を行なう。

## 3 実験結果および考察

噴流軸上で噴出口からの距離を $x$ とし、それに直角に $y$ ,  $z$ 軸とする。  $x$ 軸方向の速度  $U$ の  $x = 1$  mmにおける噴流軸上の速度を  $U_0$ とし、  $U_0$ が8.9~74m/sの範囲で実験した。  $U_0$ を代表速度、噴出口径  $d$ を代表長さとし、気流の動粘性係数を $\nu$ として、レイノルズ数

$R (=U_0 d/\nu)$  は、 $1.5 \times 10^3 \sim 1.2 \times 10^4$  の範囲である。また、噴流軸上の速度  $U_m$  については噴出口からの距離  $x$  が 290 mm までの範囲で測定した。これは噴出口径  $d$  との比  $x/d$  が 112 までであり、本実験の範囲内の比較的大きい速度の場合における通常の乱流噴流では、噴流が十分に発達した領域を含んでいる<sup>6)</sup>。

### 3.1 煙による写真観察

煙による写真観察の一例を、三つの異なる噴出速度について、図 2 に示す。露出時間はいずれも 1/30 秒である。噴出速度が比較的小さい a) の場合には、噴出口より拡がりの小

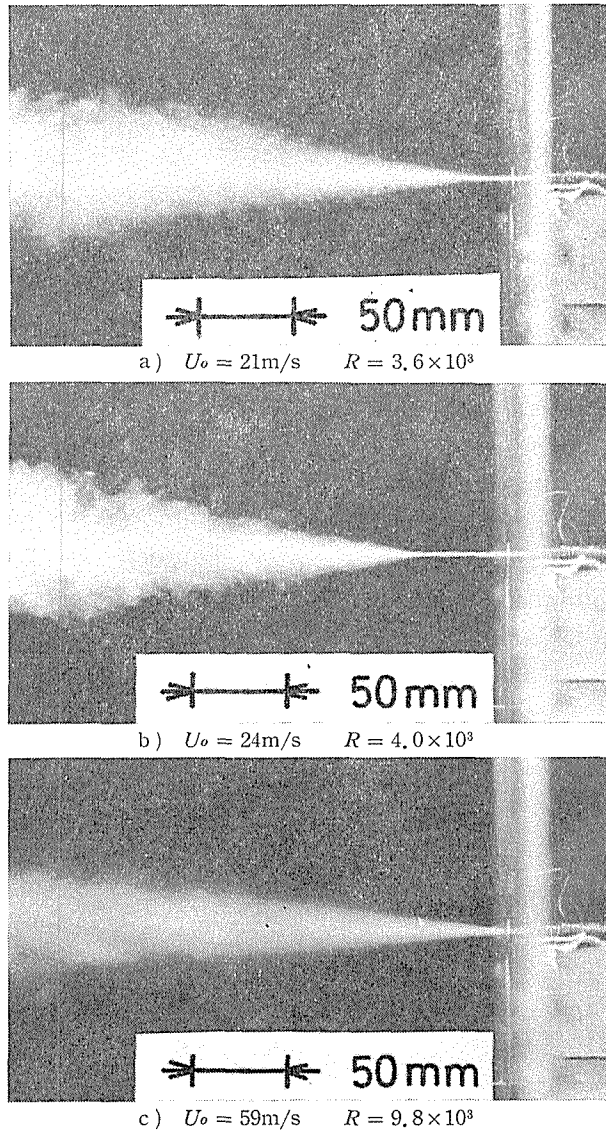


図 2 煙による写真観察

さい部分が長く伸びており、その後、急速に拡がっている。本実験の範囲では、噴出速度がさらに小さくなると、この拡がりの小さい領域はより長くなる。一方、噴出速度が大きい場合には、噴出口付近の拡がりが小さい領域の長さは減少して、c)に示されるような通常の乱流噴流になる。このように、噴出速度の増加とともに、噴出口付近の拡がりが小さい領域の長さが減少していわゆる通常の乱流噴流に移行するが、その過程において、a)とc)の中間の噴出速度であるb)に示されるように、二つの型が噴出口付近で振動的に観察される、一方、ノズル噴流の場合にも噴出速度の増加とともに同様な傾向を示すが、通常の乱流噴流への移行に際して、振動的な二つの型が観察されない<sup>7)</sup>。したがって、b)にみられるような振動的な現象は、円管内の流れが、速度の増加とともに、層流から乱流への遷移域になるためであろう。

### 3.2 速度分布

平均速度は、全て、作製したピト管によって測定された。以下において、いわゆる通常の乱流噴流とより小さいレイノルズ数の噴流とを比較するために、次のような二つの異なる噴出速度の場合、

$$\text{I} : U_0 = 27.2 \text{ m/s}, \quad R = 4.48 \times 10^3,$$

$$\text{II} : U_0 = 40.5 \text{ m/s}, \quad R = 6.68 \times 10^3,$$

について、測定結果を対比して示す。IIはいわゆる通常の乱流噴流の場合であり、噴出速度が小さいIは、噴出口付近で拡がりの小さい領域が測定される場合である。なお、Iの場合は、写真による観察がされた図2のb)よりも噴出速度が大きく、したがって、同図のa)とc)の二つの型が振動的に現われている噴流である。

図3に  $x = 1 \text{ mm}$  における断面内の速度分布を示す。縦軸は速度  $U$  を  $U_0$  で無次元化してあり、また、図中の破線は、噴出口における管内層流速度分布を示す。ピト管による測定に際して、剪断流中にピト管を入れたことによる補正<sup>8)</sup>は行なってはいない。この補正

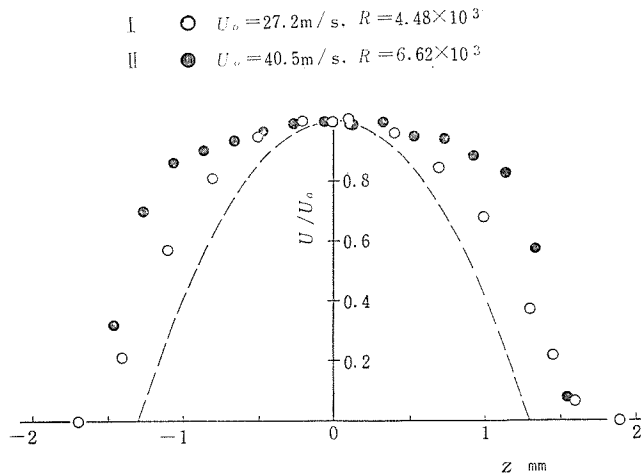
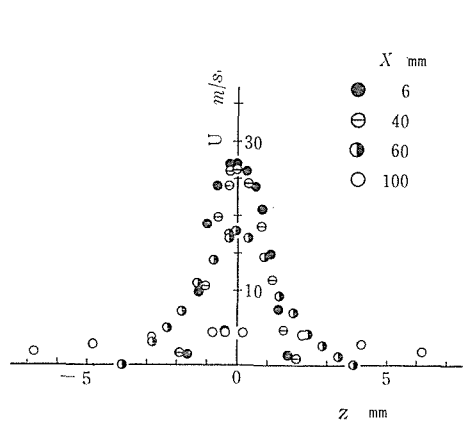
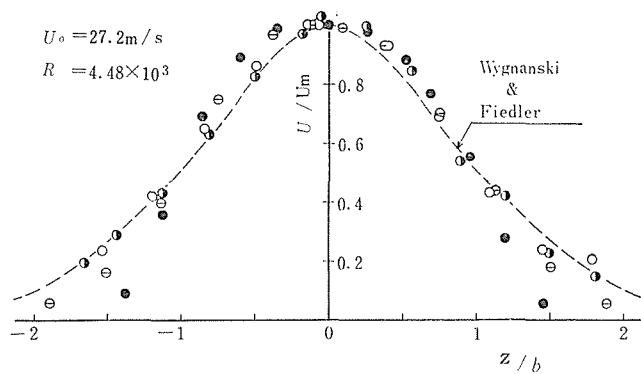


図3  $x = 1 \text{ mm}$  における断面内速度分布

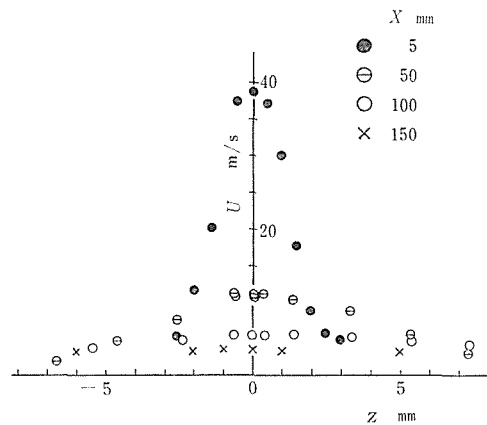


a) 速度の拡がり

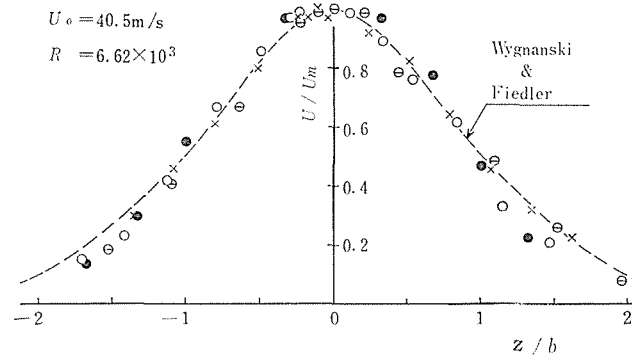


b) 半値巾による無次元速度

図4 Iの場合の断面内速度分布



a) 速度の拡がり



b) 半値巾による無次元速度

図5 IIの場合の断面内速度分布

は実験点を破線で示す層流速度分布に近づける．IIの場合は，Iの場合とは明らかに分布が異なり，管内乱流の速度分布で噴出されていることを示している．

図4および図5に，噴出口らの距離  $x$  が異なる断面内での速度分布を示す．両図において，a)は縦軸方向速度  $U$ ，横軸には  $z$  をとり，b)は  $U$  と噴流軸上の速度  $U_m$  の比を縦軸に，横軸には  $U$  が  $U_m$  の半分になる  $z$  の値 (半値巾)  $b$  で  $z$  を無次元化して示す．また，両図の b)における破線は，噴出口から十分下流で速度分布が相似性をもつ領域における Wygnanski & Fiedler<sup>6)</sup> による通常の乱流噴流の測定結果の平均を示す．両図の a) を比較すれば，Iの場合には，速度の減少と拡がり  $x=40\text{mm}$  ではほとんどなく， $x=60\text{mm}$  で顕著になっている．一方，IIの場合には， $x=50\text{mm}$  においても，より著るしい速度の減少と拡がり  $x$  を示している．

図6には，噴流軸上の速度測定結果を縦軸を  $U_m$ ，横軸を  $d$  で，それぞれ無次元化して示す．図中の破線は，発達した軸対称噴流の相似な速度分布をもつ領域における速度減衰則

$$U_m \sim 1/x$$

を示す．IIの場合には， $x/d$  が4付近より速度の減少が始まり，その後，しだいに勾配が大きくなり， $x/d$  が10より大きくなると，図中に破線で示すように，勾配が-1で速度が減少しており，この噴流が発達した領域になっていることを示している．図中に示すさらに噴出速度が大きい  $U_0 = 61.2\text{m/s}$  の場合も，同様な速度減少の傾向を示しており，したがって，IIの場合が，通常の乱流噴流であることが確かめられる．一方，噴出速度が比較的小さいIの場合には，噴流軸上の速度は， $x/d$  が20付近までは，顕著な減少の傾向を示さないが，さらに少し下流においては，急速に減少し，その際速度減少の勾配は，通常の乱流噴流であるIIの場合とは明らかに異なって，-1よりもかなり急になる．二次元噴流の場合の Sato による平均速度の測定においても同様な傾向がみられる<sup>1)</sup>．さらに下流に行くに従って，速度の減少はしだいに緩やかになる．このことは，混合が進むにつれ

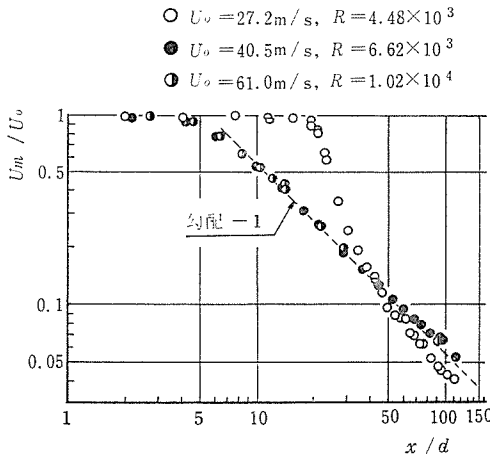


図6 軸上の速度

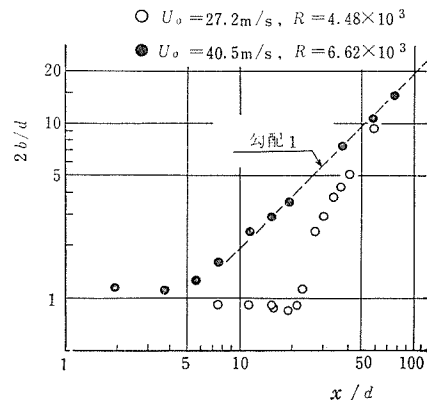


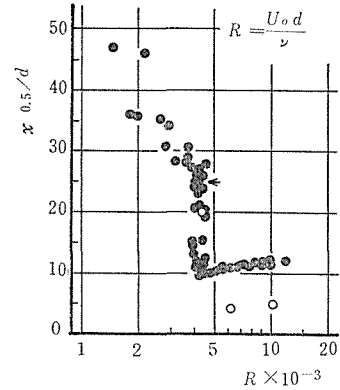
図7 半値巾

て、噴出口から離れた下流においては、I の場合の噴流が、通常の乱流噴流の性質に近づくためであろう。ここでの測定は、ピット管による平均速度のみに限られており、さらにこの二つの型の噴流の相違をより明確にするためには、乱流への遷移の過程、遷移域の内部構造の相違について検討する必要がある。

半値巾  $b$  と  $d/2$  の比を図7に示す。噴流軸上の速度の減少に対応して、II の場合には  $x/d$  が10より大きくなると噴流の中は、噴出口からの距離とともに、図中に示す勾配1の破線に沿って増加している。一方、I の場合には、 $x/d$  が20付近までは、噴流巾はほとんど変わらないが、 $x/d$  が20より少し大きくなると、速度の急激な減少に対応して、噴流の中は、II の場合に比べて、急速に増加している。

### 3.3 $U_m$ が $1/2U_0$ になる噴出口からの距離 $x_{0.5}$

噴出口径が小さく、また、噴出口で速度分布をもつ円管噴流であるから、ポテンシャルコアに相当する長さの測定は難しい。したがって、測定がより容易な、噴流軸上の速度  $U_m$  が  $x = 1 \text{ mm}$  における噴流軸上の速度  $U_0$  の  $1/2$  になる  $x$  を測定した。この長さを  $x_{0.5}$  とし、 $d$  との比を各レイノルズ数  $R$  について求めた結果を図8に示す。 $R$  が小さい場合は、測定点のちらばりがかなり大きい、 $R$  の増加とともに  $x_{0.5}$  は減少し、煙による観察との対応をすれば、噴出口付近の拡がり



が小さい領域の長さの減少が観察される。 $R$  が  $4 \times 10^3 \sim 5 \times 10^3$  のところで、 $x_{0.5}$  は急激に減少しているがこの  $R$  においては、煙による観察によれば、図2の a) 図8  $U_m = 1/2U_0$  の噴出口からの距離と c) の二つの型が、振動的に現われている範囲に対応するようである。 $R$  が  $5 \times 10^3$  より大きくなると、通常の乱流噴流となり、 $x_{0.5}$  は  $R$  とともに若干大きくなる傾向を示している。 $R$  の増加とともに噴流が通常の乱流噴流に移って行く過程で、 $x_{0.5}$  が急激に減少する際に、それにもなって  $R$  が増加を示さないのは、 $R$  の代表速度として噴流軸上の速度を用いたために、噴出口における速度分布が円管内の流れが層流から乱流へ遷移するにもなって変化することを考慮していないためである。また、 $R$  が大きい通常の乱流噴流において、 $x_{0.5}$  が  $R$  の増加とともに若干大きくなっているが、これは、比較的  $R$  が小さいノズルよりの乱流噴流のポテンシャルコアの消滅点が、 $R$  の増加とともに噴出口から離れることに対応している<sup>9)</sup>。図中の白丸は、 $U_m = 0.9U_0$  となる噴出口からの距離  $x_{0.9}$  を示したもので、通常の乱流噴流である二つの点は、 $x_{0.5}$  と同様な傾向を示す。他の一点は前節における I の場合の  $x_{0.9}$  であり、矢印は、この場合の  $x_{0.5}$  の測定点の位置を示す。この場合を、通常の乱流噴流と比較すれば、 $x_{0.9}$  および  $x_{0.5}$  の値は、通常の乱流噴流より大きく、噴出口付近に拡がり小さい領域が長いことを示しているが、 $x_{0.9}$  から  $x_{0.5}$  までの距離は、通常の乱流噴流の場合より小さく、遷移域に入って急速に速度拡散が起ることを示している。

## 4 結 言

細長い管より静止空間中に噴出された円管噴流の平均的性質について、煙による観察ならびにピト管による平均速度の測定を行ない、通常の乱流噴流とより小さいレイノルズ数の噴流とを比較検討した。その結果、若干の定性的な相違が明らかになった。

本実験で得られた結果を要約する。

- 1) 噴出口付近における拡がりの小さい領域の長さは、レイノルズ数 $R$ の増加とともに減少し、 $R$ がある程度より大きくなると通常の乱流噴流になるが、その中間の $R$ においては、円管噴流の場合、二つの型が振動的に観察される。
- 2) 通常の乱流噴流より小さいレイノルズ数 $R$ の噴流においては、噴出口付近で拡がりの小さい領域が長くなり、その下流で遷移域に入ると急激に拡がり、したがって、噴流軸上の速度も急速に減少する。通常の軸対称乱流噴流の発達過程における噴流軸上速度 $U_m$ の減衰則 $U_m \sim x^{-n}$  ( $n \leq 1$ )とは異なって、速度減衰の度合は、遷移域においては大きく、 $n > 1$ となり、さらに下流で、混合が進むにつれて、 $n$ は1に近づく。
- 3) レイノルズ数 $R$ が $5 \times 10^3$ 程度より大きい場合には通常の乱流噴流となり、さらに $R$ が増加すると、噴流は若干のびる( $x_{0.5}$ または $x_{0.9}$ が大きくなる)。

本実験は、平均的性質についてのみに限られたものであり、定性的に異なる速度拡散を示す二つの型の噴流について混合機構の相違点および煙によって観察された振動的な噴流の型について明らかにして行くことは、今後の課題である。

本研究を行なうに当って多大の御助言を頂戴した本学部大路通雄教授に深く感謝いたします。また、有益な御討論を頂戴した本学部高田治彦助教授、長野高専山之上寛二教授、京都大学工学部機械教室鈴木健二郎先生ならびに実験に協力して頂戴した加藤耕三君にも深く感謝いたします。

おわりに、本研究は、一部、文部省科学研究費の補助を受けて行なわれたものであることを付記する。

## 参 考 文 献

- 1) H. Sato: The stability and transition of a two-dimensional jet. *J. Fluid Mech.*, **20** (1960) 53.
- 2) D. O. Rockwell & W. O. Nicolls: Natural breakdown of planar jets. *Trans. ASME Basic Eng.* (1972) 720.
- 3) G. S. Beaver & T. A. Wilson: Vortex growth in jets. *J. Fluid Mech.*, **44** (1970) 97.
- 4) H. A. Becker & T. A. Massato: Vortex evolution in a round jet. *J. Fluid Mech.*, **31** (1968) 435.
- 5) L. Prandtl & O. Tietjens: *Applied hydro-and aeromechanics*. Dover (1948) 48.
- 6) I. Wagnanski & H. Fiedler: Some measurements in the self preserving jet. *J. Fluid Mech.*, **38** (1969) 571.
- 7) 土屋良明, 山口功: 遷移域をもつ自由噴流の実験(続報). 諏訪地方講演会講演論文集 (1973) 85.
- 8) F. A. MacMillian: Experiments on Pitot-tubes in shear flow. *R & M* 3028 (1956).
- 9) 新津靖, 倉橋明治, 山崎真喜男: 噴出気流の特性(第1報). 機械学会論文集 **21** (昭30) 634.



### Summary

#### On the Transition Region of an Axisymmetric Free Jet I. Mean Velocity Measurement of a Jet from a Long Circular Tube

Yosiaki TUTIYA, Tsutomu YAMAGUCHI, Hideki NABESHIMA  
(Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering)

A free jet of air was issued from a long circular tube into a reservoir of motionless air. By changing the efflux speed of the jet, the smoke observation and the titled measurement by using a small Pitot-tube were carried out in the range of *Reynolds number*, based on the tube diameter and the efflux velocity, from  $1.5 \times 10^3$  to  $1.2 \times 10^4$ .

The smoke observation has indicated that, in the case of a smaller *Reynolds number*, the less diffusive region was formed near the jet exit before the jet spread downstream, and the smaller *Reynolds number* the longer it grew. In the case of a larger *Reynolds number* the jet became turbulent. In the case of an intermediate *Reynolds number*, however, both types were observed simultaneously, which might be peculiar to a jet from a long tube.

The comparison between an ordinary turbulent jet and a jet at a smaller *Reynolds number* has shown that the latter spread more rapidly than the former in the transition region which was downstream to the less diffusive region. The penetration length, defined as the axial distance to the point at the one-half velocity of the efflux one, increased slightly as the *Reynolds number* of the turbulent jet increased.