

# 旋回をともなう自由乱流噴流

土 屋 良 明\*

(昭和45年10月31日受理)

## 1 緒 言

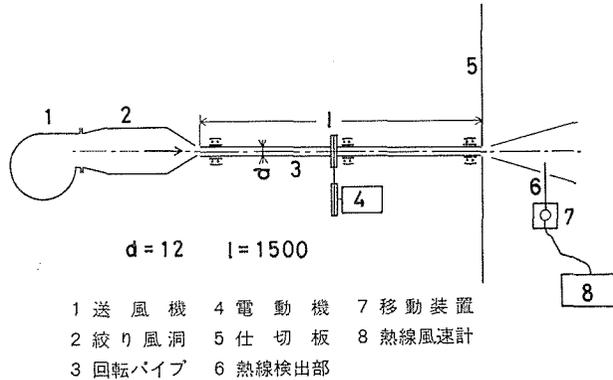
よく知られているように、静止している空間に噴き出す軸対称な自由乱流噴流については、多くの理論的実験的研究<sup>1)~3)</sup>がなされている。この噴流に旋回を与えた場合については、回転の影響を受ける流れの一つの典型的なものとして原理的な興味があるばかりでなく、例えば、燃焼器中の火災の安定化等に関連して応用面からも重要である。

このような自由乱流噴流に及ぼす旋回の影響については、理論的研究として、Morton<sup>4)</sup>、Chervinsky<sup>5)</sup>が旋回成分を持つ噴流の相似則の可能性について若干の考察を行ない、また、Loitsyanskii<sup>6)</sup>は、旋回する層流噴流からの類推で、Prandtlの混合距離と運動量理論を用いて速度成分をベキ級数展開式として求めた。さらにLee<sup>7)</sup>は速度分布をガウス分布とし、噴流の境界で半径方向速度を仮定して解を求め、Chervinsky & Lorenz<sup>8)</sup>は、Leeと同様な方法で伴流がある場合についても考察を行なっている。一方、実験的研究として、Rose<sup>9)</sup>による、回転するパイプからの噴流について、ある旋回の大きさについての詳細な実験、Craya & Darrigol<sup>10)</sup>による広範囲な旋回の大きさについての実験があり、また、川口と佐藤<sup>11)</sup>によって軸方向流に接線方向流を加えて旋回を与えたノズル噴流についての実験が報告されている。

しかしながら、これらの多くは、噴流の出口から十分に離れて噴流内部の混合が発達しほぼ相似な速度分布形をもつ漸近領域での解析であり、また、実験的研究においても噴流に旋回を与える方法が異なり、それに応じて噴出口付近において噴流の状態は同一でない。噴出口から出た噴流は、周囲の流体との混合の過程で、出口の速度分布形が残っている混合領域（コア領域）から混合が噴流の内部に浸透して噴流の全断面で混合が行なわれつつ噴流内部の構造が変化する領域（混合領域）を経て、さらに下流では、ほぼ相似な速度分布形をもつ、混合が十分に発達した領域（漸近領域）になることが知られているが、旋回成分をもつ軸対称乱流噴流の混合の性質は未だ明らかではない。

本研究では、軸対称自由乱流噴流について旋回の影響を系統的に明らかにしようとするもので、静止流体中に弱い旋回を与えて噴出させた場合についての実験結果を報告する。ここでは、旋回は、Rose<sup>9)</sup>と同様に回転する細長いパイプに気流を通して与える。この方法によれば、噴出口で気流に剛体的な回転を与えることが出来るので、とくに、噴出口付近の性質を調べるのに好都合である。実験は、パイプの回転数を変えて、3種の旋回を与えた場合について行なった。

\* 機械工学教室、助手



第1図 実験装置

## 2 実験装置および方法

### 2.1 実験装置

第1図に実験装置を示す。送風機1よりの気流は、絞り風洞2を通過して回転パイプ3に入り、旋回を与えられる。回転パイプの内径 $d$ は12mm、長さ $l$ は1500mmで、その比 $l/d$ は125である。本実験においては、回転パイプ内においてレイノルズ数が $10^4$ の程度であるから、気流は乱流である。また、Nikuradseの実験<sup>12)</sup>によれば、管内乱流の助走区間は、

$$l = (25 \sim 40) d$$

であり、したがって、本実験では、回転パイプを通った気流が出口で発達した速度分布を持つ。パイプの回転はVベルト伝動によって与え、電動機4のプーリー径を変えて異なる回転数を得る。回転数の測定には、光電式回転計を用いる。このように回転パイプを通過して旋回を与えられた気流は、仕切板5で区切られた静止空間中に噴出する。仕切板の大きさは $1500 \times 1500 \text{ mm}$ である。平均風速および変動速度は、定温度型熱線風速計（日本科学製IAM-60/28-1111型）8を用いて測定する。熱線検出部6で使用する熱線は径が $5 \mu$ 、長さが1mmのタングステン線である。単一の熱線を使用した本実験においては、速度の方向成分の測定は行っていない。しかしながら、旋回が弱い場合であるから平均的な性質は測定し得る。7は三方向に可動な熱線検出部の移動装置である。

### 2.2 実験方法

第1図に示すように、回転パイプを通過して旋回を与えられた気流は仕切板で区切られた静止空間に噴出する。パイプの回転数が1800rpm、3600rpmおよび5100rpmの3種の旋回を与えた場合について実験する。

旋回大きさ $S$ は、通常、噴出口における角運動量の噴流軸方向流束 $L$ と運動量の噴流軸方向流束 $K$ に噴流出口の半径 $d/2$ をかけたものの比、

$$S = \frac{2L}{Kd}$$

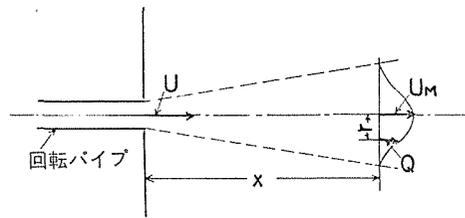
で表わされる。本実験においては、パイプ回転数が 5100rpm の場合でも  $S$  が 0.1 以下の弱い旋回である。

静止空間内に噴出された気流について、いくつかの噴出口からの距離  $x$  における断面で平均速度と変動速度の r. m. s. 値 (乱れの強さ) を熱線風速計によって測定する。噴出口からの距離と噴出口径の比  $x/d$  が、

0.25, 1, 1.5, 3, 4.5, 6, 9, 15 および 25

の断面内で測定を行なう。噴流軸上における測定は  $x/d$  で 50 までの範囲で行なう。

座標とともに、結果の整理に用いる主な記号を第 2 図に示す。装置の都合上、 $x$  が 3 mm の噴流軸上の速度を以って  $U_0$  とした。



- ( $r, x$ ): 軸対称円柱座標
- $U_0$ : 噴出口軸上での平均速度
- $U_M$ : 噴流軸上 ( $0, X$ ) の平均速度
- $Q$ : 噴流内各点の平均速度
- $q$ : 変動速度の r. m. s. 値

第 2 図

### 3 実験結果および考察

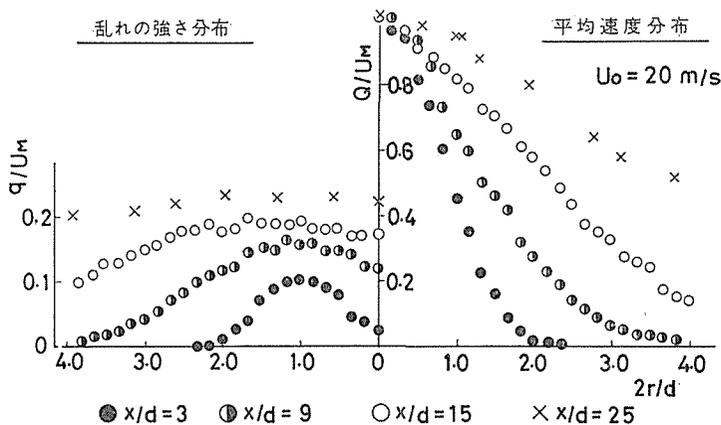
平均速度と乱れの強さが主な測定結果である。

噴流の出口におけるレイノルズ数  $R_e$  (代表長さは噴出口の径  $d$ , 代表速度は噴出口における軸上の速度  $U_0$ ) は

$$R_e \approx (1.5 \sim 1.7) \times 10^4$$

である。

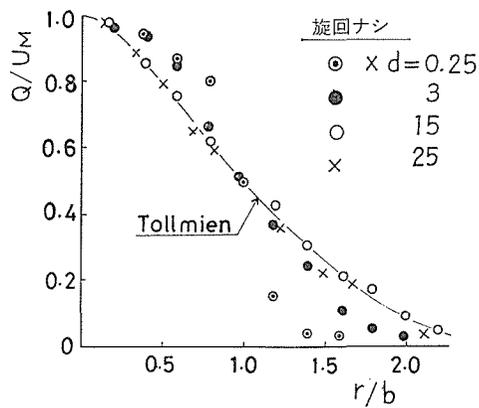
パイプを回転しないで行なった旋回がない通常の軸対称乱流噴流についての平均速度および乱れの強さの測定結果を第 3 図に示す。平均速度  $Q$  および乱れの強さ  $q$  は、噴流軸上の平均速度  $U_M$  で無次元化し、横軸は噴流軸からの距離  $r$  を噴流出口の半径  $d/2$  で無次元化した。下流に行くにしたがって、平均速度分布は半径方向に拡がり、乱れの強さは大きくなりつつ、中心で小さく半径方向に増加する管内乱流に特徴的な分布形<sup>13)</sup>を失なう。第



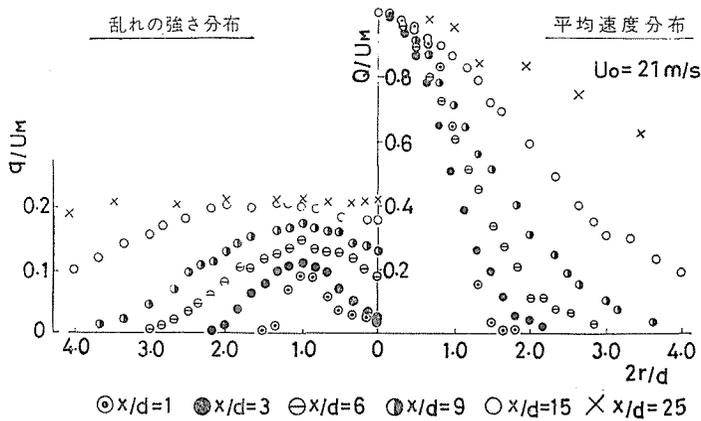
第 3 図 旋回 ナシ

4 図は平均速度について、噴流軸上の速度  $U_M$  の 1/2 になる点の  $r$ ，いわゆる半値巾  $b$ ，で横軸を無次元にして示したものである。図中の実線は、Tollmien<sup>14)</sup> による漸近領域での計算値である。 $x/d$  が大きくなると、この分布形に近づいている。

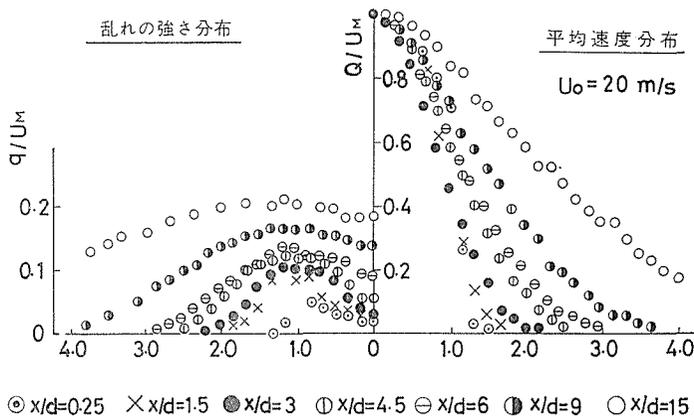
旋回がない場合と同様に、平均速度と乱れの強さの測定結果を、パイプの回転数が 1800rpm、3600rpm および 5100rpm の旋回を与えた場合について各々第 5 図、第 6 図および第 7 図に示す。



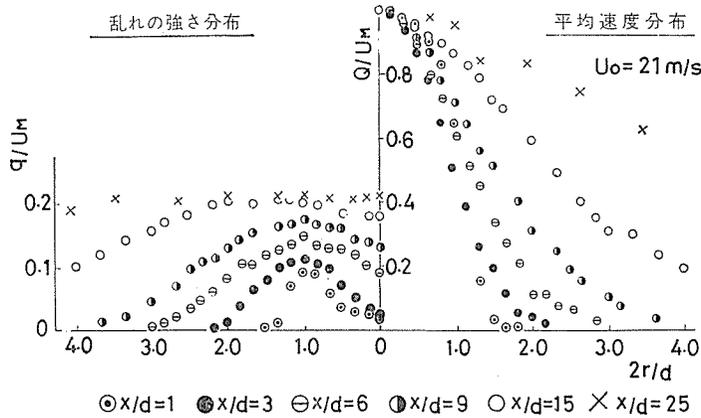
第 4 図 半値幅による平均速度分布



第 5 図 1800rpm



第 6 図 3600rpm

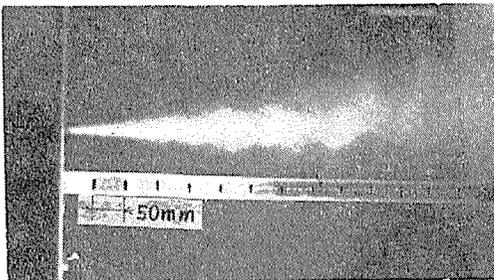


第7図 5100rpm

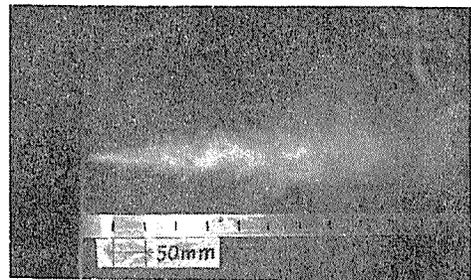
たとえば, Dubov<sup>15)</sup>の実験によれば旋回の大さき  $S$  が 0.6 程度では, 平均速度分布形が噴流軸上付近で凹み (tough) をもつ様になり, さらに, 旋回が大きくなれば噴出口付近で逆流領域を生ずることが川口と佐藤<sup>14)</sup>によって報告されている. 本実験においては, パイプ回転数が1800rpm, 3600rpm および 5100rpm の場合に, パイプの出口で気流が剛体的に回転しているとして, 旋回の大さき  $S$  は, 各々0.02, 0.06および0.08程度であり, 非常に弱い旋回に相当する. 異なる3種の回転数の場合の実験結果では, いずれも噴流軸上で最大を示す, 旋回がない場合と同様な平均速度分布形であるが, 分布の広がりが大きくなっており, また乱れの強さの分布はかなり変化がみられる.

以下においては, 主に旋回がない場合と本実験では最も大きい旋回を噴流に与えるパイプ回転数が 5100rpm の場合の測定結果を比較して旋回による影響をみる. この二つの場合について, 煙によって可視化した写真を第8図と第9図に示す.

噴流出口に最も近い  $x/d=0.25$  における平均速度と乱れの強さの分布を第10図に示す. 図中の実線は, 管内流において層流の場合の放物線平均速度分布を示したものであり, 比較すれば, 明らかにこの場合の噴出口上流における回転パイプ中の流れは乱流であると考えられる. 平均速度分布, 乱れの強さの分布とともに, 2つの場合ほとんど差異がない.



旋回ナシ

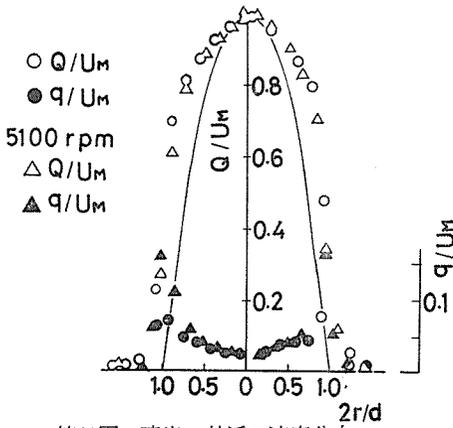


5100 rpm

第8図 煙による可視化

第9図 煙による可視化

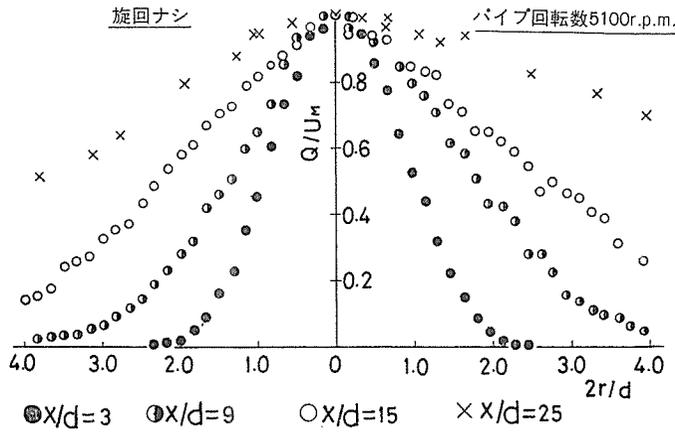
$x/d=0.25$



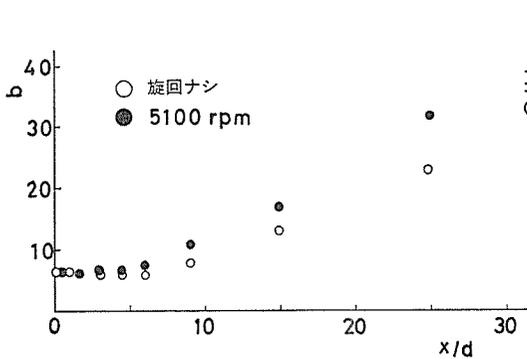
第10図 噴出口付近の速度分布

乱れの強さ  $q/U_M$  は、ともに、中心で小さく噴流軸からはなれるに従って増加する特徴的な分布をしている。  $2r/d=1$  付近では5100rpmの方が大きくなっているが、この付近では旋回速度成分が比較的大きな領域であり、単一の熱線を使用して、速度方向成分を測定していないのではっきりしたことは云えない。

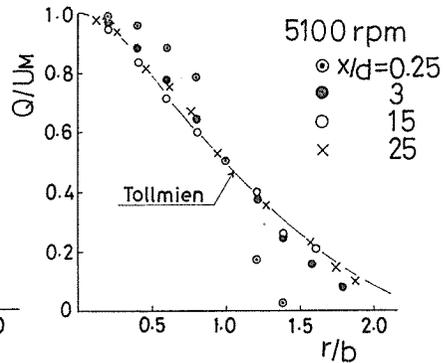
第11図に、平均速度分布を同様に2つの場合について、噴出口からの距離が異なる点での測定結果を比較して示した。旋回がある場合には、噴流の拡がりが大きくなっている。これは第8図と第9図の可視化された写真からも観察される。第11図において、たとえば、 $x/d$  が15の断面においては、半値巾  $b$  が、旋回がない場合には約13mm、5100 rpm では約17mmである。



第11図 平均速度分布

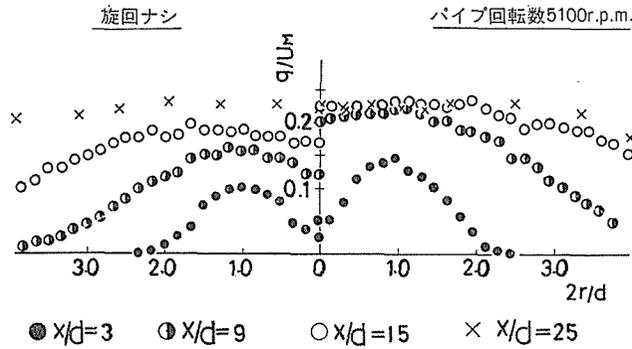


第12図 半値幅

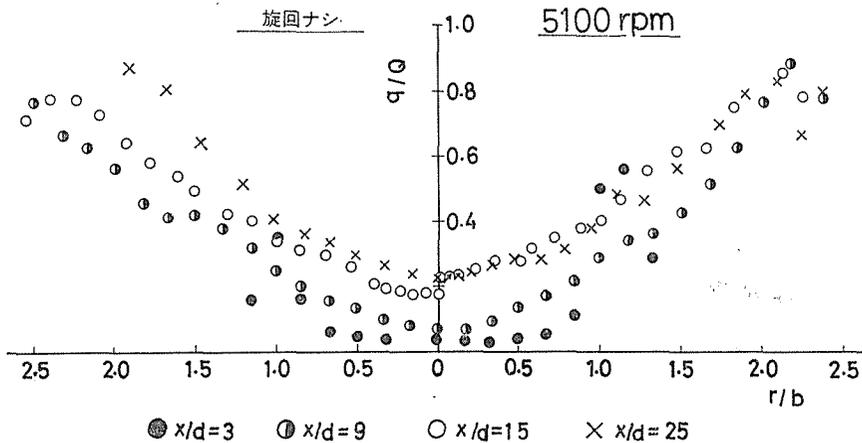


第13図 半値幅による平均速度分布

噴流出口からの距離による半値巾  $b$  の変化を第12図に示す。半値巾が噴流の拡がりを示す目安とすれば、これらの噴流は、 $x/d$  が 9 ~ 25 近辺では、噴流軸とのなす角度が、旋回がない場合には約  $4.5^\circ$ 、5100rpm の場合には、拡がりが大きくなって約  $6.8^\circ$  で拡がっている。第13図には、5100rpm の場合の平均速度を、横軸を半値巾  $b$  で無次元化して示す。図中の実線は、第4図と同様な Tollmien<sup>14)</sup> による漸近領域における計算値である。旋回がない場合(第4図)と同様に、噴出口から離れると、Tollmien の分布に近づく。

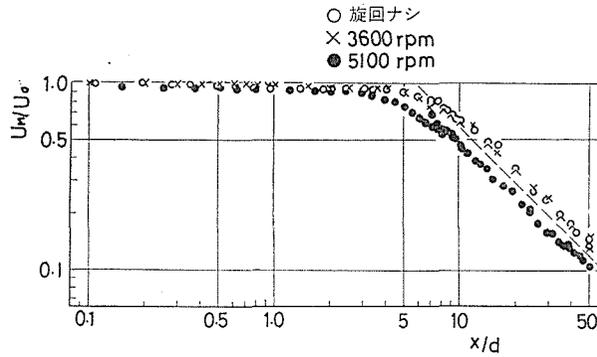


第14図 乱れの強さ分布



第15図 乱れの強さ分布

第14図には、乱れの強さの分布を、第11図と同様に、2つの場合について比較して示した。旋回がある場合には、乱れの強さ  $q/U_M$  が噴出口に近い所で大きくなり、また、噴出口付近 ( $x/d=3$ ) で見られる軸上で極小値を示す特徴的な分布が、下流に行くにしたがって早く変形して、半径方向に一樣な分布を示す傾向がある。乱れの強さを各々の断面内でその点の平均速度との比  $q/Q$  で示したのが第15図である。横軸は半値巾  $b$  で無次元化した。第4図と第13図にみる様に、平均速度は  $x/d=15$  で、ともに Tollmien の結果とほぼ一致しているが、乱れの強さ  $q/Q$  は旋回がない場合は、 $x/d=15$  においても増加しつつあり、また、その分布形も変化している。このことは、噴流の内部構造が変化が、この近辺では著るしいことを示す<sup>16)</sup>。一方、5100rpm の場合には、 $x/d$  が 15 と 25 においては、



第16図 噴流軸上の速度

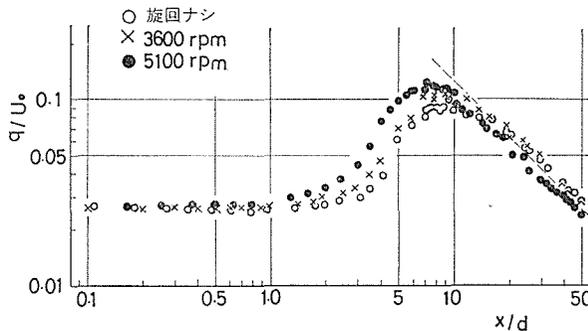
$q/Q$  の分布形はほぼ一致している．噴流断面内で，一方向のみの測定の結果であるという制約はあるが，5100rpmの場合には，この付近で，すでに漸近領域に近づいていると考えられる．

次に，噴流軸上における平均速度  $U_M$  の測定結果を第16図に示す．噴流出口の速度  $U_0$  で無次元化して示したが，前にも述べたように， $U_0$  は噴出口から 3 mm の軸上の速度であり，また，測定は  $x/d$  で 50 まで行なった．図中の破線は，よく知られている軸対称自由乱流噴流の平均速度減衰則，

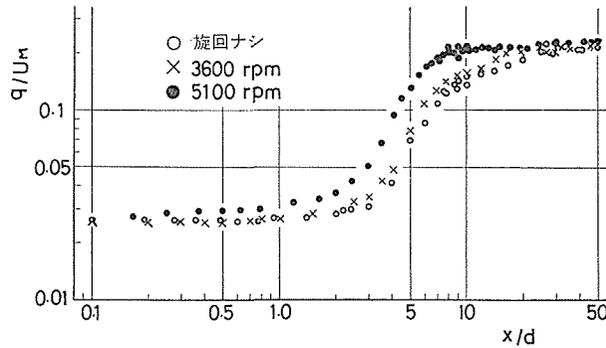
$$U_M \sim \frac{1}{x}$$

を示す．噴出口から離れるにしたがって Loitsyanskii<sup>6)</sup>による解析からも示されているように，旋回がある場合も  $x$  に逆比例して平均速度が減衰している．3600rpmの場合には，旋回がない噴流とほとんど同様な平均速度の減衰を示しているが，5100rpmの場合には，噴出口に近い所で減衰が始まり，また， $x$  に逆比例して減衰する様になる位置も噴出口に近づく．

第17図および第18図には，前図と同様に  $x/d$  が 50 までの範囲で，噴流軸上における乱れの強さの測定結果を，各々， $q/U_0$  および  $q/U_M$  で示した．乱れの強さ  $q$  と噴流出口速度  $U_0$  の比は，軸上での乱れの強さの変化そのものを示しており， $q$  と軸上の速度  $U_M$  の



第17図 噴流軸上の乱れの強さ



第18図 噴流軸上の乱れの強さ

比  $q/U_M$  は、軸上での乱れの強さの平均速度に対する割合の変化を示す。第17図にみる様に、乱れの強さ  $q$  の増加は、旋回がある場合には、噴出口に近い所において始まり、 $q$  が最大値をとる位置も同様な傾向を示している。乱れの強さは、いずれも、最大値を示した後、下流に行くに従って、図中に示した破線

$$q \sim \frac{1}{x}$$

に沿って減衰する。乱れの強さの最大値は、旋回の高さにともなって、増加している。5100rpmの場合には、乱れの強さは、第17図で平均速度が噴出口に近い位置で減衰し始めることに対応して、減衰が噴出口に近い位置で始まり、図中の破線に沿って減衰する。Rose<sup>9)</sup>によるやや大きい旋回のある噴流においても同様な傾向がみられる。

噴流軸上での乱れの強さの急激な増加は、周囲の静止流体と噴流の混合が噴流軸に達してコア領域が消滅し、噴流の全断面で混合が行なわれる混合領域になった位置を示していると考えられる。新津等<sup>17)</sup>によれば、ノズル噴流について、コア領域(ポテンシャルコア)の消滅は、 $x/d$  が3~5の範囲であるという結果が報告されている。本実験では、円管噴流の場合であり、ノズル噴流に比べて円管噴流は発達が遅いという実験結果が小松<sup>18)</sup>によって報告されているので、一概には比較することは適当でない。しかしながら、乱れの強さ  $q$  が急激に増加する位置をコア領域の消滅したところとみなせば、その位置は、旋回がない場合には3~4であり、5100rpmの場合には2~3である。このことは、旋回の高さ  $S$  が本実験の範囲における様に、非常に小さい場合にも、混合の機構には影響を及ぼして、コア領域が消滅を噴出口近くで起った結果であろう。

3600rpmの場合には、平均速度の減衰の様子は、第16図にみる様に、旋回がない場合とほとんど変わらないが、乱れの強さは、多少噴出口に近い所で増加し始めており、その最大値も大きくなっている。1800rpmの場合は、平均速度および乱れ強さの軸上での様子は、旋回がない場合とほぼ同じ結果を示した。

一方、第16図の平均速度  $U_M$  および第17図の乱れの強さ  $q$  が、共に、 $x$  に逆比例して減衰する位置が、混合領域から漸近領域に近づいている目安と考えられる。このことは、第18図においては、軸上の乱れの強さの軸上の平均速度に対する割合  $q/U_M$  が、 $x/d$  が大きくなるにつれて、急激に増加した後、さらに下流で、一定値に近づく位置に相当している。

噴流断面内での乱れの強さ分布  $q/Q$  を示した第15図と軸上の乱れの強さの割合を示す第18図から、5100rpmの場合には、 $x/d$  が15付近では、混合の度合いがかなり進んで漸近領域に近づきつつある領域であり、一方、旋回がない場合には、噴流断面内で  $q/Q$  の分布形が変化し、また、軸上では  $q/U_M$  が増加している混合領域であることがわかる。

第17図と第18図から、噴流と周囲の静止流体との混合が、噴出口から離れるにつれて軸上に達してコア領域が消滅し、噴流の全断面で混合が行なわれる混合領域において乱れの強さが急激に増加して最大値を示し、その後さらに混合が行なわれて漸近領域に達するという機構が、噴流に弱い旋回を与えた場合にも促進されて、噴出口に近い所でおこっていることがわかる。

#### 4 結 言

弱い旋回が自由乱流噴流におよぼす影響を要約する。

- 1) 噴流の拡がりは大きくなり、噴出口から十分にはなれるにしたがって、旋回のない場合と同様な速度分布を示すようになる。
- 2) 旋回は、噴流内部の混合を促進する。その結果、コア領域の消滅位置は噴出口に近く、漸近領域に近づく位置も同様な傾向をもつ。
- 3) 噴流軸上において、乱れの強さの最大値は混合領域中でおこり、旋回があると大きくなる。

本実験は、弱い旋回を与えた場合について行なったものであり、さらに広範囲な旋回の大ささについての実験を行ない、また、熱拡散への影響をも含めて、旋回の影響を系統的に解明するのが、今後の課題である。

本研究を行なうに当って多大の御援助と御助言を頂戴した本学部大路通雄教授に深く感謝します。また、多大の御助言を頂戴した本学部高田治彦助教授、京都大学工学部機械工学教室佐藤研究室の皆様、ならびに、実験に協力して頂戴した山内治、後藤和明、坂本晃、小木曾正博、滝沢喜三治、村山績の諸君にも深く感謝いたします。

おわりに、本研究は昭和44年度文部省科学研究費（奨励研究）の補助を受けて行なわれたものであることを付記する。

#### 文 献

- 1) A. A. Townsend : The structure of turbulent shear flow, Cambridge Univ. Press (1953) Chap. 8.
- 2) O. Hinze : Turbulence, McGRAW-HILL Book Com. (1959) Chap. 6.
- 3) G. N. Abramovich : The theory of turbulent jets, MIT Press (1963).
- 4) B. R. Morton : The strength of vortex and swirling core flows, J. Fluid Mech, 38 (1969) 315.
- 5) A. Chervinsky : Similarity of turbulent axisymmetrical swirling jets, AIAA 6-5 (1968) 912.
- 6) L. G. Loitsyanskii : The spreading of a swirling jet issuing into unbounded fluid of the same kind, Prikl. Matem. i Mekh. 17-1 (1953) 3.
- 7) S. L. Lee : Axisymmetrical turbulent swirling jet, Trans ASME Ser. E 87 (1965) 258.

- 8) A. Chervinsky & D. Lorenz : Decay of turbulent axisymmetrical free flow with rotation, Trans. ASME Ser. E 34 (1967) 807.
- 9) W.G. Rose : A swirling round turbulent jet, Trans. ASME Ser. E 84 (1962) 615.
- 10) A. Craya & M. Darrigol : Turbulent swirling jets, Phys. Fluid Suppl. 10-9 (1967) 197.
- 11) 川口修&佐藤豪 : 予混合旋回火災に関する研究 (旋回噴流の流速および乱れの分布). 機械学会論文集, 36-287 (昭45-7) 1164.
- 12) Prandtl & Tietjens : Applied Hydro- and Aeromechanics, Dover (1934) 48.
- 13) J. Laufer : The structure of turbulence in fully developed pipe flow, NACA Rep. 1174 (1954).
- 14) W. Tollmien : Berechtung turbulenter Ausbreitungsvorgange, ZAMM 21 (1941) 257.
- 15) L.G. Loitsyanskii : Mechanics of liquids and gases, Pergamon Press (1966) 639.
- 16) I. Wygnanskii & H. Fiedler : Some measurements in the self preserving jet, J. Fluid Mech. 38 (1969) 577.
- 17) 新津靖・倉沢明次・山崎真喜男 : 噴出気流の特性 (第1報). 機械学会論文集, 21-108 (昭30) 634.
- 18) 小松安雄 : 円管噴流. 第1回流体力学講演会講演集 (昭45-11) 9.

## Summary

### A Free Turbulent Jet with Swirl

Yosiaki TUTIYA

(Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering)

A swirling turbulent jet of air is generated by flow issuing from a rotating pipe into a reservoir of motionless air. Experiment has been made of three cases of jets with different degrees of weak swirl. Each degree of swirl is obtained by changing the rotating speed of the pipe. Mean velocity magnitude and one component turbulence intensity are the main results.

In contrast with the case of nonswirling jet, the result shows that the swirling jet spreads at a larger angle, entrenches reservoir air more rapidly, and consequently displays a more rapid reduction of the mean velocity as well as growth of the turbulence intensity.