二次元噴流の初期混合領域における乱流計測*

増田 渉^{*1}, 安藤 重夫^{*2}Hot-Wire Measurements in the Initial Mixing Region
of a Plane Jet

Wataru MASUDA and Shigeo ANDOH

Hot-wire measurements are reported for an initial mixing region of a plane turbulent jet. The investigation includes the measurements of the terms in the turbulent energy equation and the Reynolds transport equation. It is shown in the initial mixing region that the lateral distribution of all terms corresponds quite closely to the behaviour of the two-dimensional free shear layer. As the effect of the potential core disappears, the distribution approaches that for the established plane jet. However, it takes a considerable distance for the convection term in the turbulent energy equation to lose the characteristics of the free shear layer.

Key Words: Turbulence, Fluid Mechanics, Jet, Hot Wire Anemometer, Turbulent Energy, Reynolds Stress

1. 緒 言

一般に自由噴流は初期混合領域、遷移領域、発達領域の3つの領域に区分される。円形噴流の初期混合領域、遷移領域に対してはSami⁽¹⁾、田中⁽²⁾が乱流計測を行ない、そのエネルギー収支を明らかにしている。一方、二次元噴流に対してはGutmarkら⁽³⁾など多くの研究が発達領域において行なわれているが、初期混合領域においてはAlbertsonら⁽⁴⁾、鴨井ら⁽⁵⁾などが平均流速、乱流強度、レイノルズ応力などの計測を行なっているのみである。そこで本論文では二次元自由噴流の初期混合領域、遷移領域における平均流特性および乱流強度、レイノルズ応力、乱流エネルギー収支、レイノルズ応力収支などの乱流特性に対する計測結果を報告する。

2. 記 号

- b_o : ノズル幅
 $b_{1/2}$: 噴流の半値半幅
 C : 実験定数
 L : セン断層幅
 p : 変動圧力
 T_{uo} : 初期乱れ
 t : 時間
 U, V, W : 各方向の平均速度成分
 u, v, w : 各方向の変動速度成分
 U_o : ノズル出口速度
 x, y, z : 直角座標系
 x_{uo} : 初期領域長さ
 x_m : 遷移領域と発達領域の境界
 ϵ : 散逸項
 ν : 動粘性係数
 ρ : 流体密度
 C : 噴流中心線上の値
 max : 最大値

* 昭和62年11月3日 北陸信越支部北陸地方学術講演会において講演、原稿受付 昭和62年5月25日。

*1 正員、長岡技術科学大学 (〒940-21 長岡市上富岡町1603-1)。

*2 学生員、長岡技術科学大学大学院。

添字

3. 実験装置および計測方法

図1にノズルと測定部の概略および座標系(x , y , z)を示す。ノズルの絞り部は半径29mmの2つの円弧からなり、その下流部に40mmの長さの直線部が続いている。ノズル幅 b_0 は10mmでアスペクト比は20である。測定部は800mm×800mmの側板を有している。実験はノズル出口流速 U_0 が28m/sの場合について行なわれた。その際の U_0 と b_0 を基準とするレイノルズ数は 1.7×10^4 であり、初期乱れ T_{u0} は0.65%、ノズル出口における境界層の排除厚さと運動量厚さはそれぞれ0.15mm, 0.083mmであった。また $x/b_0=60$ の位置において、平均流速 U と x 方向乱流強度はそれぞれ測定部のスパン幅の80%と60%にわたり1%以内の精度で二次元性が保たれている。

x , y , z 方向の平均速度 U , V , W および変動速度 u , v , w は直径 $5 \mu\text{m}$ のタングステン線のI型とX型熱線プローブおよび定温度型熱線流速計を用いて計測した。熱線流速計の出力はA/D変換されマイクロ・コンピュータにより処理される。乱流エネルギー収支における散逸項 ε は20kHzまで線形特性を示す微分器を用いて評価した。

4. 実験結果

4.1 中心速度の減衰と領域区分 図2に噴流中心線上の速度 U_c の下流方向への減衰を示す。この減衰曲線より、 x/b_0 が4程度以下の範囲が初期領域、その下流の8程度以下の範囲が遷移領域、さらにその下流が発達領域であると考えられる。鴨井ら⁽³⁾はこれらの領域区分に対して以下の式を与えている。

$$x_{pc}/b_0 = 0.7(6.643 - T_{u0}) \dots\dots (1)$$

$$x_m/b_0 = 0.353(22.263 - T_{u0}) \dots\dots (2)$$

ここに、 x_{pc} は初期領域長さ、 x_m は遷移領域と発達領域の境界位置である。式(1), (2)によれば本実験で

図1 測定部概略図

は $x_{pc}/b_0=4.2$, $x_m/b_0=7.6$ となり、減衰曲線の結果とよく一致している。

4.2 平均流特性 初期領域における平均速度 U の相似性についてはAlbertsonら⁽⁴⁾が検討し、

$$\frac{U}{U_0} = \exp\left\{-\frac{(y + \pi^{1/2} c x / 2 - b_0/2)^2}{2(c x)^2}\right\} \dots\dots (3)$$

を与えている。ここに、 c は図2に示される減衰曲

図2 噴流中心線上速度の減衰

図3 初期領域における平均速度分布

図4 遷移・発達領域における平均速度分布

線から求まる実験定数であり、本実験では $c=0.134$ であった。式(3)による計算値と計測値はノズル出口近傍の $x/b_0=1$ を除けば図3に示されるように良い一致を示す。また、図4に示すように遷移領域および発達領域においては平均速度の分布は Görtler の解と良い一致を示す。図中の $b_{1/2}$ は噴流の半値半幅である。

初期領域の両側の境界で拡がるせん断層の幅 L および半値半幅 $b_{1/2}$ の成長を図5に示す。せん断層幅は

$$L = U_0 / (\partial U / \partial y)_{\max} \quad \dots\dots\dots (4)$$

によって定義する。 $x/b_0 \leq 4$ の範囲で L は x に比例して増大している。本実験においては $dL/dx = 0.275$ となり、二次元せん断層における値 $0.263^{(9)}$ に比較しわずかに大きな値を示す。また、半値半幅 $b_{1/2}$ は $x/b_0 \geq 6$ の範囲で x に比例して増大し、 $db_{1/2}/dx = 0.105$ である。この結果は石垣⁽⁷⁾の実験と良く一致している。

4・3 乱流特性 各軸方向の乱流強度とレイノルズ応力の分布を図6、7にそれぞれ示す。 x 軸方向の乱流強度は下流方向にピーク値が単調に増加していく。また、ピーク値を示す位置はノズル出口近くでは $y/b_{1/2} = 1$ 付近であるが、下流方向では噴流中心線に近づく。 y 軸方向乱流強度のピーク値は単調に増加せず、 $2 < x/b_0 < 6$ の範囲ではピーク値はむしろ低下する。同様な傾向は鴨井ら⁽⁹⁾によっても報告されている。 z 軸方向乱流強度のピーク値は x 軸方向と同様に、下流方向に徐々に増大している。また、噴流中心部では各軸方向乱流強度は急速に増大し、 $x/b_0 = 10$ の位置では y 軸、 z 軸方向乱流強度のピークがほぼ消失している。レイノルズ応力は下流方向に増大し、ピーク値を示す位置が噴流中心線に近づいていく。図6、7より、本実験の範囲においてはまだ乱れの自己

図6 各軸方向乱流強度の分布

図5 せん断層幅および噴流の半値半幅の成長

図7 レイノルズ応力の分布

保存領域に達していないことがわかる。

4・4 乱流エネルギー収支 二次元平面噴流に対して乱流エネルギー方程式は

$$\begin{aligned}
 & U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) + V \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) \\
 & + (\overline{u^2} - \overline{v^2}) \frac{\partial U}{\partial x} + \overline{uv} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \\
 & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ u \left(\frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v \left(\frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} \right) \right\} \\
 & + \epsilon = 0 \quad \dots\dots\dots (5)
 \end{aligned}$$

図8 乱流エネルギー収支

図9 対流項における成分項の分布

図10 生産項における成分項の分布

で表わされる。ここに、 $q^2 = u^2 + v^2 + w^2$ 、 p は変動圧力、 ε は散逸項である。また、左辺第1項と第2項が対流項、第3項と第4項が生産項、第5項と第6項が拡散項である。ただし、散逸項に対しては局所等方性の仮定およびTaylorの仮説を適用して

$$\varepsilon = 15 \nu (\partial u / \partial t)^2 / U^2 \quad \dots\dots (6)$$

として求める。ここに、 ν は動粘性係数、 t は時間である。また、拡散項は変動圧力の計測が困難であるため、残差として求める。その際、噴流断面内で拡散項の総和が零になるよう散逸項を一定割合修正している。⁽⁸⁾

いくつかの位置における乱流エネルギー収支を図8に示す。ただし、各項は $b_{1/2}/U_0^3$ を乗じて無次元化している。また、 $x/b_0=3$ 、 $x/b_0=40$ の図中にはそれぞれ単純せん断層⁽⁹⁾ および二次元噴流⁽¹²⁾ の自己保存領域における計測値を示してある。図8より以下のような点が明らかとなる。

- 1) 初期領域内では散逸項の寄与は小さいが下流に進むにつれてその寄与が大きくなる。
- 2) 本実験で得られた各項の分布形状は初期領域では $x/b_0=3$ の図中に示す二次元単純せん断層⁽⁹⁾ に類似し、下流では $x/b_0=40$ の図中に示す二次元平面噴流の自己保存領域の分布形状⁽¹²⁾ に近づいている。対流項と拡散項は初期領域と自己保存領域でほぼ正負が逆転した分布となる。散逸項は初期領域では噴流中心部で零に近いが下流部で次第に大きくなる。生産項の分布にはあまり大きな変化はみられない。各項の変化の速さは異なり、散逸項と拡散項は $x/b_0=8$ の位置ですでに自己保存領域での形状を有するのに対し、対流項はまだ初期領域の特徴を残している。
- 3) 対流項の成分項の分布を図9に示す。噴流中心部では式(5)の第1項の寄与が大きく、第2項の寄与は $y/b_{1/2}=1$ 付近で大きい。
- 4) 生産項において、その成分項の分布を図10に示す。生産項においてはレイノルズ応力を含む式(5)の第4項の寄与が大部分を占める。第3項の寄与はノズル出口近傍で小さく、下流で徐々に大きくなるが、 $x/b_0=8$ においても全生産項の10%程度の大きさである。生産項がピークを示す位置はレイノルズ応力のピークの位置に対応し、下流では噴流中心に近づく。

4・5 レイノルズ応力収支 二次元平面噴流に対してレイノルズ応力方程式は次式で表わされる。

$$U \frac{\partial}{\partial x} (\overline{-u v}) + v \frac{\partial}{\partial y} (\overline{-u v})$$

$$\begin{aligned} & - \overline{u^2} \frac{\partial V}{\partial x} - \overline{v^2} \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v \left(\frac{p}{\rho} + u^2 \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ u \left(\frac{p}{\rho} + v^2 \right) \right\} \\ & = 0 \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここに、左辺第1項と第2項が対流項、第3項と第4項が生産項、第5項が圧力歪再配分項、第6項と第7項が拡散項である。ただし本研究では拡散項中の変動圧力成分は無視し、圧力歪再配分項は残差として求める。⁽¹⁰⁾

いくつかの位置におけるレイノルズ応力収支を図11に示す。ここで、乱流エネルギー収支と同様に各項に $b_{1/2}/U_0^3$ を乗じて無次元化している。また、 $x/b_0=3$ 、 $x/b_0=40$ の図中にはそれぞれ単純せん断層⁽⁹⁾ と二次元噴流⁽¹²⁾ の自己保存領域における計測値を示してある。図11より以下のような点が明らかになる。

- 1) レイノルズ応力収支においては生成項と圧力歪再配分項の寄与が大きい。
- 2) $x/b_0=3$ の図中に示す二次元単純せん断層⁽⁹⁾ では対流項と拡散項は3つの極値を持ち、 $x/b_0=40$ の図中に示す二次元自由噴流⁽¹²⁾ の自己保存領域では2つの極値を持つ。生成項と圧力歪再配分項の分布には大きな変化はない。本実験で得られたレイノルズ応力収支の各項の分布形状は初期領域では二次元単純せん断層に類似しているが、 $x/b_0=8$ の位置では既に平面噴流の自己保存領域の分布形状を有している。また各項の大きさの絶対値は $x/b_0=6$ 程度までは減少の傾向を示し、その下流で再び増加する。

5. 結 論

二次元平面噴流の初期領域における乱流特性計測の結果、得られた主たる知見は以下の通りである。

- 1) 乱流エネルギー収支においては初期領域内で散逸項の寄与が小さいが下流ではその寄与が大きくなる。また各項の分布形状は初期領域では二次元単純せん断層に類似しており、下流で二次元平面噴流の自己保存領域の形状に近づく。その際、生産項、拡散項、散逸項はポテンシャル・コアが消滅すると比較的早く自己保存領域の分布形状を有するが、対流項はより下流まで単純せん断層の特徴を保存する。
- 2) レイノルズ応力収支においても各項の分布形状は初期領域内では二次元単純せん断層に類似し、下流で二次元平面噴流の自己保存領域における形状に近づく。その際、レイノルズ応力収支の各項はポテンシャル・コアが消滅すると比較的早く自己保存領域にお

図11 レイノルズ応力収支

る形状に近づく。また各項の大きさの絶対値は x/b_0 = 6 程度までは減少の傾向を示し、その下流で再び増加する。

文 献

- (1) Sami, S., J. Fluid Mech., 21-9(1967), 81.
- (2) 田中, 機論, 51-472B(昭60), 4177.
- (3) Gutmark, E. and Wygnanski, I., J. Fluid Mech., 73-3(1976), 465.
- (4) Albertson, M. L., 他3名, Proc. Amer. Soc. Civil Engrs., 74-10(1948), 1571.
- (5) 鴨居・田中, 機論, 43-371B(昭52), 2569.
- (6) Liepmann, H. W. and Laufer, J., NACA TN-1257(1947).
- (7) 石垣, 機論, 48-433B(昭57), 1692.
- (8) 小林・藤沢, 機論, 49-440(昭58), 757.
- (9) Wygnanski, I and Fiedler, H. E., J. Fluid Mech., 2-41(1970), 327.
- (10) Castro, I. P. and Bradshaw, P., J. Fluid Mech., 2-73(1976), 265.
- (11) Robins, A. G., Ph.D. Thesis, (1973), London Univ.