

# 平板に垂直に衝突する軸対称乱流噴流の数値解析

大沼 敦<sup>\*1</sup>, 円能寺久行<sup>\*2</sup>, 飯島敏雄<sup>\*2</sup>

## Numerical Analysis of an Axisymmetric Turbulent Jet Impinging Normally on a Flat Plate

by

Atsushi ONUMA, Hisayuki ENNOJI and Toshio IIJIMA

(Received on Mar. 29, 2002, accepted on Jul. 10, 2002)

### Abstract

The flow in the impingement region of an axisymmetric jet impinging normally on a flat plate has been studied numerically through both analysis and experiment. As it is conceivable that laminar flow and turbulent flow coexist in the impingement region, the viscous flow model and turbulent flow model that are able to calculate a high Reynolds number flow were used in the numerical analysis. For both numerical analysis models, the impingement region obtained experimentally was adopted as a computation domain and the velocity distribution of a free jet was assumed at the inflow boundary. As a result, it was understood that both computation results reproduced the general flow pattern of the impinging jet and agreed well with the pressure and velocity distributions obtained by measurement. However, it became clear that as for the velocity distribution in the boundary layer, the analysis using the turbulence model agreed well with the measurement results.

**Keywords:** Axisymmetric Jet, Impinging Jet, Flat Plate, Numerical Analysis, Turbulent Flow

## 1. 緒論

円形ノズルから噴出する軸対称噴流が物体表面に衝突する軸対称衝突噴流は、衝突部分で高い熱および物質伝達が得られるとともにそれらの制御が容易であることから、直噴式エンジンにおける筒内燃料噴射をはじめ製紙、製鉄工業における加熱、冷却、ガスタービンや電子デバイスなどの冷却、印刷や紡績における乾燥など工業的に幅広く利用されている。しかし、それらは衝突噴流の流れ場がいまだ解明されていないため研究結果に基づいて効率よく利用されているケースは少なく、経験的に利用されているのが現状である。従って、衝突噴流の流れ特性を詳細に明らかにし、これらの効率向上に寄与することは省資源・省エネルギーの観点から有意義である。

一般に、衝突噴流の流れ場は、流れの性質上、自由噴流領域、衝突領域および壁面噴流領域の三領域に分けて考えられる。これらのうち、衝突領域における流れは工業利用上もっとも重要であるが、主流の転向による流れ方向の急変、大きな速度勾配と圧力勾配、速度変動と圧力変動、境界層の発達などを伴い、複雑となる。そのため従来から理論的<sup>1),2)</sup>実験的<sup>3)-5)</sup>に数多くの研究がなされてきたが、いまだその流れを十分予測できる解析結果は報告されていない。

本研究では、軸対称空気噴流がその完全発達領域で平板に垂直に衝突する場合の衝突領域における流れを数値解析と実験により研究してきた。これまでの結果によると、衝突領域には自由噴流が乱流で流入するが、平板に衝突して低速のよどみ領域

を形成し、そこで生じた圧力上昇によって壁面噴流に移行し、再び乱流に遷移すると考えられる。従って、本報では衝突領域に層流と乱流が共存すると考え、高レイノルズ数まで計算できる粘性流モデルと乱流モデルを用いて数値解析した。その結果、両モデルによる解析結果の相違点や実験結果をかなりよく近似できることなどが明らかになったので報告する。

## 2. 数値解析

### 2.1 解析モデル

Fig.1は直径  $d_0$  の円形ノズルから速度  $w_0$  の噴流が衝突高さ  $h$  の位置から平板に垂直に衝突する軸対称衝突噴流の概要を断面

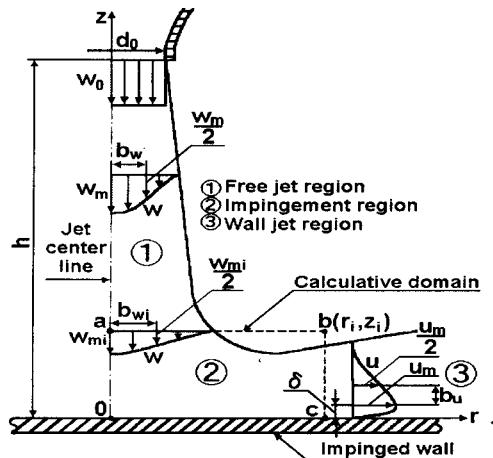


Fig.1 Sketch of an axisymmetric impinging jet

\*1 日立製作所

\*2 工学部動力機械工学科教授

図で示したものである。本研究で解析モデルとする衝突領域は平板への衝突によって噴流内の圧力が上昇する領域として定義され、破線で囲んで示されている。その具体的な寸法は本実験結果によると、衝突高さ  $h$  が完全発達領域( $h/d_0 \geq 10$ )である場合、高さ  $Z_i = z_i/b_{wi} = 2$ 、半径  $Ri = r_i/b_{wi} = 4$  と表される。また、衝突領域における流れは噴流中心軸(0a)に対して軸対称であるので周方向への変化はないものとして  $r-z$  面内の 0abc を計算領域とし、その流入面(ab)には実験で測定した平均速度分布および乱れエネルギー分布を与えて解析を行う。この流入速度分布は完全発達領域では中心軸上速度  $w_{mi}$  および速度半値幅  $b_{wi}$  で無次元表示するとノズル出口レイノルズ数  $Re_0 = w_{mi}d_0/v$  や衝突高さ比  $h/d_0$  などに無関係に相似になるので、任意のレイノルズ数や衝突高さに対して一つの式で与えることができる。なお、 $w_{mi}$  および  $b_{wi}$  はそれぞれ代表速度および代表長さとして解析結果の速度分布や圧力分布の無次元表示にも使用する。

## 2.2 基礎方程式

粘性モデルによる数値解析に用いた非圧縮性・粘性流体の軸対称定常流に対する基礎方程式をテンソル表示すると次のようになる。

### 連続の式.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

運動方程式

ここで、 $\rho$ は流体の密度、 $t$ は時間、 $x_i$ は座標 ( $r$ ,  $z$ )、 $u_i$ は  $r$ ,  $z$  方向速度 ( $u$ ,  $w$ )、 $p$ は圧力を表す。また  $\tau_{ij}$  はせん断応力であり、次式で表される。

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \dots \quad (3)$$

また、 $k - \epsilon$  乱流モデルによる乱流解析では式(1)、式(2)のほかに乱れエネルギー ( $k$ ) とその散逸率 ( $\epsilon$ ) に関する次のような方程式を使用する。

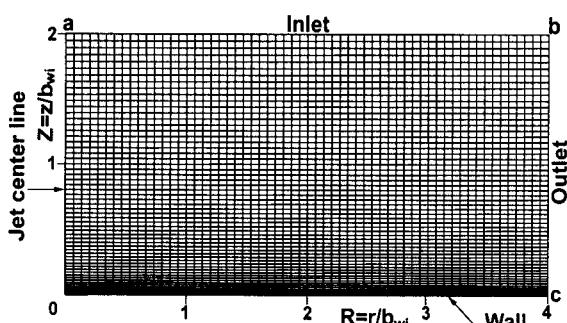


Fig.2 Mesh configuration

## 乱れエネルギー輸送方程式

$$\frac{\partial \rho \mathbf{k}}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \mathbf{u}, \mathbf{k})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{Pr_k} \right) \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial x_i} \right] + \mu_T G - \rho \varepsilon \quad \dots \quad (4)$$

## エネルギー散逸率輸送方程式

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \mu_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{P r_t} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 \mu_t G - C_2 \rho \varepsilon) \quad \dots \quad (5)$$

ここで、

$$\mu_r = \frac{C_{\pi} \rho k^2}{\varepsilon} \quad \dots \dots \dots \quad (6)$$

$$G = \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \left( \frac{\rho k}{\mu_T} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$$

----- (7)

である。

なお、式(4)、式(5)中における乱流定数にはTable 1の値を使用する。

Table 1 Dimensionless constants for k- $\epsilon$  turbulence model

Table 1 Dimensionless constants for $k-\epsilon$ turbulence model				
$C_\mu$	$C_1$	$C_2$	$Pr_k$	$Pr_\epsilon$
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

## 2.3 数值解析法

粘性流モデルによる数値解析では式(1), 式(2)を流れ関数と渦度を用いて渦度輸送方程式に直し, それを中心差分法と風上差分法で離散化し, 両者を組み合わせて交互方向陰解法で高レイノルズまで解けるプログラムを作成した. その詳細については既報<sup>6)</sup>で報告したのでここでは省略する.

乱流モデル（ $k-\varepsilon$  モデル）による基礎方程式の数値解析には汎用熱流体解析コード CFD2000(Adaptive Research 製)を用いる。CFD2000 では基礎方程式を有限体積法によって離散化し、線形化された方程式系の連立解を得るために SIMPLE アルゴリズムによって速度場と圧力場を関係づけて反復法 (ADI 法) により解かれる。本解析で用いた計算領域とその格子分割モデルを Fig.2 に示す。格子分割数は予備計算の結果を基に  $r$  および  $z$  方向とも 60 とし、総格子点数は 3600 である。ただし、壁面近傍を細かく分割するため  $z$  方向には等比級数的な不等間隔格子とする。また時間積分法にはオイラー解法を用いている。

## 2.4 境界条件

解析結果は噴出レイノルズ数  $Re_0 = w_0 d_0 / \nu = 68000$  の空気噴流が衝突高さ  $h/d_0 = 15$  の完全発達領域で衝突する場合の実験結果と比較する。このレイノルズ数を衝突領域の流入面における速度 ( $w_{mi}$ ) と速度半幅値 ( $b_{wi}$ ) で表すと  $Re_i = w_{mi} b_{wi} / \nu = 38000$  となるので、数値解析ではこのレイノルズ数における流れを解く

ことになる。

この条件で実験的に得た流入面における平均速度分布は式(8)で表されるので、これを流入速度分布として仮定する。また、乱流計算において流入面に仮定する乱れエネルギー  $k$  およびその散逸率  $\varepsilon$  は同断面で測定した乱れ強さ( $w_{mi}'$ )を用いてそれぞれ式(9)および式(10)より求める。ただし、乱れの長さスケール  $l_m$  は実験的に求めることが困難なので、 $\varepsilon$  の変化にもっとも敏感な壁面上の最大速度  $u_m$  が実験値と妥当となるような  $\varepsilon$  の値をくり返し予備計算して求めた。その結果、 $\varepsilon = 3500$  と決定した。

$$w = w_{mi} \left[ 1 + C(r/b_{wi})^2 \right]^{-4}, \quad C = 0.189 \quad (8)$$

$$k = \frac{1}{2} (w_{mi}^2 - w_{mi}'^2) \quad (9)$$

$$\varepsilon = k^{3/2} / l_m \quad (10)$$

その他の境界条件として噴流中心軸上および出口では速度、乱れエネルギーおよび圧力の半径方向への勾配が零、壁面上では滑りなし流れすなわちすべての速度を零とする。

### 3. 実験

解析結果と比較するため、衝突噴流の速度や乱れ強さの測定を行った。本実験で使用した実験装置を Fig.3 に示す。ルーツブロアから送られる空気は、サーボタンク、流量調整弁および整流装置を通って縮流円形ノズル(内径  $d_0 = 30\text{mm}$ )より出口速度  $w_0 = 34\text{m/s}$  で噴出し、衝突高さ( $h/d_0 = 15$ )に設定したアクリル樹脂製の平板( $900\text{mm} \times 900\text{mm}$ )に衝突する。このとき、噴出レイノルズ数は  $Re_0 = w_0 d_0 / \nu = 68000$  である。

衝突領域の各  $r$ 、 $z$  断面における速度の測定には定温度型熱線流速計を用い、センサーとして I 形プローブおよび、クロスフロー X 形プローブ(直径  $5\mu\text{m}$  のタンゲステンワイヤー)を使用した。サンプル時間は  $0.5\text{ms}$  とし、熱線からの出力信号は A/D コンバータを介してコンピューターに取り込み、データ処理を行った。実験の結果、式(8)および式(9)に代入すべき流入面上の値は  $w_{mi} = 16.8\text{m/s}$ 、 $b_{wi} = 33.66\text{mm}$ 、 $w_{mi}'/w_{mi} = 0.22$  となった。

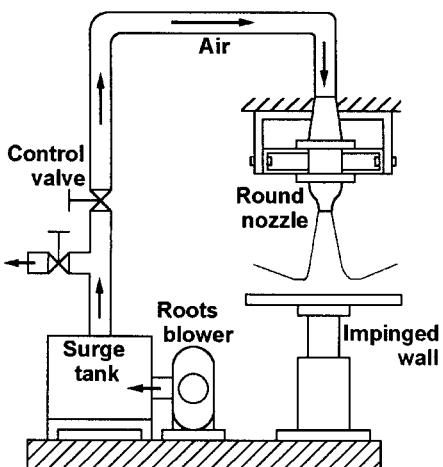


Fig.3 Experimental apparatus

### 4. 結果および考察

#### 4.1 流線・速度ベクトル・等静圧分布

Fig.4,5,6 は乱流計算によって得られた衝突領域における流線、速度ベクトルおよび等静圧分布を示す。いずれの分布も実際の軸対称衝突噴流において予想される流れを示し、計算結果の妥当性を確認できるとともに、衝突領域の全体的な流れ構造を明瞭に観察することができる。なお、これらの分布は粘性流計算の結果<sup>6)</sup>と大きな相違は見られない。

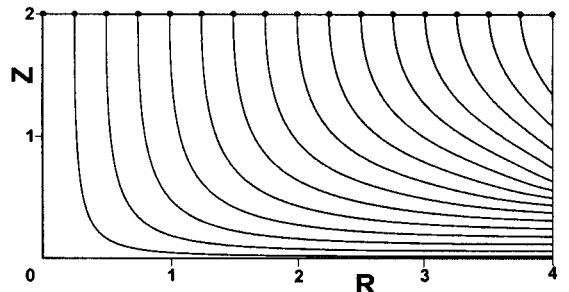


Fig.4 Stream lines

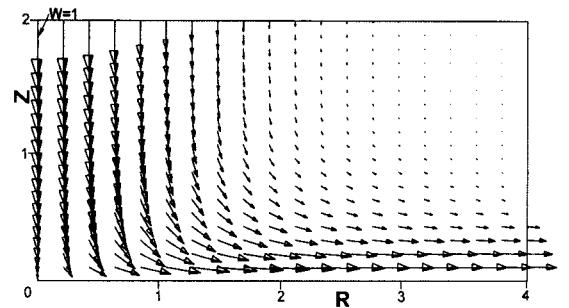


Fig.5 Velocity vector

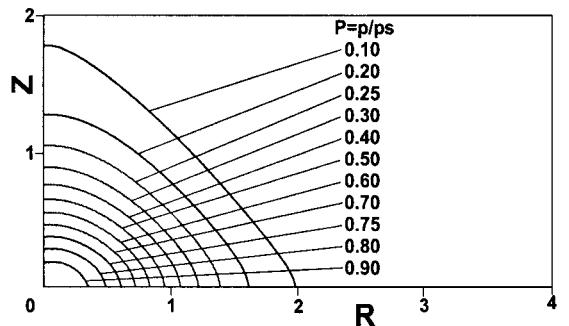


Fig.6 Static pressure contours.

#### 4.2 乱流特性

Fig.7(a)および(b)は計算によって求められた衝突領域全体における乱れエネルギー( $k$ )および乱れエネルギー散逸率( $\varepsilon$ )の分布を示したものである。 $k$  と  $\varepsilon$  はそれぞれ流入面の中心( $R = 0$ ,  $Z = 2$ )における値  $k_{in}$ ,  $\varepsilon_{in}$  で無次元表示されている。各  $R$  断面における乱れエネルギーは、流入面( $Z = 2$ )付近では自由噴流のため大きく、下流に向かって徐々に減少し、壁面に近づくと壁面噴流のため再び増大している。壁面近傍では乱れエネルギーが  $R = 0.03$  および  $R = 1$  の断面で大きく、 $R = 2 \sim 4$

ではほぼ同程度の大きさになっている。また、同図(b)の乱れエネルギー散逸率は乱れエネルギーの大きい所で大きく、乱れエネルギーの分布と同様な分布を示している。

よどみ点に近い  $R = 0.03$  および  $R = 1$  の断面では境界層の流れが層流から乱流への遷移過程にあるため乱れエネルギーは断面  $R = 2 \sim 4$  の乱流境界層における乱れエネルギーより小さいと考えられるが、計算結果は大きくなっている。これは乱流モデルとして標準  $k - \epsilon$  モデルを使用したため乱れエネルギーが過大に評価されたものと考えられる。すなわち、標準  $k - \epsilon$  モデルでは完全に発達した乱流の場合には良好な解が得られるが、よどみ点流れや遷移過程にある流れでは乱れエネルギーが大きめに計算されると言われている<sup>7)</sup>。しかし、後述するように、本報告で対象とする時間平均的な速度分布や圧力分布に及ぼすこの過大評価の影響は小さく、よどみ点近傍の境界層内速度分布が多少実験値と異なる程度である。従って、よどみ点近傍を除けば衝突領域の時間平均的な流れは本計算結果によって十分表わされているものと考えられる。

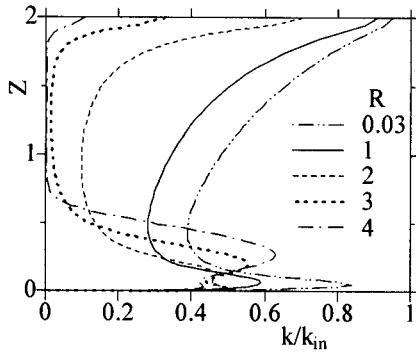


Fig. 7 (a) Turbulent kinetic energy

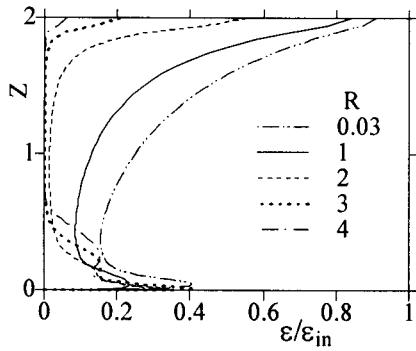


Fig. 7 (b) Turbulent energy dissipation

#### 4.3 噴流軸方向速度分布

Fig. 8 は衝突領域の各  $z$  断面における噴流軸方向速度の分布を最大速度  $w_m$  と、速度  $w$  が  $w_m$  の半値(1/2)となる半径すなわち速度半値幅  $b_w$  で無次元表示したものである。実験結果のレイノルズ数は後述する他の研究者のものと統一するためノズル出口の値( $Re_0$ )で示している。 $Z=2.0$  の分布が流入面に仮定した流入速度分布である。粘性流および乱流と仮定した計算値は壁面に非常に近い断面では、流入速度分布から離れているが、流入面( $Z=2.0$ )から  $Z=0.5$  までの分布は流入速度分布と相似になっている。このような傾向は実験値にも見られ、両計算結果は実験値

を十分近似しているといえる。これらの速度分布の無次元化に使用した特性値  $w_m$  および  $b_w$  を  $z$  座標に対して示したものが Fig. 9 である。 $w_m$  の計算値は粘性流および乱流による相違が小さく、 $Z=0.5 \sim 1.5$  の間で実験値より多少大きくなっているが、全体的に実験値を十分近似していると見ることができる。また、 $b_w$  の両計算値も実験値をよく近似していることがわかる。

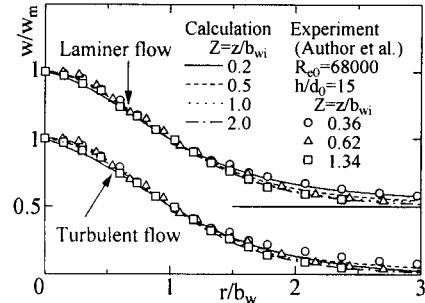


Fig. 8 Similarity of axial velocity profiles

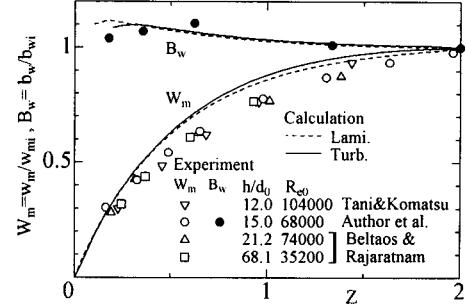


Fig. 9 Jet center line velocity and half-width or axial velocity profiles.

#### 4.4 静圧分布

Fig. 10 は各  $z$  断面の静圧分布を最大圧力(中心軸上圧力  $p_s$ )と、圧力  $p$  が  $p_s$  の半値(1/2)となる半径すなわち圧力半値幅  $b_{pr}$  で無次元表示したものである。静圧分布は粘性流および乱流の場合とも  $z$  断面に無関係に相似性が確認でき、Bradshaw<sup>3)</sup>らにより三角形ピトー管を用いて測定された実験値とも一致している。この静圧分布の無次元表示に用いた  $p_s$  および  $b_{pr}$  の  $z$  方向分布を Fig. 11 に示す。ここで、 $p_s$  はよどみ点(0)の圧力である。 $p_s$  の計算値は粘性流および乱流の場合とも  $z$  の小さい(壁面に近い)断面では流入速度分布から離れており、流入面( $Z=2.0$ )から  $Z=0.5$  までの分布は流入速度分布と相似になっている。

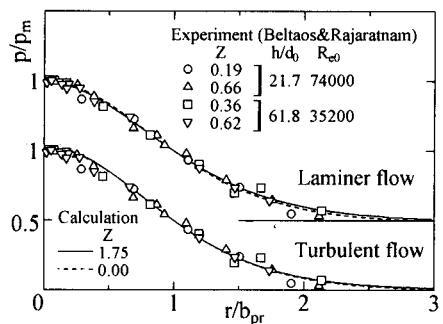


Fig. 10 Similarity of static pressure profiles

い) 部分で実験値より多少大きくなっているが、その差は小さく、実験値を十分近似している。また、 $b_{pr}$  の実験値は実験条件によって多少異なっているが、計算値はそれらの平均的な値を示している。

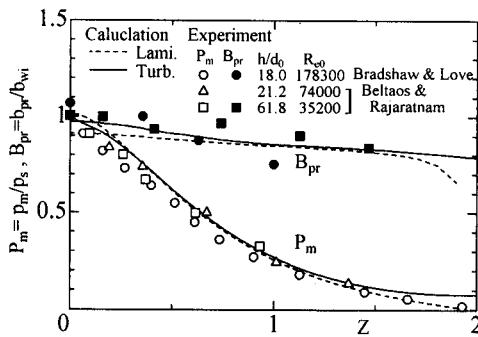


Fig.11 Static pressure on jet centerline and half-width for static pressure profiles

#### 4.5 半径方向速度分布

Fig.12 に各  $r$  断面における半径方向速度の自由噴流層部分(最大速度点より上部)の分布を示す。ここで、 $u_m$  は各  $r$  断面における最大速度、 $\delta$  は壁面から最大速度点までの距離(境界層厚さ)、 $b_u$  はその最大速度点から測定された速度半値幅である。粘性流による計算結果は全  $R$  断面において相似となっている。しかし、乱流による計算結果は  $R \leq 2$  の断面で相似的であるが、

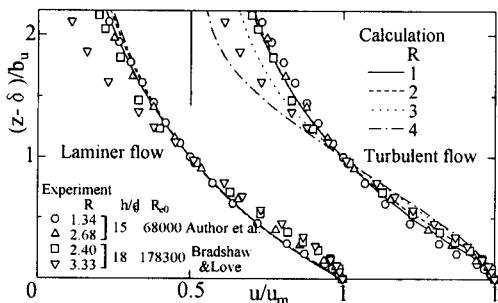


Fig.12 Similarity of radial velocity profiles in free jet part

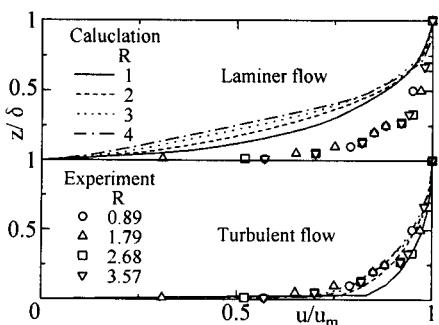


Fig.13 Similarity of radial velocity profiles in boundary layer

それ以上の断面では異なっている。実験結果も乱流による計算結果と同様な傾向を示していることから、これは半径  $r$  とともに、壁面噴流の速度分布に移行しているためと考えられる。従って、乱流計算結果の方が実験値をよりよく近似しているといえる。

Fig.13 に境界層部分の速度分布を示す。粘性流による計算結果は実験値とかなり異なっている。一方、乱流による計算結果は  $R = 1$  の断面で他の断面における分布と多少異なっている。これは Fig.7 で示したように、 $R = 1$  以下の断面で過大に計算された乱れエネルギーが境界層内部まで補給されて速度が大きくなっているためと考えられる。しかし、それより離れた断面の速度分布はほぼそろっていることから相似であり、実験値を近似しているといえる。Fig.14 には Fig.12 および Fig.13 で速度分布の無次元化に用いた最大速度( $u_m$ )、速度半値幅( $b_u$ )、境界層厚さ( $\delta$ )の  $r$  方向分布を示す。粘性流による計算結果はいずれも実験値とかなり異なっているが、乱流による計算結果は実験値をよく近似している。これらのことから、壁面近くの流れには乱れが大きく影響し、境界層を含む半径方向速度分布は、乱流計算でなければ精度よく近似できないことがわかる。

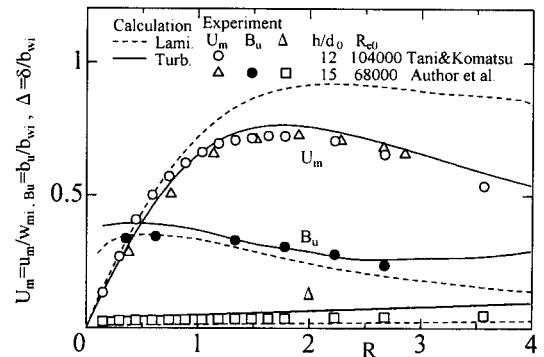


Fig.14 Maximum radial velocity and half-width for radial velocity profiles and boundary layer thickness

## 5. 結 論

平板に完全発達領域で衝突する軸対称噴流の衝突領域における流れを粘性流および乱流として数値解析し、実験結果と比較した。その結果、次のような結論が得られた。

- (1) 数値解析によって得られた流線分布、速度ベクトル分布および等圧分布は、粘性流と乱流による相違は顕著に示さないが、衝突領域の全体的な流れ構造の把握を容易にする。
- (2) 粘性流および乱流として計算された噴流軸方向速度の分布は、流入面から衝突領域高さの  $1/4$  断面まで相似分布を示し、その特性値である最大速度や速度半値幅も含めて実験値とよく一致する。
- (3) 静圧分布は粘性流および乱流計算に無関係に、壁面から衝突領域のほぼ全域の断面で相似性を示し、その最大圧力や圧力半値幅を含めて計算値と実験値がよく一致する。
- (4) 自由噴流層部分の半径方向速度の分布は、粘性流計算では全断面にわたって相似となるが、乱流計算では壁面噴流への移行現象を示す。また、壁面境界層の速度分布は粘性流計算の場合、実験値より小さくなり、乱流計算の場合に実験値とよく

一致する。ただし、 $k - \epsilon$  モデルでは乱れエネルギーの過大評価が  $R = 1$  までの境界層速度分布に影響を及ぼす。

(5) 以上のように、噴流軸方向速度の分布や静圧分布は粘性流計算結果によつても予測できる。しかし、境界層を含む半径方向速度の分布は乱れの影響を大きく受け、乱流計算でなければ表し得ない。粘性流と乱流による計算結果の相違は壁面近傍における最大速度の分布にもっとも顕著に現れる。

## 参考文献

- 1) R.S.Amano: Turbulence Effect on the Impinging Jet on a Flat Plate, Bulletin JSME, 26-221(1983), 1891-1899.
- 2) D.Cooper, D.C.Jackson, B.E.Launder, and G.X.Liao: Impinging jet studies for turbulence model assessment-I. Flow-field experiments, Int. J. Heat Mass Transf., 36-10(1993), 2675-2684.
- 3) P. Bradshaw, B. A. and E. M. Love:: The Normal Impingement of a Circular Air Jet on a Flat Surface, Aeronaut. Res. Council, London, R. and M, 3205(1959),1-8.
- 4) I. Tani.and Y. Komatsu: Impingement of a round jet on a flat surface, Proc.11th Int. Cong. Appl. Mech., (1964), 672-676.
- 5) S. Beltaos and .M. Rajaratnam: Impinging Circular Turbulent Jets, Proc.Am.Soc.Civ.Eng., J. Hydraul. Div., 100-10(1974), 1313-1328.
- 6) 円能寺久行, 飯島敏雄: 軸対称衝突噴流の衝突領域における数値解析、機論、65-637,B,(1999-9),2990-2995.
- 7) 数値流体力学編集委員会「3. 亂流解析」東京大学出版会(1995年).