同軸対向衝突噴流の数値解析(乱流解)*

山 本 圭治郎** 野 本 明*** 堀 栄 治**

Numerical Solution of the Elliptic Equations for Coaxial Impingement of Opposing Turbulent Jets *

Keijiro YAMAMOTO** Akira NOMOTO*** Eiji HORI**

For the purpose of studying the steady flow field of an impact modulator, the coaxial impingement of two opposed plane turbulent jets is considered. Since it is impossible to obtain an analytical solution, a direct numerical solution of the elliptic equations, governing the steady turbulent flow of the impinging jets, in finite difference form is proposed under acceptable simplified conditions. As a mathematical model of turbulence, the semi-empirical differential turbulent-viscosity model, proposed by Prandtl and extended by Emmons, Spalding and Wolfshtein to two-dimensional flows, is applied. To insure convergence at high Reynolds numbers, the up-wind differences are adopted for the calculation of vorticity and turbulence energy. For iterative calculations, a point successive substitution method is used.

Convergent solutions are obtained for a wide range of nozzle Reynolds numbers, and show reasonable agreement with experiments.

1. 緒 言

同軸対向衝突噴流の流れ場の詳細を明らかにするために、筆者らは既に衝突噴流が層流である場合の流れ場の数値解を得ている¹⁾。しかし、レイノルズ数が数千以上になると、ノズルを出た噴流は乱流になることが予測される。

そこで、本研究では、乱流の場合の流れ場の数値解を求めることを試みている。層流解の場合と同様に、収束性に優れる up-wind differences を用い、基礎微分方程式を積分して差分方程式化する。また、境界条件及び繰返し計算法についても、層流解の場合と同様のものを用いている。乱流の時間平均的特性を表わす数学モデルとして、Prandtl²⁾ によって開発され、Emmons³⁾, Wolfshtein⁴⁾ 等によって発展させられた

微分方程式による乱流粘性モデルを適用する。数値解析における問題点とその対策を見だし、得られた数値解を実験結果と比較し評価する。対象とするのは二次元の衝突噴流である。流れは定常で、非圧縮性流体であり、重力等の外力の影響は無視できるものとする。

2. 乱流モデル

数値計算に用いる乱流モデルとしては、解くべき微分方程式が二つ以下のものが望ましい。そこで、微分方程式が一つのもので最も優れた適応性を持つと思われる Prandtl による乱流粘性モデル²⁾を採用する。

このモデルは、レイノルズ応力を次のように表わす。

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

ここで、 x_i 方向の速度成分は定常成分 u_i とそのまわりの変動成分 u_i' との和であると仮定している。また、指標 i, j は 1, 2 or 3 であり、テンソル表記法を用いている。() は時間的平均値を示す。

ν_t は乱流速度 u_t と長さスケール l_t に依存するとし、次

* 昭和50年8月25日 原稿受付

** 大阪大学工学部 (Faculty of Engineering, Osaka University, Suita)

*** コパル(株) (Copal Co. Ltd., Tokyo)

式で表わす。但し、 c_v は実験定数。

$$\nu_t = c_v l_t u_t \quad (2)$$

さらに u_t を乱流エネルギー k によって次式で表わす。

$$u_t = (\overline{u'u'})/2)^{1/2} = k^{1/2} \quad (3)$$

k は輸送微分方程式によって支配され、 l_t は代数的に予測する。

2.1 乱流エネルギー方程式

k を支配する微分方程式は Navier-Stokes 方程式から導出されるが、それを直接解いて k を求めることは変動成分に関する情報が不足しているために不可能である。そこで Emmons³⁾ は各項の物理的意味を考察し各変動成分を k と l_t の関数であると仮定し、これらを次元解析的に決定し、次式を得ている。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{k,eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu_t \frac{\partial u_t}{\partial x_j} \cdot \left(\frac{\partial u_t}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_t} \right) - c_d \frac{k^{3/2}}{l_t} \quad (4)$$

ここで、 $\Gamma_{k,eff}$ は k に対する有効交換係数で、次式で示される。但し、 $\sigma_{k,t}$ は k に対する乱流プラントル数であり、実験的に決定される。

$$\Gamma_{k,eff} = \nu + \nu_t / \sigma_{k,t} \quad (5)$$

また、 c_d は実験定数である。

実験的に決定すべき定数 $c_v, \sigma_{k,t}, c_d$ の値は、Emmons³⁾ によって決定され、種々の乱流に対して適用できることが確かめられたものを用いる。

$$c_v = 1/15, \sigma_{k,t} = 4/15, c_d = 1 \quad (6)$$

2.2 乱流長さスケール

ノズル内部の流れは絞り効果によって層流となっていると考えられ、また、ノズル外壁近傍の流れは壁に沿った層流であると考えられるので、これらの領域では $l_t \rightarrow 0$ と仮定する。噴流場における l_t は、対向衝突噴流における変動成分の相関に関するデータが全く得られておらず、予測が困難であるが、Emmons³⁾ と Wolfshtein⁴⁾ によって自由乱流境界層に対して用いられたものを基にして、次のような分布をするものと予測する。

衝突前の噴流・・・ l_t はノズル出口端からの距離の $1/8$ とする。

$$l_t = 0.125x; 0 \leq x < x_1, l_t = 0.125(l-x); x_1 \leq x \leq l \quad (7)$$

衝突後の噴流・・・噴流幅 b_x の $1/4$ とする。

$$l_t = 0.25 b_x; y > 1.0 w_0 \quad (8)$$

3. 数値解析

3.1 基礎方程式

非圧縮性の定常二次元流に対する運動方程式は、 $x-y$

y 直角座標系によれば次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\omega \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\omega \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\nu_{eff} \omega \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\nu_{eff} \omega \right) + S_\omega \quad (9)$$

$$S_\omega = -4 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \nu_{eff}}{\partial x \partial y} + 2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \nu_{eff}}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \nu_{eff}}{\partial x^2} \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\omega \quad (11)$$

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (12)$$

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial y}, v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (13)$$

ν_{eff} は有効動粘性係数で、次式で表わされる。

$$\nu_{eff} = \nu + \nu_t = \nu + c_v l_t k^{1/2} \quad (14)$$

(4) 式から k を支配する方程式として次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{k,eff} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_{k,eff} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + S_k \quad (15)$$

$$S_k = c_v l_t k^{1/2} \left\{ 4 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right)^2 \right\} - c_d l_t^{-1} k^{3/2} \quad (16)$$

圧力 P は次式によって得られる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = v\omega - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} - 2\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \quad (17)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = -u\omega - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} - 2\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \nu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \quad (18)$$

3.2 境界条件 (Fig.1)

境界 DE…流れの対称軸であるので流線そのものとなる。 $\phi = 0$ とすると対称性により、

$$\phi = \omega = \partial k / \partial y = 0 \quad (19)$$

境界 DC…丸みの十分な絞り導入部を仮定すれば、一様流速分布 $\bar{u}_{01}$ が得られると仮定できる。 k は絞り効果により十分小さいと考えられ、ほぼ零と仮定できる。

$$\phi = \bar{u}_{01} y, \omega = k = 0 \quad (20)$$

境界 EF…同様に一様流速分布 $\bar{u}_{02}$ を仮定する。

$$\phi = -\bar{u}_{02} y, \omega = k = 0 \quad (21)$$

Fig. 1 Geometry and boundary conditions

境界 A B, H G…噴流による巻き込み流れはノズル壁に沿っており、層流と仮定される。

$$\partial\phi/\partial x = \partial\omega/\partial x = k = 0 \quad (22)$$

境界 A H…衝突後の流れが A H を横切る位置と傾斜角の予測は非常に困難であるので、ここでは、流れが常に A H を垂直に通過するという単純な条件を仮定する。

$$\partial\phi/\partial y = \partial\omega/\partial y = \partial k/\partial y = 0 \quad (23)$$

ノズル壁面…壁面では流速が零となり、

$$\phi = \bar{u}_m y_{C \text{ or } D} \text{ or } \phi = -\bar{u}_m y_P, \partial\phi/\partial y = k = 0 \quad (24)$$

渦度については壁面近傍の流れが層流であると考えられるので、層流解における壁関数を用いる。¹⁾

3.3 基礎方程式及び境界条件の無次元化

基準量としてノズル幅 w_0 、初速度 $\bar{u}_m$ 、流体密度 ρ を用いて基礎方程式を無次元化した。無次元化された式は元の方程式の ν_{eff} 、 $\Gamma_{k,eff}$ をそれぞれ $R_{eff} = \bar{u}_m$ 、 $G_{eff} = \bar{u}_m w_0 / \Gamma_{k,eff}$ の逆数で置き換えた形となるので、変数記号は元のままを用いる。境界条件は、ノズル I の壁面上の流れ関数の値が 0.5 となる。

無次元化した基礎方程式を、一般形で表わすと次のような形になる。変数を ϕ で代表している。

$$\alpha \frac{\partial}{\partial x} \left(\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - \alpha \frac{\partial}{\partial y} \left(\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\tau \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\tau \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi \quad (25)$$

この (25) 式と Table 1 とを組み合わせたことにより ω 、 ϕ 、 k に対する方程式が得られる。

3.4 差分方程式

層流解¹⁾におけると同様に基礎方程式 (25) の差分近似方程式として次式を得る。

$$\phi_P = \frac{(a_E + b'_E)\phi_E + (a_W + b'_W)\phi_W + (a_N + b'_N)\phi_N + (a_S + b'_S)\phi_S + C_P S_{AP}}{a_E + a_W + a_N + a_S + b'_E + b'_W + b'_N + b'_S} \quad (26)$$

$$a_E = \alpha \{ (\phi_{SE} + \phi_S - \phi_{NE} - \phi_N) + (\phi_{SW} + \phi_S - \phi_{NW} - \phi_N) \} / 8$$

$$a_W = \alpha \{ (\phi_{NW} + \phi_N - \phi_{SW} - \phi_S) + (\phi_{NE} + \phi_N - \phi_{SE} - \phi_S) \} / 8$$

$$a_N = \alpha \{ (\phi_{NE} + \phi_E - \phi_{NW} - \phi_W) + (\phi_{SE} + \phi_E - \phi_{SW} - \phi_W) \} / 8$$

Table 1. Functions τ , S_ϕ and α for ω , ϕ and k equations

ϕ	τ	S_ϕ	α
ω	$R_{eff}^{-1} = (\bar{u}_m w_0 / \nu_{eff})^{-1}$	S_ω	1
ϕ	1	S_ϕ	0
k	$G_{eff}^{-1} = (\bar{u}_m w_0 / \Gamma_{k,eff})^{-1}$	S_k	1

$$a_S = \alpha \{ (\phi_{SW} + \phi_W - \phi_{SE} - \phi_E) + (\phi_{NW} + \phi_W - \phi_{NE} - \phi_E) \} / 8$$

$$b'_E = (y_N - y_S) \sqrt{(r_E^2 + r_P^2)} (x_E - x_P)$$

$$b'_W = (y_N - y_S) \sqrt{(r_W^2 + r_P^2)} (x_P - x_W)$$

$$b'_N = (x_E - x_W) \sqrt{(r_N^2 + r_P^2)} (y_N - y_P)$$

$$b'_S = (x_E - x_W) \sqrt{(r_S^2 + r_P^2)} (y_P - y_S)$$

$$C_P = (x_E - x_W) (y_N - y_S) / 4$$

(27)

上式と Table 1 を組み合わせることにより ω 、 ϕ 、 k に対する差分方程式が得られる。 S_ω 、 S_k 、 u 、 v 、 P に対する微分方程式は Taylor 展開によって差分方程式化する。

3.5 数値解法

繰返し計算は逐次緩和法によって行なう。収束の判定は層流解におけると同じ指標 $I^{(n)}(\phi)$ 及び $\text{NORM}^{(n)}(\phi)$ を用いて、ある繰返し計算回数 n 以上で $I^{(n)}(\phi) < 1$ で、更に n が増すに従って $I^{(n)}(\phi)$ が単調減少、あるいは、ほぼ一定であり、且つ $\text{NORM}^{(n)}(\phi)$ が十分小さな値 ε 以下となれば、流れ場全体の数値解が収束したと判定する。 ε の値は格子点が約 500 の場合で 0.005 とした。

計算手順も層流解の場合¹⁾と同様であるが、 l_i については、その値を代数方程式により計算し、差分方程式による ω 、 ϕ 、 k の計算に先立って全格子点に与える。

3.6 有限差分近似法の検討

3.6.1 収束性 up-wind differences の採用によって、層流解の場合と同様の考察¹⁾が成り立ち、繰返し計算は収束すると予測される。ただ、乱流の場合には S_{AP} が含まれており、これの影響を予測することは困難であるが、繰返し計算の緩和係数の適切な選択や l_i の計算方法の工夫により発散を防止できるものと考えられる。

3.6.2 精度 層流解の場合と同様に、up-wind differences によって false viscosity, ν_{false} が生じ、更に、乱流エネルギーの false diffusion, $\Gamma_{k,false}$ が生ずる。層流解におけると同様の導出過程¹⁾によって、 $\nu_{false,P} / \nu_{eff}$ と $\Gamma_{k,false,P} / \Gamma_{k,eff}$ は次のように表わされる。

$$\frac{\bar{\nu}_{f,adv,P}}{\nu_{eff}} = 0.25\sqrt{1+(\Delta y/\Delta x)^2}$$

$$\cdot R_P \left(\frac{\nu}{\nu_{eff}} \right) \left(\frac{\Delta x}{L} \right) \sin(\theta + \theta_0) \quad (28)$$

$$\frac{\bar{\Gamma}_{k,fa\omega e,P}}{\Gamma_{k,eff}} = 0.25\sqrt{1+(\Delta y/\Delta x)^2}$$

$$\cdot R_P \sigma_{k,eff} \left(\frac{\nu}{\nu_{eff}} \right) \left(\frac{\Delta x}{L} \right) \sin(\theta + \theta_0) \quad (29)$$

$$\tan \theta_0 = \Delta x / \Delta y \quad (30)$$

但し、 Δx 、 Δy はそれぞれ x 方向、 y 方向の格子間隔、 L は基準長さ、 $R_P = \nu_P L / \nu$ は局所レイノルズ数、 $\sigma_{k,eff} = \nu_{eff} / \Gamma_{k,eff}$ は k に対する有効プラントル数であり、流れが格子点 P において持つ速度の大きさを ν_P とし、 x 軸となす角度を θ としている。

したがって、層流解の場合と同様の考察が成り立つ。¹⁾

4. 計算結果

数値計算は、 $l/w_0 = 3.0, 5.0$ の場合について、 $\bar{u}_{02}/\bar{u}_{01} = 0.75 \sim 1.6$ 、 $R_0 = w_0 \bar{u}_{01} / \nu = 10000 \sim 30000$ の範囲で行なった。格子は間隔が $0.05w_0 \sim 0.5w_0$ の不均一なものとし、緩和係数は ω に対して 0.9 、 ψ と k に対して 1.0 とした。また、後述の理由から、 S_ω は無視し零と仮定した。以下に、主に乱流解に特有な事柄について得られた結果を示す。

4.1 収束性

4.1.1 乱流長さスケールの計算方法 l_t の分布を各計算サイクルごとに更新すると繰返し計算は収束しなかった。これは、収束性を検討した際に予測されたように、 $S_{\psi,P}$ の影響によるもので、各計算サイクルごとに $S_{\psi,P}$ の値が大きく変化することが原因であると考えられる。そこで、繰返し計算の発散を防止し、且つ、数値解の精度を損なわないようにするために、各計算サイクルごとの流れ場の変化が激しい間だけ l_t を度々更新するようにして、できるだけ更新回数を減らす方法を試みた。その結果、 $n = 250, 500, 750, 1000$ においてのみ l_t を更新する方法によって収束解が得られたので、この方法を採用した。

4.1.2 収束状況 収束の判定の指標となる $\Lambda^{(n)}(\omega)$ 、 $\Lambda^{(n)}(\psi)$ 、 $\Lambda^{(n)}(k)$ が n とともに変化する様子を、収束した場合についてFig. 2に示す。NORM(ψ)とNORM(k)はNORM(ω)よりも常に早く減少する。 l_t を更新するたびにNORM(ψ)は一時的に増加するが、 n の増加とともにそのレベルが低下し続け、収束条件を満たす。

Fig. 2 Rate of convergence. $l/w_0 = 5.0$, $R_0 = 20100$, $\bar{u}_{02}/\bar{u}_{01} = 1.1$, 33×16 non-uniform mesh

4.2 精度

4.2.1 S_ω の影響 S_ω は境界層で無視できることから、対向衝突噴流においてもほぼ無視できると予測される。そこで、これを確かめるために(9)式の各項の大きさの比較を流れ場全体にわたって行なった。その結果、 S_ω が有限値を持つのはノズル壁先端の近傍だけで、しかも、その値は他の項の大きなものの $1/3$ 以下であり、このほかの流れ場ではすべて零であることが明らかになった。Fig. 3に S_ω を無視した場合としない場合との数値解を比較して示している。両者の間にほとんど差異は見られず、したがって、 $S_\omega = 0$ として

Fig. 3 Effect of S_ω on accuracy. $l/w_0 = 5.0$, $R_0 = 10000$, $\bar{u}_{02}/\bar{u}_{01} = 1.1$

Fig. 4 Effect of length scale distribution on computed flow patterns. $L/w_0 = 5.0$, $Re = 20100$, $\bar{u}_{02}/\bar{u}_{01} = 1.2$

差し支えないと判断される。

4.2.2 乱流長さスケールの分布 乱流モデルの対向衝突噴流に対する適応性は乱れの実測値がないために直接確かめることはできない。そこで、特に予測の困難な l_t の分布が数値解に与える影響を調べた。Fig. 4に l_t が(7)、(8)式によって与えられる場合と、最も単純に $l_t = 0.1$ とした場合とを比較した例を示す。両者の間に顕著な差異が見られないことから、自由噴流の場合を参考にして l_t の分布を予測する限りは、予測次第で数値解の精度が大きく変わる危険はないことが明らかになった。

4.3 経済性

乱流の場合は層流の場合に比べて、解くべき微分方程式が一つ多く、更に S_ω が加わるために、計算時間をより多く必要とする。この S_ω は前述のように零としても精度上さほど問題とならないので、零と仮定して計算した。この経済上の効果は大きく、例えば、 $L/w_0 = 5.0$, $Re = 10000$, $\bar{u}_{02}/\bar{u}_{01} = 1.1$ の場合、収束に必要な繰返し回数は S_ω を計算した場合は1504回で、零とした場合は1554回であったが、その計算時間は前者の場合の約1/4で済んだ。

また、 l_t の更新の仕方は収束性だけでなく、経済性にも大きな影響を与える。 l_t を更新するたびに1~2計算サイクルの間 $l_t^{(n)}(\phi)$ が10以上となる場合もあり、 $NORM^{(n)}(\phi)$ の減少が大きく妨げられる。

4.4 流れ場

数値解の例として、 $L/w_0 = 3.0$ と5.0の場合のものをFig. 5とFig. 6に示す。 ϕ , ω , k , P の数値解を等高線図で、 u , v のそれを分布図でそれぞれ示している。

流れ場の一般的な特徴は層流の場合¹⁾と同様である。

Fig. 5 Computed contour plots of stream function (a), vorticity (b), turbulence energy (c) and static pressure (d), and distribution of velocity components (e). $L/w_0 = 3.0$, $Re = 20100$

特に、乱れ特性においては、衝突領域で垂直応力による乱れの生成が見られる。

4.5 実験結果との比較

数値解の精度を明らかにするために、拘束二次元対向衝突噴流の場合の実験結果⁵⁾と数値解を比較する。実験は、ノズル幅が10 mm、アスペクト比が5.0のノズルを用い、作動流体として空気を用いている。

4.5.1 速度分布 速度分布についての比較例をFig. 7に示す。衝突領域における速度分布の測定が困難であるために、十分な比較ができないが、測定誤差を考慮すれば、数値解は実験結果をよく近似しているものと考えられる。

4.5.2 静圧分布 Fig. 8に衝突領域の静圧分布についての比較例を示す。静圧の測定は、拘束板に開けた直径0.6 mmの測定孔によるものであり、測定精度は必ずしも十分ではないと考えられる。また、静圧の計算も比較的誤差を伴いやすいことから、適切な評価は困難であるが、数値解は実験結果をほぼ近似して

Fig. 6 Computed contour plots of stream function (a), vorticity (b), turbulence energy (c) and static pressure (e), and distribution of velocity components (d). $L/w_0 = 5.0$, $R_0 = 20100$

いるものと考えられる。

4.5.3 衝突面の形状 衝突面の形状についての比較例をFig.9に示す。数値解は測定結果に比べてノズル軸に垂直に近い傾向を示した。これは、衝突後の流れが境界AHを垂直に横切るという境界条件の影響によるものと考えられる。内部の衝突領域では両者の

Fig. 7 Computed and measured velocity profile. $L/w_0 = 3.0$, $R_0 = 20100$, $u_{02}/u_{01} = 1.05$

Fig. 8 Computed and measured static pressure distribution. $L/w_0 = 5.0$, $R_0 = 20100$, $u_{02}/u_{01} = 0.75$

Fig. 9 Computed and measured impingement surface. $L/w_0 = 3.0$, $R_0 = 20100$

Fig. 10 Position of impingement surface with respect to initial velocity ratio. comparison between computation and measurement, $R_0 = 20100$

間にあまり差異がなく、数値解は実験結果をよく近似しているものと考えられる。

4.5.4 衝突面位置 Fig.10に初速比と衝突面位置の関係について比較した結果を示す。測定誤差を考慮すれば、数値解は実験結果を良好に近似していると考えられる。

5. 結 言

(1) 乱流の基礎方程式を積分し、対流項にup-wind difference法を用いて得た差分方程式は対向衝突噴流にも十分適用できる。

(2) 乱流粘性の乱流エネルギーモデルは、本質的な二次元流である同軸対向衝突噴流に適用できる。更に、乱流長さスケールも輸送微分方程式に支配されるといふモデルを適用すれば、より十分な精度を持つ数値解が得られるものと期待される。

(3) 高レイノルズ数における収束解を得るために、up-wind difference法を用いたが、これにより新たな誤差要因である false viscosity 及び false diffusion がもたらされる。これらは局所レイノルズ数が大きい所で問題となり、これらを小さく抑えるには格子間隔を小さくし、格子の作る長方形の短辺が流れに平行になるようにする必要がある。しかし、数値解が実験結果をよく近似していることから、これらが数値

解に与える影響は顕著なものではなく、許容できる程度であるものと推測される。

(4) 乱流長さスケールを代数方程式によって予測する場合は、繰返し計算の各サイクルごとにその値を更新すると収束性を損うので、間隔を置いて更新する必要がある。

(5) ξ_u の項を他項に比較して無視することは、経済性の面で非常に有利であり、精度の面でも許容される。

(6) 衝突後の流れを横切るノズル軸に平行な境界における境界条件は予測が困難であるが、流れが常にこの境界を垂直に通過すると単純に仮定しても、衝突領域では妥当な数値解が得られる。

(7) 流れ場の一般的特徴は層流の場合と同様である。

(8) 速度分布、静圧分布、衝突面の形状及び位置について、数値解は実験結果をよく近似しており、本乱

流解は実用に耐える精度を持つものと考えられる。

参 考 文 献

- 1) 山本, 野本, 田嶋, 今西: 同軸対向衝突噴流の数値解析(層流解), 油圧と空気圧, 6巻, 6号, 1975.
- 2) Prandtl, L.: Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz, Nachrichten von der Akad. der Wissenschaften in Göttingen, Van den Loock und Ruprecht, Göttingen, 1945.
- 3) Emmons, H. W.: Shear Flow Turbulence, Proc. 2nd U. S. National Congress App. Mech., ASME, 1954.
- 4) Wolfshtein, M.: Some Solutions of the Plane Turbulent Impinging Jet, J. of Basic Engineering, Trans. of the ASME, Dec., 1970.
- 5) 山本, 野本, 横山: 同軸対向衝突噴流の定常特性, 油圧と空気圧, 6巻, 4号, 1975.

日本油空圧協会地域・職域グループ規則(抜粋)

1. 結成の要領

協会の会員は、5名以上の合意によって地域グループ、又は職域グループを結成することができる。

グループの結成に際しては、幹事を選び、幹事は協会の定める様式による所属会員名簿を添えて、グループ結成の旨を協会に通知する。

この通知に基づいて、協会は幹事を委嘱し、かつ結成順序による一連番号と地域名、又は職域名とから成るグループの名称を決定し幹事あて通知する。

2. 協会の援助

協会はグループの活動を援助するため、次の事項を

行なう。

- (1) グループの行事に際し、講師などについて斡旋する。ただし、その費用はグループの負担とする。
- (2) グループの要請によって技術資料、技術情報などを実費提供し、又は紹介する。
- (3) グループ活動の補助として、協会あて送金された所属個人会員の通常会費の10%を当てるものとし、幹事あて送金する。
- (4) その他有効と認める事項を行なう。