

軸対称自由噴流における
組織的乱流構造に関する研究

二 宮 尚

①

軸対称自由噴流における
組織的乱流構造に関する研究

平成4年2月

二宮 尚

目次

記号表	4
第1章 序論	8~ 37
1-1. 組織的乱流構造	9
1-2. 軸対称自由噴流と他の乱流場	11
1-3. 従来の研究	16
1-4. 本研究の目的	32
第2章 三次元画像処理流速計	38~ 71
2-1. 序	39
2-2. 従来の研究	41
2-3. 計測方法	44
2-3-1. 計測システム	44
2-3-2. 計測手順	46
2-4. 不確かさ解析	56
2-4-1. 要素誤差要因の列挙	56
2-4-2. 各要素誤差の推定	57
2-4-3. 計測の不確かさ	60
第3章 軸対称自由噴流の測定	72~150
3-1. 序	73
3-2. 実験装置及び実験方法	74
3-3. データベースの作成	79

3-4. 乱流統計諸量	84
3-4-1. 平均中心速度及び速度半値幅の分布	84
3-4-2. 相似則成立の確認	86
3-4-3. 軸対称性の確認	87
3-4-4. 乱流統計量の分布	88
3-4-5. レイノルズ応力の収支	96
第4章 組織的構造	151~220
4-1. 序	152
4-2. 結合確率密度関数の解析	153
4-3. 速度二点相関関数の分布	156
4-4. Linear Stochastic Estimation法による解析	159
4-4-1. 組織的構造の抽出	160
4-4-2. 組織的構造の時間発展	169
4-5. 四象限分類法による象限別統計量分布	173
第5章 結論	221
謝辞	227
参考文献	229
Appendix	241~254
A. 円筒座標系における輸送方程式	242
B. 軸対称自由噴流における自己保存則	247

記号表

a	: 相似則の指数
a_{ij}	: 座標回転行列の成分
a, b, c	: 変形ガウス分布の補正係数
a, b, c, d	: 標定板の歪みの補正係数
c	: 視点から主点までの距離
d	: 粒子径
D	: ノズル径
e	: 流れ場の中心軸の単位方向ベクトル
E	: 当てはめ誤差の自乗和
E_i	: 条件事象 ($i = 1, 3, u, v, w$)
f	: 周波数
f, g, h, e, a, b, c, m, n, d, ϵ , q, t	: 各種統計量の自己保存分布 (U, V, \overline{uv}, k など)
F	: 平坦度
I_1, I_2	: 定積分
j	: 流れ場を区別するパラメータ ($j=0$: 二次元、 $j=1$: 軸対称)
k	: 乱流エネルギー ($= (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) / 2$)、粒子位置予測の係数
k_1, k_2	: レンズ歪みの補正係数
L_{ij}	: Linear Stochastic Estimation法での推定係数
N	: 各小領域内ベクトル数
p	: 圧力変動
P	: 確率密度関数、平均圧力
P, P_i	: 粒子位置

Q	: 流量
Q	: 予想粒子位置
Q_i	: 象限別流体運動 ($i = 1 \sim 4$)
r, θ, z	: 流れ場の座標系 (半径方向、周方向、流れ方向)
r	: $ r $
r	: X の半径方向射影
Re_0	: レイノルズ数 ($= U_0 D / 2\nu$)
R_{ij}	: 速度二点相関係数
$\Delta r, \Delta z$: 小領域分割間隔
S	: 歪み度
t	: 時間、温度変動、学生ンデント t 値、 $ t $
t	: X の軸方向射影
Δt	: 時間間隔
T	: 平均温度
u	: 速度変動
u, v, w 及び u_1, u_2, u_3	: 各方向速度変動成分 (流れ方向、半径方向、周方向)
U	: 平均速度
U, V, W	: 各方向平均速度成分 (流れ方向、半径方向、周方向)、 $ U , V , W $
U, V, W	: 相似則に基づく平均速度ベクトルの各方向射影
v	: 流速の測定値
w_t	: 重み関数
x, y	: 写真座標系
x, y, z	: 流れ場の座標系

x	: 流速測定位置、基準点位置、着目点位置
X	: 位置ベクトル
X, Y, Z	: 絶対座標系、実験座標系
X', Y', Z'	: カメラ座標系
$\Delta x, \Delta y$: レンズ歪み
y	: 対象点
z_0	: 仮想原点 (相似則の原点)
z'	: 着目点からの流れ方向距離

ギリシャ文字

I, II, III	: テンソルの不変量
α, β, γ	: 流れ場の中心軸の単位方向ベクトルの各方向成分
γ	: 密度比 ($= \rho_v / \rho_f$)
δ	: 軸方向平均速度半値幅
ε	: 散逸率
ε	: 誤差ベクトル
η	: 半径方向無次元位置 ($= r / \delta$)
θ, ϕ	: 変動速度ベクトルの角度
$\Delta \theta$: 位相遅れ
ν	: 動粘度
ρ	: 密度
ω, ϕ, κ	: カメラ座標系の傾き角
$\omega_i \omega_j$: 渦度の強度 (enstrophy) ($\omega_i = \epsilon_{ijk} u_{k,j}$)

添字

- 0 : 視点位置、主点位置、ノズル出口での値
- 1 : 並行流
- c : 中心軸上の値
- d : 設計値
- f : 流体
- n : ノイズ成分
- m : 測定値
- p : 粒子
- r, θ , z : 各方向成分
- s : 相似則に基づく値、信号成分
- X, Y, Z : 実験座標系における各方向成分

- $\bar{(\quad)}$, $\langle \quad \rangle$: アンサンブル平均
- $\hat{(\quad)}$: 条件付き平均
- $\tilde{(\quad)}$: 瞬時値 ($\tilde{u} = U + u$)
- [] : 半径方向無次元位置 η のみの関数
- { } : 流れ方向位置によらない定数

1-1. 組織的乱流構造

組織的乱流構造とは、一見無秩序に見える乱流運動中において、各流体要素が、流れ場の比較的広い範囲にわたって、その流れ場に固有なある一定の位相関係を持って運動する現象を指す。Brown & Roshko(1974)によって、混合層における大規模な渦運動の存在が明らかにされて以来、組織的乱流構造に関する研究が盛んに行われるようになり、組織的構造が、乱流輸送機構に重要な役割を果たしていることが指摘されている(Laufer(1975)、Davies & Yule(1975)、Roshko(1976)、Cantwell(1981)など参照)。

軸対称自由噴流においても、噴流の出口近傍の剪断層においては、明確な軸対称の渦運動が観察されており(Crow & Champagne(1971)など)、その合体のメカニズム(Zaman & Hussain(1980))や、外部振動による渦運動の励起(Hussain & Zaman(1980))など、組織的構造の詳細に関する様々な研究が行われている。しかし、噴流の下流にいくに従い、剪断層が発達し、potential coreと呼ばれる流速一定の領域が消滅してからは、もはや明確な渦運動は見られなくなり、その流動状態は非常に複雑なものとなる。この十分下流の領域においても、流れの可視化(Dimotakis et al.(1983)など)によって、組織的乱流構造の存在が指摘されており、その構造の詳細やその乱流輸送機構に果たす役割の詳細を明らかにすることが望まれている。しかし、噴流の十分下流における組織的乱流構造は、発生周期や発生位置が一定しておらず、熱線流速計やレーザードップラー流速計(LDV)などの一点計測手法によって、その詳細を捉えることは非常に困難であった。従来の研究においては、複数のプローブを用いて多くの点での情報を同時に得ることを試みたり(Tso & Hussain(1989)など)、Taylorの凍結仮説に基づき時間軸上の情報を流れ方向の情報に変換したり(Mumford(1982)など多数)、特徴的な信号を条件とする条件付き抽出法を用いたり(Komori & Ueda(1985)など)、流れ場の広い範囲にわたって濃度分布を可視化したり(Dimotakis et al.(1983)など)などして、組織的構造に関する空間的な情報を得ようとする研究がいくつか成されている。従来研究において明らかにされた、組織的構造

に関する知見の詳細については、本章第3節に譲る。これらの研究においては、二次元的（もしくは一次元的）な情報しか得られなかったり、本質的に性質の異なるものを同一のものとして平均してしまったり、定性的な情報しか得られなかったりするなどの短所があり、組織的乱流構造の詳細や、それらが乱流輸送機構に果たす力学的役割の詳細は未だ十分には明らかにされていない。空間的に大きな広がりを持つ組織的構造（大規模構造などとも呼ばれる）に関する詳細な知見を得るためには、流れ場の広い範囲にわたって多点で同時に速度や圧力などに関する詳細な情報を得ることが望ましい。

以上の考察から、軸対称自由噴流の自己保存領域において、瞬時速度の三次元計測を行い、この領域に存在する組織的乱流構造の三次元的詳細を捉え、それらの構造と乱流輸送機構との力学的関係に関する新たな知見を得ることは、その乱流輸送現象に対する理解をさらに深めるのに有効な手段となると考えられる。

1-2. 軸対称自由噴流と他の乱流場

本節では、様々な乱流場をその流れ場の持つ力学的性質からいくつかのカテゴリーに分類することで、本研究で対象とした軸対称自由噴流に関して、その流れ場の持つ力学的体系の中での位置付けについて概説する。

乱流場には種々多様な形態があり、それらをそれぞれの流れ場の性状からいくつかのカテゴリーに分類することが可能である。その分類方法については、多くの議論があるであろうが、ここではそれらの流れ場の置かれている境界条件の力学的差異を基に以下のように分類する。但し、流体は単相の非圧縮性ニュートン流体とし、浮力や電磁力などの体積力の影響や化学反応などに伴う影響は、流れ場の持つ基本的な性質に重畳する二次的な影響として、ここでは分類の範疇に含めないものとする。

(乱流場の分類)

I. 一様乱流

I-A. 等方性乱流

I-B. 非等方性乱流

II. 非一様乱流

II-A. 壁乱流

II-A-1. 外部流 (乱流境界層)

II-A-2. 内部流 (平板間乱流、円管内乱流)

II-A-3. その他 (気液界面など)

II-B. 自由乱流

II-B-1. 噴流 (jet)

II-B-2. 後流 (wake)

II-B-3. 混合層 (mixing layer)

II-B-4. その他

非一様乱流においては、上記の分類の他にさらに以下の項目によって細分される。

- ・ 剪断（速度勾配）の強弱
- ・ 付加的な歪み（extra rate of strain）の有無

種々の流れ場は、これらの分類のいずれか一つであるか、もしくは複数の分類の組合せであると考えることが出来る。そして、流れ場の形態及び乱流輸送機構は、それらの分類毎にそれぞれ異なったものとなる。

種々の流れ場は、まず場の一様性の有無によって分類することが出来る。一様乱流は、その性質が場所に依存しない単純な乱流場で、数学的取扱も容易となり、特に等方性をも有する乱流場に関しては、古くから多くの理論的研究が行われており（Batchelor(1953)など参照）、また、近年のコンピューターの高速化及び大規模化に伴い、流れ場の支配方程式を直接解く直接数値計算（Direct Numerical Simulation、Moser & Moin(1984)）という手法が行われるようになって以来、この種の乱流場の輸送機構に関する詳細な解析が可能となった。

しかし、一般の流れ場において一様性が成立する場合は少なく、多くの流れ場は非一様乱流である。非一様乱流においては、流れ場に外部との境界が存在するかどうかで、さらに壁乱流と自由乱流の二つに分類することが可能である。壁乱流においては、界面での物理的拘束から、界面に垂直な運動が抑制され、界面に平行な運動に変換されたり、界面での粘着条件から剪断応力を生じたりするなど種々の特異な乱流現象が生じる。しかし、このような界面における現象には、摩擦抵抗や熱伝達などの工業上の重要性の高い現象が多く、壁乱流固有の乱流現象に着目した研究が従来から数多くなされており（Willmarth(1975)、Cantwell(1981)、Hirata et al.(1982)など参照）、境界条件が比較的単純な二次元チャネル内乱流などに対しては、近年DNSなどにより顕著な研究成果が得られつつ

ある。

一方、自由乱流は、理想的には外部との物理的境界を持たないため、壁乱流に見られるような複雑な現象は見られず、数学的取扱も比較的簡単な基礎的流れ場であり、古くから多くの理論的研究がなされてきた (Abramovich(1963)など参照)。しかし、その数学的取扱の単純さとは逆に、境界条件が無窮遠において与えられるため、実験においても、数値計算においても、理想的な流れ場を実現することが難しく、研究成果の進展が妨げられている。

また、種々の剪断乱流場は、一般に剪断の強弱によって性質を大きく異にする。剪断の強い乱流場においては、常に乱流エネルギーの大きな生成があり、その大半が同じ場所で散逸されるという局所平衡概念が成立するために、解析的取扱が単純化され、数値予測においても混合長仮説 (Prandtl(1925)) などの低次の乱流モデルでも比較的良好な予測を行うことが可能である。しかし、剪断の弱い乱流場においては、乱流輸送機構の中で対流や拡散などの素過程の影響も無視し得なくなるために、乱流現象は複雑なものとなり、その数値予測にはより高次の統計量のモデル化が必要と考えられる。

同様に、流体要素に流線の曲率や逆圧力勾配などによる付加的な歪み (extra rate of strain) が加わっているかどうかで、乱流輸送機構は異なったものとなる。extra rate of strainが加わっている場合には、乱流輸送機構は非常に複雑なものとなり、その数値予測にはそれらの影響を考慮した乱流モデルを用いることが必要となる。当初、流れ場の分類の範疇から除外した浮力や電磁力などの体積力の影響や、化学反応による影響なども、このextra rate of strainの一種と考えることも出来る。

このように、一般の乱流輸送現象には種々の要因が複雑に影響を及ぼしており、それらすべての要因に対する詳細な理解を同時に得ることは困難である。本研究で対象とした軸対称自由噴流は、壁面の影響を受けない自由乱流の一つであり、その乱流輸送機構の詳細を解明することによって、乱流輸送機構の最も基礎的な側面を明らかにすることが可能であると考えられる。

自由乱流は、その形態によってさらにいくつかに分類することが出来る。「噴流」は、静止流体中に噴出された高速の流体が、最初に与えられた運動量を保存しつつ、周囲の流体を巻き込みながら発達していく流れ場である。「後流」は、一様流中に置かれた物体の抗力によって生じた運動量欠損を下流方向に保存しつつ、その速度欠損領域が発達していく流れ場である。「混合層」は、流速の異なる二つの平行する一様流の界面において生じる剪断層が、両側の流体を巻き込みながら発達していく流れ場である。その他に、「静止流体中を移動する物体の後流」や「周方向に一様に噴出する噴流」(radial jet)、及びこれらの流れ場の特殊な場合として、「並行一様流中の噴流」や「特定な圧力勾配を持つ並行流中の噴流や後流」などがある (Rodi(1975b)参照)。

これら自由乱流においては、それぞれの流れ場が、剪断の強い初期領域 (near field) と剪断の弱い十分下流の領域 (far field) に分けられ、それぞれの領域においてその乱流輸送機構は異なる様式となっていることが知られている (Rodi(1975b)など)。

前述した様に、自由乱流に関しては従来から多くの理論的研究が行われており、その十分下流の領域においては、適切な長さスケール及び速度スケールで整理した場合に、流れ場の統計的性質が流れ方向位置に依存しなくなる自己保存則が成立すると考えられている。自己保存則の詳細についてはAppendixに譲る。この自己保存則は近似的には種々の自由乱流において成立するが、厳密に自己保存則が成立するのは、混合層、静止流中の二次元及び軸対称の噴流、radial jet、適切な圧力勾配を持つ並行流中の後流などである。また、この自己保存則が成立するのは、流れ場の十分下流の領域であるので、そこでの剪断は弱く、乱流輸送機構の種々の素過程がそれぞれに重要な役割を果たしていると考えられる。

これらの流れ場のうち、二次元的な流れ場である混合層や二次元噴流に関しては、いわゆる extra rate of strain を伴わないので、 $k-\varepsilon$ モデルなどの乱れの非等方性を考慮していない乱流モデルによっても、比較的良好な予測がなされている (Launder et al. (1972) など)。一方、軸対称噴流などの軸対称な流れ場においては、流れ場が下流方向に発達していくに従い、周方向への渦系の伸張 (vortex stretching) が起こり、一種の

extra rate of strainを生じる。そのため、元来extra rate of strainの影響を考慮していない $k-\epsilon$ モデルによる予測は難しくなり、流れ場を正確に予測するためには、なんらかの経験的な補正を加える (Rodi(1972)など) か、より高次の統計量に対するモデル化を行う必要がある。しかし、そのような高次のモデル化を行ったり、新しい乱流モデルによる予測の精度を評価したりする際には、実際の乱流場における実験、もしくはDNSなどの数値実験によって、乱流統計量に関する信頼性の高い情報を得ることが必要となる。

以上の考察から、軸対称自由噴流の自己保存領域において乱流統計量に関する信頼性の高い知見を得ることは、乱流モデルの開発及びその有効性の検証において必要不可欠な基礎的なデータベースのひとつを確立することと考えられ、さらにその乱流輸送機構の詳細を解明することは、乱流輸送現象一般に対する理解に大きく貢献するものと考えられる。

1-3. 従来の研究

本節では、自由噴流に関する従来の研究を概観し、現在までに得られた知見及び未だ十分な理解の得られていない問題点を明確にする。

前節で述べたように、自由乱流にはその流れ場の形態にいくつもの種類があり、それぞれの流れ場においても、初期領域と十分下流の発達領域ではその性格が大きく異なる。ここでは、本研究で対象とした軸対称自由噴流に関する従来の研究成果について、特に軸対称噴流及び二次元噴流の自己保存領域の乱流場に関して従来の実験的研究において得られた知見を中心に概観する。

噴流に関する研究はその歴史は古く、その初期の研究成果については十分な資料が得られなかったが、今世紀初頭から噴流やブルーム（浮力噴流）の速度場及び温度場の自己保存則に関する理論的研究が行われ始めており、その後、平均速度分布や平均温度分布に関する多くの測定例が報告されている。今世紀中頃になって計測方法及び計測結果の解析手法の進歩に伴って、乱流場の計測が行われるようになり、この頃から噴流に関する理解が急速に進展し始めた。ここでは、そのような乱流計測が行われ始めた後の諸研究の成果について、発表年代順に概観し、最後に、現在までに明らかにされた知見を総括する。

（軸対称自由噴流）

Corrsin & Uberoi (1949) は、軸対称加熱噴流において、動圧及び軸方向速度成分 u 、半径方向速度成分 v 、温度 t の測定を行い、出口温度が高いほど噴流の広がりが大きいこと、有効乱流プラントル数 Pr_t がプラントル数 Pr にほぼ等しいことを示した。

Corrsin & Uberoi (1950) は、軸対称加熱噴流において、速度と温度の同時計測を行い、低密度噴流の方が拡散が大きいこと、乱流プラントル数の分布が断面内ではほぼ一定であることを示した。

Kristmanson & Danckwerts(1961)は、可視化手法を利用して、軸対称噴流及び軸対称ブルームの平均濃度分布を測定した。

Ricou & Spalding(1961)は、軸対称噴流におけるエントレインメントの直接測定を行い、流れ方向への質量流量変化の比例係数が噴流の密度によらず一定であること、浮力の影響も同じ関係式で評価できることを示した。

Kiser(1963)は、軸対称噴流において平均速度分布及び平均濃度分布の測定を行い、どちらもガウス分布に等しいことを示し、運動量拡散と濃度拡散の比を求めた。

Abraham(1965)は、浮力を伴う軸対称噴流の速度場及び濃度場についての自己保存則に関する解析を行い、エントレインメント係数が一定と示した。

Becker, Hottel & Williams(1967)は、軸対称噴流中の煙の濃度の非接触測定を行い、平均濃度分布及び濃度変動のrms値の分布が、従来の温度場に関する測定結果と良く一致することを示した。

Bradbury(1967)は、並行流中の噴流の幅の広がりを表す関係式を導き、従来の測定結果との良い一致を示した。

Sami, Carmody & Rouse(1967)は、軸対称自由噴流の遷移領域において速度、温度及び圧力の測定を行い、運動量式及び平均速度場のエネルギー収支式の各項の分布を得た。

Sami(1967)は、軸対称自由噴流において、速度三成分及び圧力の測定を行い、乱流エネルギー収支の各項の分布を求め、生成項が散逸項とほぼ釣り合うこと、圧力相関項は乱流拡散項と似た分布となることを示した。

Wynanski & Fiedler(1969)は、軸対称噴流の自己保存領域において熱線流速計による速度場の詳細な測定を行い、二点相関や乱流エネルギーの収支を含む種々の乱流統計量の分布を得た。

Pratte & Keffer(1972)は、旋回を伴う軸対称噴流において速度測定を行い、旋回を伴う噴流も自己保存の状態にいたること、この時、最大周方向平均速度及び最大平均圧力差が軸方向距離 z の -2 乗で減衰すること、旋回の強度に応じて噴流の拡散が大きくなるこ

とを示した。

Antonia & Bilger(1973)は、並行流中の軸対称噴流を広範囲にわたって測定し、下流に行くに従って、平均速度分布は変化しないものの、平均中心速度で正規化した速度変動のrms値及びレイノルズ応力の値は漸増し、流れ場が噴流に近い状態から、初期条件に強く依存する後流に近い状態に遷移し、自己保存状態には至らないことを示した。

Antonia, Prabhu & Stephenson(1975)は、並行流中の軸対称噴流において、温度、速度の同時計測を行い、四次までの統計量、乱流プラントル数、温度乱れの収支について、通常の平均と乱流域の平均を求めた。乱流域の平均においては、温度変動は速度変動と違い全域ではほぼ等方的で、その散逸は一定となるが、渦動粘係数 ν_t は半径方向に増加し、 $P_r t$ はその結果減少することを示した。

Ribeiro & Whitelaw(1975)は、軸対称噴流中で、 u 及び v の測定を行い、それらの結合確率密度関数の分布を求め、 v が負の場合の u の確率密度が噴流の外側に行くに従って正規分布からずれること、自己相関及び相互相関は場所によらないことを示した。

Rodi(1975a)は、軸対称噴流の自己保存領域において熱線流速計を回転させて乱流計測を行い、軸方向平均速度、速度変動のrms値、レイノルズ応力などの詳細な分布を得た。

Venkataramani, Tutu & Chevray(1975)は、軸対称噴流において u 、 v 及び t の測定を行い、それらの結合確率密度関数の分布を求め、中心付近では正規分布に近い分布となるが外側に行くに従って正規分布からずれること、結合確率密度関数 $P(u, t)$ の分布は、噴流の中心付近でもその正負が非対称となることを示した。

Antonia & Bilger(1976)は、並行流中の軸対称噴流において速度及び温度の同時測定を行い、平均速度分布及び平均温度分布は相似となるが、乱流応力や温度変動のrms値及び速度温度相関などの分布は相似に至らず、静止流体中の軸対称噴流と軸対称後流の中間的分布となることを示した。

Antonia & Prabhu(1976)は、並行流中の軸対称噴流において熱線流速計による測定を行い、乱流エネルギー k 、レイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ 、乱流熱流束 $\overline{u't}$ 及び $\overline{v't}$ の収支の各項の分

布を、通常の平均及び乱流域の平均について求めた。

Reed, Spiegel & Hartland(1977)は、軸対称噴流中の中心軸を含む平面及び中心軸に直交する平面における速度の二点相関の分布を求めた。

Birch, Brown, Dodson & Thomas(1978)は、軸対称メタン噴流において濃度測定を行い、種々の統計量の分布を求め、平均濃度場は他の濃度場の測定結果とよく一致するが、低密度噴流における濃度変動のrms値は大きい値となることを示した。

Champagne(1978)は、軸対称噴流を含む種々の乱流場において速度変動のスペクトルの測定を行い、Kolmogorovの局所相似理論が成立することを示した。また、乱流強度の大きい流れ場においては、Taylor仮説を用いた場合に高波数領域でスペクトルが過大評価されること、それがLumleyのモデルで補正できることを示した。

Chevray & Tutu(1978)は、軸対称加熱噴流において速度及び温度の同時計測を行い、特徴的な温度信号による条件付き平均を求めた。その結果、乱流域では高速の流体が外側に向う運動が、非乱流域では低速の流体が内側に向かう運動が顕著であること、大規模運動が運動量や温度の輸送の大半を担っているが、スケールの小さな運動は熱輸送には貢献していることを示した。

Lau, Morris & Fisher(1979)は、種々のマッハ数における軸対称噴流の初期領域の速度測定を行い、軸方向平均速度の半径方向分布及び流れ方向分布がどちらも適当なスケールで整理できること、マッハ数の増加に伴い、速度変動のrms値及びレイノルズ応力の最大値が減少することを示した。

Sreenivasan, Antonia & Britz(1979)は、並行流中の軸対称噴流において、温度信号を用いて、温度信号及び速度信号を、間欠的に見られる特徴的なパターンとその上に重畳するランダムな成分に分割し、各応力に対しては、ランダムな成分による貢献が大半を占めていること、温度の時間微分の歪み度は、ランダムな成分に関しては0で、特徴的なパターンに関しては非零となることを示した。

Antonia, Chambers & Hussain(1980)は、噴流の外側の領域では、逆流の存在により熱

線の温度後流が冷線による温度計測に大きな誤差を与えることを示した。また、冷線の出力を用いて、熱線の出力信号から温度後流の影響を取り除くことを試みた。

Hussain & Zaman(1980)は、軸対称噴流の初期領域において、外部からの振動によって秩序運動を励起し、位相平均して得られた渦構造に関してその合体のメカニズムの詳細を調べた。

Tso, Kovaszny & Hussain(1981)は、軸対称噴流の自己保存領域で長時間平均及び短時間平均した二点時空間相関を求め、大規模秩序構造が存在すること、その大きさが局所の噴流の幅で、半径方向に1、主流方向に3、周方向には90°程度であること、その構造が周期的に通過していることを示した。

Dimotakis, Miake-Lye & Papantoniou(1983)は、軸対称噴流の可視化を行い、自己保存領域においても大規模な渦構造が力学的に重要な役割を果たしていること、その構造は軸対称構造、螺旋構造及びそれらの間の遷移過程のどれかであることを示した。

Elsner & Drobniak(1983)は、弱い旋回を伴う噴流において乱流計測を行い、乱流エネルギーの収支の各項の分布を求め、旋回によって、各項の強度が出口近傍で一旦増すものの、下流域での減衰が促進されることを示した。

George, Capp, Seif, Baker & Taulbee(1983)は、軸対称噴流の自己保存領域においてLDVによる乱流計測を行い、平均速度及び速度変動のrms値の分布を求め、乱流モデルによる予測との比較を行った。

Komori & Ueda(1984)は、軸対称の噴流及びブルームにおいて、速度、温度及び平均濃度の測定を行い、相似則の成立、Prtの分布、反応速度が比較的遅い化学反応に与える乱流の影響等についての知見を得た。

Sreenivasan(1984)は、軸対称噴流中において、速度及び温度の二点相関の周方向分布を調べた。

Berman & Tan(1985)は、高分子化合物を混入させた軸対称噴流中において速度の二成分の測定を行い、高分子の影響により乱れが増幅されたり減衰されたりすることを示した。

Komori & Ueda(1985)は、軸対称噴流の自己保存領域においてパターン平均を用いて大規模秩序構造を抽出し、その構造が外側に向かう強い運動、逆流、そして外側の静止流体の巻き込みからなっていること、パターン平均したレイノルズ応力が外側の領域と剪断の強い領域の二カ所で負となることを示した。

Quinn, Pollard & Marsters(1985)は、矩形噴流においてノズルの長辺方向の平均速度分布が中心軸上以外の場所で最大値を取り、そこで圧力が最小となるが、十分下流の領域では自己保存に至ることを示した。

Adler, Menn & Kalekin(1986)は、軸対称噴流中で単色のレーザー干渉計による測定を行い、平均速度、半径方向速度変動のrms値、レイノルズ応力等の分布を得た。

Chua & Antonia(1986)は、軸対称噴流及び二次元噴流において、中心軸上の平均速度、速度変動のrms値及び平均温度の流れ方向分布を調べ、軸対称噴流の方が短い距離で自己保存の状態に遷移し始めることを示した。

Obot, Trabold, Graska & Gandhi(1986)は、軸対称噴流の平均速度分布及び平均温度分布の広がり方がノズル形状によって異なることを示した。

Tanaka(1986)は、定常及び非定常の軸対称噴流の遷移領域において、速度、圧力の同時計測を行い乱流エネルギー収支のすべての項の分布を得た。

Tucker & Islam(1986)は、層流円管内流を初期条件とする軸対称噴流において、助走区間長さがRe数が大きくなるに連れて短くなることを示した。

Vermeulen, Ramesh & Yu(1986)は、励起した軸対称自由噴流のエントレインメントを直接測定し、エントレインメントはRe数12000以下では粘性の影響を受けること、励起によるエントレインメントの増大はストローハル数0.25の時最大となることを示した。

Dahn & Dimotakis(1987)は、軸対称噴流の自己保存領域において瞬時の濃度分布の測定を行い、乱流混合が流れ場の幅と同程度の大きさにわたってほぼ一様な濃度分布を持つ周期的な構造によって行われていること、中心軸上にも周囲流体がほぼ周期的に現れるが、Re数の増加に伴ってその確率が低くなることを示した。

Elsner & Kurzak(1987)は、旋回を伴う軸対称加熱噴流の出口近傍において乱流計測を行い、平均場に関しては相似則が成り立つこと、乱流場は旋回によって一旦は強度を増すが、その後の減衰が速くなることを示した。

Kuhlman(1987)は、軸対称噴流の中心に円柱を挿入して二重噴流を構成し、円柱の存在によって拡散が促進され、仮想原点が内側に移動すること、円柱端の形状によってその度合いが異なることを示した。

Kuroda & Ogawa(1987)は、噴流中で速度と圧力の同時計測を行い、乱流オイラー数 ($\sqrt{p^2/\rho u^2}$) が噴流の発達指標であり、圧力速度相関と強く関係していることを示した。

Parthasarathy & Faeth(1987)は、固液二相噴流において、乱流計測を行い、いくつかの乱流モデルによる予測との比較を行った。

Schefer, Hartmann & Dibble(1987)は、並行空気流中のプロパン噴流においてLDVによる測定を行い、噴流と並行流をそれぞれ別々にシーディングすることで、乱流混合がどの様に行われるかを調べた。その結果、噴流の外側の領域ほど混合の様式に差があること、統計量は平均速度、流れ方向速度変動のrms値、軸方向速度変動のrms値の順に発達することを示した。

Shlien(1987)は、軸対称自由噴流において、画像処理による蛍光染料の濃度拡散の定量的測定を行い、平均濃度分布がほぼ自己保存の状態にあること、噴流の外側の流体は大規模構造による巻き込みによって中心軸を越えること、そのため間欠度は常に1より小さくなることを示した。

Stärner & Bilger(1987)は、並行流中の軸対称噴流及び旋回拡散火炎においてLDVによる乱流計測を行い、乱流エネルギー及び各方向垂直応力の収支の各項の分布を求め、拡散火炎における各項の値が噴流におけるそれよりも小さくなることを示した。

Taulbee, Hussein & Cap(1987)は、軸対称噴流において、三次までの速度相関をLDVを用いて測定し、散逸項の分布を乱流エネルギーの収支から、圧力歪項の分布をレイノル

ズ応力の収支から求め、乱流モデルによる予測結果との比較を行った。

Ahmed, Nejad & Craig(1988)は、LDVと熱線流速計を用いて軸対称噴流の出口近傍から遷移領域までの乱流計測を行い、LDVによる計測に含まれる速度バイアスの補正を行い、二次までの統計量の分布を得た。

Petersen & Samet(1988)は、軸対称噴流の初期剪断層の不安定が局所の剪断層厚さに依存していること、励起された構造の空間的発達がOrr-Sommerfeld方程式を用いて平均速度分布から求められることを示した。

Browne, Antonia & Chua(1989)は、瞬時の速度ベクトルの角度に関するシミュレーションと軸対称噴流中の測定より、熱線間角度が90°のプローブでは、120°のプローブと違って噴流の全域で $\overline{v^2}$ および \overline{uv} を過小評価することを示した。

Browne, Antonia & Chua(1989)は、X型熱線流速計に関する二種の校正方法を示し、軸対称噴流において乱流応力の測定を行った。

Chua & Antonia(1989)は、逆流と間欠度の関係を調べ、逆流は非乱流の領域でより頻繁に起きるが、その時間は長くないこと、 \overline{uv} 及び \overline{vt} の測定値は逆流の影響をほとんど受けないことを示した。

Drubka, Reisenhel & Nagib(1989)は、軸対称噴流の初期領域において種々の境界条件の下で速度場及び圧力場の測定を行い、倍波長の共振現象が渦の合体の前兆であることを示した。

Elsner & Kurzak(1989)は、軸対称加熱旋回噴流の測定を行い、旋回噴流においては、「準自己保存」の状態を考えることができ、周方向平均速度 W が z の -2 乗、 \overline{vw} が z の -3 乗で減衰すること、旋回が強くなると軸方向平均速度 U や \overline{uv} の減衰が速くなる一方、 \overline{vw} の減衰が遅くなり、旋回成分が無視できる自己保存の状態に至るのが遅くなることを示した。

Hussein & George(1989)は、軸対称噴流の自己保存領域において、熱線流速計を運動させながら乱流計測を行い、種々の速度相関や乱流エネルギーの散逸を直接に測定し、乱れ

の局所等方性は成立しないが、軸対称一様性の仮定が妥当であることを示した。

Raman, Zaman & Rice(1989)は、軸対称噴流のノズル出口における乱流強度が単一平面波による励起に及ぼす影響を調べ、励起しない噴流の発達は乱流強度によらないが、ノズル出口で層流の場合には発達が速いこと、乱流強度が小さいほど励起されやすいが、ノズル出口で層流の場合には逆に励起されにくいことを示した。

Tso & Hussain(1989)は、軸対称噴流の発達領域において7本のX型熱線流速計を用いて周方向渦度を測定して大規模渦運動を抽出し、螺旋構造(図1-1参照)が最も顕著に見られる構造であること、この構造は外側に向かって運動しており、その下流側において小さなスケールの運動が盛んであることを示した。

Uyttendaele & Shambaugh(1989)は、同軸噴流における平均速度分布及びその減衰が使用した三種のノズル形状及びレイノルズ数によらないことを示した。

Chao, Han & Jeng(1990)は、励起された軸対称噴流の近傍領域における瞬時濃度分布の可視化画像にデジタル画像処理を施し、秩序構造の発達過程や合体過程を示した。

Chua & Antonia(1990)は、X型熱線流速計と冷線温度計を用いて加熱噴流中の Prt の測定を行い、 Prt は $\eta < 1$ では0.81でほぼ一定となるが、噴流の外側に行くに従って増大すること、 η は熱線間角度の影響をあまり受けないことを示した。

Everson, Sirovich & Sreenivasan(1990)は、軸対称噴流の可視化画像に波動変換を施し、その内部構造の相似性を調べ、構造には玉状と筋状の構造があり、筋状の構造が相似性を阻害しており、主流方向に対して 45° の角度をなす応力の主軸方向に向いていることを示した。

Gutmark, Parr, Hanson-Parr & Schadow(1990)は、燃焼火炎の初期領域においてレーザー励起蛍光法を用いて大規模構造及びそれから生じる小さなスケールの乱れの観察を行った。

Bush & Krishnamurthy(1991)は、軸対称噴流における相似則に対して、中心領域、外側領域、中間領域のそれぞれにおいて各成分の漸近挙動を考慮して個別のスケージングを行

い、流れ場全域で有効な相似分布を求めた。

Liepmann(1991)は、軸対称噴流の遷移領域において可視化とエントレインメント測定を行い、流れ方向の構造が瞬時のエントレインメントに重要な役割を果たしていることを示した。

Mankbadi(1991)は、シミュレーションによって軸対称噴流の励起について調べ、軸対称モードと螺旋モードを同時に用いたり、複数の周波数を用いた場合には他の周波数も励起されること、励起の度合は波の位相差に強く依存すること、低波数の波は噴流の下流まで影響することを示した。

Miller & Dimotakis(1991)は、高シュミット数の軸対称噴流において、 Re 数の増加に伴って、正規化された中心軸上の密度変動のrms値が増大し、乱流混合が盛んになることを示した。

Pitts(1991a)は、数種の気体を用いて軸対称噴流中で濃度測定を行い、濃度分布にも相似則が適用できること、仮想原点は密度差の影響を受けること、発達過程は出口質量流量と出口運動量でスケールできることを示した。

Pitts(1991b)は、軸対称気体噴流中の濃度分布に対する Re 数の影響を調べ、中心平均濃度の減衰は Re 数によらないこと、仮想原点及び発達に至る位置は Re 数の増加に伴って、下流側に移行することを示した。

Quinn(1991)は、矩形噴流の出口近傍領域において熱線流速計による乱流計測を行い、 u 及び v に関する三次までの統計量の分布を求め、アスペクト比が大きい場合には平均速度分布に二つのピークが生じることを示した。

Yoda, Hesselink & Mungal(1991)は、軸対称噴流の中心軸を含む断面内の濃度分布を時間的に追跡することによってその乱流構造(図1-2参照)を調べ、螺旋状の不安定性に基づく構造が支配的であること、噴流を励起することによってその構造が強められ噴流の広がりが増すことを示した。

(二次元自由噴流)

Bradbury(1965)は、並行流中の二次元噴流の速度場の詳細な測定を行い、速度変動のrms値やレイノルズ応力の分布が二次元後流のそれに近い分布となること、間欠度の分布は軸対称噴流のそれに近い分布となること、乱流エネルギーの収支は、後流におけるそれとは異なり、生成項と散逸項が卓越することを示した。

Heskstad(1965a)は、二次元噴流の自己保存領域において熱線流速計の傾きを変えて乱流計測を行い、乱流エネルギーの収支や間欠度などの分布を求め、拡散項と散逸項の発達が遅いことを示した。また、速度変動のrms値の発達に対するRe数の影響を調べ、Re数が大きくなるにつれて速度変動のrms値は小さくなることを示した。

Bradbury & Riley(1967)は、並行流中の二次元噴流において平均速度分布の測定を行い、仮想原点を考えることで流れ場が超過運動量だけで整理できることを示した。また、得られた乱流レイノルズ数の分布から、下流に行くに従って噴流から後流へと遷移していくことを示した。

Mih & Hoopes(1972)は、二次元噴流の速度場をMHD効果を利用して測定した。測定された乱流応力の分布形は従来の測定と一致したものの、その強度は1/2から1/5となった。

Goldschmidt & Bradshaw(1973)は、二次元噴流の両側での軸方向成分の二点相関を測定し、噴流がはためていること(flapping)を示し、その周期を求めた。

Jenkins & Goldschmidt(1973)は、二次元噴流の平均速度分布及び平均温度分布の測定を行い、それらの分布形状、半値幅及び中心での値が相似則に従うことを示した。

Bashir & Uberoi(1975)は、二次元加熱噴流において速度及び温度の測定を行い、温度乱れの収支の分布や温度及び速度のスペクトルの分布を求めたが、測定された乱流熱流束は平均熱伝達式を満たさなかった。

Gutmark & Wagnanski(1976)は、二次元噴流の自己保存領域において乱流計測を行い、乱流エネルギーの収支を含む種々の乱流統計量に対する通常の平均値と乱流域の平均値の分布及び二点相関関数の分布を求め、レイノルズ応力や三次の相関以外は二つの平均の差

がわずかであることを示した。

Everitt & Robins(1978)は、静止流中及び並行流中の二次元噴流の速度場の測定を行い、並行流中の噴流には静止流中の噴流に見られるflappingが存在せず、その流れ場の広がり徐々に小さくなり乱流応力の値が徐々に大きくなるという後流に近い性格を持つことを示した。

Oler & Goldschmidt(1981, 1984)は、二次元噴流の自己保存領域における秩序構造が、流れ場の幅と同程度の大きさを持つカルマン渦列に似た非対称の連続した構造であることを示した。

Mumford(1982)は、二次元噴流において複数本の熱線流速計を用いて軸方向速度の二点間の分布を求め、パターン認識の手法を用いて大規模渦の抽出を行い、基本的な渦構造が、平均速度勾配の歪の方向に軸を持つ渦(図1-3参照)とスパン方向に軸を持つ渦の組み合わせであることを示した。

Goldschmidt, Moallemi & Oler(1983)は、二次元噴流の周辺領域に見られる逆流が、組織的渦運動と関連があることを示した。

Lemieux & Oosthuizen(1985)は、二次元噴流におけるレイノルズ数の影響を調べ、低Re数において、平均中心速度の減衰や $\overline{v^2}$ や \overline{uv} などの応力の分布がRe数の影響を受けることを示した。

Ramaprian & Chandrasekhara(1985)は、二次元噴流においてLDVを用いて u 、 v 、 t を同時に測定し、種々の乱流統計量及び乱流エネルギーの収支などの詳細な分布を求め、運動量から求めた代表速度による整理を行った。その結果、温度場の発達が遅く、速度変動のrms値やレイノルズ応力 \overline{uv} などは従来の熱線流速計による測定結果より小さい値を取ることを示した。

Thomas & Goldschmidt(1985)は、励起された二次元噴流において速度変動や流れ場の幅が増大するのは、励起された噴流の初期領域に固有な対称な組織構造の列によること、下流においてこの構造が消滅した後は、励起されていない噴流と同様の非対称の構造が見

られることを示した。

Thomas & Brehob(1986)は、二次元噴流の自己保存領域における二点相関などの測定を行い、非対称の組織的構造が存在し平均中心流速の約0.6倍の速度で対流すること、他の方向に軸を持つ構造が存在する可能性があることを示した。

Thomas & Goldschmidt(1986)は、二次元噴流において速度スペクトルや二点時空間相関関数の測定を行い、初期領域では対称な構造が、遷移領域では非対称な構造がそれぞれ支配的であること、発達領域での構造は平均歪みの方向に傾いていること(図1-4参照)、その構造に二次元的ではなく、スパン方向には噴流の両側に交互に表れることを示した。

Namer & Ötügen(1988)は、低 Re 数における二次元噴流の速度場の測定を行い、 Re 数の増加に伴い、大規模渦の寸法及び発生頻度は変化しないが、スペクトルの幅が広がり、大規模渦の持つエネルギーが相対的に減少し、その結果噴流の拡散が減少すること、速度変動のrms値は減少するが、流れ方向への発達は早くなることを示した。

Ötügen & Namer(1988)は、二次元加熱噴流における Re 数の温度場への影響を調べ、 Re 数の増大に伴って、エネルギーの高波数側への移行や、温度変動及び拡散の減少が起きることを示した。また、低 Re 数においては、速度場に比べて、平均温度が発達するまでの距離は短く、温度変動が発達するまでの距離は長くなることを示した。

Hitchman, Strong, Slawson & Ray(1990)は、二次元噴流の平均速度分布を測定し、側壁の存在は二次元的の確立には有効であるが、自己保存状態の成立には有効ではないことを示した。しかし、その測定精度には疑問が持たれる。

Lin & Sheu(1990)は、二つの平行する二次元噴流において乱流計測を行い、噴流の合流後は速度変動のrms値やレイノルズ応力等が自己保存の状態に至ることを示した。

Schadow, Gutmark & Wilson(1990)は、圧縮性の同軸噴流の拡散の幅がマッハ数の増加に伴って減少し一定値に至ることを示した。

Park & Rew(1991黄)は、合流する2つの壁面噴流において乱流計測を行い、等方度及び間欠度の分布を求め、噴流の合流後は自己保存状態に至るが、その拡散の幅は二次元噴流

のそれよりも大きくなることを示した。

(その他)

Corrsin & Kistler(1955)は、境界層、二次元後流及び軸対称噴流について、間欠度などの測定を行い、乱流域と層流域の境界が非常に薄い層であり、その位置が流れ方向に剪断層と同じ割合で広がることを示した。

Heskstad(1965b)は、乱流強度の強い流れ場における速度の時間微分値と空間微分値の関係をTaylor仮説を修正することによって求めた。

Champagne(1978)は、軸対称噴流、二次元後流及び境界層において速度変動のエネルギースペクトルを測定し、スペクトルが乱流Re数の関数であることを示した。

Gutmark & Ho(1983)は、噴流の初期層流剪断層が実験装置固有の振動から発生する不安定波によって制御されており、秩序構造及びその合体やその励起振動数、そして噴流の拡散も初期不安定に依存していること、噴流の拡散が初期のストローハル数で整理できることを示した。

Antonia, Browne & Chambers(1984)は、二次元噴流の中心付近で、温度変動の流れ方向勾配のスペクトルから、局所等方性を用いてスパン方向勾配のスペクトルを求め、その検証を行った。

Grinstein, Oran & Boris(1987)は、軸対称噴流の初期剪断層において大規模な二次元差分計算を行い、ノズル出口における励起振動と組織構造の関係を調べた。

Mih(1988)は、軸対称及び二次元の噴流の軸方向平均速度分布にガウス分布を仮定しレイノルズ応力の分布を解析的に求めた。

Kerstein(1991)は、相似則の成立する軸対称噴流においてはRe数が一定となることを利用してスカラースペクトルの波数に関する関係式の指数を修正した。

Miller & Dimotakis(1991)は、軸対称噴流の濃度界面の可視化画像からフラクタル次元

を求め、フラクタル次元が一定値になる相似の状態は成立せず、むしろ単純な対数正規分布で近似できることを示した。

以上、軸対称自由噴流及び二次元自由噴流に関して、従来の研究において得られた知見を概観してきたが、以下、本研究で対象とした軸対称自由噴流の自己保存領域における乱流統計量及び組織的構造のそれぞれに関して、現在までに明らかにされた知見を総括する。

(乱流統計量)

流れ方向平均速度分布に関しては、古くから多くの測定例があり、ほぼガウス分布に近い分布になることが知られているが、半径方向平均速度分布に関する測定結果はほとんど得られていない。速度変動のrms値やレイノルズ応力の分布に関しても、多くの測定例があり、それらの結果は定性的には一致しているものの、測定値のばらつきが大きく、信頼性の高い測定は少ない。また、周囲流体が完全に静止している、流れ場が十分に発達している、連続の式や運動量式を十分満足しているなどの条件を満たす、流れ場の健全性が十分に確認された測定も比較的少ない。乱流エネルギーやレイノルズ応力の輸送方程式の取支に関しては、いくつかの実験的研究が行われており、各項の分布も定性的にはほぼ一致した分布となっているが、乱流モデルの評価にも耐えうる信頼性を有する測定結果はほとんど得られていない。圧力相関項や散逸項などの乱流統計量に関しても、直接測定の結果が報告されているが、それらの測定精度はあまり高いとは言えない。また、エネルギーベクトル、速度自己相関関数、速度変動の確率密度関数の分布などに関しても、いくつかの測定例が見られるが、その測定点は、中心軸上などに限られており、速度二点相関関数の分布に関しても、ある特定の成分の一次元もしくは二次元の分布のみしか得られていない。

このように、軸対称自由噴流の自己保存領域における乱流統計諸量に関しては、それぞれいくつかの測定結果が報告されているが、信頼性が高く、標準となるべき測定結果は未だ十分には得られていない。特に、周方向速度変動を含む乱流統計量に関しては、その測定自体、非常に限られたものとなっている。

(組織的構造)

噴流のノズル近傍の領域においては、間欠的に発生する明確な軸対称の渦輪状の構造が存在することが古くから知られており、渦と渦の間隔、渦の対流速度、渦同士の合体の様子、外部振動による励起などに関して従来から多くの研究が行われている。また、それらの挙動の大半は、ノズル出口における剪断層の不安定現象に支配されており、線形安定性理論によってある程度説明されている。一方、噴流の十分下流の領域においても、流れの可視化などによって、組織的乱流構造の存在が指摘されている。従来の研究においては、温度信号や周方向渦度を条件として用いた条件付き抽出法や、速度二点相関関数の分布に対する考察などによって、その構造の詳細を捉えようとする試みが成されており、大規模な渦運動、螺旋状の構造、流れ方向に対して傾いた軸を持つ渦管状の構造などの存在が指摘されている。この領域における安定性理論に基づく考察では、軸対称及び螺旋状の構造が安定であるが、軸対称構造は流れの可視化では認められないため、従来の研究においては、螺旋構造が代表的な構造であるとする研究が多い。しかし、いずれの研究においても、組織的乱流構造を三次元的に捉えたものはなく、組織的構造の詳細及びその乱流輸送機構との関係の詳細は未だ十分には明らかにされていない。

1-4. 本研究の目的

本研究の目的は、軸対称自由噴流の自己保存領域において、三次元画像処理流速計による三次元乱流計測を行い、高次までの乱流統計量に関する信頼性の高い分布を求め、さらに流れ場に存在する組織的乱流構造を抽出し、それらが乱流輸送機構に果たす力学的役割の詳細を明らかにすることにある。

軸対称自由噴流の自己保存領域においては、平均速度が小さく、相対的な速度変動が大きいため、局所的には逆流を生じる場合もあり、従来乱流計測に用いられてきた熱線流速計による測定はその測定精度に疑問が持たれる。非接触で、逆流の測定も可能なレーザードップラー流速計(LDV)を用いた場合にはこのような問題は生じないが、熱線流速計と同様に、速度の三成分を同時に計測しようとする場合には計測装置が非常に複雑になること、軸対称自由噴流においては測定点のトラバースに多大な労力を必要とすることなどの問題点がある。一方、本研究で用いた三次元画像処理流速計は、流れの可視化に基づく三次元流速測定法で、流れ場の広い範囲にわたって多点で同時に瞬時速度の三成分全てを非接触で絶対計測することが可能な計測手法である。本手法は、現時点では機器の制約からその適用範囲が比較的低Re数の流れ場に限られているが、計測精度や乱流計測への適用の有効性などについては西野(1989)による二次元チャンネル内乱流における三次元乱流計測において十分に評価、確認されている。

本研究で注目する組織的構造は、大規模構造などとも呼ばれるように空間的に大きな手法を有するものであり、その三次元的構造の詳細及び力学的役割の詳細を明らかにするためには、流れ場の広い領域における瞬時の速度三成分や圧力の分布に関する詳細な情報を得ることが必要不可欠である。近年、いくつかの単純な流れ場においては、直接数値計算(DNS)によりすべての物理量の時空間分布を得ることが可能となり、組織的構造の力学的重要性に関する詳細な知見が得られるようになってきている。しかし、現在DNSはごく限られた境界条件の流れ場の解析にしか適用できず、また計算機の能力の制限から低

Re数の乱流場の解析しか行えないため、すべての乱流場において有効な手法とは言えない。これに対して三次元画像処理流速計は、種々の流れ場において比較的容易に空間的に多点で瞬時の速度の三成分を同時に測定することができるため、組織的構造の解析に有効な情報を提供することが可能であると考えられる。しかし、この三次元画像処理流速計によって速度情報が得られるのは、その位置が不定で離散的な測定点においてのみである。そこで、本研究では、組織的構造に関するより詳細な情報を得るために、三次元画像処理流速計の計測方法に改良を加え、同時により多くの点での流速測定が可能となり、より多くの情報の処理が可能となるように、高解像度化及び高速化を計る。

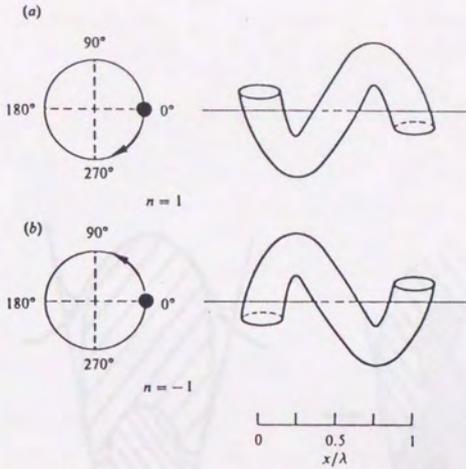
次に、この三次元画像処理流速計を用いて、軸対称自由噴流の自己保存領域において、流れ場の広い範囲にわたって三次元乱流計測を行い、瞬時速度の三成分の空間分布に関する時系列データベースの構築を行う。得られたデータベースを基に、流れ場の軸対称性の有無や自己保存則の成立の可否を調べ、データベースの信頼性を確認した上で、自己保存領域における種々の乱流統計量の精度の高い分布を求めることを試みる。さらに、得られた乱流統計量の分布を用いて、乱流エネルギー及び各乱流応力の収支における各項の分布を求め、軸対称自由噴流の自己保存領域における乱流輸送機構の詳細を解明することを試みる。

さらに、得られたデータベースの持つ空間的情報を基に、組織的乱流構造の抽出を行い、乱流輸送機構との力学的関係を明らかにし、さらにその時間的挙動を明らかにすることを試みる。

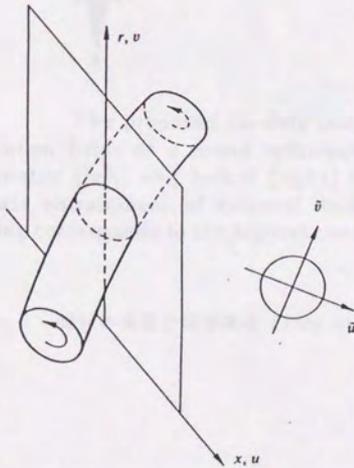
組織的構造の抽出方法としては、従来から様々な条件付き抽出法が考案されているが、中でもLinear Stochastic Estimation法(LSE法)は、明確な統計論的根拠を持つこと、収束性がよいこと、種々の抽出条件における条件付き平均が容易に抽出できることなどの利点があり、組織的構造の詳細を理解する上で、非常に有効な手法であると考えられる。しかし、LSE法によって組織的構造を抽出するためには、流れ場の広い範囲にわたる二点相関の分布が必要となるため、従来、実験的研究におけるLSE法の適用例は極めて少

ない。一方、三次元画像処理流速計による乱流計測においては、流れ場の広い領域において多点で同時に速度三成分に関する情報が得られるため、LSE法の適用に必要な二点相関の全ての成分の三次元分布が得られると考えられる。そこで、本研究では、瞬時の速度変動ベクトルの角度の確率密度関数の分布を求め、特徴的な速度変動ベクトルの向きを求め、それに伴う組織的構造の抽出を試みる。さらに、得られた組織的構造に関連した種々の乱流統計量の分布を求め、乱流輸送機構に果たす力学的役割の詳細を解明することを試みる。また、得られたデータベースが時系列情報であるという性質を利用して、速度の二点時間空間相関の分布を求め、組織的構造及びその乱流輸送機構との力学的関係の時間的挙動を明らかにすることを試みる。

また、速度変動の符号の違いによる乱流輸送現象の差異を明らかにするために、従来からよく行われている四象限分類法を用い、象限別の各種統計量の分布を求め、流体運動の方向の違いによる乱流輸送機構の差異の詳細を調べることを試みる。

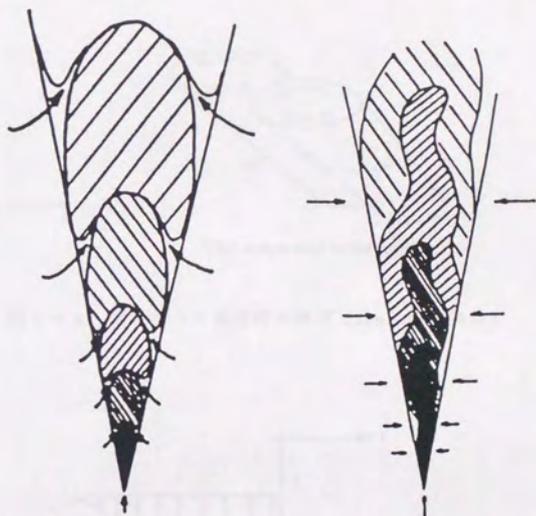


Models of helical structures: (a) mode +1; (b) mode -1.



Intersection of a single helical structure with one (r, z) -plane.

图 1-1 螺旋构造 (Tso & Hussain(1989))



The proposed far-field instantaneous concentration fields of a round turbulent jet in the axisymmetric (left) and helical (right) modes. Arrows indicate entrainment of external fluid. The darkest shading corresponds to the highest concentration fluid.

図1-2 軸対称構造と螺旋構造 (Yoda et al. (1991))

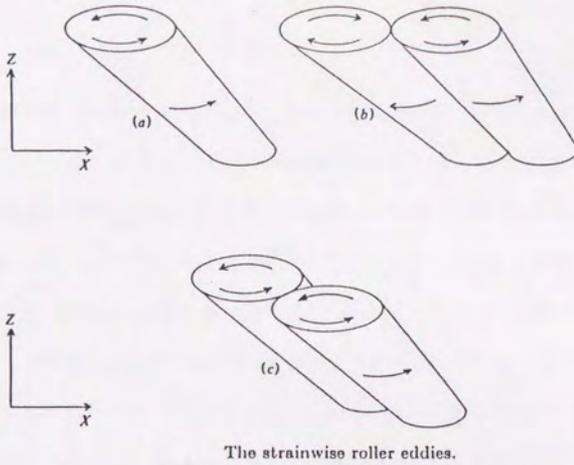


図1-3 対になった渦管状の構造 (Mumford(1982))

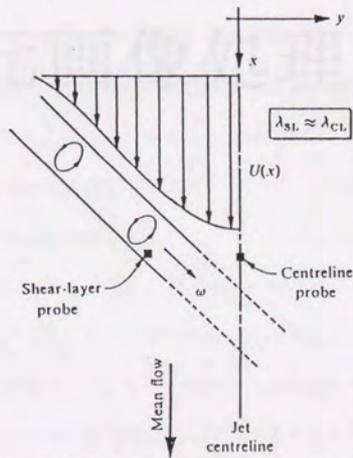


図1-4 平均歪みの方向に傾いた構造 (Thomas & Goldschmidt(1986))

第 2 章

三次元画像処理流速計

2-1. 序

本研究で用いた三次元画像処理流速計は、流れの可視化技術にデジタル画像処理手法を組み合わせることによって、写真測量の原理を流速計測に応用した計測手法である。

写真測量の原理は、基本的には三角測量と同じで、二カ所の異なる位置からある対象物を撮影し、その二枚の写真を用いて対象物の三次元形状を再現するというものである。

この原理を応用すると、あらかじめ位置及び姿勢を校正しておいた複数台のカメラを用いて、流体中に浮遊する微小粒子を同時に撮影することによって、微小粒子の三次元位置を、それぞれのカメラの視点と写真上の粒子像を結んだ複数の直線の交点として捉えることができる。同一の粒子に対して、この作業を微小時間間隔経った後に再び行えば、粒子の位置を時間的に追跡することが可能となる。この間の粒子の変位を時間間隔で除することによって、粒子の時間間隔にわたる平均速度の三成分すべてを求めることができる。ここで、時間間隔が十分小さく、かつ粒子の運動が流体の運動に十分に追従していれば、得られた速度は、その粒子の位置での流体の瞬時速度とみなすことができる。従って、複数台のカメラによって流体中の微小粒子の映像を時間的に連続して捉えることによって、流体の速度の三成分を同時に計測することが可能となる。

本研究で用いた三次元画像処理流速計においては、流体中に混入させた微小粒子の可視化画像に対してデジタル画像処理を施すことによって、写真上における粒子像の位置を定量化し、定量的な流速計測を可能とした。また、独自のアルゴリズムを開発し、複数の粒子を同時に認識し、さらにそれらを多時刻にわたって追跡することを可能とした。そして、これら一連の処理を自動化することで、乱流計測に必要な大量のデータを得ることに成功した。また、本手法による流速測定に含まれる不確かさを系統的に評価することによって、本手法による乱流計測の有効性を確認した。

本章では、まず画像処理技術を応用した流速測定法に関する従来の研究、及び三次元画像処理流速計に関するこれまでの一連の研究成果について概説する。次に、本研究で用い

た計測システム及び計測手順について詳述し、本研究で新たに加えた変更点について述べる。最後に、本手法による計測に含まれる不確かさを、実際の計測結果に基づいて評価する。

この研究は、従来の計測システムと異なり、計測対象物の形状や材質に依存しないように設計された。従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。

一方、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。

また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。

また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。また、従来の計測システムは、計測対象物の形状や材質に依存していた。

一方、本研究では、計測対象物の形状や材質に依存しないように設計された。また、本研究では、計測対象物の形状や材質に依存しないように設計された。また、本研究では、計測対象物の形状や材質に依存しないように設計された。

また、本研究では、計測対象物の形状や材質に依存しないように設計された。また、本研究では、計測対象物の形状や材質に依存しないように設計された。また、本研究では、計測対象物の形状や材質に依存しないように設計された。

2-2. 従来の研究

流れの可視化は、流れ場の広い範囲にわたる情報が一度に得られるという利点から古くから様々な流れ場に対して用いられてきた。また、そこから定量的な情報を得るための改良も盛んに行われてきている。

一方、写真測量や航空測量の分野では、異なる角度で撮影した二枚の写真を用いて、対象物の三次元位置や三次元形状を再構築するステレオ写真法という手法が古くから用いられている。

これら二つの手法を用いて、流れ場を三次元的に計測する試みがいくつか成されたが (Sheu et al. (1982) など)、その解析が手作業で行われていたために、計測の精度及び処理能力などに問題があった。

近年、デジタル画像処理機器の高性能化や低価格化に伴って、いくつかの研究においてそれぞれ独自のアルゴリズムによって処理の自動化が行われるようになったが (Chang & Tatterson (1983)、Chang et al. (1984, 1985a, 1985b)、山川 & 岩重 (1986) など)、これらの研究においては、流速計の計測精度に対する十分な評価から、画像処理流速計を確立させようとするものはなかった。

一方、本研究で用いた三次元画像処理流速計 (笠木ら (1987)、西野ら (1988b) など) は、一連の研究において開発され、改良を重ねられたもので、その手法による計測結果に含まれる不確かさに対する具体的評価が行われ、乱流計測への適用可能条件についても十分に吟味されたものである。以下にこれら一連の研究における主な研究成果について概説する。

小泉 (1986) は、カメラの校正方法として単写真標定 (村井ら (1981)) と呼ばれる手法を用い、2台のカメラによって物体の三次元位置計測を行った。また、その位置計測に含まれる不確かさを評価するために、写真座標に含まれる不確かさや2台のカメラの光軸間角度などが三次元位置の不確かさに及ぼす影響を調べた。

笠木ら(1987)は、2台のカメラによる三次元画像処理流速計を開発し、回転二重円筒内の定常層流ジェット流の速度分布の測定を行い、測定結果と理論解との比較から、本計測手法による定常層流剪断流での測定の有効性を示した。

佐田(1987)、西野ら(1988b)は、回転二重円筒内の非定常層流速度分布の測定を行い、数値解との比較から、本計測手法による非定常層流剪断流の測定の有効性を示した。また、流体中の微小粒子の運動を記述したBasset-Boussinesq-Oseenの方程式(Tchen(1947))を解析し、周波数応答(Hjelmfelt & Mockros(1966))及び過渡応答に関して、種々の粒子径及び流体・粒子の密度比の条件下での粒子の流体運動への追従性を調べ、本計測手法の乱流計測への適用可能性を示した。

西野ら(1988a, 1988b, 1989)、Nishino et al. (1989)は、3台のカメラを用いたシステムを開発し、計測の不確かさを系統的に評価した。また、一様等方性乱流における流速測定を行い、本計測手法による乱流計測の有効性及びその適用可能条件を示し、実用的な三次元画像処理流速計を初めて構築した。

二宮(1988)、笠木ら(1988a, 1988b)、Kasagi et al. (1988)は、三次元画像処理流速計による軸対称自由噴流の自己保存領域における三次元乱流計測を行い、従来の測定結果との比較から、本手法による剪断乱流の測定の有効性を示した。

佐田ら(1989)、Sata et al. (1989)は、粒子位置計測と時間追跡を同時に行い、かつその粒子位置を多時刻にわたって追跡するというアルゴリズムを開発し、取得ベクトル数を増加させ、虚偽ベクトルの発生率を低下させた。

西野 & 笠木(1989, 1990)、Nishino et al. (1989)、西野(1989)、Nishino & Kasagi (1989)は、二次元チャンネル内乱流の測定を行い、大量のデータを処理することによって、壁面近傍領域の種々の乱流統計量の分布を求め、Kim et al. (1987)の直接数値計算の結果との比較に耐える、精度の高い実験値を初めて報告した。これらの二種の異なるデータは極めて良い一致を示し、DNSの精度が確認されるとともに、本手法による剪断乱流の計測が精度の高いものであることが示された。

同様に、伊藤(1989)、伊藤 & 笠木(1989)、河原(1990)は後方ステップ剝離乱流を、佐田(1990)は自由界面近傍乱流を、二宮 & 笠木(1990)は軸対称自由噴流の測定を行った。

一方、中嶋(1990)、善本(1991)は、カメラの台数を増やしたり、より多くの時間ステップにわたって粒子を追跡することによって、一時間ステップ当りに得ることのできるベクトル数を増加させ、虚偽のベクトルの発生率を低下させることが可能であることを、それぞれ確率論や数値シミュレーションによって示した。

佐田ら(1991)は、流体運動のラグランジアンベクトルの分布を仮定することによって、粒子位置を多時刻にわたって追跡する際の探索条件の定量的評価及びその最適化を行った。

本研究では、このように一連の研究において改良を重ねられてきた三次元画像処理流速計に、さらに若干の改良を加えて使用した。本研究における改良点についての詳細は次節に譲る。

2-3. 計測方法

三次元画像処理流速計による計測原理の概略については、すでに本章第1節「序」に述べたが、その詳細については、小泉(1986)、西野ら(1989)、佐田ら(1991)などに詳しい。以下では、本研究で用いた計測システム及び計測手順について詳述し、さらに新たに加えた変更点について述べる。

2-3-1. 計測システム

図2-1及び図2-2に本研究で使用した計測システムの概略図を示す。本システムは、3台のTVカメラ、3組の光ディスクレコーダ装置、同期信号発生装置、パーソナルコンピュータ、デジタル画像処理装置、ワークステーション及び数台のモニターディスプレイによって構成されている。

計測システム全体としての映像信号の解像度は、すべての映像機器のうち最も解像度の低い機器の解像度によって決定されるので、最終的に得られる分解能を落とさないために、本研究ではすべての映像機器にデジタル画像処理装置の1画素の分解能以上の解像度を持つものを用いた。

TVカメラは、Panasonic社製白黒CCDカメラWV-BD400で、1/100秒から1/10000秒までの可変電子シャッターを備えており、運動するトレーサ粒子を静止画像として捉えることが出来る。ここで、所定の焦点距離と画角を実現するために、焦点距離 $f = 12.5 \sim 75 \text{ mm}$ のPanasonic社製ズームレンズFZ-77A及び接写リングを用いた。

光ディスクレコーダ装置は、SONY社製LVR-5000及びLVS-5000で、1枚の光ディスク板に片面43500フレーム(約24分)の録画が可能であり、任意のフレームをランダムに再生することが出来る装置である。LVR-5000は光ディスク板に映像信号のみを記録し、LVS-

5000がタイムベースコレクタと同等の機能を備えており同期信号の復元を行う。従って、録画再生に伴う同期信号の歪みから生じる映像の歪みをほとんど生じない機構となっている。

同期信号発生装置は、Victor社製SG-101で、フィールド周波数59.94Hzで、複合同期信号、垂直同期信号及び水平同期信号の三種の同期信号を発生する。

パーソナルコンピュータは、NEC社製PC-9801VXで、マイクロサイエンス社製デジタルI/OボードDIO-2298BPCを増設した。

デジタル画像処理装置は、柏木研究所製NEXUS 6810で、512×480画素、256階調の画像メモリを16枚持ち、サンプリング周波数12.083911MHzで8bitのA/Dを3チャンネル備えている。

ワークステーションは、Stardent社製TITAN 3020で、2CPUで64MIPS、64MFLOPSの処理能力を持ち、32MBの主記憶、1GBの外部記憶を有するもので、補助記録装置として最大2GBの記録能力を持つExabyte EXB-8200を用いた。

モニターディスプレイは、Victor社製AV-M150S及びPanasonic社製WV-5370Aで、必要に応じて、カメラ、光ディスクレコーダ装置及びデジタル画像処理装置の出力画像を適宜表示させた。

各装置の接続は、実験段階においてデータ収集を行う場合には図2-1の構成図の様に、解析段階においてデータ処理を行う場合には図2-2の構成図の様に使用した。

実験段階では3台のカメラの出力映像をそれぞれ別々の光ディスクレコーダ装置で録画し、解析段階では3台の光ディスクレコーダ装置の再生画像をデジタル画像処理装置の持つ3チャンネルのA/Dのそれぞれに入力した。これにより、3台のカメラからの画像を常に連続して記録し、またそれらを同時に処理することが可能となった。

映像信号及び同期信号はNTSC信号で、各装置間を同軸ケーブルによって接続した。すべての映像機器は同期信号発生装置の同期信号により同期させ、実験段階では、3台のカメラが常に同時刻の現象を捉えていることを保証し、解析段階では、3台の光ディスク

レコーダ装置の再生画像が同位相でA/D変換されることを保証した。

光ディスクレコーダ装置は、実験段階においてはパーソナルコンピュータにより、解析段階においてはワークステーションにより、RS 232C回線を経由して制御した。また、デジタル画像処理装置の制御は、ワークステーションにより行い、制御命令の伝送及び画像データの転送は高速のVMEバスを介して行った。尚、3台の光ディスクレコーダ装置に対する画像の録画や再生などの制御命令の伝送を、1台の制御機器から同時に行うために、RS 232Cの1回線を3回線に分岐させる装置を自作した。また、本研究で使用した光ディスクレコーダ装置は、映像信号の垂直帰線期間に命令を受けた場合、場合によって命令の実行時期が異なる可能性があるため、実験段階においては、同期信号発生装置の垂直同期信号をデジタルI/Oボードを介してパーソナルコンピュータに取り込み、垂直帰線期間には命令を送らない様に留意した。次節で詳述する解析段階の処理は、ワークステーションの制御のもとではほぼ完全に自動化及び省力化を図り、乱流計測に必要な膨大なデータの連続処理を可能とした。

2-3-2. 計測手順

本手法を用いて実際に流速計測を行う際、その手順を原理的に分類すると、1)カメラ校正、2)粒子位置計測、3)時間追跡の3つの段階に分けることができる。以下、各段階別について順に説明を加える。

1) カメラ校正

ステレオ写真法の原理に基づきトレーサ粒子の三次元位置を求めるためには、まず複数のカメラそれぞれについて、位置や姿勢などを求めなければならない。そのために、本研

究では単写真標定と呼ばれる手法(村井ら(1981))を用いた。この手法では、図2-3に示す座標系において、カメラの位置や姿勢などを11個のパラメータで表し、カメラと写真と対象物の関係を次式で表した。

$$x = -c \frac{a_{11}(X - X_0) + a_{12}(Y - Y_0) + a_{13}(Z - Z_0)}{a_{21}(X - X_0) + a_{22}(Y - Y_0) + a_{23}(Z - Z_0)} + \Delta x \quad (2-1a)$$

$$y = -c \frac{a_{21}(X - X_0) + a_{22}(Y - Y_0) + a_{23}(Z - Z_0)}{a_{31}(X - X_0) + a_{32}(Y - Y_0) + a_{33}(Z - Z_0)} + \Delta y \quad (2-1b)$$

但し、

$$a_{11} = \cos \phi \cos \kappa$$

$$a_{21} = \cos \omega \sin \kappa + \sin \omega \sin \phi \cos \kappa$$

$$a_{31} = \sin \omega \sin \kappa - \cos \omega \sin \phi \cos \kappa$$

$$a_{12} = -\cos \phi \sin \kappa$$

$$a_{22} = \cos \omega \cos \kappa + \sin \omega \sin \phi \sin \kappa$$

$$a_{32} = \sin \omega \cos \kappa - \cos \omega \sin \phi \sin \kappa$$

$$a_{13} = \sin \phi$$

$$a_{23} = -\sin \omega \cos \phi$$

$$a_{33} = \cos \omega \cos \phi$$

$$\Delta x = x_0 + x' (k_1 r^2 + k_2 r^4)$$

$$\Delta y = y_0 + y' (k_1 r^2 + k_2 r^4)$$

$$r^2 = (x'^2 + y'^2) / c^2$$

$$x' = x - x_0$$

$$y' = y - y_0$$

とする。ここで、 (x, y) は像の写真座標、 (X, Y, Z) は対象物の絶対座標を表し、 (X_0, Y_0, Z_0) はカメラ(視点)の絶対座標、 (ω, ϕ, κ) は絶対座標系に対してカメラ座標系のなす角度、 c は写真座標系における視点から写真平面までの距離を表す。

また、 k_1 、 k_2 はレンズ歪の補正係数で、 (x_0, y_0) は主点(光軸と写真平面の交点)の写真座標である。ここでカメラの位置や姿勢を表すパラメータは、標定要素と呼ばれる $X_0, Y_0, Z_0, \omega, \phi, \kappa, x_0, y_0, c, k_1, k_2$ の11個で、絶対座標及びその写真座標が既知の点(基準点)数個に対して(2-1)式をあてはめることによって決定することができる。その解法の詳細については、「写真による三次元測定:応用写真測量」(1983)及び小泉(1986)を参照されたい。

本研究では、基準点として、観察領域内の任意の位置に固定した平板上に描かれた複数の小円状の模様(第3章にて詳述)を用いた。それらの中心位置はあらかじめ精密に測定されており、基準点の絶対座標を与える。また、それらの像に対して適当な画像処理を施すことによって、基準点の写真座標を得る。写真座標の単位は、デジタル画像処理装置の画素とする。

得られた小円の映像は、実験段階において光ディスクレコーダ装置に記録され、解析段階において再生され、A/D変換されてデジタル画像処理装置の画像メモリに取り込まれる。この際、本研究で用いたA/Dのサンプリング周期が映像信号と非同期のため、写真座標に対して、各水平走査線上で最大±1画素の誤差が生じる。そこで本研究では、この誤差を抑えるために、再生画像を連続して16回取り込み、その積分平均した画像を用いた。こうして得られた画像に対して、適当なしきい値による二値化及びラベリング(辻内(1982)参照)を行って、各基準点の写真座標を、ラベリングされた小円の画素群の重心位置として与えた。

標定要素の計算は、こうして得られた多数の基準点の中から重複のない様に無作為抽出した27個の基準点を用いて行った。この際、あてはめの誤差を最小化するために数十通りの抽出を行い、その都度求めた標定要素を用いて、すべての基準点に対して(2-1)式から求めた写真座標と、実際の写真座標とのずれの自乗和を求め、そのあてはめ誤差が最小となる標定要素を求めた。

2) 粒子位置計測

(2-1)式は、視点と像を結ぶ直線を表しており、対象物を同時に複数台のカメラで撮影した場合、その対象物の位置は、各カメラの視点と対象物の像を結んだ複数の直線の交点として求められる。しかし、実際には種々の不確かさのために、複数の直線が厳密に一点で交わるとは限らない。そこで、本研究では、2本の直線間の距離が一定値以下になった場合に交わったとみなし、その2本の直線を結ぶ最短線分の中点を交点とした。従って、3本の直線からは3つの交点が構成されるが、その3つの交点を結ぶ三角形の外接円の半径が一定値以下になった場合にのみ、つまり、3つの交点の間の距離が一定値以下になった場合にのみ、3本の直線が1点で交わったとみなした。ここで、その交点の位置には、3つの交点位置に対して不確かさの逆数を重みとして加重平均した値を用いた。

三次元画像処理流速計は、流体中に浮遊する微小粒子の位置を時々刻々追跡することによって、流体の速度を計測する手法である。そこで本研究では、TVカメラの画像蓄積モードをフィールドモードとし、1/2000秒の電子シャッターによって運動する粒子の画像を静止画像として捉え、その画像を光ディスクレコーダ装置に順次記録した。ここで、1枚のTV画像(フレーム)は、奇数番目の水平走査線の集まりである奇数フィールドと、偶数番目の水平走査線の集まりである偶数フィールドの2つのフィールドからなっており、それらが交互に現れて1つのフレームを構成している。従って、本研究では粒子の運動は1/59.94秒間隔で連続して捉えられ、一枚の画像に二時刻分づつ記録される。解析段階においては、3台の光ディスクレコーダ装置に記録された画像は順次再生され、それぞれ同時にA/D変換された後、画像メモリに記録される。A/D変換に際しては、基準点画像と同様に16回の積分平均を行った。得られた画像は2時刻分の合成画像であるので、画像処理装置によって、偶数及び奇数フィールドに分離した。この際、失われた水平走査線は、各々上下の走査線の平均を用いて補間した。こうして得られた6枚の画像データをV

MEバスを介してワークステーションに転送し、ラベリング処理を行い、各時刻における粒子の写真座標を求めた。粒子の画像は、粒子の直径やその位置などによって、輝度分布にはばらつきがあり、基準点画像のように単純に二値化することができない。そこで本研究では、独自のアルゴリズムによりラベリングを行った。以下にその詳細を示す。

(ラベリング)

まず、原画像の輝度から背景の輝度(一定値)を差し引いた後、輝度分布の極大点を検索する。次に、各々の極大点を粒子像の核とし、その4近傍画素の輝度が極大値の定数倍(本研究では、 $4/5$)以上の場合には、その画素も粒子像の核とする。この操作をそれ以上核となる画素が見つからなくなるまで繰り返すことによって、構成画素数の多い粒子像についてもその全体が捉えられる様にした。最後に、核となる各画素の8近傍画素のうち、その輝度が極大値の定数倍(本研究では、 $2/3$)以上の画素を同一粒子の像と見なし、それらの画素の重心位置を粒子位置とした。重心位置としては、各画素の輝度を重みとする加重平均を用いた。ここで、4近傍とは、対象とする画素と一辺を共有する隣接画素を指し、8近傍とは、辺または頂点を共有する隣接画素を指す。参考のために、図2-4に本手法の概略図を示す。

本手法においては、決定しなければならない任意定数が背景の輝度及び2つの定数だけで、しかも輝度分布の異なる粒子像を同時にラベリングすることが可能であるという利点がある。また、粒子の重心位置計算に輝度情報を用いているため位置の精度が高いと考えられる。本研究では、本手法が汎用画像処理アルゴリズム SPIDER (Subroutine Package for Image Data Enhancement and Recognition、電子技術総合研究所)のラベリングに比べて、処理が2倍以上高速であり、任意定数の値に対する結果の依存度が小さいということを確認した。

本研究においては、粒子の三次元位置の算出と、従来その後に行われていた粒子位置の

時間追跡を、同時に行うことによって後述の対応付けの歩留まりの向上を計った。そのため、実際の処理は、粒子位置計測と時間追跡の二段階に分けられるのではなく、次の手順で処理を行った。まず、光ディスクレコーダ装置の再生画像に前述の処理を施して、各時刻における粒子の写真座標の算出を行い、次にその写真座標と標定要素を用いて、粒子の三次元位置の算出及びその時間追跡を行う。ここでは、粒子位置計測に関してのみ詳述し、時間追跡に関しては後述する。

本研究においては、1画面に平均約600~1000個の粒子像が捉えられており、その全てに対して同時に前述の方法で直線の交点を求めようとした場合、偶然に直線間の距離が一定値以下になり、本来粒子の存在しない場所にも3本の直線の交点（虚偽の交点）が生じる可能性がある。粒子数が多いほど、交点の認定に用いるしきい値が大きいくほど、この可能性は高くなる。また、カメラの画像上で複数の粒子の像が重なった場合や、3台のカメラの中であるカメラの視界だけに粒子が入ったり、あるカメラの視界だけから粒子がはずれてしまった場合などには、これらの粒子像によって構成される交点が正しい交点なのか虚偽の交点なのかを判断することは困難である。

本研究では、真の交点の判断基準として、その交点を構成する各カメラにおける粒子像が他の交点の構成に関与していないだけでなく、その交点に関して後述の時間追跡を行うことができ、しかもその時間追跡の候補が唯一つであるという条件を課した。但し、あるカメラにおいて近接する複数の粒子像がそれぞれに交点を構成し、それら複数の交点が他の2台のカメラにおいてはそれぞれ同一の粒子像によって構成されている場合、つまり、他の2台のカメラからは独立の交点が構成できる場合には、近接する複数の粒子像の中に、真の粒子像が存在するとみなして、複数の交点のうち、交点を結ぶ三角形の外接円が最小のもの、つまり3本の直線による3つの交点間の距離が最小のものを真の交点と見なし、それ以外の交点を虚偽の交点として除外した。（図2-5参照）

時間追跡の結果最終的に真の交点として認識された交点に対して、再び(2-1)式を用いて、各カメラでの写真座標を求め、元の像の写真座標との比較を行ったところ、画像全体にわたって一様なずれが生じていることが分かった。これは、1) 基準点画像はその明暗が非常にはっきりしており、その輝度の急変が記録再生などの一連の処理の過程で忠実に再現しきれなかったため、2) 標定板の撮影を斜方から行ったために、基準点画像が正確な楕円とならなかったため、3) 基準点の撮影に際してその照明がやや側方から行われたために、ある一定方向に偏ったハレーションを起こしたため、4) 粒子の照明が側方から行われたために、見る角度によってその発光の仕方が異なっていたため、などの理由によって、基準点と粒子との間でその画像の位置にずれを生じたものと考えられる。そこで、粒子の写真座標としては、この一様なずれを補正したものをを用いた。本研究で実際に用いた補正量の絶対値は、最大約1画素であった。この補正によって、交点の位置に影響を与えず、交点の判断に用いるしきい値に比較的小さい値を用いることができ、不必要な虚偽の交点の発生や、それに伴う計算負荷の増大を回避することができた。しかし、理想的にはこのような補正を行う必要はなく、基準点及び粒子の可視化やそれらの重心位置計算において、十分な注意が必要であると考えられる。

粒子位置計測を実際に行う場合には、直線の交点の判断に必要な前述の2つのしきい値を決定しなければならない。これらの値は、粒子位置計測の不確かさや写真座標の不確かさなどに依存する値であるが、その値の大小は虚偽の交点の発生や真の交点の見落としなどに影響するので、後述の時間追跡にも大きく影響する。これらの値の決定方法については、後述する。

3) 時間追跡

流体中に浮遊する複数個の粒子の三次元位置を微小時間間隔毎に連続して正しく計測す

ることができても、異なる時刻において一つの粒子を正しく同定できなくては、粒子の速度を求めることはできない。この粒子の同定、つまり時間追跡においては、まず、流れ場の統計的性質を十分に考慮して各粒子が次の時刻において存在しうる範囲を予測し、その予測の範囲内に存在する粒子すべてを時間追跡の候補とする。ここで、この候補が唯一つで、かつ他の粒子からの時間追跡の候補となっていない場合にのみ、独立の時間追跡が可能となり、粒子の速度を求めることが可能となる。従って、時間間隔が大きい、流れ場の変動が大きい、流れ場の統計的性質が十分に分からない、粒子位置計測の不確かさが大きいなどの理由で、予測する範囲を必要以上に大きく取らなければならない場合や、単位体積当りの粒子の数が多の場合などには、必然的に時間追跡の候補数も多くなり独立の時間追跡が困難となる。また、実際には、粒子の三次元位置計測において前述の虚偽の交点が生じている可能性も有り、たとえ独立した時間追跡が行われても正しい粒子の軌跡を捉えているとは限らない。しかし、より多くの時間ステップにわたって時間追跡を行えば、偶然に候補となった虚偽の交点が追跡される可能性が低くなり、独立した時間追跡が行われる可能性も高くなる。その結果、より多くの粒子に対して正しい軌跡を追跡することが可能となると考えられる。但し、粒子位置計測において虚偽の交点が非常に多く生じた場合、単位体積当りの粒子の数が非常に多い場合、より先の時刻における予測範囲が徐々に大きくなる場合などには、多時刻追跡を行ったために逆に候補数が増し、独立した時間追跡が困難となる場合もある。

佐田ら(1991)の乱れのスペクトルを考慮した考察によって、乱れのタイムスケールが時間間隔より大きい場合に、多時刻追跡が効果的であることが示されている。本研究で対象とした流れ場においては、予想される速度の最小タイムスケールが0.115秒で、画像の時間間隔0.0167秒よりも大きく、多時刻追跡が有効であると考えられる。本研究では、時間追跡の追跡時刻数を4時刻とし(図2-6参照)、3、4時刻目における候補の予測範囲の大きさとしては、佐田ら(1991)の考察に基づいて、予想される流れ場の特性量から計算

された値を用いた。一方、2時刻目の予測範囲は、平均速度による変位を考慮した上で、そこから、x、y、z各方向の速度変動のrms値の最大値による変位の±約5倍までとした。但し、ここで平均速度や速度変動のrms値などの流れ場の特性量は、本研究の実験条件において、従来の研究結果から推定される値を用いた。3、4時刻目における予測範囲の大きさは、それぞれ2時刻目の予測範囲の大きさの0.245倍、0.113倍とした。また、粒子位置計測の不確かさによって生じる予測位置のずれを考慮して、各時刻の予想範囲に、粒子位置計測の不確かさによる変位の4倍の変位を加えた。

本研究では、粒子位置計測及び時間追跡に際して、佐田ら(1989)、Sata et al.(1989)による複合対応付けの手法を用いた。この手法は、時間追跡を行う際に、粒子位置計測においても独立であるという条件を課すことによって、より多くの正しい時間追跡を可能にするものである。ここでは、独立の時間追跡が成されたある粒子軌跡に対して、それを構成する各時刻の粒子位置全てが、それぞれ皆独立の直線の交点である場合にのみ、つまり、その粒子軌跡の構成に関与する各時刻、各カメラにおける粒子像の全てが、他の粒子軌跡の構成に全く関与していない場合にのみ、正しい時間追跡が可能であると判断した。

時間追跡の候補が独立となるかどうかは、予測範囲内に存在する粒子の数に依存しており、この粒子の数は、前述の交点の判断のしきい値に依存している。しきい値を小さくすると、虚偽の交点の発生が抑えられ、時間追跡の候補が独立となりやすくなるが、真の交点をも排除してしまい、本来追跡できるはずの粒子が追跡できなくなる可能性も大きくなる。逆に、しきい値を大きくすると、真の交点を排除してしまう危険性は低くなるが、虚偽の交点を発生する確率が高くなり、独立した時間追跡の候補の数が減少する。そこで、本研究では、時間追跡の結果得られる速度ベクトル数が最大となるようにしきい値を決定した。その結果、直線間の距離のしきい値を0.20mm、3つの交点間の距離に関するしきい値を0.028mmとした。これらの値を代表的な画素の大きさと表すと、それぞれ1.693、

0.237となった。善本(1991)のシミュレーションによって、4時刻にわたって時間追跡を行った場合、本実験と類似の条件下において、1時刻当り約800個の独立した粒子軌跡が得られ、そのうち虚偽の交点を含む粒子軌跡は1個以下となることが示されている。これらの値と定量的な比較を行うことは出来ないが、本研究では得られた軌跡は全て正しい速度ベクトルとして採用した。

時間追跡の結果、粒子の軌跡は、連続する4時刻における粒子の三次元位置座標として得られる。ここで、時間間隔が十分に小さく、トレーサー粒子の運動が十分に流体の運動に追従しているとすれば、流体の速度は、粒子の変位を時間間隔で除したものとなる。しかし、時間間隔を短くすると、粒子位置計測に含まれる不確かさによる速度の不確かさが大きくなり、時間間隔を長くすると、粒子の軌跡の直線近似に伴う速度の不確かさが大きくなる。そこで、この両方の不確かさを考慮し、流速を求める際の時間間隔として、画像の時間間隔の2倍(2/59.94秒)を用い、連続する4時刻の粒子位置から、1時刻目と3時刻目及び2時刻目と4時刻目の位置座標を用いて流速を定義した。つまり、時刻 t_n における粒子位置を P_n とした時に、位置 x_n において流速 v_n が得られるとすると、

$$x_n = (P_{n+1} + P_{n-1}) / 2 \quad (2-2)$$

$$v_n = (P_{n+1} - P_{n-1}) / (t_{n+1} - t_{n-1}) \quad (2-3)$$

と表される。佐田ら(1991)の解析によると、本研究の実験条件において、粒子の軌跡の直線近似によって、測定される乱れのエネルギーは真の乱れのエネルギーの0.980倍になると推定される。

以上の手順によって本研究で得られた速度ベクトルの数は、一時刻当り平均約420個であった。

2-4. 不確かさ解析

本節では、本研究で行った軸対称自由噴流の乱流計測に含まれる不確かさを、ANSI/ASME PTC 19.1の手法に基づいて解析する。各要素誤差及び計測の不確かさについての解析結果は、表2-1に総括して示す。不確かさの表記に際しては、各項目が直接比較できるように、すべての値を画素を単位として表した。本来画素を単位としない値については、相当する代表的な画素の大きさと規格化した値を示し、元の値を併記した。尚、特に明記しない場合は、試料の自由度は十分に大きく、スチューデントt値は2とした。

2-4-1. 要素誤差要因の列挙

本手法による計測、即ち、1) 粒子位置計測、2) 流速計測の2つの項目に対して、それらの要素誤差の要因を列挙する。分類は、本手法による計測手順に基づいて行った。

1) 粒子位置計測の要素誤差

a) 標定要素に含まれる誤差

a-1) 基準点位置の誤差

a-2) 映像信号に含まれる誤差

a-3) 基準点画像の画像処理に伴う誤差

a-4) 標定要素の算出に伴う誤差

b) 粒子像の写真座標の誤差

b-1) 映像信号に含まれる誤差

b-2) 粒子画像の画像処理に伴う誤差

c) 粒子位置の算出に伴う誤差

2) 流速計測の要素誤差

- a) 粒子位置計測に含まれる不確かさ
- b) 粒子の追従性による誤差
- c) 画像時間間隔の誤差
- d) 粒跡の直線近似に伴う誤差

2-4-2. 各要素誤差の推定

ここでは、各要素誤差の推定値及びそれぞれの推定の根拠について述べる。用いた座標系は、図2-3に示されるように、写真座標系を (x, y) 、絶対座標系を (X, Y, Z) とした。ここで、 X 及び Y は後述の標定板の座標を基準とし、 Z はそれに直交する方向とした。また、使用した実験装置の詳細については、第3章第2節「実験装置」に譲り、ここではそれらに伴う不確かさについてのみ述べる。

・基準点位置の誤差(1-a-1)

本研究で基準点として用いた標定板の測定結果から、 X 、 Y 方向の正確度は、顕微鏡の最小目盛りの半分の $0.25\mu\text{m}$ とし、精密度は、位置補正(後述)の推定標準誤差から、 X 、 Y 方向にそれぞれ $1.28\mu\text{m}$ 及び $1.19\mu\text{m}$ とする。また、 Z 方向にはトラバースに用いたボールねじに対するレーザー変位計による測定結果から、正確度は測定分解能の半分の $0.025\mu\text{m}$ とし、精密度は測長結果に対する直線近似の推定標準誤差から $16.4\mu\text{m}$ とする。

・映像信号に含まれる誤差(1-a-2、1-b-1)

カメラの出力信号は、一旦、光ディスクレコーダ装置に記録され、後に再生、A/D変換されてデジタル画像処理装置の画像メモリに取り込まれる。この間の画像の再生及び

A/D変換に伴って画像に歪みが生じる。そこで、光ディスクに記録された同一の映像の再生、A/D変換を繰り返し行い、そこに含まれる誤差を測定した。その結果、精密度は、x方向に0.0434画素、y方向に0.0189画素となった。正確度は、end-to-endの校正を行ったので0とした。ここで、CCD素子に蓄電された映像の信号化や、映像信号の光ディスクレコーダ装置への記録などに伴う誤差は、十分小さいとして無視した。また、レンズなどの光学系の歪による誤差は、校正によって標定要素で再現されるので無視した。

・基準点画像の画像処理に伴う誤差 (1-a-3)

基準点の写真座標は、面積約100画素の楕円状の画像の重心位置として求められる。本研究では、A/D変換後の原画像に輝度強調を施した後、二値化し、重心位置計算を行い、計算結果を小数第2位まで出力した。これらの画像処理に伴う誤差を評価するために、二値化のしきい値を適当な範囲で変化させて重心位置計算を行い、しきい値選択に伴う誤差を評価した。方向による誤差の差はなく、正確度は、出力の打ち切り誤差から0.005画素、精密度は、しきい値に対する数値実験の結果から0.0863画素とした。

・標定要素の算出に伴う誤差 (1-a-4)

標定要素の算出は倍精度実数を用いて行ったので、算出に伴う桁落ちなどの誤差は無視できるとした。また、得られた標定要素の値も倍精度実数で保存したので、計算結果の打ち切り誤差も無視できるとみなした。従って、正確度、精密度ともに0とする。

・粒子画像の画像処理に伴う誤差 (1-b-2)

粒子の写真座標は、A/D変換後の粒子の画像に前述のラベリングを施して求めた。計算結果は、0.01画素単位で表し、2バイト整数として出力した。粒子の重心位置としては、輝度の重み付き平均を用いているので、その誤差は本来1画素よりも十分に小さいと考えられるが、大半の粒子像の面積が1画素であったので、誤差としては±0.5画素の1様分

布を考えた。従って、 x 、 y 方向共に、正確度は0.005画素、精密度は0.2887画素とした。但し、後述の不確かさの計算にあたっては、精密度として、 ± 0.5 画素の一様分布を与えてシミュレーションを行った。

・粒子位置の算出に伴う誤差 (1 - c)

粒子位置の計算は倍精度実数を用いて行ったので、算出に伴う桁落ちなどの誤差は無視できるとした。しかし、得られた粒子の絶対座標は、データ量を節約する目的から、測定領域内での相対座標とし $1 \mu\text{m}$ 単位で算出し、2バイト整数で保存した。従って、各方向に正確度は $0.5 \mu\text{m}$ 、精密度は0とする。

・粒子の追従性による誤差 (2 - b)

図2-7及び図2-8は、流体中の粒子の運動を記述したBBO式に対する、佐田ら(1987)による解析結果で、それぞれ粒子の流体運動に対する周波数応答及び過渡応答を示している。この図から、本研究で使用したトレーサー粒子(後述、比重1.026、平均粒子径 $274 \mu\text{m}$)は、本研究で予想される最も厳しい条件である周波数59.94Hz、即ち0.0167秒においても十分な追従性を有していることが分かる。よって、追従性による誤差は無視できるとした。

・画像時間間隔の誤差 (2 - c)

画像の時間間隔は、NTSC規格のTV信号におけるフィールド周波数59.94Hzによって決定される。この周波数は、最大映像周波数6MHzなどの極めて高周波数の成分によって構成されており、その誤差は無視できる。

・粒跡の直線近似に伴う誤差 (2 - d)

「2-3-2. 計測手順 3) 時間追跡」において述べたように、佐田ら(1991)の解析

によると、流跡の直線近似に伴って、本研究において測定される乱れのエネルギーは0.980倍となる。この利得は十分に1に近く、直線近似で求められた瞬時速度に含まれる誤差は無視する。

2-4-3. 計測の不確かさ

1) 粒子位置計測に含まれる不確かさ

前述のように粒子位置計測の過程は非常に複雑で、各要素誤差の誤差伝播を解析的に求めるのは困難である。そこで本研究では、数値シミュレーションによって、各要素誤差による伝播を求めた。

数値シミュレーションは、まず計測領域内の任意の位置に粒子の存在を仮定し、その粒子の各カメラにおける写真座標を(2-1)式から求める。次に、その写真座標と標定要素から粒子の位置を再構築し、最初に仮定した粒子の位置と比較して、その誤差を求める。この作業を1000個の試料に対して行い、誤差の標準偏差を求めた。この過程で、種々のパラメータに適宜誤差を与え、その誤差伝播を調べた。この際、真の標定要素としては、実際に用いた標定要素を用いた。正確度に対する誤差伝播を求める際には、各誤差要因の正確度の1/2を標準偏差とする正規乱数を用い、誤差の標準偏差の2倍を正確度とした。精密度に対しては、各誤差要因の精密度を標準偏差とする正規乱数を用い、誤差の標準偏差を精密度とした。

・標定要素による不確かさ

標定要素に含まれる誤差の伝播は、シミュレーションにおいて、真の写真座標と誤差を含む標定要素を用いて粒子の位置を再構築することによって求めた。誤差を含む標定要素

は、実際に用いた基準点の絶対座標、及びその絶対座標と真の標定要素から求めた写真座標のそれぞれに、前述の要素誤差を与えたものを基準点の値として算出した。十分大きいサイズの試料を得るために、誤差を含む標定要素は、各カメラについて5通りづつ求め、それらのすべての組合せ(125通り)について誤差伝播を求め、その平均を求めた。その結果、X、Y、Z各方向に、正確度は $0.301\mu\text{m}$ 、 $0.350\mu\text{m}$ 、 $0.861\mu\text{m}$ 、精密度は $5.50\mu\text{m}$ 、 $8.15\mu\text{m}$ 、 $18.60\mu\text{m}$ となり、不確かさは95%包括度で、 $11.01\mu\text{m}$ 、 $16.31\mu\text{m}$ 、 $37.21\mu\text{m}$ となった。

・粒子の写真座標による不確かさ

粒子の写真座標の誤差の伝播は、真の写真座標に前述の誤差を与えてシミュレーションを行って求めた。この際、画像処理に伴う誤差は、写真座標の値を最も近い整数値に打ち切ることによって与え、さらにその上に画像信号に含まれる誤差を正規乱数として与えた。その結果、X、Y、Z各方向に、正確度は $0.494\mu\text{m}$ 、 $0.485\mu\text{m}$ 、 $1.083\mu\text{m}$ 、精密度は $29.06\mu\text{m}$ 、 $28.37\mu\text{m}$ 、 $63.59\mu\text{m}$ となり、不確かさは95%包括度で、 $58.12\mu\text{m}$ 、 $56.75\mu\text{m}$ 、 $127.19\mu\text{m}$ となった。

ここで、標定要素による不確かさは、校正に伴う不確かさであるので、正確度として扱い、すべての不確かさを集計した。その結果、X、Y、Z各方向に、正確度は $11.03\mu\text{m}$ 、 $16.32\mu\text{m}$ 、 $37.23\mu\text{m}$ 、精密度は $29.06\mu\text{m}$ 、 $28.37\mu\text{m}$ 、 $63.59\mu\text{m}$ となり、不確かさは95%包括度で、 $59.16\mu\text{m}$ 、 $59.05\mu\text{m}$ 、 $132.15\mu\text{m}$ となった。これらの値を代表的な画素の大きさで表すと、0.50画素、0.50画素、1.12画素となる。以上より、本手法の計測精度が映像機器の画素の分解能に依存していることが分かる。このことから、今後HDTVなどの高品位テレビ技術の導入によって、三次元画像処理流速計の高精度化の可能性が期待されることを付記する。

2) 流速計測に含まれる不確かさ

(2-3) 式より、時刻 t における流速の測定値の i 方向成分 v_i は、時刻 $t - \Delta t/2$ 及び $t + \Delta t/2$ における粒子位置の i 方向座標を $P_{i,t-\Delta t/2}$ 及び $P_{i,t+\Delta t/2}$ とすると、

$$v_i = (P_{i,t+\Delta t/2} - P_{i,t-\Delta t/2}) / \Delta t \quad (2-4)$$

と表される。

各誤差要因に対する考察より、流速計測に含まれる不確かさにおいて、粒子位置計測に含まれる不確かさ以外の誤差は無視できると考えられる。従って、粒子位置の不確かさのみについて(2-4)式より誤差伝播を調べた。その結果、X、Y、Z各方向に、正確度は0.47mm/s、0.69mm/s、1.58mm/s、精密度は1.23mm/s、1.20mm/s、2.70mm/sとなり、不確かさは95%包括度で、2.51mm/s、2.50mm/s、5.62mm/sとなった。



図1-5 粒子位置計測装置の構成図

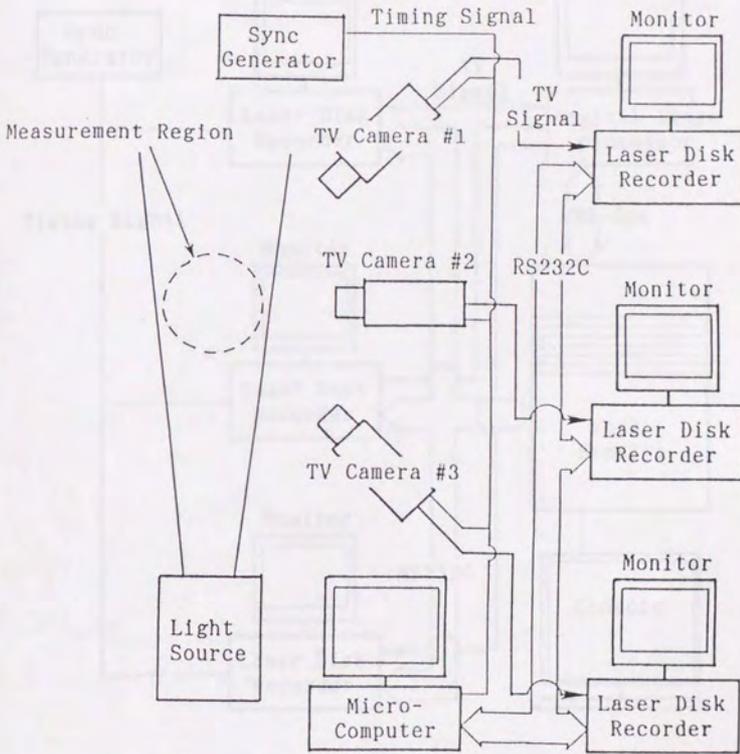


図 2 - 1 計測システムの構成図 (実験段階)

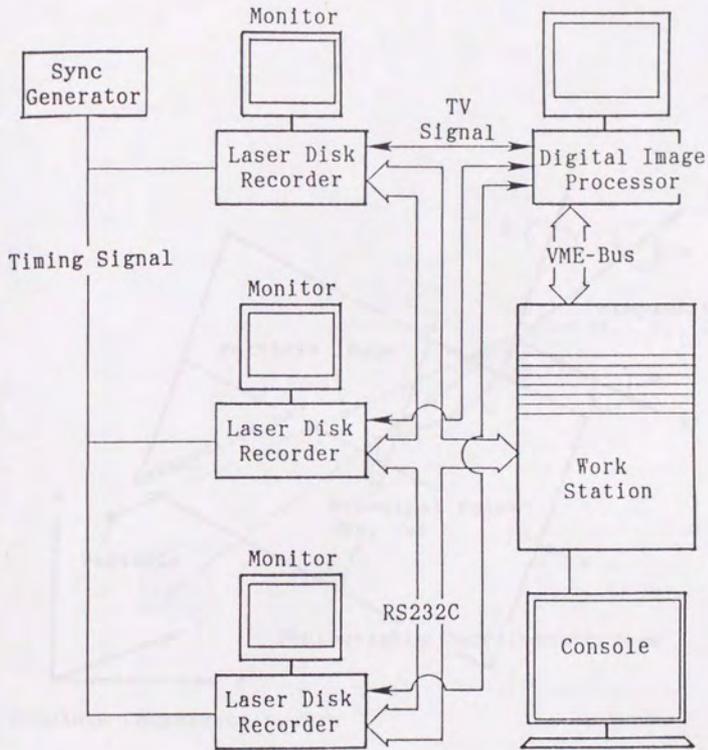


図2-2 計測システムの構成図(解析段階)

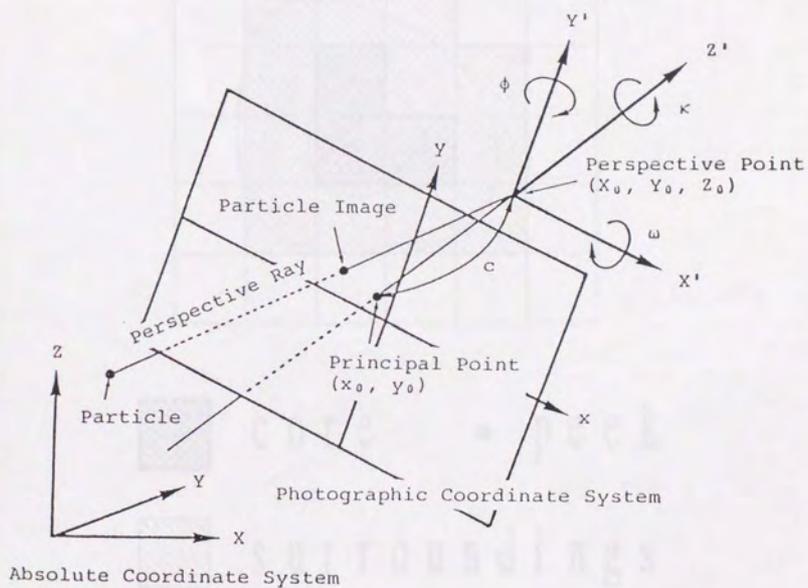
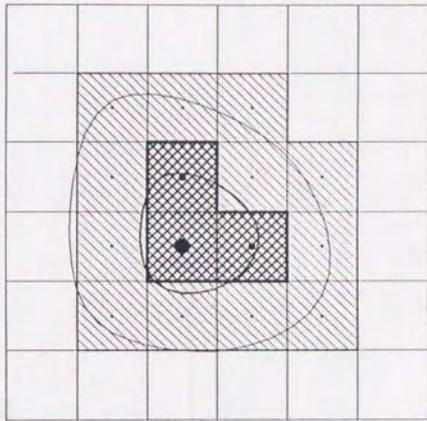


図 2 - 3 絶対座標系と写真座標系



core • peek



surroundings

図 2-4 ラベリング

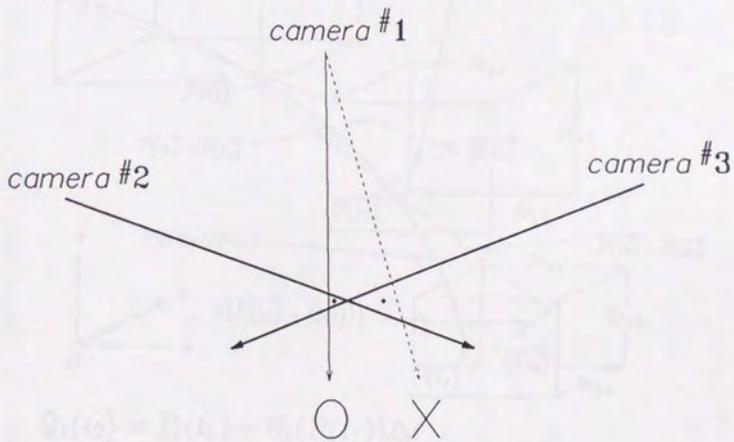
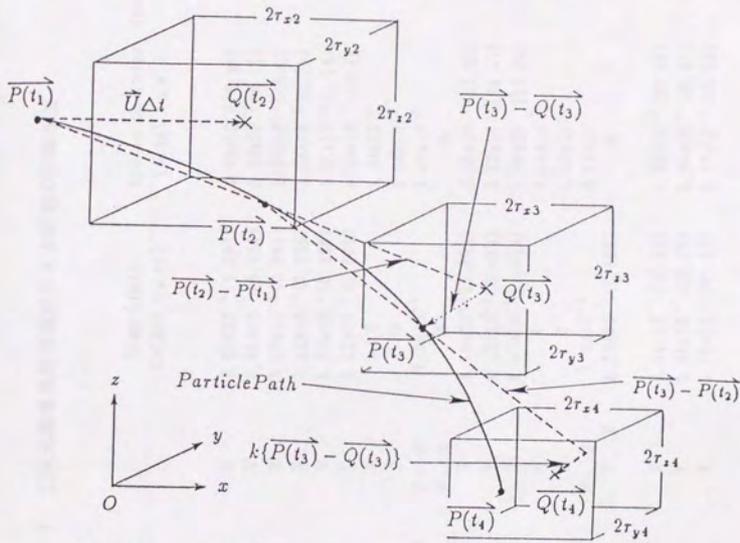


図 2 - 5 虚偽の交点の除去



$$Q_i(t_2) = P_i(t_1) + U_i(P(t_1))\Delta t$$

$$Q_i(t_3) = 2P_i(t_2) - P_i(t_1)$$

$$Q_i(t_4) = (k+2)P_i(t_3) - (2k+1)P_i(t_2) + kP_i(t_1)$$

图 2-6 時間対応

表 2-1 三次元画像処理流速計による計測の不確かさ

	Bias Limit (pixel (μm))	Precision Index (pixel (μm))	Uncertainty (95% coverage) (pixel (μm))
粒子位置計測に含まれる不確かさの要素誤差			
a) 標定要素に含まれる誤差			
a-1) 基準点位置の誤差	X 2.54×10^{-3} (0.301)	4.55×10^{-2} (5.50)	9.32×10^{-2} (11.01)
	Y 2.96×10^{-3} (0.350)	6.90×10^{-2} (8.15)	1.38×10^{-1} (16.31)
	Z 7.29×10^{-3} (0.861)	1.57×10^{-1} (18.6)	3.15×10^{-1} (37.21)
a-2) 映像信号に含まれる誤差	X 2.12×10^{-3} (0.250)	1.08×10^{-2} (1.28)	
	Y 2.12×10^{-3} (0.250)	1.01×10^{-2} (1.19)	
	Z 2.12×10^{-4} (0.025)	1.39×10^{-1} (16.4)	
	x 0	4.34×10^{-2}	
	y 0	1.89×10^{-2}	
a-3) 基準点画像の画像処理に伴う誤差	x, y 5.0×10^{-3}	8.53×10^{-2}	
a-4) 標定要素の算出に伴う誤差	x, y 0	0	
b) 粒子像の写真座標の誤差	X 4.18×10^{-3} (0.494)	2.45×10^{-1} (29.06)	4.92×10^{-1} (58.12)
	Y 4.11×10^{-3} (0.485)	2.40×10^{-1} (28.37)	4.80×10^{-1} (56.75)
	Z 9.17×10^{-3} (1.083)	5.38×10^{-1} (63.59)	1.077 (127.2)
b-1) 映像信号に含まれる誤差	x 0	4.34×10^{-2}	
	y 0	1.89×10^{-2}	
b-2) 粒子画像の画像処理に伴う誤差	x, y 5.0×10^{-3}	2.89×10^{-1}	
c) 粒子位置の算出に伴う誤差	X, Y, Z 4.23×10^{-3} (0.500)	0	
粒子位置計測に含まれる不確かさ			
	X 9.34×10^{-2} (11.03)	2.46×10^{-1} (29.06)	5.01×10^{-1} (59.16)
	Y 1.38×10^{-1} (16.32)	2.40×10^{-1} (28.37)	5.00×10^{-1} (59.05)
	Z 3.15×10^{-1} (37.23)	5.38×10^{-1} (63.59)	1.122 (132.5)

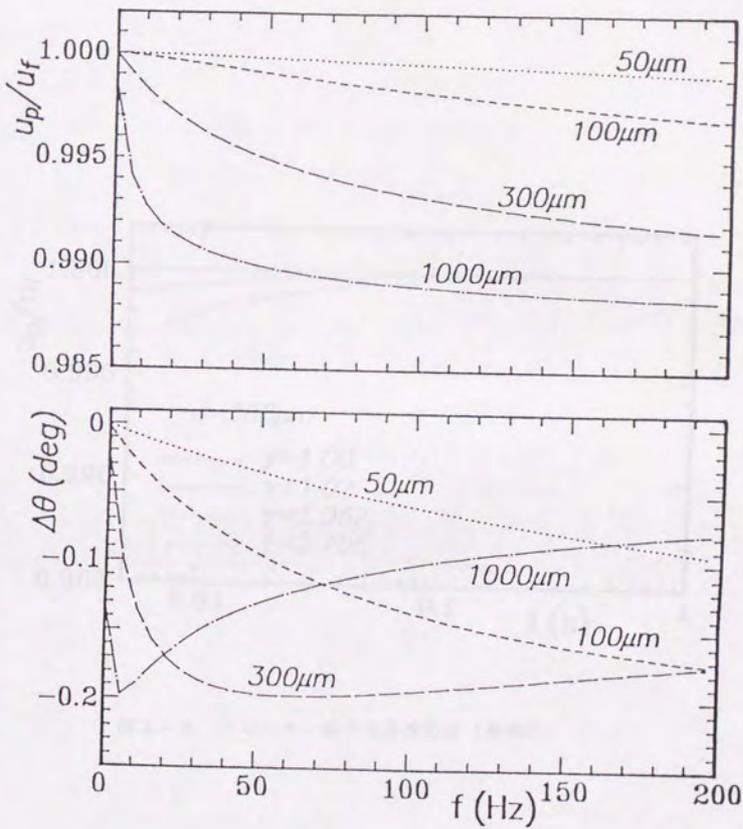


図2-7 トレーサー粒子の周波数応答

(上図：振幅比、下図：位相遅れ)

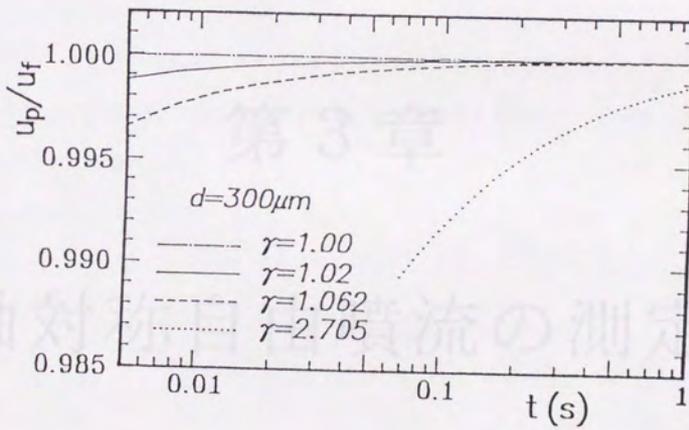


図2-8 トレーサー粒子の過渡応答 (振幅比)

第 3 章

軸対称自由噴流の測定

3-1. 序

本章では、軸対称自由噴流の自己保存領域における三次元画像処理流速計による乱流計測の詳細について述べる。

まず、軸対称自由噴流の実験装置及び実験方法について詳述する。

次に、本研究で得られた瞬時速度ベクトルを基に、軸対称自由噴流の自己保存領域の速度場に関する大規模なデータベースの構築を行った。そこで、このデータベースの構築の詳細について述べる。

さらに、得られたデータベースから計算された軸対称自由噴流の自己保存領域における種々の乱流統計量の分布、及びそれらから得られる軸対称自由噴流の乱流輸送現象に関する知見について述べる。

3-2. 実験装置及び実験方法

実験装置は、軸対称自由噴流の流れ場を実現する部分と三次元画像処理流速計の適用に必要な流れの可視化に関係する部分とに大別される。

図3-1に軸対称自由噴流実験装置の概略図を示す。小型水槽中の流体は、ポンプによって駆動され、ノズルを通して水槽内に導かれる。水槽内の流体はオーバーフローから小型水槽に戻され、水槽の水位は常に一定に保たれる。本研究におけるノズル出口面から水面までの距離は706mmであった。流体中に投入した少量の微小粒子は、水槽外部から照明され、その運動は、水槽上部に設置されたCCDカメラによって撮影される。

流体は水で、あらかじめ約55°Cで脱気した後自然冷却し、微生物の繁殖を防ぐために少量の次亜塩素酸ナトリウム水溶液を加えたものである。また、トレーサ粒子を投入する際には、個々の粒子が分離しやすいように、極少量の界面活性剤を加えた。

本研究で使用したトレーサ粒子は、球形の微小粒子TORAY社製SP-500Lで、材質はナイロン12で、比重は1.026である。粒子径布にばらつきがあったので、ふるいにかけて、メッシュ間隔250 μm ~297 μm に入ったものを用いた。従って、平均粒子径は274 μm 程度と考えられる。

水槽の内容積は、幅780mm、奥行き780mm、深さ880mmで、ノズル断面積の流路断面積に対する割合は、 3.8×10^{-5} と十分に小さく、二次流による運動量損失が無視できると考えられる(Capp(1983))。また、水槽の正面ほぼ中央に直径約200mmの照明用のガラス窓を、底面の角近くに排水用、側面上部部の角近くにオーバーフロー用のドレインを取り付けた。水槽内面は、光沢のない黒色に塗装し、水槽内部を撮影する際にトレーサ粒子以外の像が写らない様に留意した。水槽上部には、アクリル製の枠を設置し、カメラの固定や、校正時のトラバース用支柱の固定のために用いた。また、水槽底面中央には、ノズルの設置及びトラバース用支柱の固定のための台を取り付けた。水槽は、上部のアクリル枠が水平になるように設置し、ノズル設置台は、ノズル出口面が水平になり、かつトラバース用支

柱が鉛直になるように設置した。

図3-2は、本研究で用いたノズルの断面図で、底面側方から流入した流体は、内径25mm、長さ65mmの流路内を、多孔板、整流格子を経て、内径5mm、長さ30mmのノズルに導かれる。多孔板及び整流格子の寸法及び配置は、Mehta & Bradshaw(1979)に基づいて決定した。ノズルの形状は、出口で一様な速度分布を持つように、入口側直管部と出口側の短い直管部を滑らかにつなぐ2つの3次曲線とし、Morel(1975)に基づいて決定した。表3-1にノズル寸法の詳細を示す。ノズル出口面は、中心から半径125mmの範囲にわたって断差のない平面となるようにした。

予備実験において水槽内に二次流が存在することが確認されたので、二次流の影響を小さくする目的で、水槽内側の側壁から約20mmと約30mmの位置に、それぞれメッシュ寸法約1mm及び約5mmの黒色のビニール製メッシュを設置した。

ポンプは、兵神装備社製モノポンプ3NE06H2で、固形物を含む流体を無脈動かつ一定流量で移送することが可能である。また、その流量は付属の回転計によって常時測定可能である。ノズルやポンプなどを結ぶ配管は、すべて塩化ビニールのチューブを用いた。

トレーサ粒子の撮影を行う際には、水面での屈折などの影響を除外するために、レンズ全体を先端に光学フィルタを取りつけたカバーで覆って防水し、フィルタが完全に水没する様にカメラを設置した。

トレーサ粒子の可視化に際しては、水槽外部に設置した500Wのウシオ電機社製キセノン管照明装置UI-501の閃光を、レンズとスリットを用いて一辺約60mmの平行光線とし、水槽側面のガラス窓を通して水槽内に導き、適切な領域のみに照射するように調整した。観察領域は、水槽ほぼ中央のノズル下流300mm ($Z/D=60$) の点を中心とする約65x65x60mmの領域で、3台のカメラ全てによって捉えられており、かつ照明光が当たっている領域である。カメラの設置に際しては、全てのカメラにおいて、粒子の発光をなるべく正面から捉えられる様に、各カメラの光軸と照明の光軸のなす角度が鋭角となるように配置した。また、粒子位置計測における不確かさを最小とするために、カメラ同士の光軸間角度がなるべく

直角に近くなるように各カメラを配置した。撮影に際して、ピントは観察領域中央で合わせ、すべてのカメラの視野がなるべく等しくなるように、ズーム倍率及び接写リング厚さを調節した。レンズの絞り及びシャッター速度は、粒子に対する被写界深度及び粒子像の輝度が十分に得られるように設定した。本研究においては、絞りが 5.6、シャッター速度が 1/2000 秒であった。露光期間中の粒子の変位は約 $25 \mu\text{m}$ と予測されるが、露光時間が乱れのタイムスケールに比して十分小さいので、露光期間中の粒子の変位が測定結果に及ぼす影響は無視できるとした。

カメラの校正に必要な基準点としては、図 3-3 に示す標定板上に描かれた小円を用いた。この標定板は、厚さ 2mm のガラス板上にフォトエッチングによって厚さ約 $1 \mu\text{m}$ のクロムの薄膜を印刷したもので、各部の位置精度は、印刷のネガに用いたフィルムの伸張を考慮すると約 $10 \mu\text{m}$ 程度と考えられる。本研究では、基準点位置の精度を上げるために、標定板上の十字線の位置を、測定分解能 $0.5 \mu\text{m}$ の Olympus 社製精密読み取り顕微鏡で測定し、基準点位置の補正を行った。この際、各部の寸法のずれを、設計値に対する線形な関数であると仮定し、次式に示すアフィン変換によって補正した。

$$\begin{pmatrix} x_{\text{designed}} \\ y_{\text{designed}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a & b \\ c & 1+d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{\text{measured}} \\ y_{\text{measured}} \end{pmatrix} \quad (3-1)$$

式中の各定数は、33 個の十字線に対する設計値と測定値を用いて最小自乗法により決定した。補正の結果、十字線の位置に関しては、補正量は最大約 $10 \mu\text{m}$ で、補正の推定標準誤差は約 $1 \mu\text{m}$ であった。

標定板は、大きさ $250\text{mm} \times 250\text{mm}$ の光沢のない黒色に塗装した平板上に固定した。この平板を、水槽上部の枠と水槽底面のノズル設置台で固定された 2 本の外径 30mm のトラバース用支柱に沿って、図 3-4 の様に、トラバース装置によって上下に移動させた。これによって、観察領域内全体に基準点を設定した。標定板の撮影は、標定板の表面が平滑なため、散乱光では小円部分のみを可視化することができず、間接照明の反射光を用いて撮影を行った。照明からの光は、クロムメッキ部分で全反射し、ガラス部分では透過して背後の平

板の表面で乱反射するので、小円部分のみの画像が撮影可能となった。

トラバース装置は、ステッピングモータによってボールねじを駆動する方式のもので、基準点のトラバース方向への位置精度は、ボールねじの精度に依存する。そこで、測定分解能 $0.5\mu\text{m}$ のKEYENCE社製レーザー式測長器により、ボールねじの送りの精度を調べた。その結果、ボールねじのよろめき（直線性からの周期的なずれ）が大きいことが確認されたので、トラバースはボールねじの1回転（5mm）毎とした。また、ボールねじを10回転（50mm）トラバースさせた時の実測長が50.44mmであったので、基準点位置もそれに比例して補正した。

三次元画像処理流速計による実験は、カメラ校正用画像の撮影とトレーサ粒子画像の撮影の2つの段階に分けられる。まず、観察領域の中央に標定板を設置し、所定の領域のみを撮影するようにカメラや光源などの光学系の設定を行う。標定板をトラバースし、逐次基準点の画像をすべてのカメラで撮影し、その画像を記録する。次に、カメラの位置を変えずに、標定板を取り除いて粒子を投入し、流れ場が定常に達した後、粒子の可視化画像の撮影を行い、順次画像の記録を行う。本研究においては、流れ場の広い範囲を捉えるために、図3-5に示す様に2つの観察領域を設定して実験を行った。各領域の中心の座標は、mm単位でおおよそ $(X, Y, Z) = (0, -10, 300)$ 及び $(0, -50, 300)$ とした（以後、それぞれ中心領域及び周辺領域と呼ぶ）。2つの領域の相対的な位置関係を明確にするために、2つの領域の共通部分に基準点を設置し、それぞれの領域のカメラ配置において、その画像を捉え、それぞれの領域の座標系におけるその基準点の位置を比較した。以下に、本研究における実験の手順を示す。

- 1) 脱気された水を水槽に満たし、ポンプや配管内の空気を取り除く。
- 2) 光学系のセッティングを行う。標定板をまず周辺領域の観察領域中央に設置し、すべてのカメラが同じ範囲を捉える様に、カメラの向き、ズーム倍率、ピントなどを

調節する。絞りは、あらかじめ決定しておいた粒子の撮影に適した値を用いる。それと同時に、照明の幅や方向を調節し、観察領域のみを照明する様に設定する。

- 3) 標定板を観察領域の最上端から、5mm間隔で鉛直下向きにトラバースして行き、各位置での標定板の画像を順次撮影、記録する。この際、標定板上の小円の画像がそれぞれのカメラによって適切に捉えられる様に、適宜照明を調節する。
- 4) 標定板やトラバース用支柱などを取り除いた後、トレーサ粒子を流路全体に均一に投入し、ポンプを駆動させ、水槽内に軸対称自由噴流の流れ場を実現させる。この際、カメラの位置が変化しない様に注意する。
- 5) 噴流の周囲の流体が静止し、流れ場が定常になるまで待ってから、照明を可視化用のみとし、粒子の画像を十分長い時間にわたって撮影、記録する。
- 6) ポンプを止めて、水を入れ換え、水槽内の粒子を取り除く。この際、粒子は再度使用するので回収する。ここでも、カメラの位置が変化しない様に注意する。
- 7) 平板上での標定板の位置を変更し、標定板を中心領域の観察領域中央に設置する。周辺領域のカメラ設定のまま、その基準点の画像を撮影する。
- 8) カメラの配置を変更し、中心領域の設定とする。新しいカメラ位置で7)と同じ位置の基準点の画像を撮影、記録する。
- 9) 中心領域において、再び3)～5)の手順を行う。この際、粒子は一旦回収しておいたものを再度用いる。但し、中心領域では、粒子の投入密度を変えて2度の測定を行った。

本研究において、流れ場の定常待ちは約30分で、記録収集した画像データ量は、周辺領域で約21000フレーム(約11.7分)、中心領域で約22000+20000フレーム(約12.2+11.1分)であった。水温は実験を通して20.0℃でほぼ一定であった。また、ポンプの吐き出し流量は、0.6071/minで、その変動は±0.25%程度であった。ノズル径と出口流速によるレイノルズ数は、2566であった。本研究における実験条件を、表3-2に総括して示す。

3-3. データベースの作成

本研究において、最終的に得られた速度ベクトルの数は1フィールド当り、周辺領域で平均494個、中心領域で平均292個及び480個で、各領域において常にはほぼ一定数のベクトルが得られた。本研究において得られた最大のベクトル数は、周辺領域における630個であった。これらの速度ベクトルの始点及び終点の座標は、すべて2バイト整数で表されており、延べ126000フィールドにわたるデータの総量は、634Mバイトとなった。

中心領域と周辺領域の相対的位置関係は、前述の実験の手順の7)及び8)において撮影された共通の基準点を用いて決定した。この基準点の写真座標と標定要素から、各領域における基準点の三次元位置を算出し、それらが一致するように、周辺領域の座標系に対して、回転と平行移動の座標変換を施した。

ここで得られる速度ベクトルは、中心領域でのカメラ校正に用いた基準点の座標系におけるものであって、流れ場の座標系におけるものではない。そこで本研究では、以下の手続きに従って流れ場の中心軸を求め、流れ場の中心軸と速度ベクトルの座標系のz軸が一致するように、回転と平行移動の座標変換を行った。しかし、速度ベクトルを構成する粒子の位置座標は $1\mu\text{m}$ 単位でしか保存されておらず、得られた速度ベクトルのデータに対してこれらの座標変換を行った場合には、最終的に得られる結果に含まれる不確かさが大きくなるので、粒子位置計測の処理にこれらの座標変換を組み込み、再度処理を行った。

(流れ場の中心軸の決定方法)

軸対称自由噴流のノズルから十分下流の領域においては、従来から、種々の統計量の分布が流れ方向位置に依存しない自己保存の状態に至ること、この時の流れ方向平均速度分布がガウス分布に近い分布となることが知られている。そこで、このことを利用して、実際の平均速度分布に対して、ガウス分布の当てはめを行うことで、流れ場の中心軸を求めた。

図3-6に座標系及び流れ場の中心軸の定義を示す。流れ場の中心軸を、点 $P_0(X_0, Y_0, Z_0)$ を通り、単位方向ベクトルが $\mathbf{e} = (\alpha, \beta, \gamma)$ である直線と定義する。点 $P(X, Y, Z)$ において自己保存則に基づいて予想される平均速度ベクトルを \mathbf{U}_s とし、その射影を、軸方向に \mathbf{U} 、半径方向に \mathbf{V} 、周方向に \mathbf{W} とする。また、中心軸上の軸方向平均速度を U_c とし、速度の半値幅(中心軸から、平均速度が中心軸上の値の $1/2$ となる点までの距離)を δ とする。このような定義の下に、点 P において測定された平均速度ベクトル $\mathbf{U}_m = (U_{m_x}, U_{m_y}, U_{m_z})$ と、自己保存則から予測される平均速度ベクトル \mathbf{U}_s との差を求め、その自乗和を最小にするように各パラメタの値を逐次近似法によって求め、流れ場の中心軸を決定した。

ベクトル $\overrightarrow{P_0P}$ を \mathbf{X} とし、 \mathbf{X} の半径方向への射影を \mathbf{r} 、中心軸方向への射影を \mathbf{t} とすると、

$$|\mathbf{e}| = (\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)^{1/2} = 1$$

$$\mathbf{X} = (X - X_0, Y - Y_0, Z - Z_0)$$

$$X = |\mathbf{X}| = \{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2 + (Z - Z_0)^2\}^{1/2}$$

$$t = |\mathbf{t}| = \mathbf{e} \cdot \mathbf{X} = \alpha(X - X_0) + \beta(Y - Y_0) + \gamma(Z - Z_0)$$

$$\mathbf{t} = t\mathbf{e} = (t\alpha, t\beta, t\gamma)$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{X} - \mathbf{t} = (X - X_0 - t\alpha, Y - Y_0 - t\beta, Z - Z_0 - t\gamma)$$

$$r = |\mathbf{r}| = (X^2 - t^2)^{1/2}$$

となる。ここで、 $U = |\mathbf{U}|$ 、 $V = |\mathbf{V}|$ 、 $W = |\mathbf{W}|$ とすると、

$$\mathbf{U} = U\mathbf{e}$$

$$\mathbf{V} = V\mathbf{r}/r$$

$$\mathbf{W} = W(\mathbf{e} \times \mathbf{r})/r$$

となる。ノズルからの距離を z とすると、自己保存則及び流れ場の軸対称性から、

$$\eta = r/\delta(z)$$

$$U = U_c(z) f(\eta)$$

$$V = U_c(z) g(\eta)$$

$$W = 0$$

となり、これを U_s に代入して整理すると、

$$\begin{aligned} U_s &= U + V + W \\ &= (U_c f \alpha + U_c g (X - X_0 - t \alpha) / r, \\ &\quad U_c f \beta + U_c g (Y - Y_0 - t \beta) / r, \\ &\quad U_c f \gamma + U_c g (Z - Z_0 - t \gamma) / r) \end{aligned}$$

となる。また、

$$U_m = (U_{m_x}, U_{m_y}, U_{m_z})$$

である。

流れ場の中心軸を z 軸とし、それと直交する方向に x 軸及び y 軸を取り、 $(x, y, z) = (x_i, y_j, z_k)$ なる点における平均速度ベクトルの測定値及び予測値を、それぞれ $U_m(i, j, k)$ 及び $U_s(i, j, k)$ とし、それらの誤差ベクトルを $\varepsilon(i, j, k)$ とすると、

$$\varepsilon(i, j, k) = U_m(i, j, k) - U_s(i, j, k)$$

となる。その点での重み関数を $w_t(i, j, k)$ とすると、 $z = z_k$ なる断面における誤差の自乗和 E_k は、

$$E_k = \sum_i \sum_j w_t(i, j, k) |\varepsilon(i, j, k)|^2$$

$$= \text{func}(U_c, \delta, X_0, Y_0, Z_0, \alpha, \beta, \gamma)$$

と表され、 $U_c, \delta, X_0, Y_0, Z_0, \alpha, \beta, \gamma$ の関数となる。この E_k を最小とするように各パラメータを決定すれば、ある z 断面における流れ場の中心軸を求めることができる。

平均速度の測定値 $U_m(i, j, k)$ としては、観察領域全体 (約 $65 \times 105 \times 60 \text{ mm}$) を直方体状の小領域に分割し、各小領域内のベクトルの平均を、その領域の重心 (x_i, y_j, z_k) における値として用いた。ここで、結果に対する分割寸法の影響を除外するために、小領域の寸法を変えて、数種類の分割を行った。それぞれの分割寸法は、 x 及び y 方向の分割間

隔を Δr 、 z 方向の分割間隔を Δz とし、座標を mm 単位で表すと、以下に示す通りである。

以後、単位の表記のない座標はすべて mm 単位とする。

$$(\Delta r, \Delta z) = (2, 2), (3, 3), (4, 4), (5, 5), (2, 5), (3, 5), (4, 5)$$

小領域の位置のかたよりが、あてはめに及ぼす影響を小さくするために、平均速度の分布の算出には、中心領域 (約 $65 \times 65 \times 60$ mm) のみを用いた。

ここで、自己保存則が成立した場合の半径方向平均速度分布 $g(\eta)$ としては、(B-21) 式より、

$$g(\eta) = \frac{d\delta}{dz} \left(\frac{1}{\eta} - \int_0^\eta f(\eta) d\eta \right)$$

となることから、平均速度分布にガウス分布を仮定すると、

$$f(\eta) = \exp(-\ln 2 \cdot \eta^2)$$

$$g(\eta) = \frac{d\delta}{dz} \left[\eta \exp(-\ln 2 \cdot \eta^2) + \frac{1}{2 \ln 2 \cdot \eta} \{ \exp(-\ln 2 \cdot \eta^2) - 1 \} \right]$$

となる。 $d\delta/dz$ の値は予備実験 (二宮 & 笠木 (1990)) の結果から 0.109 とした。

厳密には、小領域の分割は流れ場の座標系 (x, y, z) において行わなければならないが、基準点の座標系 (X, Y, Z) に対する流れ場の中心軸の傾きは非常に小さい ($\alpha, \beta \sim 0, \gamma \sim 1$) と考えられるので、小領域の分割は基準点の座標系において行った。重み関数には、各小領域内の総ベクトル数を用い、総ベクトル数が 10000 未満の小領域においては、重み関数の値を 0 とした。

実際の計算に際しては、 $Z_0 = Z_k, \gamma = (1 - \alpha^2 - \beta^2)^{1/2}$ とし、解の収束性を高めるために、全てのパラメタを (α, β) と (U_c, δ, X_0, Y_0) の 2 つのグループに分け、一方を固定して、他方を逐次近似法によって解くという手順を交互に反復して収束解を得た。

以上の解析より得られた中心軸の位置 (X_0, Y_0) の Z 方向分布を、図 3-7 に示す。図中の直線は、得られたデータから最小自乗法によって求めた中心軸である。

こうして求められた中心軸が速度ベクトルのz軸となるように、Y軸回りの回転、X軸回りの回転及び平行移動を行い、速度ベクトルの座標系を修正した。

以上の処理では、座標の回転と平行移動しか行っておらず、結果として得られた個々の速度ベクトルには自己保存の仮定は一切含まれていないことを付記する。

このようにして、軸対称自由噴流の自己保存領域における瞬時の速度ベクトルの三次元分布に関する大規模なデータベースが得られた。

3-4. 乱流統計諸量

得られた軸対称自由噴流の自己保存領域における速度ベクトルに関する大規模データベースを基に、種々の乱流統計量分布を求めた。以下、個々の統計量に関して順に記述する。

3-4-1. 平均中心速度及び速度半値幅の分布

本研究ではまず、相似則の成立の可否を調べるために、平均中心速度 U_c 及び速度半値幅 δ の軸方向分布を求めた。これらの分布を得るためには、予め平均速度分布が十分精度良く求められている必要がある。そこで、ある軸方向位置における軸方向平均速度の半径方向分布を求めた。

対象とした流れ場は軸対称であるので、座標系は円筒座標系 (r, θ, z) とし、観察領域全体を半径方向及び軸方向に等間隔に分割し、各リング状の小領域内の速度ベクトルの平均から各種統計量の分布を求めた。ここで、半径方向分割間隔 Δr 、及び軸方向分割間隔 Δz は、いずれも 2 mm とした。

図 3-8 に、軸方向平均速度の半径方向分布の一例を示す。図中の記号が測定結果で、図中の実線は、得られた速度分布に対してガウス分布を当てはめた結果である。ここで軸方向平均速度 U は、半径方向の無次元位置を $\eta = r/\delta$ とすると、ガウス分布を用いて、

$$U = U_c \exp(-\ln 2 \cdot \eta^2) \quad (3-2)$$

と表せる。この図から、軸方向平均速度分布は、ガウス分布に近い分布ではあるが、若干異なる分布となっていることが分かる。そこで、以下に示すガウス分布を变形した分布を用いて、再度当てはめを行った。

$$U = U_c (1 + a \eta^2 + b \eta^4) \exp(-c \eta^2) \quad (3-3)$$

ここで、 a 、 b 、 c は任意定数である。

図中の点線で示される分布が、その結果得られた分布である。この図より、変形ガウス分布の方が軸方向平均速度分布をより忠実に再現していることが分かる。以後、軸方向平均速度分布の近似形として、(3-3)式を用いる。

次に、各軸方向位置における軸方向平均速度分布に対して(3-3)式を当てはめ、平均中心速度 U_c 及び速度半値幅 δ の軸方向分布を求めた。図3-9は、平均中心速度 U_c の軸方向分布を両対数座標で示したものである。中心軸上での当てはめの精度をよくするために、当てはめには中心領域のデータ点のみを用いた。ここで、相似則が成立するとし、相似則の原点である仮想原点を z_0 とすると、 U_c は $(z - z_0)$ の-1乗に従う。図中の点線は、得られた U_c の分布にこの関係を当てはめた結果で、

$$U_c = 5.96 D U_0 / (z + 4.36 D) \quad (3-4)$$

となった。観察領域上下端においては、特に遅い粒子や特に速い粒子のみを抽出している可能性があるため、当てはめに際しては、そこでの値は不正値として除外した。当てはめの推定標準誤差は代表的な U_c の0.30%であった。この図から、本研究で得られた軸方向平均中心速度に関しては相似則が成立していることが確認された。

図3-10は、速度半値幅 δ の軸方向分布を示したものである。速度半値幅の算出には、分布形状全体の影響が反映されるので、当てはめには全てのデータ点を用いた。図中の点線は、 $(z - z_0)$ に比例するという相似則の関係を当てはめた結果得られた直線で、

$$\delta = 0.0900 (z + 4.09 D) \quad (3-5)$$

となった。当てはめに際しては、 U_c の場合同様、観察領域上下端の値は除外した。当てはめの推定標準誤差は代表的な δ の0.47%であった。この図から、本研究において、速度半値幅に関しても相似則が成立していることが確認された。また、 U_c に対する仮想原点の位置と δ に対するそれがほぼ等しいことから、本研究の流れ場において流量が流れ方向にほぼ保存されていた事が分かる。

仮想原点として、当てはめの誤差の小さい U_c の値を用いると、以上の値から、本測定は、 $(z - z_0) / D = 5.6 \sim 6.8$ にわたる測定であったことになる。

3-4-2. 相似則の成立

流れ場の代表速度である軸方向平均速度 U_c 、及び代表長さである速度半値幅 δ の軸方向変化に関して相似則の成立が確認されたので、次に、各種統計量の半径方向分布に関して相似則が成立するかどうか、つまり、それらの分布が代表値 U_c 及び δ によって整理されるかどうかを検討する。

そこで、各小領域において得られた各種統計量の分布に対して、前述の相似則の関係、(3-4)式及び(3-5)式を用いて無次元化を施し、その分布が同一の分布形となるかどうかを調べた。

図3-11及び図3-12は、速度ベクトル数5000以上の小領域について、それぞれ軸方向平均速度 U 及び半径方向平均速度分布 V の無次元分布を示したもので、図中の小点が各小領域における値である。これらの図において、 $r/\delta \leq 1.5$ の領域で、いくつかの小領域における値が分布から下方にずれているが、それらの大半は、比較的速度ベクトル数の少ない観察領域上下端の小領域における値で、図3-9にも示されている様に、特に遅い粒子の軌跡のみを抽出していたためと考えられる。これらを除けば、大半の測定値は同一の分布に従っており、平均速度分布に関して相似則が成立していることが確認される。

同様に、軸方向垂直応力 $\overline{u^2}$ の分布を図3-13に、半径方向垂直応力 $\overline{v^2}$ の分布を図3-14に、周方向垂直応力 $\overline{w^2}$ の分布を図3-15に示す。これらの図から、垂直応力の分布に関して相似則の成立が確認された。図3-16、17、18はそれぞれ、レイノルズ応力 \overline{uv} 、 \overline{vw} 、 \overline{uw} の分布を示したもので、これらの乱流応力に関して相似則が成立することが分かる。ここで、 \overline{uv} の分布において、いくつかの小領域においてやや小さい値となっているが、それらの大半は、観察領域上下端の小領域における不正値である。

ここで、 \overline{vw} 及び \overline{uw} は流れ場の軸対称性から本来0になるべき値であるが、 \overline{vw} の測定結果はこの条件を十分に満足しているものの、 \overline{uw} は非零の負値をとっている。しかし、後述の各乱流応力の輸送方程式中において、 \overline{uw} を含む項はいずれも高次の微小項として

無視しうることを付記する。

周方向平均速度 W は、流れ場の軸対称性から本来0となるべきであるが、場所によって最大0.04 U_c 程度の値を取り、しかも実験毎に異なる3種の分布となった。この理由としては、流れ場に初期条件に依存する周方向の運動が存在していたためと考えられる。しかし、その値及びその勾配はいずれも小さく、後述の各乱流応力の輸送方程式中のいずれの項に関しても有意な値とならなかった。そこで、周方向速度の変動成分の算出には実験毎に求めた周方向平均速度を用い、周方向平均速度そのものは0であると近似した。

3-4-3. 軸対称性の確認

以上の考察で、軸対称自由噴流の自己保存領域における2次までの全ての統計量に関する相似則の成立が確認された。しかし、これまでは流れ場の軸対称性を仮定しており、各種の統計量の分布が、実際に周方向に一様であるかどうかを確認しておく必要がある。観察領域を軸方向及び周方向に同時に分割した場合、各小領域内に入るデータ数が少なくなり、統計量のばらつきが大きくなるので、ここでは、軸方向には相似則の成立を仮定し、周方向の分布についてのみ調べる。

まず、全ての速度ベクトルに対して、(3-4)式及び(3-5)式を用いて相似変換を施し、観察領域はほぼ中央の $z = 290$ の水平断面における値とする。次にその断面内で、 x 及び y 方向に間隔 $\Delta r = 2\text{mm}$ で分割し、正方形の各小領域内の平均から、各種統計量の水平断面分布を得た。

図3-19の等高線は、軸方向平均速度 U の水平断面分布を示したものである。図中の原点が中心軸に相当する。この図から、 U の分布がほぼ軸対称となっており、周方向の一様性が確認される。また、図3-20は半径方向平均速度 V の水平断面分布を示したものである。 V はその絶対値が小さいためにノイズの影響を受けやすく、この図ではやや不明

確であるが、その軸対称性はほぼ満足されているものと判断できる。

図3-21、22、23はそれぞれ軸方向、半径方向、周方向の垂直応力 $\overline{u^2}$ 、 $\overline{v^2}$ 、 $\overline{w^2}$ の水平断面分布で、図3-24は、乱流レイノルズ応力 \overline{uv} の水平断面分布である。これらの図から、2次モーメントに関しても、それらの軸対称性がほぼ満足されていることが分かる。

3-4-4. 乱流統計量の分布

2次までの統計量に関して、相似則及び軸対称性の成立が確認されたので、以後、各種の乱流統計量を求める際には、各速度ベクトルに対して、軸方向には相似変換を施し、周方向には一様として、半径方向の分布を得た。領域分割は、半径方向の分割間隔 Δr を1mmとし、分割の始点の半径方向位置を $-\Delta r/2$ 及び0とする2通りの分割方法を用いた。その結果、 $\Delta r/2$ 間隔で各種統計量の半径方向分布を得た。中心軸を含む小領域においては、その半径方向位置が0となるので、図3-5の横軸方向を半径方向、縦軸方向を周方向とした。図3-25に各小領域で得られたベクトル数を示す。観察領域の外側ではデータ数が少なく、統計量の不確かさが大きくなるので、データ数が10000個未満の領域では統計量の計算を行わなかった。また、この図から分かる様にデータの並びが密であるので、以後結果の表示には、記号の代わりに各点を結ぶ線を用いる。

相似則及び軸対称性の成立から、得られたすべての速度ベクトルを用いて、 $z=290$ における軸方向平均速度を分布を求めた。得られた速度分布に対して(3-3)式の変形ガウス分布を当てはめた結果、 $z=290$ における平均中心速度 U_c 及び速度半値幅 δ は、

$$U_c = 51.7 \text{ (mm/sec)} \quad (3-6)$$

$$\delta = 27.92 \text{ (mm)} \quad (3-7)$$

となり、分布形状を表す定数は、

$$a = 0.225$$

$$b = 0.164 \quad (3-8)$$

$$c = 1.022$$

となった。ここで、当てはめの推定標準誤差は Uc の 0.21% であった。これらの値を用いて無次元化した軸方向平均速度 U の半径方向分布を図 3-26 に示す。ここで、図中の実線が測定結果で、破線は (3-2) 式のガウス分布を示す。変形ガウス分布は、測定結果とほぼ全域で一致し、区別がつかないので省略した。この図から、軸方向平均速度 U の分布は、ガウス分布とはかなり異なった分布であることが分かる。また、 $r > 2.5$ の噴流の外側の領域において U が 0 に漸近しておらず、わずかながら正の値を取っている。この原因としては、水槽内全体に循環流が生じ、この領域で並行流を生じたためと考えられるが、その大きさ及びその勾配は小さく、各応力の取支などに及ぼす影響は無視しうる。図 3-27 に、本研究における軸方向平均速度分布を、従来の測定結果と共に示す。図中の実線が本研究の測定結果で、破線は、従来最も信頼性が高いとされてきた Wagnanski & Fiedler (1969) (以下、WF と記す) の測定結果を滑らかに結んだ線である。本測定結果は、全体の分布形状が従来の測定結果と概ね一致しているものの、WF の測定よりはガウス分布に近い分布となった。しかし、この図から分かるように、従来の測定はいずれも測定点数が少なく、また値のばらつきも大きく、後述の速度勾配の算出において、かなりの誤差を伴うと考えられる。一方、本測定結果は、測定点の間隔及び測定値のばらつきが従来の測定に比べて小さく、精度の高い速度勾配の算出が可能である。

図 3-28 は、半径方向平均速度 V の分布を示したもので、実線が測定結果で、破線は軸方向平均速度 U の分布から連続の式を用いて求めた分布である。半径方向平均速度 V の自己保存分布 $g(\eta)$ は、(B-21) 式より

$$g(\eta) = \frac{d\delta}{dz} \frac{1}{\eta} \left(f(\eta) - \int_0^\eta f(\eta) d\eta \right) \quad (3-9)$$

と表される。 $d\delta/dz$ は(3-5)式より0.0900とし、軸方向平均速度Uの相似分布 $f(\eta)$ としては、解析的に積分の可能な前述の変形ガウス分布を用い、各定数には(3-8)式の値を用いた。この図から、本測定結果と連続の式から求めた結果は、不確かさの範囲内で良い一致を示しており、本測定の健全性が確認される。この半径方向平均速度Vは、最大でも約0.02Ucと非常に小さい値であり、特に自己保存領域においては、Uc自体も小さいため、その分布を正確に測定することは難しく、一方、軸方向平均速度分布Uと連続の式から比較的容易に算出することが出来ることから、従来の研究における測定結果はほとんど存在しない。ここで、測定値の不確かさがかなり大きな値となっているが、これは主に粒子位置計測の正確度に基づくもので、前述の不確かさ解析において、標定要素による不確かさを、粒子位置計測の正確度として扱ったために、この不確かさを過大評価している可能性があることを付記する。

本測定で得られた速度ベクトルには、粒子位置計測の不確かさによって生じる変動成分が常にノイズとして重畳しており、垂直応力の偶数次の統計量の測定結果はその影響で過大評価される可能性がある。そこで、ノイズと真の速度の相関は0であり、かつノイズ同士の相関の非対角成分も0であると仮定して、偶数次の統計量に対してノイズ補正を施した。但し、ノイズの4次相関に関しては、ノイズがガウス分布で近似できるとして、その平坦度を3とした。ここで、 u を速度変動の測定値とし、添字 s が真の速度変動、添字 n がノイズを表すとすると、速度変動の*i*方向成分は、

$$u_i = u_{si} + u_{ni}$$

となり、

$$\overline{u_{si} u_{nj}} = 0$$

$$\overline{u_{ni} u_{nj}} = 0 \quad (i \neq j)$$

$$\overline{u_{ni}^4} = 3(\overline{u_{ni}^2})^2$$

と仮定する。この時、 $i \neq j \neq k$ とすると、

$$\overline{u_i^2} = \overline{u_{si}^2} + \overline{u_{ni}^2}$$

$$\overline{u_i^2 u_j^2} = \overline{u_{si}^2 u_{sj}^2} + \overline{u_{si}^2 \cdot u_{nj}^2} + \overline{u_{ni}^2 \cdot u_{sj}^2} + \overline{u_{ni}^2 \cdot u_{nj}^2}$$

$$\overline{u_i^2 u_j u_k} = \overline{u_{si}^2 u_{sj} u_{sk}} + \overline{u_{ni}^2 \cdot u_{sj} u_{sk}}$$

$$\overline{u_i^3 u_j} = \overline{u_{si}^3 u_{sj}} + 3 \overline{u_{ni}^2 \cdot u_{si} u_{sj}}$$

$$\overline{u_i^4} = \overline{u_{si}^4} + 6 \overline{u_{ni}^2 \cdot u_{si}^2} + \overline{u_{ni}^4} \quad (3-10)$$

となり、右辺第1項が真の速度変動による統計量となる。ここで、ノイズのrms値は、不確かさ解析におけるシミュレーションから、各方向にそれぞれ1.167mm/s、1.222mm/s、2.927mm/sとした。

補正後の軸方向、半径方向及び周方向の速度変動のrms値の分布をそれぞれ、図3-29、30、31に従来の測定結果と共に示す。本測定における速度変動のrms値の各成分の分布は、WFやRodi(1975)の熱線流速計による測定結果に比べて、中心付近で小さめの分布となっており、半径方向成分 $\sqrt{v^2}$ 及び周方向成分 $\sqrt{w^2}$ は、周辺領域で大きめの分布となっている。軸方向成分 $\sqrt{u^2}$ の中心軸上での値0.25は、Hussain & Husain(1989)の測定における自己保存領域の漸近値と一致しており、本測定が噴流の十分下流で行われたことを示している。図3-32は、全ての成分を同時に示したものである。 $\sqrt{v^2}$ と $\sqrt{w^2}$ は、中心付近及び周辺領域ではほぼ一致しており、これらの領域で速度変動が軸対称の等方性を有することがわかる。また、 $\sqrt{u^2}$ は他の成分に比べて全般に大きな値となっており、 $\sqrt{u^2}$ 及び $\sqrt{w^2}$ が、それぞれ、 $\eta (= r/\delta) = 0.47$ 及び0.50において最大値をとるのに対して、 $\sqrt{v^2}$ は中心軸上で最大となっている。

図3-33は、レイノルズ応力 \overline{uv} の分布を、従来の測定結果と共に示したものである。本測定結果は、 $\eta = 0.68$ において最大値0.199をとっているが、これは従来の測定結果に

比べてやや大きな値となっている。そこで、測定結果を、平均速度分布を用いて運動量式から算出したレイノルズ応力の分布と共に図3-34に示す。運動量式において高次の微小項を無視し、 V の自己保存分布 $g(\eta)$ に前述の(3-9)式を代入すると、(A-22)式より \overline{uv} の自己保存分布 $h(\eta)$ は、垂直応力 $\overline{u^2}$ 及び $\overline{v^2}$ の自己保存分布 $a(\eta)$ 及び $b(\eta)$ を用いて、

$$h(\eta) = \frac{d\delta}{dz} \frac{1}{\eta} \left\{ f - \int_0^\eta f \eta d\eta + (a-b)\eta \right\} \quad (3-11)$$

と表される。(3-5)式から $d\delta/dz$ を0.0900とし、 $f(\eta)$ には(3-3)式の変形ガウス分布、 $a(\eta)$ 及び $b(\eta)$ には測定結果をスプライン関数によって平滑化(後述)したものを用いた。図中の破線が本測定結果で、実線が(3-11)式より求めた結果である。また、点線は(3-11)式において垂直応力 $\overline{u^2} - \overline{v^2}$ 、つまり $a-b$ を無視した結果である。この図から、本測定結果は、平均速度分布を用いて運動量式から求めた結果と非常に良い一致を示している。また、従来の研究においてよく行われている様に、垂直応力を無視した場合には、測定値と有意な差異が生じており、この項が無視できないことが分かる。図3-35にレイノルズ応力の非対角成分 \overline{uv} 、 \overline{vw} 、 \overline{uw} の分布を示す。ここで、 \overline{vw} 及び \overline{uw} の絶対値は、最大でそれぞれ約0.0005及び約0.002と非常に小さい値となっており、前述(相似則の成立)のように、各乱流応力の輸送方程式中において、これらの応力を含む項はすべて無視しうることが分かる。

図3-36から39に、3次の統計量の全てについて、その分布を示す。3次の統計量は、いずれも、各レイノルズ応力の輸送方程式(後述)中の乱流拡散項に現れるため、レイノルズ応力方程式モデルにおいてモデル化の対象となり、信頼性の高い測定結果が必要とされている。本測定においては、噴流の中心軸付近においてデータ数が少ないために(図3-25参照)、そこでの統計量の分布に多少のばらつきがあるものの、全体になめらかな分布となっており、各統計量の勾配を精度良く算出することが可能であり、モデル

化に対して有効な情報を提供できると考えられる。ここで、周方向成分 w に関して奇数次の統計量 $\overline{u^2 w}$ 、 $\overline{u v w}$ 、 $\overline{v^2 w}$ 、 $\overline{w^3}$ は、全てほぼ0となっており、半径方向成分 v に関して奇数次の統計量 $\overline{u^2 v}$ 、 $\overline{v^3}$ 、 $\overline{v w^2}$ は、中心軸上で0となっている。また中心軸上においては、 v 成分と w 成分に本質的な差はなく、 $\overline{u v^2}$ と $\overline{u w^2}$ が同一の値を取っている。これらのことから、得られた3次の統計量が軸対称条件を満足していることが分かる。また、 $\eta \geq 2.5$ において、3次の統計量の全てがほぼ0となっており、この領域において乱流拡散がほとんど生じないことが分かる。

図3-40から44に4次の統計量の分布を示す。3次の統計量と同様に、 w に関して奇数次の統計量 $\overline{u^3 w}$ 、 $\overline{u^2 v w}$ 、 $\overline{u v^2 w}$ 、 $\overline{u w^3}$ 、 $\overline{v^3 w}$ 、 $\overline{v w^3}$ は、全てほぼ0となっており、 v に関して奇数次の統計量 $\overline{u^3 v}$ 、 $\overline{u v^3}$ 、 $\overline{u v w^2}$ は、中心軸上ではほぼ0となっている。また、中心軸上で、 $\overline{v^4}$ と $\overline{w^4}$ 、 $\overline{u^2 v^2}$ と $\overline{u^2 w^2}$ は、それぞれ同一の値を取っている。これらのことから、4次の統計量も軸対称条件を満足していることが確認される。また、 $\eta \geq 2.5$ の領域においては、3次の統計量同様に、4次の統計量の全てがほぼ0となっており、この領域での乱流運動が非常に弱いことが分かる。

本研究では、以上に示したように、軸対称自由噴流の自己保存領域における4次までの全ての速度相関の分布が得られた。以下に、これらの分布を用いて得られる種々の乱流統計量の分布を示し、考察を加える。

図3-45は、速度変動の各方向成分の歪み度の分布を示したものである。 u 及び v の歪み度の分布は、中心で0となっており、外側に行くに従って漸増している。これは、噴流の外側に行くに従って、流れ方向、及び半径方向に向かう特に高速な運動の貢献が増加していくことを示している。また、これらの分布はWFの熱線流速計による測定結果と良好一致を示している。 $\eta \geq 2.5$ の領域では、各成分とも速度変動自体が非常に小さく、相対

的にノイズ成分が卓越するために、この領域での結果の信頼性は低いと考えられる。また、 w の歪み度の分布は流れ場の軸対称性から本来0となるべきであるが、 $\eta > 1.5$ の領域で外側に向かって漸減しているが、これもノイズ成分による影響と考えられる。

図3-46は、同様に平坦度の分布を示したものである。 $\eta \leq 1$ の領域での平坦度の分布は、各成分ともガウス分布のそれに近い値をとっており、この領域での運動が間欠的ではなく、噴流内部の流体と周囲流体との混合が十分に行われていると考えられる。一方、 $\eta \geq 1.5$ の領域では、各成分とも外側に行くに従ってその値が漸増しており、速度変動がより間欠的になっていくことがわかる。ここで、本研究における平坦度の分布は、WFのそれと概ね良い一致を示しているが、 u 及び v の平坦度に関しては、WFのそれよりもやや早く立ち上がっており、これらの成分に関してはより間欠性が強い分布となっている。また、歪み度の分布と同様に、 $\eta \geq 2.5$ の領域でのデータの信頼性には問題があると考えられる。

図3-47は、乱流エネルギー k の分布を示したものである。ここで k は、

$$k = (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) / 2 \quad (3-12)$$

と表される。この図から、乱流エネルギー k の分布は、軸方向平均速度が最大となる中心軸上ではなく、 $\eta = 0.41$ において最大となることが分かる。これは、乱れ場が平均速度場からレイノルズ応力 \overline{uv} を介してエネルギーの供給を受けているため、その生成が中心軸以外の場所で最大となるためと考えられる。但し、 k が最大となる位置は \overline{uv} が最大となる位置 $\eta = 0.68$ （後述の生成項が最大となる位置と一致する）よりはやや内側である。また、従来の研究において $\overline{w^2}$ の測定が困難な場合に、乱流エネルギー k を

$$k = 3/2 \cdot (\overline{u^2} + \overline{v^2}) / 2 \quad (3-13)$$

と近似する場合があるが、図3-32から分かるようにむしろ、

$$k = (\overline{u^2} + 2\overline{v^2}) / 2 \quad (3-14)$$

と近似する方が正確であることが分かる。

図3-48は、垂直応力の分布を示したものである。この図から、垂直応力 $\overline{w^2-v^2}$ は、垂直応力 $\overline{u^2-v^2}$ に比べて十分小さいことがわかる。このことから、(3-11)式の導出に際し、運動量式において垂直応力 $\overline{w^2-v^2}$ を高次の微小項として無視したことの妥当性が確認される。

図3-49は、乱流エネルギー k の輸送方程式の乱流拡散項に現れる速度の三重相関 \overline{uk} 及び \overline{vk} の分布を示したものである。ここで、 \overline{uk} 及び \overline{vk} は、

$$\overline{uk} = (\overline{u^3} + \overline{uv^2} + \overline{uw^2}) / 2 \quad (3-15)$$

$$\overline{vk} = (\overline{u^2v} + \overline{v^3} + \overline{vw^2}) / 2 \quad (3-16)$$

と表される。また、図3-50は、レイノルズ応力 \overline{uv} の輸送方程式の乱流拡散項に現れる $\overline{uv^2-uw^2}$ という値の分布である。

本研究においては、乱流応力の全ての成分の分布が得られたので、応力非等方テンソル a_{ij} 、及びそのテンソルの3つの不変量I、II、IIIの分布を求めることが可能である。応力非等方テンソル a_{ij} を、

$$a_{ij} = \overline{u_i u_j} / k - 2 / 3 \cdot \delta_{ij} \quad (3-17)$$

と定義すると、その不変量は、

$$I = a_{kk} = 0$$

$$II = 1 / 2 \cdot (a_{kk} a_{ij} - a_{kj} a_{ik}) \quad (3-18)$$

$$III = \det(a_{ij})$$

となる。ここで、連続の式から $I=0$ となり、3つの不変量のうち有意であるのはIIとIIIだけである。図3-51に、本研究の測定結果から求められた乱流応力テンソルの不変量II及びIIIの関係を示す。縦軸及び横軸は、それぞれ-II及びIIIを表しており、全ての乱流応力状態は図中の三角形の中に入る。また、各半径方向位置における各不変量の分布の詳細を、図3-52に示す。これらの図から分かる様に、軸対称自由噴流の自己保存領域に

において、その乱流応力状態は、中心付近ではほぼ等方的な状態にあり、外側に行くに従って軸対称膨張に近い状態で、やや一次元的な状態に向かうことが分かる。しかし、周辺部においては応力の絶対値が小さく、相対的にノイズ成分が卓越しており、そこから得られる各不変量の分布の信頼性も高くないと考えられる。これらのことから、軸対称自由噴流の自己保存領域における乱流応力状態は、流れ場の形態から類推される様に、軸対称膨張に近い状態にあるが、ほぼ等方的な状態であると考えることができる。

3-4-5. レイノルズ応力の収支

図3-27から44に示した種々の統計量の分布及びその勾配の分布を組み合わせることによって、各乱流応力の輸送方程式における対流項、生成項、乱流拡散項の分布を得ることが可能となる。また、粘性拡散項などの微小項を無視することによって、輸送方程式の収支から、その残差として散逸項と速度圧力相関項の和を求めることができる。以下にその具体的な手順と結果を示す。

各図から分かる様に、得られた統計量の分布は、なめらかな分布となっているが、その勾配 (η 微分値) を直接、差分で求めた場合には無視し得ない誤差を生じる可能性がある。そこで、乱流応力の輸送方程式の各項の分布を求める際には、各統計量の分布をスプライン関数を用いて平滑化し、その勾配としては、スプライン関数の解析的微分値を用いた。用いたスプライン関数は、3次のB-スプラインで、重み関数は、各データ点において用いた速度ベクトル数とし、最小自乗法により平滑化を行った。スプライン関数による平滑化においては、対象とする区間の両端において近似が悪くなる場合がある。また、図3-25に示した様に、中心軸付近及び噴流の外側の領域では、得られた速度ベクトル数が比較的少なく、データのばらつきが大きいため、平滑化した結果、そこでの分布が非現実的なものとなる可能性がある。そこで、流れ場の軸対称性を利用して、 $\eta < 0$ の領域にも、

$\eta > 0$ の領域と同一のデータを与えて平滑化を行い、中心軸付近での近似の精度の向上を計った。この際、半径方向成分 v に関して奇数次となる統計量は、 η に対して奇関数となるため、 $\eta < 0$ の領域のデータの符号を反転させた。一方、噴流の外側の領域においては、各図に示される様に、ほとんどの統計量が 0 もしくは一定値に漸近しているため、最も外側のデータ点 ($\eta = 2.83$) の外側に、0 もしくは最も外側のデータ点と同じ値を取る架空のデータ点を追加し、噴流の外側の領域において、妥当な平滑化が行われるようにした。さらに、 $\overline{w^2 - v^2}$ 及び $\overline{uv^2} - \overline{uw^2}$ の平滑化に際しては、軸対称条件を満足するように、 $\eta = 0$ に架空のデータ点 0 を追加した。これら追加した架空のデータ点における重み関数の値は、十分に大きい値とし、スプライン関数がそれらの点を確実に通るようにした。節点は η の正負に対称に配置し、Shoenberg-Whitney の条件 (市田ら (1979) 参照) を満足する様に、最外端 ($\eta = \pm 3$) において 4 重節点とした。節点の数は片側で 9 ~ 14 個とし、それらの配置は、得られる微係数の分布が、差分で求めた勾配の分布をよりよく平滑化するように試行錯誤によって決定した。以上の平滑化を行うことで、滑らかで、物理的に妥当性の高い微係数の分布を得ることが可能となった。

以下に、平滑化を行った結果の一例を示す。図 3-53 a、b は、乱流エネルギー k に対して平滑化を行った結果を示したもので、a 図が乱流エネルギー k の分布で、b 図はその勾配 $\partial k / \partial \eta$ の分布である。図中の破線が測定結果で、実線が得られたスプライン関数の分布を示している。平滑化に際しては、最外端で一定値に漸近するようデータ点を追加した。 k は η に関して偶関数であるので、中心軸上での微係数が 0 となっている。平滑化の推定標準誤差は、 k の最大値の 0.23% であった。測定結果から直接勾配を求める際に、隣接データ点の値の差をデータ間隔で除した場合には、結果として得られる勾配の分布のばらつきが大きくなるので、各データ点において、その近傍 7 点に対して最小自乗法によって 2 次関数を当てはめ、その勾配を用いた。図から分かるように、この様な当てはめを行ったにも関わらず、測定結果から直接求めた勾配には無視し得ないばらつきがあり、スプライン関数による平滑化が有効であることが分かる。同様に、3 次の統計量に対する平

平滑化の一例として、図3-54 a、bに速度の三重相関 $\overline{v k}$ 及びその微係数 $\partial \overline{v k} / \partial \eta$ の分布を示す。平滑化に際しては、最外端で0に漸近するようデータ点を追加した。 $\overline{v k}$ は η に関して奇関数であるので、中心軸上で0となっている。ここでの平滑化の推定標準誤差は、 $\overline{v k}$ の最大値の1.12%となった。

このようにして、本研究では全ての非零な速度相関に対してスプライン関数による平滑化を施し、それらの微係数の分布を求めた。個々の統計量に対する平滑化の結果の詳細は割愛するが、平滑化における推定標準誤差は、それぞれの統計量の最大値に対して、2次の統計量では1%未満、3次の統計量では3%未満となった。これらの分布を用いることで、乱流応力の全ての成分について、その輸送方程式中の各項の分布を求めることが可能となる。以下にその詳細を示す。

円筒座標系における乱流エネルギー k の輸送方程式は、(A-17)式より、

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial k}{\partial t} + U \frac{\partial k}{\partial z} + V \frac{\partial k}{\partial r} + W \frac{1}{r} \frac{\partial k}{\partial \theta} && \text{(対流項)} \\
 & = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 k}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 k}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial k}{\partial r} \right) && \text{(粘性拡散項)} \\
 & - \left(\frac{\partial \overline{uk}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{vk}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{wk}}{\partial \theta} + \frac{\overline{vk}}{r} \right) && \text{(乱流拡散項)} \\
 & - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{pu}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{pv}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{pw}}{\partial \theta} + \frac{\overline{pv}}{r} \right) && \text{(圧力拡散項)} \\
 & - \left\{ \overline{u^2} \frac{\partial U}{\partial z} + \overline{v^2} \frac{\partial V}{\partial r} + \overline{w^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial \theta} + \frac{V}{r} \right) + \overline{uv} \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right. \\
 & \quad \left. + \overline{uw} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{\partial W}{\partial z} \right) + \overline{vw} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r} \right) \right\} && \text{(生成項)} \\
 & - \nu \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 \right. \\
 & \quad \left. + \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial u}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial w}{\partial \theta} \right)^2 \right\}
 \end{aligned}$$

$$+\frac{1}{r^2} \left(\overline{v^2} + \overline{w^2} + v \overline{\frac{\partial w}{\partial \theta}} - w \overline{\frac{\partial v}{\partial \theta}} \right) \quad (\text{散逸項})$$

(3-19)

となる。

軸対称自由噴流の自己保存領域においては、軸対称条件から、散逸項以外の全ての項で、周方向平均速度 W もしくは周方向微分 $\partial / \partial \theta$ を含む項、周方向変動 w に関して奇数次の項、及び時間微分項は 0 となる。ここで、方程式中の全ての統計量に関して自己保存則が成立し、レイノルズ数が十分大きく粘性拡散項が無視できるとした場合、乱流エネルギーの輸送方程式中の各項の自己保存表現は、(B-26) 式ようになる。ここで、それぞれの統計量の分布に、前述のスプライン関数による平滑化の結果を代入すると、 k の輸送方程式の各項の分布を求めることができる。ここで、 $d\delta / dz$ は、(3-5) 式から 0.0900 とした。圧力拡散項と散逸項については、その和が、方程式の残差として求められるが、圧力拡散項の積分値は 0 となることや、Mansour, Kim & Moin(1988) (以下、MKM と記す) による二次元チャンネルにおける直接数値計算に基づく乱流応力の収支の分布から類推すると、圧力拡散項の絶対値は散逸項のそれに比べて十分小さいと考えられる事などから、収支式の残差はほぼ散逸項の分布を表していると考えられる。

得られた乱流エネルギー k の輸送方程式の各項の分布を、図 3-55 に示す。縦軸の値は、 Uc^2 / δ で無次元化した。乱流エネルギーの収支に関しては、その力学的重要性から、軸対称噴流及び二次元噴流において、熱線流速計やレーザードップラー流速計(LDV) などによる測定結果が従来からいくつか報告されている。軸対称噴流に関しては、Sami(1967) (図 3-56)、WF(1969) (図 3-57)、Antonia & Prahbu(1976) (図 3-58、以下、AP と記す)、Elsner & Drobnik(1983)、Tanaka(1986)、Stärner & Bilger(1987) (図 3-58、以下、SB と記す) などがあり、二次元噴流に関しては、Bradbury(1965)、Heskestad(1965)、Gutmark & Wygnanski(1976)、Ramaprian & Chandrasekhara(1985) (以

下、RCと記す) などがある。各項の分布形状は、軸対称噴流と二次元噴流とで大きな違いはなく、本測定による分布形状も、それらと概ね類似の分布となっている。しかし、従来の測定においては、一般的に測定点数が限られており、勾配量の測定精度はあまり高くはないと考えられる。また、測定の難しい高次の相関を含む乱流拡散項に関しては、測定毎に、その分布形状にかなりのばらつきが見られる。拡散項は、流れ場全域で積分すると本来0になるべき項であるが、本研究において求められた乱流拡散項を積分した値は 4.68×10^{-4} となり、散逸項を積分した値の3.1%と十分に小さい値となっており、本測定の妥当性が確認される。一方、従来の測定における乱流拡散項の分布は、本測定と比較すると、全体的にその絶対値が大きい分布となっている。また、本研究においては、乱流拡散項の分布が中心軸付近で正に転じているが、これは、乱流エネルギー k の分布が中心軸上で極小となるために、周囲のより乱流エネルギーが高い領域から拡散によりエネルギーの供給を受けることによるものと考えられる。このことは、乱流拡散が、周囲の乱流エネルギーの大きい領域で損失となっており、さらに噴流の外側の領域で再び利得となっていることとも符合する。これらの傾向は、従来の測定においては、軸対称噴流で、AP及びSBに、二次元噴流で、Bradbury(1965)及びRCに見られるだけである。本測定において生成項が最大となる位置は $\eta = 0.68$ で、前述のレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ が最大となる位置と一致しているが、乱流エネルギーが最大となる位置($\eta = 0.41$)よりはやや内側となっている。これは、乱流エネルギーが、生成項からのみではなく、対流項からもかなりの利得を得ていることによるものと考えられる。ここで、生成項の最大値が、対流項のそれよりも大きくなっているが、これは、Sami(1967)を除く従来の測定結果と逆の傾向である。この原因は、従来の測定において生成項を過小評価し、対流項を過大評価していたためと考えられる。従来の研究においては、レイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の測定値が運動量式を十分に満足している研究は少なく、概ね過小評価されており、その結果生成項も過小評価されていたと考えられる。一方、本研究の $\overline{u'v'}$ の測定結果は、前述の様に運動量式を十分満足しており、信頼性の高い結果であると考えられる。また、従来の測定においては、速度変動のすべての成分を測定

した例は少なく、(3-13)式を用いた場合などに、乱流エネルギー k を大きく見積り過ぎ、対流項を過大評価していたと考えられる。ここで、乱流エネルギー k の収支の各項における、種々の成分の大きさを比較するために、その分布の詳細を、図3-59aから59dに示す。図3-59aは、対流項中の各成分の分布を示したもので、対流項においては、(3-19)式の対流項中第2項目の流れ方向成分による貢献が大半を占めており、対流によるエネルギーの供給は、主に流れ場の上流側から行われていることが分かる。図3-59bは、生成項を、剪断応力による成分と垂直応力による成分に分けて示した図である。この図から、生成項が主に剪断応力 $\overline{u'v'}$ によっていること、平均速度勾配のない中心軸上で、生成項が有限値をとっているのは垂直応力による影響であることなどが分かる。ここで、各垂直応力による生成項への貢献の詳細を、図3-59cに示す。この図から、垂直応力による生成においては、すべての成分がどれも無視し得ない貢献をなしていることが分かる。しかし、垂直応力による生成に関しては、連続の式を用いると、(3-19)式以外の種々の表現が可能であることを付記する。また、図3-59dは、乱流拡散項における各成分の貢献を示したもので、半径方向成分 $\overline{v'k}$ による貢献が最も大きく、乱流エネルギー k の乱流拡散が、主に半径方向に向かって行われていることが分かる。

図3-60に、同様にして得られたレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の輸送方程式の各項の分布を示す。円筒座標系における $\overline{u'v'}$ の輸送方程式、及び相似則が成立した場合の表現式などの詳細は、Appendixに譲る。本研究において直接求められるのは、対流項、生成項及び乱流拡散項で、速度圧力勾配相関項と散逸項は、その和が収支式の残差として求められる。しかし、 $\overline{u'v'}$ の散逸項は一般に非常に小さく、MKMの結果から類推すると、得られた残差はほぼ速度圧力勾配相関項を表していると考えられる。また、速度圧力勾配相関項は、圧力歪項と圧力拡散項の和と考えることができるが、ここでは圧力歪項による貢献が支配的であると考えられる。レイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の収支に関する従来の測定結果は、軸対称噴流に関しては、WFの測定結果を用いてRodi(1975b)が再編成した結果(図3-61)や、AP、SB

(共に、図3-62)などがあり、二次元噴流に関しては、複数の測定結果を組み合わせ、Rodí(1975b)が再編成した結果、及びEveritt & Robins(1978)などがあるだけである。これらの測定において、各項の絶対値は異なるものの、その分布形状はどの測定においてもほぼ同一の分布となっており、生成項がレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ と類似の分布形状となり、ほぼ圧力歪項と釣り合う分布となっている。本研究の測定結果も、Rodí(1975b)によって再編成されたWFの測定結果と非常に類似した分布形状となっている。図3-63aから63cに、レイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の収支の各項における各成分の分布の詳細を示す。図はそれぞれ、対流項、生成項、乱流拡散項における各成分の分布を示したもので、これらの図から、各項とも、(A-13)式のそれぞれの項の第2項目の成分が支配的であることが分かる。つまり、対流項においては流れ方向への成分、生成項においては半径方向垂直応力 $\overline{v'^2}$ による成分、乱流拡散項においては半径方向への成分が、それぞれ主な貢献をなしている。

同様に、図3-64から66に各垂直応力 $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{v'^2}$ 及び $\overline{w'^2}$ の輸送方程式の各項の分布を示す。円筒座標系における各応力の輸送方程式、及び相似則が成立した場合の表現などの詳細は、Appendixに譲る。これらの分布に関する従来の研究は、 $\overline{u'^2}$ 及び $\overline{v'^2}$ に関するSBによる並行流中の測定(図3-67)があるのみであるが、その測定精度は極めて低いと考えられる。各垂直応力の収支における残差は、散逸項及び速度圧力勾配相関項の和であるが、MKMの結果から類推すると、速度圧力勾配相関項のうち圧力拡散項は小さく、その大半は圧力歪項であると考えられる。そこで本研究では、圧力歪項のおおよその分布を知るために、各応力の散逸項の分布を推定した。まず、乱流エネルギーの収支において、圧力拡散項を無視すると、散逸項が収支の残差として求められる。さらに、散逸の等性質を仮定し、乱流エネルギー k の散逸を ε とすると、応力 $\overline{u_i u_j}$ の散逸 ε_{ij} は、

$$\varepsilon_{ij} = 2/3 \cdot \varepsilon \cdot \delta_{ij} \quad (3-20)$$

と表される。こうして得られた各応力の散逸の分布を用いて、各応力の収支において圧力

拡散項を無視すると、圧力歪項の分布が収支の残差として求められる。図3-64から6
 6中の散逸項及び圧力歪項の分布は、以上の仮定に基づいて算出したものである。これら
 の図と各応力の輸送方程式(A-10)~(A-12)に対する考察から、平均速度場の
 エネルギーは、レイノルズ応力 \overline{uv} を介して垂直応力 $\overline{u^2}$ に伝えられ、そこから圧力歪項
 を介して $\overline{v^2}$ 及び $\overline{w^2}$ に再配分されていると考えられる。平均場からのエネルギーの大半が
 $\overline{u^2}$ に供給されていることは、 $\overline{u^2}$ の生成項のみが正の有意な値を持つことに表れている。
 また、圧力歪を介してエネルギーの再配分が行われていることは、圧力歪項の分布が、
 $\overline{u^2}$ においては、ほぼ全域で損失となり、 $\overline{v^2}$ 及び $\overline{w^2}$ においては、それと釣り合う様に、
 ほぼ全域で利得となることに表れている。ここで、 $\overline{u^2}$ においては、生成項と圧力歪項が
 ほぼ釣り合う分布となっており、平均流から $\overline{u^2}$ に伝えられたエネルギーは、その全てが
 $\overline{u^2}$ で散逸されるのではなく、主に $\overline{v^2}$ 及び $\overline{w^2}$ に再配分されていることが分かる。 $\overline{v^2}$ 及び
 $\overline{w^2}$ においては、圧力歪項が散逸項とほぼ釣り合う分布となっているおり、これらの成分
 においては、再配分されたエネルギーがそのまま散逸されていることが分かる。ここで、
 $\overline{v^2}$ においては、種々の項がそれぞれに無視し得ない分布となっており、特に周辺領域で、
 乱流拡散項による利得が大きくなっていることが分かる。また、 $\overline{w^2}$ の圧力歪項は、全体
 に $\overline{v^2}$ のそれよりも大きく、中心軸以外の場所で最大となっていることが分かる。このこ
 とは、図3-32に示した各応力自身の分布において、 $\overline{w^2}$ が常に $\overline{v^2}$ より大きく、中心軸
 以外の場所で最大となっていることと符号する。

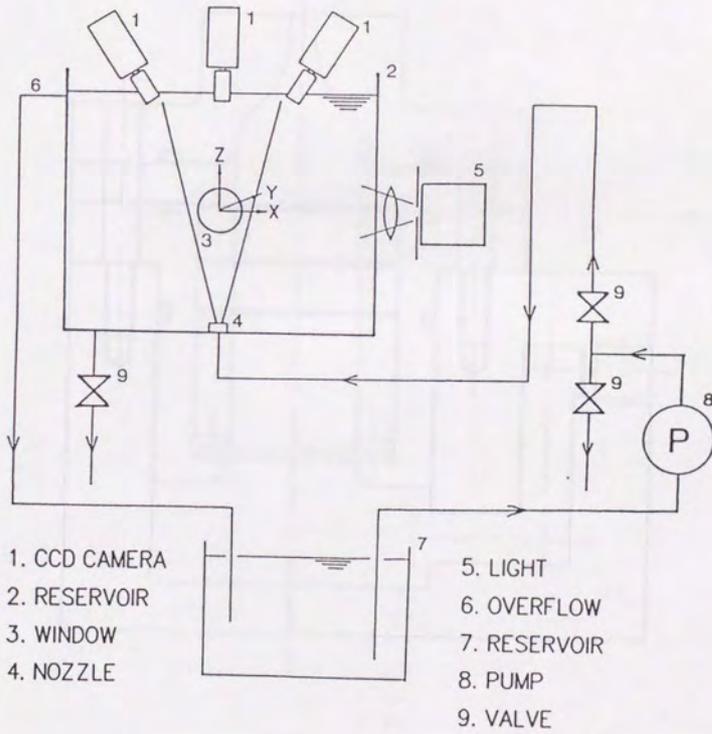


图 3 - 1 轴对称自由喷流实验装置

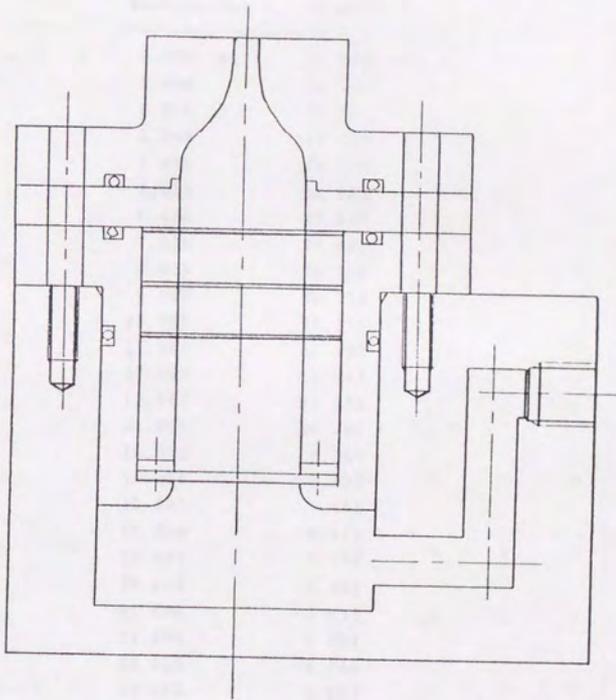


図3-2 ノズル断面図

表 3-1 ノズル寸法詳細

Distance from Contraction	Nozzle Diameter
0.000 (mm)	25.000 (mm)
1.000	24.991
2.000	24.927
3.000	24.754
4.000	24.418
5.000	23.864
6.000	23.038
7.000	21.885
8.000	20.350
9.000	18.379
10.000	16.271
11.000	14.397
12.000	12.743
13.000	11.295
14.000	10.040
15.000	8.964
16.000	8.053
17.000	7.294
18.000	6.672
19.000	6.174
20.000	5.786
21.000	5.495
22.000	5.286
23.000	5.146
24.000	5.061
25.000	5.018
26.000	5.002
27.000	5.000

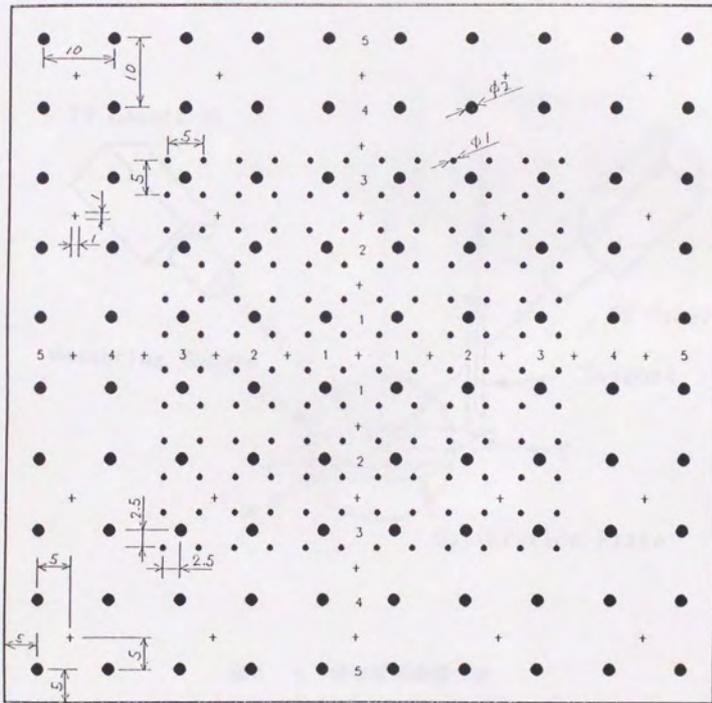


图 3 - 3 标定板尺寸详细

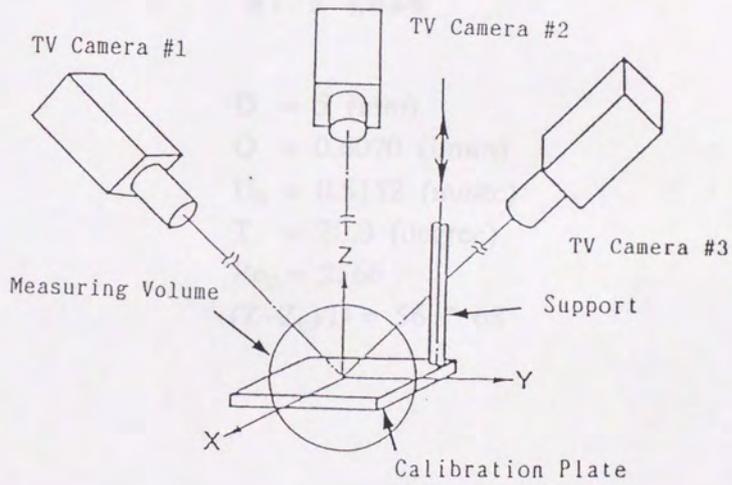


図 3 - 4 標定板の設置方法

表 3 - 2 実験条件

$D = 5 \text{ (mm)}$
 $Q = 0.6070 \text{ (l/min)}$
 $U_0 = 0.5152 \text{ (m/sec)}$
 $T = 20.0 \text{ (degree)}$
 $Re_0 = 2566$
 $(Z-Z_0)/D = 56 \sim 68$

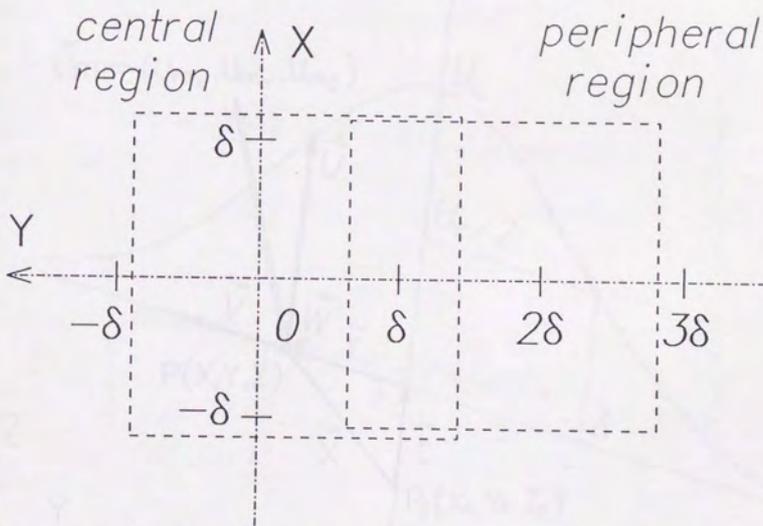


图 3 - 5 测定领域

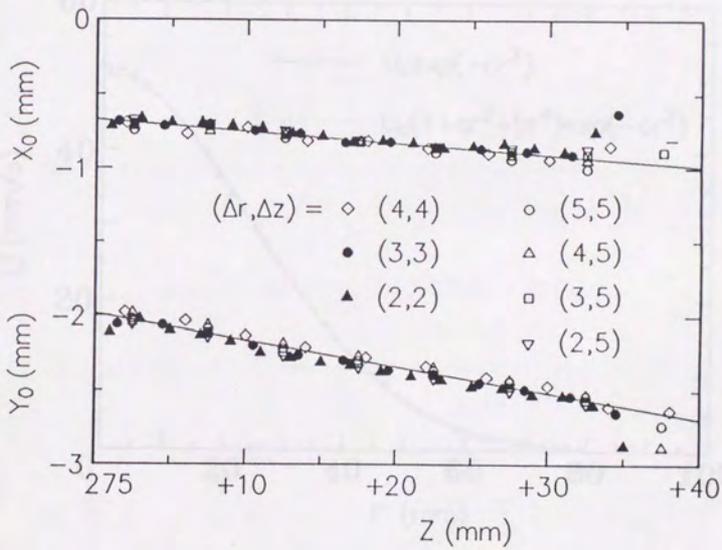


図3-7 中心軸位置のz方向分布

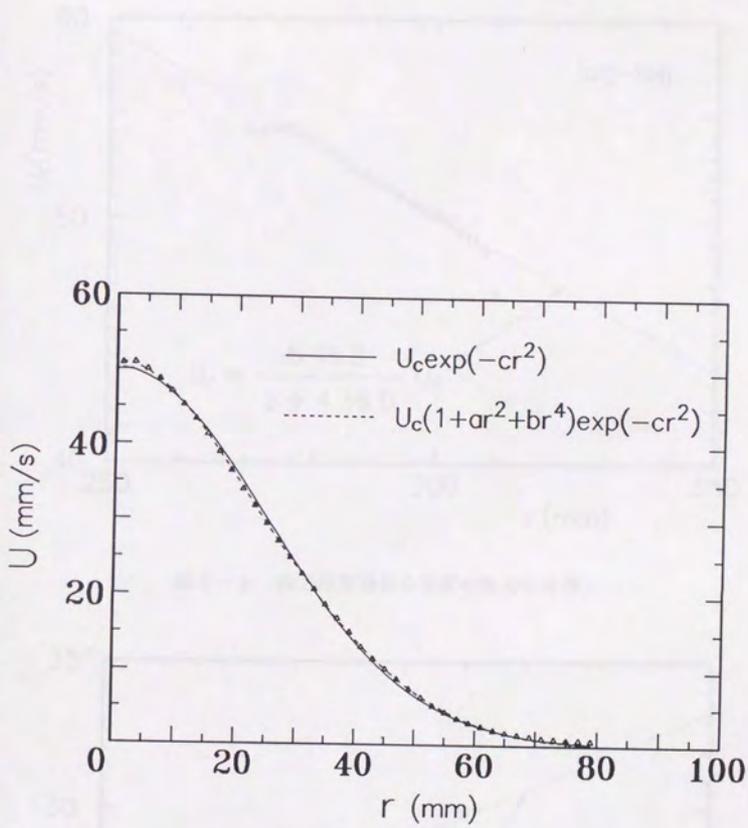


図3-8 軸方向平均速度分布の一例

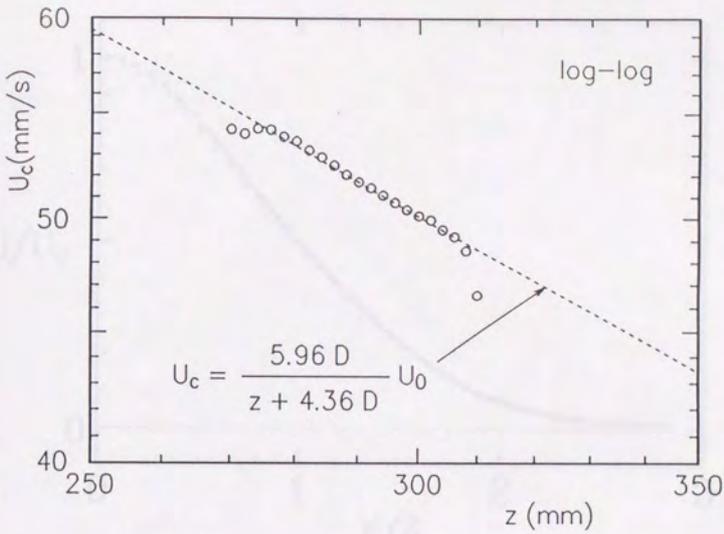


図 3 - 9 軸方向平均中心速度の軸方向分布

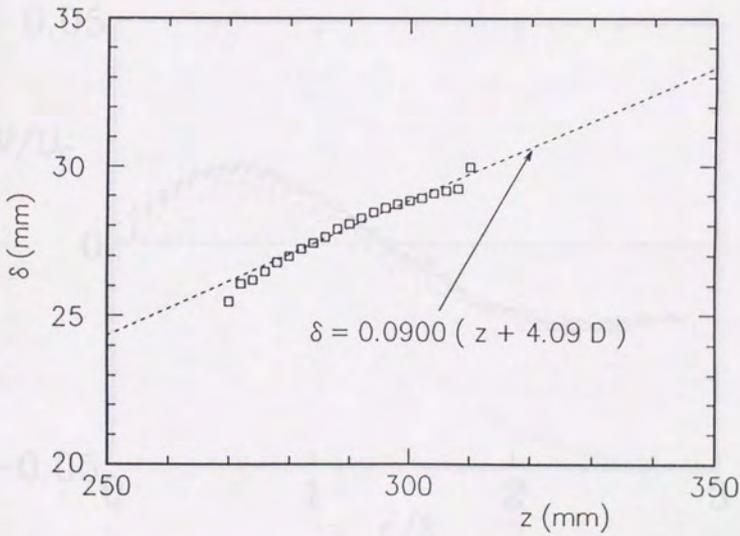


図 3 - 1 0 速度半値幅の軸方向分布

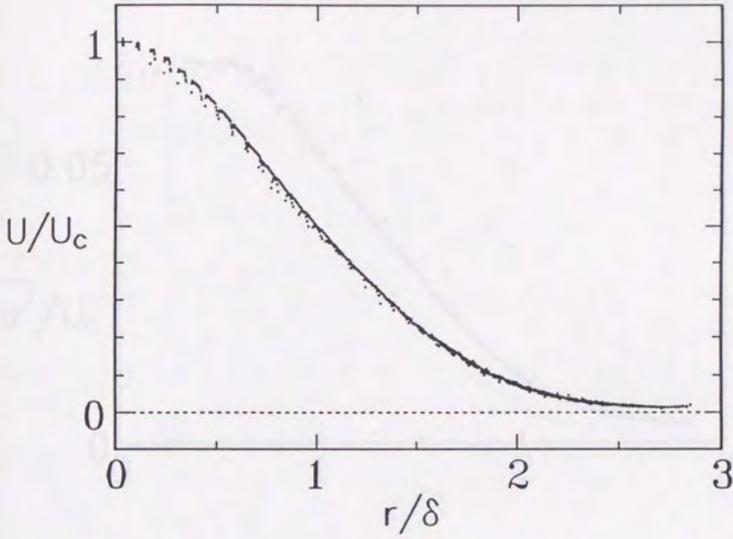


図3-11 自己保存座標系における軸方向平均速度分布

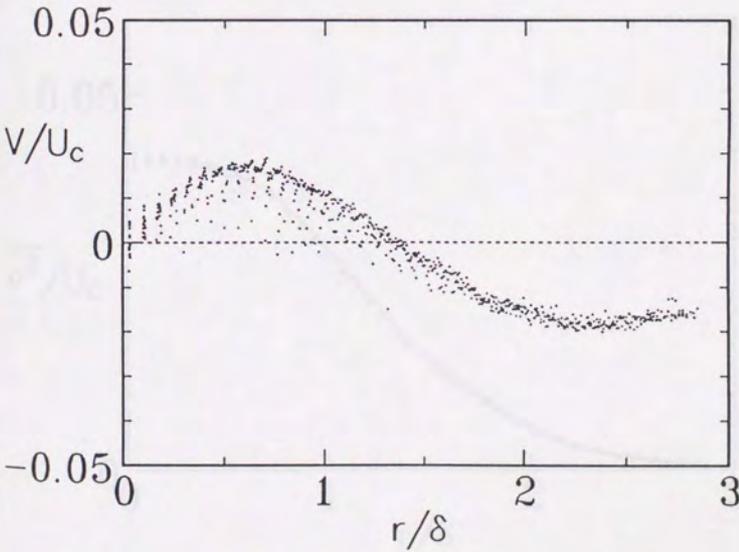


図3-12 自己保存座標系における半径方向平均速度分布

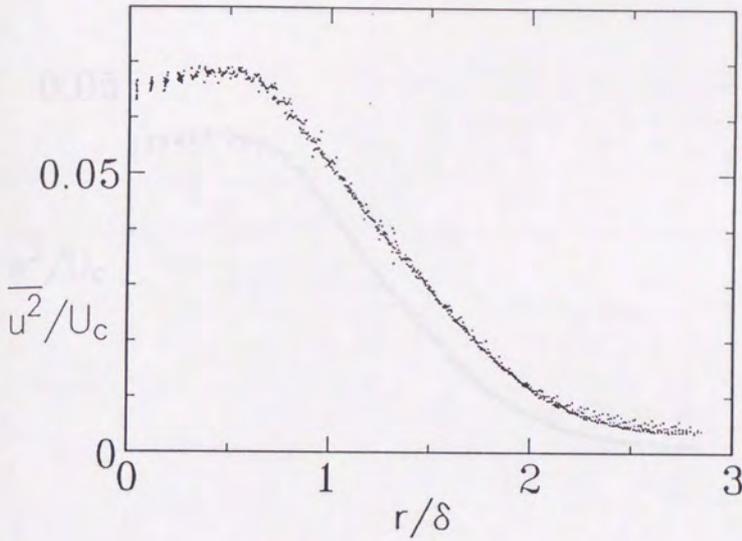


図3-13 自己保存座標系における軸方向垂直応力分布

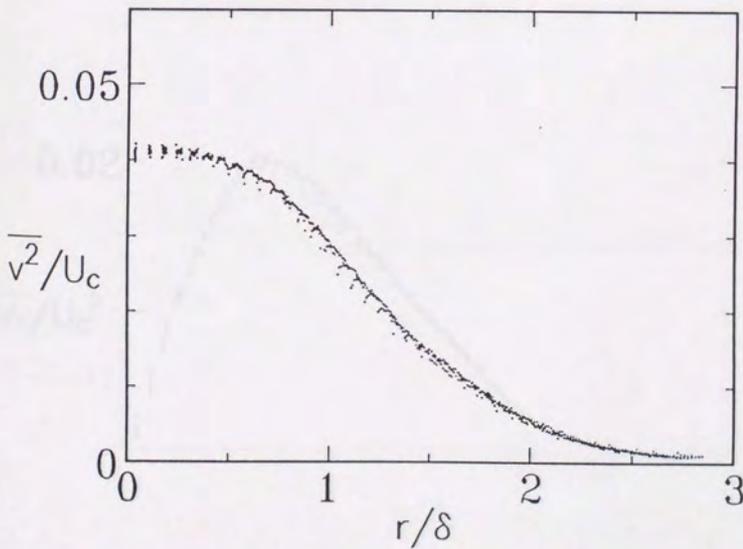


図3-14 自己保存座標系における半径方向垂直応力分布

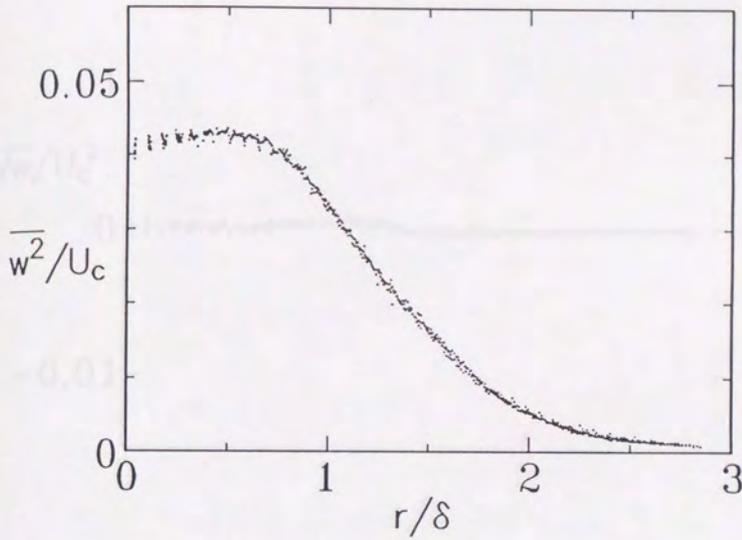


図3-15 自己保存座標系における周方向垂直応力分布

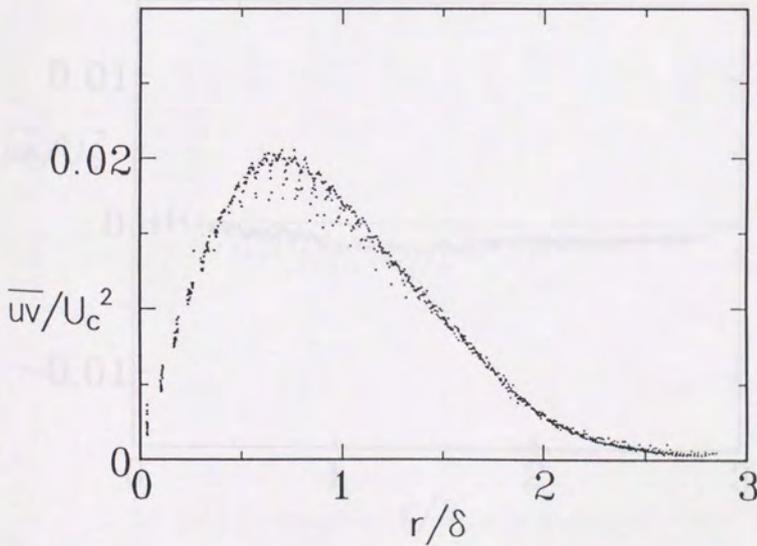


図3-16 自己保存座標系におけるレイノルズ応力 uv 分布

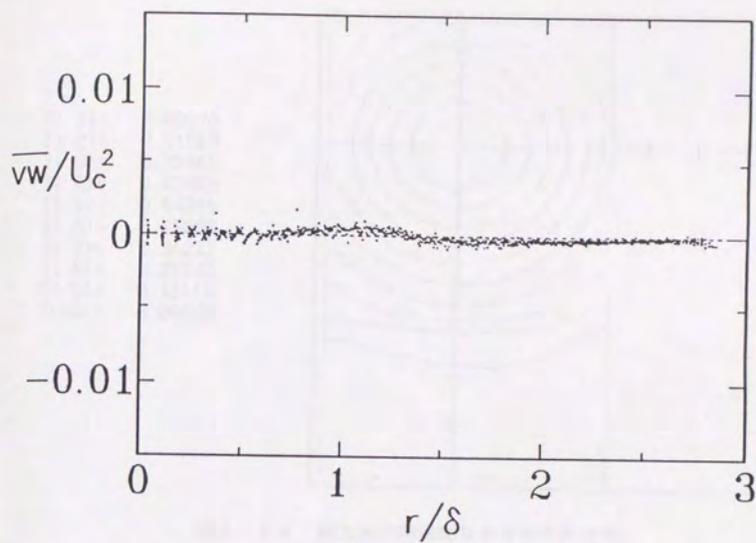


図3-17 自己保存座標系におけるレイノルズ応力 \overline{vw} 分布

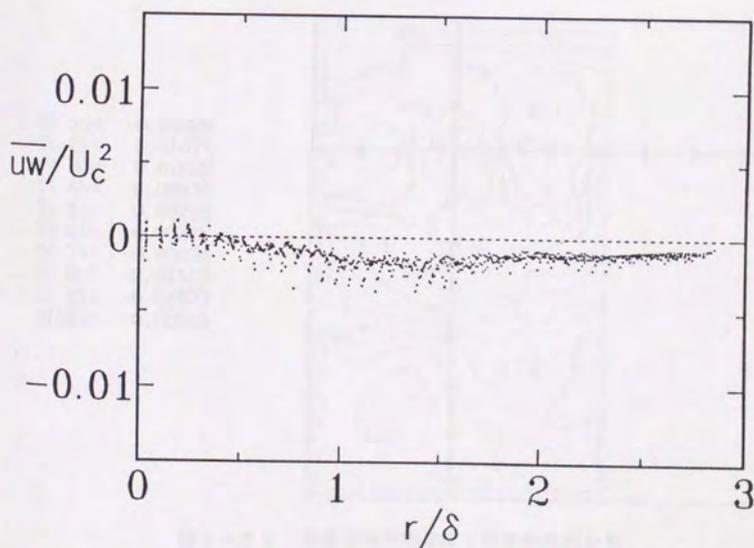


図3-18 自己保存座標系におけるレイノルズ応力 \overline{uw} 分布

- T(1)= 0.90576
- T(2)= 0.81519
- T(3)= 0.72461
- T(4)= 0.63403
- T(5)= 0.54346
- T(6)= 0.45288
- T(7)= 0.36231
- T(8)= 0.27173
- T(9)= 0.18115
- T(10)= 0.09058

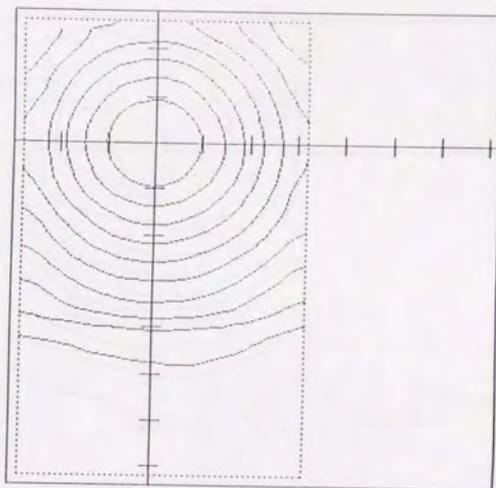


図 3 - 1 9 軸方向平均速度 U の水平方向分布

- T(1)= 0.02028
- T(2)= 0.01577
- T(3)= 0.01127
- T(4)= 0.00676
- T(5)= 0.00225
- T(6)= -0.00225
- T(7)= -0.00676
- T(8)= -0.01127
- T(9)= -0.01577
- T(10)= -0.02028

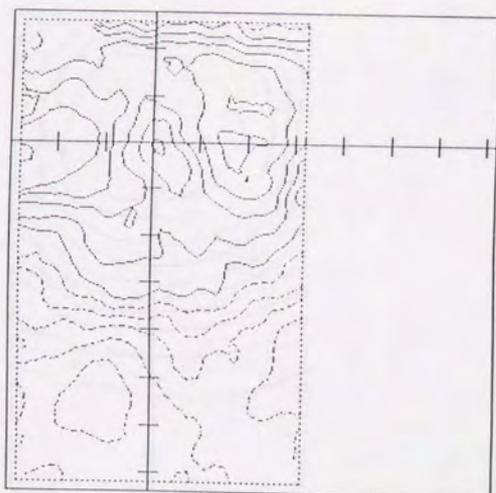


図 3 - 2 0 半径方向平均速度 V の水平方向分布

- T(1)= 0.06661
- T(2)= 0.05995
- T(3)= 0.05329
- T(4)= 0.04663
- T(5)= 0.03996
- T(6)= 0.03330
- T(7)= 0.02664
- T(8)= 0.01998
- T(9)= 0.01332
- T(10)= 0.00666

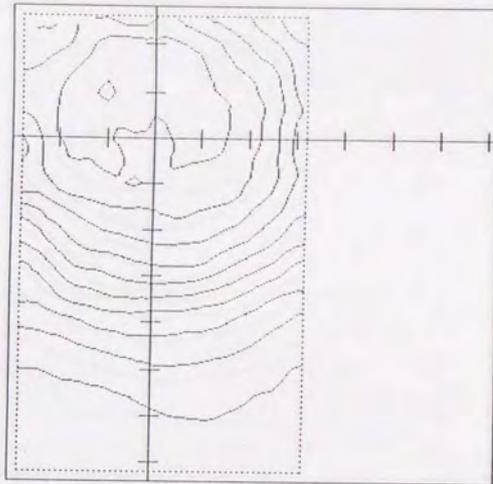


図 3 - 2 1 軸方向垂直応力 $\overline{u^2}$ の水平方向分布

- T(1)= 0.03805
- T(2)= 0.03424
- T(3)= 0.03044
- T(4)= 0.02663
- T(5)= 0.02283
- T(6)= 0.01902
- T(7)= 0.01522
- T(8)= 0.01141
- T(9)= 0.00761
- T(10)= 0.00380

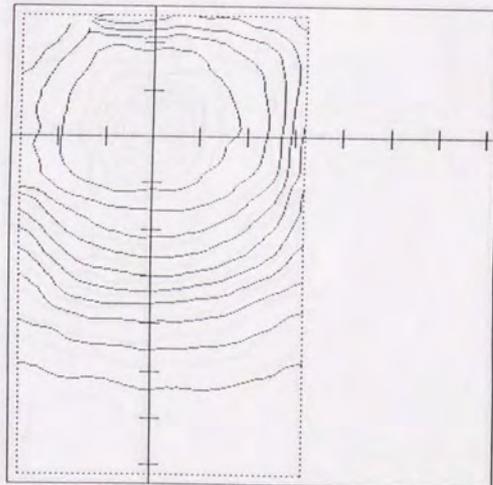


図 3 - 2 2 半径方向垂直応力 $\overline{v^2}$ の水平方向分布

- T(1)= 0.04081
- T(2)= 0.03673
- T(3)= 0.03265
- T(4)= 0.02857
- T(5)= 0.02449
- T(6)= 0.02041
- T(7)= 0.01633
- T(8)= 0.01224
- T(9)= 0.00816
- T(10)= 0.00408

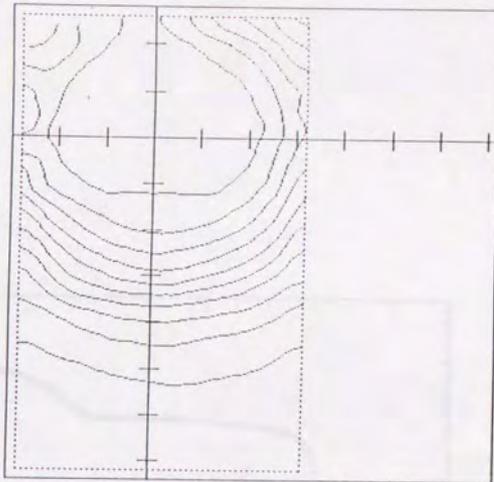


図 3 - 2 3 周方向垂直応力 w^2 の水平方向分布

- T(1)= 0.01960
- T(2)= 0.01753
- T(3)= 0.01547
- T(4)= 0.01341
- T(5)= 0.01134
- T(6)= 0.00928
- T(7)= 0.00722
- T(8)= 0.00516
- T(9)= 0.00309
- T(10)= 0.00103

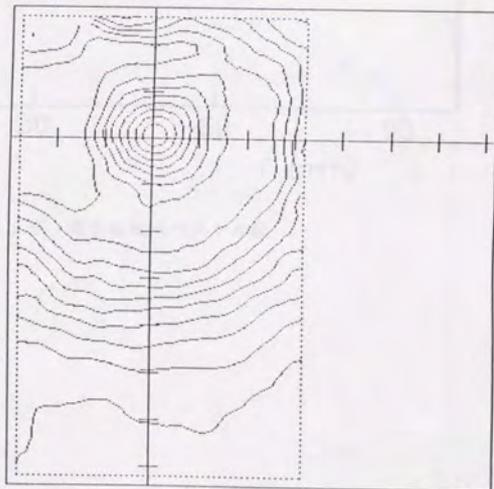


図 3 - 2 4 レイノルズ応力 uv の水平方向分布

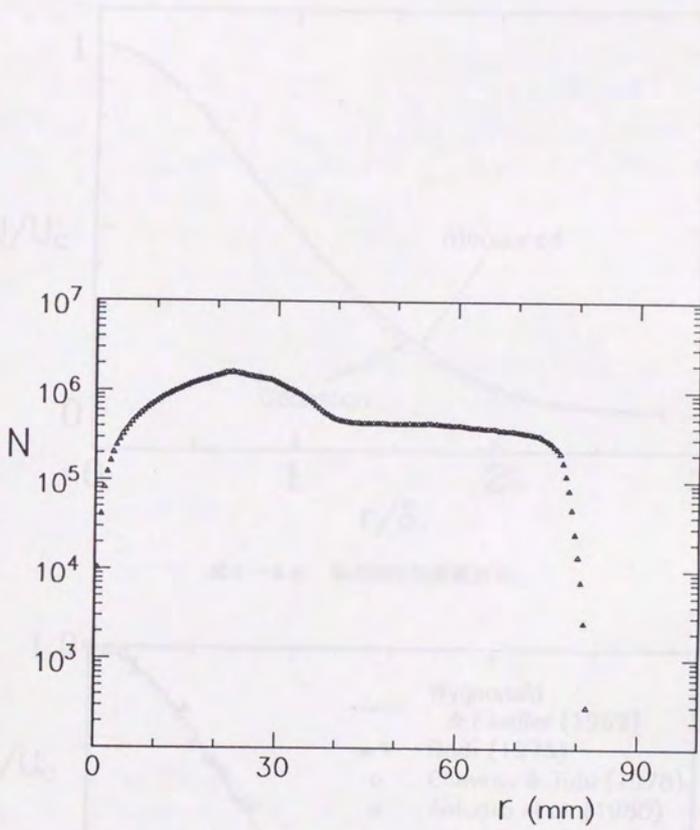


図3-25 各小領域内ベクトル数

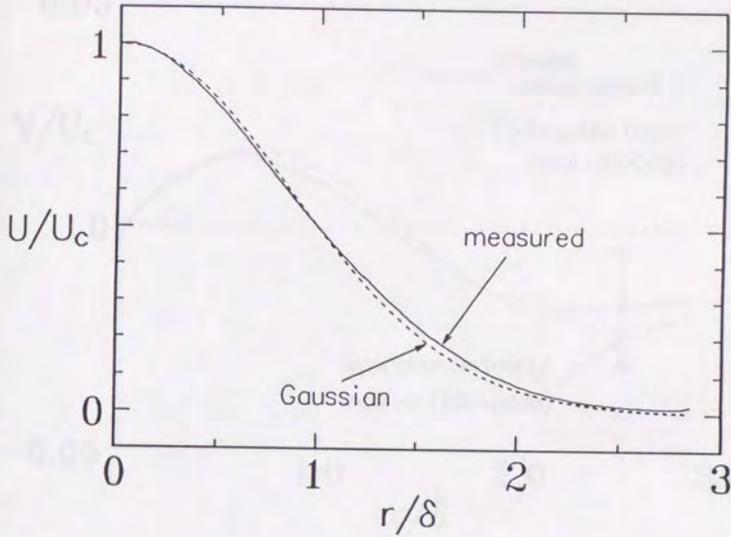


图 3 - 2 6 轴方向平均速度分布

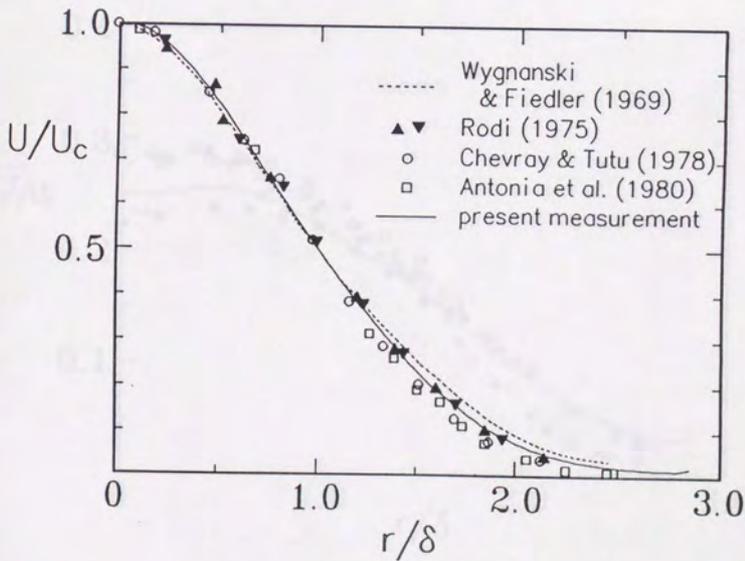


图 3 - 2 7 轴方向平均速度分布

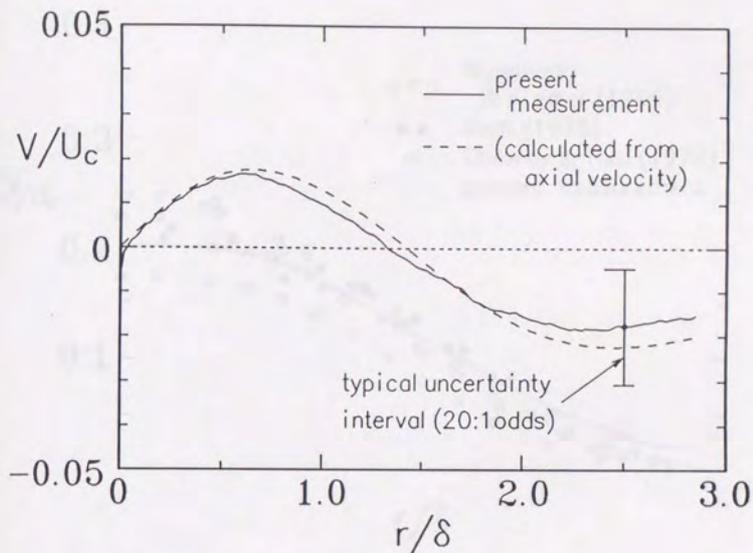


図3-28 半径方向平均速度分布

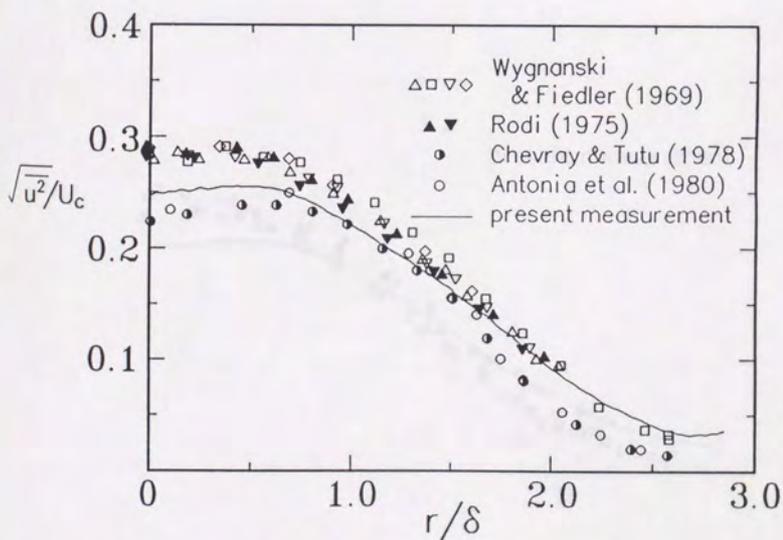


図3-29 軸方向速度変動のrms値の分布

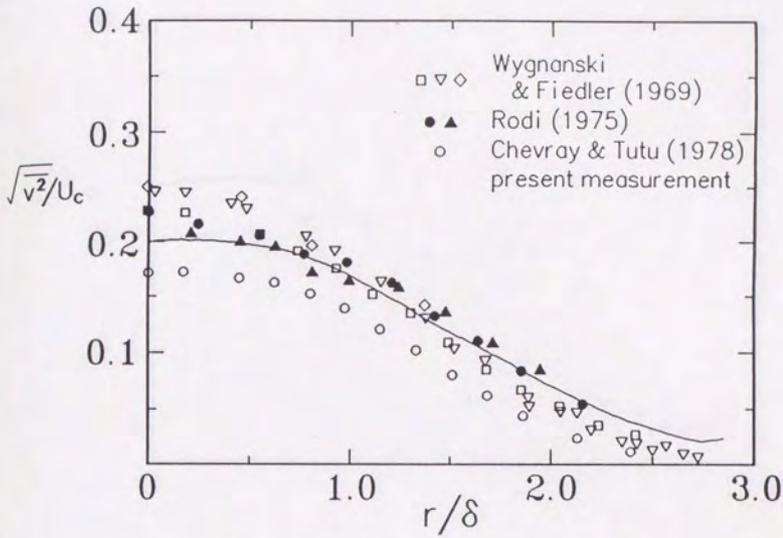


図3-30 半径方向速度変動のrms値の分布

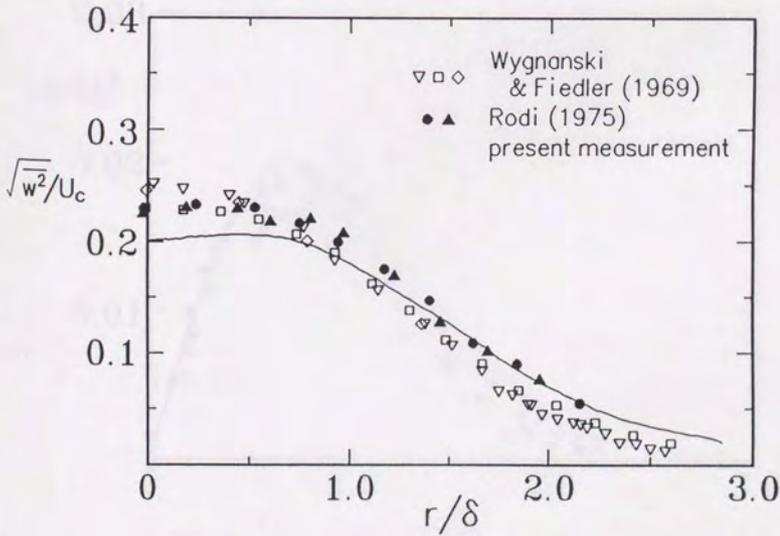


図3-31 周方向速度変動のrms値の分布

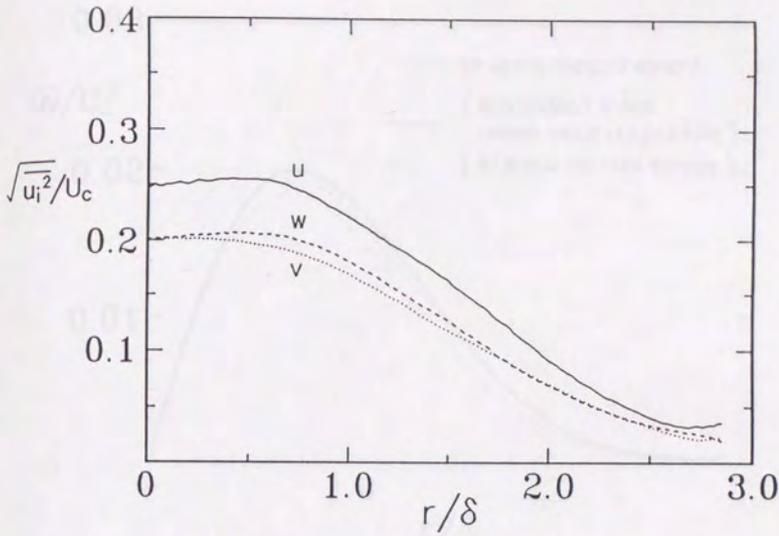


図3-32 速度変動のrms値の分布

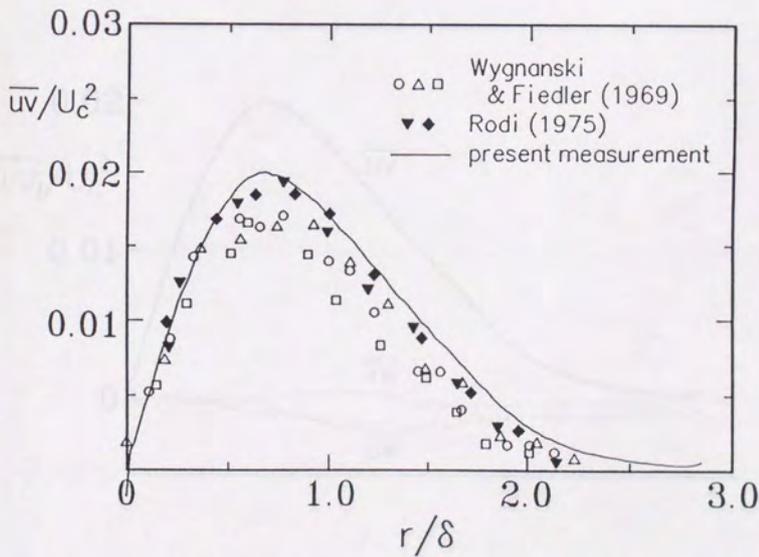


図3-33 レイノルズ応力 \overline{uv} の分布

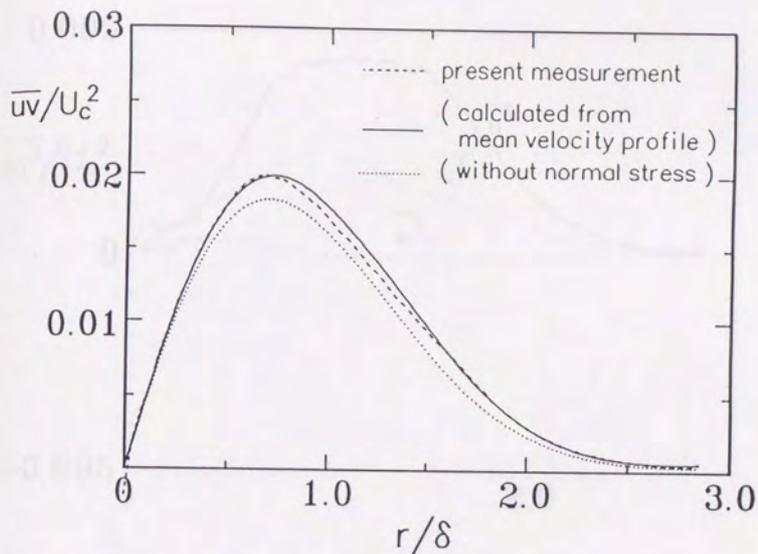


図3-34 レイノルズ応力 \overline{uv} の分布

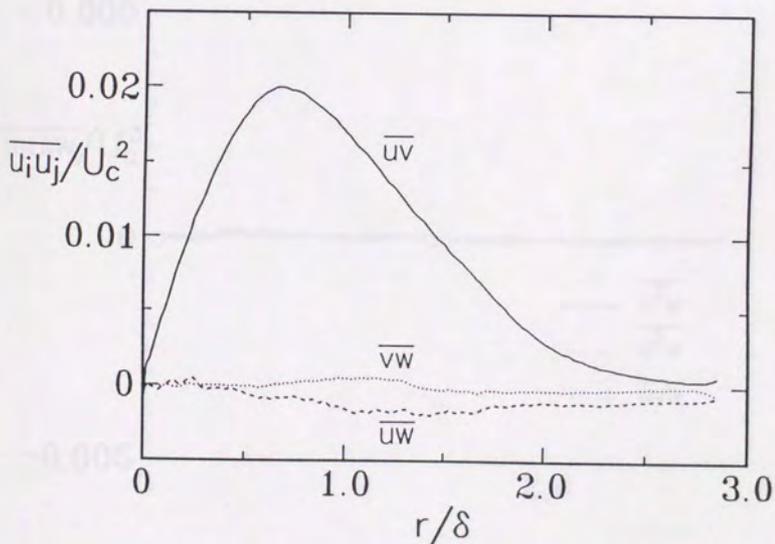


図3-35 レイノルズ応力 \overline{uv} 、 \overline{vw} 、 \overline{uw} の分布

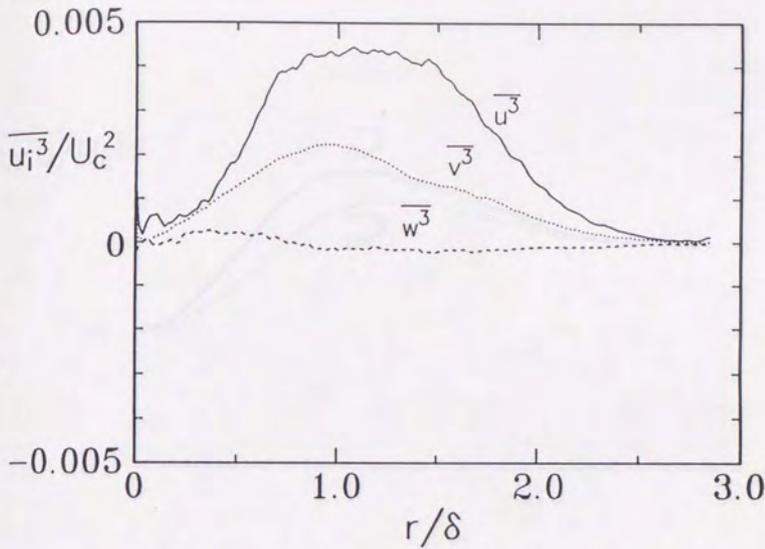


図3-36 速度変動三次相関 ($\overline{u^3}$ 、 $\overline{v^3}$ 、 $\overline{w^3}$) の分布

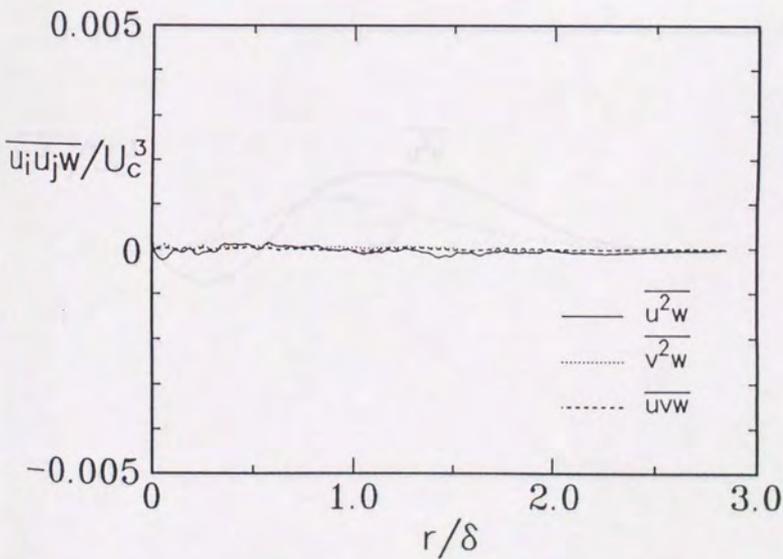


図3-37 速度変動三次相関 ($\overline{u^2 w}$ 、 $\overline{v^2 w}$ 、 $\overline{u v w}$) の分布

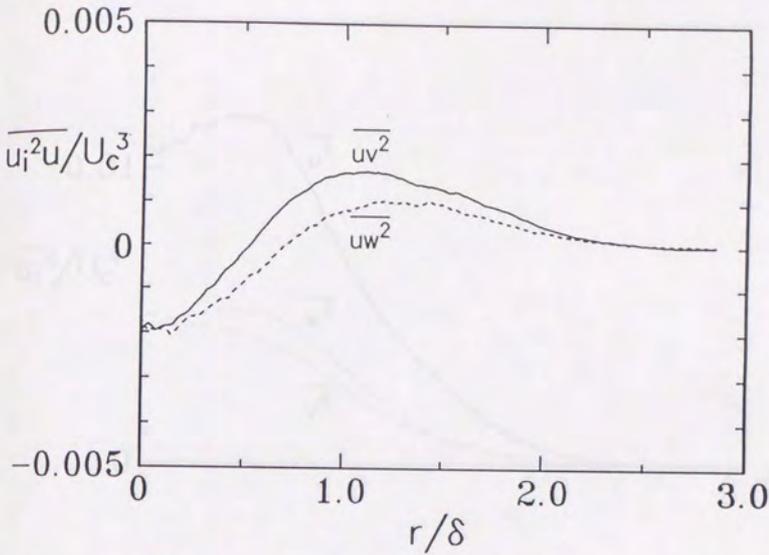


図3-38 速度変動三次相関 ($\overline{uv^2}$ 、 $\overline{uw^2}$) の分布

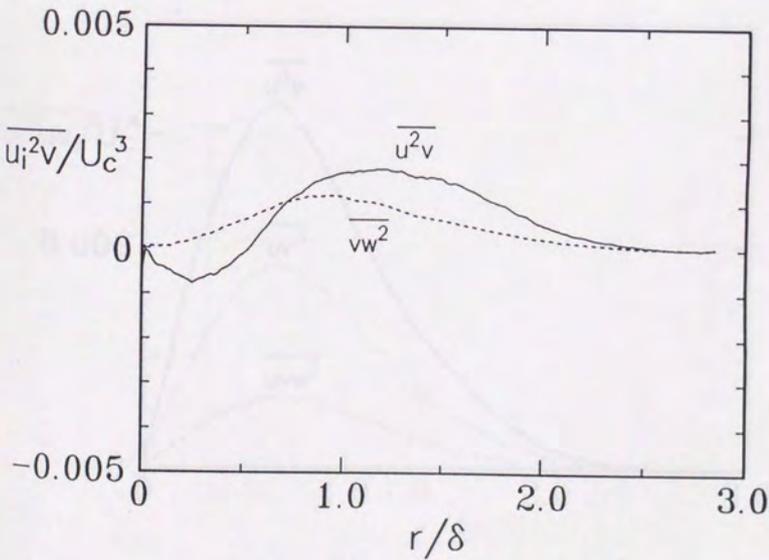


図3-39 速度変動三次相関 ($\overline{u^2 v}$ 、 $\overline{vw^2}$) の分布

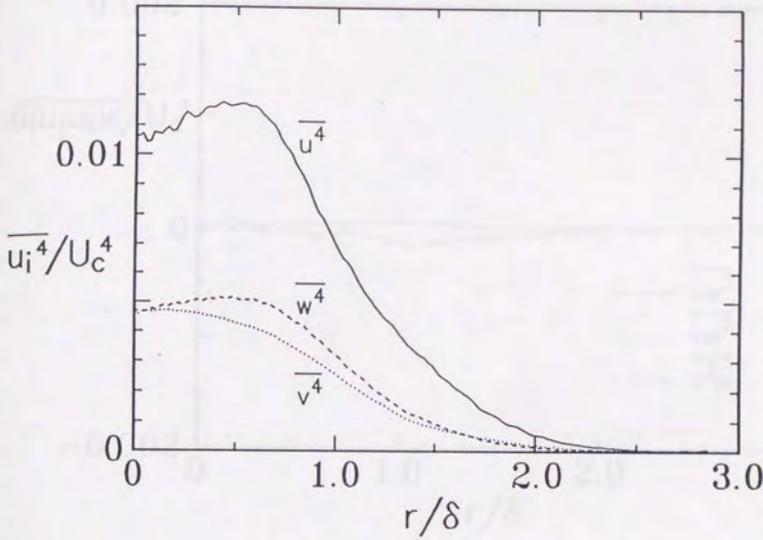


図3-40 速度変動四次相関 ($\overline{u^4}$ 、 $\overline{v^4}$ 、 $\overline{w^4}$) の分布

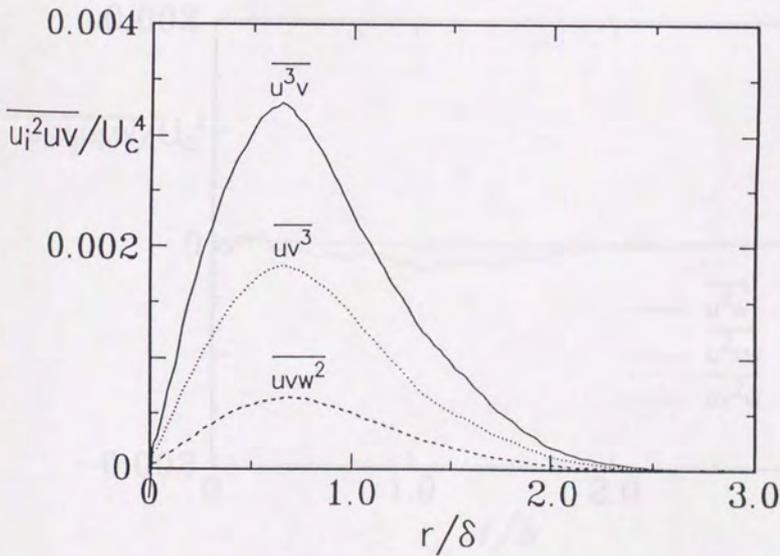


図3-41 速度変動四次相関 ($\overline{u^3 v}$ 、 $\overline{u v^3}$ 、 $\overline{u v w^2}$) の分布

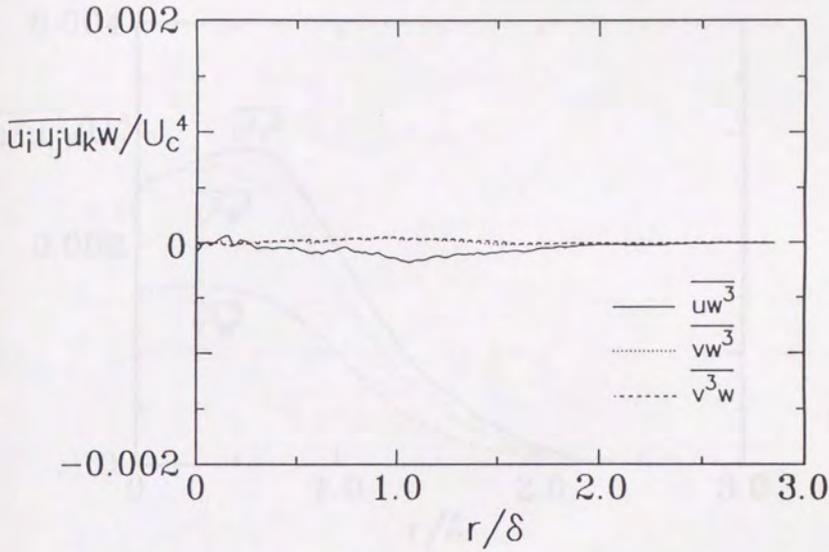


図3-42 速度変動四次相関 ($\overline{uw^3}$ 、 $\overline{vw^3}$ 、 $\overline{v^3w}$) の分布

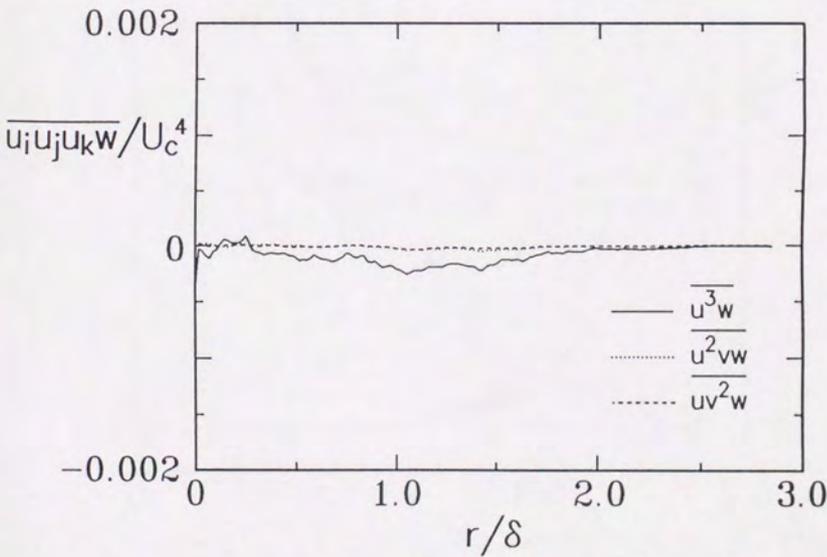


図3-43 速度変動四次相関 ($\overline{u^3w}$ 、 $\overline{u^2vw}$ 、 $\overline{uv^2w}$) の分布

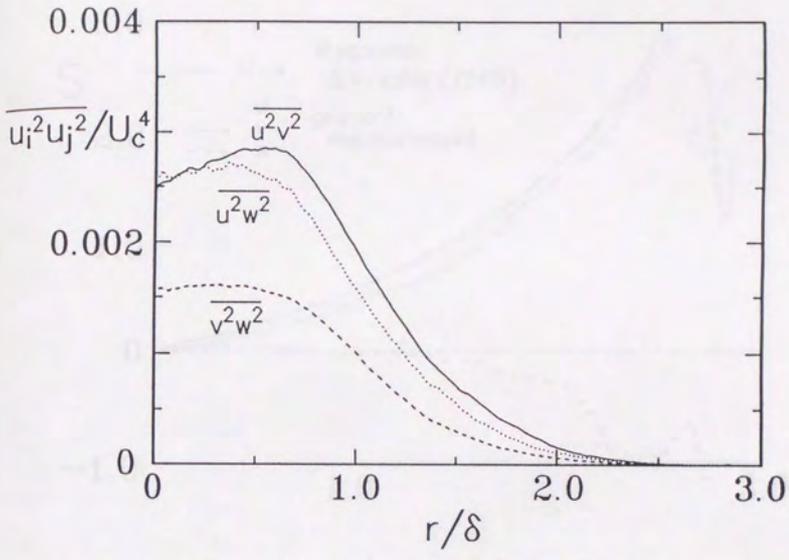
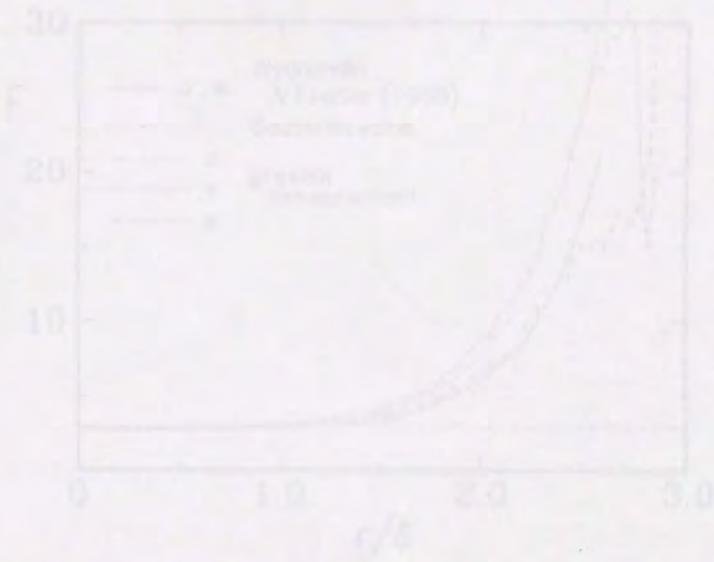


図 3-44 速度変動四次相関 ($\overline{u^2 v^2}$ 、 $\overline{u^2 w^2}$ 、 $\overline{v^2 w^2}$) の分布



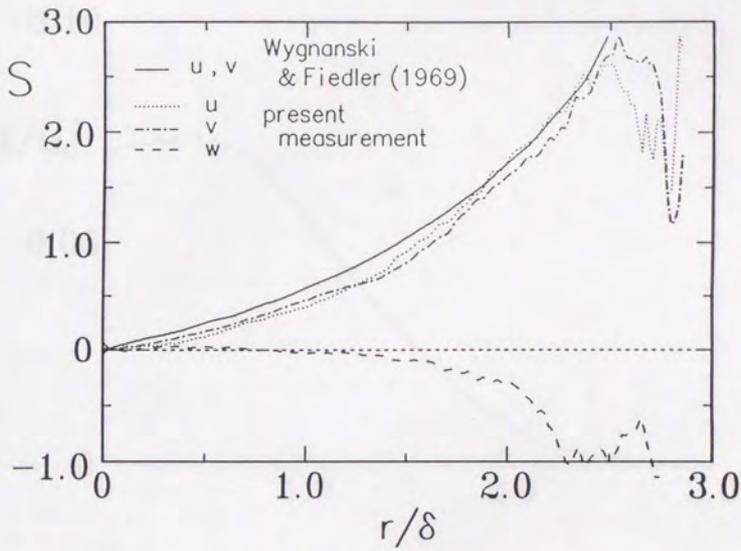


図 3 - 4 5 歪み度の分布

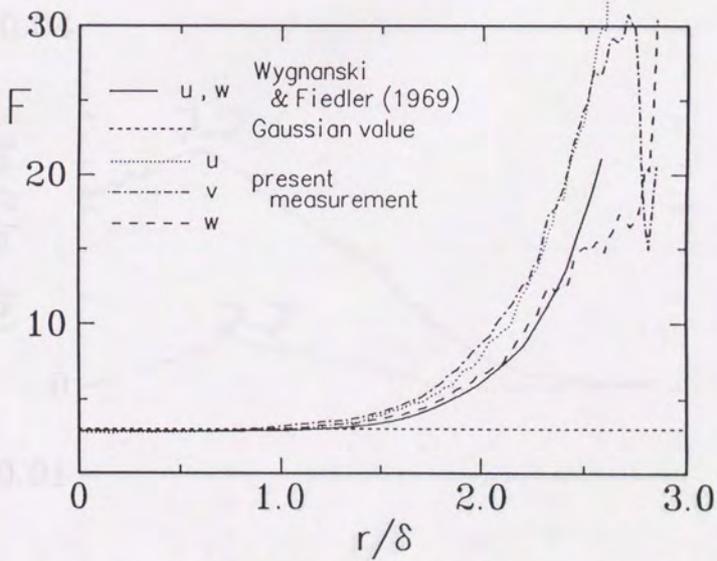


図 3 - 4 6 平坦度の分布

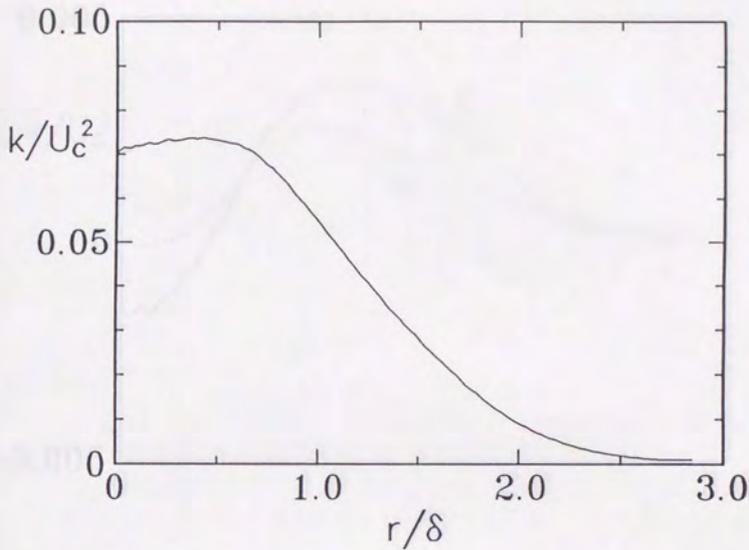


図3-47 乱流エネルギー k の分布

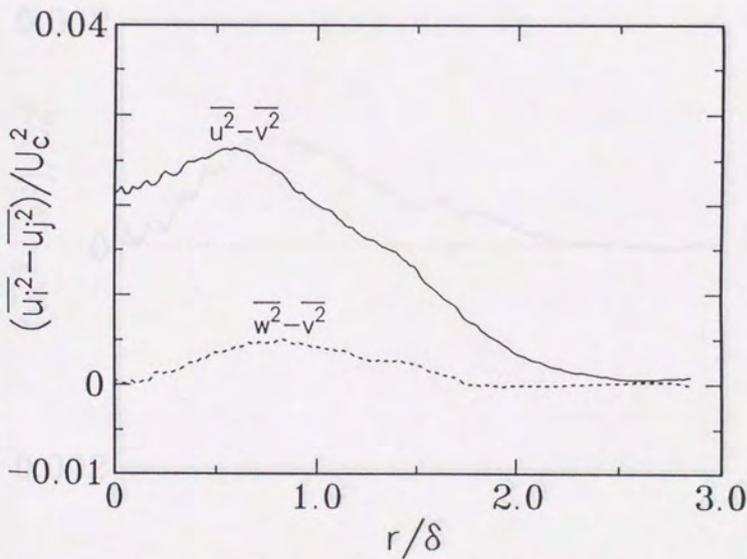


図3-48 垂直応力 $(\overline{u^2 - v^2}, \overline{w^2 - v^2})$ の分布

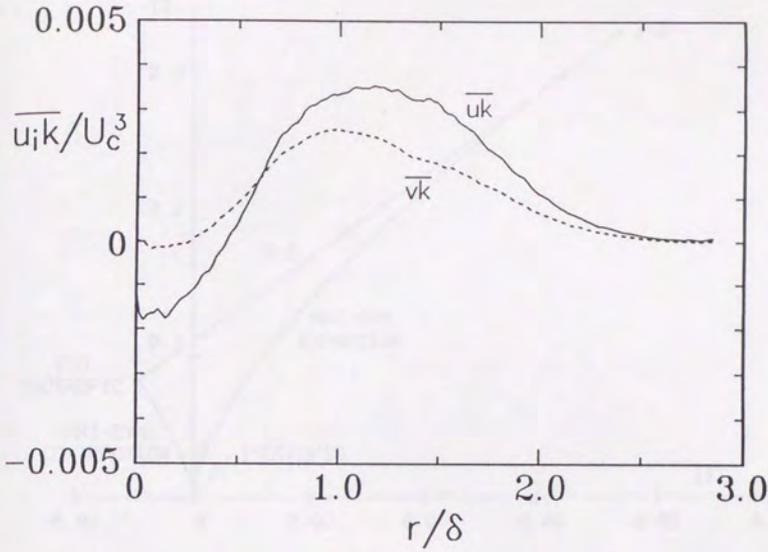


図3-49 乱流拡散項 (\overline{uk} , \overline{vk}) の分布

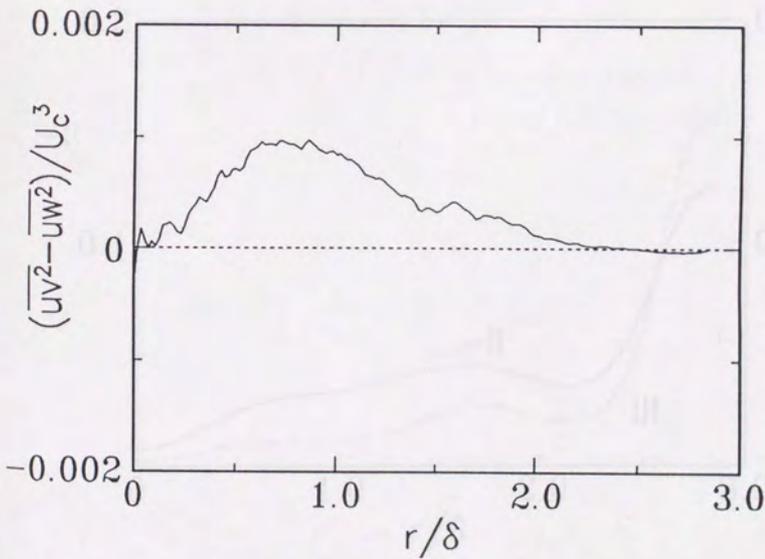


図3-50 乱流拡散項 ($\overline{uv^2 - uw^2}$) の分布

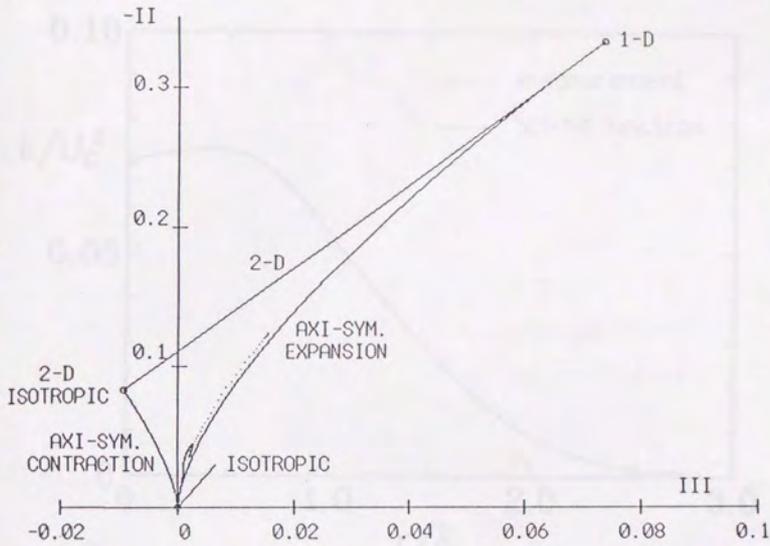


図3-51 anisotropy invariant map

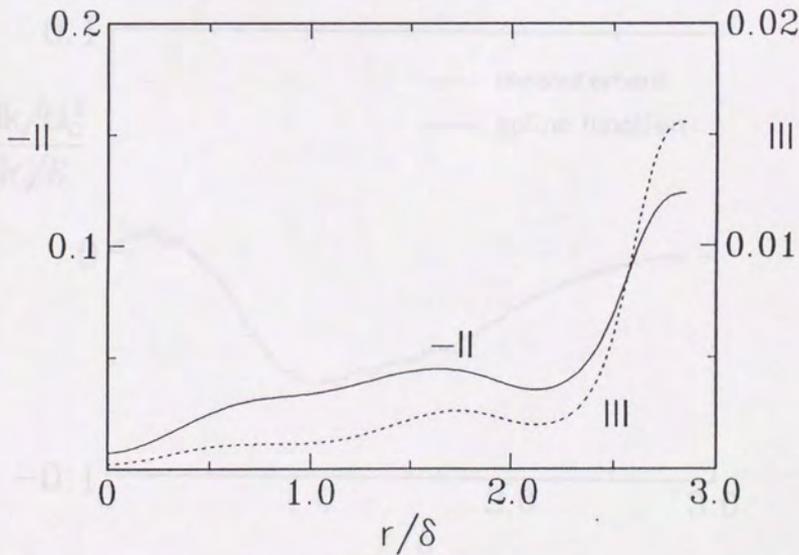


図3-52 応力テンソルの不変量II、IIIの分布

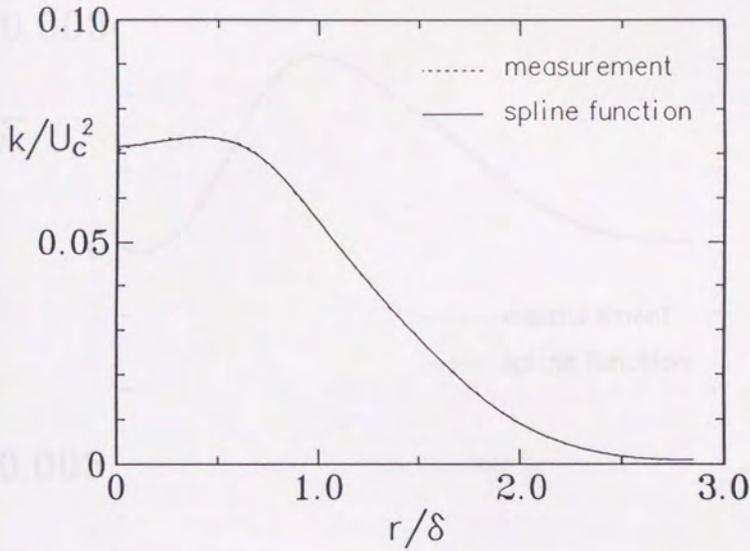


図3-53a 乱流エネルギー k の分布

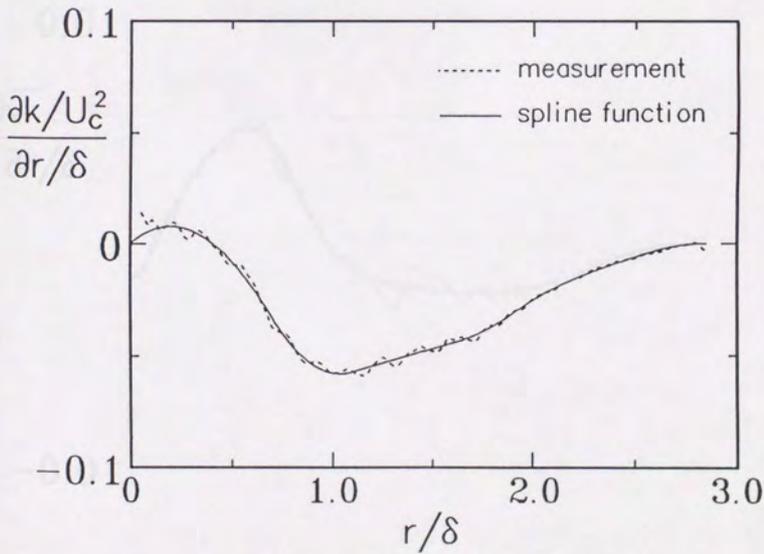


図3-53b 乱流エネルギー k の勾配の分布

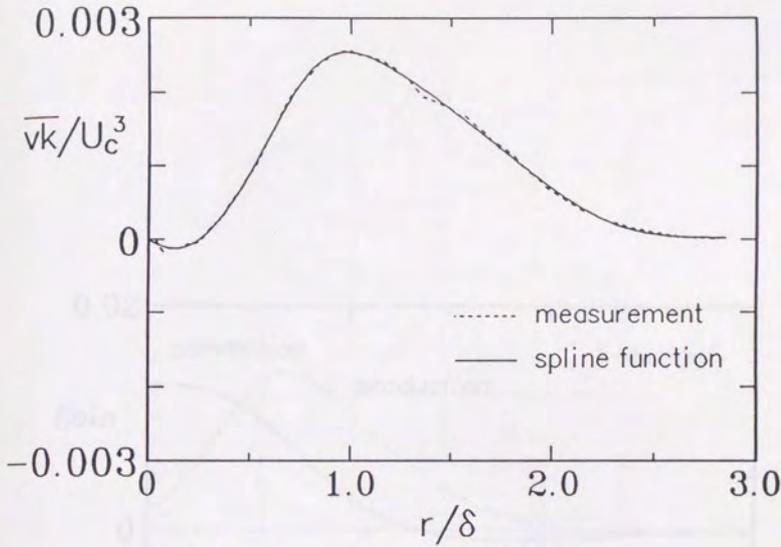


図3-54 a 乱流拡散項 \overline{vk} の分布

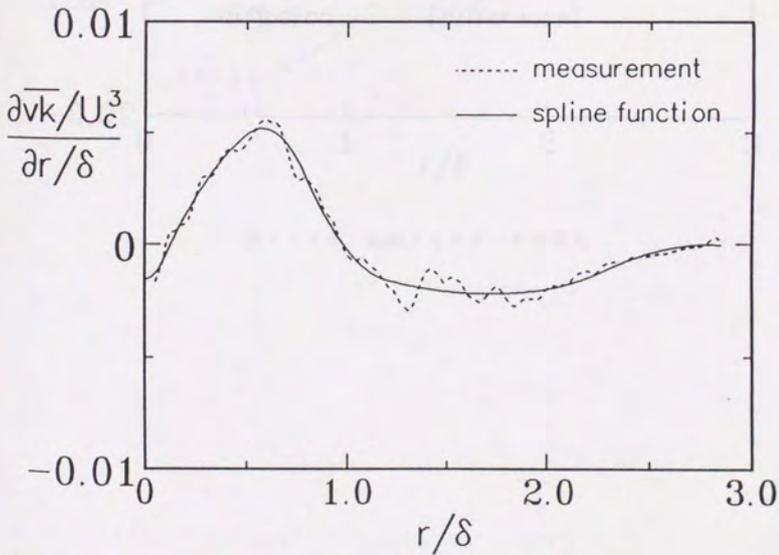


図3-54 b 乱流拡散項 \overline{vk} の勾配の分布

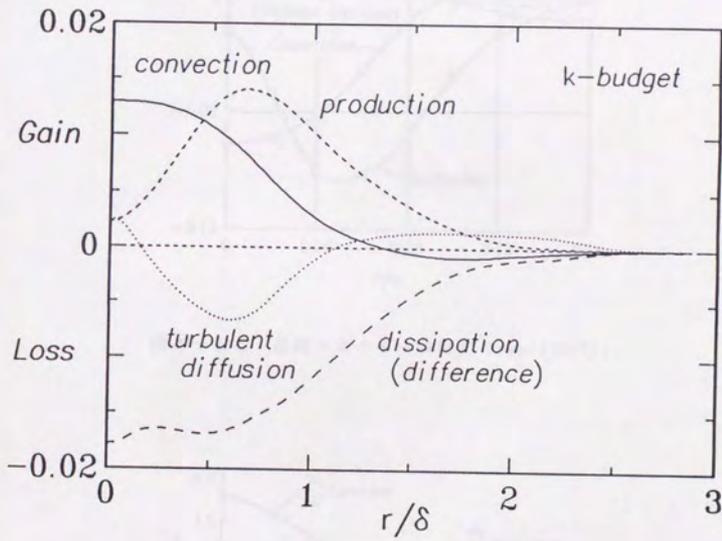


図3-55 乱流エネルギーkの収支

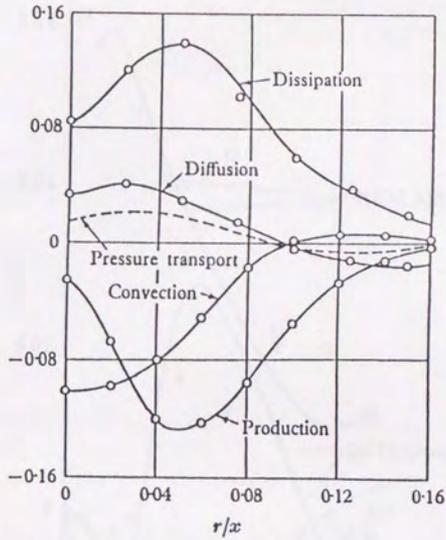


図3-56 乱流エネルギーの収支 (Sami(1967))

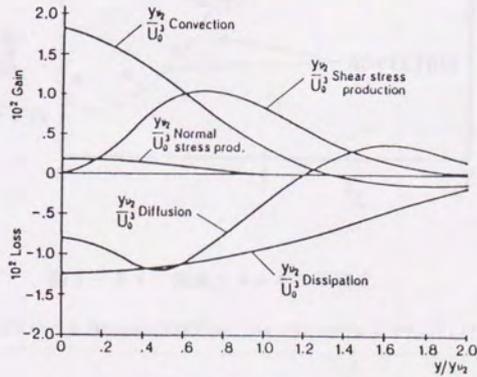


図3-57 乱流エネルギーの収支

(Wyganski & Fiedler(1969) in Rodi(1975b))

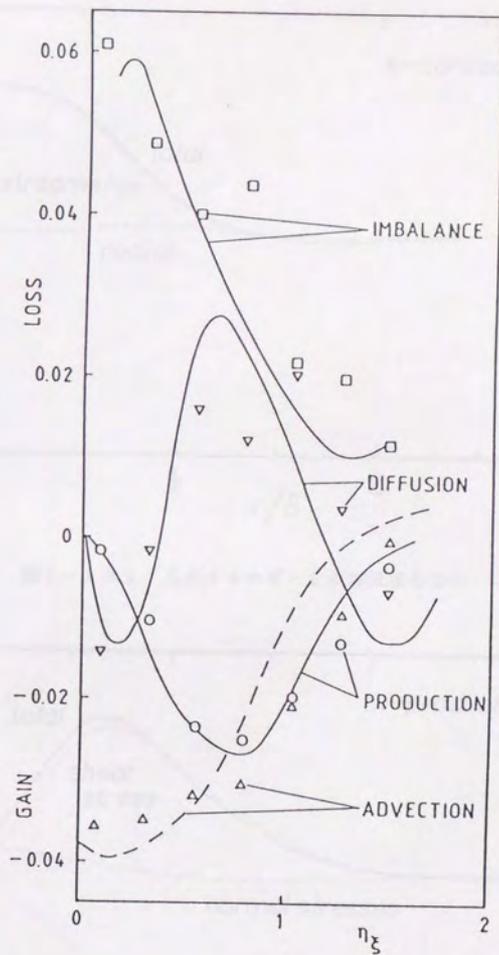


図 3-58 乱流エネルギーの収支

(symbol: Stårner & Bilger(1987)、line: Antonia & Prahbu(1976))

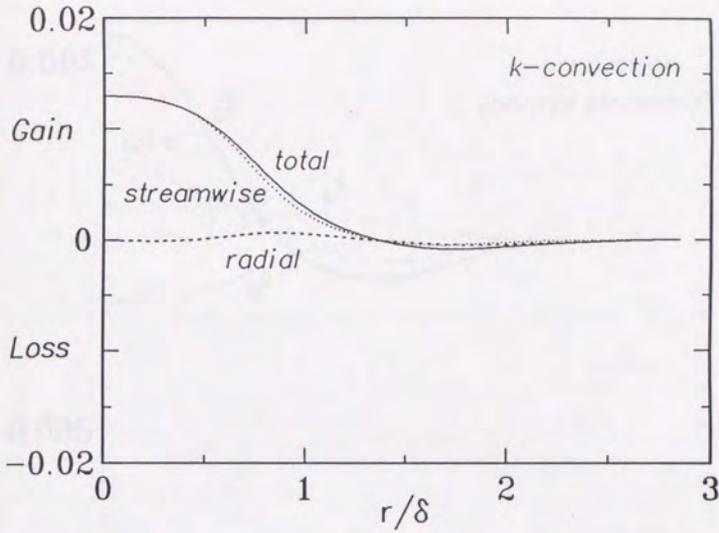


図3-59a 乱流エネルギー k の対流項の分布

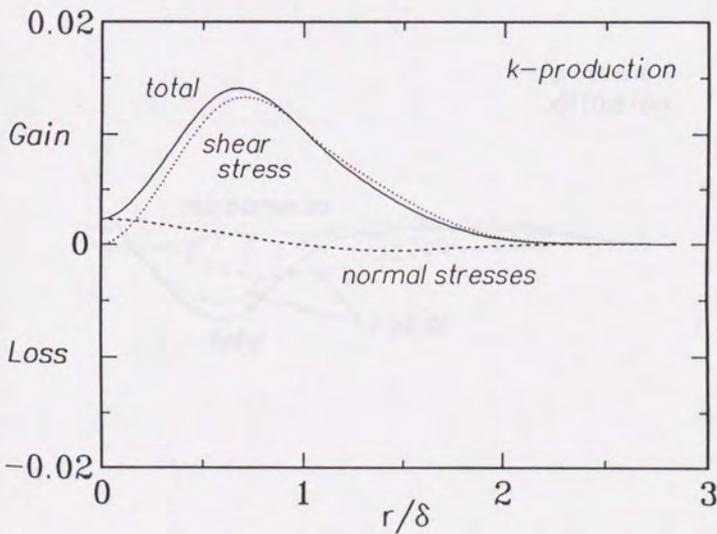


図3-59b 乱流エネルギー k の生成項の分布

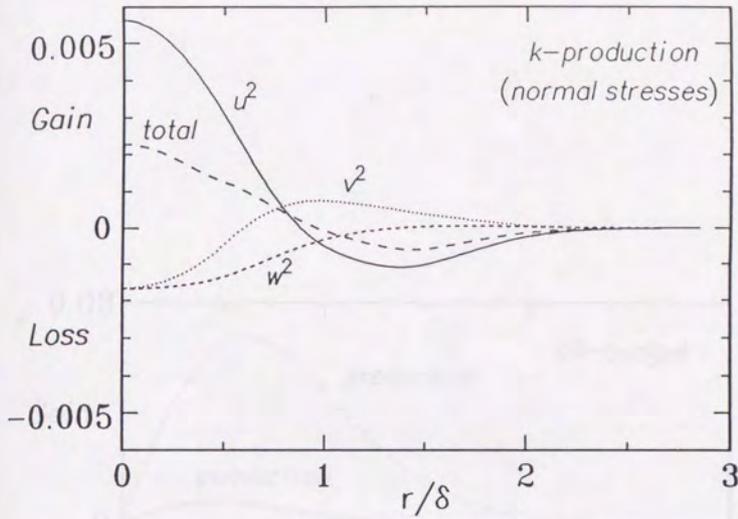


図3-59c 乱流エネルギーkの生成項(垂直応力)の分布

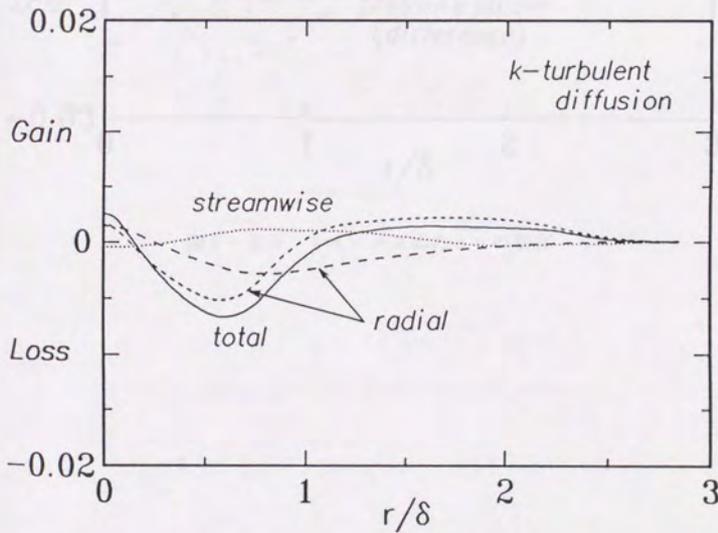


図3-59d 乱流エネルギーkの乱流拡散項の分布

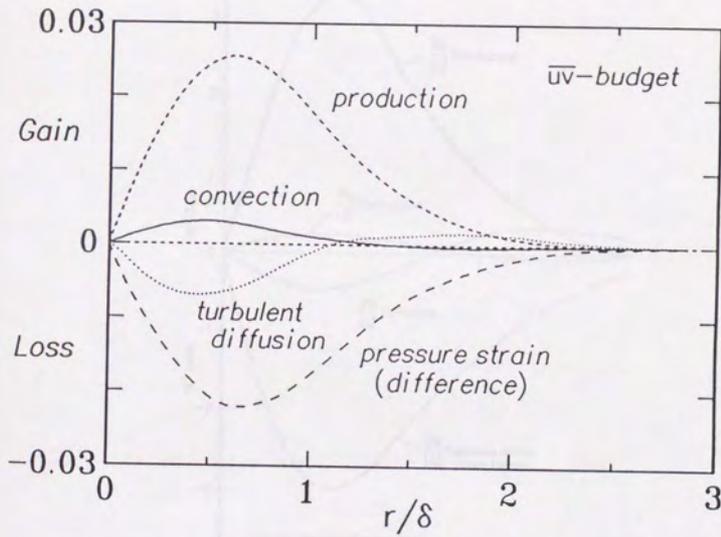


図3-60 レイノルズ応力 \overline{uv} の収支

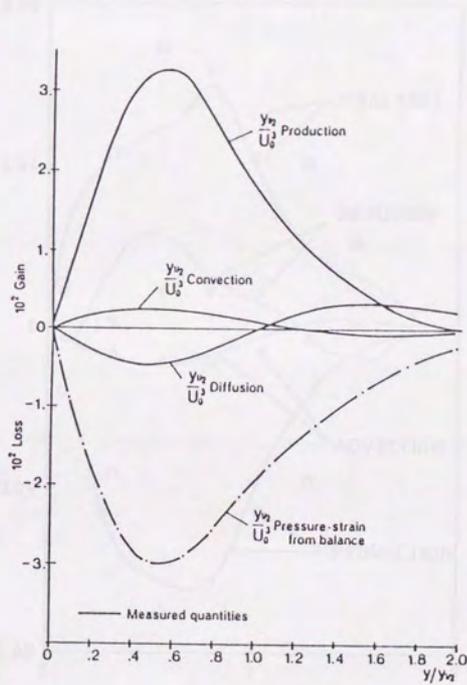


図3-61 レイノルズ応力 \overline{uv} の収支

(Wyganski & Fiedler(1969) in Rodi(1975b))

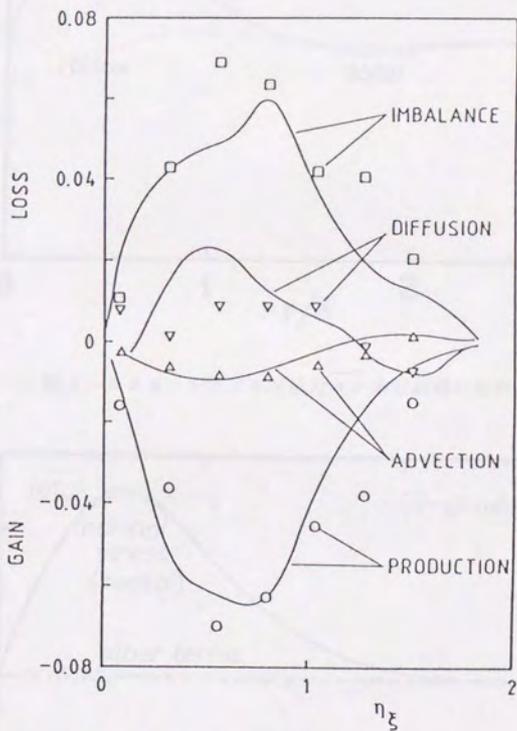


図3-62 レイノルズ応力 \overline{uv} の収支

(symbol: Stårner & Bilger(1987)、line: Antonia & Prahbu(1976))

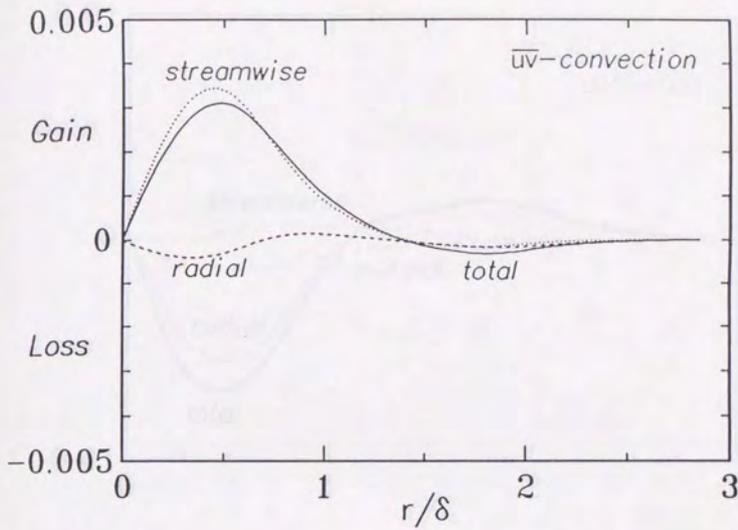


図3-63a レイノルズ応力 \overline{uv} の対流項の分布

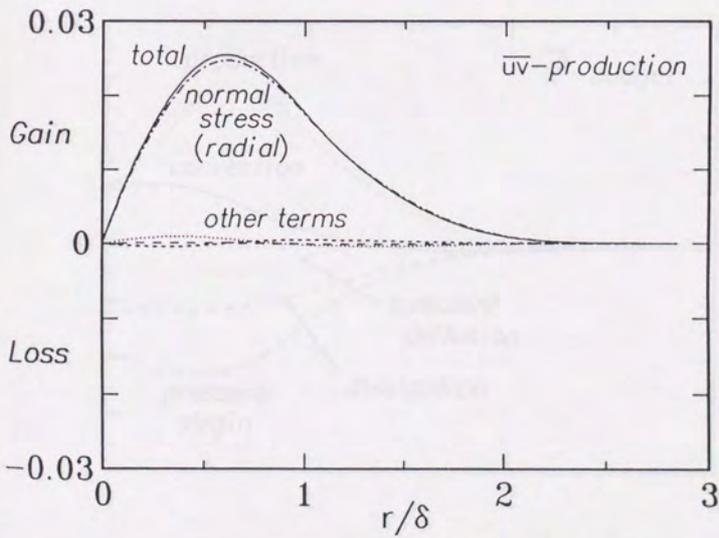


図3-63b レイノルズ応力 \overline{uv} の生成項の分布

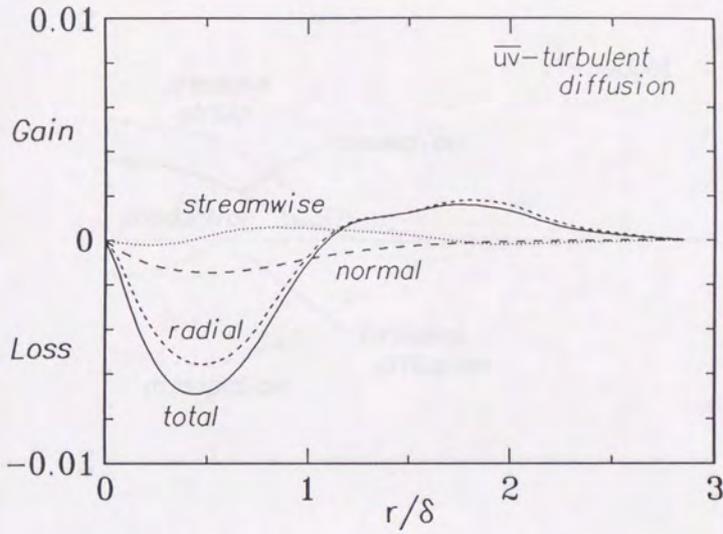


図3-63c レイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の乱流拡散項の分布

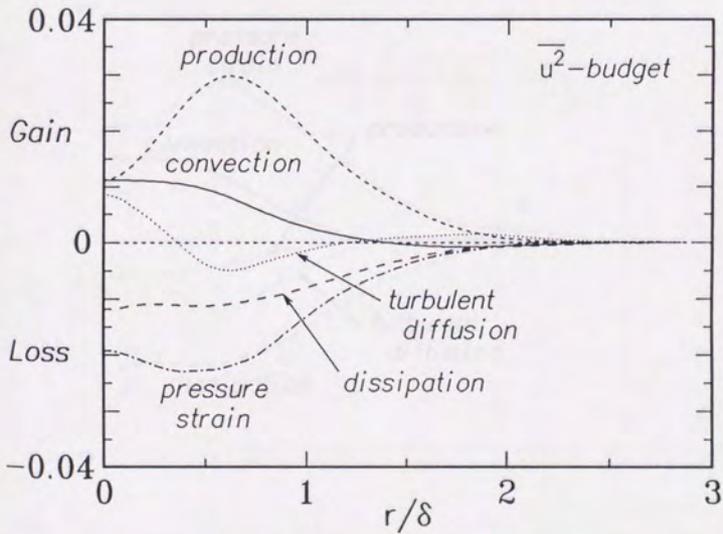


図3-64 垂直応力 $\overline{u'^2}$ の収支

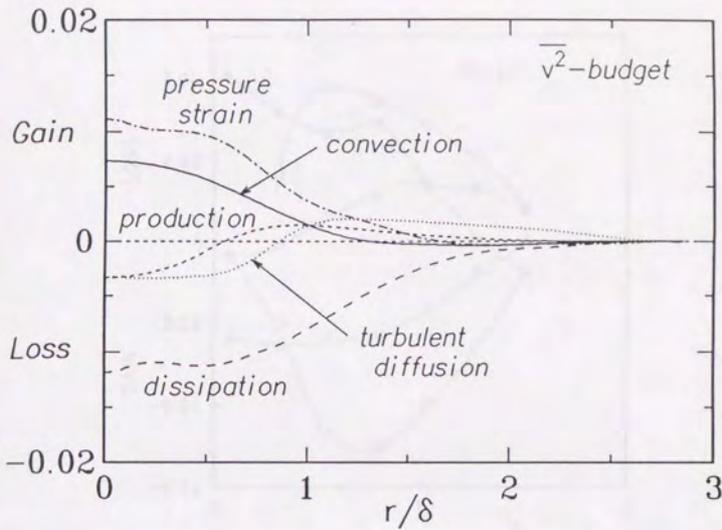


図 3 - 6 5 垂直応力 $\overline{v^2}$ の収支

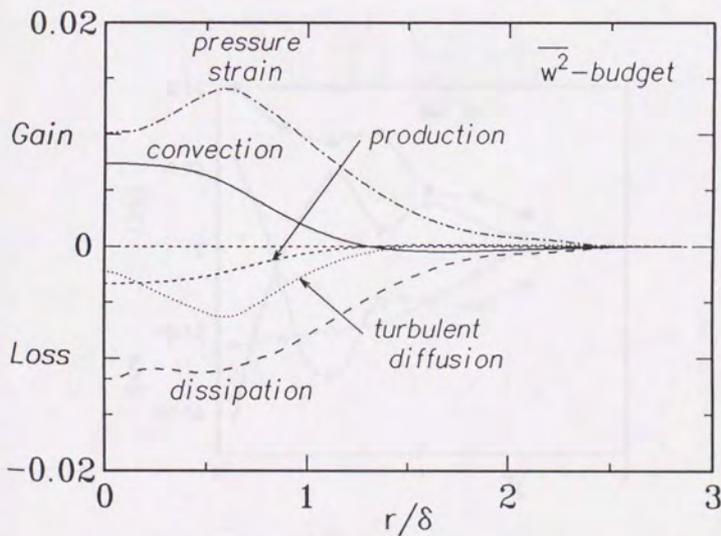


図 3 - 6 6 垂直応力 $\overline{w^2}$ の収支

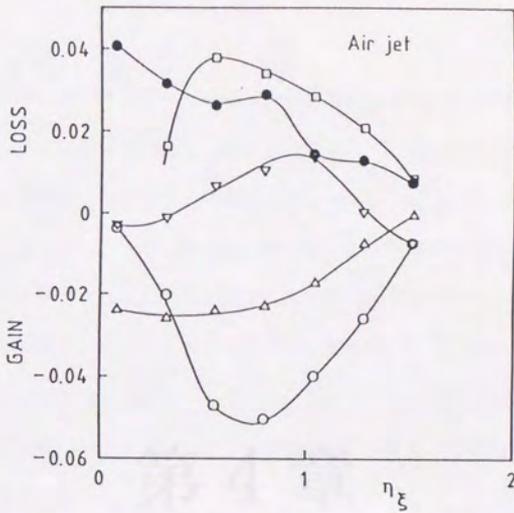


図3-67a 垂直応力 $\overline{u^2}$ の収支 (Stårner & Bilger(1987))

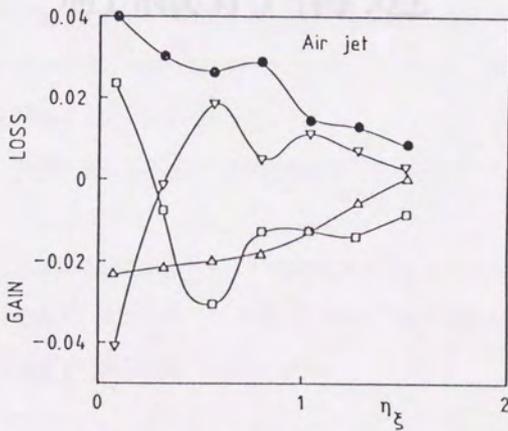


図3-67b 垂直応力 $\overline{v^2}$ の収支 (Stårner & Bilger(1987))

(○: 生成項、△: 対流項、▽: 拡散項、●: 散逸項、□: 残差)