

航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-617

突風風洞用レーザー2焦点流速計を用いた
流れ場計測の試み

李家賢一・藤田敏美
岩崎昭人・藤枝郭俊

1990年3月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

主要な記号	1
1. まえがき	1
2. L2Fの概要	2
3. 測定原理	2
4. 機器構成	3
4.1 光学系	5
4.2 信号処理系	7
5. データ処理法	8
6. L2Fの測定誤差について	9
7. 測定例	10
7.1 平均流速の測定精度 - 突風風洞平均流速 -	10
7.2 流れの方向の測定精度	11
7.3 Data Rateの設定の影響	11
7.4 取込みデータ数, Angle Stepの設定の影響	12
7.5 観測窓の影響	13
7.6 乱れ成分の測定精度 - 2次元自由噴流 -	13
7.7 乱れ成分の測定精度 - 軸対称自由噴流 -	14
7.8 三次元流計測への応用	15
8. LDVとL2Fの比較	16
9. 結 論	18
謝 辞	18
参考文献	18
付録A L2Fのデータ解析法	19
A.1 厳密な解析法	19
A.2 近似的な解析法	21

突風風洞用レーザー 2 焦点流速計を用いた 流れ場計測の試み*

李家賢一** 藤田敏美**
岩崎昭人** 藤枝郭俊**

主要な記号

d : 焦点の直径
 D : 軸対称ノズルの吹出し口の直径
 f : 光学系の焦点距離
 F : 任意の速度に関する関数
 \bar{F}_x : F の平均値
 h : 二次元ノズル吹出し口の幅
 p : 二次元確率密度関数
 \bar{Q} : レーザー光軸に垂直な面 ($X1-X2$ 面) 内の平均流速の大きさ
 q' : 平均流速方向の速度変動の二乗平均値の平方根 (平均流速方向の乱れ成分)
 r' : 平均流速に垂直方向の乱れ成分
 s : 2 焦点間の距離
 t : 2 焦点間を粒子が通過するのに要する時間 (飛翔時間)
 U_0 : 噴流の吹出し口における流速
 v : 流体の流速
 x : 突風風洞主流方向の座標軸 (図 1b 参照)
又は噴流の吹出し方向の座標軸
 $X1$: レーザー光軸に垂直方向の座標軸 (水平方向, 図 1a 参照)
 $X2$: $X1, X3$ に垂直方向の座標軸 (鉛直方向, 図 1a 参照)
 $X3$: レーザー光軸方向の座標軸 (図 1a 参照)
 X_α : $X1-X2$ 面内で 2 焦点位置を結んだ方向の座標軸 (図 1a 参照, 光学系の回転により X_α 軸も回転)
 y : 突風風洞座標軸 (図 1b 参照) 又は噴流吹出し方向に垂直な方向の座標軸

z : 突風風洞座標軸 (図 1b 参照)
 α : X_α 軸と $X1$ 軸とのなす角度 (図 1a 参照)
 β : レーザー光軸 ($X3$ 軸) と主流方向 (x 軸) との水平面内でなす角度 (通常は 90° , 図 27b 参照)
 θ : $X1-X2$ 面内での平均流速の方向
 φ : $X_\alpha-X3$ 面内における $X3$ 軸と平均流速方向とのなす角度 (図 8 参照)

1. まえがき

新型航空機研究グループ突風風洞に設置されたレーザー 2 焦点流速計 (Laser Dual Focus Velocimeter: 以後 L2F と略記) は, 流れの中に測定プローブを入れる必要が無いこと (非接触式), 焦点距離の長い光学系を有し大型の風洞にも使用できること, 焦点におけるレーザー光強度が強いため流体の中に入れる散乱粒子の数が少なくてもよいことなど, 数々の特徴がある。今後の突風風洞における複雑な流れ場の流速測定に役立つと期待されている測定装置の一つである。

ここでは, 突風風洞においてこの L2F を用いて計測する際の参考資料として, L2F の概要, 測定原理, 機器構成, データ処理法及び測定誤差について紹介する。又, 本流速計の精度及び測定に際しての問題点を明らかにすることを目的として風洞内流れや噴流等の幾つかの簡単な流れ場を測定したので, その結果について報告する。

なお今回使用した L2F は 1 台で三次元流速計測が可能な三次元方式 L2F であるが, 本報告ではこの方式を用いた測定は行わず, 二次元計測方式による二次元流速計測のみを行った。このため今回計測した量は, レーザー光軸に垂直な面内の平均流速の大きさ, 方向, 及び乱れ強さである。なおこの

* 平成元年 12 月 15 日 受付

** 新型航空機研究グループ

二次元測定法により三次元流を擬似的に計測する試みも行い第7.8節に示した。

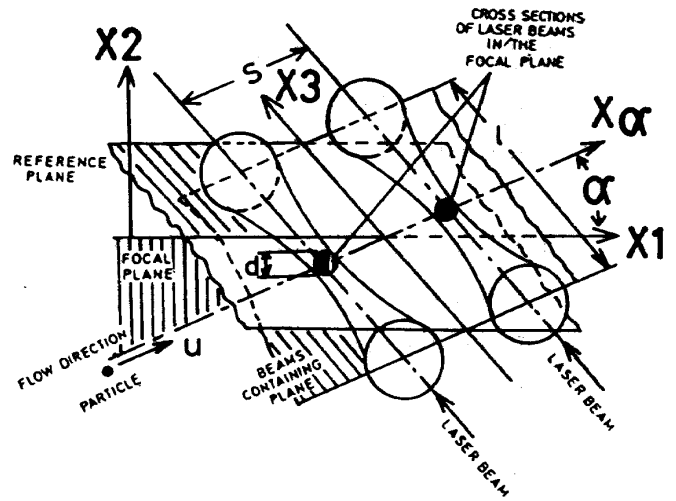
2. L2Fの概要

L2Fは1968年に英国のThompsonによって初めてその原理が導入された¹⁾。当初は一定方向に流れる乱れの少ない流れにしか適用できなかったが、1973年以降、西独航空研究所(DFVLR, 現DLR)のSchodl等によって改良され、実用的に使用されるようになった²⁾。L2Fは2本のレーザー光が結ぶ2個の焦点間を粒子が通過するのに要する時間を測定し流速を求める装置である。光学式流速計としてよく知られたレーザードップラー流速計(LDV)に比べて、L2Fはレーザー光の集光度を高くすることができて、後方散乱方式でも信号のSNRが良い。このため散乱粒子も小さくて済み、又光学系や信号処理系も簡単なものでよいという特徴がある。更にLDVと異なりレーザー光を交差させずビーム径も細いので、壁面に近接した点の計測も容易である。L2Fは狭い流路を流れる高速流に対しても測定が容易であるので、エンジン内部流れの測定が数多くなされてきた^{3,4)}。しかし乱れ度が10%を越えると測定にかなりの時間を要するという欠点があった。この点に関してはデータ処理法に改良が加えられて測定時間の大幅な短縮が実現されている⁵⁾。更に風洞測定の結果も徐々に報告され始めている^{6,7)}。今回使用したL2Fは、西独Polytec社製のものであり、Schodl等との共同研究により開発された装置である。

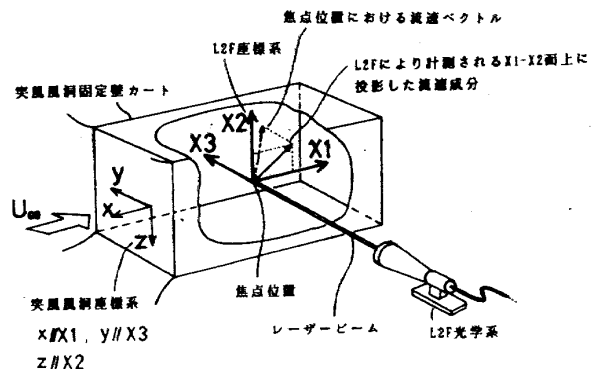
3. 測定原理

L2FはLDVと同様に気流に含まれる微細な粒子のレーザー光による散乱光を測ることによって流速を知る計測器である。図1aに示す様に2本の平行なレーザー光を間隔 s だけ離して焦点を結ばせる。この2つの焦点を1個の同一の粒子が連続して通過すると、それぞれの焦点位置で散乱光のパルスを発生する。最初の焦点を粒子が通過する時に発生するパルス信号でクロックをスタートさせ、2番目の焦点をその粒子が通過する時に発生する2回目のパルスでクロックをストップさせ

る。この2つの散乱光のパルスの時間間隔 t (飛行時間)を測定すれば、粒子を運ぶ流体の流速の光軸に垂直な面内の成分 v が $v=s/t$ の関係によって求められる。この際に測定される流速は、光軸(図1中の $X3$ 軸)に垂直な面($X1-X2$ 面)内の2焦点を結んだ方向の流速である。以後、2焦点を結んだ方向を表わす座標軸を X_α 軸と呼ぶ。又、 X_α 軸と $X1$ 軸とのなす角度を α とする(図1a参照)。なお2つの散乱光パルスを得るためには、流れの方向が X_α 軸に一致している必要がある。すなわち2つの散乱光パルスを得られる角度 α を探すことにより、流れの方向が簡単に求まる事を意味している。L2Fではスタート側の焦点位置を中心にしてストップ側焦点位置を回転し、 X_α 軸を回転させる事により流れの方向を求めている。焦点におけるビーム径は約 $15\mu\text{m}$ である。これは、通常のLDVに比べて数分の一であり、集光度は約100倍



(a) L2Fの2焦点⁵⁾



(b) 座標系の定義

図1 L2Fの測定点

である。このため、後方散乱方式でも強い信号強度が得られ、又長い焦点距離の光学系 ($f = 2500$ mm) を用いた測定も可能になる。ビーム間隔 s は、 $250 \mu\text{m}$ 程度である。焦点の軸方向の長さ (Photo Multiplier が散乱光を受光可能な焦点深度で、ビームの強さや光学系の解像度によって決まる) は、約 $500 \mu\text{m}$ である。例えば $v = 300$ m/s の流れでは、2つの焦点を通過するのに要する時間は約 $1 \mu\text{sec}$ になる。

ところで以上の説明では、 X_3 軸方向に速度成分が無い二次元流を計測する場合について述べた。実際の計測では完全な二次元流を計測する事は稀であり、 X_3 軸方向に速度成分を持った流れを計測する場合はほとんどである。L2Fでは前述のように X_3 軸方向に焦点深度があるため、たとえ X_3 軸方向に速度成分があったとしても粒子が2焦点間を通過するのに要する時間を計測する事が可能である。すなわちレーザー光軸に垂直な面 (X_1 - X_2 面) 内の速度成分及びその方向の測定 (二次元流速測定) がL2Fでは行れる。ここで風洞における測定の際の一般的なL2Fの突風風洞への設置方法及び風洞座標軸とL2F座標軸の関係をまとめて図1bに示す。通常 X_1 軸が風洞主流方向 (x 軸) に一致するようにL2Fを設置する。

以上の原理によりL2Fを用いて流速測定が行われる。しかしながら、この2つの散乱光パルスによって計測された流速が正確である保証は無い。なぜなら、同一の粒子によって得られたパルス以外に、2つの粒子が互に独立に2焦点を通過してパルスを発生する場合は考えられるからである。この場合の計測値は、無意味なデータになる。この誤った測定データを取除くためには、数多くのデータを取得して統計的に処理する必要がある。 X_α 軸の方向を固定して飛行時間 (time of flight) の度数分布を計測した例を図2に示す。横軸に2つのパルスの時間間隔、縦軸にその度数を示す。無意味なデータは、相関が無いために全時間範囲にわたって分布している (図中のNBで示された部分)。Gauss 曲線に似た部分が正しいデータであり、この分布のピークが平均流速に、分布の幅が速度変動に対応している。通常の測定状態では

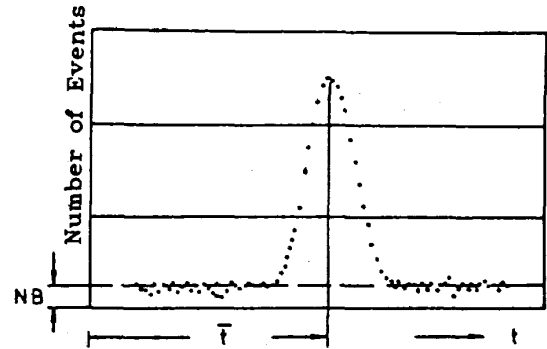


図2 飛行時間の度数分布の例⁵⁾

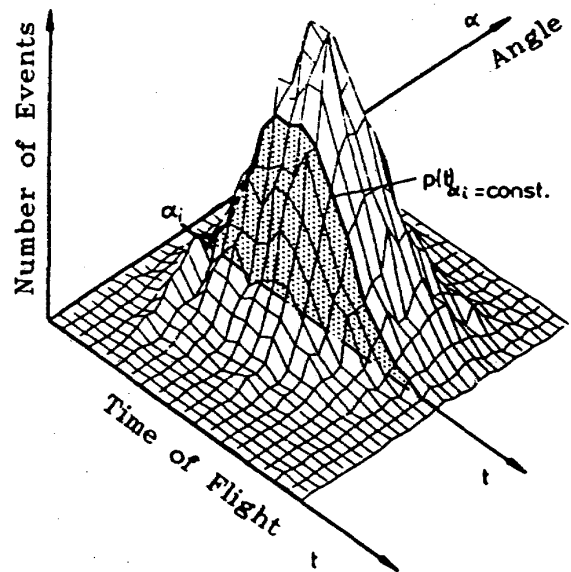


図3 二次元度数分布⁵⁾

速度変動があるので、平均流速ベクトルの方向に X_α 軸を一致させることは困難である。しかし X_α 軸方向にたまたま一致した散乱粒子の速度を測定することは可能である。そこで流速ベクトルの方向の変動範囲内で X_α 軸を少しずつ順次変化させ、スタート側の焦点を通過する粒子の個数を一定にして図2と同様な度数分布を測定していけば、 X_α 軸の方向 α と飛行時間 t についての二次元度数分布が得られる (図3)。この分布から平均流速、その方向及び乱れに関する諸量を計算することができる。これらの求め方については第5節において述べる。

4. 機器構成

L2Fは、光学系や信号処理系等より構成されている。L2Fの主な仕様、基本性能を表1a)に、機

表 1 a) L2Fの主な仕様及び基本性能

Polytec社製レーザー 2焦点流速計 (TYPE L2F-5000)

測定方式	1カラー 2焦点式レーザー光による方式 (2次元測定) 2カラー 2焦点式レーザー光による方式 (3次元測定)
型式	レーザー光源と光学系間は光ファイバーによる分離型
測定対象流体	空気
流速測定範囲	0.5~3000 m/s
乱れ度	30%以下
光学系焦点距離	100 mm, 500 mm, 2500 mm
基本光学系	360°方向回転, 最小回転角度 0.36°
飛翔時間計測	クロックレンジ 2.5 ns ~ 82 μ s (16ステップ) フルスケールレンジ 640 ns ~ 20 ms (16ステップ)
計測量	平均流速成分 (2成分) 及び乱れ成分 (2成分) 3次元測定方式では平均流速成分 (3成分)

表 1 b) L2Fの機器構成

a. レーザー光源	Lexel社 3W Arレーザー (マルチラインタイプ Mode 195)
b. 光学系	Fiber Launcher (Piezo角度調整付) Fiber Junction Box Fiber Link Cable (長さ 20m) Basic Optical Unit (光学系回転用 Stepping Motor付) Beam Splitter (偏光型 2種 5' 30" & 9' 30", 色分割型 1種) Achromatic Front Lens (f=100 mm, 2次元測定用) Non-Achromatic Front Lens (f=100 mm, 3次元測定用) Front Lens for Beam Expander (f=-100 mm) Beam Expander (f=500 mm, 2次元, 3次元測定兼用) Beam Expander (長焦点型 f=2500 mm, 2次元測定用)
c. 信号処理系	PM-Detector Unit PM Power Supply Filter/Discriminator (4台, 2次元測定時は2台使用) Time of Flight Counter (2台, 2次元測定時は1台使用) Multi-Channel Analyzer Control Processor Control Keyboard (L2Fを手動で動作させる際の制御用) Launcher Piezo Control (Fiber LauncherのPiezo角度を制御) Laser Remote Control (レーザー光のリモートコントロール)
d. データ処理系	Data Processor (Compac Deskpro 386) L2F Data Processing Software
e. 粒子発生装置	Submicron Aerosol-Generator 平均粒径 0.1~0.3 μ m 粒子源 (流動パラフィン, トリクロロエチレンを混合して使用)

器構成を表 1b) に示す。図 4 にシステムブロック図、図 5 に装置写真を示す。

4.1 光学系

レーザー光源を出た光は、Fiber Launcher 及び Fiber Junction Box によって Fiber Cable に入射される (図 4)。レーザー光は、通常 1W の強さで使用される。Fiber によって Optical Head に導かれたレーザー光は偏光型ビームスプリッター (Wollaston prism) によって偏光角の異なる 2 本のビームに分離され、Front Lens ($f=100\text{mm}$) によって二つの焦点を結ぶ。Optical Head を回転すると光軸上のスタート側の焦点を中心にしてストップ側の焦点が回転する、長焦点型の Beam Expander ($f=500\text{mm}$, 2500mm) を使用する時は、Prism と Expander の間に Front Lens の代りに専用の Lens ($f=100\text{mm}$) を挿入する。異なる分離角を持ったプリズム ($5' 30''$ 又は $9' 30''$) に交換することによって焦点の間隔を二通りに変えられる (Optical Head の構造を図 6 に示す)。

Multi Line 型のレーザー光源を使用しているため、

Wollaston Prism の代わりに Color Splitting Prism (Amici Prism) も使用できる。これを使用するとビームは異なる周波数を持つ光に分離され、4 個の焦点を結ぶ (図 7 参照)。2 組の焦点を任意に選ぶことにより 6 通りの焦点の選択が可能であり、焦点間隔を必要に応じて変えられることになる。焦点の選択は、PM Detector Unit 内の Prism によって行われる。測定精度と焦点間隔には関連があるので、このようなマルチカラー型焦点が使われる。この点に関しては第 6 節で更に述べる。

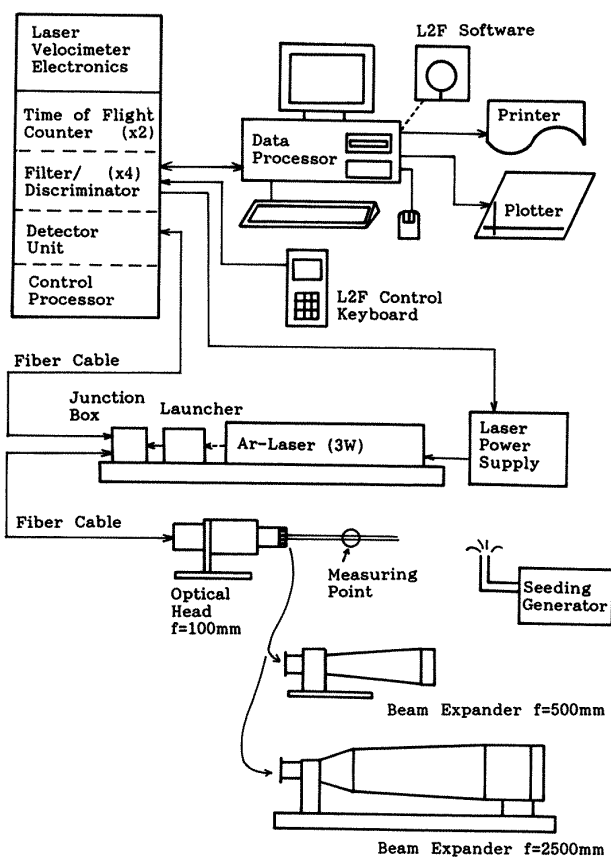
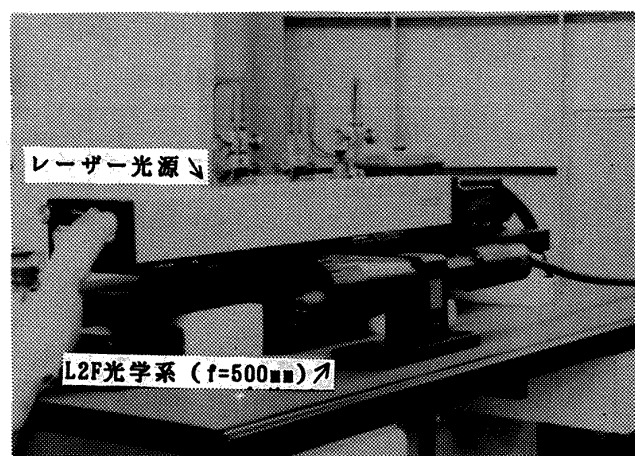
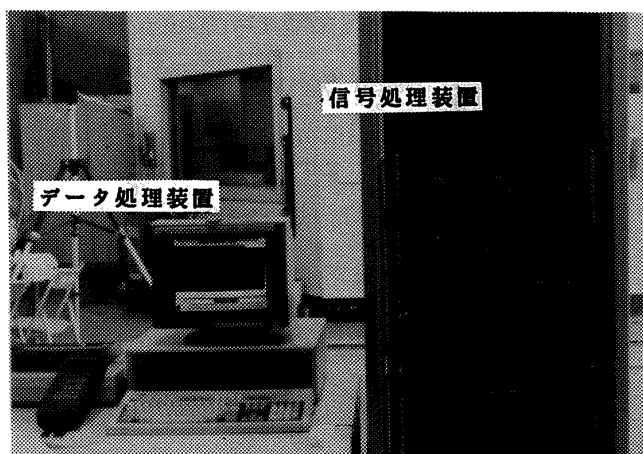


図 4 L2F の構成ブロック図



(a) L2F 光学系及び Ar レーザー



(b) L2F 信号処理部及びデータ処理部

図 5 L2F 装置写真

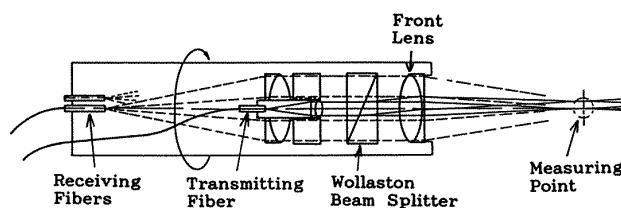
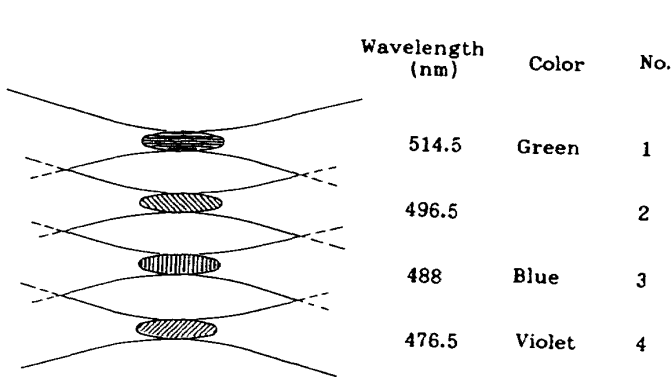


図 6 Optical Head の構造⁸⁾

図7 Multi-Color型L2Fの焦点⁸⁾

Front lens, Prism Expanderを種々組合せた時の焦点の間隔及びビーム径の一覧を表2に示す。流速を求めるために必要な2焦点の間隔 s は光学系の調整によって若干変化するので、 s の値を計測する必要がある。そのためには専用に製作されたアライメントユニットを使用する。アライメントユニットは、2焦点を拡大して投影するためのレンズ系と校正されたスケール及びレンズを微動させるためのトラバース装置とで構成されている。スクリーン上に2焦点は拡大して投影されるので、

表2 焦点間隔及び焦点径の一覧表

1. 焦点距離 $f=100\text{mm}$ (二次元用)

Beam Splitter	Beam Distance	Beam Diameter
Wollaston: 9' 30"	274 μm	14 μm
" 5' 30"	165	"
Amici: Color No. 1, 2	195	"
" 1, 3	296	"
" 1, 4	444	"
" 2, 3	101	"
" 2, 4	249	"
" 3, 4	148	"

2. 焦点距離 $f=100\text{mm}$ (三次元用)

Beam Splitter	Beam Distance	Beam Diameter
Wollaston: 9' 30"	277 μm	14 μm

3. 焦点距離 $f=500\text{mm}$ (二次元用 Wollaston: 9' 30"のみ三次元測定も可)

Beam Splitter	Beam Distance	Beam Diameter
Wollaston: 9' 30"	274 μm	13 μm
" 5' 30"	161	"
Amici: Color No. 1, 2	185	"
" 1, 3	285	"
" 1, 4	433	"
" 2, 3	100	"
" 2, 4	248	"
" 3, 4	148	"

4. 焦点距離 $f=2500\text{mm}$ (二次元用)

Beam Splitter	Beam Distance	Beam Diameter
Wollaston: 5' 30"	433 μm	40 μm

注: AmiciプリズムのColor No. は、図7参照の事。

間隔 s をスケールを用いて読取ることになる。表 2 に示した 2 焦点の間隔は、このようにして求めた値である。ビーム径は、製作者(Polytec 社) から知らされた設計値を示した。

通常計測する流速ベクトルは、3次元性があるためにビームの光軸に垂直な面内にあるとはかぎらない。この面に対して、角度 φ で入射してくる粒子も測定可能である必要がある。そこで本装置は、 $\varphi = \pm 45^\circ$ の範囲で測定できる様に焦点深度が深く設計されている(図 8 参照)。ところで流速ベクトルが光軸(X_3 軸)方向成分をあまり持たず X_2 軸の方向にはほぼ一致しており、かつ光軸方向に速度勾配がある流れでは、焦点深度が浅い方が精度良く計測できると考えられる。しかしながら L2F で計測される流れ場は必ずしもこのような流れであるとは限らないので、光軸方向に流速成分を持った流れでも計測できるように焦点深度が深く設計されている。

焦点において散乱された光のうち、後方に散乱された光は Optical Head 内に再び集光される。偏光面の違いによって Start Pulse と Stop Pulse に対応する 2 本の光に分離された後、Fiber Cable を通して PM Detector Unit 内の Photo Multiplier Tubes に伝えられ、電気信号に変換される。

前述した様に、L2F は焦点径が小さく光強度が高いために、直径 $0.5 \mu\text{m}$ 以下の散乱粒子でも十分な信号強度が得られる。散乱粒子の濃度が高いと、2 焦点を 2 つの粒子が別々に通過する可能性が高くなり、S/N 比が悪化する。このため、ことさらに粒子濃度を高めることは得策ではない。しばし

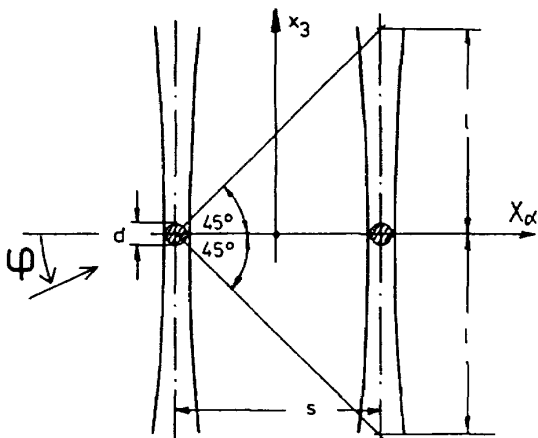


図 8 L2F の焦点 (X_1, X_3 面)⁸⁾

ば風洞内に自然に存在している粒子だけで流速計測に充分であり、散乱粒子を添加する必要の無い場合も存在する。今回の報告では、流動パラフィンとトリクロロエチレンを 1:3 で混合した溶液を粒子源とするエアロゾル発生器から生ずる微粒子(平均粒径 $0.1 \sim 0.3 \mu\text{m}$) 及び蚊取り線香の煙を散乱粒子(Seeding)として使用した。

4.2 信号処理系

図 9 に信号処理系のブロック図を示す。Photo Multiplier からの信号は、Filter/Discriminator 内において増幅され、フィルターによって波形整形された後、弁別器によって入力パルスの振幅や risetime に無関係な一定形状のパルスに変換され

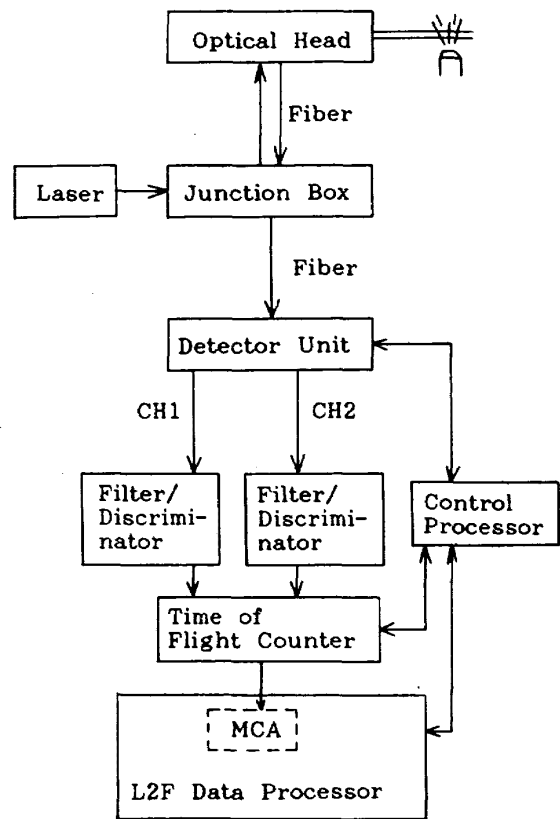


図 9 信号処理系ブロック図

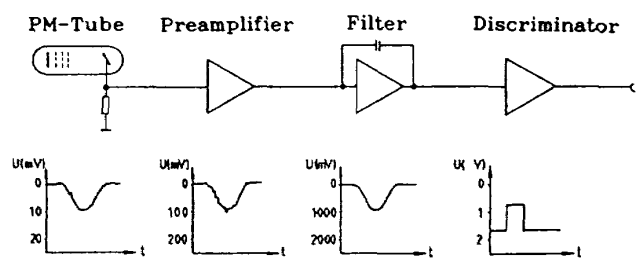


図 10 信号処理の方法⁸⁾

る(図10)。2次元測定のためには2台のFilter/Discriminatorを使用し、2つの焦点からの信号(start pulse, stop pulse)を別々に処理する。2台から発生したパルスを用いて、Time of Flight Counter内において飛行時間が計測される。start pulse側のDiscriminatorから信号が生じるとタイマーをスタートさせ、stop pulse側から信号が生じるとタイマーを止める。この間の時間(Time of Flight)は、高速デジタルカウンターによって計測される。クロック間隔は、2.5nsecから82 μ secまで可変である。8bit counterを使用しているため、飛行時間の測定範囲は、640nsecから20msecの間で設定できる。測定された飛行時間は、Multi Channel Analyzer(MCA)に送られる。MCA内部で飛行時間の度数分布を求めて統計的に処理し、データ処理が行われる。Control Processorが、通過した粒子の個数をモニターして計測の開始、終了を管理する。

5. データ処理法

本節では、データ処理法の概略を述べる。詳細な方法については付録Aに記した。本節で述べる処理法に基づいて、L2Fを製作したPolytec社がソフトウェアを開発している。本報告に述べる測定では、すべてこのソフトウェアを使用してデータ処理を行った。第3節で述べた様に、L2Fを用いると X_α 軸の方向 α と飛行時間 t についての二次元度数分布が得られる(図3)。この分布を用いると測定点における規格化された二次元確率密度関数 $p(\alpha, t)$ を求めることができる。この $p(\alpha, t)$ には、2焦点の作る面(図1中の X_3 軸に垂直な面)内の速度成分に関する情報がすべて含まれていることになる(以後この速度成分を速度と略記する)。すなわち任意の速度に関する関数 $F(\alpha, t)$ の平均値は、

$$\bar{F}_x = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} F(\alpha, t) p(\alpha, t) dt d\alpha \quad (1)$$

で表わすことができる。ここで \bar{F}_x は、速度関数 $F(\alpha, t)$ の平均値を示す。(1)式を用いることにより、適当な速度関数を与えてやれば、平均流速、乱れ応力等を全て求めることができる。

実際の測定にあたっては、測定時間を減らし効率を高める近似的な方法が用いられている。 X_α 軸の方向 α と飛行時間 t についてそれぞれ独立に処理する方法である。まず、ある設定された X_α 軸に関して飛行時間の測定が行われる。次に別の X_α 軸の方向での測定結果を、その前に測定した飛行時間に関する度数分布に加えていく。これを順次続けて行くと最終的に X_α 軸の方向 α に関して積分された二次元度数分布(横軸が飛行時間 t 、縦軸が度数)が得られる。これを今後Time of Flight分布(TOF分布)と呼ぶ。図11にTime of Flight分布の概略図を示す。又、各 X_α 軸の方向 α において測定された飛行時間の度数の総計を各 α 毎に記録していく。これは、飛行時間に対して積分された二次元度数分布(横軸が α 軸、縦軸が度数)になる。これをAngular分布と呼ぶ。図12にAngular分布の概略図を示す。これらTOF分布とAngular分布を用いることにより平均流速や速度変動を求めることができる。しかしながら α と t を分離して解析しているために、2つの変数の相関成分である乱れ剪断応力(Reynolds応力)はこの方法では求

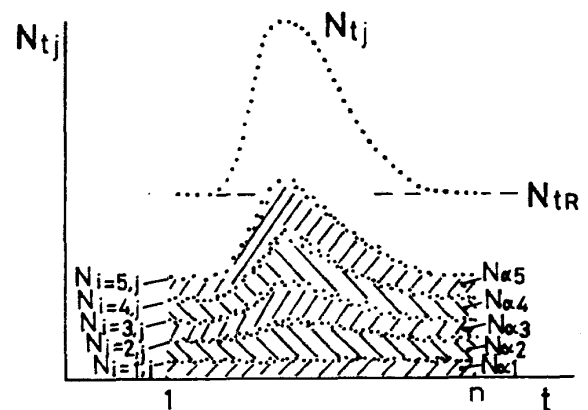


図11 Time of Flight分布⁸⁾

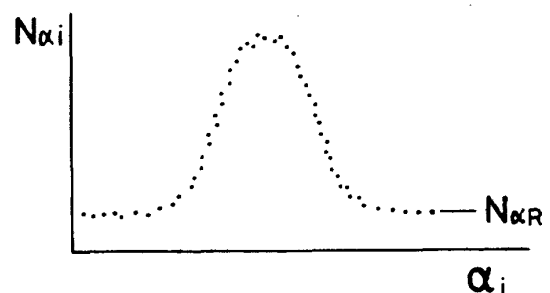


図12 Angular分布⁸⁾

められない。今回使用したL2Fでは、以上の方法により平均流速の大きさ \bar{Q} 、その方向 θ 、平均流速方向の速度変動の二乗平均値の根号をとった値(以後乱れ成分と呼ぶ) q' 、及びそれに垂直な方向の乱れ成分 r' を求めている(図13参照)。 q' の定義を次式に示す。

$$q' \equiv \sqrt{(Q - \bar{Q})^2} \quad (2)$$

ここで Q は、平均流速方向の流速の瞬間値を示す。

6. L2Fの測定誤差について

L2Fを用いて測定する際に生ずる測定誤差について本節では述べる。測定誤差を生ずる原因としてバイアス効果、ビーム径とビーム間隔の影響があげられる。

まずバイアス効果であるが、これはLDVでよく知られた速度バイアス効果⁹⁾と同様なものであり、速度の速い散乱粒子の方を遅い粒子に比べて多数検出するために実際より平均流速を速く計測してしまう効果である。この効果の補正法については付録Aの(A.1.13)式に記述した。

ビーム径とビーム間隔の影響には、流速への影響と乱れへの影響の2種類が存在する。これは焦点が円柱状であるために発生するものである。まず流速への影響に関してここでは2焦点間を通過する粒子について考える。二つの焦点の中心を通過する散乱粒子は、焦点間の距離 s だけ移動することになる。しかし図14に示した様にもし粒子が2焦点に接して通過すると、その通過距離は、 s' になる。 s と s' には、次式の関係がある(d :ビーム直径)。

$$s' = s \cos \arcsin \frac{d}{s} \quad (3)$$

よって焦点距離は、見かけ上

$$\epsilon_s = \frac{s - s'}{s} = 1 - \cos \arcsin \frac{d}{s} \quad (4)$$

だけ誤差を生むことになる。この誤差は、そのまま流速の測定値に誤差となって反映される。この誤差は、ビーム間隔のビーム径に対する比が大きくなるにつれて小さくなる。 d/s の値は通常0.1以下なので、 ϵ_s の値は0.5%以下の小さな値であ

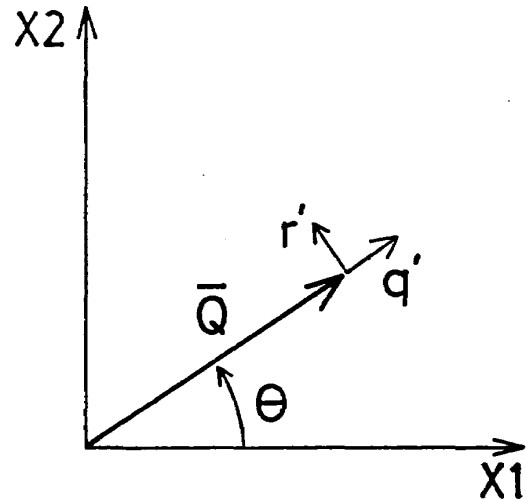


図13 平均流速等計測の説明図

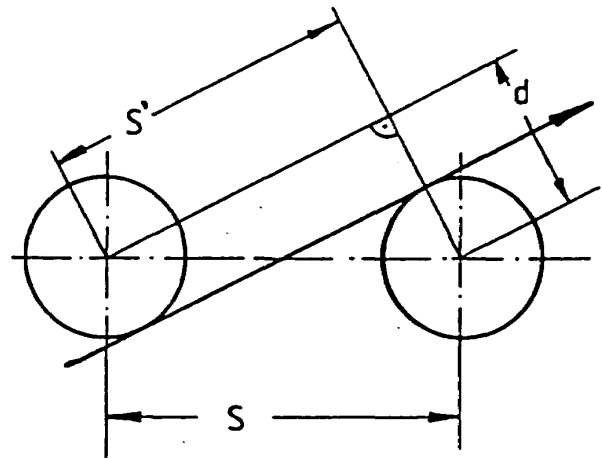
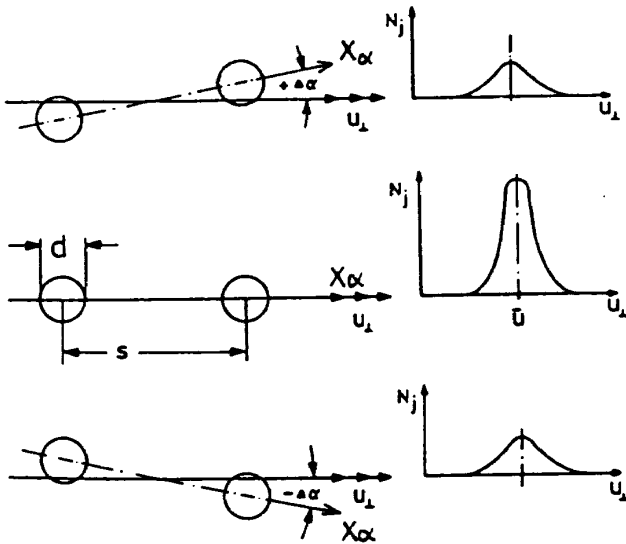


図14 L2Fの焦点寸法¹⁰⁾

る。

次にビーム径とビーム間隔の乱れへの影響について考える。図15に X_α 軸の方向 α を3通り変えた場合の2焦点の断面を示す。ここでは流れ方向には速度変動があるが、流れに垂直方向には速度変動がない場合について考える。この場合でも焦点には大きさがあるために2焦点の中心を通らない粒子も散乱光パルスを発するので、図15に示したように X_α 軸が流れの方向と異なっていたとしても、流速が計測されてしまう場合がある(図15上および下の図)。このため、あたかも流れに垂直な方向にも速度変動がある様に測定されることになる。文献10によると、このビーム径の乱れに対する影響は、

$$r'_{\text{meas}} = \sqrt{r'^2 + \left(\frac{d}{2s}\right)^2} \quad (5)$$

図15 流れに垂直方向の乱れに対する測定誤差¹⁰⁾

で表わされる (r' : 流れに垂直方向の速度変動, r'_{meas} : 見かけ上計測される r')。 (5) 式を用いればこの測定誤差の補正が可能であるが、この時次の条件を満たしている必要がある。

$$\frac{d}{s} \leq 2r' \quad (6)$$

すなわち速度変動の少ない流れの平均流速に垂直方向の変動成分を正確に測るためには、ビーム径に対してビーム間隔をより広くとる必要がある。このため測定する流れの性質に応じてビーム間隔を自由に設定できるように、第4.1節で述べたマルチカラー型光学系が開発されている。

以上はL2Fによって測定可能な最小の乱れ成分の限界についてであったが、乱れ成分の最大値にも限界がある。速度変動が大きい流れを考えると、瞬間的に最小の流速が零に近づき、場合によっては逆流する場合もある。しかしL2Fでは、その原理上速度の非常に小さい領域を測定できない。すなわちこの場合の測定値には多くの誤差が含まれる。このため、L2Fによって計測可能な最大の速度変動の限界は、平均流速の約30%であるといわれている¹⁰⁾。

7. 測定例

L2Fの精度及び測定に際しての問題点を明らかにするために、幾つかの簡単な流れ場を測定した。以下にその結果を示す。

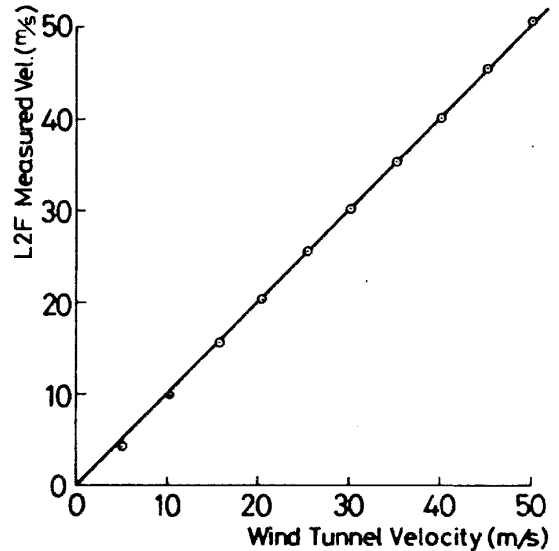


図16 突風風洞平均流速の測定

7.1 平均流速の測定精度 — 突風風洞平均流速

L2Fで測定される平均流速を検定するために、模型を入れない状態での突風風洞測定部の主流流速を測定し、風洞に設置してあるピトー静圧管の読みと比較した (図16)。突風風洞の測定部は長さが4m、断面が2m×2mの大きさである。風洞壁 (壁面にガラス窓あり) から約45cm離れた位置の主流流速を測定した。第7節で示す測定例は、すべて焦点距離500mm, Wollaston Prism: 9'30"の光学系 (ビーム間隔 $s=274 \mu\text{m}$) を用いた結果である。L2Fの焦点におけるレーザー光の強度はレーザー Doppler 流速計 (LDV) のそれに比べて数100倍強いため、特別に Seeding を行わなくとも風洞内に自然に存在する微粒子のみで充分計測可能であるといわれており、ここでは Seeding を特に行わなかった。図16によると15m/s以上の流速範囲では、ピトー静圧管による測定値に対し±1%以内の精度で流速が計測されていることがわかる。しかし10m/s以下では誤差が増大している。ピトー静圧管による風洞主流流速の測定精度は $0.2 \text{ mmAq} \pm 0.05\%$ であり (流速で表わすと 1.8 m/s)、10m/s以下の流速の遅い流れでは相対的に誤差が増大するために、L2Fによる計測値とずれが生じたと考えられる。更に風洞流速が遅くなると焦点を単位時間に通過する粒子の個数が減るために、自然に存在する微粒子のみでは不十分になり計測した信号のS/N比が低下した事も誤差を生じた

原因の一つであると考えられる。

7.2 流れの方向の測定精度

流れの方向の測定精度を調べるために、ノズルから吹出す流れの平均流速方向を測定した。使用したノズルは吹出し式の軸対称ノズルであり、吹出し口の内径が10mm、吹出し口における流速は約41m/sである。ノズル中心軸上のノズル出口から10mm下流位置の流速を測定した。三次元トラバース装置にノズルを載せてノズル中心軸の方向を鉛直面内で回転させることにより、ノズルの設定方向とL2Fによる計測結果を比較した。散乱粒子は、蚊取線香の煙を使用した。図17に結果を示す。図17によると非常に高い精度で両者は一致しており、L2Fによる流れの方向の測定精度は高いことがわかる。

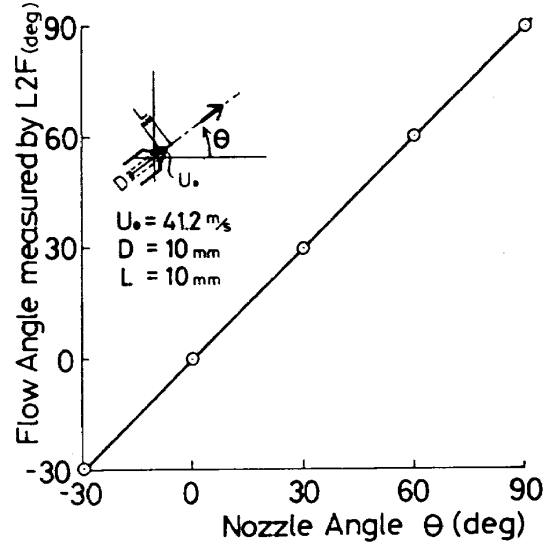


図17 軸対称噴流の主流方向の測定精度

7.3 Data Rateの設定の影響

L2Fを用いて測定する際に、機器の設定の違いによって測定結果に誤差が生じる場合が考えられる。ここではData Rate, 取込みデータ数及びAngle Stepの設定の影響について調べた。まず、Data Rateの設定の影響について述べる。焦点を通過した粒子が散乱した光は、Photo Multiplier (PM) によって受光される。PMによって1秒間に検出された粒子の個数をここではDate Rateと呼びHz単位で示す。この時PMに付加される電圧の大小によってPMの感度に変化し、検出される粒子の個数(Date Rate)は変化する。PMに加える電圧が大きすぎると実際に通過した粒子の他に、PMの持つ性質(暗電流)によりnoiseも検出してしまい誤差を生じる。このData Rateの設定の影響を調べるために、小型の押込み式2次元自由噴流発生装置を使用した。ノズル吹出し口の幅は10mm、奥行は80mmであり、絞り面積比は8である。ノズル出口に設けた静圧孔によって測定した出口における噴流の流速は17.4 m/sである。Seeding剤としては、蚊取線香の煙を使用した。ノズル出口から10mm下流での測定結果を図18に示す。これによると平均流速の大きさ \bar{Q} 及び平均流速方向の乱れ成分 q' は、Data Rateの変化の影響を

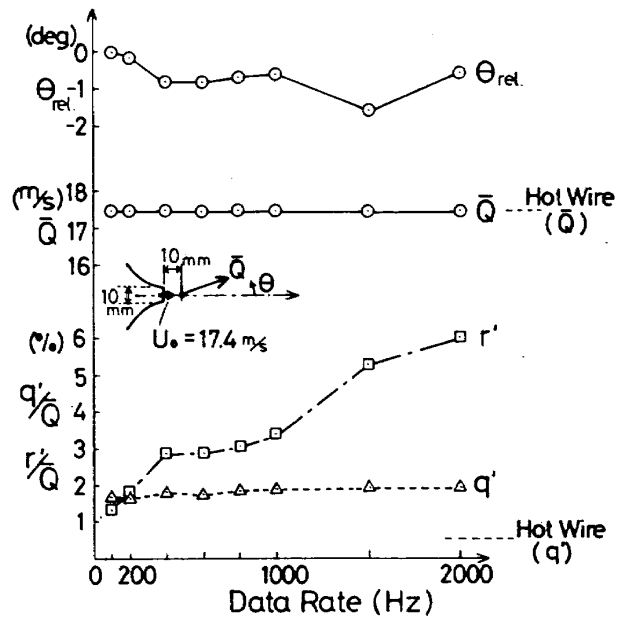


図18 Data Rateの設定の影響

まり受けていない。しかしながら流速の方向 θ 及び平均流速に垂直な方向の乱れ成分 r' は変化している。これはData Rateを増大したことによるnoiseの増加のためであると考えられる。ところで図18では、熱線風速計も用いて同一位置を計測した。使用した熱線風速計は日本カノマックス社製System 7000 Seriesであり、I型プローブを使用した。このため r' の計測は行っていない。熱線風速計による平均流速の測定結果は、L2Fの結果とよく一致しているが、 q' の測定結果はL2Fの結果に比べてかなり小さい。LDVでは低乱れ成分の

測定精度が低いことは知られているが、L2Fでも同様に1%以下の低乱れ流の乱れ成分を精度良く測定できていないためであると考えられる。

Data Rateとnoiseの関係を詳しく調べるために、図19にData Rateを100Hzと2kHzに設定した時のAngular分布(図19a, c)とTOF分布(図19b, d)を示す。これによると同一位置を測定しているにもかかわらずData Rateの違いによってこれらの分布は大きく異なっておりAngular分布、TOF分布共にData Rate=2kHzの場合(図c, d)ではnoise成分(図に示した $N_{\alpha R}$, N_{IR} の部分)が図a, bに比べて多くなることがわかる。特にAngular分布のnoise成分を除いた上方の分布形も図aと図cとはかなり異なり、図cでは分布の型が左右に広がっていることがわかる。このために平均流に垂直方向に測定結果がData Rateの設定によって大きく変化したと考えられる。そこで以後の測定ではData Rateを下げ、100-200Hz程度に設定して測定した。このために計測時間は大幅に増加した。なおData Rateの値は、Seedingの種類、濃度により最適値は変化すると考えられるので、測定する流れ場の性質に応じて設定を変える必要がある。

7.4 取込みデータ数、Angle Stepの設定の影響

L2Fを用いて計測する場合、 X_{α} 軸の方向 α を回転させながら一定の角度間隔 $\Delta\alpha$ 毎に測定が行われる。それぞれの角度(α)毎にデータを取込むわけであるが、この時の取込みデータ数の設定の影響について調べる。又、光学系を回転する時の角度間隔 $\Delta\alpha$ (ここではAngle Stepと呼ぶ)の設定の影響についても調べる。使用した流れは、第7.3節と同一である。ただしノズル下流5cm位置における流速を測定した。結果を図20に示す。取込み個数を変化させた測定ではAngle Stepを 2° に設定し、 X_{α} 軸の方向 α を変化させる範囲を 60° で測定した。Angle Stepを変化させた測定では、取込み個数を2000個にし、 α の範囲は同じく 60° で測定した。図によると、取込み個数(Particle Number)が200個から4000個まで変化しても計測結果

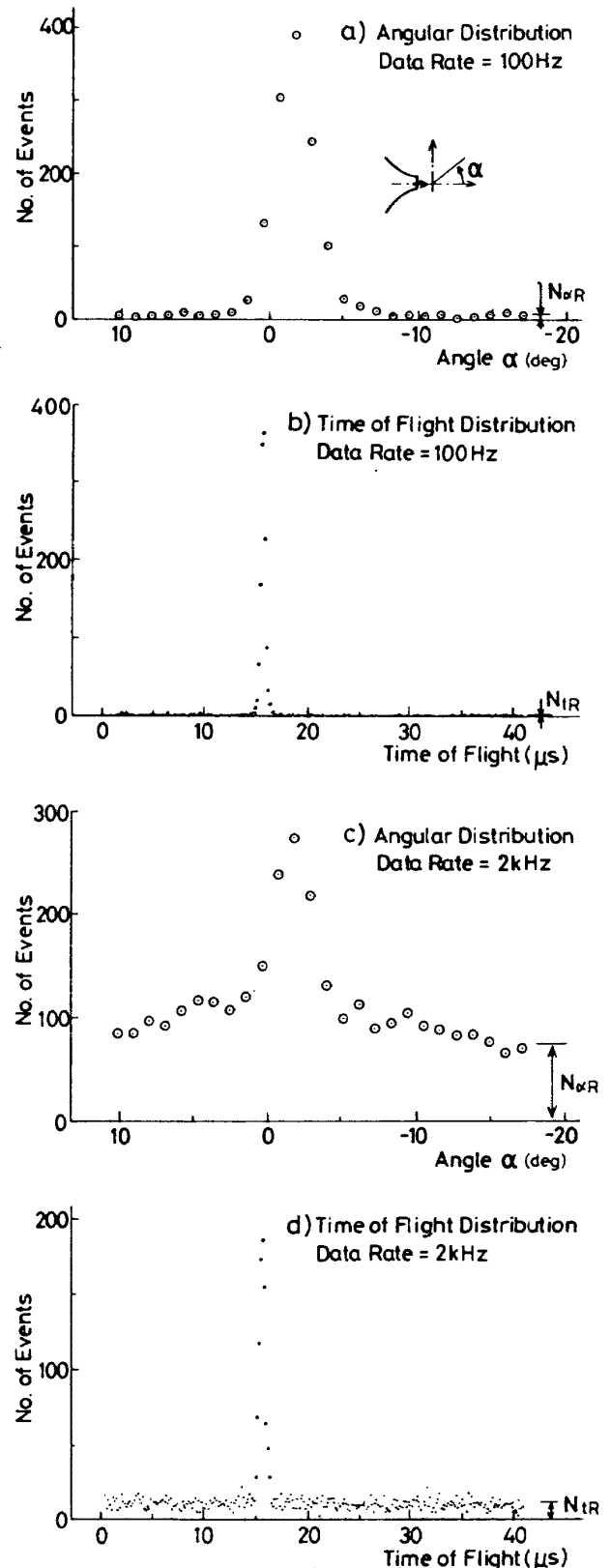


図19 Angular分布とTOF分布
(Data Rateの影響)

に特に大きな変化はない。計測時間が取込みデータ数に比例して変化しているだけである。設定するAngle Stepを 1° , 2° , 4° と変化させた結果では、 4° の時に r' の値が急増している。これはAngle

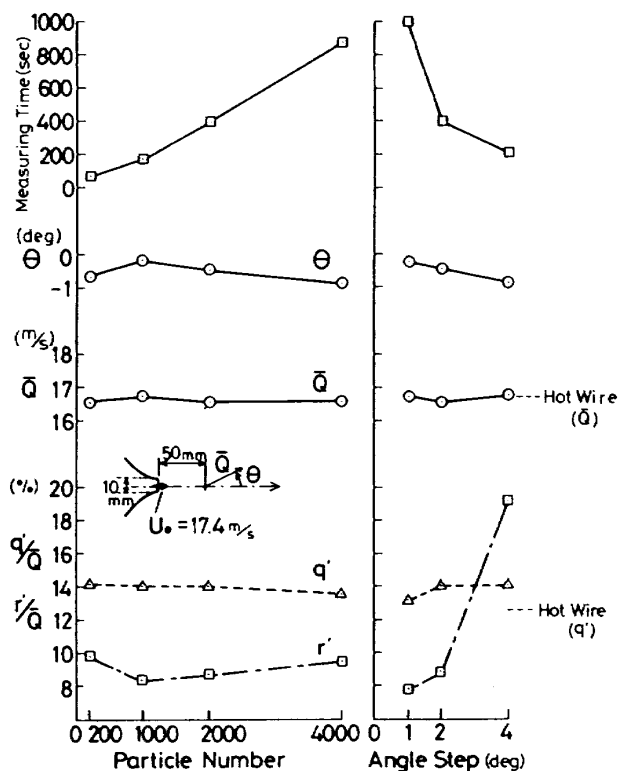


図20 取込みデータ数とAngle Stepの設定の影響

Stepを大きくすると、流れに垂直方向の測定データの解像度が低下するためであると考えられる。すなわちAngle Stepの値は小さい方が望ましいことがわかる。しかし図20によるとAngle Step=1°の時にAngle Stepの減少にほぼ比例して計測時間が增大している。これは測定する角度の個数が増えたためである。これらのことよりAngle Stepの値は、測定する流れ場の性質に応じて設定する必要があることがわかる。通常乱れの大きい流れでは流速の方向の変動も大きいので X_α 軸の方向 α を変化させる範囲を広く設定する必要があるが、Angle Stepが小さいと計測時間のみ長くなるので、この場合はAngle Stepの値を大きく設定して測定を行えばよい。

7.5 観測窓の影響

L2Fを用いて風洞内の流れ場を計測するためには、レーザー光を風洞内に導き入れるための観測窓が必要である。観測窓の存在によってレーザー光が反射されるので強度損失やSN比の悪化が考えられる。そこで観測窓の材質が測定精度に及ぼす影響について調べた。窓の材質がガラスとアク

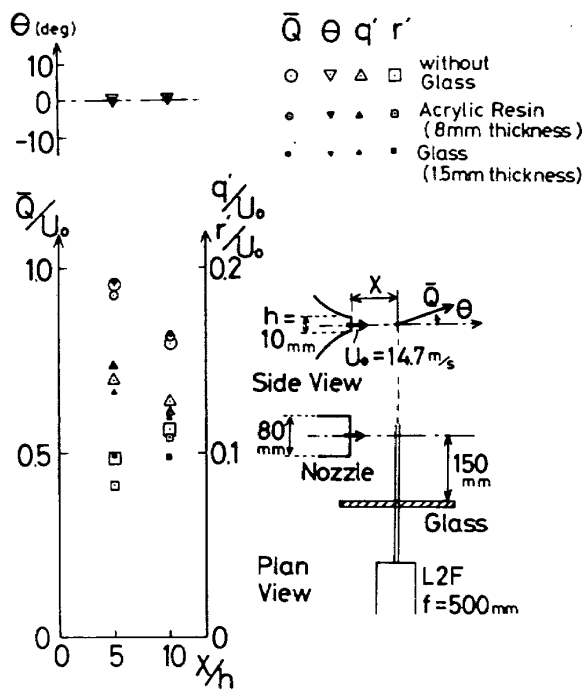


図21 観測窓の影響

リル樹脂の場合について、第7.3節で用いた噴流発生装置を用いて測定した。ノズル出口から5cm及び10cm下流位置での流速等を、ノズルと光学系の間は何も無い場合、ガラスがある場合、アクリル樹脂がある場合について調べた。結果を図21に示す。図21によると、それぞれの場合でばらつきはあるが特に大きな変化の無いことがわかる。この結果より観測窓の材質としてガラス、アクリル樹脂共に特に問題が無いと考えられる。

7.6 乱れ成分の測定精度-2次元自由噴流-

L2Fによる乱れ成分の測定精度を更に詳しく調べるために、第7.3節で用いた二次元ノズルを使用して二次元自由噴流の平均流速と乱れ成分を熱線風速計による結果と比較した。ノズル出口から下流50mmにおける結果を図22に示す。ノズル出口における流速は、14.7 m/sである。これによると平均流速 \bar{Q} 及び平均流速方向の乱れ成分 q' は、熱線風速計による結果と良く一致しており、乱れ成分もL2Fではほぼ正確に測定できることがわかる。しかし噴流の両端付近においてL2Fではデータ処理の際にエラーが生じて計測が不可能であった。この理由として、一つには両端付近で Seeding の量が少ないことが考えられる。しかし最大

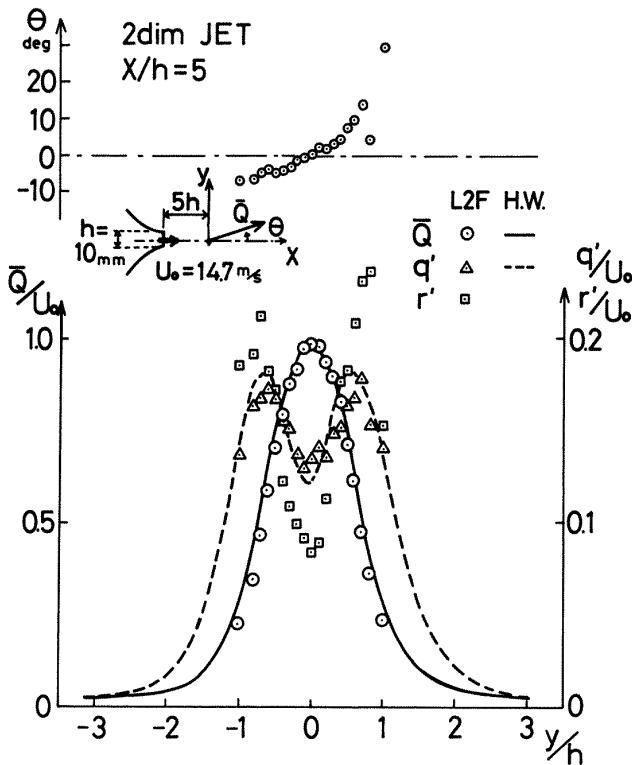


図22 二次元噴流断面内流速分布

の理由としては、噴流の両端付近では平均流速が遅くなり、かつ乱れ成分の大きさが平均流速に比して大きくなる点があげられる。この点については次節において具体的な例を示し更に述べる。

次に二次元噴流の中心部においてノズルからの距離を主流方向へ変化させた場合の測定結果を図23に示す。平均流速 \bar{Q} 、乱れ成分 q' は熱線風速計による結果とほぼ一致している。図18と同様にノズル出口付近での乱れは熱線風速計による結果より大きい値を示している。

7.7 乱れ成分の測定精度-軸対称自由噴流-

吸込み式の軸対称自由噴流発生装置を用いて軸対称噴流を測定し、前節と同様な比較を行った。図24に使用した噴流発生装置及びL2F光学系(焦点距離 $f=500\text{mm}$)の写真を示す。吸込み式であるため測定部は開放できないので、ガラス製の観測窓を設けた。ノズル径は15mm、ノズル出口での流速は約34m/sである。トリクロロエチレンと流動パラフィンの混合液を用いてSeeding Generatorによって微粒子(粒子径0.1~0.3 μm)を発生させSeeding剤として用いた。ノズル出口から90mm下流における結果を図25に示す。図22と同様

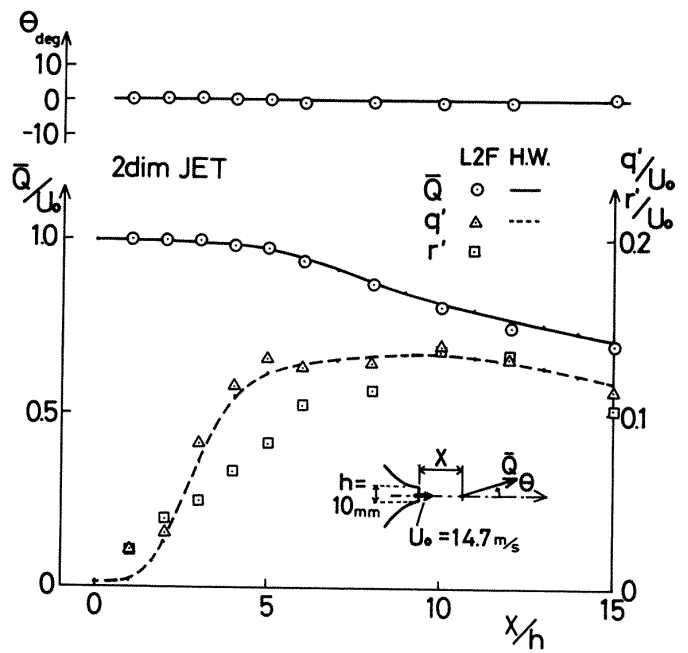


図23 二次元噴流主流方向流速分布

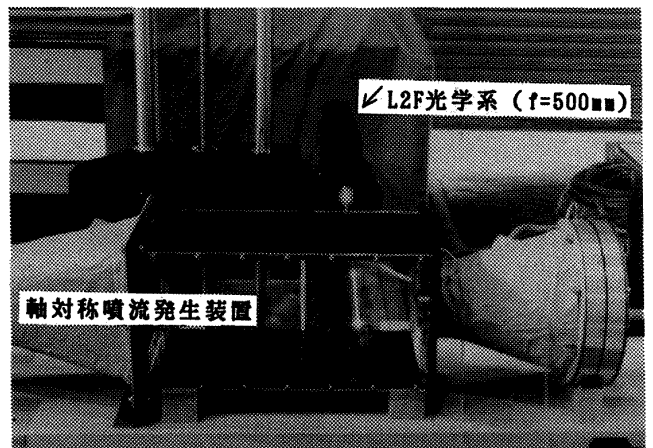


図24 噴流発生装置写真

に噴流の両端では測定できなかったが、L2Fと熱線風速計の平均流速の結果は、ほぼ一致した。乱れに関しては、噴流中央部における乱れ成分 q' の値が特に両者で異なり、熱線風速計の結果の方がL2Fの結果より大きい値を示した。これは、一つの理由として熱線風速計の校正誤差のため、他の理由として熱線風速計のProbeやSupportの影響で流れが乱されたためではないかと考えられる。しかしL2Fによる乱れ計測には、なお検討の余地があると思われる。

二次元噴流と軸対称噴流では共に噴流の両端では計測が不可能であった。ここではその原因について考える。図26に軸対称噴流中心部及び測定不能であった噴流の端部でのそれぞれのAngular分

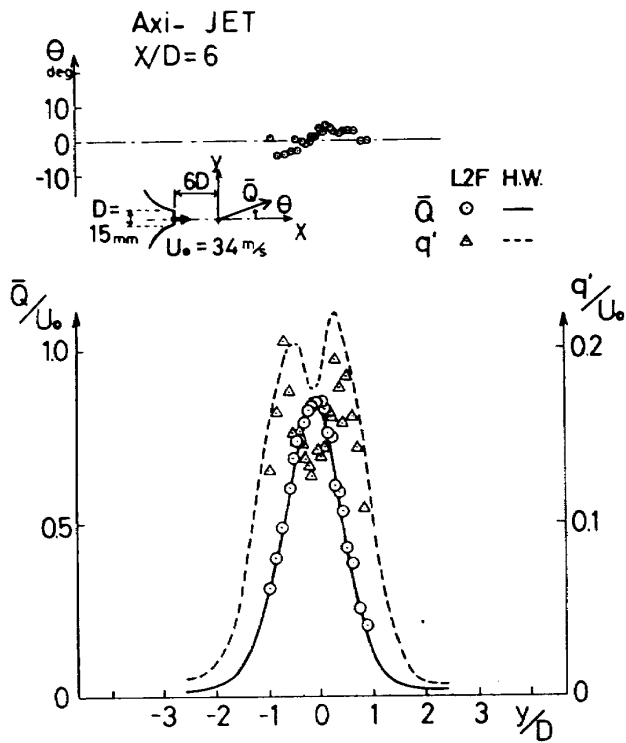


図 25 軸対称噴流断面内流速分布

布と TOF 分布を示す。風洞中央部 (図 a, b) では二種の分布共にピークのはっきりした分布になっている。これに対して噴流端部 (図 c, d) では両者共にピークのはっきりしない分布を示し、かつ縦軸に示した度数も減少している。噴流の端では流速が遅くなるために飛行時間 t の測定範囲を非常に広くして測定しているが、速度変動の幅も広いために全飛行時間軸にわたってゆるやかに分布している (図 d)。更に乱れが大きく流速の方向の変化も大きいので、Angular 分布 (図 c) でも X_α 軸の方向を変化させる範囲を 180° と広くとっているにもかかわらず、全 α にわたって広く分布している。この様なピークの明確ではない度数分布では、信号がノイズの中に埋れてしまいデータ処理が不可能になったと考えられる。すなわち流速に比べて乱れ度の大きい流れの計測には L2F はあまり適していないことがわかる。

7.8 三次元流計測への応用

三次元流計測が可能な LDV は、光学系を風洞の主流に対して直角ではなく角度を持たせて (横滑り角を持たせて) 2 台設置して三次元流を計測する¹¹⁾ (図 27a)。これはレーザー光に直角な方向の

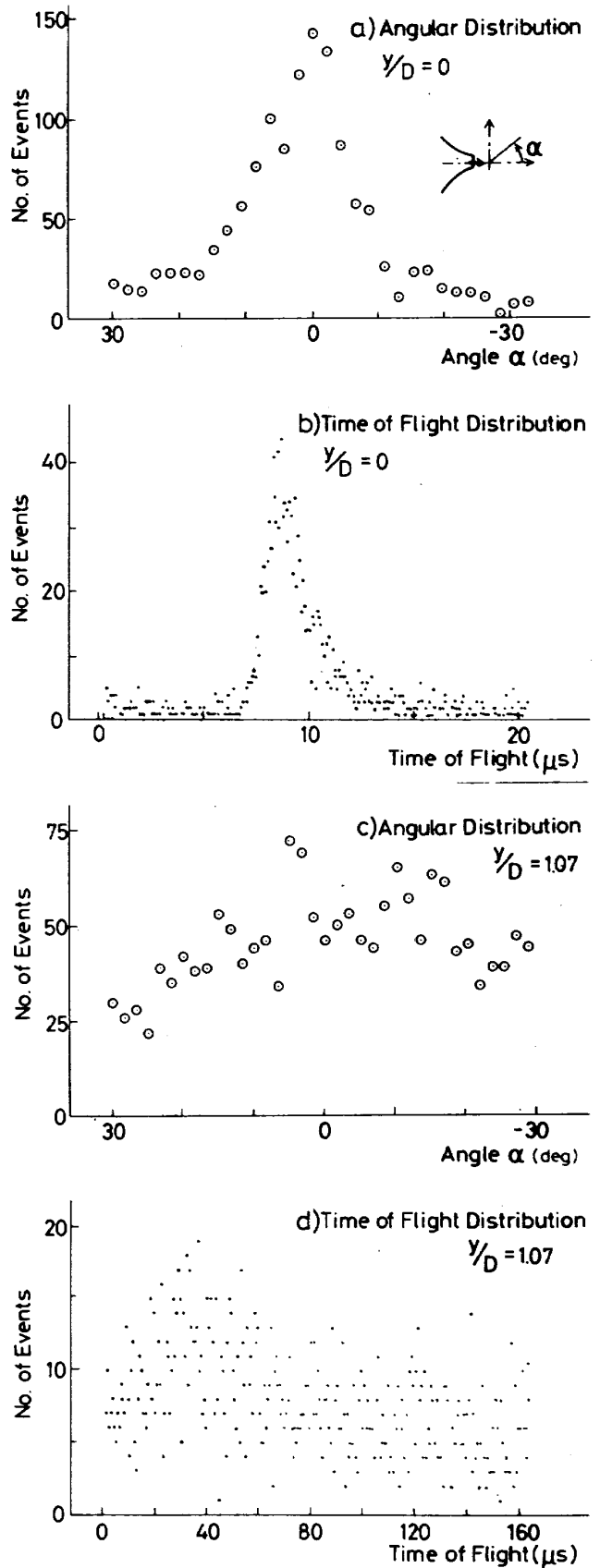
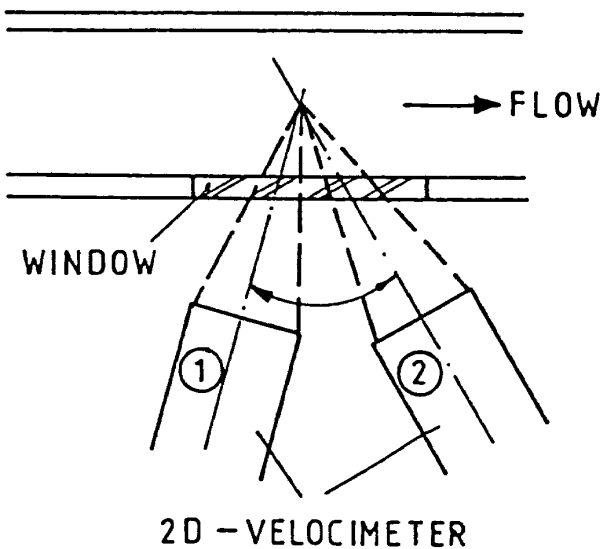
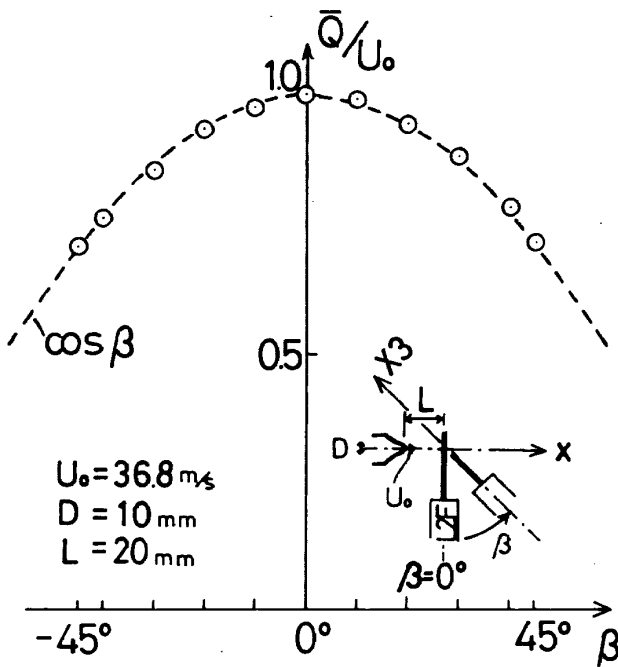


図 26 Angular 分布と TOF 分布 (軸対称噴流)

速度成分のみを測定するという LDV の持つ性質を利用したものであり、幾何学的関係からレーザー光軸方向の流速成分を求めている。今回使用した

(a) 三次元方式LDVの測定原理¹⁰⁾

(b) 光軸方向流速に対するL2Fの応答性

図27 三次元流計測への応用

L2Fは現在のところ二次元計測方式による二次元流計測しか行っていないが、この考えを適用して三次元流計測の試みを行った。図27bに示した様に第7.2節で用いた軸対称ノズルを用いて、流れの主流方向に対して直角ではなく横滑り角 β をもたせて光学系を設置し、 β を変化させながら同一地点における流速を計測した。それによると測定結果は、 $\cos \beta$ 曲線の上に載っている。これはL2Fでもレーザー光に直角方向の速度成分を測定することを意味している。以上の結果より流れ場が定

常であると仮定すれば、1台のL2F光学系を動かすことによって横滑り角を変化させながら(すなわち図1bにおいてX2軸を中心にしてX1軸とX3軸を水平面内で回転させながら)同一位置の二次元流計測を行い、三次元方式LDVと同様な解析を行うことによって、三次元流の計測も擬似的には可能であることがわかる。

8. LDVとL2Fの比較

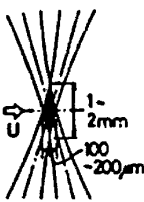
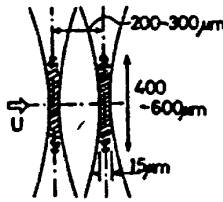


筆者らの内2名は、以前レーザードップラー流速計(LDV)を用いて計測を行ったことがある¹²⁾。ここではL2Fのまとめの意味も込めてLDVとL2Fの比較を行う。結果を表3に示す。LDVの原理等に関しては数多くの解説(例えば文献13)があるので、ここでは省略する。

まず両者共に非接触式光学的測定を行うので、流れを測定プローブによって乱さないという特徴がある。LDVの測定体積の径は100~200 μm 程度であり、L2Fの焦点間隔は200 μm 程度、ビーム径は15 μm 程度である。以上の値はシステム構成によって若干異なるが、両者共に高空間分解能を有している。

次に流速等の計測法について比較する。LDVではレーザー光の幾何学的配置がわかっているドップラー周波数を計測することにより流速が求まる。L2Fでも2焦点の距離がわかっている飛行時間を計測することにより流速を求められる。LDVでは流速の方向も幾何学的配置から求まる。このため二次元、三次元流速の同時測定が可能である。しかしL2Fでは、光学系を回転することによって一次元測定を幾つかの角度 α について行い、定常流の仮定を用いて流速の方向を求めている。このため二次元流速の同時測定はできない。なお一次元型LDVでは、L2Fと同様に光学系の回転によって二次元計測が可能になる。LDVでは周波数ShifterとBragg Cellを用いることにより逆流計測が可能である。ここで述べる逆流とは、剥離流の様に速度変動が大きい瞬間的には順流と逆流が交互に現れるが、時間平均をとると逆流している流れを指す。これに対してL2Fでは測定原理上、逆流及び速度が零付近の流れは計測でき

表 3 LDV と L2F の比較

レーザー Doppler 流速計とレーザー 2 焦点流速計の比較

項目	レーザー Doppler 流速計 (LDV)	レーザー 2 焦点流速計 (L2F) 西独 Polytec 社製
非接触光学的測定法	○	○
高空間 & 時間分解能		
流速の求め方	1, 2, 3次元 : 校正不要	1, 2次元 : 校正不要
流速の方向の求め方	○ (1→2次元 : 光学系回転)	光学系の回転に依る (2次元)
2, 3次元流速同時測定	○ (1次元システム→ 2次元 定常流の仮定)	1次元測定, 光学系回転→ 2次元
逆流	○ (Bragg Cell & Shifter)	×
乱流計測	高乱流 ○ (光学系, 計測器に依る) 低乱流 Ambiguity Noise	< 30% (簡易計算法を使用 : 測定時間短縮のため)
散乱粒子	1~3 µm (Tracker : 多量)	1 µm 以下 少量 (天然の浮遊物のみで可の場合も有)
後方散乱方式	△	○
測定体積の形状		 屈折率変動うけにくい (ガラス窓, 熱流体) 狭い流路 (Engine)
壁面近接点流	△ (Pinhall Section)	○ (測定 Volume 小, ビームが早く発散する)
焦点距離	f = 1800 mm (DANTEC) ~ 300 ~ 80 mm	f = 2500 mm (2 dim) ~ 500 ~ 100 mm
測定に要する時間		1点最低 2~3分 (2 dim)
価格	高	高
適用例	乱流計測一般 風洞	内部流 (Engine) 大型風洞 (長焦点, Seeding)

ない。なお流れが層流または乱れが非常に小さい流れでありかつ流速が零に近くなければ、 X_α 軸の方向を 180° 回転することによりL2Fでも主流と逆の方向に流れている流れを計測可能である。乱流計測に関しては、LDVでは計測器の性能により制限を受けるが通常は高乱流まで計測可能である。しかしAmbiguity Noiseの存在のために低乱流を精度高く計測することは困難である。L2Fでは約30%の乱れ度まで計測可能である。

流れに混入する散乱粒子についてLDVでは直径 $1\sim 3\mu\text{m}$ の粒子が必要である。周波数トラッカーを用いて信号処理する場合は特に多量の粒子が必要である。L2Fでは直径 $1\mu\text{m}$ 以下の散乱粒子が少数あれば計測可能である。これはL2Fの焦点におけるレーザー光強度がLDVの数百倍であるためである。よってL2FではLDVに比べて後方散乱方式による計測が容易である。測定体積 (Measuring Volume) の形状はLDVでは2本のビームを交差させる方式であるのに対してL2Fでは2本のビームを平行に並べる方式である。よってL2Fでは風洞観測窓ガラスや高温流体の屈折率変動を受けにくい。このためエンジン内部の流れ等、狭い流路内の計測がより容易である。壁面近傍ではレーザー光の反射があるためにS/N比が低下する。LDVではPinhole Sectionを用いることにより、ある程度の反射光を除外可能である。L2Fではビーム径が小さく、かつビームが早く発散しやすいので、LDVよりも壁面の影響を受けにくい。光学径の焦点距離は、LDVでは 1800mm 程度の長焦点型がある。L2Fでは 2500mm の焦点距離が最長である。

測定に要する時間は、システムや散乱粒子の程度により変化するが、L2Fでは1点を測定するのに層流域で約 $2\sim 3$ 分、乱流域では約 $5\sim 10$ 分である。LDV、L2F両者共に装置の価格は熱線風速計に比べてかなり高価である。

以上の比較よりLDVは乱流計測を含めた一般的な計測に向いている。これに対してL2Fはエンジン等の内部流の計測に向いている。更にL2Fでは、散乱粒子が少なくても計測可能であり長焦点型光学系が用意されているので、散乱粒子を風洞内に

混入しにくい大型の風洞内の計測に適している。

9. 結 論

本報告では、レーザー2焦点流速計の概要、測定原理、データ処理法等について紹介した。又、本流速計の精度及び測定に際しての問題点を明らかにすることを目的として、風洞流れや噴流流れ等の簡単な流れ場を幾つか測定した。その結果、流速がある程度早ければSeeding無しでも平均流速は計測可能であることが確かめられた。乱れ成分の測定に関しては、Seeding、機器の設定等に充分注意を払う必要がある。又、流速が遅く乱れが大きい流れでは測定が非常に困難であった。

今後、大型の風洞での計測に適している特徴を生かして、突風風洞において模型周囲の流れをL2Fを用いて計測していく計画である。なお第1節で述べた様に本L2Fは1台で三次元流の測定が可能な装置であるが、本報告では二次元流計測のみを行った。今後三次元方式を用いて三次元流計測も試みる予定である。

謝 辞

L2Fを使用するにあたり、Polytec GmbHのDr. Hermut Serbachには情報提供、指導をいただいた。レオニクス株式会社の蟻生齊氏、鈴木道夫氏には機器調整等を手伝っていただいた。軸対称噴流発生装置は、当所工作課の納谷理恵氏をはじめとする方々に製作していただいた。又、本報告書作成にあたり新型航空機研究グループ高澤金吾グループリーダーには助言をいただいた。以上ここに記して感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) D.H. Thompson: A Tracer-particle Fluid Velocity Meter Incorporating a Laser, J. Sci. Inst. (J. Phys. E.) Ser. 2, Vol. 1 (1968) pp. 929-932.
- 2) R. Schodl: Laser-Two-Focus Velocimetry (L2F) for Use in Aero Engines, AGARD LS-90 (1977) pp. 4-1~4-34.
- 3) D. Eckardt; Detailed Flow Investigations

- within a High Speed Centrifugal Compressor Impeller, J. Fluids Eng. Vol. 98, No. 3 (1976) pp. 390-402.
- 4) 速水洋, 植木弘信, 妹尾泰利; 遠心圧縮機インデューサー部流れのレーザー流速計による研究, 日本機械学会論文集(B編), 50巻454号(昭和59) pp. 1539-1548.
- 5) R. Schodl: A Laser-Two-Focus (L2F) Velocimeter for Automatic Flow Vector Measurements in the Rotating Components of Turbomachines, J. Fluids Eng. Vol. 102, No. 12 (1980) pp. 412-419.
- 6) W.C. Honaker, P.L. Lawing; Measurements in the Flow Field of a Cylinder with a Laser Transit Anemometer and a Drag Rake in the Langley 0.3M Transonic Tunnel, NASA TM 86399 (1985).
- 7) R.G.W. Brown, P.M. Inman; Direct Comparisons of Laser Doppler, Transit, Hot-Wire and Pulsed-Wire Anemometer Measurements in an Axi-Symmetric Jet, ICIASF'83 Record (1983) pp. 158-164.
- 8) POLYTEC社; L2F-5000 Series Operational Manual (1988).
- 9) D.K. McLaughlin, W.G. Tiederman; Biasing Correction for Individual Realization of Laser Anemometer Measurements in Turbulent Flows, Phys. Fluids. Vol. 16, No. 12 (1973) pp. 2082-2088.
- 10) R. Schodl; Laser-Two-Focus Velocimetry, AGARD CP-399 (1986) pp. 7-1~7-31.
- 11) E.I. Hayes; Developments in the Application of Hot-Sensor and Laser Doppler Anemometers, 第2回流れの動的計測シンポジウム(1985) pp. 199-216.
- 12) 李家賢一, 岩崎昭人, 辰己薫, 砂田保人, 佐藤淳造; B3翼型上に生ずる層流剥離泡の測定, 東京大学工学部紀要, A-26(昭和63) pp. 30-31.
- 13) 流れの計測懇談会編; LDVの基礎と応用,(昭和55) 日刊工業新聞社.

付録A L2Fのデータ解析法

A.1 厳密な解析法

ここでは文献8) 10)に述べられているL2Fのデータ解析法を紹介する。三次元定常乱れ流を考える時, 任意の速度に関する関数 $F(U)$ について位置 X に依存した平均値 $\bar{F}(X)$ は

$$\bar{F}(X) = \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} F(U) p(U, X) du_1 du_2 du_3 \quad (\text{A.1.1})$$

と書ける。ここで $U(u_1, u_2, u_3)$ は速度ベクトル, $X(x_1, x_2, x_3)$ は位置ベクトル, $p(U, X)$ は確率密度関数である。二次元の速度関数

$$F(X) = F(u_1, u_2) \quad (\text{A.1.2})$$

を考えると(A.1.1)式は,

$$\bar{F}(X) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} F(u_1, u_2) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} p(U, X) du_3 \right] du_1 du_2 \quad (\text{A.1.3})$$

と書き直せる。この方程式を用いることにより二次元測定データの解析を行える。ところで測定した二次元確率密度関数 $p^+(u_1, u_2, X)$ に関して

$$p^+(u_1, u_2, X) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(U, X) du_3 \quad (\text{A.1.4})$$

を満たす時にのみ二次元速度場の情報は求められる。そこで本L2Fでは, どんなに u_3 成分が大きくても u_1, u_2 を正確に求められる様にレーザー光軸方向の測定プローブ長さを充分長くとしている(図8参照)。速度の大きさ u_t と X_α 軸の方向 α を用いると,

$$\begin{aligned} u_t \cos \alpha &= u_1 \\ u_t \sin \alpha &= u_2 \end{aligned} \quad (\text{A.1.5})$$

が成立つ(図A1参照)。(A.1.3)式を(A.1.4), (A.1.5)を用いて極座標に変換すると

$$\bar{F}(X) = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} F(\alpha, u_t) p^+(\alpha, u_t, X) u_t du_t d\alpha \quad (\text{A.1.6})$$

となる。ところでL2Fは速度 u_t を測定せず2焦点間の飛行時間 t を測定する。

$$t = \frac{s}{u_t} \quad (\text{A.1.7})$$

ここで s は, 2焦点の間隔である。(A.1.7)を用いて(A.1.6)を変換すると

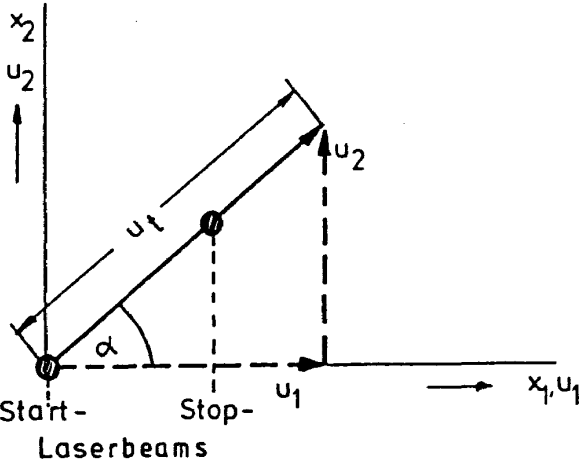


図 A1 L2Fの焦点 (X1, X2 面)⁸⁾

$$\bar{F}(X) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(\alpha, t) p^+(\alpha, t, X) \frac{s^2}{t^3} dt d\alpha \quad (A.1.8)$$

となる。(A.1.8) 式がL2Fデータ処理の基本方程式になる。ここで(A.1.8) 式は規格化条件

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} p^+(\alpha, t, X) \frac{s^2}{t^3} dt d\alpha = 1 \quad (A.1.9)$$

を満足する必要がある。(A.1.8) 式は、ある固定された点Xにおいて流れの方向が α から $\alpha+d\alpha$ の範囲で、速度の大きさが飛行時間に換算して t から $t+dt$ の範囲内にあることを示している。

さてL2Fで測定されるテストデータ H_{ij} もこの関係を満たしている必要がある。 X_α 軸の方向を α_i から $\alpha_i+\Delta\alpha$ まで変化させて、飛行時間が t_j から $t_j+\Delta t$ の間の速度に関する度数分布 H_{ij} を測定する時、度数 H_{ij} はこれらの時間及び角度範囲内にある確率を示していると考えられる。すなわち

$$H_{ij} \sim p^+(\alpha_i, t_j, X) \frac{s^2}{t_j^3} \Delta t \Delta \alpha \quad (A.1.10)$$

が成立つ。充分小さい Δt と $\Delta\alpha$ に関して規格化条件を考えると

$$\frac{H_{ij}}{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n H_{ij}} = p^+(\alpha_i, t_j, X) \frac{s^2}{t_j^3} \Delta t \Delta \alpha \quad (A.1.11)$$

となる。(A.1.11) 式を用い、かつ(A.1.8) 式の積分を和で置き換えると

$$\bar{F}(X) = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n F(\alpha_i, t_j) H_{ij}}{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n H_{ij}} \quad (A.1.12)$$

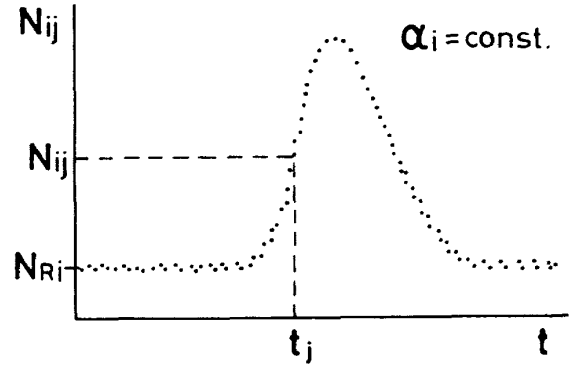


図 A2 X_α 軸の方向 α_i における飛行時間度数分布⁸⁾

表 A1 速度関数 $F(\alpha, t)$ の例⁸⁾

$\bar{F}(X)$	$F(\alpha, t)$
\bar{u}_1	$\frac{s}{t} \cos \alpha$
\bar{u}_2	$\frac{s}{t} \sin \alpha$
$\overline{(u_1 - \bar{u}_1)^2}$	$\left(\frac{s}{t} \cos \alpha - \bar{u}_1\right)^2$
$\overline{(u_2 - \bar{u}_2)^2}$	$\left(\frac{s}{t} \sin \alpha - \bar{u}_2\right)^2$
$\overline{(u_1 - \bar{u}_1)(u_2 - \bar{u}_2)}$	$\left(\frac{s}{t} \cos \alpha - \bar{u}_1\right) \left(\frac{s}{t} \sin \alpha - \bar{u}_2\right)$

となる。ところでこの式には2種類の誤差が考えられる。まず相関の無いデータ(雑音)も測定されるので N_{ij} 内には常に一定なレベル N_{Ri} が含まれる(図A2参照)。更に速度の速い粒子は、遅い粒子に比べて数多く測定され易い(バイアス効果)。この2種の誤差は、次式によって補正される。

$$H_{ij} = \frac{N_{ij} - N_{Ri}}{s/t_j} \quad (A.1.13)$$

最終的なデータ処理の式は以下の様になる。

$$\bar{F}(X) = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n F(\alpha_i, t_j) \frac{N_{ij} - N_{Ri}}{s/t_j}}{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \frac{N_{ij} - N_{Ri}}{s/t_j}} \quad (A.1.14)$$

平均流速等の速度関数を表A1に示す。平均流速の大きさは、

$$u_t = \sqrt{\bar{u}_1^2 + \bar{u}_2^2} \quad (A.1.15)$$

から求まり、平均流速の方向は、

$$\theta = \arctan \frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_1} \quad (A.1.16)$$

より求まる。乱れ成分は、

$$Tu_i = \sqrt{(u_i - \bar{u}_i)^2} \quad (\text{A.1.17})$$

より求まる。

A.2 近似的な解析法

前節で述べた方法により乱れに関する諸量を求めることができる。高次の乱れ相関量も同様な方法で求めることが可能である。しかしこの場合は、測定データ数を増大させる必要があり測定時間も増加する。そこで測定時間を少なくし、測定効率を高める近似的な方法が考えられた。ここでは、この方法について述べる。

二次元確率密度分布を考えると速度関数は、

(A.1.3), (A.1.4) 式より

$$\bar{F}(X) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} F(u_1, u_2) p^+(u_1, u_2, X) du_1 du_2 \quad (\text{A.2.2})$$

と書ける。平均速度ベクトルの x_1 軸成分は、

$$\bar{u}_1(X) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} u_1 p^+(u_1, u_2, X) du_1 du_2 \quad (\text{A.2.2})$$

で表される。 $p^+(u_1, u_2, X)$ を各々の速度成分方向に積分すると、統計学で marginal distribution と呼ばれている量が得られる。すなわち

$$P_1(u_1, X) = \int_{-\infty}^{+\infty} p^+(u_1, u_2, X) du_2 \quad (\text{A.2.3})$$

$$P_2(u_2, X) = \int_{-\infty}^{+\infty} p^+(u_1, u_2, X) du_1 \quad (\text{A.2.4})$$

の2つの量である。

ここで(A.2.2)式等の二重積分が2つの marginal distribution の積で表されるという考えから、

$$\bar{g}(X) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} u_1 P_1(u_1, X) P_2(u_2, X) du_1 du_2 \quad (\text{A.2.5})$$

という量を導入する。(A.2.3)式, (A.2.2)式, 規格化条件

$$\int \int_{-\infty}^{+\infty} p^+(u_1, u_2, X) du_1 du_2 = 1$$

及び(A.2.4)式を用いて変形すると結局

$$\bar{g}(X) = \bar{u}_1(X) \quad (\text{A.2.6})$$

が成立つことが示される。同様にして速度成分 \bar{u}_2 や乱れ成分も2つの marginal distribution の積で表されることがわかる。

L2Fを用いると飛翔時間 t と流れの方向 α が測定され、速度成分は直接には求まらない。このた

め、 t と α を用いて上記の方法で解析を行うと座標変換により生じる係数があるので誤差を生じる。

(A.1.8) 式に関して

$$p^{++}(\alpha, t, X) = p^+(\alpha, t, X) \frac{s^2}{t^3} \quad (\text{A.2.7})$$

と定義すると marginal distribution は、

$$P_\alpha(\alpha, X) = \int_{-\infty}^{+\infty} p^{++}(\alpha, t, X) dt \quad (\text{A.2.8})$$

$$P_t(t, X) = \int_0^{2\pi} p^{++}(\alpha, t, X) d\alpha \quad (\text{A.2.9})$$

で表わされる。

ここで誤差の大きさを評価するためにモデル流れを考える。度数分布を以下に示す二次元 Gauss 分布と仮定する。

$$G(u_1, u_2, X) = \frac{1}{2\pi Tu_1 Tu_2 \sqrt{1-\rho^2}} \exp \left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)} \cdot \left\{ \left(\frac{u_1 - \bar{u}_1}{Tu_1} \right)^2 - 2\rho \frac{u_1 - \bar{u}_1}{Tu_1} \cdot \frac{u_2 - \bar{u}_2}{Tu_2} + \left(\frac{u_2 - \bar{u}_2}{Tu_2} \right)^2 \right\} \right] \quad (\text{A.2.10})$$

ρ はレイノルズ応力を求めるための相関係数

$$-\overline{uv} = \frac{\rho \cdot Tu_1 \cdot Tu_2}{(\bar{u}_1^2 + \bar{u}_2^2)}$$

である。関数 $G(u_1, u_2, X)$ は、 $u_1 = s/t \cos \alpha$ と $u_2 = s/t \sin \alpha$ の関係を用いて、 $G(\alpha, t, X)$ に変換することができる。二重積分内の座標変換により生じる係数 s^2/t^3 を考慮すると、度数分布は、

$$p^{++}(\alpha, t, X) = \frac{s^2}{t^3} G(u_1 = \frac{s}{t} \cos \alpha,$$

$$u_2 = \frac{s}{t} \sin \alpha, X) \quad (\text{A.2.11})$$

となる。これは、もし(A.2.10)式で表される流れが存在するならばL2Fによって測定される分布に等しい。表A1に示した平均量は、

$$\bar{F}(X) = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} F(\alpha, t) p^{++}(\alpha, t, X) d\alpha dt \quad (\text{A.2.12})$$

より求められる。marginal distribution の考えを用いると平均量は、

$$\bar{F}_R(X) = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} F(\alpha, t) P_\alpha(\alpha, X) P_t(t, X) d\alpha dt \quad (\text{A.2.13})$$

で表される。(A.2.12)式から求まる正確な値と(A.2.13)式から求まる近似値には誤差が存在する。平均速度 \bar{u}_1, \bar{u}_2 と乱れ応力 Tu_1, Tu_2 の相対的な誤

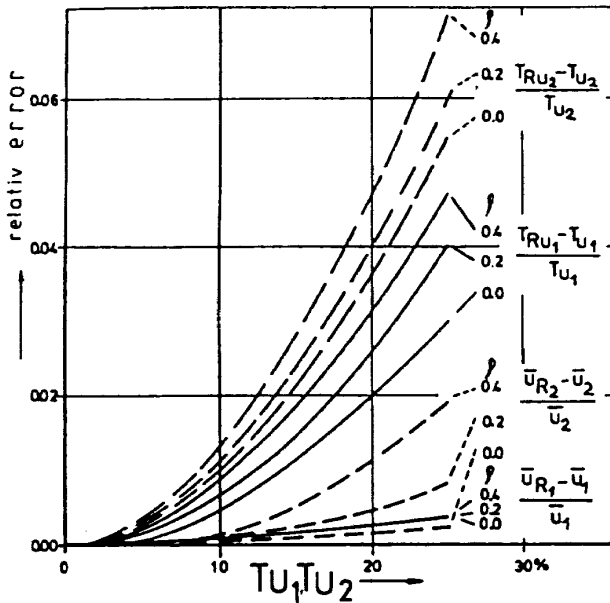


図 A3 Marginal Distribution に基づく計測値の誤差⁸⁾

差を求めた結果を図 A3 に示す。図では $Tu_1 = Tu_2$ を仮定し、 Tu_1 を変化させた時の誤差を示す。図中添字 R をつけた値 (T_{RU_1}) は (A.2.13) 式を用いて求めた近似値、添字のない値 (Tu_1) は (A.2.12) 式を用いて求めた理論値を示す。図によると ρ の値により変化しているが、乱れが 20% 以内ならば平均速度の誤差は 1%、乱れ応力の誤差は 5% 以下であることがわかる。

以上の近似的な方法を用いて実験結果を解析する方法について述べる。設定された X_α 軸の方向 α_1 において飛行時間の測定が行われ、その結果データ $N_{i=1,j}$ が得られる。スタート側の焦点を通過した粒子の個数が設定した値に達するまで測定を続ける。 X_α 軸の方向を $\alpha_2 = \alpha_1 + \Delta\alpha$ にして測定を続け、データ $N_{i=2,j}$ を前のデータに加えていく。 X_α 軸の方向を順次変えて同様な測定を続けていく。全ての角度に関する測定が終了した時に得られた度数分布 N_{fj} は、marginal distribution $P_f(t, X)$ に対応する。

$$N_{fj} = \sum_{i=1}^m N_{ij} \quad (\text{A.2.14})$$

すなわち角度に関して積分された二次元度数分布である。これを Time of Flight 分布と呼ぶ (図 10 参照)。又、各設定角度において測定された度数の総計も同時に記録される。

$$N_{\alpha i} = \sum_{j=1}^n N_{ij} \quad (\text{A.2.15})$$

これは、飛行時間に対して積分された二次元度数分布であり、marginal distribution $P_\alpha(\alpha, X)$ に対応する。これを Angular 分布と呼ぶ (図 11 参照)。この方法を用いると、積分することにより各測定角度でのデータのばらつきをおさえることができる。又、測定度数が少なくてもデータ処理が可能であり測定に要する時間が著しく短縮される。乱れの少ない流れで二次元度数分布を得るためには、通常 6 回から 8 回角度を変化させ、各角度において 500 から 2000 個のデータを測定すればよい。測定した $N_{\alpha i}$ と N_{fj} について、(A.1.13) 式と同様に noise level $N_{\alpha R}$ と N_{fR} 、規格化条件及びバイアス効果を考慮に入れると

$$P_f(t_j, X) = \frac{N_{fj} - N_{fR}}{s/t} / \sum_{j=1}^n \frac{N_{fj} - N_{fR}}{s/t} \quad (\text{A.2.16})$$

$$P_\alpha(\alpha_i, X) = (N_{\alpha i} - N_{\alpha R}) / \sum_{i=1}^m (N_{\alpha i} - N_{\alpha R}) \quad (\text{A.2.17})$$

と書ける。平均流速と乱れ垂直応力は

$$\bar{F}(X) = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n F(\alpha_i, t_j) P_f(t_j, X) P_\alpha(\alpha_i, X) \quad (\text{A.2.18})$$

を用いて求められる。なお本節では X_1, X_2 軸方向の乱れ成分 Tu_i を求める方法について述べたが、本報告で使用した L2F では平均流速方向及びそれに垂直な方向の乱れ成分 (q', r') を同様な方法により求めている。

航空宇宙技術研究所資料617号

平成2年3月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7丁目44番地1
電話三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12
