

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1346

LDVによる乱流音場のスペクトル測定法  
に関する研究

五味 光男・武田 克己  
小林 紘

1998年1月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# LDV による乱流音場のスペクトル測定法に関する研究 \*

五味 光 男<sup>\*1</sup>・武田 克 己<sup>\*2</sup>

小林 紘<sup>\*2</sup>

## Study of Turbulence Spectra Measurement Technique Using an LDV\*

Mitsuo GOMI<sup>\*1</sup>, Katsumi TAKEDA<sup>\*2</sup>

and Hiroshi KOBAYASHI<sup>\*2</sup>

### Abstract

A nondisturbance technique of measuring turbulent velocity spectra was studied to clarify the source of aerodynamic noise. In an anechoic wind tunnel, the continuous spectra of turbulent velocity in the wake of a cylinder of 10 mm diameter was measured over a range of mean velocity 30~50 m/s using an optical fiber-linked LDV probe of 160 mm focal length. Accurate measurements of turbulence spectra due to Karman vortices were obtained by data sampling at 20~45KHz for 10,000 samples at a measuring point. A smoke generator (ROSCO Co.) was very useful for producing the seeding particles. Sound pressure spectra were measured and compared with the discrete frequency of the turbulent velocity.

**Keywords:** LDV, /Turbulence spectra, /Aerodynamic noise, Karman vortex

### 概 要

高速気流中の物体から発生する流体騒音発生メカニズムの基礎研究のため、レーザ流速計(LDV)による乱流音場の非接触スペクトル測定法の研究を行った。低騒音風洞の出口流速30~50m/s中に設置した、直径10mmの円柱後流のカルマン渦列を含む乱流音場における乱流スペクトルの測定を試みた。ファイバーを用いた遠隔型LDVプローブを用い、1測定点当たり10,000個のデータを20~45KHzのサンプリングレートで収集・処理することによって、流れに擾乱を与えることなしにカルマン渦による離散周波数成分を含む騒音が発生源である乱流場のスペクトルが精度良く測定できた。光散乱粒子としてはスモークを用いた。音圧スペクトルと比較した結果、カルマン渦に起因する周波数成分において、両者は良く一致した。

### 1. はじめに

自動車、鉄道車輛、航空機等、身近な輸送機関の高速化や、様々な生活機器の高性能化に伴う回転物体の高速化などの要求が、社会の発展と共に高まりつつある。同

時に、こうした要求実現に大きな障害となって新たに立ちだかっている問題の一つとして騒音問題がある。いわゆる‘風切り音’である。この騒音は流体騒音と呼ばれ、速度に対して指数関数的に高まるため、高速化によって極めてやっかいな問題となっている。低騒音化の試みは、特に身近でもっとも高速な鉄道車輛等の分野を中

\* 平成9年9月11日受付 (received 11 September 1997)

\* 1 : 原動機部 (Aeroengine Division)

\* 2 : 熱流体力学部 (Thermofluid Dynamics Division)

心に真剣に取り組みがなされているが、騒音発生メカニズムの研究は、こうした流体騒音低減化技術の発展のために非常に重要になってきている。流体騒音は、流体と物体との干渉、すなわち、物体の表面や端面によって発生する乱流が気流内に圧力変動を生じさせ気流内を伝播する、もしくは物体表面と干渉して物体を振動させることによって発生すると考えられている。しかし乱流の発生、発達と、騒音の発生との因果関係は、これまで明らかにされていない。

筆者らは、長年騒音の低減化研究を進めてきた<sup>1)・3)</sup>。しかし、騒音発生メカニズムの研究を進めるに当たっては、騒音と乱流との相関測定技術の確立が重要であり、特にモデル試験を行う低騒音風洞内の流体騒音発生流れ場での乱流スペクトルを、流れに全く影響を与えずに精度よく測定する技術の確立が必要である。この目的のために、低騒音風洞内で騒音が発生する乱流場でのレーザ流速計 (LDV) による乱流スペクトル測定法の研究を行った。物体後流の再循環領域を含む高乱流域の測定にたいして LDV は、非接触測定法であり、かつ負の速度も精度良く測定できるため、最も優れた測定器と考えられる。近年信号処理システムが著しく改良され、これまで問題の多かったソフトウェアによる時系列データ処理技術が向上した<sup>5)</sup>。しかし、実測定においては、散乱粒子の選択、混入方式を始め、データ評価など実用上検討しなければならない様々な問題があり、確立した技術とはなっていない。本報告書では、低騒音風洞内ノズル出口に直径 10 mm の円柱を設置し、カルマン渦を含む乱流による騒音発生流れ場の乱流スペクトルを、LDV を用いて測定して得られた結果と、この測定を通じて得られたいくつかの技術情報について述べる。

## 2. 実験装置および実験方法

実験装置および測定系統図を図 1 に示す。低騒音風洞は吸い込みタイプで、出口ノズル断面は  $500 \times 500$  mm、出口流速は 30 m/s から 70 m/s まで可変である。ノズル出口から 150 mm 後流中に直径 10 mm の円柱を設置した。出口断面での風洞固有の乱流強度は主流速度の 0.3% 以内である。測定に用いたレーザ流速計は入射光および信号光を光ファイバーで伝送するプローブタイプ (DANTEC 社製、ファイバー長: 15 m) である。信号処理器は BSA (Burst Spectrum Analyzer) で、使用したソフトウェアは同社の BURSTware V3.1 である。LDV 装置を図 2 に示す。レーザ波長は 488 nm、レンズ焦点距離は 156.4 mm で、測定点での測定体積 (サンプリングボリューム) の概要については表 1 に示す。風洞出口の主流速度は約 30 m/s から 50 m/s の範囲とした。測定範囲は流れ方向を X、円柱

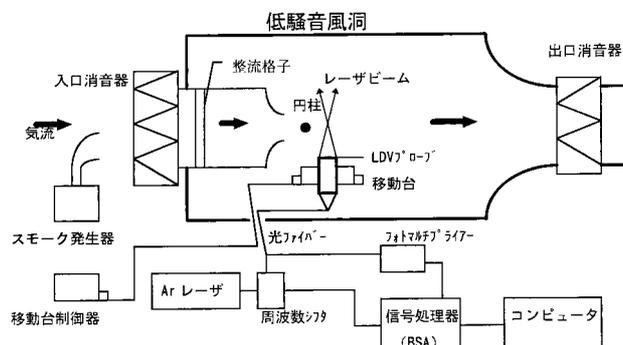


図 1 実験装置および測定系統図

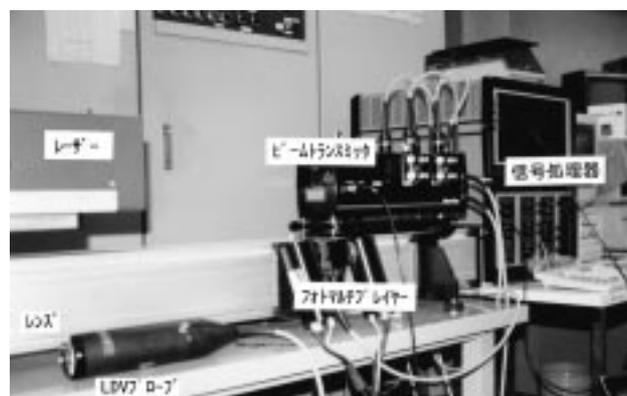


図 2 LDV 装置

表 1 LDV 光学設定値

レーザ波長	(nm): 488
ビーム間隔	(mm): 3.8
レンズ焦点距離	(mm): 156.4
速度係数	(m/s)/MHz: 2.023
計測体積	(mm): $0.082(X) \times 0.081(Y) \times 0.673(Z)$

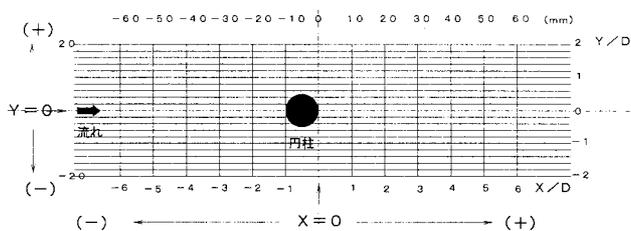


図 3 測定座標と測定点メッシュ

の半径方向を Y とし (図 3)、円柱後流のみでなく前方も測定範囲とした。粒子には、大気放出、風洞の汚濁防止や大量性を考慮して ROSCO 社のスモークマシン (タイプ 1500) による無害な特殊スモークを用いた。スモークは入口サイレンサーの前方で発生させ、フレキシブルパイプでサイレンサー内を経て整流格子の前方まで導き、流れの内部に流入させた。スモーク流は空気流を乱すことなく流入した。データ収集および処理に用いた種々のパラメータに関する詳細および騒音測定方法については後述する。

### 3. 実験結果と考察

#### 3.1 円柱周辺の流れ

円柱前方の主流速度（以下  $U_0$ ）が 38 m/s の場合の、円柱周辺の流れ場の測定結果として、図 4 に平均速度（以下  $U$ ）分布を、図 5 に乱流速度（以下  $\Delta U$ ）分布を示す。本実験では乱流スペクトル測定を行うため測定精度を上げる必要性があり、1 測定点のデータサンプリング数を 10,000 個とした（データサンプリング数の詳細は後述）。各測定点の 10,000 個のデータの統計処理結果の内、カル

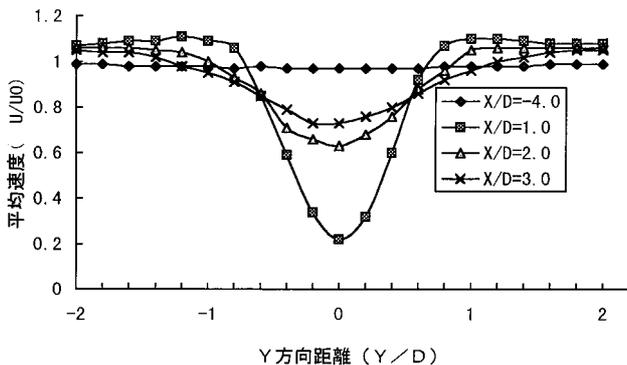


図 4 円柱前方および後流の平均速度分布 ( $U_0 = 38$  m/s)

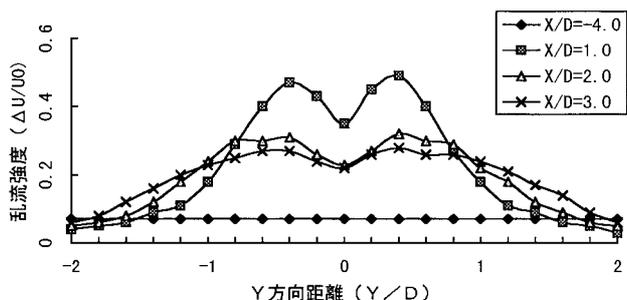


図 5 円柱前方および後流の乱流強度分布 ( $U_0 = 38$  m/s)

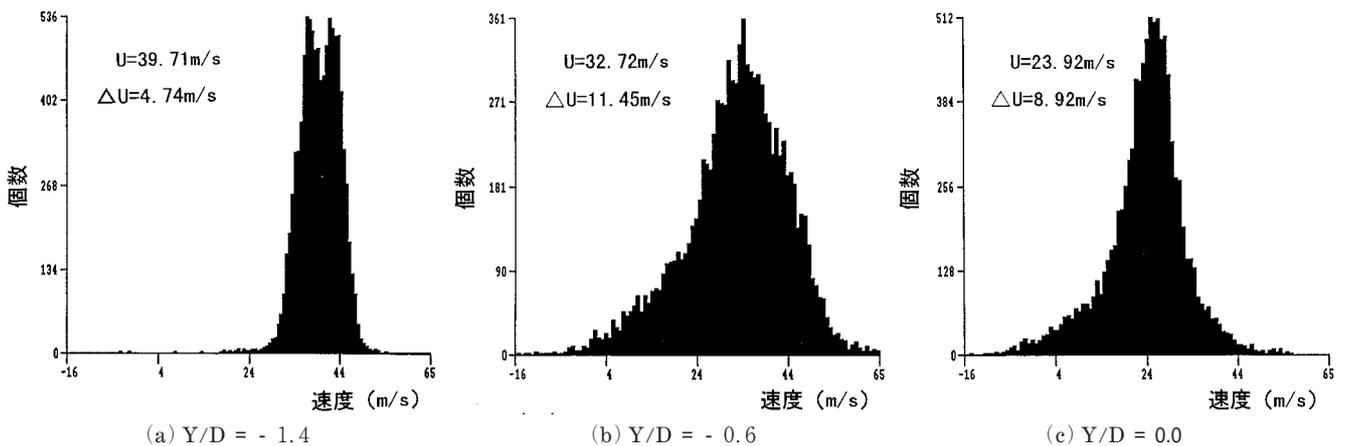


図 6 速度ヒストグラム例 ( $X/D = 2.0$ ,  $U_0 = 38$  m/s)

マン渦による特徴的な速度ヒストグラムと認められる例として  $X/D = 2.0$  における  $Y$  方向の測定結果 3 例について図 6 に示す。図 (a) は  $Y/D = -1.4$  の場合で、速度ピーク値が 2 つ存在する。この傾向は  $Y/D = -2.0$  から既に生じておりカルマン渦の外縁の周期的な移動に伴う影響と考えられる。中心軸に向かうにしたがってこの顕著な 2 つのピークは崩れていき、 $Y/D = -0.6$  では図 (b) に示すヒストグラムになる。このあたりでは、速度勾配も大きく、高乱流場となっており、ややバイアスがかかって、左下がり傾向の分布となる。軸中心の  $Y/D = 0.0$  では図 (c) に示すように一つのピーク値を中心に左右対称形であるが、このような特殊な乱流域ではガウシアン分布とはならない。

#### 3.2 乱流スペクトル

(1) 測定結果全般について：本実験において、乱流スペクトルの主要成分はカルマン渦によるものである。円柱の場合の Strouhal 数はレイノルズ数  $10^4 \sim 10^5$  において 0.18 ~ 0.20 であることが知られており<sup>4)</sup>、本実験の  $U_0 = 38$  m/s の場合、円柱直径を基準にしてレイノルズ数： $2.5 \times 10^4$ 、カルマン渦周波数：684 ~ 760 Hz となる。まず測定例として、 $X/D = 2.0$  における  $Y/D = -2.0, -1.0, -0.2, 0.0$  の 4 ケースについての結果を図 7 に示す。横軸は周波数を、縦軸はパワースペクトル密度を無次元化した値（以下スペクトル強度という）で示す。図 (a) ではカルマン渦による周波数スペクトル（以下カルマン渦周波数）のみが強く現れるが、図 (b) では他に二次周波数スペクトル（以下二次周波数）が若干見られ、図 (c) ではこの二次周波数が強くなると共に、他のスペクトル成分も急増加している様子が見られる。図 (d) ではカルマン渦周波数はほとんど消滅し、二次周波数と共に、100 Hz 以下の低周波数帯域のレベルが、急増する。この  $Y$  方向のスペクトル分布傾向は  $X$  方向の各断面において類似している。これらの図から、カルマン渦周波数は約 750 Hz であ

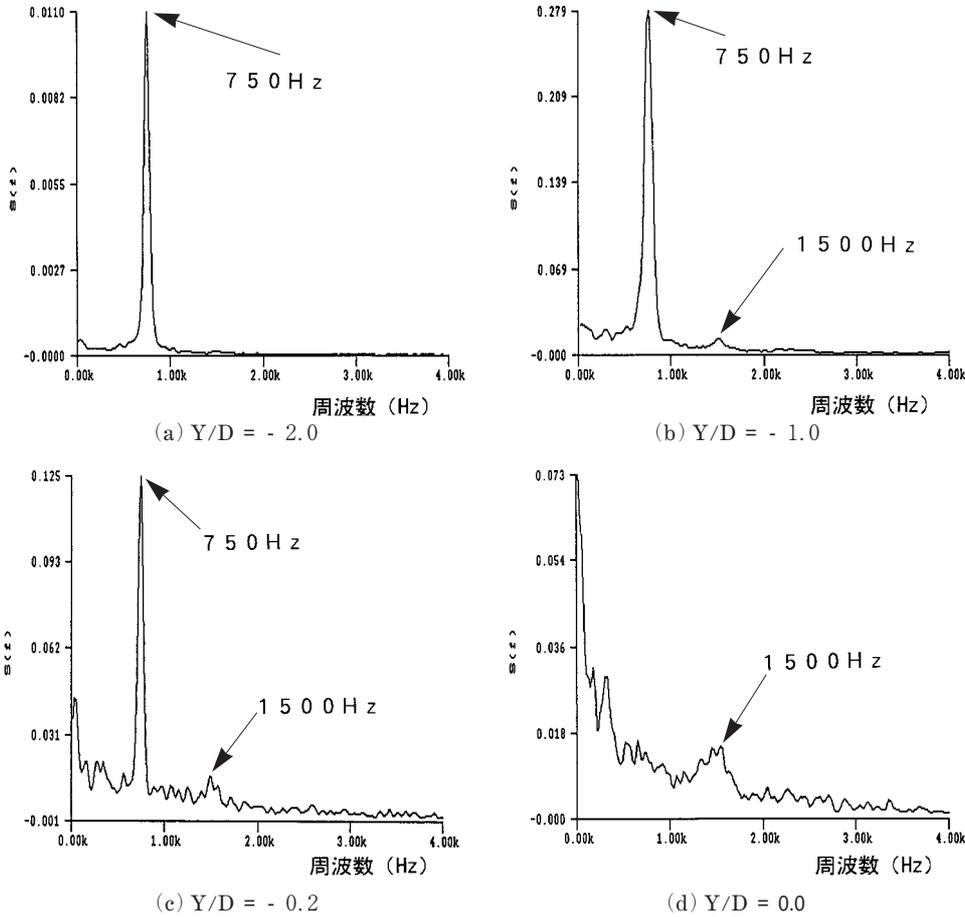


図7 円柱後流乱流スペクトル例 ( $X/D = 2.0$ ,  $U_0 = 38 \text{ m/s}$ ,  $Re = 2.5 \times 10^4$ )

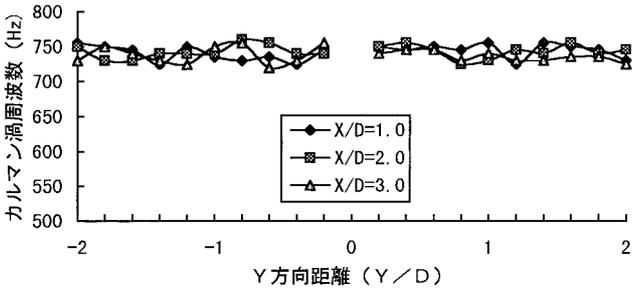


図8 カルマン渦周波数のY方向変化 ( $U_0 = 38 \text{ m/s}$ )

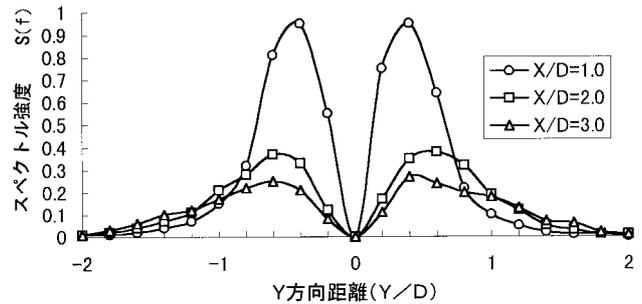


図9 カルマン渦周波数スペクトル強度のY方向分布 ( $U_0 = 38 \text{ m/s}$ )

るが、実際は各測定点において若干の差が生じている。図8に  $X/D = 1.0, 2.0, 3.0$  におけるY方向全ての測定結果のカルマン渦周波数の変化を示した。  $Y/D = 0$  の近傍は、周波数が特定出来ないため非表示とした。全ての値は  $750 \pm 20 \text{ Hz}$  内にあり、Y方向およびX方向とも特別な傾向は認められないので、これらの差は、測定誤差範囲 ( $\pm 3\%$  以内) であったと考えられる。ただし、円柱前方では若干減少して  $730 \pm 10 \text{ Hz}$  となっていた。この差の原因はわかっていない。

(2) カルマン渦周波数のスペクトル強度変化について：  
カルマン渦が、乱流および騒音発生の主要因となってい

るような乱流音場では、カルマン渦周波数スペクトル強度を知ることは重要と思われる。 $X/D = 1.0, 2.0, 3.0$  のY方向のピークスペクトル強度分布を図9に示す。 $Y/D = 0$  においてはカルマン渦周波数は顕著には存在しないので0と見なした。最大値は  $Y/D = \pm 0.4 \sim \pm 0.6$  の位置に存在し、乱流強度分布(図4)に類似している。他の位置の測定結果も含めて円柱後流のカルマン渦周波数の等強度線を求め、図10に示す。軸中心付近の僅かな巾約2mmに空白域が存在しているのは前述のように、カルマン渦周波数が消滅しているためである。円柱直後近傍は、今回の実験では測定されていないため、明らかにで

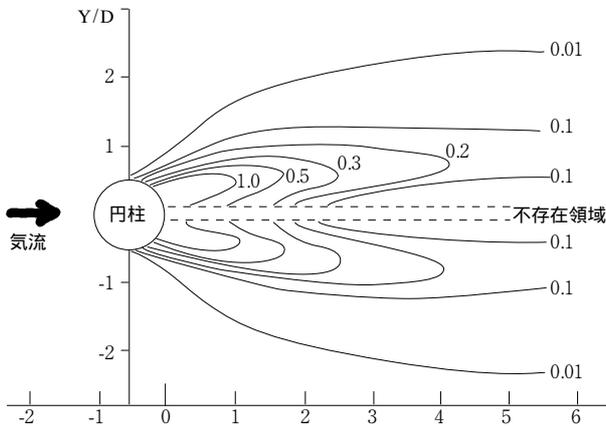
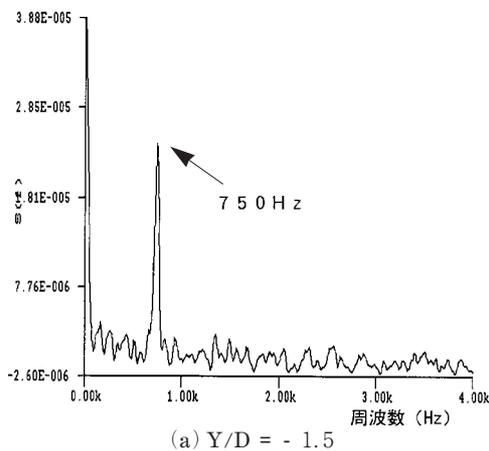
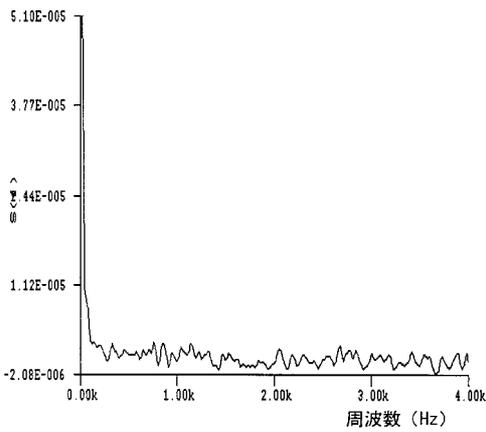


図10 円柱後流のカルマン渦周波数スペクトルの等強度線分布  
(図内数字は、スペクトル強度  $S(f)$ )



(a)  $Y/D = -1.5$

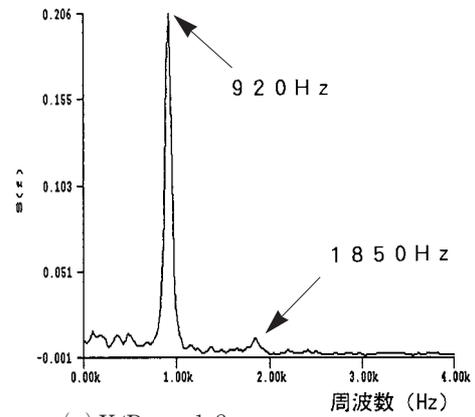


(b)  $Y/D = 0.0$

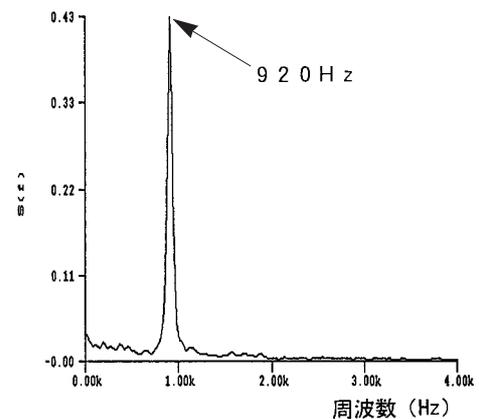
図11 低乱流レベル流域(円柱前方)における乱流スペクトル例 ( $X/D = -0.4$ ,  $U_0 = 38 \text{ m/s}$ )

きなかった。全体的には、混合が激しく進む領域 ( $Y/D=1.0$  以内) では下流に向かって急速に減衰していることが判る。

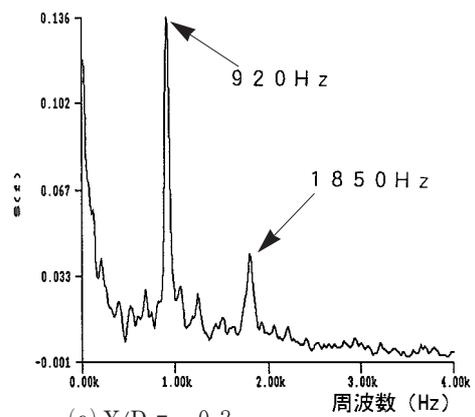
(3) 低乱流レベル流域における測定結果について：円柱前方の  $X/D = -4.0$  における  $Y/D = -1.5$  および  $0.0$  における結果を図11に示す。このX方向における乱流強度



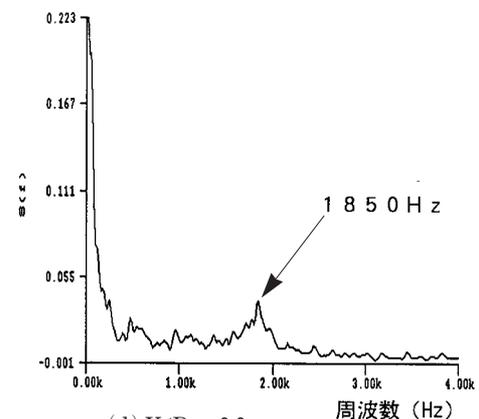
(a)  $Y/D = -1.2$



(b)  $Y/D = -0.8$



(c)  $Y/D = -0.2$



(d)  $Y/D = 0.0$

図12 円柱後流乱流スペクトル例  
( $X/D = 3.0$ ,  $U_0 = 48 \text{ m/s}$ ,  $Re = 3.2 \times 10^5$ )

( $\Delta U/U_0$ ) は共に 0.7 % (図 4) と非常に低く、風洞の固有乱流強度値に近い。このように円柱からかなり離れている前方域においても、円柱後方で発生するカルマン渦の影響が及ぼされることが明瞭に測定できており (図(a)), また、軸中心ではこのピーク周波数が消滅する結果も明らかに示されている (図(b))。この場合のスペクトル強度は円柱後流の値と比べ、約  $1/10^4$  である。このように極めて低い乱流レベルにおいても、LDV で十分スペクトル測定ができることが確認できた。

(4) カルマン渦周波数と二次周波数の存在領域について:  $U_0 = 48 \text{ m/s}$  にした場合の  $X/D = 3.0$  の位置での結果をもとに考察する。カルマン渦周波数は前述の仮定 (Strouhal 数: 0.18 ~ 0.20) から 864 ~ 960 Hz となる。 $Y/D = -1.2, -0.8, -0.2, 0$  のスペクトルを図 12 に示す。これはカルマン渦周波数と二次周波数との関連現象を述べるための代表例で、 $Y$  方向全体でみると、二次周波数は  $Y/D = \pm 1.0$  近傍で僅かに確認できる (図(a)) が、 $\pm 0.8 \sim \pm 0.4$  にかけては、ほとんど消滅し (図(b)),  $\pm 0.2 \sim 0$  で明瞭に現れる (図(c), (d))。これらの結果から、両周波数スペクトルが顕著に存在するのは  $Y/D = \pm 0.2$  を中心とした僅かな領域に限定されることが

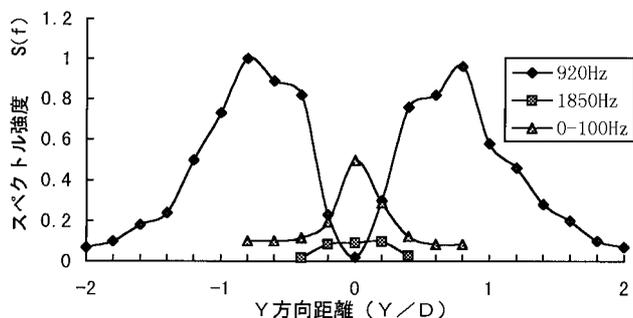


図 13 特徴的な周波数スペクトルの  $Y$  方向強度分布 ( $X/D = 3.0, U_0 = 48 \text{ m/s}$ )

わかる。本実験のように高速流になると、中心軸付近に強い逆流域が存在し、これによってカルマン渦列は破壊され、わずかに両サイドからの渦が混合しあった影響のこって、二次周波数として存在すると考えられる。

(5) 低周波数帯域スペクトル強度レベルの増加について: 軸中心付近で 100 Hz 以下の周波数スペクトル強度が増加した。この特徴を明らかにするために  $U_0 = 48 \text{ m/s}$  における  $X/D = 3.0$  でのカルマン渦周波数 (920 Hz), 二次周波数 (1850 Hz) および 100 Hz 以下の低周波数の  $Y$  方向強度分布を図 13 に示した。 $Y/D = 0$  の近傍になると、特に 100 Hz 以下の低周波数レベルの増加が顕著で、カルマン渦周波数レベル最大値の約 40 % に達している ( $U_0 = 38 \text{ m/s}$  の時は、約 10 % であった)。この低周波数帯域レベルが高くなるのは、後流においてはどの  $X$  方向断面においても見られる傾向である。円柱後流において、中心軸近傍のわずかな領域に、なぜ強いレベルの低周波数帯域発生するのか、現段階では分析できていない。今後の検討課題である。

### 3.3 データレートの最適化

LDV の信号は粒子に依存しているためランダムなデジタル信号である。乱流スペクトル計測のためにはアナログ信号に限りなく近い信号が得られることが理想である。そのための条件としては、(1) 時間的に均一なデータレート (散乱粒子の均一な供給), (2) 乱流の周期成分に回答できるデータレート, が必要である。しかし実際には粒子の混入方法や実験条件によって決まる様々な制約のため、上記の条件を満足することは難しい。実測例について考察する。図 14 は  $U_0 = 38 \text{ m/s}$  時の低乱流域 ( $X/D = 2.0, Y/D = -2.0$ , 乱流強度 4.4 %) での粒子の供給状態が悪い場合の事例である。図(a)は、時系列サンプリングデータで、横軸はデータサンプリングを開始し

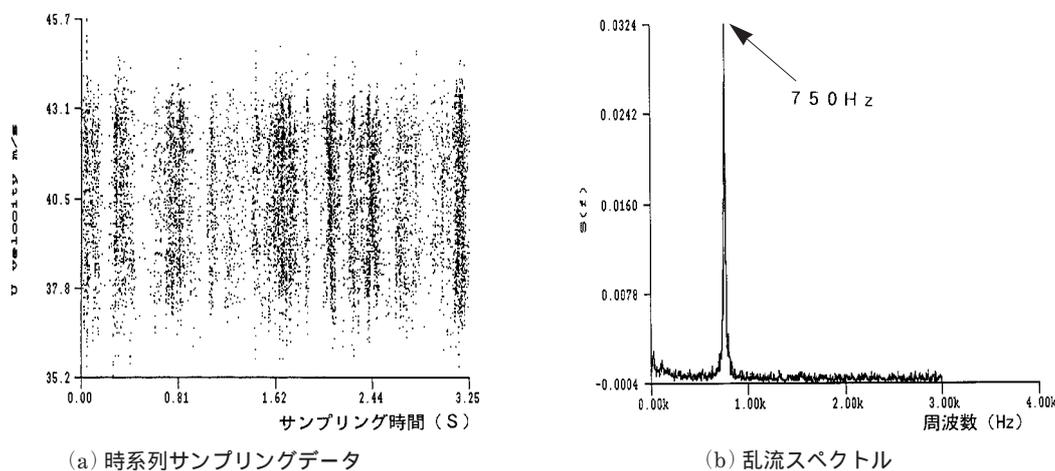
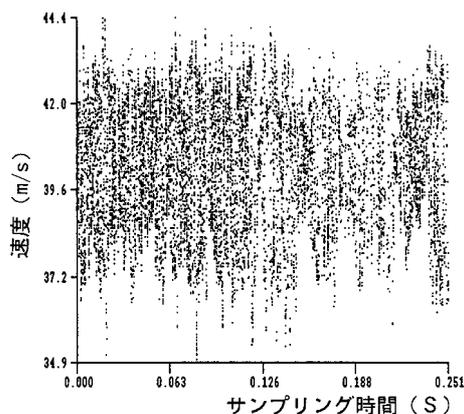
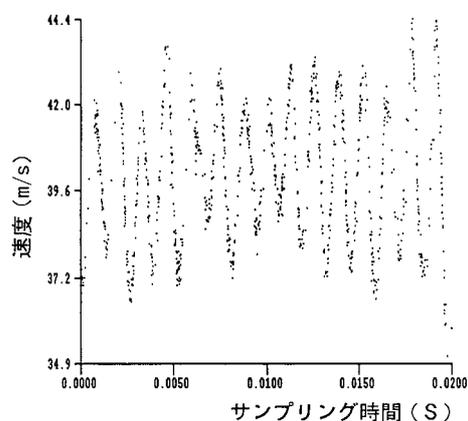


図 14 散乱粒子の供給状態が悪い場合のデータサンプリングおよび乱流スペクトル測定例 ( $X/D = 2.0, Y/D = -2.0, U_0 = 38 \text{ m/s}, \Delta U/U_0 = 4.4 (\%)$ )

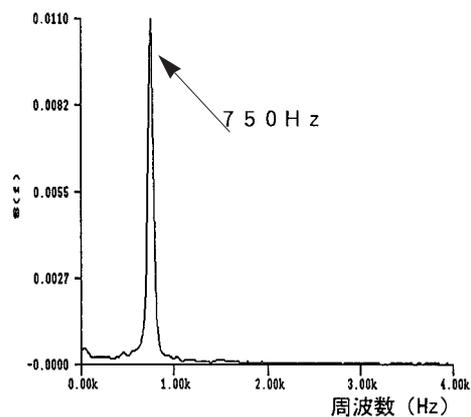
てからの各粒子の到達時間を時系列で示し、縦軸は各粒子の速度を示す。本図内に10,000個の粒子情報が存在している。全体的にみて、粒子の供給状態が不均一であることが明らかである。データ10,000個の取得時間は3.25秒すなわちサンプルレートは平均で約3 KHzである。この時系列データから乱流スペクトル解析を行った結果を



(a) 時系列サンプリングデータ



(b) 時系列サンプリングデータ  
(時間軸を拡大した場合)

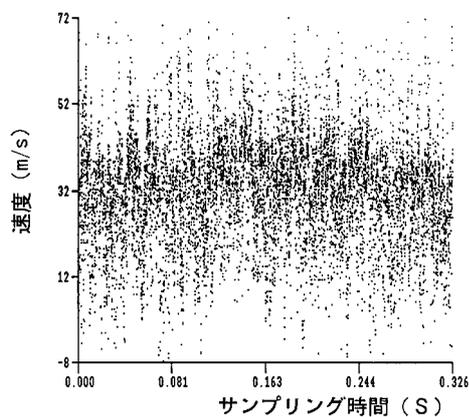


(c) 乱流スペクトル

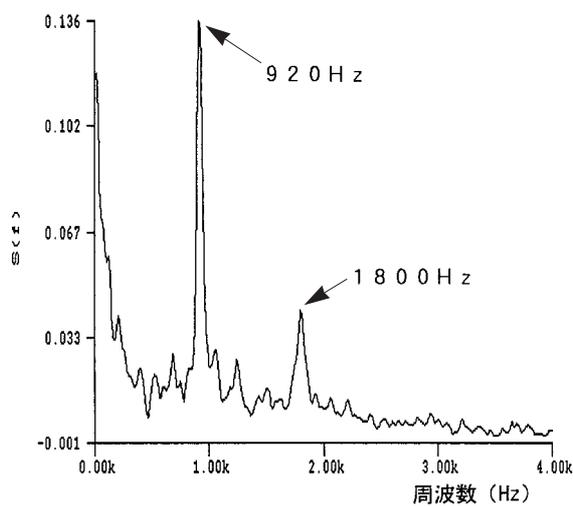
図15 散乱粒子の供給状態が良い場合のデータサンプリングおよび乱流スペクトル測定例  
(測定条件は、図14と同じ)

図(b)に示す。カルマン渦周波数が明確に測定されているが3 KHz以上の周波数スペクトルを測定することは出来ない。図15は同じ測定点で粒子の供給状態を改善した場合のデータサンプリングを示す。データ10,000個の取得時間は0.251秒、サンプルレートは平均で約40 KHzである。全体的に一様性があり、最初の0.02秒を拡大すると図(b)となる。この図からは乱流の周期性をはっきりと読み取ることが出来る。しかし1周期あたりのデータ数は100前後で、データが重なり合っている場合が多く明らかにサンプリング数が多すぎる傾向にある。乱流スペクトルを解析した結果を図(c)に示す。この場合、速度変動が35 ~ 45 m/sの範囲の低乱流強度域で、かつ周期成分がはっきりしているため、補間法によるサンプリング修正が容易であり、良好なスペクトル解析ができたと考えられる。

次に高乱流領域の測定例を図16に示す。 $U_0 = 48 \text{ m/s}$ 、測定位置は $X/D = 3.0$ 、 $Y/D = -0.2$ の例である。図(a)に時



(a) 時系列サンプリングデータ



(b) 乱流スペクトル

図16 高乱流領域のデータサンプリングと乱流スペクトル測定例  
( $X/D = 3.0$ 、 $Y/D = -0.2$ 、 $U_0 = 48 \text{ m/s}$ 、 $\Delta U/U_0 = 24.5\%$ )

系列サンプリングデータ，(b)に乱流スペクトルを示す。流速は - 8 m/s から 72 m/s までの広い範囲で変動しているが，サンプルレートは約 30 KHz でサンプリングは全体的に見て均一でありスペクトル結果も良好である。

均一な粒子の供給方法については状況に応じて様々な方法が考えられる。本実験においては前述のようにスモークマシンを用いた。本機は連続的に多量のスモークを発生出来る。無色，無臭，無害の液体（スモークジュース）を加熱器によって霧化する。供給の際は図 17 のようにスモークを一旦大気中に噴出した後，ラッパ状の円筒で集め，内径 100 mm のスモークガイドチューブ（フレキシブルチューブ）によって整流格子（図 1）前方まで導き気流に混入する。整流格子は 2,000 × 2,000 mm の矩形断面で，整流された空気は 500 × 500 mm の出口ノズルへと縮流される。この過程でスモークはノズル出口位置においては直径約 40 mm のほぼ均一なスモーク流となりシリンダー近傍へと到達する（図 18）。この方法によってほぼ上記の目的を達成した。なお，整流格子の前方に導いたチューブによる主流速度への影響については詳細に測定して調べた結果，ノズル出口における風洞固有の乱流強度

度分布にほとんど変化を及ぼさないことが確認できた。本実験ではカルマン渦による乱流を測定対象としており，主流速度が最大 48 m/s であることから，カルマン渦周波数が一次で約 900 Hz，二次で約 1,800 Hz であるため，この周波数にตอบสนองする適切なサンプルレートを一応 20 KHz 以上と考えた。すなわち 2 KHz の周期において 1 周期当たり 10 個のデータがあれば良いと想定した。しかし，実際上は，速度変動巾が非常に大きい場合など，この程度のサンプルレートで適切であるかどうかは疑問であった。実際様々な測定条件において良い結果が得られたのは 20 ~ 45 KHz のサンプルレートであった。50 KHz を超えるとしばしば信号処理側でオーバーサンプリングのエラー表示が出た。信号処理器自体の処理能力の限界も認識しておく必要がある。以上の経験から，サンプルレートの最適化のためには，最大乱流強度の絶対値，周期成分の大小などを慎重に考慮する必要があることがわかった。

3.4 データサンプル数：スペクトル測定には，どの程度のサンプル数が必要なのかについても測定対象によって判断は異なる。たとえば，40 KHz のサンプリングレ



図 17 散乱粒子としてのスモークの流入方法

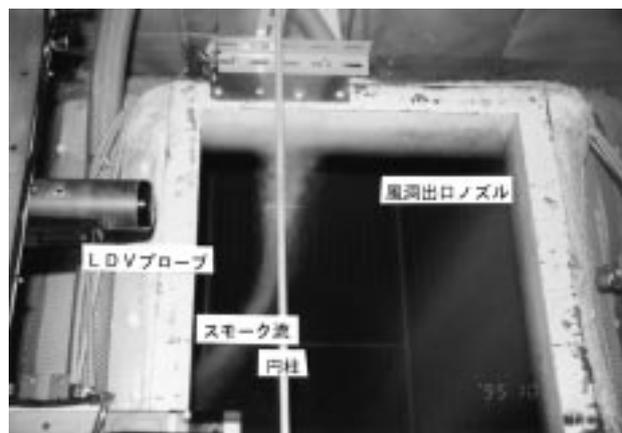


図 18 測定位置へのスモーク流れ状態 ( $U_0 = 38$  m/s 時)

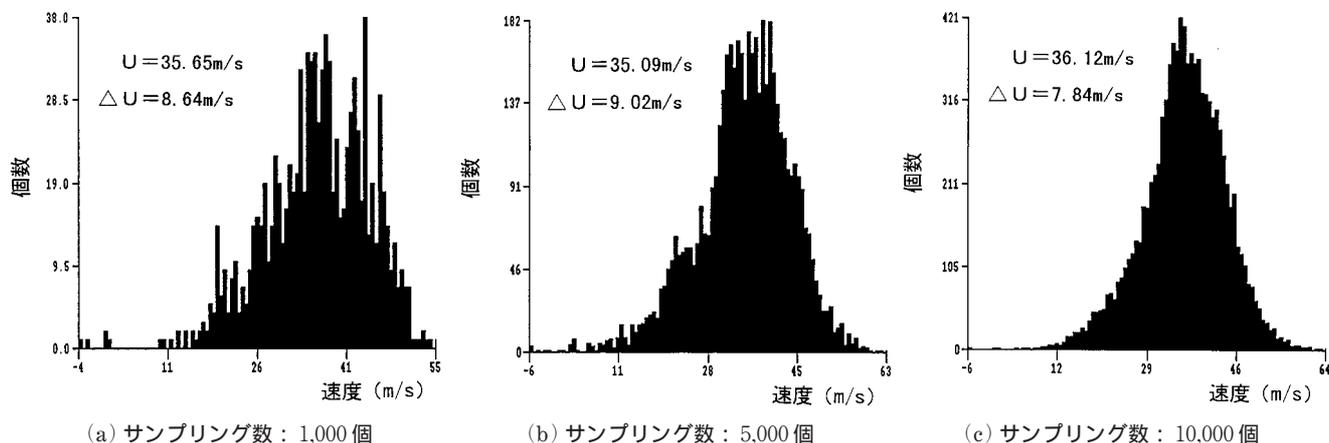
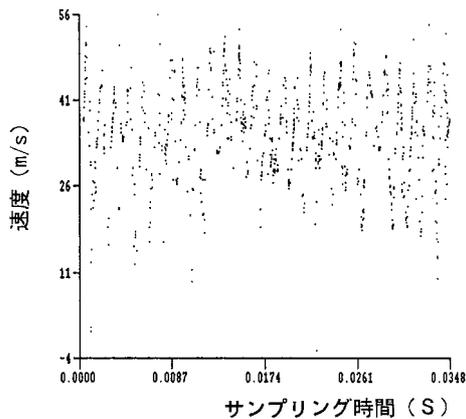


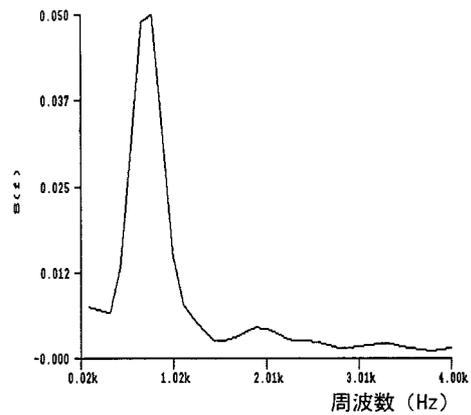
図 19 データサンプル数を変えた場合の速度ヒストグラム ( $X/D = 3.0$ ,  $Y/D = -1.0$ ,  $U_0 = 38$  m/s)

トでは10,000個のデータサンプリング時間が僅か0.25秒である。この時間は低周波帯域の測定には決して十分だとは言いえないかもしれない。本実験においては測定周波数がある程度ははっきりしており、前述の条件で十分と考えた。ただし、メモリーや処理時間を考えれば、サンプリング数は少ない方が良い。 $U_0 = 38 \text{ m/s}$ 、測定位置  $X/D = 3.0$ 、 $Y/D = -1.0$ 、 $\Delta U/U_0 = 24\%$ の実験条件下で、

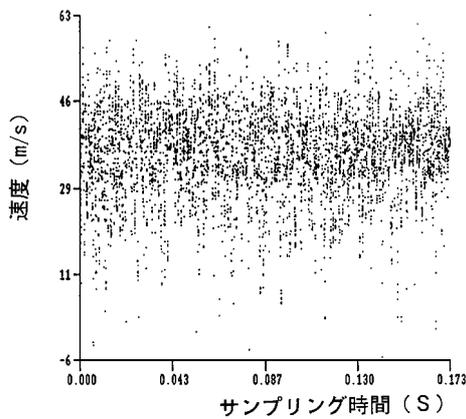
サンプル数1,000個、5,000個、10,000個の場合を比較してみた。図19に速度ヒストグラムを、図20に時系列サンプリングデータを、図21に乱流スペクトルを比較して示した。高乱流域であるため、図19において、平均速度 $U$ および、乱流速度 $\Delta U$ は、それぞれの測定値に若干差が生じている。ヒストグラムの分布状態は、一般的には母集団が多いほど良好な結果が得られることは明らかで、



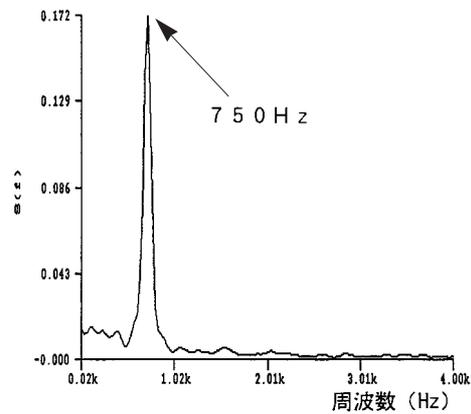
(a) サンプリング数：1,000個



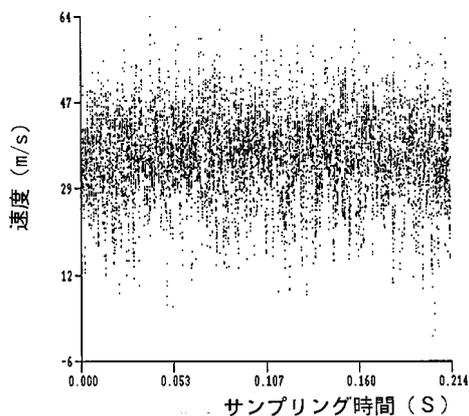
(a) サンプリング数：1,000個



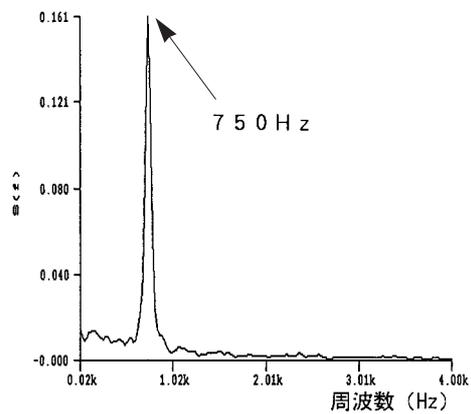
(b) サンプリング数：5,000個



(b) サンプリング数：5,000個



(c) サンプリング数：10,000個



(c) サンプリング数：10,000個

図20 データサンプリング数を変えた場合の時系列データ  
(測定条件：図19と同じ)

図21 データサンプリング数を変えた場合の乱流スペクトル  
(測定条件：図19と同じ)

1,000 個の場合や 5,000 個の場合こうした高乱流域では度数分布が離散的になり、やはり問題があることがわかる。時系列データはいずれもほぼ均一なサンプリング状態を示しており、サンプリングレートは 30 ~ 45 KHz である。しかしもっとも重要なスペクトル解析の結果では顕著な差が生じており、1,000 個の場合は明らかに不適當であることが分かる。5,000 個の場合は 10,000 個とほとんど差はないが、カルマン渦周波数スペクトルのバンド巾において 10,000 個に比べてやや広く周波数分解能の点で若干劣っており、広帯域の乱流スペクトル測定などの実験条件によっては多少問題が生じる恐れがある。これらの結果から、データサンプル数は、高乱流域を考慮すれば 10,000 個以上が必要となる。

3.5 **バンド幅**：高速—高乱流を計測する場合は信号処理器が持つ処理できる速度範囲の決め方が重要である。LDV の速度は次式によって決定される。

$$U = F \times S \tag{1}$$

F：ドプラー周波数 (1/s)

S：速度係数 (干渉縞間隔) (m)

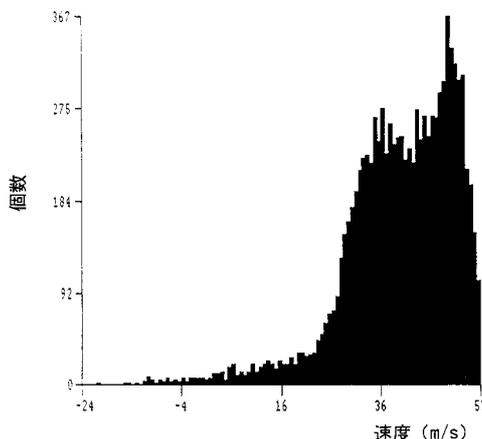
信号処理器は機能上すべてのランダムな周波数にตอบสนองすることが出来ないため、一定のレンジ (中心周波数) を設けそれぞれのレンジで処理できる周波数帯域を設定している。これがバンド幅である。一方、干渉縞間隔はレーザビームの波長および集光レンズの焦点距離によって決定されるが、本実験ではアルゴンレーザの波長 488 nm の光線と、焦点距離 156.4 mm の集光レンズを用いたので、 $S = 2.023 \mu\text{m}$  (表 1) となる。したがって本信号処理器の主なレンジと周波数バンド幅 (速度に換算) と

の関係を表 2 に示す。使用するバンド幅を決定するには、予め速度変動を見積ってレンジを選択した上で測定し、速度のヒストグラムをチェックする。一例として測定位置  $X/D = 1.0$ ,  $Y/D = -0.4$  の高乱流域をレンジ C とレンジ D で測定したヒストグラムを図 22 に示した。レンジ C (図(a)) では明らかにバンド幅からはみ出した情報が存在し、バンド幅の選択が適切でない。本実験では、このようなヒストグラムを常にモニターしながら測定を行い、測定精度の維持に努めた。

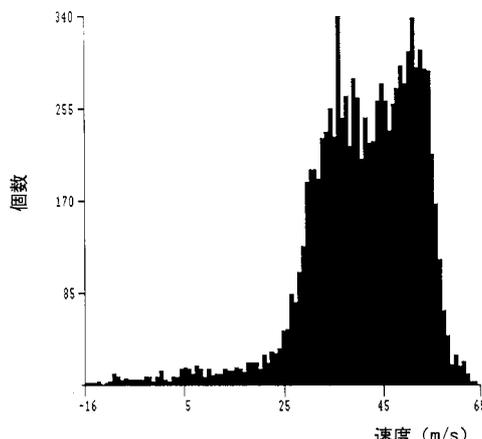
3.6 **信号の S/N 比**：信号処理器には信号の有効、無効を判定する機能がある。無効と判定されるのは、信号の質が悪く処理出来ない場合 (S/N 比が低い) と信号がバンド幅からはみ出ている処理出来ない場合である。信号処理器はこれらの無効信号を除いて、全信号に対する有効信号の割合 (有効比) を表示する。前項で述べたバンド幅の問題は解決していると仮定し S/N 比に着目する必要がある。S/N 比を低下させる要因として、散乱粒子の性状、レーザ光の強度、背景光の影響などがある。S/N 比の低下が具体的にスペクトル計測にどのような影響を

表 2 信号処理器におけるレンジとバンド巾 (速度に換算)

レンジ名	中心速度 (m/s)	バンド巾 (m/s)
A	0	-40.5~40.5
B	8.09	-32.4~48.6
C	16.2	-24.3~56.6
D	24.3	-16.2~64.7
E	32.4	-8.09~72.8
F	40.5	8.09~89.0
G	56.6	16.2~97.1

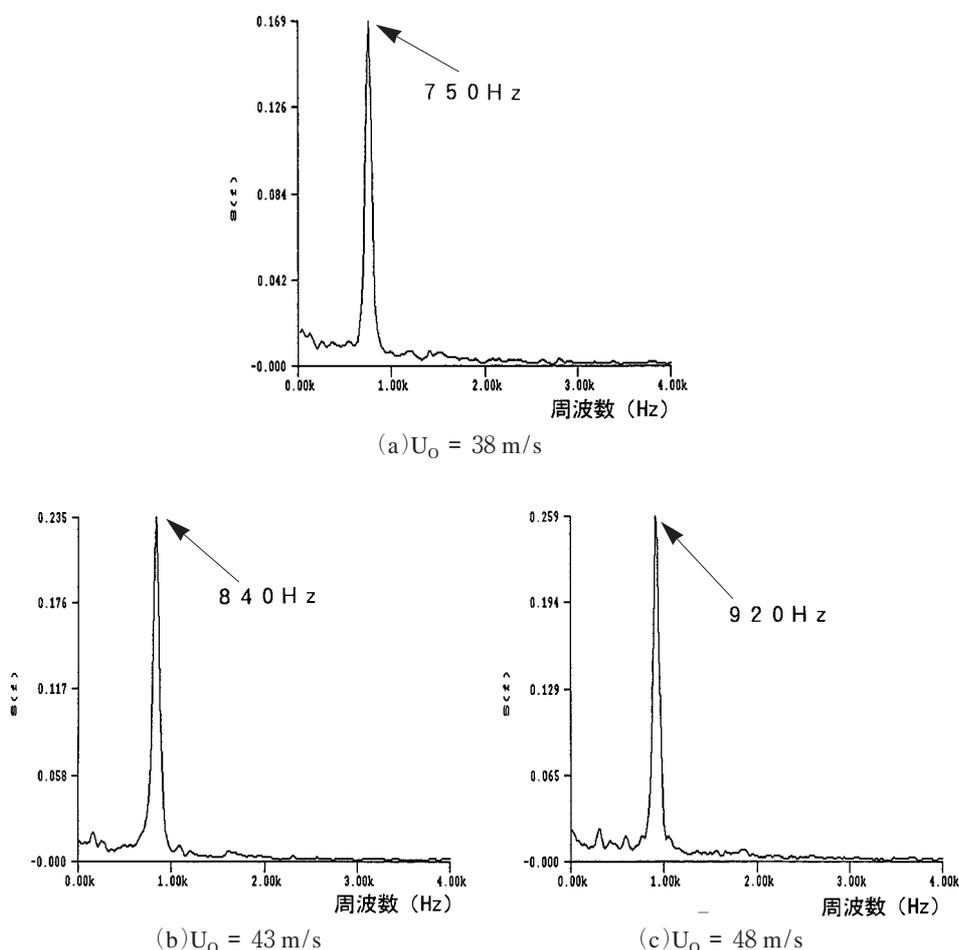


(a) レンジ：C



(b) レンジ：D

図 22 周波数レンジによる速度ヒストグラムの比較  
( $X/D = 1.0$ ,  $Y/D = -0.4$ ,  $U_0 = 38 \text{ m/s}$ )

図 23 主流速度の変化による乱流スペクトルの変化 ( $X/D = 3.0$ ,  $Y/D = -1.0$ )

及ぼすのが定量的に明らかにできなかったが、影響力は大きいことが想定できるので、実験に際しては十分検討する必要がある。本実験では、図 1 に示すように測定窓等を必要としないため実験条件は良く、レーザ光の強度も測定点において 50 mW 程度で十分な S/N 比が得られ、有効比は 95 % 以上を維持するようにした。結果的にはほとんどの測定点で 97 ~ 100 % の条件のもとに測定した。

3.7 スペクトル測定結果の検証：円柱後流のカルマン渦周波数は一定のレイノルズ数の範囲においては次式によって定義される。

$$f = St \times U/D \quad (2)$$

St : Strouhal 数  
 U : 主流速度 (m/s)  
 D : 円柱直径 (m)

したがって、測定されたカルマン渦周波数を Strouhal 数によって整理し、測定結果の妥当性を検証する。もう一つの方法は騒音測定結果すなわち、騒音の主たる要因であるカルマン渦周波数を音圧スペクトルから求めて周波数

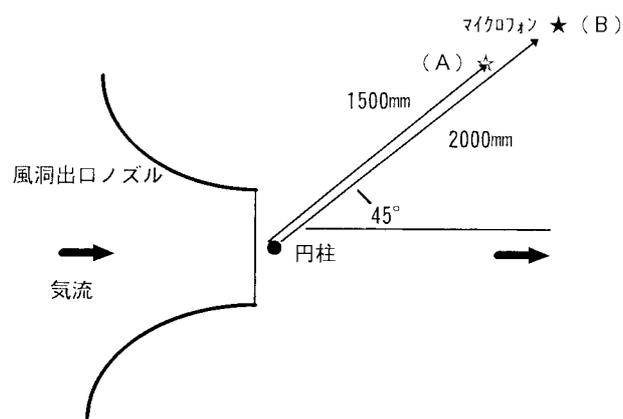


図 24 音圧力スペクトル測定位置

の一致性を検証する。

まず、測定位置  $X/D = 3.0$ ,  $Y/D = -1.0$  において、 $U_0 = 38, 43, 48 \text{ m/s}$  の場合のカルマン渦周波数を測定し (図 23), それぞれから 750, 840, 920 Hz を得た。Strouhal 数を求めると 0.193 ~ 0.197 となった。円柱の表面精度等の影響は考慮していないが、この結果から一応、スペクトル測定結果は正しく速度に追従していると考えられる。

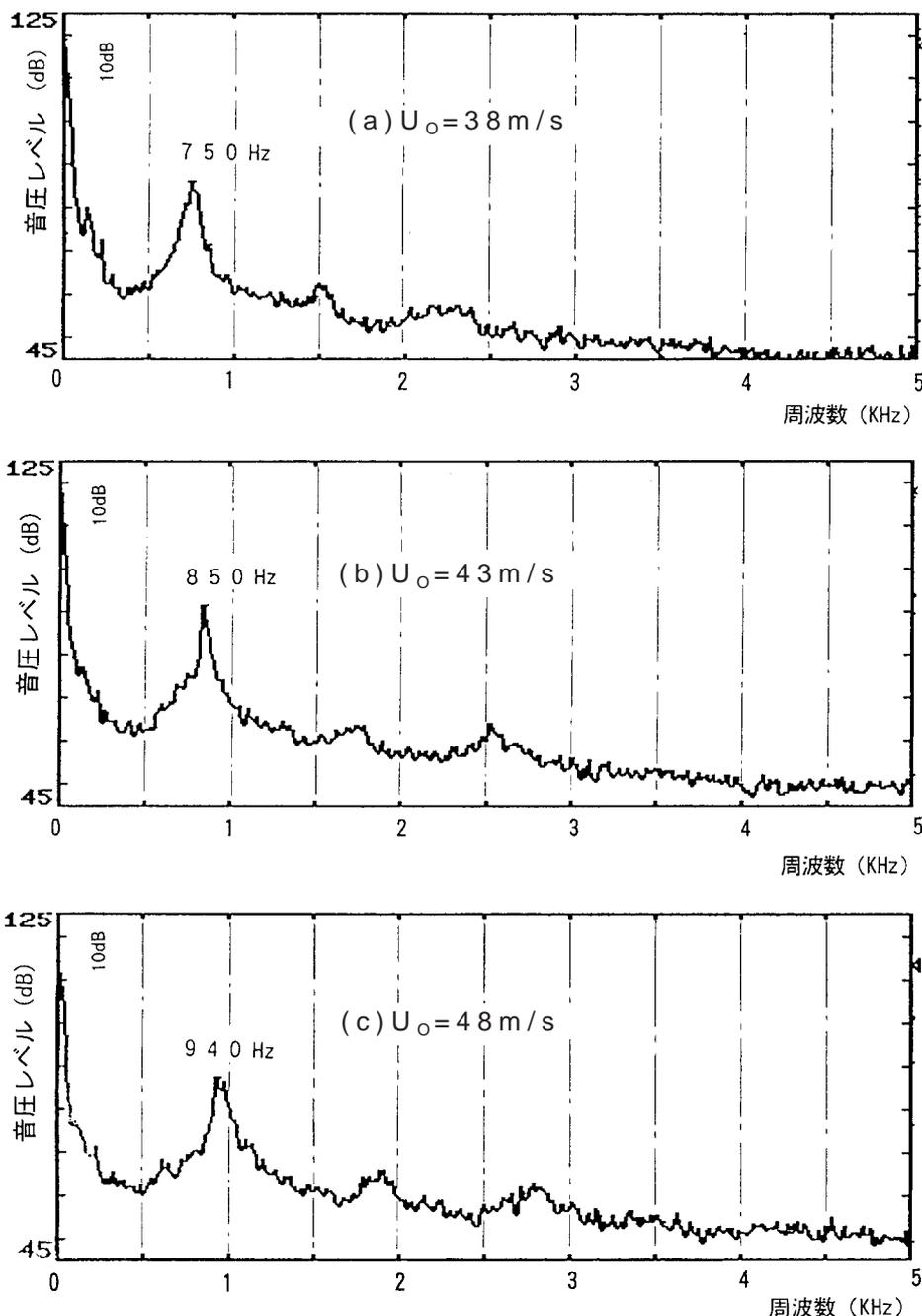


図 25 カルマン渦による乱流音場の，流速による騒音スペクトル変化

表 3 音圧スペクトルと乱流スペクトル測定におけるカルマン渦周波数の比較

	$U_0 = 38 \text{ m/s}$	$U_0 = 43 \text{ m/s}$	$U_0 = 48 \text{ m/s}$
音圧スペクトル	750 Hz	850 Hz	940 Hz
乱流スペクトル	750 Hz	840 Hz	920 Hz

騒音は図 24 に示すように，円柱後流斜め方向 45 度，1.5 m (A 地点) および 2.0 m (B 地点) (床面からの高さはいずれもノズル出口中心) の 2 点で 1/2 インチ コンデンサ - マイクロホンにより測定した。 $U_0 = 38, 43, 48 \text{ m/s}$  について測定した音圧スペクトルを図 25 に示す。

なお，A 地点と B 地点での結果はほぼ誤差範囲だったので一方だけを掲載した。カルマン渦に起因すると考えられる周波数を読み取って乱流スペクトルのカルマン渦周波数と比較した (表 3)。乱流スペクトルの方が全体的に若干低め傾向にあるが，この程度の誤差は音圧スペクト

ル解析上の誤差範囲とも言え、概ね良い一致を示した。

### 3.8 散乱粒子の周波数応答性

乱流スペクトル計測上、散乱粒子の周波数応答性は測定精度上重要な要素である。細川は、流体中に浮遊する粒子の運動方程式から、応答可能な最大周波数性に対する粒径と粒子物質密度の依存性を考察し<sup>6)</sup>、密度が0.2～0.8 (g/cm<sup>3</sup>)においては1ミクロン程度の粒径であれば、ほぼ10 KHz以上でも問題は無いとしており、本実験のように粒子物質の密度が0.8(g/cm<sup>3</sup>)で測定周波数が1 KHz内では、5マイクロン以下の粒径であれば概ね良好な応答性を有していると判断できる結果を示している。本実験に用いたスモークについては粒径を正確に測定する適切な装置が無く、粒径分布の確認は行っていない。本実験ではスモークを一旦大気に噴出した後吸入しており、結果的に大きな粒子は除外されているとも考えられる。測定精度のより一層の向上のために今後の課題としたい。

## 4. まとめ

気流中の物体から発生する乱流と騒音との関連を明らかにする上で必要な非接触・乱流スペクトル測定法を確立するためにLDVによる測定法の研究を行った。低騒音風洞出口に直径10 mmの円柱を設置し、30～50 m/sの気流中で発生するカルマン渦列を主な要因とする乱流音場の測定を試み、測定技術に関する以下のいくつかの重要な指針と測定結果を得た。

1. ファイバーLDVを利用した遠隔計測システムにより、低騒音風洞内の非接触・乱流スペクトル測定法を確立できた。
2. 散乱粒子にスモークを用い、30～50 m/sの気流中で

時間的に概ね均一な時系列データを得、20～45 KHzデータサンプリングレートと1測定点あたり10,000個のデータ処理により良好な乱流スペクトルデータが得られた。

3. スペクトル測定で得られたカルマン渦周波数は、Strouhal数で定義されるカルマン渦周波数と良く一致しかつ、騒音測定で得られた音圧スペクトルのカルマン渦に起因するスペクトル周波数とも良く一致した。
4. 高速気流中の円柱周辺の乱流スペクトル特性が明らかになり、円柱前方および後方でのカルマン渦周波数スペクトルの変化や、二次周波数および100 Hz以下の低周波数帯域スペクトル出現領域などが判明した。

## 5. 参考文献

1. S.Fujii, K.Takeda and H.Nishiwaki; A Note on Tower Wake/Blade Interaction Noise of a Wind Turbine, Journal of Sound and Vibration, Vol.97, No.3, December 1984, pp. 333-336.
2. S. Fujii, H. Nishiwaki and K. Takeda; Noise and Performance of a Counter Rotation Propeller, Journal of Aircraft, Vol.23, No.9, September 1986, pp. 719-724.
3. 西脇英夫, 武田克己, 五味光男, 小林紘, 渡辺実; 航空機等の広帯域騒音低減化に関する研究, 平成4年度環境保全研究成果集, 1992年8月.
4. 谷 一郎; 流れ学, 岩波全書.
5. BURSTware Release 3.1 Upgrade Note, DANTEC 社資料, 1995.
6. 細川茂雄; ラム燃焼器内の流れに関する研究, 博士論文, 神戸大学大学院, 1993年1月.

---

## 航空宇宙技術研究所報告 1346号

平成10年1月発行

発行所 科学技術庁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(0422)47-5911 ㊦182  
印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川2-27-12

---

© 禁無断複写転載

本書(誌)からの複写, 転載を希望される場合は, 企画室調査普及係にご連絡ください。

Printed in Japan