

マルチファン型大型風洞の開発*

(一様アクティブ法により生成される乱流の特性)

小園 茂平*¹, 西 亮*², 宮城 弘守*³
甲斐 賢一郎*⁴, 尾澤 健太*⁵, 義岡 誠*⁶

Development of a Large-Scale Wind Tunnel of Multi-Fan Type (Characteristics of Turbulent Flow by a Uniformly-Active Method)

Shigehira OZONO*⁷, Akira NISHI, Hiromori MIYAGI,
Kenichirou KAI, Kenta OZAWA and Makoto YOSHIOKA

*⁷ Department of Applied Physics, Miyazaki University,
1-1 Gakuen-Kibanadai-Nishi, Miyazaki-shi, Miyazaki, 889-2192 Japan

In an attempt to simulate both large-scale and high-intensity turbulence within a limited entry length, an innovative wind tunnel of "multi-fan type" is developed. The airflow is driven by an array of fans (9 columns×11 rows), each of which is independently controlled by a computer. Details of the wind tunnel were introduced, and two typical methods ("uniformly-active" and "quasi-grid" methods) were applied to drive the wind tunnel. Comparison with the quasi-grid method revealed the spatial structure of the turbulent flow generated by the uniformly-active method.

Key Words: Active Turbulence Generation, Multi-Fan Wind Tunnel, Turbulence Scale, Turbulence Intensity

1. 序

機械工学や土木・建築学では強乱場を対象とする場合が多い。その際、風洞を使って所要の乱流環境を作り出し、実際にどのような流動特性をとるかを調べることは有効な方法の一つである。風洞の大きさには自ずと制約があるので、できるだけ短い助走距離で効率的に所要の乱れスケールと強度を両立させたいという要望がある。これまでに、乱れを生成するために、「静的な方法」と「動的な方法」が試みられてきた。静的な方法としては、測定部上流に格子（「乱流生成格子」）を固定し後流の乱れを利用する方法が広く用いられている。この方法では、十分大きな乱れスケールと強度を持つ乱流を限られた大きさの風洞中で実現することは困難である。さらに、静的な方法では境界層などの平均プロファイル特性をねらい通りに作ることもむずかしい。

静的な方法の限界を克服するために、何らかの攪拌機構で乱れのエネルギーを注入するという動的な方法が試みられてきた。境界から離れた領域での等方的な乱流については次のような研究がなされている。Gad-El-Hak と Corrsin⁽¹⁾は、管列を水平に設置し後流に乱れを発生させ、その管中にも気流を通し噴流を射出させ乱れを助長した。Ling と Wan⁽²⁾は水槽中で、短い水平棒群を、鉛直柱群の軸まわりに振動させ流れを攪拌し弱い乱れを生成した。先行するこれらの研究は等方性の点で問題がある。これに対し Makita⁽³⁾は、多数の三角板を、鉛直・水平方向に設置された柱群の軸まわりに振動させ、3次元的に気流を攪拌し大きな乱れスケールと強度を持つ準等方的乱流を達成した。

いっぽう、地上構造物や風環境を対象とする分野では大気乱流をシミュレートする立場から乱流生成が行われてきた。例えば、Cermak⁽⁴⁾, Kobayashi と Hatanaka⁽⁵⁾は橋梁の模型実験のために、翼列や平板列を使って大きなスケールの乱れを2次元的にシミュレートした。目的は構造設計に限定的であるが乱流の本質的な特性のみを抽出するという思い切った試みであり注目に値する。Teunissen⁽⁶⁾は、比較的小さな測定部（縦 0.2 m×横 0.2 m）を持つ風洞の上流の一面

* 原稿受付 2003年4月18日。

*¹ 正員, 宮崎大学工学部(☎ 889-2192 宮崎市学園木花台西1-1)。

*² 正員, 宮崎大学名誉教授。

*³ 正員, 東北大学流体科学研究所。

*⁴ 西都市役所(☎ 881-0015 西都市聖陵町2-1)。

*⁵ OKIソフト(株)(☎ 812-0018 福岡市博多区住吉2-2-16)。

*⁶ 荏原フィールドテック(株)(☎ 251-8502 藤沢市本藤沢4-2-1)。

E-mail: ozono@phys.miyazaki-u.ac.jp

に配した管束 (64 本) から噴流を射出し乱れを生成した。各管からの流量を調節することで適当な流下した後、大気境界層に相似な速度プロファイルを作成した。ほとんどの乱流生成法が流体駆動→一様流→攪拌という方式をとるのは違い、この方法は流体駆動から直接、変動を生み出すという点でユニークである。しかし、その駆動には大きな電力を要するなど、実用的な風洞にはなお困難が伴いそうである。

我々が開発したマルチファン型風洞も、一様流への迂回を経ず、流体駆動から直接、変動を生み出す点で Teunissen の方法と同様であるが、マルチファン型風洞では流体を駆動するのは面内縦横に並べられた多数のファンであり運転は比較的容易である。これは、いわば“デジタル風洞”とも言えるもので、空間的にも時間的にも大きな自由度を持つ。時間的には非定常な制御信号を与え、空間的にはファンごとに制御信号の振幅と位相のヴァリエーションを与えることで多様な乱流場を生成できる可能性がある。

本論文の目的は、この新しく開発されたマルチファン型風洞の詳細の紹介とその基本的な制御法 (ここでは“一様アクティブ法”と呼ぶ) により生成される流れの特性を明らかにすることである。従来の乱流格子生成法の自然な拡張である“擬似格子法”により生成される乱流との比較を通じて一様アクティブ法による乱流生成の課題を明確化したい。本風洞は以前に試験的に開発した風洞⁽⁷⁾⁽⁸⁾による知見をふまえて実用的な模型実験にも利用できるよう整備拡張した。また、以前の風洞では測定部の長さは一定であったが本風洞ではいろいろな長さが可能である。このような差異が気流の性能にどのような影響を及ぼすかに注目した。

2. 実験装置および方法

2.1 風洞装置の概要と測定方法

2.1.1 風洞装置 マルチファン型風洞は図 1 に示す立面図のような開放型押し出し式の風洞である。その最大の特徴は、気流を多数のファンで駆動することである。扇形にひろがった送風部入り口の面内に、図 2(a) (図 1 の⇒方向に撮影) のような 99 個 (縦 11×横 9) のファンを配した。これらのファンは固定ピッチの軸流送風機であり、外径 270 mm の 4 枚の動翼、直後には 7 枚の静止翼を持つ。ファンは AC200V サーボモーター (出力 750W) に直づけされ、それぞれが独立にパソコンで回転数制御される。その運転方法の概念を図 2(b) に示す。

パソコンで作られた信号に従いファンが駆動され生じた気流は隔壁で四面を囲われたダクトを通り独立し

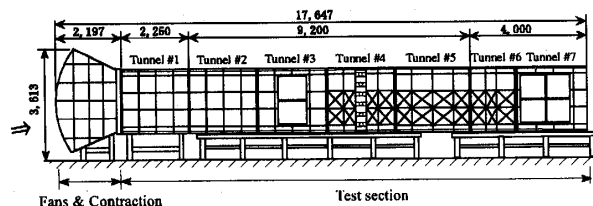


Fig. 1 マルチファン型風洞立面図

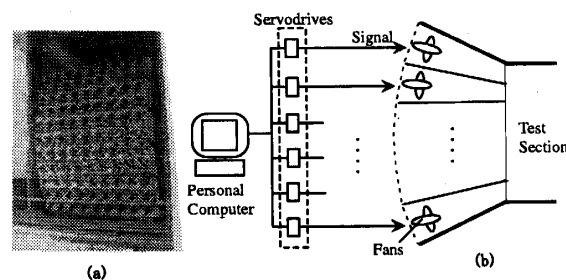


Fig. 2 (a) 上流外気取り入れ口のファン群. (b) マルチファン型風洞概念図.

て縮流され、最終的にハニカム (外径 30 mm, 長さ 212 mm) で整流され測定部に至る。整流金網は使用していない。曲率が大きいダクトにはコーナーペーンを取り付けた。これらモーター→ファン→ダクトの一連の機構が“送風ユニット”となり、それらの集合が送風部を形成している。縮流比は平均して 1:1.8 である。それぞれのダクトの出口 (すなわち、測定部入り口) における寸法は、水平長さ $M_y = 282$ mm, 鉛直長さ $M_z = 164$ mm である。以下の記述では、座標軸は測定部入り口面と床面との交線の中心を原点とし、下流方向を X , 水平方向を Y , 鉛直方向を Z とした。これに対応し、速度成分は $(U+u, v, w)$ で表わし、 U は主流平均流速, (u, v, w) は変動成分である。

測定部は 7 個の可搬胴を組み合わせて構成し、いろいろな長さの測定部長さ D が実現できる (最長 15.5 m)。断面の大きさは横 2.54 m×縦 1.80 m である。風洞内には 2 次元トラバース装置が設置されており、 $Y-Z$ 面内は遠隔操作でセンサーを所定の位置へ移動できる。

変動風速の測定には熱線流速計 (Kanamax CTA-1011), プロブは I 型 (同 Model 1210), X 型 (同 Model 1241) を用いた。これらプロブの受感部長さは 1.0 mm であった。信号は A-D 変換ロガーでパソコンに取り込み数値解析を行なった。サンプリング周波数は、おもに 10^4 Hz に設定した。スペクトル解析は高速フーリエ変換 (FFT) を用いた。特に断りがない場合は、風路断面中心における計測値をその断面での流れ特性の代表とした。

擬似格子法では、生成された乱流場が局所等方的で

あると仮定して散逸率 ϵ を次式で求めた⁽⁹⁾。

$$\epsilon = C(3u_1^2/2)^{3/2}/l_0 \quad (1)$$

ただし、 $C=0.52$ (定数)、 $u_1^2 = (u'^2 + v'^2 + w'^2)/3$ で与えられる。 (u', v', w') は変動成分 (u, v, w) の rms 値、 l_0 はエネルギーを含む渦のスケールである。ここでは等方性から $u_1 = u'$ 、 $l_0 = L_x$ (主流方向乱れスケール) と置きその値を見積もった。テラーのマイクロスケールは次式で求めた⁽¹⁰⁾。

$$\lambda = (15u_1^2\nu/\epsilon)^{1/2} \quad (2)$$

ここに、 ν は動粘性係数である。これより、乱流レイノルズ数 Re_λ は次のようになる。

$$Re_\lambda = u_1\lambda/\nu \quad (3)$$

2.1.2 ノイズ対策 この風洞ではファンに対応したサーボモータードライバが 99 個の多数に及ぶ。したがって、電磁波対策が肝要であった。パソコン、計測機器、トラバサ操作盤などを納める“計測室”を風洞側面に設置した。その屋上にサーボモータードライバをまとめて収納した。計測室の屋根には鋼製波板を使用し、サーボモータードライバ自体は鋼製のケースに収め電磁波を遮蔽した。その他ほとんどの配線は鋼製管やシールド管に納めた。信号用ケーブルには RS-422 を、計測器間をつなぐ BNC ケーブルには 3 層構造のシールドタイプを使用した。

2.2 制御方法

2.2.1 一様流の生成 $X = 10.0$ m を基準面に選び、 $U = 8.0$ m/s の一様流の生成を試みた。全ての送風ユニットが理想的に同一の機能を備えているなら、全モーターに同一電圧を入力して定常運転すれば、一様流が得られるはずである。しかし、実際には有意な非一様性が現れたので、それぞれの送風ユニットの特性に合わせて、適宜、入力信号のゲイン調整を行なった。その結果、風洞壁面付近を除き、平均流速は $\pm 2.0\%$ 以下の非一様性、乱れ強度 $I (= u'/U)$ は 2.0% 以下の特性を達成した。このような一様流の調節の後、 $X = 10.0$ m の断面中心でファンの回転数と風速の関係を調べた。ここには示していないが、回転数が約 4200 rpm ($U = 16.0$ m/s に対応) まで非常に良好な直線性が得られた。

2.2.2 一様アクティブ法 以下で説明する制御法はすでに試験的な風洞でも採用されておりマルチファン型風洞では最も基本的と思われる^{(7) (8)}。本論文の新しい大型風洞にもこの方法を適用し、生成される乱流の特性を調べることにする。

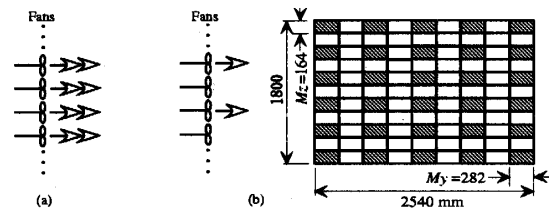


Fig. 3 (a) 一様アクティブ法. (b) 擬似格子法: 駆動ファンと非駆動ファンの配置. 灰色, 駆動; 白, 非駆動. 数値は測定部入り口面でのダクトの寸法を表わす.

この制御法の起点はパワースペクトルである。自然風をよく記述していると言われる次のカルマンの式を使用した⁽¹¹⁾。

$$S(f) = 4I^2L_xU \left[1 + 70.8(fL_x/U)^2 \right]^{-5/6} \quad (4)$$

目標となる平均風速 $U \equiv U_{tar}$ 、乱れスケール $L_x \equiv L_{tar}$ 、乱れ強度 $I \equiv I_{tar}$ を上式に代入し、目標パワースペクトル $S_{tar}(f)$ を求め、それを逆フーリエ変換し流速時系列が生成される。パワースペクトルでは位相情報が欠落しているため、区間 $[-\pi, \pi]$ の範囲で擬似乱数を発生させこれを位相成分として与え、時系列を決定する。この時系列に比例する信号を全てのファンに一律に入力し、流れ方向変動を生成する (図 3(a))。本論文では、このような乱流生成方法を“一様アクティブ法”と呼ぶ。

この方法では決定論的に変動を作り出そうとしているので“乱流”という用語は必ずしも適切でない。しかし、一定の乱れ特性を目標に作られた流れと言う意味で特に区別しなかった。

正弦波信号を入力し周波数応答特性を調べると、1.0 Hz ですでに振幅も位相もかなりの劣化が見られる (図 4, 5 参照)。これを改善するため、入力信号の修正を行なう。風洞を制御理論で言うところの“1 次遅れ系”⁽¹²⁾と見なし、次のような周波数応答関数を当てはめる。

$$G(f) = \left[1 + (f/f_B)^2 \right]^{-\gamma/2} \quad (\gamma = g/20) \quad (5)$$

ここに、 f_B は折れ点周波数と呼ばれ、式 (5) と実際の応答曲線と比較し評価される。 g はゲイン低下を表わす経験的な定数で、20 dB/dec なら理想的な 1 次遅れ系に一致する。この $G(f)$ を使い目標スペクトル $S_{tar}(f)$ は $S_{mod}(f)$ に、次のように修正される。

$$S_{mod}(f) = S_{tar}(f)/G^2(f) \quad (6)$$

このような修正法を“ゲイン修正法”と呼び、詳細は文献^{(7) (8)}を参照されたい。

2.2.3 擬似格子法

用いた風洞の駆動部はファンが99個からなり、それぞれ駆動・非駆動いずれの状態も可能である。この特長を活かして、駆動ファンと非駆動ファンを図3(b)のように格子状に配置し、駆動ファンのみを定常運転し、縮流部出口直後のせん断不安定を利用し乱れを生成した。このような方法を“擬似格子法”と呼ぶことにする。格子乱流に準じた特性を持つものと予想され、一様アクティブ法との比較に用いた。擬似格子法では全てのケースで $U_{tar} = 8.0$ m/s に相当する信号を駆動ファンに一律に入力した。測定部入り口面で駆動ファンにより気流が生じている部分の比率は図3から $30/99 \sim 0.3$ となり実際の流速は $0.3U_{tar}$ 程度であった。この方法では測定部長さ D は常に最長の $D = 15.5$ m とした。

3. 風洞の周波数応答特性

一様アクティブ法で正弦波形の信号を入力、風洞内に実現される気流変動を出力と見なす時、一つのシステムとして風洞の周波数応答特性を定義できる。本研究では正弦波信号の振幅は平均流速の20%に設定した。下流風路端から1.5m上流地点(風路中心)で気流を計測した。気流変動の振幅と位相は時系列データに正弦波を最小自乗法で当てはめて見積もった。

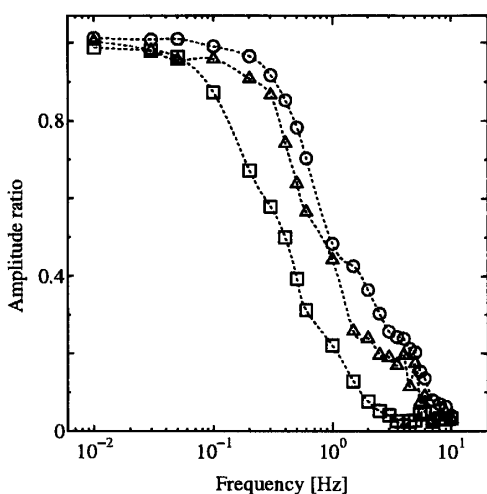


Fig. 4 測定部長さが周波数応答に及ぼす影響。□, $D = 11.5$ m; △, 6.6 m; ○, 4.5 m. $U_{tar} = 7.0$ m/s

図4は測定部長さが応答特性に及ぼす効果を示す。ここでは、平均流速は $U_{tar} = 7.0$ m/s に固定した。まず、 $D = 4.5$ m の測定部長さに着目すると、振幅は約0.3 Hzまでフラットな特性を保つが、それを越えると急速に低下する。図4から明らかなように、測定部長さが長くなるにつれて応答特性が劣化している。言い換えると、測定部に含まれる空気の種類が応答には本質的と思われる。一様アクティブ法では風洞内に含ま

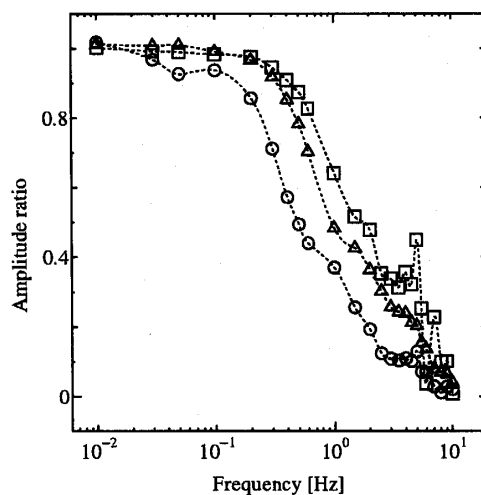


Fig. 5 風速が周波数応答に及ぼす影響。□, $U_{tar} = 10.0$ m/s; △, 7.0 m/s; ○, 4.0 m/s. $D = 4.5$ m

れる空気が一塊りのブロックとして押し出されるような流れになり、その慣性力により駆動系が即応しきれなくなるものと推測される。

さらに、平均風速が応答特性に及ぼす効果を調べた。測定部の長さ $D = 4.5$ m に固定した。図5に示されているように、平均風速が増加するにつれて応答特性が改善され、 $U_{tar} = 10.0$ m/s では約0.5 Hzまでフラットである。菊川⁽¹³⁾は、同様の風洞を使いステップ状の入力信号に対する気流の応答特性を測定し、平均風速が高いほど応答が良好であると報告している。本研究の結果もこれに符合している。なお、高周波数の細かな変化は観測された流速に正弦波を当てはめる際に生じた数値的な誤差による。以上をまとめると、測定部が短いほど、平均風速が大きいくほど応答性には有利であると言える。

風洞全体のシステムとして忠実に制御される周波数 f には次のような限界 f_w がある。

$$f \leq f_w \quad (7)$$

図4, 5の標準的に使用される範囲内の有利な条件下で $f_w \sim 0.5$ Hzであった。

マルチファン型風洞では、パソコンでデジタル処理し入力波形を作り、それを原信号としてモーターを動かしている。したがって、信号を入力する時点で離散化誤差を伴う。この条件で生成可能な最大周波数を f_m 、入力信号の時間刻みを Δt_m とすると、次のような制限も加わることに注意しなければならない。

$$f \leq f_m \sim 1/(2\Delta t_m) \quad (8)$$

現在のシステムでは、モーターの追従能力、付加空気力によるファンの応答低下などを勘案し $\Delta t_m = 0.02$ s

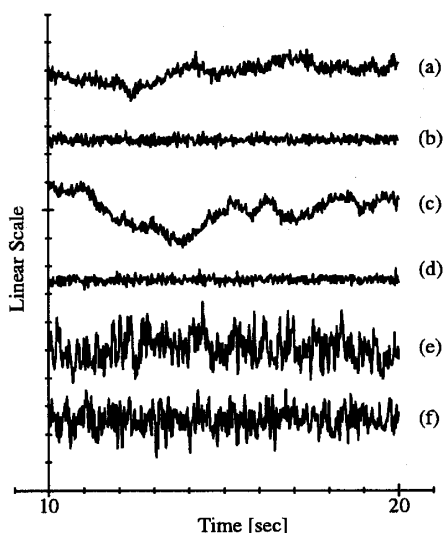


Fig. 6 速度変動の時刻歴. (a-d) 一様アクティブ法: $L_{tar} = 3.0\text{ m}$, $U_{tar} = 8.0\text{ m/s}$, $X/M_z = 30.5$; (a,b) $I_{tar} = 5.0\%$; (c,d) $I_{tar} = 10.0\%$. (e,f) 擬似格子法: $I = 12.7\%$, $L = 0.12\text{ m}$, $U = 3.0\text{ m/s}$, $X/M_z = 30.5$. (a,c,e) u 成分; (b,d,f) w 成分. (a,b), (c,d), (e,f) の各組は同時計測である.

としており, $f_m \sim 25\text{ Hz}$ となる. f_w はゲイン修正法により改善されるが, その場合も f_m の制約を越えて改善されることはない.

4. 結果と議論

4.1 気流変動の時刻歴 一様アクティブ法と擬似格子法によって測定された主流方向変動速度 u と, 鉛直方向変動速度 w の典型的な時刻歴を図6に示す. この時, サンプル時間間隔は 0.02 s (サンプル周波数 50 Hz) であり, 鉛直方向変動速度 w は v と統計的に同等と考え w で代表させた. 一様アクティブ法による時刻歴は u と w の変化の様子が明らかに異なる. (a),(c) の u は長周期の乱れに細かな乱れが乗っているように見える. (a) と (c) を比較すると, I_{tar} が増加すると長周期の変動幅が大きくなるのが分かる. w の変動幅は u の長周期の変動幅に比較しかなり小さく, あまり I_{tar} の影響を受けないように見える. 擬似格子法では u も w も同様な時刻歴を示しており, 等方的な乱れであることを示唆している.

4.2 パワースペクトル 図7に, 一様アクティブ法におけるゲイン修正の前後の u 成分パワースペクトルを示す. この時, サンプル周波数は 10^4 Hz とした. 修正前は約 0.3 Hz までしか目標に近いスペクトル振幅が得られていないが, 修正後は約 5 Hz まで目標に近いスペクトルが達成され, 修正前に比べかなり改善されている. u 成分に関しては一様アクティブ法

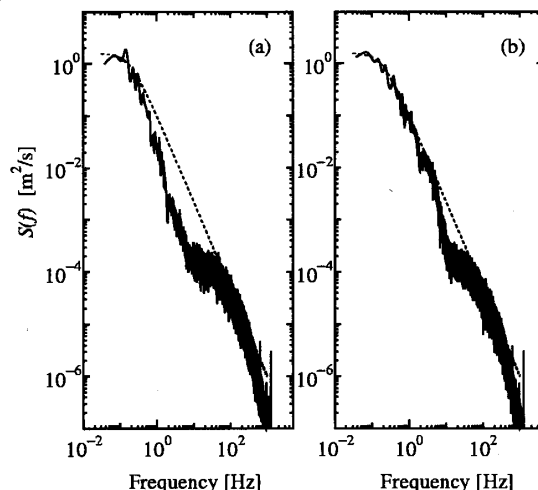


Fig. 7 ゲイン修正法によるパワースペクトルの改善. (a) 修正なし: $I_{tar} = 10.0\%$, $L_{tar} = 3.0\text{ m}$, $U_{tar} = 8.0\text{ m/s}$, $X/M_z = 30.5$, $D = 6.6\text{ m}$. (b) 修正あり: $f_B = 0.4\text{ Hz}$, $g = 25\text{ dB/dec}$. 実線, 実測データ; 波線, 目標スペクトル.

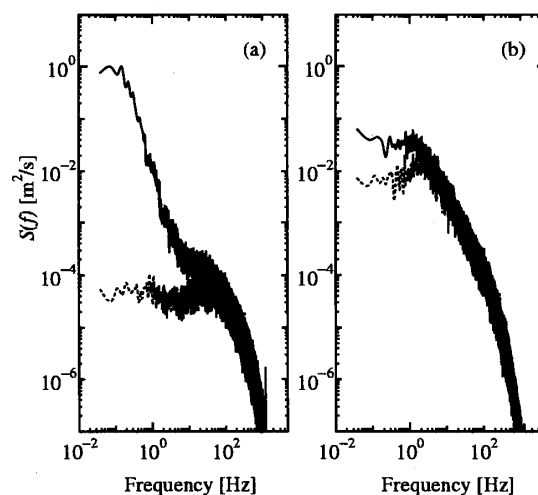


Fig. 8 運転方法によるパワースペクトルの比較. (a) 一様アクティブ法: $I_{tar} = 10.0\%$, $L_{tar} = 5.0\text{ m}$, $U_{tar} = 8.0\text{ m/s}$, $X/M_z = 30.5$, $D = 15.5\text{ m}$. (b) 擬似格子法: $U_{tar} = 8.0\text{ m/s}$, $X/M_z = 30.5$. 実線, u 成分; 波線, w 成分.

はゲイン修正法と組み合わせてかなり目標パワースペクトルに近づけることができる. すなわち, 空間内のある1点で観測すれば低周波数の u 成分の時間変動を忠実に再現するものと言える.

図8は, 一様アクティブ法と擬似格子法による気流の u 成分と w 成分のパワースペクトルの比較を示す. 図7の目標スペクトルとの比較で明らかなように, 一様アクティブ法の u 成分パワースペクトルでは, 数 Hz 付近に窪みが見られ, この前後で気流の性質が大きく異なるものと思われる. 式(7)や(8)から, 低周波数

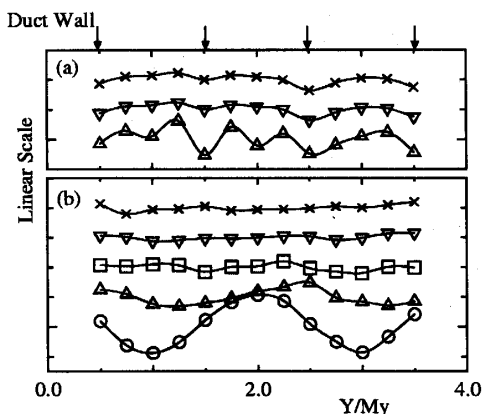


Fig. 9 平均流速分布の下流方向変化。(a) 一様アクティブ法: Δ , $X/M_z = 24.4$; ∇ , 42.7; \times , 61.0. $D = 15.5$ m. (b) 擬似格子法: \circ , $X/M_z = 18.3$; Δ , 24.4; \square , 30.5; ∇ , 42.7; \times , 61.0. $Z/M_z = 4.5$ で水平方向に計測。

域は一様アクティブ法の制御による寄与が、高周波数域は、制御過程の中で付随的に発生した細かな乱れの寄与（例えばファンの回転による乱れ）が支配的であると考えられる。なお、低周波数域の積分を行えば制御による寄与分をおよそ見積もれるが、その値は目標スペクトルのパラメータに依存するであろう。

擬似格子法では乱流の小規模運動に普遍的に現われる連続的なスペクトル分布形状をしており、コルモゴロフの $-5/3$ 乗則に従う範囲は少なくとも2桁程度にまたがっていることが分かる。ちなみに、擬似格子法では、マイクロスケールとそれに基づくレイノルズ数は、 $X = 30.5M_z (= 5.0$ m) で $\lambda = 8.7$ mm, $Re_\lambda = 270$, $X = 60.1M_z (= 9.8$ m) で $\lambda = 16.4$ mm, $Re_\lambda = 217$ であった。

同図の一様アクティブ法では、低周波数領域において w 成分のスペクトルレベルは u 成分のそれに比べて著しく小さいことが特に注目される。このことは、一様アクティブ法で生じた流れは異方性が顕著であることを示している。いっぽう、擬似格子法ではスペクトルの両成分間のレベル差は小さく、従来の格子乱流のような特性を示している。

以上のスペクトル特性の検討から、一様アクティブ法による乱流の空間構造は従来の格子乱流のそれとかなり異なることを予想させる。これまでのアクティブ乱流生成の研究では点計測が一般的であり、広い範囲に及ぶ空間構造の検討が十分行なわれてこなかった(4)(5)(7)(8)。一様アクティブ法による空間構造をさらに明確にするために行なった計測結果を次に示す。

4.3 乱流特性の下流方向への変化 図9はいろいろな流下位置における平均流速の水平分布を示す。一

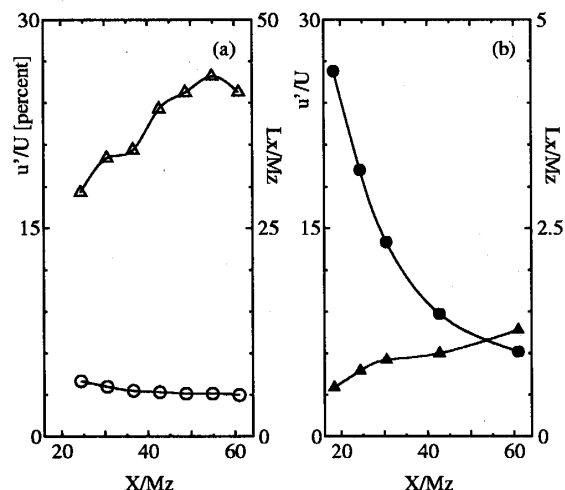


Fig. 10 乱れ強度、乱れスケールの下流方向変化。(a) 一様アクティブ法: \circ , 乱れ強度; Δ , 乱れスケール; $I_{tar} = 5.0\%$, $L_{tar} = 3.0$ m, $U_{tar} = 8.0$ m/s, $D = 15.5$ m. (b) 擬似格子法: \bullet , 乱れ強度; \blacktriangle , 乱れスケール; $U_{tar} = 8.0$ m/s.

様アクティブ法では、 $X/M_z = 24.4$ ではダクト壁に対応する位置で明らかに低速化している。 $X/M_z = 61.0$ ではほぼ一様な分布となっているが、ダクト壁の影響は有意に見られる。すなわち、一様アクティブ法では上流の境界条件がかなり下流まで残存しがちである。いっぽう、擬似格子法では、 $X/M_z = 18.3$ において、駆動ファンと非駆動ファンの風速差が反映し速度プロファイルに凹凸が生じている。しかし、 $X/M_z = 30.5$ では急速に均一化している。図10は乱れ強度やスケールの下流方向への変化を表わす。擬似格子法ではダクト直後の強い混合の後、急速に乱れが減衰し、乱れスケールは下流方向にわずかに増加している。このような特性は格子乱流で典型的に観測される⁽¹⁰⁾。いっぽう、一様アクティブ法では乱れ強度は下流方向に $I_{tar} = 3\%$ に近い一定の値をとった。一様アクティブ法の乱れスケールは目標の $L_{tar}/M_z = 18.3$ よりかなり大きな値をとっている。その原因は、この計測では下流方向の変化を調べるため測定部長さを長くとったので応答性が悪くなり、高周波数域の寄与が小さくなるためと思われる。なお、乱れスケールは、時刻歴から相関係数を求め積分して評価した。

乱流エネルギーの減衰を周波数領域で明らかにするため下流方向のいくつかの地点でスペクトルを計測した。図11にその結果を示す（同図では比較を明瞭にするため得られたスペクトルの5点移動平均を行なった）。擬似格子法では下流に行くほどスペクトルレベルの有意な減衰が見られるが、一様アクティブ法の減

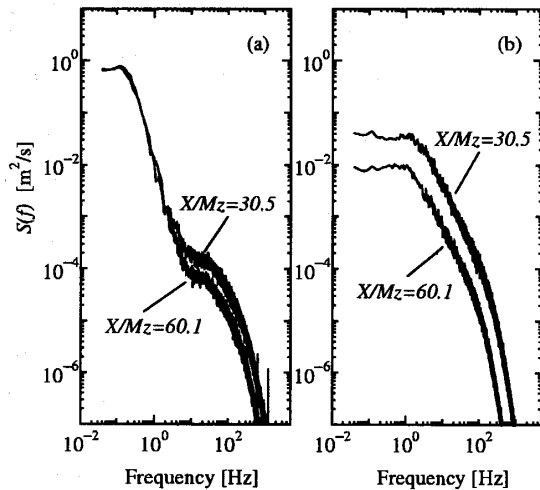


Fig. 11 運転方法による乱れの減衰の比較。(a) 一様アクティブ法: $I_{tar} = 10.0\%$, $L_{tar} = 5.0\text{m}$, $U_{tar} = 8.0\text{m/s}$, $D = 15.5\text{m}$ 。(b) 擬似格子法: $U_{tar} = 8.0\text{m/s}$

衰は小さく、特に低周波数域では二つの地点のスペクトルはほぼ重なっている。これらのことは図10のそれぞれの制御方法の乱れ強度の変化によく対応している。

乱流の異方性の尺度として u'/w' を考える。図12に u'/w' の下流方向変化を示す。擬似格子法では、 $u'/w' = 1.1 \sim 1.2$ を示し、準等方的である。これに対し、一様アクティブ法では、 $I_{tar} = 5.0\%$ の時 $u'/w' = 3.0 \sim 4.5$, $I_{tar} = 10.0\%$ の時 $u'/w' = 5.5 \sim 8.0$ と高値をとることが注目される。 u'/w' に対し、 I_{tar} と L_{tar} の両方の効果が見られる。 I_{tar} が大きいほど、また L_{tar} が大きいほど u'/w' は大きくなる傾向がある。 I_{tar} の効果は、図6の時刻歴で、 I_{tar} を大きくすると w 成分に変化はあまり見られないが u 成分が増幅していることと整合している。これを言い換えると、一様アクティブ法で入力された u 方向変動は流れ方向に直接反映されるということである。さらに、図8(a)の低周波数域では制御を原因とする u 成分が w 成分よりはるかに大きく、非等方性の原因が風洞内気流の u 方向への直接的応答すなわち脈動にあることを示唆している

図13は、主流成分 u の空間相関係数 R をダクト出口直後 ($X = 6.1M_z = 1.0\text{m}$) の固定点とさまざまな下流地点間で計測したものである。擬似格子法ではダクト出口直後では $R \sim 0.3$ だが、流下とともに急速に低下している。いっぽう、一様アクティブ法ではダクト直後のかなり高い値を測定部全長にわたって保ち続ける。例えば、 $I_{tar} = 10\%$ の場合には $R = 0.8 \sim 0.9$, $I_{tar} = 5\%$ の場合には $R = 0.6 \sim 0.7$ の高い相関係数

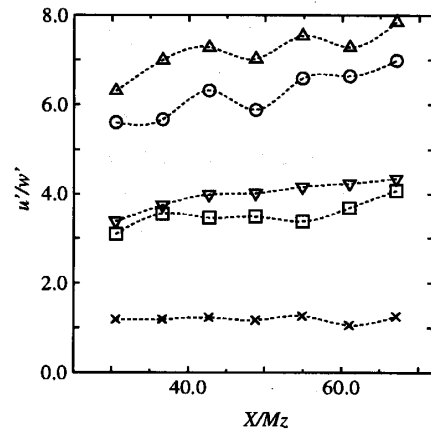


Fig. 12 非等方性の下流方向変化。一様アクティブ法: \circ , $I_{tar} = 10.0\%$, $L_{tar} = 3.0\text{m}$; \triangle , $I_{tar} = 10.0\%$, $L_{tar} = 5.0\text{m}$; \square , $I_{tar} = 5.0\%$, $L_{tar} = 3.0\text{m}$; ∇ , $I_{tar} = 5.0\%$, $L_{tar} = 5.0\text{m}$. $U_{tar} = 8.0\text{m/s}$, $D = 15.5\text{m}$. 擬似格子法: \times , $U = 3.0\text{m/s}$.

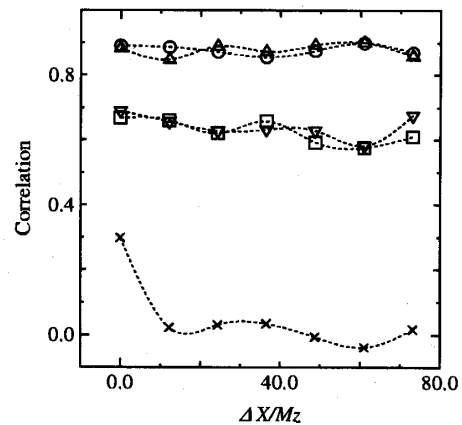


Fig. 13 空間相関の下流方向変化。記号は図12と同様。

を示している。高い空間相関は測定部内の気流が一体として運動することを示している。一様アクティブ法により生成される流れは測定部内の流体が一体として動くような流れ、すなわち、脈動成分が卓越した流れであると考えられる。図11(a)に示されるように、一様アクティブ法の u 成分スペクトルの減衰が小さいこともそのような考えを支持している。一様アクティブ法によって生成される流れはある1点で観測すれば低周波数の u 成分の時間変動を忠実に再現するが、流れの各瞬間で広域的な空間構造を考えると、脈動成分が卓越した渦構造に乏しい流れと考えられる。したがって、構造物のある面に及ぼすバフエティングの効果を調べる場合などには妥当であるが、物体から放出されるせん断層や大規模渦と近寄り流の乱れとの相互干渉を知りたい時などは、渦の効果が無視できない

ので結果の解釈には注意を要する。

マルチファン型風洞は空間的にも時間的にも大きな自由度を持つが、時間的な制御のみに頼るのでは3次元性の欠如など乱流としては物足りない点がある。しかし、制御信号の振幅と位相の空間的なヴァリエーションに目を転じると、これが引き起こすせん断不安定による自律的な乱れの活用という可能性が残っている。このような方法の発展・整理が今後の課題の一つと思われる。

結 論

大型のマルチファン型風洞を開発しその詳細を述べ、典型的な制御方法である一様アクティブ法を従来の格子乱流と同様な乱れを生成する擬似格子法と比較し、生成される乱流の空間構造を明らかにした。

- (1) 一様アクティブ法とは主流方向成分の時間的な変動を決定論的に作り出そうとする方法であり、ファンへの信号を入力、測定部に生じた変動 u 成分を出力と見なす時、システムとしての風洞の応答特性が定義できる。測定部が短いほど、平均風速が大きいほど応答性には有利である。しかし、風路内に含まれる空気の慣性力により忠実に制御される周波数域に限界 (f_w) が生じ、さらに入力信号の離散化に伴う制限 (f_m) が加わる。 f_w はゲイン修正法によりある程度改善されるが、 f_m の制約を越えて改善されることはない。
- (2) 擬似格子法では $u'/w' = 1.1 \sim 1.2$ で準等方的であるのに対し、一様アクティブ法の u'/w' は著しく大きい。擬似格子法の流れ方向の空間相関は急速に減衰するが、一様アクティブ法のそれは測定部全長にわたって大きい。これらのことより、一様アクティブ法によって生成される乱れはある点で観測する時は低周波数の u 成分の時間変動を忠実に再現するが、広域的な空間構造を考えると、脈動成分が卓越した渦構造に乏しい流れと考えられる。

謝 辞

住友重機械工業(株)の宮崎正男氏、宮崎大学工学部博士後期課程の曹曙陽氏(現東工大)、同博士前期課程の鬼束重利氏(現ソニー)、長友誠氏(現東郷メディキット)に御助力を賜りました。ここに感謝申し上げます。

文 献

- (1) M. Gad-El-Hak, and S. Corrsin, *J. Fluid Mech.*, 62 part 1, (1974), pp. 115-143.

- (2) S. C. Ling, and C. A. Wan, *Phys. Fluids*, vol. 15, no. 8, (1972), pp. 1363-1369.
- (3) H. Makita, *Fluid Dynamics Research*, vol. 8, (1991), pp. 53-64.
- (4) J. Cermak, *ASCE, EM*, No. 5, (1987), pp. 737-756.
- (5) H. Kobayashi and A. Hatanaka, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 41-44, (1992), pp. 959-970.
- (6) H. W. Teunissen, *Atmospheric Environment*, vol. 9, (1975), pp. 145-174.
- (7) A. Nishi, H. Kikugawa, Y. Matsuda, and D. Tashiro, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 67 pp. 861-872.
- (8) A. Nishi, H. Kikugawa, Y. Matsuda, and D. Tashiro, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 83, (1999), pp. 409-419.
- (9) G. K. Batchelor and A. A. Townsend, *Proc. Roy. Soc. London, A*, vol. 193, (1948), pp. 539-558.
- (10) J. O. Hinze, *Turbulence*, 2nd Ed., McGraw-Hill, (1975).
- (11) Von Kármán, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, Washington D. C., McGraw-Hill, (1948), pp. 530-539.
- (12) 田中正吾, 山口静馬, 和田憲造, 清水光, 制御工学の基礎, 森北出版, (1997), p. 41.
- (13) 菊川裕規, 乱流風洞の基礎的研究, 宮崎大学工学部学位論文, (1999), p. 43.