

マルチファン型風洞による乱流圧力場の観察

若松 祐亮^{a)}・小園 茂平^{b)}・B. シン^{c)}

Observation of Turbulence Field using a Multi-fan Wind Tunnel

Yusuke WAKAMATSU, Shigehira OZONO, B. SHIN

Abstract

Easy control of turbulence intensity and scale is of basic importance for the experiments concerning effects of turbulence in a wind tunnel. Using a 'multi-fan wind tunnel', we devised 'random-phase mode', which makes use of shear layers generated between the outflows from adjacent ducts, and found that this driving mode realizes high intensity (12-16 %) and large integral scale (0.6-0.7 m). In the present paper, in order to determine which parameter facilitates the turbulence control, we conducted measurements of pressure field immediately downstream of the inlet of the test section. It was found that the pressure drop is characterized by the rms. value u'_e of the input velocity signal. Thus, it is expected that turbulence intensity might be controlled by u'_e . It was confirmed that the turbulence intensity increases with u'_e .

Keywords: Multi-fan wind tunnel, Pressure field, Turbulence intensity, Flow control

1. はじめに

実験室で乱流を生成する時に、乱れ強度とスケールを簡単に制御することは、乱れの効果を調べるときに基本的な重要である。当研究室ではマルチファン型風洞を使用し、“ランダム位相法”という運転方法によって強乱(12-16%)かつ大スケール(0.6-0.7m)の近似的一様等方性乱流生成に成功した¹⁾。ところがその乱れ強度や積分スケールが古典的な格子乱流と比べてなぜ大きな値をとりうるかということとはよく分かっていない。

これまでに乱流生成では、大きく分けて静的な方法と動的な方法が試みられてきた。格子乱流やフラクタル格子²⁾などの静的な方法では一様流を格子に通し後流に渦を放出させこれを種として乱れを生成する。約30年前から動的な方法³⁾が試みられているがこれは格子による渦放出と平板などによる攪拌を組み合わせたものである。いずれの乱流生成でも初期の渦形成を起点としているようである。

これに対し、マルチファン型風洞におけるランダム位相法の機構は趣を異にしている。ランダム位相法では隣り合うダクトからの吹き出し速度間の差を利用するので当然ながらせん断層が多数生じるはずだが、格子乱流のようにスケールとの関係は明瞭ではない。これらせん断層群は従来の方法のように初期に渦形成を行うのであろうか、それとも違うメカニズムが作用するのであろうか、などの疑問

が生じる。

本研究では、渦形成と関わりの深い圧力特性に着目してこのプロセスを考察する。測定部へ気流が吹き出された直後の乱流場の圧力降下の計測を行い、格子乱流の圧力の特性と比較する。入力信号の変動振幅 (rms 値) を変化させて吹き出し直後の圧力降下に支配的なパラメータを調べることとする。

2. 実験

2.1 実験装置

2.1.1 マルチファン型風洞

本実験で使用した宮崎大学工学部のマルチファン型風洞は室内開放型押込式 (エッフェル型) である。風洞は縦11個×横9個=合計99個のファン(外径270mm)で気流が起こされる (図1)。それぞれ AC サーボモーター(出力750W) に接続され、1台のパソコンで互いに独立に回転数制御することができる。測定部は7個の可搬洞を組み合わせ構成することができ、本実験は測定部長さは15.5mに設定した。測定部断面サイズは横2540mm×縦1800mmである。入力した信号値に比例した回転数でファンが回転し、駆動された気流は四面を囲まれた矩形断面のダクトを通り縮流され、最終的にハニカム(外径30mm, 長さ212mm)で整流され吹き出される。座標軸は流れ方向に距離 X を定義し、 u は主流方向変動成分、 v は水平方向変動成分である。ダクト出口の寸法は、水平長さ $M_Y = 282\text{mm}$ 、鉛直

a) 工学専攻 大学院生

b) 機械設計システム工学科 名誉教授

c) 機械設計システム工学科 教授

長さ $M_Z = 164\text{mm}$ であり, 測定点の位置は $M_D = (M_Y \times M_Z)^{1/2} = 215\text{mm}$ を用いて無次元化された.

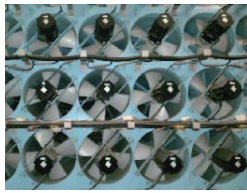


図1. マルチファン型風洞の写真 (気流取り入れ口)

2.2 実験方法

2.2.1 圧力測定方法

本実験は, ピトー管2本を用いて静圧分布 (圧力降下) の計測を行った. まず初めに1本のピトー管を十分下流に ($X = 10\text{m}$) に固定し, 他方のピトー管を吹き出し付近から下流方向にトラバースした. 二つのピトー管の干渉を避けるためそれぞれのピトー管は 0.2m 水平にずらして設置した. 得られた信号はロガー (KEYENCE NR-600) で AD 変換しパソコンに収録した. サンプルング周波数 50Hz で, 1ラン当たり 1500 個のデータを収録した. 圧力降下係数 C_p は次の式で定義した.

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2}\rho U_a^2} \quad (1)$$

p_{ref} は十分下流に固定されたピトー管の基準静圧, p はトラバースされるピトー管の静圧である. ρ は空気密度, U_a は主流平均流速である. $U_a \approx U_e$ (後述の入力信号) であるので U_e で計算したのものもある.

2.2.2 変動流速計測方法

変動流速の計測には, 熱線流速計 Kanomax Model 7000Ser を用いた. センサーは X 型プローブ (Kanomax0251R-T5) を使用し, 風洞中心線上に沿ってトラバースし測定を行った. プローブの熱線の線径は $5.0\mu\text{m}$, 受感部長は 1.0mm である. 熱線流速計の信号はロガー (Keyence NR-600) で AD 変換しパソコンに収録した. サンプルング周波数は 5000Hz とし, 2kHz 以下のローパスフィルターを通した. よって1ラン当たり 1638400 個のデータを取得し, 同じ条件で少なくとも4回の計測をおこなった.

2.3 乱流生成方法

2.3.1 格子法

格子法は流れの途中に設置された格子を通過させて乱流を作る方法である. 図2は使用された格子の概要を示す. この格子はパイプレン型の古典的な格子であり, 木製の正方角棒を用いて正方メッシュ状に組み立てられた. 格子のバーサイズ $b = 20\text{mm}$, メッシュサイズ $M_G = 107\text{mm}$, 閉塞

率 (= 格子の見付面積 / 風洞断面積) = 0.34 である. 格子はマルチファン型風洞の吹き出し位置から 30cm 離して設置された. 格子への近寄り流速は入力信号 $U_e = 5, 8, 10\text{m/s}$ の3種類の定常信号を使用した.

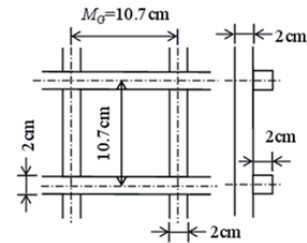


図2. 格子概要

2.3.2 ランダム位相法

ランダム位相法は次の二つのステップからなる.

ステップ1: まず, 入力スペクトル $S_e(f_i)$ を以下のように仮定する.

$$S_e(f_i) = \begin{cases} C (f_{min} \leq f_i \leq f_{max}, i = 1, \dots, J) \\ 0 \text{ (otherwise)} \end{cases} \quad (2)$$

ここで C はスペクトル密度であり, $1 \sim 20\text{m}^2/\text{s}$ の範囲で変えた. この C から入力信号 u_e は以下のように定義される.

$$u_e(t) = U_e + \tilde{u}_e(t) = U_e + \sqrt{\frac{2C}{T_0}} \sum_{i=1}^J \sin 2\pi f_i(t + \phi_i) \quad (3)$$

t は時間, U_e は平均流速, J は正弦波の個数, 添え字 e は外部入力であることを示す. 本風洞では定義区間 $[0, T_0] = [0\text{ sec}, 40.96\text{ sec}]$ をまず定義し, これを任意回数だけ繰り返して運転する. f_i は信号の変動成分を構成する i 番目の入力周波数である. T_0 から $f_{min} = 1/T_0 = 0.024\text{Hz}$ であるので, $\Delta f = 0.024\text{Hz}$ とし, $f_i = i \times \Delta f$ と定義される. 本風洞の応答性は 1Hz 以上で劣化することが分かっているため, $1/0.024 \approx 40 = J$ とした. 従って, f_i の範囲は次のようになる.

$$f_{min}(= 0.024\text{Hz}) \leq f_i \leq f_{max}(= 0.96\text{Hz}) \quad (4)$$

位相は $1/(2f_i) \leq \phi_i \leq 1/(2f_i)$ の範囲で組み込み関数を使ってランダムに発生させた. 時間平均速度 U_e は 4.67m/s と 6.67m/s を使用した.

ステップ2: ステップ1で定義された信号 u_e には 99 個の位相 $\psi(n_e)$ が与えられファンに入力される. 整数 n_e は図3(a)のようにランダムに与えられる. これらを形式的に書くくと次のようになる.

$$u_e(t) \rightarrow u_e(t + \psi(n_e)) \quad (5)$$

$$\psi(n_e) = \frac{T_0}{99} \times (n_e - 1) \quad (1 \leq n_e \leq 99) \quad (6)$$

図3(b)に示すように、これら位相差は隣接するダクトからの吹き出し速度間に差を生み、せん断層を生じさせる。せん断層は相互作用により色々なスケールの渦を形成し、最終的に乱流に至ると思われる。

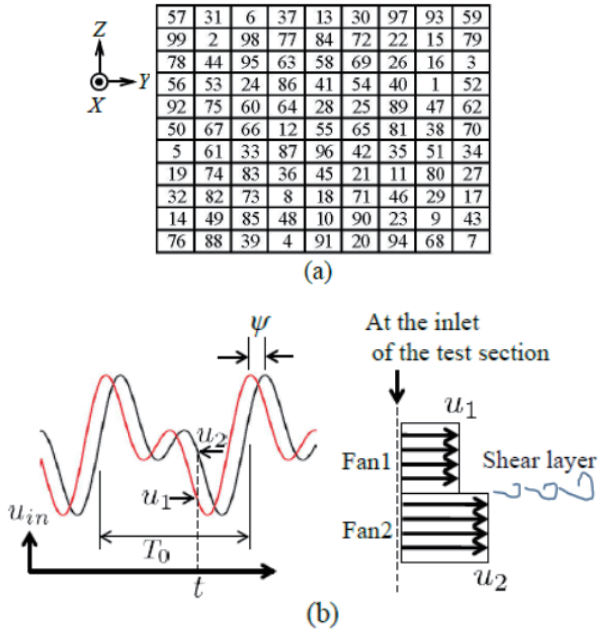


図3. ランダム位相法概念図

入力信号の変動成分の振幅を表すパラメータ $I = u'_e / U_e$ を定義する。ここに u'_e は入力信号 $u_e(t)$ (式(3)) の rms 値である。 I が増加するにつれて入力信号の振幅が増加する。本論文では $I = 21 \sim 94\%$ の範囲を調べた。

3. 実験結果および考察

3.1 ランダム位相法と格子法の等方性

本報告は風洞内で近似的な一様等方性乱流の生成をめざしている。まず、使用されたランダム位相法(R-P mode)と格子法(Grid Turb.)により生成された乱流がどの程度等方的かを調べておきたい。大スケール渦の等方性の尺度として u'/v' を用いた。図4に示すように、格子法による乱流は $u'/v' \approx 1.08$ のほぼ一定値をとり過去の格子乱流の実験と同様な等方性を示している。乱れ幅の大きな $I=94\%$ のランダム位相法による乱流は、最下流で格子法によりわずかに大きい値をとるがほぼ格子乱流と同等である。乱れ幅が小さい $I=36\%$ の乱流は、最下流で $u'/v' \approx 1.27$ の大きめの値をとる。

3.2 ランダム位相法と格子法の乱流特性の無次元化

古典的な正方格子法では乱れ強度が格子吹き出し直後の圧力降下に比例していることが指摘されている⁴⁾。

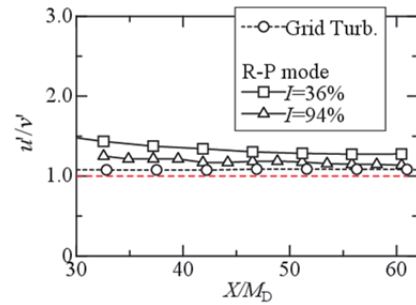


図4. 等方性

図5は色々な平均流速に対する格子法による乱流場の静圧係数の分布を示す。

静圧は $C_p = (p - p_{ref}) / (1/2\rho U_a^2)$ で無次元化された。格子乱流の静圧係数の分布では風速が変わってもデータは同じ曲線上にほぼ重なっている。一旦、格子形状(格子の構成材の断面形状や閉塞率など)が決まり、風洞内の同じ位置では $(p - p_{ref}) \propto U_a^2$ が成り立つことを示している。右側の U_a は剥離点付近の速度に近似されるので、右辺はブラフボディの剥離点から物体後流へ供給される循環供給率に比例すると見ることができ、圧力分布は渦放出と密接に関係している⁵⁾。

格子乱流の乱れ強度の変化を図6に示す。乱れ強度は U_a で無次元化されている。風速が変わっても乱れ強度のデータは同じ曲線上にほぼ重なっている。すなわち格子形状が決まり、同じ位置では次式が成り立つ。

$$u' \propto U_a \quad (7)$$

一方、図7は二つの異なる平均流速に対するランダム位相法による乱流場の静圧分布を示す。格子法の圧力分布と異なり、ランダム位相法の圧力分布では平均速度が異なると、データが一つの曲線にまとまらず、動圧 $(1/2\rho U_a^2)$ では特徴付けられないことが分かる。よって、ランダム位相法の乱流場は平均流速とは異なるパラメータが支配していると予想される。

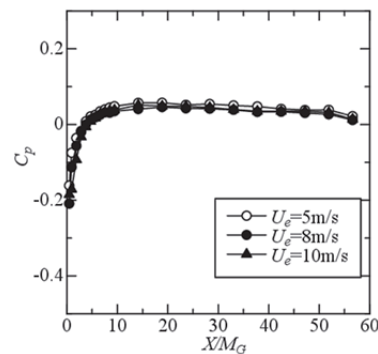


図5. 格子法による乱流場の静圧係数

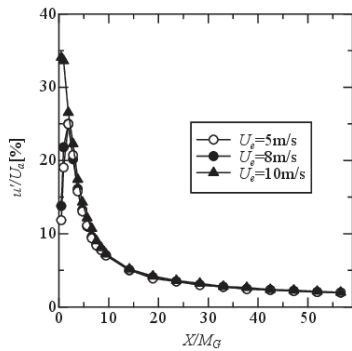


図 6. 格子法による乱流場の乱れ強度

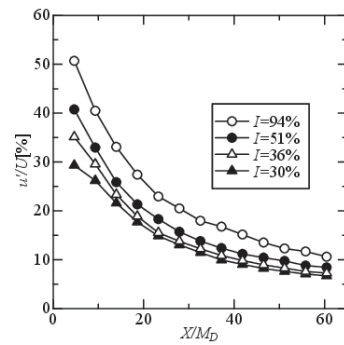


図 9. ランダム位相法による乱流場の乱れ強度 (U_e=4.67m/s)

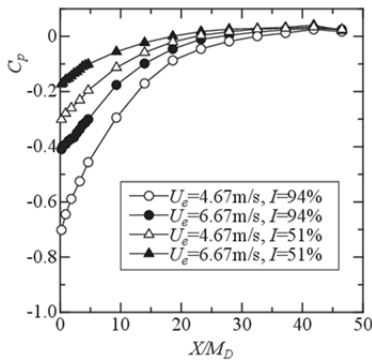


図 7. ランダム位相法による乱流場の静圧係数

3.3 ランダム位相法の圧力分布と乱れ強度分布

図 8 にランダム位相法による流れ場の圧力分布を示す。吹き出し直後、圧力降下がおこり流下するにつれて十分遠方の静圧に回復して行く。ランダム位相法の圧力降下は、せん断層の相互作用により形成された渦の巻き込みと関わっていると思われるがなぜ I に依存するかは明瞭ではない。

図 9 にランダム位相法による流れ場の主流方向成分の乱れ強度の変化を示す。ランダム位相法では、乱れ強度は流下とともに減衰するが、乱れ強度の順位は I の大きさにより決定し全域で順位が維持されている。

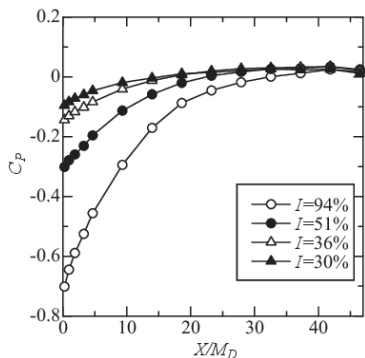


図 8. ランダム位相法による乱流場の静圧係数 (U_e=4.67m/s)

図 10 に u'_e を用いて無次元化した圧力分布を示す。圧力降下係数はと以下の式で再定義された。

$$C'_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2}\rho u_e'^2} \quad (8)$$

すなわち通常の動圧ではなく、平均速度の代わりに入力信号の rms 値 $u_e'^2$ が使われた。わずかにばらつきが認められるが、異なる I であるにもかかわらずデータがほぼ 1 本の曲線にまとまることは図 8 との対比により明らかであろう。同じ測定位置では I によらず $(p - p_{ref}) / (1/2\rho u_e'^2) = const$ が成り立つので次が言える。

$$p - p_{ref} \propto u_e'^2 \quad (9)$$

図 11 に u'/u_e' の主流方向変化を示す。乱れ強度は通常なら平均速度で無次元化されるが、ここでは入力信号の rms 値 u_e' を使用した。 u'/u_e' のデータは依然、若干のばらつきが見られるものの、 I が異なるにもかかわらず u_e' の無次元化により曲線の形状は相似となりまとまる傾向を示す。静圧分布と速度変動 rms 値のいずれにおいても u_e' を使用した無次元化により、データの特徴付けがなされることからランダム位相法では平均流速に替わって変動 u_e' が乱れ強度の支配的パラメータになるものと思われる。

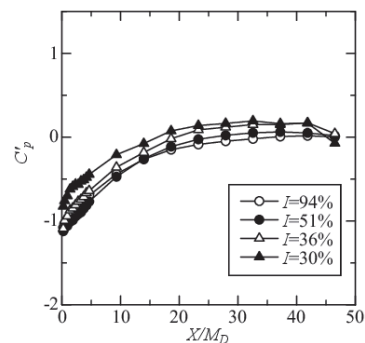


図 10. ランダム位相法による乱流圧力場の u'_e の無次元化 (U_e=4.67m/s)

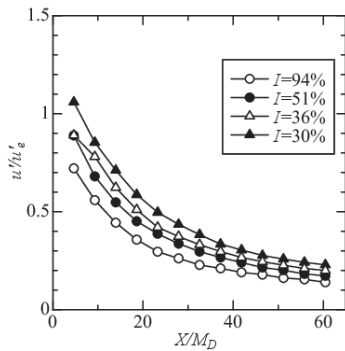


図 11. ランダム位相法による u' の u_e' による無次元化 ($U_e=4.67\text{m/s}$)

図 12 は測定位置を固定して、 u_e' とともに乱れ強度がどのように変化するかを示している。 $X/M_D = 60.5$ 位置で見ると、いずれの平均流速でもデータが同じ曲線上にのり、 u_e' とともに単調に乱れ強度が増加している。このことは乱れ強度を増加させるには平均流速でなく u_e' を大きくすれば良いことを示唆している。しかし、単純にとはいき切れない。 u_e' がゼロに近づく時は乱れ強度もゼロに漸近するはずだが、線型に外挿するとゼロには近づかない。 u_e' が小さい時は上流での混合が弱く、 u_e' による制御にも限界がありうる。

格子乱流では $u' \propto U_a$ となるので u'/U_a を大きくしようとしても格子形状（例えば閉塞率、格子構成材の断面形状など）を変えない限り乱れ強度は変化しない。格子形状を変えるとすることは格子を取り替えることを意味するので作業の負担は大きい。ところがランダム位相法では図 12 が示すように u' は平均速度に独立に u_e' とともに増加するので、 u_e' を大きくするだけで大きな乱れ強度が得られる。この作業は入力信号を作り替えるだけなので、簡便なコントロールが期待できる。

本報告では積分スケールについては言及しなかった。積分スケールは u_e' だけでなく入力周波数の高低に依存する可能性がありさらなる研究に値する。

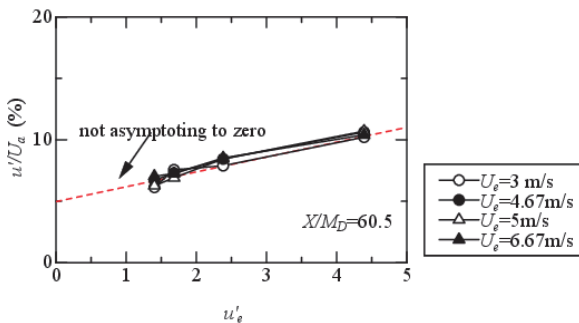


図 12. 乱れ強度の u_e' 依存性

4. 結論

ランダム位相法による乱流場における支配的なパラメータを探るためダクトから吹き出し直後の圧力（降下）係数と乱れ強度の変化を調べ以下の結論を得た。

- (1) 格子乱流における圧力降下係数と変動流速rms値の支配的なパラメータは平均風速である。
- (2) ランダム位相法における圧力降下係数と変動流速rms値は u_e' が支配的なパラメータである。
- (3) ランダム位相法によれば、入力信号の振幅 u_e' を大きくするだけで大きな乱れ強度が得られるので、比較的、簡便に高強度の乱流が実現できる。

参考文献

- 1) 池田寛, 小園茂平: 低波数帯域に入力された擾乱の非線形干渉による一様乱流の生成(ランダム位相法により生成される乱流の特性), 日本機械学会論文集, B 編, 第 79 巻, pp. 555-566, 2013.
- 2) Hurst, D. and Vassilicos, J.C.: “Scalings and decay of fractal-generated turbulence”, *Phys. Fluids*, Vol.19, 035103, 2007.
- 3) Makita, H.: “Realization of a large-scale turbulence field in a small wind tunnel”, *Fluid Dyn. Res.*, Vol.8, pp.53-64, 1991.
- 4) Roach, P. E.: “The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids”, *Heat and Fluid Flow*, Vol.8, pp.82-92, 1987.
- 5) Bearman, P. W.: “Vortex shedding from oscillating bluff bodies”, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.16, pp.195-222, 1984.