

大規模一様せん断乱流場の実現

蒔田 秀治* 関下 信正*

Realization of Large Uniformed Shear Turbulence

Hideharu Makita and Nobumasa Sekishita

Toyohashi University of Technology

ABSTRACT

Uniformly sheared flows with mean shear rates of 2.7/s and 8.0/s were generated in a wind tunnel by developing a controllable turbulence shear flow generator. The turbulence intensity and integral scale were about 10 times larger than those obtained by the conventional method and the turbulence Reynolds number, R_λ , reached about 530. Due to the large integral scales of the present shear flows, the turbulence energy decayed downstream even when its total strain $\tau = (X/U_c)(\partial U/\partial Y)$ was far larger than about 4, as pointed out by Tavoularis & Karnik. When the total strain was smaller than about 4, the power law was more successful than the exponential law in describing the decay of turbulence energy. The degree of anisotropy became independent of the initial condition for $\tau \geq 6$.

Key Words: uniformly sheared turbulence, high Reynolds number, turbulence energy

1. はじめに

一様せん断乱流は、平均速度勾配が一定で鉛直方向のみに存在するため、せん断乱流の中で最も単純な乱流場であることから、乱流エネルギーの生成や輸送、散逸機構など乱流場の基本的構造に関する研究が可能である。しかし、その様な乱流場の実験的研究では乱流レイノルズ数 R_λ の大きいことが必須であるにも関わらず、従来の不等間隔格子^{1)~3)}、速度成層装置^{4)~5)}などで実現された一様せん断乱流場の場合、 R_λ は通常 100 程度である^{1)~5)}。

本研究室では、乱流発生装置を用いて、格子乱流場よりも R_λ の大きい一様準等方性や、異方度の極めて大きい一様異方性乱流場を実現し、乱流場の構造の解明を行ってきた^{6)~8)}。この様な大規模乱流場に関する研究の次のステップとして、現在、接地境界層等の模擬が可能となるような大規模せん断乱流場を風洞中に実現することを目指し、制御可能なせん断乱流発生装置の開発を行っている。本研究では、それを用いて大規模一様せん断乱流場を実現し、その基本的特性、乱流エネルギーの流れ方向変化および異方性について報告する。

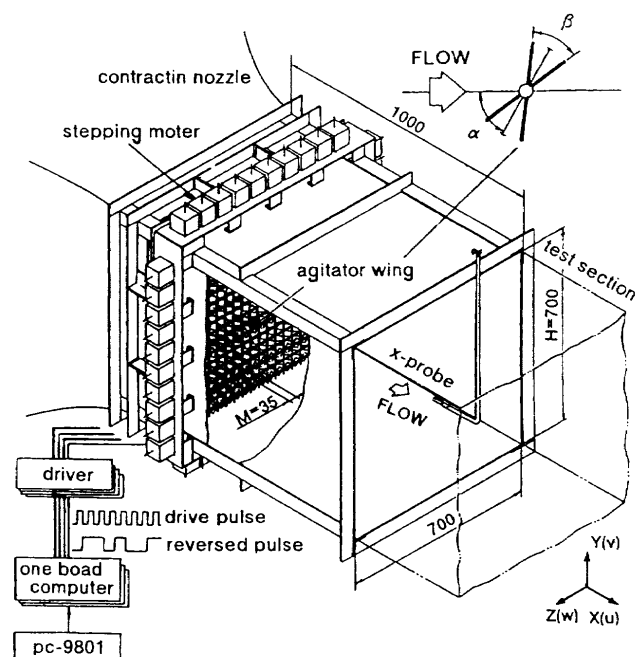


図1 実験装置

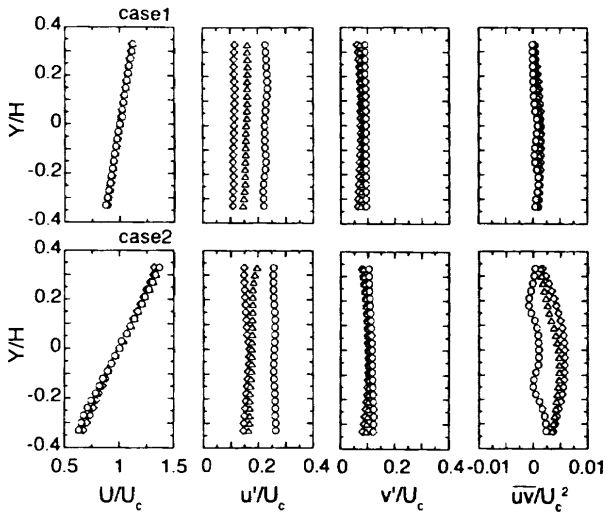


図2 平均流速、乱れ強度、レイノルズ応力の鉛直方向分布 ($Z/H=0$)

○: $X/M=20$, △: $X/M=50$, □: $X/M=100$

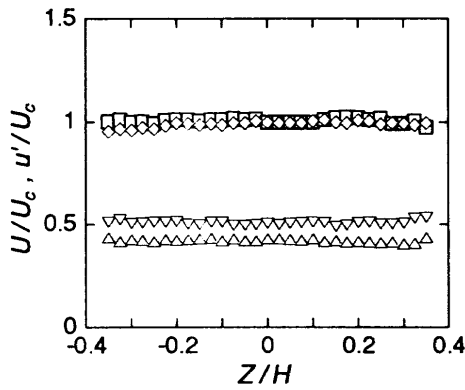


図3 平均流速と乱れ強度の水平方向分布 ($X/M=20, Y/H=0$)

Case1: ○: U/U_c , △: u'/U_c
Case2: □: U/U_c , ◇: u'/U_c

2. 実験装置・方法

使用した吹き出し型風洞は、長さ 6m、断面 700 × 700mm² の測定胴を有し、その上流にせん断乱流発生装置が設置されている(図1)。本装置は、乱流発生装置⁶⁾と同様の構造を持っているが、速度分布や乱れ強度分布に関してよりきめ細かい制御ができるように、回転軸を縦横 15 段から縦横 20 段に増加し、新たに試作した。多数の攪拌翼が取り付けられている回転軸は外部のステッピングモータで駆動され、その動作は、ホストコンピュータにより動作条件を入力されたワンボードコンピュータにより個別に制御される。各々の攪拌翼の動作は、主流に対する平均迎角 α と回転範囲 β で定義され、 β 内をランダムに反転する。本研究では、全ての水平方向回転軸について $\beta = \pm 20^\circ$ とし、下方の水平方向回転軸ほど α を大きくすることにより、下層ほど抵抗を大きくすることにより一様せん断流を形成した。最上段の α を 0° 、最下段の α を 45° とした Case1、最上段の α を 0° 、最下段の α

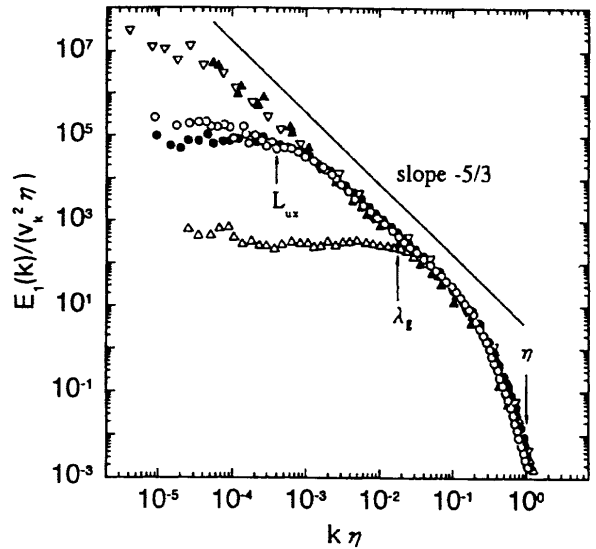


図4 1次元エネルギースペクトルの比較

- : 本実験結果 ($R_\lambda=533, U_c=5\text{m/s}$)
- : 一様準等方性乱流⁶⁾ ($R_\lambda=393, U_c=7\text{m/s}$)
- △: 格子乱流⁶⁾ ($R_\lambda=25$), ▲: 潮流⁹⁾ ($R_\lambda > 2000$)
- ▽: 大気乱流¹⁰⁾ ($R_\lambda=2010$)

を 90° とした Case2 の 2 種類の一様せん断乱流場を形成した。その間の水平方向回転軸の α は、速度分布が一樣になるように試行錯誤によって決定した。また、鉛直方向回転軸については $\alpha = 0^\circ$ 、 $\beta = \pm 180^\circ$ とした。全ての回転軸の回転速度は 2π rad/s、断面中心平均流速は両 Case とともに、 $U_c = 5\text{m/s}$ である。なお、計測には定温度型熱線流速計と λ プローブ(線径 $2.7\mu\text{m}$ 、検査体積 $0.6 \times 0.6 \times 0.3\text{mm}^3$)を用いた。

3. 実験結果と考察

3.1 基本的特性

図2に、断面平均中心流速 U_c で無次元化した平均流速 U 、乱れ強度 u', v' 、レイノルズ応力 $\overline{uv'}$ の鉛直方向分布 (H : 測定胴高さ)の流れ方向変化を示す。両 Case とともに平均速度勾配 $\partial U / \partial Y$ が断面内ではほぼ一定の分布が得られており、 u', v' の分布は均一である。速度勾配は下流に向かうほど緩くなるが、その傾向は Case1 よりも Case2 の方が顕著である。

$\overline{uv'}$ の分布に関しては、Case1 では比較的良好な一様性が確保されているが、Case2 では $X/M=20$ の $\overline{uv'}$ の分布は波状になっている。これは、装置の回転軸の支柱の影響である。 $X/M=100$ でその影響はなくなるものの、逆に、測定胴壁面の影響が現れ、上・下層部で $\overline{uv'}$ の値が小さくなり、弓状の分布となっている。

図3に、平均流速 U 、乱れ強度 u' の水平方向分布を示す。最小値と最大値の比が平均流速分布に関して 3%、乱れ強度分布に関して 4% 以内で一様であり、良好な 2 次元性が確保されていることがわかる。

表1 代表的な乱流諸量による各乱流場の比較

	U_c (m/s)	u' / U_c (%)	dU/dY (s ⁻¹)	L_{UX} (mm)	λ_g (mm)	R_L	R_δ	X/H
本実験結果								
Case 1	5.0	22.5	2.7	613	9.4	$3.1 \cdot 10^4$	476	1
	5.0	8.6	1.9	504	15.1	$1.2 \cdot 10^4$	368	8.25
Case 2	5.0	25.6	8.0	643	9.2	$3.5 \cdot 10^4$	496	1
	5.0	14.7	6.6	641	14.1	$2.4 \cdot 10^4$	533	8.25
Tavoularis & Karnik ⁴⁾	13.0	8.0	29	92	9.1	-	440	10
Champagne et al. ⁵⁾	12.2	1.8	12.9	48	10.9	-	155	10
Mulhearn et al. ¹⁾	4.6	-	5.45	22	16.0	-	155	9
Rose ²⁾	15.4	1.4	13.7	38	10.5	-	20	7.5
安達と加藤 ³⁾	12.0	6.1	48.0	45	-	2180	-	6

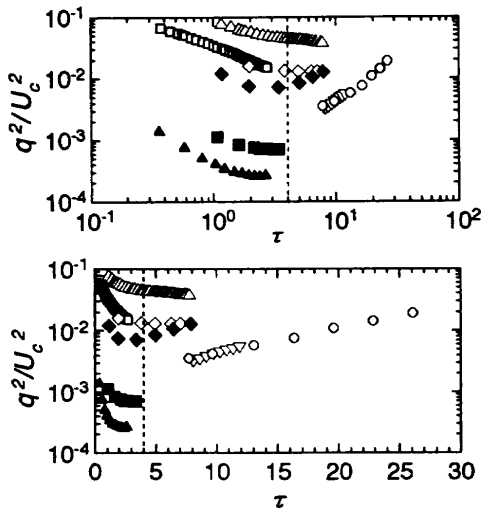


図5 乱流エネルギーの流れ方向変化

- :Case1, △:Case2
- :Champagne et al.⁵⁾, ▽:Harris et al.¹²⁾
- ▲:Rose²⁾, ◇, ○, ◆:Tavoularis & Karnik⁴⁾

変動速度 u の 1 次元エネルギースペクトル $E_1(k)$ を他の乱流場の代表的なもの^{6),9),10)}と比較してみる(図4)。図の横軸と縦軸は Kolmogorov 速度 v_k と Kolmogorov スケール η で無次元化してある。本乱流場の Case2 のスペクトル分布(○)と、以前に行った平均速度勾配のない一様準等方性乱流場のもの⁶⁾(●)を比較すると、回転軸を縦横 15 段から縦横 20 段に増やした結果、一枚の攪拌翼の大きさが小さくなっているにもかかわらず、低波数領域のエネルギーレベルは準等方性乱流のものより大きくなっており、平均流速にせん断が存在することによるエネルギー生成の効果が見られる。なお、慣性小領域は、大気乱流や潮流のスペクトル分布ほど広くはないが、それでも本乱流場の分布(○)には 2 桁におよぶ慣性小領域が明確に観察されており、大規模な構造を有する一様せん断乱流場が実現されているとみなすことができる。

以上の結果をまとめたものを表1に示す。本研究では、現在、速度成層装置を併用しておらず、攪拌翼のみで速度勾配を作っているために、従来の研究^{2)~5)}で得られた速度勾配と比べて必ずしも大きくはないが、本乱流場の乱れ強度、インテグラルスケール L_{UX} 、乱流レイノルズ数などは十分に大きく、本研究によって良好な特性を有する一様せん断乱流が大規模が実現されたことがわかる。このような諸量は、大気拡散現象など実際の乱流現象のシミュレーション実験などを行う時、その信頼性を得るためには必然的に要求されるものであり、本研究の工学的な意味は大きい。なお、今後は速度成層装置の付加、測定胴壁面の境界層制御などを行い、より良好なせん断乱流場の実現を図っていく予定である。

3.2 乱流エネルギーの変化

次に、乱流エネルギーの流れ方向変化を調べ、平衡な乱流場が実現されているのかを考察してみる。図5は、断面平均流速 U_c で無次元化した乱流エネルギー $q^2 (= \overline{u_i u_i})$ を横軸に、全ひずみ τ

$$\tau = (X / U_c) (\partial U / \partial Y) \tag{1}$$

を縦軸にとったものである。乱流エネルギーの流れ方向変化は流れ方向距離のべき乗²⁾あるいは指数¹¹⁾で変化することが知られており、それぞれ以下のように示される。

$$q^2 \propto X^n \tag{2}$$

$$q^2 \propto \exp(kX) \tag{3}$$

そのために図5では同一のデータを両対数と片対数グラフで示した。同図中には、これまでの一様せん断乱流場の結果^{2),4),5),12)}も合わせて示してある。Case1(□)よりもCase2(△)の方が、乱流エネルギーの変化が緩いものの、残念ながら、Case2においても乱流エネルギーは流れ方向に保存されていない。Rohrら¹²⁾は、過去の実験結果を整理し、 τ が約4以上の場合に乱流エネルギーが増加することを示している。TavoularisとKarnik⁴⁾は、インテグラルスケールが大きい時、測定胴の固定壁が存在することによる影響のために、Rohrらの条件が成り立たないことを指摘した。本乱流場の場合もインテグラルスケール

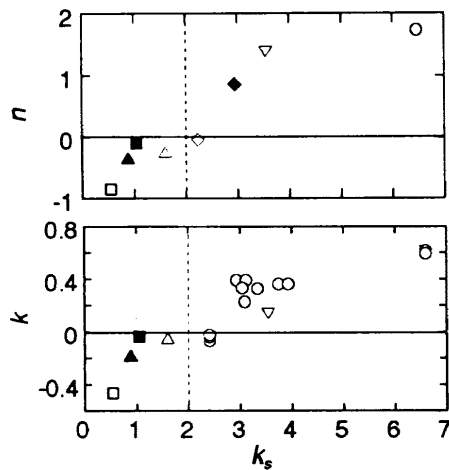


図6 減衰則を表す定数と k_s の関係

□:Case1, △:Case2
 ■:Champagne et al.^{5),} ▽:Harris et al.¹²⁾
 ▲:Rose^{2),} ◇, ○, ◆:Tavoularis & Karnik⁴⁾

が大きく(表1)、 $\tau \approx 8$ であるにもかかわらず(図5)、乱流エネルギーは減少している。なお、図5から、 $\tau \lesssim 4$ の減衰乱流¹²⁾の場合、指数則よりもべき乗則の方が、より上流側から乱流エネルギーの流れ方向変化を表すことができる。ただし、この問題に関しては、各乱流場の形成方法、乱流エネルギーの大きさや、乱流エネルギーの増減に関連した仮想原点を考慮する必要があり、今後は仮想原点の客観的な決定法を検討し、乱流エネルギーの変化について調べていく必要があると考えている。

図5より式(2)、(3)にあてはまる最適な係数 n と k を決定し、これらを縦軸に、パラメータ k_s ⁴⁾

$$k_s = (1/U_c)(\partial U / \partial y) \quad (4)$$

を横軸にとったものが、図6である。なお、 n および k が零のときに乱流エネルギーが保存される状態を意味している。当然ではあるが、 k_s が大きい、すなわち、速度勾配が大きくなるほど各係数は大きくなっている。図6から、 k_s が2程度の時、乱流エネルギーが流れ方向に減衰も増加もしない乱流場が実現できることがわかる。

3.3 異方性

乱流場の異方性を表すパラメータとして非等方テンソル b_{ij} があり、次のように定義される¹⁴⁾。

$$b_{ij} = \frac{u_i u_j}{q^2} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (5)$$

図7に、現在までに報告された諸結果^{2), 4), 5), 12)} に対する非等方テンソルの各成分 b_{11} 、 b_{22} 、 b_{33} の無次元流れ方向変化を示す。式(1)で示した全ひずみが $\tau \lesssim 6$ の場合、乱流場を形成したときの乱れ強度や異方度によって、様々な等方化過程をたどっているが、 $\tau \gtrsim 6$ の場合、

$$b_{11} \approx 0.18, \quad b_{22} \approx -0.12, \quad b_{33} \approx -0.06 \quad (6)$$

となっている。すなわち、乱流を発生させた時の乱流場の異方度が異なっているが、 $\tau \gtrsim 6$ の一様せん断乱流場で

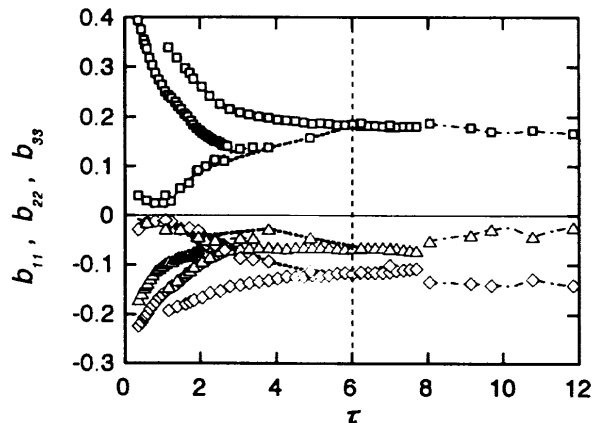


図7 非等方テンソルの流れ方向変化

Case1: □ : b_{11} , ◇ : b_{22} , △ : b_{33}
 Case2: □ : b_{11} , ◇ : b_{22} , △ : b_{33}
 Rose²⁾: —□— : b_{11} , —◇— : b_{22} , —△— : b_{33}
 Champagne et al.⁵⁾: - - □ - - : b_{11} , - - ◇ - - : b_{22} , - - △ - - : b_{33}
 Harris et al.¹²⁾: - - □ - - : b_{11} , - - ◇ - - : b_{22} , - - △ - - : b_{33}
 Tavoularis & Karnik⁴⁾: ···□··· : b_{11} , ···◇··· : b_{22} , ···△··· : b_{33}

は、異方度や乱流レイノルズ数、速度勾配に関係なく、ほぼ式(6)の値を有する異方性乱流場に近づいているようにみえる。今後、このことについてより大きな τ の値を有する一様せん断乱流場において検証する必要がある。

4. おわりに

せん断乱流発生装置を開発し、乱流レイノルズ数 $R_\tau = 368 \sim 533$ 、せん断率 $2.7 \sim 8.0 \text{ s}^{-1}$ の一様せん断乱流場の実現に成功した。全ひずみ τ が小さい場合、指数則よりもべき乗則の方が、より上流側から乱流エネルギーの流れ方向変化を表すことができる。また、 $\tau \gtrsim 6$ の場合、非等方テンソルは $b_{11} \approx 0.18$ 、 $b_{22} \approx -0.12$ 、 $b_{33} \approx -0.06$ であり、異方性が初期条件に依存しない一様せん断乱流場が実現される可能性がある。

参考文献

- 1) P.J.Mulhearn, R.E.Luxton: J.Fluid Mech. 68, 577-590 (1975).
- 2) W.G.Rose: J.Fluid Mech. 44, 767-779 (1970).
- 3) 安達・加藤: 日本航空宇宙学会誌 21, 573-580 (1973).
- 4) S.Tavoularis, U.Karnik: J.Fluid Mech. 204, 457-478 (1989).
- 5) F.H.Champagne, V.G.Harris, S.Corrin: J.Fluid Mech. 41, 81-139 (1970).
- 6) 蒔田・佐々・岩崎・飯田: 機論 53-495,B,3173-3179 (1987).
- 7) 蒔田・岩崎・飯田: 機論 54-505,B,2408-2415 (1988).
- 8) 蒔田・南: 機論 61-581,B,26-33 (1995).
- 9) H.L.Grant, R.W.Stewart, A.Moillet: J.Fluid Mech. 12, 241-268 (1962).
- 10) 佐々・千葉・蒔田: 第27回乱流シンポジウム講演論文集, 203-206 (1995).
- 11) S.Tavoularis: Phys. Fluid 28, 999-1001 (1985).
- 12) V.G.Harris, J.A.Graham, S.Corrin: J.Fluid Mech. 81, 657-678 (1977).
- 13) J.J.Rohr, E.C.Itsweire, K.N.Helland, C.W.Van Atta: J.Fluid Mech. 187, 1-33 (1988).
- 14) J.C.Rotta: Z.Phys. 129, 547-572 (1951).