軸対称異方性乱流場の実験的解析*

(第4報, 軸対称乱流の等方化モデルの検証)

蒔田秀治*¹, 岩崎隆夫*²An Experimental Study on Axisymmetric Turbulence
(4th Report, Verification of the Models of Return to Isotropy
of Axisymmetric Turbulence)

Hideharu MAKITA and Takao IWASAKI

Homogeneous cigar-shaped axisymmetric turbulence fields with different degrees of anisotropy were analyzed in terms of the anisotropy tensor and its invariants. The process of their return to isotropy was compared with that of pancake-shaped axisymmetric turbulence fields. The ratio of the characteristic time-scale of the return to isotropy to that of the decay of turbulence energy was strongly dependent on the magnitude of invariant II and was related to the streamwise evolution of the spectrum. The Rotta's constant varied discontinuously as the invariant II changed downstream. Anisotropies characterized by integral scale and microscale ratios were very large at the initial stage of the decay. The microscale anisotropy decreased monotonously, but the integral scale anisotropy became smaller very rapidly at first and then gradually grew larger as invariant II decreased downstream.

Key Words: Fluid Dynamics, Turbulent Flow, Flow Measurements, Invariant of Anisotropy Tensor, Cigar-Shaped Turbulence, Pancake-Shaped Turbulence

1. 緒言

乱流中の運動エネルギー輸送の機構の解明は、単に乱流構造の解明にとって重要であるのみでなく、流体力学的に最も重要なテーマの一つである。せん断乱流場は一般的に非等方であり、そこでは低波数から高波数へのエネルギー輸送とともに異方向成分間のエネルギー交換を考慮せねばならず問題が複雑である。異方向成分間のエネルギー輸送のモデルは現在まで様々な研究者によって提案されている^{(1)~(6)}。それらのなかには応力方程式モデルのなかに取り入れられ、実際に複雑なせん断乱流場の計算に適用されている例もある^{(7)~(8)}。

著者ら^{(9)~(11)}が解析を行っている一様非等方性乱流場は、速度勾配をもたないため、乱れの異方向成分間のエネルギー交換のプロセスを考える上で比較的簡単な場を与えるだけでなく、その等方化の過程が風洞実験^{(12)~(14)}や直接数値シミュレーション⁽¹⁵⁾によって示され、異方向成分間のエネルギー輸送をモデル化する

ための基礎データを提供している。しかし、それらは乱流レイノルズ数が低く、設定されたモデルが高レイノルズ数乱流場にも適応できるとは必ずしも言いがたい。

最も単純な構造をもった一様非等方性乱流場は、軸対称乱流場である。本研究は、非等方性乱流に関する研究の第1段階として、高乱流レイノルズ数の一様で大きな非等方度を持った軸対称異方性乱流場を風洞内に実現し、その等方化の各過程に対してあてはまるようなエネルギー交換モデルを確立したうえで、さらに、より一般的な乱流場のモデルへと拡張させていくことを目的としている。

異方向成分間のエネルギー交換率をあらわす等方化に必要な特性時間は乱流モデルを設定するうえで重要であるがその値は、渦形状、非等方度および乱流レイノルズ数等によって異なる可能性があることが報告されている⁽¹⁶⁾。したがって、より普遍性のあるモデルを設定するためにはこれらをパラメータとした実験結果の蓄積が必要である。本報では、著者らによって実現された葉巻型軸対称乱流とこれまでのパンケーキ型軸対称乱流の実験結果^{(12)~(14)}とを比較することによ

* 平成元年4月5日 第66期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和63年12月2日。

*¹ 正員、豊橋技術科学大学(〒440 豊橋市天伯町字雲雀ヶ丘1-1)。

*² 准員、豊橋技術科学大学。

りこれまでに提案されてきたモデルの妥当性について検討する。

2. 主な記号

- b_{ij} : 非等方テンソル
 k : 波数
 L_1 : 等価積分特性距離 $= (L_{xx} \cdot (2L_{yy})^2)^{1/3}$
 L_{xx}, L_{yy} : 主流方向および鉛直方向積分特性距離
 M_H : ハニカムのメッシュサイズ ($=23.3\text{mm}$)
 p : 圧力変動
 q^2 : 乱流エネルギー
 Re : レイノルズ数
 U_0 : 主流流速
 u, v : 主流方向および鉛直方向の変動速度
 Π, III : 非等方テンソルの不変量
 β : Rottaの定数
 λ_1 : 等価微分特性距離 $= (\lambda_{xx} \cdot (\sqrt{2}\lambda_{yy})^2)^{1/3}$
 $\lambda_{xx}, \lambda_{yy}$: 主流方向および鉛直方向微分特性距離
 ρ : 密度
 α : 等方化の時間尺度と減衰の時間尺度の比
 (τ_R / τ_D)
 ε : 乱流エネルギー散逸率
 τ_R : 等方化の時間尺度
 τ_D : 減衰の時間尺度

3. 実験装置

本実験に用いた風洞は全長が16m、測定部の断面が0.7m×0.7m、長さ6mのものである。縮流部と測定部の間には、上流側から乱流発生装置⁽¹⁶⁾、補助胴、ハニカムの順に設置してある。ハニカムは、薄板を主流と平行に $M_H = 23.4\text{mm}$ の間隔で格子状に配列したものであり、流れ方向の長さが100mm(ハニカムAの場合)と23mm(ハニカムBの場合)のものがある。比較のためハニカムを挿入しない非等方度の弱い乱流場の結果をハニカムなしの場合として示す。各場合における平均流速および乱れ強度の風洞断面内における一様性は良好であった⁽⁹⁾。主流流速は、 $U_0 = 5\text{m/s}$ である。計測はXプローブを用いた定温度型熱線流速計により行った。なお、実験装置や計測法の詳細については、第1報⁽⁹⁾を参照されたい。

4. 乱流場を特徴づけるパラメータ

レイノルズ応力テンソルの非等方度を表すパラメータとして、Rotta⁽¹⁾により導入された非等方テンソル

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

がある。ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。

b_{ij} の流れ方向変化に関しては、第3報⁽¹¹⁾中に示した。Lumleyら⁽¹⁷⁾は非等方性乱流場の非等方性を特徴づけるパラメータとして、次式に示す非等方テンソルの不変量を導入した。

$$\text{II} = b_{ij} b_{ji} \quad (2)$$

$$\text{III} = b_{ik} b_{kj} b_{ji} \quad (3)$$

ここで、不変量IIは非等方度の大きさを表す。不変量IIIはレイノルズ応力テンソルの主方向を軸とする楕円体を考え、その値が正の場合には乱れの三成分のうち一成分が卓越した葉巻型渦形状をもった乱流場を表し、負の場合には三成分のうち二成分が卓越したバンケーキ型渦形状をもった乱流場をあらわす。非等方性乱流場が完全に軸対称である場合には、不変量IIとIIIには

$$\text{II}^{1/2} = \pm 6^{1/6} \text{III}^{1/3} \quad (4)$$

の関係が成立することが知られている⁽¹⁸⁾。

また、等方化の速さを表す時間的尺度 τ_R と減衰の時間尺度 τ_D は、Genceら⁽¹⁹⁾により次式で与えられた。

$$\frac{1}{\tau_R} = - \frac{1}{\text{II}} \frac{d\text{II}}{dt} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\tau_D} = - \frac{1}{q^2} \frac{dq^2}{dt} \quad (6)$$

本研究では、これらのパラメータを用いて強い非等方度をもった本乱流場の特性を評価し、他の実験結果と比較検討することにより、乱流中の異方性が乱流場の減衰過程に及ぼす影響を解析した。

本乱流場の等方化の過程を既報中で報告した渦モデル⁽¹⁰⁾やスペクトル分布の流れ方向変化⁽⁹⁾と対応づけるため、等価積分特性距離 L_1 および等価微分特性距離 λ_1 ⁽¹⁰⁾を用いてスペクトル分布中の乱流渦の規模を、大規模渦($k \leq 1/L_1$)、中規模渦($1/L_1 \leq k \leq 1/\lambda_1$)、小規模渦($1/\lambda_1 \leq k$)として定義する。

5. 実験結果と考察

5.1 不変量IIの流れ方向変化 ハニカムを挿入することにより実現された軸対称乱流場の等方化の過程は、大きく分けて三つの領域に分割される。ここでは、等方化の過程の各領域を図1に示す両対数プロットした不変量IIの流れ方向変化に基づいて説明を試みる。図中に示した(ii)~(v)は、第2報⁽¹⁰⁾に示したスペクトル分布の変化の領域分けに相当する。図中の勾配は等方化の速さを示している。

ここでは示されないが、領域(i)では乱流場がハニカムにより直接変形を受け、スペクトル分布は粘性散逸領域を除いた全波数領域で u 成分が v 成分に対し卓越したエネルギーレベルをもつようになる。ハニカムA、

Bの場合に見られる領域(ii)は、主として大規模渦の等方化が進行する領域である。ここでは、スペクトル分布中、非常に狭い低波数領域の等方化のみが進行するため、乱流場全体の非等方度を表す不変量IIの減少率が下流の領域(iii)~(iv)に比べて小さく、等方化がゆっくりと進行している。領域(iii)は、中規模渦の等方化が進み、スペクトル中で慣性小領域を回復していく領域である。ここでの不変量IIの減少率は他の領域(ii), (iv)に比べ大きく、スペクトル中で、広い波数範囲にわたる中規模渦の等方化の進行と対応している。ハニカムAとBの場合とも、ほぼ同様な勾配で減少している。しかし、詳細にみるとその勾配はハニカムAの場合の方がやや大きいように見える。これは後述する乱流エネルギーと不変量IIの関係(図2)とも考えあわせると、最初に与えられた非等方度や乱流レイノルズ数の差が影響しているのではないかと考えている。領域(iv)はスペクトルが $-5/3$ 乗則に従う慣性小領域を回復し、自己保存的となってエネルギーを減衰していく領域である。ここでは、不変量IIの減少率は再び小さくなり、等方化の進行が弱まることがわかる。

ハニカムなしの場合には、全領域においてスペクトルがほぼ自己保存的な状態を保ったままエネルギーの減衰を行っているが、詳細にみるとこの場合にも二つの領域に分けられる。すなわち、 $X/M_H < 80$ では等方化がゆっくりと進行し、ハニカムA, Bの場合の領域(iv)に相当する。しかし、 $X/M_H > 80$ では等方化がほとんど進行しない。この領域を(v)とする。

5. 2 不変量IIと乱流エネルギー 図2(a)に本実験における不変量IIと乱流エネルギーの変化を対数グラ

図1. 不変量IIの流れ方向変化

ハニカムA : ○, ハニカムB : ●, ハニカムなし : ●

フに表したものを示す。また、図(b)はこれまでに行われてきたバンケーキ型の軸対称乱流場^{(12)~(14)}および弱い葉巻型の格子乱流場^{(20)~(21)}に対する結果を著者らが整理してプロットしたものである。Penven⁽¹⁸⁾らによると、図の勾配は下記の式により表される。

$$\alpha = \frac{d(\log q^2)}{d(\log II)} = \frac{(1/q^2)(dq^2/dt)}{(1/II)(dII/dt)} = \frac{\tau_E}{\tau_D} \quad (7)$$

これは等方化の時定数と乱流エネルギー減衰の時定数の比を表し、その値が小さいほど減衰に対し等方化の進行が速いことを意味している。

(a) 本実験結果

ハニカムA : ○, ハニカムB : ●, ハニカムなし : ●

(b) 従来の異方性乱流場における実験結果

Uberoi⁽¹²⁾ : △, Mills & Corrsin⁽¹³⁾ : ▲, Warhaft⁽¹⁴⁾ : □, Kitler et al.⁽²⁰⁾ : ◇, Van Atta et al.⁽²¹⁾ : ■

図2. 乱流エネルギーと不変量IIの関係

図2(a)に示された分布で最も特徴的な点は、不変量IIの領域により勾配 α が不連続的に変化すること及び各領域での α の値がほぼ等しいことである。これは、本乱流場のスペクトル分布が等方化の初期において慣性が卓越する低波数領域と粘性に作用される高波数領域に明確に区分けされたことに起因する特異な現象と考えるよりも、等方化の速さが非等方度IIの領域によって変化し、その等方化の各過程がスペクトルの構成と密接な関連を持つと考えても良いように思われる。この仮定の妥当性は、ハニカムなしの場合や図2(b)に示される諸結果、すなわち、変形ダクトにより形成されたなめらかなスペクトル分布をもつと思われるパンケーキ型の軸対称乱流場の場合にも、同様な傾向をもつことによっても証明される。

図(a)のハニカムなしの場合は $II = 0.06 \sim 0.01$ 付近に至るまで $\alpha \approx 0.6$ で等方化しているが、それより小さなIIの値をもつ領域では α は急激に変化し、極めて大きな勾配を持つようになり、その領域では、ほとんど等方化が進行せず減衰のみとなる平衡状態に達していることがわかる。

ハニカムA, Bの場合、上記のスペクトル分布の変化の領域に対応して、図中に示すような領域に明確に対応づけられる。領域(ii)では、低波数異方向成分間のエネルギーの相互干渉のみが行われ、エネルギーを含んだ大きなスケールの渦のみが急速に等方化する。しかし、中間波数領域までエネルギー伝達が及ばず、カスケードプロセスを通じたより高波数領域、すなわち、粘性散逸領域へのエネルギー供給を不足させ、そこでの粘性散逸領域のエネルギーレベルが急激に低下する。そのため全体としては等方化よりも乱流エネルギーの減衰の方が非常に速く進行する。慣性小領域が回復される領域(iii)では、 u 成分中の低波数領域におけるエネルギーは u 成分自身及び v 成分の中間波数領域のエネルギーレベルの回復のために供給される。その結果、中規模渦以上のスケールをもつ乱流渦に乱流エネルギーが貯えられて、そこでの等方化が進行する。また、粘性散逸領域へのエネルギー供給も増加する。したがって、この領域では減衰に比べ等方化が非常に速く進行して行く。領域(iv)は自己保存的にスペクトル分布を保ったままエネルギー減衰を行う領域であり、これは慣性小領域の回復により、低波数領域から粘性散逸領域へ至るまでのエネルギー伝達が定常的に行われるようになったことと対応している。ここでは乱流エネルギーの減衰速度が相対的に速くなっている。

さらに、ハニカムなしの場合に見られる領域(v)は、 $\alpha = \infty$ に近い勾配をもっており、風洞乱流ではある程

度以上等方化が進まない領域が存在することを示している。これは測定部外壁の存在による弱いせん断層の発達に影響しているためではないかと考えている。

このように、スペクトル分布形状の変化と各領域での非等方度の変化が対応しているということは、乱流エネルギー減衰におけるカスケードプロセスの中で乱流中の渦がそのスケールにより、独自の役割をはたすという乱流場の基本的な概念を明確に示している。また、各領域での勾配 α の値を表1の括弧内に示す。領域(ii)~(iii)における α の値はハニカムAとBの場合で比較的良好に一致している。さらに、領域(iii)における勾配は本実験の3つの場合で近い値を持っている。このことから α が非等方度強く依存していることが予想される。特に前述したように等方化の過程が不変量IIの領域により段階的に変化することは異方性乱流場をモデル化していく上で重要であると考えられる。

図2(b)中に示した非等方度の小さい葉巻型格子乱流の場合には、データのばらつきが大きく必ずしも明確ではないが、等方化の傾向は小さく、乱流エネルギーの減衰のみが支配的な場であることが示されている。これは本実験のハニカムなしの場合の領域(v)での傾向と一致している。各実験結果によって不変量IIの変化の領域に違いが表れているのは、乱流場の形成のしかたによる違いや風洞測定部の大きさの違いによるもののみではなく、他のパラメータ、例えば乱流レイノルズ数の影響などによるものと考えられる。同図右下に示されているパンケーキ型乱流の場合、非等方度の強い $0.09 < II < 0.11$ の領域では乱流エネルギーの減衰が速く、非等方度が若干弱くなった $II < 0.09$ の領域では等方化が速くなっている。これはハニカムA, Bの場合と同様の傾向であり、非等方度が強い場合にこのような傾向が存在することは、Choiら⁽²²⁾によっても報告されている。Penven⁽¹¹⁾は α を測定部全域で変わらない一定の定数としているが、そのような仮定が危険であることがわかる。

5.3 Rottaの定数について Rotta⁽¹⁾は一様乱流場での圧力-変形速度相関が非等方性乱流の等方化の促進に寄与するとし、それが非等方度 b_{11} に比例すると仮定して次式を提案した。

$$\frac{1}{\rho} p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) = -\beta \varepsilon b_{11} \quad (8)$$

ここで、 p は圧力変動、 ε は乱流エネルギーの散逸率である。 β はRottaの定数と呼ばれており、 β と α は次の関係で結ばれる⁽²⁾。すなわち、

$$\beta = 1 / \alpha + 2 \quad (9)$$

$\beta > 2$ の場合には、等方化が促進され、 $\beta = 2$ の場合

表1. Rottaの定数

Experiment	Shape	U_0 (m/s)	Re^{**}	l (mm)	II_0^{**}	$\beta(a)$			
						(ii)	(iii)	(iv)	(v)
No honeycomb	C ²³	5	15.6×10^3	46.7 (M_0)	4.25×10^{-3}	—	—	3.65	2.32
						(—)	(—)	(0.61)	(3.13)
Honeycomb A	C	5	7.8×10^3	23.3 (M_0)	3.85×10^{-3}	2.52	12.10	3.48	—
						(1.92)	(0.10)	(0.68)	(—)
Honeycomb B	C	5	7.8×10^3	23.3 (M_0)	2.16×10^{-3}	2.22	7.67	3.30	—
						(1.55)	(0.18)	(0.77)	(—)
Grid turbulence									
Kistler et al. ⁽²⁴⁾	C	61	2420.0×10^3	171 (M_0)	2.34×10^{-3}	—	—	—	2.42
						(—)	(—)	(—)	(2.38)
Van Atta et al. ⁽²¹⁾	C	15.7	26.6×10^3	25.4 (M_0)	4.09×10^{-3}	—	—	—	2.51
						(—)	(—)	(—)	(1.96)
Axisymmetric contraction (4:1)									
Uberoi ⁽¹²⁾	P ²²	14.6	296.7×10^3	304.8 (L_0) ²³	1.69×10^{-3}	2.87	5.10	—	—
						(1.15)	(0.32)	(—)	(—)
Mills et al. ⁽¹³⁾	P	17.1	347.5×10^3	304.8 (L_0)	5.52×10^{-3}	—	5.12	—	—
						(—)	(0.32)	(—)	(—)
Warhaft ⁽¹⁴⁾	P	25.7	348.1×10^3	203.8 (L_0)	1.85×10^{-3}	2.78	8.99	—	—
						(1.28)	(0.14)	(—)	(—)

²¹: l を代表長さとするレイノルズ数, ²²: 測定部入口における不変量 II
²³: 葉巻型乱流場, ²⁴: パンケーキ型乱流場, ²⁵: 測定部断面の高さ

非等方度が一定、 $\beta < 2$ の場合には、非等方度が増加することが知られている。表1に、(ii)~(v)の各領域におけるRottaの定数について本実験結果および従来の実験結果を著者らが整理して求めた結果を示す。Rottaの定数は各領域において異なっており、測定部全体で一定の値とならないことがわかる。Lumley⁽²⁾や島⁽⁵⁾は、 β が不変量II, IIIおよび乱流レイノルズ数によって連続的に変化するモデルを提案している。しかし、表1に示されるように、 β は不変量IIの連続的な関数ではなく、不連続的に変化するとした方がよい様に思われる。このことは等方化のプロセスの中でどのスケールの渦が役割をになっているかということと関連し、そのためスペクトルの帯域の広さを決定する乱流レイノルズ数に依存すると考えられる。しかし各領域の中では、Rottaが仮定したようにほぼ一定の値を有することも事実である。これらのことはモデルの改良の必要性を示唆している。同時に、非等方度のある領域では、Lumleyや島のモデルよりもRottaの仮定が成り立ち、比較的簡単なモデルが成立する可能性があることも示している。今後、著者らは乱流発生装置による乱流発生メカニズムをコンピュータを用いてさらに精密に制御することにより、スペクトル分布の特性、乱流レイノルズ数や非等方度等を変化させ、それらをパラメータとしたデータを蓄積したうえで新しいモデルを提案していきたいと考えている。

乱流場が軸対称である場合には(4)式に示されるように $II^{1/2}$ と $III^{1/3}$ は比例する。図3に縦軸と横軸に不変量 $II^{1/2}$ と $III^{1/3}$ をとり、本実験結果と他の実験結

果をプロットしたものを示す。なお、 $III > 0$ の場合は葉巻型乱流場であり、 $III < 0$ の場合はパンケーキ型乱流場である。図中に示す D_1 は1方向成分の速度変動のみ存在する乱流場を、 D_2 は1方向の速度変動が0で他の2成分が等しい場合の乱流場を表す。 D_1 と原点および D_2 と原点とを結ぶ直線上の点は(4)式の軸対称乱流の場合の関係を示す。軸対称乱流が等方化していく過程では直線上を原点にむかっていく。このことは軸対称乱流場では不変量IIとIIIが一義的に結びついていることを示している。特に、乱流場が完全に等方となる場合には図の原点になる。 D_1 と D_2 を結ぶ曲線上の点は2次元の異方性乱流場を表し、 D_1, D_2 および原点を

図3. 不変量IIとIIIの関係 (記号は図2と同じ)

結ぶ実線内は3次元の異方性乱流場である⁽¹⁸⁾。

ハニカムなしの場合の非等方性は高レイノルズ数の格子乱流場であるKistlerとVrebalovich⁽²⁰⁾の結果や通常の格子乱流場⁽²¹⁾とはほぼ同程度である。ハニカムAの場合はII, IIIの値が極めて大きく臨界値(D_1)に近い値が得られている。このような大きい非等方性をもつ葉巻型の軸対称乱流場は、本研究によつてはじめて実現されたものである。従来の軸対称乱流場は通常の格子乱流場を除いて図の左側に見られるようなパンケーキ型に限られていた。パンケーキ型の乱流場では、臨界値(D_2)に近い非等方性をもつもの⁽¹⁴⁾も実現されている。

5. 4 渦スケールの非等方性 乱流場の性質を特徴づけるパラメータの一つとして乱流渦スケールがある。乱流場の積分特性距離および微分特性距離の変化は、本乱流場のような強い異方性乱流中でのエネルギー移動と密接な関連をもっている。ここでは、乱流エネルギーの等方化によって変化する乱流渦スケールの非等方性について考察する。乱流渦中に等方性が満たされる場合には

$$L_{xx}/L_{yy} = 2 \quad (10)$$

$$\lambda_{xx}/\lambda_{yy} = \sqrt{2} \quad (11)$$

の関係が成立する⁽²³⁾。ここで、 L_{xx} および L_{yy} は主流方向および鉛直方向の積分特性距離であり、 λ_{xx} および λ_{yy} は主流方向および鉛直方向の微分特性距離を表す。これらの各値の流れ方向変化については、第2報を参照されたい。

図4は、縦軸に乱流中の大規模および小規模渦の非等方性を表すパラメータとして L_{xx}/L_{yy} と $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ 、横軸に無次元乱流エネルギーをとって、乱流エネルギーの減衰過程における大規模および小規模渦の形状の非等方度の変化をみたものである。図中のA, B及びNはそれぞれハニカムA, ハニカムB, ハニカムなしの場合の等方化傾向の変化の領域分けを表している。

ハニカムなしの場合には、大規模渦の形状を表す L_{xx}/L_{yy} は、ほぼ一定値(約3)を保ったまま減衰しており、等方性の条件を満たしてはいないものの、積分特性距離によって代表される大きなスケールの渦が非等方となったまま測定部全体で大きく変化しない。一方、小規模渦の形状を代表する $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ は、領域(iv)で減衰にともなう $\sqrt{2}$ に近づき、等方化が行われるが、領域(v)ではほぼ $\sqrt{2}$ となる。そこでは、渦スケールの等方性の条件が満たされており、局所等方性の概念がテイラーのマイクロスケール程度の渦にまで及ぼし得るようになっていくことがわかる。またこの領域では、 L_{xx}/L_{yy} と $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ がほぼ一定となっており、

既報中のスペクトル分布が自己保存的な状態を保ちつつ減衰していることに対応している。

ハニカムAとBの場合には、ハニカムなしの場合とはまったく異なる傾向を示している。その変化は図2と同様にスペクトル分布の変化と対応して説明される。領域(ii)では、 L_{xx}/L_{yy} が急激に減少し、一旦、ハニカムなしの場合の値にまで達しており、大規模渦の等方化が急激におこっていることに対応している。一方、 $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ は、非常に小さい勾配をもっており、小規模渦の等方化があまり進行しないことが明確に示されている。低波数領域からのエネルギー供給によって慣性小領域を回復していく領域(iii)では、 L_{xx}/L_{yy} が増加し、 $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ が減少している。これは微分特性距離に相当する小さいスケールの渦は低波数領域からのエネルギー供給によって等方化されるが、積分特性距離に相当する大きなスケールの渦は小さいスケールの渦を等方化する過程で、逆に非等方性が促進されることを示す。領域(iv)では、 L_{xx}/L_{yy} と $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ がほぼ一定の値となって減衰しており、この領域ですべてにスペクトルが自己保存的となっていることを示している。しかし、ここでは L_{xx}/L_{yy} は、ハニカムなしの場合にくらべかなり大きく、異方性が大規模渦によって維持されることに対応している。また、 $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ もハニカムなしの場合にくらべ大きな値をもつことから、上流における強い異方性が今だ微小渦の構造に影響を及ぼしていることを示しており、異方性の影響が完全に消えるのには、極めて長い時間が必要であることを示唆している。このことは、異方性乱流場の解析

図4. 乱流エネルギーと渦スケールの非等方性

L_{xx}/L_{yy} ; ハニカムA:○, ハニカムB:●, ハニカムなし:○
 $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$; ハニカムA:△, ハニカムB:▲, ハニカムなし:△

において局所等方性理論を適用する場合、十分な注意が必要であることを示唆している。

図5は不変量IIと乱流渦スケールの非等方度との関係をみたものである。 $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ は、領域(ii)において $\sqrt{2}$ から大きく外れており、微分特性距離程度の小さな渦においても等方性の条件がなりたたないことを示している。しかし、ハニカムなしの場合も含めて3つの場合が同一の直線上にのり、IIの減少にともなって減少し、等方性乱流場の値である $\sqrt{2}$ の値に近づいている。一方、 L_{xx}/L_{yy} は領域(ii)の終了するII $\approx$ 0.28付近まで等方化が急激に進行したのち、IIの減少とともにハニカムAと同Bがほぼ同一の直線上にのり、非等方性が促進されている。このように、 L_{xx}/L_{yy} と $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ の変化がハニカムAとBの場合でよく一致しているのは異方性を示すパラメータの一つである渦形状の変化が不変量IIによって正確に評価されていることを証拠だてているように思われる。

6. 結論

ハニカムを用いて乱流場中の大規模渦を切断する手法により非等方度の強い乱流場を実現し、その解析を行った結果以下のような結論が得られた。

(1)軸対称乱流場の等方化の過程は非等方テンソルの不変量II、IIIによってよく説明される。また、それらによって評価された本乱流場は、特にハニカムAの場合

の非等方度が極めて大きい。

(2)等方化の時間尺度と減衰の時間尺度の比 α は、非等方度の大きさによって変化し、その各領域はスペクトル分布の変化とも対応している。

(3)Rottaの定数は流れ場全体で一定ではなく、不変量IIの各領域で不連続的に変化する。

(4)強い異方性をもった軸対称乱流では等方化より減衰の方が先に進むが、異方性がある値より小さくなると等方化が優先されるようになる。

(5)強い軸対称乱流は下流にむかって等方化していくが完全には等方化せず、若干の異方性を帯びたまま準平衡状態を長く維持する。

(6)乱流場が強い異方性をもつ場合、微分特性距離ほどの小さな渦でも局所等方性の仮定が満足されない。

(7)微分特性距離および積分特性距離の比によって表される非等方度の変化は、等方化の各過程におけるスペクトル分布の変化の特徴とよく対応する。

(8) $\lambda_{xx}/\lambda_{yy}$ は乱流場の等方化にともなって、等方に近づくが、 L_{xx}/L_{yy} は、一旦、急激に等方化が行われたのち、逆に等方性の条件から遠ざかる。これらのことは波数空間におけるエネルギーの移送の特徴をよく表している。

文献

- (1) Rotta, J.C., Z. Phys., 129 (1951), 547.
- (2) Lumley, J.L., Advances in Applied Mechanics, 18 (1978), 123, Academic Press.
- (3) Choi, K.S., Ph. D. Thesis, Cornell Univ. (1983).
- (4) Launder, B.E. ほか2名, J. Fluid Mech., 68 (1975), 537.
- (5) 島, 機論, 54-505, B(昭63), 2317.
- (6) Combon, C. ほか2名, J. Fluid Mech., 104 (1981), 247.
- (7) Gibson, M.M. and Launder, B.E., J. Fluid Mech., 86 (1978), 491.
- (8) 島, 機論, 54-505, B(昭63), 2325.
- (9) 森田ら, 機論, 54-505, B(昭63), 2408.
- (10) 森田ら, 東海支部第38期総会講演発表予定 論文No. 88-1016.
- (11) 森田ら, 第66期通常総会講演発表予定 論文No. 88-1391.
- (12) Uberoi, M.S., J. Appl. Phys., 28 (1957), 1165.
- (13) Mills, R. and Corrsin, S., NASA Memo, 55-59W (1959).
- (14) Warhaft, Z., J. Fluid Mech., 99 (1980), 545.
- (15) Schumann, U. and Patterson, G.S., J. Fluid Mech., 88 (1978), 711.
- (16) 森田ら, 機論, 53-495, B(昭62), 3173.
- (17) Lumley, J.L. and Newman, G.R., J. Fluid Mech., 82 (1977), 161.
- (18) Penven, L.L., Gence, J.N., and Comte Bellot, G., Frontiers in Fluid Mechanics (1985) I, Springer Verlag.
- (19) Gence, J.L. and Mathieu, J., J. Fluid Mech., 101 (1980), 555.
- (20) Kistler, A.L. and Vrebalovich, T., J. Fluid Mech., 26 (1966), 37.
- (21) Van Atta, C.W. and Chen, W.Y., J. Fluid Mech., 34 (1968), 497.
- (22) Choi, K.S. and Lumley, J.L., Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (1984), North Holland, 267.
- (23) Minze, J.O., Turbulence (1975), McGraw Hill.

図5. 不変量IIと渦スケールの非等方性 (記号は図4と同じ)