

# 宇宙航空研究開発機構特別資料

## JAXA Special Publication

---

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集  
(第39回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

2007年12月

宇宙航空研究開発機構  
Japan Aerospace Exploration Agency

「境界層遷移の解明と制御」研究会

幹事

空気力学研究グループ 高木正平  
 空気力学研究グループ 徳川直子  
 空気力学研究グループ 跡部隆

客員研究官（昭和 62, 63, 平成元年度）  
 大阪府立大学工学部教授 西岡通男  
 客員研究官（昭和 62, 63, 平成 3 年度）  
 東北大学流体科学研究所教授 小濱泰昭  
 客員研究官（平成 2, 3, 5, 10 年度）  
 東京都立科学技術大学教授 浅井雅人  
 客員研究官（平成 4, 5, 6 年度）  
 日本大学理工学部教授 本橋龍郎  
 客員研究官（平成 6, 7, 8 年度）  
 東北大学工学部教授 福西祐  
 客員研究官（平成 7, 8, 9 年度）  
 豊橋技術科学大学教授 蒔田秀治  
 客員（平成 14, 15, 16, 17, 18, 19 年度）  
 帝京大学理工学部教授 伊藤信毅  
 客員（17, 18, 19 年度）  
 明治大学理工学部 山本稀義

編集委員

空気力学研究グループ 西沢啓

正誤表 (JAXA-SP-07-009)

	正	誤
P16 右段 第 4 節 9~12 行目	$(14)式 = -\frac{6}{17} Ar^{5/3} \frac{d\varepsilon}{dt} \varepsilon^{-1/3}$ $= \frac{12}{17} A\varepsilon r^{5/3} (3\alpha_0 t)^{-1/3}$ $= \frac{8}{17} A\varepsilon \left( \frac{r}{L(t)} \right)^{2/3}, \quad (16)$ <p>ここに, <math>L(t) = \frac{2^{3/2}}{3} (\alpha_0 t)^{1/2}</math> は前回講演,</p>	$(13)式 = -\frac{6}{17} Ar^{5/3} \frac{d\varepsilon}{dt} \varepsilon^{-1/3}$ $= \frac{12}{17} A\varepsilon r^{5/3} (3\alpha_0 t)^{-1/3}$ $= \frac{4 \cdot 2^{4/9}}{17} A\varepsilon \left( \frac{r}{L(t)} \right)^{2/3}, \quad (16)$ <p>ここに, <math>L(t) = \frac{2^{2/3}}{3} (\alpha_0 t)^{1/2}</math> は前回講演,</p>

宇宙航空研究開発機構特別資料  
JAXA Special Publication

「境界層遷移の解明と制御」 研究会講演論文集  
(第39回)

Proceedings of the 39th JAXA Workshops on  
“Investigation and Control of Boundary-Layer Transition”

「境界層遷移の解明と制御」 研究会

Steering Committee of JAXA Workshop on  
“Investigation and Control of Boundary-Layer Transition”

2007 年 12 月  
December 2007

宇宙航空研究開発機構  
Japan Aerospace Exploration Agency



## 目次

### 第39研究会 (2006年10月5~6日)

UPACS-LESによる航空機高揚力装置周りの騒音予測の研究			1
	JAXA	今村太郎、横川譲、榎本俊治 山本一臣	
粗い格子による剥離流の数値計算			5
	計算流体力学研究所	桑原邦郎、南本和秀 A. Bethancourt	
	日本大学	小紫誠子	
乱雑音による2次元後流の乱雑化			9
	ながれ研究集団	佐藤浩、斉藤博之助、中村宏	
一様等方性乱流場における渦構造の階層性について			13
	東北大学	A. K. Waleed, 伊澤精一郎 茂田正哉, 福西祐	
非一様乱流のモーメント統計理論			
	京大名誉教授	巽友正	
Kolmogorov理論と交差独立性仮説			15
	電気通信大学名誉教授	細川巖	
大規模せん断乱流中に置かれた連続点源からの熱拡散の特性			17
	豊橋技術科学大学	宮田仁奈、蒔田秀治	
回転2円板間流れのパターン形成と不安定性			19
	同志社大学	三浦知仁、岡本智宏、水島二郎	
矩形超音速ノズル境界層の不安定性について			23
	大阪府立大学	坂上昇史, 西岡通男	
空間発展DNSによる圧縮性境界層の遷移機構の研究 (続報)			
	広島大学	前川 博, 渡辺大輔	
	鉄道総研	高見創	
硬式野球ボールに働く流体力の測定			27
	電気通信大学 理化学研究所	丸山純、横山佳之、宮寄武 姫野龍太郎	

## CONTENTS

### The 39th Workshop (October 5-6, 2006)

<b>Noise propagation around high-lift-devices of an aircraft using UPACS-LES</b>		1
	JAXA	T. Imamura, Y. Yokokawa S. Enomoto, K. Yamamoto
<b>Simulation of separation using coarse grid</b>		5
	Institute of Computational Fluid Dynamics	K. Kuwahara, K. Minamimoto A. Bethancourt
	Nihon University	S. Komurasaki
<b>The randomization of 2-dimensional wake by random noise</b>		9
	Inst. Flow Res.	H. Sato, H. Saito, H. Nakamura
<b>Hierarchical vortical structures in a homogeneous isotropic turbulence</b>		13
	Tohoku University	A.K. Waleed, S. Izawa M. Shigeta, Y. Fukunishi
<b>Moment statistics of inhomogeneous turbulence</b>		
	Prof. Emeritus, Kyoto University	T. Tatsumi
<b>Kolmogorov's theory vs. the cross-independence hypothesis</b>		15
	Univeisity of Electro-Communications	I. Hosokawa
<b>Characteristics of thermal diffusion in a thermal plume from a point source in large-scale shear turbulence fields</b>		17
	Toyohashi Univ. of Tech	N. Miyata, H. Makita
<b>Pattern formation and instability of flow between two corotating disks</b>		19
	Doshisha University	T. Miura, T. Okamoto, J. Mizushima
<b>On the boundary layer instability of a supersonic rectangular nozzle</b>		23
	Osaka Prefecture University	S. Sakaue, M. Nishioka
<b>Study of a supersonic boundary layer undergoing transition to turbulence using spatially developing DNS</b>		
	Hiroshima University	H.Maekawa,D.Watanabe
<b>Measurement of aerodynamic forces exerted on baseballs by a high-speed video camera</b>		27
	Univeisity of Electro-Communications	J. Maruyama, Y. Yokoyama, T. Miyazaki
	Riken	R. Himeno

# UPACS-LES による航空機高揚力装置周りの騒音予測の研究

今村太郎, 横川譲, 榎本俊治, 山本一臣 (JAXA 航空プログラムグループ)

## Noise Prediction around High-lift-devices of an Aircraft using UPACS-LES

T. Imamura\*, Y. Yokokawa\*, S. Enomoto, and K. Yamamoto\*

\* Aviation Program Group, Japan Aerospace Exploration Agency

### ABSTRACT

A part of the noise research activities in Aviation Program Group of JAXA are introduced in this paper. Noise prediction around high-lift-devices of a civil aircraft is performed using UPACS-LES code. Especially, noise from the flap edge and slats of high-lift-devices are known to be the dominant source and these flows are investigated. From the careful observation of the computed results, the causes of both narrow and broadband noise became apparent. Current results give an insight to design the new low noise devices for the future high-lift-devices.

Key Words: noise, aeroacoustics, high-lift-devices, large-eddy-simulation

### 1. 序論

近年, 民間航空機の離発着回数の増加に伴い, 空港周辺における環境への配慮が特に求められており, 騒音を減らすことがその課題のひとつに挙げられている. 今日に至るまで航空機騒音において支配的な要素はエンジンであるが, 高バイパス比エンジンやシェブロン・ノズルの開発等, 様々な対策が採られている. その結果, 図1に示すようにエンジンを絞ってアプローチをする着陸時において, エンジン騒音と機体騒音 (降着装置や高揚力装置から発生する騒音) が同レベルになりつつある<sup>1)</sup>. 着陸時には高揚力装置を最大限に展開し, 比較的低空を低速度で飛行するため, 離陸に比べ広範囲が航空機騒音にさらされることも問題のひとつである. 今後より厳しくなる騒音規制に対応するためには機体騒音低減につながる技術の獲得が急務である.

一方, 高揚力装置 (図2を参照<sup>2)</sup>) は空力性能を高める観点から設計されており, 低騒音化が求められている現在においても形状変更の余地が少ない. 騒音源が明らかになった場合においても, 低騒音デバイスを取り付けることによって, 空力性能が低下してしまえば, 実機への適用が困難である. このような背景から, 空力性能と空力音響の両面から高揚力装置周りの流れ場を理解する必要がある.

現在, JAXA 航空プログラムでは, 高揚力装置に着目し, 騒音予測および騒音低減化技術に関する研究を, 計算および実験の両面から進めている<sup>4)1)</sup>. 本発表では, 高揚力装置のフラップ端を模擬した NACA0012 翼端周り, および前縁スラット周りの騒音源解析について報告する.

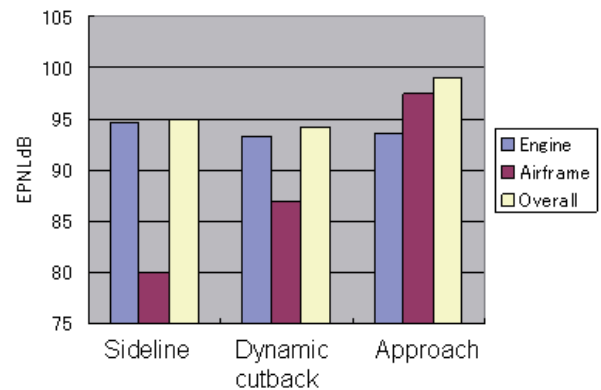


図1 大型民間航空機の騒音源<sup>2)</sup>

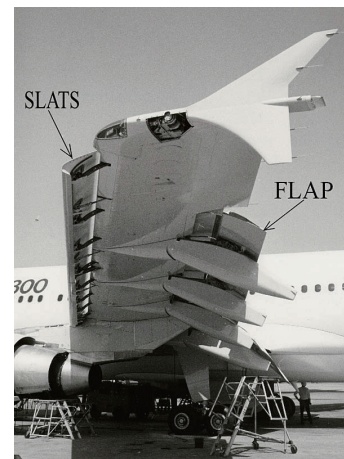


図2 民間航空機の高揚力装置<sup>3)</sup>

## 2. UPACS-LES コード

CFD 解析ツールとして、JAXA で開発を進めている CFD 共通基盤プログラム UPACS<sup>12)</sup>を基本として、large eddy simulation (LES) 計算用に改変した UPACS-LES コードを用いた。UPACS-LES はマルチブロック構造格子に対応した有限体積法による三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式ソルバーである。また、標準 Smagorinsky モデル<sup>13)</sup>と Spalart-Allmaras 一方程式モデル<sup>14)</sup>をカップリングした LES/RANS Hybrid 計算が実行できる点が特徴として挙げられる。空間の離散化には 6 次精度の有限体積的なコンパクトスキーム<sup>15)</sup>を用い、数値振動を抑えるため 6 次精度の空間フィルター<sup>16)</sup>を用いた。また、粘性項の評価には、二次精度中心差分を用いた。時間積分は MFGS 陰解法<sup>17)</sup>にニュートン反復 (3-5 回) を組み合わせた時間 2 次精度の計算を行った。

## 3. NACA0012 翼端渦非定常解析

### 3.1 研究の背景

現在、機体騒音の中で大きな騒音源として知られている高揚力装置フラップ端近傍の解析に向けた基礎研究を進めている。フラップ近傍の流れ場は、端面付近の上面側に発生する渦と、端面側に発生する渦からなり、これらの渦は後縁近くで合流して大きな渦になることが知られている。この流れ場の構造は McInerny らが行った単独翼翼端周りの実験結果<sup>18)</sup>と類似性がある。そこで、フラップ端周りの解析を行う前段階として、単独翼翼端周りの解析を行った。図 3 に翼端近傍の定常成分に関して渦度の等値面を描いた結果を示す。フラップ端近傍の流れ場と同様に端面付近の上面側に発生する渦と、端面側に発生する渦が存在し、これらの渦は後縁近くで合流して大きな渦になる。一般に高揚力装置周りの流れ場は形状の複雑さに加え、剥離や再付着を伴う複雑な流れ場であり、特に三次元非定常計算を実行するのは困難であるが、形状を単純化することにより翼端渦の構造やその非定常運動について詳細な検討が可能となる。

### 3.2 計算条件

対象とした NACA0012 翼は、翼弦長を 1 とし、スパン方向長さ 2.5 の矩形翼で、翼端は直角に切り落とされている。着陸時の流れ場を模擬するため一様流マッハ数は 0.175 とし、コード長を代表長さとしたレイノルズ数は  $1.8 \times 10^6$ 、迎角は  $12^\circ$  である。計算格子は、2000 万点、201 ブロックからなる構造格子である。翼端近傍の渦を解像するため、翼端からスパン方向に  $\pm 0.15$  コード長幅の領域に格子点が集中している。計算には JAXA の大型計算機 CeNSS を使用した。

### 3.3 計算結果

図 4 に NACA0012 翼端周りにおけるある瞬間における渦度の等値面を示す<sup>10)</sup>。翼端近傍にはせん断層が分裂して出来た細かい渦が無数に存在し、従来実験および計算で知られていた流れ場に比べ、非常に複雑な流れ場であるこ

とが明らかになってきた。また図 5 は圧力変動の瞬時場を表す。翼端周辺の音源から発生する音波が計算で捉えられている。今後は高揚力装置のフラップ端流れについて解析を行い、実験結果と比較検証していく予定である。

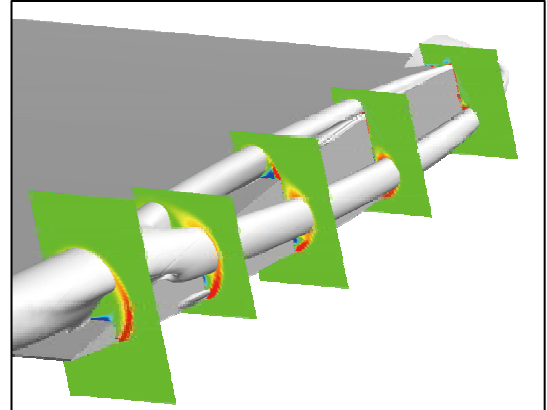


図 3 NACA0012 翼端の渦度の等値面 (定常成分)

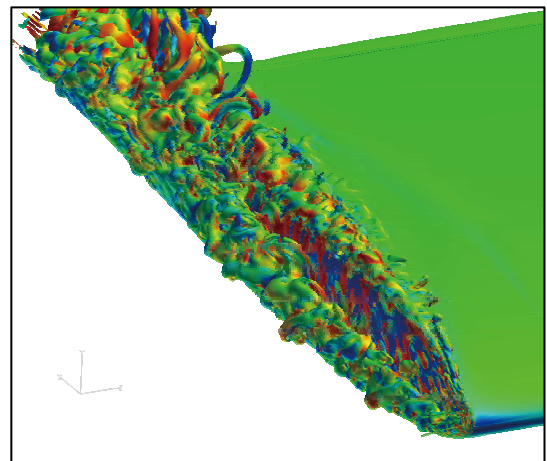


図 4 LES による NACA0012 翼端の乱流せん断層の計算 (渦度の等値面)

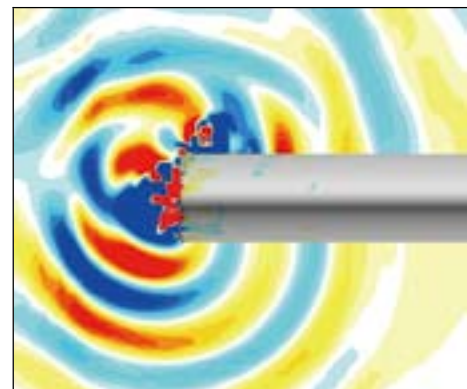


図 5 LES による NACA0012 翼端での音波の発生と伝播



## 4. 前縁スラット周りの非定常解析

### 4.1 研究の背景

高揚力装置から発生する空力騒音の中では、フラップ端と並びスラットからの騒音が大きいことが実験的に知られており、高周波数側の狭帯域騒音と低周波数側の広帯域騒音の2つの成分からなる。高周波数側の狭帯域騒音については、スラットの後縁から生じるカルマン渦に支配される現象であることが知られているが、低周波数側の広帯域騒音については発生メカニズムが十分に理解されていない。そこで、スラット内部で騒音源となる乱流せん断層を解析し、低周波数側の広帯域騒音を生む流れ場の解析を行った<sup>11)</sup>。

### 4.2 計算条件

対象としたスラット形状は、JAXA 高揚力装置標準風洞模型<sup>5-8)</sup>の非定常圧力センサーが埋め込まれた断面とした。着陸時の流れ場を模擬するため一様流マッハ数は0.2とし、迎角が $4^\circ$ 、コード長を代表長さとしたレイノルズ数が $1.8 \times 10^6$ の計算結果を以下で示す。計算格子は、1300万点、79ブロックからなる構造格子である。スラットの内部に生じる渦を解像するため、スラットの内部に総格子点数の約20%が集中している。

### 4.3 計算結果

スラット近傍の三次元的な渦度分布を図6に示す。スラット下面側の後縁付近に流れ方向に軸を持つ縦渦が形成されており、二次元解析では再現されなかった現象を捉えることが出来た。

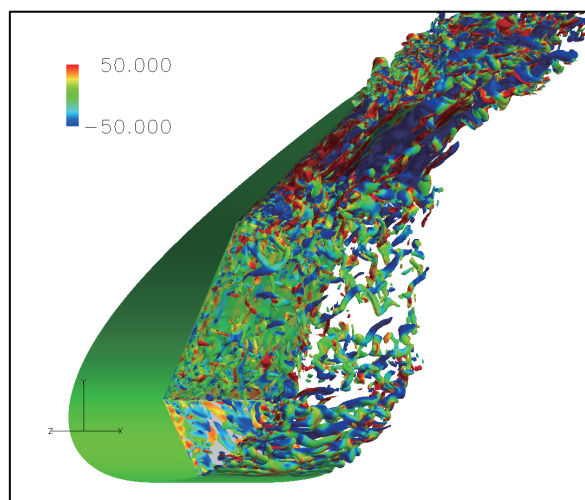


図6 LESによるスラット内部の乱流せん断層の計算（渦度の等値面）

図7にスラット内部の点における圧力係数のパワースペクトル密度分布を実験結果と比較した結果を示す。この図から、高周波数側の狭帯域騒音と低周波数側の広帯域騒音の2つの成分が計算でも捉えられており、実験とも定量的に一致していることが理解できる。図8はスラット内の各点におけるパワースペクトル密度を比較

した結果である。この結果より、図6で縦渦が生じている場所付近での低周波変動のレベルが最も高いことが分かる。このことから縦渦構造と低周波騒音との間には強い相関があると推察される。図9はある瞬間における圧力変動の空間分布図を表す。スラットの後縁で生じたカルマン渦から発生する音波が計算で可視化されている。詳細な非定常計算を実行することで、音の発生機構ならびに低減化の方向性が明らかになってきた。

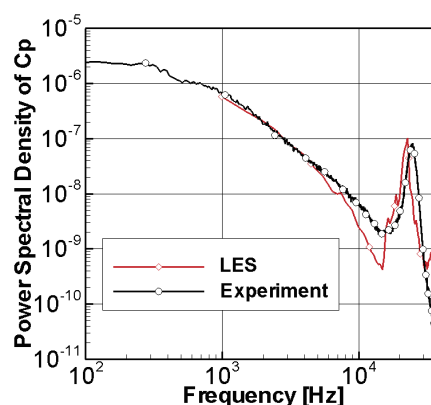


図7 圧力係数のパワースペクトル密度の比較

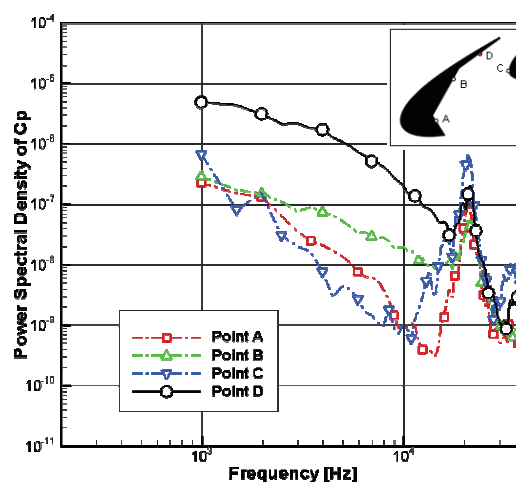


図8 圧力係数のパワースペクトル密度の比較

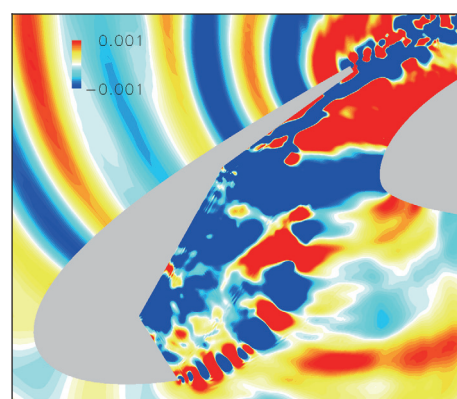


図9 LESによるスラット内部での音波の発生と伝播

## 5. 結論

UPACS-LES を用いて高揚力装置周りの非定常解析を実施し、これまでのレイノルズ平均 Navier-Stokes 解析で見えなかった流れ場の非定常性、更には騒音発生の観点で重要な知見を得た。フラップ端を模擬した NACA0012 翼端解析より、翼端近傍にはせん断層が分裂して出来た細かい渦が存在し、従来実験および計算で知られていた流れ場に比べ、複雑な流れ場であることが明らかになってきた。また圧力変動の瞬時場から翼端周辺の音源から発生する音波を可視化できた。前縁スラットに関しては、高周波数側の狭帯域変動と低周波数側の広帯域変動の2つの成分が計算でも捉えられ、実験と定量的に一致した。また、スラット下面側の縦渦構造が観察された。この付近で低周波側の広帯域変動が発生していることから、縦渦構造と低周波騒音との間には強い相関があると推察される。

今後は、これらの計算を通じて得た知見を元に、フラップ端およびスラットに対する低騒音デバイスを考案し検証していく予定である。実機への適用まで考えると、騒音レベルが小さくなるデバイスを提案するだけでは不十分である。新しい低騒音デバイスを取り付けた形態についても空力性能がこれまでと同様に高くなければならない。従って、空力騒音および空力性能の両方の効果を計算および実験を通じて検証していく予定である。

## 参考文献

- 1) Astley, J., "Predicting and Treating Fan and Turbomachinery Noise Current Technology, Research & Facilities", UK-Japan Bilateral Workshop, Aircraft Emissions and Noise Tokyo, January 17-19 2006
- 2) Hardin, J. C., "Airframe self-noise - Four Years of Research", NASA TM X-73908, 1976
- 3) [http://en.wikipedia.org/wiki/Image:Wing\\_slat.600pix.jpg](http://en.wikipedia.org/wiki/Image:Wing_slat.600pix.jpg)
- 4) Ura, H. *et al.* "Phased Array Measurement of High Lift Devices in Low Speed Wind Tunnel", AIAA-2006-2565, 2006.
- 5) Yokokawa, Y., *et al.* "Experiment and CFD of a High-Lift Configuration Civil Transport Aircraft Model," AIAA2006-3452, 2006.
- 6) Ito, T. *et al.* "High-Lift Device Testing in JAXA 6.5M X 5.5M Low-Speed Wind Tunnel," AIAA2006-3643, 2006.
- 7) 山本一臣, 他, "JAXA 高揚力模型の風洞試験と CFD 解析の概要", 第 44 回飛行機シンポジウム, 10/18-20, 2006.
- 8) 村山光宏, 山本一臣, "JAXA 高揚力模型の CFD 解析", 第 44 回飛行機シンポジウム, 10/18-20, 2006.
- 9) Imamura, T. *et al.* "Numerical Simulation of NACA0012 Wingtip Flow Leading to Noise Generation", AIAA paper 2005-2864, 2006.
- 10) Imamura, T. *et al.* "Noise Generation around NACA0012 Wingtip using Large-Eddy-Simulation", 25th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS2006)
- 11) Imamura, T. *et al.* "3D Unsteady Flow Computations in a Slat Cove using Large Eddy Simulation", AIAA paper 2006-2668, 2006.
- 12) Yamane, T. *et al.* "Development of a Common CFD Platform - UPACS -," in Parallel Computational Fluid Dynamics - Proceedings of the Parallel CFD 2000 Conference, Trondheim, Norway, Elsevier Science B. V., 2001, 257-264.
- 13) Smagorinsky, J., "General Circulation Experiments with the Primitive Equations", Mon. Weath. Rev., Vol.91, No.3, pp.99-164
- 14) Spalart, P.R. *et al.* "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", AIAA-92-0439, Jan. (1992)
- 15) Kobayashi, M. H. "On a Class of Pade Finite Volume Methods", Journal of Computational Physics, Vol.156, No.1, November 1999, pp137-180.
- 16) Gaitonde, D. V., and Visbal, M. R., "Pade-Type Higher Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations", AIAA Journal, Vol.38, No.11, 2000, pp2103-2112
- 17) Shima, E., "A Simple Implicit Scheme for Structured/Unstructured CFD," Proceedings of 29th Fluid Dynamics symposium, Hokkaido, Japan, 1997, pp.325-328. (in Japanese)
- 18) McInerny et al., "Pressure Fluctuations in the Tip Region of a Blunt-Tipped Airfoil", AIAA Journal, Vol.28, No.1, pp.6-13, 1990

# Simulation of separation using coarse grid

Kunio Kuwahara\*, Kazuhide Minamimoto\*, Angel Bethancourt\* and Satoko Komurasaki\*\*

\*Institute of Computational Fluid Dynamics,

\*\*Department of Mathematics, College of Science and Technology, Nihon University

## ABSTRACT

This paper introduces a computational technique to compensate for the added numerical diffusion that is generated when uniform Cartesian coordinates are used to describe the flow around bluff bodies. Because of the staircase-like representation of the surface object, it was found that the added surface "roughness" causes larger than expected separation region for some test cases (flow around a sphere, and flow around a cylindrical body). In order to control the velocity profile in the boundary layer, a new parameter  $bhr$  (boundary layer velocity ratio) is defined, and it is used to set the negative value of the viscosity along the surface. Extensive visualizations of flow past bluff bodies are performed using the present technique. Numerical solutions of the governing Navier-Stokes equations are carried out in a uniform Cartesian coordinates using a multi-directional finite difference scheme with a third-order upwinding. No explicit turbulence model is incorporated into the model, and the dependence of the solution on the  $bhr$  parameter is investigated.

**Key Words:** Unsteady flow simulation, High Reynolds number, Separation, Negative viscosity

## Nomenclature

$u$	Velocity vector
$p$	Pressure difference from the base pressure
$t$	Time
$\delta t$	Time increment in numerical time integration
$Re$	Reynolds number based on chord length
$bhr$	Velocity ratio in the boundary layer
<i>Superscript</i>	
$n$	Time step

## I. Introduction

Many simulations of a flow past streamlined body have been carried out, mostly using a finite-difference method in a body-fitted coordinate system.<sup>1)</sup> Simulations of bluff bodies are less frequent because of difficulties in solver implementation and grid generation. It is often acknowledged, that grid generation is one of the most difficult and manpower consuming parts when dealing with body-fitted coordinates. On the other hand, many important applications involve flow around a bluff body, i.e. flow around a car. The simplest way to avoid all these complications would be to employ a Cartesian coordinate system in which the body is represented by creating a masking data (voxel) on the grid coordinates.<sup>2)</sup> However, this approach results in lack of resolution near the boundary of the object. If the object is visualized, it looks like

a staircase structure. By using multi-directional finite differences,<sup>3), 4)</sup> a smoother representation of the staircase boundary is achieved, but the resolution problem is not completely solved. In problems involving separation depending on the resolution of the boundary layer, simulations predict larger than expected areas of separation. This is due to the numerical diffusion caused by the roughness on the boundary. To resolve the behavior of the flow along the staircase boundary, we introduce a negative viscosity on the surface of the body to compensate for the numerical diffusion. In the present paper, several examples using this technique are presented.

## II. Computational Method

The governing equations are the incompressible Navier-Stokes equations. In Cartesian coordinates system, they can be written as it follows,

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\}. \quad (2)$$

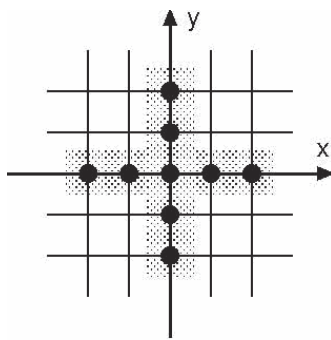
For high-Reynolds number flow, time-dependent computations are required owing to the strong unsteadiness. Presently, a finite-difference method is employed to discretize the basic equations and they are solved using the projection method (Chorin,<sup>5)</sup> and Takami and Kuwahara<sup>6)</sup>). The

pressure field is obtained by solving the following Poisson's equation:

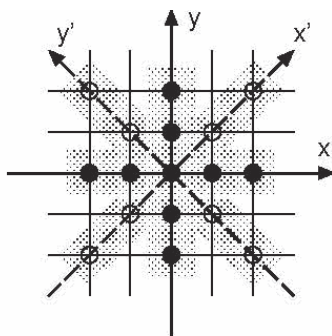
$$\Delta p = -\text{div}(u \cdot \text{gradu}) + \frac{D^n}{\delta t}, \quad D = \text{div}u \quad (3)$$

where  $n$  is the time step and  $\delta t$  is the time increment.  $D^{n+1}$  is assumed to be zero, but  $D^n$  is retained as a corrective term.

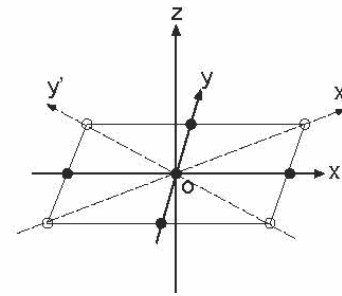
In the present paper, a multi-directional finite difference method is implemented when discretizing the governing equations. In case of 2-dimensional computations, when structured grid points are given, the black points in Fig. 1(a) are usually used to approximate the derivatives at the central point (system A). If we introduce another  $45^\circ$  rotated local grid system, the white points in Fig. 1(b), can be used to approximate the derivative at the central point (system B). In order to improve the derivative value at the central point, the values of both systems are combined. If a ratio A: B=2:1 is adopted, the resulting finite difference scheme for the Laplacian coincides with the well-known 9 point formula with fourth-order accuracy. This method improves the rotational invariance of the coordinate system, and then those cases where flow direction is not parallel to the grid location are better simulated. In 3 dimensions, three different grid systems are used. Each grid system is obtained by rotating a perpendicular plane  $45^\circ$  with respect to each coordinate axis. One of such systems is shown in Fig. 1(c).



(a) System A.



(b) System B.



(c) System Z:  $x' - y' - z$ .

Figure 1. System for multi-directional scheme

Space derivatives are discretized using a three-point central difference approximation with exception of the convective terms. For the convective terms, a third-order upwind scheme is used to stabilize the computation (Kawamura<sup>7</sup>). It has been found to be the most suitable for high-Reynolds number flow computations. The second-order Crank-Nicolson implicit scheme is used for time integration. The equations are iteratively solved at each time step by SOR method. A multi-grid method is utilized to solve the Poisson's equation.

#### Negative viscosity

In the Cartesian coordinate system, the body is represented as a set of voxels at the grid points with their values set on/off (a binary operator) to indicate its presence. As stated before, the surface of the body resembles a staircase. After computations are carried out, larger than expected regions of separations are observed. This is due to the numerical diffusion caused by the surface roughness. Therefore, a special treatment of the boundary conditions is needed in order to properly simulate these types of flows. The present technique introduces a negative value of the viscosity on the surface of the body to compensate for the numerical diffusion. At high-Reynolds number, turbulence in the free space is simulated without using an explicit turbulence model in these computations. Viscous effects are limited only within the boundary layer. Therefore, a simple model is made for the boundary layer to account for the viscous effect.

It is important to point out that this negative viscosity has no definitive physical meaning, and how to determine its value represent a big challenge. If the absolute value is large enough, the flow near the boundary accelerates and separation is reduced. On the other hand, if the absolute value is small, the separation region becomes larger. Therefore, research in a proper way to determine this value is undertaken. The velocity profile in the boundary layer is closely related to the negative viscosity. The present paper defines a parameter

$bhr$  (boundary layer velocity ratio) that it is used to determine the proper value of the negative viscosity (See Figure 2). The parameter  $bhr$  is the ratio of the averaged velocity between the two points nearest to the surface ( $bhr = v1/v2$ ). If  $bhr$  is 0.5, the local flow Reynolds number is 0.0. On the other hand, if it is 1.0, a free-slip condition is imposed  $bhr=v1/v2$  on the surface. Therefore, the value of the  $bhr$  parameter, as described in Figure 2, shall fall between 0.5~1.0. Presently, the value of the negative viscosity ratio ( $bhr$ ) is a function of this parameter.

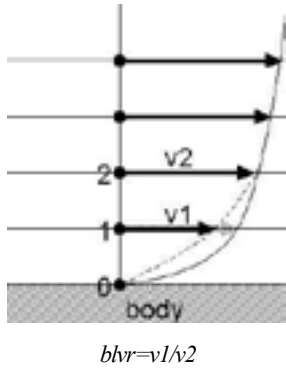


Figure 2. Boundary layer velocity ratio ( $bhr$ )

### III. Computational Results

Examples of 3-dimensional simulation of flow around bluff body with using the negative viscosity are visualized.

Figure 3 shows computational grid and a body represented by a set of voxels for simulation of a flow around a sphere. Figure 4 explains the effect of the negative viscosity, and  $bhr$  in Fig. 4 (a)~(c) are 0.60, 0.70 and 0.75 respectively.

As other examples of simulation, flows past a rectangular cylinder with 33% rounded corners at  $Re = 500$  and 1, 000, 000 are visualized in Figs. 5 and 6, respectively. Both flows are simulated with  $bhr = 0.70$ . From these figures, it is shown clearly that both low and high Reynolds number flows are well captured by using the present technique.

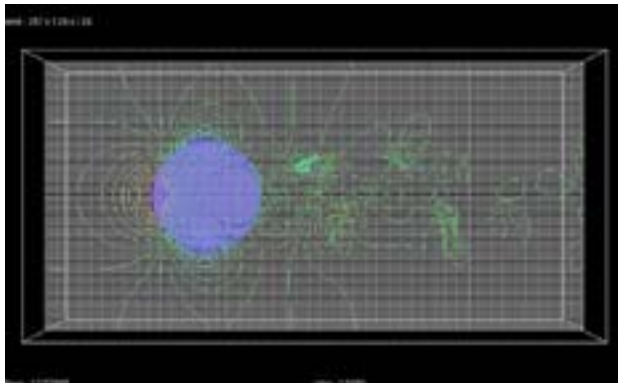
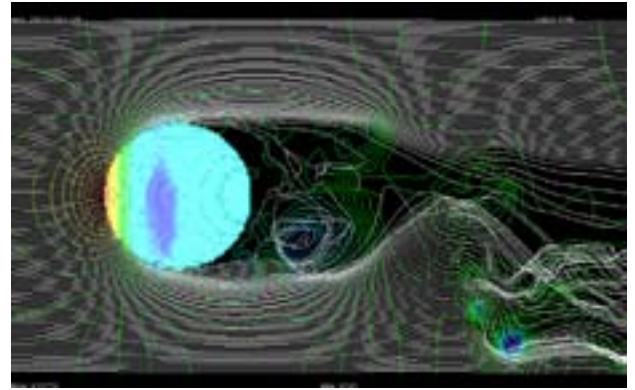
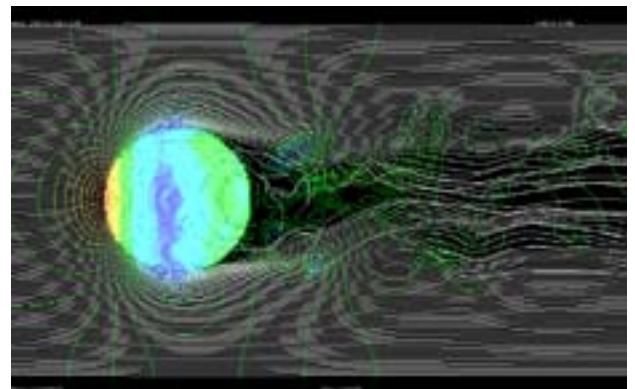


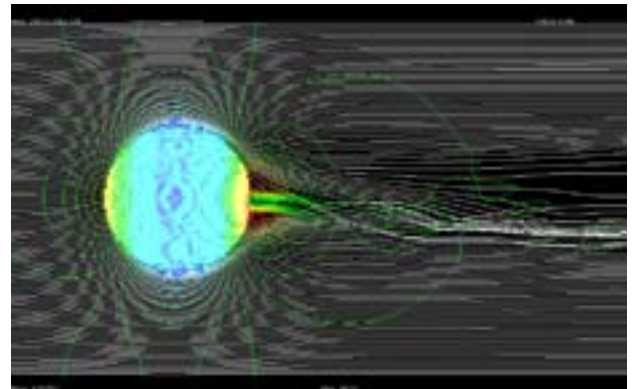
Figure 3. Computational grid for simulation of flow around a sphere



(a)  $bhr = 0.60$  (larger separation areas).

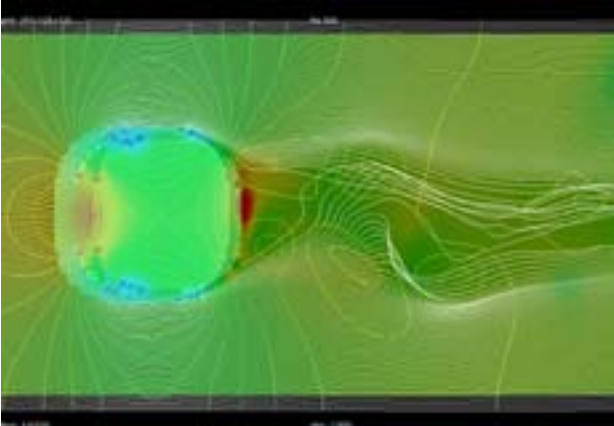


(b)  $bhr = 0.70$  (occurrence of drag crisis: standard case).

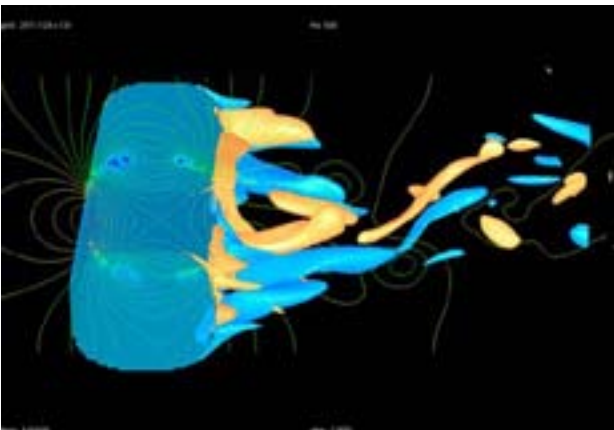


(c)  $bhr = 0.75$  (too large  $bhr$ ).

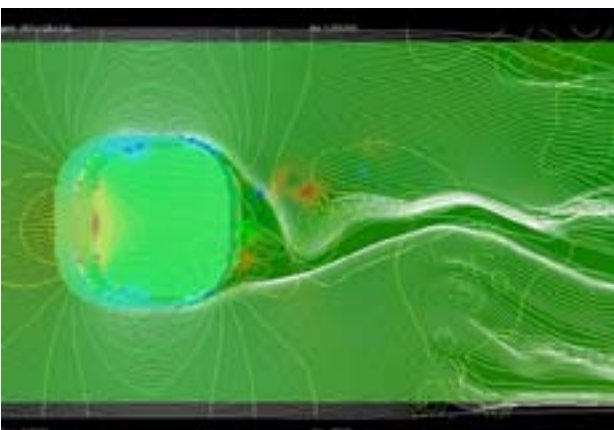
Figure 4. Flow around a sphere in each  $bhr$ ; pressure field and stream lines.



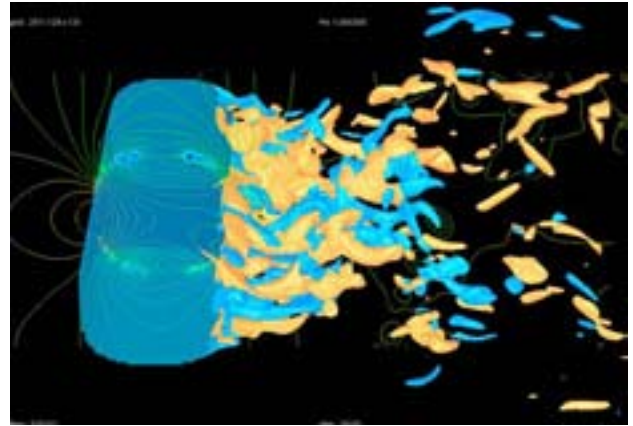
(a) Stream lines and pressure shading.



(b) Longitudinal component of vorticity.

Figure 5. Flow around a cylindrical body at  $Re = 500$ .

(a) Stream lines and pressure shading.



(b) Longitudinal component of vorticity.

Figure 6. Flow around a cylindrical body at  $Re = 1,000,000$ .

#### IV. Conclusion

Three dimensional flows around bluff bodies were simulated in Cartesian coordinate system. In this system, the separation was effectively reduced by using the negative viscosity. Also, flow fields were clearly captured consistently.

Extension to compressible fluid flow is easy and straightforward.

#### References

- 1) Komurasaki, S. and Kuwahara, K., 2004, "Implicit Large Eddy Simulation of a Subsonic Flow around NACA0012 Airfoil," AIAA Paper 2004-0594
- 2) Bethancourt, A., Kuwahara, K. and Komurasaki, S., 2003, "Grid Generation and Unsteady Flow Simulation around Bluff Bodies," AIAA Paper 2003-1129
- 3) Kuwahara, K., 1999, "Unsteady Flow Simulation and Its Visualization," AIAA Paper 99-3405
- 4) Kuwahara, K. and Komurasaki, S., 2002, "Simulation of High Reynolds Number Flows Using Multidirectional Upwind Scheme," AIAA Paper 2002-0133
- 5) Chorin, A., J., 1968, Math. Comp. 22 pp. 745
- 6) Takami, H. and Kuwahara, K., 1974, "Numerical Study of Three-Dimensional Flow within a Cubic Cavity," J. Phys. Soc. Japan, Vol. 37, No. 6
- 7) Kawamura, T. and Kuwahara, K., 1984, "Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness," AIAA Paper 84-0340.

# 乱雑音による2次元後流の乱雑化

佐藤 浩、齊藤博之助、中村 宏（ながれ研究集団）

The randomization of 2-dimensional wake by random noise

H Sato ,H.Saito and H.Nakamura

Institute of Flow Research

## ABSTRACT

An experiment was carried out on the randomization process of a wake excited by random sound. The randomization is accelerated by random noise as well as by sinusoidal sound composed of 7 distinct frequencies. The elementary-wave analysis method was used for clarifying the details of randomization mechanism. The so-called random number based on the analysis is a good indication of the progress of randomization.

Key Words: two-dimensional wake, randomization process

### 0. はしがき

正弦波の音を使っての乱雑化の実験については過去2回に報告しました。今回は主として乱雑な音を使っての実験結果を報告します。使われた風洞は測定部断面が25 cm x 25 cmのもので、流れの中に巾が4 mmの金網を置いて、2次元の後流を作りました。音を送り込むために、測定部の横にラウドスピーカーを置きました。測定は単線の熱線風速計です。実験風速はすべ

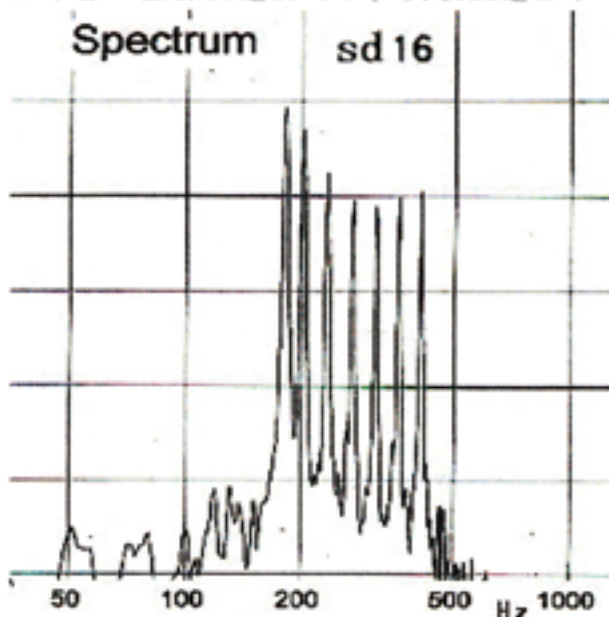
て4 m/sで、金網の巾を使って作られたレイノルズ数はほぼ1000です。

### 1. 音の種類

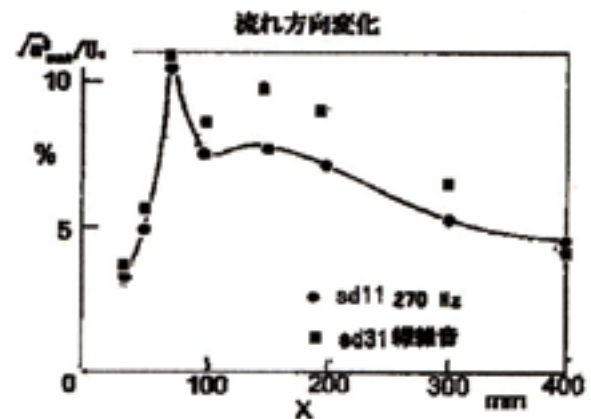
実験に使った音はほぼ4種類です。sd11は純粋な270 Hzの正弦波です。sd16は7つの正弦波を重ねたもので、乱雑な音に似ています。sd31は人工的に作られた270 Hzを中心とした乱雑音です。sd51は実際に乱流後流の信号を音にしたものです。

### 2. 流れ場

熱線で測られた速度変動のx方向への変



第1図 音sd16のスペクトル



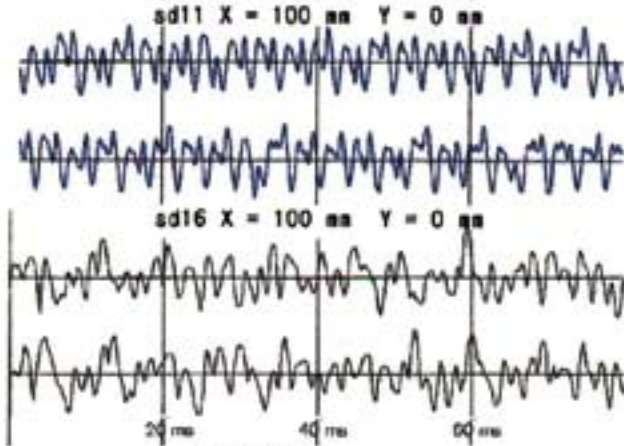
第2図

化を第2図に示します。x = 75 mmあたりまでは線型成長で、烈しく成長します。その後では減衰して、非線型干渉が始まり、乱雑化が進行します。x = 400 mmあた

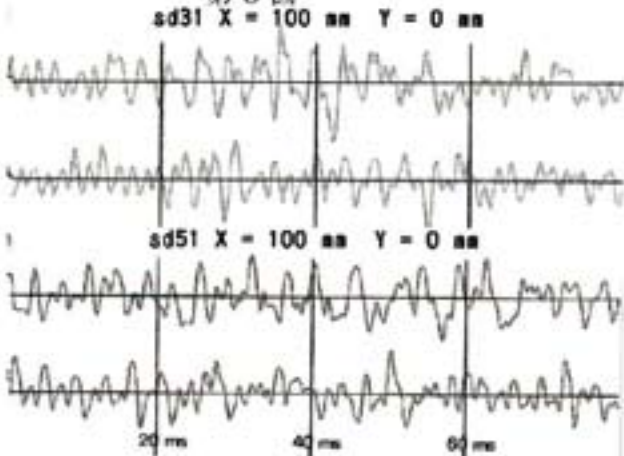
りで乱雑化は完成します。他の音でもこの傾向はあまり変わりません。

3. 変動波形

速度変動の波形を第3図と第4図に示しました。



第3図



第4図

x = 100 mmでの4種類の比較です。sd11では波形は殆ど周期的で、乱雑さはありません。その他の音では周期性と乱雑さが同居しています。乱雑な音で乱雑化が加速されていることが分かります。

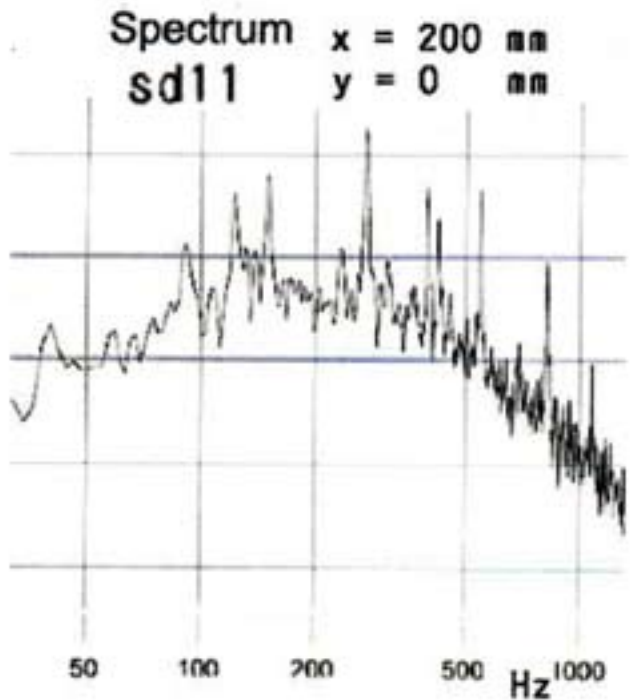
4. スペクトル

第5図はsd11でのx = 200 mmでのスペクトルです。まだ沢山の線スペクトルが残っています。それに比べてsd31の第6図では、ほぼ連続スペクトルで、乱雑化がすでに終了したことを物語っています。乱雑な音の効果がはっきりと分かります。sd51の場合も似たような結果を示しています。

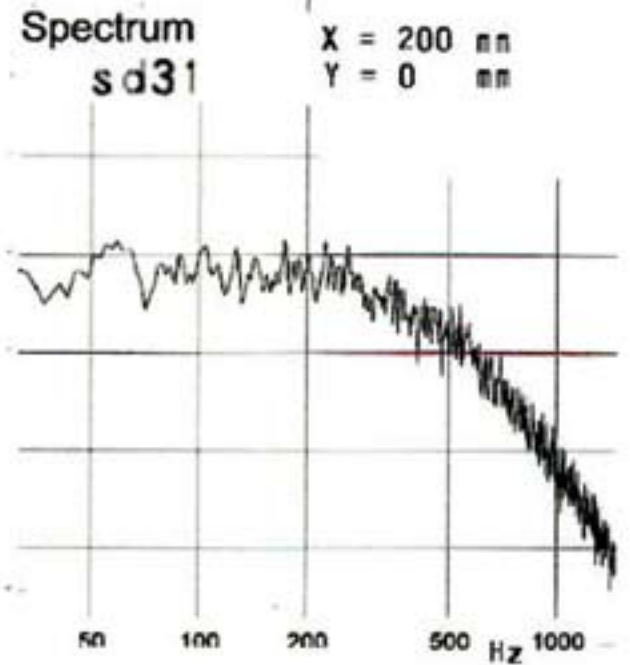
5. 素波分析

速度変動の性質を何よりも雄弁に物語る

のは波形です。しかし波形を眺めているだけでははっきりしたことは言えません。そこで我々が考えたのが素波分析の手法で



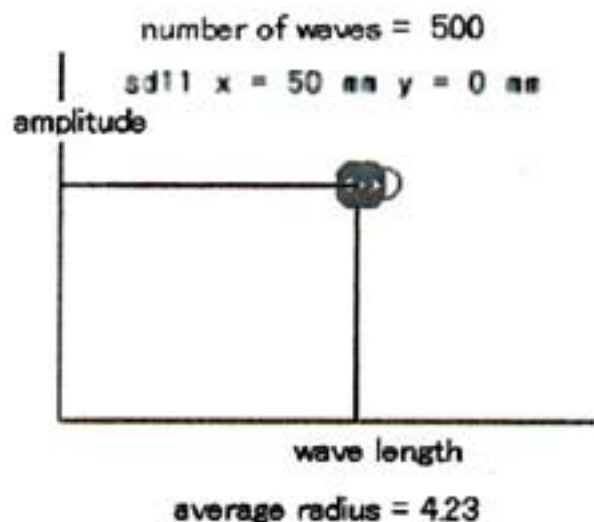
第5図



第6図

す。波形を一つずつ追いかけて、波長と振幅とを測定します。今の実験では400から500ほどの波形をパソコンで処理します。そして波長と振幅をそれぞれ平均し、

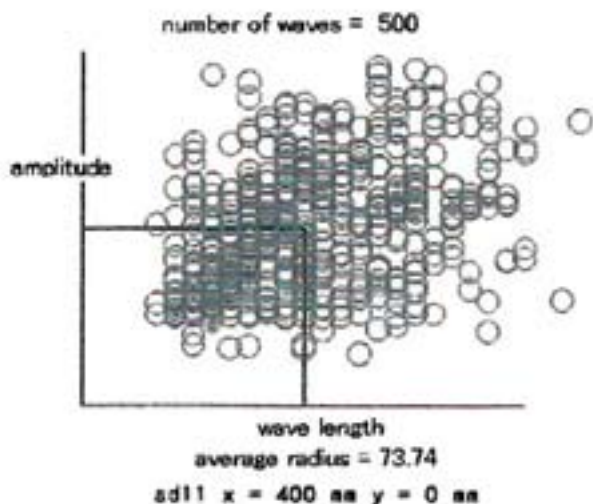




第7図

平均値でデータを割って、正規化します。その振幅と波形を両方の軸の上に小さな円で表します。また(1, 1)の点から各点までの距離を測り、それを平均し、100倍してその値を乱雑数と呼ぶことにします。

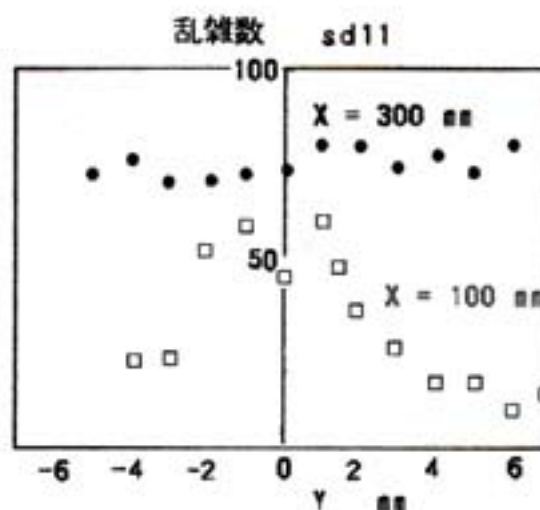
第7図は一つの例です。sd11という正弦波の音を送ると波形はそのままに維持されなす。その結果、小円はほぼ一点に集中しています。この重なりは500の小円の集まりです。乱雑化はこの重なった小



第8図

円の拡散という形で進行します。

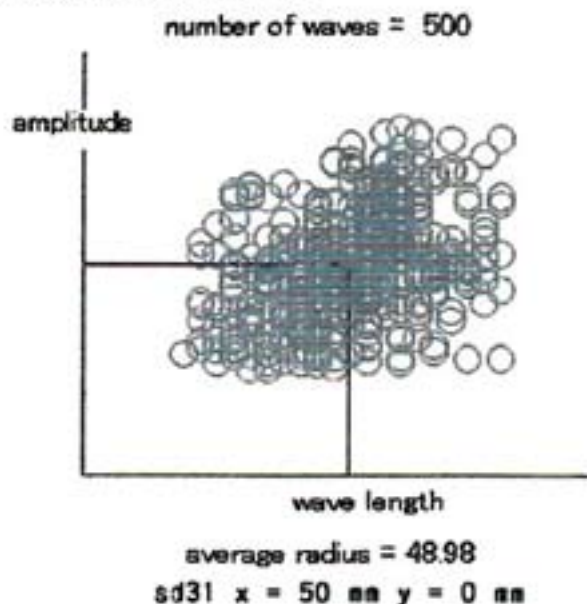
その一例が第8図です。小円が上下、左右に散らばっています。上下の散らばりはいわゆる振幅変調に相当し、左右のちらばりは、波長変調です。この図を見ると両方



第9図

の変調が同じように行われた、混合変調の形になっています。また平均半径は80近くになり、このxではほぼ乱雑化が終了したことを物語っています。

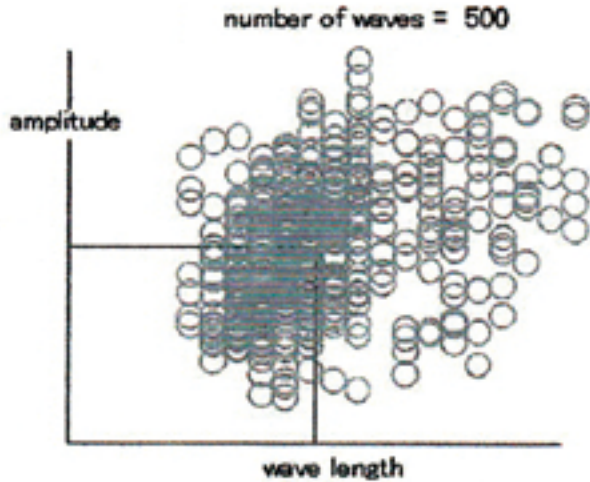
この乱雑数がどのように分布するかの一例が第9図に示されています。これを見るとxが小さいとき(100 mm)には中心線の付近で大きく、端の方で小さくなっています。しかし大きなx(300 mm)では分布が平坦になって、場所に無関係に乱雑化が進行しています。



第10図

第10図は乱雑音のsd31のもので、第7図と同じxですが、音が乱雑なので、小円の分布が可成り広がっていること

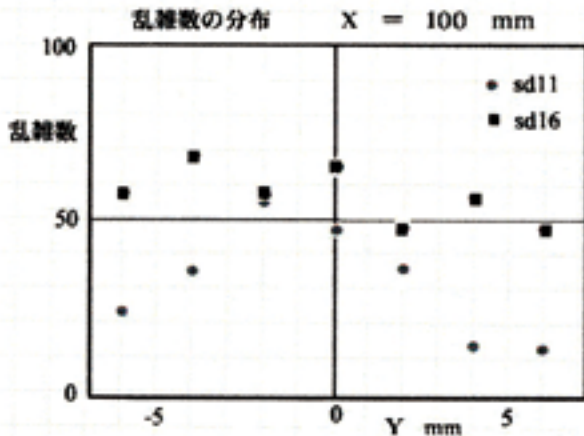
が窺えます。乱雑数は50近くになっています。これが乱雑音による乱雑化の初期条件です。この速度変動はそのまま成長して乱流になるのではなく、線型領域の選択的成長で変形します。



average radius = 64.56  
sd31 x = 100 mm y = 0 mm

第 1 1 図

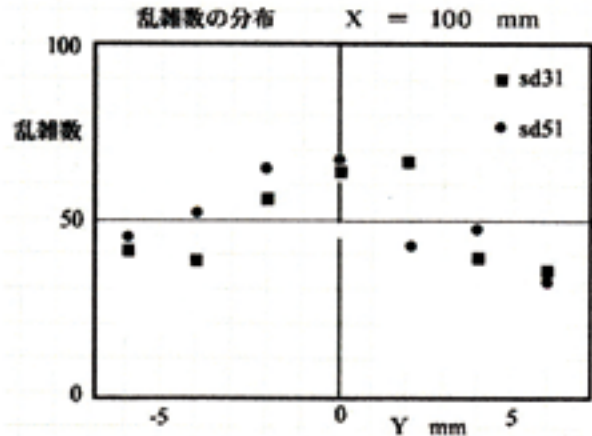
x = 100 mmでは散在図は第 1 1 図のようにやや広がり、乱雑数は60を超えて、乱流に近づいています。



第 1 2 図

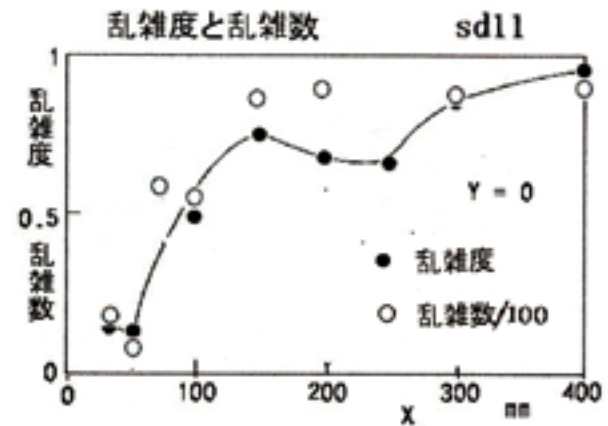
乱雑数の横方向の分布を見ましょう。第 1 2 図は正弦波音の時です。単音の sd 1 1 では中心で大きく、横の方で小さくなっていますが、7つの複音の sd 1 6 ではほぼ一定の分布になって、乱流に近づいていることが読み取れます。

乱雑音の場合が第 1 3 図です。sd 3 1



第 1 3 図

と sd 5 1 との間には殆ど差がありません。これは双方とも乱流に近づいていることをあらわしています。



第 1 4 図

最後に前の報告で定義された乱雑度と、ここで使われた乱雑数とを比較してみましょう。第 1 4 図はそれを表しています。乱雑度は秩序からの距離として表現されますから、乱雑音の時には使えません。単音の sd 1 1 の時だけに使えます。流れ方向への変化を示した第 1 4 図では乱雑度と乱雑数は平行に変化しているように見えます。乱雑数には幾らになれば乱流と言えるかという限界値がありませんが、図を見ると、乱雑数が80あたりで乱雑度が1に近づく、即ち乱流が出来上がっていることが窺えます

乱雑化は後流にだけ起こるものではありません。別の例として身体の中の癌の成長を考えると、自覚症状のない線形成長から、転移を伴う乱雑化にまで変わります。

# 一様等方性乱流場における渦構造の階層性について

A.K. Waleed, 伊澤 精一郎, 茂田 正哉, 福西 祐 (東北大工)

## Hierarchical Vortical Structures in a Homogeneous Isotropic Turbulence

A.K. Waleed, S. Izawa, M. Shigeta and Yu Fukunishi

Dept. of Mech. Eng., Tohoku University

### ABSTRACT

Extraction and traction of hierarchical vortical structures in a homogeneous isotropic turbulence are attempted. Fourier and Wavelet decompositions are applied to extract three scales, namely the large, intermediate and fine scaled structures from the flow field. Both filtering methods captured almost the same structures. An automatic tracking scheme that could handle vortex division is developed and presented.

*Key Words* : homogeneous isotropic turbulence, vortical structure, filtering, extraction

### 1. はじめに

十分に発達した乱流中には大小様々なスケールの渦運動が同時に励起され、互いに強く作用を及ぼしあっている。このようなスケールの異なる渦同士の相互作用はエネルギーカスケードという形となって現れ、エネルギー保有領域の大規模渦から高い散逸率を示すコルモゴロフスケールの数倍程度の小規模渦へとエネルギーを運ぶ仕組みとなっている。スペクトルの示すエネルギーの流れは、コルモゴロフの理論にもとづいてその統計的な性質が明らかにされている。また、近年のスーパーコンピュータの著しい進歩のおかげで、乱流の直接数値計算(DNS)も  $Re_\lambda$  が  $10^3$  のオーダーまで計算が可能になり、理論の検証も進められている<sup>(1)</sup>。しかしながら、実際にカスケードを担っている肝心の渦の運動力学とカスケードプロセスとの関連はまだ明らかではない。乱流の大規模DNSデータを可視化して観察しても、エネルギー保有領域に相当するような大きなスケールの渦は流れ場には見あらず、あるのは繊維状の細く絡み合った構造ばかりである。すなわち大スケールの渦は繊維状の渦の集合体からなると考えられる。しかしこのままでは異なるスケールの渦運動を議論するのは困難である。そこで各スケールの渦の流れ場から抽出しておけば、異なるスケールの渦運動間の関係についての議論がやり易くなるものと考えられる。そこで本研究では、乱流を特徴づけているエネルギーカスケードプロセスを渦運動の観点から理解することを目的として、乱流中から任意のスケール渦を直接抽出し、個々の渦の運動を自動的に追跡する方法を提案し、抽出された渦の変形の様子を観察した。

### 2. 計算方法及び解析手法

本研究で対象とするのは、強制一様等方性乱流場である。流れ場の計算は、加振項を付加した格子ボルツマン法により行った。計算格子数は  $256^3$  であり、波数1から3のモードからなるランダムな速度変動を計算領域全域にわたって連続的に注入することで、乱流場を維持

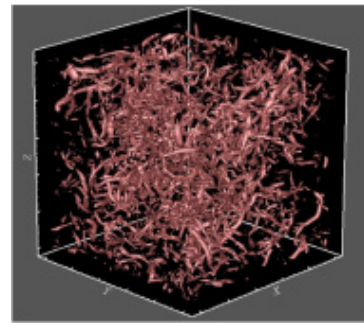


Fig.1 Isosurface of Q (without filtering).

した。渦構造の議論は、流れ場がほぼ定常になった時刻のデータを用いて行った。このとき  $Re_\lambda$  は 180 であった。

渦の抽出には、フーリエ変換とウェーブレット変換を利用した<sup>(2)</sup>。フーリエ変換による方法では、ローパスフィルターによりスケールの異なる渦を抽出した。このとき使用したカットオフ周波数  $k_c$  は 16, 24, 64 の 3 種類であり、それぞれ積分特性長の  $1/16$  倍、テイラー長の  $1/6 \sim 1/7$  倍、コルモゴロフ長の  $1.6$  倍程度の渦を抽出することに対応する。また、ウェーブレット変換では、マザーウェーブレット関数のスケールパラメータ  $s$  を変えることで抽出される渦のスケールを変化させた。この方法は、Q 値を直接フィルタリングするのでフーリエフィルターによる方法に比べるとデータ数が少なく済む利点がある。

### 3. 結果と考察

Fig. 1 は、フィルターをかけていないときの流れ場の様子である。図は Q 値の等値面を表しており、以下では渦として抽出された部分体積が全体積の 3% となるような Q 値を選んで可視化している。Fig. 2 は、フーリエ及びウェーブレットフィルターによる抽出結果を示す。各スケール毎に両者ともによく似た構造を抽出している。このとき、それぞれの方法で抽出された渦構造の重複率

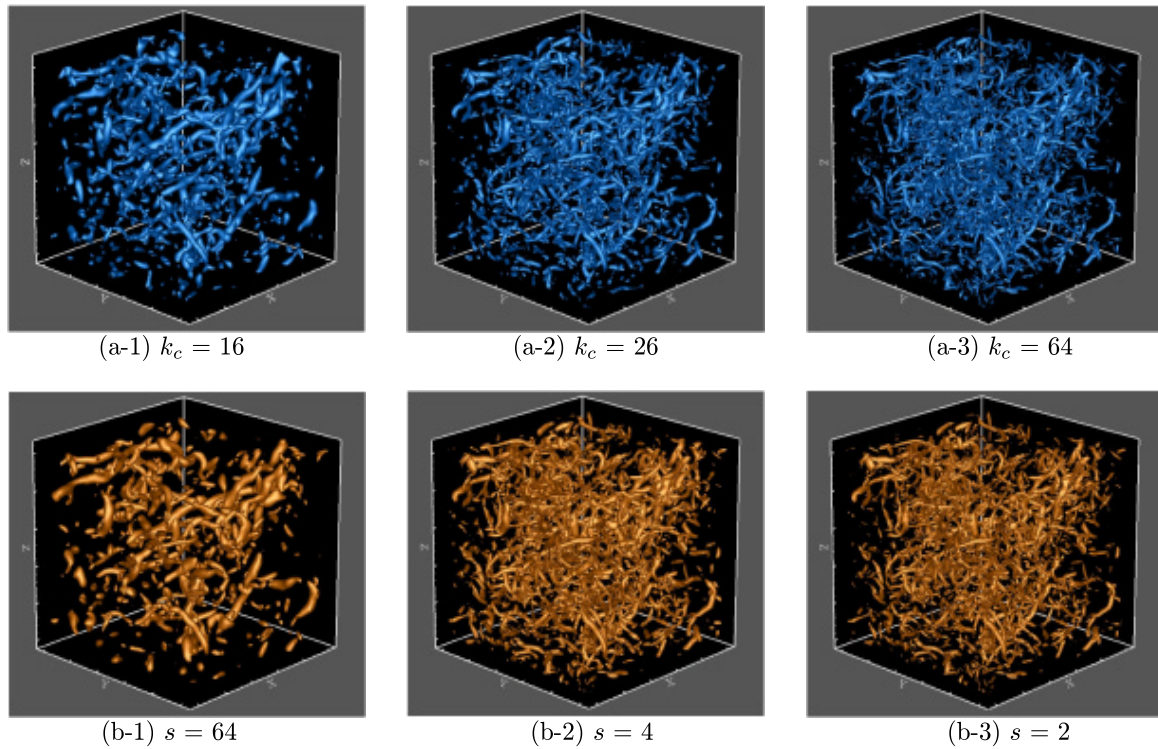


Fig.2 Isosurface of  $Q$  ((a) Fourier and (b) Wavelet filterings).

は75%~90%以上と非常に高い値となっていた。また、フーリエフィルターの結果を用いて渦の伸縮率を計算してみると、その確率密度分布は $k_c = 16, 26$ では65%,  $k_c = 64$ では75%が正の値をとり、小さなスケールの渦ほど引き伸ばされやすい傾向が見られた。

次に、個々の渦を自動的に追跡することを試みた。その方法の概略を以下に述べる。まず、追跡対象となる個々の渦を特定する。

1. 流れ場全体から $Q_{\max}$ となる格子点を選び、これを探索開始点とする。
2. 隣接する格子点の中からあるしきい値 $Q_{\text{th}}$ 以上の点を探す。
3. 2の条件を満たす隣接点がなくなった段階で、それらの点の集合をひとつの渦とみなす。
4. 3で渦と定義された点を流れ場から除外する。
5. 1~3の手順を繰り返す。

なお、抽出される渦構造の体積に比べて体積の非常に小さい渦構造はノイズと見なして、予め流れ場から取り除く処理を行った。次いで、

1. 追跡対象となる渦と次時刻における渦構造を比較する。
2. もとの渦との重複率が30%以上あれば同じ渦と判定。

という手順を経て次時刻の渦の位置を特定した。Fig. 3は、 $k_c = 26$ のフーリエフィルターをかけた流れ場から取り出した渦を追跡した一例である。時間の経過とともに渦が引き伸ばされ、折り曲げられ、複数の渦に分裂

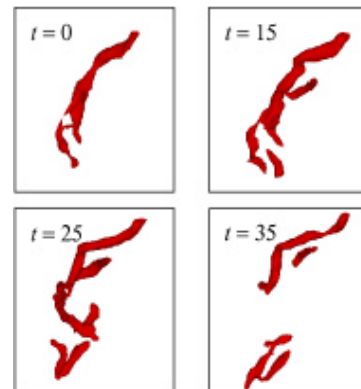


Fig.3 Automatic tracking of one vortex (Fourier filtering).

している様子が捉えられている。また、他のスケールのケースについても、探索領域を調整することで、同様にして親の渦からその子孫の渦まで自動的に追跡することができた。

#### 4. まとめ

一様等方性乱流中から大きさの異なる渦を抽出し、個々の渦の時間発展を自動的に追跡することを試み、良好な結果が得られた。

#### 参考文献

- 1) Kandeia, Y., Ishihara, T., *Journal of Turbulence*, 7 (2006), 1-17
- 2) Waleed, A.K., Izawa, S., Xiong, A.K., Fukunishi, Y., *11th Asian Congress of Fluid Mechanics*, (2006), CD-ROM

## Kolmogorov理論と交差独立性仮説

細川 巖（電気通信大学名誉教授）

Kolmogorov's Theory vs. the Cross-Independence Hypothesis  
Iwao Hosokawa (Prof. Emeritus, Univ. Electro-Comm.)

## ABSTRACT

It is proved that the cross-independence hypothesis by Tatsumi and Yoshimura in homogeneous isotropic turbulence is inconsistent with Kolmogorov's theory of the structure functions of longitudinal velocity increment across distance  $r$  in the inertial range of  $r$ . Related to this, an unexpected paradox is found in the 1962 Kolmogorov (refined similarity) hypothesis.

Key Words: Isotropic turbulence, Cross-independence hypothesis, structure functions, Kolmogorov's 4/5th law

## 1. はじめに

「交差独立性」という仮説は、最近 Tatsumi & Yoshimura(2004)<sup>1)</sup> によって減衰一様等方性乱流の解析に使われていることは周知のとおりである。

一様等方性乱流で、1点分布関数を $f(\mathbf{v}, t)$ 、2点分布関数を $f^{(2)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{r}, t)$ とする。ここで $\mathbf{v}$ は速度ベクトルを示し、 $\mathbf{r}$ は2点間の距離ベクトル、 $t$ は時間変数である。「交差独立性」仮説というのは、2点における速度 $(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2)$ の積空間を

$$\mathbf{v}_+ = (\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2)/2 \quad (1)$$

と

$$\mathbf{v}_- = (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)/2 \quad (2)$$

の積空間に変換し、

$$f^{(2)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{r}, t) = 2^{-3} g^{(2)}(\mathbf{v}_+, \mathbf{v}_-, \mathbf{r}, t) \quad (3)$$

そこで

$$g^{(2)}(\mathbf{v}_+, \mathbf{v}_-, \mathbf{r}, t) = g_+(\mathbf{v}_+, \mathbf{r}, t) g_-(\mathbf{v}_-, \mathbf{r}, t) \quad (4)$$

と仮定することである。これは $\mathbf{v}_+$ と $\mathbf{v}_-$ が相互に独立な乱数と仮定することである。

これが、 $|\mathbf{r}|$ の慣性領域において、速度構造関数についてのKolmogorov理論<sup>2, 3)</sup>と明らかに矛盾することを証明し、これに関連してKolmogorov仮説<sup>3)</sup>それ自体の問題をも追求する。

## 2. 矛盾の証明

(1)と(2)から $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_+ + \mathbf{v}_-$ 、 $\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_+ - \mathbf{v}_-$ であるから、これらのベクトルの第一成分をベクトル $\mathbf{r}$ の方向に取って、それらを新たに添字1をつけて表記し、 $V_{11}$ と $V_{21}$ の3次の統計平均を考えよう。す

なわち

$$\begin{aligned} \langle V_{11}^3 \rangle &= \langle V_{+1}^3 \rangle + 3 \langle V_{+1}^2 V_{-1} \rangle \\ &\quad + 3 \langle V_{+1} V_{-1}^2 \rangle + \langle V_{-1}^3 \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \langle V_{21}^3 \rangle &= \langle V_{+1}^3 \rangle - 3 \langle V_{+1}^2 V_{-1} \rangle \\ &\quad + 3 \langle V_{+1} V_{-1}^2 \rangle - \langle V_{-1}^3 \rangle \end{aligned} \quad (6)$$

ここに $\langle \rangle$ は統計平均値を意味する。

統計的一様性によって $\langle V_{11}^3 \rangle = \langle V_{21}^3 \rangle$ であるか

ら、前2式より

$$0 = 6 \langle V_{+1}^2 V_{-1} \rangle + 2 \langle V_{-1}^3 \rangle \quad (7)$$

が得られる。

交差独立性によれば、

$$\langle V_{+1}^2 V_{-1} \rangle = \langle V_{+1}^2 \rangle \langle V_{-1} \rangle = 0 \quad (8)$$

であるから、(7)の第2項は消えなければならない。

しかし、これはKolmogorovの一様等方性乱流の $r$ の慣性領域における理論的結果<sup>2)</sup>：

$$8 \langle V_{-1}^3 \rangle \equiv \langle \Delta u_r^3 \rangle = -\frac{4}{5} \varepsilon r \quad (9)$$

と相容れない。ここで $\varepsilon$ はエネルギーの平均散逸率である。言い換えれば、交差独立性は3次の速度構造関数の存在を否定することになる。

$V_{11}$ と $V_{21}$ の3次以上の奇数次の統計平均の比較から、同様の理由によって、すべての3次以上の奇数次の速度構造関数の存在<sup>3)</sup>は交差独立性とは相容れない。

(9)式の理論的導出の際に、 $\langle \Delta u_r^2 \rangle$ の時間依存性が無視されているので、減衰(非定常)一様等方性乱流の場合にはそこに若干の補正項が入らなければならない。Tatsumi & Yoshimuraの減衰乱流の場合にどうなるかを第4節で説明する。

### 3. Kolmogorov仮説の中のパラドックス

交差独立性が成り立たない結果として、(7)と(9)より

$$\langle \mathbf{v}_{+1} \mathbf{v}_{-1} \rangle = \varepsilon r / 30 \quad (10)$$

が得られる。これは、定常等方性乱流の慣性領域において速度和の統計が満たさなければならない普遍的な条件式である。

今までは、乱流の間欠的構造は速度差の分布関数によって議論されてきたが、速度和が速度差に独立でないとすると、速度差のアンサンブルは速度和によって条件づけられることになり、このことを踏まえて理論を再考する必要が発生する。

1962年のKolmogorov仮説<sup>3)</sup>によれば、慣性領域において速度差は

$$2v_{-1} \equiv \Delta u_r = V(r\varepsilon_r)^{1/3} \quad (11)$$

と仮定される( $\varepsilon_r$ はスケール $r$ の領域でのエネルギーの局所平均散逸率、 $V$ は $\varepsilon_r$ に独立で局所の速度にも依存しない普遍無次元乱数。)ので、これを(10)に入れると、

$$\langle \mathbf{v}_{+1} \mathbf{v}_{-1} \rangle = \varepsilon r^{2/3} / 15 \quad (12)$$

が出てくる。

これは $V$ が速度和と独立でないことを意味する。

$\langle \mathbf{V} \rangle = 0$ であるから、少なくとも $V$ は $\mathbf{v}_{+1}$ と独立であることはできない。

$\mathbf{v}_{+1}$ は局所の速度によって構成されるので、これは極めて重大な結論である。このことは「 $V$ は普遍無次元乱数」とするKolmogorov仮説<sup>3)</sup>によって、逃れることのできないパラドックスになっていると言わなければならない。

明らかに、 $V$ のアンサンブルは普遍的ではなく、速度和によって条件づけられている筈である。

これによって(11)を基礎とする今までの理論がすべて疑わしくなるかと言うと、必ずしもそうではない。パラドックスを無害にする方法が一つある。

それは、(12)において「 $\varepsilon_r$ は速度和から独立である」と改めて仮定することである。そうして、(11)式のモーメントの $\mathbf{v}_{+1}$ についての平均を取って

$$\overline{(2v_{-1})^n} \equiv \overline{\Delta u_r^n} = \overline{V^n (r\varepsilon_r)^{n/3}} \quad (13)$$

とすれば、(11)式を基礎とした従来の間欠性理論は、このアンサンブル平均の意味ですべて無傷となる。

### 4. (9)式の時間微分補正項

Landau & Lifshitz<sup>4)</sup>によれば、(9)式右辺の補正項は

$$-\frac{3}{r^4} \int_0^r r^4 \frac{\partial B_{rr}}{\partial t} dr \quad (14)$$

と書くことができる。ここでKolmogorovの仮説<sup>5)</sup>により

$$B_{rr} = \langle \Delta u_r^2 \rangle \equiv A(\varepsilon r)^{2/3}, \quad (15)$$

( $A$ は普遍定数)と置く。減衰乱流の解<sup>1)</sup>：

$\varepsilon(t) = 3\alpha_0 t^{-2}$ を入れて計算すると

$$\begin{aligned} (14)式 &= -\frac{6}{17} A r^{5/3} \frac{d\varepsilon}{dt} \varepsilon^{-1/3} \\ &= \frac{12}{17} A \varepsilon r^{5/3} (3\alpha_0 t)^{-1/3} \\ &= \frac{8}{17} A \varepsilon r \left( \frac{r}{L(t)} \right)^{2/3}, \end{aligned} \quad (16)$$

ここに、 $L(t) = \frac{2^{3/2}}{3} (\alpha_0 t)^{1/2}$ は前回講演、「交差独立性仮説」の検討<sup>6)</sup>で導出したマクロスケールである。

これが(9)式右辺と比べて、 $r/L(t) \ll 1$ (慣性領域)において無視できることは論をまたない。

よって、本論の趣旨はref.1の減衰一様等方性乱流においても成立すると考えてよい。

### 引用文献

- 1) T. Tatsumi & T. Yoshimura, Fluid Dyn. Res. **35**, 123 (2004).
- 2) A. N. Kolmogorov, Dokl. Akad. Nauk SSSR **32**, 16 (1941).
- 3) A. N. Kolmogorov, J. Fluid Mech. **13**, 82 (1962).
- 4) L. D. Landau & E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics (Pergamon, 1987), p. 139.
- 5) A. N. Kolmogorov, Dokl. Akad. Nauk SSSR **30**, 9 (1941).
- 6) 細川巖, 第37回「境界層遷移の解明と制御」研究会(2005)報告集(JAXA SP刊行予定).

## 大規模せん断乱流中に置かれた連続点源からの熱拡散の特性

宮田仁奈（豊橋技科大院）、蒔田秀治（豊橋技科大）

## Characteristics of Thermal Diffusion in a Thermal Plume from a Point Source in Large-Scale Shear Turbulence Fields

N. Miyata\* and H. Makita\*

\* Dept. of Mech. Eng., Toyohashi University of Technology

## ABSTRACT

Thermal diffusion from a point source was experimentally investigated in actively agitated homogeneous and uniform-shear flows with velocity gradients of  $\partial U/\partial y=0, 2.6, 6.3 \text{ s}^{-1}$  and turbulent Reynolds numbers of  $R_\lambda=36\sim 490$ . Simultaneous measurement was conducted on temperature and velocity fluctuations. Short-time diffusion was realized in the excited turbulence fields of  $R_\lambda=310\sim 410$ . Then, the centroid of the plume meandered around the center-line irrespective of the velocity gradient. The lateral integral scale,  $L_{vx}$ , strongly affected the streamwise growth of the time-averaged plume width. The streamwise decay rate of intermittency factor at the point of the peak temperature,  $I_{\theta p}$ , increased with  $R_\lambda$ .

Key Words: Thermal Diffusion, Plume, Meandering Motion, Shear Flow, Concentration Fluctuation, Flow Control

## 1. 緒論

本研究室では、高  $R_\lambda$  実現可能な大気乱流風洞<sup>1)</sup>を開発し、それを用いた一様流中の粒子拡散実験<sup>2)</sup>および熱拡散実験<sup>3)</sup>においてプルームの蛇行現象を風洞中に再現することに初めて成功した。実際の大気の流れは、地表近くで鉛直方向に速度勾配を持つ非定常な複雑乱流場を形成している。本実験は熱拡散に対する速度せん断の影響を解明するため、大規模一様せん断乱流中で熱拡散実験を試み、大規模乱流渦とプルームの蛇行運動との相関関係を定量的に決定することを目的としている。

## 2. 実験装置および条件

大気乱流風洞測定洞上流に、速度成層形成部と乱流発生部から構成されるせん断乱流発生装置<sup>1)</sup>を設置した(図1)。速度成層形成部は、鉛直方向に分割された流路に開孔率の異なる多孔板を挿入し、速度せん断を形成した。乱流発生部の格子状に組まれた回転軸(格子間隔:  $M=35\text{mm}$ )に取付けた攪拌翼の動作モード(平均迎角:  $\alpha^\circ$ 、最大攪拌角:  $\pm\beta^\circ$ )を制御して、各種の乱流場を形成できる。さらに、測定洞天井壁面に境界層制御装置<sup>4)</sup>を設置し、壁面近傍の気流の加速、吸込み制御を行うことにより、天井面に発達する境界層の影響を低減した。

格子乱流場( $\beta=\pm 0^\circ$ )と、励起乱流場( $\beta=\pm 20\sim 180^\circ$ )で、それぞれ平均速度勾配  $\partial U/\partial y=0.0, 2.6, 6.3 \text{ s}^{-1}$  の一様流および一様せん断乱流場(乱流レイノルズ数  $R_\lambda=36\sim 490$ ; Case1~6)を形成するため、せん断乱流発生装置の多孔板の開孔率および攪拌翼の  $\alpha, \beta$  を調整した(表1)。

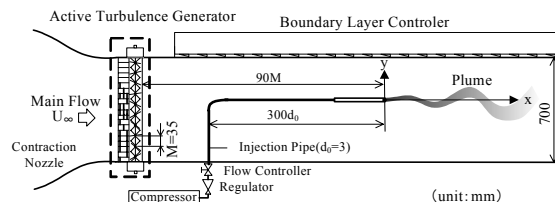


図1 実験装置概略

表1 実験条件および乱流特性量 ( $x/d=0$ )

Case	$\beta$ [ $^\circ$ ]	$\partial U/\partial y$ [1/s]	$u'/U$ [%]	$v'/U$ [%]	$L_{ux}$ [mm]	$L_{vx}$ [mm]	$R_\lambda$ [-]
Case1		0.0	0.98	0.92	23	11	36
Case2	0	2.8	1.45	1.26	26	11	50
Case3		6.1	3.47	2.87	28	13	90
Case4	$\pm 20$	0.0	8.9	5.7	584	47	310
Case5	$\sim$	2.8	11.7	7.0	957	62	430
Case6	180	6.1	15.5	9.8	950	78	490

いずれも断面中心の平均流速  $U_c=5.0\text{m/s}$  で、断面内において良好な一様性を保っている。

主流と平行に設置したパイプに送られた気流を先端のヒーター(内径:  $d=5.4\text{mm}$ 、供給電力:  $6\sim 7\text{W}$ )で加熱して放出した。パイプ先端は乱流場が十分に発達した乱流格子  $90\text{M}$  下流に位置し、そこを座標軸の原点とし、流れ、鉛直方向を  $x, y$  軸とした。

I-X型冷熱二線式温度流速計<sup>5)</sup>(S/N比:  $60\text{dB}$ )を用いて、加熱気流放出時の温度変動・速度変動2成分の同時分離計測を行った。

### 3. 実験結果

図2に温度場の確率密度関数を示す。縦軸は平均温度から室温を差引いた相対度数から算出したもので、一様流のCase1, 4ではほぼ正規分布に従い、本研究の加熱気流は平均場には浮力の影響が見られない。しかし、せん断乱流中では、格子・励起乱流場とも速度勾配の大きさに比例して、平均温度分布に非対称性が現れ、ピーク位置も鉛直下向きへ移行し、速度せん断の影響が見られる。格子乱流場のCase1, 2, 3では、 $x/d=200$ まで明確なピークが確認できるのに対し、励起乱流場のCase4, 5, 6では鉛直方向に大きく広がる。このため、励起乱流場では、 $x/d=200$ における拡散係数  $K$  が  $K=149\sim 405\text{ cm}^2/\text{s}$  と非常に大きい拡散能を有している。

図2の平均温度分布の標準偏差で与えられる拡散幅  $\sigma$  と放出パイプ内径  $d$  (初期拡散幅) の流れ方向変化を図3に示す。格子乱流場では、乱流場の横方向インテグラルスケール  $L_{vx}$  と  $d$  の比が  $L_{vx}/d=2.0\sim 2.4$  であるため、乱流渦がプルームを蛇行させず、 $\sigma \propto x^{1/2}$  の長時間拡散場となる。一方、励起乱流場では  $L_{vx}/d=8.7\sim 14.4$  に達し、大規模乱流渦によりプルームの蛇行運動が活発となり、 $\sigma \propto x$  の短時間拡散場が実現されている。しかし、 $\sigma \approx L_{vx}$  に達すると、それ以降は大規模渦もプルームに内包されるようになるため、長時間拡散場へ移行すると考えられ、大規模渦のスケールが拡散場の平均的広がりやを決定する重要なパラメータであることが分かる。

ここでは図示しないが、温度変動の間欠率  $I_{\theta}$  の鉛直方向分布は、格子乱流場では台形状の分布となり、平均温度分布同様、ピーク位置が下向きとなるのに対し、励起乱流場では  $x/d=40$  から中心軸でほぼ対称なガウス状の分布を形成している。これは、プルームは速度勾配によらず、ほぼ真っ直ぐに流下するが、乱流場の大規模渦スケール  $L_{ux}, L_{vx}$  が上方向に向かって増大し、同時に拡散能も大きくなるため、平均温度分布のピーク位置が下方向へ移動すると考えられる。図4に示す平均温度のピーク位置における間欠率  $I_{\theta p}$  の流れ方向変化は、格子乱流場ではほぼ  $I_{\theta p}=1.0$  であるのに対し、 $R_{\lambda}$  が大きいCase6では急速に減少し、 $x/d=200$ において  $I_{\theta p}=0.25$  まで減少している。励起乱流場では大規模渦によるプルームの蛇行運動が行われることに加え、図4に示すように、 $L_{ux}, L_{vx}$  が流れ方向にも増加するため、下流ほどプルームの蛇行運動の振幅が大きくなったことが影響している。

### 4. 結論

(1)励起乱流場でプルームの蛇行運動が支配的な短時間拡散場が実現された。(2)プルームの鉛直方向の広がりが、横方向インテグラルスケールと同程度となると、長時間拡散へと移行する。(3)速度せん断によらず、プルームの蛇行運動の重心は直進するが、中心軸より高速側でインテグラルスケール  $L_{ux}, L_{vx}$  が大きくなるため、平均温度の鉛直方向分布が低速側へひずみ、速度せん断の影響が現れる。(4)平均温度の鉛直方向分布のピーク位置における間欠率  $I_{\theta p}$  の流れ方向変化は、乱流レイノルズ数  $R_{\lambda}$  に強く依存し、 $R_{\lambda}$  が大きいほど減衰率が大きい。(5)乱流場の

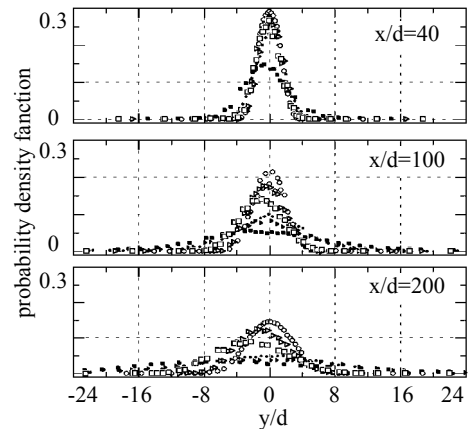


図2 平均温度の鉛直方向分布  
○, △, □ : Case1, 2, 3 ●, ▲, ■ : Case4, 5, 6

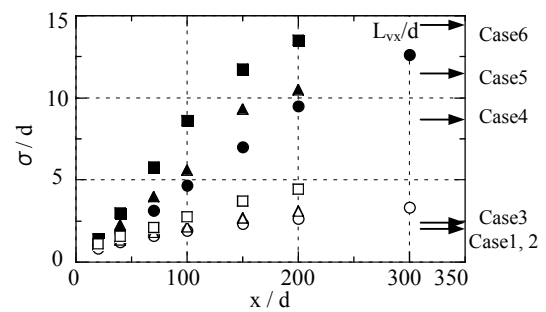


図3 拡散幅  $\sigma$  の流れ方向変化  
○, △, □, : Case1, 2, 3 ●, ▲, ■ : Case4, 5, 6

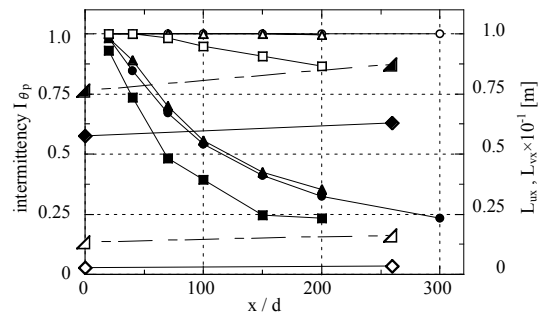


図4 ピーク位置における間欠率  $I_{\theta p}$  の流れ方向変化  
 $I_{\theta p}$  ; ○, △, □, : Case1, 2, 3 ●, ▲, ■ : Case4, 5, 6  
 $L_{ux}, L_{vx}$  ; ◇, △ : Case3 ◆, ▲ : Case6

統計量がスカラー場の拡散に強い影響を与える。

日本学術振興会研究費補助金基盤研究(c)No.17560145の援助を受けた、ここに謝意を表する。

### 参考文献

- 1) H. Makita: Fluid Dyna. Res., **8**, (1991), pp.53-64.
- 2) 蒔田, 佐々, 飯田, 茂山: 機論 B, **56**, (1990), pp. 388-395.
- 3) 蒔田, 宮田, 関下: 機論講, **05-32**, (2005-10), pp. 250.
- 4) 蒔田, 谷口, 関下: 第4回日本流体力学会中部支部講演論文集, (2006-11), pp. 21-22.
- 5) 蒔田, 森, 澤田: 機論 B, **56**, (1992), pp. 90-97.



# 回転2円板間流れのパターン形成と不安定性

三浦知仁, 岡本智宏, 水島二郎 (同志社大工)

## Pattern formation and instability of flow between two corotating disks

T. Miura, T. Okamoto and J. Mizushima

Department of Mechanical Engineering, Doshisha University

### ABSTRACT

Formation and instability of flow between two corotating disks in an enclosure is investigated numerically, in which the origin of polygonal flow pattern is explored utilizing numerical simulation and linear stability analyses. The outer cylindrical boundary of the flow field is assumed to be stationary, whereas the inner cylinder rotates together with the two disks. Polygonal flow patterns are known to appear due to instability of the axisymmetric flow with respect to the axis of rotation, which is a unique solution at small Reynolds numbers. The origin of the flow structure of so called shift-and-reflect flow pattern is clarified from the solution of the linear stability analyses and occurs due to Hopf bifurcation. In addition, we found that the most unstable mode of disturbance has an unexpected wavenumber as large as 20 to 30 for very narrow disk spacings.

### 1 はじめに

回転軸を共有する2円板と静止した円筒に囲まれた流体の運動を考える。このような系は、流体機械の内部に良く見られる。また、2円板間の距離が円板半径より非常に小さい場合はコンピュータのハードディスク装置の基本モデルと考えることができる。円板が高速回転するとき、2円板間の流れは非回転軸対称かつ非定常になり円板の振動等を引き起こす。

このような系について、Lennemann<sup>1)</sup>は可視化実験によって流れ場の特徴を調べた。流れ場が非軸対称になると、水平断面内に多角形状を持った周方向に波打った流れパターンが発生することを発見し、2円板間距離と円板間隔の比によって定義されるアスペクト比や円板の回転数に応じて、流れパターンが変化することを報告した。さらに詳細な可視化実験が Abrahamson, Eaton and Koga<sup>2)</sup>によって行われ、回転軸に近い領域では流体がおおよそ剛体回転し、その外側の領域では大規模な渦構造が存在することを明らかにした。また、それらの領域の境界が多角パターンを構成すると説明している。後に、Schuler, Usry, Weber, Humphrey and Greif<sup>3)</sup>が、この境界領域にせん断層が存在することを示した。Humphrey and Gor<sup>4)</sup>は Schuler *et al.*<sup>3)</sup>が示したせん断層のふるまいに着目し、円板半径と円板の最大速度を代表量として定義されたレイノルズ数の変化に対する子午線断面内の流れパターンの変化を可視化実験によって調べた。低レイノルズ数では、子午線断面内において2円板間中心に対して対称な一對の渦構造が現れるが、レイノルズ数がある閾値を超えると、せん断層と渦構造が周期的に振動することを示した。このとき流れ場の軸対称性が破れ、水平断面内では円周方向に周期的な流れが現れると述べた。

一方で、数値計算による結果も数多く報告されている。Humphrey, Shuler and Webster<sup>5)</sup>は Shuler *et al.*<sup>3)</sup>と

同じ問題設定で3次元の数値シミュレーションを行った。彼らの計算から得られた平均流の速度分布や速度偏差は、Shuler *et al.*<sup>3)</sup>の実験から得られた結果と比較すると定性的には一致することが確認できるが、定量的な部分でずれが存在する。過去の実験データとの定量面における相違は、数値計算を行う際に2円板と静止外周壁間の間隙や円板の厚みを考慮すれば回避できると Herrero and Humphrey and Giral<sup>6)</sup>は報告している。

数値計算によって過去の実験結果を検証するだけでなく、流れの遷移や解の分岐を調べた例も近年増えてきている。Herrero, Giral and Humphrey<sup>7)</sup>は数値シミュレーションによって軸対称流れから非軸対称流れへの遷移について調べた。彼らの結果によれば遷移の過程はアスペクト比が大きい場合と小さい場合では異なる。アスペクト比が大きい場合は、まずレイノルズ数が増加すると、流れ場の2円板間中心面に対する対称性を破る分岐(ピッチフォーク分岐)が生じる。その後、流れは子午断面内の非対称性を保持した状態で非軸対称な非定常流へ遷移する。彼らは、この流れを非対称(symmetry-breaking)型と呼んでいる。それに対して、アスペクト比が小さい場合は2円板間中心に対して対称な定常軸対称流から、周方向に対して回転反転対称(shift-and-reflect)型の空間対称性をもつ非軸対称な周期流へと遷移する。これらの異なる特徴を持つ非軸対称流の存在は、Hirata, Furue, Sugawara and Funaki<sup>8)</sup>がPIV(Particle Image Velocimetry)を用いた実験によって確認している。Randriamampianina, Schiestel and Wilson<sup>9)</sup>は軸対称性を仮定した2次元数値シミュレーションおよび3次元数値シミュレーションを行い、Herrero *et al.*<sup>7)</sup>の結果と同様にアスペクト比の大小によって遷移過程に相違が生じることを報告した。また、彼らは1つのパラメータの組み合わせに対して複数の安定解が存在することも示した。

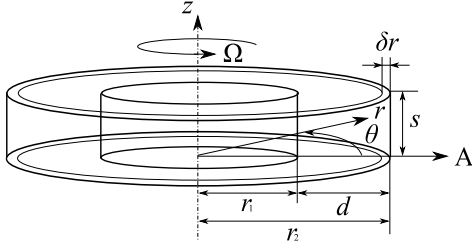


図 1: 座標系.

本研究の目的は、数値シミュレーションおよび線形安定性解析を用いて 2 円板間流れの遷移過程を調べることである。今回は特に、軸対称流から非軸対称流の遷移に着目し、その機構について詳しく論じる。

## 2 問題設定

本研究では、図 1 に示されるような系を考える。外円筒の半径は  $r_2$  であり、2 円板と半径  $r_1$  の内円筒が角速度  $\Omega$  で回転する。2 円板間に満たされた流体が円板の回転によって駆動される。流れは非圧縮性を仮定する。円板の最大速度  $r_2\Omega$  と外円筒と内円筒の半径の差  $d \equiv r_2 - r_1$  をそれぞれ代表スケールにとり、流体の運動を特徴づける無次元パラメータとしてレイノルズ数  $Re \equiv r_2\Omega d/\nu$  を定義する。円板間隔  $s$  と円筒間の間隙  $d$  の比  $s/d$  をアスペクト比  $\Gamma$  と定義し、半径比については  $r_1/r_2 = 0.5$  に固定する。

円筒座標系  $\mathbf{r} = (r, \theta, z)$  を導入し、無次元化された速度および圧力をそれぞれ  $\mathbf{u} = (u, v, w)$  と  $p$  で表せば、流体の運動を支配する方程式である連続の式と Navier-Stokes 方程式は、

$$\zeta^{-1}\partial_{\xi}(\zeta u) + \zeta^{-1}\partial_{\theta}v + \partial_z w = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \partial_t u + u\partial_{\xi}u + \zeta^{-1}v\partial_{\theta}u + w\partial_z u - \zeta^{-1}\nu^2 \\ = -\partial_{\xi}p + Re^{-1}(\nabla^2 u - \zeta^{-2}u - 2\zeta^{-2}\partial_{\theta}v), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t v + u\partial_{\xi}v + \zeta^{-1}v\partial_{\theta}v + w\partial_z v + \zeta^{-1}uv \\ = -\zeta^{-1}\partial_{\theta}p + Re^{-1}(\nabla^2 v - \zeta^{-2}v + 2\zeta^{-2}\partial_{\theta}u), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\partial_t w + u\partial_{\xi}w + \zeta^{-1}v\partial_{\theta}w + w\partial_z w = -\partial_z p + Re^{-1}\nabla^2 w, \quad (4)$$

と書くことができる。ここで、 $\xi = (r - r_1)/d$ 、 $\zeta = \xi + r_1/d$ 、 $\nabla^2 \equiv \partial_{\xi\xi} + \zeta^{-1}\partial_{\xi} + \zeta^{-2}\partial_{\theta\theta} + \partial_{zz}$  である。

境界条件は、内円筒壁面 ( $\xi = 0$ ) において  $u = w = 0$ 、 $v = \eta$ 、静止外周壁上 ( $\xi = 1$ ) で  $u = w = 0$ 、 $v = 0$  とする。2 枚の回転円板表面 ( $z = 0, \Gamma$ ) では、 $u = w = 0$ 、 $v = \eta + \xi(1 - \eta)$  となる。

## 3 基本流計算および線形安定性解析

回転 2 円板間流れではアスペクト比の大きさにかかわらず、低レイノルズ数では定常でかつ 2 円板間中心面に関して対称な軸対称流となる。しかしながら、レイノルズ数が増加すると解の不安定性によって軸対称性が破れ、水平断面内に多角形パターンが現れる。定常な軸対称流を基本流とし、攪乱に対する安定性を調べることで軸対称性の破れについて考察する。

基本流  $(\bar{\mathbf{u}}, \bar{p})$  は、半径方向速度  $u$ 、周方向速度  $v$  および圧力  $p$  に 2 円板間中心面に対する対称条件、軸方向速度  $w$  に反対称条件を課し、支配方程式 (1)–(4) を前述の境界条件のもとで初期値問題として数値的に解くことによって得られる。

基本流  $(\bar{\mathbf{u}}, \bar{p})$  に無限小攪乱  $(\mathbf{u}', p')$  が加わっていると仮定し線形安定性解析を行った。周方向の周期性を考えると、攪乱は周方向についてフーリエ級数展開することができる。また、線形攪乱を仮定していることから個々のフーリエモードを独立に扱うことが可能となる。これらのことを考慮すれば、攪乱  $(\mathbf{u}', p')$  は

$$\mathbf{u}' = \tilde{\mathbf{u}}_k e^{ik\theta}, \quad p' = \tilde{p}_k e^{ik\theta}, \quad (5)$$

のように記述することができる。ここで、 $k$  は周方向波数である。各方向の速度成分  $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$  と圧力  $p = \bar{p} + p'$  を支配方程式 (1)–(4) に代入し、基本流を支配する方程式を引き去り線形化することで時間発展形の線形攪乱方程式が得られる。攪乱の境界条件は全ての固定境界上で  $\mathbf{u}' = 0$  である。各フーリエモードについての発展方程式を初期値問題として数値的に解く。基本流のフーリエモード  $k$  の攪乱に対する安定性は、攪乱エネルギー  $E'_k$  の時間増幅率によって評価する。攪乱エネルギー  $E'_k$  は増幅率を  $\lambda_k$  として、攪乱の線形性を考慮すれば  $E'_k = E'_{k0} \exp(\lambda_k t)$  のように時間  $t$  に対して指数関数的に増大(減衰)すると仮定できる。 $\lambda_k < 0$  であれば基本流は攪乱に対して安定、 $\lambda_k > 0$  であれば不安定である。

## 4 数値計算法

回転 2 円板間流れの遷移過程を調べるために、3 次元数値シミュレーションを行った。また、軸対称流から非軸対称流へ遷移するとき起こる不安定性の機構を解明するために線形安定性解析を行った。

3 次元数値シミュレーションでは、支配方程式をフラクショナルステップ法に基づき 2 段階に離散化し、クラック・ニコルソン法と 2 次精度のアダムス・バッシュフォース法を組み合わせた半陰解法を用いて時間発展計算を行った。空間項は高エネルギー保存差分法を用いて離散化した。圧力に関するポアソン方程式はレッド・ブラック法と SOR(Successive Over Relaxation) 法を組み合わせた 3 サイクルのマルチグリッド法を用いて解いた。

基本流の計算および線形安定性解析については、時間積分をフラクショナルステップ法と 2 次精度のアダムス・バッシュフォース法の組み合わせで行った。空間項の離散化には、非線形項に 3 次精度の上流差分法、線形項には 4 次精度中心差分法を採用した。圧力のポアソン方程式は 2 次精度の中心差分で離散化し、SOR 法を用いて解いた。

## 5 結果および考察

### 5.1 数値シミュレーション

回転 2 円板間流れの遷移について詳しく調べるために、代表的なアスペクト比  $\Gamma = 0.4$  についてレイノルズ数が  $500 \leq Re \leq 1500$  の範囲で数値シミュレーションを行った。計算格子にはスタガード格子を用い、格

子点数は  $(N_r, N_\theta, N_z) = (100, 128, 100)$  で計算を行った。図2に  $Re = 1100$  における子午断面内における流線の様子を示した。図中で赤線で示されるのは、反時計回りの流体運動であり、青線は時計回りの流体運動を示している。図2からわかるように、流れ場は軸対称でかつ2円板間中心面に対して対称（以後、上下対称と呼ぶ）となっている。また、この流れは定常である。低レイノルズ数領域では図2に示されるような空間対称性をもつ定常軸対称流が現れる。しかし、レイノルズ数が高くなると流れ場の軸対称性が破れる。図3(a)–3(d)に  $Re = 1500$  のときの高さ  $z = 0.25\Gamma$  における水平断面の流れ場を示した。図3(a)–3(d)には各速度成分および渦度の等高線が描かれており、寒色部分は各物理量の大きさが小さく、暖色部分は大きい。これらの図から、静止外周壁に沿って7つの渦構造が発達し、非軸対称な流れの構造となっていることがわかる。また、図3(d)の渦度  $\omega_z$  の様子を見ると、7角形の流れパターンが形成されていることが良くわかる。

各速度成分  $(u, v, w)$  について周方向に対するフーリエ変換を行い、 $E_k = \int \int |\mathbf{u}_k|^2 r dr dz$  で定義される周方向波数  $k$  をもつモードの運動エネルギー  $E_k$  を評価することによって、非軸対称流れの発生起源を調べた。 $Re = 1500$  において明らかに波数  $k = 7$  のモードをもつ流れが得られたことから、モード  $k = 7$  の成長に着目した。図4にモード  $k = 7$  の運動エネルギー  $E_7$  とレイノルズ数の関係を示す。この図から臨界レイノルズ数  $Re_{c1} = 1206$  を超えるとモード  $k = 7$  が成長し始めることがわかる。すなわち、レイノルズ数が1206を超えると流れ場の軸対称性が破れ、水平断面内には7角形の流れパターンが現れる。

次に  $Re = 1500$  の流れについて、子午断面内の流れ場に注目する。図5は周方向に  $\pi/7$  ごとに区切った子午断面内におけるある瞬間の流線パターンであるが、任意の  $\theta = \theta_0$  断面において上下非対称な流れパターンが確認できる。 $\theta = \theta_0 + \pi/7$  断面では  $\theta = \theta_0$  断面で観察された流れパターンを2円板間中心面に対して反転させたパターンとなり、 $\theta = \theta_0 + 2\pi/7$  断面では再び  $\theta = \theta_0$  断面と同じパターンが現れる。したがって任意の子午断面で固定して見れば、時間周期的に上下の渦構造の大きさを入れ替えるような流れが観察できる。このような空間対称性をもつ流れが起ることは、Herrero *et al.*<sup>7)</sup> や Randriamampianina *et al.*<sup>9)</sup> が確認している。また、この対称性は回転反転対称性 (shift-and-reflect symmetry) と呼ばれている。この子午断面内で起こる周期的な流れの発生起源を調べるために、 $\theta = 0$  断面の2円板間中心上の一点  $P_1(0.8, 0, 0.5\Gamma)$  の軸方向速度  $w_1$  を流れ場の非対称性を表す代表量にとり、そのレイノルズ数に対する変化を調べた。点  $P_1$  における軸方向速度  $w_1$  とレイノルズ数  $Re$  の関係を示すと図6のようになる。図中には  $w_1$  の最大値と最小値をプロットしている。図6からわかるように、レイノルズ数が低いときは  $w_1 = 0$  であり上下対称な流れとなるが、レイノルズ数がある閾値を超えると超臨界ホップ分岐が起り、上下対称流が不安定化し振動流が現れる。図6から超臨界ホップ分岐が生じる臨界レイノルズ数は  $Re_{c2} = 1206$  となることがわかった。この臨界値  $Re_{c2}$  は上述の軸対称性が破れる臨界値  $Re_{c1}$

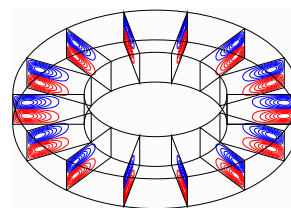


図2: 子午断面内の流れパターン。  $\Gamma = 0.4$ 。  $Re = 1100$ 。赤線は反時計回り、青線は時計回りの流体運動を示す。

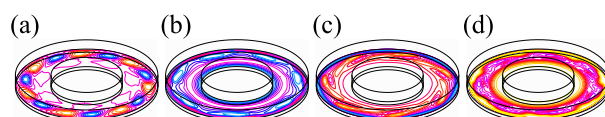


図3: 水平断面内の流れパターン。  $\Gamma = 0.4$ 。  $Re = 1500$ 。  $z = 0.25\Gamma$ 。(a) 半径方向速度  $u$ 、(b) 周方向速度  $v$ 、(c) 軸方向速度  $w$ 、(d) 渦度  $\omega_z$ 。寒色部分は物理量の大きさが小さく、暖色部分は大きい。

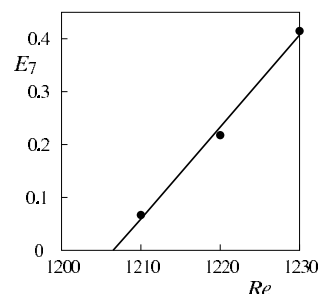


図4: フーリエモード  $k = 7$  の運動エネルギー  $E_7$ 。  $\Gamma = 0.4$ 。

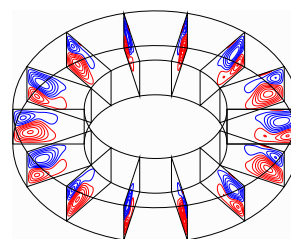


図5: 子午断面内の流れパターン。  $\Gamma = 0.4$ 。  $Re = 1500$ 。赤線は反時計回り、青線は時計回りの流体運動を示す。

と等しい。この結果は、子午断面内の対称性と軸対称性が同時に破れることを示している。

ここまでの結果をまとめると、レイノルズ数が低いときは上下対称な軸対称定常流が現れるが、レイノルズ数が高くなると上下対称性と軸対称性が同時に破れ、回転反転対称型の空間対称性をもつ流れに遷移することがわかった。

## 5.2 線形安定性解析

前節で述べたように、流れ場の軸対称性が破れると回転反転対称型の空間対称性をもつ流れが生じることがわかった。本研究では、この流れが発生する機構を明らかにするために、図2に示されるような構造を持つ定常軸対称流を基本流として線形安定性解析を行った。周方向波数  $k$  をもつ攪乱の線形増幅率  $\lambda_k$  とレイノルズ数  $Re$  の関係を図7に示す。この図から基本流は  $k = 7$  のモードに対して最も不安定であり、臨界レイノ

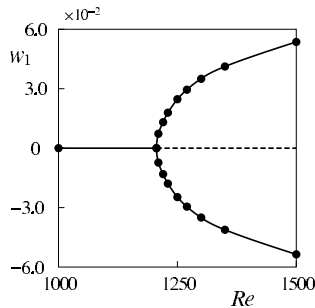


図 6: 分岐ダイアグラム.  $\Gamma = 0.4$ .  $w_1$  は点  $P_1(0.8, 0, 0.5\Gamma)$  における軸方向速度. 実線は安定解, 破線は不安定解を示している.

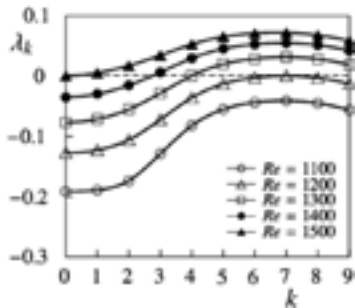


図 7: 線形増幅率  $\lambda_k$ .  $\Gamma = 0.4$ .

ルズ数  $Re_c$  はおよそ 1200 であることがわかる. この結果は数値シミュレーションの場合と非常に良く一致している. 図 8 に示すのは, 周方向に  $\pi/7$  ごと区切った子午断面内の  $Re = 1200$  における攪乱の流れパターンである. 図 2 で示したように基本流の流れパターンは 2 円板間中心面に対して反対称になっているが, 図 8 からわかるように攪乱のパターンは対称になっている. 以上の結果をまとめると, レイノルズ数が増加すると攪乱が成長し, 臨界レイノルズ数を超えると基本流が不安定化する. このとき成長する攪乱は非軸対称で, なおかつ基本流の 2 円板間中心面に対する対称性を破るような空間構造をもっている. このような特徴をもった攪乱が周方向にその形を保ったまま進行するため, 水平断面内には多角形パターンが現れ, 任意の子午断面内では時間周期的に振動する流れパターンが発生する. このように, 線形安定性解析の結果を用いて, 回転反転対称型の空間対称性をもつ非軸対称流れの発生機構が説明できる.

$\Gamma = 0.4$  以外のアスペクト比についても同様に線形安定性解析を行った. 図 9(a)–9(b) にアスペクト比  $\Gamma$  と臨界レイノルズ数  $Re_c$  および臨界波数  $k_c$  の関係を示す. アスペクト比が大きくなると, 臨界レイノルズ数と臨界波数がともに減少することがわかる. また, アスペクト比が小さい場合は, 非常に大きな波数 ( $k > 20$ ) をもつモードが現れる. 過去の研究において, このような高波数のモードが現れることは報告されていない. 本研究で調べた範囲 ( $0.2 \leq \Gamma \leq 0.6$ ) では, 最大不安定モードの攪乱がもつ空間構造はアスペクト比の値にかかわらず同じである. これはすなわち, 流れ場の軸対称性が破れると回転反転対称型の空間対称性をもつ非軸対称流れが常に現れることを示している.

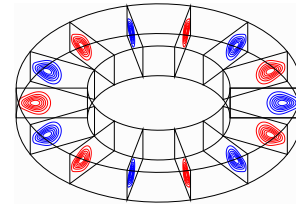


図 8: 子午断面内における攪乱の流れパターン.  $\Gamma = 0.4$ .  $Re = 1200$ . 赤線は反時計回り, 青線は時計回りの循環を示す.

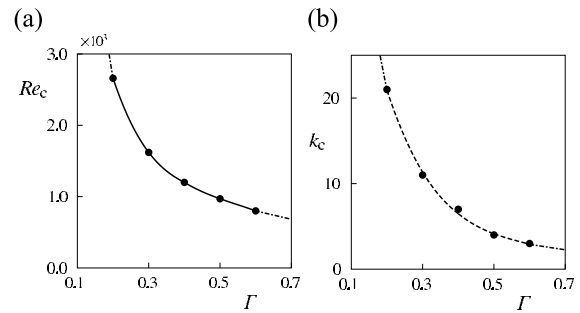


図 9: 臨界レイノルズ数  $Re_c$  および臨界波数  $k_c$ . (a) 臨界レイノルズ数  $Re_c$ , (b) 臨界波数  $k_c$ .

## 6 まとめ

本研究の結果から, アスペクト比  $0.2 \leq \Gamma \leq 0.6$  の範囲では, 流れ場の軸対称性が破れると回転反転対称型の空間対称性をもつ流れが現れることがわかった. この流れは, 定常な軸対称流が非軸対称攪乱に対して不安定化することによって生じる. また, 軸対称性が破れるときの臨界レイノルズ数と臨界波数はともにアスペクト比が大きくなると減少することがわかった.

## 参考文献

- 1) Lennemann E 1974 *IBM J. Res. Develop.* **18** 480–488
- 2) Abrahamson S D, Eaton J K and Koga D J 1989 *Phys. Fluids A* **1** 241–251
- 3) Schuler C A, Usry W, Weber B, Humphrey J A C and Greif R 1990 *Phys. Fluids A* **2** 1760–1770
- 4) Humphrey J A C and Gor D 1993 *Phys. Fluids A* **5** 2438–2442
- 5) Humphrey J A C, Schuler C A and Webster D R 1995 *Phys. Fluids* **7** 1225–1240
- 6) Herrero J, Humphrey J A C and Giralt F 2002 *ASME J. Fluids Eng.* **124** 719–727
- 7) Herrero J, Giralt F and Humphrey J A C 1999 *Phys. Fluids* **11** 88–96
- 8) Hirata K, Furue M, Sugawara N and Funaki J 2005 *J. Phys.: Conf. Series* **14** 213–219
- 9) Randriamampianina A, Schiestel R and Wilson M 2001 *J. Fluid Mech.* **434**, 39–64

# 矩形超音速ノズル境界層の不安定性について

坂上昇史, 西岡通男 (阪府大)

## On the boundary layer instability of a supersonic rectangular nozzle

S. Sakaue and M. Nishioka

Osaka Prefecture University

### ABSTRACT

This numerical study examines the supersonic rectangular-nozzle flow by focusing attention on the development of secondary flow and corner-flow and their effects on the boundary layer instability and transition. The results show that secondary flows appear in the side wall boundary layers and form into streamwise vortices in the corner region immediately behind the throat station where the boundary layer momentum thickness Reynolds number is 400. The streamwise vortex increases in number downstream and induces a local normal-to-wall flow as large as 4% of the local mainstream. The present simulation is in good agreement with the corresponding experiment, in particular, on the appearance of cross-flow instability on the side wall boundary layer and the streamwise location where the streamwise vortex first appears. The corner-flow is found to be of extremely unstable nature suggesting that the turbulent transition observed is directly caused by the corner-flow disturbances.

Key Words: supersonic rectangular-nozzle flow, secondary flow, corner-flow

### 1. はじめに

境界層の遷移機構に関する知識は、遷移予測法の確立や抵抗低減を目指した層流維持制御技術の開発、数値計算における乱流モデルの構築などにおいて不可欠である。しかし、超音速流の場合、境界層を遷移に導く攪乱を実験で捉えることが難しく、その解明はあまり進んでいない<sup>1)</sup>。そこで、筆者らは、矩形断面の小型超音速風洞（スロート断面：高さ 10.7mm × 幅 30mm）を用い、超音速境界層の乱流遷移を実験的に捉える試みを続けている<sup>2,3)</sup>。

図1は、ナイフエッジを垂直に設定して得たスロート近傍の瞬間シュリーレン写真で、スロート下流の上下壁から攪乱が広がっていく様子が観察される。この攪乱は上下壁境界層厚さよりも広い範囲に存在することから、角部流れに生じた攪乱が側壁境界層内を広がっていく様子を捉えており、遷移がこの攪乱の横方向汚染に起因することを示していると判断される。矩形断面のノズル角部流れは一般に不安定であると考えられており、例えば、超音速静穏風洞ではノズル壁境界層の乱流遷移を抑制するため円形断面の超音速風洞がよく用いられる。しか

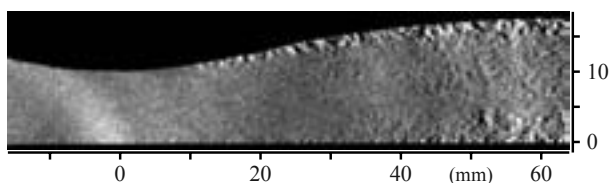


Fig.1 Instantaneous schlieren photograph: knife edge. ©.

し、超音速ノズルの角部流れについては、Lin ら<sup>4)</sup> が数値計算で不安定性を調べている程度であり、実際の現象についてはほとんど何も明らかにされていない。本論文では、実験で観察された遷移が角部流れの攪乱に起因するかどうかを確かめるため、この超音速ノズルの角部流れを数値的に調べた結果について述べる。

### 2. 数値計算法

本研究では、筆者らが実験に用いている測定部マッハ数  $M=2$  の吸い込み式小型超音速風洞を対象とする（図2）。座標系はスロート部下壁スパン中心に原点をとり、流れ方向を  $x$ 、鉛直上向きを  $y$ 、スパン方向を  $z$  とする。風洞断面はスロート上流  $x = -80\text{mm}$  の空気取入口の下流端から幅 30mm で一定であり、高さはスロートで 10.7mm、測定部で 18mm、下壁はスロート上流  $x = -15\text{mm}$  から水平である。風洞は  $z = 0$  のスパン中心断面で対称であるので、対称条件により  $z \leq 0$  を計算領域とし、空気取入口からスロート下流  $x = 95\text{mm}$  までを複数の領域に分割

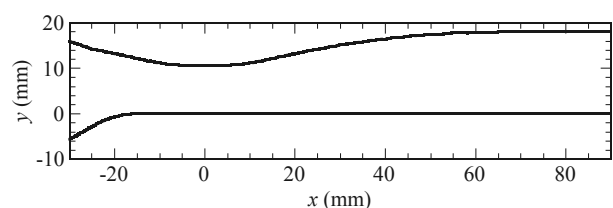


Fig.2 Nozzle wall configuration of supersonic wind tunnel.

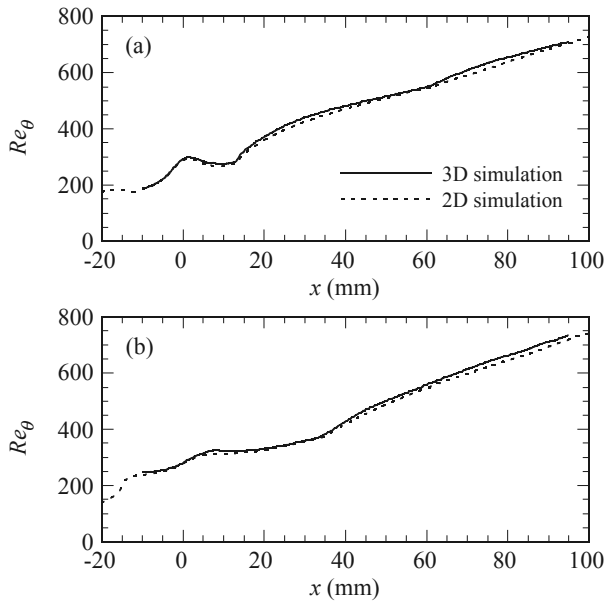


Fig.3 Streamwise variations of the momentum thickness Reynolds number  $Re_{\theta}$  for (a) the upper wall and (b) the lower wall boundary layers: solid lines indicate the present simulation at  $z = 0$ , dashed lines are the 2D simulation using fine grid ( $1/2 \Delta x$ ,  $1/2 \Delta y$ ).

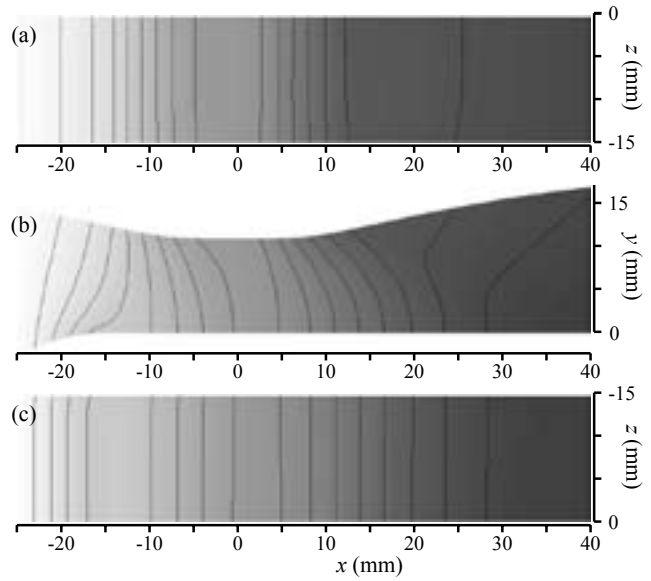


Fig.4 Pressure distributions on (a) the upper wall, (b) the side wall and (c) the lower wall visualized by contour maps.

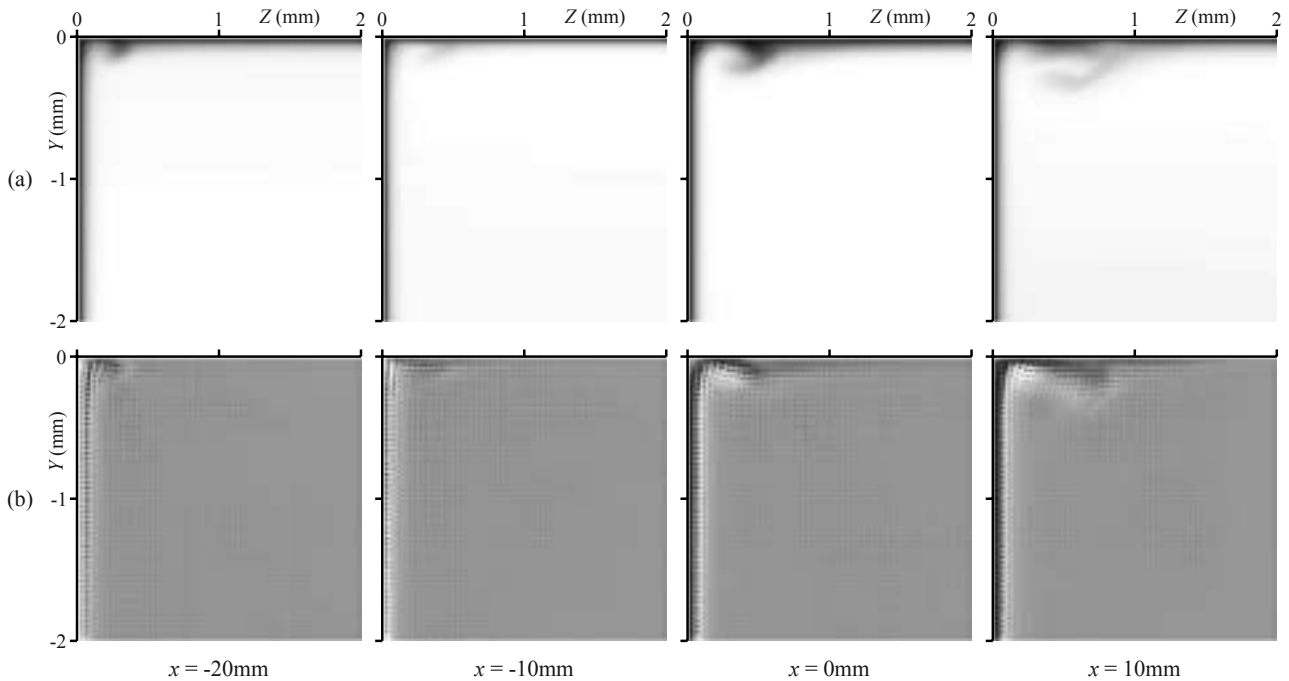


Fig.5 Development of streamwise vortices in the upper wall corner region visualized by contour maps of (a) streamwise velocity  $U$  and (b) vorticity  $\omega_x$  with  $(V, W)$  velocity vector field.

して計算を行った．なお，本論文では  $-30\text{mm} \leq x \leq 95\text{mm}$  の結果を示す．この領域を流れ方向の格子間隔を  $\Delta x = 0.2\text{mm}$  として  $15\text{mm}$  毎に  $12$  分割し，各区間は  $5\text{mm}$  ずつオーバーラップさせている．鉛直およびスパン方向は  $147 \times 180$  に分割し，境界層内に最低  $20$  点入るように壁近傍の格子間隔を  $\Delta y = \Delta z = 0.02\text{mm}$  とした．支配方程式は貯気槽状態の密度  $\rho_0$ ，

音速  $a_0$ ，粘性係数  $\mu_0$  で無次元化した 3 次元圧縮性 Navire-Stokes 方程式を用いた．貯気槽状態は実験条件に対応し，単位長さあたりのレイノルズ数は  $Re = 2.324 \times 10^4/\text{m}$  である．計算は，対流項に 3 次精度風上差分の TVD 法<sup>5)</sup>を，粘性項に 2 次精度中心差分を適用し，時間積分は 2 次精度の陽解法を用いた．境界条件は，側壁および上下壁を滑り無し・断熱と

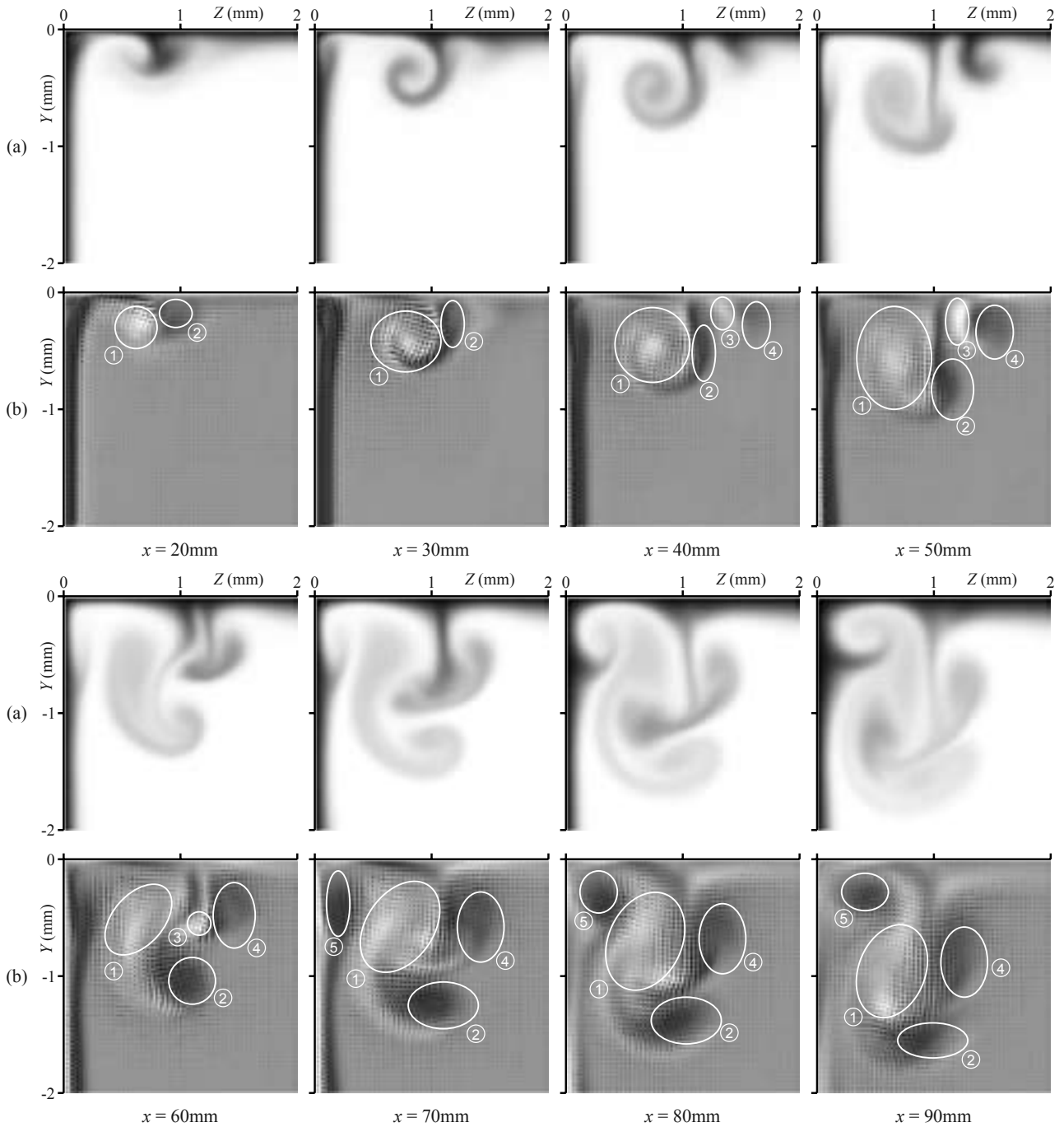


Fig.5 (continued).

し、スパン中心は対称条件とした。上流境界は上流側領域の計算結果を与え、下流境界は超音速流の場合は零次外挿とし、亜音速流の場合は下流から伝播する特性波に関する方程式を  $\partial p / \partial t = 0$  で置き換える方法<sup>6)</sup>を適用した。

### 3. 計算結果と考察

図 3 はスパン中心断面における上下壁境界層の運動量厚さに基づくレイノルズ数  $Re_\theta$  の  $x$  方向変化を示す。図 3 (a)は上壁側、(b)は下壁側であり、破線は  $x, y$  方向の最小格子幅を  $1/2$  とした 2 次元計

算の結果である。両者はほぼ一致しており、本計算結果が妥当であることが確認できる。

図 4 は側壁および上下壁面上の圧力分布である。 $M=2$  のような流れを得るためノズル上下壁は曲率を有し、主流に向心力を与える圧力場が側壁境界層内の低速流体に印加され、上下壁の曲率中心方向に向かう 2 次流れが生じる。

図 5 はスロート下流  $x = 20\text{mm} \sim 90\text{mm}$  のノズル  $y-z$  断面上壁角部  $2\text{mm} \times 2\text{mm}$  の流れ場を (a) は速度  $U$ , (b) は渦度  $\omega_x$  に速度ベクトル ( $V, W$ ) の分布を重ねて示す。速度  $U$  は対称条件を課したスパン中心

断面の同一  $y$  位置での速度ベクトル成分, ( $V, W$ ) はそれと垂直な成分を表し,  $Y, Z$  は角部から鉛直およびスパン方向の距離を表す. また, 図 5 (a) の黒い領域は低速流を, (b) のそれは反時計方向に回転する負の渦度をもつ領域を表す. ノズル上壁が下に凸の曲率をもつスロート近傍では曲率中心方向に静圧が減少する圧力場により側壁境界層内に上壁角部に向かう 2 次流れが発生し, それが角をまわることによってスロート下流  $x = 20\text{mm}$ , 境界層厚さ  $\delta = 0.4\text{mm}$ ,  $Re_\theta = 400$  の上壁境界層内に渦レイノルズ数  $Re_r = \Gamma \nu$  ( $\nu$ : 動粘性係数)  $= 900$  の縦渦①が生まれる. この縦渦①は局所主流の約 4% の速度を壁に垂直な方向に誘起し, 低速ストリークを形成するとともに, その近傍に縦渦②~④を新たに生成する. これらの縦渦はスロート下流  $x = 90\text{mm}$  では壁から約  $1.5\text{mm}$  浮上したキノコ型の渦となることが確認できる. このキノコ型縦渦は亜音速風洞縮流部で観察された縦渦<sup>7)</sup>とよく似た形状をしている. ノズル上壁の曲率は  $x \geq 20\text{mm}$  で反転し上に凸となり, 側壁境界層内には上壁角部から離れる方向の 2 次流れが生じる. この 2 次流れと縦渦①の誘起速度場によってスロート下流  $x = 70\text{mm}$  付近の上壁角部に縦渦⑤が生じ, その誘起速度場によって側壁境界層にも低速ストリークが形成される. Lin ら<sup>4)</sup>の数値計算では, 本研究とは異なり, 角の 2 等分線を対称面とする正負の縦渦対が生成され, その誘起速度場により 2 等分線に沿って風洞中心方向へ移動していく. これは, 彼らが対象とした超音速ノズルは正方形断面の 3 次元ノズルであり, 上下左右すべての壁面が曲率をもつため, スロート下流のすべてのノズル壁境界層内に角部に向かう 2 次流れが生じ, それらが角部で衝突するためである.

図 6 は各縦渦の渦度  $\omega_x$  を面積積分して求めた循環  $\Gamma$  を渦レイノルズ数  $Re_r$  の  $x$  方向変化で示す. ほぼすべての縦渦が, 発達した亜音速壁乱流中の縦渦がもつ循環に匹敵する  $Re_r = 200$  以上の循環を有し, 相互に干渉しあっていることから, この角部流れは極めて不安定な流れであると判断される.

風洞上壁角部流れに生じたこれら縦渦は, その発生位置や空間スケールが図 1 の結果とよく一致している. すなわち, 実験で観察された攪乱は, 縦渦群を伴うこの角部流れに生じた攪乱であり, 角部流れが不安定な流れであること, 超音速風洞ノズル壁境界層の乱流遷移が, この角部流れに生じた攪乱に起因することを強く示唆している.

#### 4. まとめ

本研究では, 矩形断面超音速風洞のノズル壁境界層の乱流遷移を引き起こすことが実験で示唆されている角部流れを数値計算で調べ, 以下のことを明

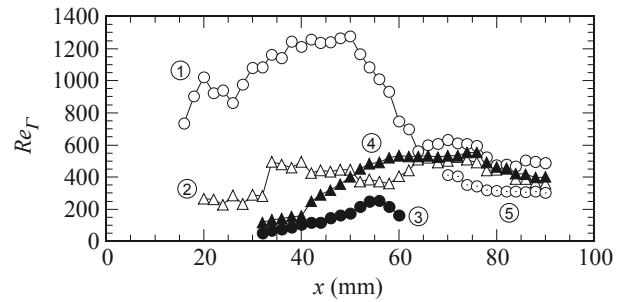


Fig.6 Streamwise variations of the vortex Reynolds numbers  $Re_r = \Gamma \nu$  for the streamwise vortices developed in the corner region.

らかにした. ノズル壁の曲率により主流に向心力を与える圧力場が側壁境界層内の低速流体に印加され, 曲率中心方向に向かう 2 次流れが生じ, それが角をまわることによって縦渦が形成される. この縦渦は壁に垂直な方向の誘起速度を生じて低速ストリークを形成するとともに成長し, その近傍に新たな縦渦を生成する. 角部流れに生じたこれらの縦渦は, その発生位置や空間スケールが実験で観察された結果とよく一致する.

本研究の結果は, 2 次流れの (横流れ) 不安定性や 2 次流れに由来し縦渦群を伴う角部流れの特徴を明らかにして, これらが極めて不安定な流れであることを示している. また, 筆者らが観察した矩形断面超音速風洞のノズル壁境界層の乱流遷移が, この角部流れに生じた攪乱に起因することを強く示唆している.

#### 参考文献

- 1) E. Rechetko, Boundary layer instability, transition and control, AIAA paper 94-0001 (1994).
- 2) 坂上, 西岡, 中村, 宮地, シュリーレン法による超音速境界層遷移の観測, 日本流体力学会誌「ながれ」, **23** 別冊, (2004) 146-147.
- 3) 坂上, 中村, 西岡, 超音速境界層遷移を支配する非線形攪乱に関する実験的研究, 日本流体力学会誌「ながれ」, **24** 別冊, (2005) AM05-04-008.
- 4) R.-S. Lin, J. R. Edwards, W. -P. Wang, M. R. Malik, Instabilities of a Mach 2.4 Slow-Expansion Square Nozzle Flow, AIAA Paper 96-0784 (1996).
- 5) S. R. Chakravarthy, S. Osher, A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws, AIAA Paper 85-0363 (1985).
- 6) S. R. Chakravarthy, Euler Equations – Implicit Schemes and Boundary Conditions, AIAA J., **21**, (1983), 699-706.
- 7) 伊藤, 二次元縮流筒の研究, 日本航空宇宙学会誌, **22**, (1974) 312-323.



# 硬式野球ボールに働く流体力の測定

丸山純, 横山佳之, 宮寄武(電通大), 姫野龍太郎(理研)

## Measurement of Aerodynamics Forces Exerted on Baseballs by a High-Speed Video Camera

J.MARUYAMA\*, Y.YOKOYAMA\*, T.MIYAZAKI\*, and R. HIMENO\*\*

\* University of Electro-Communications,

\*\* Advanced Computing and Communication Center

### ABSTRACT

Using a high-speed video camera, we have recorded the trajectory and the rotation of a hard baseball and a sphere thrown by pitching machines. We measured the drag and lift coefficients by analyzing the video images. We altered pitching machines on the market in order to throw a 'gyro-ball', whose rotational axis lies almost in the translational direction. The drag coefficient of a gyro-ball decreases with the Reynolds numbers ( $Re$ ). For a fast-ball, the drag coefficient doesn't depend on  $Re$  and the lift coefficient is increases with the  $Re$  and the spin parameter ( $SP$ ). The drag coefficient of a sphere is larger than that of a baseball for fast- and gyro-pitches, indicating that seams on the ball surface have substantial influence on the flow field.

Key Words: baseball, gyro-ball, fast-ball, Reynolds number, drag, lift, pitching machine, Magnus force

### 1 緒言

真球を過ぎる一様流の実験において、レイノルズ数( $Re$ 数)を増加していくと抗力係数が急激に減少するドラッグクライシスという現象が知られている。Achenbach<sup>1)</sup>は無回転球に対する風洞実験を行い、ドラッグクライシスが発生する $Re$ 数(臨界 $Re$ 数)が約 $3 \times 10^5$ である事を示した。また、球に粗度を与える事で臨界 $Re$ 数が低くなる事を見出した<sup>2)</sup>。Luthanderら<sup>3)</sup>は、一様流中の真球に流れ方向と一致する回転軸を持つ回転(ライフルスピン)を与えた場合、無回転球の場合よりも低い時点で臨界 $Re$ 数を迎えることを示した。

野球では一種の粗度としての縫い目(シーム)をもつ球を用いており、これがどのような空力特性を持つのかという点は興味深い。近年ではWatts and Ferrer<sup>4)</sup>が風洞実験によりストレートの揚力係数を求め、ボールの回転数( $SP$ :スピンパラメータ)との間に比例関係が成り立つとしている。しかし風洞実験ではボールをシャフトで固定する必要があり、これの影響により正しい値が出ないと指摘される事がある。風洞実験以外の方法では、Himeno<sup>5,6)</sup>が数値計算を行い様々な球種の空力特性を求めている。これに対し溝田ら<sup>7)</sup>は径の小さいピアノ線を用いて風洞実験を行い、その結果が姫野の計算値と異なるとしている。回転しない野球ボールに関してはAokiら<sup>8)</sup>が風洞実験を行い、臨界 $Re$ 数が流れに対するシームの向きによって大きく変化する事を示しているが、回転する球の臨界 $Re$ 数に関する文献は我々が調べた範囲では無かった。

野球の球種として多くの人が思い浮かべるものは、ストレートボール(Fastball)だろう。これは進行方向に対し垂直な水平軸回りにバックスピンをしている球種であり、バックスピンボールとも形容される。毎秒30回転程度で投球される事が多く、この回転数を減らしたものがフォークボール(Forkball)と呼ばれる球種となる。一方、進行方向に回転軸を持つ(ライフルスピンをしている)球種がジャイロボール(Gyroball)であり縦スライダとも呼ばれる。また、それぞれの球種において、ボールが一回転する間に縫い目が4回現れる4シーム回転と2回現れる2シーム回転の2種類に大別することが出来る(Fig.1)。

本研究では、鉛直面内で変化する球種について様々な $Re$ 数や回転数を与えて投球を行い、その様子を高速ビデオカメラで撮影し、映像から野球ボールの空力特性(特に $Re$ 数依存性)を調べた。ここではページ数に限りがある為、測定及び解析方法については必要最低限の記述に留めることとする。これら及び人間による投球の解析結果の詳細については谷口ら<sup>9)</sup>を参照とされたい。



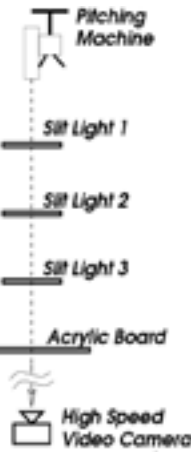
Fig.1 4シーム回転と2シーム回転

## 2 測定・解析方法

### 2.1 測定方法

#### 2.1.1 測定装置

測定はスリット光を照射することが出来る特殊な照明装置3台を、透明強化アクリルボードから4.50m間隔で直線上に並べ、ピッチングマシンから発射された硬球がライト上を通過しアクリルボードに衝突するまでの様子をボードから20m後方に置いた高速度ビデオカメラ『Phantom』で撮影するという手法で行われた(Fig.2)。また、実験が屋外で行われるため、風速計を用いて背景風を測定し、解析に組み込んでいる。 Fig.2 実験装置配置図



#### 2.1.2 ボールの投球

従来の研究では人間による投球を解析していたが、ボールの空力特性を決定する4要素( $Re$ 数,  $SP$ , 回転軸, シーム)の設定に難があったため、市販の投球マシンに改造を施した投球マシンを使用した(Fig.3)。



Fig.3 改造前(左)と改造後(右)のマシン

### 2.2 解析方法

#### 2.2.1 抗力係数 $C_D$ の算出

ボールの進行方向を  $x$  方向とし、 $u$ :  $x$  方向の速度成分、 $u_0$ :  $L_1$  (投手側に一番近いスリット光)地点での  $u$  の値、 $v$ :  $y$  方向の速度成分、 $w$ :  $z$  方向の速度成分、 $\rho$ : 空気密度、 $m$ : ボールの重さ、 $r$ : ボールの半径とする。また、ボールが  $L_1$  を通過した瞬間を  $t=0$ ,  $x=0$  とする。

ボールの運動方程式の  $x$  成分を近似的に解くと

$$x = \frac{2}{D} \log\left(1 + \frac{u_0 D t}{2}\right) \quad (1)$$

を導く事が出来る。また、

$$D = \frac{C_D \rho \pi r^2}{m} \quad (2)$$

とおき、これを理論値  $\overline{x(t_i)}$  とし測定値  $x_i$  との関数

$$R(u_0, D) = \sum (x_i - \overline{x(t_i)})^2 \quad (3)$$

から最小2乗法により  $D, u_0$  を求め、その値から  $C_D$  を算出した。風の影響を受ける場合、式(1)を

$$x = u_B t + \frac{2}{D} \log\left(1 + \frac{(u_0 - u_B) D t}{2}\right) \quad (4)$$

とし、誤差を補正した。ここで、 $u_B$ :  $x$  方向の風速とする。全ての実験は  $|u_B| < 1$  (m/sec) の状況で行った。

#### 2.2.2 揚力係数 $C_L$ , 揚力係数 $C_z$ の算出

カメラ映像において、ボールが  $L_1$  を通過する時間から10~20フレーム毎に  $t$  と  $z$  方向のピクセル数を読み取る。

その値と  $x$  座標、ボード上に引いてある基準線から  $z$  座標を求める。 $x$  座標は  $C_D$  を算出する際に用いた  $x$  の理論式(1)もしくは(4)を使用する。次に、

$$L_z = \frac{C_z \rho \pi r^2}{m} \quad (5)$$

としてボールの運動方程式のべき級数解を考えると

$$z \approx z_0 + w_0 t + \left(-\frac{g}{2} + \frac{L_z u_0^2}{4} - \frac{D u_0 w_0}{4}\right) t^2 \quad (6)$$

を得ることが出来る。 $w_0$  を  $L_1$  地点での  $w_0$  の値、 $z_0$  を  $L_1$  地点での  $z$  座標として、式(6)に  $t, z_0, z, u_0, D$  を代入し、 $w_0, L_z$  を最小2乗法によりフィットさせ、 $C_L$  を導出した。ここで、 $u_0, D$  は  $C_D$  を算出した際の値を用いた。

同様に運動方程式のべき級数解

$$y \approx y_0 + v_0 t + \left(\frac{L_y u_0^2}{4} - \frac{D u_0 v_0}{4}\right) t^2 \quad (7)$$

から  $v_0, L_y$  を導出し、 $C_L$  を求めた。ただし、 $v_0$ :  $L_1$  地点での  $v$  の値、 $g$ : 重力加速度とする。

#### 2.2.3 スピンパラメーター $SP$ の算出

カメラ映像からボールの回転数:  $f$  (rps) を読み取る。また、最小2乗法によって求めた  $u_0$  と、 $C_L$  及び  $C_z$  を算出するときに使った  $w_0, v_0$  を用いて、

$$V = \sqrt{(u_0^2 + v_0^2 + w_0^2)} \quad (8)$$

とする。これらを次の式に代入し、 $SP$  を求めた。

$$SP = \frac{2\pi f}{V} \quad (9)$$

#### 2.2.4 回転軸の決定

回転軸は、ボールの空力特性を決定する重要な要素の一つであり、その見極めは非常に重要となる。本研究では以下の方法で回転軸を決定している。

カメラ映像からボール表面上の特徴ある点の  $y, z$  座標を、それが一回転するまで読み取る。これを楕円に近似し、その重心を回転軸の位置として決定した。

## 3 解析結果

### 3.1 ジャイロボール

$SP=0.23$  は真球・硬式野球ボールの2種類、 $SP=0.12$  は硬式野球ボールのみを用い実験を行った。

#### 3.1.1 縫い目の影響

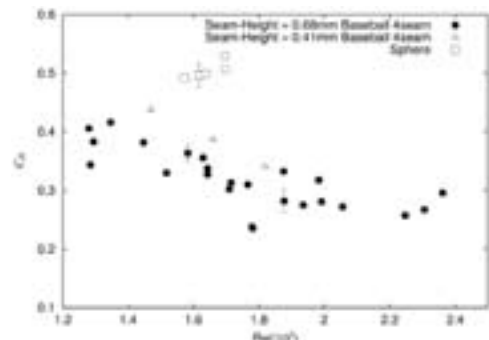


Fig.4 縫い目の影響 ( $C_D - Re$  関係図)

ボールの縫い目の有無及び縫い目の高さが空力特性にどのような影響を与えるのかを比較した結果を示す。ここで、境界層の厚さが約0.6(mm)に対し、縫い目の

高さはそれぞれ、真球: 0(mm), 硬式野球ボール(マシン用): 約 0.41(mm), 硬式野球ボール(試合用): 約 0.68(mm)である。グラフから、ボールの縫い目の有無及び高さが大きな影響を与えることが分かる。この結果を受け、実験で使用する球を試合用硬式野球ボール(UNITEX 製)で統一した。

### 3.1.2 $C_D$ - $Re$ 依存性

$SP=0.23$  の結果を Fig.5 に示す。2シームと4シームの間で  $C_D$  の値に有意な差は見られず、どちらの球種においても  $Re$  数が増加するにつれ  $C_D$  が徐々に減少していき、 $Re$  数が  $2.0 \times 10^5$  以降では 0.3 付近で一定となった。また、 $Re$  数が  $1.8 \times 10^5$  付近で  $C_D$  は約 0.2 となり最小値を取った。

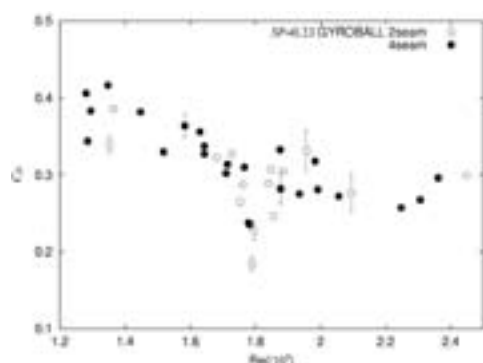


Fig.5  $C_D$  -  $Re$  関係図 ( $SP=0.23$  Gyroball)

$SP=0.12$  の結果を Fig.6 に示す。 $SP=0.23$  の時とは異なり、2シームと4シームで  $C_D$  の値に違いが現れた。 $Re$  数が  $1.4 \sim 2.0 \times 10^5$  の間、2シームでは  $C_D$  はほぼ一定であるのに対し、4シームでは徐々に減少した。 $Re$  数が  $2.0 \times 10^5$  以降になると2シームにも減少傾向が見られるようになり  $Re = 2.15 \times 10^5$  で  $C_D$  は約 0.2 となり最小値を取った。

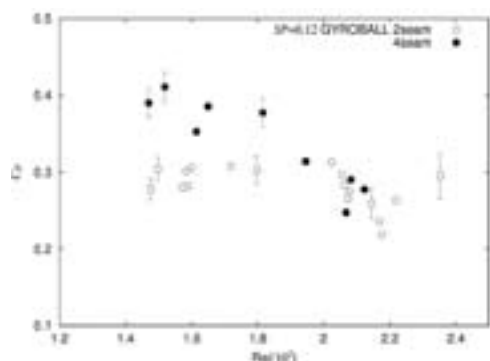


Fig.6  $C_D$  -  $Re$  関係図 ( $SP=0.12$  Gyroball)

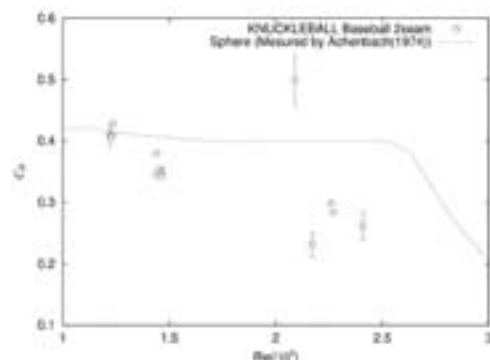


Fig.7  $C_D$  -  $Re$  関係図 ( $SP=0$  Knuckleball)

ナックルボールの結果を Fig.7 に示す。ここで、破線は真球・無回転での結果<sup>7)</sup>である。両者とも  $Re < 1.5 \times 10^5$  ではほぼ同じ値を取るが、野球ボールでは破線よりも早く ( $Re = 2.2 \times 10^5$  付近で)  $C_D$  が減少しており、縫い目が粗度として影響していることが分かる。また、ナックルボールをジャイロボールの  $SP=0$  の場合として他の  $SP$  の結果と比較すると、 $C_D$  が最小値となる  $Re$  数が  $SP$  が大きくなるにつれて低くなっていることが分かる。Luthander et al.<sup>3)</sup>によると、 $SP$  の値が大きいほど臨界  $Re$  数の値は減少するとされており、我々の結果との整合性がある。

### 3.1.3 $C_L$ - $Re$ 依存性

ライフルスピンをするジャイロボールには揚力(横力)は発生しないため、 $C_L$  及び  $C_{L_y}$  はほぼ 0 となる。ライフルスピンの判断は、回転軸が球の中心から 5(mm)以内に入っていることを基準とした。

## 3.2 ストレートボール

### 3.2.1 $C_D$ - $Re$ 依存性

真球は  $SP=0.23$  のみ、硬式野球ボールは  $SP=0.23$ ,  $SP=0.12$  の2つの場合において実験を行った。

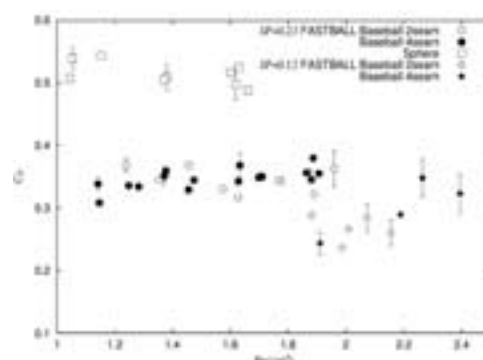


Fig.8  $C_D$  -  $Re$  関係図 (Fastball)

$C_D$ - $Re$  関係図を Fig.8 に示す。真球の  $C_D$  は 0.5 付近の値となり、硬式野球ボールの結果とは有意に異なり、縫い目の影響を示す結果となった。また、真球及び硬式野球ボールの  $SP=0.23$  の場合は  $Re$  数に関係なく  $C_D$  が一定なのに対し、 $SP=0.12$  では  $Re > 1.8 \times 10^5$  の範囲で  $C_D$  が右上がりとなった。ただし、 $C_D$ - $Re$  依存性について結論付けるには測定した  $Re$  数の範囲が狭く、特に  $SP=0.12$  ではもっと低い  $Re$  数での測定が必要である。また、いずれの  $SP$  においてもシームによる違いは現れなかった。

### 3.2.2 $C_L$ - $Re, SP$ 依存性

$C_L$ - $Re$  関係図を Fig.9 に示す。野球ボールの場合は  $Re$  数に対する依存性が見られ、 $Re$  数が大きくなるにつれて  $C_L$  も増加した。 $C_L$  は  $SP$  にも依存し、 $SP=0.23$  の方が  $SP=0.12$  よりも  $C_L$  が大きくなった。4シームと2シームの違いに着目すると  $SP=0.23$  の場合は4シームの方が2シームよりも若干大きい値をとったのに対し、 $SP=0.12$  では違いは見られなかった。しかし 3.2.1 の項でも指摘した通り、測定したデータの  $Re$  数領域が狭いため今後さらなる検証が必要である。

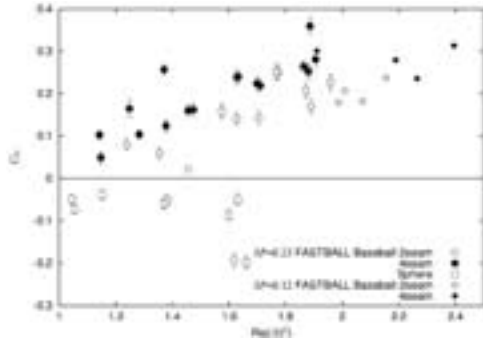


Fig.9  $C_L$ – $Re$  関係図(Fastball)

これに対し真球の結果は  $C_L < 0$  となった。これは負のマグナス効果と呼ばれるもので、Maccoll<sup>10)</sup>によって報告されている。その後 Taneda<sup>11)</sup>による水槽実験でその詳細が調べられ、 $SP < 0.6$ ,  $5 \times 10^4 < Re < 5 \times 10^6$  の領域で発生すると報告されている。今回の測定は全てこの領域内で行われており、この結果は負のマグナス効果を示すと考えられる。硬式野球ボールでも  $Re$  数を減少させた場合  $C_L$  は減少し、いずれ  $C_L < 0$  となる可能性がある。Fig.8 には  $SP$  の値が揃わず載せられなかったが、 $SP=0.18$ ,  $Re=1.2 \times 10^5$  で  $C_L$  が負の値を示すことを確認している。

#### 4 結言

本研究では硬式野球ボールの空力特性を調べるため、鉛直面で変化する以下の変化球についてマシンを用いて投球し、高速度ビデオカメラによって撮影された映像から  $C_D$  及び  $C_L$  の解析を行なった。また、硬式野球ボールとの比較のため、真球を用いてストレートボールとジャイロボールの解析も行った。

##### 4.1 ジャイロ(ライフルスピン)ボール

- 縫い目の高さによって  $C_D$  の値が異なった。
- $SP=0.23$
- 4シームと2シームで  $C_D$  の値に違いは現れなかった。
- いずれの場合も  $C_D$  は  $Re$  数に依存して徐々に減少し、 $Re=1.8 \times 10^5$  付近で  $C_D$  は最小値を取った。
- $SP=0.12$
- 4シームと2シームで  $C_D$  の値に違いが現れた。
- 4シームでは  $Re$  数に依存し徐々に減少したのに対し、2シームでは  $Re < 2.0 \times 10^5$  ではほぼ一定となり、その後減少し  $Re=2.15 \times 10^5$  付近で  $C_D$  の値が最小値を取った。
- $SP=0$  (ナックルボール)
- $Re=2.20 \times 10^5$  付近で  $C_D$  の値が激減した。

これらの結果より、 $SP$  の値が大きくなるにつれ  $C_D$  が最小値を取る  $Re$  数が小さくなることが分かった。この時の  $Re$  数が臨界  $Re$  数である可能性が考えられる。

##### 4.2 ストレート(バックスピン)ボール

###### 4.2.1 真球

- $C_D$  は硬式野球ボールよりも大きい値をとった。

- 測定範囲内では  $Re$  数依存性は見られず、ほぼ一定の値を取った。
  - $C_L$  は負となった。
- #### 4.2.2 硬式野球ボール
- $SP=0.23$
  - $C_D$  に  $Re$  数依存性は見られなかった。
  - 4シームと2シームで  $C_D$  の値に違いは現れなかった。
  - $C_L$  は  $Re$  数に依存して増加した。
  - 4シームの方が2シームより  $C_L$  が大きくなる傾向が見られた。
  - $SP=0.12$  より  $C_L$  が大きくなった。
  - $SP=0.12$
  - $Re > 1.90 \times 10^5$  の範囲で  $Re$  数が増加するにつれ  $C_D$  の値が増加した。
  - 4シームと2シームで  $C_D$  に違いは現れなかった。
  - $C_L$  は  $Re$  数に依存して増加した。
  - 4シームと2シームで  $C_L$  に違いは見られなかった。
  - $SP=0.18$ ,  $Re=1.2 \times 10^5$  の時、硬式野球ボールで  $C_L$  の値が負となる結果を得た。

#### 参考文献

- E.Achenbach: Experiments on the flow past spheres at very high Reynolds numbers, J. Fluid Mech. **54**, (1972), pp.565-575.
- E.Achenbach: The effects of surface roughness and tunnel blockage on the flow past spheres, J. Fluid Mech. **65**, (1974), pp.113-125.
- S.Luthander and A.Rydberg, Eingegangen: 1. Juni(1935), pp 552-558.
- R.G.Watts and R.Ferrer: The Lateral Force on a Spinning Sphere, Amer.J.Physics, Vol.55, No.1(1987)pp.40-44.
- 姫野龍太郎: 野球が面白くなる変化球の大研究, 岩波書店(2002)
- R.Himeno: Computational Study of Influences of a Seam Line of a Ball for Baseball on Flows, Journal of Visualization, Vol. 4, No.2(2001),pp.197-207.
- 錦織,溝田,小西,下園,内村,河村: 日本流体力学会 2003 74.
- K.Aoki, Y.Kinoshita, J.Nagase, Y.Nakayama: Dependence of Aerodynamic Characteristics and Flow Pattern on Surface Structure of a Baseball, Journal of Visualization, Vol.6, No.2(2003), pp.185-193.
- 谷口哲也,宮寄武,清水鉄也,姫野龍太郎: 硬式野球ボールに働く空気力の測定, 日本流体力学会会誌「ながれ」**25**, (2006),pp.257-264
- Maccoll: Aerodynamics of a spinning sphere, Journal of the Royal Aeronautical Society, **28**,(1928)777-798
- S. Taneda: Negative Magnus Effect, Reports of Research Institute for Applied Mechanics (1957)123-128

## 第39回研究会の総括と成果

「境界層遷移の解明と制御」研究会は平成18年度中に2回開催されたが、春の研究会が国際会議となったためSPを個別に発刊することとし、ここでは平成18年10月5-6日に開催された第39回研究会の講演原稿をまとめる。この研究会で発表・討論された講演は11件であり、それを内容別に分類すると次のようになる。

- ・ 不安定性・乱雑化に関する研究(4)
- ・ 渦・乱流構造に関する研究(4)
- ・ 音・剥離・流体力に関する研究(3)

以下にテーマ毎の研究成果をまとめる。

### 1. 不安定性・乱雑化に関する研究

坂上と西岡は矩形超音速ノズル境界層の不安定性について、特に角部流れに着目した数値計算を行い、角部で成長する攪乱のノズル壁境界層の乱流遷移に与える影響を調べた。著者らはこれに先立つ風洞実験において、スロートの下流域で乱れが上下壁から側壁に展延していくことを確認している。そしてこの乱れが上下壁境界層厚さより広い範囲に及ぶことから、ここでの遷移は角部流れに生じた攪乱の横方向汚染に起因するものと推論した。今回行われた数値計算の結果は、側壁境界層内に発生する上壁角部に向かう2次流れが縦渦を誘発し、これが低速ストリークを形成するとともに新たな縦渦を発生させることを明確に示した。これらの発生位置や空間スケールが実験で観測された結果とよく一致していることから、矩形断面超音速風洞のノズル壁境界層の乱流遷移が、2次流れに由来する縦渦群を伴う角部流れに生ずる攪乱に起因することで説明できるとしている。

佐藤らは第37・38回に引き続き、2次元後流の乱雑化について議論している。今回はこれまでの研究の中で定義した「乱雑度」に加え、新たに「乱雑数」を定義して流れの乱雑さの度合いを定量的に評価している。対象とする流れは金網を用いて作られた後流で、網の幅に基づくレイノルズ数は約 1000 である。実験は複数の音を外部から導入し、下流域でその応答特性を熱線風速計で計測するというもので、生波形から抽出される乱雑数の空間分布を導入する音の性質(単色音や乱雑音)ごとに比較、検討した。その結果、十分下流では音の性質による違いはないが、上流側では乱雑数に明らかな違いがみられることを示した。また過去に定義した乱雑度の評価と併せると、どこで乱流に移行していくのかが明確に表現され、乱流の定義がより明確となった。

三浦らは回転2円板間流れについて、3次元数値シミュレーションと線形安定性解析を行った。この系は円板

間の距離や半径などのパラメータに依存して流れの構造が大きく変化するためパターン形成の観点から大変興味深いことに加え、コンピューターのハードディスク装置の基本モデルであるなど工学的応用面からも非常に重要な意味をもつものである。彼らは特に軸対称流から非軸対称流の遷移に着目し、解の分岐の様子を詳細に調べた。その結果、レイノルズ数が比較的低い場合は反転対称(2円板間の中心面に対して対称)な軸対称定常流が現れるが、レイノルズ数の増加に伴いこの反転対称性と軸対称性が同時に破れ、時間周期的に上下の渦構造が入れ替わるような、いわゆるシフト反転対称型の空間対称性をもつ流れに遷移することを示した。また線形安定性解析では数値計算の結果を再現するだけでなく、周方向に7つの渦構造をもつモードが最も不安定になることなど、不安定化の構造を解析的に解明した。

### 2. 渦・乱流構造に関する研究

細川は速度の3次の統計平均について検討し、Tatsumi&Yoshimura(2004)によって提案された「交差独立性」の仮説によって得られる結果と Kolmogorov の一様等方性乱流における理論結果が相容れないことを主張した。また、1962年のKolmogorov 仮説についても、速度和と速度差の関連に基づき考察を行い、Kolmogorov 仮説にパラドックスを見出せること、そのパラドックスを回避するための新たな仮定の導入について言及した。

Waleed らは一様等方性乱流場の直接数値計算を行い、エネルギーカスケードプロセスを渦運動の視点によって説明することを試みた。まず、フィルタリング処理により渦をスケールごとに抽出し、さらに Q 値の大きさで条件付けを行い、特定の渦の時間変化を自動的に追跡するアルゴリズムも構築した。その結果、時間の経過とともに渦が引き伸ばされ、折り曲げられ、複数の渦に分裂していく様子が明確に捉えられた。

宮田と蒔田は格子乱流場に比べて乱流レイノルズ数が一桁大きい大規模せん断乱流場を風洞内に実現し、点源からの熱拡散現象を、流速計を用いた温度と渦度の同時計測により詳細に調べた。その結果、格子乱流場では乱流渦の横方向インテグラルスケールと熱源の初期スケールの比が小さいため、プルームが蛇行しない長時間拡散場となるのに対し、大規模乱流場の場合はプルームが活発に蛇行する長時間拡散場となって、その比が数倍程度大きくなることが示された。また、速度せん断と乱流場の統計量が拡散現象に及ぼす影響が定量的に示され、通常の格子乱流場では得がたい貴重な知見が得られた。

### 3. 音・剥離・流体力に関する研究

航空機の高揚力装置は、着陸時の騒音源として知られているが、空力性能を維持するために低騒音化デバイスの適用も容易ではない。今村らは、高揚力装置周りの理解を目的とし、フラップ端を模擬した NACA0012 の翼端周り、前縁スラット周りの騒音源を large eddy simulation コードを用いた三次元圧縮非定常解析した。その結果、NACA0012 の翼端周りについて、翼端近傍ではせん断層が分裂して出来た細かい渦が無数に存在することを明らかにした。この流れ場は、従来のレイノルズ平均 Navier-Stokes 解析や実験で知られていた流れ場に比べ、非常に複雑であることがわかった。また翼端周辺の音源から発生する音波の捕捉にも成功した。前縁スラットについては、二次元解析では捉えられなかった流れ方向に軸をもつ縦渦が、下面の後縁付近の凹面部に発生することを明らかにした。そして、この縦渦が発生する位置の近傍で、低周波数の広帯域騒音のレベルが最も高いことを示した。縦渦構造と低周波騒音には強い相関があることが推測された。

丸山らは、回転しながら飛ぶ硬式野球ボールの空力特性に、ボールの縫い目が及ぼす影響を実験的に調べた。風洞実験ではボールを回転させることが容易でないため、これまでは回転するボールに対する実験データは不足していた。そこで筆者らは、ピッチングマシンからボールを発射し、飛行中のボールの様子を可視化することによって揚力・抗力係数、スピンパラメータおよび回転軸を求めた。その結果、進行方向に回転軸をもつジャイロボールでも進行方向に垂直な水平軸周りにバックスピンするストレートボールでも、縫い目の高さにより抵抗係数  $C_D$  値が大きく異なった。また、回転数(スピンパラメータ)によってレイノルズ数に対する  $C_D$  値の変化の様子が大きく異なった。一方、ボールの回転する方向によって 1 回転する間に縫い目が現れる回数が異なるが、それに対する依存性は条件によって異なった。飛行中のボールの縫い目の動きは大変複雑で、空力特性との関係を説明するにはまだ十分とは言えないが、得られた実験データは大変貴重である。

Kuwahara らは、鈍頭物体まわりの剥離など流れを数値計算するにあたって、粗い計算格子を用いた場合に数値的に付加される拡散を補償する計算手法について述べた。通常計算精度を向上させるには、物体の表面形状に依存した格子を生成する必要があるが、格子生成自体が困難な場合が多い。一方、格子生成を簡略化し、粗い直交格子を用いると表面が階段状になり、あたかも粗度が導入されたように見えるため、境界層内の流れの精度が落ちる。著者らは、多方向有限差分スキームを用いることにより境界層内の流れを滑らかに記述することを試みてきたが、剥離流の場合は、流れが境界層の分解能に依存し、場合によっては実際よりも大きくな

る問題が残されていた。そこで、粗い計算格子を用いた場合に数値的に付加される拡散を補償するため、新しいパラメータとして表面に沿った境界層速度比を導入し、境界層中の速度分布を制御することを試みた。しかし、負の粘性という概念には物理的な意味はなく、境界層速度比の値をどのように合理的に決定すれば良いかは不明である。そこで、まず球まわりの流れについて、解に対するこの境界層速度比の依存性を調べた。その結果、境界層速度比が 0.7 の場合に最も妥当な解が得られた。この値を用いて、円柱まわりの流れを解析した結果、広いレイノルズ数範囲で妥当な流れ場がシミュレートできた。格子生成が簡略化されれば、数値計算に対するハードルが低くなることが期待され、工学的にも大変魅力的である。

研究会幹事 高木 正平  
徳川 直子  
跡部 隆  
編集委員 西沢 啓

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-07-009

---

発行日 2007年12月28日  
編集・発行 宇宙航空研究開発機構  
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1  
URL:<http://www.jaxa.jp/>  
印刷・製本 アサヒビジネス(株)

---

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター

〒305-8505 茨城県つくば市千現2-1-1

TEL:029-868-2079 FAX:029-868-2956

---

©2007 宇宙航空研究開発機構

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。



本書は再生紙を使用しております。

This document is provided by JAXA.