

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33回・第34回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

2005年1月

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

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33回・第34回)

Proceedings of the 33rd and 34th 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"

2005年1月

Jan 2005

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	跡部隆樹
空気力学研究グループ	杉浦裕樹
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 年度） 帝京大学理工学部教授	伊藤信毅

編集委員

豊橋技術科学大学工学部助手	関下信正
東北大学大学院工学研究科助手	伊澤精一郎

目次

第33回研究会 (2003年10月16日~17日)

6.5m×5.5m低速風洞における全機模型遷移計測の試み		1
宇宙航空研究開発機構	横川 譲, 青木良尚	
乱流境界層の構造と渦	高橋 侔	5
北海道大学	小橋安次郎, 早川道雄	
ピエゾアクチュエータを用いた境界層制御で起きていること		9
東北大学	福西 祐, 伊澤精一郎	
	坂井岳史, 熊 鰲魁	
強安定混合層中に発達した内部重力波の空間計測		11
沼津高等専門学校	大庭勝久	
豊橋技術科学大学	蒔田秀治, 関下信正	
皮膜型感圧センサの非定常流への応用		13
宇宙航空研究開発機構	坂上博隆	
乱流中の微細秩序渦を実験的に検出する試み		17
高知大学	佐々浩司	
圧縮性乱流DNSデータベースを用いたSGSモデルの評価と圧縮性LES		21
広島大学	渡邊大輔, 前川 博	
パイオニア	竹原洋三	
後退円柱における不安定波の数値シミュレーション		25
東北大学	稲沢 歩, 伊澤精一郎	
	福西 祐	
翼型による空力音の二次元直接数値計算		29
東北大学流体科学研究所	畠山 望, 入江智洋	
	井上 督	
SSTロケット実験機の遷移計測にむけて		31
宇宙航空研究開発機構	徳川直子, 吉田憲司	
	高木正平	

第34回研究会（2004年3月29日～30日）

迎角を有する円錐の超音速3次元境界層の遷移計測		33
	宇宙航空研究開発機構	杉浦裕樹
極超音速境界層に与える二次元ラフネスの効果に関する実験		35
	宇宙航空研究開発機構	藤井啓介
ローレンツ力によるスパン方向振動を用いた乱流抵抗低減に関する研究		39
	産業技術総合研究所	Junguo Pang
	ノッティンガム大	Kwing-So Choi
	産業技術総合研究所	瀬川武彦, 吉田博夫
不安定成層下におけるロールセル対流について		45
	慶応大学	益田重明, 豊田裕也 吉川賢一
吸い込み渦の境界層と不安定現象		47
	東京大学海洋研究所	野口尚史, 雪本真治 F. Y. Moulin 木村龍治, 新野宏
静止円筒容器中で回転する2円板間流れの遷移		51
	同志社大学	水島二郎, 三浦知仁
細條流の遷移と破断		55
	ながれ研究集団	佐藤 浩, 斎藤博之助 中村 宏
流動環境シミュレータと今後の予定		59
	東北大学流体科学研究所	小濱泰昭, 加藤琢真 菊地 聡, 太田福雄
RANSによる航空機の抵抗予測の現状と課題		63
	宇宙航空研究開発機構	山本一臣, 村山光宏
LESの工学的応用：現状と今後の課題		67
	東京大学生産技術研究所	加藤千幸
大規模乱流場を用いた交差独立性仮説の実験的検証		71
	豊橋技術科学大学	蒔田秀治, 高佐重夫 関下信正
渦構造同定方法についての考察		75
	東北大学	熊 鰲魁, 小林勝男 伊澤精一郎, 福西 祐
秩序渦と乱流場との相互作用について		79
	電気通信大学	高橋直也
	宇宙航空研究開発機構	高橋匡康, 山本稀義
	電気通信大学	宮寄 武
第33回・34回研究会の総括と成果		81

CONTENTS

The 33rd Workshop (October 16-17, 2003)

Transition measurement of the aircraft-model in 6.5m\times5.5m low-speed wind tunnel	1
Japan Aerospace Exploration Agency	Y. Yokokawa, Y. Aoki, Y. Morita, H. Takahashi
Vortex and structure of turbulent boundary layer	5
Hokkaido University	Y. Kobayashi, M. Hayakawa
What is happening when the boundary layer is controlled using piezo-actuators	9
Tohoku University	Y. Fukunishi, S. Izawa, T. Sakai, Ao-kui Xiong
Spatial measurements of internal gravity wave in a strongly stably-stratified mixing layer	11
Numazu College of Technology	K. Ohba,
Toyohashi University of Technology	H. Makita, N. Sekishita
Anodized aluminum pressure sensitive paint for unsteady aerodynamic applications	13
Japan Aerospace Exploration Agency	H. Sakaue
Experimental detection of fine-scale coherent vortices in turbulence	17
Kochi University	K. Sassa
Compressible LES based on the evaluation of SGS Models using DNS database of compressible turbulence	21
Hiroshima University	D. Watanabe, H. Maekawa,
Pioneer	Y. Takehara
Numerical simulation of instability waves in yawed cylinders	25
Tohoku University	A. Inasawa, S. Izawa, Y. Fukunishi
Two-dimensional DNS of aerodynamic sound by an airfoil	29
Institute of Fluid Science, Tohoku University	N. Hatakeyama, T. Irie, O. Inoue
Preparation for transition measurement on NEXST-1	31
Japan Aerospace Exploration Agency	N. Tokugawa, K. Yoshida, S. Takagi

The 34th Workshop (March 29-30, 2004)

Three-dimensional boundary-layer transition measurement on a sharp cone at incidence in supersonic flow			33
	Japan Aerospace Exploration Agency	H. Sugiura	
An experiment on effects of two dimensional roughness on hypersonic boundary layer			35
	Japan Aerospace Exploration Agency	K. Fujii	
Modification of near-wall turbulence for drag reduction by spanwise oscillating Lorentz force			39
	ational Institute of Advanced Industrial Science and Technolog	J. Pang,	
	The Univ. of Nottingham	K.-S. Choi,	
	ational Institute of Advanced Industrial Science and Technolog	T. Segawa, H. Yoshida	
Roll-cell convection in unstably-stratified boundary layer			45
	Keio University	S. Masuda, H. Toyoda, K. Yoshikawa	
Boundary layers and instabilities of a suction vortex			47
	Ocean Research Institute, The University of Tokyo	T. Noguchi, S. Yukimoto, F. Y. Moulin, R. Kimura, H. Niino	
Transitions of flow between a pair of corotating disks in an enclosure			51
	Doshisha University	J. Mizushima, T. Miura	
Transition and breakdown of fine vertical water jet			55
	Institute of Flow Research	H. Sato, H. Saito, H. Nakamura	
Introduction of the flow environment simulator			59
	Institute of Fluid Science, Tohoku University	Y. Kohama, T. Kato, S. Kikuchi, F. Ohta	
Drag prediction of aircraft configurations with RANS			63
	Japan Aerospace Exploration Agency	K. Yamamoto, M. Murayama	
Engineering applications of large eddy eimulation: present status and its future			67
	Institute of Industrial Science, The Univeristy of Tokyo	C. Kato	
An experimental validation of the cross-independence hypothesis by using a large-scale turbulence			71
	Toyohashi University of Technology	H. Makita , S. Takasa, N. Sekishita	
Discussions on the methods of vortical structure identification			75
	Tohoku University	A.-K. Xiong, K. Kobayashi, S. Izawa, Y. Fukunishi	
Interaction between a columnar vortex and turbulence			79
	The University of Electro-Communications	N. Takahashi,	
	Japan Aerospace Exploration Agency	T. Takahashi, K. Yamamoto,	
	The University of Electro-Communications	T. Miyazaki	
Summary of the 33th and 34th Workshops			81

6. 5m×5.5m 低速風洞における全機模型遷移計測の試み

○横川 譲、青木 良尚、森田 義郎、高橋 侖、星野 秀雄、室田 勝一、野中 修、真城 仁、遠藤 亮、吉田 憲司、上田良稲、石川敬掲 (JAXA)

An Improvement of the Transition Measurements for Aircraft-Models in JAXA 6.5m×5.5m Low-Speed Wind Tunnel

Y. Yokokawa, Y. Aoki, Y. Morita, H. Takahashi, H. Hoshino, K. Murota, O. Nonaka, J. Mashiro, A. Endo, K. Yoshida, Y. Ueda, H. Ishikawa

Japanese Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

The work described here relates to the method measuring the boundary layer transition at "large-scale" and "low-speed" wind tunnel. The objective of the research is to improve the test technique and to know a precise procedure about transition measurements, especially for an aircraft model at such type of wind tunnel. At JAXA 6.5m×5.5m Low-Speed Wind Tunnel (LWT1), the boundary layer growing on the left-wing of the ONERA-Model was investigated using two kinds of the quantitative methods (Preston Tube and Hotfilm Sensor) and also two kinds of the visualizing methods (Temperature-Sensitive Liquid Crystal, Infrared Camera). Throughout the experiment, a lot of knowledge were obtained. Transition points investigated by four kinds of methods were correctively agreed.

Keywords: Transition Measurement, Preston Tube, Hotfilm Sensor, Liquid Crystal, Infrared Camera

1. はじめに

本年度より開始された産官共同による小型国産旅客機の開発における研究開発課題の柱の一つとして、高揚力装置の高性能化技術および設計技術の高度化が挙げられている。

高揚力装置の高性能化において空力的見地から考えられる最大の課題は、最大揚力係数 (CL_{max}) の Re 数依存性の解明である。Re 数効果と呼ばれるこの現象は、境界層遷移の位置や特性が Re 数およびその他のパラメータにより変化することに起因しており、遷移特性を把握することが、現象の解明さらに風洞試験結果からの信頼性のある実機特性予測につながるものと考えられている。

しかしながら、遷移計測技術に関して、JAXA 風洞技術開発センター内の風洞設備において、その特性、使い勝手等を含めたトータルの固有技術として捉えた場合、必ずしも十分な技術レベルに達してはいない。特に 6.5m×5.5m 低速風洞 (以下 LWT1) においては、センサーを使用した定量的計測、可視化的な計測どちらを行う場合にも数多くの問題を抱えており、それらに対する風洞固有のノウハウが少ないことから内外ユーザーからの遷移計測のリクエストに即座に対応することは現状では不可能である。

そこで、LWT1 での汎用性という視点からの問題点を考慮し、最適な計測手法選定と使用時のノウハウ蓄積を目的として、開発試験において実施することが予想される輸送機形態模型を対象にごく簡易的な遷移計測を試みた。

2. 供試体、試験装置および計測方法

2.1 試験供試体

試験に用いた供試体は LWT1 用の ONERA 低速標準模型 (ONERA-M5 標準模型の 2.5 倍相似模型) である。供試体は主翼、尾翼、胴体から成るアルミ合金製の全機模型であり、その三面図を図 1 に示す。

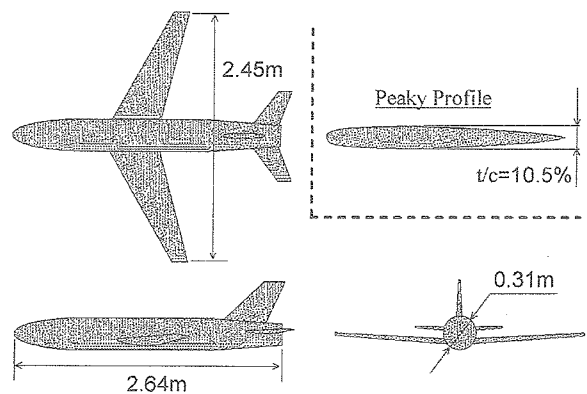


図1 ONERA 低速標準模型 3 面図

全長は 2.64m、主翼翼幅 (b) は 2.45m、平均空力翼弦長 (c) は 0.343m である。主翼断面形状は対称 Peaky 翼型で、胴体への取り付け角は 4 度、ねじり下げはつけられていない。また主翼には外翼部 39 点、中翼部 41 点、内翼部 39 点の静圧孔が設けられている。供試体は風洞固定壁カート内のスティング模型支持装置に取り付けた。

2.2 計測

遷移計測手法にはさまざまなものが存在するが¹⁾、LWT1での汎用性という観点から、遷移計測には下記のような条件を考慮する必要がある。

- ・ 全機6分力試験用模型を共用
 - ⇒ 基本的には金属模型
 - ⇒ センサー埋込みおよび表面加工は不可
- ・ 気流温度、圧力は変化させられない
 - ⇒ 現在のLWT1能力を前提
 - ⇒ 自然状態では気流-模型間の温度差なし
- ・ 模型・風洞が大きい
 - ⇒ 模型温度の一様性確保が比較的困難
 - ⇒ 定常運転までの所要時間が長い

以上の点、およびJAXA内部での使用実績も踏まえた上で今回は表1に示す4種類を選択した。

表1 計測機器

プレストン管 スペック：内径0.3mm、外径0.5mm（円形断面）
ホットフィルム スペック：DANTEC 55R47（シングルプローブ）、厚さ0.05mm 定温度型熱線風速計使用
赤外線カメラ スペック：計測温度域-40～70度、分解能3mm/pixel（1.3%℃）
感温液晶フィルム スペック：厚さ0.3mm弱（テープ含む）、発色温度域19～21度

プレストン管とホットフィルムすなわち点計測については、手動での計測位置変更となることから大型風洞におけるデータ生産性を評価のポイントとした。また、感温液晶フィルムと赤外線カメラ、すなわち温度分布の可視化的な手法については、模型温度一様性、気流と模型間の温度差等への対応の容易さを評価の対象とした。

計測位置は左舷主翼の翼端部付近である。計測位置の概要を図2に示す。図中の外翼静圧孔位置とは、線上が模型の静圧孔列に対応することを示しており、プレストン管とホットフィルム計測はこの線上で行った。感温液晶フィルムは外翼静圧孔の左右75mmに下面から上面まで巻きつけるように貼付した。今回は4手法による計測をすべて同じ条件下で行うため、点計測についても感温液晶フィルムを貼付した状態で実施した。

試験条件は以下の表に示すとおりである。風洞風速はLWT1において通常的に使用されている風速範囲を本試験においても採用した。また迎角については、主翼前縁に層流バブルが形成されないよう考慮し、-4度すなわち主翼迎角が0度となるように設定した。風速の設定誤差は±0.1m/s以内、迎角の設定誤差は±0.1度以内である。

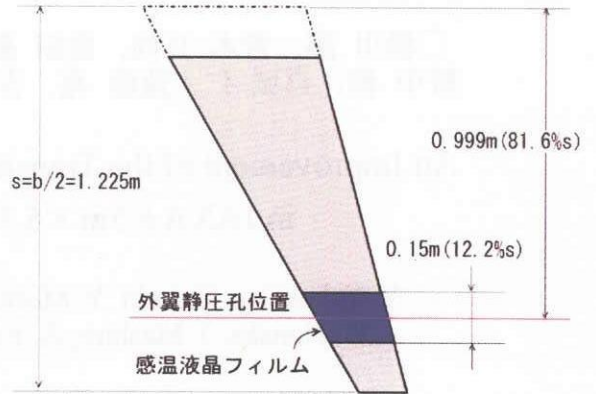


図2 計測位置の概要

表2 試験条件

風洞風速	30m/s ~ 60m/s	
模型姿勢角	迎角 α	-4度（主翼は0度）
	横滑り角 β	0度
レイノルズ数	$0.71 \times 10^6 \sim 1.41 \times 10^6$	

3. 結果と考察

3.1 プレストン管、ホットフィルムによる計測

プレストン管データにより遷移点を判定する場合、通常は計測された総圧から同位置での静圧を差し引いて動圧を算出し、境界層低層部の速度差を評価する方法が一般的である。しかしながら本計測は前述のとおり感温液晶フィルムを貼付した状態で実施しているため、静圧の同時計測を行っていない。以前の試験で取得した静圧のデータは存在するものの、今回は0.3mm（翼厚比で0.13%）の感温液晶フィルム上での計測である点を考慮すると以前のデータを適用することは妥当ではない。また、本試験に先立って実施した矩形翼（NACA0015）による予備試験においては、総圧のみを評価することで遷移判定が可能である結果を得ており、本試験結果も同様に総圧に対する評価を行った。

ホットフィルムデータにより遷移点を判定する場合、DC信号あるいはAC信号のどちらかを評価することも可能である。しかしながら、DC信号による評価を行う場合は、センサーの特性が変化しないことが大きな条件となる。この点で、LWT1では気流温度は一切コントロール出来ず、必ずしもDC信号絶対値の信頼性を確保できるとは限らない。一方AC信号は遷移領域でピークを取る³⁾ものの、乱流化後は信号レベルが低下する。これにより、計測の位置分解能が低い場合には遷移点が明確に捉えられない可能性がある。しかしながら今回はコード方向にX/C=4%の間隔で計測をしているため、AC信号による遷移点評価が十分可能であり、またLWT1での汎用性という点からもこちらが有効であると

判断した。なお A/D 変換の周波数は 10kHz、ローパスフィルタのカットオフ周波数は 5kHz である。

図 3 に計測結果を示す。グラフ内の上部に位置する 4 本の曲線がプレストン管により計測された総圧を主流動圧で無次元化した C_p 値である。なお、圧力は主流静圧を基準に計測している。下部に位置する 4 本の曲線はホットフィルム出力電圧の rms 値である。

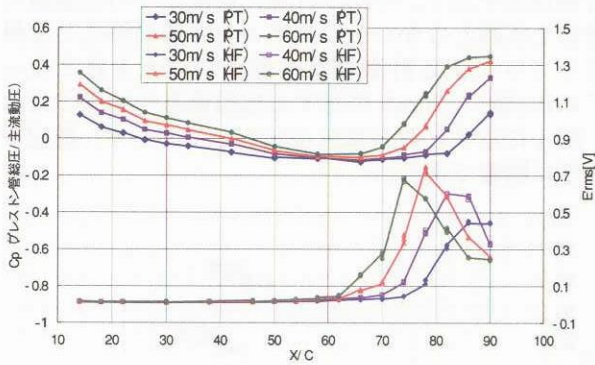


図 3 プレストン管とホットフィルムによる計測結果

どちらの結果においても、あるコード位置を境に曲線が大きく立ち上がっている様子が分かる。このようなデータにおける遷移点の定義については様々なものがある。特に頻繁に用いられている方法は、プレストン管データに対しては、「上昇前」、「上昇中」、「上昇後」の曲線部分それぞれに接線を引き、接線の交点を遷移の Onset および End とし、その中間を遷移点と見做す方法²⁾である。一方、ホットフィルムデータ（変動成分）については、ピークの位置を遷移点と見做す方法³⁾が知られている。このようにそれぞれに定義した遷移点はお互いに一致し、また温度分布の定量値から推定した遷移点ともほぼ一致することが報告されている。

上記のような定義を元に図 3 より遷移点を推定すると以下の表の通り（X/C% で表示）となる。これらはいくまでも図から読み取った値であり、計測の位置分解を加味するとそれぞれが X/C=4% の誤差を有していると考えられるべきであるが、同一風速での結果が 3% 程度の範囲に収まっていることから、一般的な遷移点計測の精度としては十分であると考えられる。計測手法としての問題点は、前述のとおり一点の計測を行うごとに胴内に立ち入ってセンサーを移動する手間が生じるため、データの生産性が悪いことである。

表 3 遷移点の推定値

	30m/s	40m/s	50m/s	60m/s
プレストン管	91%	85.5%	81%	77%
ホットフィルム	88%	84%	78%	74%

3.2 感温液晶フィルム、赤外線カメラによる計測

感温液晶フィルム、赤外線カメラ等、模型の表面温度分布から遷移点を判定する方法は、層流と乱流の回復温度に著しい差が生ずる超音速域以上に適用されてきた。しかしながら近年は技術の発達により遷音速および低速域においてもその有効性が定性的、定量的両面において実証²⁾されるようになってきている。

この計測法を LWT1 に適用する際に予想される問題点としては、自然状態では気流と模型間に温度差がなく、また前述のとおり、気流の温度をコントロール出来ないことである。徳川ら²⁾は保温性が高く、熱伝導性の小さい樹脂製の模型を通風前に十分に過熱した上で計測を行い、定量的な遷移点データの取得に成功している。本試験では、熱伝導が多きことから温度分布計測は困難とされている 6 分力試験用の金属模型に対する使用を想定し、同様の手法の適用が可能か否かを検証した。なお、本試験においては高温時期の試験の可能性も同時に検討する目的で、模型を各通風前に冷却する方法を採用した。また、今回の計測においては温度分布の定量値は評価の対象とせず、可視化画像のみでどの程度遷移判定が可能であるかを検証した。

感温液晶フィルム撮影用のデジタルビデオカメラおよび赤外線カメラは模型設置位置である風洞中心から 3.25m 上方の風路天井窓に設置し、撮影を行った。また、感温液晶フィルムが貼付されていない部分にも、放射率の増加のため黒色シートを貼付した。図 2 に示す右翼の翼端から約 50% スパンの領域を各通風前に 30 分程度冷却した。

図 4、図 5 に 30m/s および 50m/s の際の計測結果を示す。計測開始時の気流温度は 23 度、模型表面温度は計測領域において 7 度程度であった。金属模型であることから、全体を均等には冷却することは困難であるものの、これが計測上の大きな問題とならないことは予備通風にて確認している。

図より、両計測手法の結果において、30m/s では 92% C、50m/s では 82% C 程度で大きな変色が起こっている。この結果は前項に示した定量的点計測の結果とも概ね一致する。しかしここで、点計測等のバックアップデータがなく単純に可視化画像のみから遷移を判定する状況を想定すると、この結果はいくまでも温度分布であり、遷移とは異なった層流境界層の特性の変化を示していると判断することもできる。本条件下においては、気流が剥離していないことは圧力分布から確認しており、その他にも、下流側で層流境界層の特性を急激に変化させ得る要因は考えられないため、図の色変化は境界層の遷移によるものと考えて間違いはない。しかしながら、一般的には、色変化を単純に遷移によるものと判断することは避けるべきであると考えられる。

次に、時系列で取得した可視化画像のどのタイミングを正しいデータと見做すかという点を考える。

すなわち、遷移の平均的物理状態が定常となった場合にも、模型の温度は気流温度と平衡になるまで変化し続けるため、真の遷移位置を示す画像のタイミングを特定することが必要となる。

感温液晶フィルムの場合、ある定常状態から全体的に平行移動のように色相が変化するため、一定の時間内では画像上で遷移点が固定される。しかし、使用している液晶の発色域を過ぎると全て同じ色に収束するため、長時間の使用は困難であり、特にLWT1では、送風機始動から一様流が定常となるまで長時間を要するため、その間に設定発色域を超えて計測不可能となることも多い。

一方で、赤外線カメラの場合にも同様の問題が存在するが、こちらの場合には計測温度域が広いことから、画像のポスト処理にて発色温度と温度スパンを自在に変化することが可能である。図6に一様流速(50m/s)が定常となった時刻および80秒後の計測画像を示す。観察する温度域はそれぞれの時刻における模型表面の最高最低温度に設定している。

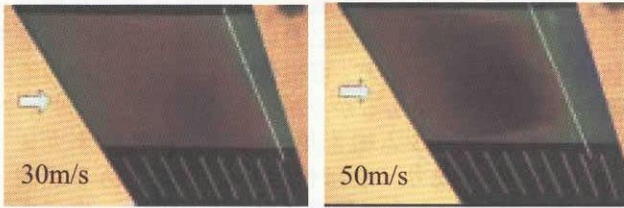


図4 感温液晶による可視化 (茶:低温域、青:高温域)

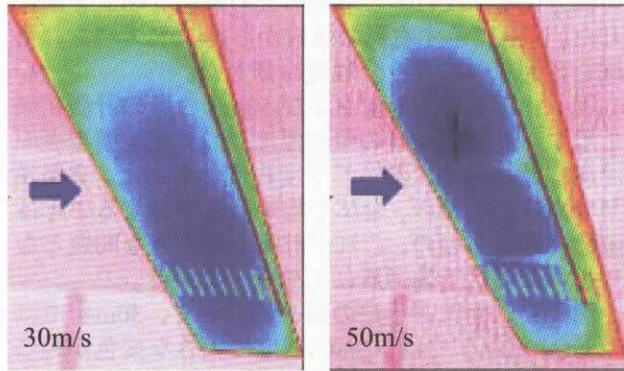


図5 赤外線カメラによる可視化 (青:低温域、橙:高温域)

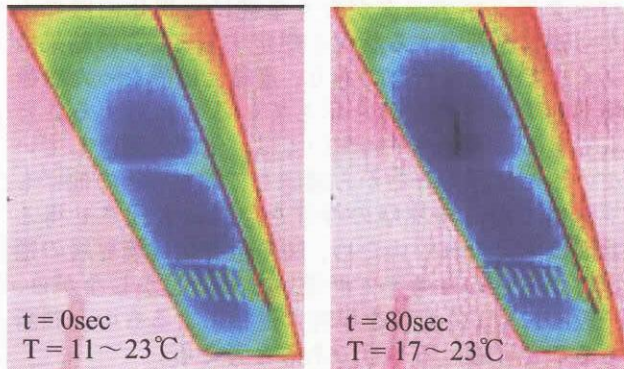


図6 時刻および検出域を変化させた温度分布比較 (50m/s)

時刻およびそれに伴う温度の変化に係わらず、遷移点が固定されている様子がわかる。つまり、赤外線カメラの場合には気流と模型間に僅かにでも温度差が存在すれば遷移点検出は可能である。以上より、LWT1の特性や諸事情を勘案すると、可視化的な手法としては赤外線カメラが適しているものと考えられる。

図7には本試験において用いた4手法すべての計測結果を示す。今回は可視化画像からの定量値の推算を実施しなかったこともあり、感温液晶と赤外線カメラによる計測結果の幅がやや大き目となっている。特に、30m/sに対する感温液晶の結果では、

図4に示すとおり青色が発色しておらず、推定が非常に困難である。

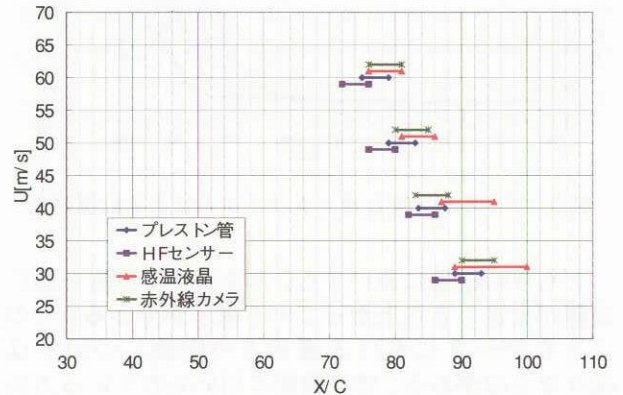


図7 4種類の方法により計測された遷移点

4. まとめ

宇宙航空研究開発機構風洞技術開発センター6.5m×5.5m低速風洞においてONERA低速標準模型を用いた遷移計測法検討の試験を実施した。

- ① プレストン管およびホットフィルムによる定量計測は、計測点の移動に時間を要するものの詳細かつ正確なデータ取得に適している。
- ② 可視化的な手法としては、感温液晶フィルムよりも赤外線カメラの方が適当である。
- ③ LWT1においては、赤外線カメラ計測結果から得たマクロな情報を元に、プレストン管あるいはホットフィルムにより重要なポイントの詳細計測を行う手法が最適である。

今後は、冒頭に述べたRe数効果の解明に寄与し得る遷移計測に適用可能な技術レベルの検討および取り組みが必要と考えられる。

References

- 1) 高木, 小型超音速実験機の層流境界層課題と計測, ながれ, 第18巻第5号, pp.298, 1999
- 2) 徳川, 高木, 大桑, 赤外線カメラを用いた低亜音速境界層遷移計測, NAL-SP54, pp.57-60, 2002
- 3) Owen, F., K., AIAA Journal, Vol.8, No.3, pp.518-523, March, 1970

乱流境界層の構造と渦

小橋安次郎（道工大），早川道雄（北大工）

Structure of Turbulent Boundary Layer and Vortex

Y. Kobashi*, M. Hayakawa**

*Hokkaido Institute of Technology

**Dept. of Eng. Hokkaido University

ABSTRACT

Based on the idea that turbulence is the flow phenomena caused by the movement of vortex, the structures of turbulent boundary layer are discussed. The circulation is the most important factor for characterizing the flow structures. The large scale motions such as coherent structure of the outer layer and the burst structure of the inner layer can be explained by the interactions between vortices.

Key Words: vortex, turbulent boundary layer, turbulent vortex, outer layer, inner layer, bulge, burst

1. 序論

実在流体では渦度が発生して速度勾配に耐えることが知られている。いわゆる粘性で、渦度を担う流体の素子を渦粒子と呼ぶとき、渦粒子相互間の干渉によって渦が作られると考えられる。

以下、乱れを渦の集合により誘導される速度の場であるとして乱流境界層の構造を考えることとする。

2. 渦と乱れ

層流状態の2次元流れでは粘性 μ および応力 τ と渦度 ω の関係は

$$\mu = \rho \nu = \rho \pi r_m^2 \omega \quad (1)$$

$$\tau = \rho \pi r_m^2 \omega^2 \quad (2)$$

で与えられる。ただし ν は動粘性係数、 r_m は渦粒子の半径である。粘性は与えられた環境で一定値を持から、渦度従って速度勾配が減少するに連れて渦粒子の大きさは増す（膨張）ことになる。平板に沿う流れでは、壁面との速度差によって渦粒子の層が発生し、これによって外部との速度差が減るため、第一の渦粒子層に接して少し大きな渦粒子の層が現れ、以後同様にして順次に新しい渦粒子の層が作られて層流境界層が形成される。

境界層は下流に向かって成長し、外側の渦度を持たない流体粒子に渦度を与えながら増大する。この際、既存の渦粒子間では渦度の再配分によってこれに対応するが、この結果、渦粒子の密度が増えて粒子間隔が小さくなると粒子間で干渉が起り、数個が結合（合体）して1個の渦の挙動を

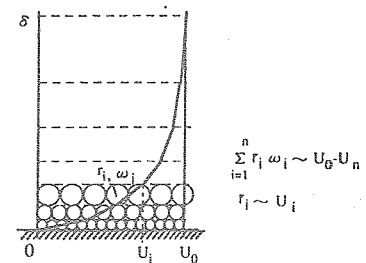


図1 境界層と渦

示すようになる。この場合、(1), (2) は

$$\mu_S = \rho \nu_S = \pi \rho \sum (r_{mN}^2 \omega_N) \quad (1')$$

$$\tau_S = \pi \rho \sum (r_{mN}^2 \omega_N^2) \quad (2')$$

となり流れの性質に変化が現れる（遷移）。ただし ω_{mN} 、 r_{mN} は個々の渦核の渦度及び半径で N は渦粒子の数であるが、 τ_S の値が流れの臨界値 $\tau_{cri} (= \alpha \rho U_0^2)$ を超えると流れに拘束されていた渦粒子は

$$\pi r^2 \omega^2 = \tau_{cri} / \rho = \alpha U_0^2 \quad (3)$$

のエネルギーを持った渦核となって解放され流れの中を自由に移動するようになると思われる。渦核は周囲に回転する流れを誘起することによって渦を形成すると共に他の渦と干渉して、一見乱雑な動きに移行する。乱流の発生である。

乱流渦

渦間の干渉が強くなると幾つかの渦がまとまって運動をするようになる。このような渦の集団を乱流渦と呼ぶことにすると、乱流渦を構成する個々の渦の間には (1')-および (2') の関係が成り立ち、その平均的挙動は等価な ($\nu_T = \pi r^2 \omega$ の同じ) Rankin 渦で、また乱れ成分は両者の差で表すことが出来る。

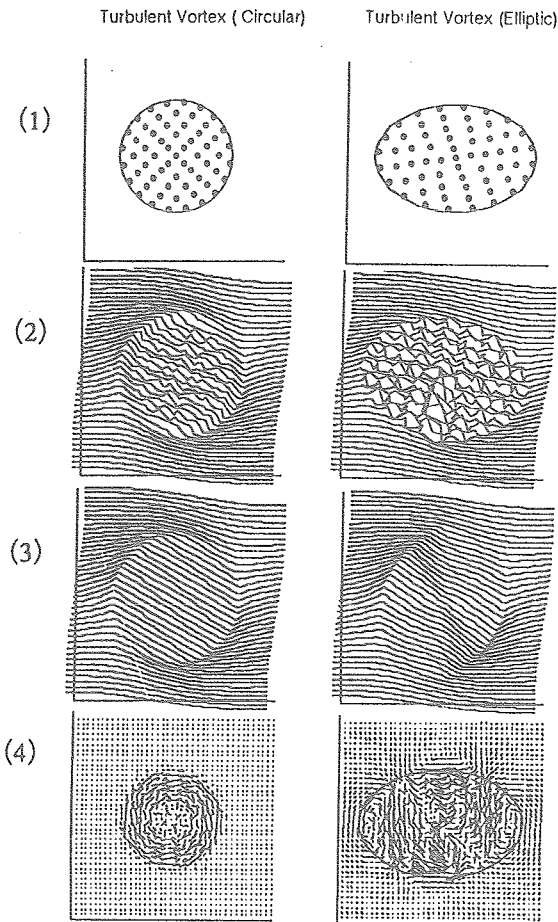


図2 乱流渦とRankin 渦
(1)渦配置 (2)速度分布
(3)Rankin渦速度 (4)乱れ分布

3. 乱流境界層の速度分布と乱れの特徴

乱流境界層は自由乱流の性質を持つ外層と壁乱流の性質を持つ内層とからなり、前者にはべき乗速度分布、後者には対数速度分布が適用でき、それぞれがべき指数 Nw と摩擦速度 U_τ を特性量として記述される [1]。

この結果は一樣流だけでなく、減速流や加速流など圧力勾配のある流れに対しても有効で [2]、これによって全ての乱流境界層 (平板に沿う) を統一的に記述することが出来る (図 3-1 ~ 図 3-3 参照)。なお、図 3-2 の Kp は圧力勾配係数 ($= (\nu / U_e)(dU_e / dx)$) で、この値が $3.7 \cdot 10^{-6}$ を超えると再層流化が始まるとされている。

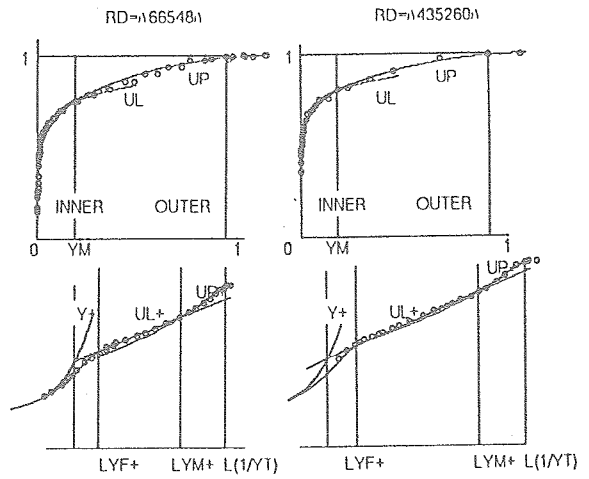


図 3-1 乱流境界層 (一樣流) 速度分布

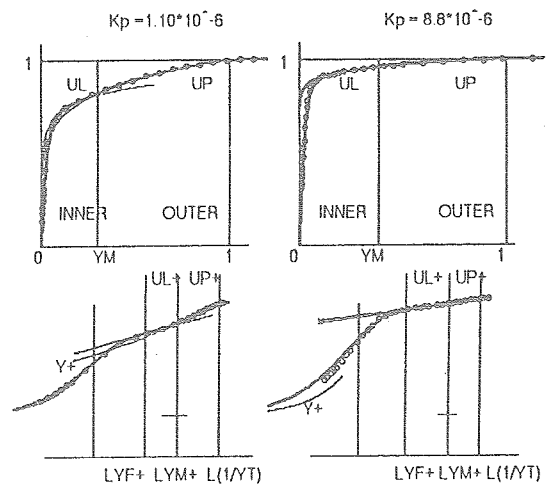


図 3-2 乱流境界層 (加速流) 速度分布

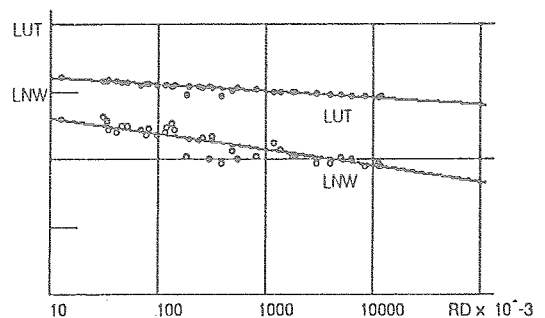


図 3-3 乱流境界層特性値の Reynolds 数依存性

以下、乱れを渦によって誘起される流れであるとする立場から境界層速度分布と乱れの関係について考えてみる。一口に言って外層の乱れは自由剪断流型で荒々しい乱れであるのに対して内層の乱れは壁乱流型の穏やかで整然とした乱れであると言えるが、こうした違いは壁面で作られた乱れが壁面から遠ざかる過程の中でその性質を変え

たために生じたと言うべきであろう。

内層速度分布と乱れ

壁面では層流境界層に見られる渦粒子の列が出来て層流底層を形成するが、乱流境界層ではこれに接して壁面摩擦応力 τ_{wall} に相当するエネルギー

$$(r\omega)^2 \sim \tau_{wall} / \rho = u_{\tau}^2 \quad (5)$$

を持つ渦の層が出来て流れの中に放出されると思われる。 u_{τ} は摩擦速度である。

渦の大きさが壁面からの距離に比例して増大するとすれば、 $r \sim y$ 、 $\omega = du/dy$ とおくことが出来るから (5) は

$$du/dy \sim u_{\tau} / y \quad (6)$$

となり、対数速度分布が得られる。この場合、個々の渦の持つ能力（循環）には隣接する渦を駆動する程の力はなく、従って穏やかな乱れの場合が作り出されることになる。

外層速度分布と乱れ

内層に接して現れる渦群は壁から離れるにつれて大きさを増すが、それに伴って干渉効果も増大し、渦同志が影響し合って更に大きな渦群に発達する。こうして出来た乱流渦が外層乱流の基本的構造と考えられるが、渦は層内の速度差のため引き延ばされるため、そのままの渦群を保つことが出来なくなり、幾つかの群に分裂する。

外層の速度分布を3列の渦群を使って計算した結果を図4に示すが、べき乗分布と良い一致を示している [3]。

PW=17.51
Y10=1.81, Y20=1.451, Y30=1.221
R10=1.21, R20=1.231, R30=1.131
A10=1.0051, A20=1.0111, A30=1.0051

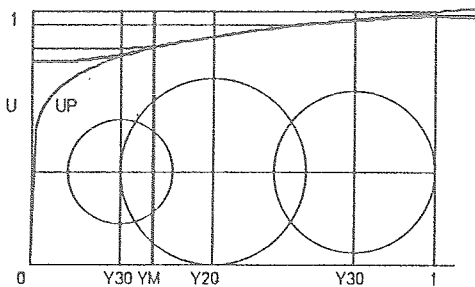


図4 渦列 Model とべき乗速度分布

4. 乱流境界層の組織構造

乱流境界層の構造の特徴は、外層での乱れの間欠的出現と、内層にバーストと呼ばれる現象が断続的に現れることである。いづれも周期的で、周期を T とするとき $T\delta/u_e$ (u_e : 境界層外

縁速度、 δ : 境界層厚さ) で定義される無次元周期の値はそれぞれ 2.5 および 5.0 [4] [5] であることが知られているが、そのよってくる理由についてはほとんど明かにされていない。

外層乱流の組織構造

外層には境界層厚さとほぼ同じ大きさの乱流渦が周期的に現れると思われるが、この渦は層内の速度差のため引き延ばされて分裂し幾つかの渦群の列をつくる。これ等の渦列は異なる速度で移動するため、異なる時刻に発生した渦群に追い付いたり追い越されたりしてその都度合体、離散を繰り返すことになる。外層の間欠構造 (Bulge) がこのようにして作られた強い渦を指すとすれば、その周期は渦の擦れ違いの周期として計算される。図5に群1、群2の移動速度比が4:3の場合の渦合体、分裂の様態を模式的に示してある。

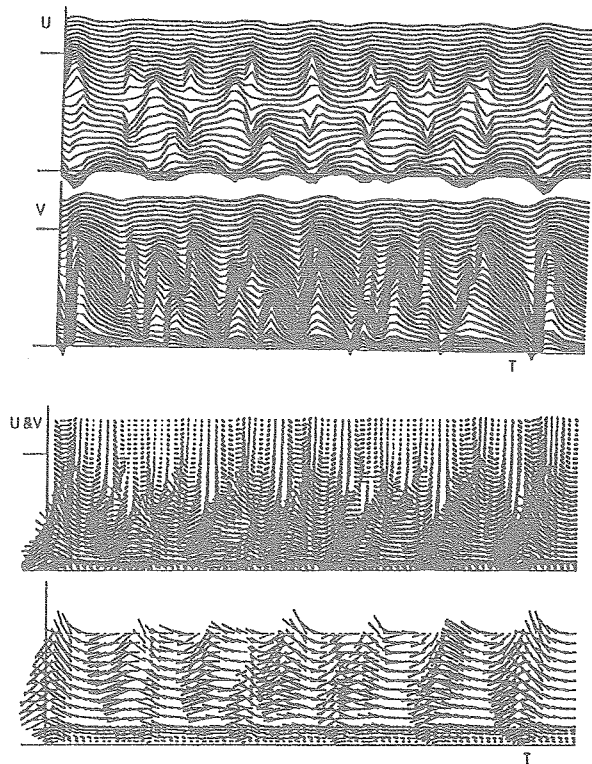


図5 組織構造の形成と周期

内層乱流の組織構造

内層では渦の径が小さく渦間の干渉が少ないため、穏やかな乱れが期待される筈であるが、実際には ejection, sweep と呼ばれる強い構造を伴った burst が現れ乱れ乱流境界層のエネルギーの補給源となっている。その発生理由については外層の渦群の通過による攪拌とするのが最も妥当と考えられる (図4 参照)。ただ Burst は3次元的構造を持っており、2次元の渦だけでは説明することが出来ないが、壁に沿う2次元渦が不安定化して出来る縦渦が巻き付いたと考えれば、局所的な縦渦

を導入することによって解決できる。

このように外層の渦が攪乱源となっていると考ええると、Burst 発生メカニズムや ejection, sweep といった構造の特殊性、さらにはその周期についても容易に説明ができる。

5. 乱れエネルギーの変遷

Burst によって発生した変動は新たな渦となって外層渦に乗って運ばれ外層渦の 1 員となると考えられる。このように外層の渦によって内層内に発生した乱れは外層渦によって運ばれて外層自身の乱れの補強を行い再び burst を引き起こす攪乱源となり、かくして乱流境界層のエネルギーサイクルがつけられる。加速境界層の場合には、加速の割合が一定値を超えると乱流状態が失われる再層流化が起こるが、これは加速によって外層の乱流渦が伸びて、強さが急速に低下し、Burst を引き起こすことが不可能になるため、上述のようなエネルギーの循環が断たれる結果、乱流状態を保てなくなったと考えられる [6]。このことは一様流の場合に Reynolds 無限大の極限で乱流境界層が存在するかという、所謂平衡乱流境界層の問題に回答を与える鍵となると思われる。なお、外層渦の強さは Reynolds と共に低下している (図 3-2)。

6. 結び：何故渦か？

従来は、乱れを流れの中に現れる不規則な変動現象として、波動とみる考え方が一般的で、色々な大きさの波が重なりあって作り出されたとされており、乱れの周波数、スペクトルと言った概念はここから生じている。また計算機を用いた数値シミュレーションや統計理論による乱流計算なども行われており、こうした手法は層流から乱流への遷移や乱れの数学的記述には便利であるが、乱れを流体自体の動きとして捉えようとする立場からは好都合とは言えない。

乱流を流体の実質部分の運動として捉えるためには、流体部分の移動によって生ずる変化を Lagrangian 的に追いかける必要があるが、これは渦度を持つ流体粒子を追跡することによって実現される。渦度を持った流体粒子を渦と呼び、渦度が集中して剛体的回転運動をする渦核とそれによって誘起される循環流部分からなる Rankine 渦によって代表され、その強さは渦度と渦核の面積によって式 (1), (2) のように表される。

渦は安定を失った剪断流れが分裂して作られる流体運動で、相互干渉によって経路が複雑に変わる。外層で渦がグループ化して周期的な渦群を作り出すのもこうした干渉作用の結果である。流れ場が壁に沿っているばあいには、速度勾配が大きく、渦核の大きさが小さく、干渉作用が小さいため (式 (2)) 渦のつくりだす流れは外層に比べて静かである。このことは渦点法を用いた流れ

の記述によっても裏付けられている。

乱れは 3 次元の流れ現象で、その記述には 3 次元の渦が必要であるが、流れ方向またはこれと垂直の方向に軸を持つ縦渦対を導入することによって代用することが出来る。ただ縦渦対は平均として流れ方向の成分を持たず、一般に局所的な現象を扱う場合にのみ意味があると考えてよい。従ってここでは渦は 2 次元であるとしたが、3 次元性が欠けている点では実際の流れに対応していないと言う誹りは免れない。

以上、乱れを渦の誘起する流れ場であるとして乱流境界層の構造について考えたが、上記のような問題点はあるもの、これにより、乱流境界層の構造や、再層流化のメカニズムなどの解明に有力な手掛りが得られるものと思っている。

参考文献：

- [1] Kobashi, Y. and Hayakawa, M.: Structure of a Turbulent Boundary Layer and its Dependence on Reynolds Number; 8th ACFM (1999)
- [2] Kobashi, Y. and Hayakawa, M.: Relaminarization Mechanism of Turbulent Boundary Layer in Accelerated Flow; 9th ACFM (2001)
- [3] Kobashi, Y. and Hayakawa, M.: The Vortex Row Model of a Turbulent Boundary Layer; 13th AustralAsia FCM (1998)
- [4] Corrsin, S., and Kistler, A.L.: Freestream boundaries of turbulent flows; NACA Tech. Note 3133 (1954)
- [5] Ueda, H., and Hinze, J.O.: Fine structure turbulence in the wall region of a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech. 67: (1976)
- [6] Rao, N.K., Narashimha, R. and Narayanan B.: The bursting phenomenon in a turbulent boundary layer; J. Fluid Mech. (1971)

ピエゾアクチュエータを用いた境界層制御で起きていること

福西 祐, 伊澤 精一郎, 坂井 岳史, 熊 鰲魁 (東北大工)

What is happening when the boundary layer is controlled using piezo-actuators

Yu FUKUNISHI*, Seiichiro IZAWA*, Takeshi SAKAI*, and Ao-kui XIONG*

*Dept. of Machine Intelligence and Systems Eng., Tohoku Univ.

ABSTRACT

Means to explain the flow structure generated by thin piezo-ceramic actuators are discussed. In our previous experiments, it was shown that the oblique waves, observed in an initial stage of the transition, could be cancelled by generating intercepting-waves using thin piezo-ceramic actuators. The initial aim of this study is explain the generation process of these intercepting-waves by modeling the flow structure using a large number of the vortex tubes. However, it is found that this approach is not useful in the near wall region, because in these areas the diffusion of vorticity pattern on the wall is dominant compared with the convection.

Key Words : Flat-Plate Boundary Layer, Oblique Wave, Active Control, Piezo-Ceramic Actuator

1 序論

我々は、平板上に一列に設置したピエゾアクチュエータによってT-S波や斜行波など境界層遷移の初期段階に観測される波を相殺するような波を人工的に励起し、境界層の遷移を能動的に抑制する手法の開発を進めて来ている。しかしながら、アクチュエータによってEigenモードの波動が直接流れの中に導入されているわけではなく、どのような過程を経てT-S波や斜行波のモードの速度変動場を形成しているのかについてはよくわかっていない。しかし制御効率の向上を図るという点からはEigenモードに移行しやすい変動の導入が望ましく、過程の正しい理解が必要である。前報²⁾では、実験を模擬した数値シミュレーションを行い、計算結果である渦度場に対して特定の断面における2次元的情報に基づいた現象の説明を試み、渦度場の変動パターンと各渦度変動成分のふるまいを結びつける説明を行った。その過程で、アクチュエータにより変動が導入される領域、その速度変動波が斜行波を形成していく領域、そしてさらにその下流の斜行波が成長していく領域の3つの領域に大きく分けられることを示した。しかしこの種の説明方法の問題点として、説明に都合のいい現象のみに注目することで、本来複雑な現象を簡素化し過ぎて説明しようとしてしまう危険性がある。そこで本研究では、流れ場の3次元の渦構造変化にもとづいたより客観的な解釈を試みるべく、計算結果から得られた渦度場の情報をもとに、境界層内の速度分布を x 方向に101本、 y 方向に8本の合計808本の渦糸で置き換えて、その変形の様子を詳細に調べることにした。

2 数値解析法

計算は、3次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を差分法を用いて直接解く方法で行った。計算アルゴリズムにはMAC法を用いた。その際、空間微分には2次精度の中心差分を、移流項には3次精度の風上差分(Kawamura-Kuwahara Scheme)を、時間進行にはオイラー前進法を用いた。計算領域は図1に示すように、平板の前縁より660mmの位置から x 方向に240mm、壁面から y 方向に16mm、スパン方向に82mmとした。計算格子数は x, y, z 方向に121, 82, 42で、等間隔の直交格子とした。平板前縁からアクチュエータ後縁までの距離 $L=0.72[m]$ を代表長さとした場合の局所レイノルズ数は 7.10×10^5 であつ

た。この計算では、 x 方向に11点目から30点目までの間の壁面上の格子に、境界条件として時空間的に周期的に変動する流れ方向の速度成分を与え、セラミックアクチュエータが作り出す擾乱を模擬した。1枚のセラミックはスパン方向に10点の格子で表し、これをスパン方向に隙間なく4枚分並べて配置した。

境界層内に導入する速度変動は風洞実験¹⁾同様、周波数110Hzの正弦波である。なお、その速度変動の振幅は、アクチュエータ後縁に向かって線形的に大きくなるような設定になっており、その最大振幅は後縁端で主流の0.03%である。アクチュエータは一枚おきに180度ずれた位相で駆動させている。その他の平板壁面には滑りなし条件を、また流出境界および外縁境界にはNeumann条件を与え、流入境界には速度・圧力ともにBlasius解を与えている。なお、本研究では $\eta = y\sqrt{U_\infty/\nu x}$ で定義される y 方向の無次元距離 η も用いた。

3 現象の解析および考察

図2は xz 断面における主流方向の速度変動成分 u' の等値線図である。実験結果とよく似たパターンが再現できていることがわかる。

図3は xz 平面における渦度変動の3成分の等値線図である。ピエゾアクチュエータの伸縮にともなって、その下流側の角からは(a)の実線で囲まれた部分に見られるような ω'_y が導入される。一方、バックグラウンドの壁面近傍の平均速度勾配を形成するスパン方向に伸びた仮想的な渦糸は、アクチュエータの伸縮により流れ方向にわずかに歪められるので、静止したアクチュエータとの

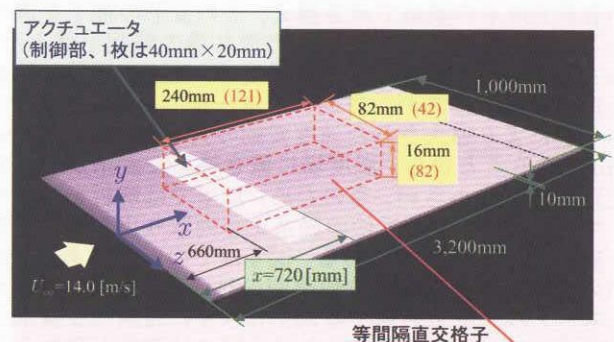


図1: 計算領域と計算格子

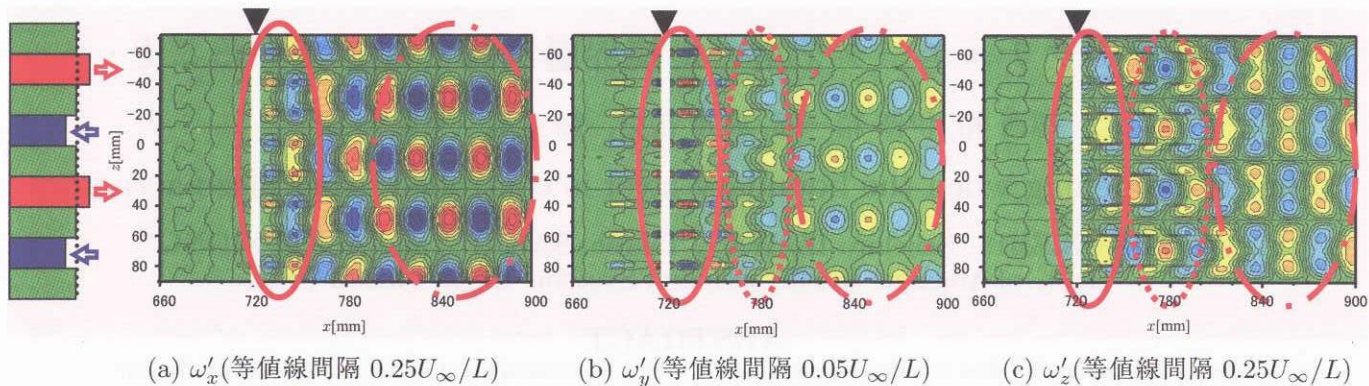


図 3: xz 平面における渦度変動等値線図 ($\eta \sim 0.5$)

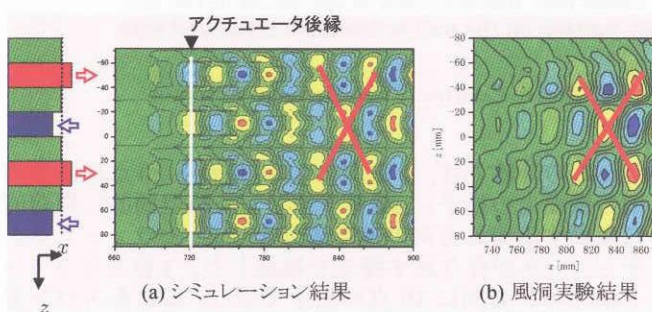


図 2: xz 平面における速度変動 u' の等値線図 ($\eta = 1.5$)

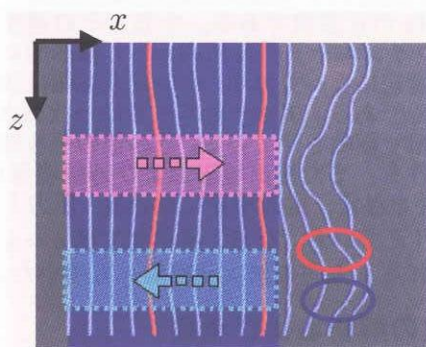


図 4: アクチュエータ近傍領域における渦糸の変形

境目からは ω'_x が発生する ((b))。このとき、アクチュエータの表面近くでの速度勾配も変化するため、 ω'_z も生成している ((c))。

これら渦度変動成分のパターンの変化は、渦度場を渦糸に置き直して考えてみるとわかりやすいのではないかと考え、計算結果から得られた渦度場の情報をもとに、境界層内の速度分布を x 方向に 101 本、 y 方向に 8 本の合計 808 本の渦糸で置き換え、その変形の様子を調べることで渦構造変化に基づいた流れ場の解釈を試みた。もともと境界層中に存在する渦度は、乱流に遷移し始める前の段階ではスパン方向にはほぼ一様である。アクチュエータにより導入された速度変動の大きさはただか数 μm であることから、渦度場に置き換えた渦糸が受ける変形は非常に小さい。このため、以下では解析をしやすくするために、壁面近傍の渦糸を一系列取り出しその変形を誇張して表示させてある。図 4 はその一例である。渦糸の変形と渦度変動の等値線図の対応がわかる。アクチュエータの上空を通過する渦糸は次々に周期的な変形を受けるので、その結果これら渦糸群には疎密が現れるが、流下する過程で他の渦糸と干渉して変形を受け、しだい

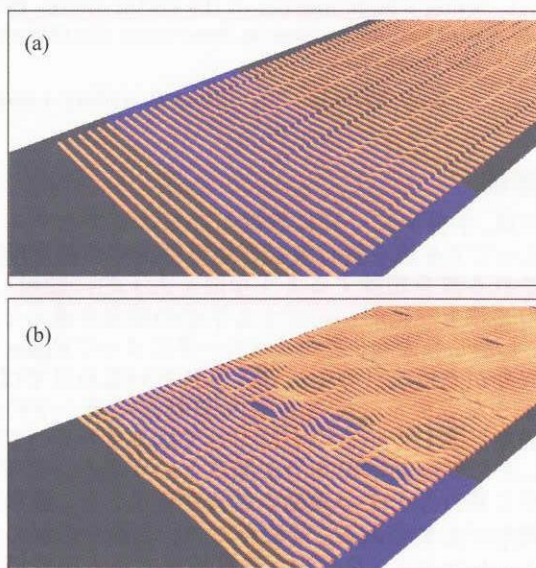


図 5: 渦糸つくるパターン (a) ある瞬間における渦糸の分布 (b) 上流から流下した渦糸の分布

に滑らかな形になりやがて斜行波を形成する。この説明は一見すると合理的に思われるが、そこには根本的に問題があることがわかった。

もし壁面近傍の渦度場の変遷が渦糸の相互干渉として捉えることが可能であるならば、ある瞬間の渦度場を渦糸に置き換えたもの (図 5) と、上流から流した渦糸が受ける累積的な変形プロセス (図 5) は一致するはずである。ところが、両者は明らかに異なっている。この違いは、臨界層より壁よりの領域においては、移流ではなく壁面の渦度パターンの拡散が支配的であることに由来しており、壁面近傍の渦度場の説明を渦糸の相互干渉で行うのは正しくない。

4 結言

流れ場を渦糸を用いて表すことで、現象をより客観的に解釈する試みを行った。しかし、臨界層より壁よりのパターンは移流ではなく壁面の渦度パターンの拡散に支配されているため、この方法での解釈は適切でないということが分かった。

参考文献

- 1) Y. Fukunishi, *et al.* Proc. of 4th Pacific Int. Conf. on Aerospace Science and Technology, pp.109-112(2001).
- 2) 福西祐ほか 5 名, SP56(2002),No.14(p.49-52)

強安定混合層中に発達した内部重力波の空間計測

大庭 勝久（沼津高専），蒔田 秀治，関下 信正（豊技大）

Spatial Measurement of Internal Gravity Wave in a Strongly Stably-Stratification

K. Ooba*, H. Makita** and N. Sekishita**

*Dept. of Digital Eng., Numazu College of Tech,

**Dept. of Mech. Eng., Toyohashi University of Tech.

ABSTRACT

This study aims to clarify the relation between the occurrence of counter-gradient heat flux and the spatial structure of internal gravity waves in a strongly stably-stratified mixing layer. Multi-point simultaneous measurement of temperature and velocity field was conducted by a rake of 7 cold- and hot-wires. The aspect of streamwise change in temperature spectrum showed that the internal gravity waves with fundamental frequencies of 1.2, 1.8, 3.0Hz developed in the mixing layer and suddenly collapsed in the downstream region. As the amplitude of the waves increased downstream, coherence became larger among the temperature signals given by the cold-wire rake. When the internal gravity waves broke down at their wave front, counter-gradient heat flux occurred through the nonlinear interaction among the fundamental frequencies and their higher harmonics.

Key Words : Strongly Stably-Stratification, Internal Gravity Wave, Counter-Gradient Heat Flux.

1. 緒言

鉛直方向に負の大きな密度勾配を持つ強安定成層流中には内部重力波⁽¹⁾・逆勾配熱拡散⁽²⁾・上流伴流⁽³⁾等の興味深い現象が発生する。特に、密度差に起因して発生する浮力は流体運動に多大な影響を及ぼすが、その効果が卓越したとき、どのような影響があるのかは十分に明らかにされていない。

我々は、これまでに内部重力波の崩壊過程において逆勾配熱拡散が生じる様子を風洞で観察した^(4,5)が、単一センサーによる一点計測の結果からは、波動の伝播速度の算出や波動の伝播角度に沿った解析を行うことは困難であった。特に、内部重力波の崩壊時における局所的な空間構造と逆勾配熱拡散の発生との因果関係を明らかにするためには、多チャンネルプローブによる空間計測が必要となる。本報では、鉛直方向に7組の冷線と熱線を組み合わせた熊手型プローブを用いて行った空間計測により得られた初期的な結果を報告する。

2. 実験装置及び計測方法

本研究に使用した温度成層風洞は全長約16m、測定洞は全長8m、断面は一辺が0.42mの正方形断面である。温度成層形成装置は、大きな温度勾配を実現し、同時に初期乱れを低減するために、縮流洞の上流側に設置した^(6,7)。

温度・速度変動の同時計測には、本研究室で開発した冷・熱二線式温度流速計^(8,9)を使用した。この計測器には、熱線の温度補償回路、冷線の周波数補償回路、デジタル遅延回路が内蔵しており、精密な温度・速度の分離同時計測を可能にしている。また、今回製作した熊手型プローブは、通常のI-X型プローブを中央に、その上下に6mm間隔でH型プローブを3組ずつ配置しており、各センサ

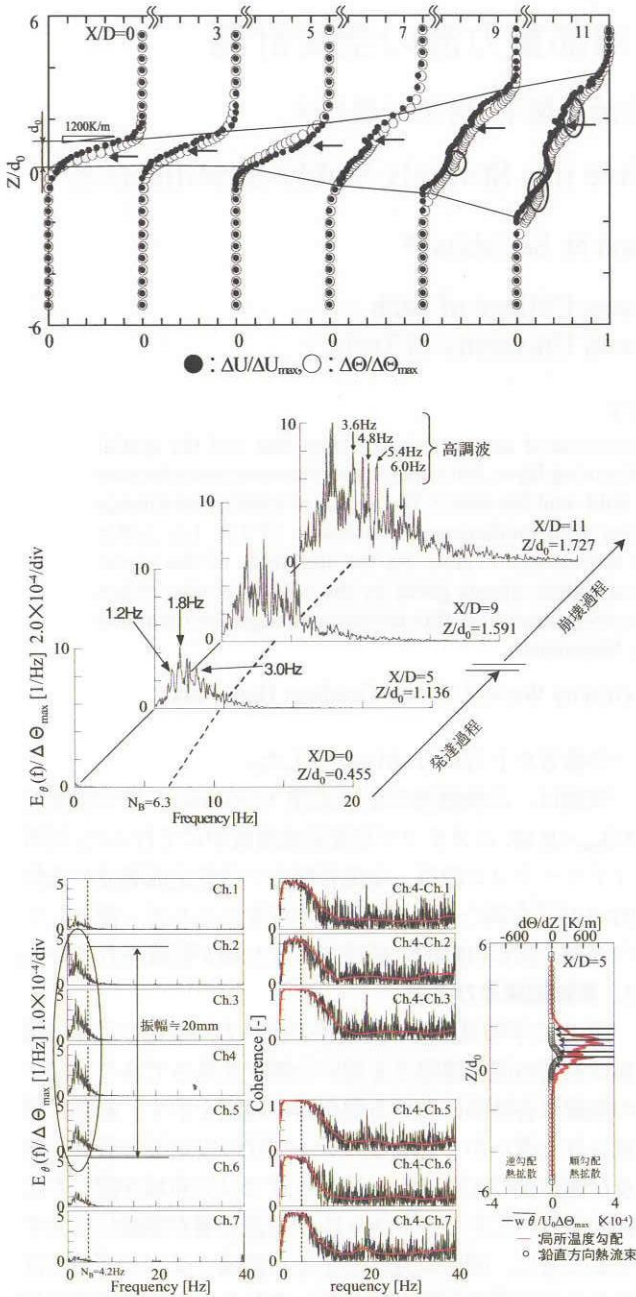
一の番号を上方からch1~7とした。

実験は、非加熱部の主流流速 $U_0=3.0\text{m/s}$ 、最大温度差 $\Delta\Theta_{\text{max}}=26.8\text{K}$ のステップ状安定成層流中にて行った。局所リチャードソン数は、全混合層内で強安定成層流の条件 $Ri>0.25^{(10)}$ を満たし、平均温度勾配をエネルギー源として内部重力波が自動的に発達する流れ場が形成されている。

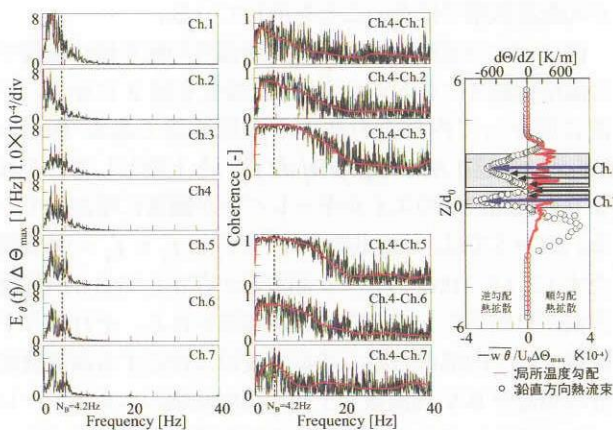
3. 実験結果及び考察

図1に平均温度差・速度差の流れ方向変化を示す。縦軸は初期の混合層厚さを用いた無次元高さであり、図中の実線は各断面における混合層の範囲を示す。初期に形成された滑らかで急峻なステップ状の安定混合層は、熱及び運動量の拡散により $X/D=5$ までは分布域が緩やかに拡大する。しかし、 $X/D=9,11$ では混合層が急激に拡大するとともに、図中に丸印で示した領域では、わずかではあるものの温度勾配が負となっており、安定成層流の崩壊が始まっている。このことは、下流域における熱輸送が勾配拡散型ではないことを示している。

図1中に矢印で示した最大局所温度勾配を持つ位置での温度変動スペクトルの流れ方向変化を図2に示す。下流に向かって内部重力波の上限周波数である Brunt-Väisälä 周波数 ($N_B = (g\beta d\Theta/dZ)^{1/2}$) を上限として、それよりも低周波域のエネルギーレベルが顕著に増加している。 $X/D=5$ では、三波共鳴条件⁽¹¹⁾ ($f_1 \pm f_2 \pm f_3 = 0$) を満たす1.2, 1.8, 3.0Hzのピーク周波数が存在しており内部重力波が自然発生していることが確認される。それより下流域では、内部重力波の基本周波数に対応する高調波成分の発達やB-V周波数を上回る高周波域のエネルギーレベルが増加しており、非線形干渉を通じて波動のエネルギーが乱雑成分へと輸送され波動の崩壊が進行している



コヒーレンス($X/D=5, Z/d_0=1.136$)



ことを示している。

次に、内部重力波の発達・崩壊している強安定混合層内で行った空間計測の結果を示す。図3に、空間計測により得られた温度変動スペクトルとch.4を基準とした各chの温度変動成分間とのコヒーレンスを示す。X/D=5では、三波共鳴条件を満たす周波数成分が観察され、内部重力波の発達が確認された(図2)。本結果でも、ch.2からch.5のスペクトルではB-V周波数以下のエネルギーレベルの増加が顕著であり、そのとき、コヒーレンスの値も1に近いことから、強安定混合層中に発達した内部重力波は、鉛直方向に強い相関を持つことが分かる。このとき、波動の振幅は少なくとも20mm程度はあるものと判断できる。この断面での混合層厚さは約40mmであるが、混合層の外縁では波動の駆動力を生み出す局所温度勾配が減少することが考慮すると、波動は発達可能な範囲のほぼ全域に広がっているものと推測される。

図4に、波動の崩壊過程の初期段階であったX/D=9の結果を示す。全chで高周波域のエネルギーレベルが増加しており、波動間の非線形干渉により内部重力波の崩壊が進行していることが分かる。このとき、コヒーレンスは、中央のch.4とその両端のch.3とch.5の間では10Hz程度まで1に近く高い相関があることを示している。従って、ここでは10mm程度の鉛直スケールで波動としての構造的残っているものと考えられる。一方、ch.1とch.7のスペクトルのエネルギーレベルは高いものの、相関が低下していることから、多チャンネルプローブの上端と下端のセンサーが、非線形干渉により変形した波頭の近傍を捉えていると考えられる。この位置は、逆勾配熱拡散のピーク位置とも対応している。このことは、崩壊過程において波頭付近で生じた局所的な崩壊により波動が乱雑化していく過程で逆勾配熱拡散が発達することを示唆している。

4. 結言

内部重力波の空間構造と熱輸送現象との関連を調べるために、複数のセンサーを配置した熊手型プローブを製作し空間計測を行った。その結果、内部重力波の崩壊により、安定成層流中における浮力の安定化作用に逆らって速度変動の乱雑成分が生成される過程で逆勾配熱拡散が発達することを明らかにした。

謝辞 本研究は、基盤研究(C)(2)No.15560138による成果であり、記して謝意を表す。

参考文献

- 1) J.S.Turner, *Buoyancy Effects in Fluids* (Cambridge Univ. Press 1973).
- 2) Long R.R., *J. Fluid Mech.*, **42** (1970).
- 3) Hanazaki H., *Phys. Fluids*, **A1** (1989) 1976.
- 4) 蒔田・大庭, 機論(B編), **68**-674 (2002) 2764.
- 5) H.Makita, K.Ooba & N.Sekishita, *Advances in Turbulence IX*, (2002) 605.
- 6) 蒔田・森・新見, 機論(B編), **57**-534 (1991) 404.
- 7) H.Makita, S.Mori & A.Yahagi, *Proc. 4th IMA Conf. on Stratified Flow* (1991) 81.
- 8) 蒔田・森・澤田, 機論(B編), **58**-545 (1992) 90.
- 9) 蒔田・澤田・森, 機論(B編), **58**-554 (1992) 3100.
- 10) P.J.Hazel, *J. Fluid Mech.*, **30** (1967) 775.
- 11) S.A.Thorpe, *J. Fluid Mech.*, **24** (1966) 737.

陽極酸化皮膜型感圧センサの非定常流への応用

坂上博隆（宇宙航空研究開発機構）

Anodized Aluminum Pressure Sensitive Paint for Unsteady Aerodynamic Applications

Hiroataka Sakaue

Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

A miniature fluidic oscillator was used to demonstrate the capability of measuring oscillating unsteady aerodynamic fields with 6.4 kHz primary frequency. Pressure maps of various phases were captured by anodized aluminum pressure sensitive paint with platinum(II) meso-tetra (pentafluorophenyl) porphine as a luminophore. Main uncertainty source comes from fitting the adsorption control model to calibration points and from the pulse width of illumination. The measurement uncertainty of the pressure was 4.65%.

Key Words: Anodized aluminum pressure sensitive paint, unsteady aerodynamic measurement, miniature fluidic oscillator

1. 序論

陽極酸化皮膜型感圧コーティング（Anodized Aluminum Pressure Sensitive Paint, AA-PSP）は図1に示すようなナノスケールの細孔に機能性分子を付着させた光学的圧力センサである。機能性分子は光源により励起され、その発光信号または寿命は、酸素との酸素消光によって変化する。テストガス中の酸素は酸素分圧として表示でき、それはテストガスの圧力と関係づけることができるので、センサの発光信号変化を計測することにより試験体上の圧力を測定できる。センサからの信号 I と試験体の圧力 P は以下の Adsorption Controlled Model により関係づけられる¹⁾。

$$\frac{I_{ref}}{I} = A + B \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^\gamma \quad (1)$$

ここで ref はリファレンスを表し、通常無風状態を用いる。 A 、 B 及び γ は係数である。AA-PSP はアルミ基盤上に電気化学的にコーティングされ、機能性分子である色素はディッピング法により吸着される¹⁾。コーティングされた面が全て圧力センサになるので、センサからの発光信号を画像計測すれば圧力の面分布が測定可能である。

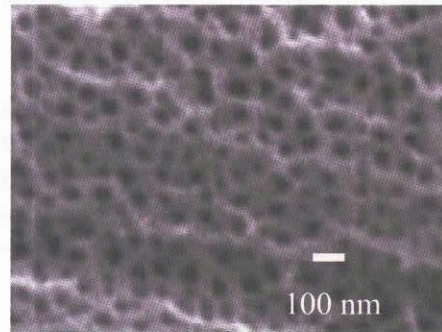


図1 陽極酸化皮膜表面の電子顕微鏡写真。

2. 背景

従来の感圧塗料に対し、AA-PSP はその多孔質の性質を生かして高い応答性を示す²⁾。衝撃波管を用いた応答性試験では、AA-PSP は 1MHz に迫る応答性を示している³⁾。この高い応答性と面分布測定の特性を生かし、本実験では AA-PSP を用いて小型振動子（miniature fluidic oscillator）から発せられる非定常流れの計測を行う。

図2に示す小型振動子は、コアンダ効果を用いて素子内の流れを振動させる⁴⁾。図3に振動子から発せられる流れのシュリーレン画像を示す。ホットフィルムを用いて流れをトリガーし、位相 0° と位相 180° の流れを示している。この図から振動子から発せられるこぎり状の流れを確認できる。振動子から発せられる非定常流れは基本

周期 6.4kHz である。

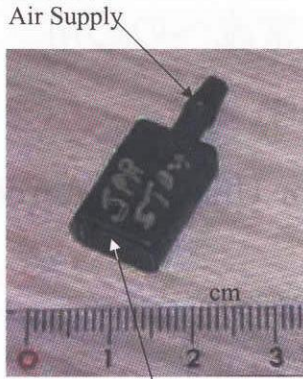


図2 振動子。

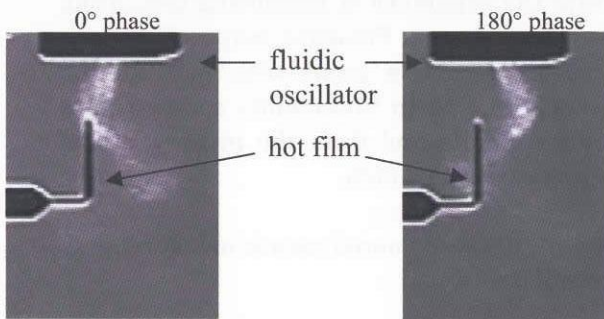


図3 振動子から発せられる流れのシュリーレン画像。

3. 実験

陽極酸化皮膜は坂上の方法³⁾により作成した。皮膜は13mmx13mm、厚さ1mmの平面サンプルである。色素はPtTFPP (platinum(II) meso-tetra (pentafluorolphenyl) porphine) を用いた。ディッピング法に用いる溶媒はヘキサデカンを使用した³⁾。

本実験の計測システムを図4に示す。振動子に圧縮空気を送り込み、周期的に変化するジェットを形成した。このジェットに対し励起光源を同期させることでAA-PSPの非定常圧力場を計測した。これに遅延時間を変えることで各遅延時間での流れをとらえ、全体として連続画像をとらえた。同期は振動子内部の音を基準にし、マイクログフォンで計測して励起光源をトリガーした。遅延時間はディレイゲネレーターで制御した。励起光源は410nmの紫LEDを用いた。同期時にパルス幅2μsのパルス光源を与えてAA-PSPを励起し、AA-PSPからの発光は600nmロングパスと650nmバンドパス光学フィルターを通して14ビットCCDカメラで計測した。同期することで流れはフリーズされているので、露光時間はカメラの飽和電荷量をもとに調整した。今回の設定では露光時間2秒とした。

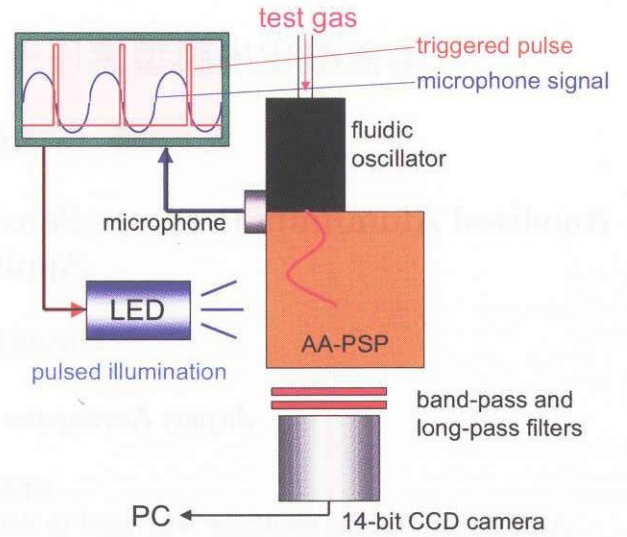


図4 測定システム。

振動子とAA-PSPは図5に示すように平行に設置した。AA-PSP計測比較と校正試験用に、振動子からのジェット下流に圧力孔を開け、半導体圧力センサ(Kulite)を設置した。

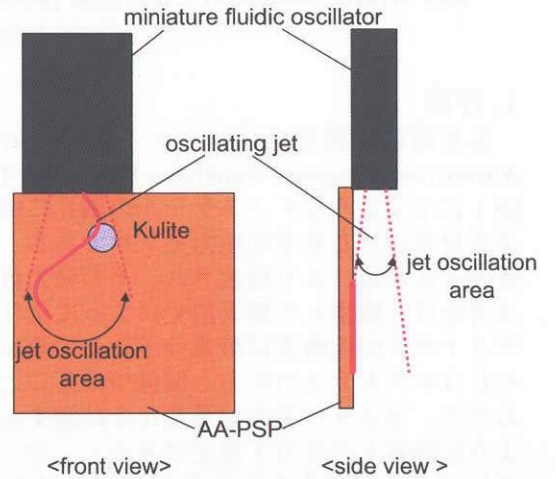


図5 振動子とAA-PSPの設置関係。

4. 結果

校正方法

小型振動子から発せられるジェットがKuliteの直径より小さかったため、Kulite周りの圧力分布は一様でなかった。そのため従来の圧力孔周りの発光信号と圧力孔の圧力データからin-situ法による校正を行うことができなかった。改善法として振動子のジェット口を対称軸として、Kuliteと対称となる領域での発光信号を用いて校正曲線をフィッティングした(図6)。この場合AA-PSPの発光信号とKuliteの値は180°位相がずれている関係となる。refはリファレンスを示し、本実験では大気圧条件下での無風状態を用いた。

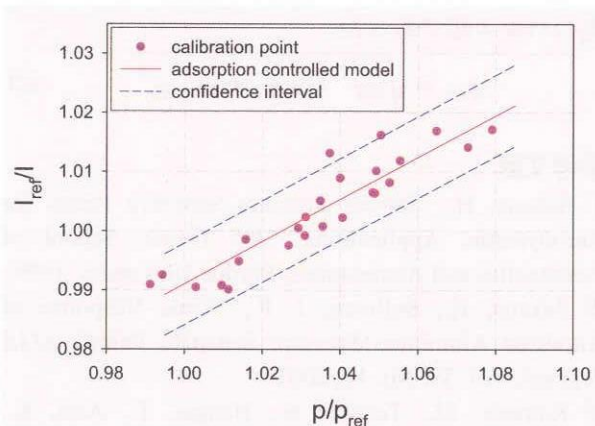


図6 較正試験結果 (in-situ 法)。

非定常圧力場

AA-PSP の発光場 I_{ref}/I は図 6 の較正結果から圧力場 P/P_{ref} に変換した。図 7 に得られた非定常圧力場を示す。模式図に image size で囲われた範囲の結果を示している。ジェットによる AA-PSP 面上の圧力変動を連続画像として遅延時間 $20\mu s$ 間隔でとらえることができた。

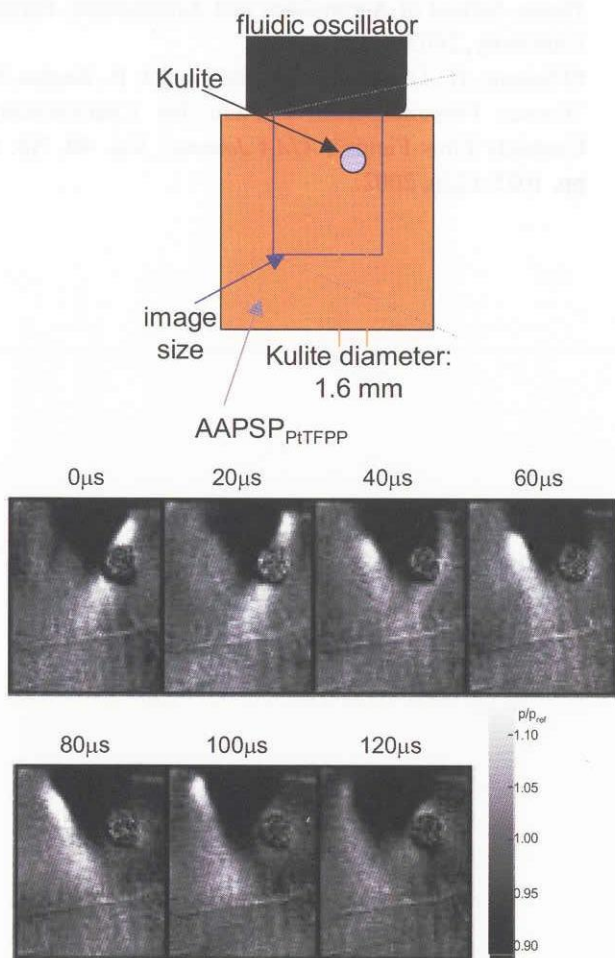


図7 非定常圧力場。

AA-PSP と Kulite の計測結果は良好な一致を示した (図 8)。この図に示した AA-PSP の値は

較正時に用いた領域での圧力計測結果である。本実験で用いた較正法を補正するために、Kulite の結果は 180° 位相をずらせて表示している。

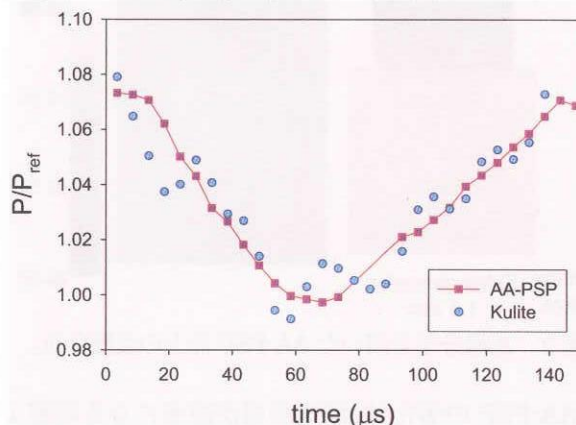


図8 AA-PSP と Kulite 計測結果の比較。

5. 考察

非定常圧力場とシュリーレン画像の比較

本実験では振動子からのジェットを AA-PSP と平行に設置したが、ジェット口は AA-PSP と接してなく、そのためシュリーレン (図 3) で見られたのこぎり状の流れは確認できなかった。動圧が AA-PSP の測定では低すぎるため、ジェット口を AA-PSP に接してのこぎり状の非定常圧力場を確認することはできなかった。圧縮空気の代わりに窒素を用いて AA-PSP 上の酸素分子を取り除き、発光信号を最大にする効果を利用できる。坂上らはこの方法で振動子から発せられるのこぎり状の非定常流れを可視化している⁶⁾。

測定誤差

AA-PSP に対して、本実験の測定誤差要因を表 1 に示す。

表 1 測定誤差要因。

Source	Uncertainty
AA-PSP	温度依存性
AA-PSP	劣化
AA-PSP	較正
励起光	パルス幅

図 9 に感温分子 (rhodamine B) を用いた際の AA-PSP 面上の温度分布を示す。この分布は遅延時間によらず一定であった。温度差は最高で $0.03^\circ C$ と、測定面上は温度の影響をほとんど受けず一定であるといえる。尚、PtTFPP を感圧分子とした AA-PSP の温度依存性は温度の較正試験結果から $-1.4\%/^\circ C$ であった。従って $0.03^\circ C$ の温度変化は 0.042% の発光信号変化を示す。この変化は

圧力の較正結果（図 6）では 0.084%の測定誤差に相当する。

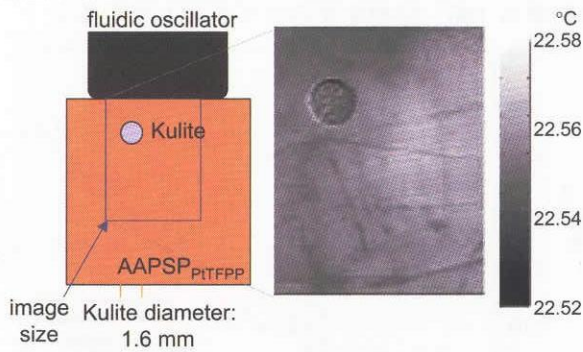


図 9 感温分子を用いた AA-PSP 面上の温度分布。

AA-PSP の劣化は、測定時間が顕著になる時間より短時間で測定を完了したため無視できる（測定は 30 分以内で終了）。

図 6 に較正式 1 (adsorption controlled model) をフィッティングした際のエラー幅（標準偏差 2σ ）を較正試験結果と合わせて示した。この幅から、フィッティングによる測定誤差 (w_{fit}) は 3.86%であった。

本実験ではパルス幅は $2\mu s$ であった。これは基本周期 $6.4kHz$ に対し、1.29%の画像のぶれ ($\Delta I_{width}/I$) を生じる。この値は較正試験結果（図 6）から 2.59%の測定誤差 (w_{width}) に相当する。

以上の誤差要因をもとに、全測定誤差 (w_{est}) は二乗平均(2)から 4.65%と算出された。考察された主な測定誤差は較正時のフィッティングと励起

光のパルス幅であった。

$$w_{est} = \sqrt{w_T^2 + w_{fit}^2 + w_{width}^2} \quad (2)$$

参考文献

- 1) Sakaue, H., "Porous Pressure Sensitive Paints for Aerodynamic Applications," *MS Thesis*, School of Aeronautics and Astronautics, Purdue University, 1999.
- 2) Sakaue, H., Sullivan, J. P., "Time Response of Anodized Aluminum Pressure Sensitive Paint", *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 10, 2001.
- 3) Kameda, M., Tezuka, N., Hangai, T., Asai, K., Nakakita, K., Amao, Y., "Adsorptive Pressure-Sensitive Coatings on Porous Anodized Aluminum", *Meas. Sci. Technol.*, (submitted), 2004.
- 4) Raghu, S., Raman, G., "Miniature Fluidic Devices for Flow Control," *Proceedings of Fluids Engineering Division Summer Meeting*, American Society of Mechanical Engineers, 1999.
- 5) Sakaue, H., "Anodized Aluminum Pressure Sensitive Paint for Unsteady Aerodynamic Applications," *PhD Thesis*, School of Aeronautics and Astronautics, Purdue University, 2003.
- 6) Sakaue, H., Gregory, J. W., Sullivan, J. P., Raghu, S., "Porous Pressure-Sensitive Paint for Characterizing Unsteady Flow Fields", *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 6, pp. 1025-1256, 2002.

乱流中の微細秩序渦を実験的に検出する試み

佐々浩司（高知大理）

Experimental detection of fine-scale coherent vortices in turbulence

K. Sassa

Dept. of Natural Environmental Science, Kochi University

ABSTRACT

Some trials to detect fine-scale coherent vortices in turbulence are presented in the present paper. The simplest method is a conditional measurement using an X-probe. We could measure various turbulence fields at $R_\lambda=19\sim 2300$ by this method and obtained the Reynolds number dependences of the characteristics of the fine-scale coherent vortex. But, such data showed an error caused by the third velocity component unmeasured. So we employed a double-X probe that can measure three components of instantaneous velocity fluctuation. The resultant data showed that the fine-scale coherent vortex was slightly different from the Burgers' vortex. We also examined the array of X-probe that can measure instantaneous 2-D velocity profiles. Though it is in progress of such experiments, the primary results showed the validity of the conditional measurement using single X-probe.

Key Words: fine-scale coherent vortex, turbulence, hotwire measurements

1. 序論

乱流要素渦¹⁾と呼ばれる微細秩序渦は、様々な DNS 乱流場^{2, 3)}において見いだされている。しかし、現時点で世界最高性能を誇る地球シミュレータを用いても達成可能な高解像度の乱流場は $R_\lambda < 1000$ であり⁴⁾、大気乱流のような高レイノルズ数乱流中においてはどのような形態で存在するのか、そもそも普遍的に存在するものなのかどうかも明らかでない。実験的にはヘリウムチャンバーを用いた熱線計測⁵⁾で $R_\lambda \sim 5000$ が達成されているが、場の設定や計測上の問題を抱えているように思える。DNS 同様の 3次元速度場を与えるものとして 3D-PIV による実験⁶⁾もなされているが実験の制約からあまり高レイノルズ数の乱流場は期待できそうにない。

著者らは、大気乱流中において微細秩序渦の存在可能性を把握することを目的として、最も一般的で信頼されている計測手法である熱線流速計を用いて微細秩序渦の検出に挑戦⁷⁻¹⁰⁾してきた。ここではこれらのうちこの 1～2年に進めてきたものを紹介する。

2. Xプローブ1本による計測

微細秩序渦の回転面がセンサーを通過する際に横方向速度が急変することを利用すると Xプローブ一本で検出が可能となる¹¹⁾。著者らは横方向速度成分の微分値が、その rms の 2.5 倍を超えることを検出条件として、条件付き検出を行った^{8,9)}。検出に用いた乱流場は表 1 に示す様に温度勾配を含む安定成層格子乱流 LSG, LSE、

一様せん断乱流 ST1, ST2、大気乱流 Run1, 2 であり、乱流レイノルズ数は $R_\lambda=19\sim 2390$ の広範囲をカバーしている。使用した X プローブの空間分解能は Kolmogorov スケール η と同等か、やや大きいものであったが、サンプリング間隔はいずれも 10kHz であり、時間分解能は の数倍以上であった。360 万点のデジタル記録データにより条件付き計測を行った。

図 1 に LSG, LSE, ST1, Run1 における鉛直速度変動成分の条件付き平均波形を示す。図中に描かれた破線は条件付き計測結果と同じ最大周方向速度と渦径を持つ Burgers 渦の速度分布を示したものである。微細秩序渦が主としてプローブに対して直交する回転軸をもって通過したものとすれば、鉛直速度変動の条件付き平均波形は速度勾配や成層の有無やレイノルズ数に関わりなくいずれの乱流場においても Burgers 渦が通過した場合とよく似た速度変化をすることがわかる。正負のピーク $\pm w_{\max}$ が渦核における最大周方向速度を示すものとする、渦の直径 d はピーク間の幅により求められる。この渦径は η で規格化するとどの図もほぼ同じように見えるが、最大周方向速度は各乱流場によって大きく異なり、 R_λ に大きく依存していることが伺える。

最大周方向速度より内側の渦核においては Burgers 渦の速度分布に等しいが、外側は R_λ の増加

表1 微細渦検出に用いた乱流場の諸特性

Turbulence field		U (m/s)	u'/U	w'/U	η (mm)	R_λ
Run1	nocturnal surface layer	1.9	0.334	0.154	0.71	2391
Run2	nocturnal surface layer	1.5	0.335	0.117	0.51	1260
ST1	homogeneous shear turbulence	8.0	0.153	0.092	0.23	820
ST2	homogeneous shear turbulence	5.0	0.149	0.097	0.32	586
LSE	stable-stratified and excited turbulence	5.0	0.248	0.136	0.14	300
LSG	stable-stratified grid turbulence	5.0	0.030	0.020	0.31	19

とともに Burgers 渦よりも速度の減衰が遅くなっている。これは、すべての乱流場において検出条件を同じにしたことが関わっている。すなわち、 R_λ の増加によって乱れの強くなった乱流場では、渦軸がプローブに対して傾斜して通過するものもカウントされるようになり、見かけ上、裾野の増速をもたらしたと思われる。なお、観測面に対して傾斜して通過する微細秩序渦が平均に含まれても渦径の評価には大きく影響しないことは DNS によっても確認されている¹²⁾。

検出された微細秩序渦の渦径、最大周方向速度、渦レイノルズ数 $R_\Gamma = \Gamma/\nu$ のレイノルズ数依存性を DNS 結果^{1,13)}や他の実験結果^{5,14)}とともに図2に示

す。多少ばらつきはあるものの、同じ検出条件下では渦径は R_λ によらずほぼ一定の約 10 となる。この結果は DNS^{2,13)}をほぼ支持するもので、Belinら⁵⁾が示したレイノルズ数依存性とは異なっている。最大周方向速度については $R_\lambda < 300$ では木田ら¹⁴⁾の結果を支持する増加傾向にあるが、 $R_\lambda > 500$ では減少傾向に転じる。この結果、渦レイノルズ数においても同様な傾向となる。Belinら⁵⁾は最大周方向速度は R_λ によらないとしているものの、図中に示す $R_\lambda = 700$ を境として渦の特性が変化することを指摘しており、これは本結果に示した傾向が変化する R_λ に近い。本実験も Belinらと同様に高レイノルズ数乱流においてはせん断が作用して

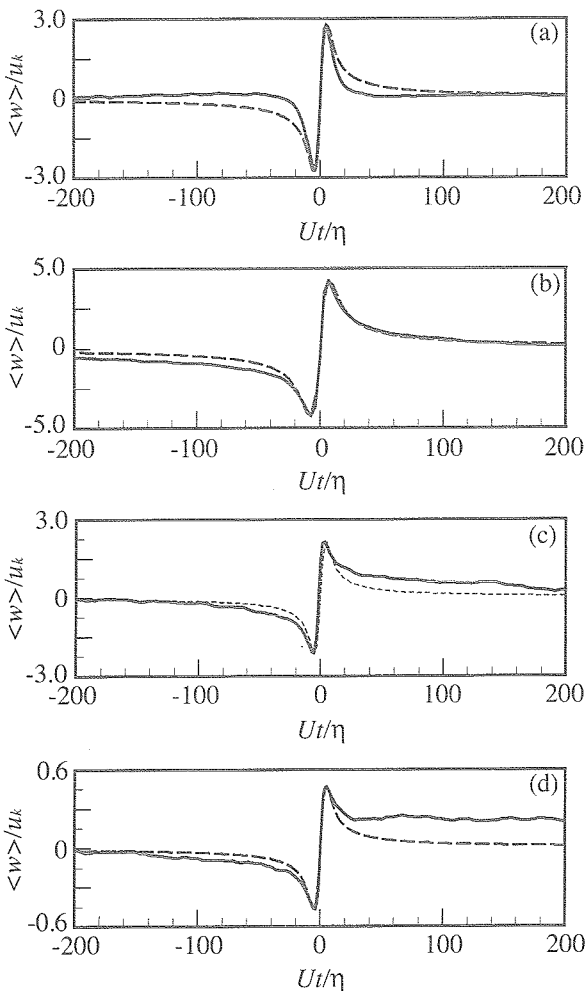


図1 横方向速度変動成分の条件付き平均波形
(a): LSG, $R_\lambda=19$, (b): LSE, $R_\lambda=300$,
(c) ST1, $R_\lambda=820$, (d): Run1, $R_\lambda=2391$.

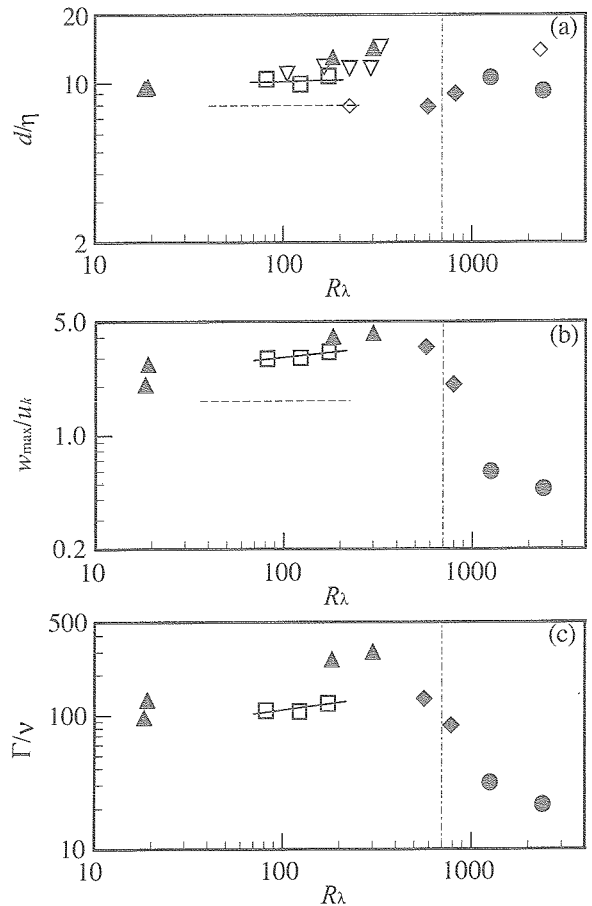


図2 微細秩序渦の (a)直径、(b)最大周方向速度、(c)渦レイノルズの乱流レイノルズ数依存性
●:Run1, 2, ▲:LSE, LSG, ◆:ST1, 2,
□:DNS¹⁾, ◇:Helium tank⁵⁾, ▽:Grid turbulence¹⁴⁾
—:Re-dependence¹⁾, ----:Re-dependence¹³⁾
|:critical Reynolds number⁵⁾

いるため、それによって微細秩序渦が主軸方向に配向することが高レイノルズ数における減少傾向をもたらす可能性もあるが、彼等が指摘したように乱流構造が変化したとも考えられ、今後高レイノルズ数におけるより詳細な検証が必要であろう。少なくとも本実験における同一検出方法による結果では、DNSにより得られたスケーリング則は高レイノルズ数で成立しない。

3. Xプローブ2本による3次元計測

Xプローブ1本の計測においては、確かに横方向速度変動成分はBurgers渦によく似た波形を示したが、同時計測された主流方向速度成分は図3cに見られるように渦中心付近であたかも加速するような波形^{8~10}となった。これはXプローブでは計測できない第3の速度成分の影響と思われる。Burgers渦は伸張渦であり、渦核内において軸方向の速度成分を持つことが期待されるが、Xプローブにおいてはこれがすべて2センサーの和として計測される主流速度成分に加えられるであろう。そこで、Xプローブ2本を90度回転させて配置したプローブを大気乱流中に設置して2成分ずつ計3成分の瞬間速度を同時計測し、微細秩序渦の検出条件としてXプローブ1本の時と同様の鉛直速度変動の微分値に加え、水平方向の速度変動が正であるという条件を課した。

鉛直速度変動微分の条件だけでは図3のように u, w は

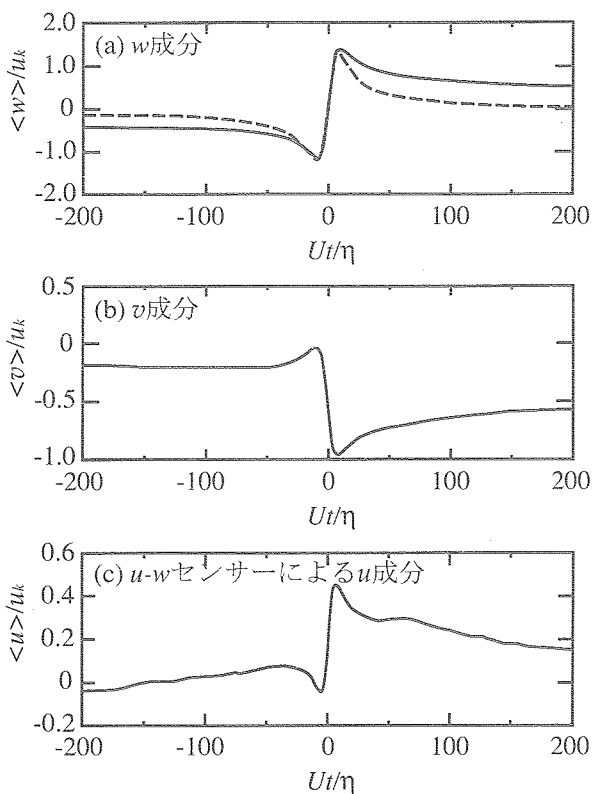


図3 鉛直速度成分の時間微分のみを検出条件とした条件付き平均波形

Xプローブ1本の結果^{8,9}と同様であり、 v 成分はプローブに対して斜めに通過する渦を反映して位相は反転するが w 成分と似た変動が見える。水平速度の条件を課すと図4bに示すように、確かに渦核に相当する位置で v 成分がピークを持つが、 w 成分(図4a)は渦核の前後で非対称となり、Burgers渦の速度分布とはかなり異なるものとなってしまった。この波形は偶然にもBelinらが高レイノルズ数で得た波形⁹と極めてよく似ていることから、大気乱流のような高レイノルズ数乱流では微細秩序渦はBurgers渦と似たものではないことを示唆している。これはまた、図2に示した高レイノルズ数で最大周方向速度が小さくなることの原因を示すように思える。しかし、大気乱流中において、主流方向を的確に見定めることは難しく、プローブそのものがいずれかの方向に迎角を持っていたことが影響していた可能性もある。

4. Xプローブ列による速度場の計測

ここまで来ると3成分同時計測とは言え一点計測のみで渦構造を捉えることにやはりもどかしさを感じ、著者らが進めた秩序渦検出の原点⁷に立ち返って瞬間速度分布を計測することにした。Xプローブが計測できない第3の速度成分の影響を受けるにしても、それらを並列に並べて瞬間速度場を求めれば、少なくとも微細秩序渦の2次元断面を捉えることはできそうである。

そこで、検査体積 $0.8 \times 0.8 \times 0.4 \text{m}^3$ のXプローブを

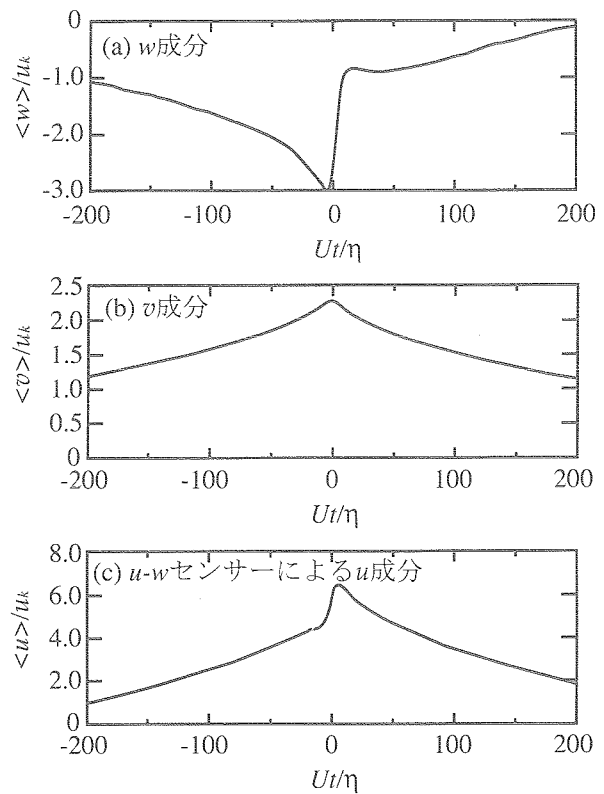


図4 鉛直速度成分の時間微分と横方向速度を検出条件とした条件付き平均波形

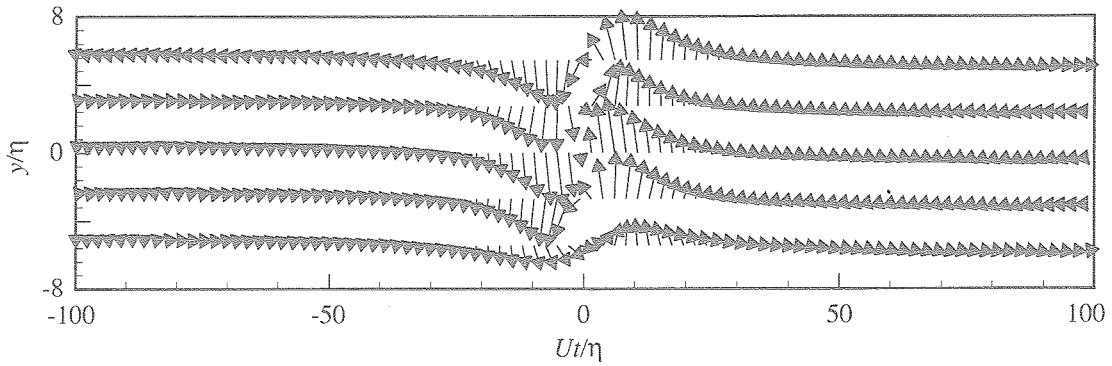


図5 Xプローブ列により得られた条件付き平均速度ベクトル分布

1.5mm 間隔で6本並べたXプローブ列を制作し、格子乱流中($Re_\lambda \sim 30$)において計測を行った。計測時には片端のセンサー1本が断線したため、有効なXプローブは5本となった。この計測によって得られた瞬間速度分布より、真ん中のセンサーが捉えた鉛直速度成分の微分値が大きいことを条件にして条件付き平均を行った。

得られた速度ベクトル分布を図5に示す。これを見ると、検出に用いたプローブを中心とする渦運動が明確に認められる。このことは、Xプローブ1本で行ったきた従来の条件付き計測が全くでたらめであるというわけではなく、十分妥当であったことを示している。

今後は速度勾配テンソルの第2不変量などを検出基準として、微細秩序渦を検出していく予定であるが、その構造を十分詳細に捉えることができるほどプローブ間隔が小さくはないため、さらに微細なセンサーの開発を進めている。

5. まとめ

これまでの実験を通じて微細秩序渦が大気乱流のような高レイノルズ数乱流においても存在することは確認された。しかし、その詳細な構造については多チャンネルセンサーを用いて、瞬間速度場を詳細に計測しない限りは得られそうもない。今後、十分な分解能を有したセンサーを用いて、高レイノルズ数乱流における微細秩序渦の形態や特性を明確にしていきたい。

謝辞

本研究会における講演後、JAXAの高木正平博士に今後の研究を進めるにあたって有益な助言をいただきました。ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) 木田他2名, 日本流体力学会年会講演論文集 (2002) 21.
- 2) Yamamoto & Hosokawa, *J. Phys. Soc. Japan*, 57 (1988) 1532.
- 3) 店橋他3名, 日本機械学会論文集(B編) 65-638 (1999) 3244.
- 4) Kaneda 他3名, *Phys. Fluids* 15 (2003) L21.
- 5) Belin 他3名, *J. Phys. II France* 6 (1996) 573.
- 6) Bos 他3名, *Phys. Fluids* 14 (2002) 2456.
- 7) Sassa, *Special publication of NAL SP-48* (2000) 61.
- 8) 佐々他2名, 日本流体力学会年会講演論文集 (2002) 242.
- 9) 佐々他2名, 日本機械学会 2003 年度年次大会講演論文集(II) (2003) 181.
- 10) 佐々他2名, 第52回理論応用力学講演会講演論文集 (2003) 139.
- 11) 佐々, 日本流体力学会年会講演論文集 (2003) 222.
- 12) 店橋他3名, 数理解析研究所講究録 1141 (2000) 184.
- 13) 店橋他3名, 数理解析研究所講究録 1285 (2002) 15.
- 14) Mouri 他2名, *Phys. Rev. E* 67 (2003) 016305.

圧縮性乱流 DNS データベースを用いた SGS モデルの評価

渡辺大輔 (広大院)* 前川 博 (広大院)* 松尾 裕一 (JAXA)**

Performance evaluation of SGS models using DNS database of compressible turbulence

Daisuke WATANABE*, Hiroshi MAEKAWA* and Yuichi MATSUO**

*Graduate School of Engineering, Hiroshima University

** JAXA, ITC

ABSTRACT

DNS data of a turbulent plane jet at high Mach numbers were used to evaluate the dynamic mixed model proposed by Salvetti. This work focuses on SGS modeling in the energy equation. High correlation is found between the SGS heat flux q_j^L of modified Leonard term form and the exact SGS heat flux, but not between the SGS heat flux of Salvetti's model and the exact SGS heat flux. Therefore, an improvement is required for the calculation of the model coefficient. In the filtered energy equation, the numerical evaluation results show that the SGS turbulence diffusion term and the SGS heat flux term are dominant during the transition process, the SGS turbulence diffusion term is the most dominant first and the SGS heat flux term in the turbulent stage of the jet. The calculated correlation coefficient suggests that the pressure dilatation term correlate well with the SGS heat flux.

keywords: Compressible Flow, Jet, DNS, LES

1. まえがき

Yoshizawa¹⁾によって始まる圧縮性乱流 SGS モデルは、Moin ら²⁾によって内部エネルギーに対するエネルギー方程式における熱流束のモデル化と残りの SGS 項を無視した定式化とダイナミックモデル (DSM) によって本格的に圧縮性ラージエディシミュレーション (LES) が始まった。その後、Zang ら³⁾のスケール相似則モデルを線形結合したダイナミック混合モデルを Salvetti ら⁴⁾が修正クロス項を修正レオナード項に比例すると仮定し圧縮性流れに拡張したダイナミック混合モデル (DMM) を提案した。一方、非圧縮性 LES モデルにおいて修正レオナード項の係数を 1 として、モーメント補正を考えより高い精度を得られるよう 2 パラメータ SGS 応力モデルを Horiuti⁵⁾は提案した。一方、圧縮性乱流 DNS はスペクトル法を使える範囲の一樣乱流によって SGS 項が最近評価されはじめたが、工学上は乱流ジェットなどの非一樣乱流場によって比較することが重要である。そのとき、高マッハ数の流れは物理量の急峻な勾配が存在するため、スペクトル法や中心差分型コンパクトスキームなどでは捕獲が困難になる。本研究では、風上バイアスしたコンパクトスキームを用いた乱流ジェット DNS データベースによって従来の SGS モデルを評価した。

2. DNS データベース

2.1. 支配方程式

DNS において支配方程式はデカルト座標系で記述された圧縮性ナビエ・ストークス方程式である。超音速

ジェットにおいて、Reynolds 数はジェット半値半幅 b 、ジェット中心速度 \bar{u}_{1j} およびジェット遠方 (自由流) の粘性係数 $\bar{\mu}_\infty$ に基づき

$$Re = \frac{\bar{\rho}_\infty \bar{u}_{1j} b}{\bar{\mu}_\infty} \quad (1)$$

代表マッハ数は

$$M = \frac{\bar{u}_{1j}}{\bar{c}_\infty} \quad (2)$$

である。

2.2. 計算方法

本計算ではマッハ波を伴う高マッハ数の流を安定に計算するため、空間の離散化に、Lele⁶⁾による中心コンパクトスキーム (CCS) を基にした Deng, Maekawa & Shen⁷⁾による数値散逸を含む 5 次精度散逸コンパクトスキーム (Dissipative Compact Schemes; DCS5) を用いた。

三次元時間発展 DNS の計算方法として空間微分には 5 次精度散逸コンパクトスキーム⁷⁾、時間発展に 4 次のルンゲ・クッタ法を用いた。DNS において、 x_2 方向に格子の伸長を行い計算領域は $0 \leq L_{x_1} \leq 2\pi/\alpha$ 、 $-15b \leq L_{x_2} \leq 15b$ 、 $0 \leq L_{x_3} \leq 2\pi/\beta$ とした。 α および β は線形安定解析から求めた不安定モードのそれぞれ周流方向波数およびスパン方向波数である。格子数は最大 $N_{x_1} \times N_{x_2} \times N_{x_3} = 200 \times 301 \times 100$ である。 x_1 、 x_3 方向の境界条件は周期境界条件、 x_2 方向の境界条件は NSCBC⁸⁾ を適用した。図 1 に計算領域を示す。

計算条件はレイノルズ数 $Re = 1000$ 、マッハ数 $M = 2.4$ として計算を行った。また、初期攪乱は一樣等方的

なランダム攪乱を変動速度の実行値がジェット中心速度の2%になるように与えた。

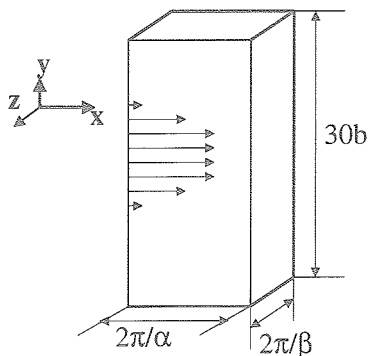


Fig. 1: Computational box

3. ア・プリアリテスト

これまでの我々の研究でSGS応力について調査を行ってきた。ここでは、エネルギー方程式に着目し、Salvettiのdynamic mixedモデル(DMM)⁴の評価、および平滑化されたエネルギー方程式における各収支項の支配性の検証を行った。

3.1. 平滑化された支配方程式

平滑化されたNS方程式は以下の通りである。

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{p} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\bar{p} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{p} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}_T}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{E}_T \tilde{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\tilde{\kappa} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) = \\ \left(\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \tilde{\sigma}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) - \left(p \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \bar{p} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \right) \\ - \tilde{u}_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\gamma(\gamma-1)M^2} \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $\tilde{\cdot}$ はファールブル平均を表す。また、

$$\tilde{E}_T = \frac{\bar{p}}{\gamma-1} + \frac{\bar{p} \tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2}. \quad (6)$$

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \frac{\tilde{\mu}}{Re} \left[\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right], \quad (7)$$

$$\tau_{ij} = \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j), \quad (8)$$

$$q_j = \bar{\rho} (\tilde{u}_j \tilde{T} - \tilde{u}_j \tilde{T}), \quad (9)$$

である。

3.2. 熱流束項の評価

DMMにおいて q_j は次式で与えられる。

$$q_j = -\frac{\bar{\rho} \nu_t}{Pr_n} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} + h q_j^L, \quad (10)$$

ここで

$$\nu_t = C_n \bar{\Delta}^2 |\tilde{S}| \quad (11)$$

である。未知係数 C_n 、 Pr_n 及び h は動的に決定される。(10)式中の q_j^L は q_j を以下の様に分解し得られる。

$$q_j = q_j^L + q_j^C + q_j^R, \quad (12)$$

ここで

$$q_j^L = \bar{\rho} (\tilde{u}_j \tilde{T} - \tilde{u}_j \tilde{T}), \quad (13)$$

$$q_j^C = \bar{\rho} (\tilde{u}'_j \tilde{T}' + \tilde{u}_j \tilde{T}' - \tilde{u}'_j \tilde{T} - \tilde{u}_j \tilde{T}'), \quad (14)$$

$$q_j^R = \bar{\rho} (\tilde{u}'_j \tilde{T}' - \tilde{u}'_j \tilde{T}'), \quad (15)$$

である。

図2に超音速平面ジェットDNSデータから求めた q_{jDNS} 及び平滑化されたDNSデータを用いDMMより求めた q_j 各成分のrms値を示す。計算時間に全体に渡り q_j のrms値は q_{jDNS} とほぼ良い一致を得ているが、ジェットが発達しエネルギーが飽和するまでの時刻($t < 70$)においては若干過小評価となっており、特に x_1 -方向成分 q_1 は他の成分に比べその傾向が強く現れている。また、攪乱のエネルギーが減衰している計算後半 $t > 70$ 以降では前半とは逆にやや過大評価となる結果が得られた。

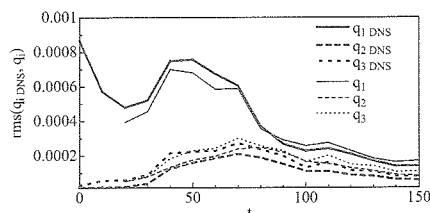


Fig. 2: Comparison of rms SGS heat flux, q_{jDNS} and calculated q_j .

次に、 q_{jDNS} - q_j 間の相関係数の時間変化について図3に示す。 q_1 および q_3 成分は比較的良好な相関値が得

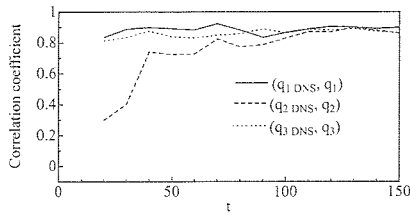


Fig. 3: Correlation coefficient between q_{jDNS} and calculated q_j .

られたが、ジェット垂直方向成分 q_2 については、特に計算初期 ($t < 40$) において他の成分にくらべ非常に低い相関値を示す結果となった。このとき q_2 の rms 値は q_{2DNS} に比べ数倍の大きさとなっている (図 2)。

続いて、DMM において SGS 熱流束ベクトル q_j のモデル化に用いられている、スケール相似則に基づく q_j^L (式 (13)) について調べた。図 4 は q_{jDNS} 及び q_j^L の各成分 rms 値を示した図であり、図 5 は q_{jDNS} 及び q_j^L の各成分毎の相関値を示した図である。 q_1 成分の rms 値は $t = 30$ 付近を境に q_{jDNS} との大きさが入れ替わっており、ジェットせん断層が急速に発達する前半では大きく、後半では小さくなっている。また全体的に数割程度の rms 値の違い認められるが、時間変化の傾向は q_{jDNS} と良い一致にある (図 4)。一方、 q_{jDNS} - q_j^L 間の相関値の結果を見ると、全計算時間に渡りどの成分も極めて良い相関を示している (図 5)。これらの結果から、 q_j^L が非常に良く SGS 熱流束ベクトル q_{jDNS} を再現できることが判る。しかし、前述の q_{2DNS} - q_2 間の相関値が低いことを考えると、式 (13) 中のモデル係数 h の決定に関し改善の余地があることが伺える。

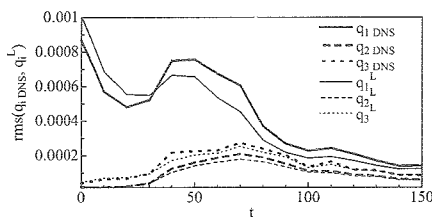


Fig. 4: Comparison of rms SGS heat flux, q_{jDNS} and q_j^L .

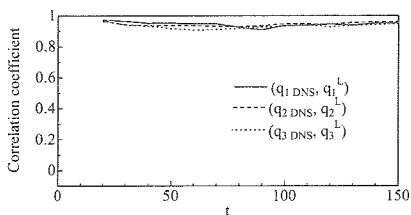


Fig. 5: Correlation coefficient between q_{jDNS} and q_j^L .

3.3. エネルギー方程式における各収支項の再評価

平滑化されたエネルギー方程式において、モデル化が必要とされる各収支項の再評価を行った。ここでは便宜上、平滑化されたエネルギー方程式 (5) の右辺各項をそれぞれ、第 1 項: VD 項 (SGS viscous diffusion term)、第 2 項: PD 項 (pressure dilatation term)、第 3 項: TD 項 (SGS turbulent diffusion term)、第 4 項: HF 項 (SGS heat flux term) と呼ぶ。

図 6 に、DNS により計算された格子スケールに対するエネルギー方程式 (5) 右辺各項の計算領域全体の rms 値の時間変化を示す。図より、各項のバランスは $t = 80$ 付近を境に変化していることが判る。この時刻は攪乱のエネルギーが増幅から減衰へ切り換わる時刻とほぼ一致し、 $t = 80$ 付近までは TD 項が支配的であり、その後は HF 項が支配的となった。また、PD 項は、攪乱の増幅領域では支配的な TD 項の 10%程度の大きさであるが、減衰領域では TD 項とほぼ等しい大きさとなり、また支配的な HF 項の半分程度の大きさとなるため格子スケールへの寄与は無視できなくなることが判る。一方、計算された時間の範囲では、VD 項の rms 値は相対的に低い値に留まった。一樣乱流と異なり、発達する超音速ジェットにおいてはエネルギー方程式の右辺各項のバランスがジェットの発達段階で異なるため、今後モデリングの検討すべき課題となっていることが明らかになった。

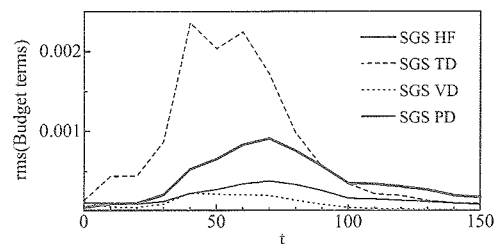


Fig. 6: Time development of the rms budget terms of the energy equations.

図 7 に、式 (5) 右辺各項の x_1 - x_3 面 rms 値のジェット垂直方向分布の時間発達を示す。各項の rms 値はジェット速度せん断層部分に分布しており、せん断層の拡大に伴いジェット垂直方向に広がっていることが判る。TD 項と VD 項の rms 値は初期せん断層拡大時 ($t < 70$) に集中的に分布しており、HF 項および PD 項の rms 値は計算時間全体に渡り分布していることが確認できる。TD 項と VD 項はほぼ同一領域に分布しており、その大きさが TD 項が非常に大きいことから、粘性拡散項を無視しエネルギー方程式を近似する手法は超音速ジェットの場合においても妥当であると考えられる。一方、HF 項と PD 項もその領域が重なっており、PD 項のモデリングはこのことを考慮し検討することが賢明であると考えられる。

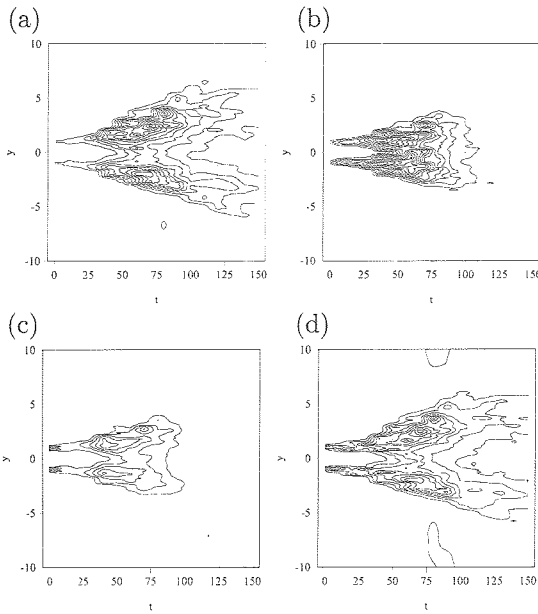


Fig. 7: Profiles of the rms budget terms of the energy equations; (a) SGS heat flux: HF, (b) SGS turbulent diffusion: TD, (c) SGS viscous diffusion: VD and (d) pressure dilatation: PD.

次にPD項について検討を行った。PD項を変形すると以下の様になり、

$$-\left(\overline{p \frac{\partial u_i}{\partial x_i}} - \bar{p} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}\right) = \left(\overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_i}} - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}\right) - \frac{1}{\gamma M^2} \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \quad (16)$$

式(16)右辺を式(5)に代入すると、式(5)右辺は

$$\left(\overline{\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} - \bar{\sigma}_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\right) + \left(\overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_i}} - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}\right) - \bar{u}_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{(\gamma-1)M^2} \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \quad (17)$$

となる。図8は、式(5)の右辺PD項、HF項及び式(17)の第2項、第4項のrms値を示した図である。式(17)の第4項のrms値は単純に式(5)の右辺HF項のrms値の γ 倍であるが、式(17)の第2項のrms値は式(5)の右辺PD項のrms値に対し低い値をとり、特に攪乱のエネルギーが減衰する領域($t > 100$)では、非常に小さくなる。また、式(17)の第2項及び式(5)の右辺PD項のrms値と $\frac{\partial q_j}{\partial x_j}$ とのそれぞれの相関値を見ると、式(5)の右辺PD項は $\frac{\partial q_j}{\partial x_j}$ と高い相関を示すことが確認された(図9)。このことは、PD項の成分が式(17)の第2項の成分に対し支配的であるといえる。以上のことを考慮すると、Mach数への依存性に注意しなければならないが、PD項のモデル化においてPD項は $\frac{\partial q_j}{\partial x_j}$ に比例すると仮定することが条件の一つとして考えられる。

4. まとめ

超音速平面ジェットのDNSデータベースを用いたア・プリオリテストを実行し以下の事を確認した。

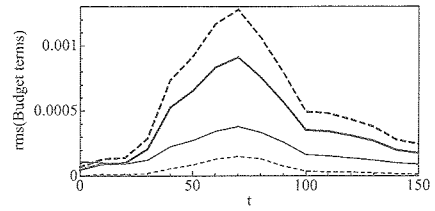


Fig. 8: Time development of the rms budget terms of the energy equations; — $\left(\overline{p \frac{\partial u_i}{\partial x_i}} - \bar{p} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}\right)$, - - - $\frac{1}{\gamma(\gamma-1)M^2} \frac{\partial q_j}{\partial x_j}$, — $\left(\overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_i}} - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}\right)$, ··· $\frac{1}{(\gamma-1)M^2} \frac{\partial q_j}{\partial x_j}$.

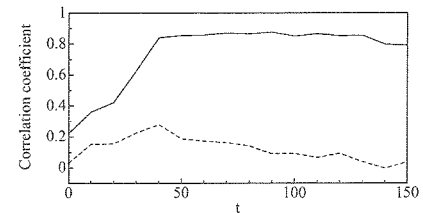


Fig. 9: Comparison of correlation coefficient — between $\left(\overline{p \frac{\partial u_i}{\partial x_i}} - \bar{p} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}\right)$ and $\frac{\partial q_j}{\partial x_j}$ and - - - between $\left(\overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_i}} - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}\right)$ and $\frac{\partial q_j}{\partial x_j}$.

1) SalvettiのDMMによる q_j と q_{jDNS} 間の相関が低くまた q_j^L と q_{jDNS} 間に高い相関があることから、式(13)中のモデル係数 h の決定に関し改善の余地があると考えられる。

2) エネルギー方程式(全エネルギーを用いる場合)において、SGS乱流拡散項およびSGS熱流束項が支配的であるが、モデル化が必要である項の支配性は攪乱エネルギーの増減に依存する。また、VD項は計算時間全体に渡り相対的に低い値をとることを確認した。

3) PD項のモデル化においてPD項は $\frac{\partial q_j}{\partial x_j}$ に比例すると仮定することが条件の一つとして考えられる。

参考文献

- 1) Yoshizawa, A., *Phys. Fluids*, A 29 (1986), 2152.
- 2) Moin, P., Squires, K., Cabot, W. and Lee, S., *Phys. Fluids*, A3-11(1991), 2746.
- 3) Zang, Y., Street, R. L., and Koseff, J. R., *Phys. Fluids*, A 5 (1993), 3186.
1. Salvetti, M.V. and Banerjee, S., *Phys. Fluids*, 7 (1995), 2831.
- 4) Horiuti, K., *Phys. Fluids*, 9 (1997), 3443.
- 5) Lele, S. K., *J. Comput. Phys.* 103(1992), 16.
- 6) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., *AIAA Paper*, 96-1972(1996).
- 7) Poinot, T. J. and Lele, S. K., *J. Comput. Phys.* 101(1992), p.104.

後退円柱における不安定波の数値シミュレーション

稲澤 歩, 伊澤 精一郎, 福西 祐 (東北大院)

Numerical Simulation of Instability Waves in Yawed Cylinders

Ayumu INASAWA*, Seiichiro IZAWA* and Yu FUKUNISHI*

*Graduate School of Engineering, Tohoku University

ABSTRACT

Development of point source disturbance in the three-dimensional boundary layer of yawed circular cylinders is studied using Direct Numerical Simulation(DNS). Using a 2D FFT technique, the waves are separated into two instability modes. One is the streamline-curvature instability and the other is the cross-flow instability as predicted theoretically. It is shown that the T-S wave type instability appears when the frequency of excited disturbance is high, while the cross-flow instability becomes dominant when the frequency is low.

Key Words: 3D-boundary layer, instability wave, 2D-FFT, DNS

1. 緒言

現在就航している航空機の多くは、翼背面で衝撃波が発生するのを回避する目的で後退翼を採用している。後退翼の表面上では、主流の方向と圧力勾配の方向が一致しないため、翼表面に発達する境界層は3次元化し、平板上などに発達する2次元の境界層よりも早期に乱流へ遷移することが知られている。このように乱流遷移が早まると粘性抵抗が著しく増大してしまうため、3次元境界層の乱流遷移過程の解明は、次世代航空機開発という観点からも重要な研究課題の一つである。

3次元境界層の不安定性としては、2次元境界層でも見られる T-S 波型不安定性に加え、付着線流不安定性¹⁾、横流れ不安定性²⁾、流線曲率不安定性³⁾などが挙げられる。付着線から比較的離れた位置における不安定性に関しては、実験結果⁴⁾が理論³⁾によく一致することが報告されている。これに対して付着線のごく近傍の領域では、西沢ら⁵⁾の実験結果が挙げられる程度でほとんど実験が行われていない。理論級数解も付着線に近づくにつれて発散する傾向にあるなどのため、この領域における不安定性については未だ分からない点が多い。そこで本研究では、点源から導入した攪乱が3次元境界層中を伝播してゆく様子を直接数値シミュレーション (DNS) により求め、それを解析することで、付着線近傍で見られる不安定性の性質を明らかにしようとする。なお、ここでは簡単のため後退翼前縁部を模擬した後退円柱を取り上げる。

2. 数値解析法

数値シミュレーションにおいては無次元化された非圧縮3次元 Navier-Stokes 方程式 (1) と連続の式 (2) を有限差分法で解いた。

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{V} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{V} は主流速度 Q_∞ で無次元化した速度ベク

トル、 p は動圧で無次元化した圧力、 Re は円柱の直径 D と後退角 Λ により定義される $L = D / \cos \Lambda$ を代表長さとするレイノルズ数 ($Re = Q_\infty L / \nu$) である。計算アルゴリズムには Fractional step 法を用いた。空間微分は主に2次精度中心差分、対流項に対しては3次精度風上差分 (Kawamura-Kuwahara スキーム)、時間進行は2次精度 Adams-Bashforth 法を適用した。なお、格子にはすべての物理量を同一点に配置するレギュラー格子を用いた。本研究では、2つの異なる流れ場 ($Re = 2.6 \times 10^5$, $D = 0.138\text{m}$, $\Lambda = 50^\circ$ および $Re = 1.3 \times 10^6$, $D = 0.50\text{m}$, $\Lambda = 70^\circ$) を取り上げる。図1に計算に用いた格子を示す。格子点数は ξ , η , ζ 方向にそれぞれ $541 \times 50 \times 150$ 点と $181 \times 60 \times 400$ 点とった。なお、図中の X, Y, Z の各軸は代表長さ L で無次元化してある。

速度の境界条件としては、物体表面に対しては滑りなし条件、流入境界および外縁境界についてはポテンシャル流の解、流出境界に対してはノイマン条件を与えた。物体表面における圧力の境界条件については、N-S 方程式に速度境界条件を適用することで算出した。また、流入境界および外縁境界における圧力についてはポテンシャル流の速度場からベルヌーイの定理より求めた値を用い、流出境界に対しては速度と同様にノイマン条件を課した。なお、速度、圧力ともにスパン方向には周期境界条件とした。 $Re = 1.3 \times 10^6$ の場合には対称面に対称境界条件を適用すると同時に流出面からの波動の反射を防ぐために、付着線から $70^\circ - 90^\circ$ の領域に粘性を徐々に増加させるバッファー領域を設けた。バッファー領域設置による平均速度の周方向およびスパン方向成分に対する影響は付着線から 50° の位置において1%以下であった。

本研究では、付着線からの角度を θ 、点源攪乱導入位置を θ_d 、攪乱の無次元周波数を $\omega (= 2\pi f L / (Q_\infty Re^{1/2}))$ とおく。また、導入する点源攪乱の振幅は主流の0.5%の大きさとし、攪乱導入位置および無次元周波数は $\theta_d = 9^\circ$, $\omega = 0.06$ および 0.15 に設定してシミュレーションを行った。

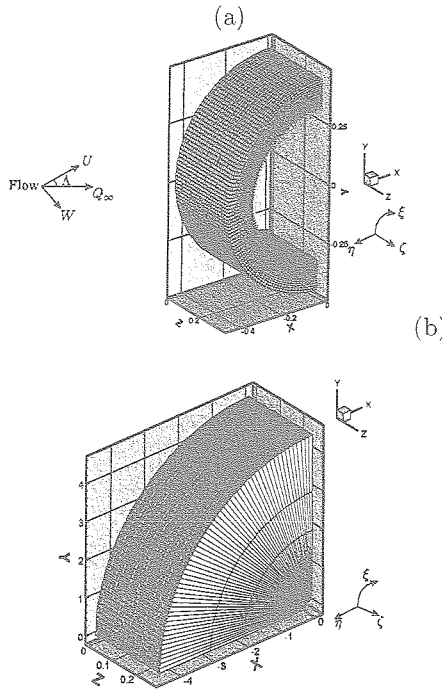


Fig. 1: Calculation grids. (a) $Re = 2.6 \times 10^5$ and (b) $Re = 1.3 \times 10^6$.

3. 計算結果と考察

3.1 $Re = 2.6 \times 10^5$ 、 $\Lambda = 50^\circ$ の場合

図2は $Re = 2.6 \times 10^5$ における円柱表面から0.25mm離れた断面での速度変動 q' の等値線図である。この高さは、 $\theta = 29^\circ$ において速度変動の振幅が最大となる位置である。 $\theta_d = 9^\circ$ で導入された攪乱は、下流に行くに従ってスパン方向に次第に広がりながら伝播している様子がわかる。

次に、図2で見られた速度変動波の伝播方向を調べるために、 $\theta = 29^\circ$ における外部流線方向速度変動 q'_e のZ-T断面等値線図を図3に示す。ここで、 T は無次元周期を用いて無次元化した時刻である。図3(a)より、 $\theta = 29^\circ$ では速度変動波が時間とともにスパン方向へ移動することが分かる。図3(b)は徳川ら⁴⁾の同位置における実験結果である。図3(a)(b)より、シミュレーションでは実験結果よりも振幅の小さな速度変動波が現れたが、 $Z \geq 0.19$ ではそのパターン自体はよく一致している。定量的に一致しない理由としては、点源から導入した初期攪乱の強さ(本シミュレーションは Q_∞ の0.5%であり、実験では正確な計測が困難)の違いが考えられる。

Itoh³⁾の理論解析によると、後退円柱上の境界層ではスパン方向に関して互いに逆向きに伝播する2つの速度変動波の存在が予測されている。そこで図3(a)の結果に2次元FFT処理を施すことで両者の分離を試みた。図4はその結果である。これより、図3(a)に

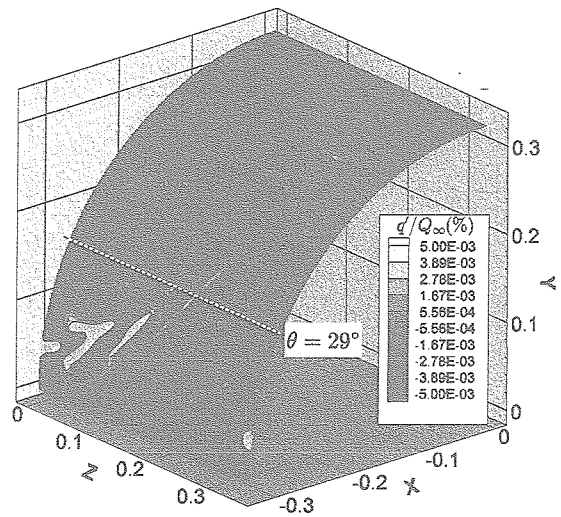


Fig. 2: Contour map of the velocity fluctuation in the plane 0.25 mm away from the surface.

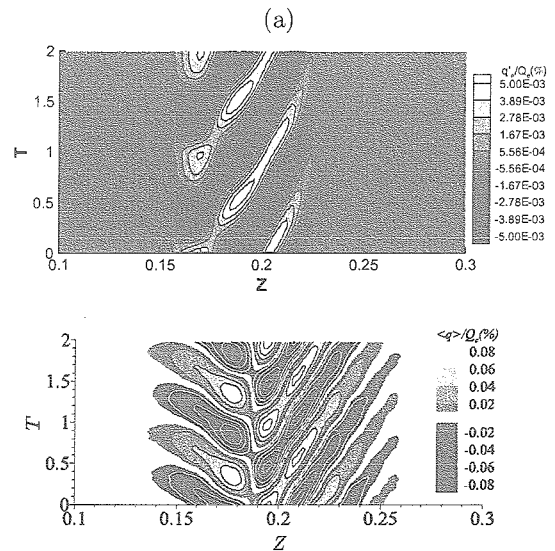


Fig. 3: Contour maps of velocity fluctuation at $\theta = 29^\circ$. (a)DNS; (b) experimental result by Tokugawa *et. al.*⁴⁾

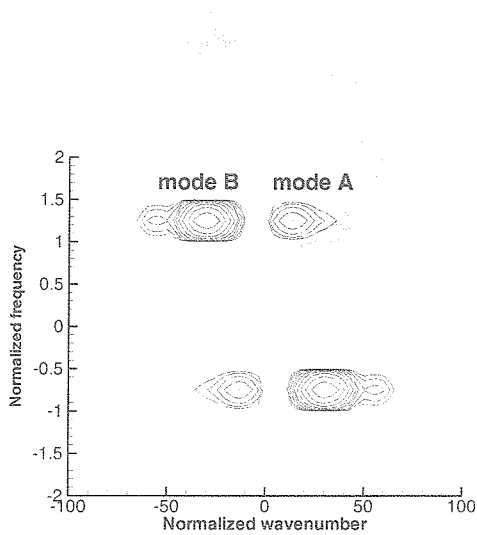


Fig. 4: Contour map of the 2D power spectra.

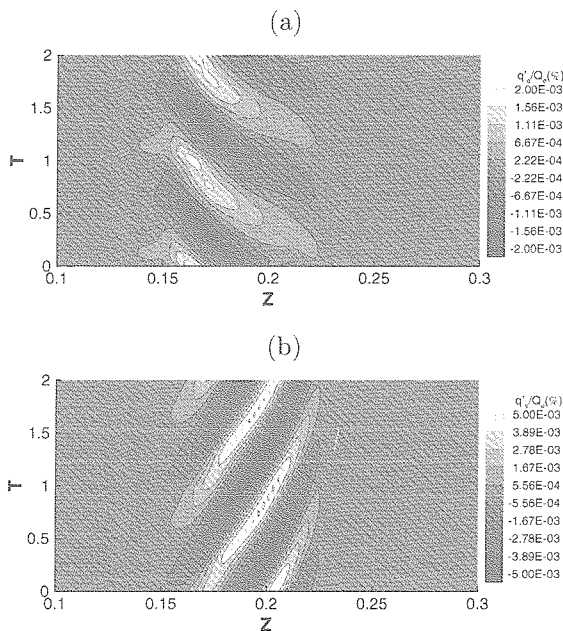


Fig. 5: Contour maps of separated velocity fluctuation. (a) mode A and (b) mode B.

は波数の符号が互いに異なる2つのモード (mode A および mode B) が含まれていたことが分かる。そこで、図4の第1, 第3象限および第2, 第4象限のみをそれぞれ抽出し、2次元逆FFT処理を行った結果が図5である。速度変動波の伝播方向は図5(a)ではZの負の方向であるのに対し、図5(b)ではZの正の方向である。前者(a)の伝播方向は横流れ方向であるので、図5(a)は流線曲率不安定性による速度変動波であると考えられる。一方、後者(b)の伝播方向は横流れ方向と逆方向であることから、横流れ不安定性による速度変動波と考えられる。また、図5(a)(b)を比較すると、 $\theta = 29^\circ$ においては横流れ不安定性による速度変動波が支配的であることが分かった。

3.2 $Re = 1.3 \times 10^6$, $\Lambda = 70^\circ$ の場合

図6は、 $Re = 2.6 \times 10^5$ における $\omega = 0.06$ の場合の円柱表面から0.86mm離れた断面での速度変動の等値線図である。この高さは、 $\theta = 10^\circ$ において速度変動の振幅が最大となる位置である。 $\theta_d = 9^\circ$ から導入された点源攪乱は、付着線に対して傾いた波面を持つ速度変動波を形成し空間的に広がりながら流下する。また、その速度変動のパターンには、下流に行くに従い付着線から徐々に離れていく様子がみられた。図7は、 $\theta = 10^\circ$, $Z = 0.11$ における外部流線方向の速度変動振幅および位相分布を示したものである。図中の実線はItoh³⁾により理論的に予測された横流れ不安定性の分布であり、 η は境界層特性厚さ δ を用いて無次元化された円柱表面からの距離を表している。振幅分布を見るとピーク的位置が両者で多少異なっているものの、その分布形状はよく一致している。ピーク位置がずれる傾向は、実験⁵⁾でも観察されている。一方、位相分布に関しては、両者は良く一致している。以上のことから、図6で見られる速度変動波は、横流れ不安定性によるものであると考えてよい。次に、 $\omega = 0.15$ についての速度変動の等値線図を図8に、また $\theta = 10^\circ$, $Z = 0.11$ における外部流線方向の速度変動振幅および位相分布を図9に示す。 $\omega = 0.06$ の場合とは異なり、観測された速度変動波の波面は付着線に対してほぼ垂直であり、速度変動のパターンは付着線にほぼ平行に移動することも分かる。また、速度変動の振幅分布を見ると、 $\eta = 2.2$ 付近には局所的な最小値が存在しており、位相分布からこの位置で約 180° 位相が変化していることが分かる。これらの特徴は、T-S波型不安定性波動のものと一致することから、 $\omega = 0.15$ における速度変動波はT-S波型不安定性によるものと考えられる。西沢らの実験結果⁵⁾もこの領域においてT-S波型不安定性の存在を示唆している。

今後は付着線ごく近傍における支配的な不安定性モードがどのように決まるのかを明らかにすることが課題である。

4. まとめ

後退円柱付着線近傍の点源から導入した攪乱の発達過程を直接数値シミュレーションにより調べ、以下の

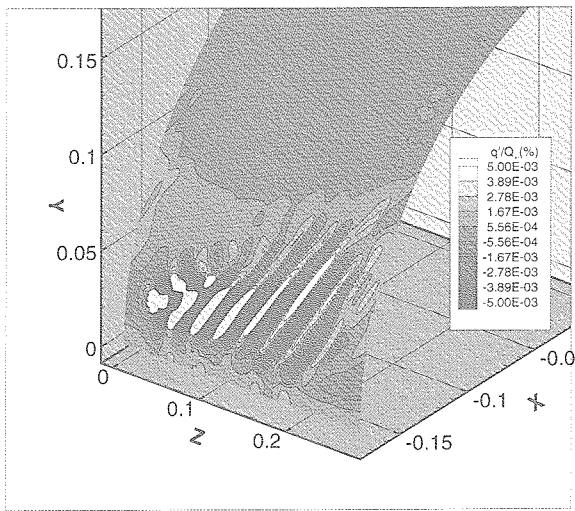


Fig. 6: Contour map of velocity fluctuation in the plane 0.86 mm away from the surface ($\omega = 0.06$).

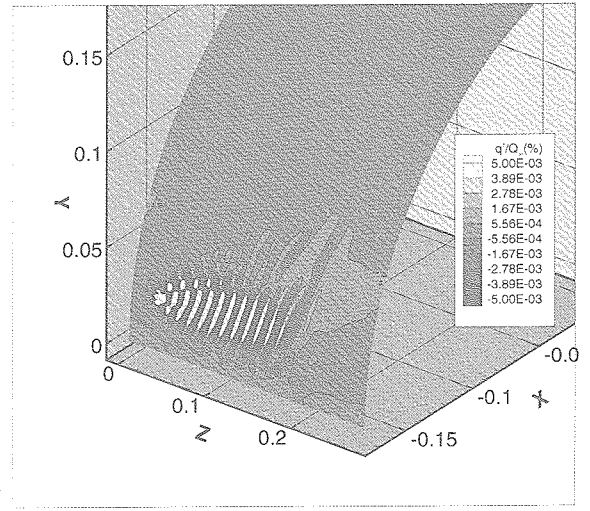


Fig. 8: Contour map of velocity fluctuation in the plane 0.86 mm away from the surface ($\omega = 0.15$).

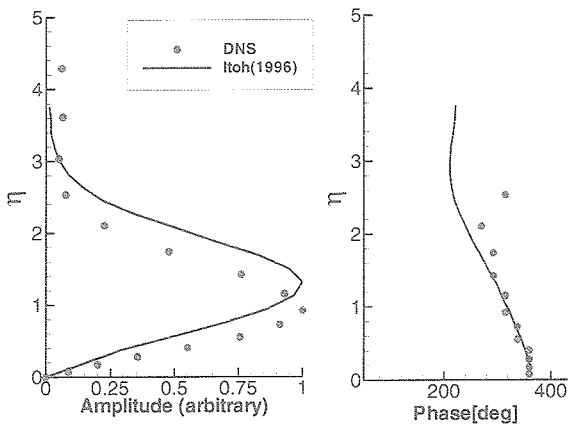


Fig. 7: Amplitude and phase distributions of the velocity component in the direction of external streamline ($\omega = 0.06$, $\theta = 10^\circ$, $Z = 0.11$).

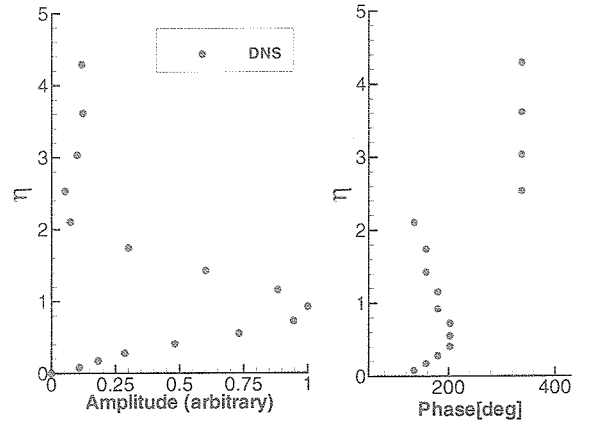


Fig. 9: Amplitude and phase distributions of the velocity component in the direction of external streamline ($\omega = 0.15$, $\theta = 10^\circ$, $Z = 0.11$).

結果を得た。

- (1) 付着線から比較的離れた位置での速度変動波の挙動は実験結果と定性的に良く一致した。また、この速度変動波の広がり、伝播方向が互いに逆の方向である流線曲率不安定性と横流れ不安定性に起因するものであることが2次元FFT解析により明らかとなった。
- (2) 一様流レイノルズ数が高く、後退角が大きな場合、導入する攪乱の周波数が小さいと理論で予測された横流れ不安定性が、大きいとT-S波型不安定性がそれぞれ支配的となることが示された。

参考文献

1) Hall, P., Marik M.R., and Poll, D.I.A., "On the stability of an infinite swept attachment line

boundary layer.", *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **395**, 1984, pp.229-245.

2) Reed, H.L. and Saric, W.S., "Stability of three-dimensional boundary layers.", *Annual Review of Fluid Mechanics*, **21**, 1989, pp.235-284.

3) Itoh, N., "Development of wedge-shaped disturbances originating from a point source in a three-dimensional boundary layer.", *Fluid Dynamics Research*, **18**, 1996, pp.337-354.

4) 徳川直子, Prijo Kusumo, 西沢 啓, 高木 正平, "後退付着線近傍境界層における2種類の不安定攪乱の分離.", *ながれ*, **21**, 2002, pp499-500.

5) 西沢 啓, 徳川直子, 高木 正平, "後退付着線近傍境界層における臨界レイノルズ数.", *日本流体力学会年会 2003 講演論文集*, 2003, pp374-375.

翼型による空力音の二次元直接数値計算

畠山 望（東北大流体研），入江 智洋（東北大工），井上 督（東北大流体研）

Two-dimensional DNS of aerodynamic sound by an airfoil

N. Hatakeyama*, T. Irie**, and O. Inoue*

* Institute of Fluid Science, Tohoku University

** Dept. of Aeronautics and Space Eng., Tohoku University

ABSTRACT

The sound radiated from an airfoil (NACA0012) in a uniform flow is studied by using direct numerical simulation (DNS). The two-dimensional compressible Navier-Stokes equations are solved by a 6th-order-accurate Padé type compact scheme and a 4th-order-accurate Runge-Kutta scheme. The Reynolds number based on the airfoil chord length is prescribed to be 5000, and the Mach number of the uniform flow to be 0.2. The angle of attack is varied from 5° to 8° . The results show that dipole sounds are generated in accordance with the oscillations of lift and drag forces due to the vortex shedding. As the angle of attack varies, the flow structure near the airfoil is affected, and the generated sounds change in response to the transition of the vortex motion around the airfoil.

Key Words: direct numerical simulation (DNS), aerodynamic sound, airfoil, vortex shedding

1. 緒言

様々な形状の物体が流体と干渉することにより発生する「空力音」が、騒音問題の要因の一つとして挙げられる。空力音は、流速の増大に伴って急激に増加する特徴を持つことから、高速で走行する鉄道や自動車、航空機などにおいて主要な騒音源であるとされている。特に、翼型から発生する空力騒音は、風力発電の風車や電子機器の冷却ファンなどで大きな問題となっており、騒音発生メカニズムの解明と低減方法の開発が求められている。ファン騒音などでは、翼からの周期的渦放出や、翼面境界層内の擾乱などに起因すると言われる「離散周波数音」が顕著であることが知られており、実験^{1,2)}や音響アナロジーを用いた数値計算による音波の予測³⁾などが行なわれてきたが、未だ正確な予測や現象の把握には至っていない。

幾何学形状が比較的単純な円柱まわりの流れによる音については、「直接数値計算 (DNS)」による数値解析が行なわれ⁴⁾、周期的渦放出に伴うエオルス音の発生・伝播機構が解明されつつある。また、翼型まわりの流れから発生する音波に関しても、 $Re = 1000$ 以下の低レイノルズ数において、DNSによる数値解析が有効であることが筆者らにより示されている⁵⁾。ここでは、より高いレイノルズ数である $Re = 5000$ における DNS の解析を行い、発生する音波の迎角による影響を明らかにすることを目的とする。

2. 問題設定

一様流中に NACA0012 翼型を固定した二次元の系を考える (図 1)。翼の前縁を座標系 (x, y) の原点とし、一様流の向きに x 軸を取る。 α を迎角、 L を翼弦長、 U を一様流速、 c_∞ を静止音速、 μ_∞ を粘性係数、 ρ_∞ を密度として、一様流マッハ数を $M = U/c_\infty$ 、レイノルズ数を $Re = \rho_\infty UL/\mu_\infty$ と定義する。以下、 L, c_∞, ρ_∞

により無次元化する。観測点は、上流から時計回りに取った極座標系 (r, θ) で定義する。本研究ではレイノルズ数を $Re = 5000$ に固定し、迎角を変化させることによって生じる音波の発生機構の違いについて考察する。

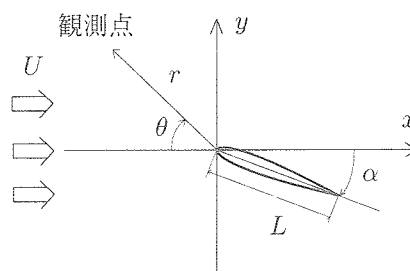


図 1 流れの模式図

3. 計算方法

二次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎方程式とする。音波を捉えるために非常に高い精度が要求されることから、空間微分は 6 次精度 Padé 型コンパクトスキーム⁶⁾を用い、時間進行に 4 次精度の Runge-Kutta 法を用いる。翼表面は断熱・すべりなしとし、遠方境界は反射を取り除くために Poinsot & Lele の無反射境界条件⁷⁾を課す。計算格子には非一様 C 型格子を用いる。翼表面近傍には境界層内の渦構造を捉えるために格子を集中させ、その外側には音波を捉えるために十分な大きさの格子幅を用いた領域を設ける。ここまでを観測領域とする。その外側には、計算境界からの数値反射を抑えるために、伝播する物理量が減衰するような、格子幅の大きなバッファ領域を設ける。これらの領域間では、滑らかに格子幅を増加させている。格子点数は約 200 万点である。時間幅は最小格子幅に対して数値安定性を確保できるように設定した。

4. 解析結果および考察

以下に $Re = 5000$, $M = 0.2$, $\alpha = 5^\circ$ および 8° とした数値計算の結果について述べる。図2の渦度場を示すように、 $\alpha = 5^\circ$ では翼後端から剥離した渦が後流でカルマン渦列を形成しているのに対し、 $\alpha = 8^\circ$ では翼の前縁から剥離した時計周りの渦が後端近くで翼上面と干渉し、翼上面に小さな半時計周りの渦が発生している。このような迎角による流れ場の違いに対応して、 $\alpha = 5^\circ$ に比べて 8° では揚力係数 C_L および抗力係数 C_D の平均値が増加しており、また振幅の大きさも著しく増加している(図3)。さらに、渦放出周波数の変化に伴って、揚力・抗力の変動周期にも違いが見られる。翼弦長を基準として算出したストローハル数 St は、 $\alpha = 5^\circ$ で1.81、 $\alpha = 8^\circ$ で1.08と、迎角が増加するにつれて揚力・抗力の変動周波数が低くなる傾向が見られた。

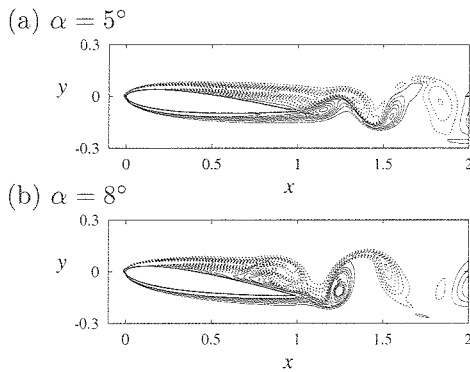


図2 渦度場

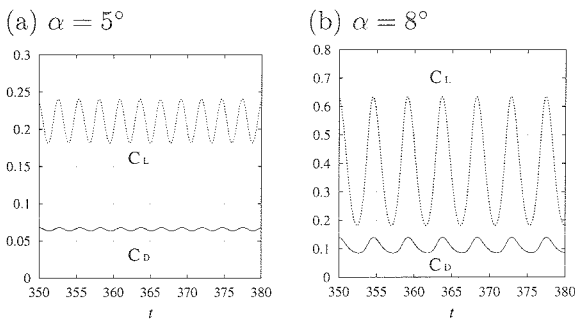


図3 揚力係数 C_L および抗力係数 C_D の時間変化

発生する音波に関しては、音圧 $\Delta p = p - p_\infty$ から、音波として伝播しない成分である平均音圧 $\overline{\Delta p}$ を除いた、変動音圧 $\widetilde{\Delta p} = \Delta p - \overline{\Delta p}$ を調べるのが適当である(図4)。翼の上面に正、下面に負というように交互に発生した圧力パルスが、ドップラー効果の影響を受けてやや上流側に傾きながら、遠方へと伝播している様子が見える。この圧力パルスの振幅は、翼からの距離 r の $-1/2$ 乗に比例して減衰しながら遠方へと伝播しており、線形音波理論に則した音波としての特徴を持つことが確認された。各迎角において、周期的な渦放出に対応した二重極音が発生するというメカニズム自体は類似しているが、発生する音波の持つ特徴は大きく異なっており、 $\alpha = 8^\circ$ では 5° に比べて振幅が大きく波長の長い音波が発生している。図5(a)に、観測点 $r = 30$, $\theta = 90^\circ$ における変動音圧の時間変化を示す。 $\alpha = 5^\circ$ に比べて 8° では振幅が約5倍、周期が

約1.7倍と、迎角の増加に伴う振幅の増加が顕著であり、揚力・抗力変動の迎角による違いとほぼ対応していると言える。同じ観測点における変動音圧の周波数特性を、図5(b)に示す。縦軸は、最大値を基準に規格化している。 $\alpha = 5^\circ$ では渦放出周波数に一致したストローハル数の単一のピークを示すのに対し、 $\alpha = 8^\circ$ では渦放出周波数の2倍の周波数にもピークを持つスペクトル分布を示す。

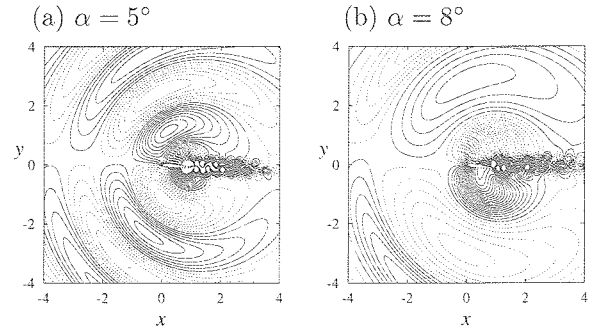


図4 変動音圧場 (a) $\widetilde{\Delta p}_{\text{step}} = 2 \times 10^{-5}$, (b) $\widetilde{\Delta p}_{\text{step}} = 1.0 \times 10^{-4}$

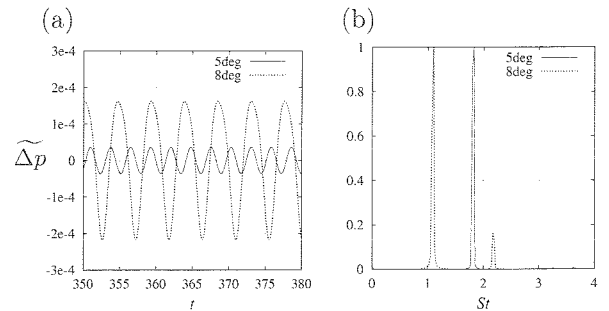


図5 (a) 変動音圧の時間変化, (b) 変動音圧のスペクトル分布 ($r = 30$, $\theta = 90^\circ$)

5. 結言

本研究では、一様流中に置かれたNACA0012翼型まわりの流れから発生する音を、 $Re = 5000$, $M = 0.2$, $\alpha = 5^\circ$ および 8° についてDNSを用いた解析を行った。その結果、迎角の違いによる翼近傍の流れ場の変化が発生する音波にも影響を与え、迎角を 5° から 8° に増加させると、音波の振幅が著しく増加し波長が長くなることが分かった。

参考文献

- 1) 秋下: 機論, 47, (1981), pp. 2243-1177.
- 2) R.W. Paterson, P.G. Vogt, M.R. Fink, C.L. Munch: J. Aircraft, 10, (1973), pp. 296-302.
- 3) M. Wang, S.K. Lele, P. Moin: AIAA J., 34, (1996), pp. 1057-1064.
- 4) O. Inoue, N. Hatakeyama: J. Fluid Mech., 471, (2002), pp. 285-314.
- 5) 入江, 畠山, 井上: 第16回数値流体力学シンポジウム, (2002), B14-2
- 6) S.K. Lele: J. Comp. Phys., 103, (1992), pp. 16-42.
- 7) T.J. Poinso, S.K. Lele: J. Comp. Phys., 101, (1992), pp. 104-129.

SST ロケット実験機の遷移計測にむけて

徳川直子、吉田憲司、高木正平（宇宙航空研究開発機構）

Technical Investigation of Transition Measurement on NEXST-1

N. Tokugawa, K. Yoshida, S. Takagi
Japan Aerospace Exploration Agency

Measurement system of supersonic boundary-layer transition for the SST experimental airplane (NEXST-1) is evaluated for successful capture of transition signature prior to the flight test. Output levels of hot-film sensors and unsteady pressure transducers at the flight test are estimated on the basis of experimental results obtained in ground facilities and are found to be significantly above electric noise level in transitional state. Estimation shows that transition point with the maximum values of shear-stress and pressure fluctuations in the chordwise direction is inferred to be detectable.

Key Words: Transition Measurement, Flight test, Hot-film, Dynamic-pressure transducer

1. はじめに

次世代の超音速輸送機 (Supersonic Transport) に対しては経済性と環境適合性の向上が要求される。そこで宇宙航空研究開発機構では CFD 技術を駆使した逆問題設計技術により自然層流翼を設計し、無推力の小型実験機 (ロケット実験機) を用いた飛行試験でその実験的検証を行う。この飛行試験では主翼境界層の遷移位置検出が最も重要な課題となるため[1-3], 著者らは風洞試験および飛行試験に基づき計測技術の確立を図ってきた[4-6]。しかし超音速飛行試験は国内で初めての試みであり、飛行回数も非常に少ないため、遷移計測を成功させるには、地上で可能な限りの技術検討を行う必要がある。本報告ではロケット実験機の飛行試験において主翼および前胴境界層の遷移位置を検出するために、これまで行ってきた技術検討の中で風洞試験結果から得られた知見と飛行試験時の出力の予測について報告する。

2. 実験機の遷移計測システム

遷移位置の検出には、相補的な4つの手法、すなわちホットフィルム、非定常圧力センサー、熱電対およびプレストン管を用いる[7]。遷移位置検出に最も高い精度が期待されるホットフィルム (以下 HF と略記; DANTEC 製 55R45 同等品) のセンサー部分は $0.1\text{mm} \times 1.4\text{mm}$ の Nickel 箔線で、シグナル・コンディショナー#1 (定温度型風速計) によってセンサー温度が 220°C となるよう加熱される。HF と同様に非定常計測が行える非定常圧力センサー (以下 DP と略記) は、差圧式半導体ストレインゲージ型センサー (Kulite 製 XB44-093) で、シグナル・コンディショナー#2 (圧力アンプ) に接続される。シグナル・コンディショナー#1 および#2 の出力は 100Hz 以下の DC 成分と 10Hz 以上 10kHz 以下の AC 成分に分離され、それぞれ信号処理器#1 および#2 によって PCM 化された後、データレコーダ#1 (12bit , 250Hz サンプリング) および#2 (10bit , 20kHz サンプリング) に記録される。なお、AC 成分はそれぞれ 20 倍

(HF) および 100 倍 (DP) のゲインで増幅される。

3. 風洞試験で得られた知見

これまでに行ってきた風洞試験結果[4,5]から得られた知見を以下にまとめる。

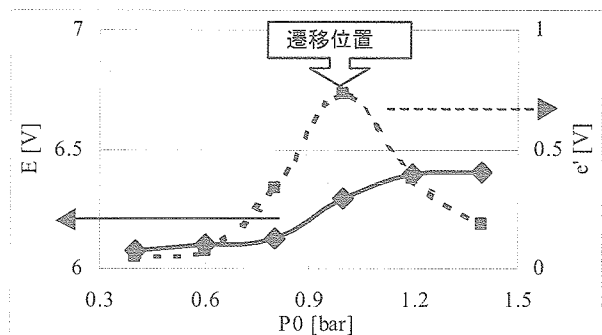


図1. 1つのHFセンサーの出力 (風洞総圧 P_0 変化)

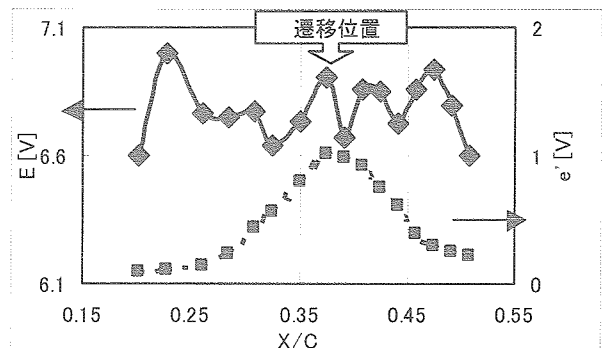


図2. 複数のHFセンサーの出力 (翼弦位置 x/c 変化)

- ① HF の AC 出力の RMS 値 e は層流領域で小さく、遷移領域で極大を取った後、乱流領域では層流領域よりは大きい値に漸近する (図1)。対応する波形から、この RMS 値の変化は層流境界層中に乱流塊が発生する頻度の増加に対応すると考えられる。このとき RMS 値が極大となる位置を遷移点と定義すると、他の計測手法との比較が容易となる。

- ② 流れ方向に分布した複数の HF の AC 出力 e' も①と同じように変化する。センサー毎の差は小さいため、較正することなく、RMS 値が極大となる位置を遷移位置と定義することができる (図 2)。
- ③ HF の DC 出力 E は、層流から乱流へむかって増加する (図 1)。しかし、流れ方向に分布した複数の HF の DC 出力 E は、センサー毎の差が大きいため較正なしに遷移位置を検出することは困難である (図 2)。
- ④ DP の AC 出力も①や②で示した HF の AC 出力と同様に変化する。従って RMS 値が極大を取る位置を遷移点として検出可能である。ただし DP と HF では波形が異なり、DP の瞬間波形には HF のようなスパイク信号は現れない。
- ⑤ DP の DC 出力は、静圧に他ならない。従って遷移位置の検出には大きな役割は果たさない。

4. 飛行試験における出力値の推測

飛行試験における遷移計測に対する技術検討として、最も重要なのは出力値を推測し、ノイズレベルに対する許容値を決定することである。その詳細を以下に述べる。

(1) HF の AC 出力

飛行試験の環境を出来るだけ再現したのは、 $M=2.0$ において実装するセンサーとシグナル・コンディショナーを用いた前胴模型 (23.4%スケール) の遷移試験結果 (●) であるが、点数が非常に少ないので $M=1.2$ の結果 (□) も併せてプロットした (図 3)。さらに全機模型 (23.3%スケール) の主翼境界層遷移を、 $M=2.0$ においてマルチ HF センサーを用いて計測した結果 (◆) も併せてプロットした。ここで図 3 の横軸は特定の物理量に対応していないことに注意しておく。その理由は、もともとの風洞試験では、それぞれの目的に応じて迎角や風洞総圧、計測位置など別々の物理量を変化させているために、一つの物理量に整理できないのである。ここでは、それぞれが最もよく重なるよう縮尺を調節した。

ところで、層流領域の出力変動の大きさは気流乱れの影響を受けることから、上空の静止大気中では下がると思われる。AEDC10° 円錐を用いた飛行試験の結果 [8] によると、上空の静圧変動は我々の風洞の約 1/2 であることから、層流状態の HF 出力変動の大きさは風洞試験結果の約 1/2 となる可能性がある。一方、それ以外の領域でも空力加熱によって感度が低下し出力が下がることが推測される。温度感度と剪断応力に対する感度を正確に知るには、較正を行わなければならないが、較正が非常に煩雑であることから、ここでは較正を行わない。温度感度は、最も小さくてゼロ、最も大きくて剪断応力感度と同程度とすると、乱流および遷移領域の出力変動も 1/2 程度まで小さくなる可能性がある。これらの影響を加味すると、飛行試験時の出力は、図 3 に示す上限と下限の範囲内に収まると推測される。

推測された出力を現状のノイズレベル

($3.5-5.1mV_{rms}$) と比較すると、ノイズレベルは層流状態における出力の下限よりも高いが、乱流および遷移領域における出力よりも十分低いため、遷移位置の検出には問題ないと思われる。

(2) DP の AC 出力

DP に対しても HF と同様に $M=2.0$ と $M=1.2$ の実装センサー試験結果をあわせて比較した。そして層流領域の出力変動の大きさが、HF と同様に気流乱れの影響で上空では 1/2 程度に下がる可能性を加味した。DP の AC 出力 p' も HF と同様に幅をもった範囲となることが推測される。

DP についても、現状のノイズレベル ($40-55mV_{rms}$) は層流状態における出力の下限よりも高いが、乱流および遷移領域における出力よりも十分低いため、遷移位置の検出には問題ないと思われる。ただし DP については基準となる風洞試験結果が非常に少ないため、再試験を行い予測の確度と高めることが望まれる。

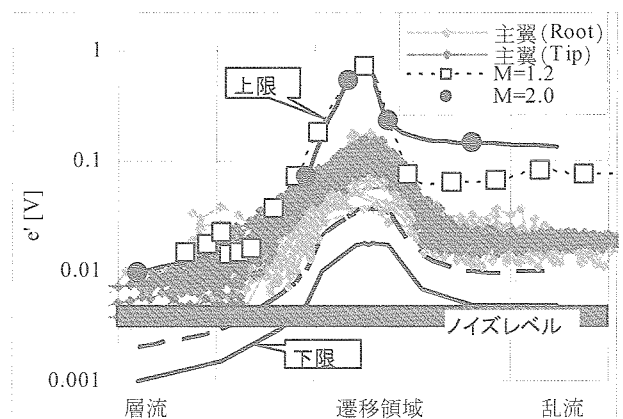


図 3. HF の AC 出力の推測

5. まとめ

本報告ではロケット実験機の飛行試験において主翼および前胴境界層の遷移位置を検出するために、これまで行ってきた風洞試験結果および技術検討について報告した。

飛行試験における遷移計測に対する技術検討として、ノイズレベルの許容値を決定するために出力値の推測を行った。その結果現状のノイズレベルが保たれれば、遷移位置の検出は可能と思われる。

参考文献

- [1] 坂田：ながれ 18(1999), pp.276-280.
- [2] 吉田：ながれ 18(1999), pp.287-290.
- [3] 岩宮, 高木, 松島：ながれ 18(1999), pp.291-294.
- [4] 徳川, 高木, 西沢, 杉浦：NAL-SP47(2000), pp.1-4.
- [5] H. Sugiura, K. Yoshida, N. Tokugawa, S. Takagi, A. Nishizawa, J. of Aircraft, 39(2002), pp.996-1002.
- [6] 徳川, 高木, 西沢：日本航空宇宙学会論文集, 50(2002), pp.380-384.
- [7] 高木：ながれ 18(1999), pp.298-301.
- [8] N. S. Dougherty, D. F. Fisher：AIAA paper 80-1054(1980).

迎角を有する円錐の超音速 3 次元境界層の遷移計測

杉浦裕樹 (JAXA)

Compressible Three-Dimensional Boundary-Layer Transition Measurements on a Sharp Cone at Incidence

H. Sugiura

Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

Experimental investigation of the boundary-layer transition on a 10-deg sharp cone at 2-deg incidence was conducted at Mach 2. Transition locations were obtained with small surface roughness on the order of 0.1 micron using an infrared camera. The result showed that the most forward transition occurred on the side rather than on the leeward ray as observed in the previous studies. The comparison of the transition front was made between two supersonic tunnels with similar turbulence levels.

Keywords: Three-dimensional Boundary Layer, Supersonic Flow, Infrared Camera

1. はじめに

筆者らはこれまで小型超音速実験機を対象に超音速境界層遷移特性を調べて、遷移予測コードの実験的検証をしてきた¹。しかし設計ツールとしての有効性検証にはより普遍的な実験データを要する。そこで、2002より迎角を有する軸対称物体を対象としている²。軸対称物体は迎角零度のとき2次元軸対称境界層となり、迎角を非零のとき一般的な3次元境界層となる。筆者らは富士重工(株)高速風洞(以後、FHI風洞)で、 $M=2$ 、 $\alpha=2^\circ$ の円錐Leewardで従来^{3,4}と異なる遷移点分布を取得した⁵。そこで外乱の異なる風洞でも同様な遷移点分布が成り立つのか調べた。

2. 実験の概要

供試模型は頂角10度の円錐模型(全長300mm、先端径0.05mm以下)である。乱流境界層の回復温度差の保持と同時に表面粗さを小さくするために、模型の材質は加工性の高い繊維強化性樹脂とした。模型と同じ仕上げ工程を経たサンプルの表面粗さは $0.22\mu\text{m rms}$ だった。風洞はJAXA 0.2m超音速風洞(以後、0.2m風洞)を用いた。実験は $M=2$ 、 $\alpha=2^\circ$ を中心に風洞総圧は55から130kPa(単位Re数

$6.2 \times 10^6 \sim 13.2 \times 10^6 / \text{m}$)まで可変した。円錐層流境界層における表面静圧変動は $P'_{\infty rms} / (P_0 - P_{\infty}) = 0.12 \sim 14\%$ ($M=2$, 帯域25Hz~100kHz)であった。静粛風洞の乱れは0.1%以内とされるので、若干高めである。

3. 結果と考察

$M=2$ 、 $\alpha=2^\circ$ での赤外線カメラによる表面温度分布の側面図と上面図をそれぞれ図1、2に示す。図1の側面図をみると、従来の実験的研究のようにボトムラインからトップラインに向かって単調に境界層遷移位置が前進しているようにみえる。しかしながら、図2の上面図をみると、トップライン付近では境界層遷移点は後退しており、側面で遷移位置が最前方となることがわかる。

ここで遷移開始点を層流状態と遷移途中の表面温度分布の最小自乗近似直線の交点とし、FHI風洞と0.2m風洞の遷移開始点面分布を比較した図の側面図と上面図を図3、4に示す。FHIにおける遷移位置と比較すると、全体として30~50mm前方であった。一方、トップライン付近の遷移面分布はFHI高速風洞と異なるパターンであった。トップラインに近づくと、遷移位置は下流側に単調に移動した。楔状の形状となっていることから、側面の遷移点位置が前方にあることから、トップライン付近の遷移点

位置に対し、乱流楔の影響が及んでいるのではないかと推測される。

この境界層遷移点位置の 30-50mm の違いの原因となりうる項目を列挙すると、下表のようになる：

項目	0.2m 風洞	FHI 風洞
気流乱れ	0.12-0.14%	0.10%
表面粗さ	0.22 μ mrms	0.80 μ mrms
先端径	0.05mm 以下	0.05mm 以下
表面温度	308~314K	274~288K
気流角	不確か 0.3°	不確か 0.3°

表面粗さ、表面温度はすべて、今回のような境界層遷移位置の前進に対しては逆の効果をもつ。また、先端径の大きさは M=2 では有意の効果を持たない。したがって、原因は気流乱れまたは気流角の違いと推定される。

参考文献

- 1) Sugiura, H. et al., Journal of Aircraft, vol.39 no.6 pp996-1002.
- 2) Sugiura, H. et al., AIAA 2004-0251.
- 3) King, R. A., Experiment in Fluids, Vol. 13, 1992, pp. 305-314.
- 4) Krogmann, P., AGARD CP 224, 1977.
- 5) 杉浦裕樹ら、流体力学会年会 2003 講演集、p p 352-353.

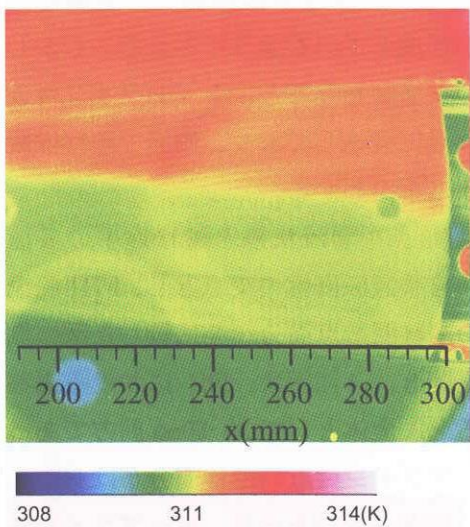


図 1 M=2, $\alpha=2^\circ$ での赤外線カメラによる表面温度の側面分布

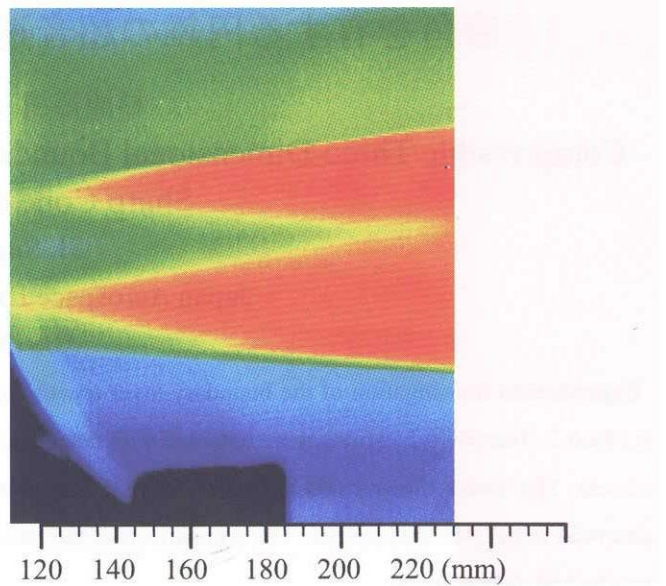


図 2 M=2, $\alpha=2^\circ$ での表面温度の上面分布

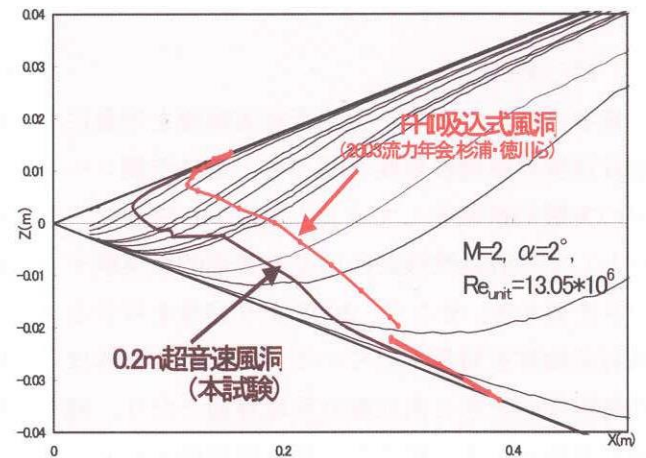


図 3 0.2m 風洞と FHI 風洞の遷移開始点分布の比較 (側面図)

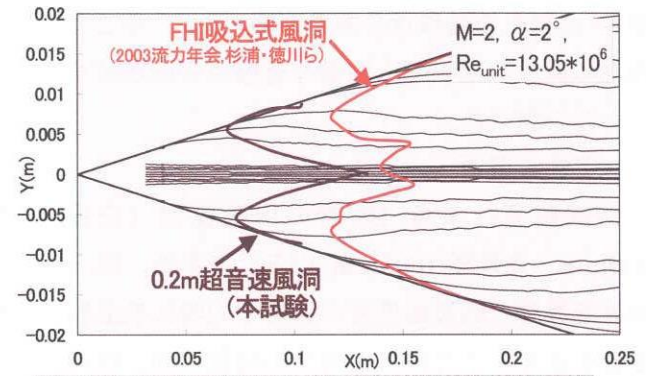


図 4 遷移開始点分布の比較 (上面図)

極超音速境界層に与える二次元ラフネスの効果に関する実験

藤井啓介 (ISTA/JAXA)

An Experiment of Two Dimensional Roughness Effects on the Hypersonic Boundary Layer Transition

K.Fujii*

* Wind Tunnel Technology Center, Institute of Space Technology and Aeronautics, Japan
Aerospace Exploration Agency, Japan

ABSTRACT

An experimental investigation for an efficient tripping method of the hypersonic boundary layer is conducted with a 5 deg half angle sharp cone in ISTA/JAXA $\phi 0.5$ m hypersonic wind tunnel. Aerodynamic heating distributions and fluctuations of wall pressure are measured both with and without roughness elements. A set of transition data and wall pressure fluctuation measurements in the wind tunnel are obtained. A two-dimensional wavy roughness of a wave length approximately as two times much as the estimated boundary layer thickness doesn't show any effects on the location of the boundary layer transition, while in the case where the boundary layer thickness is approximately 1.25 times of the half wavelength, a clear delay in transition is observed. Effects of conventional three dimensional roughness elements on tripping effectiveness are also examined.

Key Words: hypersonic boundary layer, tripping, roughness

1 序

宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部の風洞技術開発センターでは風洞試験技術の向上を目指してPIVや、PSP/TSP、風洞壁干渉等の大型風洞への適用について取り組んでおり、それらのひとつとして強制遷移・遷移位置計測法の確立について取り組んでいる。強制遷移技術は、通常の地上設備では出すことのできない高い Reynolds 数となる実飛行環境を工学的に模擬するいわゆる高 Reynolds 数外挿技術の一つとしてその重要性は広く認識されている。特に低超音速までの速度域においては Braslow¹ によって必要な最小粗さ高さの推定法が粗さ高さ Reynolds 数 Re_k の形提案されており、極めて有効であることが実験的にも確認されているが、極超音速領域においては必要な Re_k が急増することなどにより境界層厚さ以上の粗さが一般的に必要となることが知られている。そのため、非粘性流場への影響を極力抑えるように、より効果的な粗さ形状を検討する必要性が生じている。ここでは By-pass 機構による遷移点固定とは異なるが、極超音速境界層における線型安定性を利用した遷移促進を試みた二次元波状ラフネスによる遷移への効果について調べることにした。

極超音速境界層の自然遷移過程において支配的な線型不安定性は 2nd mode と呼ばれ境界層内で壁と音速線との間で共鳴的に増幅する音響型の擾乱であることが

知られている。ここでこの線型不安定性を利用して遷移の促進を考えると、適切な周波数の音波を境界層に効率的に導入することが必要となる。しかしながら極超音速域では Mach 角が極めて小さいため模型外部から音響擾乱を導入することが困難であり、実際、過去に極超音速における安定性に関する実験においても模型に擾乱を発生させる機構を設けることが一般的である。ここでは遷移計測に特化しない一般の風洞試験模型における強制遷移技術をゴールとしているため、ラフネスなどの模型に付加できる方法を検討する必要があった。超音速流において二次元波状壁が一様流中に音波を放出することを考慮して予測される境界層厚のおよそ 2 倍の波長を持った波状壁が 2nd mode 周波数と同程度の音波を作り出すものと予想されるのでここでは二次元波状ラフネスの遷移位置・壁圧スペクトルへの影響について調べることにした。同時にラフネス効果を比較する目的で過去に用いられてきているいくつかの代表的形状のラフネス効果についても併せて調べることにした。

これまで極超音速風洞では IR カメラによる遷移位置の判定をルーチン的に行ってきたが、加熱率の導出のために樹脂模型を使うことが主であった。ここでは強制遷移法の確立と同時に、一般の風洞試験において境界層状態の確認をおこなう方法を提供するために金

属模型を用いた境界層状態の確認を行う手法の妥当性確認ももうひとつの目的とした。

2 実験

2.1 装置、模型

本実験の目的から極超音速境界層を実現できること、また澁点状態量を広範囲に変化させられることから、試験設備としては宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部 (ISTA/JAXA) の 0.5 m 極超音速風洞 M7 ノズルを用いることとした。この風洞はノズル出口径 500 mm、オープンジェットタイプの噴出し式風洞で、貯気槽圧力 $p_o=1$ MPa~8 MPa、貯気槽温度 $T_o=600$ K~1100 K、気流持続時間は最大で 120 s である。

ここではまず基本的なケースに限定し、圧力勾配のない二次元極超音速境界層について考えることとした。そこで供試模型としては半頂角 5° 、800 mm 長の先端の鋭い円錐形状 (図 1) のステンレス製とし、試験を通じ、迎角、横滑り角はとっていない ($\pm 0.05^\circ$)。頂点より 200 mm までの先端部とそれ以降の本体部との 2 つの部分からなり、先端部の後端近傍にラフネスを取り付け、計測項目として本体部に同軸熱電対 10 点、表面圧力変動計測用圧力センサ 3 点を図 1 に示される箇所に装着している。この実験において境界層状態を空力加熱率を計測し理論値と比較する事で判定するため、より詳細な加熱率分布を得る目的で模型表面を黒色塗装し (膜厚約 $40\mu\text{m}$)、赤外線カメラによる加熱率分布計測を行った。加熱率導出はここでは半無限位置次元熱伝導を仮定して行った。

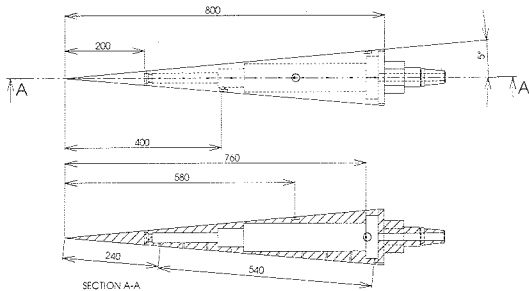


図 1: 半頂角 5° 円錐模型、下部に 10 点の同軸熱電対 ($s=240$ mm~780 mm)、また、左右上面部に壁圧変動用圧力センサを配置している ($x=400$ mm, 580 mm, 760 mm)。

ここでは表 1 で示されるように、ラフネスを特に付加しないケース、高さ 0.5 mm、間隔 2.0 mm の二次元波状ラフネスと、リファレンスとしてスパン方向間隔 2 mm に配置した高さ 1.0 mm の球および立方体 (ひ

とつの角を上流に向けた菱形配置) のケースについて報告する。前述の通りラフネス位置 ($x=200$ mm) における境界層厚が重要なパラメータであるので、表 2 にこの実験におけるノミナル貯気槽条件で推算した境界層厚 δ_{99} を mm の単位で示す。これから分かるように $T_o \approx 970$ K、 $P_o \approx 6$ MPa の条件が今回の二次元波状ラフネスの効果をもっとも期待された条件である。

表 1: ラフネス形状、パラメータ

config.	height h , mm	location x , mm	Interval λ , mm
Wavy wall	0.5	198	2.0
Sphere	1.0	198	-
Square	1.0	198	-

表 2: ノミナルの試験条件において推定された境界層厚さ $\delta_{99\%}(x=200$ mm)

P_o MPa	$T_o=620$ K δ_{99} , mm	$T_o=820$ K δ_{99} , mm	$T_o=970$ K δ_{99} , mm
1	2.4	2.5	-
2	1.7	1.8	1.8
2.5	-	-	1.6
4	1.22	1.3	1.3
6	-	-	1.1

3 結果・考察

ラフネス試験に先立ち実施した代表的なラフネスなしケースにおける Stanton 数 ($St \equiv \frac{\dot{q}}{\rho_e u_e (h_{aw} - h_w)}$) 計測結果を図 2 に示す。同図から、ノミナル貯気槽温度 $T_o=820$ K、 $P_o=1$ MPa において観測領域全体にわたり層流加熱率予測とほぼ一致しており層流状態であることがわかる。 P_o を増すにつれ境界層遷移が現れ、 $P_o=2$ MPa においては壁圧計測を行っている $x \approx 400$ mm 位置近傍に遷移開始点が位置し、 $P_o=4$ MPa では同位置でほぼ遷移が終了していることが分かる。

同条件において得られた壁圧変動成分を図 3 に示す。 $P_o=1$ MPa のケースにおいて壁圧変動計測している $x=400$ mm, 580 mm, 760 mm 位置において 2nd mode による擾乱の成長、およびその harmonic と考えられる塊がはっきり見られる。さらに $P_o=2$ MPa では、遷移開始点付近で特定の周波数の擾乱の成長が止まり、遷移終了点付近 ($x \approx 700$ mm) で一様なスペクトルとなることが観測された。 $P_o=4$ MPa のケースにおいてもその傾向と整合した結果となっていることが分かる。

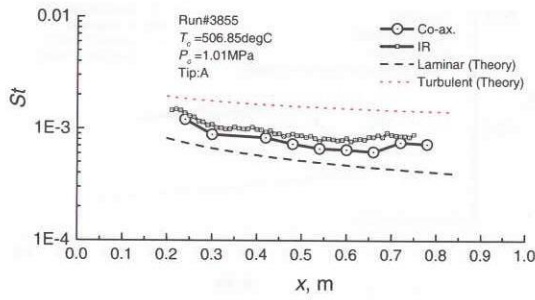
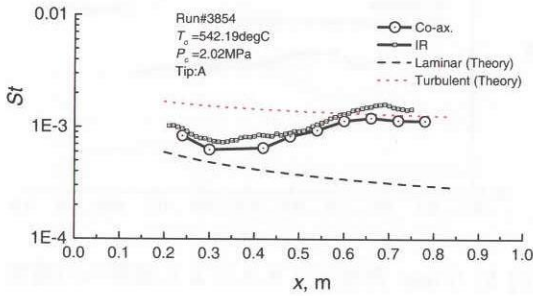
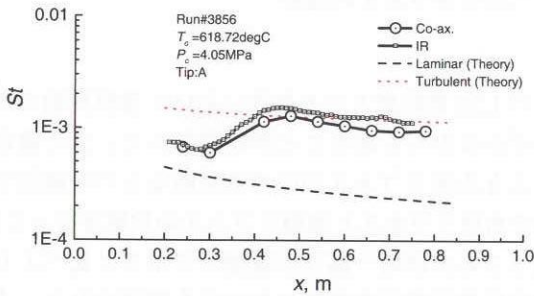
(a) $T_o=780$ K, $P_o=1$ MPa(b) $T_o=810$ K, $P_o=2$ MPa(c) $T_o=880$ K, $P_o=4$ MPa

図 2: 粗さをつけていない状態での St 数分布。同軸熱電対と IR データとでの加熱率絶対値の不一致は塗装膜厚による温度の応答遅れのためと考えられる。

二次元波状ラフネスとして $T_o \approx 620$ K, 970 K で、貯気槽圧力を 1 MPa から 6 MPa まで変化させ実験を行ったが、 1 ケースを除き、加熱率分布、壁圧変動どちらにも有意な差が見られなかった。図 4 に今回の実験で唯一有意差の見られた Run3863, $T_o=1020$ K, $p_o=4.0$ MPa の St 数分布、壁圧変動成分計測結果を示す。当初の予想に反しラフネスなしのケース (Run3859, $T_o=980$ K, $p_o=4.0$ MPa) と比べ、弱いながらも遷移を抑制する効果が観察された。この差が再現性、ばらつき誤差と比べ十分に大きいことは確認しており、他の気流条件においては効果がなく、かつ境界層厚さ ($\delta_{99} \approx 1.25$ mm) にくらべ大きなラフネス高さ (0.5 mm) にもかかわらず遷移を遅らせていることは二次元波状ラフネスが特定

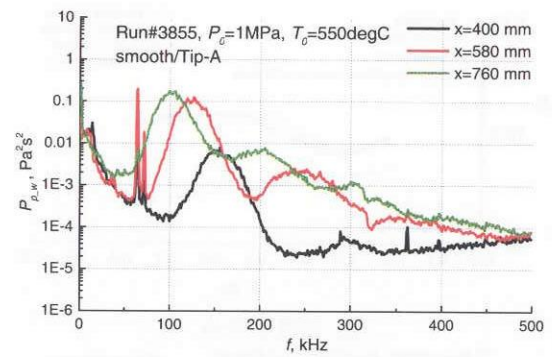
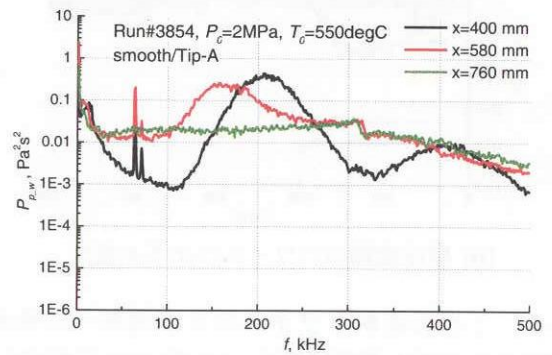
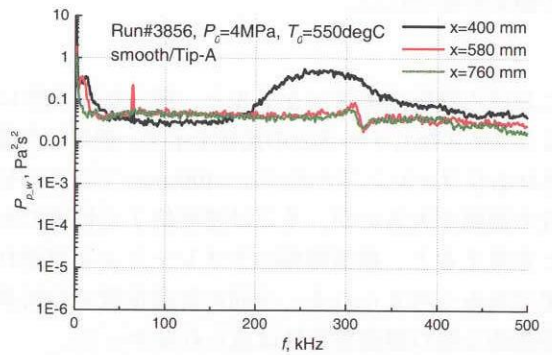
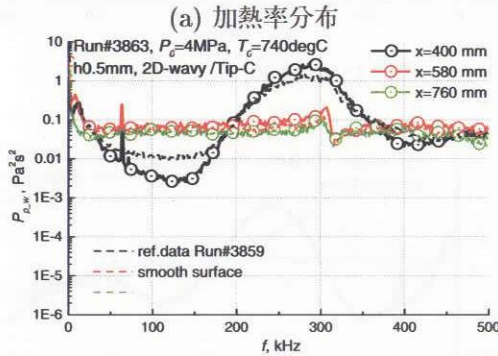
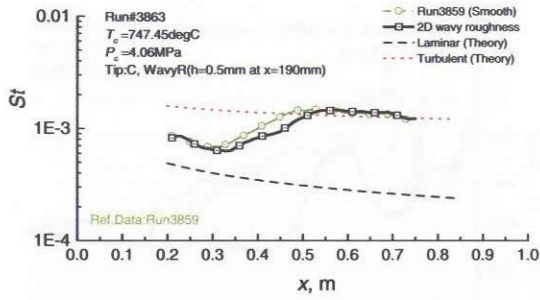
(a) $T_o=780$ K, $P_o=1$ MPa(b) $T_o=810$ K, $P_o=2$ MPa(c) $T_o=880$ K, $P_o=4$ MPa

図 3: 同条件における壁圧変動のパワースペクトル密度。計測点は $x=400$ mm, 580 mm, 760 mm であり、2nd mode の線型成長、サチレーション、乱流化が明確に捕らえられている。

の周波数の擾乱を境界層に与えそれによって遷移を逆に遅らせているものと推測させる。適切ではない周波数の擾乱を導入することによって遷移に直接結びつく周波数の擾乱の成長を結果的に妨げるとい現象が横流れ不安定に関するいくつかの報告²にあるように今回の実験にも類似した特長が見られた。

図 4(b) に二次元波状ラフネスにより遷移が遅れたケー



(b) 壁圧変動のパワースペクトル密度

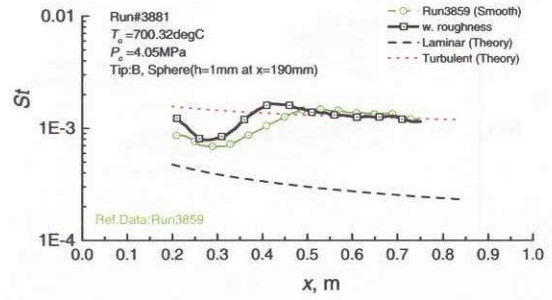
図 4: 二次元波状ラフネスによる遷移への効果。 $\lambda=2.0$ mm に対し境界層厚 $\delta_{99} \approx 1.25$ mm に相当する $T_o=1020$ K, $p_o=4.0$ MPa のケースにおいて遷移を抑制する効果が見られた。

スにおける壁圧変動スペクトルと、同一気流条件におけるラフネスなしケースとの比較を示す。細かい点線で示されるリファレンスと比べ $x=400$ mm では 300 kHz 付近の振幅が大きいが、そこは遷移終了点付近であることを考えると、線型増幅のサチレーションが遅れた結果であると考えられる。今回の計測位置での結果では特徴的な他の周波数特性は見られなかった。

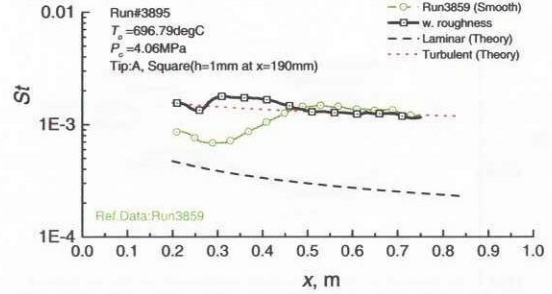
二次元波状ラフネスが期待された遷移促進効果をまったく示さなかったため、いくつかの代表的なラフネス形状として $\phi 1$ mm 球及び $h 1$ mm 立方体（菱形配置）について遷移促進効果について実験的な確認を行った。代表的な気流条件における St 分布結果を図 5 に示す。Berry ら³の検討にあるように同一の粗さ高さに対して立方体（菱形配置）のラフネスが強制遷移の観点からは極めて有効であることを改めて確認できた。

4 まとめ

より効果的な極超音速境界層の強制遷移法にむけた遷移風試を ISTA/JAXA $\phi 0.5$ m 極超音速風洞 M7 ノズルで実施し、あわせてラフネスなしのクリーン形態での一連の遷移データを半頂角 5° 円錐模型で得た。ある特定周波数の擾乱の導入を意図した二次元波状粗さによる遷移促進効果は見られず、逆に境界層厚さが粗さ半



(a) $\phi 1.0$ mm 球ラフネスによる遷移への効果



(b) $h 1.0$ mm 角型ラフネスによる遷移への効果

図 5: ノミナル貯気槽温度 $T_o=970$ K, $p_o=4$ MPa における三次元ラフネスの効果

波長の 1.25 倍程度となる条件において遷移抑制の効果がわずかながらもあることが確認された。また通常使われる 3 次元ラフネスの中で効果的なものを確認する目的で角型ラフネスと球型ラフネスの比較を行ったが、角型ラフネスは同一高さの球型ラフネスと比べより強い遷移促進効果が本実験においても確認された。また副次的な目的として、金属模型を用いた遷移点計測が十分可能であることを確認した。

参考文献

- [1] A.L. Braslow, R.M. Hicks, and R.V. Harris Jr. Use of grit-type boundary-layer-transition trips on wind-tunnel models. Technical Report NASA TN D-3579, National Aeronautics and Space Administration (NASA), 1966.
- [2] W.S. Saric and H.L. Reed. Supersonic laminar flow control on swept wings using distributed roughness. AIAA Paper 2002-0147, 2002. (40th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 14-17, Reno, NV, USA).
- [3] S.A. Berry, A.H. Auslender, A.D. Dilley, and J.F. Calleja. Hypersonic boundary-layer trip development for Hyper-X. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 38(6):853-864, 2001.

Modification of Near-wall Turbulence for Drag Reduction by Spanwise Oscillating Lorentz Force¹

J. Pang^{*}, K.-S. Choi^{**}, T. Segawa^{*}, and H. Yoshida^{*}

^{*} National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, Japan

^{**} School of MMEM, University of Nottingham, UK

ABSTRACT

The results of an experimental investigation on the effect of a spanwise oscillating Lorentz force on the near-wall turbulent structures for drag reduction are presented in this paper. Comparing with the case of turbulent control by spanwise wall oscillation, a parameter called "equivalent spanwise wall velocity" $W_{eq}^+ = StT^+(2\pi Re_\tau)$, is defined and emphasized as a virtual spanwise wall velocity scale under Lorentz force oscillation. It is shown that when $W_{eq}^+ \approx 10-15$, up to 30-40% skin frictional drag reduction could be achieved just at the downstream of the control area. Meanwhile, an oscillation amplitude investigation suggests that to achieve maximum skin friction reduction, the oscillation Lorentz force should be able to shift the near-wall streamwise vortices into spanwise direction by a peak to peak displacement of about 100 wall units during each period. A conceptual model to explain the mechanism for drag reduction under the spanwise Lorentz force oscillation is also presented.

Key Words: Turbulent boundary layer, drag reduction, spanwise oscillation, Lorentz force

1. Introduction

The exploration of using Electromagnetic force (Lorentz force), which can act upon the conductive fluids in the form of a body force to achieve flow control and drag reduction in turbulent boundary layers, has been studied by many researchers over the last decade.¹⁻⁶ By using Electro-Magnetic Turbulence Control (EMTC), it is easy to produce some flow control strategies such as wall normal blowing/suction,¹ streamwise blowing⁵ or spanwise oscillation by only simply altering the arrangement of electrodes and polarities of the magnets without changing the boundary wall.⁶ EMTC was first used for transition and separation control, in which the Lorentz forces were mainly act in the streamwise direction.⁵ Nosenchuck and his group seem to be the first group to explore the possibility of achieving drag reduction by EMTC. In their experiments, the Lorentz force was mainly created along the wall-normal direction. Although up to 50% drag reduction has been reported¹ but no repeatable results reported from the other researchers. It was followed by many studies, both experimentally and numerically, focusing on playing with the working directions of the Lorentz force, trying to find the optimum conditions to achieve drag reductions.²⁻⁶

Meanwhile, with more understanding of the near-wall coherent structures and turbulence

self-regeneration sequences, the strategies for drag reduction tend to modify or disturb any part of this sequence of the near-wall activities.⁷ Among many of the turbulence control techniques, a spanwise oscillating excitation for drag reduction has attracted many attentions and it has been considered as an effective way to disturb this near-wall regenerating turbulence sequence and give skin friction reduction.^{8,9} Hence, turbulence control by spanwise wall oscillation has been studied extensively in the last ten years and 25-40% skin friction reduction has been reported.¹⁰⁻¹⁵ Choi et al.¹¹ implied that the turbulent skin friction reduction with spanwise wall oscillation can be optimized with a non-dimensional spanwise wall velocity $W_0^+ = (\Delta z/2)\omega/u_\tau$, and nearly 45% drag reduction can be obtained in the turbulent boundary layer at an optimum value of $W_0^+ \approx 15$.

With the inspiration from wall oscillation, turbulence control by a spanwise oscillating Lorentz force has been developed. Berger and Kim et al. of the UCLA group seems to be the first to present a very detailed DNS study on Lorentz force oscillation at different frequencies and Reynolds numbers.⁶ An optimum spanwise velocity scale $StT^+(2\pi Re_\tau) = 10$ was also suggested by Berger et al., and under which up to 40% drag reduction can be achieved. Experimental studies of spanwise Lorentz force oscillation have been done by Pang

¹All the experiments of the present research were carried out at the University of Nottingham as a Ph.D. research project under the supervision of Dr K-S Choi (1999-2003). Future research of developing actuators by applying spanwise oscillation for separation control on a wind section is carrying on at AIST, Japan.

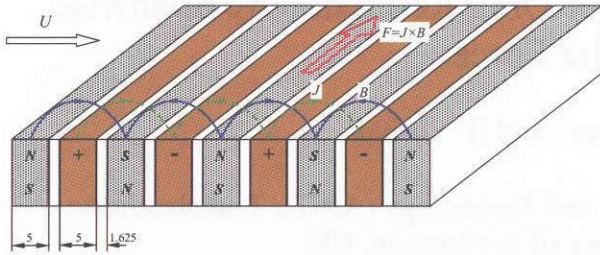


Figure 1: Configuration of electrodes and magnets to create Lorentz force in parallel to wall surface, normal to flow direction. By switching the polarity of the electric current, spanwise-oscillating Lorentz force field was created.

and Choi^{16,17} in an open water channel. After realizing the importance of the near-wall spanwise velocity scale in a spanwise oscillatory excitation, the spanwise velocity profiles under Lorentz force oscillation and wall oscillation were studied and an equivalent spanwise wall velocity $W_{eq}^+ = St^+ / (2\pi Re_\tau)$ has been introduced.¹⁶ The introduction of W_{eq}^+ makes it possible to link wall oscillation and Lorentz force oscillation together and make comparisons under the same spanwise wall velocity scale. It was shown that when $W_{eq}^+ \approx 10-15$, up to 30-40% skin friction reduction can be found just at the downstream of the controlled area.¹⁷ This shows a good agreement with the experimental results on spanwise wall oscillation, in which an optimum spanwise wall velocity $W_0^+ = 15$ was suggested.¹¹ This seems to suggest that wall oscillation and Lorentz force oscillation may work in a very similar mechanism for drag reduction. Very similar as the investigations by Pang and Choi^{16,17}, an experimental investigation on spanwise Lorentz force oscillation was done by Breuer et al.¹⁸ and Park et al.¹⁹ in a pipe flow by using PIV and direct drag measurement. Their recent results showed that 10% drag reduction has been achieved. From a scaling analysis, Breuer et al.¹⁸ implied that the scale of oscillating Lorentz force should match the inertial force of fluid in order to effectively modify the near-wall structures. An optimal Stuart number St was also suggested by Breuer et al. as $St = JBa / (\rho u_\tau^2) = a Re_\tau / (hT^+)$. Although the scaling system quoted here is slightly different from Berger et al.⁶ and Pang et al.¹⁷, this seems to confirm that under the same Reynolds number, the optimal St should be inversely proportional to oscillation period T^+ . Park et al.¹⁹ argued that the drag reduction measured in their experiments may be partially counteracted by the enhancing flow speed, implying the real drag reduction may be bigger than the measured one. Breuer et al.¹⁸ also implied that because only mean effects of skin frictional drag were measured over a test surface with and without

Lorentz force oscillation, some local drag reduction is likely much higher than 10%.

This paper is aiming to show more evidences of the effect of Lorentz force oscillation on the near-wall coherent structures by analyzing the optimum amplitude of Lorentz force oscillation. The drag reduction mechanism under Lorentz force oscillation will also be discussed.

2. Experimental Setup

The present experiments were performed in a 7.3 meter long close-loop open-water channel with a working section of 600×300 mm. The free stream velocity of the present experiments is set as 0.14 m/s, with a zero pressure gradient along the length of the working section. A 4-meter long test plate with 20:1 ellipse leading edge was placed in the channel. The boundary layer was tripped just after the leading edge by an artificial surface roughness (about 10 mm high) to ensure a fully developed turbulent boundary layer over the working area on the test plate. To reduce corrosion problems in the channel system, CuSO₄ was chosen and it was introduced into the flow by slot-injection through a 0.5 mm wide and 250 mm long slot with a nearly tangential speed of about 0.025 m/s. From this injection, a suitable layer with strong conductivity is produced just above the surface of test plate without soiling the rest of water. The conductivity was reduced along the test plate from original 1.0 S/m to 0.247 S/m at the measurement position (324 mm downstream of the injection slot) as a result of diffusion. The diffusive layer thickness, the wall-normal distance from the wall where the conductivity reduce to half of the maximum value, was 3.2 mm ($y^+ = 19$) at this location. The added momentum to the flow from the injection was only 0.042% of the momentum of the turbulent boundary layer, therefore the effect of injection on the boundary layer profile is negligible. The test plate material is made of perspex with a replaceable part for EMTC control actuators and CuSO₄ injection slot to fit in. The turbulent intensity in this open-channel is about 1% by placing screens and honeycombs in the channel and up-stream tank just before the test plate.

The total EMTC area is made up by 16 small Electro-magnetic (EM) arrays, which were placed in the replaceable part of test surface and kept flush to the wall surface. This will cover a streamwise x^+ up to 1770 and spanwise z^+ up to 1357. Each EM actuator is made of 5 mm wide, 10 mm high and 50 mm long rectangular bar of NdFeB permanent magnets with 1.2 T remanence and copper electrodes of the same size in an interleaved way with 1.63 mm thick insulator in between. This will correspond to an effective size of magnets and

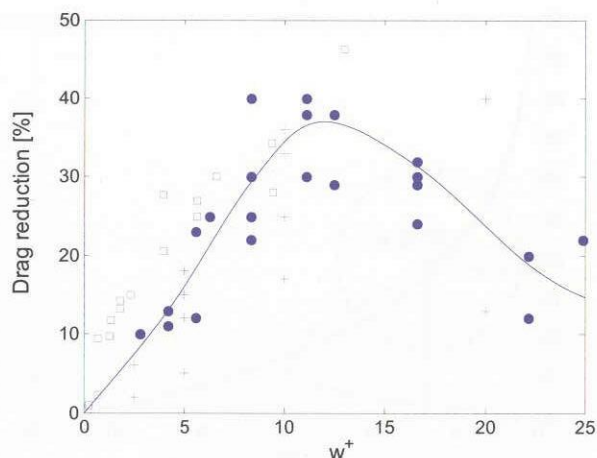


Figure 2. Drag reduction against $W^+_{\text{equi}} = StT^+ / (2\pi Re_\tau)$ at all the Lorentz force oscillation conditions; Comparisons with data from Choi (2002) and Berger et al. (2000) are also shown in the figure.

(●), Present experimental data; (+), Berger & Kim et al. (2000); (□), Choi (2002); (—), fitted curve for the present experimental data

electrodes of $a = 6.63$ mm with a penetration depth $\Delta^+ = 12.4$ (Fig. 1). By switching the polarity of direct current to the electrodes, the direction of the spanwise Lorentz force can be altered periodically, which will introduce an oscillatory flow motion in the near-wall region of the turbulent boundary layer. It was observed that the electrolysis bubbles, which appeared in most cases of EMTC experiments, were greatly reduced throughout the experiments. During the experiments, copper (Cu), one of the productions of the electro-chemical reaction in the CuSO_4 solution, will be deposited on the copper electrodes without changing the surface characters of the electrodes.

Single component streamwise velocity measurements were made by Dantec 56C CTA system and a single, miniature boundary type hot-film probe-Dantec 55R15. This fiber-film sensor is a Nickel film deposited on a $70 \mu\text{m}$ diameter quartz fiber. Overall length is 3 mm, and sensitive film length is 1.25 mm. Film is protected by a quartz coating with approximately $2 \mu\text{m}$ thickness, which can protect the film to work in this conductive and corrosive solutions after CuSO_4 injection in the systems. The hot-film was operated in constant temperature mode with an over-heat-ratio of 1.05, with which the bubble generation from the film surface could be effectively reduced. At the same time, the wall proximity effect due to heat conduction from the probe to the wall surface was not observed in the present study at least for $y^+ > 1$ because of the application of low over-heat-ratio over a nonconductive test plate in high thermal conductive fluid (water), whose thermal

conductivity is 23.5 times greater than that of air and approximately three times greater than that of the Perspex test plate. Data from the anemometer system were sampled at a rate of 50 Hz using an IOTech ADC 488/8S analog-to-digital (AD) converter. The probe is mounted to a wall normal (y -axis) traverse system, which is computer controlled via a Digiplan step-motor controller. The wall normal movements are made with a resolution of $1.25 \mu\text{m}$.

All the measurements were confined at 5 mm downstream of the EM actuator arrays, where no noticeable changes to the hot-film signal due to the interference of the electromagnetic fields were noticed. The estimated mean magnetic strength at the surface of the actuator is $B_0 = 0.78$ T. By changing the voltage applied to the EM actuators between $V_0 = 3.2$ and 12.9 V, the current density $J_0 = (\pi/4a)\sigma V_0$ was set between 94 and 376 A/m² according the conductivity σ at the hot-film measurement position (5 mm downstream of the EM array), giving the St from 105 to 422 in the present experiments.

3. Results and Discussion

For more information of experimental setup, boundary layer profiles with and without Lorentz force oscillation, skin friction measurements and optimization, please read reference 17 and 23.

A. Amplitude measurement

As mentioned earlier, an “equivalent spanwise wall velocity” $W^+_{\text{eq}} = StT^+ / (2\pi Re_\tau)$ plays an important role in finding the optimum conditions for turbulence control under Lorentz force oscillation and an optimum value of $W^+_{\text{eq}} = 10$ -15 was suggested after experiments at different combination of St and T^+ (Fig. 2). Since the main power consumption for Lorentz force oscillation will be determined by the current which has been applied during the excitation, this seems to imply that to achieve drag reduction with lower power consumption, a smaller St and a bigger oscillation period T^+ (lower oscillating frequency) are preferred. However, how does the oscillation amplitude change with frequency? How important of the oscillation amplitude to the Lorentz force oscillation? The following section may give us some clue.

The oscillation amplitudes at different oscillating frequencies (0.25, 0.33, 0.5, 0.66 and 1.0 Hz) have been measured by a flow visualization method and the results are shown in Fig. 3. During this experiment, the free stream velocity is kept at 0.14 m/s and the non-dimensional Lorentz force St is also kept constant at 210 (based on u_τ at uncontrolled case). The amplitude of the oscillation was measured by reading the peak to peak displacement

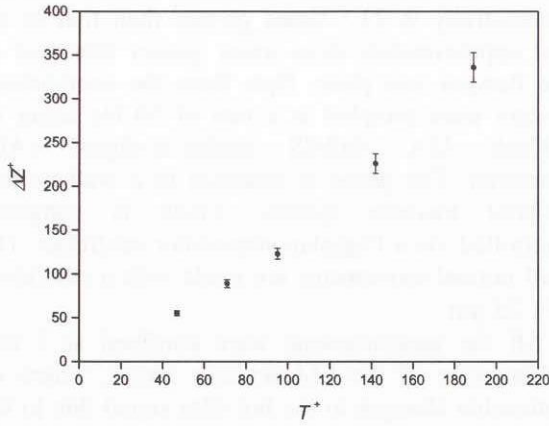


Figure 3: Nondimensional peak to peak displacement Δz^+ of the near-wall streaks under Lorentz force oscillation at different oscillation frequencies ($St=210$)

of one streak structure in one circle of Lorentz force oscillation. With the help of 1 mm grids pasted on the wall surface, 20 sets of amplitude were measured from which an average was determined. Since the streak structures in the visualization pictures are considered as collections of local low momentum structures, we can assume that the observed amplitude of the streaky structures is the oscillation amplitude of the near-wall coherent structures, where the centre of the streamwise vortices with low speed is considered as a collection of the dye for visualization.

Figure 3 presents the non-dimensional peak to peak displacements of the near-wall structures against nondimensional oscillation period T^+ . The trend in Fig. 3 suggested a nonlinear relationship between Δz^+ and T^+ under same St : higher frequencies result in much lower oscillation amplitudes, this suggested when the frequency is greater, the flow will oscillate with much lower amplitude since the inertial force is too large to overcome, hence resulting in a weaker spanwise disturbance to the flow, and vice versa. It can be found that the peak to peak oscillating displacement is $\Delta z^+ \approx 55$ (about 8 mm) when the oscillating frequency was set at $T^+ \approx 47$ (1 Hz); when oscillating frequency is reduced to $T^+ \approx 189$ (0.25 Hz), a bigger peak to peak oscillating displacement of $\Delta z^+ \approx 340$ (about 49 mm) was observed.

From Fig. 3, if we choose one point which has been suggested as one of the optimum conditions for Lorentz force oscillation: $St = 210$ and $T^+ = 97$ under the present experimental conditions, a spanwise velocity scale can be estimated by $W^+ \approx 2\Delta z/T^+ = 2.6$. This spanwise velocity scale can be taken as the spanwise oscillation velocity of the centre of the streamwise vortices under the oscillating Lorentz force. If we fit this spanwise velocity scale into the

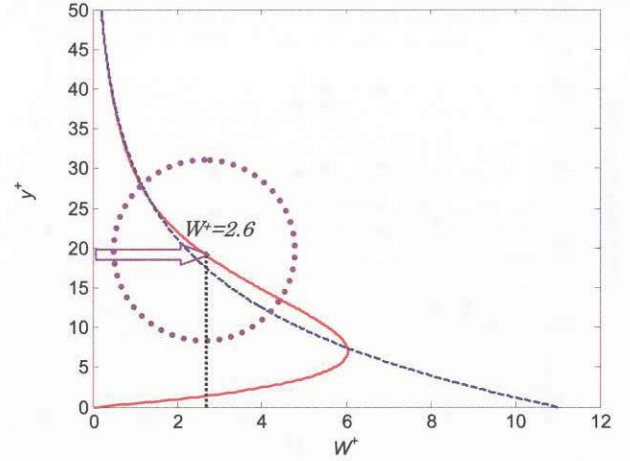


Figure 4: Spanwise velocity profile under the Lorentz force oscillation. Solid line shows the envelope of spanwise velocity profile calculated by Berger et al. (2000); dashed line shows the calculated spanwise velocity profile when an equivalent wall velocity W^+_{eq} is introduced. (Pang et al. 2003); dotted circle shows the average location and size of near-wall streamwise vortices

spanwise velocity profile under Lorentz force oscillation,⁶ it can be noticed that the centre of the streamwise vortices is located at about $y^+ = 20$ (as shown in Fig. 4). This prediction of the location of the streamwise vortices agrees well with the DNS results,^{6,21} in which they suggested the centre of the near-wall streamwise vortices in the turbulent boundary layer is located at about $y^+ = 15-25$. In Fig. 4, the spanwise velocity profile calculated by a simplified model¹⁶ was also plotted for comparison with an “equivalent spanwise wall velocity” W^+_{eq} at $y^+ = 0$. It can be noticed that the spanwise velocity of the center of the near-wall streamwise vortices is about $1/4$ of the wall velocity W^+_{eq} , implying the centre of the streamwise vortices will oscillate with an amplitude of about $1/4$ of the wall amplitude.

B. Equivalent spanwise wall amplitude A_0^+ under Lorentz force oscillation

An “equivalent spanwise wall amplitude” can be deduced from the “equivalent spanwise wall velocity”:

$$A_0^+ = \frac{W_0^+ T^+}{2\pi} = \frac{St \cdot (T^+)^2}{4\pi^2 Re_\tau} \quad (1)$$

If we substitute all the St and T^+ combinations of the present experiments into Eq. (1), a relationship between “equivalent spanwise wall amplitude” A_0^+ and reduction of skin friction can be established as shown in Fig. 5. From Fig. 5, it can be noticed that there exist a higher drag reduction region (about 30% skin friction reduction) when the nondimensional spanwise wall amplitude is around

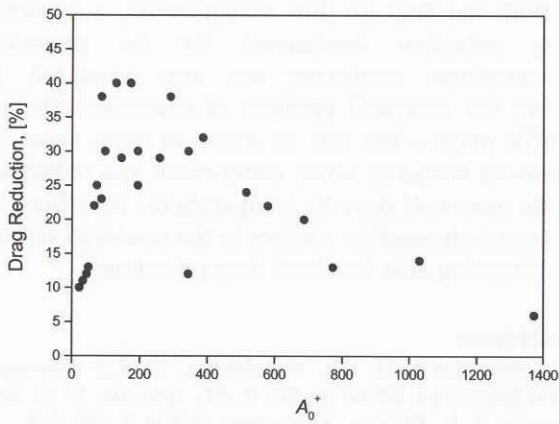


Figure 5: Drag reduction against “equivalent spanwise wall amplitude” A_0^+ at all the present Lorentz force oscillation conditions

200 (between 100 and 300). This will correspond to an optimum peak to peak wall displacement Δz^+ of about 400 (two times of the amplitude), which will be capable of moving the streamwise vortices into spanwise direction at a peak to peak amplitude of about 100 according to the previous discussions. Since the mean distance between the streamwise vortices is about 100,²¹ these results seem to imply that to achieve effective disturbance to the near-wall streamwise vortices for drag reduction, a spanwise oscillation excitation should be able to move the coherent structures at a displacement same as the mean distance between the near-wall streamwise vortices, which is about 100 wall unit. This was also suggested by Choi et al.¹⁵ in an experimental study of spanwise wall oscillation.

C. Mechanism Investigation

A conceptual mechanism for the spanwise-wall oscillation was first presented by Choi et al.,¹⁵ in which they argued that a negative spanwise vorticity created in the near-wall region of the boundary layer during both negative and positive spanwise motion of the wall oscillation causes a reduction in the streamwise velocity in the near-wall region by hampering the stretching of the quasi-streamwise vortices in the near-wall region, leading to a reduction in the streamwise vorticity and the near-wall burst.

From the flow visualization pictures^{17,23}, it can be noticed that: the streak structures are twisted into the spanwise directions when the oscillation force is applied; the spacing between streaks is increased by about 50% and the population/frequency of the streaks is reduced; appearance frequency and duration of the sweep events have been reduced when passing through the electromagnetic arrays.

The similarities between the oscillating Lorentz force case and oscillating wall case seem to suggest these two turbulence control strategies could have

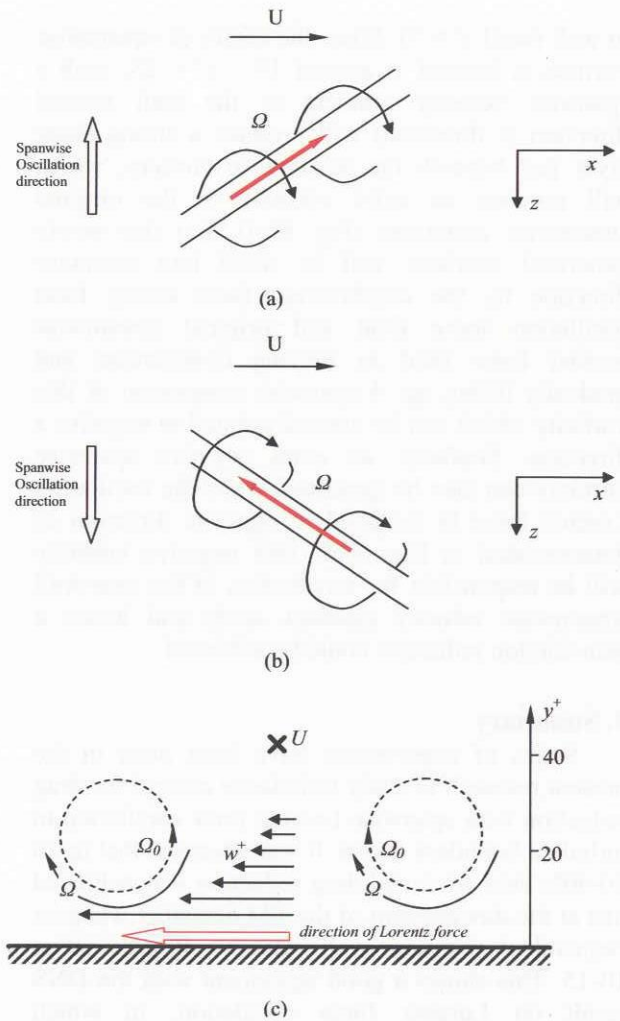


Figure 6: A schematic model shows how an extra negative spanwise vorticity can be generated to the original streamwise vorticity under the oscillating Lorentz force. (a) Lorentz force is acting in upwards; (b) Lorentz force is acting downwards; (c) Possible spanwise velocity distribution beneath the streamwise vortices under Lorentz force oscillation. An extra vorticity Ω could be generated by this spanwise velocity gradient, where Ω_0 the original streamwise vorticity. This extra vorticity will be twisted into spanwise direction as moving downstream with a negative spanwise component as shown in Fig. 6 (a) and (b).

very similar mechanism. Fig. 6 shows a schematic model that demonstrates how an extra negative spanwise vorticity to the near-wall turbulent structures (streamwise vortices) could be generated when the shear layer is skewed both into the negative spanwise direction and into the positive spanwise direction. As shown in Fig. 6(a), when the oscillating force is acting upwards in the picture, a shear layer acting in the same direction will be generated. From the profiles of spanwise velocity field generated by oscillating Lorentz force as shown in Fig. 4, it can be noticed that the maximum spanwise velocity will increase as approaching close

to wall (until $y^+ \approx 7$). Since the centre of streamwise vortices is located at around $15 < y^+ < 25$, such a spanwise velocity gradient in the wall normal direction (y direction) will produce a strong shear layer just beneath the streamwise vortices, which will produce an extra vorticity to the original streamwise structures (Fig. 6(c)). But this newly generated vorticity will be tilted into spanwise direction by the combination force acting from oscillation force field and original streamwise inertial force field as moving downstream and gradually lifting up. A spanwise component of this vorticity which can be noticed pointed to negative z direction. Similarly, an extra negative spanwise vorticity can also be generated when the oscillating Lorentz force is switched to opposite direction as demonstrated in Fig. 6(b). This negative vorticity will be responsible for a reduction of the near-wall streamwise velocity gradient du/dy and hence a skin-friction reduction could be achieved.

4. Summary

Series of experiments have been done in the present research to study turbulence control for drag reduction with spanwise Lorentz force oscillation in turbulent boundary layers. It was observed that up to 30-40% skin frictional drag reduction was achieved just at the downstream of the EM actuators when an “equivalent spanwise wall velocity” W_{eq}^+ is set at 10-15. This shows a good agreement with the DNS result on Lorentz force oscillation, in which $StT^+/(2\pi Re_\tau) = 10$ was suggested as the optimal conditions for drag reduction. This result is very similar to the turbulent drag reduction by spanwise wall oscillation, where a spanwise wall velocity was suggested as a key parameter to describe the amount of drag reduction, with a similar optimal spanwise wall velocity $W_0^+ = 15$ was reported. Our experiments showed Lorentz force oscillation works at similar drag reducing mechanism as spanwise wall oscillation but with a slightly lower efficiency. It was shown that the near-wall mean velocity gradient reduced by 30-40% and the turbulence intensities in the near-wall region remain unchanged except for a 16% increase around $y^+ = 12$; the higher moments of turbulence statistics like skewness and kurtosis were increased near the wall when $St = 210$ and $T^+ = 97$ in the present experimental conditions.

A discussion on the amplitude suggested the importance of an oscillation amplitude scale also need to be considered apart from focusing on an optimum spanwise wall velocity. An “equivalent spanwise wall amplitude” was first defined and the experimental results suggested an optimum value for this wall amplitude is around 200, which is capable of moving the near-wall turbulent structures at a peak to peak displacement of about 100 wall units.

With the help of flow visualization, a possible drag reduction mechanism for the spanwise Lorentz-force oscillation was also presented. It seems the near-wall gradient of spanwise velocity profile plays a key role to create an extra negative spanwise vorticity, which could result in a reduction in the near-wall slope by hampering the stretching of the quasi-streamwise vortices in the near-wall region, hence giving skin frictional drag reduction.

References

- ¹Nosenchuck, D. M., and Brown, G. L.: *Near-wall Turbulent Flows*, edited by So, R. M., Speziale, C. G. and Launder, B. E., Elsevier, Amsterdam, (1993), P. 689, 698.
- ²Bandyopadhyay, P. R., et al.: Naval Undersea Warfare Center, Tech. Report 11317, Newport, 2001.
- ³O’Sullivan, P. L., and Biringen, S.: *Phys. Fluids*, **10**, (1998), P. 1169, 1181.
- ⁴Crawford, C.H., and Karniadakis, G.E.: *Phys. Fluids*, **9**, (1997), P. 788, 806.
- ⁵Weier, T., et al.: *Experimental Thermal and Fluid Science*, **16**, (1998), P. 84, 91.
- ⁶Berger, T.W., Kim, J., et al.: *Phys. Fluids*, **12**, (2000), P. 631, 649.
- ⁷Choi, K.-S.: *Emerging Techniques in Drag Reduction*, edited by Choi, K.-S., Prasad, K.K., and Truong, T.V., MEP: London. (1996), P. 77, 98.
- ⁸Akhavan, R., Kamm, R.D., and Shapiro, A.H.: *J. Fluid Mech.*, **225**, (1991), P. 395, 422.
- ⁹Jung, W.J., Mangiavacchi, N., and Akhavan R.: *Phys. Fluids A*, **4**, (1992), P. 1605, 1607.
- ¹⁰Laadhari, F., Skandaji, L., and Morel, R.: *Phys. Fluids*, **6**, (1994), P. 3218, 3220.
- ¹¹Choi, K.-S.: *Phys. Fluids*, **14**, (2002), P. 2530, 2542.
- ¹²Baron, A., and Quadrio, M.: *Appl. Sci. Res.*, **55**, (1996), P. 311, 326.
- ¹³Quadrio, M., and Sibilla, S.: *J. Fluid Mech.*, **424**, (2000), P. 217, 241.
- ¹⁴Dhanak, M.R., and Si, C.: *J. Fluid Mech.*, **383**, (1999), P. 175, 195.
- ¹⁵Choi, K.-S., and DeBisschop, J.-R., et al.: *AIAA J.*, **36**, (1998), P. 1157, 1163.
- ¹⁶Pang, J., and Choi, K.-S.: *TSFP-3*, **2**, Sendai, Japan. (2003), P. 573, 578.
- ¹⁷Pang, J., and Choi, K.-S.: *Phys. Fluids*, **16**, (2004), P. L35, L38.
- ¹⁸Breuer, K.-S., Park, J., and Henoch C.: *Phys. Fluids*, **16**, (2004), P. 897, 907.
- ¹⁹Park, J., Henoch, C., McCamley, M., and Breuer, K.S.: *AIAA Paper 2003-4157*. Orlando, FL., (2003).
- ²⁰Hutchins, N., and Choi, K.-S., *Prog. Aerospace Sci.* **38**, (2002), P. 421, 446.
- ²¹Choi, H., Moin, P., et al.: *J. Fluid Mech.* **255**, (1993), P. 503, 539.
- ²²Choi, K.-S., and Clayton B.R.: *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **22**, (2001), P. 1, 9.
- ²³Pang, J. Choi, K.-S. Aessopos, A. and Yoshida, H.: *AIAA Paper 2004-2117*, Portland, OR., (2004).

不安定成層下におけるロールセル対流について

豊田裕也（トヨタ自工）、益田重明（慶大理工）、

Roll-cell convection in unstably-stratified boundary layer

* H.Toyoda and S.Masuda **

*Toyota Motor Co.

**Dept. Mech. Eng., Keio University

ABSTRACT

Numerical simulation of roll-cell convection in unstably-stratified boundary layer has been performed. Assuming incompressible Newtonian fluid with constant properties, the steady equations of continuity, momentum and energy have been solved simultaneously by using the finite volume method under constant heat-flux condition. Momentum thickness Reynolds number at upstream boundary is 76 and both with and without artificial disturbance are tried. Growth of disturbance, spanwise pitch of streamwise vortices and interference between adjacent vortices are examined based on the velocity vector and vorticity maps. Mechanism of successive induction of vortices is explained by using buoyant production of streamwise vorticity.

Key Words: Roll-cell convection, stratified boundary layer, body force instability

1. 序論

壁温が主流より高い不安定成層境界層では、流れ方向に軸を持つ縦渦列が発生する場合があります、ロールセル対流と呼ばれている。遠心力不安定や、コリオリ力不安定と並んで、外力型不安定の典型的な例であり、大気観測・理論的研究¹⁾、モデル実験²⁾などが行われて来たが、発生条件、縦渦のピッチやアスペクト比、セル内の流速や温度分布の詳細、物質輸送など未解明の点が多い。本研究では速度場と温度場の3次元構造の詳細、縦渦の発生状況、攪乱の増幅、複数縦渦の干渉の状況について、有限体積法を用いて解析した。その際、特定の攪乱を与えない「自然攪乱」と、スパン方向に局所的に温度勾配を与えた「人工攪乱」の2種類について解析した。

2. 数値解析法

平板に沿って発達する Blasius 境界層を考え、途中 ($x = 0$) から壁面を等熱流束加熱する。計算領域は $0 \leq x \leq 0.4\text{m}$, $0 \leq y \leq 0.15\text{m}$, $-0.105 \leq z \leq 0.105\text{m}$ 、流入条件は $x=0.5\text{m}$ で Blasius 解を $U_\infty=0.3\text{m/s}$ において有次元化して代入した。流出条件は大気開放、上部境界に対称条件、スパン方向に周期境界条件、壁面条件を滑りなし等熱流束条件とした。熱流束 q_w を任意に変化させた。

非圧縮性、ニュートン流体、物性値一定、密度変化は

ブジネスク近似に従うと仮定すると、支配方程式は、

$$\text{div} \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p - \frac{Gr}{Re^2} \mathbf{j}T + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{1}{Pr Re} \nabla^2 T \quad (3)$$

Pr, Re, Gr プラントル数、レイノルズ数、グラスホフ数で代表値は平板長さ、主流速、壁面と主流の温度差とした。レイノルズ数は $Re=7 \times 10^3$ で一定とした。

3. 解析結果

図1に温度差 $\Delta T = 60\text{K}$ とし、特定の攪乱を与えずに得られた断面内温度分布と速度ベクトル分布の一例を示す。スパン方向にほぼ等間隔にロールセルが発生していることが分かる。

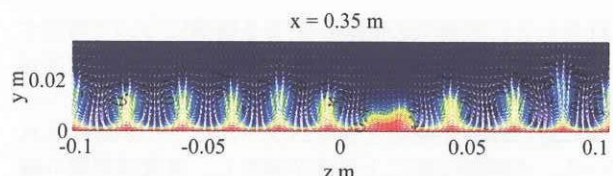


図1 自然攪乱の場合の断面内温度と速度ベクトル ($\Delta T=60\text{K}$, $x=0.35\text{m}$)

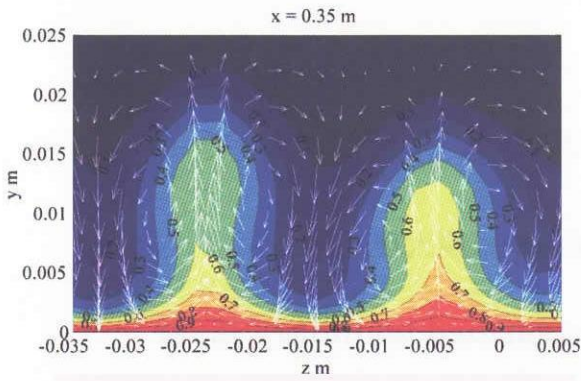


図2 図1の拡大図

図2は図1の一部を拡大したもので、約0.02mのピッチで互いに反転する縦渦対が認められ、上昇流の部分が高温、下降流の部分が低温となっている。縦渦の上端は基礎流れの温度境界層外縁付近に位置している。この人工攪乱を加えない場合に自然に発生するピッチを「自然ピッチ」と呼ぶことにする。

次に縦渦列の発生機構を調べるために、渦度方程式の流れ方向成分を考える。

$$\frac{D\xi}{Dt} = (\xi \cdot \nabla)u + \frac{1}{Re} \nabla^2 \xi - \frac{Gr}{Re^2} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (4)$$

左辺第3項の浮力による渦度生成に着目すると、図3に示すように、①微小振幅のスパン方向温度非一様性が、②浮力による渦度生成により、③渦度の流れ方向成分を生み出し、④これによる up-wash と down-wash が、⑤スパン方向温度分布を強める結果、縦渦列へと成長することが定性的に説明できる。

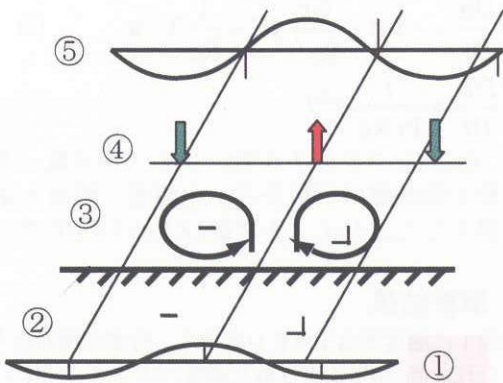


図3 渦度方程式から見た縦渦生成

これをもとに縦渦列の間隔が決まる機構について考察する。図4は(x,y,z)=(0,0,0)の位置の主流より10K温度が高い点熱源を置いた場合の下流での渦度と速度ベクトル(上)及び浮力生成項と速度ベクトル(下)が比較されている。点熱源位置に上昇流が発生し、温度境界層外縁付近で反転し縦渦の形態を形成する。縦渦領域は高温領域に一致している。これを一次渦とすると、その両脇

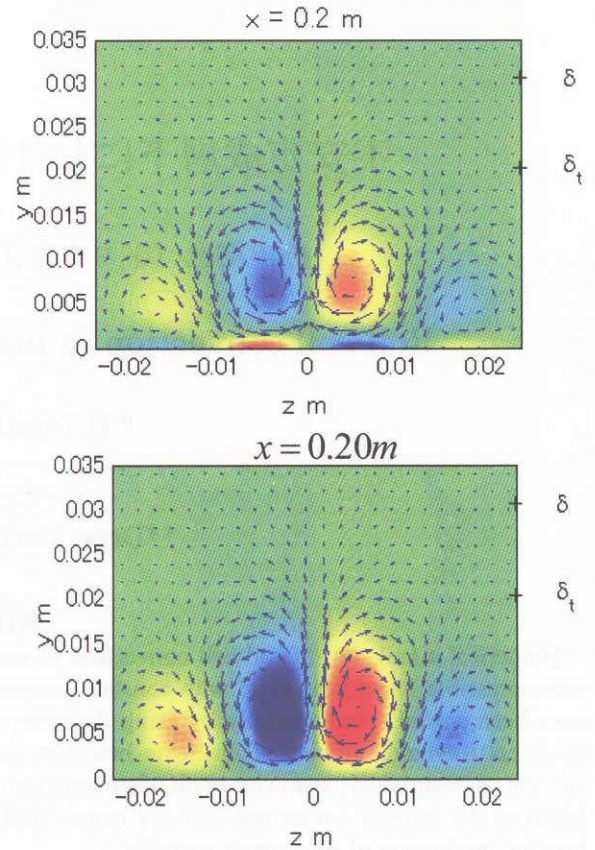


図4 単独点源攪乱を与えた場合の渦度(上)と渦度生成項(下) ($\Delta T_p = 10\text{K}$)

に新たな渦対(二次渦)が形成される。形成された縦渦列の間隔は同一条件で人工攪乱を与えない場合の自然ピッチに近い。この時渦度生成項を見ると一次渦の脇に生成項が分布しており、これが二次渦の発生を促したものと考えられる。

なお、紙面の関係で省略するが、自然ピッチより広い間隔の複数攪乱を与えた場合には、一次渦の間に新たな二次渦が発生すること、逆に攪乱の間隔が狭い場合には一次渦同士が合体が見られた。

4. 結論

- 1) 点熱源により発生した一次渦対の脇に二次渦対が誘起され、この時の渦列のピッチは自然攪乱の場合に現れる「基本ピッチ」に近い。
- 2) 基本ピッチ以外の攪乱を加えると縦渦の合体や分裂が起こる。
- 3) 縦渦の高さは温度境界層厚さ程度、横縦比は1:1程度である。
- 4) 発生メカニズムは渦度方程式中の浮力生成項により説明できる。

参考文献

- 1) D.Etling, R.A.Brown, Boundary-Layer Meteorology 65(1993) p215.
- 2) 滝本, 林, 松田, 機論(B)(1982)48-435号 p2295.

吸い込み渦の境界層と不安定現象

野口尚史, 雪本真治, フレデリック・ムーラン,
木村龍治, 新野宏 (東大海洋研)

Boundary layers and instabilities of a suction vortex

T. Noguchi, S. Yukimoto, F. Y. Moulin, R. Kimura and H. Niino
Ocean Research Institute, The University of Tokyo

ABSTRACT

Velocity field measurements and visualization is applied to a sink vortex of water (with a free surface on top) produced in a cylindrical tank rotating about the vertical axis. The controlling parameters are the rotating rate of the tank (0.2 and 0.4 rad s^{-1}) and the volume flux of a water withdrawn from a hole at the center of the bottom (50 and $150 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$). It is found that a Rankine-like vortex is produced in the steady state when the volume flux of a water withdrawn from the hole is large. When the volume flux is small, however, the conservation of the angular momentum around the central axis of the vortex does not established. A simple theoretical model that assumes Ekman boundary layer on bottom plate turns out to reproduce successfully the nonconservation of angular momentum. The injection of fluorescence dye at the periphery of the cylindrical tank reveals that the water introduced at the periphery of the tank descends to the bottom along the side wall and flows to the center of the tank in the boundary layer at the bottom of the tank. However, the dye ascends in a thin vertical layer around the core of the vortex suggesting that the upward flow is formed surrounding the sink vortex.

When we reduce a rotation rate of the tank from 0.4 rad s^{-1} to 0.2 rad s^{-1} with keeping the withdrawal rate of the water (to maintain a vortex) constant, horizontal plumes appear near the side wall because of the inertial instability. They penetrated a limited extent into the interior region, so that we have a mixing layer near the periphery of the tank. At the same time nearly-axisymmetric disturbances develops from the bottom boundary layer and intrude into the interior region.

Key words: suction vortex, Ekman boundary layer, inertial instability

1. 緒論

水槽の底に穴をあけたとき、強い渦ができることは良く知られた現象である。このような「吸い込み渦」の速度分布は Rankine 渦でよく近似されると考えられている。つまり、半径 R までの渦核は剛体回転し、その外側ではポテンシャル渦になっているというのである¹⁾。しかしながら渦核の半径を決める合理的説明はまだ見いだされていない。また、ふつう角運動量保存の結果として説明される外側のポテンシャル渦さえも、現実の吸い込み渦では底面に境界層が生じる²⁾ため、そのなりたちは単純ではない。

この研究では鉛直軸まわりに回転する円筒水槽の内部に吸い込み渦を作り、PIVによる流速場の測定と染料による可視化とを用いて渦の構造を調べた。実験で変化させたパラメータは水槽の回転数と、水槽底面中心の穴から吸い出す水の流量の2つである。

その結果、定常状態では、流量の多いときには Rankine 渦に近い渦ができたが、流量の少ないときには渦核の外側

で $1/r$ の速度分布が実現しなかった。定常状態で円筒の側壁から注入した染料は、側面に沿って下降したのち、底面の境界層を通過して中心に流れ込むがすぐに穴から流出せず、渦核に沿って上昇することが見られた³⁾。

非線形の回転境界層のパラメタリゼーションを用いた簡単な理論モデルをたて、吸い込み渦と底面の境界層との相互作用を調べた。室内実験で見られた外側の領域の速度分布と吸い込み流量との関係を説明できることが分かった。

吸い込み渦に関するもう一つの興味は、渦核の外側のポテンシャル渦の領域が慣性中立であり、少しの回転速度分布のずれがただちに慣性不安定を起こすと予想されることである。水槽の回転速度を急に減少させた結果、側壁では慣性不安定による多数の水平なブルームが現れ、混合層が形成された。一方、底面では同心円状の構造が表れ、染料は内部領域へと侵入するのが見られた³⁾。

2. 室内実験

2.1 実験装置

実験装置の概略を図 1a に示す。アクリル製の円筒水槽が 3 つ同心円状に配置されている。一番外側の水槽 A の底にはドーナツ状のベアリングが敷いてあり、そこに乗せた 2 重円筒水槽 B, C がモーターによってなめらかに回転できるようになっている。一番内側の水槽 C の直径は 48cm である。この 2 重円筒水槽の底板の中心には直径 2.5cm の穴が開けてある。水槽 A からポンプで水槽 B と水槽 C の間に水を汲み込む。汲み込まれた水は水槽 C の上端のスポンジを通過して水槽 C 内に入り (図 1b)、最終的に中心の穴を出て水槽 A に戻される。ポンプの流量に応じて全体の水の量を加減して、水槽 C の縁での水位が深さ 36.5cm でいつも一定になるようにした。

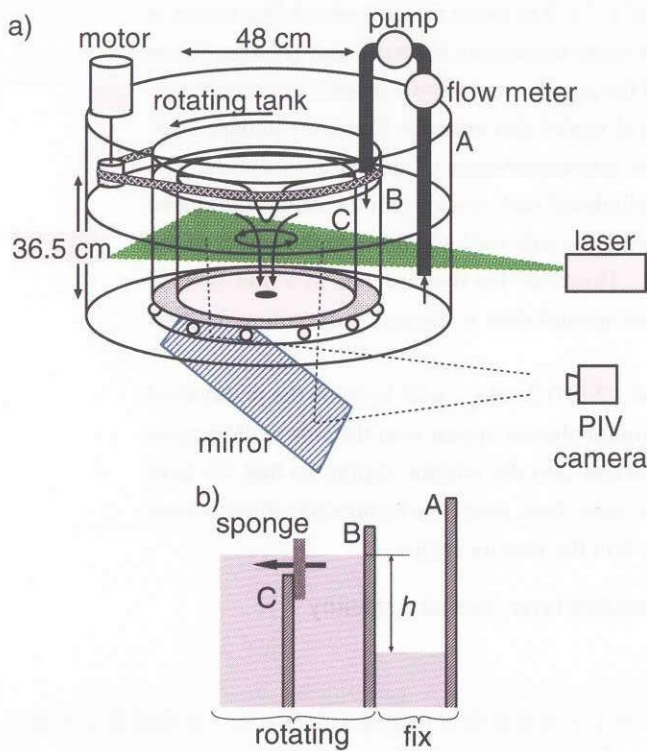


図 1 実験装置の概略図。a) 3 重の円筒容器のうち、最も外側の円筒 A は止まっており、内側の 2 円筒 B, C が回転する。観察は容器下部から、鏡を使って行なう。b) 容器の上部の鉛直断面の拡大図。円筒 C に入る水はスポンジを通過させることで円筒位置での角運動量を与える。吸い込みはポンプによって作られた水位差 h により維持される。

2.2 観測装置

水平速度の測定は PIV で行なった。水槽 C の底から 10cm の高さに水平なシート状に広げたレーザー光を照射し、水中に分散させたアルミニウム粉末からの散乱光を水槽の下から撮影した (図 1a)。

回転する水槽内の鉛直運動を PIV で測定することは難しいので、蛍光染料 (ローダミン B) をスポンジ位置で注

入し、その分布を鉛直面に広げたレーザーシート光を照射することで観察した。

2.3 実験方法

この実験の制御パラメータは水槽の回転速度 Ω と穴から吸い出す流量 Q の 2 つである。ここでは、 $\Omega = 0.2, 0.4 \text{ rad/s}$ と $Q = 50, 150 \text{ cm}^3/\text{s}$ の 2 通りずつ、計 4 通りの実験を行なった (図 2)。

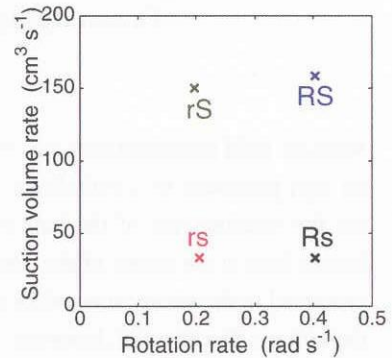


図 2 実験を行なった流量と回転数の 4 つの組み合わせ。 Ω の大小をそれぞれ R, r、 Q の大小をそれぞれ S, s とし、2 つの文字の組み合わせで実験条件を表わす。

3. 結果と考察

3.1 定常吸い込み渦の構造

図 3 は PIV から得られた定常状態の渦の接線速度の半径分布を示したものである。PIV から直角座標で得られた速度ベクトルを円筒座標に変換し、水槽の 1 回転の時間で平均をとって求めたものである。破線は側壁で与えられた角運動量が保存した場合の仮想的な接線速度分布を示す。

流量が大きいとき、渦核の外ではポテンシャル渦に非常に近い速度分布をしていたが、流量が小さいときには、角運動量保存から予想される分布に比べてかなり小さくなっていった。

渦核の半径はいずれの場合でも穴の半径よりやや大きくなっていった。回転が速く、流量も大きいほど渦核半径も大きい傾向にあった。

図 4 は流入する水と同じ位置で注入された染料の分布の鉛直断面図で、ほぼ定常状態のものである。側壁から流入した水は内部領域には入らずに側壁に沿って底まで達し、底面の境界層を通過して中心の穴から流出していた。興味深いことに、穴に近付くと染料は渦核に沿って上昇していた。

3.2 吸い込み渦の不安定

ポテンシャル渦は '角運動量が一定' の速度分布なので、慣性不安定に対して中立である。つまり、速度分布がわずかにポテンシャル渦からずれるだけで慣性不安定を引き起こす可能性がある。これをみるために、RS の場合につ

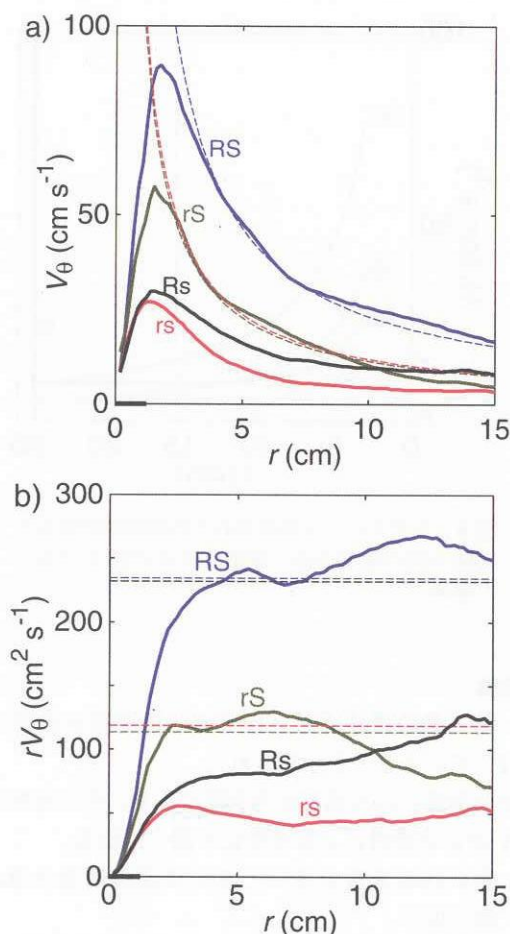


図3 4通りのパラメータ(図2.3)に対する、a) 接線方向速度の半径分布(実線)。b) 角運動量の半径分布(実線)。角運動量が保存する場合の分布を比較のために破線で示す。図の左下の横軸上の太線は底面の穴の半径を示す。

いて定常渦が実現したあとで水槽の回転数を急激に半分に変え、その過渡的な時間変化を観察した。

回転速度を下げるただちに側壁では慣性不安定が生じ、ブルーム状の運動が中心に向かって発達を始めた(図5)。ブルームによる乱流混合により側壁近傍に混合層が形成された。しかし発達は壁から10cm程度に留まっており、それ以上内部へは侵入しなかった。

それと同時に、底面からはほぼ等間隔の同心円状に染料が内部領域に貫入し、次第に多重のリング状の鉛直循環が生じた(図6)。このリング状の構造の成因は今のところよく分かっていないが、側壁でのプリューム状運動ともなっていて励起された慣性波あるいは底面の境界層の力学的不安定と思われる。

4. 理論モデル

室内実験でみられたような、流量によって渦の接線速度分布が大きく変化する現象を、簡単な理論モデルを用いて調べる。

角速度 Ω で回転する深さ H の円筒容器内部の流れを考

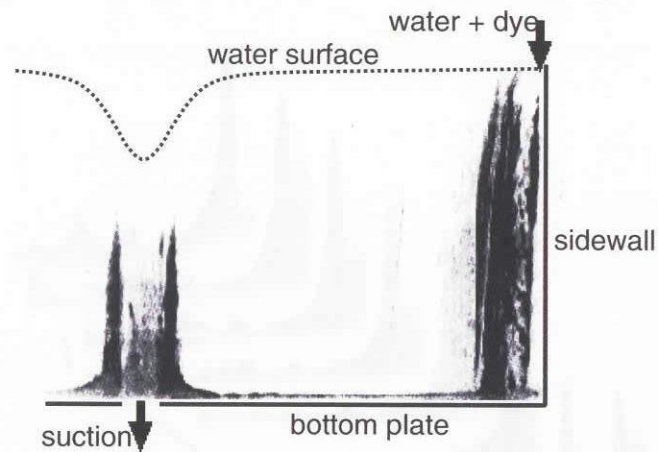


図4 円筒Cの上端から連続的に注入した染料による、定常な鉛直循環の可視化。RSの場合。

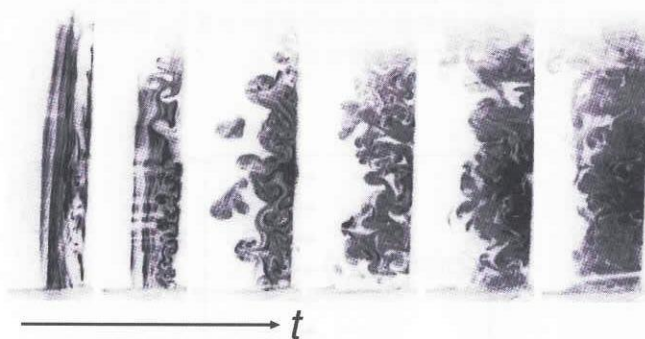


図5 水槽の回転数を突然半分にしたときに側壁の内側に生じたブルーム。左から順に5秒ごとの様子を示す。(観察位置は固定だが水槽は回転しているので、これらの連続写真(図5および6)は各瞬間では側壁・底面の異なる場所を見ていることに注意されたい。)

える(図7)。壁の位置 $r = r_0$ で Q の流量があるとする。流れは軸対称であると仮定し、水面の変形は無視する。穴の付近の流れは考えない。

流れは内部領域と境界層とに分ける。半径 r の位置の、境界層内での中心に向かう流量を $F(r)$ とする。非線型のEkman境界層での輸送は、数値的に求めた相似解⁴⁾を用いて見積もる。

基礎方程式は、流量の保存式

$$2\pi r H V_r(r) + F(r) = Q \quad (1)$$

および運動方程式

$$\frac{\partial V_\theta}{\partial t} = -V_r \left(\frac{V_\theta}{r} + \frac{\partial V_\theta}{\partial r} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 V_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r^2} \right) \quad (2)$$

である。ここで V_r , V_θ はそれぞれ(慣性系からみた)動径方向速度、接線方向速度であり、 μ は粘性係数である。

回転系からみた接線方向の流速を $v (\equiv V_\theta - r\Omega)$ とする。定常状態を仮定し、また、簡単のため内部粘性の効果は小

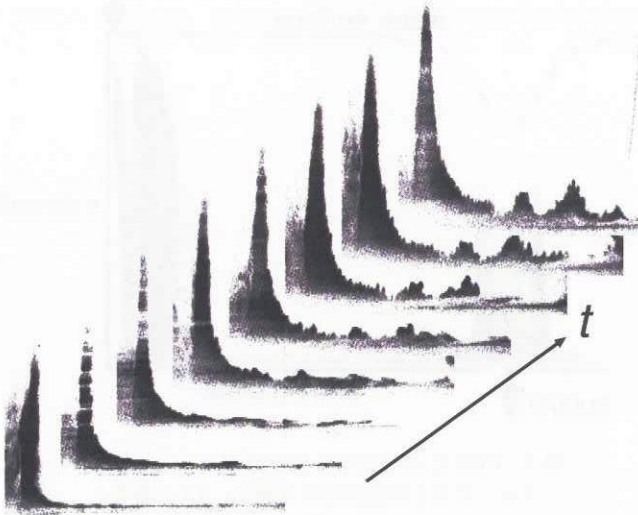


図6 水槽の回転数を突然半分にしたときに生じた、底面の境界層から内部領域への貫入。左から順に5秒ごとの様子を示す。

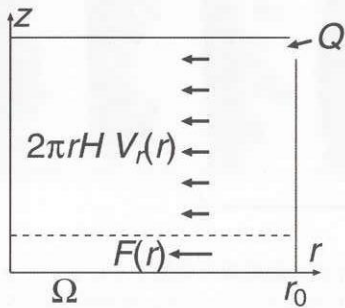


図7 理論モデルの設定。流体は底面の境界層と内部領域とに分けて考える。

さいとすると、(1), (2) 式は、

$$(Q - F(r)) \left(2\Omega + \frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) = 0 \quad (3)$$

とまとめられる。境界条件は側壁での $v(r_0) = 0$ である。
 (3) 式が成り立つためには2通りのバランスが可能である。まず i) $Q = F(r)$ となる場合。これは壁から入ってきた流量がすべて Ekman 境界層を抜けることを意味する。 $F(r)$ はそれほど大きくなることはできないことを考えると、このバランスが成り立つのは Q が小さいときに限られることが分かる。もう一つは ii) $2\Omega + v/r + \partial v/\partial r = 0$ となる場合である。これを解くと $V(r) = \Omega r_0^2/r$ すなわちポテンシャル渦となる。

したがって、実現する流れのレジームは流量の大小によって異なることが分かる。流量が多いときには内部領域でも中心に向かう流れが作られ、ポテンシャル渦が実現する。流量が少ないときには境界層での輸送が支配的で内部領域の流れは境界層によってコントロールされることが分かる。

室内実験でのパラメータを用いて (3) 式を解いたものが図8である。室内実験の結果をよく再現している。

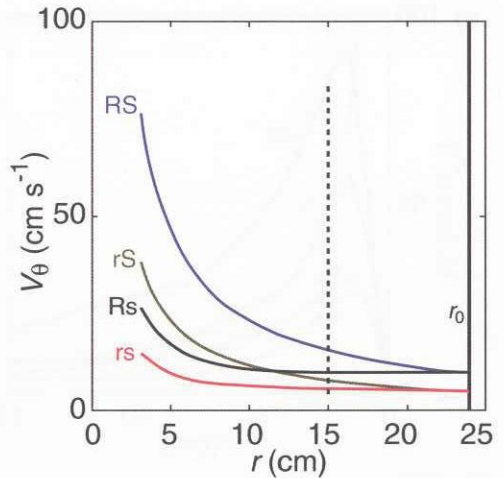


図8 モデルにより再現された内部領域の流れの接線方向の速度分布。破線より左が図3で示した領域。

5. 結論

吸い込み渦の速度分布には底面の境界層が重要な影響を及ぼしていることが示唆された。

1. 定常的な吸い込み渦を室内実験で作成し、その流れの構造を PIV および染料による可視化で調べた結果、

- 吸い込み流量が多いときには渦の構造は Rankine 渦に似る。
- 流量が少ないときには速度分布は角運動量保存の関係から大きくずれる。
- 側壁から注入した流体はほとんどが側壁に沿って下降し、底面の境界層を通過して渦の中心へと向う。
- 底面の境界層の流れ渦核の付近で一部は上昇流になる。

2. 容器の回転を急に遅くしたとき、

- 側壁では慣性不安定によるプルーム状の擾乱が生じ、混合層が形成される。
- 底面からは同心円状の上昇流が生じ、内部領域に貫入する現象が見られた。

3. 定常的な吸い込み渦について、非線型の Ekman 境界層をパラメータライズした理論モデルを用いて、吸い込み流量によって、内部領域の速度分布がポテンシャル渦になる場合とならない場合があることを示した。

引用文献

- 1) Lugt, H. J.: *Vortex flow in nature and technology*. John Wiley & Sons (1979) 297 pp.
- 2) Khoo, B. C., Yeo, K. S. and Lim D. F.: *Exp. Fluids*, **22** (1997) 300–311.
- 3) Noguchi, T., Yukimoto, S., Kimura, R. and Niino, H.: *Proc. PSFVIP-4* (2003) F4080.
- 4) Rogers, M. H., and Lance, G. N.: *J. Fluid Mech.*, **7** (1964) 617–631.

静止円筒容器中で回転する2円板間流れの遷移

水島二郎, 三浦知仁 (同志社大工)

Transitions of flow between two corotating disks in a stationary enclosure

J. Mizushima and T. Miura

Department of Mechanical Engineering, Doshisha University

ABSTRACT

Transitions of flow between two corotating disks in a stationary enclosure are investigated numerically and experimentally. The flow is symmetric with respect to the inter-disk midplane as well as axisymmetric around the axis of rotation at small Reynolds numbers. It becomes unstable to two different modes of disturbance, one of which is an axisymmetry-breaking mode to yield a polygonal flow pattern in the radial tangential plane and the other is a symmetry-breaking instability with respect to the inter-disk midplane with retaining the axisymmetry. We analysed the symmetry-breaking mode of instability numerically assuming the axisymmetry and found that the steady axisymmetric flow is unstable not only to stationary disturbances but also to oscillatory disturbances. We obtained bifurcation diagrams of the flow for various values of gap ratio and depicted a transition diagram. Our numerical results are confirmed by experiments.

Key Words: corotating disks, couette flow, instability, transition

1 はじめに

静止外周壁に囲まれた同軸回転2円板間流れは、コンピュータのハードディスクや遠心型ポンプの基礎的なモデルとして研究されている。また、この流れは流体力学において有名なテイラー・クエット流の回転軸方向の長さが有限の場合に対応している。

この流れはハードディスク内部流れのモデルとして研究されている例が多く、たとえば Lennemann[1]は円板間流体層の水平断面の可視化を行い、コアと呼ばれる領域で流れ場が多角形パターンを示すことを確認し、2円板のフラッタ現象についても調べた。Abrahamson, Eaton and Koga[2]は、2円板間領域の縦横比(アスペクト比)が小さい場合の水平断面内の流れ場を可視化実験により調べ、流れ場が回転ハブ付近で剛体回転する内部領域と、大きな渦に支配される外部領域および静止外周壁の境界層の三つの領域に分けることができることを示した。Humphrey and Gor[3]は、鉛直断面内の流れ場について可視化実験を行い、定常な2次元軸対称流から非定常な3次元流への遷移が起こる領域を示した。

舟木, 滝澤, 平田, 矢野[4]は、外周壁が少し異なった形状の場合について、回転軸方向から見た流れ場について可視化実験を行い、回転中心部分に楕円形, 三角形, 四角形, 五角形, 六角形, および円形の6種類のコア領域が発生することを確認した。

最近では、数値シミュレーションによって軸対称流れ場について調べた例や、軸対称性の破れ、3次元流れ場を調べた例もある。Herrero, Giralt and Humphrey[5]

は、アスペクト比が小さい領域で、軸対称な2次元流から遷移する非定常な3次元流について異なる2種類のものが存在することを確認し、Randriamampianina *et al.*[6]はアスペクト比が比較的大きい場合に、軸対称流れ場でピッチフォーク分岐とホップ分岐が生じることを示した。

これまでの研究において流れ場の構造に関して調べられた例は数多くあるが、詳細な流れパターンの遷移は明らかになっていない。本研究では、軸対称な流れ場について、アスペクト比およびレイノルズ数を無次元パラメータとして平衡解の分岐とその安定性を調べる。また、水平断面内の可視化実験を行い、多角形パターンの発生領域を調べる。

2 定式化

静止外周壁に囲まれた2円板間の流れを考える(図1)。2円板の半径は $r_2 - \delta r$ であり、角速度 Ω で半径 r_1 の内円筒と共に回転している。静止外周壁と2円板の間隔 δr の大きさは理論的には無視するが、実験においては2円板が滑らかに回転するために、有限の値をもつ。円板間隔を s とし、アスペクト比を $\Gamma = s/(r_2 - r_1)$ と定義する。代表速度を $r_2\Omega$ 、代表長さを $d = (r_2 - r_1)$ とし、レイノルズ数を $Re = r_2\Omega d/\nu$ と定義する。ここで、 ν は動粘性係数である。また、半径比 η を $\eta = r_1/r_2$ と定義する。

非圧縮性流体を仮定し、流れ場は軸対称とする。円筒座標系において、ストークスの流れ関数 ψ とスカラー

関数 ϕ を導入し、速度 $\mathbf{u} = (u, v, w)$ を、

$$u = \frac{1}{r_\beta} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{1}{r_\beta} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad v = \frac{\phi}{r_\beta},$$

$$r_\beta = r + r_1/d \quad (1)$$

と表す。式(1)を用いると、連続の式およびナビエ・ストークス方程式は無次元形で、

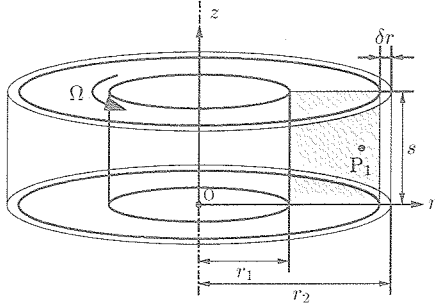


図 1: 座標系.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} - \frac{\omega}{r_\beta^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{1}{r_\beta} J(\psi, \omega) - \frac{2}{r_\beta^3} \phi \frac{\partial \phi}{\partial z}$$

$$= \frac{1}{Re} D^2 \omega - \frac{\omega}{r_\beta^2} + 2(1-\eta) \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad \omega \equiv \frac{1}{r_\beta} D^2 \psi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{r_\beta} J(\psi, \phi) = \frac{1}{Re} D^2 \phi - 2(1-\eta) \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (3)$$

と書くことができる。ここで、

$$D^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r_\beta} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

$$J(f, g) \equiv \frac{\partial(f, g)}{\partial(r, z)} = \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial g}{\partial z} - \frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial g}{\partial r}$$

である。

関数 ψ と ϕ の境界条件は、全壁面上 ($r = 0, 1; z = 0, \Gamma$) で $\frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = \psi = 0$, 2円板表面と内円筒壁上 ($r = 0; z = 0, 1$) で $\phi = 0$, 静止外円筒壁上 ($r = 1$) で $\phi = -(1 + \beta)$ である。

3 数値計算法

2円板間流れについて、数値シミュレーション、定常解の直接計算および線形安定性解析を行った。定常解の直接計算では、式(2)と(3)で時間項を0とおいた式について、定常解 $(\bar{\psi}, \bar{\phi})$ を境界条件を満たすように修正されたチェビシェフ多項式を用いて展開する。コロケーション法を用い、ニュートン・ラフソン法により数値的に解く。線形安定性解析では、流れ関数 ψ および周方向速度成分 ϕ を定常解と攪乱の和 ($\psi = \bar{\psi} + \tilde{\psi}, \phi = \bar{\phi} + \tilde{\phi}$) で表し、式(2)と(3)に代入し線形化することにより、線形攪乱方程式が得られる。攪乱の時間依存性を複素線形増幅率 λ を用いて、 $\psi = \tilde{\psi} e^{\lambda t}, \phi = \tilde{\phi} e^{\lambda t}$ と仮定する。これらを線形攪乱方程式に代入し、チェビシェフ・

コロケーション法を用いれば λ を固有値とする $\tilde{\psi}$ と $\tilde{\phi}$ に関する固有値問題に帰着される。この固有値問題をQR法を用いて解く。

数値シミュレーションにおいては、空間微分を4次精度の中心差分で近似し、時間積分はオイラー法を用いる。ポアソン方程式はSOR法によって解く。

4 可視化実験

鉛直断面内および水平断面内の流れ場の可視化実験を行った。本実験において、静止外周壁の半径および2円板半径はそれぞれ200mmと198mmとした。内円筒半径を50mmとし、 $\eta = 0.25$ の場合について、 $0.1 < \Gamma < 0.6$, $1.0 \times 10^3 < Re < 1.8 \times 10^5$ の範囲で実験を行った。作動流体には空気 (20°C , $\nu = 15.12 \times 10^{-6}$), 可視化には線香の煙を用いた。鉛直断面内の流れ場を可視化する場合は、流体層に対して垂直にスリット光を照射し、紙面に対して垂直な方向からデジタルビデオカメラで撮影した。水平断面内の流れ場を可視化する場合は、流体層に対して水平にスリット光を照射し、鉛直下方からデジタルビデオカメラで撮影した。

5 結果および考察

5.1 可視化実験と数値計算結果の比較

可視化実験を行い、数値計算結果との比較を行った。図2に可視化実験と数値計算から得られた流れ場を示す。図2(a)と2(b)はレイノルズ数 $Re = 1600$ のときの流れ場で、この流れ場は2円板間を中心線に対して上下対称である。 $Re = 2200$ になると、図2(c)と2(d)に示すように、 $Re = 1600$ のときとは異なり、上下非対称な流れ場となる。これらの図から可視化実験と数値計算結果は非常に良く一致することがわかる。

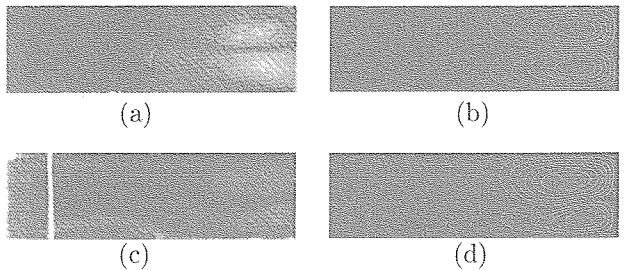


図 2: 流れ場。アスペクト比 $\Gamma = 0.3$, 半径比 $\eta = 0.25$. (a) 可視化写真 ($Re = 1600$), (b) 数値計算 ($Re = 1600$), (c) 可視化写真 ($Re = 2200$), (d) 数値計算 ($Re = 2200$).

5.2 平衡解とその安定性

2円板間流れについて平衡解を求め、その安定性を調べた。全ての計算において半径比 $\eta = 0.5$ とした。非線形平衡解を特徴づける代表物理量として、位置 $(r, z) = (4/5, 1/2\Gamma)$ における z 方向速度 w_1 を用いる。

5.2.1 アスペクト比が比較的小さい場合

アスペクト比 $\Gamma = 0.6$ の場合には、平衡解の分岐ダイアグラムが図3のように求められた。この図で、横軸

はレイノルズ数 Re ，縦軸は代表物理量 w_1 である．解の分枝 AD 上の点 M および PC 上の点 N に対応する流れ場をそれぞれ図 4(a) と 4(b) に示す．図 3 に示されるように， $\Gamma = 0.6$ では超臨界ピッチフォーク分岐が生じている．図 3 の分枝 AD 上の平衡解は図 4(a) のような (r, z) 平面内の中心線に関して上下対称な 2 個のセルで形成される定常な流れである．中心線に関して上部のセルでは流れの向きは時計回りであり，下部のセルでは反時計回りである．PC 上の平衡解は図 4(b) のような上下非対称な 2 個のセルで形成される定常な流れである．線形安定性解析から $Re_P = 966.1$ と求められた．

他のアスペクト比についても平衡解の分岐とその安定性について調べた結果， $\Gamma = 0.3 - 0.68$ では $\Gamma = 0.6$ の場合と同様に，超臨界ピッチフォーク分岐が生じ，流れは上下対称な定常流から上下非対称な定常流へ遷移することがわかった．

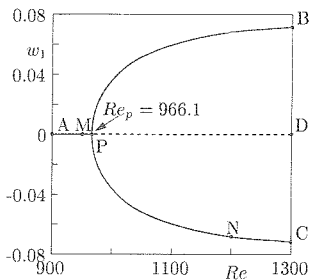


図 3: 分岐ダイアグラム．アスペクト比 $\Gamma = 0.6$ ，半径比 $\eta = 0.5$ ．実線：安定な定常解．破線：不安定な定常解．

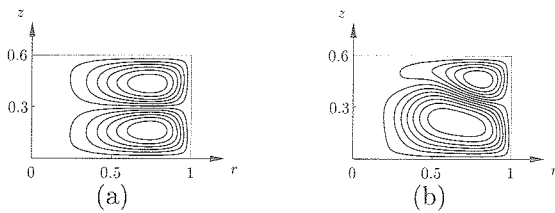


図 4: 流れ場．アスペクト比 $\Gamma = 0.6$ ，半径比 $\eta = 0.5$ ．(a) $Re = 959$ ，(b) $Re = 1200$ ．

5.2.2 アスペクト比が比較的大きい場合

アスペクト比がもう少し大きい場合についても平衡解を求め，その安定性を調べた．図 5(a) - (d) に $\Gamma = 0.69 - 0.694$ における平衡解の分岐ダイアグラムを示す． $\Gamma = 0.69$ の場合，図 5(a) に示されるように，レイノルズ数 Re が増加すると点 S において亜臨界ピッチフォーク分岐が生じ，点 T では超臨界ピッチフォーク分岐が起こる．さらに，点 U では線形安定性解析よりホップ分岐が起こることが示唆される．したがって， $\Gamma = 0.69$ では亜臨界ピッチフォーク分岐，超臨界ピッチフォーク分岐，ホップ分岐の順番で起こる．

図 5(b) は $\Gamma = 0.693$ の場合の平衡解の分岐ダイアグラムである．このときの解の分岐構造は $\Gamma = 0.69$ の場合と同様であるが， Γ が増加すると亜臨界ピッチフォーク分岐点と超臨界ピッチフォーク分岐点近づいて行く．図 5(c) に $\Gamma = 0.694$ の場合の平衡解の分岐ダイア

グラムを示す． $\Gamma = 0.694$ の場合は， $\Gamma = 0.69 - 0.693$ の場合と異なり，曲線 BQD と曲線 CRE で表されるサドル・ノード分岐が現れる．点 U ではホップ分岐が起こり，ホップ分岐が対称定常解からの第一番目の分岐となる． $\Gamma = 0.7$ および 0.71 についても平衡解の分岐構造その安定性を調べた結果， $\Gamma = 0.694$ の場合と同様な解の分岐を起こすことがわかった． $\Gamma = 0.69 - 0.71$ において，線形安定性解析からホップ分岐が起こることが示唆されるが，数値シミュレーションで周期解を得ることはできなかった．

アスペクト比 $\Gamma = 0.72$ の場合は，図 5(d) に示されるように， $\Gamma = 0.69 - 0.71$ の場合と異なり，ホップ分岐がサドルノード分岐より低いレイノルズ数で生じる．すなわち $Re_U < Re_{Q(R)}$ となる．この場合においては，数値シミュレーションから周期解が得られた．図 5(d) に示される曲線 HUG はホップ分岐により遷移した振動解の分枝 (ブランチ) である．

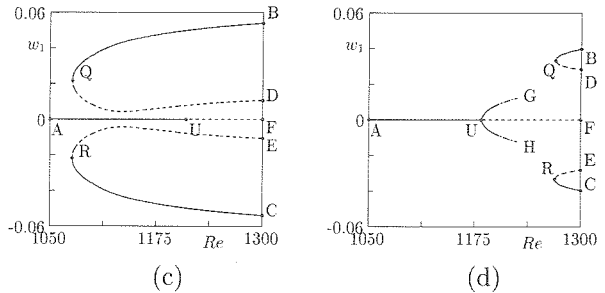
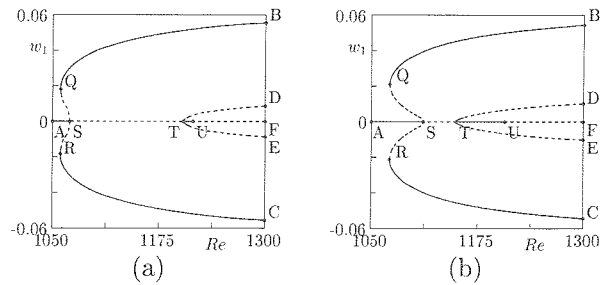


図 5: 分岐ダイアグラム．半径比 $\eta = 0.5$ ．(a) アスペクト比 $\Gamma = 0.69$ ，(b) $\Gamma = 0.693$ ，(c) $\Gamma = 0.694$ ，(d) $\Gamma = 0.72$ ．実線：安定な定常解および安定な非定常解．破線：不安定な定常解．一点鎖線：本結果からの予測．

5.3 遷移図

アスペクト比 $\Gamma = 0.3 - 0.6$ における遷移図をまとめると図 6 のようになる．図 6(a) では，結果の比較を行うために，Randriamampianina *et al.*[6] が数値シミュレーションによって求めた Re_P を \times で示した．図 6(b) は 6(a) の四角で囲った部分を拡大したものである．図 6(a) と 6(b) の \bullet ， \blacksquare ， \blacktriangle はそれぞれ，超臨界および亜臨界ピッチフォーク分岐点，転回点，ホップ分岐点を示している．今回得られた結果を Randriamampianina *et al.*[6] の結果と比較すると， Re_P の値は異なるが，アスペクト比 Γ が増加すると Re_P の値が小さくなるという意味で定性的には一致している．

図 6(a) と 6(b) について，P 領域で流れは上下対称な

定常流である。Q 領域では、流れは上下非対称な定常流である。R₁ 領域では亜臨界ピッチフォーク分岐で示されるようなヒステリシスが起こる。R および R₁ 領域では異なる流れパターンの複数の定常解が存在する。S 領域では上下非対称な定常流および軸対称周期流が現れる。T は軸対称振動流のみが起こる領域であり、図 6(b) 中に示される臨界アスペクト比 $\Gamma_c \sim 0.712$ 以上で現れる。

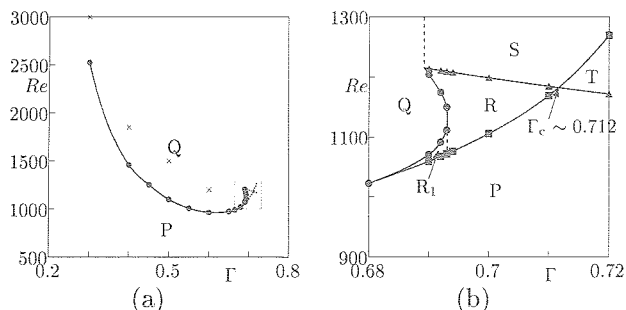


図 6: 遷移ダイアグラム. (b): (a) 中の四角部分の拡大図. ×: Randriamampianina *et al.*[6], ●: 本研究の線形安定性解析による結果 (ピッチフォーク分岐点), ■: 本研究の線形安定性解析による結果 (転回点), ▲: 本研究の線形安定性解析による結果 (ホップ分岐点).

5.4 水平断面の可視化実験

水平断面内流れ場の可視化実験 ($\eta = 0.25$) を行った. 図 7 に $\Gamma = 0.3$ の場合の代表的な流れパターンを示す. $Re = 151600$ の場合は図 7(a) のように楕円形のパターンをしている. このパターンを mode 2 と呼ぶことにする. 図中の白色部分は可視化に用いた線香の煙であり、楕円形を形成する黒色部分には線香の煙はほとんど存在しない. すなわち、楕円形領域の内部と外部では物質の交換はほとんど行われていない. また、黒色の楕円形部分は 2 円板の回転速度とほぼ同じ回転速度で回転している. 本研究では、図 7 (b) - (e) に示すように、楕円形パターン以外にも三角形 (mode 3, $Re = 76600$), 四角形 (mode 4, $Re = 49900$), 五角形 (mode 5, $Re = 39300$) および六角形 (mode 6, $Re = 31600$) の流れパターンも確認された.

広範囲のアスペクト比およびレイノルズ数について、各流れパターンの発生領域を調べ、図 8 のような領域図を得た. 図中の灰色の領域は定常な流れパターンが確認できた領域である. 隣接するモード間に存在する白色の領域では、定常な流れパターンが確認できなかった. また、図 8 から、アスペクト比が大きくレイノルズ数が高い領域では低次のモードが現れ、アスペクト比が小さくレイノルズ数が低い領域では高次のモードが現れることがわかる.

6 まとめ

静止円筒容器中で回転する 2 円板間流れについて、数値計算および可視化実験を行った結果次の結論を得た. (1) アスペクト比 Γ が比較的小さい場合 ($\Gamma = 0.3 - 0.68$) は、レイノルズ数 Re が大きくなると超臨界ピッチ

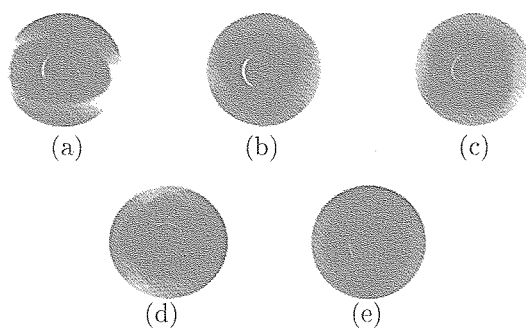


図 7: 可視化写真 (水平断面). $\Gamma = 0.3$. (a) mode 2 ($Re=151600$), (b) mode 3 ($Re=76600$), (c) mode 4 ($Re=49900$), (d) mode 5 ($Re=39100$), (e) mode 6 ($Re=31600$).

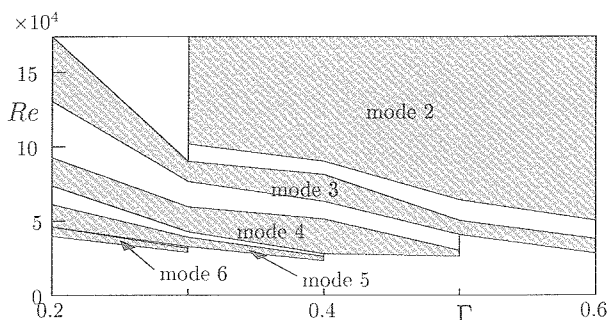


図 8: 流れのパターン領域図.

チフォーク分岐が生じ、定常流から定常流への遷移が起こる.

- (2) アスペクト比 Γ が比較的大きい場合 ($\Gamma = 0.69 - 0.71$) は、ヒステリシスが起こる領域や複数の定常流が安定な領域が存在し、周期流の存在が示唆される.
- (3) 臨界アスペクト比 Γ_c を超えると、周期流のみが安定な領域が現れる.
- (4) 流れ場の水平断面内可視化実験により楕円形、三角形、四角形、五角形、六角形の 5 種類の流れパターンを確認した.
- (5) アスペクト比 Γ とレイノルズ数 Re がともに大きくなると、より低次のパターンが現れ、アスペクト比 Γ とレイノルズ数 Re がともに小さくなると、より高次のパターンが現れる.

参考文献

- [1] E. Lennemann, IBM J. Res. Develop., 480-488 (1974).
- [2] S. D. Abrahamson, J. K. Eaton and D. J. Koga, *Phys. Fluids* A1, 241-251(1989).
- [3] J. A. C. Humphrey and D. Gor, *Phys. Fluids*. A5, 2438-2442(1993).
- [4] 舟木 治郎, 滝澤 敬次, 平田 勝哉, 矢野 秀雄, 日本機械学会論文集 B61, 2924-2929(1995).
- [5] J. Herrero and F. Giralt, *Phys. Fluids* 11, 88-96(1999).
- [6] A. Randriamampianina, R. Schiestel and M. Wilson, *J. Fluid Mech.* 434, 39-64(2001).

細條流の遷移と破断

佐藤 浩、斎藤博之助、中村 宏（ながれ研究集団）

Transition and Breakdown of Fine Water Jet

H.Sato, H.Saito and H.Nakamura

Institute of Flow Research

ABSTRACT

The liquid jet into air has been investigated in various fields, including bubble jet printer and polymer extrusion. We made a simple, fundamental experiment. The round jet shows the random nature of breakdown. The square jet shows a twisting and early breakdown. When air is introduced into the center of a round jet, the breakdown becomes less random. The control of breakdown was possible by external sound.

key word: water jet, jet breakdown

0. はしがき

小さな孔から細い水が重力によって流れ出した流れを細條流と名付けます。この流れには沢山の力が働いています。重力、表面張力、粘性、慣性力などです。これらの力で面白い流れが作られます。流れは層流から始まって、條流の太さの変動の線形成長、非線形成長、遷移、乱雑化、破断、粒落下などの色々な過程が観察できます。

この流れは我々が日常水道栓で観察していて、分かっていると思うかも知れませんが、我々は眼の中にある残像の為に瞬間的には間違った像を見ています。シャッター速度の遅い写真のようなものです。このことは細條流の集まりである滝や噴水についても言えます。我々はビデオカメラの速いシャッターの撮影でこの残像効果から逃れる事が出来ました。

この條流は色々な分野で研究され、応用されています。インクジェットプリンターではごく小さい粒子が高速で飛んでいきます。プラスチック材料の引き出しでは、重合とか相変化の過程を含んでいます。

表面張力を考慮した條流の安定の議論には Rayleigh の仕事がよく知られています。しかしそれはアカデミックなもので、実際の応用にどれほど役に立つのか分かりません。

1 実験装置

細條流は内法 15 cm x 15 cm の断面で、高さが 2 m ほどの透明アクリル箱の中に作られ、撮影は箱の外から行われました。この箱は外からの風を防ぐためのものです。図 1 はそれを示しています。

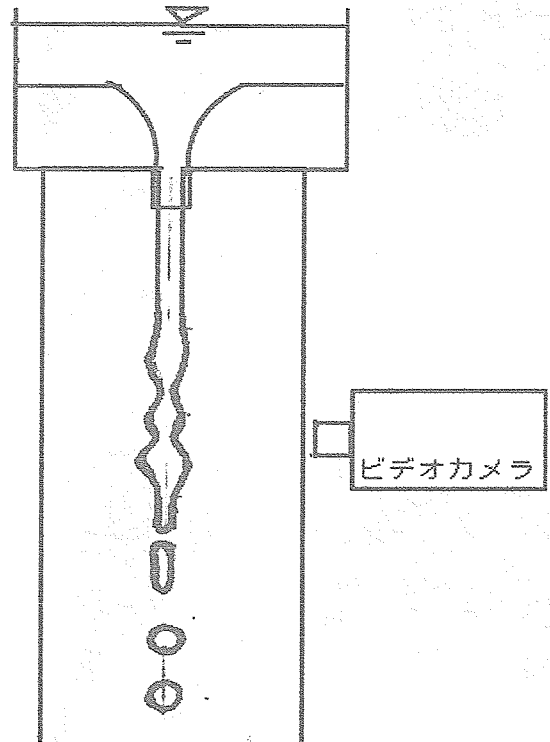


図 1 実験装置

流す水は箱の上端に置いた水槽の底から供給されました。流れ込みを滑らかにするような形で、そのあとで 50 mm 程度の助走区間が作られています。水槽の水位の変化を時間的に追跡することで噴出流速を測定しました。水には白い水彩絵具を薄く溶いて、写真写りを良くしてあります。

撮影はデジタルビデオカメラで、シャッターは

主として1/8000秒と称するものを使いました。それによってくっきりした画像を得ることが出来ました。必要があれば鏡を使って正面、側面の両方を同時に同じ画面に撮りました。写真のコマの間隔は1/30秒で一定です。水粒の落下速度の見当は1/30秒の間に落ちる距離から推定しました。2枚の続いたコマ写真で変位が捕まえられないときは、1/250, 1/500秒のシャッターを使い、ぼけ具合を撮影して落下速度を推定しました。

2. 円孔

細條流で最も基本的なのは断面が円の孔からの垂下です。内径として1mm、1.5mm、2mm、3mm の4種類の孔が使われました。

層流状態では真っ直ぐで変動のない流れになります。壁で囲まれているので空気による條流への攪乱はありません。流れ方向に断面積が一定ですから断面の平均流速は一定ということになります。

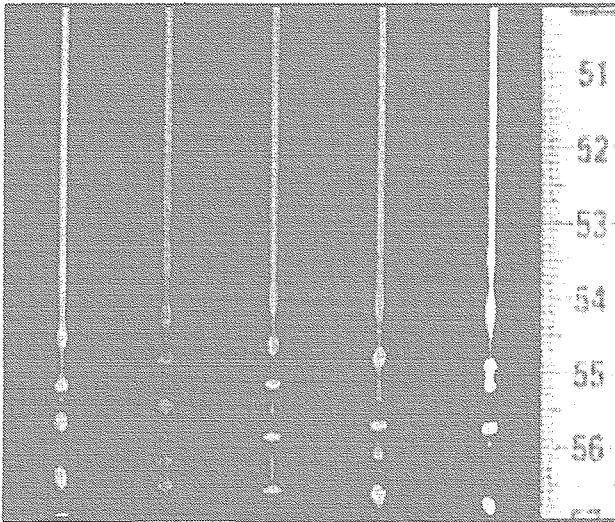


図2 1.5 mm 孔破断点付近

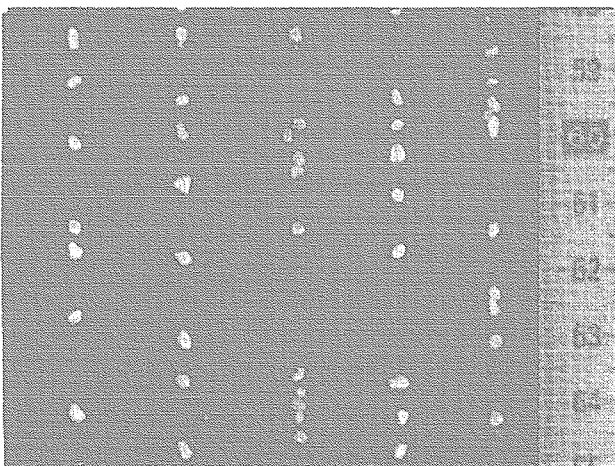


図3 1.5 mm 孔粒子群

この条流が垂下すると、やがて表面に振動が現れ、遷移に近づきます。

図2と図3は孔直径1.5mmの場合のビデオカメラのコマどりの合成です。隣り合う2本の筋の間隔

は1/30秒で、この短い時間に破断点が乱雑に変わっています。

もっと下流の図3ではばらばらの粒子群が作られています。直ぐ気が付くことは、前のコマとつぎのコマとの間には相似性がない、別の言い方では粒子群は凍結していないということです。

粒の大きさは一様ではありません。大きい粒は直径がほぼ3mmで、小さい方は1mmです。この小さい粒の発生は以前から分かっていました。satellite drop (子)です。粒の大きさが連続的にならないのは何かの機構が絡んでいるからでしょう。子の発生の原因は破断機構の違いにあります。細く引いた長い糸は丸まって小さな子になるようです。

図4は吹き出し口までの助走区間の長さによる破断場所の違いを示しています。助走区間が長いほど、破断が上流に移っています。しかし助走が50mmで破断が下に移っています。これは長い助走で管流が発達したのが理由でしょう。

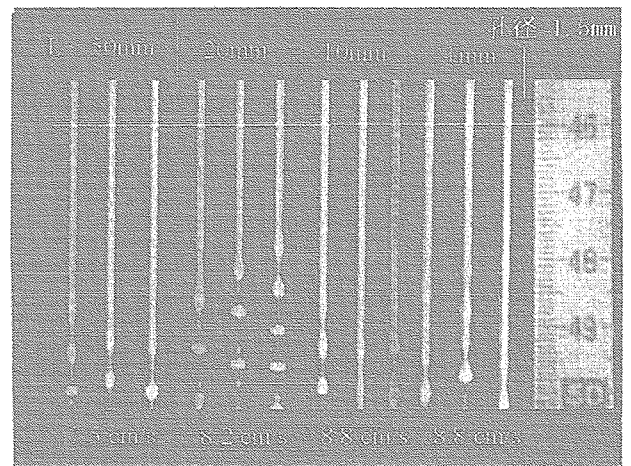


図4 助走距離による破断の変化

孔の直径が3mmになると、流出速度が上がり、レイノルズ数が大きくなって管流は乱流になって、乱流細条流を作ります。こうなると破断までの過程が違ってきます。破断の前の細条流の形には凹凸がはっきりと見えます。

円孔直径と破断場所の関係見ると直径が大きいほど破断点は下に移ります。これは洗面所での我々の経験と一致します。

3. 雫

孔に対する水の供給を極端に少なくすると、水は孔口に溜まり、表面張力の作用で球面状になります。供給がさらに続くと球は段々に大きくなり、やがて重力が表面張力に打ち勝って球は孔から離れ、球粒子となって落下します。すなわち雫です。

雫が孔から離れる条件を利用して水の表面張力の見当をつけることが出来ます。重力と表面張力とが釣り合うとして計算された表面張力の値は物性値の表に出ている値によく一致します。

雫では粒子と粒子の間が離れているのでビデオカメラで1つの粒子を追跡すると、落下速度を測定することができます。色々なサイズの孔を使うと、粒の大きさの違いによる落下速度の違いを見ることが出来ます。カメラは1/30秒の間隔でシャッターを切りますから粒子速度は正確に見積もれます。色々な直径の粒の落下速度を見ると、どれも真空中の自由落下と殆ど同じです。これは空気抵抗に較べて重力がうんと卓越している事からも分かります。

落下に伴って粒子がどのように変形するかも調べましたが、観測できるほどの変形はありません。

4. 矩形孔

吹き口が円ではなくて、扁平な矩形の時の有様を観察しました。孔の内法断面は0.8 mm x 8 mmで、長辺と短辺の比は10です。直角方向に事柄が違うので、鏡を使って前面、側面の両方向から同時に撮影しました。それが図5です。それを見ると長軸方向へは條流が縮小して、逆に短軸方向へは拡大する、すなわち円形に近づこうとする傾向がはっきりと分かります。その拡大、縮小はオーバーシュートして下方へ繰り返します。

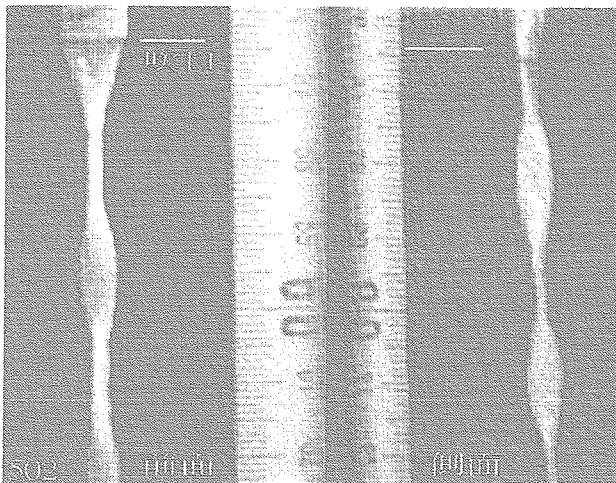


図 5 矩形孔 両面写真

これを断面積のほぼ等しい直径2 mmの円管に較べると、遷移、破断がうんと早く起きます。円孔の場合の破断点は吹き口からほぼ20 cmの下方なのに対して、矩形の場合は6 cmほどです。

5. 環孔

丸い吹き口の中心部に別の丸い芯があり、水の噴き出す断面が環の形をしたところから水が垂下するという特殊な細條流の様子を観察しました。芯の部分も管になっていて、そこには空気が供給されています。すなわち、中心部には空気があり、その周りを水が取り囲んでいます。水と空気の流量は独立して変えることが出来ます。その流量の比によって流れが強い影響を受けます。まず空気の流速が水の流速に較べて小さい場合が図6です。層流部分は殆ど

無く、遷移点も破断点も固定しています。

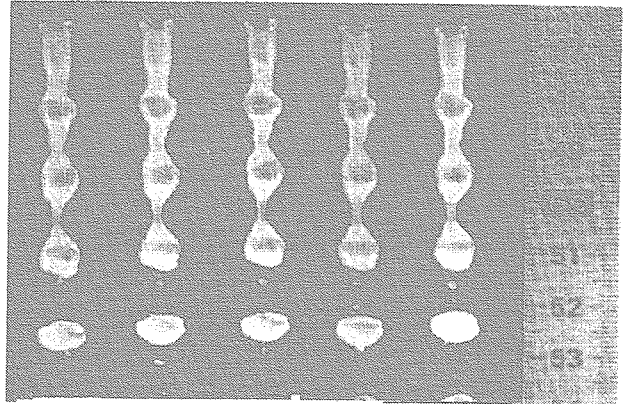


図 6 環孔 空気 280 cm/s 水 430 cm/s

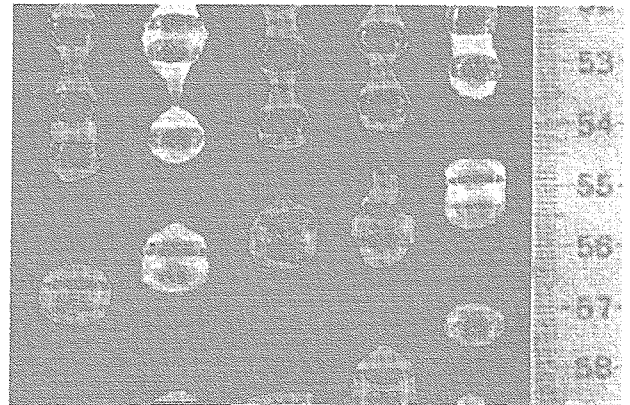


図 7 環孔 空気 830 cm/s 水 430 cm/s

図7は空気流速が水の流速を大きく上回る場合で、泡の膨れ上がりも少し違ってきます。破断点は必ずしも揃わず、破断の有様にも乱雑が入っています。粒子の大きさも、落下速度も揃いません。

両方の速度が同程度の時は遷移と破断は吹き口のすぐそばで起こります。しかもその有様には再現性があり、乱れは弱くなっています。出来上がったシャボン玉も寸法が揃い、落下速度も揃っています。

6. 考察

上方にある貯水槽の底に穴が開いていて流れ出る條流は最初は綺麗な層流を保ちます。やがて表面に凹凸が発生します。その振幅は初期にはきわめて小さく、線形の考え方を許します。やがて凹凸の振幅が大きくなると非線形の関係になります。これが遷移です。凹凸がさらに発達して流の中に非常に細い部分が出来ると、そこで破断が生じて流は切れ、切れた円筒状の部分は表面張力によって球状になって落ちていきます。

吹口直径1.5 mmのとき、吹口での平均流速は0.6 m/sの程度です。これが垂下の初期に縮流して、速度は1 m/sとなると見られます。これ以後は大きな加、減速は無く、破断点まで続きます。

表面張力波の非線形成長によって破断直前の細條直径は0.3 - 0.4 mmで、これに相当する流速は最大で2 m/sの程度と見積もられます。

一方で画像から見積もられた破断後の粒子の速度もほぼ 2 m/s で、この点での一致はよいようです。

粒子の落下速度は破断したときの條の直径で決まり、ここに乱雑さが現れます。粒の落下速度は決して一様ではありません。おそらく破断の時の初速度の違いで落下速度が変わるのでしょう。

破断は條流表面の表面張力波の非線形成長に伴う條流の直径の減少によるものです。しかし細くてもまだつながっている時に、どこが最初に切れるかによって、発生した粒の行動に大きな影響があります。切れる場所によって、子の発生の仕方が大きく変わります。上の方で切り放されると、細い部分は吸い込まれ、表面張力による真球化によって大きな粒になります。下の方で切れると、小さな部分は切り離されて、子となるように見えます。どこで切れるかは確定しません。これが乱雑化の原因でしょう。

條流が破断する長さは1ヶあたり 1 cm ほどと見積もられます。落下速度を 200 cm/s とすると、破断の周波数は 200 Hz となります。1コマ $1/30$ 秒のムービーでは1コマの画像は数回の破断の内の1つにすぎないのです。

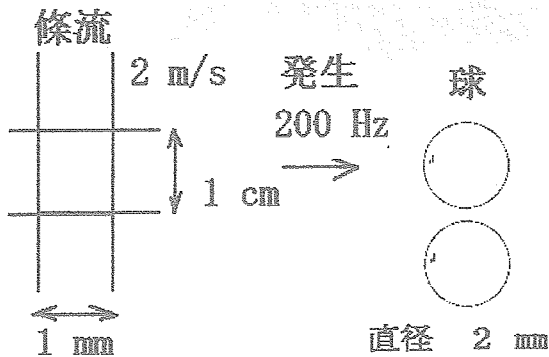


図8 破断模式

直径 1 mm の條流の 1 cm が切れて、丸まるとすれば球の直径は 2 mm ほどです。その関係が図8です。この球の 200 ヶが1秒間に放り出されていることになります。

乱雑な破断には3つのモードがあります。

1. 破断点の乱雑な上下。
2. 破断後の速度のバラツキ。
3. 破断点が上下し、粒子の速度にもバラツキ。

これらのどれが卓越するのはよく分かりません。何故破断後の速度がばらつくのかという機構もよく分かりません。

遷移と破断を外部から制御することを試みました。適切な制御によってこれらのバラツキを変えることが出来そうです。

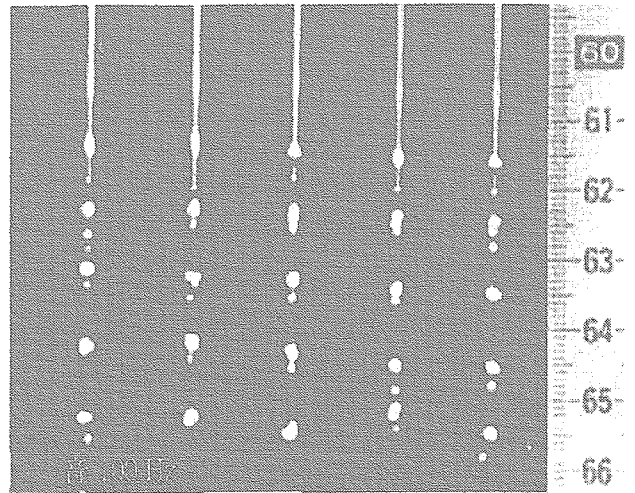


図9 音励起 破断

簡単なやり方は音を送り込むことです。吹出管を長く (270 mm) してスピーカーから十分に強い音を送り込んでみると、 100 Hz 付近で強い反応がありました。破断点が前進して、しかも時間的に綺麗に揃っています。破断点の位置は自然破断の最も上流の位置にほぼ一致します。これは完全な励起です。図9は 100 Hz の音を送ったときのものです。

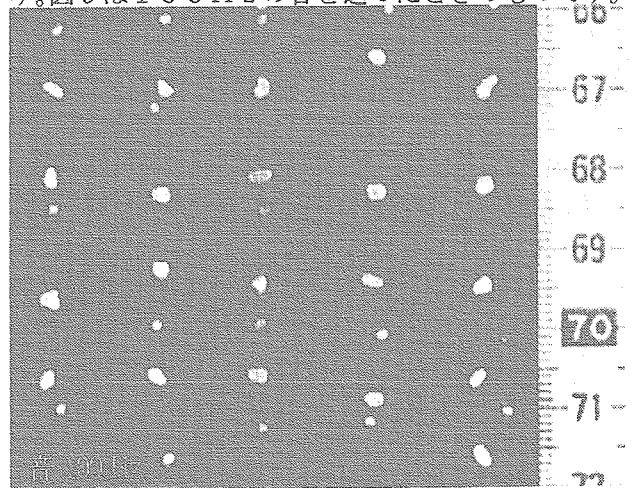


図10 音励起 粒子群

図2に比べると音の効果が分かります。粒子群の写真が音無しの図3と、音有りの図10を比べてみると、音があると粒子群はよく揃っています。調べてみると、この励起は吹出管の振動によるものであることが確認できました。吹口は 0.3 mm 程度の振幅で動いています。この振動は音によるものであるのに疑いはありません。自然破断の場合にも吹き口が全く振動しないという保証はありません。ひよつとしたら認められない程度の小さな振動が、遷移と、破断に影響しているのかも知れません。

考えてみると細條流については、やる事がまだまだ沢山あるようです。

流動環境シミュレータと今後の予定

小濱泰昭、加藤琢真、菊地 聡、太田福雄（東北大学流体科学研究所）

Flow Environment Simulator

Y. P. Kohama, T. Kato, S. Kikuchi, F. Ohta

IFS, Tohoku Univ.

Abstract

Results of the fundamental performance measurement of newly designed and constructed fluid dynamics research facility “Hyuga Aerodynamic Research by Towing (HART)” is reported. Outstanding features of present facility are its ultra low turbulence intensity nature and capability of measuring wing-in-ground effect performance. Using this facility, high accuracy turbulent transition research, under floor flow measurement of vehicles, wing-in-ground effect research and others researches are possible.

Key Words : Ultra low turbulence intensity nature, Boundary layer transition, Wing-in ground effect, Under floor flow, Experimental research facility

1. はじめに

2003年10月より東北大学流体科学研究所に設置された新たな流体科学研究設備「流動環境シミュレータ」（通称“曳航風洞”）は現在その基本性能が計測され、いよいよ本格稼働しようという段階にある。1903年にライト兄弟が世界で初めて動力機による飛行に成功した裏には、“風洞”という実験装置を発明し、翼特性を組織的に測定、飛行機の浮上特性を科学的に研究開発したという事実がある。その後100年間にわたり風洞は航空機開発に必須の地上設備として機能してきたのみではなく、航空機以外の多くの分野でも主要実験設備として位置づけられてきた。

しかし、航空機開発に限定すれば、風洞という装置の限界も見え始めてきている。即ち、回流式風洞で人工的に作った流れの中に残存する気流の乱れ強さが境界層の乱流遷移に悪影響を与えたり、測定部における風速分布や乱れ強さ分布の非一様性を完全に除去できないなどのために、実機の飛行とは異なるデータが得られてしまうことである。そのため近年では低乱風洞の開発が進み、

主流中の乱れ強さも0.02%⁽¹⁾前後まで低められた。しかし、それでもフライトテストのデータとは異なる小さなレイノルズ数しか得られない現状がある。要するに航空機の更なる性能向上のためには、もはや回流式の風洞設備では限界に達してしまうという状況に至っている。回流式の風洞で更に乱れ強さを減じることは技術的に殆ど不可能になっている。

結局、船舶の開発で実績のある曳航水槽みたいな装置（周辺の水は静止）を航空機開発でも必要な時点に到達している現実がある。しかしそれは費用的に非現実的であろう。回流式風洞の数倍の費用がかかってしまうし、寸法的にも巨大な長さになってしまうからである。欲しい設備ではあるが、建設コストを考えると費用対効果で諦めざるを得ない。

しかし、既存の設備を有効活用することでそれは可能となる。我々はこれまで旧リニアモーターカー跡地を活用してエアロトレインの研究開発⁽²⁾を行ってきている。その過程で、走行路

(幅 3.5m、両側壁高さ 1.4m のコンクリート製) を基本として一定の改修を施すことでそのような設備が実現することに気が付いた。そして、それを文部科学省に概算要求したところ、幸運にも採択され、昨年 4 月に完成の運びとなった。

2. 流動環境シミュレータの概要

流動環境シミュレータの模式図を図 1 に、その主な仕様を表 1 に示す。測定部の寸法が幅 3.4m、高さ 3.3m (但し上部はドーム形状) であり、測定部長は 515m となっている。最高速度は 50m/s であり、従って計測時間は最短で 10 秒となる。測定モデルは走行台車 (基本的に 8 輪電気自動車で、駆動輪は 4 輪) のトラバースアーム先端に取り付けられ、走行中にモデルに当たる流れを計測することになる。

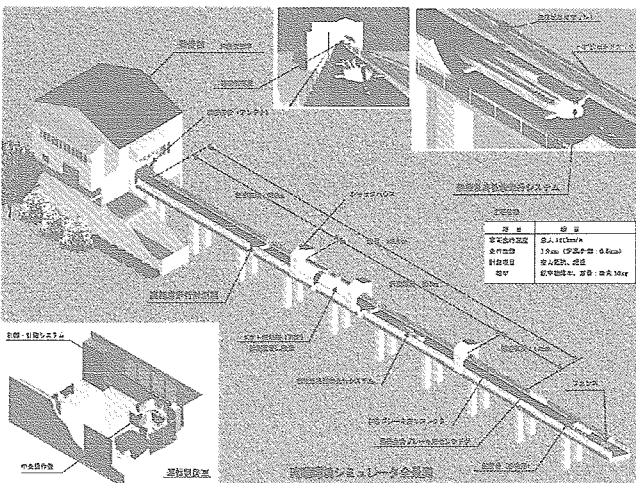


図 1. 流動環境シミュレータの概要

本設備の主な特徴は、

- (1) 極低乱流下での計測
- (2) 地面との強い干渉を生じる流れ(地面効果など)の計測
- (3) 流体騒音に関する計測
- (4) 各種流体計測機器の検定
- (5) CFD 検証計測

などである。

表 1. 流動環境シミュレータの主な仕様

主要緒言	
最高対地速度	50m/s
測定部長さ	515m
測定部断面形状	地面より 1440mm 以下: 長方形 地面より 1440mm 以上: ドーム形状
測定部断面寸法	高さ: 3300mm 幅: 3460mm (1440mm 以下)
最小乱れ強さ	0.13% (ハイパス周波数 1Hz)
平均乱れ強さ	0.25% (ハイパス周波数 1Hz)
測定部内壁表面	断熱、吸音材 (グラスウール)
台車の性能	
駆動方式	Li-Ion バッテリー駆動式電気自動車
寸法	全長: 7.6m (空力パーツを除く) 全幅: 2.0m (サイドガイドを除く) 全高: 1.2m (模型支持アーム、無線アンテナを除く)
重量	2.85 t
車輪数	8 輪 (4 輪が駆動輪)

3. 流動環境シミュレータの基本性能

流動環境シミュレータの基本性能を計測する上で以下の計測機器を使用した。

- ①車速計 (小野測器製 LC-3110)
- ②ピトー管+差圧変換器 (Druck 製 PMP-4815)
- ③熱線流速計 (DANTEC 製 54T30)
- ④微風速計 (柴田科学製 ISA-23)
- ⑤データロガー (共和製 EMR-1000A-32ADS3)

計測は走行台車内に搭載された計器により走行中に自動計測され、搭載されているコンピュータに取り込まれる。台車が帰還した際に制御室のコンピュータに移されて解析される。

図 2 に対地速度と対気速度との比較結果を示す。対地速度に比べて対気速度は低い。これは自然風の影響と考えられる。また、計測部において対気速度が低下していく。走行台車がドーム内の空気を押ししてしまうためと思われる。

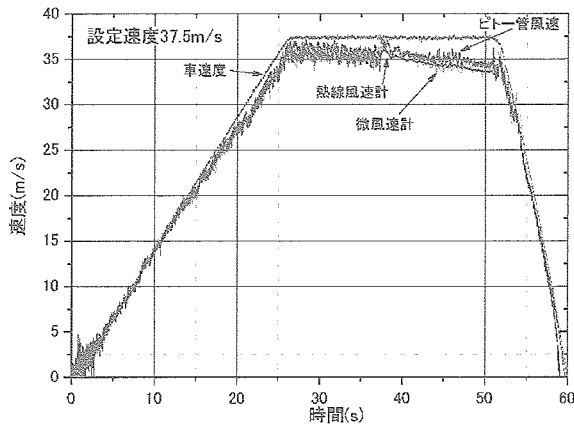


図2. 対地速度と対気速度の計測結果

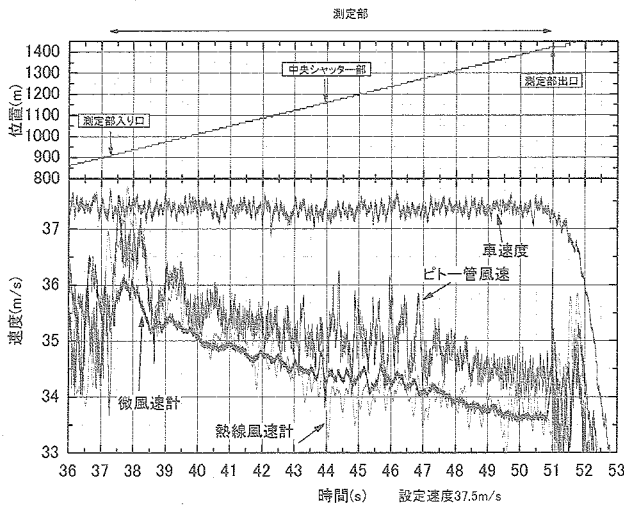


図3. 測定部の詳細データ

図3に搭載した各種計測機器により得られたデータを示した。測定部に台車が突入すると断面積変化のため対気速度に乱れが生じ4秒ほど持続する。中間シャッター部にも断面積変化があり、再び乱れが生じることがわかる。

図4に走行中の速度変動測定結果（相対的に気流の乱れ強さに対応）を示す。ハイパス周波数によらずrmsの速度依存性が少なかったため、さまざまな走行速度の結果をまとめている。入り口、出口の影響を考慮し1000mから1350m区間のデータを用いてrmsを求めてみた。自然の風の影響が強く、測定値は大きくばらついており、平均値は結果として極低乱状態にはなっていない。しかし、自然風の影響が比較的低いと思われる、測定値の低い乱れの値を取れば、0.06%に達している。

振動特性は0.01%以下であり、全区間にフードを設けて自然風の影響を排除できれば、当初目途した性能が確実に得られている見通しがついた。加えて気流変動として現れるモデルの走行時の振動は極めて周波数が低く、かつモデル全体に均一に影響するために、従来の回流式風洞の主流に残存する速度変動とは性質が全く異なるものであり、境界層の乱流遷移に悪影響を与える可能性が極めて低いものであろう。

平均値に関しては全周波数で見ると rms は0.5%、5Hz以上の成分で見ると0.17%である。

図5に測定部出口付近での流れの過渡特性を計測した結果を示している。走行台車が出口に到達した時間を0とした時間である。台車で対気速度の減少分と測定部出口における風速の増加分が等しいことから、台車で対気速度の減少は、台車が走行することにより測定部の空気が動いてしまい発生することがわかる。

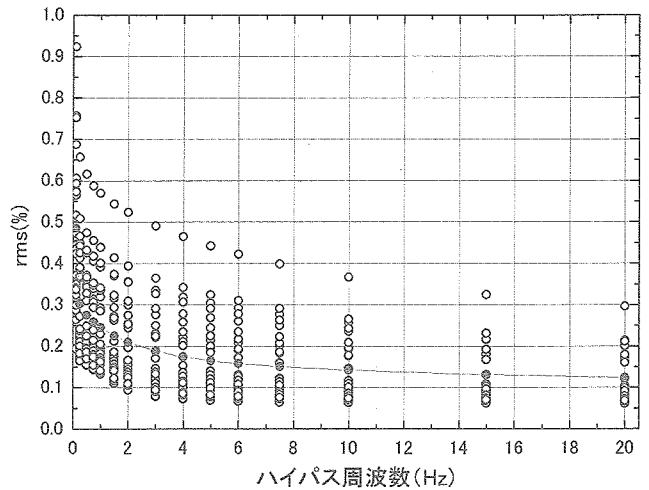


図4. 速度変動測定結果

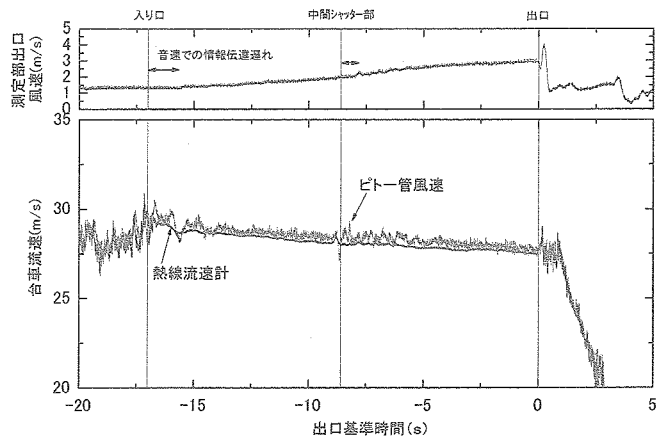


図5. 出口風速と台車で対気速度の関係

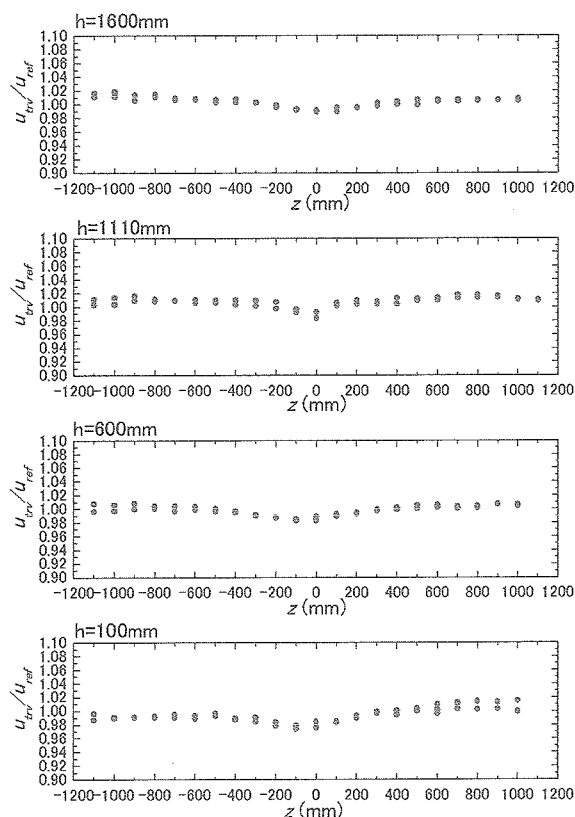


図6. 平均速度分布

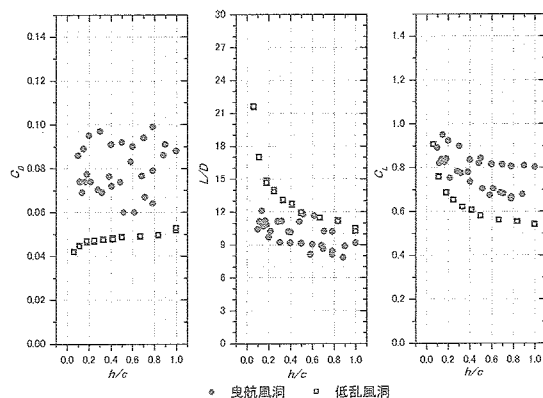


図7. NACA4412 翼性能試験

図6に平均速度分布を示す。測定は、アーム先端に固定した基準ピトー管と移動させるトラバースピトー管を取り付け、平均速度の空間分布を調べた結果である。アーム位置に当たる $z=0$ で流速が2%ほど低下している。

図7に基本的な翼型を用いて地面効果特性を測定した結果を示した。NACA4412 翼モデルを迎角 6° でロードセルに固定し空力特性を測定した。

比較のため、同じモデルで低乱熱伝達風洞で測定した結果もプロットしている。現在の所、風洞実験で測定できる小さなL/Dまで計測できていない。万が一の地面との接触の心配があるためである。近い将来、地面に完全に沿う機構を開発して近づける工夫をしたいと考えている。

4. 今後の予定

航空機の抵抗低減に必須の境界層の乱流遷移に関する研究は、既に述べたように従来の風洞では実験できない状況に陥っている。しかし本設備を使用することでこの問題が解決される可能性がでてきた。今年度中に平板を使用した乱流遷移に関する計測を実施して、本設備の優秀性を実証したい。本設備は東北大学のみならず、全国の大学や研究機関、そして民間企業との共同研究で有効利用する予定である。

5. おわりに

目に見えない流れの研究は、まさに5人の盲人と象、の例えに似ている。風洞の性能の詳細を正確に議論せずに、測定結果を盾に異なる現象が出たと判断し、受け止めてしまう。しかし多くの場合、それは風洞の性能に起因する場合が多い。特に境界層の乱流遷移現象に関してはそうであり、これまで様々な不安定性が検出され、議論され、解決されないまま現在に至っている問題が多い。それらを厳しく受け止めたら、これからは欧米ではごく当たり前に行われている、標準モデルを設定し、複数の風洞を使用しての対応実験研究を我が国でも一般的な問題として行うべきではないだろうか？

参考文献

- (1) H. Ito, R. Kobayashi, Y. Kohama: The low-turbulence wind tunnel at Tohoku University, Aeronautical Journal April(1992), 141-151.
- (2) 尹 童熙、ほか3名；エアロトレインの翼干渉制御による空力性能向上、日本機学会論文集 70 巻 649 号 (2004-6)、47-4.

RANS による航空機の抵抗予測の現状と課題

山本一臣, 村山光宏 (JAXA/ISTA)

Current status and issues of drag prediction for aircrafts using RANS

K. Yamamoto and M. Murayama

Institute of Space Technology and Aeronautics
Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

This paper presents current status and issues of aircraft drag prediction using numerical methods based on Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS) in JAXA. Several results on an airfoil and aircrafts show the prediction of aerodynamic drag is very sensitive to grid density and numerical schemes as well as transition in boundary-layer. Although state-of-the-art RANS CFD can not satisfy the requirement for aerodynamic design of aircrafts enough, it already provides almost the same reliability as wind tunnel tests in some cases. To overcome the issues in the prediction reliability, tighter cooperation between numerical and experimental methods is important besides efforts to improve numerical schemes and turbulence models.

Key Words: CFD, Drag prediction, Reynolds-averaged Navier-Stokes equations

1. 序論

航空機の空力抵抗の予測精度向上は、例えば大型機になれば全抵抗の 0.4%あるいは抵抗係数 1 カウント (=0.0001)の予測誤差が 450Kg のペイロードの違いに現れるりというように、空力設計において重要な課題である。しかし、現状の CFD 技術においては 1 カウントの予測精度は得られておらず、最近では AIAA の Drag Prediction Workshop²⁾が開催されるなど、航空機の抵抗値予測の信頼性向上についての議論が行われている。これまで JAXA 総研本部では、超音速実験機や遷音速旅客機形状を対象として、Reynolds-averaged Navier-Stokes 方程式(RANS)による CFD 解析の検証を目的として、風洞試験結果と CFD の比較を実施してきたが、ここでは現状の計算法について概説し、代表例としてフラップ翼型、超音速実験機 NEXST-1、遷音速風洞標準模型 ONERA M5、民間輸送機形態 DLR-F6 についての抵抗の比較結果をもとに、それぞれにおける予測精度の現状と問題点、そして今後の課題について述べる。

2. 航空機の空力解析における RANS 計算法の現状

Reynolds 平均 Navier-Stokes 方程式(RANS)による航空機の空力解析は、計算機能力の向上に従い、空力設計に積極的に利用されるようになってきている。方程式の離散化は、巡航速度が遷音速域となるため、衝撃波を含む流れの計算が扱いやすい有限体積法 (あるいは有限体

積法的な差分法) が広く使われている。80 年代に研究された空間 2 次精度 TVD スキームと 90 年代に研究された 1 方程式および 2 方程式乱流モデルを基礎にした計算法は成熟してある一定のレベルに達している。

全機体形状のまわりの流れを計算するために計算格子は、図 1 のような、マルチブロック構造格子や非構造格子が使われる。計算の精度や計算効率の面ではマルチブロック構造格子法が有利であるが、形状が複雑になるにつれ、格子の作成に多大な作業時間を必要とするため現実的ではなくなる。非構造格子法は、予測精度、計算効率の面で改良が進められており、その結果、形状、流れ場ともに非常に複雑になる高揚力装置流れなどでの信頼性向上に期待がかけられている³⁾。計算の格子点数は、形状の複雑さに依存しているが、数 100 万点から数 1000 万点程度が利用されている。昨年行われた AIAA の第 2 回抵抗予測ワークショップ²⁾では、10%以内の曖昧さで抵抗値を予測するためには、翼胴形態で約 500 万点、翼胴にエンジンナセルとパイロンがついた形態で約 750 万点以上が必要になっている。

また、高レイノルズ数流れで、巡航状態ではほとんど剥離の無い流れを実現する設計になるため、応力方程式モデルのような高次のモデルはあまり利用されず、最近では、複雑形状に対応でき、少々の境界層剥離があっても良い結果を出せる、1 方程式の Spalart-Allmaras モデル⁴⁾(以下 S-A モデル)か、2 方程式の Menter の SST モデル⁵⁾などが広く利用されている。

計算に用いられる計算機は、ベクトル並列計算機やスカラー並列計算機が用いられているが、いずれにせよ並列

計算が広く行われるようになってきている。PC クラスタが低価格で構築できるようになってきたため、以前は大型計算機に頼らなければならなかった規模の大きな計算を手元で行うことも可能となっている。

3. 抵抗予測の例

次にいくつかの具体的例で、実際の計算における抵抗予測の現状と課題について簡単に紹介する。共通して問題になっているのは、乱流モデルの以外に、数値粘性による偽の抵抗 (Spurious Drag) の存在である。さらに、自然遷移を含む場合は、3次元の一般的な形状で遷移位置の予測ができないことが大きな課題となっている。なお、断らない限り、ここではしている結果はS-Aモデルを用いている。

(1) NLR7301 フラップ翼 ($M=0.185$)

非構造格子法は複雑形状への適合性に優れているが構造格子に比較して、抵抗予測の信頼性は劣っている。そこで、適切な格子解像度やスキームを知るために、NLR7301 翼型をつかって比較計算を行った例⁶では、外部境界の大きさ、格子点数、格子細分化の領域、勾配の評価法などのパラメータが、揚力と抗力にどの程度の影響を与えるかを調査した。図2は迎角による揚力係数の変化 C_L と揚力-抗力特性での非構造格子の格子依存性を細密な構造格子による結果とともに示している。揚力では失速付近にわずかな違いを示しているだけだが、抵抗については25%もの違いが出ている。格子の細分化は翼面境界層付近ではなく、翼から離れた領域で行っており、数値粘性によるエントロピ生成が圧力抵抗の増加を招いていることが明らかになっている。

(2) 超音速実験機 NEXST-1 ($M=2$)

航技研の超音速実験機 NEXST-1(図3)について、マッハ数 2.0 における揚力-抗力特性の解析結果を航技研の1mx1m 超音速風洞による試験結果と比較して図4に示す⁷。機体全体にわたって境界層の剥離も無く、比較的抵抗推算精度の高い例であり、多数の計算結果を比較したワークショップの結果⁸でもばらつきが少ない。S-Aモデルを用いた解析では1999年に実施した試験結果と良く一致したが、風洞の改修が行われ2002年に再試験が行われた結果、1999年のものに比べ10カウント高いことが示され、実際にはCFDの予測値が低いことが分かった(図4(b))。差異が現れる様々な要因を調査した結果⁷、模型の主翼形状における工作精度内のわずかな違いや主翼後縁の厚みなどの影響で6カウントの抵抗増加がでることが計算から示された。このように機体形状のわずかな差や、風洞の気流の質で、5カウントから10カウントの誤差が生まれることから、計算ばかりでなく、風洞試験においても模型や計測の精度に十分な検討が必要となることが示された。

(3) ONERA M5 風洞標準模型 ($M=0.84$, 自然遷移)

主翼で乱流へ自然遷移するケースとして、ONERA-M5 風洞標準模型(図5)についての結果を図6から8に示す。全域乱流を仮定した計算と、風洞試験でのオイルフローによる可視化結果⁹を参考にして遷移位

置を指定したケースで比較した。図7は主翼上面の圧力係数 C_p の等高線と限界流線を示しており、衝撃波の足元の剥離の大きさが影響を受けることがわかる。その結果、30カウント(約12%)の違いが現れ、図8のように摩擦抵抗ばかりでなく、圧力抵抗も10カウント程度下がることがわかった。このケースについては、風洞試験結果よりもまだ20カウント程度の高めに予測されており、より詳細な比較検討が必要となっている。

(4) DLR F6 旅客機形態 ($M=0.75$, 強制遷移)

より実際の旅客機に近い形態の比較の例として、第2回AIAAの抵抗予測ワークショップ²の課題であるDLR-F6形状(図9)についての結果を図10から12に示す。試験はONERAで実施されたものであり、各種の風洞補正をした結果と模型の弾性変形も考慮された形状が提供されている。翼胴形態(WB)と主翼の下にナセルとパイロンを含む形態(WBNP)での比較を行った。WB形態で800万点、WBNP形態で1350万点の細密格子とその1/8サイズの粗い格子によって計算を実施した。細密格子を用い、試験で確認された境界層遷移を考慮した結果(図10)は、WB形態では試験結果よりも10カウント減、WBNP形態では高迎角はよく一致しているが低迎角で反対に試験結果より15カウント増となっている。WBNP形態で抵抗が高めに予測されるのは、パイロンの付け根において、試験結果よりも大きな剥離があらわれており¹⁰、これが圧力抵抗の増加につながっているためである。図11(a)はWB形態の抵抗値の格子依存性である。800万点の格子と100万点の格子では摩擦抵抗は1カウントの差に留まっているが、圧力抵抗は粗い格子では10カウント高い結果になっている。また、van Albadaの制限関数¹¹は、バイアスを与えることで衝撃波以外では制限関数による精度低下を防ぐことができるが、図11(b)はその影響を示している。バイアス値が小さく、わずかな変化についても制限関数が作用するようにした場合は、図11(a)同様に10カウントの圧力抵抗の増加を示している。図12のバイアス値による胴体まわりのエントロピ生成の違いから、数値粘性による圧力抵抗の増加であることがわかる。

4. 結論

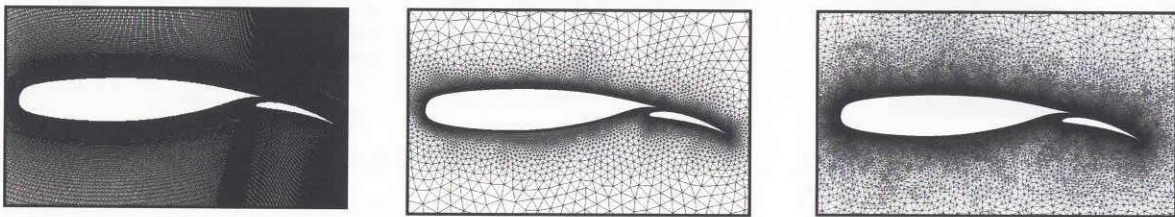
民間航空機の抵抗予測について、いくつかの計算例をもとに、その信頼性や問題を示した。模型形状を丁寧に再現した格子を用いた解析では、遷移位置がわかっており、特に大きな剥離を生じていなければ、現状の1方程式乱流モデルでも風洞試験との差はほぼ5%程度(10カウント程度)になることがわかった。また、この差は乱流モデルの影響よりも、格子依存性やスキーム依存性などの影響が大きいことも示した。しかし、この予測精度は空力設計で理想とされる1カウントには程遠く、スキームの精度向上とともに遠方場解析による抵抗値の分解・抽出による分析法¹²の開発や遷移予測法の取りこみを進めていく必要がある。一方、10カウントは、すでに現状のJAXAの遷音速風洞試験における抵抗値計測の信頼性と同程度のレベルであり、抵抗値予測の

信頼性向上のためには風洞試験技術も改善していくことが必要である。したがって、風洞壁や支持装置を含めた計算により、風洞試験の問題点や課題の明確化、風洞壁干渉補正法確立を進めていくことも重要な課題と考えられる。

参考文献

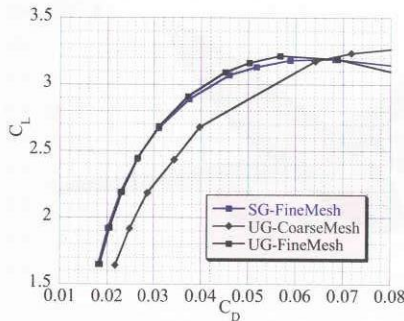
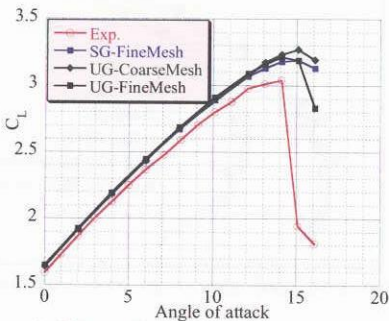
- 1) C. P. van Dam, VKI Lecture Series 2003-02, (2003).
- 2) K. R. Laffin, et al., AIAA Paper 2004-0555, (2004).
- 3) 村山, 山本: 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2004 論文集, (2005.3 刊行予定)
- 4) P. R. Spalart and S. R. Allmaras, La Recherche Aerospatiale, (1994), No.1.
- 5) F. R. Menter, AIAA J., Vol. 40, No.2, (2002), pp. 254-266.

- 6) 村山, 山本: 第 17 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2003), C1-4.
- 7) 高木, 鈴木: 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2003 論文集, JAXA-SP-03-002, (2004. 3), pp.81-88.
- 8) 高木, 山本, 吉田: 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2002 論文集, NAL SP-57, (2003.3) pp.244-249.
- 9) Staff of the 2nd Aerodynamics Div., NAL TR-774T, (1983).
- 10) K. Yamamoto, et al., AIAA Paper 2004-0398, (2004)
- 11) G. D. van Albada, et al., Astronomy and Astrophysics, vol. 108, (1982), pp. 76-84.
- 12) D. Destarac, VKI Lecture Series 2003-02, (2003).



(a)マルチブロック構造格子 (b) 非構造格子 (Coarse) (c) 非構造格子 (Fine)

図 1. NLR7301 翼型まわりの格子の比較



(a)揚力-迎角 (b) 揚力-抗力

図 2. NLR7301 翼型の空力特性(M=0.185, Re=2.51x10⁶)

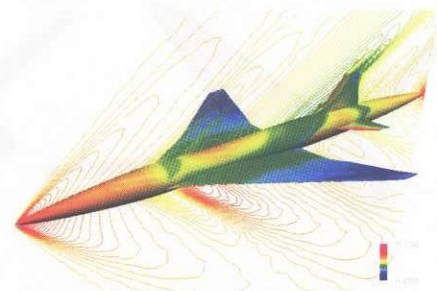
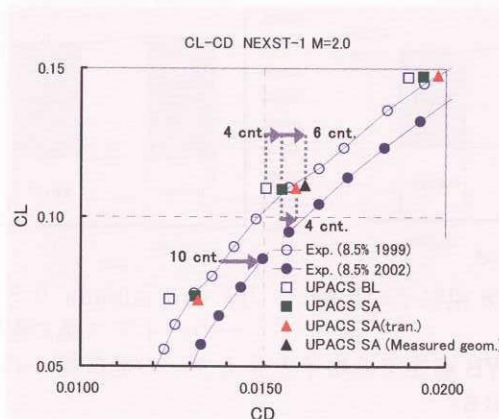
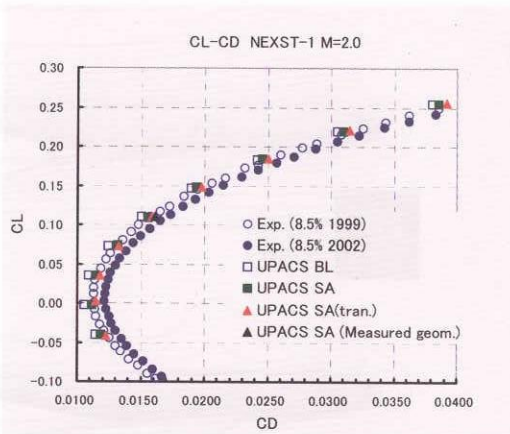


図 3. NEXST-1 超音速実験機 (機体表面および対称面の Cp 分布)



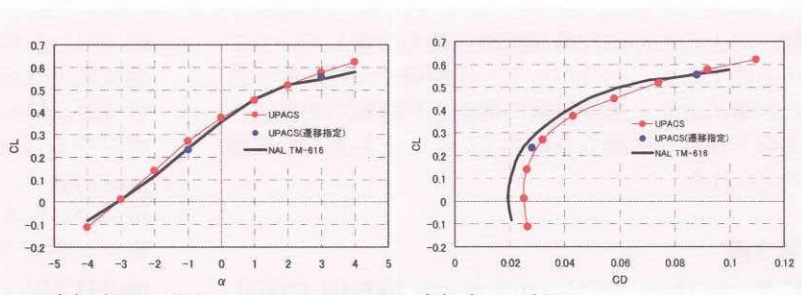
(a)揚力-抗力特性の比較

(b) 迎角 2 度付近での乱流モデル、遷移、形状差の影響

図 4. NEXST-1 (M=2) の揚力-抗力特性の比較



図 5. ONERA M5 機体表面の Cp 分布 (迎角=-1 度)



(a) 揚力-迎角 (b) 揚力-抗力
図 6. ONERA M5 の空力特性 (M=0.84, Re=1x10⁶)

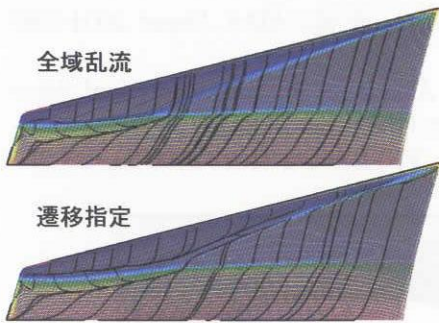
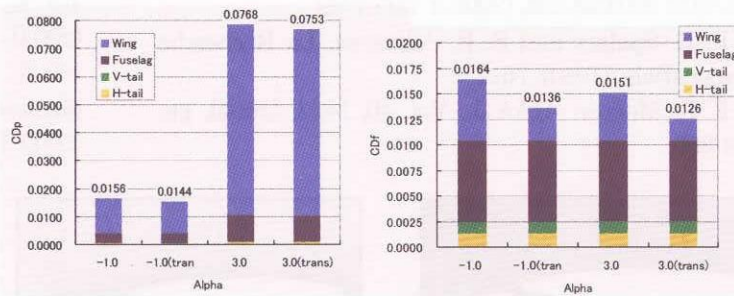


図 7. 遷移指定の有無による主翼面上 Cp 分布と表面流線の変化 (迎角-1 度)



(a) 圧力抵抗 (b) 摩擦抵抗
図 8. 遷移指定の有無による抵抗成分の変化 (迎角-1 度と+3 度)

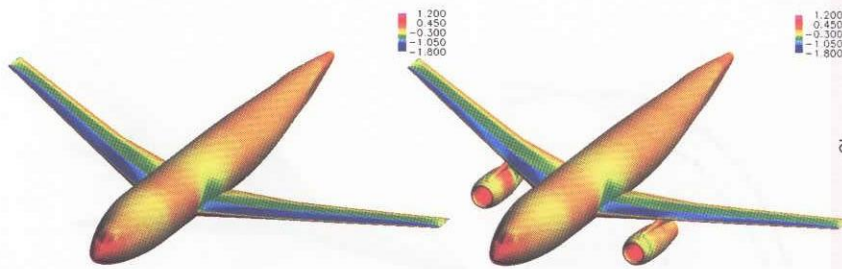


図 9. DLR-F6 翼胴形態(WB)および翼胴ナセルパイロン形態(WBPN)での機体表面 Cp 分布(M=0.75, Re=3x10⁶, CL=0.5)

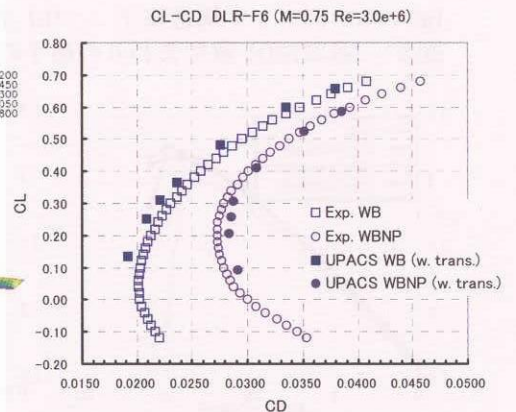
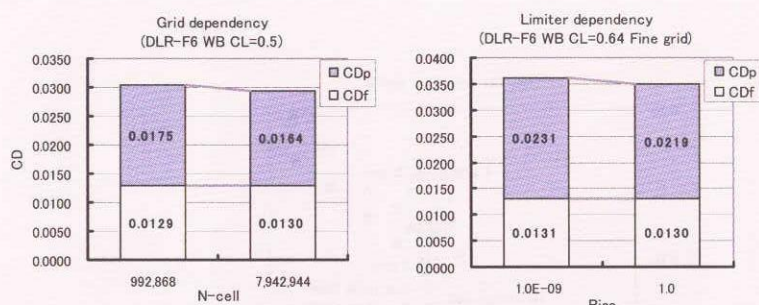


図 10. DLR-F6 (M=0.75) WB および WBPN 形態の CL-CD 特性の比較



(b) 細密格子と 1/8 粗格子の比較 (b) van Albada リミターのバイアス値の影響
図 11. DLR-F6 WB 形態での格子とリミターの抵抗値への影響 (M=0.75, CL=0.5)

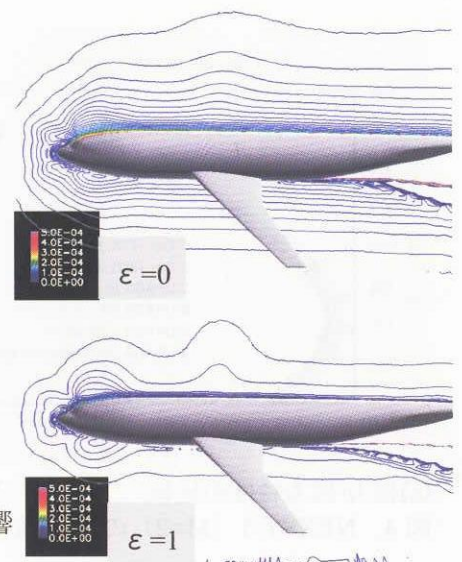


図 12. van Albada リミターのバイアス値 ϵ による機体まわりのエントロピー生成への影響

流体騒音の数値解析の現状と課題

加藤千幸（東大）

Computational Aeroacoustics: Present Status and Problems to be Solved

C. KATO*

*Institute of Industrial Science, The University of Tokyo

ABSTRACT

Computational Aeroacoustics, which is defined as a method that numerically predicts sound due to fluid motion, is expected to become a powerful engineering tool for identifying primary mechanism of noise generation from the flow of interest and investigating means to achieve noise reduction. Unlike in the United States and some European countries, where noise generated from high-speed flow such as jet engine noise (fan noise) is of the central interest in this field, noise generated from relatively low-speed flow is the major interest in Japan and some Asian countries. This includes noise from low-pressure fans, automobiles and high-speed trains. Prediction of noise due to low-speed flows is, in general (or practically), achieved by a decoupling method where source fluctuations are first computed and fed to the following acoustic computation as the input data with an assumption that the generated sound does not alter the source flow field. It is crucially important to apply a decoupling method that is appropriate and most feasible to the flow and sound field of interest. Then, the accuracy of the source computations generally determines the overall performance of the sound prediction. This paper focuses on the noise generated from low-speed flows and overviews the present status of the noise prediction. Issues to be solved will also be addressed.

Key Words: Computational Aeroacoustics, Large Eddy Simulation, Bluff Body, Turbomachinery, Boundary Layer

1. はじめに

流体騒音¹⁾は流れの非定常変動に起因して発生するため、非定常流れ解析により流体騒音を予測することが（原理的に）可能であり、このような手法による流体騒音の予測と低減に大きな期待が集まっている。

欧米ではジェットエンジンから発生する騒音¹⁾など、比較的高速の流れから発生する流体騒音に対する関心が高いが²⁾、日本やアジア諸国では、プロペラファンやシロッコファンなどの低圧ファン、自動車、および高速車両から発生する流体騒音の予測や低減が問題となることが多い。このような比較的低速（低マッハ数）の流れから発生する流体騒音を予測するためには、音源となる流れの非定常変動と音の伝播とを別々に計算する分離解法を用いることが現実的である。分離解法では発生した音が音源に与える影響を考慮することはできないが、低速の流れから発生する音の変動は流れの変動に比べて桁違いに小さいため、音から流れへのフィードバック効果は特殊な場合を除いて無視することができる。流れ場と音場とを分離して計算することにより、渦と音（波長）の空間スケールの違いに起因する困難を排除することができる。分離解法を用いて流体騒音を予測する場合、音が発生する原理的なメカニズム、および音源・音場の性質を良く理解し、それに最も適した方法を用いることが重要である。一般に、低速の流れ場から発生する流体騒音の予測精度は音源の

非定常変動の予測精度に支配されることが多い。本稿では、低速の流れから発生する流体騒音の数値解析に関して、その現状を概観すると共に、将来的に解決すべき課題に関して概説する。

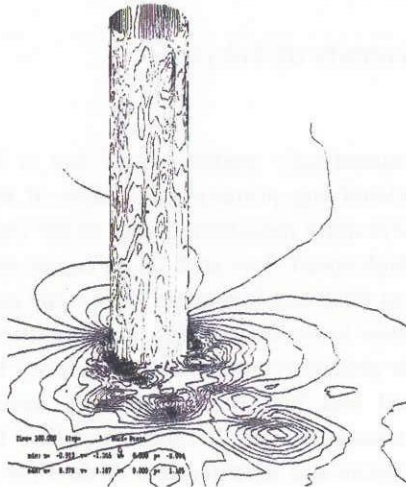
2. 低速の流れから発生する騒音の予測

2.1 ブラフボディ騒音

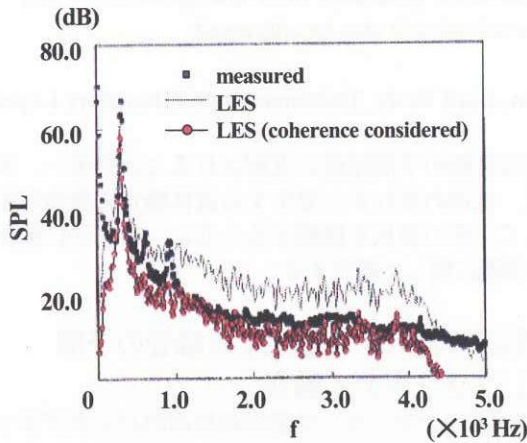
自動車のドアミラーや新幹線車両のパンタグラフなどから発生する騒音はいわゆるブラフボディ騒音である。一般に物体の寸法に比較して波長（正確には波長 2π ）が長い、つまり、比較的低周波数の騒音の場合、音源は点音源とみなすことができ、解析的な取り扱いが可能である。無限流体中（自由音場）に置かれた物体から発生する低周波数のブラフボディ騒音であれば、物体表面の圧力変動からCurle³⁾の式を用いて解析的に求めることができる。ブラフボディの表面圧力変動は物体から剥離した後流の渦の変動で決まるため、渦の変動を精度良く解析することが重要であるが、このためにはLES (Large Eddy Simulation) を用いることが必須であり、RANS (Reynolds Average Navier Stokes Simulation) では、原理的に乱流の非定常変動スペクトルを予測することはできない⁴⁾。

ブラフボディ騒音の予測例を図1および図2に示す。それぞれ、円柱⁵⁾およびパンタグラフの碍子⁶⁾から発生する騒音の周波数スペクトルを風洞実験値と比較した

ものである。このように、層流剥離する後流、あるいは、乱流剥離であっても、乱流境界層が剥離に大きな影響を及ぼさない場合は、上記の方法により騒音スペクトルの予測が可能であることが確認されている。音源計算の格子解像度が騒音予測精度に与える影響の検討、乱流剥離する場合の騒音予測、および、高周波数騒音（非コンパクトボディ騒音）の予測などは今後の課題である。



(1) 瞬時の表面圧力の分布

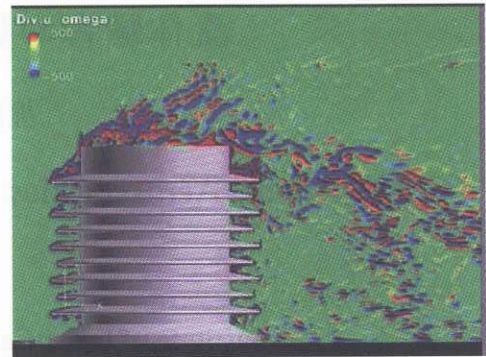


(2) 騒音スペクトルの実験値との比較

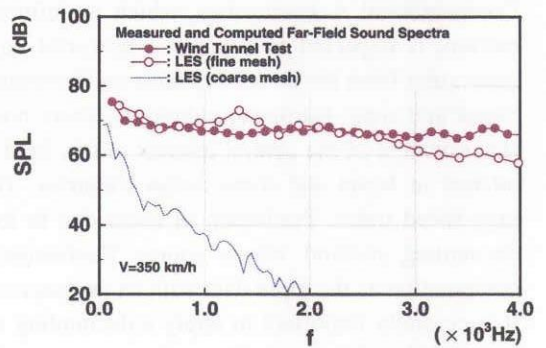
図1 円柱から発生する流体騒音の予測⁵⁾

2. 2ターボ機械から発生する騒音

ターボファンや軸流ファンなどから空力的に発生する騒音は、動翼と静翼との干渉により発生する干渉騒音と動翼や静翼自体から発生する騒音（セルフノイズ）に大別される。これ以外に、有限の厚みのある翼が回転していること自体により発生する騒音（翼厚み騒音）や負荷が掛かっている翼が回転することによる騒音（翼荷重騒音）などもあるが、低速のターボ機械の場合、翼厚み騒音や翼荷重騒音は余り大きくはなく、また、これらに関しては、翼形状や定常的な翼負荷分布から幾何学的に計算することができる⁷⁾。



(1) 瞬時のパワエル音源の分布



(2) 騒音スペクトルの実験値との比較

図2 碍子から発生する流体騒音の予測⁶⁾

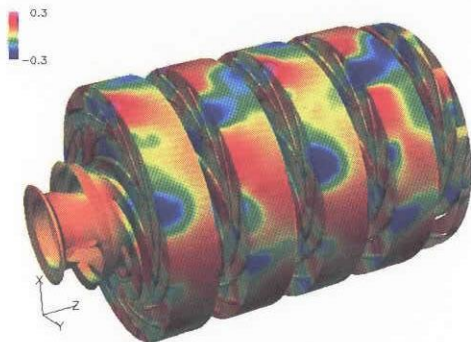
干渉騒音の音源はポテンシャル干渉や後流干渉に起因する圧力変動であり、現状でも音源となる圧力変動の周波数スペクトルは予測可能である。図3⁸⁾は遠心ポンプのディフューザ内の圧力変動をLESにより予測し、実測値と比較したものである。設計点運転では動翼通過周波数（NZ成分）およびその高調波成分が全体の騒音のオーバーオール値を支配するが、非設計点運転では乱流の変動に起因する広帯域成分の寄与が大きくなる。このような傾向も含めてLES解析により、音源となる表面圧力変動の周波数スペクトルを定量的に予測できていることが分かる（図3(3)）。このケースの場合は物体表面の圧力変動により発生した音は主としてケーシング内を弾性波として伝播し、機器外に放射される。そこで本解析では図3の(2)に示すような瞬時の表面圧力分布を衝撃解析の入力データとして与えることにより、固体内を伝播する音の解析を進めているが、これについては別途報告する。

動翼などの回転する音源から自由音場に放射される音はFfowcs Williams & Hawkings 方程式（FW-Hの式）⁷⁾から解析的に求めることができるが、プロペラファンなどの一部のターボ機械を除いて一般にターボ機械から発生する流体騒音を予測するためには、音源の変動だけでなく静翼やケーシングによる反射や回折などの音響効果を考慮する必要がある。音響計算には境界要素法（BEM）や線形化オイラー方程式などが用いられる。境界

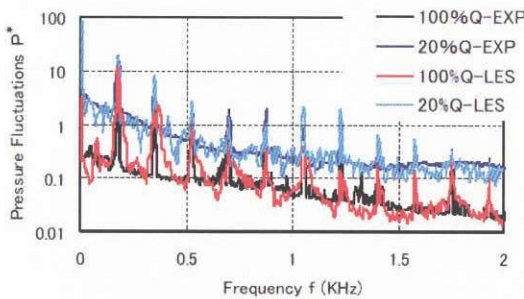
要素法は周波数領域で音場を解析する方法であり、一方、線形化オイラー方程式は時間領域で音の伝播を解析するものであり、それぞれ、長所・短所を有するが本稿ではその説明は割愛する。



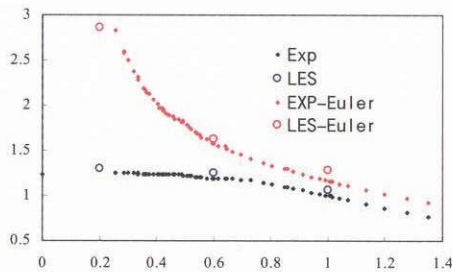
(1) ディフューザ入口近傍の瞬時の静圧分布



(2) ケーシング表面の瞬時の静圧分布



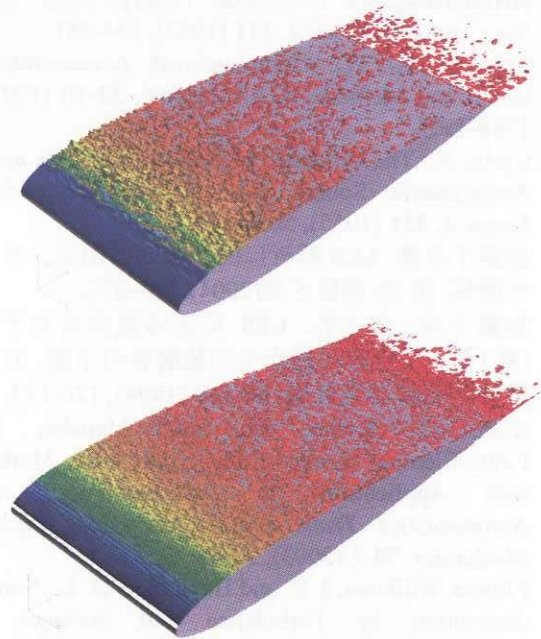
(3) 圧力変動スペクトルの実測値との比較



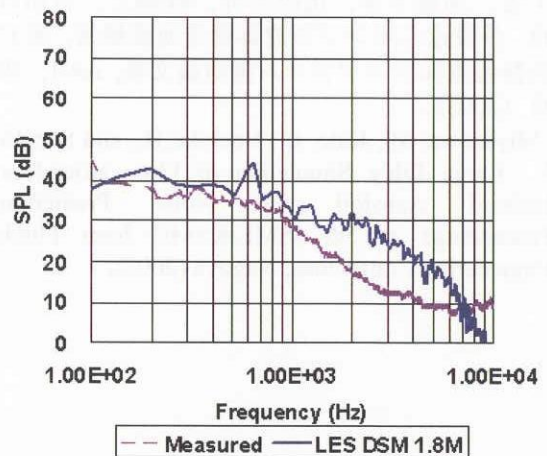
(4) 全揚程、羽根車仕事の実測値との比較

図3 遠心ポンプから発生する流体騒音の予測⁸⁾

最後に、翼自体から発生する騒音に関しては未だに予測の目処が立っていないのが現状である。例えば、プロペラファンから発生する流体騒音を予測するためには、動翼翼端から剥離する翼端渦の変動に起因する圧力変動や翼後縁近傍から剥離する境界層の変動に起因する圧力変動を予測する必要があるが、単独翼から発生する流体騒音の予測精度も現状では十分でなく、現在、盛んに研究が行われている。一例として、二次元翼から発生する騒音をLES解析により予測した結果を図4に示す⁹⁾。LES解析により境界層の遷移やそのレイノルズ数による差異などは定性的には捕らえられているが、騒音スペクトルの定量的予測にはまだ課題を残しているのが現状である。



(1) 翼負圧面の瞬時の渦構造
(上: Re 数 3×10^5 , 下: Re 数 2×10^6)



(2) 騒音スペクトルの実測値との比較
(Re 数 3×10^5 , 迎角 9度)

図4 二次元翼から発生する流体騒音の予測⁹⁾

謝辞

本研究のうち、遠心ポンプから発生する流体騒音の解析は、文部科学省 IT プログラム「戦略的基盤ソフトウェアの開発」プロジェクトの実証解析の一環として進められているものであり、遠心ポンプ内圧力脈動データは、本実証解析に参加している (株) 日立インダストリイズで計測されたものである。また、二次元翼から発生する騒音予測に関しては、21 世紀 COE プログラム「機械システムイノベーション」から援助を受けた。それぞれここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) Lighthill, M. J.: On Sound Generated Aerodynamically I. General Theory, *Proc. Roy. Soc., London, Series A*, **211** (1952), 564-581.
- 2) Tam, C. K. W.: Computational Aeroacoustics: Issues and Methods, *AIAA Journal*, **33-10** (1995), 1788-1796.
- 3) Curle, N.: The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound, *Proc. Roy. Soc., London, Series A*, **231** (1955), 505-514.
- 4) 加藤千幸著: LES 解析に関する四方山話, ターボ機械 第 32 巻第 5 号(2004), 267-273.
- 5) 加藤千幸, 他 4 名: LES による流体音の予測 (第 1 報, 二次元円柱からの放射音の予測, 日本機械学会論文集 B 編, **60-569** (1994), 126-132.
- 6) Kato, C., Kaiho, M., and Manabe, A.: Finite-Element Large Eddy Simulation Method with Applications to Turbomachinery and Aeroacoustics, *Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics*, **70-1** (2003), 32-43.
- 7) Ffowcs Williams, J. E. and Hawkings, D. L.: Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion, *Philosophical Transactions of the Royal Society, Series A*, 264-1151 (1969), 321-342.
- 8) 王宏, 加藤千幸, 山出吉伸, 桂裕之, 吉田哲也: 多段遠心ポンプの流体構造連成解析, 第 17 回数値流体シンポジウム講演論文集, A9-1, 東京 (2003).
- 9) Miyazawa, M., Kato, C., Yoshiki, H., and Suzuki, Y.: Large Eddy Simulation of Flow around an Isolated Aerofoil and Noise Prediction, *Proceedings of 5th JSME-KSME Joint Fluids Engineering Conference*, Nagoya (2002).

大規模乱流場を用いた交差独立性仮説の実験的検証

藤田秀治（豊橋技科大）、高佐重夫（豊橋技科大院）、関下信正（豊橋技科大）

An experimental validation of the cross-independence hypothesis
by using a large-scale turbulence

H. Makita*, S. Takasa* and N. Sekishita*

* Toyohashi University of Technology

ABSTRACT

Tatsumi's cross-independence hypothesis was experimentally verified in homogeneous quasi-isotropic turbulent fields of $R_\lambda \approx 240\text{--}350$. The PDF of the velocity-sum at two separated points was almost Gaussian in the whole wave-number range. But for the velocity-difference, it obeyed Gaussian in the low wave-number range and gave non-Gaussian distribution in the viscous subrange. Correlations were calculated between the velocity-sum and the velocity-difference to examine the statistical independence of the cross-velocity. The even-order correlations of the cross-velocity were almost completely independent. But the odd-order correlation did not show such independence, because the PDF of the velocity fluctuation is not strictly symmetric and the skewness can not be zero. Further modification is desired for the hypothesis by taking into account the existence of the viscous subrange and the asymmetrical PDF of the practical turbulent fields.

Key Words : turbulence, closure problem, cross-independence hypothesis, pdf, skewness, hot-wire measurement

1. はじめに

乱流現象の解明・予測には、不規則に変動する乱流運動の統計的性質を与える確率分布関数を得ることが必要である。しかし、確率分布関数を与える Hopf の確率分布汎関数方程式¹⁾の一般解を得るのは困難であるため、Lundgren²⁾と Monin³⁾によって独立に導かれた有限次元の確率分布関数方程式によらなければならない。しかし、これは無限に連鎖する非完結方程式であり、何らかの完結仮説を用いて方程式を閉じなければならない。

乱流場の確率分布関数を定めるため、これまでに様々な完結仮説⁴⁻⁷⁾が提案されてきたが、それぞれ固有の有効範囲に限られていた。巽⁸⁻¹¹⁾により、広い有効範囲を持った新たな完結仮説が提案された。それは、一様乱流場中の2点における速度変動の和と差（交差速度）を新たな変数とする、交差速度の統計的独立性を仮定した交差独立性仮説であり、それを用いて方程式を閉じ確率分布関数を求めている。現在、その実験的検証を通して、新たな知見により本仮説をさらに発展させることが求められている。

本研究では、乱流発生装置によって風洞内に形成された大規模乱流場¹²⁾を用いて交差速度の確率分布を求め、巽の解⁹⁾を検討するとともに、交差速度の独立性に着目して交差独立性仮説の検証を行った。

2. 検証に用いた乱流場

交差独立性仮説の検証には、図1に示した乱流発生装置

（格子間隔 $M=46.7\text{mm}$ ）によって形成された一様準等方性乱流場 ($R_\lambda \approx 240\text{--}350$)¹²⁾を用いた。この乱流場の諸特性量を表1に示す。計測は、定温度型熱線流速計とX型プローブを用い、速度変動の主流方向成分 u と鉛直方向成分 v を得た。プローブの線径は $3.2\mu\text{m}$ 、検査体積は $0.8 \times 0.8 \times 0.2\text{mm}^3$ で、本乱流場の Kolmogorov スケール $\eta \approx 0.26\text{--}0.42\text{mm}$ と同程度である。計測位置は、装置の影響がなく、乱流場が十分に発達している $X/M=100$ の測定胴断面中心とした。なお、座標原点は乱流発生装置の回転軸面中心である。この乱流場の速度変動の skewness は u については $S \approx 0.07\text{--}0.13$ 、 v については $S \approx 0.02\text{--}0.04$ であり、確率分布は若干の非対称性を持っている¹³⁾。仮説の検証には表1に示した R_λ の異なる3つの乱流場を用いたが、ほぼ同様の傾向となったので、主に $R_\lambda \approx 350$ の乱流場を用いた検証結果について述べる。

3. 乱流場の確率分布関数方程式

Lundgren-Monin の確率分布関数方程式²³⁾は、非完結方程式であり、低次の確率分布関数を得るためにはより高次の確率分布関数が必要となり、無限に連鎖する。そこで、完結仮説を導入して高次関数を低次関数で近似し、方程式を閉じる必要がある。

完結仮説の一つに統計的独立性を仮定する独立性仮説がある。距離 r 離れた2点の速度変動が統計的に独立であれば、 \mathbf{u}_1 と \mathbf{u}_2 の2点確率分布関数 $f^{(2)}(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2)$ は、

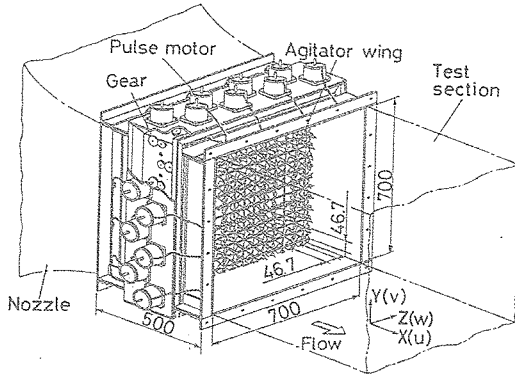


図1 乱流発生装置¹²⁾ [単位:mm]

表1 一様準等方性乱流場の諸特性量

U [m/s]	u'/U [-]	u'/v' [-]	ϵ [m ² /s ³]	L [mm]	η [mm]	R_λ [-]
3	0.09	1.1	0.12	160	0.42	240
4	0.10	1.2	0.27	230	0.34	300
5	0.11	1.2	0.69	220	0.26	350

$$f^{(2)}(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) = f(\mathbf{u}_1) \cdot f(\mathbf{u}_2)$$

となり、高次関数がより低次の関数で表され、Lundgren-Monin 方程式は閉じられる。しかし、乱流場中の2点の独立性が満たされるのは r が大きな場合であり、 r が小さな場合には統計的に独立ではないため、独立性仮説は破綻する。4点確率分布関数を2点確率分布関数の積で近似する独立性仮説でも同様の困難を有する。

異⁸⁾は、一様乱流場中の r 離れた2点の速度変動 \mathbf{u}_1 と \mathbf{u}_2 の和と差を新たな確率変数とし、これらが r に依存せず常に統計的に独立であると仮定する交差独立性仮説を提案した。速度和 \mathbf{u}_+ と速度差 \mathbf{u}_- は、 \mathbf{u}_1 と \mathbf{u}_2 から、

$$\mathbf{u}_+ = (\mathbf{u}_2 + \mathbf{u}_1)/2, \quad \mathbf{u}_- = (\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1)/2$$

で定義され、二つをあわせて交差速度と呼ぶ。交差独立性仮説では \mathbf{u}_+ と \mathbf{u}_- を統計的に独立と仮定するので、交差速度の2点確率分布関数 $g^{(2)}(\mathbf{u}_+, \mathbf{u}_-)$ は、

$$g^{(2)}(\mathbf{u}_+, \mathbf{u}_-) = g_+(\mathbf{u}_+) \cdot g_-(\mathbf{u}_-)$$

となり、1点確率分布関数 $g_+(\mathbf{u}_+)$ と $g_-(\mathbf{u}_-)$ の積で表される。 \mathbf{u}_+ は乱流運動のより大規模な成分に、 \mathbf{u}_- はより小規模な成分に対応することから、異の交差独立性仮説は乱流運動の大規模成分と小規模成分は統計的に独立と仮定するKolmogorovの普遍平衡理論¹⁴⁾と本質的に等価である。また、 $f^{(2)}(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2)$ と $g^{(2)}(\mathbf{u}_+, \mathbf{u}_-)$ との間には、

$$f^{(2)}(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) = J^{-3} \cdot g^{(2)}(\mathbf{u}_+, \mathbf{u}_-)$$

の関係がある¹¹⁾。ここで、 J は Jacobian である。これらによって異⁸⁾は、Lundgren-Moninの1点確率分布関数方程式に交差独立性仮説を適用し、一様乱流場の速度の正規分布解を得た。さらにLundgren-Moninの2点確率分布関数方程式から、交差速度の確率分布関数を求め、 r の大きな領域では速度和・速度差の確率分布関数はともに正規分布と

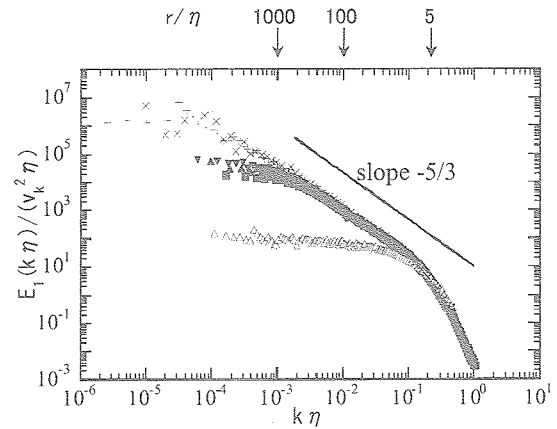


図2 エネルギースペクトルと2点間距離 r/η との対応
 ■; $R_\lambda \approx 240$, ▲; $R_\lambda \approx 300$, ▼; $R_\lambda \approx 350$, △; grid ($R_\lambda \approx 25$)
 ×; tidal channel (Grant et.al.¹⁶⁾
 +; turbulence in a huge wind tunnel (Gagne et.al.¹⁷⁾

なり、 r の小さな領域においては主流方向の速度差を除き正規分布となる解を得た^{9,10)}。

4. 交差独立性仮説の検証

4-1. 交差速度

本研究では、風洞内に形成された乱流場中の固定された1点において計測された速度変動 $\mathbf{u}(t) = (u(t), v(t))$ から、Taylorの凍結仮説¹⁵⁾を用いて、主流方向に距離 $r (=U\tau)$ 離れて並んだ2つの点における速度変動をそれぞれ、

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}(x_1, t) = (u(t), v(t))$$

$$\mathbf{u}_2 = \mathbf{u}(x_2, t) = \mathbf{u}(x_1 + r, t) \approx \mathbf{u}(x_1, t + \tau) = (u(t + \tau), v(t + \tau))$$

として、これを用いて交差速度、

$$u_+ = (u_2 + u_1)/2, \quad u_- = (u_2 - u_1)/2$$

$$v_+ = (v_2 + v_1)/2, \quad v_- = (v_2 - v_1)/2$$

を求めた。 η で無次元化した2点間距離 r/η と速度変動の1次元エネルギースペクトルとの対応関係を図2に示す。 r のとり方によって、慣性小領域やエネルギー保有領域(低波数領域)に対応することになる。なお、慣性小領域中の最大スケール l_G は蒔田・飯田の方法¹⁸⁾に、最小スケール l_s は蒔田・関下の方法¹⁹⁾により決定した。これらの方法を用いれば、より厳密に慣性小領域を定義することができる。

4-2. 交差速度の確率分布

交差速度の確率分布を図3に示す。 r/η が大きな場合、確率分布はほぼ正規分布に従う。 r/η が小さくても、速度和の確率分布はほぼ正規分布に従っている。一方、速度差の確率分布は、正規分布に比べ分布中央で突出し裾に大きく広がっている。

r/η による確率分布形状の違いを見るために、交差速度のflatness F の r/η 依存性を図4に示す。 F は確率分布の扁平度を表す4次の無次元量であり、正規分布では $F=3$ となる。速度和では、全領域でほぼ正規分布の値 $F \approx 3$ とな

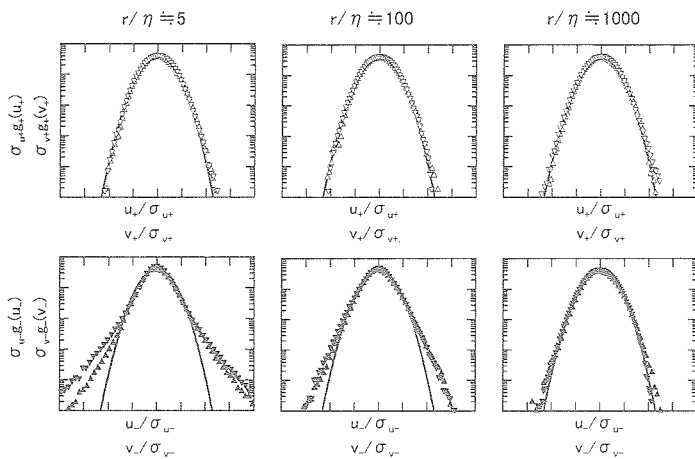


図3 交差速度の確率分布 ($R_\lambda \approx 350$)

$\Delta; u_x, \nabla; v_x, \blacktriangle; u_y, \blacktriangledown; v_y, -$; Gaussian

っており、Sreenivasan ら²⁰⁾が得た大気乱流場の速度和 ($r/\eta \approx 10 \sim 1250$) の確率分布と同様の傾向となっている。速度差では、 r/η がエネルギー保有領域程度の距離 ($r/\eta \geq 10^3$) では、 $F \approx 3$ となっているが、慣性小領域付近で u_x, v_x とともに非正規的 ($F > 3$) となり、 r/η が小さくなるに従い、 F は大きくなる。速度差の r 無限小の極限は速度変動の微分値に一致する。乱流微細構造の間欠性が存在するため、速度変動の微分値の F は R_λ に依存して大きくなる性質があり²¹⁾、近距離において速度差の F は大きくなる。なお、 r が l_s 程度よりも小さくなると F の値がばらつくのは、プローブの分解能の限界と考えられる。

ここで、巽・吉村¹⁰⁾の結果と本研究の結果を比較する。巽・吉村が2点確率分布関数方程式に含まれる3点確率分布関数に交差独立性仮説を適用して求めた交差速度の確率分布関数は、近距離領域における主流方向成分の非正規性を除き、正規分布解となることが示されているが、本研究で得た確率分布はこれとは異なる結果となった(表2)。これは、巽・吉村の解析では動粘性係数 ν が0の極限であり、粘性消散領域が考慮されていないために、実在乱流場のものとは一致しない結果になったと考えられる。

4-3. 交差速度の独立性

交差速度が統計的に独立であれば、交差速度の相関は、

$$\langle u_i^m u_j^n \rangle = \langle u_i^m \rangle \cdot \langle u_j^n \rangle$$

となる。なお、 $\langle \rangle$ は平均を表す。よって、交差速度が統計的に独立であれば、次に示す相関は0となる。

2次 : $\langle u_x u_y \rangle$

3次 : $\langle u_x^2 u_y \rangle, \langle u_x u_y^2 \rangle$

4次 : $\langle u_x^3 u_y \rangle, \langle u_x u_y^3 \rangle$

ここには4次相関までしか示さないが、より高次の相関も同様である。また、 v 方向の交差速度の相関も同様になる。

これを用いて交差速度の独立性を検証するため、交差速度の相関の r/η に対する変化を考察する。2次相関の r/η に対する変化を図5に、4次相関の r/η に対する変化を

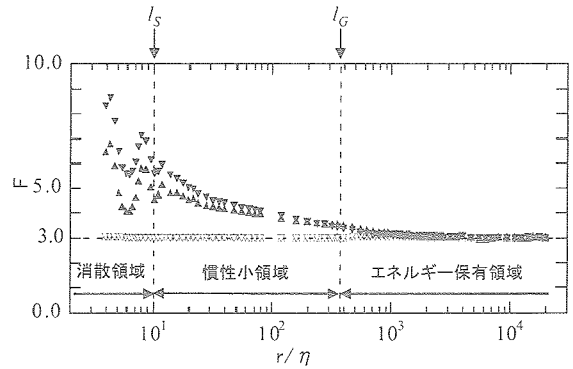


図4 交差速度の確率分布の r/η 依存性 ($R_\lambda \approx 350$)

$\Delta; u_x, \nabla; v_x, \blacktriangle; u_y, \blacktriangledown; v_y$

表2 巽・吉村¹⁰⁾の解との比較

	巽・吉村 ¹⁰⁾	本研究
速度和 u_x, v_x	全領域で正規分布	全領域で正規分布
速度差 u_x, v_x	近接領域で非正規分布 遠隔領域で正規分布	近接領域で非正規分布 遠隔領域で正規分布
	近接・遠隔領域で正規分布	近接領域で非正規分布 遠隔領域で正規分布

図7に示す。なお、各図には速度和及び速度差のモーメントも示す。相関 $\langle u_x u_y \rangle, \langle u_x^3 u_y \rangle$ 及び $\langle u_x u_y^3 \rangle$ は、 r/η に依存せずほぼ0となっており、交差速度の独立性が満たされている。これらに対し、図6に示す3次相関では、 $r/\eta \leq 10$ では相関 $\langle u_x^2 u_y \rangle, \langle u_x u_y^2 \rangle$ はほぼ0となるが、 r/η が大きくなるに従って相関 $\langle u_x u_y^2 \rangle$ は0ではなくなる。このように、3次相関では独立性が満たされていない。

2次及び4次相関では独立性が満たされるのに対し、3次相関に非独立性が現れるのは、速度変動の確率分布が非対称であり、skewness が厳密に0にならないためである。交差速度の定義式から、2次相関 $\langle u_x u_y \rangle$ と4次相関 $\langle u_x^3 u_y \rangle, \langle u_x u_y^3 \rangle$ を速度変動 u_1, u_2 を用いて表すと、

$$\langle u_x u_y \rangle = (\langle u_2^2 \rangle - \langle u_1^2 \rangle) / 4$$

$$\langle u_x^3 u_y \rangle = (\langle u_2^4 \rangle - 2\langle u_1^3 u_2 \rangle + 2\langle u_1 u_2^3 \rangle - \langle u_1^4 \rangle) / 16$$

$$\langle u_x u_y^3 \rangle = (\langle u_2^4 \rangle + 2\langle u_1^3 u_2 \rangle - 2\langle u_1 u_2^3 \rangle - \langle u_1^4 \rangle) / 16$$

となる。それぞれ、場の一様性を考慮すると、各項が互いに打ち消し合って0となり、独立性の条件を満たしている。交差速度の3次相関も同様に u_1, u_2 を用いて表すと、

$$\langle u_x^2 u_y \rangle = (\langle u_2^3 \rangle - \langle u_1^2 u_2 \rangle + \langle u_1 u_2^2 \rangle - \langle u_1^3 \rangle) / 8$$

$$\langle u_x u_y^2 \rangle = (\langle u_2^3 \rangle - \langle u_1^2 u_2 \rangle - \langle u_1 u_2^2 \rangle + \langle u_1^3 \rangle) / 8$$

となる。場の一様性を考慮すると、各項が打ち消し合って $\langle u_x^2 u_y \rangle = 0$ となるが、 $\langle u_x u_y^2 \rangle$ では、

$$\langle u_x u_y^2 \rangle = (\langle u_1^3 \rangle - \langle u_1^2 u_2 \rangle) / 4$$

となる。 $r \rightarrow 0$ では $u_1 = u_2$ であるから $\langle u_x u_y^2 \rangle = 0$ となるが、 $r \rightarrow \infty$ では、 u_1 と u_2 の相関がなく、 $\langle u_1^2 u_2 \rangle \rightarrow 0$ となり、

$$\langle u_x u_y^2 \rangle = \langle u_1^3 \rangle / 4 = \sigma^3 S / 4$$

に収束する (図6中の一点鎖線)。ここに、 σ は速度変動の標準偏差、 S は速度変動のskewnessである。これは、速度変動のskewnessが厳密に $S=0$ とならない限り、3次相関に非独立性が現れることを示している。ここには、4次相関までしか示さないが、より高次の相関においても、交差速度の定義式から同様の式展開を行い、場の一様性を考慮したとき、偶数次相関では独立性が満たされ、奇数次相関では非独立性が現れることが示される。 R_λ の大きな乱流場では $S \neq 0$ である^{13,22)}ので、奇数次相関に非独立性が現れる。よって、 $\langle u_i u_j^2 \rangle$ を r と S の関数で表す等、何らかの形で奇数次相関の非独立性を仮説に取り込む必要がある。

完結仮説としての交差独立性仮説がシンプルであることには大きな意義がある。しかし、交差独立性仮説がより有効性を持つためには、速度変動の確率分布の非対称性を仮説に取り込み、奇数次相関に現れる非独立性を解決する必要がある、今後の課題である。

5. まとめ

一様準等方性乱流場を用いて、異によって提案された交差独立性仮説を検証した結果、次の結論を得た。

- (1) 速度和の確率分布は、 r/η に依らず全領域でほぼ正規分布となる。速度差の確率分布は、遠距離領域においては正規分布となり、近距離領域においては非正規的でflatnessは大きくなる。すなわち、近距離領域の v_i の確率分布を除き、異・吉村¹⁰⁾の理論解は成立する。
- (2) 近距離領域の v_i の確率分布では、異・吉村¹⁰⁾の解析は本研究の結果と一致しない。これは R_λ が無限大で粘性消散領域が考慮されていないことによる。
- (3) 交差速度の偶数次相関では独立性を満たすが、乱流場の速度変動の確率分布は厳密には非対称でありskewnessが0とならないため、奇数次相関に非独立性が現れる。仮説がより有効性を持つために、確率分布の非対称性に由来する奇数次相関の非独立性を解決する必要がある。

参考文献

- 1)E. J. Hopf: *J. Rat. Mech. Analysis* 1, 87(1952).
- 2)T. S. Lundgren: *Phys. Fluids* 10, 969(1967).
- 3)A. S. Monin: *J. Appl. Math. Mech.* 31, 1057(1967).
- 4)T. Tatsumi: *Proc. Roy. Soc. A* 239, 16(1957).
- 5)R. H. Kraichnan: *J. Fluid Mech.* 5, 497(1959).
- 6)S. A. Orszag: R. Balian & J. L. Peube (eds.), *Fluid Dynamics* Gordon and Breach, 237(1977).
- 7)A. S. Monin & A. M. Yaglom: *Statistical fluid mechanics* vol. 2. MIT Press(1975).
- 8)異: 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-36, 29(1997).
- 9)異: 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-40, 71(1999).
- 10)異・吉村: 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-56, 71(2002).
- 11)T. Tatsumi: T. Kambe et.al. (eds.), *IUTAM Symposium on Geometry and Statistics of Turbulence*, Kluwer, 3(2001).
- 12)H. Makita: *Fluid Dynamics Research* 8, 53(1991).
- 13)蒔田・飯田・佐々: 機論 B 54, 2333(1988).

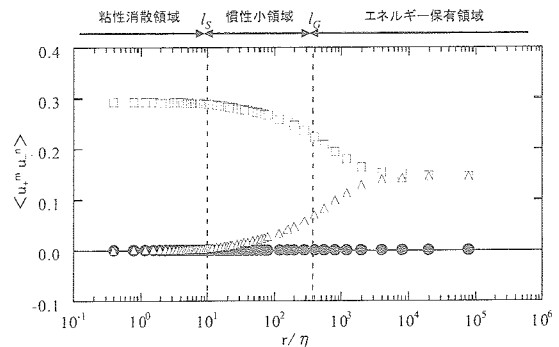


図5 交差速度の2次相関の r/η 依存性 ($R_\lambda \approx 350$)

□; $\langle u_i^2 u_j^2 \rangle$, ●; $\langle u_i u_j \rangle$, △; $\langle u_i^2 u_j \rangle$

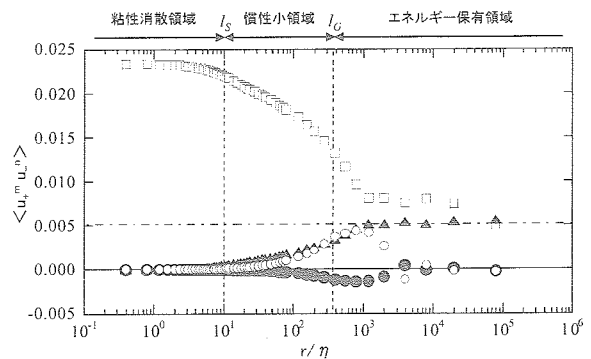


図6 交差速度の3次相関の r/η 依存性 ($R_\lambda \approx 350$)

□; $\langle u_i^3 \rangle$, ●; $\langle u_i^2 u_j \rangle$, ▲; $\langle u_i u_j u_k \rangle$, ○; $\langle u_i^3 u_j \rangle$

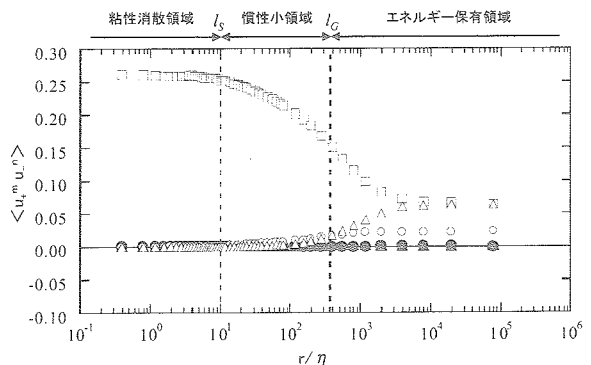


図7 交差速度の4次相関の r/η 依存性 ($R_\lambda \approx 350$)

□; $\langle u_i^4 \rangle$, ●; $\langle u_i^3 u_j \rangle$, ○; $\langle u_i^2 u_j u_k \rangle$,
▲; $\langle u_i u_j u_k u_l \rangle$, △; $\langle u_i u_j^3 \rangle$

- 14)A. N. Kolmogorov: *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 30, 301(1941).
- 15)J. O. Hinze: *Turbulence*. McGraw-Hill(1959).
- 16)H. L. Grant et. al.: *J. Fluid Mech.* 12, 241(1962).
- 17)Y. Gagne: *Advances in Turbulence* 3, 22(1990).
- 18)蒔田・飯田: 機論 B 56, 351(1990).
- 19)蒔田・関下: 機論 B 62, 597(1996).
- 20)K. R. Sreenivasan & B. Dhruva: *Prog. theo. phys. suppl.* 130, 103(1998).
- 21)C. W. Van Atta & R. A. Antonia: *Phys. Fluids* 23, 252(1980).
- 22)T. Gotoh et. al.: *Phys. Fluids* 14, 1065(2002).

渦構造同定方法についての考察

熊 鰲魁, 小林 勝男, 伊澤 精一郎, 福西 祐 (東北大工)

Discussions on the methods of vortical structure identification

A. K. Xiong, K. Kobayashi, S. Izawa and Yu Fukunishi

Dept. of Mech. Eng., Tohoku University

ABSTRACT

A new method of vortical structure identification, named π method, is proposed. The method focuses on the relation between the vorticity vector and the rotating condition of its neighboring fluid. The results are compared with the other methods, namely the Q method, the λ_2 method and the Δ method, using the DNS data of a forced isotropic homogeneous turbulence and a collision of four vortex rings. It is shown that π method has the advantage of being not sensitive to the threshold.

Key Words : vortex identification, DNS, π method

1. はじめに

乱流中には、管状や層状に渦度が集中した高渦度領域が、乱流変動の時間スケールに比べて長時間安定した構造として存在することが知られている。これらの構造は、乱流の秩序構造あるいは組織構造と呼ばれているが、その力学的なはたらきや総合的に見た乱流の特性とどのような関係があるのかについては、いまだによくわからない点が多い。秩序構造の一例としては、壁乱流の壁面近傍に見られる主流方向に長く伸びた低速ストリークや、噴流中での前後の渦輪を結ぶように発達するリブ構造などがあげられる。これらの秩序構造としての渦が、流れ場全体あるいは乱流現象全体にどのような影響を及ぼしているのかを議論しようとするれば、まず流れの中から渦を適切に同定しておく必要がある。ところが、時間的に変動しているような流れ場に対して渦を明確に定義することは難しく、研究者によって渦を表現する際に用いる物理量も異なるのが現状である⁽¹⁾。

そこで本研究では、単純明快な考え方にもとづく渦領域の定義を新たに提案し、その定義にもとづいて乱流中から渦を同定し、これまでに用いられている様々な渦の定義方法（ここでは特に代表的な Q 法⁽²⁾、 λ_2 法⁽³⁾、 Δ 法⁽⁴⁾を取り上げる）との比較及び検討を試みた。なお、

定義方法の検証には、強制一様等方性乱流と複数の渦輪の衝突の2つの3次元非圧縮性流れ場のDNSデータを用いた。

2. π 法

本研究で提案した渦の同定方法の概略を以下に示す。各格子点上で与えられる渦度ベクトルに対して、それに垂直な面内で、その周囲の流体がすべて同じ回転方向に回転していればその格子点は渦の一部であると定義する。これは渦度ベクトルに垂直な平面上でこれを取り囲むように流線が閉じていることに対応し、数学的には、その平面上で2次元速度勾配テンソルの固有値が複素共役根をもつ（旋回条件）ことに相当する。すなわち、速度勾配テンソルの特性方程式の判別式 D が

$$D = (S_{11} - S_{22})^2 + 4S_{12}^2 - 4\Omega_{12}^2 < 0 \quad (1)$$

を満足するという形で表される。ここで、 S_{ij} 、 Ω_{ij} は、渦度ベクトルに垂直な平面上における2次元のひずみ速度テンソルと渦度テンソルである。これを整理すると、最終的に次式が得られる。

$$-4Q - 4\frac{\omega_i S_{ik} S_{kj} \omega_j}{\omega^2} + \frac{(\omega_i S_{ij} \omega_j)^2}{\omega^4} < 0 \quad (2)$$

ここで、 Q は速度勾配テンソルの第2不変量である。上式の左辺を π とおき、この π 値が負である領域が渦と定義される。したがって、このように定義された「渦」の領域では、渦自身を作る相対速度によって、至る所で流体粒子が同じ方向に回転していることになる。

流れ場が2次元であれば、この π 法を含め、 Q 法、 λ_2 法、 Δ 法などの渦の定義式はすべて等しくなるため、定義方法による違いはない。

3. DNS データを用いた渦の同定

3.1. 強制一様等方性乱流 はじめに、格子ボルツマン法により計算した強制一様等方性乱流のデータを用いて、渦の同定方法による違いを調べた。計算格子は 128^3 であり、境界条件として周期境界条件を与えている。乱流場を維持するために、波数1から4のモードからなるランダムな速度場を計算領域全域にわたって連続的に注入した。なお、テイラー長レイノルズ数は110である。また、抽出された渦構造の体積がそれぞれの方法で等しくなるようにしきい値を決定した。また、計算領域全体に占める同定された渦構造の体積割合を比体積として定義している。

Fig. 1に、 π 法によって抽出された渦構造を示す。図は、比体積20%とした場合の結果である。比較しやすいように、 $x = 1 \sim 10$ の範囲の渦を取り出し、 yz 断面に射影させて表示したものをFig. 2に示す。図中の丸で囲った領域A、Bに着目してみると、 Q 法と λ_2 法、 Δ 法と π 法でそれぞれ似たものを渦とみなしているように見える。このことは、渦と認定された領域の共通部分を比較すると明らかとなる。

Table 1に見られるように、 Q 法と λ_2 法は極めて相関が高い。これに対して、 Δ 法はこの両者との相関が低い。本研究で提案した π 法は、いずれの方法ともおよそ80%前後の一致となっている。同様の傾向は、同定された渦のせん断ひずみテンソル $\|S\|^2$ と渦度テンソル $\|\Omega\|^2$ の確率分布にも表れている (Fig. 3)。 Q 法における渦の定義式は $Q > 0$ すなわち $\|\Omega\|^2 > \|S\|^2$ であるから、 Q 法では渦は図中の $\|\Omega\|^2 = \|S\|^2$ の実線の上側の領域に限られる。 λ_2 法もほぼ同じ分布となっている。これに対して、 Δ 法では、せん断ひずみテンソルよりも渦度テンソルが7桁程度小さい領域まで渦とし

て同定していることがわかった。 π 法の分布は、前者に近いものの双方の間をとったような分布になっている。

3.2. 複数の渦輪の衝突 続いて、渦運動が計算領域中の一部分に限られるような場を取り上げた。ここでは、4つの渦輪が連続的に衝突する場を考える。計算は 128^3 の格子を用いてスペクトル法により行った。渦輪の循環で定義されるレイノルズ数は、30,000である。Fig. 4は、しきい値に対する渦構造の体積変化を示したものである。 Q 法や λ_2 法では、しきい値を大きくしていくと、同定される渦の領域が急激に増加してしまうことがわかる。 π 法は、従来の定義方法と比べると、最もしきい値の変化に対して鈍感であった。これは好ましい傾向である。

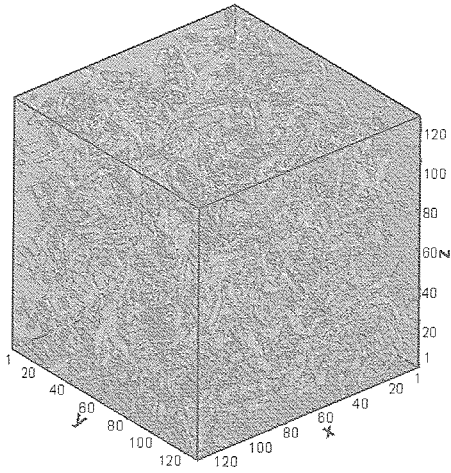
細かい観察をすると、 π 法でや Δ 法で同定された渦輪の表面には、細かな凹凸が見られた。これは、もともと Q 法や λ_2 法が低圧領域を渦と同定しており、圧力分布はおだやかな変化を示す傾向があるのに対し、 Δ 法や π 法では流線がら旋状となる旋回条件を課しているという違いのためであると考えることができる。

4. まとめ

新しい渦領域の定義を提案し、それにもとづいて乱流中にある渦を同定し、3次元非圧縮DNSデータを用いて、従来の渦の定義法である Q 法、 λ_2 法、 Δ 法との比較及び検討を行った。その結果、同定される渦構造が少しずつ異なることを示した。また、本研究で提案した π 法は、しきい値の取り方に対して最も鈍感であるという点で優れていることがわかった。

参考文献

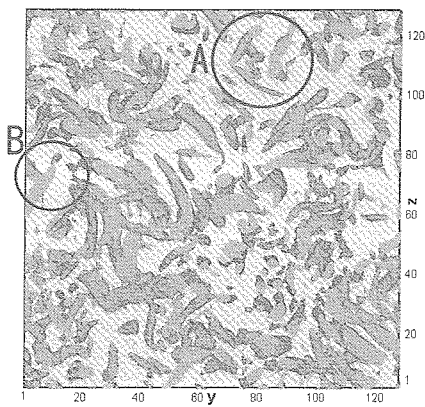
- 1) 三浦英明, 木田重雄: ながれマルチメディア 98 (ながれ 第17巻 第3号), (1998).
- 2) Hunt, J. C. R., Wary, A. A and Moin, P., Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows, *CTR-S88*. (1998), p. 193.
- 3) Chong, M. S., Perry, A. E and Cantwell, B. J., A general classification of three-dimensional flow fields, *Phys. Fluids A*(2) (1990), pp.765-776.
- 4) Jeong, J. and Hussain, F., On the identification of a vortex, *J. Fluid Mech.* 285 (1995), pp. 69-94.



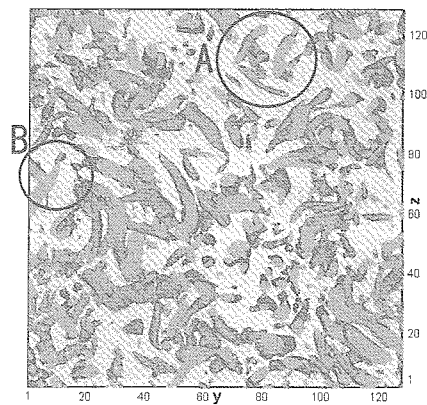
	Q法	λ_2 法	Δ 法	π 法
Q法	100	94.4	72.0	83.6
λ_2 法	—	100	70.6	80.7
Δ 法	—	—	100	79.0
π 法	—	—	—	100

Table 1 共通して渦と同定された領域の比較

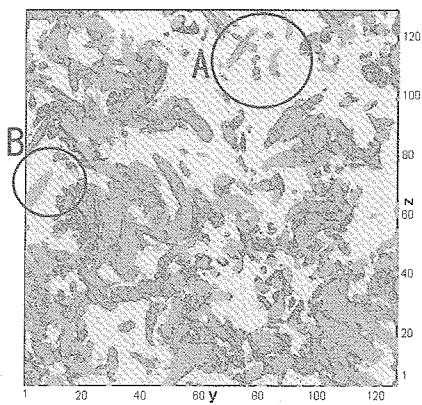
Fig.1 π 値 (= -23,235) の等値面



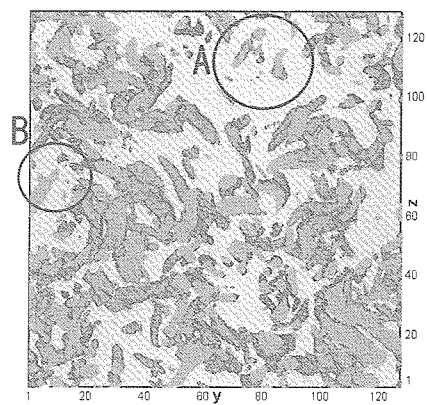
(a) Q法



(b) λ_2 法



(c) Δ 法



(d) π 法

Fig.2 yz 平面における抽出された渦構造の比較 ($x = 1 \sim 10$)

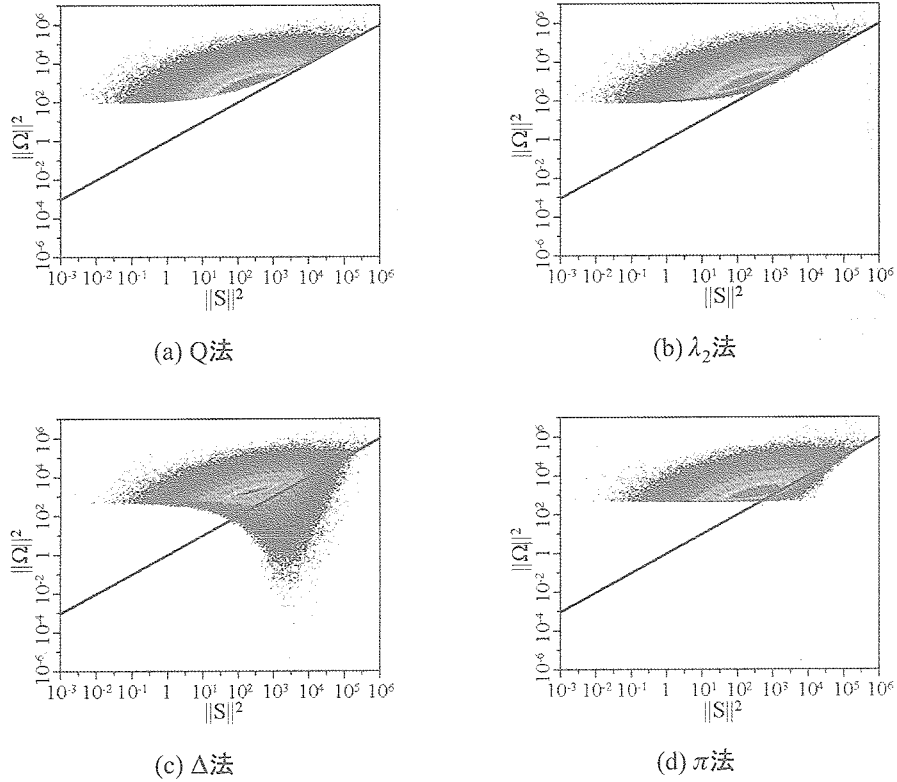


Fig.3 同定された渦の $\|S\|^2$ と $\|\Omega\|^2$ の確率分布

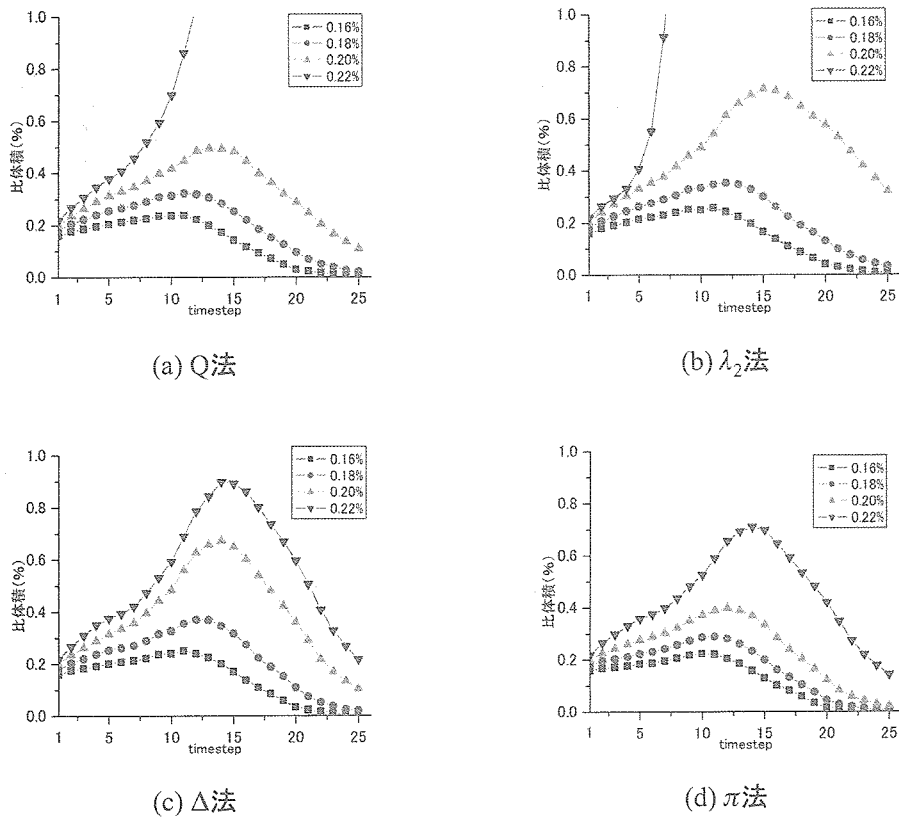


Fig.4 しきい値に対する渦構造の体積変化

乱流渦と乱流場との相互作用について

高橋 直也 (電通大), 高橋 匡康 (JAXA), 山本稀義 (JAXA), 宮崎武 (電通大)

Interaction between a columnar vortex and turbulence

N. Takahashi*, T. Takahashi**, K. Yamamoto** and T. Miyazaki*

* Dept. Mechanical Engineering and Intelligent Systems, Univ. Electro-Commun.

** Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

The interaction between a columnar vortex and external turbulence is investigated numerically. As the columnar vortex, the Lamb-Oseen vortex and the q -vortex are used. The columnar vortex is immersed in an initially isotropic homogeneous turbulence field, which itself is produced by a direct numerical simulation of decaying turbulence. Using visualization techniques, we investigate the formation of inhomogeneous fine turbulent eddies around the columnar vortex, the vortex-core deformations and the dynamical evolution in the passive scalar field.

Keywords: Turbulence, Vortex Breakdown, Passive Scalar

1 目的

大規模な秩序渦構造が乱流場と相互作用する現象は、自然界や工学上の問題として現れる。これまで筆者ら [1] は、Lamb-Oseen 渦と乱流場との相互作用過程について直接数値計算によって再現し、(1) 渦核における渦波の発生と大規模構造の変化、(2) 周辺乱流場の微細渦構造の渦輪状構造の形成、を捉えている。本論文ではこれを発展させ、I. Lamb-Oseen 渦と背景乱流場との相互作用に伴うスカラー輸送の促進過程、及び II. 軸流のある秩序渦 (q -vortex) と背景乱流場との相互作用で起こる渦構造の変化過程、を流れ場の可視化によって捉えることを目的とする。

流れ場はフーリエ・スペクトル法を用い、Navier-Stokes 方程式、パッシブスカラーの方程式を直接数値計算した。秩序渦には、Batchelor 渦をモデル化した q -vortex [2] を、それぞれ用いた。これらの渦を、渦中心を z 軸とした円柱座標系 (r, θ, z) で表わすと、速度場 (U_r, U_θ, U_z) は

$$U_r = 0, \quad (1)$$

$$U_\theta = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \right\}, \quad (2)$$

$$U_z = \frac{\Gamma_0}{2\pi r_0 q} \exp\left\{-\frac{r^2}{r_0^2}\right\} \quad (3)$$

となる。ここで旋回パラメタ q は、スカラー輸送の解析に用いた Lamb-Oseen 渦では $q = -\infty$ に、軸流のある秩序渦の解析では周方向波数 $m = 1$ について最大の増幅率を持つ $q = -0.45$ (Mayer and Powell [3]) に、それぞれ設定した。また r_0 は初期条件における秩序

渦の半径であり、 Γ_0 は秩序渦の循環を示す。秩序渦の循環 Γ_0 は、背景乱流に比べて十分に大きくするため、背景乱流場の渦度の自乗平均 ω と秩序渦の半径 r_0 を用いて $\Gamma_0 = 40r_0^2\omega$ と設定した。

2 スカラー輸送過程の変化 (Lamb-Oseen 渦, $q = -\infty$)

初期条件として、次に示す Case 1, Case 2 と 2 通りの分布を与えた; Case 1: $s_1(r) \propto \exp\left\{-\frac{r^2}{r_1^2}\right\}$, Case 2: $s_2(r) \propto \frac{r^2}{r_0^2} \exp\left\{-\frac{r^2}{r_1^2}\right\}$ 。

Case 1 では、渦核内に分布するスカラーの振舞いを調べるため、Lamb-Oseen 渦 ($q = -\infty$) の渦度の z 成分の分布に一致させ、時間発展させた (図 1)。渦核

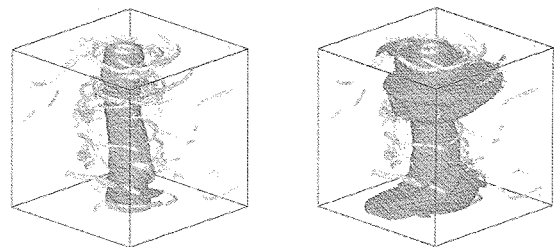


図 1: 渦構造とパッシブスカラーの変化。灰: 高エンストロフィー領域の等値面, 黒: パッシブスカラーの等値面 (最大値の 16%)。 (a) Case 1, (b) Case 2.

が存在しない場合と比較すると、パッシブスカラー場は渦核 ($r \sim r_0$) 内に $t \simeq 10$ まで保持され、それ以降の時刻でも渦核外への顕著な輸送は見られなかった。

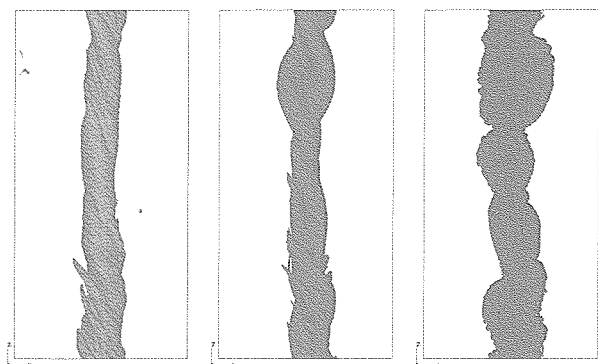


図 2: エンストロフィーの等値面 (q -vortex, $q = -0.45$); $t =$ (a) 0.8, (b) 1.3, (c) 1.7.

このとき渦核は内部に発生した渦波によって大規模構造が変形するが、パッシブスカラーの大規模構造もそれに伴って変化する様子が観察された。このときスカラーは渦核外部に流出することはなく、このため渦核外 ($r > r_0$) に発生する渦輪状の微細渦構造による輸送はほとんど確認できなかった。

また Case 2 では渦核表面での輸送現象の変化に注目するため、スカラー分布の最大値を渦表面上 ($r \simeq 1.7r_0$) に持つ分布に設定し、時間発展させた (図 1(b))。このときパッシブスカラーは、Case 1 と同様に渦核内にあったパッシブスカラーは保持された。一方渦核周辺では、渦輪状の微細渦構造の発達に伴い、スカラー輸送が活発になる様子が観察された。このときスカラーの輸送が顕著なのは、渦核表面に発生した微細渦構造が密集している場所である。このため微細渦のスカラーの輸送能力について、単体では低いものの、複数がクラスターを形成することによって効率よく輸送することが考えられる。

3 q -vortex

図 2 は、渦構造の変化を渦度の等値面により示したものであり、図中では各時間帯での渦度の空間全体の自乗平均の 3 倍を閾値としている。初期状態において、初期乱流場に q -vortex を重ね合わせたただけであるので、秩序渦はほぼ円柱状の構造を保っていた。その後の時間発展とともに、 q -vortex は周辺乱流場の影響を受け始め、変形を始める。時間発展開始から、 q -vortex は捻れた構造 (ツイスト構造) を呈し (図 2(a))、その後さらに捻れながら半径方向に膨らみ続けた (図 2(b))。秩序渦が 1 回転するころ (図 2(c))、2 つのスパイラル状の渦が巻き付いた様な構造 (スパイラル構造) に変化した。このため、線形不安定な q -vortex の崩壊は乱流の特徴的な流れ場による影響よりも、渦核自身の線形不安定性に大きく依存していると考えられる。

この直後に突発的な崩壊が始まり、一気に秩序渦の

微細化が進んでいく様子が観察された (図 2(c))。この突発的な崩壊が始まるまでに q -vortex 自身は 1, 2 回転しかせず、前述した一連の構造変化と崩壊は、軸流を持たない Lamb-Oseen 渦に比べ、非常に早い時間帯で起こることがわかった。特に崩壊する過程での高渦度領域では、 q -vortex が突発的に崩壊する際、一時的に複数の細かい渦輪状の高渦度領域を持った特徴的な構造へ変化している事が捉えられた。

4 結論

秩序渦と乱流場との相互作用の直接数値計算を行った。

Lamb-Oseen 渦と乱流場との相互作用に伴うパッシブスカラー場の輸送現象について解析した。渦核内にあるパッシブスカラーは、その内部に保持され、渦核の構造変化に伴って変形することが観察された。一方、渦核表面のパッシブスカラーはその周辺に生じる微細渦構造によって輸送が促進された。この現象が顕著に見られた部分は、微細渦構造が集中している領域に対応した。

また軸流のある秩序渦、線形不安定な q -vortex の渦構造の変化を捉えるため、3 次元スペクトル法での直接数値計算を高解像度で行なった。その結果、線形不安定な構造から突発的な渦構造変化が捉えられた。その過程の特徴として、一次不安定では線形不安定性によって形成された 2 本のブレードを持つヘリカル構造が、二次不安定ではブレード上に形成された微細な渦輪構造が、それぞれ観察された。この直後、渦核内部では高波数攪乱が励起され微細化が顕著に促進され、秩序渦が突発的に崩壊した。この特徴的な渦構造と、秩序渦の表面に現れることは、渦輪の曲率不安定性 [4] との関連を示唆する。

参考文献

- [1] 高橋, 石井, 宮寄, 山本. ながれ マルチメディア, 21(6):497-498, 2002. 秩序渦と乱流場の相互作用について,
- [2] M. Lessen, P. J. Singh, and F. Paillet. The stability of a trailing line vortex. part 1: Inviscid theory, *J. Fluid Mech.*, 63:753-673, 1974.
- [3] E. W. Mayer and K. G. Powell. Viscous and inviscid instabilities of a trailing vortex, *J. Fluid Mech.*, 245:91-114, 1992.
- [4] Y. Fukumoto, The three-dimensional instability of a strained vortex tube revisited, *J. Fluid Mech.*, 493:287-318, 2003.

第33回・第34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15年度中に2回開催され、合計4日の間に23の講演が行われた。第33回と第34回の研究会で発表・討論された講演を内容別に分類すると次のようになる。

- ・ 流れの安定性に関する研究（4）
- ・ 遷移の機構・制御に関する研究（6）
- ・ 乱流の構造に関する研究（6）
- ・ 特別セッション「遷移研究の今後を探る」(2)
- ・ その他（5）

以下にテーマ毎の研究成果をまとめる。

1. 流れの安定性に関する研究

コンピュータのハードディスクのような静止した外壁に囲まれた回転ディスク間の流れは、流れ場自体の不安定性に加え高速回転するディスクも弾性変形を起こすので、両者の相互干渉によって非常に複雑なものとなる。このとき、回転軸を含む中心部分には、多角形状のコア領域が発生することが報告されている。水島ら（34回）は、流れパターンの遷移プロセスを明らかにすることを目的として、静止円筒容器内で剛体回転する2円盤間の軸対称な流れについて、数値計算と可視化実験を行った。数値計算では、アスペクト比とレイノルズ数をパラメータとして平行解の分岐とその安定性について詳細に調べ、その結果を遷移ダイアグラムとしてまとめあげた。一方、可視化実験では、アスペクト比とレイノルズ数に対する多角形パターンの発生領域を広範囲にわたって調べ、アスペクト比が大きくレイノルズ数も高い領域では低次の楕円形パターンが現れ、アスペクト比が小さくレイノルズ数も低い領域では逆に5角形や6角形などの高次のモードが現れることを報告し

ている。

豊田と益田（34回）は、壁温が主流温度よりも高い不安定層下における境界層中に発生する、ロールセルと呼ばれる流れ方向に軸をもった縦渦列について調べている。このようなロール状対流のセル構造自体は決して珍しいものではなく、日本周辺でも冬場に筋状の雲としてよく目にすることができる。しかし、その成り立ちについては、ベナール・レイリー対流とバックグラウンドの流れとの相互作用がその発生原因とされているものの、具体的な発生メカニズムについては定説もなくよくわかっていない。この研究では、特に、人工攪乱の有無によってこれらの縦渦の発生状況がどのように変化するかに着目し、有限体積法による解析を進めている。その結果、点熱源から発生した主渦対とその脇に誘起される2次渦対との間隔（ピッチ）が、人工攪乱を加えない場合のそれに近いことがわかった。また、その発生メカニズムは、渦度方程式中の浮力生成項により説明できることを明らかにした。一方、複数の人工攪乱を与えた場合、攪乱の間隔が自然発生する渦列のピッチに対して広いときには主渦の間に2次渦が発生し、狭いときには主渦同士が合体するという興味深い現象についても指摘している。本研究の提案する、壁面近傍領域のスパン方向のわずかな温度むらが浮力を生み、それに伴って生じる渦度成分によってスパン方向の温度分布が強化され縦渦列へと成長するという発生メカニズムに関する説明は、現象の理解への足がかりとなるばかりでなく、その検証も含めて今後の研究に指針を与えるものである。

浴槽の水の排水時などに見られるいわゆる「吸い込み渦」は、日常生活の至る所で目にするのが多い流体现象のひとつである。渦が排水孔にまで到達すると、渦の中心にある空気も水と一緒に

配管内に取り込まれてしまうので、流出流量の減少やポンプ効率の低下、振動・騒音の原因になるばかりでなく、ダムなどの場合にはオーバーフローにつながる可能性もあって、工学的にはなかなかやっかいな問題である。渦の構造自体はランキン渦でよく近似されると考えられているものの、そのなりたちは複雑で合理的な説明は未だなされていない。野口ら（34回）は、このような吸い込み渦の構造を明らかにすることを目的として、非常に興味深い可視化実験を行っている。それによると、鉛直軸まわりに回転する円筒水槽の回転数と水槽中央に設けた穴からのポンプによる吸い出し流量がともに大きいときには、側壁から流入させた染料はそのまま壁に沿って底まで達し、底面の境界層を通して中心に近づき、渦核に沿って一旦上昇した後穴から流出する。このとき、PIVによる計測から、流量が大きいほど吸い込み渦の構造はランキン渦に良く似たものとなることがわかった。そこで著者らは、簡単な理論モデルを組み立て、吸い込み渦と底面の境界層との相互干渉を調べた結果、吸い込み流量の大小によって内部領域の速度分布がポテンシャル渦になるかどうかを説明できることを明らかにした。また、水槽の回転数を急激に減少させ強制的に慣性不安定を引き起こすと、側壁から多数の水平なブルームが現れるとともに、底面には多重のリング状構造が生じることも報告している。

水道栓を閉めていくと、水の流れは次第に細く長くなってやがてぼたぼたとしたたる滴になる。佐藤ら（34回）は、このように小さい孔から重力によって流れ出した細い水の流れを「細條流」と名付け、その細條流が破断し滴になる様子を詳細に観察するとともに、流出孔の形状や寸法、助走区間の長さなどを変えて細條流の変化を調べた。その結果、これらの流出条件が細條流の変形と破断に与える影響が明らかとなった。特に、細條流の破断は條流表面に生じる凹凸の非線形干渉（遷移）が引き金となって起こるので、それぞれのケ

ースで破断点が必ずしもそろわず、粒子の大きさや落下速度にも再現性がないことがわかった。また、一見乱雑に見える破断現象も、破断点が乱雑に上下しているのか、破断後の粒子速度がばらついて乱雑になっているのか、あるいは破断点が上下することで粒子速度にばらつきが生じているのかによって、3つのモードに大別できることを見いだした。さらには、細條流の吹き出し管にとりつけたスピーカーから音波を送り込むことで、その遷移と破断を外部から制御することにも成功している。

2. 遷移の機構・制御に関する研究

稲澤ら（33回）は、後退円柱上に発達する三次元境界層の不安定波の挙動を直接数値シミュレーションによって調べた。前縁付近には3つの異なる不安定性の存在が知られていることから、彼らは前縁付近の点源から発達する非定常攪乱の分散性を利用して分離観察し、それらの空間特性を調べた。予測された通り、横流れ不安定、流線曲率不安定およびT-S不安定に起因した非定常攪乱の成長を見事に捕らえただけでなく、それらの特性は、同じ問題を扱った線形安定理論や実験による結果と非常によく一致していることも示した。線形安定理論の厳密な取り扱いが難しい前縁近傍領域で直接数値シミュレーションによるアプローチが可能になったことから、今後実験との連携が楽しみである。

福西ら（33回）は、ピエゾアクチュエータによって境界層中に導入した非定常攪乱から不安定波が励起される過程を、渦糸法を用いて説明を試みた。前報（SP-56）では直接数値シミュレーション結果から同じ流れ場の物理的に説明したが、本報では3次元的な渦構造の変化に基づきより客観的な解釈を試みた。その結果、瞬間的な渦度場と上流から移流した渦度場をそれぞれ表した渦糸の分布が異なり、壁近傍の渦度場においては移流よりも拡散が支配的であることがわかった。従って、こ

のような流れ場を渦糸の相互干渉で説明することは適切ではないことを明らかにした。

横川ら（33回）は、制約条件が多く課される大型の開発風洞において遷移計測技術として最適な手法を選定するために、さまざまな手法を用いて全機模型主翼の遷移計測を実施した。プレストン管およびホットフィルムを用いた計測手法は、正確な定量データを取得できることを特徴としているが、センサーの移動に時間がかかる。一方可視化による計測手法としては、適用温度範囲が限定される感温液晶フィルムよりも任意の温度範囲で使用可能な赤外線カメラの方が、利点が多いことがわかった。従って大型風洞においては可視化によって広域的な情報を得た上で、着目した重要位置にプレストン管あるいはホットフィルムを用いた定量計測を適用する方法が最適であることを明らかにした。今後の遷移研究に対しては、不安定機構を物理的に解明してだけでなく、複雑な形状の遷移位置を迅速に検出するなど汎用的な実験技術の確立なども要請されている。

超音速境界層の遷移特性はこれまでに実施された数値的、実験的な研究によってある程度理解は進んでいるが、依然として信頼できる実験データやこれに対応した境界層の安定解析等は極めて不足しており、遷移機構の解明に支障を来している。そこで杉浦（34回）は実験屋の立場から、二次元と三次元境界層が比較的小さな迎角の変化で実現できる軸対称物体まわりの遷移特性を調べ、より普遍的な実験データの構築と遷移機構解明を目指している。供試模型は頂角 10 度の円錐模型を用いて、風洞総圧 55-130kPa（単位 Re 数 6.2×10^6 - $13.2 \times 10^6/m$ ）の条件のもとで、F H I と J A X A の異なる 2 つの超音速風洞で赤外線カメラを用いた表面温度分布の計測による試験を行った。両試験の結果では気流乱れまたは気流角の違いに起因する遷移位置の変化は観測されたが全体的なパターンはほぼ一致し、遷移特性にある程度の普遍性があることを示した。しかしながら、円錐のト

ップライン近傍における遷移パターンに両風洞で顕著な差が存在したことは本研究がめざす信頼できる実験データの構築が難しいものであることも明らかになっている。

実飛行環境を風洞で模擬する強制遷移技術は、いわゆる高 Reynolds 数外挿技術の一つとしてその重要性が広く認識されている。圧縮性は境界層を安定化させる作用を持つために、極超音速域においては強制遷移させるためのラフネスの高さが境界層厚さを越え外部流まで乱す。このため、より効果的な粗さ形状の提案が待たれている。これについて藤井（34回）は、極超音速で支配的な 2nd モードが音響擾乱であることから、二次元波状ラフネスが大きな効果を持つのではないかと予想し、このラフネスによる遷移への効果について、頂角 10 度の金属製円錐模型に対し赤外線計測により調べている。しかしながら、このラフネスの導入による試験では、予想に反して遷移促進効果は見られず、逆に境界層厚さが粗さ半波長の 1.25 倍程度になる条件において遷移抑制の効果が現れるという興味深い結果を得た。これについて筆者は、二次元波状ラフネスが特定の周波数の擾乱を境界層に与え、それによって遷移を逆に遅らせていると推測している。本研究では金属模型に対する赤外線計測手法の有効性も併せて確認しており、本手法の適用範囲拡大の可能性を示唆する大変有用な結果を提示した。

徳川ら（33回）は JAXA が実施する小型超音速機による飛行実験に先立ち、これまでに実施した実機搭載型センサーを用いた複数の遷移計測実験の結果に基づいてその計測技術の有効性を検討した。このような事前検討は飛行実験における遷移位置の検出が、CFD による自然層流翼の設計技術の検証のために主要な試験課題の一つになっているためである。この遷移検出技術で最も重要なことは予め実機飛行時における出力値を推測し、ノイズレベルの許容値を決定することである。これまでに得られた風洞試験結果を整理した上で

飛行試験条件における出力値を推測したところ、ノイズレベルは層流状態における出力の下限よりは高いが、乱流および遷移領域における出力よりも十分低いことを示し、現状のノイズレベルが飛行時にも保たれれば遷移位置の検出は可能であると結論付けた。ただし非定常圧力センサーについては基準となる風洞試験結果が非常に少ないため、飛行試験前までに追加的に風洞試験を行い、予測精度の向上を図るべきだ、と提言している。

3. 乱流の構造に関する研究

佐々（33回）は、広いレイノルズ数範囲($R_\lambda = 19 \sim 2390$)にわたって乱流中の微細秩序渦を X 型熱線プローブで検出し、その特性を調べた。一様せん断層や安定成層の風洞乱流場、および大気乱流場で計測を行ない、Burgers 渦と類似した秩序渦を捉えた。渦径は R_λ に依存せず 10η 程度 (η : Kolmogorov スケール) であるが、せん断もしくは乱流構造の変化のために、最大周方向速度および渦レイノルズ数などの渦の特性は、 $R_\lambda \sim 700$ を境に変化することを明らかにしている。数値計算が中心であるこの研究分野で、本研究の成果は実験による貴重な検証データを提供するもので、価値も高い。

高橋ら（34回）は、Lamb-Oseen 渦と背景乱流場との相互干渉に伴うスカラー輸送の促進を DNS で調べ、渦核内のパッシブスカラーは渦核の変化に依存し、渦核表面におけるパッシブスカラーは微細渦構造によって輸送が促進されることを明らかにした。また、軸流のある秩序渦(q -vortex) と背景乱流場との相互干渉について、高解像度の直接計算を行ない、一次不安定性による 2 本のヘリカル構造、および二次不安定性によるブレード上の微細な渦構造が形成された直後に、秩序渦が突発的に崩壊することを示した。この崩壊は渦輪の曲率不安定性との関連性を示唆するもので、本研究の目的である秩序渦と乱流場の相互干渉について、理解を深めるものとなった。

渡辺ら（33回）は、風上バイアスしたコンパクトスキームを用いた乱流ジェット DNS データベースを用いて、従来の SGS モデルを評価している。dynamic mixed モデルの熱流束項を評価した結果、モデル係数に改善の余地があることを指摘している。また、エネルギー方程式における各収支項について、(1)モデル化を要する項の支配性は攪乱エネルギーの増減に依存すること、(2)SGS viscous diffusion 項は全計算時間において相対的に低い値をとること、(3)pressure dilatation 項のモデル化において、 $\partial q_j / \partial x_j$ に比例するという仮定が条件の一つであることなどを明らかにした。これらの成果は SGS モデルを用いる今後の研究に重要な指針を与えると思われる。

平板の一部をスパン方向に振動を加えた場合、乱流境界層の抵抗は軽減されることは知られている。Pang ら（34回）は、この抵抗軽減のメカニズム解明を目指して、ローレンツ力が平板近傍の秩序構造に与える影響に着目し、水槽を用いて調べた。板のスパン方向速度の無次元パラメータである equivalent spanwise wall velocity が $W_{eq}^+ \approx 10 \sim 15$ の時、30~40%の摩擦抵抗が軽減されることを見出している。このようにスパン方向の壁速度が重要なパラメータであり、最大の摩擦抵抗の軽減を行なうには、ローレンツ力によって、壁面近傍の縦渦をスパン方向に 100 wall unit 程度動かす必要があることを明らかにしている。また、抵抗軽減のメカニズムに関して、壁面近傍におけるスパン方向速度勾配が余剰な負の渦度を生成し、摩擦抵抗の軽減に重要な役割を果たしていることも明らかにしている。

小橋・早川（34回）は、乱れを渦の集合により誘導される速度の場であるとして、乱流境界層の速度分布と組織構造について考察している。乱流境界層の外層と内層の乱れの違いを、壁面から遠ざかる過程で渦の性質が変わることによって考察している。Burst の組織構造についても渦群の通過による攪拌によって発生していると考察して

いる。構造の3次元性については、壁に沿う2次元渦が不安定化してできる局所的な縦渦を導入することによって説明できるとしている。

蒔田ら（34回）は、乱流発生装置によって風洞内に形成された大規模乱流場において巽らが提案している交差独立性仮説（SP-36）の検証を行った。その結果二点間の速度の和および差の確率分布から、近距離領域の v を除き、巽らの理論解が成立することを示した。 v の確率分布の実験結果が理論解と一致しない原因は R_λ が無限大で粘性消散領域が考慮されていないことに起因していると考えられている。さらに、交差独立性仮説が有効であるためには確立分布の非対称性に由来する奇数次相関の非独立性を解決する必要があると提案している。

4. 特別セッション「遷移研究の今後を探る」

第34回「境界層遷移の解明と制御」研究会では「遷移研究の今後を探る」と題する特別講演セッションを設けた。当研究会は境界層の遷移研究を中心に据えて、15年以上継続して定期開催されてきた。近年、基幹メンバーをはじめ研究会を支えてきて頂いた参加者の一部からも研究会が閉塞気味になっているとの意見が出された。そこで、より応用に近い研究分野にも視野を広げ、遷移研究に止まらずその発展すべき方向を示唆して頂くことを目的とし、今回2件のご講演を依頼した。

山本と村山（34回）は、Reynolds-Averaged Navier-Stokes 方程式（RANS）を用いた航空機の抵抗予測についてその現状と課題について講演して頂いた。遷移位置が特定され、大きな剥離が生じていなければ、風洞試験結果との誤差が10カウント（5%）程度以内で抵抗を予測可能であるが、この精度は空力設計に要求される1カウントには遠いことが、4つの具体的な計算例を基に紹介された。誤差の原因として、乱流モデル、格子やスキームに対する依存性、数値粘性による偽抵抗の存在が明示された。遷移予測法の導入も残された

重要課題の一つに挙げられた。一方、風洞試験における計測精度や信頼性の向上も重要な課題であり、超音速実験機 NEXST-1 に対する解析結果と実験結果の比較から、風洞模型のわずかな製作誤差や風洞の気流特性によって5~10カウントの誤差が生じることが指摘された。また、風洞壁や模型支持装置との干渉を補正する方法などを確立していく必要があることも指摘された。

加藤（34回）は、低マッハ数の流れから発生する流体騒音を予測する数値解析の現状と課題について講演して頂いた。低マッハ数の流れにおいては、通常流れから発せられた音がこの流れに及ぼす影響を無視できることから、音源となる流れの非定常変動場と音の伝播を別々に計算する分離解法が実用上有効であることを指摘した。ブラフボディから発生する騒音を予測する場合には、物体から剥離した渦の変動を精度良く解析する必要があるため、RANS ではなく LES（Large Eddy Simulation）を用いることが必須であると述べた。LES を用いれば物体からの剥離が、層流剥離であっても乱流剥離であっても、騒音スペクトラムの予測が可能であることを示した。音源計算のための格子解像度、乱流境界層が剥離する場合の騒音予測や非コンパクトボディで生ずる高周波騒音の予測などが今後の課題として残されている。一方、 $Re=10^4$ 以上の単独翼から発生される騒音に関してはいまだに予測の目処が立っていないことが述べられた。

5. その他

小濱ら（34回）は旧リニアモーターカー跡地を活用して、流動環境シミュレータ（通称“曳航風洞”）の研究開発を進めている。今回は、静止流体の揺らぎをさらに抑えるために走行路の上部に覆いを取り付けた他、トラバースアームの先端に測定モデルを取り付けた電気走行台車を整備した結果について報告した。自然風の影響が低い条件下ではそのレベルは走行速度に対して0.06%に達

して、機械振動特性は 0.01%以下であることが示された。既存の風洞とは異なる気流乱れ環境のため、今後の対応計測結果が興味深い。

航空機や自動車の空力騒音をはじめ、電子機器の冷却ファン等の身の回りの騒音問題がより重要性を増して来ている。しかし、流体から発せられる音波の正確な予測は未だに難問である。畠山ら（33回）は圧縮性 DNS を用いて、一様流中の NACA0012 翼模型から発生する空力音の解析を行い、音波の迎角に対する影響を調べた。従来の研究では $Re=1000$ 以下の Re 数で調べられているが、この研究ではこれより高い $Re=5000$ で行われている。迎角を 5 度から 8 度に増加すると、翼前縁から剥離した流れが後縁付近の境界層と干渉して渦が発生し、音波の振幅が著しく増加して低周波にシフトすることが見出された。

坂上（33回）は 1MHz に迫る応答性を示す多孔質の陽極酸化皮膜型感圧塗料を用いて、小型流体振動子が作る基本周波数 6.4kHz の非定常圧力場計測を行った。主な測定誤差は感圧塗料の応答性ではなく、圧力校正時のフィッティングと励起光のパルス幅であることを示した。従来のような圧力変換器による点計測と異なり、非定常圧力の面情報が得られるので、今後非定常現象の解明に強力な武器となることが期待される。

一般に渦といっても、その定義はあいまいである。熊ら（34回）は π 法という渦領域の新たな定義方法を提案し、3つの従来の渦の定義方法（Q法、 λ_2 法、 Δ 法）と比較検討した。 π 法では、各格子点の渦度ベクトルに垂直な面内で、その周囲の流体がすべて同じ回転方向に回転していれば、その格子点は渦の一部であると定義する。4つの方法で、同定される渦構造が少しずつ異なり、 π 法ではしきい値のとり方に対してより鈍感であるという点が優れていることを示した。今後 DNS や計測手段の発達により膨大なデータをいかに解釈するかという点が非常に重要となり、提案された渦の定義が威力を発揮すると思われる。

大庭ら（33回）は負の大きな密度勾配をもつ強安定成層流中に発達した内部重力波を冷線と熱線を組み合わせた多チャンネルプローブを用いて空間計測を行った。内部重力波が崩壊し、波動のエネルギーが乱雑化する過程でそのエネルギーは主流に戻る、いわゆる逆カスケード現象が存在することを見出した。

研究会幹事 高木正平
徳川直子
跡部隆
杉浦裕樹
編集委員 関下信正
伊澤精一郎

正誤表 (JAXA-SP-04-002)

場所	目次 5 行目
誤	<p>6.5m×5.5m 低速風洞における全機模型遷移計測の試み</p> <p style="text-align: right;">宇宙航空研究開発機構 横川 譲, 青木良尚</p> <p>乱流境界層の構造と渦 高橋 侔</p> <p style="text-align: right;">北海道大学 小橋安次郎, 早川道雄</p>
正	<p>6.5m×5.5m 低速風洞における全機模型遷移計測の試み</p> <p style="text-align: right;">宇宙航空研究開発機構 横川 譲, 青木良尚</p> <p>乱流境界層の構造と渦 高橋 侔</p> <p style="text-align: right;">北海道大学 小橋安次郎, 早川道雄</p>

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA-SP-04-002

発行日	2005年1月28日
編集・発行	独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 〒182-8522 東京都調布市深大寺東町七丁目44番地1 TEL 0422-40-3000 (代表)
印刷所	弘久写真工業株式会社 東京都立川市上砂町5-1-1

©2004 JAXA

※本書(誌)の一部または全部を著作権法の定める範囲を超え、無断で複写、複製、転載、テープ化およびファイル化することを禁じます。

※本書(誌)からの複写、転載等を希望される場合は、下記にご連絡ください。

※本書(誌)中、本文については再生紙を利用しております。

<本資料に関するお問い合わせ先>

独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 情報化推進部 宇宙航空文献資料センター



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