

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43回・第44回)**

Proceedings of the 43rd and 44th 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”

2010年2月

February 2010

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

目次

第43回研究会（2008年10月2日～10月3日）

低Re数の二次元翼から発生する空力音について —数値手法—	1
JAXA 池田友明, 高木正平	
低レイノルズ数域後方ステップ流れの不安定解析を用いた制御	3
東京理科大学 山田俊輔, 本阿弥眞治 元祐昌廣, 石川仁	
超音速縦渦の線形安定解析	5
大阪府立大学 比江島俊彦	
円柱群後流の構造	9
ながれ研究集団 佐藤浩, 斉藤博之助, 中村宏	
弱い主流乱れにおける境界層遷移について	13
信州大学 松原雅春, 高市皓太 岐阜工業高等専門学校 劔地利昭	
ハイドロゲル壁面上の流れ	15
東洋大学 望月修	
旅客機着陸性能の改善に関する風洞試験	
JAXA 横川譲, 村山光宏, 加藤裕之 伊藤健, 山本一臣 首都大学東京 金崎雅博	
編隊飛行時の空力特性と翼端渦の干渉	17
首都大学東京 森文秀, 浅井雅人, 稲澤歩	
角柱後流の対流不安定性から絶対不安定性への交替	21
ダッソーシステムシムリアコープ 武本幸生 同志社大学 水島二郎	
壁乱流のオーバラップ層	25
京都大学 西岡通男	

第44回研究会（2009年3月26日～3月27日）

角柱（円柱）後方カルマン渦列の発生源			27
	同志社大学	水島二郎	
	ダッソーシステムシムリアコープ	武本幸生	
円柱群後流の干渉			31
	ながれ研究集団	佐藤浩、斉藤博之助、中村宏	
交差独立性完結仮説による乱流理論の問題点と仮説の一般化			35
	京都大学名誉教授	巽友正	
乱流研究の将来			37
	慶應義塾大学名誉教授	松信八十男	
わが人生、抵抗との戦い			
	東北大学	小濱泰昭	
一様流中における多関節平板の振動特性に関する研究			41
	長岡工業高等専門学校	山岸真幸	
	長岡技術科学大学	渡邊達弥	
壁面粗さを有するチャンネル流の安定性に関する数値実験			45
	首都大学東京	稲澤歩，浅井雅人	
	ウエスタンオンタリオ大学	J. M. Floryan	
Lighthillテンソルを用いた空力騒音の評価			
	豊橋技術科学大学	飯田明由	
	東京大学	加藤千幸	
非線形性を考慮した流れの不安定性予測			49
	東北大学	伊澤精一郎、堀川敏	
		茂田正哉、福西祐	
境界層外部に導入した局所攪乱が遷移に及ぼす影響			51
	東北大学	福西祐、鈴木芳宗	
		茂田正哉、伊澤精一郎	
低Re数の二次元翼から発生する後縁ノイズの数値解析			55
	J A X A	池田友明、高木正平	
航技研入所から30年を振り返って			57
	J A X A	高木正平	

CONTENTS

The 43rd Workshop (October 2-3, 2008)

On the aerodynamic-noise generation from 2-D airfoils at low Reynolds numbers	1
- computational aspects -	
JAXA T. Ikeda, S. Takagi	
Control of backward facing step flow by stability analysis in low Reynolds number	3
Tokyo University of Science S. Yamada, S. Honami	
M. Motosuke, H. Ishikawa	
Linear stability analysis of supersonic streamwise vortices	5
Osaka Prefecture University T. Hiejima	
The structure of wakes behind a group of cylinders	9
Institute of Flow Research H. Sato, H. Saito and H. Nakamura	
Boundary layer transition subjected to weak free stream turbulence	13
Shinshu University M. Matsubara, K. Takaichi	
Gifu National College of Tech. T. Kenchi	
Flow along a hydro-gel wall	15
Toyo University O. Mochizuki	
Improvement of aerodynamic performance in landing configuration	
JAXA Y. Yokokawa, M. Murayama, H. Kato	
T. Ito, K. Yamamoto	
Tokyo Metropolitan University M. Kanazaki	
Interactions of wing-tip vortices and their effects on the aerodynamic characteristics	17
in formation flight	
Tokyo Metropolitan University F. Mori, M. Asai, A. Inasawa	
Transition of convectively unstable flow past a rectangular cylinder to an absolutely unstable state	21
SIMULIA Corp. Y. Takemoto	
Doshisha University J. Mizushima	
Overlap layer in wall turbulence	25
Kyoto University M. Nishioka	

The 44th Workshop (March 26- 27, 2009)

Origin of oscillation leading to Karman's vortex street in the flow	27
past a rectangular (circular) cylinder	
Doshisha University	J. Mizushima
SIMULIA Corp.	Y. Takemoto
The interaction of wakes behind circular cylinders of various sizes	31
Institute of Flow Research	H. Sato, H. Saito, H. Nakamura
Theory of turbulence based on cross-independence closure hypothesis	35
and generalization of hypothesis	
Kyoto Univ., Prof. Emeritus	T. Tatsumi
Turbulence study in future	37
Keio Univ., Prof. Emeritus	Y. Matsunobu
Struggle with fluid dynamic drag	
Tohoku University	Y. Kohama
Study on the fluttering characteristics of a multi-articulated flat plate in the mean-flow	41
Nagaoka National College of Tech.	M. Yamagishi
Nagaoka Univ. of Tech.	T. Watanabe
Numerical study on the stability of flow in a channel with rough wall	45
Tokyo Metropolitan University	A. Inasawa, M. Asai
The Univ. of Western Ontario	J.M. Floryan
Evaluation of aerodynamic sound with Lighthill tensor	
Toyohashi Univ. of Technology	A. Iida
The University of Tokyo	C. Kato
Prediction of flow instability including a nonlinear effect	49
Tohoku University	S. Izawa, S. Horikawa
	M. Shigeta, Y. Fukunishi
Effect of Outer Local Disturbance on a Boundary Layer Transition	51
Tohoku University	Y. Fukunishi, Y. Suzuki
	M. Shigeta, S. Izawa
Numerical simulations of trailing-edge noise generation from 2-D airfoils at low Reynolds numbers	55
JAXA	T. Ikeda, S. Takagi
Memoirs of research activities during my tenure of thirty years at NAL	57
JAXA	S. Takagi

低 Re 数の二次元翼から発生する空力音について – 数値手法 –

○池田 友明, 高木 正平 (JAXA 研開本部)

On the aerodynamic-noise generation from 2-D airfoils at low Reynolds numbers – computational aspects –

Tomoaki IKEDA and Shohei TAKAGI

JAXA Aerospace Research and Development Directorate

ABSTRACT

Aerodynamic noise generated from 2-D airfoils is of interest in conjunction with the development of Karman-vortex shedding in the wake region. In this study, the computational aspects are discussed to reproduce the trailing-edge noise using acoustic analogies, based on the flow field obtained by a compressible flow solver with higher-order numerical schemes. The comparative study indicates that less-expensive acoustic analogies fail in representing the acoustically non-compact sound source with incompressible flow field. However, by using a compressible near-field solution, the FW-H equation successfully predicts the far-field sound pressure directivity, for an accurate pressure fluctuation is provided at the airfoil surface.

Key Words: trailing-edge noise, computational aeroacoustics, acoustic analogy

1. 研究目的

当研究グループでは、航空機から発生する空力騒音の低減を目的とした基盤技術の確立を目指し、研究を行っている。数値計算手法の面では、Computational Aero-acoustics (CAA) 技術を用いて、翼周り流れ等から発生する空力音を高精度で予測することを目的としている。

航空機翼周りから発生する顕著な狭帯域騒音として、trailing-edge (TE) ノイズがある。Crighton らによれば¹⁾、TE ノイズの発生は、後縁を特異点とする非圧縮ポテンシャル流れのアナロジーと捉えることができる。即ち、後縁近傍に存在する渦が音源となり、渦から直接的に放出されるよりもはるかに大きなオーダーを持つ音波が後縁から散乱される。音源として周期的なカルマン渦が存在する場合には、渦の振動周波数と同じ周波数を持ち、二重極的な振る舞いを示すトーン・ノイズが観測される²⁾。ここでは、比較的レイノルズ数の低い領域で二次元翼周り流れから発生する TE ノイズを取り上げ、音響アナロジーによる TE ノイズの再現性を検証する。

2. 音響アナロジーに関する考察

物体周り流れから発生する騒音予測に Lighthill の音響アナロジーを適用する場合、Curle や FW-H の式に代表される自由空間の Green 関数を用いる積分手法と、物体形状を考慮した Green 関数による手法とが挙げられる。解析的には前者のほうが扱いが容易であり、低マッハ数流れのように二重極成分が卓越する場合には面音源を扱うため、計算コストも低く抑えることができる。本研究では、高精度圧縮性解法により近傍場を決定するため、面音源として物体近傍の圧力分布を正確に与えることができる。これ故、音源のコンパクト性の仮定を導入する必要はなく、遠方場の音圧予測において精度面での有効性が期待できる。

しかしながら、前節で述べたように、TE ノイズなどの二重極音は、本質的には物体近傍の渦変動（＝四重極音源）に起因するものであり、二重極音をその発生機構と関連付けて定量的に評価する上では、後者の物体形状を考慮した Green 関数を用いることが望ましい。一般にはこの手法は、時間的・

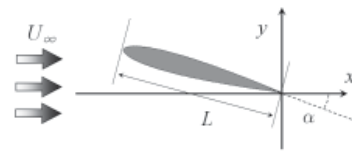


Fig. 1 Flow configuration

空間的に四重極音源をサンプリングし、その後 Green 関数を用いて積分をする必要があるため計算コストが非常に大きい。Howe は音源のコンパクト性の仮定を用いて、この Green 関数を近似する方法を提案しており³⁾、この場合比較的低コストで音響場の見積もりが可能である。以下では、上述の FW-H の式による面音源の積分手法と、Howe のコンパクト Green 関数を用いた方法との比較を行う。

3. 計算手法並びに概要

基礎方程式には二次元の圧縮性 N-S 方程式を用いる。流れ場は C 型格子を用いて差分法により離散化し、時間方向の離散化には 4 次精度の Runge-Kutta スキームを、空間方向には 6 次精度コンパクトスキームを用い、境界及び数値格子接合部では特性条件を適用する。ここで、境界・接合部近傍での空間方向の精度低下を抑えるために、風上陽差分による特性方程式を境界条件として組み込んだコンパクトスキームを採用する⁴⁾。

流れモデルの概要を Fig. 1 に示す。ここでは、翼後縁を原点に取り、コード長 L の NACA0012 型翼に対して、 x 軸からの傾き α を迎角とし、領域左側から速度 U_∞ の流入がある。音響計算例として用いられる典型的なケースでは、マッハ数 $M = 0.3$ 、コード長 L と U_∞ に基づいたレイノルズ数 $Re = 5000$ である。また、迎角 α として 5.0° を選ぶ。

4. 計算結果

Fig. 2 に、圧縮性解法から直接的に得られた圧力変動の瞬時値と、翼表面の圧力変動から FW-H 式の二重極成分を用いて予測された音圧分布の比較を行う。翼は一樣流中で静止

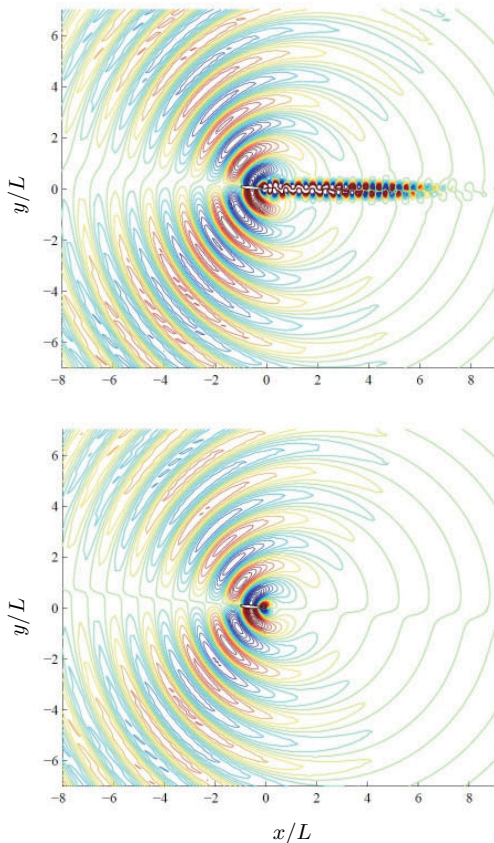


Fig. 2 Instantaneous sound pressure distributions generated from TE: (top) direct computation; (bottom) dipole term of the FW-H equation. One contour level denotes $6.3 \times 10^{-5} p_0$.

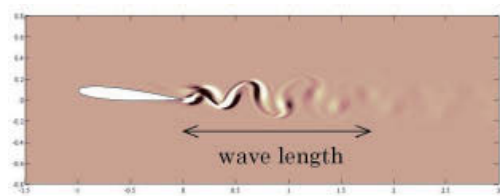


Fig. 3 Instantaneous sound-source distribution of the y -direction for the compact Green's function.

しているため、FW-H の式を適用する際には一様流に対してガリレイ変換を施す。これ故、得られた音圧分布ではドップラー効果が考慮されている。FW-H 式の結果では、翼近傍から遠方場に至るまで、圧力変動の音響成分を定量的に精度良く再現しているのがわかる。特に、斜め上流方向に対して強い音波が伝播している様子が伺える。これは、後述するように、単にドップラー効果により音圧が増幅されたのではなく、音源のコンパクト性が満たされない TE ノイズ特有の性質であることが示唆される。

次に、コンパクト Green 関数による積分手法の検討を行う。Fig. 3 に、Lamb ベクトルの時間微分 $\partial_t(\vec{\omega} \times \vec{u})$ に対して、コンパクト Green 関数による幾何学的重みを作用させた音源分布を示す。ここでは、主成分である y 方向成分のみを抽出している。音波の 1 波長は、図にある通りおよそ $1.8L$ であり、音源の分布範囲はそのスケールより十分小さいとは言えない。また、上述の幾何学的重みは、翼後縁のように曲率の大きい場所でも卓越し、後縁近傍の渦変動の寄与を増幅させる作用を

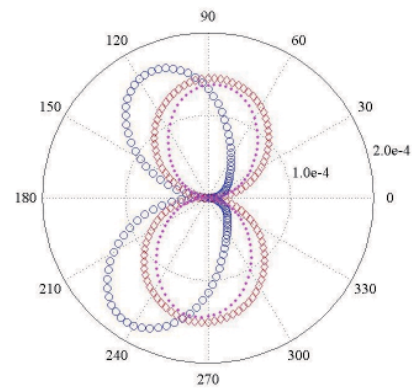


Fig. 4 Directivity of δp_{rms} at $r = 10L$: \circ , FW-H; \diamond , compact Green's function; \cdot , FW-H using the fl w fiel at $M = 0.05$.

持つ。しかしながら、特異点となる後縁を除き、その近傍の音源が特に大きいとは言えず、むしろ翼から離れた後流域の渦成分の寄与を抑える働きがあることがわかる。

ここで、上記の音響アナロジーを用いた音圧の定量的比較を行った。Fig. 4 に後縁から $10L$ の位置での音圧変動の実効値 δp_{rms} の指向性分布を示す。圧縮性解法で直接得られた圧力変動は FW-H の結果とほぼ一致する。上述の 2 つのアナロジー手法に加えて、 $M = 0.05$ で求めた翼表面の圧力変動に対して FW-H の式を適用した結果も同時に示す。これは、従来しばしば用いられる、非圧縮解法に Curle の式を適用する場合の妥当性を検証するためである。 $M = 0.05$ では音の波長が $11L$ 程度であるため、コンパクト性の仮定は適当である。しかし、Fig. 2 で観測された斜め前方に強い音波が生じる様子は、 $M = 0.3$ の流れ場から求めた FW-H 以外の 2 通りの手法では再現されておらず、且つ両者は同等な二重極分布を示す。これらの積分においては何れもドップラー効果を考慮しているため、 $M = 0.3$ での音源の非コンパクト性がこの差を生んでいると推測される。非圧縮解法と Curle の式の組み合わせが妥当であるためには、音源のコンパクト性が満たされる必要があることが示唆された。

5. まとめ

$Re = 5000$, $M = 0.3$ での NACA0012 翼周り二次元流れにおける空力音の数値再現性の検証を行った。この研究で用いた計算コードは、現在本研究グループにて空力音響解析ツールとして開発中のものである。高精度圧縮性解法と音源のコンパクト性を仮定しない FW-H の積分手法を組み合わせることで、精度良い空力音予測が可能であることを示した。

参考文献

- 1) D. G. Crighton and F. G. Leppington. On the scattering of aerodynamic noise. *J. Fluid Mech.*, Vol. 46, pp. 577–597, 1971.
- 2) 高木, 池田, 伊藤. 低レイノルズ数における対称翼の後流不安定性. 日本流体力学会年会, 神戸, 2008.
- 3) M. S. Howe. *Theory of vortex sound*. Cambridge university press, 2003.
- 4) T. Ikeda, T. Sumi, and T. Kurotaki. Interface conditions of finite-difference compact schemes for computational aeroacoustics. In *Proc. 26th Congress of Int. Council of Aeronautical Sciences*, Session 2.3.1, Anchorage, Alaska, 2008.

低レイノルズ数域後方ステップ流れの不安定解析を用いた制御

山田俊輔、本阿弥眞治、元祐昌廣、石川仁（東理大）

Control of backward facing step flow
by stability analysis in low Reynolds number

S. Yamada*, S. Honami*, M. Motosuke*, and H. Ishikawa*

* Tokyo University of Science

ABSTRACT

The objective of this study is to control the reattachment process of the separating and reattaching flow by the synthetic jet over a backward facing step in a low Reynolds number range. To determine the exciting frequency of the synthetic jet, this paper presents the stability analysis of the separating shear layer downstream of the step. The Reynolds number based on the step height ranges from 133 to 3670. The results show effectiveness of the synthetic jet for flow control. The reattachment length on the lower wall decreases due to the vortices which are generated by the synthetic jet with the exciting frequency.

Key Words: backward facing step, separating shear layer, instability analysis, flow control

1. 序論

近年、小型流体機械の開発が注目され、低レイノルズ数域におけるはく離再付着現象は、流体機械の駆動効率に影響することから、はく離再付着流れの制御が必要と考えられる⁽¹⁾。本研究では、低レイノルズ数域後方ステップ流れにおける再付着距離のレイノルズ数依存性及び周期的な流れの構造に着目し、はく離せん断層における安定性解析を行った。この安定性解析に基づいて、シンセティックジェット（以下 SJ）のじょう乱周波数を決定し、はく離せん断層の励起による再付着距離の制御及びその流動機構を解析することを目的とする。

2. 実験装置及び方法

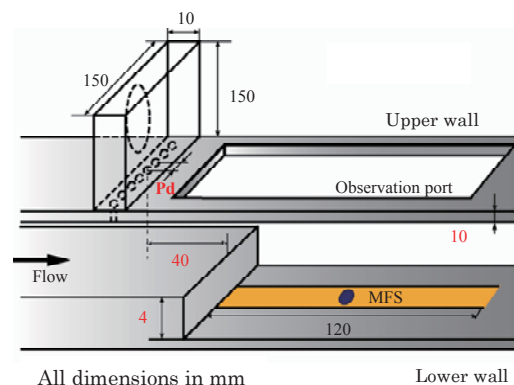
図 1 に実験流路の概略を示す。風洞は流路入口にプロワを設置した吐出し式で、 $10 \times 150 \text{ mm}$ の矩形断面（アスペクト比 15）を有し、ステップ高さ H は 4 mm 、拡大比は 1.67 とした。SJ は $10 \times 150 \times 150 \text{ mm}$ のキャビティを有し、オリフィス部の長さは 10 mm 、ジェット孔径 d は 1 mm 、ジェット孔間隔 $10d$ の多孔ジェットとした。駆動源にはスピーカを用い、ステップの対壁側で、ステップ端上流 40 mm の位置に設置した。

代表速度をステップ上流部の断面平均流速 U_m 、代表長さを H とするレイノルズ数 Re_H は 133 から 3670、そして、SJ の VR （ジェットの最大吹き出し速度と U_m の速度比）は 3 とした。測定には、壁面近傍の流速と流れ方向を検知可能な Micro Flow Sensor（以下 MFS）を用いた。MFS はステップ壁側のスパン中央に設置し、 $X/H = 1$ から $X/H = 28.5$ まで計測した。MFS のサン

リング周波数は 1 kHz 、サンプリング時間は 10 s である。再付着点は、計測時間に対する順流時間の割合である順流率 μ が下流に向かって増加する時の 50% の位置と定義する。また、 XY 断面の流れの可視化を実施した。トレーサとしてアルコールミスト、光源には YAG レーザ、撮影にはハイスピードカメラを用いた。

はく離せん断層が不安定となる周波数帯を解析するために、安定性解析を行った。安定性解析には、二次元攪乱方程式とした Orr-Sommerfeld 方程式の固有値解から、はく離せん断層が不安定となる無次元波数と時間成長率を計算した。この無次元波数と時間成長率から Gaster 変換を用いて空間成長率を算出した。

また、Orr-Sommerfeld 方程式の固有値解を算出するために、PIV 計測により得られた再付着点上流域における平均速度分布を使用した。



All dimensions in mm

Lower wall

図 1 実験装置

3. 結果および議論

図2に対壁側とステップ側における Re_H とはく離及び再付着距離 X_i/H を示す。添字*i*はLがステップ壁側、Uが対壁側を示す。また、添字*j*は、Rで再付着点、Sがはく離点を示す。 $Re_H = 133$ よりステップ側の再付着距離 X_{LR} は増加し、 $Re_H = 670$ から減少する。

図3に X_{LR} が増加する領域で $Re_H = 552$ におけるFFT解析のパワースペクトル密度(PSD)分布を示す。再付着点付近($X/H = 20$)から卓越周波数36Hz(印A)を中心に高いPSD値が分布する。また、36Hzよりやや低いピークが21Hzから27Hz付近に分布し、そのうち24Hz(印B)が最も高い。下流へ向かい24Hz、36HzのPSD値のピークは高くなる。 X_{LR} が増加する流れでは、周期的な流れの構造が X_{LR} 下流域で現れる。

図4に安定性解析による無次元波数 α_r に対する空間成長率 α_i を示す。各 Re_H における α_i の極大値はおおよそ3.2となる。この α_i を周波数に換算し、安定性解析の結果よりSJの周波数 F_{SJ} を10、36、70、150Hzとした。

図5及び6に、SJによる流れの可視化と γ_p を示す。図5(b)では、はく離せん断層の横渦は、図5(a)の横渦よりも上流から形成され、横渦は $X/H = 6$ 付近でステップ側の壁に付着する。図6(a)を見ても、 $F_{SJ} = 36$ Hzの時、

X_{LR} は減少し、SJの効果を確認できる。一方、図6(b)では、全ての周波数で γ_p の傾向は $F_{SJ} = 0$ Hzの時とは大きく異なり、再付着距離も著しく減少する。また、SJによる γ_p はステップ付近から高く、下流に向かうに従って減少から増加へ転じる。

図7は、 $F_{SJ} = 0$ Hzの時の X_{LR} で無次元化した各じょう乱周波数の再付着距離を示す。再付着距離の減少に効果的なじょう乱周波数は、 Re_H の増加と共に36、70、150Hzと増加している。従って、 Re_H の増加に伴い、SJによる制御に有効な周波数域は拡大する。

4. 結論

低レイノルズ数域後方ステップ流れの制御に対し、安定性解析から決定したじょう乱周波数は、再付着距離の制御に有効であることが判明した。

参考文献

- (1) M. G. el. Hak, (2000) "Flow Control : Passive, Active, and Reactive Flow Management", Cambridge University Press, London, United Kingdom

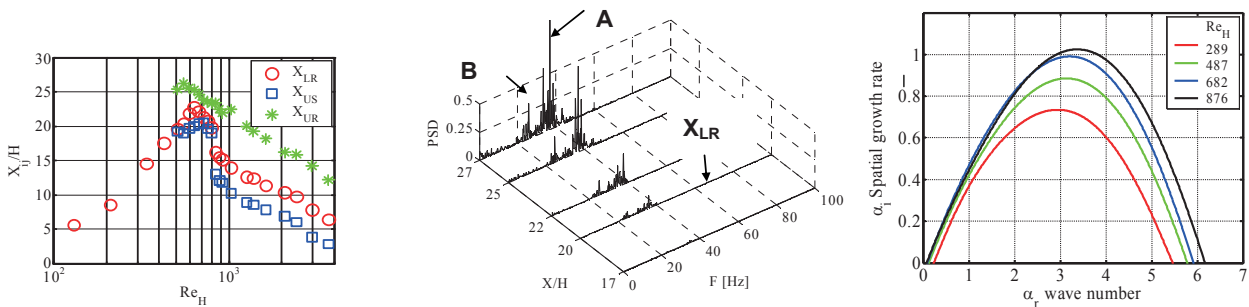
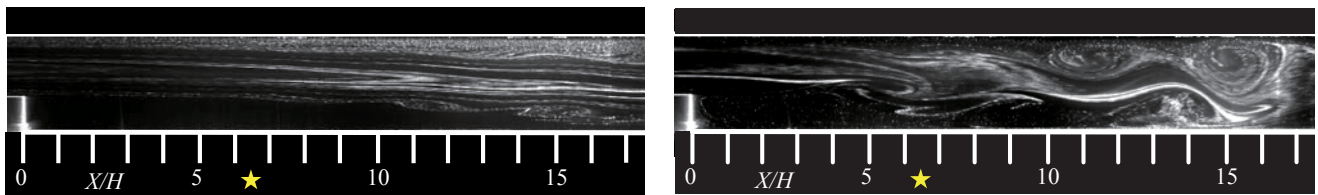
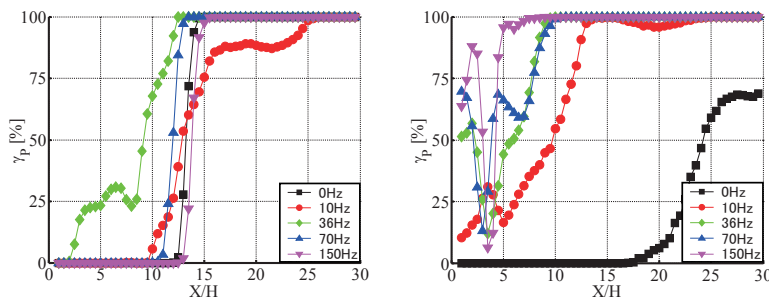


図2 最付着距離のレイノルズ数依存性 図3 FFT解析($Re_H = 552$) 図4 波数に対する空間成長率



(a) $Re_H = 300, F_{SJ} = 0$ Hz (b) $Re_H = 300, F_{SJ} = 36$ Hz

図5 流れの可視化



(a) $Re_H = 300$ (b) $Re_H = 700$

図6 SJによる順流率

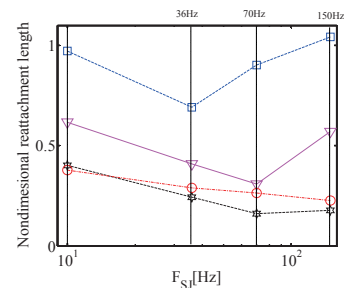


図7 SJによる再付着距離減少率

超音速縦渦の線形安定解析

比江島 俊彦（阪府大工）

Linear Stability Analysis of Supersonic Streamwise Vortices

Toshihiko HIEJIMA

Dept. of Aerospace Eng., Osaka Prefecture University

ABSTRACT

This paper describes a theoretical study on the stability of supersonic streamwise vortices. The spatial as well as temporal stability calculations are made for a single streamwise vortex in a Mach 2.45 free stream. The basic flow data necessary for the stability analysis such as the velocity and vorticity distributions are obtained by conducting numerical simulation of the flow past the so-called alternating wedge vortex generator. By describing the results for the unstable modes the spatial stability characteristics are shown to be in good agreement with those of temporal one. It is emphasized that the streamwise vortex is demonstrated to be much more unstable and powerful in enhancing supersonic mixing, compared with the so-called mixing layer. Importantly this comparison is made possible by newly defining the convective Mach number for the streamwise vortex.

Key Words: Linear stability; supersonic mixing; streamwise vortex; compressible swirl flow; q -Vortex

1. はじめに

亜音速混合層においては、Brown-Roshko 渦に代表される大規模な横渦とその内部に生まれる小規模で3次元的な乱流渦の働きにより、流れは高い混合能をもつ。しかし超音速の混合層では、圧縮性の影響によって横渦の成長が強く抑制されるため、混合能は著しく低下する。このような超音速域において混合を人為的に促進させる制御を行う場合には、圧縮性の影響が緩和される縦渦の利用が効果的である¹⁾。この場合、人為的に導入される縦渦には、その内部に小規模で3次元的な乱流渦を容易に発生させる性質（不安定性）が求められ、それゆえに、縦渦にどのような渦度場を与えるかが重要なポイントになる。剛体回転に近い滑らかな渦度場は、渦軸方向の流れが同様であるとき安定である。しかし、中心部の渦度をゼロにした中空縦渦は不安定で激しい攪乱増幅特性をもつ²⁾。一方、縦渦がなくても軸対称後流のような分布の渦度場は不安定である。この縦渦の渦度場と軸対称後流の渦度場が合成された流れが、どのような不安定特性を有するかは大変興味深い。超音速混合の促進制御法として提案された西岡の縦渦導入ストラット^{1, 3)}と Settlesらの Swirl-vanes^{4, 5)}に着目すると、これらが超音速主流中に作り出す縦渦は上記の合成渦度場に近いものとなる。しかしながら、このような超音速縦渦の安定性は、これまでほとんど調べられていない。

そこで本論文では、まず縦渦導入ストラットによって作られる超音速縦渦分布を数値計算で求めてモデル化した。次に、その縦渦の不安定特性を非粘性の圧縮性線形安定解析により、時間増幅と空間増幅に関して調べた。また、その不安定モードの圧縮性効果を評価するために、新しく縦渦に適用できる移流マッハ数の定義を提案し、それを用いて既知の混合層と縦渦の不安定特性を比較した。

2. 縦渦導入ストラット¹⁾

主流マッハ数 2.45 の縦渦導入ストラット周り流れを3次元の数値計算により求めた。Fig. 1 に、ストラット CNR11-R15 の横断面の等密度線図と CNR11-R22 の横断面および下流からみた断面の等渦度面図を示す。(CNR は Counter-rotation を、最初の数字はスパン方向の幅 [mm]

を、最後の数字は後縁スロープの角度 [deg] を表す。) これらの図から円形に近い楕円型の縦渦の形成と、ストラット後縁で生じる剪断層を渦内に取り込む様子がわかる。計算では、乱流混合を捉える分解能はないが、大きな構造の平均流分布をみることは可能と考える。以下では CNR11-R22 による縦渦の平均流について調べた。Fig. 2 に、3つのストラット下流位置 X での質量流束分布 ρU_x の計測値⁶⁾と計算との比較を示す。上下壁面で反射する衝撃波(ストラット前縁で発生する)の位置が実験と計算で異なるため(この計算では壁面境界層の剥離等は模擬不可)、 $X = 10$ mm 以外は定量的にずれがあるが定性的な分布はどれも近い。Fig. 3(A), (B) にそれぞれ $X = 22.25$ mm の断面での軸方向の速度分布と渦度分布を、(C) に流れ方向の循環分布を示す。大規模構造として、縦渦を評価する上で循環が重要である。この縦渦の循環 Γ は、ストラット高さ h と垂直速度成分のみで評価した非粘性の渦層概算⁷⁾では $4.76 \text{ m}^2/\text{s}$ 、数値計算では縦渦が形成された $X \geq 20$ mm の平均値が $4.67 \text{ m}^2/\text{s}$ である。このことから循環の概算評価法が精度面でも十分有効であることがわかる。なおストラット高さ 10 mm の CNR11-R15, CNR11-R22 の形状・気流条件の詳細は文献^{3, 7)}を、循環の小さな縦渦として取り上げる壁面設置型ストラット WCNR については文献⁸⁾を参照されたい。

3. 超音速縦渦モデル

Fig. 3 に示すように、縦渦導入ストラットにより形成される超音速縦渦は上述の合成渦度場に近しいことがわかる。この循環値と分布の特徴を踏まえた超音速縦渦を以下に示す式で表現する。ただし、周方向速度 U_θ 、軸方向速度を U_x 、スワール数 q (循環: $\Gamma = 2\pi q$)、軸方向主流速度の速度欠損 μ とする。

$$\begin{aligned} U_\theta(r) &= \frac{q}{r} (1 - e^{-Cr^2}) \\ U_x(r) &= 1 - \mu e^{-Dr^2} \end{aligned} \quad (1)$$

密度分布と圧力分布はそれぞれ動径方向速度分布 u_r をゼロと仮定し、Euler 方程式の動径方向運動量の式とエントロピーの式より求めた。(ここでは簡単のため非粘性、等エントロピー渦を仮定。) Fig. 3(A)~(C) の分布と循環の

値から、2 節の CNR11-R22 の縦渦を式 (1) に対応させると、 $q = 0.27, \mu = 0.35, C = 3.03, D = 4.0$ となる (渦軸方向の主流速度 550 m/s, 渦核半径 5 mm で無次元化)。WCNR の場合は $q = 0.1, \mu = 0.2, C = 2.03, D = 4.0$ (循環 $0.8 \text{ m}^2/\text{s}$, 渦核半径 2.5 mm) である。

乱流混合の観点からは、渦レイノルズ数すなわち循環を大きくすることが、縦渦を崩壊させる小規模渦運動の活発化につながるため重要な指標となる⁷⁾。CNR11-R22 による循環は比較的大きいが、Swirl-vanes タイプ⁵⁾ をここでの値に換算すると $q = 0.165$ である。超音速流中の縦渦の形成は非圧縮流と異なり、循環 (あるいはスワール数) には上限が存在する。エネルギーの点からみると、スワール成分は渦のある低圧領域にほとんど局在する。速度欠損がない流れの非粘性のスワール数の上限値は、縦渦モデルの渦中心軸上の圧力が正であるという次の条件から評価できる。

$$q < \frac{1}{\sqrt{(\gamma - 1) \cdot I_\theta(\infty) M_\infty}} \quad (2)$$

ただし、 $I_\theta(\infty)$ は U_θ から決まる値、 γ : 比熱比、 M_∞ : 主流マッハ数 (e.g. $M_\infty = 2.45$ で、 $q_{\max} \approx 0.45$)。

4. 線形安定解析の結果と考察

まず、マッハ数 2.45 の超音速縦渦の安定解析を行った。縦渦の線形安定解析における攪乱支配方程式、境界条件およびその解法は文献⁹⁾ と同じである。攪乱 $\tilde{\Phi}$ のノーマルモードは以下のように表わされる。

$$\tilde{\Phi}(r) = \Phi(r) \exp[i(\alpha x + m\theta - \omega t)] \quad (3)$$

ただし、周方向波数: m , 軸方向波数: α , 角周波数: ω , 時間増幅では、 $\omega = \omega_r + i\omega_i$, 空間増幅では、 $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$, とする。CNR11-R22 については、Fig. 4(A)~(C) に時間増幅、(D)~(F) に空間増幅の周波数と軸方向波数の特性について求めた結果を、WCNR については、空間増幅特性のみ Fig. 4(H) に示す。縦渦の不安定性では、周方向のモードがスパイラルも含めて重要な働きをする。 $m \geq 0$ の正のモードは安定であるため、負の波数 $m = -1 \sim -12$ まで調べた。非粘性の結果であるが、増幅率は $|m|$ とともに増加し、 $|m|$ の大きい所でやがて頭打ちとなる傾向が特徴的である。また $|m|$ が増えると周波数域も広がり、Fig. 4(H) の循環が小さい場合の各モードの周波数域はゼロ側に寄り、増幅率の近いモードが多数競合する可能性があり、小規模渦の生成に適した特性を持つと考えられる。

次に、空間増幅と時間増幅についてみる。局所的な基本流の分布が同一で増幅率が小さく、中立に近いとき、空間増幅と時間増幅の間¹⁰⁾ には群速度 C_g を使って、以下の関係があることが知られている。(ここでは時間増幅から変換された空間増幅を上付き添え字 (s) で表す。)

$$\omega^{(s)} = \omega_r, \quad \alpha_r^{(s)} = \alpha, \quad -\alpha_i^{(s)} = \frac{\omega_i}{C_g}, \quad C_g = \frac{d\omega}{d\alpha} \quad (4)$$

しかし、この関係が成り立つ増幅率の上限値はよく知られていない。そこで、比較増幅率の大きい縦渦の場合について、式 (4) の妥当性を調べた。Fig. 4(G) に、式 (4) を使って時間増幅率から変換したものを種々の記号で、空間増幅で求めた増幅率を種々の線で示した。両者はほとんど一致し、 $m = -12$ のような比較的高い増幅率 (0.341) でも式 (4) が成立することを示した。

さらに、安定性に及ぼす圧縮性の影響の評価について述べる。圧縮性の影響は、マッハ数の影響として把握できると合理的であり、攪乱とともに動く座標系から見た移流マッハ数が圧縮性の指標として重要である。そこで、

文献¹¹⁾ に従い、縦渦の移流マッハ数 M_c を攪乱のスパイラルな伝播方向の位相速度 C_{ph} ならびに速度 U_0 を考慮して、式 (1) を用いて次式で表わす。(c_0 : 音速)

$$M_c = \frac{|U_0 - C_{ph}|}{c_0} \quad (5)$$

$$U_0 = \frac{\alpha_r U_x + (m/r^\dagger) U_\theta}{\sqrt{\alpha_r^2 + (m/r^\dagger)^2}} \Big|_0, \quad C_{ph} = \frac{\omega_r}{\sqrt{\alpha_r^2 + (m/r^\dagger)^2}}$$

ただし、下付き添え字 0: 軸上での値、 $r^\dagger = 1/\sqrt{2D} : U_x$ の変曲点の r の位置、としている。Fig. 4(I) に、式 (5) による $q = 0, 0.1, 0.27$ を 2 次元混合層や計測値とともにプロットした。この図の横軸は式 (5) の移流マッハ数、縦軸は増幅率を非圧縮の値で正規化したものである。 $M_\infty = 2.45$ の場合、縦渦の最大増幅率の値は循環 q に比例することを確認した。この点から循環 q の増幅率に対する圧縮性の影響も興味深い。まず $q = 0$ の wake 流の場合は 2 次元混合層とほぼ同じであるが、Lessen¹²⁾ と同様、軸対称流の方が 2 次元流よりわずかに弱いことがわかる。次に $q \neq 0$ の縦渦について示す。この場合、 $|m| = 1$ の低周波の増幅が強い $q = 0$ とは違い、前述のように大きな波数 $|m|$ が支配的になる。攪乱のスパイラルな移流を考慮したことにより、 $q = 0.1$ の場合は、2 次元混合層における 3 次元波の成長と似た傾向を示すこと、循環の大きい $q = 0.27$ では混合層とは異なった特徴をもつことが示された。これらは縦渦は循環が支配的で圧縮性の影響を受けにくい亜音速に近い不安定性を持つということを定性的に示唆している。しかし、この図で気になる点も存在する。攪乱とともに移流する座標系で見た流れのパターンに淀み点が現れるが¹³⁾、移流マッハ数が 1 を超す場合には、この淀み点に向かう流線上に必ず垂直衝撃波が現れると考えられる。本結果によると、ここでの移流マッハ数は 1 を超えた所でも大きな増幅率を維持していることが合理的でない。このような点で、移流座標系での淀み点や攪乱の位置に関する r^\dagger や U_0 の定義について式 (5) の検証が必要であり、今後の課題である。

縦渦内に迅速に乱流変動を成長させる上で適切な不安定モードが存在するが、それは基本流の循環と速度欠損に依存することを安定解析の結果から示した。ただし、スクラムジェットエンジンにおける超音速混合の観点¹⁾ からは流れ場に低速流体部を作ることとは抗力と解離の面から、極力避けるべきなので、軸流速度に依らない不安定性の高い中空型渦度分布²⁾ (速度欠損を必要とせず、渦層が薄い場合の増幅率が本計算の CNR11-R22 より大きい) の利用や安定な縦渦でも衝撃波との干渉により生じるバロクリニック渦度利用¹⁴⁾ も効果があると思われる。

5. まとめ

線形安定性の立場から、ストラットで形成される超音速縦渦の不安定性について調べた。

- 攪乱に対する周波数と各波数の増幅特性から、縦渦の増幅率は周方向波数 $|m|$ の大きい所で頭打ちとなる傾向があることがわかった。
- 増幅率の大きい縦渦を使って、式 (4) の時間増幅と空間増幅の変換が成り立つことを確認した。
- 縦渦が超音速域で亜音速と同様の高い不安定性をもつことを、移流マッハ数を使って示したが、さらに検討が必要である。

本稿作成にあたり、適切かつ有益な御意見と御助言を多数いただきました、西岡通男名誉教授に深く感謝致します。

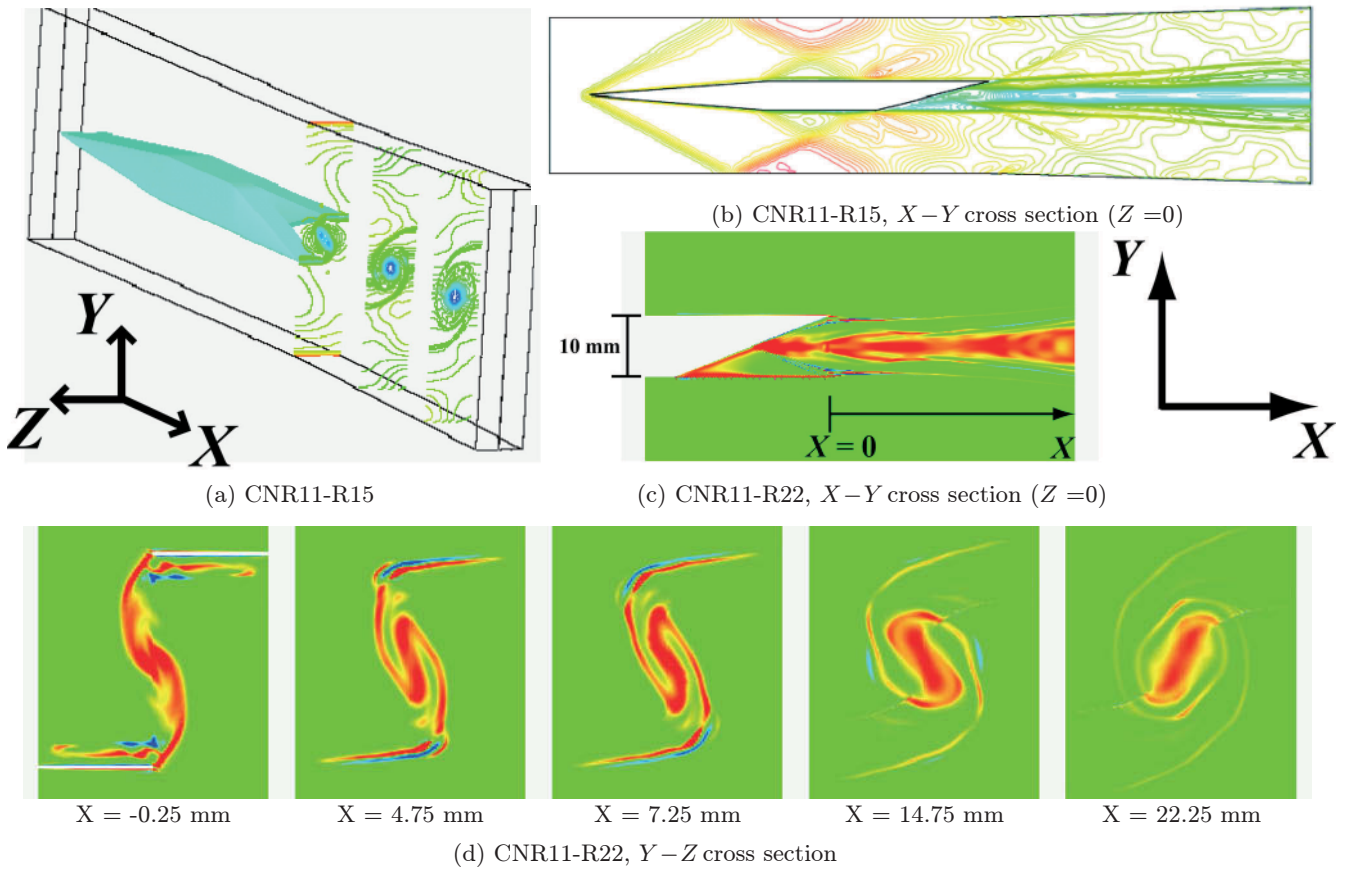


Fig. 1 Direct numerical simulation results for the generation process of supersonic streamwise vortex behind the alternating wedge vortex generators CNR11-R15 and CNR11-R22 at $M_\infty = 2.45$: (a) and (b) density contour plots for the case of CNR11-R15; (c) and (d) axial vorticity of isosurface (positive: red, negative: blue) for the case of CNR11-R22.

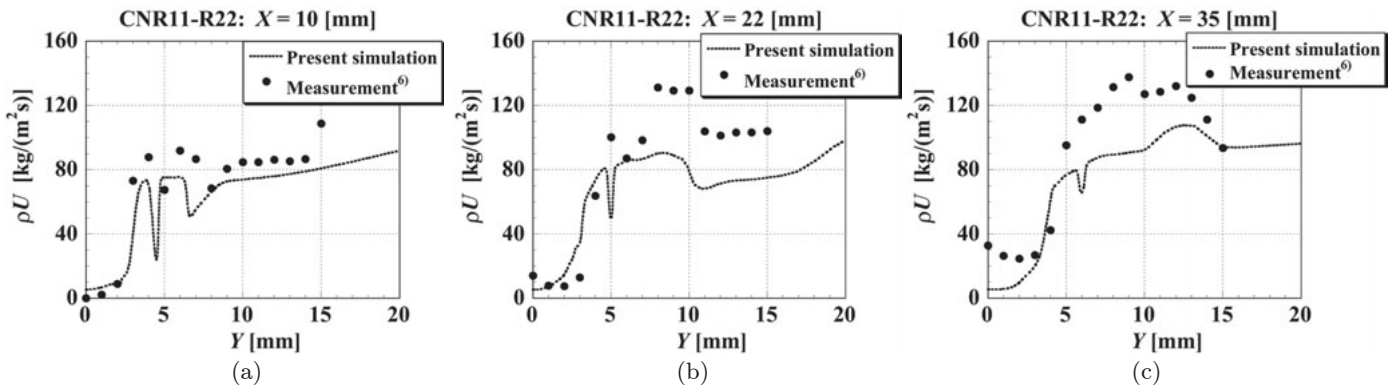


Fig. 2 Comparison of simulation results with measurements⁶⁾ for the streamwise mass-flux, for the case of CNR11-R22 at $M_\infty = 2.45$: (a) $X = 10$ mm, (b) $X = 22$ mm, and (c) $X = 35$ mm.

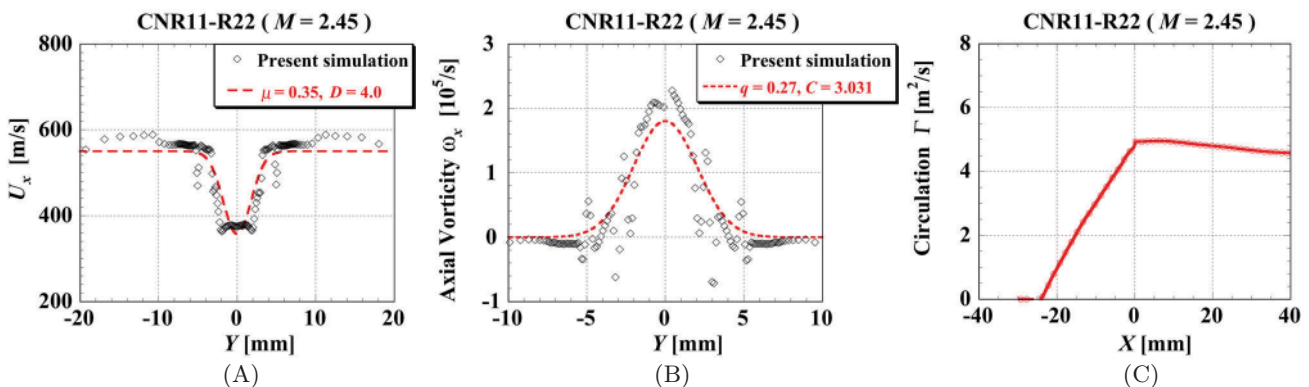


Fig. 3 Simulation results for Y -distributions of (A) axial velocity, (B) axial vorticity at $X = 22.25$ mm and for (C) streamwise variation of circulation in Y - Z cross section, for the case of CNR11-R22 at $M_\infty = 2.45$.

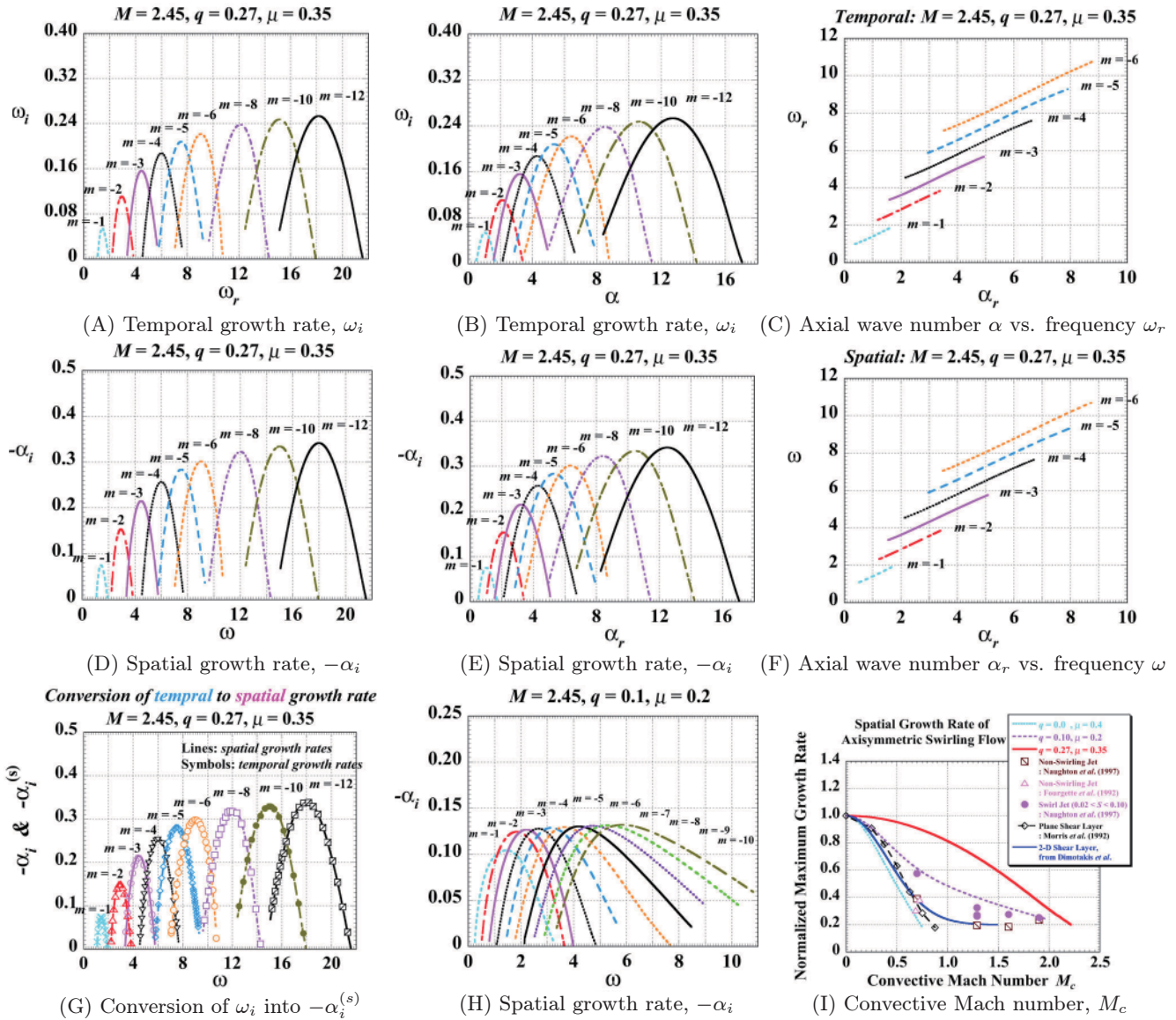


Fig. 4 Linear instability characteristics of compressible streamwise vortices at $M_\infty = 2.45$: CNR11-R22, $q = 0.27$, $\mu = 0.35$, (A) ω_i vs. ω_r , (B) ω_i vs. α_r , (C) ω_r vs. α_r ; (D) $-\alpha_i$ vs. ω , (E) $-\alpha_i$ vs. α_r , (F) ω vs. α_r , (G) comparison between spatial growth rate $-\alpha_i$ and $-\alpha_i^{(s)}$ converted from ω_i . WCNR, $q = 0.1$, $\mu = 0.2$, (H) $-\alpha_i$ vs. ω , for various azimuthal wave numbers; and (I) normalized maximum growth rate vs. M_c for $q = 0, 0.1$, and 0.27 .

参考文献

- 西岡通男, “超音速乱流混合の制御,” 航空宇宙技術研究所特別資料, NAL SP-12, (1990), pp. 39-42.
- 西岡通男, 松岡光大, 辻本健士, 比江島俊彦, “不安定な縦渦と混合促進制御へのその応用について,” 日本機械学会論文集. B 編, 63 (605), (1997), pp. 119-125.
- T. Sunami and F. Scheel, “Analysis of mixing enhancement using streamwise vortices in a scramjet combustor by application of laser diagnostics,” AIAA Paper 2002-5203, (2002).
- G. S. Settles, “Supersonic mixing enhancement by vorticity for high-speed propulsion,” NASA CR-188920, (1991).
- J. W. Naughton, L. N. Cattafesta, and G. S. Settles, “An experimental study of compressible turbulent mixing enhancement in swirling jets,” J. Fluid Mech. **330** (1997), pp. 271-305.
- 駒田和也, “キャビティ振動流による超音速縦渦混合の促進,” 大阪府立大学大学院修士論文, (2003).
- M. Nishioka, S. Sakaue, K. Komada, H. Sakoshi, and I. Furukawa, “On the mixing transition in supersonic streamwise vortices,” *Proc. IUTAM Symposium on Elementary Vortices and Coherent Structures: Significance in Turbulence Dynamics*, Springer, (2006), pp. 249-258.
- T. Arai, S. Sakaue, T. Morisaki, T. Hiejima, and M. Nishioka, “Supersonic streamwise vortices breakdown in scramjet combustor,” AIAA Paper 2006-8025, (2006).
- 比江島俊彦, “圧縮性非粘性縦渦の線形不安定性,” 日本流体力学会年會 2008 講演拡張要旨集, 31034, CD-ROM, (2008), pp. 1-6.
- P. G. Drazin and W. H. Reid, “*Hydrodynamic Stability*,” Cambridge University Press. (1981).
- M. Nishioka, T. Hiejima, T. Sunami, and S. Sakaue, “Streamwise Vortices as a Powerful Means for Supersonic Mixing Enhancement,” *Proc. of International Symposium on Dynamics and Statistics of Coherent Structures in Turbulence: Roles of Elementary Vortices*, (2002), pp. 217-228.
- M. Lessen and P. J. Singh, “The stability of axisymmetric free shear layers,” J. Fluid Mech. **60** (1973), pp. 433-457.
- P. E. Dimotakis, “Turbulent Free Shear Layer Mixing and Combustion,” *High Speed Flight Propulsion Systems*, Progress in Astronautics and Aeronautics, **137**, Ch. 5, (1991), pp. 265-340.
- 比江島俊彦, “縦渦と衝撃波の相互作用の数値結果と縦渦の不安定性について,” 第 22 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, B5-1, CD-ROM, (2008), pp. 1-6.

円柱群後流の構造

佐藤 浩、斉藤博之助、中村 宏（流れ研究集団）

The structure of wakes behind a group of cylinders

H.Sato, H.Saito and H.Nakamura

Institute of Flow Research

ABSTRACT

The structure of a single cylinder has been investigated in detail by many authors. But little is known about the wake structure of a group of cylinders in complicated configurations. This paper presents the first step to this complicated problem. We made a measurement by hot-wire anemometer in a small low-turbulence wind tunnel. The most important process in the wake is the randomization process in the vortex street. We introduced the objective measurement of the wake by comparing line and continuous spectra. It was proved that the downstream cylinder screens the vortex street of the upstream cylinder.

keywords ; two-dimensional wake, vortex street

1.はじめに

一様流の中に置かれた一本の円柱については、物凄く分量の文献があり、もう新しくやることはありません。然し複数の円柱が色々な形に置かれた場合については殆ど研究がありません。

この研究の一つの目的は複雑な形の周りの流れがどのようにして簡単な流れの組み合わせによって理解できるかを追求することです。

もう一つの目標は流体力学の枠を超えています。世間には初期条件の微細な違いから結果に、大きな違いを生むことがあります。別の言い方によると、初めの偶然度あるいは乱雑度の異常な成長です。円柱群の近所の流れ

の中でこの異常成長をする可能性があります。

もしそうなら、簡単なシステムで異常成長の条件その他を調べることが出来るでしょう。

実験は小型低乱風洞で行われました。図1はその有様を示しています。風速は主として 4 m/s です。円柱としては 3 mm と 5 mm の物で、レイノルズ数は小さい実験です。測定は主として熱線風速計で行われました。図1は実験のやり方を示しています。

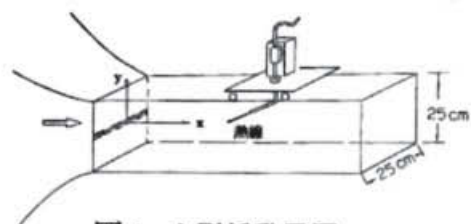


図1 小型低乱風洞

2. 単円柱

先ず一個の円柱の流れを復習します。

図2は後流の中の一点での速度変動のエネルギースペクトルです。円柱直径は5

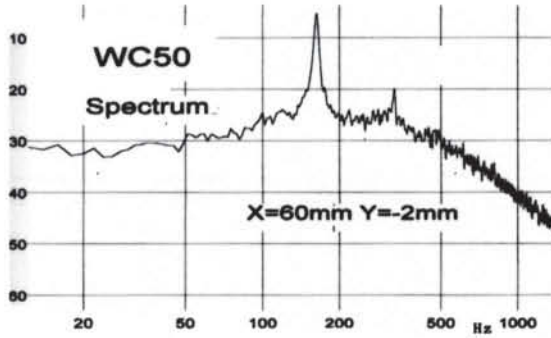


図2

mmです。縦軸はデシベルで、1目盛りが10デシベルです。170z付近の強い線スペクトルは、渦列の周波数を示します。

この周波数fはStrouhalの関係

$$f d / U = 0.2$$

を満たしています。

その2倍の周波数の小さい線スペクトルは円柱渦列に特有な物です。

図のようなスペクトルは下流方向へ徐々に変わってゆき、やがては線スペクトルが消滅して図3のようになります。

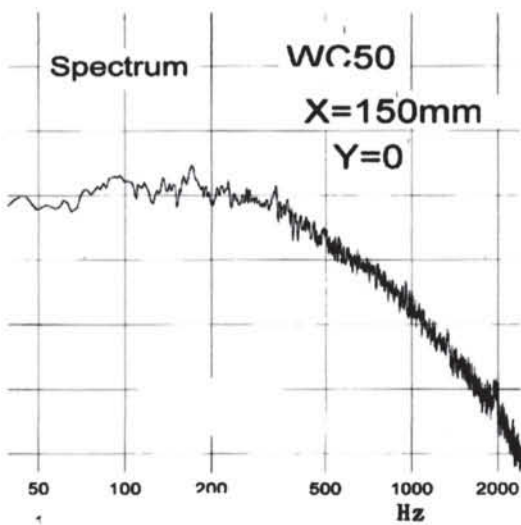


図3

そのスペクトルの変化が乱雑化を物語っ

ているのですが、そのことをもっと定量的に表現することを試みました。すなわち乱雑度というものを乱雑な成分の全エネルギーに対する比で表し、この乱雑度を何とか定量的に表現しようというのです。すなわち

$$\overline{u^2} = \overline{u_p^2} + \overline{u_r^2}$$

$$rzd(x,y) = \overline{u_r^2} / \overline{u^2}$$

$\overline{u^2}$: 変動速度

$\overline{u_p^2}$: 周期成分、線スペクトル

$\overline{u_r^2}$: 乱雑成分、連続スペクトル

と定義して乱雑度 rzd を求めようというのです。必要な回路は下図のようです。すな

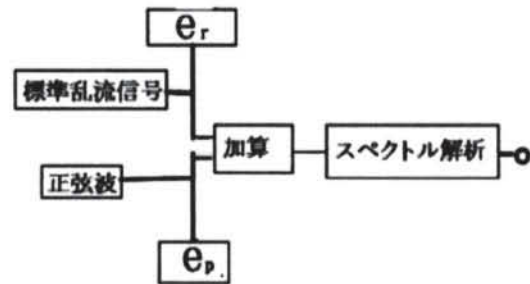


図4 乱雑度校正装置

わち標準乱雑信号と正弦波を加えてそれをスペクトル解析します。線スペクトルとして、連続スペクトルより抜きこんでいる部分の比を求めるわけです。それによって図5のような校正曲線を得ることが出来ます。縦軸は乱雑度を1から引いた物、即ち秩序度になっていることに注意してくださ

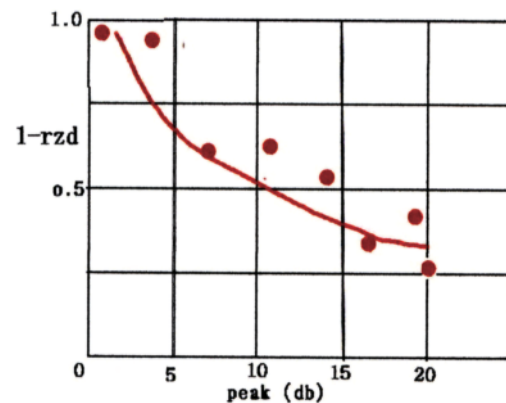


図5 校正曲線

い。

このような校正曲線を使って測定した結

果を図6に示します。中心線、 $Y=0$

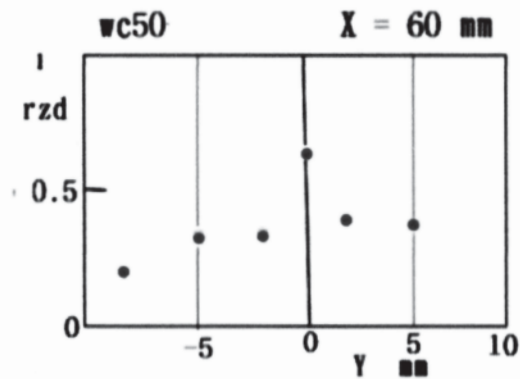


図6

付近が大きく、外側の部分より速く乱雑化することがはっきりと示されています。

3. 同径二円柱

次は同じ直径の2つの円柱が流れ方向に並んでいる場合です。その際面白いのは二つの円柱から放出される二つの渦列がどのように干渉するかという問題です。

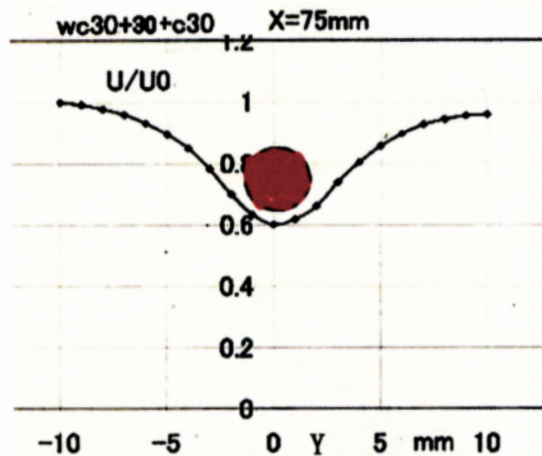


図7

図7は下流側の円柱から25 mm下流での平均速度の分布です。円柱がどのように後流の中に収まるかを示しています。

速度変動の強さの分布を示したのが図8です。中心軸上の最大値は17パーセントに達しています。これらの2つの分布は典型的な後流の分布で、特別な物はないよう

です。

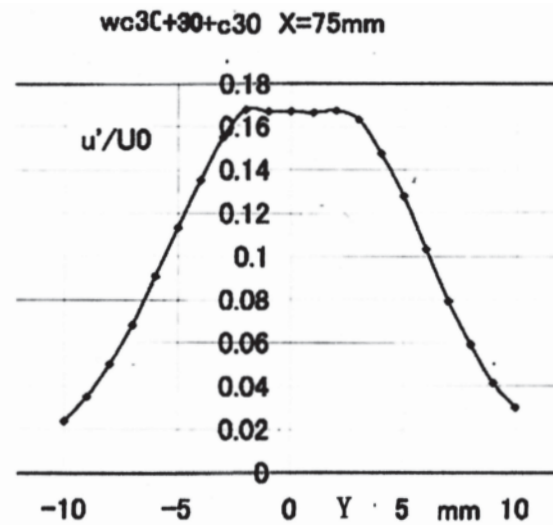


図8

速度変動の特徴をはっきりと示す物はスペクトルです。

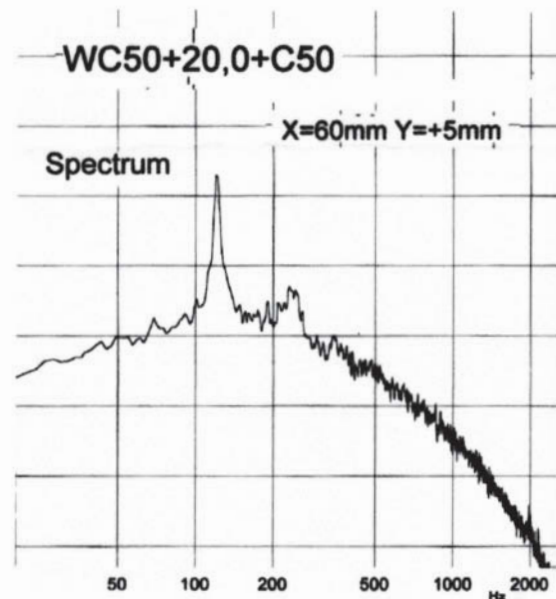


図9

図9は直径5 mmの二本の円柱を20 mmの間隔で並べたときのスペクトルです。線スペクトルのうち周波数の低い方は120 Hz程で、単独円柱の時と大きく違っています。また上流の円柱が作った渦列は完全に消滅しています。

下流になるにつれて二つの線スペクトルは段々に小さくなり、やがては連続的な乱

流後流を形成します。具体的な変動の波形は図10の通りです。180Hzの成分が卓越していることが分かります。

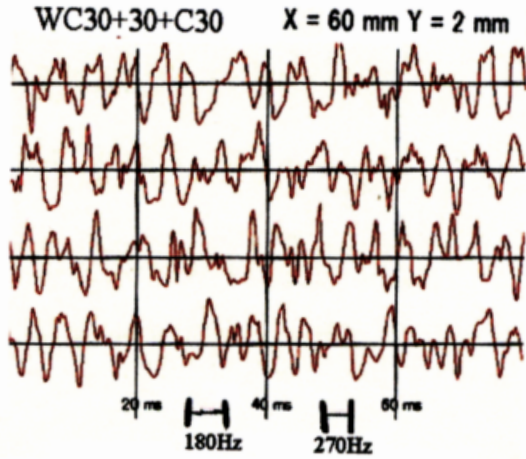


図10

下流でのスペクトルを図11に示します。大体の形は単独円柱の時とさしたる違いはありません。

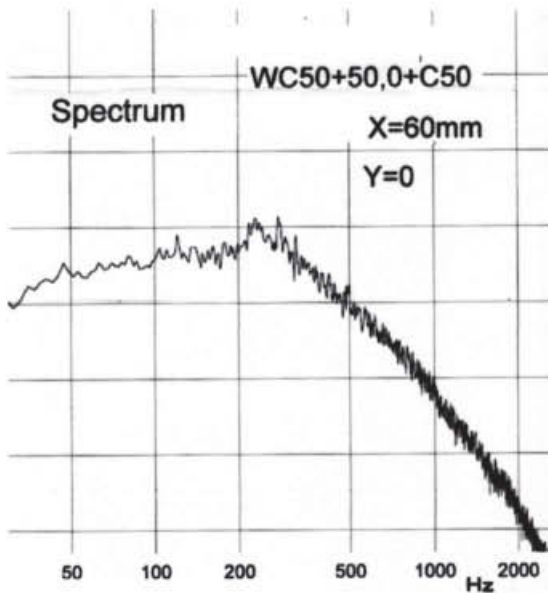


図11

この2円柱の場合の卓越周波数は何によって決まるのかを考えました。出来る渦列は下流側の円柱で決まることですから、下流の円柱が無いときに単一円柱としてその場所に作られる後流の中心線上の速度を使って Strouhal 数0, 2によって放出周波数を計算してみました。その結果を図12

に示します。実際に測定された周波数との一致は良好で、このような計算の有効性が実証されました。物理的には、下流側の円柱の場所では Strouhal 数として0, 2を使えば放出周波数が計算できることと、後流のように速度変動があっても、そこに円柱を置けば、ちゃんとした渦列が作られることを実証しました。

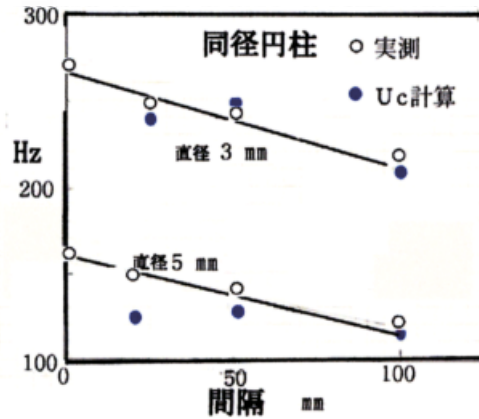


図12

これに反して、2本の円柱の直径が違っているときには旨いきません。図13は直径5mmと3mmとがある距離で並立する場合です。この場合は下流の円柱の場所

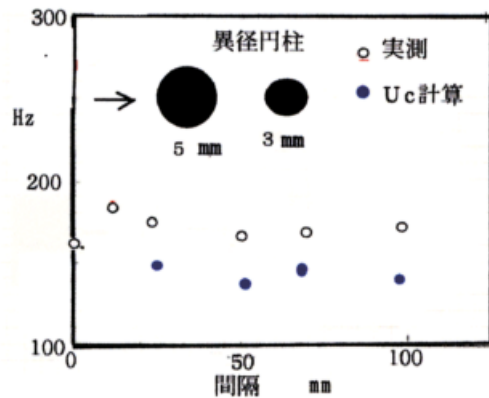


図13

での風速を使った計算では一致しません。このことは上下流が逆、即ち上流側が細くて下流側が太くても同然です。何故そうなるのかの理由はよく分かりません。要するにこの種の実験はまだやるべき事がいくらかでもあるということです。

弱い主流乱れにおける境界層遷移について

松原雅春, 高市皓太 (信州大), 剣地利昭 (岐阜高専)

Boundary layer transition subjected to weak free stream turbulence

M. Matsubara*, K. Takaichi*, and T. Kenchi**

* Dept. of Mech. Systems Eng., Shinshu University,

** Dept. of Mech. Eng., Gifu National College of Technology

ABSTRACT

Process of boundary layer transition due to free stream turbulence strongly depends on properties of the free stream turbulence. In this report, the primary instability in a weak free stream case is experimentally identified as locally generated Tollmien-Schlichting waves. This disturbance immediately breaks down with its deformation to the three-dimensional structure of the L shape and turbulent region starts to propagate in both streamwise and spanwise directions with forming a turbulent spot. Modal disturbances have chance to trigger the boundary layer transition induced by weak initial disturbance in the free stream.

Key Words: transition, boundary layer, free stream turbulence, T-S wave, streaky structure

1. はじめに

比較的大きい主流乱れの場合, 平板境界層における乱流遷移は流れ方向に伸びたストリーク構造によって引き起こされることが明らかとなっている^{1,2,3)}。しかし, 主流乱れが1%以下の場合の遷移過程は十分に解明されていないと言える。そこで本研究では乱流格子を整流用ノズルの上流に設置して弱い主流乱れを発生させ, 平板境界層の遷移過程を流れの可視化および熱線計測によって調べた。

2. 実験方法

本実験は幅400 mm, 高さ600 mmの長方形断面形状で, 長さ4 mの試験部を有する回流型風洞で行った。流れはメッシュとハニカムによって整流された後, 試験部手前に設けられた三次元ノズルによって縮流比9で絞られて試験部に入る。長さ2.1 m, 幅580 mm, 厚さ10 mm ジュラルミン製試験平板を試験部の側壁から100 mm離れた位置に鉛直に設置されている。平板前縁は短辺長20 mmの10:1の楕円形状で, その先端はノズル出口より1250 mm下流に位置している。試験板と対面する可動壁と試験板の後端のフラップは主流の圧力勾配がないように調整されている。

乱流格子は格子間隔120 mm, 格子棒は直径13 mmの円形パイプで, 前縁から3800 mm上流のノズル入口にとりつけられている。主流流速 $U_0=14$ m/sとし, そのときの前縁と同じ流れ方向位置での主流の乱れは, 流れ方向変動成分で $u_{rms}=0.0020U_0$, 垂直変動成分で $v_{rms}=0.0030U_0$ である。

流れの可視化のために, 前縁から210 mm下流の位置に幅2 mmのspan方向スロットを設け, そこから静か

にアルコールミストを挿入した。動画撮影は0.31メガピクセル, 毎秒120フレームのデジタルビデオカメラを用い, 光源にはハロゲンライトを使用した。流速測定には, 直径2.5 μ m, 長さ1.5 mmの白金線をセンサとする熱線流速計を用いた。熱線センサーは3軸のロボットアームに取り付けられ, 流れ方向, 壁面垂直方向, span方向に移動できるようになっている。

3. 実験結果

流れの可視化の結果を図1に示す。主流方向は左から右で, 可視化範囲は $435 \text{ mm} \leq x \leq 905 \text{ mm}$ である。写真には, やじり形の乱流斑点が見られ, 上流側には Λ の形をした構造がいくつか観察される。この主流乱れの場合, 高い主流乱れの場合と違ってはっきりとしたストリーク構造は見られないが, うっすらとした流れ方向に並んだ縞模様が確認できる。

Λ の形の構造をした攪乱の時間発展を見るため動画による連続写真を図2に示す。可視化範囲は図1と同じで, 時間間隔は8.3 msである。(a)では流れ方向に波数を持った構造が局所的に現れはじめ, (b)でそれが Λ 構造に変形し, (c)でははっきりとした強い Λ 構造が確認できる。(d)ではこの構造が乱流に崩壊し, (e)のように乱流斑点として成長している様子がわかる。(a)で見られる流れ方向に波数を持った攪乱構造の波長及び位相速度をいくつかの動画から見積もると線形安定性理論でのT-S波の値とほぼ一致しており, この攪乱は局所的なT-S波であると考えられる。また, Λ 構造はそのspan方向のスケールが流れ方向波長と同程度でさらにその構造から, 二次元T-S波による遷移過程で見られる Λ 型攪乱であると推察される。



図1 弱い主流乱れによる境界層遷移.

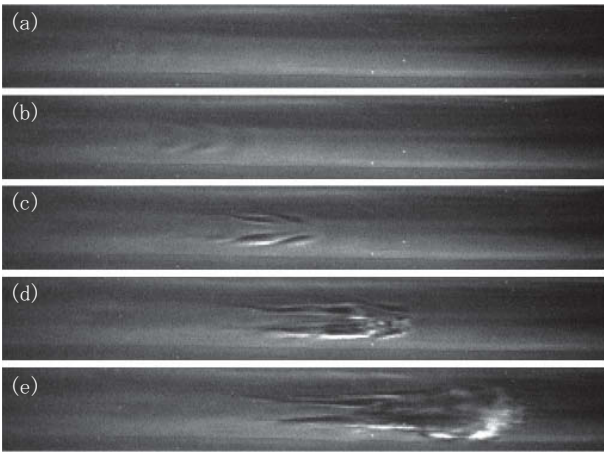


図2 攪乱の崩壊過程.

図3に熱線風速計による流れ方向の速度変動分布を示す。ここで δ^* は境界層の排除厚さである。初め、境界層中央で最大値を持つなだらかな速度変動分布を示し、下流に行くにつれ、速度変動が増加していることがわかる。この速度変動分布はストリーク構造を持つ攪乱の場合とよく似ており、弱い主流乱れの場合でも non-modal な攪乱が成長していることが示唆される。 $Re_x=6.5 \times 10^5$ より下流では壁近くで速度変動が急増している。流れの可視化の

結果と考え合わせると、これは局所的に発生した T-S 波攪乱のためと推察される。さらに下流の $Re_x=11.2 \times 10^5$ では乱流境界層とよく似た分布となっていることがわかる。

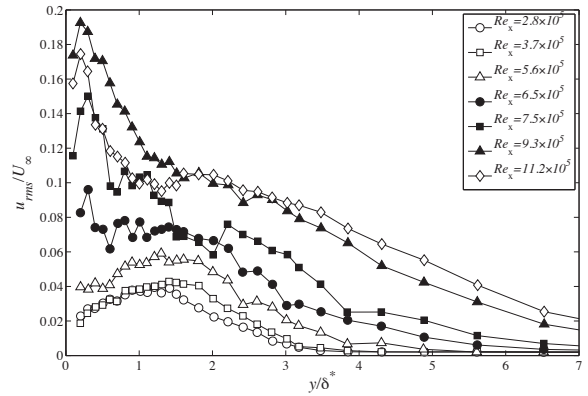


図3 流れ方向の流速変動分布.

4. おわりに

ノズル上流に設置した乱流格子により、弱い主流乱れを発生させ、平板境界層内の遷移過程の観察と速度測定を行った。流れの可視化による観察では、局所的な T-S 波が発生し、 Λ 型攪乱に変形した後に崩壊して乱流斑点へと遷移することが確認された。このことから、境界層遷移には、流れ方向に引き伸ばされたストリークによる遷移に加え局所 T-S 波による遷移による過程も存在することがわかった。

参考文献

- 1) M. Matsubara, P. H. Alfredsson: J. Fluid Mech., 430 (2001), pp. 149-168.
- 2) R. G. Jacobs, P. A. Durbin: J. Fluid Mech, 428 (2001), pp. 185-212.
- 3) J. H. M. Fransson, M. Matsubara, P. H. Alfredsson: J. Fluid Mech., 527 (2005), pp. 1-25.

ハイドロゲル壁面上の流れ

望月 修（東洋大工）

Flow along a Hydro-Gel Wall

O. Mochizuki*

*Department of System Robotics, Toyo University

ABSTRACT

The purpose of this study is to verify the possibility of friction-drag reduction of a flow along a polymer substance. The velocity profiles of a flow along an inclined agar with different water contents wall were measured by a PIV method. The velocity profiles on the agar were compared with the exact solution of the thin flow driven by the gravity along an inclined wall. The slip velocity was observed for the velocity profiles of flow on the agar. The wall shear stress decreases with increasing the rate of water contents of the agar. The results show the friction drag of water flow reduces in the case of the hydro-gel wall.

Key Words: Slip flow, Polymer substance, Hydro-gel, PIV measurement, Velocity profile

1. はじめに

壁面素材が流れにどのような影響するのか？例えばタイトルの Hydro-Gel では、成分のほとんどが水である。この壁面上を水が流れた場合、境界層速度分布はどのような様になるのか？ということを明らかにしたいというのが本研究の目的である。また、壁面粗さ要素が乱流境界層の速度分布—すなわち壁面摩擦係数—に影響するように、ゲル表面上の糖鎖（髭状の突起）が層流速度分布に影響することはないのか？ということも興味の対象である。一言で言えば、「ゲル表面に流体の流動摩擦抵抗低減効果はあるのか？」ということである。生物の表面、特に水棲生物体表面はゲル状物質ムチン（糖タンパク質）で覆われている。いわゆる「ぬめり」のある高分子である。水棲生物は、この高分子物質によって抵抗低減の効果を得ていると考えられている⁽¹⁾。

流体における抵抗低減に関しては、壁面のリプレット加工や、流体への高分子物質、界面活性剤、微細繊維などの添加による抵抗低減など、多くの研究が行われている⁽²⁾⁽³⁾。これらの研究では、壁面における流体分子と壁面分子の干渉は考えられていないが、壁面分子構造との組み合わせによっては、壁面上で流れの滑りが発生し、抵抗低減の効果が期待できるという報告がある⁽⁴⁾。

本研究では、ゲル上での流れにおける抵抗低減の可能性を探ることを目的とする。

2. 実験方法及び装置

2.1 壁面摩擦の評価 壁面におけるせん断摩擦力 τ_0 は下式で表され、摩擦力は流体の粘性係数 μ と速度勾配に比例する。

$$\tau_0 = \mu \left. \frac{du}{dy} \right|_y \quad (1)$$

傾斜平面に沿う液膜の流れの速度 u は次式であらわされる。

$$u = \frac{\rho g \delta^2 \sin \theta}{2\mu} \left\{ 2 \left(\frac{y}{\delta} \right) - \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right\} + u_s \quad (2)$$

速度分布 ($u_s=0$ の場合) に Fig.1 に示すように、自由表面で最大流速となるような放物線分布となる。ここに、 ρ は流体の密度、 g は重力加速度、 μ は流体の粘性係数、 δ は液膜厚さ、 u_s は壁面上での滑り速度、 y は液膜内の流路底面からの壁面に垂直方向の距離である。

流量を一定とし、滑りが発生した場合における速度分布を式(2)に基づいて描いたものを Fig.1 に示す。速度分布は、滑り速度 u_s が大きくなるにつれて、最大速度が減少し、壁面における速度勾配も小さくなる。

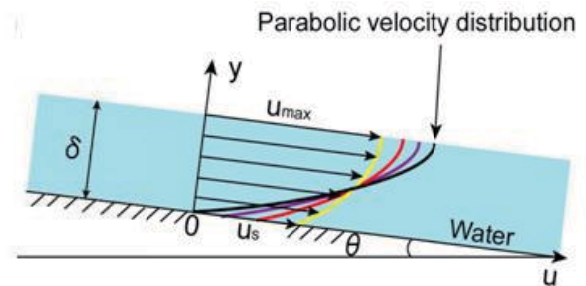


Fig.1 Symbols at velocity distributions for film flow.

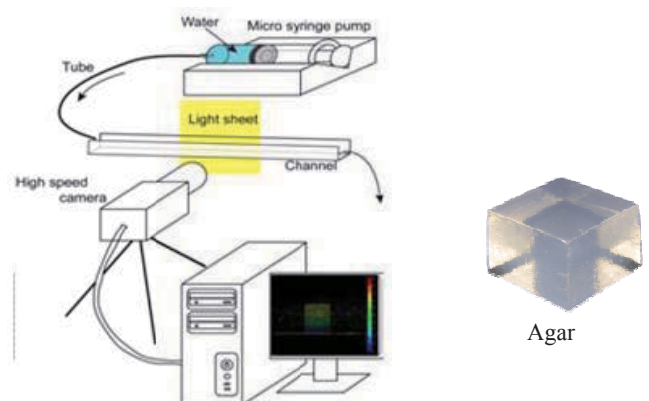


Fig.2 Experimental setup and Agar.

2.2 実験方法 実験装置の概略図を Fig. 2 に示す。長さ 300mm・幅 10mm・高さ 7mm のアクリル製流路を用いた。流路を勾配 $\theta \approx 0.3^\circ$ に傾け、流路内の水が傾斜に沿って流れるように設置した。この流路の底面に、食用寒天で作製したゲル層 (Fig. 2) を敷いた。トレーサー粒子 (KANOMAX 社製の ORGASAL 粒子径 48~52 μm) を混合した純水を流し、壁面からの膜厚が一定となる場所を選び、流路側面から流れの様子を撮影した。ゲル層のある流路とアクリル流路内の速度分布をそれぞれ計測し、流路底面に作用する壁面摩擦を評価し比較をする。撮影には PHOTRON 社製 FASTCAM-MAX の高速度カメラを使用し、撮影速度を 500FPS に設定した。レンズの倍率は 100 倍に固定した。水の送液には、一定流量を設定できる KD scientific 社製のマイクロシリンジポンプを使用した。本実験での流量は 13ml/min に設定した。光源にはメタルハライドランプを使用し、厚さ 2mm のシート光を流路底から水面へ向かうように流路の下に設置した。実験により得られた映像から、PTV 計測を用いて速度分布を計測し、比較を行った。

3. 実験結果及び考察

PIV 計測に用いた流れの可視化結果の一例を Fig. 3 に示す。速度分布は計測面内でのアンサンブル平均を取って求めた。アクリル流路における速度分布を Fig. 4 に示す。計測値は理論値と一致している。本実験の器具による速度分布の計測精度が良いことを示す。寒天を敷いた流路内における速度分布を理論値と比較したグラフを Fig. 5 に示す。壁面から計測点までの距離を液膜厚さで無次元化し、横軸は計測した流速を Fig. 1 の分布と比較するために実測値で示してある。ゲルの水の含有量 (縦軸は S で示す) が異なると速度分布に違いが現れることがわかる。流量が一定であるのでスリップ速度があると最大流速が減少することがわかる。寒天上の速度勾配の平均と式 (1) (2) から求められる速度勾配を Fig. 6 に示す。ゲル上の流れではゲルの含水量が多くなると摩擦抵抗が小さくなる。言い換えればゲル壁面上ではスリップすることがわかる。

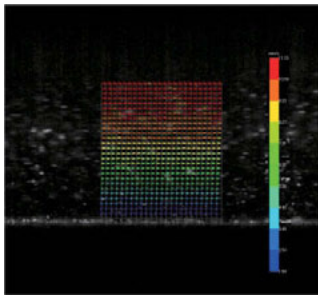


Fig.3 Flow visualization for PIV measurement.

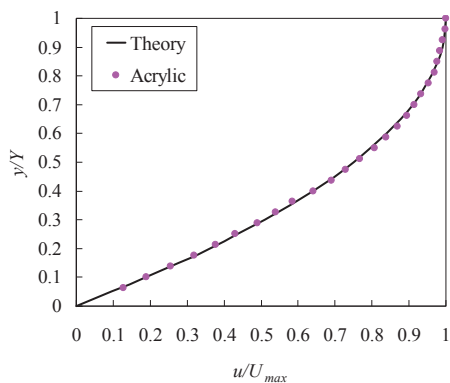


Fig.4 Velocity distribution on surface of Acrylic compared with theoretical distribution.

4. おわりに

寒天表面に純水を流し速度分布を PIV 計測した。含水量の異なる寒天表面上ではスリップ速度が観測され、その大きさは含水量が多いほど大きくなることがわかった。壁面せん断応力の見積もりから、寒天上の流れでは摩擦抵抗が低減することがわかった。

参考文献

- 1) S.C.Ling and T.Y.Ling, Anomalous drag-reducing phenomenon at a water / fish-mucus or polymer interface, J. Fluid Mech, vol.65, part 3, 499-512 (1974)
- 2) 社団法人 日本機械学会 “流体の抵抗減少効果” P-SC329 研究分科会 成果報告書 (2004)
- 3) A.Gyr and H.-W. Bewersdorff, Drag reduction of turbulent flow by additives, Kluwer Academic Publishers, (1995)
- 4) 鳥居大地 (東北大院)、小原拓 (東北大) “固体壁面間でせん断を受ける極薄液膜の分子動力学的研究” 日本機械学会論文集 B 編 Vol.71 No.710 Page.2507-2514(2005.10.25)

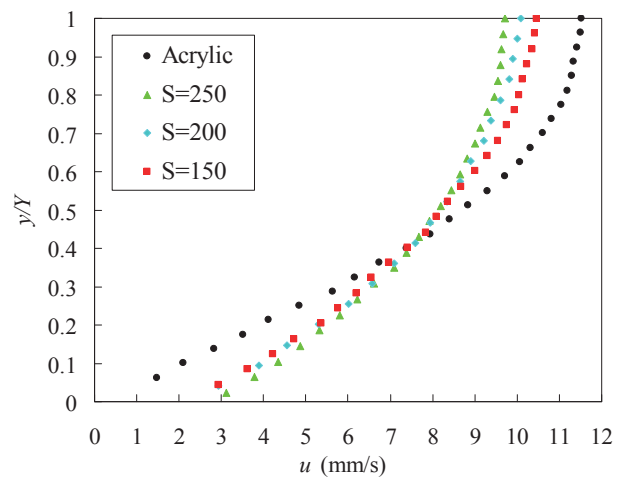


Fig.5 Velocity distribution on surface of Agar with different water contents.

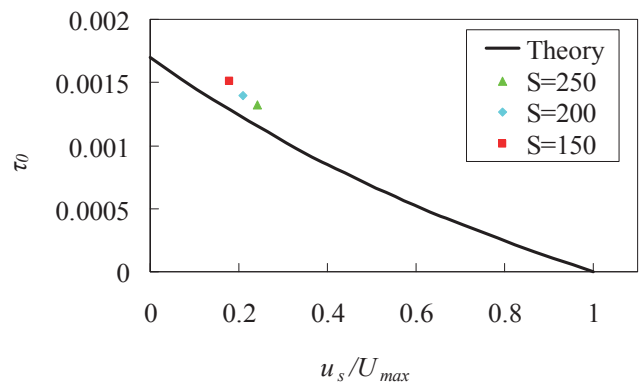


Fig. 6 Wall shear stress versus slip velocity.

編隊飛行時の空力特性と翼端渦の干渉

○森文秀, 浅井雅人, 稲澤歩 (首都大学)

Interactions of wing-tip vortices and their effects on the aerodynamic characteristics in formation flight
Fumihide Mori, Masahito Asai and Ayumu Inasawa (Tokyo Metropolitan University)

Key Words: Aerodynamics, Formation Flight, Trailing Vortices, Vortex interaction

Abstract

In order to clarify influences of trailing vortices of a forward wing on the aerodynamics of a backward wing in formation flight, behaviors and interactions of trailing vortices are examined experimentally in two-wing configuration at a Reynolds number $Re=2.5 \times 10^5$. Both the wings have a NACA23012 airfoil section and rectangular plan-form with aspect ratio of 5. The wings are arranged in the horizontal plane with streamwise distance of 2.5 times the airfoil chord, and the forward wing is fixed at an angle of attack 8° . In such an arrangement, the lift to drag ratio is found to increase by 25% when the two wings are overlapped with each other by 2.5-5% of the full span, i.e., about the diameter of wing-tip vortex. Flow visualization and PIV measurements show that interactions of wing-tip vortices of both the wings occur most intensively in these conditions.

1 はじめに

V字型飛行に代表される鳥の編隊飛行は、群れ全体の空気力学的な効率（揚抗比）の向上をもたらすため、長距離を移動する雁の群れなどで見られる飛行形態である⁽¹⁾。有翼飛翔体が編隊飛行する場合、下流に位置する翼は上流の翼から流れ出る後引き渦（翼端渦）の誘起速度場の影響をうけるため、前後の翼の相対位置関係によっては、誘導抗力の顕著な減少に導くと考えられる。編隊飛行に関する研究は古くから行われていたが、空力特性に関するものや渦糸近似による翼端渦の挙動の解析や数値シミュレーション⁽²⁻⁴⁾に限られ、実際に空力特性に影響を及ぼす翼端渦の振舞いと干渉の様子を詳細に調べた実験研究は見当たらない。そこで本研究では、同一平面内に配置した前後2つの翼について、翼幅方向の重なりを変化させたときの翼端渦の干渉の様子と空力特性との関係を実験的に調べている。

2 実験装置及び方法

実験は、正八角形（対辺距離1.75m）の出口断面を有する回流式低速風洞を用いて行なわれた。風洞縮流部出口から下流方向3mにわたって測定部が設けられており、その周囲は大気に開放されている。図1に実験装置の概略を示す。本研究では、翼弦長 $c=180\text{mm}$ 、スパン長 $s=900\text{mm}$ （アスペクト比 $s/c=5$ ）のNACA 23012翼型矩形翼2枚を用いて編隊飛行を模擬した。翼の配置は同一水平面内とし、翼幅方向の重なり長 l を、 $-0.05s$, 0 , $0.025s$, $0.05s$, $0.1s$ と変化させている。以後上流に位置する翼を先行翼（Wing 1）、下流に位置する翼を後続翼（Wing 2）と呼称する。本実験では、先行翼後縁と

後続翼前縁の距離を 270mm ($1.5c$)とし、先行翼の迎角を $\alpha=8^\circ$ に固定した。編隊飛行時の空力性能を調べるために、後続翼はストラット支持式の6分力検出器（日章電機製）に取り付けられ、その迎角 α は任意に設定可能であり、本実験では $\alpha=-6^\circ \sim 20^\circ$ までのピッチランを行った。座標系は、後続翼後縁スパン中心を原点とし、流れ方向に x 、翼幅方向に y 、鉛直上向きに z とする。本実験における一様流速度は $U_\infty=20\text{m/s}$ であり、翼弦長 c に基づくレイノルズ数は $Re=2.5 \times 10^5$ である。

先行翼翼端渦と後続翼翼端渦の干渉を観察するため、煙による $y-z$ 断面における流れの可視化を行った。煙は翼に組み込まれた管を通して先行翼および後続翼の翼端から気流中に流され、下流から高速デジタルビデオカメラにより撮影された。また、先行翼翼端渦の影響による後続翼翼端渦の循環の変化を定量的に評価するために、PIVによる流れ場の計測も行った。

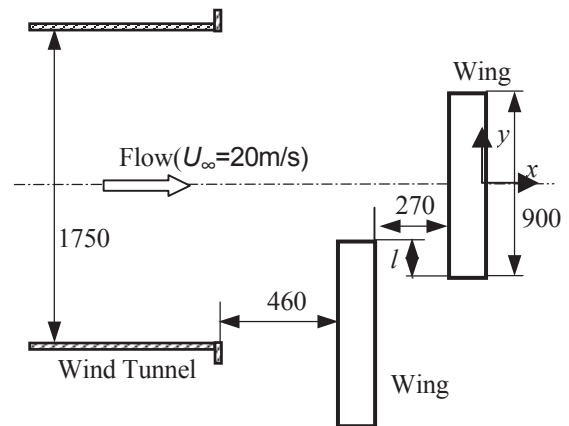


図1 翼モデルの配置 (mm)

3 実験結果と考察

図2は、 $l/s=0.1$ における後続翼の空力特性を、先行翼がない翼単体の結果と比較したものである。単独翼の場合、零揚力角は -3° 、失速角は 18° である。一方、揚力傾斜は $3.62/\text{rad}$.でありアスペクト比5の翼（楕円翼）に対する理論値（ $4.48/\text{rad}$.）よりも少し小さいが、これは本実験レイノルズ数が $Re=2.5 \times 10^5$ と低いことに起因すると思われる。抗力係数は迎角 0° において最小（ $C_D=0.0203$ ）となっている。これに対し、 $l/s=0.1$ で先行翼を設置すると、揚力係数が負の迎角側へシフトし、抗力係数も小さくなる。

同じ迎角の単独翼の場合と比較すると、先行翼の存在により後続翼の空力性能が改善していることがわかる。図3は、編隊配置での C_L 、 C_D から単独翼の値を差し引いた値 ΔC_L および ΔC_D を重なり長（ l/s ）に対して表している。図3(a)より、 ΔC_L は $\alpha \geq 16^\circ$ を除いていずれの重なり長においても正であり、編隊飛行により揚力が増加する。一方、 ΔC_D は、 $\alpha \geq 4^\circ$ においていずれも負の値になっていることから、先行翼が後続翼の抵抗低減に寄与することがわかる（図3b）。空力性能の改善は図4に示す揚抗比の比較でより明確であり、特に $l/s=0.025$ および 0.05 の場合には、単独翼の場合に比べて揚抗比が最大25%程度増加する。 $\alpha=6^\circ$ では、揚抗比の増分が大きい順に $l/s=0.05, 0.025, 0, 0.1, -0.05$ となり、空力性能改善に最適な相対位置があるのがわかる。

こうした空力性能改善が先行翼の翼端渦の影響によりどのようにもたらされるのかを明らかにするため、2つの翼の重なりが $l/s=0, 0.025, 0.05, 0.1$ について、流れの可視化を行った。図5および図6は、それぞれ $x/c=0$ （後続翼後縁）および $x/c=1$ （1翼弦長下流）における y - z 断面可視化結果である。図中V1は先行翼の翼端渦（反時計回り）を、V2は後続翼の翼端渦（時計回り）を示

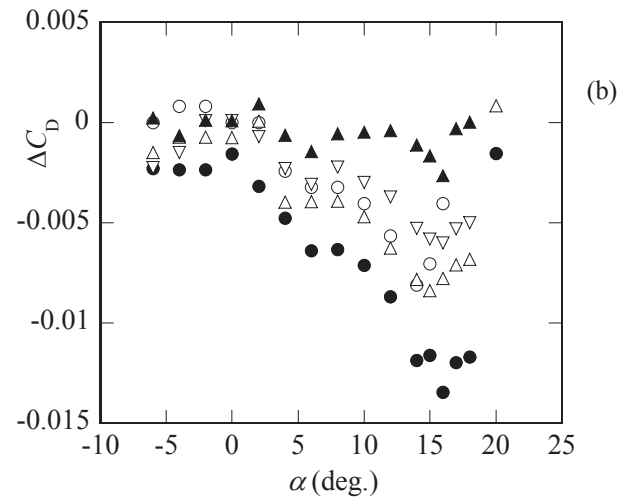
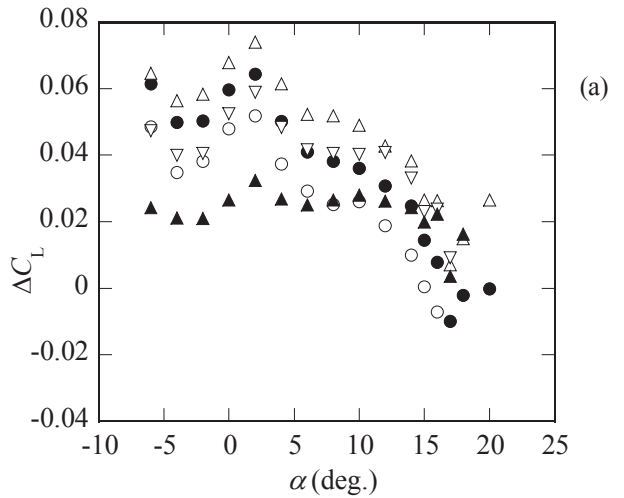


図3 先行翼と後続翼の重なり距離 l による (a) 揚力係数と (b) 抗力係数の変化。○ $l/s=0.1$, ● 0.05 , △ 0.025 , ▽ 0.0 , ▲ -0.05 .

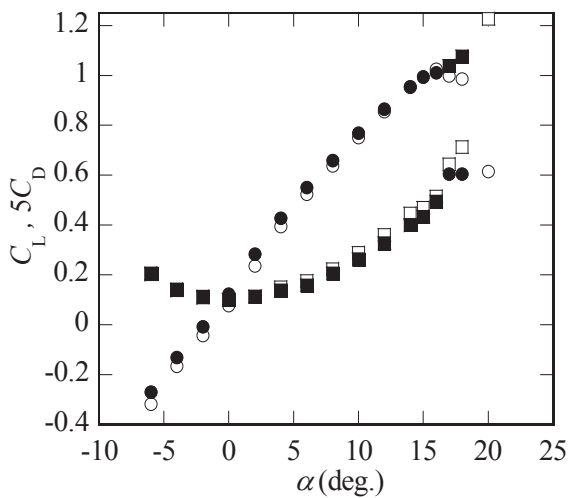


図2 編隊配置 ($l/s=0.1$) における後続翼の揚力係数と抗力係数。編隊配置；● (C_L) , ■ (C_D) . 単独翼；○ (C_L) , □ (C_D).

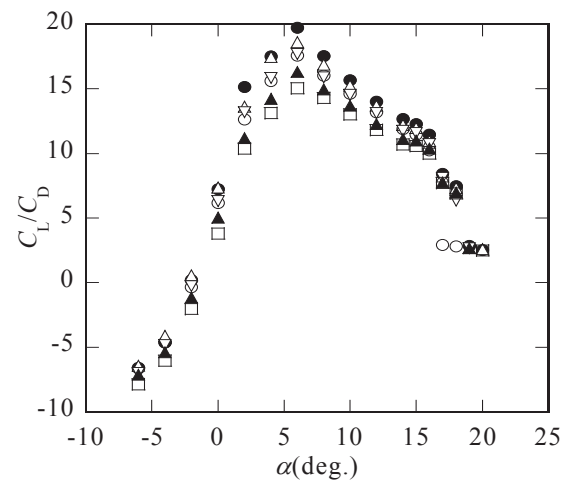


図4 先行翼と後続翼の重なり距離 l による揚抗比の変化。○ $l/s=0.1$, ● 0.05 , △ 0.025 , ▽ 0.0 , ▲ -0.05 , □ 単独翼.

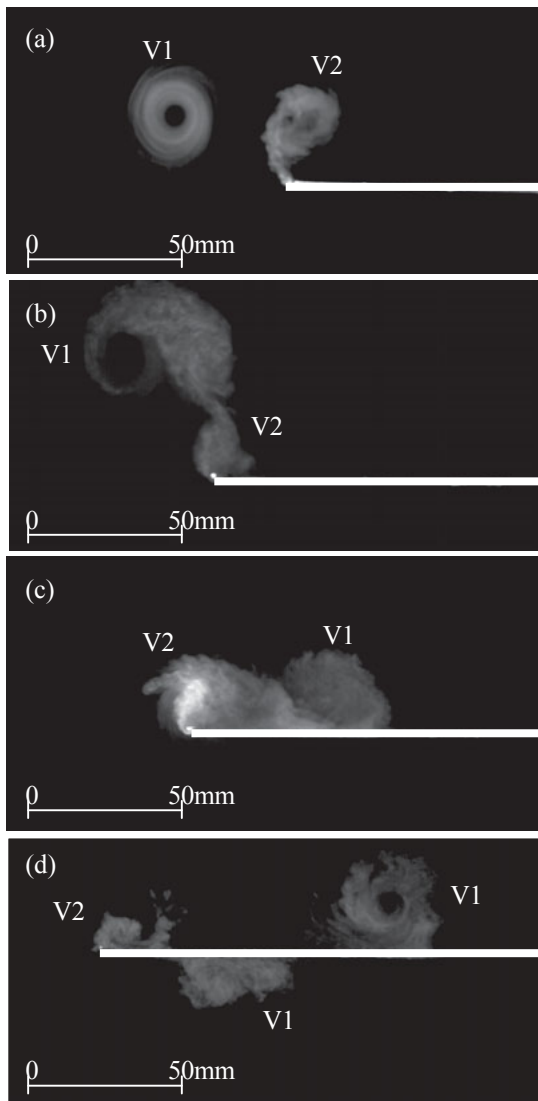


図5 編隊配置時の翼端渦の可視化写真. $x/c=0$ の位置（後続翼後縁直後）. 白線は後続翼後縁位置.
(a) $l/s=0$, (b) $l/s=0.025$, (c) $l/s=0.05$, (d) $l/s=0.1$.

しており、主流方向は紙面手前方向である。翼の重なりが無い場合 ($l/s=0$) では、図5 (a) のように、後続翼後縁 ($x/c=0$) において翼端の左側に先行翼の翼端渦 V1 (反時計回り) が明瞭に可視化され、それは後続翼の翼端渦 V2 (時計回り) と共に互いの誘起速度場により、図6 (a) のように、図中右上方に移動してゆく。重なりが2.5% ($l/s=0.025$) になると、それぞれ図5 (b) のように、先行翼の翼端渦は後続翼の翼端近傍を通過するため後続翼翼端渦とその発生段階から強く干渉し、下流では図6 (b) のようにマッシュルーム状の渦対を形成する。事実、図7は、 $l/s=0.025$ の場合の後続翼上 $x/c=-0.5$ 位置における可視化写真であり、先行翼と後続翼の翼端渦が渦対を形成していることが確認できる。重なりが5% ($l/s=0.05$) になると、図5 (c) のように先行翼の翼端渦 V1 は後続翼面上を通過するよ

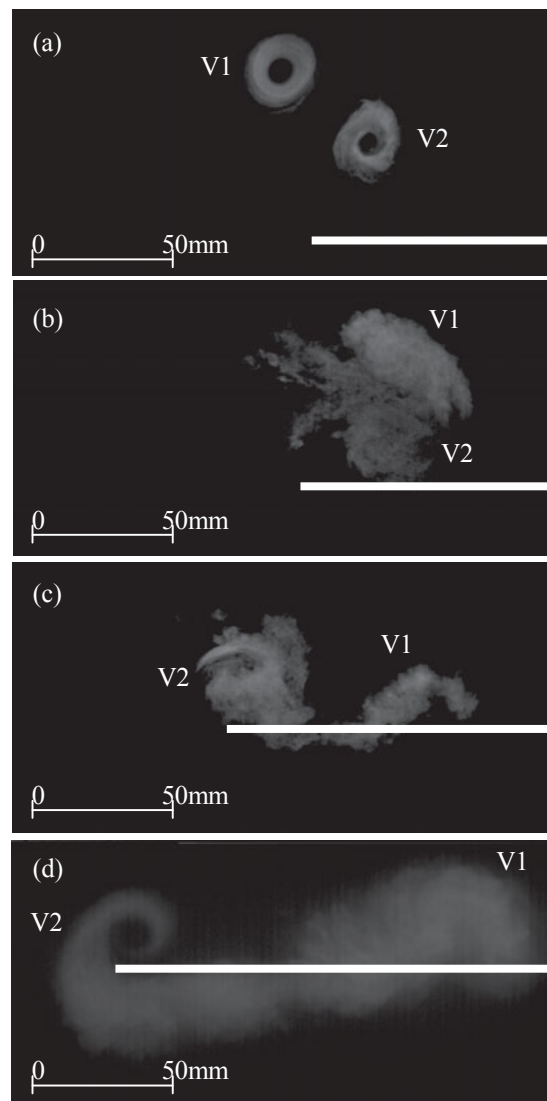


図6 編隊配置時の翼端渦の可視化写真. $x/c=1$ 位置. 白線は後続翼後縁位置. (a) $l/s=0$, (b) $l/s=0.025$, (c) $l/s=0.05$, (d) $l/s=0.1$.

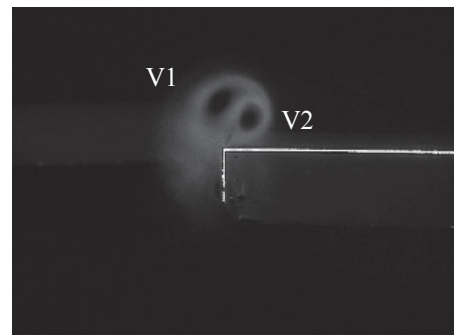


図7 先行翼翼端渦と後続翼翼端渦により形成された渦対 ($l/s=0.025$, $x/c=-0.5$ 位置) .

うになり、図6(c) のように下流では原型をとどめなくなる。さらに、10% ($l/s=0.1$) まで重なりを増加させると、図5 (d) のように、先行翼翼端渦 V1 は後続翼前

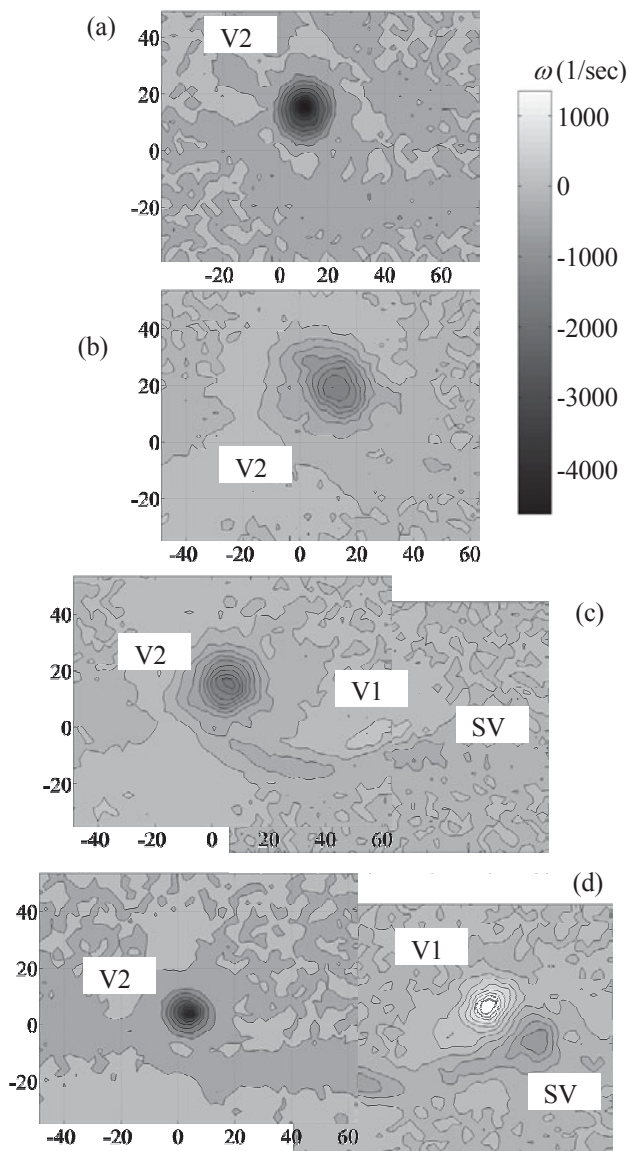


図8 翼端渦の渦度分布. $x/c = 1$. (a) 単独翼, (b) $l/s = 0.025$. (c) $l/s = 0.05$. (d) $l/s = 0.1$.

縁で翼の上面と下面を通過する二つの渦に分かれる。分離した先行翼翼端渦のうち下面を通過した渦は、図6 (d) のように、さらに下流で後続翼の翼端渦に取り込まれるように見える。

次に、先行翼と後続翼の翼端渦を定量的に捉えるために、 $x/c = 1$ 位置の y - z 断面においてPIV計測を行った。図8 (a) ~ (d) は、それぞれ単独翼の場合および先行翼があるとき ($l/s = 0.025, 0.05, 0.1$) の渦度の等値線 (約100個のデータのアンサンブル平均) である。図において、正 (負) は反時計回り (時計回り) の渦度に対応している。単独翼の場合、図8 (a) のように、中心で渦度 (負) $|\omega|_{\max} = 4700$ (1/s)、直径20mm程度の翼端渦が形成されている。図8 (b) の $l/s = 0.025$ の場合でも同様の円形翼端渦が確認できる。ただし、先行翼の翼端渦がある場合では、単独翼の翼端渦に比べ渦の拡散が著しい。これは、渦の干渉により翼端渦が少し揺らい

表1 編隊飛行時の後続翼翼端渦の循環

	単独翼	$l/s = 0.025$	$l/s = 0.05$	$l/s = 0.1$
循環 Γ (m ² /s)	-0.87	-0.62	-0.50	-0.53

でいるためであり、各図の $|\omega|_{\max}$ 値の比較については注意を要する。翼の重なりが5%および10% ($l/s = 0.5, 0.1$) になると、図8 (c) および (d) のように、図中左側に後続翼翼端渦 (負の渦度) が、右側に後続翼上面を通過した先行翼翼端渦 (正の渦度) および翼表面を通過する際に誘起された二次渦 (負の渦度) が隣接して確認できる。また、表1は、後続翼翼端渦の循環 Γ である。ここで、循環の計算領域は最大渦度 $|\omega|_{\max}$ の点を中心とした直径50mmの円内部とした。 $l/s = 0.05$ において循環の大きさが最も小さく、単独翼での値の6割程度まで減少していることがわかる。一方、 $l/s = 0.025$ では後続翼翼端渦の循環は単独翼の値の7割程度で $l/s = 0.05$ の場合より循環の減少は少ないが、2つの翼端渦は渦対をなし翼端渦による吹き下ろしを相殺するため $l/s = 0.05$ と同等の揚抗比の向上を示していると考えられる。

4 まとめ

同一水平面内に配置した同一水平面内に配置した前後2つの翼について、翼幅方向の重なりをいくつか変化させた時の翼端渦の干渉の様子と空力特性の関係を実験的に調べた。結果を以下にまとめる。

- (1) 翼端渦のスパン位置がほぼ重なる $l/s = 0.025 \sim 0.05$ では、揚抗比は単独翼に比べて最大25%程度向上する。
- (2) $l/s = 0.025$ および $l/s = 0.05$ の揚抗比はほぼ同じ値になるが、渦の干渉の様子には差異がある。先行翼翼端渦と後続翼翼端渦と最も強く干渉し後続翼翼端渦の循環が弱くなるのは $l/s = 0.05$ の時である。
- (3) 重なりが大きく先行翼翼端渦が後続翼上面を通過する場合 ($l/s = 0.05, 0.1$)、上面を通過する渦は翼表面で二次渦を誘起する。また、前縁で二つの渦に分かれる場合 ($l/s = 0.1$)、下面を通過する渦は下流において後続翼翼端渦に取り込まれる。

参考文献

- (1) Lissaman, P.B.S. and Shollenberger, C.A.: Formation flight of birds, *Science* 168 (1970) 1003-1005.
- (2) C. Wieselsberger: Beitrag zur Erklärung des inkelfluges einer Zugvogel, *Z. Flugtechnik & Motorluftschiffahrt* 5 (1914) 225-229.
- (3) Iglesias, S. and Mason, W.H.: Optimum spanloads in formation flight, AIAA-2002-0258 (2002).
- (4) Ray, R. J., et al.: Flight test techniques used to evaluate performance benefits during formation flight, AIAA-2002-4492 (2002).

角柱後流の対流不安定性から絶対不安定性への交替

武本幸生 (SIMULIA Corp.), 水島二郎 (同志社大)

Transition of convectively unstable flow past a rectangular cylinder to an absolutely unstable state

Y. Takemoto* and J. Mizushima**

* Dassault Systemes Simulia Corp.,

** Dept. of Mech. Eng., Doshisha Univ.

ABSTRACT

Transition of convectively unstable flow past a rectangular cylinder to an absolutely unstable state is investigated numerically, in which a localized disturbance is added at a certain point in the flow field and the subsequent spatio-temporal development of the disturbance is observed. We found that the added localized disturbance propagates immediately to an absolutely unstable region just behind the cylinder, and then, it is convected downstream after growing in the absolutely unstable region if the flow is globally unstable (at supercritical Reynolds numbers). The boundary separating the absolutely and convectively unstable regions is estimated in numerical simulation for the non-parallel two-dimensional flow in which the flow is approximated by the parallel flow field in the downstream region than a prescribed distance behind the cylinder. We conclude that the existence of the absolutely unstable region causes the global instability of the flow and that the theory of stability for parallel flow is sufficient to identify the location and the scale of the absolutely unstable region.

Key Words: wake, rectangular cylinder, Kármán vortex street, absolute instability, convective instability

1 はじめに

カルマン渦列の発生メカニズムやその振動周波数の決定メカニズムは複雑であり、多くの研究者の興味を引きつけてきた。また、角柱や円柱などの後流の安定特性を知ることは、後流制御や物体後流の基礎的研究に不可欠であり、これまでも後流の安定性について多くの研究が行われてきた¹⁾⁻⁸⁾。角柱や円柱などの後流は比較的低いレイノルズ数において物体近傍で不安定性が発生するので、流れ場を平行流で近似することは難しく、非平行流として取り扱わなければならない。しかし、安定性解析の基礎方程式であるレイリー方程式やオア・ゾンマーフェルト方程式では非平行流の安定性を直接扱うことができない。そのため、これまでの物体後流の安定性に関する多くの研究では¹⁾⁻⁸⁾、流れ方向の各位置における垂直方向の速度分布を平行流近似した系の安定性(局所安定性)を調べ、流れ場全体の安定性(全体安定性)を推定するという研究方法が採用されてきた。

局所安定性と全体安定性の関係は、絶対不安定性と対流不安定性の概念を導入することによって整理することができる⁹⁾。外部から局所的に加えられた攪乱が、流れ場中のある固定した一点で見えて成長する場合、流れ

は局所絶対不安定である。一方、攪乱とともに動く座標系から見ると攪乱は成長するが、流れ場中のある固定した一点で見れば攪乱が減衰する場合、流れは局所対流不安定である。これまでの研究では、物体直後に存在するであろう局所絶対不安定領域において自己維持的な振動が生じ、その振動が下流側の局所対流不安定領域に波となって伝わり、カルマンの渦列が形成されると考えられている。しかし、これらの研究は平行流近似に基づき、局所安定性解析を行ったものであり、非平行な流れを直接に解析したものではない。実験的にカルマン渦列が発生するレイノルズ数、すなわち全体不安定となるレイノルズ数と、平行流近似を用いて求めた局所絶対不安定となるレイノルズ数に違いがあるのは、大きな非平行性を有した流れを平行流近似することが原因ではないかと考えられている^{3), 6), 8)}。

本研究の目的は、人為的に加えられた微小な攪乱がカルマン渦列を誘起する過程を明らかにすることである。まず、数値シミュレーションと線形安定性解析によって、角柱後方の各位置の局所安定性と、流れ場の全体安定性を求める。次に、線形攪乱方程式を発展方程式として数値的に解くことにより、角柱を過ぎる2次元非平行流に与えた攪乱の空間的・時間的変化を数値シミュレーションにより調べる。さらに、この数値シミュレーショ

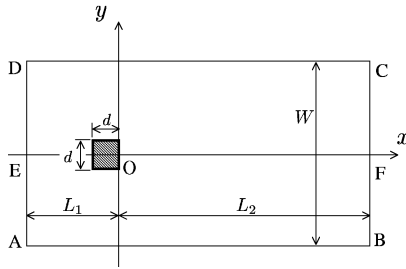


図1 計算領域と座標系.

ンの結果から局所安定性と全体安定性の関係を明らかにし, 平行流近似の有効性について明らかにする.

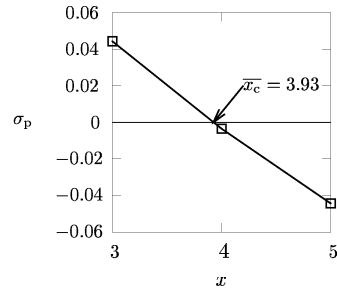
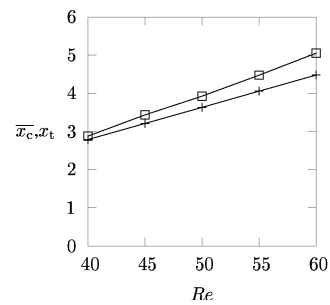
2 基礎方程式と境界条件

図1のように, 一様な流速 U の流れの中におかれた1辺の長さが d の正方形断面をもつ角柱を過ぎる流れを考える. 角柱の後端辺の中点を原点 O として, 流れ方向に x 軸をとり, x 軸と垂直に y 軸をとる. 流れは非圧縮2次元流と仮定し, 流れ関数 $\psi(x, y, t)$ と渦度 $\omega(x, y, t)$ を導入する. このとき, 流れを支配する基礎方程式は ω と ψ に関する渦度輸送方程式とポアソン方程式である. レイノルズ数は $Re \equiv Ud/\nu$ で定義される. また, 数値計算においては, 図1の ABCD で囲まれた領域のみを考え, 角柱の壁面にはすべりなし境界条件を与えた. AD と AB および DC では一様流であるとする境界条件を考え, 流出境界 BC ではゾンマーフェルトの放射条件を用いる. 主流を $(\bar{\psi}, \bar{\omega})$, 攪乱を $(\hat{\psi}, \hat{\omega})$ とし, 非常常解を $\psi = \bar{\psi} + \hat{\psi}, \omega = \bar{\omega} + \hat{\omega}$ とする. 攪乱は微小であるとして攪乱の2乗の項を無視すると, 渦度輸送方程式から線形攪乱方程式が得られる. この線形攪乱方程式とポアソン方程式を差分法で数値シミュレーションすることによって, 攪乱の時間発展を求める.

3 計算結果

3.1 局所安定性

これまでの多くの研究では, 粘性流の局所安定性はオア・ゾンマーフェルト方程式を用いて調べられてきたが, ここでは後で述べる全体安定性やインパルス応答との比較のため, 2次元流れ場における線形攪乱方程式を用いて局所安定性を調べた. 非常常解の角柱後方の各位置における流れと垂直方向の速度分布を平行流近似したものを主流 $U(y)$ とし, 線形攪乱方程式を初期条件のもとに数値的に解くことによって攪乱の増幅率 σ_p を求め, 局所安定性を判定した. 一例として, $Re = 50$ における

図2 局所不安定性の線形時間増幅率 σ_p , $Re = 50$.図3 絶対不安定領域と対流不安定領域の境界. \square : \bar{x}_c , 絶対不安定領域と対流不安定領域の境界. $+$: x_t , 双子渦長さ.

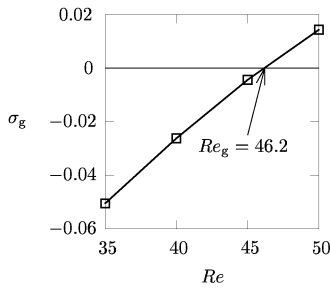
攪乱の増幅率 σ_p を図2に示す. 図より, $Re = 50$ の角柱直後の領域は局所絶対不安定であり, $\bar{x}_c = 3.93$ より後方の領域は局所対流不安定となることが分かる. 同様にして, $40 \leq Re \leq 60$ における局所絶対不安定領域と局所対流不安定領域の境界位置 \bar{x}_c を求めると, 図3のようになる. この図には, それぞれのレイノルズ数における角柱後方の双子渦の長さ x_t も合わせて示した. 図3から, 境界位置 \bar{x}_c は, レイノルズ数の増加とともに下流側へ移動することが分かる.

3.2 全体安定性

非平行な非常常解を主流とし, 線形攪乱方程式を適当な初期条件のもとに数値シミュレーションを行い求めた攪乱の増幅率 σ_g を図4に示す. 図4より, 全体不安定となる臨界レイノルズ数は $Re_g = 46.2$ となった.

3.3 インパルス応答

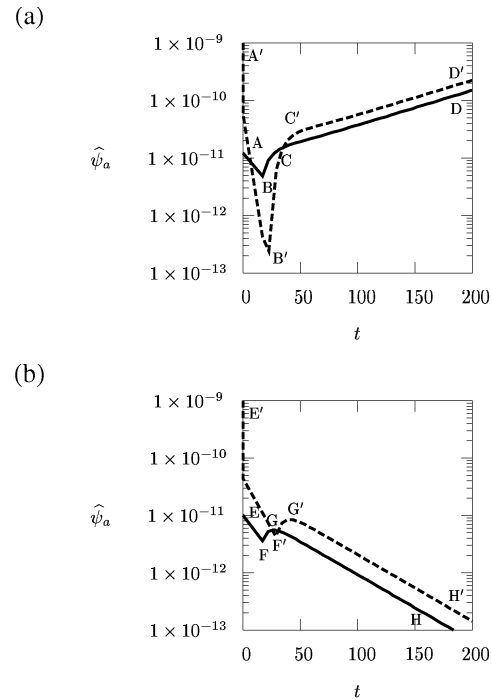
角柱の下流にインパルス(矩形攪乱)を与えて, その時間発展を調べる. ここでは, 角柱の下流 $(x, y) = (35, 0)$ に攪乱を与え, 角柱中心を通る x 軸上の攪乱振幅を観測する. 攪乱の大きさは $t = [0, 0.01]$ のとき $\hat{\psi} = 0.01$ とした. 図5(a)は, 全体不安定性の超臨界レイノルズ

図 4 全体不安定性の線形増幅率 σ_g .

数 $Re = 50$ における, $(x, y) = (10, 0)$ の点で観測した $\hat{\psi}$ の振幅 $\hat{\psi}_{a10}$ と $(x, y) = (20, 0)$ の点で観測した $\hat{\psi}$ の振幅 $\hat{\psi}_{a20}$ である. 初期に与えた攪乱が減衰した後 (AB および A'B'), $\hat{\psi}_{a10}$ と $\hat{\psi}_{a20}$ は急激に増加し (BC および B'C'), その後一定の増幅率で増加し続ける (CD および C'D'). よって, 超臨界レイノルズ数 $Re = 50$ における流れ場全体の安定性は絶対不安定である. なお, 初期攪乱を与えた時刻と, 攪乱の振幅が一定の増幅率で増加し始める時刻に差があるのは (AC および A'C'), 角柱直後の局所絶対不安定領域で増幅された攪乱が観測点まで移流する時間が必要なためであり, このことは上流側で観測した $\hat{\psi}_{a10}$ よりも下流側で観測した $\hat{\psi}_{a20}$ の方が攪乱の振幅が一定の増幅率で増加し始める時刻が遅いことから明らかである.

一方, 図 5 (b) から明らかのように, 亜臨界レイノルズ数 $Re = 40$ では, $\hat{\psi}_{a10}$ と $\hat{\psi}_{a20}$ は初期に与えた攪乱が減衰した後 (EF および E'F'), 攪乱の振幅は増加し (FG および F'G'), その後一定の増幅率で減少し続ける (GH および G'H'). また, 上流側で観測した $\hat{\psi}_{a10}$ と下流側で観測した $\hat{\psi}_{a20}$ を比較すると, $\hat{\psi}_{a20}$ は $\hat{\psi}_{a10}$ より大きく, 減少に転じる時刻も遅い. これは, 波束の振幅は成長するが波束そのものは流れ去ることを示している. よって, 亜臨界レイノルズ数 $Re = 40$ における流れ場全体の安定性は対流不安定である.

次に, $\hat{\psi}$ の空間分布の時間変化を見ることにする. 超臨界レイノルズ数 $Re = 50$ における, x 軸上の $\hat{\psi}$ の空間分布は図 6 (a) と図 6 (b) のようになる. 図 6 (a) (フェーズ 1, $t = 10$ まで) のように, 攪乱を与えた直後 $t = 0.1$ には, 攪乱は下流側だけではなく上流側の角柱近傍にも伝播し, その後は減衰しながら下流へ移流する. その後, 図 6 (b) (フェーズ 2, $t = 10$ 以降) のように, $t = 10$ においては, 角柱から離れた領域 ($x \geq 10$) には十分減衰していない初期に与えた攪乱が残っているが, 角柱近傍 ($x \simeq 5$) には初期に与えた攪乱とは別のピークが生じる. この角柱近傍の攪乱の振幅は, 時間とともに大きくなっている. これは, 局所絶対不安定領域で攪乱が増幅されているためであり, 3.1 節で求めたように, $Re = 50$

図 5 x 軸上の $\hat{\psi}$ の振幅. $x = 35$ にインパルスを与えた場合. 実線: $\hat{\psi}_{a10}$, $x = 10$. 破線: $\hat{\psi}_{a20}$, $x = 20$. (a) $Re = 50$, 絶対不安定. (b) $Re = 40$, 対流不安定.

における局所絶対不安定領域は角柱直後に存在し, 局所絶対不安定領域と局所対流不安定領域の境界位置は $\bar{x}_c = 3.93$ であることに対応している. また, $t = 10$ のとき角柱近傍にある波束の前縁は, 時間とともに下流に移流している ($t = 20$ で $x \simeq 17$, $t = 30$ で $x \simeq 26$, $t = 40$ で $x \simeq 35$). これらのことから, 局所絶対不安定でない領域に与えられた攪乱は瞬時に局所絶対不安定領域に伝わり, そこで増幅され続け, 増幅された攪乱が下流に伝播することで流れが全体不安定となることが分かった. また, 攪乱を与えた点や観測点の局所安定性は, 全体安定性には影響を与えないことも分かった.

一方, 亜臨界レイノルズ数 $Re = 40$ においては, 図 3 からわかるように角柱直後に局所絶対不安定領域が存在するにもかかわらず, 局所絶対不安定領域で攪乱が増幅され続けることがなく, 流れ場全体の安定性は対流不安定となることが分かった. このことは, 局所絶対不安定領域の存在が流れ場全体が絶対不安定となるための十分条件にならないことを示しており, Chomaz *et al.*¹⁰⁾ が 1 次元のモデル方程式を用いて示したシナリオと一致する. これまでの研究^{3), 6)}において, 全体不安定となるレイノルズ数と, 平行流近似を用いて求めた局所絶対不安定となるレイノルズ数が一致しないのは, このことが原因である.

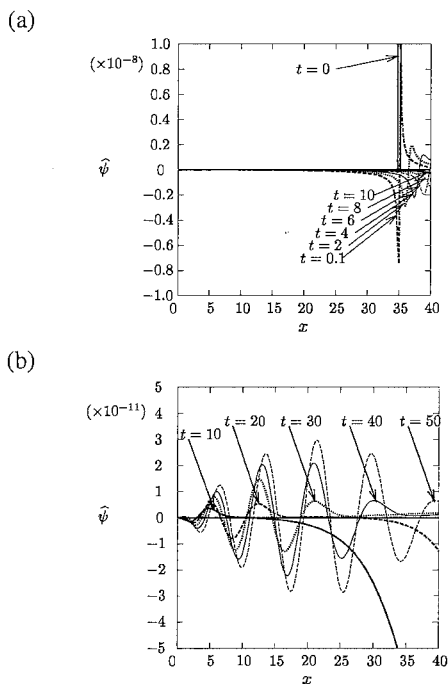


図6 x 軸上の $\hat{\psi}$ の空間分布. $x = 35$ にインパルスを与えた場合. $Re = 50$. (a) フェーズ 1, $t = [0, 10]$. (b) フェーズ 2, $t = [10, 50]$.

3.4 平行流近似の妥当性

流れの中に自己維持的な振動が生じるためには、ある一定の広さの絶対不安定領域が必要であると考えられる¹⁰⁾. ここでは、自己維持的な振動が生じるために最低限必要な絶対不安定領域の広さを、必要広さと呼び、この必要広さを推定し、平行流近似によって得られた局所絶対不安定領域の広さと比較することによって、平行流近似による局所安定性の判別が妥当であるかどうかを評価する.

全体安定性についてわずかに超臨界となるレイノルズ数では、角柱近傍だけが局所絶対不安定であると考えられるので、このときの必要広さを $0 \leq x \leq x_c$ とする. ある位置 x_b より下流側の領域 $x_b \leq x$ を局所対流不安定な平行流で置き換えた流れを考える. この流れの全体安定性が絶対不安定であれば $x_c \leq x_b$ であるので、 x_b と全体安定性の関係を調べることによって、 x_c を推定することができる. 平行流 $U(y)$ の速度分布には非平行流の $u(x_b, y)$ を用い、この平行流が局所対流不安定となるよう、 x_b には $x_b = \bar{x}_c + \delta x$ を採用した (図2参照). ここで $\delta x \ll 1$ である.

このようにして、超臨界となるレイノルズ数 $Re_g \leq Re$ において、 $x_b \leq x$ の領域を対流不安定な平行流で置

き換えた流れの全体安定性を調べると、絶対不安定であることが分かった. すなわち、 $Re_g \leq Re$ では、平行流近似によって求めた局所絶対不安定領域には、流れ場全体が絶対不安定となるのに十分な絶対不安定領域が含まれていることが明らかになった. このことから、平行流近似が成り立ちにくいと思われるレイノルズ数・領域においても、平行流近似が有効であることが分かった.

参考文献

- (1) Betchov, R., Criminale, W. O., "Spatial instability of the inviscid jet and wake", *Phys. Fluids*, Vol. 9, (1966), pp. 359-362.
- (2) Gaster, M., "Growth of disturbances in both space and time", *Phys. Fluids*, Vol. 11, (1968), pp. 723-727.
- (3) Nakaya, C., "Instability of the near wake behind a circular cylinder", *J. Phys. Soc. Japan.*, Vol. 41, (1976), pp. 1087-1088.
- (4) Triantafyllou, G. S., Triantafyllou, M. S., Chryssostomidis, C., "On the formation of vortex streets behind stationary cylinders", *J. Fluid Mech.*, Vol. 170, (1986), pp. 461-477.
- (5) Triantafyllou, G. S., Kupfer, K., Bers, A., "Absolute instabilities and self-sustained oscillations in the wakes of circular cylinders", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 59, (1987), pp. 1914-1917.
- (6) Monkewitz, P. A., "The absolute and convective nature of instability in two-dimensional wakes at low Reynolds numbers", *Phys. Fluids*, Vol. 31, (1988), pp. 999-1006.
- (7) Koch, W., "Local instability characteristics and frequency determination of self-excited wake flows", *J. Sound. Vib.*, Vol. 99, (1985), pp. 53-58.
- (8) Belan, M., Tordella, D., "Convective instability in wake intermediate asymptotics", *J. Fluid Mech.*, Vol. 552, (2006), pp. 127-136.
- (9) Huerre, P., Monkewitz, P. A., "Local and global instabilities in spatially developing flows", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 22, (1990), pp. 473-537.
- (10) Chomaz, J. M., Huerre, P., Redekopp, L. G., "Bifurcations to local and global modes in spatially-developing flows", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 60, (1988), pp. 25-28.
- (11) 山田道夫, "流れとパターン - 流れの安定性理論序論" ("パターン形成" 第3章), (朝倉書店, 1991, 東京), pp. 38-79.

壁乱流のオーバラップ層

西岡通男（京大工）

Overlap layer in wall turbulence

Michio Nishioka

Graduate School of Eng. Kyoto University

ABSTRACT

By taking into account the non-parallel flow effect a system of differential equations is derived which describes the velocity profile for the wall-law defect-law overlap region as well as the outer layer velocity and length scales. For the general solution two kinds of velocity profiles are obtained in combination with the solutions for the outer layer scales. One is a log-law type, the other being a power-law type. These solutions represent the necessary condition for the existence of the overlap region. This paper discusses recent experimental results for zero-pressure-gradient turbulent boundary layer in the light of the present solutions and shows that the observed velocity profile follows the log-law solution for R_θ above 20000.

Key Words: turbulent boundary layer, law of the wall, velocity defect law, overlap region, logarithmic profile

1. まえがき

乱流境界層の平均速度分布については、壁法則に従う内層と速度欠損則に従う外層の分布が重なる共通領域（オーバラップ領域）の存在を仮定し、対数分布を導いた Milikan¹⁾ の解析が周知である。彼の解析はチャンネル内の平行流が対象であったが、その平行流解析が乱流境界層に適用されてきた。乱流境界層は厚さが下流に増す非平行流で平行流ではない。非平行流のオーバラップ領域に関する解析は従来から皆無であった。そこで本研究では、非平行流オーバラップ領域（層）の解析を試みた。

動機の一つは、零圧力勾配の乱流境界層平均速度分布に関する激しい論争を知り、その問題点を理解したいと考えたことである。その論争点であるが、まず、Österlund et al.²⁾ が対数法則分布に従うと判断する彼らの実験データについて Barenblatt et al.³⁾ は冪分布に従うと反論し、加えてそれ以前にすでに George and Castillo⁴⁾ は外層速度分布の相似性の考察をもとに外層速度スケールには（摩擦速度ではなく）主流速度を採用するべきとしてオーバラップ層を解析し、冪分布を得ていて、対数と冪の対立が未解決のまま今日まで続いている。そこで筆者は非平行流のオーバラップ層に関する解析から、速度分布の実験結果を精査する視点を得たいと考えた。結論を言うと、この解析から、期待通り、速度分布について新しい知見・視点が得られた。

もう一つの動機は、Prandtl による壁法則と Karman による速度欠損則という 1930 年代に提案された経験則の妥当性を検証する新しい切り口を見出したいと考えたことである（この点を詳述する

余裕はないが、本稿からある程度読み取れる）。

2. 非平行流のオーバラップ層の解析

2次元平板乱流境界層を考える。主流速度を U_∞ 、流れ方向と壁に垂直方向の座標を (x, y) とする。壁法則に従う内層の速度 U_i は次式で表わされる：

$$U_i(x, y) = u_\tau f(y^+), \quad y^+ = yu_\tau/\nu \quad (1)$$

ここで u_τ は摩擦速度、 ν は動粘性を表す。速度欠損則に従う外層の速度 U_o は次式を満たす：

$$U_o(x, y) = U_\infty - \hat{u}W(y/\hat{\delta}) = U_\infty - \hat{u}W(\eta), \quad \eta = y/\hat{\delta} \quad (2)$$

ここで \hat{u} , $\hat{\delta}$ はそれぞれ外層の速度スケール、長さスケールである。これらの外層スケールは解析の解として決まる。これが本解析の重要な点であり、平行流を扱った Milikan¹⁾ の解析とは大きく異なる。

オーバラップ層においては、当然、

$$U_i(x, y) = U_o(x, y) \quad (3)$$

が成り立つとする。さらに壁法則分布(1)で記述した運動量方程式と速度欠損則分布(2)で記述した運動量方程式が等値になるための微分係数にかかわる条件を課すと、非平行流オーバラップ層の接続条件が決まり、それらから次式が導出される。

$$\frac{d \ln(u_\tau/\hat{u})}{dx} f + \frac{d \ln(\hat{u}u_\tau)}{dx} y^+ \dot{f} = -\frac{d \ln(\hat{u}/U_\infty)}{dx} \frac{U_\infty}{u_\tau} \quad (4)$$

ここで $\dot{f} = df/dy^+$ である。関数 f がこの式から決定されるためには、各係数の比が x に無関係な定数でなくてはならない。この考察によって(4)から速度分布 f に関する次の微分方程式系が導かれる。

$$y^+ \dot{f} - k_1 f = k_0 \quad (5)$$

$$k_1 = -\frac{d \ln(u_\tau / \hat{u}) / dx}{d \ln(\hat{\delta} u_\tau) / dx} = -\frac{d \ln(u_\tau / \hat{u})}{d \ln(\hat{\delta} u_\tau)} \quad (6)$$

$$k_0 = \frac{-d \ln(\hat{u} / U_\infty) / dx U_\infty}{d \ln(\hat{\delta} u_\tau) / dx u_\tau} = -\frac{d \ln(\hat{u} / U_\infty) U_\infty}{d \ln(\hat{\delta} u_\tau) u_\tau} \quad (7)$$

ここで k_1, k_0 は先述のことから勿論定数でなければならない。その場合に限り、微分方程式(5)から速度分布 f が決まる。

すなわち、 $k_1 = 0$ の場合は $1/k_0$ をカルマン定数 κ とする周知の対数分布

$$f = k_0 \ln y^+ + B = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (8)$$

が得られ、また、 $k_1 \neq 0$ の場合には、 k_1 を指数とする次の冪乗分布を得る。

$$f = -\frac{k_0}{k_1} + C(y^+)^{k_1} \quad (9)$$

ただし、 B, C は積分定数である。Oberlack⁵⁾は式変換の対称性に着目しLie群手法をN-S方程式に適用して平面的平行流(壁乱流)の平均速度分布に関する微分方程式を導いている。微分方程式(5)はそのOberlackの微分方程式に属し、オーバーラップ層では両者は一致し、勿論解(8)、(9)も一致する。文献3)、4)が主張する冪分布は(9)で $k_0 = 0$ とした場合に対応するが、 $k_0 = 0$ の根拠はこれらの論文には示されていない。

次に、微分方程式(6)、(7)から外層速度スケールについて次の解を得る(ただし、 c_u は積分定数)。

$$\hat{u} = c_u (k_0 u_\tau + k_1 U_\infty) \quad (10)$$

同様に、外層長さスケールについて、壁面摩擦則の形をした解が次のように得られている：

$$\hat{\delta} = \frac{c_{\delta 0}}{u_\tau} \left(\frac{U_\infty}{u_\tau} \right)^{1/k_1} ; k_1 \neq 0 \text{ and } k_0 = 0 \quad (11)$$

$$\hat{\delta} = \frac{c_{\delta 1}}{u_\tau} \left(1 + \frac{k_1 U_\infty}{k_0 u_\tau} \right)^{1/k_1} ; k_1 \neq 0 \text{ and } k_0 \neq 0 \quad (12)$$

$$\hat{\delta} = \frac{c_{\delta 2}}{u_\tau} \exp \left(\frac{1}{k_0} \frac{U_\infty}{u_\tau} \right) ; k_1 = 0 \text{ and } k_0 \neq 0 \quad (13)$$

ここで $c_{\delta 0}, c_{\delta 1}, c_{\delta 2}$ は積分定数を表す。(11)は文献4)の壁面摩擦則と、また(13)は Rotta's skin friction law⁶⁾と、それぞれ関数形が一致する。さらに、 k_1 がゼロに近づく極限において(12)は(13)の関数形に一致する。

これらの解はオーバーラップ領域が存在するとして得られたので、それが存在するための必要条件を表す。それゆえ、どの解が実現するか大変興味深い。壁面摩擦応力を実測した実験について、 $(y^+)^{k_1}$ を横軸に、 $U^+ (= U/u_\tau)$ を縦軸にとって平均速度の実験点を図示する。すなわち k_1 の値を種々に変えて、(9)が示す $(y^+)^{k_1}$ と U^+ の直線関係が成り立つか否か調べ、成り立つ場合には k_1 と k_0/k_1 の値を求めるのである。この調査を Österlund²⁾ の学位論文の実験データ(運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 R_θ が 2532 ~

27320 の範囲の実験) について行ったところ、 $(y^+)^{k_1}$ と U^+ の直線関係は k_1 の値が 0.001, 0.0001 と小さくなればなるほど顕著になり、厳密な直線域が広がることがわかった。一方、文献3)、4)の著者たちは、同じデータに対し、 $k_0 = 0, k_1 = 0.12$ 程度の値を与えているが、この場合、 $(y^+)^{k_1}$ と U^+ の関係は曲率をもち、直線的ではない。これは $k_0 = 0$ の冪分布の優位性を否定する結果である。

k_1 が零に近づき $(y^+)^{k_1} = \exp(k_1 \ln y^+) = 1 + k_1 \ln y^+$ が成り立つ場合 $C = k_0(1 + \gamma k_1)/k_1$ と置き、 γ を用いると、(9)の k_1 が零の極限形として対数分布を得る：

$$f = k_0 \ln y^+ + \gamma k_0(1 + k_1 \ln y^+) = k_0 \ln y^+ + \gamma k_0 \quad (14)$$

また(8)と(14)から (κ, B) と (k_0, γ) の関係式を得る：

$$\kappa = 1/k_0 \quad (15)$$

$$B = \gamma k_0 = \gamma/\kappa \quad (16)$$

表1 Österlund の実験における (κ, B) と (k_0, γ)

R_θ	$\kappa = 1/k_0$	γ	B
10000	0.411	1.97	4.79
20000~27320	0.379	1.54	4.06

Österlund の実験データ(表1参照) および文献7)の実験 ($R_\theta = 2.2 \times 10^4$ to 2.1×10^5) から判断すると、 (κ, B) および (k_0, γ) の値は R_θ が 2×10^4 よりも大きくなると一定値に達し、本解析で導かれたオーバーラップ層の対数解が実現しているものと解釈できる。

なお、本研究の解析の結果は、壁法則と速度欠損則の妥当性が保障される限りにおいて、圧力勾配がゼロでない場合にも適用することができる。

木田教授(京大工)から本研究に関し有益な助言を賜った。ここに深い感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Millikan, C.B. 1939 A critical discussion of turbulent flow in channels and circular tubes. Proc. Fifth International Congress on Applied Mechanics (Cambridge, Mass. 1938) pp.386-392, Wiley, New York.
- 2) Österlund, J.M., Johansson, A.V. and Nagib, H.M. 2000 Comment on "A note on the intermediate region in turbulent boundary layers." Phys. Fluids **12**, 2360-2363.
- 3) Barenblatt, G.I., Chorin, A.J. and Prostokishin, V.M. 2000 A note on the intermediate region in turbulent boundary layers. Phys. Fluids **12**, 2159-2161.
- 4) George, W.K. and Castillo, L. 1997 Zero-pressure-gradient turbulent boundary layer. Appl. Mech. Rev. **50**, 689-729.
- 5) Oberlack, M. 2001 A unified approach for symmetries in plane parallel turbulent shear flows. J. Fluid Mech. **427**, 299-328.
- 6) Nishioka, M. 2009 Rotta skin friction law and Schoenherr formula. Fluid Dyn. Res. **41**, 045509 (9pp).
- 7) Winter, K.G. and Gaudet, L. 1970 Aeronautical Research Council R. & M. No. 3712.

角柱(円柱)後方カルマン渦列の発生源

水島二郎(同志社大), 武本幸生(SIMULIA Corp.)

Origin of oscillation leading to Kármán's vortex street in the flow past a rectangular (circular) cylinder

J. Mizushima* and Y. Takemoto**

* Dept. of Mech. Eng., Doshisha Univ.,

** Dassault Systemes Simulia Corp.

ABSTRACT

The transition of the flow past a rectangular cylinder from a convectively unstable state to an absolutely unstable one is investigated numerically, in which a localized disturbance is added at a certain point in the flow, and the subsequent spatio-temporal development of the disturbance is observed. We evaluated the absolutely unstable region in the flow field in order to identify the origin of oscillation leading to Kármán's vortex street. Our results suggest that the origin lies in the absolutely unstable region, whose spatial scale is proved to be consistent with those reported in previous papers.

Key Words: wake, rectangular cylinder, Kármán's vortex street, absolute instability, convective instability

1 はじめに

角柱や円柱後方に生じる渦列については、Bénard¹⁾やKármán²⁾の研究を始め、この100年間に多くの研究がなされており、カルマン渦列と呼ばれている。カルマン渦列の研究は大きく3つに分類される。1つ目は主に物理量を評価するもので、圧力・抗力・剥離振動数やそれらの相関に注目するものである。2つ目は渦列の安定性から渦の配置などを考えるものである。3つ目は流体力学的な安定性を扱うものである。本稿では、まず、上記の分類の3つ目にあたる流体力学的な安定性に関するこれまでの代表的な研究を紹介する。その後、これまでの研究で得られた知見の一部を、数値シミュレーションを用いて確認する。

2 カルマン渦列研究の歴史

カルマン渦列発生における振動源の特定と物理機構の解明をするために、流体力学的な安定性の観点からの研究が多く研究者によってなされてきた。角柱や円柱などの後流は比較的低レイノルズ数において物体近傍で不安定性が発生するので、流れ場は非平行流である。しかし、非平行流を解析的に直接に扱うのは困難なので、これまでの物体後流の安定性に関する多くの研究では、流れ方向の各位置における垂直方向の速度分布を平行流近似した系の安定性(局所安定性)を調べ、流れ場全体の安定性(全体安定性)を推定するという研究方法が採用されてきた。この節では、これまでのカルマン渦列とウェイクの研究についてまとめておく。

2.1 対流不安定性と絶対不安定性

物体後流では一様な2次元平行流という流れは現実には存在せず、非一様な流れを局所的な速度分布を用いて平行流近似しているに過ぎないので、その安定性を局所安定性という。局所安定性は絶対不安定性と対流不安定性(Briggs³⁾)に分けられる。外部から局所的に加えられた攪乱が、流れ場中のある静止した一点で観測しているときに成長する場合、流れは(局所)絶対不安定であり、攪乱とともに動く座標系で観測すると攪乱は成長するが、流れ場中のある固定した一点で観測すれば攪乱が減衰する場合、流れは(局所)対流不安定である。

Betchov and Criminale⁴⁾はウェイクとジェットの線形安定性の時間発展モードと空間発展モードの関係を調べるため、簡単な速度分布を仮定して、レイリー方程式の固有値問題を解いた。その結果、彼らは偶然にも複素波数と複素位相速度の関係に特異性があることを発見した。彼らはその特異性が意味するところを明らかにしなかったが、Gaster⁵⁾はこの特異性が群速度が0のモードに相当することを明らかにし、すべての波数を含んだ攪乱を与えると群速度が0のモードは減衰し、波束が下流へと移流する例を示した。このような不安定性は現在では対流不安定と呼ばれ、絶対不安定性の発生は複素波数と複素位相速度の関係の特異性により判断できることがわかった。このことはプラズマ物理の分野の研究では既によく知られていた事実であったが、流体物理の分野には、Triantafyllou *et al.*⁶⁾やKupfer *et al.*⁷⁾によってその概念が導入され、絶対不安定性と対流不安定性は、複素波数空間から複素位相速度空間への写像の性質によって説明できることが明らかにされた。

2.2 臨界レイノルズ数

カルマン渦列が発生する臨界レイノルズ数は、流れの重要な指標であるが、これまでの多くの理論的研究は平行流近似を用いているので、実験結果と計算結果の比較には多くの議論と解釈が行われてきた。レイノルズ数の定義についても、実験では円柱直径が用いられ、理論ではウエイクの半値幅が用いられてきたが、ここでは、レイノルズ数を一様流速 U と円柱直径 d によって定義し、流れが局所対流不安定となるレイノルズ数を R_{dc} 、局所絶対不安定となるレイノルズ数を R_{da} 、流れ場全体が不安定となるレイノルズ数を R_{dg} で表わす。

Sato and Kuriki⁸⁾は平板後流にスピーカーを用いて攪乱を与えてその成長を調べ、平行流および非粘性近似の下で計算した線形増幅率との比較を行った。その結果、実験結果は計算による線形増幅率最大モードの攪乱で説明できることが示された。ウエイクの局所臨界レイノルズ数を最初に評価したのは Taneda⁹⁾ であると思われる。Taneda は流れが対流不安定となる臨界レイノルズ数を実験とオア・ゾンマーフェルト方程式の固有値解析により求め、それぞれ $R_{dc} = 1.0$ および $R_{dc} = 3.2$ を得た。レイノルズ数が大きくなると、ウエイクの安定性は対流不安定から絶対不安定へ遷移することを明らかにしたのは、Nakaya¹⁰⁾ であり、 $30 < R_{da} < 40$ であることが示された。Triantafyllou *et al.*¹¹⁾ は、レイリー方程式を用いて、円柱後流のいくつかの位置における流速分布を平行流近似してその局所安定性の解析を行ない、 $R_{dc} < 34 < R_{da} < 56$ を得た。

Chomaz *et al.*¹²⁾ は 1 次元のモデル方程式を用いて、局所絶対不安定領域の存在は全体不安定の十分条件ではないこと、すなわち $R_{dc} < R_{da} < R_{dg}$ であることを示した。Chomaz らの結果は、Monkewitz¹³⁾ によって、さまざまな平行流の速度分布の線形安定性を調べることにによって確かめられた。彼は $R_{dc} = 5$ 、 $R_{da} = 25$ を求め、これらの値は実験的にカルマン渦列が発生するレイノルズ数 $R_{dg} = 47$ よりも小さくなることを示した。

平行流近似を用いることなく全体安定性を直接調べることもできる。Jackson¹⁵⁾ は円柱を過ぎる 2 次元非平行流の全体安定性を数値的に調べ、 $R_{dg} = 46$ を得た。また、Noack and Eckelmann¹⁶⁾ は 3 次元非平行流の全体安定性を数値的に調べ、 $R_{dg} = 54$ を得た。これらの研究で使われている手法は有限要素法を用いた固有値解析である。また、差分法やスペクトル法を用いて固有値解析を行い、全体安定性の判別をすることも可能である。^{17), 18)}

2.3 絶対不安定領域

物体後流中において絶対不安定となる領域の位置と大きさは、振動源がどの領域にあるのか推定するための指標となる。Betchov and Criminale⁴⁾ などによれば、後流速度分布の速度欠損が 95% 程度になると (局所) 絶対不安定が生じることが指摘されている。Koch²⁰⁾ は双子渦後方 (下流) で、局所不安定性が絶対不安定から対流不安定に交替することを示した。このことをより具体的に示

したのは Triantafyllou *et al.*¹¹⁾ である。彼らは、流れが全体不安定となる臨界レイノルズ数より低いレイノルズ数では円柱後流はどの場所でも対流不安定であり、臨界レイノルズ数より高いレイノルズ数では円柱に近い領域は絶対不安定、下流側では対流不安定となることを明らかにした。たとえば、レイノルズ数 $R_d = 56$ のときは、円柱から $3.5d$ の範囲は絶対不安定であり、それよりも下流では対流不安定である。これとほぼ同等の結果は Chomaz *et al.*¹²⁾ によっても得られている。弱非平行を考慮した研究も行われ、レイノルズ数 $R_d = 50$ では円柱から $5d \sim 9d$ の範囲が絶対不安定であることが Belan and Tordella¹⁴⁾ によって示された。

2.4 振動数の選択

全体不安定の振動数がどのように選択されるかについての研究もなされてきた。全体不安定の振動数は、線形増幅率が最大となる振動数になるという予想が、Nishioka and Sato¹⁹⁾ によってなされた。一方、Koch²⁰⁾ は全体不安定の振動数は、絶対不安定領域の下流端の振動数であるとし、Monkewitz²¹⁾ は絶対不安定領域の上流端の振動数であるとした。これらに対し、Chomaz *et al.*²²⁾ は複素振動数が鞍点となる位置での振動数によって全体不安定の振動数が決まるとした。Chomaz *et al.* の結論は、弱非並行性を考慮しても変わらないことが Pier²³⁾ によって示された。

3 数値シミュレーションの方法

これまでの研究により明らかになったように、物体後流においては物体直後に存在する (局所) 絶対不安定領域において自己維持的な振動が生じ、その振動が (局所) 対流不安定領域へ波となって伝わり、カルマン渦列が形成されると考えられている。これまで行われてきた平行流近似を用いた方法は、計算負荷が小さい反面、非平行性から生じる局所安定性と全体安定性の違いを考慮する必要がある。一方、非平行流の固有値解析を行う手法は、攪乱が加えられた後の過渡状態を知ることができない。しかし、Oertel²⁴⁾ が行ったように、ナビエ・ストークス方程式を直接に数値的に解く数値シミュレーションを用いれば、攪乱の成長の様子を評価できる。ここでは、角柱後流でパルス型の攪乱を加えたときの微小攪乱の伝播と成長をナビエ・ストークス方程式を直接に数値的に解くことにより調べ、カルマン渦列を誘起する過程を明らかにする。そのため、数値シミュレーションと線形安定性解析によって、角柱後方の各位置の局所安定性と、流れ場の全体安定性を求める。次に、線形攪乱方程式を発展方程式として数値的に解き、角柱を過ぎる 2 次元非平行流に加えた攪乱の空間的・時間的変化を数値シミュレーションにより調べる。

3.1 基礎方程式と境界条件

図 1 のように、流速 U の一様な流れの中におかれた 1 辺の長さが d の正方形断面をもつ角柱を過ぎる流れを考

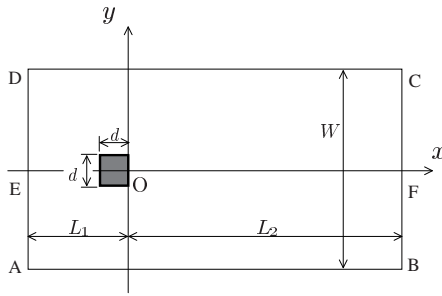


図 1 計算領域と座標系

える。角柱の後端辺の中点を原点 O として、流れ方向に x 軸をとり、 x 軸と垂直に y 軸をとる。流れは非圧縮 2 次元流と仮定し、流れ関数 $\psi(x, y, t)$ と渦度 $\omega(x, y, t)$ を導入する。このとき、流れを支配する基礎方程式は ω と ψ に関する渦度輸送方程式とポアソン方程式である。レイノルズ数を $Re \equiv Ud/\nu$ で定義する。主流を $(\bar{\psi}, \bar{\omega})$ 、攪乱を $(\hat{\psi}, \hat{\omega})$ と表し、解を $\psi = \bar{\psi} + \hat{\psi}, \omega = \bar{\omega} + \hat{\omega}$ とおく。攪乱は微小であるとして攪乱の非線形項を無視すると、渦度輸送方程式から線形攪乱方程式が得られる。この線形攪乱方程式と $\hat{\psi}$ についてのポアソン方程式を差分法で数値的に解くことにより、攪乱の時間発展を求める。

4 計算結果

4.1 局所安定性

角柱後方の各位置における流れを平行流として近似し、その安定性を調べた。図 2 は計算結果の代表例で、 $Re = 50$ における攪乱の増幅率 σ_p である。この図から、 $Re = 50$ において角柱直後の領域は局所絶対不安定であり、 $\bar{x}_c = 3.93$ より下流の領域は局所対流不安定となることが分かる。同様に、 $40 \leq Re \leq 60$ における局所絶対不安定領域と局所対流不安定領域の境界位置 \bar{x}_c を求めると、図 3 のようになる。ここで、 x_t は各レイノルズ数における角柱後方の双子渦の長さである。

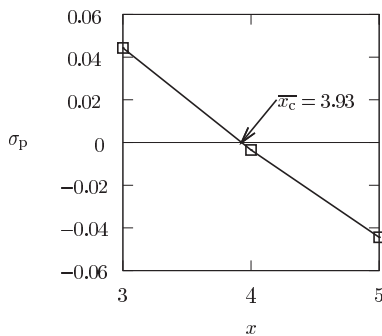


図 2 局所不安定性の線形時間増幅率 $\sigma_p, Re = 50$.

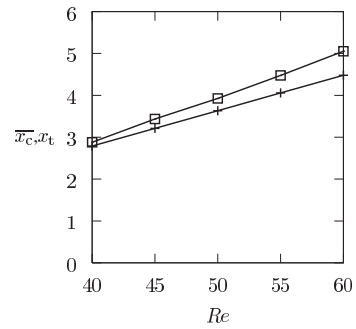


図 3 絶対不安定領域と対流不安定領域の境界。□: \bar{x}_c , 絶対不安定領域と対流不安定領域の境界。+: x_t , 双子渦長さ。

4.2 全体安定性

非平行な定常解を主流とし、平行流近似を用いずに線形攪乱方程式を適当な初期条件のもとに数値シミュレーションを行い、攪乱の増幅率 σ_g を評価すると図 4 のようになった。この図より、角柱を過ぎる流れが全体不安定となる臨界レイノルズ数は $Re_g = 46.2$ と求められる。

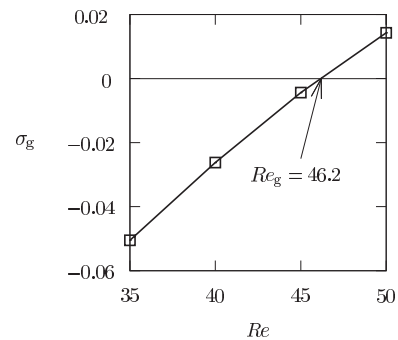


図 4 全体不安定性の線形増幅率 σ_g .

4.3 インパルス応答

角柱の下流 $(x, y) = (35, 0)$ にインパルス型攪乱（矩形攪乱）を与えて、その攪乱の時間発展を調べる。ここでは、角柱中心を通る x 軸上の攪乱振幅を観測する。図 5(a) では、全体不安定性の超臨界レイノルズ数 $Re = 50$ における、 $(x, y) = (10, 0)$ の点と $(x, y) = (20, 0)$ の点で観測した $\hat{\psi}$ の振幅 $\hat{\psi}_{a10}$ および $\hat{\psi}_{a20}$ を描いた。初期に与えた攪乱が減衰した後 (AB および A'B'), $\hat{\psi}_{a10}$ と $\hat{\psi}_{a20}$ は急激に増加し (BC および B'C'), その後一定の増幅率で増加し続ける (CD および C'D'). したがって、超臨界レイノルズ数 $Re = 50$ における流れ場は全体不安定であり、攪乱は絶対不安定攪乱である。

一方、図 5(b) から明らかなように、亜臨界レイノルズ

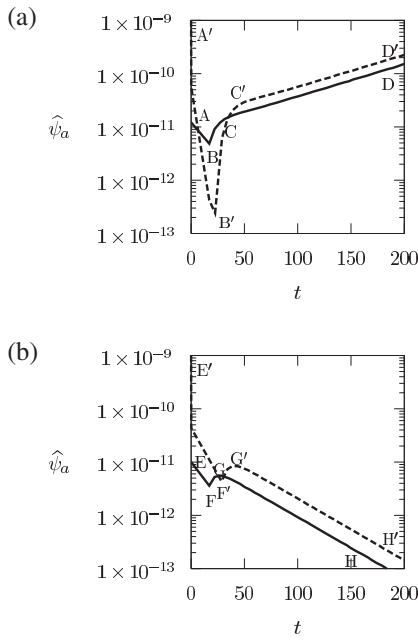


図5 x 軸上の $\hat{\psi}$ の振幅, $x = 35$ にインパルスを与えた場合. 実線: $\hat{\psi}_{a10}, x = 10$, 破線: $\hat{\psi}_{a20}, x = 20$. (a) $Re = 50$, 絶対不安定. (b) $Re = 40$, 対流不安定.

数 $Re = 40$ では, $\hat{\psi}_{a10}$ と $\hat{\psi}_{a20}$ は初期に与えた攪乱が減衰した後 (EF および E'F'), 攪乱の振幅は増加し (FG および F'G'), その後一定の減衰率で減衰し続ける (GH および G'H'). また, 上流側で観測した $\hat{\psi}_{a10}$ と下流側で観測した $\hat{\psi}_{a20}$ を比較すると, $\hat{\psi}_{a20}$ は $\hat{\psi}_{a10}$ より大きく, 減少に転じる時刻も遅い. これは, 波束の振幅は成長するが波束そのものは流れ去ることを示している. したがって, 亜臨界レイノルズ数 $Re = 40$ における流れ場は全体安定であり, 攪乱は対流不安定である.

次に, $\hat{\psi}$ の空間分布の時間変化を見ることにする. 超臨界レイノルズ数 $Re = 50$ における, x 軸上の $\hat{\psi}$ の空間分布は図6のようになる. 図6(a) (フェーズ1, $t = 10$ まで) のように, 攪乱を与えた直後 $t = 0.1$ には, 攪乱は下流側だけではなく上流側の角柱近傍にも伝播し, その後は減衰しながら下流へ移流する. さらに時間が経つと, 図6(b) (フェーズ2, $t = 10$ 以降) のように, $t = 10$ においては, 角柱近傍 ($x \approx 5$) には初期に与えた攪乱とは別のピークが生じる. この角柱近傍の攪乱の振幅は, 時間とともに大きくなっている. これは, 局所絶対不安定領域で攪乱が増幅されているためであり, 4.1 節で求めたように, $Re = 50$ における局所絶対不安定領域は角柱直後に存在し, 局所絶対不安定領域と局所対流不安定領域の境界位置は $\bar{x}_c = 3.93$ であることに対応している. また, $t = 10$ のとき角柱近傍にある波束の前縁は, 時間とともに下流に移流している ($t = 20$ で $x \approx 17$, $t = 30$ で $x \approx 26$, $t = 40$ で $x \approx 35$). これらより, 局所絶対不安定でない領域に与えられた攪乱は瞬時に局所絶対不安定領域に伝わり, そこで増幅され続け, 増幅された攪乱が下流に伝播することで流れが全体不安定とな

ることが分かる.

一方, 亜臨界レイノルズ数 $Re = 40$ においては, 図3からわかるように角柱直後に局所絶対不安定領域が存在するにもかかわらず, 局所絶対不安定領域で攪乱が増幅され続けることがなく, 流れ場全体の安定性は対流不安定となる. このことは, 局所絶対不安定領域の存在が流れ場全体が絶対不安定となるための十分条件にならないことを示している.

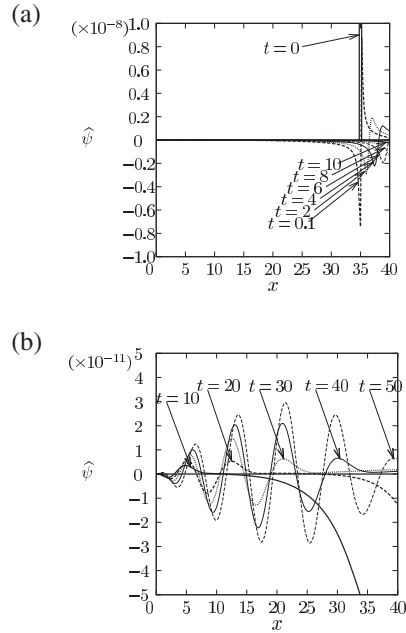


図6 x 軸上の $\hat{\psi}$ の空間分布, $x = 35$ にインパルスを与えた場合, $Re = 50$. (a) フェーズ1, $t = [0, 10]$. (b) フェーズ2, $t = [10, 50]$.

参考文献

- (1) Bénard, H., C. R. Acad. Sci. Paris, Vol. 147, (1908), pp. 839-842.
- (2) Von Kármán, Th., Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl., (1911), pp. 509-517.
- (3) Briggs, R. J., "Electron-stream interaction with plasmas", Cambridge, MIT Press, (1964), pp. 8-46.
- (4) Betchov, R., Criminale, W. O., Phys. Fluids, Vol. 9, (1966), pp. 359-362.
- (5) Gaster, M., Phys. Fluids, Vol. 11, (1968), pp. 723-727.
- (6) Triantafyllou, G. S., Kupfer, K., Bers, A., Phys. Rev. Lett., Vol. 59, (1987), pp. 1914-1917.
- (7) Kupfer, K., Bers, A., Ram, A. K., Phys. Fluids, Vol. 30, (1987), pp. 3075-3082.
- (8) Sato, H., Kuriki, K., J. Fluid Mech., Vol. 11, (1961), pp. 321-352.
- (9) Taneda, S., J. Phys. Soc. Japan., Vol. 18, (1963), pp. 288-296.
- (10) Nakaya, C., J. Phys. Soc. Japan., Vol. 41, (1976), pp. 1087-1088.
- (11) Triantafyllou, G. S., Triantafyllou, M. S., Chryssostomidis, C., J. Fluid Mech., Vol. 170, (1986), pp. 461-477.
- (12) Chomaz, J. M., Huerre, P., Redekopp, L. G., Phys. Rev. Lett., Vol. 60, (1988), pp. 25-28.
- (13) Monkewitz, P. A., Phys. Fluids, Vol. 31, (1988), pp. 999-1006.
- (14) Belan, M., Tordella, D., J. Fluid Mech., Vol. 552, (2006), pp. 127-136.
- (15) Jackson, C. P., J. Fluid Mech., Vol. 182, (1987), pp. 23-45.
- (16) Noack, B., R., Eckelmann, H., Phys. Fluids, Vol. 6, (1994), pp. 124-143.
- (17) 千葉賢, ながれ, Vol. 15, (1996), pp. 295-307.
- (18) Dauchy, D., Dusek, J., Fraunie, P., J. Fluid Mech., Vol. 332, (1997), pp. 295-339.
- (19) Nishioka, M., Sato, H., J. Fluid Mech., Vol. 89, (1978), pp. 49-60.
- (20) Koch, W., J. Sound. Vib., Vol. 99, (1985), pp. 53-58.
- (21) Monkewitz, P. A., Nguyen, L. N., J. Fluids Struct., Vol. 1, (1987), pp. 165-184.
- (22) Chomaz, J. M., Huerre, P., Redekopp, L. G., Stud. Appl. Math., Vol. 84, (1991), pp. 119-144.
- (23) Pier, B., J. Fluid Mech., Vol. 458, (2002), pp. 407-417.
- (24) Oertel, H. Jr., Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 22, (1990), pp. 539-564.

円柱群後流の干渉

佐藤 浩、斉藤博之助、中村 宏（流れ研究集団）

The interaction of wakes behind circular cylinders of various sizes

H.Sato, H.Saito and H.Nakamura

Institute of Flow Research

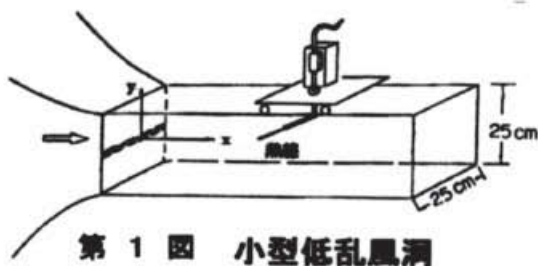
ABSTRACT

A small-scale experiment was made on the interaction of wakes behind circular cylinders of various diameters. The purpose of the experiment is two-fold, one is to clarify the mechanism of vortex streets formed in the wake, the other is to use the flow around cylinders as a model of the human society. The concept of "fluid dynamic impedance" was introduced. The usefulness of the model may be found in the future investigation.

0. はしがき

直径の等しい2本の円柱の周りの流れについては前回に報告されました。今回は直径の違う2本の円柱について行われた実験の結果を報告します。

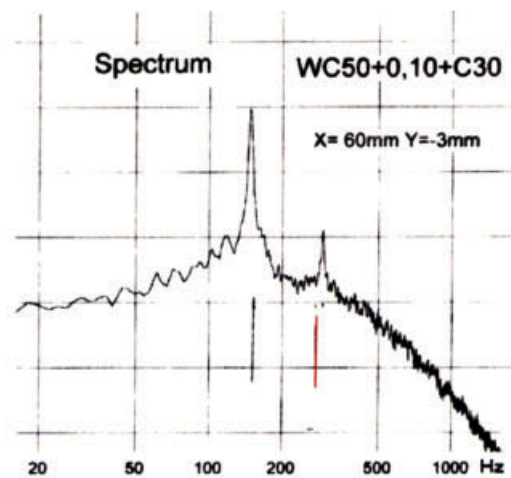
実験の様子は第1図に示されています。測定部断面が $25\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ の乱れの弱い風洞で熱線風速計を用いた測定が行われました。風速はすべてに 4 m/s です。データはすべてデジタル化されて処理されました。2本の円柱の相対位置には



3つの型があります。並列、直列、混合列です。

1. 並列配置

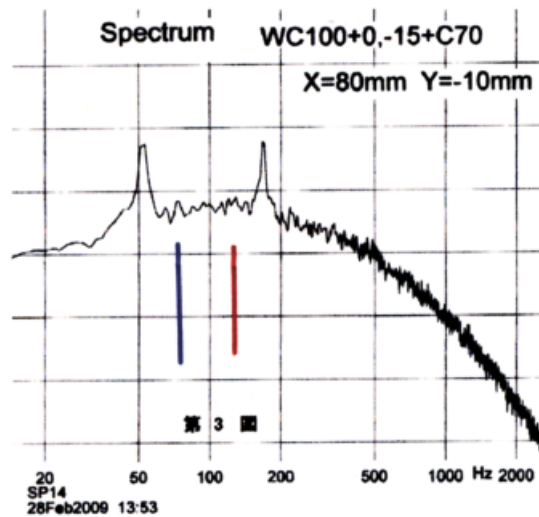
最初の実験は流れに対して横に並んだ並列配置です。この配置では並んだ2つの円柱から作られた渦列が下流で重なり合っており、干渉することが期待され、それがどのようなものかが分かるはずですが、



第2図

第2図は直径が3mmと5mmの円柱を15mmの心と心との間隔で並べたときのスペクトルで、間隔が直径に比べて大きいので二本の縦線で示した線スペクトルは各々が独立のときのスペクトルと完全に一致し、干渉して新しい渦列を作る現象は無いことを示しています。

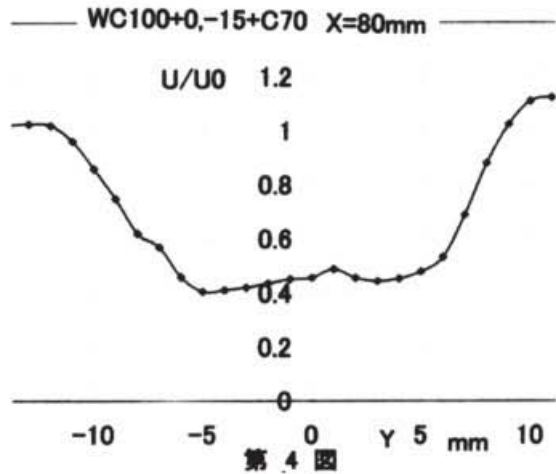
これと対照的なのが第3図で円柱の直径が7mmと10mmになっています。このときは現れる周波数は独立の場合に比べると大きくずれています。両方から近づいているように見えます。中心間の間隔は第2図と同じ15mmです。両方の円柱から出る渦列は強い干渉を見せています。



このときは後流の速度分布は第4図のように、お互いが解け合ったようなものになっています。このような平均速度分布で何故、第3図のようにお互いの線スペクトルがスペクトル空間で近づくような物になるのかというメカニズムはよく分かりません。

この第2図と第3図とに共通して言えるこ

とは スペクトルの測定で線スペクトルの

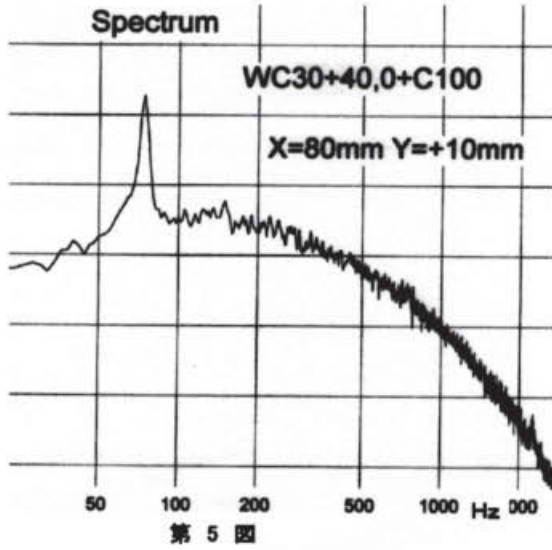


周波数の和や差の周波数成分の発生が観察されないことです。即ち二つの渦列対は非線形の干渉をしないのです。これは大事な結果だと思います。

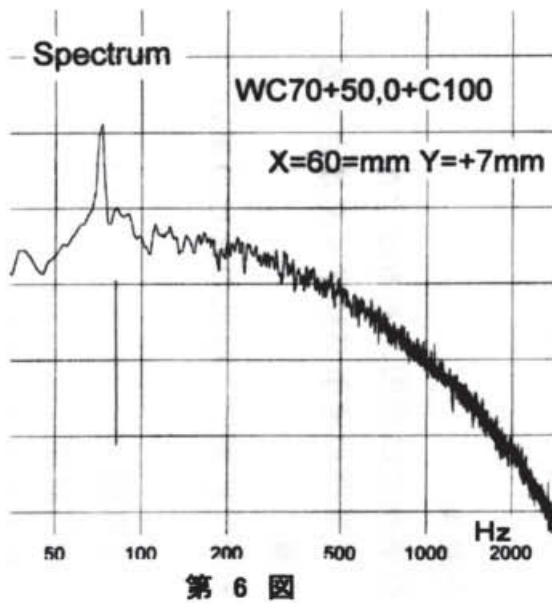
2. 直列配置

流れに並行に二本の円柱が並んでいるのが直列配置です。この場合は上流側の円柱が下流側に比べて大きいのか、小さいかどうと違った結果になります。第5図は上流が10mm、下流が3mm直径の場合のスペクトルです。10mm直径の渦列である、80Hzの成分はあきらかに観測されるのに反して、3mm直径の渦の周波数である200Hz付近の成分はまったく観測されません。このことを我々は遮蔽効果と呼んでいます。

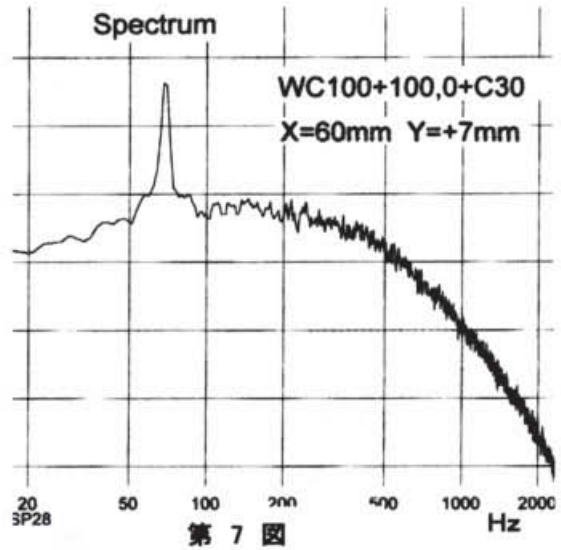
同じようなスペクトルを第6図に示しま



す。これは10mm円柱と7mm円柱の組み合わせで、その間隔は50mmです。上

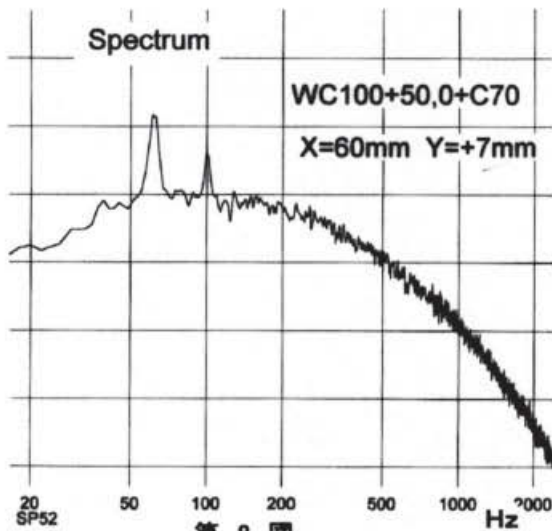


流、下流の直径の違いが少ないときには遮蔽効果は小さいのですが、その場合でも上流の10mm直径に相当する80Hz成分ははっきりとあらわれ、7mm直径に相当する成分はよく分かりません。



次に上流の円柱が細くて、下流の円柱が太い場合を調べます。

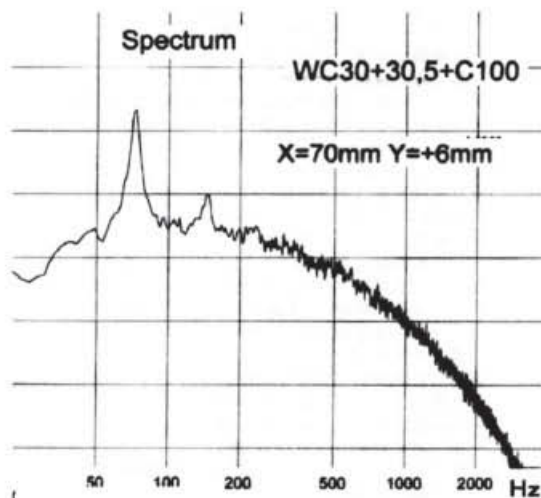
第7図はその一例です。上流の円柱が直径30mm、下流が直径10mmで、間隔は100mmです。上流の円柱による270Hzの成分は完全に消滅して、10mmの円柱に相当する80Hzの成分だけがはっきりと認められます。このことは下流側の円柱による上流側の成分の消滅という形です、このことは他の直径の組み合わせでも全く同じです。第8図はそれを物語ります。この場合に直径の比は7mmと10mmと言うものですが、2つの円柱の作る渦列は少しく変化されて、二つの線スペクトルとして現れています。ここでも2つの円柱の直径が近いときには影響が少ないということが観察されます。この線スペクトルの周波数のずれについてはもっと詳しい実験が必要と思われる。



第 8 図

3. 複合配列

これは2つの円柱が流れ方向とそれに直角な方向の両方にずれているという。やや複雑な場合です。



第 9 図

並列と直列の両方の特質を持っていることが期待されます。

別の言葉で言えば、上流の円柱で作られ

た速度の剪断の中に円柱を置いて、それから作られる渦列はどんな姿をしているかを知りたいというのと同じ事です。ただし剪断の強い場所では乱流変動のエネルギーも大きいので、その影響が入ります。純粋に速度剪断の影響だけとして取り出すことは難しいのです。

第9図は二本の円柱をx方向には30mm、y方向には5mmずらしたときのスペクトル測定の結果です。上流の直径10mmの線スペクトルの周波数が少しずれて現れているほかに150Hzあたりの成分が見られます。これが元の周波数の2倍の高調波なのか、別の機構で発生したものかはよく分かりません。

4. 流体インピーダンス

流体力学の成果として、理想的なのはそのような物体が、どのように分布していても、それによる流れを手短かに、ハッキリさせると言うことです。多数の円柱が同時に存在するような時に、注目する円柱を一つ決めて、その他の円柱を環境を形成するインピーダンス(fluid dynamic impedance)として見るようにする。複雑流の扱い方についての一つの提案です。これは電気工学で、色々な抵抗やコンデンサーや、インダクタンスのような雑多な回路素子をひとまとめとして、インピーダンスとして扱うのと似ています。それによって複雑流をひとまとめにして、扱うことが出来るのです。ただ実際の流れについてはそれなりの組織的な実験と数値計算とが必要です。この実験では円柱の数を2本に限っていますが、将来はもっと、もっと複雑なものに挑戦したいと思います。

交差独立性完結仮説による乱流理論の問題点と仮説の一般化

巽 友正（京大名誉教授）

Theory of Turbulence based on Cross-Independence Closure Hypothesis and Generalization of Hypothesis

Tomomasa TATSUMI

Kyoto University, Professor Emeritus

ABSTRACT

The basic framework of the statistical theory of turbulence based on the *cross-independence closure hypothesis* is examined and its general validity is reconfirmed. Then the hypothesis which is genuinely concerned with the two-point closure is generalized to the n -point closures ($n \geq 3$) of the Lundgren-Monin equations for the multi-point velocity distributions.

Key Words: Multi-point velocity distribution, cross-independence closure hypothesis, homogeneous isotropic turbulence

1. 交差独立性仮説の有効性

『交差独立性完結仮説』を用いた乱流の統計理論は、著者によって年来進められてきたが、近年、この理論の基本的な部分について質問を受けることが多いので、この機会に理論の基礎を再検討し、その論理構成を明らかにしておくのが適当であると考えます。

まず、「交差独立性仮説」の有効性に関して、次のような疑問を受けたことがある。

乱流の2点における速度（簡単のためスカラーとする）を $u_1 = u(\mathbf{x}_1, t)$, $u_2 = u(\mathbf{x}_2, t)$ とし、その交差速度を $u_+ = (u_1 + u_2)/2$, $u_- = (u_2 - u_1)/2$ で表すと、それらの3次構造関数の間に次のような恒等式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \langle u_1^3 \rangle &= \langle (u_+ - u_-)^3 \rangle \\ &= \langle u_+^3 \rangle - 3\langle u_+^2 u_- \rangle + 3\langle u_+ u_-^2 \rangle - \langle u_-^3 \rangle, \\ \langle u_2^3 \rangle &= \langle (u_+ + u_-)^3 \rangle \\ &= \langle u_+^3 \rangle + 3\langle u_+^2 u_- \rangle + 3\langle u_+ u_-^2 \rangle + \langle u_-^3 \rangle. \end{aligned}$$

これらの両辺の和と差をとると、次のような恒等式が得られる。

$$\begin{aligned} \langle u_1^3 \rangle + \langle u_2^3 \rangle &= 2\langle u_+^3 \rangle + 6\langle u_+ u_-^2 \rangle, \\ \langle u_2^3 \rangle - \langle u_1^3 \rangle &= 6\langle u_+^2 u_- \rangle + 2\langle u_-^3 \rangle. \end{aligned}$$

一様等方性乱流においては、 $\langle u_1^3 \rangle = \langle u_2^3 \rangle = 0$ であるから、これらの恒等式は次の式に帰着する。

$$\langle u_+^3 \rangle = -3\langle u_+ u_-^2 \rangle, \quad (1)$$

$$\langle u_-^3 \rangle = -3\langle u_+^2 u_- \rangle. \quad (2)$$

いま、交差速度 u_+ と u_- との間に「交差独立性」が成り立つとすれば、両式は次のように書ける。

$$\langle u_+^3 \rangle = -3\langle u_+ \rangle \langle u_-^2 \rangle, \quad (3)$$

$$\langle u_-^3 \rangle = -3\langle u_+^2 \rangle \langle u_- \rangle. \quad (4)$$

さらに、一様等方性乱流では、 $\langle u_+ \rangle = \langle u_- \rangle = 0$ であることを考慮すれば、

$$\langle u_+^3 \rangle = \langle u_-^3 \rangle = 0 \quad (5)$$

となる。

この結果は、交差速度の歪み度 (skewness)、

$$S_+ = \langle u_+^3 \rangle / \langle u_+^2 \rangle^{3/2}, \quad S_- = \langle u_-^3 \rangle / \langle u_-^2 \rangle^{3/2}, \quad (6)$$

が、いずれも0であることを意味するが、これは、慣性小領域において、速度差の歪み度が一般的に負 ($S_- < 0$) であることと矛盾する。すなわち、「交差独立性仮説」は、慣性小領域では成り立たないのではないか。これが、仮説の有効性に対する疑問である。

これは、一見もつともであるが、実は「交差独立性」と「交差独立性仮説」とを混同した議論である。

「交差独立性」そのものは、無条件に (1), (2) 式から (3), (4) 式を導くから、慣性小領域においては成立しないが、「交差独立性仮説」は、そうは言っていない。Tatsumi (2001) において導入され、Tatsumi et al. (2004, 2007) によって一様等方性乱流に対して適用された「交差独立性仮説」は、正確には次のように表される。

『2点間の距離 $r = |\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1|$ が小さい領域 ($r \rightarrow 0$)、または大きい領域 ($r \rightarrow \infty$) において、交差速度 u_+ および u_- は互いに独立である。』

一般に高 Reynolds 数の乱流においては、「 r の小さい領域」は Kolmogorov (1941) の「局所領域 (local range)」に、「 r の大きい領域」は「エネルギー含有領域」に対応するものと考えられるが、その中間には仮説が成り立たない領域が当然存在するものと思われる。したがって、もし、「慣性小領域 (inertial subrange)」において仮説が成り立たないのであれば、その下の「粘性小領域 (viscous subrange)」において仮説が成り立てば十分であって、このことは、速度分布の境界条件として保証されている。

2. 完結仮説としての交差独立性

さらに考慮すべきことは、本研究では「交差独立性仮説」は多点結合速度分布に対する Lundgren (1967) および Monin (1967) の方程式の完結仮説として用いられているということである。この分布方程式系に関する完結性の問題は、これまでの乱流理

論における速度相関やエネルギー・スペクトルに関する完結性とは違って、高次項が、ナビエ-ストークス方程式の非線形項ではなく、高次微分項から現れる。すなわち、高次分布に伴う距離 $r_m = |\mathbf{x}_{m+1} - \mathbf{x}_m|$ ($m = 1, \dots, n$) がそれぞれ 0 となる縮退形として現れるのである。

例えば 1 点速度分布 $f(\mathbf{v}_1, \mathbf{x}_1, t)$ の Lundgren-Monin 方程式、 $[\partial/\partial t + \mathbf{v}_1 \cdot \partial/\partial \mathbf{x}_1] f(\mathbf{v}_1, \mathbf{x}_1, t) = (\partial/\partial \mathbf{v}_1) \cdot [(1/4\pi)(\partial/\partial \mathbf{x}_1) \int |\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1|^{-1} (\mathbf{v}_2 \cdot \partial/\partial \mathbf{x}_2)^2 f^{(2)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, t) d\mathbf{v}_2 d\mathbf{x}_2 - \nu \lim_{|\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1| \rightarrow 0} |\partial/\partial \mathbf{x}_2|^2 \int \mathbf{v}_2 f^{(2)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, t) d\mathbf{v}_2]$, (7) における 2 点速度分布 $f^{(2)}$ の項は、右辺第 1 項では距離 $r = |\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1| \rightarrow 0$ の極限からの寄与が優越し、第 2 項は $r \rightarrow 0$ の極限そのものであるという意味において、いずれも 1 点分布に縮退した形で現れている。

そして、「交差独立性完結仮説」は、まさにこの「縮退された 2 点」に対して適用されているのであって、この意味で、仮説の成立のための条件は完全に満たされている。仮説の適用の結果、1 点速度分布 f に対する完結した方程式は、一様等方性乱流に関しては次のような簡単な形に得られる (Tatsumi et al. (2004) を参照)。

$$[\partial/\partial t + \alpha(t) \partial/\partial v^2] f(\mathbf{v}, t) = 0, \quad (8)$$

$$\alpha(t) = (2/3) \nu \lim_{|\mathbf{r}| \rightarrow 0} |\partial/\partial \mathbf{r}|^2 \int |\mathbf{v} - \mathbf{r}|^2 \mathbf{g}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v}. \quad (9)$$

ここに、 $\alpha(t)$ は方程式 (8) の唯一のパラメータで、(9) 式のように速度差分布 \mathbf{g} の積分として定義されている。また、速度分布には一様等方性を用い、添字は省略している。

さらに、 $\alpha(t)$ は、(9) 式の計算によって、乱流のエネルギー散逸率、

$$\varepsilon(t) = 3\alpha(t) = \nu \sum_{ij=1}^3 \langle (\partial u_i(\mathbf{x}, t) / \partial x_j)^2 \rangle, \quad (10)$$

と同等であることが示される。このことは、 $\alpha(t)$ が (9) 式によって、乱流の小規模成分を支配する速度差分布の積分で表されていることと相俟って、非平衡統計力学における「揺動散逸定理」が成り立つことを示している。

(8) 式の時間的自己相似解は、1 点速度の慣性正規分布、

$$f(\mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{v}, t) = (t/4\pi\alpha_0)^{3/2} \exp[-|\mathbf{v}|^2 t / 4\alpha_0], \quad (11)$$

$\alpha(t) = \alpha_0 t^2$, $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 t^2$, $E(t) = \langle |\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)|^2 / 2 \rangle = E_0 t^{-1}$, (12) を与える。ここに、 $E(t)$ は乱流の単位質量当たりの運動エネルギーを表し、(12) 式はその逆 1 乗減衰則を与えている。

以上の結果は、交差独立性仮説の整合性によって、非粘性極限 $\nu \rightarrow 0$ における慣性相似性 ($\varepsilon(t) = 3\alpha(t) > 0$) の仮定のもとに、絶対的な妥当性をもつものと考えられる。

3. 3 点速度に対する交差独立性

以上の議論によって、「交差独立性完結仮説」の有効性に関する疑問は、1 点速度分布に関する限り完全に解消されたと思われる。では、2 点速度分布に関してはどうか。

2 点速度分布 $f^{(2)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, t)$ の Lundgren-Monin 方程式は、次式で与えられる。

$$[\partial/\partial t + \mathbf{v}_1 \cdot \partial/\partial \mathbf{x}_1 + \mathbf{v}_2 \cdot \partial/\partial \mathbf{x}_2] f^{(2)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, t) = (\partial/\partial \mathbf{v}_1) \cdot [(1/4\pi)(\partial/\partial \mathbf{x}_1) \int |\mathbf{x}_3 - \mathbf{x}_1|^{-1} (\mathbf{v}_3 \cdot \partial/\partial \mathbf{x}_3)^2 \times f^{(3)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, t) d\mathbf{v}_3 d\mathbf{x}_3 - \nu \lim_{|\mathbf{x}_3 - \mathbf{x}_1| \rightarrow 0} |\partial/\partial \mathbf{x}_3|^2 \int \mathbf{v}_3 f^{(3)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, t) d\mathbf{v}_3] + (\partial/\partial \mathbf{v}_2) \cdot [(1/4\pi)(\partial/\partial \mathbf{x}_2) \int |\mathbf{x}_3 - \mathbf{x}_2|^{-1} (\mathbf{v}_3 \cdot \partial/\partial \mathbf{x}_3)^2 \times f^{(3)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, t) d\mathbf{v}_3 d\mathbf{x}_3 - \nu \lim_{|\mathbf{x}_3 - \mathbf{x}_2| \rightarrow 0} |\partial/\partial \mathbf{x}_3|^2 \int \mathbf{v}_3 f^{(3)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, t) d\mathbf{v}_3]. \quad (13)$$

完結仮説は、この方程式における高次分布である 3 点速度分布 $f^{(3)}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, t)$ に適用されるが、「交差独立性完結仮説」は、2 点速度に対して定義されたものなので、これをどのように 3 点速度に拡張するか問題となる。

前論文 Tatsumi et al. (2004) においては、あえて仮説を 3

点速度に拡張する方法をとらず、(13) 式の高次分布 $f^{(3)}$ における 3 点速度 $(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3)$ から、高次分布が縮退している 2 点速度 $(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_3)$ と $(\mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3)$ を選んで、これに適用する方法をとった。この方法は、3 点速度分布の完結に関する一般論を避けた一種の便法であったが、結果的には、前節で述べた完結仮説の精神に沿った良い選択であったかと思われる。

この意味で、前二論文 Tatsumi et al. (2004, 2007) における仮説の取扱い、とくに局所領域におけるそれは、必ずしも適当ではなかったかのではないか。これはむしろ、「仮説」と「高次速度分布の縮退性」との対応を堅持した上で、完結した速度分布方程式の解について、より綿密な解析を行うべきではなかったかと思われる。この点に関する議論の見直しと、それに沿った 2 点速度分布の本格的な解析は、別論文に譲ることとしたい。

4. 交差独立性完結理論の一般化

前二節の議論によって明らかになったことは、多点速度分布方程式の完結は、その方程式における高次分布の縮退形に即した形で行われるべきであるとの原則である。

一般に n 点速度分布 $f^{(n)}(\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_n; \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n, t)$ の Lundgren-Monin 方程式は次のように表される

$$[\partial/\partial t + \sum_{m=1}^n \mathbf{v}_m \cdot \partial/\partial \mathbf{x}_m] f^{(n)}(\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_n; \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n, t) = \sum_{m=1}^n (\partial/\partial \mathbf{v}_m) \cdot [(1/4\pi)(\partial/\partial \mathbf{x}_m) \int |\mathbf{x}_{n+1} - \mathbf{x}_m|^{-1} (\mathbf{v}_m \cdot \partial/\partial \mathbf{x}_m)^2 \times f^{(n+1)}(\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_n, \mathbf{v}_{n+1}; \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n, \mathbf{x}_{n+1}, t) d\mathbf{v}_{n+1} d\mathbf{x}_{n+1} - \nu \lim_{|\mathbf{x}_{n+1} - \mathbf{x}_m| \rightarrow 0} |\partial/\partial \mathbf{x}_{n+1}|^2 \times \int \mathbf{v}_{n+1} f^{(n+1)}(\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_n, \mathbf{v}_{n+1}; \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n, \mathbf{x}_{n+1}, t) d\mathbf{v}_{n+1}]. \quad (14)$$

この方程式における高次速度分布 $f^{(n+1)}$ に関する縮退速度変数は $(\mathbf{v}_{n+1}, \mathbf{v}_m)$ ($m = 1, \dots, n$) であるから、交差独立性仮説は、これらの n 個の速度変数の組に対して適用される。

その結果、得られる n 点速度分布 $f^{(n)}$ に対する完結した方程式は、一様等方性乱流の場合、(8) 式を n 次元化した方程式に、局所領域において距離 $\mathbf{r}_m = \mathbf{x}_{n+1} - \mathbf{x}_m$ に依存する項を加えたものとなる。そして、パラメータは、やはり一様等方性乱流の場合、(9) 式と本質的に同じ定義式を持つ、エネルギー散逸率 $\alpha(t) = \varepsilon(t)/3$ と同等のものとなる。

このように、「交差独立性完結仮説」の下では、多点速度分布は、1 点および 2 点速度分布に限らず任意の n 点速度分布に対して、一般的かつ系統的な表現が得られる。この点に関しても、2 点速度分布の解析と同様、別論文に譲ることとしたい。

参考文献

Kolmogorov, A.N. (1941) Dokl. Akad. Nauk. SSSR, **30**, 301-305.
 Lundgren, T.S. (1967) Phys. Fluids, **10**, 969-975.
 Monin, A.S. (1967) PMM J. Appl. Math. Mech. **31**, 1057-1068.
 Tatsumi, T. (2001) In Kambe, T. et al. eds. *Geometry and Statistics of Turbulence*, Kluwer, Dordrecht, pp.3-12.
 Tatsumi, T. & Yoshimura, T. (2004) Fluid Dyn. Res. **35**, 123-158.
 Tatsumi, T. & Yoshimura, T. (2007) Fluid Dyn. Res. **39**, 221-266.

特別講演 乱流研究の将来 慶応大学名誉教授 松信八十男

まず多年にわたりこのワークショップを続けてこられた幹事一同に謝意を表する次第です。責任者である高木正平さんが今年で定年を迎え、この会を主催されるのが今回が最後だと聞いて私も歳を取ったな、と時の移ろいを感じるとともに、今まで外野で拝聴していましたが、この席で思うことを一言述べなくては、と思い、勇気を出して講演の申し込みをしたわけです。けれど、私は現役の時から、乱流とか遷移に関して何も研究していません。まったくの素人です。だから、無責任な、記憶違いの発言になるかもしれませんが、何とぞお許しください。

この会のもとには、1980年頃発足した「乱流実験シンポジウム」だったと思います。当時、流体力学研究の大先達ともいうべき方が2人おられました。一人は谷一郎先生(1907～1990、東大工学部航空工学科出身)、もう一人は私の師である今井功先生(1914～2004、東大理学部物理学出身)です。どちらも亡くなられております。このシンポジウムを立ち上げたのは、谷先生のお弟子の佐藤浩先生です。

谷・今井両先生が若かりし頃はまさに戦争一色で、航空機の全盛時代でした。そして、実験と理論の両方から空気力学を研究しようというムードが、日本ばかりか世界の先進諸国で隆盛を極めました。ドイツではメッサーシュミット、イギリスではスピットファイヤー、アメリカではグラマン、日本ではゼロ戦といった戦闘機が花型でした。

当時、アメリカは航空機に関して日本と同じくらいと思われていました。現在のようにアメリカが大国になったのは、第2次大戦後の冷戦以降のことです。最近では経済大国となり、ノーベル物理学賞をほぼ独占するような勢いです。私が若いころはアメリカよりもイギリス・フランス・ドイツという時代でしたが最近では完全に逆転して、アメリカ優位となってしまいました。

前述のシンポジウムを立ち上げた責任者は高木正平さんの師である佐藤浩さんです。今でも佐藤さんはお元気です。戦後、「乱流」が研究テーマとして花型でした。だから、「実験」という言葉を除いて「乱流シンポジウム」と名を変えました。趣旨は実験家のみならず理論家の意見も大事だとお考えになったからだ。当時の佐藤さんはおっしゃいました。

このシンポジウムは、開催当時大変ユニークで、講演時間は無制限、予稿なしで講演者は登壇しました。そして聴衆にまじってシニアな方から徹底的に質問攻めにあい、しばしば若い講演者は壇上で立ち往生するありさまでした。中には悲観のあまり講演後自殺を考えた人もいたと聞いています。そして、講演原稿は講演後十分練り上げたものを、講演終了後に提出すればよいといったもので、講演集（予稿集ではない）は無償で参加者全員に配布されました。無償でこんなことができたのも、「親方日の丸」だったからです。その後佐藤さんが定年で東大を辞められたのを機会に、日本流体力学会にこのシンポジウムの開催権が譲渡されました。

しかし、民間企業である日本流体力学会がこのシンポジウムを主催するとなると、上記

のような無制限方式というわけにはいきません。講演時間も制限し、決まった型の予稿をあらかじめ提出するという、普通、どの学会でも採用しているありきたりの方式になりました。ただし、講演時間は十分長くとりました。

現在でも、この乱流シンポジウムは日本流体力学会の正式な学会発表の一つのセッションとして存続しておるようです。しかし、多くの会員は昔の無制限方式が忘れられず、当航技研で「境界層遷移の解明と制御」と名を改めて存続していることはご存じのとおりです。それを企画した伊藤信毅さんもすでに定年と聞いています。

わたしの若いとき（60年ほど前）、もちろん佐藤さんも若かったのですが、彼がアメリカに留学して帰国直後に語った言葉の中で今でも印象に残っているのは、「もはや物理学の時代は過ぎた。物理学は原爆で評判が非常に悪い。これからは生物学の時代だ」というアメリカの若い学生たちの意見でした。

今井先生はご自身ではあまり乱流を研究しようなさいませんでした。性格にもよるようですが、私たち弟子にも積極的に乱流研究を勧めませんでした。ですが、私より2歳年長の故大路通雄さん（1925～1993、指導者は今井先生ではない）は九州の応力研にいて熱心に乱流を研究されておられました。その後、大路さんは信州大学・電気通信大学と移られて、あとで述べるように日本流体力学会の運営に協力して下さいました。

そのほか、この会に参加されている私より4歳年上の巽友正先生、最近定年で電気通信大学を辞められた細川巖さん、同じく東大生研を辞められた吉沢徹さんなどが、乱流理論の研究者です。そのうち今井先生の息のかかかっているのは吉沢さんぐらいだけで、あとはすべて今井先生とは無関係だったと思います

ところで中国では「乱流」とはいわず、「湍流」というようです。「湍」（せん）は「急流」の意味で、「うずまく」といった意味もあるようです。Turbulence の turb が渦巻きということのようです。ちなみに「乱」に「みだれ」のほかに「おさめる」という意味があることを最近知りました。これは正反対ともいうべきもので、大変意外でした。

手元にある漢和辞典『大字典』（講談社、1993）によりますと、「おさめる」というのがむしろ元の意味で、「みだれる」はそれから派生した意味のようです。西洋音楽の交響曲の最終楽章がまさにそうで、テンポが速く乱れそのものですが、曲全体を「おさめる」働きをしています。日本の芸能でいう*序・破・急の急がそれにあたります。

私は30年以上、日本流体力学会の事務局長を勤めてきました。まったくの無償です。任期のことなど考えませんでした。なぜ事務局長に固執するのかとよく人に訊かれました。それには理由があります。私としてはいずれ専任の人に譲りたいと願ったのです。そのためにはもっと学会を充実させてからと思いました。具体的には会員に機械系の人を入れて会員数を増やしたり（これには大路さんに協力してもらいました）、学会を社団法人に昇格させたり、学会行事の頻度や会誌の年間発行回数を増やしたりしたのはすべてそのためだったのです。その体制固めは私が引退するまでにかろうじて間に合いました（会誌記事「学会25年の歩みⅠ,Ⅱ」ながれ12、1993）。しかし、出来上がった学会は「もとの姿」とはかなり

ずれてしまったようです。それを、高木正平さんに²衝かれたのです。「もとの姿」とは一口で言うと「夢」に関係しているのではないかと思います。

「夢」といえば「大正ロマン」です。私の生まれは昭和2年ですから、私の先輩（佐藤さん・松井さん・巽さん・小橋さん・今井先生）のほとんどが大正生まれです。*大正デモクラシーといえば「大正ロマン」が思い浮かびますが、流体研究の夢はこの大正ロマンと深く関係しているように思います。機械系には現実的な人が多く、この「夢」が不足がちなと言えるのかもしれませんが。考えてみれば、研究には絶対「夢」は必要です。ガリレイ・ニュートン以来そうです。しかし、「夢」だけではだめで、リアリティが要求されます。つまり「夢」はいつか実現されなければならないのです。

「夢」が「夢」であり続ける時間がとくに流体力学では長すぎます。数十年、ときには100年以上も「夢」のままということさえあります。乱流や遷移がまさにそうです。それ以外でも、たとえば、今井先生のこだわった「ダランベールのパラドックス」がそうです。今井先生が執筆された「パラドックス」（『数理科学事典』1991、大阪書籍、p 308～314）によりますと、*ダランベールが研究発表したのが1768年、それが解決したのが、1904年のプラントルの「境界層理論」ですから、その間実に140年近くもかかったわけです。

私が学生時代、今井先生の講義でダランベールパラドックスが重要だという話をたびたび聞きましたが、そのときは理解出来ませんでした。最近になってその重要性というか流体力学の特殊性について理解できるようになりました。境界層という概念が重要だということが明らかになってから現在までさらに100年以上たっていることを思うべきです。

わたしは最近「ダランベールのパラドックスがパラドックスたる^{ゆえん}所以は何か」を探って、ほぼ原因を突き止めるのに成功したとっております、それはここでは披露しません。

物理学の他分野ではパラドックスが主題になるようなことはないそうです。わたしがいちばん恐れるのは「夢」が変質し、「ルーチン化」されることです。夢を断ち切るのも「夢」です。今井先生の跡を継ぎたくても古典力学の消滅した物理学科ではどうにもなりません。理学部物理としての流体力学がもはや存在していないのです。

序・破・急—音楽・舞踊などの形式上の3区分。能その他の芸能にも用い、脚本構成上の区分にも用いられる。序は導入部、破は展開部、急は終結部。

大正デモクラシー—大正期に顕著になった民主主義的・自由主義的風潮のこと。憲政擁護運動・普通選挙運動、各種の社会運動の進展、あるいは吉野作造の民本主義（民主主義と同じ意味）や一連の自由主義・社会主義の思想の昂揚などがあり、従来の諸制度・諸思想の改革が試みられた。

ダランベール（Jean Le Rond d'Alembert, 1717~83）—フランスの物理学者・数学者・哲学者。ニュートン力学を剛体に拡張してダランベールの原理を樹立。また、積分の原理、弦・空気の振動、天文学に関する理論などを発表。哲学上は感覚論・相対主義を取り、不可知論を主張。ディドロらと『百科全書』を刊行、その「序論」および「数学」の項目を執筆。

一様流中における多関節平板の振動特性に関する研究

山岸真幸（長岡高専），渡邊達弥（長岡技大）

Study on the fluttering characteristics of multi-articulated flat plate in the mean-flow

M. Yamagishi* and T. Watanabe**

* Dept. of Mech. Eng., Nagaoka National College of Tech.

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

ABSTRACT

The flag jointed some flat plates by articulations flutters itself in the mean-flow, and it has steady fluttering mode. The fluttering characteristics of this ‘multi-articulated flat plate’ were investigated experimentally in a wind tunnel. In this paper, the shape of the flat plate is rectangular in several aspect ratios and areas. The results show that the frequency of the fluttering increases with increasing the mean-flow velocity in all shape flat plates. The frequency is large in the large aspect ratio and the small area of the flat plate. Almost all cases show the fluttering mode with node-less flutter. On the other hand, the fluttering mode with node is seen in the shape with low aspect ratio.

Key Words: Flow induced vibration, Flutter, Wind/Water power generation

1. 序論

流体振動利用方式風水力発電を目指し、振動体として旗のはためきをモデル化した多関節平板を考案した。発電システムを構築する上で最適な形状を設計する指針を得るため、一様流中における多関節平板の振動特性を調査した。

流体振動を利用した発電方式は近年研究者により提案されるようになってきた^{1,2)}が、著者らは流体振動により圧電素子³⁾を振動させることを目的としている。圧電素子を振動させる振動体として、旗の構造を単純化させた、関節を有する平板のモデル（多関節平板）を考案し、その振動特性を調査してきた^{4,5)}。多関節平板は一様流中で極めて安定した自励振動を行い、その振動数は流速と共に増加する。しかしその振動特性は不明な点が多く、評価方法も明確ではない。類似の研究として、旗のはためきに関する実験^{6,7)}、シートのはたつきに関する研究⁸⁾、細糸による2次元実験⁹⁾などがあり、これらを参考に振動特性の調査と評価方法の検討を行った。

2. 多関節平板

流体振動を発生させる振動体として考案した、多関節平板の概略を図1に示す。多関節平板は、旗の構造を単純化させたモデルで、支持軸を含めた複数軸で連結された2枚以上の平板群を言う。今回用いた多関節平板は、いずれも3軸3枚平板で

構成されている。上流側より関節軸をそれぞれ第1関節、第2関節、第3関節、また平板を第1平板、第2平板、第3平板と呼称することとする。各平板は長方形で、3枚とも同一形状である。多関節

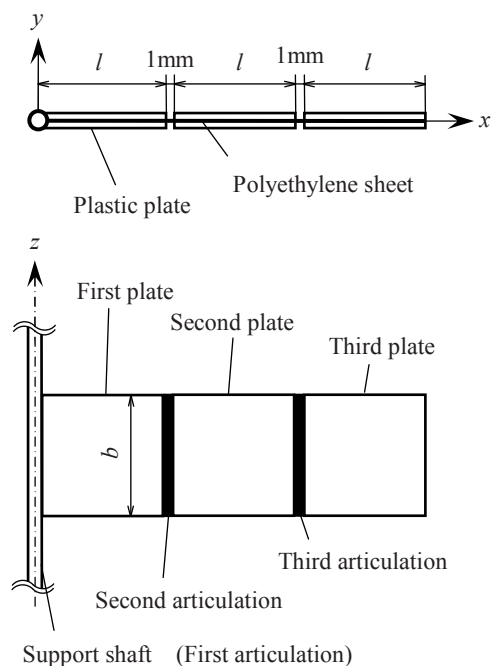


図1 多関節平板

平板は、厚さ 0.08 mm のポリエチレン製シートを厚さ 0.5 mm のプラスチック板で挟む構造となっている。プレート間には 1 mm の隙間を設けており、この隙間でのポリエチレン製シートの曲げが、軸回転に相当する。なお、ポリエチレン製シートの曲げ剛性は極めて小さいため、関節には復元力及び減衰力が生じないものと仮定した。

3. 実験装置および方法

実験は吹出し口断面積 400 mm×400 mm の吹出し式風洞を用いて行った。多関節平板は、2 枚の平行な端板により支持されており、端板の間隔は 200 mm とした。

一様流中で振動する多関節平板の変位を、シート型レーザー変位計で計測した。レーザー変位計はシート光を遮る物体の中央位置が計測でき、今回は第 1 平板の変位を計測した。多関節平板の振動数は、変位の時系列データのスペクトルより求めた。さらにデジタルカメラにより連続写真を撮影し、画像を合成することで振動モードを調査した。連続する 2 枚の画像の差分値により移動体部分を抽出し、積算により合成画像を作成している。

多関節平板は、1 枚の平板の縦横比 b/l 及び面積 $b \times l$ を 3 種類ずつの組み合わせで 9 種類用意した。厚さは全て同一である。平板の形状は、面積の大小 (S, M, L) と縦横比 (1, 2, 3) の記号・数字の組み合わせで表記する。旗やシートに関する研究では、スパン方向長さ b は振動に無関係とされているが、風水力発電において得られるエネルギーは受風面積に関係するため、本実験ではスパン方向長さ及び面積もパラメータとして考慮した。なお縦横比 $b/l = 1.0$ 、面積 $b \times l = 2500 \text{ mm}^2$ の多関節平板 (M2) を基準形状とする。

4. 結果および議論

4-1. 振動のヒステリシス

基準形状である M2 の多関節平板について、流速を増速した場合と減速した場合の振動数と振幅の変化を図 1 に示す。なお振幅は y 方向変位 Y の r.m.s 値で表している。多関節平板において、増速して振動を始める流速と、減速して振動が止まる流速が異なることが分かった。振動を始める流速は外乱に大きく影響され、人為的に乱れを与えればより低い流速で振動を始める。ただし振動が止まる流速以下では振動は起こらない。外乱が小さい場合は、多関節平板後縁からの渦放出による、後縁の微小振動がきっかけとなっている。また一度振動を始めた多関節平板は、その流速で静止させることが出来ないことが分かった。なおこのヒステリシスについては、他の 8 種類についても観測された。Zhang らは細糸のはためきの実験において、振動せず落ち着く状態 (stretched-straight state) とはためいて落ち着く状態 (flapping state) があり、ある長さの細糸においては外乱の程度によって 2 つの安定状態を飛び移ることを明らかにした (bistability) ⁹⁾。

表 1 多関節平板形状条件

l (mm)	b (mm)	b/l (-)	$b \times l$ (mm ²)	Symbol
43.3	28.9	0.66	1250	S1
61.2	40.8	0.66	2500	M1
75.0	50.0	0.66	3750	L1
35.4	35.4	1.0	1250	S2
50.0	50.0	1.0	2500	M2
61.2	61.2	1.0	3750	L2
25.0	50.0	2.0	1250	S3
35.4	70.7	2.0	2500	M3
43.3	86.6	2.0	3750	L3

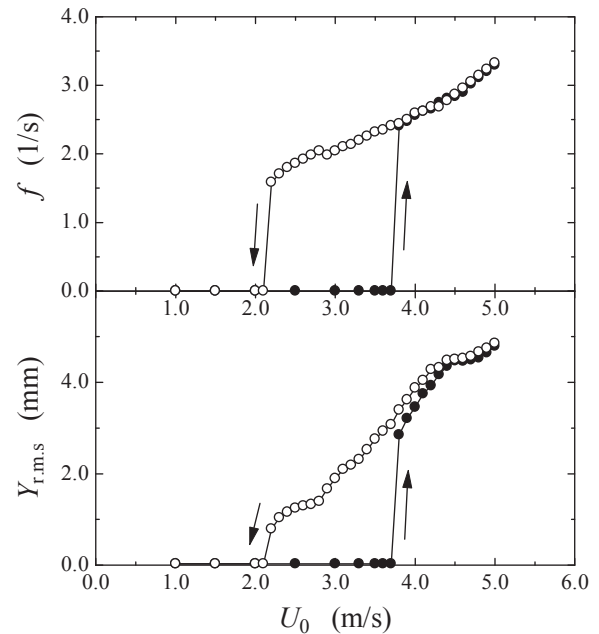


図 1 流速と振動数・振幅の関係 (M2)

図 1 のヒステリシスもこの bistability に相当するものと考えられるが、多関節平板では振動を静止させる (flapping state \rightarrow stretched straight state) ことができない点が異なる。

4-2. 流速と振動数の関係

図 2 に 9 種類の多関節平板について、流速と振動数の関係を示す。前節で示したとおり、増速変化した場合多関節平板の初動流速が外乱に影響されることから、流速は減速変化させて計測を行なっている。

いずれの多関節平板も、流速が速いほど振動数が大きい。流速 3.0 m/s 以上では、振動数は流速の 3/4 乗にほぼ比例する。同一面積で比較すると、縦横比が大きいほど振動数が高いことが分かる。また同一

縦横比で比較すると、面積が大きいほど振動数が低い。さらに縦横比・面積が異なる多関節平板でも、平板長さ l が等しいものは、ほぼ同じ振動数であることも分かった。なお L1 については、図 3 に示すように、流速約 4.8 m/s で不連続な変化を示し、振動数が約 1.5 倍となった。この流速以上では振動数は L3 の値とほぼ一致する。この不連続な振動数の変化は、後述の振動モードの変化によるものである。

図 2 の結果をレイノルズ数 Re 、無次元振動数 F で表したグラフを図 4 に示す。上述の通り、多関節平板の振動数は平板長さ l に影響されるため、代表長さとして l を用いた。無次元振動数はおよそ 0.02 ~ 0.04 の値を示し、レイノルズ数 Re がおよそ 24000 以上で振動モードの変化による値の不連続な変化を示す。

図 2 で見られたとおり、振動数は流速の 3/4 乗にほぼ比例する。また図 5 に示すように、平板長さの -3/4 乗にほぼ比例する。このことから、振動数は

$$f \propto \left(\frac{U_0}{l}\right)^{3/4} \quad (1)$$

と考えられる。この結果を基に、

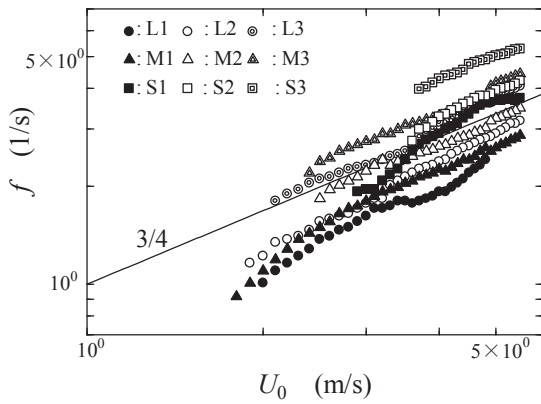


図 2 流速－振動数の関係

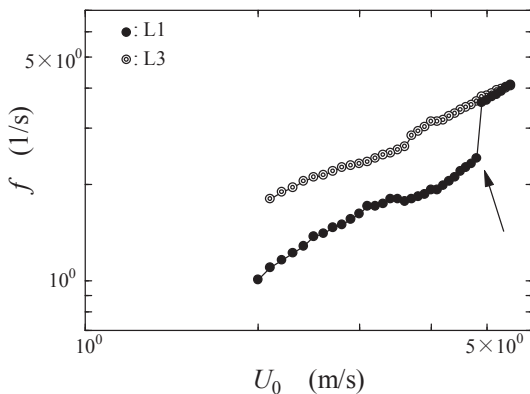


図 3 流速－振動数の関係 (L1, L3 のみ)

$$f\left(\frac{U_0}{l}\right)^{3/4} = \frac{fl}{U_0}\left(\frac{U_0}{l}\right)^{1/4} = F\left(\frac{U_0}{l}\right)^{1/4} \quad (2)$$

をレイノルズ数に対して図示したものが図 6 である。(2)式の値は無次元数ではないが、図より各条件の値が $10000 < Re < 24000$ でほぼ同じ一定値を示

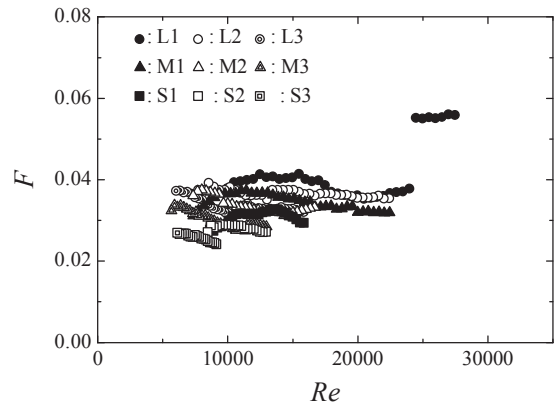


図 4 レイノルズ数－無次元振動数の関係

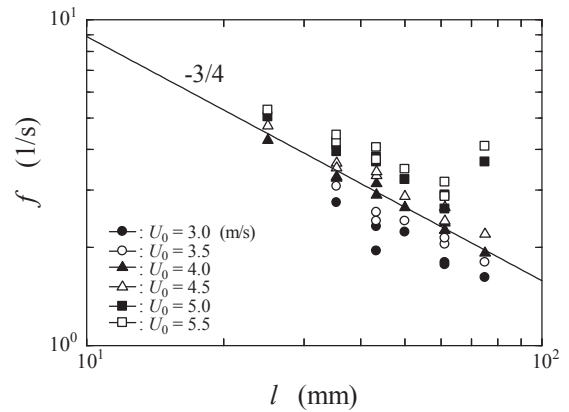


図 5 振動数と平板長さとの関係

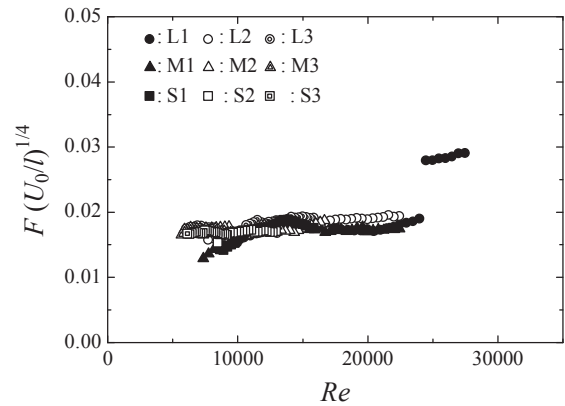


図 6 一様流速・平板長さを考慮した振動の一般化

している. このことから, 多関節平板の振動は, 流速, 平板長さより何らかの無次元パラメータで一般化することが可能であることが窺える.

4.3. 振動モード

図7~9に画像合成により得られた振動モードを示す. ほぼ全ての形状・流速において, 図7, 8のような節の無い振動モードであり, 流速が上がるにつれて角振幅が大きくなる. 第3平板に関しては角振幅が 90° を超え, 後縁が上流を向くほどとなる(図8). すなわち旗のはためきにおいて見られる「鞭打ち」という現象⁷⁾が, 多関節平板においても起こることが分かった. 一方, L1の多関節平板では, 低流速では図7に見られる様な節の無い振動モードであったが, 流速約4.8 m/s以上で第2平板上に不完全な節を持つ振動モードを示した(図9). 振動モードが変化する流速約4.8 m/sでは, ほぼ完全な節とった. 図3に見られた振動数の不連続な変化は, この振動モードの変化によるものであることが分かった.

5. 結論

流体振動利用方式風水力発電を目指し, 考案した振動体である多関節平板の振動の基礎特性を調査した. その結果以下の知見を得た.

- (1) 多関節平板は極めて周期的で振幅が一定の振動を行う.
- (2) 振動の開始と停止にはヒステリシスが存在する.
- (3) 振動数は流速と共に増加する. また平板長さが長いほど振動数は低くなる.
- (4) 平板形状・流速によって, 異なる振動モードが存在し, モードが変化する際, 振動数も変化する.

参考文献

- 1) 比屋根: 特開 2001-157433 (P2001-157433A).
- 2) 鈴木, 神谷, 松本: 特開 2006-226221 (P2006-226221A).
- 3) 梅田, 坂井, 中村, 電気学会論文誌 E, Vol. 123, No.12 (2003), pp. 534-540.
- 4) 山岸, 吉野, 小林, 前田: 日本機械学会流体工学部門講演会 (2007), No.07-16, pp.50.
- 5) 山岸: 日本流体力学会年会 2008 講演要旨集, pp.47.
- 6) S. Taneda: *Journal of the Physical Society of Japan* (1968), Vol. 24, No.2, pp. 392 - 401.
- 7) 佐藤, 斎藤, 中村: JAXA-SP-05-012 (2006), pp.23-26.
- 8) 山口, 関口, 横田, 辻本, 日本機械学会論文集, Vol.65, No.632 (1999), pp.1232-1239.
- 9) Zhang, J., Childress, S., Libchaber, A., Shelly, M.: *Nature* (2000), Vol. 408, pp. 835 - 839.

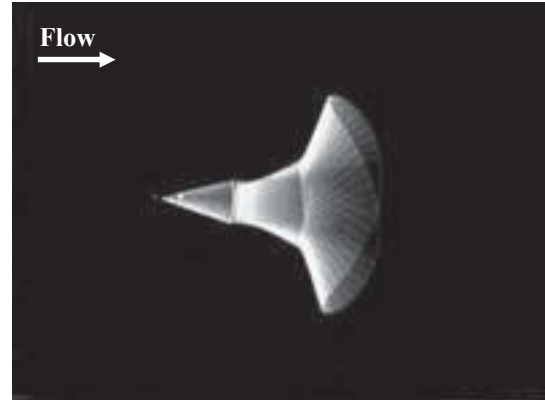


図7 振動モード (M2, $U_0 = 2.5$ m/s)

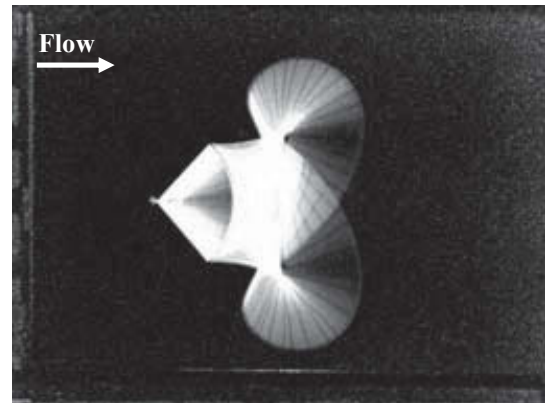


図8 振動モード (M2, $U_0 = 5.0$ m/s)

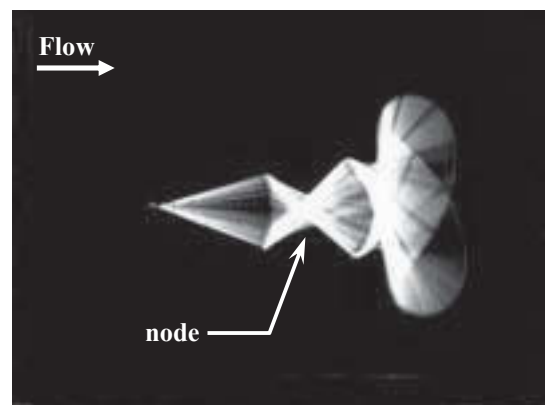


図9 振動モード (L1, $U_0 = 5.0$ m/s)

壁面粗さを有するチャネル流の安定性に関する数値実験

稲澤 歩（首都大）， J.M. Floryan（ウエスタンオンタリオ大）， 浅井 雅人（首都大）

Numerical study on the stability of flow in a channel with rough wall

Ayumu Inasawa^{*}, J.M. Floryan^{**} and Masahito Asai^{*},

^{*} Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan University

^{**} Dept. of Mechanical and Materials Eng., The University of Western Ontario

ABSTRACT

The effect of beginning of roughness patch on the evolution of two-dimensional Tollmien-Schlichting waves is investigated theoretically and numerically. The wall roughness is found to destabilize the flow through the positive energy production just above the inflection point of base flow in the concave region of the roughness. For the change in wall geometry, about 14 periods are needed to attain the stability characteristic of streamwise-periodically corrugated roughness when the wavelength of the T-S wave and wall corrugation is comparable while the effect of change in average position of roughness remains further. The latter influence is also studied by considering channel with a simple expansion/contraction. It is shown that evolution of base flow towards the plane Poiseuille flow downstream of step is found to be represented by using slowly-decaying stationary eigenmodes, similar to that for the channel entrance flow. It is also found that the influence of sudden expansion/contraction to the stability of flow persists far downstream.

Key Words: linear stability, channel flow, wall roughness, DNS

1. はじめに

壁面上に存在する粗度はたとえその振幅が微小であっても線形攪乱の成長に対して影響を及ぼす。従って、高精度な遷移位置予測法の確立には、壁面粗度が流れの安定性に及ぼす影響を考慮することが必要不可欠であり、これまで壁面の粗度が境界層流れやチャネル流の安定性に及ぼす影響について調べられてきた¹⁾⁻³⁾。

Floryan^{2), 3)}は粗さ形状をフーリエ級数展開により表現することで壁面粗度を有するチャネル流れの安定性を理論的に調べ、粗面壁が二次元モード (T-S 波) および三次元モード (縦渦) を不安定に導くことを予測した。二次元モードに対する上記の理論予測は Asai & Floryan⁴⁾による最近の実験研究によりその妥当性が示されている。これらの研究はいずれも、流れ方向に十分な拡がりをもつ (流れ方向に周期的な) 粗面壁上の流れを対象としたものである。

一方、現実的な流れ場では壁面形状が、例えば滑面から粗面のように変化する場合も多く、こうした流れ場の遷移位置を予測するには、壁面形状の変化に対する流れの安定特性の応答を理解することが不可欠である。本研究では壁面形状が変化するチャネル流における二次元モード (T-S 波) の空間的な過渡応答特性を数値実験により調べている。

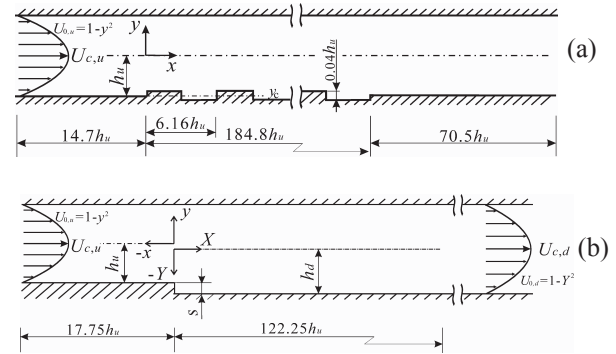


Fig. 1. Schematics of flow domain.

2. 数値解析法

本研究では図 1 に示すような二種類の壁面形状変化を伴うようなチャネル流れを考える。一つは、チャネル壁が滑面から周期的な矩形粗さに変化する場合であり (図 1a), 他方は、流路幅がステップ状に変化する場合である (図 1b)。本研究ではまず図 1(a)において粗さの振幅中心を $y_c = -1, -0.98, -1.02$ と変化させた時の T-S 波の応答を調べた後、流路幅の変化に対する応答について図 1(b)のモデルを用いて考察する。流れ場の代表長さおよび代表速度はそれぞれ流入境界におけるチャネル半値幅 h_u および平面ポアズイユ流れの中心流速 $U_{c,u}$ で定義されるが、図 1(b)においてはステップの十分下流で

の値 h_d , $U_{c,d}$ も用いる. 図 1(a)の周期的な矩形粗さは, 流入境界から $14.7h_u$ の位置で始まり波長 $\lambda_{rough}=6.16h_u$, 振幅 $s=0.02h_u$ で 30 周期設けられている. 図 1(b)では, 流入境界から $17.75h_u$ の位置で流路幅がステップ状に高さ $s=\pm 0.006h_u, \pm 0.01h_u, \pm 0.02h_u$ で変化する (値の正・負はそれぞれ流路幅の拡大・縮小に対応). 座標系 (x,y) は, h_u で無次元化された流れ方向および壁面垂直方向座標であり, 原点は粗さ開始およびステップ位置の流路中央である. また, 図 1(b)では h_d でスケールされた座標系 (X,Y) を主に用いる.

直接数値シミュレーションは, 連続式およびナビエ・ストークス方程式を SMAC 法により解いて行われた. 空間の離散化は 4 次精度中心差分で行い, 移流項に対しては Morinishi の提案⁴⁾を採用した. 圧力のポアソン方程式は Chebyshev SOR 法で反復的に解き, 時間積分には 3 次精度 Adams-Bashforth 法を用いた. 基本流の境界条件は流入境界で平面ポアズイユ流れを与える流量一定の条件とし, 流出境界では流れ方向の速度二階微係数がゼロの条件を課す. 速度変動波 (T-S 波) 導入時は, オル・ゾンマーフェルト方程式から求まる固有モードを, 流入境界でその振幅が $U_{c,u}$ の 0.1% になるように基本流に重畳させて与え, 流出境界では波動型流出条件⁵⁾により非物理的な反射を回避している. 基本流は, 非定常計算において, 非定常項が $du/dt < 10^{-8}$ となるまで時間発展させて求めた. 計算格子は不等間隔矩形格子を採用し, ステップ近傍および上下壁面付近に密に配置した. 格子点数は図 1(a)では 6816×220 , 図 1(b)では 2306×220 である. レイノルズ数は $Re=U_{c,u}h_u/\nu=U_{c,d}h_d/\nu=5000$ (ν : 動粘性係数), 導入した T-S 波の角振動数は $\omega=2\pi fh_u/U_{c,u}=0.27$ とした. このとき, 滑面壁における T-S 波の波長は $\lambda_{TS}=6.25h_u$ である.

3. 結果と考察

3.1 周期矩形粗さの開始に対する T-S 波の応答

図 2 は壁面形状が滑面から $y_c=-1$ に振幅中心を持つ周期矩形粗さに変化した場合の T-S 波のエネルギーの流れ方向変化を示している. ここで, 攪乱の運動エネルギー E は各 x 位置において y 方向に関して積分している. 図より, 粗面上 ($0 \leq x \leq 184.8$) ではエネルギーが粗さの凹凸と対応して細かい波うちを伴って変化している. 流れの安定特性は粗面の開始・終了により次のように変化する. まず, 分布粗さの開始から 3 周期目 ($x \approx 16$) で T-S 波が減衰から増幅に転じ, 14 周期目 ($x \approx 84$) 以降ではほぼ一定の割合で増加する. そして, $x = 185$ で粗さが終了しても $x = 195$ までエネルギーは増加し続け, その後, エネルギーは減衰に転じ滑面での不安定特性へと戻る. このように, 粗面壁は流れを不安定へと導くことがわかる. 次に, こうした不安定化に対して粗さが果たす役割について説明する. 図 3 は 20 周期目の粗さに関する T-S 波のエネルギー

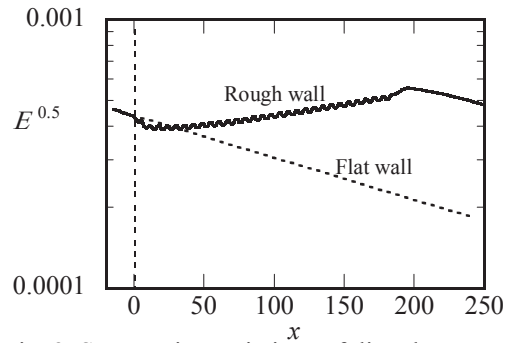


Fig. 2. Streamwise variations of disturbance energy.

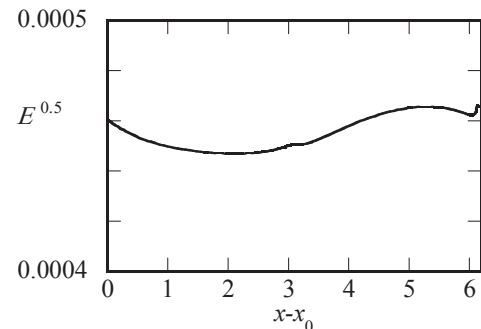


Fig. 3. Streamwise variations of disturbance energy at 20th roughness ($x_0=117$).

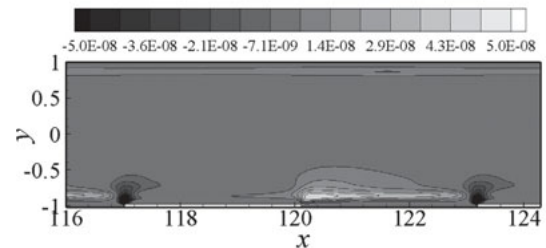


Fig. 4. Contour map of energy production.

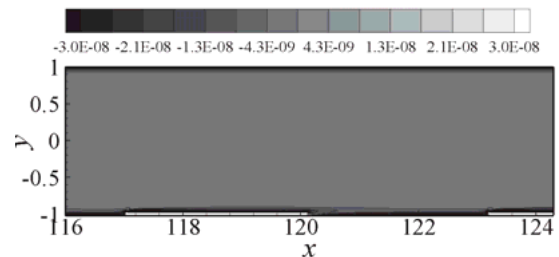


Fig. 5. Contour map of energy dissipation.

一の x 方向変化を示したものであり, $0 \leq (x-x_0) \leq 3.08$ は凸部, $3.08 \leq (x-x_0) \leq 6.16$ は凹部に対応している. 図より, 凸部および凹部開始直後でエネルギーの急減少, 急増加が見られ, T-S 波が粗さ一周を通過した後のエネルギー収支は正であることがわかる. 図 4 および図 5 はそれぞれ T-S 波に対するレイノルズ応力によるエネルギー生成および粘性によるエ

ネルギー散逸の分布を示したコンターである. 強い負のエネルギー生成が粗面凸部の上流角近傍で生じる一方, 凹部においては正のエネルギー生成領域が流れ方向に伸びて分布している. このよう

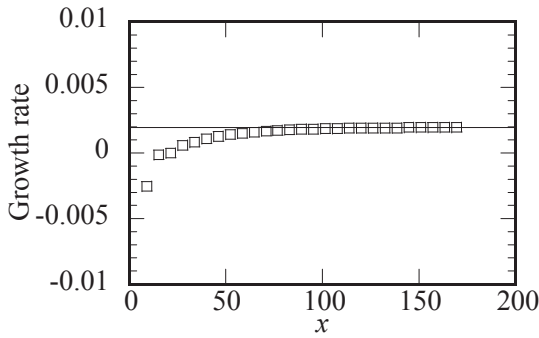


Fig. 6. Streamwise variation of growth rate. Symbols and line are DNS and theory, respectively.

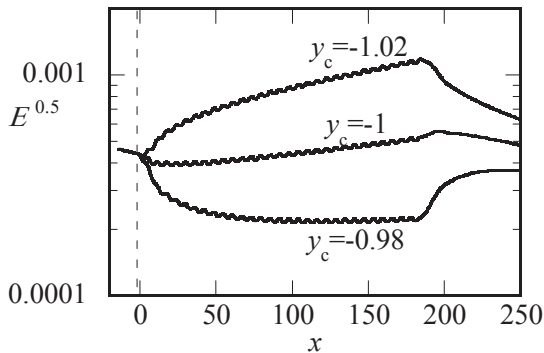


Fig. 7. Streamwise variations of disturbance energy for different average wall positions.

な正のエネルギー生成は滑面であるチャンネル上壁でも見られるが、その大きさは凹部の方が圧倒的に大きい（図4）。凹部開始直後の $x = 120.5$ では、 $y \approx -0.91$ において基本流に変曲点が生じていることから、こうした活発なエネルギー生成はちょうど変曲点付近で起こっているといえる。一方、粘性によるエネルギー散逸は、壁面の形状に関わらず壁面ごく近傍のみに限定されており、また、その値も滑面とほとんど変わらない（図5）。このように、粗面壁による流れの不安定化は、凹部での正のエネルギー生成により引き起こされることが理解できる。図6は粗さ一周あたりの平均エネルギーの x 方向変化から求めた T-S 波の増幅率を理論予測と比較したものであり、 $x = 84$ の14周期目の粗さ以降で両者は良く一致している。従って、矩形粗さと T-S 波の波数が同程度の場合、流れの不安定特性に対して粗さ開始の影響がなくなるまでには14波長程度の距離が必要であることがわかる。

次に、粗さの振幅中心位置の影響について調べた。図7は矩形形状の波長および振幅を維持したままその振幅中心を $y_c = -0.98$ および -1.02 に変えた場合の T-S 波のエネルギー変化である。興味深いことに、流れに対して粗さがよりせり出した $y_c = -0.98$ では流れが安定になり、 $y_c = -1.02$ では反対にエネルギーが急成長し、不安定化が促進されている。さらに、いずれの場合も T-S 波の増幅率は30周期の粗面壁内で一定とはならず変化し続ける。この事実は、流れの安定特性は“粗面形状の変化”のみ

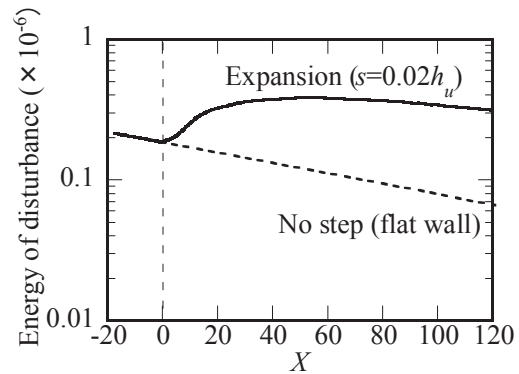


Fig. 8. Streamwise variations of disturbance energy in the channel with sudden contraction/expansion.

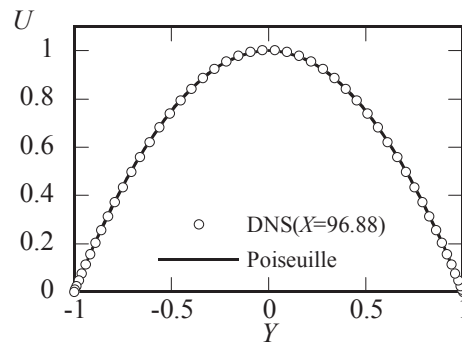


Fig. 9. The Y -distribution of U for channel expansion with $s=0.02h_u$.

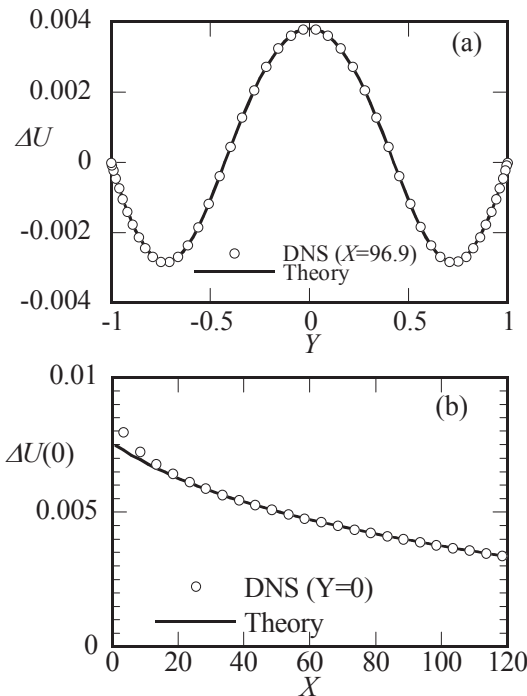


Fig. 10. Comparison of (a) Y - and (b) X -distributions of perturbation velocity ($s=0.02h_u$).

ならず、“壁面平均位置の変化”に対しても強く影響を受けることを示唆している。そこで、壁面位置の変化を図1(b)でモデル化し、流れの安定性を調べた結果を次に説明する。

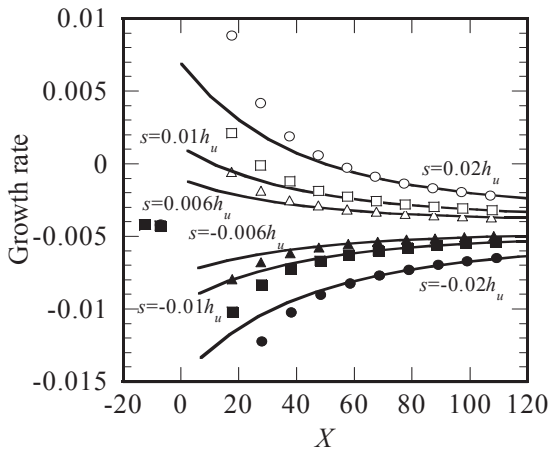


Fig. 11. X -variation of growth rate ($Re=5000$, $\omega_u=0.27$). Symbols and lines denote DNS and linear stability analyses, respectively.

3.2 流路幅がステップ状に変化するチャンネル流の安定性

図8は $s=0.02h_u$ でチャンネル幅をステップ状に急拡大させたときの T-S 波のエネルギーの流れ方向変化である。ステップ上流 ($X<0$) では攪乱は単調に減衰しているが、ステップ通過直後から $X\approx 60$ までは攪乱が急成長するような応答を示している。その後 $X>60$ で再び減衰に転じるが、計算領域下流端の $X\approx 120$ に達しても勾配 (増幅率) は一定にならない。これらの特徴は振幅中心を変化させた場合の結果 (図7) と良く一致しており、流れの安定性に対する壁面位置変化の影響が広範囲にわたって持続することが確認できる。図9は $X=98.6$ における基本流の速度分布である。平面ポアズイユ流の速度分布に比べて流路中心 ($Y=0$) でわずかにポアズイユ流の値を上回る一方、壁面付近では下回っている。図10(a)は平面ポアズイユ流からの摂動を、チャンネル助走流れの発達⁶⁾を記述する以下の式

$$U(X, Y) = 1 - Y^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{A}^{(n)} \tilde{U}^{(n)}(Y) \exp(-\beta^{(n)} X / Re) \quad (1)$$

で与えられる $n=2, 4, 6$ の対称固有モードの重畳により得られた理論予測と DNS 結果を比較したものであり、両者の一致は良好である。また、中心 $Y=0$ における摂動の大きさは $X\geq 40$ で理論予測とよく一致している。ここで、最も減衰率が小さい $n=2$ のモードは、 $Re=5000$ においてその振幅が $1/100$ になるのに $\Delta X \approx 800$ の距離を要するため、流路幅の急変化が基本流に及ぼす影響は著しく下流まで残る。以上のことから、図9で示されるステップ通過後の基本流はチャンネル助走流れと同様の固有モードで記述されることがわかる。なお、本研究のような微小なステップ高さでは反対称モードの振幅は微小で、 $X\geq 30$ では対称モードが支配的であったことを追記する。

最後に、基本流の変化が流れの安定性に及ぼす影響について述べる。図11は攪乱の成長率を、(1)式の速度分布に対する線形安定性解析結果と比較したものである。ここで、理論解析では各 X 位置に

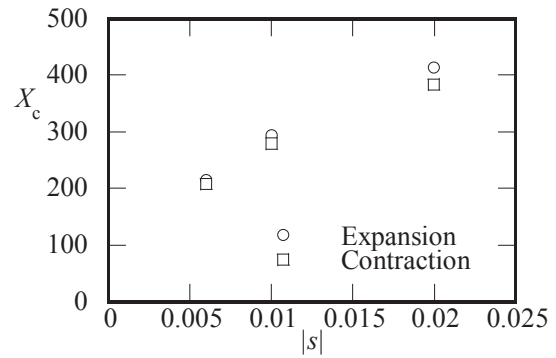


Fig. 12. Distance to the location where growth rate reaches 95% of that for the plane Poiseuille flow.

において基本流は平行流を仮定している。 $X\geq 40$ で攪乱の増幅率は理論予測と良好に一致しており、ステップ状に流路幅が変化するチャンネル流の安定性はポアズイユ流れの発達に対する固有モードを考慮することで記述できることがわかる。図12は攪乱の増幅率が平面ポアズイユ流れに対するその95%に到達するまでの距離 X_c を示したものである。流路幅の拡大/縮小に関わらず閾値に到達するまでの距離はステップ高さに強く依存し、 $|s|=0.02$ ではチャンネル半値幅の400倍程度 (ステップ高さの約80,000倍) にも達する。

4.まとめ

壁面形状が変化するチャンネル流中に発達する二次元モード (T-S 波) の空間過渡応答について得られた結果を以下にまとめる。

- (1) 粗面による流れの不安定化は基本流の変曲点近傍で起こる正のエネルギー生成により引き起こされる。
- (2) T-S 波と粗面の波長が同程度の場合、粗面開始の影響は14周期程度で消滅するが、平均壁面位置変化の影響はさらに下流まで維持される。
- (3) ステップ状に流路幅が変化するチャンネルでは、ステップ通過後の基本流はチャンネル助走流れと同様の固有モードにより表わされる。
- (4) 流路幅がチャンネル幅の数%変化することによる流れの安定性に対する影響は、ステップの遙か下流 (チャンネル幅の数倍以上) まで持続する。

参考文献

- 1) T.C. Corke, A. Bar-Sever and M.V. Morkovin: Phys. Fluids, 29 (10), pp.3199-3213, 1986.
- 2) J.M. Floryan: Phys. Fluids, 17 (4), 044101, 2005.
- 3) M. Asai and J.M. Floryan: Euro. J. Mech. B/Fluids, 25 971-986, 2006.
- 4) H. Fasel, J. Fluid Mech., 78, pp.355-383, 1976.
- 5) Y. Morinishi, T.S. Lund, O.V. Vasilyev and P. Moin, J. Comp. Phys., 143, pp. 90-124, 1998.
- 6) R.M. Sadri and J.M. Floryan, Comput. Fluids, 31, pp.133-157, 2002.

非線形性を考慮した流れの不安定性予測

伊澤 精一郎, 堀川 敏, 茂田 正哉, 福西 祐 (東北大工)

Prediction of flow instability including a nonlinear effect

S. Izawa, M. S. Horikawa, Shigeta and Y. Fukunishi

Dept. of Mech. Eng., Tohoku University

ABSTRACT

The flow instability is evaluated by solving the 3D NS equation against a one-dimensional flow field on the wall using a spectral method. The results on the stability of a flat-plate boundary layer including the pressure gradient agree well with the linear stability theory. The effect of wall curvature on the flow instability is also discussed. The transition point on a wing is estimated based on this method.

Key Words : flow instability, prediction, nonlinear effect

1. はじめに

境界層の正確な遷移点を予測することは、航空機の空力性能を向上させる上で必要不可欠である。遷移予測法の1つに線形安定論をもとにした e^N 法があるが、複雑な処理が不要で原理が極めてシンプルでありながら、非線形性が十分に弱い領域であればよい結果を与えるので、設計現場では遷移点の判断指標として未だに用いられている。しかし、遷移点の判断基準に用いられる N 値は、単に中立安定点とその下流の点の振幅の対数比を表すにすぎず、多分に経験的な側面が強い。

これに対して、本研究の目的は、固有モード以外のモードも含めた局所的な攪乱の非線形成長までも扱えるような、線形安定性解析の代替となりうる解析手法を探り、経験的な要因を極力排除した遷移点の予測手法を提案することにある。これまでの研究により、平板境界層の中立安定曲線とよく一致した解析結果が得られている⁽¹⁾。本稿では、まず境界層の速度分布が平板境界層の不安定性に及ぼす影響について調べ、次いで壁面曲率と流れの不安定性の関係についても検討した。さらに、これらの結果をもとに、翼面上に発達する境界層の遷移点の予測を試みた

2. 解析方法

本研究では、非線形項を含む 3次元 Navier-Stokes 方程式を解いて局所的な攪乱の成長率を算出し、境界層の遷移点を予測する。ただし、図 1 のように計算対象を物理空間の 1 次元領域に限定することで計算負荷の軽減を図りつつ、他の 2 方向にも波数空間で 8 ないし 2 のモード数を許した計算をしている。壁面垂直方向には排除厚さ δ^* の 25 倍とし、計算格子点数は $16 \times 128 \times 4$ 点である。本研究では攪乱は圧力勾配の影響は受けないもの

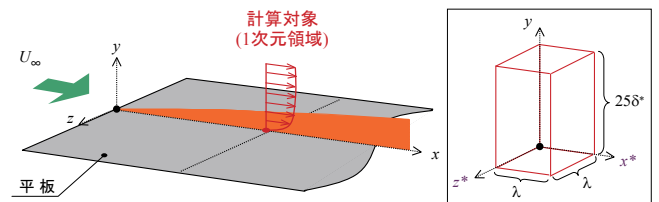


図 1 計算領域

としている。基本流の速度分布としては、Blasius 分布と Pohlhausen の近似解の 2 つを与え、初期摂動は T-S 波型の速度変動を導入した。

不安定性の評価は次の手順で行った。基本流に擾乱を重ねさせて 1 タイムステップだけ成長させ、変動成分のみを抽出してもとの基本流へ戻すという操作を繰り返しながら波動を成長させる。そして、攪乱のエネルギーが時間とともに増加する場合を不安定、減少する場合を安定、変わらない場合を中立安定と判定した。

3. 結果と考察

図 2 と図 3 は、Blasius 及び Polhausen の速度分布を与えた場合の結果である。Polhausen の分布は、この場合形状係数 Λ をゼロとしているので、Blasius 分布を 4 次式で近似したものになっている。Blasius の結果は理論曲線とよく一致していることがわかるが、Polhausen にすると低 Re 数で若干の相違が見られた。また、Polhausen の分布で形状係数 Λ の値を変えながら攪乱の成長率を調べたところ、いずれの波数においても、 Λ が減少、すなわち順圧力勾配型から逆圧力勾配型へ速度分布が変化すると、攪乱が成長しやすくなる傾向が見られた。このように逆圧力勾配下で臨界 Re 数が低下する現象は、線形安定理論⁽²⁾と定性的には一致した。

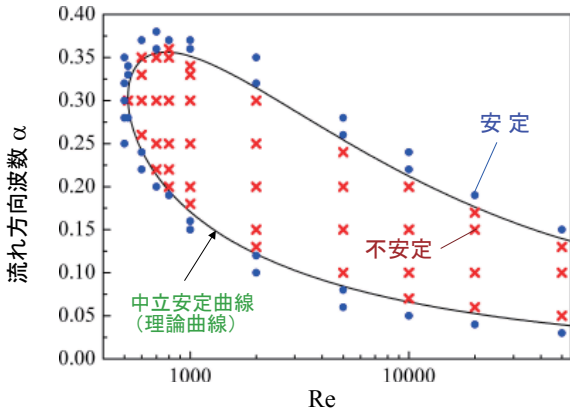


図 2 Blasius 分布の不安定性

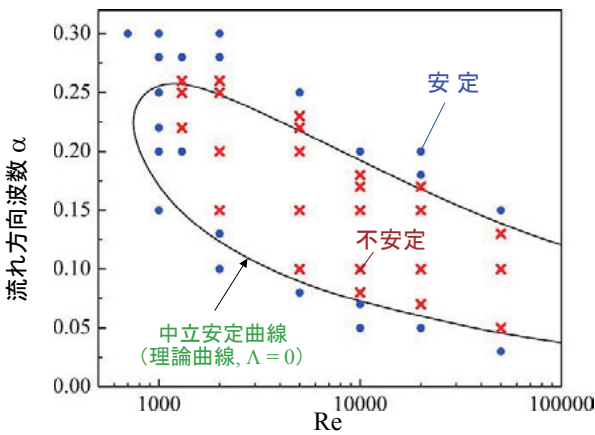


図 3 Polhausen 分布 ($\Lambda = 0$) の不安定性

続いて、曲面に沿った流れの不安定性について調べた。この計算では、回転座標系で記述された3次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式として、コリオリ力と遠心力の影響を考慮した。対象とするのは曲面に沿って流れる平行流とし、基本流の速度分布が Blasius 分布となるように与えた。その結果、凹面の場合は平板境界層に比べ臨界 Re 数が低下し、凸面の場合は臨界 Re 数に変化は見られないものの、中立安定曲線自体が高波数側へと移動するという結果が得られた。この点については、さらに検証を進める予定である。

最後に、以上の結果を踏まえ、基本流の速度分布の影響と壁面曲率の影響を考慮しつつ、2次元翼境界層の遷移点予測を試みた。対象とする翼型は NACA0015 の対称翼で、迎え角は0度、後退角も0度に設定した。不安定性の評価に必要な平均速度場のデータは、予め差分法によって計算しておいたものを用いた。翼弦長 C を代表長さとする Re 数は、 8.00×10^5 と 1.05×10^6 の2通りである。計算領域はこれまでと同様に物理空間では1次元領域であり、位相空間に拡張した3次元空間の中で速度の変動成分だけを取り出しては元の速度分布に重畳するという操作を繰り返す。ただし、評価点は流れ方向へ適宜移動させる必要があるため、この計算においては不

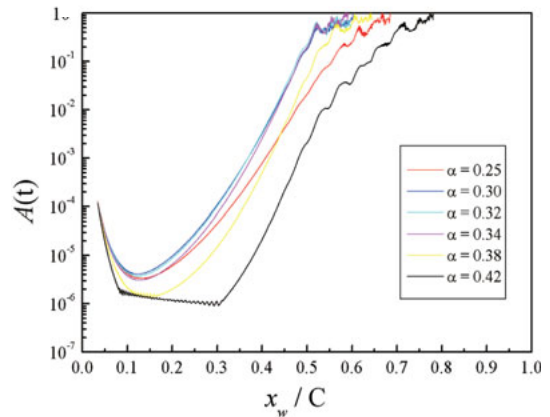


図 4 攪乱の最大振幅の時間変化 ($Re = 1.05 \times 10^6$)

安定波動の位相速度を境界層外縁速度の39%と仮定し、翼面にそって伝播する攪乱が次の格子点に到達したタイミングで評価点を下流側に移動させて基本流の速度分布を更新するという方法で、攪乱の成長を追いかけた。

図4はその結果の一例である。順圧力勾配の領域では攪乱の振幅は減衰し、逆圧力勾配の領域に達すると増加に転じることがわかる。また、翼前縁からある距離流下すると、攪乱の波数によらず振幅の成長が頭打ちとなった。そこでこの地点をもって、遷移位置と判断することとした。その結果、各 Re 数における遷移点は、 $x_w / C = 0.60 \sim 0.52$ となって、徳川らの実験結果⁽³⁾($0.65 \sim 0.60$)と同様に、Re 数が高くなるにつれて早く遷移する結果となり、定性的な一致が得られた。これは e^N 法の N 値に換算すると、それぞれ12~13と14~17に相当し、予想した遷移位置が実験よりも上流側になっている。

4. まとめ

流れの不安定性を予測する方法として1次元評価手法を提案し、その検証を行うとともに、翼面上の境界層の遷移点予測を試みた。平板境界層の速度分布が変わると不安定波動の成長率も変化した。また、凹面では臨界レイノルズ数が低下し、凸面では中立安定曲線が高波数側へシフトする傾向が見られた。さらに、翼面上の遷移点を予測してみたところ、実験結果と比較的近いが少し上流の点を予測するという結果が得られた。

参考文献

- 1) 佐々木 和也, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐, スペクトル法による境界層の不安定モードの解析, 日本機械学会年次大会講演論文集 Vol.2, pp.401-402, (2006).
- 2) H. Schlichting, K. Gersten, Boundary Layer Theory, Springer.
- 3) 徳川直子, 高木 正平, 跡部 隆, 井門 敦志, 小濱 泰昭, 二次元翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響, ながれ Vol.22 No.6, pp.485-497, (2003).

境界層外部に導入した局所攪乱が遷移に及ぼす影響

福西祐, 鈴木芳宗, 茂田正哉, 伊澤精一郎(東北大工)

Effect of Outer Local Disturbance on a Boundary Layer Transition

Y. FUKUNISHI, Y. SUZUKI, M. SHIGETA, and S. IZAWA

Dept. of Mech. Eng., Tohoku University

ABSTRACT

The effect of a localized disturbance outside a boundary layer on the transition is investigated by a wind-tunnel experiment. The disturbance is introduced by a turbulence generator which consists of two vortex-ring-generating units arranged face to face along the spanwise direction in the freestream. Each vortex-ring-generating unit issues intermittent jets that soon roll up into vortex rings. The two rings each from a vortex-ring-generating unit collide outside the boundary layer generating a velocity fluctuation pattern of high-speed and low-speed regions, with the high-speed region on the downstream side. An opposite pattern appears inside the boundary layer near the wall. In the high-speed region inside the boundary layer, a generation and a growth of random velocity fluctuations are observed. The velocity fluctuation grows downstream and triggers the transition to turbulence.

Keyword: Transition, boundary layer, wind tunnel

1. 緒言

平板境界層の乱流遷移において一様流中に含まれる乱れの受容過程が遷移に大きな影響を及ぼすことは知られているが、一様流中の乱れが平板前縁から取り込まれるのか、境界層外縁から直接取り込まれるのかを区別せずに議論されることが多い。それを区別するため大野ら¹⁾は、導入した乱れが平板前縁で受容されることがないように前縁より下流の境界層外部に乱れを付加する丸棒などを設置して実験を行い、平板境界層の遷移に及ぼす外乱の影響について調べた。使用した丸棒の側面には数個の小孔があり、その孔からジェットを噴射させることで通常の方法と異なる方法で乱れが導入される。その結果、いずれの場合においても境界層内にピーク・バレー構造が励起された。また Shigeta ら²⁾は、丸棒からのジェットの噴射角度を変化させることで一様流中へ導入する乱れを変化させ、下流へ向かってジェットを噴射した場合と上流へ向かってジェットを噴射した場合とでは、境界層の乱流遷移過程が異なることを報告した。しかしながら、これらの方法では外乱導入装置自身が主流にさらされているため、わずかではあるが基本流にその影響が現れてしまっている。

そこで本研究では、装置自身の影響をできる限り排除するためスピーカーと漏斗を組み合わせた2組の渦輪発生装置を新たに製作し、側壁側から間欠

的に発生させた渦輪を流路中央で衝突させることで、一様流中に局所的かつ等方的な攪乱の導入を図った。さらに、この乱れが平板境界層に与える影響についても実験的に調べた。

2. 実験装置および方法

図1に実験装置の概略図を示す。実験には吹き出し型の低乱風洞を用いた。一様流速度 U_∞ は 5m/s とした。このとき一様流中の乱れ強さ u_{rms}/U_∞ は 0.25 % 以下であった。座標系は平板前縁の中央に原点を取り、流れ方向を x 軸、壁面垂直方向を y 軸、スパン方向を z 軸とした。平板は全長 1,610mm、幅 490mm、厚さ 10mm のアルミニウム合金製で、表面が滑らかに仕上げられている。平板前縁部は一様流乱れの受容を抑えるために長短軸比 24:1 の

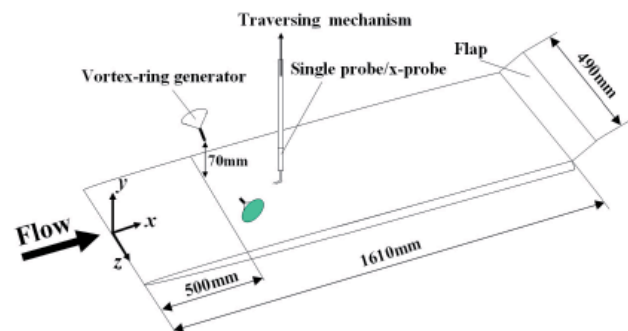


図1 実験装置

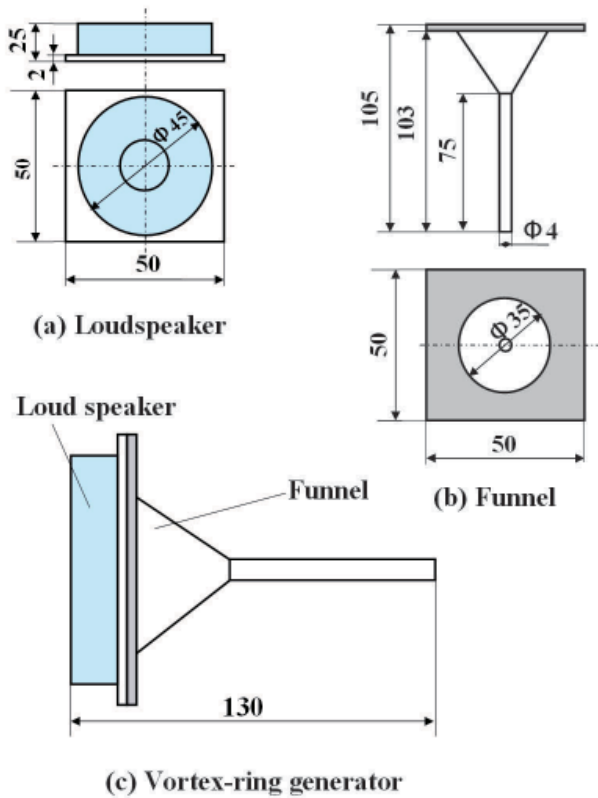


図2 渦輪発生装置

楕円形状となっており、前縁部と平板部の継ぎ目における曲率変化が滑らかになるように加工してある。平板後縁には長さ 190mm のフラップを取り付け、前縁部のよどみ点位置を調節した。流れ場の測定には単線熱線プローブを用いた。測定範囲は $x=450\sim 900\text{mm}$, $y=1.0\sim 62\text{mm}$, $z=-40\sim 40\text{mm}$ である。

図2に渦輪発生装置の概略図を示す。渦輪発生装置はスピーカーと出口内径 4mm の漏斗からなり、スピーカーを一定の周波数で駆動させて漏斗出口から間欠的に噴流を噴射する。図3にスピーカーへ送る信号を周期 $T (=10\text{ms})$ 、デューティー比 0.5 の矩形波として駆動した場合の噴流速度を示す。噴流は静止した大気中へ噴射され、噴射口下流 80mm の位置において熱線プローブを用いて計測された。その結果、主流の 2 倍程度の速度で噴出されることわかった。

本研究では図4のように、この渦輪発生装置を向かい合わせに 2 個設置して同じタイミングで駆動させ、発生した渦輪を流路中央の主流中で衝突させた。2つの渦輪発生装置の噴射出口位置は、それぞれ $x=500\text{mm}$, $y=70\text{mm}$, $z=-60, 60\text{mm}$ である。各装置は鉛直下方に 20 度傾けて設置されており、噴射軸の延長線は $y=48.0\text{mm}$ で交差する。

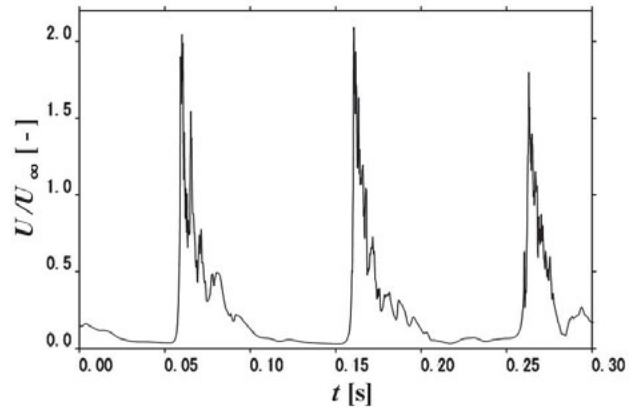


図3 渦輪発生装置による噴流の速度

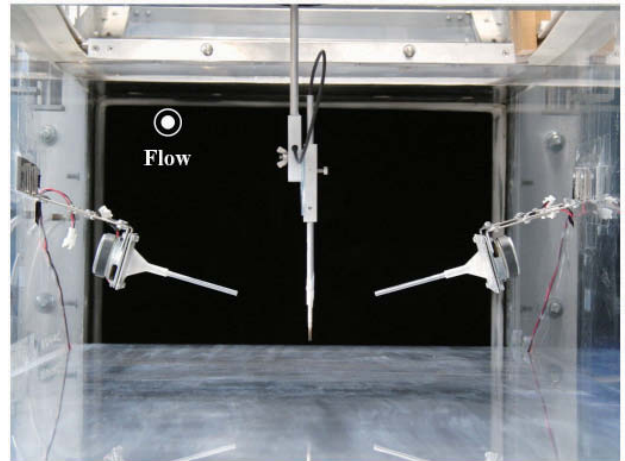


図4 局所攪乱生成装置

3. 実験結果および考察

図5に $x=550\text{mm}$ の $y-z$ 平面において計測された渦度の等値面 ($|\omega|=300\text{s}^{-1}$) を示す。図は、スピーカーの信号を基準信号として条件付き抽出を行いアンサンブル平均したデータに、テイラーの渦凍結仮説を適用して表示させたものである。この図から、渦輪対状の局所攪乱が一樣流中に間欠的に生成されており、当初期待したような局所等方な乱れを生成することなく、そのまま下流に流されて行くこともわかった。

図6に $x-y$ 平面における時間平均速度に対する速度変動のアンサンブル平均 $\langle u \rangle / U_\infty$ の分布を示す。図中の点線は境界層の外縁を表している。図において、境界層外部には導入された渦輪対による低速域と高速域が観察されている。これらは下流へ行くほど減衰するが、境界層内部には逆のパターンで高速域と低速域が生じている (図6(b))。これは、壁面では滑りなし条件を満たすべく渦度が生成され、そ

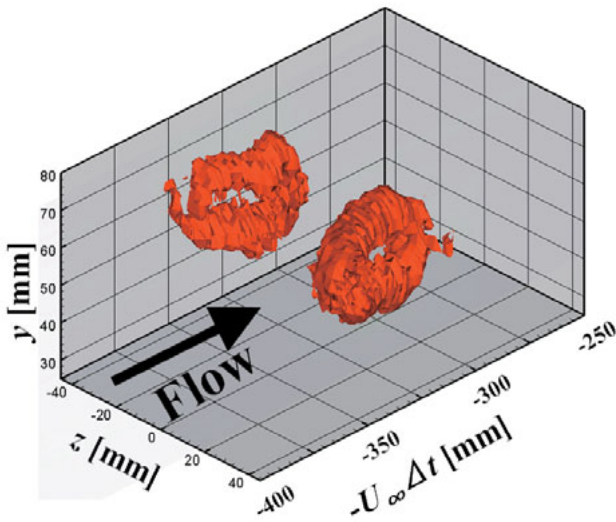


図 5 生成された外乱の渦構造 ($|\omega|=300\text{s}^{-1}$ の等渦度面)

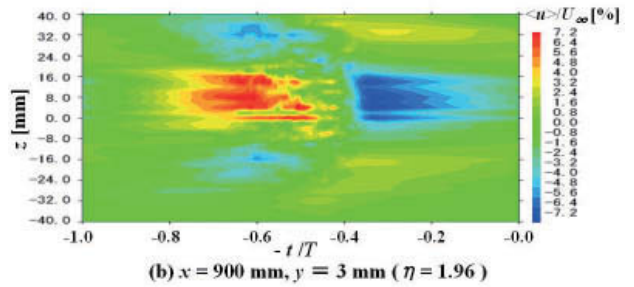
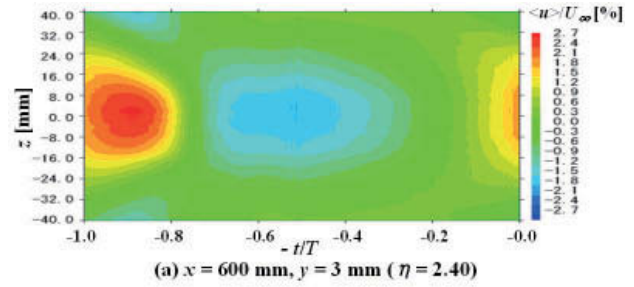


図 7 速度変動のアンサンブル平均値 $\langle u \rangle / U_\infty$ (z - t 平面, $y = 3\text{ mm}$)

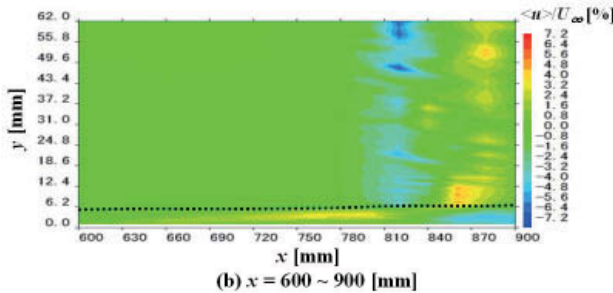
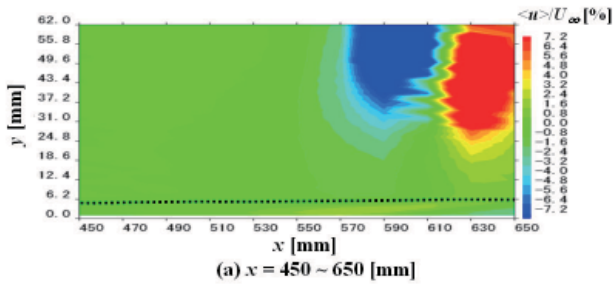


図 6 速度変動のアンサンブル平均値 $\langle u \rangle / U_\infty$ (x - y 平面, $z = 0\text{ mm}$)

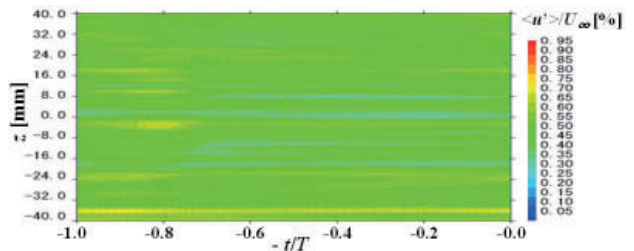


図 8 不規則成分強度 $\langle u' \rangle / U_\infty$ (z - t 平面, $x = 600\text{ mm}$, $y = 3\text{ mm}$)

れが渦層を形成して壁面付近に境界層外とは逆の速度変動パターンを発生させたためと考えられる。このとき境界層内の速度変動は、主流の 4.5 % 程度にも達していた。

図 7 にそれぞれ境界層内部である $(x, y) = (600\text{ mm}, 3.0\text{ mm})$, $(900\text{ mm}, 3.0\text{ mm})$ の位置における速度変動のアンサンブル平均値 $\langle u \rangle / U_\infty$ の時間変化を示す。 $x = 600\text{ mm}$ で見られた規則的な速度変動パターンは下流で強度を増し、 $x = 900\text{ mm}$ ではその大きさは一様流の 7.0% にも達している。本実験のように一定の間隔で渦輪が主流に乗って運ばれてくる場合、速

度場は渦輪の通過に伴って周期的に大きく変動する。このため、全時間平均に対して速度変動を定義すると、見かけ上乱れが非常に大きくなったように見えてしまう。そこで、寺島ら³⁾と同様に、全時間平均の代わりにアンサンブル平均に対しての変動成分を定義する不規則成分強度を乱れを表す指標として用いることにした。

図 8 および図 9 はその結果である。 $x = 600\text{ mm}$ において、図 7 (a) では規則的な速度変動が観測されていたが、図 8 に示される不規則成分強度は小さい。一方で、図 9 に示される $x = 900\text{ mm}$ では不規則成分強度が大きな値を示していることがわかる。また同じ $x = 900\text{ mm}$ であっても高速域に対応する $-0.6 < -t/T < -0.4$ にのみ不規則成分が集中し、低速域にはほとんど乱れがないことがわかる。このとき、主流方向の不規則成分強度は主流の 10 % 以上であった。またスパン方向 (図 9 (b)) と壁面垂直方向 (図 9 (c)) の不規則成分強度もそれぞれ主流の

9%および 7%程度と大きな値を示していることから、高速領域は乱流状態にあると考えられる。

4. 結言

スピーカーと漏斗を組み合わせた装置によって主流中に導入された間欠的な渦輪対状の局所攪乱は下方の境界層内に流れ方向に並んだ高速域と低速域を励起した。そのうち上流側の高速域において乱れが生成され、下流で乱流に遷移することがわかった。

参考文献

- 1) 大野, 三木, 茂田, 伊澤, 福西: 第 85 期日本機械学会流体工学部門講演会論文集, (2007), pp. 37.
- 2) M. Shigeta, T. Ohno, S. Izawa, Y. Fukunishi: Proc. 12th Asian Congress of Fluid Mechanics, (2008), pp. 42.
- 3) 三木, 寺島, 茂田, 伊澤, 福西: 日本流体力学会年会 2006・講演論文集, (2006), CD-ROM.

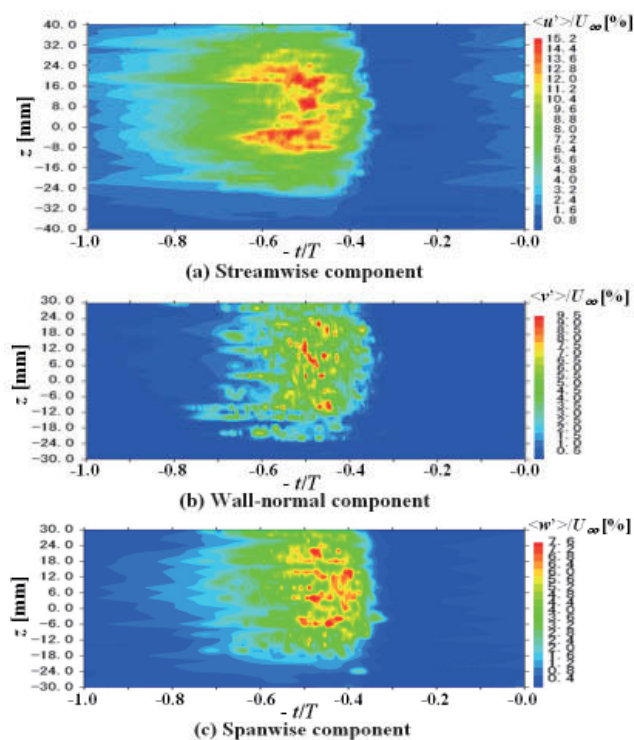


図9 不規則成分強度
(z - t 平面, $x = 600$ mm, $y = 3$ mm)
(a) $\langle u' \rangle / U_\infty$, (b) $\langle v' \rangle / U_\infty$, (c) $\langle w' \rangle / U_\infty$

低Re数の二次元翼から発生する後縁ノイズの数値解析

○池田 友明, 高木 正平 (JAXA 研開本部)

Numerical simulations of trailing-edge noise generation from 2-D airfoils at low Reynolds numbers

Tomoaki IKEDA and Shohei TAKAGI

JAXA Aerospace Research and Development Directorate

ABSTRACT

The compressible flows around 2-D airfoils are simulated by using a high-order numerical scheme. In this study, the generation of trailing-edge noise is directly reproduced as the fluctuation in pressure field. Two types of airfoils are investigated: NACA0012 and NACA0006. The obtained results on the vortex-shedding frequencies and the growth rate of velocity fluctuation confirm that the tone noise frequency is determined by the wake instability in both cases. The dipole sound scattered by the acoustically non-compact airfoils shows multiple lobes in the far-field directivity. By imposing non-zero angle of attack, very weak instability waves develop in the suction-side boundary layer, which has an inflection-point instability. However, the observed instability waves have little effects on the development of Karman vortex shedding in the present calculation.

Key Words: trailing-edge noise, computational aeroacoustics, wake instability

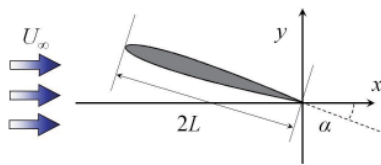


Fig. 1 Flow configuration for NACA0006 airfoil.

1. 研究目的

二次元翼周り流れにおいて後流域に非定常な渦変動を伴う時、幾何学的に尖った後縁の近傍では、非常に大きな渦変動が生じる。流れが低マッハ数の場合には、この後縁の渦変動は、後流域に存在する元々の渦変動と比較してはるかに大きなオーダーを持つ音波を放射する。これは後縁ノイズとして知られる狭帯域騒音である。乱流遷移を伴う高レイノルズ数流れにおいては、境界層内の不安定波の発達過程や遷移位置などが後縁ノイズの発生に大きく影響することが知られており、これに対する実験的研究が多く存在する。

一方、境界層遷移を伴わない低レイノルズ数流れにおいては、カルマン渦の発生は主に後流域の不安定に由来すると考えられる。翼周り流れの場合は、渦変動は後縁からある程度離れた後流域で急激に発達する。後流域の速度分布は、翼の存在による速度欠損に基づいた変曲点を持つため、これに起因する後流不安定がカルマン渦生成において支配的であると予想される。本研究では、比較的レイノルズ数の低い領域で、NACA0012と0006の二種類の二次元翼周り流れから発生する後縁ノイズを取り上げる。翼後縁を発生源とする音響的攪乱を含む圧縮性効果は、高精度スキームによる圧縮性数値解法を用いて直接的に解像し、これら音響的攪乱が境界層および後流内の変動に与える影響について考察する。

2. 計算手法並びに概要

流れモデルの概要を Fig. 1 に示す。ここでは、翼後縁を原点に取り、 x 軸からの傾き α を迎角とし、領域左側から速度

U_∞ の流入がある。NACA0012 型翼に対してはコード長 L 、0006 型翼に対しては $2L$ を選び、それぞれ等しい翼型厚みのもとで比較を行う。代表長さ L と U_∞ に基づいたレイノルズ数は 10,000 である。迎角 α として NACA0012 には 0.0° を、0006 には 3.5° を選ぶ。流入マッハ数 M には 0.1, 0.2 ないし 0.3 を与える。

基礎方程式には二次元の圧縮性 N-S 方程式を用いる。流れ場は C 型格子を用いて差分法により離散化し、時間方向の離散化には 4 次精度の Runge-Kutta スキームを、空間方向には 6 次精度コンパクトスキームを用い、境界及び数値格子接合部では特性条件を適用する。計算領域は翼前縁から上流では径方向に $50L$ 、翼後縁から下流方向に $70L$ 取る。ここで、境界・接合部近傍での空間方向の精度低下を抑えるために、風上陽差分による特性方程式を境界条件として組み込んだコンパクトスキームを採用する¹⁾。格子解像度は、NACA0012 に対しては翼周り方向に 1800、翼垂直方向に 600 に分割した計 108 万点の、NACA0006 に対しては翼周り方向の解像度を増やした 120 万点の二次元格子を用いる。

3. 計算結果

計算は一様流を初期条件とし、 U_∞ と L による無次元時間でおおよそ 80 から 100 程度で十分発達した周期的渦変動が得られる。同じく無次元化された周波数は、 $M = 0.2$ の場合、NACA0012 で 2.5, NACA0006 で 2.3 である。代表長さ L に換えて翼厚み $0.12L$ を用いると、ストローハル数はそれぞれ、0.30, 0.27 と見積もられる。これらは円柱後流のストローハル数 0.2 に近く、ここで得られている周波数は後流不安定に起因することが推察される。Fig. 2 及び Fig. 3 では、翼後縁から $10L$ 離れた位置での各マッハ数の音波指向性を比較している。二次元後縁ノイズの圧力変動 $\delta p/p_\infty$ は $M^{2.5}$ の依存性を持つため、 $M = 0.1$ を基準に、より高いマッハ数での結果に対しては依存性分を乗数としている。しかしながら、NACA0012 のケースでは、 $M^{2.5}$ より大きなマッハ数依存性を持つことがわかる。これは、マッハ数の増大に伴いカ

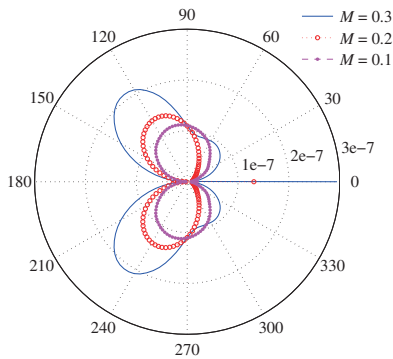


Fig. 2 Sound directivity sampled at $r = 10L$ for various Mach numbers of the fl w around NACA0012. The factor $M^{2.5}$ dependence is multiplied to compare with the case $M = 0.1$.

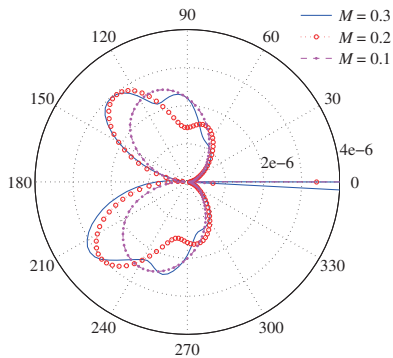


Fig. 3 Sound directivity for the fl w around NACA0006. See the caption of Fig. 2.

ルマン渦の空間的分布が変化し、より後縁に近い位置で成長を見せるためであり、結果的に後縁ノイズの増大につながっている。これに対して、NACA0006では放出される音圧レベルは概ね $M^{2.5}$ 依存性に従うと言える。迎角を持たせることで、より後縁に近い位置で十分にカルマン渦が発達しており、マッハ数の変化が後流渦生成に与える影響は観察されない。また、より高いマッハ数においては音波の波長が減少し、翼弦の音響的コンパクト性が満たされなくなる。これにより後縁ノイズの指向性がより複雑なパターンを示す。これは既報の研究にもある通り²⁾、音波の翼面、特に前縁での散乱の影響が顕著になるためである。特に、Fig. 3で見られるように、 $M = 0.2, 0.3$ の結果では指向性に複数のローブ (lobe) が出現し、音響理論では二重極音として記述される後縁ノイズが遠方場において多重極性を示すのは興味深い。

Fig. 4及びFig. 5に、翼上面側境界層及び後流中の速度変動の rms 値分布を示す。いずれのケースにおいても、境界層内の速度変動は主流速度に対して1%未満であり、マッハ数に関わらず後縁を挟んで急激に変動が増大する様子が捉えられている。これは前述の通り、カルマン渦の発生が後流不安定に由来することによる。しかしながら、境界層内の微小な速度変動にはマッハ数依存性が示される。NACA0012の場合、これは主に後縁から上流方向へ伝播する音響変動であり、前縁近傍を除いて後縁からの距離とともに減衰する。一方、NACA0006の場合、一定幅の隆起を持つ分布が認められる。これは、境界層内で流れ方向に増幅する不安定波の存在を示

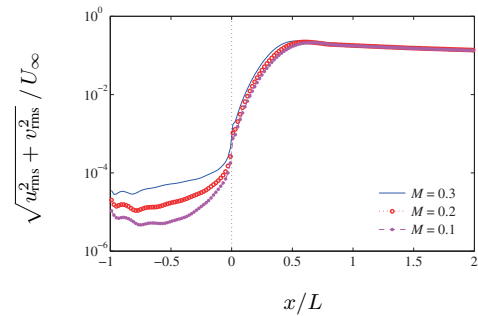


Fig. 4 Streamwise growth of the root-mean-square velocity magnitude for NACA0012. Maximum at each x location is presented.

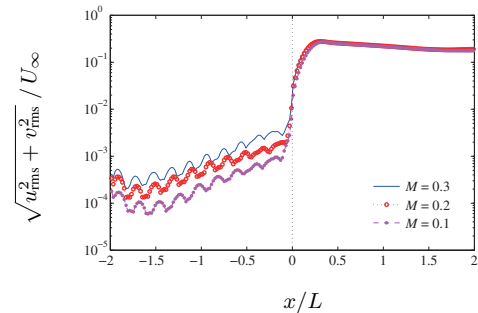


Fig. 5 Streamwise growth of the root-mean-square velocity magnitude for NACA0006.

しており、隆起幅は不安定波の一波長に対応する。時間平均に現れる隆起は、互いに位相速度の異なるそれら不安定波と後縁から上流に伝播する音波との干渉の結果である。即ち、低レイノルズ数の境界層においても、迎角を持たせた翼面境界層で逆圧力勾配により変曲点を持つ速度分布が現れる場合、非粘性型の不安定が生じていることを示唆している。Fig. 5では翼前縁からこの変動が見られることから、曲率の大きい前縁において音波が受容され、下流へと伝播する不安定波を形成することが確認された。

4. まとめ

低マッハ数・ $Re = 10,000$ でのNACA0012及び0006翼周りで二次元流れから発生する空力音の数値的再現を行った。一樣流マッハ数を $M = 0.1 \sim 0.3$ の範囲で変化させることで、音波のマッハ数依存性を考察した。音波が翼弦長に対してコンパクト性を満たさない場合、翼面での散乱の影響が無視できなくなり、複数のローブを持つより複雑な分布を示す様子が捉えられた。速度変動場の様子からは、カルマン渦生成は後流不安定に起因することが確認された。同時に、NACA0006翼上面での境界層内に不安定波の存在が認められた。この不安定波は後縁ノイズのフィードバックであるが、カルマン渦形成への影響については限定的であると推論される。

参考文献

- 1) T. Ikeda, T. Sumi, and T. Kurotaki. Interface conditions of finite-difference compact schemes for computational aeroacoustics. In *Proc. 26th Congress of Int. Council of Aeronautical Sciences, Session 2.3.1, Anchorage, Alaska, 2008*.
- 2) 池田, 高木. 低 Re 数の二次翼から発生する空力音について. 第43回「境界層遷移の解明と制御」研究会, 2008.

航技研入所から30年を振り返って

高木 正平（宇宙航空研究開発機構）

Memoirs of research activities during my tenure of thirty years at NAL

S. Takagi

Japan Aerospace Exploration Agency,
Aerospace Research and Development Directorate

ABSTRACT

This brief note presents my research activities since I moved in the National Aerospace Laboratory as a researcher in 1979. During this period, my study was consistently made on the impregnable philosophy of “the basic research leading to promising applied research and the applied research developing on basic research”.

Key Words: LEBU, ASU unsteady wind tunnel, 3-D boundary layer, streamline-curvature instability, cross-flow instability, rotating-disk flow, attachment-line instability

1. 序論

航空宇宙技術研究所に入所したのが1979年9月でしたから、今年で入所から30年が経過しました。期間の特に後半、組織は2001年4月に国立研究機関から独立法人に移行し、そして、2003年10月には、宇宙科学研究所、宇宙開発事業団との統合など、組織のめまぐるしい変化がありました。異文化の融合、さらには合理化を旗印に研究者の削減などで、基礎研究の在り方・進め方に対する考え方が大きく変わりました。しかし、私個人としては、基礎・基盤研究は応用研究を支え、お互い不可分の関係にある、という基本姿勢を貫き通してきたつもりであります。本小論では、この30年間の研究の内容を簡単に回顧したいと思います。

2. 入所当時(1979/9-1985/10)

入所して配属された先は、新型航空機研究グループで、当時短距離離着陸機「飛鳥」の研究開発の最盛期でした。しかし、そのプロジェクトには直接参加する必要はなく、自由な研究が許されていました。従って、研究テーマの設定にあたっては、上司の了解が得られればそれなりの研究予算も付けて頂きました。そこで当時米国を始めとして多くの国々で乱流境界層の摩擦抵抗を如何に低減するか、技術提案とその実証研究が盛んでした。そこで、この抵抗削減に関する研究テーマを設定することにしました。抵抗削減法として、壁面に溝を付ける方法と乱流境界層の外層の組織構造を薄い板で壊す方法の2つの可能性がありました。実用的な観点から、前者を選択し上司に提案しましたが、上司は、『濡れ面積が増えれば抵抗は増えるに決まっている。光を見よ、最短距離を進むではないか』と、一歩も引かず、結局後者のテーマで成果を挙げ、後前者に進む戦略に出ました。後者

のテーマでは、削減のために用いたデバイスの抵抗増加分を入れると収支はトントンであったこと、そうこうしているうちに、米国では前者のテーマで大きな成果が出ていることが判明し、あの時始めていたら、という無念さを残してこの研究テーマは終了しました。

3. 米国留学(1985/11-1987/9)

谷先生の紹介で、アリゾナ州立大学のSaric教授の下で留学する機会が訪れました。当時の留学期間は1年が原則であり、研究課題は『層流境界層の制御に関する実験的研究』でした。出発前のSaric先生との事前調整段階では、秋には風洞も完成する予定を聞いていましたので、11月の出発を設定しました。しかし出発直前、渡航時期を遅らせることができないかとの申し入れがありましたが、すでに全ての手配が完了し、もう後に引き返せない状態であったので予定通り渡航しました。

行って驚いたことには予想以上の遅れであり、この先完成までにどれほどの時間がかかるか考えると、かなり絶望感に陥りました。風洞は新設ではなく、境界層研究で有名なKlebanoffさんが使っておられた非定常回流風洞を移設し再構築することでした。使えない部分は新たに製作する必要があり、骨組は鉄のアンクルでそれ以外はいわゆる厚いベニア板で風路を作りました。一部プロによる製作依頼はありましたがほとんどは入れ替わり立ち替わりの学生とメカニック1名とそれに私で自作しました。完成し通風したのは着任から半年後だったと記憶しています。

さて、本番の実験ができるのを楽しみにしていたところ、どうも気流変動レベルが予想したほど小さくありませんでした。この変動を除去しない限り境界層遷移の実験はできないことから、まずはその原因究明に取り掛か

りました。変動は10Hz程度の低周波数であることは熱線風速計出力の周波数分析から容易に分りましたが、問題はその発生源の特定です。風路一周考えられる個所に熱線を取り付け、周波数分析を繰り返しました。その結果判明したことは、測定部およびその上流と下流どの位置でもこの成分が観測されたことで、大きな剥離が関与しているらしい、という推論です。しかし、結局1本の熱線では発生源を特定するには至りませんでした。ある時には、大学町 Tempe から百マイルほど南に位置する Tucson にあるアリゾナ大学の Wagnanski 教授がしばしばこの風洞を訪れましたので、今までの計測結果を示し、意見をもらいました。しかし、いずれのアドバイスも結局は徒労に終わりました。そうこうしている間に、1年が経とうとしていました。当初の目的を達せず帰国するのはあまりにも無念であり、職場の上司に延長をお願いしました。ようやく11か月の延長が認められました。

長い長い苦悩の末、攪乱源を特定するには2本の熱線を用いればその伝播方向を特定できて、発生源を絞り込むことができるのではないかと、ということです。今思えば単純なことだったのですが、この手法は、気流の残留変動の空間スケールと音波性攪乱のそれは違う性質を利用して、それらを分離しようとするものです。測定部近傍の至る所で観察される攪乱の空間スケールは大きいことから、2本の熱線の流れ方向に大きく離して設置すれば、センサーの時間のずれから伝播方向を特定できるはずですが、このようにして2本の熱線出力の相関計測から明らかとなったことは、攪乱源は上流ではなく、測定部下流からでした。場所は変流ダクトで大きな剥離が起こっていたのです。このような大規模の剥離が起こるのは、非定常風洞に不可欠なバイパス風路の特殊構造に由来するものでした。発生源が特定できましたので、剥離防止の対策を施した結果、見事に解決できました。その結果は文献²⁾に報告し、帰国後新たに建設された回流式風洞の気流評価にも同じ手法を用いて、残留乱れ変動と音響的変動の分離を行いました³⁾。

問題が解決できたことから、いよいよ待ち望んだ後退翼境界層の遷移研究を開始することができました。後退しない境界層の遷移研究は多数ありましたが、後退翼に関する研究は古いにもかかわらず、まだまだ解決すべき問題は山積していました。まずは流れの可視化です。後退翼の流れは二次元境界層にもう一つの速度成分(横流れ)が加わることから、振じれた三次元境界層が形成されます。この横流れ成分は壁と一様流れで速度成分が0となることから、分布のどこかに必ず変曲点を持つこととなります。従って境界層は二次元境界層に比べて不安定となり、早期に乱流化します。この不安定は横流れ不安定と呼ばれています。その不安定の結果としてはほぼ流れ方向に軸を持つ縦渦が成長することは1954年のStuartの理論的研究で知られていました。

ここでは最初に流れ方向に軸をもつ縦渦列が成長し、その縦渦が成長して平均速度分布を歪めて次の不安定を誘起し、最終的には乱流状態へと遷移するというのが、当時の遷移過程のシナリオでした。縦渦は翼面に定在す

ることから、ナフタリンの昇華法による流れの可視化は有効です。確かに何度繰り返しても同じ場所に縦渦が現れ、しかも乱流に遷移する位置も極めて再現性がありました。さてそこで何を研究課題にするかについて、Saric教授と何度か議論をしました。先生は、『遷移を支配している縦渦を制御できれば、遷移を遅延できるのではないかと』と提案がありました。これに対して、私は何故定在する縦渦が最初に成長するのか、私には極めて大きな疑問であり、線形安定性理論の予測にも反する現象でした。そこで、是非この問題を解決したいと申し入れました。Saric教授から特に反対もなく認めて下さいました。縦渦はそもそも翼表面の粗さに端を発して成長していることは多くの実験で周知となっています。それ故、鏡のような表面を目指してひたすら表面磨きに専念しては、その効果を見るためのナフタリンによる可視化、加えて翼境界層内の時間変動を観察する毎日が続きました。ようやく位相速度を持つ攪乱を翼前縁近傍で見つけその特定に集中しましたが、結論が得られぬまま時間切れとなりました。

それから20年後、Saric教授は先に提案した遷移遅延の実験に成功し、米国の学会で高い評価を得ています。現在は実機を用いてその有効性を実証することに専念しておられます。

4. 留学後(1987/10-1996)

留学先で達し得なかった無念を晴らすためには、帰国後の研究テーマは課題の継続しかありません。縦渦の成長が表面粗さに由来するならば、その成長を抑えるためには、鏡面模型を作るか、模型を可能な限り大きくし、その表面の粗さを相対的に小さくする方法があります。幸い職場には日本で一番大きな低速風洞を所有していましたので、後者用の超大型模型で実験することにしました。模型は、直径500mm、長さ3.2mの軟鋼を旋盤加工し、下流側には流れの剥離を防止するためのフェアリング板を2枚取り付けました。模型の断面は人魂形状で、風洞には後退角50度に設置しました。円柱本体だけで250キロありました。計測は主として熱線風速計を用いました。なぜなら、可視化のための化学材料は表面の粗さとして作用するのを避けるためです。

幾多の問題点もありましたが、予想通り、縦渦ではなく追い求めていた進行波が見つかったのです。これは正に線形安定性理論が予測していた不安定攪乱で、理論との整合性も確認しました。しかし、この結果に対する反論もありました。時間発展型の攪乱は風洞の乱れが大きいためであり、気流乱れの小さい風洞実験なら縦渦が支配的に成長するはずであると。この指摘に反論するために、気流変動の小さい風洞実験も行いました。そのために大型風洞用模型と相似な小型の模型も製作しました。結果は指摘されたとおりに、縦渦の成長を確認しましたが、ここで新たな結果も判明しました。模型の設置で汚れた模型の表面をアルコールで吹き去ると縦渦は消滅し、進行波が支配的に成長したのです。驚くことに、手垢程度の汚れで縦渦の成長が確認されました⁴⁾。正にサブミクロンの粗さが縦渦形成のトリガーとなっていたのです。

以上の成果に勢いづき、後退翼と同じ流れ場が実現できる静止流体中で回転する円盤流についても実験を行うこととしました。1954年 Gregory と Walker が実施した回転円盤流実験以降、円盤流では縦渦の成長は定番であり、遷移初期段階では進行波型攪乱の報告はほとんどありませんでした。それ故、ここでの狙いも縦渦型の攪乱ではなく進行波です。回転円盤流の局所レイノルズ数 (Re) は回転中心からの半径方向の距離に比例し、回転数の $1/2$ 乗に反比例するので、従来の円盤サイズの倍の大きさならば、同じ Re 数を実現する場合回転数は $1/4$ ですむ事になるので、回転に伴う機械的振動を低く抑えることができます。さらに、境界層厚さも回転数の $1/2$ 乗に反比例するので、遅い回転数は境界層が厚くなることから、表面粗さの点でも有利となります。以上の観点から、円柱と同様な発想で、大きな表面のうねりを許しても、可能な限り大きく表面が滑らかな円盤を作製することとし、円盤の直径を 1.5m とし、表面が滑らかで傷のない生ガラスを用いることとしました。撓み防止のためにガラスは2枚重ねにしました。

まずは従来からの手法で縦渦が成長しているかいないか、確認することから計測を開始しました。回転する円盤に対して、静止した熱線で円盤流を計測すると、縦渦は円盤に固定していることから、縦渦を通過するたびに正弦的な信号が得られるはずですが、期待に反して、一周あたり30個前後の縦渦の成長が確認されました。どのようにしても縦渦の成長は阻止できないことが判明したので、円盤に固定した熱線で計測する手法に変えました。縦渦は円盤に固定されているので、円盤に固定された熱線計測ならば縦渦に影響されずに進行波型の攪乱を検出できるという狙いです。早速新しい熱線プローブを製作し計測に取り掛かりました。進行波が観察され、大喜びしたが、束の間、観察された位置が、横流れ不安定が発生するレイノルズ数より遥かに小さいレイノルズ数(回転中心に近い位置)で観察されたのです。臨界レイノルズ数だけでなく、空間構造、特性を調べましたが、横流れ進行波でないことは明らかとなりました。早速その進行波の特性に着手しました。この攪乱に関する研究は多数あることが分かりました。まず国内では、北大の小橋先生の門下生が行った実験があり、ここで重要な記述があることが判明しました。円盤一周あたり約30個の螺旋渦が観察されるが、その振幅は一周あたり2-4回の振幅変調を受ける。その原因として円盤の平坦度に起因していると、結論付けられていました。

一方、この新しい攪乱の発生原因について、伊藤博士と幾度もなく議論を繰り返しました。しばらくして、回転円盤の中心近傍では円盤上方から流入する流れの流線が大きく曲げられ、この流線曲率に起因して境界層の不安定が生じることが理論的に予測されました。一方、Ekman 層や回転円盤流では Viscous, Parallel、あるいは Type II と呼ばれた不安定が以前から知られていましたが、その発生原因については特定されていませんでした。実はこれら

の不安定は、全て流線の曲がり起因した遠心力型不安定であることが初めて統一的に解釈できたのです。その後の流線曲率不安定は、自然遷移ではなく周波数を固定して流線曲率攪乱を人工励起し詳細に解析結果との比較がなされた。実験と解析が一致することも確認しました⁶⁾。

当然の予測として、風洞模型でも前縁近傍で流線の大きな曲がりがあることから、同様な不安定が存在することが期待されます。線形安定解析によると、横流れ不安定と流線曲率不安定の臨界レイノルズ数はほぼ同じであること、後者は前者に比べて不安定性が弱いことから、実験で観察することは難しいとされました。しかし解析によれば二つの不安定攪乱の伝播方向は異なること、境界層方向の位相分布には特徴的な違いがあることから、点源から人工攪乱を導入すれば、2つの不安定攪乱は分離できることが期待されました。このようにして、前縁近傍に空けた小さな孔から攪乱を導入して、2つの攪乱の空間特性を調べ、理論解析の結果と整合することを確認した。この研究は実験と理論解析との比較だけでなく、伊藤氏が構築した独自の攪乱の成長経路(複素特性曲線法)の合理性を確認した重要な実験でもありました⁷⁻¹¹⁾。

5. 斜め付着線境界層研究(1998/10-2003)

三次元境界層と同様に重要な境界層として、付着線境界層があります。これは高速航空機のような後退角を有する翼の最前縁に形成される境界層で、翼の胴体側から翼端に向かって発達します。そしてこの付着線境界層は、機首から発達する乱流境界層により汚染され、そのため付着線境界層の安定性に関する研究は、外乱に対する安定性などの観点から実用的研究が多くあります。

これまでの微小攪乱に対する安定性の研究では、線形安定解析に基づく解析から二次元境界層の T-S 攪乱と同種の攪乱が成長することが報告されています。しかし臨界値や T-S 攪乱の特性については十分に調べられたとは言いがたいものでした。さらに付着線直上とその下流領域を接合する理論がなく、それぞれの領域を統一的に理解する理論が待たれていました。そこで我々は、理論、実験の両面からこの問題の解明に取り組むこととしました。

後退した付着線から下流に向かって境界層の臨界レイノルズ数は急激に低下することを、伊藤氏は一連の研究から明らかにしました。しかし、伊藤氏が厳密に取り扱える流れ場は、付着線及びそこからかなり離れた三次元境界層に限られるため、この中間領域について、ある種の近似を用いたモデル方程式を提案し、安定性の記述を試みられました。付着線の下流から付着線に向けて漸近解析を行ったところ、これまで空白となっていた付着線近傍の領域について、安定特性を記述することに成功しました。伊藤氏のモデル方程式により得られていることから解析結果の実験的検証作業が不可欠である

こと、またこの中間領域の流れの安定性に関する研究は皆無であることから、そのための詳細な実験が計画された。検証実験には三次元境界層の時と同様に規模の大きな方が有利であることから、模型には以前横流れ不安定研究で用いた円柱模型を用いることとしました。また、付着線不安定の臨界レイノルズ数は、従来の後退角の条件では主流の速度をかなり大きくしないと実現できないことから、測定のしやすさや計測精度の向上を優先して、後退角を20度大きくし、70度としました。線形安定解析では、付着線近傍の粘性型の不安定と付着線近傍には非粘性型の不安定が2種共存していることから、円柱模型の前縁に小さな穴を空け、模型内側に取り付けたスピーカで点源攪乱を導入しました。

導入攪乱の増加減衰特性から臨界値を調べ、線形安定解析の結果と比較しました。良好な一致が見られ、さらに、境界層内の速度分布と攪乱の位相分布も計測し、解析結果と比較も良好な一致が確認されました。その上で付着線からやや下流の位置に人工攪乱を導入して境界層の安定性を詳細に調べました。その結果、臨界特性曲線、またそこにおける不安定機構の同定などに成功するとともに、これらの結果は伊藤氏によるモデル方程式の結果とほぼ一致することを確認しました¹²⁾。

6. 超音速実験機プロジェクト参加(1997-2002)

旧航空宇宙技術研究所の主要プロジェクトであった小型超音速実験機の自然層流翼は新しい概念に基づいて設計され、その検証を飛行試験で確認することが目玉の一つに挙げられていました。プロジェクトがスタートしたのは1997年のことです。これまでの境界層遷移研究の成果をプロジェクトに生かす絶好の機会と捉え、積極的に参加しました。広い主翼の中に僅か20個のHot-filmセンサー、限られた周波数帯域、さらには未経験環境下でのセンサー感度調整など、風洞実験とは異なる厳しい制限下での遷移計測とその診断は、むしろその真価が問われる結果となりました。第1回目(2002)の実験失敗後、職務の関係でプロジェクト参加は叶いませんでしたが、2005年第2回目の実験ではほぼ完全な飛行の下で、境界層遷移計測も無事終了し、分担業務は完遂の運びとなりました。センサーの配置などで、研究会のメンバーから貴重なアドバイスを受けることができました。この場を借りて、感謝する次第であります。

7. 空力騒音研究(2002-)

空力騒音の小さい快適空間は、近未来の航空機に求められることを予測しつつ、2002年騒音研究に着手しました。流体運動から発せられる空力騒音は、航空機に限らず私たちを取り巻く環境に広く生じています。最初に着目した課題は、ある周波数に集中する離散騒音で、航空機のスラット、二次元物体後流のカルマン渦列音、あるいは風力発電用ブレードやOA機器の冷却ファンからも大きな離散騒音が放射されていることが知られてい

ます。特にスラットをモデル化した対称翼の後縁から放射される騒音が離散的である理由として、『翼境界層のT-S不安定と後縁騒音との音響を介したフィードバック機構で周波数が選択される』という説明が広く受け入れられています。しかし、その説明では不十分な実験結果もあることから、実験に加えて数値解析も同時に進めているところでもあります。これまでのところ、模型後縁には時間発展型の不安定が関与し、絶対全体不安定からある特定の周波数を持つ攪乱が選択的に成長していることが明らかにされつつあります¹³⁻¹⁶⁾。しかし、薄い二次元板の後流と異なり、非平行性の強い流れ場ではありますが、外部の応用数学分野との連携で理論的發展も進めているところでもあります。

8. まとめ

米留学後は、伊藤博士との共同で研究を進めることができたことは、非常に幸運でした。加えて、帰国後には境界層遷移に関する研究会が立ち上がり、研究会の活動を通して強い刺激と幅広く知識を吸収できたこと、さらに研究者の輪が広がったことは、研究会を支えて下さった先達のご支援の賜物と感謝する次第であります。

参考文献

- 1) Takagi, S. and Ohji, M.: *AIAA Paper* 87-0362 (1987).
- 2) Saric, W.S. Takagi, S. and Mousseux, M.: *AIAA Paper* 88-0053 (1988).
- 3) 高木: 航空宇宙研究所研究報告 TR-1054, (1990).
- 4) Takagi, S. and Itoh, N.: In *Laminar-Turbulent Transition*, Springer Verlag, (1995) pp.421-428.
- 5) Takagi, S. and Itoh, N.: *Fluid Dynamics Research* Vol.14 (1994) pp.167-189.
- 6) Takagi, S., Itoh, N., Tokugawa N., and Nishizawa A.: In *Laminar-Turbulent Transition*, Springer Verlag (2000) pp.637-642.
- 7) S.Takagi, N.Itoh, N.Tokugawa: Abstracts of 19th ICTAM, Kyoto, Aug. (1996), P.263.
- 8) Takagi, S. and Itoh, N.: *Fluid Dynamics Research*, Vol.22, (1998) pp.25-42.
- 9) 西沢、高木: *ながれマルチメディア論文* (<http://www.nagare.or.jp/mm/2002/nisizawa/index.htm>), (2001).
- 10) 徳川、Prijo Kusumo、西沢、高木: *ながれマルチメディア論文* (http://www.nagare.or.jp/mm/2002/tokugawa/index_ja.htm), (2002).
- 11) Tokugawa, N., Takagi, S. and Itoh, N.: *AIAA Journal*, Vol.43, June 2005, pp. 1153-1159.
- 12) Nishizawa, A., N. Tokugawa and Takagi, S.: *Fluid Dynamics Research*. in press.
- 13) 小林、西沢、高木: *日本航空宇宙学会誌*, 11月号, (2007) pp. 527-532.
- 14) Atobe, T., Tuinstra, M., and Takagi, S.: *Trans. of Jap. Soc. of Aeron. and Space Sci.* in press.
- 15) Takagi, S. and Konishi, Y.: *Trans. of Jap. Soc. of Aeron. and Space Sci.* in press.
- 16) Takagi, S. and Konishi, Y.: Submitted to *AIAA J.*

第43・44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20年度中に2回開催され、合計4日の間に22の講演が行われた。特に第44回は小濱泰昭先生、高木正平先生の退官を記念して内容を企画したところ、古参の先生方からもご講演いただくことができ、大変貴重な研究会となった。第43回と第44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。

- ・ 不安定性に関する研究(7)
- ・ 乱流構造に関する研究(4)
- ・ 渦・音に関する研究(4)
- ・ 複雑流に関する研究(2)
- ・ その他(2)

以下にテーマ毎の研究成果をまとめる。

1. 不安定性に関する研究

境界層の遷移点予測は航空機の設計開発現場においては必須の技術であるにもかかわらず、多くの場合簡便な eN に頼っているのが実情である。この手法は比較的容易に遷移点を予測する反面、一般に非線形性や非平行性の影響が含まれず、予測精度の低下をもたらしている。そこで伊澤ら(第44回)はこの欠点を克服すべく、CFDをベースにした独自の予測手法を提案した。この手法の特徴は、攪乱の局所成長率を、非線形項を含むNS方程式で評価するところにあり、従来の固有値解析とは性格が大きく異なる。NACA0015 二次元翼を対象にした実証計算の結果は、既存の実験結果とよい一致を示しており、この手法の妥当性を証明した。特に遷移直前の非線形性の強い領域では、従来の手法では表すことのできない現象が再現されており、大変興味深い。

稲澤ら(第44回)はこの境界層遷移を予測する上で重要となる壁面粗度に着目した研究を行っている。一方の壁に壁面形状変化を伴うようなチャンネル流を対象に、主に二次元モード(T-S波)の空間的な過渡応答特性を直接数値シミュレーションにより調べた。通常は全ての攪乱が減衰する条件下で、壁面に凹凸を周期的に配置して計算したところ、下流方向にT-S波のエネルギーが一定の割合で増加することを示した。またこの増加率は凹凸の「高さ」やその「波長(間隔)」にも依存することを明らかにした。ただし周期的な粗度が終了した後もしばらくは安定化しないこともわかった。これを理解するために、壁がステップ状に変化する、さらに簡略化した壁面モデルで同様な計算を実施したところ、一旦不安定化したT-S波が再度安定化するまでにはある程度の空間距離が必要で、その長さはステップ高さに依存す

ることを明らかにした。

円柱や角柱に代表される二次元柱状物体後流は、その不安定性により広いレイノルズ範囲にわたって自励振動し、規則的なカルマン渦列の形成はそうした自己維持的な不安定振動モードの成長の結果であると考えられている。この点に関しては水島と武本(第44回)に詳細なレビューがあるので参考にされたい。流れの安定性の評価は平行流を仮定したレイリー方程式(非粘性流)やオル・ゾンマフェルト方程式(粘性流)の固有値解析から評価される場合が多い。しかしながら、物体(鈍体)直後の流れ場は強い非平行性を有しているため、そうした流れ場に対して適用した平行流近似による安定性解析結果が、非平行な流れ場全体の安定性を説明できるかについては疑問が残る。この点を明らかにするため、武本と水島(第43回)および水島と武本(第44回)は角柱後方の各流れ方向位置において、局所平行流近似に基づく固有値解析を実行し、後流中に拡がる局所絶対不安定領域がどの程度の拡がりを持っているか調べた後、非平行定常基本流に対して線形攪乱方程式を時間発展させるという数値シミュレーション手法により流れ場全体の安定性を評価し、両者の関係を検討した。それによると、レイノルズ数の増加とともに角柱(代表長さ d)後流中で、局所流が絶対不安定から対流不安定へと変化する位置は下流にシフトし、流れ場全体が絶対不安定となる(すなわち後流が自励振動始める)臨界レイノルズ数(46.2)では、その位置が角柱背面から約 $3d$ に達する。このことは、流れ場全体を絶対不安定に導くには流れの中に局所絶対不安定領域が存在するだけでは十分ではなく、領域がある程度の拡がりを持っている必要があることを示している。さらに、彼らは流れ場全体が絶対不安定となる場合、どの程度の絶対不安定領域が非平行流中に存在する必要があるのかについて、ある流れ位置より下流を局所対流不安定な平行流速度分布に置きかえた(すなわち、それよりも下流の全体不安定特性は対流不安定性とする)流れ場の安定性を調べ、局所平行流近似により求められた絶対不安定領域の拡がりや流れ場全体が絶対不安定となるのに必要な大きさを上回り、平行流近似による安定性の評価は有効であるという、平行流近似の適用限界を知るうえで有益な結論を得ている。

主流乱れが小さな場合(主流速度の0.1%程度以下)の平板境界層の乱流過程は、線形攪乱(T-S波)の指数的増幅により開始するが、主流の乱れが1%を越えると遷移のプロセスは流れ方向に長く伸びたストリーク構造の代数的成長と崩壊に支配され、T-S波型の遷移過程は迂回(bypass)される。では、主流乱れ強さが両者の中間ではどちらの遷移プロセスが顕在化するのであ

ろうか？その疑問に答えるために、剣地と松原(第43回)は0.2~0.3%程度の主流乱れがある場合の平板境界層遷移過程について実験的に調べた。彼らの実験では主流乱れ生成用の乱流格子は風洞縮流部の手前に挿入しており、故に、流れ方向速度変動の強さは0.2%、平板垂直方向の速度変動は0.3%と後者の方が強い。そのような条件下で境界層流れの可視化を行ったところ、明確なストリーク構造は見られずΛ型に成長する局所的な攪乱が崩壊し乱流斑点を形成するという遷移プロセスが観察され、攪乱の波長および位相速度は線形安定性理論から予想されるT-S波動の値とほぼ一致すると報告している。そして、主流乱れが比較的弱い場合の遷移過程はストリーク構造の過渡増幅に加え、局所T-S波の成長も遷移に寄与するという非常に興味深い結論を得ている。主流の状態に応じて境界層遷移を支配する不安定機構がどのように変化するかを知ることは、正確な遷移予測において不可欠であることは疑いの余地がなく、従って、主流の乱れ強さや乱れの成分によってどのように遷移プロセスが変化するかについて明らかにすることは非常に有益と言える。今後のさらなる進展が期待される。

福西ら(第44回)は、気流中の乱れが境界層に取り込まれる過程を実験的に明らかにすることを試みた。まず渦輪対を衝突させることにより一様流中に局所的かつに等方的な攪乱を発生させるため、スピーカーと漏斗を組み合わせた装置を考案した。熱線流速計を用い、生成された渦輪対の作る速度変動場を観測したところ、期待した通り局所的かつに等方的な攪乱を発生させることは出来なかったが、形成された攪乱は下方の境界層内に、速度変動を誘起することがわかった。そして、その速度変動は、上流側の高速域で生成され、下流側の低速域で乱流に遷移することを示した。

山田ら(第43回)は、低レイノルズ数領域における後方ステップ流れを、剥離再付着現象の制御および解明を目的として数値的・実験的に調べた。その結果、安定解析から後方ステップから剥離したせん断層において増幅すると予測された周波数の攪乱をシンセティック・ジェットとしてステップ上流から導入した場合再付着が促進されること、また再付着を促進する周波数帯域はレイノルズ数が高いほど広いことがわかった。

2. 乱流構造に関する研究

乱流境界層の平均速度分布について、壁法則に従う内層と速度欠損則に従う外層の分布が重なる共通領域(オーバーラップ領域)に関する解析は、従来から平行流解析が適用されており、非平行流である乱流境界層に適用してよいか否かについては議論がある。西岡(第43回)は非平行流であることを考慮してオーバーラップ領域の解析を試み、それを用いて従来の実験データを精査した。その結果、従来未解決であった、乱流境界層

の速度分布が対数法則分布に従うのか、冪分布に従うのかという議論に対して、対数法則分布の優位性が肯定される結果が得られた。

佐藤ら(第43回)は、複雑な流れを簡単な流れの組合せで理解するために、2本の円柱周りの流れ場に関する風洞実験を行った。乱雑度を導入して、その有効性を単一円柱の実験データから実証した。さらに、二つの円柱が流れ方向に並んだ場合について、平均速度分布、乱れ強度分布、速度変動のスペクトルを調べるとともに、下流側の円柱がない単一円柱後流において、下流側円柱の位置に対応する中心軸上平均流速を使って計算したStrouhal数は、二つの円柱群で実際に計測された結果と良い一致をすることから、本手法の有用性を示し、円柱後流の実験的研究の知見を深めるものとなった。

佐藤ら(第44回)は、直径の異なる2本の円柱をスパン方向(並列配置)、または、流れ方向(直列配置)に並べたり、スパン方向と流れ方向の両方向(複合配置)に置いた流れ場の風洞実験を行い、熱線流速計で主に速度変動のスペクトルを調べている。並列配置の場合、円柱直径に対して両円柱の間隔が狭い時、その影響が渦放出周波数に大きく現れる。また、直列配置では、上流側または下流側円柱の渦放出周波数が観察されない現象(遮蔽効果)は、両円柱の直径の差が小さい時に生じることを実証している。さらに、複合配置の場合、速度せん断のみならず、速度変動の影響も考慮して渦放出周波数を検討しないといけないことを示唆しており、流体インピーダンスについて説明し、物体後流の複雑流れの考え方を論じた論文である。

巽(第44回)は、交差速度を新たに導入し、乱流の統計理論において新しい展開が期待できる交差独立性仮説について研究を行ってきており、本報では、交差独立性仮説と慣性小領域の考え方について議論している。さらに、多点結合速度分布に関するLundgren(1967)、Monin(1967)の方程式の完全仮説として、交差独立性仮説は用いられていることを説明することによって1点速度分布に関する疑問点を解決するとともに、交差独立性仮説に基づいて多点速度分布を一般化することについても論じており、統計乱流理論における本仮説の理解がより深まる論文となっている。

3. 渦・音に関する研究

はるか北のシベリアから越冬のため飛来する白鳥や雁は、北海道の湖や湿地帯で一休みした後、本州を目指して再び飛び立つ。彼らの数千kmに及ぶ空の旅を可能にしているのは、エネルギー消費の少ない効率的なV字型の飛行形態である。森ら(第43回)はこの編隊飛行時の翼端渦の挙動と空力特性に着目し、同一面内に配置した前後2枚の翼について、翼幅方向の重なり具合を変えながら実験を行った。煙による可視化と6分

力検出器の結果から、後続翼の空力特性は翼幅方向にわずか2.5%から5%重なるだけで最大20%も改善されるが、先行翼と後続翼の翼端渦の干渉形態には違いが見られることを報告している。また、PIV計測も行い、この渦の干渉によって後続翼の翼端渦の循環は単独翼の循環に比べ6~7割程度まで減少していることを示した。実際にホワイトペリカンの心拍数や羽ばたき回数を計測した動物学者の報告によれば、編隊を組むことで一羽で飛ぶときよりも心拍数が10%以上も低く抑えられ、また先頭のペリカンに比べると後続のペリカンの羽ばたき回数は少なくともすみ、確かに楽に飛べるらしい。もともと常に最適なポジションを保って飛び続けられるわけではなく、後続の鳥一羽一羽の形状抵抗が減ったわけでもないで、全体で見ればエネルギーの節約分はわずか2.4%程度にしかならないとの試算もある。渡り鳥の世界にも、そうそうおいしい話はないようだ。

比江島(第43回)は、超音速流れの混合を促進する縦渦の安定性を、縦渦導入ストラットによって導入された縦渦について数値的に調べた。その結果、攪乱の増幅率は、周方向波数が高いと頭打ちになること、空間的増幅率は時間的増幅率から変換出来ること、また縦渦が亜音速領域と同じように高い不安定性を持つことをしめした。

池田と高木(第43・44回)は、2次元翼から発生する空力音を取り上げ、比較的Re数の低い領域で発生する後縁ノイズについて、以下の2つの点に着目して数値シミュレーションを行った。1つは、翼後流の渦度変動により放射される狭帯域の音波が翼面境界層と後流自身にどのような影響を及ぼしているのか、NACA0012と0006の2種類の翼型を対象として調べたものである。圧縮性数値解析の結果によると、迎角をつけた場合翼の負圧面側境界層に変局点をもった速度分布が現れ、非常に弱い不安定波動の成長が観測された。これは後縁ノイズが上流へとフィードバックして翼前縁で受容されたためであるが、後流中のカルマン渦列の生成にはほとんど影響を与えないことがわかった。また、2つ目の着眼点は、後縁ノイズを音響アナロジーを用いて再現した場合の近似精度についてである。Ffowcs Williams-Hawkings(FW-H)方程式による積分方法とHoweのコンパクトGreen関数を用いた方法を比較すると、マッハ数 $M=0.5$ では後縁ノイズの音源としてのコンパクト性が満たされなくなり、コンパクト性を仮定したHoweの方法では斜め前方への強い音波の放射を捉えきれないことを示した。これらの知見は、後縁ノイズの発生要因についての示唆と発生する空力音を音響アナロジーにもとづいて精度の良く予測する手法を提供するものであり、有用性が高い。

4. 複雑流に関する研究

望月(第43回)は成分のほとんどが水である

Hydro-Gel上の水の流れに着目し、摩擦抵抗低減効果についてPIV計測により実験的に調べた。食用寒天によりゲル層を構築し、含水量をパラメータとして一定流量の水をその表面に流し、速度分布から壁面せん断応力を見積もった結果、寒天表面上ではスリップ速度が観測され、その大きさは含水量が多いほど大きくなること、そのため寒天上の流れでは摩擦抵抗が低減することがわかった。

山岸と渡邊(第44回)は流体振動利用方式の風水力発電を目指し、振動体としての多関節平板の挙動について、画像解析などにより実験的に調べた。多関節平板の基本特性として、周期性が明確で振幅が一定の振動を行うこと、平板形状や流速によって異なる振動モードが存在すること、振動の開始と停止にはヒステリシスが存在することなどが明らかになった。

5. その他

松信(第44回)は当研究会の沿革を含め、発足当初からの流体力学研究の変遷をまとめている。さらに高木(第44回)は、具体的なトピックを織り交ぜながら自身の研究歴を振り返っている。ここではこれらの寄稿に対しコメントを控えるが、流体力学に関する研究のトレンドや背景などが記述されており一読を勧めたい。

研究会幹事 高木 正平
跡部 隆
編集委員 関下 信正
伊澤精一郎
稲澤 歩
徳川 直子
西沢 啓