

ISSN 0289-260X
UDC 532.5
533.6

航空宇宙技術研究所特別資料

SPECIAL PUBLICATION OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

SP-43

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集

(第23回・第24回)

1999年11月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

「境界層遷移の解明と制御」研究会幹事

所 属	氏 名
流体科学総合研究グループ	伊藤 信毅
流体科学総合研究グループ	山本 稀義
流体科学総合研究グループ	高木 正平
流体科学総合研究グループ	徳川 直子
客員研究官（昭和62，63，平成元年度）	
大阪府立大学工学部教授	西岡 通男
客員研究官（昭和62，63，平成3年度）	
東北大学流体科学研究所教授	小濱 泰昭
客員研究官（平成2，3，5，10年度）	
東京都立科学技術大学教授	浅井 雅人
客員研究官（平成4，5，6年度）	
日本大学理工学部教授	本橋 龍郎
客員研究官（平成6，7，8年度）	
東北大学工学部助教授	福西 祐
客員研究官（平成7，8，9年度）	
豊橋技術科学大学教授	蒔田 秀治

目 次

第23回研究会（1998年10月7日～9日）

チャンネル流遷移の直接シミュレーション

.....	航空宇宙技術研究所	山本 稀義	1
	東京大学	高橋 直也		
		神部 勉		

回転チャンネル流に現れる二次不安定性について

.....	東北大学	松原 雅春	*
	スウェーデンRIT	P.H.Alfredsson		

横流れ渦が支配的な流れ場における二次不安定性に関する研究

.....	東北大学流体科学研究所	河上 充佳	5
		小濱 泰昭		

浮上式宮崎線跡地利用のその後の進展

.....	東北大学流体科学研究所	小濱 泰昭	*
-------	-------------	-------	-------	---

壁近傍ストリーク構造の不安定性

.....	都立科学技術大学	浅井 雅人	9
		皆川 真之		

乱流斑点の融合と翼端部における内部構造の相互干渉

.....	豊橋技術科学大学	蒔田 秀治	13
		西沢 啓		

Flow Instability Between Shrouded Corotating Disks

.....	Keio University	by S.Masuda	15
		and S.Obi		

回転円盤流における楔状攪乱の挙動

.....	航空宇宙技術研究所	高木 正平	19
		伊藤 信毅		

慣性重力波の三次元不安定性

.....	電気通信大学	宮寄 武	23
		足立 啓		

航技研小型超音速実験機における自然層流翼設計

.....	航空宇宙技術研究所	吉田 憲司	25
		真保 雄一		

富士通

回転円盤流の絶対不安定について

.....	航空宇宙技術研究所	松島 紀佐	29
		伊藤 信毅		

マイクロバブルによる摩擦抵抗低減について（局所ボイド率の影響）

.....	船舶技術研究所	川島 英幹	31
		角川 明		
		高橋 孝仁		
		児玉 良明		

低レイノルズ数における正方形角柱周りの流れ（風洞実験）

.....	日本大学	本橋 龍郎	35
		菅 祐二		
		高橋 賢一		

圧縮性縦渦の不安定性

.....	大阪府立大学	西岡 通男	37
		比江島俊彦		

入射マッハ波に対する超音速境界層の受容性

.....	大阪府立大学	坂上 昇史	41
		西岡 通男		

流れの不安定性に関する一考察	東北大学	福西 祐	45
	岩手大学	横川 讓 谷口 英夫		

第24回研究会（1999年3月24日～26日）

e ^N 法に基づく境界層の遷移予測とその検証	航空宇宙技術研究所	跡部 隆	49
		山本 稀義		
強制磁気再結合の線形解析	日本原子力研究所	石澤 明宏	53
		徳田 伸二		
小型超音速風洞主流変動量変化計測結果	航空宇宙技術研究所	澤田 秀夫	57
		河野 敬		
		国益 徹也		
風洞縮流壁における乱流境界層の逆遷移	青山学院大学	三栖 功	61
縮流洞境界層遷移について	航空宇宙技術研究所	高木 正平	65
	東北大学流体科学研究所	徳川 直子 塩見淳一郎 小濱 泰昭		
融合した乱流斑点における内部渦構造の計測	豊橋技術科学大学	蒔田 秀治	67
	航空宇宙技術研究所	西沢 啓		
拡大部を持つ管路流れの多重解と衝撃自由剪断層不安定性	同志社大学	高橋 秀行	69
		塩谷 幸信		
		水島 二郎		
秩序渦近傍の乱流構造	電気通信大学	石井 宏幸	75
		宮寄 武		
	航空宇宙技術研究所	山本 稀義		
一様等方乱流中の渦軸の相対運動	核融合研究所	三浦 英昭	79
		木田 重雄		
省エネルギー型はく離制御	北海道大学	望月 修	81
曳航風洞を用いた後流の乱流遷移の研究	電気通信大学	前川 博	83
		西村 英樹		
平板後縁に平行な二次元格子上の乱流境界層	北海道大学	早川 道雄	87
		泉 史朗		
		森島 隆二		
常温音速ノズルにおける非平衡流	大阪府立大学	横川 彰寛	91
		西岡 通男		
超音速剪断層と縦渦の干渉	大阪府立大学	浅井 智広	95
		坂上 昇史		
		西岡 通男		
空音力インテンシティの近傍場での測定の問題点	近畿大学	坂尾富士彦	99
臨界レイノルズ数領域における円柱の表面圧力変動とエオルス音の特性	日本大学	藤田 肇	103
		鈴木 英明		
	鉄道総合技術研究所	佐川 明朗		
		高石 武久		

円柱のNear WakeにおけるFingers状二次渦を伴う渦列の渦構造	岐阜大学	永田 拓 中山 仁 福島 千晴	105
狭い隙間内における衝撃波と境界層の干渉による不安定流れ	名古屋大学	古川 拓 中村 佳朗	109
回転ゲルトラー流れと熱伝達	慶応大学	益田 重明 小尾 晋之介	113
	JR東日本	江戸 義博		
斜め円柱境界層中に導入した点源攪乱の成長過程	東北大学	福西 祐 横川 譲	115
	航空宇宙技術研究所	伊藤 信毅		
マッハ波に対する平板前縁境界層の受容性	大阪府立大学	坂上 昇史 西岡 通男	119
第23回・第24回研究会の総括と成果				123

*印は草稿なし

CONTENTS

The 23rd Workshop (1998 October 7-9)

Direct Numerical Simulation of Channel Flow Transition	National Aerospace Laboratory University of Tokyo	K.Yamamoto N.Takahashi, T.Kambe	1
Secondary Instability in Rotating Channel Flow	Tohoku University KTH,Sweden	M.Matsubara P.H.Alfredsson	*
Secondary Instability in a Crossflow Vortex Dominant Flow Field	Institute of Fluid Science,Tohoku University	M.Kawakami, Y.Kohama	5
Recent Status on Reuse of Miyazaki Line for Linear Motor Car Development	Institute of Fluid Science,Tohoku University	Y.Kohama	*
Instability of Near-Wall Streak in Laminar Boundary Layer	Tokyo Metropolitan Institute of Technology	M.Asai, M.Minagawa	9
Merging of Turbulent Spots and Interaction between Internal Structures at the Wing Tips	Toyohashi University of Technology	H.Makita, A.Nishizawa	13
Flow Instability Between Shrouded Corotating Disks	Keio University	S.Masuda, S.Obi	15
Characteristic Features of Wedge-Shaped Disturbances Originating from a Point Source in Rotating-Disk Flow	National Aerospace Laboratory	S.Takagi, N.Itoh	19
Three-Dimensional Instabilities of Inertial Gravity Waves	University of Electro-Communications	T.Miyazaki, K.Adachi	23
Natural Laminar Flow Wing Design of NAL's Scaled Supersonic Experimental Airplane	National Aerospace Laboratory Fujitsu Ltd.	K.Yosida, Y.Shimbo, T.Iwamiya K.Matsushima	25
On Absolute Instability of Rotating-Disk Flow	National Aerospace Laboratory	N.Itoh	29
Frictional Drag Reduction by Microbubbles (The Effect of Local Void Ratio)	Ship Research Institute	H.Kawashima, A.Kakugawa T.Takahashi, Y.Kodama	31
Flows around a Square Cylinder at Low Reynolds Numbers (Wind Tunnel Experiments)	Nihon University	T.Motohashi Y.Suga, K.Takahashi	35
Instability of Compressible Streamwise Vortex	Osaka Prefecture University	T.Hiejima, M.Nishioka	37
Supersonic Boundary Layer Receptivity to Incident Mach Waves	Osaka Prefecture University	S.Sakaue, M.Nishioka	41
New View and Description of Flow Instability	Tohoku University Iwate University	Y.Fukunishi, Y.Yokokawa H.Taniguchi	45

The 24th Workshop (1999 March 24-26)

Numerical Prediction of Transition Location Using the e^N Method	National Aerospace Laboratory	T.Atobe, K.Yamamoto	49
--	-------------------------------	---------------------	----

Linear Analysis of Forced Magnetic Reconnection			
..... Fusion Research Establishment	A.Ishizawa, S.Tokuda	53
Main Flow Fluctuations Measurements at the NAL 0.2m Supersonic Wind Tunnel			
..... National Aerospace Laboratory	H.Sawada, T.Kohno, T.Kunimatu	...	57
Reverse Transition of Turbulent Boundary Layer Flow on Curved Wall of Two Dimensional Symmetrical Contraction	Aoyama Gakuin University	I.Misu	61
Laminar-Turbulent Transition of Contraction Boundary Layer			
..... National Aerospace Laboratory	S.Takagi, N.Tokugawa	65
..... Institute of Fluid Sciences, Tohoku University	J.Shiomi, Y.Kohama		
Measurements of Internal Vortical Structures in a Merged Spot			
..... Toyohashi University of Technology	H.Makita	67
..... National Aerospace Laboratory	A.Nishizawa		
Multiple Stable Solutions of Flow in a Channel with a Wilder Part and Impinging Free Shear Layer Instability	Doshisha University	H.Takahashi, Y.Shiotani, J.Mizushima	69
Statistics of Turbulence around a Columnar Vortex			
..... University of Electro-Communications	H.Ishii, T.Miyazaki	75
..... National Aerospace Laboratory	K.Yamamoto		
Relative Motion of Vortex Axes in Isotropic Turbulence			
..... National Institute for Fusion Science	H.Miura, S.Kida	79
Energy-Saving Control of Separation			
..... Hokkaido University	O.Mochizuki	81
Study of Transition to Turbulence in a Plane Wake Using a Towing Tunnel			
..... University of Electro-Communications	H.Maekawa, H.Nishimura	83
Turbulent Boundary Layers on Equispaced Circular Wires parallel to the Trailing Edge of a Flat Plate			
..... Hokkaido University	M.Hayakawa, S.Izumi, R.Morishima	...	87
Non-Equilibrium Flow in the Sonic Nozzle at Normal Temperature			
..... Osaka Prefecture University	A.Yokokawa, M.Nishioka	91
Interaction between Supersonic Shear Layer and Streamwise Vortices			
..... Osaka Prefecture University	T.Asai, S.Sakaue, M.Nishioka	...	95
On Determining Acoustic Intensity in the Near-Field of Aerodynamic Sound Sources			
..... Kinki University	F.Sakao	99
Characteristics of the Aeolian Tone and the Surface Pressure Fluctuation on a Circular Cylinder in SuperCritical Reynolds Number	Nihon University	H.Fujita, H.Suzuki	103
..... Railway Technical Research Institute	A.Sagawa, T.Takaishi		
Vortex Structure of the Vortex Streets with "Fingers-like" Secondary Vortices in the Near Wake of a Circular Cylinder	Gifu University	H.Nagata, J.Nakayama, C.Fukushima	105
Flow Instability due to Shock-Boundary Layer Interaction in Region with Narrow Clearance			
..... Nagoya University	T.Furukawa, Y.Nakamura	109
Heat Transfer in Rotating Goertler Flow			
..... Keio University	S.Masuda, S.Obi	113
..... East Japan Railway Company	Y.Edo		
Growing Process of a Point-Source-Disturbance Introduced into a Yawed Cylinder Boundary Layer			
..... Tohoku University	Y.Fukunishi, Y.Yokokawa	115
..... National Aerospace Laboratory	N.Itoh		
Leading-Edge Receptivity of Supersonic Boundary Layer to Mach Waves			
..... Osaka Prefecture University	S.Sakaue, M.Nishioka	119
Summary of the 23rd and 24th workshops			123

チャンネル流遷移の直接シミュレーション

山本稀義¹、高橋直也²、神部勉³

Direct Numerical Simulation of Channel Flow Transition

Kiyoshi YAMAMOTO¹, Naoya TAKAHASHI² and Tsutomu KAMBE³

ABSTRACT

Laminar-turbulent transition of channel flow is directly simulated on a parallel-super computer. To calculate the Navier-Stokes equation, a Fourier-Chebyshev spectral method is applied. For a super-critical transition, the simulation starts with an initial velocity given as the basic flow plus small disturbances, and the evolution of the disturbances is pursued until the flow breaks down to turbulence. On the other hand, for a sub-critical transition, the secondary instability induced by an initial flow given as the basic flow plus a Tollmien-Schlichting wave with a large assigned amplitude is simulated. Numerical results obtained by the simulation agree well with ones obtained by the linear stability theory and experiments.

Key Words: channel flow, transition, DNS, Tollmien-Schlichting wave, Λ vortex

1. はじめに

基本的剪断流の中でチャンネル流は平行流の仮定が厳密に成立することから、これまで理論的にも実験的にもしばしば研究されてきた。この性質はまた計算する場合にも都合が良く、チャンネル乱流の直接シミュレーション (DNS) が盛んに行われている所以である¹⁾。

剪断流の層流から乱流への遷移機構は理論的には主として線形安定性理論によって研究されてきた。しかし、遷移は最終段階では3次元攪乱の非線形増幅によって完成するので、線形理論のみで遷移過程を全て記述することは出来ない。一方、航空機の設計等で翼面境界層の遷移予測法として使用されている e^N 法は線形理論に基づくので²⁾、遷移過程における線形増幅領域を明確に把握することは応用分野においても重要である。本研究は翼面境界層の遷移で重要な役割を果たしているTS波不安定による遷移過程を明らかにする目的で、同じ遷移機構を持つチャンネル流遷移の精密なDNSを行った。

2. 計算法の説明

流れの座標系は図1の様に、基本流 $U(=1-z^2)$ の方向に x 、壁に垂直に z 、スパン方向に y を

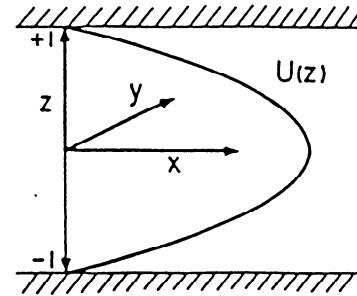


図1 チャンネル流

とる。流れを $U+\mathbf{u}$ と分解し、乱れ成分 $\mathbf{u}(u,v,w)$ は x,y 方向に周期性を仮定して

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_{k_x} \sum_{k_y} \mathbf{u}(k_x, k_y, z, t) \exp(ik_x x + ik_y y) \quad (1)$$

とフーリエ級数展開して表す。(計算領域 $L_x = L_y = 4\pi$ で、 $k_x = (2\pi/L_x)n_x$ 、 $n_x = 0, \pm 1, \dots$ である。) $\mathbf{u}(k_x, k_y, z, t)$ はナビエ・ストークス方程式から x, y 方向にフーリエ・スペクトル法、 z 方向にチェビシェフ・コロケーション法を適用して計算される。この時、ナビエ・ストークス方程式の時間積分にはAdams-Bashforth-Crank-Nicolson法を使用する。レイノルズ数 R はチャンネルの半幅と中心(最大)速度で定義される。計算には航空技術の並列計算機NWTが用いられる。

¹⁾ 航空宇宙技術研究所、²⁾ 東京大学大学院

³⁾ 東京大学理学部

チャンネル流の臨界レイノルズ数 R_c は線形安定理論から5772と導かれている³⁾。したがって、レイノルズ数が R_c より大きい場合は微小攪乱からTS波の線形増幅によって遷移が実現出来る。一方、レイノルズ数が R_c より小さい場合は微小攪乱の線形増幅は実現しないので、初期速度場にあらかじめ有限振幅 ($\cong 10^{-2}$) のTS波を加えた2次不安定遷移のDNSを行う⁴⁾。これは実験における振動リボンによる強制的遷移をシミュレーションしている⁵⁾。

3. 超臨界遷移のDNS ($R=10000$)

超臨界遷移のシミュレーションとして $R=10000$ のDNSを実施した。図2は遷移過程における攪乱の種々のモードの発達過程を示す。横軸 t は無次元時間で、縦軸 E は乱れのフーリエ成分 (k_x, k_y) のエネルギー (の2倍)

$$E(k_x, k_y) = \frac{1}{2} \int |\mathbf{u}(k_x, k_y, z)|^2 dz \quad (3)$$

を表す。図中の実線は2次元攪乱 $E(k_x, 0)$ 、破線は3次元攪乱 $E(k_x, k_y)$ を示し、 $0 \leq n_x, n_y \leq 7$ のモードの発達過程が描かれている。

攪乱の初期条件は

$$E(k_x, k_y) = 10^{-10} \quad \text{for } 0 \leq |n_x|, |n_y| \leq 7 \\ = 0 \quad \text{otherwise}$$

と励起された。

時間と共に2次元のTS波 $E(1,0)$ が指数関数的に増幅するが、これは線形増幅の特徴で、その勾配は線形安定理論の増幅率とよく一致している。さらに、このTS波のエネルギーがほぼ 10^{-4} に到達する ($t \sim 1600$) と3次元攪乱 (破線) が急激に成長してきて、流れは急速に乱流に遷移することがわかる。この様な3次元攪乱の不安定は、TS波の振幅が 10^{-2} (E では 10^{-4}) を超えた場合に発生する2次的 (非線形) 不安定性から誘起された現象で、実験的観測ともよく一致している。

本シミュレーションでは全遷移期間は約1800と見ることが出来る。その内、TS波 $(1,0)$ の線形増幅期間は100~1600と考えられ、これは前記全遷移期間の80%以上を占めている。したがって、この様な遷移過程については、全遷移期間を線形

増幅期間から推定しても良い近似値が得られるので、前記の e^N 法による遷移予測法はよい近似とも言える。しかし、初期攪乱が大きくなると線形増幅期間は相対的に短くなるので、 e^N 法の精度は悪くなることが分かる。また、本計算は攪乱の時間的増幅を計算した結果であるが、空間的増幅の場合についても座標変換すれば同様に考えることが出来る。

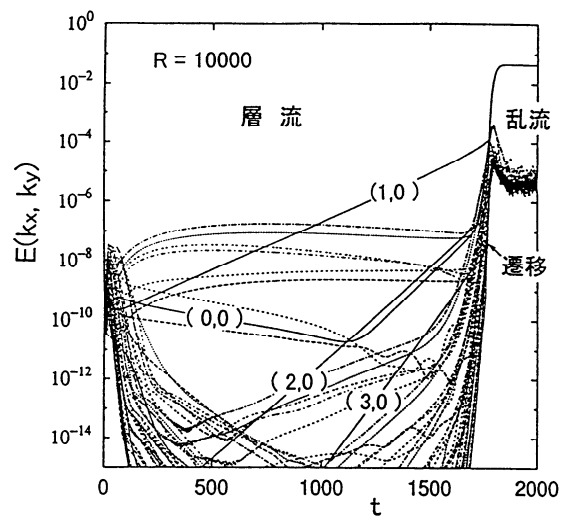


図2 超臨界遷移 ($R=10000$) のシミュレーション

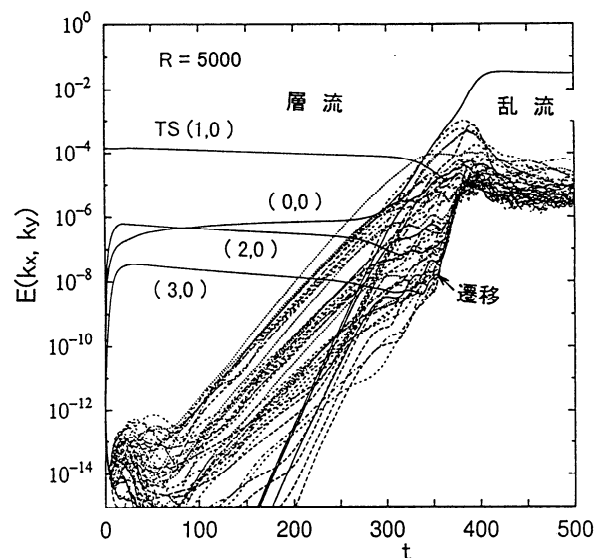


図3 亜臨界遷移 ($R=5000$) のシミュレーション

4. 亜臨界遷移のDNS ($R = 5000$)

実験的にはレイノルズ数が R_c 以下でも乱流に遷移することが知られているが、このような遷移過程をシミュレーションするためには初期に大きな攪乱または大振幅のTS波を加えておくことが普通である。これは実験で振動リボンによって大振幅攪乱を加えて3次元化攪乱の非線形不安定を誘起することに対応している⁵⁾。図3は $R = 5000$ で初期にTS波のエネルギーを $E(1,0) = 1.4 \times 10^{-4}$ と与えた場合の遷移過程の計算結果を示す。 $E(1,0)$ 以外の攪乱成分は $E(k_x, k_y) = 10^{-12}$ と与えられた。これは丁度図2 ($R = 10000$)の時刻 $t \approx 1600$ の流れの状態を与えた場合とも考えることが出来る。計算結果は亜臨界レイノルズ数における有限振幅TS波の2次不安定性によって誘起される3次元微小攪乱の増幅過程を示している。

5. 非線形遷移領域の渦構造

前節まではレイノルズ数が5000と10000のTS波型遷移における種々のモードの発達過程を見てきた。TS波については2次元TS波が最大の増幅率を持つことが知られていて、DNSの結果は線形安定方程式(OS方程式)から計算された増幅率とよく一致する。2次元TS波が発達して大振幅になると、このTS波による2次(非線形)不安定性が発生し、それまで安定であった3次元微小攪乱の増幅が始まる。その結果、2次元TS波の一定なスパン(y)方向の振幅に高低の波(peak-valley)が発生し、それが時間と共に発達することによって、流れの3次元化が進行する。このようなpeak-valley構造は流れの中の Λ 型の渦の発生と密接に関連している。図4と図5に $R = 10000$ と $R = 5000$ の非線形遷移領域に発生する Λ 渦を示す。これらの図では渦度の等値面が可視化されている。図4(a)は Λ 型の渦がスパン方向に平行なTS波のuの負の領域に並んで発生することを示す。また、図4(b)は Λ 渦が時間と共にスパン方向にさらに密に発達すると共に、1部分では微細な乱流構造が発生していることを示している。なお、これらの結果は $R = 10000$ でも非線形遷移領域を早く得るため、流れの初期条件

に図3と同様な有限振幅のTS波を与えた場合のシミュレーションによって得られた結果であるので、各(a)、(b)の時刻 t は図2の場合とは異なっている。一方、図5は図3のシミュレーションの結果を可視化したもので、図5(a)は Λ 渦がスパン方向に2列に並んでいるが、(b)では発生した高渦度領域が流れ(x)方向に伸びてつながり、渦のストリーク構造が実現していることを示している。図4と図5に示された Λ 渦の発達過程の違いはレイノルズ数の違いによるものと考えられるが、その機構は今後の問題である。

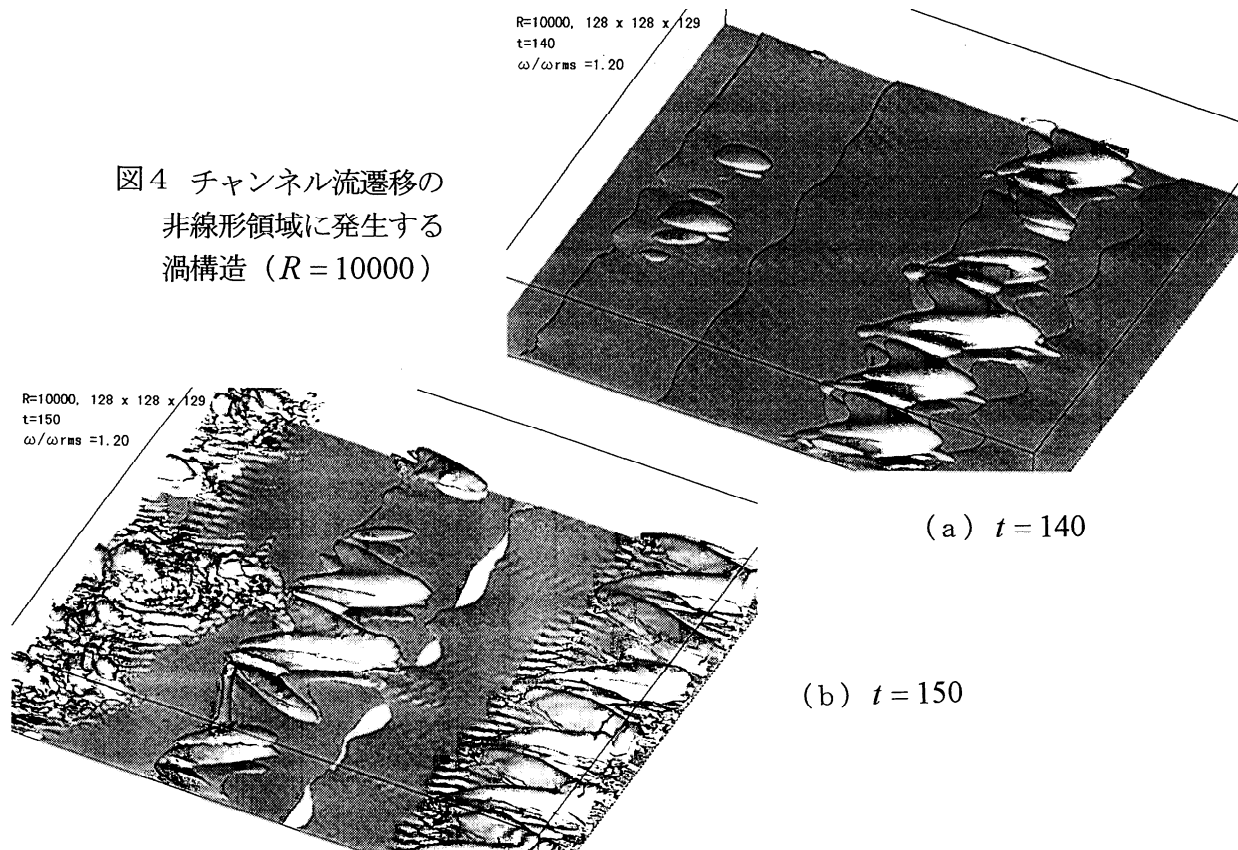
6. むすび

翼境界層の遷移で重要なTS波型遷移の力学機構を解明するため、同じ遷移機構を持つチャンネル流遷移のDNSを実施した。超臨界遷移としてレイノルズ数が10000、亜臨界遷移として5000の遷移過程がシミュレーションされた。計算結果は線形安定理論及び従来の実験結果とよく一致し、本シミュレーションの精度が検証された。また、大振幅TS波によって誘起された2次不安定性による流れの3次元化の過程で基本的役割を果たす Λ 渦の発達過程を可視化した。その結果、高渦度領域は $R = 10000$ の場合はスパン方向に発達するが、 $R = 5000$ の場合は流れ方向に発達し、ストリーク構造が実現することが分かった。

参考文献

- 1) Canuto, C. et al: *Spectral Methods in Fluid Dynamics*, Springer Verlag, 1988.
- 2) Srokowski, A. J. & Orszag, S. A.: AIAA Paper 77-1222 (1977).
- 3) Orszag, S. A.: J. F. M., Vol. 50 (1971) 689.
- 4) Yamamoto, K.: Numerical Simulation on Laminar-Turbulent Transition of Channel Flow with Simulated Wall Roughness, in *Laminar-Turbulent Transition* (ed. Kobayashi, R., Spriger, 1995) 245.
- 5) Nishioka, M. et al: J. Fluid Mech. Vol. 72 (1975) 731-751.

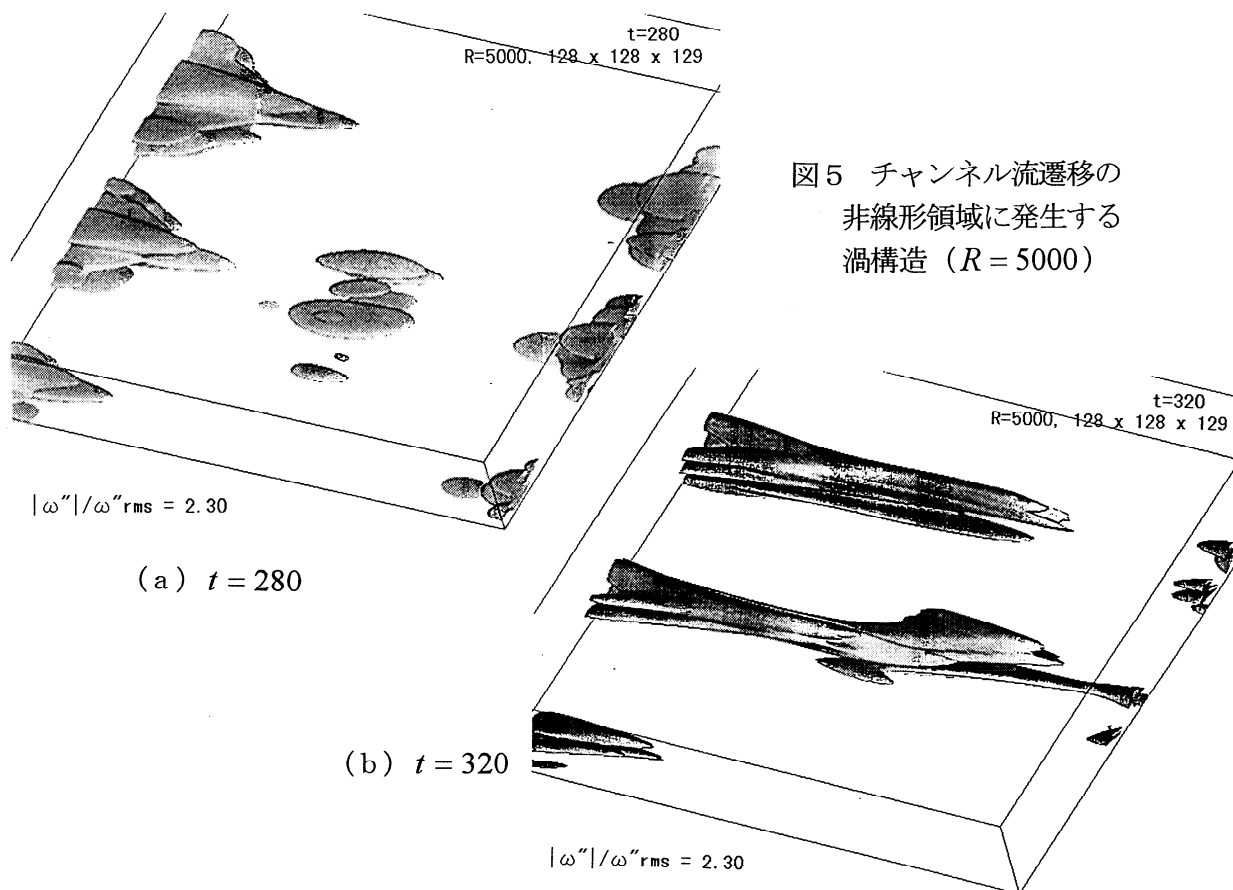
図4 チャンネル流遷移の
非線形領域に発生する
渦構造 ($R = 10000$)



(a) $t = 140$

(b) $t = 150$

図5 チャンネル流遷移の
非線形領域に発生する
渦構造 ($R = 5000$)



(a) $t = 280$

(b) $t = 320$

横流れ渦が支配的な流れ場における二次不安定性に関する研究

河上充佳（東北大院），小濱泰昭（東北大・流体研）

Secondary Instability in a Crossflow Vortex Dominant Flow Field

by

M. Kawakami * and Y. Kohama **

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

** Inst. of Fluid Sci., Tohoku Univ.

ABSTRACT

The stability of the three-dimensional boundary layer, strongly distorted by the large amplitude stationary vortices, has been experimentally investigated on a swept flat-plate model in order to analyze the last stage of transition into turbulence. The final stage of transition features the occurrence of high frequency secondary instability. This paper examines, under controlled disturbances, the secondary instability operating on the crossflow vortex. Hot-wire measurements provide several features of the high frequency inflectional instability at the top of this vortex. They also reveal the existence of a low frequency secondary instability at the bottom of the vortex, although the growth rate of the latter is merely a third of the former.

Key Words : 3-D boundary layer, stationary crossflow vortex, secondary instability.

1. はじめに

後退翼上に形成される境界層は，境界層外縁非粘性流の方向と圧力勾配の方向が異なるため複雑に三次元化し，（変曲点型）横流れ不安定性の影響を受ける．局所線形理論が進行型横流れ擾乱の最も大きな成長を予測する一方，多くの実験では定在型擾乱（横流れ渦）の成長がより支配的であり，境界層の乱流遷移において多大な役割を果たすことが知られている¹⁾．大振幅横流れ渦によって激しく歪められた境界層はその安定特性を初期のものから大きく変化させ，横流れ渦上部に局所的に発生する高周波二次不安定性によって最終的に乱流遷移へと導かれる²⁾．一方，進行型および定在型一次擾乱が互いに干渉し，線形理論からは予測されない乱れ強さ分布のスパン方向変化を示すことが知られているが，この現象は Fisher および Dallmann³⁾の二次不安定性解析によって十分説明が可能であり，その後，低周波二次不安定性として言及されている⁴⁾．

本研究では後退翼前縁付近の流れ場を模擬した後退平板モデルを使用し，横流れ渦が支配的な流れ場における乱流遷移の最終段階を明らかにすることを目的として，風洞実験を行った．平板に設けられた小孔から位相を制御した擾乱を印加し，熱線流速計を用いて主流方向速度を測定することで，横流れ渦の回転運動によって境界層内に形成される高せん断層の安定性を二次不安定性の発生に焦点をおいて評価する．

2. 実験装置および方法

実験には東北大学流体科学研究所低乱風洞実験室の単路回流型低乱熱伝達風洞を用いた．開放型測定部での主流乱れ強さはモデルを取り付けた状態で 0.05 % 程度である．図 1 に実験装置の概略図および使用した座標系を示す．後退平板モデルは測定用平板，圧力印

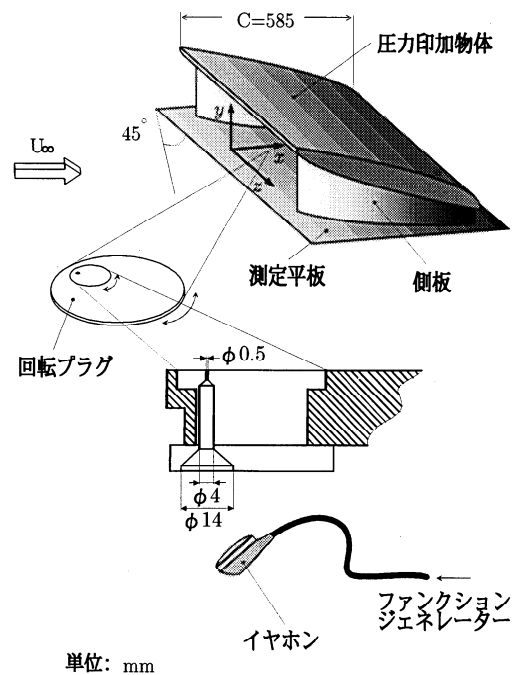


図 1. 実験装置の概略図.

加物体、および無限翼を模擬するための側板から構成されており、主流に対して45度の角度を成すように設置してある。圧力印加物体によって平板上に誘起された単調減少する順圧力勾配(図2)はT-S波の成長を抑制する一方、横流れに対して不安定な流れ場を提供する。平板は圧力印加物体に対して200 mm上流に設置されており、測定部において十分厚い境界層を得ることができる。座標は平板固定系であり、 x 軸の原点は平板上、圧力印加物体の前縁と同じ流れ方向位置にある。シングルプローブを使用し、熱線流速計によって主流方向速度を計測した。主流速度 U_∞ は12.5 m/sで一定であり、このとき圧力印加物体の平板上への投影翼弦長 $C = 585$ mmを代表長さとしたレイノルズ数は 4.9×10^5 である。

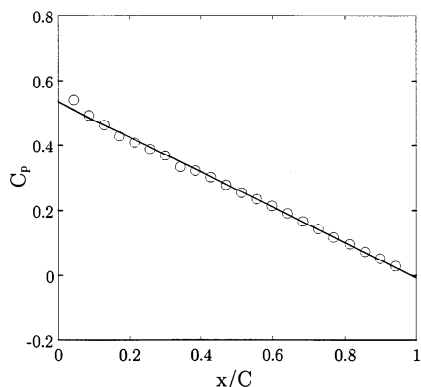


図2. 平板上、コード方向に測定した静圧分布。

3. 人工擾乱

大振幅定在渦によって激しく歪められた境界層の安定特性を明らかにするため、平板上、 $x/C=0.2$ の位置に等間隔粗さアレいを設置し、横流れ渦の成長を促進した。各々の粗さ要素は厚さ0.5 mmのプラスチック板であり、スパン方向に12.5 mmの間隔で並べられている。この粗さ間隔は粗さを使用しない自然状態において最も支配的であった渦間隔に相当し、またその高さは局所境界層厚さの16%に相当する。

更に、二次不安定性を制御するため $x/C=0.35$ の位置にイヤホンを設置し、周期的人工擾乱を印加した。この位置は人工粗さを設置した状態で高周波二次不安定波が成長し始める位置に相当する。関数発生器からの正弦波は可回転アルミニウムプラグに取り付けられたイヤホンに送られ、プラグに設けられた小孔(直径0.5 mm)から任意周波数の速度変動として境界層内に取り込まれる。実験で使用したすべての入力電圧に対して、境界層内で測定された速度変動のrms値は主流速度の1%以下である。

4. 実験結果および考察

主流方向速度 U は時間平均成分 \bar{U} と変動成分 u か

ら成っており、さらに \bar{U} は時間平均成分をスパン方向に平均したものの \bar{U} と定在擾乱成分 \bar{u} に分割される。以下、全ての速度成分は境界層外縁速度 U_e によって無次元化されている。

4. 1 一次不安定性

図3は各コード方向位置において測定した主流方向平均速度の yz 平面における等速度線図を示したものである。境界層内に発生した定在横流れ渦の回転運動によってスパン方向に低・高速領域が交互に規則正しくならんだ構造が発達する。この構造は下流に向かって成長し、いわゆるハーフマッシュルーム構造を形成する。その後 $x/C=0.55$ 付近において非線形効果によって飽和したのち崩壊に至る。大振幅横流れ渦の存在によって激しく歪められた境界層速度分布は、スパン方向および高さ方向に変曲点型速度分布(高せん断領域)を有するため、二次不安定性の影響を受ける。

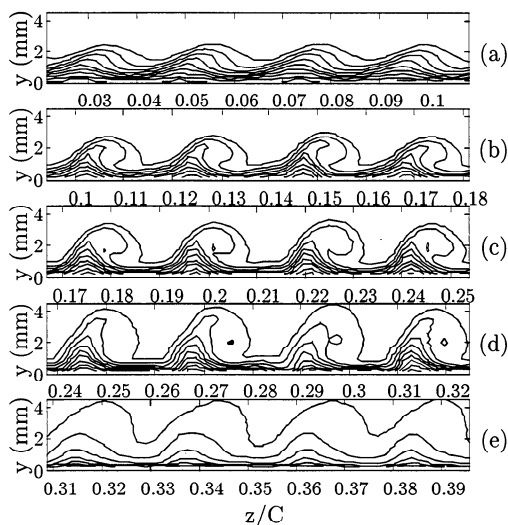


図3. yz 平面における \bar{U} の等速度線図。 $x/C=(a) 0.3, (b) 0.4, (c) 0.5, (d) 0.6, (e) 0.7$ 。等高線間隔は $0.1 U_e$ 。

4. 2 二次不安定性

コード方向位置 $x/C=0.5$ で測定した時間平均速度、乱れ強さ、および y, z 方向への速度勾配の yz 平面におけるコンター図を図4に示す。乱れ強さの分布は低速領域の両側に極大値を有しており、それらの位置は速度勾配の分布とよい相関を示す。さらに図5は低速領域の左上部に存在する乱れ強さのピーク位置において測定した速度変動のパワースペクトラムを異なるコード方向位置において示したものである。遷移領域において1.4 kHz付近を中心としたブロードバンドピークが発生し、下流に向かって急激にその振幅が増幅する。その後 $x/C=0.5$ において高調波の成長が始まり、 $x/C=0.6$ 付近で完全乱流に達する。三次元境界層の遷移過程はこの高周波二次不安定性によって支配され

ていると考えられる。

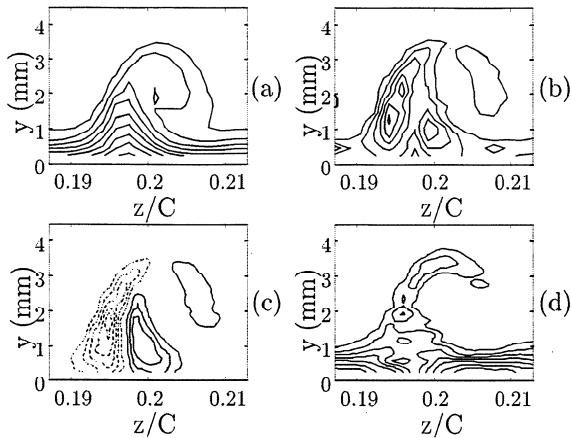


図4. yz 平面における(a) \bar{U} , (b) u_{rms} , (c) $d\bar{U}/dz$, (d) $d\bar{U}/dy$. $x/C=0.5$. 等高線間隔はそれぞれ $0.1 U_c$, $0.02 U_c$, 30, 90. 負の等高線は破線で表示.

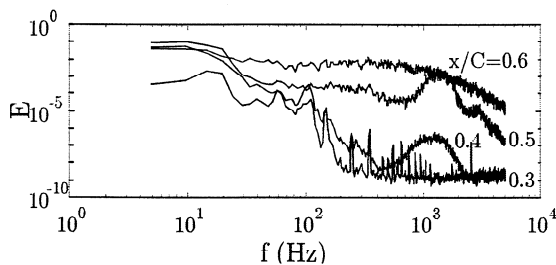


図5. パワースペクトラム. $x/C=0.3, 0.4, 0.5, 0.6$.

4. 2 二次不安定性の制御

横流れ渦によって歪められた境界層の安定性を調べ、乱流遷移の最終段階を明らかにする目的で、平板壁から位相を制御した不安定波をイヤホンにより人工的に励起した。図6は印加した任意周波数の擾乱のコード方向への成長率 γ を示したものである。図より160 Hz付近にピークをもつ低周波数域と1500 Hz付近にピークをもつ高周波数域のふたつの不安定領域をもつことがわかるが、1500 Hzでの成長率は160 Hzの約3倍であり、主流乱れが小さいとき、乱流遷移において高周波二次不安定波が重要な役割を果たすと考えられる。

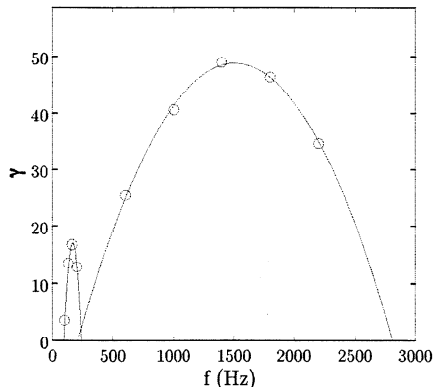


図6. 成長率に対する励起周波数の影響.

図7はそれぞれの不安定波 (160 Hz, 1500 Hz) の励起周波数付近でバンドパスフィルター処理を施した乱れ強さ u_{rms} の分布を yz 平面において示したものである。図には主流方向平均速度の等速度線図も重ねて示している。低周波不安定波が低速領域の下部に現れるのに対して高周波不安定波は低速領域の上部に局所的に発生する。二つの不安定モードはともに境界層内に形成された強いせん断層上に発生しており、変曲点型不安定性の性質を示す。

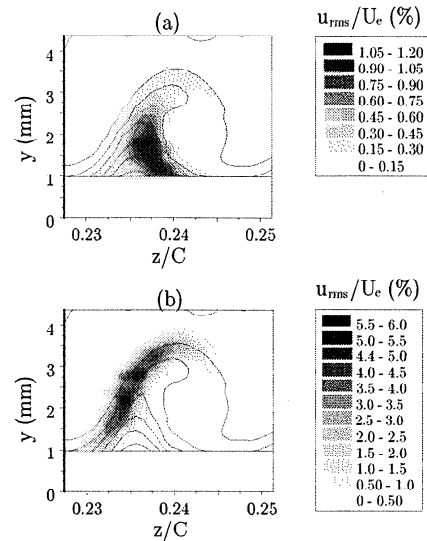


図7. yz 平面におけるバンドパスフィルター処理を施した乱れ強さの分布. $x/C=0.55$. 励起周波数は (a) 160 Hz, (b) 1.5 kHz. \bar{U} の等速度線図を重ねて表示.

160 Hz, 1500 Hz で励起したときに発生する不安定性の瞬間像を捕らえる目的で、関数発生器からの信号を基準信号とし、熱線流速計からの時間信号に位相平均処理を施した。その結果を xz 平面における等速度線図として図8に示す。渦軸に対して傾いた構造を有する高周波二次不安定波の波長はほぼ6.5 mm (横流れ渦波長の約半分) である。それに対して渦軸方向に引きの

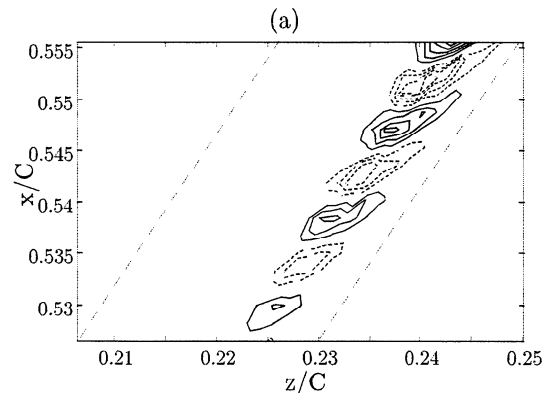


図8. 次頁参照

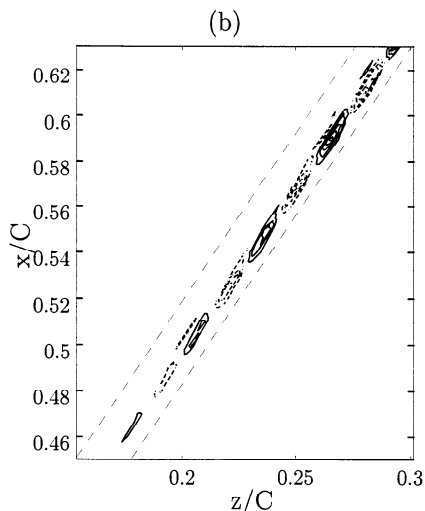


図 8. xz 平面における位相平均処理を施した変動速度成分の等高線図. (a) $f = 1.5$ kHz, $y = 3.4$ mm, (b) $f = 160$ Hz, $y = 1.4$ mm, 等高線間隔は 0.5 %. 斜めの破線によって囲まれた領域が測定範囲に相当. 負の等高線は破線で表示.

ばされた構造を有する低周波二次不安定波の波長は約 37 mm であり, 横流れ渦波長のほぼ 3 倍に相当する.

二次不安定波の成長における定在渦振幅の影響を調べる目的で, 人工粗さを設置しない状態で同様の実験を行った. この場合, イヤホンを設置した位置での定在渦振幅は約 5 % であり, 粗さを設置した場合のほぼ 4 分の 1 に相当する. 高周波 1.5 kHz で励起した場合, 印加された擾乱の振幅はコード方向に急激に減少し, 二次不安定性の成長に対するしきい振幅がかなり高いことがわかる. それとは対称的に, 160 Hz で励起した場合 (図 9), 印加された擾乱は流れ方向に減衰せずに移流し, 同時に横流れ成分と逆の方向に伝播する. この振る舞いは非定常横流れ不安定波のそれに類似するが, さらに下流において隣の低速領域に伝播した擾

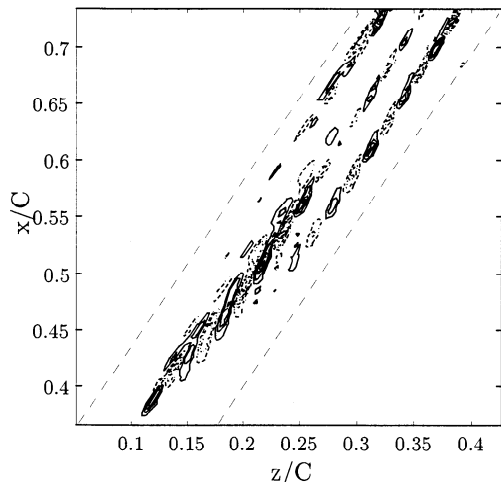


図 9. 人工粗さを設置なかった場合の xz 平面における位相平均処理を施した変動速度成分の等高線図. 励起周波数 160 Hz, $y = 1.4$ mm, 等高線間隔は 0.05 %.

乱は渦軸方向に成長を始める. これは定在モードと進行波モードの干渉の結果であり, スパン方向に周期性を持った構造によって特徴付けられる.

図 10 は 160 Hz から 2.6 kHz の励起周波数に対して測定した二次不安定波の移流速度を示したものである. 高周波モードの移流速度が境界層外縁速度 U_e の約 78 % であるのに対して, 低周波モードのそれは約 47 % に相当し, それらは乱れ強さのピーク位置における局所流速にほぼ一致する.

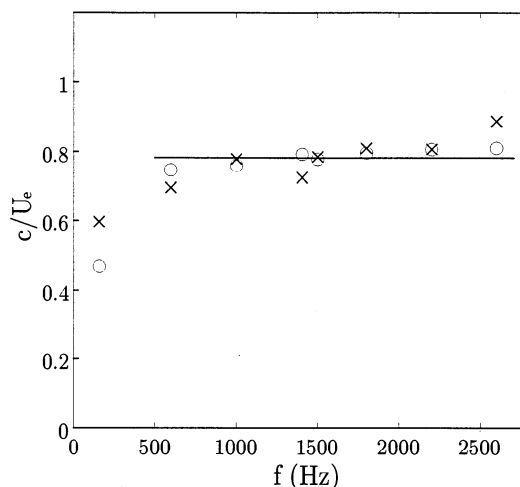


図 10. 二次不安定波の移流速度(○)と u_{ms} のピーク位置における局所流速(×)の比較

5. おわりに

後退翼前縁付近の流れ場を模擬したモデルを使用し, そこに発生する横流れ渦の安定性を調査した. 位相を制御した人工擾乱を印加することで, 横流れ渦の上部に発生する高周波, および低部に発生する低周波二次不安定性の挙動を明らかにした. 低周波モードの成長率は高周波モードの約 3 分の 1 であり, 主流乱れが小さい環境下では高周波モードが乱流遷移過程を支配すると考えられる. これらの結果は Högberg および Henningson⁴⁾ によって行われた DNS の結果と良く一致する.

参考文献

- 1) Reibert, M. S. and Saric, W. S., *AIAA paper* 97-1816.
- 2) Kohama, Y., Saric, W. S. and Hoos, J. A., *Proc. RAS Conf. on Boundary-Layer Transition and Control, Cambridge*, (1991), 4.1-4.13.
- 3) Fisher, T. M. and Dallmann, U., *Phys. Fluids*, A3 (1991), 2378-2391.
- 4) Högberg, M. and Henningson, D., *J. Fluid Mech.*, 368 (1998), 339-357.

壁近傍ストリーク構造の不安定性

浅井 雅人（都科技大） 皆川 真之（都科技大院）

Instability of near-wall streak in laminar boundary layer

by

Masahito ASAI and Masayuki MINAGAWA

Dept. Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan Inst. Tech.

ABSTRACT

The instability of three-dimensional high-shear layer associated with a near-wall streaky structure is studied experimentally. A single low-speed streak is generated in a laminar boundary layer by means of a small piece of mesh set normal to the wall, and symmetric and anti-symmetric wave modes are excited through the wall orifice. The instability characteristics of the symmetric and anti-symmetric modes, which are essentially governed by the instabilities of the normal-to-wall and spanwise velocity distributions respectively, are presented. The development and breakdown of these instability modes are also examined.

Key Words: boundary layer, low-speed streak, flow instability, wall turbulence

1. まえがき

乱流境界層の壁近くには低速・高速領域が筋状に並んだいわゆるストリーク構造が存在し、壁乱流における組織渦構造の再生過程に重要な役割を果たしている¹⁾。壁近傍ストリーク構造の形成は、遷移過程においても重要であり、ゲルトラー渦²⁾が発達する凹面壁境界層の遷移過程はもちろんのこと、T-S波動の成長から始まる境界層遷移の後期段階や強い主流乱れの元でのバイパス遷移過程においても乱流発生に先行して現れる^{3, 5)}。特に低速ストリークの発達は垂直と水平方向に変曲型速度分布の存在を意味し、その三次元高剪断層の不安定性がストリーク構造の崩壊を引き起こすと考えられる。しかしながら、その不安定特性を詳細に調べた実験はほとんどなされていない。本研究では、層流境界層中に単一の低速ストリークを実現し、その不安定特性を実験的に調べている。

2. 実験装置及び方法

実験は、400mm×400mmの吹き出し式風洞を用いて行なわれた。境界層平板は、長さ1100mm厚さ10mmの亚克力板であり、前縁は楕円形に加工してある。座標系は、前縁から流れ方向に x 、平板上面に垂直上向きに y 、スパン方向に z （スバ

ン中心を $z=0$ ）である。前縁から500mm下流位置に幅7.5mm、高さ2.5mmの40メッシュ網片を壁に垂直に取り付けてあり、この網の下流には逆流領域のない層流状態の単一の低速ストリークが形成される。網（ $x_0=500\text{mm}$ ）のすぐ下流位置には、攪乱導入用の3つの小孔（直径3mm）が開けてある。一つは網の10mm下流のスパン中心位置にあり対称攪乱励起に使用され、残りの2つは網の15mm下流のスパン中心から対称に5mmづつ離れた位置（ $z=\pm 5\text{mm}$ ）にあり反対称攪乱の励起に使用される。それぞれの小孔はビニールホースでラウドスピーカにつなぐれ単一周波数の正弦信号で駆動することにより規則的な攪乱を導入できる。ただし、反対称攪乱の励起には2つのラウドスピーカを逆位相で駆動する。

平均速度 U および変動 u の測定は熱線風速計で、可視化はスモークワイヤ法で行なわれた。実験はすべて主流流速 $U_\infty=4\text{m/s}$ でなされた。網を取り付けた $x=500\text{mm}$ 位置での境界層排除厚さは2.4mmであり、網の高さはこの排除厚さにほぼ一致するように選んでいる。

3. 実験結果および考察

図1は、網の50mm下流（ $x-x_0=50\text{mm}$ ）の U の y 方向および z 方向の速度分布である。図のように、

y方向の変曲型分布 (\tanh 分布で近似できる) と壁近くには伴流型スパン方向速度分布をもつ三次元高剪断層が発達する. このような壁近く速度欠損分布はかなり下流まで持続し, 低速ストリークが実現される. ここで, 不安定な速度分布のため変動が増幅するが, 風洞の乱れの小さいこともあり網から200mm下流でも乱れ強度 (r.m.s.値) は3%程度であり観察範囲内では層流状態を維持している.

まず, 前述の2種類の励起方法により対称モードおよび反対称モードが励起できることを確認する. 図2(a)は, スパン中心孔 ($z=0$) から正弦波攪乱 ($f=110\text{Hz}$) を導入したとき励起される対称モードの不安定波動を $x-x_0=50\text{mm}$ 位置で測定された u 変動の実効値 u' の y - z 分布で表している. 図のように, y 方向剪断層 ($\partial U/\partial y$) 上だけでなくスパン方向剪断層 ($\partial U/\partial z$) 上でも大きな振幅を持つ波動モードが励起されるのがわかる. 図2(b)は, $z=\pm 5\text{mm}$ 位置に開けられた2つの孔からの逆位相攪乱により励起された反対称モードの実効値 (u') の y - z 分布である. 励起周波数は60Hzである. スパン対称位置 ($z=0$) で振幅が零になり $\partial U/\partial z$ が最大となる $z=\pm 3.5\text{mm}$ 付近で最大振幅をとる不安定モードが確かに励起されるのがわかる. もちろん, 攪乱の位相が $z=0$ を境に 180° 反転していることを確認している.

図3(a)は, 種々の周波数の対称モードの発達を最大実効値振幅の x 方向変化で示している. 図のように増幅率の周波数選択性は顕著であり, 少なくとも網の100mm下流 ($x-x_0=100\text{mm}$) までは110Hz~120Hz攪乱が最も増幅が激しいのがわかる. $x-x_0=100\text{mm}$ 以遠では $\partial U/\partial y$ 剪断層が徐々に粘性拡散するだけでなくストリークのスパン幅が小さくなるため攪乱の増幅が緩やかになるか或いは増幅が止まる. 一方, 図3(b)は反対称モードの増幅特性 (最大実効値振幅の x 方向変化) を各励起周波数について比較している. 最大増幅攪乱の周波数は60Hz付近であり, 対称モードの最大増幅攪乱の周波数の約半分である. 最大増幅率も対称モードのそれより小さいが, いずれの周波数攪乱も測定 x 範囲内ではほぼ一定の増幅率で指数関数的に増幅している. これは, 低速ストリークが網100mm下流以遠でもまだ顕著に持続し伴流型速度分布が続いていることによる. これら対称, 反対称モードの不安定特性をより理解するため, $x-x_0=50\text{mm}$ 位置における対称位置での y 方向速度分

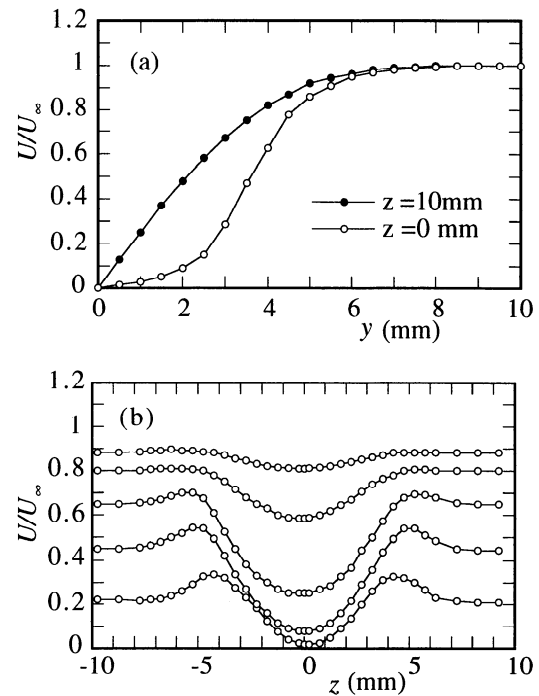


図1 平均速度分布 ($x-x_0=50\text{mm}$): (b) は上から $y=5\text{mm}, 4\text{mm}, 3\text{mm}, 2\text{mm}, 1\text{mm}$

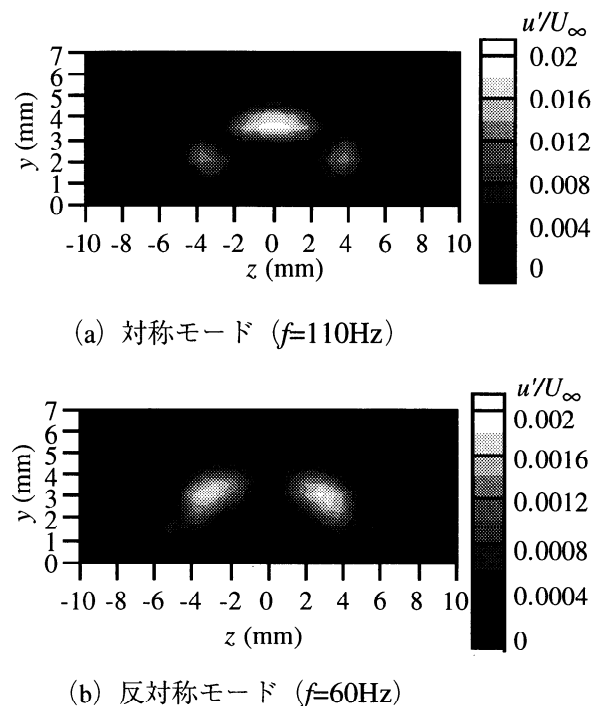


図2 攪乱の振幅分布 ($x-x_0=50\text{mm}$)

布 $U = U(y)$ と代表的なスパン方向分布 $U = U(z)$ の線形安定特性をオル・ゾンマフェルド (O-S) 方程式を基に計算した。図4は対称モードの増幅率および波数の比較、図5は反対称モードの増幅率および波数の比較である。 $U(y)$ 分布から計算される増幅率は100Hz付近で最大値をとり、実験の対称モードの最大増幅擾乱の周波数にほとんど一致する。波数についても一致は非常によい。ただし、実験で得られた最大増幅率は、O-S方程式から得られる値の半分程度である。これは、低速ストリーク従って壁から浮上した高剪断層がスパン方向に局所的であるため、特にスパン幅より波長の大きな擾乱の発達が影響を受けることによると考えられる。事実、波長の大きな(波数の小さい)低周波擾乱になるほど安定性計算からのずれが大きい。また、図には伴流分布 $U(z)$ に対する対称モードの増幅率の計算結果も示してあるが、実験の周波数選択性とは大きく異なり、対称モードは本質的には y 方向の変曲型分布 $U = U(y)$ に支配されることがわかる。一方、反対称モードに関する比較、図5をみると、波数は最大振幅 y 位置 ($y=3\text{mm}$) 位置での伴流分布 $U(z)$ に対する安定計算により予測され、増幅率の周波数選択性は壁近く ($y=1.5\text{mm}$) の伴流分布 $U(z)$ に対する安定計算結果とよく一致する。ただし、対称モードの場合と同様、実験の増幅率は計算結果の1/3程度であり、伴流型分布が $y < 4\text{mm}$ の壁の極近くの範囲に限られていることによるものと考えられる。

最後に、これら2つの不安定波の渦構造への発達・崩壊過程を煙による可視化により調べた。図6および図7は2つのモードの発達の様子を示す代表的な可視化写真である。ただし、いずれも図3に対応する擾乱の10倍程度の初期振幅を与えている。対称モードの励起の場合はヘアピン形状の渦へ発達する様子が捉えられ、反対称モードの場合はストリークを蛇行させながら非対称な渦構造に発達していく様子が捉えられている。これらストリーク構造の崩壊過程は、壁乱流における組織渦構造の形成と密接に関連していると考えられ、現在その過程を詳細に調べている。

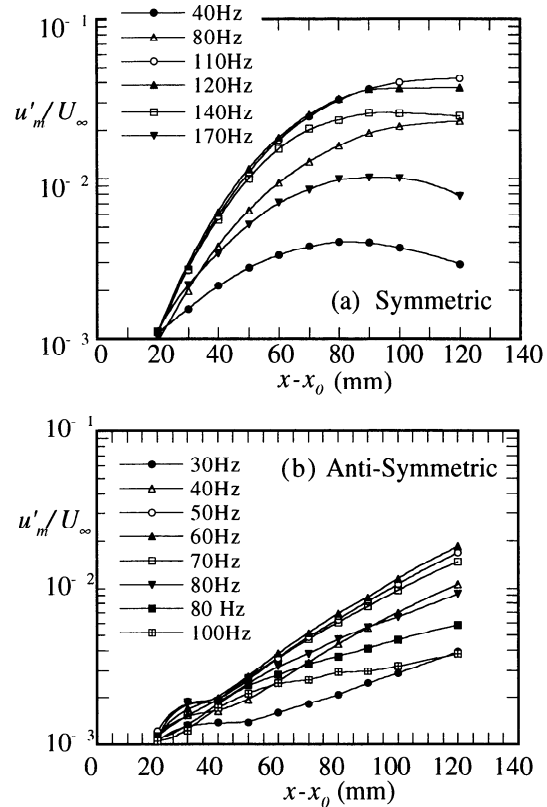


図3 擾乱の増幅特性

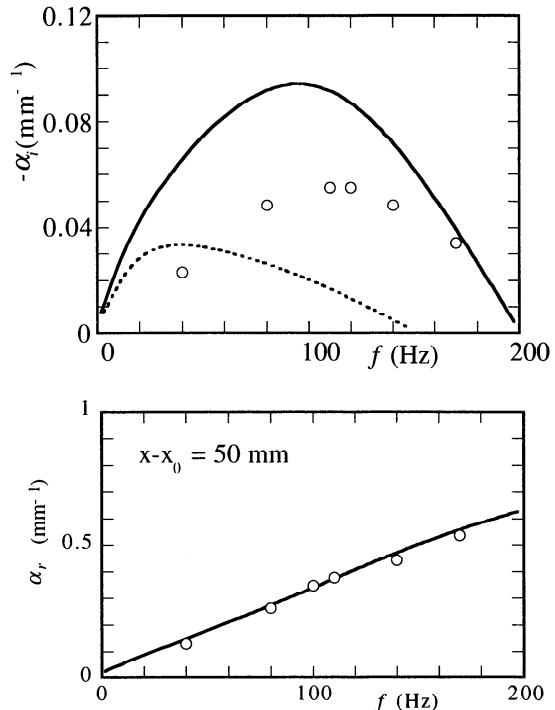


図4 対称擾乱の増幅率 ($-\alpha_i$) および波数 (α_r)。実験と安定計算結果の比較。○実験, 実線; $U(y)$ の安定性, 点線; $U(z)$ の安定性

参考文献

- 2) Robinson, S.K.: Annu. Rev. Fluid Mech. 23 (1991) 601.
- 2) Saric, W.S.: Annu. Rev. Fluid Mech. 24 (1994) 379.
- 3) Nishioka, M. and Asai, M.: in Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), North-Holland (1984) 87.
- 4) Asai, M. and Nishioka, M.: in Theoretical and Applied Mechanics 1996 (eds. T. Tatsumi et al), Elsevier (1997) 121.
- 5) Alfredsson, P.H. et al. in Nonlinear Instability and Transition in Three-dimensional Boundary Layers (eds. P.W. Duck and p. Hall), (1996) 423.

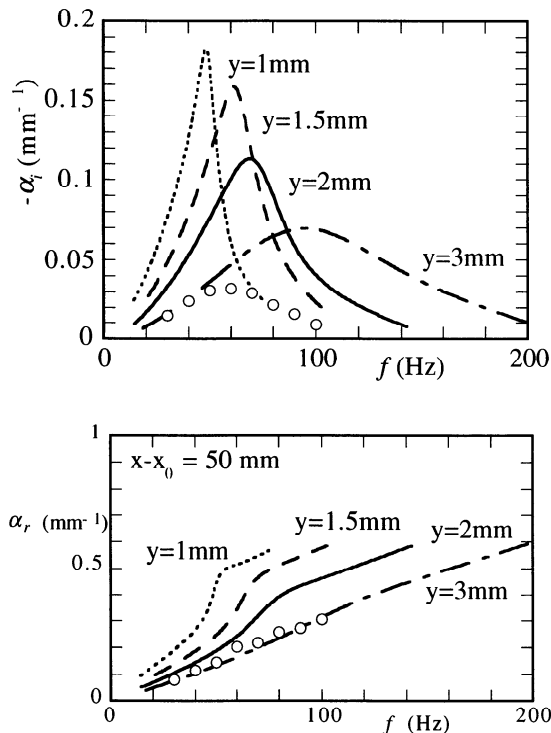
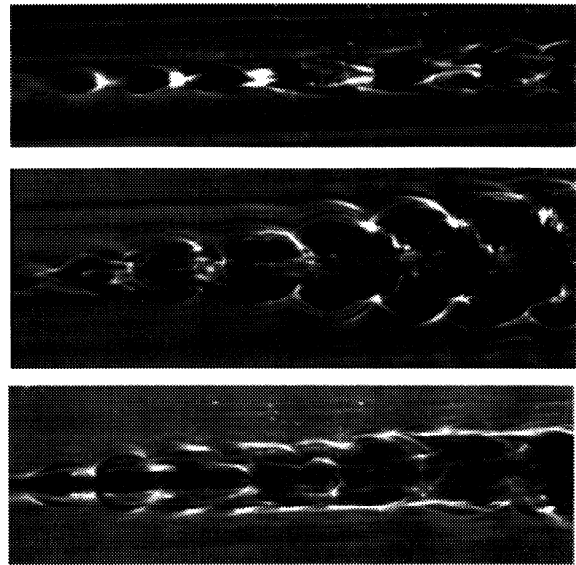


図5 反対称攪乱の増幅率 ($-\alpha_i$) および波数 (α_r) . 実験 (○) と $U(z)$ の安定計算結果の比較



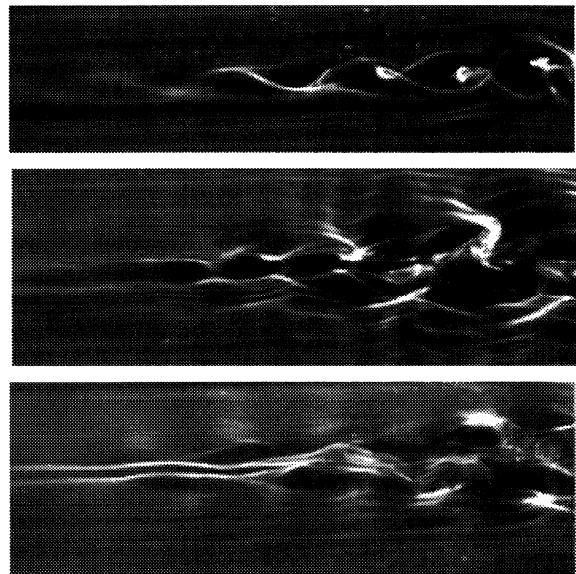
50

 $x-x_0$ (mm)

220

図6 対称攪乱の発達の可視化

スモークワイヤ: 上から $y = 4\text{mm}$, 3mm , 2mm



50

 $x-x_0$ (mm)

220

図7 反対称攪乱の発達の可視化

スモークワイヤ: 上から $y = 4\text{mm}$, 3mm , 2mm

乱流斑点の融合と翼端部における内部構造の相互干渉

蒔田 秀治 西沢 啓

Merging of Turbulent Spots and Interaction between Internal Structures at the wing tips

Hideharu Makita* and Akira Nishizawa*

*Toyohashi University of Technology

ABSTRACT

The wind-tunnel experiment was made to clarify the interaction phenomena between turbulent spots generated in a laminar boundary layer. Measurements using a rake of 16 I-type hot-wires gave instantaneous plane views of a single and merged spot. The results showed that the arrowhead-shaped turbulent region of the turbulent spot was composed of a number of small-scale streaky structures elongated in the streamwise direction. The spot is always accompanied by streaky velocity-defect regions around its both wing tips. When the two simultaneously generated spots came in contact with each other, strong mutual interaction occurred between the streaky structures at their inside wing tips, and gave birth to a strong ejection on the symmetry plane of the merged spot.

Key Words: turbulent spots, multi-point measurement, conditional sampling, laminar boundary layer

1. はじめに

層流境界層中に発達する乱流斑点は境界層の外側に突出した大規模な構造を有することから従来、乱流境界層中のバルジとの類似性が指摘されている¹⁾。著者らは多数の斑点が融合し合って乱流境界層を形成していく場合に、斑点構造の変化が遷移領域や下流の乱流境界層の構造にどのような影響を及ぼすのかを明らかにするため、二つの斑点が融合する様子を調べてきたが、特に並進する斑点が融合する場合には鉛直方向への成長が促進することを示した²⁾。その機構は乱流バルジとの関連を調べる上でも重要であり、本報では並進する二つの斑点の翼端部が融合したときの内部構造の変化を多点同時計測により調べ、融合による成長促進の機構について検討した。

2. 実験装置・実験方法

風洞測定部(断面0.44m×0.75m、長さ8m)に鉛直に設置された境界層平板(幅0.75m、全長7.7m)に圧力勾配の無い層流境界層を形成した。前縁から700mmの位置に直径1mmの吹き出し孔を二つ設けた。それらのスパン方向間隔は40mmである。各孔から微小噴流を吹き出し、二つの乱流斑点を同時に形成した。主流流速は $U_\infty=5\text{m/s}$ とした。座標原点は二つの吹き出し孔の中央とした。本流れ場における層流境界層の平均速度分布は理論値と良く一致し、 $x=300\text{mm}$ における境界層厚さは $\delta=9.0\text{mm}$ 、吹き出し位置における

境界層排除厚さ $\delta_0^*=2.6\text{mm}$ に基づくレイノルズ数は約817である。実験装置の詳細は既報^{2,3)}を参照されたい。計測には16チャンネル熊手型Iプローブ(線長1mm、線径 $5\mu\text{m}$)を用いた。Z方向に並べられた各Iプローブの間隔は5mmである。

3. 実験結果と考察

図1に斑点を単独で形成した場合の $Y/\delta=0.4$ における速度変動 u のZ-T断面分布(瞬間像)の流れ方向変化を示す。時間軸の向きは右から左であり、流れ方向を左から右とみなせる。ただし、各斑点は同一の斑点を下流方向に追跡したものではない。ここで、速度変動 u は斑点のない層流時の局所平均流速からのずれである。どの流れ方向位置でも上流側には速度変動が正になる加速領域が緩やかに広がっているのに対し、下流側には速度変動が負になる減速領域と加速領域が細かく分かれて混在している。斑点内部には多数の縦渦やヘアピン渦が存在することが可視化によって観察されている⁴⁾が、上流側の加速領域(静隠領域⁵⁾)にはそのような小規模な渦構造は存在していないことがわかる。図1の横軸Tに主流流速 U_∞ を乗じた長さスケール(図中矢印で示した間隔)と比較すると、細かく分かれた減速領域や加速領域は流れ方向に伸びた筋状になっていることがわかるが、そのZ方向間隔は従来観察されている斑点内部の縦渦の間隔と近い値であり³⁾、縦渦によって誘起された速度場を捉えたものと考えられる。並進する二つの斑点が融合する場合、最初に接触するのが翼端部であるから

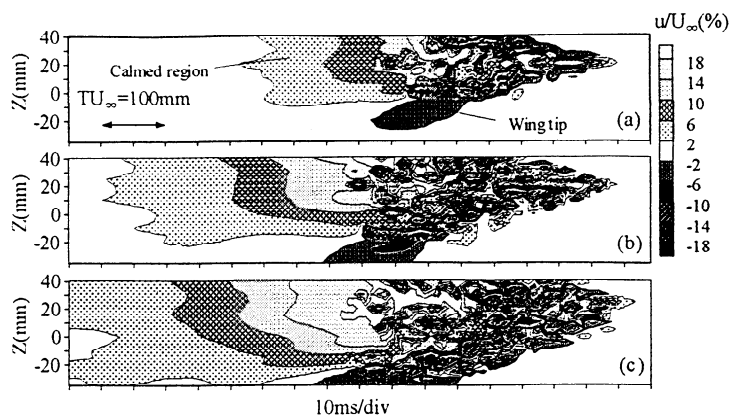


図1 単独斑点における速度変動 u の Z - T 断面分布の流れ方向変化. $Y/\delta=0.4$, (a) $X=300\text{mm}$, (b) $X=400\text{mm}$, (c) $X=500\text{mm}$.

翼端部の構造は斑点間の相互干渉を調べる上で特に重要であるが、翼端部にはどの X 位置においても常に減速領域が位置する。可視化では斑点の内部構造としてヘアピン渦⁴⁾も観察されるが、その脚部縦渦対の間に低速上昇流(減速領域)を、脚部の外側に高速下降流(加速領域)を誘起すると考えると、外側に減速領域を誘起する翼端部の渦構造はヘアピン型ではなく片足の縦渦になっている可能性がある。下流へ行くと斑点は成長するが外形は相似形を保ちつつ内部の構造の数が増えていることがわかる。これは翼端部および後縁部において新たな渦構造が形成されることにより斑点がスパン方向と流れ方向に成長する⁴⁾ためである。

図2に並進する二つの斑点が融合した直後の $X=300\text{mm}$ における瞬間像を $Y/\delta=0.4, 0.2$ の断面について示す。 $Y/\delta=0.4$ において二つの斑点の間には明確な強い減速領域が広範囲にわたって形成されている。単独斑点の場合(図1)、翼端部には常に減速領域が位置するから並進する各斑点の隣接した翼端部には、それぞれの外側に低速上昇流を誘起する互いに逆回転する縦渦が対を成して位置すると考えられる。したがって、二つの斑点の融合時には向かい合った各斑点の翼端部に位置する縦渦間に相互干渉が生じ、低速流体の上昇が活発になった結果、強い減速領域が形成されたものと考えられる。 $Y/\delta=0.2$ ではほとんどの領域が加速領域であるが二つの斑点の間においてのみ明確な減速領域が形成されている。また、 $Y/\delta=0.2$ において二つの斑点の間に形成された減速領域は、流れ方向に伸びた筋状であり、かつ $Y/\delta=0.4$ の減速領域よりも上流側に達している。これは融合した翼端部に位置する各縦渦が X 軸に対し傾斜した構造を有するためと考えられる。互いに逆回転する各翼端部の縦渦が二つの斑点の融合により結合し、一つの強いヘアピン渦が形成される可能性もあるが、融合部にヘアピン渦が形成されるかどうかは融合部の成長が促進される機構を調べる

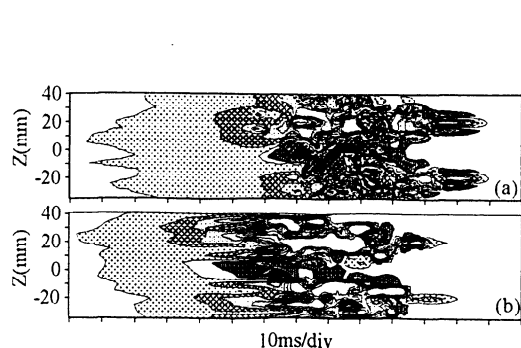


図2 融合斑点における速度変動 u の Z - T 断面分布. $X=300\text{mm}$, (a) $Y/\delta=0.4$, (b) $Y/\delta=0.2$.

二つの斑点の融合によって両者の中間に形成された強い構造は、周囲の他の渦構造とともに下流へ流されながら発達していくと考えられるが、その前方には他の渦構造が存在しないため、前縁側下層部から層流部分を取り込む^{6,7)}上で妨げとなるものがないなど、発達のための好条件を備えている。斑点内部にはヘアピン型だけでなく片足のみの縦渦構造も存在している⁴⁾が、並進する斑点の融合部は各翼端部の縦渦に挟まれるためそこには両足を有するヘアピン渦が形成されやすい可能性もある。したがって、融合により生じた強い構造は鉛直上方へ成長する能力が卓越していることが予想され、このため下流において融合斑点の高さが単独斑点のものより増加する²⁾ものと考えられる。

融合部における渦構造の発生・発達過程を解明するには、今後、多線プローブを用いて速度の二成分を同時計測すること、および、融合部の構造を詳細に調べられるようプローブの空間分解能を高めることなどが必要であり、その結果については続報にて述べる。

4. まとめ

乱流斑点は流れ方向に伸びた多数の筋状の構造によって構成されており翼端部にはその外側に減速領域を誘起する構造が常に存在する。二つの斑点の融合時には融合部に強い減速領域を形成するような翼端部構造の相互干渉が生じ、融合部の減速領域の上方への発達が促進される。

参考文献

- 1) Coles, D. & Barker, S.J.: Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows, Plenum (1975) 295.
- 2) 蒔田・西沢: 機論 B 編 64-627 (1998) 3682.
- 3) 蒔田・西沢: 機論 B 編 65-632 (1999) 1283.
- 4) Matsui, T.: Laminar-Turbulent Transition, Springer (1980) 288
- 5) Schubauer, G.B., & Klebanoff, P.S.: NACA TN-3489 (1955)
- 6) 蒔田・西沢: 機論 B 編 65-630 (1999) 573

FLOW INSTABILITY BETWEEN SHROUDED COROTATING DISKS

by

S.Masuda and S.Obi

Faculty of Science and Technology, Keio University

Abstract

As a simplified model of a magnetic disk drive for a micro-computer, a body force instability of flows between shrouded corotating disks has been investigated. The hot-wire measurements as well as the numerical simulation have been conducted. The measurement of disk vibration revealed the role of the feedback loop of elastic vibration and flow instability for establishing disk flutter.

Key Words: body force instability, hard disk drive, disk flutter, rotating disk

1. Introduction

As a simplified model of hard disk drives (HDDs), the flow instability between corotating disks within a stationary cylindrical enclosure has been investigated. With increasing access speed and track density, the problems of flow-induced vibration are becoming crucial⁽¹⁾. Although the coupling of the elastic vibration of a rotating disk and the unsteady motion of the surrounding fluid via unsteady fluid dynamic force are essential for disk flutter problem, it has been usually treated as an elastic problem with paying little attention to the details of fluid motion.

In this paper, the flow instability and the disk vibration are discussed on the bases of the hot-wire measurements as well as the numerical simulations.

2. Geometry and Controlling Parameters

The flow geometry and coordinate system are given in figure 1. A number of disks of the outer radius R_2 are cramped co-axially onto the axis with constant

spacing H and a small gap "a" between the shroud surface. The angular velocity of rotation are denoted by Ω . The controlling parameters are Reynolds number $Re = \Omega R_2^2 / \nu$ and geometrical parameters, H/R_2 and a/R_2 .

For sufficiently high Reynolds number, the terms of $O(Re^{-1/2})$ can be neglected, resulting in the inviscid equations. They admit two solutions⁽²⁾, a) $v_r = v_z = 0$, $v_\theta = r$ (solid body rotation) and $v_r \neq 0$, $v_\theta = \frac{C}{r}$, $v_z = 0$ (free-vortex like)

The base flow is constructed with the core region given by these inviscid solutions and thin viscous layers on the shroud and disk surfaces.

3. Results and Discussions

3.1 Mean velocity field

The measurements were performed by employing the large scale test rig as shown in figure 2. The specially designed double-sensor hot-wire probe was employed to obtain radial and tangential velocity components. The numerical simulations were based on the Reynolds

averaged Navier-Stokes equation together with the Reynolds stress equation model of Gibson and Launder⁽⁶⁾.

Figure 3 shows the tangential velocity component at the center plane between the disks for five different rotational speeds. The solid body rotation in the inner region($r/R_2 < 0.7$) as well as the free-vortex like flow in the outer region($r/R_2 \geq 0.7$) can be recognized.

Numerically simulated streamlines given in figure 4 indicate a pair of counter rotating closed streamlines of the toroidal vortices in accordance with the hot-wire measurements. This vortex system becomes unstable above certain Reynolds number and may exert velocity and pressure fluctuations.

3.2 Large scale vortical structure

The time traces of the velocity fluctuation at $z/H = 0.5$ and $r/R_2 = 0.84$ are given in figure 5. The periodic fluctuation at the high rotational speed infers the establishment of large scale vortical structure proposed by Lennemann⁽³⁾ and Abrahamson et al.⁽⁴⁾.

Wave number of the vortical disturbance obtained from the two-point velocity correlation together with the previous investigations are compiled in figure 6. All the data sets show the common tendency of decreasing wave number with increasing Reynolds number. According to the flow regime proposed by Abrahamson et al.⁽⁴⁾, modern commercial 2.5in and 3.5in HDDs fall in the alternating or indeterminate regime in which the vortical structure is itself unstable. The instability has been found in some experiment at Reynolds number below 6000, while the DNS shows that it can

not be found until Reynolds number exceeds 22000. The discrepancy may be partly due to the undefined disturbance in the experiment and partly due to the numerical diffusion in the DNS.

3.3 Flow instability and disk flutter

The velocity fluctuation as well as the disk vibration have been measured by employing the axisymmetric model of commercial 3.5in ten-decker disk drive. The power spectrum of the vibration signal given in figure 7 shows five broadband peaks corresponding to the disk vibration, which are coincident with the eigen frequency of elastic vibration obtained by the FEM analysis. Figure 8 is the corresponding spectrum of velocity fluctuation. The peak frequencies coincide almost exactly with the first four eigen frequencies of the disk vibration.

Since the velocity of the surface movement is negligibly small, it is clear that the velocity fluctuation is not a simple consequence of mass continuity and change of volume. 3.5in HDD lies out of stable vortex regime and the flow instability may accept disturbances of wide range of frequency. Assuming that the wave number lies between 6 to 8 and rotational speed lies between 60 to 70% of Ω , the frequency of the instability can be estimated in the range of 430 to 670Hz. It may be inferred that the flow instability accepts the infinitesimal disturbance due to disk vibration, attains energy and grows to significant amplitude. Resulting fluctuation exerts unsteady fluid dynamic forces on the disk and acts as the external forcing of elastic vibration. This feedback loop may be essential for establishing disk flutter.

4. Conclusions

- (1) Flow regions proposed previously have been confirmed by experiment and numerical simulation.
- (2) Wave number and phase velocity of the large scale vortical structure decreases with increasing disk speed.
- (3) Spectrum of disk vibration and velocity fluctuation coincide well, suggesting the importance of the feedback loop of elastic vibration and flow instability.

5. Literature

- (1) Kulick, J.D., *IEEE/ASME Digests of the AP-MRC*, Singapore (1998), WB04/1-2.
- (2) Schuler, C.A. et al., *Phys. Fluids*, A2(10)(1990), 1760.
- (3) Lennemann, E., *IBM J. Res. Develop.* (1974), 480-488.
- (4) Abrahamson, S.D. et al., *Phys. Fluids*, A1(2)(1989), 241-251.
- (5) Humphrey, J.A.C. et al., *Phys. Fluids*, 7(6)(1995), 1225-1240.
- (6) Gibson, M.M. and Launder, B.E., *J. Fluid Mech.*, 86(1978), 491-511.

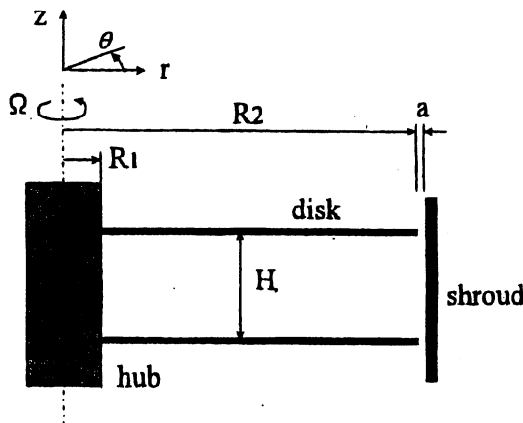


Fig.1 Geometry and coordinate system.

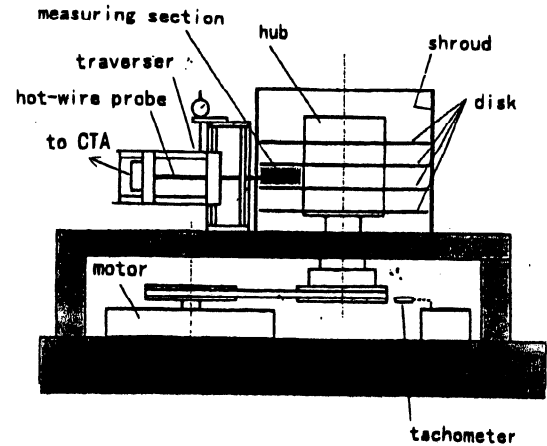


Fig.2 Large scale test rig.

($R_2 = 178\text{mm}$, $H = 22.6\text{mm}$, $N = 300 - 2400\text{rpm}$)

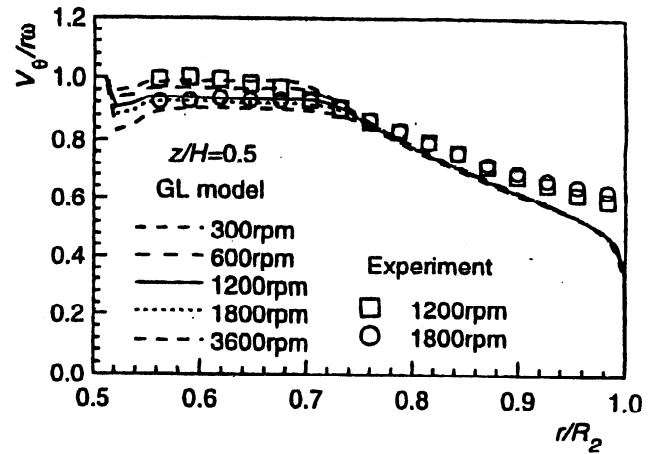


Fig.3 Tangential velocity component in center plane between disks.

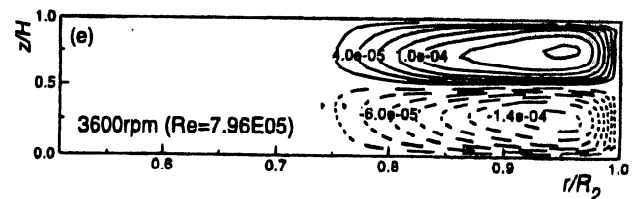


Fig.4 Numerically simulated streamlines of toroidal vortices projected onto the meridian plane.

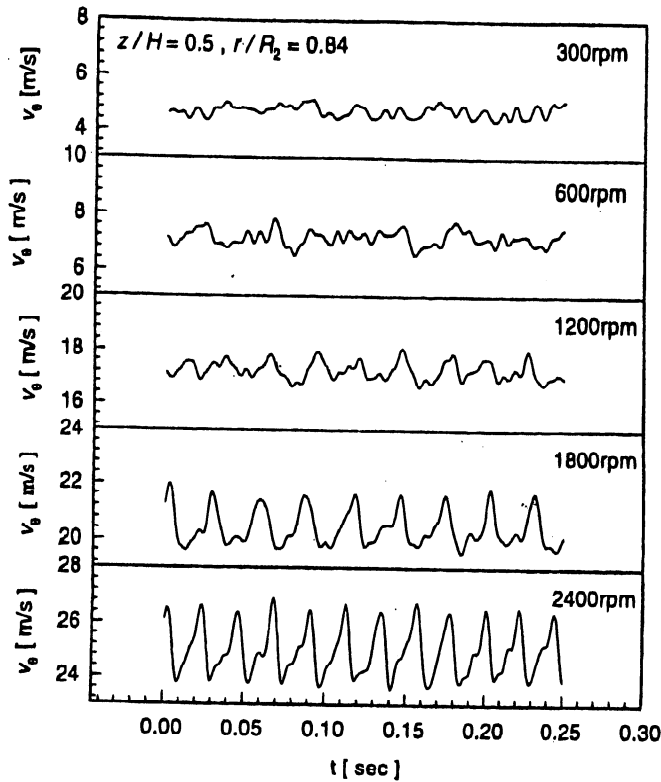


Fig.5 Time traces of velocity fluctuation in the center plane

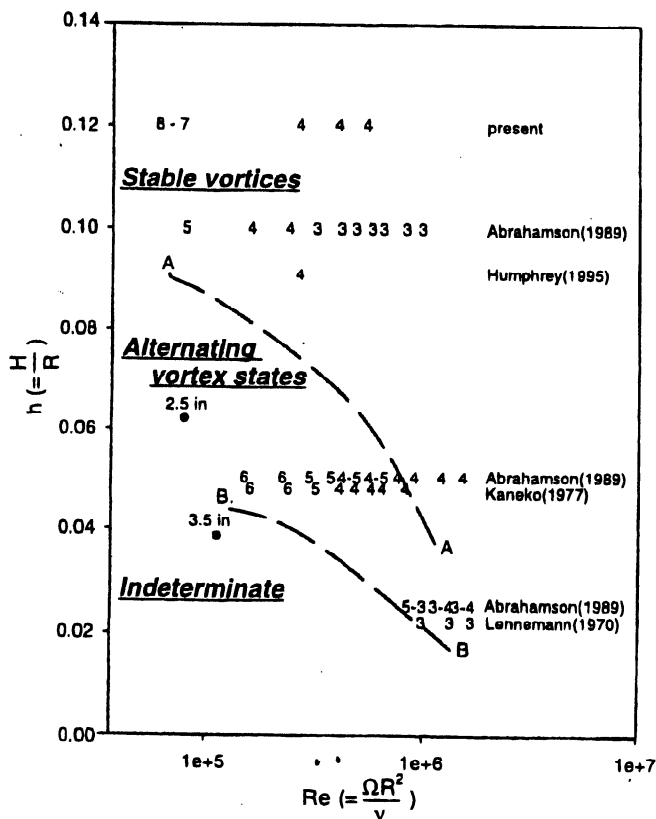


Fig.6 Circumferential wave number of the large scale vortical structure.

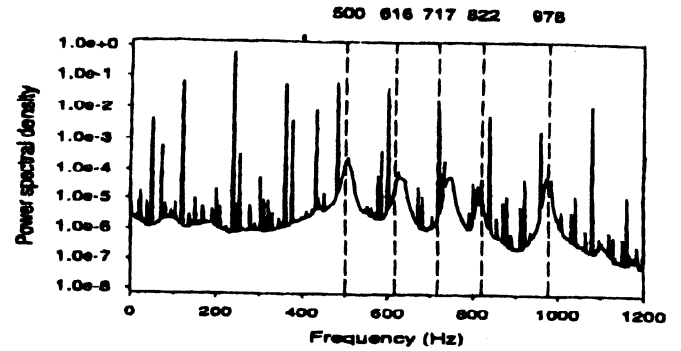


Fig.7 Spectrum of disk vibration of 3.5in HDD

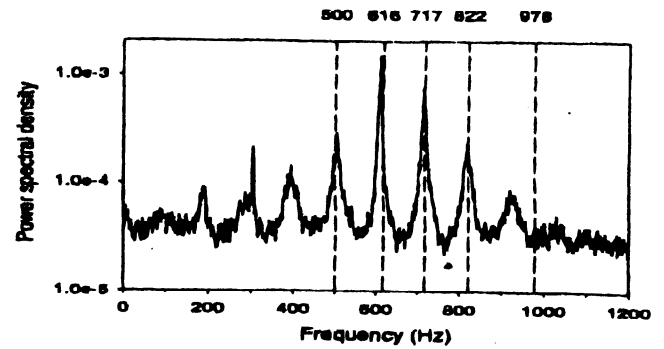


Fig.8 Spectrum of velocity fluctuation between disks of 3.5in HDD.

回転円盤流における楔状攪乱の挙動

高木正平、伊藤信毅 (航技研)

Characteristic Features of Wedge-Shaped Disturbances Originating from a Point Source in Rotating-Disk Flow

S. TAKAGI and N. ITOH

National Aerospace Laboratory, Chofu, Tokyo 182-8522, JAPAN

ABSTRACT

An experimental investigation in rotating-disk flow in still air was made to separate the crossflow traveling mode from the streamline-curvature mode introducing a point-source disturbance through a hole on the disk. The experimental results show that the definite separation of both modes appears in wedge-shaped region downstream of the point source in accordance with the dispersion relation. It is also shown that the characteristic features of growing disturbances are in good agreement with the linear stability theory making use of the method of complex characteristics. In the last part of this paper, the reason is discussed why the stationary mode of the crossflow instability is prone to dominant appearance on rotating disk and swept wing compared to yawed circular cylinder.

Key Words: 3-D boundary layer, rotating-disk flow, cross-flow instability, streamline-curvature instability

1. はじめに

静止流体中を回転する円盤流は比較的簡単な装置で実現できること、しかも厳密な相似解が知られている等の理由から三次元境界層の不安定性を調べる上でこれまでに多くの研究に用いられてきた。これらの実験的研究成果の共通点は、横流れ不安定に起因して定在型の螺旋渦が遷移過程を支配していることである。しかし、線形安定理論では進行波型の攪乱の方が増幅率は大きいと予測し、実験と理論との対立が続いたままで、この原因を追及した研究は筆者らの知る限りまだない。

近年、回転円盤流で横流れ進行波を検出する試みが幾つかなされているが、複雑な信号処理を経てようやくその存在が示されたもの¹⁾や横流れ不安定より臨界レイノルズ数が低い流線曲率不安定波と十分な分離がなされていない²⁾など、理論と整合して横流れ進行波が確認されたという報告はまだないように思われる。

本研究では、Buck & Takagi³⁾の実験をさらに発展させ点源攪乱の分散性を利用して横流れ不安定波と流線曲率不安定波を分離し、その空間発展から2種類の進行波型攪乱を観察することを試みた。その実験結果と複素特性法を用いた線形安定計算⁴⁾と比較検討した結果について報告する。またこの小論の後半には回転円盤流や後退翼境界層では理論の予測と一致することなく実験では横流れ不安定の定在型モードが何故支配的に成長するかに

ついて、非定常モードが優勢に観察される斜め円柱境界層の場合と比較しながら考察する。

2. 実験装置

用いた円盤は、直径 650mm、厚み 10mm のアルミ製で水平回転される。局所レイノルズ数 Re は回転中心からの距離 r と代表長さ η との比 r/η で定義される、ここに η は $\sqrt{\nu/\Omega}$ であり、 Ω と ν はそれぞれ角速度と空気の動粘性係数である。横流れ不安定の臨界レイノルズ数はおおよそ 300 であるから点源攪乱の導入孔は $Re=250$ とした。この場合 $\Omega = 32.04$ (radian)、孔位置は $r=170$ mm である。孔の内径は 0.5mm で、この位置の円盤下面には非定常攪乱励起用のスピーカーが取り付けられている。非定常成分は円盤に張り付け型の熱線プローブを移動させて計測した。スピーカーの励起信号と熱線プローブによる検出信号は回転軸下端に取付けた低雑音型ロータリーコネクターを介して外部接続した。非定常データは小野測器社製の周波数分析器 CF-5210 を用いて処理した。回転円盤流は僅かな空気の揺らぎや実験装置の振動に影響されやすいことからほとんどの実験は静かな夜間に行うとともに、装置の置かれた部屋は無人にして計測は部屋の外で空気の揺らぎが静まるのを待って実施した。

3. 安定計算結果

$Re=250$ の位置に攪乱を導入し、 $Re=350$ 及び $Re=450$ における空間振幅分布を計算した結果が周波数毎 ($\omega=fN$) に図 1 に図示されている。波線は流線曲率(S-C)不安定に、実線は横流れ(C-F)不安定に起因する攪乱である。なお f は周波数[Hz]、 N は円盤回転数[1/s]、 ϕ は点源からの周方向角度[rad]である。また周波数の符号は波数ベクトルと位相の伝播方向が一致する場合を正にとる。予測に従って、2つのモードは互いに伝播方向が異なることから攪乱分布の明らかな分離が実現されることが分かる。流線曲率及び横流れ不安定の臨界レイノルズ数はそれぞれ $Re=68$, $Re=279^9$ であることから、検出位置 $Re=350$ においては流線曲率不安定波が支配的に成長しているが、下流の $Re=450$ においては横流れ不安定波が流線曲率不安定波がほぼ同レベルまで成長していることが解る。さらに下流でも横流れモードは成長を続け、結果的にこのモードが境界層を乱流遷移に導く。このように低乱環境下では流線曲率不安定は臨界レイノルズ数が低いけれども遷移過程で中心的役割を演じることはないが、外乱が小さくない場合には横流れ不安定波の成長を経ることなく流線曲率不安定波から直接乱流遷移することもあり得る⁹。

4. 実験結果

本実験では C-F 進行波の観察に着目している訳であるから、図 1 によると導入攪乱の周波数として $\omega=fN=4$ が最も増幅率が高い。しかし円盤回転周波数との混同を避けるためにやや高い周波数 $\omega=4.5$ (23Hz) を選んだ。図 1 (b) に示されているように C-F モードの増幅率は周波数依存性が低いことからこの程度の違いは C-F モード励起に不利とはならないが、S-C モードに対しては増幅率の大幅な低下は免れない。図 2 は $Re=350$ 及び $Re=425$ における振幅と位相分布の測定結果を示す。 $Re=350$ では S-C モードが支配的に成長しているが、 $Re=425$ では逆に C-F モードが卓越し、図 1 の計算結果と定性的に良く一致している。

一方、位相はいずれのモードに対しても周方向に増加傾向にあるが、各モードに対応してその勾配が明らかに異なることが解る。この勾配は攪乱の波面の傾きとその位相速度の関数であるから、これらの諸量を計測するために、振幅及び位相分布を種々の Re で計測して攪乱の等位相線を求めた。その結果を図 3 に示す。それぞれの等位相線は湾曲した Λ 形状しているが、この Λ の頂点は 2 つのモードの境界を示し、その点の円盤中心側が横流れ進行波、外側が流線曲率波で構成されてい

る。またそれぞれのモードの最大振幅位置は 1 点鎖線及び 2 点鎖線で示されている。図 3 から C-F 及び S-C 攪乱の波面は円周接線に対してそれぞれおよそ 20° 、 -8° の傾きをもつことが分かる。この波面勾配と図 2 に示したような一連の位相差計測から、 $375 \leq Re \leq 425$ の領域内の平均特性を求めた。C-F 攪乱の周方向の波数は 31 であり、円盤の局所回転速度のおよそ 0.05 の速度で円盤回転と逆向きに円周接線に対して 20° の方向に伝播していることが分かる。これらの特性は従来から観察される位相速度を持たない螺旋渦の傾き (13°) 及びその波数がほぼ同じであるのは興味深い。一方、S-C 攪乱の波数は 8 ~ 9 で、その波長は C-F 攪乱のそれのおよそ 2 倍である。Ekman 境界層⁷⁾では Type II と命名された進行波の波長と横流れ進行波 (Type I) のそれとの比が 2 倍であることはすでに観察されており、この結果は Type II 不安定は回転円盤流の流線曲率不安定に対応していることを示唆している。また、S-C 攪乱は -8° の波面を保ちながら円盤の局所回転速度のおよそ 0.07 の速度で円盤外周方向に伝播している。これらの特性は複素特性曲線法を用いた線形安定理論と良く一致している。ここには示されていないが、各攪乱の空間成長率の中で C-F モードは線形安定計算結果に対し低めであった。この不一致の原因として縦渦と進行波との非線形干渉が考えられるが、さらに詳細な計測が必要である。

5. 考察

これまでの三次元境界層の遷移に関する実験的研究においては、横流れ不安定に基づく攪乱として局所流の方向に並ぶ縦渦が主に観察され、この定常攪乱に注意が注がれてきた。線形安定理論が予測している最も不安定な時間依存型の攪乱が縦渦の存在なしで単独に実現されたのは、著者らの研究^{8,9)}が最初である。ではどのような機構で縦渦型の定常攪乱と進行波型非定常攪乱が選択されるかについてはまだ合理的な説明がなされていない。

定常攪乱は位相速度を持たない定在波であるからその初期値は横流れ不安定の臨界点近傍の模型表面粗さに依存することは容易に想像される。事実、円柱模型では極めて滑らかな表面にすれば縦渦の出現は阻止された^{8,9)}が、翼模型の場合粗さのレベルを可能な限り低く抑えても縦渦の成長は遅れるだけであった^{10,11)}。この事実は縦渦の成長は単に模型表面粗さだけに依存するのではなく、翼の断面形状すなわち壁面や流線の曲率が攪乱の受

容機構と絡んでいることを示唆している。

一方、非定常擾乱は時間依存型だからその初期値は風洞主流変動や騒音レベルに強く依存することが考えられる。例えばスピーカーから導入した音響擾乱に対しては三次元境界層の受容性は低い¹²⁾が、主流乱れが低い場合は縦渦型擾乱が、逆に主流乱れが大きくなると進行波型擾乱が優勢に成長する¹³⁾。後者は主流乱れの異なる3つの風洞で同一の圧力勾配付き後退平板模型を用いた比較実験から得られたものであるから、模型の表面粗さは一定であることを考慮すると実験結果は予測に反するものではない。しかし著者らも同一の円柱模型を用いて同様な観察結果を得ているが、最大の相違点は低乱風洞においても線形安定理論の予測と何ら矛盾することなく進行波擾乱が遷移過程を支配している点である。このような違いをもたらす原因として前述したように模型の断面形状に着目して考察を加えることにする。

二次元模型が後退するとその圧力勾配の方向が主流のそれと異なるために境界層内の局所流線は曲げられる。この流線曲率が横流れ不安定とは明らかに異なるもう1つの不安定、すなわち流線曲率曲率不安定の原因となっていることは、これまでの航技研における一連の理論的実験的研究^{14,15)}において明らかにされた。さて、図4には斜め円柱の後退角が 50° で円柱の流れ方向のchord長に基づくレイノルズ数が 0.5×10^6 の三次元境界層において、点源擾乱導入角が 0.1 （前縁から 18° ）、その擾乱検出点が 0.3 の場合の擾乱の空欄増幅率を周波数に対して図示したものである。無次元周波数 ω が0に対し、正の周波数領域は横流れ不安定擾乱で、また負の周波数領域は流線曲率不安定擾乱で構成されている。ほぼ同様な振幅分布はすでに図1に示した回転円盤流の点源擾乱の場合と極めて類似している。図4の結果によるといずれのモードに対しても境界層の流れ方向の発達を示す非平行性は不安定化に、一方壁面曲率は安定化に作用することが分かる。非平行性と壁面曲率を考慮した場合、周波数が0すなわち縦渦の振幅のN値は1.15であり、最も不安定な非定常モードのN値は2.68である。これを実際の振幅比で表すと1:4.6となる。これに対し壁面曲率を持たない回転円盤流においては図1(b)から振幅比は1:1.6と求められる。ここで重要な点は壁面の曲率は前述のように流れの安定効果があるだけでなく、その効果は周波数に依存することである。この結果から、定常及び非定常モードの初期値が同じであれば後退円柱境界層は回転円盤流や後退平板境界層に比

べて非定常擾乱が成長しやすい流れ場であることが理解できる。それにしても低乱環境下で模型表面の粗さをsubmicronまで磨き上げた後退平板や翼^{10,11)}でも縦渦が何故圧倒的に成長するかについては未決の重要課題である。

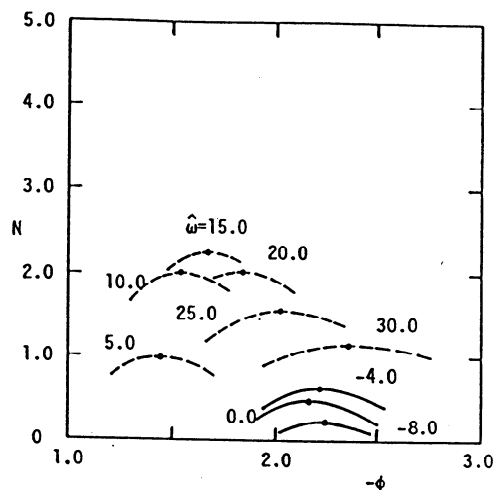
6. むすび

回転円盤流において、点源から発達する波の分散特性を利用して横流れ不安定波と流線曲率不安定波を分離し、それらの空間発展から2種類の進行波型の擾乱を観察することができた。またこれらの擾乱特性は複素特性曲線法を用いた線形安定計算との良好な一致が確かめられた。このように理論と実験が一致して横流れ進行波が観察されたのは今回が最初である。また同時に理論で用いた仮定の後退円柱境界層では回転円盤流や後退翼境界層に比べて何故非定常擾乱が支配的に成長するかについて線形安定計算結果を用いて考察を行い、実験的観察と矛盾することなく説明を加えることができた。

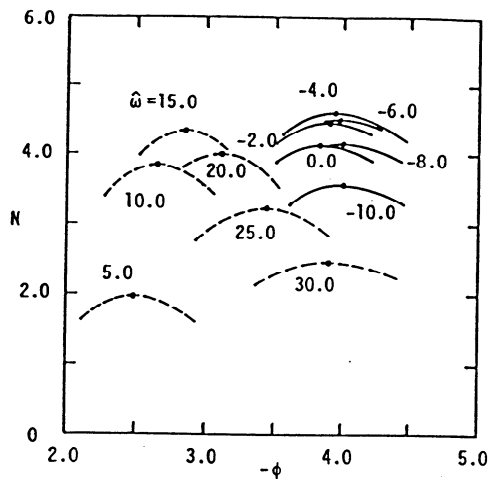
進行波型の擾乱からの遷移過程は従来型の縦渦遷移とどのような違いがあるか、今後の興味ある課題である。また定常及び非定常モードの干渉問題もsubmicron程度の粗さが何故縦渦を励起しうるかに絡んで重要課題であるように思われる。

参考文献

- 1) Lingwood, R.J.: J. Fluid Mech. **314**(1996), 373-405.
- 2) Corke, C.T. & Knaisiak, K.F.: In Transition, Turbulence and Combustion, Springer-Verlag, (1994), edited by Hussaini, M. Y.
- 3) Buck, A.G. & Takagi, S.: AIAA Paper 98-2299 (1998).
- 4) Itoh, N.: Trans. of Japan. Soc. Aero. and Space Sci. **40**, (1997), 280-292.
- 5) 伊藤信毅:第29回流体力学講演会(1997), 61-64.
- 6) Takagi, S. and Itoh, N.: AIAA Paper 98-0341 (1998).
- 7) Tatro, P.R. and Mollo-Christensen, E.L.: J. Fluid Mech. **28**(1967), 531-543.
- 8) Takagi, S. and Itoh, N.: Fluid Dyn. Res. **14**, (1994), 167-189.
- 9) Takagi, S. and Itoh, N.: In Laminar-Turbulent Transition, Springer-Verlag, (1995), edited by Kobayashi, R.
- 10) Reibert, M. S. et al.: AIAA Paper 93-0076 (1993).
- 11) Reibert, M. S. et al.: AIAA Paper 94-2373 (1994).
- 12) Takagi, S. et al.: Bull. Am. Phys. Soc. **36**, S.2630.
- 13) Bippes, H., Müller, B. & Wagner, M.: Phys. Fluids **A 3**, 2371-2377.
- 14) Itoh, N.: Fluid Dyn. Res. **14**, (1994), 353-366.
- 15) Takagi, S. and Itoh, N.: Fluid Dyn. Res. **22**, (1999), 25-42.

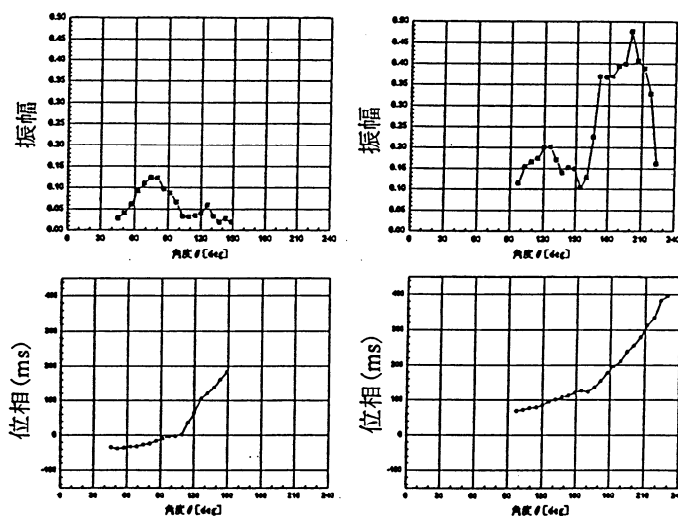


(a) Re=350



(b) Re=450

図1. 点源攪乱から発達した ω に対する各攪乱の空間成長分布。入力点 Re=250、観測点 (a) Re=350、(b) Re=450。



(a) Re=350

(b) Re=425

図2. 点源から発達した攪乱の振幅及び位相の周方向変化。入力点 Re=250、観測点 (a) Re=350、(b) Re=425。

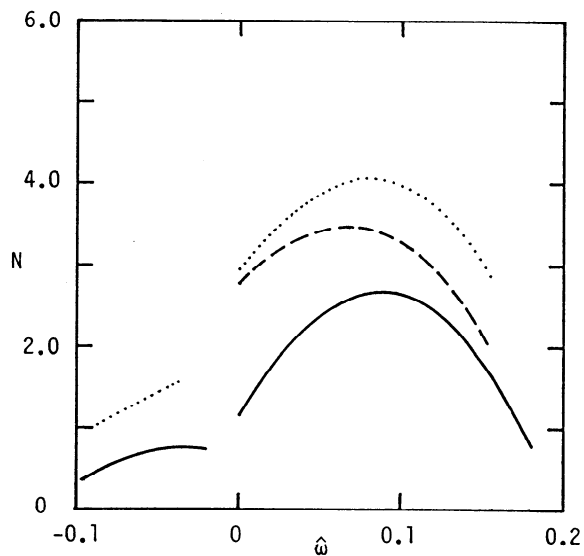


図4. 非平行性及び壁面曲率を考慮した線形安定計算例。斜め円柱の前縁 18° から導入された攪乱の 54° における振幅分布で、レイノルズ数は 0.5×10^6 (実線: 非平行+壁面曲率; 点線: 非平行のみ; 破線: O-S 方程式)

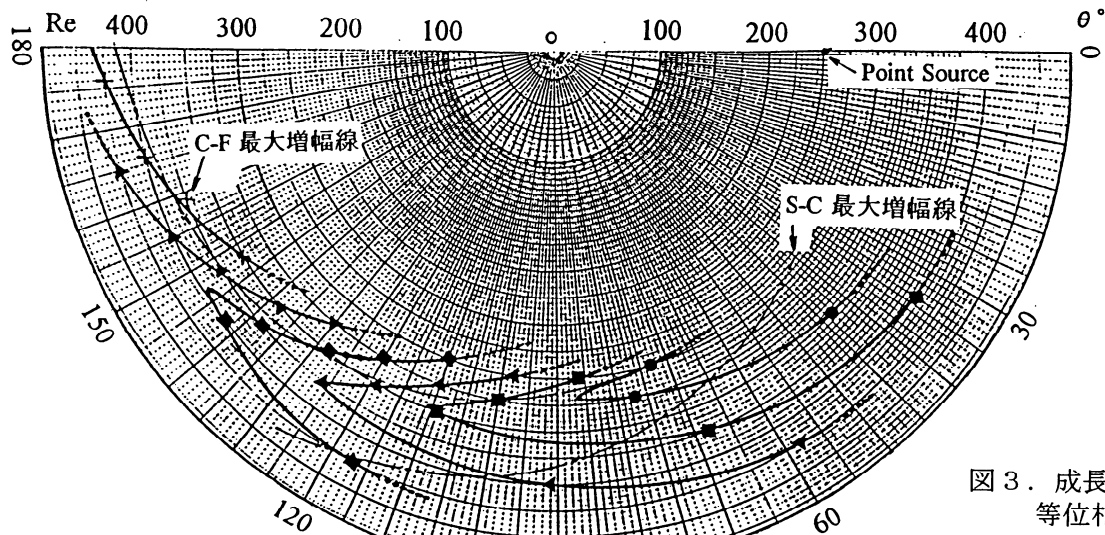


図3. 成長攪乱の等位相線

慣性重力波の三次元不安定性

宮崎 武(電通大機械), 足立 啓(電通大院)

Three-dimensional instabilities of inertial gravity waves

by

Takeshi MIYAZAKI, Kei ADACHI

Dept. of Mechanical-Control Eng., Univ. of Electro-Communications

ABSTRACT

Standing and propagating plane waves in a stably stratified rotating fluid are considered. It is shown that almost all of them are unstable with respect to three-dimensional perturbations. The growth rate of the instabilities increases as the wavenumber of the disturbance increases, generally. It approaches the value predicted by a WKB analysis from below at large wavenumbers. The most dangerous instability modes are concentrated near the node-planes of a basic standing wave. In the parameter region where the short wave instabilities are weak, long wave instabilities, which are due to resonant triad interactions, grow faster.

Key Words: Inertial gravity wave, 3D instability, WKB-analysis, Resonant triad interaction

1 序論

Kelvin 卿は剛体回転する流体中に伝播する波動を表す Euler 方程式の厳密解を与えたが、同様の有限振幅の進行(定在)平面波を表す厳密解が回転成層流体中にも存在することが知られている。これらの波動はコリオリ力と浮力(重力)を復元力とするために、慣性重力波と呼ばれる。本研究では慣性重力波の三次元不安定性を調べる。ここでは二種類の安定性解析を行う。まず極短波長攪乱に対する不安定性を WKB 法に基づいて調べる。これは慣性波に対する Lifschitz & Fabijonas¹⁾の手法を拡張したものである。次に中長波長三次元攪乱に対する不安定性を、Floquet 指数を持つ Fourier 級数展開によって調べる。内部重力波に対しては、同様の安定性解析が Drazin²⁾、Klostermeyer³⁾、Sonmor & Klaassen⁴⁾によって行われており、慣性波の不安定性は Miyazaki & Lifschitz⁵⁾によって行われた。内部重力波も慣性波も三波共鳴現象に起因する不安定性によって不安定化することが示されている。振幅の小さな定在慣性波では極短波長攪乱の成長が最も速く、その成長速度は WKB 法による簡単な解析で精度よく与えられることが特徴的である。

基本流は

$$u_p = -\frac{\omega U}{2 \cos \theta} \sin(z' - \omega t) e_{x'} + U \cos(z' - \omega t) e_y, \quad (1)$$

$$q_p = \frac{U \sin \theta}{2 \cos \theta} \cos(z' - \omega t), \quad (2)$$

$$u_s = \left[\frac{\omega}{2 \cos \theta} \mathbf{k} \times \mathbf{e}_y \cos \omega t + \mathbf{e}_y \sin \omega t \right] \sin \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}, \quad (3)$$

$$q_s = \frac{U \sin \theta}{2 \cos \theta} \sin \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} \sin \omega t, \quad (4)$$

$$\omega = \sqrt{N^2 \sin^2 \theta + 4 \cos^2 \theta}. \quad (5)$$

と表すことができる。ここで U は波動の振幅(定数)である。下付の添え字 p は進行波を、 s は定在波を表す。波動の周期は $2\pi/\omega$ で与えられる。 θ は波数ベクトル \mathbf{k} (長さは '1' にとる) が鉛直軸となす角度であり、以下の解析では波数ベクトル \mathbf{k} 方向を z' 軸とするように y 軸回りに回転した座標系 (x', y, z') を使う。 N は Brunt-Väisälä 振動数である。振幅と周波数が同じであれば、進行波と定在波の不安定特性も同じになりそうであるが、実際には微妙に異なることが示される。

波束型の攪乱が基本流の流線に沿って運ばれる間に成長するか否かを、常微分方程式に帰着して、調べるものである。慣性重力波の場合(進行波の解析では進行波とともに移動する座標系を使う)、一般に流線は閉じた楕円になるので、Floquet 理論に基づいて波束が一周する間の成長を計算する。進行波と定在波に対する常微分方程式は基本的には同一のものとなるが、定在波の場合には基本波の振幅が $U \cos z'$ の形で現れ、進行波では単に U となるところが異なる。図 1a に鉛直軸方向に伝播する進行波の不安定性成長率を示す。横軸は成層の強さを表す Brunt-Väisälä 振動数であり、いくつかの振幅に対する結果を線の種類を変えて示した。安定成層をかけていくと不安定性は抑制されるが、 $N = 2$ の周辺には別種の不安定性が生じ、さらに成層を強くすると不安定性は消える。成層が弱いところの不安定性は一次の共鳴に起因するものであり、基本波の振幅が小さいときの成長率は $3\sqrt{3(1-N^2)}/4(4-N^2)U$ で与えられる。一方、 $N = 2$ 付近の不安定性は二次の共鳴にともなうもので、その成長率は $U^2/16$ となり、不安定性のピークは $N = 2 + U^2/8$ に位置する。定在波の不安定性を議論するときには、基本波の振幅を $0 < U \cos z' < U$ の間で動かして最大成長率を探すので、図 1 の包絡線を描くことになり、 $N = 2$ 付近では微妙な差が生じる(定在波の方がより不安定)。図 2 に傾いて伝播する進行波の場合の結果を示す($\theta = \pi/3$)。弱い安定成層は少しだけ不安定性を抑制するが(一次共鳴は $N = 0.55$ で消える)、強い成層下では一次の共鳴が再び起こるために(一次共鳴は $N = 4.47$ で現れる)不安定性成長率が N に対してほぼ線形に増加する。これは傾いた内部重力波が不安定であることを意味し、線形増加の傾きが従来の研究で求められた不安定性成長率に対応する。慣性重力波の傾きが大きくなるにつれて二次共鳴に起因する不安定性は顕著でなく、定在波の不安定性と進行波の不安定性の差がなくなる。

3 中長波長三次元不安定性

3.1 進行波の不安定性

進行平面慣性重力波の不安定性は、内部重力波の場合と同様に、攪乱を基本波の位相で Fourier 級数展開して調べることができる。

$$(u', v', w', \eta') = e^{\sigma t + i\gamma z' + i\alpha x' + i\beta y} \quad (6)$$

航技研 小型超音速実験機における自然層流翼設計

吉田憲司、真保雄一、岩宮敏幸（航技研）、松島紀佐（富士通）

Natural Laminar Flow Wing Design of NAL's Scaled Supersonic Experimental Airplane

by

K. Yoshida*, Y. Shimbo*, T. Iwamiya*, K. Matsushima**

* National Aerospace Laboratory, ** Fujitsu Ltd.

Abstract

NAL has just designed an aerodynamic configuration of the un-powered scaled supersonic experimental airplane. The following design concepts for reducing supersonic drag were incorporated: arrow planform, warp, area-ruled body and natural laminar flow(NLF) wing. For the NLF wing design, an optimum design pressure distribution was investigated using SALLY code and a new inverse design method with CFD was originally developed. The designed wing was estimated to have large laminar region.

Key Words: Transition, Cross-flow instability, CFD, Inverse method, Warp

1. はじめに

次世代 SST 国際共同開発における技術開発の一環として、現在航技研では CFD 空力設計技術の確立を主目的とした小型超音速実験機開発を進めている。まずロケット打ち上げによる無推進系形態で CFD 逆問題設計技術を、次にジェットエンジン搭載形態で機体/推進系干渉を考慮した全機 CFD 最適設計技術を実証する。本報告は前者に関するものである。

2. 空力設計のコンセプト

設計に際しては超音速時の抗力低減に主眼を置き、①平面形の Arrow 翼化、②翼の Warp 化、③胴体の Area-Rule 化、④翼の自然層流化、の4つの設計コンセプトを適用した（図1）。尚、設計M数及び揚力係数 C_L は次世代

SST の代表値として 2.0 及び 0.1 を想定した。

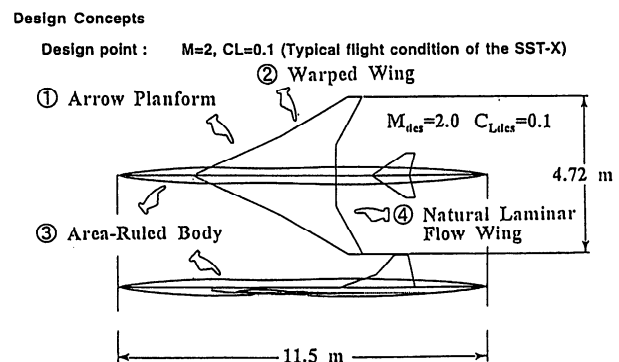


図 1. 無推進系形態の空力設計コンセプト

ここで①②は揚力依存抗力、③は体積依存造波抗力の低減に有効でコンコルド開発時から既知の基本コンセプトであるのに対して、④は摩擦抗力の低減に有効で、SST 形態への適用には先例がなく独自の試みである。そこで以下では特に④の観点を中心に設計結果

を報告する。(設計全般は文献 1, 2 を参照)

3. 自然層流翼の設計

3. 1 設計手法の概要

SST に特徴的な大きな後退角を有する翼上の遷移では横流れ不安定による擾乱の増幅が支配的なため、まずこの増幅の抑制に有効な圧力分布を検討し、理想形を見い出した。次にそれを各断面毎の目標圧力分布に設定し、ある初期形状に対する CFD 解析結果の圧力分布とのずれから形状修正量を算出し、そのずれが無くなるまで同様のルーチンを繰り返す、いわゆる逆問題設計法を適用して自然層流翼の設計を行った。設計手順を図 2 に示す。

Inverse Method Design — Flowchart

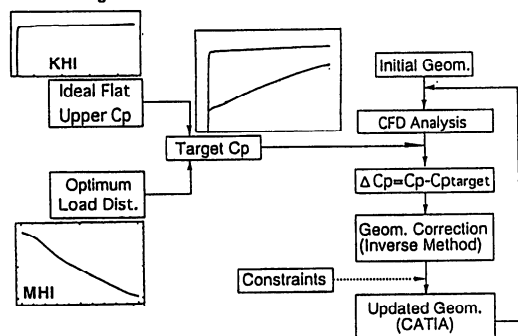


図 2. 自然層流翼の設計の流れ

尚、本設計の初期形状としては線形理論設計による第 1 次形状^{1,2)}の翼胴形態を選定し、CFD 解析には航技研所有の N-S コード³⁾を、また形状修正量の算出には今回新たに開発した逆問題設計コード⁴⁾を適用した。

3. 2 目標圧力分布の考察

一般に境界層内の横流れは翼弦方向の圧力勾配と後退角の組み合わせにより発生するため、後退角の大きい SST 主翼では翼弦方向の圧力勾配を極力小さくすることが有効と思われる。しかしながら、前縁近傍では淀み点から流れが始まるため加速領域が必要となり、大きな圧力勾配は避けられない。今、3次元境界層解析によると横流れの大きさは圧力勾

配の大きさとその翼弦方向の存在領域の長さに関係していることから、急激に加速して速やかに圧力勾配をほとんど無くしてしまうような、ステップ関数的な分布形が有効なのではないかと示唆される。そこで、実用的な遷移解析法の一つである e^n 法に基づく SALLY コード⁵⁾を用いて、ステップ関数的な各種圧力分布形の遷移特性を検討した。その結果、図 2 あるいは図 4 (Target Cp) のような圧力分布形が有効であることが見い出された⁶⁾。

一方、下面の圧力分布については、Warp 設計で決まる翼面荷重分布(上下面圧力分布の差)を基に算出し、最終的に図 2 の Target Cp のような自然層流化用の圧力分布形を設定した。

3. 3 設計結果

今回の設計は昨年度の第 3 次形状²⁾に対する実機設計上の変更点(胴体径の増加、主翼取り付け位置の後退)を受けたものだが、前回の目標圧力分布との一致度の改善も狙い、これまで以上に前縁近傍の格子密度を増加させて実施した。図 3 に設計形状(第 4 次形状)の概要を、図 4 に圧力分布を示すが、その一致度は格段に改善されていることがわかる。

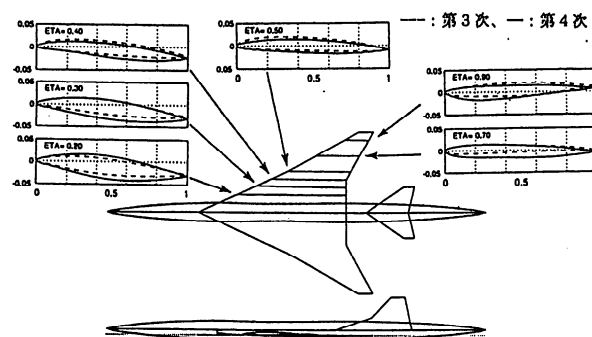


図 3. 逆問題設計の結果(第 4 次形状)

また図 5 は上段より目標圧力分布、第 3 次及び第 4 次の各形状の遷移解析結果をまとめたものである。図より、第 4 次形状の遷移特性が概ね目標圧力分布の結果に似ていることから、本設計は妥当であると認められる。

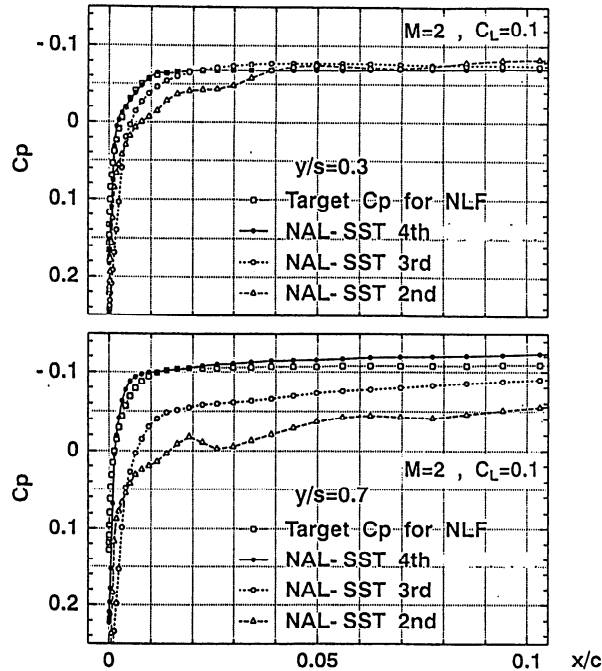


図4. 翼弦方向圧力分布(30, 70%半翼幅位置)

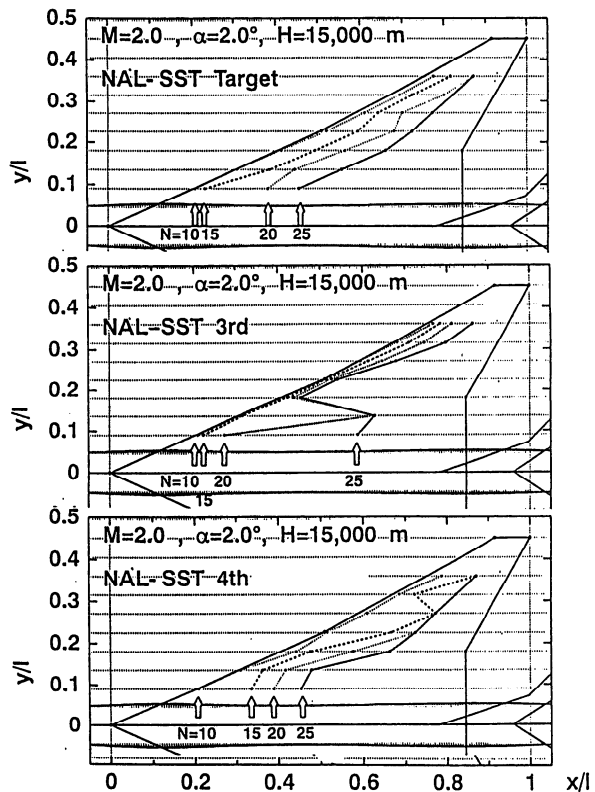


図5. 遷移位置の推定結果

尚、図5のNは各周波数毎の横流れ不安定に基づく擾乱の増幅率を流れ方向に積分した値で、遷移点はこのNの“遷移対応値”における位置として推定される。しかしながら、現在横流れ不安定が支配的な場合の超音速飛

行環境下における“遷移対応値”に対するデータベースが皆無なため、現時点では遷移位置の定量的な推定は困難である。そこで、本設計では各N値毎の層流域の傾向を把握することで、設計の優劣を評価することにした。

4. 設計形状の遷移特性解析

一般に層流翼の効果は設計点の近傍のみで有効な場合が多く、非設計点における効果の把握はコンセプトの実機適用上の観点で重要である。また通常の後退翼機では、横流れ不安定に基づく遷移以外に胴体境界層の影響による付着線汚染(attachment-line contamination)に伴う遷移の誘発も無視できない。

図6は一例としてN=20の場合の摩擦抗力特性を示す。推定に際しては平板境界層に対する層流及び乱流の経験式に濡れ面積換算を施した⁷⁾。図より、 $C_L=0.1\sim0.14$ の範囲(約1°の迎角幅)で最大の低減効果が見られ、予想通り効果の実現幅がそれほど広くないことがわかった。これは目標圧力分布における加速域の範囲の狭さに依存しており、将来の目標圧力分布の修正点として挙げられる。

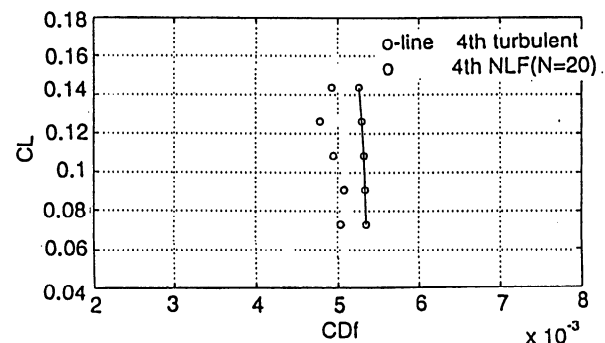


図6. 摩擦抗力特性の推定値

また図7は付着線汚染による遷移に関して、 $Pol1$ の判定指標 R^* を文献8に従って検討した結果である。尚、推定に際して壁面温度(T_w)条件をパラメタ(T_w/T_0 , T_0 は総温)とした。

図より、第4次形状の R^* は $Pol1$ の判定基準である245以下であることから、付着線汚染による遷移の誘発の可能性はないものと推定

される。これは第4次形状の前縁半径が非常に小さいことに由来している。但し、上記考察は仮定も多く、かなり初期的であるため、今後は乱れの既知な風洞における翼洞模型試験を通して、詳細な検討を行いたいと考える。

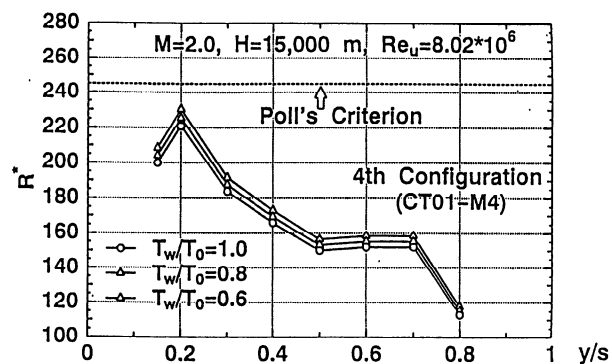


図7. 付着線汚染に関する考察

5. 今後の課題と対策

本設計上の課題は次の通りである。

- (A) SALLY コードの仮定：非圧縮近似と層流 profile 推定における円錐流近似
- (B) 自然層流化コンセプトの実験的検証
- (C) 超音速飛行試験における遷移計測技術
- (D) “遷移対応N値”のデータベースの構築

まず(A)の対策としては、筆者の一人が以前開発した圧縮性安定理論に基づく遷移解析プログラム⁹⁾を適用し、SALLY コードの結果との比較を検討中である。図8下段はその一例で20%半翼幅位置におけるN特性を示す。

両図で各周波数毎の最大N値の包絡線を比べると、前半部に関しては定性的に概ね同等と思われ、また定量的には圧縮性効果によるN値の減少も捕らえられている。しかしながら、本手法においては3次元擾乱の積分方向の問題が未解決である上、3次元境界層 Profile の推定にSALLY コードと同様のものを用いているため、今後さらに考察を深める必要があるものとする。

次に(B)については、現在国内に飛行環境と同等の低乱れを実現できる風洞が無いため、

乱れの既知な幾種類かの風洞による確認試験を通して間接的な検証を行う計画である。また(C)(D)については基礎的な検討を開始した。

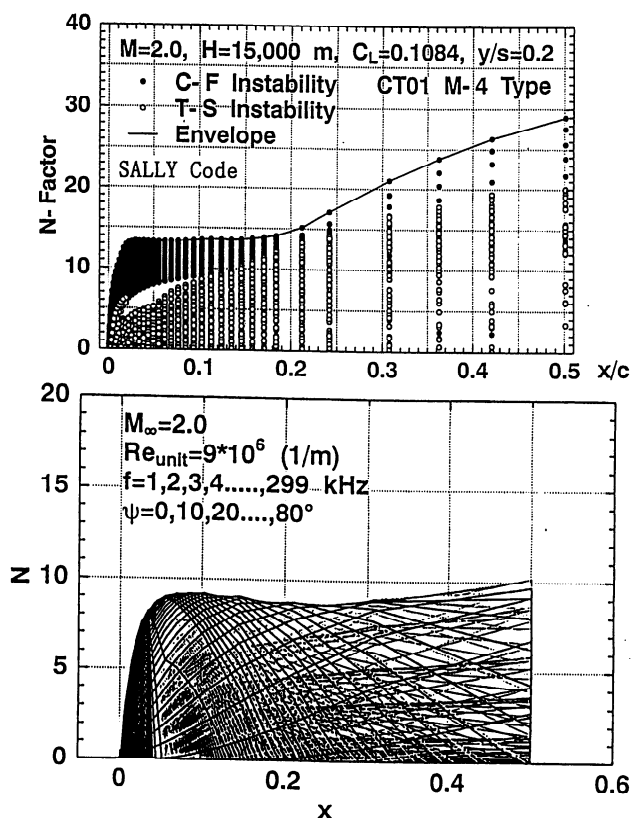


図8. 20%半翼幅位置におけるN特性

6. まとめ

超音速自然層流化を狙った独自のCFD逆問題設計法を開発し、小型超音速実験機の空力設計を行った。設計形状に対する e^N 法に基づく遷移解析の結果、設計点近傍では期待通りの摩擦抗力低減効果が推定された。

最後に本設計に際してはKHI 殿、MHI 殿の御協力を頂きました。厚くお礼申し上げます。

参考文献 1)K.Yoshida: AGARD Rep.833、2)吉田,他:第36回飛行機シンポ p.9、3)高木,他:第29回流力講演 p.365、4)AIAA 98-0602、5)AIAA-77-1222、6)生越:第47回応力連合講演 p.341、7)吉田:航空宇宙学会誌 Vol.42, No.486, p.1、8)A.Murakami,他: AIAA J. Vol.34, No.4, p.649、9)K.Yoshida,他: NAL SP-31, p.59

回転円盤流の絶対不安定について

伊藤信毅 (航技研)

On absolute instability of rotating-disk flow

by

Nobutake Itoh

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

A theoretical description of local and propagating-wave disturbances is made with the method of complex characteristics to show whether the absolute instability can occur in the three-dimensional boundary layer on a rotating disk. Numerical solutions of the propagation theory indicate no particular amplification of disturbances near zeros of the complex group velocity in contradiction to results of the conventional parallel-flow theory.

1. はじめに

絶対不安定は時間的にも空間的にも変動する波動型攪乱の群速度の零点に関係して発生することが知られている¹⁾。しかし、その数学的な特異性と波動の伝播や発達という物理的現象の関係はまだ十分説明されていない。境界層の線形安定理論は波数と振動数を結びつける局所的な分散関係を複素関数

$$\omega = \Omega(\alpha, \beta, R) \quad (1)$$

の形で与え、群速度 Ω_α も複素数値を取る。最近筆者^{2, 3)}は複素群速度をそのまま使用する複素特性曲線法を提案し、三次元境界層における点源楔状攪乱や環状波束攪乱の記述に成功している。今回は、この理論を回転円盤流の局所固有解に適用し、群速度の零点近傍の解の振舞いを調べる。

2. 複素特性曲線法

回転円盤流では特異点 $\Omega_\alpha = 0$ は横流れ不安定に関係して現われるので、ここでは簡単のため、攪乱方程式としてオル・ゾンマーフェルト方程式を用い、無次元化に境界層厚さ $\delta = \sqrt{\nu/\omega_D}$ と局所外部流速 $r\omega_D$ を使用する。 ω_D は円盤の回転角速度である。このとき半径方向の距離 r を δ で無次元化したものは局所レイノルズ数 $R = r\omega_D \delta/\nu$ に一致する。攪乱としては、 $R=R_0$ に設けられた環状のスリットから瞬間的にジェットを放出したときにできる軸対称波束型攪乱を考え、適当に選ばれた下流位置 $R=R_1$ で観測が行われるものとする³⁾。この場合には攪乱パターンの軸対称性から周方向波数は実数で、実際には整数値 $\beta R = n$ 取るが、計算では n を連続的な実数として扱う。いま複素群速度をレイノルズ数 R 、複素振動

数 $\hat{\omega} = R\omega$ および実数波数 n の関数

$$C_1 \equiv R\Omega_\alpha \left\{ \alpha(R; \hat{\omega}, n), \frac{n}{R}, R \right\} \quad (2)$$

で与えられものとすれば、複素特性方程式は

$$\frac{dR}{dT} = C_1(R; \hat{\omega}, n) \quad (3)$$

で定義され、特性曲線に沿って $\hat{\omega}$ と n は不変である。攪乱が実現するために、 $R=R_0$ から R_1 までの定積分

$$T = T_r + iT_i = \int_{R_0}^{R_1} \frac{dR}{C_1(R; \hat{\omega}, n)} \quad (4)$$

が実数値を取るように複素定数 $\hat{\omega} \equiv \hat{\omega}_r + i\hat{\omega}_i$ と整数 n が選ばれる。

3. 特異点近傍での解の振る舞い

はじめに、複素群速度 C_1 の零点 $R=R_s$ 近傍での振舞いを見ておく。図1は、 $\hat{\omega}_i = 0$ に選び、波数 n のいくつかの値に対して $\text{Im}[C_1] = 0$ を満たす $\hat{\omega}_r$ およびそのときの $\text{Re}[C_1]$ を R に対してプロットしたものである。群速度の実部が $(R_s - R)^{1/2}$ に比例して0に近づくことが判る。すなわち $a_0 \neq 0$ を複素定数として

$$C_1 = a_0 (R_s - R)^{1/2} + O(R_s - R) \quad (5)$$

のように書けることになり、このとき(4)の積分は有限に留まる。もし $a_0 = 0$ であれば、積分が対数的に発散して絶対不安定を生じるが、回転円盤流はこのに当たらない。

上と同様な計算を $\hat{\omega}_i$ の異なる値について行い、 $\text{Re}[C_1]$ 曲線を外挿することによって特異点の位置を決定すると、特異点レイノルズ数 R_s の n と $\hat{\omega}_i$ に対する変化を知ることができる。その結果をまとめたも

のが図2であり、特に $\hat{\omega}_i=0$ の曲線はLingwood¹⁾の図8に対応する。使用された攪乱方程式の違いによって数値的には一致しないが、同じ特異点について議論していることは間違いない。

それでは特異点 $R=R_s$ の存在は攪乱の伝播にどのように影響するかという当然の疑問が生じる。そこで、 $R_0=250$ で導入された軸対称波束攪乱の複素特性曲線が特異点の近傍でどのような振舞いをするかを調べる。方程式(3)を R_0 から R まで積分すると複素関数 $T(R; \hat{\omega}, n)$ が定義され、攪乱成分 $(\hat{\omega}, n)$ が R の位置で実空間に現われるためにはその虚部 T_i が0になることが要求される。いま、 n と $\hat{\omega}_i$ を固定し、いくつかの $\hat{\omega}_r$ について T_i の R に対する変化をプロットする。各 $\hat{\omega}_i$ に対して $T_i=0$ を満たす R が定まるときには、さらにこれを $(R, \hat{\omega}_r)$ 面にプロットすると、図3のような結果を得る。これは $n=50$ 、 $\hat{\omega}_i=0$ の場合で、点 S は特異点、破線は $\text{Im}[C_1]=0$ を満たす点を表わす。特異点から下流にはリーマン面の分岐線が伸びており、上流から S の上方を回り込むとき、下方を回り込むときで異なる面に入り込む。 T_i の曲線が、 $-\hat{\omega}_r > 13.0$ に対しては横座標と交わるのに対して、 $-\hat{\omega}_r < 13.0$ の場合には単調に増大して0にならないのはこのリーマン面の存在による。すなわち、特異点の出現は、それより下流側にリーマン面を伴うため、その近傍を通過する攪乱成分の実現条件 $T_i=0$ 達成を阻害するのである。図2に示されているように、特異点は波数 n の比較的大きい領域で発生するから、レイノルズ数が高くなるにつれて、高波数の攪乱が実現されなくなり、観測される攪乱は小さな波数成分に支配されるようになる。

4. むすび

三次元境界層の絶対不安定は境界層の成長する方向の複素群速度 C_1 が0になる点の存在を必要とするが、群速度の零点が必ずしも絶対不安定を発生させることにはならない。群速度 C_1 の零点 R_s の近傍での振舞いは $C_1 \sim (R_s - R)^{1/2}$ の場合と $C_1 \sim R_s - R$ の場合がある。後者は極めて特殊な状況においてのみ成立し、その場合にだけ絶対不安定が発生する。今回調べた回転円盤流では、群速度の零点が前者に属するため絶対不安定は発生しない。

参考文献

- 1) Lingwood, R. J. (1995) J. Fluid Mech. **299**, 17-33.
- 2) Itoh, N. (1996) Fluid Dyn. Res. **18**, 337-354.
- 3) Itoh, N. (1997) Fluid Dyn. Res. **21**, 87-100.

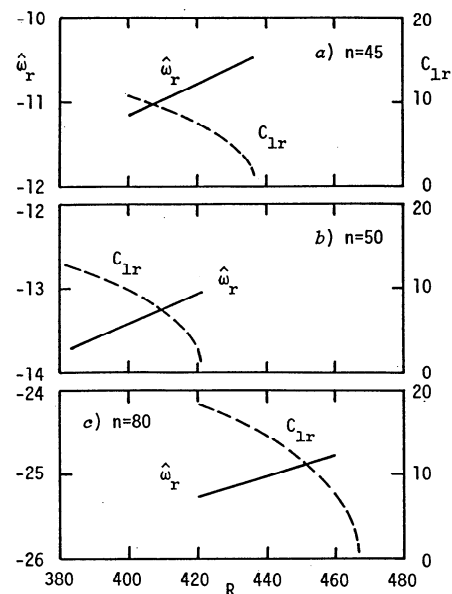


図1. 複素群速度の特異点近傍での振舞い

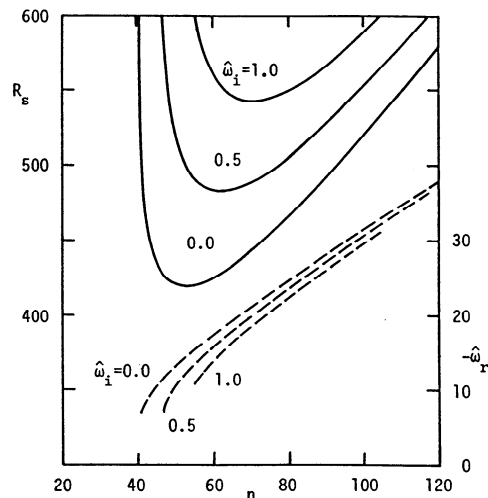


図2. 特異点 R_s の周方向波数に対する変化

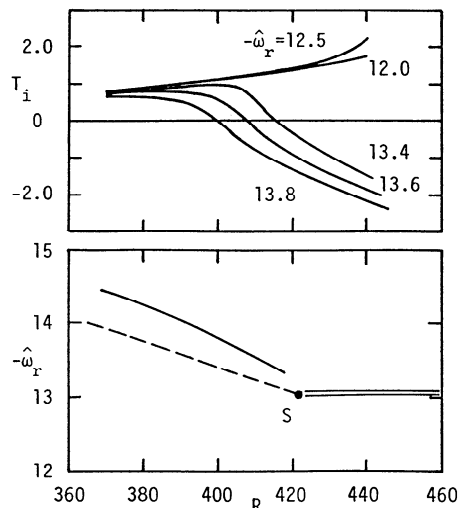


図3. 複素特性曲線の積分値と実現条件

マイクロバブルによる摩擦抵抗低減について（局所ボイド率の影響）

川島英幹、角川明、高橋孝仁、児玉良明（船舶技術研究所）

Frictional Drag Reduction by Microbubbles (The Effect of Local Void Ratio)

H. Kawashima, A. Kakugawa, T. Takahashi, Y. Kodama
Ship Research Institute

ABSTRACT

Local frictional drag and local void ratio in the flow with microbubbles were measured in the high speed small circulating water tunnel, by systematically changing the average void ratio, the main flow velocity and the measurement position from the microbubble injection point. The vlocity distribution of microbubble-flow was also measured by using PIV. The results indicate that the local void ratio near the wall is important for efficient frictional drag reduction.

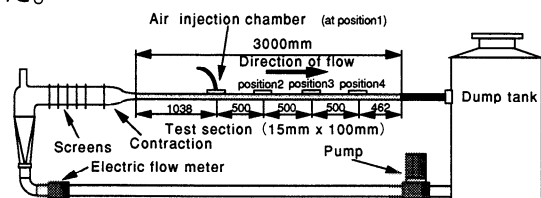
1. はじめに

タンカー等の排水量型船舶の場合、水と船体との摩擦抵抗が全抵抗の70～80%を占め、その低減による船舶の低燃費化が期待されている。マイクロバブルを物体壁面の境界層中に吹き出す方法^{1,2)}は効果的な摩擦抵抗低減法として知られているが、実際の船舶に応用するには、更に効率を高める必要がある。しかしマイクロバブルによる摩擦抵抗低減のメカニズムは明らかになっていない。そこで摩擦抵抗低減メカニズム解明の一步として、局所ボイド率分布と局所摩擦抵抗との相関を調べた。またPIVによりマイクロバブルが混入した状態での速度場の計測を行なった。

2. 実験装置

実験は、試験部での流れが2次元的で、十分に発達した乱流境界層となるように設計された小型高速流路で行なった。その形状をFig.1に示す。試験部には取り外し式の計測窓が備わり、上流端の計測窓(position 1)は、試験部の入口より1038mm下流に設置され、他の3箇所の窓(position 2,3,4)は、下流方向に500mm間隔で配列されている。マイクロバブルは、position 1に備え付けた空気

吹き出しチャンバーより、多孔質板（公称孔径 $2\mu\text{m}$ ）を通して空気を吹き出すことにより発生させた。また局所摩擦抵抗は、position 2,3,4に設置した容量2g重の剪断力計により計測した。局所ボイド率はFig.2に示す吸い込み式の計測装置^{3,4)}により計測した。この装置は真空タンクと流路内の圧力差を利用して気泡流を吸い込み、水と空気を分離して、各々の体積を計測することにより局所ボイド率を求める。真空タンク内の圧力は調整式となっており、吸い込み位置での流速に応じて、吸い込み速度を調整できる。吸い込み口には、内径1.2mm 外径1.6mmの円管を用いた。



test section area	15mm × 100mm
length of test section	3000mm
maximum speed	12m/s

Fig.1: Small high speed water tunnel

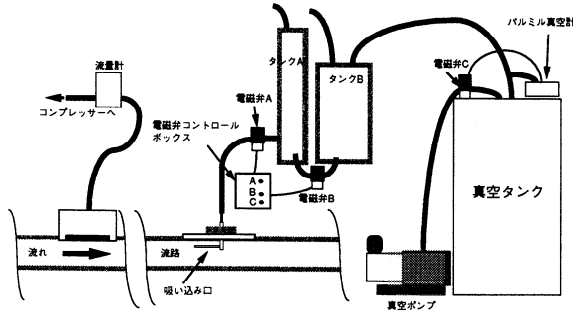


Fig.2: Suction type local void ratio measurement system

3. マイクロバブルによる摩擦抵抗低減効果の流れ方向の変化

流路平均速度 5.0, 7.0, 10.0 m/s において、(1) 式により定義される平均ボイド率 $\bar{\alpha}_a$ を 0.0 から 0.12 まで変化させ、局所摩擦抵抗を計測し、摩擦抵抗低減効果の流れ方向の変化を調べた。

$$\bar{\alpha}_a = \frac{Q_a}{Q_a + Q_w} \quad (1)$$

Q_a : air flow rate

Q_w : water flow rate
 $= b \times h \times U$

b : width of the test section (100mm)

h : height of the test section (15mm)

U : average speed of water

局所摩擦抵抗と平均ボイド率 $\bar{\alpha}_a$ の関係を Fig.3 に示す。ここで、 C_f はマイクロバブル混入時の無次元局所摩擦抵抗、 C_{f0} は水の場合の無次元局所摩擦抵抗であるが、気泡の注入による流速の増加を (2) 式及び (3) 式で補正した。

$$C_{f0}(Q_a) = C_{f0}(0) \frac{\tau(u)}{\tau(U)} \quad (2)$$

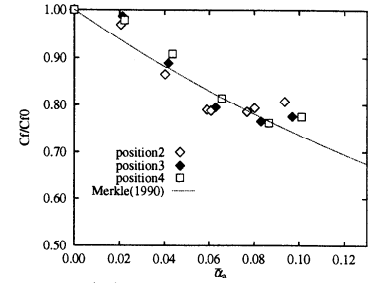
$$\tau(f) = 0.03325 \rho \nu^{\frac{1}{4}} f^{\frac{7}{4}} r^{-\frac{1}{4}} \quad (3)$$

$C_{f0}(Q_a)$: corrected nondimensionalized frictional drag

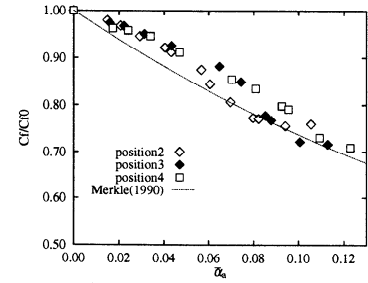
U : velocity of water at $Q_a = 0$

u : velocity of water at $Q_a > 0$

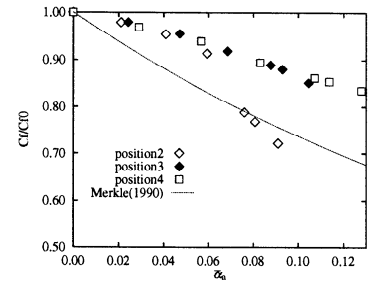
r : hydraulic radius



(a) $U = 5.0 \text{ m/s}$



(b) $U = 7.0 \text{ m/s}$



(c) $U = 10.0 \text{ m/s}$

Fig.3: The frictional drag reduction by microbubble injection

流速 5.0 m/s と流速 7.0 m/s の場合、計測位置による抵抗低減効果の傾向の差は小さい。一方、流速 10.0 m/s の場合は、計測位置により抵抗低減効果の傾向に差が見られ、position 3,4 (空気吹き出し位置より 1000 mm 及び 1500 mm 下流) では、position 2 (同 500 mm 下流) に比べて、抵抗低減効果が小さくなっている。

Merkle ら⁵⁾ は、実験により、境界層中の平均ボイド率と抵抗低減効果を (4) 式のように整理している。

$$\frac{C_f}{C_{f0}} = 0.8e^{-4\bar{\alpha}_a} + 0.2 \quad (4)$$

流速が 5.0 m/s と 7.0 m/s の場合の今回の実験結果は (4) 式と良く一致する。流速 10.0 m/s においては、position 2 では、(4) 式とかなり似た傾向を示すが、position 3,4 では、(4) 式に比べて平均ボイド率に対する抵抗低減効果が小さい。

4. 局所ボイド率の計測

position 2 において平均ボイド率 $\bar{\alpha}_a = 0.08$ となる場合の、抵抗低減効果の流れ方向変化を Fig.4 に示す。

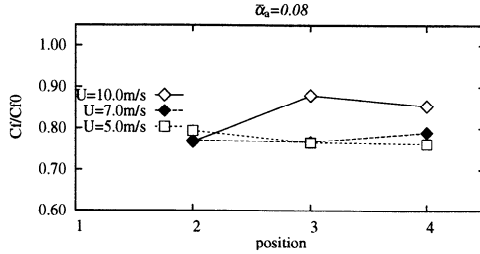
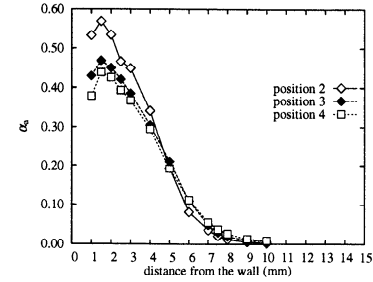


Fig.4: Streamwise variation of the skin friction reduction

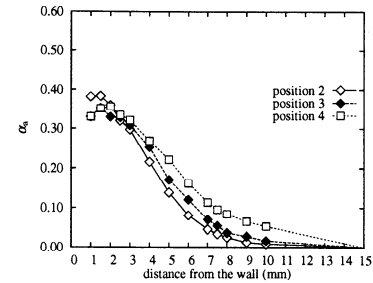
流速が 5.0m/s と 7.0m/s の場合は、計測場所による抵抗低減効果の差は小さいが、流速 10.0m/s の場合、position 3, position 4 の抵抗低減効果は、position 2 での抵抗低減効果の 60% 前後と小さくなっている。

そこで平均ボイド率 $\bar{\alpha}_a = 0.08$ での境界層厚み方向の局所ボイド率 α_a の分布を position 2,3,4 において計測した。局所ボイド率は、壁面近傍を 0.5mm 間隔で、その他を 1.0mm 間隔で計測した。計測時の吸い込み圧力は、気泡無しの状態において水の吸い込み速度がその位置での流速に等しくなるよう調節した。流速 5.0m/s と 7.0m/s の場合、この条件は、ほぼ達成されたが、流速 10.0m/s の場合、吸い込み圧力が不足したため、真空タンク内の圧力を 0.105atm (80mmHg) に固定した。局所ボイド率 α_a の境界層方向分布を Fig.5 に示す。

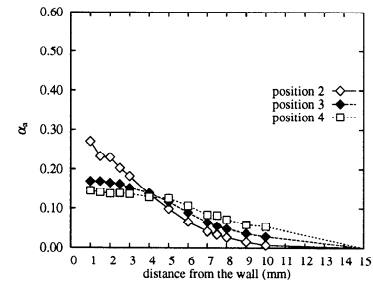
流速が 5.0m/s と 7.0m/s の場合、 α_a の分布は、各位置で傾向が類似している。一方、流速が 10.0m/s の場合、position 2 では流速が 7.0m/s の場合と同様に壁面近傍に α_a の高いピークを持ち、分布の傾向はよく似ている。しかし position 3,4 と position 2 では α_a の分布の傾向がはっきりと違い、抵抗低減効果の小さい position 3,4 での壁面近傍の α_a のピークは、position 2 における壁面近傍の α_a のピークに比べて低くなだらかなる一方、流路中央では α_a が高くなっている。このことは壁面近傍の局所ボイド率が高いことが摩擦抵抗低減に効果的であることを示している。また 10.0m/s の流れの下流域において壁面近傍の α_a が低いのは、乱流による気泡の拡散効果が、遅い流速の時に比べて大きいからだと考えられる。



(a) $U = 5.0\text{m/s}$



(b) $U = 7.0\text{m/s}$



(c) $U = 10.0\text{m/s}$

Fig.5: The local void ratios (raw data)

計測された α_a の分布がスパン方向に一定と仮定し流路全体で積分すると、その積分値は、 5.0m/s の場合、平均ボイド率に対して $1.61 \sim 2.04$ 倍、 7.0m/s の場合は、 $1.42 \sim 1.56$ 倍となった。これは吸い込み速度を気泡無し時の流速に合わせたため、比重の軽い気泡流を吸い込む場合、吸い込み過多になったのが原因だと考えられる。実際に吸い込み速度は、気泡無し時の流速の 10% 増し程度となっている。 10.0m/s の場合には、 α_a の積分値は、平均ボイド率に対して $0.72 \sim 0.99$ 倍となった。これは吸い込み速度が、気泡無し時の流速に比べて最大で 20% 程度遅くなっていることが原因だと考えられる。そこで計測した局所ボイド率がスパン方向に一定と仮定して流路断面で積分した値と平均ボイド率が一致するように補正した結果を Fig.6 に示す。

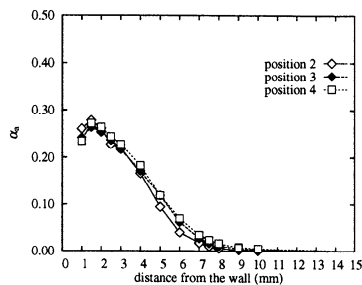
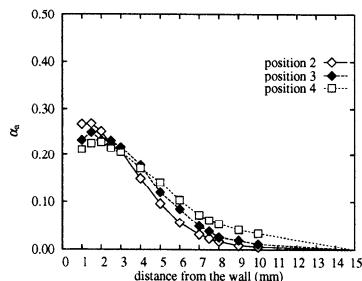
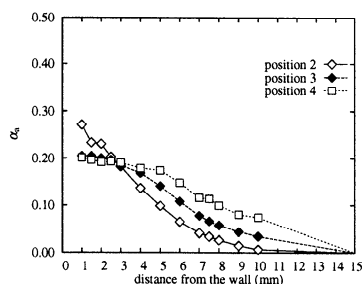
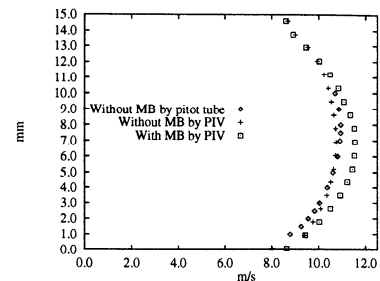
(a) $U = 5.0 \text{ m/s}$ (b) $U = 7.0 \text{ m/s}$ (c) $U = 10.0 \text{ m/s}$

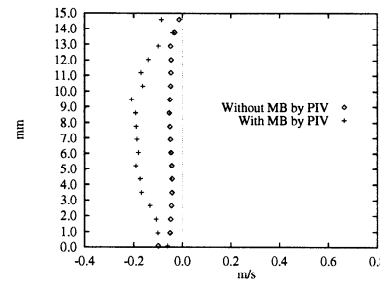
Fig.6: The local void ratios (corrected data)

5. PIV による速度場の計測

PIV によりマイクロバブルを注入した状態で、の速度場の計測⁶⁾を行なった。流速 10.0 m/s の流れにおいて、 18 mm 角の視野、 $1000 \times 1000 \text{ pixel}$ の画像で、流路中心から 30 mm 側壁よりの流れ方向垂直断面を position 2 の位置で側方から撮影した。また気泡の画面内移動量を 0.1 mm とするため、YAG レーザの発光間隔は $10 \mu\text{sec}$ に設定し、トレーサには公称 $50 \mu\text{mm}$ の空気封入ビーズと気泡を用いた。そのため気泡流では水ではなく気泡の速度分布を計測している。レーザシート光は厚み 1 mm に設定したが、気泡流の場合は気泡による光の散乱で、厚さ 5 mm 程度となった。PIV による流速分布計測結果を Fig.7 に示す。



(a) Streamwise direction (u)



(b) normal to wall direction (v)

Fig.7: The velocity distribution of microbubble flow (PIV)

6. まとめ

- 吸い込み式の計測装置により局所ボイド率の計測を行ない、壁面近傍の局所ボイド率が摩擦抵抗低減に効果的であることが確認された。
- 吸い込み式の局所ボイド率の計測法は、吸い込み速度と局所流速の速度差により吸い込み空気量に変化する。補正法も含め改良の余地がある。
- PIV により高密度の気泡を含む流れの速度場を計測した。

今後は、局所ボイド率の計測法の補正法を含めた改良、幅方向の局所ボイド率の分布の計測を行なう予定である。

参考文献

- 1) Madavan et al., J.F.M Vol.156 1985
- 2) Kato et al., FED Vol.190, ASME, 1994
- 3) 高橋他, 造船学会論文集 182 号, 1997
- 4) Guin et al., ASME symp. San Diego, 1996
- 5) Merkle et al., Vol.123, Progress in Astronautics and Aeronautics
- 6) 角川他, 機械学会関西, 1998

低レイノルズ数における正方形角柱周りの流れ (風洞実験)

本橋龍郎 (日大理工)、菅祐二 (日大理工院)、高橋賢一 (日大理工)

Flows around a square cylinder at low Reynolds numbers (Wind tunnel experiments)

T.Motohashi*, Y.Suga**, and K.Takahashi*

* Dept. of Aerospace Eng., Nihon university

** Graduate student, Dept. of Aerospace Eng., Nihon university

ABSTRACT

The comparison between numerical calculation and wind tunnel experiment are indispensable for improvement of the numerical approach. Wind tunnel experiments were done for the flow around a square cylinder at $Re=100$. Low speed calibration of the hot-wire was carried out using the readout of a commercial low speed anemometer (Kanomax 1621). The magnitude of fluctuation at the immediate behind the square cylinder is much smaller than that obtained numerically. The level of turbulence in the uniform flow might be one of the key to understand the flow motion.

Key Words: Wind tunnel experiments, square cylinder, turbulence level

1. 序論

近年、計算機の発達に伴い、数値流体力学の発達は目覚ましいものがある。しかし、計算結果が、どこまで現実の流れ場を現しているのか、十分に吟味されていないようである。特に、計算を主にした研究では、スキームの開発に忙しく、得られた結果に対する吟味検討がなおざりにされているように思える。そこで、実験（風洞実験）と計算を同時に行い、その結果を比較し、相違について検討することは、意義がある事と思われる。特に、計算を主に研究が行われていくであろう将来のためには、是非必要な研究であると思う。

流れ場としては、二次元角柱周りを取り扱う。 Re 数が 150 程度までは、二次元性が保たれていると考えられるで、 Re 数 100、二次元 NS 方程式を SOLA 法を用いて数値実験（計算）を行った。前回の報告では、主に数値実験結果について報告した。

本報告では、 Re 数 100 での風洞実験結果と数値実験結果との比較について報告する。

2. 実験装置・方法

直径 10cm の円形吹き出し口をもつ小型風洞を製作し、吹き出し口に、一辺 2mm の角柱を、一辺を流れに垂直になるように取り付け、角柱後流を熱線流速計を用いて計測した。一様流速 0.8m/s でおよそ Re 数が 100 である。風速の測定には、定温度型熱線流速計を用いた。熱線には、長さ約 1mm、直径 $2.5\mu m$ の白金線を使用した。低速の校正は、カノマックス社製の低速流速計の読みを用いて行われた。特に、0.4m/s 以下の低速では、熱線の出力を指数関数を用いて線形化した。座標は、角柱の中心を原点に、流れ方向に x 、流れに垂直方向に y を取る。

3. 実験結果

3.1 平均流速分布 (図 1)

流れ方向平均速度成分 U の y 方向分布を図 1 に示す。速度と座標は、それぞれ一様流速と角柱の一边 B を用いて無次元化されている。角柱直後の再循環領域 (約 $2.5B$) のデータは、十分な精度は得られていない。角柱側面の境界層は、壁噴流型をしているため、後流には一様流れを越える領域が観測される。計算値は、実験値に比べて最大で 8% 程大きな値を示す。これは、実験に使用した角柱の前面角が直角になっていない事や角柱側面の表面が充分滑らかでなかった事によるものと思われる。 $x/B=3\sim4$ では、数値実験と風洞実験の結果は非常に良い一致を示す。しかし、 $x/B>5$ では、風洞実験では、数値実験に比べて、速度欠損の少ない幅の広い後流が観測された。

3.2 速度変動分布 (図 2)

角柱直後の速度変動の代表値 (y 方向分布の最大値) は、風洞実験では一様流速の約 1% であるのに対して、数値実験では約 5% である。この大きさの相違は、角柱の後面より上流で変動の増幅が存在することを示している。図 3 には、角柱上流での速度変動の分布が、流れ方向に急激に増大する様子を現している。

4. 結び

レイノルズ数 100 の角柱周り流れに対する風洞実験と数値計算の比較より、速度変動の大きさの相違が、重要である事が分かった。この相違は、一様流れ中の残留乱れの大きさに依存すると思われる。特に、数値実験では、一様流れ中に適切な乱れ (?) を導入できるように工夫すべきである。

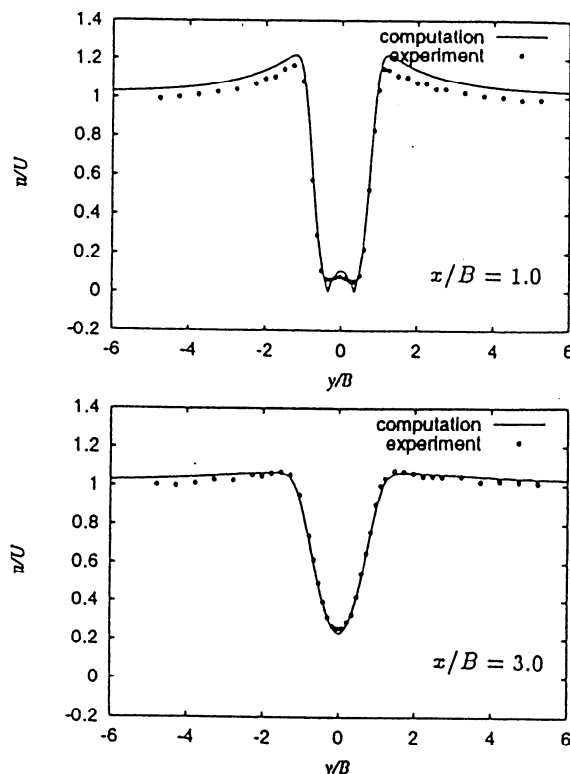


Fig. 1: Distribution of Mean velocity

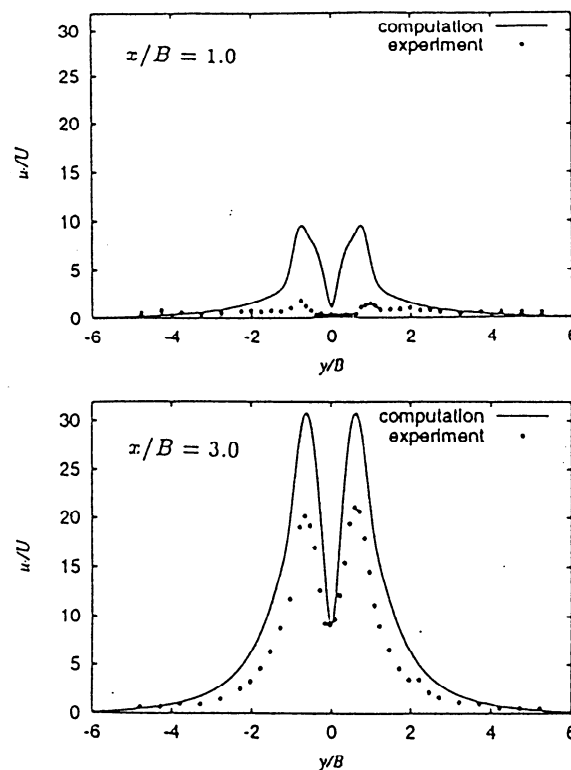
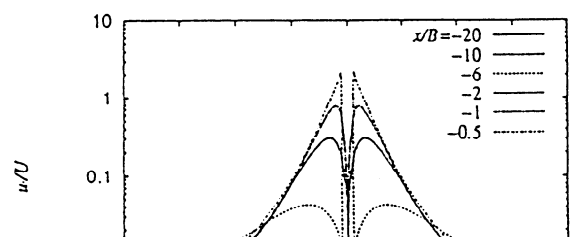


Fig. 2: Distribution of velocity fluctuation

Fig. 3 Amplification of velocity fluctuation in the region upstream of cylinder



圧縮性縦渦の不安定性

比江島俊彦（阪府大院），西岡通男（阪府大工）

Instability of compressible streamwise vortex

T.Hiejima*, M.Nishioka*

*Dept. of Aerospace Eng., University of Osaka Prefecture

ABSTRACT

Being free from the compressibility effect, streamwise vortices are expected to enhance mixing in supersonic flow, but being rather stable. Therefore, for the propose of greatly increasing mixing capability we propose to use unstable streamwise vortices, which are axisymmetric and annular in vorticity distribution. The instability characteristics of proposed vortex is investigated on the basis of inviscid compressible stability analysis for various combinations of circumferential wave numbers, Mach numbers and vorticity distribution, assuming temporal growth. It is found that the maximum growth mode of streamwise vortex has the same character as that of inflectional instability in incompressible mixing layer.

Key Words: Compressible vortex, Instability of vortex, Streamwise vortex, Linear stability, Scramjet

1. はじめに

超音速混合層における乱流運動は圧縮性の効果によって大きく抑制される。これは超音速混合に依存するスクラムジェットエンジンの開発にとって大きな障害であり、開発上の重要な課題となっている。こうした中で、圧縮性の影響が緩和され、混合促進に有効な渦構造として、流れ方向に渦軸を持つ縦渦が提案された¹⁻³⁾。ただし、縦渦は安定で、混合をより促進するには小さな渦に崩壊させることが望ましい。この観点から提案された構造的に不安定な縦渦に関する数値シミュレーションでは、渦列にすると著しく不安定化することが示された⁴⁾。そこでこの縦渦の非圧縮線形安定解析が行われ、攪乱の増幅が極めて大きいこと、渦度分布の形によっては、さらに不安定になることが示された。さらにその非線形発達が数値シミュレーションで調べられ、たしかに混合に有利な流れ場が形成されることがわかった⁵⁾。しかし、縦渦単体の安定性に及ぼす圧縮性の影響や攪乱構造についてはまだよくわかっていない。

ここでは上で述べた構造的に不安定な縦渦の線形不安定段階での圧縮性の影響を調べるために軸流速度は一定とし、また非粘性を仮定し、圧縮性を考慮した線形安定性の解析を行った。

2. 線形安定性理論

円柱座標 (r, θ, x) の Euler 方程式を基礎方程式とし、 ρ は密度、 u_r, u_θ, u_x はそれぞれ動径方向、周方向、軸方向速度、 p は圧力、 S はエントロピーとする。物理量を基本流と微小攪乱の和で表すと、

$$\begin{Bmatrix} \rho(r) \\ u_r(r) \\ u_\theta(r) \\ u_x(r) \\ p(r) \\ S(r) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \bar{\rho}(r) \\ \bar{U}(r) \\ \bar{V}(r) \\ \bar{W}(r) \\ \bar{p}(r) \\ \bar{S}(r) \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \tilde{R}(r) \\ \tilde{U}(r) \\ \tilde{V}(r) \\ \tilde{W}(r) \\ \tilde{P}(r) \\ \tilde{S}(r) \end{Bmatrix} \quad (1)$$

$$\{\tilde{R}, \tilde{U}, \tilde{V}, \tilde{W}, \tilde{P}, \tilde{S}\}$$

$$= \{R, U, V, W, P, S\} \exp[i(\alpha x + m\theta - \sigma t)]$$

ここで、 $\bar{}$ は基本流成分、 $\tilde{}$ は攪乱成分を表す。また、渦度攪乱は $\Omega(r)$ で表す。さらに、 m は周方向の波数で整数であり、 α は軸方向の波数で実数である。 $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$ は複素数であり、 σ_r は角周波数、 σ_i は時間増幅率を表す。各物理量の無次元化は周方向速度が最大となる位置 r^* で行い、そこでの局所マッハ数を代表マッハ数 M として定義する。式 (1) を基礎方程式に代入して線形化すると、攪乱の

れる。

$$\frac{dP}{dr} = A(r)P + B(r)U, \quad \frac{dU}{dr} = C(r)P + D(r)U \quad (2)$$

攪乱方程式の境界条件は式(2)の漸近解を使用する。それらを以下に示す。

原点近傍 ($r \approx 0$) で

$$P \approx P_0 r^m, \quad U \approx U_0 r^{m-1} \quad (3)$$

無限遠方 ($r \rightarrow \infty$) において

$$P \approx p_0 r^{-\frac{1}{2}} \exp(-\beta r) \left[1 + \frac{p_1}{r} + \dots \right] \quad (4)$$

$$U \approx u_0 r^{-\frac{1}{2}} \exp(-\beta r) \left[1 + \frac{u_1}{r} + \dots \right]$$

これらの攪乱方程式(2)と境界条件(3),(4)は固有値問題を構成する。ここで固有値を求める場合は、 $\Phi(r) = P/U$ の変数変換を行い、 $r = r_1$ と $r = r_2$ から r^\dagger (渦度分布が最大の位置)まで数値積分して $\Phi_1(r^\dagger)$ と $\Phi_2(r^\dagger)$ を求め、ある推定値 $\sigma (= \sigma_r + i\sigma_i)$ に対して

$$F(\sigma_r, \sigma_i) = \Phi_1(r^\dagger) - \Phi_2(r^\dagger)$$

が $|F| \ll 10^{-10}$ を満たすまで反復計算を行い固有値 σ を決定する。ここでは積分刻みを $\Delta r = 10^{-4}$ とし、原点近傍($r_1 = 0.01$)と無限遠方($r_2 = 20$)に対応する r の値は、その付近にとれば固有値が変わらないことを確認した。なお、等エントロピー的かつ軸流速度一定のときは式(2)で共役を取り $-m, -\sigma_r$ としても同じ σ_i が得られるので m は零および正の整数だけ、 α は正の実数だけを考える。

非圧縮のときの縦渦の安定性については、いくつかの判定条件⁶⁾を導くことができる。

- (I) $m = 1, \alpha = 0$ の場合、中立解($\sigma_i = 0$)を持つ。
- (II) $m \neq 0, \alpha = 0$ の場合、不安定($\sigma_i \neq 0$)のための必要条件は $\bar{\omega}' = 0$ を満たす極値が存在することである。
- (III) $m = 0, \alpha \neq 0$ の場合、不安定($\sigma_i \neq 0$)のための必要十分条件は $\sigma_r = 0$ かつ $\bar{V} \cdot \bar{\omega} < 0$ を満たす領域が存在することである。遠心力不安定はこれに含まれる。

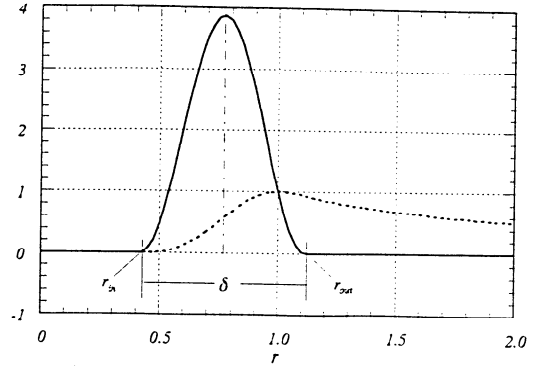


図1 渦度と周方向速度分布 ($\bar{\omega}(r)$: —, $\bar{V}(r)$: ---)

3. 縦渦分布

本研究で扱う構造的に不安定な縦渦分布を図1に示す。この渦度場は r のみの軸対称分布で中心軸からある一定の領域にだけ渦度を持つ中空縦渦である。

$$\bar{\omega}(r) = \begin{cases} 0 & (r < r_{in}) \\ \omega_0 (1 - \cos \Theta) & (r_{in} \leq r \leq r_{out}) \\ 0 & (r > r_{out}) \end{cases} \quad (5)$$

$$\Theta = 2\pi \frac{r - r_{in}}{r_{out} - r_{in}}, \quad \delta = r_{out} - r_{in}$$

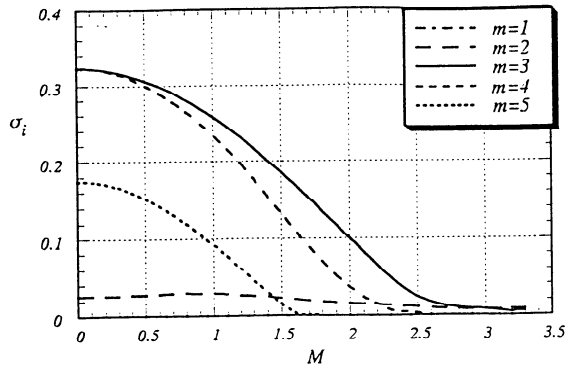
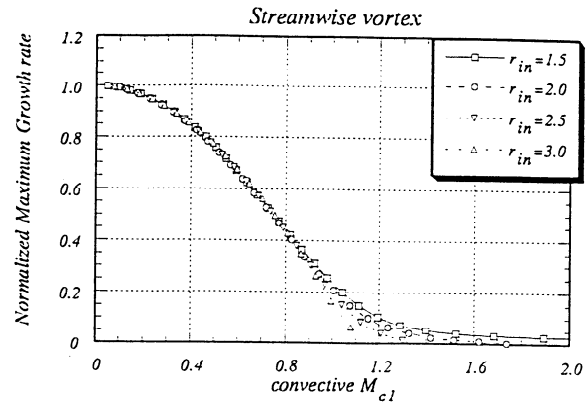
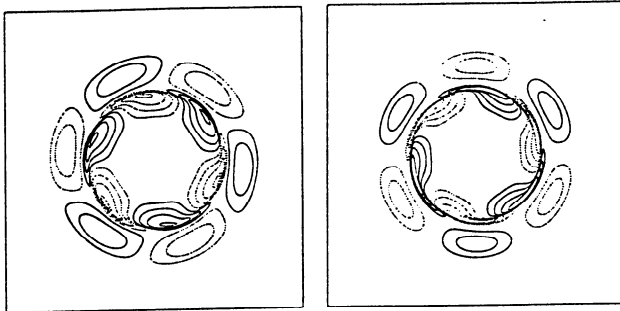
上の循環は $\Gamma = \pi \omega_0 (r_{out}^2 - r_{in}^2)$ である。文献⁴⁾と同様、この縦渦のスケールや循環値は実験と対応させた値 $r_{in}^* = 1.5 \times 10^{-3} \text{ m}$ (0.419), $r_{out}^* = 4.0 \times 10^{-3} \text{ m}$ (1.118), $\Gamma^* = 2.24 \text{ m}^2/\text{s}$ (6.527) を基本としている。ただし、カッコは無次元値を表す。ここでは渦度分布を r_{in} で変化させる。密度、圧力分布は実験に対応した計算²⁾のエントロピー変化が微小であることを考慮し、等エントロピーを仮定する。

4. 線形安定解析の結果

3節で述べた中空縦渦の不安定性を調べるために、線形安定解析により攪乱の角周波数と時間増幅率を求めた。なお、波数 α を含む場合は省略する。

$r_{in}^* = 1.5 \text{ mm}$ の場合

まず、波数 m を固定してマッハ数 M と固有値 σ の関係を調べた。図2に示すように、 $m = 1$ の場合、圧縮性を考慮してもマッハ数に依らず $\sigma_i \approx 0$ の中立安定となっていることがわかる。 $m = 3, 4, 5$ はマッハ数の増加とともに増幅率(σ_i)が小さくなってゆき、非圧縮時に最も大きな増幅率を持つ。また渦度攪乱の等値線図(図3)はちょうど剪断層を丸くつないだように正と負が波数の数だけ現れているが、 $M = 0.4$ で並ぶ渦構造は $M = 1.5$ では小さく薄く

図2 増幅率 σ_i とマッハ数 M 図4 正規化増幅率と移流マッハ数 M_{cl} 図3 渦度攪乱 Ω の等値線図 (右) $M = 0.4$ $m = 3$, (左) $M = 1.5$ $m = 3$ (正:— 負:---)

渦度分布を変化させた場合

渦度分布をガウス型分布から環状域で極値を持つ分布まで変化させることを考える。式(5)の循環と r_{out}^* を3節の値に固定して r_{in}^* だけ $-4.0 \sim 3.0$ mm まで 0.5 mm ずつ変化させた。(分布は $r \geq 0$ で意味を持つが、ガウス分布をつくるため便宜上 r_{in}^* を負にする。) さて、図5(a)～(d)に示すように r_{in}^* を r_{out}^* に近づけていくと増幅率 σ_i は桁違いに大きくなり、中空型分布(d)の流れの不安定性が極めて強いことがわかる。ガウス型分布の場合には中立的であり、Rankine 渦⁷⁾に近い分布の場合には圧縮性によって不安定が強くなるマッハ数 M の範囲がある。中空型分布の場合には混合層の場合と同様、マッハ数とともに増幅率が減少する傾向が顕著である。また(b),(c),(d)は渦度分布に極値を持つが、(b)の場合は $M = 0$ でも不安定とならず、2節の判定条件(II)が十分条件でないことも確認された。

次に、図5(d)について考察する。周方向速度零の内側の領域を添え字1、その外側の領域を添え字2で表し、速度の大きさ U 、音速 c として位相速度 c_{ph} を用いて、移流マッハ数をそれぞれ次のように定義する。

$$c_1 = U, \quad U_2 = c,$$

1.5, 2.0, 2.5, 3.0 mm の場合の最大増幅率を非圧縮の最大増幅率で正規化した値をとったものである。ここで位相速度を $c_{ph} = (\sigma_r/m) r^\dagger$ (r^\dagger は渦度の極値) とすると、図のように正規化増幅率と移流マッハ数 M_{cl} の関係は渦度分布の形に依存しない。これらの結果から、あまり薄い渦は現実的でないが、渦度分布が極値を持つ構造の方が混合促進には有利であると言える。

5. まとめ

超音速混合促進を目的とした研究から提案された中空縦渦の不安定性を線形安定解析で調べた。その結果、(1) 実験に対応させた $r_{in}^* = 1.5$ mm の場合、圧縮性を考慮しても $m = 1$ は中立安定、全マッハ数を通じて周方向波数は $m = 3$ が最も不安定である。圧縮性の影響は周方向マッハ数の増加とともに顕著になるが、 $M = 0.4$ までは小さいことがわかった。(2) 渦度分布を変化させた場合、 $r_{in}^* \geq 1.5$ mm で最大増幅モードは非圧縮混合層と同じ性質を持ち、圧縮性の影響を移流マッハ数で整理できることがわかった。

参考文献

- 1) 西岡, 須浪: ながれ, 14 (1995) 377-389.
- 2) 西岡, 須浪, 上山: ながれ, 15 (1996) 35-44.
- 3) T.Sunami, M.N.Wendt & M.Nishioka: AIAA paper 98-3271 (1998)
- 4) 辻本, 西岡: ながれ, 14 別冊 (1995) 85-88.
- 5) 西岡, 松岡, 辻本, 比江島: 日本機械学会論文集, 63-605, B (1997) 119-125
- 6) L.N.Howard & A.S.Gupta: J.Fluid Mech. 14 (1962) 463-476.

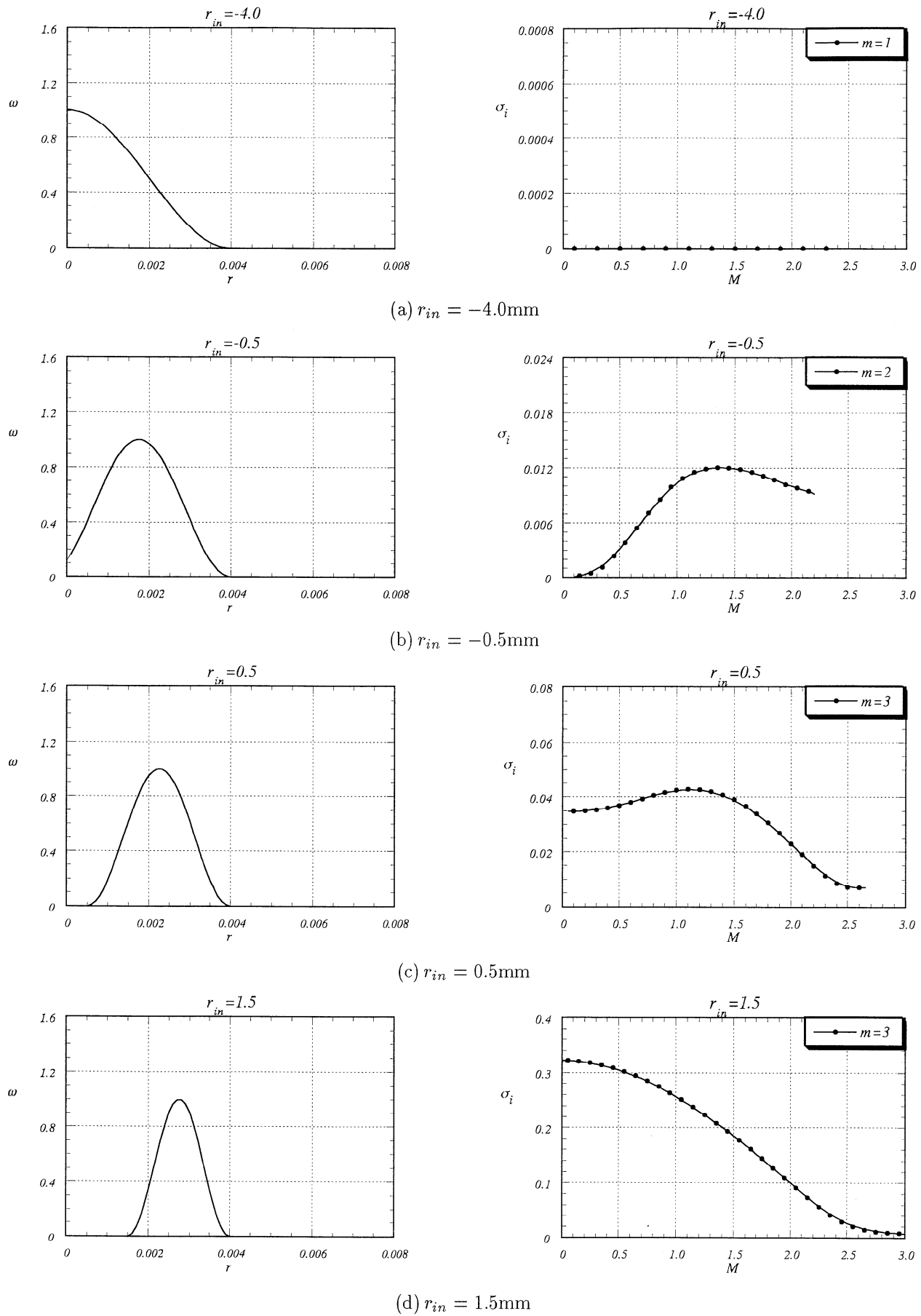


図 5 代表的な渦度分布をもつ縦渦の増幅率とマッハ数の関係

入射マッハ波に対する超音速境界層の受容性

坂上昇史（阪府大工），西岡通男（阪府大工）

Supersonic boundary layer receptivity to incident Mach waves

Shoji SAKAUE and Michio NISHIOKA

Dept. of Aerospace Eng., Osaka Prefecture University

ABSTRACT

To obtain a better understanding of the coupling between external disturbances and excited boundary layer fluctuations, the receptivity of supersonic boundary layer to Mach wave is examined numerically at a freestream Mach number 2.2. On the basis of potential flow theory, we first describe the periodic Mach wave radiated from small disturbance source and reflected at solid wall. Then, we examine the receptivity to the periodic Mach wave penetrating into supersonic boundary layer. The result shows that the excited boundary layer fluctuation is found to be governed by the forced wave due to the forcing field in the freestream along the boundary layer.

Key Words: supersonic boundary layer instability, boundary layer receptivity, laminar flow control

1. はじめに

本研究の主題は、超音速境界層の音波に対する受容性である。超音速機が大気中を巡航する場合、翼境界層は静穏な主流環境の中にある。このような翼境界層の乱流遷移を超音速風洞実験で模擬する場合、風洞側壁上の乱流境界層から放射される音波の影響を受け、それが境界層固有の増幅攪乱を励起する場合には当然遷移が早まることになる。したがって、超音速流中を伝わる音波の性質を把握し、境界層に入射する音波が励起する攪乱についてよく調べる必要がある。

Mack¹⁾は、波状壁上を流れる非粘性流の圧力変動が境界層に入射するときに励起される攪乱を、非粘性流の応答と線形安定性理論に基づく粘性攪乱を重ね合わせた強制攪乱として表し、その振幅が平板前縁から成長し、入射する変動の強さの数倍に達することを示している。また、Kendall²⁾は、超音速風洞中に置かれた平板境界層に発生する変動を測定し、その振幅変化を上述の Mack の計算と比較して風洞中に存在する音波攪乱が固有攪乱を励起すると結論している。しかし、彼らは、超音速流中を伝わる音波攪乱が境界層におよぼす影響や、強制攪乱 (forced wave) とは性質の異なる固有攪乱 (free wave) が発生する過程などは明らかにしていない。

T-S波動を励起するための条件としては、音波に伴う速度変動から壁上での滑り無し条件により生成される渦度場がT-S波動の波数 α_{TS} 成分を含むことが必要である³⁾。超音速境界層の場合も、壁上に周期的な u 変動（流れ方向の速度変動）を導入したとき発生するT-S波動の振幅が u 変動に含まれる α_{TS} のフ

ーリエ成分に比例することが示されている⁴⁾（図1）。本研究では、図1に見られる局所的でかつ周期振動する攪乱源から放射されるマッハ波が入射するときの超音速境界層の受容性を数値計算により調べた。まず、振動するマッハ波による外乱を明確にするために、攪乱源から放射されるマッハ波を微小攪乱に対するポテンシャル方程式を用いて記述してその特徴を調べ、さらに、このマッハ波が境界層に入射するときに励起される攪乱を数値計算により調べた。

2. マッハ波の発生と壁面への入射

簡単のため、マッハ数 M （速度 U ）の一樣な超音速のポテンシャル流を考え、流れの方向に x 軸、流れと垂直な方向に y 軸をとる（図2）。変動が微小でかつ角周波数 ω で周期的であるとする、流れ場は微小擾乱に対する速度ポテンシャル

$$\tilde{\phi}(x, y, t) = \phi(x, y) \cdot \exp(i\omega t)$$

を導入して次式で表せる。

$$(M^2 - 1) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + 2i\omega \frac{M^2}{U} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\omega^2 M^2}{U^2} \phi = 0 \quad (1)$$

また、マッハ波を放射する周期変動する攪乱源は、 y 方向の速度変動について次のように記述される。

$$\tilde{v}(x, t) = v(x) \cdot \exp(i\omega t)$$

マッハ波が図2のように攪乱源から y 方向に h 離れた壁面に入射する場合、速度ポテンシャル ϕ は(1)式より次のように得られる。

$$\phi(x, y) = -\frac{1}{m} \int_0^{x_1} F(\xi) d\xi - \frac{1}{m} \int_0^{x_2} G(\xi) d\xi \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 x_1 &= x - m y > 0, \\
 x_2 &= x - m (2h - y) > 0, \quad m = \sqrt{M^2 - 1} \\
 F(\xi) &= u(\xi) \exp \left[-\frac{i\omega M^2}{U m^2} (x - \xi) \right] \\
 &\quad \times J_0 \left[\frac{\omega M}{U m^2} \sqrt{(x - \xi)^2 - m^2 y^2} \right] \\
 G(\xi) &= u(\xi) \exp \left[-\frac{i\omega M^2}{U m^2} (x - \xi) \right] \\
 &\quad \times J_0 \left[\frac{\omega M}{U m^2} \sqrt{(x - \xi)^2 - m^2 (2h - y)^2} \right]
 \end{aligned}$$

ここで、 $J_0(z)$ は零次のベッセル関数である。(2)式第1項の積分は攪乱源から右上へ向かうマッハ線を、第2項は壁面で反射することによって右下へ向かうマッハ線を鏡像を用いて表している。マッハ数が $M = 2.2$ 、角周波数が図1の場合と同じ $\omega L/U_1 = 0.126$ (無次元化の基準量については次節参照) のマッハ波の圧力変動場を(2)式より求めると図3(a)のようになる。図(b)は図1のマッハ波の入射をEuler方程式に基づく数値計算で求めたものである。攪乱源から引いたマッハ線上で変動の振幅が最大となり、(2)式で示されるマッハ数 M と角周波数 ω によって定まる波長をもった変動が現れることがわかる。 $M = 2.2$ の場合のこの変動の波数と角周波数の関係を求めると図4のようになり、T-S波動のそれとは位相速度の差によりずれていることがわかる。

3. 入射マッハ波による超音速境界層の応答

主流マッハ数 $M = 2.2$ の超音速境界層に図1のマッハ波が入射するときに境界層内に励起される攪乱を考える。座標原点を流入境界におき、座標原点での排除厚さ δ_1 を基準長さ L として、 $0 \leq x/L \leq 300$, $0 \leq y/L \leq 31$ (以下単に x, y で表す) の領域を扱い、レイノルズ数を $Re = \rho_1 U_1 L / \mu_1 = 2196$ とする。このとき、下流境界での排除厚さは $1.826L$ である。入射するマッハ波は、文献4)において壁上の u 変動を主流速度の3%とした場合に放射されるものと同一で(図1: u 変動の最大値は主流速度の0.028%)、角周波数は $\omega L/U_1 = 0.126$ である。この角周波数のT-S波動はほぼ増幅率最大となる(図4○印)。

振動マッハ波が境界層に入射するときの変動場を圧力変動と渦度変動の瞬間等値線で図5に示す。この変動場は、図3の変動が境界層の外縁に沿って存在するときの境界層の応答である。渦度変動は、 $20 \leq x \leq 60$ ではT-S波動とは明らかに異なるが、 $x \geq 80$ では典型的なT-S波動のパターンとよく似ている。ただし、その波長は主流中の圧力変動(および後述する非粘性流の壁上の u 変動)と同じで、T-S波動とは異なる。また、 $x = 150$ 付近で渦度は弱くなるがこの傾向はどの時刻においても現れる。

マッハ波が入射する場合に励起される攪乱の振

幅・位相の x 方向変化を壁上の渦度変動で図6に示す。外乱としての非粘性流の u 変動(図3(b)の壁上)と、線形安定性解析によって得られるT-S波動の振幅・位相の変化を併せて示す。渦度変動は振幅・位相変化とも外乱の u 変動の変化とほぼ同じであり、この外乱による強制解(攪乱)が変動場を支配している。このように非粘性流の壁上の u 変動が外乱の強さの目安となる。さて、位相変化に注目すると外乱の u 変動がその最大値の1/3以下になる $x \geq 250$ では渦度変動の位相変化はT-S波動の勾配に近い。また、 $x = 150$ 付近に見られる渦度の減衰は、強制解(外乱の u 変動に由来する渦度変動)の他に粘性型波動が存在することを示唆している。

境界層内の攪乱の構造を u 変動の振幅と位相の y 方向分布で図7に示す。横軸は $\eta = (y/x) Re_x^{1/2}$ (x : 平板前縁からの距離)であり、実線は線形安定性理論によるT-S波動の u 変動分布である。マッハ波の入射点($x = 45$)で励起される攪乱の振幅はマッハ波の最大 u 変動の約2倍である。下流に行くにしたがって、外乱の u 変動は減衰し、境界層内の攪乱はT-S波動の分布に近づく。このことからわかるように、マッハ波の入射によってT-S波動が励起されると判断できる。しかし、ここでの計算領域内ではT-S波動が卓越することはない。

マッハ波が境界層に入射する場合に励起される攪乱としては、前述のとおり強制解が支配的となるが、その渦度変動にはT-S波タイプの渦度パターンが認められる。つまり、強制攪乱はT-S波と同様の粘性型である。このタイプの渦度の集中は、強さによって3次元的な非線形発達に導き境界層を早期に遷移させる原因となる。特にマッハ波の入射点近傍ではその強さが大きいことから、マッハ波が強い場合には入射点から遷移に至る可能性があると考えられる。

3. まとめ

超音速流中の局所的で周期振動する攪乱源から放射されるマッハ波が境界層に入射するときの受容過程を数値計算で調べた。その結果、入射するマッハ波に対する境界層の応答は、マッハ波に伴って現れる境界層外縁に沿った外乱によって作られる強制解(強制攪乱)が支配的となることを示した。

引用文献

- 1) L. M. Mack (1987) AGARD Rep. No.709.
- 2) J. M. Kendall (1975) *AIAA J.* **13**, 3, 290-299.
- 3) M. Nishioka, M. V. Morkovin (1986) *J. Fluid Mech.* **171**, 219-261.
- 4) S. Sakaue, M. Nishioka (1997) Proc. of the 7th ACFM, 271-274.

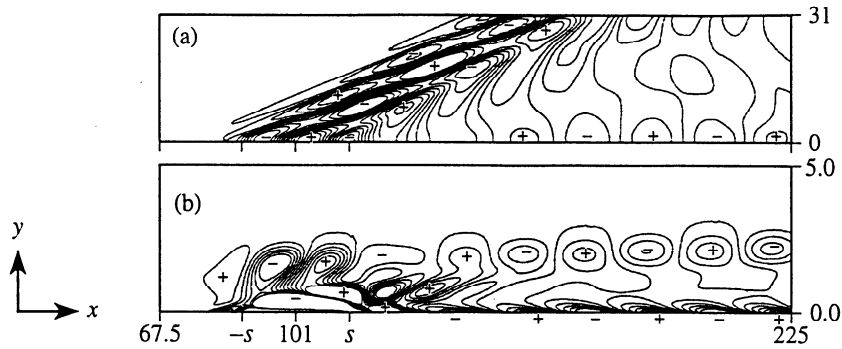


図1 壁面上に周期的な流れ方向の速度変動攪乱を与えたときの変動場：
(a)圧力変動，(b)渦度変動の瞬間等値線図。

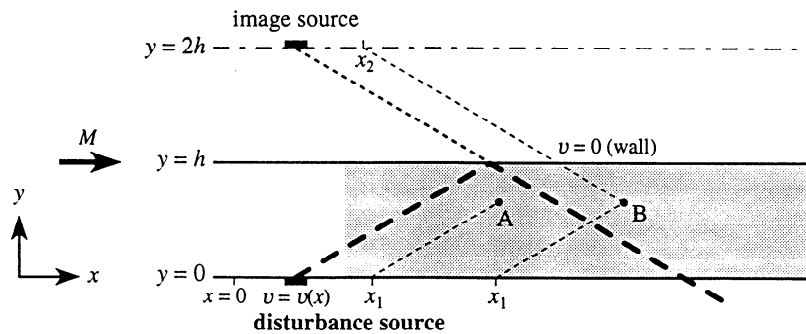


図2 周期振動する攪乱源から放射されるマッハ波とその壁面への入射

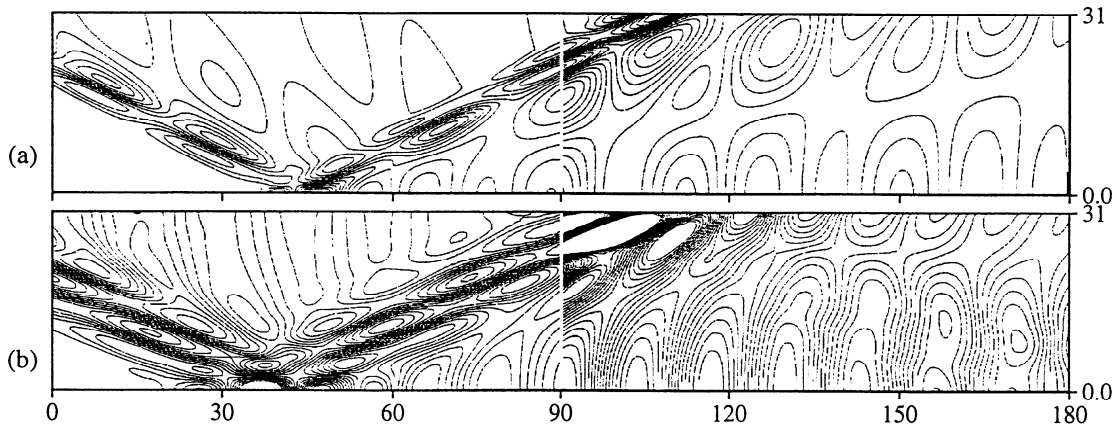


図3 壁面に入射するマッハ波（圧力変動の瞬間等値線図：角周波数； $\omega L/U_1 = 0.126$ ）：(a) ポテンシャル流理論，(b) 図1のマッハ波が入射する場合の数値計算結果（Euler方程式）。

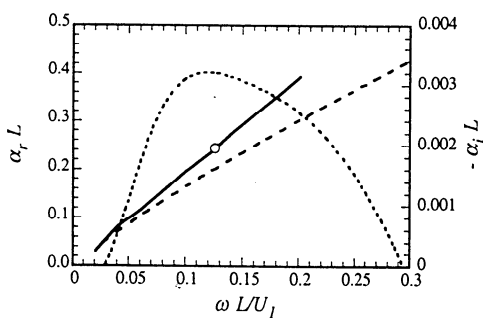


図4 振動するマッハ波(実線：図3の壁上)とT-S波動(破線： $M_1 = 2.2$, $Re_{\delta_1} = 3000$)の波数と角周波数の関係。点線：T-S波動の空間増幅率。

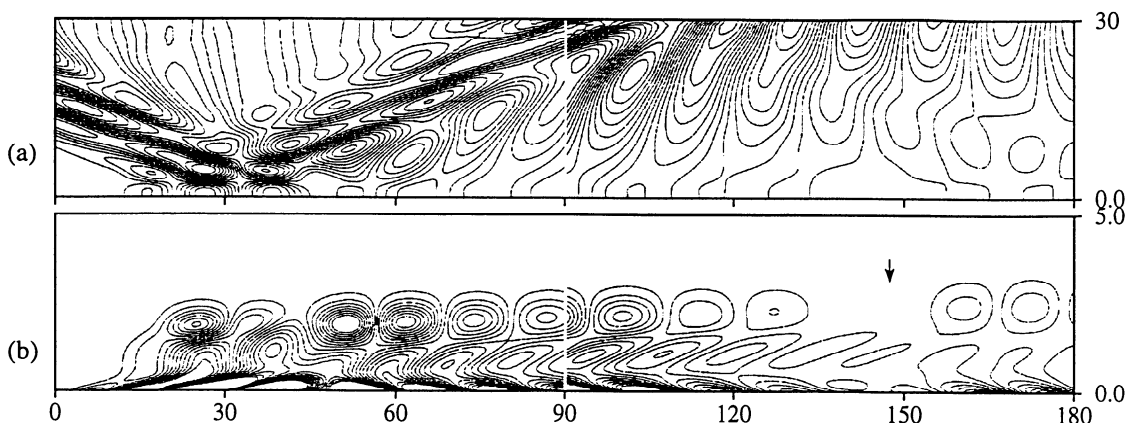


図5 境界層に入射するマッハ波が励起する攪乱 (NS方程式) : (a) 圧力変動, (b) 渦度変動の瞬間等値線図.

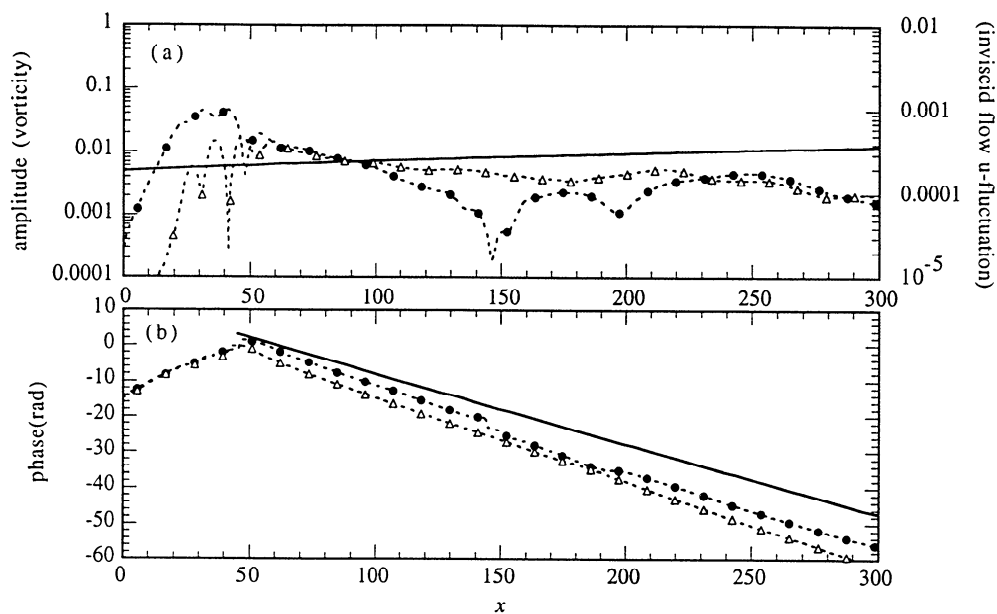


図6 境界層に入射するマッハ波が励起する攪乱の (a) 振幅と (b) 位相の x 方向の変化: ●; 壁面上の渦度変動, △; 非粘性流の u 変動 (壁上), 実線; 線形安定性理論による T-S 波動の振幅・位相の変化.

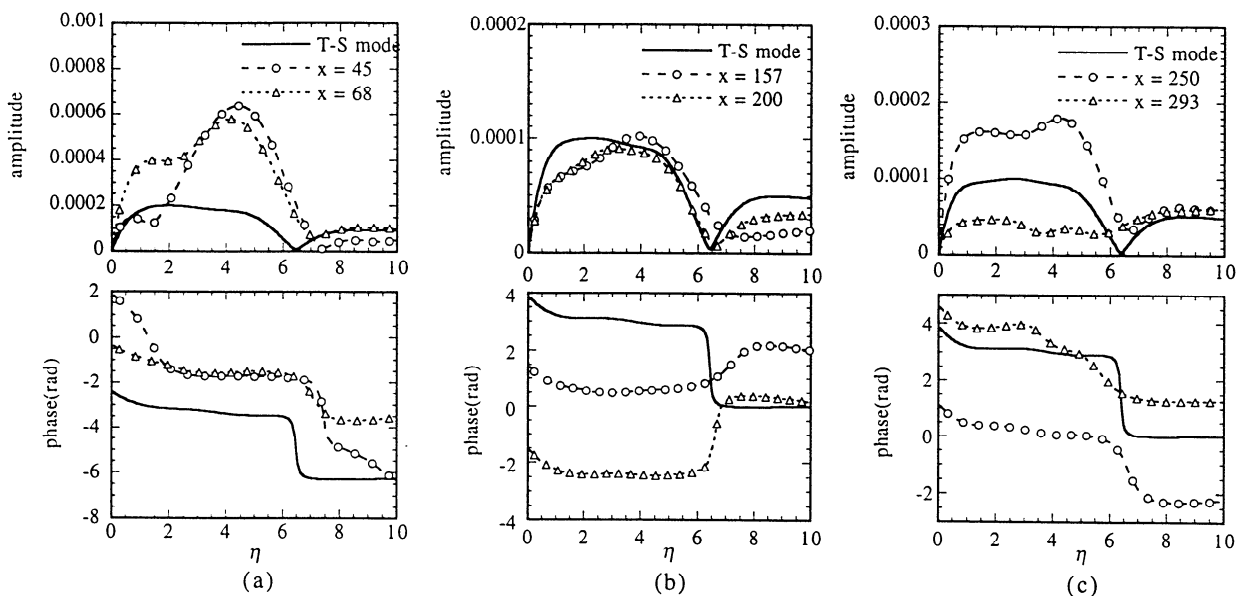


図7 境界層に入射するマッハ波によって励起される u 変動の振幅と位相の y 方向分布: (a) $x = 45, 68$, (b) $x = 157, 200$, (c) $x = 250, 293$. 実線: 線形安定性理論による T-S 波動の振幅・位相.

流れの不安定性に関する一考察

福西 祐 (東北大工), 横川 譲 (東北大院), 谷口 英夫 (岩手大工)

New View and Description of Flow Instability

Yu Fukunishi*, Yuzuru Yokokawa* and Hideo Taniguchi**

*Dept. of Machine Intel. and Sys. Eng., Tohoku University

**Dept. of Mech. Eng., Iwate University

ABSTRACT

An attempt to predict a instability of shear-layer without using the linear stability theory is performed. The transformation process from a shear-layer to separated vortices is simulated by solving two dimensional vorticity-transport equations. As a result of a detailed investigation on the interaction of vorticity field with velocity field, it is suggested that a parameter associated with the inner product of vorticity gradient and velocity vector can be used to estimate the instability of flow field. A feasibility of this parameter when it is used for transition control is also shown.

Key Words: instability, shear-layer, vorticity-transport equation, parameter, vorticity gradient.

1. はじめに

壁面近傍にせん断層は不安定であることが知られている。通常その理由は、線形安定性理論により変曲点型の速度分布を持つ流れは非粘性でも不安定であることが示されているため、と説明される⁽¹⁾。このようなせん断層は乱流や乱流遷移中の流れの中でしばしば発生し、例えば平板境界層において遷移末期にスパイク波形が生じるのも変曲点型の速度分布を持つせん断層の不安定性に起因するとされている⁽²⁾。

ところで、線形安定性理論とは、Navier-Stokes 方程式を平行流近似により線形化し、そこへ周期的な解を入れ、ある速度分布と境界条件のもとにおける解の振幅の時空間的成長、減衰から流れの安定性を予測する解析法である。この方法はいろいろな場面で安定性の予測に有効であるものの、あくまで数学的な検証であるため、不安定な流れ場が成長する力学的説明にはなっていない。したがって実際の流れ場において流れが不安定になる力学的なプロセスを説明しようとする、不安定性を別の視点で捉えることが必要となる。

本研究では、2次元流れ場においてせん断層が時間的に変化していく様子を渦度輸送方程式を用いた数値シミュレーションによって再現し、渦度場と速度場の

相互関係に注目することによって、流れ場の不安定性を支配している物理パラメータを力学的な観点から明らかにすることを試みる。また線形安定性理論によって得られた結果との比較を行う。

2. 数値解析法

計算は2次元非圧縮性粘性流れ場において、運動方程式から導かれる無次元化された渦度輸送方程式 (1) と流れ関数に関するポアソン方程式 (2) を、差分法により解いた。この方程式系では連続の式が自動的に満足される点で有利である。座標系は流れ方向に x 軸、高さ方向に y 軸をとっている。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega \quad (2)$$

ここで、 ω が渦度、 ψ が流れ関数であり、 Re はせん断層の厚さの半分 L を代表長さとしたレイノルズ数である。(1) を計算する際、移流項には3次精度風上差分 (Kawamura-Kuwahara scheme) を、時間積分には前進オイラー法を用いた。また式 (2) のポアソン方程

式はSOR法(加緩和係数1.8)によって収束解を求めている. 計算格子は10:1の長方形格子でx方向に100点, y方向に101点としている. 図1にせん断層を模擬した流れ方向速度分布の概形を示す. 初期条件として式(3)に示す流れ方向速度のy方向分布を与えた.

$$U\left(\frac{y}{L}\right) = \frac{y}{L} + \frac{1}{\pi} \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right) \quad (3)$$

v の初期値は計算領域全体で0とし, また渦度 ω , および流れ関数 ψ の初期条件はこの速度分布より計算した. さらに微小擾乱に対する流れの安定性を解析するために, 渦度分布に振幅0.01%の初期擾乱を加えて計算を行った. この初期擾乱はx方向には周期的であり, その振幅は渦度勾配に比例させている.

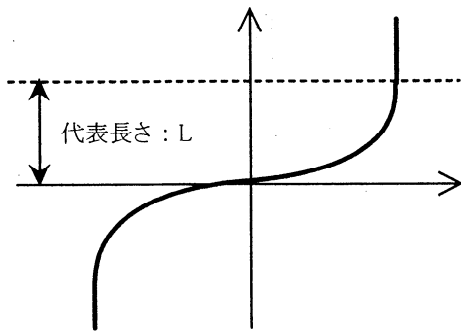


図1 流れ方向速度分布概略図

境界条件は以下のように与えた.

表1 境界条件

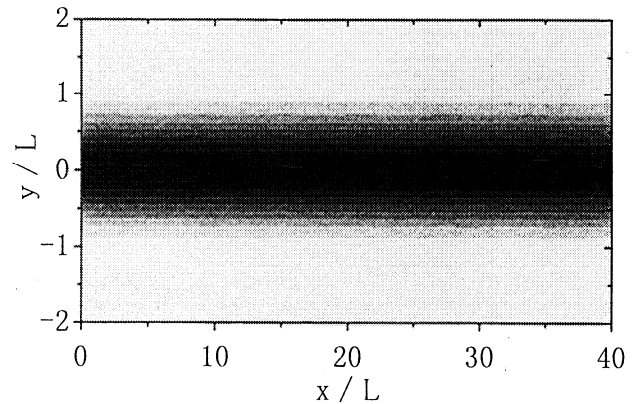
	渦度 ω	流れ関数 ψ
外縁境界	$\omega = 0$ (鏡面条件)	$\psi = 0$
流入流出境界	周期境界条件	周期境界条件

3. 結果と考察

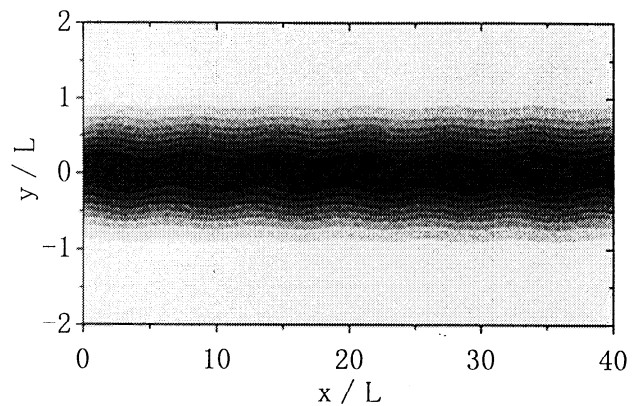
3.1 流れ場の時間的变化

図2に初期条件として無次元波数 $\alpha=0.94$ の擾乱を与えた流れ場の渦度コンターの時間変化を示す. 図中の色の濃い場所は渦度が大きいことを示している. ここで, 時間 τ は主流速度差とLより得られる時間⁽³⁾で無次元化しており, レイノルズ数は500としている. なお, これ以降の計算もすべて同じレイノルズ数で行っている. 図においていわゆる Kelvin-Helmholtz 不安定により流れ場が時間とともに変形しており, その過程はせん断層がロールアップして独立した渦層に変形

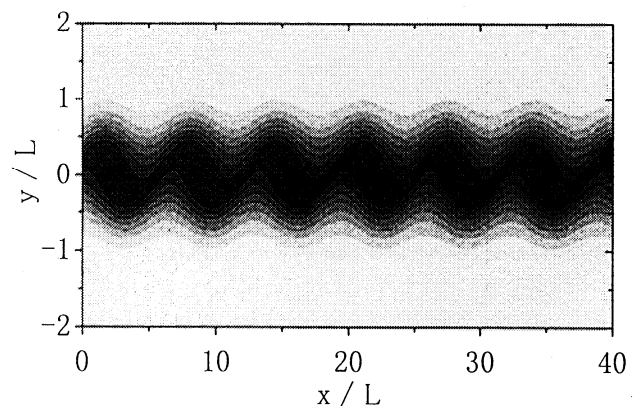
していく過程であるということがわかる.



(a) $\tau=20.0$



(b) $\tau=40.0$



(c) $\tau=50.0$

図2 せん断層の時間変化

図3は初期擾乱として4種類の波数を与えたそれぞれの流れ場の $\tau=50.0$ における渦度コンターである. 同じ計算時間を経た後であるにもかかわらず, 初期に与えた微小擾乱の波数に依存して流れ場の変化の様子が大きく異なることが観察される.

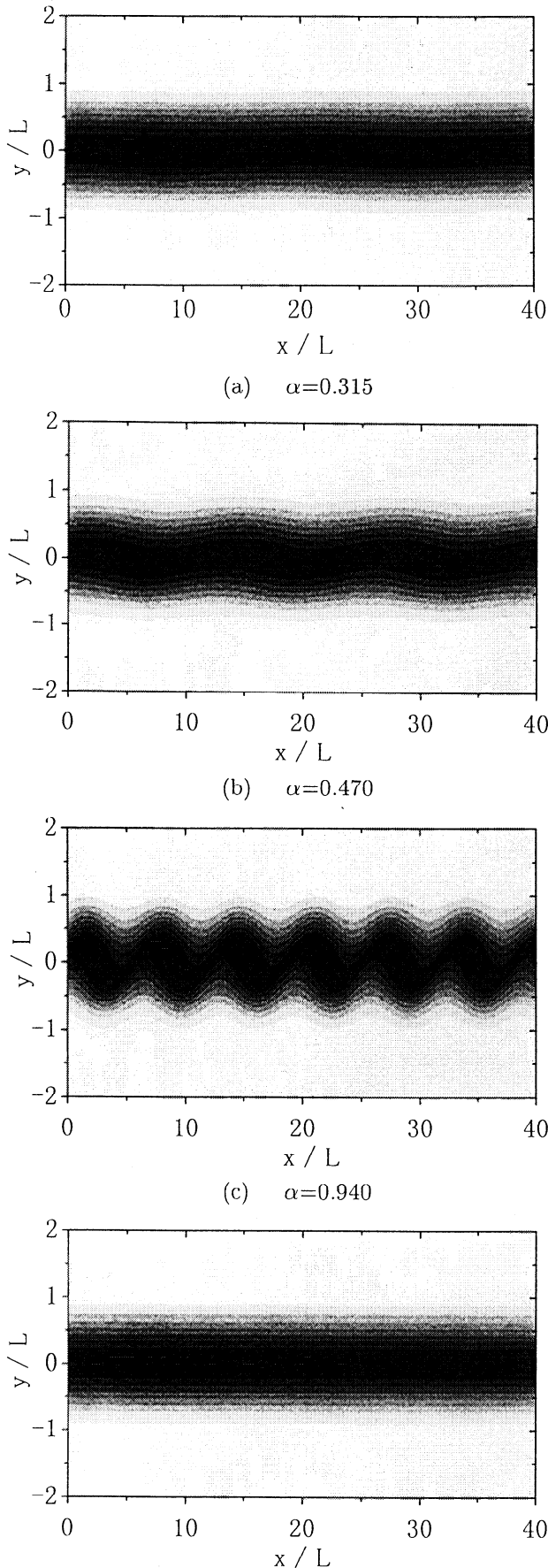
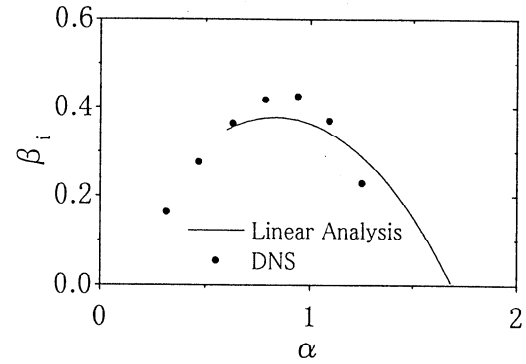


図3 渦度コンター図

図4に微小擾乱の波数 α と速度変動の増幅率 β_i の関係を、数値シミュレーションによる計算結果と線形安定性理論による予測の比較という形で示した。これによると、計算結果と理論値が定性的にかなり良く一致しており計算が正しく行われていることを示している。

図4 u'_{rms} の時間変化

3.2 渦度場と速度場の相互関係

ここで、なぜ特定の波数に対してのみ速度変動の成長が速くなるのかの力学的な説明を試みることにする。図2から明らかなように、速度変動の成長の速さとは渦層のロールアップの速さであり、それは渦度の空間分布形状が変形する速さであると考えることができる。これは、渦度の分布形状の変化のし易さが流れ場の不安定の強さと同じ意味を持つと言い換えられる。この変形過程は、渦度分布が速度場を決定しさらにその速度場が渦度分布の変形を決定するというプロセスで進行するため渦度とそれを運ぶ速度との関係が重要となる。

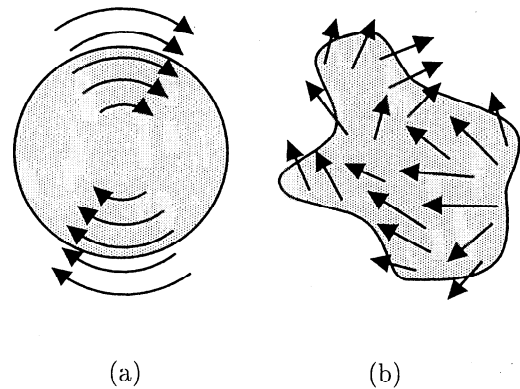


図5 渦度分布と速度ベクトルの関係

この例として図5のような場合を考えてみると、(a)に示すように円の中に渦度が一様に分布して全体が剛体回転をしている場合には渦度分布形状の安定性は保

たれる。しかしながら (b) に示すように渦度が分布している場合を考えるとこの形状は変化し易い。つまり流れ場が不安定であることが予測できる。この (a), (b) の差は速度ベクトルと渦度のコンターラインのなす角度の有無と捉えることもでき, (a) のように両者のなす角度がない場合には渦度分布の形状の変化は促進されず, (b) のように両者のなす角度がある場合には変化が促進されようと考えられそうである。この角度は渦度勾配と速度の内積という量で取り扱うことができる。

次に, 上記の内積の流れ場全体での合計が流れ場の不安定性を表すパラメータとなりうるか否かの検証を行う。

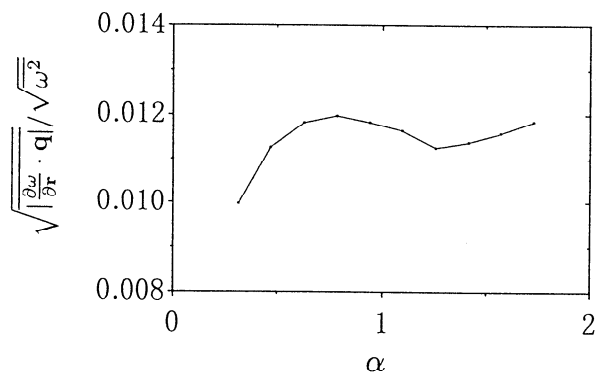


図6 $\sqrt{|\frac{\partial \omega}{\partial r} \cdot \mathbf{q}|} / \sqrt{\omega^2}$ の時間変化

図6に渦度勾配 $\frac{\partial \omega}{\partial r}$ と速度ベクトル \mathbf{q} の内積の絶対

値を流れ場全体で合計したパラメータと波数の関係を示す。なおこの値は ω の r.m.s. 値で無次元化を行っている。この図と図4を比較すると, α が1.2以下では概ね同じ傾向を示すものの, α が1.2を超えた辺りからまた右上がりになっておりこの部分では増幅曲線と一致していないことがわかる。

4 まとめ

渦度輸送方程式を用いた数値シミュレーションを行った結果, せん断層の不安定性に関する以下の知見を得た。

- (1) 流れ場の不安定性とは渦度の分布形状の変化のし易さであると考えられる。
- (2) 渦度勾配と速度の内積の絶対値を流れ場全体で合計した値が, 流れ場の不安定性を定量的に表すパラメータとなりうる可能性がある。

参考文献

- 1) 巽友正, 後藤金英: 流れの安定性理論, 産業図書 (1976), pp.95-105.
- 2) Nishioka, M., Asai, M., Iida, S: *Laminar-Turbulent Transition*, Springer-Verlag, (1980), pp.37-46.
- 3) 小林陵二, 福西祐, 西川世洋, 深谷潔: 第23回乱流シンポジウム講演論文集, (1991), pp.425-429.

e^N 法に基づく境界層の遷移予測とその検証

跡部 隆, 山本 稀義 (航技研)

Numerical prediction of transition location using the e^N method

Takashi Atobe, Kiyoshi Yamamoto

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

In order to develop a prediction system of boundary-layer transition based on e^N method, some numerical results obtained by the Sally-code are investigated in detail. By comparison with an experimental result, it is found that the Sally-code could not be applied for quantitative use.

1 はじめに

航空機の機体表面に形成される境界層は流れの状態によって摩擦抵抗が大きく変化することが知られている。流れが乱流になると、層流に比べて摩擦抵抗は大きく増大し、結果として燃費などの飛行性能を著しく劣化させる。したがって航空機の翼形状を設計する場合は、この境界層の乱流遷移がより遅くなるようにすることも開発目標の一つとなる。このとき重要なのが層流-乱流遷移位置の正確な予測であり、これによって翼形状やその特性などの最適解が推測可能になる。

しかし、境界層の乱流遷移はその発生機構が複雑で、理論や実験、さらに数値的側面から様々な研究が成されているにもかかわらず未だ十分な理解が得られていない¹⁻³⁾。そのため境界層の遷移予測は現在のところ最も早急に解決されなければならない問題の一つである。

遷移予測コードについてはNASAによってSallyと呼ばれる汎用コードがすでに市販されている^{4,5)}。しかし、このコードは計算精度などの面で必ずしも満足のものではなく、設計開発の現場からはより高精度、かつ汎用性の高いコードの開発が要望されている。

本研究は境界層の層流-乱流遷移を数値的に予測する新たな遷移位置予測コードを開発する第一段階として、まずSallyコードを様々な流れに適用しその問題点を明確にした。そのため当所で開発が進められている超音速小型実験機の翼形状を計算対象にし、その妥当性を主に定性的側面から検証した。

さらに基本的な翼形状であるNACA0015に対して計算を行い、同じ翼模型を用いて行われた実験結果と比較することで計算精度の定量的評価を行った。

最後に、これらの結果を踏まえた上で独自に遷移位

2 e^N 法

ここでは遷移予測コードの基礎となる e^N 法についての簡単な概略を述べる。この手法の基本は、多くの線形理論同様にまず流れの中に微小な攪乱が存在し、それが流れとともに空間的、時間的に発達するものとする。このときの攪乱波の増幅は主流からのエネルギー流入によるものとし、ある程度発達したところで今度は攪乱波が主流そのものを乱し、乱流へと変化させる。

まずNavier-Stokes方程式と連続の式(圧縮性のある流れに対してはエネルギー方程式)から成る基礎方程式系を微小攪乱近似によって線形化する。この時境界層内で流れが平行であると仮定すれば、線形化された方程式をさらに単純化する。そして攪乱波が平面波であると仮定することにより、定数係数の常微分方程式が得られる。これはOrr-Sommerfeld方程式と呼ばれる固有値方程式であり^{6,7)}、物体表面上と遠方で攪乱が0になるという境界条件を与えて解くことができる。

これによって得られる固有値は攪乱波の増幅率に対応する。例えば時間発展を考える場合、この固有値を ω とすればその虚部が正なら攪乱波は増幅、負なら減衰を表し、その増幅(減衰)は指数関数的である。ここで攪乱波の初期振幅を A_0 とすれば t 秒後の攪乱波の振幅は以下ようになる。

$$\ln A/A_0 = \int_0^t \omega_i dt. \quad (1)$$

ここで ω_i は固有値 ω の虚部を表す。 e^N 法ではこの振幅比の対数を N とし、この値がある閾値を越えたところで境界層の乱流遷移が発生すると考える。普通風洞実験の場合、この値は約10くらいと言われるが、主流中の乱流強度によってはこの N 値は一般に大きく変化することが知られている。

本研究で開発したコード及びSallyコードは、上に述

件からこの N 値を算出し、乱流遷移の発生を予測するものである。以下にその計算結果を示す。

3 計算結果

ここではまず現在開発中の超音速小型実験機の翼形状に対し Sally コードを適用し、その計算結果の妥当性を定量的、定性的に評価する。さらに NACA0015 に対し、対応する実験結果と比較することで計算精度を検証した。

3.1 SST 小型実験機

次世代小型超音速機は将来の人的、物的輸送手段として世界的に開発が進められているもので、現在当所でもその第一段階として小型ロケット実験機の開発を行っている。超音速輸送機は既にフランスで開発され実用化されているコンコルドが有名だが、騒音や燃費などの面で問題が山積し、実質的な意味では実用化とは言いがたい。

航空機の燃費は機体表面に形成される境界層の状態が大きくこれを左右する。境界層の乱流遷移を遅らせる方法は吸い込みや微細なアクチュエータの操作など、様々な手法が提案されているが、翼断面の形状を工夫することで遷移を遅らせるのも一つの方法である。当所における超音速の開発ではこの自然層流翼を基本にしているが、この場合最適な翼形状の設計を行う上で

遷移位置の正確な予測が不可欠となる。

そこで Sally コードを用いて様々な断面形状に対して安定性の解析を行った。以下にこのうちの二つの例を示し、その計算結果の定量的、定性的妥当性を調べた。

図 1 (a), (b) は計算対象となる 2 種類の翼断面形状と、その上の圧力係数 (C_p) の分布を示している。主流のマッハ数は 2 で、それぞれ後退角を持つ。したがって流れは 3 次元性を持ち、境界層の乱流遷移が攪乱波の横流れ不安定に起因する場合である。微妙な翼形状の違いは C_p 分布の違いとなって現れているが、図 1 (b) の方が C_p 分布の前縁での立ち上がりが急になっていることがわかる。

これらの条件から安定性解析を行った結果をそれぞれ図 2 (a), (b) に示す。横軸は翼弦方向を示し、縦軸は各点における N 値を示す。また図中の数字は攪乱波の振動数を表している。これを見ると一定の振動数を持つ攪乱波は、その振幅が前縁から後縁に向かって増大し、途中で減衰に転ずることがわかる。また前縁付近では比較的大きな振動数を持つ攪乱波がより不安定で、後縁に進むにつれ徐々に低い振動数が不安定化していくことがわかる。そして全体としては包絡線を形成している。

これらの結果は定性的な観点からみると矛盾はなさそうだが、 N 値がやや大きめであることなど、定量的には誤差を多く含んでいるように見える。したがって、流れの特徴などを定性的に評価するためにこのコードを利用することは十分可能であると言える。

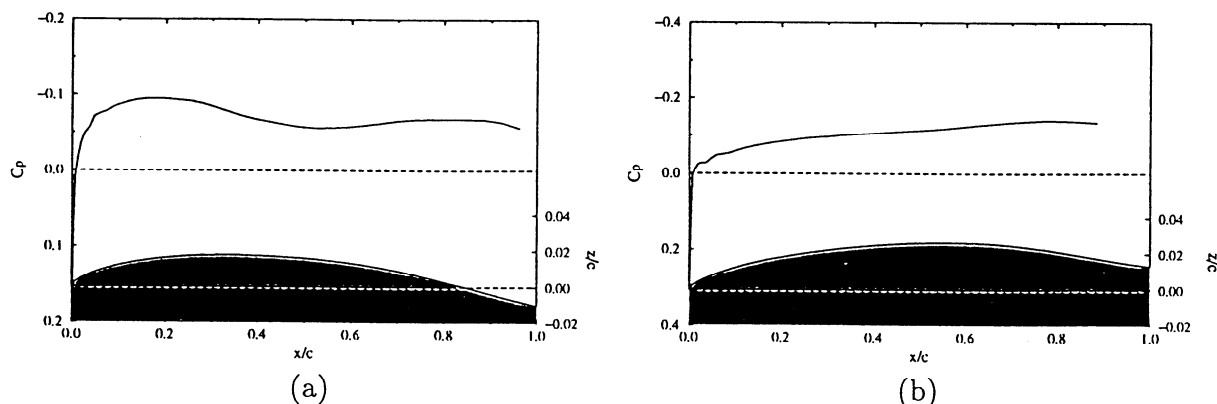
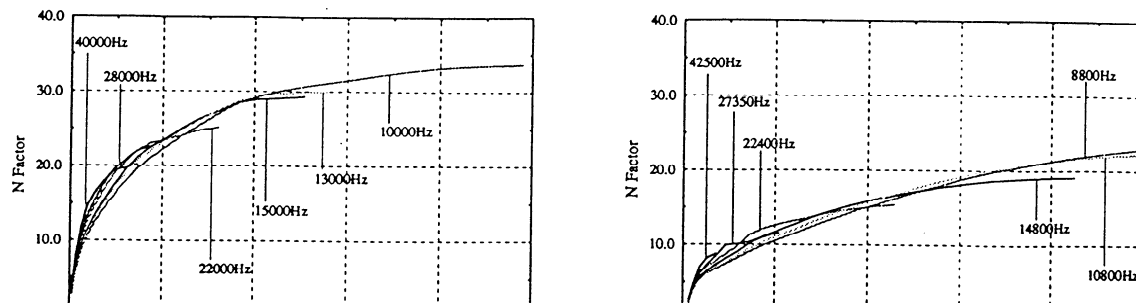


図 1 小型超音速機の翼断面とその上の C_p 分布。



3.2 NACA0015

次に計算結果の定量的評価を行うために NACA0015 型の翼形状を対象に安定性解析を行う。ただし簡単のためここでは後退角を持たない。したがって前述の超音速機の場合とは異なり、流れを不安定化させる主な要因は Tollmien Shlichting 不安定 (T-S 不安定) が支配的になる。レイノルズ数は 10^6 の周辺に設定し、主流速の変化に対する安定性の変化の様子を調べた。また同じ条件で行われてた風洞実験の結果と比較することで、遷移が発生する N 値の検証を行う。

図3は翼断面形状とその上の C_p 分布の様子を示す。これらは迎角が 0° と 3° のもので、後退角はない。翼形状は4桁の NACA 翼の計算式から求め、その上の C_p 分布はパネル法⁸⁾を用いて計算した。

ここでは迎角が 0° の場合を対象に、境界層の安定性を解析した結果を図4に示す。主流の速度をそれぞれ 30m/s と 40m/s とした。これらの図を見ると各攪乱波の振幅は下流に向かって単調に増加し、最後まで減衰に転じないように見える。そして最大増幅率を与える攪乱波の振動数は、どのコード位置でも一定であり、全体として包絡線を形成しない。このことは超音速機の場合と大きく異なる点である。

図5は幾つかの主流速に対し、最大増幅を示した攪乱波の周波数をまとめたものである。これを見ると攪乱波の増幅率は少なくとも今回計算した範囲内においては、主流速を増すとともに大きくなることわかる。

ここでの数値計算の結果を定量的に評価するため、風洞実験によって得られた結果と比較する。この実験は、当所の高木、徳川らにより鉄道総合研究所の大型低速風洞で行われたもので、そのうちの一部分を図6に示す。

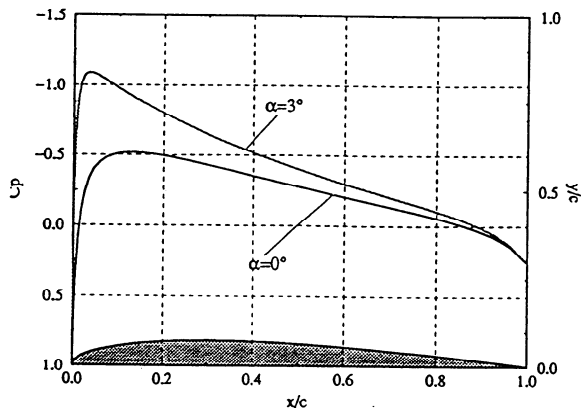
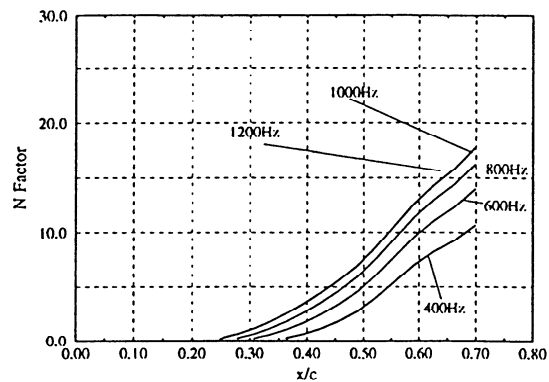


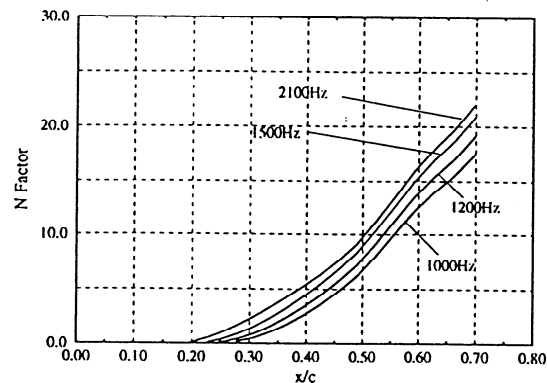
図3 NACA0015の翼断面とその上の C_p 分布。

これらの図は翼模型の表面 $x/c=0.6$ に貼られたホットフィルムからの信号をスペクトル表示したもので、これを見れば最も強いエネルギーを持つ攪乱波、つまり最大増幅率を示す攪乱波の振動数がよくわかる。主流速は 30m/s と 40m/s との2種類のものがあるが、いずれの場合も数値計算によって得られた最大増幅を示す攪乱の振動数とよく一致している。

また実験では 40m/s 秒のときちょうど測定点で遷移が発生したことが確認された。この結果から、乱流遷移が発生する N 値は約17であることが推察される。しかし、普通遷移は $N=10$ 付近で発生すると言われており、数値計算による結果はこれをはるかに越えている。

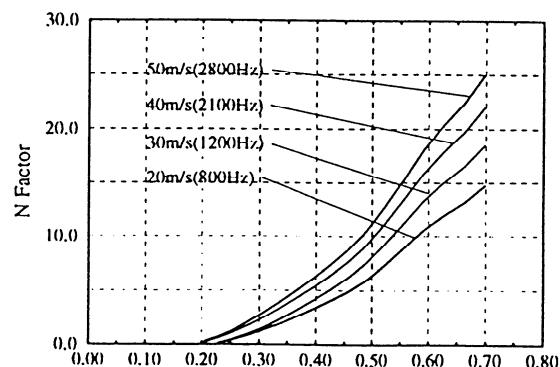


(a) $U_0 = 30\text{m/s}$



(b) $U_0 = 40\text{m/s}$

図4 NACA0015($\alpha = 0^\circ$) の翼面境界層の安定性。



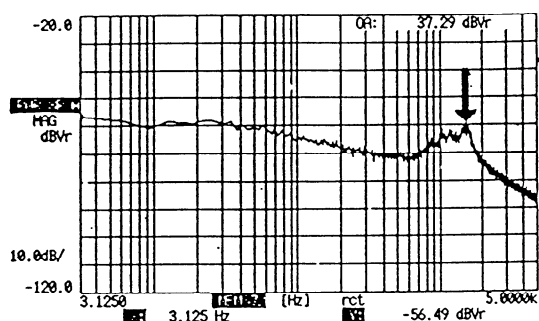
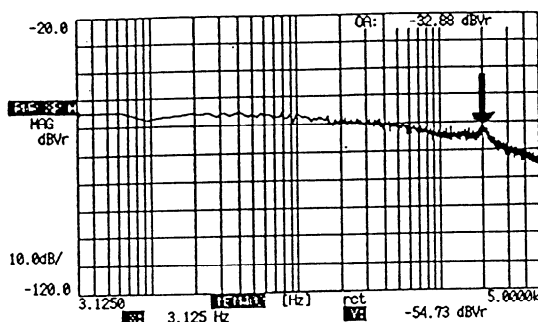
(a) $U_0 = 30\text{m/s}$ (b) $U_0 = 40\text{m/s}$

図6 NACA0015 型模型に対する実験結果 (パワースペクトル)。

3.3 独自コードによる結果

最後に我々が新たに開発した遷移位置予測コードによる結果を示す。ここでの計算は Sally 同様、境界層近似から導出される相似解を数值的に解析して得られる速度プロファイルを用いてその安定性を調べた。その結果を表1に示す。これは各コード位置において計算した固有値の値を表わしたもので、これを見ると Sally と今回開発したコードによる結果はほぼ等しい値を出していることがわかる。ただしこの結果から独自コードがより正確な値を計算しているかどうか判断するのは難しい。

x/c	既存コード		独自コード	
	ω_r	ω_i	ω_r	ω_i
0.05	0.040221251	0.006017011	0.041991199	0.006055441
0.10	0.030606592	0.006159314	0.030574961	0.006203461
0.15	0.026937863	0.005939927	0.026914788	0.005979482
0.20	0.025116232	0.005718410	0.025098664	0.005752839
0.25	0.024632112	0.005598055	0.024153749	0.005631257
0.30	0.024814778	0.005531318	0.024800364	0.005565097
0.35	0.025685785	0.005529766	0.025674500	0.005564247
0.40	0.027369821	0.005610732	0.027360894	0.005646234

表1 相似方程式から得られる速度分布の安定性解析。

4 まとめ

境界層の層流-乱流遷移を数值的に予測する新たな遷移位置予測コードを開発するため、既存コード (Sally) を様々な流れに適用し、その有効適応範囲や計算精度を検証した。

超音速小型実験機を対象にした計算結果から、既存コードは安定性の特徴などの定性的な結果を得るには

形状を持つ NACA0015 型翼を対象にした計算では、実験結果との比較から各コード位置で算出される N 値がかなり大きめに出ていることがわかった。

これを克服するため、攪乱伝播理論^{9,10)}などのより高次の近似を取り入れるなどして、定量的な評価にも耐え得る結果を得られるような、新たな遷移位置予測コードを開発する必要がある。

参考文献

- 1) W.S.Saric, *Physical Description of Boundary-Layer Transition: Experimental Evidence*, AGARD-R-793 (1993), 1
- 2) D.Arnal, *Boundary Layer Transition: Predictions Based on Linear Theory*, AGARD-R-793 (1993), 2
- 3) H.L.Reed and W.S.Saric, *Linear stability theory applied to boundary layers*, Annu.Rev.Fluid Mech. (1996) 28, pp.389-428
- 4) A.Srokowski and S.Orszag, *Mass Flow Requirements for LFC Wing Design*, AIAA Paper 77-1222 (1977)
- 5) T.Cebeci and P.Bradshaw, *Momentum Transfer in Boundary Layers*, Hemisphere (1977), pp.213-234
- 6) 巽友正, 後藤金英; 流れの安定性理論, 産業図書, (1976)
- 7) 伊藤信毅; 境界層の不安定, 流体力学の進歩 遷移, 谷一郎編, pp.97-137
- 8) 重見 仁; 多翼素翼型の逆問題の解法, 航技研報告 TR-571 (1979)
- 9) N.Itoh, *Effect of wall and streamline curvatures on instability of 3-D boundary layers*, in *Laminar-Turbulent Transition* (Springer, Berlin) (1995), pp.323-330
- 10) N.Itoh, *Development of wedge-shaped disturbances originating from a point source in a*

強制磁気再結合の線形解析

石澤 明宏、徳田 伸二 (原研那珂)

Linear analysis of forced magnetic reconnection

Akihiro Ishizawa and Shinji Tokuda

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute

Abstract

The forced magnetic reconnection due to a boundary perturbation is investigated by use of the boundary layer theory. A reconnected flux is derived with the exact asymptotic matching. By virtue of the exact matching, the effect of the inertia of the plasma in the inner layer is correctly included. The reconnected flux increases with the time scale of the imposed the boundary perturbation at the initial evolution; it can be faster than the Sweet-Parker time scale. The surface current is induced on the resonant surface to suppress the growth of magnetic islands at the initial evolution. Moreover the equation for the time evolution of the reconnected flux is proposed in terms of an integral equation.

Key Words: MHD, boundary layer theory, asymptotic matching, magnetic reconnection

1 序論

トカマク型のプラズマ閉じ込めを行う場合、軸対称な磁場配位を用いる。しかし、現実の装置では、例えば磁場をつくるコイルの配置は完全に軸対称ではなく、理想的な軸対称磁場をつくることは不可能である。この軸対称な磁場配位からのずれは、誤差磁場と呼ばれる。この誤差磁場の影響で、プラズマ内部において磁気再結合が強制的に起こり、磁気島が形成される。そして、磁気島形成の結果、プラズマの閉じ込めが悪化し、閉じこめが消失する場合もある。

誤差磁場が加わると、プラズマ内の有理面と呼ばれる非常に薄い層に、非常に強い渦度と電流が現れ、この面は境界層になる。

境界層内の解析において重要な効果がいくつかある。一つは、プラズマの電気抵抗の効果である。磁気再結合が起こり、磁気島が成長するためには、磁力線のトポロジーが変わる必要がある。この変化を調べるために、プラズマの電気抵抗を考慮に入れた解析を行う必要がある。もう一つは、外からプラズマを押しつけることによる、プラズマの慣性の効果である。これは強制磁気再結合に特有なものである。

これまでに行われた解析では、境界層理論における漸近接続において、プラズマの慣性を無視する場合にのみ成立する近似を用いて、解析を行っている [1, 2, 3, 4]。強制磁気再結合のよ

うに、外からプラズマを押しつける場合、プラズマの慣性は重要になり、無視することはできない。

本論文では境界層内のプラズマの慣性の効果を正しく評価し、解析を行う。そして、新しく磁気再結合率を計算する。この磁気再結合率の平方根が磁気島の幅を表す。その結果、これまでに示された強制磁気再結合のシナリオと異なる結果を得る。また、磁気再結合率の時間発展を記述する方程式として、積分方程式を提唱する。

2 境界層解析

全領域を、有理面近傍の境界層とそれ以外の外部領域に分けて解析を行う。外部領域は静的理想電磁流体であるとする。境界層では有理面内の抵抗、プラズマの慣性を考慮して解析を行う必要がある。

基礎方程式は非圧縮抵抗性MHD方程式とする。

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{B} = \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{v} + \eta \Delta \mathbf{B} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (3)$$

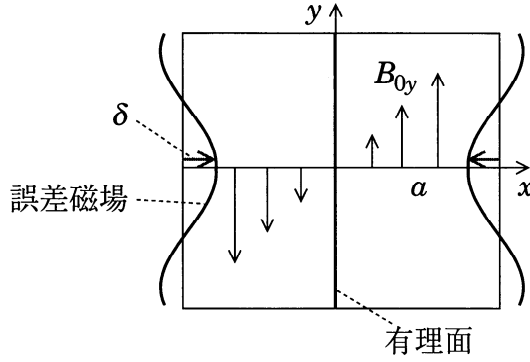


Figure 1: スラブモデル

ここで、 p はプラズマの圧力、 η は磁気拡散係数、 \mathbf{v} はプラズマの速度を表す。ここで $\mathbf{B} = B_T \mathbf{e}_z + \mathbf{e}_z \times \nabla \psi$ は磁場、 $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ は電流密度を表す。また、 B_T は一様なトロイダル磁場を表し、 ψ はベクトルポテンシャルの z 方向成分を表し、磁気ポテンシャルと呼ばれる。

プラズマは誤差磁場の印加により印加前とは異なるMHD平衡に移行する。この新しいMHD平衡をスラブモデルを用いて考える。このモデルでは幅が $2a$ の導体壁に挟まれたスラブ形のプラズマを考え、 x 軸を横に y 軸を縦にとる (Figure 1)。そして、系は z 方向に一様であると仮定する。

3 外部領域

外部領域は、静磁場平衡であると仮定し ($\mathbf{v} = 0$, $\eta = 0$)、Newcomb 方程式に従うとする。

$$\nabla \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = 0. \quad (4)$$

はじめに、誤差磁場が無い平衡磁場を考える。境界条件はプラズマ表面で

$$\psi(\pm a) = \text{const.} \quad (5)$$

であり、この境界条件を満たす (4) の解を

$$\psi = \psi_0(x) \quad (6)$$

とする。また、 $\psi_0(x)$ は x について対称で、 $x = 0$ が有理面になる ($d\psi_0(x)/dx = 0$) と仮定する。

次に、この平衡磁場に誤差磁場が加わった場合を考える。この場合、外部領域は Newcomb 方程式に従い新しい平衡に移る。誤差磁場の波数は k 、振幅は δ とする。また、誤差磁場の振幅は非常に小さいので、 $\delta \ll a$ と仮定する。境界条件は (5) と異なり

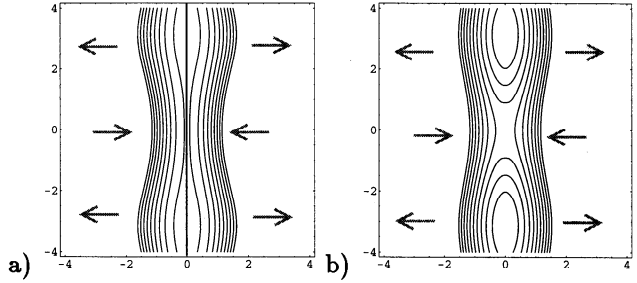


Figure 2: $\psi = \psi_0(x) + \psi_1(x, t) \cos ky$ の等値線 (磁力線を表す)、a) 磁気島を持たない磁場配位 (I 状態)、b) 磁気島をもつ磁場配位 (II 状態)

$$\psi(\pm(a - \delta \cos ky)) = \text{const.} \quad (7)$$

に変更される。新しい平衡磁場を以下のように書く。

$$\psi = \psi_0(x) + \psi_1(x, t) \cos ky \quad (8)$$

ここで $\psi_1(x, t)$ は誤差磁場が加わったことによる摂動を表す。この式を Newcomb 方程式 (4) に代入し、 δ の一次まで展開することにより ($\psi_1(x, t)$ は δ のオーダー)、 $\psi_1(x, t)$ が満たすべき方程式を得る。式 (7)、(8) より、 $\psi_1(x, t)$ に対する境界条件は

$$\psi_1(\pm a, t) = \delta(t/\tau_e) \psi'_0(a) \equiv \psi_e(t/\tau_e),$$

となる。ここで $\delta \equiv \delta(t/\tau_e)$ で、 τ_e は誤差磁場の印加の時間スケールを表す。境界条件が左右対称であり、また、方程式は x を $-x$ に置き換えても変わらないことから、解は $\psi_1(-x, t) = \psi_1(x, t)$ を満たすことがわかる。

外部領域の解は一般的には

$$\psi_1(x, t) = \psi_1(0, t) f(x) + \psi_e(t/\tau_e) g(x), \quad (9)$$

と書く事ができる。ここで、 $f(x)$ は自由磁気再結合 (通常のテアリングモード) の固有関数であり、 $f(0) = 1$ と斉次な境界条件 $f(\pm a) = 0$ を満たす。また、 $g(x)$ は $g(0) = 0$ と非斉次な境界条件 $g(\pm a) = 1$ を満たす。(I) 状態は、 $\psi_1(0, t) = 0$, $\psi_e(t) \neq 0$ であり、磁気ポテンシャルが有理面上 ($x = 0$) で 0 になり、シート状の電流分布を持つ (Figure 2 a)。(II) 状態は、 $\psi_1(0, t) \neq 0$ で、磁気ポテンシャルが有理面上 ($x = 0$) で有限の値をもち、シート状の電流は無く、磁気島をもつ磁場配位を表す (Figure 2 b)。

磁気再結合率 $\psi_1(0, t)$ の増加は磁気島の成長を表しており、磁気島成長の解析において、この磁気再結合率の時間変化が重要である。しかし、外部領域の解析では磁気再結合率 $\psi_1(0, t)$ を決めることができない。抵抗の効果を含まない Newcomb 方程式では磁気再結合率の時間変化を記述できないからである。従って、抵抗を考慮に入れた境界層の解析を行う必要がある。次節において、境界層の解析を説明する。

4 境界層

強制磁気再結合の時間発展は、式 (9) により、磁気再結合率 $\psi_1(0, t)$ の時間発展によって、決定される ($\psi_e(t)$ は与えられた関数)。磁気再結合率を求めるためには有理面 ($x = 0$) での磁気ポテンシャルに対する条件が必要である。この条件を求めるため、厚さが非常に薄い有理面近傍を引き延ばし、その内部 (境界層) を初期値問題として解析する。境界層では有理面内の抵抗、プラズマの慣性を考慮して解析を行う必要がある。

強いトロイダル磁場がある場合、プラズマの運動はその磁場に垂直な面内に限られ、また、密度は一定と考えることができ、方程式は簡約 MHD 方程式になる。トロイダル方向に z 軸をとり、 z 軸に垂直な面内の磁場とプラズマの運動を式 (3) に従うように、スカラー関数で記述する。

$$\mathbf{v} = \mathbf{e}_z \times \nabla \varphi, \quad \varphi = \varphi_1(x, t) \sin ky,$$

ここで、 φ は静電ポテンシャルを表す。

初期には磁気島は小さいと考えることができるので線形化を行う。また、有理面近傍 $x \approx 0$ の解析を考えているので、 $k \ll \partial/\partial x$ を仮定する。

誤差磁場が抵抗の時間スケールより速く、アルフベン時間スケールより遅く加わった場合を考えているので、初期条件は $\psi_1(x, 0) = 0$ である。この初期条件のもとでラプラス変換

$$\tilde{\psi}_1(x, s) = \int_0^\infty \psi_1(x, t) e^{-st} dt$$

を行い、 $\psi_1(x, t)$ の時間発展を初期値問題として考える。そして、薄い有理面内の x 軸と変数を引き延ばすと、渦度方程式と磁気ポテンシャルが従う方程式を得る。

$$\hat{s} \frac{d^2 \tilde{\varphi}_{in}}{d\hat{x}^2} = -\hat{x} \frac{d^2 \tilde{\psi}_{in}}{d\hat{x}^2}, \quad (10)$$

$$\hat{s} \tilde{\psi}_{in} - \hat{x} \tilde{\varphi}_{in} = \frac{d^2 \tilde{\psi}_{in}}{d\hat{x}^2}, \quad (11)$$

ここで

$$\hat{x} = \frac{x}{\varepsilon a}, \quad \hat{s} = \frac{\tau_A s}{\varepsilon k a}, \quad \varepsilon = \frac{\tau_A^{1/3}}{\tau_R^{1/3} (ka)^{1/3}},$$

$$\tilde{\psi}_{in}(\hat{x}, \hat{s}) = \frac{\tilde{\psi}_1(x, s)}{\psi_0''(0)a^2}, \quad \tilde{\varphi}_{in}(\hat{x}, \hat{s}) = \frac{\tilde{\varphi}_1(x, s)}{v_A a},$$

$\tau_A = a/v_A$, $\tau_R = 4\pi a^2/\eta$ and $v_A = \psi_0''(0)a/\sqrt{4\pi\rho}$ である。

外部領域で ψ_1 は x の偶関数である。従って、 ψ_{in} も \hat{x} の偶関数である必要がある。境界層の解は正の \hat{x} に対し、

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}_{in}(\hat{x}, \hat{s}) = & -\chi_\infty + \chi_\infty \frac{\hat{s}^{3/2}}{2^{5/2}} \int_0^1 y^{(\hat{s}^{3/2}-5)/4} \\ & \times \sqrt{1+y} \exp\left(\frac{-\hat{x}^2}{2\hat{s}^{1/2}} \frac{1-y}{1+y}\right) dy \\ & + \chi_\infty \hat{x} \frac{\sqrt{\pi} \hat{s}^{5/4}}{8} \int_0^1 y^{(\hat{s}^{3/2}-5)/4} \sqrt{1-y} \\ & \times \operatorname{erf}\left(\frac{\hat{x}}{\sqrt{2}\hat{s}^{1/4}} \frac{\sqrt{1-y}}{\sqrt{1+y}}\right) dy, \quad (12) \end{aligned}$$

である。

5 漸近接続

境界層内の解が $\hat{x} \rightarrow \infty$ で、外部領域の解の $x \rightarrow +0$ と同じ形になるという漸近接続条件を用い、磁気再結合率を求める。外部領域の解の漸近形は $x \rightarrow +0$ で

$$\tilde{\psi}_1(x, s) = \tilde{\psi}_1(0, s) + \tilde{\psi}_1'(0, s) \frac{\Delta'_{out}}{2} x + \dots, \quad (13)$$

ここで

$$\Delta'_{out}(s) = \Delta'_0 + \Delta'_s \frac{\tilde{\psi}_e(s)}{\tilde{\psi}_1(0, s)}, \quad (14)$$

$$\Delta'_0 = \left[\frac{df(x)}{dx} \right]_{-0}^{+0}, \quad \Delta'_s = \left[\frac{dg(x)}{dx} \right]_{-0}^{+0},$$

であり、 Δ'_0 は自由磁気再結合 (通常のテアリングモード) の安定性を示すパラメータを示す。 Δ'_0 および Δ'_s はラプラス変換パラメータ s に依存しない。そして、 Δ'_s は必ず正になり、 Δ'_0 は負である。

境界層方程式の解, Eq. (12), の漸近形は $\hat{x} \rightarrow +\infty$ で

$$\tilde{\psi}_{in}(\hat{x}) \approx \psi_{\infty} \left\{ 1 + \frac{\Delta'_{in}}{2} x + \dots \right\}, \quad (15) \quad \Delta B_y(t) \equiv \left[\frac{\partial \psi_1(x, t)}{\partial x} \right]_{-0}^{+0}, \quad (19)$$

ここで

$$\psi_{\infty} \equiv -\chi_{\infty}, \quad \Delta'_{in}(s) = \frac{-\pi \hat{s}^{5/4} \Gamma(\hat{s}^{3/2}/4 - 1/4)}{8\epsilon a \Gamma(\hat{s}^{3/2}/4 + 5/4)}, \quad \Delta B_y(t) = -\Delta'_s \left\{ \frac{\psi''_e(0)}{3!} \frac{t^3}{\tau_{\alpha} \tau_e^2} + \dots \right\}. \quad (20)$$

Γ はガンマ関数を表す。

この二式の展開係数を等しいとすること(漸近接続)によって方程式(10)、(11)のプラズマの慣性の項など、全ての項を考慮したラプラス変換した形での再結合率、 $\tilde{\psi}_1(0, s)$ 、(有理面上での磁気ポテンシャル)を新たに導いた。ラプラス変換した形での磁気再結合率は

$$\tilde{\psi}_1(0, s) = \frac{\Delta'_s \tilde{\psi}_e(s)}{\Delta'_{in}(s) - \Delta'_0}, \quad (16)$$

となる。この式をラプラス逆変換することにより、磁気再結合率の時間発展を得る。

6 磁気島形成の初期発展

この節では前節で求めたラプラス変換した磁気再結合率の逆変換を行い、磁気再結合率の時間発展を調べる。

誤差磁場の印加が時間による場合

$$\psi_e(t/\tau_e) = \frac{\psi''_e(0)}{2!} \frac{t^2}{\tau_e^2} + \dots, \quad (17)$$

を考える。式(16)を $s \rightarrow \infty$ で展開し、逆ラプラス変換すると

$$\psi_1(0, t) = -\frac{\Delta'_s}{\Delta'_0} \left\{ \frac{\psi''_e(0)}{\tau_e^2} \frac{t^2}{2!} + \dots \right\}, \quad (18)$$

となる。この式は磁気再結合率の時間発展のテイラー展開であり、初期発展を表す。ここで、

$$\tau_{\alpha} = \frac{-\Delta'_0}{\pi k} \tau_A, \quad \tau_c = \frac{\tau_A^{2/3} \tau_R^{1/3}}{(ka)^{2/3}},$$

である。

第一項は、誤差磁場の印加の時間変化を表す。したがって、磁気再結合率は初期において、誤差磁場の印加の時間スケールで増大する。

次に、境界層の全電流 $\Delta B_y(t)$ を考える。境界層の全電流は有理面における磁場の y 方向成分の不連続に等しく、

である。式(19)に(18)、(17)を代入することにより境界層の全電流の初期発展を得る。

境界層の全電流は負で増大してゆく。この結果は、境界層の全電流は正であったこれまでの研究の結果と大きく異なる。全電流が負である事は、この電流が磁気島を小さくしようとしている事を示している。

7 まとめと議論

プラズマ閉じ込め装置における誤差磁場のような外部擾乱は、プラズマ境界に摂動を与える。この境界摂動は、プラズマ内部に強制的に磁気再結合を引き起こし、磁気島を形成させ、閉じ込めを劣化させる。この問題の解析に有用な境界層理論において、境界層内のプラズマの慣性の効果を正しく評価して漸近接続を行うことにより、従来の理論の欠陥を正した。その結果、境界摂動は時間に依存しなければならないことを明らかにし、また、従来の結果と異なる磁気再結合の時間スケールが示された。そして、このとき形成される磁気島は安定な電流分布を持つことを明らかにした。さらに、従来の理論では導かれていなかった、磁気再結合率が従う方程式を導出した。

これらの結果は線形発展に関するものであるが、この違いは、非線形発展において、有理面に流れる電流の減衰や磁気島の成長の時間スケールなどに影響すると考えられる。

References

- [1] T. S. Hahm and R. M. Kulsrud; Phys. Fluids **28**, 2412 (1985)
- [2] X. Wang and A. Bhattacharjee; Phys. Fluids B **4**, 1795 (1992)
- [3] Z. W. Ma, X. Wang and A. Bhattacharjee; Phys. Plasmas **3**, 2427 (1996)
- [4] C. C. Hegna, J. D. Callen and R. J. LaHaye; Phys. Plasmas **6**, 130 (1999)
- [5] G. Ara, B. Basu, B. Coppi, G. Laval, M. N. Rosenbluth and B. V. Waddell; Ann. Phys. **112**, 443 (1978)

小型超音速風洞主流変動量変化計測結果

澤田 秀夫、河野 敬、国益 徹也（航技研）

Main Flow Fluctuations Measurements at the NAL 0.2m Supersonic Wind Tunnel

Hideo SAWADA, Takashi KOHNO, Tetsuya KUNIMSU

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

In order to analyze causes of large pitot pressure fluctuations at the NAL 0.2m supersonic wind tunnel test section, the contraction coordinates and total pressure fluctuations were measured at the settling chamber and contraction exits. Velocity fluctuations were also measured at the contraction exit with a hotwire. The coordinates were verified in the tolerance of 1/250 maximum diameter. Total pressure fluctuations along horizontal lines perpendicular to the tunnel centerline showed uniform at the both exits. They also decrease with the test section Mach number increment although the fluctuations increase rapidly at the test section. The large fluctuations observed at the Mach numbers not less than 2 grow somewhere downstream the contraction although the causes could originate upstream much more. On the contrary, pressure fluctuations increment was small at the low Mach numbers not large than 1.8. If the fluctuations are enough less at the chamber, it could be less than 0.1% at test section in its rms value ratio to pitot pressure even if the boundary layers on the test section walls are turbulent.

Key Words: ground facilities, wind tunnels

1. 序論

超音速における境界層遷移位置は、特別に乱れの小さい超音速風洞（静圧変動率で 0.1% 未満）を用いなくては、飛行試験結果と大幅に異なることが知られている。¹⁾ 1995 年に完成した 0.2m 超音速風洞はこうした低乱れの超音速風洞に必要な技術を研究することを一つの目標として設計、製作された。²⁾

本風洞の低乱れに関連する特徴としては、低速低乱風洞並の整流網構成、大きな縮流比

(28.3)、境界層吸い取り機構の設置、縮流洞内面磨き仕上げ等である。しかしながら、測定部の圧力変動レベルは、通常の超音速風洞の変動レベルよりも大幅に小さな圧力変動ではあるが、ピトー圧に比して圧力変動の実効値が 0.1% 未満という指針を達成することはできなかった。³⁾ また、測定部壁上の境界層も乱流境界層であることが測定の結果、判明している。⁴⁾

この原因を特定すべく、1996 年以来、集合胴出口から縮流洞下流出口までの圧力変動、速度

変動、境界層速度分布、圧力、速度相関等を計測してきている。^{5), 6)} ここでは、縮流洞内面形状計測結果、及び集合胴と縮流洞の出口水平方向の圧力変動量分布、縮流洞出口速度変動分布計測結果について報告する。

2. 0.2m 超音速風洞集合胴構成及び縮流洞

集合胴要素は東北大学の低速低乱風洞の集合胴要素に関する研究報告を参考に、⁷⁾ 集合胴出口における速度変動率を 1% 未満にする事を目標にして設計した。集合胴から縮流洞までの構成と配置は図 1 の様になっている。整流網のメッシュ番号、素線径は東北大学の試験データと同じものを表 1 の様に用いた。集合胴内速度も、3m/s ~ 6m/s 程度と通常よりも低いものとした。

縮流洞は、Thwaites の方法使い、⁸⁾ 入口半径 600mm から半径 223.71mm まで軸対称とし、その上流部 60mm をレジメッシュによる境界層吸い取り板とした。また、その下流 350mm にわたり、軸対称設計時の縮流洞断面積を保持しながら、高さ、300mm 幅 200mm の矩形断面形に徐々に移行す

る部分を設けた。その更に下流は、超音速流れを形成する2次元可変ノズル部となっている。

全長さ1400mmにおよぶ固定縮流胴は境界層吸い取り部分を除き、鋳造品で、製造精度は $\pm 1/250$ を目標とすると規定されている。縮流胴内部は図2の縮流胴内面写真に示すように、手仕上げによる磨き仕上げとなっているが、一部に鑄巣や表面のうねりが観られた。

本風洞の座標軸は、流れ方向にx軸、鉛直上方にz軸を取り、これらと右手系を成すようにy軸を取りついている。座標計測では、原点を風洞中心軸上の縮流胴入口とした。境界層遷移評価時の指標とすべく、集合胴分解時に縮流胴内部座標を45°毎の母線上で計測した結果、座標値と計測値は、下流350mmの縮流胴出口手前75mmと100mmの所を除き、上記精度を満たしていた。計測結果の一例として、上流縮流胴の頂部母線に沿った設計値と計測値を比較した結果を図3に示す。また、軸対称縮流胴部で窪みの様に観察された部分の計測結果では、指定座標値と実際の計測値の間の際は高々0.5mm程度であった。表面が磨かれているために、目視による窪み量が大きく見えたものと考えられる。

3. 集合胴内圧力変動

集合胴出口壁から100mm位置での測定結果では、総圧変動率で0.1%未満の変動量であったが、速度変動率では3%~1%程度有り、初期の1%未満という目標は達成されなかった。

集合胴出口位置で中心を通る水平線上の圧力変動を計測した結果を図4に示す。一部、集合胴壁付近で変動が大きくなっている部分が有るが、全体としては水平面内にわたってほぼ様な圧力変動であった。

4. 縮流胴出口圧力、速度変動

図5の写真に示すように、測定部側壁に計測用の溝を作り、ここから圧力変換器、ホットワイヤを挿入して主流の変動量を計測した。圧力変動計測位置は断面形が高さ300mm幅200mmの可変ノズル入口から57mm下流位置である。速度変動計測位置は、それよりも更に4mm下流位置となっている。

下流縮流胴出口の水平方向の総圧変動計測では、図6に示すような、ほぼ様な変動であった。但し、南側の壁から30mm程度の所から南壁までは、2~4kHzの特定の周波数を有した変動が観測された。

また、風洞中心軸上の総圧変動率の実効値では、図7のように、集合胴出口のものと測定部マッハ数依存性は同じ傾向を示しており、その値も互いに近い値である。

ホットワイヤを用いた速度変動率計測を図8に示す。集合胴出口での変動に比して、ほぼ1/10程度にまで減衰している。更に、測定部マッハ数の増加に対して総圧変動率が減少するのと、ほぼ同様な傾向を示している。

測定部でのピトー圧変動率と集合胴出口、縮流胴出口の総圧変動率の測定部マッハ数に対する関係は図9のようになっている。測定部マッハ数1.8以下では測定部中心で測定されたピトー圧変動率に比べて、他の2つの総圧変動率はほぼ同じ量だけ大きい。一方、測定部マッハ数1.8より大きい場合は、測定部ピトー圧変動率が数倍も大きくなっている。この事実は、測定部ピトー圧変動率を大きくする主要な過程は縮流胴出口より下流で起こっていることを示唆している。

測定部マッハ数が1.6前後では、可変ノズル部でのピトー圧変動率の増加は高々0.03%程度であり、集合胴出口で十分に総圧変動率を小さくしておけば、たとえ測定部壁上で境界層が乱流境界層となっても、測定部でピトー圧変動率を0.1%未満にすることは可能と考えられる。本風洞圧縮機はマッハ数1.6前後で圧縮効率が大幅に低く、マッハ数2以上の時に比べ、高い圧力変動を風路に供給していることが計測の結果判明している。³⁾ 圧縮機を高効率で圧力変動の小さい運転域でマッハ数1.5を出せれば、測定部ピトー圧変動率も0.1%という指標は達成できる可能性が高い。

5. 結論

縮流胴内面の座標はほぼ設計精度を満たしており、設計座標値は今後の数値計算などに利用できる。

集合胴出口、縮流胴出口の水平方向の総圧変動量分布を計測した結果、計測範囲にわたってはほぼ様な変動量分布となっており、集合胴内流れ全体に影響を及ぼす大規模な剥離流れのような現象は起きていない。

集合胴出口から縮流胴出口の間では、主流の総圧変動率は大きく変わらない。

測定部マッハ数2.0以上で見られる大きな測定部ピトー圧変動率をもたらす擾乱は縮流胴出口から測定部の間で主流に供給されている。

測定部マッハ数 1.6 前後の流れでは、集合胴出口の総圧変動率を十分に下げれば、測定部壁の境界層が乱流であっても、ピト圧変動率 0.1% 未満という指針は達成できる可能性がある。

参考文献

- 1) C. B. Rumsey and D. B. Lee: MEASUREMENTS OF AERODYNAMIC HEAT TRANSFER AND BOUNDARY-LAYER TRANSITION ON A 10° CONE IN FREE FLIGHT AT SUPERSONIC MACH NUMBER UP TO 5.9, NASA TN D-745 (1961)
- 2) Hideo SAWADA, Kouichi SUZUKI, Asao HANZAWA, Takasi KOHNO and Tetsuya KUNIMASU: "The NAL 0.2m Supersonic Wind Tunnel", NAL TR-1302T, (1996)
- 3) 澤田 秀夫、河野 敬、国益 徹也、「0.2m 超音速風洞の圧力変動計測結果」, NAL TR-1355, (1998)
- 4) A. Murakami, C. Iwasaki: Pressure "fuctuations due to Shock-Wave/Turbulent Boundary-Layer Interaction induced by Blunt Fin", AIAA 96-4538 (1996)
- 5) 澤田 秀夫、河野 敬、国益 徹也、「0.2m 超音速風洞集合胴内流れの変動量計測結果について」, 第 29 回流体力学講演会, (1997)
- 6) 澤田 秀夫、河野 敬、国益 徹也、「0.2m 超音速風洞集合胴内流れの変動量計測」, 第 30 回流体力学講演会, (1998)
- 7) 小濱泰昭: 「整流金網による風洞測定部乱れ強さの減衰について」, ながれ 9 (1990) pp.19-33
- 8) B. Thwaites: "On the Design of Contractions for Wind Tunnels", A. R. C. TR R. & M. No. 2278, 1949

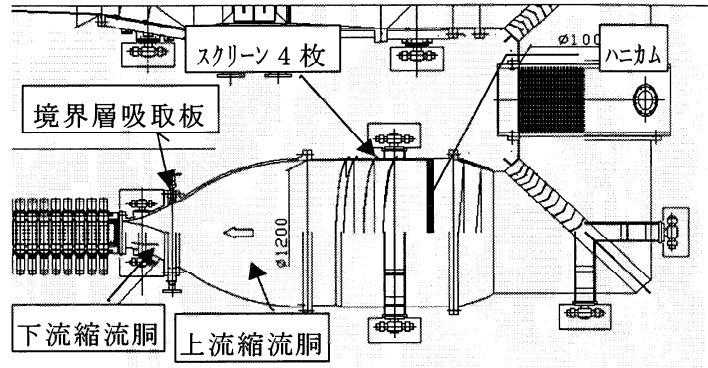


図1 0.2m 超音速風洞の集合胴及び縮流胴



図2 上流縮流胴部内面写真

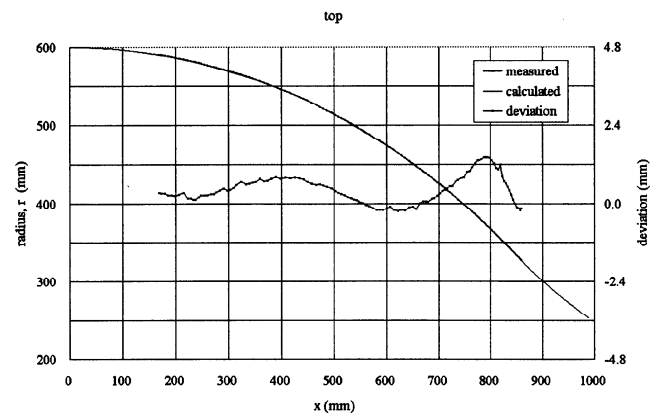


図3 上流縮流胴表面座標計測例

部位名称	名称	素線径 (mm)	メッシュ番号	間隔 (mm)
急拡大部	第1スクリーン	0.27	20	
	第2スクリーン	0.27	20	136
集合胴	ハニカム	セルサイズ: 1/8"	箔厚: 0.038mm	幅: 40
	第1スクリーン	0.27	20	250
	第2スクリーン	0.27	20	150
	第3スクリーン	0.112	50	150
	第4スクリーン	0.112	50	60
	自然減衰部	スクリーン無し		288

表1 集合胴要素構成

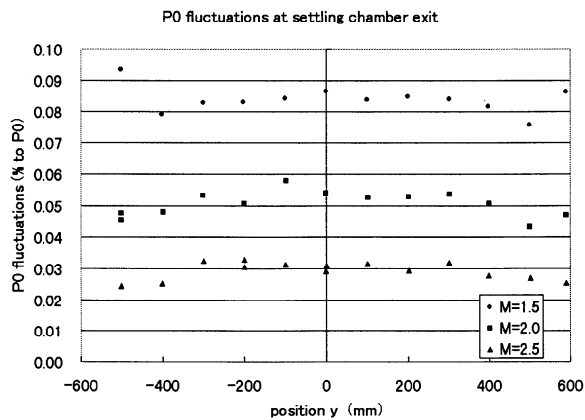


図4 集合胴出口水平線上の圧力変動量



図5 縮流胴出口部のホトリワイ挿入写真

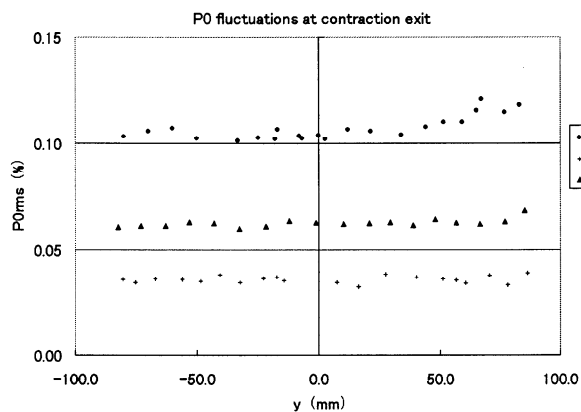


図6 縮流胴出口水平線上の総圧変動量率

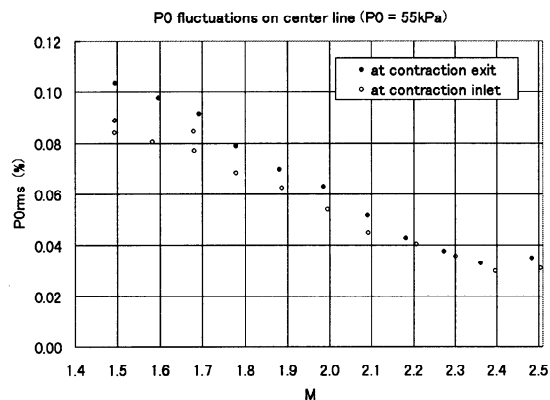


図7 集合胴と縮流胴出口の総圧変動率変化

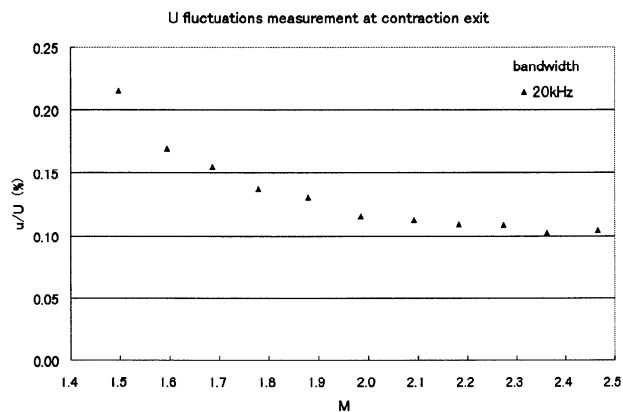


図8 縮流胴出口の速度変動量率

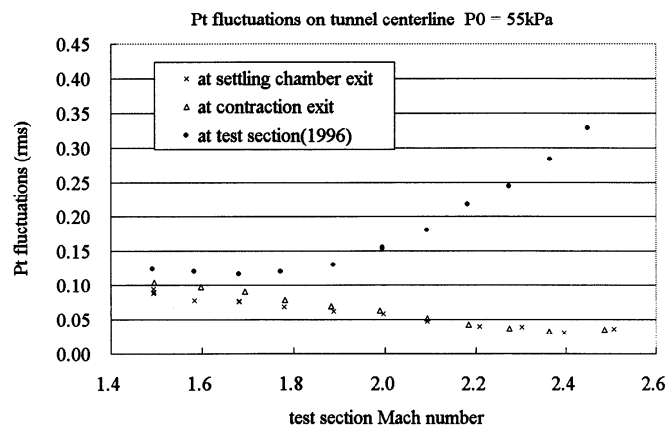


図9 集合胴と縮流胴出口の総圧変動率変化

風洞縮流壁における乱流境界層の逆遷移

三栖 功 (青山学院大学)

Reverse transition of turbulent boundary layer flow on curved wall of two dimensional symmetrical contraction

I. Misu

Aoyama Gakuin University

ABSTRACT

Investigation of reverse transition was done in a turbulent boundary layer along a curved wall of two-dimensional symmetrical contraction. The experiment was carried out on contractions of three kinds: Cheers, cosine, Witoszynski types. The reverse transition was examined in terms of the boundary-layer thickness, velocity profiles and turbulence of the boundary-layer flow. It was found that the criteria proposed by Patel-Head must be modified using the wall-curvature.

Key words: boundary layer, reverse transition, curved wall

1. 緒言

風洞整流筒で旋回性や非一様な速度分布がある程度除去された流れは、縮流筒を通過することによって相対乱れ強さを更に減少する。同様な現象は急加速下の乱流境界層内においても起こり、その結果として乱流境界層は層流状態へ移行する。この現象は Sternberg(1954)¹⁾によって初めて超音速流で発見された。この現象を乱流境界層の逆遷移あるいは層流化と呼んでいる。平板乱流境界層の逆遷移は平板に沿う圧力分布形に関係せず、無次元圧力こう配の大きさがある値に達すると開始する。逆遷移過程の主な特徴は、相対乱れ強さの減少、局所表面摩擦係数(局所熱伝達率)の減少、対数速度分布からの逸脱などがあげられる。これらの特徴は、工学的な応用において数多く見られる縦方向に曲がった壁面(ターボ機械の羽根、航空機の翼や空気取入れ口、プロペラのハブ部、ロケットノズル)においても当てはまると思われる。本稿では逆遷移開始条件に及ぼす壁面曲率の影響を明確にするため、風洞で用いられる二次元縮流筒壁に沿う乱流境界層流の挙動について報告する。

2. 実験装置・方法・条件

装置全体図を図1に示す。図2に使用した3種類の縮流筒(Cheers型、cosine型、Witoszynski型)

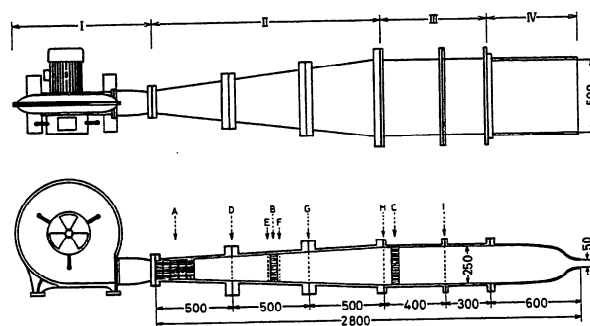


図1 実験装置

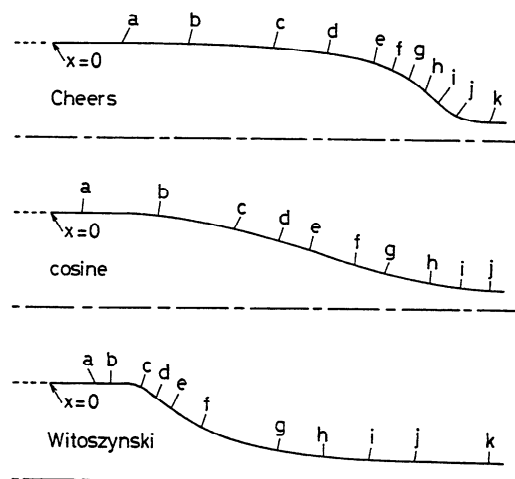


図2 縮流筒の形状 (1. 測量位置)

口断面は500mm×250mm, 出口断面は500mm×50mm, 面積収縮比は5である。その他の風路の寸法は図1に示す通りである。縮流壁の中心線に沿って壁面に垂直に直径0.3mmの静圧孔をあけ、それらの位置を図2中に記号a~kで示した。また境界層測定用ピトー管(開口断面1mm×0.07mm)およびI型熱線プローブ(直径5μm, タングステン線)の挿入孔(直径8mm)を縮流壁の中心線から外側40mm、測定点より約25mm下流側に開けた。境界層速度および乱れ分布測定は縮流壁に垂直方向に行い、その際不用の孔はその都度粘土を用いて密閉した。測定は縮流筒出口速度 U_0 と出口の半幅 d_0 (=25mm)に基づくレイノルズ数を 3.5×10^4 に固定して行った。

3. 実験結果

3.1 縮流壁に沿う圧力こう配

縮流壁に沿う x 座標の原点を入口位置とし、各静圧孔の静圧と出口の静圧・動圧による静圧係数 $C_p = 2(p - p_0) / \rho U_0^2$ の無次元こう配を図3に示す。同図には縮流筒の対称面に平板を設置した時に得られる無次元静圧こう配を参考値として描いてある。cosine型とWitoszynski型の入口付近($x/d_0 \approx 4$)に僅かな逆圧力こう配領域が認められる。

3.2 境界層の平均特性

縦方向の曲率半径が R である壁近傍において、壁から y の距離にある流れのポテンシャル速度を U_p 、壁上($y=0$)の速度を U_{pw} とすると、 $U_p/U_{pw} = R/(R+y)$ である。Cheersの理論²⁾、積分関係法³⁾より求めた U_{pw} を用いて、境界層内の速度分布 U/U_p を図4に示す。点線はポテンシャル速度分布 U_p/U_{pw} である。Cheers型、cosine型、Witoszynski型に対する平均速度形を見ると、それぞれd, c, c点から加速の影響が現われ、壁近傍速度の顕著な増加が見られる。境界層内の速度がポテンシャル速度 U_p に等しくなる高さを境界層厚さ δ と定義する。縮流壁境界層の局所表面摩擦係数 C_f 、排除厚さ δ^* 、運動量厚 θ 、形状係数 H を次のように定義し、図5, 6にそれらの変化を示す。

$$C_f = 2\tau_w / (\rho U_{pw}^2)$$

$$\delta^* = \int_0^\delta (1 - U/U_p) R/(R+y) dy$$

$$\theta = \int_0^\delta (U/U_p)(1 - U/U_p)(R/(R+y))^2 dy$$

$$H = \delta^* / \theta$$

ここに $\delta^* \ll R$, $\theta \ll R$ とする。

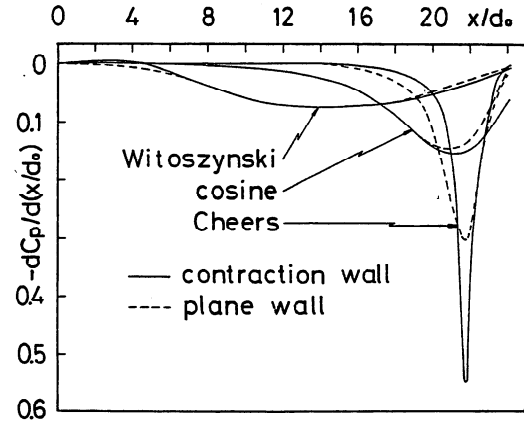


図3 縮流壁に沿う圧力こう配

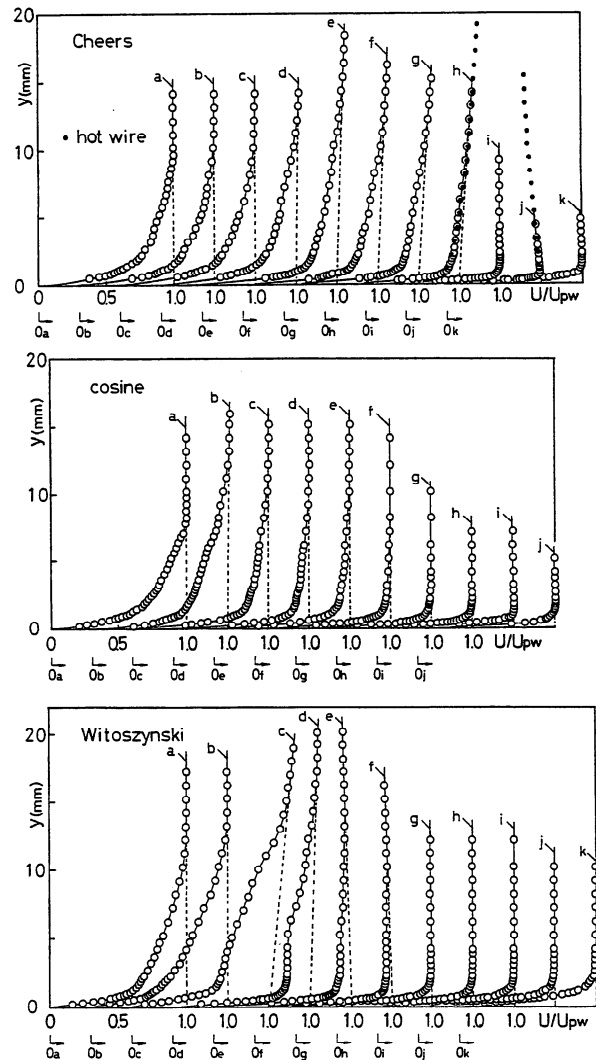


図4 縮流壁上の境界層の速度分布

なお壁面せん断応力 τ_w は壁近傍の速度分布の傾斜から求めている。著者の行った平板境界層の実験結果によれば、運動量厚さが最小になる位置が逆遷移の終了位置となり、また形状係数 H の極小位置のやや上流側で逆遷移が開始することが分かっている。

図 7 は境界層厚さと曲率半径の比を示す。So-Mellor⁴⁾によれば $\delta/R \approx \pm 0.1$ の場合でも壁法則が成立することを述べている。図 8 は壁法則の一例である。高加速状態下の乱流境界層速度分布は壁法則から上方へ逸脱する。これは平衡乱流境界層の崩壊を示していると考えられる。Patel-Head⁵⁾は円管の中心部に軸対称物体を置き逆遷移の研究を行った。彼らは、速度分布が壁法則を上回った時を逆遷移開始時とする判定基準を提唱している。縮流壁境界層に対してこの基準を適用すると、Cheers, cosine, Witoszynski 型に対して、それぞれ h 点、c 点、d 点付近で逆遷移が開始し、すべて凹曲面部分にある。図 9 は逆遷移過程における相対乱れ強さ分布の一例である。縦軸は流れ方向の変動速度の rms 値を u_{pm} で除した値である。同図から Cheers 型では f 点、cosine 型では b 点、Witoszynski 型では c 点の外層領域において乱れ強さの増加領域が見られ、これらの位置は逆遷移の開始点より上流の凹曲面上にある。乱れ強さが増加している領域には速度分布の変曲点が存在し (図 4)、凹曲面に沿う境界層の逆遷移開始は、何等かの形で流線曲率の影響が現れるものと思われる。図 10 に境界層のバッファー領域で乱れ強さが極大になる壁面からの高さを壁座標 Y_{max}^+ で示した。形状係数 H の極小点、壁法則から上方への変速分布の逸脱位置、 Y_{max}^+ が増加し始める位置を比較すると、これらの位置は良く合致することが分かる。

3.3 在来逆遷移開始基準との比較

逆遷移開始基準の代表として Patel-Head の基準を示す。ここに ν 、 u_τ 、 p は動粘性係数、摩擦速度、壁面静圧である。

$$\Delta p = \frac{\nu}{\rho u_\tau^3} \frac{dp}{dx} \approx -0.0235$$

図 11 に Δp の変化を示す。図中矢印は Y_{max}^+ の変化から決定した逆遷移の開始点であり、これらの位置はいずれの縮流壁境界層に対しても、Patel-Head の基準に達した下流側位置になる。図 12 に縮流壁境界層の逆遷移開始位置における Δp_{pc} と δ^*/R 、 θ/R の関係を示す。

4. 結言

曲面上の乱流境界層が急加速されると乱流から層流状態へ逆遷移する。平板境界層に対する逆遷移基準を、境界層厚さと曲率半径の比を用いて修正することにより、縮流壁境界層に対する逆遷移開始基準を表わすことが出来た。

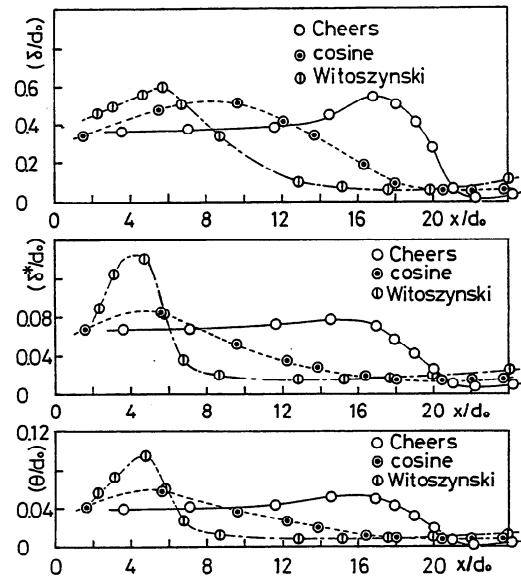


図 5 境界層厚さ、排除厚さ、運動量厚さ

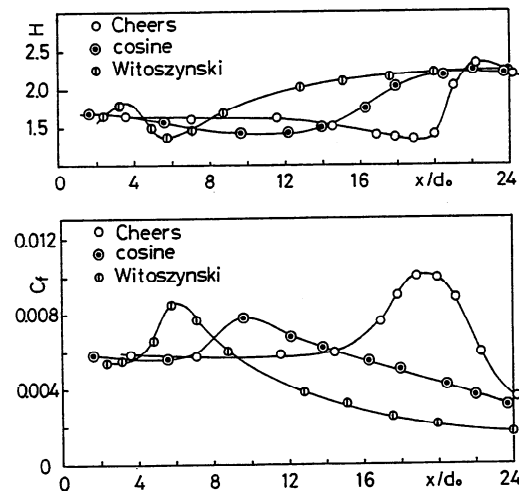


図 6 形状係数、局所表面摩擦係数

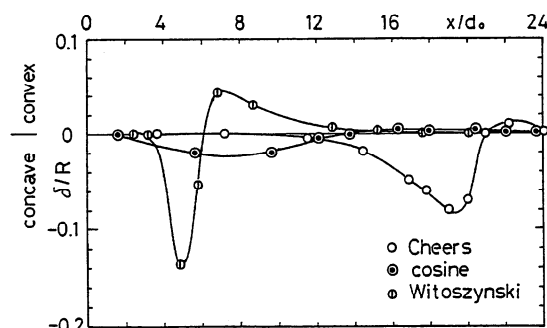


図 7 境界層厚さと曲率半径の比

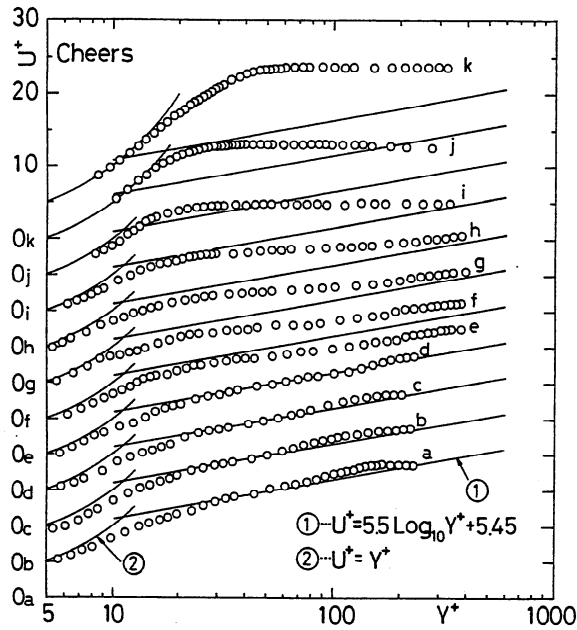


図8 壁法則 (Cheers 型の場合)

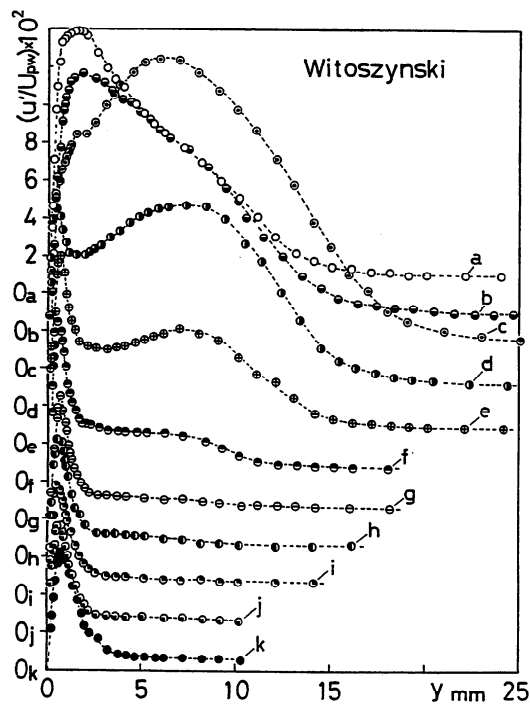


図9 乱れ強さ分布 (Witoszynski 型の場合)

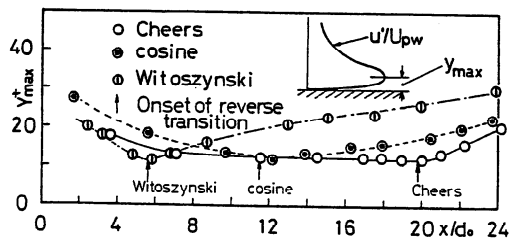


図10 バッファ領域で最大乱れ強さを示す高さ

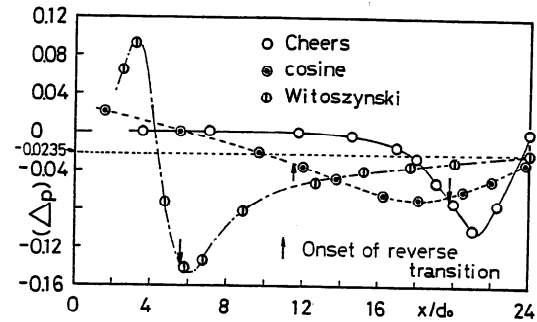


図11 逆遷移開始基準 (Patel-Head)

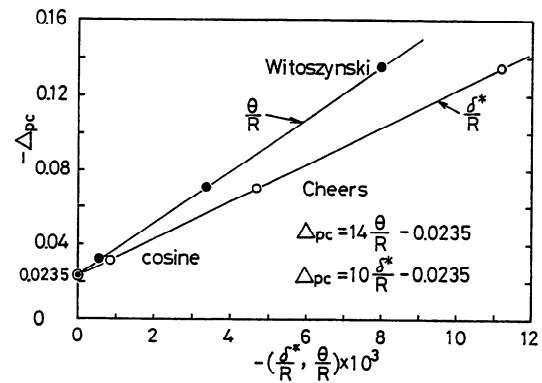


図12 縮流壁に対する逆遷移開始基準

参考文献

- 1) Sternberg, J., U. S. Army Bal. Res. Lab., No. 906 (1954)
- 2) Cheers, F., A. R. C., R. & M. No. 2137 (1945)
- 3) Liddle, S. G. and Archer, R. D., J. Hydronautics, Vol. 5, No. 1 (1971), pp. 25-30
- 4) So, R. M. C. and Mellor, G., Aero. Quart., Vol. 26, Part 1 (1975), pp. 25-40
- 5) Patel, V. C. and Head, M. R., J. Fluid Mech., Vol. 34, Part 2 (1968), pp. 371-392

縮流胴境界層遷移について

高木正平、徳川直子（航技研）、塩見淳一郎、小濱泰昭（東北大流体研）

Laminar-Turbulent Transition of Contraction Boundary Layer

S. Takagi*, N. Tokugawa*, J. Shiomi** & Y. Kohama**

*National Aerospace Laboratory, **Institute of Fluid Sciences, Tohoku University

Abstract

In order to seek the cause of transition on the contraction wall of the NAL 0.2M Supersonic Wind Tunnel, the boundary layers at two downstream locations were investigated in comparison with the corresponding measurements in the NAL Calibration Wind Tunnel. Two possibilities as the plausible cause are proposed based on the experimental observations in both subsonic and supersonic contractions.

Key Words: Görtler instability, flow separation, contraction nozzle, concave wall

1. はじめに

超音速機の飛行環境を模擬できる低乱・低騒音（今後静粛ないしは quiet と呼ぶ）超音速流の実現を目指して、日本初の連続式超音速風洞 ($1.5 \leq M \leq 2.5$) が 1995 年航技研に建設された^{1,2)}。測定部における静粛性を確保するためには測定部内壁境界層を層流に維持することが不可欠であるが、最低レイノルズ数(総圧 0.055MPa)でも乱流であった。遷移位置を特定したところ、超音速ノズルの上流縮流胴内であることが明らかにされた^{3,4)}。

そこで遷移を促進する原因を特定するために、超音速風洞の縮流胴に沿う境界層を調査すると共に、レイノルズ数が同程度に実現できる当所小型低乱風洞の縮流胴境界層についても調べた。その結果について報告する。

2. 実験結果

2.1 超音速風洞縮流胴

図 1 は縮流胴の正面図を示し、入口は直径 1.2m の円形で途中形状変形部を経て矩形（幅 0.2m, 高さ 0.3m）の超音速ノズルと接合する。境界層計測を実施した位置はこの変形部直上流 ($X=0.99m$) と縮流胴入口 ($X=0$) の 2 カ所で、この区間は前後接合部を除いて凹面である。これら 2 点における縮流面積比は 5.62 である。測定部における Mach 数が 2.5 の場合 ($X=0$ における平均流速はおよそ 2.9m/s である) について床境界層計測した結果を図 2(a) に示した。ここでは床近傍で流れは加速されていること、境界層内で速度変動のレベルは一樣流のそれと変わらないこと等な特徴である。従って、境界層厚さの決定は困難であるが境界層は層流状態と見なしてよさそうである。 $X=0.99m$ でも図 2

(b) に示したように境界層の外縁部での加速傾向に変化は見られないが、この外縁部で速度変動の増幅が見られ、最大値は一樣流速の 8% に達する。ここで注目すべき点は観察される変動はかなり規則的で、この凹面部で何らかの不安定機構が介在していることを強く示唆している。しかし変動が最大値をとる位置における速度分布の勾配は凹曲面に対しては安定に作用するが、加速流の凹面側の速度分布は不安定であるから流れ場全体としては不安定であることを付記したい⁵⁾。同様な変動の増幅は左右の壁境界層についても観察された。またこの測定位置より下流の超音速ノズルの入口近傍でも層流化は達せられておらず⁴⁾、縮流胴で発生した乱れが測定部の境界層の変動の種になっているように見える。

2.2. 小型低乱風洞縮流胴

図 3 は低乱風洞縮流胴の正面絞り曲線を示す。絞りは 6 次式で変曲点は入口より 40% 位置、縮流比は縦横共に 3:1 である。縮流胴出口における流速が 40m/s の時の代表的な位置 4 点における境界層分布を図 4 に示す。縮流胴入口 (STN1) における平均流速はおよそ 4.4m/s、境界層分布は乱流型で、その厚さは 20mm である。この位置より下流 0.65m (STN3) では流れは加速されているにもかかわらず境界層はほぼ倍まで厚くなって、しかも境界層の中程に変曲点の存在と、この位置に対応して速度変動レベルがほぼ一定 (6%) となる領域が認められる。この凹面領域を過ぎた凸面領域の入口 STN4 では境界層の厚みは 4mm 程度まで薄くなり、変動成分も 5% まで減衰し、境界層が層流化したように見える。しかしさらに下流 $X=1.54m$ では層流化し、

た境界層内壁近傍で突発的乱流変動が発生し、再遷移するのが観察された。この突発変動は縮流胴出口で一様流速が 30m/s 以下になると消え失せた。詳細は文献[6]を参照されたい。

3. まとめ

上記 2 つの縮流胴境界層に共通な点は凹面領域で境界層の厚みが増加している点で、次の 2 つの原因が考えられる。すなわち境界層剥離と Görtler 不安定である。低速風洞縮流胴の流れ方向の静圧分布はすでに計測済みであり、出口近傍で逆圧力勾配がみられるものの、凹面部では順勾配とみなしてよい⁹⁾。従って、Görtler 不安定の可能性が高いため、縦渦の存在を確認するための可視化と熱線風速計による詳細な計測を計画している。また超音速風洞の場合も $X=0.99m$ の下流における可視化の他、縮流胴壁に幾つかの計測ポートを設けて、詳細計測を実施して原因を究明する予定である。

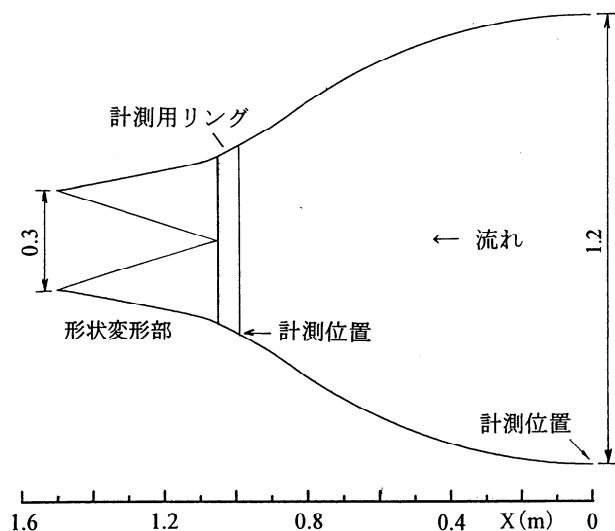
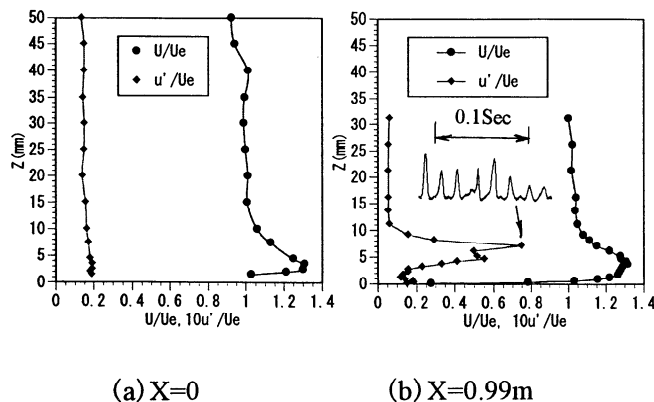


図 1. 超音速風洞縮流胴絞り線図



参考文献

- 1) Sawada, H., Kono, T. and Kunimasu, T.; 航技研報告 NAL TR-1302T (1996).
- 2) 澤田秀夫、河野敬、国益徹也; 航技研報告 NAL TR-1355 (1998).
- 3) 高木正平、徳川直子; ながれ第 16 巻 6 号巻頭写真 (1997).
- 4) 高木正平、徳川直子; 原稿準備中
- 5) Floryan, J.M.; Prog. Aerospace Sci. 28, 235-271, (1991).
- 6) Takagi, S., Tokugawa, N., Shiomi, J. and Kohma Y.; AIAA Pap. 99-0279 (1999).

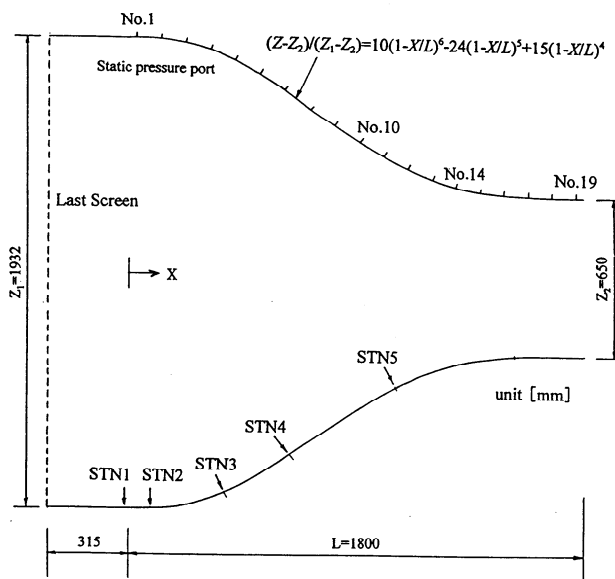
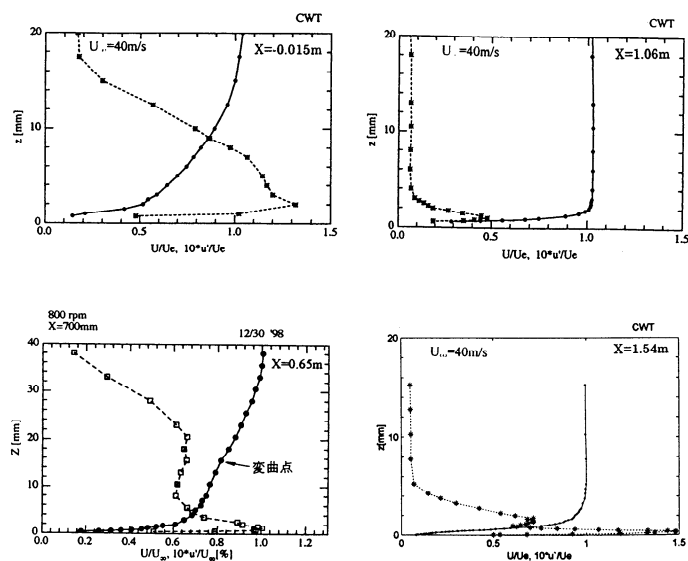


図 3. 校正風洞の絞り線図



融合した乱流斑点における内部渦構造の計測

蒔田 秀治 西沢 啓

Measurements of Internal Vortical Structures in A Merged Spot

Hidcharu Makita* and Akira Nishizawa**

*Toyohashi University of Technology, **National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

Two turbulent spots were simultaneously generated in a zero pressure-gradient laminar boundary layer and merged into a single larger spot as they grew up in the downstream region. Internal fine-scale structures in their merged region were measured by using a rake of 30 X-type hot-wires at the downstream location where the merged spot apparently grew higher than the single one. Instantaneous plane views gave several spanwise vortices standing in a row at the head of the merged spot and their normalized streamwise distance was about $1.4 \sim 2.6 \delta$, being about the same as the values for those of the turbulent bulge in a fully developed turbulent boundary layer. These spanwise vortices, connecting the longitudinal vortices in the merged region, form the heads of hairpin vortices in transitional boundary layers and possibly grow up to be the large-scale turbulent bulge in the downstream turbulent boundary layer.

Key Words: turbulent spots, multi-point measurement, conditional sampling, laminar boundary layer

1. はじめに

乱流境界層中に現れるストリークや乱流バルジなどの秩序構造の形成機構については未だ不明な点が多い。乱流バルジに関しては乱流斑点との構造的類似性が指摘されている¹⁾が、斑点のスパンスケールはバルジに比べ大きすぎるとの反論²⁾もある。一方、乱流斑点は多数の小規模な渦構造の集合体であることが可視化などにより示されており³⁾、斑点内部の小規模な渦構造が下流の乱流境界層中まで生き残る可能性も考えられる。

著者らは並進する二つの斑点が融合する場合には融合部の高さが単独斑点の最大高さよりも増すことから、融合時に生じる斑点間の相互干渉が境界層の外縁に突出した構造を生み出す可能性を指摘した⁴⁾。本研究では、融合した斑点の上層部における内部構造を多点同時計測により観察し、斑点と乱流バルジの関連性について検討した。

2. 実験装置・実験方法

境界層平板(7.7m×0.75m)は風洞測定部(8×0.75×0.44m³)に、鉛直に設置されている。平板と対向する壁の広がり角を調整し、圧力勾配のない層流境界層を形成した。前縁から700mmの位置に吹き出し孔(孔径1mm)がスパン方向に40mm間隔で二つ設けられている。ここからスピーカーポンプにより微小噴流(最大流速3.0m/s)を初期擾乱として与えた。実験装置の詳細は既報⁴⁾を参照されたい。主流流速は $U_\infty=5\text{m/s}$ 、吹き出し位置における境界層排除厚さに基づくレイノルズ数は約744である。座標原点は二つの吹き出し孔の中央とした。計測位置は

$X=600\text{mm}$ (境界層厚さ $\delta=9.1\text{mm}$)である。図1に実験概略図を示す。この位置では二つの斑点は融合して一つの大きな斑点になっており、融合部の高さが単独斑点よりも高く成長している⁴⁾。計測には30チャンネルの熊手形Xプローブを用いた。各ワイヤーは互い違いに0.5mmの等間隔でスパン方向に並べられている。本報では二つの斑点中間断面($Z=0$)近傍の融合部上層($Y/h=0.7$)におけるデータのみを示す。ここで、 $h=21\text{mm}$ は融合斑点の高さである。

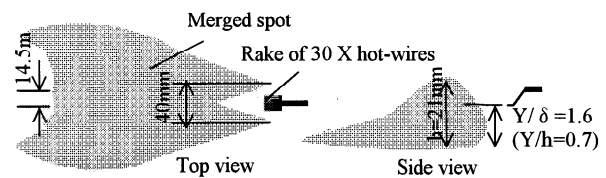


図1. 実験概略図

3. 実験結果と考察

図2に融合部近傍($Z \approx 0$)の $Y/\delta=1.6$ における瞬間速度変動の水平断面分布を示す。流れ方向は左から右である。 u の分布はほとんど減速領域だけであり、これのみから個々の内部構造の位置を特定することは困難である。しかし、 v の分布には符号の異なる数個の領域が存在する。既報⁵⁾の16チャンネル熊手型Iプローブを用いた斑点下層部($Y/\delta \leq 0.4$)における瞬間構造の計測では、縦渦の存在を示唆する流れ方向に伸びた筋状の構造が観察された。これに対し、図2の v の分布には符号の異なる領域が流れ方向に交互に繰り返す様子が観察できるが、個々

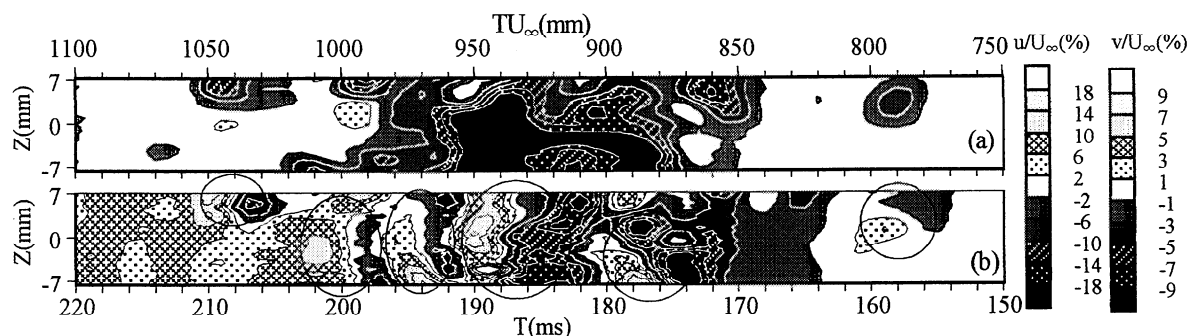


図2. 融合部上層における速度変動のZ-T断面分布. $X=600\text{mm}$, $Y/\delta=1.6$. (a) $u/U_\infty(\%)$, (b) $v/U_\infty(\%)$.

の領域は流れ方向に伸びた形状ではなく、縦渦構造とは異なる。図2の u の分布図中、 $T \approx 158\text{ms}$ に減速領域が孤立して存在し、これに対応する v の分布は正、負の領域を持つことから、上流側に吹き上げ、下流側に吹き降ろしを伴う一つの構造がここに存在すると考えられる。 v の符号が上流側で正、下流側で負になる同様な領域の組を図中○印で示す。これらは最も下流側のものを除けば流れ方向に $\Delta T \approx 6 \sim 11\text{ms}$ の間隔で配置している。Sankaran ら⁶⁾は7チャンネルの楕円形Xプローブを用いて斑点の対称断面を計測し、 X - Y 面を回転面とする数個の渦構造が流れ方向に連なって存在する様子を示した。彼らの実験条件は主流流速 $U_\infty=4.4\text{m/s}$ 、計測位置は吹き出し位置下流 $X=525\text{mm}$ であり、本実験条件と近い。彼らは各渦構造の流れ方向間隔が $\Delta T(U_\infty/X) \approx 0.1$ であることを示した。本実験結果から同様な無次元量を求めると $\Delta T(U_\infty/X) \approx 0.05 \sim 0.09$ となり、彼らの結果と近い値である。Sankaran らは対称断面から外れた鉛直断面内にも対称断面と同様な渦構造が観察でき、その数は対称断面のものよりも少なくなることを示したが、鉛直断面のみの計測であるため各渦構造のスパン方向のスケールについては言及していない。図2を見ると、○印で示したそれぞれの構造は計測幅(14.5mm)にわたって同符号の領域を占めているものもあるため、最大どの程度のスパンスケールを有するのか判断することは出来ないが、境界層厚さ以上のスケールを持つスパン方向に伸びた構造であることがわかる。また、ここには示さないが同様な構造は $Y/\delta \geq 0.8$ の各断面においても観察された。これらのことから、図2の v の分布から判別できる○印で示した各構造はスパン方向に軸を持ち X - Y 面を回転面とする横渦構造の一断面を捉えたものと考えられる。斑点下層部では縦渦と思われる構造が観察される⁵⁾ことから、これらの横渦構造は縦渦対を脚部とするヘアピン渦の頭部に相当する可能性があるが、今後、可視化と計測を組み合わせるなどの手法により、斑点を構成している個々の渦構造の立体形状などを調べる必要がある。

十分発達した乱流境界層の間欠域における乱流バルジの平均出現周期 T_B は、主流流速 U_∞ と境界層厚さ δ で無次元化して $1.2 \leq T_B U_\infty / \delta \leq 2.5$ である^{7,8)}。多数の乱流斑点が融合して乱流境界層を形成した場合の境界

層厚さを斑点高さ程度と考えれば、本計測位置における斑点高さ $h=21\text{mm}$ と図2から読み取った横渦構造の時間間隔 $\Delta T \approx 6 \sim 11\text{ms}$ を用いて求めた同様な無次元量は $\Delta T U_\infty / h \approx 1.4 \sim 2.6$ となる。これは瞬間像から読み取っているため平均周期ではないが、乱流バルジの平均出現周期と近い値であり、二つの斑点の融合部上層に観察された横渦構造が乱流バルジの起源になっている可能性を示唆する。ただし、斑点内部の横渦構造は Sankaran らが示しているように単独の斑点においても観察されており、並進する斑点の融合によって形成される横渦構造が乱流バルジ発生の唯一の要因ではない。したがって、乱流斑点と乱流バルジの因果関係に対する一つの可能性として、斑点内部に存在する渦構造のうち、多数の斑点が融合し合う過程を経た後でも生き残っているもの、あるいは融合によって更に上方まで発達したものが下流の乱流境界層において乱流バルジとして観察され得るものと考えている。並進する二つの斑点が融合する場合には、横渦構造が形成されやすいか、または発達しやすい環境が融合部においてつくられている可能性もあり、融合過程の詳細な解明は乱流バルジの発生機構を探る上でも特に重要と思われる。

4. まとめ

融合した乱流斑点の内部構造を計測した結果、融合部上層には横渦の存在を示唆するスパン方向に伸びた構造が流れ方向に数個連なっているのが観察された。それらの時間間隔は一般的な乱流境界層の外縁における乱流バルジの出現周期とよく一致した。

参考文献

- 1) Coles, D. & Barker, S.J.: Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows, Plenum (1975) 295.
- 2) Cantwell, B., Coles, D., & Dimotakis, P.: J. Fluid Mech. 87-4 (1978) 641.
- 3) Matsui, T.: Laminar-Turbulent Transition, Springer (1980) 288.
- 4) 蒔田・西沢: 機論 B 編 64-627 (1998) 3682.
- 5) 蒔田・西沢: 機論 B 編 65-632 (1999) 1283.
- 6) Sankaran, R., Antonia, R.A., Bisset, D.K., & Sokolov, M.: Phys. Fluids A3 (1991) 1560.
- 7) Fleishmann, S.T. & Wallace, J.M.: AIAA J. 22-6 (1984) 766.
- 8) Corrsin, S. & Kistler, A.L.: NACA Rep. 1244 (1955).

拡大部を持つ管路流れの多重解と衝撃自由剪断層不安定性

同志社大・工 高橋秀行, 塩谷幸信, 水島二郎

Multiple Stable Solutions of Flow in a Channel with a Wilder Part and Impinging Free Shear Layer Instability

by

H.Takahashi, Y.Shiotani, J.Mizushima

Department of Mechanical Engineering
Doshisha University

ABSTRACT

Transitions and instabilities of flow in a symmetric channel with a suddenly expanded and contracted part are investigated numerically by three different methods, i.e. the time marching method for dynamical equations, the SOR iterative method and finite element method for steady state equations. Numerical results are analysed by using the bifurcation theory. Linear and weakly nonlinear stability theories are also applied to the flow. It is known that the flow is steady and symmetric at low Reynolds numbers, becomes asymmetric at a critical Reynolds number, gets the symmetry back at another critical Reynolds number and then becomes oscillatory at very high Reynolds numbers. Multiple stable steady solutions are found in some cases and the parameter range of existence of the multiple stable solutions is obtained. Impinging free shear layer instabilities are found to cause the flow oscillations and the mechanism of the impinging free shear layer instability is clarified.

Key Words : Channel flow, Bifurcation, Multiple stable solutions, Impinging free shear layer instability

1 はじめに

急拡大管路流れの分岐については Fearn, Mullin and Cliffe⁽¹⁾ が実験と解析で研究し, 臨界レイノルズ数を求めた. 急拡大・縮小管路流れの分岐は Mizushima, Okamoto and Yamaguchi⁽²⁾ によって研究されたが本研究により見つけられた安定多重解の存在を示していなかった.

一方, ジェット状流れが壁などに衝突し, 振動流となる場合, ジェットから壁までの距離が連続的に変化しても, 振動数は階段状に変化することが知られており, 衝撃自由剪断層不安定 (Impinging Free Shear Layer Instability) と呼ばれている (Rockwell and Naudascher⁽³⁾). 本研究の管路もジェットとよく似た形状であり, 同様の不安定性が起こるものと考えられるので, その存在と性質について詳しく調べる.

本研究では 2 次元非圧縮流れを仮定し SOR 法および有限要素法による非線形平衡解の数値計算を行い, レイノルズ数の変化に伴う流れのパ

ターン変化と遷移を調べるとともに, 管路の形状を表すパラメータの変化によるストローハル数の変化を調べ, 衝撃自由剪断層不安定性の存在とその性質について確かめる. また, 線形安定性理論を用いて対称な流れの安定性を調べ, 臨界レイノルズ数を求める. また, 弱非線形安定性理論を用いてその局所分岐の構造を調べる. また, 管路を少し非対称にしたときの解の分岐構造の変化を調べる. さらに, 出口が 2 つある管路についても, 出口の条件を流量が等しい場合と圧力が等しい場合の異なる 2 つの条件を用いてシミュレーションを行い, 流れの遷移の様子を比較する.

2 支配方程式と非線形平衡解

本計算に用いた座標系を図 1 に示す. 図 1 における LC の中点を原点 O として, 流れ中心軸に x 軸, それに垂直に y 軸をとる. 急拡大部長さ DE を L_0 , 流入路の幅 AB を h とし, 流入路幅の半分 $h/2$ により長さを無次元化した. 管路形状を表

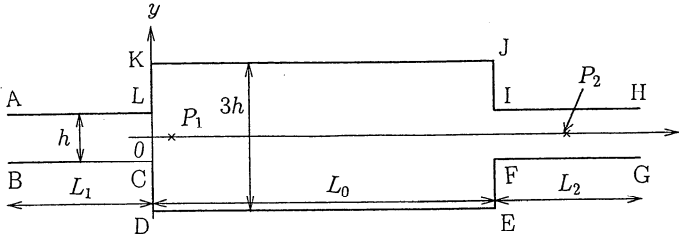


図 1: 管路形状と座標系.

すパラメータとして拡大比 $E = 3h/h$, アスペクト比 $A = L_0/3h$ と定義する. 2次元流れと仮定するので, Navier-Stokes 方程式と連続の式を流れ関数と渦度を用いて次の渦度輸送方程式とポアソン方程式に書き換える.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} - J(\psi, \omega) = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right), \quad (1)$$

$$\omega = - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right). \quad (2)$$

ただし Re の定義は, 代表長さを助走管路幅の半分 $h/2$, 代表速度を流入口での最大流速 U_{\max} を用いて, $Re = U_{\max} h/2\nu$ とする.

境界条件は, 管路入口においては十分に発達した平面ポアズイユ流と仮定する. また, 管路出口での境界条件は定常流の場合は流出条件, 非定常流である場合には, 次のゾンマーフェルトの放射条件

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + c \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} + c \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

を用いる. 本来 c は出口での x 方向位相速度を用いるが, 簡単のために各点での x 方向速度 u を用いる. また, 壁上では滑りなし条件とする.

計算方法として, 渦度方程式 (1) を差分近似し適当な初期条件からオイラー陽解法により渦度を時間発展, ポアソン方程式 (2) を SOR 法により解き渦度から流れ関数を導く.

安定性解析をするにあたり非線形平衡解を求める. 平衡解の流れ関数と渦度を $\bar{\psi}(x, y), \bar{\omega}(x, y)$ とすると, $\bar{\psi}(x, y), \bar{\omega}(x, y)$ を支配する方程式は,

$$-J(\bar{\psi}, \bar{\omega}) = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial y^2} \right), \quad (4)$$

$$\bar{\omega} = - \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} \right), \quad (5)$$

となる. 式 (4), (5) を差分近似し, SOR 法により

非線形平衡解の安定性を線形安定性理論により調べる. 平衡解に攪乱 ψ', ω' を加える. $\psi(x, y, t) = \bar{\psi}(x, y) + \psi'(x, y, t)$, $\omega(x, y, t) = \bar{\omega}(x, y) + \omega'(x, y, t)$ を方程式 (4), (5) に代入する. 攪乱は時間に関して指数関数的に変化すると仮定して $\psi'(x, y, t) = \hat{\psi}(x, y)e^{\sigma t}$, $\omega'(x, y, t) = \hat{\omega}(x, y)e^{\sigma t}$ とおくと, 方程式

$$\sigma \hat{\omega} = J(\bar{\psi}, \hat{\omega}) + J(\hat{\psi}, \bar{\omega}) + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \hat{\omega}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{\omega}}{\partial y^2} \right), \quad (6)$$

$$\hat{\omega} = - \left(\frac{\partial^2 \hat{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{\psi}}{\partial y^2} \right), \quad (7)$$

が得られる. 線形増幅率 σ の実部の符号で平衡解が安定かどうかを判定し, その臨界レイノルズ数 Re_c を求める.

さらに, 弱非線形安定性理論により振幅方程式を導き, 線形安定性で求めた臨界レイノルズ数 Re_c 近くの局所的な解の振る舞いを調べる. 攪乱方程式は形式的に

$$\frac{\partial}{\partial t} M \psi' = L(\bar{\psi}) \psi' + \frac{1}{Re} K \psi' + N(\psi', \psi') \quad (8)$$

と書ける. $\varepsilon = 1/Re_c - 1/Re$ として $\bar{\psi}, \psi', t$ を ε で展開すると

$$\begin{aligned} \bar{\psi} &= \bar{\psi}_0 + \varepsilon^2 \bar{\psi}_1, \\ \psi' &= \varepsilon \psi_0 + \varepsilon^2 \psi_1 + \varepsilon^3 \psi_2, \\ \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t_0} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial t_1} \end{aligned} \quad (9)$$

となる. これらの展開を (8) 式に代入して ε についてオーダー評価する. $O(\varepsilon)$ では

$$L(\bar{\psi}_0) \psi_0 + \frac{1}{Re_c} K \psi_0 = 0, \quad (10)$$

$O(\varepsilon^2)$ では

$$L(\bar{\psi}_0) \psi_1 + \frac{1}{Re_1} K \psi_1 + N(\psi_0, \psi_0) = 0, \quad (11)$$

$O(\varepsilon^3)$ では

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial}{\partial t_1} M \psi_0 + L(\bar{\psi}_1) \psi_0 + L(\bar{\psi}_0) \psi_2 - K \psi_0 \\ & + \frac{1}{Re_c} K \psi_2 + N(\psi_0, \psi_1) + N(\psi_1, \psi_0) = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

となる. 式 (10)(11) の解をそれぞれ次のように置き, これらの解を求める.

$$\psi_n = A(t_1) a_n(x, y), \quad (13)$$

$$\psi_1 = A^2(t_1)g_1(x, y). \quad (14)$$

式 (12) の可解条件より次の振幅方程式 (ランダウ方程式) が得られる.

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \lambda_0 A + \lambda_1 A^3, \quad (15)$$

$$\lambda_0 = \frac{\int \int (-\tilde{g}_0 K g_0 + \tilde{g}_0 L(\bar{\psi}_1) g_0)}{\int \int \tilde{g}_0 M g_0}, \quad (16)$$

$$\lambda_1 = \frac{\int \int \tilde{g}_0 (N(g_0, g_1) + N(g_1, g_0))}{\int \int \tilde{g}_0 M g_0}, \quad (17)$$

ここで, \tilde{g}_0 は式 (10) に関する随伴関数である.

3 計算結果と考察

3.1 流れの遷移とパターン変化

レイノルズ数が小さいときは管路中心軸に対して対称な定常流であり, レイノルズ数が大きくなると, 非対称な定常流へと遷移し, さらに大きくしていくと, 再び対称な定常流に戻り, そして周期流に遷移する.

その代表例として拡大比 $E = 3$, アスペクト比 $A = 7/3$ の定常非対称流 ($Re = 40$), 定常非対称流 ($Re = 58$), 定常対称流 ($Re = 100$), 振動流 ($Re = 900$) についての流れ場を図 2 に示す.

$Re = 40$ では, 流れ場は管路の急拡大部において中心に対して対称な渦循環領域が存在し, これらの渦領域に挟まれた主流は急拡大部付近で広がった後, 後流助走区間に流入する. $Re = 58$ では流れ場は非対称となり, 対称性を破るピッチフォーク分岐が生じたことがわかる. $Re = 100$ では流れ場は再び対称になるが, $Re = 40$ の流れ場と大きく異なる点は渦領域が拡大部全体に広がることである. $Re = 900$ では流れ場は非定常な周期流となりホップ分岐が生じたことがわかる. 拡大部に 2 つの渦領域が存在し, 上下あわせて 4 つの大きな渦領域が存在する. また, 急縮小部付近において主流の振動が見られ, 下流域に波として伝わっていく様子が分かる.

これらの遷移の様子を分岐ダイアグラムを図 3 に示す. 流れ場を特徴づける代表的な物理量として, 管路中心軸上の代表点 $P_1(x, y) = (0.8, 0.0)$ における y 方向の速度成分 v_1 をとる. $v_1 = 0$ は流れが対称であることを示し, v_1 が有限の値では対称性が崩れていることを示す. 図 3(a) に v_1 と Re の関係を示す. レイノルズ数が $Re_{c1} = 47.70$ よりも小さいと $v_1 = 0$ すなわち流れが対称で, $Re > Re_{c1}$ で流れが非対称に遷移していること

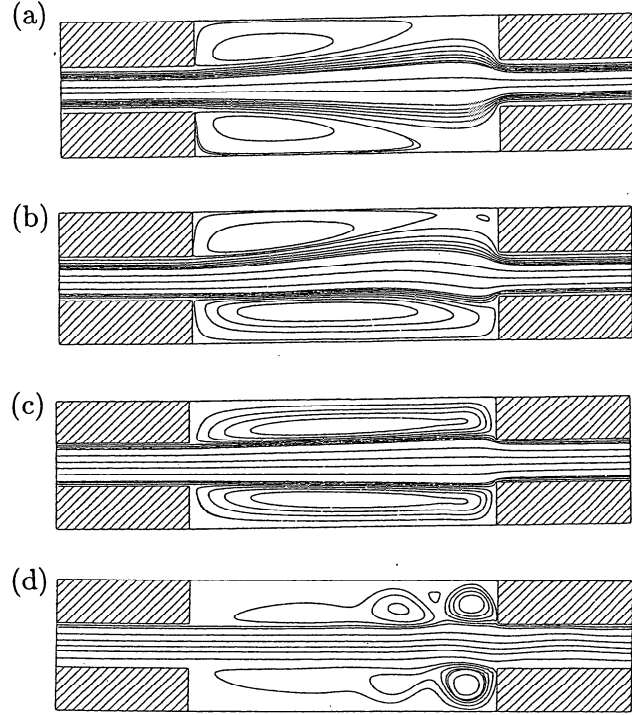


図 2: 流れ場. (a) $Re = 40$, (b) $Re = 58$, (c) $Re = 100$, (d) $Re = 900$. ($A = 7/3$)

がわかる. これにより $Re = Re_{c1}$ からピッチフォーク分岐が生じたことがわかる. さらに $Re_{c2} = 65.24$ で流れが再び対称な定常流へと遷移している.

次に振動の様子をとらえるために, 図 3(b) に管路中心軸上の代表点 $P_2(x, y) = (17.0, 0.0)$ における y 方向速度成分の振幅 a を示す. $Re_3 = 843$ より小さいときは $a = 0$ で定常対称流であることがわかる. $Re = Re_3$ から a が有限の値を持ち, 流れが周期流へと遷移し, 定常対称流は不安定になる. これにより $Re = Re_{c3}$ でホップ分岐が生じたことがわかる.

次に $A = 8/3$ の場合の分岐ダイアグラムを図 4 に示す. ここでも流れは定常対称流から定常非対称流, さらに定常対称流に周期流へと遷移する様子が分かる. $A = 7/3$ の場合と異なる点は, $Re_{c2} = 107$ から $Re'_{c2} = 112$ の間で安定な非対称解に加え, 不安定な非対称解が存在し, さらに安定な対称解も存在する. すなわち安定多重解の状態にあり, 流れの履歴によって解が変化するヒステリシスが生じる. また $Re = Re'_{c2}$ でサドルノード分岐が生じていることがわかる.

以上の結果をまとめて流れが遷移する各臨界レイノルズ数 Re_c とアスペクト比 A の関係を図

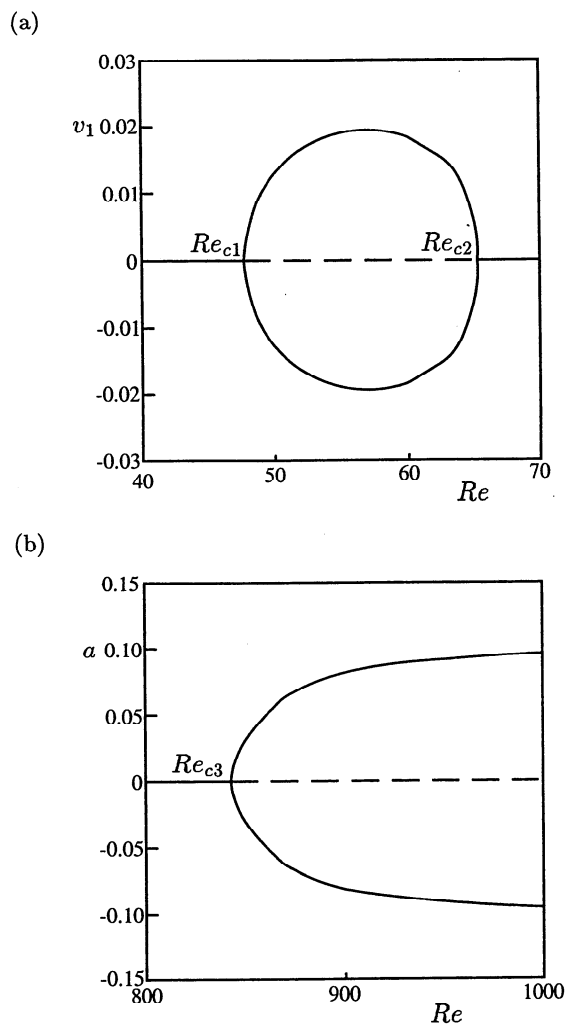


図 3: (a) P_1 における y 方向速度 v_1 , (b) P_2 における y 方向速度の振幅 a . ($A = 7/3$)

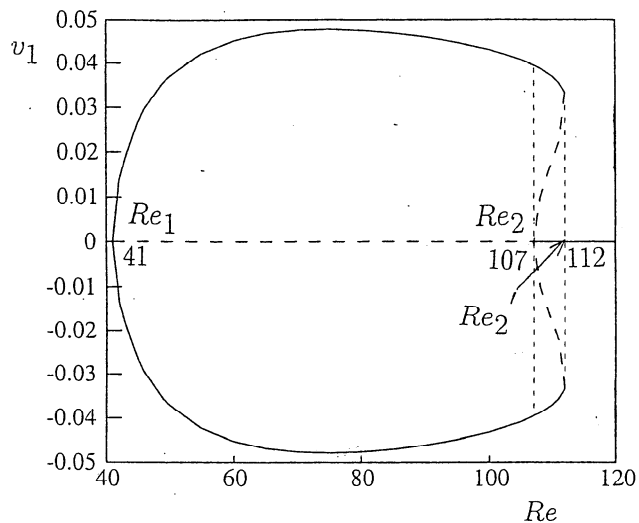


図 4: P_1 における y 方向速度 v_1 . ($A = 8/3$)

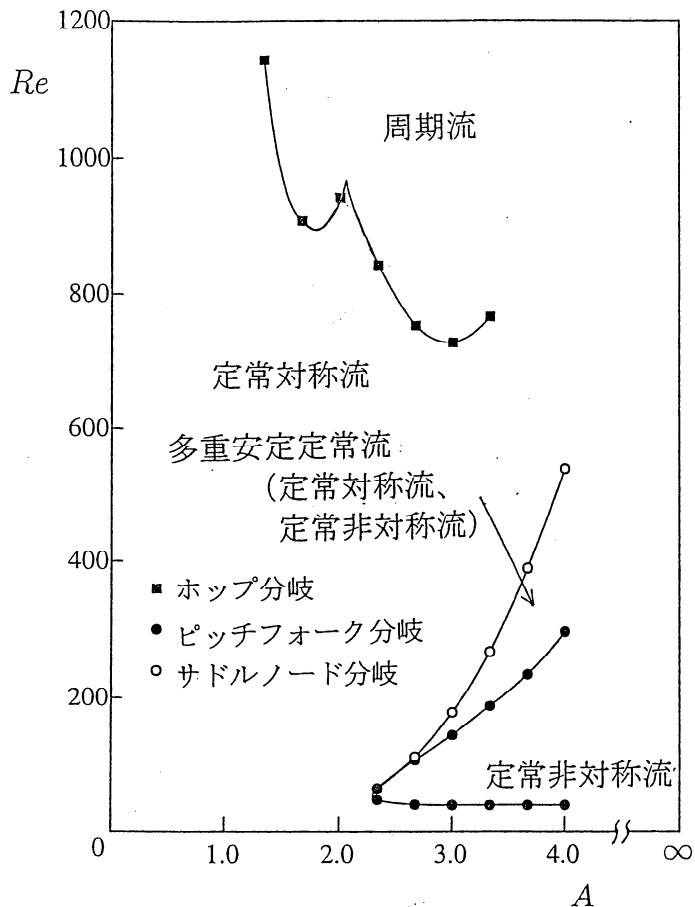


図 5: 中立曲線.

5に示す. 図5を見るとホップ分岐に異なるモードが存在することがわかる. このモードの違いを考察するためにストローハル数を調べる. ストローハル数は, 振動数 f を無次元化したもので, $St = L_0 f / 3hU_{\max}$ で定義する. その結果を図6に示す. 図6によると St はモードが変化するところで階段状に変化する. St の階段状の変化は衝突自由剪断層不安定性の特有の性質であり, 急拡大管路においても衝突自由剪断層不安定性が起こっていることがわかった. この不安定モードの変化を攪乱のパターンの変化により確認した.

3.2 安定性理論

シミュレーションにより定常対称流が定常な非対称流になることが分かった. この遷移は定常対称流が不安定になったことが原因と考えられる.

ここでは, 対称流が不安定になる臨界レイノルズ数を線形安定性を用いて調べた. 線形増幅率 σ を求めた結果が図7である. $Re < Re_1$ の時に σ が負なので対称流は安定であるが $Re_1 < Re < Re_2$ では正となり, 対称流は不安定になることが分か

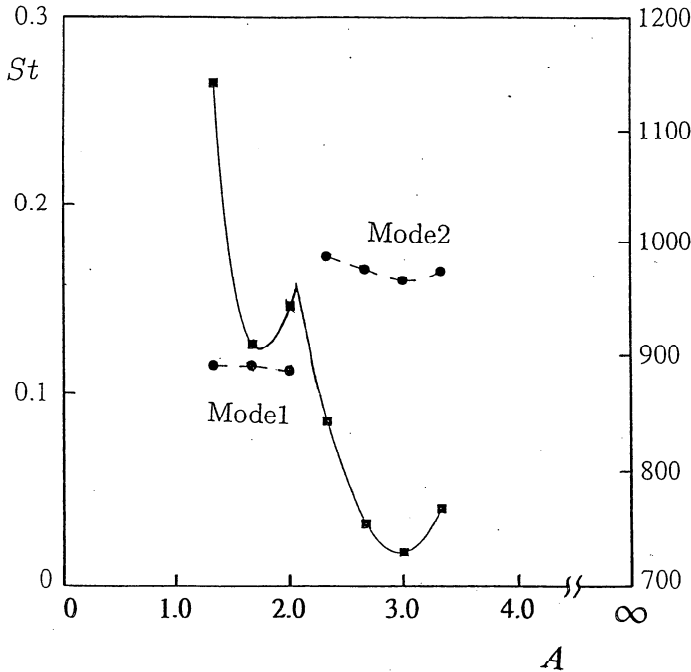


図 6: ストローハル数, ホップ分岐の臨界レイノルズ数 Re_{c3} と A の関係.

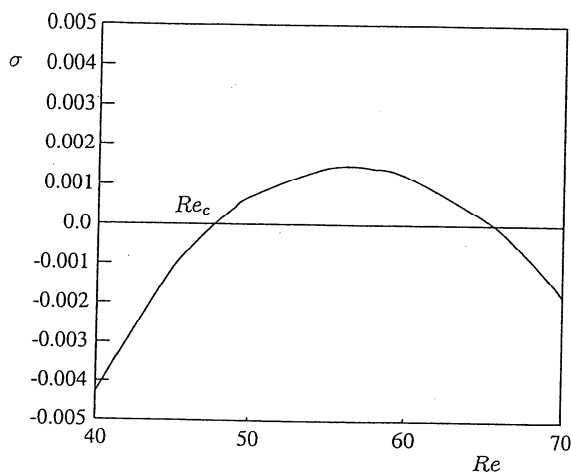


図 7: 対称解に対する線形増幅率 σ

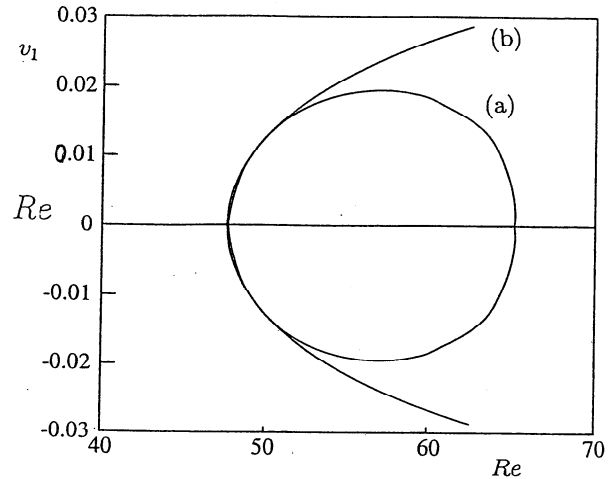


図 8: (a) 数値シミュレーション, (b) 弱非線形安定性理論による v_1 .

る. $Re_2 < Re$ に再び σ が負になり対称解が安定であることが分かる. また, $\sigma = 0$ として得られた臨界レイノルズ数は数値シミュレーションで得られた臨界レイノルズ数 Re_{c1}, Re_{c2} の結果とよく一致している.

さらに弱非線形安定性理論により Re_1 付近での局所的な解の振る舞いを調べた. そこでは解がピッチフォーク分岐しており, 1 自由度の振幅方程式で記述できる. その係数を決定しその結果とシミュレーションの結果を図 8 に示す. 結果は数値シミュレーションの結果とよく一致していることが分かった.

3.3 構造不安定

ここでは管路が非対称性を持つときの解の振る舞いについて調べた. 図 9 にその結果を示す. 完全に対称な管路では $Re = Re_{c1}$ でピッチフォーク分岐が生じていたが, 管路の非対称性によって不完全なピッチフォーク分岐になることが分かった. またそれにより孤立解が存在するようになるが, 非対称性が大きくなると孤立解が消滅することが分かった.

3.4 分岐管路の場合

出口が 2 本ありその幅が入口の半分である管路形状を図 10 に示す. 拡大比 $E = 3$, アスペクト比 $A = 7/3$ とする. 境界条件を両出口での圧力が等しい場合と, 流量が等しい場合の 2 通りについて計算した. 流れの非対称性を調べるた

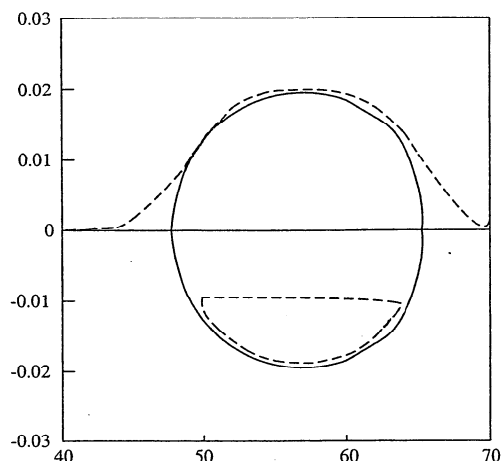


図 9: 管路が非対称性持つ場合の分岐構造の変化

めに $P_1(x, y) = (3.5, 0.0)$ (出口 1 つの場合とは異なる) での y 方向速度 v_1 を図 11 に示す. どちらの出口境界条件でも 1 つ出口よりも低い臨界レイノルズ数 $Re_c = 44.4$ で流れは定常対称流から定常非対称流へと遷移した. しかし非対称流から対称流に遷移するときに, 流量が等しい場合は非対称流のブランチは閉じているが, 圧力が等しい場合はブランチは閉じずに対称解に遷移している. つまり, 非対称流から対称流への遷移においてヒステリシスが起きている. また, 流れは対称流から非対称流に遷移しても出口の流量, 圧力ともにほとんど変化しないことがわかった.

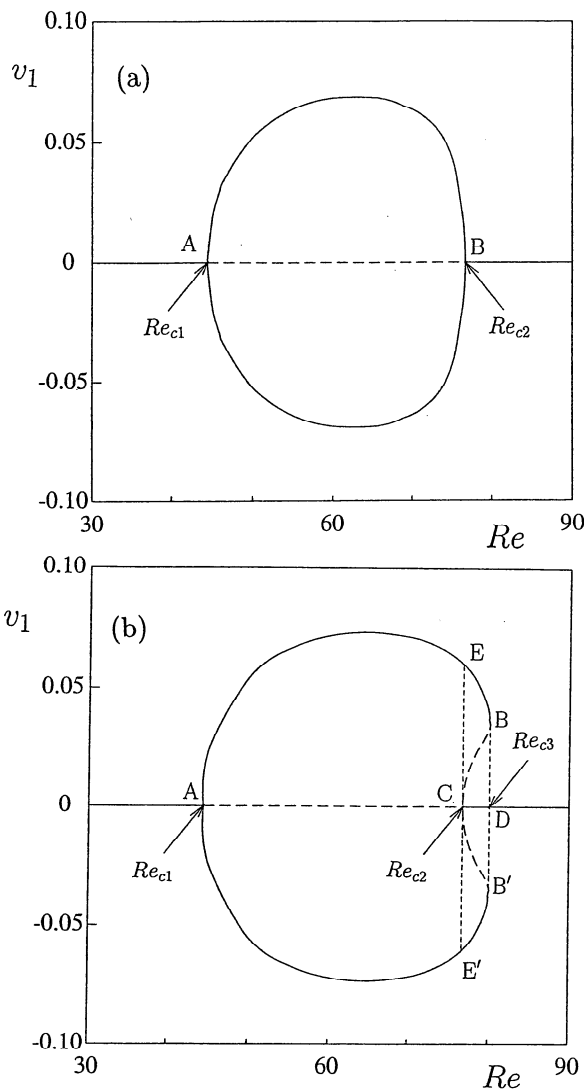


図 11: (a) 出口での流量が等しい場合, (b) 出口での流量が等しい場合.

参考文献

- [1] R. M. Fearn, T. Mullin and K.A.Cliffe; Nonlinear flow phenomena in a symmetric sudden expansion, *J. Fluid Mech.*, **211** (1990), 595-608.
- [2] J. Mizushima, H. Yamaguchi and H. Okamoto; Stability of flow in a channel with a suddenly expanded part, *Phys. Fluids*, **8**(1996), 2933-2942.
- [3] N. Alleborn, K. Naudakumar and K. A. Cliffe; Nonlinear flow phenomena in a symmetric sudden expansion, *J. Fluid Mech.*, **339** (1997), 169-188.

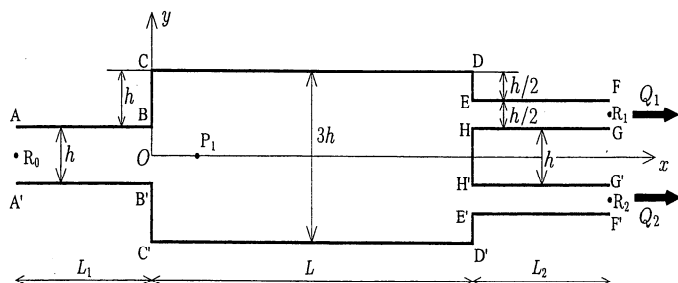


図 10: 分岐管路の形状.

秩序渦近傍の乱流構造

石井 宏幸 (電通大院), 宮寄 武 (電通大院), 山本稀義 (航技研)

Statistics of turbulence around a columnar vortex

by H. Ishii*, T. Miyazaki*, and K. Yamamoto**

*Dept. of Mech. Contr. Eng., University of Electro-Communications, **National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

The structure and statistics of initially isotropic homogeneous turbulence interacting with a columnar vortex (Oseen vortex) are investigated numerically. The initial homogeneous isotropic turbulence is produced by a direct numerical simulation of decaying turbulence, using a spectral code (512³). After a columnar vortex is introduced, the intense vortices are wrapped around the vortex core. The differential rotation in the mean flow causes the azimuthal component of turbulent vorticity to grow algebraically, in proportion to time, while the other components do not grow. Although the turbulence becomes anisotropic, it remains statistically homogeneous in the azimuthal and axial directions. The correlation functions can be Fourier-decomposed in these directions, whereas the coefficients have spatial dependence on the radial coordinate. They are computed by averaging "16 realizations" produced numerically. The velocity field of small scale eddies near the vortex core becomes statistically axisymmetric, within a period of two or three revolutions of the columnar vortex. The axial velocity dominates near the core surface ('blocking' effect) but the radial velocity dominates away from the vortex core. These findings are compared with the theoretical results based on the linear rapid distortion theory.

Key Words: turbulence structure, columnar vortex, blocking effect

1 緒言

様々な乱流理論、乱流モデルが提案されてきたが、旋回流を伴う流れ場では良い結果が得られていない。それは旋回流を伴う乱流場の特徴をうまく把握していないことによると思われる。本研究では Melander & Hussain^[1]や竹下^[2]を拡張し、直接数値シミュレーション (DNS) を用いて初期一様等方性乱流中に埋め込まれた円柱渦とその周りの乱流構造の発達を調べ、旋回流を伴う乱流構造の解析を試みる。

2 数値解法

2.1 基礎方程式

基礎方程式として無次元化された非圧縮性 Navier-Stokes 方程式、連続の式を用いる。

$$\frac{D\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)}{Dt} = -\nabla p(\mathbf{x}, t) + \nu \nabla^2 \mathbf{u}(\mathbf{x}, t), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (2)$$

各速度成分 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ と圧力成分 $p(\mathbf{x}, t)$ をフーリエ展開し、フーリエ係数の時間発展を追いかけるフーリエ・

の Runge-Kutta-Gill 法を用いる。

2.2 初期乱流場

初期乱流場は減衰等方性乱流の数値計算で用意する (山本^[3], 生出^[4])。初期速度場が以下のようなエネルギースペクトルを持つように各フーリエ成分 $\eta_1(k), \eta_2(k)$ の実部、および虚部を正規乱数で与え、十分に発達した乱流場をつくる。

$$E_u(k, 0) = \frac{16}{3} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} k^4 \exp(-2k^2) \quad (3)$$

初期流れ場のレイノルズ数 R は次のように定義する。

$$R = \frac{U_0}{\nu k_0} \quad (4)$$

ただし、代表波数 k_0 は初期スペクトルが最大となる波数 ($k_0 = 1$) であり、代表速度 U_0 は次のように定義する。

$$U_0 = \sqrt{2 \int E(k, 0) dk} = 1 \quad (5)$$

2.3 秩序渦の配置

前節の減衰等方性乱流計算を $T=3, T=8$ まで時間発展させて得られた乱流場を式 (6) で示される Oseen 渦を Fig.1 の様に挿入して、計算を再実行し、秩序渦近傍の乱流構造を観察する。計算を再実行させた後の時間発展は、減衰等方性乱流を $T=3$ まで時間発達させ Oseen 渦を挿入した乱流場では $T=4$ まで、減衰等方性乱流を $T=8$ まで時間発達させ Oseen 渦を挿入した乱流場では $T=7$ まで時間発達させた。

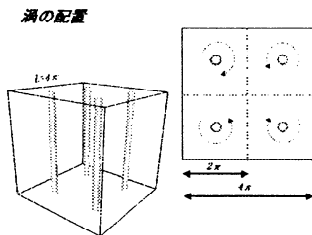


Fig. 1: 秩序渦の配置

$$v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \right) \quad (6)$$

$$\Gamma = \alpha \sqrt{\sum \frac{|\omega|^2}{N^3}} r_0^2 \pi \quad (7)$$

循環 Γ は式 (7) の様に定義され、減衰等方性乱流の空間平均渦度 $\sqrt{\sum \frac{|\omega|^2}{N^3}}$ に α のファクターを掛けたものとする。無次元時間 $T=3$ の乱流場に埋め込む Oseen 渦に対しては $\alpha = 7.5 \times \frac{4}{\pi}$ とする循環を与え、無次元時間 $T=8$ の乱流場に埋め込む Oseen 渦に対しては $\alpha = 10 \times \frac{4}{\pi}$ とする循環を与える。

秩序渦を埋め込んだ後の秩序渦近傍の乱流構造の可視化を行なった。減衰等方性乱流を $T=3$ まで時間発達させた乱流場に秩序渦を埋め込んだ乱流場においては、秩序渦を埋め込むことによって時間発展における影響を考察する。減衰等方性乱流を $T=8$ まで時間発達させた乱流場では秩序渦を埋め込んだ後の乱流場全体の時間発展と秩序渦自身の変形を可視化した。

3 結果と考察

3.1 乱流場における円柱渦の影響

Fig.2は乱流場に秩序渦がある、もしくは、ない場合のそれぞれの乱流場の時間変化を表している。乱流場の構造はシート状の構造から worms 状の構造へと各々変化するが、秩序渦が存在している場合は周りの乱流が

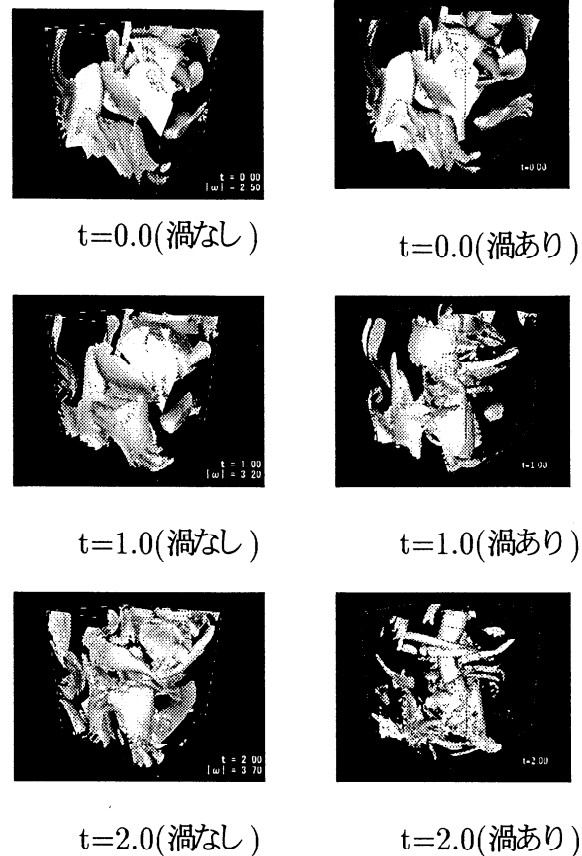


Fig. 2: 乱流場における円柱渦の影響

ことによって、worms 状構造への変化が促進されていると思われる。

3.2 乱流構造の可視化

減衰等方性乱流を無次元時間 $T=8$ まで発達させた初期乱流場に秩序渦を埋め込み、その後の時間発展における乱流構造の変化を調べる。まず乱流場全体の渦度等値面を可視化した。

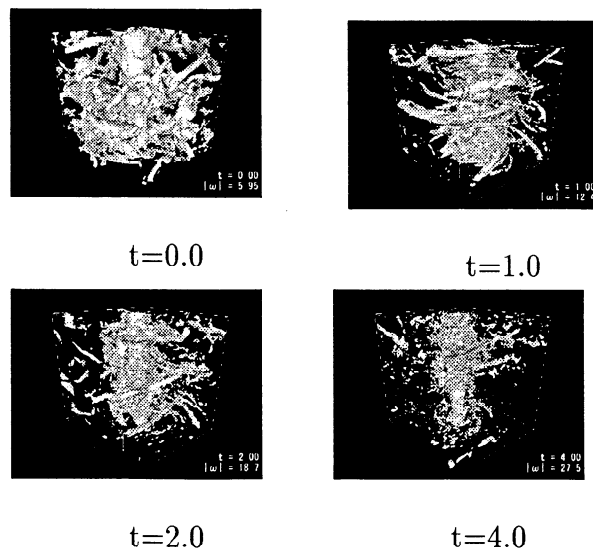


Fig. 3: 乱流場の渦度等値面

秩序渦を埋め込んだ後 $t=2$ 付近で周囲の乱流がもつとも巻き取られて行く様子が見られる。このとき秩序渦自身が振動を起しはじめる。(Fig.3)。なお、可視化領域は計算領域の $1/8(64^3)$ である。秩序渦そのものに注目するために ω_z の可視化を行なった。Fig.4 では初期の円筒形の渦が次第に歪められ、スパイラル状に変形する様子がわかる。また、 $t=4$ 以降には中心渦そのものの形が崩れ始める。今度は、各々の時刻における x - y 平面での断面を可視化し渦内部の様子を調べる。Fig.5 より渦度 ω_z の断面は初期に軸対象であったが、時間発展によって局所的に渦度 ω_z が弱くなる場所が見られる。これは渦が膨張した為であると思われる。

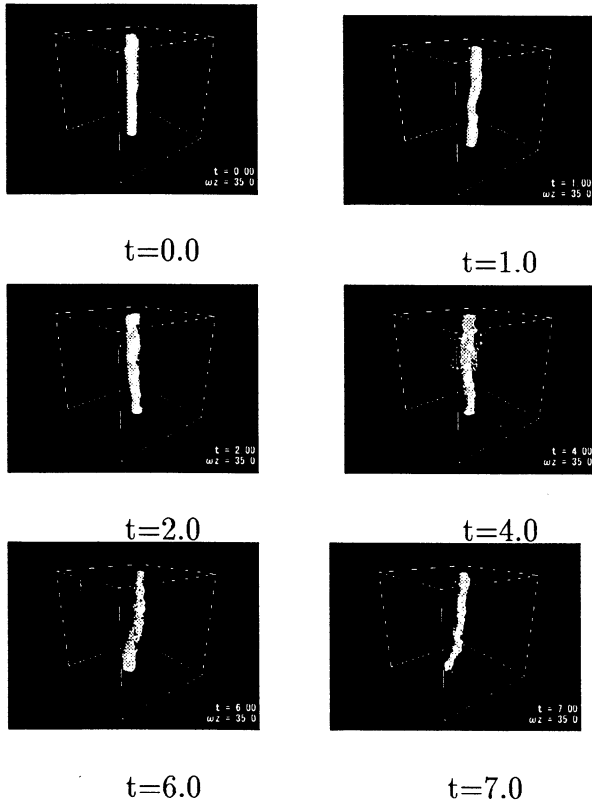
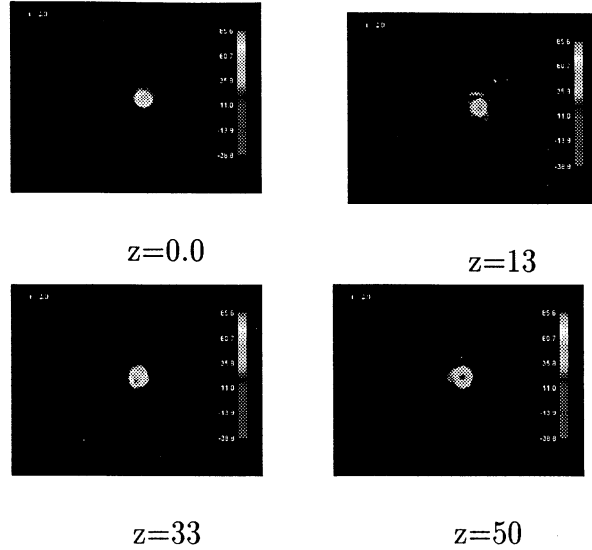


Fig. 4: 秩序渦の時間発展

3.3 統計的性質

Oscen 渦周りの旋回流を伴う乱流場の統計的性質をとらえる為に、減衰等方性乱流 $T=8$ の乱流場に秩序渦を埋め込んだ乱流場において、次の式で定義される 2 点エネルギースペクトルテンソル $(2PEST)\Phi_{ij}(r_1, r_2, t; k_z, m)$ に着目した。

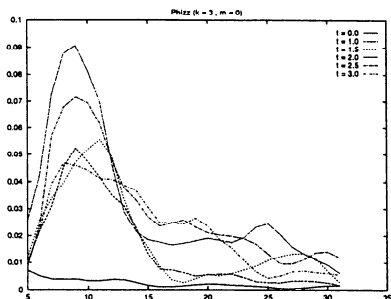
Fig. 5: 秩序渦断面 ($t=2$)

$$\begin{aligned} & \langle u_i(r_1, \theta_1, z_1, t) u_j(r_2, \theta_2, z_2, t) \rangle \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk \Phi_{ij}(r_1, r_2, t; k_z, m) \\ & \quad \exp[ik_z(z_1 - z_2) + im(\theta_1 - \theta_2)] \quad (8) \end{aligned}$$

乱流場を 16 個用意して統計的操作を行ない 2 点エネルギースペクトルテンソルを求めた。 $m=0$ の軸対称成分は時間発展に伴い成長する (Figs.6a,b)。それに対し、 $m=1$ の成分は渦核内で大きな値を取り、時間的に振動する (Figs.6 c,d)。これは秩序渦の屈曲波動運動に対応する。 $m \geq 2$ の成分は値も小さくほとんど成長しない。

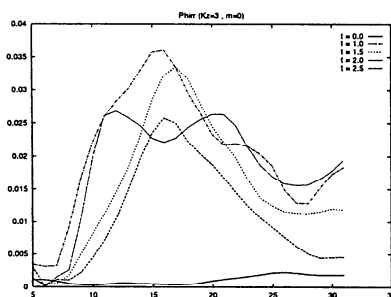
秩序渦表面付近では軸方向速度相関の軸対称成分が大きい。これは乱流速度場が渦核内に侵入できず、軸方向に向きを変える為である (blocking effect)。中心から秩序渦の半径の 3 倍程度離れた領域では半径方向速度相関と軸方向速度相関の強さが逆転する。その領域では半径方向の角運動量輸送や物質輸送が乱流によって促進される (Fig.7)。

秩序渦を Solid cylinder と近似した Rapid Distortion Theory での軸方向速度相関、半径方向速度相関の軸対称成分は秩序渦表面付近では軸方向速度相関が支配的であり、少し離れたところでは半径方向速度相関が支配的である事が示され、軸方向相関は渦表面から離れるにしたがって急激に減少する (Fig.8)。DNS での数値計算においても定性的には同じ傾向が見られた。



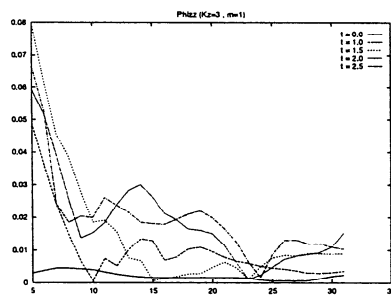
$$\Phi_{zz}(m=0)$$

a



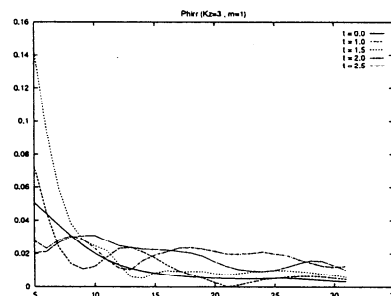
$$\Phi_{rr}(m=0)$$

b



$$\Phi_{zz}(m=1)$$

c



$$\Phi_{rr}(m=1)$$

d

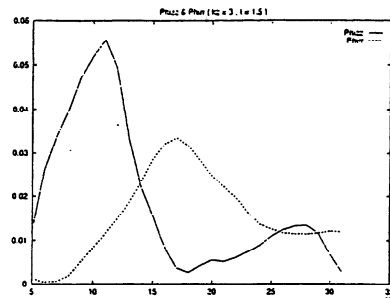
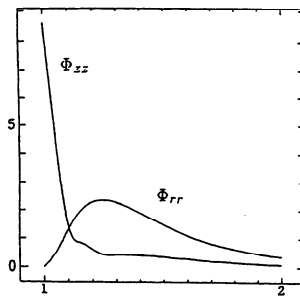
Fig. 6: m の依存性Fig. 7: Φ_{rr}, Φ_{zz} と半径方向依存性

Fig. 8: Rapid Distortion Theory における 2PEST

4 結論

- 秩序渦の存在は乱流渦のシート状構造を引き伸ばし、worms 状構造への変化を促進させる作用を持つ。
- 乱流場の可視化より、秩序渦投入後の無次元時間 $t=1.5 \sim 2.0$ で最も秩序渦周辺の乱流渦が巻き取られる。秩序渦表面での流体粒子はこの時間内に 2～3 回転する。
- 軸方向相関および半径方向相関は軸対称成分 ($m=0$) は時間とともに増大するが、非軸対称成分 ($m \neq 0$) は増大しない。
- 軸対称成分 ($m=0$) においては、軸方向相関は秩序渦表面付近で値が増大し、半径方向相関は秩序渦表面から離れた領域で増大する。

引用文献

- 1) Melander & Hussain: Coupling between a coherent structure and fine scale turbulence : *Physical Review* E48(4), 2669-2689
- 2) 竹下祐二: 非等方性乱流の微細構造の解析とその動力学: 電気通信大学修士論文 (平成9年度)
- 3) 山本稀義: 航空研数値風洞と乱流の数値シミュレーション: ながれ 14(1995)353-363
- 4) 生出 伸一: 直接数値シミュレーションに基づく等方性乱流の微細構造解析: 電気通信大学修士論文 (平成6年度)

一様等方乱流中の渦軸の相対運動

三浦英昭、木田重雄 (核融合研)

Relative motion of vortex axes in isotropic turbulence

H. Miura and S. Kida

National Institute for Fusion Science

ABSTRACT

Vortical structure in an isotropic turbulence is investigated by the *sectional-pressure-minimum-and-swirl* method which identifies low pressure vortices with swirling motions. It is observed that four vortex axes, each of which has the vorticity of opposite directions with its neighbouring two vortex axes, approach each other due to an effect of their curvatures.

KEYWORDS: curved vortex axis, low-pressure vortices, turbulence

§1. はじめに

渦運動は拡散や輸送などの重要な現象の担い手であり、その運動の解析にはこれまで多くの研究がなされている。しかし、この物理的に重要で、日常的にも頻出する普遍的な概念である渦には、確立された定義が存在せず、渦の定義と同定自体が研究の対象でもある。われわれはこれまで、渦が存在するところには圧力の2次元的な極小が現れる傾向があることに注目し、圧力断面極小旋回法という渦の同定・可視化法を開発してきた¹⁻³⁾。これによって、内部に2次元的な低圧力領域をもつ渦(多くは管状構造をしている)を追跡し、その統計的性質のみならず、時間的な変化を解析することが可能になった。ここでは、この方法を非圧縮・一様等方乱流に適用した結果を報告する。

§2. 渦軸の相対運動

本研究で用いた数値データは、一様等方減衰乱流の直接数値シミュレーションによるものである。このシミュレーションの格子数は $N^3 = 128^3$ であり、その概要と渦軸、渦芯の可視化例は三浦 & 木田⁴⁾ に記述されているので、ここでは割愛する。

渦軸の可視化を各時刻について行い、動画を作成して渦軸を追跡すると渦軸の滑らかな運動が観測できることは、三浦 & 木田⁴⁾ で紹介した。今回改めて注目したのは、渦同士が相互作用を行いながら運動する特徴的な現象が観測さ

れた点である。これまでに観測された主な現象としては、反対符号の渦度をもつ2本の曲がった渦軸の引きつけ合い、隣接する渦軸がお互いに反対向きの渦度をもつ4本の曲がった渦軸の引きつけ合い、同じ向きの渦度をもつ2本の渦軸の接近などである。ここでは、4本の渦軸の接近例を示す。

図1(a),(b),(c)はそれぞれ時刻 $t = 30, 50, 68$ における、シミュレーションボックス中心部の渦軸の様子である。表示されている格子数は $32 \times 32 \times 32$ である。図中の渦軸A及びCは縦軸(緑色の軸)に沿って下向きの渦度を、B及びDは上向きの渦度をもっており、一種の四重極を構成している。すなわち、これらの4本の渦軸は、ある適当な面において四角形の4頂点を構成するように位置しており、各渦軸上での符号は(この四角形の存在する面に対して)下向き、上向きと交互に変わっている。これら4本の渦軸は、時間の経過とともに、四角形の2本の対角線の交点に向けてお互いに近づいている。これは、AとB、AとC、BとD、DとCがその曲率効果により、お互いに引きつけあった結果であると考えられる。

ここで注意しなければならないのは、渦軸同士が接近する原因としては、他に剪断によるものが考えられる点である。実際、多数の渦軸の接近例の中には、同符号の渦度をもつ渦軸が接近して行く例もあり、このような場合は剪断が大きな役割を果たしているものと考えられる。しかし、これら4本の渦軸が存在する周辺の渦度の強さと剪断の強

さ S を比較してみると、 $Q \gg S$ となっている。このことから、渦同士の接近、しかも反対符号の渦の引きつけ合いという現象を説明するには曲率効果を以てするのが妥当であると考えられる。

一般に管状渦構造では、渦度の強さが剪断の強さを上回っている傾向にある。実際、この渦度の強さと剪断の強さの大小関係は、管状渦構造の同定方法の一つとして使われている⁵⁾。圧力断面極小旋回法の長所の一つは、必ずしも渦度の強さが卓越していない場所にある旋回流も検出できる点であるが、これは、この渦度の強さと剪断の強さの大小関係が必ずしも自明ではないということも意味している。このため、渦軸の動力学を調べるためには、曲率効果と剪断の効果とどちらが卓越しているかを常に確認する必要があるが、渦度が卓越した旋回流の運動を調べる限りにおいては、反対符号の曲がった渦の引きつけ合いには曲率効果が重要な影響を及ぼしていると考えられる。

§3. まとめ

ここでは、4本の隣同士が反対向きの渦度分布をもつ渦軸の接近例を報告した。この接近は、主に曲がった渦の曲率効果によるものであると考えられる。われわれの一樣等方乱流のシミュレーション中では、この他に同符号の渦度をもつ渦軸の接近や回転、渦軸のリコネクションなど多様な現象が観測されている。格子数 $N^3 = 128^3$ のシミュレーションは、計算機能力が非常に発達した現在となつては小規模なものであるが、それでも丁寧に調べるべき現象がまだ残されていることを最後に強調したい。

この数値計算は、文部省核融合科学研究所理論・シミュレーション研究センターのスーパーコンピュータ SX-3(当時、現在は SX-4)を用いて行った。

- 1) H. Miura and S. Kida: J. Phys. Soc. Jpn. **66**(1997) 1331-1334.
- 2) S. Kida and H. Miura: Euro. J. Mech. B/Fluids **17**(1998) 471-488.
- 3) S. Kida and H. Miura: J. Phys. Soc. Jpn. **67**(1998) 2166-2169.
- 4) 三浦英昭, 木田重雄: ながれ **17**(CD-ROM)(1998).
- 5) M. Tanaka and S. Kida: Phys. Fluids A **5**(1993) 2079-2082.

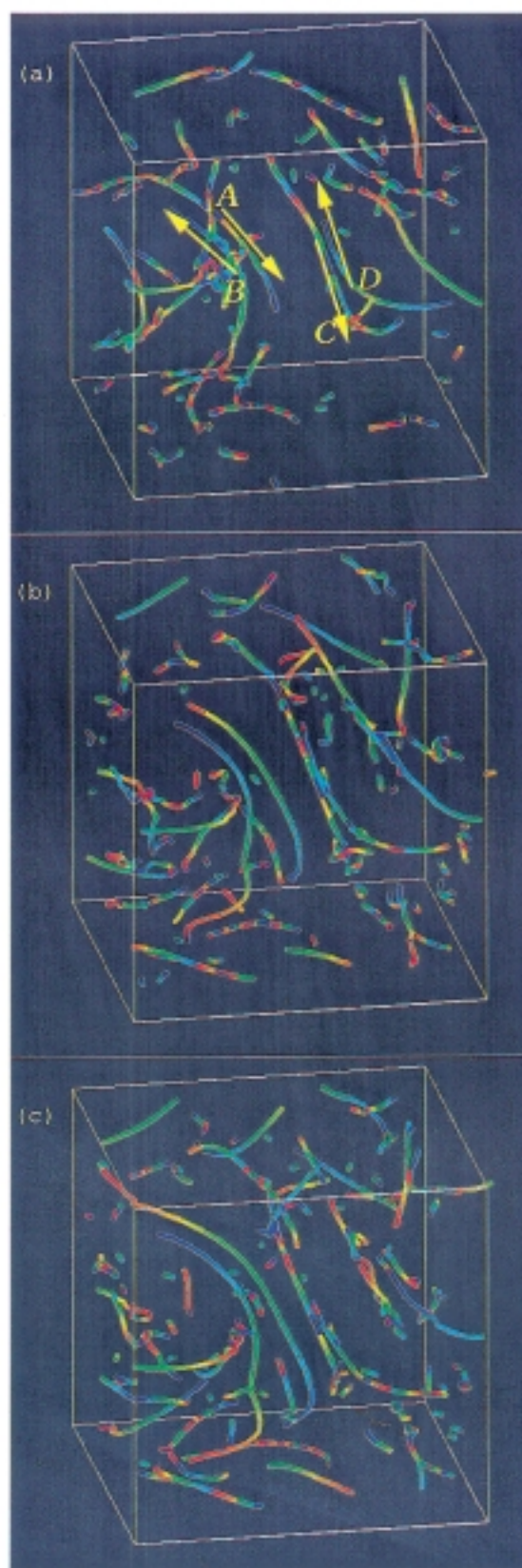


Fig. 1. 4本の渦軸の相対運動。(a) $t=30$, (b) $t=50$, (c) $t=68$ 。渦軸の引きつけ合いによる接近が観測される。A, B, C, Dと名付けられた渦軸は、夫々順に正方形の4頂点を構成する配置になっている。各渦軸上の渦度の向きはその正方形に対して、上向き、下向きと交互に変わっている。

省エネルギー型はく離制御

望月 修 (北大院)

Energy-Saving Control of Separation

O. Mochizuki*

*Division of Mechanical Science,
Hokkaido University

ABSTRACT

The appropriate timing to start controlling a dynamic stall was studied to find a way to reduce the total amount of energy to suppress separation. The dynamic stall of an airfoil in pitching-up motion was adopted because the time when separation occurs can be determined beforehand. The angle of attack was increased from 0 to 30 degrees at a constant angular velocity. The timing of control was defined as the interval from the start of control to the onset of separation without control. A wall jet ejected from a thin slit near the leading edge at a constant velocity was used to suppress the separation. Many combinations of timing of the ejection and velocity of the jet were tested to determine the optimum amount of energy required to suppress the stall. It was found that, within the limits of our experimental conditions, there exists an optimum combination.

Key Words: Dynamic Stall, Active Control, Airfoil, Wall-Jet, Saving Energy, Optimization

1. はじめに

はく離を抑制するために必要なエネルギーを減らすために、はく離制御をいつ開始するかというタイミングについて研究した。予めはく離がいつ起こるかがわかっている流れ場として、図1に示すように、ピッチングアップ運動する翼の動的はく離を採用した。迎角は0から30度まで一定角速度で増加する。翼の前縁から一定速度で吹き出す壁面噴流をはく離抑制に用いた。制御に必要な最小エネルギーを見いだすために、噴出のタイミングと噴出速度の種々の組み合わせを試した。この結果、本実験の範囲内において、はく離を抑制するときに最小エネルギーで済む最適制御開始時刻の存在を明らかにした。

2. 実験装置および方法

はく離を検出するために、図1に示す測定点(A)において、後流の速度変動をモニターした。翼のピッチング角速度 ω を無次元にして $S = \omega c$

$/(2U)$ で表す。ここに、 c はNACA0020翼の翼弦長、 U は主流速度である。

3. 実験結果

制御をかけないときにおける $S=0.012$ でピッチングアップする翼の後流速度変動を図2に示す。横軸の時刻 $t^* = tU/c$ は、はく離が起こる時刻を0として計った無次元時間である。したがって、負符号ははく離発生以前であることを表す。翼がピッチングアップ運動を開始した直後 ($-20 < t^* < -15$) に見られる変動波形は、翼に発達した境界層が翼後端からはく離して形成された後流によるものである。その後、速度波形には $t^* = -2$ まで目立った変動が見られず、この間にはく離が起こっていないことを示している。 $t^* = -2$ から速度変動の振幅が大きくなり、 $t^* = 0$ で急激に速度が変動し、この時点ではく離が生じたことがわかる。動的はく離の発生迎角は28度である。

動的はく離の制御では、図2で示された速度変動波形変化における $t^* = 0$ 以降の急激な変動が生じないようにすることである。結果の一例を図3に示す。図中の波線で示したものは制御用噴流の速度変化である。すなわち、この図の場合、 $t^* = -6$ から噴流をステップ状に $V_j/U = 3.1$ で吹き始めたことを示している。この結果、 $t^* = 0$ 以降にはく離に伴う急激な速度変動波形が見られず、はく離が抑制されていることがわかる。なお、この場合、制御をかけないときはく離が生じた時刻を $t^* = 0$ としている。図3には、速度変動波形の $t^* = -2$ に小さな加速が見られるが、これは噴流の吹き出しによる加速が検出されたものである。

このように噴流を t_{*s} に吹き出してから t_{*e} に制御を終了するまでに必要な総エネルギー E_j (次式) を図4に示す。なお、 $t^* = -6$ に制御開始したときのものを基準としてプロットされている。

$$E_j = \int_{t_{*s}}^{t_{*e}} \frac{1}{2} (\rho b l V_j) V_j^2 dt$$

ここに、 b はスリット幅、 l はスパン長さである。制御開始時間が $t^* = -6$ までは、ほぼ一定の最低噴流噴出速度であるから、その間は時間とともに直線的に減少する。 $t^* = -6$ で最小値を示したあと、急激な増加となっている。したがって、 $t^* = -6$ が必要最小エネルギーで、はく離を制御できる開始時刻であることがわかる。このときの総エネルギーは、主流が翼弦長を代表寸法とした領域で保持しているエネルギーに対して10%程度であることがわかった。

4. おわりに

はく離が起らないようにその直前に制御を開始することによって、少ないエネルギーではく離の予防が可能であることを示した。

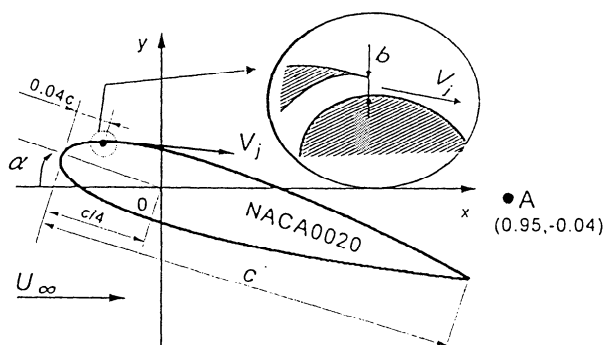


Fig. 1 Coordinate system and symbols.

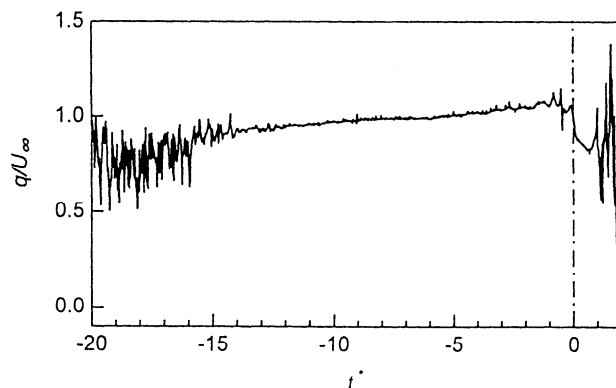


Fig. 2 Velocity signature without control.

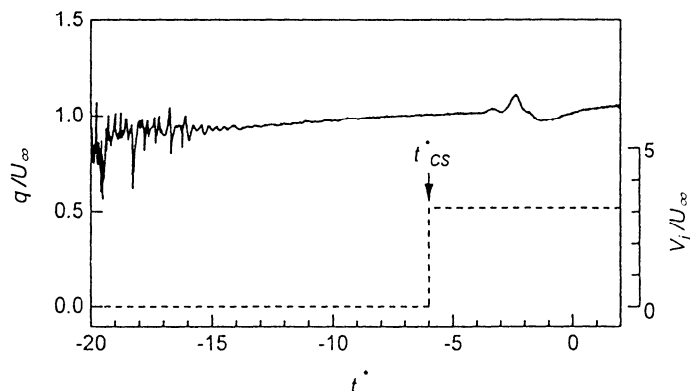


Fig. 3 Velocity signature with control.

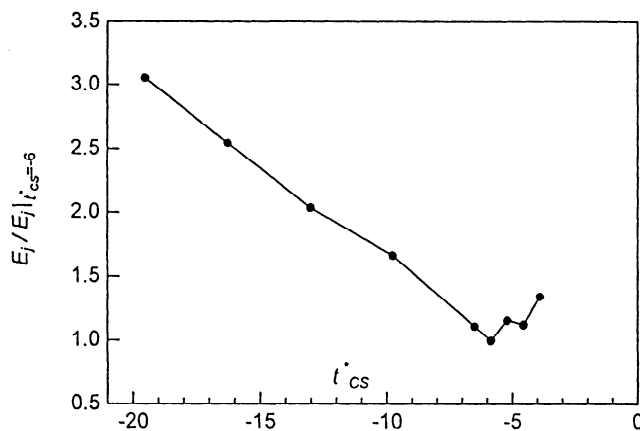


Fig. 4 Minimum amount of energy to suppress separation versus timing to start control. $S=0.012$.

曳航風洞を用いた後流の乱流遷移の研究

前川 博（電通大） 西村 英樹（電通大院）

Study of transition to turbulence in a plane wake using a towing tunnel

Hiroshi MAEKAWA, Hideki Nishimura

Dept. of Mechanical Engineering & Intelligent Systems, Univ. of Electro-Comm

ABSTRACT

An experimental study was conducted to investigate the transition mechanism in a plane wake using a novel experimental technique in a towing tunnel. The wake at $Re=300$ based on the half-width of mean velocity profile was studied by means of moving hot-wire techniques and linear stability theory. The experimental results show that the instability mode in the tentative wake generates a starting vortex street but does not sustain itself behind flat plates because of a globally stable nature of the $Re=300$ wake. The unstable mode in the steady wake grows after convection of the starting vortex street and the local absolutely instability mode appears in the near wake. The slight frequency difference between these modes affects the generation of low-frequency fluctuations, which are commonly observed in natural transition wakes. Linear stability analyses indicate that the size of absolutely instability region in the wake at $Re=300$ is less than the critical length (three times the half-width). This observation shows a good agreement with the DNS results²⁾ of a spatially developing wake that large-deficit wakes are globally stable when the size of the absolutely unstable region is smaller than about three times the half-width of the wake.

Key Words: Wake, Transition, Towing Tunnel, Absolutely Instability

1 緒言

平板後流については、これまで多くの実験的・理論的研究がなされてきた¹⁾。剥離域のないこの後流中において線形不安定攪乱の成長によってカルマン渦列が形成されることはよく知られている。自然遷移において攪乱は流れの中に存在する小さな乱れであり、極微小な攪乱も線形成長過程で大きく成長し、非線形過程で渦構造を形成する。本実験は、平板後流の層流乱流遷移機構を調べるために、平板と熱線プローブを載せた台車を静止空気中において牽引する曳航風洞を用いた。最近、後流はその欠損の大

きさによって局所絶対不安定性を示すことが知られるようになった。これは、せん断流の数値計算では初期条件が流れ場に影響を残す機構が存在することとして理解され、曳航風洞によって従来の風洞による実験では非常に困難な初期条件の影響をとらえることが可能になることが期待される。本研究では、実験で得られた平均速度分布をもとに安定性理論によって絶対不安定性を示す領域を解析し、下流に形成された渦構造の遷移機構に及ぼす絶対不安定領域の大きさの影響を調べた。

2 実験装置および方法

実験装置を図1に示すように、外部の攪乱から隔離するため幅 0.9m高さ 1.8mのトンネル内に平板を載せた台車を DC モーターによって牽引する。平板後縁の中心を原点として、牽引方向と反対方向に x 、主専断方向に y 、スパン方向に z とし、それぞれの方向の速度成分を u, v および w とする。牽引は定加速後に一定速度 (おおよそ 1m/s)、そして定減速するように設定される。流速の計測は台車に載せた熱線プローブ (X-型) を使って行う。サンプリング周波数 512 Hz でコ

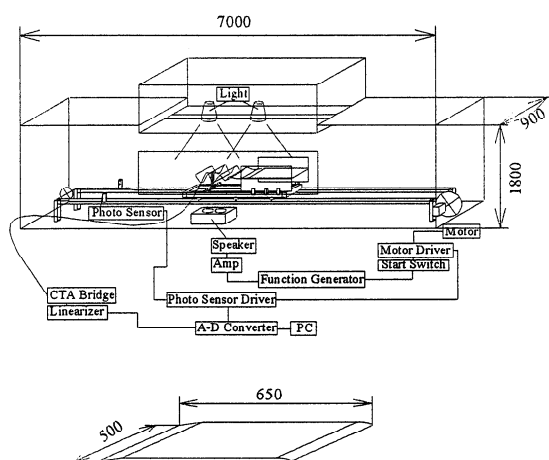


図1 実験装置概略 (単位: mm)

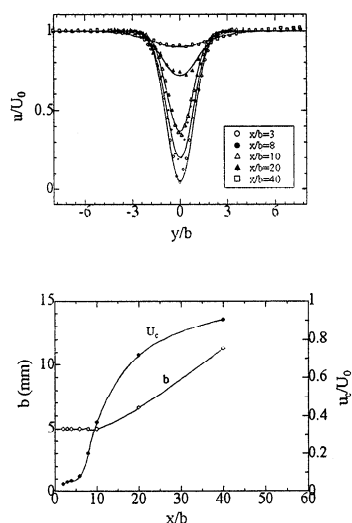


図2 速度分布、半値半幅および中心速度

ンピュータに入力されデータは 100Hz のローパスフィルターをかけて解析される。

3 実験結果および考察

3.1 速度変動

実験で得られた速度分布を図2に示す。 $x/b=10$ までは半値半幅は一定 (おおよそ 5mm) である。また、速度欠損値は $x/b=4$ まではほとんど一定でありわずかに小さくなる。図3の速度時系列信号にみられるように、加速度運動による過渡的な状態の後流において速度変動が観察される。特に、等速運動が開始され、定常な後流が形成されるまでの間のスペクトルを調べると、定常後流における速度変動より高い周波数の変動が観察される。これは、可視化でもわかるように、初期渦列の速度変動に対応している速度変動が計測される。この周波数は牽引速度 $U=0.95\text{m/s}$ でおおよそ 20Hz である。過渡的な初期渦が形成された後、平板のすぐ下流では、線形安定性理論によって解析するように、速度欠損が大きくなり定常な後流において絶対不安定領域が形成されるようになる。ただし、本実験で過渡的な状態が計測時間のおおよそ 1/2 である。

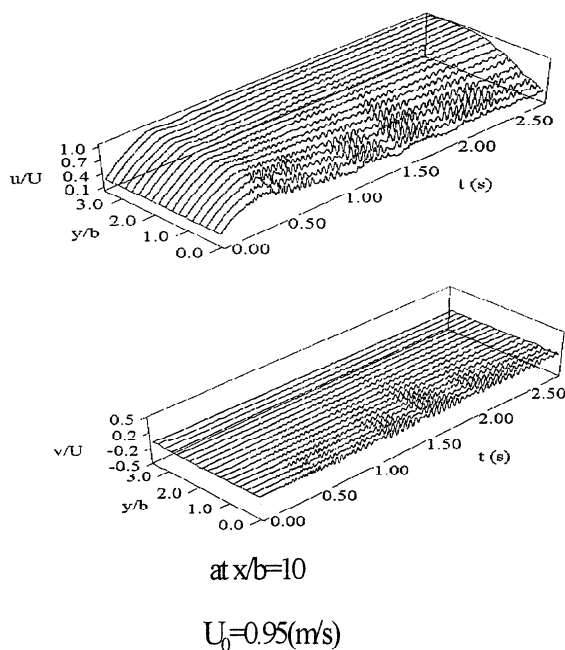


図3 速度変動 (u', v')

これらの速度変動のスペクトルを見ると、図4に示すように、後に解析した結果から得られる最も不安定な周波数の近傍に広がった（正確には、 x/b の位置によって異なる）スペクトル分布を示す。

3. 2 安定性解析

安定性理論によって計測された平均速度分布を使っ

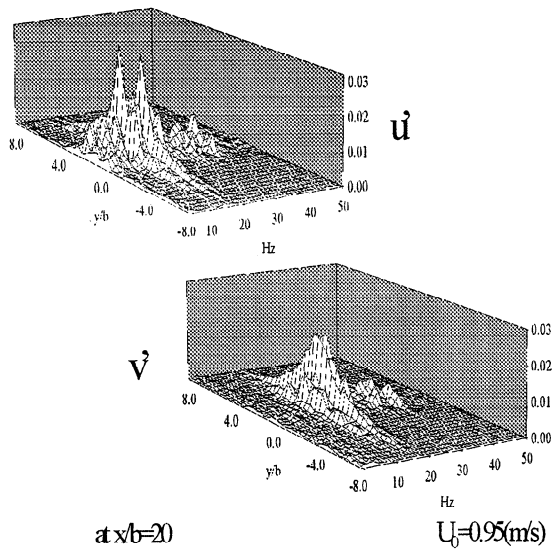
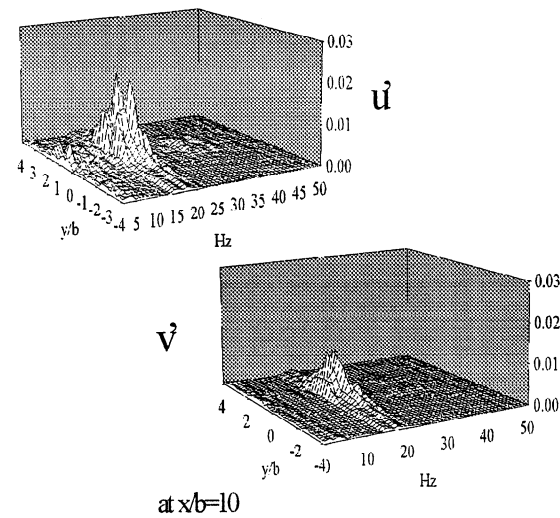


図4 速度変動スペクトル

て（ガウス分布）不安定モードを計算した。絶対不安定領域は半値半幅のおおよそ2倍（3倍未満）であることが計算される。また、その時、計算された絶対不安定モードの周波数は15.76Hzであり、 $(\alpha_r = 0.97, \alpha_i = -0.85, \omega_r = 0.52, \omega_i = 0.0085, atx/b = 2)$

実験で観察された周波数は15Hz($\pm 0.5Hz$)である。いっぽう、この周波数より高い17.5Hz（図5の基本波成分）は下流において観察される支配的な速度

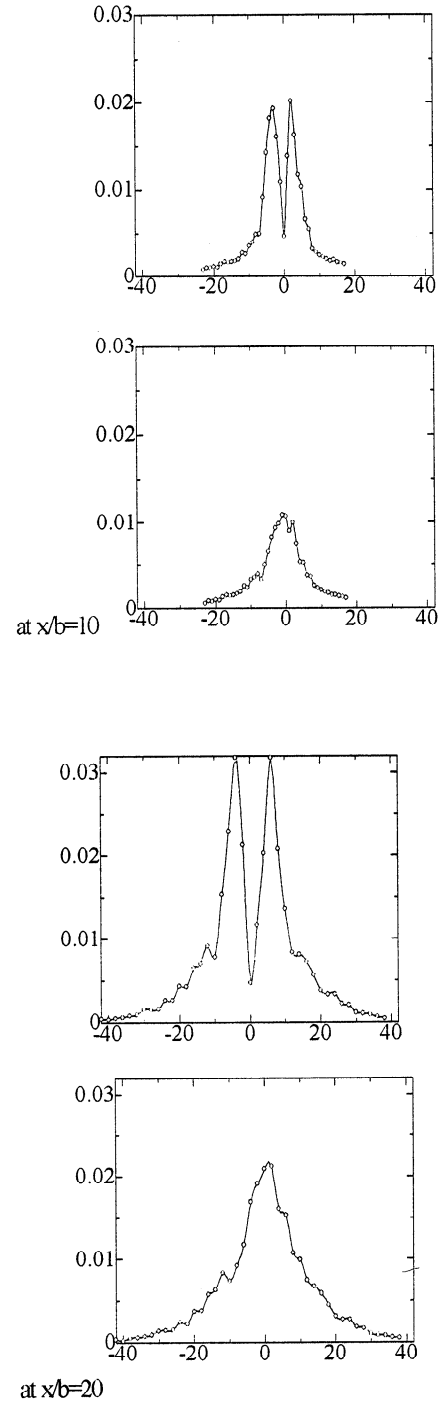


図5 基本波 (u', v') 成分分布

変動である。この事実は渦形成のシナリオを示唆している。初期渦は明らかに20Hzの周波数をもつ振幅も小さな渦列が下流にまず形成される。その後は、

変動周波数が徐々に小さくなっていることが可視化結果と速度変動の結果から観察される。その中で図5に示される基本波成分は渦列が形成される $x/b=8 \sim x/b=10$ における最も成長した周波数成分が支配的になっている。この基本波と絶対不安定領域の伝播する不安定モードとの差周波数 (2.5Hz) をもつモードが観察される。図6は群速度 0 付近の時間発展成長率が正の領域 (絶対不安定) があることを

示す。また、絶対不安定モードと基本波モードとの間にわずかな周波数の差があるが、その成分の u, v 速度変動のエネルギーを y 方向に積分して求め、その発展の様子を表した。図7はその様子を示す。 $X/b=6$ までは絶対不安定モードが優勢であるが渦列形成にいたる $x/b=10$ から $x/b=20$ までは基本波モードが支配的になることが分かる。

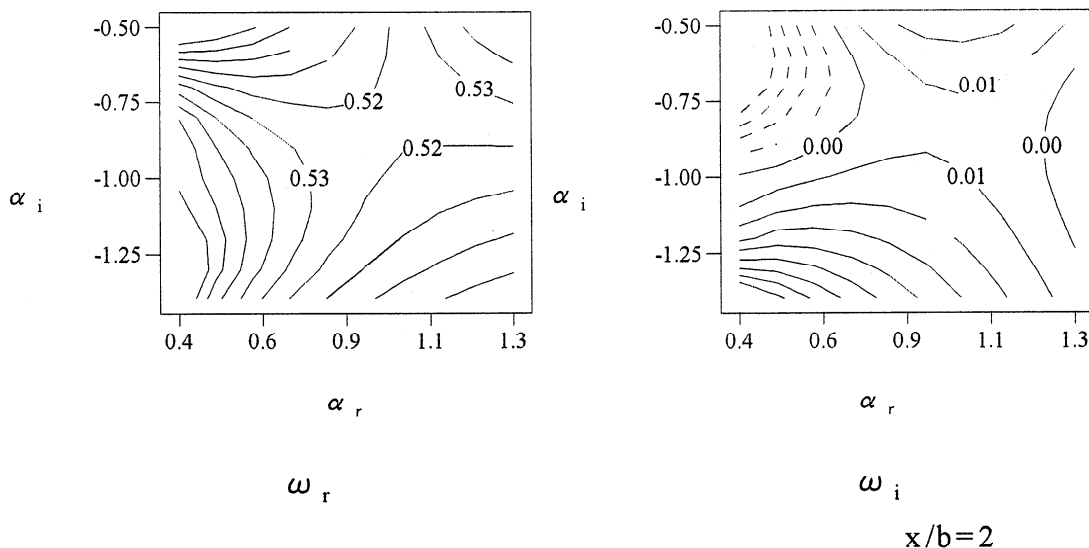
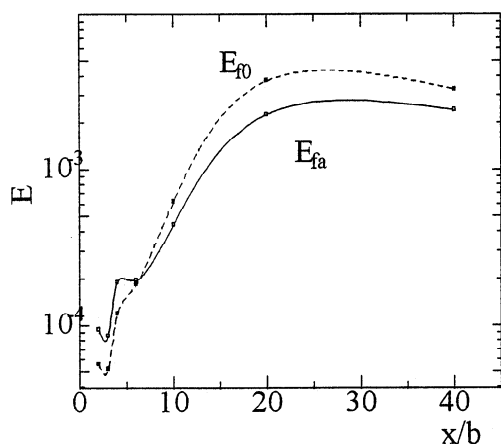


図6 複素 α 面における安定性計算



Evolution of Energies for f_0 and f_a components

図7 15Hz 攪乱 f_a と基本波成分 f_0 の成長

4. まとめ

安定性解析の結果、絶対不安定領域は後流半値半幅のおおよそ2倍の領域に広がっている。この広さを持つ後流では大域的に安定の性質をもち、初期条件の痕跡は徐々に消滅するようになる。 $Re=300$ の後流において大域的安定であることは DNS²⁾の結果と一致する。過渡的な渦構造は出発渦として観察され、その渦は一番早く3次元化するがそれに続き出発渦より低い周波数の渦構造が形成され基本周波数 (17.5Hz) からなる渦構造が形成される。ただし、絶対不安定領域の変動周波数と基本波周波数との間にわずかに差があり、低調波成分が形成される。今後、絶対不安定領域が臨界値を越える後流を形成し、実験装置のスピーカーを使って初期条件の影響を調べる予定である。

参考文献

- (1) Sato H. & Kuriki K., J. Fluid Mech. Vol. 11, (1961)
- (2) Maekawa H. et. al. J. Fluid Mech. Vol. 235, (1992).

平板後縁に平行な二次元格子上の乱流境界層

早川道雄, 泉史朗, 森島隆二 (北大大学院)

Turbulent boundary layers on equispaced circular wires parallel to the trailing edge of a flat plate

M. Hayakawa, S. Izumi and R. Morishima

Graduate School of Engineering, Hokkaido University

ABSTRACT

Turbulent boundary layers subjected to a sudden change in boundary condition from a smooth flat plate to a "rod wall" with two-dimensional openings have been studied experimentally. The rod wall consists of circular wires, which are equally spaced in the streamwise direction and whose diameter is the same as the upstream plate. With decreasing the wire spacing, the internal layer develops faster and the turbulence intensity becomes larger. The flatness factor of velocity fluctuation shows the maximum value near the outer edge of the internal layer.

Key Words: Turbulent boundary layer, boundary condition, internal layer

1. はじめに

壁面境界条件を急変させたときに乱流境界層がどのような応答を示すかという問題については、これまでも多くの研究が行われている^{1, 2)}。本実験研究もこの問題の範ちゅうに属するもので、対象にした流れ場は一樣流中に流れに平行に置かれた薄い平板の両面上に発達してきた乱流境界層が、平板の厚さと同じ直径の針金群から成る二次元等間隔格子上に流下する場合である。

この実験は、隣接する針金間の隙間を通して反対側へ流体が通過し得る境界条件のときに、針金間隔によっては、粗面壁上（隙間を閉じた状態）よりも乱流変動が抑制される場合があり得るのではないかとの期待を持って行ったものである。

2. 実験条件

実験には横幅400mm, 高さ200mmの長方形断面の試験部（長さ2.1m）をもつ低速吹き出し型風洞を使用した。試験部中央に厚さ1.5mm, 長さ1000mmの真ちゅう製の平板を鉛直に設置し、その両面上、前縁から50mmの位置に高さ1.6mmの二次元粗さを取り付けて、境界層を強制遷移させた。平板後縁は

その下流に設置する二次元格子の形状を考慮して半円形にしてある。

二次元格子は直径 $d=1.5\text{mm}$ のピアノ線（以下では「針金」と記す）から成り、平板後縁から下流へ135mmに渡って、後縁に平行かつ等間隔に設置した（図1 a）。針金の中心間隔は $\lambda=3.0, 4.5, 6.0\text{mm}$ の三通りに変えた。また、格子上の流れと比較するために、格子の片側に薄板を張った、隙間の無い状態（粗面壁）でも測定した（図1 b）。粗面壁は $\lambda=4.5, 6.0\text{mm}$ の場合だけである。

実験は主流流速 $U_0=8\text{m/s}$ の下で行った。平板後縁の5mm上流における境界層の99%厚さは $\delta_0=23\text{mm}$ 、運動量厚さに基づくレイノルズ数は約1500であった。格子部分の長さは約 $6\delta_0$ 、針金の直径 d は $\delta_0/15$ または $35\nu/u_\tau$ 程度に相当する（ここで、 u_τ は壁面摩擦速度）。また、粗さレイノルズ数 $u_\tau d/\nu$ は約35であり、粗面壁はいわゆる「遷移粗さ」の範囲にある³⁾。

座標は平板後縁から流れ方向に x 、これと直角方向に y とする。 y の原点は平板表面およびその延長線上（針金の頂点）とした（図1参照）。

表1に測定条件をまとめて示す。測定の y 位置

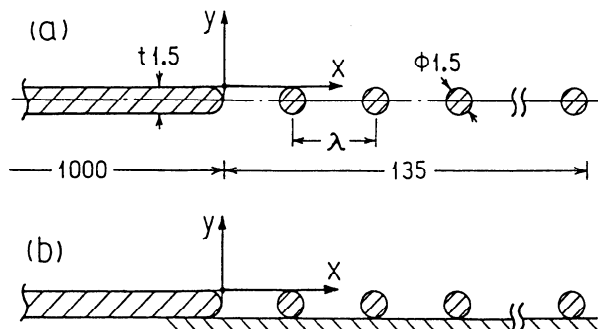


図1 供試壁面：(a)格子壁，(b)粗面壁

は隣接する針金の間になるように選んだ。このため、針金間隔によっては、実際に計測した x 位置が表中の x の値と 2 mm 程度異なる場合もある。

結果の表示にあたっては、境界条件の異なる流れ同士を直接比較できるように、 y の値をすべて初期境界層の厚さ δ_0 ($=23\text{mm}$) で無次元化する。

3. 実験結果

図2(a)(b)に $\lambda/d=3$ の格子上の平均速度 U と乱れ強さ u' の分布を、初期境界層における分布（図中の破線）とともに示す。 y の範囲は測定した x の範囲内で初期分布からの変化が認められた部分 ($y/\delta_0 < 0.8$) に限って示した。参照のため針金の大きさを図中に丸印で記入してある。

x が増すにつれて、速度分布の変化は壁面側からしだいに進行し、 $x=40\text{mm}$ ですでに外層領域 ($y/\delta_0 > 0.2$) にまで及ぶ。その結果、初期境界層中の対数則に対応する対数直線域は早期に消失する（図は省略）。乱れ強さは流れが格子上に流下すると直ちに壁面近傍で著しく増し、最大値は初期境界層のその 1.4 倍位に達する。この最大値は x 方向にほとんど変わらず、 u' が初期分布より大きい y の範囲はしだいに広がっていく。

格子の種類による U と u' の分布の違いは顕著には現れなかったが、全般に針金間隔 λ が小さいほど、境界条件の変化の影響が及ぶ y の範囲、いわゆる「内部層 (Internal layer)」^{1, 4)} の厚さ、が大きくなる傾向が認められた（図4参照）。

図3は $\lambda/d=3$ における格子と粗面壁の u' 分布の比較で、 $x=40, 90\text{mm}$ における結果のみを示した。格子上の乱れ強さは粗面壁のそれよりも境界層全域に渡って上回っている。このことは $\lambda/d=4$ の場合も同様であった。

表1 試験条件

		λ mm	λ/d	λ/δ_0	x mm
Rod wall	A	3.0	2	0.13	20, 40, 70, 100
	B	4.5	3	0.20	
	C	6.0	4	0.26	
Rough wall	B	4.5	3	0.20	20, 40, 60, 90, 120
	C	6.0	4	0.26	

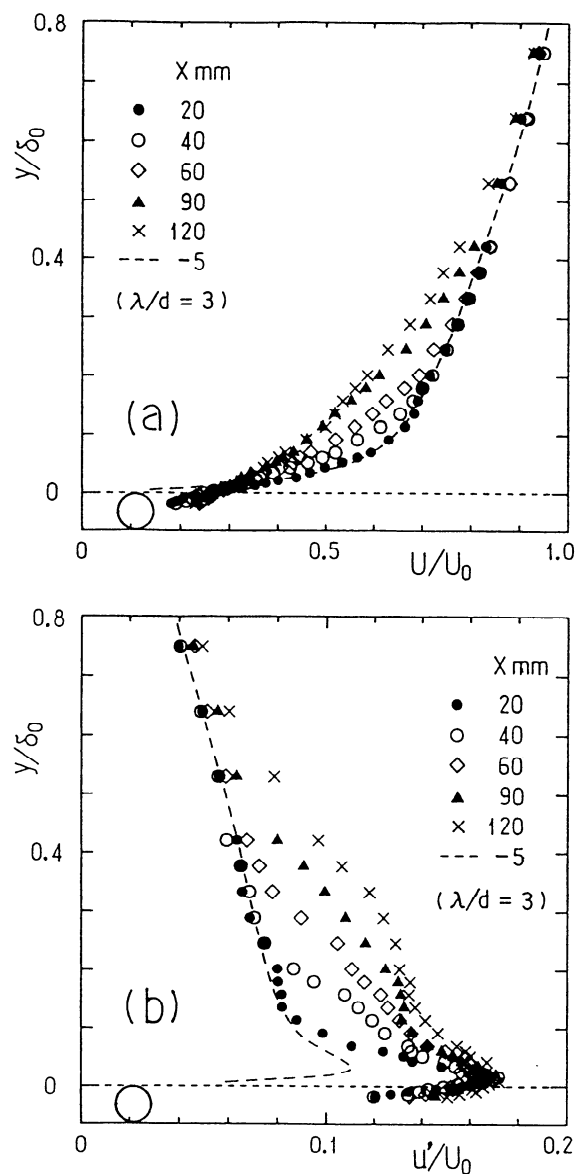


図2 格子上の平均速度と乱れ強さ分布の流れ方向変化 ($\lambda/d=3$)。
(a) U/U_0 , (b) u'/U_0

この結果より、格子上の流れには、粗さ要素としての針金の幾何学的形状に直接由来する乱れのほかに、隙間があることに起因する乱れが強く現れることが分かる。ただ、格子壁近くでは y 方向速度変動 (v) が u 変動と同程度になる可能性があり、I 型熱線で計測された格子近傍の強い乱れが、主として u と v 成分のどちらの挙動を反映しているかは不明である。このため、格子上と粗面壁上における乱れ強さの差異が、主に隙間を通過した反対側の乱流流体の直接的影響によるものか、あるいは隙間の有無によって針金周辺の流れ場が変化したことによる影響が強いかを判断することはできない。しかし、いずれにしても、隙間の存在は速度変動の増大をもたらすのみである。

図 4 に、 u' 分布が初期分布から外れる範囲の外縁の y 位置として求めた内部層の厚さ δ_i を示す。図中の太破線は格子上における境界層の 99% 厚さのおおよその値である。格子上での内部層の発達は粗面壁の場合よりもはるかに速く、また針金間隔が狭いほど速い傾向にある。

内部層の発達に伴い、 u 変動の歪み度 S ($= u^3/u'$) と平坦度 F ($= u^4/u'$) に特徴的な変化が現れた。図 5 が $\lambda/d = 3$ の格子上における S と F の分布である。歪み度の分布には負の極大値が認められ、一方、平坦度には $F > 3$ の極大値が明瞭に見られる。両者が極大値を示す y 位置は互いにほぼ対応しており、また、その位置は内部層の外縁 (図 4 の δ_i) に近い。このような S と F の分布の特徴は他の格子上においても認めら

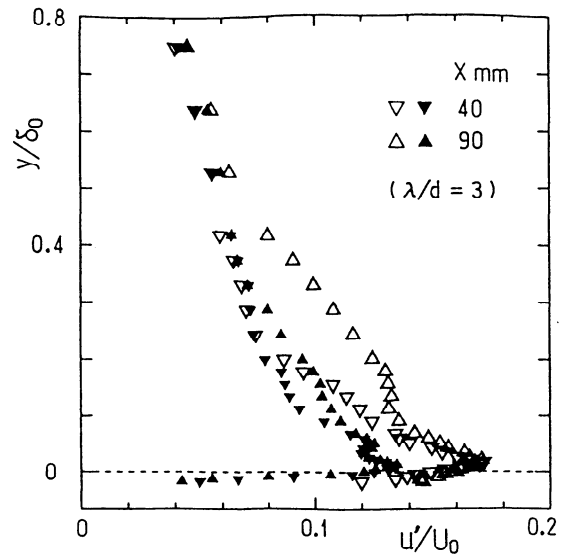


図 3 格子と粗面上の乱れ強さ分布の比較

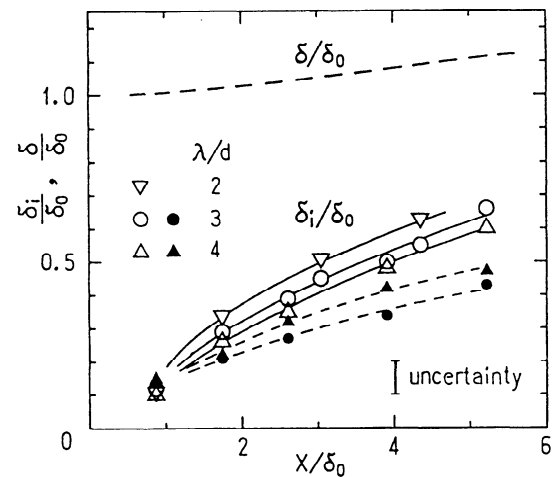


図 4 内部層の厚さ。白抜き記号：格子上、黒塗り記号：粗面壁

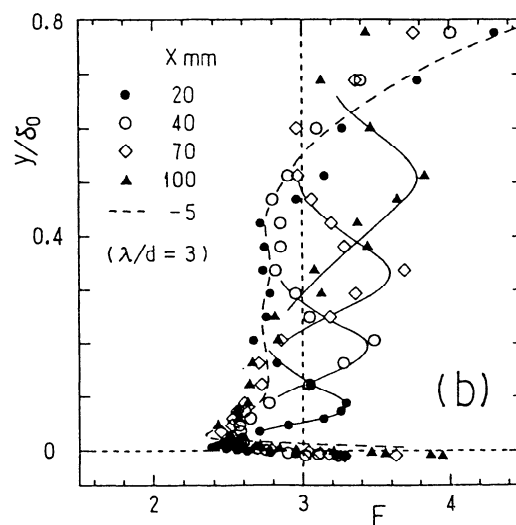
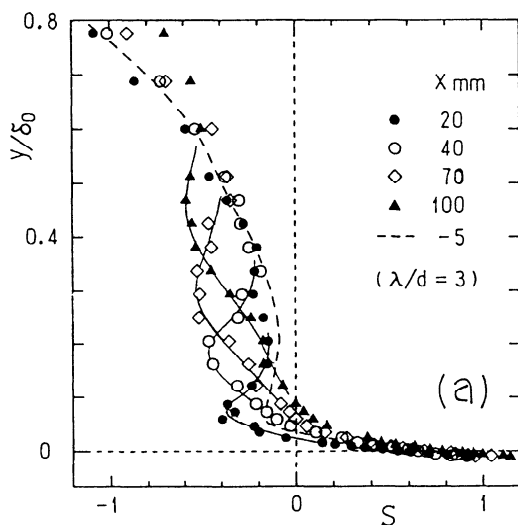


図 5 歪み度と平坦度の分布 ($\lambda/d = 3$) (a)歪み度 S (b)平坦度 F

れ、 λ が小さいほど極大値は明瞭に現れた。また、粗面壁においても類似の結果が得られたが、格子上に比べ、極大値が小さく不分明であった。

$F > 3$ で、かつ $S < 0$ の極大値が現れることは、この y 位置付近の u 変動が間欠的に負側に大きく変化することを意味する。そこで、速度変動波形を遮断周波数 $f_c = 350\text{Hz}$ ($f_c \delta_0 / U_0 = 1.0$)のフィルタで、低周波と高周波成分とに分離して観察した結果、間欠的に低速側へ大きく変化する特徴が低周波成分の信号中に認められた。このことは、上述の極大値が現れる y 位置付近においては、壁面条件の変化を受けた低速流体塊が、いまだ上流境界層の性質を維持している外側の流れ中に間欠的に上昇してくることを示唆している。

格子上の速度信号を周波数解析した結果、 y の小さい範囲 ($y/\delta_0 < 0.15$) のスペクトル中に明瞭な盛り上がりが認められた。図は略すが、この有為なスペクトルの盛り上がりは x 位置にかかわらず認められ、下流に進むほど顕著になるとともに、その中心周波数は低周波側に移動する。なお、これに相当するスペクトルの特徴は、平板上だけでなく、粗面壁上でも観測されなかった。

図6は、各 x 位置で観測されたスペクトルの盛り上がりの中心周波数 f_p を U_0 と δ_0 に基づいて無次元表示したものである。いずれの場合も f_p は流れ方向に単調に減少する。また、針金間隔 λ が大きいほど、 f_p は逆に高くなる傾向にある。

f_p が x とともに大きく変化することから、この擬周期性が針金自体の振動でないことは明らかである。また、 f_p が λ の増加とともに増す傾向にあること、および粗面壁上では観測されないことから、等間隔格子のもつ周期性に直接起因するものでもないと考えられる。因みに、変動の位相速度をスペクトル振幅が最大になる y 位置における平均速度と仮定して、針金間隔を1波長とする変動の無次元周波数を見積もると、 $\lambda/d = 2$ のとき2.3、 $\lambda/d = 4$ でも1.1程度で、観測された周波数よりもはるかに高い。

格子上では、針金部を除き固体壁は存在しないため、格子の極く近傍における速度分布の形は境界層型よりも伴流型に近いと考えられる。したがって、上述の擬周期性は針金から生ずる攪乱が伴流型速度分布のもつ不安定性によって成長した結果ではないかと思われる。

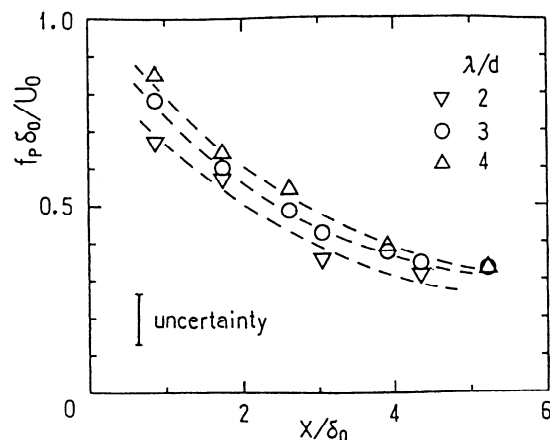


図6 格子面近くにおける u 変動スペクトルの盛り上がりの中心周波数

4. まとめ

平板の両面上に発達した乱流境界層が、平板の厚さと同じ直径の等間隔針金群から成る二次元格子上に流下したときの流れ場を、それと幾何学的に同じで隙間の無い粗面境界層とともに、実験的に調べた。結果を要約すると以下のようなものである。

- (1) 針金間の隙間の存在は、 u 変動を著しく増大させる。このため、隙間の設置による乱流変動の抑制は期待できない。
- (2) 本測定範囲では、 λ/d が小さいほど内部層の発達が速く、 u 変動も大きくなる傾向にある。
- (3) 内部層の外縁付近で、比較的に尺度の大きい低速部が間欠的に観測される。このため、 u 変動の平坦度分布に明瞭な極大値が現れる。
- (4) 格子上 ($y/\delta_0 < 0.15$) に擬周期的速度変動が発生する。その周波数は下流に進むにつれて低下し、針金間隔には直接依存しない。

参考文献

- 1) I. Tani: *Proc. Comput. Turbul. Boundary Layers*, 1968 AFOSR-IFP-Stanford Conf., Vol. 1(1969) pp. 483-494.
- 2) A. J. Smits and D. H. Wood: *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 17(1985), pp. 321-358.
- 3) P. B. Bandyopadhyay: *J. Fluid Mech.*, 180(1987), pp. 231-266.
- 4) R. A. Antonia and R. E. Luxton: *J. Fluid Mech.*, 48(1971), pp. 721-761.

常温音速ノズルにおける非平衡流

横川彰寛, 西岡通男 (大阪府立大・工・航空宇宙)

Non-Equilibrium Flow in the Sonic Nozzle at Normal Temperature

A.Yokokawa and M.Nishioka

Department of Aerospace Engineering, Osaka Prefecture University

ABSTRACT

The present investigation is concerned with the problem of sonic nozzle as a means for measuring mass-flow rate. For the case of very low mass-flow rate for gas flow there is urgent demands of establishing a high accuracy standard, and researchers in National Research Laboratory of Metrology have conducted accurate calibrations for sonic nozzle with throat diameters as small as 0.3mm. They derived an expression for the critical mass-flow rate for calibration standard and they found it very accurate within an error of 0.1% for various gases except CO_2 , for which the error is found to be 2 to 3%. The main purpose of the present study is to clarify the cause of the large error for case of CO_2 . As for the cause of the cited large error, considering that the sonic nozzles are very small in scale, we focus our attention on relaxation phenomena involving molecular vibration. We derived a system of differential equations for describing the inviscid nozzle flow process and the vibrational relaxation process. With obtaining the solutions for the cases of N_2 and CO_2 it is shown that the cited error does appear for CO_2 only, indicating that the vibrational relaxation process has a great effect on the critical mass-flow for the case of CO_2 .

Key Word : critical mass-flow, non-equilibrium flow, vibrational relaxation

1 はじめに

現在、半導体産業や環境計測分野などでは微小流量 [数 g/min] を計測するために熱式の質量流量計が用いられているが、このような流量範囲の流量計を較正することは難しく、高精度な気体流量の標準を供給してほしいという要望がある。そこで計量研究所では、微小音速ノズル（スロート直径 2.5mm 以下：図 1）を用いた誤差 0.1 % 以下の高精度流量計の研究を行なっている。同研究所では、音速ノズルの流出係数をノズル形状と気体の物性値で記述し、流量を理論的に算出した。その値を実験値と比較したところ空気、窒素では実験値と予測値は誤差 0.1 % 以下で一致したが、 CO_2 の場合には予測値が 2~3 % 小さいことが分かった。本研究では、この誤差の原因を解明することを主目的として、音速ノズルの流量に影響する因子について考察した。

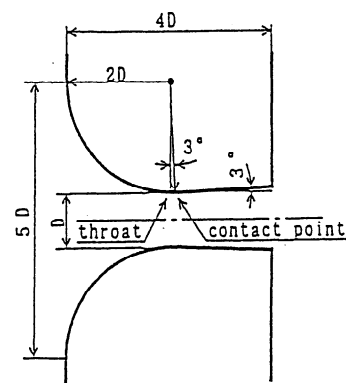


図 1: ノズル形状

2 流出係数の検証

流出係数 C_d は式 (1) で定義される補正係数で、

$$\frac{Q_m}{Q_t} = C_d \quad (1)$$

Q_m は実際の流量、 Q_t は一次元理論による流量

体、等エントロピと仮定すると、 Q_t は淀み点条件より簡単に算出することができる。

計量研究所では、流出係数は「加速による主流速度分布の歪み」、「境界層の排除厚さ」の2つの要素から成立していると考え、式(2)のように評価している。また、これらの効果をパラメータ α 、 β で表わし、それぞれを文献[1][2]によって評価している。

$$C_d = \alpha - \frac{\beta}{\sqrt{Re}} \quad (2)$$

本研究では、ノズル流れ場を理想気体仮定のもとにシミュレーション (TVD Scheme) し、その計算結果によって、この2つのパラメータ α 、 β を比較・検証した。気体が空気の場合、シミュレーションによって計算された流量は実験値と誤差0.1%以下で一致した。

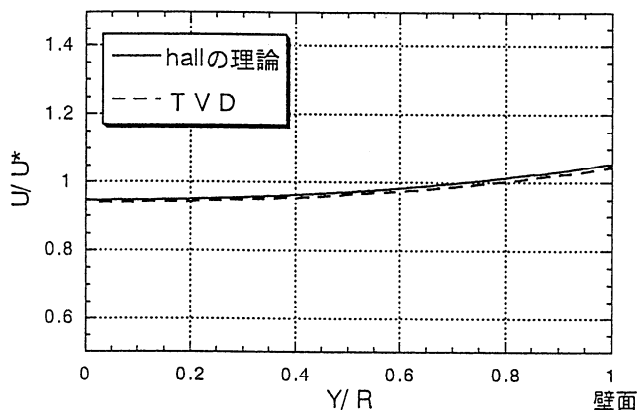


図2: スロート速度分布 (非粘性)

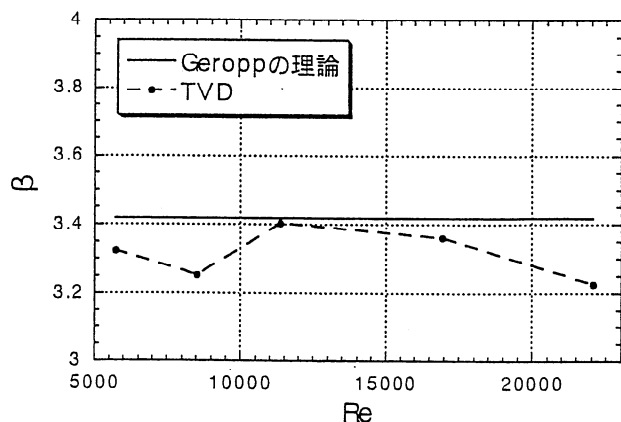


図3: β の比較

図2はスロートにおける速度分布を示している。分布は非常によく一致しており、これをもとに計算した α の値の差は、0.1%以下であることがわかった。次にパラメータ β を算出し、比較を

で除した形であるので、その影響は0.1%程度であることがわかった。したがって、計量研による流出係数の評価は、十分な精度 (誤差0.1%程度) であることがわかった。

3 実在気体効果の影響

実際に実験を行ない、ノズルに気体を流した場合、気体は加速され急激に温度が低下する。その時のノズル壁面の温度低下が流量にどう影響するかを調べた (CO_2)。

図4, 5は断熱壁とそれに対し10K低い壁でのスロート断面における温度、密度分布である ($D=0.5935\text{mm}$, $Re=11361.6$)。壁面温度が低いと粘性係数は小さくなり、境界層は薄くなる。また、温度低下で密度も大きくなり、流量が増加する方向へ働くが、その増加分は0.2%程度であることがわかった。次に、実在気体効果のなかでも、プラントル数・比熱の温度変化や圧縮係数の導入を考慮したシミュレーションを行なったが、流量誤差 (2~3%) を説明するに至らなかった。

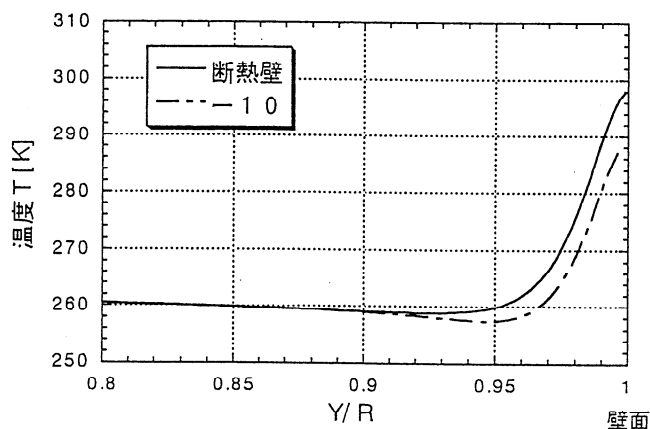
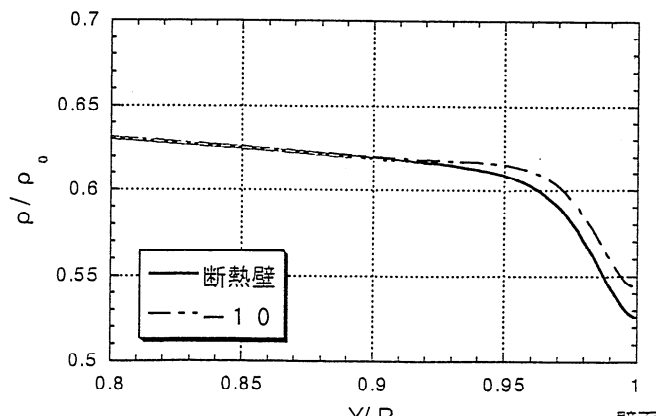


図4: スロート温度分布



4 非平衡性の影響

ノズルスケールが非常に小さいことから、気体の分子運動の影響を無視できないのではないかと考えた。分子の熱運動には、並進・回転・振動などがあり、温度によって各運動状態が変化する。気体の温度に準じた運動になることを平衡状態と呼び、この状態に達するまでに要する時間である「緩和時間」は各運動で異なり、振動運動がもっとも大きく、窒素： $10^4 \mu s$ 、 CO_2 ： $7 \mu s$ である。したがって、数 mm の非常に短いノズル流路を時間にして数十 μs で気体が通過する際の、急激な温度低下に追従できず、分子の振動運動は非平衡状態になると考えられる。

一般に、分子の振動運動は高温にならないと励起されない。その目安の温度として特性温度 θ_v は、

$$\theta_v = \frac{h\nu}{k} \quad (3)$$

で表わされる。ここで、 ν は固有振動数、 h はプランク定数、 k はボルツマン定数である。式 (3) より θ_v は、窒素：3393K、 CO_2 ：959.9K(最低値) と高温である。この温度になると初めて振動励起が起きるのではなく、常温においても、いくつかの分子は励起を起こしている。その割合は式 (4) のボルツマン分布で記述され、

$$\frac{n}{N} = \exp\left(-\frac{\theta_v}{T}\right) \quad (4)$$

300K における励起分子の割合は、窒素では約 0.001 % だが、 CO_2 では非常に大きく約 4 %、また内部エネルギーの約 10 % が振動エネルギーであることが計算でき、無視できないオーダーであることがわかる。したがって気体が CO_2 で、ノズルスケールが小さい場合、常温であっても振動運動の非平衡性を考慮すべきである。

5 非平衡流の計算

計算方法としては、ノズル流一次元理論と振動緩和方程式を連立させた方程式系 [式 (5)～(9)] を数値的に解き、流れ場の様子、流量を評価した。

$$\text{連続の式} \quad \rho u A = \text{const} \quad (5)$$

$$\text{運動量の式} \quad \rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = 0 \quad (6)$$

$$\text{状態方程式} \quad p = \rho RT \quad (8)$$

$$\text{緩和方程式} \quad u \frac{dT_v}{dx} = \frac{T_{vE} - T_v}{\tau_{vib}} \quad (9)$$

$$\text{比熱比} \quad \gamma = \frac{\sigma + 1}{\sigma} \quad (10)$$

$$\text{ただし} \quad \sigma = \frac{5}{2} + \frac{8}{2} \frac{dT_v}{dT}$$

ここで、 T_v :振動温度、 T_{vE} :平衡振動温度、 τ_{vib} :振動緩和時間である。

6 計算結果

図 6, 7 は貯気槽状態 298K, 1atm, スロート直径 0.5935mm での窒素、 CO_2 の流れ場の結果である。両者とも振動温度は緩和時間の影響で追従が遅れ、非平衡状態のままスロート ($X/R=0$) を通過していることがわかる。流れ場に大きな影響を与える比熱比 γ は、窒素の場合、温度 T の変化に比べ振動温度 T_v の変化が非常に小さいことから式 (10) より、 γ はほとんど一定値をとる。したがって、理想気体として扱っても流量を精度良く予測できたことが説明できる。

それに対し、 CO_2 では、もともと振動温度が高く、変化量も大きいいため比熱比がスロートまでの間に約 7 % も増大しており、これにより流れ場の様子は大きく変わる。

CO_2 の比熱比のグラフに小さなピークが生じている。これは計算を行なう際、上流側にノズルを付け足した接合点で、全体の変化に比べピークは小さく、流れ場に大きな影響はないと考えられる。

表 1 は CO_2 における流量と実験値に対する誤差を示している。非平衡性を考慮した本研究の計算結果は、問題となっていた誤差にほぼ等しい流量増加が生じており、もっともスケールの小さい A-3 ノズルを除けば、誤差 0.2 % 程度で実験値を予測できている。したがって、 CO_2 において誤差を生み出していた原因は、「ノズル内の振動非平衡流」であると結論づけることができる。

ここで、A-3 ノズルだけが比較的大きな誤差があるが、このノズルのスロート直径は $\pm 1 \mu m$ の範囲で誤差があり得ることが分かっている。また、スケールが小さくなればなるほど相対的に境界層の寄与も大きくなり、前に議論した壁面温度の影

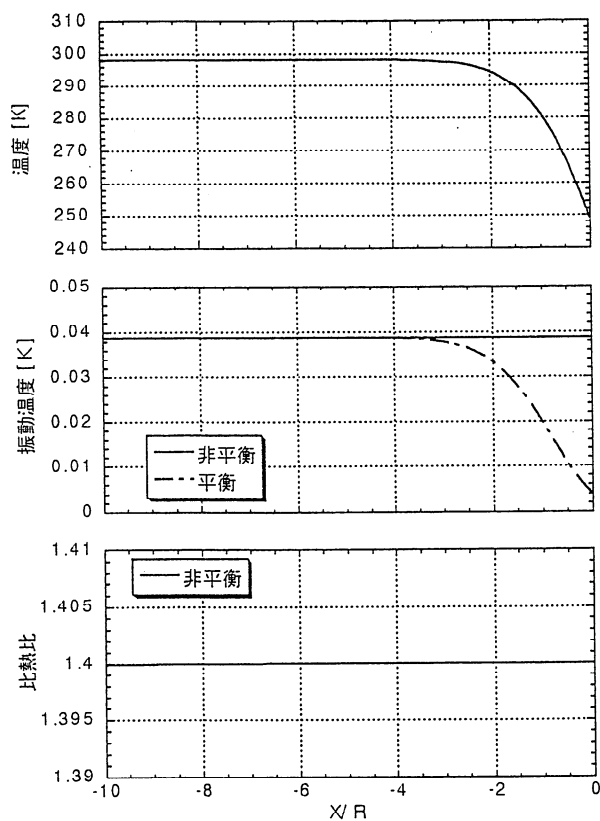


図 6: 窒素の非平衡流

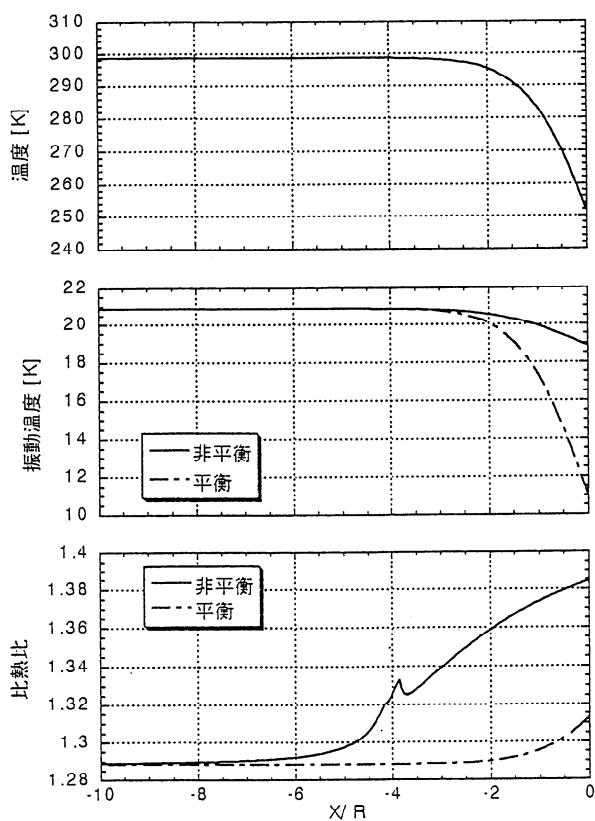


図 7: CO の非平衡流

ノズル [mm]	Re	実験値 [g/min]	計量研予測式		本研究結果	
			流量	誤差 [%]	流量	誤差 [%]
B-1	22401.9	36.8236	36.0416	-2.12	36.7521	-0.19
2.3598	33579.2	55.3751	54.3188	-1.91	55.3721	-0.0054
B-3	11238.7	9.2011	9.00081	-2.18	9.21089	0.11
1.1845	16834.3	13.8540	13.5667	-2.07	13.8526	-0.010
	22413.9	18.5152	18.1413	-2.02	18.4838	-0.17
A-1 0.5935	5733.2	2.3161	2.26463	-2.22	2.32158	0.24
					2.32102	0.21
	8512.9	3.4726	3.39600	-2.21	3.46930	0.12
					3.47497	0.068
A-3 0.294	11361.6	4.6616	4.55976	-2.18	4.66237	0.017
					4.65733	-0.092
	2785.3	0.5512	0.535325	-2.88	0.549383	-0.33
					0.549790	-0.31
	4171.2	0.8364	0.812364	-2.87	0.833058	-0.40
					0.833198	-0.38
	5552.3	1.1222	1.09034	-2.84	1.11714	-0.45
					1.11733	-0.43

表 1: 計算結果

参考文献

- [1] Hall, I.M., Transonic flow in two-dimensional and axially-symmetric nozzles, *Quart. J. Mech. and Applied Math.*, Vol.15, 487-508, 1962.
- [2] Geropp, D., Laminare Grenzschichten in ebenen und rotationssymmetrischen Laval-duesen, *Deutsche Luft- und Raumfahrt, Forschungsbericht*, 71-90, 1971.
- [3] 横川彰寛、「流量校正用音速ノズルに関する数値的研究」平成10年度大阪府立大学大学院工学研究科機械系専攻航空宇宙工学分野 修士論文

超音速剪断層と縦渦の干渉

浅井智広, 坂上昇史, 西岡通男 (大阪府立大・工・航空宇宙)

Interaction between Supersonic Shear Layer and Streamwise Vortices

T.Asai, S.Sakaue, and M.Nishioka

Department of Aerospace Engineering, Osaka Prefecture University

ABSTRACT

The supersonic mixing enhancement utilizing the interaction between supersonic shear layer and streamwise vortices is investigated numerically on the basis of 2-dimensional TVD method. The interaction is found to be very effective in enhancing supersonic mixing, because the stable vorticity field of streamwise vortices is made complex by baroclinic torque produced by the interaction. Moreover, the combination of their rotation has a strong influence on the flow field. Co-rotating vortices are better in increasing the contact area of two different gas species, while counter-rotating vortices better in entraining much fluid into them. It is also proposed to use unstable streamwise vortices of which vorticity exists over an off-centre, annular region only. We have found that the contact area is increased greatly by using those vortices.

Key Words: supersonic mixing enhancement, supersonic shear layer, streamwise vortices

1 はじめに

将来の極超音速機用エンジンとしてスクラムジェットエンジンが有望視されている。その開発に向けての技術課題として「超音速混合の促進制御」の問題がある。その最も効果的な方法として「縦渦」を利用する方法が提案された。超音速流中でも、この縦渦により非圧縮混合層に匹敵するぐらいの連行量が得られることが示され、その有効性がわかっている [1, 3]。しかし、形成された縦渦は安定で、分子レベルでの混合をさらに促進させるためには、その安定な縦渦を速やかに小スケールの渦に崩壊させなければならない。そのための方法として、本研究では剪断層と縦渦列の干渉による混合促進を考え [2]、渦列の回転方向や縦渦の渦度分布も考慮に入れて、TVD 法に基づく 2 次元の数値計算により調べた。

2 計算モデル

計算モデルの概念図を図 1 に示す。本研究では縦渦導入モデルにより形成される縦渦列と、そのモデルから流下する剪断層 (後流タイプ) との干渉を考えている。数値計算では、流れ方向の 3 次元的な空間発展を、2 次元断面内での時間発展を追うことによりモデル化し、2 次元計算を行った。支配方程式としては、粘性の影響が小さいと考え、圧縮性 Euler 方程式を用い、慣性項は Chakravarthy-Osher の TVD スキーム [4] により評価し、時間積分は 2 次精度陽解法により行った。また、渦列の回転方向として、交互逆方向回転と同方向回転の 2 種類を考える。なお、計算対象としてはその中の一つの縦渦だけを考え、渦列の回転方向は境界条件により考慮する。縦渦の渦度分布は、一般に縦渦中心で極大値をもつ

ガウス分布型であるが、中空型の渦度分布をもつ縦渦も考える(図 2)。初期条件としては、まず縦渦の渦度分布を定め、その誘起速度として周方向速度分布を求める。また密度分布としては剪断層の分布(図 3)を用いる。この誘起周方向速度分布と密度分布を満たすように圧力分布を決め、これらを初期条件とした。また、剪断層の主流は、マッハ数 $M_\infty = 2.5$ 、静温度 $T_\infty = 128[K]$ とする。

3 結果

計算は 2 次元で時間発展的に行っているが、以下の図では、主流の速度(567.1[m/s])で、時間を流れ方向の距離 x [mm] に変換している。

3.1 剪断層と縦渦の干渉

まず、一様流中に縦渦だけがある場合(渦度場:図 6)、縦渦はほぼ同じ分布を保っており安定であるといえる。次に、縦渦が剪断層中にある場合(渦度場:図 7)を見ると、剪断層と縦渦の干渉により、渦度分布が螺旋状に複雑化していくのがわかる。これは、剪断層の密度場が縦渦の作用によって内部に巻き込まれていくことにより、バロクリニックトルクが強く働き、それにより渦度場が変化するからである(密度場:図 8、バロクリニックトルク場:図 9)。このように剪断層と縦渦の相互干渉により、安定な縦渦の渦度場が非常に複雑化することは、超音速混合の促進に非常に有効であると考えられる。

3.2 縦渦列の回転方向の影響

逆方向回転縦渦列(密度場:図 8)では縦方向(y 方向)から、また同方向回転縦渦列(密度場:図 10)では横方向(z 方向)から、流体が縦渦内部に取り込まれていく様子がうかがえる。このように渦列の回転方向により、流れ場の変化の様子が大きく異なる。縦渦中心を通る水平線を異種流体間の接触面と考え、その面積の大きさの流れ方向変化(図 4)を見る

と、同方向回転渦列の方が接触面積が増加している。一方、図 5より縦渦内部に取り込まれる流体の量(エントレインメント)は逆方向回転縦渦列の方が多いことがわかる。これにより渦列の回転方向を工夫することで混合の制御ができるといえる。

3.3 中空型の渦度分布をもつ縦渦

縦渦が中空型の渦度分布をもつ場合(渦度場:図 11)、縦渦内部で孤立渦が生成され、非常に複雑な流れ場になる。その生成した孤立渦により、ガウス分布型縦渦の場合よりも接触面積が著しく増加する(図 4)。

4 まとめ

- 超音速剪断層と縦渦が干渉し合うことにより、バロクリニックトルクが働き、安定な縦渦の渦度場が非常に複雑化する。
- 縦渦列の回転方向により流れ場が大きく異なり、回転方向を変えることで混合の制御が可能である。
- 縦渦の渦度分布を中空型にすることで、孤立渦が生成され、接触面積が著しく増加する。

参考文献

- [1] 西岡通男, 須浪徹治: 超音速混合の促進制御に関する考察と実験, 日本流体力学会誌「ながれ」14(1995)377-389
- [2] 西岡通男, 須浪徹治: 縦渦間の干渉を利用した超音速混合の促進制御に関する実験, 日本流体力学会誌「ながれ」15(1996)45-54
- [3] Sunami, T., Wendt, M.N., and Nishioka, M, "Supersonic Mixing and Combustion Control Using Streamwise Vortices," AIAA Paper 98-3271, 1998.

- [4] Chakravarthy, S.R., and Osher, S., "A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws," AIAA Paper 85-0363, 1985.

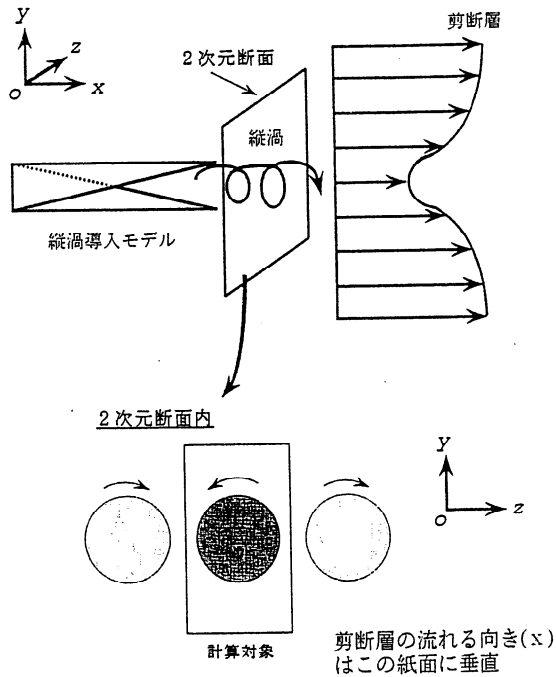


図 1: 計算モデルの概念図

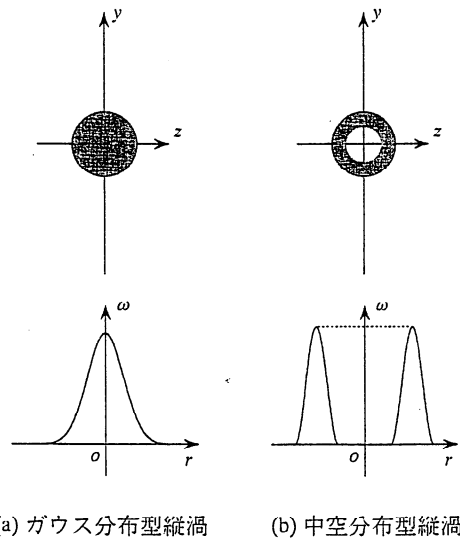


図 2: 縦渦の渦度分布の概念図

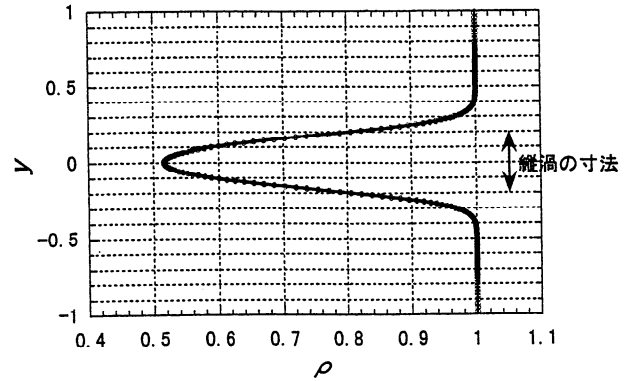


図 3: 剪断層 (後流タイプ) の密度分布

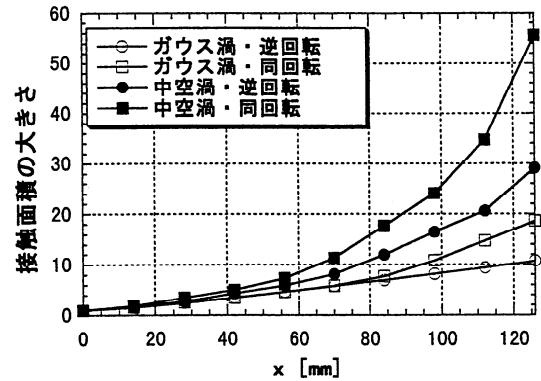


図 4: 接触面積の大きさの流れ方向変化

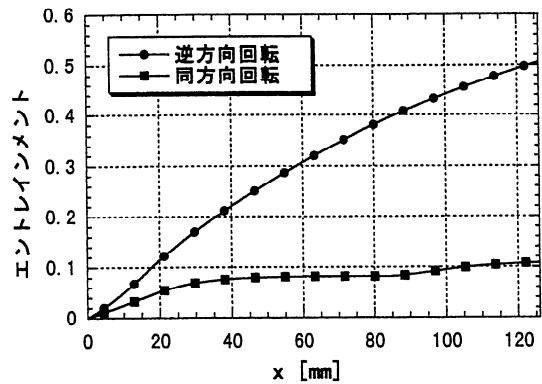


図 5: エントレインメントの流れ方向変化 (ガウス型縦渦)

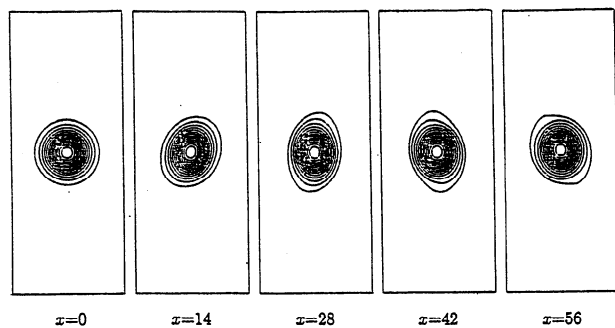


図 6: 等渦度線図 (一様流・ガウス縦渦・逆回転)

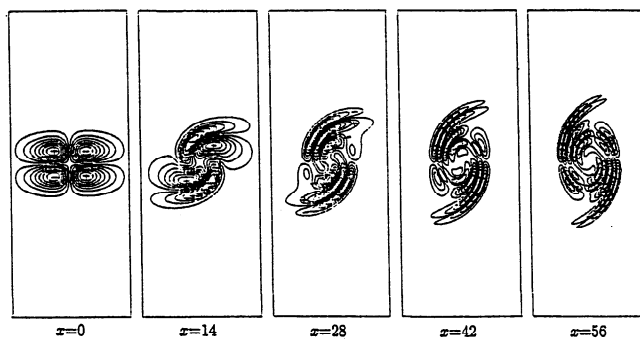


図 9: バロクリニックトルク線図 (剪断層・ガウス縦渦・逆回転)

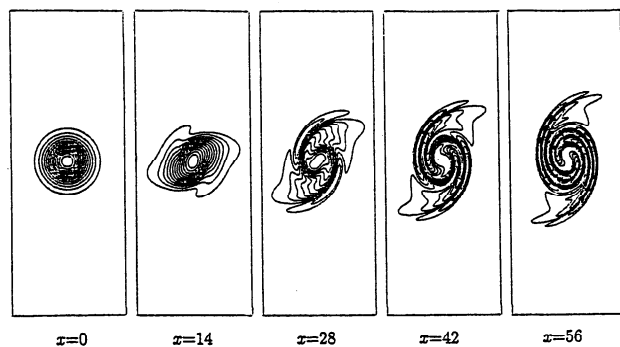


図 7: 等渦度線図 (剪断層・ガウス縦渦・逆回転)

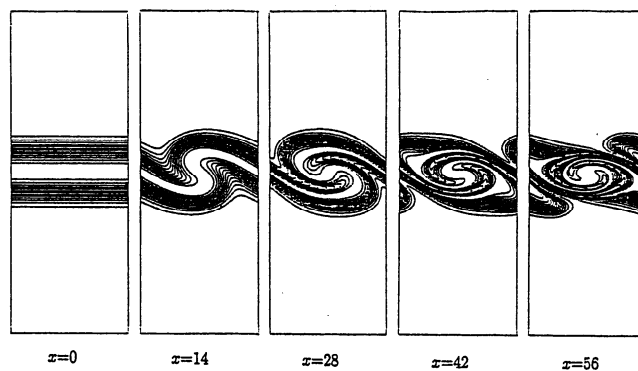


図 10: 等密度線図 (剪断層・ガウス縦渦・同回転)

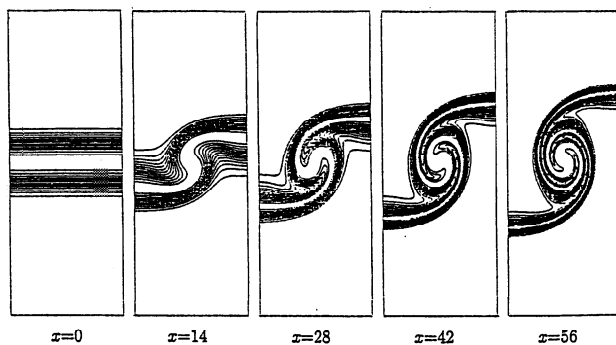


図 8: 等密度線図 (剪断層・ガウス縦渦・逆回転)

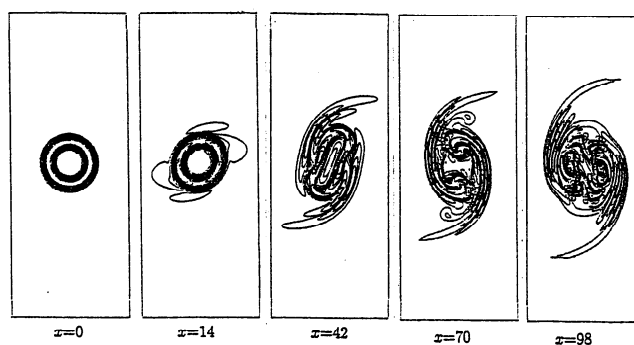


図 11: 等渦度線図 (剪断層・中空縦渦・逆回転)

空力音インテンシティの近傍場での測定の問題点

坂尾 富士彦 (近畿大学工学部・東広島)

On determining acoustic intensity in the near-field of aerodynamic sound sources

Fujihiko SAKAO

School of Engineering, Kinki University, Takaya, Higashihiroshima 739-2116

ABSTRACT

Measurement of the acoustic intensity (AI) flux is made in the neighborhood of a circular cylinder set normal into a circular jet flow. Results for AI flux show acceptable features only when the sensors are well out of the acoustic near-field of the sound source, that is, the cylinder. Although it can be shown analytically that AI measurement with two microphones should work well even in the near-field, measured results there show totally unacceptable features. The inevitable conclusion is that microphones inside the near-field scatter the near-field into real sound wave, and then measure it.

Keywords : Acoustic intensity, Near field, Aerodynamic sound

1. はじめに

ヒトの気道内の異常を呼吸音の聴診で診断する方法の基礎研究 [1]に関連して、音の原因となる機構を確定する一方法として音響パワーの流れ (Acoustic Intensity) の測定を行なった際、不可解に思える結果に遭遇した [2] [3]。例えば音波の強い発生源が流路外の何も無い場所にある、しかもそこから或る特定方向にのみ強い音波が出ているかのような測定結果が得られた。誤差の原因は種々あり得るが、発生する音が極めて弱い事から、この測定が実は音源の近傍場内と推定される場所で行なわれている点が最も有力な原因と疑われる。今回はそれに関する検討及び実験の結果を示す。

2. 近傍場内の音響パワー流れ測定

2本のマイクロホンを用い、信号のクロススペクトルから音響パワー流れ密度を求める方法はよく知られている [4]。マイクロホン1、2の音圧 p_1 , p_2 から $\partial u / \partial t = -(1/\rho) \partial p / \partial x = -(1/\rho)(p_2 - p_1)/(x_2 - x_1)$ によって速度 u が求められる。但し x は1から2へ測った距離である。 p に $(p_1 + p_2)/2$ を代用すると $\langle pu \rangle$ は結局 $-(1/\rho) \langle p_2 \int p_1 dt \rangle - (1/\rho) \langle p_1 \int p_2 dt \rangle$ となる。

遠方場でも2本のマイクロホンの間隔が有限である為に誤差は生じるが、量的な誤差である。近傍場内では間隔は音源からの距離に比べて大きくなりさえし得る。しかし、音源が2重極の場合について調べてみると、生じる誤差はやはり量的なものに限られ、真のパワー流れ以外を測定はしない事が示される。即ち、2重極の作る場を記述する多くの項の中で、分母が距離 r について2次以上になる項は全部を合算すれば互いに消去し合って消滅し、結局音

響パワー流れを示す項としては $\left\langle \frac{q_i}{r_i} \int \frac{q_j}{r_j} dt \right\rangle$ ($i \neq j$)

のみが残る事が分る。近傍場内でそれを測定するに際して定量的な誤差は生じるであろうが、存在しないパワー流れを検出する可能性は否定される訳である。従って、先に述べた不可解な測定結果の原因は、それ以外でなければならない。最も有力なのは、音源の近傍場に異物が持ち込まれると音波が発生する、「近傍場の散乱」として知られる現象である。即ち測定の為に持ち込んだマイクロホンが異物として音波を発生させ、自ら発生させた音波を(正しく)測定すると考えられる。呼吸流の実験では発生する音が小さいので、マイクロホンを音源から十分離す事

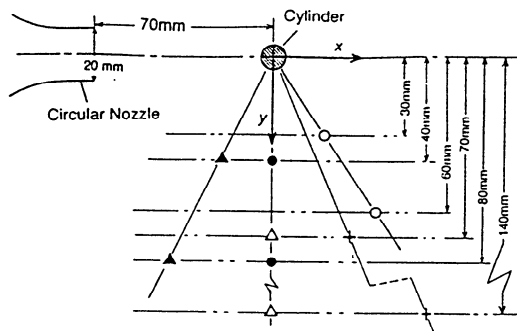


図1. 実験装置の概要

が困難なので、この事が重要になる可能性がある。

3. 実験方法

図1に実験装置の概要を示す。円形断面で出口で径 20mm、25 m/s の噴流に対し、出口から 70 mm の場所に径 10 mm の円柱を垂直に置く。気流は予め沈静化しており、円柱が無ければ音は殆ど聞こえないが、円柱を置くと大きい音が聞こえる。公称径 6 mm のコンデンサーマイクロホン2本を中心間隔 10 mm で組み合わせ、流れの外の種々の場所で音圧を測定する。信号は計算機で処理してクロスパワースペクトルの虚数部を求め、周波数で割って音響パワー流れのスペクトルを計算する。スペクトルの安定度を充分にする為に周波数分解能は最低限に押さえた。

2本のマイクロホンは図1の縦(y)と横(x)の方向に並べて各方向の成分を測定した。測定の場所は図1に数例を示すように、軸に平行($y = \text{一定}$)な数本の線上の各数カ所である。特に、音源である円柱から放射状に引いた直線上の遠近2箇所での測定を重視した。図中では一組は同じ記号で示してある。

下流では流れが外に広がるので、マイクロホンが流れ自体の中に入る場合があり、 y の小さい場所での測定は意味が無くなる。

4. 実験結果

図2に、このようにして測定した音響パワー流れの分布図の一例を示す。測定は $y=30\text{mm}$ (図1参照)の線上で行った。横の位置は図1の横方向位置(x)を表し、1ピッチが 10mm であるが、縦位置は周波数である。A から L迄、ほぼ対数的な帯域幅で纏めてあるが、各帯域の詳細は表1を参照されたい。

音源の円柱の位置は、横は図の上部に示す場所、縦は各行の上方 ($y/10\text{mm}$) ピッチ、今の場合3ピッ

チの場所である。各点から引いた線は方向と長さが、音響パワーながれの方向と強さを示すが、強さは広い範囲に変化するから、スケールは周波数により適宜変えてある。

音波の大部分は見掛け上は円柱の場所で発生するから、本来なら、図中の全ての線は各行毎の音源位置から引いた直線に沿う方向に進む筈である。しかし、低い周波数でのデータは、それとは全く違う方向に向いている。むしろ外部から来て音源に向かって進むように見えるのも珍しくはない。そのような異常さは、高い周波数では減少する。

図中、周波数帯域の所に三角印が記してあるが、後述の近傍場の目安で、これに就いては図3をも見た後に詳しく説明する。

図3と4は、音源(円柱)から一直線上で、距離が1対2の2点(図1参照)で測定されたスペクトルの比較の例を示す。両図共に、(a)は $y=30\text{mm}$ と 60mm 、(b)は $y=40\text{mm}$ と 80mm 、(c)は $y=70\text{mm}$ と 140mm の2点での比である。いずれも図示したのは y -方向成分である。測定点は図3では円柱から真横(図1で、 $x=0$)の方向である。一方、図4で

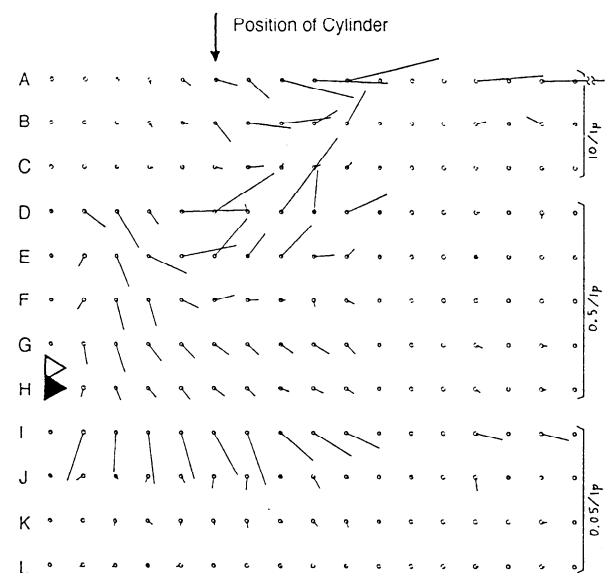


図2. 測定された音響パワー流れの分布例。矢印の方向と長さは、音響パワー流れの方向と大きさを示す。それらは音響パワー流れの縦(y)と横(x)両方向の成分から求めた。

測定位置は $y=30\text{mm}$ (図1参照)の線上。音源である円柱の横位置は図上部に示してある。縦位置は各行の上方に3ピッチだけ離れた場所になる。図右端に記すスケールは1ピッチ長さ当たりの強さ(但し任意単位)を示す。

は斜め下流方向で、(a) は $(x, y) = (20\text{mm}, 30\text{mm})$ 、と $(40\text{mm}, 60\text{mm})$ 、(b) は $(x, y) = (20\text{mm}, 40\text{mm})$ 、と $(40\text{mm}, 80\text{mm})$ 、(c) は $(x, y) = (40\text{mm}, 70\text{mm})$ 、と $(80\text{mm}, 140\text{mm})$ での測定結果の比較である。

音源からの距離が1対2であり、音波の伝播は3次元的に近いから、各スペクトル成分の比は少なく共近似的には4対1 (図中に水平な直線で示される) でなければならないのに、実際には、特に低い周波数では全く違い、甚だしく大きい。これは近傍場内に異物であるマイクロホンが入る事によって近傍場を散乱して真の音波を発生させ、それを測っていると考えなければ説明できない。

近傍場の及ぶ範囲の目安は、音源からの距離で云うと波長の 2π 分の1である。図の横軸に付した白抜き三角は、波長の 2π 分の1が円柱と観測点の中心間距離に等しくなる周波数、黒塗り三角は円柱表面と近い側のマイクロホンの距離に等しくなる周波数を示す。スペクトルの比が4と甚だしく離れた異様な値になるのはマイクロホンが近傍場の中にある場合と云う事が見て取れる。ここに示さない多くの実験結果でも同様である。

なお、噴流中心軸からの距離が最も小さい (a) では、図3よりも図4の方が一層予期と異なる結果を示しているようであるが、これは噴流中心線に近い為、下流ではマイクロホンが流れの場に近付き過ぎる結果ではないかと推察される。

図5は同じく音源からの一直線上にある2点での、音響パワー流れの方向測定結果を比較したものである。音波の進行方向は、音響パワー流れの縦(y)と横(x)両方向の成分から求めた。重点は方向に置いたので、図中で線の長さは強さの対数に比例させた。

図5 (a) は $y=30\text{mm}$ と 60mm 、(b) は $y=40\text{mm}$ と 80mm 、(c) は $y=70\text{mm}$ と 140mm (図1参照)、いずれも円柱から一直線上の2点での結果であり、音源である円柱から出た音波はその直線に沿って伝播すべきである。図で実線は近い方の測定点での結果である。図で横方向は測定位

A	100	-117.5	G	612.5-887.5
B	117.5-162.5		H	887.5-1262.5
C	162.5-222.5		I	1262.5-1762.5
D	222.5-312.5		J	1762.5-2512.5
E	312.5-437.5		K	2512.5-3512.5
F	437.5-612.5		L	3512.5-5012.5

表1 各帯域の周波数範囲 (Hz)

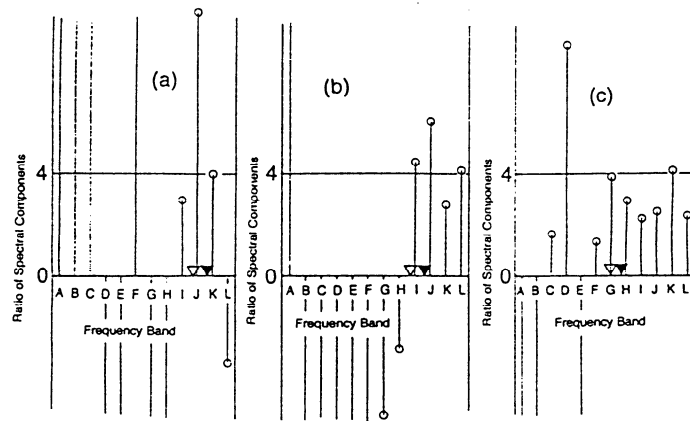


図3. 音源から一直線上の2点でのスペクトルの比較。距離は1対2。音源から真横の方向 (図1参照: $x=0$)。

(a) $y=30\text{mm}$ と 60mm , (b) $y=40\text{mm}$ と 80mm , (c) $y=70\text{mm}$ と 140mm 。図中の白抜き三角は、近傍場の範囲の目安である波長の 2π 分の1が円柱と観測点の中心間距離に等しくなる周波数、黒塗り三角は円柱表面と近いマイクロホンの距離がそれに等しい周波数。図中、縦線のみで円が無いのは、スケールオーバーして図の範囲外にある事を示す。

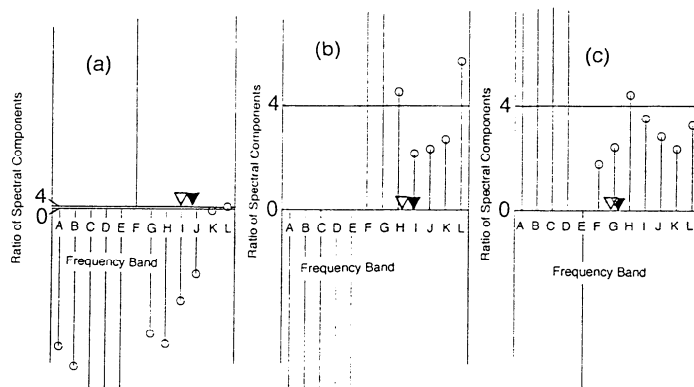


図4. 音源から一直線上の2点でのスペクトルの比較。距離は1対2。音源からの方向は斜め下流 (図1参照)。

(a) $y=30\text{mm}, x=20\text{mm}$ と $60\text{mm}, 40\text{mm}$ (b) $y=40\text{mm}, x=20\text{mm}$ と $80\text{mm}, 40\text{mm}$ (c) $y=70\text{mm}, x=40\text{mm}$ と $140\text{mm}, 80\text{mm}$ 。図中の三角印の意味は図3と同じであるが、距離としては円柱から近い側の測定位置を斜めに測っている。

置に対応するが、縦は周波数に対応する。横方向のピッチは(近い側では) 10 mm である。音源である円柱の横位置は図上部に示してある。縦位置は各行の上方 ($y/10\text{mm}$) ピッチだけ離れた場所になる。遠い側の測定点では x, y とも 2 倍であるから、図中には $1/2$ に縮小した場所に表示してある。例えば (a) で $y=60\text{mm}, x=20\text{mm}$ でのデータ (点線) は、 $y=30\text{mm}, x=10\text{mm}$ でのデータ (実線) と同じ場所に重ねて表示してある。

従って、図 5 で同じ横位置のデータは全て同じ方向を示すべきである。また、同じ位置に描かれた遠近のデータは同一直線上のそれであり同じ方向を示す筈で、実線と点線は重なるべきである。しかし低い周波数では実線と点線の一致はおろか、方向自体が外部から音源の方に向かう例もある等、全く受け入れ難い特徴を示している。一方、高い周波数では予想に近い振舞いをする傾向が見られる。図の縦方向は周波数に対応するので、図 2 ~ 4 と同じく、測定位置が近傍場の範囲の目安と同じになる周波数を三角で示す。やはり、近傍場の外で測る事になる周波数では、概ねもっともらしい結果を示すように見える。

5. 結論

音響パワー流れを正しく測定するには、測定用のマイクロホン等を、音源の近傍場の中に入れないよう注意する必要がある。若し中に入ると、その影響によって近傍場が散乱されて真の音波が発生し、その音波(測定を行わない場合には存在しなかった)のパワーを測定する結果になる。

6. 文献

- [1] F.Sakao: Modeling aerodynamic sound in the airways of a human body: A possible diagnostic tool. SADHANA (Proc. Eng. Sci., Indian Academy, Vol.18, pp.369-385 1993
- [2] 坂尾、佐藤: 管内障害物の音と流れ・・・音響パワーの流れ測定による音源探査。ながれ 17 巻別冊 (日本流体力学会年会'97=第30回乱流シンポジウム) pp.37-38 (1998)
- [3] 坂尾、佐藤: 管内障害物の音と流れ II 音響パワーの流れ測定による音源探査の試み。航空技術研究所特別資料 SP-40. pp.177-80 (1998) 他
- [4] F. J. Fahy: Measurement of acoustic intensity using the cross-spectral density of two microphone signals J. Acoust. Soc. Am., Vol. 62, pp.1057-1059 1972

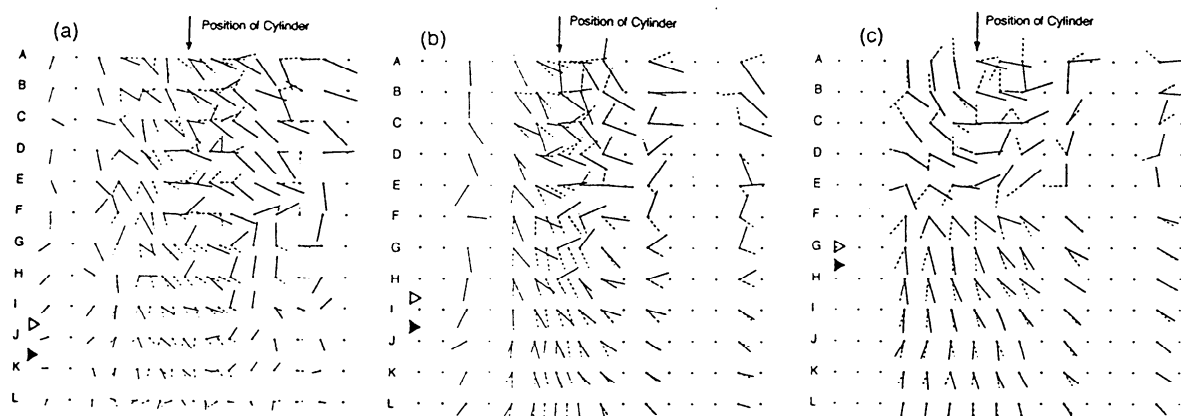


図 5. 音響パワー流れ密度の方向分布。(a) $y=30\text{mm}$ と 60mm 、(b) $y=40\text{mm}$ と 80mm 、(c) $y=70\text{mm}$ と 140mm (図 1 参照) で円柱から一直線上の 2 点での結果を重ねる。実線は近い方の測定点、点線は遠い方での結果。音波が音源と見做される円柱の位置から出て直進するなら、実線と点線は重なる筈。

臨界レイノルズ数領域における円柱の表面圧力変動とエオルス音の特性

Characteristics of the Aeolian tone and the surface pressure fluctuation
on a circular cylinder in super critical Reynolds number

藤田 肇 (日大)
佐川 明郎 (鉄道総研)

鈴木 英明 (日大院)
高石 武久 (鉄道総研)

Hajime FUJITA and Hideaki SUZUKI,
Nihon University, 1-8 Kanda Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8308
Akio SAGAWA and Takehisa TAKAISHI,
Railway Technical Research Institute, Maibara-machi, Shiga 521-0013

FAX : 03-3259-0738 e-mail : fujita@mech.cst.nihon-u.ac.jp

The characteristics of the Aeolian tone generated from a circular cylinder in super critical Reynolds number are investigated experimentally using the large low noise wind tunnel of the Railway Technical Research Institute. Transition of the surface boundary layer seems to start at around $Re=3 \times 10^5$, where the Strouhal number jumps up from 0.2 to 0.45, while the level of the Aeolian tone rapidly decreases. In the transition zone, the spanwise distribution of the surface pressure fluctuation and the coherence between the Aeolian tone and the surface pressure fluctuation show strong three-dimensionality. This result shows that the decrease of the Aeolian tone in transition zone is caused by the decrease of the surface pressure fluctuation and the breakdown of the two-dimensional large scale vortex shedding.

Key Words : Aeolian tone, surface pressure fluctuation, Supercritical Reynolds Number, Coherence Function

1. まえがき

一様な流れの中に置かれた円柱からエオルス音が放出される。このエオルス音の発生機構に関する研究については、円柱表面圧力変動に起因することを示した研究報告¹⁾があり、最近では円柱表面圧力変動とエオルス音の関係もある程度明確になってきた。しかし、その多くは臨界レイノルズ数以下であり、臨界レイノルズ数以上の領域においては、表面圧力変動とエオルス音を同時に測定した例はなく、これらの関係は不明確である。そこで本実験は、多数の圧力センサーを内蔵した円柱を用いて、表面圧力変動とエオルス音を同時に測定した。

2. 実験装置および方法

実験は鉄道総研風洞技術センタ（米原）の大型低騒音風洞で行った。吹き出し口寸法は幅 3m × 高さ 2.5m である。直径 267mm の円柱を水平に設置し、円柱端部には高さ 3.5m、主流方向長さ 2m のベニヤ製端板を取り付けた。端板は理想的には音響透過性端板²⁾を用いるべきであるが、高流速の流場を考慮してベニヤ板とした。

$\times 10^6$) まで変化させて測定した。円柱の回転角度はスパン方向に並んでいる圧力センサが前方よどみ点となる場合を $\theta = 0^\circ$ と定義した。音は円柱の直上 5m の点に設置した音響測定用マイクロホンで測定した。

3. 実験結果

3.1 エオルス音とストローハル数の変化

図 1 にレイノルズ数 Re に対するエオルス音のピークレベルと、そのときのストローハル数 St の変化を示す。 Re 数が高くなり、円柱表面の境界層が層流剥離から乱流剥離に遷移する領域で、 St 数が 0.45 程度まで増加し、エオルス音のピークレベルは減少している。また、ピークレベルは減少後、風速の 6 乗よりやや大きく増加している。遷移領域でのエオルス音のピークレベルの減少については、円柱表面圧力変動を求めて検討していく。

3.2 円柱表面圧力変動

図 2, 3 に円柱スパン方向および円周方向での、ピーク周波数における圧力変動係数を対数表示

では、表面圧力変動のピークレベルが最も低くなっていることがわかる。また円柱表面の境界層が層流剥離のときは、表面圧力変動はスパン方向に強い2次元的な構造を持っているが、乱流遷移する領域では、スパン方向に3次元的な構造を持つ。この表面圧力変動の減少と、スパン方向の3次元的な構造が、遷移領域におけるエオルス音の減少の要因とみられる。

3.3 エオルス音と表面圧力変動の関連度

図4に $\theta=90^\circ$ におけるエオルス音のピークレベルと、スパン方向の表面圧力変動ピークレベルとの関連度を示す。層流剥離のときは、スパン方向に関連度が高く、スパン方向に大規模構造渦が発生していることがわかる。遷移領域においては、部分的に関連度が高くなっていることから、大規模構造渦が崩壊し、部分的に小さなスケールの

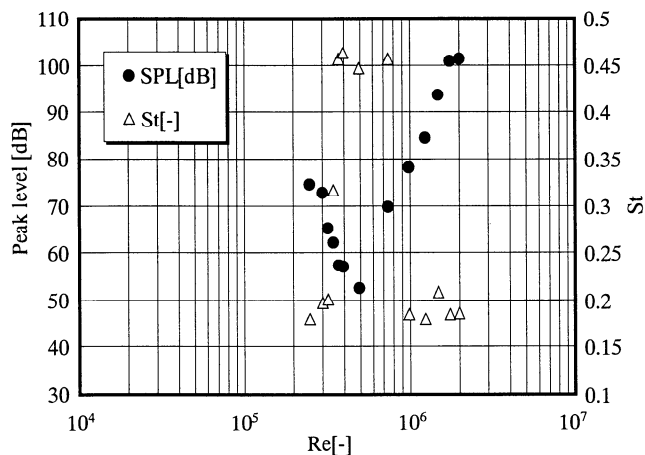
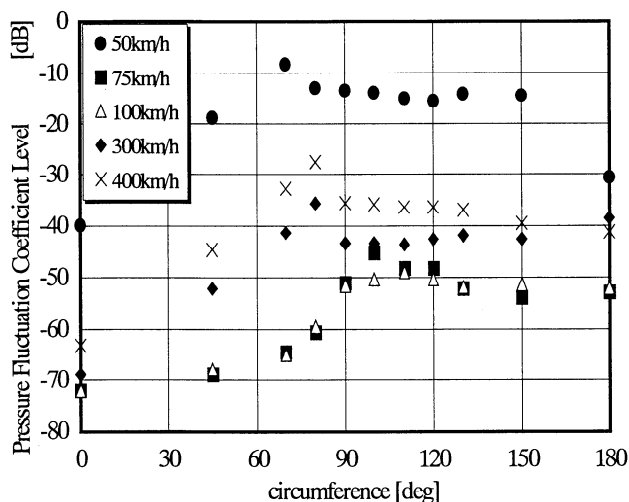


Fig. 1 The variation of the Aeolian tone peak level and the Strouhal number vs. the Reynolds number



構造渦が発生し、エオルス音の放射に寄与していると思われる。この大規模構造渦の崩壊が、エオルス音の減少のもう一つの要因とみられる。

4. まとめ

臨界レイノルズ数領域における円柱の表面圧力変動とエオルス音の特性について以下の結論を得た。

遷移領域におけるエオルス音のピークレベルの減少は、表面圧力変動のピークレベルの減少と、円柱スパン方向の大規模構造渦の崩壊が原因とみられる。

参考文献

- 1) 飯田・ほか 3 名, 機論, 62-604, B(1996), 4160
- 2) 藤田・ほか 4 名, 機論, 62-593, B(1996), 187

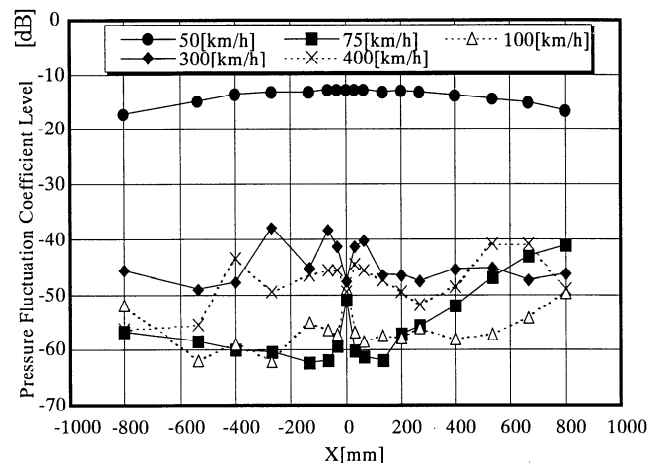
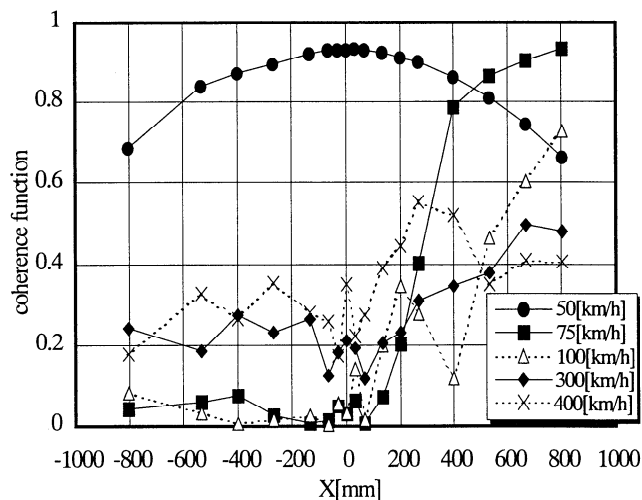


Fig.3 Spanwise distribution of the pressure fluctuation at $\theta=90^\circ$



円柱の Near Wake における Fingers 状二次渦を伴う渦列の渦構造

永田 拓、中山 仁、福島千晴 (岐阜大工)

Vortex structure of the vortex streets with “Fingers-like” secondary vortices in the near wake of a circular cylinder

by

H. Nagata, J. Nakayama, and C. Fukushima

Faculty of Engineering, Gifu University

Fingers-like vortices formed in Karman vortex streets, which are called “Fingers”, were studied by means of flow visualization experiments. The formation mechanism of the “Fingers” induced artificially by a piece of fine wire set to perturb the flow is clarified in the wake of a circular cylinder. The “Fingers” are induced at the both locations outside of the axis of the wire-wake, where the phase of the vortex shedding locally differ from the phase at the other part of the cylinder. The vortex streets shedding from the near wake of the cylinder show extremely stable configuration in the near region of the axis of the wire-wake. The “Fingers” are consecutively formed in self-sustained manner since the local discrepancy of the phase propagates perpendicular to the vortex axis toward the next shedding vortices. The spanwise variation of the phase was observed successfully during a long period in the Taylor hypothesis images and the influences of the “Fingers” induced in the near wake on the vortex structure in the far wake were discussed.

Keywords: Karman vortex street, “Fingers-like” secondary vortex, vortex shedding, Taylor hypothesis.

1 はしがき

カルマン渦列に、二次的に形成される縦渦 : Fingers⁽¹⁾ について詳細な可視化実験を行った。

前報⁽²⁾⁻⁽⁴⁾では、円柱の上流に針金を設置し渦列に攪乱を与えることによって、自然発生では発生位置が定まらない Fingers の発生位置を特定して、流れの可視化実験を行い、その生成機構を明らかにし、円柱の Near Wake における Fingers の発生状況が円柱背後の渦列に及ぼす影響を明らかにすることを目的とした。本研究は、前報の研究目的を継続し、円柱近傍の流れをより詳細に、より長時間に亘って観察した。

実験は、水素気泡法と、円柱表面を発色電極とする電解沈殿法によって円柱まわりの流れを可視化し、ビデオカメラによって撮影した。実験条件は、 $Re=Ud/\nu=140 \sim 160$ (U :速度、 d :直径(主として 8mm)、 ν :動粘度)、円柱の長さ $l=50d$ 、円柱には端板 ($280^H \times 500^L$ mm) が取り付けられている。座標系は、円柱の中心を原点として、円柱軸方向を z 、主流方向を x とする xyz 系とする。

2 実験の結果と考察

2. 1. 円柱近傍の流れと Fingers の発生機構

Fingers の発生臨界値 $Re \approx 150$ より小さい $Re=145$ の流れに、攪乱源としての針金 ($d_w/d=0.1$, d_w :針金直径) を円柱の上流 ($x/d=-3.0$) に設置し、Fingers を人為

的に発生させた。この場合注目すべきは、Fingers は針金の後流軸を挟んでその両側に発生し、針金の後流軸上には決して発生しないことである。図1は、この流れを、水素気泡法と円柱の上半面を発色電極とした電解沈殿法により可視化した写真である。円柱の表面を過ぎる流れの方向を知るために、円柱表面は軸方向に一定間隔でマスキングされている。円柱表面から溶出する色素と水素気泡の流れから、流れは針金の後流軸に引き寄せられていることが分かる。このため円柱表面からはく離する境界層外縁の速度は、針金が無い場合に比して、針金後流軸近傍で大きくなり、針金後流軸の両外側で小さくなる。

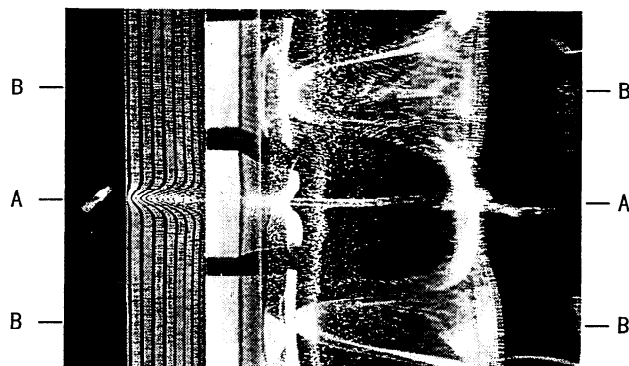


図1 上流に針金を設置した場合の円柱背後の流れ
($x_w/d=-3.0$, $Re=150$)

そのため、針金後流軸の両側で円柱背後からの渦放出位相が遅れ、この位置に Fingers が形成される。

この Fingers の形成機構は、針金の後流に生ずる渦糸が円柱の前方よどみ点に向かう流れで引き伸ばされ、よどみ点近傍に 2 本の首飾り渦が形成されるモデルによって説明できる^{(3),(4)}。この首飾り渦の存在を確かめるために、水素気泡法により円柱まわりの流れを可視化した。電極細線を、円柱の上流よどみ点近く ($x/d \approx -0.5$) の yz 面内に、円柱軸に垂直に 3 本 [針金後流軸 ($z=0$) とその両側 ($z = \pm 2\text{mm}$)], 円柱軸に平行に 1 本 [$y=0$] 設置して、これらの電極細線から流下する気泡が、鋭く光切断した円柱直後 ($x/d=0.5$) の yz 面を通過する様子 (流脈群の切断面) を、水中に設置したビデオカメラで撮影した。図 2(a)(b)は、これらのビデオ画像を示す。このような画像から、この間の y, z 方向の速度成分 v, w の存在と速度分布の概略が検知できる。この場合、流れは y 軸に対称で、速度成分 v と w の存在領域は広く、図 2(c)に示すように、この領域に円柱に巻き付く 2 本の首飾り状の縦渦が存在し、比較的広い領域の流れを針金後流軸に誘引していることが分かる。

2. 2. Fingers 周辺の渦構造

図 3 は、Fingers 周辺の xy 面内における渦列の色素パターンを示す。パターンは、渦列模様を $1/8T$ (T : 渦放出周期) の時間間隔で撮影した 4 枚のビデオ画像を重ねて表示したものである。図(c)は針金の後流軸断面 (図 1 中 AA)、図(b)は Fingers の発生断面 (図 1 中 BB)、および図(a)は Fingers の発生が無い断面内の渦列パターンを示す。この図から、針金後流軸断面 (図(c)) で、色素が示す渦の形は最も円形に近く (Rod 状渦⁽⁵⁾)、渦

列の放出は際だって明確な周期性を示し、渦列の安定配列は下流に至るまで持続する。これは、上流設置の針金の後流軸に流れが引き寄せられるので、円柱表面に沿う流れが加速され円柱表面で生成されたより大きな渦度が、円柱背後の狭い領域に供給されるためと考えられる。また、この領域の明確な周期的渦放出が、Fingers の外側の渦列に対しても明確な周期的放出を促し、この周辺の流れの周期性を強め流れを安定化しているように見える。

このように、上流設置の 1 本の針金によって針金後流軸断面周辺の流れが安定化されることは、円柱スパン方向に適切な間隔で針金を多数本設置すれば、円柱の全スパン方向に亘って、円柱の後流を安定化できることを示唆している。図 4 は、針金の設置間隔 $\Delta z/d$ を示し、縦軸は Fingers の発生位置 (図中○印) と針金の設置位置 (図中●印) を示す z/d である。針金を多数本設置する場合も、Fingers はそれぞれの針金後流軸の両外側に発生する。そのため、Fingers の発生位置

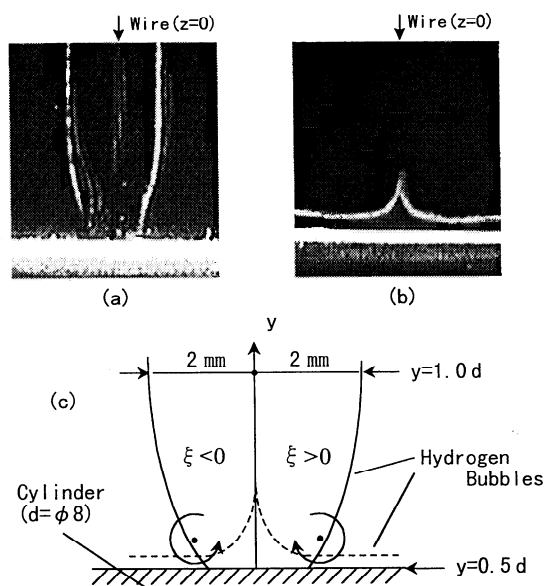


図 2 円柱直後の $x/d=0.5$ の yz 面を通過する気泡群
($x_w/d = -3.0$, $Re=145$)

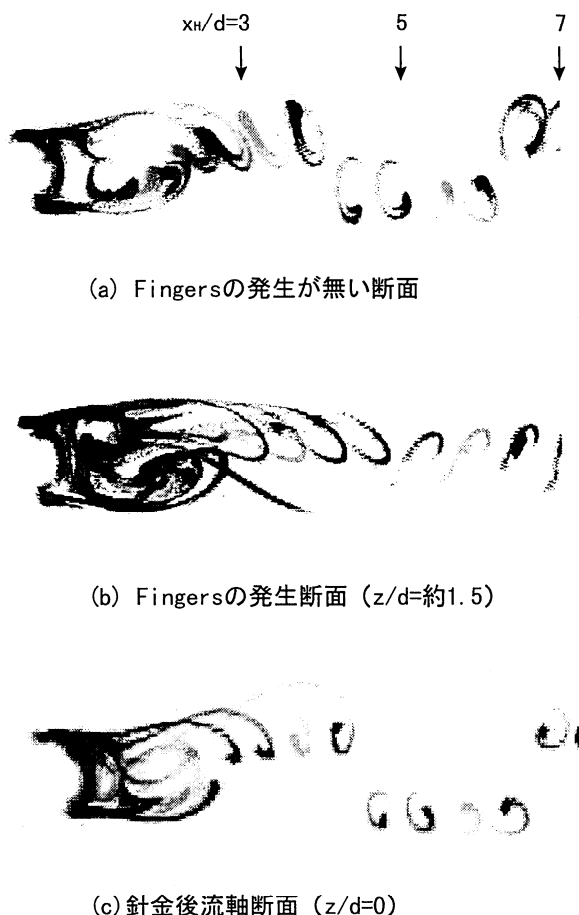


図 3 円柱背後の xy 面内の流れ
($x_w/d = -3.0$, $Re=145$, $\Delta t/T = 1/8$)

が、2本の針金後流軸のちょうど中間位置に一致する場合に、この図では、 $\Delta z_w/d$ が 3.1 の場合に、Fingers は最も安定して形成される。また、この条件が満たされない図中の網掛け領域 ($\Delta z_w/d = 4.8$ から 5.7 の領域) では、Fingers の発生位置は変動し発生位置を特定できない。

図5は、Fingers が最も安定して形成される間隔で、14本の針金を設置した場合の流れを示す。円柱端板近傍の流れを除いて、円柱後流の広い領域に亘って渦配列は整然とし、流れが安定化されていることが分かる。

2. 3. Fingers の発生状況の時間経過

前述したように、Fingers の発生は、円柱を過ぎる流速の円柱軸方向の局所の変化が、渦列の放出位相の変化をもたらすことに起因する。上流設置の針金が無い場合でも、この局所的な流速変化は、流れのゆらぎ、円柱の端板の影響、さらに、下流の渦列からの影響によって生じる。そのため、Fingers の発生状況は時間的にも空間的にも広い範囲に亘って変化する。

本研究では、この変化を知るために、円柱から溶出する色素によって可視化した渦列のビデオ画像から Taylor 仮説画像⁽⁶⁾を構成した。図6は、その一例で、円柱直後 $x/d=2.0$ 断面を通過する色素輝度の z 分布の時系列データから Taylor 仮説を用いて輝度の $x-z$ 分布に構成した画像で、円柱直後の渦列の形状と放出位相の 60 周期の長時間に及ぶスパン方向変化を示している。画像の上端と下端は円柱端 (側壁) に対応している。

図6(a)は、円柱の上流に針金を設置して Fingers を人為的に発生させた場合 ($Re=145$) の Taylor 仮説画像である。画像の中央に設置されている針金の両側に Fingers が、ほぼ同じ位置に繰り返し形成され、これらの Fingers の他に、円柱端板近くにも、Fingers がほぼ一定間隔で発生していることが分かる。

Fingers の先端は放出渦列軸の垂直上流方向に向かい、次に放出される渦列の Fingers の発生位置を特定するので、Fingers は自己維持的に形成される。円柱端近傍では、渦列は円柱軸に対して傾斜し、渦放出周波数が中央部より低い。そのため、円柱端近くにおける Fingers の先端 (伝搬方向) は画像の中央部に向かい、その発生は渦列のつなぎ変えを伴い、渦列放出位相のスパン方向差異を一時的に解消する⁽⁴⁾。この領域で Fingers がほぼ一定間隔で発生するのはこのためである。

水槽の中央に設置した針金によって発生する Fingers の発生点は、渦列に垂直上流方向に伝搬するので、この中央部分で渦列が円柱軸にほぼ平行な場合には、Fingers の生成位置はほぼ同位置に固定され、下流移行の渦列も安定な配列をとる。しかし、円柱軸に対して放出渦列が傾斜したり湾曲したりすると、Fingers の生成位置は変動し、渦列のつなぎ変えが起こる。渦列のつな

ぎ変えは、円柱背後には対称渦 (双子渦) が形成され⁽⁴⁾、渦放出の一時的中断が起こるので、この部分の下流の渦列は欠落する (Vortex-dislocation)。

図6(b)は、Fingers が自然発生する場合 ($Re=160$) の Taylor 仮説画像である。この図に見られるように、自然発生の場合の円柱端板近くの Fingers の発生状況は、前掲の図6(a)に示す人為発生の場合と同様である。これは、この領域の Fingers の発生が、図(a)の場合と同様に、円柱端板の存在に起因していることを示す。また、端板から遠い領域では、Fingers の発生はまばらで発生場所も固定されないが、自然発生の場合も、基本的な流れは人為発生の場合と変わらない。すなわち、Fingers の発生位置での渦列のつなぎ変えや、下流移行の渦列の欠落など、図6(a)の人為発生の場合と同様な現象が認められる。

2. 4. Fingers の発生と消滅

円柱の上流に3本の針金を設置 (設置位置: $x/d=-3$, $z/d=0, \pm 3$) し、Fingers を人為的に発生させた。この間隔で針金を設置すると、Fingers が安定して形成され

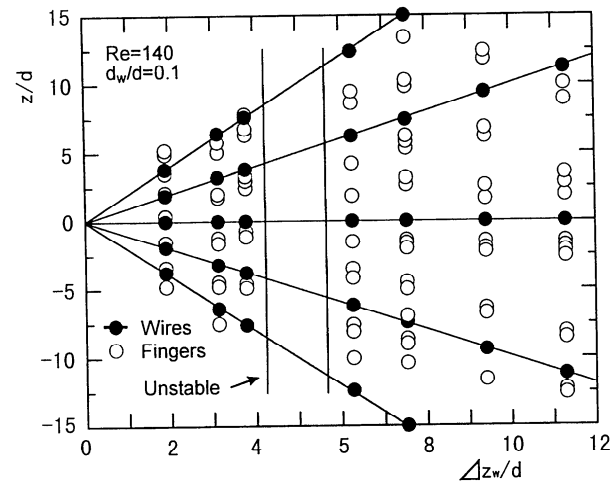


図4 針金の設置間隔 $\Delta z_w/d$ と Fingers の発生状況

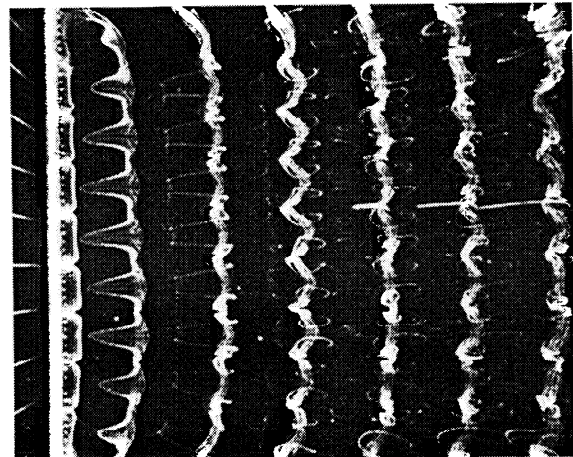


図5 針金をN本設置した場合の円柱背後の流れ
($x_w/d=-3.0$, $z_w/d=3.1$, $N=14$, $Re=150$)

る(図4参照)。このようにして Fingers が形成された状態のもとで、突然3本の針金を鉛直上方に抜き取り、Fingers が消滅する経過を観察した。この場合針金を除去しても、しばらくは Fingers の発生が持続する。図7(a)は、この経過を知るために、円柱の下流の $x/d=3.0$, $y/d=1.0$ における速度変動の時間変化を熱線で測定した結果を示す。横軸は無次元時間 t/T (T : 渦放出周期)、図中の記号「▲B」は針金除去の時刻を示し、速度変動の振幅の急増は Fingers の消滅を示す。この図から、針金を除去してから Fingers の発生が消滅するまで約 $10T$ の時間を要し、この間上流の攪乱源がなくても、Fingers は自己維持的に形成されることが分かる。つまり、渦放出位相の局所的な遅れは、次いで放出される渦列に伝搬することを示す。

図7(b)は、Fingers の発生がない流れに、前述の3本の針金を突然挿入した場合の速度変動の時間変化を示す。図中の記号「▲B」は針金の挿入時刻を示し、その後の変動速度の振幅の急減は、Fingers の発生に対応している。この図が示すように、針金挿入後 Fingers が発生するまでに約 $6T$ の過渡的な時間を要する。

3. 結言

1. Fingers の発生は、渦列の放出位相の局所的な遅れに起因する。この位相遅れは放出渦列の中心軸の垂直上流方向に伝搬し、Fingers は自己維持的に形成される。この放出位相遅れの伝搬機構によって、円柱軸に対して傾斜配列の渦列に Fingers が発生する場合には、Fingers を介して渦列のつなぎ換えが起こり、渦放出位相のスパン方向変化が一時的に解消する。この場合、Fingers 発生断面において渦列は途切れ、下流

における渦列の Dislocation の要因となる。円柱軸に平行な渦列に Fingers が形成される場合には、渦列は安定な配列を示す。

2. 上流設置の針金によって Fingers が生成される時、針金後流軸断面で渦列はきわめて安定な配列をとる。針金を一定間隔で多数本設置する場合、針金設置間隔と、Fingers の発生状況および渦列の安定配列との関連が明らかにされた。
3. Fingers の自己維持的生成機構は、上流設置の針金の挿入と除去によって確認できた(挿入から約 $6T$ 後に形成、除去から $12T$ 後に消失)。
4. 円柱表面から溶出する色素が示す流脈模様の Taylor 仮説画像から、渦列の放出位相の長時間にわたる円柱軸方向の変化を簡便に知ることができた。

文 献

- 1) Gerrard, J.H., *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 288 (1978), 351
- 2) 永田, 池田, ながれ, 9 巻別冊(1990), 262
- 3) 永田, 洞山, ながれ, 12 巻別冊(1993), 14
- 4) 永田, 洞山, 航空宇宙技術研究所 SP-21(1993), 79
- 5) 永田, 他 3 名, ながれ, 17 巻別冊(1998), 145
- 6) 永田, 他 3 名, 可視化情報, 18(1998)79, CD-ROM 付

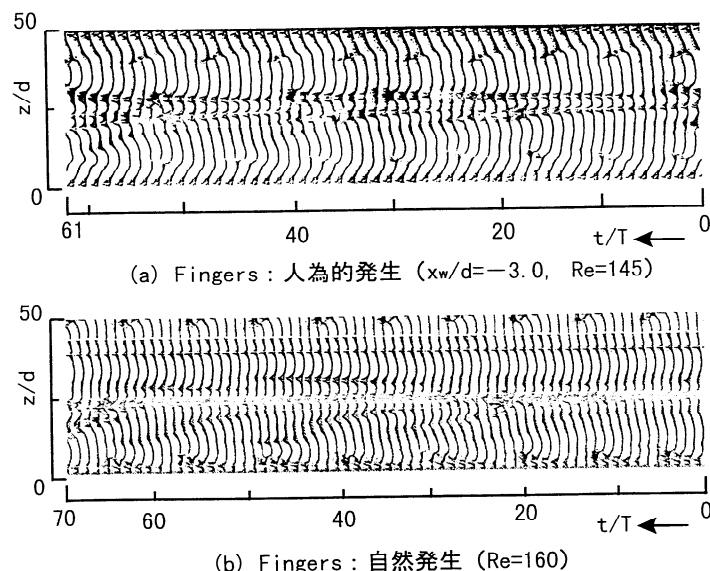


図6 Taylor 仮説画像で示す渦列の放出位相変化

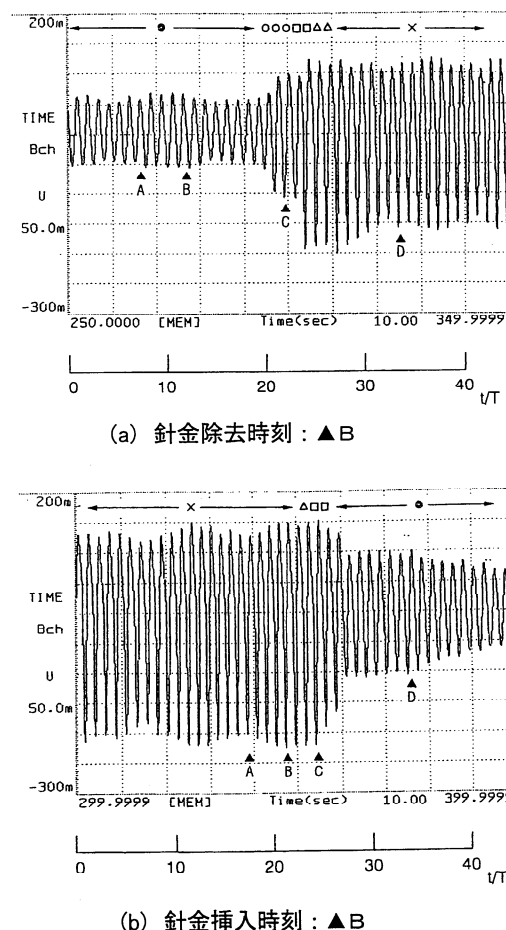


図7 円柱後流中の速度変動波形 ($x/d=3$, $y/d=1$)

狭い隙間内における衝撃波と境界層の干渉による不安定流れ

古川 拓 (名大院), 中村佳朗 (名大工)

Flow instability due to shock-boundary layer interaction in region with narrow clearance

Taku Furukawa and Yoshiaki Nakamura

Dept. of Aerospace Eng., Nagoya University, Nagoya 464-8603

ABSTRACT

The unsteady flow field in a coaxial annular nozzle is numerically calculated. To obtain accurate data, calculation is performed by using a high-order accuracy numerical code. The narrow clearance takes a shape of supersonic nozzle, where shock waves are formed as a result of interacting with the boundary layer. This causes the flow to oscillate continuously. This phenomenon is considered to be a kind of pseudo-shock instability.

Key Words: shock-boundary layer interaction, shock oscillation, unsteady nozzle flow, pseudo-shock instability

1 はじめに

本研究では、円管の内部に先細形状の円柱が差し込まれた状態の二重円筒管内の流れをCFDにより解析する(計算対象: 図1参照)。この形状は一般にはニードル弁として用いられている。その形は比較的簡単であるが、上下流の圧力差が十分ある場合には、管内の流路は先細末広ノズル、すなわち超音速ノズルの形状になる。ここで考えている流路では、スロートにあたる部分や内部物体の先端には角が存在し、そこでは流れが急激に変化する。また、拡大管にあたる部分でも非常に流路が狭く、壁、つまり、境界層と干渉する可能性がある。

管内流のCFD解析は数多くなされており、角や急拡大部を持つような管内の流れについても様々な研究例がある。内部流の角部に生じる渦や剥離といった流れの擾乱が壁面で囲まれた流れ場全体に伝播し、圧力分布や流れの不安定性、流量などの内部流にとって重要な特性に影響を与える。これらの特性を調べることは配管系、弁部、ノズル部等、工業的に重要な管路流れの解析や改良につながる。

ここでは二重円筒管内の流路について、高次精度の有限体積法による数値シミュレーショ

ンを行い、この形状が流れにどのような影響を及ぼすのか、特に狭い空隙部に注目してそこでの流れの現象とそのメカニズムについて考察する。また、その圧力分布から管内の壁面に作用する力についても解析する。

2 計算法及び計算条件

計算対象を図1に示す。流れは軸対称を仮定している。座標系は管の中心軸を x 軸、半径方向を r 軸にとり、原点は流入面の中心にとる。全体では $x = 12.0$ の長さを持ち、外筒の半径は上流部で $r = 1.8$ 、下流部で $r = 0.75$ である。また、スロート部のすき間は $\Delta r = 0.055$ で、最大の流路断面積を持つ流入面とスロート断面積の比は約25である。

計算格子は段差のある流路形状に合わせ、内部物体も含めて不等間隔で格子を生成した。本計算に用いた格子を図2に示す。軸方向に270点及び半径方向に70点を設けた。境界適合座標である一般座標を用いている。

支配方程式は圧縮性の軸対称Navier-Stokes方程式である。本研究の目的の一つは管内における擾乱の伝播の影響を調べることであり、微小な擾乱を捉えるためには数値拡散を抑えた高次精度の計算法が要求される。ま

た、圧縮性流のため、擾乱によって衝撃波等の不連続面が生じることもある。これらを考慮して本計算では、前田ら [1] による高次精度解法により空間の離散化を行った。この解法の特徴はセル境界での解ベクトルの補間法にあり、ENO スキームを簡略化した差分法に基づく伊藤らの KRC スキーム [2] の解ベクトル補間法を有限体積法版に修正したものである。求められた解ベクトルから Roe の近似 Riemann 解法 [3] より数値流束を計算する。また、このスキームでは解ベクトル補間の計算過程において評価する点数を増やすことで比較的容易に計算の精度を上げることが出来る。今回の計算では流れの複雑さや計算時間を考慮して空間を四次精度で近似している。時間積分には Jameson の提案した陽的な多段階 (multi-stage) Runge-Kutta 法 [4] を三段階三次精度で使用している。

境界条件として壁面で滑り無し、断熱、垂直方向への圧力勾配無しの条件を、また、中心軸では対称条件を課している。流入、流出条件は管内流では流れを生じさせるのに特に重要である。本計算では上流端及び下流端の圧力差から生じる自然な流れを実現するために両端で静圧のみ指定した。つまり、流入側では、速度は一つ下流側の値と同じ (計算領域から境界点への速度の 0 次外挿) とし、これと与えた淀み圧と淀み温度から他の物理量を等エントロピー条件で計算する。また、流出側では静圧以外の物理量を一つ上流側の格子点での値で 0 次外挿した。これらは圧力のみ依存する流れで、他の物理量は流れの状態から決まるという意味で、weak condition と呼ばれる。

上流端の圧力を 1.33[atm]、下流端圧力を 1.00[atm] とし、Re 数 5.2×10^4 、流入温度は常温 300[K] とする。その他の物性値はプロパンの値を用いている。プロパンは比熱比、気体定数とも空気より小さく、音速は空気の 0.7 倍程度である。

3 計算結果および考察

3.1 流れのパターン

図 3 にある時刻 $[t=2.15\text{ms}]$ における流れ場全体の Mach 数分布、圧力分布を示す。これを

見ると、狭い空隙を境にその上流側と下流側で流れの様子が全く異なっている。この狭い空隙部に注目して、拡大して見たのが図 4 である。スロートより少し下流、 $x=4.10$ 付近に衝撃波が見られる。これはすき間の形状や圧力比が超音速ノズルとして作用したためで、スロートでは流れがチョークしている。衝撃波直前での Mach 数は 1.44 である。さらに、その衝撃波と境界層の干渉により、衝撃波背面で境界層が急激に厚くなり、それが下流方向へ成長し、やがて流れが蛇行するようになる。

流路中心の格子線上で下流方向における Mach 数分布をとったのが図 5 で、衝撃波の下流では Mach 数が増減を繰り返して流れて行くことが分かる。これは管内衝撃波-境界層干渉の一例である疑似衝撃波を生成しているためと考えられる。この疑似衝撃波は圧力に関しても流れ方向に増減を繰り返す。スロートの角からは半径方向への擾乱が発生し、それは先頭衝撃波やその後の蛇行流れへ影響している。

3.2 時間変動

各時間での流れ場の様子を図 6 に示す。ここでは、衝撃波の位置が時間的に変化しており、その時間内での位置変化を図 7 に示した。スロートは $x=3.82$ に位置し、衝撃波は時間によってはスロート前方まで押し戻されている。この計測時間帯における平均位置を計算すると $x=4.17$ となるが、衝撃波は定在すること無く常に小刻みに振動している。

この現象は壁面の圧力履歴に影響する。図 8 に下流方向各点での圧力履歴を示す。上流の点では衝撃波よりも上流側か下流側かによって圧力が大きく変化するので、衝撃波の振動とともに圧力の跳びが見られる。下流の計測点になると衝撃波の到達頻度に比例して跳びの頻度も増加するが、さらに下流では完全に衝撃波後方になるため圧力は乱流的に変化するようになる。

3.3 結果に対する考察

この流れ場の特徴は衝撃波前の非常に安定した流れの領域と衝撃波後の変動の大きな流れが一つの流れ場に存在することにある。その領域は衝撃波の振動とともに変化する。こ

のことは特に図8において端的に示されており、圧力一定の安定域と変化の大きい変動域が交互に訪れる。衝撃波を振動させる直接の原因は衝撃波背後の圧力変動で、その変動を生み出すのは衝撃波と境界層の干渉に起因した疑似衝撃波の形成によると考えられる。これは次のようなループを形成すると思われる。疑似衝撃波の下流は亜音速であるので、下流側から上流側へと擾乱が伝播することが出来る。よって、そこでの圧力変動や急拡大部での圧力変化は衝撃波に影響する。衝撃波と境界層の干渉は不安定であるために、それが再び圧力変動として作用する。このフィードバックループのため、不安定性は持続される。それが狭い空隙で起こることは、壁面の境界層の影響が大きく、また圧力擾乱が比較的素早く上流に伝播するということから重要である。

一般的にも疑似衝撃波の形成された流れは衝撃波振動等の不安定性を生み出すことが実験等で知られている[5]。衝撃波振動が機器類の振動や騒音源の原因となることも疑似衝撃波の研究では指摘されており、本計算で観察された壁面における圧力の跳びは振動や騒音につながる可能性がある。

ここでは現象の概要を報告したが、今後はより詳しく流れの構造を解明することや、圧力の相関関係をより明瞭に表すことなどが望まれる。

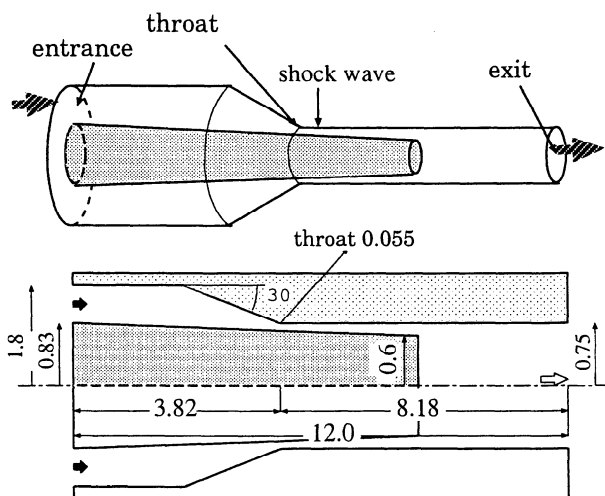


Fig. 1: Schematic of 3D model and its axisymmetric model.

参考文献

- [1] 前田一郎：圧縮せん断層における擾乱の成長に関する研究, 博士論文, 名古屋大学大学院工学研究科, (1996), pp. 35-66.
- [2] Itoh,K., Tanno,H., and Takahashi,M. : A Pointwise Non-oscillatory Shock Capturing Scheme, *Proc. of The 5th Int. Symp. on Compt. Fluid Dynamics*, **3**, (1993), pp. 370-375.
- [3] Roe,P.L. : Approximate Rieman Solvers, Parameter Vectors, and Diffrence Schemes, *Journal of Computational Physics*,**43**, (1981), pp. 357-372.
- [4] Jameson,A., Schmidt,W., and Turkel,E. : Numerical Simulation of the Euler Equations by Finite Volume Method Using Runge-Kutta Time Stepping Schemes, AIAA paper 81-1259, (1983)
- [5] 松尾一泰：疑似衝撃波について, *ながれ*, **6**, (1987), pp. 308-318.

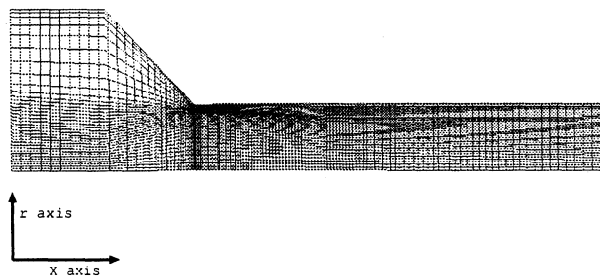


Fig. 2: Calculation grid.

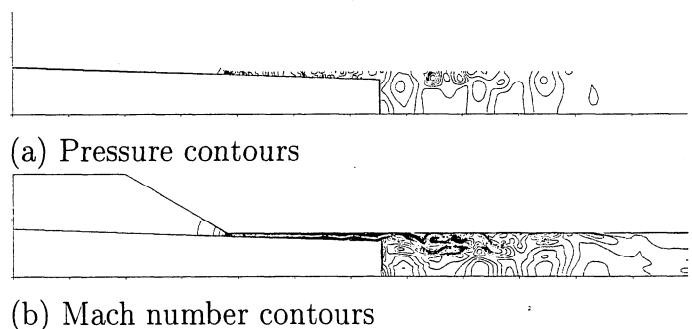


Fig. 3: Flow field at $t=2.15\text{ms}$.

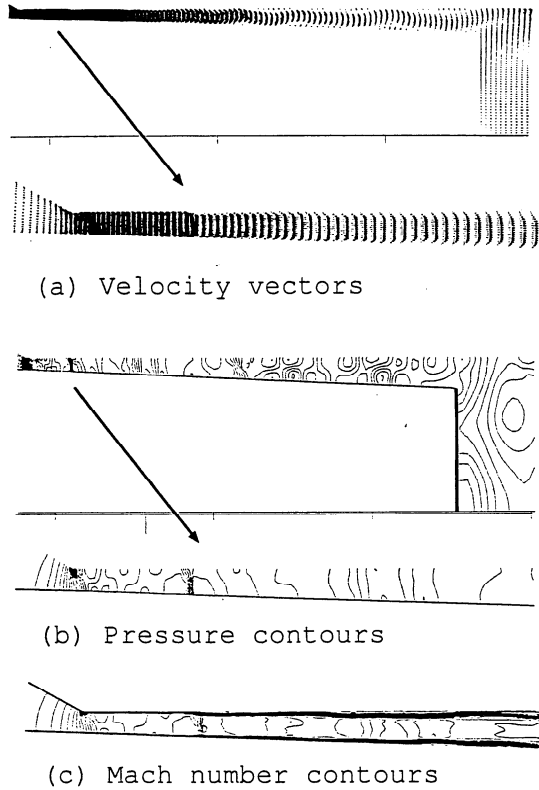


Fig. 4: Distributions of flow properties in a narrow clearance region.

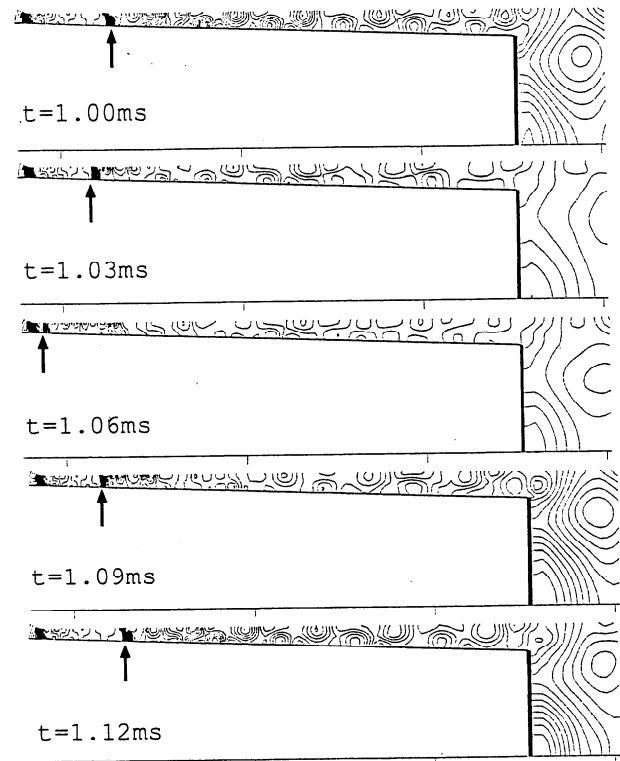


Fig. 6: Time variation of pressure contours from $t=1.00\text{ms}$ through $t=1.12\text{ms}$.

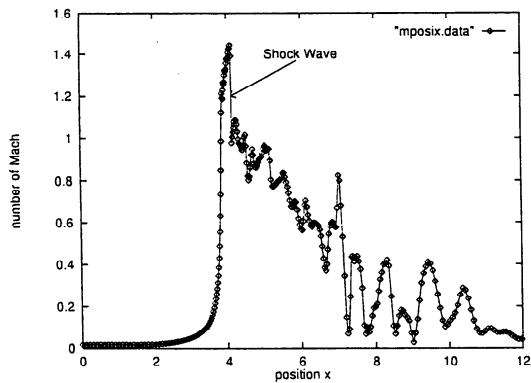


Fig. 5: Mach number distribution along the center line of flow passage.

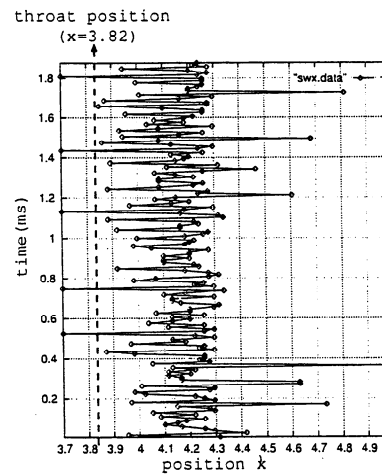
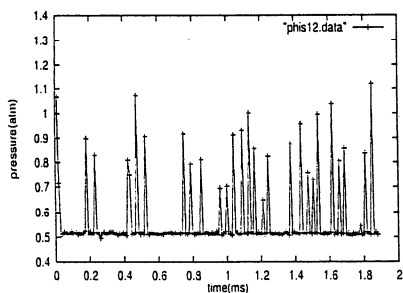
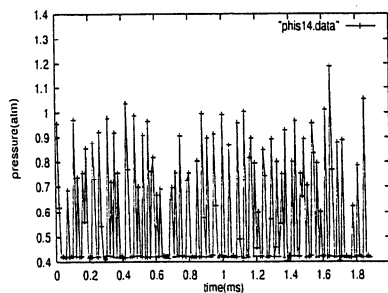


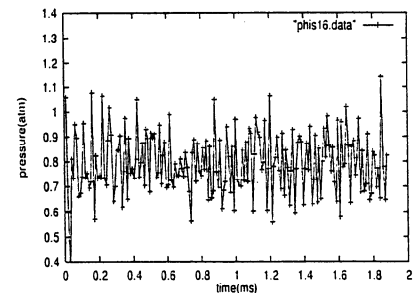
Fig. 7: Shock wave location with time.



x=4.00



x=4.13



x=4.31

Fig. 8: Time variation of wall pressure at $x=4.00$, 4.13 , and 4.31 .

回転ゲルトラー流れと熱伝達

益田重明、小尾晋之介（慶大理工）、江戸義博（JR東日本）

Heat Transfer in Rotating Goertler Flow

S.Masuda*, S.Obi* and Y.Edo**

* Faculty of Science and Technology, Keio University

** East Japan Railway Company

ABSTRACT

Heat transfer in a transitional boundary layer subjected to the spanwise system rotation has been investigated. The test wall has been electrically heated to give the constant heat flux condition. The surface temperature has been obtained by employing temperature-sensitive liquid crystal and the local heat transfer coefficient has been evaluated from the input power to the heater, by theoretically compensating the heat loss to the backside. The heat transfer is augmented on the pressure surface, on which the Coriolis force acts normal and toward the surface, while it does not change at all on the suction surface. This is due to the streamwise vortices generated by the Coriolis instability.

Key Words: rotating boundary layer, Coriolis force, Goertler vortex, heat transfer coefficient, liquid crystal

$$h_x \equiv \frac{q - q_L}{T_w - T_\infty} \quad (1)$$

1. まえがき

図1に示す回転平板境界層の熱伝達率がコリオリ力の作用方向と大きさに応じてどのように変化するかを、誘起される縦渦との関連に注目して実験的に調べた。

を求めた。ここで q は、ヒーターへの供給電力、 q_L は熱伝導方程式の数値解析から理論的に求めた裏面への熱伝導損失熱量、 T_w, T_∞ はそれぞれ、平板表面及び主流の温度である。

2. 実験装置と方法

回転風洞中に試験平板を挿入し、層流境界層を形成させた。試験壁面に設置されたステンレス膜ヒーターを通电加熱することにより、等熱流束条件を実現した。壁面温度は壁面に設置した感温液晶の色分布をデジタルカメラで撮影し、あらかじめ求めておいた色—温度検定曲線を用いて温度に換算した。これより局所熱伝達率、

3. 回転による熱伝達係数の変化

図2は得られた局所熱伝達係数をスタントン数、

$$St_x \equiv \frac{h_x}{\rho C_p U_\infty} \quad (2)$$

の形で整理した結果である。横軸は加熱開始点からの距離を代表長さにとったレイノルズ数、

$$Re_{x-x_l} = \frac{U_\infty (x - x_l)}{\nu} \quad (3)$$

、図中のパラメータは回転パラメータ、

$$Ro_{xl} \equiv \frac{\Omega x_l}{U_\infty} \quad (4)$$

で、 Ω は座標系の回転角速度である。従って、 $Ro_{xl} > 0$ の場合、コリオリ力が壁面に向かって作用し（高压面）、 < 0 の場合は逆向きに作用する（低压面）。静止状態における測定結果は、主流方向全測定範囲にわたって層流境界層に対する理論式(1)によく一致している。これに比べて高压面では、熱伝達率が回転数の増加とともに上昇し、静止平板乱流境界層の半経験式(2)に近づく傾向を示す。回転場の平板乱流境界層の熱伝達率についてはまだ明らかになっていないが、高回転パラメータの傾向は、乱流境界層の熱伝達率が、回転の影響により変化することを示唆している。これに対して低压面では、静止平板上の層流境界層の状態とまったく変わらない。

4. 流れ場との対応

図3は高压面における $x=430\text{mm}$ の位置で熱線プローブにより得られた平均速度の等高線と、同じく熱電対トラバースにより得られた、流体温度の等高線を比較した結果である。両者はよく一致しており、コリオリ力により誘起された縦渦が運動量及び熱の輸送を活性化させ流ことが分かる。その結果、スパン方向の downwash 領域で高流速—高熱伝達係数、upwash 領域で低流速—低熱伝達係数となるが、図2で示されたようにスパン方向平均で見ても熱伝達率が向上するのは、縦渦の非線形効果によると思われる。一方低压面では流速、温度ともスパン方向に一樣で、縦渦による運動量・熱輸送は期待できないことが明らかとなった。

5. 結論

コリオリ力が壁面に向かって作用する高压面では、コリオリ力による縦渦（回転ゲルトラー渦）の誘起に伴って、熱伝達率が著しく向上すること、逆向きに作用する低压面ではこの現象は見られ

ず、熱伝達率は静止場と変わらないことが明らかになった。このことは、回転場での伝熱促進デバイス設計に当たって、こうした力学的環境の差を考慮することが重要であることを示している。

参考文献

- (1)Kays, W.M. 1966: Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, New York.
- (2)片山ら、1986、伝熱工学資料、日本機械学会

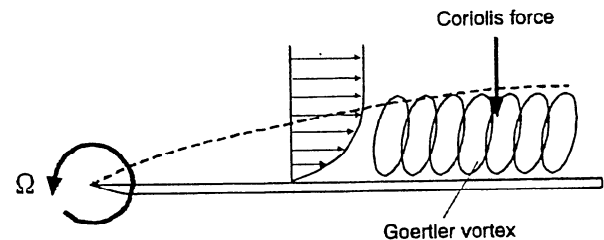


図1 回転ゲルトラー流れ

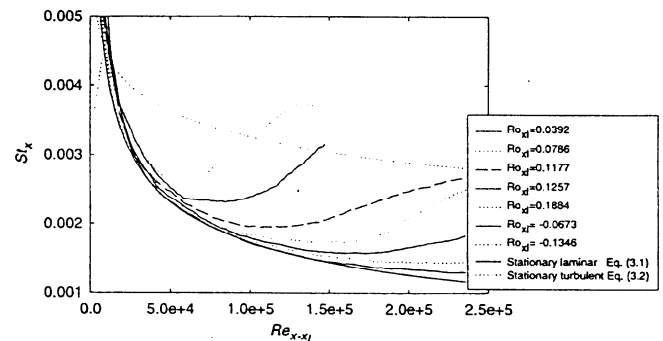


図2 スタントン数とレイノルズ数の関係

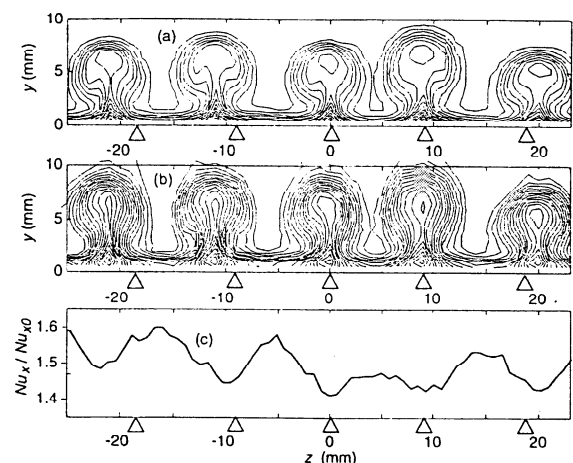


図3 速度場と温度場の対応

$U_\infty = 4\text{m/s}$, $\Omega = 4.6\text{rad/s}$, $x = 430\text{mm}$

(a)等速度線 (b)等温線 (c)局所ヌセルト数

マッハ波に対する平板前縁境界層の受容性

坂上昇史（阪府大工），西岡通男（阪府大工）

Leading-edge receptivity of supersonic boundary layer to Mach waves

Shoji SAKAUE and Michio NISHIOKA

Dept. of Aerospace Eng., Osaka Prefecture University

ABSTRACT

The receptivity of supersonic boundary layer to Mach wave incident onto leading-edge is examined numerically at a freestream Mach number 2.2. The result shows that, when the periodic Mach wave is coming from below the plate, the excited fluctuation in the upper side boundary layer is of the T-S wave mode. In the lower side boundary layer, however, the excited fluctuation is found to be governed by the forced wave due to the forcing field in the freestream along the boundary layer.

Key Words: supersonic boundary layer instability, boundary layer receptivity, laminar flow control

1. はじめに

本研究の主題は超音速境界層の音波に対する受容性である。超音速機が大気中を巡航するときの主流環境は静穏であるが、その翼境界層の乱流遷移を実験で模擬するとき、風洞側壁の乱流境界層から放射される音波の影響を受けて、境界層固有の増幅攪乱が励起される場合には、遷移が早まることになる。したがって、境界層に入射する音波が固有攪乱を励起するプロセス（受容過程）についてよく知る必要がある。

この問題に対する理論的研究として、Mack¹⁾は、波状壁を流れる非粘性流の圧力変動が境界層に入射するときに励起される攪乱を非粘性流の応答と線形安定性理論に基づく粘性攪乱を重ね合わせた強制攪乱として表し、その振幅が平板前縁から成長することを示している。Fedorov^{2,3)}らは、音波による平板前縁近傍での攪乱の励起を漸近近似により調べ、攪乱の励起機構と、音波の入射角と入射方向（平板の上または下）に対する依存性を示している。また、実験により調べた研究として、Kendall⁴⁾は、超音速風洞中に置かれた平板境界層に発生する変動を測定し、その振幅変化を上述の Mack の計算と比較することにより、風洞中に存在する音波攪乱が固有攪乱を励起すると結論している。Kosinov⁵⁾らや Maslov⁶⁾らは、人為的に発生させた音波攪乱が平板前縁に下方から入射するときに平板上側の境界層に励起される攪乱を調べ、その強さが攪乱の伝播方向に依存することを示している。しかし、超音速流中を伝わる音波攪乱による変動場や、境界層に励起される攪乱の構造などは明らかにされていない。

筆者らは、局所的で周期振動する攪乱源から放射されるマッハ波を微小攪乱に対するポテンシャル方程式を用いて記述してその特徴を調べ、この振動するマッハ波が境界層に入射するときに励起される攪乱を数値計算により調べた。その結果、入射するマッハに対する境界層の応答は、マッハ波に伴って境界層外縁に沿って現れる外乱によって作られる強制解（強制攪乱）が支配的となることを示した⁷⁾。

T-S波動を励起するための条件としては、音波に伴う速度変動から壁上での滑り無し条件により生成される渦度場がT-S波動の波数 α_{TS} 成分を含むことが必要である⁸⁾。渦度変動は流れに乗って流下するとき空間スケール（波数）を得るので、平板前縁のように局所的に激しく変化する流れ場では必要な波数成分を容易に獲得する。このように前縁近傍の流れは受容性の強い領域であり、超音速境界層の場合にも前縁に入射した音波に対する受容性について、前述の理論的研究^{2,3)}や実験^{5,6)}が行われている。しかし、超音速流中の音波、すなわち、マッハ波が前縁に入射する流れはやや複雑であり、境界層に励起される変動の構造や生成過程を実験で詳しく調べることは困難である。そこで、筆者らはこの問題を数値計算で調べることにした。NS方程式に基づく数値計算に加え、マッハ波による外乱環境を明確にするために非粘性流について、ポテンシャル流理論⁹⁾による計算とEuler方程式による計算も行った。

2. 前縁に入射するマッハ波に対する受容性

マッハ数 2.2 の超音速流中に迎角零で置かれた厚みの無い2次元平板の前縁近傍を考える。座標原点

を平板前縁におき、平板に沿って x 軸、垂直方向に y 軸をとる。下流側境界での排除厚さ δ_1 を基準長 L とし、 $-24 \leq x/L \leq 60$, $-21 \leq y/L \leq 21$ (以下単に x, y と表す) の領域を扱い、レイノルズ数を $Re = \rho_1 U_1 L / \mu_1 = 974$ とする。平板前縁に入射するマッハ波は、局所的でかつ周期振動する攪乱源から放射され、その角周波数は $\omega L / U_1 = 0.379$ 、振幅は u 変動 (流れ方向の速度変動) の最大値が主流速度の 0.18% とする。このマッハ波は攪乱源から引いたマッハ線上で振幅最大となる (図 1 参照)。本研究では、このマッハ線上に平板の前縁がある場合を考える。また、マッハ波が励起する攪乱と比較するため、前縁近傍の境界層分布を相似分布で近似し、その線形安定特性を計算した。角周波数が入射マッハ波と同じ T-S 波動は、波長が 9.239~11.592 ($3 \leq x \leq 60$) で、 $x = 28.5$ で中立安定となる。

振動マッハ波が前縁に入射する場合の圧力変動場 (NS 方程式) を瞬間等値線で図 1 に示す。マッハ波は、攪乱源から引いたマッハ線の下流の領域に伝播するが、平板によってその一部が遮蔽される上側 (領域①) では、変動の振幅は平板の無い場合に比べて減少し、反射される下側 (領域②) では増加する。図 2 は、この変動場を前述のとおりポテンシャル流理論⁷⁾による計算と数値計算 (Euler 方程式) で求めたもので、両者のパターンは同じである。図 1 の変動場は、この図 2 の変動場を外乱環境とするときの境界層の応答である。外乱としての (壁上の) u 変動の振幅・位相の x 方向の変化を図 3 に示す。数値解は、振幅・位相とも領域②の前縁近傍を除いてポテンシャル流理論の解とほぼ一致し、マッハ波の反射を含む攪乱の非粘性挙動に対する計算 (Euler 方程式) が妥当であることがわかる。

図 1 の流れ場を渦度変動の瞬間等値線で図 4 に示す。領域①には前縁の直後 (T-S 波動の約 1 波長) から典型的な T-S 波タイプの渦度パターンが見られるのに対し、領域②にはそれが見られない。境界層内の攪乱は、マッハ波が前縁領域と境界層外縁に誘起する変動場に対する境界層の応答である。外乱の強さの目安は図 3 の u 変動 (非粘性流の壁上の値) である。図 3 より、領域①では前縁の u 変動が下流の約 3.5 倍の振幅をもつので、下流で新たに作られる攪乱より前縁で励起された T-S 波動が卓越すると考えられる。一方、領域②の外乱環境は、図 3 の u 変動からわかるように、前縁領域と下流で強さはほとんど変わらず、境界層の応答はこの外乱に対する強制解が支配的となると考えられる。

境界層内に励起される攪乱の振幅・位相の x 方向の変化を図 5 に示す。振幅は境界層内の u 変動 (NS 方程式) で、位相は壁上の渦度変動で表す。図中実線は線形安定性解析によって得られる T-S 波動の振

幅・位相の変化である。また、比較のために、外乱環境としての非粘性流の壁上の u 変動 (図 3) をあわせて示す。領域②の境界層内の攪乱はその位相変化を見ると明らかに T-S 波動とは異なる。また、その振幅の変化は外乱のそれと同様であり、外乱による強制攪乱であると判断できる。前縁近傍での振幅は u 変動の最大値でみると入射マッハ波のその約 5 倍である。領域①の境界層の攪乱は、その位相変化や渦度場から T-S 波動と判断される変動であり、これは前縁近傍から発生している。また振幅変化も外乱とは異なり、前縁で励起された T-S 波動が卓越することがわかる。前縁近傍での T-S 波動の振幅はマッハ波の最大 u 変動の約 1/2 である。

マッハ波が前縁に入射する場合に領域②の境界層に励起される攪乱は、図 4 のようにその構造が複雑であることから、領域②は実験の対象から割愛される^{5,6)}が多かった。しかし、下流に注目すると (図 6)、壁近傍に T-S 波タイプの渦度パターンが認められる。このように強制解 (攪乱) は粘性型である。振幅は x 方向に波打ちながら減衰するが、 $x = 40$ 付近でも壁上の渦度変動は領域①の T-S 波動の約 2.5 倍の強さをもつ。このような T-S 波タイプの渦度の集中はその強さによっては 3 次元的な非線形発達に導き境界層を早期に遷移させる原因となる。領域①②の遷移過程の違いを実験により明らかにすることは興味深い。

3. まとめ

マッハ波が前縁に入射する流れを NS 方程式と Euler 方程式による数値計算でもとめ、境界層の受容過程を調べた。その結果、前縁領域の外乱とその下流の境界層外縁領域の外乱の強さに応じて、前者が卓越する場合 (この計算では平板上側) は固有モード (T-S 波) が、後者が前者と同程度になるか卓越する場合 (平板下側) には強制モード (強制解) が支配的になることを示し、これらの攪乱の強さも明らかにした。

引用文献

- 1) L. M. Mack (1987) AGARD Rep. No.709.
- 2) A.V. Fedorov, A.P. Khokhlov (1991) *Fluid Dyn.* **26**, 4, 531-537.
- 3) A.V. Fedorov, A.P. Khokhlov (1992) *Fluid Dyn.* **27**, 1, 29-34.
- 4) J. M. Kendall (1975) *AIAA J.* **13**, 3, 290-299.
- 5) A. D. Kosinov, et al. (1996) Proc. of ICMAR, 161-166.
- 6) A. A. Maslov, et al. (1998) Russian Academy of Sci., Preprint No.1-98.
- 7) 坂上, 西岡 (1999) NAL-SP.
- 8) M. Nishioka, M. V. Morkovin (1986) *J. Fluid Mech.* **171**, 219-261.

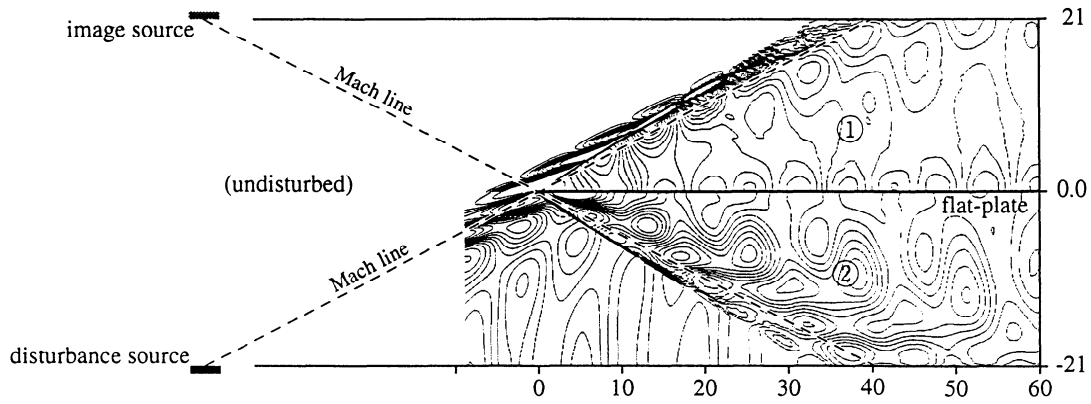


図1 平板前縁に入射するマッハ波の圧力変動（瞬間等値線図，NS方程式）

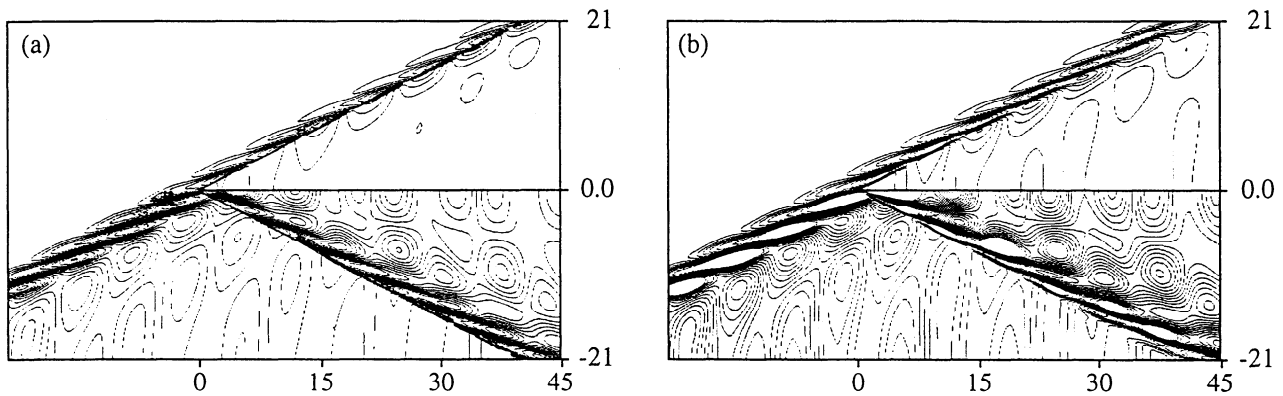


図2 平板前縁に入射するマッハ波の圧力変動場：(a) ポテンシャル流理論，(b) 非粘性の数値計算．

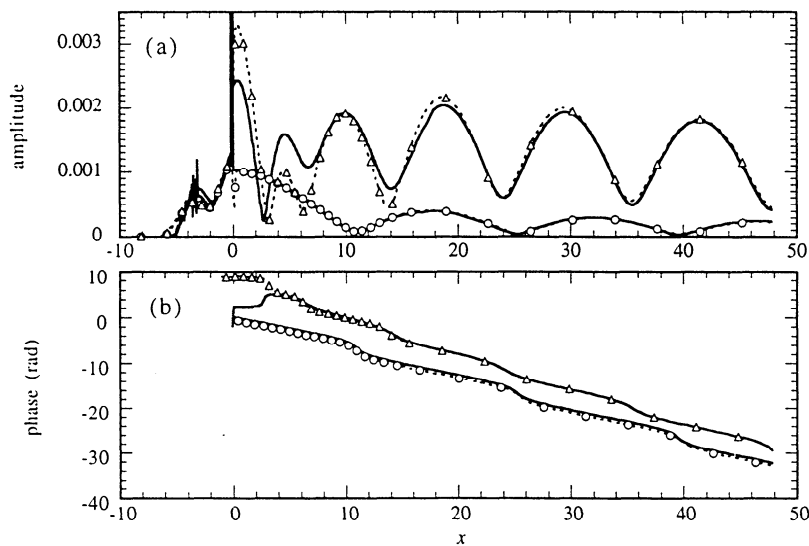


図3 平板前縁に入射するマッハ波が誘起する非粘性流の壁上での u 変動：(a) 振幅と(b) 位相の x 方向変化．ポテンシャル流理論に基づく計算（実線）と非粘性の数値計算（○：平板上面，△：平板下面）の比較．

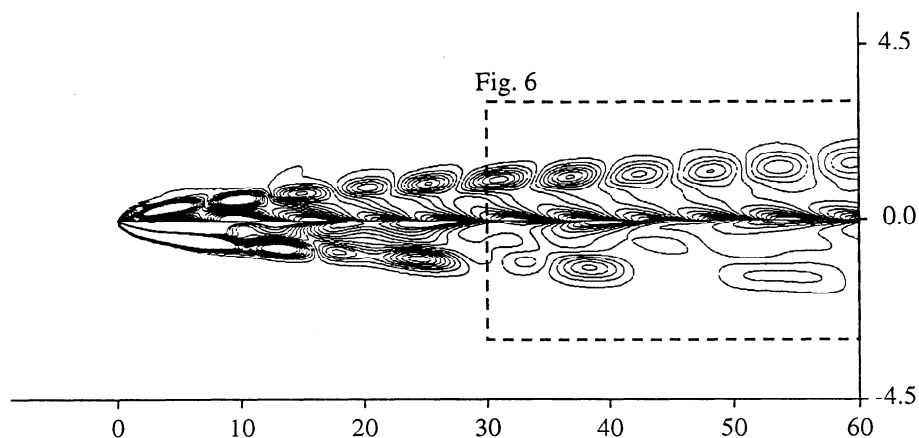


図4 平板前縁に入射するマッハ波が励起する渦度変動（瞬間等値線図）。

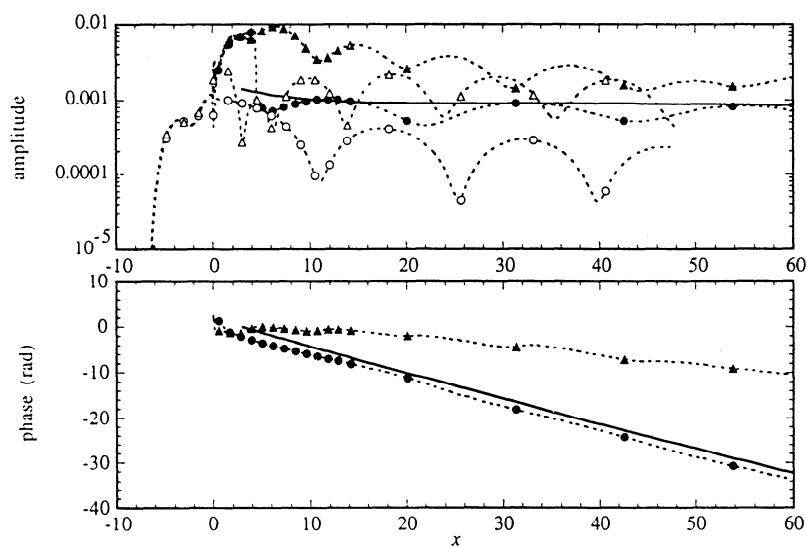


図5 平板前縁に入射するマッハ波が励起する攪乱（●：平板上面，▲：平板下面）の(a) 振幅と(b) 位相の x 方向変化，○，△：平板上下面（壁上）の非粘性流の u 変動，実線：線形安定性理論によるT-S波動の振幅・位相変化。

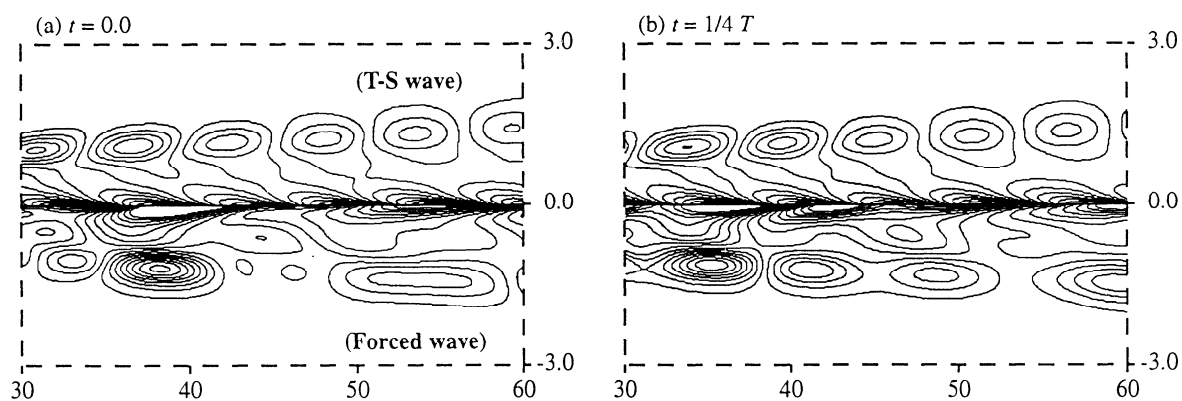


図6 下流側に現れる渦度変動。

斜め円柱境界層中に導入した点源攪乱の成長過程

福西 祐 (東北大工)、横川 譲 (東北大院)、伊藤 信毅 (航技研)

Growing Process of a Point-Source-Disturbance introduced into a Yawed Cylinder Boundary Layer

Yu Fukunishi*, Yuzuru Yokokawa* and Nobutake Itoh**

*Dept. of Machine Intel. and Sys. Eng., Tohoku University

**National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

Growing process of a point-source-disturbance introduced into a yawed-cylinder boundary layer is investigated by computing incompressible Navier-Stokes equations. A principal attention is paid to the streamline-curvature instability which derives from the curvature of the external streamlines, which is predicted by the linear stability theory. It is shown that although the streamline-curvature instability dominates the flow field, a structure deriving from cross-flow instability coexists in the region near the leading-edge. The structure of the streamline-curvature instability is shown.

Key Words: streamline-curvature instability, cross-flow instability, structure, yawed-cylinder.

1. はじめに

ブーゼマンによって提案された後退翼の原理は、衝撃波の発生などを回避する有効な手段として現在就航している航空機の多くに採用されている。しかし後退翼面上に発達する境界層は主流と圧力勾配の方向の違いによりねじれ、3次元化し、その結果乱流遷移が早期に起こり、粘性抵抗の増加という深刻な問題を生み出している。このような問題の解決のために3次元境界層の性質の早期究明が望まれており、重要な研究課題となっている。

後退翼上ではねじれた速度分布に変曲点が存在するため、横流れ不安定 (Crossflow instability) が発生することが3次元境界層特有の現象として知られている。これに対し Itoh⁽¹⁾ は傾斜円柱周りの流れの理論解析を行ない、境界層の外部流線が曲率を持つことによって横流れ不安定よりも低いレイノルズ数で流れ場を不安定化する流線曲率不安定 (Streamline curvature instability) の存在を予測した。Itoh の予測によると、流線曲率不安定により成長する変動は縦渦型の進行波で横流れ不安定に起因する変動と非常に性質

が似ており、流線曲率不安定が生じたすぐ下流で横流れ不安定が生じるため、流線曲率不安定による変動を見分けるのは難しく、またその成長率が比較的低いとされている。一方両者の相違点としては、成長する変動の振幅分布の形状が似ているものの位相分布は大きく異なる点が挙げられる。また Itoh⁽²⁾ は点源攪乱を用いた理論計算を行い、それぞれの不安定により生ずる不安定波群は互いに違った経路で下流に伝わり境界層内に楔形の変動領域を形成するはずであると予測しており、この性質を利用すれば2つの不安定波を容易に識別できるはずであると述べている。これらの現象は、高木らの後退円柱を用いた実験⁽³⁾⁽⁴⁾においても存在が間接的に確認されているものの、両者がどのような形態の変動波であるのかということに関してはほとんど解明されていないのが現状である。

本研究では、後退円柱前縁周りの流れの数値シミュレーションにおいて壁面から点源攪乱を導入し、その成長減衰の様子を観察することにより理論予測⁽¹⁾⁽²⁾および実験結果⁽³⁾⁽⁴⁾との比較を行った。また、渦度変動分布を詳細に調べることによって両不安定波の構造を調べる試みを行った。

2. 数値解析法

支配方程式は、以下に示す無次元化された3次元非圧縮性ナビエ・ストークス方程式(1)と、連続の式(2)である。

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

$$\text{div } \mathbf{V} = 0 \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{V} は主流速度 U_∞ で無次元化した速度ベクトル、 p は動圧で無次元化した圧力、 Re は代表長さを前縁の曲率半径 r_0 と後退角 Λ を用いた値 $L = 2r/\cos\Lambda$ としたときのレイノルズ数 ($Re = U_\infty L/\nu$) である。計算アルゴリズムとして MAC 法を用いた。この際、空間微分には2次精度の中心差分、また、移流項に対しては3次精度の風上差分 (Kawamura-Kuwahara Scheme) を用いた。時間進行には2次精度のルンゲクッタ法を用いた。速度の境界条件としては、壁面にすべり無しの条件、流入・外縁境界に一樣流、流出境界にはノイマン条件を用いた。圧力の流入・外縁境界についてはポテンシャル流の速度場からベルヌーイの定理より求めた値を用いた。また、速度、圧力ともにスパン方向には周期境界条件、前縁より上流の上下対称面では対称条件とした。

壁面の形状には翼の前縁形状を模擬するため4分の1円形を採用した。この際に流れが壁面からはく離を起こさないことはあらかじめ確認されている。

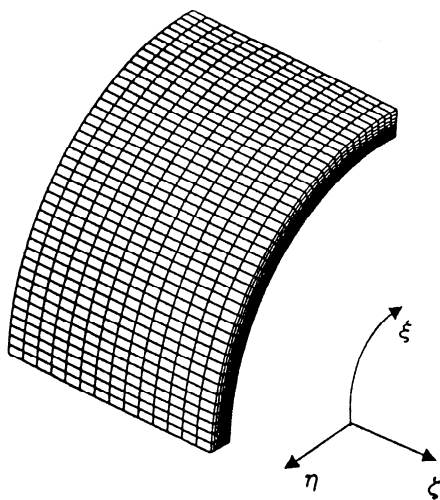


図1 計算格子

図1に計算格子を示す。図には間引きして示してある。格子数は θ 方向に131、 η 方向に40、 ζ 方向に60とした。前縁が $\theta=0$ 。円柱表面が $\eta=0$ 。攪乱を加え

る位置が $\zeta=0$ である。格子は円柱表面近傍において13点目まで η 方向に等間隔に配置されている。

本研究では、線形安定性理論⁽²⁾の予測に従い、攪乱源付近で横流れ不安定、流線曲率不安定ともに成長すると予測されているレイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^6$ 、および流線曲率不安定のみが成長すると予測されている $Re = 0.4 \times 10^6$ について計算を行った。ここで ν には空気動粘度 $\nu = 1.501 \times 10^{-5}$ を用い、後退角は $\Lambda = 30^\circ$ のみを用いた。点源攪乱としての吹き出し、吸い込みの位置はアタッチメントラインからの角度 $\theta = 18^\circ$ とし、速度変動の振幅 a_s は攪乱の成長が線形的となるように主流速度 U_∞ の0.5%とした。攪乱を与える際には、点源の周りの4点から逆符号の吹き出し吸い込みを行うことにより吹き出し吸い込みに伴う流量の変化をキャンセルした。また攪乱の周波数には線形安定性理論⁽²⁾により攪乱が成長すると予測される無次元周波数 $\hat{\omega} = -0.047$ を用いた。

3. 結果と考察

3.1 攪乱を与えない場合

図2に $Re = 1.0 \times 10^6$ の流れ場に点源攪乱を与えない場合の $\theta = 18^\circ$ における速度分布と、Falkner-Scan-Cooke の速度分布との比較を示す。この図から、理論値と計算値は良く一致していることがわかる。また、速度分布がねじれているために変曲点を持った横流れ速度成分が存在していることもわかる。同様な結果が $Re = 0.4 \times 10^6$ の場合にも得られた。

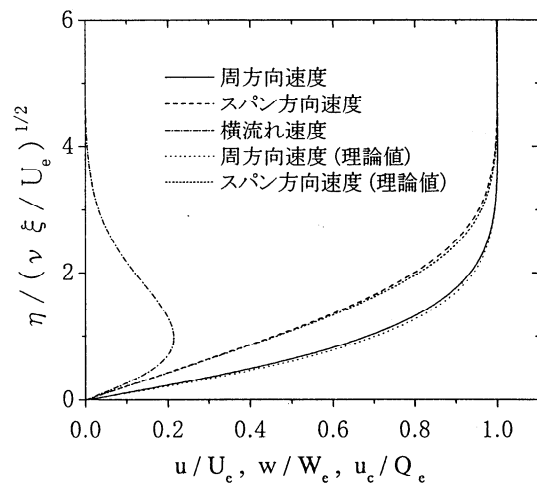


図2 境界層速度分布

3.2 攪乱を与えた場合の速度変動場

前節で得られた解を初期値として、以下の式によって攪乱を与える計算を行った。

$$u_s(\theta, 0, 0, t) = a_s \sin(\Omega t) \quad (3)$$

また、3次元境界層であることを考慮して周方向速度 u_θ とスパン方向速度 w を別々に取り扱うのではなく、両者のベクトル和の絶対値

$$q = \sqrt{u_\theta^2 + w^2} \quad (4)$$

に注目し考察を行った。なお、これ以降は $Re = 0.4 \times 10^6$ での計算結果を示す。

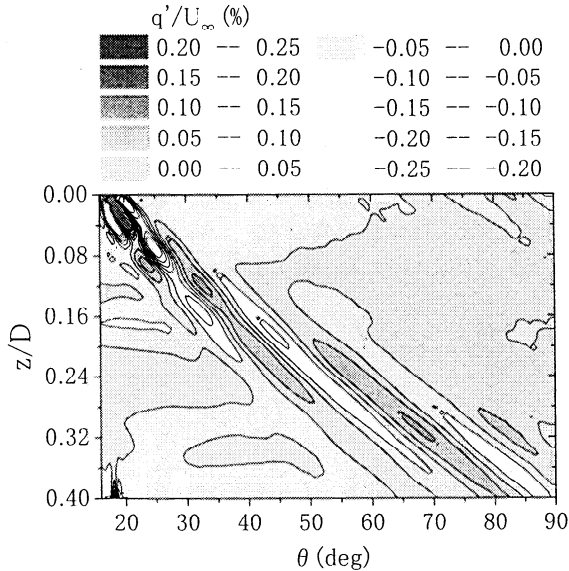


図3 速度変動 q' のコンター図
($\eta = 0.138mm$)

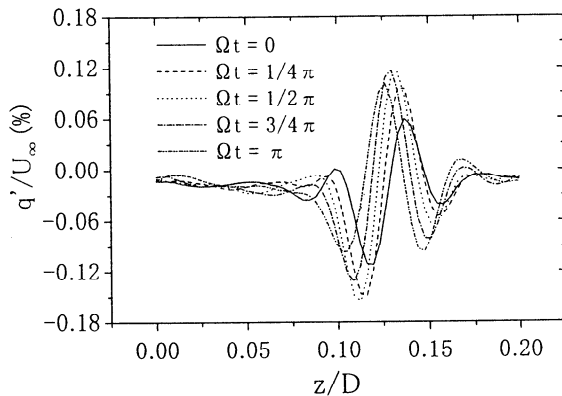
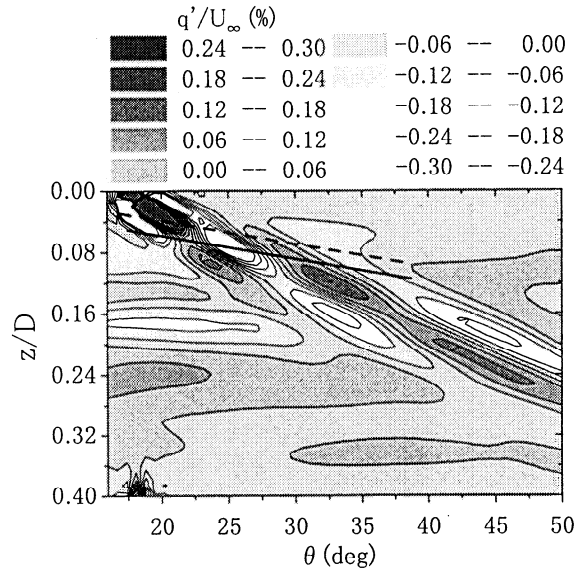
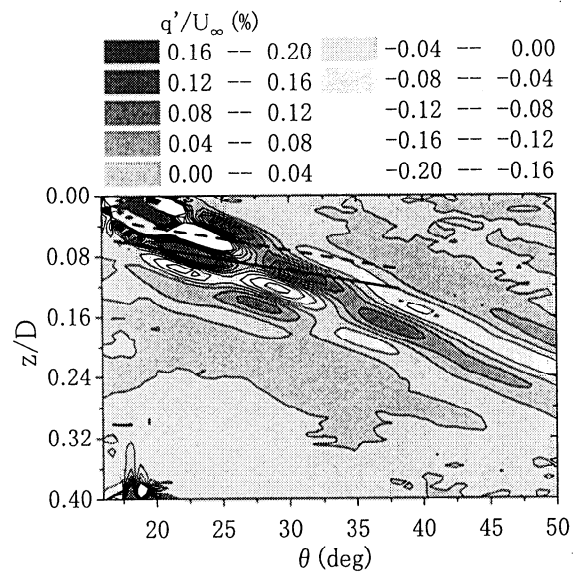


図4 速度変動 q' のスパン方向分布の時間変化

図3に $\theta - \zeta$ 平面における q の非定常成分 q' のコンター図を示す。ここで $\theta - \zeta$ 平面とは壁面に平行な面である。図より攪乱源から発生した速度変動が成長しながら流下しており、また図4に示した速度変動のスパン方向分布を見るとピークの位置が時間とともに移動していることがわかる。このことから速度変動自身は流下しながらも、進行波としてはスパン方向負の向きに移動していることがわかり、この伝播方向は予測された流線曲率不安定波の進行方向と一致する。



(a) $\eta = 0.287mm$ (境界層外縁付近)



(b) $\eta = 0.017mm$ (壁面付近)

図5 速度変動 q' のコンター図
(上下方向の位相比較)

次に図5に同じ流れ場における上流部分の壁面付近と境界層外縁付近の速度変動コンター図を示す。図より流れ方向に伸びた速度変動の島の正負が上下で一致していることが観察される。これらのことから、境界層の外層で位相差がほとんどないことがわかる。これは線型安定性理論⁽¹⁾が流線曲率不安定性に関して予測する性質と一致する。

一方、図中の上流部付近では速度変動の島に歪みが見られ、2種類の波が重なり合っていることが想像される。そこで図中に示した直線および点線の部分を両図で比較してみると、今度は上下で正負が反転していることがわかる。これはまぎれもなく横流れ不安定性

の特徴であり、このパターンが流れに乗って流下したとすればスパン方向正の向きに位相速度を持った変動波となる。つまりこの流れ場においては流線曲率不安定波が支配的であるものの、上流部においては横流れ不安定波も共存していると判断できる。また $Re = 1.0 \times 10^6$ の計算においてもほぼ同様の結果が得られ、レイノルズ数による違いは観察されなかった。

3.3 攪乱を与えた場合の渦度変動場

次に流線曲率不安定波が生成されるメカニズムについて詳しく調べるために、下流部における渦度変動ベクトルに着目した考察を行う。

図6に $\zeta - \eta$ 平面および $\theta - \zeta$ 平面における渦度変動ベクトル図を示す。(a)より渦度変動ベクトルの軌跡が環状になっていることがわかる。また(b)では $\zeta - \eta$ 断面に見られた環状領域が流れ方向に連なっている様子が観察される。環状領域は渦輪のようなものであり、このような構造が連なった場合、中心部には速度変動の正または負の領域が形成され、それは図3に示した流線曲率不安定波の島の位置と一致する。また、このような構造によって速度変動が生成されれば

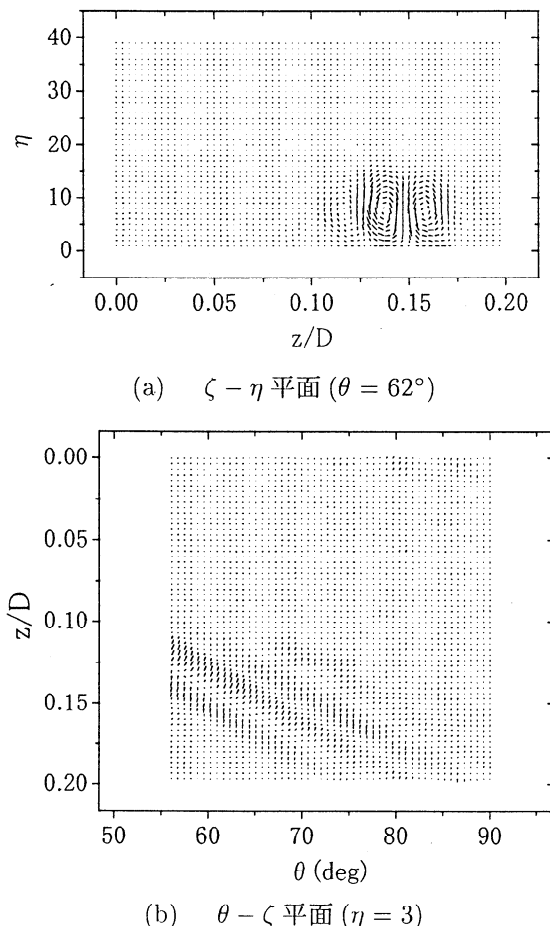


図6 渦度変動ベクトル

境界層内で位相差が生じないため流線曲率不安定波の特徴が証明される。これらのことから流線曲率不安定波は渦輪が流れ方向に連なったトンネルのような渦度構造によって生成されるものと考えられ、その構造のモデル図を図7に示す。一方、横流れ不安定波は流れ方向に伸びた縦渦構造であると考えられており、両者は図7の速度変動ベクトルと渦度変動ベクトルをちょうど入れ替えたような関係にある。

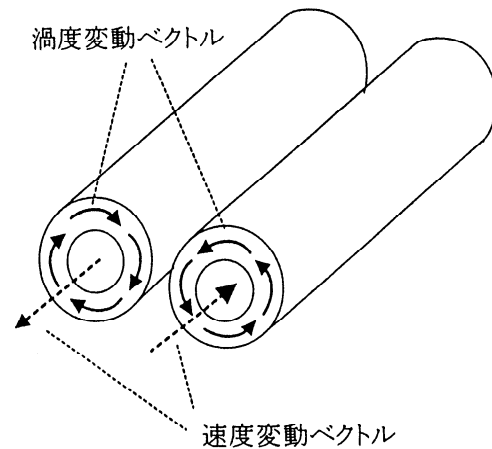


図7 流線曲率不安定波の渦度変動場モデル図

4 まとめ

3次元境界層内に点源攪乱を導入する数値シミュレーションを行い以下の知見を得た。

- (1) 上流部では流線曲率不安定波および横流れ不安定波が共存していることがわかった。
- (2) 二つの不安定波が空間的に分離するような現象は観察されず、下流部においては流線曲率不安定波のみが支配的であった。
- (3) 流線曲率不安定波を生成する渦度変動場は渦輪が流れ方向に連なったトンネル状構造となることが示された。

参考文献

- 1) Itoh, N. : *J. Fluid Mech.*, **317**(1996), pp.129-154.
- 2) Itoh, N. : *Trans. Japan Soc. Aero Space Sci.*, **39**(1997), pp.428-441.
- 3) Takagi, S., Itoh, N. : *Fluid Dyn. Res.*, **22**(1998), pp.25-42.
- 4) Tokugawa, N., Takagi, S., Itoh, N. : *AIAA Paper.*, 99-0814.

第 23 回・第 24 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 10 年度中に 2 回開催され、合計 37 の講演が行われた。回を追う毎に発表希望者が増えており、特に春は 3 日間開催しても講演時間を短縮せざるをえなくなっている。第 23 回と第 24 回の研究会で発表・討論された講演を内容別に分類すると次のようになる。

- ・流れの安定性に関する研究 (8)
- ・三次元境界層に関する研究 (5)
- ・超音速流に関する研究 (6)
- ・渦と音に関する研究 (6)
- ・乱流の構造と制御に関する研究 (5)
- ・その他の研究 (7)

以下にテーマ毎の研究成果をまとめる。

1. 流れの安定性に関する研究

山本ら(第 23 回)は平面ポアズイユ流における T S 波型遷移の力学機構を解明するために、直接数値シミュレーションを行い、線形安定理論や実験観測の結果と比較してよい一致を確認している。数値シミュレーションの利点は、層流状態から十分発達した乱流に至るまでを連続的に捉えられることのほかに、流れ場が少々複雑でも比較的容易に対応できることにある。二次元平行流への適用が一応の有効性を示したので、実用上最も重要である境界層流れにおける遷移現象を解明すべき時機に来ているように思われる。その際には、渦の成長が空間的と考えられるので、これまでの空間的周期性を仮定した時間的安定解析とどのように対応し、どのように異なるのかも重要な検討課題の一つと思われる。

福西ら(第 23 回)は、線形安定性理論は流れの安定性を数学的に検証しているに過ぎず、不安定な流れ場が成長する力学的なプロセスの説明にはなっていないとし、渦度場と速度場の相互関係から不安定性を支配する力学を明らかにすることを試みた。二次元の剪断流について渦度輸送方程式を用いて数値シミュレーションを行った結果、渦度の分布形状が変化しやすいかどうか流れ場の不安定性と見なすことが出来るとしている。また渦度勾配と速度の内積が流れ場の不安定性を表すパラメータとなりうる可能性を示した。斬新な考え方であり今後の発展が期待される。

そのほかに、安定性の理論的及び数値的研究に

属するものは二つである。宮寄と足立(第 23 回)は回転成層流体中における慣性重力波の三次元攪乱に対する不安定性を二種類の安定性解析、すなわち極短波長攪乱に対する W K B 法と中長波長攪乱に対するフーリエ級数展開法によって調べている。また、高橋ら(第 24 回)は急拡大部を持つ管路内の流れを考えてその非線形平衡解を数値計算で求め、レイノルズ数の変化に伴う流れのパターン変化とそれらの遷移を線形と弱非線形安定性理論および数値シミュレーションによって調べている。二つの研究とも、安定性理論の基本的な概念の多くを含む内容で、若い人達に対する教育的寄与も無視できない。

実験で特に注目されるのは浅井と皆川(第 23 回)の研究である。彼等は、平板上の層流境界層中に網片を壁に垂直に取り付けることによってその下流に単一の低速ストリークを発生させ、それと周囲の境界層流れとの間に形成される剪断層の不安定性を熱線風速計と可視化法で調べている。網のすぐ下流に設けられた 3 つの小孔からスパン方向に対称と反対称の攪乱を導入し、それぞれの成長が基本流の壁に垂直方向の分布とスパン方向分布の変曲点不安定に基づいていることを示した。さらに、対称攪乱がヘヤピン形の渦構造に、反対称攪乱は蛇行ストリーク構造に発達する様子も捉えられている。乱流境界層や遷移過程のかなり複雑な環境の中でしばしば観測される基本的な流れの構造を、単純な形で人工的に再生し、その特性を明らかにする手法は、基礎研究の典型を成すものとして高く評価されてよい。

ほかに回転系の流れに関する二つの実験が報告された。益田と小尾(第 23 回)は、電子計算機のハードディスク装置を簡略化したモデルとして、容器内積層回転円盤間の流れを考え、その不安定を実験と数値シミュレーションで調べている。円盤の弾性振動と流れの不安定性がフィードバック機構を構成するために、流れ場はかなり複雑な様相を示すようである。さらに益田ら(第 24 回)は、前縁の回りに回転する平板上の境界層を考え、コリオリ力によって誘起される縦渦と熱伝達率の関係を調べている。いずれも工学的要請に基づく研究であるが、流れの不安定という基礎的な現象が現実の重要性を持つ好例として意義深い。

2. 三次元境界層に関する研究

高精度で汎用性の高い遷移予測コードの開発

は、遷移研究において緊急課題の一つである。跡部と山本(第24回)は、独自の予測コード開発の第一歩として、市販されている e^N 法を用いたSALLYコードの検証を行った。まず超音速小型実験機に関して、断面形状の若干異なる二つの翼型について安定計算を行ったところ、最も不安定となる周波数はほぼ一致しているものの増幅率を示す N の値は異なった。二次元翼型NACA0015に関しても、各流速について最大増幅する周波数は実験と一致するが増幅率は一般に知られた値よりも高かったことから、定性的には妥当であるが定量的には満足できないとしている。続いて独自に開発したコードとSALLYコードによる結果を比較し、整合性のある結果を得ているが、独自コードの適用例が少なく、検証が十分議論されていないのが残念である。今後の発展に期待する。

斜め円柱境界層における流線曲率不安定の存在は、線形安定理論及び実験によって示されているが、不安定波の形態はあまり解明されていない。福西ら(第24回)は、数値シミュレーションにより斜め円柱境界層に導入された点源攪乱の振る舞いを調べた。その結果、流線曲率不安定が支配的な流れ場が形成されることを示し、線形安定理論との良い一致をみた。また攪乱源の近傍には横流れ不安定が発生し、二つのモードの重ね合わせが観察された。これは実験結果と整合する。ただし、レイノルズ数が高い場合でも流れの様子は変化せず、予測される横流れ不安定の増幅は観察されなかった。一方、壁面に平行及び垂直な断面内の渦度変動ベクトルから不安定波の形態を理解する試みがなされた。その結果、渦輪が流れ方向に管状に連なったトンネル状構造になっていることが示された。

これまでも回転円盤流において横流れ進行波を検出する試みは幾つかなされているが、線形安定理論と整合し支配的に増幅した進行波の存在を明確に示した報告例はまだない。高木と伊藤(第23回)は点源攪乱の分散性を利用し、横流れ不安定と流線曲率不安定の進行波の分離を試みている。横流れ不安定に有利な振動数を持つ攪乱を導入することにより、横流れ不安定の進行波が支配的な流れ場の形成に成功した。また成長率は低いものの、波の特性は概ね予測と一致している。また、一般の三次元境界層においても縦渦が支配的で線形安定理論の予測に一致しないことが知られているが、その原因についても考察している。進行波と定在波の振幅比から、壁面曲率による影響が周波数によって異なり安定化の効果が定在波により強く現れることを示した。そのために後退円柱の場合は進行波が支配的に現れると考察している。しかし submicron 程度の粗さでさえも縦渦を励起してしまう理由は依然とし

て不明である。

河上と小濱(第23回)は後退平板上の横流れ定在渦によって境界層内に形成される高剪断層の安定性を二次不安定の発生に焦点をあてて評価した。分布粗度を用いて大振幅の横流れ渦を励起したところ、スパン方向及び高さ方向の速度勾配の大きい位置に変動成分が分布した。二次不安定の特徴を明確にするため、イヤホンを用いて非定常攪乱を印加したところ、二つの周波数帯域の攪乱が成長することがわかった。攪乱は剪断が強い位置に局所的に発生するがそれぞれの発生位置は異なること、平板に平行な面内での空間構造も全く異なることが明らかにされた。また高周波成分の増幅率は低周波成分の3倍近いことから、主流乱れが小さい場合高周波二次不安定によって遷移過程が支配されることが示唆された。

Lingwood(1995)によって記述された、回転円盤流における絶対不安定は世界的に注目を集めているが、伊藤(第23回)はそれに反して回転円盤流においては絶対不安定波起こらないことを示し、Lingwoodの仮定が不適切であることを指摘した。攪乱を複素特性曲線法によって記述しその振舞いから絶対不安定が発生するかを調べた。その結果、絶対不安定は群速度が零となる点の存在が必要条件となるが十分条件ではないこと、群速度零点の近傍での解は有限に留まり絶対不安定のように発散しないこと、特異点は下流側にリーマン面を伴うために解の実現条件を阻害することなどを示した。

3. 超音速流に関する研究

超音速流れにおける乱流混合は圧縮性のために抑制され、これがスクラムジェットエンジンの開発などにとっては大きな障害の一つとなっている。比江島と西岡(第23回)は圧縮性の緩和と混合促進に有効な渦構造である中空縦渦に関して圧縮性を考慮した線形安定解析を行い、単体で存在する縦渦の安定性に及ぼす圧縮性の影響を調べた。中空縦渦は半径方向のある一定の領域にだけ渦度分布を有する。解析は主に中空部分の半径が1.5mmの縦渦について、周方向波数やマッハ数などをパラメータとして行われた。周方向波数が1の場合は圧縮性を考慮してもマッハ数によらず中立安定であり、周方向波数が3の場合に最も不安定となることが示された。また、マッハ数の増加とともに圧縮性のため増幅率が減少するが、 $M=0.4$ まではその影響が小さいことなどが確認された。

縦渦は超音速混合に有効な構造であるけれども縦渦そのものは安定であるため、混合を促進するには縦渦を小規模な構造へと崩壊させることが必要となる。浅井ら(第24回)は超音速せん断層と縦渦

列の干渉による混合促進を考え、2次元の数値計算を行った。一樣流中に縦渦だけがある場合縦渦はほぼ安定であるが、せん断層中にある場合はせん断層の密度場が縦渦の内部に巻き込まれバロクリニックトルクが働くことにより渦度分布が複雑化していく。また、中空縦渦の場合には非常に複雑な流れ場になり異種流体間の接触面積を著しく増加させることが示された。さらに、逆方向に回転する渦列が交互に並ぶ場合には、同方向回転の場合に比べ縦渦内部に取り込まれる流体の量が増加し、渦列の回転方向を工夫することで超音速混合の制御ができる可能性が示された。

古川と中村(第24回)は絞り部を有する円管の内部に先細形状の円柱が差し込まれた状態の二重円筒管内流れの数値計算を行った。流路は管絞り部と円柱の間で非常に狭くなるためその隙間を境に上流と下流では流れ場が大きく異なり、隙間が超音速ノズルとして作用するため隙間入り口では衝撃波が発生する。今回は特にこの狭い隙間内の衝撃波と境界層の干渉に注意が払われた。隙間内では管内衝撃波と境界層の干渉の結果疑似衝撃波が生成されていることが示された。複雑な流れ場における衝撃波の挙動が詳細に示されたが“狭い”ということの流体力学的位置付けはやや不明確であった。

坂上と西岡(第23回)は超音速境界層のマッハ波に対する受容性を数値計算により調べた。超音速風洞で遷移試験を行う場合には風洞側壁に発達した乱流境界層から放射される音波が攪乱源となって遷移を早める場合もあり得ることから、この問題はそのメカニズムを明らかにする上で非常に重要である。計算はマッハ波が平板の片方の面に入射される場合について行われた。境界層内に励起される攪乱はマッハ波に伴って現れる境界層外縁に沿った外乱に依存した強制攪乱が支配的であるが、外乱が減衰する下流の領域では攪乱がT-S波タイプに近づく。今回の計算領域内ではT-S波動が卓越していく様子は見られなかったがマッハ波の入射点近傍では励起される攪乱の強さが大きく、マッハ波が強い場合には入射点から遷移に至る可能性のあることが指摘された。

一方、平板前縁のように流れが激しく空間変化する場所は音波が渦度変動として受容されやすい領域であることが知られている。坂上と西岡(第24回)は引き続きマッハ波が平板前縁に入射する場合について超音速境界層の応答を調べた。外乱環境を明らかにするため非粘性のポテンシャル流理論とEuler方程式によっても計算が行われた。平板前縁に入射するマッハ波は平板の上側と下側で異なる圧力変動場を与え、マッハ波の一部が遮蔽される平板上側では下流の境界層外縁領域の外乱が前縁領

域の外乱に比べ弱くなり、マッハ波が反射される下側では上側に比べ変動の振幅が大きかつ前縁領域と下流側で外乱の強さがほとんど変わらない。両者の違いは境界層の応答の違いとなって現れ、平板上側では固有モード(T-S波)が誘起されるが、平板下側では強制モード(強制解)が誘起されることが明らかにされた。ただし、下側でも下流域ではT-S波タイプの変動が現れ、その振幅が平板上側におけるT-S波動の約2.5倍の大きさを持つことが示された。T-S波の振幅がある程度大くなれば早期の遷移を導く可能性があり、今後平板のそれぞれの面でどのように遷移過程が異なるのか明らかにされることが期待される。

次世代 SST の実現を目指した技術開発の一環として、吉田ら(第23回)は小型超音速実験機における自然層流翼の設計を行った。自然層流翼そのものは古くからある技術であるが超音速機の翼型に適用された例はない。二次元翼の場合は最低圧力点をできるだけ下流に移行させる、すなわち加速域を長くすることで広い層流域を維持しようとするのであるが、超音速機の翼形状は大きな後退角を有するため横流れが生じるから横流れ不安定による遷移を抑えるような翼形状の工夫が必要である。吉田らは前縁近傍で急激に加速してその後は翼弦方向における圧力勾配を速やかになくしてしまうようなステップ関数的圧力分布形を有する翼型を提案した。設計手法としては、初期形状に対するCFD解析結果の圧力分布と理想的な目標圧力分布とのずれから形状修正量を算出し、そのずれがなくなるまで同様なルーチンを繰り返す、いわゆる逆問題設計法を適用した。計算結果は良好で目標値と非常によく一致する圧力分布を有する翼形状が得られた。また、遷移位置の推定が e^N 法によってなされ、設計された翼面上におけるN値の分布と目標圧力分布から得られるN値の分布はおおむね一致した。ただし、横流れ不安定が支配的な場合の超音速飛行環境下における“遷移対応値”に対するデータベースが現在皆無なため、N値から定量的に遷移位置を推定することは困難であった。今後、実験による遷移位置計測を行うことで設計の有効性を実証することおよび遷移対応値に対するデータベースを蓄積することが是非とも望まれるところである。

4. 渦と音に関する研究

前川ら(第24回)は薄い平板の後流に形成される渦形成過程を熱線風速計で詳細に調べた。彼らは初期条件を人工制御できる利点を生かして静止した流体中で平板と熱線プローブを曳航する装置を用いた。平板直後の局所絶対不安定から発生する不安定波とさらにその下流に形成されるカルマン渦

との関係に着目して報告した。絶対不安定で成長した不安定攪乱は平板厚の6倍程度までは流れを支配しているがその下流では絶対不安定周波数より僅かに高い周波数のカルマン渦に取って変わるのを観察した。またこの2つの攪乱の非線形干渉で発生した差の低周波成分が成長すること等が示された。今回はレイノルズ数が低い流れについて調べられたが、絶対不安定領域が臨界値を越えると渦の生成過程がどのように変化を受けるか今後の進展に期待したい。

蒔田と西沢(第23回・第24回)は乱流斑点内部の渦構造を多点同時計測による詳細な計測により調べた。乱流斑点は境界層の遷移領域に現れるが境界層の外縁を超えた大規模構造に成長することから、従来十分発達した乱流境界層中に存在する乱流バルジとの類似性が指摘されていたが、その因果関係は未だ不明である。彼らは並進する二つの斑点を融合させてその後の発達を調べた結果、融合部では鉛直上方への成長が卓越することから融合部の構造が乱流バルジと関連を持つ可能性に着目し、融合による斑点内部構造の変化を観察した。その結果、融合時には各斑点の翼端部に位置する縦渦間の相互干渉により上昇流の存在を示唆する強い低速の領域が形成され、融合が十分進行した下流位置では融合部上層において数個の横渦構造が流れ方向に連なって形成されていることが示された。それらの流れ方向間隔は十分発達した乱流境界層中で得られている乱流バルジの平均間隔と近い値であり、興味深い結果が得られた。今後の詳細な解析が期待される。

永田ら(第24回)は、カルマン渦列に二次的に形成される *Fingers* と呼ばれる縦渦についての実験を行い、これを詳細に可視化した。時間空間的に不規則な発生を繰り返す *Fingers* を調べるため、ここでは円柱の上流に針金を設置することで発生位置を特定し、水素気泡法と電解沈殿法によって可視化された流れを観察した。その結果、渦列の安定性に与える *Fingers* の影響が明らかになった。また設置された針金の配置による *Fingers* の発生状況の変化を明確にした。

一様な流れの中に置かれた円柱から放出される音はエオルス音と呼ばれ、その発生機構は円柱表面圧力変動に起因すると言われている。しかしこの関連付けを臨界レイノルズ数以上で調べた例はなく、藤田ら(第24回)の実験によって初めて詳細に調べられた。それによると、エオルス音のピークレベルが遷移領域において減少することが明らかになった。そしてその原因として、表面圧力変動のピークレベルの減少と、円柱スパン方向の大規模構造渦の崩壊の2点にあるとしている。

坂尾(第24回)は空力音インテンシティの近傍場での測定の問題点について実験を通して考察した。筆者はこれまでの実験で音響パワーの流れを測定した際、対象とする音波とともに本来存在するはずのない別な発生源から発せられた音波を測定した(SP-40)。この原因を特定するため更に詳細な実験を行った結果、これは音源の近傍場に異物が持ち込まれることで音波が発生する、「近傍場の散乱」と呼ばれる現象であることが判明した。そして測定に用いたマイクロホン自体が新たな音源となり、本来の音響場を攪乱し得ることを立証した。

5. 乱流の構造と制御に関する研究

壁面境界条件が乱流構造に如何に影響するかということは工学的にも重要な問題である。早川ら(第24回)は平板の両面に発達した乱流境界層の後流に、平板の厚さと同じ直径を持つ針金を等間隔に並べた二次元格子とその片側に壁を張った粗面壁上の2種類の乱流境界層を実験的に計測した。その結果、針金間の隙間の存在は粗面壁に比べて u 変動を著しく増大させることがわかった。また、針金の間隔が小さいほど境界条件の影響を受ける内部層の厚さは大きくなる。さらに、格子面上に壁面境界層とは異なる擬周期的速度変動が誘起されることが明らかとなった。

乱流中の大規模変動と微細変動の相互作用を明らかにすることは工学的にも重要である。石井ら(第24回)は一様等方性乱流中に埋め込まれた円柱渦とその周辺の流れのDNSを行い、旋回流中の乱流構造を数値解析した。その結果、円柱渦の存在は乱流微細構造の発達を促進させることが分かった。また、初期に等方的に含まれていた微細渦が円周状に巻き取られて、軸対称的構造を持つてくる。さらに、速度相関については、軸方向速度の相関は円柱渦表面で最大値を持つが、半径方向速度の相関は渦表面から離れた位置で最大値を持つことが明らかになった。

流れの剥離を制御することは航空機の安全にも関連して重要である。望月(第24回)は剥離を抑制するために必要なエネルギーを減らすため、剥離制御をいつ開始するかというタイミングについて実験的に研究した。剥離流としてはピッチングアップ運動をする翼の動的剥離を使用し、制御は翼の前縁から吹き出す壁面噴流を使用した。その結果、剥離を抑制するために必要な噴流のエネルギーを最小にする最適な噴出時間及び噴出速度が有ることを実験的に示した。本研究の実用的技術への発展が望まれる。

三浦と木田(第24回)は乱流中の微細渦を圧力断面極小旋回法を応用して可視化することによ

て、一様等方性乱流中の微細渦の相対運動を調べてきた。本研究では特に接近する4本の渦管に注目し、その運動を追跡することによって、乱流中の微細渦管の相互作用のメカニズムを調べた。この様な乱流中の微細構造である渦管の力学構造を明らかにすることは乱流の普遍的な力学法則の解明に結びつくことと期待される。

船舶の摩擦抵抗を低減するために船舶の周りに空気の微小な気泡（バブル）を流す方法が有効であることが児玉（SP-40）によって報告されている。川島ら（第23回）はこの研究のその後の進展として、バブルの局所ボイド率と局所摩擦抵抗を精密に測定し、局所ボイド率を上げることが摩擦抵抗低減に効果的であることを示した。また、PIVによる詳細な速度場の測定が実施された。この方法が抵抗低減の有効な技術として確立するためには、速度場の構造と応力低減のメカニズムの解明が必要と考えられる。

6. その他の研究

静粛でしかも低温高レイノルズ数風洞を目指した日本では初めての本格的な連続式小型超音速風洞が1995年に航技研に建設された。低温動作運転はまだ実施されていないが、常温風洞特性に関してはこれまでに多くの評価試験が行われてきた。静粛は気流特性の中で超音速流に固有な圧力変動に重きを置いた用語で、同様な意味合いで静穏を用いる場合もある。静粛条件は甚だ曖昧でまだ確立された指標はないが、一応の目安として総圧変動の大きさが動圧に対して0.1%以下の場合を指すようである。澤田（第24回）は風洞特性の中でこの圧力変動に特に着目して今回報告した。この小型超音速風洞の集合胴、縮流胴出口及び測定部中央における総圧変動を総圧0.55KPaの一定条件下で設定可能なMach数1.5・2.5の範囲で比較した。その結果によると、集合胴と縮流胴出口間では有意な差は認められず、Mach数の増加と共に総圧の変動レベルは減少した。この減少は圧縮機の効率的運転に帰するところが大きいと説明している。確かに低Mach領域において総圧変動を周波数分析すると送風機から由来する数kHzの顕著な変動が観測された。しかし測定部における変動圧はMach数が1.8を越えると増大傾向を示し、この結果は先に示した集合胴と縮流胴出口における傾向と明らかに矛盾している。この不一致に対してはこれまでの多くの文献で指摘されているように乱流境界層から放射される音圧変動で主流が汚染されたことによると解釈される。いずれにせよ、測定部においては当初日論んだ静粛条件を満たしていないことが明らかにされた訳であるが、圧縮機の運転効率をさらに改善すれば、測定部境界

層が乱流であっても静粛超音速流を実現できる可能性があることを指摘している。

静粛超音速流を実現するためのもう一つの可能性は、測定部内壁に発達している境界層の層流化対策が挙げられる。現状では境界層はすでに乱流であることを述べたが、この乱流遷移がどこで生じ、またその遷移を促進する機構は何か、さらに層流化を実現するためにはどのような手だてが必要かについても研究が推進されている。高木ら（第24回）は乱流遷移の主要な原因は超音速スロート上流の縮流胴内にあることを特定すると共に、普遍的な不安定機構の介在を想定してほぼ同程度のレイノルズ数が実現可能な小型低乱風洞の縮流胴境界層を計測した結果についても報告した。上記2つの縮流胴境界層に共通な点は凹面領域で境界層の厚みが増していることと比較的規則的な速度変動の増幅である。これらの原因として境界層の剥離ないしはゲルトラ不安定を指摘しているが、どちらの機構が絡んでいるにせよ縮流胴設計法の抜本的な見直しが必要となろう。原因特定には流れの可視化は大変助けとなるから是非試みて欲しい。

一方、縮流胴の入口でたとえ境界層が乱流であっても、強い加速流で境界層は層流化する可能性がある。三栖（第24回）は、絞り比がいずれも5:1で絞り形状の異なる3種類の縮流胴を用いて、乱流境界層の層流への逆遷移機構を調べた。平板境界層の逆遷移開始基準としてPatel-Headの基準式は良く知られているが、三栖は壁面曲率を考慮した修正基準式を提案し、実験結果と良く合致することを確認している。層流化した境界層がその後どのような振る舞いをするか大変興味ある課題である。またこの課題は超音速風洞の縮流胴とこれに続く超音速スロートに沿う境界層の遷移と絡んで重要であるように思われる。

数値計算が現実の流れをどの程度記述出来るかを明らかにする観点から、本橋ら（第23回）は前回の研究会において低レイノルズ数における正方形角柱周りの流れの計算結果を報告したが（SP-40）、今回は実験結果と計算結果を比較し、その相違の原因について考察した。まず、流れの速度分布については、円柱近傍では実験と計算にはかなり相違が見られるが、下流ではよく一致した結果が得られた。一方、速度の変動成分については大きな相違が見られるが、これは実験と計算における初期条件や境界条件の違いが強く反映した結果と考えられる。

微小流量の計測には普通熱式の質量流量計が用いられるが、この流量計の校正のために計量研究所では音速ノズルの流量を理論的に算出している。しかし実験値とこの予測値との比較では、室素では

かなり良い値を示すが二酸化炭素では誤差が大きくなることが知られている。横川と西岡(第 24 回)はこの原因が気体の分子運動にあると考え、特に振動運動に着目して平衡状態とのずれを評価した。その結果、二酸化炭素に対しても高い精度で実験値を予測することが可能になり、誤差の原因が振動平衡流の影響であると結論づけた。

プラズマの閉じ込めは軸対称な磁場配位によって実現されるが、わずかな対称性のずれが誤差磁場を生じ磁気島が形成されて閉じ込めが悪化する。誤差磁場はプラズマ内に渦度と電流が非常に強くなるごく薄い層を形成する。この層は境界層と呼ばれ、境界層内の特性はプラズマの慣性が微小であるという近似の下で境界層理論により解析される。石沢と徳田(第 24 回)はこの解析にプラズマ慣性の効果を考慮した新たな解析手法を提唱し、磁気島形成の原因となる磁気再結合の時間スケールに従来にないタイプの性質を明らかにした。

研究会幹事	伊藤信毅
	山本稀義
	高木正平
	徳川直子

航空宇宙技術研究所特別資料 43 号

平成 11 年 11 月発行

発行所 科学技術庁航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7-44-1
電話(0422)40-3075 ㊦182
印刷所 株式会社 廣 済 堂
東京都港区芝2-23-13

© 禁無断複写転載

本書(誌)からの複写,転載を希望される場合は,管理部
研究支援課資料係にご連絡ください。

