

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-21

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第11回・第12回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

1993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」研究会講演論文集
(第11回・第12回)

Proceedings of the 11th and 12th NAL Workshop on
“Investigation and Control of Boundary-Layer Transition”

「境界層遷移の解明と制御」研究会
Steering Committee of NAL Workshop on
“Investigation and Control of Boundary-Layer Transition”

は し が き

本報告集は、平成4年9月と平成5年3月に航空宇宙技術研究所で開催された第11回と第12回「境界層遷移の解明と制御」研究会の講演要旨を収録したものです。本研究会が発足してから既に6年が経過し、この報告集も5冊目になります。本年度の刊行からは研究所の方針でB5版からA4版に変わったため、報告集の厚みが減じましたが、その内容は発足当時に比べると実に広範囲で多岐にわたり、益々充実して来ています。このように活況を呈して来たことは研究会の雑務係として感慨無量です。

これまで開催された12回の研究会での総講演数129のうち、理論的研究25、実験的研究78に対し、数値シミュレーション関連は19と昨今の趨勢に比べるとあまり多いとは言えません。より信頼性の高い流れの予測にこれら三者の綿密な関係作業は不可欠です。流れの数値シミュレーションに関する研究発表を大いに歓迎いたします。また本研究会は乱流遷移とその周辺の流体力学の基礎的研究を中心課題としておりますが、これらに関連する新しい試み、速報や中間報告的な研究発表も歓迎しております。

今回の講演論文集を刊行するにあたって、研究会参加者、講演者、講演集原稿を準備して下さった方々、および会場使用を許可され、種々御協力下さった空力性能部海老原部長と総括室の方々に厚くお礼を申し上げます。

平成5年7月

「境界層遷移の解明と制御」研究会

幹事 伊藤 信 毅
山本 稀 義
高木 正 平

目 次

はしがき

第11回研究会（平成4年9月28日・29日）

1.	超音速後流における乱流混合の促進	1
	航空宇宙技術研究所 野村 聡幸	
2.	矩形ダクト流遷移の数値シミュレーション	5
	電気通信大学 山田 竜也 細川 巖	
	航空宇宙技術研究所 山本 稀義	
3.	長方形管流の不安定性と乱流二次流の発生	9
	京都工芸繊維大学 巽 友正 日立製作所 吉村 卓弘	
4.	離散近似 Navier-Stokes 方程式を用いた平行, 非平行流の安定性解析	13
	計算流体力学研究所 千葉 賢	
5.	境界層の遷移と非定常剝離 — 人体模型の音を通じて	19
	近畿大学工学部 坂尾富士彦 ながれ研究集団 佐藤 浩	
6.	円柱近傍後流に関する実験と計算の比較	25
	計算流体力学研究所 大田黒俊夫 水藤 寛	
7.	Re 附近において回転円柱に作用する力	31
	名城大学理工学部 奥出 宗重 大蔵 信之	
	岐阜大学名誉教授 松井 辰彌	
8.	カルマン渦列のアクティブ制御について	35
	大阪府立大学工学部 西岡 通男	
9.	後退翼における境界層遷移(II)	39
	東北大学流体科学研究所 小濱 泰昭 小田島保志	
10.	三次元境界層の横流れ進行波について	43
	航空宇宙技術研究所 高木 正平 伊藤 信毅	
11.	超音速輸送機に係わる環境問題と流体力学	47
	航空宇宙技術研究所 海老原正夫	

第12回研究会（平成5年3月25日・26日）

12.	ポアズイユ流の2次元分岐構造	51
	東京大学理学部 梅木 誠	
13.	後流における絶対カオスと対流カオス	55
	電気通信大学 前川 博	
14.	染料流脈と粒子流跡の同時抽出法による秩序運動の時空間構造の検討	59
	徳山工業高等専門学校 大成 博文 渡辺 勝利	

15. 凹曲面に沿う縦渦波長の実験	63
	明治大学工学部 伊藤 光 石井庄太郎
16. カルマン渦列の周波数決定機構	65
	都立科学技術大学 浅井 雅人
17. 楕円型不安定性に対する密度成層効果	69
	電気通信大学 宮崎 武 名古屋大学工学部 福本 康秀
18. ベナール対流における形の形成	73
	同志社大学工学部 水島 二郎
19. カルマン渦列の三次元構造 — 縦渦 Fingers の発生機構	79
	岐阜大学工学部 永田 拓 洞山 隆弘
20. リブレット粗面開水路乱流の平均流速分布	85
	山口大学工学部 斎藤 隆
21. 粗度の誘起する不安定性	91
	日本大学工学部 本橋 龍郎
22. 横流れ不安定場における乱流遷移プロセス	93
	東北大学流体科学研究所 小濱 泰昭 渡辺 創 川崎重工業 小田島保志
第11回・第12回研究会の総括と成果	97

超音速後流における乱流混合の促進

野村 聡 幸*

Enhancement of Turbulent Mixing in Supersonic Wake

Toshiyuki NOMURA

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

Spanwise periodic cutouts at the end of a fuel injector in scramjet engine introduce longitudinal vortices into the wake and enhance turbulent mixing of hydrogen and oxygen. More effective mixing is expected if an oblique shock wave impinges on the wake. Thus computational investigation is made to confirm this idea in the case of a flat plate with cutouts. An oblique shock wave with no oscillation has very little effect on the wake, but the shock oscillating with a low frequency 19.1 kHz makes the core of longitudinal vortex wavy and the shear layers wrapping round it fluctuate in a complicated manner. When the shock oscillates with a high frequency 43.1 kHz, the shear layers wave quite regularly, while the core of longitudinal vortex is hardly influenced.

Key Words: turbulent mixing, supersonic wake, spanwise periodic cutouts, scramjet engine, longitudinal vortices, oblique shock wave, oscillation, shear layers

1. はじめに

スクラムジェットエンジン内で燃料の水素と超音速気流中の酸素を効果的に混合させる方法として、燃料注入装置に切り込みを設けて後流に縦渦を導入し、後流の乱流化を促進することが考えられている^{1),2)}。また、後流に斜め衝撃波が入射すると、自由剪断層との干渉により、後流の乱流化に有効なことがわかっている¹⁾。

本研究は、超音速流中に置かれた平板の後縁に切り込みを設けて後流に縦渦を導入し、さらにその後流に弱い斜め衝撃波を特定の振動数で振らせて入射させることで、後流がどのような影響を受けるか数値実験により調べた。

2. 計算法

オイラー方程式を基礎方程式とし、非粘性流束を Chakravarthy-Osher タイプの TVD³⁾ スキームで求めた。また、時間進行には陽的二段階ルンゲ・クッタ法を用いた。

計算領域を図1に示す。計算格子は x, y, z 方向それぞれに等間隔の矩形格子であり、 x 方向180点、 y 方向140点、 z 方向20点である。

初期流れとして計算領域全域に x 方向を流れ方向とするマッハ数2.5の一樣流を与えた。

境界条件として、上流、下流、上方の各境界と下方境界の斜め衝撃波入射位置より上流に初期流れと同じ一樣流を与えた。下方境界の斜め衝撃波入射位置より下流では一樣流が 5° 偏向したときの流れを与え、これにより衝撃波角 27.4° の弱い斜め衝撃波が下方境界から計算領域に入射するようにした。なお、斜め衝撃波入射位置は中心 $x=2.5$ 、振幅0.5で正弦波状に振動する。振動数は0, 19.1, 43.1kHzの3ケースを選んだ。物体面と側方境界には対称条件を課した。

3. 結果と考察

平板後縁から下流へ延びる自由剪断層と縦渦がどのような干渉し、またそれらが斜め衝撃波の入射によってどのような変化を受けるか、 z 方向のほぼ中央位置 ($z=0.475$) の

* 航空宇宙技術研究所

断面での密度分布と渦度分布を基に調べる。

3.1 斜め衝撃波が振動しないときの後流

後流の構造が強固であることとそれに入射する斜め衝撃

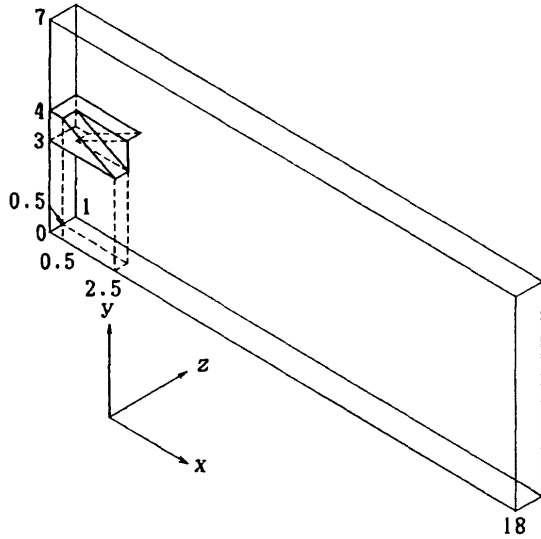


図1 計算領域

波が弱いことから、流れは定常を保つ。

図2の密度分布から、縦渦は斜め衝撃波の上流と下流でその構造を変えておらず、衝撃波から乱流化を促進するような影響は受けていない。

図3に現れている層状の渦度分布とその向きは、物体後縁から延びる剪断層が縦渦に巻き付いていることを示しており、その構造は図4のように推定される。衝撃波が剪断層に入射した直後、バロクリニックトルクによる渦度の上昇がみられるが、他に衝撃波入射による影響は現れていない。

3.2 斜め衝撃波が遅く振動するときの後流

19.1kHzで振動している斜め衝撃波入射位置が上流に移動して $x=2.5$ にきた瞬間の後流について調べる。流れは周期的となる。

図5の密度分布から、縦渦の核の部分が斜め衝撃波の振動の影響で波打っているのがわかる。さらにその縦渦の変形による影響で、縦渦に巻き付いている剪断層が歪むとともに、局部的に渦度が高くなっていることが図6に示されている。

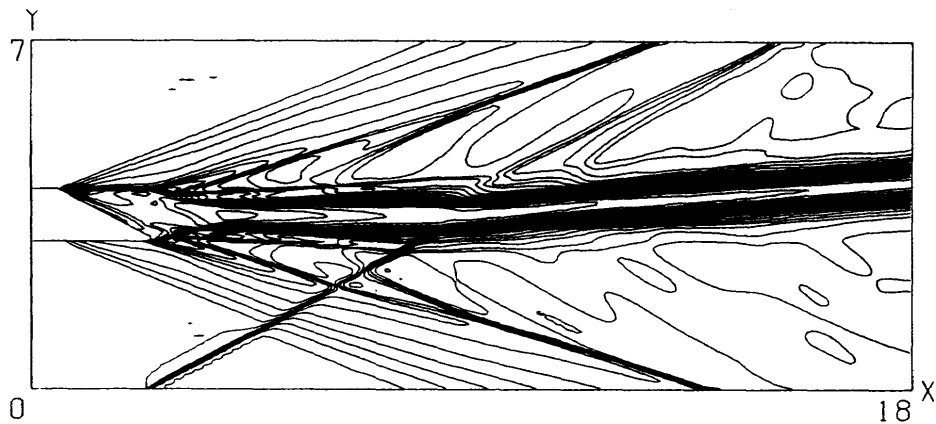


図2 等密度線図 ($z=0.475$)

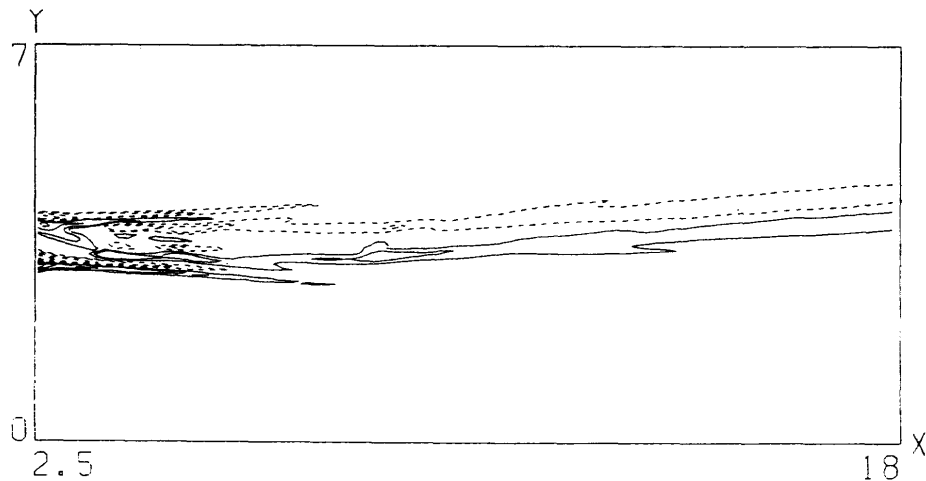


図3 等渦度線図 ($z=0.475$, 実線: 反時計方向, 破線: 時計方向)

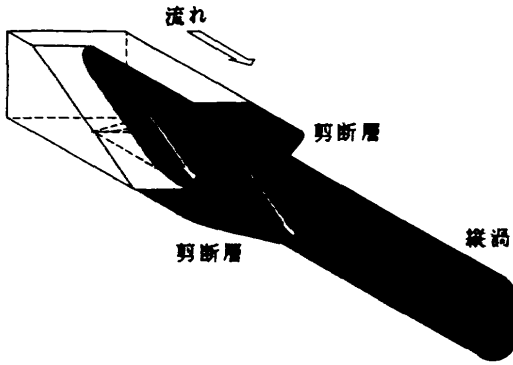


図4 縦渦に巻き付く剪断層

3.3 斜め衝撃波が速く振動するときの後流

43.1kHzで振動している衝撃波入射位置が上流に移動して $x=2.5$ にきた瞬間の後流について調べる。流れは周期的となる。

図7の密度分布が示すように、衝撃波を振動させない場合と同様、縦渦の構造は変化しない。一方、図8の渦度分布から、剪断層は衝撃波の振動の影響を受け、規則的に波打っているのが認められる。

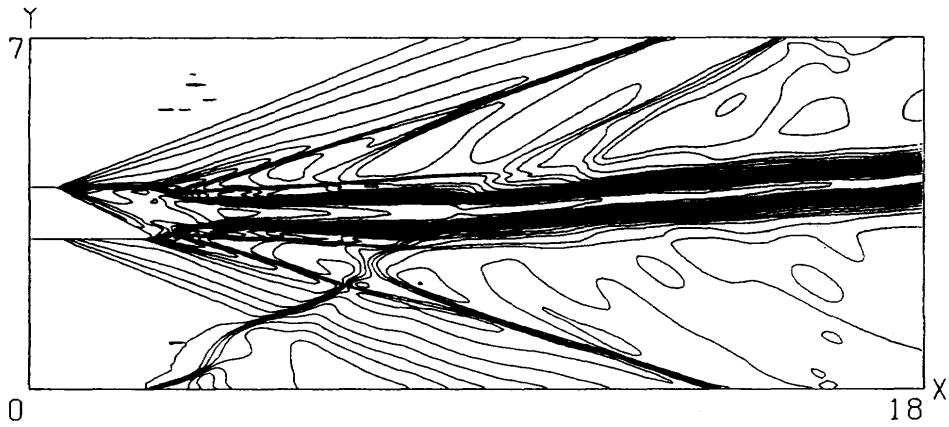


図5 等密度線図 ($z=0.475$)

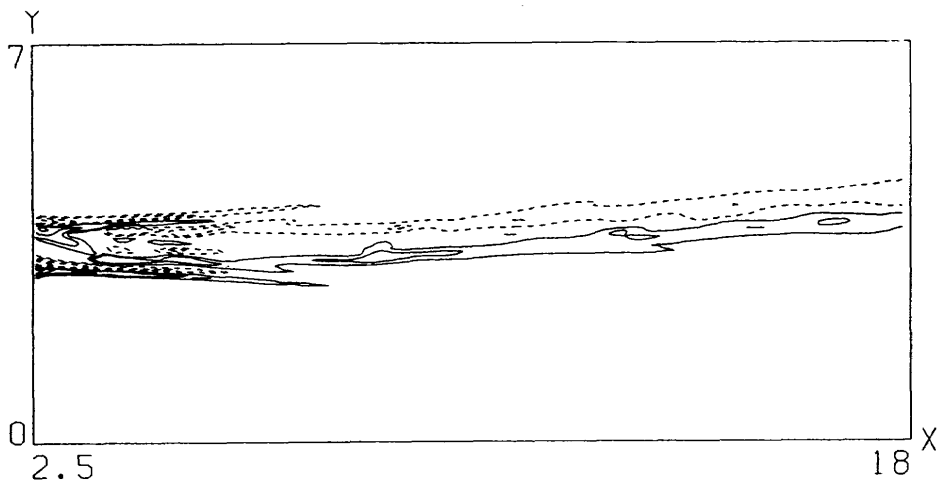


図6 等渦度線図 ($z=0.475$, 実線: 反時計方向, 破線: 時計方向)



図7 等密度線図 ($z=0.475$)

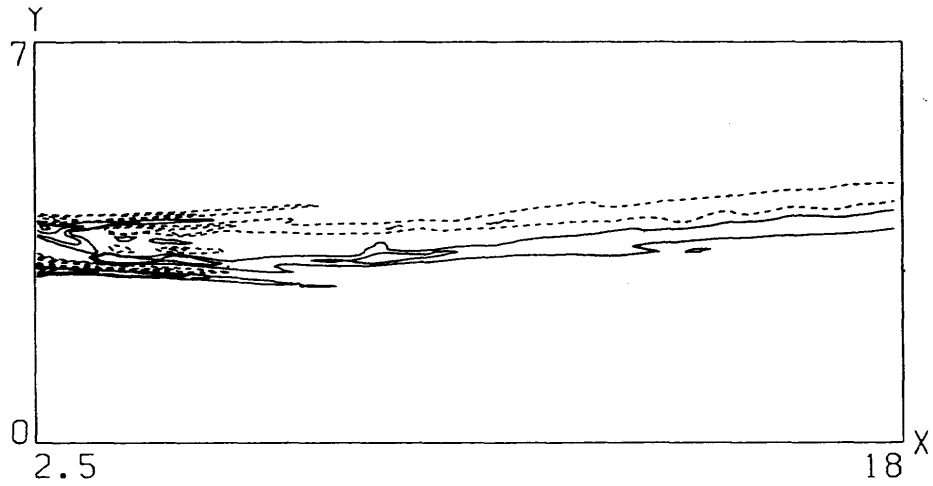


図8 等渦度線図 ($z=0.475$, 実線: 反時計方向, 破線: 時計方向)

参考文献

- 1) 西岡通男: 超音速乱流混合の制御, 「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集(第5回・第6回) SP-12 (1990), pp.39-42.
- 2) 野村聡幸, 石井隆次, 西岡通男: 超音速流における縦渦の形成, 第9回航空機計算空気力学シンポジウム論文集 SP-16 (1991), pp.123-128.
- 3) Sukumar R. Chakravarthy: Development of Upwind Schemes for the Euler Equations, NASA-CR-4043 (1987).

矩形ダクト流遷移の数値シミュレーション

山田 竜也* 細川 巖* 山本 稀義**

Numerical Simulation of Laminar-Turbulent Transition in a Rectangular Duct Flow

Tatsuya YAMADA and Iwao HOSOKAWA
University of Electro-Communications

Kiyoshi YAMAMOTO
National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

Numerical simulation of laminar-turbulent transition in a rectangular duct flow is made using a spectral method. Aspect ratio of the duct is fixed to unity, in which case the flow has been known to be stable from the linear stability calculation and this is in contrary with the experimental observation. It is obtained from the simulation that two-dimensional secondary flow occurs when Reynolds number of the flow is 2750, and three-dimensional turbulent flows occur when the Reynolds numbers are greater than 3000.

Key Words: numerical simulation, rectangular duct flow, transition

1. はじめに

矩形ダクト流は工学上重要な基本的剪断流であるが、その乱流への遷移機構は未だ未知のところが多く、これを解明する事は実用上も重要な事である。

様々な研究に於いてそうであるように、ダクト内流れの遷移研究も、従来は実験と理論計算が主であったが、近年は数値シミュレーションが盛んになり、実験とも合う結果が得られる様になって来た。

ダクト内流れの遷移に関する理論として線形安定理論がある。これは基礎方程式中の非線形項を無視できるものとして導かれるが、その結果として以下の事が得られている。アスペクト比が無限大の極限において、ダクト内流れは平面ポワゼユ流に一致するが、この場合の臨界レイノルズ数は5772である事が知られている¹⁾。一方、アスペクト比が1の場合においては、円管内の Hagen-Poiseuille 流と同じ様に安定である結果が得られている。巖と吉村²⁾によると線形安定論的に不安定が生ずるアスペクト比の下限は

3.2 と推定されている。他方実験的にはアスペクト比が1でも遷移が起こるので、これは非線形な効果による遷移と考えられている。ここではアスペクト比が1の矩形ダクト流に生ずる乱流遷移を数値シミュレーションによって調べた結果を述べる。

2. 数値計算の説明

流れの座標系を図1のようにダクトの軸方向に x 軸、鉛直方向に z 軸、これらに垂直に y 軸をとる。計算領域を L_x, L_y, L_z と取り、 $y = \pm L_y/2, z = \pm L_z/2$ をダクト壁とする (アスペクト比を1にするため $L_y = L_z$ と定義する)。流れの速度をそれぞれ基本場 $U(y, z)$ と変動成分 $\mathbf{u}(x, t)$ の和で表すと、 \mathbf{u} の方程式はナビエ・ストークス方程式から以下のように得られる。

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= (u, v, w) \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} &= \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \\ &\quad - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) U \\ &\quad - (U \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nabla p \end{aligned}$$

ここで、 U は矩形ダクト流の定常解、 p は圧力場、 Re はダクトの高さと平均流速で定義されるレイノルズ数を表す。

* 電気通信大学

** 航空宇宙技術研究所

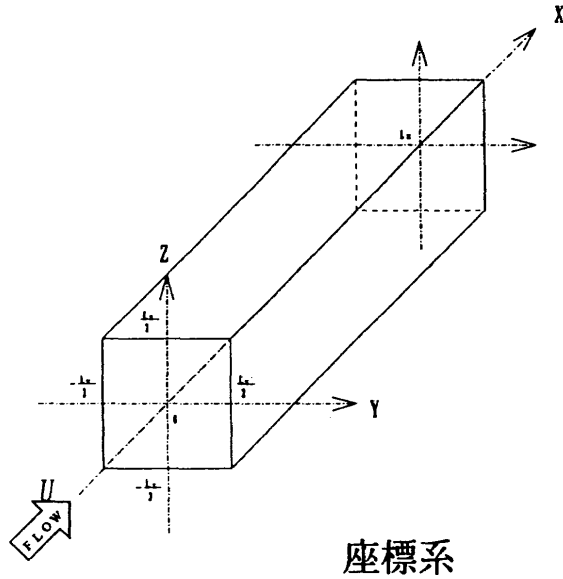


図1 流れの座標系

数値計算は u をフーリエ級数で

$$u(x, t) = \sum u(k, t) \exp(ik \cdot x)$$

と展開し、 $u(k, t)$ の初期条件に微小攪乱 (エネルギーで 10^{-12}) を与えた場合の $u(k, t)$ の時間発展をスペクトル法で計算するが^{3), 4)}、計算法の詳細は既に報告してあるのでここでは省略する。ここで波数 $k = ((2\pi/L_x)n_x, (2\pi/L_y)n_y, (2\pi/L_z)n_z)$ である。

3. 計算結果と検討

図2, 3, 4は、それぞれ先に記した条件設定に於いて、レイノルズ数を $Re=2500, 2750, 3000$ とした場合の波数空間におけるいろいろな波数成分のエネルギーの時間変化のグラフである。図2のレイノルズ数が2500の場合は初期攪乱は全て減衰するが、図3のレイノルズ数が2750の場合は初期攪乱の内 $k_x=0$ のモードだけが励起し、図4のレイノルズ数が3000の場合は初期攪乱の全ての波数モードが励起してくる事がわかる。従って、遷移が生ずる臨界レイノルズ数は2500と2750の間にあるものと思われる。また、低波数側のモードに比べ、高波数側のモードの励起は小さい傾向が見られる。

図5, 6, 7は計算結果の速度場を時間平均し、更に流れ方向 (x) にだけ空間平均を行った速度場の空間分布を示し、上は x に垂直な成分のベクトル線図、下は x 方向成分 $U+u$ の等高線分布である。図5はレイノルズ数が2750の場合の結果で、ダクトの四隅で、絶対値は小さいが、中心から角へ向かう2次流の発生が見られる。これに伴って、 $U+u$ の等高線は角の部分少し膨らむ傾向を示している。

図6はレイノルズ数が3000の場合の結果で、流れは3次元で乱流的になっていると共に、 $U+u$ の等高線は角の部分大きく外側に膨らんだ形を示している。しかし、平均

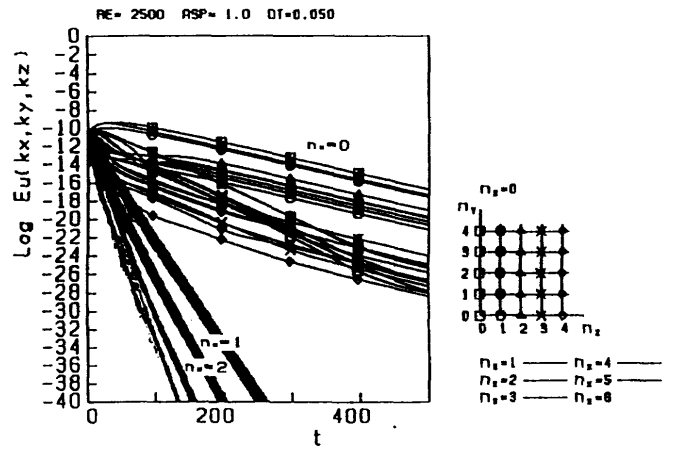


図2 乱れのいろいろなフーリエ成分の時間的発達 $Re=2500$

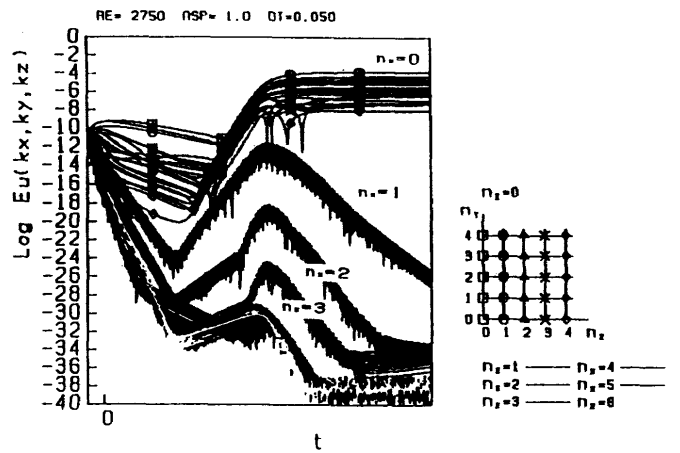


図3 乱れのいろいろなフーリエ成分の時間的発達 $Re=2750$

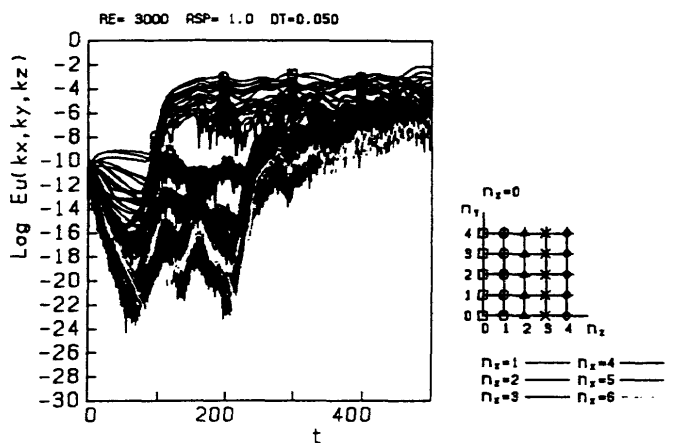


図4 乱れのいろいろなフーリエ成分の時間的発達 $Re=3000$

的にはまだ基本流 U の面影をかなり残している。

図7はレイノルズ数が4000の場合の結果で、 $U+u$ の等高線は前と同様に四隅が膨らんだ型をしているが、この場合乱れ成分が大きく励起されているため、分布は中央が平な乱流型に近づいていて、四角形をしている。

4. むすび

矩形ダクト流の遷移について数値シミュレーションによって調べた。ナビエ・ストークス方程式の計算には山本らのスペクトル法を用い、ダクトのアスペクト比は線形安定理論で安定と予測されている1に固定し、レイノルズ数をパラメーターとして調べた。その結果以下の事が得られた。

- 1) レイノルズ数が2500では初期攪乱は減衰し、安定である。
- 2) レイノルズ数が2750では2次元的な2次流が発生する。
- 3) レイノルズ数が3000と4000では3次元的な乱流が発生する。
- 4) レイノルズ数が3000以上の乱流では流れの軸方向速度成分はダクトのコーナー付近が外側に膨らむ分布が得られ、これは従来の実験結果と傾向的に一致した。

参 考 文 献

- 1) S. A. Orszag : J. Fluid Mech. Vol.50 (1971), 689.
- 2) 巽友正, 吉村卓弘 : J. Fluid Mech. Vol.212 (1990),

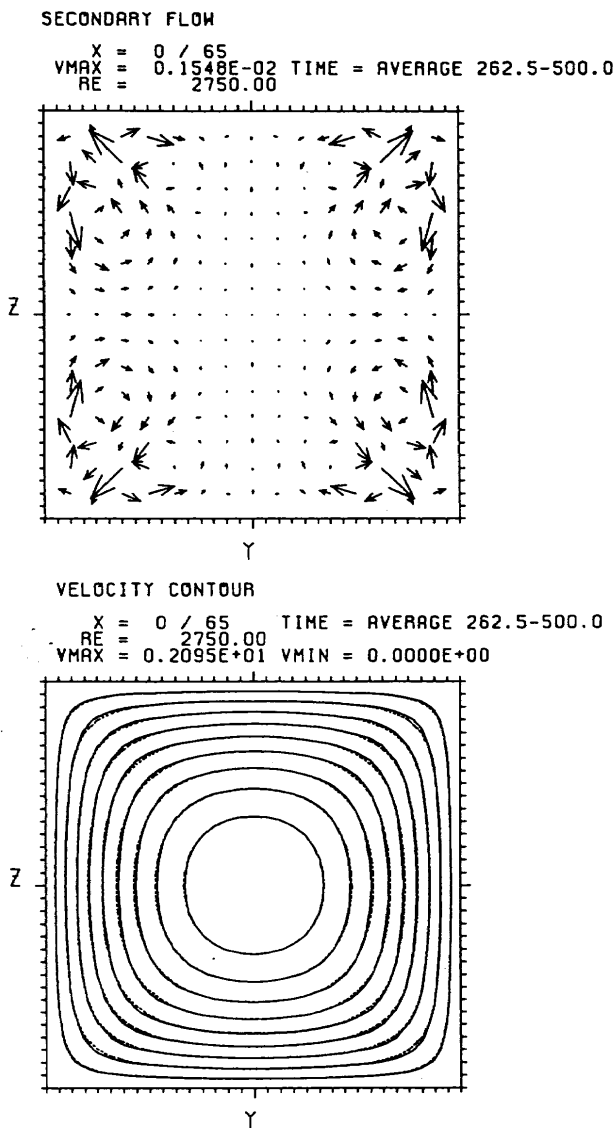


図5 時間平均と x 方向だけ空間平均を行った流れの軸に垂直な成分のベクトル線図と x 方向成分 $U+u$ の等高線分布
 $Re=2750$, 点線は基本流 U の分布を表す。

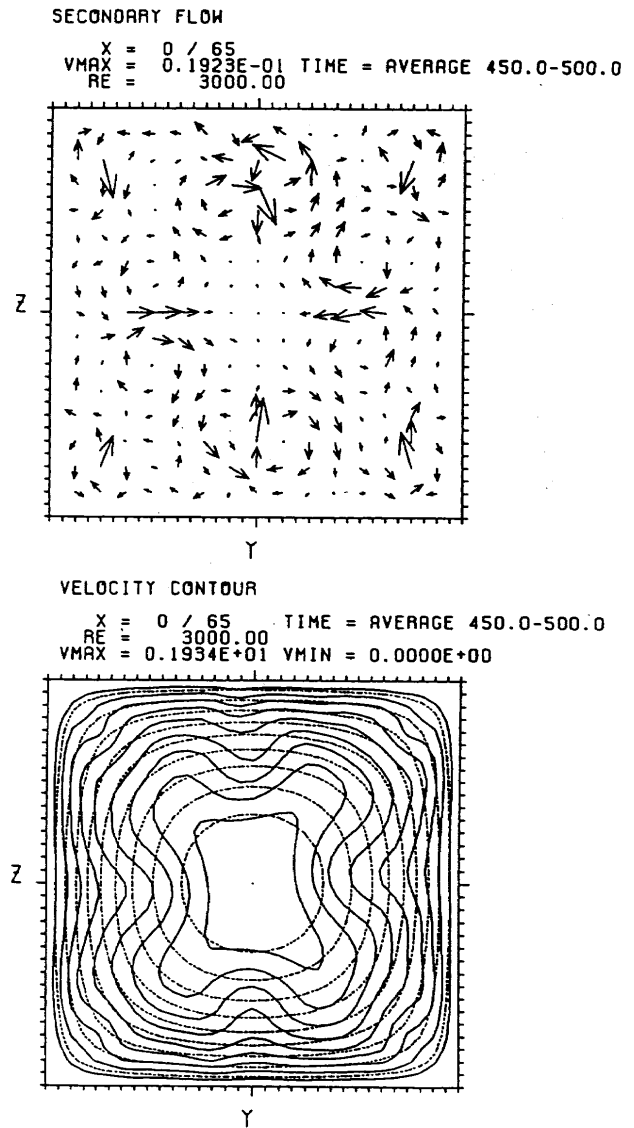


図6 時間平均と x 方向だけ空間平均を行った流れの軸に垂直な成分のベクトル線図と x 方向成分 $U+u$ の等高線分布
 $Re=3000$, 点線は基本流 U の分布を表す。

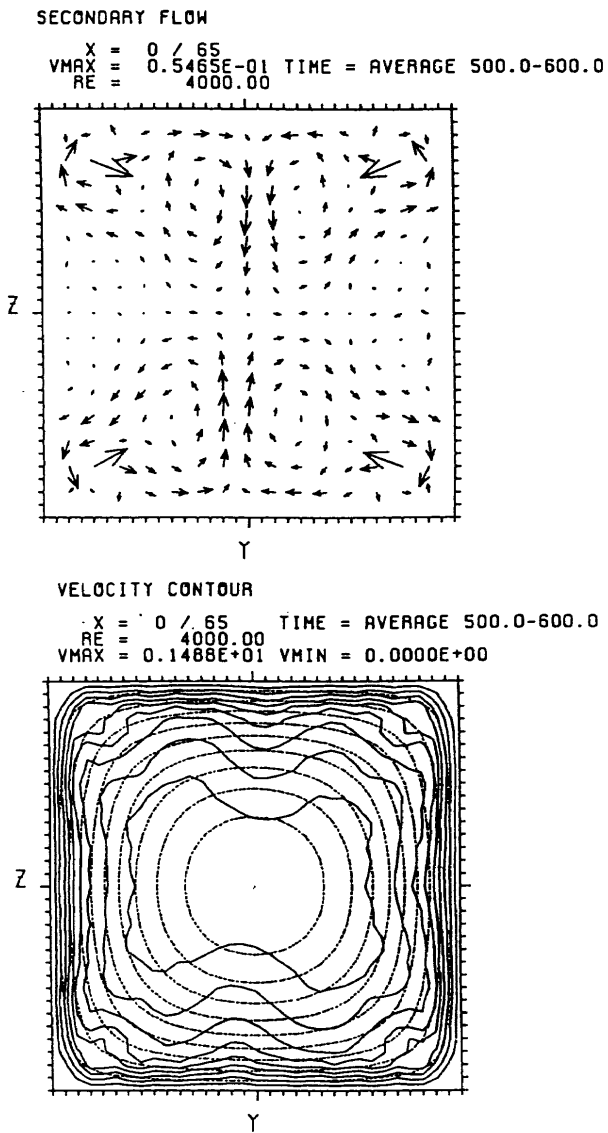


図7 時間平均と x 方向だけ空間平均を行った流れの軸に垂直な成分のベクトル線図と x 方向成分 $U+u$ の等高線分布
 $Re=4000$, 点線は基本流 U の分布を表す。

437.

- 3) 山本稀義, 細川 巖, 田中義規: 第8回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-14 (1990), 209.
- 4) 山本稀義, 細川 巖, 田中義規: 「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集(第7回・第8回), 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-15 (1991), 49.

長方形管流の不安定性と乱流二次流の発生

巽 友正* 吉村 卓弘**

Instability of the Flow in a Rectangular Duct and Generation of the Turbulent Secondary Flow

Tomomasa TATSUMI
Kyoto Institute of Technology

Takahiro YOSHIMURA
Information System Developments, Hitachi Ltd.

ABSTRACT

Nonlinear instability of the laminar flow in a rectangular duct is investigated extending the method for linear stability of the flow (Tatsumi & Yoshimura (1990)). The cross-sectional flow of the turbulent secondary flow is obtained as one of the velocity fields due to the zero-wave-number component of the disturbance of finite amplitude.

Key Words: secondary flow, nonlinear instability, duct flow

1. 長方形管内の乱流二次流

長方形管内の乱流における二次流の存在は、すでに Prandtl (1927) によって指摘されており、“乱流二次流”は、最も古くから知られた乱流の秩序構造であるといえる。しかしながら、その理論的解明は、長方形管流の流体力学的不安定性の取扱いの難しさのために、最近まで試みられなかった。乱流の実用的計算には各種の乱流モデルが用いられるが、“乱流二次流”を再現することは乱流モデルにとって困難な仕事の一つであり、また、それを理論的に予知することはモデルとしての性格上無理であることは言うまでもない (Bradshaw (1987))。

著者たちは、この“乱流二次流”を、長方形管内の層流の非線形不安定性に基づく有限振幅攪乱の0波数成分として捉え、この攪乱を求める第一段階として、層流の線形安定性を調べ、その結果を第8回研究会において報告した (巽と吉村 (1991))。

今回は、この層流の非線形安定性問題の定式化と、少数個の Fourier 成分のみを考慮した近似における有限振幅攪乱の時間的发展を調べた結果について報告する。主要な結

果として、これまで実験的に観測された乱流二次流の断面内流線図に極めてよく似た流線図が、予想通り、有限振幅攪乱の0波数成分として得られた。面白いことに、0波数成分が作る断面内流線図は、この他にもう2種類のものがある。これらの結果のさらに詳しい解析は、今後の問題である。

2. 長方形管流の非線形不安定性

直角座標 $\mathbf{x}=(x, y, z)$ の x 軸を管軸の方向にとり、 y 軸と z 軸をそれぞれ長方形断面の短辺と長辺に平行にとる。短辺の長さを $2L$ 、長辺の長さを $2AL$ ($A \geq 1$) とし、すべての長さを L で無次元化する。管軸上の層流の速度を U_0 とし、すべての速度を U_0 で無次元化すると、層流の速度は、

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}) = (U(y, z), 0, 0), U(0, 0) = 1 \quad (1)$$

のように表わされ、層流の Reynolds 数は、 $R = U_0 L / \nu$ (ν : 流体の動粘性率) で定義される。

層流(1)に加わる攪乱として、 x 軸方向に波数 $\alpha (> 0)$ の正弦波攪乱、

$$\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}(y, z) \exp [i\alpha(x - ct)] \quad (2)$$

を考える。ここに、 c は複素数 $c = c_r + ic_i$ で、 c_r は攪乱の位相速度を、 αc_i は対数増幅率を表わす。 $c_i > 0$ のとき、攪乱は時間的に増大するから層流は不安定となり、 $c_i < 0$ の

* 京都工芸繊維大学

** 日立製作所・情報システム開発本部

とき、攪乱は減衰するから層流は安定である。

攪乱(2)の振幅が微小である場合の層流(1)の線形安定性は、すでに著者らによって詳しく調べられ、攪乱にはパリティに関する4つのモード、I, II, III, IVが存在すること、層流はモードIおよびIIの攪乱に対し不安定で、IIIおよびIVの攪乱に対して安定であることなどが示された(Tatsumi & Yoshimura (1990))。

これに対して、(2)の形の攪乱が有限の大きさにまで成長したとすると、流体力学方程式の非線形性のために、高波数および0波数成分が発生し、攪乱はFourier級数、

$$\hat{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_n \mathbf{u}_n(y, z, t) \exp[in\alpha x] \quad (3)$$

の形をとる。ここに、 n はすべての整数値をとるものとする。左辺が実数であるために、 \mathbf{u}_n は条件 $\mathbf{u}_{-n} = \mathbf{u}_n^*$ (*は共役複素数を表わす)を満たさなければならない。

攪乱(3)の波形を限定して、

$$\hat{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_n \mathbf{u}_n(y, z) \exp[in\alpha(x-ct)] \quad (4)$$

とおくと、すべての波数成分が同一の位相速度で伝播する波束形の攪乱を考えることになる。

(3)、(4)のいずれの型の攪乱を考えるにせよ、攪乱の軸方向における平均値は0波数成分 \mathbf{u}_0 に一致し、

$$\langle \hat{u} \rangle = \mathbf{u}_0(y, z, t) \quad (5)$$

となるから、 \mathbf{u}_0 が乱流二次流に相当する縦渦を表わすことは明かであろう。また、乱流の平均流は、

$$\langle \mathbf{u} \rangle = \langle \mathbf{U} + \hat{u} \rangle = \mathbf{U}(y, z) + \mathbf{u}_0(y, z, t) \quad (6)$$

のように、層流と攪乱の0波数成分との和で表わされるから、二次流を含む乱流の平均速度分布は、 \mathbf{u}_0 が分かれば直ちに求められる。

3. 乱流二次流

前の報告(巽と吉村(1991))においても述べたように、長方形管の乱流二次流に関する実験と数値計算は、ほとんどが $A=1$ の正方形管の場合に限られている。このため、本報告も $A=1$ の場合に限定することとする。この場合、層流は微小攪乱に対しては安定であることが知られているが、ここでは、十分大きな攪乱に対しては、層流が非線形不安定となることを期待する。

非線形安定性と不安定性との境界として中立状態には、平衡状態と臨界状態とがある。いま、攪乱の振幅を a とすると、Reynolds数 R 、波数 α 、振幅 a を3つの座標軸とする空間において、中立状態に対応する曲面を考えれば、中立曲面上の上半面は平衡状態に、下半面は臨界状態に対応する。したがって、平衡振幅は常に臨界振幅よりも大きい。

もし、攪乱の初期振幅を0から徐々に上げていったとすると、まず臨界振幅が見出され、つぎに、臨界振幅以上の初期振幅に対して平衡振幅が見出されるという順序になるものと思われる。このような予想のもとに、(3)の形の一般型非線形攪乱について、さまざまな初期攪乱から出発した

場合の時間発展を追跡する。

計算の都合上、(3)の無限級数は有限項 $n = \pm N$ で打ち切り、さらに、 $N=1$ または2、ととることにする。このことは、一見乱暴な近似のようであるが、非線形安定性理論ではしばしば用いられる近似である。事実、 $A \rightarrow \infty$ の極限である二次元Poiseuille流の場合には、平衡および臨界振幅を与える中立曲面は、 $N=1$ または2ですでに定性的に正しい結果が得られており、 $N=3, 4$ は量的な補正を与えるに過ぎないことが知られている(Herbert(1977))。

ここでは、 $N=1$ 、すなわち $n=-1, 0, 1$ の3波数成分、実質的には、0, 1の2成分をとり、それらに対する発展方程式を $\alpha=1.0$ 、 $R=1000, 2000, 3000$ について、さまざまな初期攪乱に対して解いた。

初期攪乱としてはモードIをとり、さまざまな初期振幅 a のもとに解の時間発展を追跡したところ、 $R=3000$ では、 $a=0.0115$ に対して中立状態への漸近が見られたが、 $R=1000$ および2000では、どのような a の値に対しても中立状態は見出されなかった。このことから、中立曲面上のReynolds数の最小値である非線形臨界Reynolds数 R_{nc} は、2000と3000の間にあるものと推定される。

中立曲面をさらに詳細に確定するには、一般型の攪乱(3)に対する発展方程式を解くのは時間がかかるので、より限定された攪乱(4)に対する固有値方程式を解くのが効率的である。この作業は現在進行中であり、次の機会に報告することとしたい。

さて、本研究の主目標である乱流二次流についてであるが、以上の攪乱の時間発展の経過から分かったことは、攪乱の0波数成分の断面内流線の模様が、もっぱら初期攪乱のモードによって決まり、Reynolds数 R 、波数 α 、初期振幅 a 、時間 t などにほとんど影響されないということである。

例として、初期攪乱のモードI(=IV)、II、IIIに対する攪乱の0波数成分の断面内流線図を、それぞれ図1, 2, 3に示す。図2から明かなように、モードIIに対する断面内流線図は、乱流二次流のそれと良く似ており、流れの向きもまた合致している。このことは、“乱流二次流”が、層流の非線形不安定性に基づく有限振幅攪乱の0波数成分であるとする、われわれの見解の正しさを裏付けるものであると思われる。

ただ、ここに新たな疑問が発生する。それは、では何故、モードIおよびIIIの初期攪乱による、図1および3のような断面内流線図が、乱流二次流においては観測されないのか、ということである。この疑問に対して明確な解答を与えるには、現在のわれわれの計算結果は不十分であり、そのためには、より広範囲のReynolds数 R 、波数 α 、振幅 a に対する計算を行う必要がある。このことは、さきに述べた中立曲面の確定によって自ずから達成されるものであり、

これについても、現在進行中の計算がまとまり次第報告する予定である。

一方、管内乱流の実験や数値シミュレーションにおいて

も、従来の研究では、初期攪乱は自然発生的であるか、あるいは乱数による励起によるものがほとんどであった。これでは、管内流における乱流遷移を論ずるには不十分であ

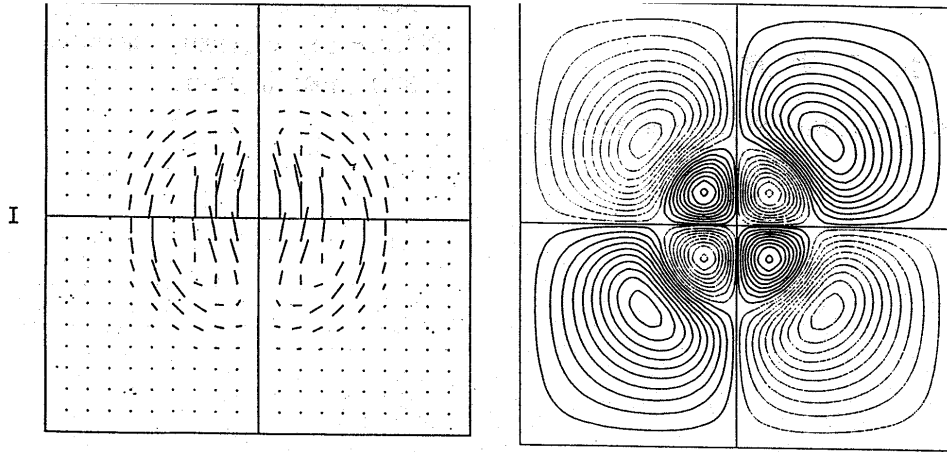


図1 モード I (=IV)。左図：初期攪乱，右図：攪乱の 0 波数成分。
 $A=1, R=1000, \alpha=1.0$

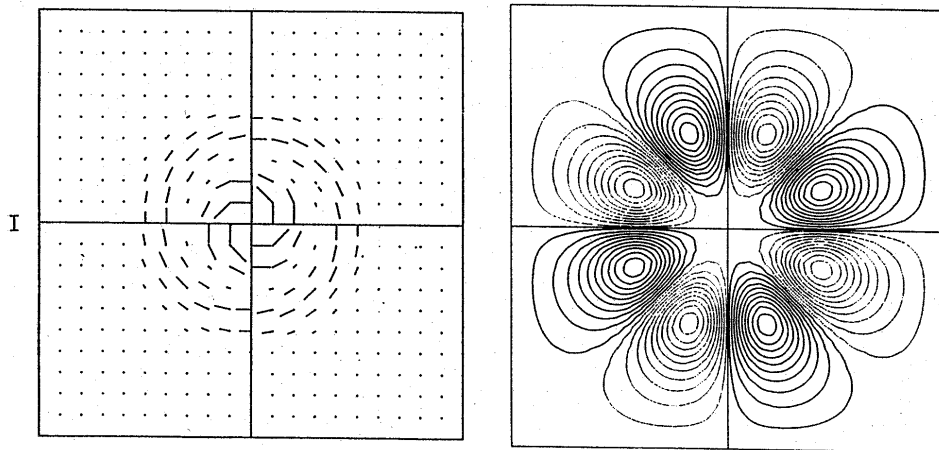


図2 モード II。左図：初期攪乱，右図：攪乱の 0 波数成分。
 $A=1, R=1000, \alpha=1.0$

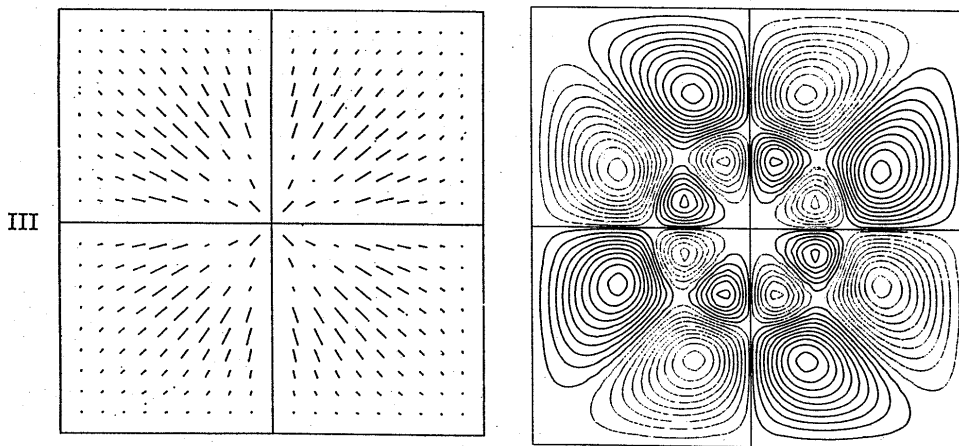


図3 モード III。左図：初期攪乱，右図：攪乱の 0 波数成分。
 $A=1, R=1000, \alpha=1.0$

り、そのためには、人為的に制御された初期攪乱を導入することが不可欠であると思われる。そのような管内流における乱流遷移の本格的な実験、あるいは数値シミュレーションの結果が、遠からず利用できるようになることを期待したい。

引用文献

Bradshaw, P. (1987) : *Ann. Rev. Fluid Mech.* **19**, 53-74.

Herbert, T. (1977) : AGARD, cp-224.

Prandtl, L. (1927) : *Verh. 2 intern. Kongr. techn. Mech. Zurich, 1926*, pp.70-74.

Tatsumi, T. & Yoshimura, T. (1990) : *J. Fluid Mech.* **212**, 437-449.

巽友正と吉村卓弘 (1991) : 航空宇宙技術研究所 特別資料 SP-15, 1991, pp.57-61.

離散近似Navier-Stokes方程式を用いた 平行、非平行流の安定性解析

千葉 賢*

Stability Analysis of Parallel and Non-Parallel Flows Using Discretized Navier-Stokes Equation

Satoshi CHIBA

Institute of Computational Fluid Dynamics

ABSTRACT

Eriksson's method [2] developed for analysis of numerical stability was applied to study of linear stability of incompressible fluids. Since this method is purely numerical, it is free from restrictions for basic flows associated with analytical method. As computational examples, plane Poiseuille flow, Benard's problem and 2D cavity flow were analyzed.

Key Words: Eriksson's method, linear stability, non-parallel flow

1. はしがき

流れの安定性の研究における解析的方法（又は常微分方程式の固有値問題を解く方法）は、パラメータ空間の広い範囲に対して解が得られ、パラメータの変化に対する解の定性的挙動を予測しやすい長所がある反面、変数分離して攪乱方程式を導くために、解析できる主流に平行流等の制限がある。現実の流れは大部分が非平行流であり、その意味で適用限界がある。弱非平行流の理論¹⁾も存在するが僅かの非平行性に限られる。Navier-Stokes 方程式の直接数値解析法は任意の主流に適用出来るが、初期値問題として問題を扱うために、1回の試行に対してパラメータ空間の一点の解しか得られず、また解の定性的挙動は予測困難である。本研究では新しい線形安定性の解析法（Erikssonの方法と呼ぶ）について述べる。Eriksson等は元々、数値スキームの安定性の研究²⁾にこの方法を開発したが、流れの線形安定性の研究に応用可能である。方法は純粋に数値的で、安定性は離散近似 Navier-Stokes 方程式の関数行列の固有値から判定される。本報告では、Erikssonの方法の非圧縮流への適用法、具体的な解析の手順について述べる。そして検証問題として平面 Poiseuille 流、Benardの問題の

解析を行い、次に非平行流の安定性の研究として2次元 Cavity 流を解析する。

2. 数値解析法

空間方向に離散化された非圧縮粘性流の Navier-Stokes 方程式を、以下のように書く。

$$\partial u / \partial t = f(u), f(u) = -(u \cdot \nabla) u + Re^{-1} \nabla^2 u - \nabla p \quad (1)$$

ここで、 t は時間で、 u, p はそれぞれ境界条件を満足する速度ベクトルと圧力であり、 p は u の関数と考える。 u は連続条件も満足している。 f は u に関する多項式であり、 Re は Reynolds 数である。平衡解 u_0 と微小攪乱 \tilde{u} を考え、 $u = u_0 + \tilde{u}$ とすると次式が得られる。

$$\partial \tilde{u} / \partial t = A \tilde{u} \quad (2)$$

A は関数行列で $A = (\partial f / \partial u)_{u=u_0}$ である。 u, f を n 次元とすると、流れ場の線形安定性は $n \times n$ 次元の非対称実行列 A の固有値 λ^a から決定される。一般に A の次元は非常に大きくなるため、 A を陽に求めることは不可能な場合が多い。そこで、Arnoldiの方法³⁾で A の近似固有値を持つ上 Hessenberg 行列を計算する。

\tilde{u}_1 ; 任意初期ベクトル (ランダムベクトル)

$$e_1 = (\tilde{u}_1, \tilde{u}_1)^{-1/2} \tilde{u}_1$$

for $k=1$ to $m (\leq n)$

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{k+1} &= Ae_k - \sum_{j=1}^k h_{j,k} e_j, \quad h_{j,k} = (e_j, Ae_k), \\ h_{k+1,k} &= (\tilde{u}_{k+1}, \tilde{u}_{k+1})^{1/2}, \quad e_{k+1} = \tilde{u}_{k+1} / h_{k+1,k+1} \\ \text{next } k & \end{aligned} \quad (3)$$

ここで $H = \{h_{j,k}\}$ は $m \times m$ 次元の上 Hessenberg 行列である。Arnoldi の方法は、Lanczos 法と同様に次元数 m を増加させると H の絶対値の大きな固有値から A の固有値に収束してゆき、 $m=n$ で全固有値が厳密に一致する⁴⁾。 A の近似固有ベクトルは

$$H\psi_j = \lambda_j^h \psi_j, \quad \varphi_j = \sum_{k=1}^m (\psi_j)_k e_k, \quad (j=1 \text{ to } m) \quad (4)$$

の様に求められる。ここで $\psi_j, \lambda_j^h, \varphi_j$ はそれぞれ H の固有ベクトル、固有値、 A の近似固有ベクトルである。以上の解法により絶対値の大きな固有値を求めることが出来る。しかし流れ場の線形安定性の解析で問題とするのは固有値が零に近い中立安定付近であり、上記の方法のままでは精度の高い固有値を得ることが出来ない。そこで(2)式を時間積分して次式を得る。

$$\tilde{u}^{N+L} = B\tilde{u}^N \quad (5)$$

ここで、 $B = \exp(ALT)$ である、 N, L は離散時間ステップで、 Δt は時間刻みである。 λ^a と B の固有値 λ^b は $\lambda^b = \exp(\lambda^a L \Delta t)$ という関係で結ばれている。これにより中立安定付近のモードの固有値は 1 近傍に、安定モード固有値は 0 から 1 の間に変換される。Arnoldi 法を適用する場合は、適当に大きな L で打ち切り、(3)式の Ae_k を Be_k で置き換える。 Be_k は u_0 の計算誤差を考慮して以下のように求める。

$$Be_k = 0.5\epsilon^{-1} \{B(u_0 + \epsilon e_k) - B(u_0 - \epsilon e_k)\} \quad (6)$$

ここで ϵ は小さな正の数とする。本研究では攪乱が代表速度の 10^{-3} 程度になるように調整した。小さな ϵ を与えることにより、目的とする線形解析が行われる。

次に、具体的な解法の手続きについて述べる。流れ場の計算法には有限差分法を用いる。(1), (5)式の解法には、時間 2 次精度の Runge-Kutta 法を用いる。一般曲線座標系を導入し、計算格子は staggered 格子を用いる。空間微分項は対流項に 4 次精度の中心差分または 3 次精度の風上差分を、粘性項に 4 次精度の中心差分を、その他の項に 2 次精度の中心差分を用いる。 H の固有値、固有ベクトルの計算には、それぞれ QR 法、逆反復法を採用する。図 1 に解法の手順を示した。

3. 計算例

平面 Poiseuille 流：境界条件は水平方向に周期条件、上下方向に Non-Slip 条件を与える。 L_h を周期境界長さとする、この計算空間で解析可能な最小水平方向波数が、 $2\pi/L_h$ となる。それ以上の水平方向波数はこの値の整数倍となる。 $Re=10^4$ 、 $\alpha=1.0$ の場合、Orr-Sommerfeld 方程式を Orszag の方法⁷⁾ で Chebyshev 級数 50 項として計算した固

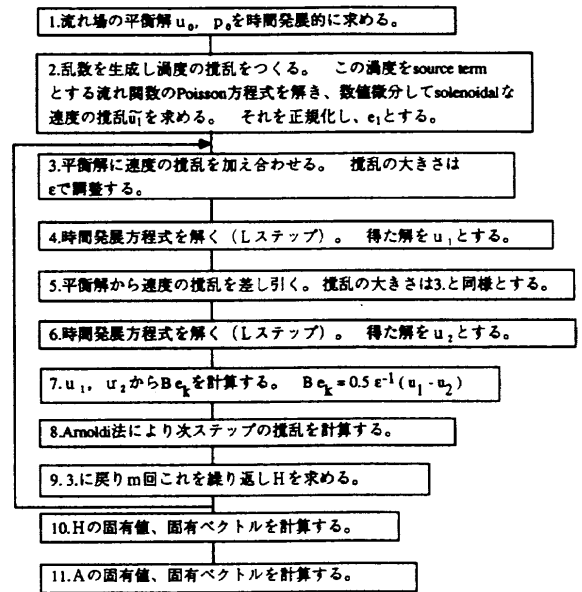


図 1 解法の手順

有値が $\lambda^a = 0.00386 + 0.235i$ であり、Eriksson の方法で格子数 121×21 として求めたものが $\lambda^a = 0.003 + 0.235i$ である。成長率だけでなく振動数もよく一致している。図 2 に成長率を示す。実線が Orszag の方法による成長率曲線である。成長率が非常に小さいため一致はあまりよくないが、それでも安定不安定領域は明瞭に区別されている。

Benard 問題：この問題はエネルギー方程式が加わるため前述の説明と若干異なる。ここでは水平方向に周期境界を与え、上下壁に Non-Slip 条件と等温条件を与える場合について解析する。図 3 に成長率を示す。実線は解析的方法で計算した成長率である。Eriksson の方法で計算した成長率は、解析的方法で求めた成長率と非常によい一致を示している。

2次元 cavity 流：本報告では、Shen⁸⁾ の境界条件に従う Cavity 流について計算を行う。Shen は駆動壁の端に特異点のない境界条件を与えた Cavity 流を、Chebyshev-Tau 法を用いて初期値問題として計算した。その結果は、最初の不安定点は Hopf 分岐であり、臨界 Re 数は 10000 から 10500 の間にあり、最初に不安定化するモードの周期は約 12 とした。図 4 に流れ場の模式図と境界条件を示す。表 1 に Eriksson の方法で求めた $Re=10^4$ の場合の固有値の分布を示す。これに対応する固有モードを図 5 に示す。表 1 からモード 1 が不安定化していることが分かる。次に時間発展計算を行った。図 6 に $Re=10^4$ における点 A (図 4) の y 方向速度成分の時系列データを示す。これから $Re=10^4$ で既に最初の不安定点を越えており、そのため 1 周期の振動 (周期約 2.9) が発生していることが分かる。時間平均解と瞬時の解の差をとり、その流線を求め図 7 に示した。流線の形状は図 5 のモード 1 とよく一致している。また固有

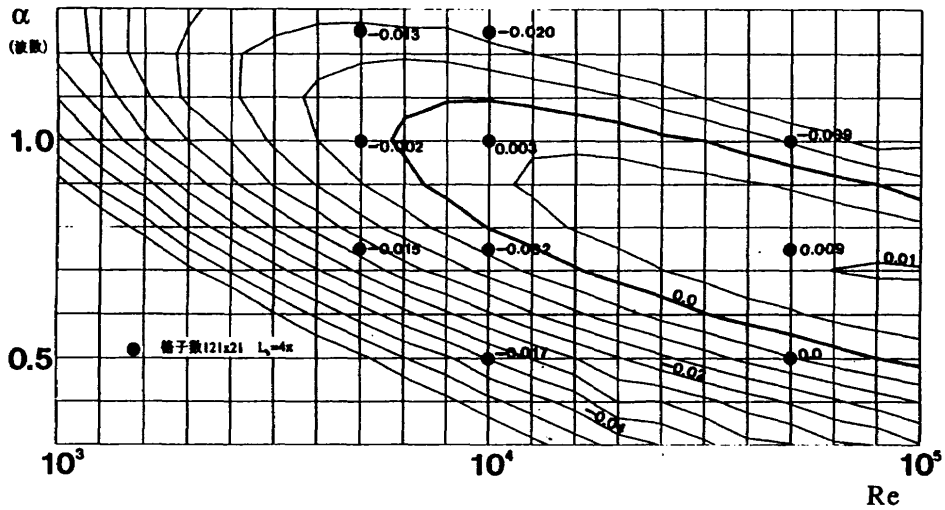


図2 成長率 $(\text{Re}\{\lambda^\alpha\})$ 平面 Poiseuille 流
 実線: Orszag 法 (Chebyshev 級数50項), ●: Eriksson の方法

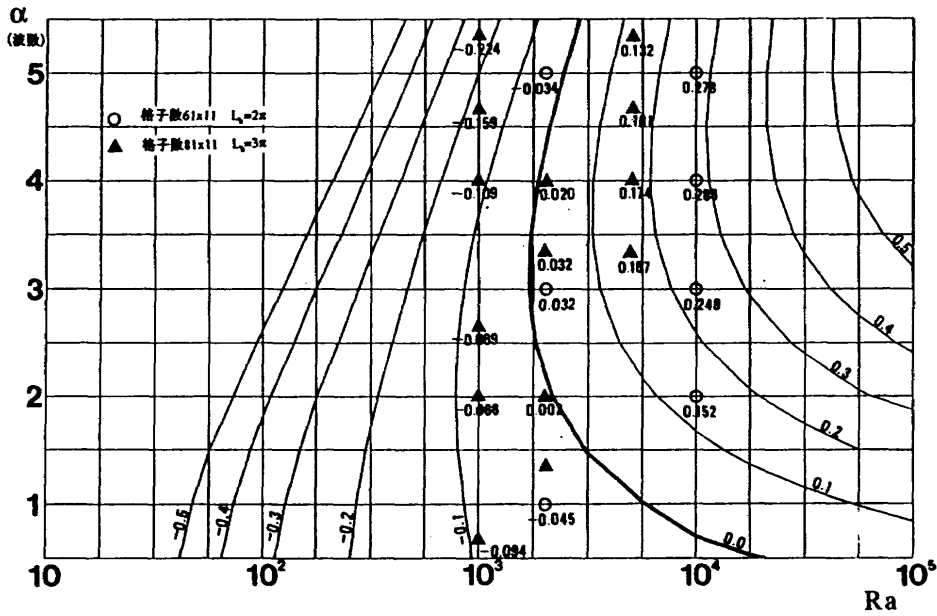


図3 成長率 $(\text{Re}\{\lambda^\alpha\})$ Benard 問題, 実線: 解析的方法
 ○, ▲: Eriksson の方法

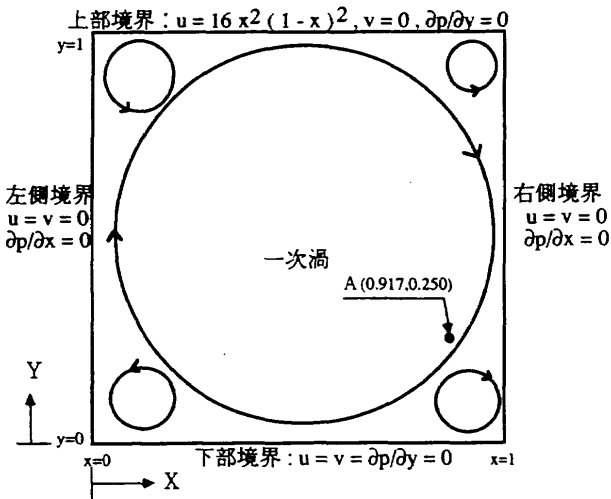


表1 固有値 2次元Cavity流
 $\text{Re}=10^4$, 格子数61x61

モード番号	固有値	
	$\text{Re}\{\lambda^a\}$	$\text{Im}\{\lambda^a\}$
1	.3358e-2	.2148e+1
2	-.1261e-1	.7185
3	-.8395e-2	.0
4	-.2492e-1	.1438e+1
5	-.3524e-1	.1736e+1
6	-.4244e-1	.1307e+1
7	-.5568e-1	.2587e+1
8	-.4498e-1	.2854e+1
9	-.5727e-1	.3577e+1

図4 2次元 Cavity 流模式図, 及び境界条件

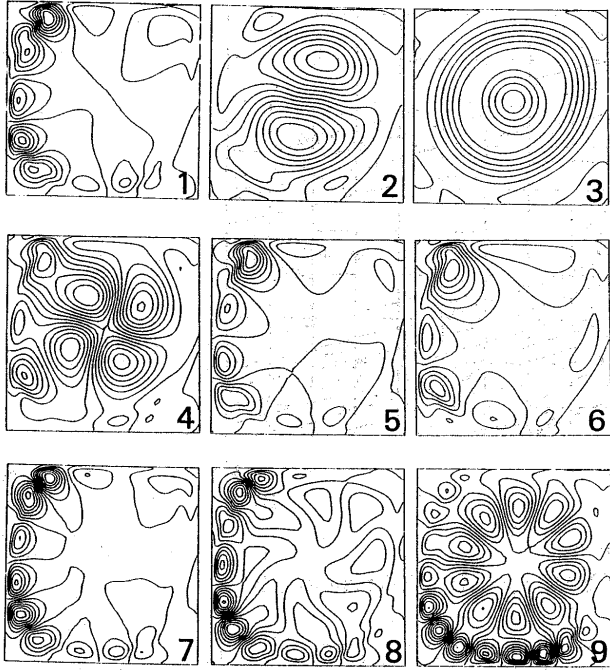


図5 固有ベクトル実部(流れ関数) 2次元 Cavity 流, $Re=10^4$
格子数 61×61 , $\Delta t=0.002$, $m=80$, $L=200$,
図中数字はモード番号

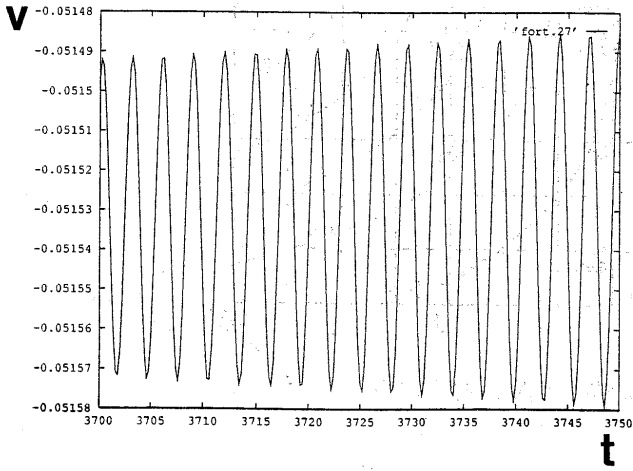


図6 時間発展解(A点, y 方向速度成分), $Re=10^4$,
格子数 61×61

値から計算されるモード1の周期は約2.9であり時間発展計算と一致している。 Re 数を変化させてモード1の固有値を計算した。結果を図8に示す。これから、第1の臨界点は、 $Re=9900$ 付近で、その点でHopf分岐が起こることが判明した。

4. 結 論

Erikssonの方法を、非圧縮粘性流の安定性の研究に適用した。この方法の精度を確認するため、平面 Poiseuille 流, Benard の問題について攪乱の成長率を調べた。それ

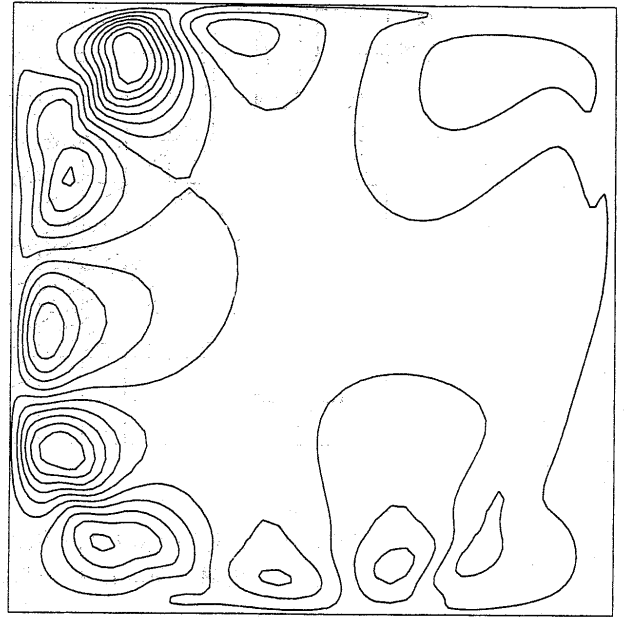


図7 瞬間場と時間平均場の差, 流れ関数, $Re=10^4$,
格子数 61×61

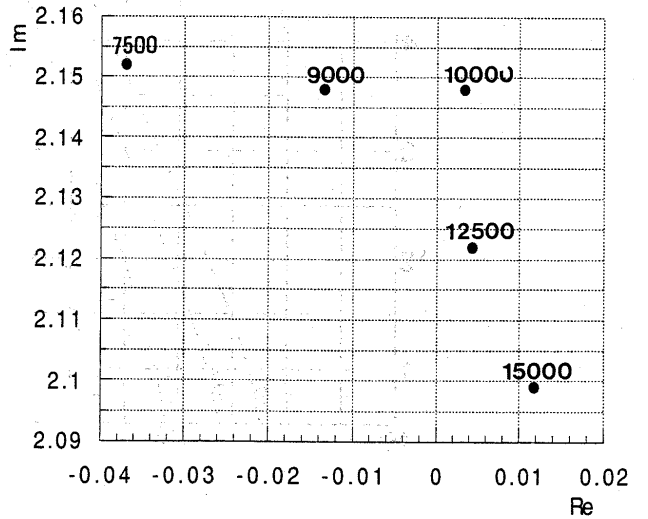


図8 Re 数による固有値 ($Re\{\lambda^a\}$) の変化, モード1,
図中数字は Re 数

らの値は、解析的方法で求めたものと良好に一致した。非平行流れの安定性研究として、2次元 Cavity 流を解析した。その結果、速度の境界条件に不連続点のない Cavity 流では臨界 Re 数は約 9.9×10^3 となった。この臨界点では Hopf 分岐し周期流れに移行する。最も不安定なモードの周期は約2.9であった。

参 考 文 献

- 1) 藤村 薫 ; “非平行流の安定性理論の現状”, ながれ, 3, 1984, 94-107
- 2) L. E. Eriksson and A. Rizzi ; “Computer-Aided Analysis of the Convergence to Steady State of

- Discrete Approximations to the Euler Equations”, J. Comp. Phys., 57, 90-128, 1985
- 3) W. E. Arnoldi ; “The Principle of Minimized Iterations in the Solution of the Matrix Eigenvalue Problem”, Quart. Appl. Math.9 (1951), 17-29
 - 4) Y. Saad ; “Variations on Arnoldi’s Method for Computing Eigenvalues of Large Unsymmetric Matrices”, Linear Algebra Appl.34 (1980), 269-295
 - 5) P. G. Drazin and W. H. Reid ; “Hydrodynamic Stability”, Cambridge Univ. Press
 - 6) W. H. Reid and D. L. Harris ; “Some Further Results on the Benard Problem”, The Physics of Fluids, Vol.1, No.2, 1958
 - 7) S. A. Orszag ; “Accurate Solution of the Orr-Sommerfeld Stability Equation”, J. Fluid Mech, 1971, 50, 4, 689-703
 - 8) J. Shen ; “Hopf Bifurcation of the Unsteady Regularized Cavity Flow”, J. Comp. Phys., 95, 228-245, 1991
 - 9) 巽 友正, 後藤金英 ; “流れの安定性理論”, 産業図書

境界層の遷移と非定常剥離——人体模型の音を通じて

坂尾 富士彦* 佐藤 浩**

Transition and Unsteady Separation of Boundary Layers, Appearing as the Aerodynamic Sound of Human Airway Models

Fujihiko SAKAO

Faculty of Engrg., Kinki Univ. Higashiroshima

Hiroshi SATO

Institute of Flow Research, Akasaka, Tokyo

ABSTRACT

Sound generated aerodynamically by obstacles in a duct is observed outside the soft duct wall, in simulation of diagnosing obstacle in human body through sound. For obstacle with convex surface the sound is due mainly to unsteady swinging of separation point of the flow over the convex surface. The oncoming flow is quasy-uniform or jet-like, simulating exhalation and inhalation phase, respectively. In the latter case, the dependence of sound increment on the flow parameters is complicated, often with unexpected features. These behavior may be explained if:

- (1) There is unsteady flow-separation on the convex obstacle (and reattachment on the wall, too) to give the dominant sound, and
- (2) The unsteady behavior is rather critically dependent on disturbances in the oncoming flow, as established previously by one of the authors (FS).

まえがき

診断の道具としての聴診器の歴史は古い。今も馴染み深い器具であるが、飾り物に近い面もある。しかし、聴診器で音を聞く診断法は対象者に何んらの苦痛も恐怖も与えない、典型的な無侵襲診断法であり、少しでも情報が得られるならば大変有益である。ある医師からの相談をきっかけとして、我々はその基礎研究を行なっている。

ヒトの呼吸器系は色々な機構で音を出す。ここでは空気力学的な音、即ち比較的大きい断面の気管等の中に障害物がある為に、呼吸に伴って発生する音を対象にする(臨床的には、色々な原因での狭搾により音が発生する事が知られている)。空力音の研究は既に多いが、それは直接開けた場所に出る音か、管内を軸方向に伝わる音に就いてで

あった。機械や設備で普通に見られる管は壁が硬く、内部の音は壁を透して外へは出ない(例:伝声管)。管内を軸方向に伝わる音は、発生した音自体とはかなり異なる事が多い。

ヒトの呼吸器系のように管壁が軟かければ、内部の音を開口ではなく管壁を透して外部で観測できる。ここで報告するのは、流路内の障害物の存在によって発生し、柔らかい管壁を透して外部で観測される空力音について実験した結果である。

実験装置

図1は流路の模式図である。内側断面は正方形、壁の3面は厚さ10mmの亚克力板、1面は面密度0.01-0.02g/cm²の紙製で、その外側20mmに置いた12mmのコンデンサマイクロホンで音を観測する。従って遠距離音場とは言えないが、それを承知しておけば何も差し支えはなく、聴診の実状にはより近い。出力の処理は1/3オクターブバン

* 近畿大学工学部

** ながれ研究集団

ド・パワースペクトルが主である。

測定部流路（及びその直前の鎮静室）は無響室内にあり、送風機は室外にある。送風機内部にも、流路の途中にも音を遮る工夫をしてある。流速は上流の鎮静室内及び、流路内の所要の場所での静圧から求める。流路の入口は、鎮静室から、流れが滑らかに流入するよう整形してある。流路内の適当な場所に、断面が弓形の柱状物体を、その平面を紙の壁の反対側の壁面に密着させて、即ち円筒面がマイクロホンに向かうように設置し、障害物（のモデル）とする。障害物付近の流れは2次元に近いと思われる。

これだけでは呼気の場合のモデルになる。ヒトの気道の入り口は声帯により断面積が半分以下になっており、吸気

の際は噴流が発生し、下流の障害物は噴流、淀み領域、またはそれらの境界などの中にある。これを模擬する為に、流路入り口の直ぐ下流に、四分円の後の短い平坦部が鋭い縁で終る、ノズルの半分の形の物体を置いて声帯の模型とする。厚さは12mm（流路の60%）である。下流の障害物との相対的な配置は、流路壁の同じ面、逆の面、及び横の面などに変化させるが、後者が常に奥の壁にあるように、声帯の方を色々な位置に置く。両者が平行なら、流れは2次元に近いであろう。

実験結果 I. 普通の管流の中の障害物

図2にマイクロホン出力の、1/3オクターブ帯パワース

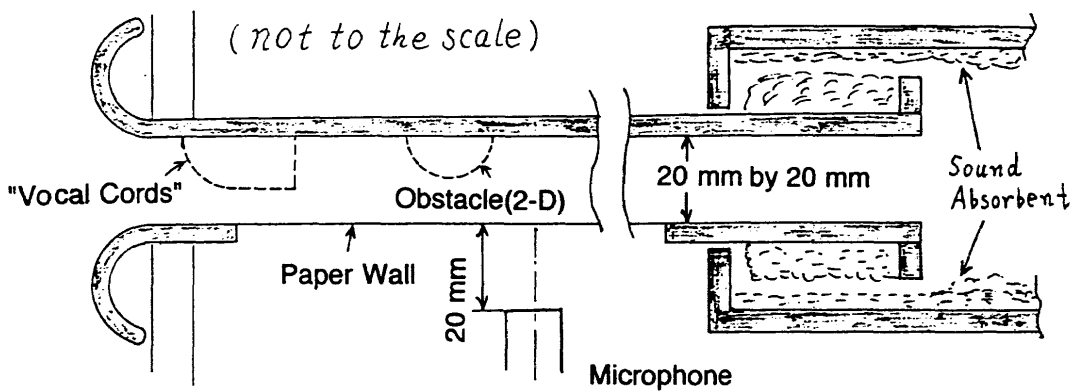


図1 流路の模式図

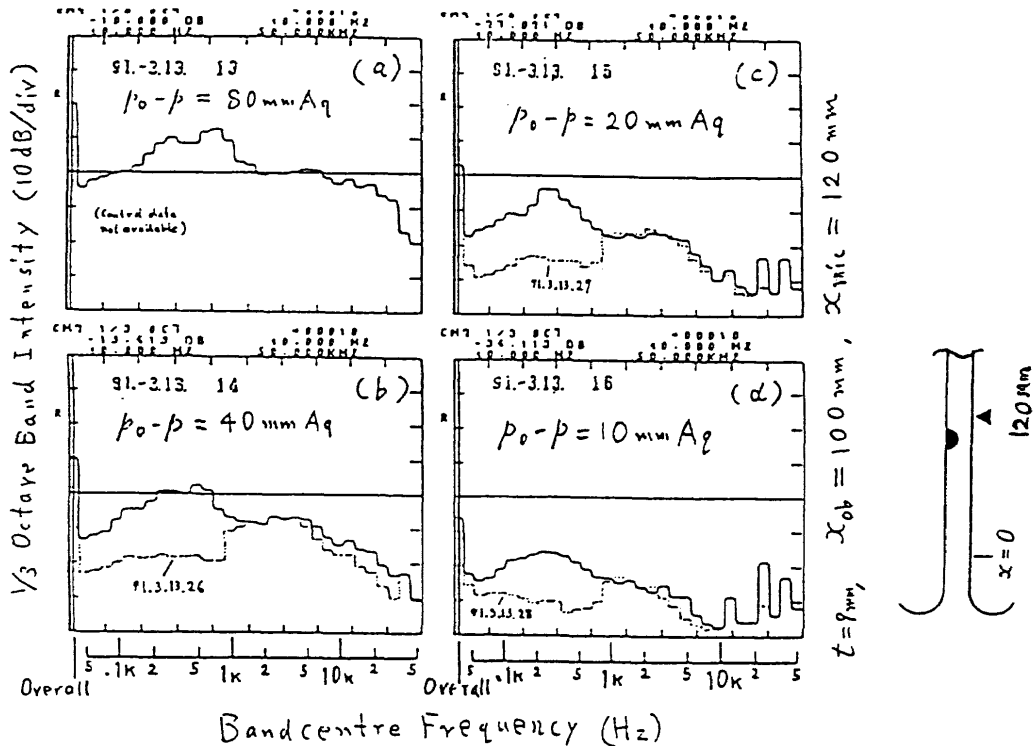


図2 マイクロホン出力の、1/3オクターブ帯スペクトル。横軸は左端は全出力、その左から、50~50,000Hzの対数目盛。縦軸は対数目盛で10dB/div、障害物の断面は主として半円。

ベクトルの例を示す。スペクトルの、概ね100Hz以上が主対象となる。実線は弓形断面の障害物(図3参照)を、その中心が流路の平行部の始まりから130mmの位置にあるように設置した場合、点線は障害物無しでの結果である。障害物の有無で流速分布は変わるが、障害物の横での流速を同じにしてある(従って流量は異なる)。 x_{ob} , x_{mic} は下流障害物の中心と、マイクロホンの位置、 t は下流障害物の厚さである。熱線風速計での測定によれば、障害物の位

置で、障害物無しではほぼ乱流、障害物があれば流れが加速されて乱れは少くなる。

図2に示すように、障害物の存在に起因する音は数百Hzの成分が主である。これ迄の空力音研究の経験から、それは滑らかな丸い障害物表面での流れの剥離点の変動による音と考えられる。図3に示すように、障害物の下流端を鋭く切断して剥離点を固定する形にすると低い帯域の音が著しく小さくなり、それが確かめられた。データは省略するが、数百Hzの音のピークレベルが流速の6乗に近い変化をするのもそれを裏付ける。

数kHzに認められる増加は噴流騒音であろう。噴流騒音は一般に流れの僅かな差異によって大きく異なり、従ってこの帯域の音のピークレベルはバラツキが大きい。

なお、図2のデータの一部では、10kHzに著しい共鳴が見られる。この共鳴は見かけ上同一条件でも現われたり消えたり不思議な振舞いをする。

測定位置の影響については、数百Hzの音は場所によってそれ程変わらないが、数kHzの音は真横では大きく、外れると急減する。なお、障害物の厚さは5mmでも9mmでも音には大差が無かった。

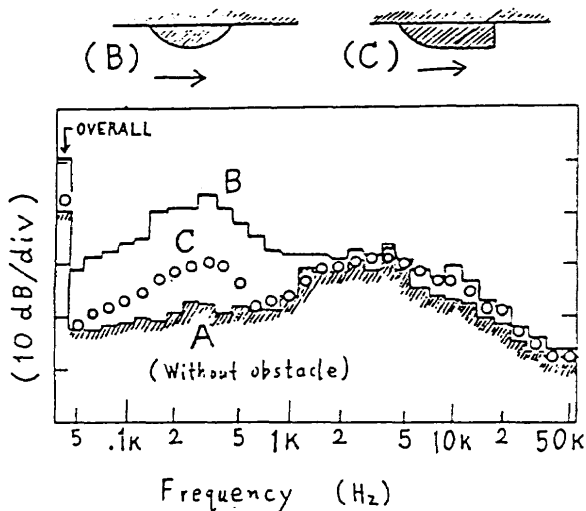


図3 障害物の有無と形状による音の差異の例
 A: 障害物無し, B: 滑らかな丸い障害物,
 C: 剥離点を固定する形の障害物
 障害物は中心が平行部の始まりから130mm
 ($x_{ob}=100$ mm), 厚さ(t)=5mm, $p_0-p=40$ mmAq.
 軸の目盛は図2と同じ。

実験結果II. 「声門」下流の障害物

吸気時、気道入り口近くの声帯の効果を模擬する物体を流路入り口近くに置いた場合の結果を図4以下に示す。下流障害物の厚さ、声帯模型との相対位置、マイクロホンの位置などを変えてある。記号その他は図2と同様である。この場合にも、下流の障害物による音の大部分を占める数

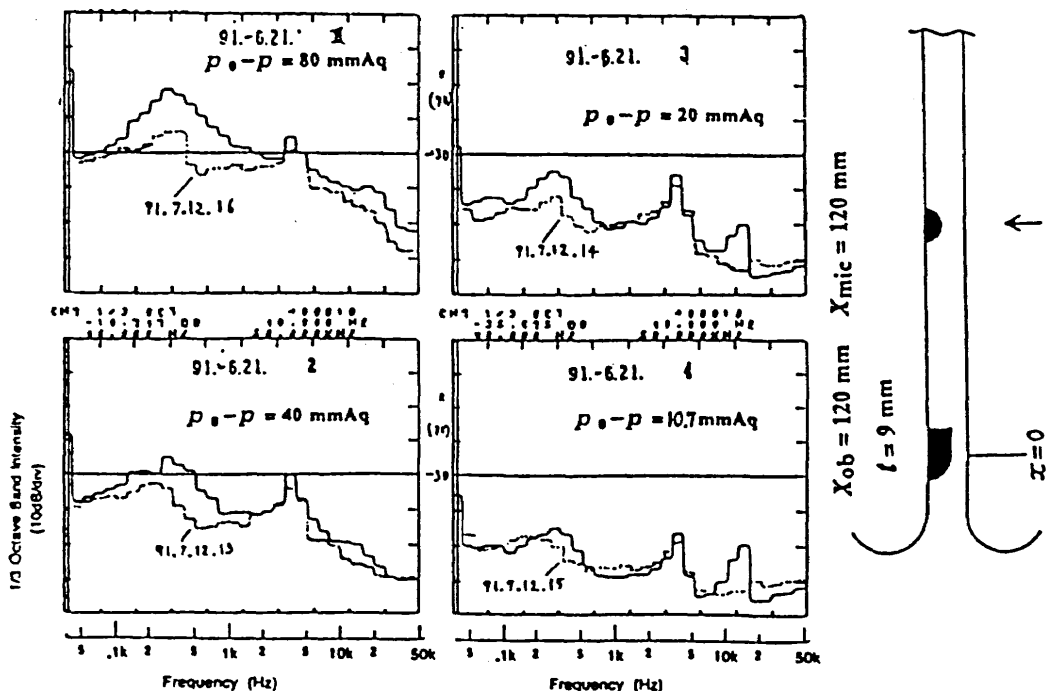


図4 厚さ9mmの障害物を淀み領域側に置いた場合

百 Hz の音は、丸い障害物表面での剥離点変動によると考えられるが、両者の相対位置により複雑な変化をする。

図4は厚さ9mmの障害物を淀み領域側に置いた場合である。障害物が比較的上流でマイクロホンも近いと(図略)音の増加は最高流速でのみ現われるが、マイクロホンを下流に離すと(図略)増加は非常に顕著になる。流れの非定常的な再付着によるのであろうか。障害物とマイクロホン

を共に下流に移すと(図示)音の増加は大きい流速で著しい。

図5は障害物が厚さ5mmの場合である。障害物が比較的上流(図略)では、淀み領域内に隠れる形であり、音の増加が少ないのは当然である。所が、障害物を下流に移した図示の場合、周波数全域に亘ってかなりの増加が見られ、厚さに比例はしない。

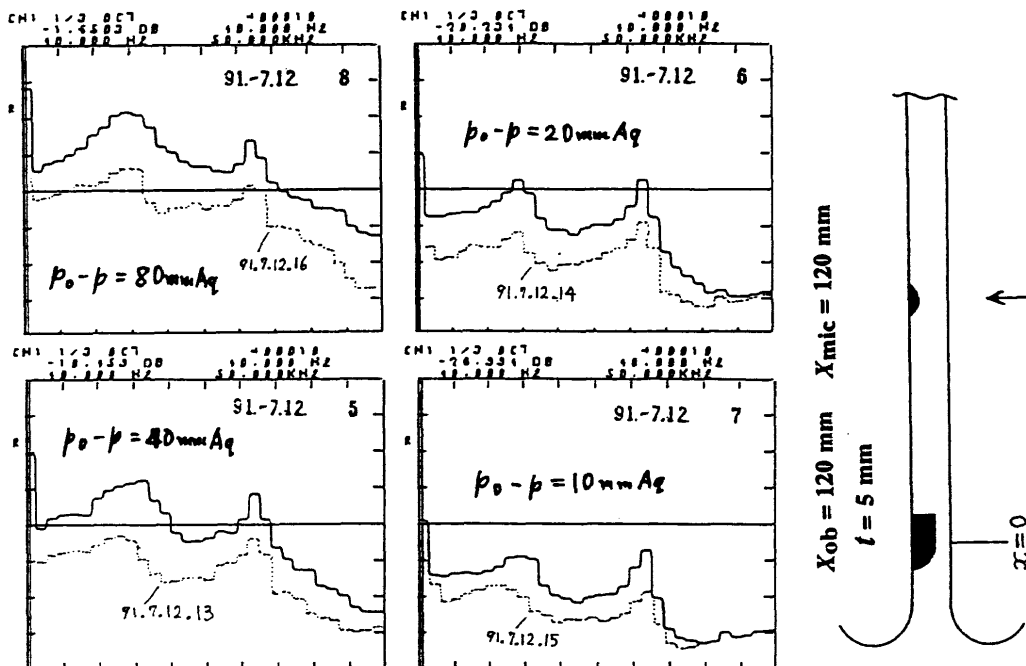


図5 厚さ5mmの障害物を淀み領域側に置いた場合

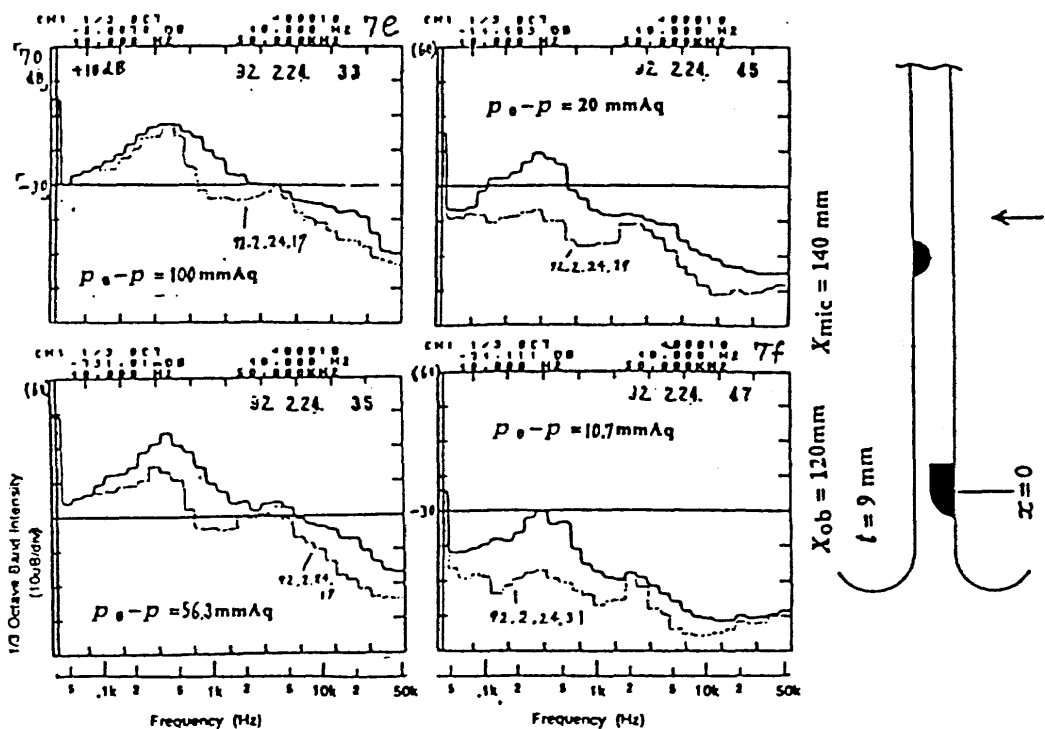


図6 噴流が衝突する側に、厚さ9mmの障害物を置いた場合

図6は噴流が衝突する側に、厚さ9mmの障害物を置いた場合である。障害物が比較的上流の場合(図略)、マイクロホンが近くでも、下流でも、かなりの音の増加が見られる(少しの定性的違いはある)。障害物がずっと下流の場合、マイクロホンは傍(図示)でも更に下流(図略)でも、音の増加は著しいが、最高流速でだけはやや少ない。大胆な推測をすれば、流速が大きいと流れの乱れが強くなって剥離などの非定常変動の割合が減少するのであろう。

紙面の関係で図は省略するが、厚さ5mmの障害物を噴流の衝突する側に置いた場合、障害物が比較的上流の場合には音の増加が少ない。下流に移すと一般に増加はさらに少なくなる。気流の乱れが発達して薄い障害物の表面では明瞭な剥離が起こらなくなったと考えられる。最も低い流速でだけは音の増加が明瞭で、乱れが十分強くないことを推測させる。声帯と障害物の軸を交差させた場合は、明確な傾向はまだ得られていない。

著者はこの場合には障害物による音の増加の大部分は、丸い障害物表面での剥離(と一部は再付着)の非定常性によると考えているが、障害物の下流側の角を鋭くして剥離点を固定する等で確かめる必要がある。剥離点の変動は、以前の実験²⁾により、流れの乱れの状態により変動の程度

及びそれによる音の大きさが非常に広い範囲に変わり得る事が確かめられている。従って上に述べた、音の(相対的な)増加が流速によって変る事、特に、低い流速で著しく大きいなどの一見意外な関係も、流速による乱れの変化の結果として説明できる可能性は十分にある。今後、流速の測定などにより確かめる必要はあるが、反面、予測は非常に困難であろう。但し診断への応用の可能性は、少なくとも測定位置によっては多くの場合に観測可能な音の増加が見られる事から、十分にあると言えるであろう。

この研究の費用の一部(特に研究連絡の費用)は本田工業(株)社長本田英行氏の援助による。記して謝意を表する。

参 照 文 献

- 1) 坂尾, 佐藤; 第23回乱流シンポジウム(ながれ10:別) 307-311 (1991)
坂尾, 佐藤, 第24回乱流シンポジウム(ながれ11:別) 270-275 (1992)
- 2) 坂尾; ながれ 3 : 51-68 (1984)
- 3) Sakao, F. ; 5th Asian Cong. Fluid Mech., Vol.1 : 1-12

円柱近傍後流に関する実験と計算の比較

大田黒 俊 夫* 水 藤 寛*

Comparison between Experiment and Computation for the Near Wake Behind a Circular Cylinder

Toshio OTAGURO and Hiroshi SUITO

Institute of Computational Fluid Dynamics

ABSTRACT

The near wake structure behind a circular cylinder was investigated using both experimental measurement and two-dimensional numerical simulation in order to test the feasibility of close cooperation between experiment and CFD. First, a comparative method was briefly discussed for complementary study with experimental and numerical methods. Results with both methods show that the present numerical method contains several serious drawbacks, in particular, to pressure estimation just behind the cylinder and to mass continuity calculation further downstream of the cylinder.

Key Words: cylinder wake, near wake, shear layer, hot wire, CFD, comparison

1. はしがき

CFDの質的向上を図るためには未だ実験との比較検証が欠かせない。これまで、最も精力的に検証が行なわれたのは、スペクトル法によって計算されたチャンネル内乱流で、その精度は実験を凌駕しているとまで言われている。しかし、これは低レイノルズ数、矩形断面、周期境界条件の内部流という限られた条件下での結果であって、もっと一般的な条件での計算の詳細な検証は非常に例が少ない。たとえあったにしても流れ場そのものではなく、物体に働く力のような低次の統計量でしか比較していない例が大部分である。本研究では、比較の基本的考え方を提示した後に、円柱近傍後流に関する実験と計算を新たに行い、できるだけ生のデータの詳細な比較検証を行なうことによって当該コードの精度を検証し、今後の改善への指針となるデータを提供する。

2. 比較の考え方

流体力学には大きく分けて、理論、実験、数値計算とい

う3つの手法があるが、これらは互いに長所短所を持ち、互いに相補って全体として総合的な力で我々の理解を助けてくれる。いま、実験と計算との関係を考えてみると、実験は長時間統計量、高レイノルズ数流れ、現実世界の現象、という点に強みを持ち、一方計算は、空間構造の把握、求まる物理量の多様さ、物体形状や流れのパラメータの変更の容易さ、などに長所がある。流れの種類や空間的部位に関しても実験と計算とではそれぞれ得手不得手がある。例えば物体後流に関しては、実験は遠方場が得意であるし、計算は近傍場に関して精度が高い。

それぞれの守備範囲は互いに重なり合う部分があるので、そこでの相互比較が可能になる。相互比較の結果、重なり合う部分の合致度が高ければ、重なり合わない部分に対しても互いの結果にある程度以上の信頼性を与えることができる。これは解析接続に似た考え方として理解できるだろう。また、守備範囲を定義する場合は単に物理空間だけに留まらず、波数空間、時間、周波数空間、パラメータ空間なども含まれることに注意しておこう。

重なり合う部分での比較という概念には多少説明が必要であろう。実験で直接3次元の速度場を計測することは未だ一般的ではなく、多くの場合I型やX型の熱線流速計に

* 計算流体力学研究所

よる計測が行なわれるが、計算は直接2次元または3次元の速度場を求めることができる。実験結果との比較を行う場合には、計算結果を熱線での計測を模擬するような形式に変換してやるが必要になる。いま、実験での計測を最も単純で空間分解能の高いI型熱線プローブに限定すると、2次元または3次元の計算で求められた流れ場を改めて仮想的なI型プローブで模擬的に測る必要がある。この模擬測定をここでは“Single-wire Emulation”(以後SWEと略記)と呼ぶことにする。その結果が実験結果と合っていれば、元の計算結果は信頼できることになり、2次元または3次元の流れ場に関する情報を活用できる基盤が与えられる。

比較の対象とする物理量は各測定点での速度変動波形が最も直接的なものであるが、2つの定常確率過程の比較という観点からは、統計量どうしの比較が現実的であり、平均速度や乱れの分布、乱れのエネルギーの各周波数ごとの分布などが挙げられる。

3. 円柱近傍後流の測定

本論文では事例研究として、レイノルズ数約2,000の円柱近傍後流の風洞実験と2次元数値計算を行い、両者を比較検討した。レイノルズ数を2,000に選んだのは、剝離剪断層の発達やカルマン渦の放出などの鈍い物体の後流の基本的性質で工学的に重要なものが出揃っていること、近傍後

流の色々な性質がレイノルズ数に対してほとんど変化しないこと、実験、計算ともに技術的に容易な領域であること、等による、まず本項では測定結果について簡単に述べる。

風洞は断面が500mm角の正方形で長さが2,000mmの測定部を持ち、熱線プローブを3次元トラバースすることができる。測定部入り口から250mm下流の測定部断面中心を座標軸の原点に取り、主流方向をx軸、断面内水平方向をy軸、垂直方向をz軸と定義した。y軸を一致させて直径dが6mmの円柱を置き、 $y = \pm 220$ mmの位置に直径4dの円盤状の端板を取り付け、約5.0m/sの一樣流速 U_0 を与えた。 $0.75 \leq x/d \leq 8.0$, $y=0$, $-3.0 \leq z/d \leq 3.0$ の範囲のxz断面内の後流場をx, z方向にそれぞれ 16×73 のメッシュに分割し、I型プローブを用いた熱線流速計の出力波形をメッシュの各点で10kHzで20秒間収集した。この波形を元に各点での各種統計量を算出し、xz断面内での空間分布を求めた。

図1は平均速度の等速度線を $0.05 U_0$ 間隔で描いたものである。太線は $0.5 U_0$ と U_0 の等速度線を表わす。円柱外側の加速域や、剝離剪断層内の強い速度勾配、後流中心軸上の速度欠損の回復の度合いがよくわかる。注意しなければならないのは、 $0.75 \leq x/d \leq 2.5$ かつ $-0.6 \leq z/d \leq 0.6$ の領域では逆流が起きている可能性があるのに、I型プローブによる測定のために順流と逆流とが区別されていないという点である。この領域での統計量はこのままではあまり信

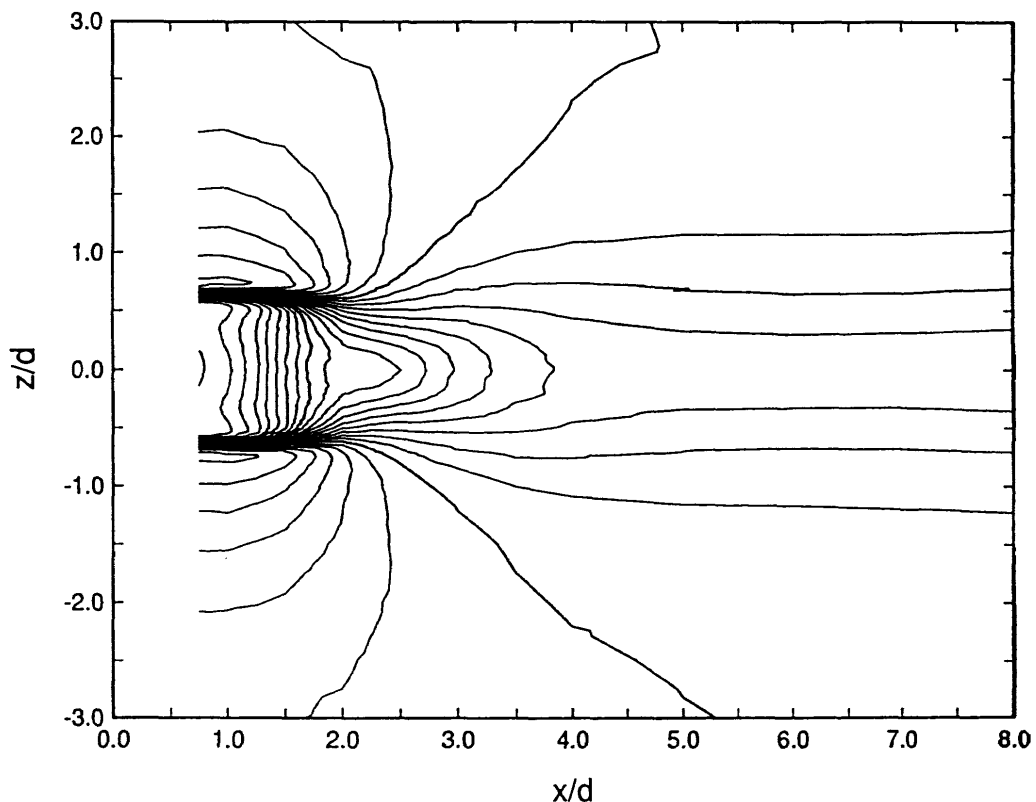


図1 時間平均速度 U を一樣流速 U_0 で無次元化し、測定領域内で0.05間隔の等高線として表したもの。太線は U/U_0 が1.0と0.5の等高線を表す。

用できない。しかしながら、数値計算結果に SWE を施し実験結果と比較することによって、真の値を回復させる可能性は残されている。

図2は乱れの強さの等高線を2.5% 間隔で描いたものである。図1の平均速度分布と重ね合わせて見ることによって、剝離剪断層内に強い乱れが発生していること、やがてそれはカルマン渦列の変動場へと移り変わり、いったんカルマン渦列が出来上がるとそれはなかなか減衰しない、ということがわかる。ただしこの場合も逆流領域での精度の信頼性は低く、数値計算との照合を待たなければならない。

測定ではこの他に剝離剪断層内の不安定波動などの知見も得られたが、本稿の範囲外なので別の機会に述べることにする。

4. 計算結果と実験との比較

次に数値計算について述べる。計算格子は円柱周りの 400×100 の2次元O型グリッドで、最外周の半径を $30d$ に取った。半径方向に対しては、円柱表面に近づくにつれて格子密度を高くしてあるが、円周方向に対しては一律な格子密度とした。Navier-Stokes 方程式を離散化し、乱流モデルを入れずに差分法で解いた。その際、対流項は3次の風上差分を使って離散化し、時間方向には1次精度の陽解法を用いた。境界条件として、円柱より上流側の境界では Dirichlet 条件で一律流を与え、下流側境界では Neumann 条件で流出条件を与えた。初期の過渡的な状態を経た後、

カルマン渦が定常的に放出されるようになってから速度波形の収集を開始した。収集された波形はI型プローブでの測定結果と直接比較するためにさらに SWE を施し、その後測定データと同様にして統計量を求めた。従って、以下に示すデータは SWE 後のものであることに注意されたい。

図3は図1と同じ範囲の平均速度分布の等高線で、 $0.025 U_e$ の間隔で描いてある。図4は図3に対応する乱れ強さの分布の等高線で、これらは1%の間隔で描いた。一見してわかることは、剝離剪断層内の速度勾配が大変弱いこと、中心軸上での速度欠損の回復の様子が実験とは大きく異なり、 $x/d=5.0$ 付近までは流速の絶対値は U_e よりもむしろ大きく、後流の速度分布には見えないこと、速度欠損が回復するのは逆に徐々に減速されており、さらに下流ではそのことで周囲の流体との間にかなり強い速度勾配を作っていること、である。以下、個別に考察を加えてみたい。

剝離剪断層の剪断の弱さは、強い数値拡散によるものと思われる。計算結果はあたかも設定したレイノルズ数よりもずっと低いレイノルズ数の流れのように見える。数値拡散はグリッドの構造や密度、またソルバーのスキームにも左右され、関係する要素が多いので原因は未だ特定できていない。また、剪断の強さが弱いので、剪断層内に発生する筈の不安定波は、あったにしても波数や周波数が実験とは大きく異なるだろうと予想される。

中心軸上の速度の回復に関して特筆すべきことは、SWE 後のデータで見ると、円柱の下流の速度が U_e を超えてい

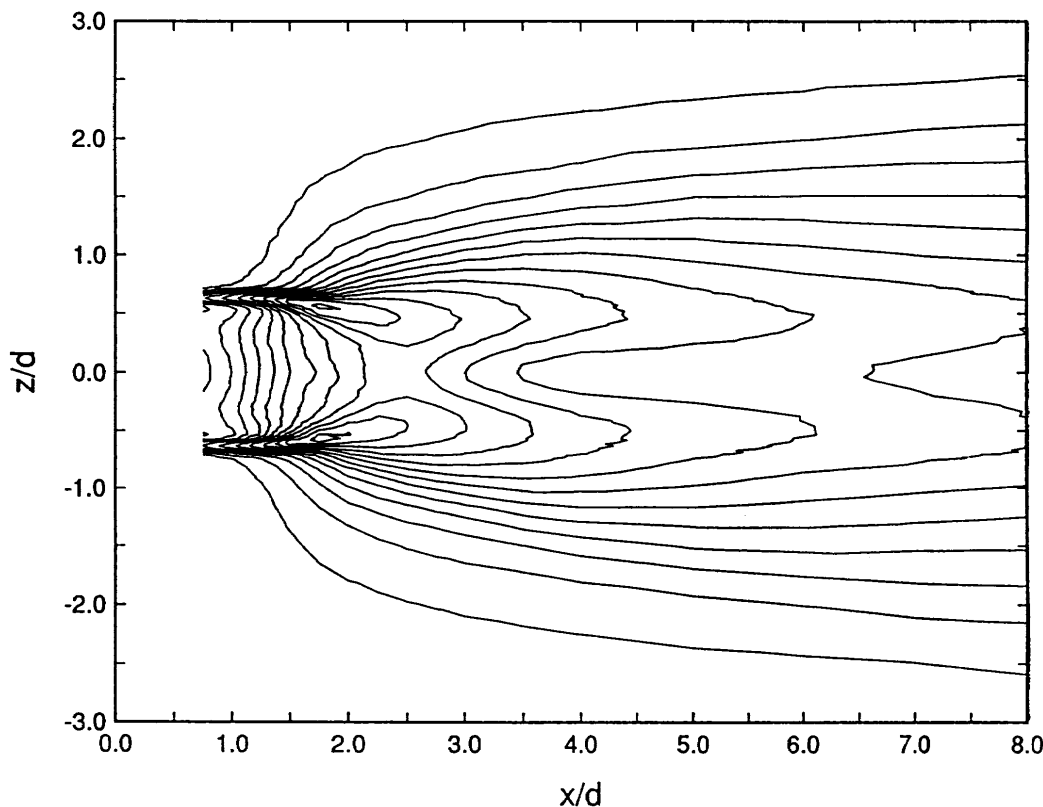


図2 速度変動の rms 強度を U_e で無次元化し、0.025 間隔の等高線として描いたもの。

ることである。これは実験常識とは余りにもかけ離れているので、詳しく調べてみた。SWE前の x 方向の平均速度分布 $U(z)$ と乱れ強さの分布 $u'(z)$ 、 z 方向の平均速度分布 $w(z)$ と乱れ強さの分布 $w'(z)$ を描いてみると、少なくとも $U(z)$ は剪断が弱いにせよ通常の近傍後流の速度分布に近いことがわかったが、 z 方向の乱れの強さ $w'(z)$ が中心軸上で非常に強く、そのことがSWE時に速度の絶対値を大きくする原因であることがわかった。即ち、円柱の近傍では後流中心軸に向けての流体の巻き込みが大変激しく、それが大きな w 成分をもたらし、SWEでの速度の絶対値の

計算に大きく寄与している、ということである。

レイノルズ数2,000程度では、円柱のすぐ下流は死水領域になっており、渦の巻き込みは $x/d=2.5$ の付近で起こることは既知の事実である。今回の計算では、円柱直後で渦が強く巻き込んでいるために、速度分布が実験と大きく異なるということが出来る。この渦の巻き込み位置は渦度分布の時系列を追うことによって確かめられた。ところで、円柱表面の圧力分布を計算してみると、境界層の剥離点よりも下流では $-C_p$ は既知の測定値よりも大きい、ということがわかった。即ち、実際には死水領域になる筈の場所の

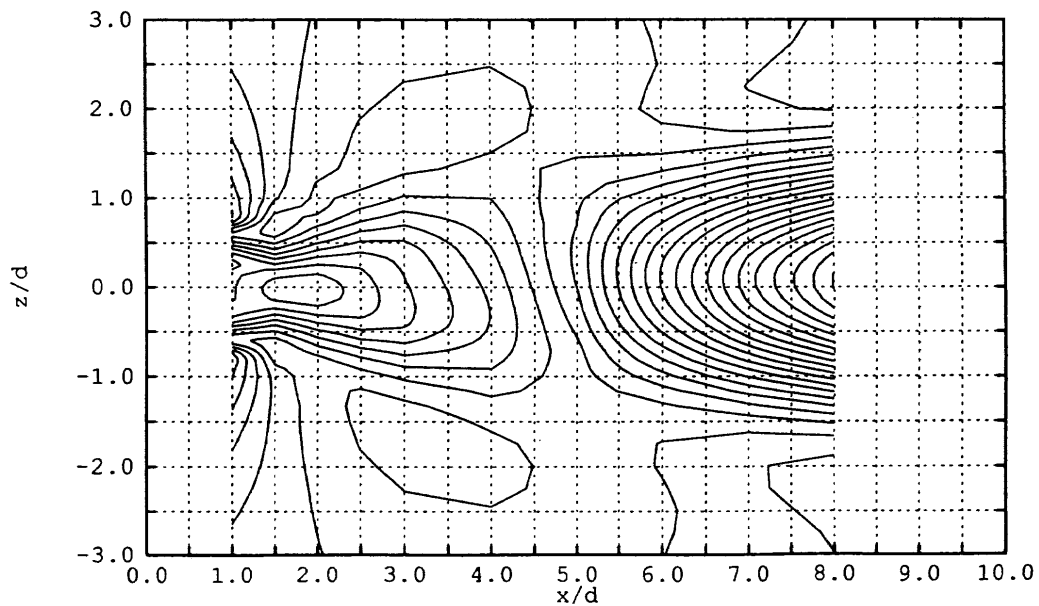


図3 数値シミュレーション結果に Single-wire Emulation を施し、その時間平均速度場を図1と同様に描いたもの。等高線の間隔は図1と異なり0.025である。

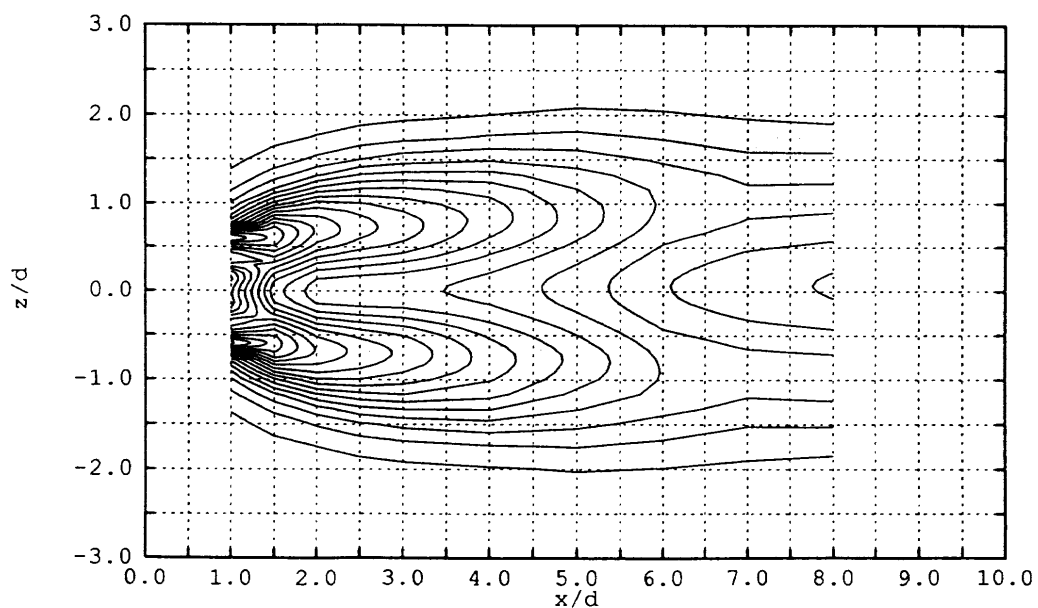


図4 数値シミュレーション結果に Single-wire Emulation を施し、その速度変動のrms強度を図3と同様に描いたもの。等高線の間隔は図2と異なり0.01である。

圧力が低すぎるために、剝離剪断層は円柱直後で中心軸に向かって巻き込んでいることになっていて、計算結果はそれ自体では辻褃が合っていることがわかる。ただ、なぜそのように圧力が低くなってしまふのかは未だよくわかっていない。

$x/d=5.0$ 以降で速度欠損が大きくなっていく現象も不可解である。実際に SWE をする前の真の $U(z)$ で調べるとこの現象はいっそうはっきりする。計算グリッドが粗くなっていくための数値粘性の影響もあるだろうと想像されるが、具体的な説明は今後の課題である。連続の条件が正しく成り立っているかどうか、境界条件がどの様に影響しているのか、などを詳細に検討する必要がある。

5. ま と め

今回行なった 2次元差分計算では、流れ場に対してはあまりいい一致を見なかった。それでも、 C_D や C_L は既知の結果と比較的よく合う。カルマン渦放出の Strouhal 数もそれほど違わない。物体にかかる力という観点からのみの

評価をすれば、今回のような計算でも実用的なのかも知れない。しかし、流れ場の物理を理解するという点ではまだ不十分な結果でしかない。今後、他の方法による 2次元計算やさらには 3次元計算との比較も行なって、数値計算の信頼性を高める努力を続けていきたい。今回の測定結果がそのためのデータベースとなれば幸いである。

参 考 文 献

- M. F. Unal and D. Rockwell : On vortex formation from a cylinder. Part 1. The initial instability., J. Fluid Mech. (1988), Vol.190, pp.491-512.
- J. R. Filler, P. L. Marston and W. C. Mih : Response of the shear layers separating from a circular cylinder to small-amplitude rotational oscillations., J. Fluid Mech. (1991), Vol.231, pp.481-499.
- 西岡通男, 浅井雅人, 古本伸一 : カルマン渦列形成領域における攪乱増幅特性, ながれ (1991), Vol.10-4, 269-276.

Rc付近において回転円柱に作用する力

奥出 宗重* 大蔵 信之* 松井 辰彌**

Forces Acting on a Rotating Circular Cylinder Near the Critical Reynolds Number

Muneshige OKUDE and Nobuyuki OHKURA

Meijo University

Tatsuya MATSUI

Gifu University

ABSTRACT

Forces acting on a circular cylinder rotating in a uniform flow were investigated experimentally at Reynolds numbers near the critical value. Lift acting on a circular cylinder changed from positive to negative with increase in the rotating speed. At subcritical Reynolds numbers, the change was rather gradual. At supercritical Reynolds numbers, lift dropped suddenly from a positive value to a negative value at some rotating speed. To see the mechanism of the lift-change, at first, the forces acting on a non-rotating, stationary cylinder. As the results, a lift force, positive or negative, was measured in a very narrow range of Reynolds number around the value of 3.6×10^5 , though no lift was measured at other Reynolds numbers. The generation of lift was explained by the difference between the behaviors, that is, laminar separation, formation of a separation bubble, laminar-to-turbulent transition, and separation of the turbulent boundary layer, of the boundary layers on both sides of the cylinder.

Key Words: rotating cylinder, critical Reynolds number, separation bubble

1. ま え が き

一様な流れの中に、これに垂直に置かれた回転円柱に、一様流に垂直な方向に揚力が働くことは、マグナス効果としてよく知られている。揚力は、円柱表面の速度が一様流の速度と逆方向の側から同方向の側へと作用する。円柱の抵抗係数がレイノルズ数の増加と共に急激に減少するレイノルズ数、すなわち臨界レイノルズ数の付近では、円柱の回転速度の増加に伴って、揚力が減少し、さらに負揚力が発生することが知られている^{1),2)}。Swanson¹⁾の総合報告において、円柱のアスペクト比、円柱表面の速度と一様流の速度との比、円柱両端の端板などがマグナス効果に及ぼす影響についても述べられている。Brown³⁾は、煙風洞の流れの可視化から、マグナス効果は円柱表面の境界層が円

柱の両側で非対称に剥離することによると述べている。

従来の回転円柱の実験結果からは、揚力に及ぼす円柱表面の境界層の層流剥離、剥離泡の形成、乱流への遷移、乱流剥離などの影響については明らかでない。これらを明らかにするのが本研究の目的である。

2. 実験装置

この研究に用いた実験装置は前報告⁴⁾に述べたものと同じである。円柱の外径は200mm、一様流に晒される部分の長さは500mmである。円柱と共に回転する端板は用いていない。揚力と抵抗は天秤で直接に測定される。円柱直径によるレイノルズ数が $0.7 \times 10^5 \sim 7.0 \times 10^5$ の範囲で行なわれた。この範囲で一様流の乱れは0.4%の程度であった。

3. 一様流中の回転円柱に作用する揚力

一様流中で円柱を回転させた場合、円柱に作用する揚力を、スピン・パラメーターS(円柱表面速度/一様流速度)

* 名城大学理工学部
** 岐阜大学名誉教授

に対して、レイノルズ数をパラメーターとして、亜臨界レイノルズ数領域については図1に、超臨界レイノルズ数領域については図2に示す。臨界レイノルズ数については後に述べる。

これらの結果から次のことがわかった。すなわち

- 1) スピン・パラメーター S を増加すると、初めは揚力が増加するが、極大値を経て減少し、やがて負揚力が発生する。その後再び揚力が増加する。
- 2) 亜臨界領域の場合
 - a) 揚力は S の増加と共に連続的に正から負へ変化する。
 - b) 正の揚力の S に対する増加率 dC_L/dS は負揚力の増加率 dC_L/dS より小さい。
 - c) 揚力の正から負への変化は、 Re の増加と共に S の小さい値で起こる。
- 3) 超臨界領域の場合
 - a) 揚力は S の増加と共に不連続的に正から負へ変化する。
 - b) dC_L/dS の値は一定で、亜臨界領域での負揚力の増加率の値と同じである。
 - c) 揚力の正から負への変化は、 Re の増加と共に S の大きい値で起こる。

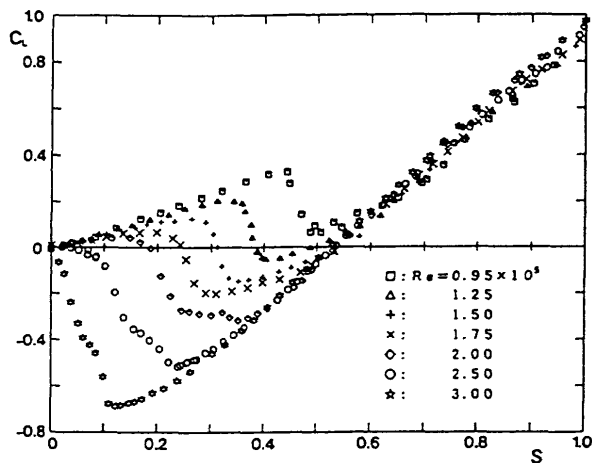


図1 回転円柱に働く揚力（亜臨界領域）

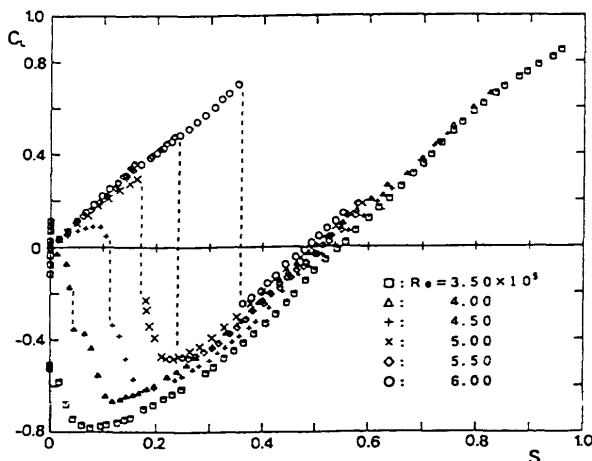


図2 回転円柱に働く揚力（超臨界領域）

4) 臨界領域 ($Re=3.5 \times 10^5$) の場合

- a) $S=0$, 円柱が静止の場合でも、正または負の揚力が発生する。
- b) 円柱に少し回転を与えると、負揚力が発生し、さらに S を増加すると、揚力は極小値を経て、 S と共に増加して、正の揚力を発生するに至る。

一様流が非粘性である場合には、円柱が回転していても揚力は発生しない。一様流に粘性がある場合には、一様流速度と円柱表面速度とが同方向の側と逆方向の側とで、円柱表面に発達する境界層の流れが異なるので、揚力が発生する。レイノルズ数とスピン・パラメーターが揚力の発生に及ぼす上述のような影響を理解し、説明するためには、円柱表面の境界層の様子を知る必要がある。その手始めとして、臨界レイノルズ数のとき、静止円柱に作用する揚力について調べることにする。

4. 静止円柱に働く抵抗と揚力

1) 抵抗

一様流中で、円柱が回転せず、静止している場合、円柱に働く抵抗と揚力とが測定された。図3に抵抗係数をレイノルズ数に対して示す。抵抗係数はレイノルズ数 2.8×10^5 あたりから急激に減少して 4.0×10^5 ではほぼ一定の値 0.42 に落ち着く。超臨界領域でのこの抵抗係数の値は、従来の測定値に比べてやや大きい。これは、一様流中の乱れが大きく、 0.4% 程度であったことに依るものと思われる。この結果から臨界レイノルズ数の値を決定するのは極めて困難である。

Tani⁵⁾は、円柱表面圧力分布と表面境界層の剝離、遷移および再付着の位置とから、亜臨界領域では、境界層は円周角 80° あたりで層流剝離したままであること、超臨界領域では、境界層は円周角 100° あたりで層流剝離して、 110° あたりで乱流に遷移し、 118° あたりで円柱表面に再付着して剝離泡を形成し、再付着した乱流境界層は最終的に 130°

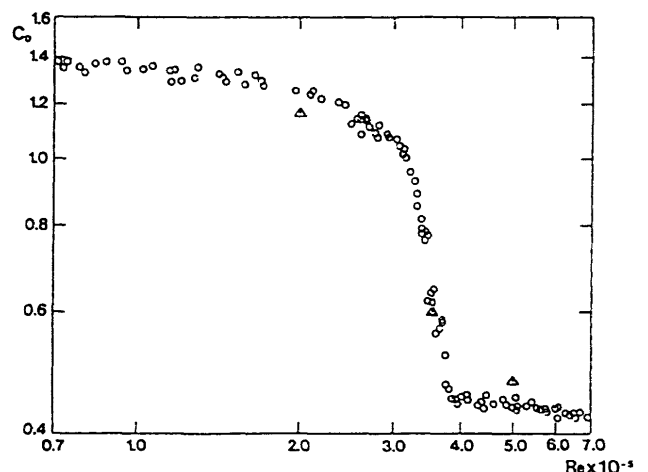


図3 静止円柱に働く抵抗

近くで剥離することを示し、この剥離泡形成の有無が円柱表面の圧力分布に大きく影響して、亜臨界領域での抵抗係数が大きく、超臨界領域での抵抗係数が小さくなることを説明している。この圧力分布は臨界領域においてレイノルズ数の僅かな増減によって変化する。それは剥離泡の形成が臨界的な現象であるからである。

2) 圧力分布

図4に亜臨界領域、臨界領域および超臨界領域での圧力分布をしめす。この図から、亜臨界領域 ($Re=2.0 \times 10^5$) の場合、円周角 80° あたりで剥離し背圧が低く、従って抵抗が大きいこと、超臨界領域 ($Re=5.0 \times 10^5$) の場合、圧力分布はポテンシャル流れに近く、背圧も高く、従って抵抗が小さいことが分かる。また、この場合、円周角 100° および 260° のあたりに剥離泡の存在を示唆する圧力分布が見られる(矢印で示す)。

臨界領域 ($Re=3.6 \times 10^5$) の場合、背圧は前二者の中間の値を示す。従って抵抗も中間値をとることになる。前二者と著しく異なるのは、圧力分布が非対称であることである。 90° 付近の圧力は 270° 付近の圧力よりかなり高いので、負揚力の発生を示唆している。 270° 付近の圧力分布は、超臨界領域の分布と殆ど同じであって、剥離泡が形成されているものと思われる。 90° 付近での圧力分布は亜臨界領域の場合に近く、剥離泡は存在しないのであろう。このことは Bearman⁶⁾ が臨界領域では剥離泡は円柱の片側にのみ形成されるといっていることと一致する。

3) 揚力

図5に静止円柱に作用する揚力をレイノルズ数に対して示す。レイノルズ数の増加と共に抵抗係数が急激に減少する臨界領域内の $Re=3.6 \times 10^5$ より少し小さい値から徐々にレイノルズ数を大きくすると、突然に正負何れかのかなり大きな揚力を示し、更に大きくすると揚力は多少小さくなり、更に大きくすると揚力は突然に殆ど零となる。この揚力は $Re=3.6 \times 10^5$ 近傍の極めて狭い範囲で、一旦、正または負の揚力が現われれば、流れに大きな乱れを導入しな

い限り、かなり安定してその値を保つ。図5に示されているように、その他のレイノルズ数においては揚力は常に零である。従って、このレイノルズ数、 $Re=3.6 \times 10^5$ を臨界レイノルズ数として定義することができる。

臨界領域において、静止円柱に揚力が働く理由については、前述の通り、剥離泡が片側にのみ形成されることによることが、Kamiyaら⁷⁾ によっても示されている。松井⁸⁾ は、レイノルズ数の広い範囲にわたって、円柱表面の流れと伴流との模型図を示しているが、その中で、臨界領域では剥離泡が片側にのみ形成されることを示している。種子田⁹⁾ は、 $Re=2.1 \times 10^5$ から 8.4×10^5 の範囲で、空気流中で四塩化チタン煙を用いて円柱背面の流れを可視化し、レイノルズ数による剥離点位置の変化を示して、抵抗および揚力の変化を示唆している。

臨界領域において、レイノルズ数を連続的に徐々に増加させるとき、揚力が発生し消滅する時間的経過を知るために、円周角 90° と 270° とに設けた圧力孔での圧力の測定値を、レイノルズ数の連続的变化に対して、図6に示す。この図から $Re=3.6 \times 10^5$ 付近で円周角 270° での圧力が急に低下して負揚力が発生することが分かる。これはこの側面での剥離泡の発生を示している。また、 $Re=3.4 \times 10^5$ 付近

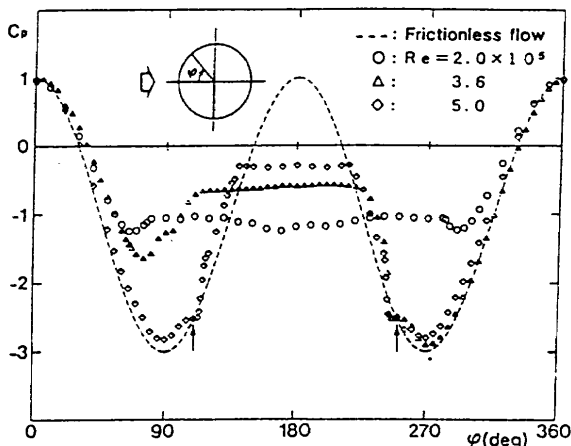


図4 静止円柱表面の圧力分布

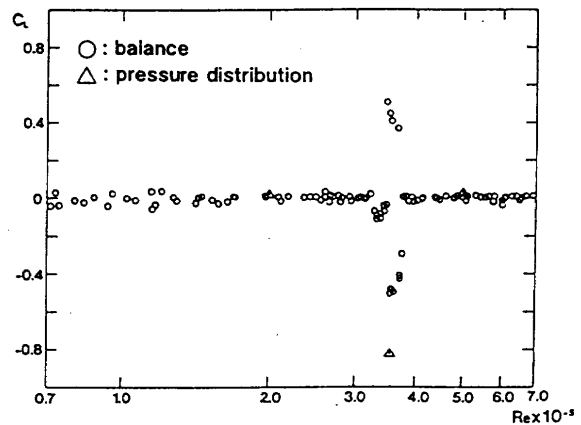


図5 静止円柱に働く揚力

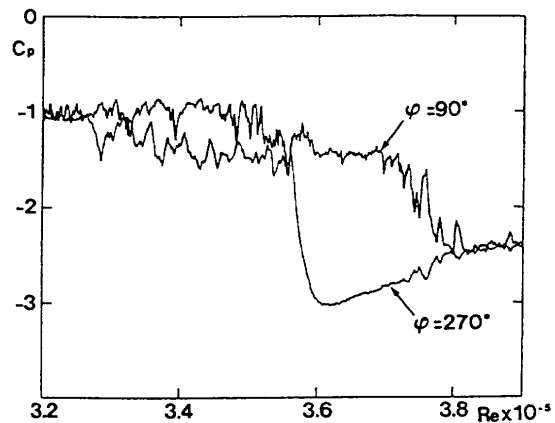


図6 Re 数の連続的变化に対する静止円柱両側面での圧力変化

でも多少の負揚力の発生がみられる。 $Re=3.8 \times 10^5$ で円柱両側面での圧力は完全に一致して揚力が零になることを示している。このとき、剝離泡は両側面に形成されているが、外部のポテンシャル流が変わったため、圧力は極小値よりやや大となる。

4) トリップング・ワイヤの揚力に対する影響

円柱片側の表面境界層を、剝離する前に、強制的に乱流にすると、この側の剝離点は後退し、圧力は低下し、その結果、揚力が他の側からこの側へと動くことが予想される。これを確かめるために、円周角 70° の位置に直径0.3 mmのワイヤを貼付した場合、更に -70° の位置にも他のワイヤを貼付した場合とについて揚力を測定して、ワイヤ無しの場合と比較した。その結果を図7に示す。

$+70^\circ$ にワイヤがある場合(\times 印)、亜臨界領域では、予想通りに、正揚力が発生している。臨界領域で、揚力は正から負へ変化して、超臨界領域では、負揚力が発生している。これは、ワイヤ無しの側で剝離泡が形成され、圧力が低下したためである。 $\pm 70^\circ$ にワイヤがある場合($+$ 印)、円柱の両側とも乱流境界層となり、圧力分布が対称となるため、揚力は常に零である。

ここで、ワイヤ無しの自然の状態では、円柱表面の境界層が、剝離以前に先ず層流から乱流に遷移し、この乱流境界層が剝離する場合について考えてみよう。

Achenbach¹⁰⁾によれば、

- 1) $Re < 3 \times 10^5$ の場合、剝離角はほぼ 80° 、
- 2) $3 \times 10^5 < Re < 2 \times 10^6$ の場合、剝離角はほぼ 135° 、
- 3) $2 \times 10^6 < Re$ の場合、剝離角はほぼ 120° である。

Roshko¹¹⁾によれば、これらの三つの場合での抵抗係数 C_d とストローハル数 S_t とは次の通りである。

- 1) $C_d = 1.2, 1/S_t = 5.2$
- 2) $C_d = 0.3, 1/S_t = 2.3$
- 3) $C_d = 0.7, 1/S_t = 3.7$

1)の場合は亜臨界領域、2)の場合は超臨界領域であることは明らかである。3)の場合を、Morkovin¹²⁾は Transcri-

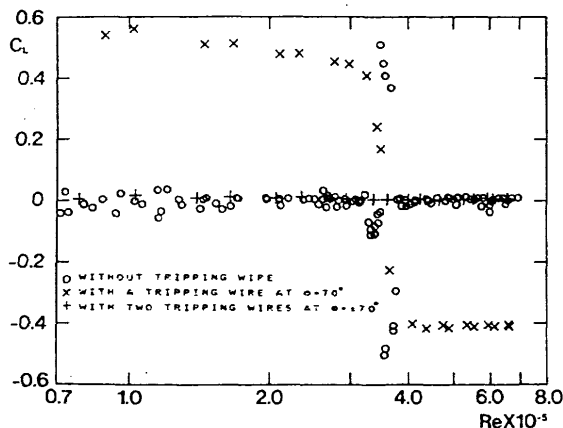


図7 トリップング・ワイヤが円柱揚力に及ぼす影響

tical Region と名付けた。極超臨界領域と呼ばれている。

2)と3)との間に第二の臨界領域が存在する。

円柱表面の境界層が乱流に遷移した後に剝離するのは、この3)の極超臨界領域においてである。

6. むすび

- 1) 一樣流中に置かれた回転円柱に働く揚力の測定結果から次のように言うことができる。すなわち、スピン・パラメーター S の増加と共に、初めは揚力が増加するが、極大値を経て減少し、やがて負揚力が発生する。その後、極小値を経て、再び揚力が増加する。揚力減少の起こる S の値は、亜臨界領域ではレイノルズ数の増加と共に減少するが、超臨界領域では増加する。

このような現象を解明するためには、回転円柱の表面の流れを詳細に調べることが必要である。

- 2) 一樣流中で円柱が静止していても、あるレイノルズ数の近傍の極めて狭い範囲でのみ、揚力が働く。このレイノルズ数を臨界レイノルズ数と定義することができる。

この現象は、円柱の片側の境界層は層流剝離のまま、他の側には剝離泡が存在することによる。

文 献

- 1) Swanson, W. M. : Journal of Basic Engineering, Sept. 1961, pp.461-470.
- 2) 田中英穂, 永野 進 : 日本機械学会論文集, (1972), 33, pp.1343-1352.
- 3) Brown, T. N. B. : See The Wind Blow, (1971), University of Notre Dame.
- 4) 奥出宗重, 大蔵信之, 松井辰彌 : 日本流体力学会誌, 11 別冊, 第24回乱流シンポジウム講演論文集, (1992), pp.187-193.
- 5) Tani, Itiro : Progress in Aeronautical Sciences, 5, (1964), Pergamon Press, pp.70-103.
- 6) Bearman, P. W. : J. F. M., (1969), 37, pp.577-585.
- 7) Kamiya, N., Suzuki, S., Nakamura, M. and Yoshinaga, T. : The 12th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, October 1980, pp.417-428.
- 8) 松井辰彌 : 日本航空宇宙学会誌, 20, (1972), pp.610-618.
- 9) 種子田定俊 : 画像から学ぶ流体力学, (1989), 朝倉書店, pp.143-144.
- 10) Achenbach, E. : J. F. M., (1968), 34, pp.625-639.
- 11) Roshko, A. : J. F. M., (1961), 10, pp.345-356.
- 12) Morkovin, M. V. : Proceedings of the Symposium on Fully Separated Flows, (1964), pp.102-118.

カルマン渦列のアクティブ制御について

西岡通男*

On the Active Control of Kármán Vortex Street

Michio NISHIOKA

College of Engineering, University of Osaka Prefecture

ABSTRACT

An experimental study is conducted to see if the negative feedback control is effective in suppressing Kármán vortex street behind a circular cylinder. The Reynolds number (based on the diameter d) tested is 420. Two end plates with a separation distance of $10d$ are used to maintain the near-wake flow two-dimensional. A sensor hot-wire probe is located at the y -maximum position of u -fluctuation at $x = 1.5d$. The u -fluctuation signal is feedback to the near-wake, with proper phase shift and amplitude through a loudspeaker so as to minimize the vortical and thus to stabilize the near-wake flow. It is found that the active control is able to delay the formation of the vortex street but unable to completely suppress it. The present paper describes these results and discusses the related problems.

Key Words: Kármán vortex street, flow control, active control, flow instability, absolute instability, acoustic excitation

1. ま え が き

鈍体の後流渦の問題は、流体力、流体騒音、熱や物質の輸送あるいは拡散・混合などの現象に密接に係わる課題として重要であり、なかでも円柱のカルマン渦列はその典型として、渦列の形成過程やその抑制制御に関する研究が続けられている。

渦列の形成過程については、最近、物体背後の逆流を伴う平均流場の絶対不安定に着目した解釈が提案され、注目を集めている¹⁾。渦列の抑制制御については、円柱直後の近傍後流に仕切板を挿入する方法が従来から周知である。最近では円柱近傍に小円柱を置き、近傍後流の平均流場を変えて攪乱の増幅を抑制する手法が試みられている。これも絶対不安定に密接に係わる興味深いテーマである。これらに加え円柱の併進振動、回転振動、物体面からの吹き出し・吸い込み、音響励起など種々の制御法が調べられている。これらの制御法はいずれも受動的かあるいはオープンループタイプの制御であるが、能動的なフィードバック制御も考えられる。そこで本研究では、カルマン渦列の制御

にフィードバック制御を適用し、その可能性と問題点を調べた。

2. アクティブ制御の機構

本論文で扱うフィードバック制御では、まず円柱後流（カルマン渦列）中の速度変動を検出する。そして、その信号をもとにスピーカーを駆動する。この時、剥離点近傍に音響励起された渦度が渦列の形成を常に抑制するように負帰還を構成する。このようなフィードバックによれば変動の増幅が抑制されると考えられる。ただし、レイノルズ数が大きくなると、変動の成長は3次元化し、その位相はスパン方向（円柱の軸方向）に変化する：つまり、軸方向にいくつものセルが生じる。この影響が強い場合にはスパン方向の広い範囲にわたって理想的な負帰還を実現することは困難である。

最近、Ffowcs Williams & Zhao²⁾はスピーカーを用いたアクティブ制御による渦列の抑制を円柱のカルマン渦列に対して試み、円柱直径に基づくレイノルズ数 $R=400 \sim 12000$ の範囲で抑制できることを報告している。 $R=400$ の実験結果を見ると、アクティブ制御を行うとき、速度変動（ u -変動）の実効値は、制御しない自然状態に比べ、最大

* 大阪府立大学工学部

30デシベル程度低下している。彼等は、抑制の機構については十分な理解が得られなかったと断ってはいるが、フィードバック制御が有効であると結論している。しかしながら、上述の3次元性の影響についてはほとんど記述がなく、問題点として残されている。事実、詳細な測定に基づいているのではなく、むしろ予備実験的な観察であり、その結論についても慎重な判断が必要である。

さて、このフィードバック制御による渦列の抑制の機構についての筆者の考えは本節の冒頭に述べた通りである。つまり、負帰還により円柱表面に音響的に励起された渦度変動が剥離点付近の渦度変動の増幅を抑制し、それによって渦列の成長が抑制されると考えられる：音響励起による渦度変動が、それが無い場合の変動と逆位相になっていて、渦度変動の大部分が打ち消されるときに抑制が効果的に生じると推論する。本研究ではこのような解釈に基づき、円柱のカルマン渦列についてアクティブ制御を試み、その有効性や問題点を調べた。まず Ffowcs Williams & Zhao とほぼ同じ条件のもとで予備実験を行ったところ、抑制はある程度可能ではあるが、渦列の2次元性と規則性が決定的に重要であることがわかった。そこで2次元性を確保するために2枚の端板を用い、両端板の距離を円柱直径の約10倍とし、詳細な観察を行った。重要な結論として、Ffowcs Williams & Zhaoの報告とは異なり、レイノルズ数が大きく、変動場の3次元性が強いときには、やはり顕著な抑制は期待できないことがわかった。本論文の以下では、この結論に至った主要な観察を要約する。

3. 実験装置と方法

図1に本実験に用いた風洞測定部の概略と座標系を示す。測定部は上下には開放され、一對の大きなアクリル性側壁（縦700mm、横400mm）が主流の2次元性を保っている。円柱は直径 $d=3\text{mm}$ 、長さ約200mmの銅管であり、その

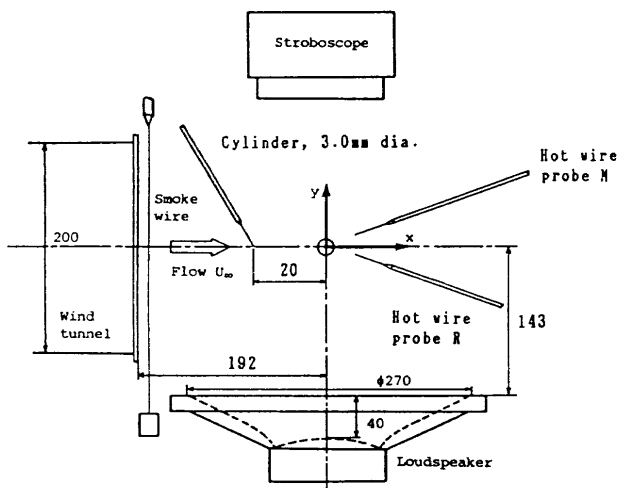


図1 測定部の概略(単位mm)

軸が流れに直交するようにして両端支持されている。その直下に音響励起用のスピーカー(最大125W, 30cmウーハー)が用意されている。流れを可視化するためのスモークワイヤが鉛直方向と水平方向に張られている。流れ方向の速度(平均値 U , 変動分 u)測定用の熱線プローブを2本用いる。下側のプローブは検出用であり、その位置は予備実験をもとに x -方向は $x/d=1.5$, y -座標については(u -変動の)実効値の y -分布の最大値位置 y_M に固定した。もう一本の上側のプローブはトラバース用である。2本のプローブを渦形成領域に挿入すると渦周波数が最大5%低下するが、渦列の形成が抑制されることはない。それは、各プローブのプローブが細くかつ十分に長く、流れに対する影響が小さいからである。主流速度は2m/sであり、レイノルズ数 $R=420$ である。負帰還フィードバック系の概要を図2に示す。バンドパスフィルターのバンド幅は予備実験に基づき50Hz(中心周波数125Hz)とした。

4. 実験結果

まず、可視化により自然状態における渦列の2次元性を調べたところ、ここで扱っている負帰還フィードバック系の観点から見ると、決して満足できる程度ではなかった。2枚の端板(直径は円柱直径 d の約7倍)を用いることにした。端板間の距離は直径の約10倍である。ただし、端板間の距離が $20d$ 以上のときにはストローハル数に影響はなく周知の0.20に近い値0.203をとる(検出用プローブが存在していても)が、端板間の距離が $10d$ のときには約0.186 ($f=125\text{Hz}$)に低下する。図3に負帰還フィードバック系を動かして渦列の形成を抑制した場合の可視化写真を示しているが、端板外の流れを比較すると、端板内では渦列の形成が抑制されていることがわかる。しかし全後流領域において完全に抑制されるのではなく、端板の下流では変動が増幅され、渦列(渦周波数98Hz)の形成に導いている。このように増幅攪乱の周波数がフィードバック制御に

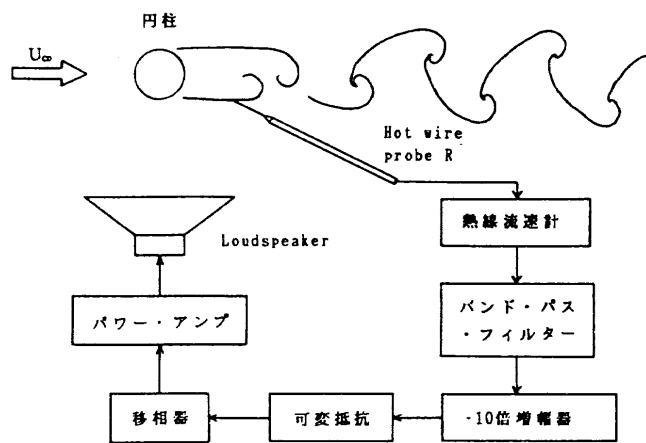


図2 フィードバック系

より変わるので、バンドパスフィルターのバンド幅は 50Hz に設定している。

上記のように、抑制が効果を発揮する領域は円柱のごく近傍に限られている。渦列が後流の不安定性に原因するの

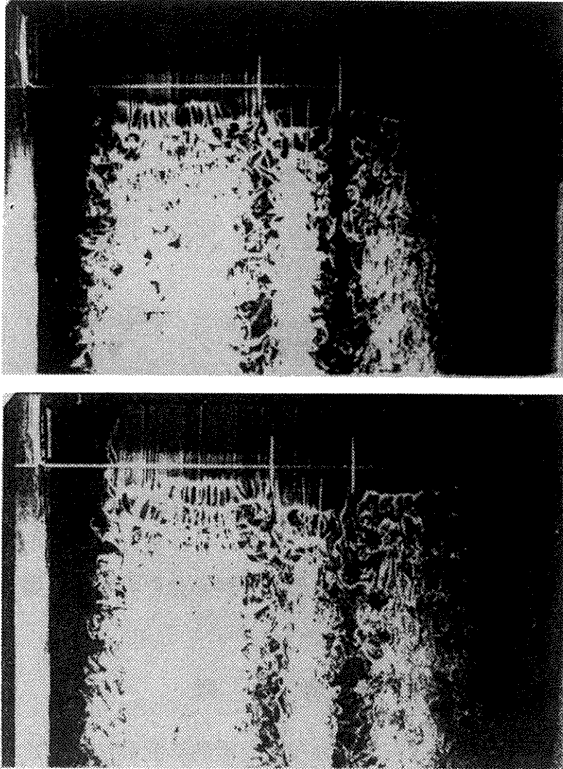


図 3 制御状態の渦列の煙による可視化 (端板間隔30mm)

であれば、攪乱の種が存在するかぎり、それが増幅されることになり、渦列の形成に導くはずである。図3はこのことを明示している。また端板間の距離を約 5d 以下にすると、それだけで渦列が抑制されるが、それでも端板の下流ではやはり変動が成長する。これはやはり後流の不安定性が原因であり、しかも時間増幅が絡む絶対不安定ではなく、いわゆる空間増幅タイプの移流不安定によると考えられる。したがってこれらの観察は、カルマン渦列の形成の機構を絶対不安定の立場のみから考えることに対する一つの警鐘と見ることができる(ただし、円柱近傍で渦列が生まれる場合の絶対不安定の可能性を否定するのではない)。

それにしても、円柱直後の様子を見ると、可視化で見える限り、渦列の形成は十分に抑制されていて、負帰還フィードバック系はこの意味で有効であり、また音響励起による過度変動が先述のキャンセレーションに寄与することを示していると解釈できる。

この点についてより詳しく述べよう。ここで用いたフィードバック系では、まず検出した速度変動(信号)からカルマン渦列の渦周波数成分(を含む帯域)をバンドパスフィルターで抽出し、それを増幅し、また位相を調節してスピーカー駆動信号としている。そこで位相を360°の範囲で自由に調節して調べたところ、負帰還から正帰還への過渡状態と逆に正帰還から負帰還への渦流状態が観察される位相帯の幅はそれぞれ約8°、渦列が抑制される位相帯の幅は約114°、正帰還状態の位相帯の幅は約230°であることがわかった。正帰還の位相幅が180°より広い理由としては、ロッ

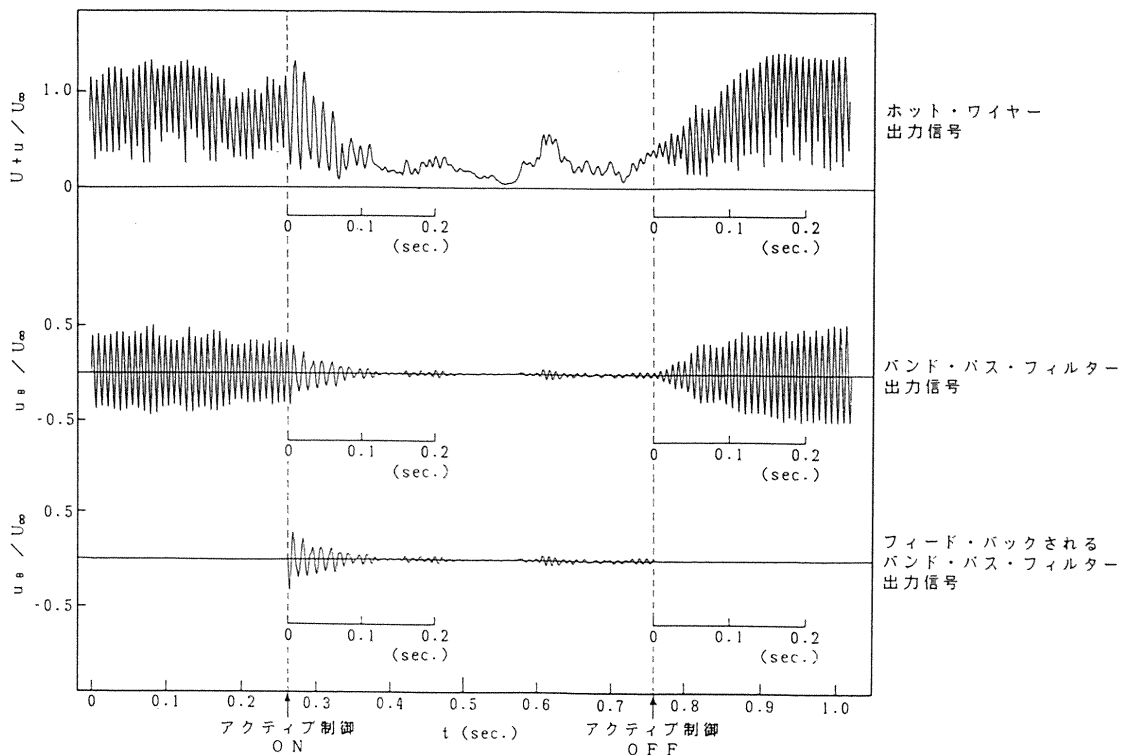


図 4

クイン現象が絡んでいる可能性が考えられる。逆に負帰還の場合に 180° より狭い理由としては、位相が過渡状態あるいはその近くにあるときには、一周内のわずかな時間帯しかキャンセレーションに寄与せず、その意味では、閉ループの利得が低下することによって考えられる。抑制状態がしっかり維持されている場合に、位相はそのままにして、増幅器の利得をあるレベル以下に下げると抑制が解除されるが、これは過渡状態の場合と符合している。これらの観察は、渦列の抑制が過度のキャンセレーション(負帰還による)に依存するという解釈を支持している。図4は検出プローブの u -変動出力を示し、アクティブ制御の効果がはっきりわかる。しかし再度強調するが、このような抑制が効果的であるのは、円柱近傍に限られている。下流では可視化写真が示すように、変動が十分成長し、渦列が現れる。その様子は、変動(最大実効値)の流れ方向変化を示した図5の通りである。制御状態では、低周波の不規則変動が振幅を増す(図4も参照)が、渦周波数成分は確かに抑制されていて、 u'_i/U_∞ が20%を越すのは $x/d \geq 3.5$ (自然状態では $x/d \leq 1.4$)である。

5. むすび

レイノルズ数420の円柱後流を対象に負帰還フィードバック制御によるカルマン渦列の抑制を試みた。端板を用い円柱直径の約10倍にわたってほぼ2次元な渦列を発生させ、それを制御したところ、自然状態に比べて直径の約2倍程度、渦列の形成を遅らせることに成功したが、完全に抑制することは困難であった。このことは負帰還フィードバック制御によって攪乱の種を完全に消すことが不可能で

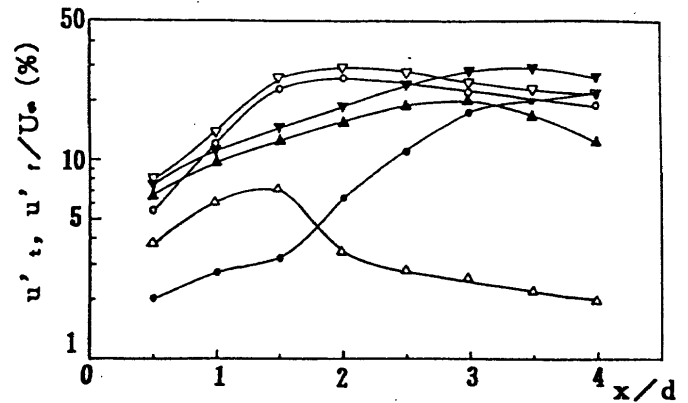


図5 自然状態と制御状態の u'_i と u'_j の x 方向変化の比較(速度変動最大位置)

自然状態	制御状態
∇ : u'_i (速度変動の実効値)	∇ : u'_i
\triangle : $u'_j=1-10$	\triangle : $u'_j=1-10$
\circ : $u'_j=60-130$	\bullet : $u'_j=60-130$

あることを意味している。しかし、円柱近傍の変動を抑制することには成功しており、周知の仕切板などが使用できないような状況下で渦列の形成を遅らせたいという場合には役立つであろう。

参考文献

- 1) 西岡, 浅井, 古本: カルマン渦列形成領域における攪乱増幅特性, ながれ, 10 (1991), pp.269-276.
- 2) Ffowcs Williams, J. E. & Zhao, B. C.: The active control of vortex shedding, J. Fluids Struct. 3 (1989), pp.115-122.

後退翼における境界層遷移(II)

小 濱 泰 昭* 小田島 保 志*

Boundary Layer Transition on a Swept Wing

Yasuaki KOHAMA and Yasushi KODASHIMA

Institute of Fluid Science, Tohoku University

ABSTRACT

Boundary-layer transition study is being conducted on a swept wing in Tohoku University. Sweep angle and attack angle are varied in order to see the dependence on the turbulent transition feature. Crossflow vortices (primary instability) and inflexional secondary instability are visualized by two different techniques and hot wire measurement. Results showed that, wavelength of crossflow vortices seems to change with respect to sweep angle, and inflexional secondary instability is successfully visualized.

Key Words: swept wing, 3D-boundary layer transition, crossflow instability

1. はじめに

現在就航している大多数の大型旅客機の主翼まわりの境界層は、翼が後退角を有するために横流れ不安定が発生し、前縁付近から乱流に遷移¹⁾しており、その結果揚抗比の悪化を招いている。衝撃波による造波抵抗を軽減するために必要であった主翼の後退角が、今度は粘性抵抗を増大させるという結果を生んでしまったわけである。横流れ不安定は、翼の前縁の曲率および後退角の大きさに起因し、圧力勾配の方向と主流の方向が異なるために境界層が3次元化することにより発生する不安定である。この横流れ不安定によっては流れ方向に軸を持つ攪乱が発生すると考えられているが、乱流遷移に直接的に影響を与えるのは横流れ不安定性ではなく、横流れ不安定性によって誘起される変曲点型不安定(2次不安定)であることが理解されつつある^{2,3)}。

本実験では実機に近い翼モデルを用い、横流れ不安定性に対する後退角や迎角による影響を調べている。

2. 実験装置および測定方法

本研究に用いた翼は、旧西ドイツのドイツ航空宇宙研究所(DFVLR)で開発されたF-4翼(図1参照)であり、翼弦長 $C=300\text{mm}$ と 900mm の2種類の翼を用意し、翼表面

は境界層実験に供し得るように十分滑らかに仕上げられている。

本研究においては2種類の可視化法と熱線流速計を用いて実験を行った。まず代表的な昇華法の一つであるナフタレン法を採用した。実験は東北大学流体科学研究所付属低乱風洞実験室の低乱熱伝達風洞を開放形にして使用した。翼は弦長 $C=900\text{mm}$ のものを用い、風洞上流のノズル壁に発達する乱流境界層が前縁を汚染しないように図2のように2次元チルティングテーブルに固定した。この2次元チルティングテーブルを回転することにより後退角と迎角を変更することが可能である。主流速度は 30m/s に保って実験を行った。さらに熱線流速計をトラバースし、翼のスパン方向の速度分布を調べる事により横流れ不安定の後退角や迎角による影響を調べた。

次に四塩化チタン (TiCl_4) の煙を用いた可視化実験を行った。この方法により、翼表面以外の空間的な流れの情報を得ることができる。この実験は東北大学機械知能工学科低速吹き出し風洞で行い、翼は弦長 $C=300\text{mm}$ 、後退角 $A=45^\circ$ のものを用いた。

3. 実験結果及び考察

後退角 $A=40^\circ$ 、迎角 $\alpha=-20^\circ$ においてナフタレン法を用いて撮影した可視化写真を図3に示す。ほぼ流れ方向に軸を持った定在的な縞模様が確認され、その間隔 λ は $x/C=0.3$ で約 10mm であった。同じ条件において $x/C=0.3$ 、壁

* 東北大学流体科学研究所

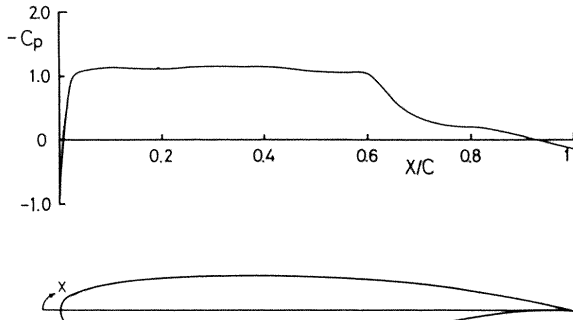
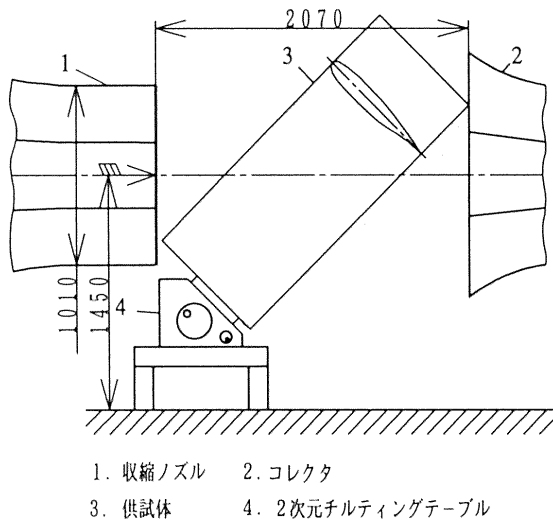


図1 供試体模型 (F-4 WING)



- 1. 収縮ノズル
- 2. コレクタ
- 3. 供試体
- 4. 2次元チルティングテーブル

図2 実験装置

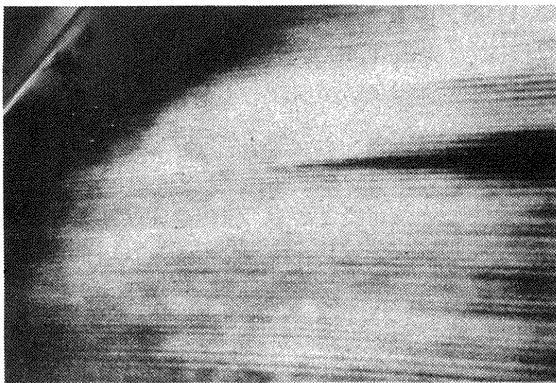


図3 昇華法による可視化写真 ($A=40^\circ, \alpha=-20^\circ$)

面からの距離 $Z=0.5\text{mm}$ の位置における熱線流速計による速度分布を図4に示す。この速度分布における凹凸の間隔は 10.4mm で可視化写真とはほぼ一致した。これにより以後熱線流速計による速度分布から横流れ渦の間隔を調べる。

図5は迎角 $\alpha=-5^\circ$ において後退角を変化させた場合の横流れ渦の間隔の変化を示している。横流れ渦の間隔は弦長方向に一定で、後退角が増すに従って間隔が狭くなる事がわかる。

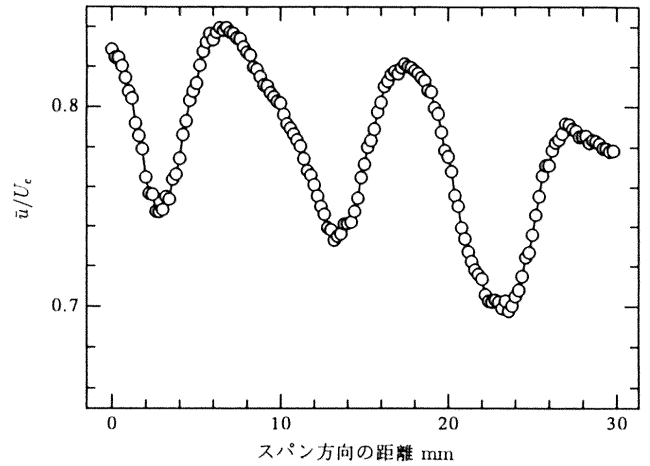


図4 スパン方向の速度分布 ($A=40^\circ, \alpha=-20^\circ, x/C=0.3, Z=0.5\text{mm}$)

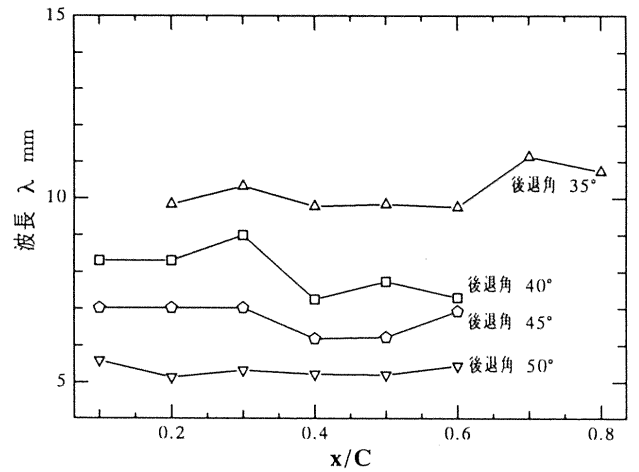


図5 横流れ渦の後退角による変化 ($\alpha=-5^\circ, Z=0.5\text{mm}$)

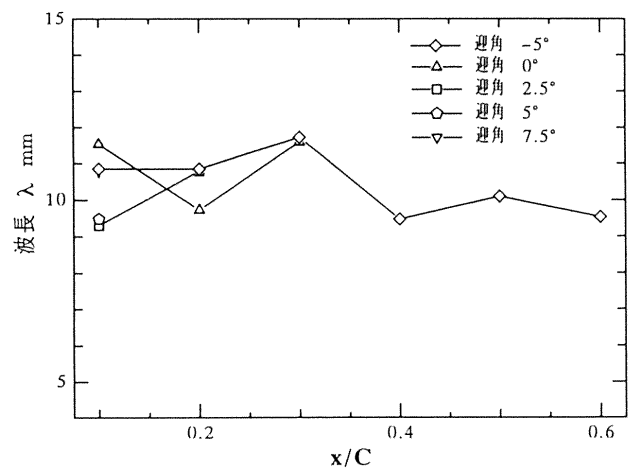


図6 横流れ渦の迎角による変化 ($A=40^\circ, Z=0.5\text{mm}$)

図6は後退角 $A=40^\circ$ において迎角を変化させた場合の横流れ渦の間隔の変化を示している。迎角による依存性はほとんど無いといえる。

昇華法を用いると固体壁面に対し定然的な攪乱が示すパ

ターンが得られる。このパターンは長い時間をかけて発達するので、非定常現象である進行波攪乱はたとえその増幅率が大きくても可視化写真には写らない。そこで四塩化チタンを用いた煙による可視化を行った。図7にその結果を示す。ナフタレン法と同様にほぼ流れ方向に軸を持った縞模様を確認され、その間隔は約2.9mmであった。この横流れ渦(1次不安定)の上に乗った進行波(2次不安定)の存在を確認することができ、この進行波が現れるとすぐに境界層は乱流へと遷移しているようである。

4. おわりに

後退角を有する翼における境界層遷移について横流れ不安定性の発生、乱流への遷移機構に関して2つの可視化方法と熱線流速計を用いて研究した結果、以下の知見を得た。

- (1) 横流れ渦の波長 λ は、迎角による依存性はほとんどなく、後退角により大きく変化する。
- (2) 四塩化チタンを用いて可視化した結果、縞模様となって現れる定在的な横流れ渦(1次不安定)の上に乗った進行波攪乱(2次不安定)が確認され、2次不安

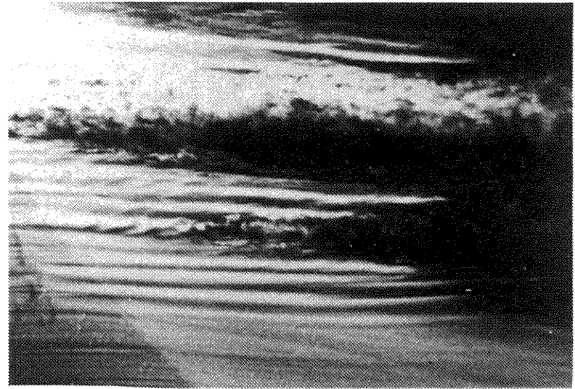


図7 煙法による可視化写真 ($A=45^\circ$, $\alpha=-5^\circ$)

定が現れると間もなく境界層は乱流に遷移する。

参考文献

- 1) Gray, W. E. : RAE TM Aero, 255 (1952).
- 2) Kohama, Y. : Acta Mech. 66 (1987), 21.
- 3) 小濱, Saric, W.S., Hoos, J. A. : 機論(B)58-554(1992), 3053.

三次元境界層の横流れ進行波について

高木正平* 伊藤信義*

Observation of Traveling Waves in the Three-Dimensional Boundary Layer Along a Yawed Cylinder

Shohei TAKAGI and Nobutake ITOH

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

Experimental investigations are made on crossflow instability of the three-dimensional boundary layer along a yawed circular cylinder. Unsteady disturbances with definite frequencies instead of stationary vortices, which have long been considered as generic disturbances, are observed in hot-wire surveys of the unstable flow field. Detailed measurements with the aid of hot-wire arrays have confirmed that the unsteady disturbances are identical with the so-called crossflow traveling waves predicted by linear stability theory as the most unstable disturbances, although some discrepancies still remain between experimental results and theoretical predictions.

Key Words: 3D-boundary layer, transition, crossflow instability, crossflow traveling wave

1. はじめに

翼が後退するとその圧力分布の方向と外部流線の方向がずれるために、外部流線と直角方向のいわゆる横流れが誘起される。この速度分布は翼表面と外部流中で速度が零となることから必ず変曲点をもつことになる。従って三次元境界層が二次元境界層（粘性型不安定）に比べて著しく不安定なのはこのためである。この変曲点型不安定の結果として、翼表面に定在する縦渦が成長することはGray(1952)の飛行実験以来多くの可視化実験で確認されてきた（たとえばGregory他1955, 小浜SP-11, SP-12）。しかしPoll(1985)が斜め円柱模型を用いた実験で、進行波型の攪乱を発見して以来、同様の攪乱が他の三次元流でも検出され、現在では横流れ不安定に起因して二つの攪乱が成長することは定説となりつつある。ただこれはあくまでも実験に基づくもので、理論では進行波型攪乱の方がより不安定と予測し、実験とは依然整合していない。

一方最近の実験的研究によると、横流れ不安定は外乱に極めて敏感であることも分って来た。MüllerとBippes

(1989)は圧力勾配付の後退平板流を用いて、風洞主流の乱れが小さいとき縦渦が支配的であるが、乱れが大きくなると進行波が遷移を支配することを示した。またRadeztskyら(1993)は後退翼前縁部の表面粗さの高さに基づくレイノルズ数が 10^{-3} 程度でも縦渦が増幅することを示した。

このように三次元境界層の横流れ不安定に関して現在得られている実験結果を統一的にしかも矛盾なく説明できるほど我々の理解は十分ではない。その理解をさまたげている理由の1つに、実験と線形安定理論の不一致が挙げられよう。ほとんどの三次元境界層では縦渦が支配的となっているために、その結果平均流が歪められ、線形安定理論の適用をはばんでいたのである。従って理論が最も不安定な進行波をどの程度予測し得るのかも今のところほとんど調べられていない。このような状況を打破するためには、まず縦渦が成長しない流れ場を作ることが必須と思われる。Radeztskyらの実験が示すように、もし縦渦の成長が模型表面粗さに深く係わっているならば、不安定開始点近傍の境界層厚さと粗度との対比をできるだけ大きくとることによって縦渦の発生を抑制できる可能性が考えられる。事実、Takagiら(1993)は従来にない大きい曲率半径をもつ円柱模型を用いて縦渦の存在しない流れ場を実現すると

* 航空宇宙技術研究所

もに、進行波型攪乱を詳細に調べ、線形安定理論と比較した。本小論にその概要を述べる。

2. 結果と討論

図1は当所大型低速風洞(測定部断面幅5.5m×高さ6.5m)用斜め円柱模型を示し、外径は500mm、長さ3.6mで後退角は50°である。円柱の一部は、境界層を精度よく測

定するために円柱軸を中心に回転可能(回転ドラム)となっており、このドラム内部にはさらに境界層方向(z軸)と熱線を回転するための機構が組込まれている。主流速度が25m/sのとき、模型の主流方向コード長に基づくレイノルズ数は $R_Q=1.2 \times 10^6$ である。図2は附着線から周方向(θ)に熱線の高さ及びその方向を一定に保ちながら、境界層内の平均及び速度変動の強度を連続的にプロットしたも

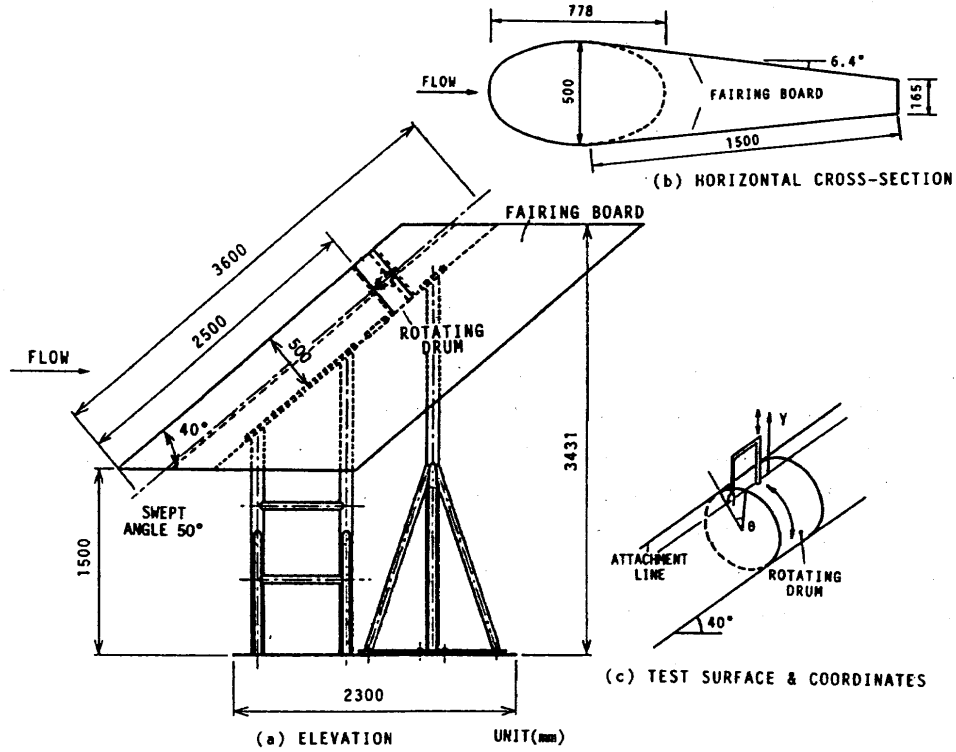


図1 航技研大型低速風洞用斜め円柱模型

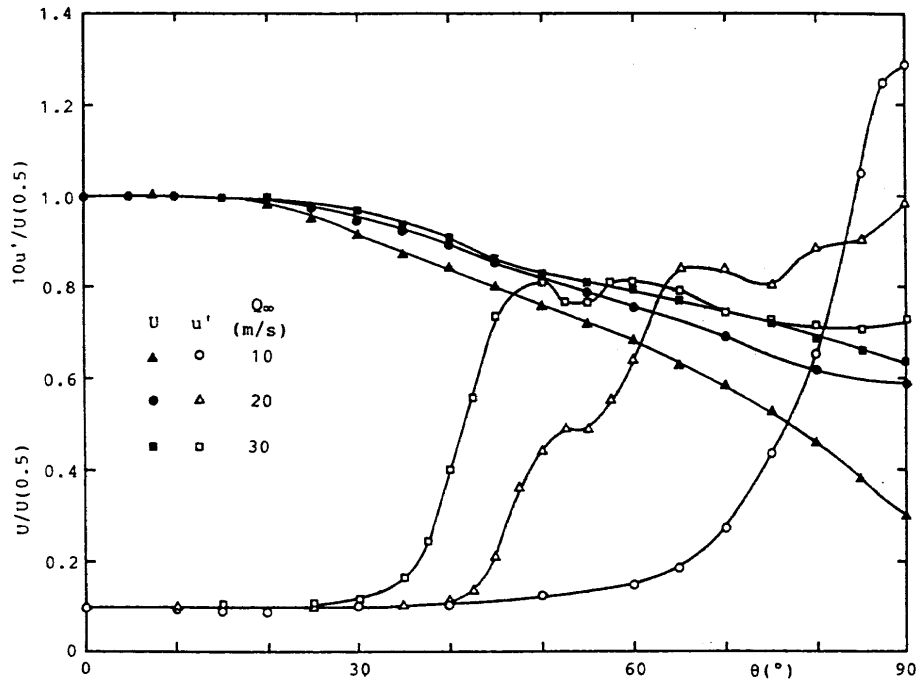


図2 周方向平均及び速度変動強度分布

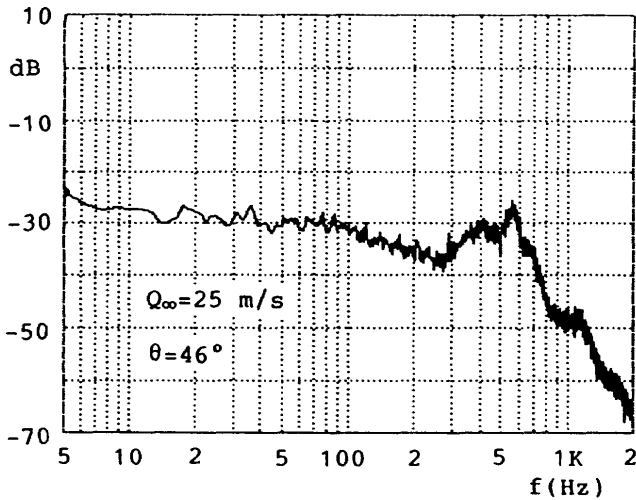


図3 $\theta=46^\circ$ における代表的速度変動のスペクトル

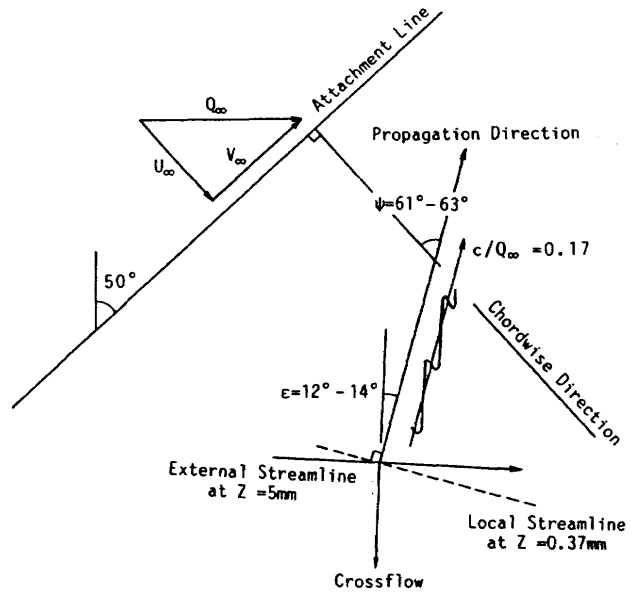


図4 本実験結果に基づいて描いた進行波型攪乱の振舞

のである。定在する縦渦を示唆する構造は主流速度によらず、またいずれの分布にもみられない。この傾向は熱線の高さを変えた θ 方向の、また円柱の軸(スパン)方向の平均及び速度変動分布についても同様であった。一方定在型攪乱の増幅は検出されなかったものの、時間に依存する速度変動の増幅は図2からも明らかで、その増幅領域は主流速度が大きくなるにつれて上流に移動するのがみられる。以後主流速度を25m/sとし、この増幅する速度変動特性を詳細に調べた。図3は増幅領域($\theta=46^\circ$)で検出した速度変動の代表的スペクトラムを示す。増幅している速度変動の帯域は広く、線形安定理論の予測と定性的によく一致するだけでなく、その中心周波数も中立安定点における臨界周波数とよく一致した。また平均速度及び攪乱振幅分布とともに、攪乱の位相分布も実験と予測はかなりよく一致した。さらに攪乱の位相速度及びその伝播方向も特殊な二線式熱線プローブで測定した。理論では攪乱の位相速度を主流速度の約18.8%と予測し、実験値の17%とかなりよく一致した。また攪乱は横流れ方向(局所外部流と直角)とは逆方向に伝播するが、予測値とは約 13° の開きがあった。この不一致は恐らく、臨界周波数とスパン方向の攪乱の波数を一定とした仮定が正しくないのかも知れない。ただ局所流に対する最も不安定な攪乱の伝播方向は実験値とよく一致した点は、今後理論の改善に役立つものと思われる。図4にはこの一連の実験で得られた結果に基づいて進行波型の攪乱の振舞を描いたものである。局所外部流と攪乱伝播方向との偏角が 13° であるのに対し、代表的な三次元境界層が形成される回転円盤流で観察された定在縦渦の軸と外部流との偏角 13° とが一致している点は注目に値する。

以上の結果から実験で観察された進行波型攪乱の特性は

線形安定理論の予測とかなりよく一致し、横流れ不安定に起因した進行波と見なしてよいように思われる。一致しない点については、理論では流線や模型表面曲率を考慮することや、実験では人工的に攪乱を励起しより一層詳細な測定が望まれる。

文 献

Gregory, N., Stuart, J. T. and Walker, W. S. : On the instability of three-dimensional boundary layers with application to the flow due to a rotating disk, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A208* (1955), 155-199.

Müller, B. and Bippes, H. : Experimental study of instability modes in a three-dimensional boundary layer, *AGARD Conf. Proc. No.438* (1989), 13.1-13.5.

Poll, D. I. A. : Some observations of the transition process on the windward face of a long yawed cylinder, *J. Fluid Mech.* 150 (1985), 329-356.

Radetzky, R. H., Reibert, Jr. M. S., Saric, W. S. and Takagi, S. : Effect of micron-sized roughness on transition in swept-wing flows, *AIAA Pap. No.93-0076* (1993).

Takagi, S. and Itoh, N. : Observation of traveling waves in the three-dimensional boundary layer along a yawed cylinder, *Fluid Dynamics Research*, in press.

超音速輸送機に係わる環境問題と流体力学

海老原 正 夫*

Fluid Dynamics in Relation to the Environmental Issues Inherent in the Supersonic Transport Operation

Masao EBIHARA

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

Brief description is given of the two environmental issues related to the operation of SST, viz. ozon depletion due to the engine emission and community annoyance caused by the sonic boom. The importance of the aircraft weight reduction is stressed in alleviating the impact of the environmental concerns upon the development of the second generation SST. It is hoped for that fluid dynamicists will contribute in either the weight reduction process or bringing about effective solutions to the environmental issues themselves.

Key Words: supersonic transport (SST), environmental issue, ozon depletion, sonic boom

1. はじめに

空の旅が大衆化して久しいが、現在この大衆化を支えているのは約1万のファンジェット機と約5千のターボプロップ機で、全て亜音速機である。超音速の民間輸送は、コンコルドが特定の顧客層に支えられて孤塁を守っているが、僅か14機のフリートでは旅客輸送の一翼を担う存在からは程遠いと言わなければならない。

コンコルドは、技術的には傑作の名に恥じないが、経済性の無さ（高過ぎる運賃）と環境適合性の悪さ（大き過ぎる騒音）とが普及を妨げた。そのコンコルドの耐用年数がそろそろ尽きかけて来ようという昨今になって、第二世代超音速民間輸送機を開発しようとする動きが活発になってきた。その背景となっているのは、推進や空力の技術分野での進歩がもたらした航空旅客輸送の相対的な低価格化と、通信技術を中心とする情報伝達手段の発達もたらした国際交流の促進気運とであり、又、前景には、経済性や環境適合性の問題に対処する場合の足場となる技術の進歩がある。

コンコルド以降のこの技術の進歩は著しいけれども、それをもってしても、第二世代超音速民間輸送機の運賃はか

なり高いものになりそうであるし、環境適合性の方は騒音もさることながらエンジン排出物が地球大気、特にオゾン層に及ぼす影響が重大問題となっていて、その解決については予断を許さない状況にある。

これら経済性や環境適合性の問題に対処する最良の処方方は、何と云っても機体重量の軽減を図ることである。そして機体重量を減らす最も有効な途は、空気抵抗を小さくすることである。この意味で、第二世代超音速民間輸送機開発の鍵は流体力学にあると言ってよい。その働らきを期待し、本稿では超音速民間輸送機に係わる環境問題を簡単に紹介する。

2. 環境問題(1)－オゾン層への影響

図1に示すように、超音速民間輸送機の巡航高度はオゾン高濃度層と重なると考えられている。このために、既に1960年代において超音速民間輸送機のエンジン排出物がオゾン層に及ぼす影響が懸念され、コンコルドと同時期にすすめられた米国の超音速民間輸送機開発計画が凍結される一因ともなった。その後CFC(フロンガス)によるオゾン層破壊が衆知の事実となり、第二世代超音速民間輸送機の開発にとっては、エンジン排出物のオゾン層への影響を地球環境上支障ないレベルに抑えることが何よりも重要な課題となっている。これを解決するためには、a)エンジン排

* 航空宇宙技術研究所

Atmospheric Ozone (Mid-Latitudes)

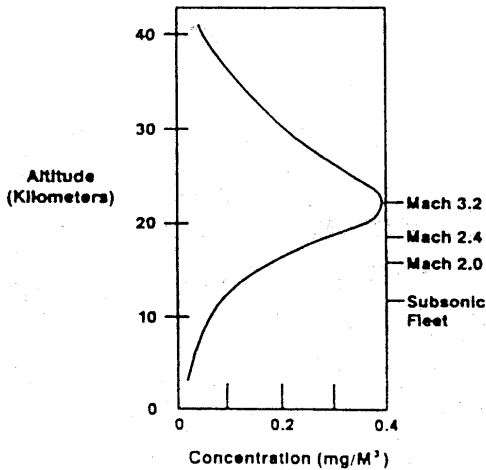


図1 大気におけるオゾン的高度分布¹⁾

出物がオゾン層に与える影響を正確に評価すること、b)許容できるエンジン排出物の量につき全地球的なコンセンサスを得ること、の二つがまず前提となる。この前提が満たされて始めて、これと一機当りの排出量を組み合わせて地球上の総機数や飛行頻度などが定まり、機体開発が経済的に引き合うかどうかの検討が可能となる。

この二つの前提のうちのbは、aの次のステップであるから、何よりもまずaを解決することが全ての出発点であるが、これが難しい。図2は影響の評価に際して考慮すべき要因を模式的に示しているが、基本的にはオゾンの生成と消滅に係わる諸反応と、反応に与える諸物質の分布を左右する大気運動との組み合わせの問題である。大気運動それ自体が難問であることは周知であるし、反応の方も不明な点が数多くある。例えば気相の間の反応だけでも百以上存在するが、それだけでは済まず、エアロゾルのような不均質物質の表面における周囲気体との反応も極めて重要であることが判明している。これは、地球北側の上空のオゾン分布に関する予測が不正確である原因を調べる試みでピナツポ火山の爆発によるエアロゾル増加を反応要因として予測に加えてみたところ、観測との一致が著しく改善された経験によるものである。予測は数値シミュレーションにより行うが、この場合、エアロゾルの量によってオゾン増減の程度が一桁違って来るという例もあり、予測の精度は十分でない。精度を検証するための観測データも決定的に不足している。従って課題aへの取り組みの前途は極めて厳しいが、問題の重要性から、オゾン層に対する影響評価のための研究は国際的に力を集めつつある。流体力学の立場から貢献が期待される面が少なくない。

現時点で利用できる理論モデルを用いて超音速輸送機の就航がオゾン層に及ぼす影響を試算した一例を図3に示す。これは、飛行マッハ数又はそれによって決まる最適巡航高度とエンジン排出深数(消費燃料1kg当りの酸化物排出量

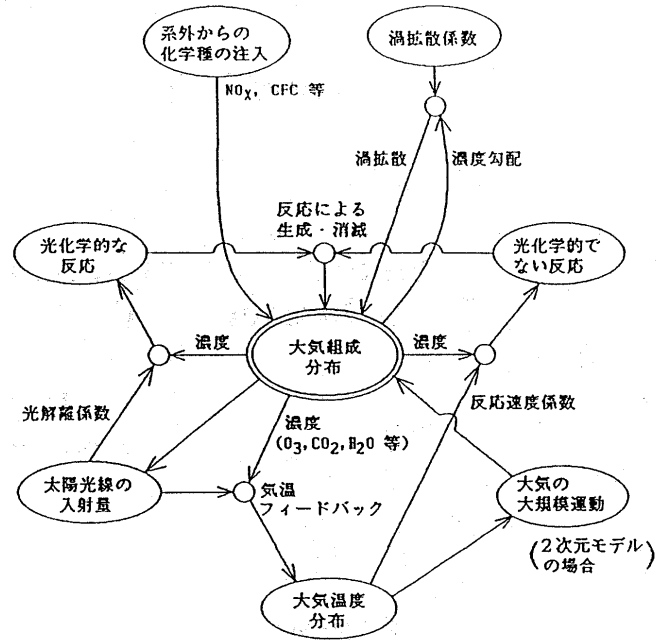


図2 オゾンの生成と消滅に関わる諸要因²⁾

600 HSCT FLEET (70 BILLION KG FUEL PER YEAR)
40 TO 50 DEGREE NORTH LATITUDE, YEAR 2015

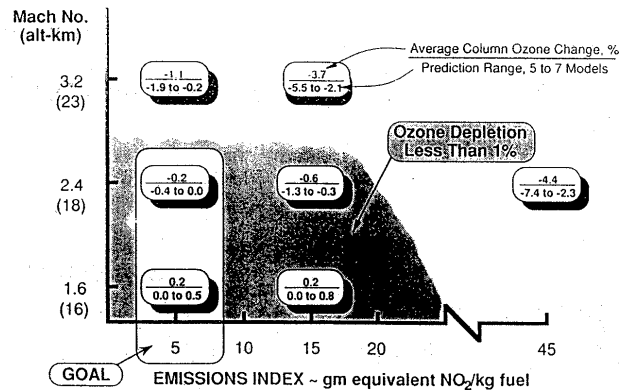


図3 飛行高度とエンジン排出指数がオゾン層に及ぼす影響³⁾

グラム)との組み合わせに対してオゾン全量の変化(負号減少)の割合を示したもので、現在のエンジン特性は排出指数(EI)が15~20であるから、飛行マッハ数が2.4以下ならば減少量は1%以下に止まると主張している。EIを小さくする努力も精力的にすすめられており、実験室段階ではEI~5の水準が達成されている。実エンジンでもこの水準を保つことができるようになれば、前記課題のbについても明るい見通しをもつことができよう。

3. 環境問題(2)-ソニックブーム

ソニックブームの強さは、機体の重量、飛行マッハ数、飛行高度のほか、機体断面積や揚力の分布にも依存する。コンコルドの場合は、その発生するソニックブームが近雷に相当する不快感を与えると言われており、米国を始め多

くの国で民間機の陸上での超音速飛行が一般に禁止されているのは、このソニックブームが我慢の限界を越えるからである。第二世代超音速輸送機は、大型化して重量がコンコルドの2倍以上になると想定され、このままでは、陸上は亜音速飛行 (subsonic overland) とならざるを得ない。

ソニックブームは、機体のまわりの流れの擾乱が遠方場で前後二つの衝撃波に集約される事実によるもので、航空機形態の超音速飛行においてはまず不可避の現象である。ブームの強さは衝撃波における圧力上昇の大きさによって表わされ、コンコルドの場合はこれが約10Paの値をもつ。大衆が我慢できる水準はこの半分以下であると言われ、ブーム軽減の研究は、圧力上昇を5Pa程度に抑えることが一つの目標になっている。

ブーム軽減は1950年代からの研究課題であるが、機体重量(つまり揚力)を減らさずにブーム強さを小さくする方法はなかなか見つからず、現在のところ唯一有望とされているのは、擾乱の遠方場における集約をできるだけ遅らせ、機体から発生したそれが地上に到達する時点でもなお分布して、到達した瞬間の圧力上昇が全体の圧力上昇の一部であるように工夫するものである。図4にその概念を示す。図は機体の下方における近傍場、中間位置、地上の三ヶ所での飛行方向の圧力分布を概念的に描いたもので、右側は特に工夫を行わない場合、左側は擾乱の集約を遅らせるようにした場合に対応している。集約が遅れるような性質の擾乱およびそれを作り出すような機体形状は、超音速線形理論を擾乱の伝播速度に関して修正したWithamの理論の範囲内で取り扱うことができ、機体形状は鈍頭を特徴とするものであることが導かれている。鈍頭は抵抗を大きくするから、低ブーム性は空力特性と相容れない要因となり、揚抗比の低下を受入れて陸上も超音速で飛べるようにするか、陸上は亜音速飛行に限定するかのどちらかを選ぶしかない。

現在のところ、ブーム問題の解決については悲観的な見方が多く、subsonic overland やむなしの考え方が大勢を

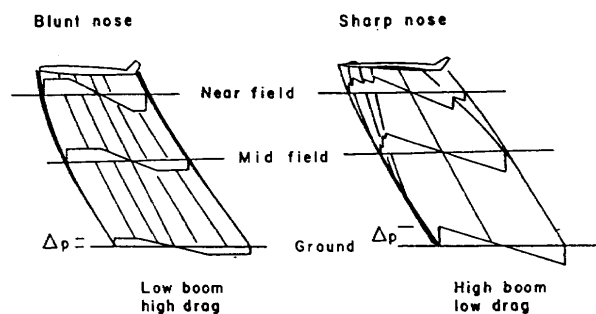


図4 ソニックブーム軽減のための機体形状設計概念⁴⁾

占める状況である。しかしながら、空力特性を損わずにブーム強度を小さくするような方策が絶対にならないということもできない。そのような方策に近づくために、理論と実験との両面から現象を調べていかなければならないが、理論の面では、擾乱の集約過程はCFDにうってつけの課題である。この場合、機体近傍から遠方場までの擾乱の変化を十分な精度で追跡できるような格子系を確立することが第一歩となる。大気の不斉性がブームの伝播に与える影響などは実験的アプローチが難しく、CFDの独壇となろう。

参考文献

- 1) Swadling, A. B. ; Prospects for a Second Generation Supersonic Transport, Paper presented at a Seminar held at Univ. Tokyo, April, 1993
- 2) 日本航空宇宙工業会 ; 環境分野のうちオゾン層, 超音速輸送機開発調査報告書, 平成2年3月
- 3) Williams, L. J. ; NASA High Speed Research for Future HSCT Aircraft, Paper presented at the International Aerospace Symposium '92 Nagoya, December, 1992
- 4) Brown, J. G. & Haglund, G. T. ; Sonic Boom Loudness Study and Airplane Configuration Development, AIAA Paper 88-4467, December, 1988

ポアズイユ流の2次元分岐構造

梅 木 誠*

Two-Dimensional Bifurcation Structure in Poiseuille Flow

Makoto UMEKI

Department of Physics, University of Tokyo

ABSTRACT

Bifurcations and transitions to turbulence in two-dimensional Poiseuille flow are studied by direct numerical simulation based on the Fourier-Chebyshev pseudospectral method. It is shown that two successive Hopf bifurcations appear on the steady progressive wave when $\alpha = 1$ and $5450 < Re < 6150$. Spatial structures and turbulent characteristics are examined.

Key Words: Poiseuille flow, bifurcation, transition, Tollmien-Schlichting wave, chaos

1. はじめに

決定論的カオス理論によると、乱流への遷移は周期倍分岐、準周期運動、間欠性の3つのルートのいずれかを経て起こると予想される。どのルートを選択するかは、流れの具体的な状況、自由度、境界条件等に依存する。流体系から導かれる少数自由度の力学系や、周期境界乱流などで、すでにいろいろなルートが見つかっている。本研究では、2次元ではあるがより現実の流れに近い平面ポアズイユ流を、Fourier-Chebyshev 擬スペクトル法により数値解析し、分岐構造と乱流状態を調べた。なお、平面ポアズイユ流の安定性は古くからの問題であり、1980年代までの安定性理論の研究のレビューは、例えば水島、藤村、柳瀬⁴⁾から知ることができる。

2. 2次元分岐構造

分岐構造の数値的研究においては、解がアトラクター上に落ちつく程度に計算時間を十分長くとる事と、パラメータ(本研究ではレイノルズ数 Re) 依存性を十分詳細に調べる事が重要である。今回の研究では、 Re を 2500 から 10000 までを 100 ずつ区切った 76 個の run を並列化させた一つのプログラムを用いた。但し、Aliasing の誤差を取り除く 2/3 則を使うので、例えば流れ関数の摂動部分は

$$\hat{\psi} = \sum_{k=-M_x}^{M_x} \sum_{j=0}^{M_y} \tilde{\psi}_{kj} \exp(ia_k x) T_j(y),$$

(T_j は Chebyshev 多項式, $M_x = [N_x/3]$, $M_y = [2N_x/3]$, [] : Gauss の記号) のように定義して、モード数を $(N_x, N_y) = (16, 32)$ にとった。境界条件は壁で滑りなしの条件および流量一定を用い、波数は $\alpha = 1$, 時間刻みは $\Delta t = 0.1$, 計算時間を $T = 9000$ とおいた (Umeki 1993¹⁾)。数値計算は東京大学大型計算機センターのスーパーコンピュータ (HI-TACS3800) でおこなった。

初期条件は $\hat{\psi} = \varepsilon(1-y^2)^2 \cos(\alpha x)$ の関数形で、 $\varepsilon = 0.3$ とした。測定量として、上の壁における中央部分での渦度の摂動の値 (図 1, 2) と全渦度の平均値 (図 3, 4) を選んだ。計算結果として、定常進行波 (Tollmien-Schlichting 波) 状態 ($Re = 5400$), 周期状態 ($Re = 6000$), 準周期状態 ($Re = 6200$), カオス状態 ($Re = 6800$) の 4 つを選択する。(TS 波の Hopf 分岐後の解を周期解と呼ぶ。) 図 2, 4 はパワースペクトルを示したもので図 4 において、渦度の x 平均をとることにより TS 波の進行による周期を消去している。

安定な TS 波状態は $Re = 5000$ から 5450 程度まで続き、 $Re = 5500$ では周期解が発生する。最初の Hopf 分岐直後の解は振幅が非常に小さいので、超臨界であるといえる。さらに $Re = 6150$ 付近の 2 番目の Hopf 分岐がおり、 $Re = 6350$ でカオス的な不規則状態に遷移する。2 重周期状態には振動の振幅の変調が観測されることから、最初の振動数と 2 番目の振動数は近いことがわかる。これらの結果は、Soi-

* 東京大学理学部

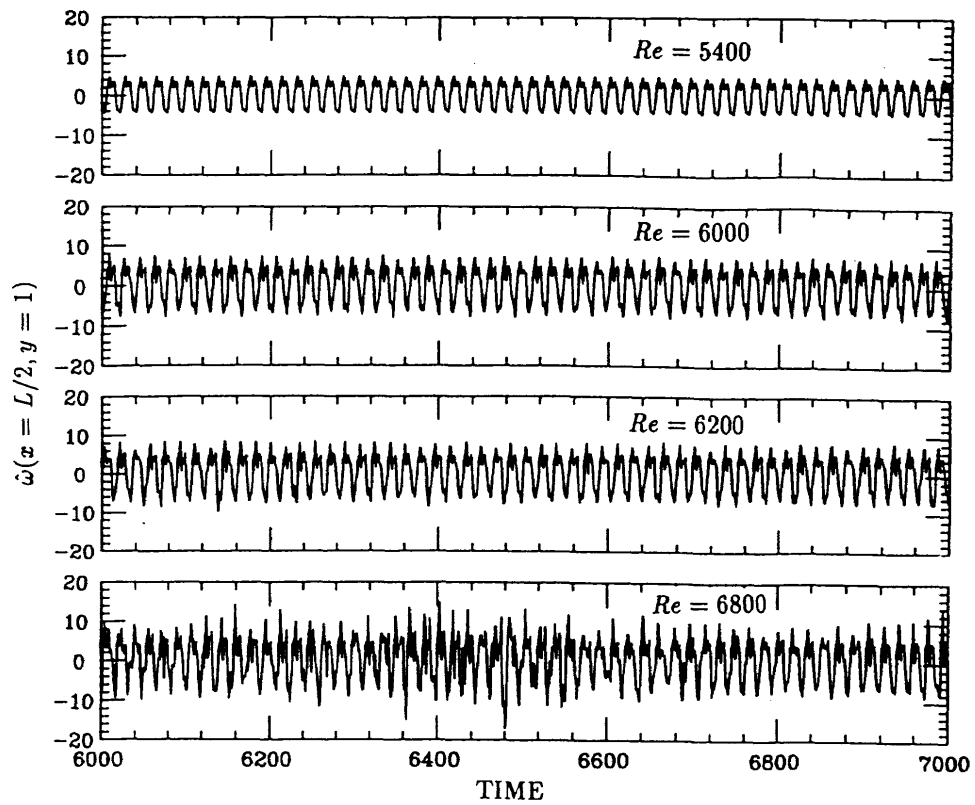


図1 上壁中央における渦度の摂動の時間発展

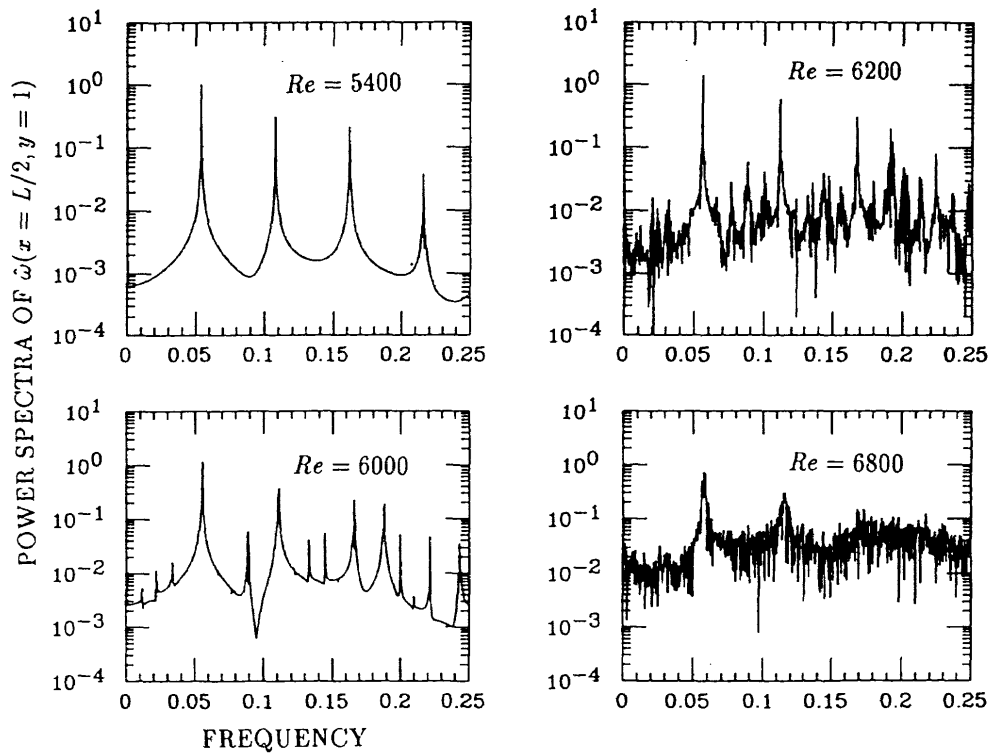


図2 上壁中央における渦度の摂動のパワースペクトル

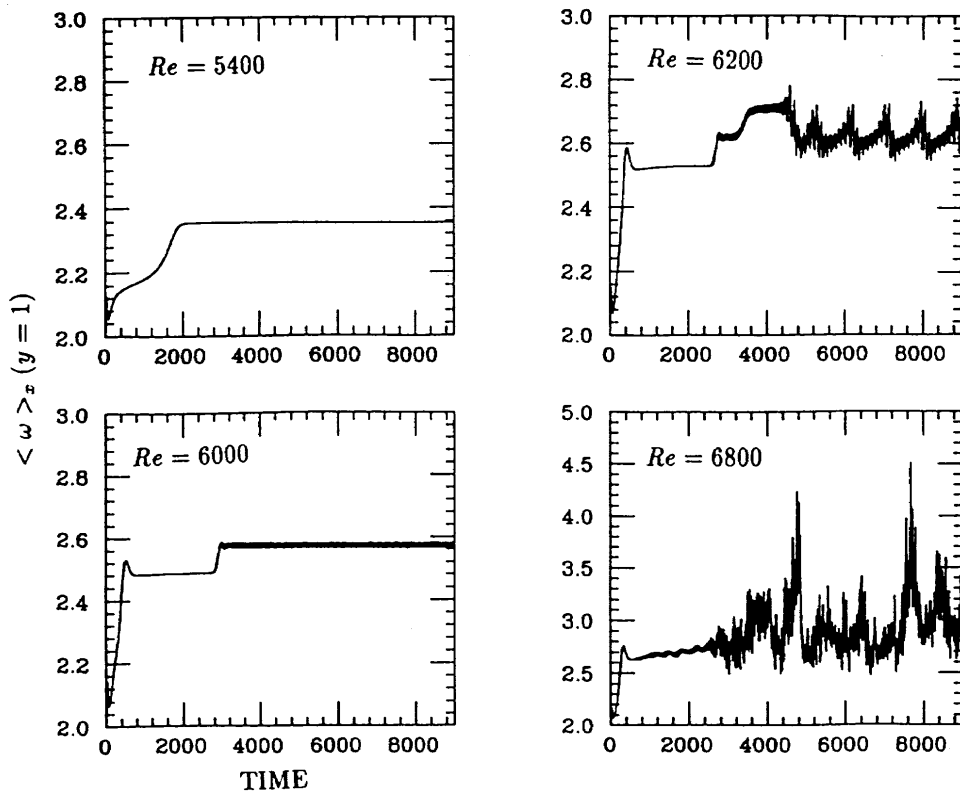


図3 上壁での平均の全渦度の時間発展

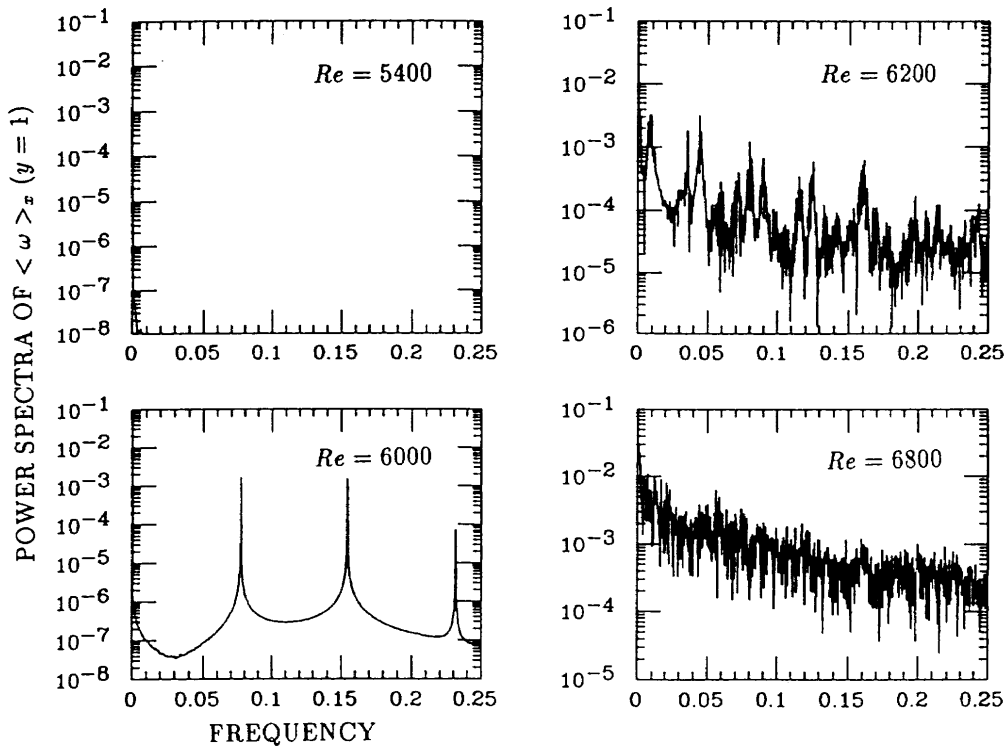


図4 上壁での平均の全渦度のパワースペクトル

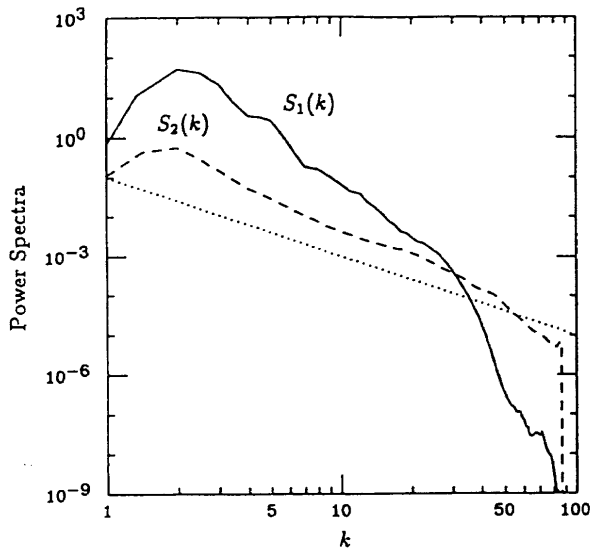


図5 渦度相関の x 方向のパワースペクトル
 S_1 : 上壁, S_2 : 流体内部

belman & Meiron (1991)²⁾ の分岐解析とよい対応を示す。また、TS 波状態安定に存在する Re の下限を詳細に調べたが、 $\alpha=1$ では 5000 程度より小さくなると減衰して平面ポアズイユ流 (主流) になった。カオス状態については、Jiménez (1990)³⁾ は $T=2000$ 程度の計算で、 $\alpha=0.25$ 等の小さい波数に比べ、 $\alpha=1$ では現れにくいと結論しているが、本研究 ($T=9000$) では現れている。この相違を明らかにするには、モード数などを代えた今後の追試が必要である。

3. 乱流状態の空間構造と統計的性質

2次元のシアー乱流が3次元の場合とどの程度相似性があるかを調べるために、高い分解能 (N_x, N_y) = (256, 256) の数値計算を行い、乱流状態の空間構造と統計的性質を調べた¹⁾。ある瞬間の等渦度線により、壁付近の渦度の強いシート状の領域が剥がれて流体内部に流入するようすが可視化された。流線の様子からは、ejection と sweep の領域が明確であった。流れ方向の渦度相関のスペクトルは、流体内部で k^{-2} に近く、これは Saffman のエネルギー Spektrum k^{-4} に近い。また、壁においてはほぼ k^{-4} であり、境界層内では流体内部と違ったスケールリングがある事が示唆された。

参考文献

- 1) Umeki, M. 1993 Numerical Simulation of Plane Poiseuille Turbulence, submitted to *Fluid Dynamics Research*.
- 2) Soibelman, I., & Meiron, D. I. 1991 Finite-amplitude bifurcations in plane Poiseuille flow : two-dimensional Hopf bifurcation *J. Fluid Mech.* **229**, 389-416.
- 3) Jiménez, J. 1990 Transition to turbulence in two-dimensional Poiseuille flow *J. Fluid Mech.* **218**, 265-297.
- 4) 水島, 藤村, 柳瀬 1988 平面ポアズイユ流の2次元攪乱の非線形発展, 「ながれ」 **7**, 259-270.

後流における絶対カオスと対流カオス

前川 博*

Absolute and Convective Chaos in a Wake

Hiroshi MAEKAWA

The University of Electro-Communications

ABSTRACT

In the present paper, convective chaos and absolute chaos in a wake were studied by means of two-dimensional direct numerical simulations of a spatially developing plane wake. When the wake is convective unstable, the inlet plane was forced with low-level external noise superimposed on the fundamental mode. In the absolute unstable wake, a fundamental mode of amplitude 0.0005 was introduced at the inlet plane for one period. We investigated the time traces of the u and v velocity fluctuations and the corresponding instantaneous structures. The numerical results of the convective unstable wake show that the low-level external noise amplified spatially in the convective unstable layer is responsible for convective chaos. For the absolute unstable wake, we find that the u and v velocity fluctuations continue to oscillate after the inlet forcing stopped and that low-frequency modes generated during the modulation of the initial disturbance mode in the absolute unstable layers lead absolute chaos.

Key Words: absolute instability, absolute chaos, convective chaos, DNS, wake

1. ま え が き

管内流や自由せん断流等のようないわゆる開いた系において観察されるカオス現象は流れの中の秩序に対峙する概念として理解され、規則的な速度変動波形や流れ構造からのゆらぎ成分の存在がカオス化過程の重要な要素としてとらえられてきた。

Deissler (1986)¹⁾は、開いた系に関するカオスを一般化した Ginzburg-Landau 方程式によって対流カオス現象と間欠現象について調査している。一方、流れの不安定性とその構造は数多く調べられ、流れのカオス現象も不安定性と重要な関係があると考えられている。しかしながら、カオス現象を導くゆらぎ成分の発生と成長のメカニズムはまだよく理解されていない。本報告においては、非圧縮性ナビエーストックス方程式の数値解を使って後流に発生するカオスの振舞いを絶対カオスと対流カオスの概念で記述できることを示す。また、任意の微小非周期攪乱に対しては、

秩序性とカオス性が混在する状態を作り出す準単色波が形成されることを示す。

2. 後流における絶対不安定性と対流不安定性

鈍い物体直後の後流においては、逆流状態にあるとともに絶対不安定な状態にあることはよく知られている。一方、ガウス分布をした後流はレイノルズ数と中心速度欠損の大きさによって対流不安定な状態から絶対不安定な状態になる(例えば Hultgren and Aggarwal (1987)²⁾)。局所的に絶対不安定な状態になるが逆流を伴わないこの後流は、絶対不安定な領域が後流の半値幅のおおよそ3倍以上になると大域的な不安定な状態になることが Maekawa, Mansour and Buell (1992)³⁾によって示された。本研究では、この状態の中に十分小さな単一周期的攪乱を一周期だけ導入してその後攪乱を一切導入しないで、攪乱波の成長の様子を観測し、また後流構造の変化を調べた。従って、単一周期的微小振幅波が存在するとき絶対不安定領域とそれに続く対流不安定領域の中で非線形成長し飽和する攪乱波が作り出

* 電気通信大学

異なる周期（特に低調波攪乱）の発達の様子を観測しカオス性の発生について調べる。後流において長波長攪乱が形成されることは Papageorgiou and Smith (1988)³⁾ によって非線形安定性理論から指摘された。一方、対流不安定の領域だけで形成される後流においては、その上流から常に微小なノイズ的攪乱を加え続ける数値実験を行なう。

3. 計算法

二次元非圧縮性ナビエーストークスの方程式において2回 Curl を取ると

$$\frac{\partial \nabla^2 u}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial H_1}{\partial y} - \frac{\partial H_2}{\partial x} \right) + Re^{-1} \nabla^4 u \quad (1)$$

と表わされる。ただし、レイノルズ数は $Re = Ub_{1/2}/\nu$ であり、 $b_{1/2}$ は後流 Inlet の速度分布の半値幅である。式(1)は3次の Runge-Kutta 法によって時間積分される。主せん断方向は写像関数を使った擬スペクトル法、流れ方向は高次の変形 padé 形式を用いる。速度成分 u は連続の式より直接計算される。この方法は、Stuart 解や線形安定性理論の解と高い精度で一致する数値解を与えることが確かめられる。詳細は Maekawa, Mansour and Buell (1992) を参考にさせていただきたい。

図1は初期条件となる層流後流の渦度分布を示す。計算領域は $0 \leq x \leq 300$ であり、絶対不安定のシミュレーションでは一周期だけ導入した攪乱が成長しながら下流へ移動していくが、流出境界の影響が Poisson 方程式に入らないように渦構造が下流流出境界に到達する以前において流れを計測する。

境界条件として導入する攪乱モードは Orr-Sommerfeld 方程式における基本波または不規則な位相をもつ攪乱波である。対流不安定な状態に導入する攪乱は基本波の中にランダムウオークな位相不規則性を微かに加える。また、位相不規則性をもつノイズのスペクトルはほぼホワイトノイズに近い。この系では上流側に導入する攪乱が基本波だけの場合は基本波とその高調波が下流で観測され観測にかかる程度（変動のエネルギーが 10^{-12} 以上）の低調波は存在しない。

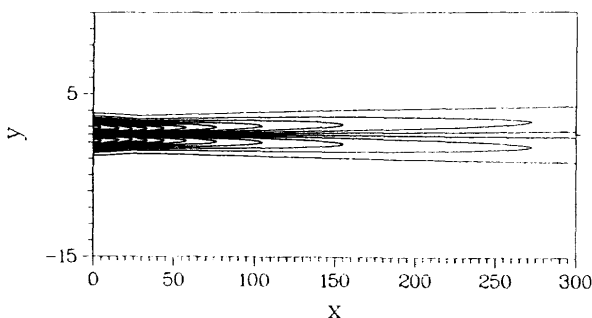


図1 計算領域と初期条件

4. 計算結果

図2は線形領域 $x=11.72$ において攪乱が基本波の様子とその下流 $x=42.97$, $x=89.97$, $x=175.78$ における速度変動の計測結果を示す。上流で導入されたわずかな位相不規則性をもつ攪乱が下流で増幅される変動波形がより複雑化していることがわかる。対流不安定性に伴うカオス現象の発生が観測される。また、上流に微小なホワイトノイズだけを導入すると基本波と側帯波が選択され低調波の連続スペクトルも観測される (Maekawa, Mansour and Buell(1992) 参照)。

一方、絶対不安定領域には単一周波数のモードを一周期だけ導入する。その振幅は0.0005であり、それ以外には何も攪乱は加えない。Maekawa, Mansour and Buell (1992) が示したように、局所的に絶対不安定であっても大域的に不安定になるまで攪乱は成長し続けない。図3は大域的に不安定な状態 ($Re=700$) と局所的絶対不安定であるが大域的には安定な状態 ($Re=300$) において観測された変動速度の様子を示す。 $Re=700$ では基本波成分のほかに低調波成分が存在する。下流からのフィードバック作用が存在するため一種の系の共鳴干渉的な効果によって低調波成分が生成されていると考えられる。絶対不安定であるのでこれらの成分は停留し続ける。図4は絶対不安定領域より下流における ($x=26$) 攪乱の時間観測結果を示す。初期に導入され流れの中で増幅した攪乱が到達した後は一定の振幅で周波数も一定であり続ける。注意深く観察すると、後流中心であるので速度変動の v 成分は基本周波数が観測され u 成分はその第一高調波が強く現れている。 $x=26$ では、基本成分が成長飽和する状態であるので規則正しい速度変動が残されている。スペクトルでは規則的な速度変動波形には基本成分とその高調波および微小な低調波成分が観測される。さらに下流では低調波成分が緩やかに増加している。

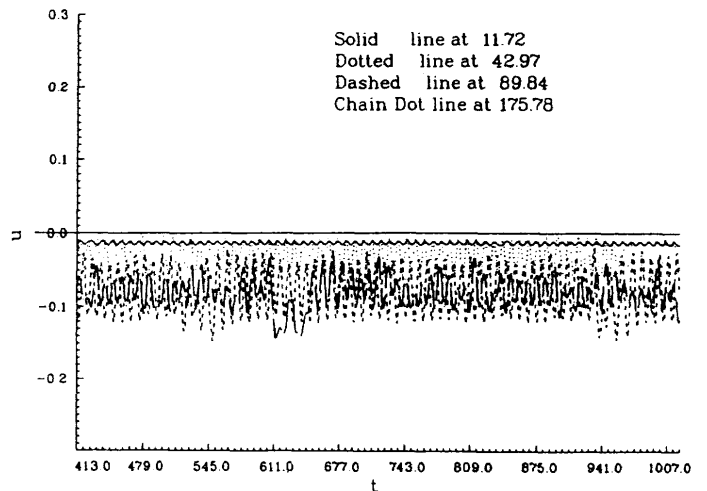


図2 対流不安定な状態における速度変動

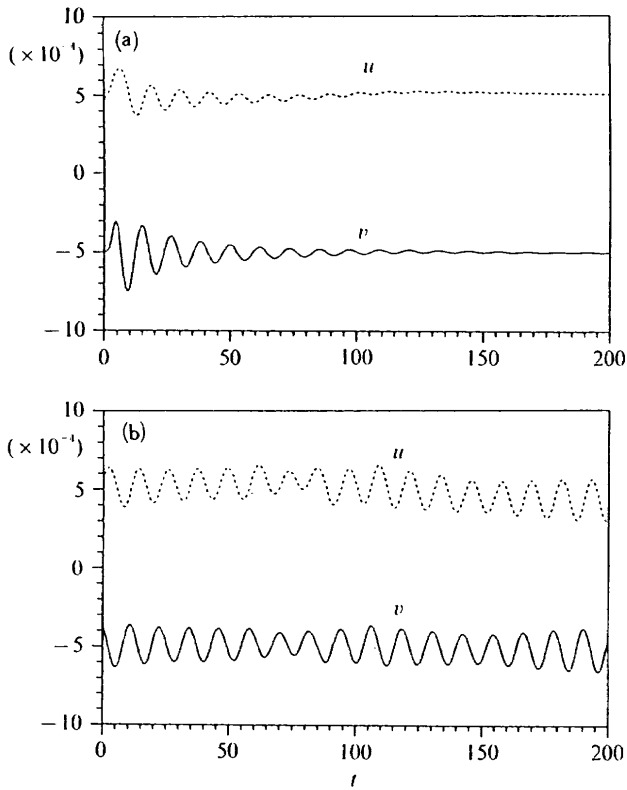


図3 (a) 大域安定領域 ($Re=300$, $x=2.0$, $y=-0.4$)
における速度変動
(b) 大域不安定領域 ($Re=700$, $x=2.7$, $y=-0.6$)
における速度変動プロットの初期値は任意

この成分が下流において構造がゆらぐ役割を果たす。非線形作用によって後流のなかで低調波成分が形成され構造がゆらぎ後流がカオス化することがわかる。その意味でこのカオスは絶対不安定性に基づく“絶対カオス”と呼ぶことが適当であろうと思われる。それに対して、前者は開いた系で従来議論された対流カオスである。

4. ま と め

後流の高精度直接シミュレーションによって絶対カオス

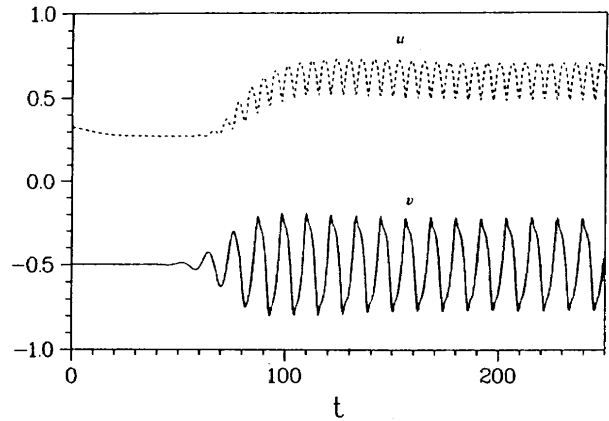


図4 大域不安定な状態における下流 ($x=26$, $y=0$)
の速度変動

状態と従来の対流カオス状態を示した。この絶対不安定領域において流れをカオス化に導く低調波成分が形成されることを示したが、これが“絶対カオス”である。

参 考 文 献

- 1) Deissler, R. 1986 Spatially growing waves, intermittency, and convective chaos in a open-flow system. *Physica*, 18D, North-Holland.
- 2) Hultgren, L. S. & Aggarwal, A. K. 1987 A note on absolute instability of the Gaussian wake profile. *Phys. Fluids* 30, 3383-3387.
- 3) Maekawa, H., Mansour, N. N. & Buell, J. C. 1992 Instability mode interactions in a spatially developing plane wake. *J. Fluid Mech.*, 235, 223-254.
- 4) Papageorgiou, D. T. & Smith, F. T. 1988 Nonlinear instability of the wake behind a flat plate placed parallel to a uniform stream. *Proc. R. Soc. Lond.*, A419, 1-28.

染料流脈と粒子流跡の同時抽出法による 秩序運動の時空間構造の検討

大成博文* 渡辺勝利*

Spatial and Temporal Structure of Coherent Motion by Combined Simultaneous Flow Visualization Technique of Dye-Streak/Particle-Pass Line

Hirofumi OHNARI and Katsutoshi WATANABE

Tokuyama College of Technology

ABSTRACT

Relationship between simultaneous visual pattern of coherent motion and fluctuating components of u and v in the near-wall turbulent flow is investigated using 'Dye-Particle-Image Velocimetry (DPIV)' technique. The results indicate that dye-streak patterns of coherent vortical motions associate with the vorticity of ω_z and uv structures. DPIV technique plays an important role to understand the physics of coherent motion in the near-wall turbulence.

Key Words: coherent motion, streak pattern, particle-image technique, flow visualization, vortical structure

1. はじめに

今日、流れのなかに多数の微小粒子を注入し、その瞬間流跡から速度ベクトルを求め、その時空間場における速度情報を一挙に把握する可視化が注目されている。この方法は、PIV (particle image velocimetry) 法と呼ばれ、わが国においても、これによるいくつかの優れた成果が生み出されている^{1),2)}。

ところで、最近の壁乱流における秩序運動に関する研究はめざましい発展を遂げているが、その一方で、依然として、その基本的理解に関わる未解明の課題(秩序運動の時空間構造, 因果関係, 基本的力学特性)が残されたままである。これらの解決のためには、従来法よりも、より洗練された可視化法の開発が不可欠となる。

そこで、本研究においては、上述のPIV法と従来の断面視法³⁾を同時に適用することによって、流れ場の流脈パターンと粒子流跡を求め、秩序渦運動の時空間構造に関する若干の運動学的な考察を試みた。

2. 壁近くの縦渦構造

壁乱流の内層には、縦渦成分が卓越したヘアピン型の渦構造(図1参照, 著者らはそれを「壁縦渦」と呼んでいる)の形成が知られている。この構造は、最近のDNSの結果⁴⁾においても詳しく論じられており、図2に、それらと著者らの可視化の結果⁵⁾の比較を示す。同図(a)は、縦渦断面の渦中心位置の壁からの高さを示し、(b)は、同渦構造の横方向スケールの分布をそれぞれ表している。これより、渦構造の形成位置と横方向スケールが、著者らの可視化の結果とよく一致していることが明らかである。

3. DPIV法

DPIV法の一例の概略を図3に示す。流れ場はリブレット粗面乱流境界層であり(しかし、本論ではリブレット粗面の効果については考察しない)、これは、その平面図である。

水路中央部には、ハロゲンスリット(厚さ3mm)が壁に垂直に照射され、水路両側からの側面視を可能とさせている。このスリット内で、染料流脈と粒子流跡(粒子比重は1.002)が可視化され、それらが左右の2台の35mmカ

* 徳山工業高等専門学校

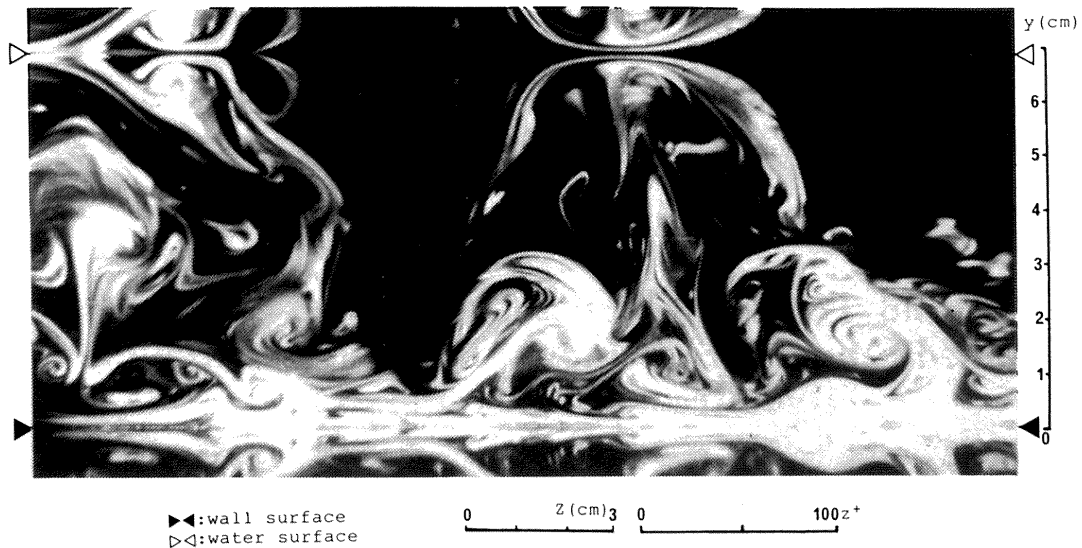
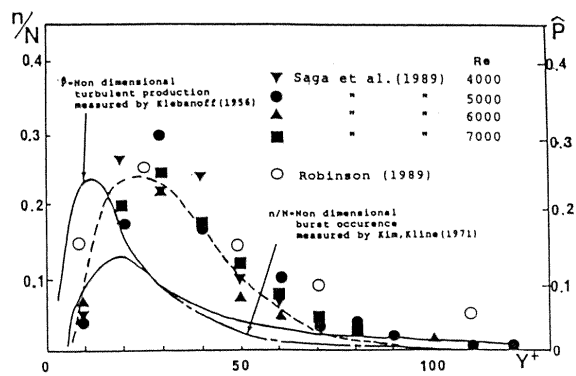
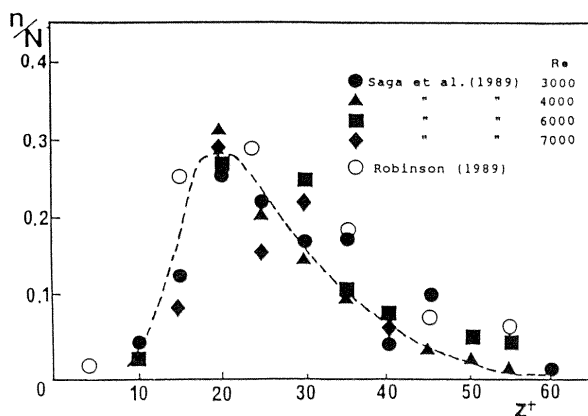


図1 壁縦渦の横断面可視化 ($Re_\theta = 351$)



(a) 壁近くの渦構造の渦中心高さ



(b) 壁近くの渦構造の横方向スケール

図2 可視化と DNS の比較

メラによって同時に撮影された。その際、2台のカメラの撮影時間は、それぞれ、1/125秒、約1/15秒とされ、前者においては染料流脈を、後者においては粒子流跡を撮影する役割がそれぞれ担わされた。

このようにして得られた両写真の一例を図4に示す(同図(b)の左右を反転して焼き付けると同図(a)と対応する)。

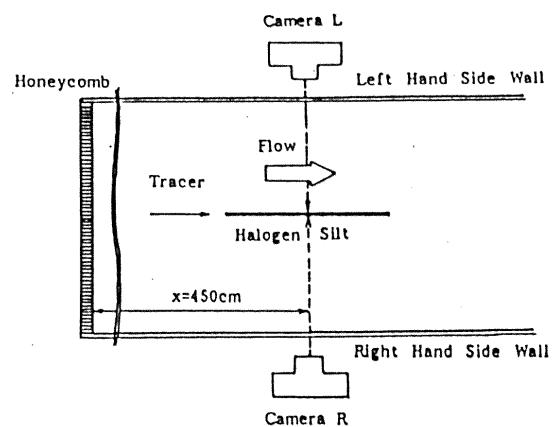


図3 DPIV法の概略

また、図5には、図4の流脈パターンと瞬時流跡のトレーズが示されている。

4. 染料流脈と粒子流跡の相互関係

(1) 流脈、流跡可視化パターンの役割

染料流脈：壁面全体の粘性底層に注入され、そこから上昇傾向の秩序運動の空間構造を主に表現する。また、染料の供給がない比較的高速の流体塊との境界を明瞭に表すこともできる。

粒子流跡：各粒子流跡の長さから、それぞれの始点位置の速度ベクトルが得られる。これより、変動速度ベクトル、渦度分布、 uv 分布など、秩序運動の考察に重要な物理量が求められる。

(2) 流脈パターンと速度ベクトルの関係

本実験条件は、レイノルズ数 $Re \approx 7000$ 、水深 8cm、計測点におけるレイノルズ数 $R_x \approx 4 \times 10^5$ 、運動量厚さを用いたレイノルズ数 $Re_\theta = 430$ 程度である。また、図5より、平均流速分布と乱れ速度分布が求められ、それらと同じ流

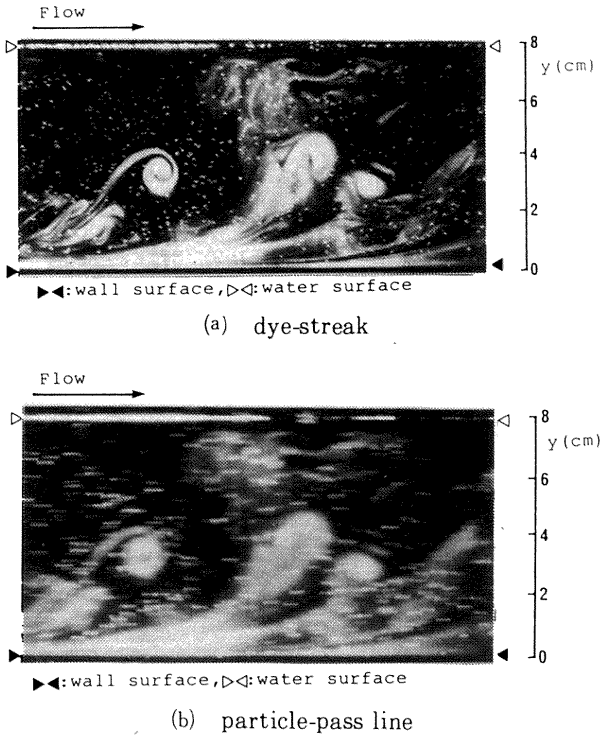


図4 DPIV法による縦断面視

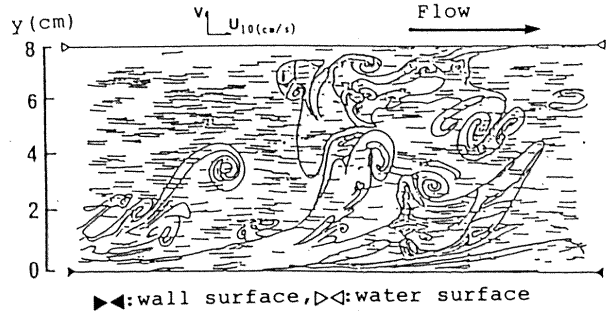


図5 流脈パターンと粒子流跡のトレース

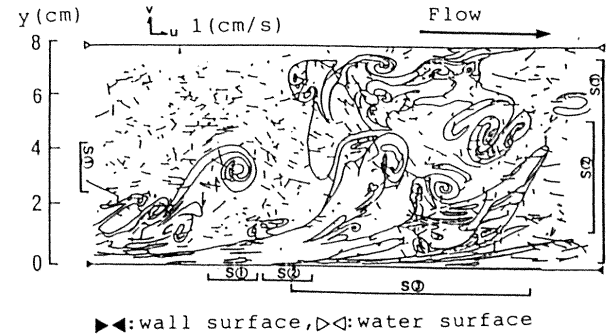


図6 流脈パターンと変動速度ベクトル

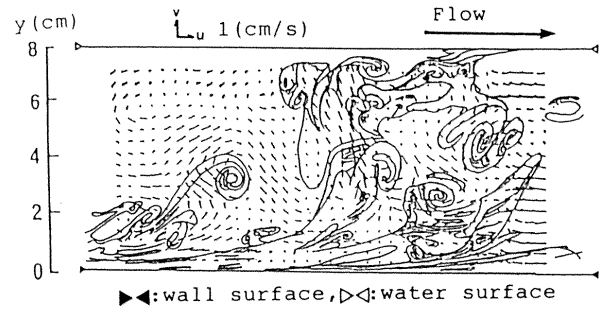


図7 流脈パターンと空間平均操作後の変動速度ベクトル

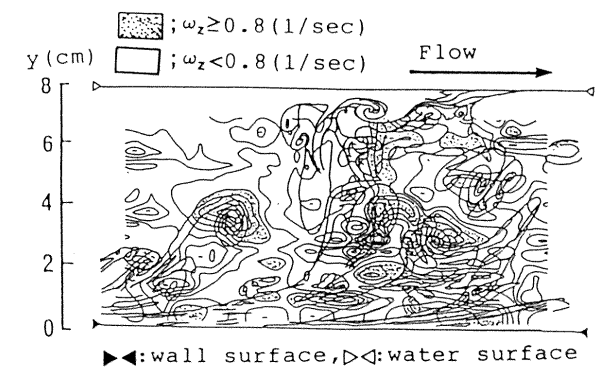


図8 流脈パターンと渦度分布

れ場でのLDVによる計測結果が比較され、両者のおよその一致が確かめられた⁶⁾。

図6には、流脈パターンと速度変動ベクトルのトレースが示されている。図中の細線ベクトルは流れ方向流速成分が正、太線ベクトルは負の場合を表す。これより、S①では、横渦（壁縦渦の先端部）成分の存在を示す流脈パターンが明らかであり、この周囲では、この横渦によって誘起されたと思われる速度変動パターンが示されている。

また、S②は、この横渦領域と下流の染料上昇領域（S③）の間に挟まれた領域であり、その下流での大規模な上昇流のために、流れ方向流速成分の発達が抑制されて壁に向かう、いわゆる典型的なsweep型の大規模な下降流が形成され始めている。さらにS③領域では、染料が存在するほとんどの領域で、太線速度変動ベクトルが存在し、流れ方向成分が負のいわゆるejection型の大規模な上昇流の領域が形成されている。しかし、この領域内には、下降流成分も認められ、この領域全体としては、複雑な多重構造性を示している。

次に図6の速度変動ベクトルについて、水深方向に5分割、流れ方向に10分割し、それぞれの格子に含まれる速度変動ベクトルの平均値を求めて、その変動ベクトルの始点座標を格子の中心とした。また、格子を水深方向および流れ方向に1/4格子ずつ移動させ、上記の計算を繰り返すことによって、おおまかな空間平均操作がなされた。そのベクトル図を図7に示すが、これより、各点の速度変動ベクトルと秩序運動の流脈パターンとの対応はより一層明確と

なりうる。

また、図8には、渦度 ω_z 分布が示されている。S①に示された流脈の渦巻パターンの領域では渦度の集中が認められ、それは、S③の染料集中領域にも認められ、そこにも渦度集中領域がいくつか存在している。このように、染料流脈と渦度構造は、およその一致が認められる。

5. おわりに

秩序運動の流脈パターンとその形成領域における速度変動ベクトルの相互関係を比較検討し、染料流脈のパターンと渦度 ω_z 分布の両者がほぼ対応することが明らかにされた。今後の課題として、これらの対応の時間的な変化過程を詳しく検討することが重要である。

参考文献

- 1) Utami, T., Ueno, T. : J. Fluid Mech. 1987, 174, 399-440.
- 2) 西野耕一他 : 第22回乱流シンポジウム講演論文集, 1990, 108-112.
- 3) 大成博文他 : 土木学会論文集, 1985, 363, 477-486.
- 4) Robinson : Proc. IUTAM Symp. Struct. of Turbul. and Drag Reduct. 1989, 23-50.
- 5) 佐賀孝徳他 : 水理講演会論文集, 1989, 33, 541-546.
- 6) 渡辺勝利他 : 水工学論文集, 1993, 37, 829-832.

凹曲面に沿う縦渦波長の実験

伊藤 光* 石井 庄太郎*

Experiments on Wavelengths of Longitudinal Vortices along a Concave Wall

Akira ITO and Shotaro ISHII

Meiji University

ABSTRACT

The experiments on the wavelengths of the longitudinal vortices along a concave wall with a radius of curvature of 0.5, 1, 3 and 5 m were carried out in a main airflow velocity range of 0.7 to 6 m/s. For each different concave wall tested, it was shown that the vortices grow at same positions on a concave wall. Furthermore, the relation between the velocity profiles generated by a gauze and the growing positions of the vortices are discussed.

Key Words: wavelengths, Görtler vortices, gauze

1. はじめに

凹曲面上に沿う縦渦, Görtler 渦の波長 λ がどのようにして決まるのか, 実験的には未解決の部分が多いように考えられる^{1),2)}。その波長選択の過程を解く試みの一つとして, 曲率半径 r の異なる数種の凹曲面観測筒により波長 λ を観測した^{3),4)}。実験には r が 0.5, 1, 3, 5 m の 4 種の筒を試作して λ を比較したが, 凹曲面の r が異なるにも拘わらず, 同じ空気主流速 u_0 ではほぼ縦渦の生成位置が一致するのを確かめている。また実験の流速範囲は $u_0 = 0.7 \sim 6$ m/s で, このとき u_0 を増すと λ が減るのも認めた。このように観測筒の r に関係なく縦渦生成位置が一致することから, λ を決める因子は観測筒上流の主流中に存在するのではないかと考えた。その因子の一つとして, 本報告ではまず上流側に配置した整流網からの流れの影響について検討した。

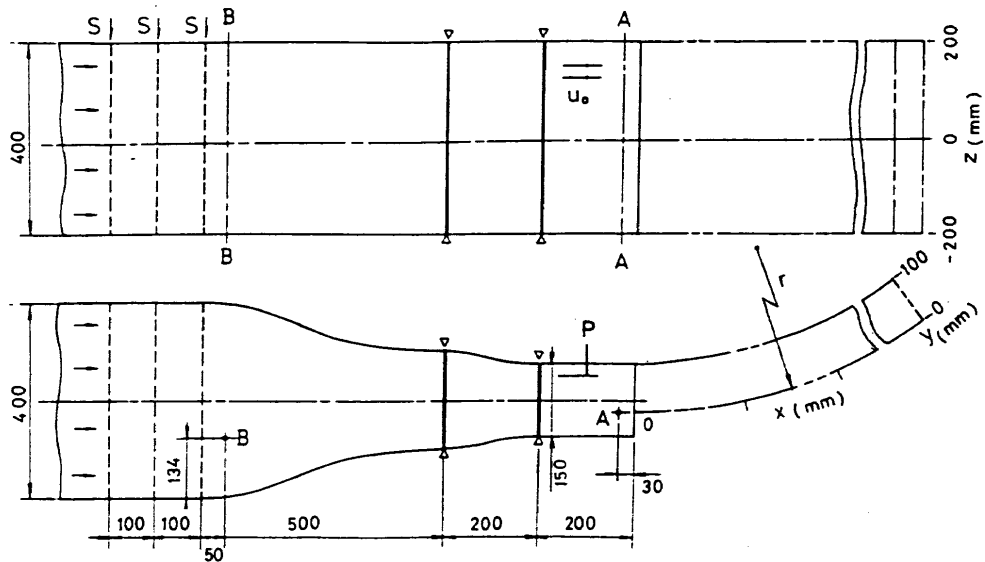
2. 縦渦生成位置と整流網からの流れとの関連

第 1 図は実験装置の拡大図で, 整流筒内には 70 mesh の正四角目平織ナイロン網(開孔比 65%, 素線直径 0.292 mm)を 7 枚配置している。4 種の観測筒は, 二つの二次元縮流

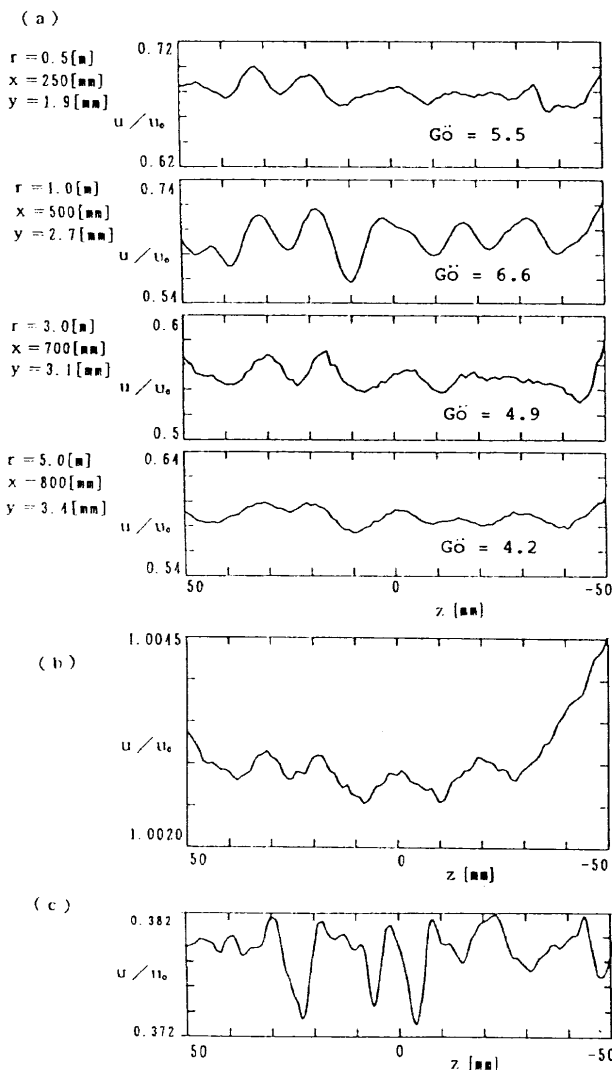
筒出口平行部に交互に取付け, 各凹曲面上の境界層内の流速 u/u_0 の分布を熱線流速計で測定し, 各筒の λ を検討した。第 2 図(a)は $u_0 = 2.5$ m/s の比較例で, 縦渦の生成を示す u/u_0 の周期性がみられる。 u/u_0 は各 x 位置の計算で求める層流境界層厚さ δ の $y = (1/3)\delta$ 位置で測った。 u/u_0 の極小 z 位置は, 各 r の筒ともによく一致している。図中の Gö 値は, Görtler パラメータ ($=u_0\theta/\nu \cdot \sqrt{\theta/r}$, θ は境界層運動量厚さ)を示す。上のような極小 z 位置の間隔が λ に相当するが, 各筒に関係なく λ がほぼ一致することから, 上の u/u_0 分布を作る主流中の成因を確かめるために以下の実験を試みた。

まず観測筒を除いて, 第 1 図のように凹曲面前縁直前 30 mm 位置における主流中の u/u_0 を測ってみると, 第 2 図(b)のように極めて微小な振幅を持つ u/u_0 分布が確認できた。これらの極小 z 位置は, 同図(a)中の極小 z 位置と一致しているので, 観測筒上流の主流中に上のような分布を作る流れが存在すると推測できる。そこで試みに, 整流網から流出する流速分布を測定してみた。凹曲面前縁は縮流筒出口し下面から 1/3 位置にあるので, この前縁に流入する流れとして, 整流網の下方から 1/3 位置, 網下流 50 mm を u/u_0 の計測位置とした。その結果, 同図(c)のように網下流には明らかな周期性のある u/u_0 分布が確かめられた。この中の極小 z 位置は, 上述の図(a), (b)にみた位置とはややずれている。しかし, 二つの二次元縮流筒による流速の均

* 明治大学理工学部



第1図 実験装置の拡大図 A, B : u/u_0 の測定位置, S : 70mesh のナイロン網, P : ピトー管



第2図 凹曲面上および網下流の流速分布の比較

($u_0 = 2.5 \text{ m/s}$ の場合)

- (a) 各曲面上の u/u_0 分布
- (b) 凹曲面前縁直前での u/u_0 分布
- (c) 網下流での u/u_0 分布

一効果を考慮すると、縦渦の波長が整流網からの流れと強い関連を持つと考えられる。

3. むすび

本報に述べたのは、 $u_0 = 2.5 \text{ m/s}$ の一例である。実験では $u_0 = 1.5$ および 5.0 m/s の場合も比べたが、筒の r は異なっても、同じ u_0 であれば u/u_0 の極小 z 位置がほぼ一致するのは確かである。しかし、 λ と網からの流れとの関連は $u_0 = 2.5 \text{ m/s}$ の場合よりも明確でないように見える。今後、詳しい比較実験を要する。スペクトル解析も加えて、 λ の選択要因を検討したい。さらに、網に代わる既知の攪乱を上流側の主流中に導入し、それが縦渦の波長選択にどのような応答を示すのかも実験したい。

文 献

- 1) Floryan, J. M. : Prog. Aerospace Sci, 28, (1991), 235-271.
- 2) Swearingen, J. D. & Blackwelder, R. F. : AIAA, J. Vol.24, No.10, (1986), 1706-1709.
- 3) 伊藤 光 : 第24回乱流シンポジウム講演論文集 (1992), 182-186.
- 4) 伊藤 光, 石井庄太郎 : 第24回流体力学講演会講演集, (1992), 73-76.

カルマン渦列の周波数決定機構

浅井 雅人*

Mechanism of Frequency-Selection of Karman Vortex Streets

Masahito ASAI

Tokyo Metropolitan Institute of Technology

ABSTRACT

In order to clarify the mechanism of frequency-selection of Karman vortex streets, the temporal (absolute) disturbance growth leading to the formation of vortex streets is investigated numerically for the wake behind a plate. Stability analysis is also made for the wake velocity distributions to obtain their local instability characteristics. In the initial stage, the frequency of growing disturbance agrees well with that of absolutely unstable disturbance for the (initial) steady wake, but it increases as the wake-shear-layers roll up to the vortex streets. Such increase of the frequency is also explained by the alteration n of the absolute instability characteristics of the near-wake.

Key Words: wake, Karman vortex streets, absolute instability

1. はじめに

流れの中に物体がおかれたとき、後流中にはいわゆるカルマン渦列が現れる。それは後流の不安定性によるものであり、一様流中の円柱の場合、レイノルズ数(円柱直径に基づく)が約50を越えると渦列が現れ出す¹⁾。発生する渦列は極めて規則的(周期的)でありほとんど単一周波数と見なせる程である。

このような物体後流中の規則的なカルマン渦列の発生機構については従来から多くの理論的・実験的研究がなされている^{2,3)}。特に注目されるのが、物体直後の後流速度分布のもつ絶対不安定性である。それは、境界層の不安定性のような波動が下流方向に空間増幅する移流不安定と異なり、攪乱がその位置で時間的に増幅する不安定性である。平行流近似に基づく線形安定性解析によると、典型的な後流速度分布の場合、中心流速が一様流の6%以下になると絶対不安定特性が現れる⁴⁾。最近のカルマン渦列の制御実験や数値計算^{5,6)}の結果などは確かに渦列形成に絶対不安定が関係していることを強く示唆している。ただし、速度

分布は流れ方向に大きく変化するため局所不安定特性も流れ方向に変化し、それゆえ渦列形成に絶対不安定性が絡むとしてもどの位置での特性がカルマン渦列の周波数選択性を支配するのかは明らかではない^{7,8)}。本研究では、カルマン渦列の周波数選択性と絶対不安定性との関係を、ナビエ・ストークス・シミュレーションの結果を用いて詳細に調べた。

2. 結果と考察

計算は、一様流中におかれた厚みのある平板の二次元後流について行った。計算領域は、板厚の半分を基準長として上流側に8、下流側に30であり、上方・下方境界は $y = \pm 27.5$ にある。板背面の中心位置を原点にとる。一様流速と板厚の半分長さに基づくレイノルズ数は200である。以下の量はすべて一様流速と板厚の半分長さで無次元化している。上流境界には板厚の半分厚さのブラジウス境界層を与えた。計算はMAC法により行った。

初めに定常な後流を得るため、 $y=0$ で上下の流れに対称性を課して(カルマンモードの発生を抑える)計算を行った。図1は得られた定常流を表しており、 $x=4.5$ まで逆流域がある。この流れを初期場として板の背面からパルス

* 都立科学技術大学

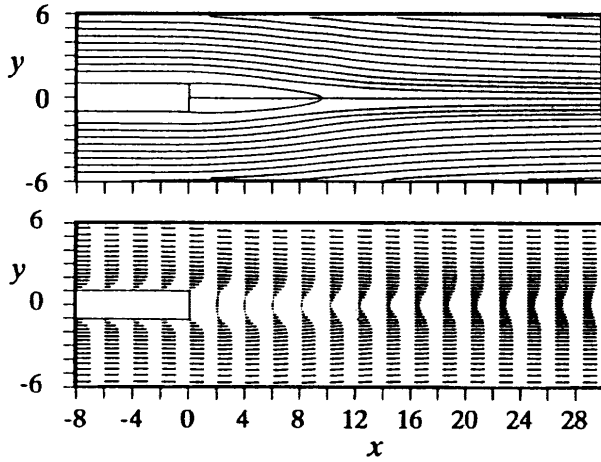


図1 定常な後流 上; 流線, 下; 速度分布

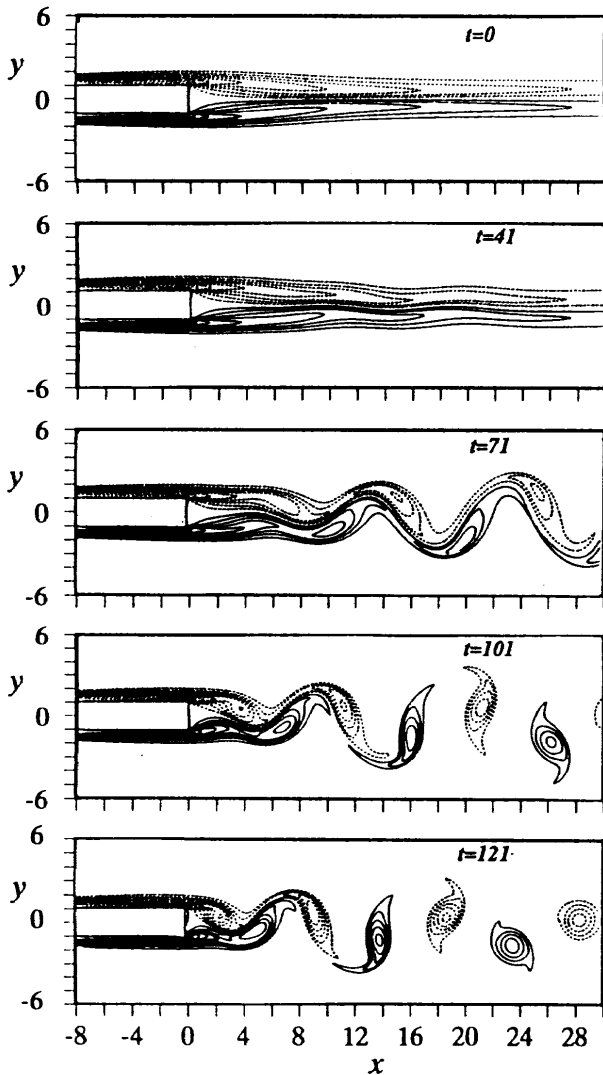


図2 カルマン渦列の形成過程(等焔度線)

的に v 変動攪乱,

$$v = 0.01 \cos^2(\pi y/2) \sin(2\pi t) \quad (0 \leq t \leq 1)$$

を導入して流れの対称性を僅かに壊しその後の攪乱の発達を調べる。図2は、カルマン渦列が形成されるまでを等焔度線図で追跡している。 $t=41$ で上下の剪断層が波打ちを

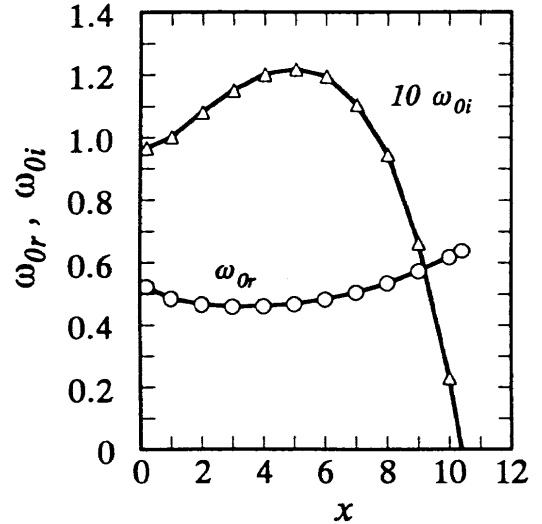


図3 定常後流の絶対不安定周波数

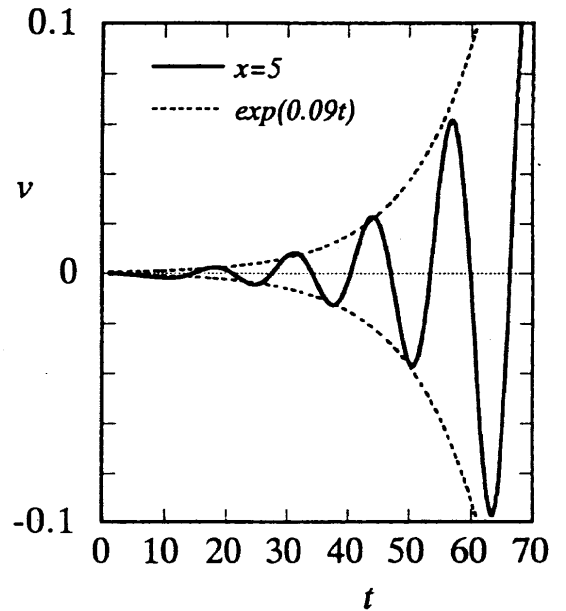


図4 v 変動の時間発展 ($x=5, y=0$)

始め、 $t=71$ ではそれがちぎれて孤立的な渦へと巻き上がり始め、さらに $t=121$ になると規則的なカルマン渦列が形成され出す。まず、この渦列の発生に絶対不安定性がいかにか絡んでいるかを見よう。

まず、図3は初期定常流れ場 ($t=0$) での後流速度分布について線形安定性理論(レイリー方程式)により計算した絶対不安定特性を示している。即ち、レイリー方程式の固有値の中で、群速度 $C_g = d\omega/d\alpha = 0$ となる固有値(複素周波数) $\omega_0 = \omega_{0r} + i\omega_{0i}$ を示す。ここで、絶対不安定領域(時間増幅率 $\omega_{0i} > 0$)は $x=10.4$ まで存在する。一方、図4は、シミュレーションによる攪乱の初期時間発展 ($t=70$ まで)を $(x, y) = (5, 0)$ 位置での v 変動波形で示している。図のように、極めて規則的な波動が指数関数的に時間増幅する。その周波数 f を測ると $\omega = 2\pi f = 0.48$ であり、 $x=1 \sim$

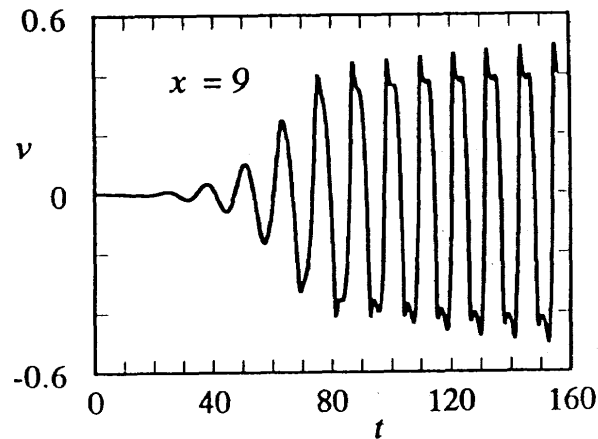
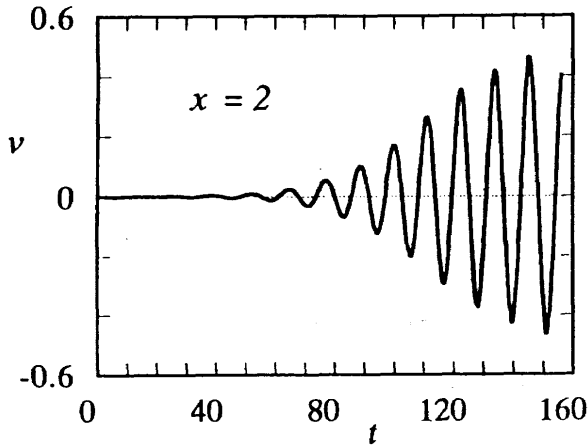


図5 v変動の時間発展 (x=2.9, y=0)

6の範囲の速度分布から予測される波動の周波数(このx範囲ではほぼ一定)とほとんど一致する。ただし、増幅率($\omega_i \sim 0.09$)は理論値よりも少し小さい。この時間増幅は、攪乱が非線形平衡状態に達するまで続く。即ち、図5のように、v変動は主流速度の約50%の振幅まで成長した後平衡状態に達し、その状態が図2のカルマン渦列状態である。

このように、初期段階では平行流近似に基づく安定性解析(レイリー方程式)から計算される絶対不安定特性にかなり近い攪乱の成長が観察される。しかしながら、渦列が発達し平衡状態に近づくにつれて攪乱の周波数が変化していく。図6は、その周波数変化を示している。図のように、周波数は最終的に初期段階に比べ約20%程度高くなる。ここで図にはx=2と9で求めた周波数を示しているが、注目すべきは、周波数の変化がまず物体直後(x=2)から生じていることである。図5のv変動波形を見るとx=9で平衡状態に達した後も物体近傍のx=2ではまだ波動の時間増幅が続いており、その増幅領域で周波数が変化していく。これは、渦が放出される段階になると逆流域が縮小し始め、その結果不安定特性が変化していくことによると推測される。

そこで、変化が起きているt=71と101の時刻での特性を次の様にして調べた。発達段階では時間平均速度は定義

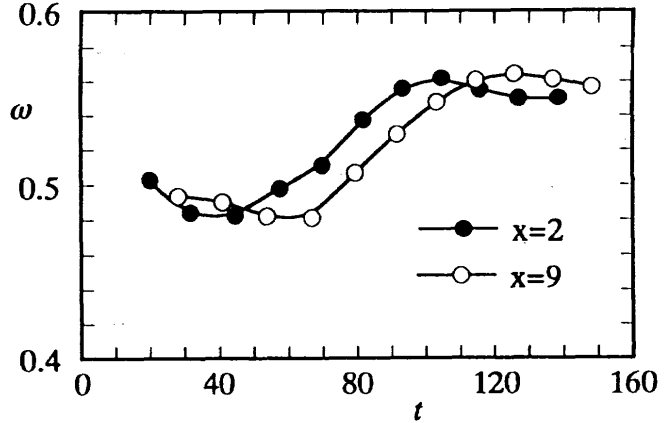


図6 周波数 ($\omega=2\pi f$) の時間変化

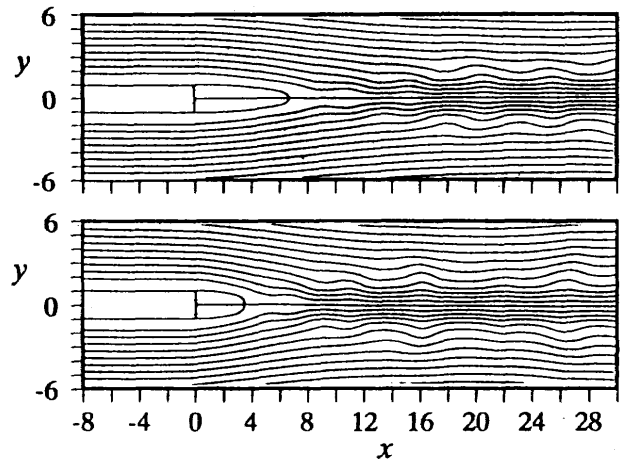


図7 t=71(上)及び101(下)の対称速度成分に対する流線

できないが、この段階($t < 100$)では図5の波形から判断されるように平板近くの攪乱の非線形性は顕著でない。従って、カルマンモードが反対称モード(u変動は反対称、v変動は対称)であることを考慮して、

$$u = 1/2\{u(x, y, t) + u(x, -y, t)\}$$

$$v = 1/2\{v(x, y, t) - v(x, -y, t)\}$$

により瞬間の“基本流”(カルマンモードがそれに重畳しているとみなす)を定義することができる。実際に反対称成分を除いた瞬間の流線は図7のようになり、物体近くでは確かに流線の波打ちがない。この“基本流”の速度分布(逆流域)を初期場のそれと比較すると、図8のようにt=101では明らかに後流の幅が縮小して、不安定攪乱の周波数が高くなることが示唆される。実際、この“基本流”の絶対不安定特性を計算すると図9のようであり、シミュレーションで見られた周波数の増加傾向を示す。特に、図6の周波数と比較すると、渦列の周波数は最終的に物体直後(x<2)の速度分布の絶対不安定特性に支配されることが強く示唆される。

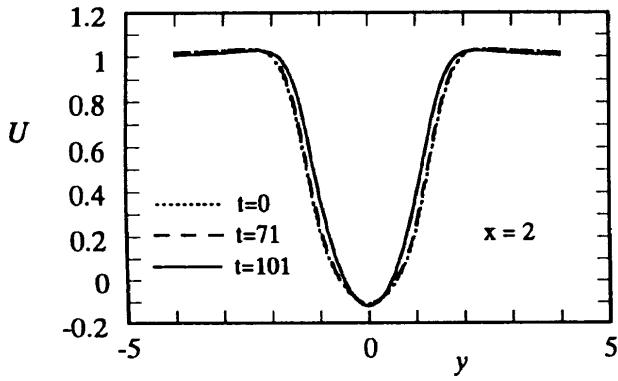


図8 $t=71$ 及び 101 の速度分布

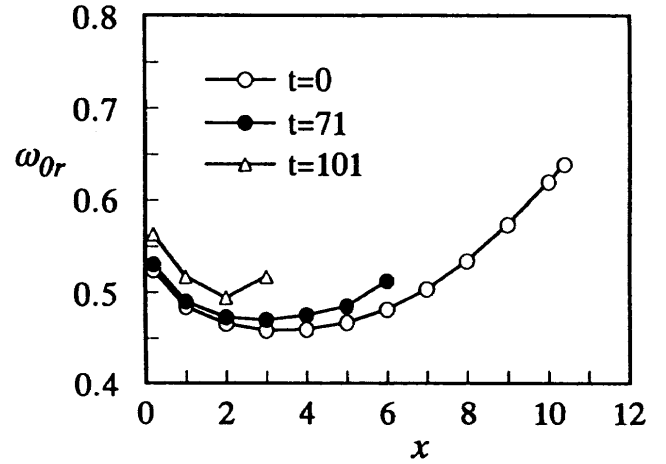


図9 $t=71$ 及び 101 の速度分布に対する絶対不安定周波数

引用文献

- 1) Nishioka, M. and Sato, H. (1978) J. Fluid Mech. 89, 49-60.
- 2) Huerre, P. and Monkewitz, P. A. (1990) Ann. Rev. Fluid Mech. 22, 473-537.
- 3) Oertel, H. (1990) Ann. Rev. Fluid Mech. 22, 539-564.
- 4) Betchov, R. and Criminale, W. O. (1966) phys. Fluids 9, 359-362.
- 5) Monkewitz, P. A. (1985) J. Fluid Mech. 159, 151-168.
- 6) Hannemann, K. and Oertel, H. (1989) J. Fluid Mech. 199, 55-88.
- 7) Strykowski, P. J. and Sreenivasan, K. R. (1990) J. Fluid Mech. 218, 71-107.
- 8) Koch, W. (1985) J. Sound Vib. 99, 53-83.
- 9) Monkewitz, P. A. and Nguyen, L. N. (1987) J. Fluids and Structures 1, 165-184.

楕円型不安定性に対する密度成層効果

宮 崎 武* 福 本 康 秀**

The Effect of Stable Stratification on the Elliptical Instability

Takeshi MIYAZAKI

University of Electro-Communications

Yasuhide FUKUMOTO

Nagoya University

ABSTRACT

The linear stability of unbounded strained vortices in a stably stratified rotating fluid is investigated theoretically. The problem is reduced to a Matrix-Floquet problem, which is solved numerically to determine the stability characteristics. The Coriolis force and the buoyancy force suppress the subharmonic elliptical instability of cyclonic and weak anticyclonic vortices, whereas enhances that of strong anticyclonic vortices. The fundamental and superharmonic instability modes occur, in addition. They are due to higher-order resonance. The growth rate of each instability shows complicated dependence on the parameters N (the normalized Brunt-Vaisala frequency) and R_0 (the Rossby number: defined inversely as usual), if their values are small. It decreases as the background rotation rate becomes larger and as the stratification becomes stronger. The instability mode whose order of resonance is less than $\text{Min}\{N, 2[1+R_0]\}$ is inhibited.

Key Words: elliptical instability, Coriolis force, stable stratification

序

集中渦領域は様々な流れに姿を現す秩序構造であり、その運動と安定性が詳しく調べられてきた。渦の三次元的不安定性は、渦核半径に比べて渦軸方向波長の長い Crow 不安定性¹⁾と短波長である W-B-T 不安定性²⁾のふたつに大別されている。近年、Pierrehumbert³⁾や Bayly⁴⁾は、W-B-T 不安定性の短波長極限として、波長によらない増幅率を持つ相似的不安定性の存在を示した。この不安定性は渦運動にともなう慣性波動(遠心力を復元力とする渦波)がシアーによって共鳴的に励起されて生じるもので、基本流の流線が楕円型に引き延ばされている渦に現われるために“楕円型不安定性”と呼ばれている。

大気、海洋といった自然界の流れは地球回転の影響(コリオリ力)や密度成層の影響を強く受けている。このよう

な回転成層流体中では慣性波動の分散関係も一様流体中のものとは大きく異なり、楕円型不安定性にも大きな影響が現われる。Craig⁵⁾はコリオリ力のもとでの楕円型不安定性を調べ、低気圧性の渦や弱い高気圧性の渦では楕円型不安定性が弱められ、強い高気圧性の渦では逆に強まることを示した。本研究では楕円型不安定性に対する安定密度成層の効果を解明する。

基礎方程式

流体(流速 u , 圧力 p , 密度 ρ)は非粘性、非圧縮、非拡散と仮定する。回転座標系(デカルト座標)からみた Euler 方程式は

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \text{grad } u + 2\Omega e_z \times u \right) = -\text{grad } p - \rho g e_z \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \cdot \text{grad } \rho = 0 \quad (2)$$

$$\text{div } u = 0 \quad (3)$$

* 電気通信大学

** 名古屋大学工学部

となる。ここで Ω は系の回転角速度(z 軸方向)であり、(1)の左辺第1項はコリオリ力の項を表す。また g は重力加速度であり、(1)の右辺第2項は浮力項を表す。

基本流

一様な渦度分布 γ とシア $-\epsilon\gamma$ ($0 < \epsilon < 1$)を持つ基本流(流線は楕円)を考える。

$$U = -\gamma L[(1+\epsilon)y + O(N^2 Fr^2)] \quad (4)$$

$$V = \gamma L[(1-\epsilon)x + O(N^2 Fr^2)] \quad (5)$$

$$W = O(\gamma LN^2 Fr) \quad (6)$$

$$\rho_0 = \rho^* e^{-\alpha Lz} [1 + O(N^2 Fr^2)] \quad (7)$$

$$P = \rho^* g/\alpha e^{-\alpha Lz} [1 + O(N^2 Fr^2)] \quad (8)$$

ただし、 L は長さのスケール、 ρ^* は密度の基準、 α は密度成層の強さを表す。無次元数として、楕円率 ϵ 、Brunt-Vaisala振動数 $N^2 = \alpha g/\gamma^2$ 、Froude数 $Fr = \gamma^2 L/g$ 、Rossby数 $R_0 = \Omega/\gamma$ が問題の特徴づけるが、渦中心付近に生じる超短波長不安定モードを考えるので $Fr \ll 1$ (Boussinesq近似に類似)として基本場を展開し、最低次までを考える。

線形安定性

基本場に小さな攪乱 u', v', w', ρ', p' を加え、

$$u = U + \gamma Lu', \quad v = V + \gamma Lv', \quad w = \gamma Lw',$$

$$\rho = \rho_0 + \rho^* e^{-\alpha Lz} N^2 Fr \rho', \quad p = P + \rho^* \gamma^2 L^2 e^{\alpha Lz} p'$$

その線形安定性を調べる。各攪乱には平面波($e^{ik(t) \cdot x}$)の形を仮定し波数 $k(t)$ は

$$D_t e^{ik(t) \cdot x} = \left[\frac{\partial}{\partial t} - (1+\epsilon)y \frac{\partial}{\partial x} + (1-\epsilon)x \frac{\partial}{\partial y} \right] \times e^{ik(t) \cdot x} = 0 \quad (11)$$

に従うものとする。(11)は簡単に解くことができ、

$$k(t) = \left(\sin \theta \cos \phi, \sqrt{\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}} \sin \theta \sin \phi, \cos \theta \right),$$

$$\phi = t \sqrt{1-\epsilon^2} \quad (12)$$

波数 $k(t)$ は初期波数ベクトルが z 軸となす角度 θ で特徴づけられる。 ϕ は規格化された時間変数である。(4)-(8)と(11)を(1)-(3)に代入して w', p' を消去すると、攪乱の振幅($\hat{u}, \hat{v}, \hat{\rho}$)は周期 2π の関数を係数に持つ常微分方程式に従うことになる。

$$\sqrt{1-\epsilon^2} \frac{d\hat{u}}{d\phi} = (1+\epsilon + 2R_0) \hat{v} + \frac{k_x}{k^2} [2(1+R_0)(k_y \hat{u} - k_x \hat{v}) - 2\epsilon(k_y \hat{u} + k_x \hat{v}) + N^2 k_z \hat{\rho}] \quad (13)$$

$$\sqrt{1-\epsilon^2} \frac{d\hat{v}}{d\phi} = -(1-\epsilon + 2R_0) \hat{u} + \frac{k_y}{k^2} [2(1+R_0)(k_y \hat{u} - k_x \hat{v}) - 2\epsilon(k_y \hat{u} + k_x \hat{v}) + N^2 k_z \hat{\rho}] \quad (14)$$

$$\sqrt{1-\epsilon^2} \frac{d\hat{\rho}}{d\phi} = -\frac{1}{k_z} (k_x \hat{u} + k_y \hat{v}) \quad (15)$$

以上で問題は行列型のFloquet問題に帰着された。(13)-(15)を数値的に(4次精度のRKG法) $0 \rightarrow 2\pi$ まで積分して得られた解行列の固有値(Floquet指数)をやはり数値的に決定して、系の不安定特性を調べる。

結果と議論

まず一様流体中($R_0 = 0, N = 0$)での結果を図1に示す。横軸は $1 < \epsilon^* = (1-\epsilon^2)^{-1/2} < 3.5$ 、縦軸は $0 < \theta < \pi/2$ であり、不安定モードの成長率の等値線(間隔0.04)が描かれている。 $\theta = \pi/3$ で θ 軸に到達するような楕円型不安定性^{3,4)}の領域が見られる。次にコリオリ力の影響を振り返ってみよう(Craik⁵⁾)。図2-4に $R_0 = 0.6, -0.6, -1.3$ の場合($N = 0$)の結果を示す。 R_0 が正方向に大きくなる(低気圧性の渦)

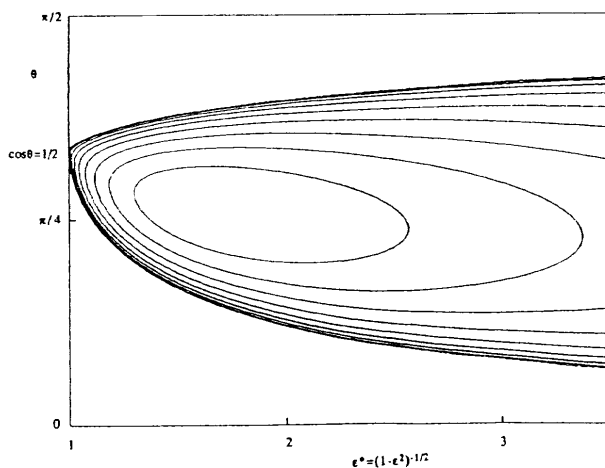


図1 ϵ^* - θ 面内の不安定増幅率の等値線
(N, R_0) = (0.0, 0.0)

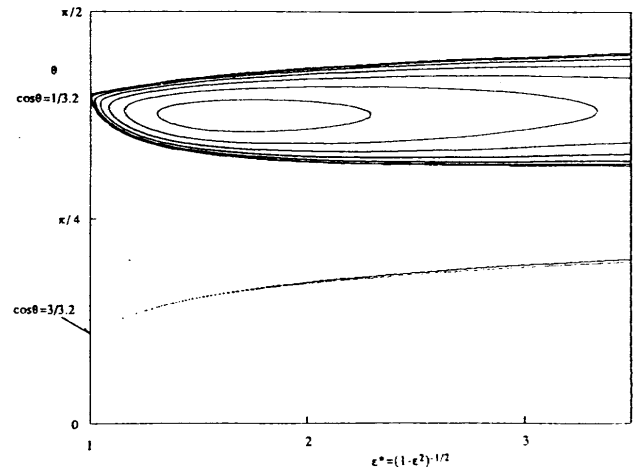


図2 ϵ^* - θ 面内の不安定増幅率の等値線
(N, R_0) = (0.0, 0.6)

と主たる楕円型不安定性 (Subharmonic) は抑制される一方で、高次のモード (Superharmonic) が出現する。このモードは非常に弱く、Craik はその存在に気づかなかつたが、密度成層の効果を考え合わせるときにはより顕著となる。 R_0 が負で、 $-1 < R_0 < 0$ のとき (強い高気圧性の渦) には 2次元面内のモード ($\theta = 0$) が不安定化し、楕円型不安定性が強化される。 $R_0 < -1$ になるとまた 3次元的モードのみが不安定となり、さらに R_0 を小さくしてゆく ($R_0 < -1.5$: 弱い高気圧性の渦) と基本的には R_0 が正の場合と同様に Subharmonic な不安定性が抑制され、その一方で Superharmonic な不安定性が励起される。

安定密度成層の効果を図5, 6 ($N=0.6, 1.5$; $R_0=0$) に示す⁶⁾。 N が大きくなるにつれて Subharmonic モードは抑制され、 N が 1 を越えると消える。その一方で、高次の不安定モード (Fundamental, Superharmonic) が現れる。 Fundamental モードは浮力振動と渦の回転運動 (シャープ場の変動) の 1:1 共鳴に起因し、 Superharmonic モードは高

次共鳴による。各モードの間には間隙があり、 $\epsilon(\epsilon^*)$ の値によっては安定な渦も存在する。 N が 2 を越えると Superharmonic モードのみが存在し、その成長率は N の増加にともなって小さくなる。

コリオリ力と浮力の複合的な影響を図7 ($R_0=0.6, N=0.6$), 図8 ($R_0=0.6, N=1.5$), 図9 ($R_0=-0.6, N=1.5$) に示す。不安定バンドがより細く、選択的になることがわかる。 R_0 が正の場合には ($R_0 < -1$ のときも同様) 密度成層の効果とあわせて不安定モードの増幅率が非常に小さくなるのに対して、 $-1 < R_0 < 0$ の場合の 2次元面内のモードは密度成層の影響を受けず、 3次元モードも一部では強化される。これらの不安定バンドの物理的な意味は $\epsilon^* \rightarrow 1, \theta \rightarrow 0, \pi/2$ 等の領域における慣性波動の共鳴現象を吟味することで明らかになる。つまり、第1次の不安定バンドは θ 軸 ($\epsilon^*=1$) には $\theta = \theta_1 (N^2 \sin^2 \theta_1 + 4(1+R_0)^2 \cos^2 \theta_1 = I^2)$ で接触し、 ϵ^* 軸 ($\theta=0$) には $R_0^* = (4R_0(1+R_0)\epsilon^{*2} + 1)^{1/2} = 1$

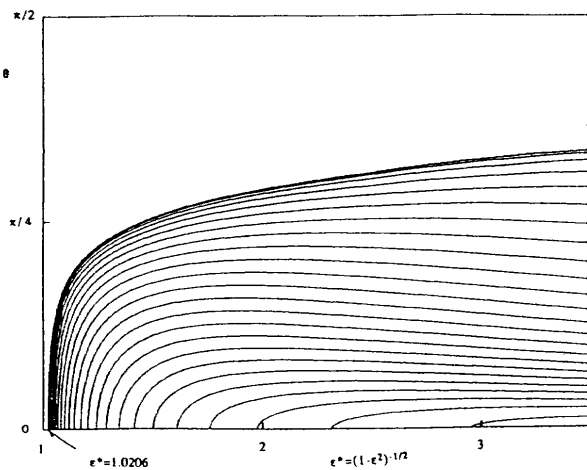


図3 $\epsilon^*-\theta$ 面内の不安定増幅率の等値線 (N, R_0) = (0.0, -0.6)

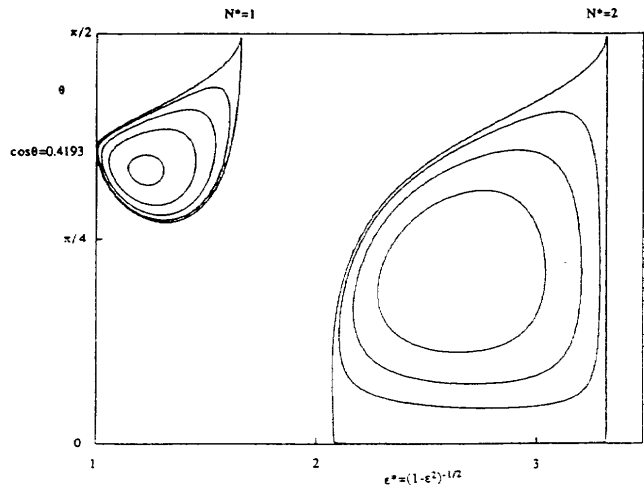


図5 $\epsilon^*-\theta$ 面内の不安定増幅率の等値線 (N, R_0) = (0.6, 0.0)

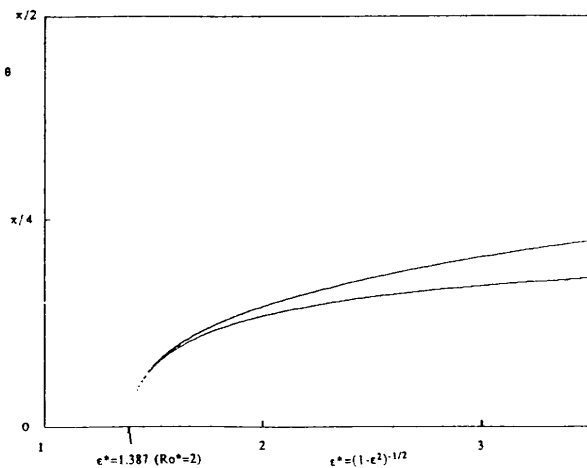


図4 $\epsilon^*-\theta$ 面内の不安定増幅率の等値線 (N, R_0) = (0.0, -1.3)

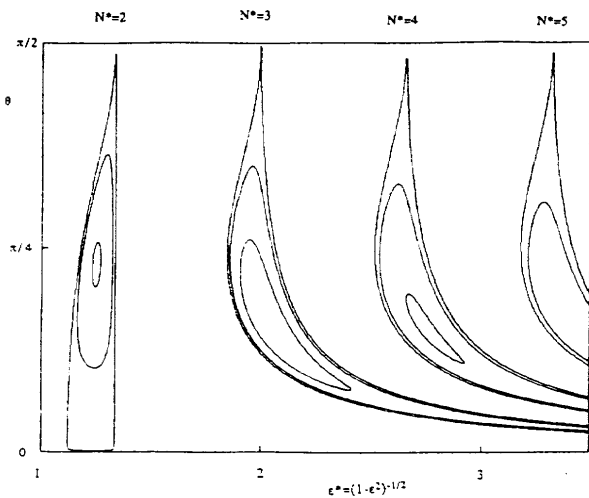


図6 $\epsilon^*-\theta$ 面内の不安定増幅率の等値線 (N, R_0) = (1.5, 0.0)

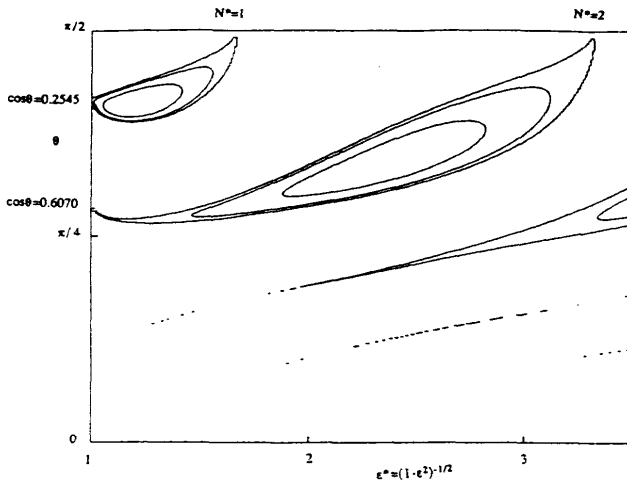


図7 ε^* - θ 面内の不安定増幅率の等値線
(N, Ro) = (0.6, 0.6)

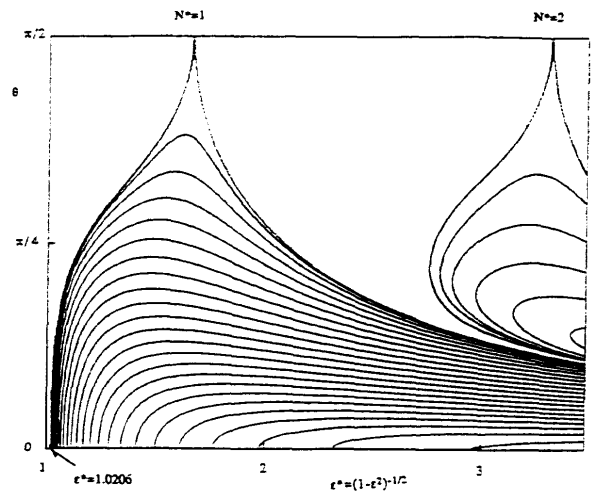


図9 ε^* - θ 面内の不安定増幅率の等値線
(N, Ro) = (0.6, -0.6)

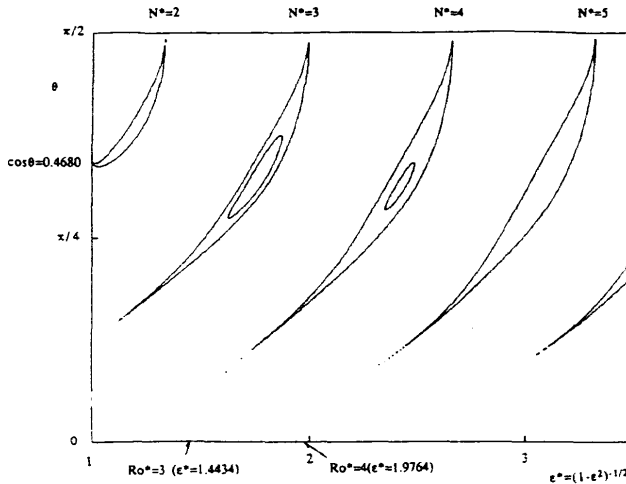


図8 ε^* - θ 面内の不安定増幅率の等値線
(N, Ro) = (1.5, 0.6)

-1 で到達し、また $\theta = \pi/2$ には $N^* = N\varepsilon^* = 1$ で接することがわかる。このかような不安定バンドの接点の情報だけでも、与えられた楕円率 ε 、Brunt-Vaisala 振動数 N 、Rossby 数 Ro の渦がどのモードに対して不安定化するか見当づけることができる。興味深いのは、 N と $2(1+Ro)$ が

ともに 1 を越える場合には第 1 次の不安定モードは存在しないことで、あらゆる ε に対して、 $\text{Min}\{N, 2(1+Ro)\}$ 以下の次数を持つ不安定モードは励起されない。

回転や安定密度成層はともに多様な慣性波動の発生をもたらすため、渦領域の楕円型不安定性もそれだけ複雑で興味深い様相をおびることになる。両者の効果が大きくなるとその競合によって低次の不安定モードの発生が抑制され、渦の安定化がもたらされるようである。

参考文献

- 1) S. C. Crow, AIAA J. 8, 2172 (1970).
- 2) S. E. Widnall, D. B. Bliss, and C. Y. Tsai, J. Fluid Mech. 66, 35 (1974).
- 3) R. T. Pierrehumbert, Phys. Rev. Lett. 57, 2157 (1986).
- 4) B. J. Bayly, Phys. Rev. Lett. 57, 2160 (1986).
- 5) A. D. D. Craik, J. Fluid Mech. 198, 275 (1989).
- 6) T. Miyazaki, and Y. Fukumoto, Phys. Fluids A4 (11), (1992).

ベナール対流における形の形成

水島 二郎*

Pattern Formation in Rayleigh-Bénard Convection

Jiro MIZUSHIMA

Faculty of Engineering, Doshisha University

ABSTRACT

An attempt is made to clarify the mechanism of pattern formation in Rayleigh-Bénard convection. A set of model equations, which describe the time development of the amplitudes of Fourier modes, are proposed. It is shown that a hexagonal cellular pattern is a stable steady solution of the set of model equations. Results of numerical simulations for the set of model equations illustrate the mechanism of the pattern formation.

Key Words: pattern formation, Rayleigh-Bénard convection, stability

1. はじめに

下から熱せられた流体層に発生するきれいな六角形のセルパターンの写真を見て多くの人達が好奇心をかき立てられてきた。Bénard (1900) は実験によりこの対流の発生する条件を定量的に調べた。Rayleigh (1916) は Bénard の実験のモデル化を行い、流体層の不安定性によりこの対流が起こること、すなわち無次元量 (レイリー数) R がある臨界値 R_c よりも大きいとき対流が発生することを理論的に示した。Rayleigh のモデルは二枚の平行平板間に満たされた流体層の熱対流であり、一方 Bénard の実験は上の面が空気に接している厚さ 1 mm 程度の流体層中に発生する熱対流であった。このような違いはあっても Rayleigh の理論は対流の発生する機構を明解に示しており、線形安定性理論の有効性を示すことになった。後に、Pearson (1958) は Bénard の実験のような薄い流体層では浮力よりも表面張力の温度依存性による力の方がより大きな効果を及ぼすことを示し、どちらの影響がより大きいかが判定する基準を具体的に示した。今では、表面張力の影響が大きいときに発生する熱対流をマランゴニ対流、浮力の効果が大きいときはベナール対流と呼んでいる。したがって、Bénard が詳しく調べた対流はマランゴニ対流に分類される。

ベナール対流の発生の機構をみごとに説明した線形安定性理論も六角形セルパターンがなぜ選ばれるかという説明をすることはできなかった。六角形のセルパターンの説明にはなんらかの非線形理論が必要であった。非線形理論の試みとして Gor'kov (1957) と Malkus & Veronis (1958) はエネルギー方程式から、レイリー数が臨界値 R_c よりもわずかに大きいときに生じるベナール対流の定常解の振幅と平面形を求めた。計算を行ったいくつかの平面形に対して最も熱伝達効率が大きい対流が生じるという判定基準で調べると、上下対称な境界条件の下では通常の流体の場合、六角形よりも四角形の方が起こり易いという結論となった。同時期に Stuart (1958) は平面ポアズイユ流とテイラーケット流についてはほぼ同じ方法で定常解を求めている。

Lortz (1961) と Busse (1962) は Malkus & Veronis (1958) と同様な方法で定常解を計算しさらにその定常解の線形安定性を調べた。Lortz は浮力項以外は流体の物理的性質が一定であるとするブシネスク近似を用いたが、Busse は流体の粘性率・熱伝導率・定圧比熱・熱膨張係数が温度に依存する効果も取り入れた。定常解の線形安定性を調べた結果、上下対称な境界条件の下ではロール解のみが安定であるが、上下非対称な境界条件の下では臨界レイリー数の 3.4 倍以上のレイリー数で六角形セルパターンが安定となりうることを示した。Lortz と Busse のこれらの論文は出版されていないので直接に読むことはできないが、Segel (1965

* 同志社大学工学部

b) が自分の論文の中でこれらの論文の簡単な紹介を行っている。

ランダウが提案したような攪乱の振幅を支配する発展方程式の導出は Palm (1960), Segel & Stuart (1962), Segel (1962, 1965a, 1965b) によって行われ、弱非線形安定性理論の基礎づけが行われた。同時期に Stuart (1960) と Watson (1960) が弱非線形安定性理論の基礎固めを行い、ランダウの提案した振幅方程式を流体の運動方程式から導き、平面ポアズイユ流や平面クエット流の安定性を調べている。Palm や Segel たちは動粘性係数が温度に線形に依存すると仮定し、二つの自由境界面に挟まれた流体層の安定性を調べた。彼らは、互いに 60° 傾いた波数ベクトルをもつ三つのモードの振幅とそれらのモードの位相に対する発展方程式系を導き、その方程式系の係数を定め、その解の性質を調べることによりロール解と六角形セルパターンの安定性を調べた。その結果によれば、六角形セルパターンは臨界レイリー数 R_c よりも小さいレイリー数で現れ、レイリー数を大きくしていくと $R=R_2$ で不安定となり、やがてロール状の対流が発生する。逆に大きいレイリー数で安定であるロール状の対流はレイリー数を小さくしていくと $R=R_1$ で不安定となり六角形セルパターンが生じる。すなわちヒステリシスの現象が観察される。これで六角形セルパターンの発生の機構は明らかになったかに見えるが、まだ解明されていない点がある。その一つはなぜある特定の大きさの波数を持ったモードだけが生き残るのか。もう一つはなぜお互いに 60° 傾いた波数ベクトルを持つモードだけが生き残るのか。

Mizushima (1993) は下面が固体、上面が自由境界を持つ水平流体層における二次元ロール解の非線形平衡解をニュートン法により求め、その振幅分布は二次の共鳴項を持つ振幅方程式系で記述できることを示した。さらに彼はそこで得られた振幅方程式を一般化し Zakharov (1968) が重力波に対して求めた連続波数に対する方程式に似た形をモデル方程式として提案した。モデル方程式系の解の性質を詳しく調べた結果、二次の共鳴項がなく、三次の非線形項の係数が一定のときは最大増幅波数をもつモードのみが生き残り単一モードが得られること、二次の共鳴項があるときには混合モード解が存在することを示した。

この論文では Mizushima (1993) の提案したモデル方程式を二次元波数を持つモードに対する振幅方程式に拡張し、三次元ベナル対流における平面形の選択を調べる。ここでも、Mizushima と同様下面が固体、上面が自由境界を持つ水平流体層における熱対流を取り扱う。上下境界条件の非対称性により系全体の非対称性を実現しているので Busse (1962) や Segel (1965a, 1965b) が考慮にいたれた粘性の温度依存性はここでは考えない。

2. 三次元攪乱に対するモデル方程式

Mizushima (1993) が提案した二次元ロールに対するモデル方程式を三次元攪乱に拡張し、ベナル対流の平面形を調べる。二次元波数領域 $-a_{max} \leq \alpha_x, \alpha_y \leq a_{max}$ の範囲にあるモードを考える。 α_x および α_y をそれぞれを N 等分して、 $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y) = (\Delta\alpha \times n_x, \Delta\alpha \times n_y)$ (ただし、 $-N \leq n_x, n_y \leq N$) を持つ $(2N+1)^2$ 個のモードのみを取り扱うことにする。ここで $\Delta\alpha = a_{max}/N$ である。波数 $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y) = (\Delta\alpha \times n_x, \Delta\alpha \times n_y)$ を持つモードの振幅 A_n を支配する方程式を次のように仮定する。

$$\frac{dA_n}{dt} = a_n A_n + \sum_p f_{np} A_{n-p} A_p + \sum_{p,q} g_{npq} A_{n-p-q} A_p A_q, \quad (1)$$

ここで、 $n = (n_x, n_y)$, ($-N \leq n_x, n_y \leq N$) である。 a_n は線形増幅率であり、 $|\alpha| = \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2}$ のみの関数である。 f_{np} は非線形共鳴項の係数、 g_{npq} は広い意味でのランダウ係数である。

まず、モデル方程式(1)において非線形共鳴項の係数がゼロ、すなわち $f_{np} \equiv 0$ の場合を調べる。さらに簡単化のために、 $p+q=0$ に対して $g_{npq} = d_{np}$, $p+q \neq 0$ に対して $g_{npq} \equiv 0$ であり、しかも d_{np} は $|n|$ および $|p|$ にのみ依存する特別な場合を考える。このとき方程式(1)は、

$$\frac{dA_n}{dt} = a_n A_n + \sum_p d_{np} A_p^2 A_n, \quad (2)$$

となる。 A_n の初期条件 $|n|$ のみに依存しているときには方程式(2)の解は $|n| \equiv n$ と時間 t のみの関数となる。その定常解は単一モード解と混合モード解が可能である。単一モード解は $A_{neq} = \sqrt{-a_n / (2\pi n d_{nn})}$ となる。この単一モード解に対する安定性は、自分自身のゆらぎに対しては常に安定であるが $q \neq n$ であるモード q ($=|q|$) のゆらぎに対しては $a_q < a_n \times d_{qn} / d_{nn}$ のとき安定であり、 $a_q > a_n \times d_{qn} / d_{nn}$ のとき不安定である。このことから、もし d_{qn} が q に依存せず一定であるならば線形増幅率が最大のモードだけが安定に残り、それ以外のモードは不安定になり、そのエネルギーは線形増幅率最大のモードに吸収されてしまうことが想像できる。このことから安定モードは線形増幅率最大のモードであり波数空間において半径 $|\alpha|$ の円周上に存在することがわかる。 pd_{dp} が作る行列式が正則であれば混合モード解も存在し得るが、ここでは議論を行わない。

方程式(2)を初期値問題として数値的に解く。ここで $a_{max} = 10.0$, $\Delta\alpha = 0.5$, $N = 20$ とした。線形増幅率は実際に線形固有値問題を解いて求めたものを用い、ランダウ係数に相当する係数 d_{np} は最も簡単な場合として $d_{np} \equiv -1.0$ を用いることにする。初期条件は $A_n = 0.01$ ($-N \leq n_x, n_y \leq N$) とした。 $R = 10000$ の場合の $t = 10$ での波数空間における振幅の分布図を図1(a)に示す。また、そのときの (x, y) -平面

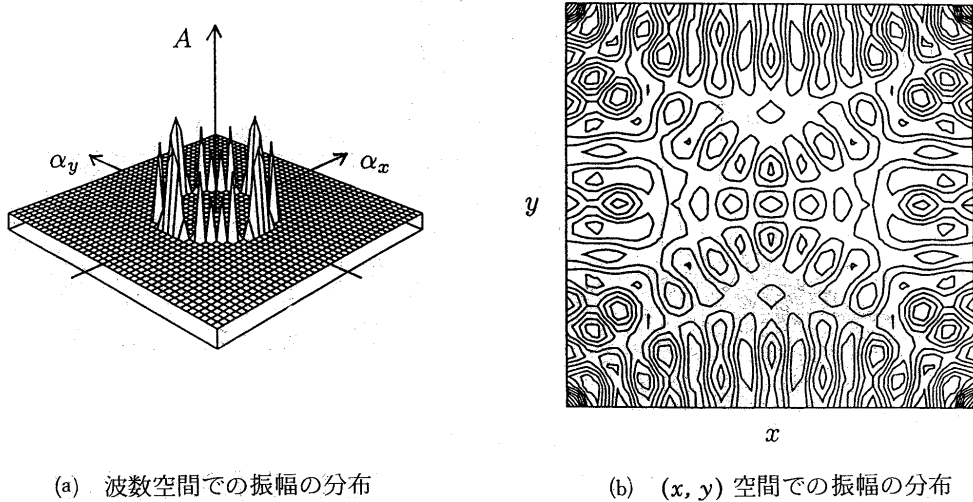


図1 非線形共鳴がないときの振幅の分布. $R=10000$. $t=10$

での振幅の分布を図1(b)に示す。今回の計算は予備的な計算であり、 $t=10$ ではまだ十分に平衡状態には達していないが、非線形効果によって各モードはより増幅率の大きいモードによりその成長が抑えられ、最大増幅率を持つモードのみが生き残りそのモードは最大線形増幅波数を半径とする円周上に存在しているのがわかる。この結果は上の単一モードの安定性の解析結果とよく一致している。

次に、各モードが非線形共鳴を行う場合を取り扱う。さきに述べたように非線形共鳴項がないときには最大増幅率を持つモードのみが生き残り、他のモードはすべて減衰してしまう。すなわち、波数空間では原点を中心として最大増幅波数の円周上に有限振幅のモードが並んでいる。二次の非線形共鳴は三つのモードの波数が $p+q=n$ の関係を満たしているときのみ可能である。波数空間で原点を中心とした円周上にあるモードがこの条件を満たすためには三つのモードの波数ベクトル p , q と n は正三角形をなしていなければならない。すなわち、三つのベクトルの方向が互いに 60° 異なっている必要がある。したがって、非線形共鳴を行うモードは $|\alpha|$ の大きさが同じで方向が互いに 60° 異なる三つのモードである。これらの三つのモードの振幅をそれぞれ A_1, A_2, A_3 とすると方程式(1)は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dt} &= \sigma A_1 + 2bA_2A_3 - 2cA_1(A_1^2 + A_2^2 + A_3^2), \\ \frac{dA_2}{dt} &= \sigma A_2 + 2bA_1A_3 - 2cA_2(A_1^2 + A_2^2 + A_3^2), \\ \frac{dA_3}{dt} &= \sigma A_3 + 2bA_1A_2 - 2cA_3(A_1^2 + A_2^2 + A_3^2). \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 σ は最大増幅モードの線形増幅率である。また、簡単化のために $f_{np} = b$ とおいた。さらに $p+q=0$ に対して $g_{npq} = c$, $p+q \neq 0$ に対して $g_{npq} = 0$ とおいた。単一モード解すなわち二次元ロール解は $A_1 \neq 0, A_2 = A_3 = 0$ とおくこ

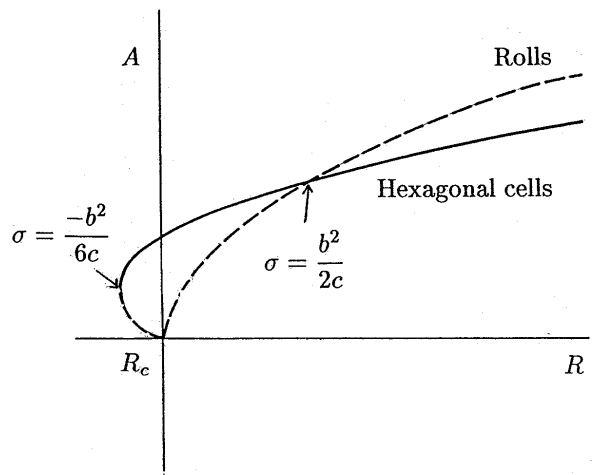


図2 二次元ロール解と六角形セル状解の平衡振幅。実線は安定な平衡振幅、波線は不安定な平衡振幅。

とにより得られる。その定常解は、

$$A_{1eq} = \sqrt{\frac{\sigma}{2c}}$$

となる。この単一モード解は自分自身のゆらぎに対しては安定であるがその他の二つのモードのゆらぎに対しては不安定である。すなわち、二次元ロール解は全てのレイリー数において不安定である。六角形セルパターンは混合モード解の一つであり、 $A_1 = A_2 = A_3 \neq 0$ とおくことにより得られる。その定常解は、

$$A_{neq} = 0, \frac{b - \sqrt{b^2 + 6c\sigma}}{6c}, \frac{b + \sqrt{b^2 + 5c\sigma}}{6c}$$

の三つである。このうちはじめの二つは不安定であるが、定常解 $A_{neq} = (b + \sqrt{b^2 + 6c\sigma})/6c$ は $-b^2/6c < \sigma$ であるすべての σ に対して安定である。すなわち全てのレイリー数で安定である。これらの結果まとめると図2のようになる。この図において波線は不安定な平衡振幅を表し、実線は安

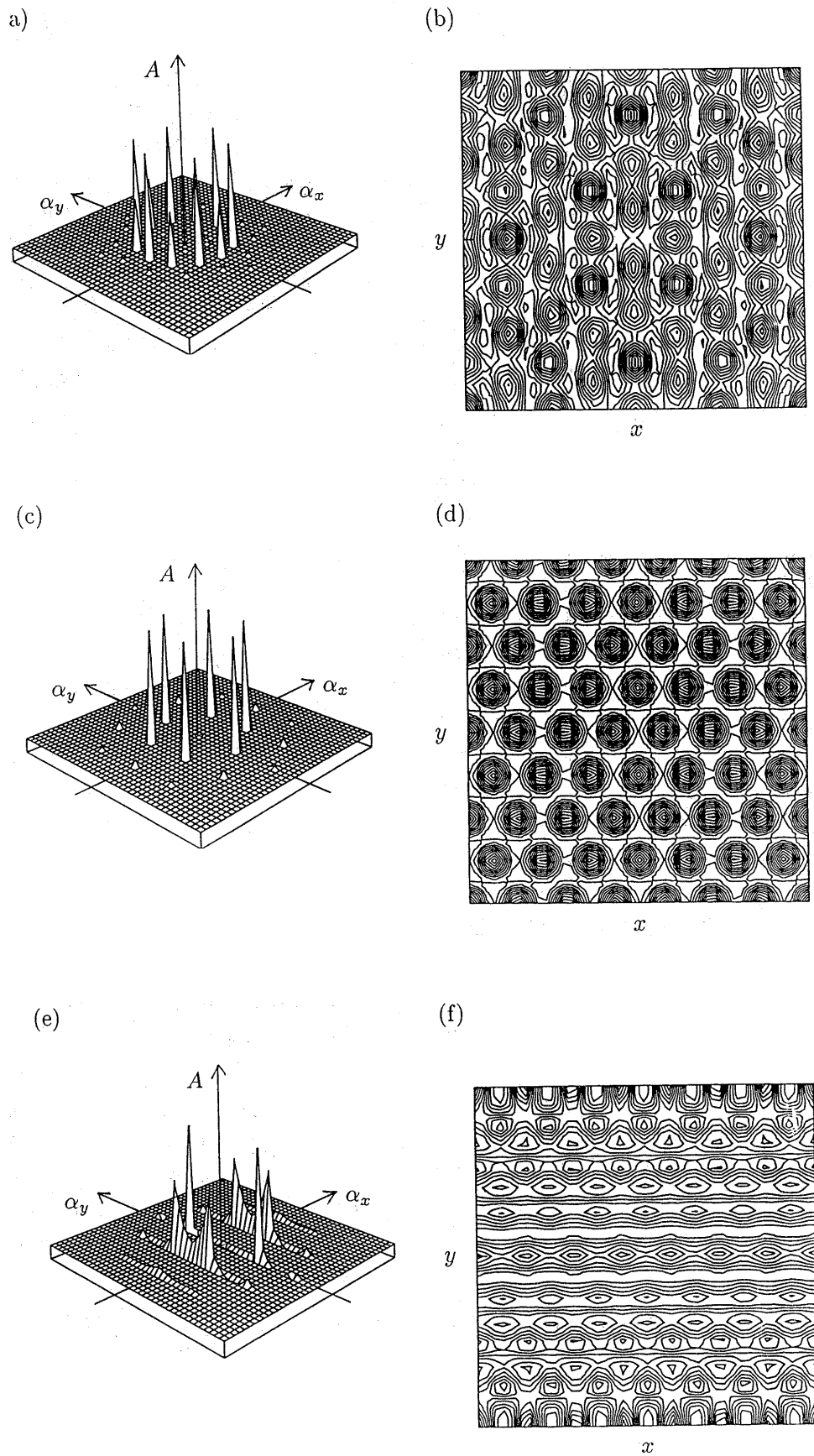


図3 非線形共鳴があるときの振幅の分布. $R=10000$. $t=10$ (a), (c), (e): 波数空間での振幅の分布. (b), (d), (f): (x, y) 空間での振幅の分布. (a), (b): $\beta=0.1$. (c), (d): $\beta=0.3$. (e), (f): $\beta=0.5$.

定な平衡振幅を表す。六角セル状の攪乱は亜臨界不安定であり、その平衡解の下分岐が不安定、上分岐が安定である。ロール攪乱は超臨界不安定であるがその平衡解も不安定である。

方程式(1)を初期値問題として数値的に解く。ここでも $\alpha_{max}=10.0$, $\Delta\alpha=0.5$, $N=20$ とした。また、簡単化のために二次の共鳴項の係数 f_{np} は $|n| \geq |p|$ かつ $|n| \geq |n-p|$ ならば $f_{np}=\beta$, $|n| < |p|$ または $|n| < |n-p|$ ならば $f_{np}=-\beta$ とおいた。三次の非線形項の係数は共鳴を行わない場合と同様に $p+q=0$ に対して $g_{npq}=d_{np}$, $p+q \neq 0$ に対して $g_{npq} \equiv 0$ であり、さらに、最も簡単な場合として $d_{np} \equiv -1.0$ を用いた。初期条件は $A_n=0.01$ ($-N \leq n_x, n_y \leq N$) とした。 $R=10000$, $\beta=0.1, 0.3, 0.5$ の場合の $t=10$ での波数空間における振幅の分布図を図 3(a), (c), (e) に示す。また、そのときの (x, y) -平面の振幅の分布を図 3(b), (d), (f) に示す。 $\beta=0.1$ では、セル縦方向につながって見える。 $\beta=0.3$ の場合、振幅はすでに平衡状態に達しており、方向が互いに 60° 異なる三つのモードのみがほぼ同じ大ききで生き残りその他のモードは減衰していることがわかる。また (x, y) 平面の振幅分布では六角形のきれいなセルパターンが見られる。 $\beta=0.5$ では、セルは横方向につながって見える。これらの結果は上で述べた混合モード解の安定性の結果ともよく一致している。 β の値が 0.6 より大きくなると各モードは不規則に増幅、減衰を繰り返して平衡状態になることはない。

参 考 文 献

- Bénard, H. 1900 Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide, *Revue Gén. Sci. Pur. Appl.* **11**, 1261-1271, 1309-1328.
- Busse, F. H. 1962 Das Stabilitätsverhalten der Zellularkonvektion bei endlicher Amplitude. Inaugural Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität, Munich.
- Gor'kov, L. P. 1957 Stationary convection in a plane liquid layer near the critical heat transfer point, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33**, 402-407.
- Lortz, D. 1961 Instabilitäten der stationären Konvektionsströmungen endlicher Amplitude, Inaugural Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität, Munich.
- Malkus, W. V. R. & Veronis, G. 1958 Finite amplitude cellular convection, *J. Fluid Mech.* **4**, 225-260.
- Mizushima, J. 1993 Mechanism of mode selection in Rayleigh-Bénard convection with free-rigid boundaries, *Fluid Dynamics Research*, in print.
- Palm, E. 1960 On the tendency towards hexagonal cells in steady convection, *J. Fluid Mech.* **8**, 183-192.
- Pearson, J. R. A. 1958 On convection cells induced by surface tension, *J. Fluid Mech.* **4**, 489-500.
- Rayleigh, Lord 1916 On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side, *Phil. Mag.* **32**, 529-546.
- Segel, L. A. 1962 The non-linear interaction of two disturbances in thermal convection problem, *J. Fluid Mech.* **14**, 97-114.
- Segel, L. A. 1965a The structure of non-linear cellular solutions to the Boussinesq equations, *J. Fluid Mech.* **21**, 345-358.
- Segel, L. A. 1965b The non-linear interaction of a finite number of disturbances to a layer of fluid heated from below, *J. Fluid Mech.* **21**, 359-384.
- Segel, L. A. & Stuart, J. T. 1962 On the question of the preferred mode in cellular thermal convection, *J. Fluid Mech.* **13**, 289-306.
- Stuart, J. T. 1958 On the non-linear mechanics of hydrodynamical stability, *J. Fluid Mech.* **4**, 1-21.
- Stuart, J. T. 1960 On the non-linear mechanics of wave disturbances in stable and unstable parallel flows, Part 1. The basic behaviour in plane Poiseuille flow, *J. Fluid Mech.* **9**, 353-370.
- Watson, M. 1960 On the non-linear mechanics of wave disturbances in stable and unstable parallel flows, Part 2. The development of a solution for plane Poiseuille flow and for plane Couette flow, *J. Fluid Mech.* **9**, 371-389.
- Zakharov, M. 1968 Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **2**, 190-194.

カルマン渦列の三次元構造 —縦渦Fingersの発生機構—

永田 拓* 洞山 隆弘*

Three Dimensional Structure of Karman Vortex Streets —Formation process of “Fingers” in the vortex streets—

Hiroshi NAGATA and Takahiro HORAYAMA

Faculty of Engineering, Gifu University

ABSTRACT

The spanwise cell structure which is called “Fingers” by Gerrard was studied by means of flow visualization techniques and hot-wire anemometry in water flow. The formation process of the “Fingers” induced artificially by a fine wire set to perturb the flow is clarified in the wake of a circular cylinder. At the location where the “Fingers” are formed, the shedding frequency of the vortices in the near wake of the cylinder is slightly lower than the shedding frequency at the same location without “Fingers”. This local discrepancy of the shedding frequency creates the time variation of the phase difference of the vortex shedding in the spanwise direction. When the phase difference increases to some extent, a vortex filament reconnects the other vortex filament and the phase difference diminishes temporarily. The origin of “Fingers” exists in the reconnection of vortex filaments.

Key Words: Karman vortex street, three dimensional flow, cell structure, secondary flow, near wake, flow visualization

1. はし が き

カルマン渦列は、二次元物体である円柱背後に形成されるので、渦列も二次元的であると考えがちである。しかし、二次元物体としての円柱は一種の理想化されたモデルであって、実在の円柱には端があり（有限長）、流れも円柱端の影響を受ける。その上、二次元の渦列は不安定であるので、カルマン渦列は三次元的な構造を持つ。カルマン渦列の三次元構造については、Hama¹⁾, Gerrard²⁾, Gaster³⁾, Tritton⁴⁾らの研究があり、レイノルズ数 $Re > 70$ で Knots, $Re > 150$ で Fingers, $Re > 500$ で Transition Waves の形で三次元性が発生すること (Gerrard) が知られている。また、 $Re > 100$ では、円柱端の影響を強く受け、渦列は円柱軸に対して平行には形成されず傾斜配列をとる^{2), 5), 6)}。これらの三次元的な渦構造の形成は、二次元的な物体の後流の渦

列に発生する普遍的現象である。とりわけ Fingers (渦列間に二次的に形成される縦渦) の形成は、二次元的な渦列が三次元化する最も基本的な現象であり、単純な渦がより複雑な渦構造に変化する乱流遷移の素過程として重要である。Fingers の存在は、Gerrard を始め多くの研究者^{1)~11)} に注目されてきたが、その詳細な構造や形成過程については明らかにされていない。前報¹²⁾ では、一様流中の円柱背後の渦列における Fingers の自然発生は、時間的にも空間的にも偶発的であるが、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、Fingers は人為的に特定な位置に発生させることができることを見いだした。

本研究では、この方法を用いて「一様流中の円柱背後の渦列」と「出発円柱の背後の渦列」に Fingers を人為的に発生させ、Fingers の発生経過とその発生が円柱背後の渦列に及ぼす影響を明らかにした。

実験は水素気泡法と電解沈殿法を用いて、円柱まわりの流れの様相と円柱背後の渦列の視覚構造の観察を行った。

* 岐阜大学工学部

さらに、渦放出周波数を知るために、円柱直後の一点($x/d=3.0$, $y/d=1.0$, d : 直径, x, y : 流れ方向を x とする座標)における速度変動の熱線流速計により測定した。実験条件は、レイノルズ数 $Re=150\sim 160$, 円柱の長さ $l=50d$, d : 主として 8mm である。

2. Fingers の人為的発生

Fingers の発生臨界値 $Re=150$ より小さい $Re=145$ の流れに、攪乱源としての針金 ($dw/d=0.1$, dw : 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場合の円柱まわりの流れを図 1 に示す。針金の後流の様子を水素気泡法で可視化し、円柱背後の流れは、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ている。発色電極は軸方向に一定間隔でマスキングされているので、円柱表面から溶出する色素によって Fingers の発生と円柱の表面を過ぎる流れの概略がわかる。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、後流軸上には決して発生しないことである。また針金の後流は、円柱の前方よどみ点に近づくに従ってその幅は狭くなり、流れを後流軸に引き寄せ、よどみ点からはく離点に至る円柱表面に沿う流れも同様な傾向を示すことである。このため円柱表面からはく離する針金の後流軸近傍の境界層外縁の速度は、その周辺の外縁速度よりも大きくなっている。この流れの機構は、針金のつく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、よどみ点近傍に二本の首飾り渦が形成されるモデルとして説明できる¹²⁾。また Fingers は一度形成されれば、ほぼ同じ場所に自己維持的に繰り返し形成されることも、渦列を少数の渦糸で表すモデルで説明できる¹³⁾。

3. 「出発円柱」における Fingers の発生

静止流体中を突然出発する円柱(出発円柱)の背後には、過渡的に双子渦と言われる一対の対称な渦列が形成される。この双子渦は時間の経過とともに成長し、ついで非対称になり交互に放出されるようになり、下流にカルマン渦列が形成される。図 2 は、円柱の上流に攪乱源としての針金を設置した「出発円柱」のまわりの流れを示す。円柱の出発後始めて、双子渦の一方の渦が下流に放出される場合(無次元経過時間 $Ut/d=19.2$, U : 円柱の速度)の流れの写真である。針金の後流軸を挟んで 2 本の Fingers が形成されている様子が、円柱表面から溶出する色素線の形状から明確に認められる。また水素気泡を発生させるための電極細線が円柱の背後の $x/d=1.5$, $y/d=1.0$ の位置に円柱軸に平行に設置されており、この電極細線を始点とする水素気泡のタイムラインから、この部分の速度場の概略がわかる。

図 3 は、この写真の渦列構造を少数の渦糸で単純化して表示した渦糸モデルである。図 3 (b) では、渦糸の立体構造

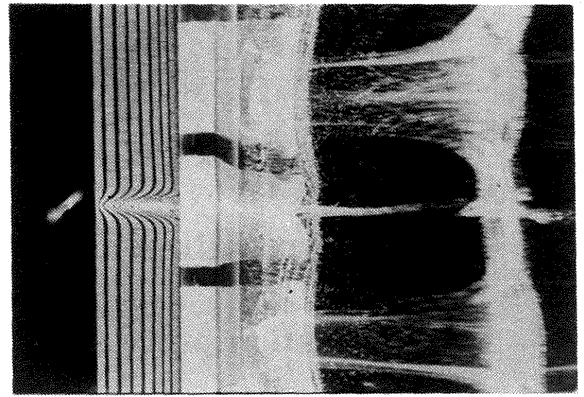


図 1 円柱の上流に設置した針金によって誘起される流れ ($Re=145$, $dw/d=0.1$, $xw/d=-3.0$)

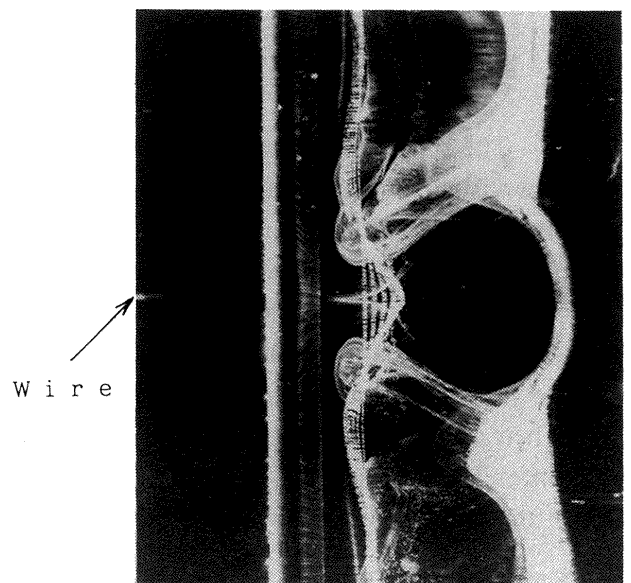
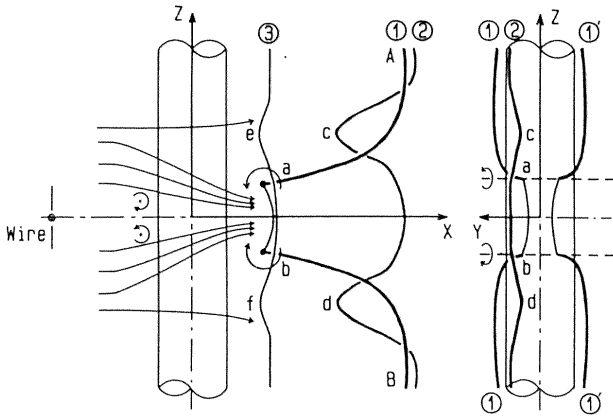
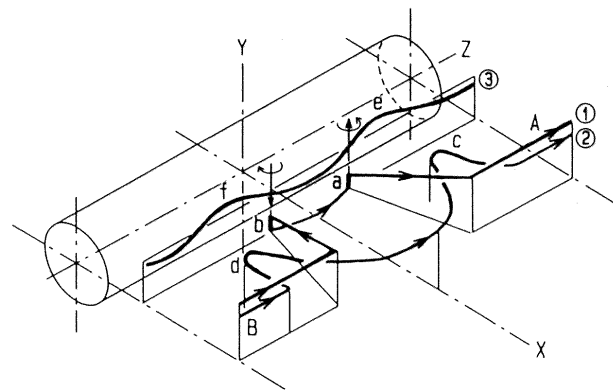


図 2 円柱の上流に針金を設置した「出発円柱」背後の流れ ($Re=164$, $\tau=Ut/d=19.2$, $dw/d=0.1$, $xw/d=-3.0$)

を明示するために、渦糸の形を直線で構成する単純化がなされている。図中の渦糸①と渦糸②で、円柱の出発後始めて放出される一方の渦列を表している。下流に放出される一方の渦列の一部である渦糸①は、渦糸①の a b 部分の下流への放出が遅れ、図 3 (a), (b) 中の A a b B のように変形し、渦糸の a A 及び渦糸 b B は Y 軸方向に傾く。そのため Y 軸方向の渦度成分が発生し、この渦度が点 a 付近及び点 b 付近に集積することになる。点 a 及び点 b 付近への渦度の集積の影響は大きく、渦糸①は a b 部分で途切れたように見える。渦糸②は、渦糸①周辺の渦領域の流れを一本の渦糸で表示したものである。針金後流軸付近でも、図中 $c \rightarrow d$ の渦糸②の形が示すように、この領域からの渦放出に遅れはない。渦糸②が図中の c 点及び d 点で、頂点をもつように変形するのは、渦糸②が下流に移行するとき、a 点及び b 点に集積する渦度によって、渦糸②は a 点及び b 点



(a) X-Z面内の流れ



(b) 空間的構造

図3 渦列を少数の渦糸で表示した“Fingers”生成機構の説明図

まわりに回転変形を受け、さらに渦糸②に交差する渦糸 a A及び b Bがこの変形を助長するものと思われる。そして新たに円柱直後に形成される渦糸③も、a点及びb点に集積したY軸方向の渦度成分の影響と、渦糸②のc部分及びd部分の影響を受けて、渦糸③のe部分及びf部分の下流への移行が遅れる。そして渦糸③のe部分とf部分、渦糸②のc部分とd部分は互いの誘起速度で互いに旋回し、渦糸のc部分とd部分は、それぞれ渦糸③のe部分とf部分に巻き付くように取り込まれ、最初のFingersが形成される。

上述のFingersの発生のトリガーになる渦糸①のa b部分の下流への放出の遅れは、円柱の上流に設置した針金が境界層外縁の速度を局所的に増大させることによって起こる。前節で述べたように円柱表面に沿う境界層外縁速度は、図3(a)に示すように、針金の後流軸近傍で大きくなる。そのため渦糸①のa b部分へ供給される渦度流束は大きくなり、この部分の渦の下流への放出が遅れ、さらにこの領域に形成される渦列の軸は円柱軸に対して傾斜することも、渦放出の遅れを助長すると思われる。

以上Fingersの形成過程を、すべて円柱上半面で生成さ

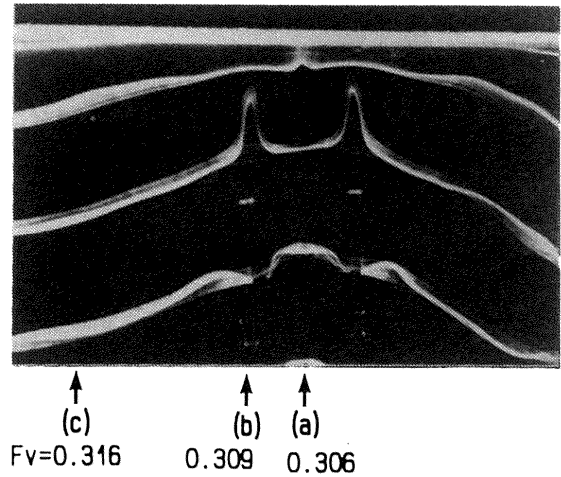


図4 “Fingers”の発生状況と渦放出ストロハル数 Fv

れる渦列についてだけ述べたが、円柱の下半面で生成される渦度がつくる渦列は、図3(a)に示す渦糸①'に示すように針金後流軸近傍のa b部分では、ほぼ同様な構造を示し、その外側では渦糸①'は渦糸①、②と渦糸③の間にあり、渦糸②のc、d部分の変形を促進するものと考えられる。

4. Fingersの発生が渦列に及ぼす影響

Fingersの発生が渦放出周波数に及ぼす影響を知るために、 $x/d=3.0$, $y/d=1.0$ における速度変動のFFT分析を行い、渦放出周波数 f_v の円柱スパン方向(z方向)の変化を調べた。

図4は、渦放出周波数とFingersの発生状況との関係を示す。写真の下に付す矢印が速度変動の測定位置を示し、その下の数値は無次元渦放出周波数(ストロハル数) $Fv = f_v d / U$ を示す。針金の後流軸(矢印(a))から遠く離れてFingersの影響が及ばない矢印(c)断面における渦放出周波数 Fv は、攪乱源の針金を除去した場合と同一の $Fv=0.316$ であった。これに対して矢印(a)の(針金の後流軸)断面と矢印(b)のFingersの発生断面では、 Fv の値は、それぞれ0.306と0.309であった。これらの値は前述の矢印(a)断面の Fv の値0.316と比べると、いずれもわずかに小さい。この差異はわずか0.07の小さい値であるが、FFT分析の分解能(0.02)に比して大きく有意な差である。すなわち、針金の後流軸を含む2つのFingersの発生断面の間では渦放出周波数は、Fingersの影響が及ばない断面(針金の攪乱が及ばない断面)における渦放出周波数より小さいことを示す。

このように、二つの断面で渦放出周波数が異なるということは、二つの断面の渦放出の位相差が時間的に変化することになる。図5は、この状況を知るために円柱のスパン方向の渦列構造の時間変化を可視化した白黒反転写真である。図中の①②…⑦及び①'②'…⑦'の番号は、渦列の生成順に付した渦列の名前である。図5の写真(b)に注目すると、渦列③と渦列③'は円注から同時に放出された一本の

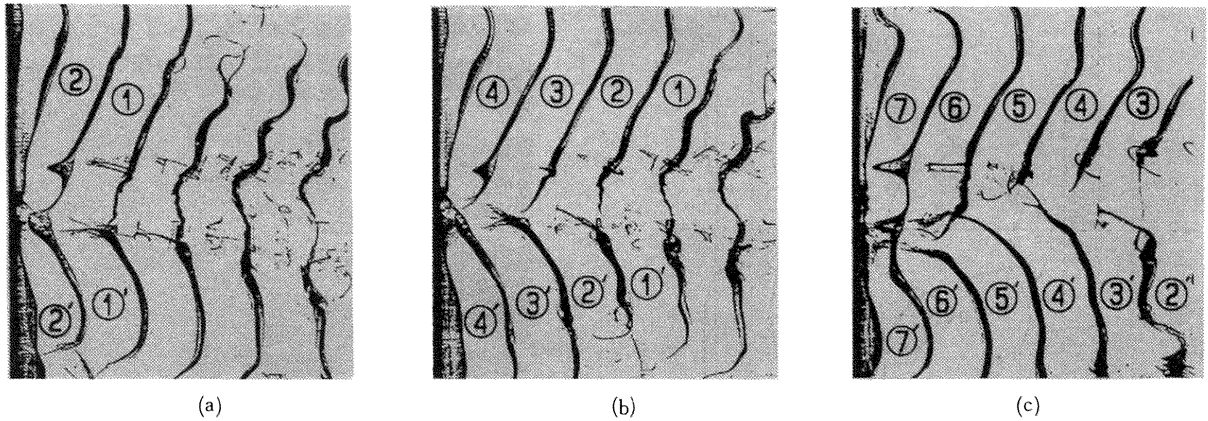


図5 渦列のつなぎ替え ($Re=160$, $dw/d=0.1$, $xw/d=-3.0$)

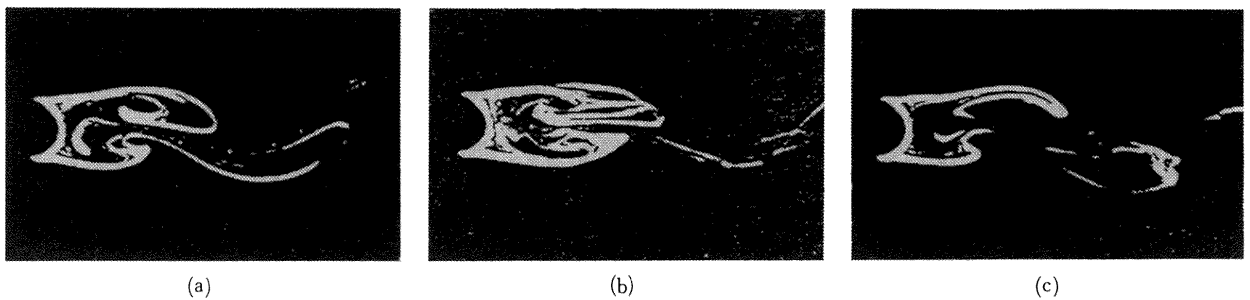


図6 渦列つなぎ替えと円柱直後の渦構造 ($Re=160$, $z/d=2.0$)

渦列であったが、この写真では渦列③'は Fingers の発生を促す縦渦を介してつぎの渦列④につながっている。このような渦列のつなぎ替えによって Fingers の形成断面とその外側の渦列の放出位相差は、一時的に解消され、その後図5の写真(c)に見られるように、渦列の円柱軸に対する傾斜が修正され、渦列は平行配列に近づく。

図6は、針金後流軸近傍における円柱背後の流れを示す。図6の写真(a)は、Fingers が自己維持的に形成されている場合である。これに対して写真(b)は、前述の渦列のつなぎ替えが起こっている場合の流れを示す。この場合の円柱背後の渦形状は、前節に述べた出発円柱の背後に過渡的に形成される双子渦と類似している。この双子渦に類似の渦形状は持続せず、2周期後には交互放出が起こり、写真(c)のような渦形状を示す。つまり、出発円柱における双子渦が崩壊して、渦列に初めて Fingers が形成される状況に似ている。すなわち、一様流中の静止円柱の場合も、この渦列のつなぎ替えが起こる時点で、出発円柱の場合と同様な機構で、Fingers の起源となる縦渦が形成されるものと思われる。

5. ま と め

一様流中に静止する円柱と、静止水中で突然出発する円柱の二つの場合について、攪乱源として円柱の上流に針金を設置することによって Fingers を人為的に発生させ、Fingers の発生過程と Fingers が渦列に及ぼす影響を明らか

かにした。主要な実験結果は次のようにまとめられる。

(1) 針金の後流軸付近での放出位相の局所的な遅れが、円柱直後に円柱軸に直交する Y 軸方向の渦度成分の集積をもたらす。この渦度の集積は新たに形成される渦列の局所的な変形を促し Fingers が形成される。

(2) Fingers の発生断面近傍の渦放出周波数は、針金の影響の及ばない断面の渦放出周波数よりわずかに小さい。このため、二つの断面の渦列放出の位相差は時間的に変化する。この位相差がある程度大きくなると、Fingers の発生を促す縦渦を介して渦列のつなぎ替えが起こり、位相差は一時的に解消され、円柱背後の渦列の傾斜配列は修正され平行配列に近づく。またこの時点で円柱背後の渦構造は、出発円柱の場合と類似した対称な双子渦の形態を示す。

参 考 文 献

- 1) Hama, F. K., J. Aeronaut. Sci., 24 (1957), p.156
- 2) Gaster, M., J. Fluid Mech., 38 (1969), p.565
- 3) Gerrard, J. H., Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 288 (1978), p.351
- 4) Tritton, D. J., J. Fluid Mech., 45 (1971), p.203
- 5) Tritton, D. J., J. Fluid Mech., 6 (1959), p.547
- 6) Williamson, C. H. K., Phys. Fluids, 31 (1988), p. 2742
- 7) Roshko, A., NACA Rep., 1191 (1954)
- 8) Williamson, C. H. K., Phys. Fluids, 31 (1988), p.

- 3165
- 9) Williamson, C. H. K., J. Fluid Mech., 206 (1989), p.579
- 10) Rockwell, D., Nuzzi, F. and Magness, C., Phys. Fluids, A, 3 (1991), p.1477
- 11) Wei, T. & Smith, C. R., J. Fluid Mech., 169 (1986), p.513
- 12) 永田, 池田, なかれ, 9 巻別冊 (1990), p.262
- 13) 永田, 洞山, 池田, 機講論, No.910-62, B, (1991), p. 292

リブレット粗面開水路乱流の平均流速分布

斎藤 隆*

The Mean Velocity Distribution of Open Channel Turbulent Flow on a Sawtooth Riblet Surface

Takashi SAITOH
Yamaguchi University

ABSTRACT

The mean velocity distribution of open channel turbulent flow over riblet surface with a triangle cross-section were measured by using a pitot tube with a rectangle open section ($h = 0.5 \text{ mm}$, $w = 3 \text{ mm}$) and we discussed about the apparent origin of the velocity profile and the distribution of mixing-length and eddy viscosity on the basis of experimental results. We may conclude that the velocity profile in the buffer region differs very much from that of smooth wall.

Key Words: riblets, open channel, skin friction, mixing length, eddy viscosity, drag reduction

1. はじめに

リブレットによって表面摩擦抵抗が最大8%減少することがNASAの実験で明かにされて以来、積極的に壁面近傍の秩序構造を制御することで摩擦抵抗を軽減する方法として、多様なリブレットを用いた実験が数多く行なわれている。これらの実験結果から、摩擦抵抗軽減が可能であるのはリブ高さが粘性底層厚さと同程度の場合であることが明らかにされている。しかしながら、これらの実験は比較的短いリブレット粗面でな行なわれていて、流れ場が十分に発達した状態での結果であるのかとの疑問が残されている。また摩擦低減の機構についての検討はChoiの研究以外は見当らない。Choiは可視化と乱れ強さならびに条件付き抽出法で得られた壁面せん断力分布から、摩擦抵抗の軽減はバーストの強さが弱まると共にその持続時間が減少する結果であると指摘している。彼の測定した無次元平均流速分布をみると、粘性底層とバッハ層での流速分布が滑面でのそれから著しく外れているが、その結果についての説明はされていない。粗壁面上の流れ、とくに粗度寸法に対する流れ場の寸法が小さい場合には、代表速度である摩擦

速度の評価は、壁面せん断力を直接測定する以外では、いかに仮想原点を適正に評価するかに依存している。仮想原点は粗度近傍における複雑な流れ場を対数領域の流速分布を定める補正值であるが、粗度近傍の流れ場の特性との関連での検討はほとんどされていない。Choiが指摘している壁面近くにおける秩序構造の違いが摩擦抵抗軽減の要因であれば、その結果である平均流速の違いを詳細に検討することで摩擦抵抗軽減の機構を解明する端緒が見いだされる可能性があると考えられる。

本文は、上述の観点から、リブレット粗面開水路におけるほぼ等流流れでの平均流速分布を詳細に測定し、その結果を用いて仮想原点、平均流速分布の特性、混合距離ならびに渦動粘性係数の分布について検討した結果を報告するものである。

2. 実験装置と実験方法

実験水路は幅60cm、深さ25cm、長さ10mの亚克力樹脂製の可変勾配水路である。実験に用いたリブレットは一辺の長さが2mmの正三角形断面のテフロンゴム紐である。水路床全面に一辺を水路床に密着さし、溝と流れ方向とを一致させて密に張り付けた。

水面形状の測定は横断方向に20cm間隔で設置された3

* 山口大学工学部

本の静圧管による平均水位と基準水位との差を分解能 1/100 mmH₂O の差圧計で測定する方法で行なった。

平均流速の測定は動圧開孔断面が幅 3mm, 厚さ 0.5mm の偏平断面のピトー管を上記差圧計に接続して行なった。測定高さはせん断流れでの結果で補正した。

実験条件は表-1の通りである。河床勾配 I_B とエネルギー勾配 I_E との比較から, Data No.323-10を除くと, ほぼ等流流れである。

3. 実験結果とその検討

3.1 原点補正值

開水路粗面流れでは, 上述したように, 原点補正值の評価が重要な課題であり, 様々な方法が提案されている。ここでは, 水深とエネルギー勾配とで与えられる摩擦速度と, ①粘性底層内 ($Y^+ < 6$) での速度勾配から得られる摩擦速度, ②対数領域 ($Y^+ > 60$) での流速分布から得られる摩擦速度とが一致する2つの原点補正值を求めた。この結果を図示したのが図-1である。図中の○描点が前者, □描点が後者で求めたものである。なお, 黒描点は不等流性が強い実験である。両原点補正值による無次元流速分布を比較したのが図-2である。対数領域では原点補正值による差はほとんど認められないが, 壁面近傍の流速分布の形状は原点補正值によって敏感に変化している。

図-1の原点補正值を用いて摩擦抵抗係数を求め, 流量ならびにエネルギー勾配が等しい滑面の摩擦抵抗係数に対する比で図示したのが図-3である。図-1, 3で不等流性の強い黒描点を除いてみると, 摩擦抵抗が軽減されている場合には, 仮想原点はリブ頂より下方であり, リブレットが

表-1 実験条件

DATA No		Re	$\beta(\text{cm})$	I^*	I^*	$I_E \times 10^4$	$I_B \times 10^4$
531-10	▽	4424	5.30	267	8.75	0.4167	0.4887
315-15	∇	3788	3.16	236	12.91	1.875	1.663
350-20	○	6117	3.55	357	17.32	3.401	2.546
337-25	△	7562	2.36	432	22.21	5.375	5.083
341-35	▲	11240	3.43	640	32.34	9.750	9.668

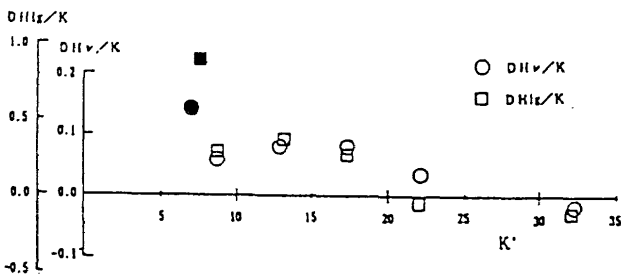


図-1 原点補正值 DH と粗度 Re 数 K^+ との関係

粗面となると, 仮想原点はリブ頂とほぼ一致している。この意外な結果はバツハ層内での流速分布が関係していると考えられるので, 粘性底層から求めた原点補正值を用いて $Y^+ = 6 \sim 10$ での流速分布を最小自乗法で求め, $Y^+ = 10$ での U^+ の値を K^+ に対して描点したのが図-4である。図から K^+ が小さい程, 流速分布が $U^+ = Y^+$ に近い分布となっている。

3.2 対数領域

対数分布則の適合性を検討するため, 仮想原点位置を大

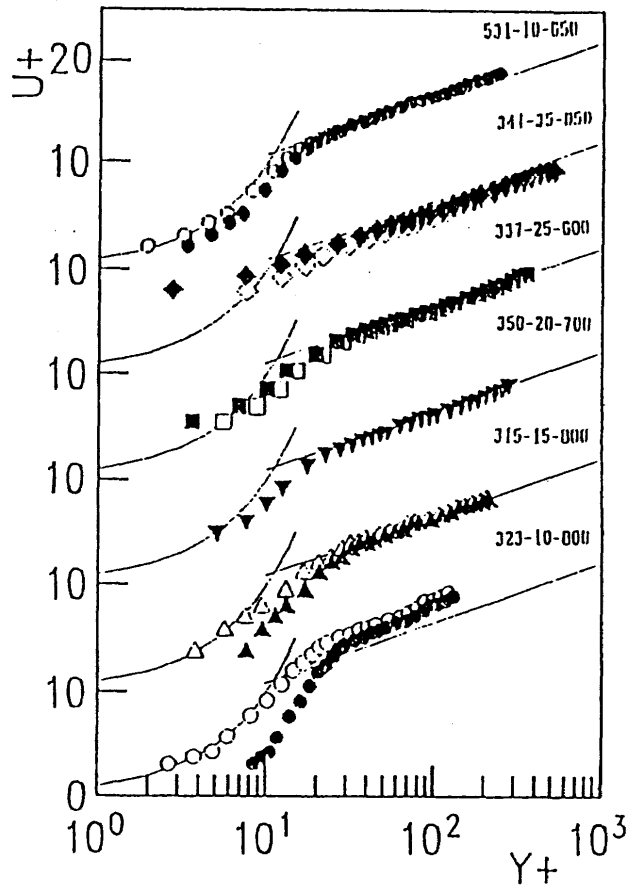


図-2 平均流速分布の無次元表示

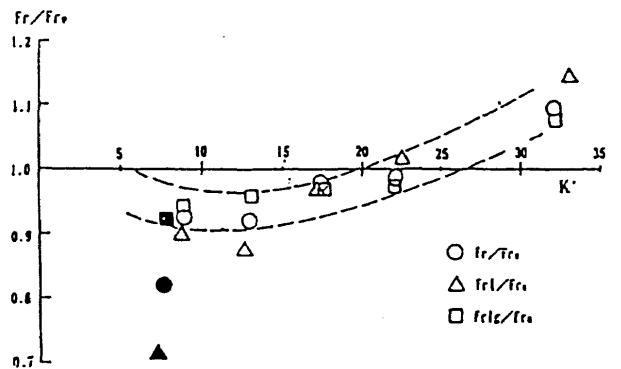


図-3 摩擦抵抗軽減率と粗度 Re 数との関係

幅に変え、連続した5測定値を最小自乗法によって2次曲線で近似し、その中央点での仮想原点からの高さや速度勾配との積を無次元高さに対して描点した一例が図-5である。図中の直線は前述した2通りの方法による原点補正值から求めた U_* / κ の値である。図-2の表示方法による全体的な対数分布則の適合性の評価では微妙な差異の評価は困難であるが、局所的に適合性を検討すると、本実験では $H^+ = 240 \sim 640$ と小さいことも一因と考えられるが、適用範囲などかなりの問題点があるようである。 H^+ のより大きい実験によって確認することが必要である。

3.3 混合距離、渦動粘性係数

流速分布の相似則が成立する条件の一つとして

$$l \frac{\partial^2 \bar{U}_1 / \partial x_2^2}{\partial U_1 / \partial x_2} = \text{const} = K$$

が要求される。

Boussinesq の仮定、せん断力と渦動粘性係数との関係から定数 K と混合距離 l は次式で与えられる。

$$K^2 \propto \left(\frac{\tau}{\rho} \frac{du}{dy} \right) / \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \left| \frac{du}{dy} \right|$$

$$\frac{l}{H} = \frac{K}{H} \frac{du/dy}{d^2u/dy^2}$$

仮想原点をリブ頂とし、5測定点を2次曲線で近似し、両式から計算された混合距離の分布が図-6である。せん断力を三角形分布とし測定流速分布から求めた混合距離な

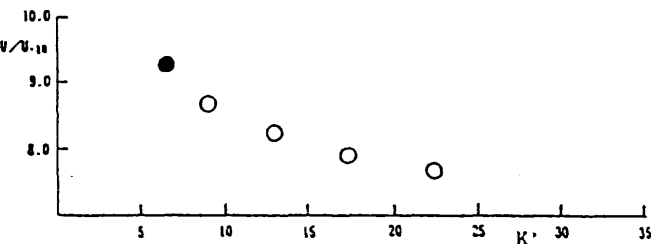


図-4 $Y^+ = 10$ における U^+ の値と K^+ との関係

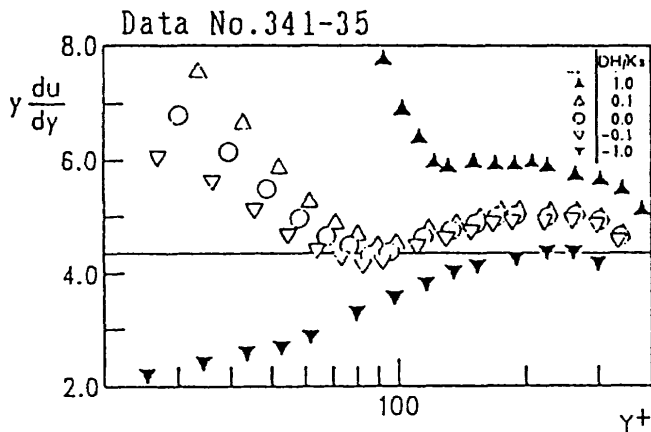


図-5 $y \cdot dU/dy$ の水深方向分布

らびに渦動粘性係数の分布が図-7, 8である。図-6での異常点では流速の2階微分値が負となっている。その高さは流速が上方から対数分布に漸近する区間である。この点より壁近くで速度勾配が小さいため、混合距離と渦動粘性

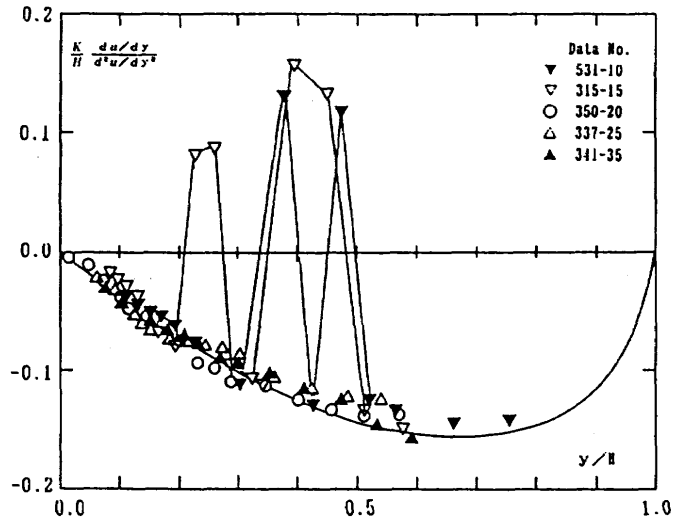


図-6 相似則から求めた混合距離の水深方向分布

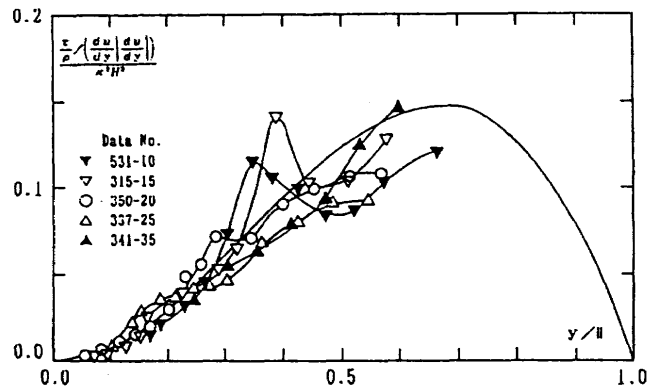


図-7 せん断力を三角形分布として求めた混合距離の水深方向分布

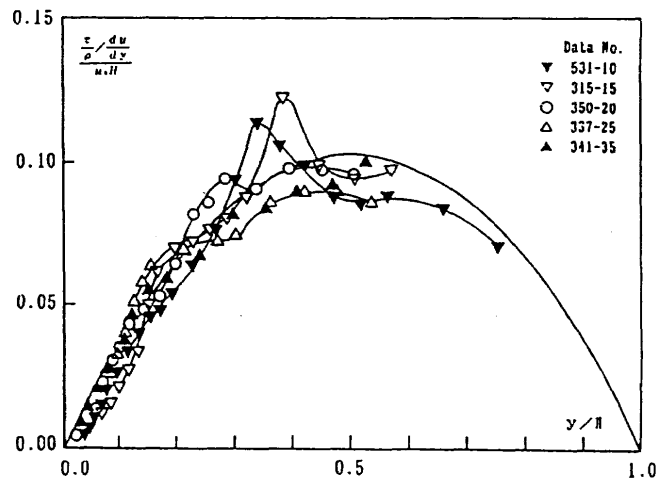


図-8 せん断力を三角形分布として求めた渦動粘性係数の水深方向分布

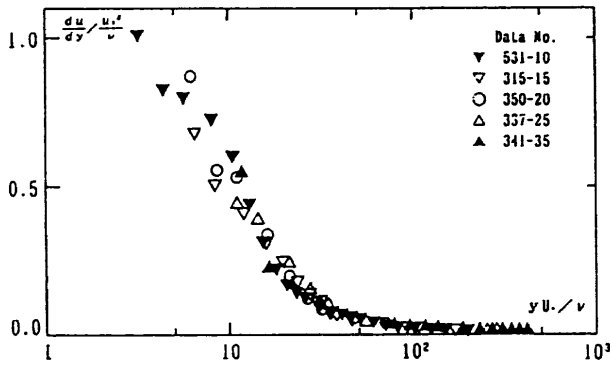


図-9 無次元速度勾配の水深方向分布

係数が極大値となっている。この極大値をとる点より壁側の領域では速度勾配が大きいため、通常開水路流れで認められている後述する計算値よりも両者は小さい値となっている。レイノルズ応力が三角形分布するとして対数型流速分布を仮定すると、混合距離と渦動粘性係数の分布は

$$l/H = \kappa\eta(1-\eta)^{1/2}, \quad \epsilon/U_*H = \kappa\eta(1-\eta)$$

となる。図-6, 7, 8の曲線は上式の計算値である。図-6で異常点を除くと、計算曲線と描点とはほぼ一致していると思わせるが、図-7では、実験数が少ないのであるが、抵抗軽減率によって系統的に混合距離の分布が変化している。すなわち、抵抗軽減率が大きいほど極大値をとる高さが高かつその値が大きい。同様な変化が図-8の渦動粘性係数の分布においても認められる。

3.4 粘性底層、バッハ層

流体粘性が卓越している領域であることを考慮して、速度勾配を無次元化して Y^+ に対して描点したのが図-9である。 $U^+ = Y^+$ が成り立てば、この無次元速度勾配の値は 1 である。図では仮想原点をリブ頂にした場合で、仮想原点によって描点は左右に移動して分布形状は異なる。そこで混合距離との関係を見るために、図-7の混合距離を Y^+ に対して描点したのが図-10である。図中の曲線はせん断力を三角形分布とし対数型速度分布を仮定して求めた混合距離の分布である。図の描点と曲線を比較すると、

- (1) $Y^+ < 20 \sim 30$ における混合距離の値が極めて小さい。
- (2) $Y^+ = 30 \sim 80$ において混合距離の値が急増し、 $Y^+ = 80 \sim 100$ で混合距離が極大値をとり、摩擦抵抗軽減率が大きいほど極大値が大きい。
- (3) $Y^+ = 100 \sim 150$ で混合距離の値は急減し、 $Y^+ = 150$ 程度で極小値をとり、再び増加していく。
- (4) $Y^+ > 150$ では、描点の数が少ないので断定は出来ないのであるが、リブレットが粗面としての役割をなす場合をも含めて、対数型速度分布の成立範囲を $Y^+ = 20 \sim 30$ を仮想原点とし、その成立範囲を $Y^+ > 150$ と見なした場合の分布と視ることも出来る。

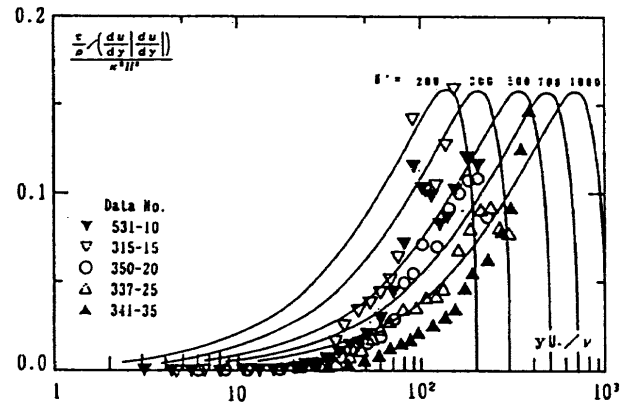


図-10 せん断力を三角形分布として求めた渦動粘性係数の水深方向分布

(1)の結果はこの領域での速度勾配が極めて大きいことを意味し、図-9では $U^+ = Y^+$ で与えられる速度勾配よりも緩やかで、図-2における白描点の速度分布を表わしている。その上部の $Y^+ = 30 \sim 150$ においては、抵抗軽減率によって系統的に変化している特異な混合距離の分布を示していることから、この領域において特異な流れ構造が形成されていると考えられる。(4)の $Y^+ > 150$ では、適切に仮想原点を評価することで図-2の高さと速度勾配の積が $U_*^2 l/v$ である一定の範囲が存在することが可能である。

4. むすび

開水路流れではせん断力は三角形分布であることを前提にして平均流速分布の特性を検討した結果を要約すると、次の通りである。すなわち、

- (1) 粘性底層が存在するとして仮想原点位置を評価すると、摩擦抵抗係数は従来の実験結果と一致する。しかしながら、仮想原点位置は予想に反して抵抗軽減率が大きいほどリブ頂より下方であり、リブレットが粗面の役割をする場合はリブ頂とほぼ一致している。
- (2) いわゆるバッハ層の上縁は $Y^+ = 150$ 程度と滑面に較べて数倍の厚さであり、 $Y^+ = 30 \sim 150$ での混合距離は $Y^+ = 80 \sim 100$ で極大値をとる分布をしていて、その極大値は抵抗軽減率が大きいほど大きい値である。
- (3) 図-10の混合距離の分布から仮想原点を $Y^+ = 20 \sim 30$ にとることで $Y^+ > 150$ の領域で対数型速度分布が成立すると見ることが出来る。すなわち、対数領域に対する仮想原点は壁面近傍の流れ特性に立脚して評価することが必要である。

以上は数少ない実験の結果であるので、より広範囲の実験、とくに対数領域に関しては H^+ が大きい実験によって確認することが必要である。

参 考 文 献

- 1) Kwing-so Choi : J. Fluid mech. Vol.208, pp.417-458, 1989.
- 2) Luchini, P., Manzo, F. and Pozzi, A. : J. Fluid Mech., Vol.228, pp.87-109, 1991.
- 3) Bechert, D. W. & Bartenwerfer, M. : J. Fluid Mech., Vol.206, pp.105-129, 1989.
- 4) Walsh, M. J. : AIAA Journal, Vol.21, No.4, pp. 485-486, 1983.
- 5) Nguyen, V. D., Savill, A. M. and Westphal, R. V. : AIAA, Vol.25, No.3, pp.498-499.
- 6) Rohr, J. J., Anderson, G. W., Reidy, L. W. & Hendricks, E. W. : Experiments in Fluids, 13, pp. 361-368, 1992.
- 7) Bandyopadhyay, P.R. : Transaction of the ASME, Vol.108, pp.127-140, 1986.

粗度の誘起する不安定性

本橋 龍郎*

Roughness-Induced Instability

Tatsuo MOTOHASHI

Nihon University

ABSTRACT

Roughness in the boundary layer induces a kind of instability in its surrounding flow field. The instability generated strongly depends on its shape and position. The roughness is classified into three types: two dimensional, three dimensional and distributed roughnesses. Effect of these roughnesses on the instability is discussed.

Key Words: roughness, transition, flow control

1. はじめに

ここ数年、孤立粗度（境界層中の微小円柱）の実験を行っている。孤立粗度によって誘起される流れの不安定性は、3次元的で複雑な振る舞いをするのが分かってきた。一方、他の粗度はどのような不安定性を誘起するのかを検討してみる必要を感じていた。そこで、単純な2次元粗度や3次元粗度よりさらに複雑な分布粗度ではどのように不安定性が誘起されるのかを調べてみることにした。

粗度まわりの流れは、一様流中のそれと異なり、境界層という剪断層をその背景にもっている。したがって、境界層の不安定性と粗度による流れの不安定性、両者が相互に影響する問題が考えられる。多くの研究は、層流の中に置かれた粗度が起こす不安定で、粗度が境界層としての不安定を直接誘導することはないように思える。

粗度の形状・分布によって簡易的に以下のように分類する。

- ① 2次元粗度：ワイヤ・フェンス等
 - ② 3次元粗度：球・円柱・円錐等
 - ③ 分布粗度：①や②の粗度を分布させたもの
- * 2次元や3次元粗度は主に単体で扱われることが多いため、③の分類を一つ加える必要がある。③は複数の粗度が対象となる流れ場である。
- * ③の分布にも、規則的な（周期的な）分布と不規則な（ランダム）分布を考えることができるが、通常

は不規則な分布を意味することが多い。

2. 2次元粗度（単一）

Klebanoff et al. (1955) の指摘のように、2次元粗度と3次元粗度では、その下流における乱流領域の発生仕方が大きく異なる。すなわち、2次元粗度下流に発生する乱流領域は、一様流速の増大（すなわちレイノルズ数の増大）と共に、徐々に前進し、ついには粗度自身から乱流が発生しているかのように見える。3次元粗度では、現象はもっと臨界的に起こり、微小な一様流速の変化で乱流領域は急激に前進する。図1はKlebanoff等の実験結果である。横軸は粗度高さと粗度位置での排除厚さの比($k^* = k/\delta^*$)、縦軸は遷移レイノルズ数である。○印は2次元粗度（円柱棒）、●印は3次元粗度（球列）の結果を表す。遷移レイノルズ数の定義は、Klebanoff等の実験では、熱線流速計による風速変動波形から決定された。ただし、乱流への判断基準は明記されていない。一様流速の増加とともに k^* は増加し、遷移レイノルズ数は減少する。粗度の違いによる遷移領域の挙動の相違は明らかである。この相違に対する決定的な説明は未だない。2次元粗度は、粗度直後に2次元剪断層を誘起し、その剪断層の非粘性的な不安定性に支配されるであろうことは予測される。下流の翼幅方向の2次元性が乱流の急激な増大を抑えている可能性は想像される。粗度直後の剥離領域の不安定性については、Tani and Sato (1956), Klebanoff and Tidstrom (1972) が研究を行っている。前者では、剥離領域の不安定性を2つに分類している。レイノルズ数が小さな場合には、剥離領域では遷

* 日本大学理工学部

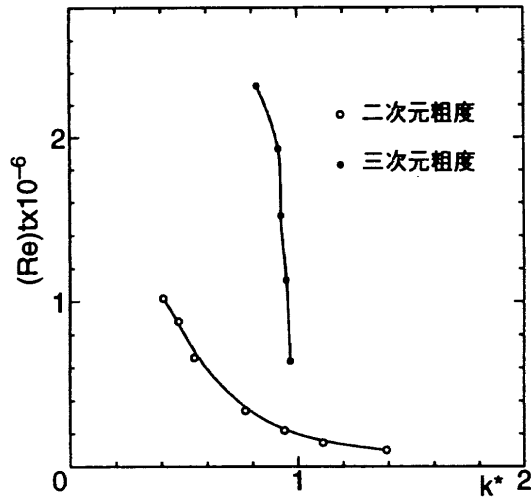


図1 粗度による遷移の相違
(Klebanoff et al. (1955))

移が起こらず、再付着した下流の境界層中で通常の境界層の不安定性が発生する。レイノルズ数が大きくなると、剥離領域の中で遷移が起こり、その発生の機構は剥離剪断層型の不安定で説明されることを示している。さらに、Klebanoff and Tidstrom (1972) は剥離剪断層中の変動の発生機構を詳細に検討し、変動の増幅率や分布から判断して、不安定性は変曲点型の速度分布に起因することを示している。

3. 3次元粗度

初期の研究では、主に、粗度周りの流れの可視化に重点が置かれていた。粗度周りの流れは、2つの渦系によって特徴づけられる。1つは、粗度を取り巻くように発生する馬蹄形渦であり、もう一つは、粗度直後に発生する後曳渦である。馬蹄形渦は、長く下流方向に持続する渦で、境界層の乱流化には大いに関係するものと思われる。また、粗度直後には2次元粗度に比べると短い(～5h : h粗度高さ)剥離領域が存在する。剥離領域での流れの安定性は、著者達(1991)によって検討が行われているが、簡単な変曲点不安定性で説明できるかどうか、不明である。流れ場の一方向の剪断層(垂直方向あるいは水平方向)を問題にするのみでは不十分であると思われる。最近のKlebanoff et al. (1992)の論文でも、流れの不安定性が安定理論に支配されることを論じている。Morkovin (1991)はこのように大きな擾乱の元での乱流遷移を bypass transition と呼んでいるようである。

4. 分布粗度

分布粗度は、風洞実験で乱流境界層を生成するときの基本的な手段として使用されることが多い。ただ、その遷移の機構も解明されているとは言い難い。境界層の排除厚さと同程度以下の分布粗度については、TS波動の発達を促進することが、Corke et al. (1986)の実験から判明している。しかし、その他の場合については依然未解決の問題である。特殊な粗度として、平板上の溝を挙げることができる。特に、規則的な溝が平板表面上に存在する場合は、RibletやD型粗面として多くの研究者の注目を集めている。

5. あとがき

簡単に粗度によって誘起される流れの不安定性を概観してみた。未解決の問題が山積しているが、徐々に解明の方向に向かっていると思われる。

参考文献

- 1) Klebanoff, P. S., Schubauer, G. B. and Tidstrom, K. D. ; "Measurements of the Effect of Two-Dimensional and Three-Dimensional Roughness Elements on Boundary-Layer Transition", Jour. of Aero. Sci. (1955), pp.803-804.
- 2) Klebanoff, P. S. and Tidstrom, K. D. ; "Mechanism by Which a Two-Dimensional Roughness Element Induces Boundary-Layer Transition" Physics of Fluids, 15 (1972), 1173-1188.
- 3) Klebanoff, P. S., Cleveland, W. G., and Tidstrom, K. D. ; "On the evolution of a turbulent boundary layer induced by a three-dimensional roughness element", J. F. M., (1992), Vol.237, pp.101-187.
- 4) Corke, T. C., Bar-Sever, A., and Morkovin, M. V. ; "Experiments on transition enhancement by distributed roughness", Phys. Fluids, 29 (1986), pp. 3199-3213.
- 5) Motohashi, T., Ono, K., Tamura, T. and Kuwahara, K. ; "Instabilities around an isolated roughness", ASME, FED-Vol.114, (1991), pp.179-183.
- 6) Morkovin, M. M. ; "Panoramic View of Changes in Vorticity Distribution in Transition Instabilities and Turbulence", ASME, FED-Vol.114, (1991), pp.1-12.

横流れ不安定場における乱流遷移プロセス

小 濱 泰 昭* 渡 辺 創* 小田島 保 志**

Turbulent-Transition Process in Crossflow Instability Field

Yasuaki KOHAMA and Hajime WATANABE
Institute of Fluid Science

Yasushi KODASHIMA
Kawasaki Heavy Industry Co. Ltd.

ABSTRACT

Turbulent transition process in crossflow instability field is investigated experimentally using a swept wing model and a spinning disk. In this flow field, there are a couple of important things which are not very clear. One is stational nature of the crossflow vortices (primary instability), and another is the existence of two different traveling disturbances which are different in their frequency at about one order. Present investigation is focused on making these things clear through experiment. Wall mounted hot wire probe with slip ring device is used to measure the traveling disturbances in spinning disk boundary layer.

Key Words: crossflow instability, turbulent transition, swept wing, spinning disk, flow control

1. はじめに

これまでの横流れ不安定に関連した研究結果を調べると、多くの場合、進行波形不安定として周波数がほぼひと桁違う2種類 (f_1, f_2) のものが実験的に検出^{1),2)}されている。このような性質は、たとえば凹面壁上のゲルトラー型不安定場³⁾などには確認されておらず、横流れ不安定場特有の現象と見ることができる。また、一次不安定として発生する横流れ渦が壁に対して固定しているのか、移動しているのか、についても実験結果が分かるところであり、従って乱流遷移プロセスがいまだ十分には明らかにされていない。

本研究においては、後退翼と回転円板という、モデルは全く異なるが同じ横流れ不安定場を与えてくれる2種類の実験モデルを使用し、上記した2つの不明な点について明らかにすることを目標に実験を行う。

2. 実験装置と測定方法

図1(a), (b)に2種類の実験装置の概略図を示す。図(a)は

後退翼 (F-4, $C=0.9m$; ドイツ DLR のプロフィール) を風洞に取り付けた状態で、図(b)はスリップリングを介して、円板表面に固定される熱線風速計のシステムを含めた回転円板装置 ($D=400mm$) である。実験に用いた風洞の主流速は $30m/s \sim 40m/s$, 回転円板の回転数は $900 \sim 1,800$ rpm であり、測定には熱線流速計を使用し、1型並びに平行プローブを用いている。

3. 結果と考察

図2(a), (b)に流れ場の可視化写真を示す。(a)は後退翼境界層の横流れ渦のナフタリン法による可視化であり、(b)は回転円板境界層の煙による横流れ渦の可視化である。いずれも隣同士同方向に回転する横流れ渦であることが確認されている。図3(a), (b)にスパン方向(回転円板では周方向)の速度変動波形を示す。この場合いずれも壁面に固定して発生していることが確かめられている。しかし、後退翼⁴⁾の測定では、横流れ渦(一次不安定)は壁面に固定されず、位相速度を有していることが報告されている。後に得た情報⁵⁾によると、表面粗さの程度により、位相速度を有したり、固定したりするようで、詳細は今のところ不明である。われわれの用いたこれまでの横流れ不安定のモデルでは、

* 東北大学流体科学研究所

** (株)川崎重工業

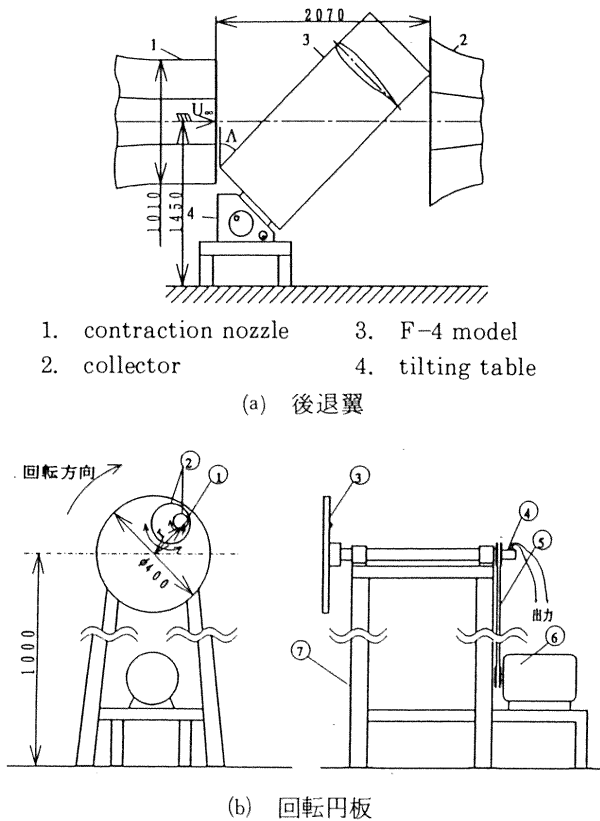
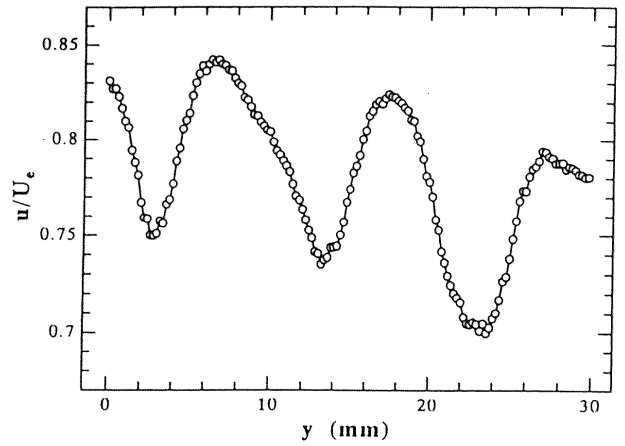
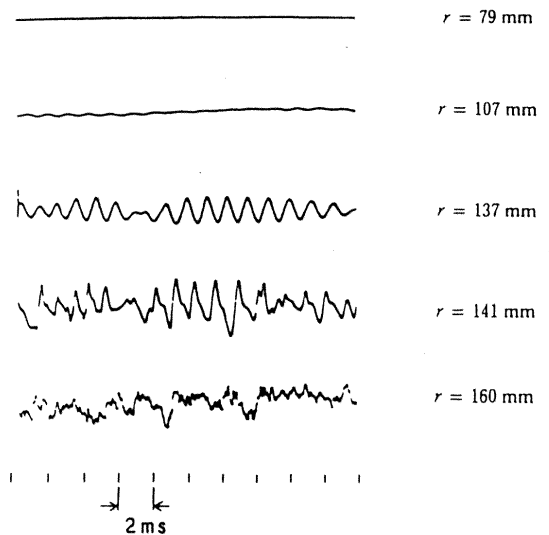


図1 実験装置の概略



(a) 後退翼

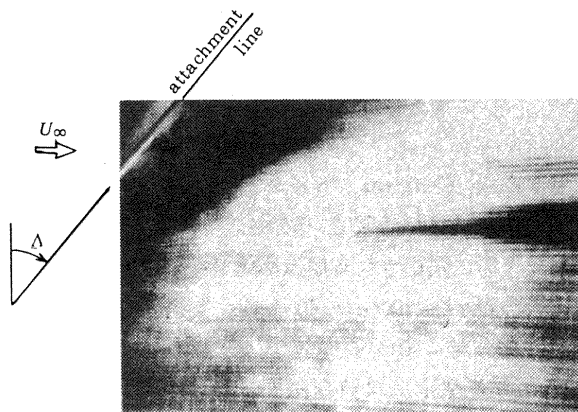
($A=40^\circ$, $\alpha=-20^\circ$, $U_\infty=30\text{m/s}$, $x/C=0.3$, $z=0.5\text{mm}$)



(b) 回転円板

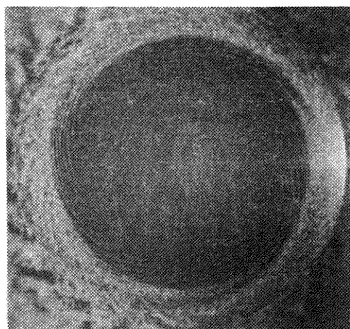
($N=1,800\text{rpm}$, $z'=0.5\text{mm}$)

図3 スパン方向速度分布



(a) 後退翼

($A=40^\circ$, $\alpha=-20^\circ$, $U_\infty=30\text{m/s}$, ナフタリン法)



(b) 回転円板

($D=400\text{mm}$, $N=1,800\text{rpm}$, 反時計回り, 四塩化チタン煙)

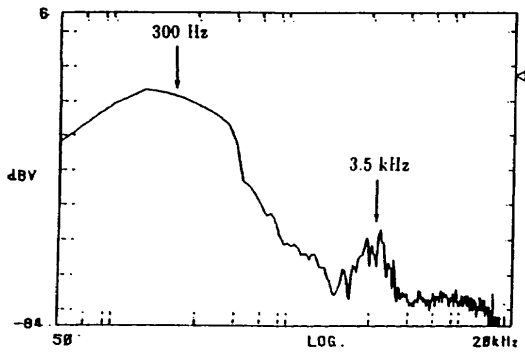
図2 流れ場の可視化

いずれも横流れ渦は固定して発生している。

図4(a), (b)に測定により得られた位相速度を有する攪乱 f_1, f_2 の周波数分析結果を示す。後退翼の場合, 27m/s , $A=45^\circ$, $\alpha=-20^\circ$ の時 $f_1=150\text{Hz}$, $f_2=3\text{KHz}$ が現れ, 回転円板の場合 $N=1,350\text{rpm}$, $r=160\text{mm}$ に於いて $f_1=150\text{Hz}$, $f_2=3\text{KHz}$ が現れる。そして, その方向は図5(a), (b)に示すようになっている。 f_2 については可視化とも良く一致するが f_1 についてはまだ確かではない。特に回転円板ではまだその方向が測定されていない。

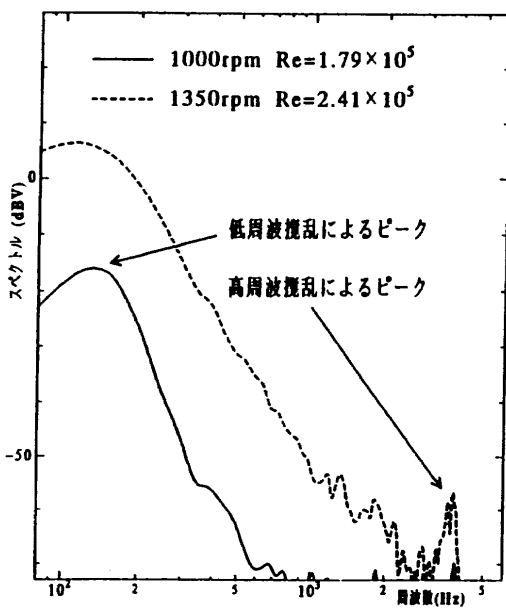
4. おわりに

横流れ不安定性により乱流遷移するプロセスには, どうやら一般的に f_1, f_2 が存在するといえそうである。ページ



(a) 後退翼

($\Lambda=40^\circ, \alpha=-20^\circ, U_\infty=26.6\text{m/s}, x/C=0.57, z=0.7\text{mm}$)



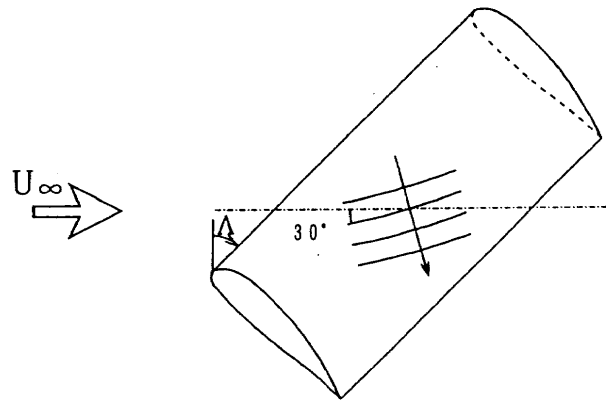
(b) 回転円板
($r=160\text{mm}$)

図4 FFTによる周波数分析

数の制限から示せなかったが、 f_1 の発生位置は渦が隣り同士同方向に回転する構造に限定された位置に対応しており、横流れ不安定性に特徴的な現象のようである。

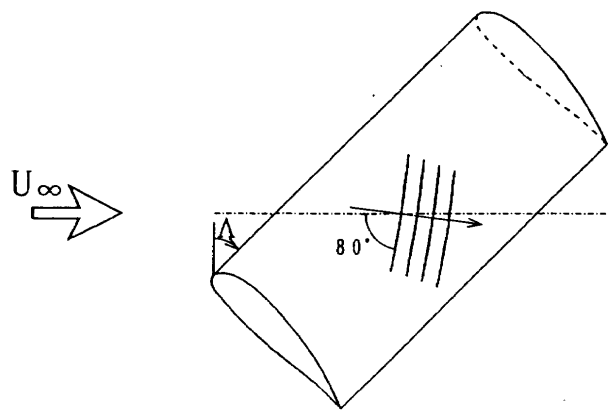
参考文献

- 1) 小濱, W. S. Saric, and J. A. Hoos : 機論(B) 58巻 554号 (1992), pp.107~113.
- 2) Y. Kohama and D. Motegi : Proc. 11th Australian Fluid Mech. Conf., Vol.1 (1992), pp.255~258.
- 3) Y. Aihara and H. Koyama : Trans. Japan Sci. Aero. Space Sci., Vol.24, No.64 (1981), pp.78~94.
- 4) 高木正平 : 航空宇宙研究所特別資料 SP-15 (1991), pp. 35~38.
- 5) 高木正平 : Private Communications.



低周波擾乱 f_1 の進行波の模式図

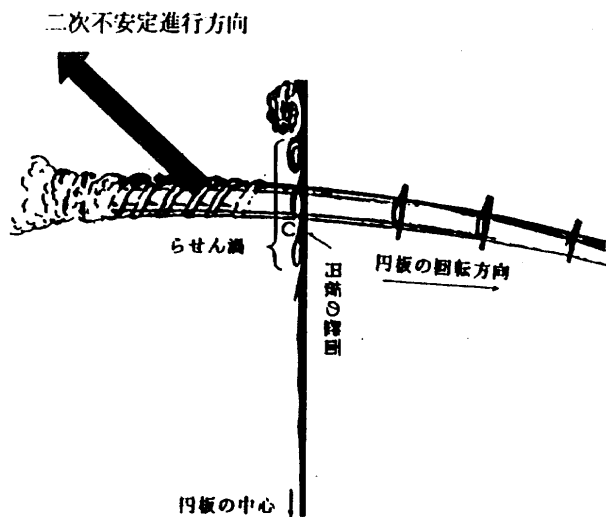
($\Lambda=40^\circ, \alpha=-20^\circ, U_\infty=26.6\%, x/C=0.6$)



高周波擾乱 f_2 の進行波の模式図

($\Lambda=40^\circ, \alpha=-20^\circ, U_\infty=26.6\%, x/C=0.6$)

(a) 後退翼



(b) 回転円板

図5 擾乱の伝播方向

第11回・第12回研究会の総括と成果

1. はじめに

「境界層遷移の解明と制御」研究会は平成4年度中に2回開催され、合計22の講演が行なわれた。本研究会は当初会期を3日間とすることで始したが、中心メンバーの年齢層が高くなるにつれて時間的余裕が無くなり、最近では2日間の日程に短縮することが避けられなくなった。講演件数が多くなり、発表時間が不足するようになったときには再度3日間に延長したいと考えている。

第11回と第12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つぎのようになる。

- ・不安定性に関する理論的・数値的研究(7)
- ・境界層の不安定と遷移に関する研究(5)
- ・渦と乱れの構造に関する研究(5)
- ・遷移や乱流の制御に関する研究(4)
- ・その他の研究(1)

以下にテーマごとの研究成果をまとめる。

2. 不安定性に関する理論的・数値的研究

流れの安定性を支配する方程式は本来偏微分方程式である。これにフーリエ変換をほどこして常微分方程式の固有値問題に帰着させる方法が最も一般的であるが、この方法は流れが非平行の場合には厳密性を失う。一方、偏微分方程式を直接数値計算する方法では、解が初期条件に依存するために、安定性の判別基準を明確に表現することができない。千葉(第11回)は、本来数値スキームの安定性を調べるために開発された Eriksson の方法を利用する新しい安定計算法を提出した。この方法では、離散近似ナビエ・ストークス方程式の解を平衡解の近傍に展開し、その関数行列の固有値計算によって流れの安定性を判定する。方程式を偏微分形式のまま扱うために、非平行性に入った複雑な流れにも適用できること、および安定性の指標を固有値の増幅率で明確に表示できることなどの大きな利点を持つ。既存の計算結果との比較によるさらに詳しい精度の検証と適用性の限界に対する考察が進められることを期待したい。

巽と吉村(第11回)は長方形管流(アスペクト比1)の不安定計算を進めている。第8回に線形安定計算の結果を報告したのに続いて、今回は三次元的な非線形安定計算(軸方向のモードは三成分)の結果を示した。レイノルズ数が1000と2000のときには初期に加えられた攪乱は全て減衰するのに対して、3000の場合には中立状態へ漸近する傾向を示し、非線形臨界レイノルズ数が2000と3000の間にあることが推測される。一方、山田ら(第11回)は同じ矩形管流(アスペクト比1)についてナビエ・ストークス方

式の直接数値シミュレーションによって初期攪乱の時間発展を計算し、レイノルズ数が2500と2750の間に臨界レイノルズ数があることを示した。ただし、この場合のレイノルズ数の定義は巽と吉村の場合と異なるので、それを補正すると二つの結果の間に矛盾はない。山田らは更にレイノルズ数が大きい3000と4000の計算を行ない、矩形管特有の二次流れを含んだ乱流の発生が得られることを示している。

二次元ポアズイユ流の乱流遷移に対する数値シミュレーションの分野では、梅木(第11回)が流れを二次元に限定して解の分岐の構造と乱れの発生の様子を調べた。乱流は本来三次元的であるが、三次元性の発生する以前の段階に対して、このような二次元的な解の分岐の構造を調べ、遷移過程の中でどのような役割をしているかを明らかにすることは重要である。計算からはT-S波の発生、準周期的状態、カオス状態を示す結果が得られ、二次元流の範囲でも固有の乱流状態が実現する可能性を示している。

前川(第12回)は二次元ナビエ・ストークス方程式の直接計算によって、物体後流に発達する攪乱のシミュレーションを試みた。流れ場の絶対不安定領域と対流不安定領域における解の性質の違いを検討し、各々に対応したカオスの発生過程を議論している。

乱流の中に存在する秩序構造は渦あるいは渦の集合である場合が多いので、秩序構造の定常的存在は渦の三次元的不安定性に密接に関係する。この問題に関してはこれまで長波長に対する Crow 不安定性と短波長に対する W-B-T 不安定性が知られている。W-B-T 不安定性には更に短波長の極限で慣性波動とシアアの共鳴によって楕円型不安定性が現れることが知られている。このような楕円型不安定性に対するコリオリ力の影響については Craik が詳しく調べているが、宮崎と福本(第12回)は地球大気流でもう一つの重要な力学的要因である密度成層の影響を線形安定理論に基づいて調べ、密度成分の効果を表すパラメータ Brunt Vaisala 数に依存した不安定領域が現れることを示した。また、コリオリ力も含んだ渦の楕円型不安定領域を計算し両者の相乗効果によって多様な不安定波動が生じることを示している。

水島(第12回)はベナール対流によって形成される六角形のセルパターンがどのような機構によって選択されるかをモデル方程式を用いて調べている。この方程式は、複数のフーリエモード間の非線形干渉を考慮して、各モードの振幅の時間発展をモデル化したもので、その係数を適切に選べば、数値計算で解の発達を追跡することができる。特に、各モード間の共鳴機構を取入れた場合の時間発展解によって、六角セルを形成する三つのモードだけが最終的に生残

ることが示された。

3. 境界層の不安定と遷移に関する研究

本橋（第12回）は、平板上の二次元境界層中に置かれた孤立粗度の遷移に与える影響を調べてきたが、その研究の進展過程で三次元分布粗度の重要性が認識されたため、今回は分布粗度の効果について今までの研究成果を概観し、未解決の問題を整理している。今後の取組み方に注目したい。

凹曲面に沿う二次元境界層の遠心力不安定、すなわちゲルトラー不安定について詳しい実験観測を続けている伊藤（光）と石井（第12回）は、今回ゲルトラー渦の波長を決める要因の究明をめざしている。曲率半径の異なる4種類の凹曲壁を用意し、主流速を変えて実験を行なった結果、縦渦の波長が主流速度だけに依存することが判った。これは縦渦の波長が上流から来る微小なスパン方向周期性によって決められていることを暗示する。そこで、上流の風洞縮流部における流れの周期性を観測し、それが縦渦の波長に対応している事実を確認している。今後は上流に素性の知れた周期性を導入し、縦渦の応答を調べることが計画されているようである。

三次元境界層の不安定と攪乱の発達を調べる研究についてはこれまでも度々取り上げてきた。この研究分野における最も大きな問題の一つは、横流れ不安定から発生する攪乱が静止渦であるか、進行波であるか、ということである。これまでの多くの実験では、境界層外側のポテンシャル流にはほぼ平行な方向に軸をもつ静止渦が観察されているのに対して、線形安定理論に基づく計算結果では、T-S波などに比べて一桁小さい位相速度を持つ進行波の方が静止渦より強く増幅されることが示されている。高木と伊藤（第11回）は実験と理論の不一致がどのような理由で生じるかを詳細に調べてきた。今までに無い大きな円柱模型を用いた実験によって、静止渦に代って進行波攪乱を検出したことは注目に値する。さらに、振動数など、攪乱の諸性質を詳しく測定し、理論計算の結果と比較することによって、一部を除いて両者がよく一致することを確認している。この研究によって理論と実験の不一致は一応解消されたので、今後の課題は静止渦と進行波が現れるときの実験状況の違いを詳細に調べて、それらの発生の条件を明らかにすることであろう。

一方小濱（第11, 12回）は、実際に近い翼模型の上で三次元境界層の不安定を観測している。可視化と熱線測定の結果から、横流れ静止渦の存在を確認し、その波長が翼の後退角に応じて変化することを示している。この結果と比較すべき理論計算が行なわれていないのは残念である。

4. 渦や乱れの構造に関する研究

大田黒と水藤（第11回）は、円柱近傍の流れを実験と二次元数値計算の両面から追求し、両者の相補的研究の可能性について検討を行なった。その結果、抗力係数や揚力係数、ストローハル数のような平均量については、両者は実用に供する程度の一致を示すけれども、速度場の構造を理解するための物理量については、まだ十分な一致に至らないことが判った。数値計算の改良、特に三次元計算の促進が課題と思われる。

回転する円柱に働く揚力の問題は、マグナス効果として知られており、臨界レイノルズ数付近では負の揚力が発生する。奥出ら（第11回）は臨界レイノルズ数付近の回転円柱に作用する力を実験的に調べ、揚力発生に与える様々な要因の影響、すなわち層流剝離、剝離泡、乱流遷移、乱流剝離の影響についての吟味を行っている。負の揚力の発生の様子が亜臨界と超臨界とは異なり、現象の説明にはさらに詳しい流れ場の計測が必要のようである。

一方、浅井（第12回）は、カルマン渦列の周波数決定機構について、絶対不安定の立場から数値実験を行なっている。絶対不安定の特性は、局所的な速度分布によって異なることから、後流のどの位置での不安定性が渦列の周波数決定機構に関与しているかが問題である。計算は後縁に厚みを残した平板の後流について、板の厚さの半分を用いたレイノルズ数200で行なわれた。人工的に非対象攪乱を後縁に導入し、その消長を計算したところ、一樣流速度と板厚の半分で無次元化された時間121でカルマン渦列が形成され始める。初期の速度分布では $x=10.4$ まで絶対不安定が存在するが、渦列が発達してくると周波数が流れ方向に変化し始める。これは、渦の放出に伴って流れ場の構造が変化（例えば、後流幅が狭くなる）し、不安定特性が変るものと推測されている。最終的には、渦列の周波数は後縁直後の($x < 2$)の速度分布の絶対不安定に支配されると考えられる。

永田と洞山（第12回）は、カルマン渦の三次元構造が軸方向の位相の遅れに基づく、渦のつなぎ替えであることを見出した。円柱軸方向の三次元的な構造(fingersと呼ばれる)は、上流に細い針金を配置することによって人為的に誘起することができる。この手法を用いて、一樣流中に静止した円柱および突然動き出す円柱の二つの場合における、fingersの形成過程およびその渦列形成過程における役割を可視化法を用いて詳細に調べた。その結果、前置の針金による後流が、円柱からの渦の放出を局所的に遅らせ、渦度の集積を促し、さらに、新たな渦列の変形を引き起こすことを見出した。渦放出周波数の軸方向の相違は局所的な位相の遅れを生み、この遅れがある程度大きくなると、fingersの縦渦を介して渦列のつなぎ替えが起り、一時的

に渦列が二次元化される。

坂尾と佐藤(第11回)は、柔らかな管の中に存在する障害物が発生する音の特性を、管外から観測した結果を報告している。矩形の断面を持った管路の一面を紙で覆い、その外側にコンデンサーマイクロホンを設置して発生する音を採取した。障害物には、半円柱や四分円と矩形を組合せたもの(2次元物体)が用いられている。発生する音の1/3オクターブバンド・スペクトルをもとに議論が展開され、障害物による音の増加の大部分は、障害物表面での剝離点の揺動や壁への再付着などの非定常性によるものと結論づけられた。この非定常性は、外側の流れの乱れと密接に関係があると考えられている。流体力学の医療への応用に寄与する研究として、今後の発展を期待したい。

5. 遷移や乱流の制御に関する研究

全く無秩序な乱流運動で構成されていると考えられている乱流境界層の粘性底層に秩序運動が存在することを実験的に示したのは、スタンフォード大学のKlineら(1969)の研究グループである。この発見に流れの可視化法が多大な貢献をしたことは周知である。この秩序運動によって粘性底層近傍の大部分の乱流エネルギーが生成されることも、彼等のその後の研究(Kim et al. 1971)で明らかにされた。したがって秩序運動を抑制することができれば摩擦抵抗が減少するものと期待される。例えばリブレットはこのような目的のために開発され、その有効性は多くの実験で確かめられてきた(中尾 SP-12, 浅井 SP-15, 大成 SP-18)。しかし、抵抗を減少させる力学的機構についてまだ確立された定説はない。機構解明には流れを可視化するだけでなく、可視化像と対比した定量測定が不可欠である。大成(第12回)は開水路の底面にリブレットを張り詰め、その上に発達する境界層の平均速度分布を滑面の場合と比較し、完全には発達していない乱流境界層においてもリブレットが有効であることを示した。さらに染料を用いた秩序運動の可視化像についてもその違いを定性的に表示した。定量比較を目的として今回新たに、流体に浮遊する微粒子を追跡するPIV(Particle Image Velocimeter)法を採用し、二次元空間速度場の測定結果と、同時に撮影した染料の流脈パターンを対比させている。その結果、染料が集中する領域で確かに渦度の集中が認められ、可視化の渦巻きパターンが秩序運動に伴って生じているとする従来からの考え方が支持された。今後、滑面との比較で抵抗削減機構解明の手掛りが握れるものと期待される。また秩序運動は極めて強い三次元性を有するので、三次元PIV法の開発も期待したい。PIVはまだ低速流で主に用いられているが、レーザー光源の高出力化と高感度ビデオカメラの高速度化が一段と進み、高速気流にも応用できるレベルに達してきた。この方法はレーザー流速計に比べて多くの利点をもつので今

後益々発展すると思われる。

斎藤(第12回)は同じく開水路の床面を全てリブレット面とし、その効果によって変形を受けた平均速度分布を様々な角度から評価している。その結果、リブレットによる抵抗削減効果が従来どおり観測されること、およびリブレット上のバッファ領域が滑面境界層のそれと比べると極めて厚いことが判った。このような平均流場の大きな変化が秩序運動の変化とどのように対応するのか、またその結果乱流エネルギーはどのように変化を受けたのか、について詳細な測定を期待したい。

西岡(第11回)はカルマン渦列のアクティブ制御、すなわち、後流中に置かれた熱線からの信号をスピーカーを通して流れ場に負帰還を掛ける方法によって、渦列の生成を抑制しようという試みを行なった。レイノルズ数が大きくなると、スパン方向に三次元化が起り、軸方向にセル構造が生成されるため、スパン方向の広い範囲にわたっての負帰還を実現することは困難であった。したがって、この制御が直接に効果を与えるのは円柱近傍の後流に限られる。音波によって、完全には渦列の生成を抑制することはできなかったが、かなり有効であることがはっきりしてきた。

スクラムジェットエンジン内の超音速燃料混合を促進するために、燃料注入装置に切り込みを設けて後流の乱流化を計る方法が考えられている(西岡 SP-12)。野村(第11回)はその状況を数値シミュレーションで調べ、平板後流中に生じる縦渦に振動する斜め衝撃波が当たると、縦渦の変形が生じて局所的に強い渦度が生成されることを示した。この研究はまだ初歩的な段階にあるので、今後どの方向に発展するのか見守りたい。

6. その他の研究

次世代超音速旅客輸送機の開発が各国で検討されている。海老原(第11回)はそれに関する最近の動向と背景および開発の障害になっている流体力学的諸問題について総括的報告を行なった。本研究会に参加している研究者の多くはかなり基礎的な研究に携わっているので、航空機開発のような実践的状况における問題提起は新鮮であるとともに、自己の研究活動の位置付けを確認するための良い機会でもあった。

(伊藤信毅・高木正平)

「境界層遷移の解明と制御」研究会幹事

空力性能部 伊藤 信 毅

空力性能部 高木 正 平

空気力学部 山本 稀 義

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助教授

小濱 泰 昭

客員研究官（平成2, 3, 5年度）

東京都立科学技術大学助教授 浅井 雅 人

客員研究官（平成4, 5年度）

日本大学理工学部教授 本橋 龍 郎

航空宇宙技術研究所特別資料21号

平成5年11月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7丁目44番地1
電話三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12
