

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-25

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第13回・第14回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

1994年10月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

は し が き

本報告集は、平成5年9月と平成6年3月に航空宇宙技術研究所で開催された第13回と第14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7年が経過し、この報告集もこれで6冊目になり、益々充実して参りました。皆様のご協力のお蔭と感謝致しております。

計算機の発達によって、流体力学においても従来の実験、理論に加えて、CFDによる研究が盛んになってきました。これは、乱流についても例外ではありません。特に、遷移領域は、十分発達した乱流と違って、直接数値シミュレーションの役割が今後期待されます。しかし、本研究会のこれまでの講演では、総数149のうち、理論的研究が30、実験的研究が91、数値シミュレーションが21となっていて、数値シミュレーションの講演が寂しい限りです。数値シミュレーションによる研究の講演を多いに期待します。本研究会は、乱流遷移とそれに関連した流れの基礎的研究を主たる課題としていますが、必ずしもまとまった研究だけでなく、速報や中間発表あるいは新しい視点にたった予測や計画等の講演も大いに歓迎しています。

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、および会場使用その他いろいろと便宜を図って戴い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6年8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13回研究会（平成5年9月27日・28日）

1. 曲面に沿う三次元境界層の不安定	1
航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅	
2. 加熱された水平円柱まわりの自然対流のカオスの挙動 （円柱上方にある水平板の影響）	3
電気通信大学 小泉 博義 細川 巖 三好 弘孝	
3. 乱流遷移の下限レイノルズ数について	9
大阪府立大学工学部 西岡 通男	
4. 流体騒音制御に関する基礎研究の現状と今後の展望	15
東京工業大学精密工学研究所 藤田 肇	
5. 形象学のすすめ	17
ながれ研究集団 佐藤 浩	
6. トンネル内を伝わる圧縮波の前面の変形	19
東京工科大学 小澤 智 鉄道総合技術研究所 前田 達夫	
7. 高速列車の横揺れと後流中の規則変動との関係	23
東北大学流体科学研究所 小濱 泰昭	
8. 乱流噴流の近傍場における不安定性について	25
北海道大学工学部 早川 道雄	
9. コリオリ力場における乱流斑点の成長について	29
慶應義塾大学理工学部 益田 重明 松原 雅春	
10. 薄い2次元突起のある平板境界層の音に対する受容性	33
東北大学工学部 福西 祐 小林 陵二 東北大学流体科学研究所 小濱 泰昭 アリゾナ州立大学 W. S. Saric H. L. Reed	

第14回研究会（平成6年3月24日・25日）

11. Kirchhoff の楕円渦の三次元不安定性と楕円型不安定性	37
電気通信大学 宮崎 武 今井 健 名古屋大学工学部 福本 康秀	
12. 三次元境界層の流線曲率不安定	41
航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅	
13. 凹曲面に沿う馬蹄形渦崩壊過程の可視化	43
明治大学理工学部 伊藤 光 稲山 行介	

14. 渦を「見る」と速度変動を「測る」	47
	岐阜大学工学部 永田 拓 福島 千晴 森 友紀
15. 平板乱流境界層の組織構造について	51
	北海道工業大学名誉教授 小橋安次郎
16. 流れの中の形の形成ーベナール対流ー	55
	同志社大学工学部 水島 二郎
17. NWT による等方性乱流の数値シミュレーション	61
	航空宇宙技術研究所 山本 稀義 電気通信大学 細川 巖 生出 伸一
18. 壁乱流における組織運動の時空間構造	65
	徳山工業高等専門学校 大成 博文
19. 円柱後流中のスパイク状速度変動	69
	近畿大学工学部 應和 靖浩 坂尾富士彦 近畿大学理工学部 松岡 祥浩
20. 後流の不安定性	73
	東京都立科学技術大学 浅井 雅人
第13回・第14回研究会の総括と成果	77

曲面に沿う三次元境界層の不安定

伊藤 信毅*

Instability of Three-Dimensional Boundary Layers Along Concave Walls

Nobutake ITOH

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

A three-dimensional boundary layer along a concave wall encounters three possible kinds of instability, namely the Tollmien-Schlichting instability, the cross-flow instability and the Taylor-Görtler instability. Prediction of the most dangerous mode among these instabilities is made with comparison of the critical Reynolds numbers to small disturbances of the three types.

Key Words: boundary layer, instability, concave wall

1. はじめに

航空機の後退翼表面に発達する三次元境界層の安定性を定量的に評価することは、翼の設計に必要な遷移点予知法や高速航空機の抵抗削減をめざす境界層制御技術の発展に欠くことのできない課題である。三次元境界層では、粘性型のトルミーン・シュリヒティング不安定(T-S不安定)以外に、ねじれ速度分布に特有な非粘性変曲点型の横流れ不安定(C-F不安定)が発生し¹⁾、さらに翼の下面のように壁面が凹の曲率を持つ場合には、遠心力に由来するテイラー・ゲルトラー不安定(T-G不安定)の可能性も生じる²⁾。翼面上の各点において与えられる横流れ速度の強さと壁面曲率の大きさに対してこのような原因の異なるいくつかの不安定性を総合的かつ系統的に評価する場合に最も簡単で便利な尺度は臨界レイノルズ数であるが³⁾、遠心力不安定に対して従来の平行流近似に基づく攪乱方程式は無小波数の位置に臨界点を与え、実験等で観察される実際の現象とは異なる。本研究では、遠心力が作用するときの三次元境界層に対して、モデル方程式を用いた簡単で数量的な安定性の評価を行なう。

2. モデル方程式と計算結果

ここで用いるモデル方程式は本質的にはゲルトラーの平行流近似方程式に非平行性の一部を付け加えただけの簡単な常微分方程式である。この非平行項を省略すればゲルトラー方程式に、さらに曲率項を省略すればオル・ゾンマーフェルト方程式に帰着される。方程式と境界条件については文献4)を参照されたい。

基本流としてFalkner-Skan-Cooke流を選ぶとき、攪乱方程式と境界条件で定まる固有値問題は、複素固有値 ω を実波数 α と β 、レイノルズ数 R 、基本流に含まれるパラメーター r と m および壁面曲率 κ の関数として定める。固有値の虚部 ω_i は時間的増幅率を与え、中立安定の条件を課すことによって曲面 $\omega_i(\alpha, \beta, R) = 0$ が定義される。さらに、この曲面上で R が最小になる点が臨界点 (α_c, β_c, R_c) 、そのときの R_c が臨界レイノルズ数である。

はじめにここで用いるモデル方程式と平行流近似方程式の比較を行う。図1には外部流に直角な方向に波数ベクトルを持つT-G型攪乱に対して圧力勾配 m の三つ値について中立曲線を比較している。実線はモデル方程式の結果であり、破線は平行流近似方程式を接合境界条件にしたがって解いたもの、細かい点線は平行流近似方程式に打ち切り境界条件を適用したときの結果である³⁾。 $m=0$ のときに基本

*航空宇宙技術研究所

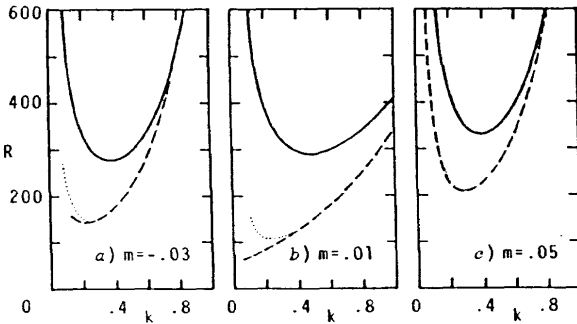


図1 T-G不安定中立曲線の比較

流は二次元となり、平行流近似の中立曲線は波数の減少とともに単調に減少することが知られている。 $m=0.01$ の場合の破線がこの事情を反映しており、他の2例は m が0から離れると波数の小さい領域で中立曲線が上昇することを示している。この事実は遠心力不安定において二次元流だけが極めて特殊な傾向を示しており、その原因は平行流近似の採用にあることを示唆している。打ち切り境界条件を用いるとこの特異性は幾らか緩和されるけれども、本質的には平行流近似の特異性から逃れることは出来ない。これに対してモデル方程式の結果は m の大きさによらず小波数領域で中立曲線の上昇を示し、平行流近似の欠陥を十分補っていることが判る。

つぎに本モデル方程式を用いて、凹曲面に沿う三次元境界層の安定特性を調べる。図2は、外部流線の傾き角を $\tau=1$ に固定した場合について、曲率 κ をパラメータとして $m-R_c$ 平面上に臨界レイノルズ数の変化を示したものである。 $\kappa=0$ のときにはT-S不安定(鎖線)とC-F不安定(破線)だけが存在し、 $m=0.05$ において両者の臨界値の大小が入替わる。これに対して、 $\kappa=-2 \times 10^{-4}$ の曲率に対しては逆圧力勾配の領域でT-S不安定が R_c の下限を与えるが、 m が正の領域ではT-G不安定(実線)がずっと低い R_c を与え、 m が増加するにつれてその値は高くなる。 m が0.1に近いところおよびそれより大きいところではC-F不安定が支配的であるからその間にT-G不安定とC-F不安定の交代が起こるはずであるが、その移り変わりは急変的ではなく、緩やかに攪乱の性質が変化して行くようである。図中には攪乱の振動数が0になる位置を丸印で示してあり、その左側で負の振動数を持つT-G攪乱が、右側で正の振動数を持つC-F攪乱が支配的になる。T-S不安定の臨界曲線は図に示した程度の弱い曲率の変化に対しては非常に鈍感で、図中ではほとんど区別できない。これらの臨界曲線

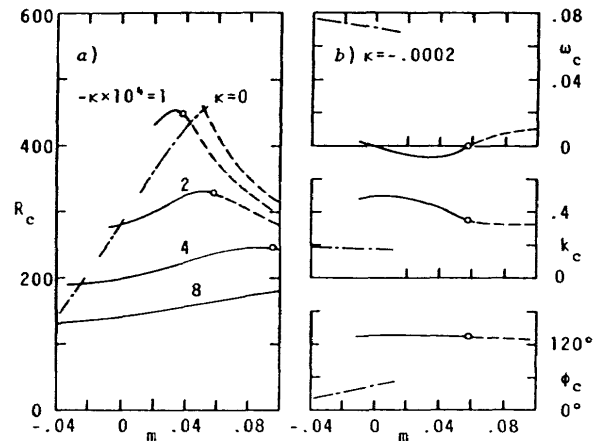


図2 三種類の臨界曲線と攪乱特性

に対応する攪乱の振動数、波数ベクトルの大きさおよびその角度の変化を見ると、T-G不安定とC-F不安定の攪乱振動数がT-S不安定のそれに比べて一桁小さいこと、およびT-S攪乱の波数ベクトルが m の増加と共に緩やかに角度を増すのに対して、T-G攪乱とC-F攪乱の波数ベクトルが外部流線方向にほぼ直交していることが特徴的である。

3. むすび

三次元境界層が凹の曲率をもつ壁面に沿う場合には、T-S、C-F、T-Gの三種類の不安定が発生する。各不安定の発生強度を比較するための最も便利な尺度は臨界レイノルズ数であるが、従来の平行流近似に基づく境界層安定計算では、T-G不安定の臨界点が波数0の極限に位置し、これが計算実行上の難点になる。本論文では、有限な波数領域に臨界点が定まるように、境界層の非平行性の一部を取り入れたモデル方程式を用いた。この方程式によって、三種類の不安定性がそれぞれ最低の臨界レイノルズ数を与えるパラメータ領域を定量的に区分するなど、流れの安定性を総合的に評価することに成功した。

参考文献

- 1) Itoh, N.: Fluid Dyn. Res. 7 (1991), 37-50.
- 2) Floryan, J.M.: Prog. Aerospace Sci. 28 (1991), 235-271.
- 3) Itoh, N.: Fluid Dyn. Res. 13 (1993), 81-95.
- 4) 伊藤信毅: 第25回乱流シンポジウム講演論文集(1993), 100-103.

加熱された水平円柱まわりの自然対流のカオス的挙動 (円柱上方にある水平板の影響)

小泉博義* 細川 巖* 三好弘孝*

Chaotic Behavior of Natural Convection Around a Horizontal Isothermal Cylinder (Effect of the Upper Plate)

Hiroyoshi KOIZUMI, Iwao HOSOKAWA and Hironori MIYOSHI
University of Electro-Communications

ABSTRACT

This study aims at revealing the effect of the upper plate on the flow and heat transfer performance around a horizontal isothermal cylinder. We show various flow patterns depending on Rayleigh number, the distance between the plate and the cylinder, and the temperature condition of the plate. The unsteady flows are shown to be chaotic by calculating a set of Liapunov exponents from the observed time series of a single variable.

Key Words: natural convection, horizontal isothermal cylinder, heat transfer performance, chaos, effect of the upper plate

1. はし が き

壁や容器の影響を受ける物体まわりの自然対流は、無限空間中のそれとは大きく異なる^{1),2)}。有限容器内の物体位置や二重円筒^{3),5)}間距離の違いによる流動パターンの変化については多くの研究がなされているが、無限空間中の平板近くに置かれ一方にのみ壁の影響を受ける物体まわりの時空間伝熱特性を明らかにする研究はない。また、最近地球温暖化の主要因とされるCO₂を回収し、シャーベット状のクラスレートにして深海へ封じ込める構想がある。CO₂を深海に固定する必要があるが、地上から海底に敷設されたパイプラインで輸送し深海で流出したCO₂が、パイプまわりに生ずる強い渦によりその付近での溶解速度が高まる問題が指摘されている⁶⁾。

本研究では、上方に水平板のある加熱水平円柱を実験系に選び、レイリー(Ra)数、平板と円柱上端間の距離(H/D)ならびに平板の温度条件が、円柱まわりの流動ならびに時空間伝熱特性に及ぼす影響を明らかにする。実験は、静止無限空間中に置かれた円柱まわりの流れが層流であるRa数 1.0×10^7 以下の場合について行う。また、円柱まわりの

流れがカオス的であると大きな拡散効果を生ずるので、非定常な流れをカオスの立場から理解することも試みた。

2. 実験装置ならびに方法

2.1 実験装置

図1に実験装置の概要を示す。円柱はレイリー数を変化させるため、長さ560mm(肉厚3.0mm)で外径25.4mm, 38.1mm, 50.8mm, 63.5mm, 76.2mm, 114.3mm(肉厚5.0mm), 152.4mmの7種類の銅製円筒を用いた。円筒内側の電気絶縁したステンレスはくを直流電源にて通電加熱し、円筒を加熱した。円筒は、長手方向中央部400mmでは1K以内の一定温度で、平板と円筒面の温度差は約40Kとした。円筒は外乱を防ぐため1000×600×1200mm³の容器内に入れた。容器側壁と床面を厚さ8mmの透明アクリル板で作製し、上方平板は温度条件による伝熱特性の違いを明らかにするため、8mm厚のアルミ製水槽内の水を攪拌し一定温度とした場合(等温壁と呼ぶ)と断熱壁に近い熱伝導率の小さい泡ガラスの場合を調べた。アクリル容器壁と平板温度とは誤差2K以内で室温である。Ra数は 4.8×10^4 から 1.0×10^7 の範囲で、H/Dをさまざまに変えて実験を行った。

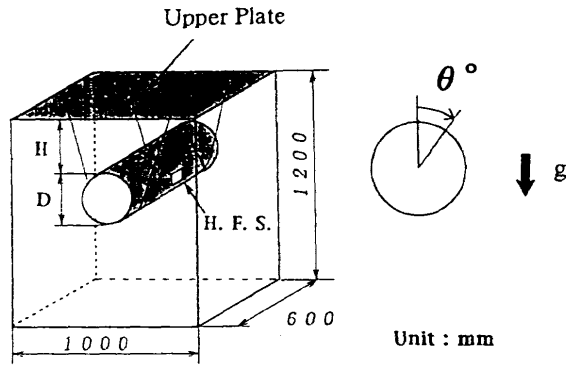


図1 実験装置

2.2 ヌセルト数

熱流束計(以下H.F.S.と略す。厚さ75 μm , 受感部寸法1.5mm \times 4mm, 時定数約0.02s)を円柱中央表面に接着した。出力を10000倍に増幅後コンピュータで処理し, 局所ヌセルト数(Nu)の時間平均値, 瞬時値, 変動の強さを求めた。測定位置は円柱を回転させることによって変えられる。Nu数は, 上方平板が等温壁でH/D=1の円柱に沿う安定な流れの円柱下端($\theta=180^\circ$)の値 Nu_0 で無次元化し, Nu^* で表した。

2.3 非定常特性

非定常特性を明らかにするため, 線香煙による流れの可視化ならびに円柱長手方向の流体温度の相関の強さを求めた。相関の強さは, 円柱と平板間の中央位置(H/2, $\theta=0^\circ$)で, 円柱長手方向に ℓ mm 離して設置した2本の素線径50 μm のCu-Co熱電対(T.C.と略す。時定数約0.13s)出力を, 次式で定義した相互相関関数により求めた。

$$R(\ell) = \max_{\tau} \{ |R_{12}(\tau)| / \sqrt{R_{11}(0)R_{22}(0)} \}$$

$$R_{12}(\tau) = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} T_1(t) T_2(t+\tau) dt$$

また, 時系列よりパワースペクトラム, リアブノフスペクトラム λ_i ($i=1, \dots, d_m$)を求めた^{7),8)}。 λ_i は, 近傍軌道の指数的発散または収束を示し, 正の値が1つでもあればそれは軌道不安定なカオスである。単一の時系列を埋め込みの方法により d_m 次元位相空間を構成し, この相空間中の軌跡より λ_i を求めた。さらに, 非定常な流れの複雑さを表す物理量であるリアブノフ次元 D_{KY} を λ_i より計算した⁸⁾。用いたプログラムの妥当性は, LorenzモデルによるSanoら⁷⁾と同一のパラメータ値で, 埋め込み次元 $d_m=3$ の計算結果により確認した⁹⁾。H.F.S.出力を0.01953sごとにサンプリングした131072個の離散時系列より λ_i を求めた。埋め込みのための遅れ時間 τ_{del} は, 自己相関が零になる時間とした。

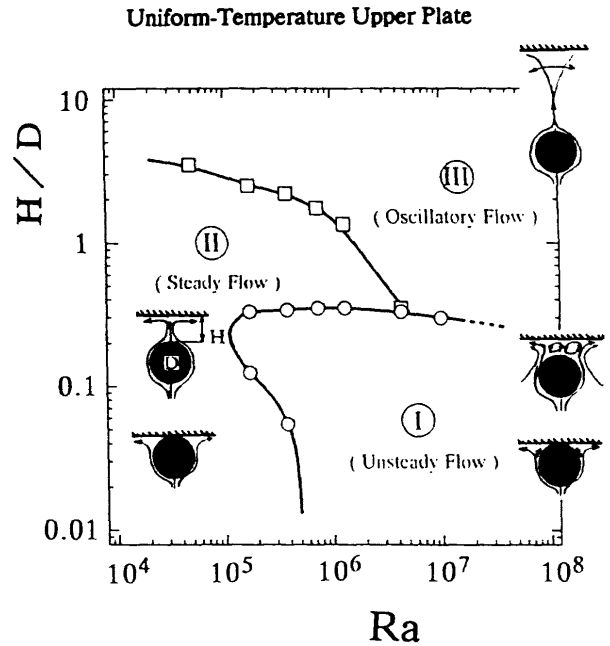


図2 流動パターン

3. 結果と考察

3.1 流動パターン

図2は, 上方平板が等温壁の場合のレイリー数と平板と円柱上端間の距離の違いによる流動パターンの変化を示す。図3は, 図2中のI領域で $Ra=1.3 \times 10^6$, $H/D=0.2$ の場合の円柱まわりの流れの瞬間的可視化写真である。図(a-1)は円柱断面に垂直方向, 図(a-2)は $\theta=0^\circ$ の円柱長手方向の写真である。I領域では, 円柱まわりの流れは上方平板により大きく減速される結果, 流れは円柱表面からはく離し非定常な流れとなる。図2中に $H/D=0.05, 0.2$ の場合の円柱まわりの流れの様相を模式的に示してある。 $H/D=0.05$ 程度と小さい場合, 円柱に沿い上昇する流れは上端($\theta=0^\circ$)より約 60° 上流より円柱表面からはく離し, $\theta=20 \sim 60^\circ$ の区間ではく離点は非定常な揺動挙動を示す。さらに, $H/D=0.2$ 程度に大きくなると平板と円柱間には図3(a-1)に示す大きな複数の渦が揺れ動くようになる。このとき円柱長手方向にも図3(a-2)に示す図3(a-1)に近い大きな複数の非定常な渦が見られる。この円柱上部に見られる非定常な流れは, Ra 数が約 10^6 以下では H/D が小さくても現れなくなる。II領域では, H/D が小さいとき流れは $\theta=40^\circ$ 付近で円柱表面からはく離するが, はく離点は揺動せず定常な2次元の流れである。また, H/D が大きいときは円柱上端近傍まで円柱に沿い流れた後, ほぼ垂直に上昇する。その後上昇流は, 水平板に直角に当り左右に分かれる定常な2次元の流れである。III領域では, 円柱に沿う安定な流れが, 円柱上端近傍で鉛直方向に真っ直ぐ立ち昇る。円柱より真っ直ぐに上昇している区間では定常な

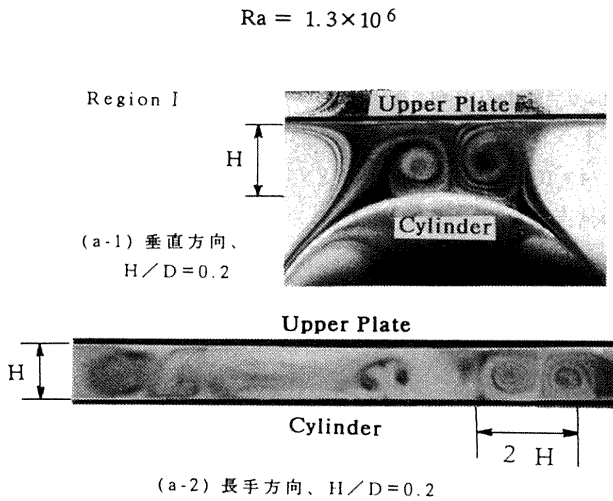


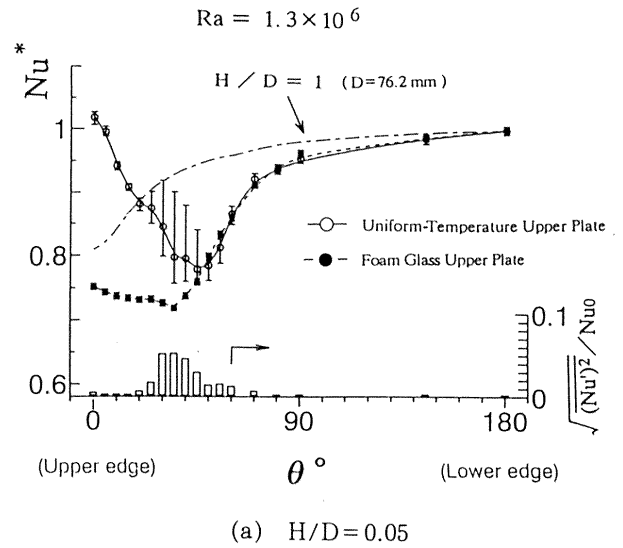
図3 瞬間的可視化写真

2次元の流れであるが、上昇流は平板と円柱の途中より左右に大きく揺動し始める。揺動する範囲の流れは3次元で、Ra数が大きいほど、また円柱から離れるほど3次元性は顕著になる。

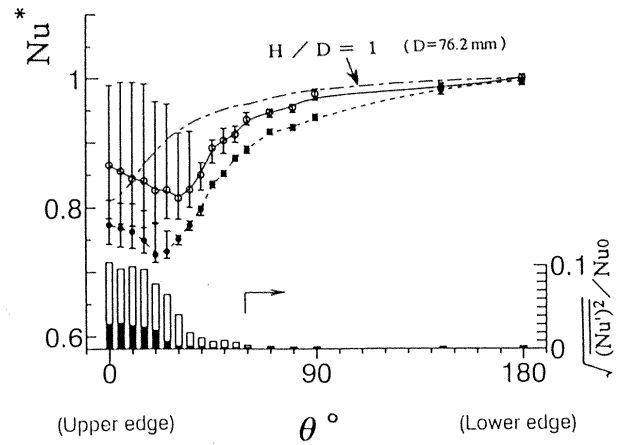
3.2 ヌセルト数

図4は、図2中の非定常な流れが生ずるI領域で、 $Ra = 1.3 \times 10^6$ の場合の円柱まわりの局所Nu*数の時間平均値、瞬時値、変動の強さを示す。図(a)は $H/D = 0.05$ 、図(b)は $H/D = 0.2$ の結果で、図中○印はNu*数の時間平均値、縦線は変動幅、棒グラフは変動の強さを示す。白抜きは等温壁（実線はそのスプライン近似）、黒塗りは泡ガラス（点線はそのスプライン近似）の場合で、一点鎖線は等温壁で $H/D = 1$ の場合の定常な流れのNu*数分布である。

$H/D = 0.05, 0.2$ の時間平均Nu*数は、円柱まわりの境界層の発達とともに円柱上端に向い漸減するが、平板に近い円柱面では H/D により大きく異なる。 $H/D = 0.05$ の等温壁の場合、 $\theta = 20 \sim 60^\circ$ の区間で変動の強さは2~5%に急増し、円柱に沿い上昇する流れは円柱表面よりはく離し3次元的に揺動する。一方泡ガラスの場合、流れの可視化より流れは $\theta = 40^\circ$ 付近で円柱表面よりはく離するがはく離点は揺動せず、変動の強さは円柱まわりに0.4%以下で変わらない。これは円柱に沿い上昇する流れが平板の存在により減速され円柱表面ではく離するが、等温壁では平板に沿う流れが平板面で冷やされ鉛直下に向って密度が小さくなるため、平板に沿う流れが不安定となりはく離点の揺動を大きくする。一方、泡ガラスの場合は平板に沿う流れは安定で、はく離点は揺動しなくなるものと考えられる。なお、 H/D が小さいため、円柱と平板間のくさび状の狭い領域の流れは淀む。このためNu*数は上方平板が等温壁の場合、平板への熱伝導量が大きくなるため円柱上端に向って急増するが、泡ガラスの場合その増加量は小さい。図(b)に示す $H/D = 0.2$ の場合、等温壁では $\theta = 40^\circ$ 、泡ガラスでは $\theta = 25^\circ$



(a) $H/D = 0.05$



(b) $H/D = 0.2$

図4 局所ヌセルト数

より変動は急増する。この付近で円柱に沿い上昇する流れははく離し、平板と円柱上端間には図3に示す3次元の渦が揺れ動くようになる。この領域の変動の強さは、等温壁が泡ガラスの場合より2.5倍程度大きい。

また、外乱を防ぐ目的で設置した図1に示すアクリル容器寸法が、円柱まわりの流動特性に及ぼす影響を調べた。図1の容器寸法の場合の実験結果である図4(b)の局所Nu数分布は、2mm厚アクリル板により幅1000mmを600mmに、また奥行き(円柱長手方向)600mmを350mmに変えてもほとんど変わらない。

3.3 非定常特性

図5は、上方平板が等温壁で $H/D = 0.2, \theta = 0^\circ$ の場合の平板と円柱上端の中間位置における流体温度の円柱長手方向の相関の強さを実線(縦線は、不確定性を示す)で示す。図中点線は時間平均無次元流体温度、棒グラフは温度変動の強さである。流体温度の時間平均値と変動の強さは円柱長手方向にはほぼ一様であるが、相関の強さは距離 $l = 5\text{mm}$ 程度で約0.35と急激に小さくなる。これは図3(a-1)の円柱に

垂直な断面ならびに図3(a-2)の円柱長手方向に見られた平板と円柱上端間距離に近い大きさの渦が揺れ動いているためである。この瞬間的に見られる図3中に示す約2Hの大きさの3次元の対流渦は、線形安定理論¹⁰⁾による下面加熱の無限平行平板間の臨界レイリー数で生ずる上下壁面間の距離で無次元化した中立安定波長2.016に近い。これは流れが不安定で非定常になっても、中立安定近傍のモードが両

$Ra = 1.3 \times 10^6$, $H/D = 0.2$, $\theta = 0^\circ$, T.C.

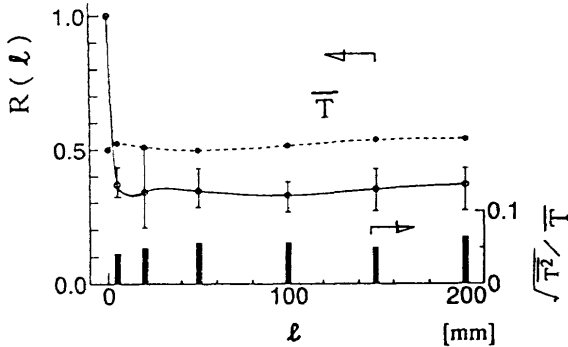


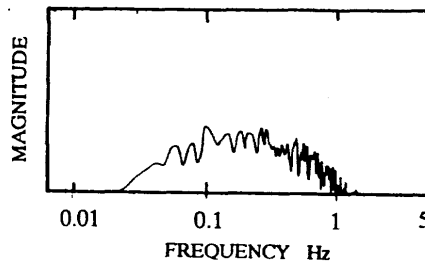
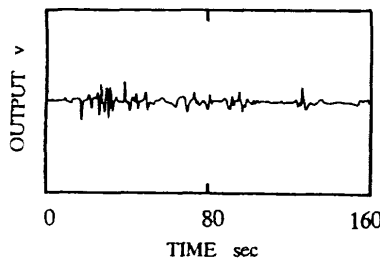
図5 円柱長手方向の相関の強さ

方向に支配的に残留することを示唆する。

図6は、 $H/D=0.2$ で上方平板が等温壁の場合の熱流束計($\theta=0^\circ$)の出力、パワースペクトラム、リアプノフスペクトラム λ_i 、リアプノフ次元 D_{KY} を示す。図(a)は $Ra = 0.74 \times 10^6$ 、図(b)は $Ra = 1.3 \times 10^6$ 、図(c)は $Ra = 4.3 \times 10^6$ の結果である。なお、 λ_i の±の値は、位相空間の広がりをもととしたときの小球の半径を $0.03 \le \epsilon_r \le 0.06$ 、小球内の点の個数を $10 \le N \le 30$ 、サンプリング時間を $\Delta\tau$ としたときの時間発展を $4\Delta\tau_{dev} \le 8\Delta\tau$ の範囲で変化させたときの不確かさを示す。

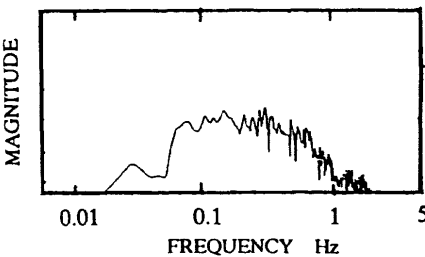
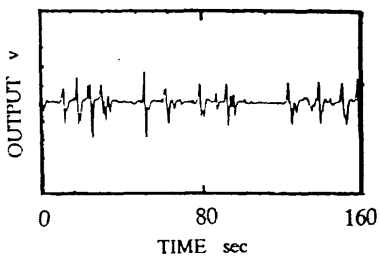
図(a)に示す $Ra = 0.74 \times 10^6$ では、パワースペクトラムは約1Hz以下の変動がほとんどで、多くのピークを示すとともにピークの周波数は幅を持つ。変動の強さは約6% ($\sqrt{(Nu')^2}/Nu$: Nu は局所の時間平均値)である。 λ_i に正のリアプノフ指数が現れ、リアプノフ次元 D_{KY} は埋め込み次元 $d_m=5.6$ で約3.3次元であり流れはカオス的である。図(b)に示す $Ra = 1.3 \times 10^6$ では、パワースペクトラムは約1Hz以下の変動がほとんどで、変動の強さは約9%である。 λ_i に正のリアプノフ指数が現れ、 D_{KY} は $d_m=5, 6$ で約3.5次元であり、やはりカオス的である。図(c)に示す $Ra = 4.3$

Unsteady Flow : Region I, $D=76.2\text{mm}$, $H/D=0.2$, H.F.S., $\theta = 0^\circ$
Uniform-Temperature Upper Plate



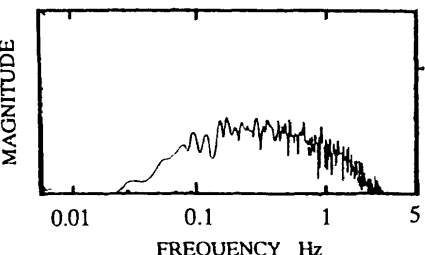
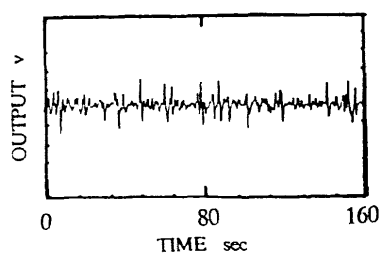
	$d_m = 4$	$d_m = 5$	$d_m = 6$
λ_1	2.6 ± 0.4	2.4 ± 0.4	2.0 ± 0.4
λ_2	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.3	0.6 ± 0.3
λ_3	-2.0 ± 0.4	-2.0 ± 0.4	-1.2 ± 0.3
λ_4	-8 ± 3	-5 ± 2	-4.2 ± 1
λ_5		-11 ± 3	-6 ± 2
λ_6			-12 ± 3
D_{KY}	3.2 ± 0.3	3.3 ± 0.3	3.3 ± 0.3

(a) $Ra = 0.74 \times 10^6$



	$d_m = 4$	$d_m = 5$	$d_m = 6$
λ_1	2.9 ± 0.4	2.5 ± 0.4	2.0 ± 0.4
λ_2	0.8 ± 0.3	0.7 ± 0.3	0.6 ± 0.3
λ_3	-1.3 ± 0.3	-1.2 ± 0.3	-1.0 ± 0.4
λ_4	-6 ± 2	-4.2 ± 1	-3.2 ± 0.5
λ_5		-10 ± 3	-7 ± 2
λ_6			-13 ± 3
D_{KY}	3.4 ± 0.3	3.5 ± 0.3	3.5 ± 0.3

(b) $Ra = 1.3 \times 10^6$



	$d_m = 5$	$d_m = 6$
λ_1	4.4 ± 0.8	3.8 ± 0.6
λ_2	2.1 ± 0.4	1.6 ± 0.4
λ_3	-0.3 ± 0.3	-0.3 ± 0.3
λ_4	-3.6 ± 0.5	-2.6 ± 0.4
λ_5	-10 ± 3	-6 ± 1
λ_6		-13 ± 3
D_{KY}	4.3 ± 0.3	4.4 ± 0.3

(c) $Ra = 4.3 \times 10^6$

図6 非定常流 (I領域) の特性

$\times 10^6$ では、パワースペクトラムは約3 Hz以下の変動がほとんどで、多くのピークの周波数は幅を持つ。変動の強さは約8%である。Ra=0.74, 1.3×10^6 の場合に比べ、1~3 Hzの高い周波数の変動が現れるとともに、正の最大リアプノフ指数は2倍程度に大きくなる。D_{KY}はd_m=5, 6で約4.3次元である。以上の結果より、空間自由度の大きいと思われる一方向にのみ平板の影響を受ける静止流体中の円柱まわりの自然対流において、3~5次元程度の比較的少数自由度のカオス的流れが生じている。また、Ra数が大きくなるとパワースペクトラムには高い周波数の変動が現れるとともに、正の最大リアプノフ指数ならびにリアプノフ次元は増加し、流れの複雑さは増すことが明らかとなった。

4. 結 論

(1) 上方平板が等温壁の場合、レイリー数および平板と円柱上端間距離の違いにより、円柱に沿う上昇流が円柱上部ではく離する3次元の非定常な流れ、円柱に沿う2次元の定常な流れ、円柱に沿う定常な流れであるが上昇流が円柱と平板の途中より左右に揺動する3次元的な振動流の3つの流動パターンが現れる。

(2) 上方平板と円柱上端間の無次元距離H/Dが約0.4より小さい図2中のI領域では、平板が等温壁と断熱壁に近い泡ガラスでは、円柱まわりの流動・伝熱特性は時間平均的にも瞬間的にも大きく異なる。

(3) 上方平板が等温壁で、平板と円柱上端間の無次元距離H/D=0.2の非定常な流れは、最大リアプノフ指数が正で、リアプノフ次元D_{KY}は3~5程度の比較的自由度の小さいカオス的流れである。また、レイリー数の増加とともに最大リアプノフ指数ならびにD_{KY}の値は増加し、非定常な流れの構造は複雑化する。

記 号

D: 円柱外径, D_{KY}: リアプノフ次元, d_m: 埋め込み次元, H: 平板と円柱上端間の距離, Nu: ヌセルト数(時間平均値), Nu': ヌセルト数(変動値), Nu*: 無次元ヌセルト数 $= Nu/Nu_0$ (Nu₀は, Ra= 1.3×10^6 , H/D=1, $\theta=180^\circ$ の値), Ra: レイリー数 $= g\beta(T_c - T_{uw})D^3/\alpha\nu$, T_c: 円柱温度, T_{uw}: 平板温度, λ_i : リアプノフスペクトラム, θ : 円柱上端より下端への角度(図1参照)。

文 献

- 1) 斎藤他, 第6回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1969), 61.
- 2) C.D. Jones et al., Trans. ASME, **77** (1955), 1275.
- 3) R.E. Powe et al., J. Heat Transfer, **91** (1969), 310.
- 4) Y. Tanaka et al., Int. J. Heat Mass Trans., **27-5** (1984), 747.
- 5) Y.F. Rao et al., Int. J. Heat Mass Trans., **28-3** (1985), 705.
- 6) 石谷他, エネルギー・資源, **12-3** (1991), 66.
- 7) M. Sano and Y. Sawada, Phys. Rev. Lett., **50-10** (1985), 1082.
- 8) 長島・馬場, カオス入門, (1992), 培風館・
- 9) 小泉・細川, 機論, **58-547B** (1992), 891.
- 10) S. Chandrasekhar, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, (1961) The Clarendon Press, Oxford.

乱流遷移の下限レイノルズ数について

西岡 通 男*

On the Minimum Critical Reynolds Number for Transition to Wall Turbulence

M. NISHIOKA

Department of Aerospace Engineering, University of Osaka Prefecture

ABSTRACT

When considering Laminar Control and/or Turbulence Manipulation of boundary layer, we need to know the turbulence characteristics at the lowest Reynolds numbers for the wall turbulence to be self-sustained. However, the related information is so far quite limited and insufficient. In fact, the critical flow condition for self-sustaining wall turbulence and the related minimum Reynolds number for the possible subcritical transition are not clarified yet.

In the present paper, through observing the subcritical transition of a flat-plate boundary layer triggered by a group of circular cylinders (of 3 mm dia. and 3.8 mm height) placed near the leading edge or on a wind wall immediately downstream of the contraction, the minimum critical Reynolds number for self-sustaining wall turbulence is examined experimentally. It is found that the cylinder-generated energetic hairpin eddies can trigger the subcritical disturbance growth at such low R_θ (based on momentum thickness) as 110~130. Downstream, the mean flow can follow the log-law distribution beyond $R_\theta=210$ and if the Clauser parameter $G=(U_\tau/u_\tau)(H-1)/H$ is below about 7, where u_τ and H denote the friction velocity and the shape factor respectively. With describing these results, this paper discusses the subcritical disturbance growth due to cylinder-generated hairpin eddies.

1. ま え が き

本研究は平板上境界層に関し、乱流遷移の下限レイノルズ数を明らかにすることを目的として、壁乱流が維持されるレイノルズ数の下限域の流れの様子を実験的に調べたものである。境界層の層流制御や壁乱流の制御を考える場合、この下限レイノルズ数域における壁乱流の構造や特性を熟知することが必須であるが、従来十分な知識は得られていない。例えば、平均速度分布に関する周知の対数法則分布が適用可能なレイノルズ数の下限やその場合の流れの条件などに関する調査は従来から十分には行われていない。本論文では、境界層の亜臨界遷移について考察し、さらに円柱群を用いた境界層トリップによる境界層の亜臨界遷移過

程において観察された下限レイノルズ数域における攪乱の増幅について報告する。

2. 弱い乱れによる境界層遷移の概要

一般に層流の流れが乱流に遷移するのは層流の不安定性が原因である。平板境界層の乱流への遷移は、流れ場に埋もれている乱れが十分に小さいときには、線形安定性理論の予測通り、ほぼ2次元的なトルミン・シュリヒティング(T-S)波動の成長から始まるが、この2次元T-S波動の成長の臨界レイノルズ数は境界層の排除厚に基づくレイノルズ数 R^* の値でいえば約520(運動量厚に基づく値 R_θ で約200)である。しかし、T-S波動の成長が直ちに壁乱流に導くことはない。

このタイプの遷移の特徴はT-S波動の振幅(流れ方向変動速度 u の最大実効値)がある敷居値(後述)に達すると

* 大阪府立大学工学部

2次不安定により斜行波対が増幅する点にある。一般的に、複数の波動が存在すると、主流の変形（非線形効果）を介して振幅の3乗の影響を及ぼし合うが、特に周波数 $f_{TS}/2$ の分調周波数の斜行波対が共存し、この波動系の波数や周波数の間に同期（流れ方向の位相速度が等しい）の関係があるときには、振幅の2乗程度の相互干渉が生じ斜行波対が増幅する（クレイクの分調波共鳴；C-タイプの2次不安定と呼ばれることがある）。また、2次元T-S波動の振幅が大きくなり、渦度の集中が周期的に（2次元T-S波動の波長ごとに）生じる段階になると、この周期的流れに同期して f_{TS} （基本波共鳴）あるいは $f_{TS}/2$ （分調波共鳴）の斜行波対が増幅する（ハーバートの2次不安定と呼ばれ、基本波共鳴はK-タイプ、分調波共鳴はH-タイプと呼ばれることがある）。このように2次元T-S波動の振幅が敷居値に達すると、どのような斜行波対が共存するかによって、いずれかのタイプの2次不安定により波動系の3次元発達が始まる。その敷居値は、K-タイプでは0.6~1%程度、C-タイプ、H-タイプではそれぞれ0.2~0.3%、0.3~0.6%程度である。分調波共鳴の敷居値がより小さく、分調波共鳴による遷移が支配的に見えるが、外乱環境と受容過程が係わるので、単純に結論が出せないところがある。これまでの観察によれば、分調波共鳴による3次元発達は中立曲線の上分枝（に対応する位置）の下流で生じ、遷移はスペクトル間の干渉によって連続スペクトルが徐々に発達する形をとり、変動の不規則化は比較的緩やかに進行する。従って、遷移のレイノルズ数は先述の臨界レイノルズ数よりも遥かに大きい値となる。なお、2次不安定については文献1)を参照。

上述のように、本論文で問題にする壁乱流が維持されるレイノルズ数の下限値はT-S波動の臨界レイノルズ数とは別のものであり、そもそも壁乱流の形成は必ずしもT-S波動の成長というプロセスを経る必要はない。しかも、境界層を強く乱すときには、 $R^* < 520$ の亜臨界レイノルズ数域において壁乱流が生まれる亜臨界遷移の可能性がある。

境界層を強く乱すと述べたが、その意味は、壁乱流が維持されている状態では壁乱流構造が次々再生産されているはずであるから、このような再生産の過程に直ちに導く強い攪乱を与えるならば、亜臨界遷移を実現することができるであろう、ということである。この点については上述のT-S波動の成長から始まるK-タイプの乱流遷移が参考になる。筆者等の研究²⁻⁷⁾によれば、この遷移の場合に最初に現れる壁乱流構造の特徴は、まず基本波共鳴の3次元発達により高剪断層が生まれ、その高剪断層がヘアピン渦に崩壊する、そして、ヘアピン渦が次々に流下していくと、これらがその直下の壁近くに強い剪断層（壁剪断層）を誘発し、さらにその壁剪断層もすぐにヘアピン渦に成長して流下するという点にあり、いわゆる発達した壁乱流の粘性

底層におけるのと同様のストリーク構造（低速・高速流体塊がスパン方向に交互に並ぶ構造であり、その平均波長 λ を摩擦速度 u_τ と動粘性係数 ν で無次元化した値 λ^+ は約100である）が現れる。そしてこの段階で平均速度分布も対数法則分布に近付くことが明らかにされている。つまり、この場合の壁乱流構造の再生産は、上流から次々流下してくるヘアピン渦が壁近くにストリーク構造と壁剪断層を誘発し、壁剪断層はすぐにヘアピン渦に成長して流下する、というふうには持続されると考えられる。

3. ヘアピン渦による亜臨界遷移

そこで、境界層平板の前縁近傍において強いヘアピン渦を発生させ、このタイプの強い攪乱によって亜臨界遷移を実現することが試みられた⁸⁾。上述の再生産が効率的に生じるならば、このような手法によって、遷移レイノルズ数の下限が得られるはずである。この実験から、強いヘアピン渦を前縁近くに発生させる場合には、 $R^* = 330$ の付近からヘアピン渦の再生産が始まり、亜臨界遷移の起きることが明らかになった。この場合、 u 変動の最大実効値（壁に垂直(y)方向の分布における最大値を主流速度 U_∞ で無次元化)の流れ方向変化の様子は、前縁近くにおける30%程度の値から10%程度にまで急激に減衰した後、 $R^* = 330$ の付近でヘアピン渦の再生産（可視化写真から判断）が始まりだすと、増大に転じて、発達した乱流境界層の値に漸近するようになる。このように亜臨界遷移のレイノルズ数の目安が得られたが、これが乱流が維持されるレイノルズ数の下限値に一致するという保証はない。事実、この $R^* = 330$ 付近の流れは、10%程度の u 変動をもつが、速度分布はまだ層流分布に近く、乱流とは言えない。また、攪乱の与え方によっては、この値が変わり、さらに小さくなる可能性もある。

この点を調べるには、前縁近くの薄い境界層における攪乱の減衰を避けるために厚い境界層を対象とし、その厚い境界層に強い攪乱を導入する必要がある。考えられる一つの方法は、風洞の絞り部から発達してくる風洞壁上の境界層を採用し、しかも境界層トリップを用意し、それによって境界層をさらに厚くするとともに強い攪乱を導入して亜臨界遷移を実現することである。

4. 境界層トリップによる遷移の臨界レイノルズ数

そこで境界層トリップによる遷移に関し、従来の観察のなかで本研究に密接に関連する成果をここでまとめよう。境界層トリップとしては通常表面粗さを利用する。粗さ要素の背後で剥離が生じ変曲点を持つ速度分布が現れると、変曲点不安定により攪乱が増幅して乱流遷移を促進する。

平板境界層に関する従来の実験的研究⁹⁾によると、直径

k の長い円柱を平板上に流れに直角に置くという 2次元粗さによる乱流遷移の臨界レイノルズ数については主流速度 U_∞ 、動粘性係数 ν 、遷移開始点(前縁から x_1)における排除厚 δ_1^* 、粗さ要素位置 (x_k)における排除厚 δ_k^* (いずれもブラジウス分布の値)を用いると、

$$U_\infty \delta_1^* / \nu = 826 \delta_k^* / k \quad (\text{ただし } k / \delta_k^* > 0.3)$$

の形に表すことができる。この場合遷移開始点は、乱流変動が成長して間欠性が50%に達する位置と定義されており、実験における k / δ_k^* の範囲は $0 \leq k / \delta_k^* \leq 1.0$ である。また Kraemer (Schlichting; Boundary Layer Theory 参照)によると、臨界レイノルズ数に関する簡便な目安は、直径 k に基づく形で、

$$U_\infty k / \nu = 900$$

で与えられており、粗さ要素の位置から遷移開始点までの距離については、次式、

$$U_\infty (x_1 - x_k) / \nu = 2 \times 10^4$$

が実験をよく表現する。

一方、3次元粗さとしては、従来から円柱(境界層壁に軸を直角にして置く)や球あるいは円錐などについて調べられている。円柱の高さを k とすると、臨界レイノルズ数については、この k に基づく形で、 $600 \sim 1000$ ¹⁰⁾あるいは 450 ¹¹⁾(ただし、いずれも直径に対する高さ k の比は1)が得られている。3次元粗さによる遷移の特徴は、レイノルズ数が十分に大きいときには乱流楔が粗さ要素のすぐ背後から発達する点であり、逆にレイノルズ数が臨界値以下のときには、攪乱は激しく減衰し流れは層流に戻る。従って、臨界値の付近では間欠的で、乱流への遷移が粗さ要素のか

なり下流で生じる可能性があるが、それについては詳しいことはまだよく知られていない。しかし、3次元粗さ背後でヘアピン渦を発生させることができるので、3節で述べた亜臨界遷移を実現できると考えられる。

5. 円柱群を用いた境界層トリップによる亜臨界乱流遷移

本研究では、乱流が維持される下限のレイノルズ数を見いだすことを主な目的にしており、それゆえに円柱タイプの3次元粗さを採用し、これによってできるだけ小さいレイノルズ数で乱流遷移させることを試みた。直径3mm、高さ k が3.8mmの円柱列(20mm間隔でスパン方向に並べた円柱列を2列、円柱が千鳥に並ぶよう配置)を用いたところ、

$$U_\infty k / \nu = 380$$

の条件下で、壁乱流に導く攪乱の成長が観察された。この場合の u 変動の成長は単調ではなく、次の様な経過をたどった。すなわち、この臨界状態では、円柱の直後からその流れ場の不安定性によるヘアピン渦が成長し、 u 変動の実効値は主流速度の13%に達するがすぐ減衰し始め、2~4%にまで減衰したところでヘアピン渦周波数の約1/2の周波数を持つ変動が成長を開始する。この低周波攪乱の増幅の特徴は、壁近くにおいてバースト波形が現れる点であり、最大実効値が10%に達すると一気に乱流境界層の状態に近付くことがわかった。

実験に用いた円柱列を図1に示す。図のように、境界層トリップとしては厚さ1.3mmアルミ板を2板を重ねたもの

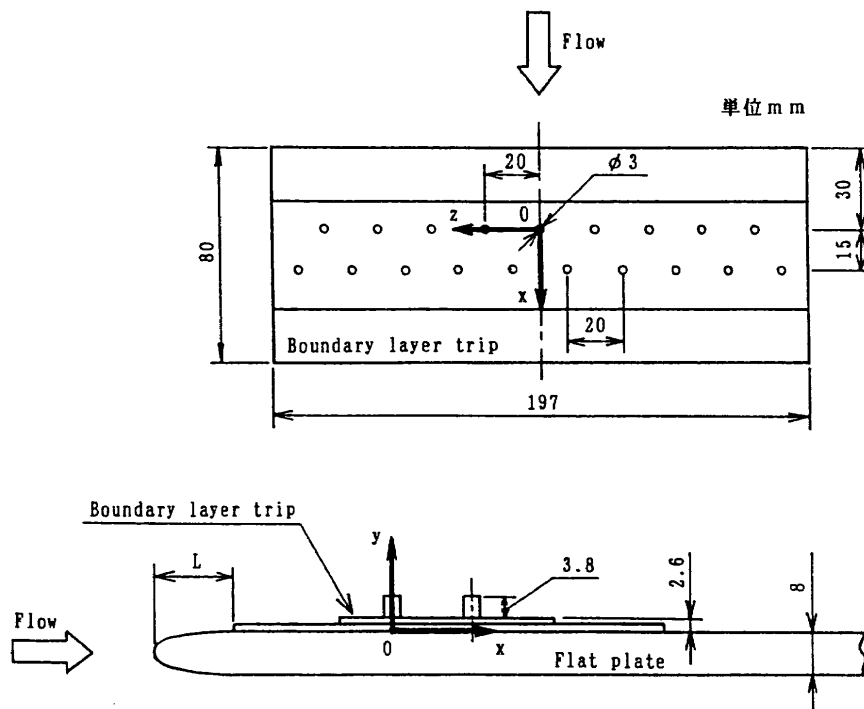


図1 円柱群を用いた境界層トリップ

に先述の円柱を埋めている。この境界層トリップは境界層板の前縁から $L=15\text{mm}$ あるいは 30mm の位置に置かれたが、以下の観察ではこの位置の違いによる影響はほとんど無視できるので、特に区別しない。上流側円柱列の上流 20mm 位置における境界層はブラジウス型であり、排除厚と運動厚 θ は下記のとおりである：

U_∞ (m/s)	δ^* (mm)	θ (mm)	f (Hz)
1.42	0.99	0.33	58
1.94	0.79	0.29	98

f はヘアピン渦の周波数である。ここでは、上述の臨界状態に焦点を絞り、主流速度が 1.42m/s の場合について主に述べる。

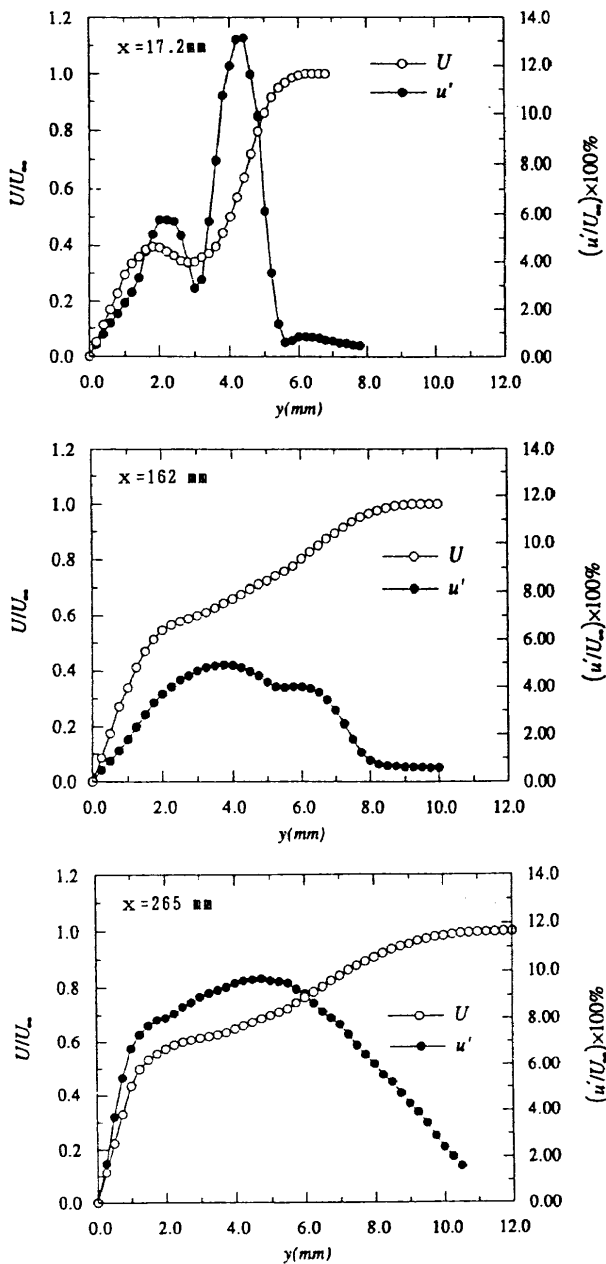


図2 円柱（粗さ要素）背後の平均速度 U と実効値 u' の y 分布

図2は円柱背後 $17.2, 160, 265\text{mm}$ ($z=0$) における平均速度と実効値の分布を比較している。円柱直後の分布はヘアピン渦が変曲型速度分布の不安定性によって生まれることを示している。その u 変動のスペクトルには渦周波数に対応する 58Hz の強い線スペクトルが現れる（図3参照）。円柱直後における u 変動の最大実効値は13%に達するが、円柱の下流 160mm の位置では5%にまで減衰する。この位置での u 変動のスペクトルの特徴は、図3に示すように、約 30Hz の低周波（渦周波数のほぼ $1/2$ 、従ってヘアピン渦が合体している可能性が高い）成分とその高調波成分の出現である。円柱の下流 265mm の壁近くでは、 u 変動の波形（図4参照）からわかるように、低速状態から急加速するいわゆるバースト波形が現れるようになり、下流ではその頻度が増している。それとともに平均速度分布は図5に示すように乱流タイプに近づく。ここで興味深い点は、平均流の3次元性である。図6からわかるように、乱流タイプに近づくにつれて3次元性が緩和され、2次元の乱流に近づくことが示されている。

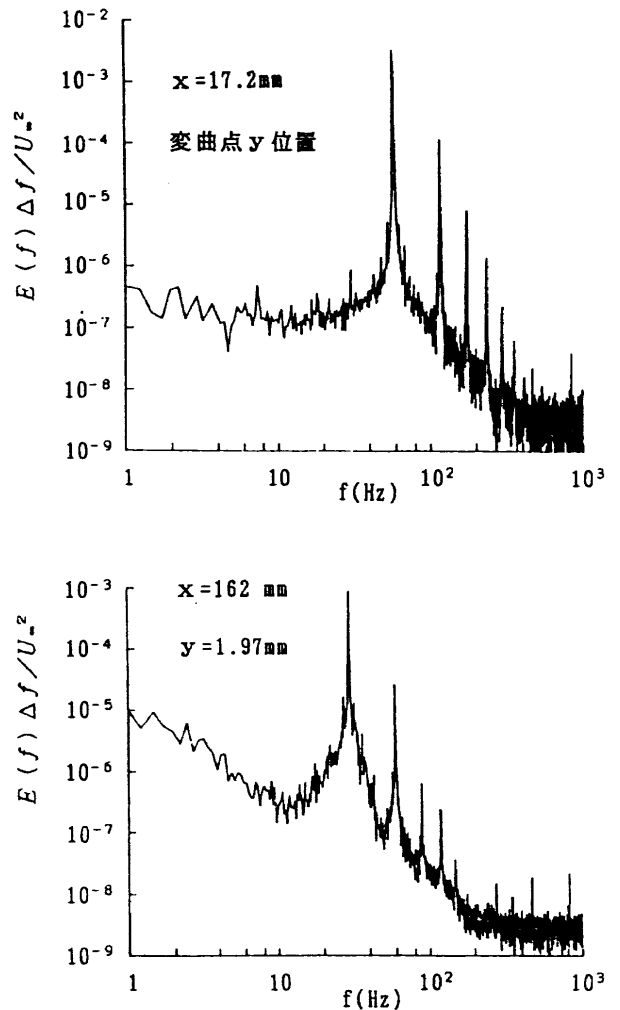


図3 円柱（粗さ要素）の u 変動のスペクトル ($\Delta f = 0.244\text{Hz}$)

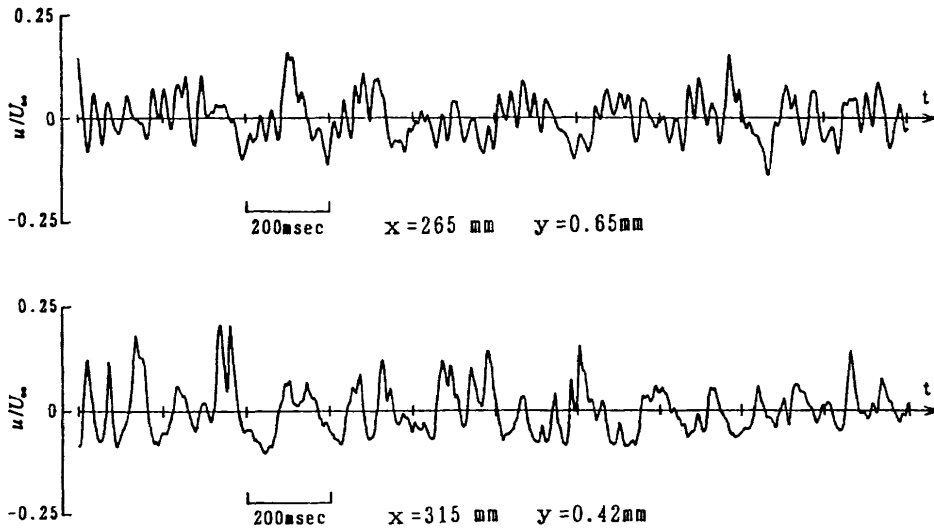


図4 壁近くにおけるu変動の波形

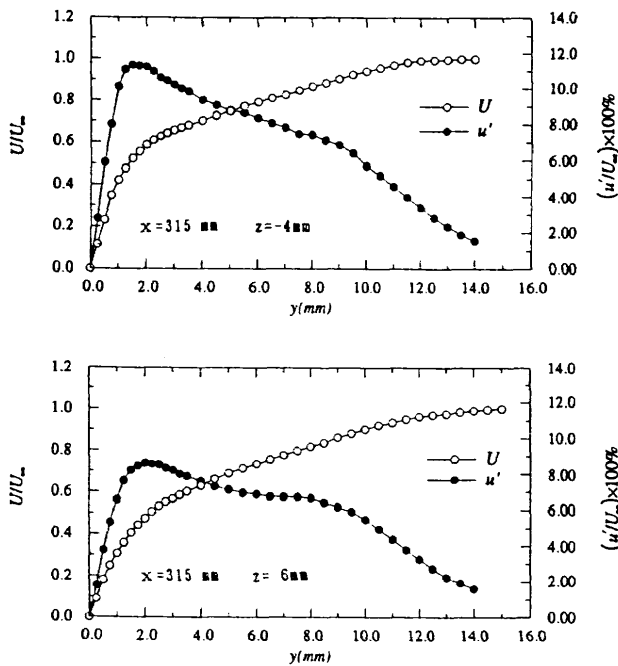


図5 乱流状態に近づいた段階の平均速度Uと実効値u'のy分布

以上の観察を踏まえ、低周波成分が増幅を始める位置での境界層速度分布を、間欠的に変動が増幅し始める状態を実現して、測定し、排除厚や運動量厚を求めたところ、

U_∞ (m/s)	δ^* (mm)	θ (mm)
1.42	2.57 (~3.74)	1.10 (~1.31)

であった。すなわち攪乱の亜臨界増幅が始まる臨界レイノルズ数として、運動量厚に基づく値で、

$$U_\infty \theta / \nu = 120 \quad (110 \sim 131 \text{の平均をとる})$$

が得られた。ここで注意すべきは、円柱列がつくる流れ場は、ヘアピン渦とともに縦渦(円柱の前方からこれを取り巻くような形で一対の渦として下流にのびる)の存在がそ

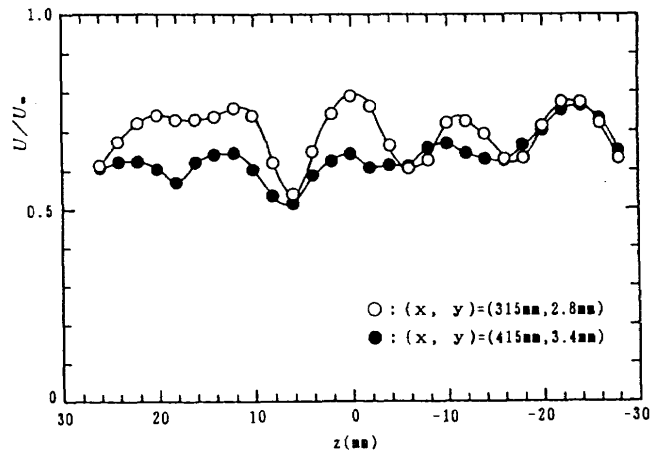


図6 平均速度場の3次元性

の特徴であり、このような強い攪乱のもとで得られた臨界レイノルズ数である点である。

この結論をさらに検討するため、同じ境界層トリップを風洞の絞りの直後に設置し、乱流が維持される下限レイノルズ数を調べた。この実験¹²⁾から次のような興味深い結果が得られた。まず、亜臨界遷移のレイノルズ数は $R^* = 270$ ($R_\theta = 120$, 以後運動量厚に基づくレイノルズ数を採用する) である。その流れはまだ層流で、Blasiusタイプの速度分布をもつ。u変動は6%程度の大きさで、まだ十分には発達しておらず、それゆえに間欠的である。次に、u変動が十分大きくなり発達した壁乱流の値に近付き、未発達に起因する間欠性が消えるレイノルズ数の下限は $R_\theta = 185$ である。しかし、この流れの平均速度分布はまだ対数法則分布に乗らない。対数法則分布に乗り始めるレイノルズ数の下限は $R_\theta = 210$ であり、しかも Clauser parameter $G = (U_\infty / u_\tau) (H - 1) / H$ が約7以下であるという条件が明らかになった。ここでHは形状係数である。

6. む す び

粗さ要素として円柱群をトリップとして用いた境界層遷移の観察から、亜臨界遷移の下限レイノルズ数について一つの目安、 $R_\theta = 120$ (ただし、亜臨界増幅の始まる臨界レイノルズ数) が得られた。対数法則分布に乗り始めるレイノルズ数の下限は $R_\theta = 210$ であり、しかも Clauser parameter $G = (U_\infty / u_\tau) (H-1) / H$ が約 7 以下であるという条件が明かになった。Morkovin¹³⁾ は孤立粗さの下流で乱流楔が成長する下限レイノルズ数として $R_\theta = 200$ を指摘し、これが壁乱流が維持される下限レイノルズ数の目安を与えると提案していたが、亜臨界増幅の始まる臨界レイノルズ数の下限値は上述のようにこの値よりもさらに小さいと言える。

参 考 文 献

- 1) Th. Herbert : Annu. Rev. Fluid Mech. **20**, 487-526 (1988).
- 2) M. Nishioka, S. Iida, Y. Ichikawa : J. Fluid Mech. **72**, 731-751 (1975).
- 3) M. Nishioka, M. Asai, S. Iida : Laminar-Turbulent Transition, Springer-Verlag, 37-46 (1980).
- 4) M. Nishioka, M. Asai, S. Iida : Transition and Turbulence, Academic Press, 113-126 (1981).
- 5) M. Nishioka, M. Asai : Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, North-Holland, 87-92 (1984).
- 6) M. Nishioka, M. Asai : Laminar-Turbulent Transition, Springer-Verlag, 173-182 (1985).
- 7) M. Asai, M. Nishioka : J. Fluid Mech., **208**, 1-23 (1989).
- 8) M. Asai, M. Nishioka : Laminar-Turbulent Transition, Springer-Verlag, 215-224 (1990).
- 9) I. Tani : Annu. Rev. Fluid Mech., **1**, 169-196 (1969).
- 10) I. Tani, A. Komoda, Y. Komatsu, M. Iuchi : Aero. Res. Inst. Rep. 375, Tokyo University (1962).
- 11) P.S. Klebanoff, W.G. Cleveland, K.D. Tidstrom : J. Fluid Mech., **237**, 101-187 (1992).
- 12) 西岡, 古本, 尾崎, 浅井 : 第25回乱流シンポジウム講演論文集, 30-33 (1993).
- 13) M.V. Morkovin : AIAA-88-3675 (1988).

流体騒音制御に関する基礎研究の現状と今後の展望

藤田 肇*

Recent Development on Basic Studies in Aerodynamic Noise Control

H. FUJITA

Precision and Intelligence Laboratory, Tokyo Institute of Technology

ABSTRACT

Recent development on basic studies in aerodynamic noise control are reviewed in various aspects. In the theoretical study on modeling of the noise sources, models of Lighthill, Curle, Powell and Howe are discussed. In the experimental study on the noise generation mechanism, development of a low noise wind tunnel and the treatment of the jet edge in open test sections are discussed in order to obtain reliable experimental data. Measurement of the spanwise correlation of the surface pressure fluctuations on a 2-dimensional circular cylinder is discussed together with the development of the prediction scheme of the noise generation from the cylinder using numerical simulation.

1. はしがき

流体騒音の研究に関しては、音源モデルの理論的研究、シミュレーションによる騒音発生予測技術、及び実験的な騒音発生機構の研究が進んできており、定性的には理解されてきている。しかし、定量的な流体騒音の発生の予測及び制御技術は、十分に発達しておらず、また、基本的な実験データも十分得られているとは言えない。ここでは、発生機構を考慮した流体騒音の予測に関する基礎的研究をレビューするとともに、将来の研究の進むべき方向について考える。

2. 音源モデルの理論的研究

有名なLighthill¹⁾の論文は、乱流そのものから発生する騒音を扱ったものであるが、工学的応用から考えると、乱流と固体壁面との相互作用によって発生する騒音のほうが重要である。これに関しては、Curle²⁾が、固体壁表面に誘起される圧力変動が音源であることを示し、これが永い間認められてきた。しかしPowell³⁾により定性的に示され、後にHowe⁴⁾により数学的に証明された「渦音理論」のほう

が、物理的には正しいと現在では考えられている。それにもかかわらず、渦度の空間的分布を測定あるいは計算するのは容易ではないので、実用的にはCurleの理論による表面圧力変動から、騒音発生量を求めることが普通である。

3. 実験的研究

3.1 低騒音風洞

流体騒音の実験的研究には低騒音風洞が必要である。大小様々なものが存在するが、小型の風洞としては、丸田ら⁵⁾及びFujitaら⁶⁾の開発したものなどがある。後者の風洞の仕様は、ノズル断面50cm×50cm、最大風速50m/s、騒音レベル60dB程度であり、基礎的実験とともに、応用的なモデル実験にも用いられるものとして、使い勝手の良いものといえよう。また、さらに風洞の騒音を低下させる研究も続けられている⁷⁾。

風洞測定部の構造は、流れが壁によって囲まれている閉鎖型と、流れが束縛されない、オープンジェット型とに大別できる。上記風洞は両方ともオープンジェット型である。モデルから放射される流体騒音を測定するためには、モデルと、流れの外に置かれたマイクロホンとの間に、音を遮る壁があってはならない。このためほとんどの実験は、オープンジェット型の風洞で行われる。しかし、モデルを流

* 東京工業大学 精密工学研究所

れの中に設置すると、乱れの大きなジェットのエッジがモデルと干渉をおこして、モデルの中央部分(測定対象部分)より大きな音を発生してしまう可能性がある。高田ら⁸⁾は、二次元翼モデルをオープンジェットにそのまま設置した場合と、ジェットのエッジが翼と干渉しないように、バッフル板をとりつけて実験したときの比較を行い、バッフル板の有効性を確認した。ただしこの場合、平行なバッフル板間での音響的共鳴が悪影響を及ぼさないことを確認する必要がある。

閉鎖型測定部は、ジェットのエッジの問題はないが、通常の壁面では、音が反射して正確な測定が期待出来ない。しかし、壁面を音が透過し易く、かつ風圧に耐えられる材質で作れば閉鎖型測定部のほうが、問題は少ないかもしれない。今後の研究課題である。いずれのタイプの風洞を用いるにせよ、流体騒音の実験には細心の注意が必要であり、信頼性の高い実験データベースを構築することが今後の重要な課題のひとつである。

3.2 モデル実験

二次元円柱、角柱、二次元翼などはモデルとして基本的なものであるが、実験的にもシミュレーションを行うにも、円柱が最も扱いやすく、従来のデータも比較的豊富である。円柱から放射される流体音は、カルマン渦が放出されるときに発生する円柱表面の圧力変動が見かけ上の音源であり、圧力変動からCurle²⁾の式により求められる。二次元モデルの長所は、スパン方向の測定点の数が少なくてもよいことであるが、ここで問題となるのは、カルマン渦放出に伴う流れの変動のスパン方向相関距離である。Phillips⁹⁾は、円柱周りの流れの変動の相関距離に初めて着目して、流体騒音の予測を試みた。この場合、相関距離は流れの可視化により流速変動のスパン方向の周期性により求めており、最近では横井ら¹⁰⁾も同様な実験を行っている。一方、飯田ら¹¹⁾は円柱表面の圧力変動から、直接相関距離を求めているが、可視化の結果より長い相関距離が求まっている。相関距離、面積の定量的な測定法、予測法の確立は今後の重要課題である。

4. シミュレーションとモデル化

シミュレーションの対象モデルが円柱のような二次元物体であっても、流れの計算は本来三次元でフルスパンにわたって行うことが望ましい。しかしこの場合、膨大な計算

時間を必要とするので、現状では現実的ではない。最も簡単な手法は、二次元流れを計算して、適当な相関面積を仮定して騒音を求めることである。三宅ら¹²⁾はこの手法で、角柱からの騒音放射予測を行ったが、実験値との比較は無い。Katoら¹³⁾は、円柱のカルマン渦放出による揚力変動の計算を二次元と三次元計算を行って比較し、前者は後者の3倍程度の揚力変動を与えることを示した。また、両者の流れの微細構造はかなり異なることが判明し、二次元計算の限界を明らかにした。さらにKatoら¹⁴⁾は、三次元LES計算によって圧力変動のスパン方向相関距離を求め、それを考慮することにより、2Dの長さの流れ計算から、10D以上の長い円柱からの騒音放射を予測して、飯田ら¹¹⁾の実験結果と良い一致を得た。コンピューターの能力の飛躍的向上がすぐには期待出来ない現在、計算のモデル化、特に流れの変動の相関面積、体積などを正確に予測する技術が当面の重要な課題であろう。

5. あとがき

流体騒音に関する基礎研究について、初期の頃から最近の研究にわたってレビューを行い、今後研究を推進すべき問題について簡単に記した。流体騒音研究者の参考になれば幸いである。

参 考 文 献

- 1) M.J.Lighthill: Proc. Poy. Soc. Lon., A 211, 564(1952)
- 2) N.Curle: Proc. Roy. Soc. Lon., A 231, 505(1955)
- 3) A.Powell: J.Acoust. Soc. Am., 36, 177 (1964)
- 4) M.S.Howe: J.Fluid Mech., 71, 625 (1975)
- 5) 丸田芳幸他 2名: エバラ時報 No. 141, 61 (1988)
- 6) H.Fujita, et al: Proc. INTER-NOISE 93, 1787(1993)
- 7) 丸田芳幸: 機講論 No. 940-10, vol. III, 166 (1994)
- 8) 高田芳廣, 藤田肇: 機講論 No.900-54, 161 (1990)
- 9) O.M.Phillips: J.Fluid Mech., 1, 607 (1961)
- 10) 横井嘉文, 亀本喬司: 機論 B 57-534, 427 (1991)
- 11) 飯田明由他 3名: 第25回乱流シンポジウム講演論文集, 158 (1993)
- 12) 三宅裕他 2名: 機論 B 59-567, 173 (1993)
- 13) C.Kato, et al: FED-Vol. 117, ASME, 49 (1991)
- 14) C.Kato, et al: AIAA Pap. 93-0145 (1993)

形象学のすすめ

佐藤 浩*

Search of Order in Random Field

Hiroshi SATO

Institute of Flow Research

ABSTRACT

In order to promote the fundamental research on ordered motions in turbulent flows we try to clarify the relationship between order and randomness and propose a new method for finding ordered patterns in a random field. There is no complete order nor complete randomness. We introduce the concept of degree of order or degree of randomness. The basic idea for search for ordered motions is that the turbulent flow is not a mixture of random and ordered fluctuations but consists of fluctuations of different degrees of order. The proposed method is the use of three-dimensional test patterns of different size and shape. They are traversed in a turbulent flow and the correlation coefficient is computed at every point in the flow. If the correlation with specific test pattern is large at some point, we consider that an ordered motion exists there. This method is still subjective but we cannot get rid of subjectivity when we deal with patterns.

1. 乱雑と秩序

このところ乱流の中の秩序運動の基礎的研究は停滞しています。その主な理由は乱流の中の秩序とは何かという根源的な質問に誰も答えられないからです。

まず最初に乱雑と秩序の概念を整理します。昔から、乱と治、偶然と必然などの対比がありますが、厳密に言えば、これらはいずれも極限概念です。自然にあるものの中で、完全な乱雑や、完全な秩序はありません。私達が遭遇する対象はすべて、完全な乱雑と、完全な秩序との間にあるのですから秩序度（乱雑度）という概念が作られます。これは注目された場所にどれほどの秩序（乱雑）が存在するかを示すものです。

人によっては乱雑と秩序は適当な操作を加えれば両方が完全に分離でき、秩序部分を客観的に取り出すことができる、という考え方があります。しかしこれは誤りです。どこまでを秩序と考えるかということは全く主観的なのです。

2. 形 象

ここで形象という概念を導入します。

形象とは場の中であって、ある秩序度を持った、空間的、時間的なひろがりである、と定義されます。そしてそれらを扱うのが形象学です。形象のいくつかの特徴を挙げてみましょう。

まず、形象は保存されません。無からも生じるし、跡形なく消えもします。自然科学で扱うものは大抵は保存量ですから、そうでないものを相手にするにはそれなりの覚悟が必要です。

形象はそれを形成する材質を持ちます。形象には大きさがあります。時間的な大きさは“永さ”です。また、形象は構造を持ちます。簡単なものは単一構造ですが、複雑なものは、階層構造を持ちます。形象は価値を持ちます。ある目的に応じて、それにどの程度、適しているか、が問題になります。

3. 形象学の課題

形象を認識し、それを他人に伝えるためには形象が記述される必要があります。秩序度が比較的に大きいものからはじめましょう。まず気がつくのは、“数量的表現”です。しかし、何でもかでも数量化できるとは限りません。例えば、色白、面長、鼻筋通り、目が大きい、という顔の特徴を数量化するのは大変です。また、それができたとしても、

* なかれ研究集団

それが顔の表現として最善のものとは思えません。

それでは、私達の使っている“言葉”はどれほど完全なものでしょうか。表現に窮したとき、私達は比喻を使います。しかし公平な比較を可能にするには標準形象を作っておく必要があります。

秩序度の低い形象に対しては乱雑度（秩序度）を与える必要があります。一般的な方法はありません。個々の形象について考えていくことになります。

4. 乱流境界層

形象学の一つの応用として乱流境界層の中の秩序運動を捕まえる方法を考えます。

ここに提案するのは、数多くの、多彩な試験形象を発生

させ、それとの比較で、秩序運動を探そうというものです。まず基底形象群を作ります。そして変形演算子で、何千、何万という形象を発生させることができます。

3軸方向の直方体領域の中の何万点かで瞬間速度ベクトルが得られているとします。その中にさっきの形象を試験形象として三次元方向へ泳がせて、それと距離の近い形象を探します。いろいろな形、大きさの試験形象をつぎつぎに送って計算します。流れの中の一点で計算された、多くの試験形象との相関係数のうち、最大値をとるものを探します。その最大値が、ある閾根値を越えていれば、そこにその形象の秩序運動がある、と宣言するのです。その閾根値は主観的なものですから、この操作も客観的とは言えません。

トンネル内を伝わる圧縮波の前面の変形

小澤 智* 前田 達夫**

Distortion of Wave-Front of Compression Wave Travelling in Shinkansen Tunnel

Satoru OZAWA

Tokyo Engineering University

Tatsuo MAEDA

Railway Technical Research Institute

ABSTRACT

A pressure pulse—we call it ‘micro-pressure wave’—radiates out of the tunnel exit when a compression wave generated by a Shinkansen train entering a tunnel arrives at the tunnel exit. The micro-pressure wave depends on the shape of the compression wave arriving at the tunnel exit; the shape of the micro-pressure wave is approximately proportional to the time derivative of the pressure of the incident compression wave. The micro-pressure wave is large at the exit of a long tunnel with the concrete slab track because the wave-front of the compression wave steepens during propagation in the tunnel. This paper deals with the factors which counteract steepening of the wave-front of the compression wave due to nonlinear effect: ballasted track, side branches in a tunnel, frictional force at the tunnel wall.

Key Words: pressure wave, boom, tunnel, Shinkansen

1. はしがき

列車の高速化に伴い、空気力学的な問題、なかでも、トンネルに関連する問題が厳しくなる。列車がトンネルに突入すると圧縮波が作られ、トンネル内を音速で往復する^{1),2)}新幹線で最初に問題になった“列車・トンネル系の空気力学”の問題は、トンネル走行中の列車の乗客が耳に圧迫感を感じる、いわゆる‘耳つん’である。これは圧力波の‘大きさ’に関係する。トンネル内の圧力変動は1次元モデルのシミュレーションによりかなり正確に求められる^{2),3)}。

昭和50年3月の山陽新幹線の岡山・博多間開業に伴い、坑口から放射される圧力パルス（以後、“微気圧波”と呼ぶ）が問題になった⁴⁾。微気圧波はトンネル出口に到達した圧縮波の‘前面の形’に関係する。微気圧波の波形は、

低周波近似においては、トンネル出口に到達した圧縮波の時間微分に比例する⁵⁾。微気圧波はスラブ軌道の比較的長いトンネルの坑口で大きい。これは、トンネル内を伝播する圧縮波の前面が‘非線形効果’によって切り立ったためである。現在、‘入口フード’など各種対策がとられている⁶⁾。

微気圧波の問題はトンネル内を伝播する圧縮波の前面の変形の問題に密接に関係する。本報告は、非線形効果による圧縮波前面の‘切り立ち’を抑える因子 — バラスト軌道、トンネル内に存在する技坑（斜坑・立坑、器材坑）、トンネル壁面の摩擦 — の各効果について述べるものである。

2. 1次元モデルによる圧力波伝播の基礎方程式

トンネル内の圧力波伝播の解析は一般に特性曲線法によって行われるが、トンネル出口に到達するまでの圧縮波の前面のみに注目すると、特性曲線 $C+(dx/dt=u+c$; ただ

* 東京工科大学

** 鉄道総合技術研究所

し、 u : 流速, c : 音速) に沿う方程式を考慮することによって近似的に解析することができる。バラスト軌道の効果を考慮した基礎方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \left(c_0 + \frac{\gamma+1}{2} u \right) \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{2} \left\{ f + \frac{\dot{m} c_0}{\rho_0 A} \right\} \quad (1)$$

と表される^{7),8)}。ここで、 u : 圧縮波に伴う流速 ($u \approx p / (\rho_0 c_0)$) ; ただし、 p : トンネル内の圧力, ρ_0 : 空気密度, c_0 : 音速, γ : 空気の比熱比, f : トンネル壁面の摩擦, \dot{m} : トンネル内からバラスト軌道内への空気の質量流量, A : トンネル断面積, x : 線路方向にとった座標, t : 時間。

式(1)右辺の第1項はトンネル壁面の摩擦の効果, 第2項はバラスト軌道の効果を表す。ここで

$$\dot{m} = -\rho_0 v b_B \quad (2)$$

である。ただし、 b_B : バラスト軌道幅, v : バラスト軌道の表面に垂直な流速 (バラスト軌道内に侵入する方向を正とする)。

3. トンネル壁面の摩擦の効果

一般に、トンネル壁面の摩擦は定常摩擦と非定常摩擦からなり、式(1)右辺の f は

$$f = - \left(\frac{\lambda}{2d_H} |u| + \frac{4\tau_u}{\rho d_H} \right) \quad (3)$$

の形に表される。上式の右辺第1項は定常摩擦 (λ : 水力的摩擦係数, d_H : トンネルの水力直径 (= $4A/L_T$, L_T はトンネル周長) である。また、第2項は非定常摩擦で、層流⁹⁾⁻¹²⁾ または乱流¹³⁾⁻¹⁵⁾ の場合に対して解析されている。また、摩擦係数 f による圧力波の減衰も調べられている¹⁶⁾。

Brownら¹³⁾は、 $\nu t/a^2 < 10^{-6}$ (ν : 空気の動粘性係数, t : 時間, a : トンネル半径) の範囲における乱流非定常摩擦は層流の場合の値とほとんど同じであるとしている。トンネル内圧縮波の波面前面の変形問題では、圧力波前面の圧力上昇時間は高々1s程度であり、上述の条件が満たされている。非定常の壁面せん断応力として、層流Rayleigh問題のせん断応力 τ_1 (Zielke¹⁰⁾の解析結果の主要項に対応) を用いることができると考えられ、トンネル壁面における熱伝達によるエネルギー損失を考慮すると、式(3)の τ_u は

$$\tau_u = \frac{\rho \sqrt{\nu}}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \int_0^t \frac{\partial u}{\partial t} (\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (4)$$

の形に書ける^{17),18)}。ただし、Pr : プラントル数。

トンネル壁面の非定常摩擦に関しては今後更に研究する必要がある。

4. トンネル内の枝坑の効果

トンネル内に存在する枝坑は圧縮波前面の勾配を緩やかにする効果を持つ。波長が枝坑の直径に比べて大きい平面波が枝坑を通過したとき、枝坑通過直後の平面波の圧力 p_2

と通過直前の圧力 p_1 との関係は

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{Z_b}{\rho_0 c_0 / (2A) + Z_b} \quad (5)$$

で表される¹⁹⁾。ここで、 A : トンネル断面積, Z_b : 枝坑の音響インピーダンス。

器材坑の効果

新幹線のトンネルには、電気機器を置くための1形器材坑 (奥行き2m, 断面積7.1m²) および2形器材坑 (奥行き5m, 断面積7.1m²) が図1のように配置されている。

器材坑のインピーダンス Z_b は

$$Z_b = -i (\rho_0 c_0 / A_b) \cot k l_1 \quad (6)$$

である。ここで、 A_b : 器材坑の断面積, k : 波数, l_1 : 開口端補正を施した枝坑の長さ。

式(5),(6)から、 p_2 と p_1 との関係は

$$\begin{aligned} p_2(t) = & \frac{2}{2+n} p_1(t) + \frac{4n}{(2+n)^2} p_1(t-2T_1) \\ & - \frac{4n}{(2+n)^2} \left(\frac{2-n}{2+n} \right) p_1(t-4T_1) \\ & + \frac{4n}{(2+n)^2} \left(\frac{2-n}{2+n} \right)^2 p_1(t-6T_1) - \dots \end{aligned} \quad (7)$$

となる⁴⁾。ここで、 $n = A_b/A$, $T_1 = l_1/c_0$ 。

隣接する器材坑を音波が往復する時間は約3sで、圧力波前面の圧力上昇時間に比べて大きいので、前面の変形の問題に対しては、器材坑間の相互影響は無視することができる。

大きな枝坑の効果

上越新幹線の榛名、中山両トンネルでは、トンネル内の大きな斜坑・立坑 (トンネル工事のとき掘削) を利用する微気圧波対策を開業以前に施した。その対策の効果は確認され、解析されている²⁰⁾。最近、トンネル内に大きな空洞を一定間隔で配置する対策が解析されている²¹⁾。

5. バラスト軌道の効果

スラブ軌道およびバラスト軌道トンネルにおける圧縮波前面の変形の様子を図2に示す。波面前面を緩やかにするバラスト軌道の効果が顕著である。バラスト軌道の効果は多孔質性に由来すると考えられている^{4),7),8)}。

いま、バラスト軌道を一種の吸音材と考える。厚さ h の

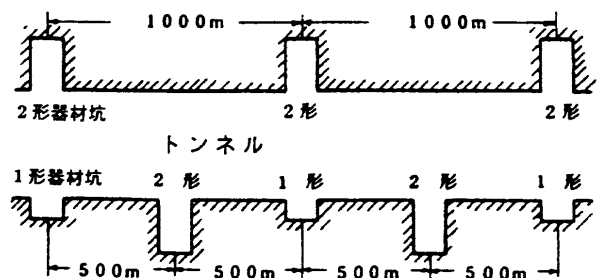


図1 トンネル内器材坑の標準配置

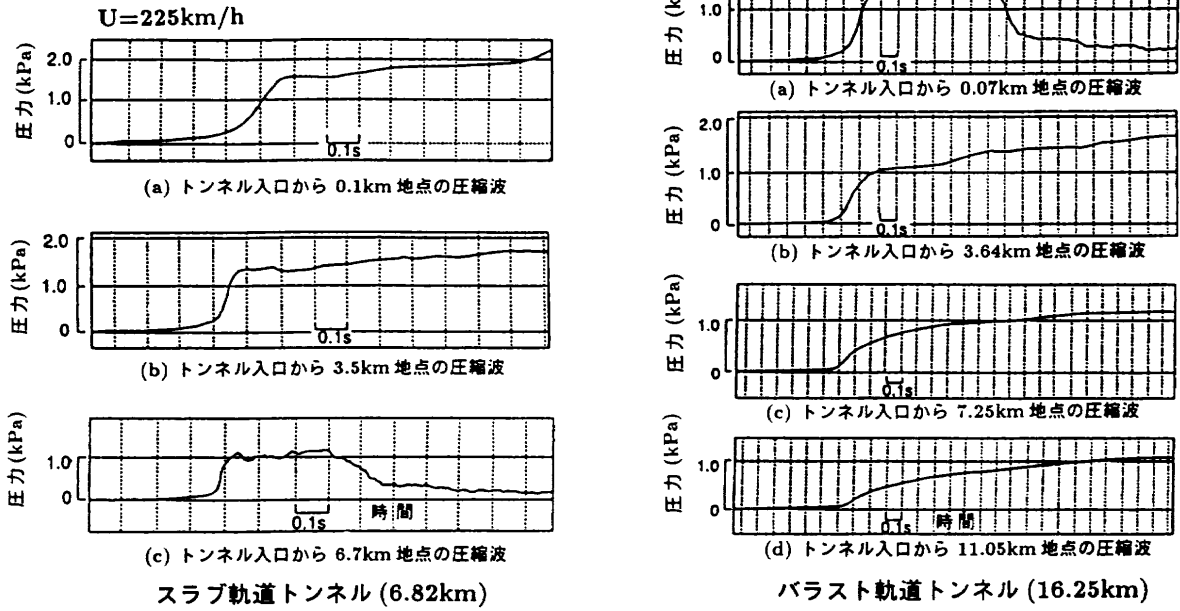


図2 圧縮波前面の変形

吸音材を剛体で終端した場合の垂直入射波に対する音響インピーダンス $Z_b (= p/(Sv))$; ここで, S : 断面積, p : 吸音材表面における圧力, v : 吸音材表面に垂直な流速) は数多く解析されている。特に, 吸音材が薄く, 圧力変動の周波数が比較的低い場合には, 集中定数モデルにより, p と v との関係は次のように表される²²⁾:

$$p = \left(j\omega \frac{1}{3} \frac{\xi \rho_0}{\epsilon} h + \frac{1}{3} r h + \frac{\rho_0 c_0^2}{j\omega r h \epsilon} \right) v \quad (8)$$

ここで, $j = \sqrt{-1}$, ω : 角振動数, ξ : 質量係数, h : バラストの厚さ, ϵ : 空隙率, r : 抵抗係数。上式は

$$p = \rho_0 c_0 \left(A_L \frac{\partial v}{\partial t} + A_R v + A_C \int v dt \right) \quad (9)$$

と書くことができる。ただし, $A_L = \xi h / (3\epsilon c_0)$, $A_R = r h / (3\rho_0 c_0)$, $A_C = c_0 / (r h \epsilon)$ である。

式(9)の解 ($v(0) = 0, p(0) = 0$) は

$$\rho_0 c_0 v(t) = \int_0^t \frac{\partial p}{\partial t}(\tau) g(t-\tau) d\tau \quad (10)$$

となる。ここで, $g(t)$ は単位応答。

式(10)を用いると, 式(1)右辺第2項のバラスト軌道の効果を表す項 $m c_0 / (\rho_0 A)$ は $\partial p / \partial t$ の履歴に関する時間積分を含む。ここでは, $\rho_0 c_0 v$ を別の簡単な式で表現することを考える。式(9)を t に関して1回, 2回, ... 微分を用いて表すと

$$\rho_0 c_0 v = \frac{1}{A_C} \left[\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{A_R}{A_C} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \left\{ \left(\frac{A_R}{A_C} \right)^2 - \frac{A_L}{A_C} \right\} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \dots \right] \quad (11)$$

となる。

バラスト軌道の効果を明確にするため, 前進圧縮波(単純波)の場合を考え, $p \approx \rho_0 c_0 u$ の近似, および $\partial/\partial t \approx -c_0 \cdot \partial/\partial x$, $\partial^2/\partial t^2 \approx c_0^2 \cdot \partial/\partial x^2$, $\partial^3/\partial t^3 \approx -c_0^3 \cdot \partial/\partial x^3 \dots$ の関係を用いて, 式(11)右辺の t に関する偏微分を x に関する偏微分で表す。バラスト軌道の効果を表す項 $m c_0 / (\rho_0 A)$ は

$$\frac{m c_0}{\rho_0 A} \approx \alpha c_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \nu^* \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} \quad (12)$$

となる。ただし, $\alpha = (b_B c_0 / A) \cdot (1/A_C)$, $\nu^* = (b_B c_0^3 / A) \cdot (A_R / A_C^2)$, $\beta = (b_B c_0^4 / A) \cdot (1/A_C) \cdot \{ (A_L / A_C) - (A_R / A_C)^2 \}$ である⁸⁾。式(12)の右辺第1項は音速に対する影響, 第2項は圧縮波のエネルギー散逸, また, 第3項は圧縮波の分散を表す。

バラスト軌道の定数に関しては更に詳しく調べる必要があるが, 現在のところ, バラスト軌道の空隙率 ϵ , 抵抗係数 r の測定から, $A_R \approx 5.0 \times 10^{-1}$, $A_L \approx 1.2 \times 10^{-3} (s)$, $A_C \approx 1.2 \times 10^3 (s^{-1})$ が得られ, $\alpha \approx 0.03$, $\nu^* \approx 1.5 (m^2/s)$, $\beta \approx 1.0 (m^3/s)$ なる値が得られている。

6. バラスト軌道, 2形器材坑, トンネル壁面摩擦の効果

圧縮波の前面の‘切り立ち’を抑える因子として, バラスト軌道, 枝坑, トンネル壁面摩擦がある。この三つの因子の効果を比較してみる。ここでは, バラスト軌道の定数として, $\nu^* = 2 (m^2/s)$, $\beta = 1 (m^3/s)$ を使い, 枝坑としては 500m おきに配置された 2形器材坑のみを扱い, また, トンネル壁面摩擦として式(4)を用いることにする。

これら三つの因子をいろいろ組合せた場合の圧力勾配最

大値比 ($x=0$ における圧力勾配最大値を用いて基準化, 列車速度: 240 km/h) の距離による変化を図3に示す⁸⁾。図3から三つの因子の効果に関して, [バラスト軌道] > [2形器材坑] > [トンネル壁面摩擦] であることがわかる。

7. ま と め

圧縮波の前面の‘切り立ち’を抑える三つの因子 — バラスト軌道, 2形器材坑, トンネル壁面摩擦 — の効果を調べた。バラスト軌道の効果が卓越していることが分かった。今後, 各因子に関して, モデルの精密化など更に詳しく調べる必要がある。

文 献

- 1) 原 朝茂: 鉄道技術研究報告, No.153, 1960
- 2) 山本彬也: 鉄道技術研究報告, No.871, 1973
- 3) 飯田雅宣, 前田達夫: 鉄道総研報告, Vol. 4, No. 7, 1990
- 4) 小澤 智: 鉄道技術研究報告, No.1121, 1979
- 5) 山本彬也: 日本物理学会春の分科会 応用数学・力学・流体物理予稿集, 1977
- 6) Ozawa, S., T. Maeda, T. Matsumura, K. Uchida, H. Kajiyama, K. Tanemoto: *Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels*, (Elsevier Science Publishers, 1991), pp.253-266, 1991
- 7) 小澤 智, 前田達夫, 松村 豪, 内田一男: 鉄道総研報告, Vol.5, No.12, pp.9-15, 1991
- 8) Ozawa, S., T. Maeda, T. Matsumura, K. Uchida: Proc. Int. Conf. on Speedup Technology for Railway and Maglev Vehicles, Vol.2, pp.299-304, 1993
- 9) Chester, W.: J. Fluid Mech. Vol.18, pp.44-64, 1964
- 10) Zielke, W.: J. Basic Engrg., Trans. ASME. Ser. D. Vol. 90, No.1, pp.109-115, 1968
- 11) Trikha, A.K.: J. Fluids Engrg., Trans ASME, Vol. 97, pp.97-105, 1975
- 12) Achard, J.L. and G.M. Lespinard: J. Fluid Mech. Vol. 113, pp.283-298, 1981
- 13) Brown, F.T. G.Knebel and D.Margolis: Engineering Project Laboratory, MIT, Report No. FRA-RT-72-22, 1971
- 14) Schultz, M. and H. Sockel: Proc. 6th Int. Symp. on

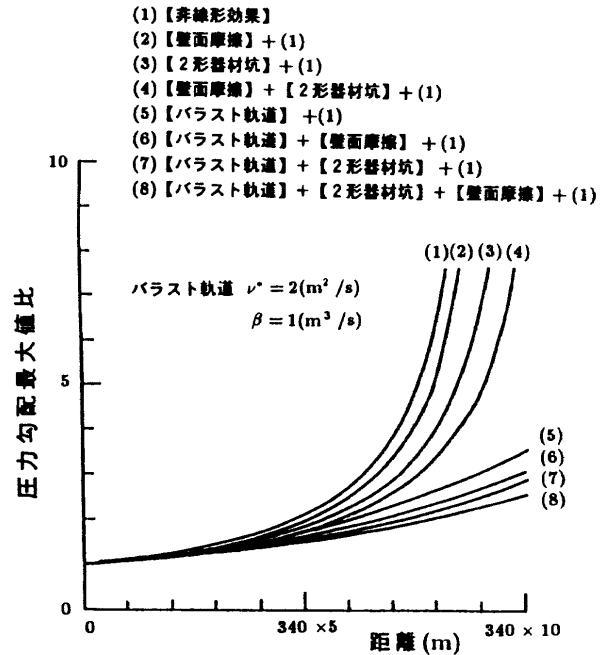


図3 バラスト軌道, 2形器材坑, 壁面摩擦の効果

the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, pp.123-135, 1988

- 15) Vardy, A.E., Hwang Kuo-Lin, James M.B. Brown: J. Hydraulic Research, Vol.31, No. 4, 1993
- 16) Matsuo, K., T. Aoki, H. Kashimura, M. Kawaguti, N. Takeuti: *Aerodynamics and Ventilation Vehicle Tunnels*, (Elsevier Science Publishers, 1991), pp.239-252, 1991
- 17) Temkin, S.: J. Acoust. Soc. Amer. Vol.46, No.1 (Part 2), pp.267-271, 1969
- 18) Landau, L.D. and E.M. Lifshitz: *Fluid Mechanics* (Pergamon Press, 1969)
- 19) Kinsler, L.E. and A.R. Frey: *Fundamentals of Acoustics* (John Wiley & Sons 1950)
- 20) 山本彬也, 小澤 智, 前田達夫, 木下真夫, 種本勝二: 鉄道技術研究報告, No.1250, 1983
- 21) Sugimoto, S.: J. Fluid Mech. Vol.244, pp.55-78, 1992
- 22) 荒井昌昭: 日本音響学会誌, Vol.19, No.1, pp.9-16, 1963

高速列車の横揺れと後流中の規則変動との関係

小 濱 泰 昭*

Wake Characteristics of a High Speed Train in Relation to Tail Coach Oscillations

Y. KOHAMA

Institute of Fluid Science, Tohoku University, Sendai, Japan

ABSTRACT

High speed train involves several different aerodynamic problems as the cruise speed is increased. Among them, tail coach oscillation problem exists which is important as long as comfortable cruise condition is concerned. However, the reason why such oscillation occurs is not known. Many possible cause may exist. Railway might have major influence to the oscillation, or wake characteristics of the tail coach might have prominent effects, since the aerodynamic force becomes larger the train speed increases.

1. はじめに

新幹線の高速化に伴い、これまであまり問題にならなかった現象が新たに生じ始め、これらを根本的に解決しない限り更なる新幹線のスピードアップは難しい状況にきている。それらの問題のかかなりの部分が空力に関係している。特に関心が持たれている問題の一つに後尾車両の高速走行時の横揺れ問題がある。新幹線のスピードを向上させるに従って最後尾車両の横揺れが著しく増加するという現象が生じはじめています。その原因はいまだに不明であり、解決が待たれている。

本研究では、高速走行中の車両が後流中に規則的な交番渦が発生する可能性を指摘¹⁾し、その流体力によって最後尾車が揺すられるという仮説を立て、それを実証すべくJR東日本の試験車両、STAR 21を使用して後流の測定を行っている。すなわち、315km/hで燕三条駅から新潟駅へ向けて走行する列車の最後尾の車両に、速度計、圧力計、発煙筒を設置し、かつタフトを後尾車のボンネットに張り付け、多方向から流れ場を測定し、後流の特性と横揺れについて、相関の有無を検討している。

2. 流れの測定及び結果

図1にSTAR 21の走行中の後流を煙により可視化した写

真を示す。315km/hで走行中の煙を解析した結果、3-5 Hzの規則変動が存在することが確認できた。また、圧力、速度の信号にも同じ変動が検出され、流れ場には明らかに規則的な変動が存在する。しかし後尾車の横揺れの信号は1.5Hzの変動が支配的²⁾であり、流体運動と車両の横揺れとの間にはピーク信号で倍以上の差が存在していることになる。実際に流体運動と横揺れとの間に関係が有るかどうかを確かめるために、図2(a), (b)に後尾車先端部の圧力信号と横揺れ信号との相関をとって示す。(a)図は明り区間、(b)図はトンネル区間のものである。いずれの図からも両者の信号間には一定の相関が存在することがわかる。特にトンネル区間では相関が大きい。また、流体现象以外に全く異なる状況が存在しない明り区間とトンネル区間との間で、横揺れのしかたが大きく異なる(トンネル区間で激しく揺れる)ことから考えても、後尾車の横揺れには列車後流の規則変動が強く関係していることが推察できる。

それでは何故両者の間に周波数の差が存在するのだろうか?この点に疑問が残る。ビデオテープを詳しく観察した結果、煙の動きは必ずしも左右規則的ではなく、時には交番運動をしない場合があることが判明した。周囲の状況で変化しているようである。それと、列車の固有振動数が0.87Hzであり、横揺れ振動数、流体運動の振動数のいずれよりも低くなっていること、などが、その原因と推察される。

* 東北大学 流体科学研究所

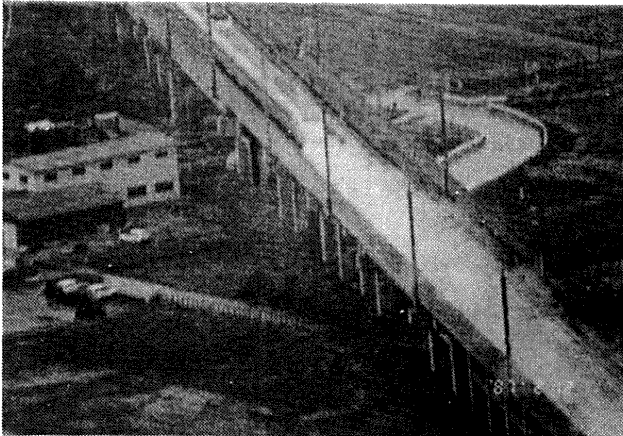


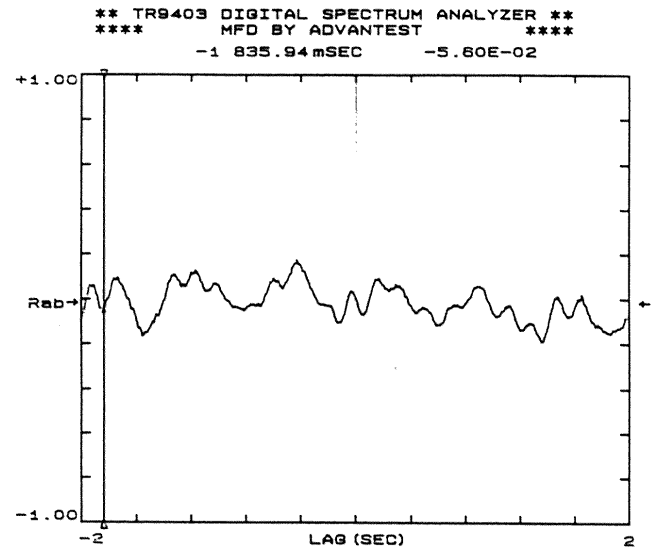
図1 STAR21 高速走行中の後流の可視化
(315km/h)

3. おわりに

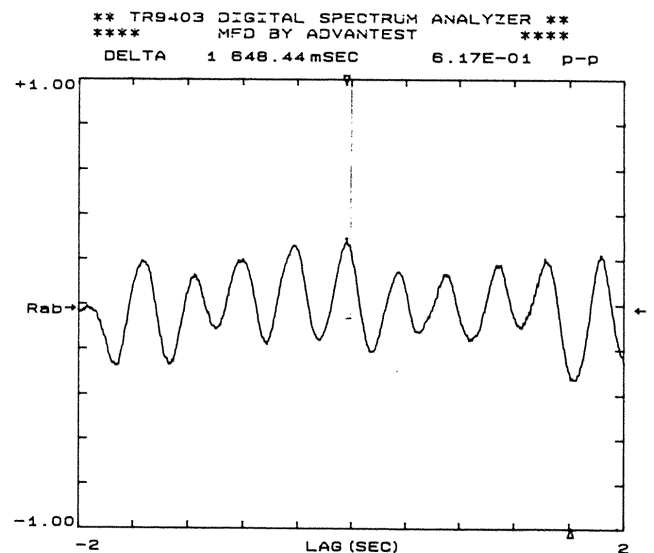
高速列車空力問題の研究は始まったばかりである。さらなる速度向上、騒音低減、安定走行、そして何よりも安全性の確保のためには極めて重要な問題と言える。しかし、これまでの速度域ではそう重要な問題として存在しなかったために、現在でもあまり重要視されていない。よく考えると高速列車の空力は、航空機以上に難しくかつ重要な問題であることがわかってきている。線路面は勿論のこと、トンネルや側壁、そして対抗列車など、常に構造物と干渉しつつ走行することが航空機などには無かった重要な問題を発生させている。今後も精力的に研究がなされることを期待している。

参 考 文 献

- 1) 小濱泰昭, ほか12名: 高速列車まわりの流れの計測, ながれ, 10別冊(1991), 120-124
- 2) 福西 祐, ほか3名: 高速列車後流のタフト法による解析, ながれ, 13(1994), 52-57



(a) 明り区間



(b) トンネル区間

図2 後尾車側壁の圧力差と横揺れとの相関

乱流噴流の近傍場における不安定性について

早川道雄*

On Natural Instability in the Near Region of Initially Turbulent Free Jets

Michio HAYAKAWA

Hokkaido University

ABSTRACT

Frequency-centered activity has been observed in the near region of initially turbulent circular jets. The dominant frequency determined from frequency spectra of velocity fluctuation scales better with local momentum thickness than with jet diameter, suggesting that the shear layer type of instability is responsible for the quasi periodicity. This is basically consistent with the notion of Petersen & Samet, that natural instabilities in circular jets scale with local shear-layer thickness, and the jet diameter is merely a subsidiary parameter. However the present result shows that the dominant frequency nondimensionalized with the local mean flow properties significantly varies with the ratio of local momentum thickness to jet diameter. Discussion is mainly made in the context of instability in shear flow turbulence.

Key Words: turbulent jet, instability, preferred mode, initial condition

1. はじめに

初期条件が層流境界層である自由噴流のポテンシャルコア領域には、せん断層型 (shear layer mode), 噴流型 (jet column mode) と呼ばれる二つの特徴的な不安定モードが存在し、前者は出口境界層厚さ、後者はノズル径によってそれぞれ規定されることは、広く認められてきた実験事実と云ってよい^{1,2)}。しかし、近年アリゾナ大学のグループ^{3,4)}は「噴流型モード」も基本的には局所のせん断層厚さで決まるものであり、せん断層型の不安定に帰着されると主張している。

本報告は、長い助走部を通して十分に発達した円管乱流が静止流体中に吹き出すときの噴流 (これを以下、「乱流円管噴流」と記す)、および出口境界層がノズル径に比べて無視できない程度に厚い乱流境界層であるときの噴流を対象にして、その近傍場で観測された準周期的速度変動を、乱流場における不安定性の問題という視点から見たものである。これらの噴流はいずれも初期条件が壁乱流であるか

ら、上述の二つの不安定性のうち層流不安定に起因する「せん断層型モード」は存在しない。

2. 乱流円管噴流の結果

2.1 装置の概略

実験には、内径 $D=40$ mm, 長さ約 7.6 m の円管噴流装置を用いた。測定は全て出口中心流速 (U_e) を 8 m/s 以上、レイノルズ数 $Re=U_e D/\nu > 2 \times 10^4$, で行ったので、噴流出口における流れの状態は標準的な円管乱流になっている。流れ中に円管の長さで決まる気柱共鳴周波数 (約 22 Hz), またはその高調波成分が卓越して現れる可能性がある。しかし、出口断面における速度変動のスペクトル中には、これらに相当する周波数やその他の周波数に明かなピークは認められなかった。

この噴流装置には、スピーカ膜面の振動を利用した人工攪乱発生器が設置されており、噴流出口部に設けた軸対称スリットから任意の周波数と振幅をもつ周期的攪乱を流れに与えることができる。

2.2 噴流型モードに相当する卓越周波数

乱流円管噴流にはポテンシャルコアが無く、中心軸付近

* 北海道大学工学部

でも平均速度勾配による半径方向への運動量の輸送があるために、中心流速(U_0)は管出口直後から緩やかに減少し始める。しかし、乱流変動の大きな高せん断層部分が広がって、噴流中心まで及ぶのは軸方向位置 $x/D=4\sim 5$ であって、この位置までは比較的乱れの弱い、ポテンシャルコアと類似の、コア部と云うべき領域が存在する⁵⁾。そして、 $x/D=3\sim 4$ における中心軸上の軸方向速度変動(u)のスペクトル中には、通常の噴流のポテンシャルコア終端付近で観測されるように、明瞭な盛り上がりが見られる⁶⁾。

このスペクトルの盛り上がりの中心周波数(f_p)は出口流速(U_e)の増加とともに単調に増加する。 f_p を U_e と D で無次元化し、レイノルズ数に対してプロットしたのが図1である。同図には、低レイノルズ数領域で測定されたLai⁷⁾の結果、および筆者ら⁶⁾が以前に $D=77\text{ mm}$ の円管を用いて得た結果も記入してある。レイノルズ数とともに僅かに増加する傾向は見られるが、いずれの測定においても $f_p D/U_e$ の値は $0.3\sim 0.4$ である。この卓越ストロハル数はポテンシャルコアのある噴流の $x/D=4$ 付近で得られている値 $0.25\sim 0.5$ ⁸⁾の範囲内にあり、通常の噴流における「噴流型モード」に対応していると考えられる。

2.3 高せん断層内で観測される卓越周波数

上述の準周期的速度変動は $x/D=3$ 付近から忽然と現れるわけではない。高せん断層外縁における u 変動を上流側へ遡って調べた結果、ポテンシャルコアのある噴流のときとは異なり、本噴流の場合には周期的変動が乱流変動中に埋没して、その存在を判別し難いことが分かった。そこで、一般にこの種の周期性を観測するのにより適している、半径方向速度変動 v に着目した⁹⁾。その結果、高せん断層内部における v 変動スペクトルには顕著な盛り上がり認められた。その中心周波数は半径位置 r に少なからず依存するが、ここではスペクトルの盛り上がりが見られ、且つその周波数がほぼ極大値になる位置 $(r-R)/x=-0.05$

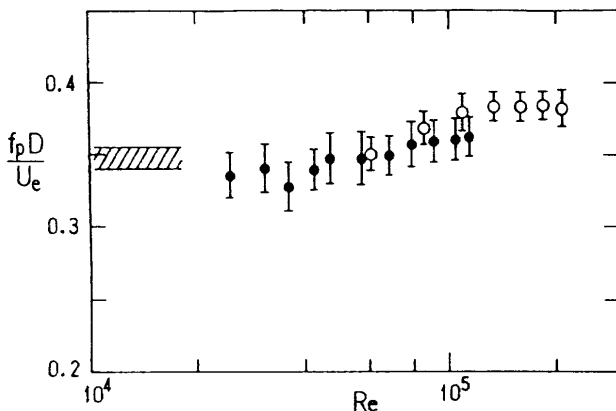


図1 噴流中心軸上の u 変動の卓越周波数 f_p . 測定位置： $x/D=3$, ●：本実験($L/D=190$), ○：Hayakawaら⁶⁾($L/D=96$), 斜線：Lai⁷⁾($L/D=576$). L は円管の長さ

($R=D/2$)に沿って測定した値を採用した。

図2がこのようなして求めた卓越周波数 f_n の流れ方向変化である。 $x/D=3$ に記入した斜線部は前述の噴流中心軸上 u 変動から得られた卓越周波数 f_p である。 $f_n D/U_e$ の値は x/D の増加とともに単調に減少し、 $x/D=3$ において $f_p D/U_e$ の値とほぼ一致している。このことから、 f_n と f_p は本来同質のものであり、前項に示した「噴流型モード」に対応すると考えられる卓越ストロハル数(図1)が本噴流に固有の代表的周期性を表しているのではないことが分かる。

この点を更に検討するために、通常の安定実験と類似の測定を行った。即ち、振幅の定まった、種々の周波数の人工攪乱を流れに与え、 v 変動成分の流れ方向の増減衰特性を調べた。測定条件は次のとおりである。

$$Re = 3.6 \times 10^4 \quad (U_e = 13.5 \text{ m/s}),$$

$$\text{初期攪乱の振幅 (rms 値)} = 0.025 U_e,$$

$$\text{攪乱の周波数 (} f_e \text{)} = 80 \text{ Hz} \sim 328 \text{ Hz},$$

$$\text{測定半径位置 : } (r-R)/x = -0.025.$$

本測定範囲内では、全ての攪乱は流れ方向に一旦増幅したのち、単調に減衰した。

図3に各攪乱の増幅減衰曲線から求めた等振幅線図を示す。図中の太破線は図2に示した卓越周波数(f_n)の値($Re = 3.4 \times 10^4$)を結んだ線である。 $f_e D/U_e = 0.6\sim 0.7$ の攪乱が最も増幅し、 $x/D=0.75$ 付近で最大になることが分かる。更に注目される点は各 x 位置で振幅が極大になる f_e の値が f_n とほぼ一致していることである。このことは、自然な流れの状態で観測された準周期的速度変動がせん断層型不安定と密接に関係していることを示している。

3. 厚い乱流境界層を初期条件とする噴流

Petersen & Samet⁴⁾は初期条件が薄い層流境界層である円形噴流の測定と線形安定性解析を行い、軸対称混合層が乱流化したのちに現れる周期的変動の特性が平均速度分布に基づく安定計算結果とよく符合することを示した。そ

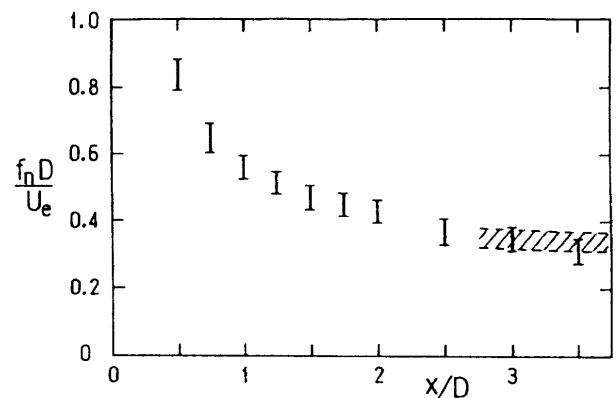


図2 高せん断層内の v 変動の卓越周波数 f_n . 斜線部は図1の f_p . $Re=3.4, 6.9, 10.4 (\times 10^4)$

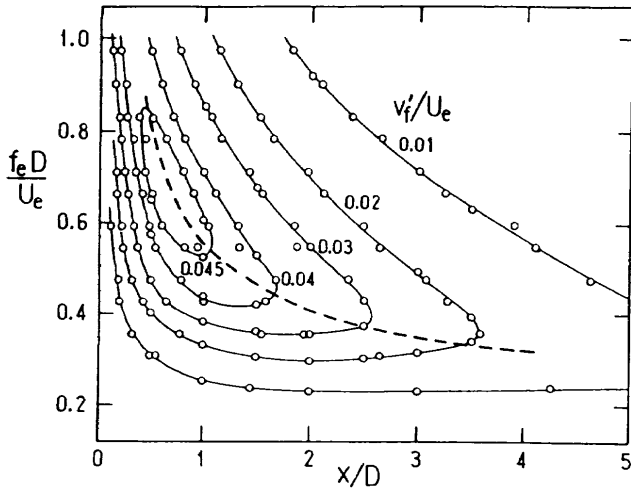


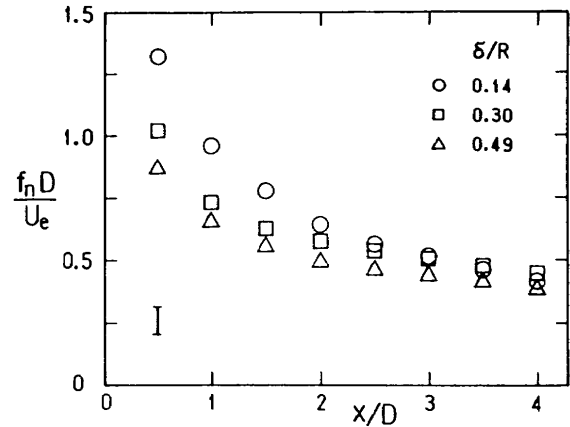
図3 人工攪乱の等振幅線図。太い破線は図2の f_n 。
 $Re = 3.6 \times 10^4$

して、ノズル径で規定されると云われてきた「噴流型モード」は存在せず、これは平均流特性で決まるせん断層型不安定によるもので、ノズル径は副次的なパラメータに過ぎないと結論している。前節に示した結果も彼らの主張を支持しているように見える。この点をより直接的に検証するためには、卓越周波数に及ぼす局所せん断層厚さの影響とノズル径の影響とを分離した測定を行えば良いと考えられる。

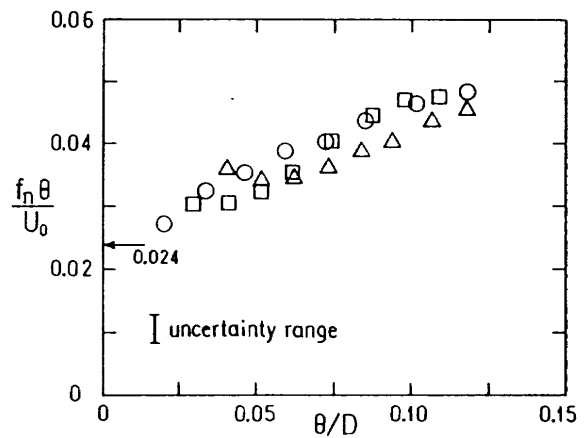
そこで、既設の自由噴流装置のノズル内壁にサンドペーパーを貼るとともに、ノズル端に適当な長さの延長管（内径50mm）を接続し、管の長さを変えることによって、噴流出口に厚さの異なる乱流境界層を実現した。使用した3種類の延長管に対し、出口境界層厚さ δ はそれぞれ0.14R, 0.30R, 0.49R（R：管半径）であった。これらの条件下で、前節と同様に、高せん断層内部の v 変動のスペクトルから卓越周波数（ f_n ）を求めた。

図4(a), (b)は f_n をそれぞれ管径D、および局所運動量厚さ θ を用いて無次元化したものである（ここで、 θ は一つの子午面内で二次元的に測られた平均速度分布から求まる値である）。両図を比較して明らかなように、初期境界層厚さの違いによる f_n の流れ方向変化は、平均速度分布に関連する量、 θ と U_0 、に基づく無次元化によって、より良く表されている。この結果は前述のPetersen & Samet⁴¹の主張と合致している。

しかし、彼らの示唆するところとは異なり、 $f_n D / U_e$ は θ / D に対してかなり大きく変化している。 θ / D は高せん断層部の円周方向への曲率の度合いを表していると考えられることから、図4(b)の結果はこの曲率の増加とともに卓越ストロハル数が増加すると解釈することができる。事実、初期境界層厚さが最も薄い場合（ $\delta / R = 0.14$ ）のデータを二次元流れに対応する $\theta / D = 0$ まで外挿すると、図中に記入し



(a) 噴流出口径に基づくストロハル数



(b) 局所運動量厚さに基づくストロハル数

図4 卓越周波数に及ぼす初期境界層厚さの影響（ $Re = 1.0 \times 10^5$ ）

である平面乱流混合層における値0.024^{10, 11)}にほぼ一致する。

なお、初期境界層が厚くなるにつれて、 θ / D の小さい範囲の値が直線的な変化からずれてくるのは、乱流境界層の影響がある程度下流まで残り、速度分布の形がせん断層型とは異なるためであると思われる。

4. おわりに

出口条件が乱流管内流および厚い乱流境界層である円形噴流の近傍場に現れる準周期的速度変動を実験的に調べた。その卓越周波数は噴流出口径よりも局所運動量厚さによってほぼ尺度化されることが分かった。この結果は、噴流中の卓越モードが平均速度分布の安定特性で決まる「せん断層型の不安定」に因るとするアリゾナ大学グループの主張に沿うものである。

線型安定理論をせん断乱流に適用することには批判的見方もあるが¹²⁾、その一方で、秩序構造の挙動が線型安定理論の結果と良く符号することは混合層や伴流の場合にも報告されている^{3, 13, 14)}。しかし、非線型性が重要な役割を界た

すと考えられる, 長さと速度スケールの大きな変動の振舞いが, なぜ無限小振幅攪乱の仮定に基づく安定理論解析によって予知し得るかという問題は残されている。無限小振幅を仮定せず, レイノルズ応力の寄与を取り入れた非線型安定解析¹⁵⁾がより現実的なアプローチではあるが, 上述の疑問に対して何らかの合理的説明があって良いように思われる。

5. 謝 辞

本報告について, 種々ご議論頂いた小橋安次郎先生, 並びに有益なコメントを頂いた研究会の方々に謝意を表します。

引 用 文 献

- 1) Ho, C.M. and P. Huerre: *Ann. Rev. Fluid Mech.* **16** (1984) 365
- 2) Drubka, R.E., P. Reisenthel and H.M. Nagib: *Phys. Fluids A1* (1989) 1723
- 3) Wygnanski, I. and R.A. Petersen: *AIAA J.* **25** (1987) 201
- 4) Petersen, R.A. and M.M. Samet: *J. Fluid Mech.* **194** (1988) 153
- 5) 竹澤 聡, 早川道雄, 飯田誠一: 日本機械学会論文集 **54-502** (1989) 1372
- 6) Hayakawa, M., S. Iida and S. Takezawa: *Phys. Fluids* **28** (1985) 3703
- 7) Lai, J.C.S.: *Proc. 10th Australasian Fluid Mech. Confr.* (1989) 13
- 8) Gutmark, E. and C.M. Ho: *Phys. Fluids* **26** (1983) 2932
- 9) Marasli, B., F.H. Champagne and I. Wygnanski: *Phys. Fluids A3* (1991) 665
- 10) Browand, F.K. and T.R. Troutt: *J. Fluid Mech.* **158** (1985) 489
- 11) Hussain, A.K.M.F. and K.B.M.Q. Zaman: *J. Fluid Mech.* **159** (1985) 85
- 12) Hussain, A.K.M.F.: *J. Fluid Mech.* **173** (1986) 302
- 13) Gaster, M., E. Kit and I. Wygnanski: *J. Fluid Mech.* **150** (1985) 23
- 14) Cimbala, J.M., H.M. Nagib and A. Roshko: *J. Fluid Mech.* **190** (1988) 265
- 15) Liu, J.T.C.: *Ann. Rev. Fluid Mech.* **21** (1989) 285

コリオリ力場における乱流斑点の成長について

益田 重明* 松原 雅春**

Growth of a Turbulent Spot in a Coriolis Force Field

Shigeaki MASUDA

Keio University

Masaharu MATUBARA

Royal Institute of Technology

ABSTRACT

The structure and the growth of a turbulent spot in a Blasius boundary layer stabilized by Coriolis force has been investigated. The hot-wire measurement suggested the roll of hairpin vortices on the growth of the turbulent spot. The growth rate was found to be reduced by Coriolis force, the mechanism of which has been explained in connection with the cancellation of hairpin vortices by system rotation.

Key Words: transition, Coriolis force, turbulent spot, system rotation, artificial disturbance

1. ま え が き

不安定外力場における乱流遷移ではTaylor渦, Goertler渦, Benardセルなどに見られるように, ある定常流から別の定常流への移行を経て乱流化が起こる。一方, 安定外力場では乱流化の過程は外力が作用しない場合と基本的に同じで, その進行が外力によって抑制されるだけであることが, コリオリ力場における著者等の研究から明らかにされている^{1), 2)}。従って, 外力による遷移の抑制機構を解明することは, 乱流発生の子は何かを明らかにするという意味で, 外力が作用しない一般の流れ場における境界層制御の観点からも重要である。

本研究では, コリオリ力が壁面に直角外向きに作用する平板境界層において, 乱流斑点の成長がコリオリ力の安定効果によって抑制される様子を観察し, 縦渦の抑制が遷移の進行を妨げることを明らかにした。

2. 実験方法

実験装置についてはすでに文献1)などに述べてあるので, ここでは乱流斑点の発生法とデータ処理について述べる。観察範囲において自然遷移が起こらない程度の低いレイノルズ数に設定し, 前縁下流 $x=180\text{mm}$ の壁面に設けた直径 1mm の孔から点源攪乱を与えることによって人工的に乱流斑点を発生させた。攪乱は外部に設けたスピーカーにパルス電圧を印加することにより与え, 下流の x 一定の断面上を移動するI型熱線プローブの流速信号をサンプルした。サンプリングは印加電圧の立ち上がりをトリガーとし, 遅れ時間 t を設定して行い, サンプル数 $N=128$ にわたるアンサンブル平均流速,

$$\langle u(y, z, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(y, z, t) \quad (1)$$

および, 乱れ強さ,

$$\langle u'(y, z, t) \rangle = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \{u_i(y, z, t) - \langle u(y, z, t) \rangle\}^2} \quad (2)$$

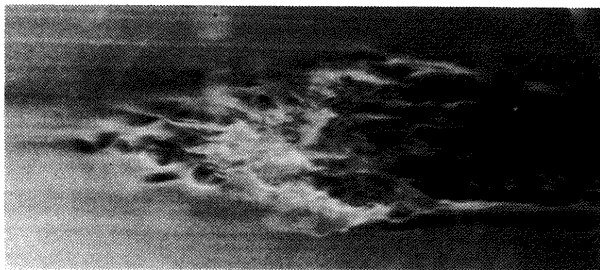
を算出した。主流流速 $U_\infty = 8\text{m/s}$, 回転角速度 $\omega = -8.4\text{rad/s}$ とした。

* 慶應義塾大学理工学部

** Royal Institute of Technology, Stockholm

3. 実験結果

図1は静止場において壁面上の二次元スリットから静かに導入されたパラフィンミストを、点源攪乱導入から42ms後に撮影したものである。乱流斑点が到着する直前(写真右端)から、縦渦によるものと思われるミストの集散と波打ちが始まり、乱流斑点の輪郭部および後端部にも見られる。斑点本体の内部にも鮮明ではないがスパン方向に数列にわたるミストの濃淡が認められる。安定コリオリ力場においても定性的に同様の写真が得られた。以下この斑点の内部の速度場の測定結果について示す。図2は $x=320\text{mm}$, $y=0.3\text{mm}$ の位置で z 方向に移動するI型熱線プローブで測定した乱流斑点底部における $z-t$ 面上での等速度線で、ブラジウス分布からのずれを表わしている。灰色の部分の乱れ強さが2%以上の領域で、写真に見える乱流斑点本体の部分にあたる。内部には対称に5つのピークが存在していて、その間隔は粘性スケールの約130倍、境界層厚さの約1.3倍である。さらに下流位置ではピークの数が増し、間隔は狭まる傾向に有る。点線で示した静止時の2%ラインと比較すると長さ、幅共に10%程度の減少が認められる。図3は斑点の高さ方向中央部($y=1.8\text{mm}$)における同様の結果でコリオリ力の効果は底部ほどは顕著でない。可視化



$x=368\text{mm}$ $x=261\text{mm}$

図1 静止場における乱流斑点の可視化写真
($t=42\text{ms}$, $U_w=8\text{m/s}$)

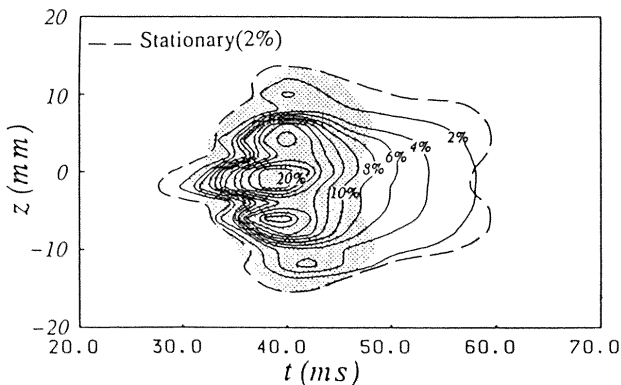


図2 安定コリオリ力場の乱流斑点底部における $z-t$ 面上の流速分布
($\omega=-8.4\text{rad/s}$, $x=320\text{mm}$, $y=0.3\text{mm}$)

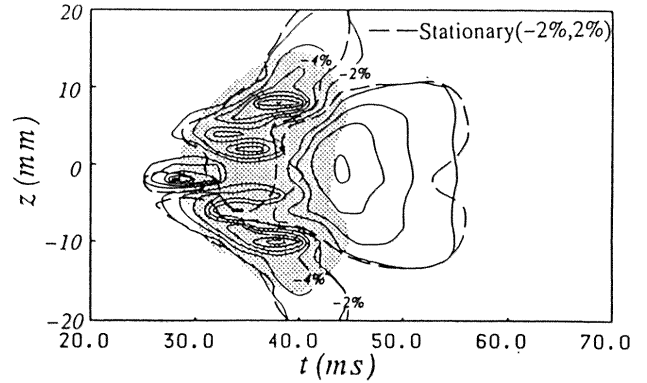


図3 安定コリオリ力場の乱流斑点中央部における $z-t$ 面上の流速分布
($\omega=-8.4\text{rad/s}$, $x=320\text{mm}$, $y=1.8\text{mm}$)

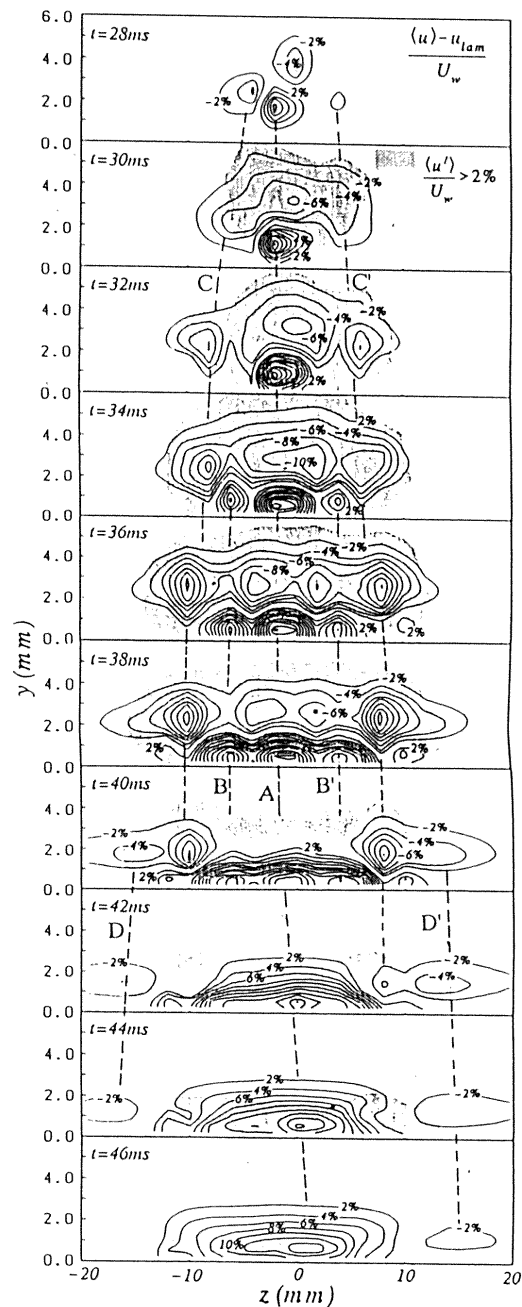


図4 安定コリオリ力場の乱流斑点の $y-z$ 断面における流速分布
($\omega=-8.4\text{rad/s}$, $x=320\text{mm}$)

写真(図1)と比較すると、ミストが白く写っている斑点の本体部分では底部で加速、中央部で減速されていること、写真で黒く尾を引いている尾部ではどの高さでも加速されていることが分かる。

図4は回転時のy-z断面等速度線である。斑点到着と同時に流速変化が始まり、中央部の壁面近傍に点線(A)で示される高速領域が、その外側に別的高速領域(B, B'), さらに外側に(C, C'), (D, D')で示される低速領域の消長が認められる。この構造は基本的には静止時と変わらず、強い攪乱の非線形成長の過程がコリオリ力には左右されないほど強固なものであることを示唆している。しかし、高速領域低速領域共、速度差は図5に示すように明らかに静止時より小さくなっている。乱流斑点のスパン方向への成長がヘアピン渦の形成による従来の説明⁵⁾に従えば、斑点内部の速度差はヘアピン渦の脚部における誘導速度の結果と見ることが出来、図1の写真と対応させると図6のようなヘアピン渦の配置を考えることが出来る。縦渦により誘起されるスパン方向速度差が、安定コリオリ力場ではもとの縦渦を打ち消す方向の渦を誘起し⁶⁾、これによってヘアピン渦の縦渦成分が弱められる結果、斑点の成長が抑えられるものと思われる。

4. ま と め

コリオリ力が壁面に直角外向きに作用する平板境界層において、点源攪乱により発生させた乱流斑点の成長を観察し、縦渦の抑制が遷移の進行を妨げることを明らかにした。

参 考 文 献

- 1) 益田・松原：機論(B), 55-516 (1989), pp. 2162-2171.
- 2) Masubara, M & Masuda, S.: Advances in Turbulence 3 (1991), pp. 204-210.
- 3) 松原・益田：機論(B), 58-555 (1992), pp. 3231-3236.
- 4) 松原・益田：機論(B), 59-566 (1993), pp. 3025-3031.
- 5) 例えば Matsui, T.: Laminar-Turbulent Transition, ed. R.Eppler and H.Fasel, Springer (1980), pp.288-296.
- 6) 益田・松原：航空宇宙技術研究所特別資料, SP-15 (1991), pp. 25-30.

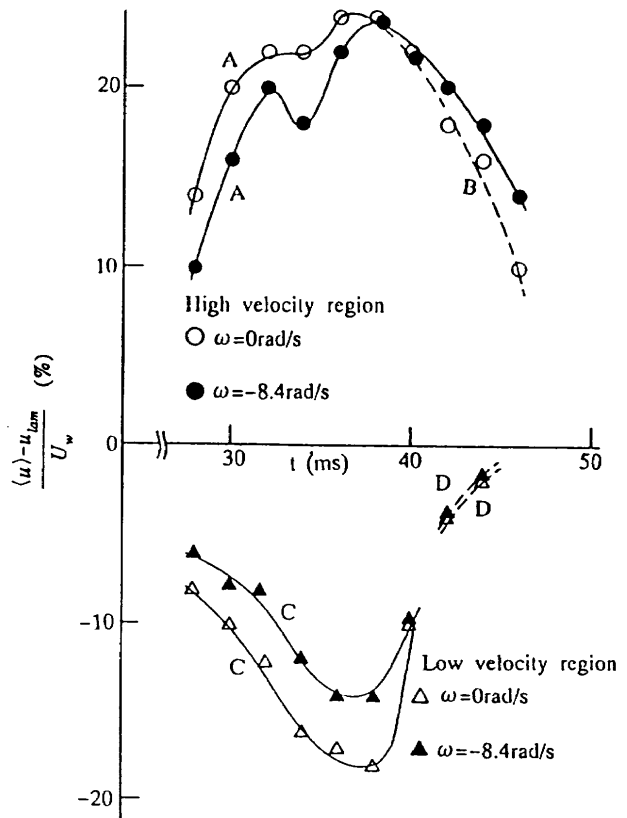


図5 乱流斑点内部の高速領域・低速領域における最大速度差 (A~Dは図4に対応)

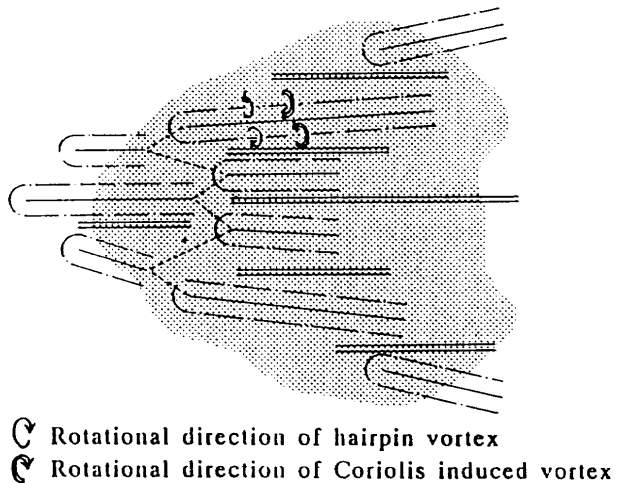


図6 低速領域とヘアピン渦の配置 (想像図)

薄い2次元突起のある平板境界層の音に対する受容性

福西 祐* 小林 陵二* 小濱 泰昭**

W. S. サリック*** H. L. リード***

Receptivity of Flat-Plate Boundary Layer with Two-Dimensional Roughness Element to Sound

Yu FUKUNISHI, Ryoji KOBAYASHI and Yasuaki KOHAMA
Tohoku University

William S. SARIC and Helen L. REED
Arizona State University

ABSTRACT

The receptivity of a flat-plate boundary layer to freestream sound when one or two roughness elements are attached to the surface is investigated by both wind tunnel experiments and numerical simulations. It is shown that the amplitude of the T-S waves which develop downstream can be controlled by changing the distance between the two-dimensional elements. When single roughness element is on the surface of the flat-plate, the results of the numerical simulation show that the amplitude of the generated T-S wave is a function of the roughness width. It is shown that this effect can be explained as an interaction between the waves generated at the upstream edge of the element and the waves generated at the downstream edge.

Key Words: receptivity, roughness elements, T-S waves, wave interaction

1. 緒 言

平板上に薄い2次元の突起を置くことにより、外乱としての音が効果的に境界層中の速度変動として取り込まれることが知られている^{1), 2), 3)}。取り込まれた速度変動は層流境界層の乱流遷移に強く関わる Tollmien-Schlichting 波 (以下 T-S 波) の周波数やその強さを支配するため、外乱の取り込み易さ、すなわち受容性についての知識を増やすことで、やがては境界層の遷移過程そのものを制御する道が開けることが期待されている。

この研究においては厚さがわずかに 100 μm の 2次元突起を1つないしは2つ平板上に設け、それが受容性にどのよ

うな影響を及ぼすかという点に注目した風洞実験および数値計算を行った。

2. 実験装置

風洞実験には東北大学流体科学研究所の低乱風洞が用いられた。図1にその測定部の概略を示す。

風洞の一樣流は 18 m/s とし、この条件下で主流中の 1 Hz 以上の周波数の乱れ成分は一樣流速度の 0.02% 以下である。実験対象となる境界層が発達する平板は風洞中央部に置かれ、圧力勾配が生じないよう迎え角が注意深く調整されている。前縁は長短軸比が 36:1 の楕円をもとに受容性を低くするべく平板接合部の圧力が滑らかに変化するように修正した形状のものを使用している。

音は測定部上流の整流部のさらに上流に置かれたスピーカにより発生する。測定部付近では平板に垂直な波面を持

* 東北大学工学部

** 東北大学流体科学研究所

*** アリゾナ州立大学

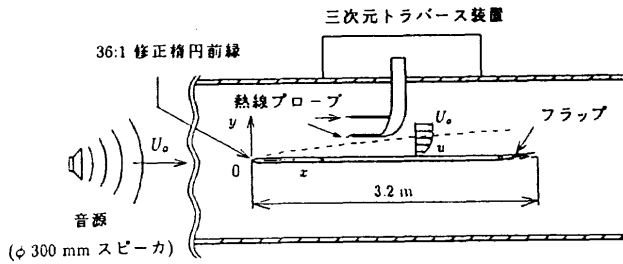


図1 実験装置概略

つ平面波となっていることが確認されている。スピーカより発生させる音の周波数は、自然に成長するT-S波の周波数に相当する135.5 Hz、音圧レベルは90 dBとした。この音圧レベルは一様流速の0.009%の速度変動に相当する。

2次元突起の材料となったセロハン粘着テープは厚さ50 μm 、幅12 mmのもので、2枚重ねて平板表面に貼り付けることで高さ100 μm の2次元突起としている。2次元突起の置かれた位置は、発生した速度変動が成長するように、中立安定曲線の第1分枝とスピーカの音の周波数135.5 Hzとの交点の位置を選んである。テープの位置での境界層厚さは2.9 mm、排除厚さは1.0 mmであった。

3. 数値シミュレーションの方法

数値シミュレーションとしては食い違い格子をもちいたMAC法により、2次元非圧縮Navier-Stokes方程式を解いた。流れのパラメタは風洞実験と一致するように選ばれた。主流方向(ξ)には等間隔に300点、壁面に垂直な方向(η)には不等間隔に100点の格子点が採られた。非線形項には3次の風上差分を用いている。

図2にテープ近傍の格子点の様子を示す。計算領域の内、下流端の20%の格子に関しては、波の反射を防ぐために人工粘性を導入したバッファ領域とし、速度変動を減衰させている。バッファ領域を除く計算領域中に中立安定曲線の不安定領域全体が含まれており、 η 方向には下流端での境界層厚さの約5倍の距離まで計算領域となっている。

音の効果は平板表面での速度の境界条件として時間的に周期的に変動する左右方向の速度を与えることで模擬している。

4. 結 果

4.1 2個の2次元突起による音の受容性(風洞実験)

図3、図4は風洞実験の結果である。2次元突起を2つ配置し、受容され成長した速度変動を下流で捉えたものを速度変動の実行値の η 方向分布の形で示したのが図3である。図3にはT-S波に特徴的な2山の分布が見られるが、その変動の強さが突起間の距離により異なる点が注目される。

図4は突起間の距離と速度変動振幅の最大値の関係を示

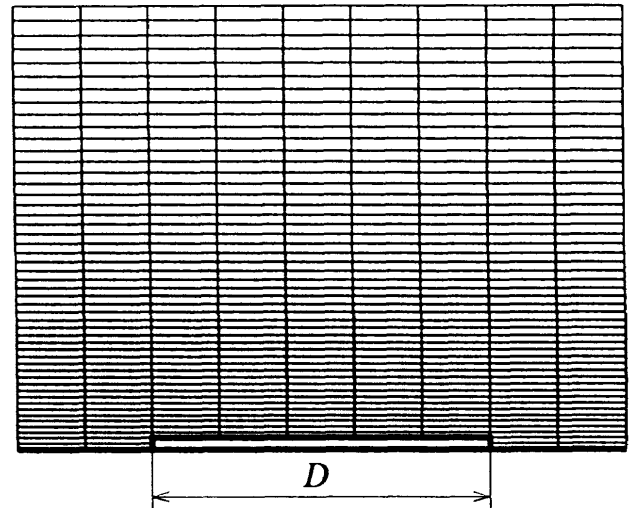


図2 2次元突起近傍の計算格子

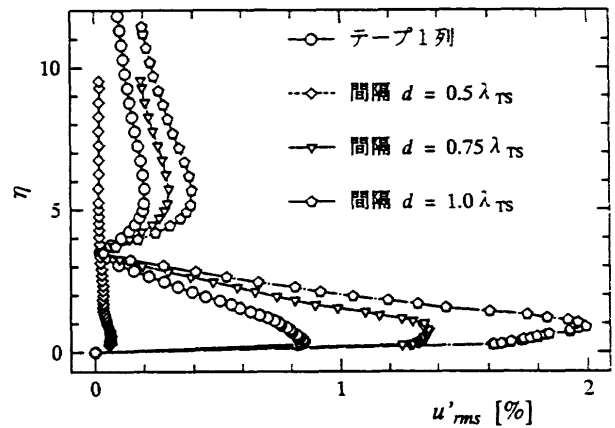


図3 2列の突起間の距離dを変えたときの速度振幅の η 方向分布く実験
($U_\infty = 18.0 \text{ m/s}$, $x = 1.35 \text{ m}$)

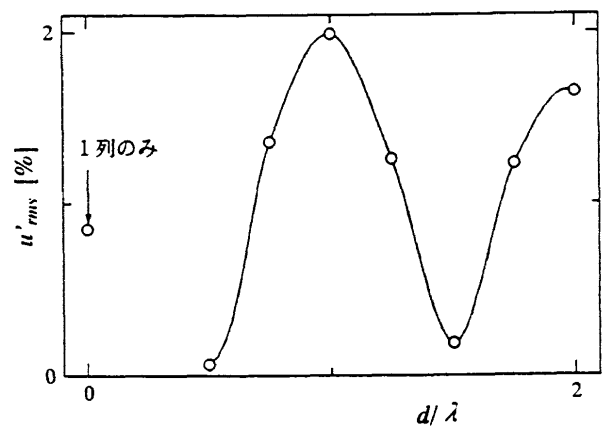


図4 2列の突起間の距離dを変えたときの速度振幅最大値の変化く実験
($U_\infty = 18.0 \text{ m/s}$, $x = 1.35 \text{ m}$)

すグラフである。変動の強さは突起間の距離に応じて周期的に変換ることがわかる。

4.2 2個の2次元突起による音の受容性(数値計算)

図5および図6はそれぞれ図3、図4に対応する数値シ

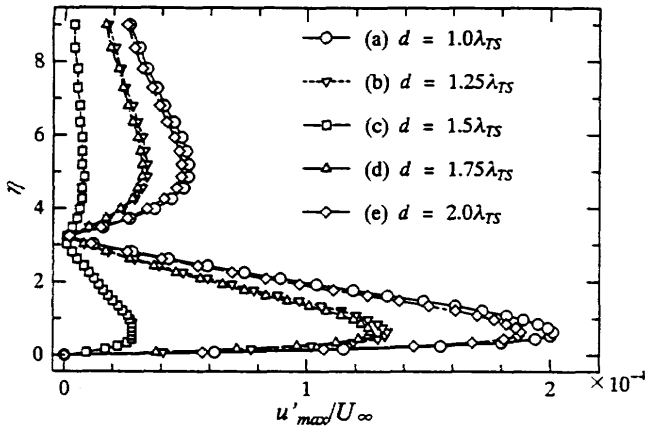


図5 2列の突起間隔 d を変えたときの速度振幅の η 方向分布 (数値計算)

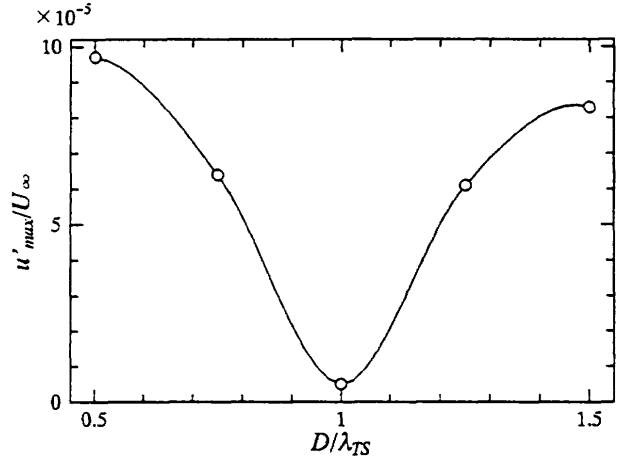


図7 突起の幅を変化させたときの T-S 波の最大振幅の変化

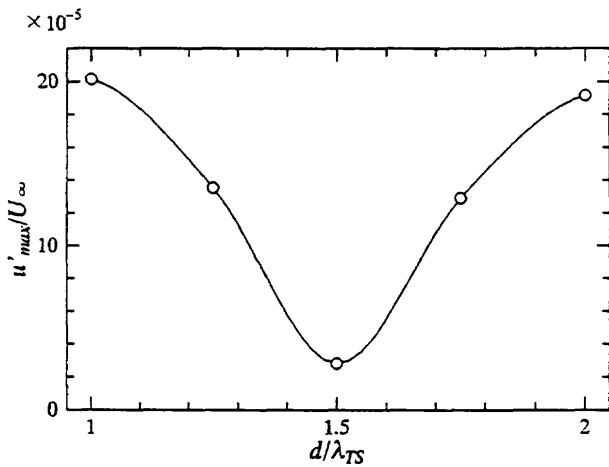
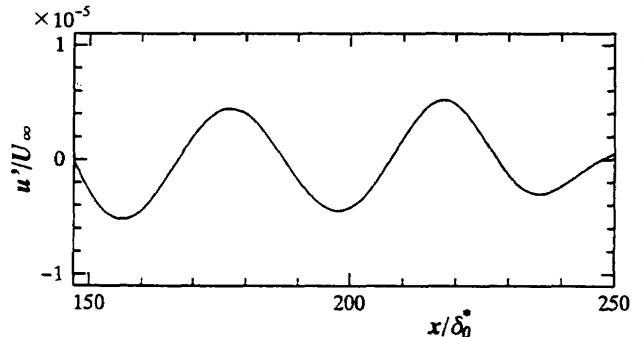
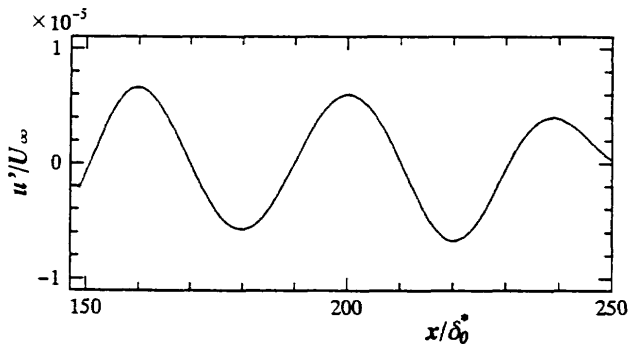


図6 2列の突起間隔 d を変えたときの速度振幅最大値の変化 (数値計算)



(A) Forward facing step



(B) Backward facing step

図8 前向き段差, 後ろ向き段差における速度変動の空間分布の比較 (数値計算)

ミュレーションの結果である。ただし、測定位置は風洞実験に較べ上流の位置で速度変動の絶対値は小さい。

いずれの図に関しても風洞実験の結果と数値シミュレーションの結果にはよい傾向の一致が見られる。

これらの結果は上流側の突起より発生する速度変動と下流側の突起より発生する速度変動との波の重ね合わせとして説明される。すなわち、突起間の距離が T-S 波の波長の整数倍の時は波の位相が一致して 2 つの波は互いに強め合い、それ以外の場合には位相差による波の打ち消し合いがおこるものと解釈できる。

4.3 2次元突起が1個の場合の突起幅の影響 (数値計算)

次に、数値シミュレーションにより、突起が1個しか無い場合のその突起の幅による受容性の強弱について調べた。図7にその結果を示す。図7の横軸は突起の上流側の端から下流側の端までの距離、すなわち突起の幅である。突起の存在により作られる速度変動の強さは突起の幅が T-S 波の波長の整数倍の時に極小値をとっている。

この原因を明らかにするために小さな前向き段差および後ろ向き段差により受容される速度変動について調べてみた。

2次元突起は上流側の前向き段差と下流側の後ろ向き段差の組み合わせとみなすことができる。図8(a)は前向き段差により受容された速度波形、図8(b)は同じ位相における後ろ向き段差により受容された速度波形である。両者は位相が180度ずれていることがわかる。この結果より、突起の幅に依存して受容される速度変動が強くなったり弱くなったりする現象は上流側の端において発生する波と下流側の端から生じる180度位相のすぐれた波の重ね合わせが生じるためであると説明することができた。

5. 結 言

以上の結果をまとめると以下ようになる。

平板上に2つの2次元突起があると、双方から受容された速度変動の波の重ね合わせが起き、突起間の間隔を変えることにより受容性の強さを制御できる。

1つの2次元突起しかない場合においても、その突起の幅により受容性の強さは変えられる。その原因は突起の上流側の角と下流側の角とで位相の180度ずれた速度変動が受容されるためである。この場合にも波の重ね合わせが起こり、その結果として受容性の強さが変化する。

参 考 文 献

- 1) Goldstein, M.E. and Hultgren, L.S.: *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **21**, 137-166 (1989).
- 2) Wlezien, R.W., Parekh, D.E. and Island, T.C.: *Appl. Mech. Rev.*, **43**, 167-174 (1990).
- 3) Saric, W.S., Hoos, J.A., Radeztsky, R.H. and Kohama, Y.: *ASMEFED*, **114**, 17-22 (1991).

Kirchhoffの楕円渦の三次元不安定性と楕円型不安定性

宮 崎 武* 今 井 健* 福 本 康 秀**

The Three-Dimensional Instability of Kirchhoff's Elliptic Vortex and the Elliptical Instability

Takeshi MIYAZAKI

Univerlity of Electro-Communications

Takeshi IMAI

Univerlity of Electro-Communications

Yasuhide FUKUMOTO

Nagoya University

ABSTRACT

The three-dimensional linear instability of Kirchhoff's elliptic vortex in an inviscid incompressible fluid is investigated numerically. Any elliptic vortex is shown to be unstable to an infinite number of short-wave bending modes with azimuthal wavenumber $m=1$. In the limit of small ellipticity, the axial wavenumber of each unstable mode approaches the value obtained by the asymptotic theory of Vladimirov & Il'in, indicating that the instability is caused by a resonance phenomenon. As the ellipticity increases, the bandwidth broadens and neighbouring bands overlap each other. The maximum growth rate of each mode, except for that of the longest one, is very close to that of the elliptical instability under the influence of a Coriolis force.

Key Words: Kirchhoff's elliptic vortex, three-dimensional linear instability, elliptical instability

序

集中渦領域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普遍的に現われるため“楕円型不安定性”と呼ばれている。

Gledzer & Ponomarev⁵⁾は楕円シリンダー内の剛体回転流の不安定性を実験的に調べ、楕円型不安定性の予測と定性的な一致をみている。ここではKirchhoffの楕円渦を例に取り、楕円型不安定性が有限の広がりを持つ渦領域の不安定性に対してどの程度まで定量的な予測を与えられるかを検討する。

基本流

Kirchhoffの楕円渦は楕円(長軸 a :短軸 b)内部で均一な渦度($=1$)を持ち、外部でポテンシャル流となっている有限渦領域で、楕円の形を保ったまま一定角速度($\Omega = ab/(a+b)^2$)で回転するEuler方程式の二次元解である。回転座標系での流れ関数は

* 電気通信大学

** 名古屋大学工学部

$$\psi_{in} = -\frac{bx^2 + ay^2}{2(a+b)} + \frac{1}{2} \varrho (x^2 + y^2),$$

$$\psi_{out} = -\frac{ab}{2} \xi - \frac{ab}{4} e^{-2\xi} \cos 2\eta + \frac{1}{2} \varrho (x^2 + y^2)$$

で与えられる。ただし、デカルト系と楕円柱座標系の関係は

$$x = c \cosh \xi \cos \eta, \quad y = c \sinh \xi \sin \eta, \quad c = (a^2 - b^2)^{1/2}$$

で定義される。

Love⁶⁾は二次元的不安定性を調べ、 $a/b > 3$ となるような楕円渦は角度方向の波数 $m=3$ のモードに対して不安定化することを示した。Miyazaki & Hanazaki⁷⁾は準地衡風近似のもとに、すべての楕円渦が $m=1, 2$ の Baroclinic モードに対して不安定であることを見だしている。また、Robinson & Saffman⁸⁾はストレイン場中の楕円渦領域の三次元的不安定性を調べ、長波長モードに加えて短波長不安定モードの存在を示した。

線形安定性

渦軸方向の波数 k ，増幅率 σ のモードを考える ($e^{i(kz - \sigma t)}$)。楕円内部の三次元攪乱は渦ありとなるのでマッシュュー・チェビシェフの二重展開し (Robinson & Saffman⁸⁾の改良)，

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[C_{mn}^u c e_{2m-1}(\eta, -q) T_{2n-1}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right) \right. \\ &\quad \left. + D_{mn}^u s e_{2m-1}(\eta, -q) T_{2n-2}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right) \right], \\ \bar{v} &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[C_{mn}^v c e_{2m-1}(\eta, -q) T_{2n-1}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right) \right. \\ &\quad \left. + D_{mn}^v s e_{2m-1}(\eta, -q) T_{2n-2}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right) \right], \quad (q = -c^2 k^2 / 4) \end{aligned}$$

楕円内部の選点

$$\frac{\xi_i}{\xi_0} = \cos \frac{\pi(2i-1)}{4(N_R-1)}, \quad i=1, 2, \dots, N_R-1,$$

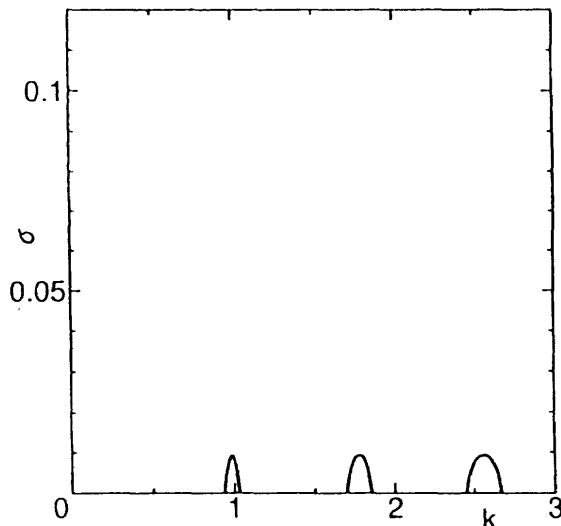


図1 不安定増幅率の軸方向波数依存性 a/b=1.1

$$\eta_j = \frac{\pi(j-1)}{2N_A}, \quad j=1, 2, \dots, 2N_A.$$

で線形化された Euler 方程式を満足させる。ここでの添字の o は奇数モードを表す。楕円外部のポテンシャル流攪乱はマッシュュー関数展開し、

$$\begin{aligned} \bar{\phi} &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[C_{mn}^o c e_{2m-1}(\eta, -q) \frac{K e_{2m-1}(\xi, q)}{K' e_{2m-1}(\xi_0, q)} \right. \\ &\quad \left. + D_{mn}^o s e_{2m-1}(\eta, -q) \frac{K o_{2m-1}(\xi, q)}{K' o_{2m-1}(\xi_0, q)} \right] \end{aligned}$$

境界での運動学的条件と圧力(接線速度成分)の連続条件を課す。各展開を有限項 ($N_A = N_R = 12$ 項程度) で打ち切ると、問題は 2 つの比較的大きな行列 A, B (600 x 600 程度) からなる一般化固有値問題

$$\begin{aligned} (\sigma A - B) (\{C_{mn}^u\}, \{C_{mn}^v\}, \{D_{mn}^u\}, \{D_{mn}^v\})^t &= 0, \\ (m=1, \dots, N_A, \quad n=1, \dots, N_R) \end{aligned}$$

で定式化される。数値的に固有値を求め、不安定特性を決定する。結果の有効数字は 3~4 桁である。

結果と議論

図1~3に $a/b=1.1, 2.0, 3.0$ の場合の不安定増幅率 σ を示す。横軸は軸方向波数 k である。図1では $k=1.0, 1.8, 2.6$ を中心とする 3 つの不安定バンドが見られる。この波数は Vladimirov & Il'in⁹⁾の漸近理論が予測する値 $k=1.035, 1.866, 2.684$ にほぼ一致し、計算結果の精度を保証する。また各バンドの最大増幅率が一定値であることが注目される。 a/b が大きくなるにつれて不安定バンドの幅が広がり、増幅率も増大する。最も低波数なモードを除いてその最大増幅率は一定となる。表1で見ると、その値は楕円型不安定性の予測する値(コリオリ力の影響下: Craik¹⁰⁾または Miyazaki¹¹⁾)に一致する。図4に楕円型不安定性の成長率と Love⁶⁾の2次元解析結果を比較する。 $a/b < 3.5$ の楕円

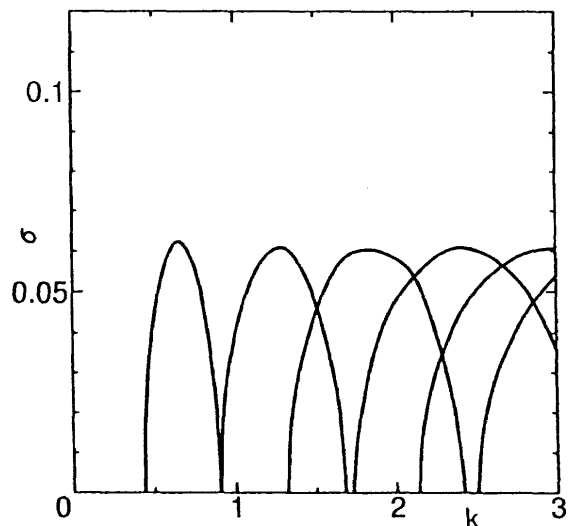


図2 不安定増幅率の軸方向波数依存性 a/b=2.0

表1 各不安定バンドの最大増幅率と楕円型不安定性

a/b \ n	1. 1		2. 0		3. 0	
	σ	k	σ	k	σ	k
1	0.0094	1.0	0.062	0.7	0.089	0.4
2	0.0094	1.8	0.061	1.3	0.083	1.0
3	0.0094	2.6	0.061	1.8	0.082	1.4
4			0.061	2.4	0.082	1.9
5			0.061	3.0	0.082	2.4
6					0.082	2.8
∞	0.0093	∞	0.0602912	∞	0.0809604	∞

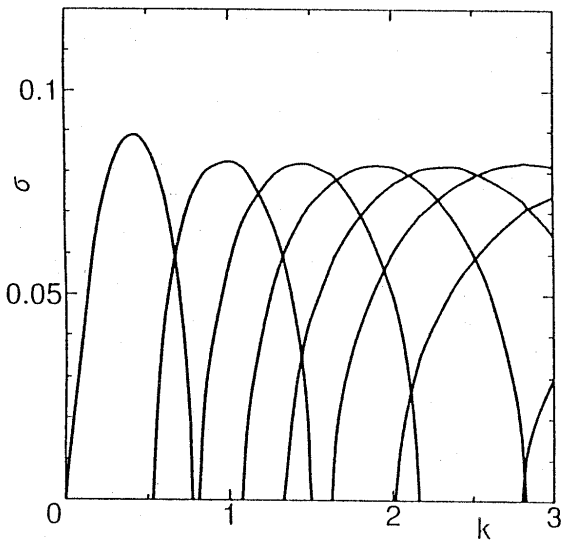


図3 不安定増幅率の軸方向波数依存性 a/b=3.0

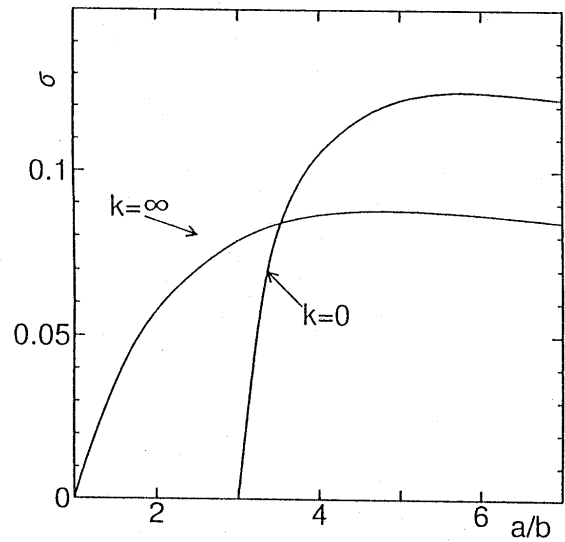


図4 楕円型不安定性と2次元不安定性

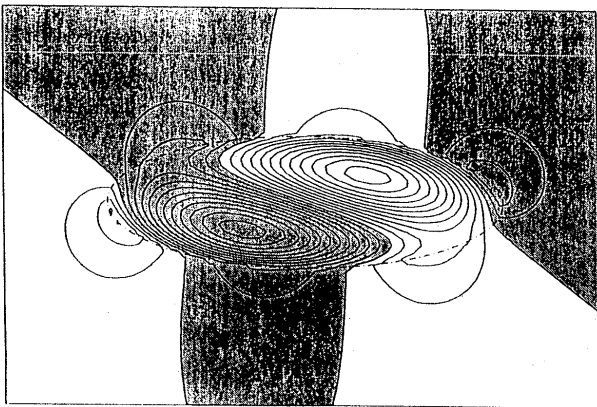


図5a 不安定モードの軸方向流分布 a/b=3.0, k=0.42

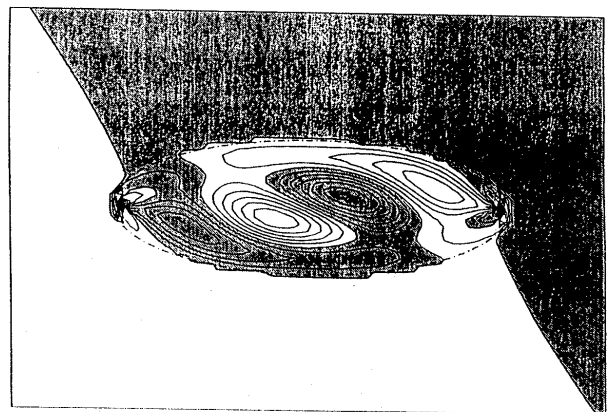


図5b 不安定モードの軸方向流分布 a/b=3.0, k=1.0

渦では3次元モードの方がより不安定であると判断される。図5a, bに $a/b=3, k=0.42$ (最低次) と $k=1.0$ (2番目) の不安定モードの軸方向流の分布を $x-y$ 面内の等値線として示す。ともに楕円内部では角度方向の波数が $m=1$ であり、図5aの楕円外部では $m=3$ 、図5bでは $m=1$ となっている。楕円内部の分布は高波数モードになるほど複雑化するが、ほぼ1次のBessel関数で近似でき、楕円型不安定性の

予測 (Waleffe¹²⁾) とよく一致する。このような低波数モードに対してまで、楕円型不安定性が精度の高い知見を与えることは興味深い。実際、そう思っで見直すと、Robinson & Saffman⁸⁾の結果も楕円型不安定性の予測とよく一致しており、楕円型不安定性の概念が有限渦領域の3次元不安定性を簡便に解析する手法として極めて有効であることが確認された。

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) E.B.Gledzer, and V.M.Ponomarev, *J.Fluid Mech.* 240, 1 (1992).
- 6) A.E.H.Love, *Proc. London Math. Soc.* 25, 18 (1893).
- 7) T.Miyazaki, and H.Hanazaki, *J.Fluid Mech.* 261, 253 (1994).
- 8) A.C.Robinson, and P.G.Saffman, *J.Fluid Mech.* 142, 451 (1984).
- 9) V.A.Vladimirov, and K.I.II'in, *Mech. Zhid. i Gaza* 3, 40 (1988).
- 10) A.D.D.Craik, *J.Fluid Mech.* 198, 275 (1989).
- 11) T.Miyazaki, *Phys. Fluids A*5(11), 2702 (1993).
- 12) F.Waleffe, *Phys. Fluids A*2, 76 (1990).

三次元境界層の流線曲率不安定

伊藤 信毅*

Streamline Curvature Instability of Three-Dimensional Boundary Layers

Nobutake ITOH

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

An eigenvalue problem posed by simplified disturbance equations is numerically solved to evaluate effects of streamline curvature on critical Reynolds numbers of the Falkner-Skan-Cooke family of velocity profiles. The results predict possibility of a new kind of centrifugal instability, due to the streamline curvature.

Key Words: boundary layer, instability, streamline

1. はじめに

後退翼表面に発達する境界層では、主流の方向と圧力勾配の方向が異なるために、外部非粘性流の流線が圧力の低い方向に彎曲し、境界層内にはその流線に直角で彎曲の内側に向かう流れ、すなわち横流れが発生する。横流れの存在を特徴とする三次元境界層は、二次元境界層には無い不安定機構を伴うために¹⁾、それよりずっと低いレイノルズ数で不安定になる。最近の研究によると^{2), 3)}、後退翼下面のように三次元境界層が凹曲面に沿う場合には、横流れと壁面曲率の影響が共に無視できなくなり、粘性、横流れおよび遠心力に基づく三種類の不安定性が競合する。また、平行流近似に基づくゲルトラー方程式に境界層の非平行性の一部を付け加えることによって、遠心力不安定の臨界点が無限小波数の位置に定まるという従来の欠陥を取り除くことができる³⁾。本研究では、これらの研究手法を拡張して流線曲率の問題に適用する。

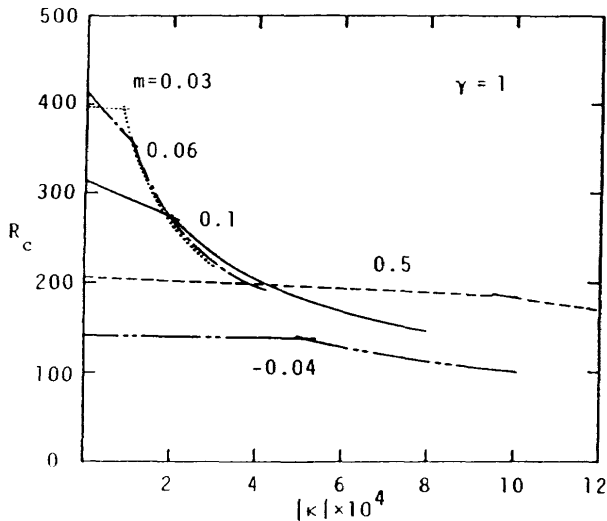
2. 計算結果と考察

三次元境界層の上に重ねられた微小攪乱の発達を記述するために、流線曲率を表わす無次元パラメータを陽に含む簡単な線形攪乱方程式を用いる。この方程式は数学的に厳密な過程から導かれたものではないので、一種のモデル方

程式であるが、簡単に数値的な安定特性の評価を通じて現象の本質的な部分を理解すると言う目的には十分有効である(詳細は文献4)を参照)。

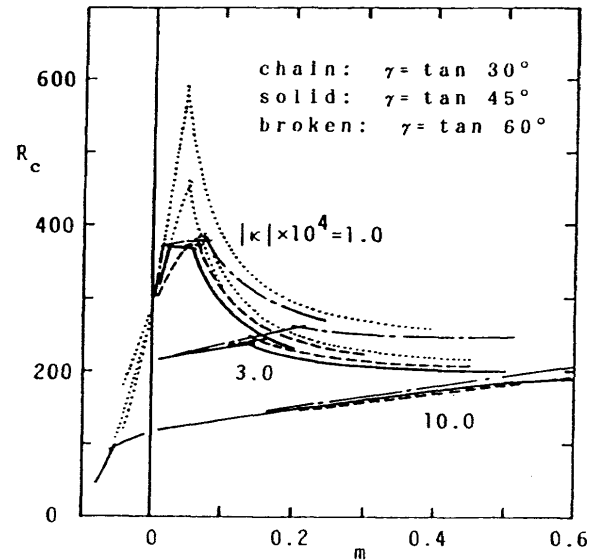
基本流としてFalkner-Skan-Cooke流を選び、その安定性に対する流線曲率の影響を調べる。いま、外部流の方向が $r=1$ の場合を例に取り、圧力勾配 m のいくつかの値に対して、流線曲率 κ を0から増加させて、臨界レイノルズ数 R_c の変化を示した結果が図1に与えられている。各曲線は κ の小さいうちは比較的緩やかに下降するが、 κ がある値を越えるとその勾配が急激に増大する。臨界曲線がこのように勾配の異なる二つの部分から成り立つことは、 κ の小さいところでの不安定性、すなわちT-S不安定あるいは横流れ(C-F)不安定とは別の種類の不安定現象が κ の大きいところで発生していることを表わしている。この特徴は、壁面が凹の曲率を持つ場合の三次元境界層の不安定特性と非常によく似ている。そこで、図1の曲線をゲルトラー数に対応する曲線 $\sqrt{\kappa} R = \text{const.}$ と比較すると、 κ の大きいところでは両者の勾配がほとんど一致することが確認された。この事実は、ゲルトラー不安定の場合と同様に、この新しい不安定性が流線の曲率に伴う遠心力によって引き起こされていることを意味する。実際、攪乱の波数ベクトルは流線にはほぼ直交しており、軸方向の速度成分が他の成分より一桁大きいことは、微小な曲率 κ に比例する項が攪乱方程式の主要項と釣り合う状態に達していることを示している。そこで以下では、この新しい不安定性を流線曲率

* 航空宇宙技術研究所

図1 R_c の κ に対する変化

(S-C)不安定と呼ぶことにする。なお、固有関数の振幅分布では横流れ攪乱とほとんど違いがないけれども、位相分布においてははっきりした差異が認められる。横流れ攪乱では壁からの距離にはほぼ比例して位相の単調な進みが存在するのに対して、流線曲率不安定攪乱ではゲルトラー渦の場合と同じように位相の変化はずっと小さく、単調でもない。位相分布におけるこの違いは二つの不安定性の実験において見分ける場合に最も重要な手掛かりになるものと思われる。

図2には r と κ をパラメータとして、 R_c の m に対する変化を示した。逆圧力勾配($m < 0$)の領域では流線の曲率が $m > 0$ の領域とは逆になるので、 $\kappa < 0$ と表示してある。流線曲率の影響を無視した場合($\kappa = 0$)の臨界曲線は点線で示されており、 m が負から正の小さい値を取る範囲ではT-S不安定の臨界値を示し、 m が大きいく所ではC-F不安定の臨界値を与える。流線曲率の影響を加えると、T-S不安定とC-F不安定の間を埋めるようにS-C不安定の臨界曲線が現れ始め、曲率の強さが増すにつれてその臨界曲線は下方に移動して、 m の広い範囲にわたるようになる。T-S臨界曲線は曲率が増加してもほとんどその位置を変えないが、C-F臨界曲線の方は比較的影響を大きく受け、下方へのずれが明確に確認される。流線の傾き角 r の影響はT-SおよびC-F臨界曲線に与える効果に較べて、S-C不安定に対してはあまり顕著ではない。このような三種類の臨界曲線の形状は凹曲面の場合の特性と非常に良く似ており^{2), 3)}、流線曲率不安定が壁面曲率不安定と同じ遠心力型不安定であることを示している。さらに、図2の $r = 1$

図2 R_c の m に対する変化

に対する臨界曲線に沿っての波数と振動数の変化を調べると、S-C攪乱の波数ベクトルが流線にほとんど直角な方向を向いている点特徴的で、この性質はC-F攪乱より明確である。振動数はC-FとS-C攪乱がT-S攪乱より一桁小さいことおよびC-FとS-C攪乱とで符号が逆なことが指摘される。

3. むすび

三次元境界層の安定性に対する外部流線曲率の影響を調べるために、曲面壁に沿う境界層に対する安定方程式と類似なモデル方程式を用いた。Falkner-Skan-Cooke流に対する安定計算の結果、流線曲率に起因する新しい遠心力不安定の存在が確かめられた。この不安定性が実際の境界層で生じるために必要な曲率の大きさは、通常の後退翼で観察される程度の弱いものであるが、実験的にはまだ観測されていない。それより上流側で横流れ不安定が発生するためと思われる。

参考文献

- 1) Gregory, N., Stuart, J.T. & Walker, W.S. (1955) *Phi. Trans. Roy. Soc. London A* 248, 155-199
- 2) Itoh, N. (1994) *Fluid Dyn. Res.* 13, 81-95
- 3) Itoh, N. (1994) *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.* 37, 125-138
- 4) 伊藤信毅 (1994) 京都大学数理解析研究所講義録, 印刷中

凹曲面に沿う馬蹄形渦崩壊過程の可視化

伊藤 光* 稲山 行介*

Flow Visualization on Process of Breakdown of Horseshoe-type Vortices Along a Concave Wall

Akira ITO and Kousuke INAYAMA

School of Science and Technology, Meiji University

ABSTRACT

The breakdown process of the horseshoe-type vortices along a concave wall in radius of 1 m was visualized using smoke-wire method. The experiments were carried out under airflow velocity of 1.6 m/s and Görtler parameter of about 40. The behaviour of the vortices was taken using new moving smoke-wire method with Strobe vision scope. Furthermore, the mean velocity, turbulent intensity and velocity gradient were also measured, and these distributions were compared with the behaviour of the vortices.

Key Words: Horseshoe type vortices, Breakdown, Boundary layer transition, Smoke-wire method

1. はじめに

凹曲面に沿う境界層内には後流に進むにつれて、一對の Görtler 渦にまたがるように高周波の馬蹄形渦が生成される。この馬蹄形渦の挙動により、層流から乱流への境界層の遷移が促進される^{1),2),3)}。その渦がどのような過程で崩壊するかを検討するために、煙による可視化と同時に熱線流速計による流速や乱れ度の分布を測定した。筆者らの研究室では、これまでに凹曲面の曲率半径 r が 1 m の観測筒で、主流速 $u_0 = 2.5$ m/s の条件を中心に実験を進めてきた。本実験ではやや大型の観測筒を試作し、 $u_0 = 1.6$ m/s として大規模に発達した馬蹄形渦によって崩壊の進む模様を可視化することにした。実験は凹曲面板前縁からの距離 $x = 1500$ mm から 2300 mm における馬蹄形渦を主に観測したが、その間の Görtler パラメータ $Gö = u_0 \theta / \nu \cdot \sqrt{\theta/r}$ の実験値は 40 ないし 50 程度となる。 θ は境界層の運動量厚さ、 ν は空気の動粘性係数である。

2. 馬蹄形渦の可視化と測定

図 1 は実験装置の配置図で、高さ 400 mm、幅 400 mm の風洞吹口に、高さ 300 mm、幅 400 mm、長さ 2500 mm の凹曲面観測筒を装置した。風洞吹口における主流速は一律で、乱れ度は $u_0 = 1.6$ m/s のとき 0.38% である。まず凹曲面に沿う境界層内に生成する馬蹄形渦の挙動をみるために、 $x = 800$ mm 位置の壁面に煙供給ノズルを置き、煙の動きをストロボ光で写した。図 2 のように $x = 1100$ mm での Görtler 渦の平均波長 λ は約 30 mm で、35 Hz の周期性を持つ馬蹄形渦が発生している。 $x = 1400$ mm 近くからはその渦の外形が崩れはじめ、 $x = 1800$ mm より後流では渦が消滅に向うようにみえる。

上の区間における馬蹄形渦の xy 面内の構造をみるために、スモーク・ワイヤ法で、ストロボ・ビジョン・スコープにより連続的な渦の挙動を撮影した。このために一つの試みとして、図 3 に示す連続発煙式スモーク・ワイヤ法(仮称)を考案した。図のように筒内部の y 方向にワイヤを張り、油を塗付しながらそのワイヤを巻取る。ワイヤに通電していると、煙が連続的に発生可能となる仕組みである。図 4 は $x = 1300, 1800$ mm にそれぞれ上述のスモーク・ワイ

* 明治大学理工学部

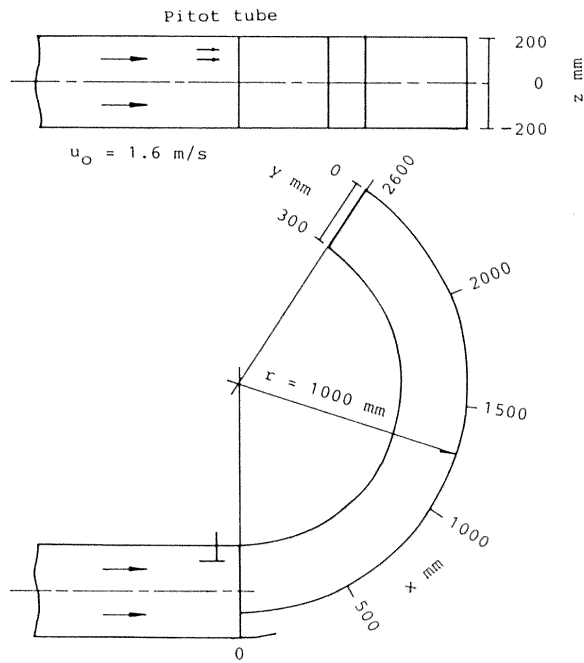


図1 実験装置

ヤを取付け、ストロボ・ビジョン・スコープで写した馬蹄形渦の挙動の1コマである。x=1500mmでは35Hzの明瞭な渦が、x=2000mmになると渦の規模が増すと同時に、前後の波状的の渦が重なり合うようにみえてくる。その渦中心が移動してゆく壁面からy=40mmでは、乱れ度 $\sqrt{u^2}/u_0$ が4%程度を保っている。境界層の形状係数は1.2程度である。

図5には、各x位置におけるyz面内での(a)流速 u/u_0 、(b)乱れ度 $\sqrt{u^2}/u_0$ 、(c)速度勾配 du/dy の等分布曲線を比較した。馬蹄形渦のある位置はキノコ状の u/u_0 低速域に対応するが、xの増加に伴って u/u_0 の平均化が進み、乱れ度の高い範囲も広がる。それと同時に du/dy の大きな流域も拡大してゆき、境界層内全体が乱流域を構成するようになる。壁面近くの馬蹄形渦下部には、乱れ度が10%を越す揺らぎのある流れが存在している。

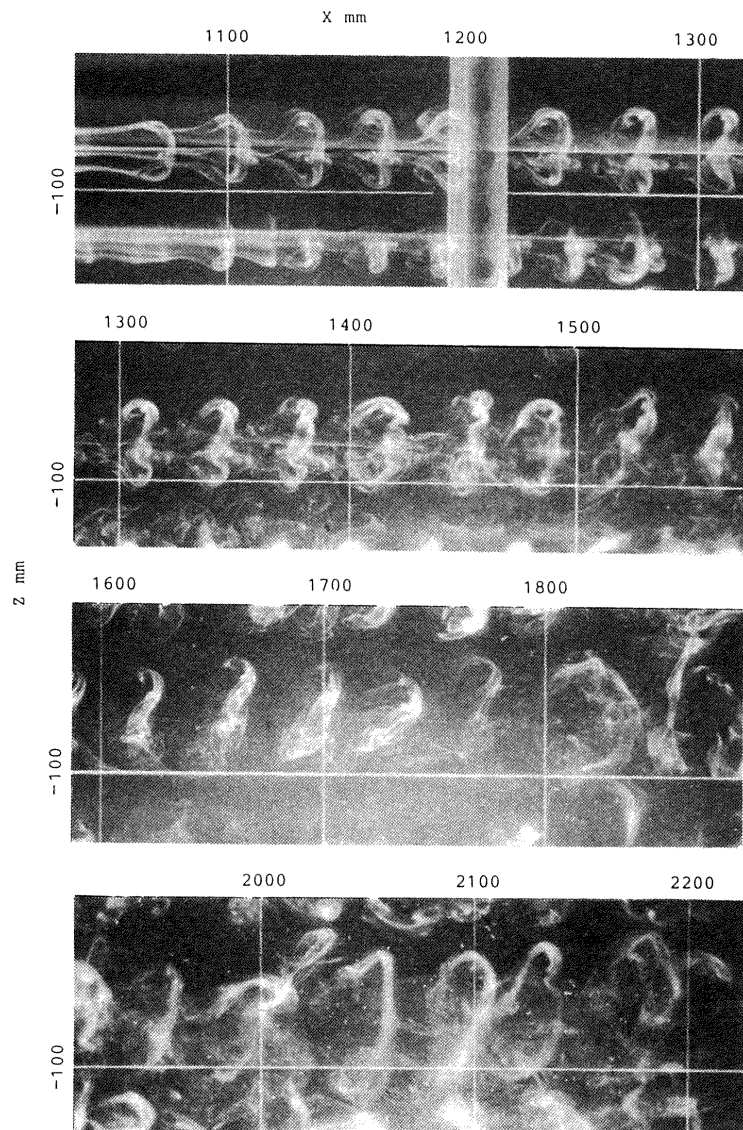


図2 馬蹄形渦崩壊の過程

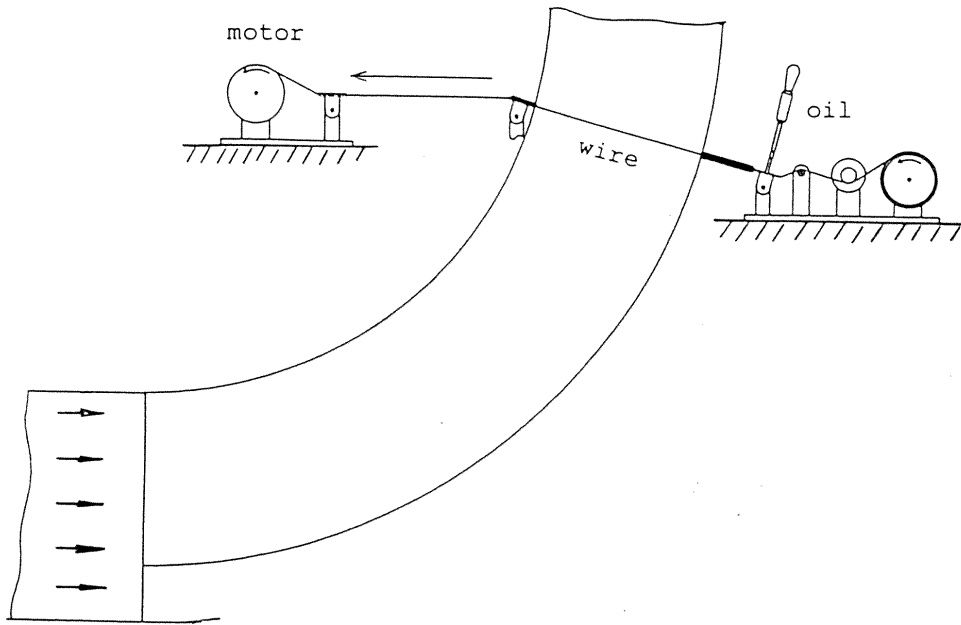


図3 連続発煙式スモーク・ワイヤ装置

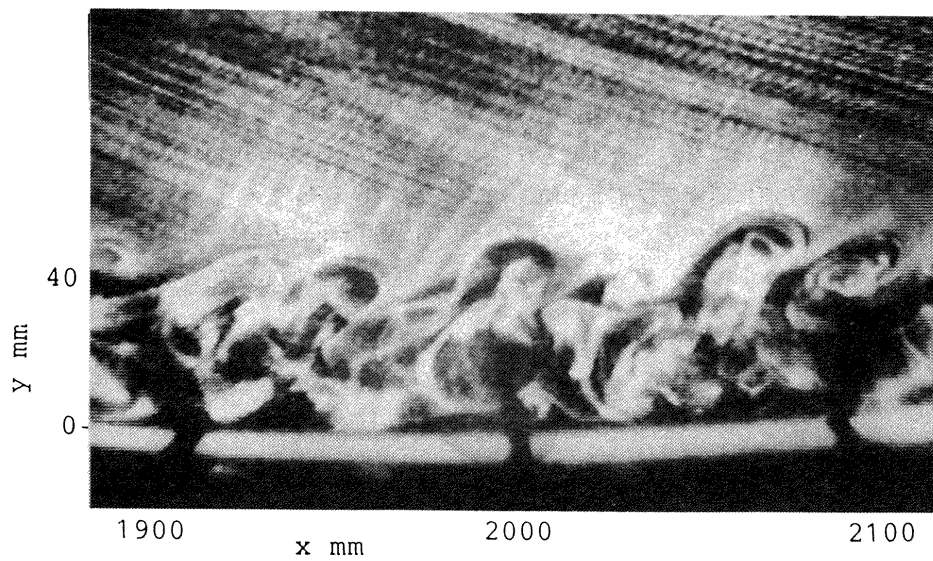
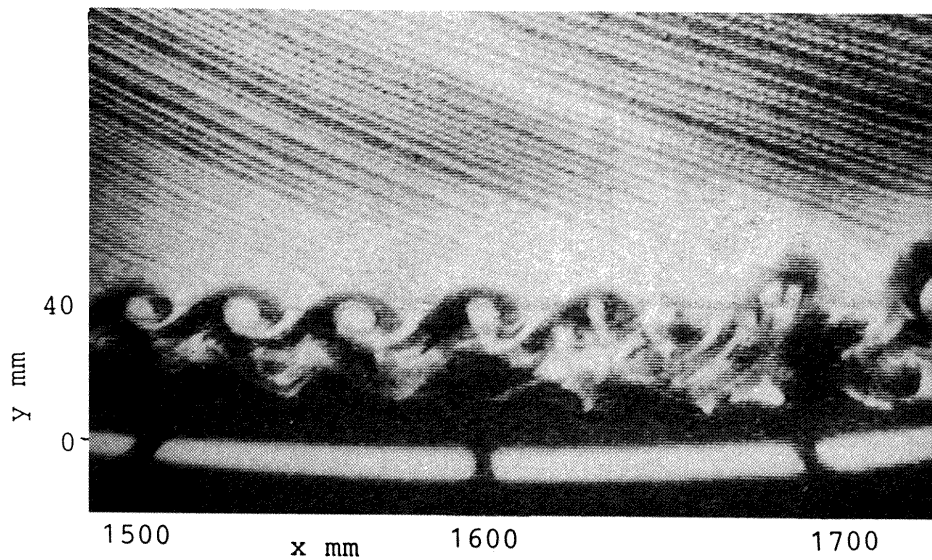


図4 馬蹄形渦の挙動

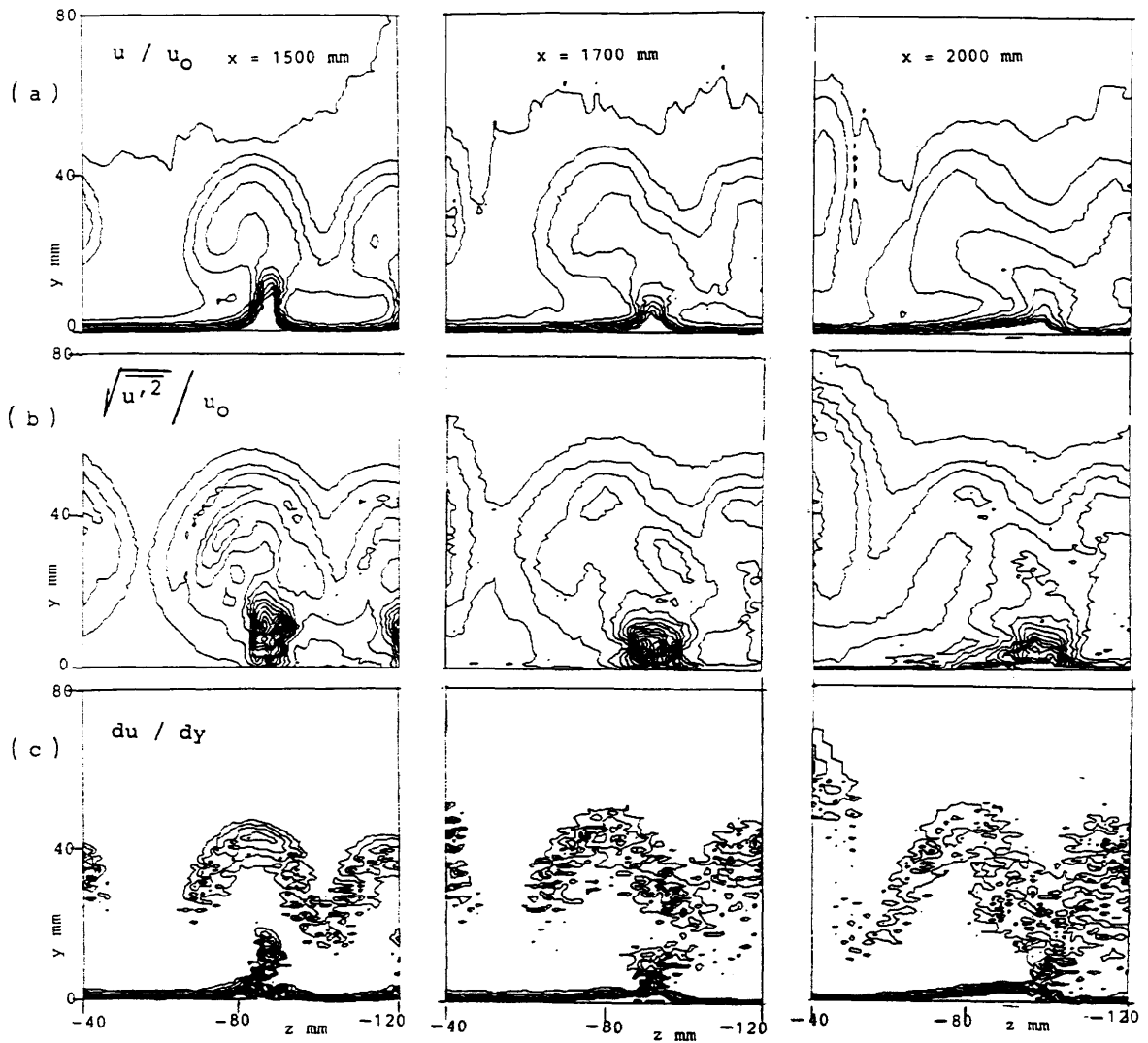


図5 各 x 位置における等分布曲線の比較

3. むすび

馬蹄形渦の崩壊の様態について、主にスモーク・ワイヤ法で可視化し、加えて熱線流速計でその概要を測定した。このような崩壊についての詳しい実験を進める上で、煙の可視化法をさらに工夫する必要がある。例えば、連続発煙式スモーク・ワイヤ法（仮称）についても、主流速度とワイヤの巻取り速度との関連や、主流に対するワイヤの傾きなども検討し、実用性を高めたい。

文 献

- 1) 伊藤 光：凹曲面に沿う縦渦崩壊の構造，日本航空宇宙学会誌，33巻，374号，(1985)，166-173.
- 2) Akira, ITO: Visualization of Boundary Layer Transition along a Concave Wall, Proc. 4th Int. Symp. Flow Visualization (Paris), Hemisphere, (1986), 339-344.
- 3) Floryan, J.M.: On the Görtler Instability of Boundary Layers, Prog. Aerospace Sci., Vol. 28, (1991), 235-271.

渦を「見る」と速度変動を「測る」

永田 拓* 福島千晴* 森 友紀*

“Observation of Vortex Patterns” versus “Measurement of Velocity Fluctuations”

Hiroshi NAGATA, Chiharu FUKUSHIMA and Tomonori MORI
Gifu University

ABSTRACT

Two conventional methods, i.e., observation and measurement, have been applied to investigate the vortex flows. The relation between the observation and the measurement are discussed. Two methods are complementary to each other in a full understanding of the unsteady vortex flows, since the observation of vortex patterns is useful to know the spatial variation of the flow at an instant and the measurement of velocity fluctuation is useful to know the temporal variation of the flow at a local point. In order to know both spatial and temporal variation of vortex flows, a new method was developed to measure the velocity field by means of hydrogen bubble techniques. By use of the method the velocity field in Karman vortex streets were obtained and the patterns of sectional streamlines and contours of vorticity were determined in the region of the near of a cylinder.

Key Words: vortex, visualization, hydrogen bubble techniques, sectional streamlines, vorticity, Karman vortex street

1. はしがき

「渦」は、流体運動を理解するための基本的な構造として、古くから注目されてきた。「渦」は、今日の流体力学の成果を超えて複雑で、渦運動の解明は、乱流の秩序運動からカオスに致る広範な流れの根幹をなし、今なお新しい課題である。

「渦」を知るための手法として、渦を見る「可視化実験」と熱線等による速度変動の「測定」がある。すなわち、「渦」を含む流れを、「ボタン」として観察する手法と、「波動」として測定する手法である。それぞれの手法による膨大な研究の蓄積があり、渦に関する「ボタン」と「波動」の情報は相補的ではあるが、両者の関係は明確ではない。

本研究では、「渦を見ること」と「速度変化を測ること」

を対比し、両者の関連について考察し、「渦を測る」新しい可視化実験の方法を模索した。その一つの試みとして、水素気泡法によって、気泡発生細線を通過する非定常流の速度を測定し、この流れのSectional Streamlinesを描き、速度場の時間変化を明らかにする方法を導いた。この方法をカルマン渦列に適用し、この方法が、従来しばしば強調される可視化画像の誤認（古い煙のパラドックス¹⁾）を回避し、時間的空間的に変化する渦構造を定量的に把握する方法として有効であることを示した。

2. 渦を「見る」と「測る」

現象を科学的に理解するためには、現象を科学言語で描写する必要がある。すなわち現象を「考える」とか「思う」という様式で理解し、それを物理量を用いて表現する²⁾。「渦」を速度変動として熱線等で測る場合は、その結果は波動現象を特定する物理量を用いて記述できる。しかし、「渦」を画像として見る行為は、日常用語で表現される

* 岐阜大学工学部

「見聞触臭味」の知覚の一つであり、画像には、速度変動では表現し難い種々の情報が含まれている。また、熱線等の速度変動情報は「局所的空間変動」である。したがって両者の知覚を敢えて対比すれば、速度変動（波）は音と同様に聴覚に依り、渦は視覚に依る。いずれの知覚も、必ずしも科学言語で直截に表現できない多様な情報を、人は直感的に理解する。従来から強調されている「渦」の可視化画像の解釈の難しさは、時間情報が欠如していることに加えて、「渦」が日常用語であって、渦のイメージを表現するに十分な科学用語（物理量）が不足していること、さらに、パタン認識の推論には、論理的必然に欠け、繰り返しの習慣と連想に依存する帰納的推論の多義性³⁾を伴うことに起因する。古い煙のパラドックス¹⁾や、みにくいアヒルの子の定理³⁾は、その必然である。

「渦」は科学用語として熟していないので「渦」の普遍的定義はない。渦度は流体要素の回転角速度と対応しているが、ある広がりをもった領域の流体の回転速度とは対応しない⁴⁾。Perryら⁵⁾のcritical point についての研究が示すように、渦度の集中領域が渦核になるか否かは、その周辺の数値勾配テンソルに依存する。Berdahrら⁶⁾は、この考えを旋回流に拡張し、渦や旋回領域を、共通の一つの軸のまわりに流体粒子が回転する領域と定義し、これらの領域は観察座標系の並進速度に依存しない速度勾配テンソルの特性によって確定されることを示した。

速度勾配テンソルに注目するPerry⁵⁾やBerdahr⁶⁾の観点は、「渦」と日常言われる多くの流れに対する直感的理解を科学的な理解に導くものと思われる。一般に渦流れは非定常であるので、時間的に変化する速度勾配テンソルの空間変化を知る必要がある。このためには速度場の測定が必要であるので、熱線等による速度変動の測定が有効である

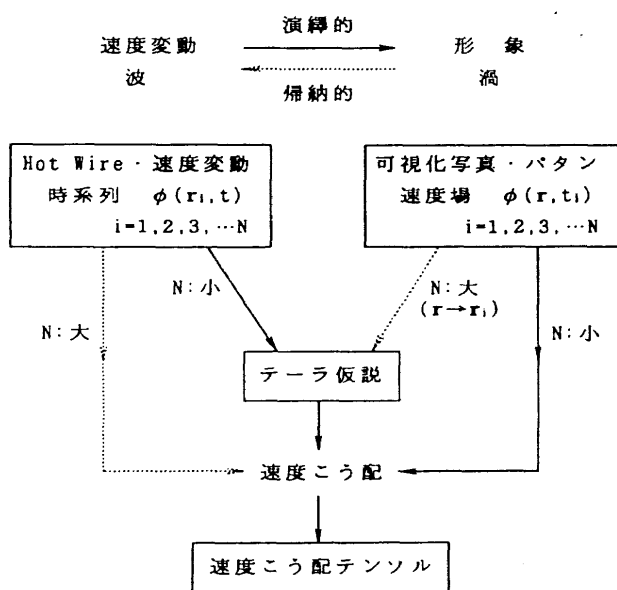


図1 渦を「見る」と「測る」の関係

ように思われる。しかし、定点測定を基本とする熱線等の出力信号は局所的時間変動であるので、空間的な速度勾配を知ることは容易ではない。これを知るためには、テーラー仮説のもとに多点同時測定を必要とし、高価な測定システムを要する。

3. 可視化実験によって「渦を測る」

渦を「見る」と「測る」の関係をまとめると図1のようになる。図中実線で示すように、従来の可視化実験では、時間を凍結した流れパタン（局時的空間変化）の観察や測定を行ってきた。すなわち、時間情報は離散的であるが、空間変化については、情報の圧縮を必要とする十分すぎる情報がある。

本研究では、熱線等の測定に対比しうる非定常渦についての定量的知見を、可視化実験によって得る方法を考えた。図1中破線で示すように、熱線等の測定に習ってテーラー仮説のもとに可視化領域を限定し、この領域を通過する渦の局所的な構造を水素気泡法によって知る以下の方法を導いた。

流れと直交して気泡発生細線を設置し、これから気泡をパルス的に発生させる。図2に示すように、気泡がN回発生するごとに、照明光源のストロボを同期発光させる。こうして可視化した流れを「流しカメラ」の手法で写真撮影する。すなわち、カメラのシャッターを開放にして、フィルムを巻き取りながら水素気泡が示すタイムラインを撮影した。図3は、円柱背後の渦列にこの方法を適用した写真の一例(N=9)である。ストロボの閃光時間が短いので、フィルムは動いているが、明確なタイムラインが可視化されている。さらに、隣接するタイムラインの気泡の発生状況から流れの方向がわかるので、写真から流跡の長さや時間の関係から気泡発生細線を通過する流れの速度ベクトルが測定できる。測定値の時間分解能は、ストロボの発光間隔 Δt_s に依存するが、この写真では、円柱からの渦放出周期の $1/12$ である。

4. 実験の結果と考察

4.1 Sectional Streamline

上述の方法によって、ストロボの発光間隔 Δt_s の平均速

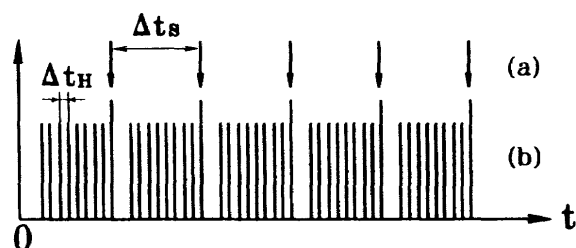


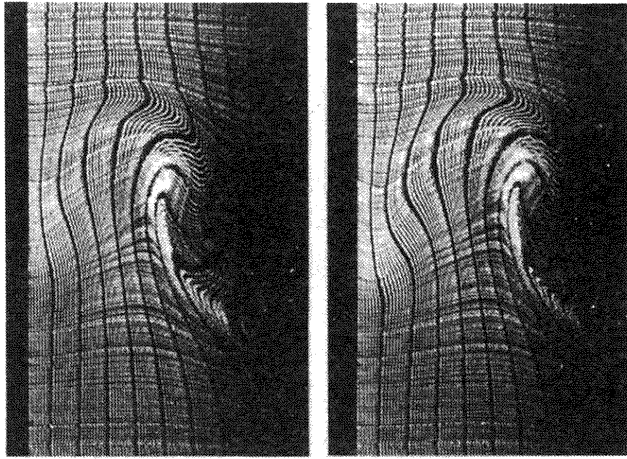
図2 水素気泡の発生とストロボの発光時期の同期
(a) ストロボ, (b) 水素気泡発生

度 \bar{v} の y 方向 (流れを横切る方向) 分布が、 Δt_s の時間間隔で求まる。 \bar{v} を局所的な速度 \mathbf{v} (u, v) と見なし、テラ一仮説のもとに $\Delta x = u_v \Delta t_s$ (u_v : 渦の移流速度, x : 円柱の中心から主流方向の距離) により Δt_s を Δx に置き換えて、 \mathbf{v} の

時間変化を x 方向の変化に読み替えた。そして \mathbf{v} の格子点 (x_i, y_i) 上の \mathbf{v} の値をコンピュータに取り込み、スプライン関数によってデータの平滑化を行い⁷⁾、 \mathbf{v} の空間分布を格子点上の速度 $v_{i,j}$ として格納する。測定した速度場をパターン表示するために、格子点上の速度 $v_{i,j}$ から、格子が構成する区画内で速度が接線となる曲線、すなわち Sectional Streamline⁸⁾ を求めた。

図4は、円柱表面を発色電極とする電解沈殿法によって、円柱背後の流れを可視化したものである。この写真に見られるように、渦列の構造は、円柱からの距離によって変化する。この変化を定量的に把握するために、気泡発生細線の設置位置 x_H/d (x_H : 円柱中心からの距離) を、3.0, 5.0, 及び 7.0 (図4中矢印) に変えて、上述の方法により求めた Sectional Streamline を図5-I に示す。これらのパターンは、 x_H/d 一定の位置を通過する渦流れを、渦の移流速度で動く座標系で観察した渦構造を示す。図中の実線は、渦中心とよどみ点を結んだ直線を示し、渦構造が x_H/d によって変化する状況を良く示している。この渦構造は、前掲の図4に見られる色素で可視化された流脈が示す渦構造と良く対応しており、本方法の適用によって、可視化写真の解釈が一義的に確定する。この適用例は、可視化写真と渦構造との対応が良い場合であるが、可視化画像の誤認を警告する流れとしても有名な、「Hamaの猫目流線の流れ⁹⁾」に対しても本方法を適用すれば、「古い煙のパラドックス」に落ち込むことはない。

図6は、上述の図5-I(c)の流れについて、観察座標系の速度 u_0 を変えた場合の Sectional Streamlines を示す。 u_0 の変化によって渦中心及びよどみ点の位置が変化することが分かる。



(a) $t = t_1$ (b) $t = t_1 + \Delta t_s$

図3 可視化写真の一例, $Re=121$, $x_H/d=5.0$
($\Delta t_s = 0.26s$, $\Delta t_H = \Delta t_s / 10$)

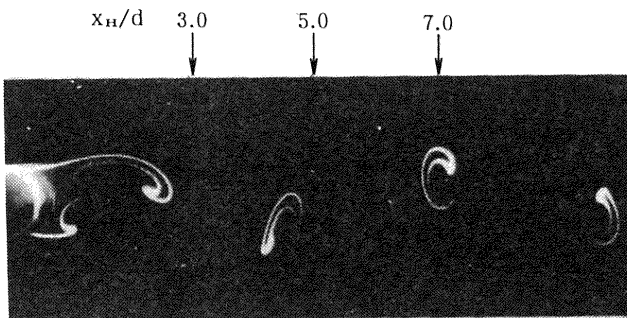
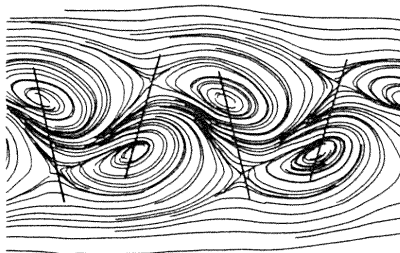
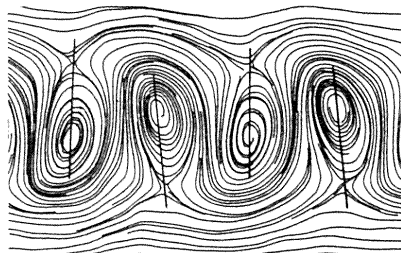


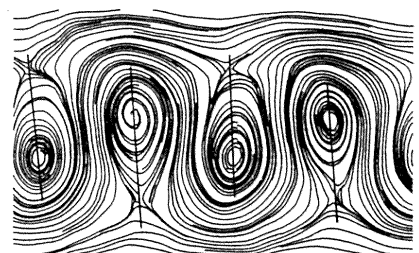
図4 円柱背後の流れ (電解沈殿法, $Re = 123$)



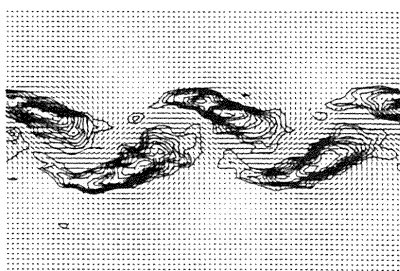
I (a) $x_H/d = 3.0$



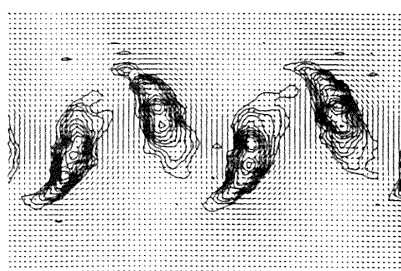
I (b) $x_H/d = 5.0$



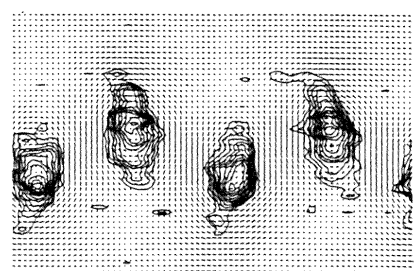
I (c) $x_H/d = 7.0$



II (a) $x_H/d = 3.0$



II (b) $x_H/d = 5.0$



II (c) $x_H/d = 7.0$

図5 円柱背後の流れ, $Re=120$, (I) Sectional Streamlines, (II) 等渦度線

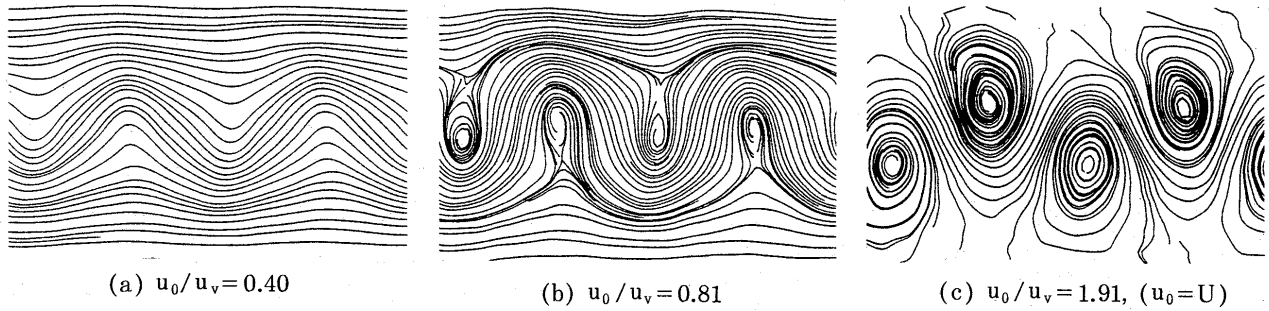


図6 観察座標の速度 u_0 を変えた場合の Sectional Streamlines, $Re=120$, $x_H/d=7.0$

4.2 渦度と速度勾配テンソル

前述のように、本方法では格子点上の速度についてスプライン補間するので、格子点上の速度勾配は確定する。観察座標系の並進速度に対して不変である速度勾配に関する知見は、渦現象のより本質的な理解に導くと考えられる。流れが二次元的であれば、本方法により u, v の x, y 微分からなる速度勾配テンソルは確定する。

図5-IIは、格子点上の速度勾配から求めた渦度 $\zeta = v_x - u_y$ の等渦度線を、速度ベクトルと重ね合わせて示す。この等渦度線の形状は、円柱表面から溶出した色素の分布状況から推定される渦度分布と良く対応している。渦度分布と同様に、速度勾配テンソルも、渦度分布と同様に求めることができるので、本方法によれば観察座標系に依存しない渦の構造が明らかにできると考えられる。

5. 結 言

1. 写真等のパターン情報は、視覚によって直感的に理解される局時的空間変化である。流れの可視化写真から渦構造を知る推論は、帰納的であり論理的必然に欠け、帰納的推論の多義性が含まれる。この多義性を避けるためには、熱線等で測定される局所的時間変化量との対比が必要である。
2. 時間的・空間的に変化する渦構造を定量的・一義的に知るために、水素気泡法によって、気泡発生細線を通過する流速の時間変化（局所的時間変化）を測定し、こ

の部分の Sectional Streamline を描く方法を導き、円柱近くのカルマン渦列にこの方法を適用した。この方法は、従来の可視化実験と比べると、空間変化の把握を一部放棄しているが、熱線等の測定値と対比できる速度場の時間変化が測定できる利点を有し、観察座標系によって変化する流線パタンの視覚化、及び観察座標系の速度に依存しない速度勾配テンソル（含渦度）の測定が可能であることが実証された。

文 献

- 1) 佐藤 浩, 文部省科学研究費特定研究「乱流現象の解明と制御」中津川集会 (1984)
- 2) 大森荘蔵, 物と心, (1976), 東大出版
- 3) 渡辺 慧, 認識とパターン, (1978), 岩波新書
- 4) Truesdel, C., The Kinematics of Vorticity, (1954), Indiana Univ. Press
- 5) Perry, A.E. and Chong. M.S., Ann. Rev. Fluid Mech., 19 (1987), 125
- 6) Berdahr, C.H. and Thompson. D.S., AIAA J., 31-1 (1993), 97
- 7) 吉村和美, 高山文雄, パソコンによるスプライン関数, (1988), 東京電機大学出版
- 8) Bisset, D.K., Antonia, R.A. and Browne, L.W.B., J. Fluid Mech., 218 (1990), 431
- 9) Hama, F.R., Phys. Fluids, 5-6 (1962), 644

平板乱流境界層の組織構造について

小 橋 安次郎*

On the Organized Motions of a Turbulent Boundary Layer

Yasujiro KOBASHI
Hokkaido University

ABSTRACT

The organized structure, which is defined by the vortex core in which distributed vortices are contained, builds up the outer layer of the boundary layer, and gives rise to burst structures near the wall. In study the problem why the coherent structures appear quite seldom is more stressed than now to detect them either by visualization or direct numerical simulation studies.

Key Words: turbulent boundary layer, outer layer, inner layer, organized structure, vortex and vortex core, burst structure .

1. 組織構造と渦

乱流境界層中の組織構造を解明するための手掛りとして組織構造を渦として扱うことにする。なお、ここで言う渦は「渦度が集中して分布する領域（渦核）」であって、外部の循環流の領域は含まないものとする。また、渦が組織構造として認められるためには再現性がなければならないから、孤立した渦ではなく渦列または渦列群であるとする。

2. 外層の組織構造

境界層の大半を占める外層は伴流域とも呼ばれており、流体の種類やレイノルズ数に対して無関係であるが、外縁境界面が湾曲してこれを通過して流入する外部の流体は直ちに乱流化するという特徴があり、このため乱流と非乱流が交互に観測される間欠領域を持っている。間欠領域は一見不規則に出現するように見えるが、Kovasznayら(1970)¹⁾は条件抽出の手法を開発し、これを用いて間欠領域が外層内に拡がる渦によって作り出されることを見出した。さらに一条と小橋(1982)²⁾はバースト信号を参照した条件抽出により、この渦の影響が壁面近くまで伸びていて内層の組織構造と強い相関を持つことを見いだしている。

以下、外層の組織構造が渦であるとしてその性質および

流れ場について検討する。なお、実際の渦は歪んだり千切れたりして3次元構造を持つと思われる、渦が流れと壁との間にあってローラの役割を果たしているとすれば、平均的には2次元的な横渦構造であると考えて差し支えないであろう。

a) 渦列構造と誘導速度

図1 aに示すような2組の渦列を考える。渦列1はKovasznayらの見いだしたものと同じで、境界層厚さに等しい大きさを持っている。渦列2は内層構造との関係を考慮して導入するが、これに相当する渦の存在はAntoniaら(1993)³⁾の測定でも認められる。

簡単のため渦はランキンの円形渦とするが、渦列による誘導速度場は壁面に対称の位置にイメージ渦を置くことにより容易に求められる。

渦列1：境界層の厚さを δ 、渦核の半径 R_{01} とすると渦中心の位置は $\delta/2=R_{01}$ にある。渦核の周速度を U_{p1} とすると渦の強さ(循環)は $-Γ_1=U_{p1}R_{01}$ で与えられるが、渦の移動速度 U_{t1} と一様流 U_0 との差 $ΔU_1$ はイメージ渦の誘導速度に等しく、また渦の成長に伴う角運動量の増加は境界層厚さの増加に伴う主流の角運動量損失に等しいから

$$ΔU=U_0-U_t \approx U_p/2 \quad (1)$$

$$\delta \Delta U U_0 d\delta = 2\pi R_0 U_p^2 dR_0 \quad (2)$$

とおくことが出来、これから

$$U_p=U_0/\pi \approx 0.3 U_0, \quad \Delta U \approx 0.15 U_0, \quad U_t \approx 0.85 U_0$$

* 北海道工業大学名誉教授

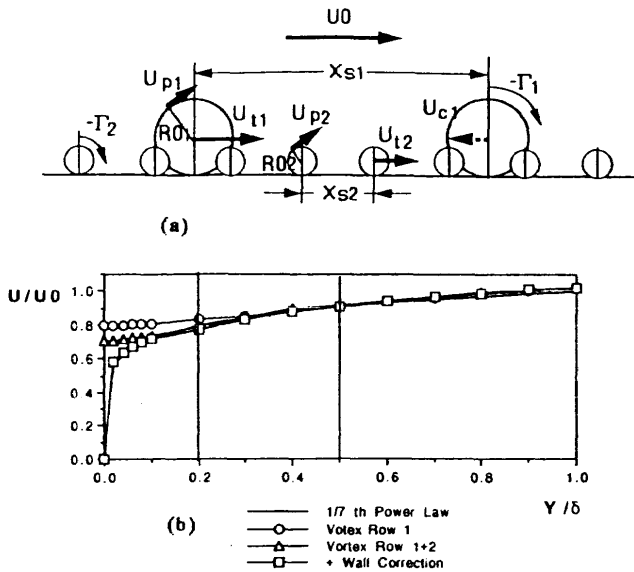


図1 境界層速度分布

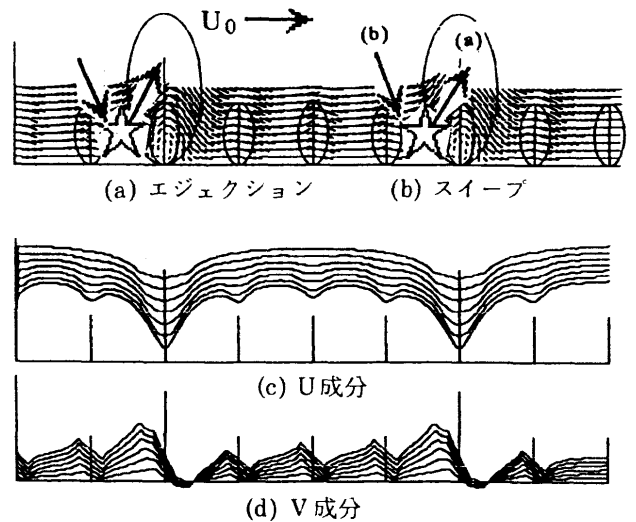


図2 渦列によって誘起される壁面近傍速度とバースト

などの関係が得られる。

渦の間隔は渦列の安定問題として扱うべきであるが、今のところはっきりした決め手が見つからないので Corrsin⁴⁾ の測定結果を用いて

$$T^* = T U_0 / \delta = X_s / \delta = 2.5 \quad (3)$$

とおく。

$U_0=1, U_{t1}=0.85, U_{p1}=0.3U_0, R_{01}=0.5, X_{s1}=5R_{01}$ として得られた速度分布は図1bにおいて—○—で示す通りで $y \geq 2/3\delta$ の範囲で 1/7 乗法則と良い一致を示す。

渦列2：渦列2の強さや配列については十分な資料がないので渦核の半径 R_{02} 、従って渦中心位置を $y/\delta=0.2$ とおき、この位置での速度が1/7乗則に一致するよう循環の強さを決める。また配列の間隔についてはバーストの無次元周期が大規模構造の2倍 ($T_2^*=5$) であるという実験事実を基に

$$U_{p2}=0.12, R_{02}=0.2, X_{s2}=1.25R_{01} \approx 3.12R_{02}$$

とおくことによって $y \geq 0.1\delta$ でかなり良い一致が得られる(図2b—△—)。勿論、粘性を考慮していないので壁面での滑りは免れない。

c) 外層の乱れ

ランキン渦モデルでは渦核の内部には渦度が均一に分布していて平均的な回転流れは存在するが、速度変動はなく、したがって渦核によって境界層の乱れは生じないと言える。

Klebanoff (1955)⁵⁾ は乱流境界層の乱れの80%が壁面近くの内層で作られることを見いだしているが、残りの部分は外部の流体が境界層外縁の速度の不連続面(スーパー・レイヤー)を通して流入する際に作り出されると思われる(Corrsin(1954), Reynolds(1972)⁶⁾)。いずれの場合も強い剪断と粘性の影響を受けており、同じような乱れの生成機構を持つものと思われる(内層の組織構造参照)。

3. 内層の組織構造

a) ゲルトラー渦とバースト構造

Klineら(1967)⁷⁾ は水素気泡を用いて壁面近くの内層内(緩和層)にバーストと呼ばれる現象が存在し、これが壁面での乱れの生成の原因であることを見いだした。更に、CorinoとBrookkey(1969)⁸⁾ は微粒子を使った可視化実験によってバーストが低速の流体が吹き上げるエジェクション過程と高速の流体が吹き下ろすスイープ過程との組になって現れる現象であることを明かにした。最近では抵抗軽減という目的もあってバーストについて多くの研究が行なわれているが、その大半はバーストの挙動に関するものであって、その発生機構を調べたものは殆ど無い。Kobashiら(1983)⁹⁾ は壁面の圧力変動を参照した相関測定においてバーストが外層の渦構造に対して強い相関をもつことから、外層渦によってバーストが引き起こされることを予見したが、最近になってMyoseとBlackwelder(1994)¹⁰⁾ が人為的に作られた渦によって凹曲面上に発達するゲルトラー渦が崩壊する過程を追跡し、バーストと外層構造の関係を調べて、縦渦構造が外層渦のつくる速度場の加速域で急激に崩壊したのち乱流に移行することを確認している。この場合ゲルトラー渦はそれ自身および人為的に導入された大規模渦の誘導速度によって上昇するが、加速域に入ると渦対間にできる低速縮の部分の速度分布が不安定化して振動するため渦対構造は千切れて乱れに変わり(エジェクション)、その後高速流体が進入して安定な速度分布が回復される(スイープ)。Blackwelderらの研究はゲルトラー渦の発生については触れていないが、外層の大規模構造が誘起する壁面での波状の速度分布が原因であることは間違いないと思われる。ただ、バーストの発生周期が大規模構造の周期の2倍であると言う実験事実に対しては外層構造を形成す

る2組の渦列の移動速度の差による干渉速度場が原因とするのが妥当であろう。

本研究で用いた渦列モデル(図2)では壁面の周期的速度変動によってゲルトラー渦が発生し(a)の状態ではバーストが始まり(エジェクション), (b)の状態では終了(スweep)すると思われる。

c) 速度分布

内層の速度分布は、壁面での運動量損失を表す摩擦速度 U_τ とこれが分子拡散によって輸送される距離 ν/U_τ によって与えられ、粘性底層では直線分布、慣性底層では対数分布となることは良く知られている。ただ、粘性底層と慣性底層がほぼ2次元的であるのに対して中間の緩衝域にはゲルトラー型の縦渦が現れるため低速および高速の縞が出来て極めて複雑な3次元構造をしている。従ってこの部分の速度分布を議論するためにはゲルトラー渦とその崩壊を考慮する必要があるが、これについては殆ど明かにされていないので、ここでは簡単のため内層全域を

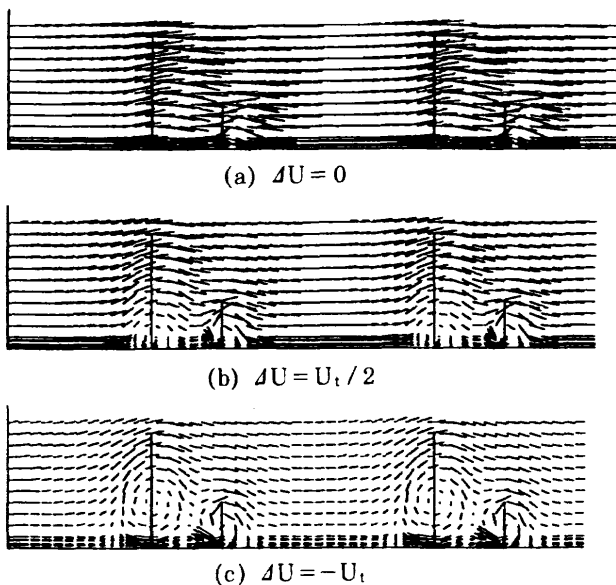
$$U(y)/U_\tau = 1 - \{A1 \text{Exp}(-B1yU_\tau/\nu) + A2 \text{Exp}(-B2yU_\tau/\nu)\} \quad (4)$$

で表すことにする(図1b-□-)。ただし $A1, A2, B1, B2$ は U_τ を含む定数である。

なお、ゲルトラー渦の崩壊によって外層内に渦対塊が放出され乱れを作るが、これによって外層の速度分布が影響を受けないのは渦対塊が正負等量の渦から出来ていて循環を持たないためであろう。

5. 結 び

平板乱流境界層の外層の組織構造が渦列であること、およびこれによって壁面でのバースト構造が誘起されることを明かにした。なお、本研究に対して幾つかの質疑があっ



付図1 渦パターンに及ぼす平均流の影響

たので応答の概略を付記する。

1) 組織構造を渦であるとした根拠: 速度勾配を持った流れの中で実質部分の運動を伴いながら普通の形を保ち得る構造は渦だけであること、逆に渦によって速度場が決定されることによる。

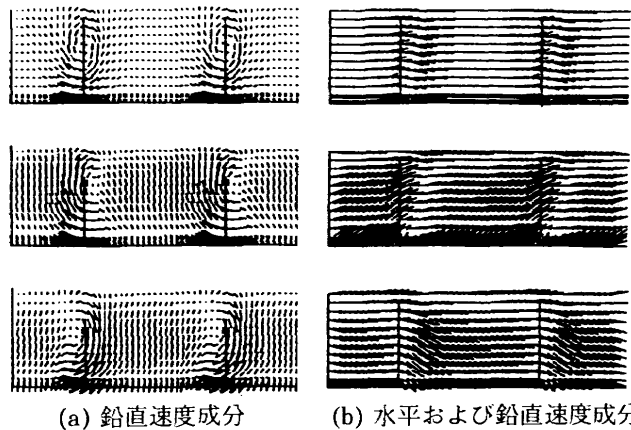
2) 可視化実験や数値シミュレーションでは外層内の渦構造が殆ど認められない理由:

i 主流の影響

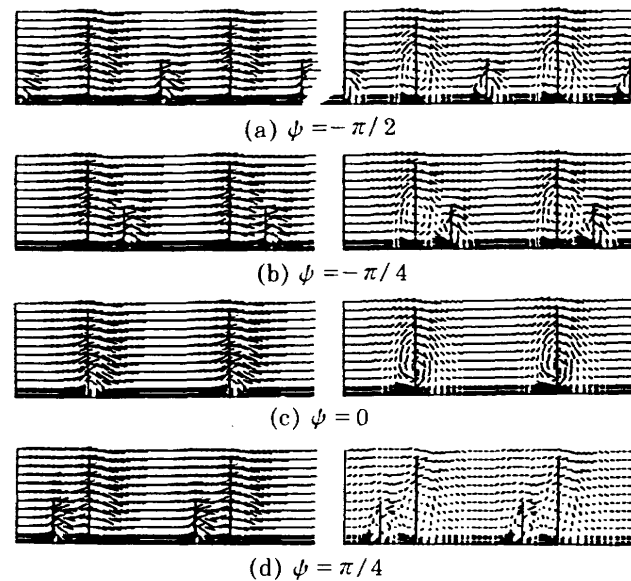
主流は構造を乱すものではないが、構造の流れ方向成分に重畳するため渦とは異なった波状パターンを示す(付図1)。正しい渦構造を得るためには渦の移動速度による補正が必要である。このことは熱線風速計を使った流速測定においても同じである(Antoniaら)。

ii 外乱の影響

外層中には内層から伸びたと思われる縦渦が存在していて一種の外乱となっている。こうした縦渦の重畳によって2次元渦のパターンは著しく損なわれる(付



付図2 渦パターンに及ぼす外乱の影響



付図3 渦列パターンの周期的変化 (移動速度の補正なし<左>, あり<右>)

図2)が、平均速度分布への影響は無い。

iii 渦列の干渉

2組以上の渦列が存在する場合には移動速度に差があるため構造が周期的に変化するように見える(付図3)。この場合もそれぞれの渦列の移動速度を使って補正する必要がある。

- 3) 経過時間の問題：煙や水素気泡を使った可視化実験では粒子は流れによって運ばれるから、流脈線図やタイムライン線図のようなラグランジュ的処理を行う場合には夫々が発達するための十分な時間経過が必要である(付図4参照)。一部に言われているように『新しい煙のパターンだけが組織構造を表す』とする考えは間違いであると言わざるを得ない。

文 献

- 1) Kovasznay, L.S.G., Kibens, V., Blackwelder, R.F. J. Fluid. Mech 41, 283-325 (1970)
- 2) 一條真古人, 小橋安次郎, ながれ1-4, 350-359 (1982)
- 3) Klogstad, P-A, Antonia, R.A., Browne, L.W.B., Experiments in Fluids 15, 231-239 (1993)
- 4) Corrsin, S., Kistler, A.L., NACA Tech. Note No. 3138 (1954)
- 5) Klebanoff, P.S., NACA Tech. Rep. No.1247 (1955)
- 6) Reynolds, W.C., J. Fluid Mech. 54, 481-488 (1972)
- 7) Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A., Runtstadler, P.W., J. Fluid Mech. 30, 741-773 (1967)
- 8) Corino, E.R., Brodkey, R.S., J. Fluid Mech. 37, 1-39 (1969)
- 9) Kobashi, Y., Komoda, H. Ichijo, M. *Turbulence and Phenomena (Kyoto)*, 74-84 (1983)
- 10) Myose, R.Y., Blackwelder, R.F., J. Fluid Mech. 259, 345-373 (1994)



(a) 流脈線図



(b) タイムライン図

付図4 経過時間によるパターンの変化

流れの中の形の形成

——ベナール対流——

水島二郎*

Pattern Formation in Flows—Rayleigh-Bénard Convection

Jiro MIZUSHIMA

Faculty of Engineering, Doshisha University

ABSTRACT

In the previous paper, an attempt was made to clarify the mechanism of the pattern formation in Rayleigh-Bénard convection by proposing a set of model equations which describe the time development of the amplitudes of Fourier modes. The coefficients involved in the model equations are assumed appropriately there, and it was shown that a hexagonal cellular pattern is a stable steady solution of the set of model equations. In the present paper, the coefficients are evaluated from the basic equations by the weakly nonlinear stability theory. A temperature dependence of the viscosity of the fluid is considered.

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

1. はじめに

ベナール対流における六角形セルパターンの発生の機構の説明を最初に行ったのは Gor'kov (1957) と Malkus & Veronis (1958) である。彼ら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、最も熱伝達効率が大きい対流が生じるという判定基準を用い、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を得た。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、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 (1965b) 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。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

* 同志社大学工学部

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。さらに、Mizushima (1994) はモデル方程式を二次元波数をもつモードに対する振幅方程式に拡張し、三次元ベナール対流における平面形を選択を調べ、Palm, Segel や Stuart たちがやり残した仕事、すなわち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、なぜお互いに 60° 傾いた波数ベクトルをもつモードだけが生き残るのかという疑問に明快な回答を与えた。しかし、そこでは現実の流体に対してモデル方程式の係数を具体的に評価することは行わず、係数を適当に仮定してすべての結論が引き出された。

ここでは、弱非線形安定性理論を用いて振幅方程式を流体の基礎方程式から導きだし、その係数を評価する。ただし、臨界状態よりわずかに大きいレイリー数の場合を取り扱うこととし、大きさが臨界波数である二次元波数をもつモードのみを考える。流体層の下面は固体、上面は自由境界であるとする。流体の粘性は温度に依存して変化することも考慮に入れる。

2. 基礎方程式と線形安定性

厚さ d の水平流体層を考える。上面は自由表面であり一定温度 θ_0^* に保たれている。下面は固体境界で温度 $\theta_0^* + \delta\theta^*$ に保たれている。流体の熱伝導係数 κ は一定であり、密度 ρ は浮力項を除いて一定であると仮定する。動粘性係数 ν は温度に依存して次のように変化するものとする。

$$\frac{\nu}{\nu_0} = 1 + \tau \left(\frac{\theta_0^* - \theta^*}{\delta\theta^*} \right).$$

このとき、ベナール対流は次の三つの無次元パラメータによりその性質が決定されることになる。

$$\tau, R = \frac{\alpha g \delta \theta^* d^3}{\nu_0 \kappa}, \quad Pr = \frac{\nu_0}{\kappa}. \quad (1)$$

ここで、 g は重力加速度であり、 α は流体の熱膨張係数である。対流の速度を \mathbf{u} 、温度攪乱を θ 、圧力の攪乱を Γ とおくと、これらの攪乱を支配する方程式は次のように書く

ことができる。

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

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla \Gamma + Pr R \theta \lambda + Pr (1 - \tau z) \Delta \mathbf{u} + Pr \lambda \theta \Delta \mathbf{u}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta = \mathbf{u} \cdot \lambda + \Delta \theta. \quad (4)$$

線形安定性を調べるために、温度、速度、圧力を x, y 方向にフーリエ級数展開し、波数 \mathbf{p} をもつ一成分のみを考える。線形安定性を支配する方程式は速度の z 成分を w_{10} 、温度の z 成分を θ_{10} 、温度を θ_{10} とおくと次のように表せる。

$$\lambda_0 \omega_{10}(\mathbf{p}) = Pr (1 - \tau z) S_1(\mathbf{p}) \omega_{10}(\mathbf{p}), \quad (5)$$

$$\lambda_0 S_1(\mathbf{p}) w_{10}(\mathbf{p}) = Pr (1 - \tau z) S_1(\mathbf{p})^2 w_{10}(\mathbf{p}) - Pr \tau S_1(\mathbf{p}) D w_{10}(\mathbf{p}) - p^2 Pr R \theta_{10}(\mathbf{p}), \quad (6)$$

$$\lambda_0 \theta_{10}(\mathbf{p}) = w_{10}(\mathbf{p}) + S_1(\mathbf{p}) \theta_{10}(\mathbf{p}). \quad (7)$$

ただし、

$$S_n(\mathbf{p}) \equiv D^2 - n^2 p^2, \quad D \equiv \partial / \partial z,$$

であり、 $p = |\mathbf{p}|$ 、また λ_0 は線形増幅率である。この方程式を次の境界条件のもとで解くことにより安定性を調べることができる。

$$\begin{aligned} w_{10} = \frac{dw_{10}}{dz} = \theta_{10} = 0 \quad \text{at} \quad z = 0, \\ w_{10} = \frac{d^2 w_{10}}{dz^2} = \theta_{10} = 0 \quad \text{at} \quad z = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $z=0$ は上面を $z=-1$ は下面を表すものとする。

線形臨界レイリー数 R_c は $\tau=0$ のとき $p_c=2.682$ において $R_c=1100.649$ で与えられるが、 $\tau=0.5$ のときは $R_c=1360.611$ 、 $p_c=2.695$ 、 $\tau=-0.5$ のとき $R_c=813.168$ 、 $p_c=2.656$ 、 $\tau=-0.8$ においては $R_c=607.121$ 、 $p_c=2.616$ と求められる。一見、 τ が負で絶対値が大きいくほど臨界レイリー数は小さくなり、より不安定になっているようにみられるが、これはレイリー数の定義が正面における温度 θ_0^* での動粘性係数を用いて定義されているためであり、もし下面における温度 $\theta_0^* + \delta\theta^*$ での動粘性係数を用いて定義すればこの傾向は逆転する。通常の実験で使用される流体でこの τ の値を調べてみると、空気では $\tau=0.258$ 、水では $\tau=-0.496$ 、シリコンオイルでは $\tau=-0.558$ である。ただし、これらの値を求めるとき、 $\theta=300 \sim 340 \text{ K}$ での動粘性係数の値をこの区間で線形近似を行った。図 1 に $\tau=0$ のときの線形増幅率の分布を示す。

3. 弱非線形安定性理論

この節では弱非線形安定性理論により振幅方程式を導出し、方程式の係数を実際に評価し、ベナール対流の形の形成の機構を調べる。臨界レイリー数よりわずかに大きいレイリー数を考える。このとき、大きさが臨界係数 p_c である波数をもつモードのみが不安定である。臨界レイリー数よりずっと大きいレイリー数においても Mizushima (1994) が

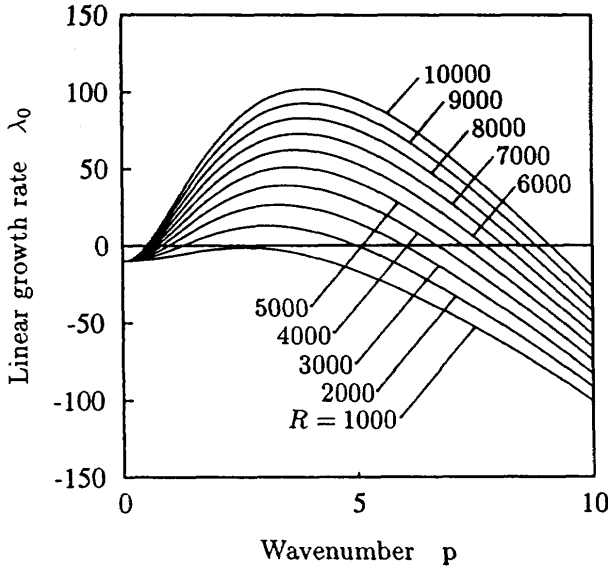


図1 上面が自由表面，下面が固体表面の場合のベナール対流の線形増幅率。\$P_r = 7\$, \$\tau = 0\$.

示したように最大増幅率をもつモードのみが生き残るので同様な議論が可能である。いずれにせよ，二次元波数空間 \$(p_x, p_y)\$ で半径が \$p_c\$ の円周上の波数のみを考えることにする。円周上で任意の波数を \$\mathbf{p}\$ とし，その振幅を \$A\$ とおく。波数空間で \$\mathbf{p}\$ から \$60^\circ\$ 反時計方向に回った点で示される波数を \$\mathbf{q}\$ としその振幅を \$B\$ とおく。さらに \$60^\circ\$ 回った点で示される波数を \$\mathbf{r}\$ としその振幅を \$C\$ とおく。それら以外のモードの振幅を \$D_k\$ とおく。振幅展開法を用いて，\$A, B, C, D_k\$ の時間微分を次のように \$A, B, C, D_k\$ で展開する。

$$\frac{dA}{dt} = \lambda_{A0} A + \lambda_{A1} BC^* + \lambda_{A2} |A|^2 A + \lambda_{A3} |B|^2 A + \lambda_{A4} |C|^2 A + \sum_k \lambda_{A5} |D_k|^2 A + \dots, \quad (9)$$

$$\frac{dB}{dt} = \lambda_{B0} B + \lambda_{B1} AC + \lambda_{B2} |A|^2 B + \lambda_{B3} |B|^2 B + \lambda_{B4} |C|^2 B + \sum_k \lambda_{B5} |D_k|^2 B + \dots, \quad (10)$$

$$\frac{dC}{dt} = \lambda_{C0} C + \lambda_{C1} A^* B + \lambda_{C2} |A|^2 C + \lambda_{C3} |B|^2 C + \lambda_{C4} |C|^2 C + \sum_k \lambda_{C5} |D_k|^2 C + \dots, \quad (11)$$

方程式の対称性から次の等式が成り立つ。

$$\lambda_{A0} = \lambda_{B0} = \lambda_{C0}, \quad \lambda_{A1} = \lambda_{B1} = \lambda_{C1}, \quad \lambda_{A2} = \lambda_{B3} = \lambda_{C4}, \\ \lambda_{A3} = \lambda_{A4} = \lambda_{B2} = \lambda_{B4} = \lambda_{C2} = \lambda_{C3}, \quad \lambda_{A5} = \lambda_{B5} = \lambda_{C5}.$$

温度，速度，圧力を \$x, y\$ 方向にフーリエ級数展開し，さらにそのフーリエ係数を振幅 \$A, B, C, D_k\$ で展開し，基礎方程式(2)–(4)に代入し，各 \$O(A^* B^* C^* D_k^*)\$ を等しいとおくことにより方程式を得る。それらを解くことにより振幅方程式のすべての係数を評価することができる。ただし，正規化の条件として \$z = -1/2\$ において波数 \$\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{r}\$ をもつモードの速度の \$z\$ 成分 \$w\$ がそれぞれ \$A, B, C\$ であるということを用いる。

方程式(9)–(11)の定常解としていくつかの簡単な性質を

もつ解が存在する。二次元ロール解は \$A \neq 0, B = C = D_k = 0\$ と与えられ，その平衡振幅 \$A_{eq}\$ は次のように書ける。

$$A_{eq} = \sqrt{-\frac{\lambda_{A0}}{\lambda_{A2}}} \quad (12)$$

この二次元ロール解は次の条件を満たすとき \$B, C\$ の攪乱に対して不安定である。

$$\lambda_{A0} < -\frac{\lambda_{A1}^2}{\lambda_{A2}(1 - \lambda_{A3}/\lambda_{A2})^2}.$$

また，次の条件では \$D_k\$ の攪乱に対して不安定である。

$$\lambda_{A5}/\lambda_{A2} < 1$$

六角形セル解は \$A = B = C \neq 0, D_k = 0\$ と与えられ，その平衡振幅 \$A_{eq}\$ は次のように書ける。

$$A_{eq} = 0 \quad (13)$$

$$A_{eq} = \frac{-\lambda_{A1} - \sqrt{\lambda_{A1}^2 - 4(\lambda_{A2} + 2\lambda_{A3})\lambda_{A0}}}{2(\lambda_{A2} + 2\lambda_{A3})}, \quad (14)$$

$$A_{eq} = \frac{-\lambda_{A1} + \sqrt{\lambda_{A1}^2 - 4(\lambda_{A2} + 2\lambda_{A3})\lambda_{A0}}}{2(\lambda_{A2} + 2\lambda_{A3})}. \quad (15)$$

解(13), (14) は常に不安定な解である。解(15)は次の条件を満たすとき \$B, C\$ の攪乱に対して安定である。

$$\lambda_{A0} < -\frac{\lambda_{A1}^2(2\lambda_{A2} + \lambda_{A3})}{(\lambda_{A2} - \lambda_{A3})^2}.$$

また，次の条件では \$D_k\$ の攪乱に対して安定である。

$$\lambda_{A0} < -\frac{3\lambda_{A1}^2\lambda_{A5}}{(\lambda_{A2} + 2\lambda_{A3} - 3\lambda_{A5})^2}.$$

例として \$\tau = -0.8, P_r = 7.0\$ の場合の六角形セル解および二次元ロール解の安定性を図2に示す。この図で \$R_0\$ は

$$\lambda_{A0} = \frac{\lambda_{A1}^2}{4(\lambda_{A2} + 2\lambda_{A3})}$$

となるレイリー数，\$R_1\$ は

$$\lambda_{A0} = -\frac{\lambda_{A1}^2}{\lambda_{A2}(1 - \lambda_{A3}/\lambda_{A2})^2}$$

となるレイリー数，\$R_2\$ は

$$\lambda_{A0} = -\frac{\lambda_{A1}^2(2\lambda_{A2} + \lambda_{A3})}{(\lambda_{A2} - \lambda_{A3})^2}$$

となるレイリー数，\$R_2'\$ は

$$\lambda_{A0} = -\frac{3\lambda_{A1}^2\lambda_{A5}}{(\lambda_{A2} + 2\lambda_{A3} - 3\lambda_{A5})^2}$$

となるレイリー数を表すものとする。

六角形セル解は亜臨界不安定であり \$R = R_0\$ で六角形セルが発生し，レイリー数を大きくすると \$R = R_2'\$ まで安定であるが \$R > R_2'\$ で不安定となる。二次元ロール解は超臨界不安定であり \$B, C\$ の攪乱に対して \$R < R_1\$ のとき不安定であるがこれ以上大きいレイリー数に対しては安定である。また，\$D_k\$ の攪乱に対しては \$\lambda_{A5}/\lambda_{A2} < 1\$ のとき不安定となる。Segel (1962, 1965a, 1965b) では \$D_k\$ の影響が考慮されてい

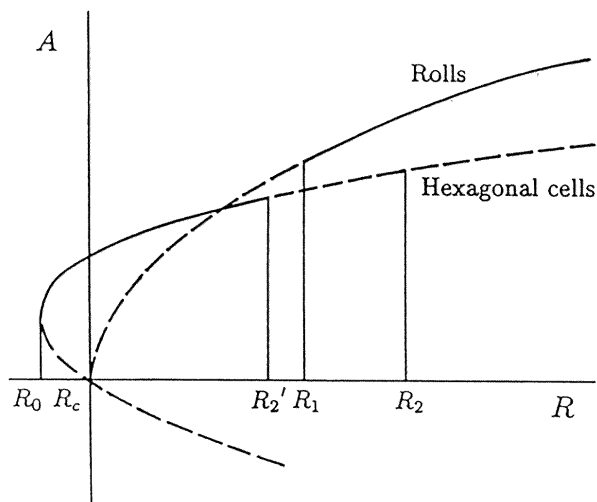


図2 二次元ロール解と六角形セル解の平衡振幅。実線は安定な平衡振幅。波線は不安定な平衡振幅。 $r = -0.8$, $P_r = 7$, $R_0 = 606.104$, $R_c = 607.121$, $R_2' = 672.470$, $R_1 = 685.018$, $R_2 = 1008.540$.

かったため、ヒステリシスが生じたが、 D_k の影響を考慮に入れると、逆に $R_2' < R < R_1$ の間では二次元ロール解も六角形セル解も共に不安定でありそれら以外の形になるかあるいは定常解が存在しないことになる。

数値計算により(9)–(11)式の係数を実際に評価した。これらの係数を用いて R_0 , R_c , R_2' , R_1 , R_2 を計算した。 $r = 0$, $P_r = 7.0$ においては

$$R_c = R_0 = R_1 = R_2 = 1100.649$$

となり、六角形セルはすべてのレイリー数に対して不安定である。 $\lambda_{A5} / \lambda_{A2} < 1$ であり、二次元ロール解はすべてのレイリー数に対して不安定である。 $r = -0.5$, $P_r = 7.0$ においては

$$R_0 = 812.985, R_c = 813.168, R_2' = 833.439, R_2 = 867.982$$

となり、六角形セル解は $R < R_2' = 833.439$ で安定である。 $\lambda_{A5} / \lambda_{A2} > 1$ であるため二次元ロール解は $R > R_1$ であるレイリー数に対して安定である(図2)。

4. おわりに

前節で求めたランダウ係数を用いて振幅方程式の初期値問題を数値的にも解いた。その結果、前節で行った解析結果とほぼ一致する結論が得られた。いくつかのパラメータでは二次元ロールや六角形セルのような単純な解のほかにそれらが重なり合った混合解も出現することがわかった。Segelは初めから波数ベクトルが 60° 異なる三つのモードのみを仮定し、二次元ロール解と六角形セル解の安定性を取り扱ったが、ここでは絶対値が p_c である波数ベクトルをもつすべてのモードを考え、初期値問題を解くと自然に二次元ロールや六角形セルパターンが生じることが明らかになった。

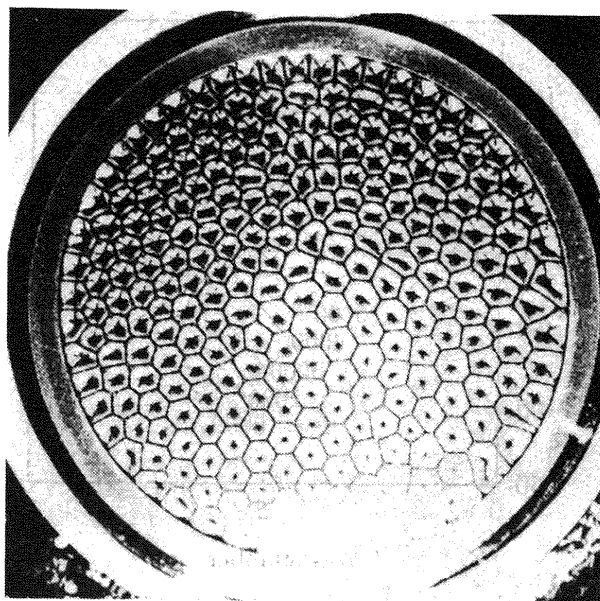


図3 ベナール-マランゴニ対流の可視化写真。
 $d = 3 \text{ mm}$, $\mu = 100 \text{ cSt}$.

ベナール対流における形の形成について実験も行った。図3に厚さ3mmの流体層での可視化写真を示す。上面は自由表面、下面は固体境界である。流体は100 cStのシリコンオイルを用いた。この場合、Pearson(1958)の判定条件によれば浮力効果と表面張力効果の優劣を分ける流体層厚さは約10mmであり、この実験では浮力効果よりも表面張力の方が大きい影響を及ぼしており、この報告で述べた理論に忠実に従っていない。

94年3月に航技研で行った講演においてはベナール対流における形の形成についてだけでなく、円柱をすぎる一様流と二次元ウェイク中での流れの中の形の形成についても報告を行った。紙面の都合で本報告はベナール対流に限定した。

参考文献

- Busse, F.H. 1962 Das Stabilitätsverhalten der Zellarkonvektion 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* **11**, 297–311.
- Mizushima, J. 1994 Mechanism of the pattern formation in Rayleigh-Bénard convection, *J. Phys. Soc. Japan* **63**, 101–110.
- Pearson, J.R.A. 1958 On convection cells induced by surface tension, *J. Fluid Mech.* **4**, 489–500.
- Palm, E. 1960 On the tendency towards hexagonal cells in steady convection, *J. Fluid Mech.* **8**, 183–192.
- 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.
- Zakharov, V.E. 1968 Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid, *J. Appl. Mech Tech. Phys.* **2**, 190–194.

NWTによる等方性乱流の数値シミュレーション

山本 稀義* 細川 巖** 生出 伸一**

Numerical Simulation of Isotropic Turbulence Using NWT

Kiyoshi YAMAMOTO

National Aerospace Laboratory

Iwao HOSOKAWA and Shin-ichi OIDE

The University of Electro-Communications

ABSTRACT

Direct numerical simulation (DNS) of homogeneous isotropic turbulence is made using the Numerical Wind Tunnel (NWT), a new parallel computer introduced to NAL last year. The DNS having 512^3 mesh points in space can be conducted by the NWT with 128 processor element, whose performance attains to 53 GFLOPS for the DNS. The fully developed turbulent fields, velocity and temperature, are obtained by the DNS which is used the Fourier spectral method for the calculation of the Navier-Stokes equation. The energy spectrum obtained has the $k^{-5/3}$ power law region in it. The probability distribution functions show the Gaussian distribution for the velocity, but exponential functions for the velocity derivatives. The intense vorticity concentrates into various short tube like regions, but the temperature into sheet like regions in space.

Key Words: DNS, parallel computer, isotropic turbulence, energy spectrum

1. はじめに

計算機の進歩によって流体力学に於ける計算流体力学 (CFD) の役割は益々重要になってきている。これは乱流についても同様であって、従来の実験的研究に加えて、数値シミュレーションは乱流研究の重要な源となっている。計算方法についても従来は乱流モデルを使用した差分法が中心であったが、現在では計算精度の良いスペクトル法による直接数値シミュレーション (DNS) が多くの成果を挙げる様になってきた。これは主として最近の計算機の飛躍的發展によっている。スーパーコンピューターは現在ベクトル計算機から並列計算機へと発展しているが、その結果、計算速度もギガフロップスからテラフロップスへと進展しよ

うとしている。航空宇宙技術研究所では昨年新しい並列計算機である数値風洞 (Numerical Wind Tunnel: NWT) を導入したが、その理論的ピーク速度は 236 ギガフロップスに到達している。ここではこれを用いて行われた減衰一様等方性乱流の DNS について述べる。

一様等方性乱流の DNS はしばしばその時点の最先端のスーパーコンピューターを用いて挑戦されてきた研究課題である。それらの中で、Kerr (1985)¹⁾ は 128^3 格子点の強制乱流の DNS を行い、 R_λ 、テイラーのマイクロスケールレイノルズ数が、83 までの乱流速度場を計算した。また、山本と細川 (1988)²⁾ は同じ 128^3 格子点で減衰乱流の DNS を行い、 $R_\lambda \sim 100$ の乱流速度場を得た。一方、Vincent & Mene-guzzi (1991)³⁾ は 240^3 格子点の強制乱流の DNS を行い、 $R_\lambda \sim 150$ の結果を得た。さらに、最近 Chen et al. (1993)⁴⁾ および Jiménez et al. (1993)⁵⁾ 等は 512^3 格子点の DNS を行い、 $R_\lambda \sim 200$ までの乱流速度場を計算した。これらの内で格子

* 航空宇宙技術研究所
** 電気通信大学

点数 128^3 のDNSはベクトル計算機によって行われ、それより大きい格子点数のDNSは並列計算機によって行われた。この様に、数値シミュレーションの主流は現在並列計算機となってきている。

2. 数値風洞 (NWT)

NWTは1.7 GFLOPSのピーク速度を持つベクトル計算機をその要素計算機(PE)として最大140台並列化した並列計算機で、その理論的ピーク速度は236 GFLOPSとなる⁶⁾。しかし、現実のCFDプログラムの計算速度はこれよりはかなり小さくなる。その原因は現実の計算プログラムでは各PE間のデータ転送が頻繁に必要となるが、これはPE内だけの計算速度に比べかなり遅いため、PE間のデータ転送の頻度に依存して計算速度は遅くなるためである。また、各PEがベクトル計算機であるので、複雑な計算プログラムについて、ベクトル性能と理想的並列化を同時に達成する事はそれほど容易ではない。

図1に本DNSの計算プログラムによるNWTの性能測定の結果を示す。横軸の N_{PE} はNWTに使用されるPE台数を表し、縦軸はDNSの時間方向の積分において単位時間ステップ進むのに必要なCPU時間(秒)である。図中のいろいろな記号はDNSに使用された格子点数を示す。また、実線は $1/N_{PE}$ の勾配を示し、これはプログラムの並列化が理想的に行われた時の性能曲線と考えられる。それぞれの計算結果は N_{PE} の最大の点を除いてはほぼ実線と同じ勾配に並んでいて、この範囲では並列化はほぼ理想的に行われていると考えられる。一方、 N_{PE} の最大の点のデータが直線からずれるのは、PE内の計算量に比べてPE間のデータ転送

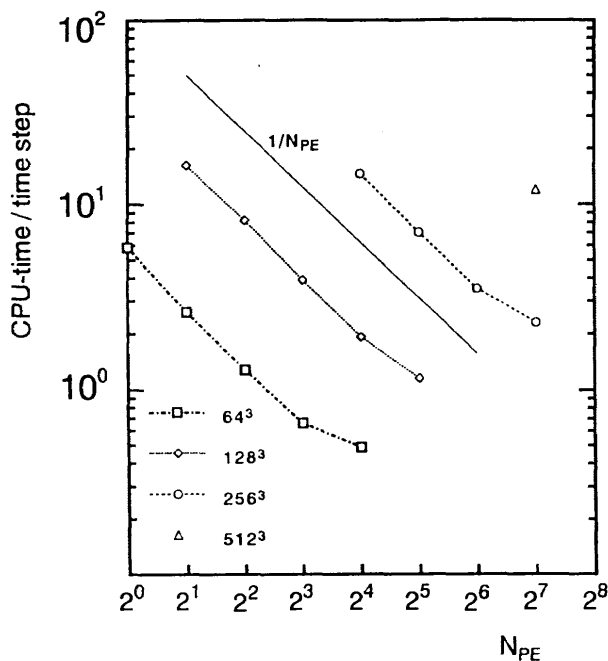


図1 DNSのプログラムで測定されたNWTの性能
 N_{PE} はNWTに使用されたPE台数を表す。

の時間が無視出来なくなるからである。以下のDNSでは N_{PE} はこの直線の範囲で選ばれる。すなわち、 128^3 のDNSは16台のPEを使用し、 256^3 のDNSは64台のPEを使用して行う。また、 512^3 のDNSは128台以上のPEで可能となる。この時、NWTによる本DNSの計算速度は53 GFLOPSになっている。

3. 基礎方程式

流れの周期性を仮定し、速度場をフーリエ級数展開すると、そのフーリエ成分 $\mathbf{u}(\mathbf{k})$ の基礎方程式はナビエ・ストークス方程式から

$$\frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{k})}{\partial t} = -i \sum_{\mathbf{k}'} \mathbf{u}(\mathbf{k}') \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') - i k_p(\mathbf{k}) - \frac{k^2}{R} \mathbf{u}(\mathbf{k}) \quad (1)$$

と与えられる。さらに、受動的スカラーとして温度場を考えると、そのフーリエ成分 $\theta(\mathbf{k})$ の方程式は

$$\frac{\partial \theta(\mathbf{k})}{\partial t} = -i \sum_{\mathbf{k}'} \theta(\mathbf{k}') \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') - \frac{k^2}{R_p} \theta(\mathbf{k}) \quad (2)$$

となる。ここで、 R は初期の流れに基づくレイノルズ数、 P_r はプラントル法で計算されるが、その際aliasing誤差を消去するためにはシフト法を使用する⁷⁾。また、時間方向の積分にはRunge-Kutta-Gill法が使用される。

ここでは減衰等方性乱流を取り扱うので初期の乱流場、速度と温度の両方を与える必要がある。これには初期の乱れのスペクトルを

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

と与える。これよりレイノルズ数 R は $R = v_0 / k_0 \nu$ と定義される。ここで、 v_0 は $v_0 = \sqrt{2 \int E(k) dk}$ 、 k_0 は初期スペクトル $E(k)$ が最大値を持つ波数($k_0 = 1$)である。速度場のフーリエ級数展開の成分の数はレイノルズ数 R が1000のDNSでは 256^3 個(同じ数の空間格子点のDNSと分解能は同じ)、2000の場合には 512^3 で行われた。

4. 計算結果と検討

4.1 エネルギースペクトル

図2は速度場のエネルギースペクトル $E(k)$ の時間的発達の計算結果を示す。レイノルズ数 R は2000である。点線は初期に与えられたスペクトル、(3)式、を表す。エネルギースペクトルは時間と共に低波数領域のエネルギーが高波数領域に輸送されて、時間と共に発達した乱流スペクトルが形成されている。そして、無次元時間 t がほぼ10でエネルギースペクトルの高波数領域は最大になり、その後は全領域でほぼ単調に減衰する。そして、この $t=10$ のエネルギースペクトルの中間領域で $k^{-5/3}$ 分布、コルモゴロフ・スペクトル、が観測される。しかし、その一致は必ずしも厳密ではない。この不一致はこれまでのDNSでも見られる傾向で⁸⁾、今後の問題である。しかし、この $t=10$ で得ら

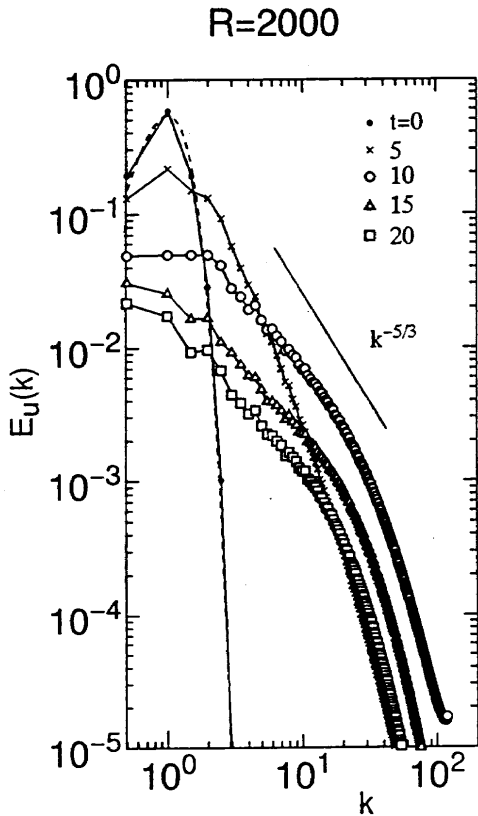


図2 エネルギースペクトルの時間的発達
 $R=2000$. 点線は初期スペクトル(3)を表す。

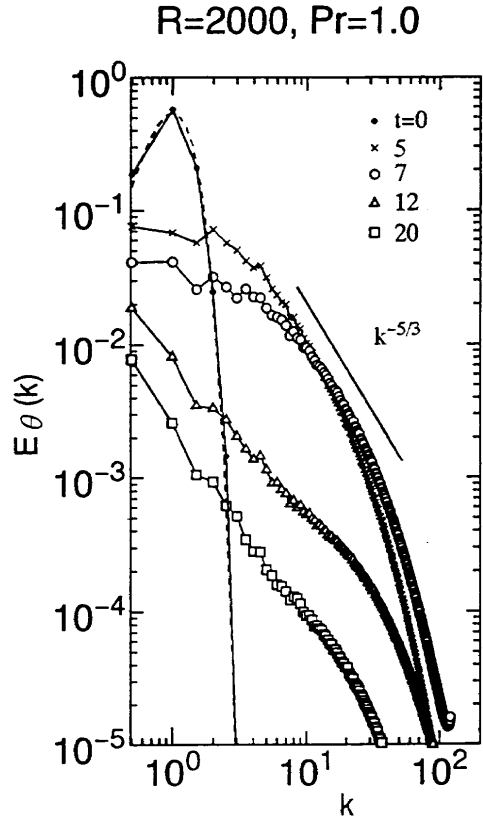


図3 温度の分散スペクトルの時間的発達
 $R=2000, Pr=1$ 点線は初期スペクトル(3)を表す。

れた速度場は発達した乱流の速度場と考えることができるので、これを数値解析して乱流のいろいろな力学法則を調べてみる。

図3は温度場の分散スペクトルの時間的発達の結果を示す。プラントル数は1と選んだ。スペクトルの発達の傾向は図2のエネルギースペクトルとほぼ同様であるが、その発達の時間スケールはエネルギースペクトルに比べて早く、 $t=7$ で高波数領域の最も発達したスペクトルが得られている。この温度分散スペクトルについても Batchelor⁹⁾によって慣性領域で同様に $k^{-5/3}$ 分布となることが予測されている。計算結果 ($t=7$) はこの傾向に近づくが必ずしもまだ厳密ではない。

4.2 確率分布関数

乱流の力学を記述する基本的な物理量は速度の分布関数である。 $t=10$ で得られた速度場と温度場のデータからいろいろな力学量の確率分布を調べてみる。

図4は速度 u の確率分布を示す。計算結果はガウス分布(実線)と良く一致している。これは理論的にも予測されている結果で、また実験的にも検証されている¹⁰⁾。

一方、図5は速度の縦微分 $\partial u / \partial x$ の確率分布を示す。計算結果はガウス分布(実線)とは全く異なり、指数分布を示している。このような指数分布は最近のDNSによって検出されたもので^{11), 12), 13)}、乱流ではしばしば現れる分布であ

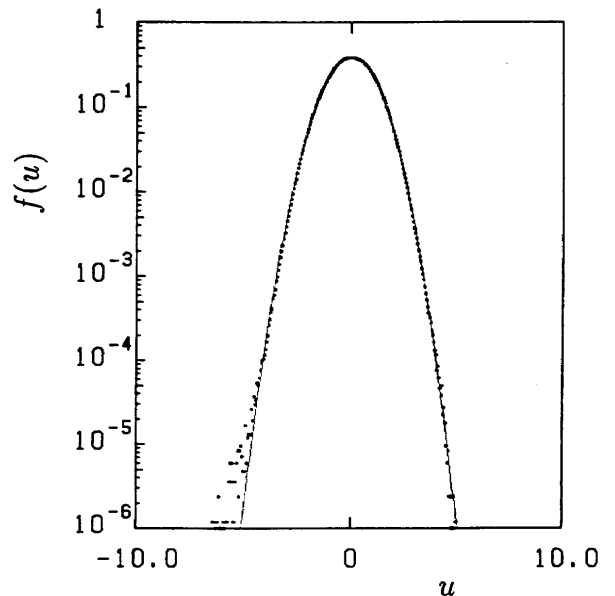


図4 速度 u の確率分布関数
 $R=1000, t=10$.

ることが分かってきた。また、図5の結果の重要な特徴は分布が横軸の原点について非対称で、負の領域の分布が正の領域より大きくなっていることである。その結果、縦微分の歪度因子は平均として負の値を持ち、これは乱流における渦度のストレッチングに関連する重要な性質である。

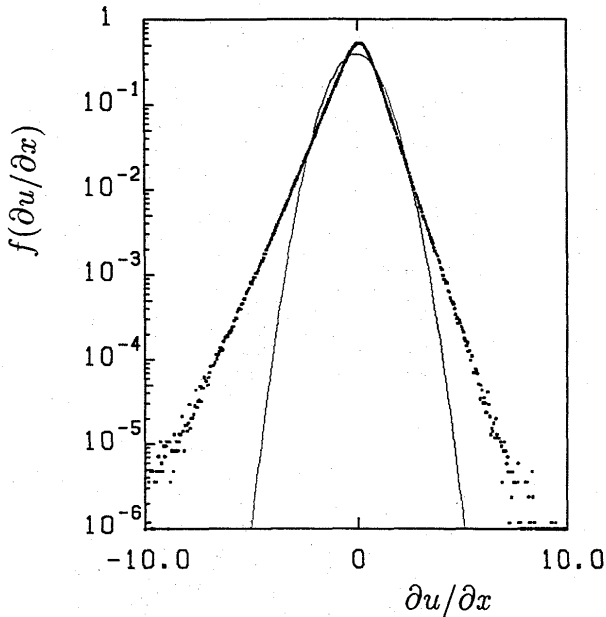


図5 速度の縦微分 $\partial u/\partial x$ の確率分布関数
 $R=1000, t=10$ 。

4.3 乱流の微細構造

乱流場の変動のデータを時空間で得られることがDNSの大きな利点である。これを数値解析することによって、乱流の時空間の微細力学構造を調べることが出来る。図6は渦度の空間的集中を示す計算結果で、等高線は 3.5ω のレベルで描いてある。ここで、 $\omega = \langle |\omega|^2 \rangle^{1/2}$ である。図から渦度は細長い管状の領域に集中し、その内部が渦度の高い部分である。この様な高渦度の管状の領域はしばしばワーム(worm)と呼ばれている^{2),5)}。ワームは調べてみると渦管であることが分かる。この様なワームの形成の力学機構はまだ正確には分かっていない⁵⁾。渦度の集中する形状に関してはこれまで理論的に渦管¹⁴⁾およびシート¹⁵⁾が予測されているが、図6の結果は前者を支持する。また、温度勾配 $|\partial\theta/\partial x_i|$ の空間的集中の様子を調べてみると、この場合は空間的にシート状に集中する結果が得られている。この様な渦度場や温度勾配が渦管およびシート状に集中する力学機構はまだ必ずしも明確ではない。今後のDNSに期待される所である。

参考文献

- 1) R.M.Ker: J. Fluid Mech., **153** (1985) 31.
- 2) K. Yamamoto and I. Hosokawa: J. Phys. Soc. Japan, **57** (1988) 1532.

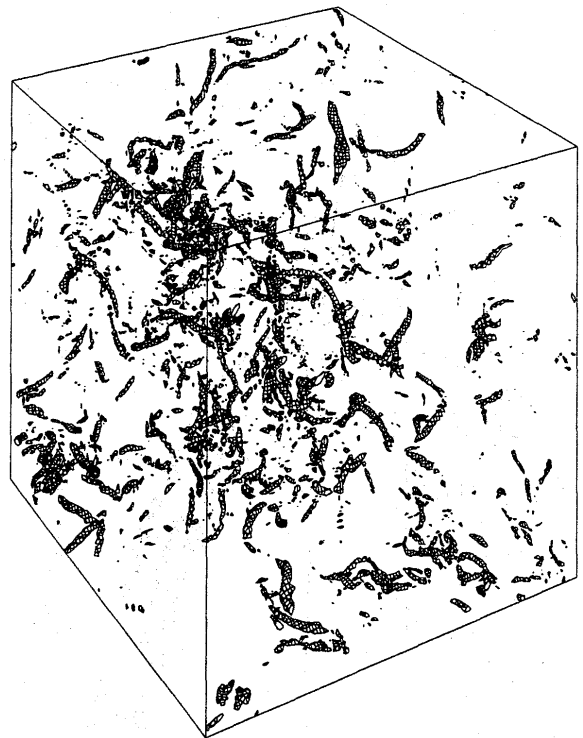


図6 高渦度領域が空間的に集中する形状
 $R=1000, t=10$ 。等高線は 3.5ω の高さを示す。

- 3) A. Vincent and M. Meneguzzi: J. Fluid Mech., **225** (1991) 1.
- 4) S. Chen et al.: Phys. Fluids, **A5** (1993) 458.
- 5) J. Jiménez et al.: J. Fluid Mech., **255** (1993) 65.
- 6) T. Iwamiya et al.: To appear in Proc. Parallel CFD' 93.
- 7) C. Canuto et al.: *Spectral Methods in Fluid Dynamics*, 1988, Springer-Verlag, New York.
- 8) Z-S. She et al.: Phys. Rev. Letts., **70** (1993) 3251.
- 9) G.K. Batchelor: J. Fluid Mech., **5** (1956) 113.
- 10) A.S. Monin and A.M. Yaglom: *Statistical Fluid Mechanics*, Vol. 1, 2, 1975, MIT Press Cambridge.
- 11) Z-S. She et al.: J. Sci. Comput. **3** (1988) 497.
- 12) I. Hosokawa and K. Yamamoto: J. Phys. Soc. Japan, **58** (1989) 20.
- 13) K. Yamamoto and T. Kambe: Fluid Dynamics Research, **8** (1991) 65.
- 14) H. Tennekes: Phys. Fluids, **11** (1968) 669.
- 15) R. Betchov: J. Fluid Mech., **1** (1956) 497.

壁乱流における組織運動の時空間構造

大成博文*

Time-Space Structure of Organized Motor in Near Wall Turbulence

Hirofumi ONARI

Tokuyama College of Technology

ABSTRACT

Space-time structure of organized motion in the near wall turbulence is investigated using 'Dye-Particle-Image Velocimetry (DPIV)' technique. The results indicate that transverse vortical structure in outer layer associates with the vorticity and uv structures. Further, the evolution of the vortical structure depends on the diffusion of vorticity and the increase of instantaneous-uv in space-time. DPIV plays an important role to understand the physics of organized motion in the near-wall turbulence.

1. はじめに

壁乱流中の秩序運動の認識に可視化法が果たしてきた役割は少なくない。しかし、その認識の本質的発展は同時に、その限界をも明らかにし、そこから、可視化と流速計測の同時に併用する方法やPIV法という改良も登場してきた^{1),2)}。

しかし、それらの改良を踏まえてもいまだ重要な未解明の課題は山積されたままである。そこで、本研究では、壁乱流の可視化にDPIV法³⁾ (Dye-Particle-Image Velocimetry)を適用し、可視化の流脈形象と速度情報の関係が検討された。その際、秩序運動の時間的構造に注目し、発達過程にある大規模な横渦パターンとそこでの渦度および瞬時レイノルズ応力の相互関係が考察された。

2. DPIV法の特徴と限界

DPIVとは、流れ場の各点において、可視化された流脈形象と粒子流跡を同時抽出し、そこで得られた秩序運動の瞬時形象と重ねて各種速度情報を比較、考察することを可能とする方法である。この手法の適用の動機は、秩序運動に関するより本質的な解明を得ることにあり、同時に従来の可視化法やプローブ計測法、PIV、DNSなどの手法で得られた結果とのより詳しい比較検討を可能とすることにある。

周知のように秩序運動は、高次の複雑な3次元構造を有することに加え、自ら時間的にも刻々の変化を示す。このような変幻自在とも言える運動の正体をあばくためには、そのような秩序運動にふさわしい手法の適用を繰り返して総合的に理解することが重要となる。

本研究におけるDPIVは、壁乱流の2次元縦断面に限られることから、そこで得られる結果には自ずと限界があり、それを補うには、①3次元的其他の可視化法を適用し、秩序運動の空間構造に関する基礎的認識を深める、②3次元DPIVへの拡張の2法が考えられるが、本論では①の立場を踏まえることにした。本手法の詳細と実験条件は前報³⁾にあり、省略する。

3. DPIVの結果

Fig. 1に、本DPIVによって得られた縦断面視の連続写真の一例を示す。流れ方向は左から右で、各写真の上下端が、水面および底壁面に相当する。白く写るのが染料流脈であり、小さい粒状の白点はスリット内で可視化された浮遊粒子(比重1.002-1.008)である。これらの写真は、粒子流跡の写真と対をなすが、この後者の写真から、渦度、瞬時レイノルズ応力分布が(b),(c)のように求められ、それらと比較的大規模な横渦形象の時空間構造が比較検討された。

さて、(a)~(b)の連続写真(各写真の撮影間隔は0.5秒)を観察すると、これには、水表面にまで到達した大規

* 徳山工業高等専門学校

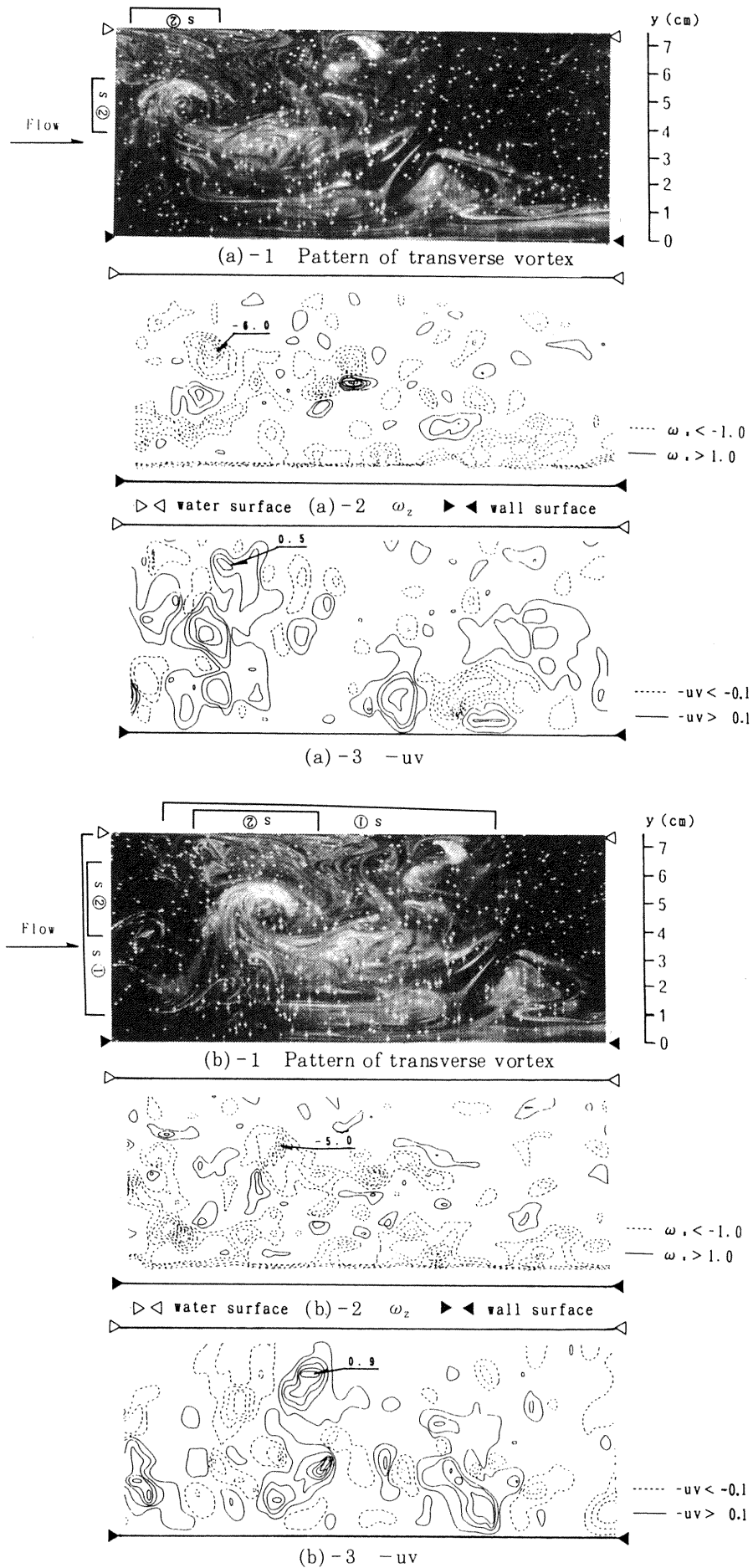


Fig. 1 Correlation between Pattern of transverse vortex, ω_z and $-uv$

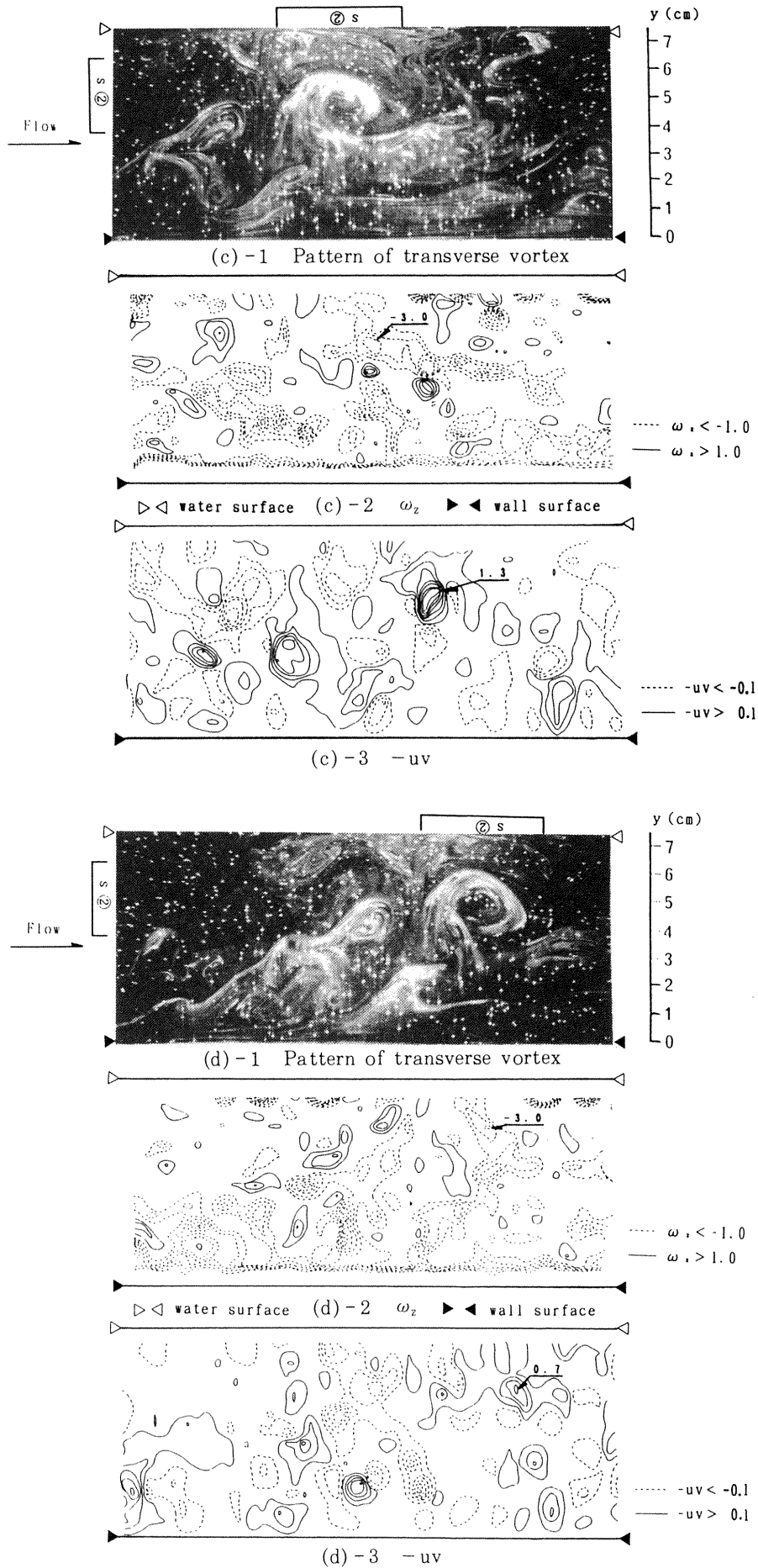


Fig. 1 (Continued)

模な染料塊(s①)が通過する様子が示されている。この大規模水塊のなかでも大規模な横渦構造(s②)が外層下端付近に形成されていることが認められる。この横渦の断面形象は流下とともに自らの規模を拡大((a)~(c)), 維持((d))させており, この大規模水塊のあたかも要をなすような形象を示している。この横渦の流れ方向移流速度は, 最大流速の約0.85倍である。そこで, これらの横渦構造に対応する渦度と瞬時レイノルズ応力の分布がそれぞれの写真の下に示されている(コンタの破線が時計方向の回転成分で, 実線はその逆方向, コンタ間隔は $\pm 1/\text{sec}$)。

まず, (a)の左端, 比較的小規模の横渦形象が形成される領域で時計方向に回転する渦度の集中領域が認められる。この横渦形象と渦度集中領域の対応を基点とすると, 下流方向に横渦構造はダイナミックに発達して自らの規模も拡大させている。これに伴い, 渦度の集中領域は拡大するが, その渦度の絶対値は徐々に減少していて, いわゆる「渦度の集中領域の拡散現象」が形成されている。このことから, この現象は秩序運動の形象の発達・維持と重要な関係を有しているように思われる。

次に, 瞬時レイノルズ応力の時間変化過程を追跡する。これらの4枚の連続写真において, 上述の横渦形象に注目すると, まず, 渦度の集中領域と瞬時レイノルズ応力の集中領域は互いに一致していないことが指摘される。第2に, この横渦形象付近の瞬時レイノルズ応力の最大値は(c)で発生しており, その前後はいずれも相対的に低い値を示し

ている(コンタの実線が正, 破線が負のレイノルズ応力を示し, 各外側の線が $0.1(\text{cm/s})^2$ で, コンタ間隔は $0.2(\text{cm/s})^2$ である)。すなわち, 横渦形象の発達とともに, その近くの瞬時レイノルズ応力分布はより高い値を示し, その形象の発達が終わって, その規模が維持されはじめると, ここでの瞬時レイノルズ応力は再び減少している。この発達期の横渦形象は周囲の流体を巻き込むように形成されているようである。

以上を総合すると, 外層の横渦構造の発達には, 渦度の拡散と瞬時レイノルズ応力の増分が寄与していることになる。

4. おわりに

比較的大規模な横渦構造の発達と渦度, 瞬時レイノルズ応力の相互関係が考察され, 渦度の拡散と瞬時レイノルズ応力が増加する場合に, 渦構造の発達が確認された。しかし, これらの考察は2次元断面に限られており, その意味で厳密でなく, 今後は3次元空間でのより詳細な考察が必要と思われる。

参 考 文 献

- 1) Utami, T. & Ueno, T.: J Fluid Mech. 1987, 174, 339
- 2) 鈴木雄二他: 第25回乱流シンポ講論, 1993, 59-62
- 3) 大成博文他: 第25回乱流シンポ講論, 1993, 125-127

円柱後流中のスパイク状速度変動

應 和 靖 浩* 坂 尾 富 士 彦* 松 岡 祥 浩**

Velocity Spikes in the Wake of a Circular Cylinder

Yasuhiro OUWA and Fujioka SAKAO

School of Engineering, Kinki University

Yoshihiro MATSUOKA

School of Science and Technology, Kinki University

ABSTRACT

Velocity fluctuations were investigated with hot-wire anemometers in the wake of a circular cylinder placed perpendicular to the main stream. Large and sharp fluctuation of velocity though occasional, designated "spike", found in the wake, tends to distribute itself transversely much wider than steady small fluctuations which contribute most to the r.m.s. (root-mean-square) value because of persistent appearance. With the cylinder set rather far from a plate (parallel to the flow), for its boundary layer transition to turbulence, such spikes are found to play the dominant role. In this paper, an outline of extent of the spike in the wake of the cylinder is presented.

Key Words: spike, wake, transition, boundary layer

1. ま え が き

流線に対して凸な曲面に沿う流れの剥離点がある条件下で著しく非定常に変動する現象は、層流境界層が主流中の弱い乱れにより間欠的に乱流に遷移する結果であることが見出されている¹⁾。そこで、主流中に置いた円柱後方の乱れが比較的離れた平板上の層流境界層を間欠的に乱流遷移させる様子を調べている。最近になって分かってきたところでは、この場合には円柱の下流にはほぼ定常的に存在する比較的弱い乱れ（これが通常の乱れの研究の主要な対象になっている）よりも、むしろ、頻度は低いが突発的に現れる大きな振幅を持つ変動が境界層遷移の主要な原因であるようである。後者を以後、スパイクと呼ぶが、その分布は「乱れ強さ」の統計の大部分を占める通常の低レベル乱れとは異なって外方にまで広がっているようであり、円柱の平板からの距離が大きく、遷移が間欠的に生じる場合に、

スパイクが主役となる²⁾理由はそれであろう。ここでは、円柱後流中のスパイクの分布について定量的に調べた結果の概要を記す。

2. 実 験 方 法

先縁断面を半楕円形にした平板を開放型回流式風洞の測定部に流れに平行に置き、後端には円柱面を滑らかに接続して2次元凸面壁とする。風洞気流の乱れは0.5%以内で、大部分は20Hz以下の成分であり境界層を乱す作用は小さい。したがって、特に流れを乱さないときには、平板上の境界層は層流のまま凸面部から剥離する。境界層に外から攪乱を与えるために、凸面前端の上流620mm(平板前縁から230mm下流)で平板近傍の主流中に、直径 $d=4$ mmの円柱を置いた。主流には垂直、平板には平行である。円柱と平板との距離が大きい(例:風速10m/s, 径4mmで31mm以上)と、平板境界層は層流のまま凸面部から剥離するが、円柱を平板に近接して置くと剥離する前に乱流になり、凸面部における剥離点が大きく後退する。これは円柱下流の乱れが境界層を乱して遷移させるためであるが、そ

* 近畿大学工学部

** 近畿大学理工学部

の際、少なくとも円柱を比較的遠く離れた状態では、円柱下流に時折ではあるが現れる大きな振幅の乱れ、こゝでいうスパイクが重要な役割を演じていると考えるべき事実がある²⁾。そこで今回は平板に影響されない場合の円柱後流についてスパイク数の分布を調べることにした。それには後流の各点において、流速の瞬間値が、種々に変えて設定するしきい値を越える回数を数えることになる。当初、データレコーダに記録したデータを計算機で解析することを試みたが、非常に時間がかかるので、アナログ方式の波形弁別回路を新作し、カウンターと併用する方式に変えた。データを繰返し再生し弁別回路のしきい値を変えて、出力をカウンターで計数する。なお、不要な低周波変動を除くため3Hzのハイパスフィルターも併用する。弁別回路は瞬間値が正のしきい値以上または負のしきい値以下の場合にパルスを出力するが、一回のスパイク中に正負の振動が含まれる場合には、全体で一回のパルスを出すよう構成されている。

以下で、観測の位置は、円柱中心から流れに沿って下流方向にX、円柱軸と流れとに垂直な方向にY座標をとって示す。

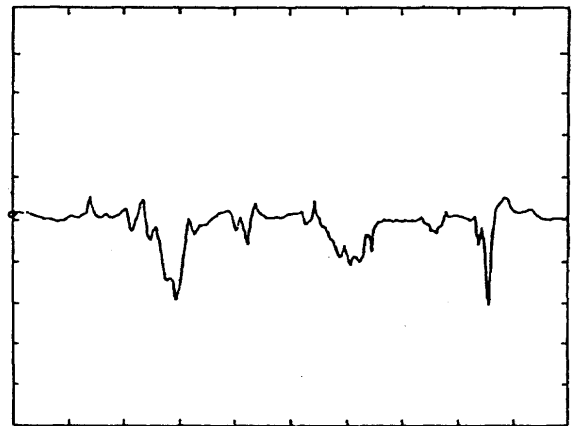
3. 実験結果

図1(a), (b)に速度変動波形(3Hz以下はカット)の例を示す。(a)は $X/d=10$, $Y/d=3$ における速度変動波形で、カルマン渦列によると思われる約550Hzの卓越周波数の単調な変動に重なってスパイクが現れている。円柱に近い所では、スパイクは一旦上昇して下降する形(図1(a)の左)が多いが、上昇のみ(同じく右)または下降のみの場合もある。同図のように卓越した正弦的変動がある場合には、その変動の速度が減少する位相で現れることが多い。これは揺れる後流が観測点側に近づく位相であり、スパイクの出現が後流の揺れと密接に関連することを示唆する。(b)はさらに下流の、 $X/d=50$, $Y/d=4$ における速度変動波形で、高周波成分が多くなり、550Hzの変動は明確でなくなっている。スパイクも発達して何度も上昇下降を繰り返す振動状になり、一回の持続時間が増加するようになる。

図2に円柱後流のスパイク頻度の分布を示す。主流速度 $U=10$ m/s、円柱直径 $d=4$ mmである。測定時間50秒間の総数を1秒当りに換算する。図には円柱後流の乱れ強さ $\sqrt{u'^2}/U$ の分布と速度欠損の半値幅 $b_{1/2}$ も示している。図中の一点鎖線は、スパイク弁別のしきい値 u_{THR} を平均主流速度の5%としたときの等スパイク数線である。5%を選んだ理由は、境界層が平板上で乱流に遷移する際に境界層内で観察されるスパイクの振幅がその程度だからである。一つのスパイクで作られた乱流部分が凸面部に到達して、凸面部の剥離点が後退している時間は約20msであるから、50Hzなら凸面部入り口における境界層はほぼ常時乱流と



(a) $X/d=10$, $Y/d=3$



(b) $X/d=50$, $Y/d=4$

図1 スパイクを含む速度変動波形の例
縦軸: 0.2V/DIV 主流流速は6.2Vに相当
横軸: 2ms/DIV

なる訳である。25Hzの場合はその1/2で、凸面部における剥離点の変動が最も著しくなると考えられる。一方、6Hzという周波数は、それらに比べれば著しく低いが、円柱を平板に近づけて、境界層が凸面部入り口で殆ど常時乱流であるようにしたときに、 $X/d=60$ 近傍の平板境界層内でスパイクが観察される頻度であるので、参考のために記した(下流ではずっと増加する)。これら等スパイク頻度線の拡大の傾向は、 $X/d < 30$ では等乱れ強さ線よりも大きい、 $30 < X/d < 50$ では小さくなり、それ以後では再び大きくなっている。また、 $X/d < 40$ では三つの等スパイク頻度線は円柱後流幅の外側に在り、スパイクが通常の後流の速度変動分布より大きく広がっている。したがって、円柱を平板に近づけた場合には、先ずスパイクが平板上の境界層を揺ぶり、遷移が間欠的に生じていることが分かる。

同図中、 X/d =一定の断面について示した二点鎖線は、 $u_{THR} = 4\sqrt{u'^2}$ 、すなわち u_{THR} を各観測点における平均変動速度振幅の約3倍としたときのスパイク頻度分布である。これは速度変動波形中でスパイクが目立つ場所を示すこと

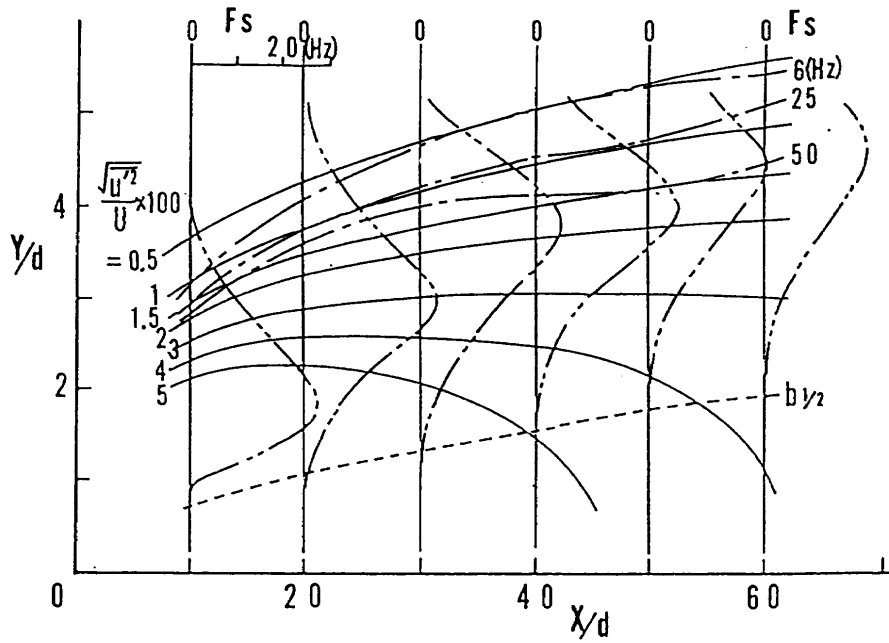


図2 スパイク頻度の分布

$U = 10 \text{ m/s}$, $d = 4 \text{ mm}$

Fs: スパイク頻度

---: 等スパイク頻度線 ($u_{\text{THR}}/U = 0.05$)

-----: スパイク頻度分布 ($u_{\text{THR}}/4\sqrt{u'^2}$)

——: 等乱れ強さ線 ($=\sqrt{u'^2}/U \times 100$)

.....: 後流速度欠損の半値幅 ($b_{1/2}$)

になる。円柱の後流中においては中心から速度欠損の半値幅付近までの乱れは最大で、そこでは飛び抜けて大きい変動は少ない。平均的なレベルより飛び抜けて大きいスパイクは主として半値幅より外側で観察され、速度欠損の端付近で最も多く観察されることが分かる。また、 $X/d > 50$ では後流の速度変動が均一化され、それより大きい変動であるスパイクが目立ち難くなること分かる。

4. あとがき

円柱後流中で観察されるスパイク状速度変動の分布を自作した波形整形回路を用いて測定した。スパイクは円柱後

流の平均速度欠損あるいは通常の変動分布の外端付近で最も多く観察され、また、それよりも外側まで広がって存在することが明らかになった。そのため離れた円柱の下流の乱れによって境界層が遷移する場合には、スパイクが主要な攪乱源となる訳である。今後、スパイクの発生機構について調べる予定である。

参考文献

- 1) 應和, 坂尾, 松岡, ながれ, 10-4 (1991), 240.
- 2) 應和, 坂尾, 松岡, ながれ, 12巻別冊 (1993), 92.

後流の不安定性

浅井 雅人*

A Study on the Instability of the Wake

Masahito ASAI

Tokyo Metropolitan Institute of Technology

ABSTRACT

In order to better understand the relation between the von Karman vortex shedding and the wake (absolute) instability, the wake development behind a blunt-ended flat-plate is examined experimentally. When the vortex shedding is controlled by another flat-plate in the wake, the shedding frequency is remarkably changed. Such change in frequency is found to be closely related to the change in the absolute instability characteristics in the near-wake field.

Key Words: wake, vortex shedding, absolute instability

1. ま え が き

流れの中に物体が置かれたとき、レイノルズ数の広い範囲にわたって後流（伴流）中に規則的（周期的）な、いわゆるカルマン渦列が現われる。カルマン渦列の周波数選択性は極めて強く、しかも境界層や一般の混合層（自由剪断層）の場合と異なり、音などの外乱を、渦列周波数の極く近傍の周波数選択性を説明しようと以前から多くの研究がなされてきた^{1,2)}。

その中で特に注目されているものに後流の絶対不安定性がある。平行流近似に基づく線形安定性理論によると、物体近傍の後流速度分布に対しては、複素群速度 $Cg = d\omega / d\alpha$ ($\omega = \omega_r + i\omega_i$; 複素周波数, $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$; 複素波数) が零で、かつ時間増幅する ($Cg=0$, $\omega_i > 0$) 固有モードが存在し^{3,4)}、そのような攪乱は下流に流されることなく時間増幅する。カルマン渦列はそのような特定の周波数・波数をもつ固有モードが時間増幅した後の状態と考えられた⁵⁻⁸⁾。最近の、数値実験^{9,10)} や渦列の制御実験^{11,12)} は、渦列の発生に上記絶対不安定性が関係していることを強く示唆している。ただし、実際の後流の速度分布は物体後縁から流れ方向に急速に変化しているため、平行流近似に基づく安定性解析からは、渦列の周波数がどの位置の後流速度分布の絶対不安定特性により決定されるかについては結論できな

い。また、局所的な不安定特性が最終的な（平衡状態に達した後の）渦列流れ全体を支配することができるかどうかについても明らかでない。本研究では、このようなカルマン渦列の周波数決定機構と絶対不安定性との関係を実験的に調べている。実験は厚い平板の後流について行われ、後流の非平行性や渦列の成長を人為的に制御するため下流の後流中にもう一枚の平板が挿入される。

2. 実験装置および方法

実験は一辺 200 mm の噴き口を持つ吹き出し式風洞で行われた。測定部及び平板模型を図 1 に示す。測定部の左右には大きな側壁があり、主流の二次元性が維持されている。可視化写真撮影のため片方の側壁は透明アクリル板である。上流側平板は、厚さ $d = 10$ mm スパン長 195 mm 流れ方向の長さ 100 mm で前縁は楕円形状（長軸 30 mm, 短軸 10 mm）である。後流側平板も諸元は同じであるが前縁は平にカットされている。座標系は、流れ方向に x 、平板に垂直上向きに y である。原点は上流側平板の後縁（中心線上）になる。上流側の平板は固定し、下流側平板を x 方向に動かした。上流、下流の平板間の距離（すきま）を L とする。流れの可視化にはスモークワイヤを用い、平均流速及び変動の測定には I 型熱線プローブを用いた。実験は一様流速度 $U_\infty = 2$ m/s で行われた。板厚 d と U_∞ に基づくレイノルズ数 R は約 1400 である。

* 東京都立科学技術大学

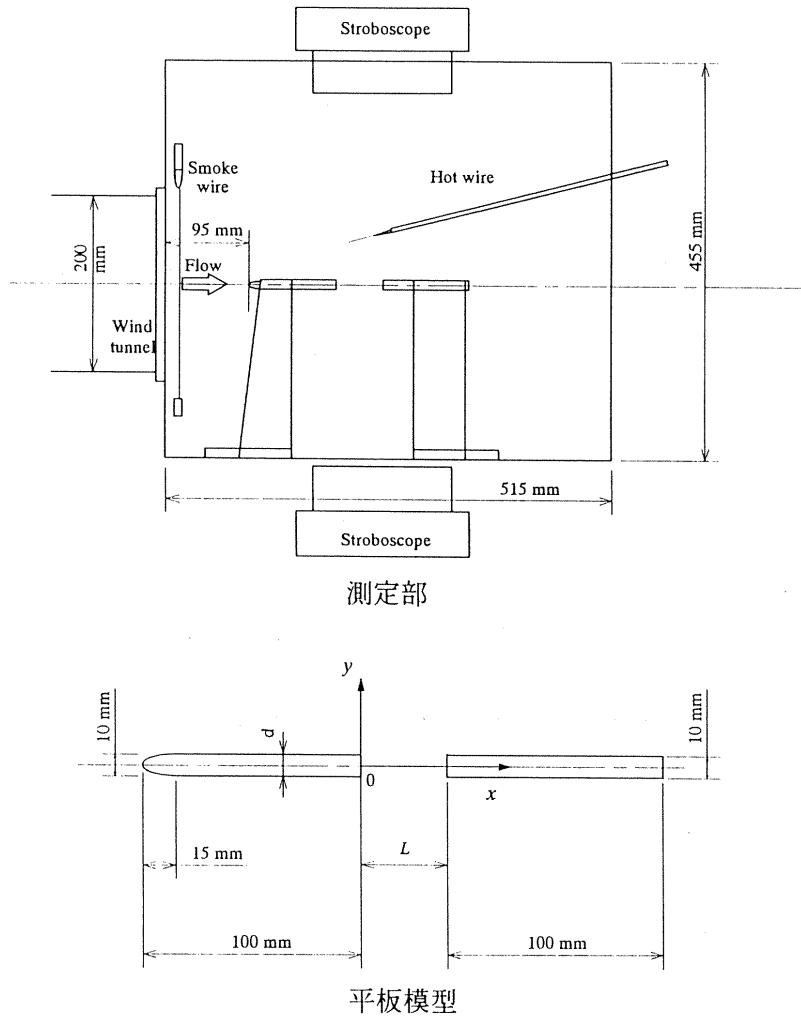


図 1 実験装置の概要 (単位 mm)

3. 結果および考察

図 2 は平板が単一で置かれたときの流れを可視化している。図のように後流中には極めて規則的な渦列が現われる。 u 変動のスペクトルを測定すると、図 3 のように鋭いピークを示し、カルマン渦列の強い周波数選択性が理解される。渦列周波数は約 45 Hz である。まず、この渦列周波数と絶対不安定モードの周波数との対応を見るため、物体近傍の $x/d = 0.1$ と $x/d = 0.5$ 位置の速度分布について、レーリー方程式に基づき安定計算を行った。実験の速度分布を図 4(a) のように近似し(逆流を考慮)、固有値 $\omega = \omega(\alpha)$ を計算すると図 4(b) のようであり、鞍部点に対応する絶対不安定モード ($C_g = d\omega/d\alpha = 0$, $\omega_i > 0$ の固有モード) の周波数 ($f = \omega_r / U / 2\pi d$) は $x/d = 0.1$ と $x/d = 0.5$ 位置共約 47 Hz である。これは実験と極めてよく一致しており、単一平板の後流に見られるカルマン渦列の周波数は後縁近傍の後流速度分布の持つ局所絶対不安定特性により十分予測できる。

この後流中に、前述のようにもう一枚平板を挿入すると渦放出が次のように影響を受ける。図 5 は二平板間の流れの可視化写真である。また、図 6 は二平板の間隔 L/d の変



図 2 平板後流の可視化 ($R = 1400$)

化に対する渦列周波数の変化を示している：破線は単一平板の渦放出周波数である。下流平板を十分遠方 ($L/d = 15$) から徐々に上流平板の後縁に近づけていくと、渦列周波数は単一平板の値から徐々に減少していき、 $L/d = 2.7$ で最小の 32.5 Hz となる。これは単一平板の渦放出周波数のおよそ 72% である。その後は渦列の形成には至らないが規則的な波動が $L/d = 2.4$ になるまで観察され、その周波数は L/d の減少に対して逆に上昇していく。このような周波数変化が、安定性理論のみで予測できるかどうかを次に調べる。

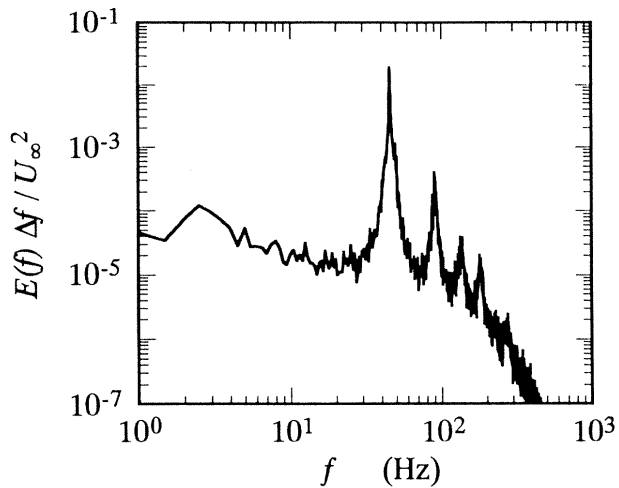
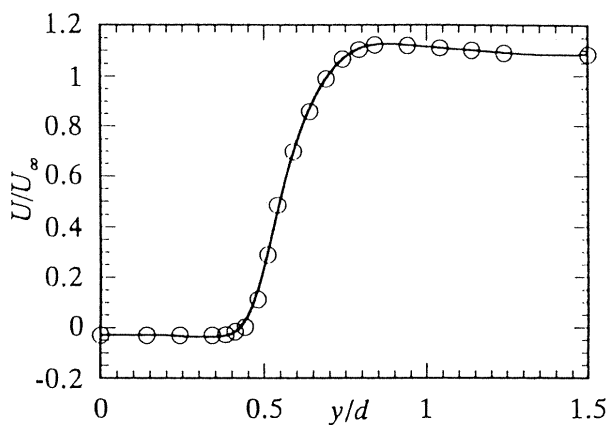
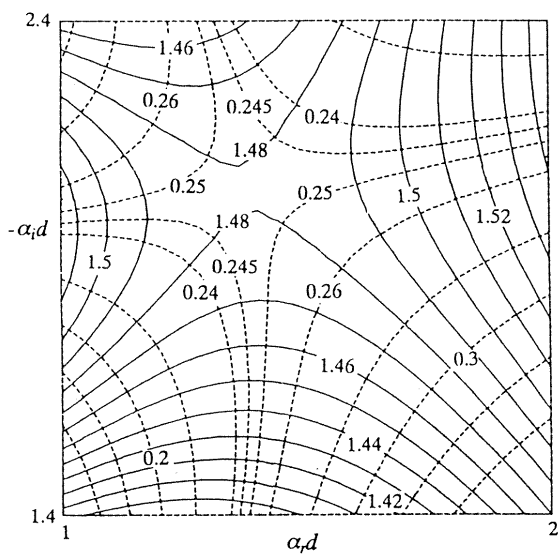


図3 u 変動のスペクトル: $(x/d, y/d)=(2, 0.4)$

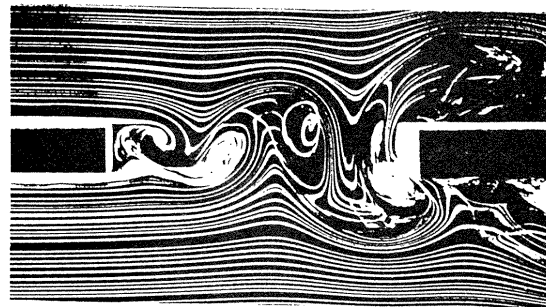


(a) 平均速度分布の近似(○; 実験, —; スプライン近似)



(b) レーリー方程式の固有値(実線: $\omega_r d/U_\infty$ の等値線, 波線: $\omega_i d/U_\infty$ の等値線)

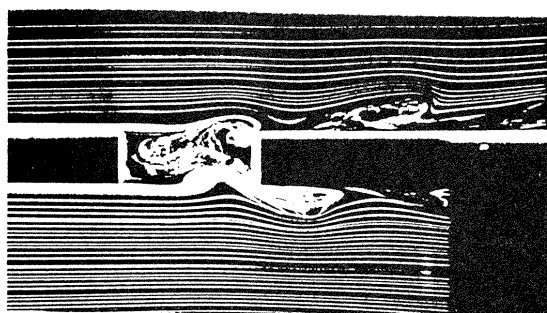
図4 後流速度分布の不安特性 ($x/d=0.1$)



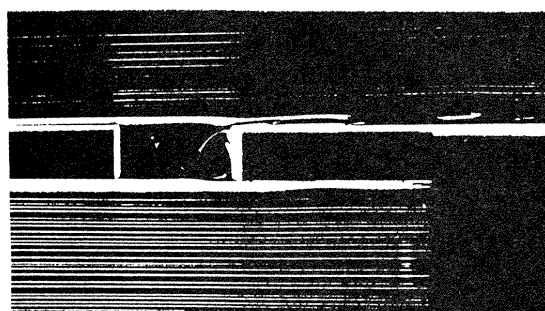
(a) $L/d = 6$



(b) $L/d = 4$



(c) $L/d = 2.7$



(d) $L/d = 2.4$

図5 後流と平板の干渉 ($R=1400$)

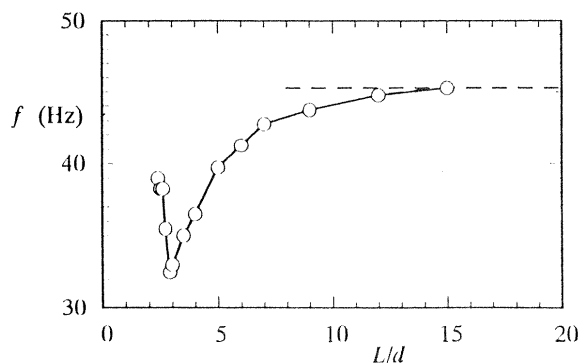
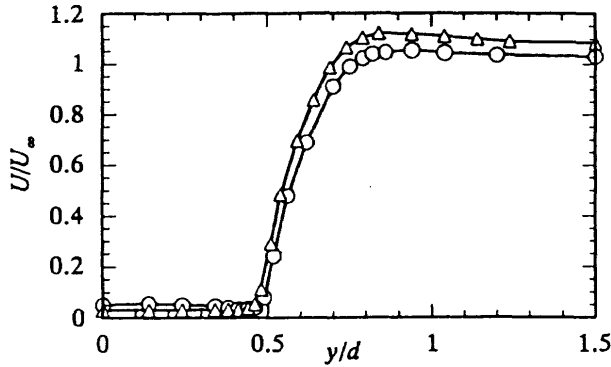
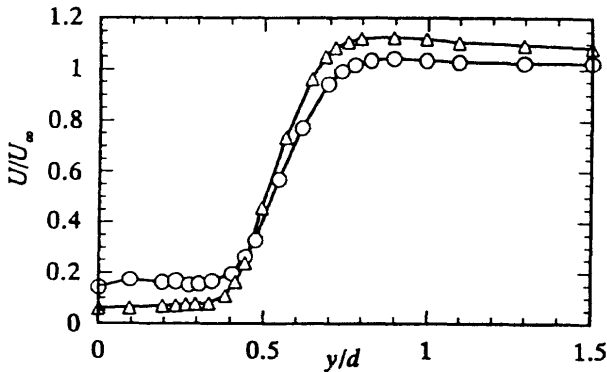


図6 渦列周波数の L/d に対する依存性



(a) : $x/d=0.1$



(b) : $x/d=0.5$

図7 平均速度分布の比較(△; 単一平板, ○; $L/d=4$)

まず、図7は単一平板の場合と $L/d=4$ の場合について、 $x/d=0.1$ と 0.5 位置での平均速度分布を比較している：熱線出力をそのままプロットしており逆流は考慮していない。図のように、速度分布形状は顕著な変化を受ける。特に不安定特性に大きな影響を与えられとされる後流幅が明らかに異なる。実際、各 L/d について、 $x/d=0.1$ と $x/d=0.5$ 位置の速度分布に対してレーリー方程式に基づき安定性解析を行った。図8に、実験の渦放出周波数と絶対不安定モードの周波数との比較を示す。実験では L/d の減少に従って渦放出周波数は減少し $L/d=2.7$ から再び増加するのが観察されたが、それらはいずれも物体近傍の速度分布から計算される絶対不安定モードの周波数に極めて近い。特に、 $x/d=0.5$ 位置での絶対不安定特性は、 $L/d=3$ まで周波数は減少し、 $L/d=2.7, 2.4$ では実験と同様に周波数が増加する様子も予測する。

以上のように、渦放出周波数は後流構造を人為的に制御しても常に物体近傍の不安定特性に支配され、また、渦列構造と近傍速度場の絶対不安定特性とが常に対応した形で渦列流れが形成されるように見える。

引用文献

1) Huerre, P. and Monkewitz, P.A.: Local and global instabilities in spatially developing flows, Ann.

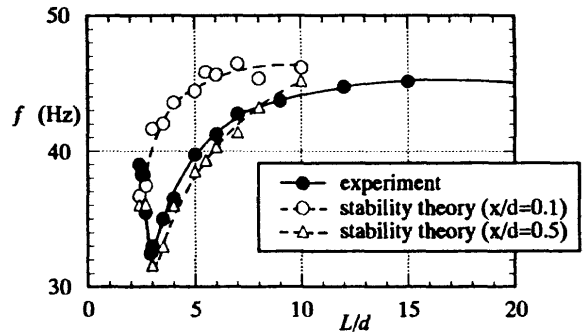


図8 渦列周波数と絶対不安定周波数の比較

Rev. Fluid Mech. **22**, 473-537 (1990).

2) Oertel, H.: Wake behind Blunt Bodies, Ann. Rev. Fluid Mech. **22**, 539-564 (1990).
 3) Betchov, R. and Criminale, W.O.: Spatial instability of the inviscid jet and wake, Phys. Fluids **9**, 359-362 (1966).
 4) Mattingly, G.E. and Criminale, W.O.: The stability of an incompressible two-dimensional wake, J. Fluid Mech. **51**, 233-272 (1972).
 5) Koch, W.: Local instability characteristics and frequency determination of self-excited wake flows, J. Sound Vibration **99**, 53-83 (1985).
 6) Pierrehumbert, R.T.: Local and global baroclinic instability of zonally varying flow J. Atmos. Sci. **41**, 2141-2162 (1984).
 7) Huerre, P. and Monkewitz, P.A.: Absolute and convective instabilities in free shear layers, J. Fluid Mech. **159**, 151-168 (1985).
 8) Kupfer, K., Bers, M. and Ram, A.K.: Cuspmap in the complex-frequency plane for absolute instabilities, Phys Fluids **30**, 3075-3082 (1987).
 9) Hanneman, K. and Oertel, H.: Numerical simulation of the absolutely and convectively unstable wake, J. Fluid Mech. **199**, 55-88 (1989).
 10) Asai, M., Ohya, M. and Nishioka, M.: A numerical experiment on the generation process of Karman vortex street, Proc. 25th Turbulence Symp. (in Japanese), 10-13 (1993).
 11) Monkewitz, P.A. and Nguyen, L.N.: Absolute instability in the near-wake of two-dimensional bluff bodies, J. Fluids and Structures **1**, 165-184 (1987).
 12) Strykowski, P.J. and Sreenivasan, K.R.: On the formation and suppression of vortex shedding at low Reynolds numbers, J. Fluid Mech. **218**, 71-107 (1990).

第13回・第14回研究会の総括と成果

「境界層遷移の解明と制御」研究会は平成5年度中に2回開催され、合計20の講演が行われた。第13回と第14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。

- ・流れの不安定性に関する研究(6)
- ・遷移機構の解明に関する研究(4)
- ・渦と乱れの構造に関する研究(7)
- ・その他の研究(3)

以下にテーマごとの研究成果をまとめる。

1. 流れの不安定性に関する研究

後退翼に対する境界層遷移の予測や層流制御には三次元境界層の不安定機構の理解がまず不可欠である。翼面上の三次元境界層では粘性型のトルミン不安定に加え、主流に直角方向の横流れ成分による変曲点型のクロスフロー不安定、さらに凹曲壁面の場合には遠心力型のテラーゲルトラー不安定が起こり得る事が知られている。伊藤(第13回)はこれら三種類の不安定性を同時に取り扱うことができるモデル方程式を考案し、各不安定性が臨界レイノルズ数を与えるパラメータ領域の区分けなど、三次元境界層の不安定性に対する総合的な評価を与えた。さらに伊藤(第14回)は、主流の流線曲率が三次元境界層の不安定性に及ぼす効果についても同様のモデル方程式に基づいて調べ、流線曲率に起因する遠心力不安定の存在を予測した。流線曲率不安定性の実験的検証も含め、遷移予測の観点に沿う今後の研究進展が期待される。

熱対流の問題についても興味ある結果が報告された。水島は最近の研究で、自然遷移のように複数の不安定モードが同時に増幅する場合に、非線形干渉の結果として特定のモードが支配的になる可能性を予測している。今回(第14回)は、自身の提案した振幅発展のモデル方程式を、基本的な問題であるベナール対流におけるセル構造のパターン形成問題に適用した。弱非線形安定性理論に基づく厳密な解析でランダウ係数の決定などを行うとともに、実際に初期値問題を解くことにより、パラメータに応じて二次元ロールや六角セルの基本パターンおよびそれらの重なった複雑なパターンが確かに出現することを示している。一方、小泉ら(第13回)は、上方が平面壁によって制限された加熱円柱からの自然対流を実験的に調べ、レーリー数、壁と円柱の距離および壁の温度条件をパラメータとして、種々のパターンを場合分けし、レーリー数が大きい場合にはカオス的な非定常挙動が現われることも明らかにした。

渦構造の形成と不安定性の関係についても新しい知見が得られている。浅井(第14回)は、物体後流に現われるカ

ルマン渦列の発生機構、特に周波数決定機構を後流構造の人為的制御を通じて実験的に調べ、渦列の放出周波数が物体近傍の不安定特性に支配されること、および渦列構造と近傍後流の絶対不安定特性とが常に対応した形で渦列が形成されることを示した。この結果は、前回発生過程の数値実験を通して得られた結果、すなわち渦列周波数が物体のすぐ近傍の絶対不安定特性から生じた時間増幅モードによって最終的に決定されるという結果とも対応している。また、宮寄ら(第14回)は、キリヒホッフ楕円渦の三次元不安定性を解析し、有限渦領域の三次元不安定現象に対して楕円型不安定性の概念が非常に有効であることを示した。特に、本来高波数の極限を扱う楕円型不安定性が低波数モードの構造までも良く予測できることは興味深い結果である。

2. 遷移機構の解明に関する研究

境界層の層流から乱流への遷移機構を理解することは、層流制御の問題だけでなく乱流制御の問題を取扱う上でも極めて重要である。境界層の遷移には流れの不安定性が深く関与し、特にその初期段階においては外乱が重要な役割を果たす。二次元境界層では、外乱のレベルが低い場合、遷移はT-S不安定に起因した二次元攪乱の成長から開始し、その後の成長過程もよく知られている。しかし、外乱のレベルが低くない場合についてはまだ十分理解されているとは言い難い。二次元あるいは孤立した三次元粗度は典型的な外乱であるが、それ自体遷移に直接影響を及ぼさない程度の小さいものであっても、そこから渦度を持たない音波が境界層内に取込まれ、遷移に深く関与する可能性もある。この問題は受容性の問題として、近年注目されている。また大きい粗度から導入される強い攪乱から始まる乱流遷移は、T-S波の発達を経ない亜臨界遷移の問題として、やはり極めて重要である。

福西ら(第13回)は残留する速度変動レベルが低い流れの中に、外乱として二次元的な音波を注入し、音波の二次元境界層に対する受容過程を実験と数値計算の両面から調べた。彼等は音波が受容されにくい前縁を持つ平板に、薄いテープを一枚ないしは二枚流れと直角に貼付して、最も不安定なT-S波と同じ周波数の音波を注入しながら、その下流におけるT-S波の消長過程を調べた。その結果、テープの幅や2本のテープ間隔によって音波の受容性を制御することが可能であることを見出している。例えば、テープ間隔がT-S波長の1.5倍の時に最も受容性が低いこと、またテープの前縁と後縁では逆位相のT-S波が導入されるために、テープの幅をT-S波長に選ぶと受容性が最も

低くなること等を報告している。これらの結果は数値計算によってもみごとに再現されている。以上の結果は人工的制御によって、自然遷移の場合より遷移点をさらに遅らせることを示唆しており、今後の研究発展を期待したい。

西岡ら（第13回）は境界層の乱流遷移の下限レイノルズ数、下限域での壁面摩擦係数とレイノルズ数の関係および対数法則分布の成立条件を明確にするために、壁面上に千鳥状に並べた2列の円柱群で強制的に乱れを導入し、その下流において流れの特性を調べた。亜臨界増幅の臨界値は運動量厚さに基づいたレイノルズ数で示すと $Re=120$ 程度になり、従来の結果と比べてかなり低い。また、壁面摩擦係数が乱流型の値を取る下限レイノルズ数は $Re=210$ であること、速度分布が対数法則に従うのはクラウザーパラメータ G が 7.0 より小さい時であることが見出されている。これらの判定条件は今後数値シミュレーション結果を検討する場合に重要になるものと思われる。

二次元境界層に不安定外力が作用すると T-S 不安定とは異なる別の不安定が生ずる。例えば遠心力タイプの外力場ではゲルトラー不安定が生じ、この不安定の結果として縦渦が形成されることは良く知られている。しかしゲルトラー渦の成長に伴って生ずる馬蹄型渦の崩壊過程すなわち二次不安定性についてはまだ不明な点が多い。伊藤光ら（第14回）は、この馬蹄型渦の崩壊過程を新しく開発した煙発生装置を用いて可視化し、高速度カメラで崩壊の様子を捉えた。実験はまだ予備的な段階であるが、可視化像と熱線信号との両面からのアプローチは有意義であり、今後の発展が楽しみである。一方、安定外力が流れに作用する場合は、外力が作用しない場合と基本的に同じで、その遷移の進行が外力で抑制されるだけであることは、益田らのコリオリ力場における一連の研究で明らかにされている。今回彼等（第13回）は、安定コリオリ力場における乱流斑点の成長過程を熱線風速計を用いて詳細に測定し、外力が作用しない場合の測定結果と比較した。その結果、外力の有無にかかわらず乱流斑点内に縦渦対が形成されること、および安定外力場ではその縦渦の成長が抑制されて遷移の進行が遅れることが示された。この結果は2つの流れ場で得た可視化写真ともよく符合している。しかし乱流斑点内に縦渦が形成されているかどうかはまだ意見の分れるところであり、縦渦の存在を決定的に裏付ける測定結果が望まれる。

3. 渦や乱れの構造に関する研究

早川（第13回）は、円管乱流の噴流における準周期的変動と不安定性の関係を実験的に調べている。円管直径の3倍ほど下流の噴流中心付近における速度変動の卓越周波数に着目し、その変動の発生起源を上流における高剪断層の不安定性に求めた。噴流出口部に軸対称スリットを設け、

スピーカー膜面を利用した攪乱発生装置によって、指定した周波数を持つ人口攪乱を導入し、その成分の振幅発達を下流 x 方向に測定している。一定の振動数に対して、攪乱振幅は下流方向に一旦増幅したのち減衰に向う。各 x で振幅が極大になる振動数は x に逆比例するように低くなり、自然攪乱の中心周波数に漸近することが示された。これによって、噴流型モードと思われる中心附近の速度変動も、実際には境界層から発達した剪断層の不安定性に起因し、そこから発生した攪乱が下流に伝播されて測定されたことになる。乱流剪断層の不安定による攪乱の発生例として興味深い測定である。

小橋（第14回）は乱流境界層の組織構造を二組の二次元渦列でモデル化することを試みている。第一の渦列は境界層厚さ δ の直径を持つランキンの円形渦が比較的間隔を置いて並べられたもので、渦の強さと間隔は角運動量の保存と実験結果にしたがって決められている。第二の渦列は 0.2δ の半径を持ち、循環強度は $\gamma=0.2\delta$ における速度が $1/7$ 乗則に一致するように、渦間隔は実験的事実にしたがって大規模構造の半分に、それぞれ選ばれた。これらの渦列による誘導速度を計算し、境界層の速度分布を描くと、 $y \geq 0.1\delta$ で測定結果とよく一致するので、さらに壁面近傍における補正を行って、 y の全域ではほぼ満足できる乱流境界層の速度分布が得られている。このような簡単な渦列モデルを用いて、境界層内の U 成分と V 成分の x に対する変化を等高線で表わすとき、バーストのエジェクションとスイープに相当する特性が明瞭に表現されることが示されている。この計算結果はかなり粗い近似に基づくものであるから、そこから新しい予測が得られるものではないが、バースト現象の最も単純化された構造を概念的に把握するための試みとして今後の研究に一つの示唆を与える。

新しい実験手法の面では、永田ら（第13回）が渦を見る可視化実験と熱線等によって速度変動を測定する実験を対比的に考察し、渦を測るための可視化実験法を提案している。従来の可視化実験は局所的空間変化の情報を与え、熱線等の出力信号は局所的時間変動を示すに過ぎないから、渦を理解するために必要な、時間的に変化する速度勾配テンソルの空間変化を知るには不十分である。そこで、流れに直交する細線から気泡をパルス的に発生させ、ストロボを用いた連続写真撮影によって水素気泡のタイムラインを記録する方法を開発した。実際に円柱背後のカルマン渦列に適用し、速度勾配テンソルの測定が可能であることを示している。今後の発展が期待される。

数値シミュレーションによる乱流構造の解明は計算機の発達を最も強く反映する研究課題である。スーパーコンピュータはベクトル計算機から並列計算機へと発展しつつあるが、山本ら（第14回）は最近航技研に導入された最新の並列計算機を用いて、一様等方性乱流の直接数値シミュ

レーションを行っている。フーリエ・スペクトル法を用いるとき、空間の格子点は、ベクトル計算機では 128^3 が限界であったが、並列計算機の発達で 256^3 から 512^3 の時代に進んできたようである。これによって比較的高いレイノルズ数が得られ、高波数領域に関する情報の精度が高くなってきた。計算結果から得られたエネルギー・スペクトル、確率分布関数および乱流の微細構造に関して検討が加えられている。

大成（第14回）は、壁乱流における秩序運動の時間的・空間的構造を解明するために、Dye-Particle Image Velocimetry (DPIV) を用いた可視化実験を行っている。DPIVでは、流れ場の各点における流脈象と粒子流跡が同時に得られるので、秩序運動の瞬間的な形とそれに対応する速度情報を比較する事ができる。しかし現在のところ、得られる情報は二次元断面に限られるため、三次元性の強い壁乱流の構造解明にはまだ課題が多いように思われる。

應和らは、境界層の遷移に対する外乱の影響を調べるため、主流中に円柱を置いたときにその後方に発生する乱れが平板境界層を間欠的に乱流遷移させる様子を観察している。円柱下流には、ほぼ定常的な弱い乱れのほかに、強いスパイク状の変動が突発的に現われ、それが平板境界層遷移の主要な原因になる事が判ってきた。そこで今回（第14回）は、円柱後流中のスパイク状速度変動の発生とその分布状況を詳細に調べている。スパイクは後流の外縁付近で最も多く観測され、比較的外側まで広がっている事が判った。今後予定されているスパイク発生機構の解明に期待したい。

最近新幹線の高速化をめぐって、JR各社の激しい競争が話題になっている。小濱（第13回）は、高速走行の重大な障害になる最後尾車両の横揺れ問題を取上げ、その原因を車両後流中の規則的な交番渦の発生に求めた。実際にJRの試験車両を使用した大掛かりな実験を行い、その計測結果を詳細に検討しているところである。高速列車の空力問題については、時期を見て総括的な特集を組みたいと考えている。

4. その他の研究

高速列車がトンネルに突入すると圧縮波が作られ、トンネル内を音速で往復する。この時列車の乗客は耳にツーン

と圧迫感を感じる。これは列車の高速化に伴って生じたもので早急に解決しなければならない空気力学の問題となっている。この圧縮波を弱めるためには波面の切り立ちを抑えることが肝要である。実際、圧縮波はスラブ（コンクリート）軌道よりバラスト（砂利）軌道でより低減し、またトンネル内の枝坑にも低減化作用が見られる。砂利や枝坑は一種の吸音材のような働きをして圧縮波面の切り立ちを抑える効果があるものと思われる。小沢ら（第13回）はこれらの低減効果を評価するために次元モデルによる圧力波伝播の基礎方程式を解析した。その結果、比較的簡単なモデルでトンネル内の現象を記述できること、枝坑よりバラスト軌道のほうがより抑制効果があること等が示された。この成果をもとに圧縮波低減のための高効率の吸音材ないしは最適吸音形状が実現するものと期待される。

流体騒音は低減化の難しい問題のうちの1つで、高速列車では環境問題と絡んで騒音の上限値が設定されている。この上限値はもはや場当りの対策ではクリアできなくなってきており、基礎的な研究成果の蓄積が不可欠である。藤田（第13回）は、風洞で流体騒音の実験をする場合について、風洞自身の低騒音化はもとより、測定に関する多くの留意点及び推進すべき問題点等を提示している。同種の実験を試みようとする際には参考となる。

乱流の中に秩序運動が存在することを否定する人は今日ではほとんどいない。近年のDNSによる乱流境界層の計算結果を三次元表示すると、確かに実験で観察されるような秩序構造が現われる。またこの秩序構造とは逆に秩序立たない乱雑な運動も混在する。これを秩序運動と区別するためにこれまでに種々の方法が提案され、多くの成果が得られており、乱流そのものがかなり理解されてきたように見える。しかし、今日でも秩序とは何かという根源的な問に答えられない。このような時には、画期的な考えや新しい手法が望まれる。佐藤（第13回）は乱雑と秩序運動を分離することは本来不可能であるという立場をとり、乱流場で得られる様々な情報から1つのパターンを選び出す手法を提案した。これは形象学と呼ばれ、できる限り主観的手法を取除くことが意図されている。その中で提示された、既製概念に捕らわれない考え方は、今後進むべき研究の一つの方向を示唆しているように見える。

（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, 6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25号

平成6年10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
