

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-18

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第9回・第10回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

1992年11月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第9回・第10回)

Proceedings of the 9th and 10th NAL Workshop on
“Investigation and Control of Boundary-Layer Transition”

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

は し が き

本報告集は、平成3年9月と平成4年3月に航空宇宙技術研究所で開催された「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5年が経過致しました。その間に10回の講演会が催され、合計の講演数は85に上ります。講演論文集も今回のものを併せて4冊になりました。回を追うごとに参加者が増大し、講演内容も多岐にわたって参りました。また、論文集も急速に厚さを増し、内容の密度も濃くなってきたように思われます。研究会がこのように盛況となりましたのも、参加者・講演者の御協力のお蔭と感謝致しております。今後もこの会をできるだけ継続し、乱流遷移およびその周辺の研究に携わる方々に討論と交流の場を提供するとともに、最新の研究情報を集積させることによって部外の研究者にも活用価値の高いものに整えていきたいと思っております。一層の発展のため微力を傾注する積りでおりますので、よろしく御支援下さいますようお願い申し上げます。

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

平成4年6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9回研究会（平成3年9月24日・25日）

1. 円管流の非線形安定計算	1
航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅 電気通信大学 門田 宏	
2. 吸込み吹出しによるチャンネル流遷移制御のDNS	5
航空宇宙技術研究所 山本 稀義 富士通 村瀬 丈夫 ウエスタン・オンタリオ大学 J. M. Floryan	
3. 乱流モデルと圧縮性	11
東京大学生産技術研究所 吉沢 徹	
4. 2次元剪断層と平板の干渉による発振と空力音	15
広島大学工学部 坂尾富士彦	
5. 凹曲面に沿う縦渦の揺らぎ	23
明治大学理工学部 伊藤 光 福富 泰幸	
6. 高レイノルズ数乱流境界層の実験	25
東北大学工学部 福西 祐 小濱 泰昭 小林 陵二	
7. 高速走行車両の伴流	29
名城大学理工学部 奥出 宗重 早藤 英俊 岐阜大学名誉教授 松井 辰彌	
8. 走行台車を用いた低速域での風速計の校正	33
計量研究所 寺尾 吉哉	
9. 回転体まわりの三次元境界層の不安定性について	37
東北大学工学部 小濱 泰昭	
10. カルマン渦列の形成過程について	41
大阪府立大学工学部 西岡 通男	

第10回研究会（平成4年3月16日～18日）

11. 長方形管内の層流の非線形不安定性と乱流2次流の発生	47
京都工芸繊維大学 巽 友正 日立製作所 吉村 卓弘	
12. Curvature Effects in Three-Dimensional Boundary Layers	51
アリゾナ州立大学 R. -S. Lin H. L. Reed	

13.	洪水時の実河川での乱れの瞬間像の計測	55
	東京工業大学 日野 幹雄 孟 岩 村山 宣義	
14.	亜臨界境界層遷移の数値実験	59
	大阪府立大学工学部 浅井 雅人	
15.	スパン方向周期攪乱による乱流境界層の制御	63
	山口大学工学部 大坂 英雄 福島 千晴	
16.	縦リブによるd形粗面乱流境界層の抵抗減少	67
	山口大学工学部 大坂 英雄 望月 信介	
17.	リブレット粗面乱流境界層の組織構造	71
	徳山工業高等専門学校 大成 博文	
18.	孤立粗度まわりの不安定性	75
	日本大学理工学部 本橋 龍郎	
19.	地中飛行機のアイディア	79
	ながれ研究集団 佐藤 浩	
20.	コリオリ力場におけるテラー・ゲルトラー渦の成長と崩壊	83
	慶応大学理工学部 松原 雅春 益田 重明	
21.	傾斜円柱境界層遷移における進行波不安定性について	87
	東北大学工学部 小濱 泰昭	
22.	カオス移行過程におけるカルマン渦列の視覚構造	91
	岐阜大学工学部 永田 拓 石丸 尊士	
23.	平面ポアズイユ流の分岐と境界条件	97
	東京大学理学部 梅木 誠	
	第9回・第10回研究会の総括と成果	101

円管流の非線形安定計算

伊藤 信毅* 門田 宏**

Nonlinear Stability Calculations of Pipe Flow

by

Nobutake ITOH

National Aerospace Laboratory

Hiroshi KADOTA

The University of Electro-Communications

ABSTRACT

Fully nonlinear computations with an iterative method are made to investigate stability of pipe Poiseuille flow to axisymmetric and non-axisymmetric disturbances. Numerical results indicate that the weakly nonlinear theory cannot predict nonlinear development of disturbances, and that there is no equilibrium amplitude of monochromatic-type disturbances in the wavenumber and Reynolds number range concerned.

Keywords: pipe flow, nonlinear stability

1. はじめに

円管内のポアズイユ層流に対して線形安定計算を行うと、微小攪乱は常に減衰し、流れが安定であることを示す¹⁻⁴⁾。そこで、実験的に観測される乱流への遷移は、何等かの原因で有限な振幅を持つ攪乱が導入されて、非線形発達するためであろうと考えられる。しかし今までに行われた弱い非線形安定理論の結果はまだ満足すべき説明を与えていない⁵⁻⁷⁾。本研究では軸対称と非軸対称攪乱に対して、反復法を用いた強い非線形安定計算を行う。

2. 攪乱方程式

円管の半径と定常層流の最大流速を用いて諸量を無次元化する。円柱座標系を (r, θ, x) 、速度成分を $(w, v, U+u)$ と書き、 $U=1-r^2$ は基本流、

u, v, w は攪乱速度を表わすものとする。非圧縮流の運動方程式にこれらを代入し、基本流自身が方程式を満たすことを考慮すると攪乱に対する方程式が得られる。攪乱をフーリエ級数

$$v = \sum_{k=-\infty}^{\infty} v_k(r, t) \exp\{ik(\alpha x + \beta \theta)\} \quad (1)$$

に展開すると、各フーリエ成分を支配する方程式と境界条件は次の形に表わされる⁸⁾。

$$\left(L_k - \frac{\partial}{\partial t} M_k\right) v_k = \sum_{l=-\infty}^{\infty} N[v_{k-l}, v_l], \quad (2)$$

$$|v_k(0)| < \infty, \quad v_k(1) = 0 \quad (3)$$

ここで、 L_k, M_k は線形作用素、 N は非線形項である。

3. 線形および弱い非線形安定計算の結果

線形安定理論の固有値問題を解くと、複素振動数 ω の列が波数 α, β とレイノルズ数 R の関数として定まる。 $\beta=0$ の場合が軸対称攪乱、 $\beta \neq 0$ の

* 航空宇宙技術研究所

** 電気通信大学

ときが非軸対称攪乱である。図1には $\beta=0$ の場合について、位相速度 $c_r = \omega_r / \alpha$ と増幅率 ω_i の α に対する変化を示した。図中の番号は $\alpha=0$ において ω_i の大きい方から固有値に順番を付けたものである。すべての非軸対称攪乱もこの図と同様に常に負の増幅率をもち、流れの安定を示している。

線形解が中立安定曲線を持たない場合の弱い非線形安定理論は false problem method に基づいて定式化される。図2は Reynolds & Potterの方法⁹⁾ (以下R & P法)と Itohの方法⁶⁾ から得られるランダウ定数を比較した一例である。 λ_i が正の値をとれば平衡振幅の存在を予測することになる

が、結果は定式化に依存して互に逆の符号を示している。ランダウ定数は攪乱の増幅率を振幅展開したときの一次の係数であるから、振幅の大きい所で増幅率がどうなるかについて決定的なことは言えない。

4. 反復法による強い非線形安定計算

非線形攪乱方程式をチェビシェフ級数展開と反復法に基づく直接解法によって解く。攪乱速度の時間依存性は弱い非線形理論のR & P法とItoh法をそのまま踏襲した。その結果、一般に複素振

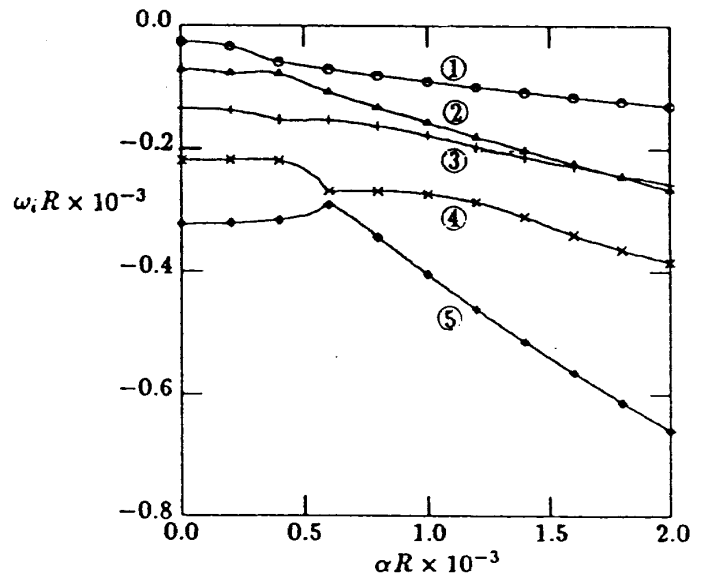
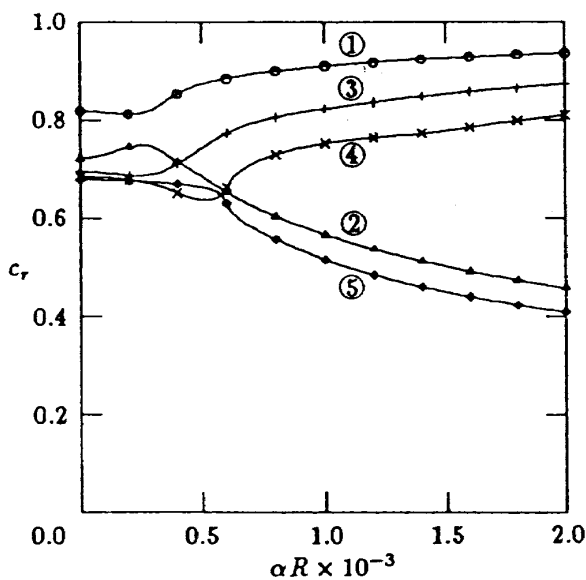
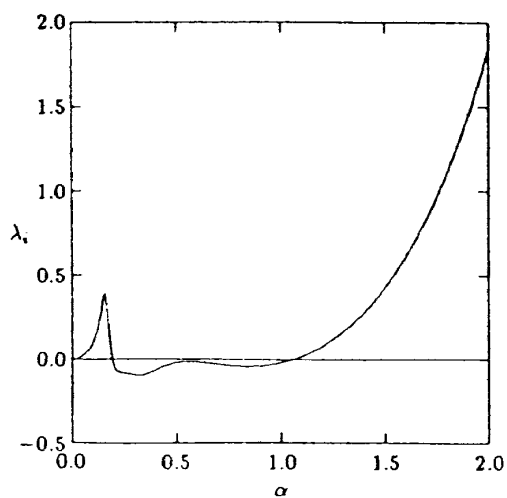
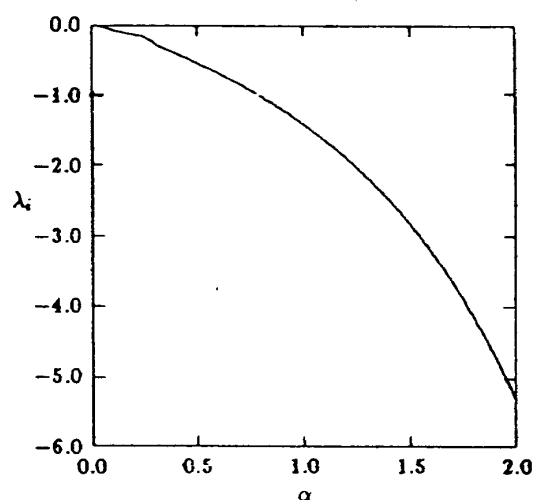


図1 $\beta=0$ の場合の位相速度 c_r と増幅率 ω_i



(a) R & P 法



(b) Itoh 法

図2 $R=1000, \beta=0$: 第1固有値の場合のランダウ定数 λ_i

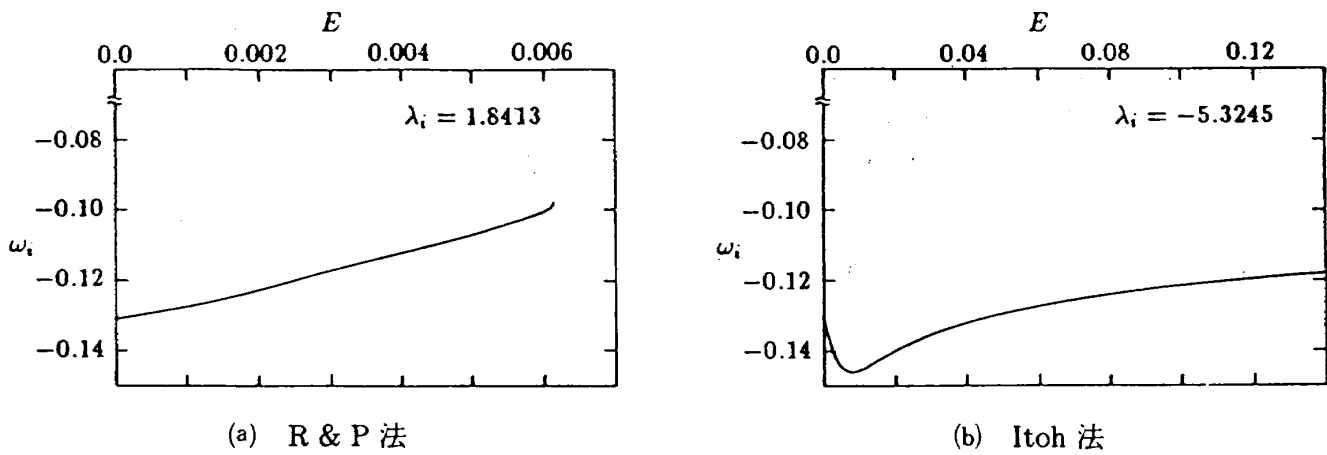


図3 $R=1000$, $\beta=0$: 第1固有値, $\alpha=2.0$ の場合の非線形増幅率 ω_i

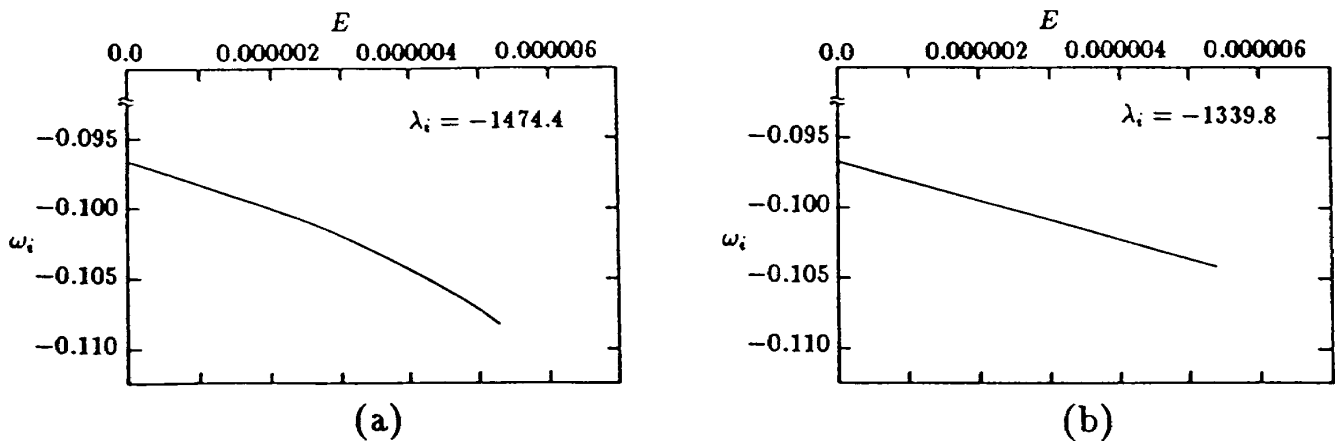


図4 $R=1000$, $\beta=1$: 第1固有値, $\alpha=2.0$ の場合の非線形増幅率 ω_i

動数 ω が攪乱の大きさに依存することになり、それを調整して ω が実数値を取るように導くことができれば平衡状態が得られる。

実際の計算ではフーリエ級数を4倍高調波まで、チェビシェフ級数を50項まで採った。非線形増幅率 ω_i の攪乱強度 $E = |u_1'(1)|^2$ に対する変化を図3と図4に示した。弱い非線形理論から得られるランダウ定数 λ_i は $E=0$ における曲線の傾きに対応している。図3(a)では E が0.006を越えると解が発散するが、これはR & P法の定式化が特異点をもったためである⁶⁾。一方(b)では E を大きくしてゆくと ω_i が増加し始めるが、 $\omega_i=0$ にまでは達しない。図4は非軸対称攪乱に対するもので、しかも全攪乱中で線形増幅率が最も大きい値を取る場合であるが、 E を大きくすると ω_i はむしろ減少する。このような傾向を見るとランダウ定数の符号のみで平衡振幅が存在するかないかを予測することはほとんど不可能であると言える。結局、

今回調べた範囲では平衡振幅を見つけることはできなかった。

5. むすび

円管ポアズイユ流に対して反復法を用いた強い非線形安定計算を行った。本研究では単色波型攪乱のみ扱ったが、調べた範囲では軸対称攪乱に対しても非軸対称攪乱に対しても非線形不安定のための敷居振幅は得られなかった。円管流の不安定現象を説明するには、複数の波動系の非線形干渉を考慮した安定解析が必要なように思われる。

参考文献

- 1) Lessen, M., Sadler, S. G. & Liu, T. Y. (1968) Phys. Fluids 11, 1404-1409.
- 2) Davey, A. & Draizin, P. G. (1969) J. Fluid Mech. 36, 209-218.
- 3) Salwin, H. & Grosch, C. E. (1972) J. Fluid

- Mech. 54, 93-112.
- 4) Salwin, H., Cotton, F. W. & Grosch, C. E. (1980) J. Fluid Mech. 98, 273-284.
 - 5) Davey, A. & Nguyen, H. P. F. (1971) J. Fluid Mech. 45, 701-720.
 - 6) Itoh, N. (1977) J. Fluid Mech. 82, 469-479.
 - 7) Davey, A. (1978) J. Fluid Mech. 86, 695-703.
 - 8) 伊藤信毅(1988)数理解析研究所講究録 661, 1-12.
 - 9) Reynolds, W. C. & Potter, M. C. (1967) J. Fluid Mech. 27, 465-492.

吸込み吹出しによるチャンネル流遷移制御のDNS

山本 稀 義* 村瀬 丈 夫** J.M.FLORYAN***

DNS on Control of Laminar-Turbulent Transition in Channel Flow with Suction and Blowing

by

Kiyoshi YAMAMOTO
National Aerospace Laboratory

Takeo MURASE
Fujitsu Limited

J.M. Floryan
The University of Western Ontario, Canada

ABSTRACT

Numerical simulation of laminar-turbulent transition in channel flow with spatially periodic suction/blowing from its channel walls is conducted with a spectral method based on the Fourier spectral method. Reynolds number is fixed on a subcritical value, 5000 and the influence of both amplitude and wave number of the suction/blowing on the transition is investigated. When the amplitude is small, the transition does not occur because the suction/blowing gives only a slight effect to the basic flow and the resulted flow remains still to be stable to all three-dimensional small disturbances. On the other hand, when the amplitude is a large value, the transition occurs in a finite time, and finally it is obtained instantaneously with a huge value of the amplitude. It is found that the suction/blowing makes the separation ridges on the wall, which maybe simulate a wall roughness. The transition times are obtained for the moderately large amplitudes and wave numbers and obey nearly -2 power law dependence of the ratio of amplitude to wave number.

Keywords: channel flow, DNS, suction, blowing, transition

1. はじめに

剪断流の乱流遷移を正確に予知する事は工学上重要な課題である。また、最近は航空機における層流翼の様に、遷移を人為的に制御して、層流と乱流の力学特性の違いを積極的に活用しようとする

る試みも行われる様になって来た。しかし、そのためには遷移の力学機構を精密に知る事が必要となるが、これについては現在でもまだ未知の部分が多い。例えば、典型的な剪断流であるチャンネル流についても、遷移の機構がTS波型遷移で、臨界レイノルズ数は5772と知られているが¹⁾、実験的にはこれより小さいレイノルズ数でも乱流の発生する事が知られていて、これは流れに含まれている外乱と非線形な不安定性によると説明され

* 航空宇宙技術研究所

** 富士通株式会社

*** 西オンタリオ大学

ているが²⁾、必ずしもまだ自明ではない。この様に自然界の流れには多かれ少なかれ何らかの擾乱が含まれていて、それが遷移に及ぼす影響も様々である。また、不安定性を導く力学的要因も慣性力、遠心力、浮力、粘性、その他いろいろあり、これ等が様々な流れの境界条件の下で競合した特性を示すので、遷移を統一的に記述する事はなかなか難かしい。

流れに及ぼす擾乱の主要な源に固体壁面の粗さがある。その効果は、定性的には、粗さが大きいと遷移が早くなり、粗さがある程度以下になると遷移に影響しないことが知られているが、詳細な力学機構はまだ定かではない。ここでは、このような壁面の粗さが流れの遷移に及ぼす効果を調べるため、これを壁面からの周期的吸込み吹出しで模擬したチャンネル流遷移の数値シミュレーションを行った。さらに、このような壁からの吸込み吹出しは人工的に制御可能な境界条件であるので、流れの制御技術の観点からも興味のある研究課題である。数値シミュレーションは、簡単のため流れを亜臨界遷移に限定し、吸込み吹出しの強さとその空間的スケールをパラメータとして、遷移に及ぼす影響を調べた。

2. 計算方法の説明

流れの座標系を図1の様に、流れの方向を x 軸、壁に垂直に z 軸、これ等に垂直に y 軸をとる。また、流れをチャンネル流の基本流 U 、壁からの吸込み吹出し（以下では単に吸込みと書く） w_s 、発生する乱れ $u(u, v, w)$ によって

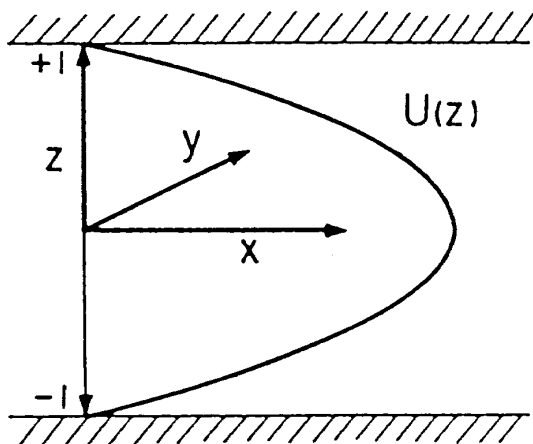


図1 流れの座標系

$$(U, 0, w_s) + (u, v, w) \quad (1)$$

と表わす。ここで $U(z) = 1 - z^2$ である。また壁からの周期的吸込みを

$$w_s(x) = A_s \cos(k_s x) \quad (2)$$

と仮定し、振幅 A_s 、波数 k_s をパラメータとする。さらに、 u の中で壁から(2)の吸込みだけを作用させた場合に発生する基本流の変形成分を特に \hat{u} と書く。以下ではまず、本問題の基本場の変形 \hat{u} を求め、次に、これに3次元微小攪乱を加えて、その不安定性による遷移過程をナビエ・ストークス方程式に基づき計算する。

計算手法は U, u をフーリエ級数で

$$u(x, t) = \sum_k u(k, t) \exp(ik \cdot x) \quad (3)$$

と展開し、フーリエ成分 $u(k, t)$ の時間的发展を計算する。ここで波数 k は計算領域の長さ L_i と $k_i = (2\pi/L_i) n_i$ (ここで、 $i=x, y, z$ で $n_i=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) である。計算領域は $L_x = L_y = 4\pi/1.2$, $L_z = 2$ とする。(1)の様に u, v, w と w_s を分離する事によって u, v, w の境界条件は壁で簡単に零となるが、これは $u(k, t)$ に対して束縛条件

$$\sum_{n_z} (-1)^{|n_z|} u(k_x, k_y, n_z \pi) = 0 \quad (4)$$

を要求する。このような一次の束縛条件はスペクトル空間 $u(k)$ の直交変換によって達成されるが、計算法の詳細は紙面の関係でここでは省略する(文献3)~6)参照)。(3)のフーリエ級数展開の個数は流れの分解能に関係するが、ここでは x, y, z 方向に 21, 21, 85 個のフーリエ成分を使用する。

遷移過程は基礎となるチャンネル流のレイノルズ数が亜臨界であるか、超臨界であるかで異なる。即ち、流れが超臨界レイノルズ数であれば、微小攪乱の中に不安定成分(TS波)があり、3次元微小攪乱を加えただけでも時間がたてば遷移が実現する。他方、亜臨界レイノルズ数の場合は微小攪乱だけでは遷移が実現しない。したがって、この場合は吸込み等によって微小攪乱が不安定となるまで基本流の変形が必要となる。ここでは簡単のため計算を亜臨界遷移に限定し、レイノルズ数 (U の最大値とチャンネルの半幅で定義) を 5000 に固定する。また、(2)の波数 k_s は 0.6, 1.2, 2.4 と 3 種類を選ぶ。これらは流れ方向の計算領域 L_x

に対して、それぞれ1波長、2波長、4波長の吸込み吹出しを与える。レイノルズ数が5000でも有限振幅 TS 波は不安定になることがHerbert²⁾によって導かれているが、その不安定になる波数領域はほぼ1.0~1.5の範囲である。したがって、 $k_s = 1.2$ はこの範囲に含まれ、他の2つはこの範囲の外になる様に選んである。

3. 壁から吸込み吹出しの有るチャンネル流

w_s として(2)の1次元関数を与えると、吸込みの有るチャンネルの変形された基本流 $U + \hat{u}$ は2次元流となるが、その計算結果の一例を図2に流線で示す。壁の近くに吸込み吹出しによる剥離泡が形成され、その高さはほぼ $(A_s/k_s)^{1/2}$ となっている。そして、この結果は図3で示される壁面上に有る2次元粗さによって誘起される2次流とは

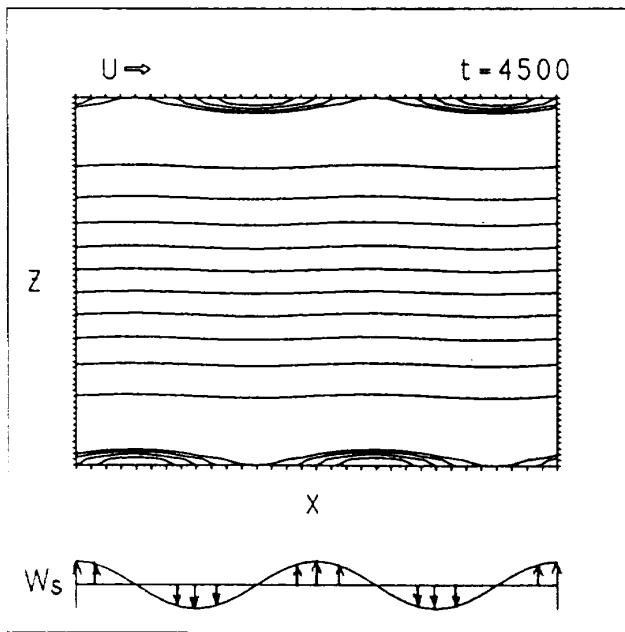


図2 周期的吸込み吹出しを伴うチャンネルの変形された基本流 $U + \hat{u}$ の流線

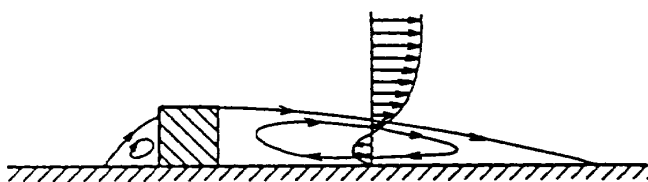
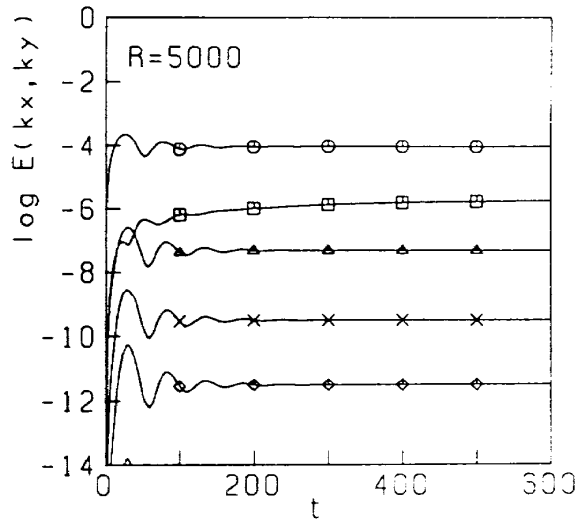
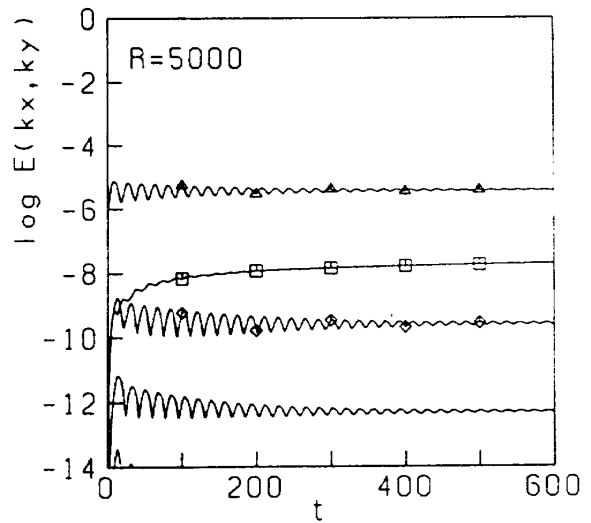


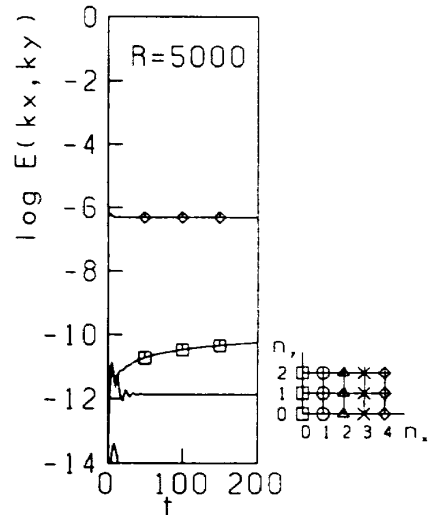
図3 壁面上の2次元粗さによって誘起される2次流の概念図



(a) $k_s = 0.6$



(b) $k_s = 1.2$



(c) $k_s = 2.4$

図4 チャンネル流 U に吸込み吹出し ($A_s = 0.002$) を加えた場合に発生する基本流の変形 \hat{u} のフーリエ成分の発達
各曲線は $k_x, k_y (=0)$ 成分のエネルギー $E(k_x, k_y)$ の時間的発達を示す。

ば同様な流線となっているので、この様な粗さの効果をも模擬出来ると考えられる。

図2で示された吸込みの有るチャンネルの変形された基本流は一般的に解析解を求めることは出来ないので、数値計算することにする。図4はチャンネル流 U に、振幅は等しいが波数の異なる吸込みを加えた場合に基本流の変形 \hat{u} が時間的に形成される様子をフーリエ成分について示した結果である。ここで縦軸の $E(k_x, k_y)$ は一般に

$$E(k_x, k_y) = \sum_{n_z} |u^2(k_x, k_y, n_z \pi)| \quad (5)$$

と定義される乱れの k_x, k_y モードのエネルギー(の2倍)である(但し図4の u は基本流の変形 \hat{u} で、 $k_y=0$ の成分だけがある)。計算結果は振幅が同じにもかかわらず波数が小さいほどエネルギーの大きな基本流の変形 \hat{u} が得られる事を示しているが、これは図2の結果の剥離泡の高さが波数に依存する事を意味している。また、特徴的な事は有限振幅 TS 波の不安定領域に対応する $k_s=1.2$ の場合に初期に生じた時間的振動が長く続くことである。この様な初期振動は振幅 A_s を大きくするほど長く続き、後述の図6(b)の $A_s=0.008$ の場合には無次元時間で5000を越えてもまだ小さい振動が残っている。この結果は $k_s=1.2$ の吸込みに対する流れの力学的応答が他の二者に比べて異なるためと考えられる。

基本場の変形 \hat{u} は吸込みの振幅 A_s が小さい場

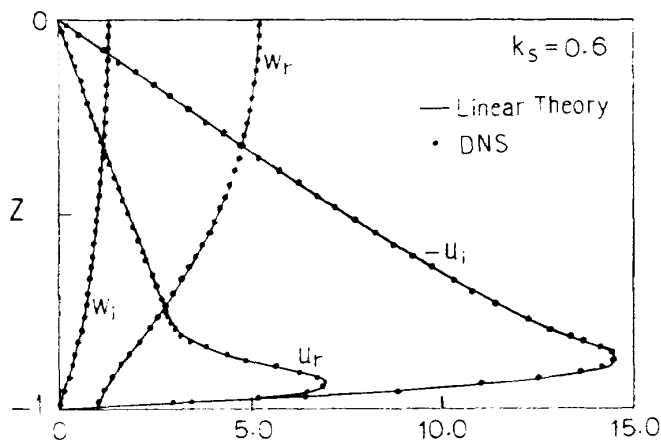
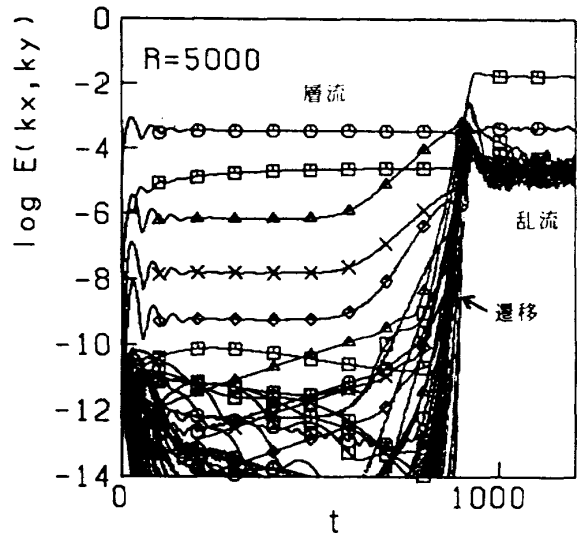
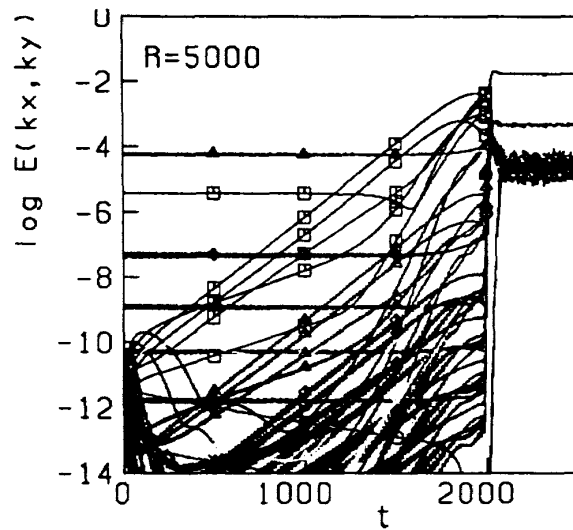


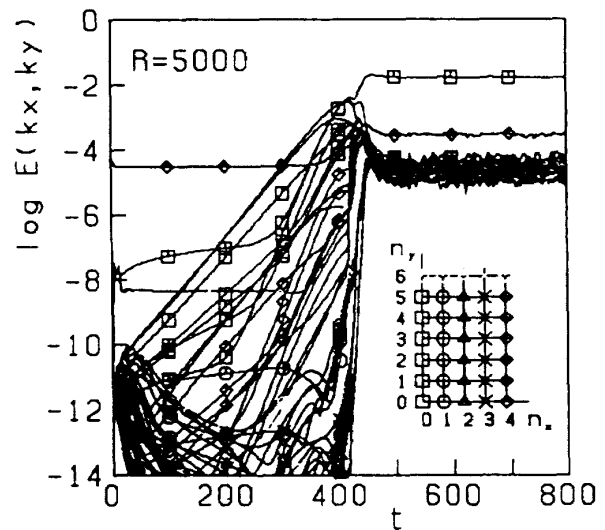
図5 吸込み吹出しの振幅が小さい場合 ($A_s=10^{-8}$) の基本流の変形 \hat{u}, \hat{w} の計算結果(黒丸)と線形理論(実線)の比較 ($\hat{u}=\hat{u}_r+i\hat{u}_i, \hat{w}=\hat{w}_r+i\hat{w}_i$)
 $k_s=0.6$



(a) $A_s=0.004, k_s=0.6$



(b) $A_s=0.008, k_s=1.2$



(c) $A_s=0.016, k_s=2.4$

図6 吸込み吹出しを伴うチャンネル流中の3次元微小攪乱の発達と遷移
各曲線は k_x, k_y 成分のエネルギー $E(k_x, k_y)$ の時間的発達を示す。

合は線形理論から簡単に計算できる。図5は本計算の検証のため $A_s=10^{-5}$, $k_s=0.6$ の場合に本計算の結果(黒丸)と線形理論の結果(実線)を比較したものであるが、両者は良く一致している。

4. 乱流遷移の DNS

前節の変形された基本流 $U+\hat{u}$ に3次元微小攪乱 ($E(k_x, k_y) \sim 10^{-12}$) を加えて、攪乱の各モードの時間的発達を計算した結果を図6に示す。吸込みの振幅と波数は比 $A_s/k_s=0.0067$ と一定にしてある。各モードの曲線は最初はそれぞれ固有のばらばらな直線の発達を示すが、やがてそれらは一塊に絡まってくる。これが遷移点で、この時間を遷移時間 t_{cr} と呼ぶ。遷移以後の各モードの曲線は互いに密接に絡まっていて、乱流におけるモード間の相互作用の強さを示している。遷移時間は乱流遷移の遅れの尺度と考える事が出来るが、波数による違いは、 $k_s=1.2$ の場合が他に比べてはるかに大きくなっている。

3種類の k_s の吸込みについて振幅 A_s を変えた場合の遷移時間 t_{cr} の変化を図7に示す。計算結果は t_{cr} が振幅と波数の比 A_s/k_s についてはほぼ相似的に変化する事を示す。また、 A_s/k_s が $10^{-3} \sim 10^{-2}$ のある範囲で $t_{cr} \propto (A_s/k_s)^{-1.5 \sim -2}$ の領域が観測される。さらに、 A_s/k_s がこれより小さくなると t_{cr} は急速に無限大(遷移無し)に近ずき、大きくなると急速に零(瞬間的遷移)に近づく特性を示す。

5. むすび

周期的吸込み吹出しで制御されたチャンネル流の垂臨界遷移の数値シミュレーションを行った。計算はまず吸込み吹出しを伴うチャンネルの変形された基本流を求め、次に、これに3次元微小攪乱を加えた流れの遷移の数値シミュレーションを行い、遷移時間と吸込み吹出しの振幅及び波数の関係を調べた。遷移特性として振幅と波数の比に依存する相似的な曲線が得られた。これらの結果

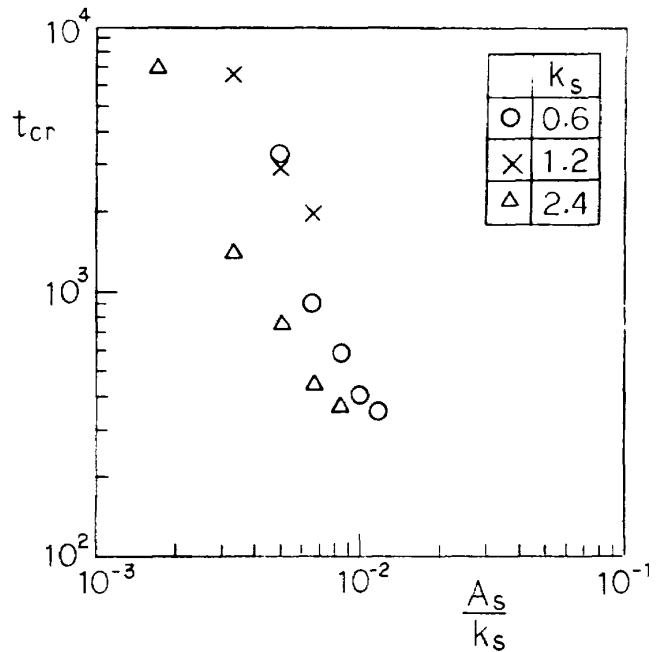


図7 吸込み吹出し流れの特性量 A_s/k_s と乱流への遷移時間 t_{cr}

はまた壁面粗さが遷移に及ぼす影響の一面を示すと考えられる。

6. 謝 辞

図5の線形理論の結果は航空宇宙技術研究所の伊藤信毅博士の御好意による。

参 考 文 献

- 1) Orszag, S. A. : J. Fluid Mech. **50**(1971)689.
- 2) Herbert, T. : AGARD Conf. CP-224 (1977) 3-1.
- 3) Hosokawa, I. and Yamamoto, K : J. Phys. Soc. Japan **55** (1986) 1030.
- 4) 山本稀義, 細川 巖 : 第18回乱流シンポジウム講演論文集, ながれ5巻別冊(1986)220.
- 5) 山本稀義, 細川 巖 : 第5回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, NAL SP-8 (1987) 217.
- 6) 村瀬丈夫, 山本稀義, 福田正大 : 第21回流体力学講演会講演集 (1989) 200.

乱流モデルと圧縮性

吉澤 徹*

Turbulence Modeling and Compressibility

by

Akira YOSHIZAWA

Institute of Industrial Science, University of Tokyo

ABSTRACT

Some prominent features of compressibility effects are discussed from the viewpoint of turbulence modeling. The difference between the ensemble and mass-weighted averagings is also referred to in relation to the feasibility of incorporating compressibility effects.

Keywords: turbulence modeling, compressibility, high-speed flow

1. はじめに

航空、宇宙工学における高速流研究においては、流体密度変化の乱流への影響を的確に把握することが強く望まれている。乱流への密度変動効果のもっとも顕著な例は、衝撃波背後での乱れの減少である。非圧縮と見なされる低マッハ数の乱流においては、上記の様に主流方向に流れが減速する際は乱れは一般に増大する。両者の大きな差異は、前者では力学エネルギーを熱力学エネルギーに吸収できることから生じている。

現在の高速流の研究においては、平均密度変化のみを考慮して非圧縮性乱流のモデルを拡張し、使用している。本小論においては、この方面の現状と発展の方向を簡単に触れる。

2. 平均操作

乱流の細かな変動を消去して比較的大きな空間スケールの運動のみを扱うために、通常は時間ないしアンサンブル(集団)平均 $\langle \cdot \rangle$ を導入する。

流体方程式の代表的非線形項としては、

$$(\partial/\partial x_j) \rho u_i u_j \quad (1)$$

がある。密度変動を無視できるときは、

$$\langle \rho u_i u_j \rangle = \rho U_i U_j + \rho \langle u_i' u_j' \rangle \quad (2)$$

となり、第2項のモデル化がモデリングの中心的課題となる。ここで、

$$U = \langle u \rangle, \quad u' = u - U$$

一方、高速流特に衝撃波を伴う乱流等では密度変動が重要となり、(2)に代わって

$$\begin{aligned} \langle \rho u_i u_j \rangle = & \rho_0 U_i U_j + \rho_0 \langle u_i' u_j' \rangle \\ & + U_i \langle \rho' u_j' \rangle + U_j \langle \rho' u_i' \rangle + \langle \rho' u_i' u_j' \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

この結果、 $\langle \rho' u_j' \rangle$ 等新たにモデル化すべき項が生じ、著しく繁雑となる。ただし、

$$\rho_0 = \langle \rho \rangle, \quad \rho' = \rho - \rho_0$$

この困難を回避するために、航空工学分野においては質量加重平均の概念が広く用いられている。この方法では、

$$\hat{u} = \{u\} = \langle \rho u \rangle / \rho_0, \quad u'' = u - \hat{u} \quad (4)$$

となる。これを用いると、

$$\langle \rho u_i u_j \rangle = \rho_0 \hat{u}_i \hat{u}_j + \rho_0 \{u_i'' u_j''\} \quad (5)$$

となり、少なくとも見掛け上表現は著しく簡単に

* 東京大学生産技術研究所

なる。現在高速乱流の計算で用いられている手法は、非圧縮性乱流における平均操作 $\langle \cdot \rangle$ と質量加重平均 $\{ \cdot \}$ を厳密には区別せず、前者のモデルをそのまま利用している¹⁾。その結果、密度変化の影響は平均密度変動のみを通して考慮されることになる。

質量加重平均操作は得られた標識の簡単さという利点の引き換えとして、いくつかの欠陥も持っている。その代表的なものは以下の2点である。

(i) (5)の第2項に関して通常渦粘性近似を用いるが、この結果、密度変動の効果はほとんど入って来ない。実際、(3)の第2項に渦粘性近似を施したとすると、上記の近似は(3)のその他の項をすべて無視したと大差はない。現在の乱流モデルが衝撃波・乱流干渉等を的確に扱えないのはこのためと考えられる。

(ii) 固体壁の近傍を正しく扱うためには、分子粘性の効果いわゆる低レイノルズ数効果を正しく考慮することが必要となる。流体方程式を質量加重平均で扱うときも方程式にまず時間ないしアンサンブル平均を施すため、密度関連項を持たない粘性項では速度の時間ないしアンサンブル平均量が生じる。すなわち、質量加重平均速度と時間ないしアンサンブル平均速度が入り混じることになる。 $\langle u \rangle$ は

$$\langle u \rangle = \hat{u} + \langle u'' \rangle \quad (6)$$

となり、また

$$\langle u'' \rangle = -\langle \rho' u' \rangle / \rho_0 \quad (7)$$

と書ける。その結果、質量加重平均操作においても時間ないしアンサンブル平均操作で(3)において必要となる $\langle \rho' u' \rangle$ のモデル化が不可欠となる。

以上の事情および圧縮性乱流モデルの直載的な拡張結果の現状を考慮すると、圧縮性効果をもっと積極的に取り入れる必要性があると思われる。

3. 圧縮性に直結した物理量

流体の密度変化に直結した物理量としては、(3)の $\langle \rho' u' \rangle$ がある。それ故に、時間ないしアンサンブルモデリングを行うときには、この量を正しくモデル化することが肝要となる。通常は、温度等のスカラー量と同じように、

$$\langle \rho' u' \rangle = -\nu_d \nabla \rho_0 \quad (8)$$

と勾配拡散型のモデリングを行う。しかし、もしこの近似が正しいとすると、密度も温度やエネルギーと同様に小スケール成分にカスケードすることになるが、密度方程式には本来拡散項はないので、(8)は疑わしい[著者は最近統計理論を用いて、(8)の表現は正確でないことを示した²⁾]。

更に、密度変化に直結した量として流体の内部エネルギーがあるが、この量の支配方程式は、

$$(\partial/\partial t)\rho e + \nabla \cdot (\rho u e) = \nabla \cdot (\lambda \nabla \theta) - p \nabla \cdot u + \phi \quad (9)$$

となる。ここで、 e は内部エネルギー、 θ は温度、 ϕ はいわゆる散逸関数、 λ は、熱伝導率である。(9)で流体の圧縮性に起因した量は、右辺第2項の圧力・膨張相関である。この量の平均は、

$$\langle p \nabla \cdot u \rangle = P \nabla \cdot U + \langle p' \nabla \cdot u' \rangle \quad (10)$$

となるが、重要な点は第2項の揺らぎから生じる効果であり、この量は乱流エネルギー方程式中にも現れる。もしこの項が負であるならば、流体の膨張・収縮効果は力学エネルギーの散逸と同等になる。実際、膨張($\nabla \cdot u$ が正)のときは p は減少するので、上記の量は負と推測される。現在の圧縮性乱流のモデリングでは、圧力・膨張相関は乱流の本質に関係した量の一つであるという認識が確立しつつある。そのモデル化に関しては、

(i) 密度の分散に関係付ける^{3),4)},

(ii) 非圧縮性乱流のエネルギー散逸率への付加項とみなし、乱流マッハ数で表現する^{5),6)}、の二通りの方法が発展しつつある。前者では、密度分散 $\langle \rho'^2 \rangle$ の方程式が必要となり、少なくとも3方程式モデルとなる。

4. おわりに

本小論では、乱流モデル特に高速流で必要とされる密度変化を積極的に取り入れたモデリングの現状の一端を述べたが、この点に関しては研究の緒についた段階にあるというのが適当であろう。しかし、著者がこの方面に興味をもって研究を開始した数年前と比べると、その進展速度は驚くほど早いとも言える。

参 考 文 献

- 1) M. W. Rubesin : AIAA Paper 89-0606, 1989.
- 2) A. Yoshizawa : Preprint (Statistical analysis of compressible turbulent shear flows, with special emphasis on ensemble-meanturbulence modeling).
- 3) A. Yoshizawa : Phys. Fluids A 2 (1990) 838.
- 4) D. Taulbee and J. VanOsdol : AIAA Paper 91-0524.
- 5) O. Zeman : Phys. Fluids A2 (1990) 178.
- 6) S. Sarkar, G. Erlebacher, M. Y. Hussaini, and H. O. Kreiss : J. Fluid Mech. 227 (1991) 473.

2次元剪断層と平板の干渉による発振と空力音

坂 尾 富士彦*

Aerodynamic Sound due to Interaction between a Two-Dimensional Free Shear Layer and the Leading Edge of a Parallel Flat Plate

by

Fujihiko SAKAO

School of Engineering, Hiroshima University

ABSTRACT

Sound is generated aerodynamically when the leading edge of a flat plate is set in the middle of a free shear layer. The mechanism for it is a self-maintaining oscillation based on a feedback loop including perturbation of the shear layer by sound at the nozzle lip, developments of the perturbation downstream, and sound generation at the edge by passing of the perturbed vorticity. Due to absence of acoustic resonance in the present set up, any change in parameters results in smooth, continuous and wide-ranged changes in the outcome, unlike in previous experiments, where changes are often sticky, discontinuous, and with hysteresis. It seems that there are more than two different mechanisms, and either of them appears according to the conditions. Among the conditions, whether the shear layer from the nozzle to the edge is laminar or turbulent is very important.

Keywords: shear layer, laminar vs. turbulent, aerodynamic sound, self-maintained oscillation sound by edge

1. ま え が き

2次元噴流中にくさび状の物体を置くと出るエッジトーン、軸対称噴流中に垂直に円筒状物体を置いた時に発生する音などの研究は数多く行われて来た。軸対称の噴流と円筒の組み合わせは特に多い(文献1)。いずれもフィードバックによる自励振動現象である(と著者は信じる)が、その事自体及び音の出る機構について色々議論がある。エッジトーンについて「フィードバック説の根拠をさらに明確に……した」事がそれ程古くはない

研究(文献2)の結論の一つであり、更に後の論文(文献3)でも一応「フィードバック説が有効」と認めつつも「いまだに定見が確立されたとはいいがたい」としている。また、振動片のない笛の音については歌口へ入る流量の変動に基づく理論が多い(文献4)。それは誤りとは言えない迄も最適とは思えない。著者は、笛の歌口を太い(内部に流速一様即ち渦度0の部分がある)噴流の、端の剪断層に当たった時にのみ鳴る事を実験で確かめた経験があり、流量よりも渦度で表現すべきだと主張したい。

線スペクトルを含む音の出る現象について、上

* 広島大学工学部

流に由来する境界層内攪乱の選択的増幅や、前後2つのエッジからの音の干渉に線スペクトルの原因を求め、フィードバックは認めない考え方もある(又は最近迄、あった)。フィードバックによる発振を認める立場にも色々ある。今年発表された笛の音についての某大家の解説でも、エッジトーンで生じた周期的な渦が歌口に当たって種々な周波数の音を出し、その中から管の共鳴によって特定周波数が強調されると理解しているようである。実際には後述のように、管の共鳴によって歌口に向かう流れの変動自体が全く変わってしまい、共鳴するような周波数の速度(渦度)変動のみが大きくなるのである。本研究(の途中経過)を、あるシンポジウムで発表した際に「ノズル下流の渦の発達は判っておらず、従って、出る音も判る筈で、この研究の意味が判らない」と指摘された事もあり、一般の認識不足を示している。著者の見解では、笛・剪断層とエッジ等の音は、渦度の変動、音の発生、若しあれば管の共鳴、の全部を含む帰還ループによる発振がその発生機構であり、その一部分だけで短絡するエッジトーンによるものとか、上流から与えられた成分から選択するものではない。

著者は暫く前から、「音を含むフィードバックによる発振」と「渦度による音」の見地からの、2次元剪断層と板による音の実験を続けている(文献5~7)。それは笛の機構の基礎実験、共鳴だけ省いて他を調べる事にもなる。この場合の音は、剪断層が受容性に富むノズル出口(即ち出発点)で外乱を受け、生じた渦度変動が下流にある板の前縁と干渉して音(及び擬音波)を出し、それがノズル出口にフィードバックされて発生する自励振動による。地上の輸送機関も高速化と共に空力音が問題になっている。高速気流に曝される表面に凹みがあればこの実験と類似の状態になる。これに更に共鳴があれば笛と同じである。流体を輸送する管内でも時に笛音が出る。この実験はそれらを最も単純化したものに相当する。管の共鳴が関与しないという点ではエッジトーンその他もそうであるが、全部が渦層から成る薄い噴流全体を変化させてしまうエッジトーンとは異なり、

ここでは、厚い噴流の片側の剪断層内に薄板を平行に置くだけで、流れ場そのものには僅かな変化しかない点が異なる。以下、実験中に遭遇した興味ある事実を紹介する。

2. 実験装置

図1は測定部の大要である。噴流出口は2次元を目指して15mm×120mm、流速は最大40m/s。ノズルの絞り比は8:1、Bossel(文献8)の方針に従い、ゆっくり縮小して出口の境界層は層流である。上流鎮静室内には音の直進を妨げる板があり、板も含め全ての面は吸音材で覆われている。下流からノズル内部に向かう音は断面積がゆっくりと変化するノズル内を容易に遡って鎮静部内で吸収され、反射は少ない。

噴流の片側の剪断層内に薄い板の前縁を置く。板は空気力で振動しないよう厚さ0.5mmのアルミ板を折曲げて作り、前縁の曲率半径は0.5mm、後端の厚さは約3mm、横幅は噴流と同じ120mm、長さは150mmである。横幅の両端に幅120mmの亚克力樹脂板をおいて流れの2次元性を助ける。その外側には何も無い。この装置では音が反射を繰り返す共鳴が生じ難い事が特徴で、従来発表されている研究の殆んどと著しく異なる。但し、著者は別の実験で不可解な共鳴に遭遇した事もあり、

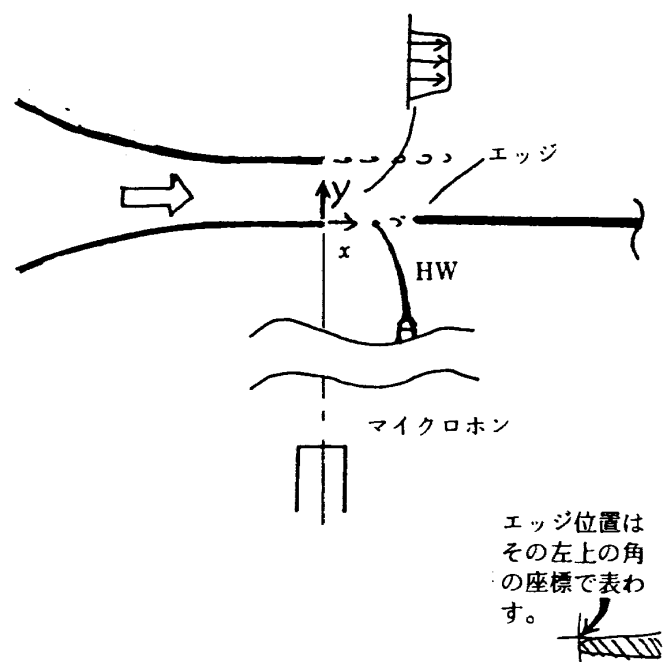


図1 測定部の構成

共鳴は絶無と断定はしない。測定部本体は無響室内にある。音を観測するマイクロホンは噴流の手前側の縁から28cmの位置に固定してある。

3. 測定結果と考察

下流の板（流れに平行；但し角度は大して影響しない）の前縁が剪断層内にあれば音が出る。噴流の内部にあると音は非常に小さく、音色も全く異なる。以下に示す結果は前縁の中心が剪断層のほぼ中心にある時のものである。この時、音は最大に近い（前縁の位置と音のレベルの関係は文献5参照）。なお、剪断層が最初から乱流であると全体の音も小さく、成分中の発振らしいものも無いか、小さい。

図2は音のパワースペクトルの代表的な例を示す。純音ではなく多数の、それも大差無いレベルのピークから成る上、夫々のピークの幅も広い。すべて、共鳴が無い為であろう。各ピークの幅はほぼ同じで周波数も必ずしも整数比ではないから、これらは一つの発振の基本波と高調波ではなく、互いに独立な発振が共存すると見られる。多数のピークは、その中の一つだけが重要で他は取るに足らないと見る事はできない、即ち、従来の研究で一般的に行われた、ただ一つの「卓越周波数」について議論する事は今の場合には全く不適當である。これも共鳴が無い事の結果であろう。

図2の中で、(a)から(f)迄は同じ風速（動圧10 mmAq）でエッジ位置を下流に移動させた系列であり、(e)、再び(b)、そして(f)、(g)、(h)はエッジを固定して風速を増加させた系列である。参考の為、ノズル内部にトリップワイヤを置いて境界層を乱流にした場合のスペクトルの例をも示してある。即ち、出口で層流であれば(i)のようになる場合、境界層を乱流にすると(j)、(k)のようになる。(j)はノズル出口近くに径1.5mmのトリップワイヤを壁面に密着させた場合、(k)はそれを上流の流速が低い部分に置いた場合である。(j)の方では発振らしい特徴がほぼ完全に失われているけれども、やや発振らしい特徴の残っている(k)の方が、音のレベル自体は却って低い（なお、(i)–(k)のみ、横軸の範囲が0–10kHzと他より広い）。

図3は一部のデータについて流速と各ピークの中心周波数の関係を示す。周波数は、ほぼ流速に比例して連続的に増加し、笛や、軸対称噴流と同軸円管の組合せで報告される階段状の跳躍現象は無い。この実験では周波数を固定する共鳴がないからである。周波数は板とノズルの距離には反比例に近い。連続的に変化する事は同じである。ヒステリシスは全く見られない。距離または流速に小さい変化を与えれば対応する小さい変化が音色とスペクトルに生じる（図3に纏めてないデータも全て同様）。ただ、広い範囲に条件が変わる場合に途中でスペクトルの較正が変わる事はあり、その途中、ある箇所で不連続的な変化が見られるが、従来発表されている結果の中に見られる周波数の跳躍現象とは全く異なる特性を示し、別の原因による事が判明している（後述）。著者は、従来の実験では、意図的に共鳴させる場合は勿論であるが、それに加えて、また、共鳴が無い筈の場合にも、音の反射を防止する十分な処置がなされなかった結果、意図しない共鳴装置があったものと考えている。例えば軸対称噴流の下流の円筒を短くした、共鳴無しの場合での実験（文献1）であっても、発生する音の主要部分の周波数は或る特定の値の近傍に固定される傾向が明らかで、どこか……恐らくはノズルの内部……に隠れた共鳴があったと想像させる。今回の実験では共鳴がない上に2次元的配置の故もあってか、一巡増幅度が小さく非線形の効果も小さいので、独立な多数の発振が共存し得るものと思われる。前述のようにノズル内部の境界層を乱流にすると発振が止まるのも一巡増幅度が小さい為と思われる。なお、図3の最下の線上のデータは発振による物ではなく、噴流中の自然攪乱による、しかもエッジが無くても出る音である事が後に判明した。これは他に比べて振幅もずっと（20dB程度）小さい。

図2でも述べたが、色々な流速・距離で各ピークの周波数比を調べると、発振機構が2種類以上存在するようである。出口直後の剪断層が層流で流速も距離も小さい時、音のスペクトルは幅の狭いピークの集まりで、それらの中心周波数は整数比の系列である。図2(e)はその例であるが、別の

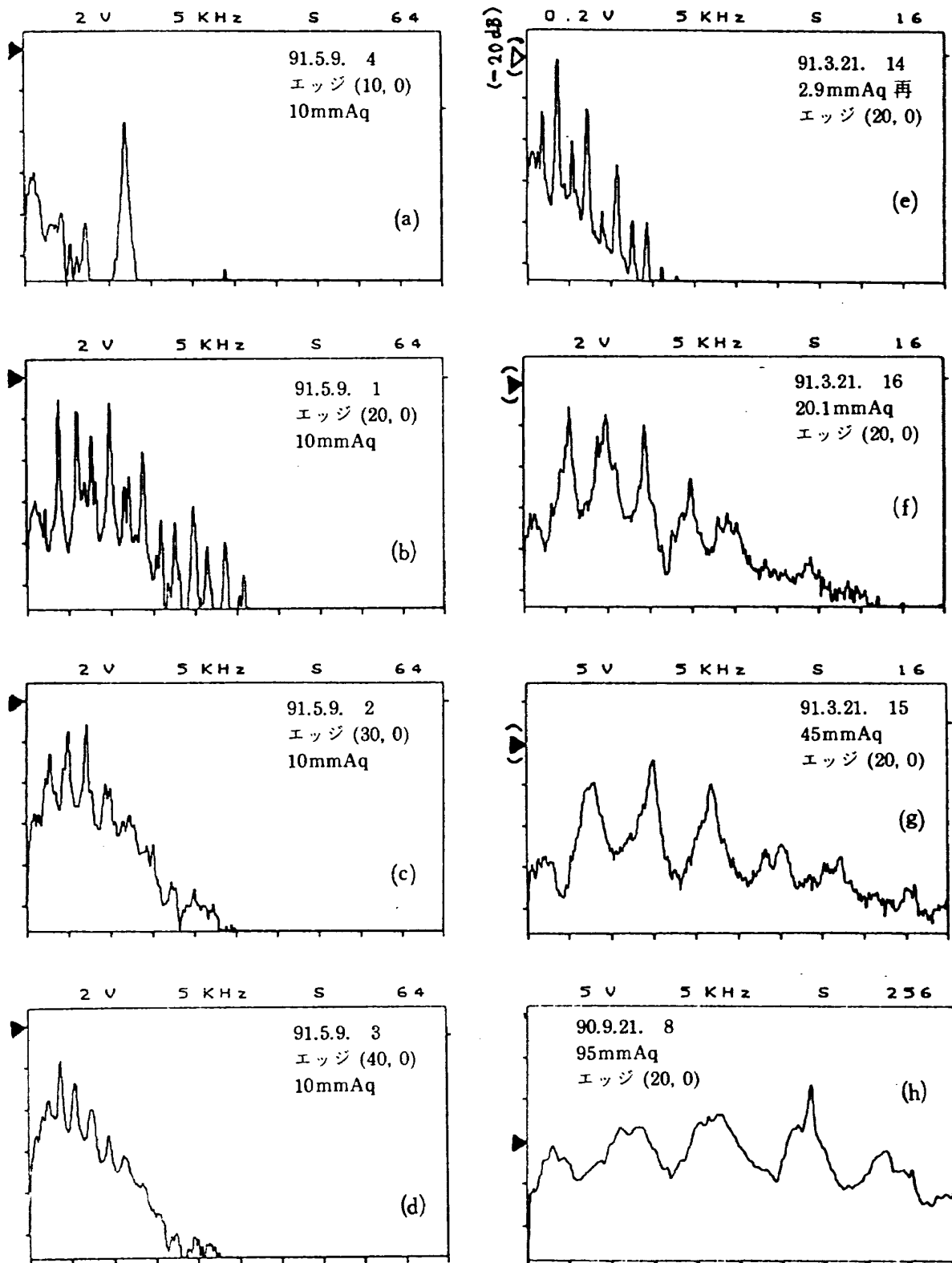


図2 音のパワースペクトルの例

マイクロホンは噴流の横28cm。横軸は周波数で0~5kHzの直線目盛、縦軸は対数目盛で10dB/div風速は動圧(mmAq)で表示してある。(X, Y)はエッジの位置で、エッジとノズル出口の内面が滑らかに接する位置を(0, 0)としている。

縦軸左側の黒い三角は図上での0dBの位置を示す。但し(e), (f), (g)の3つは入力系統の増幅度が異なり、他との絶対値の比較はできない。

(a)から(f)迄は同じ風速(動圧10mmAq)でエッジを下流に移動。(e), (b), (f), (g), (h)はエッジを20mmに固定して風速を増加。(i), (k)は(i)の境界層をノズル内側で乱流にした場合で、(j)は出口近くの壁面に径1.5mmのトリップワイヤを置いた場合、(k)はそれを流速の低い上流に置いた場合。(i), (j), (k)3図のみ、横軸の範囲は0~10kHz。

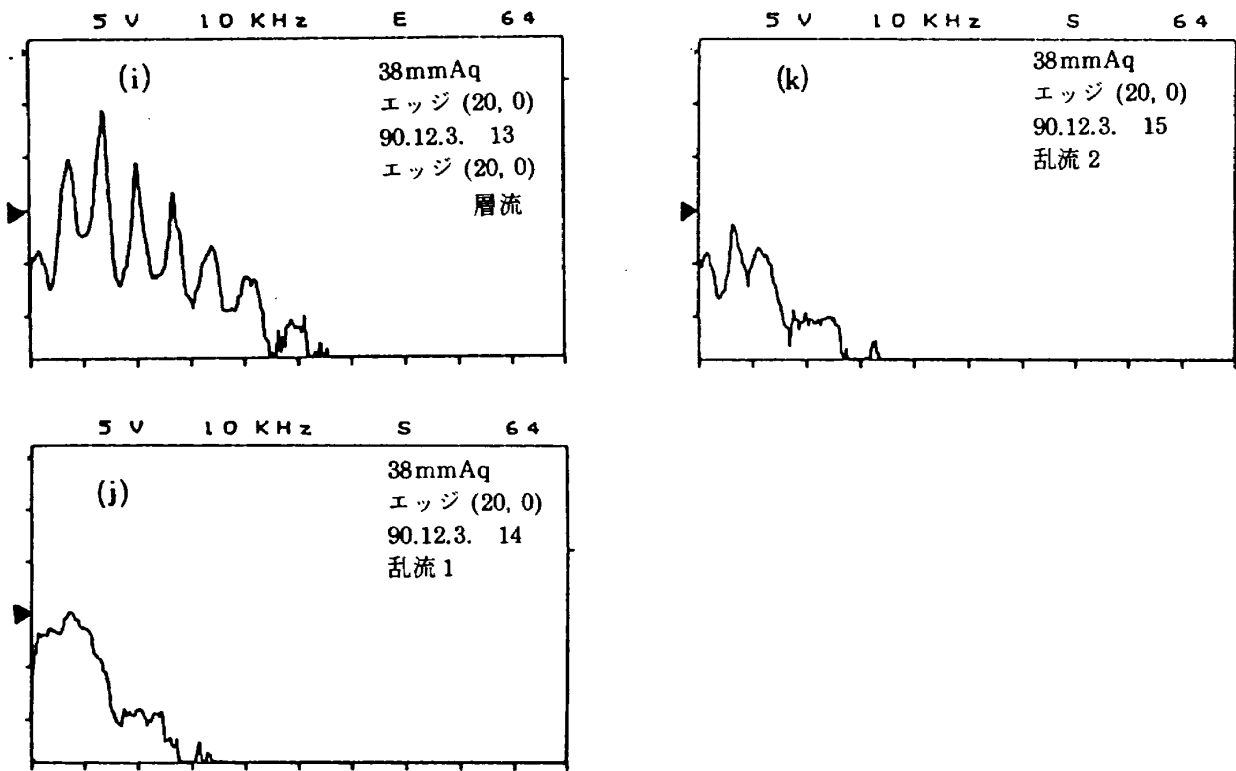


図2 続き

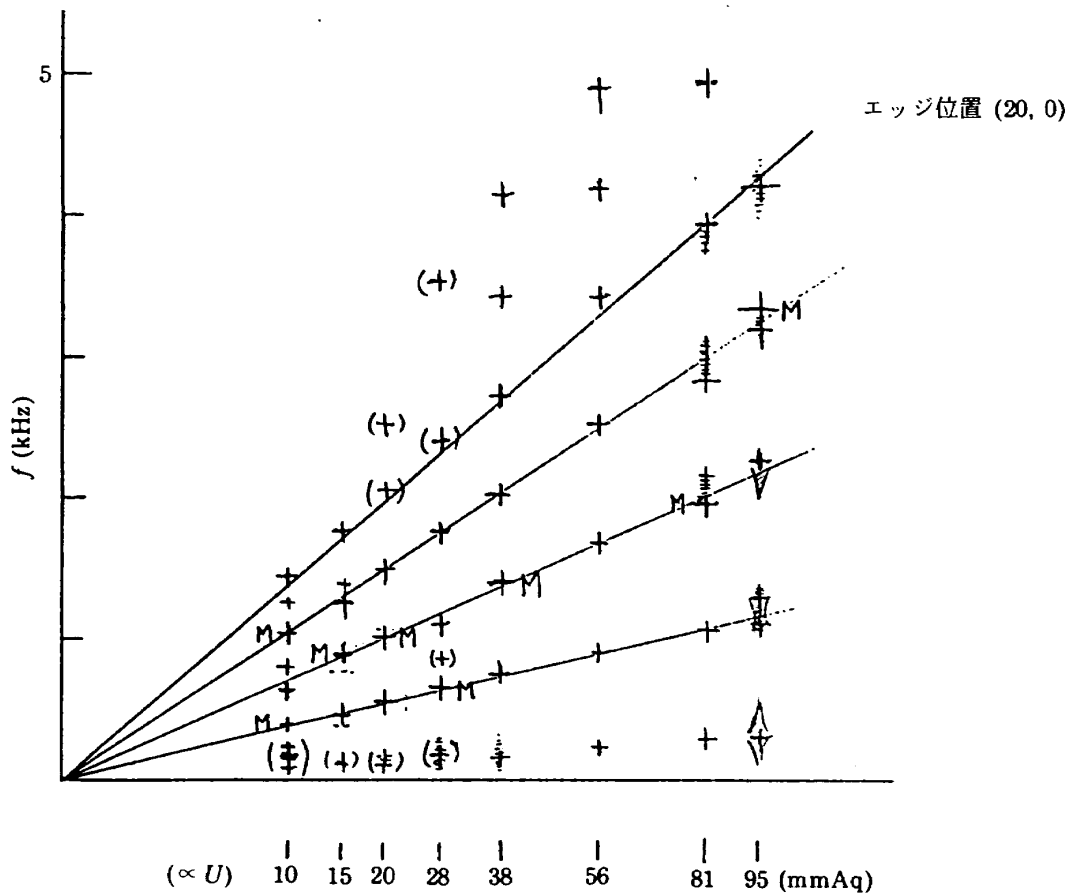


図3 流速 U と主要成分の中心周波数 f の関係
(但し一部のデータについて)

例を図4(a)の上半分に示す。距離が大きかったり、流速が大きいと中心周波数が(1/4+整数)の系列に遷移し、音色も変る。スペクトルの個々のピークの幅も広くなる。図4の(b), (c)はその例であるが、図2の大部分もそうである。下流にエッジの無い図4(d)の音のスペクトルを他と比較して、最低周波数のピークらしきものはエッジと無関係に出る成分である事が判る。

図4の、各々の下半分は熱線による速度変動のスペクトルを示す。下流のエッジの有無によって上流の速度変動に大差がある事はフィードバックによる発振現象である事の明証である。

ノズル内部にトリップワイヤを置いて境界層を乱流にすると発振音は出難い(前述)が、出口では層流であった剪断層が下流のエッジに達する迄層流であるか、途中で乱流に遷移するかが、上記

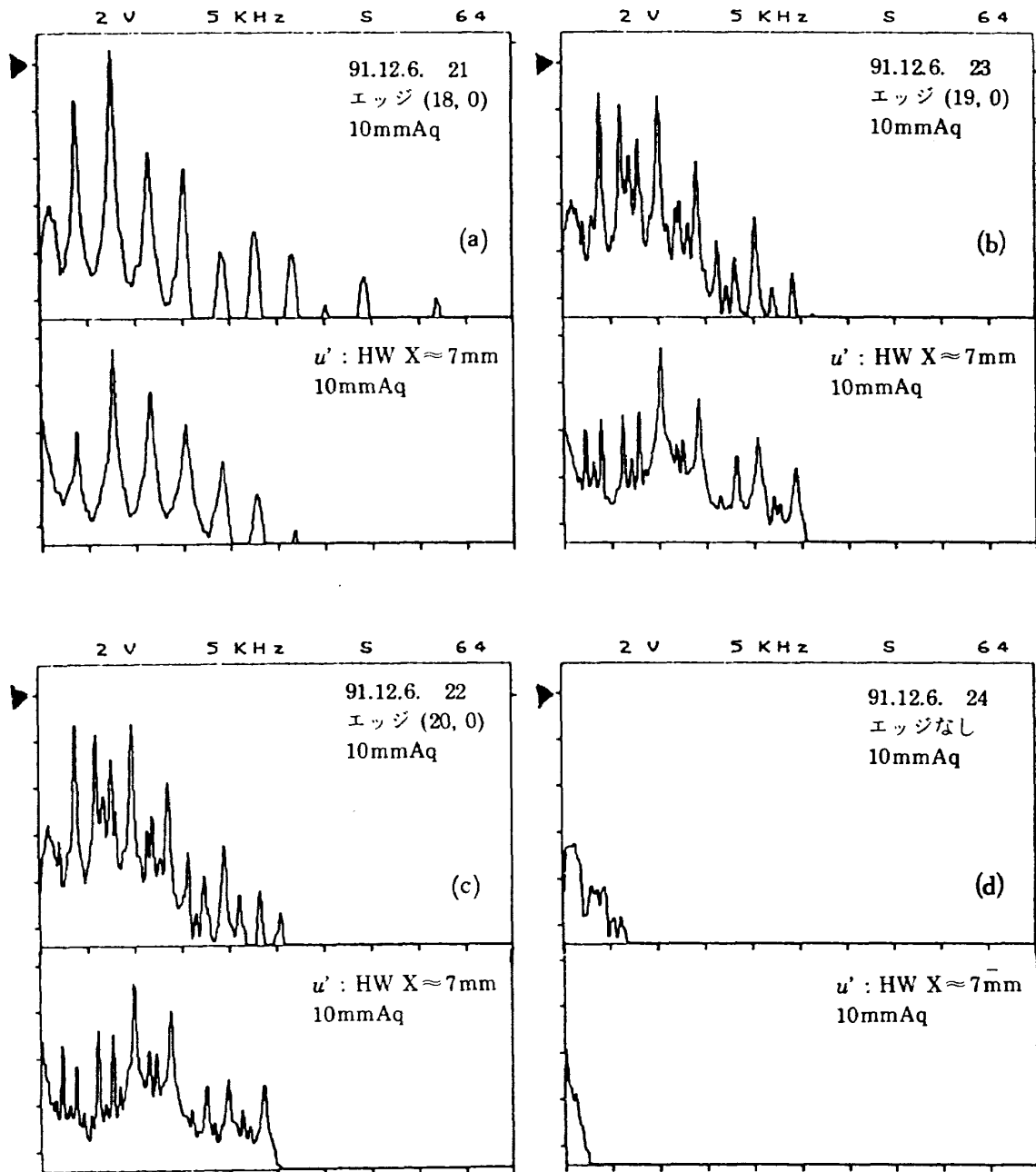


図4 音と、速度変動のスペクトルの例
各図の上半は音、下半は速度変動。目盛その他は図2と同じ。速度変動の測定位置はノズル出口から7mm、横方向には剪断層のほぼ中央。
(a) 剪断層が出口からエッジ迄層流で、各ピークの中心周波数は整数比の系列。
(b), (c) 剪断層は途中で乱流に遷移。
(d) 下流にエッジが無い場合

の2種類のスペクトルのいずれが現われるかを定めるようである。図5は細い外径(0.5mm)のピトー管で測った平均速度分布の例で、風圧10mmAqでノズル出口から18mm付近で乱流に遷移するらしい。熱線風速計による速度変動波形もそれを裏付ける。これらは下流の板の無い状態である

が、図2(e)、図4(a)と他の場合の違いに対応している(図2(a)は前の場合であるが、辛うじて発振する状態なのでスペクトル系列ははっきりしない)。剪断層の遷移に対応する音のスペクトル系列の変化については、以下、より詳細な結果を示す。

図6には板前縁とノズルの距離を変えた時の発

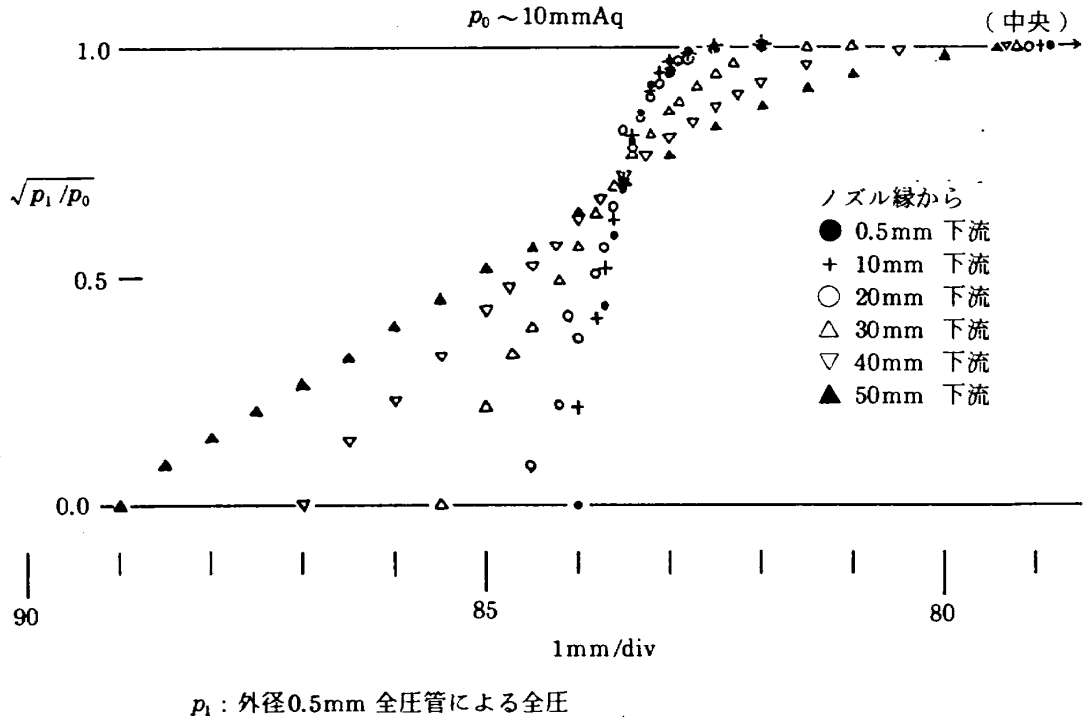


図5 平均速度分布の測定
細い(外径0.5mm)ピトー管で測った速度分布の例(板の無い時)。主流の風圧10mmAqでは20mm以内で乱流に遷移すると見られる。

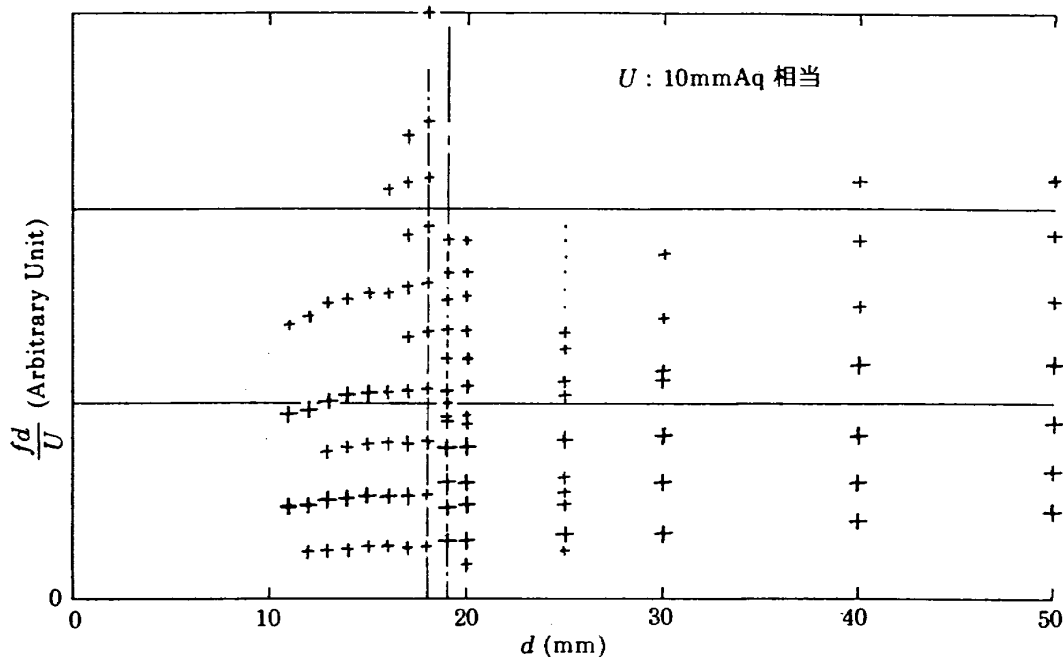


図6 距離と周波数(風速は10mmAq相当)

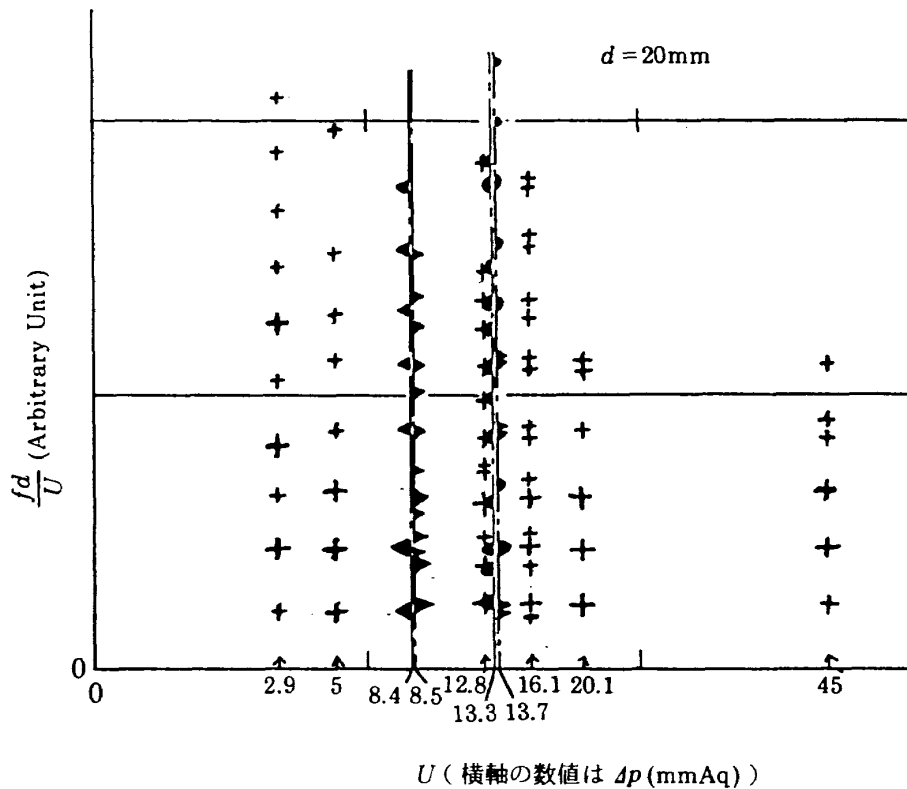


図7 風速と周波数(ノズルエッジ間距離は20mm)

振周波数の変化(の例)を示してある。データが全体としてはほぼ水平に並ぶ事から、周波数は距離にほぼ反比例する事が認められる。エッジトーンではこの点が詳しく研究されているが、ここでは省略する(矛盾はしていない)。風速が10mm Aq相当の場合、距離18mmと19mmの間で周波数成分の系列が急変する事が認められる。それは剪断層の層流・乱流遷移の位置と一致する。但しなぜそうなるかは分からない。

図7には距離を一定(20mm)にして風速を変えた場合の結果が示してある。同じように、風速の動圧が8.4mmAqと8.5mmAqの間で急変が起きる。これは図6の急変に対応する変化である。図7では更に、13.3mmAqと13.7mmAqの間にも変化があり、それ以後風速の増加と共に更に変化しつつ、層流(左端)の場合と似た状態に落ち着くように見える。この事を念頭において図6を見れば、距離20mmと25mmの間に第二の変化があるのかも知れないと思われる。これら、第二以下の変化は、理由は勿論、何に関連するかも全く不明であって、今後研究する予定である。

参考文献

- 1) 倉沢, 小幡, 平田, 笠木: 軸対称剪断層の衝突に伴う自励振動現象, 機械学会論文集 B-53 (1987) 1254-1261 (No.488) 及びその引用文献参照.
- 2) 米持, 前田: エッジトーン発振現象, 計測自動制御学会論文集 4 (1968) 389-396 (No.4).
- 3) 林, 宮本, 藤原, 伊藤: エッジトーンに関する実験的研究, 計測自動制御学会論文集 16 (1980) 892-897 (No.6).
- 4) 吉川: パイプオルガンの音響学, 音響学会誌, 47 (1991) 834-843 (No.11) その他.
- 5) 坂尾: 剪断流中の板による空力音, 航空宇宙学会西部支部講演集 (1990) 41-44.
- 6) 坂尾: 剪断流内の平板の空力音, 機械学会講演論文集 910-17B (1991) 46-47.
- 7) 坂尾: 2次元剪断層と平板の干渉による空力音, 第23回乱流シンポジウム講演論文集 (1991) 430-434.
- 8) Bossel, H. H. : Computation of axisymmetric contractions AIAA J., 7 (1969) 2017-2019.

凹曲面に沿う縦渦の揺らぎ

伊藤 光* 福富 泰幸*

Fluctuations of Longitudinal Vortices along a Concave Wall

by

Akira ITO and Yasuyuki FUKUTOMI
Meiji University

ABSTRACT

The fluctuations of the longitudinal vortices along a concave wall of 1 m in radius were visualized by smoke and measured by Hot-wire anemometer at a free air stream velocity ranging from 2 to 5 m/s. It was shown that the magnitude of such fluctuations increased as the length of straight channel set in front of the concave channel increased. The experiments were carried out by three straight channels of 200 mm, 800 mm and 1600 mm in length. The relation between the fluctuation behaviour and the turbulence intensity of the free stream flow in the straight channel were investigated.

Keywords: aerodynamics, boundary layers, Görtler vortices, fluctuations

1. はじめに

風洞縮流筒出口から凹曲面観測筒までの流路平行部を伸ばしてゆくと、凹曲面に沿う Görtler 渦の軌跡が明瞭でなくなるのを、Kottke と Mpourdis の可視化実験¹⁾で報告されている。この実験では、曲率半径 0.25m の凹曲面表面に薄い化学フィルムを張り、縦渦間の流速差によってフィルムが発色する濃淡を長時間にかけて観察して、縦渦存在の有無について検討している。

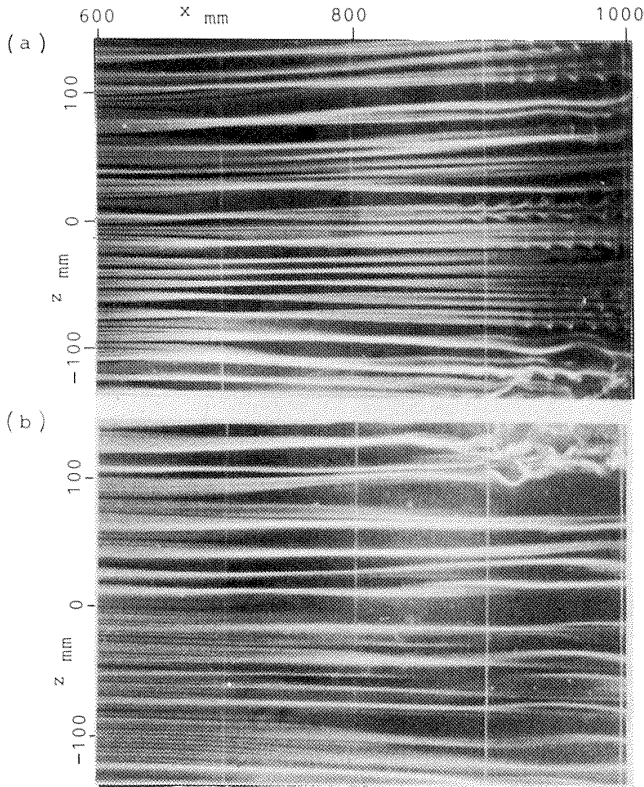
一方、筆者らの風洞実験では曲率半径 1m の凹曲面観測筒を縮流筒出口直後に付け、境界層底部に軽油蒸気の煙を送って Görtler 渦の三次元的構造をストロボ光で観察している。これまでの実験^{2),3),4)}では、縦渦は極めて安定していて、その揺らぎのような不安定性は認められていない。そこで試みに、縮流筒出口に長さの異なる平行筒

を追加してみたところ、その流路長さが増すにつれて、主流に直角方向への縦渦の揺らぎが顕著になるのを確かめた。このような揺らぎの挙動、ならびに上述の Kottke らの実験との関連を検討する目的で、長さ $L=200, 800, 1600$ mm の三種の平行筒を使い、煙による可視化と熱線流速計による測定との比較を試みた。

2. 揺らぎの模様

第 1 図は曲率半径 1m の凹曲面に沿う縦渦の揺らぎのストロボ写真で、平行筒入口での主流速 $u_0=2.5$ m/s、平行筒長さ $L=200$ および 1600 mm の比較である。同図(a)のように一対の縦渦の回転作用により壁面に沿う煙が流速の極小 Z 位置に集められるが、煙がほとんど Z 方向に動揺していないことから、縦渦の揺らぎはないと理解される。一方 $L=1600$ mm の筒では縦渦に揺らぎが生じ、このために主流方向への煙の形が図(b)のように歪み、

* 明治大学理工学部



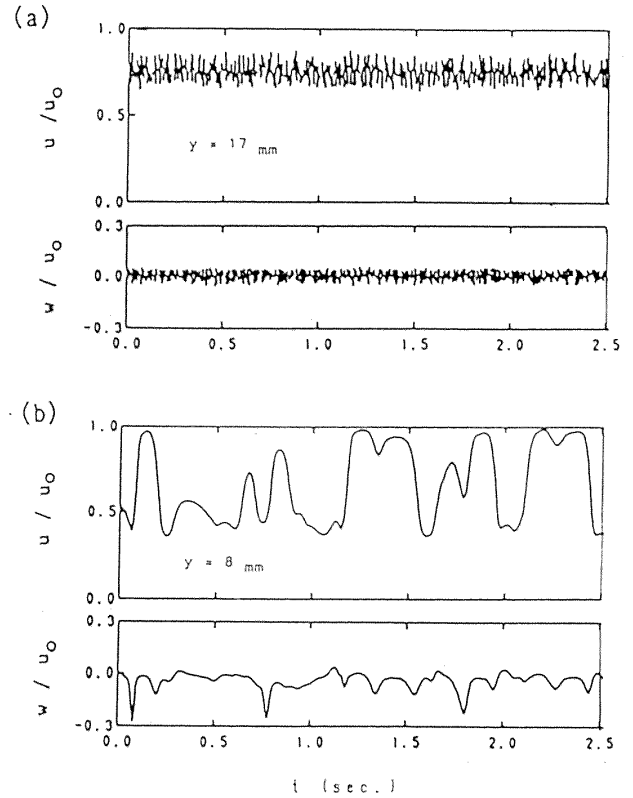
第1図 縦渦の揺らぎの様相 ($u_0=2.5\text{m/s}$)

- (a) $L=200\text{mm}$ 平行筒の場合
(b) $L=1600\text{mm}$ 平行筒の場合

$x=900$ から 1000mm では煙に振りがみえてくる。このような縦渦の揺らぎはやや不規則で、その振幅は約 10mm 、周波数は 3Hz 程度の極低周波である。第2図に $x=1000\text{m}$ 位置でのXプローブによる出力波形の比較を示す。第2図(b)のように $L=1600\text{mm}$ の平行筒の場合、 x 方向への流速 u/u_0 および Z 方向への流速 w/u_0 の変動が顕著である。特に u/u_0 の変動が大きいのは、縦渦の揺らぎによって縦渦の極小流速と極大流速とを周期的に含むためと考えられる⁵⁾。

3. むすび

上の縦渦の揺らぎの成因を検討するために、平行筒出口断面内での主流の乱れ度を測定した。平行筒の長さが増すにつれ、 Z 方向への流速変動が増大し、その中に低周波を含む乱れが確かめられた。この周波数は縦渦の揺らぎの周波数に近く、揺らぎの成因に関連していると考えられる。上のような揺らぎが生じると、Görtler渦の残す面上での軌跡も明瞭でなくなることが予想される。昇華法などの可視化実験を試み、前述のKottkeら



第2図 揺らぎによる出力波形の比較

($u_0=2.5\text{m/s}$, $x=1000\text{mm}$)

- (a) $L=200\text{mm}$ 平行筒の場合
(b) $L=1600\text{mm}$ 平行筒の場合

の実験との比較も予定している。本実験の契機を与えられた Western Ontario 大学の J.M.Floryan 教授に謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) Kottke, V., & Mpourdis, B. : Proc. VI, Int. Symp. Flow Visualization, Paris 1986, Hemisphere, Washington 1987, pp.475-480.
- 2) 伊藤 光 : 凹曲面に沿う縦渦の生成と崩壊, 日本航空宇宙学会誌, 28巻318号, 1980, pp.327-333.
- 3) 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, pp.166-173.
- 4) 伊藤 光 : 凹曲面に沿う縦渦崩壊の構造(続報), 日本航空宇宙学会誌, 36巻413号, 1988, pp.274-279.
- 5) 伊藤 光, 福富泰幸 : 凹曲面に沿う縦渦の横揺れ, 第23回流体力学会講演会講演集, 1991, 11, pp.177-180.

高レイノルズ数乱流境界層の実験

福西 祐* 小濱 泰昭* 小林 陵二*

Experiment on a High Reynolds Number Turbulent Boundary Layer

by

Yu FUKUNISHI, Yasuaki KOHAMA and Ryoji KOBAYASHI

Faculty of Engineering, Tohoku University

ABSTRACT

A smooth roof of a high-speed train was used to investigate turbulent boundary layers at high Reynolds number. 19 hot-wire probes were used simultaneously to obtain data. Conditional sampling technique was applied to the data in order to investigate the features of coherent structures in turbulent boundary layers at high Reynolds numbers.

Keywords: coherent structure, turbulent boundary layer, high Reynolds number, conditional sampling technique

1. ま え が き

乱流境界層中に秩序運動あるいは組織的構造と呼ばれる一定のパターンを持った運動が見られることは、風洞実験、水槽実験、数値シミュレーション等で研究され、もはや疑う余地がない。そこで次には、偶然性に支配されているはずの乱流中のどこから秩序運動の秩序性が生じるのかという疑問が生まれてくる。秩序運動の構造や規模を決定するのはどのような機構であるのかが説明されなければならないわけである。

ここに、乱流境界層中の秩序運動を研究している研究者の多くが共通して持つ危惧が一つある。それは実験あるいは数値シミュレーションしている流れのレイノルズ数が十分に高いと言えるかという点である。実験においては実験設備の大きさによって、数値計算においては、計算機の性能と計算時間の制約によって扱える流れのレイノルズ

数の上限が自ずと限られてくる。

では、レイノルズ数が十分に高くないということが、秩序運動にどのような関係があるか考えてみる。まず、層流境界層から自然にあるいは人工的に遷移させて作られた乱流境界層の場合、レイノルズ数が十分に高くなければ、その遷移過程で起こった現象のなごりが乱流境界層中に残存している可能性が考えられる。また、レイノルズ数が低いということは、乱流になってはいてもその流れの中の最大の渦と最小の渦のスケールの差が小さいことを意味し、そのような場合、境界層のようなせん断流においては流体小部分の変形が等方的には起こらないことを合わせて考えれば、現在知られているような特定の大きさ・傾きの渦からなる秩序運動が、乱流中に確率的に多く存在してもそれほど不思議ではない。すなわち、秩序運動の存在がレイノルズ数が十分に高くないことに起因している恐れがあるのである。

この疑問に答えるには十分に高いレイノルズ数

* 東北大学工学部

での実験を行えば良いわけであるが、大気境界層のような実験条件がコントロールできない場では高いレイノルズ数は得られなかった。

今回、高速鉄道車両のまわりの流れを測定する機会に恵まれたので、その先頭車両の滑らかな屋根上に発達する境界層を研究の対象として、高レイノルズ数乱流境界層、とくにその中の秩序運動について測定を行った。測定には19本の熱線流速計プローブが用いられ、通常の室内実験と比較して2桁高いレイノルズ数での乱流境界層が調べられた。

2. 測定方法

図1に測定方法を模式的に示す。19本の熱線流速計プローブを支持するサポートは、列車先頭車両の屋根の最後部にあり、サポート全体を上下することで熱線プローブを境界層外に出してキャリブレーションできるようになっている。図2は熱線プローブの配置を示している。列車の屋根の表面に垂直に13本プローブが配置されているが、壁面に近い2本のプローブはそれぞれ平行熱線プローブとなっており、合計15本のシングルセンサーが鉛直方向に並んでいる形となっている。なお壁面を原点として、この鉛直方向をY方向と定めている。

さらにY=120mmの高さには屋根に平行に横に突き出す形でプローブサポートが取り付けられており、そこには4本の熱線プローブが配置されている。図3は測定システムのブロック図を表している。熱線からの信号のAC(変動)成分は10台のDAT(デジタルオーディオテープ装置)に、DC(直流)成分は1チャンネル当たり3kHzで変換を行うA/D変換器を経て車両上のパソコンに取り込まれる。

3. 結果

3.1 速度等の平均分布の測定

秒速75m/sで走行する列車の先頭車両の屋根の長さは25mほどあり、そのレイノルズ数は結果と比較する室内実験¹⁾に比べ2桁ほど高い。図4には境界層内Y方向の風速、乱れ、間欠係数の分布

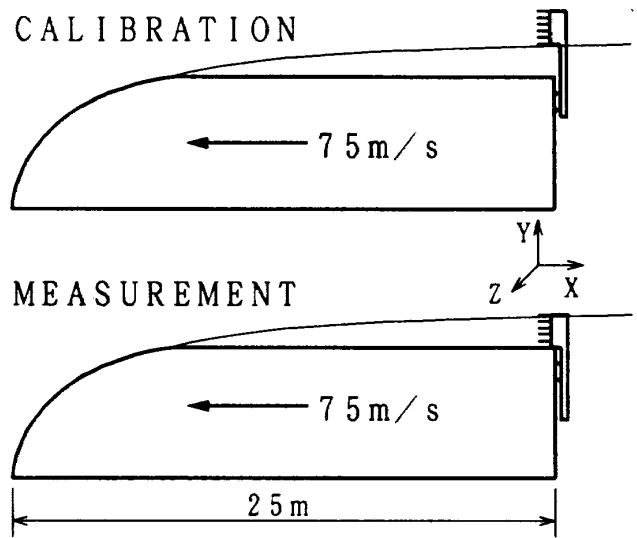


図1 測定方法

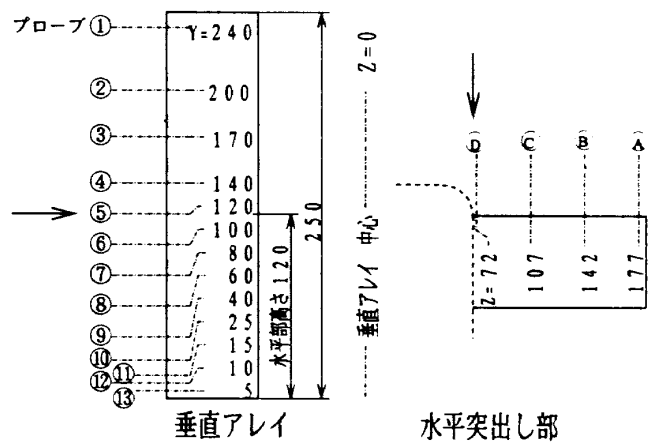


図2 プローブの配置図

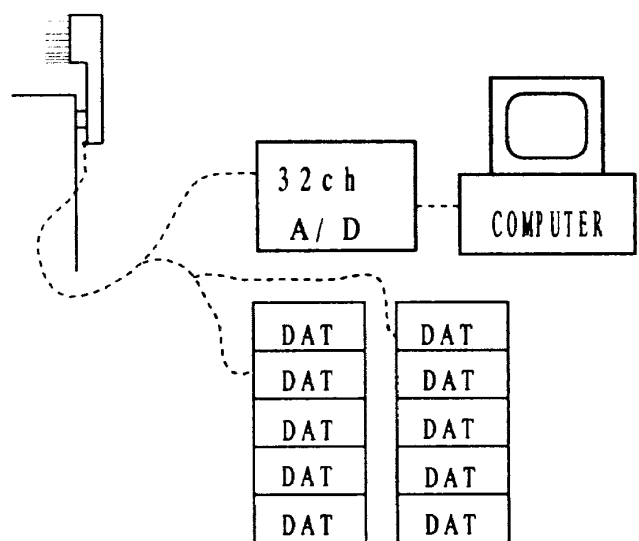


図3 測定システムブロック図

を示してある。境界層厚さはこの間欠係数の曲線と Klebanoff²⁾との比較から、294mmと求めた。図5は対数速度分布を求めてみたもので、点線で示す標準的な傾きとは一致しないが、測定点のばらつきから見てこの不一致は論ずるに足るものではないであろう。

3.2 秩序運動3次元構造の条件付抽出

図6にYZ面内のプローブの配置図を示す。左図中の×を付けたプローブを秩序運動検出用に使い、壁面に垂直に梯子上に並んだプローブ列をサンプル用に用いれば、検出用プローブとサンプル用プローブとの相対的な位置関係は右図のようになり、検出用プローブが秩序運動を捉えた時の3

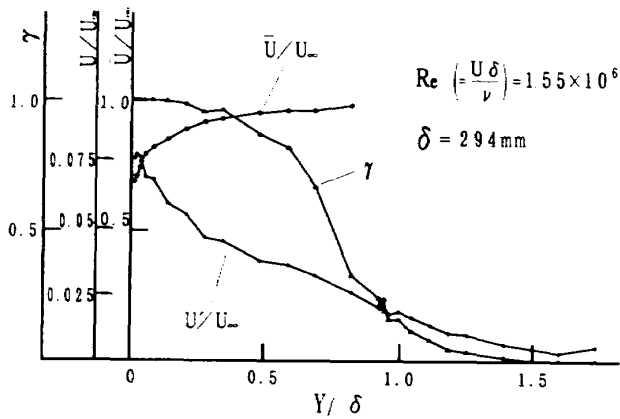


図4 風速・乱れ・間欠係数のY方向分布

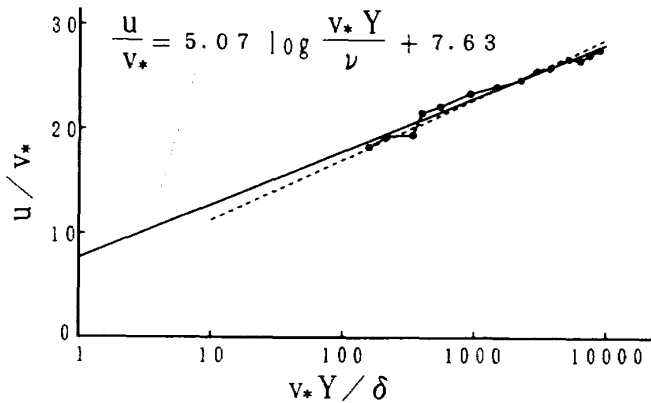


図5 対数速度分布

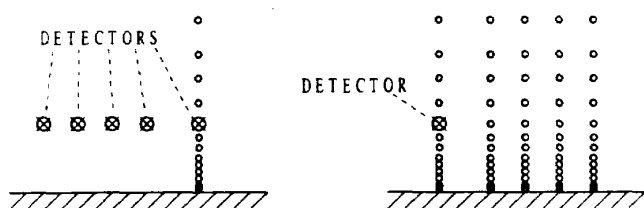


図6 YZ面内のプローブの配置

次元な流れ場の構造が求められる。検出条件は速度信号に600Hz相当のローパスフィルターをかけた信号が、検出位置の平均速度の-10%以下になる瞬間を捉える、低速条件によっている。

図7が平均速度からのずれ量u'のコンター図、図8は速度uのZ方向の勾配のコンター図である。今回の測定ではU成分しか測定していないため、渦度ω_y等は得られないが、これらの結果からは図9に示すような構造の存在が推定され、はるか

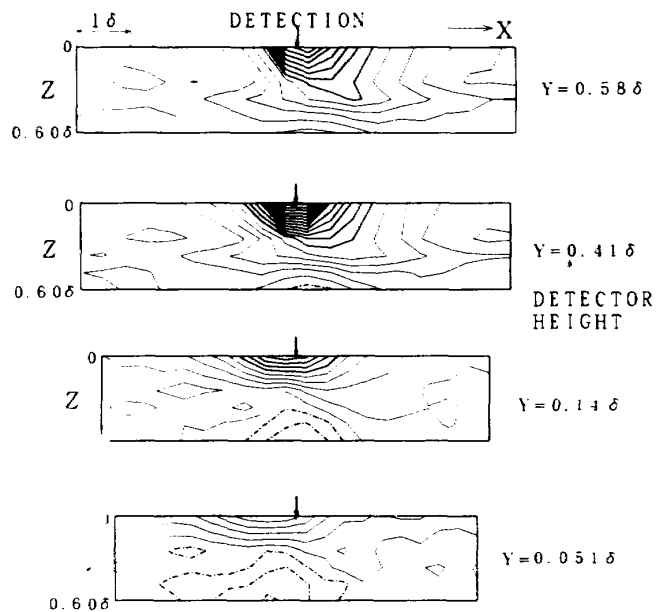


図7 乱れ成分u'のコンター図

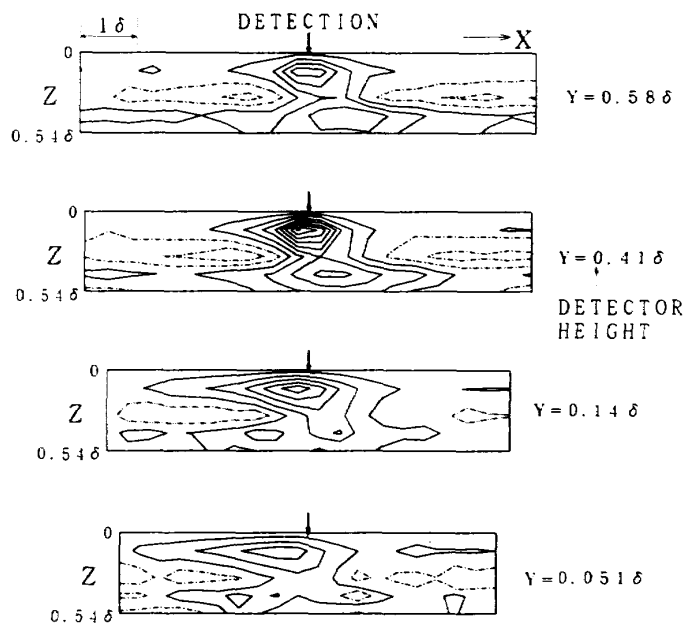


図8 ∂u/∂Zのコンター図

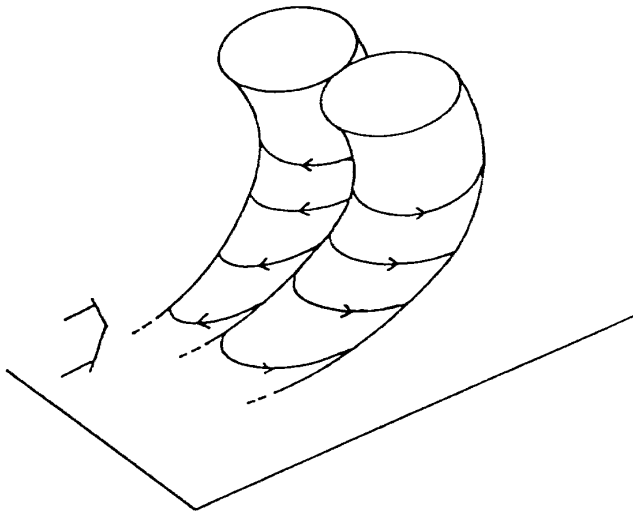


図9 検出された組織的運動のスケッチ

にレイノルズ数の低い風洞実験で得られた結果¹⁾とほぼ一致している。

4. ま と め

高速で走行する列車の屋根を利用することで、従来よりも2桁ほど高いレイノルズ数の乱流境界層中から秩序運動を抽出する実験を行った。その結果抽出された組織的構造は、室内実験と同様のいわゆるイジェクション型の組織的構造の特徴を有していた。大幅なレイノルズ数の違いにも関わらず秩序運動がやはり存在し、その特徴も似かよっていることは、乱流境界層中の秩序運動の普遍性の高さを示している。

引 用 文 献

- 1) Y. FUKUNISHI and H. SATO : Formation of intermittent region by coherent motions in the turbulent boundary layer, Fluid Dynamics Research, 2 (1987) pp.113-124.
- 2) P. S. KLEBANOFF : Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient, NACA Rep. 1247 (1955).

高速走行車両の伴流

奥出宗重* 早藤英俊* 松井辰彌**

On the Wake Behind a High Speed Train

by

Muneshige OKUDE and Hidetoshi HAYAFUJI
Faculty of Science and Technology, Meijo University

Tatsuya MATSUI
Professor Emeritus, Gifu University

ABSTRACT

The velocity distributions in the boundary layer on the side wall of a high speed train were measured by using two rakes of the multiple hot-wires. One was set on the wall of the last car of a train which was running at 320 km/h on the downway railroad, the other was set on the nose of the first car of a train which was at rest on the upway railroad. The instant the two rakes of multiple hot-wire came in a straight line, the velocity distribution throughout the boundary layer could be obtained. After the instant the velocity distributions in the outer part of the wake behind the running train were measured by the stationary hot-wire rake set on the car at rest.

The thickness of the boundary layer on the wall of the last car was about 2.5 m. The spectrum of the velocity fluctuations in the wake had strong intensity at about 1.5 and 3.5 Hz in its distribution.

The flow pattern in the wake was visualized by using the smoke generated by smoke markers. Recording of the wake flow by a video camera was not successful, but the naked eye observation noticed the alternating vortex shedding from the rear surface of the last car as in the case of an automobile. The flow patterns on the rear surface of the last car visualized by the tuft method also showed the alternating vortex shedding. The shedding frequency could be roughly measured to be about 2 to 5 Hz. The alternating vortex shedding can be one of the causes of the rolling oscillation of the last car.

Keywords: boundary layer, wake, visualization

1. 実験の目的

フランスのTGVは、最高速度515.3km/hを記録した。日本では、JR東日本が336km/hを記録した。営業運転では、TGVの300km/hに対してJR東海の270km/hでさらに高速化する計画のよ

うである。

近年、鉄道の高速度に伴い、車両に働く空気力が非常に重要になってきた。そのため、JR東海の依頼を受けて、高速列車空力性能研究グループは、平成3年3月21日から22日にかけて、京都-米原間で現在運転されているJR東海の特急「のぞみ」型車両の空気性能について320km/h付近の

* 名城大学理工学部

** 岐阜大学名誉教授

速度で走行試験を行った。筆者らもこの走行試験に参加した。

本研究では、その走行試験の一部をなす1)車両側壁の境界層と列車の伴流の速度分布、2)伴流の速度変動のスペクトル分布および3)最後尾車両の背面に沿う流れと伴流との可視化について述べる。

2. 実験計画

走行試験は、270km/hと320km/hの二つの速度で行われた。走行する列車の側壁の速度分布と伴流の速度分布は、走行列車の側壁から約2.5mの範囲について熱線で測定された。側壁から遠方の速度は、下り線を走行する列車と平行に停止する上り線の列車の先端部から走行列車側に差し出された対称翼型支柱に取り付けられた熱線(18本)で求められた。一方、壁面近くは、走行列車の最後尾車両の後方部の窓から突き出した対称翼型支柱に取り付けた熱線(15本)で求められた。走行列車の熱線と停止列車の熱線がすれ違う瞬間にのみ走行列車の壁面近くから遠方までの速度分布が求められる。停止列車の熱線は、列車が通過した後、走行列車の伴流の速度分布(中心部を除く)を検出する。熱線の信号はデータ・レコーダで収録した後解析された。本報では、320km/hの結果を示す。

流れの可視化は、走行列車の最後尾背面をタフト法で、伴流を最後尾車両の発煙筒の煙で行われた。流れ模様は、ビデオカメラで収録された。

3. 境界層および伴流の速度分布

図1は、走行列車の壁面から $y_w = 55\text{cm}$ および 155cm の位置にある停止列車の熱線からの速度の時系列データを示す。走行列車の熱線と停止列車の熱線とがすれ違う瞬間を $t = 0\text{sec}$ とした。 $-4.3 \leq t \leq 0\text{sec}$ が境界層で、 $t \geq 0\text{sec}$ が伴流の範囲である。

波形は不規則的である。 $-4.3 \leq t \leq 0\text{sec}$ の境界層の範囲で、時間経過と共にその値が大きくなり、境界層の発達の様子が観察される。 $t \geq 0\text{sec}$ の伴流の範囲では、徐々にその値は小さくなり、速度欠損の回復を示す。

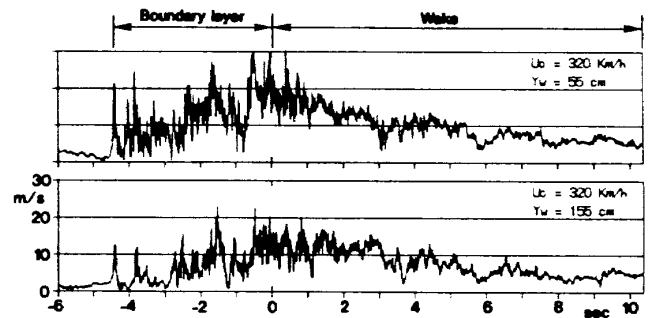


図1 列車通過時の熱線の信号

図2は、上述のデータを基にして求めた境界層および伴流の速度分布を示す。図の右端に走行列車の車両中心からの距離(y_c)を並記した。

$-4.3 \leq t \leq 0\text{sec}$ の範囲の場合、その速度分布から境界層厚さは、列車の後方にいくに従い大きくなり、 $t = 0\text{sec}$ でおおよそ2.5m程度ではないかと思われる。この場合、走行列車側の熱線による測定値も記入されている。一方、 $t \geq 0\text{sec}$ の範囲の場合、伴流の速度分布の外縁部を示す。

4. 伴流の速度変動のスペクトル分布

図3は、図1の $t \geq 0\text{sec}$ の範囲、すなわち、伴流の速度変動の周波数スペクトル分布を示す。

低周波成分に強いスペクトルが見られる。どの分布もおおよそ0.5, 0.8, 1.5および3.5Hzに特徴的な強いスペクトルを示す。この代表的なものが $y_w = 105\text{cm}$ であって、それらのスペクトルを↓印で示した。円柱の伴流の場合、伴流の比較的外側でその速度変動の特徴を示す周波数のスペクトルが顕著に現われる。この周波数は、円柱から放出する渦周波数と一致する。また、乱れ強さはこの横方向の位置で最も大きくなる¹⁾。図4に、上述のスペクトル分布に現われた特徴的な周波数1.5Hzと3.5Hzの前後の周波数のスペクトルの強さを y_w および y_c に対し示す。このスペクトルの強さはその周波数前後の乱れ強さに相当する。その最大値は、 $f = 1.5\text{Hz}$ の場合 $y_w = 100\text{cm}$ 付近に、 $f = 3.5\text{Hz}$ の場合 $y_w = 150\text{cm}$ 付近に現われていて、伴流中心からかなり外側にある。これは、上述の円柱の伴流の場合とよく似ている。列車の伴流に現われた1.5Hzと3.5Hzの周波数は、列車の最後

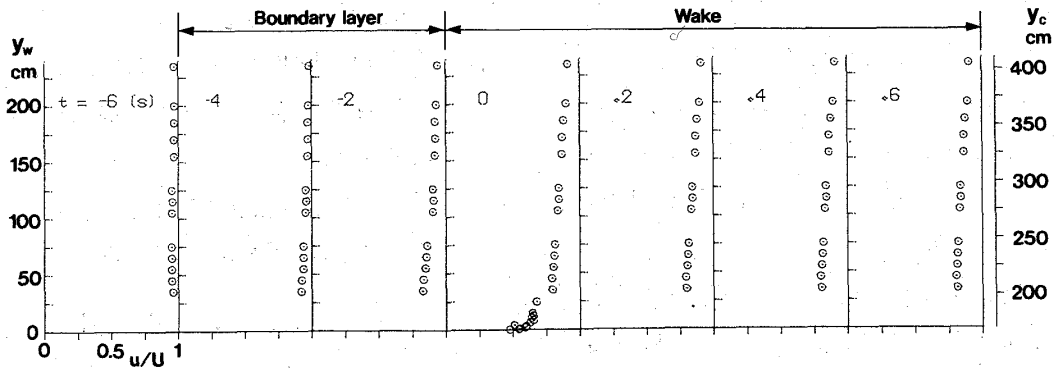


図2 境界層と伴流の平均速度分布

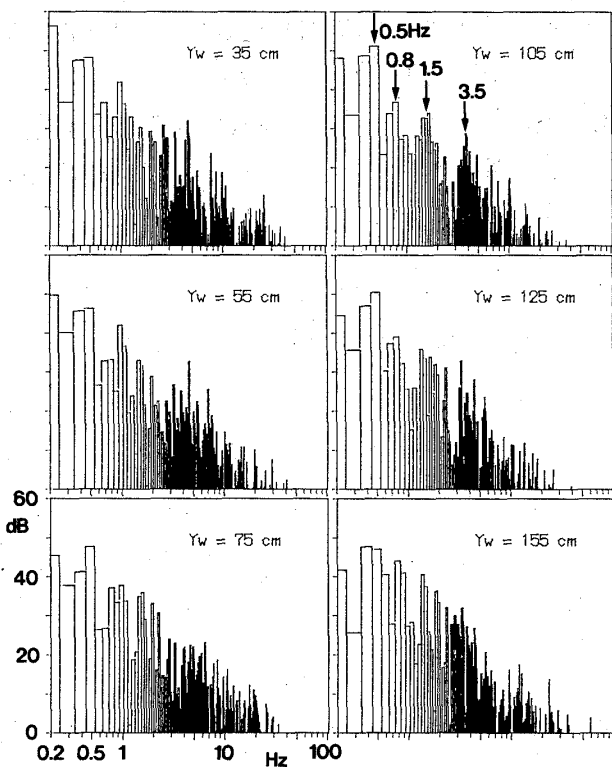


図3 伴流の速度変動のスペクトル分布

部車両に取り付けた左右方向の揺れを検出するための加速度計の示す強い加速度の周波数とほぼ一致する。以上の結果から、列車の伴流に周期的な渦放出の可能性があるとと思われる。

5. 流れ模様

この列車の試験に先立ち、自動車のテスト・コースで200km/h程度で走行する乗用車の伴流を発煙筒の煙で可視化した。観察は車のリヤ・ウィンドとテスト・コース脇から行われ、ビデオカメラで収録された。リヤ・ウィンドのVTRによると、

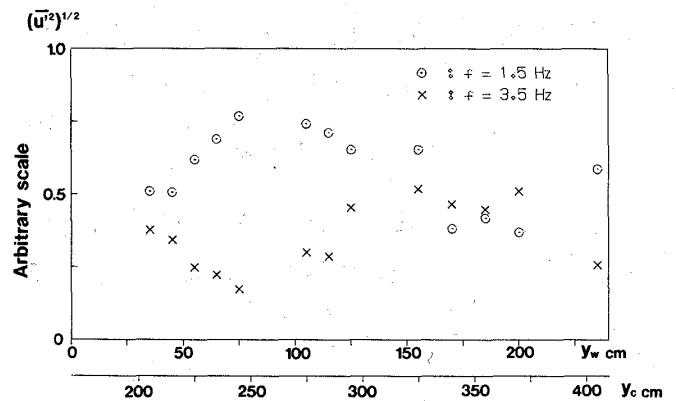


図4 速度変動の強さの横方向分布

車体背面の左右両側からある周波数をもって交互に放出される煙の塊が見られた。テスト・コース脇のVTRによれば、車体後方左側では煙が時計まわりに、右側ではその逆に巻き込む渦の存在を示した。これは既に早くから谷によって認められていたことである²⁾。

列車の場合、煙による可視化は夜間の試験であったことと、煙が少量であったことのため鮮明な画像が得られなかった。しかし、目視により、上述の乗用車とよく似た煙の挙動が観察された。周波数は2Hz程度ではないかと思われる。

タフトによる背面上の流れのパターンの連続写真をVTRの再生画面から求めた。写真は1/30秒毎に作成できる。写真を約2秒間約60枚作成し、タフトの挙動を調べた。写真はかなりの枚数になるので本報告では省略する。文献3)を参照されたい。

タフトは運転席近くの上方に位置する範囲では、比較的穏やかな動きを示し、中心線近傍では上方

から下方に吹き下ろす流れを示す。下方のテール・ライト付近では、かなり複雑な挙動を示す。この挙動が上述の煙で観察した周期性に関係あると思われる。写真を注意して観察すると、中心線の左右両側のタフトに決まった写真枚数毎に同様なパターンを示す周期性が見られる。この写真の枚数から周波数2~5Hz程度の変動が存在すると思われる。これらの周波数は上述の通り2秒程度の時間内のVTRの再生画像を肉眼で観察した結果であって、正確さに疑問が残る。最近、比較的普及している画像解析などを利用して、タフトの挙動を定量化し、正確な周波数を見いだすことのできる可能性が残されている。

6. ま と め

走行試験の結果をまとめると次のようである。

1. 走行列車の側壁の境界層厚さは、最後尾で

2.5m程度である。

2. 自動車と同様な車体背面の左右両側から交互の周期的な渦の巻き込みが列車の場合もあるようである。
3. 伴流の速度変動の特徴を示す周波数は、およそ1.5Hzと3.5Hzである。

・参 考 文 献

- 1) 奥出他2名：低Re数における円柱伴流内の渦列の構造，日本流体力学会誌，「ながれ」10(1991)24-34.
- 2) 谷一郎先生を偲ぶ会世話人会：一期一会，谷一郎先生追悼文集，1991/5.31，211.
- 3) 奥出他2名：高速走行車両の伴流の可視化実験，第23回乱流シンポジウム講演論文集，「ながれ」10巻別冊(1991)276-283.

走行台車を用いた低速域での風速計の校正

寺尾吉哉*

Calibration of Anemometers at Low Speed by Means of Towing Carriage

by

Yoshiya TERAO

National Research Laboratory of Metrology

ABSTRACT

A towing carriage system for anemometers in the range below 1 m/s is described. Anemometers under calibration are set on the carriage which moves on the 45 meters long rails through stationary air at a constant speed between 0.05 and 1 m/s. The output of the anemometers are calibrated against the carriage velocity.

Keywords: anemometer, calibration, towing carriage

1. はじめに

低速流れ、特に1m/s以下の極めて遅い流れの測定はクリーンルームの研究開発や運転管理、人間に対する熱環境の研究、自然対流の研究などさまざまな分野で重要であるので、測定法や校正法の研究も少なくない^{1),6)}。しかしながら、国内では低流速域での流速標準が確立されていなかったため、流速計の値付けは各メーカーに任されていた。その結果市販されている流速計の指示値にはかなりの不一致が見られる。このため、計量研究所は地下トンネル内の走行台車より微風速の国家標準を確立し^{7),8)}、問題の解決を図っている。

2. 装置

装置の全体を図1に示す。トンネル内に鉄製のレールが45mにわたり設置されている。レール端の床上に直流モータがあり、ワイヤロープで台車を牽引する。台車(図2)は4個のシューにより支持されレール上を滑走する。走行速度を検出す

るためのレーザ干渉計がレール端に設置されている。

トンネルは地下8mにあり二重構造の壁が設けられているため、気温変動は年間2°C以内と内部の環境は非常に安定で、熱対流が小さい。トンネル内部の空気をさらに安定させるため、装置が置かれた部分の両側の断面をカーテンで仕切り、さらにレールの中央部約38mにビニールシートの覆いを設けこの中で校正を行う。

3. 校正手順

校正の流速範囲は0.05~1m/sで、通常7点程度の流速で校正を行い、各流速において5回繰り返し測定をする。図2に示す位置に微風速計センサーを台車の進行方向に向けて取り付ける。測定部の空気を十分静止させるために、1回目の測定は測定者が室外に出てから60分以上経過後に開始し、2回目以降は30分以上の間隔を置く。従って、7点の校正が終了するのに20時間程度かかる。

* 計量研究所

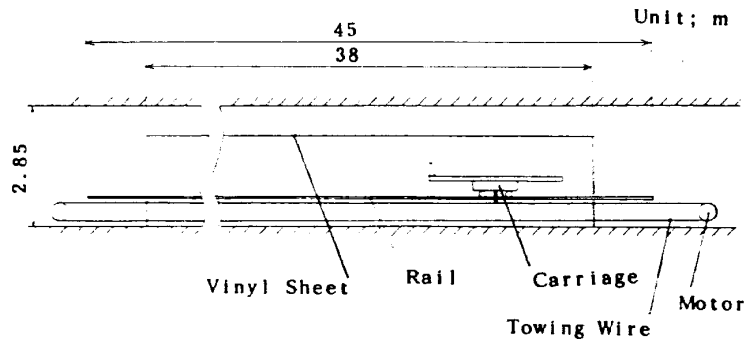


図1 装置の全体

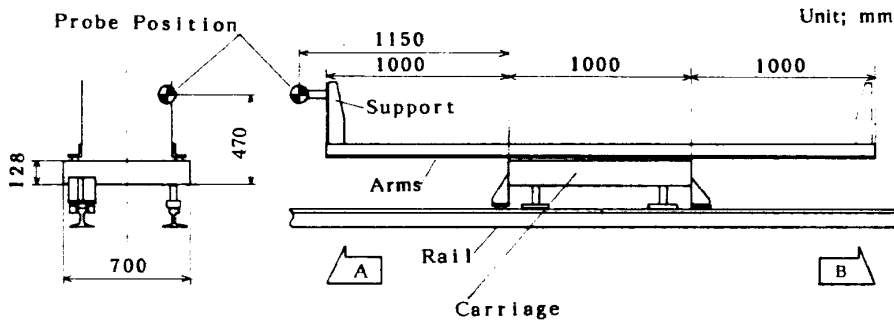


図2 走行台車

4. 校正の不確かさ

この装置で微風速計を校正する場合の誤差要因は次のようなものである。

- (a) 台車の影響⁹⁾
- (b) 測定部に残る流れの影響
- (c) 微風速計の出力電圧測定の不確かさ
- (d) 走行速度の不確かさ

上述の誤差要因を総合すると校正の系統的な不確かさが得られる。また、偶然不確かさは繰り返し測定のばらつきから求められ、さらにこれらから、総合不確かさが得られる(図3)。総合不確かさ(95%包括度)は0.05~1m/sの範囲で一次関数で表すと、(基準流速の0.07%)+0.007m/sとなり、国家標準として満足できる水準である。

5. おわりに

この装置による微風速計の校正サービスが1989年より開始され、その結果¹⁰⁾から市販微風速計の精度向上のためには、より効率的でランニングコストの低い校正法を開発する必要性が認められたので、計量研究所では極低速風洞の開発が進めら

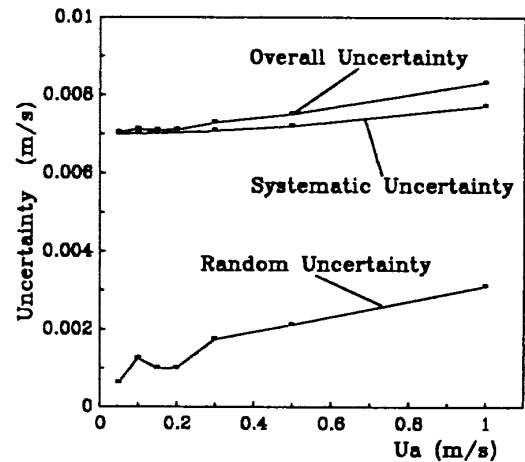


図3 校正の不確かさ(超音波流速計)

れている。また、今後は走行台車を低レイノルズ数での各種の実験にも活用したい。

参考文献

- 1) L. P. Purtell and P. S. Klebanoff : A Low-Velocity Airflow Calibration and Research Facility, NBS Technical Note, 989 (1978).
- 2) L. P. Purtell : Low Velocity Performance of a Heated Foil Anemometer, NBSIR 79-

- 1708 (1979).
- 3) 荒石, 加野: 熱パルスによる低流速の測定, 計測自動制御学会論文集, 12-6, 694/700 (1976).
 - 4) 高木: 熱線を3本用いた低流速用直示式流速計の試作, 航空宇宙技術研究所報告, TR-727 (1982).
 - 5) 藤井他: 低流速域における風速計の特性に関する研究, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (1988.10).
 - 6) 高木: 熱線に振動を加えて低速域における熱線風速計を校正する方法, ながれ, 1-4, 382/387 (1982).
 - 7) 寺尾, 高本: 走行台車を用いた気体低流速標準の研究, 計測自動制御学会論文集, 26-1, 1/8 (1990).
 - 8) Y. Terao, M. Takamoto and T. Sugiyama: 'Low Range Air Flow Velocity Standard and Calibration System, Proceedings of FLUCOME '91, 677/682 (1991).
 - 9) 寺尾, 高本: 気体低流速標準用走行台車周りの流れの数値解析, 計量研究所報告, 39-1, 10/17 (1990).
 - 10) 寺尾, 高本, 片桐: 市販微風速計の計測値の信頼性, 計測自動制御学会論文集, 28-3, 印刷中 (1992).

回転体まわりの三次元境界層の不安定性について

小 濱 泰 昭*

Criteria for Onset of Boundary-Layer Transition on Spinning Bodies

by

Yasuaki KOHAMA
Tohoku University

ABSTRACT

Boundary-Layers on spinning axisymmetric bodies become unstable much earlier than two-dimensional cases owing to centrifugal, or crossflow instabilities. There is no reliable parameter up to now with which the onset condition of turbulent transition is predicted. Considering local flow conditions on a spinning cone, together with Görtler instability condition on a concave wall, criteria for the onset condition on spinning bodies is discussed.

Keywords: transition prediction, non-dimensional parameter, 3-D boundary-layer transition, instability

1. はじめに

物体が流れに対して傾いているか壁面がわん曲しているか、又は回転している場合、流線が外力によりわん曲し、その結果境界層は2次元の平板境界層の場合より早期に不安定となり乱流遷移する事が知られている。いわゆる3次元境界層の乱流遷移の問題である。これまでこの分野の研究は個々のケースごとの研究のみしか研究されてきておらず、1つの不安定性について種々の異なるモデルを用いて研究するというような一貫した研究はほとんど存在しない。加えて不安定の発生基準を正しく与えるパラメータも存在していない。ここでは、回転円錐体を研究対象として凹面壁上のゲルトラー不安定性を参考にしながら不安定性の発生基準につき考察している。

2. 不安定性の吟味

2.1 主流が存在しない場合

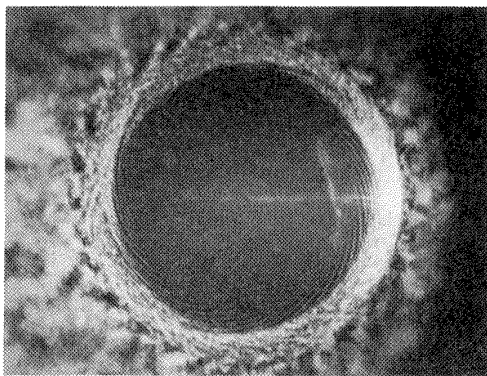
前述したように、傾斜体、わん曲面体、回転体まわりの境界層は2次元の平板境界層の場合に先んじて不安定になる。歴史的にこれらの流れ場に発生する不安定渦はテイラー渦¹⁾、ゲルトラ渦²⁾、横流れ渦³⁾、らせん渦⁴⁾などと別個の不安定性として研究されてきている。しかし流れ場の物理的な力のバランスを考えると、これら3次元境界層に発生する不安定性は、“流線が空間的に湾曲しているために境界層の内外で遠心力の大きさに差が生じる結果生まれる不安定性”というふうに統一して定義できそうである。

回転円錐体を例に考えるとき、全頂角 2φ が 180° のときは回転円板に帰着し、臨界レイノルズ数は $Re_c = r_c^2 \omega / \nu = 8.8 \times 10^{45}$ である。ここに r_c は不安定が発生する位置における円板の半径である。全頂角 $2\varphi=0^\circ$ のときは回転円柱に帰着し、その際

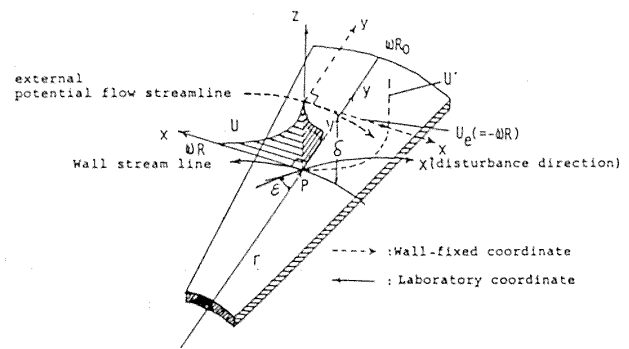
* 東北大学工学部

の臨界レイノルズ数は極めて小さく10程度の値をとる⁶⁾といわれている。このことは、 2φ の両極限では異なる不安定性が生じていることを暗示している。遠心力が壁に平行に働く場合 ($2\varphi=180^\circ$, 円板) は横流れ不安定であり, 垂直に働く場合 ($2\varphi=0^\circ$, 円柱) は遠心力不安定と考えられる。凹面上の境界層は遠心力と粘性力の比からつくられたゲルトラ数 $G (=U\theta/\nu(\theta/R)^{\frac{1}{2}})$ の値が0.6~1.0に臨界値が存在する⁷⁾。図1(a)~(c)に凹面壁と回転円板, 回転円柱の場合の流れの様子を示す。

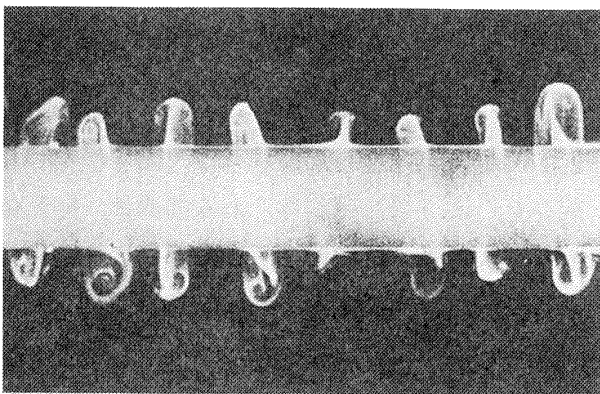
ゲルトラ数の定義に於いては壁面に直角な壁面の曲率半径 R を代表長さにとっているが, 物理的には境界層外縁の流線の曲率半径をとった方が合理的であり, かつ回転体との対応もつけられる。すなわち r として図2(a)~(c)に示すように境界層外縁の流線の曲率半径を用いてゲルトラ数と同様のパラメータを考え新たに $C=r\omega\theta/\nu(\theta/r)^{\frac{1}{2}}$ を導入すると, 異なるモデルの境界層の不安定性を統一して説明することが出来る。回転円板の場合には回転半径がその位置での流線の曲率半径になる。



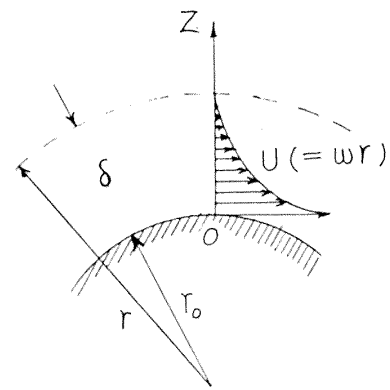
(a) 回転円板⁵⁾



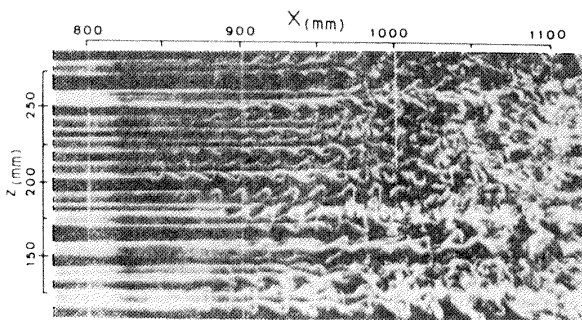
(a) 回転円板



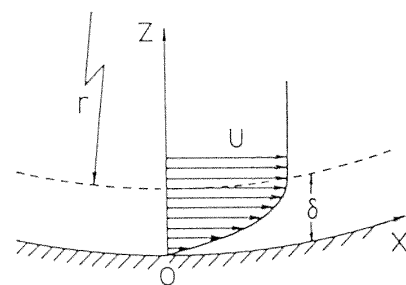
(b) 回転円柱⁹⁾



(b) 回転円柱



(c) 凹面壁⁸⁾



(c) 凹面壁

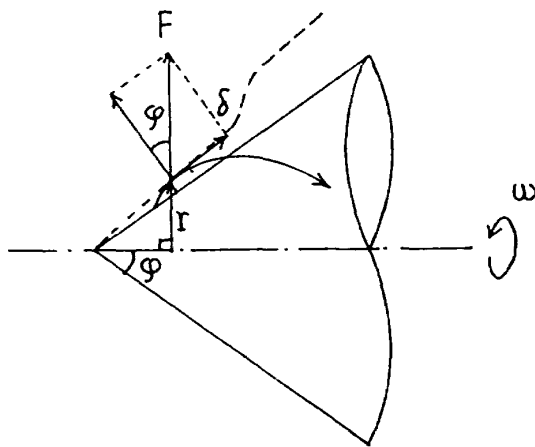
図1 3次元境界層における境界層遷移

図2 局所流れ場の対比

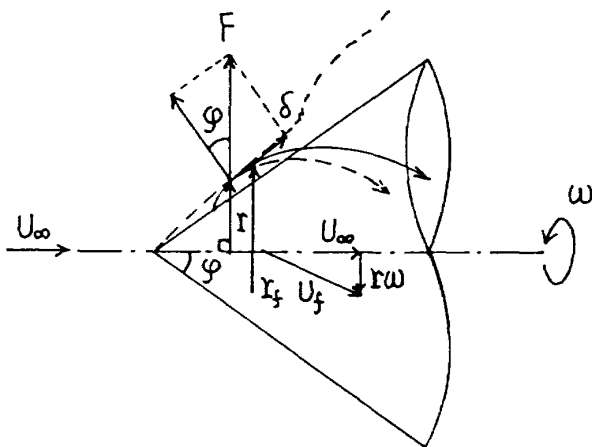
ゲルトラ不安定と横流れ不安定の対応については既に別報(10)で示しているのここでは省略する。 $0^\circ < 2\varphi < 180^\circ$ の範囲では従って横流れ不安定と遠心力不安定が共存していることになる。図3(a), (b)に円錐体表面の流線に作用する遠心力 F を示す。壁固定の座標系で考えている。このうち、壁に平行な成分を F_1 、直角な成分を F_2 とすると

$$F = \frac{\rho(r\omega)^2}{r}, \quad F_1 = F \sin \varphi, \quad F_2 = F \cos \varphi$$

となる。パラメータをそれぞれ C_1, C_2 とすると、 $C_1 = C \sin \varphi, C_2 = C \cos \varphi$ となりそれぞれにしきい値(ここではかりに、 M, N とする)が存在し、任意の円錐体の場合 C_1, C_2 のうちのいずれか一方がこのしきい値に達すれば、その不安定性が優位に働いて不安定が成長するという判断が出来る。図4に 2φ を変化させたときの Re_x の変化を示し



(a) 主流が無い場合 ($S = \infty$)



(b) 主流が有る場合 ($0 < S < \infty$)

図3 回転円錐体まわりの流れ

ているが、データは $2\varphi = 30^\circ \sim 60^\circ$ あたりで急に变化しており、この付近で横流れ不安定と遠心力不安定の優位性が逆転するように見える。

2.2 主流が存在する場合

主流 U_∞ が存在する場合、 C_1, C_2 を求める上で r の決め方が問題になる。定性的には図2(b)に示すように、主流によって流線の曲率は弱められるので r は大きくなる傾向にある。そして流速も増大する。 $S = r\omega/U_\infty$ とし、主流がある場合の半径と流速をそれぞれ新たに、 r_f, U_f とすると、

$$r_f = r \left(1 + \frac{1}{S}\right), \quad U_f = \sqrt{U_\infty^2 + (r\omega)^2}$$

$$= \sqrt{\left(1 + \frac{1}{S}\right)^2}$$

と近似することができる。従って

$$C_1 = \frac{U_f \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{r_f} \sin \varphi}, \quad C_2 = \frac{U_f \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{r_f} \cos \varphi}$$

と書くことができる。

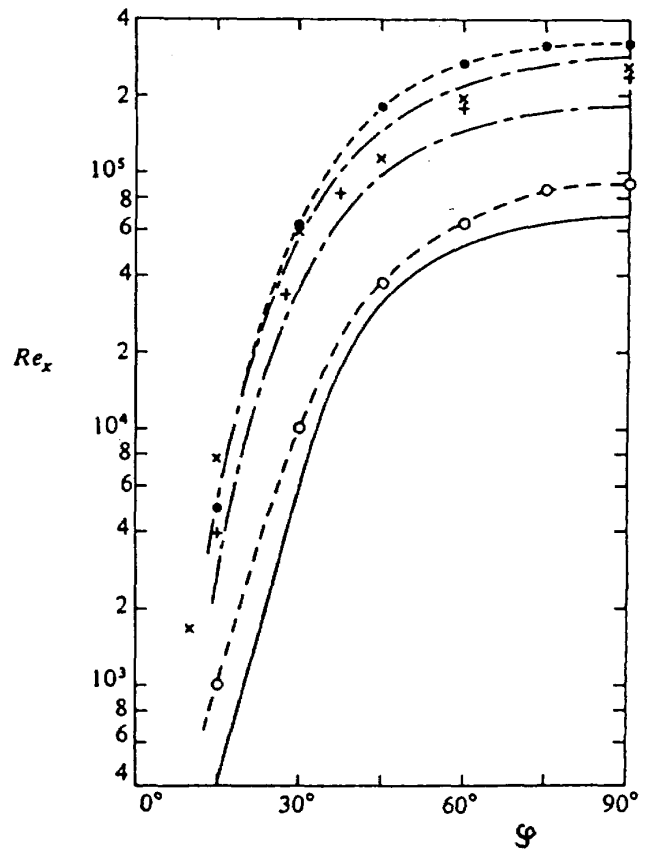


図4 臨界レイノルズ数の全長角に対する変化⁶⁾
($Re_x = \omega x^2 \sin^2 \varphi / \nu$)

3. おわりに

回転軸対称体の代表として任意の全頂角 (2φ) の円錐体を考え、その上に成長する境界層の不安定性を規定するパラメータを簡単に求めてみた。以下にまとめておくが、今後はこれらのパラメータの有効性を調べるために、実験によりしきい値 M , N を正確に求め、かつ理論解析からこれらのパラメータが本質的に正しいものかどうかを調べてみる必要がある。

$$\text{横流れパラメータ } C_1 = \frac{U_f \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{r_f} \sin \varphi}$$

(しきい値 M)

$$\text{遠心力パラメータ } C_2 = \frac{U_f \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{r_f} \cos \varphi}$$

(しきい値 N)

ここに

U_f ; 境界層外縁の流速

$$\left(\sqrt{U_\infty^2 + (r\omega)^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{s}\right)^2} \right)$$

θ ; 境界層の運動量厚さ

ν ; 動粘性係数

r_f ; 境界層外縁流線の回転軸に直角な方向の

$$\text{曲率 } \left(= r \left(1 + \frac{1}{s} \right) \right)$$

φ ; 円錐体半頂角

S ; 回転速度比 ($= r\omega/U_\infty$)

4. 参考文献

- 1) G. I. Taylor : Phil. Trans. A223, (1923), 289-343.
- 2) H. Görtler : ZAMM Vol.21 (1941), 250-252.
- 3) Y. Kohama, F. Ohta and K. Segawa : Laminar-Turbulent Transition, D. Arnal, R. Michel Eds., Springer-Verlag (1989), 439-440.
- 4) R. Kobayashi, Y. Kohama and M. Kurosawa : J. Fluid Mech., Vol.127 (1983), 341-352.
- 5) R. Kobayashi, Y. Kohama and Ch. Takamada : Acta Mech. Vol.35 (1980), 71-82.
- 6) R. Kobayashi, H. Izumi : J. Fluid Mech., Vol.127 (1983), 353-364.
- 7) Th. Theodorsen, A. Regier : NACA Rep. 793 (1944), 367-384.
- 8) 伊藤 光 : 航空宇宙学会誌, 25巻, 283号 (1977), 390-394.
- 9) S. Taneda : Prog. Aerosp. Sci. Vol.17 (1977), 287-348.
- 10) Y. Kohama, S. Davis : ASME FED-Vol. 114 (1991), 109-114.

カルマン渦列の形成過程について

西岡通男*

On the Formation Process of Kármán Vortex Street

by

Michio NISHIOKA

College of Engineering, University of Osaka Prefecture

ABSTRACT

An experimental study is conducted on the formation process of Kármán vortex street. The growth of wave-disturbances into the vortex street is examined by introducing initially small-amplitude disturbances using a loud-speaker, at a cylinder Reynolds number $R = 3.2 \times 10^3$. On the basis of the results of u -fluctuation measurements and stability calculations it is shown that the formation process is initially controlled by wave-disturbances similar to those of symmetric u , which evolve into the antisymmetric type downstream and eventually into vortex street. Thus the process is quite complex, and a further careful and detailed study is required to obtain a better understanding of the mechanism of vortex formation, especially in terms of the absolute instability.

Keywords: Kármán vortex street, flow instability, stability theory, absolute instability, acoustic excitation, transition

1. ま え が き

筆者らは現在カルマン渦列の形成過程を実験的に調べており、レイノルズ数 $R=3.2 \times 10^3$ の円柱後流を対象に、まず渦列形成領域における速度変動スペクトルを詳しく測定し、その結果をもとに渦列の形成に導く波動型攪乱の増幅特性を検討した¹⁾。そして、「渦列の形成には剥離点直後の剥離剪断層の不安定性とそのすぐ下流の後流速度分布型不安定性が寄与するが、渦列の形成をより強く支配するのは高い増幅率と鋭い周波数選択性をもつ後流速度分布型不安定性である」という結論を得た。またこの観察結果が、剥離剪断層の不安定性に注目して渦列の形成過程を調べた Unal & Rockwell²⁾ の主張と調和しないことを指摘し

て、渦列の形成機構については攪乱の構造や挙動についての詳細なデータに基づくより詳しい検討と考察が必要であることを指摘した。そこで本論文では、渦列形成域での攪乱の構造（振幅・位相分布）を安定性理論に基づく計算結果と比較してこれらの点を調べた。

2. 渦列形成機構と絶対不安定

Unal & Rockwell²⁾ は、剥離点直後の初期成長領域で観察された攪乱の周波数や増幅率を Monkewitz & Nguyen³⁾ による絶対不安定性に関する解析結果と比較して、初期成長領域の重要性を主張した。そこでこの絶対不安定について概要を述べよう。

絶対不安定性は流れが局所的（時間・空間的にデルタ関数的）に攪乱を受けたときに生じる波束

* 大阪府立大学工学部

型攪乱の消長を調べる上で有用な概念である。平行流の安定性理論の立場で波束型の微小攪乱を解析する場合には、波数 α と角周波数 ω をもとに複素数 ($\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$, $\omega = \omega_r + i\omega_i$) とし、時間・空間的に消長する波動を扱う。さて、時刻 $t = 0$ に攪乱の種が $x = 0$ に局所的に導入されたとする。時間が十分経ったときの波束の消長は波動の分散関係 (オア・ゾンマーフェルト方程式あるいはレイリー方程式の固有値 ω , α 間の関係: $\omega = \omega(\alpha)$) から決まる群速度 $d\omega/d\alpha$ に依存し、とくに群速度が零で $\omega_i > 0$ の解が存在するときには、波群は攪乱の注入点 $x = 0$ に定在して時間増幅することになる。これが絶対不安定の状態である。波群が流下しながら成長する場合は移流不安定と呼ばれている。

渦列の形成機構として、波群の時間・空間増幅の視点に初めて注目したのは Betchov & Criminale⁴⁾ と Mattingly & Criminale⁵⁾ であり、彼等は上流および下流に伝播する波動の間の一種の共鳴現象がカルマン渦列の渦周波数 f_{KV} を決定すると推論した。さて、円柱背後の時間平均流は逆流を伴うが、このような速度分布が群速度零、 $\omega_i > 0$ の解をもち⁶⁾、しかも平均流 (速度分布) が流れ方向に変化するためにそれに応じて絶対不安定の ω_i の値も変化する。勿論、絶対不安定の解が得られる流れ場のどの部分が渦周波数 f_{KV} の決定に寄与するか自明ではなく (絶対不安定の考え方で説明できるかどうかはまだ十分には確立されていない)、周波数選択機構としては複数の提案がなされている。すなわち絶対不安定の解として得られる中で最大の ω_i に対応する角周波数 ω_r が渦周波数 f_{KV} を定める⁷⁾、逆流域が消滅した直後の速度分布に対する群速度零、 $\omega_i = 0$ の解 (この解が得られる位置を x_K と呼ぶ) が f_{KV} を定める⁶⁾、円柱直後の速度分布に対する群速度零、 $\omega_i = 0$ の解 (この解が得られる位置を x_I と呼ぶ) が f_{KV} を定める³⁾、などである。つまり、 ω_i 最大の位置あるいは x_K , x_I 位置の流れ場に注目し、いずれも上述の波群間の共鳴の可能性を指摘している。

これらの提案に対して実験的検証を試みた研究は、Unal & Rockwell²⁾ が筆者等の知るかぎり唯

一であるが、彼等の実験は文献 3 と同様おもに攪乱の増幅率に注目し、初期成長領域 (剝離点と x_I の間) における攪乱の消長を重視しているが、この領域やその下流における攪乱の構造やその変化についてはほとんど検討していない。一方、筆者等の実験ではむしろ下流の速度場での、構造変化を伴う攪乱の挙動が渦列の形成をより強く支配すると示唆する結果が得られている¹⁾。そこで、本論文では、渦列の形成に導く攪乱の発達過程をその構造を詳しく捕らえつつ調べ、さらにこの結果と比較するため、円柱背後の実測の速度分布とレイリー方程式 (固有値問題) に基づき波動型攪乱の特性 (固有値, 固有関数) を計算した。そして、これらの結果をもとに渦列の形成機構について考察した。

3. 実験方法

本実験に用いた風洞の測定部の概略と座標系を図 1 に示す。測定部は上下に開放され、一对の大きいアクリル製側壁 (縦 700mm, 横 400mm) が主流の 2 次元性を保っている。円柱は直径 $d = 10$ mm, 長さ約 200mm のアクリル棒で、片持ち支持されている。その直下に攪乱導入用のスピーカー (最大 125W, 30cm ウーハー) がある。x 方向の平均速度 U と変動 u を熱線風速計 (プローブ受感部長 1mm) で測定し、流れの様子をスモークワイヤ法で可視化した。主流速度は $U_\infty = 5.1$ m/s,

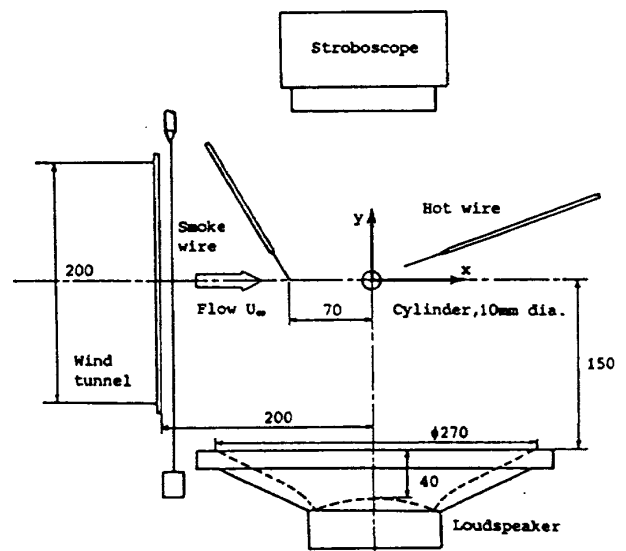


図 1 風洞測定部の概要

d に基づくレイノルズ数 R は 3.2×10^3 である。主流の非一様性は風洞吹き口で 2% 以下、乱れ強度 (u'/U_∞ , ただし u' は u 変動の実効値) は約 0.3%, その主成分は 50Hz 以下の低周波成分であり、送風機ノイズを含む 200~300Hz の帯域の寄与は 0.01% 以下である。測定は、平均流の 2次元性を確認した後、スパン方向の中心面内で行った。微小振幅の攪乱の成長は、スピーカーを所望の周波数の正弦波電流で駆動して攪乱の種を導入し、その成長の様子を熱線流速計で調べた。実験装置のより詳細は文献 1 参照。

4. 結果と考察

実験はまず前報¹⁾で述べた観察結果の再現性を確認することから始めた。前報のとおり渦周波数 f_{KV} は約 104Hz であり、そのスペクトル分布は、“線”ではなく帯域幅約 10Hz 程度の連続スペクトルの性格をもつ。渦列形成領域の平均流の速度分布や u 変動の実効値 u' の y 方向分布もほとんど前回の測定のとおりであった。そこで、ここでは図 2 に実効値 u' の等値線図とスモークワイヤ法による可視化写真を比較し、 u 変動の発達の様子を示す。平均速度分布の結果もふまえて述べると、 u' の等値線は円柱直後では剥離剪断層内(図 3 を参照)に集中しており、ストリーク(煙)が巻き上がり始めるところで、上下に広がる。剥離剪断層の厚さは $x/d=0.6$ では $0.1d$ 程度と薄く、“巻き上がり”が始まるまでの距離は 2 ではこの厚さの約 14 倍である。また渦列を構成する孤立渦

が生まれる位置は $x/d=3$ 付近である。 u' の等値線図中の●印は各 x/d 位置における u' が最大値 (u'_m) をとる y 位置 (y_m) であり、 u 変動の流れ方向の発達を調べるときには、これらの y_m 位置での u'_m (あるいは周波数 f の成分に関する u'_{mf}) を測定した。

図 3 に渦列形成領域での代表的な平均速度分布 ($x/d=1.0$) を示し、レイリー方程式による安定性の計算に必要な関数近似の分布と比較している。

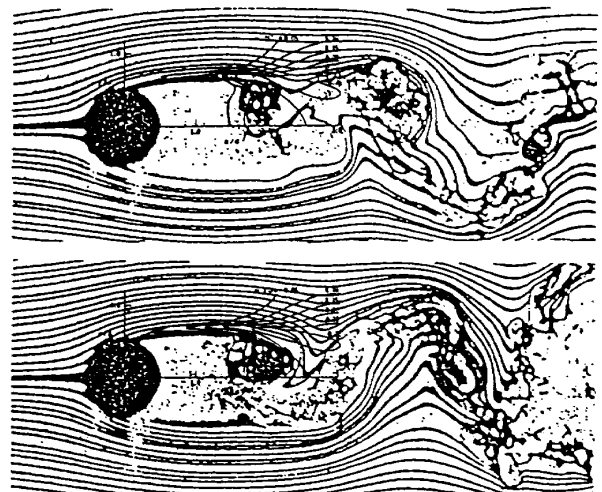
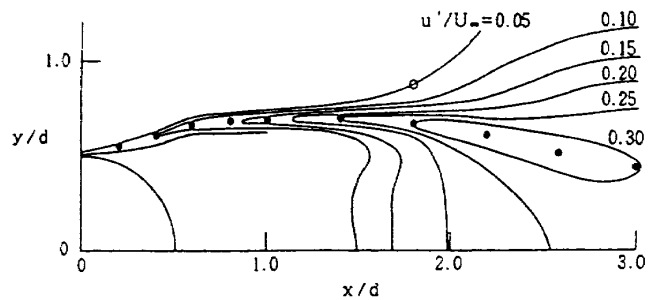


図 2 実効値 u' の等値線図と可視化写真

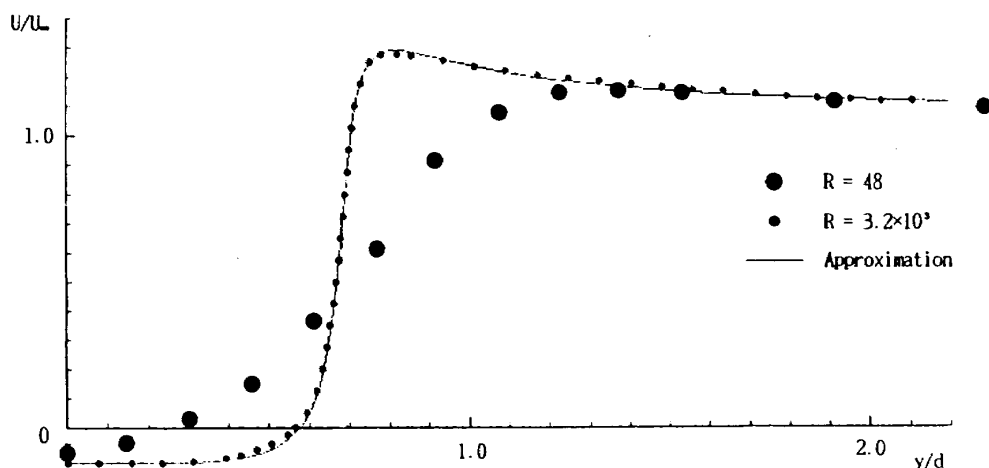


図 3 円柱直後 ($x/d=1.0$) の平均速度分布

安定性理論の立場から言えば、これらの速度分布の表す平均流が攪乱の構造や挙動を支配すると考えられる。 $R=48$ の分布と比較すると剥離剪断層は極めて薄いことがわかる。

さて、ここでは微小攪乱の構造について主に述べることにし、約104Hzの f_{KV} 成分と同様の成長

を示すと考えられる110Hz成分(スピーカー励起)の結果を示す。図4にはこの攪乱の振幅分布の流れ方向変化を示す。図のように、攪乱は $x/d=1.8$ とその下流では後流タイプの分布をもつが、 $x/d=0.6, 1.4$ の分布は、変動の強い領域が剥離剪断層内に限定される形を示し、この変動が剪断層単

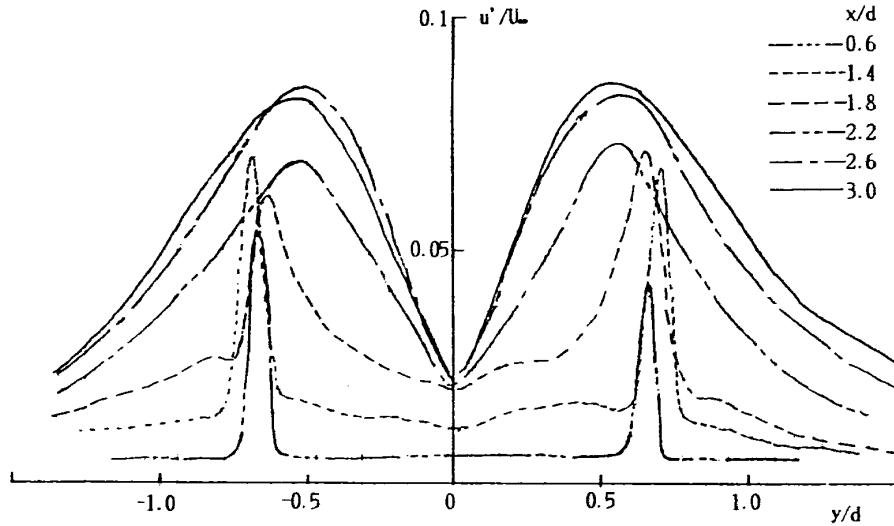


図4 攪乱(スピーカー励起110Hz)の振幅分布

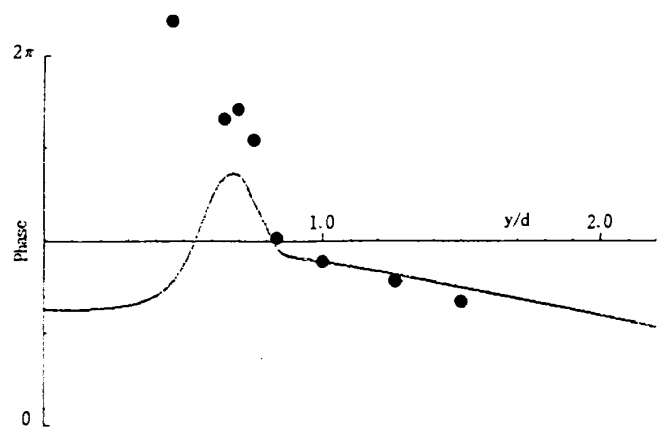
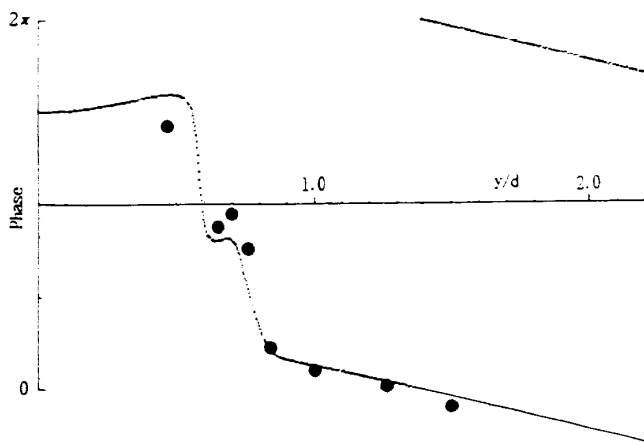
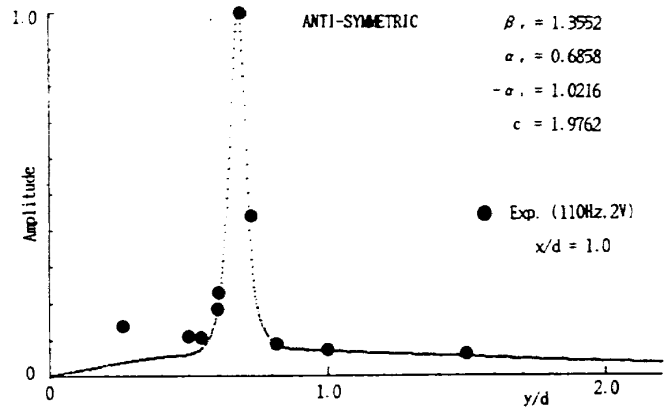
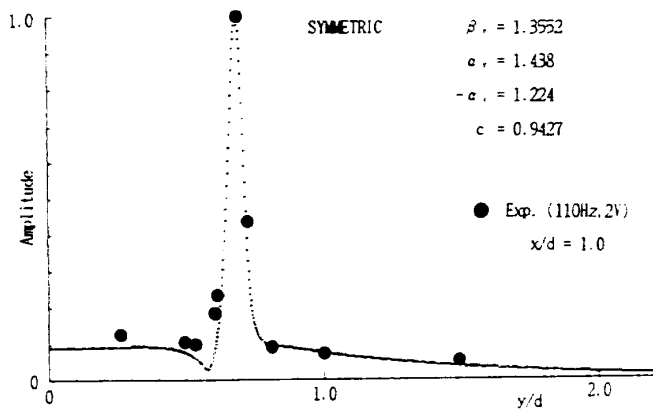


図5(a) 対称攪乱(計算)と実験の比較

図5(b) 反対称攪乱(計算)と実験の比較

体の不安定性に起因することを示唆している。そこで上述の速度分布に基づくレイリー方程式の解（固有関数）と測定の振幅・位相分布を比較した。

つまり実験結果 ($x/d=1.0$) を、図5(a)では対称攪乱 (u について)の固有関数と、図5(b)では反対称攪乱の固有関数とそれぞれ比較している。この比較からわかるように、実験結果は対称攪乱の固有関数に極めて近い。とくに振幅分布を見る限り、対称攪乱と結論したくなる。このように攪乱の構造は、前報で述べたとおり剥離剪断層タイプに酷似しており、それが後流タイプの反対称攪乱に変身していくように見える。興味深いことに、攪乱の構造はこのように対称攪乱的ではあるが、上と下の剪断層における位相差は 180° であり、この意味では反対称攪乱的である。従って、攪乱の構造・特性についてはより慎重な検討が求められる。以上のことから分かるように、カルマン渦列形成域の攪乱の構造や成長の様子はかなり複雑で、難解である。さらに詳しい研究が必要である。

5. ま と め

カルマン渦列の形成過程をより詳しく理解するため、円柱直径に基づくレイノルズ数が $R=3.2 \times 10^3$ の流れを対象に、スピーカーによる微小攪乱を導入して、この微小攪乱がカルマン渦列に成長するプロセスを調べた。とくに攪乱の構造に注目し、実験結果とレイリー方程式による安定性の計算の結果と比較して検討した。カルマン渦列形成域の攪乱の構造や成長の様子はかなり複雑である。攪乱の構造については、円柱の近傍では剥離剪断層タイプに酷似した構造をもつが、流下するにつ

れて後流タイプに変身するように見える。この結果は、カルマン渦列の形成を絶対不安定性の立場から解釈する場合にかなり慎重な検討が必要であることを示唆している。

参 考 文 献

- 1) 西岡, 浅井, 古本 : カルマン渦列形成領域における攪乱増幅特性, *ながれ*, 10 (1991), pp.269-276.
- 2) Unal, M. F. and Rockwell, D. : On vortex formation from a cylinder, *J. Fluid Mech.*, 190 (1988), pp.491-512.
- 3) Monkewitz, P. A. and Nguyen, L. N. : Absolute instability in the near-wake of two-dimensional bluff bodies, *J. Fluids Structures*, 1 (1987), pp.165-184.
- 4) Betchov, R. and Criminale, W. O. : Spatial instability of the inviscid jet and wake, *Physics of Fluids*, 9 (1966), pp.359-362.
- 5) Mattingly, G. E. and Criminale, W. O. : The stability of an incompressible two-dimensional wake, *J. Fluid Mech.*, 51 (1972), pp.233-272.
- 6) Koch, W : Local instability characteristics and frequency determination of self-excited wake flows, *J. Sound and Vibration*, 99 (1985), pp.53-83.
- 7) Pierrehumbert, R. T. : Local and global baroclinic instability of zonally varying flow, *J. Atmospheric Sciences*, 41 (1984), pp.2141-2164.

長方形管内の層流の非線形不安定性と乱流2次流の発生

巽 友正* 吉村 卓弘**

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

by

Tomomasa TATSUMI
Kyoto Institute of Technology

Takahiro YOSHIMURA
Information System Developments, Hitachi Ltd.

ABSTRACT

The generation of the turbulent secondary flow in a rectangular duct is investigated in the framework of hydrodynamical nonlinear instability of the corresponding laminar flow. The secondary flow is obtained as an equilibrium state of growing unstable disturbances.

Keywords: turbulent secondary flow, hydrodynamical stability, duct flow

1. 長方形管における乱流2次流

円形でない断面の直管を通る乱流の速度分布は、層流の場合とかなり異なり、その等速度線が境界の隅に向かって突き出た形になっていることは、Nikuradse (1926)の測定結果によって知られていた。このような状況は、流れの断面内で中心から隅に向かう流れと、それを補う中心に向かう流れとを想定することによって説明できることが、Prandtl (1927)によって示唆され、この断面流は彼によって「乱流2次流」と名付けられた。

「乱流2次流」は、立体的に見れば大規模な縦渦であり、いわゆる乱流の秩序構造の一つに他ならない。このような秩序構造を含む乱流の統計的性質については、これまで各種の乱流モデルを用いた理論が行われてきたが、その結果はパラメータ依存的であり、半経験的理論の域を出なかった (Bradshaw (1987))。

一方、この「2次流」を表わす縦渦は、それが乱流状態においてのみ存在することから、管軸方向の1次流の不安定性によって発生したものと考えられる。そうだとすれば、「2次流」の理論的取扱いには、まず、1次流である管軸方向の層流の安定特性を解析し、ついで不安定な層流における攪乱の成長の結果として2次流を説明するのが、順当な筋道であるかと思われる (谷 (1990))。

われわれは、この方針のもとに、まず長方形管内の1次流の流体力学的安定性を解析し、流れは、管の断面のアスペクト比 A が3.2以上の場合には不安定であるが、それ以下では安定であることを見出した (Tatsumi & Yoshimura (1990, 1991))。ついで、昨年の本研究会において、攪乱の非線形増幅過程について予備的考察を行った (巽および吉村 (1992))。

本論文では、その続報として、少数個のFourier成分をとった場合の攪乱の増幅過程について報告する。

* 京都工芸繊維大学

** 日立製作所、情報システム開発本部

2. 攪乱の非線形増幅

いま、初期の微少な攪乱として、管軸方向に波数 α の正弦波攪乱をとるとすれば、この攪乱の成長とともに、方程式の非線形性によって高波数成分が発生するから、攪乱は一般に Fourier 級数展開、

$$u(\mathbf{x}, t) = \sum_{-\infty}^{\infty} u_n(y, z; t) \exp(in\alpha x) \quad (1)$$

の形に表わされる。ただし、ここでは、座標 $\mathbf{x} = (x, y, z)$ の x 軸は管軸方向に、 y, z 軸はそれぞれ長方形断面の辺に垂直にとるものとする。また、すべての変数は、長方形の短辺の長さの半分である L と、1次流の管軸上での速度 U_0 とを用いて無次元化したものを用いる。係数関数 u_n は一般に複素数で、関係式、

$$u_{-n} = u_n^* \quad (2)$$

を満たさなければならない。ここに、 $*$ は共役複素数を表わす。

Fourier 級数(1)の全波数成分を取り扱うことは現実には不可能なので、ここでは級数を有限数 N で打ち切り、 $n=0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm N$ の成分だけを考慮することとする。この取扱いは、もちろん、 N の値が大きいくほど良い近似を与えるが、ここでは、定性的に正しい結果を得ることだけを期待して、 $N=1$ 、あるいは、2 の場合を考察する。

波数 α の初期攪乱は、その振幅 a が極めて小さいとき、時間とともに $\exp(\sigma t)$ のように増大 ($\sigma > 0$) または減衰 ($\sigma < 0$) するが、その増大・減衰率 σ の値は、線形安定理論によって、1次流のアスペクト比 A と Reynolds 数 $R = U_0 L / \nu$ の値に応じて決定される (Tatsumi & Yoshimura (1990, 1991), 巽および吉村 (1992))。

これに対して振幅 a がある程度大きい場合には初期攪乱は、高波数成分の発生によってエネルギーを失うために、一般に線形の場合に比べてより減衰的となり、しかも、この非線形減衰は攪乱の振幅の増大とともに著しくなる。このため、初期攪乱が増大的 ($\sigma > 0$) である場合、攪乱の線形増大と非線形減衰とが釣り合って、ある平衡状態が実現する。このとき、攪乱の平衡振幅は時間的に

定常となり、その0波数成分 u_0 は、 x 軸方向に変化のない縦渦を表わす。そして、その u_0 の断面内の速度場が乱流2次流を与えることは言うまでもない。

一方、初期攪乱が減衰的である場合、その線形減衰は、一般に非線形減衰によってさらに加重される。しかし、初期振幅 a がある臨界値を超えた場合、非線形相互作用が減衰的から増大的に転化して、線形減衰と非線形増大とが釣り合って新たな平衡状態が実現することが起こり得る。この場合もまた、平衡攪乱の0波数成分 u_0 が、乱流2次流を与えることになる。

3. 2波数系 ($N=1$) の場合

$N=2$ の場合、展開(1)において $n=\pm 1$ および0の3成分を考慮することになるが、関係式(2)により、 $n=1$ および0の2成分だけを取り扱えばよいことになる。このとき、攪乱を支配する非線形の運動方程式に展開(1)を代入して、当該の波数成分だけを考慮すれば、係数関数 u_1 および u_0 に対する閉じた方程式系が得られるが、これは、さらに連続方程式を考慮すれば、 v_1, w_1, u_0 、および ψ_0 に対する方程式系の形に書くことができる。ここに、 ψ_0 は、速度成分 v_0 および w_0 に対する流れの関数を表わす。

この方程式系に各係数関数の Legendre 展開を代入し、Legendre 多項式の直交性を用いて展開係数に対する発展方程式を作れば、この方程式を数値的に解くことによって、各係数関数の時間的発展を追跡することができる。

この場合、攪乱の状態を表わす最も適当な指標は、基本波の運動エネルギー、

$$E_1 = |u_1|^2 / 2 \quad (3)$$

であろう。ある与えられた管のアスペクト比 A と、1次流の Reynolds 数 R のもとに、攪乱の時間的増大と減衰は、端的にそれぞれ E_1 の増大と減少によって表わされ、平衡状態の実現は、 E_1 の一定値への漸近によって示される。また、攪乱の臨界振幅 a_0 は、対応する E_1 の初期値から求められる。

このような方針のもとに、アスペクト比は $A =$

1~5, Reynolds 数は $R=10^3 \sim 10^4$, 基本波数は $\alpha=1 \sim 10$ の範囲で, E_1 のさまざまな初期値から出発した時間的変化の様相を調べた。その結果, 例えば, $A=1, R=1000, \alpha=1$ の場合に, 臨界振幅は $a_c=0.015$ のように求められ, 他の A, R および α の値の組に対しても, それぞれ臨界振幅が求まった。しかし, 臨界振幅を超えた初期振幅に対しては, E_1 はいずれも時間とともに単純に増大して, 一定値への漸近は見られなかった。この点は 2 波数系 ($N=1$) の本質的な限界であり, 平衡状態を得るためには, 最小限 3 波数系 ($N=2$) を取り扱わなければならないように思われる。

4. 3 波数系 ($N=2$) の場合

$N=2$ の場合は, 上の考察に従って, $v_1, w_1, u_0, \psi_0, v_2$, および w_2 に対する発展方程式を数値的に解いて, それぞれの時間的发展を追跡すればよいことになる。ここでも, 重要な指標は基本波のエネルギー E_1 であり, この量の時間的发展を調べることによって, 攪乱の平衡状態および臨界振幅を見いだすことができる。この場合は, 倍波数成分 $u_2 (v_2, w_2)$ が基本波よりも大きな減衰率をもつため, $N=1$ の場合に比べて平衡状態の

存在がより明確であると考えられる。ただ, この場合, 計算プログラムが $N=1$ の場合に比べてより複雑になり, 計算時間も長くなるため, まだ決定的な結果を得るに至っていない。具体的結果の報告は次の機会に譲ることとしたい。

参 考 文 献

- Bradshaw, P. (1987) : Ann. Rev. Fluid Mech. **19**, 53-74.
- Nikuradse, J. (1926) : Forsch. Ver. deutsch. Ing. **281**, pp.13-14.
- Prandtl, L. (1927) : Verh. 2 intern. Kongr. tech. Mech. Zürich. 1926, pp.70-74.
- 谷 一郎(1990) : 航空宇宙技術研究所特別資料, SP-11, pp.41-42.
- Tatsumi, T. & Yoshimura, T. (1990) : J. Fluid Mech. **212**, 437-449.
- Tatsumi, T. & Yoshimura, T. (1991) : Turbulence and Coherent Structures, eds. O. Metais & M. Lesieur, Kluwer Acad. Publ. pp.267-281.
- 巽友正および吉村卓弘(1992) : 航空宇宙技術研究所特別資料, SP-13, pp.57-61.

Curvature Effects in Three - Dimensional Boundary Layers

by

R.-S. LIN

*Mechanical and Aerospace Engineering
Arizona State University*

and

H.L. REED

*Thermophysical Properties of Fluids Section
Institute of Fluid Science, Tohoku University*

ABSTRACT

The effect of including wall and streamline curvature terms in swept-wing boundary-layer stability calculations is studied. The linear disturbance equations are cast on a fixed, body-intrinsic, curvilinear coordinate system. Those nonparallel terms which contribute mainly to the streamline-curvature effect are retained in this formulation and approximated by their local finite-difference values. Convex wall curvature has a stabilizing effect, while streamline curvature is destabilizing.

Keywords: crossflow instability, swept-wing flows, laminar-turbulent transition

1. INTRODUCTION

Three-dimensional boundary-layer stability and transition on a swept wing has become an increasingly important research subject for the effective application of Laminar Flow Control. A recent review is given by Reed & Saric [1]. Although there are a variety of instability mechanisms which may cause transition in a swept-wing boundary layer, the present work focuses on the study of the stationary crossflow instability.

For non-rotating three-dimensional boundary-layer flow, Malik & Poll [2] adopted Stuart's theory [3] and studied the incompressible flow over the windward face of a yawed infinite cylinder and reported that the

location of transition had an N factor of 11, as compared with 17 when the effects of curvature were neglected. However, this work contained the surface curvature and was inconclusive as far as the streamline-curvature effects were concerned. To apply Stuart's stability theory, one must guess the wave direction, which is part of the solution and is generally difficult to approximate. Malik & Poll suggested iteratively rotating the coordinate system until one of the coordinate axes aligns with the wavenumber vector. Then the local growth rates are obtained. Two metric terms m_{12} and m_{21} [3] associated with the final coordinate system are claimed to provide the effects of streamline curvature. This seems to be difficult to justify for three reasons.

First, there is no unique coordinate system satisfying tangency to the wavenumber vector, and hence the values of m_{12} and m_{21} can depend on the choice of the trial coordinate system. Second, to overcome the pressure force in the crossflow direction, near the wall in a swept-wing boundary layer, the flow must follow streamlines that are more curved than the local inviscid streamlines. Thus, streamline curvature must vary with the normal direction and typically m_{12} and m_{21} are locally taken as constants. Third, streamline curvature is actually induced by the spatial variations of the basic state, which have long been known as "nonparallel effects". In previous work, these have been routinely neglected.

2. DISCUSSION

In this work the effects of wall curvature and streamline curvature on the stationary crossflow instability of a swept-wing boundary layer are addressed. The disturbance equations are written on a fixed body-intrinsic coordinate system; thus the wall curvature is consistently formulated. The length scale chosen is

$$L = (R \nu / U_\infty)^{1/2}$$

where R is the local radius of wall curvature. The streamwise derivatives of basic-state quantities are retained and approximated by their local finite-difference values. These terms represent the streamline curvature and cannot be neglected; in all previous works, they have been routinely neglected. The complete, new equations are found in Lin & Reed [4]; they are too lengthy to be included here.

Results on a highly swept wing [4,5] indicate that curvature has only a minor effect on wave angle. By comparing with solutions of the Orr-Sommerfeld equation, wall curvature is found to be stabilizing and streamline curvature

is found to be destabilizing for the stationary crossflow instability. This is evident in Figure 1 which shows comparisons of amplification factors for different curvature formulations:

O-S (no curvature)

bdy01 (body curvature only)

bdy11 (body and streamline curvature)

Results were verified by more computer-resource-intensive linear Navier-Stokes calculations [4,5]. Also, recently, Schrauf et al. [6] have reported a destabilizing effect of streamline curvature in a swept-wing boundary layer. However, their formulation does not include the nonparallel terms included here.

One curious observation is that streamline curvature is stabilizing on a rotating disk, but destabilizing on a swept wing. Pfenninger [7] points out that "the mean boundary layer crossflow of a rotating disk is directed from the concave towards the convex edge of the disturbance vortices, in contrast to swept wings, where it is directed from the convex towards the concave vortex edge." For the swept wing, the resulting centrifugally unstable stratification in the crossflow direction of the streamtubes destabilizes the boundary-layer flow. The opposite occurs for the rotating disk, where the stratification is centrifugally stable.

The strength of linear theories is in their use for design by comparing N factors from one configuration to another. A configuration with a smaller N factor (using the same theory) is likely to remain laminar longer. It has been demonstrated here that the new theory at least qualitatively contains the appropriate relationships between body and surface curvature for 3-D boundary layers and in this sense will aid in the evaluation of new airfoil shapes for swept wings.

Acknowledgements

This work is supported by NASA/Langley Research Center.

References

1. Reed, H.L. and Saric, W.S., Ann. Rev. Fluid Mech., v. 21, 235-84, 1989.
2. Malik, M.R. and Poll, D.I.A., AIAA-84-1672, 1984.
3. Gregory, N., Stuart, J.T., and Walker, W.S., Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. Ser. A, v. 248, 155-99, 1955.
4. Lin, R.-S. and Reed, H.L., submitted to AIAA J., 1992.
5. Lin, R.-S. and Reed, H.L., in preparation.
6. Schrauf, G., LaBurthe, F., and Casalis, G., ONERA CERT Etude 5618/54.
7. Pfenninger, W., in preparation.

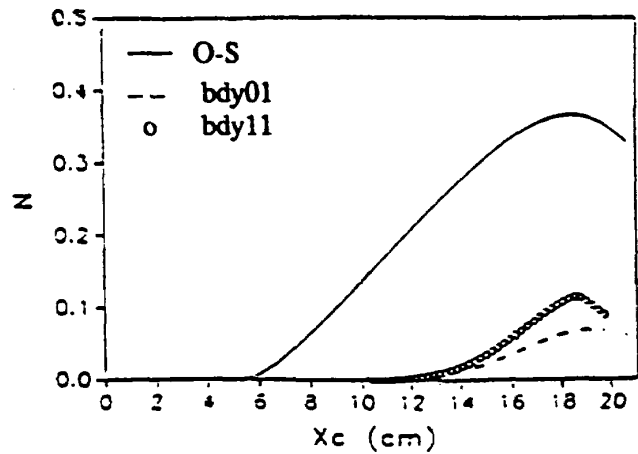


Figure: N-factor calculations for $\lambda_z=3\text{cm}$ with various linear theories. O-S(—): without curvature effect; bdy01(--) with wall-curvature effect; bdy11(o): with both streamline- and wall-curvature effects.

洪水時の実河川での乱れの瞬間像の計測

日野 幹雄* 孟 岩* 村山 宣義*

Simultaneous 3D Turbulent Large-scale Structures in a Flood Flow by Multi-channels Measuring System

by

Mikio HINO, Yang MENG and Nobuyoshi MURAYAMA
Tokyo Institute of Technology

ABSTRACT

Field measurements on turbulent large-scale structure of a flood flow in the Hinuma river at a high Reynolds number of the order of 10^6 were conducted with 16-channels electromagnetic velocimeters. The turbulent velocity components (u, v) at 8 points in a plane perpendicular to the mean flow have been sampled and recorded simultaneously by a A/D converter. The quasi-instantaneous 3D images of coherent structures in the flood flow were reconstructed from these data by using a new method of data analysis. These structures detected near the river bed are low-velocity lumps of fluid and generate intermittently peaks of the high positive Reynolds stress. The high concentration of the suspend load in the flood flow may be explained by these structures. Near water surface, the coherent structure has also been found and they generated small-scale boils.

1. はじめに

管路や開水路における乱れのマクロな構造については、Kline らの研究以来の多くの研究により、ほぼ共通の認識が得られたと思われる。ただし、これらの研究のほとんどは、実験室内で行われたもので、従って低レイノルズ数域での実験結果である。

ここでは、実規模のかつ高レイノルズ数域の乱れとして実河川の洪水（逓減）時の計測を行った。実験室での実験のように、多数のデータを収録しこれの条件付平均を採るなどのような通常の統計処理をすることが困難なこと、および conditional sampling and averaging が乱れの瞬間像と必ずしも一致しないことから、ここでは最近著者らが

風洞実験で試みている“疎らなデータからの乱れの瞬間像”を推定する方法¹⁾を、実河川に適用した。

実規模スケールの河川の乱れには、風洞での境界層内の乱れとは異なるいくつかの乱れの現象が知られている。その一つは、河の表面に boil と呼ばれる現象が時折みられることである。これは河の表面が円形に盛り上がりあたかも下から水が湧き上がり流れに乗ってしばらく流下する現象である。ボイルについては当然 bursting の強く大きなものが表面に到したという考えがある一方で、スケールから考えて別の現象ではないかとの考えもある。普通の河川でみられる boil は直径が高々数 10cm の現象であるが、アマゾン河のボイルに関しては「舟が転覆する危険を感じた」との話もある。

* 東京工業大学工学部

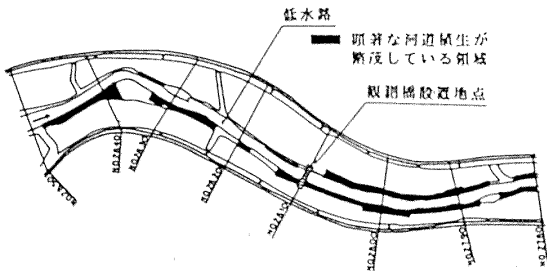


図1 濁沼川観測区間の平面図と28.1km地点の横断面図

また、通常の河川は平滑ではなく砂床からなっている。砂床には多くの場合、波長がcmオーダーの砂漣、波長が数mオーダーの砂堆、あるいは波長のさらに大きい砂州などの河床波が発達している。河床波形成のメカニズムは、風波などと同じく「河床界面の流体力学的不安定」現象であることが、Kennedyの研究以来明らかにされて来た。

しかし、砂堆・砂州が十分発達した段階では、河床における bursting などのマクロな乱流現象が砂粒子の移動に重要な役割を演じているとみられるが、未だ十分な研究はなされていない（もっとも、今回の実験区間では河床は岩質であり、河床波の発達は少ないといわれる場所である）。

2. 瞬間像の推定法

まず、風洞実験で有効性が確認された“乱れの瞬間像”の推定について説明する（日野・孟・村山, 1991）。

i) 流れの条件付きサンプリングで収録した乱れのデータに通常の統計平均処理を行い、乱れの構造の平均像を予め把む。

ii) 上の解析結果から乱れの秩序構造のおおよそのスケールがわかるので、これを参考にして流れを横切る鉛直断面内に10本前後の二成分流速計を配置する。風洞実験では11本のホット・ワイヤを配置したが、野外での実測では流速計は2成分8本しか使えなかったため、図1のように配置した（しかも、後述のようにこのうちの2本は不十分で実際には6本の2成分流速計のデータを解析することになった）。

iii) これらの流速計のうちの一つを detector probe として、乱れの流速信号を記録する。

iv) 流速計配置点面内にこのスケールの格子網

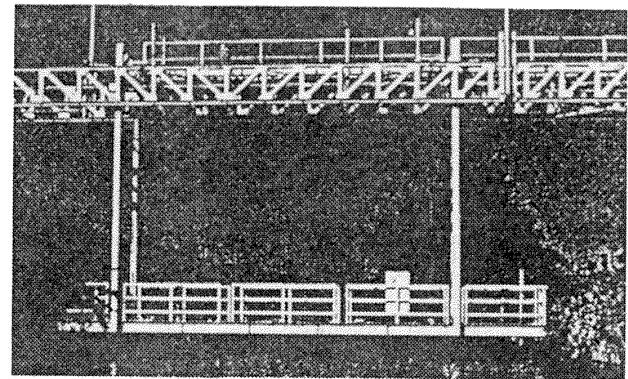


写真1 濁沼川洪水観測施設

を引き、流速計の無い点の流速を得られた信号の時系列の内挿により求める。内挿方法には、いくつかの方法があるが、ここでは格子網全体を覆う仮想的弾性平板を考え、各点の各瞬間の流速をこの仮想弾性平板の撓みとみなす方法—仮想荷重法（日野）によった。

v) 得られた各点各瞬間の流速の実測値と内挿値 v_0 を連続の方程式を束縛条件とする二乗誤差最小の変分問題として最適推定値を求める MASCON 法 (Sasaki, Sherman) を適用した。この方法の信頼性は、シミュレーション・データにより検証された。

3. 洪水時の観測

茨城県の水戸市近郊を流れる中河川である濁沼川（ヒヌマガワ）の建設省土木研究所の観測栈橋を利用し、やや規模の小さい洪水の減水時に測定を行った。乱れの特性としては洪水の増水期の方が特異な現象がみられること（流れの濁度が高く、乱れも大きい）が知られているが、今回は時間的な制約から減水期の測定となった。

風洞などの室内実験の結果を、スケーリング法則により拡大し、（電磁）流速計の配置を図2

のようにした。この配置で河床近傍と水面近傍の2つの位置で測定を行った。

4. 結果

(1) 流速, 乱れの強さおよび Reynolds 応力の分布

流速, 乱れの強さと Reynolds 応力の分布は, 図3に示すとおりである。Reynolds 応力の分布は, 両岸から笹などの植物が河中にせり出している影響を受けている。

(2) 秩序構造

計測器の不具合で同時記録は6点でしか得られなかったが, マスコン法による解析結果により,

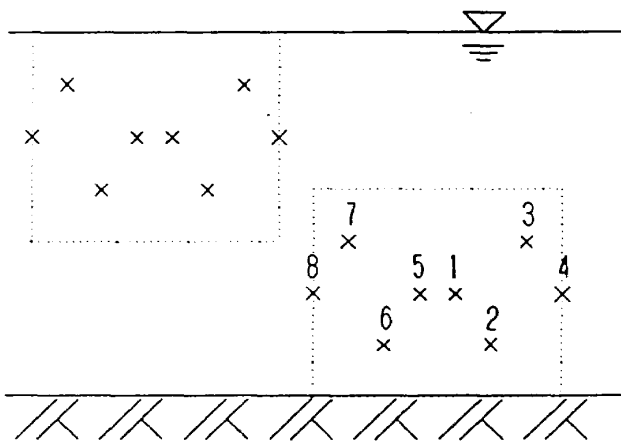


図2 プローブの配置図

表1 観測地点の水理条件

測定地点	水路幅 (m)	水深 (m)	平均流速 (m/s)	レイノルズ数
酒沼川	約20.0	約1.8	約1.3	約 2.39×10^6

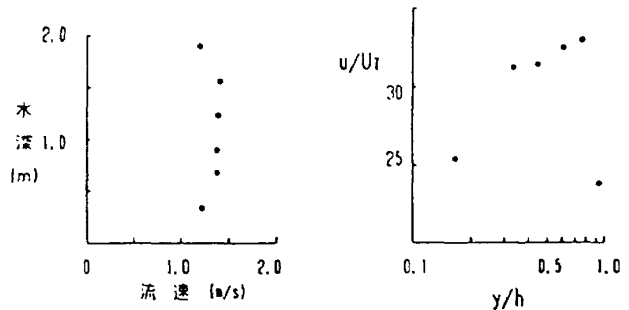


図3a 平均流速の分布と無次元化された平均流速分布

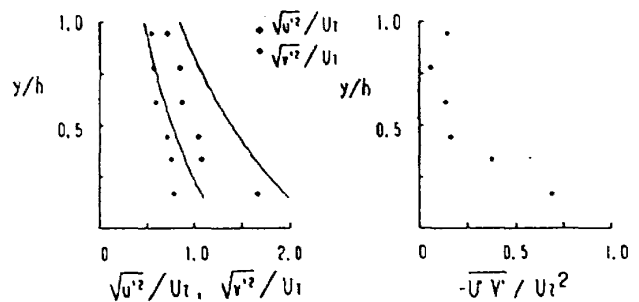


図3b 乱れ強度の分布

図3c レイノルズ応力の分布

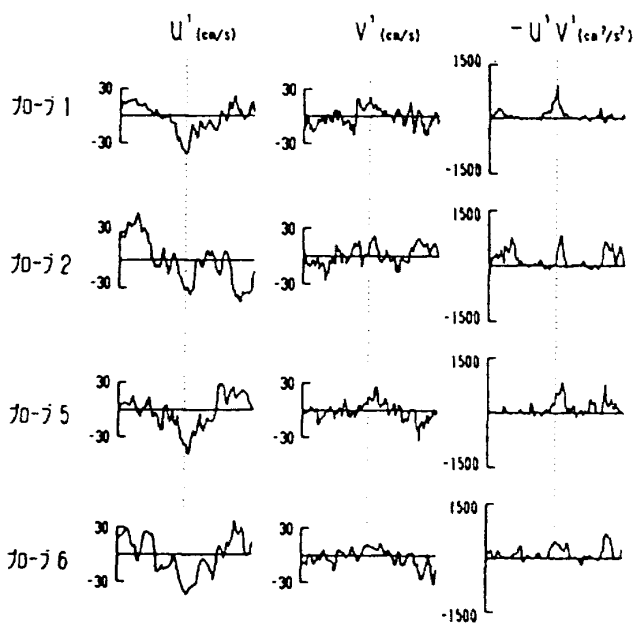


図4a 底面付近の瞬間流速変動 u' , v' とレイノルズ応力 $-u'v'$ の生データ

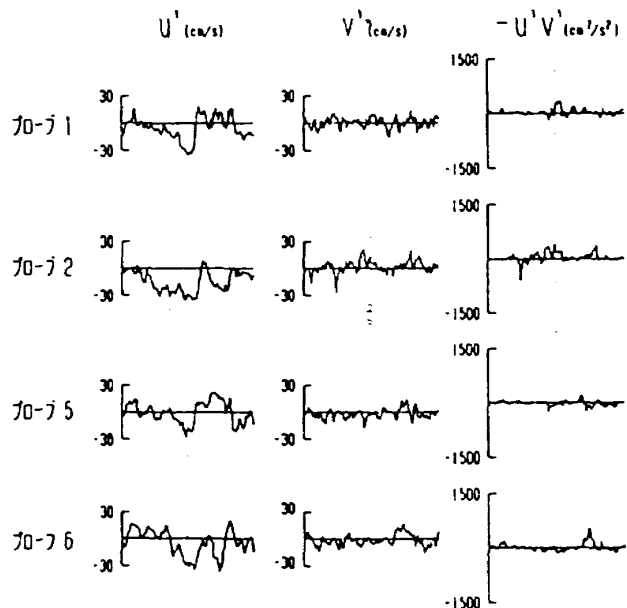


図4b 水面付近の瞬間流速変動 u' , v' とレイノルズ応力 $-u'v'$ の生データ

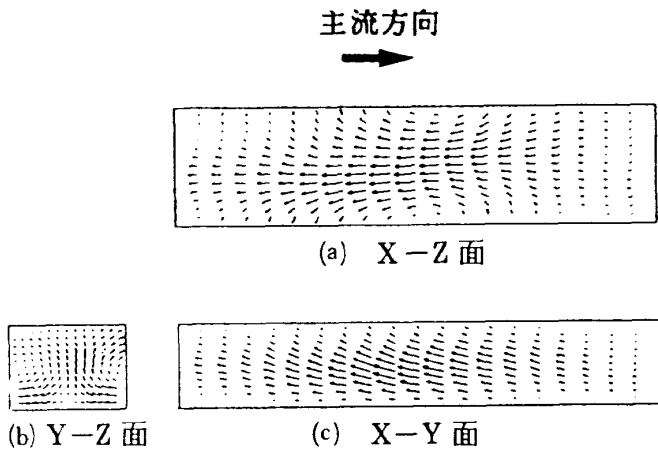


図5a 底面付近のデータからの推定結果

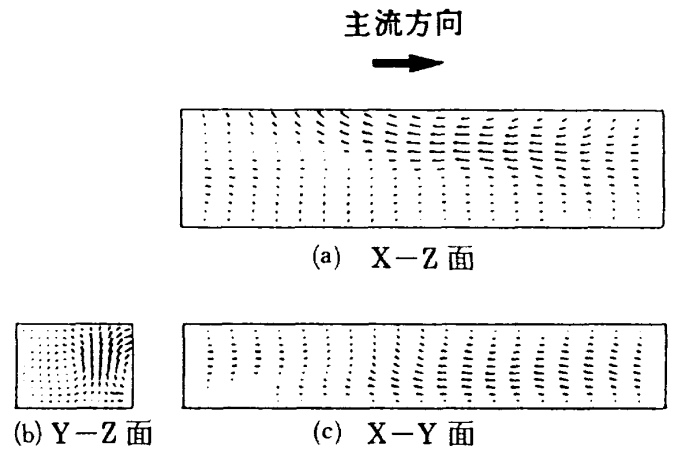


図6a 水面付近のデータからの推定結果

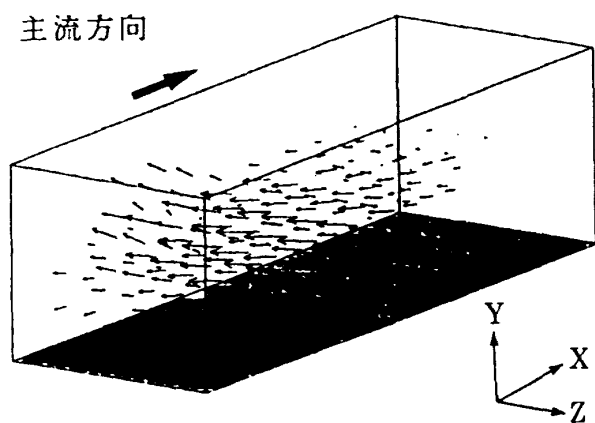


図5b 底面付近の大規模乱流構造に伴う速度変動 u, v, w の空間分布

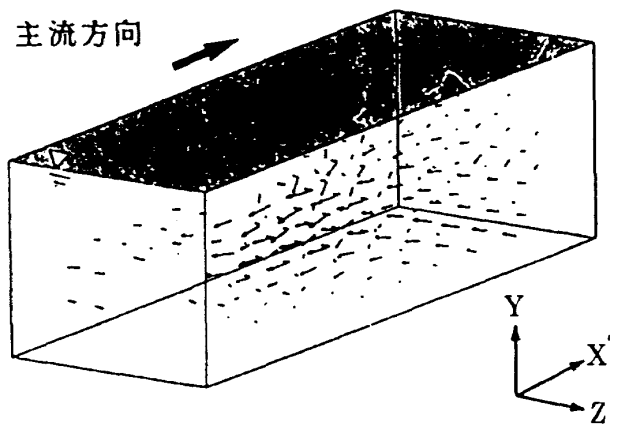


図6b 水面付近の大規模乱流構造に伴う速度変動 u, v, w の空間分布

Reynolds 数の極めて高い ($Re \approx 2.4 \times 10^6$) 実河川でも風洞におけると同様の乱れの大規模構造が存在することが認められた (図4a, 5)。

(3) Boil の構造

水面近傍には低速の上昇流が存在し、同時の目視観察からこれは小規模な boil によるとみられるが、次回以後の測定でさらに確認したい (図4b, 6)。

参 考 文 献

- 1) 孟岩・村山雅昭・日野幹雄 (1991) : 3次元組織的乱流構造の瞬間像を推定する試み, 水工学論文集, 第35巻.
- 2) 日野幹雄・孟岩・村山雅昭 (1992) : 3次元大規模乱流構造の測定, 水工学論文集, 第36巻, pp.175-180.

亜臨界境界層遷移の数値実験

浅井 雅人*

A Numerical Experiment of Boundary Layer Transition at Subcritical Reynolds Numbers

by

M. ASAI

University of Osaka Prefecture

ABSTRACT

In order to clarify the mechanism of wall turbulence generation, the response of boundary layer to strong disturbances at subcritical Reynolds numbers is investigated through a direct numerical simulation. To trigger the subcritical transition, a discrete vortex is initially introduced upstream of the leading edge of boundary-layer plate. The preliminary results on the vortical flow structures excited, as well as the deformation and viscous damping of vortices, are presented.

Keywords: boundary layer, subcritical transition, wall turbulence, numerical simulation

最近、筆者等の境界層遷移実験において、強い3次元攪乱（ヘアピン形状の渦）が平板境界層を移流するとき、線形安定性理論による臨界値以下のレイノルズ数域で新たな渦の生成が始まり乱流への遷移軌道に乗ることが示された。実験では、上流から流下するヘアピン渦の通過により壁近くに縦渦が発達し（壁近傍の剪断層の浮上を伴う）、そこから新たにヘアピン渦が成長するように見える。詳細は文献1~4参照。この様子は、T-S波動の成長から始まる遷移過程において乱流の芽が現れ出す後期段階⁵⁾⁻⁶⁾の壁近くの流れの様子にも非常に近く、このような強い攪乱（渦）に対する境界層の応答は、乱流構造発達のための臨界条件を与えるのみならず、乱流の生成・維持機構を解明する上でも極めて重要である。しかしながら、実験のみで機構の詳細を明らかにすることは難しく、数値シミュレーションによる支援が必要であ

る。本研究では、その1つの試みとして、平板境界層の上流から3次元的な強い孤立渦を流し、それが境界層に取り込まれた後境界層中にどのような新たな変動構造を生み出していくかを非圧縮ナビエ・ストークス方程式に基づく直接数値計算により調べた。

初期攪乱の渦は、次式で与えられ、スパン方向(z)に微小振幅 ε で周期的（波数 α ）に変形している⁷⁾。

$$\omega = \frac{\Gamma}{(\sqrt{\pi a})^3} \int_c \exp \left\{ \left(\frac{|r-r'|}{a} \right)^2 \right\} dr'$$

ここで、 ω は渦度であり、 $r=(x, y, z)$ 、 $r'=(x_0 + \varepsilon \cos(\alpha z'), y_0, z')$ である。計算領域は、平板前縁を原点とし、下流(x)方向に30、上流方向に5.35、y方向に3であり、渦は $(x, y)=(-3.02, 0.31)$ 位置に導入した。z方向には流れの対称性を仮定し、半波長 π/α 領域のみを計算領域とした。

* 大阪府立大学工学部

現在：東京都立科学技術大学 (Tokyo Metropolitan Institute of Technology)

一様流速度は1.0, 下流境界 ($x=30$)での x レイノルズ数 R_x は 3×10^4 である。境界層の排除厚さ δ^* は0.92であり, δ^* に基づくレイノルズ数は300である。また, $a=0.2$, $\mu=0.5$, $\Gamma=-1.5$, $\lambda(=2\pi/\alpha)=1.44$ とした。計算は, MAC法により行った。差分格子は x, y 方向には不等間隔で, 最小メッシュ幅はそれぞれ $\Delta x=0.05$, $\Delta y=0.02$, 格子数は y 方向に70, x 方向に320である。スパン方向については $\Delta z=0.04$, 格子数は半波長 $\lambda/2$ 内に18である。

まず上記3次元攪乱を導入する前に, 比較のために2次元渦 ($\epsilon=0$, $a=0.2$, $\Gamma=-1.0$) に対する境界層の応答を計算した。結果を図1に示す。かなり強い渦を導入しても, 渦の通過後はすぐに元の層流状態に回復し, $R_x=2 \times 10^4$ 位置では渦自身も減衰し弱い減衰波動(下流ではT-S波動に発達すると考えられる)が残るのみである。

次に3次元攪乱に対する境界層の応答を見よう。図2a ($t=5$), 図2b ($t=15$) は, 導入した渦が境

界層に取り込まれた直後の境界層を等渦度線で示している。図は, $z=0$ と $\lambda/2$ での xy 断面の ω_z である。また, 図2c と図2d はそれぞれ時刻 $t=5$ と 15 での yz 断面の等 ω_x 線 (x 位置は図 a, b の矢印位置) である。図のように, 渦は境界層内に取り込まれると3次元変形が進み, 流れ方向に伸びた縦渦を顕著に伴うヘアピン状に発達しはじめる。その渦構造の発達を追跡すると, 壁から離れたヘアピン渦の頭部は2次元渦の場合と同様すみやかに渦度が弱まるが, 壁近くまで伸びた脚部(縦渦対)は渦度の流れ方向伸長効果が働くためかなり生き延びる。図3は, 渦の先頭が図2bの段階より境界層厚の15倍程度下流に進んだ $t=31$ での等渦度線である。縦渦対は境界層厚さの5倍程度まで伸びていて, 減衰はしているもののまだ境界層の渦度 (ω_z) の $1/4$ 程度の渦度 (ω_x) を維持している。このような縦渦対が存在するとその縦渦対に乗った形で壁から浮上した3次元剪断層は徐々に粘性減衰していくが, それまでに崩壊が始

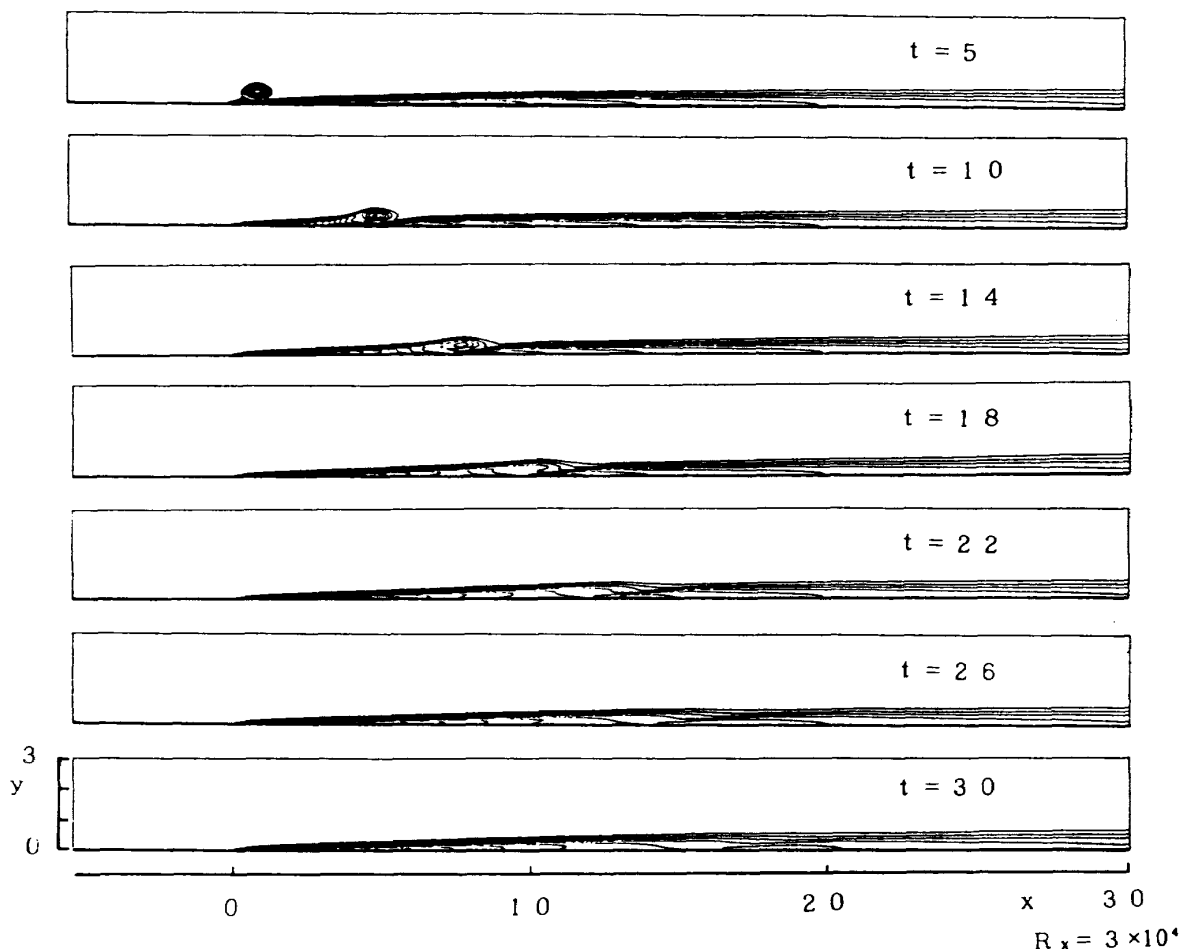


図1 2次元シミュレーション ($a=0.2$, $\Gamma=-1.0$), ω_z の等値線 (-0.5 間隔)

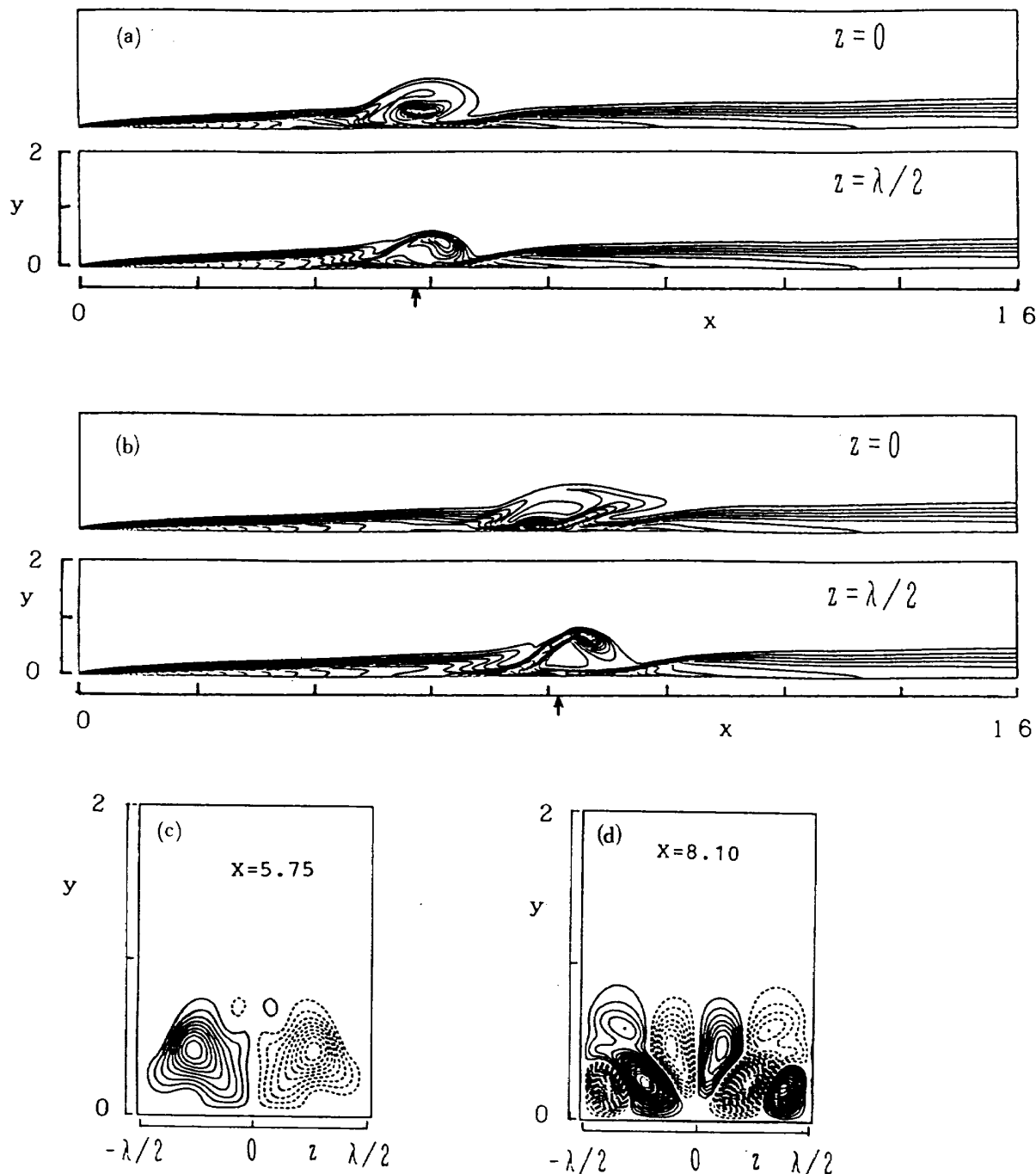


図2 3次元シミュレーション

- (a) ω_z の等値線 ($t=5$), (b) ω_z の等値線 ($t=15$), (c) ω_x の等値線 ($t=5$),
- (d) ω_z の等値線 ($t=15$). ϵ_z は0.5間隔, ω_x は0.1間隔 (— ; 正, ---- ; 負)

まれに新たにヘアピン渦が生まれると考えられる。本計算ではこの段階までしか追跡していないが、次の点も言及すべきである。最初に発達したヘアピン渦は下流で減衰するが、その過程でヘアピン渦の脚の横またはすぐ下に常に別の縦渦が誘起され(図2d参照)、その誘起された縦渦が再配列し(対をなし)、新たなヘアピン渦の種となる。実際、図3 ($t=31$)の高剪断層を伴う縦渦対はこ

のようにして生まれたものである。初期 $t=11$ では $z=\lambda/2$ を中心に変形するのに対し、下流で発達する縦渦対 ($t=31$) は $z=0$ を挟んでいる。これらはヘアピン渦のジェネレーション過程の一端を示していて、いずれも減衰時間内に新たなヘアピン渦を成長させるかどうかは乱流遷移の決め手になると考えられる。

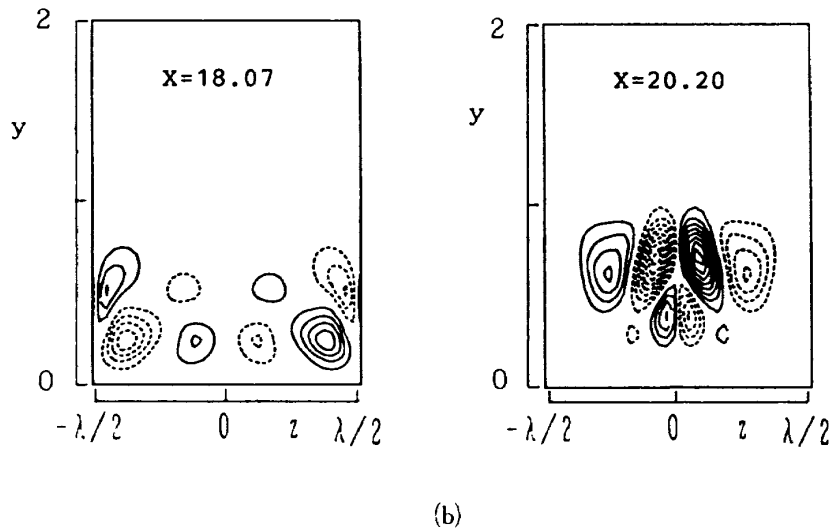
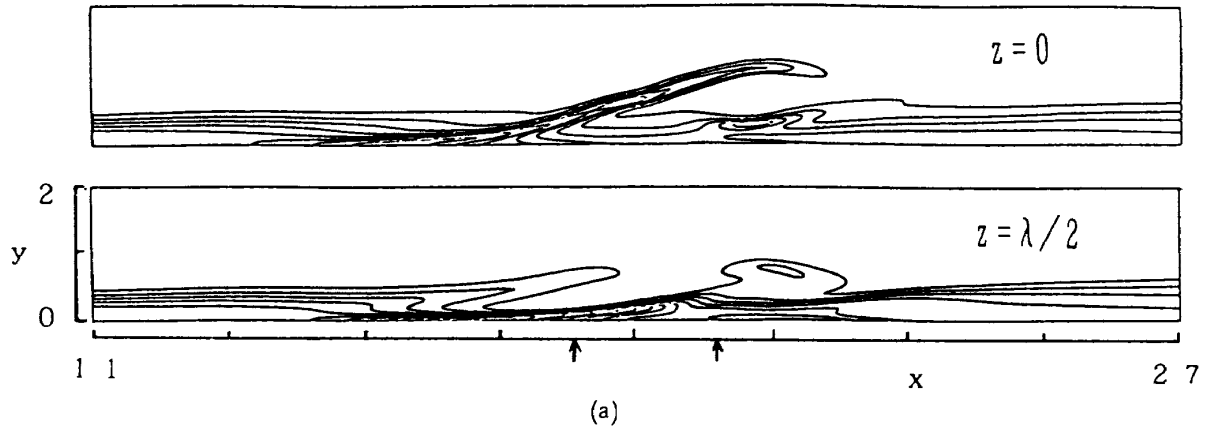


図3 3次元シミュレーション ($t=31$)

(a) ω_z の等値線 (0.5間隔),

(b) ω_x の等値線 (0.1間隔, — ; 正, ---- ; 負)

参考文献

- 1) Asai, M. & Nishioka, M : Laminar-Turbulent Transition (eds. D. Arnal & R. Michel), Springer, pp.215-224, 1990.
- 2) 浅井雅人, 西岡通男 : 第22回乱流シンポジウム論文集, ながれ9別冊, pp.229-333, 1990.
- 3) 浅井雅人 : NAL SP-12, pp.47-48, 1990.
- 4) 浅井雅人, 西岡通男, 尾崎隆浩 : 第23回乱流シンポジウム論文集, ながれ10別冊, pp.56-60, 1991.
- 5) Nishioka, M., Asai, M. & Iida, S. : Transition & Turbulence (ed. R. E. Meyer), Academic Press, pp.113-126, 1981.
- 6) Nishioka, M & Asai, M. : Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), North-Holland, pp.87-92, 1984.
- 7) Leonard, A. : Ann. Rev. Fluid Mech., 17, pp.523-560, 1985.

スパン方向周期攪乱による乱流境界層の制御

大坂 英雄* 福島 千晴*

Turbulent Boundary Layer Interacting with Spanwise Periodic Longitudinal Vortex Arrays

by

Hideo OSAKA and Chiharu FUKUSHIMA
Dept. of Mechanical Engineering, Yamaguchi University

ABSTRACT

Detailed mean and turbulent flow measurements have been made to investigate the development of turbulent boundary layer interacting with artificially generated trailing vortex arrays in a free stream. Two parameters, namely spanwise period of the longitudinal vortex arrays (L/S) and ratio of the longitudinal vortex scale to boundary layer scale (b/δ_0), were varied for five cases. As a results, it can be found that whether each quantity shows linear or nonlinear interaction is significantly dependent on the value of L/S .

Keywords: turbulence, boundary layer, longitudinal vortex arrays, mean and turbulent flow field

1. はじめに

本研究では、主流中で生成される定常でスパン方向に周期的な縦渦列を空間増幅型の攪乱としてとらえている。従って、この時縦渦列の強さと波長（スパン方向周期）を適切に選択すれば、スパン方向変動の振幅が流れ方向に増幅（従って、乱流境界層の分布のスパン方向変化が増加）する場合があると考えられる。

これまで縦渦と干渉した乱流境界層に関する研究は、Bradshawら^{1),2)}、Pauley-Eaton³⁾による研究がある。また、主流中の縦渦列と乱流境界層との干渉に関する研究は古屋ら⁴⁾、中村ら⁵⁾及び高木ら⁶⁾の研究がある。しかしながら特に縦渦列のスパン方向周期に注目した研究は少ない。

そこで本報告では主流中で生成される縦渦列と干渉した乱流境界層の発達を特に縦渦列のスパン

方向周期の影響に注目して調べる。

2. 実験装置及び方法

Fig. 1 は流れ場の概要を示す。実験条件はTable 1 に示す 5 種類である。Case 1~Case 3 では、翼素間隔 L を変化させることにより縦渦列のスパン方向周期 L/S の影響を調べる。一方、Case 1 と 4、Case 3 と 5 では要素の設置高さ h を変化させることにより、干渉開始位置での縦渦列の尺度 b と境界層の尺度 δ_0 との比 b/δ_0 の影響を調べる。主流速度は 7m/s 一定であり、この時の主流乱れ強さは約 0.27% である。平均速度、乱れ強さの 3 成分及びレイノルズ剪断応力の測定には x 形プローブ（直径 $4\mu\text{m}$ 、受感部長さ 1.25mm ）が、一方壁面剪断応力の測定にはプレストン管（外径 1mm 、内外径比 0.8 ）が使用された。測定断面は、スパン方向 (z) の変化を調べる場合、壁面剪断応力については $z = -300 \sim 300\text{mm}$ の範囲で、平均速度、

* 山口大学工学部

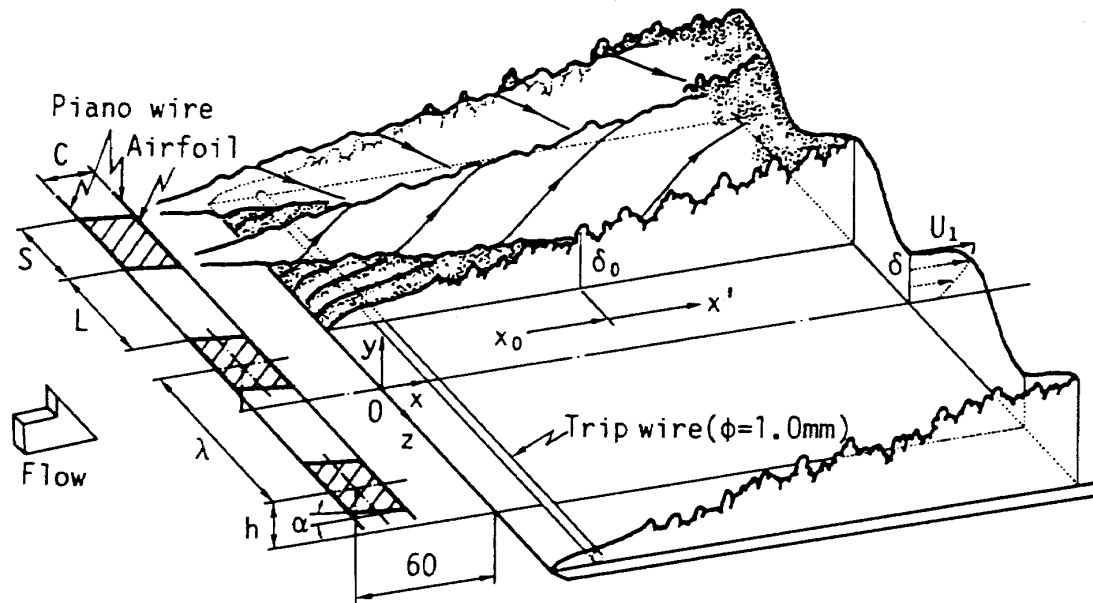


Fig.1 Schematic diagram of flowfield, airfoil arrays, nomenclature and coordinate system.

Table 1 Arrangement of Airfoil Arrays

	α	λ	L	L/S	h	δ_0	b/ δ_0	x_0
Case 1	8°	45	15	0.5	35	13	1.8	530
Case 2	8°	62	32	1.07	35	13	1.8	530
Case 3	8°	150	120	4	35	13	1.8	530
Case 4	8°	45	15	0.5	45	17.5	1.6	775
Case 5	8°	150	120	4	45	17.5	1.6	775

乱れ強さ及びレイノルズ剪断応力については翼素一周期の範囲である。流れ方向(x)については、 $x=500\sim 3500\text{mm}$ の範囲である。流れ方向の表示には、干渉開始位置 x_0 からの距離 x' を x_0 位置での境界層厚さ δ_0 で無次元化した x'/δ_0 が使用された。

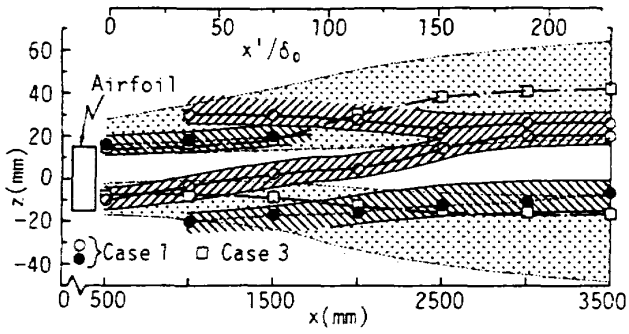
3. 実験結果及び考察

Fig.2(a)~(c)は縦渦列の経路、その長さスケールと壁面摩擦応力係数 C_f 及びその変動係数との関係を示したものである。ここでは特に縦渦列のスペン方向周期の影響に注目し、 $L/S < 1$ (Case1)と $L/S > 1$ (Case3)の結果を代表例として示す。縦渦列の経路及びその長さスケールは、それぞれ流れ方向平均渦度 Ω_x が最大となる位置、及び Ω_x の最大値の50%をとる領域として評価された。 $L/S < 1$ (Case1)の場合、縦渦の粘性拡散、合体により $x'/\delta_0 = 150$ で縦渦列のスペン方向波長が変化

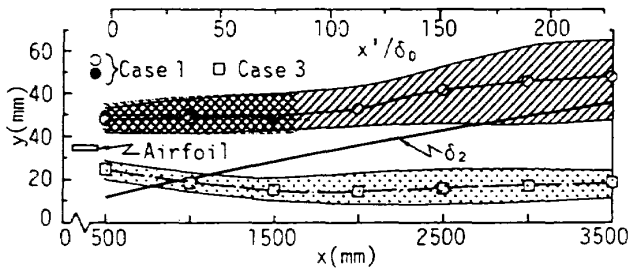
している。図示していないが、この位置はちょうど C_f 分布のスペン方向波長が変化し始める位置であり、縦渦列の構造の変化と層内の分布のスペン方向波長の変化とが密接に関連していることが分かる。同時にその変動係数 C_v もこの位置から下流に向かって増加している (Fig. 2(c))。ただし、この時縦渦列は境界層の外端と干渉していることに注意したい。一方、 $L/S > 1$ (Case 3)の場合、縦渦列は境界層内に深く埋没し (Fig.2(b))、 C_f 分布及び各平均量、乱流量分布がスペン方向の著しい周期的変化を示すにもかかわらず、その波長は流れ方向に維持され (図示していない)、同時に縦渦列のスペン方向波長も流れ方向に維持されている (Fig. 2(a))。この場合変動係数 C_v は干渉後著しく大きな値を示すが、その後単調に減少する傾向を示す (Fig. 2(c))。

4. まとめ

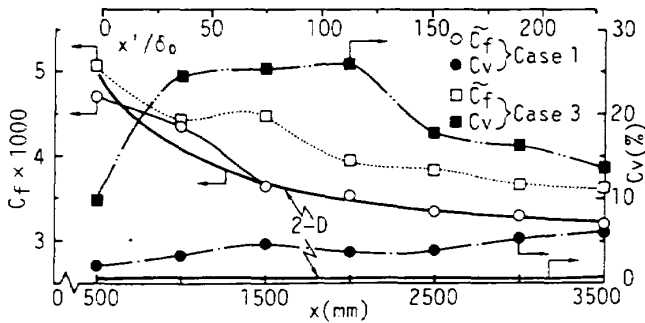
主流中の縦渦列と干渉した乱流境界層内の各分布は、縦渦列のスペン方向周期に依存して規則的な変化を示す場合と、不規則な変化を示す場合とがあることが明かとなった。すなわち、 $L/S < 1$ の場合、各分布のスペン方向変化は小さいが、スペン方向波長が流れ方向に変化する。一方、 $L/S \geq 1$ の場合、各分布は翼素から発生する縦渦列と



(a) Paths of longitudinal vortices and extents of vortex length scale in spanwise direction.



(b) Paths of longitudinal vortices and extents of vortex length scale in normal direction.



(c) Spanwise averaged value of C_f and its coefficient of variance.

対応したスパン方向の周期的変化を示すが、スパン方向波長は流れ方向に維持される。

参 考 文 献

- 1) Shabaka, I. M. M. A., 他 2 名, J. Fluid Mech., 155 (1985), 37.
- 2) Mehta, R. D., and Bradshaw, P., J. Fluid Mech., 188 (1988), 529.
- 3) Pauley, W., and Eaton, J. K., AIAA J., 26 (1988), 816.
- 4) 古屋, 他 3 名 : 機論, 45-393 (1979), 618.
- 5) 中村, 他 3 名 : 機論, 53-492 (1987), 2340.
- 6) 高木, 佐藤 : ながれ, 2-3 (1983), 288.

Fig.2 Relationship between the paths of longitudinal vortex arrays and the skin friction coefficient.

縦リブによるd形粗面乱流境界層の抵抗減少

大坂 英雄* 望月 信介*

Turbulent Drag Reduction of a d-Type Rough Wall Boundary Layer with Longitudinal Ribs Placed within the Grooves

by

Hideo OSAKA and Shinsuke MOCHIZUKI
Department of Mechanical Engineering, Yamaguchi University

ABSTRACT

In order to control the turbulent energy production and transport processes due to the coherent vortices associated with the bursting phenomenon in a d-type rough wall turbulent boundary layer, longitudinal thin ribs were placed within the transverse grooves with a suitable spanwise spacing. Direct measurements of the local skin friction coefficient evidently show the effectiveness of drag reduction using the longitudinal ribs. Maximum drag reduction rates to d-type rough wall flow and to smooth wall flow are -10% and -3% , respectively. The drag reduction rate can be reasonably expressed in terms of the rib Reynolds number. Comparisons of some mean flow properties between the modified flow and the d-type rough wall flow provide evidence that the present passive control device reduces the turbulent energy production rate.

Keywords: turbulence, turbulent flow, boundary layer, d-type rough wall, drag reduction, coherent structure, longitudinal ribs

1. ま え が き

本報告は、d形粗面境界層の抵抗減少に対する有効性を実験的に調べたものである。このため、従来から知られてきた組織構造に基づく乱れ生成機構の一モデルに従い、二次元矩形粗面溝内にスパン方向間隔が一定で縦リブを挿入した。このような粗面流について、抵抗減少を目的とした制御の試みは極めて少ない^{1),2)}。この種の壁面剪断流の制御は実質的にエネルギーの節減に寄与するばかりでなく、乱れ生成機構の理解にも役立つ重

要な課題を含んでいる。

2. 実験装置及び方法

2.1 提案された制御法

d形粗面流において、滑面流と類似の縦渦構造の存在³⁾が推測され、それは hairpin 渦形状をなし、乱れ生成及び輸送に支配的である⁴⁾ことが明らかにされている。また、d形粗面溝内部と上方の境界層との運動量交換の重要性⁵⁾が指摘されている。これらのことを認識して、以下の制御法を考案した。図1は非定常縦渦構造による運動量輸送メカニズムと縦リブによる制御のモデル図であ

* 山口大学工学部

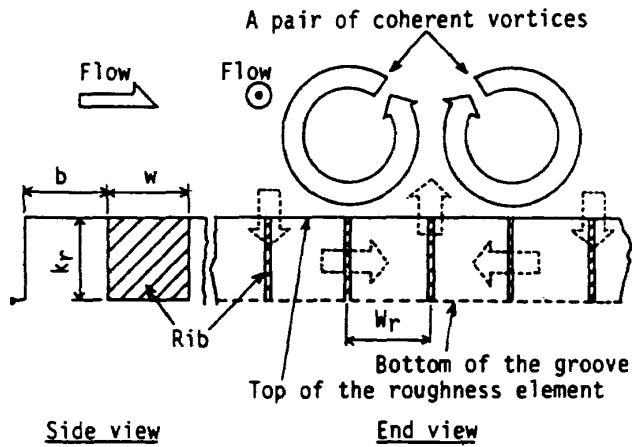


図1 非定常縦渦構造の通過によるd形粗面上の運動量の輸送と縦リブによる制御のモデル図

る。バーストに関連した hairpin 渦の根元と想像される非定常縦渦構造はスパン方向の流体輸送を伴い、溝内流体と干渉することが予想される。そのため、溝内に縦リブを挿入し溝内流体のスパン方向運動を抑制すると、hairpin 渦による乱れ生成は低運動量流体塊の輸送の減少とともに弱体化し、乱れ強さ及び抵抗の減少が実現できると期待される。

2.2 装置及び実験条件

本d形粗面平板は、粗さ要素高さ k_r 、要素幅 b 及び溝部の幅 w がいずれも 3mm で、ピッチ比 2 の二次元矩形粗面からなる。制御に用いた縦リブは厚さ 0.1mm の銅板で、流れ方向に 305mm、スパン方向に 150mm の大きさをもつ粗面板の溝内に、スパン方向間隔 $w_r = 3\text{mm}$ で挿入した。この縦リブを挿入した粗面板は運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 R_θ を広い範囲にわたり実現するため、表1に示すように流れ方向に2箇所を設定した。表1に他の条件をあわせてしめしておく。

実験は零圧力勾配で、主流の乱れ強さ 0.2% 以下のもとで行った。壁面剪断応力の測定は直径 60mm (粗さ要素ピッチの10倍の大きさ) の浮動片要素をもつ直接測定装置⁷⁾を用いた。各速度成分の測定には、定温度型熱線流速計とI型及びX型熱線プローブを使用した。センサー長さ l に基づくレイノルズ数 $l^* (= l \cdot u_r / \nu, u_r$ は摩擦速度) は 40

表1 実験条件

Measurement location	x_0 (mm)	800	1800
Boundary layer thickness	δ_0 (mm)	20	40
Rib Reynolds number	$W_r u_r / \nu$	35-150	35-150
Momentum thickness Reynolds number	$R_\theta (= U_1 \theta / \nu)$	700-3000	1200-5000

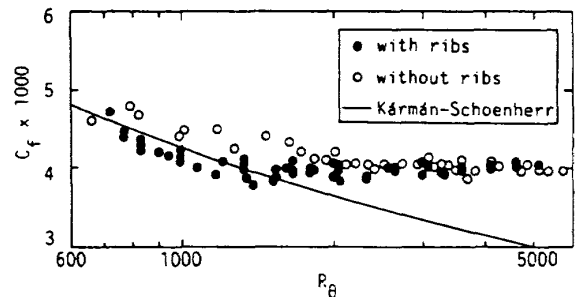


図2 局所摩擦抵抗係数

以下で、空間分解能は妥当である。主な測定位置はリブ挿入開始位置から測った距離 $\Delta x = 225\text{mm}$ の位置の溝部の中央である。この距離はそれぞれ $x_0 = 800\text{mm}$ 及び 1800mm の場合、初期境界層厚さ ($\Delta x = 0\text{mm}$ 位置の境界層厚さ) の 5.6 倍及び 11 倍であり、これは粘性長さの 2000 倍に相当する。これより、そこでの平均量分布の流れ方向変化は小さいものと判断した。

3. 結果及び考察

局所摩擦抵抗係数 C_f の R_θ に対する関係を図2に示す。図2中、実線は滑面流の分布式である。リブ平板上の C_f の値は、 $R_\theta > 2000$ でリブなしのd型粗面流の場合と同程度で、滑面流の結果と比べ大きい値を示す。一方、 $R_\theta \leq 2000$ の範囲では抵抗の減少を示し、d型粗面流の値よりも低い。特に、およそ $750 < R_\theta < 1200$ の範囲では滑面流の結果と比べてもリブ平板の C_f の値は確かに低い。これは極めて重要な結果である。滑面流よりも抵抗係数の小さい粗面流の報告例は、Nikuradseの砂粒粗面管データの再評価⁶⁾及び円柱かく乱を加えたd型粗面流⁹⁾の2つの例のみである。さらにレイノルズ数の低い $R_\theta = 800$ 付近では、リブ平板、リブなしd型粗面平板及び滑面流の3種の流れ場ではほぼ同じ C_f の値をとる。 $R_\theta = 1200$ 付近でリブ平板とリブなしd型粗面流の C_f の値は最大

の低減差を示し、 -10% の値である。次に、本報告で仮定した乱れ生成のモデルの妥当性を調べてみた。リブレイノルズ数 $W_r^+ (=W_r/(\nu/u_\tau))$ を定義する。これはリブのスパン方向間隔と縦渦構造の代表長さ $\nu/u_\tau^{(3),10)}$ の比である。リブ平板の C_f とリブなし d 型粗面流のそれとの差が負の値を示す(抵抗減少を示す) W_r^+ の範囲は、およそ 100 以下の範囲であり、 $W_r^+=35$ の時(本報告で最小のリブレイノルズ数)抵抗係数の低減率が最も大きい。これより、本制御法の基礎的考え方の妥当性が実証された。また、抵抗低減に対し、バーストで知られている空間スケールと導入した人工的空間スケールとの関係は必ずしも明らかではない。

図 3 は滑面流と比べ抵抗係数の小さい範囲の R_θ 数を中心として、代表的な 5 つのレイノルズ数における対数速度分布の結果を示す。表示に際し、Monin-Yaglom 法¹¹⁾による原点補正值を施している。図 3 中の実線は滑面境界層中の分布式である。結果をみると、図示したすべての R_θ において、リブ平板上の速度分布には対数直線部が存在するのが分かる。 C_f の値が滑面流と同じ値をとる $R_\theta=750$ と 1210 のとき、速度分布の直線部の傾き及び切片は滑面流のものと同様である。これに対し、 C_f の値が滑面流のそれよりも小さい値をとる $R_\theta=860, 910$ のとき、対数直線部は滑面流のそれからわずかに上方にずれ、粗さ関数の値¹²⁾は負となっている。この分布の上方へのずれはリブレットや LEBU'S による抵抗減少の場合にも生じている^{1),13)}。一方、 $R_\theta=1570$ の場合、対数直線部は滑面流の分布から下方に平行移動しており、抵抗増加を示している。

図 4 は後流関数の分布を示す。図 3 中の影付きの範囲は d 型粗面流の範囲⁷⁾を、実線及び破線は滑面流に対し提案されている Lewkovicz の実験式⁷⁾に基づく分布である。リブ平板上では、抵抗減少のある R_θ 数において滑面流と比べ分布が下方にずれる傾向($y/\delta < 0.5$ の範囲)のあることがわかる。一方、影付きの d 型粗面流の結果は上方にずれている。これより、壁面形状の変化により外層の速度分布が変化することを意味する。従来、平均速度分布は壁面の種類によらず、外層では相

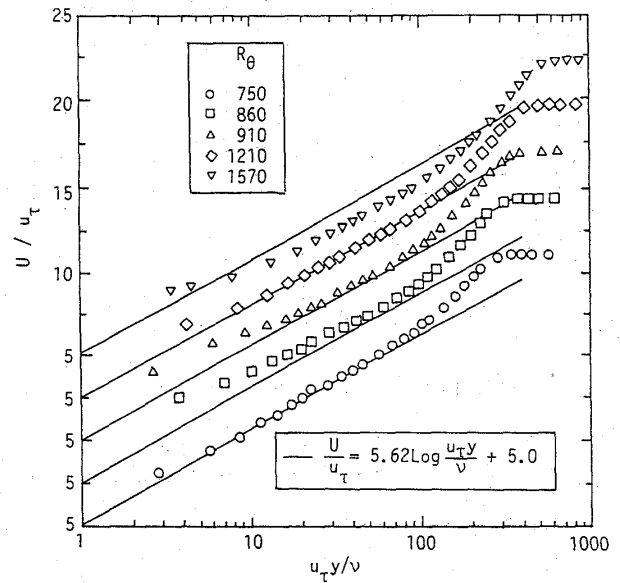


図 3 対数速度分布

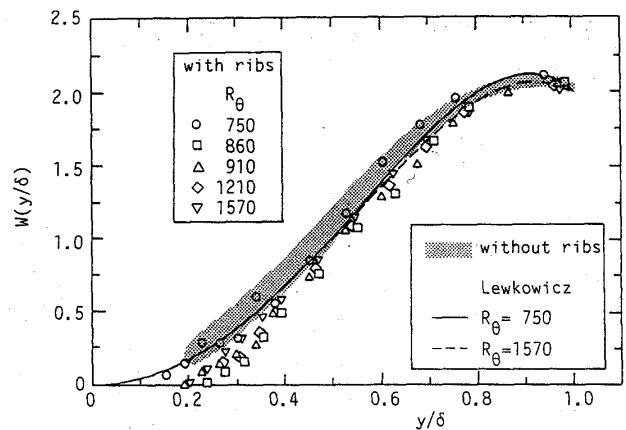


図 4 後流関数

似な分布をとることが定説となってきた。これに対し、本報告の結果は全く逆のことを示しており、重要な事柄である。

4. まとめ

縦リブによる d 型粗面境界層の抵抗低減の制御を試み、以下の事柄が明らかとなった。

- (1) 本制御法は d 型粗面境界層の抵抗減少に有効であり、およそ $750 < R_\theta < 1200$ の範囲では滑面境界層と比べても抵抗が減少することが分かった。
- (2) リブレイノルズ数 W_r^+ による抵抗の低減率の説明から、仮定した乱れの生成モデルの妥当性が示された。
- (3) 対数速度分布についてみると、滑面流と比

べ抵抗減少が生じる場合、対数直線部は存在するが、粗さ関数の値は負の値をとる。後流関数の分布についてみると、抵抗減少に対応して分布が変化することが明らかとなった。本報告に関連して、乱流量の計測も行っているが結果の報告は別の機会に譲ることにする。

参 考 文 献

- 1) Bandyopadhyay, P. R. : AIAA Paper, No. 85-0558 (1985).
- 2) Pineau, F., ほか 3 名 : AIAA Paper, No.87-0357 (1987).
- 3) 大坂, 望月 : 機論, 53-486, B (1987), 371.
- 4) 大坂, 望月 : 機論, 56-525, B (1990), 1312.
- 5) 大坂, 他 2 名 : 機論, 52-478, B (1986), 2360.
- 6) 大坂, 望月 : 機論, 56-523, B (1990), 555.
- 7) 大坂, 望月 : 機論, 55-511, B (1989), 640.
- 8) Tani, I. : Proc. Jpn. Acad., Ser. B, 64 (1988), 21.
- 9) 松本, 他 2 名 : 第18回乱流シンポジウム講演論文集, (1986), 159.
- 10) Cantwell, B. J. : Ann. Rev. Fluid Mech., 13 (1981), 457.
- 11) Monin, A. S. and Yaglom, A. M. : Statistical Fluid Mechanics of Turbulence, (1973), 284, The MIT Press.
- 12) Rotta, J. C. : Turbulent Boundary Layer in Incompressible Flow, Progress in Aeron, Sci., 2(1962), 14. Pergamon Press.
- 13) Choi, K. S. : J. Fluid Mech., 208 (1989), 417.

リブレット粗面乱流境界層の組織構造

大成博文*

Coherent Structure in Near Wall Turbulence with Riblets

by

Hirofumi OHNARI
Tokuyama College of Technology

ABSTRACT

Coherent structures in near-wall region of turbulent boundary layer with riblets are investigated using the technique of flow visualization. The results indicate that the pattern of low speed streaks near the riblet wall is a straight line at Reynolds number 4240 and different from the streaky structure near the smooth wall of turbulent boundary layer.

Keywords: drag reduction, coherent structure, near wall turbulence, riblets, transition

1. はじめに

前報¹⁾においては、開水路底壁面に長さ8m幅60cmリブレット粗壁面を敷設して、その上に形成された流れの平均流特性とその組織構造を観察した。そこで、本研究においては、新たに同規模のリブレット粗壁面を有する乱流境界層が製作され、その平均流特性と組織構造の特徴が現象論的に考察された。

2. 実験装置および実験方法

本実験は、長さ15m、幅60cm、深さ15cmの開水路内に設置されたリブレット粗壁面乱流境界層（長さ8m、幅60cm）で行われた。図1にリブレット粗面の断面の一部を示す。リブレットの峰間隔は4.25mm、峰幅は0.5mmである。本リブレットは、塩化ビニール板を精密加工することによって製作され、それに4本の足部を設置して、水路内に組み込まれた。また、リブレット粗壁面は、境界層先端から15cmの平壁面の下流に設置された。水深は、下流の堰によって調節され、いずれ

も8cmとされた。実験は、レイノルズ数を5種類変えて行われた。流速計測には、アルゴンレーザー流速計が用いられた。境界層前縁の直上流には、剥離防止のためにハニカム格子（径4mm、長さ32mm、幅60cm）が設置された。表1に本実験条件を示す。

3. 平均流速分布特性と低速縞の特徴

図2には、 $X=480\text{cm}$ の地点における平均流速分布がそれぞれのレイノルズ数において示されている。この分布の第1の特徴は、ケースAにおいて、壁から離れたところで一様流が存在し、それがレイノルズ数の増加によって徐々になくなることにある。第2の特徴は、壁近くで直線速度分布則がかなり広範囲に成立することである。この領域を「リブレット粘性底層」と呼ぶが、この底層厚さは、ケースBでAよりも若干増加し、さらにレイノルズ数が増加したC、D、Eでは徐々に減少している。この直線分布則から、それぞれのケースの摩擦速度 u_τ が求められた。

* 徳山工業高等専門学校

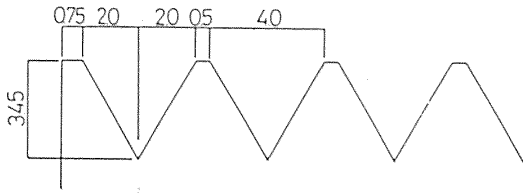


図1 リブレット粗面の横断面

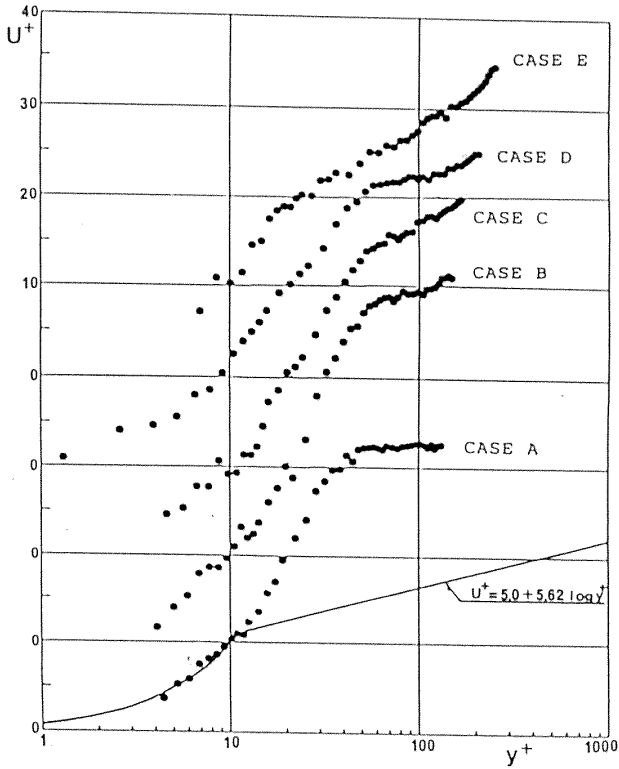


図2 平均流速分布 (X=480cm)



図3 低速縞の可視化(蛍光染料注入法, CASE A, 平面視, 流れ方向は上から下, Streak同士の横幅間隔は約100 wall unit, 水路幅は60cm)

表1 実験条件

	U_{max} (cm/s)	u_r (cm/s)	l (cm)	$Re (U_{max} l / \nu)$
CASE A	6.38	0.195	8	4240
CASE B	9.36	0.227	8	6050
CASE C	9.86	0.249	8	6550
CASE D	11.0	0.315	8	7310
CASE E	13.4	0.385	8	8640

なお、これらの平均流速値は、リブレットの峰上で、その表面を $y=0$ として計測された。また、谷部でも同一の計測がなされ、その流速分布が峰上のそれとほとんど変わらないことが明らかとなった。その理由は、前報¹⁾に示されている。

図3に、ケースAの場合の低速縞の可視化写真の一例を示す。これには、縦に伸びた直線状の白く写る低速縞の形成が明らかである。この低速縞の形象は、壁近くの流れの乱流化が実現されていないことを示すものであり、より低いレイノルズ数で、乱流特有の絡み合った筋状の形象が形成される滑面乱流の場合（たとえば、文献2)参照）と比較すると、両者には顕著な形象状の特徴の相違が認められる。この事実は、リブレットの存在によって、流れ場の乱流化がかなりの程度で抑制されていることを示唆しているように思われる。

そこで、境界層前縁に設置されたハニカムを取り除いた場合に、前縁直上流部の流線のわん曲により、前縁部に剥離現象が発生するという流れ場の欠陥を利用して、ハニカムの有無による流れ場の変化を観察した。ハニカムが存在しない場合には、かなり大規模な剥離渦がある周期で発生し、それが次々と下流方向に輸送される現象が見い出され、この剥離渦が大きな攪乱因子と認められた。

そこで図4に、 $X=480\text{cm}$ の地点の平均流速分

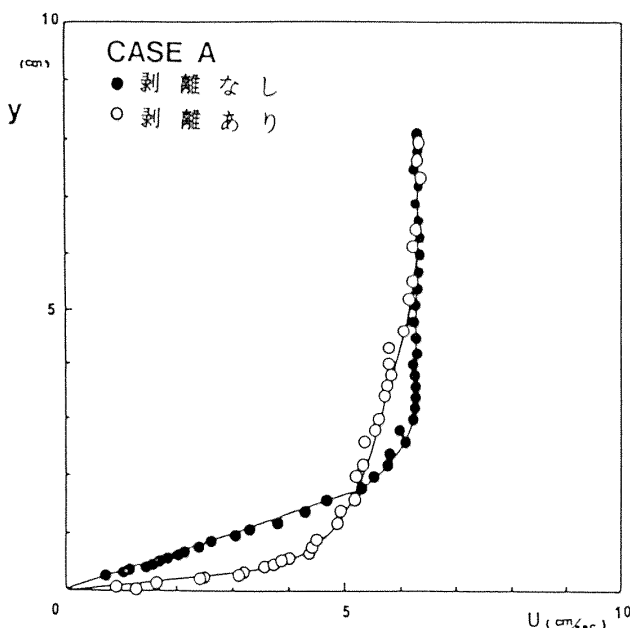


図4 前縁剥離の有無による平均流速分布の相異 (CASE A, $X=480\text{cm}$)

布の比較を示す。これより、剥離渦の有無によって、流速分布の形態が大きく異なることが明らかである。

すなわち、前縁剥離がある場合には、いわゆる乱流タイプの流速分布を示し、直線流速分布の成立する領域も約四分の一に減少している。そして、壁近くでより速く、壁から離れた領域でより遅い傾向を示している。しかも、壁から離れた領域での一様流は、水表面近くにわずかにあるのみであり、前縁剥離の効果は、流れ場全体に及んでいることが明らかである。図5には、ケースAとほぼ同一のレイノルズ数における流れ場（前縁剥離が発生している場合）において、壁近くに形成された低速縞が、アルミ粉法によって可視化された一例が示されている。この低速縞の形象は、乱流中に観察される現象であり、図3に示された形象とは大きく異なる。

以上の結果は、リブレットの効果によって乱流化が抑制されている流れ場といえども、比較的大きな初期攪乱が与えられた場合には、乱流化が一気に促進され、流れ場が本質的に変化してしまうことを示唆しているように思われる。

次に、壁近くに成立する直線速度分布より、各ケースごとの摩擦速度 u_τ とリブレット粘性底層厚さが求められた。それらの結果を平滑壁面の乱流境界層と比較すると、たとえばケースD ($X=480\text{cm}$) において、摩擦速度で0.66倍、粘性底層厚さで3.6倍の変化を示している。

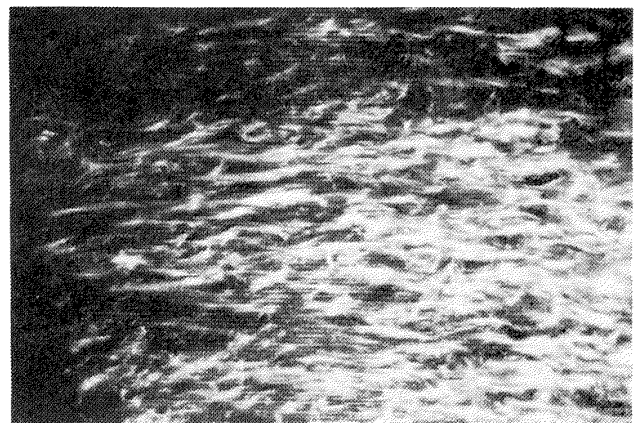


図5 低速縞の可視化 (アルミ粉法, 平面視, 流れ方向は左から右, 横の白い直線がリブレットの峰線)

以上の他に、リブレット粗壁面の付近に形成された各種各規模の渦構造の特徴、それらを内包するリブレット粘性底層の構造的性、内層ヘアピン型渦構造との相互作用などについて詳細な検討を進めている。

4. おわりに

本結果は、平滑面乱流とリブレット粗面乱流とでは、その乱流化の促進程度が大きくことなるこ

とを示している。今後は、それを踏まえた、より精緻な実験の遂行の必要性が痛感される。

参 考 文 献

- 1) 大成：航空宇宙技術研究所特別資料，SP-15，pp.81-84，1991.
- 2) 大成：流れの可視化ハンドブック，口絵16，1986.

孤立粗度まわりの不安定性

本橋 龍郎*

Instability Around an Isolated Roughness Element

by

Tatsuo MOTOHASHI
Dept. of Aerospace Engineering, Nihon University

ABSTRACT

Detailed measurements were made of the flow field around an isolated roughness element. High shear layers generated in the near wake of the roughness element were disclosed through the hot wire measurements. In the region immediate behind the roughness, the shear stress in the vertical direction is responsible for the instability. On the other hand, the spanwise distribution of shear stress becomes to play a dominant role in the transition process in the downstream region.

Keywords: instability, roughness, wake of cylinder

1. はじめに

粗度が境界層の乱流化を促進することはよく知られている。しかし、その遷移過程は、未知の部分が多いと思われる。二次元および三次元の粗度に対する基本的な実験事実は、それらの粗度による遷移の様子が異なる機構に支配されていることを暗示している。すなわち、二次元粗度の下流に発生する乱流領域は、一様流速が増大すると徐々に粗度に接近してくる。しかし、三次元粗度後方の乱流領域は、一様流速とともに急速に粗度に接近する事が知られている。三次元粗度による乱流化は、非常に急激で、一種の崩壊現象のように思われる。一方、二次元粗度の後方には、粗度の代表長さの数十倍の長さをもった剝離領域が存在し、その中で平均速度の垂直方向分布が変曲点をもつことが観測されている。この変曲点にもとづく変曲点不安定が二次元粗度による遷移の初期機構であると考えられている。また、Klebanoff et al

の最近の研究では三次元粗度についても上記の変曲点不安定性が適用できると述べている。しかし、観測される変動の特性が、変曲点不安定で予測されるものに一致するかどうか未だ確かめられていない。従来の安定性理論を三次元粗度の後流のような三次元の流れ場に適用できるかどうか検討してみる必要がある。そのためには、さまざまな仮定の必要な安定理論を用いるより、直接、NS方程式を数値的に解くことが最良の手法であると考えられる。現在、このような観点にたった試みが著者の共同研究者によって行われているが、実験と比較できるような結果を得るまでにはいたっていない。

一方、Morkovin は層流から乱流への遷移過程には、さまざまな道筋が考えられることを示唆している。中でも、粗度などの強い外乱による乱流への遷移を、通常の遷移を飛び越える「bypass transition」と呼んでいる。はたして、三次元粗度による遷移が bypass transition と考えることができるのかどうか、議論のあるところである。

* 日本大学理工学部

「bypass transition」の有無あるいはその妥当性についても実験的に検討してみたいと思っている。

2. 孤立粗度まわりの実験

上に述べたことを実験的に検討するためには、なるべく単純な流れ場が適当である。したがって、単一の微小円柱を粗度として用いることにした。円柱は層流境界層の中に没するように配置する。今回の実験では、円柱直後 ($< 8d$) の平均速度場および速度変動の基本的な特性について測定した。

実験装置の概要については以下に記す。詳細は文献を参照されたい。

実験装置等概要

風洞 : 測定部 $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 200\text{cm}$, 回流式風速 $0.8 - 14.0\text{m/s}$

平板 : $26\text{cm} \times 90\text{cm} \times 5\text{mm}$ アクリル製

風速計 : 定温度型熱線風速計

熱線 $2.5\mu\text{m}$, 長さ 0.5mm , 測定は流れ方向速度成分のみ
平均速度, 速度変動

粗度 : 円柱 高さ $h=2\text{mm}$, 直径 $d=2\text{mm}$
設置位置 前縁から 10cm

風速 : 5.1m/s , $Rk = U \times h / \nu = 680$

3. 実験結果

測定点は流れ方向に14断面、板幅方向に 0.2mm 間隔で51点、板に垂直方向に 0.2mm から 2.2mm まで11点である。1断面の測定時間は約1時間である。

この領域の平均速度場の特徴は、円柱直後に逆流部分が存在することである。この低速の流体塊は、強い受容性を示し、絶対不安定性を誘起する可能性が考えられる。

逆流部分の周りには、複雑な剪断層が発生する。主な剪断層は二つ考えることができる。一つは、平板に垂直方向の速度勾配にもとづく剪断層で、最大値は粗度の上端付近に観測される。図1は、 $x=3\text{mm}$ (粗度後縁から 2mm) における等垂直方向剪断力線を表している。最大値は流れ方向に減衰していく。もう一つの剪断層は、板幅方向の速度勾配によって発生するもので、逆流部分の左右端に存在する(図2)。この剪断層は垂直方向のものより長い領域を有している。これら二つの剪断層からの不安定性に関係した速度変動の等強さ線が図3 ($x=6\text{mm}$) に示されている。高剪断層の位置と高速度変動の位置が必ずしも一致しないことが分かる。

4. おわりに

速度変動の発生の機構を調べるためには、詳細な速度変動特性の情報が必要である。したがって、速度変動のスペクトル成分の特性に関する実験を計画している。また、線形安定理論を用いた計算

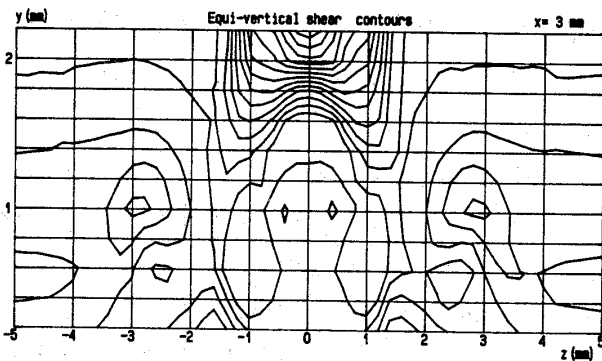


図1 等垂直方向剪断力線 ($x=3\text{mm}$)

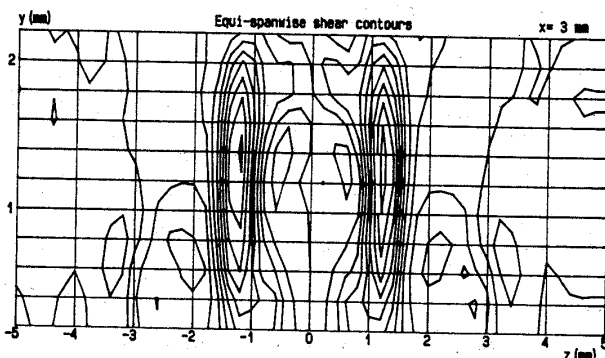


図2 等板幅方向剪断力線 ($x=3\text{mm}$)

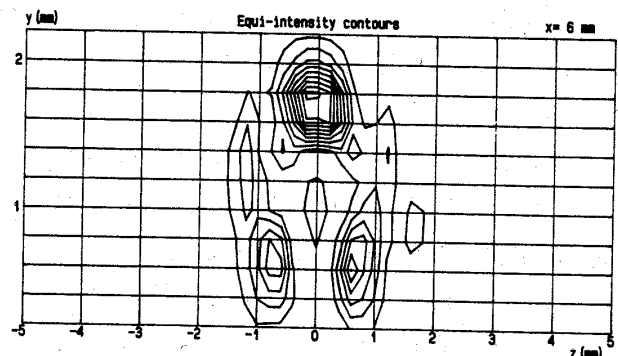


図3 等速度変動線 ($x=6\text{mm}$)

も行ってみる予定である。

参 考 文 献

- 1) Gupta, A. K. & Singh, S. N. : "An Experimental Investigation of Flat Plate Transition due to a 3-D Tripping Device", Dept. of Aero. Eng., IIT (1979).
- 2) Klebanoff, P. S. & Tidstrom, K. D.: "Mechanism by Which a Two Dimensional Roughness Element Induces Boundary Layer Transition", Physics of Fluids, 15, No.7 (1972).
- 3) Klebanoff, P. S., Cleveland, Jr. W. G. & Tidstrom, K. D.: "Interaction of a Three Dimensional Roughness Element with a Laminar Boundary Layer", AEDEC-TR-87-7 (1987).
- 4) Morkovin, M. V.: "On the many faces of transition", Viscous Drag Reduction (ed. C. S. Wells), pp.1-31 (1969).
- 5) Motohashi, T.: "Instabilities around an isolated roughness element", 1st. ASME JSME conference (1991).

地中飛行機のアイディア

佐藤 浩*

Idea of Underground Airplane

by

Hiroshi SATO

Institute of Flow Research

ABSTRACT

As a rapid transit system between large cities an underground airplane is proposed. A large-diameter tunnel is constructed and medium-size airplanes are operated at around 600 km/hr. The tunnel can be used also for storage and transportation of material, energy and information.

Keywords: rapid transit, deep-underground

東京－札幌，東京－大阪，大阪－福岡といったような500km から1000km の程度の旅行の未来像はどんなものでしょうか。乗っている時間を1時間から2時間とするとスピードはほぼ時速600km がめやすになります。

まず頭に浮かぶのは飛行機ですが，飛行機には四つの根本的な欠点があります。第一に空港までが遠くて時間がかかりすぎます。第二には飛行機は高い所を飛ぶので，100パーセント安全というわけにはいきません。第三には運航が天候に左右されて，信頼性が低いことです。突然の運航中止による旅客の損害は甚大なものがあります。これらの欠点は航空技術がいくら発達しても解決される見込みはありません。最後に環境問題があります。物凄い騒音もさることながら，エンジンからの排出物質による大気汚染が馬鹿になりません。

それでは最近脚光を浴びているリニアモーターカーはどうでしょうか。よく話題になる磁気浮上に関連した技術的困難のほかに，はっきりした致命的な欠陥があります。それは莫大なエネルギー消費です。高速運転には全く不似合な大きな空気

抗力です。エネルギーの供給が窮屈になることが予想される将来，このような浪費は許されません。

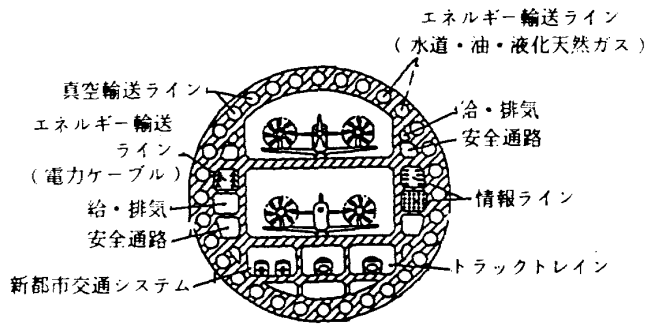
ここで提案するのは飛行機とリニアカーの両方の利点を持ったものです。すなわち地中を飛ぶ飛行機です。

まず地下50～100m に大口径のトンネルを作ります。まっすぐに東京と大阪，東京と札幌，大阪と福岡とを結びます。そのトンネルの一部が飛行機用です。第1図はトンネルの断面のスケッチで，トンネルの直径を50m とします。

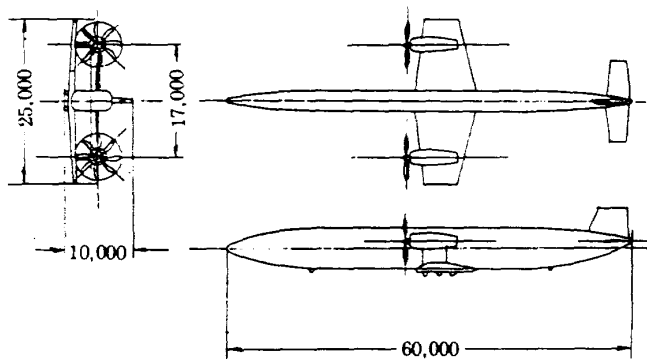
地中飛行機は低速では車輪で走行し，抗力の大きくなる高速時には僅かに浮上します。基本的には普通の飛行機と同じ形ですから空気抗力はリニアカーにくらべてずっと小さくなります。しかも広い滑走路はいりませんし，都心の地下で発着できます。また運航が天候に左右されることはありませんし，墜落する心配もありません。

第2図は3面図です。客席数は400で，新幹線のはほぼ1/3です。断面を抗力の小さい円に近づけるために客室を二階建てにしてあります。

まず空気抗力をいかにして減らすかが最大の眼目です。摩擦抗力を減らすキーポイントは胴体ま



第1図 大口径トンネル



第2図 地中飛行機3面図

わりの境界層を乱流にしないことです。最近急激に発達している境界層の層流化技術が全面的に応用されます。よく分らないのは抗力におよぼすトンネルの壁の影響で、この点については研究が必要です。翼に揚力がありますのでいわゆる誘導抗力も発生しますが、最終的に前面面積を基準とする抗力係数 C_D を0.2以下におさえられれば成功といえるでしょう。推進機関としてはジェットエンジンよりもプロペラのターボプロップがよいでしょう。最高速のときに消費するパワーは10,000kWと計算されます。

さて浮上の方はどうでしょうか。まず重量がどの程度に収まるかということですが、現在の飛行機に比べていくつか有利な点があります。窓がありません。突風の負荷がありません。客室の加圧は不用です。これらのことからかなり軽く仕上がると見て、全備重量を90tonにとりました。離陸速度が時速360kmで、揚力係数を1.0と仮定しますと、必要な翼面積は150 m^2 となります。高度は1mの程度ですからいわゆる地面効果で揚力の増加が期待できます。このように割合小さな翼ですむ秘密は離陸速度が大きいところにあります。

つぎには狭いトンネルの中を安全に飛べるかという問題です。図には水平尾翼や垂直尾翼もありますが、これだけではとても足りません。正規の位置からの微小なずれを鋭敏に検出してすばやく制御をかけなければなりません。トンネルの中には横風も、突風もありませんからその点は有利です。ここでは飛行機から上下、左右に沢山のジェットを吹いて位置と角度を制御することを考えます。地面から離れると地面効果が減って、揚力が小さくなり、また逆に地面に近すぎると揚力が大きくなって、元に帰ります。これは自然の上下方向の安定性ですが、一番怖いのは横滑りです。これを横向きのジェットでおさえようという訳です。この技術はまだ未発達で、かなりの開発努力が必要です。しかしやりがいのある技術的挑戦です。

さてこの地下飛行機は本当に実現するのでしょうか。制御の点を除けば飛行機の方は現在の技術で十分です。トンネルの掘削技術は急速に進歩していますからトンネルを作るのにもさしたる障害はありません。いまのところ考えられているのは図のように周辺に沢山の小さなトンネルを作ってから中の土を取り除く方式です。

最大の問題は莫大なお金をかけてこんな大きなトンネルを掘る必要があるかということです。このトンネルは多目的で、旅客、物資、エネルギー、情報などを輸送する文字通りの背骨となります。まず第一は自動車の高速輸送です。トンネルの中ですから自動運転が可能になります。目的地をセットしておけば居眠りをしているうちに目的地に着きます。中距離列車を走らすこともできます。面白いのは物資の高速輸送で、エアシューターのようにして、管の中を血液とかお金とかの貴重品をあっというまに届けることができます。

エネルギーの輸送も重要な用途です。周辺の小トンネルに太い電線を引きます。また別の小トンネルには石油を貯えます。天然ガスも、水素を貯えることもできます。光ファイバーやケーブルを通して情報を送ることはもちろんできます。

ここまで考えてくるとこのトンネルの持つ大きな経済効果ははっきりします。私達は日本全土の

深地下に大型トンネルを太い幹として、大枝、中枝、小枝が人間の血管系のように張りめぐらされる時の来るのを夢見ています。排ガスや騒音はすべて地下で処理され、地上はすべて空気が美味しく、緑の濃い、歩行者天国となります。それに

は巨額の予算と、20年もそれ以上もの歳月がかかります。しかしできてしまえば100年でも200年でも使えます。これこそ今まで散々環境を破壊し続けてきた私達が子孫に残してやることのできる最大の贈物です。

コリオリ力場におけるテラー・ゲルトラー渦の成長と崩壊

松原雅春* 益田重明*

Growth and Breakdown of Taylor-Görtler Vortices in Rotating Blasius Boundary Layer

by

Masaharu MATSUBARA and Shigeaki MASUDA
Dept. of Mechanical Engineering, Keio University

ABSTRACT

The Coriolis force affecting normal to the wall causes Taylor-Görtler vortices in a boundary layer rotating around the spanwise axis. These vortices distort the basic Blasius boundary layer to be inflectional distribution that should be inviscidly unstable. The experimental results showed that the pitch of Taylor-Görtler vortices are independent of the given initial disturbance, and suggested some mechanisms to select the spanwise pitch. The velocity fluctuation was founded near the inflectional point of the spanwise velocity distribution, though it was not clear whether it was caused by the inviscid inflectional instability or by the spanwise fluctuation of the Taylor-Görtler vortex itself.

Keywords: Taylor-Görtler vortex, instability, transition, Coriolis force, boundary layer

1. はしがき

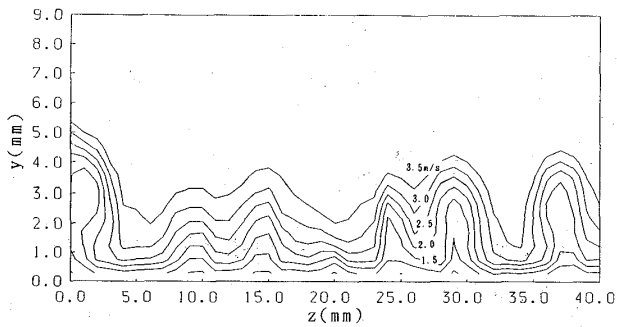
前縁に平行な軸の周りで回転する平板境界層に発生するテラー・ゲルトラー渦に関する実験結果について報告する。上流にスパン方向速度歪の形の攪乱を与えて規則的な縦渦を作り、攪乱のピッチの選択性、攪乱と縦渦のスパン方向の位置関係、縦渦の速度場、速度分布変曲点と速度変動の関係について実験的に調べた。

2. テイラー・ゲルトラー渦による遷移

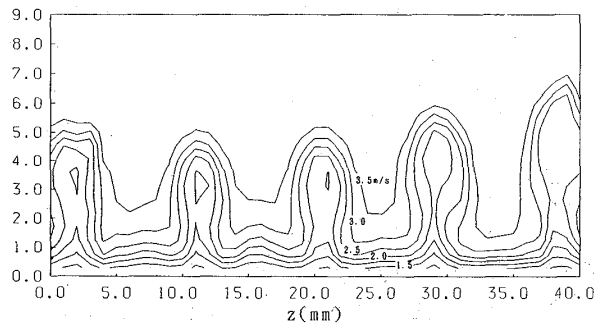
コリオリ力が壁に向かって働く場合の境界層の等流速線図を図1に示す。高流速領域と低流速領域がスパン方向に分布しているのが分る。低流速領域は壁近くの低流速の流体がテラー・ゲルトラ

ー渦により主流側に運ばれている位置に、高流速領域は逆に主流から高速の流体が壁に運ばれている位置に対応していると思われる。人工的な初期攪乱を与えない(a)の場合は、低流速領域はスパン方向に等間隔に現れずまた領域の広さも均等でない。人工的に初期攪乱を与えた場合を(b)に示す。初期攪乱として、前縁から120mm下流に高さ0.3mm、幅2mmの突起がスパン方向に10mm間隔で取り付けられている。この間隔は人工攪乱がない場合に成長するテイラー・ゲルトラー渦の間隔である。低流速領域のスパン方向の位置は人工攪乱の突起の位置に対応し等間隔になっている。また低流速領域は人工攪乱がない場合に比べ主流側に広がっており、その範囲も比較的均等であることが分る。さらに人工攪乱と低流速領域の位置との関係をはっきりさせるため、攪乱の位置をスパン方向に5mmずらした場合(c)を示す。低流速領

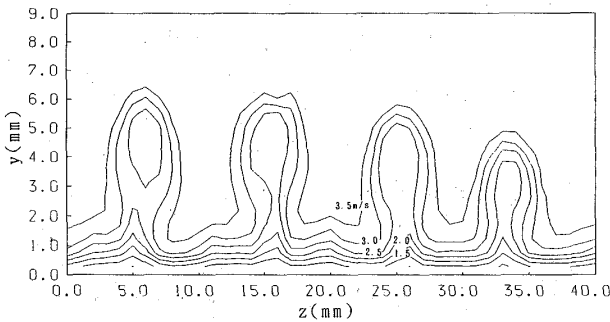
* 慶応大学理工学部



(a) 人工攪乱なし



(b) 人工攪乱あり (攪乱位置 $z=0, 10, 20, 30, 40$ mm)

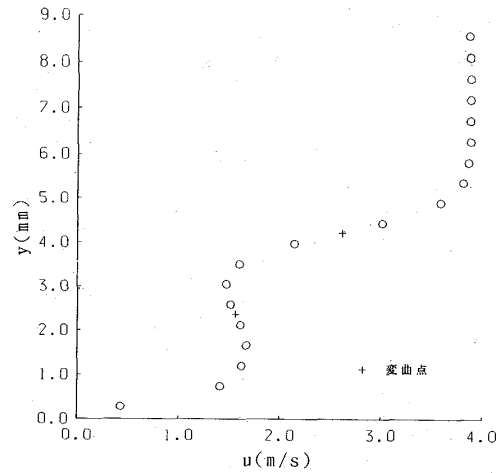


(c) 人工攪乱あり (攪乱位置 $z=5, 15, 25, 35$ mm)

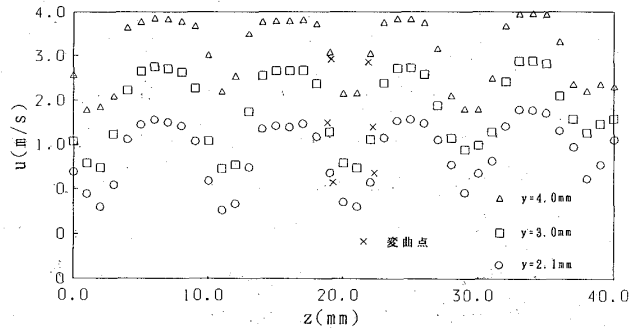
図1 等流速線図 ($U=4$ m/s, $N=68$ rpm, $X=320$ mm)

域も人工攪乱と共にスパン方向に5mmずれており、人工攪乱によるスパン方向の流速歪が突起の下流で低流速領域、その間に高流速領域として現れることがはっきりと分る。

図1(b)のときの壁に垂直方向の流速分布を図2(a)に、スパン方向の分布を図2(b)に示す。垂直方向の分布を見ると変曲点が $y=2.4$ mm と $y=4.3$ mm の二箇所に存在することが分る。またスパン方向の分布でも低流速領域と高流速領域の間に変曲点が存在する。変曲点における流速を u_s とすると非粘性型の不安定条件は、



(a) 壁に垂直方向の流速分布 ($z=21$ mm)



(b) スパン方向の流速分布

図2 変曲点を持つ流速分布 (図1(b)と同条件)

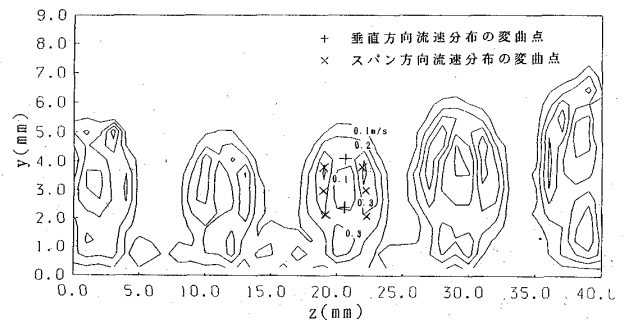


図3 等乱れ線図 (図1(b)と同条件)

$$u''(u-u_s) \leq 0$$

で、これらの変曲点はこの条件を満たしている。変曲点の位置と乱れ強さの関係を図3の等乱れ線図で見ると、壁に垂直方向の流速分布における変曲点よりはむしろスパン方向の変曲点付近で乱れ強さが大きいことが分る。ただしこの位置での流速変動波形には、一定周波数の振動は観察されていない。

図4に流速変動波形を示す。上流では完全な層

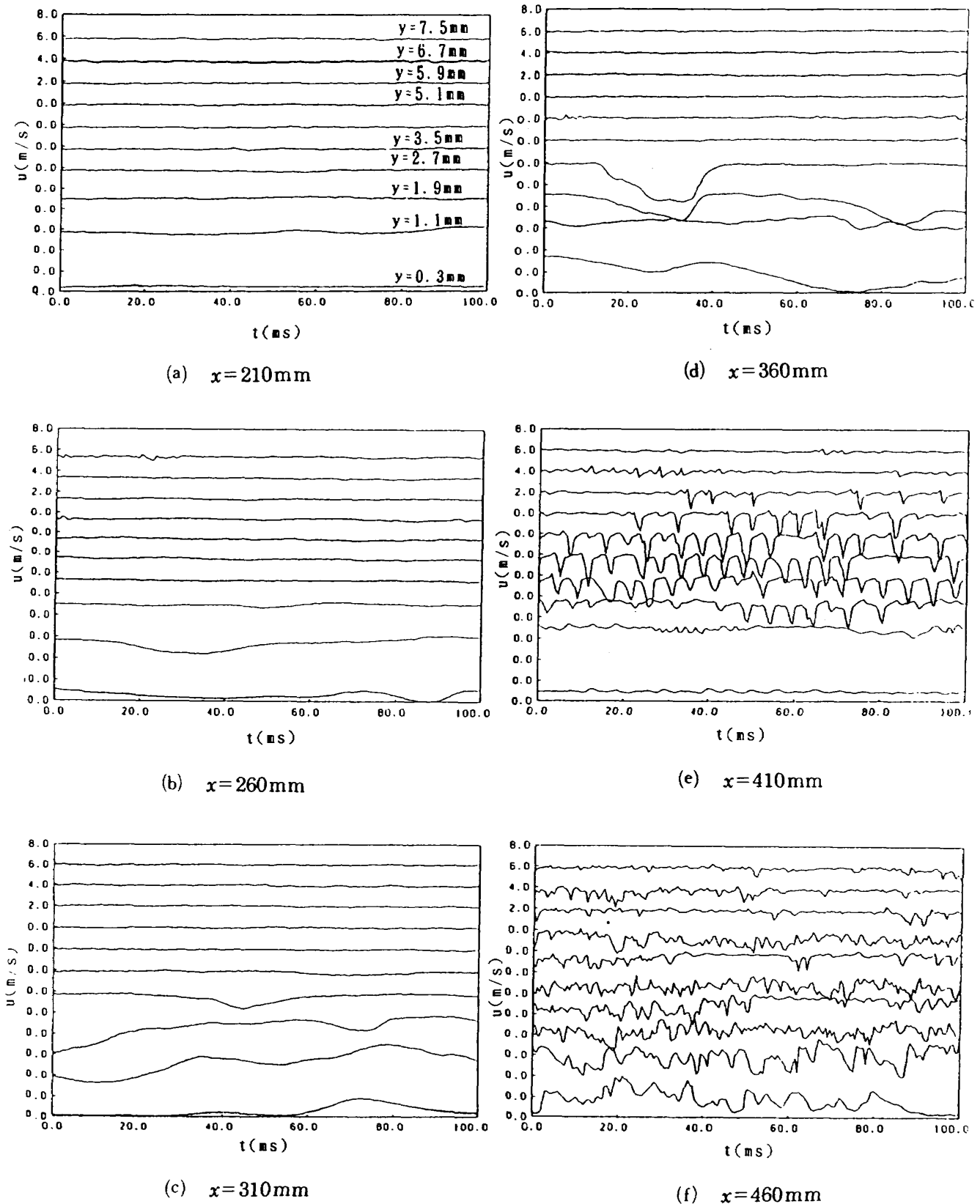


図4 流速変動波形 ($U=6\text{m/s}$, $N=60\text{rpm}$)

流であるが、前縁から310mm(c)あたりから時間的にゆっくりとした流速変動が見られる。この振動は特定の周波数をもたず振幅も一定でない。さらに下流の前縁から410mm(e)では周波数も振幅も一定の振動が見られる。多数の波形を観察する

と、流速分布に変曲点が現れてすぐにはこの振動波形は見られず、変曲点が現れてから少し下流で観察される。このことは、微小攪乱から波形に現れるほど大きな振幅に成長するには一定の時間が必要であるためと思われる。さらに下流では流速

波形は特定の周波数をもたず、乱流に遷移していることが分る。このようなスペクトル進化による遷移は凹面上の境界層¹⁾でもみられ、不安定場の特徴的な遷移であると言える。

3. スパン方向の波長の選択性

境界層のようにその代表長さである境界層厚さが流れ方向に変化している場で、テイラー・ゲルトラー渦のスパン方向の間隔が何によって決定されているかは流体力学上興味深い問題であるだけでなく、壁面の熱伝達などを考えると工学上重要な問題でもある。可視化実験の結果²⁾から、無次元間隔 $U\lambda/\nu$ は無次元回転角速度 $\omega\nu/U^2$ で整理できることが分っている。ここで U は主流流速、 λ はテイラー・ゲルトラー渦のスパン方向の間隔、 ν は動粘性係数、 ω は回転角速度である。また、凹面上のテイラー・ゲルトラー渦も無次元曲率 ν/rU で同様に整理できることが明らかになっている³⁾。ここで r は曲率半径である。しかし、テイラー・ゲルトラー渦のスパン方向波長がどのように選択されるか、十分な理解はまだ得られていない。

ここまでの実験の人工攪乱は自然に発生するテイラー・ゲルトラー渦の間隔にしているので、人工攪乱をテイラー・ゲルトラー渦のスパン方向の位置を固定するために実験の便宜上用いてきたと言える。そこでこの人工攪乱を自然発生する間隔と違う間隔にし、制御された初期攪乱として積極的に利用して下流で成長するテイラー・ゲルトラー渦のスパン方向の間隔がどのように変化するかを調べた。図5は人工攪乱の間隔 λ_d を (a) $\lambda_d = \lambda_0/2$, (b) $\lambda_d = \lambda_0$, (c) $\lambda_d = 2\lambda_0$ (λ_0 は自然に成長するテイラー・ゲルトラー渦の間隔8mm) とした場合の下流の流速分布である。どの場合でも、低流速領域の間隔が自然にできるテイラー・ゲルトラー渦の間隔と同じオーダーであり、自然の間隔の波長が選択されていることが分る。このことから、テイラー・ゲルトラー渦の間隔は与えられた初期攪乱の波長によって決定されるのではなく、主流乱れなどの自然に存在するノイズの中から選択されているものと考えられる。

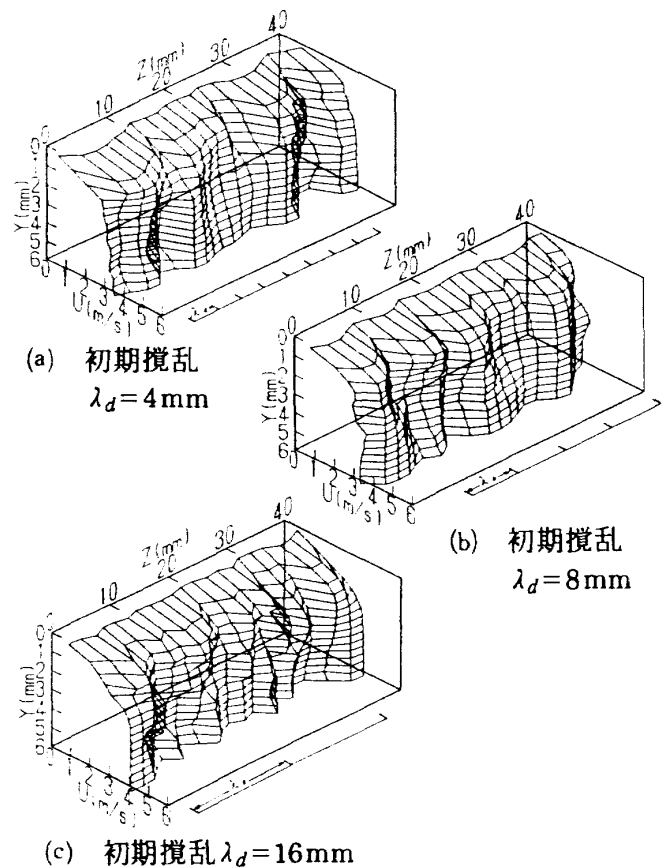


図5 人工攪乱の間隔 λ_d による流速分布の変化 ($U=4\text{ m/s}$, $N=80\text{rpm}$, $x=340\text{mm}$)

5. あとがき

コリオリ力が壁に向かって働く回転境界層は、凹面上の境界層と同様にテイラー・ゲルトラー渦の発生・成長、変曲点型流速分布、非粘性型の二次不安定、という過程により遷移することが明らかになった。また、テイラー・ゲルトラー渦のスパン方向の間隔は与えられた初期攪乱によって決まるのではなく、なんらかの波長選択により決定されることが明らかになった。

6. 参考文献

- 1) Swearingen, J. D. & Blackwelder, R. F.: J. Fluid Mech. (1987), Vol.182, pp.255-290.
- 2) 益田, 松原: 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-15, 1991, pp.25-30.
- 3) Matubara, M. & Masuda, S.: ASME FED (1991), Vol.114, pp.103-107.

傾斜円柱境界層遷移における進行波不安定性について

小 濱 泰 昭

Traveling Disturbances Appearing in Yawed Cylinder Boundary Layer Transition

by

Yasuaki KOHAMA
Tohoku University

ABSTRACT

Unsteady disturbances with two different frequency f_1, f_2 were detected in the boundary layer transition process on a yawed cylinder surface. Detailed velocity field measurement were performed using rotatable hot wire system. It was found out that high frequency (f_2) disturbance seems to be streamwise inflectional instability appeared locally over each top of crossflow vortices, and drive the flow field directly to full turbulent state. Directions and phase velocities of these disturbances are measured and found out that high frequency disturbance (f_2) is the secondary instability which was visualized by smoke previously.

Keywords: swept wing flow, 3-D boundary-layer transition, randomization process, traveling disturbance

1. はじめに

航空機主翼の後退翼は衝撃波の発生限界をおくらせて、高亜音速飛行を行うためにも必要であるが、他方、横流れ不安定性を誘発し、粘性抵抗を増大させる役割もしている。横流れ不安定性発生メカニズムには不明な点が多く残されており、従って境界層制御のめども立っていない。後退円柱は後退翼前縁まわりの流れを模擬するので、本実験においてはこの流れ場を詳細に測定することにより遷移のメカニズムを解明することを試みる。

2. 測定結果と考察

図1に熱線流速計により検出された速度信号を周波数分析した結果を示す。円柱直径は300mmであり、その他の流速条件は図中に示してある。

およそ $f_1=1\text{kHz}$ と $f_2=12\text{kHz}$ にピークを有する攪乱が存在していることが解る。Poll¹⁾も1kHzと17.5kHzの2種類の進行波を検出しているが、その詳細については言及しておらず、不安定性の種類を含め、物理的なメカニズムは不明であった。一方、著者らの過去の煙による可視化写真²⁾には細かな構造を有する横流れ渦とは異なる不安定性が視認されており、これが著者らが主張する横流れ場における2次不安定³⁾ではないかと考えられていたが、これまでそれを裏付ける実験結果が得られていない。そこでここでは平行プローブを回転させ、 f_1, f_2 の発生位置、伝播(位相)速度、伝播方向を詳細に測定した。その結果、 f_1 は境界層底部に乱れ強さピークを有し、 f_2 は境界層外縁近くの、横流れ渦軸に近い位置に局所的に乱れ強さのピークを有していることが判明した。また、図2(a)~(c)に示すように、伝播方向は f_1 はほぼ

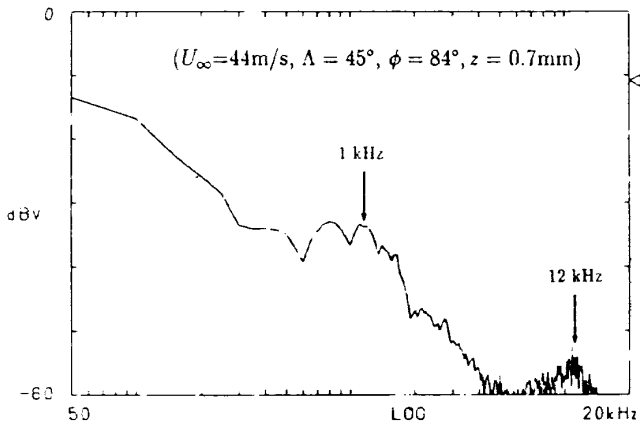
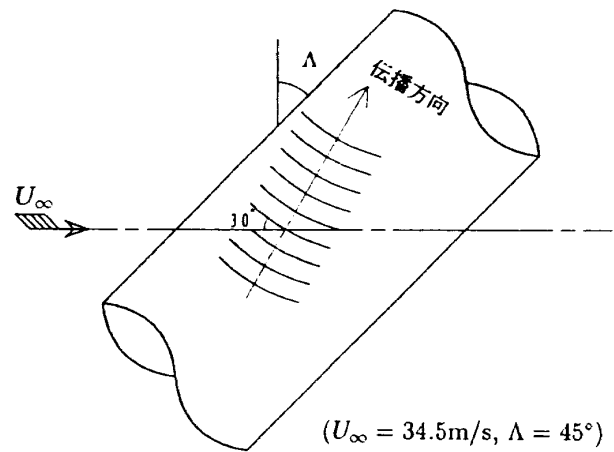


図1 熱線波形の周波数分析結果
($U_\infty = 44 \text{ m/s}$, $\Lambda = 45^\circ$, $\phi = 84^\circ$, $Z = 0.7 \text{ mm}$)

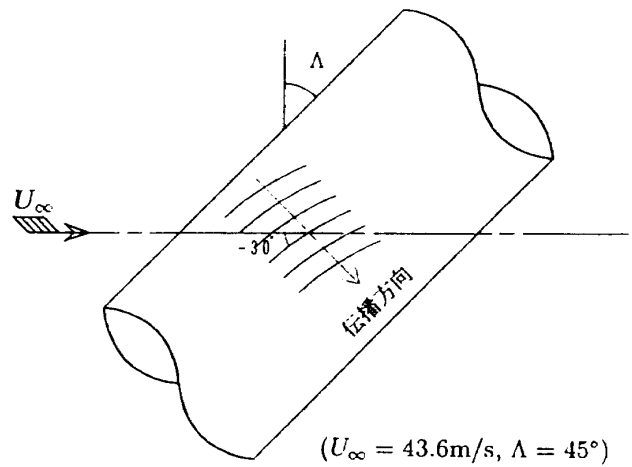
スパン方向に、 f_2 は主流に対しておよそ 30° の方向に伝播していることが判明した。又、 f_2 は、図(c)に示すように煙による可視化の結果とほぼ一致していることから、横流れ不安定場における2次不安定である可能性が強い。類似の2次不安定は回転円板⁴⁾、球⁵⁾そして後退翼⁶⁾にも検出されており、3次元境界層一般^{7),8)}にも見いだすことができる。伝播速度は、 f_1 は 2.4 m/s ($U_\infty = 34.5 \text{ m/s}$)、 f_2 は 18 m/s ($U_\infty = 43.6 \text{ m/s}$) であった。

3. おわりに

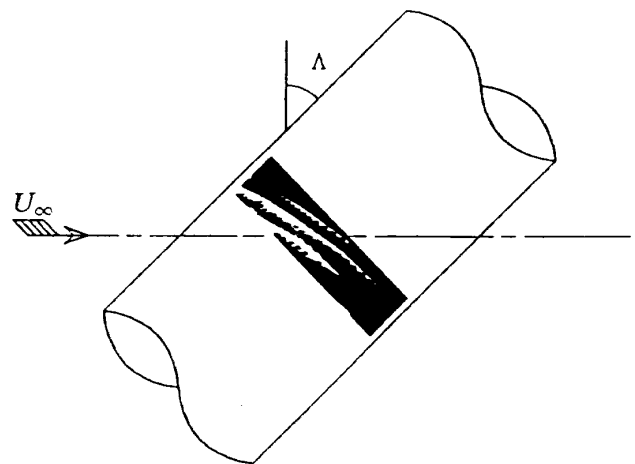
横流れ不安定場には、まだまだ不明な点が多い。本研究結果を発表した折り、根本的な質問が航技研の高木氏から出された。「本研究の題目の中の“進行波不安定性”とはどういう意味か？」というのである。横流れ渦(1次不安定)は壁面に固定して発生するのが常識と思っていたが、高木氏の測定では、固定している証拠は1つも出てきていないという。どのようなメカニズムが横流れ渦を壁に対して固定させる役割をしているのかが、3次元境界層の受容性とのかわり方で極めて重要であると思う。又、低周波の擾乱 f_1 の物理的構造も明らかになっていない。加えて、安定計算によれば、1次不安定として壁に固定した擾乱に先んじて位相速度を有する横流れ不安定性が発生するはずである。 f_1 はこれとは異なる位置に発生しているが、伝播方向は似ている。今のところ、どう頑張ってもその複雑な構造を想像することはできない。



(a) 低周波擾乱 f_1



(b) 高周波擾乱 f_2



(c) 2次不安定波の可視化²⁾

図2 進行波擾乱の伝播方向

参考文献

- 1) D. I. A. Poll : J. Fluid Mech., Vol.150 (1985), 329-356.

- 2) Y. Kohama, F. Ohta and K. Segawa :
Laminar-Turbulent Transition, D. Arnal,
R. Michel Eds., Springer-Verlag (1989),
431-440.
- 3) Y. Kohama : Acta Mech., Vol.66 (1987),
21-38.
- 4) Y. Kohama and R. Kobayashi : J. Fluid
Mech., Vol.1371 (1983), 153-164.
- 5) Y. Kohama, W. S. Saric and J. H. Hoos :
Proc. Boundary Layer Transition Control
Conf. Cambridge, UK (1991), 4.1-4.13.
- 6) 伊藤 光 : 日本航空宇宙学会誌, 25巻, 283号
(1977), 390-394.
- 7) S. Masuda and M. Matubara : Laminar-
Turbulent Transition, D. Arnal, R. Michel
Eds., Springer-Verlag (1989), 465-474.
- 8) R.Kobayashi, Y.Kohama and M. Kurosawa
: J. Fluid Mech., Vol.127 (1983), 341-352.

カオス移行過程におけるカルマン渦列の視覚構造

永田 拓* 石丸 尊士*

Visual Structure of Karman Vortex Streets in a Route to Chaotic States Exited by Oscillation of a Circular Cylinder

by

Hiroshi NAGATA and Takashi ISHIMARU
Faculty of Engineering, Gifu University

ABSTRACT

The structure of Karman vortex streets formed behind a circular cylinder oscillated in the streamwise direction was studied by using flow visualization and hot-film anemometry. The spectra of velocity fluctuation at one point which is located immediately downstream of the absolute instability region were found to correspond intimately to the global structure of the vortex street. The chaotic vortex streets appear in the two ranges both around the lower and the upper boundaries of the lock-in range for the frequency of the cylinder oscillation. In the ranges outside the lock-in and the chaotic ranges, the velocity fluctuations become quasi-periodic states. The variation of the structure of the vortex streets can be interpreted as a result of nonlinear interaction between the pattern created by the oscillation of the cylinder and the pattern formed by natural shedding of the vortices. The chaotic vortex streets are considered to develop under the unsteady states in a competition between these two patterns.

Keywords: Karman vortex street, chaos, three dimensional flow, nonlinear interaction, pattern formation, flow visualization

1. はしがき

時間発展の経過が決定論的に記述できても、初期条件がわずかに異なるだけで、その結果が著しく異なり特定できないカオスといわれる現象がある。カオスは、自由度が3以上の非線形の現象には、発生の可能性があるので、きわめて単純に見える単振子の強制振動などにも、カオスの典型を見ることができる¹⁾。見かけ上予測不可能な複雑な運動が、自由度が小さい系でも起こり得るといふカオス発生の観点は、乱流遷移の問題に対しても新しい知見を与えるものと思われる。

このような観点から、テラー渦やベナード渦などの閉じた流れに対して、多くの研究がなされている²⁾。しかし、噴流や後流のような空間的な自由度が大きい開いた系についてのカオスに関連した研究は少ない。最近 Sreenivasan^{3),4)}は、一様流中の円柱背後のカルマン渦列にも、レイノルズ数 Re に依存する「カオスの窓」と「秩序の窓」が存在することを示し、以来カルマン渦列に対する新しい視点が開かれた。Gharib⁵⁾は、Sreenivasanの発見した「カオスの窓」や「秩序の窓」は、円柱が静止している場合には存在せず、円柱が一様流中でわずかに振動させる場合にだけ存在すると主張し、これに対する Sreenivasanの反論⁶⁾も

* 岐阜大学工学部

あるが、Karnidakis⁷⁾は、数値解によって、Gharibの主張を支持している。

Sreenivasanらの研究が示唆するように、カルマン渦列を、流れによる非線形自励振動としての力学系の問題として捉え、単純な渦列が複雑化する過程を秩序とカオスの観点から解明することが、重要な課題であると考えられる。秩序やカオスを同定する方法が確立されていない現状では、速度変動波形の測定だけに依拠したSreenivasanやGharibの研究に欠落している渦列の構造変化を知ることが不可欠であると思われる。

本研究では、「秩序やカオスの窓」の発生を予期して、渦列に攪乱を与えるために円柱自身を一様流の方向に振動させ、円柱の振動数の変化に応じて多様に変化する渦列の視覚的な構造変化を可視化実験によって明らかにした。そして、円柱背後の速度変動のパワースペクトルを測定し、両者の関連について考察した。渦列は軸方向に変形し易く、三次元的な構造をもつので、渦列の軸方向の変化に注目し、渦列構造を分類し、この分類に基づいて詳細な観察と測定を行った。

実験条件は、以下のものである。レイノルズ数 $Re = U_d/\nu = 160$ (U : 一様流速, d : 直径, ν : 動粘度), 無次元振幅 $A/d = 0.1$, 無次元振動数 $Scv = Sc/Sv_0 = 0 \sim 3.0$ (Sc : 円柱の振動ストロハル数, Sv_0 : 円柱静止時の渦放出ストロハル数), 円柱の振動 $X = A \sin \omega t$ (X : 主流方向の変位, ω : 角振動数, t : 時間)。

2. 渦列の三次元構造

Scv の値を0から0.1きざみで $Scv = 3.0$ に至るまで変化させ、 $Re = 160$ の場合の渦列の三次元構造の変化を観察した。渦列は Scv の値によって多様な三次元構造を示す⁸⁾。これらの渦列構造は次のように分類できる。

①SA型: 渦列は円柱軸に対して傾斜しているか湾曲している。基本的構造は、静止円柱($Scv = 0$)の場合と同じである(Slant or Arch)。②N型: 円柱の軸方向にも流れ方向にも、きわめて明確な安定した周期性をもつ秩序性の高い渦列構造。③P型: 円柱軸に平行に形成される秩序性の高い

安定した渦列(Parallel)。④NP型: N型とP型が共存し安定した秩序性の高い渦列。⑤C型: 時間的空間的に不安定なカオス的な渦列(Chaos)。⑥SK型: 円柱軸に対して傾斜して形成され、個々の渦列には、一定間隔でコブ(Knots)が付いたように、円柱表面からの色素が集中する部分が見られる渦列(Slant with Knots)。

これらのそれぞれの型の構造の渦列が発生する Scv の帯域は、後述の図2中の上方に示す。 Scv の値が小さい場合には、 $Scv = 0$ の場合の渦列($Re > 150$)についてGerrardが命名した三次元構造Fingers(縦渦を含む二次流れ)が局所的に形成される。

3. 速度変動の測定位置

Kupferら⁹⁾やTriantafyllouら¹⁰⁾のカルマン渦列生成機構の研究によれば、円柱直後の絶対不安定領域($x/d < 2.5$, x : 円柱中心からの距離)で、攪乱は自己維持的な振動となり、この振動が渦列の発生を促し、これより下流では対流不安定領域であるので、 $x/d < 2.5$ で励起された渦列は下流に流れ去る。本研究では、この新しいカルマン渦列の生成機構に従って、渦列の構造は円柱直後の $x/d < 2.5$ の領域で決まると考え、絶対不安定領域の直後の一点($x/d = 3.0$, $y/d = 1.0$)を速度変動の測定位置とした。

4. 速度変動のスペクトル分布と渦列の構造

図1は、上述の測定点における速度変動のFFT分析の結果を、 Scv 値の増大順に配列したものである。図中の矢印は円柱の振動数 $Fc (= fc)$ と円柱静止時の渦放出周波数 Fv_0 を示す。また図中の[SA]...等の記号は、前述の渦列の型を示す。 Scv の値によって、多様に変化する渦列構造に対応して、スペクトル分布も、図に示すように多様な変化を示す。このスペクトル分布の質的变化を知るために、スペクトルのピーク周波数 fp を円柱の振動数 fc と渦放出周波数 fv の線形和 $|mfc + nfv|$ (m, n : 整数)で表すことにした。ここで fv は $Scv \neq 0$ のときの渦放出周波数である。そ

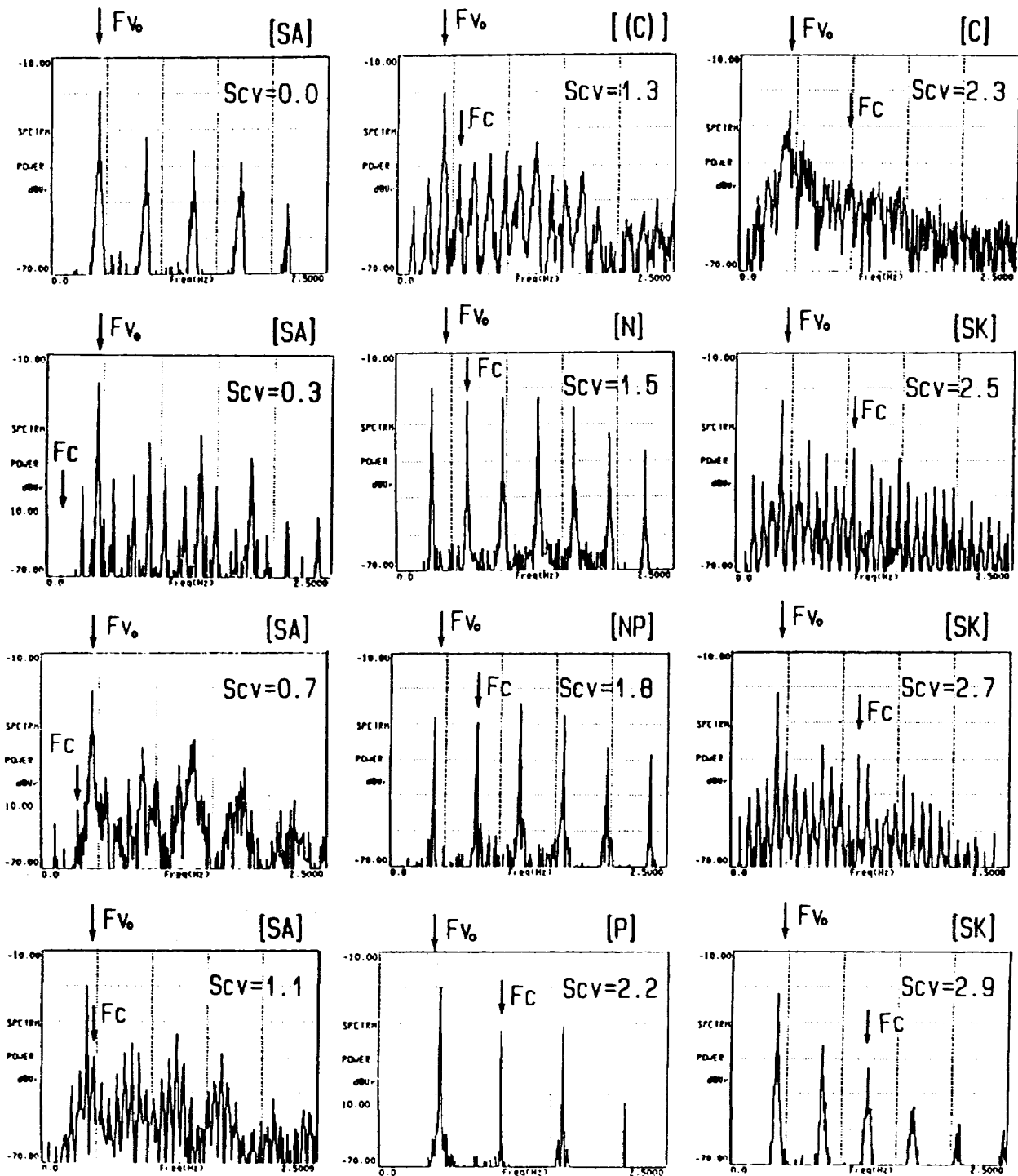


図1 速度変動のスペクトル分布 ($Re=160$, $x/d=3.0$, $y/d=1.0$)

の結果を図2に示す。横軸は Scv 、縦軸は fp/Fv_0 である。ピークの強さは大きい順に記号「○, △, □, ○」で示し、「○」印が最大値を示す周波数で、以下「△, □, ○」の順にそのパワーが最大値から 10dB ずつ低下させたレベルを超えるピーク周波数である。

まず、最も秩序性の高い渦構造 (N型, NP型及びP型) を示す Scv の帯域 $1.4 < Scv < 2.2$ では、円柱の振動と渦放出は同期しており、ピーク周波

数はすべて $1/2 fc$ の整数倍で表示され、そのパワーはいずれも大きく、スペクトルの広がりも狭く、この帯域は「秩序の窓」に相当する。

この「秩序の窓」の Scv の帯域の上限及び下限近くの2つの帯域、すなわち $1.0 < Scv < 1.3$ 及び $Scv \approx 2.3$ においては、図に示すように、ピーク周波数 fp は、 fc と fv の線形和では表示できない。まず上限近傍の $Scv=2.3$ の場合は、渦列の視覚構造がカオス的なC型を示し、スペクトルの広がり

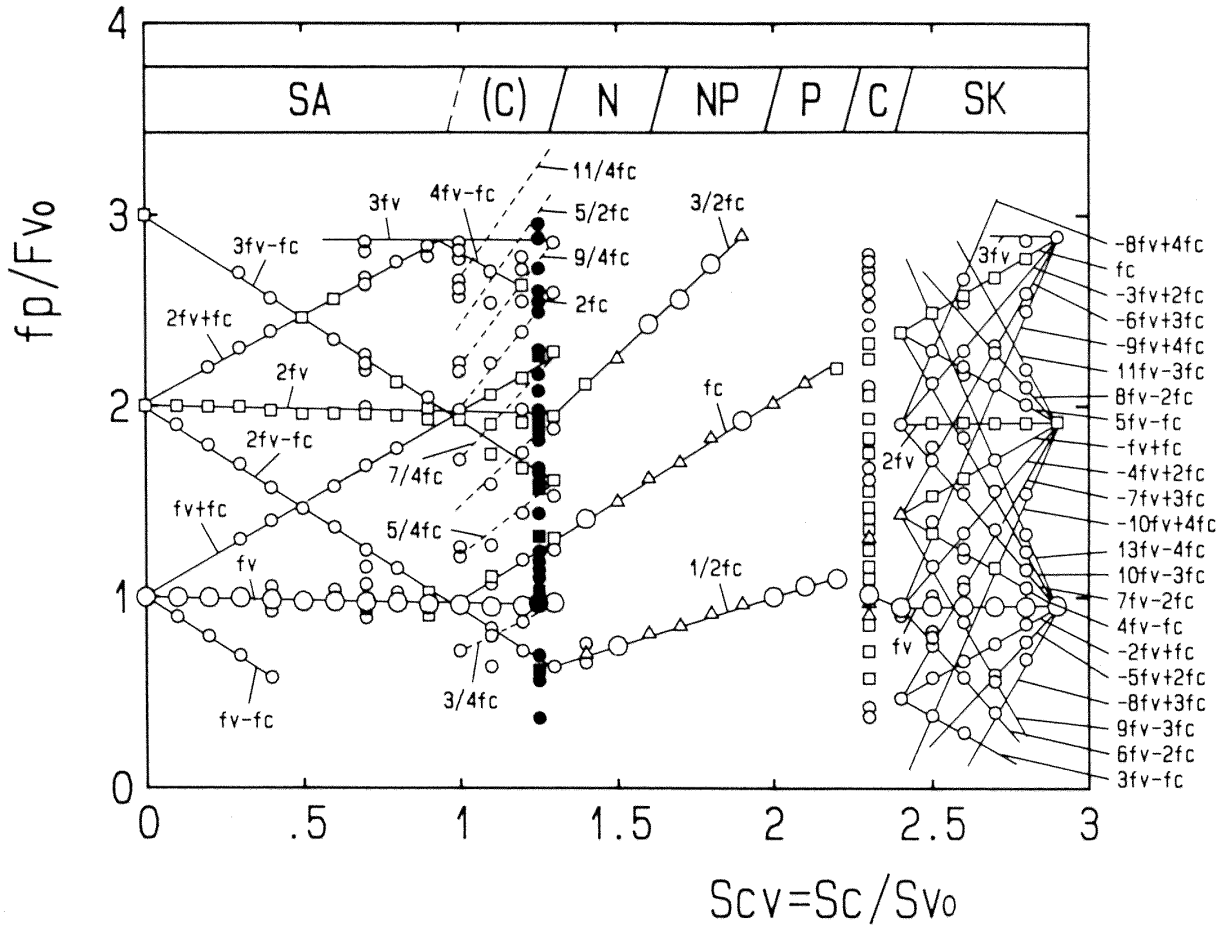


図2 ピーク周波数の分布状況と円柱の振動数との関係

も大きく、スペクトル分布もカオス的な様相を示す。つぎに下限近傍のもう1つの帯域 $1.0 < Scv < 1.3$ では、しばしば図中黒丸で示すように、スペクトル分布の広がりが大きくなり、 $Scv=2.3$ の場合と同様な分布を示すことがある。このような分布を示す場合は、速度変動の測定位置近傍に Fingers (縦渦構造をもつ二次流れ) が形成され、しかも、その位置が円柱のスパン方向に変動する場合であることがわかった。この $Re=160$ の場合には、Fingers の形成は偶発的で安定しない。 $Scv=1.3$ の場合、Fingers の発生が見られない断面でも渦列は通常の千鳥配列をとらず、図3に示すような y 方向に大きなうねりを伴った配列となる。また、 $Scv=1.0$ では、渦配列は通常の千鳥配列をとるが、渦列の中心が円柱の後流軸の上方にシフトしたり、下方にシフトしたりする。視覚的な渦構造の観察だけから、この帯域 ($Scv=1.0 \sim 1.3$) の渦構造を C 型と断定することは、 $Scv=2.3$ の場合に比して難しい。そのため、この図3では、

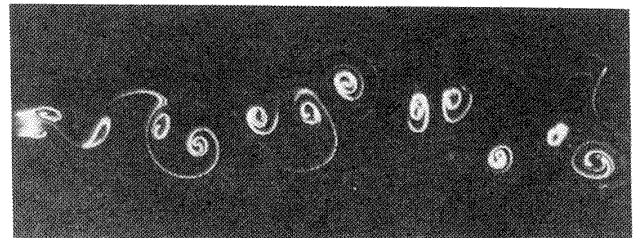


図3 「(C)型」渦列 ($Re=160, Scv=1.3$)

この渦列構造をカッコ付の C 型という意味で「(C)型」とした。

Scv が上述の帯域の外側の、 $0.1 < Scv < 1.0$ 及び $2.4 < Scv < 2.9$ では、渦列の視覚構造はそれぞれ SA 型及び SK 型となり、両者の渦列構造はかなり異なっているが、いずれの場合も、ほとんどのピーク周波数 fp は、 fc と fv の線形和 $|mfc + nfv|$ で表される。この帯域で、 Scv が 2.9 の場合には、 fp は fv だけの整数倍で表されている。これは、SK 型の渦列のコブに相当する部分が、図4に示すように流れ方向に揃うためであると考えられる。同様に $Scv=2.4$ の場合には、コブの部分

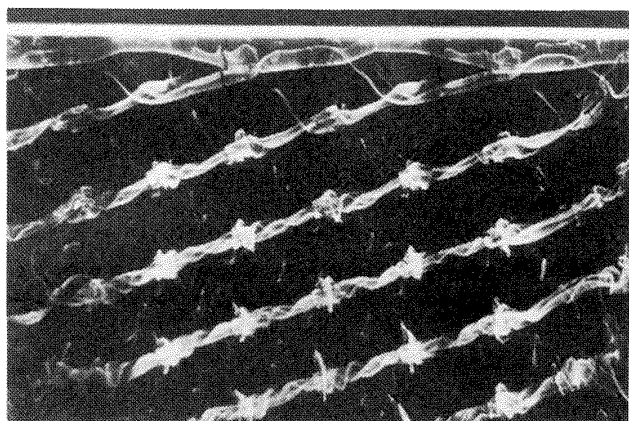


図4 「SK型」渦列 ($Re=160, Scv=2.9$)

が一行おきに流れ方向に揃い、この場合には f_p の値は、 $f_v/2$ だけの整数倍で表示される。

5. ま と め

図5は、ピーク周波数 f_p の $|mfc + nfv|$ 表示を試みた上述の結果をまとめたものである。横軸は Scv 、縦軸は f_p の表示に要した基本周波数の数 N で、図中には基本周波数の種類 (fc, f_v 等)、及び渦列構造の型が示されている。渦列構造がN型、NP型、P型を示す領域は渦放出と円柱の振動が同期 (Lock-in) する帯域で、「秩序の窓」に相当する。この場合の速度変動波形は完全に周期的である。この両側の図中斜線部分の帯域では、ピーク周波数 f_p が広い周波数にわたり、 f_p を表示するには、 fc, f_v に加えてさらに多くの基本周波数を要し、「カオスの窓」に相当する帯域である。この斜線部分の両外側の渦列構造がSA型及びSK型を示す Scv の帯域では、いずれの帯域でも、 f_v と fc を基本周波数として f_p を表示できる ($N=2$)。この帯域の速度変動波形は準周期的 (f_v/f_c の値が無理数) となる。

本実験のように、時間ばかりでなく空間的にも発展する自由度の大きい開いた流れ系におけるカオスの発生機構に対しても、最近理論的な研究¹¹⁾が進んでいるが、まだ普遍的な機構は解明されていない。現象的には、 Scv の変化に伴う渦列の形成機構を fc と f_v に基づく渦構造が非線形干渉する経過と考えると、カオス的な渦列 (Lock-in 帯域の上限および下限近くの二つの帯域で発生する) は、 f_v と fc に基づく二つの渦構造が競合する不

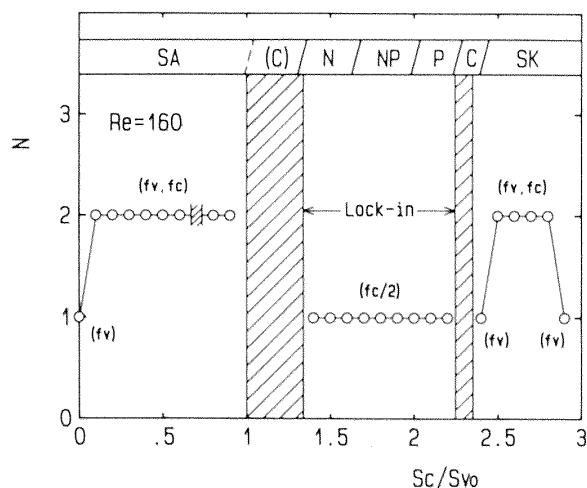


図5 ピーク周波数 f_p を表示するための基本周波数の数と種類

安定な状態¹²⁾のもとに発生すると考えられる。

文 献

- 1) たとえば Baker, G. L. and Gollub, J. P., Chaotic Dynamics, Cambridge Univ. Press (1990).
- 2) たとえば Yahata, H.: Prog. Theor. Phys. 78 (1987), 282.
- 3) Sreenivasan, K. R.: in Frontiers of Fluid Mechanics (ed. Davis, S. H. and Lumley, J. L.), Springer, (1985), 41.
- 4) Sreenivasan, K. R.: Nonlinear Dynamics of Transcritical Flows (ed. Jordan, H. L.), Springer, (1985), 59.
- 5) Gharib, M. and Van Atta, C. W.: J. Fluid Mech., 174 (1987), 113.
- 6) Sreenivasan, K. R.: Lecture Notes in Physics 357 (1989), 269.
- 7) Karnidakis, G. E. M. and Triantafyllou, G. S.: J. Fluid Mech., 199 (1984), 441.
- 8) 永田, 石丸: ながれ, 10 (1991), 409.
- 9) Kupfer, K., Bers, A. and Ram, A. K.: Phys. Fluids, 30 (1987), 3075.
- 10) Triantafyllou, G. S., Kupfer, K. and Bers, A.: Phys. Rev. Lett., 59 (1987), 1914.
- 11) Kaneko, K.: Physica 34D (1989), 1.
- 12) Cilibert, S. and Gollub, J. P.: Phys. Rev. Lett., 52 (1984), 922.

平面ポアズイユ流の分岐と境界条件

梅 木 誠

Boundary Conditions and Bifurcations in Plane Poiseuille Flow

by

Makoto UMEKI

Department of Physics, University of Tokyo

ABSTRACT

Effects of boundary conditions on bifurcation structures of two-dimensional steady progressive waves in plane Poiseuille flows are considered. There may exist a Hopf bifurcation on the upper branch of the progressive waves. In terms of the spectral method, the dimension of evolution equations of modes with a constant pressure gradient is larger by one than that with a constant flux.

Keywords: plane Poiseuille flow, bifurcation theory, boundary condition

1. は し が き

平面ポアズイユ流の安定性は古くからの問題であり、線形理論では Orszag (1971) が Chebyshev 多項式を用いて臨界 Reynolds 数 5772.22 と臨界波数 1.02 を計算している。この値の付近では、2次元の波動の解が subcritical な分岐によって生ずる事も知られており、この2次元進行波解は境界層理論で最初に見つけられた事から Tollmien-Schlichting 波 (TS 波) と呼ばれている。弱非線形理論が安定性の解明に大きく寄与した流れの一つの例であり (Itoh 1977)、3次元での理論解析 (Itoh 1987) や数値解析 (山本 1990) によるポアズイユ流の遷移の研究では、3次元不安定性が実験 (peak-valley 構造など) をうまく説明することもわかっている。

近年、Pugh & Saffman (1988) が、2種類の境界条件 (流量一定と圧力勾配一定) でこの TS 波の解の安定性が異なる事を示した。とくに、圧力

勾配一定の条件では、TS 波のサドルノード分岐点の近傍で不安定状態が持続し、ホップ分岐により安定化する事を示した (図 1)。本研究では、数値解析の立場から2次元流の範囲内で考察する。特に Fourier-Chebyshev 展開によるスペクトル法での境界条件の入り方を扱い、低モードにのみ小さな攪乱をいれた初期値による数値計算も行った。

2. 境界条件と高次分岐

2枚の静止平板間 (距離 $2h$) の2次元 Navier-Stokes 流を考える。流れ方向を x 、平板に鉛直な方向を y とし、 h で無次元化し、速度場を (u, v) と置き、 x 方向には速度場に対し長さ L の周期境界条件をとる。流れを主流 (平面ポアズイユ流) と摂動にわけると、主流の流れ関数と渦度はそれぞれ

$$\Psi(y) = y - y^3/3, \quad \Omega(y) = -\Psi''(y) = -2y$$

と表される。以下では摂動の渦度 $\omega (= -\Delta\psi)$ に対する発展方程式を考える。境界条件は平板での non-slip 条件であるが、 ψ の任意定数性を用いて

その一つは、 $\psi(x, y=-1, t)=0$ と書き直される。

ここで、2種類の境界条件(拘束条件)を考える。まず流量 Q 一定の場合には、もう一つの条件は $\psi(x, y=1, t)=0$ と書き直される。次に、圧力勾配 P 一定の場合には

$$\psi_{0,t}(y=1) - \nu [\psi_{0,yy}]_{y=-1}^{y=1} = 0$$

となる。ただし、

$$\psi(x, y, t) = \sum_k \psi_k(y, t) e^{iakx}$$

2種類の境界条件に対して平面ポアズイユ流の最大速度を U_Q, U_P と置くと、流量と圧力勾配はそれぞれ $Q=4U_Q h/3, P=-2\nu U_P/h^2$ と表せ、Reynolds数は $Re_Q = hU_Q/\nu = 3Q/4\nu, Re_P = hU_P/\nu = -h^3 P/2\nu^2$ と2通りの表式を得る。

2次元定常進行波解(TS波)に対しては、 t に関する周期性を用いて、2つの条件に対応する波動解はスケーリングの違いだけであり、Reynolds数に対し関係式

$$Re_P = Re_Q (1 - \frac{1}{4} [\psi_{00,yy}]_{y=-1}^{y=1})$$

が得られる。一般にはTS波に対し、 $Re_P > Re_Q$ である事が知られている。

Pugh & Saffman (1988) の解析によると、TS波解の安定性は2種類の境界条件で異なっており、流量一定の時はレイノルズ数を小さくしたときにturning pointの付近で普通のサドルノード型の分岐が起きるが、圧力勾配一定の場合には、図1

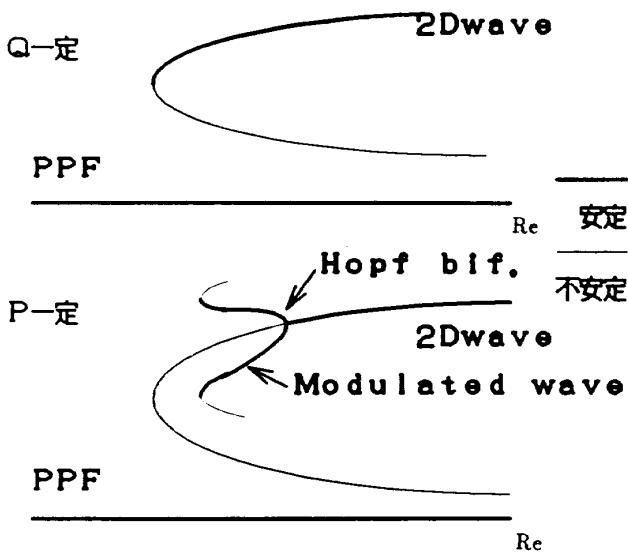


図1 平面ポアズイユ流のTS波解の分岐ダイアグラム(上:流量一定, 下:圧力勾配一定)

のようなHopf分岐を含む解の複雑な変化を示す。線形化方程式の固有値で見れば、図2のように

2つの実部が正の複素共役 →

1つの正の実数

という様に変化する。Barkley (1990)はこの結果を用いて、新しいパラメータを導入して流量一定と圧力勾配一定を連続的につなぐ条件を構成し、Normal Formの理論を応用してホモクリニック軌道や縮退したHopf分岐の存在を予想している。

また、Jiménez (1987, 1990)はスペクトル法によるシミュレーションで流量一定の条件でも、ホップ分岐から準周期状態(トーラス)→カオス状態への遷移を見つけている。

3. Fourier-Chebyshev展開による数値解析

2.で述べた現象を検証するためにスペクトル法を用いた数値解析を考察する。 x 方向は周期性を用いてモード N_x 個でFourier展開し、 y 方向にはモード N_y+1 個でChebyshev展開を行う。既知のChebyshev展開級数の線形演算に関する公式(cf. Gottlieb & Orszag 1977)を用いて、発展方程式のスペクトル表示を得ることができる。流れ関数と発展方程式のラプラシアンのために、渦度の係数は、 N_y-3 個までしか正確に求められない。発展方程式は渦度について与えられるので、1ステップ毎に渦度から流れ関数を求める必要がある。 $\omega = -4\psi$ の関係を係数について書くと、偶数モードに対しては、 $N_y/2-1$ 個の $\bar{\omega}$ に対し、 N_y

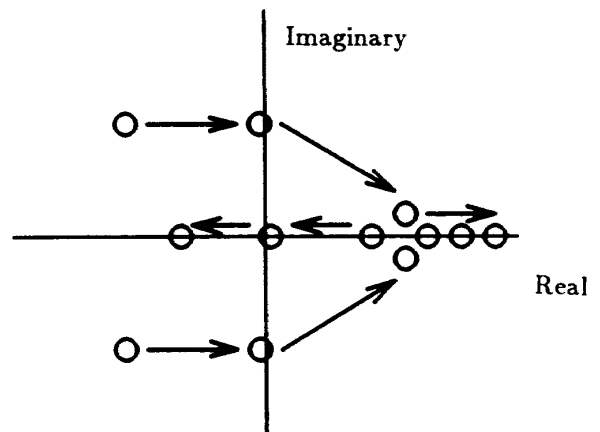


図2 圧力勾配一定の時の固有値の移動 矢印はTS波解の振幅を小さくする方向を示す。

$/2+1$ 個の $\tilde{\psi}$ を決める関係式となる (詳細は梅木 (1992) を参照)。これだけでは流れ関数の係数は一意に定まらないが、流量一定の条件を課すと、2つの関係式が得られるので、これより $\tilde{\psi}$ を一意に定めることができる。奇数モードに対しても同様の公式が得られる。また、Canuto *et al.* (1986) には、上の関係式を三重対角化して解く方法も述べられている。

また、圧力勾配一定の場合には時間微分項を含んだ条件式が得られるので、圧力勾配一定の時は、流量一定の時に比べて、発展方程式の次元が1だけ増加することが結論できる。このことが、Pugh & Saffman (1988) の解析において2つの境界条件で安定性の違いが現れた原因であることが、容易に推察できる。水島、藤村、柳瀬 (1988) の計算では圧力勾配一定の場合には流量一定の場合よりも、初期攪乱から平衡解に到達するのに数倍時間がかかることが示されており、このことも解の分岐構造の違いと関連があると思われる。

予備的な数値シミュレーションの結果によると、 $\Delta t=0.02$, $\alpha=1.0$, $Re=\nu^{-1}=6000$, $N_x=8$, $N_y=16$ の場合 (4次の Runge-Kutta 法, 2/3則) で流量一定条件を課したところ、平衡状態は、TS波の Hopf 分岐した後の2重周期状態に類似していることがわかった。また、壁の近傍に強い渦度の摂動が存在し、時間発展とともに壁からはがれていく様子が示された。これは、シア乱流中では ejection 現象と呼ばれているものであり、2次元流でも存在する事がわかった。

4. ま と め

平面ポアズイユ流の2次元定常進行波解の分岐に対する境界条件の影響を考察した。流量一定の

条件よりも圧力勾配一定の方が発展方程式の次元が1だけ大きい事を示した。数値解析では、2重周期的な状態に近づく場合のシミュレーションを行い、2次元計算で ejection の現象を再現した。

5. 謝 辞

この研究の一部は日立との共同研究の結果である。研究環境を整えて頂いた神部先生に感謝します。

6. 参 考 文 献

- S. A. Orszag (1971) *J. Fluid Mech.* **50** 689-703.
 N. Itoh (1977) *J. Fluid Mech.* **82** 455-467.
 N. Itoh (1987) *J. Fluid Mech.* **181** 1-16.
 山本稀義 (1990) 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-11 7-9.
 J. D. Pugh & P. G. Saffman (1988) *J. Fluid Mech.* **194** 295-307.
 D. Barkley (1990) *Phys. Fluids A* **2** 955-970.
 梅木 (1992) 数理解析研究所講究録掲載予定。
 水島、藤村、柳瀬 (1988) ながれ, **7-3** 259-270.
 J. Jiménez (1987) *Phys. Fluids* **30** 3644-3646.
 J. Jiménez (1990) *J. Fluid Mech.* **218** 265-297.
 D. Gottlieb & S. A. Orszag (1977) *Numerical Methods of Spectral Methods : Theory and Applications*, Philadelphia : SIAM.
 C. Canuto, M. Y. Hussaini, A. Quarteroni, & T. A. Zang (1986) *Spectral Methods in Fluid Dynamics*, Springer.

第9回・第10回研究会の総括と成果

1. はじめに

「境界層遷移の解明と制御」研究会は平成3年度中に2回開催され、合計23の講演が行われた。第9回は2日間の日程に短縮したが、第10回は記念の意味も含めて3日間とし、これまで最高の13講演をお願いした。専門分野の違いや遠方のために今まで参加されていなかった研究者に特にお願いして、乱流モデルと圧縮性(吉沢, 第9回)、d形粗面境界層の抵抗減少(大坂, 第10回)、カオス移行過程のカルマン渦列(永田, 第10回)などについて講演して頂いた。

第9回と第10回の研究会で発表・討論された講演を内容にしたがって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(6)
- 渦と乱れの構造に関する研究(4)
- 遷移や乱流の制御に関する研究(4)
- 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。

2. 流れの不安定性に関する研究

層流から乱流への遷移は流れの不安定から始まるから、安定性の問題は常に本研究会の主要課題の一つである。流れの安定限界、不安定攪乱の形式、不安定の力学的原因、攪乱の主要な性質とその成長過程等を明確にすることが主な目的である。理論的研究では、比較的単純な流れを考えて不安定の力学的機構を数学的にできるだけ厳密に記述することに力点がおかれる。初期攪乱が微小な場合には支配方程式の線形化が許されるために解析が容易になり、上述の問題の多くがそれによって解明されてきた。しかし、初期に導入される攪乱が大きいときや微小攪乱が増幅されてある程度の大きさに達したときには本来の非線形方程式を解いて攪乱の振舞いを記述する必要が生じる。非線形攪乱方程式を解くことはそれほど容易ではない

ので、これまでに得られた情報は極く限られたものにすぎない。

このような状況の下で今回非線形安定計算の報告が3つ行われた。平面ポアズイユ流の非線形安定性を考えるとき、流量一定の条件を課すか圧力勾配一定の条件を課すかで非線形解の様子が微妙に異なることは研究者の間では知られているが、その違いについて詳しく調べられてはいなかった。梅木(第10回)は分岐理論の立場からこの問題を見直し、数値解析の手法を用いて分岐構造の違いを調べようとしている。今回は定式化の重要点と予備的計算結果が示された。一方、巽と吉村(第10回)は長方形管内の層流の非線形安定計算を行い、流れの不安定性と乱流2次流の発生を関係づける試みを進めている。長方形断面を通る乱流の平均速度場には断面内で中心から隅に向う二次流れが存在する。そこで管軸方向の層流の非線形不安定から生じる縦過型平均流によってこの二次流れを説明しようというものである。この問題は生前の谷一郎先生が本研究会で提起されており(谷, SP-11)、ほぼ同じ発想の下に研究が進められていることは興味深い。計算ではまだフーリエ項数が少ないなどのために決定的な結果は得られていない。亜臨界敷居不安定と超臨界安定平衡の概念や平衡振幅曲面の特性を考慮して発展されることを期待したい。乱流遷移研究の契機になったオズボーン・レイノルズの実験以来、円管ポアズイユ流の不安定性はこの分野で最も大きな未解決問題の一つである。線形安定計算からは増幅解が得られないために、実験的に観測される乱流への遷移を説明するには始めから非線形問題に挑戦しなければならない。伊藤と門田(第9回)は反復法に基づく強い非線形安定計算を行ったが、単色波型攪乱を考える範囲では攪乱の増幅を示す結果は得られなかった。何か新しい発想が必要なように思われる。

流れの不安定性に関する研究のもう一つの重要な役割は、現実の流れ場で発生する変動について、

その発生原理や力学的性質の本質を抽出することで流れ場の理解を深めることである。この場合には、理論的研究と実験あるいは数値シミュレーションによる研究の協力が特に重要となる。伊藤(光)と福富(第9回)は凹曲面に沿う境界層の不安定によって発生するゲルトラー渦について詳細な観測を続けている。凹曲面への流入部に直線流路を付加えると、下流で観測される渦が横幅方向に弱い揺らぎ運動を伴うようになることが判った。この運動がどのようなメカニズムによるものか、もう少し実験観測の進展を見守りたい。これに対して、西岡(第9回)は、円柱後流に発生するカルマン渦列の形成過程を説明するものとして、剝離点直後の剝離剪断層の不安定性とその下流の後流速度分布の不安定性が考えられることを予測し、双方の可能性を追求している。渦列形成領域における攪乱の構造を詳細に測定し、安定理論に基づく計算結果と比較したところ、円柱の近傍では剝離剪断層型構造をもつが、流下するにつれて後流型に変形するという興味ある結論を得ている。一方、本橋(第10回)は単一の微小円柱の後流を実験的に詳しく観測し、孤立粗度から引起こされる乱流遷移の機構を解明しようとしている。壁面に垂直に立てられた円柱のうしろの流れは逆流部を含むなど非常に複雑な速度分布を示すが、その中に主要な二種類の剪断層の存在を確認し、それぞれの剪断層の不安定性に速度変動の強さを関係づける試みが行われている。速度変動の性質についてのさらに詳しい測定が望まれる。

3. 遷移機構の解明に関する研究

乱流の研究成果は抵抗の軽減や熱伝達の促進など実用的に広く応用されている。実際に抵抗軽減に成功したデバイスとしてはリブレットとLEBU(SP-11 総括参照)が有名である。しかし乱流の発生や維持の機構が十分理解されたわけではない。さらに効率の良い乱流制御を行うためには、これらの機構をより深く理解することが不可欠である。そのためには様々な角度からのアプローチが必要であり、境界層遷移の研究はその中の重要な柱である。西岡ら(SP-11)は鋭い先端を持つ平板の前

縁から強い三次元攪乱(ヘアピン状渦)を導入すると、流れが亜臨界状態であっても、この渦の流下に伴って壁近傍に新しい渦が発生することを観測したが、浅井(第10回)は直接数値計算を用いてその実験を模擬することに成功し、渦の生成機構の詳細を議論している。彼等の一連の研究は乱流構造発達の本質過程を示唆するものとして興味深い。乱流遷移をカオスの観点から解明する試みは新しいアプローチとして注目される。永田と石丸(第10回)は円柱を流れ方向に正弦的に振動させ、その背後に発生するカルマン渦列を、速度変動の測定値と流れの可視化写真を対比させながら詳細に観測した。その結果、カルマン周波数に対する振動周波数の比をパラメータとして、流れのパターンを6通りに分類している。この分類の中でカオスが発生する場合には、流れに強い三次元性が現われる。しかもその三次元構造は局所的偶発的であり、その発達に伴って速度変動の中に占める連続スペクトル成分が増大する。このような三次元構造は円柱から放出されるカルマン渦と円柱の強制振動によって作られた攪乱との非線形干渉によって作り出されたものと解釈されている。遷移過程の不規則変動はもともと流れの中に存在する残留変動に起因すると考える従来の研究成果とどのように対応するのか新しい知見が望まれる。

二重回転円筒や凹曲面に沿う境界層には遠心力不安定によってテイラー渦やゲルトラー渦(総称してテイラー・ゲルトラー渦)が発生する。この種の不安定は工学的には回転流体機械内の流れを支配するものとして重要である。松原と益田(第10回)はコリオリ力の作用する平板境界層に発生する縦渦列の波長選択機構を解明するため、平板前縁に平行に等間隔に並べた粗度を用いて境界層内に攪乱を導入し、その応答を調べている。滑らかな平板では波長は不規則であるが、平均波長に対応する粗度を導入すると、縦渦の発生が粗度の位置に同期するとともに渦の強さがほぼ均一になる。これに対して半波長や倍波長の攪乱を導入したときには、自然平均波長の縦渦が観測された。これらの結果は、縦渦の波長選択機構が平板前縁領域よりさらに上流の条件に支配されていること

を示唆しているように見える。縦渦の発生位置と関連させながらさらに詳細な実験が望まれる。

後退翼上の境界層は、翼前縁に平行な方向の速度成分（横流れ）を持つために、二次元翼の場合より低いレイノルズ数で遷移する。横流れ速度は、壁面と一様流中で0、境界層内で最大値を取るから、速度最大の位置と境界層外縁の間に必ず変曲点を持つことになる。後退翼上の境界層はこのように変曲点を持つねじれ速度分布を持つために二次元境界層型速度分布に比べて強い不安定性を示すのである。この不安定は一般に横流れ不安定と呼ばれ、最近盛んに研究されているが、流れの複雑さのためにまだ解明されていない点が多い。例えば横流れ不安定が支配的な後退翼境界層の遷移点を予測することは翼を設計する上で極めて重要であるが、信頼できる方法が確立されているわけではない。LinとReed（第10回）は三次元境界層の不安定性が流線の湾曲とともに翼表面の曲率にも依存するものと考え、線形安定理論を用いてこれらの効果を調べた。後退翼では流線の曲率は不安定効果をもたらす、表面の曲率は安定化に作用する。ところが回転円盤の場合には、流線の曲率が安定化作用をすることが判った。横流れ不安定を遠心力不安定と同様に外力による流線の湾曲の結果と見なし、これらの不安定を一つのパラメータで統一的に整理しようとする試み（小濱、第9回）もあるが、まだ実証例が少なく、さらに慎重な検討が必要であろう。横流れ不安定場を可視化すると、局所外部流の方向に平行な定在型縦渦の存在を示す筋状の痕跡が観察されるが、熱線風速計に依る探索では、時間依存型攪乱、すなわち進行波の存在も認められている（Poll 1985）。小濱（第10回）は斜め円柱境界層の実験で、縦渦と進行波が同時に存在することを確認するとともに、両者の特性を比較している。線形安定理論では時間依存型攪乱の方が大きい増幅率を持つと予測されるが、実験観測ではむしろ逆の傾向が強い。この不一致が理論の不完全さに依るものか、実験の不備に依るものかはまだはっきりしていない。そういう状況では、理論的に予測された最も不安定な時間依存型攪乱と実験で検出される進行波がど

の程度対応しているかを明確にすることが先決と思われる。

4. 渦や乱れの構造に関する研究

乱流境界層中に組織的な秩序構造が存在することは多くの実験によって観察されているが、通常の実験室ではレイノルズ数（境界層厚さに基づく）がせいぜい 10^4 程度であるから、もっと大きいレイノルズ数でも同じような組織構造が存在するかどうかは興味深い問題である。福西ら（第9回）は、そのような高いレイノルズ数における乱流構造を調べるために、秒速75m/s（時速270km）で走行する新幹線先頭車両の屋根上に発達する乱流境界層に注目した。境界層厚さは294mm程度、レイノルズ数は 1.55×10^6 であり、実験室で実現される境界層に比べてレイノルズ数が2桁程度大きい、そのレイノルズ数の乱流境界層でも実験室で観察されてきたような組織構造の存在が確認されている。また奥出ら（第9回）は新幹線車両後流の乱流構造を観察している。この場合には単にレイノルズ数が大きいだけでなく、車両後部の境界層厚さが物体の大きさ（車両高さ）と同程度であるために普通の後流とは特徴が異なる可能性もある。しかし実験結果によると、列車の場合にも、自動車の後部で観察されるものと同様に、車体両側面から交互の渦の巻上がりが生じているようである。ただし、放出される渦構造を完全に把握するには至っておらず、今後のより詳細な実験観察に期待する。一方日野ら（第10回）は実河川における秩序構造の存在を追求している。少数の測定点（空間的）から変動の三次元構造を抽出するマスコン法によって渦構造を探索した結果、やはり風洞実験と同様の大規模組織構造の存在が確認され、同時に水面近傍における小規模な低速上昇流を示すボイル構造も見出されている。以上の研究はいずれも実験室では実現できない極めて高いレイノルズ数の流れを対象としたものであり、貴重な観測結果である。

新幹線などの高速輸送機関では渦の発生に伴う空力音の問題が重要である。坂尾（第9回）は、空力音の発生機構に関する基礎研究として、二次

元ノズルから放出される噴流側面の剪断層と平板エッジの干渉から生じる音について詳しい測定を行っている。剪断層が層流に維持されているときには、音のスペクトルは幅の狭いピークの集りで、それらの中心周波数は整数比であるが、剪断層がノズル出口と平板エッジの間で乱流に遷移すると、 $1/4 + \text{整数}$ のスペクトルピークを持つ音の発生に移行するという興味深い結果が示された。しかも、エッジを取除いた場合には音の発生はほとんどなくなり、ノズル出口とエッジ間のフィードバック現象の存在が見事に示されている。この実験は、平板の挿入による剪断層構造の変化を押えるために剪断層の厚い噴流を用い、かつ吸音材によって音の共鳴を防いだ点が特徴で、そのために普遍性の高い結果が得られたように思われる。

5. 遷移や乱流の制御に関する研究

境界層の乱流遷移は層流の不安定から始まるが、外部からある程度の大きさの攪乱が加えられると、遷移の様相はかなり変わってくる。境界層内に攪乱を発生させるものとしては、外部流に含まれる変動と壁面の粗さが代表的である。特に壁面粗さの遷移機構に与える影響についてはこれまでほとんど判っていない。最も単純な粗面は、表面が流れ方向に正弦波状に波打った二次元分布粗度の場合であろう。山本ら(第9回)は、チャンネル内流れの壁面に周期的な吸込み吹出しを分布させることによって二次元粗度を模擬し、遷移に及ぼす影響を直接数値シミュレーションで調べている。吸込み吹出しの振幅と波数を変えて攪乱の発達を追跡した結果は振幅と波数の比で整理されることが判った。なおこのような壁面からの吸込み吹出し分布はそれ自身流れの制御技術として利用できる可能性がある。

乱流境界層の制御方法としては、これまでリブレット、LEBU、一様粗度など様々な表面形状が試みられ、いずれの場合でも3~12%の抵抗軽減が報告されている。しかしそれらによる抵抗軽減のメカニズムはまだ十分に解明されていない。乱流の中に含まれる組織運動、特に縦渦の発達機構に関係しているように思われる。大坂ら(第10回)

はd形粗面境界層による摩擦抵抗軽減の研究を組織的に続けている。二次元矩形粗面溝内にスパン方向間隔の一定な縦リブを挿入することによって、境界層の低部において、乱流エネルギーの生成に関与すると考えられる縦渦の動きを規制しようというものである。実際に、 $750 < R < 1200$ の範囲では滑面境界層より抵抗が減少するという結果を得ている。一方、大成(第10回)はリブレット壁面に沿う乱流境界層の性質を可視化によって詳しく観察している。リブレット溝近くの低速縞の形象は壁近くの流れに乱流化が実現されていないことを示しており、リブレットの存在によって流れ場の乱流化がかなり強く抑制されていることをうかがわせる。以上二つの研究は、いずれも縦溝が抵抗軽減に強く関係していることを示すものとして注目される。乱流境界層中の縦渦の運動を抑制することで、乱流活動を弱めることができるとすれば、縦渦と乱流境界層の干渉を調べることが重要になる。そこで大坂ら(第10回)は、境界層の中に矩形翼素を用いて人工的に大規模な縦渦列を発生させ、その縦渦列のスパン方向周期 L/S (S は翼素のスパン長、 L はその間隔)を変えることにより乱流境界層の性質がどのように影響されるかを詳細に観察した。その結果、 $L/S < 1$ のときには、乱れ強さのスパン方向変化は小さく、その波長が流れ方向に不規則に変化するが、 $L/S \geq 1$ の場合には、乱れ強さの分布は印加した縦渦列と対応したスパン方向の周期的変化を示し、波長が流れ方向に維持されることを見出している。大規模な縦渦列によって変形を受けた乱流境界層における乱流生成機構が外乱のない場合とどのように異なるのかさらに詳細な観測を期待したい。

6. その他の研究

本研究会ではこれまで乱流のモデル化に関する話題がでなかったが、今回は圧縮性流体における乱流モデルの現状について講演が行われた(吉沢、第9回)。流体の密度変化が無視できないときには、乱流のモデル化において最も基本的な平均操作が著しく煩雑になる。質量加重平均の方法を用いると形式的には非圧縮の場合と同様な表現が導

かれるので、従来は、平均密度変化のみを取り入れた非圧縮性乱流モデルの拡張形が用いられてきた。最近になって、圧縮性に直結する物理量に着目した新しいモデル化の動きが急速に発展している。特に、圧力・膨張相関の重要性が認識され、そのモデル化がいろいろ試みられている。適当な時期にその後の進展について解説をお願いするつもりである。

佐藤（第10回）は未来の大都市間高速交通手段として地下飛行機のアイデアを提案した。この交通システムは従来のものになかった多くの特徴を持っている。空港までの時間が大幅に短縮できること、天候に左右されることなく安全に運航できること、エンジンからの排気を地上に排出せずに処理できること、地上での騒音から開放されることなどである。空気力学的には低アスペクト比の翼と地面・側面効果を有効に利用することで効率の良い輸送機になり得るが、狭い空間を安全に飛行する為には姿勢と位置の完全な制御が必要で

ある。

空調機やクリーンルームの普及に伴って、毎秒1m/s以下の低速域用風速計の需要が増している。このような風速計は容易に入手できるものの、その精度については十分に評価されていなかった。低速域における校正は非常に難しいため、基準となる校正装置の必要性が高まっていた。計量研究所の走行台車はこのような要望に応えるため建設され（寺尾，第9回），1989年から校正サービスを開始している。台車装置は地下8mに設置されているために一年を通して温度変化が極めて小さく、熱対流による誤差を低く抑えることができる。その結果、総合不確かさは風速0.05~0.1m/sの範囲で0.07%であり、極めて高精度といえる。無人校正が可能ではあるが、7点の校正に20時間も要するなど、まだ改良の余地は残されているように思われる。

（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年度）

東京都立科学技術大学工学部助教授

浅井 雅人

航空宇宙技術研究所特別資料18号

平成4年11月発行

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