

航空宇宙技術研究所特別資料

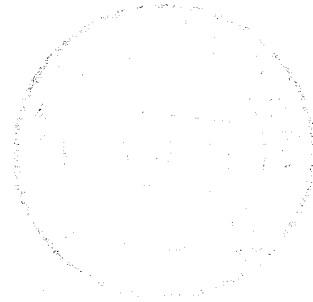
SPECIAL PUBLICATION OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

SP-15

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第7回・第8回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

DP-55



1991年9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7回・第8回)

Proceedings of the 7th and 8th 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2年9月と平成3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ある。4年前にこの研究会が発足した当時は、本所に所属する研究者を中心にごく少人数が集って、それぞれ1時間半ないし2時間の持ち時間を与えられ、ざっくばらんな講演と自由で徹底的な討議をめざすという点だけが特徴であった。回を重ねるにしたがってその特徴が多くの研究者の賛同を得ることとなり、講演数も参加者も大幅に増加してきた。会が盛大になると、講演時間にゆとりがなくなり、活発な討論を妨げる結果になるのではないかと心配もでてくる。幸いにも、参加者には議論好きが多いこともあって、これまでのところは当初のねらいどおり熱心な討論が会をますます盛り上げているようである。第7回と第8回の研究会で新たに御参加、御講演下さった方々も10名を越え、特に第8回には2名の外国人に講演して頂く機会を得た。

参加者、講演者、講演集原稿を準備して下さい下さった方々、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。

「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7回研究会（平成2年9月26日～28日）

1.	周期流の安定性	1
	大阪府立大学工学部 後藤 金英	
2.	励起された二次元噴流場の秩序渦構造	5
	豊橋技術科学大学 蒔田 秀治 松元 毅 佐々 浩司	
3.	乱流研究のゆくえ	11
	ながれ研究集団 佐藤 浩	
4.	境界層中に人工的に作られた縦渦に対する音波の影響	15
	東北大学工学部 小濱 泰昭 王 聰栄 福西 祐	
5.	境界層の受容性に関する考察	19
	大阪府立大学工学部 西岡 通男	
6.	コリオリ力場における境界層遷移について	25
	慶応大学理工学部 益田 重明 松原 雅春	
7.	主流中の乱れによる境界層遷移	31
	近畿大学工学部 應和 靖浩 広島大学工学部 坂尾富士彦 近畿大学理工学部 松岡 祥浩	
	ソ連での国際シンポジウムの報告	
	東京大学理学部 神部 勉*	
8.	斜め円柱表面の三次元境界層遷移について	35
	航空宇宙技術研究所 高木 正平	
9.	後退翼まわりの3次元境界層遷移	39
	東北大学工学部 小濱 泰昭	
10.	自由落下球体の境界層制御	43
	電気通信大学 幾島 康夫 大路 通雄	
11.	下面加熱矩形ダクト流内対流の数値シミュレーション	49
	航空宇宙技術研究所 山本 稀義 電気通信大学 細川 巖 田中 義規	

第 8 回研究会（平成 3 年 3 月 18 日・19 日）

12.	平行流中の縦渦と速度分布の変形	53
	航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅	
	遷移モデルと層流制御の数値計算	
	航空宇宙技術研究所 河合 伸坦*	
13.	乱流の秩序構造としての乱流二次流	57
	京都工芸繊維大学 巽 友正	
	日立製作所 吉村 卓弘	
14.	Variations in the Character of Görtler Instability as a Function of Mean Flow Velocity Distribution and Curvature of the Wall	63
	ウエスタン・オンタリオ大学 J. M. FLORYAN	
15.	壁乱流構造の発達過程	67
	大阪府立大学工学部 浅井 雅人	
16.	遷移におけるモードの選択	73
	和歌山大学教育学部 水島 二郎	
17.	せん断乱流に対する密度分布の影響	77
	ベルリン工科大学 K. NOTTMEYER	
	東京農工大学 高木 隆司	
18.	三角リブレットによる摩擦抵抗軽減機構	81
	徳山工業高等専門学校 大成 博文	
19.	横流れ不安定場を規定するパラメータについて	85
	東北大学工学部 小濱 泰昭	
20.	後退翼に沿う三次元境界層遷移について	89
	航空宇宙技術研究所 高木 正平	
	アリゾナ州立大学 W. S. SARIC	
	第 7 回・第 8 回研究会の総括と成果	93

（ * 印は草稿なし ）

周期流の安定性

後 藤 金 英*

Instability of Spatially Periodic Flows

by

Kanefusa GOTOH

College of Engineering, University of Osaka Prefecture

ABSTRACT

Theoretical approaches to the instability of parallel or cellular periodic flows are surveyed.

Keywords: instability, periodic flow, Floquet exponent, Lagrangian chaos

1. はじめに

空間的に周期構造をもつ流れは自然界のいろいろな場面に見られる。雲によって可視化される風の流れ、海洋の流れ、さらに大スケールの惑星大気の流れなどがその例であり、これらの流れの比較的安定な持続が安定性問題の1つの動機になっている。実験室の話題としては、下から加熱した水平流体層における対流の発生に伴う種々の空間周期構造がよく知られている。静止流体層の一次不安定現象として説明されるこの流れ構造は、さらに加熱した場合に現れる乱流状態に先行する秩序構造とする見方ができる。他方、層流の乱流への遷移の現象においても、攪乱をフーリエ級数で記述し、級数を少数有限個で打ち切ることのできる場合は、攪乱が周期構造をもつ。この状態は前乱流状態として、その不安定性およびそれにつづく無秩序状態の生成の研究対象になっている。

以下に帯状周期流の安定性についての成果、二次元セル流への遷移の研究と問題点、二次元セル流の安定性について概観し、数値計算によるカオス状態や間欠性の実現についても簡単に触れる。

2. 帯状流の安定性

地球上の偏西風や“赤斑”で知られた木星大気の帯状流などは周期流として最も興味のある対象であるが、これらの現象には地球流体力学的な要素が種々からんで問題を複雑にする。ここでとりあげるのは最も単純な帯状流である非圧縮性流体の二次元平行周期流 $U(y)$ であり、適当な無次元化のもとで周期条件

$$U(y+2\pi) = U(y) \quad (2.1)$$

で特徴づけられる。この流れの微小攪乱はオア・ゾンマーフェルト方程式に従い、その時間発展は複素増幅率 c の固有値として決る。主流が(2.1)のように周期関数の場合は、 $O-S$ 方程式の解はフロケの定理によって、

$$\phi(y) = e^{i\beta y} F(y) \quad (2.2)$$

の形に求められる。ここに $F(y)$ は主流と同じ周期をもつ周期関数、 β は実数でフロケ指数と呼ばれる。 c の固有値は、主流のレイノルズ数 R 、攪乱の波数 α と β の関数として決まる。

二次元平行周期流の安定性は $U(y) = \sin y$ (コルモゴロフ流) をはじめとして、いろいろな主流について調べられているが、どの場合も不安定性の臨界状態は主流と同じ周期構造(つまり、 $\alpha =$

$\beta=0$)の攪乱によってもたらされ、臨界レイノルズ数 R_c は

$$R_c = [2\pi / \int_0^{2\pi} V^2 dy]^{1/2} \quad (2.3)$$

で求めることができる。ここに、 $V(y)$ は平均値が0になるようにした $U(y)$ の積分

$$V = \int_0^y U dy - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dy \int_0^y U dy$$

である。図1は中立曲線の1例で、 $\alpha=\beta=0$ が R_c を与える。 $\beta \neq 0$ の中立曲線は $\alpha \neq 0$ で R の極小値をとり、 $\alpha \rightarrow 0$ では $R \rightarrow \infty$ となる。その他の説明は原論文¹⁾にゆずる。

不安定性によって成長する攪乱は、主流の流れ方向に周期構造をもっており、その発達によって流れはセル構造をもつことになる。セル流の規模と強さがどの程度であるかは周期流の安定性において最も重要な問題であるが、十分な成果はまだ得られていない。二次元平行流の超臨界流れにおける攪乱の発達の解析に対しては弱非線形理論が確立しているが、この理論は線形不安定性による搬送波攪乱の上に組み立てられていて、図1に見られるような $\alpha=\beta=0$ の臨界状態には使えない。 β を0でない一定値に選ぶと図1のように臨界攪乱は $\alpha, \beta \neq 0$ のモードであり、搬送波であるが、この手続きはセルの大きさを与えてしまうことであって、どのような大規模構造が実現するかという部分は問わないことになる。

攪乱の非線形効果を主流の変形にだけ考慮する準線形理論による取扱いもコルモゴロフ流に対して試みられているが、定常解は存在しないといった結果しか得られていない²⁾。二次元平行流の場合には、超臨界流れにおいて、最大増幅率をもつ攪乱モードの非線形成長が振幅展開によって取り扱われているが、周期主流の場合には問題を高調波だけで閉じさせることができない。

図1の $\beta=0$ の中立曲線は、速度に比例する抵抗のような長波長モードの安定化作用が導入されると、 $\beta \neq 0$ の中立曲線のように、 $\alpha \rightarrow 0$ に従って $R \rightarrow \infty$ となるので、臨界攪乱は $\alpha \neq 0$ の有限セル構造をもち³⁾、弱非線形の解析も行われている⁴⁾。ただし、セルの大きさは導入された付加作用に直接依存する。

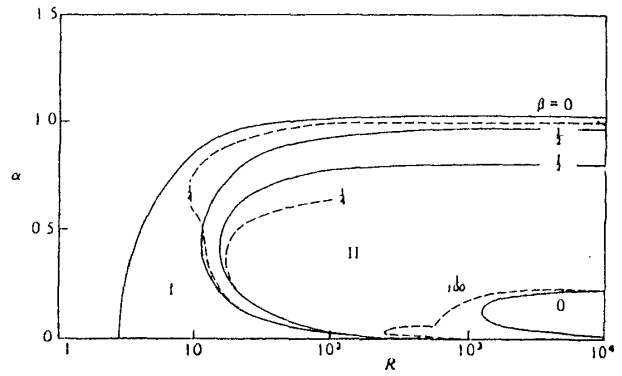


図1 平行周期流の中立曲線の例
(文献1, 49ページ)

3. 二次元セル流の安定性

二次元平行周期流から二次元セル流の形成の問題が未解決であるにも拘らず、二次元セル流そのものの安定性と大規模構造を伴う流れへの遷移、あるいはセル内に生ずる局所乱流についての興味が先行する場合、問題は適当に簡単な二次元セル流から出発する形で設定される。仮に二次元セル流の形成の問題が解決したとしても、そこで得られた流れが複雑でそれに続く解析が手に負えないようであれば、問題設定はやはり上述の形をとらざるを得ない。そこで、主流 ψ_0 としては周期条件

$$\psi_0(kx, y) = \psi_0(kx + 2\pi, y) = \psi_0(kx, y + 2\pi) \quad (3.1)$$

に従う簡単な流れの安定性を取り扱う。この場合、単位セルは $2\pi/k \times 2\pi$ の大きさである。

この主流に加えられた微小攪乱 $\psi(x, y, t)$ を支配する方程式はナビエ・ストークス方程式から

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi + \frac{\partial(\Delta \psi_0, \psi)}{\partial(x, y)} + \frac{\partial(\Delta \psi, \psi_0)}{\partial(x, y)} - \frac{1}{R} \Delta^2 \psi = 0 \quad (3.2)$$

となる。 ψ_0 を維持するために必要な外力は、攪乱方程式には直接現れない。境界条件は

$$\psi(\pm\infty, y, t), \psi(x, \pm\infty, t) < 0 \quad (3.3)$$

とする。(3.2)の解は再びフロケの定理により

$$\psi(x, y, t) = \exp[i\alpha kx + i\beta y + \sigma t] F(kx, y) \quad (3.4)$$

の形に求めることができる。ただし、 $F(kx, y)$ は ψ_0 と同様に(3.1)の周期性をもつものとする。 α と β はフロケ指数で(3.3)により両方とも実数で

なければならない。

これまでに正方形セル流： $\psi_0 = \cos x + \cos y$ ⁵⁾，
 菱形セル流： $\psi_0 = \cos kx + \cos y$ ⁶⁾，三角形セル流：
 $\psi_0 = \sin y (\cos y + \cos kx)$ ^{7,8)}，長方形セル流： $\psi_0 = \cos kx \cos y$ ⁹⁾などの安定性が調べられてきた。
 ここでは長方形セル流についての結果について簡単に述べる。

図2に，長方形セル主流 $\psi_0 = \cos kx \cos y$ の安定性の臨界レイノルズ数 R_c の k による変化を示す。
 R_c の決まり方は k の値に依存して2通りあり，そのため $R_c - k$ 曲線は2つの滑らかな曲線ⅠとⅡから成っている。それぞれの例として $k=0.5$ と $k=0.75$ の場合の攪乱の増幅率 (σ の固有値) のフロケ指数 (α, β) による変化を等増幅率線の表示で図3と図4に示す。どちらの場合も攪乱の臨界モードは $\alpha = \beta = 0$ のモードであるが，臨界値を僅かに超えたレイノルズ数に対しⅠの場合(図3， $k=0.5$ ， $R=3.55$ ，この場合 $R_c = 3.54$)は増幅率正の領域が $\alpha = \beta = 0$ のまわりに一様に現れるのに対し，Ⅱの場合(図4， $k=0.75$ ， $R=3.42$ ，この場合 $R_c = 3.41$)は増幅率正の領域が $\alpha = \beta = 0$ を通る線分に沿った狭い領域に限定されて現れる。線分の勾配は $\beta/\alpha = 0.75$ である。従って，Ⅰの場合の増幅攪乱は大きなスケールをもつが特定の構造をもたないのに対し，Ⅱの場合の増幅攪乱は正方形構造をもつ ($\exp[i(\alpha kx + \beta y)]$ で $\alpha k = \beta$) ことが判る。

三角形セル流の場合を除くと，これまでに取り扱われたどの流れでもそうであったように， $\alpha = \beta = 0$ のモードが安定性の臨界を与えるという数

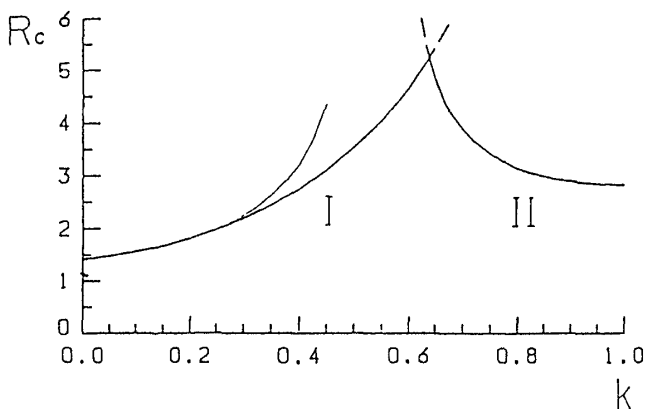


図2 長方形セル流： $\psi_0 = \cos kx \cos y$ の臨界レイノルズ数

値計算の結果は，フロケ指数展開による解析的な取扱いを誘う。実際，中立攪乱解を仮定して，解とレイノルズ数と σ (純虚数) を α と β のべき級数に展開すると問題は逐次近似の形に設定される。第0近似の方程式と境界条件は α および β に独立で，定数解をもつ。この解自体は取るに足らぬが，これを第0近似解とする高次近似解から，臨界レイノルズ数が

$$R_c = 2\sqrt{2}(1+k^2) / \sqrt{(3-k^2)(3k^2-1)} \quad (3.5)$$

の形に求められる。高次近似方程式は α と β の比 β/α をパラメーターとして含んでいて，(3.5) が得られるのは $\beta/\alpha = k$ のときである。(3.5) は数値計算によって得られた図2の曲線Ⅱと完全に一致し，

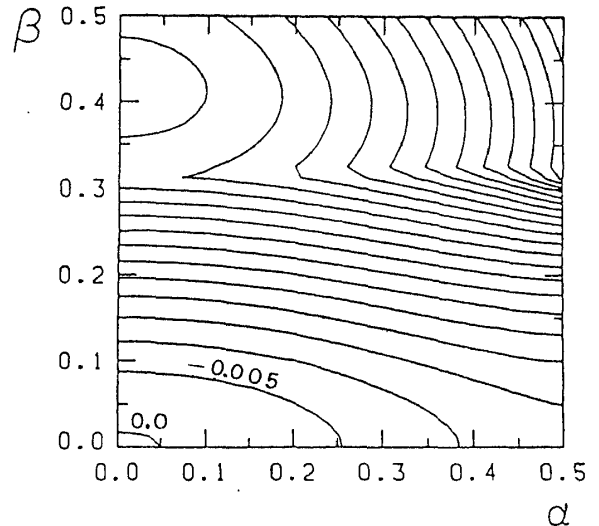


図3 等増幅率曲線。 $k=0.5$ ， $R=3.55$ ，増幅率のきざみは0.005

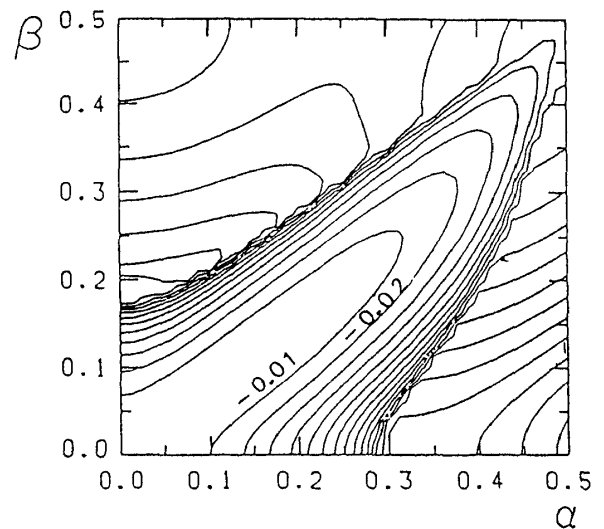


図4 等増幅率曲線。 $k=0.75$ ， $R=3.42$ ，増幅率のきざみは0.01

曲線Ⅱは(3.5)で表されることが判る。

(3.5)式は $\sqrt{3} > k > 1/\sqrt{3}$ の k の値に対してしか R_c の実数値を与えない。この区間の外の k の値に対してこの方法で R を求めると、図2の細線で示した結果となる。このとき $\beta/\alpha=0$ 。同一の k の値に対して、いま求めた R が曲線Ⅰの R_c よりも大きな値をとるということは、この R に対して増幅率正の固有解の存在を意味するが、実際に細線上の (k, R) について攪乱方程式を数値的に解いて σ の固有値を求めるとそうなっていて、 $\sigma=0$ は二番目に大きな固有値になっていることが分る。フロケ指数展開の観点からいうと、曲線Ⅰは第0近似問題の定数でない解によって定まる固有値であり、図3のように、超臨界で増幅率の正の領域が β/α の任意の値に対して存在することも、第0近似解が β/α に独立であることによって納得できる。 $\alpha=\beta=0$ のとき定数でない解が臨界モードとなることは、平行周期流ではあり得ないが、セル構造周期流では三角形セル流の場合にそうなる場合のあることが知られている⁸⁾。

4. カオス

速度に比例する抵抗を加えたコルモゴロフ流で、抵抗係数が小さいと仮定して適当なスケールングを行うと、臨界値より僅かに大きなレイノルズ数に対する攪乱方程式がカオス解を含む形に求められる⁴⁾。コルモゴロフ流を主流とし、その周期の8倍の正方形領域に周期境界条件を課した二次元ナビエ・ストークス方程式の数値解は、臨界値をこえるレイノルズ数 R に対して分岐をおこし、 R の値を増すと一連の分岐を経てついには弱いカオス状態を示し、 $R \approx 25$ から55の間で間欠的にバースト状態になることが分ってきた¹⁰⁾。

三次元セル流については、二次元正方形セル流 $\psi = \cos x + \cos y$ を、 $V_x = -\partial\psi/\partial y + \varepsilon \sin z$, $V_y = \partial\psi/\partial x - \varepsilon \cos z$, $V_z = \psi$ の形で三次元化した Q -流れについての研究が注目される。 ε は実数パラメータ。境界層流のように全空間への流体の移流を伴わないセル流は一種の内部問題であり、関心はセル内に発生するラグランジカオス(流線の乱れ)に集中する。数値計算の結果は、セルの境界の不

安定性で有限厚さのカオス層ができ、この層をつなぐ三次元的な網構造(web)の成生を示す。 $\varepsilon \sim 1$ のときにはwebの内部に強い間欠性をもつ無秩序運動があると考えられている^{11,12)}。

高レイノルズ数の乱流については沢山論文がでているが、ここでは採りあげなかったことを断っておく。

参 考 文 献

- 1) K. Gotoh, M. Yamada and J. Mizushima : J. Fluid Mech. Vol.127 (1983), 45-58.
- 2) V.I. Kliatskin : PMM Vol.36(1972), 263-271.
- 3) N. F. Bondarenko, M. Z. Cak and F. V. Dolzhanskiy : Atmospheric and Oceanic Phys. Vol.15 (1979), 711-716.
- 4) G. I. Sivashinsky : Physica Vol.17D(1985), 243-225.
- 5) K. Gotoh and M. Yamada : J. Phys. Soc. Jpn. Vol.53 (1984), 3359-3398.
- 6) K. Gotoh and M. Yamada : Fluid Dynamics Res. Vol.1 (1986), 165-176.
- 7) G. I. Sivashinsky and V. Yakhot : Phys. Fluids Vol.28 (1985), 1040-1042.
- 8) M. Takaoka : J. Phys. Soc. Jpn. Vol.58 (1989), 2223-2226.
- 9) K. Gotoh : 京大数理研講究録, Vol.733 (1990).
- 10) B. Nicolaenko and Z. S. She : Topological Fluid Mech. Proc. IUTAM Symposium Cambridge 1989, ed. H. K. Moffatt and A. Tsinober, Cambridge Univ. Press (1990), 265-277.
- 11) V. V. Beloshapkin, A. A. Chernikov, M. Ya. Natenzon, B. A. Petrovichev, R. Z. Sagdeev and G. M. Zaslavsky : Nature Vol.337 (1989), 133-137.
- 12) A. A. Chernikov, R. Z. Sagdeev and G. M. Zaslavsky : Topological Fluid Mech. Proc. IUTAM Symposium Cambridge 1989, ed. H. K. Moffatt and A. Tsinober, Cambridge Univ. Press (1990), 45-53.

2

励起された二次元噴流場の秩序渦構造

蒔田 秀治* 松元 毅* 佐々浩司*

Coherent Vortex Structure
in a Two-Dimensional Excited Jet

by

Hideharu MAKITA, Takeshi MATSUMOTO and Koji SASSA
Dept. of Energy Eng., Toyohashi University

ABSTRACT

Experimental investigation was made for the structure of coherent vortices in a two-dimensional excited jet with a parabolic velocity distribution. Two characteristic modes of velocity fluctuation in the two-dimensional jet, i.e. the symmetrical and anti-symmetrical mode, were acoustically excited to improve the reproducibility in appearance of the vortex arrangement in each exciting mode. The employment of conditional sampling and phase averaging for the hot-wire outputs made it possible to catch the coherent vortex arrangements was clearly observed in vorticity contour maps. In each exciting mode, the convection velocity determined by the vorticity contour map was kept almost constant during the coherent vortex traveled downstream through the linear interaction, nonlinear interaction and randomizing regions.

Keywords: jet, transition, conditional sampling, acoustic excitation, vorticity, convection velocity

1. 緒 言

噴流をはじめとする乱流剪断流中には秩序渦構造が発生する。この秩序渦構造の存在は、剪断乱流場の持つ流体的諸特質に強く影響を与えると考えられ、詳細な研究が進められてきた。その例として、時・空間的に不規則に存在する秩序渦構造を捕らえるため条件付抽出法を用いた実験的研究の計測があげられる。たとえば、Yule¹⁾の円形噴流の混合層中の渦構造に関する研究や、木谷・松村²⁾の二次元円柱後流場における渦構造に関する研究がある。一方、噴流中における秩序渦構造を音波等により励起し、再現性を高めたうえで秩序

渦構造の特質を解明しようとする試みがある。Sato³⁾は、放物線型速度分布を有する二次元噴流中に、基本的速度変動成分に対応する周波数の音波を入射し、噴流中に存在する対称及び逆対称モードの渦構造の励起を行い、その計測を行った。Hussain & Zaman⁴⁾は円形噴流中で、音波励起された秩序渦構造の合体现象に関する解析を、可視化や渦度分布図の計測等により行った。また、噴流中の秩序渦構造の移動速度の決定は重要な問題であるが、Goldschmidtら⁵⁾は平面噴流場で横相関計測を行い、渦構造の大きさにより移動速度が異なることを示した。Wills⁶⁾は軸対称噴流場で縦相関計測を行い、周波数に依存する渦構造の移動速度と、相関係数の集中域間の距離と時間差

* 豊橋技術科学大学

から求められる総体的な渦構造の移動速度が計算されることを示した。

本研究では、放物線型速度分布を有する二次元噴流中の2種類の渦構造、すなわち、噴流軸に対し渦構造が対称に配列する対称モード及び逆対称に配列する逆対称モードをそれぞれ音波により励起し、渦構造の変化から乱流への遷移に至る噴流場全域にわたって条件付抽出法による計測をX型熱線流速計により行った。その計測結果から、各励起モードにおける噴流場の等渦度分布図を計算し、その渦度ピーク位置から秩序渦構造の移動速度を求め、噴流中に存在する秩序渦構造の特質と噴流場の遷移過程に与える影響について調べた。

2. 実験装置及び方法

実験に用いた風洞は、噴出口の形状が矩形断面でスリット幅 $2h=10\text{mm}$ 、高さ 400mm の二次元噴流風洞である (Fig. 1)。噴出口における中心風速は $U_0=6\text{m/s}$ 、レイノルズ数は3850、噴出口における平均風速分布は放物線型である。座標系は、噴出口断面中心を原点とし、流れ方向を x 、流れに対し垂直方向を y 、鉛直方向を z とした。噴流中の渦構造を励起するため整流胴上流部及び測定部側面に設置したスピーカーより音波を入力した。

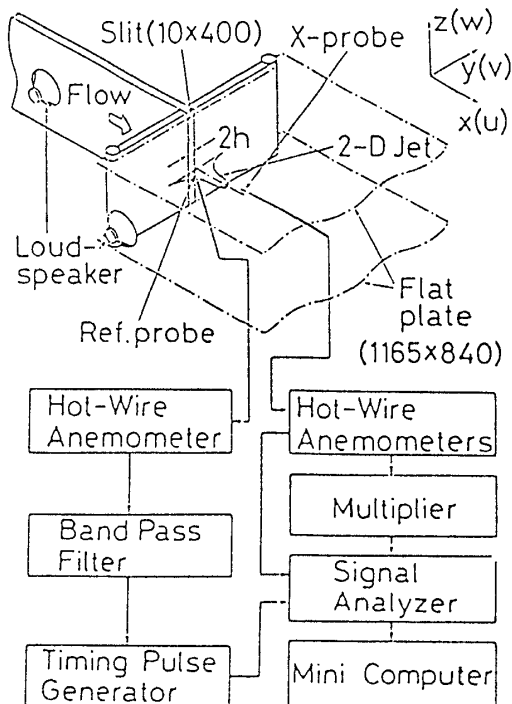


Fig. 1 Schematic diagram of the apparatus

このときの音波の周波数は、対称モード励起では 150Hz 、逆対称モード励起では 95Hz である^{3,7)}。条件付抽出法による計測は参照用に1プローブ、計測用にXプローブ(ワイヤ線径 $2.7\mu\text{m}$ 、長さ 0.6mm 、2線の間隔約 0.2mm)を使用し、測定部中央断面($1165\text{mm}\times 840\text{mm}$)内で行われた。なお、測定点における計測は、参照信号の位相角 θ 一周分分の信号を128回アンサンブル平均したものを求めた。また、その結果計算される渦度を位相平均渦度 $\langle \omega_z \rangle$ とする。

3. 実験結果及び考察

Fig. 2に参照信号の位相角 $\theta=0^\circ$ に関して、条件付抽出した各励起噴流場の位相平均渦度分布図を示す。(a)が対称モード励起、(b)が逆対称モード励起で、各励起モードによる噴流場における渦構造の配列の違いが明確に観察できる。(a)の対称モード励起の場合、 $x/2h=2.5$ 付近から噴流軸に対して左右対称に渦構造が配列していることが観察される。渦度は渦構造の中心で最も強いが、渦のスケールが下流に向かって成長していくにつれ

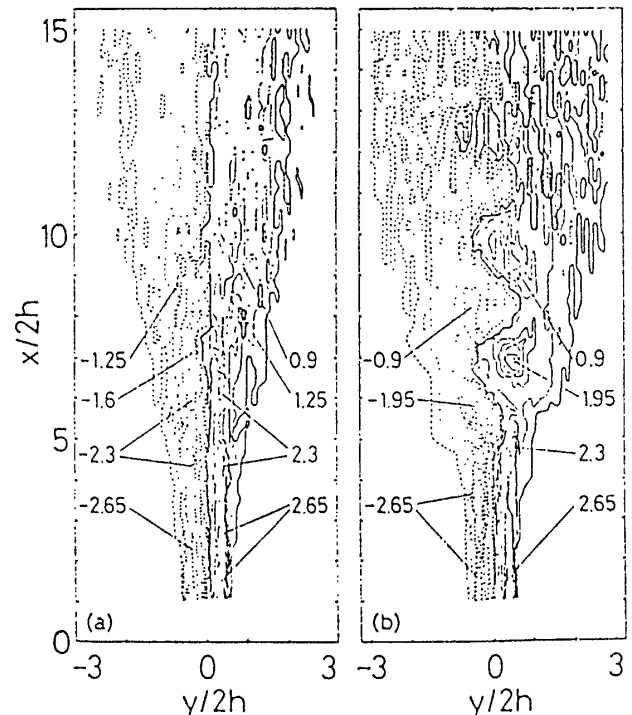


Fig. 2 Contours for vorticity at $\theta=0^\circ$
 $\langle \omega_z \rangle \cdot 2h/U_0 \times 10^{-3}$

- (a) Symmetrical mode excitation
- (b) Anti-symmetrical mode excitation

第に減少していく。 $x/2h=6$ 付近から渦列の対称性が失われ、逆対称配列へと変化していく。この領域では、渦度集中域の分布形状に歪みが生じ、渦の変形と、三次元化が行われている。 $x/2h=11$ より下流の領域においては渦構造が崩壊してスケールが小さく強度の弱い渦塊が均一に分布するようになり乱雑化が進行していることが観察できる。Hussain & Zaman⁴⁾はTop-hat型速度分布をもつ円形噴流を音波により励起すると、渦の合体現象が起きることを示したが、本結果では渦の合体現象は観察されない。この理由として、速度分布が放物線型の噴流はTop-hat型の噴流ほど強い剪断層を持たないため、渦の発達が遅く、スケールの大きい渦構造へと変化した後、相互干渉によって急速に崩壊するためと考えられる。

(b)の逆対称モード励起の場合、 $x/2h=3.5$ 付近から噴流軸に対し左右交互に正、負の渦構造が発達していく様子が観察できる。渦構造は $x/2h=9$ 付近まで急激に成長し、渦スケールは対称モード励起の場合と比べて大きい。 $x/2h=9$ より下流では乱雑化が始まり、細長い渦塊へと変化していく。このような小さい渦塊は、対称モード励起の場合と比較してより上流から密に分布していることより、乱雑化がより上流から起こっていると言える。また、逆対称モード励起では正、負の渦度の境界が噴流軸をまたいで大きく湾曲しており、対称モード励起の場合と比較して噴流の蛇行が顕著であることを示している。噴流幅も、対称モード励起に比較して広く、モードによる渦構造の相違が明確に観察される。また、対称モード励起の渦構造は、配列が変化することや、3次元化が早いことより、逆対称な渦列は、対称な配列よりも安定であると言える。

次に、Fig. 2 に示した励起噴流場の位相平均渦度分布を位相角30度毎に求め、秩序渦構造の渦度ピーク位置の時間変化をFig. 3 に示す。分布の勾配は秩序構造の移動速度(U_c)を示している。

渦構造の移動速度に関して、Oler & Goldschmidt⁹⁾は二次元乱流噴流中の秩序構造の移動速度を等相関分布図から求め、噴出口流速に対する秩序構造の移動速度の割合は流れ方向距離の-1/

2乗の関数であることを示した。しかし、本結果によると、両モードの場合ともに明確な渦構造が観察できる領域では、渦構造がほぼ一定速度で移動していることがわかる。

(a)の対称モード励起の場合、 $x/2h=6\sim 7$ 付近で負の渦度のピークが停止することにより、正と負の渦度に位相差が生じ、対称配列から逆対称配列への変化を示している。この配列の変化に伴い勾配が変化していることが分かる。それに対し、(b)の逆対称モード励起の場合は、 $x/2h=4\sim 10$ の範囲ではほぼ一定勾配で移動している。各モードで秩序渦構造の移動速度は異なっており、対称モード励起では $x/2h=1.5\sim 7$ で $U_c \approx 2.7\text{m/s}$ 、 $x/2h=7\sim 11$ では逆対称配列へと移行するため変動するが平均的な U_c の値はそれ程変化していないように見える。逆対称モード励起では $U_c \approx 2.15\text{m/s}$ である。これは、高周波数の対称モード励起の渦が、低周波数の逆対称モード励起の渦より速く移動していることであり、Goldschmidt⁵⁾の指摘と一致している。よって、移動速度の異なる秩序構造が混在する自然噴流では、これらの渦同士の干渉が起こっており、秩序渦構造の移動速度は必ずしもこの様な一定の値とはならない可能性もあり、極めて複雑な場になっていると考えられる。

次に、Fig. 3 から求められた秩序渦構造の移動速度をもとに各励起噴流場の位相角 $\theta=0^\circ$ の場合の速度ベクトル図をFig. 4 に示す。(a)が対称モード励起、(b)が逆対称モード励起である。この速度ベクトル図による各励起噴流場の表示は、局所的な平均速度から U_c を差し引いた値を矢印で表示しており、観察者が秩序渦構造と同じ速度で移動しながら観察していることに相当する。各励起噴流場で秩序渦構造による渦運動が明確に観察できる。

(a)の対称モード励起の場合、 $x/2h=4$ 付近までは噴流軸に対し左右対称に秩序渦構造が配列している。しかし、その下流の $x/2h=6$ 付近から渦配列は逆対称配列へと変化していく。さらにその下流になると明確な秩序渦構造は観察できないようになり、Fig. 2 の渦度分布図と良く一致している。また、渦配列が変化する領域では噴流の蛇行がわ

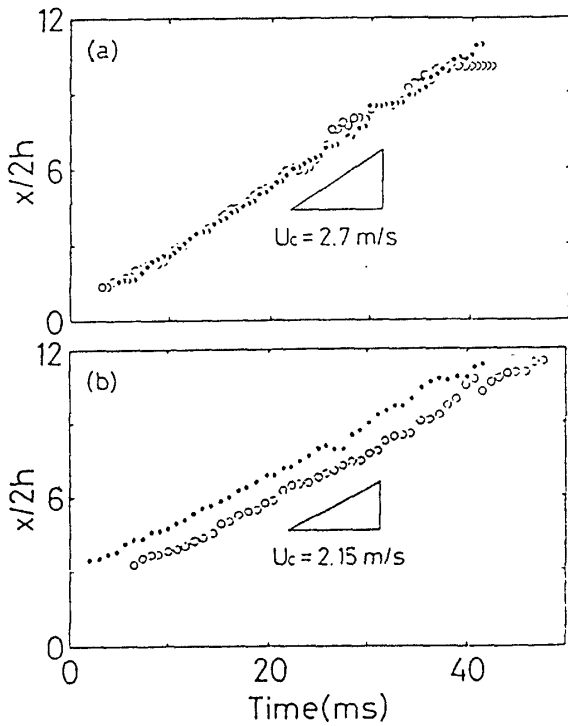


Fig. 3 Time variations of the position of the center of vortex
 (a) Symmetrical mode excitation
 (b) Anti-symmetrical mode excitation
 $+\langle\omega_z\rangle$: ●, $-\langle\omega_z\rangle$: ○

ずかに観察でき、逆対称な渦配列により生じたと考えられる。また、下流の領域においても噴流幅は狭く、このことも渦度分布図と良く対応している。

(b)の逆対称モード励起の場合、 $x/2h=4$ 付近から速度ベクトルの方向が揺らぎ始めるのが観察され、逆対称配列の秩序渦構造の発達と対応している。秩序渦構造は徐々にスケールを拡大していく。それに伴って、 $x/2h=5$ 付近から噴流の蛇行現象が下流に至るまで明確に観察され、逆対称モードを励起したためにより明確に生じたことが分かる。噴流幅は、渦度分布図と同様に、対称モード励起と比較して非常に大きく、乱流への遷移も比較的早いという結果^{7,8,10)}に対応している。

励起された噴流場の等渦度分布図とそれから求められる秩序渦構造の移動速度、速度ベクトル図の結果は、秩序渦構造が単一モードで励起され、それぞれの場合の特徴が強調された結果である。しかし、自然の噴流場ではそれら各モードの渦構造が相互に、また、平均流速場とも干渉し合っ

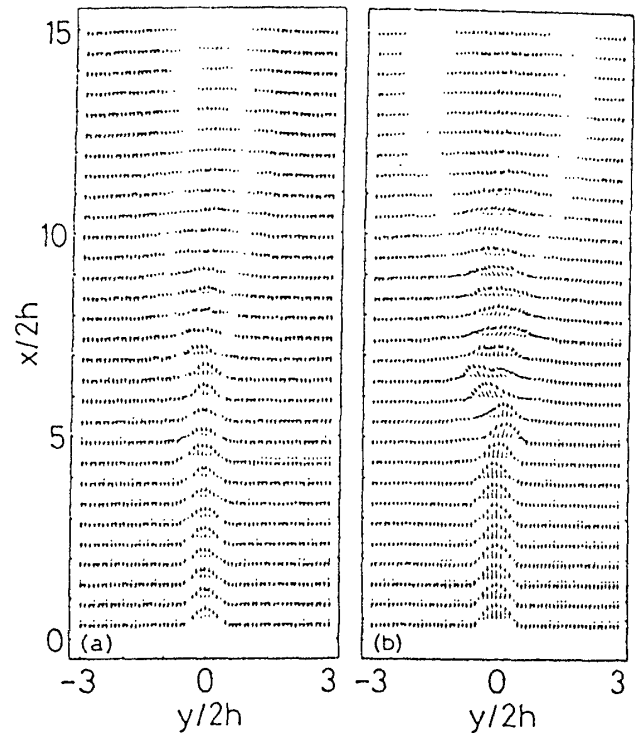


Fig. 4 Distribution of velocity vectors at $\theta=0^\circ$
 (a) Symmetrical mode excitation
 (b) Anti-symmetrical mode excitation
 U_c ; Sym. : 2.70m/s, Anti-Sym. : 2.15m/s

極めて複雑な構造を有していると考えた方がよいと思われる。

4. 結 論

(1) 噴流を音波により励起することにより、対称モード励起では対称の、逆対称モード励起では逆対称の渦配列が渦度分布図より明確に観察されるようになる。

(2) 逆対称配列の場合の方がよりスケールが大きく、強固な構造を持つ。また、対称配列の渦構造は非線形干渉領域で逆対称配列へと移行することから、噴流中では逆対称配列の渦構造の方がより安定である事が分かる。

(3) 両励起の場合とも明確な秩序渦構造が観察される領域では、渦構造の移動速度は局所平均流速とは無関係に一定である。また、対称モード励起の場合の方が逆対称モード励起の場合よりも大きい。

(4) 逆対称配列の渦構造は、噴流の蛇行を引き起こし、急速に噴流幅を広げるとともに乱流への遷移が早まる。

参 考 文 献

- 1) Yule, A. J., *J. Fluid Mech.*, 89 (1978), 413.
- 2) 木谷・松村, 機械学会論文集B編, 51-463 (1985), 775.
- 3) Sato, H., *J. Fluid Mech.*, 7 (1960), 53.
- 4) Hussain, A. K. M. F. & Zaman, K. B. M. Q., *J. Fluid Mech.*, 101 (1980), 493.
- 5) Goldschmidt, V. W. et al, *J. Fluid Mech.*, 105 (1981), 327.
- 6) Wills, J. A. B., *J. Fluid Mech.*, 20 (1964), 417.
- 7) 蒔田, 他2名, 機械学会論文集B編, 54-504 (1988), 1938.
- 8) 蒔田, 他2名, 機械学会論文集B編, 54-504 (1988), 1946.
- 9) Oler, J. W. & Goldschmidt, V. W., *Proc. of Third Symposium on Turbulent Shear Flows* (1982), 11.1.
- 10) 蒔田, 他2名, 機械学会流体工学部門講演論文集, 900-54 (1990), 92.
- 11) 蒔田, 他2名, 機械学会論文集B編, 投稿中.

3

乱流研究のゆくえ

佐藤 浩*

Turbulence Research — Where Should We Go?

by

Hiroshi SATO
Institute of Flow Research

ABSTRACT

Study of turbulent flows has two faces. One is as a branch of physics and the other is as a basis of technology concerning flows of fluid. As physics many concepts in turbulence, for instance, vortex and ordered motions have to be clarified. Experimentalists should work for new discoveries. Computations must also aim at new findings. The technical applications should include turbulence management, control of separation and phase change.

Keywords: turbulence, flow control, separation

1. はしがき

乱流についての Reynolds の先駆的な研究から 100 年が経ちました。これからどうなっていくのでしょうか。またどっちへ進むべきなのでしょう。ときどきはこのような反省も必要でしょう。でないと迷子になってしまいます。そこで心臓を強くして勝手な想像をたくましくしてみたいと思います。もともと未来予測というものは、あたるも八卦、あたらずも八卦で、頼りのないものですが、何かのきっかけになれば幸です。

乱流の研究は発展につれて二つの分野に分かれました。その一つは乱流を自然科学、とくに物理学の一部分とするもので、もう一つは色々な技術開発の基礎と考えるものです。この両方はかなり違ってきていますから別々に扱う方が便利です。

2. 科学としての乱流研究

乱流という現象は自然科学の沢山の分野に現れます。ちょっと考えても、気象学、海洋学、天文学、地理学などが浮かんできます。私達の乱流研究はこれらの基礎になるものです。このことは一般力学、電磁気学、量子論などと共通した乱流の第一の特徴です。乱流研究の成果はどのような分野にも応用できる、一般性のある、どちらかといえば抽象的なものです。このことは物理学としての研究の選択の幅を小さくします。

自然科学の伝統的な手法は複雑な現象をできるだけ簡単な物に分解して研究していこうというものです。分子、原子、原子核、素粒子という進め方がその良い例です。乱流も同じように発展してきました。すなわち平板の上の境界層、二次元の伴流、噴流などです。これらの単純な乱流についてはもう十分と思われる程の情報が集積されました。それではそれを使って複雑な流れがはっきりしたのでしょうか。答えは、否、です。それは乱流

* ながれ研究集団

の第二の特徴である強い非線型性のためです。簡単なものが分かれば複雑なものも分かるという信仰はどうやら自然は線型的である、という暗黙にもとずいているようです。それではどうすればいいのでしょうか。

乱流研究の第三の特徴は“理解”です。計算にしろ、実験にしろ、何か結果が出たときに私達はそれ以上を求めます。すなわち乱流が分かったと言いたいのです。自然科学の基本的な態度は“記述”です。どのような条件でどのようなになる、ということが記されていれば十分です。別の言葉でいえば、原因と結果の連鎖をはっきりさせればいいのです。しかし私達は流れが“分かった”かどうかをいつも問題にします。良い例は流れを見ることです。百聞は一見に如かず、と称して流れを見えるようにして、その写真を見て、“分かった”と叫ぶのです。流れの写真はしばしば間違った情報を与えますが、十分な注意をしても“分かる”ことは危険なのです。分かることが何故そんなに悪いのか、という反論があるでしょう。しかし分かるということは主観的な行為です。なによりも客観性を大事にする近代科学に主観を持ち込むことは許されません。このように見てくると乱流の研究というものは厳格な意味での物理学の範囲からはみだしているように見えます。ここで私達は分かれ道に立っています。すなわち古い物理の枠にとどまるか、あるいはそんなものをぶちこわして新天地を求めるか、です。このあたりはもっと丁寧な議論をしたいところですが、紙数の関係で先を急ぎます。

3. 理論屋の仕事

まず乱流研究が何を対象にしているかをはっきりしておきましょう。対象は二つです。一つは層流から乱流、乱流から層流へのいわゆる遷移問題で、もう一つは発達した乱流の構造の問題です。前の課題は乱流だかそうでないのか分からない流れを含みますし、一般性を損なわない範囲での複雑化、例えば色々な体積力、相変化をとりいれます。しかし雲がどうしてできるのかとか、地球の磁気がどうしてできたのかなどという問題は乱流

研究の応用で、ここで議論の範囲外です。

乱流理論といえばまず統計理論で、物凄い数の論文が印刷されていますが、方程式の完結性、初期条件、境界条件などがすっきりと解決されてはいませんし、将来とも無理でしょう。ただ一つのまともな成果はKolmogorovのスペクトルだけとは情けない話です。どうしてもしっかりした物理的なモデルが欲しいところです。フラクタルがそうなのだという意見があるでしょう。それがどれだけの適用範囲を持っているのかお手並拝見といったところです。理論屋はのんびりしてはいられないのです。というのは計算屋の挑戦です。なんでもかんでも計算できる、もう理論などはいらないのだ、と挑発します。何かの方程式が厳密に解けたとしても最終結果を示すためには計算が必要なのですから、はじめから方程式を数値計算すればよいわけです。まして近似解法など全く色あせてしまいました。理論屋は必死に反撃します。ただ計算されただけで乱流が理解できたとはいえない、理論解はいい見通しを与えてくれる、という主張です。しかしこれが主観的なのはさっき指摘した通りです。理論屋はそんな喧嘩をするよりほかにやれることがあります。

その一つは概念の明確化です。乱流の中にはよくわからない概念がいくつかあります。例えば静圧変動です。どのように考えても測定することの出来ないこの静圧変動を方程式の中に含まなければならない理由が分かりません。もっと大切なのは乱流の中の秩序運動です。実験では色々見付かっていますが、それをどのように考えればいいのかという基礎的な概念がはっきりしていないように思われます。

理論屋の次ぎの仕事は数学モデルをどんどん作ることです。新しい発想で作られたモデルを計算屋のところへ持って行って計算をさせることです。これが理論屋の真骨頂です。

最後に何にも計算しないで面白い結果が出ないものなのでしょうか。世の中はすべて計算ででき上っているものではありませんから。

4. どんな実験をすればよいか

実験屋も計算屋に追いまくらわれています。計算がうまくいけば何も面倒な実験をする必要はないのです。おまけに最近の若い人はよごれる実験をいやがります。これでは実験屋の立つ瀬がありません。しかし実験屋には与えられた特権があります。それは新しい現象の発見です。物理では理論が先行して、実験があとから検証することがしばしばありますが乱流ではそれはありません。実験屋は発見的な実験を計画すべきです。何をやるかを考える時、つい現実にあるもの、たとえば飛行機とか、流体機械とかを頭に浮かべてそれを単純化したものを相手にする傾向があります。これは流体力学が飛行機の発達にひきずられてきた、という歴史によるものであり、国の内外を問わず乱流の実験が主として航空関係の人によって進められたことにもよるのですが、この際これをはっきりと振りはらわねばなりません。たとえ現実とは何の関係が無くても新しい現象が見付かる可能性があればどんどんやるべきです。実験は計算とは違ってけっして架空なものにはなりません。実験結果は常に厳粛な事実なのです。

もうすこし具体的な話をしましょう。普通に考えられている単純な流れには新しい発見はありません。基本的にはもっと人工的な流れを作ることです。例えば二次元と三次元との間のような流れ、複雑な非定常な流れ、二つ以上の乱流をませあわせなどです。相変化を含む流れにも興味がありますが、どのようにして一般性の強い実験を計画するかが腕の見せどころです。巨大な風洞を作ってレイノルズ数の大きい実験をやろうという計画もありますが、これは予算や労力のわりには得るところが少ないと思います。

5. 計算機は万能か

計算機を使っている人はみんな強気です。計算機はいくらでも速く、大きくなるように見えますから、世の中に計算できないものはないという勢いです。しかし弱いところもあります。まず使っている数学モデルがどの程度正しいのかわかりま

せん。地球温暖化の計算はそのいい例です。粗雑なモデルでいい加減な結論を出されたのではたまたまのものではありません。もう一つの泣きどころは計算できた結果をどのように表示するか、ということです。膨大なデータがあっても、三次元で、非定常な流れをちゃんとお客さんに見せる手段がなければ、宝の持ちぐさです。計算屋への挑戦は計算で新しい現象を発見することです。こんな現象が見付かった、実験して御覧、といえるようになれば脱帽です。

6. 乱れの強さの制御

ここいらで話を技術の方に移しましょう。技術は自然科学とは全く違って、よくいえば社会の要請に応じるため、もっとはっきりいえばお金を儲けるために発展するものですから、現象としての面白さなどは問題になりません。これで金が儲かるとなれば、どんなに難しくても、面白くなくてもやらなければなりません。乱流に関連した技術問題は数えきれないほどありますからすべてを解説をするわけにはいきません。またどんなものが出てくるか、それは個々の企業の勝手です。ここで仕事を二つに分けましょう。一つは大学や国立研究所のような、何かへの応用を念頭に置いてはいても直接な個々の開発ではないという基礎研究です。もう一つは会社などである製品を完成させるための開発研究です。まず基礎研究としては出来るだけ応用範囲の広い題目を選ぶべきです。それが技術への大きな寄与になります。

基礎研究を幾つかに分類することができます。その一つはできるだけ乱れを弱くしたいという目標です。誰にでも分かるのは乱流境界層を層流化することです。これは摩擦抗力が大きい問題であるものに深く関係しています。研究としては遷移を遅らせることと、乱流の制御の両方を含みます。層流化がうまくいけば飛行機には革命的な進歩となります。また油や水のパイプラインなどへの応用も考えられる大きなプロジェクトです。一方では乱れの弱い一様な流れが欲しいという要求があります。半導体を作る時や、病院などでのクリーンルームがその例です。このときはもともとある

乱れをいかに速く熱に変えてしまい、また乱れを作る速度の剪断をいかにして作らないでいかれるかという研究です。もう一つは音に関係していません。流れから出る音を小さくすることは私達の環境をよりよくするために重要なことです。

一方では出来るだけ強い乱れを作る要求があります。それによって熱や物質の移動が促進されます。加熱にしる冷却にしる熱交換は古い問題で、さして新しい事はありません。将来の問題としてはヒートパイプのような相変化のときの潜熱を利用するものが残るでしょう。大気と海や湖での汚染物質の拡散も強く、スケールの大きい乱流を要求します。またほっておけば乱流にならないような、レイノルズ数の小さい流れの中に乱れを作ることができれば沢山の応用があります。生物に関連したものとしては木の葉の表面近くでの炭酸ガスと酸素との交換があります。強い乱れを作ることによって炭酸ガスの補給が盛んになり、光化学反応が効率よく行われます。同じようなことが動物の肺での酸素、炭酸ガス交換でも考えられます。最後は魚の話題です。“魚は瀬につく”という言葉がありますが、魚は乱流が好きなのではないでしょうか。海に魚礁というのがありますが、流れがあると魚礁の伴流の中に沢山の魚がいるそうです。これは餌との関係があるのでしょうか、乱れを強くすることで食料が増産できる可能性があります。

7. 流れの剥離に関係した話題

流れの中にある物体がどんな力を受けるか、というのは流れ関連では最大の課題です。物体が魚や飛行機のような流線型をしていることはまれで、大抵は物体の表面から流れが剥がれます。二次元の剥離はまだいいのですが、自動車のように天井からも、側面からも、下面からも流れが剥がれて、まざりあうとなればとても複雑で、どんなことになるのか想像することも難しくなります。その意味で剥離流の混ざりあいを基礎的に研究することが望まれます。剥離はまた流れによる振動を引き起こします。振動と剥離がフィードバックループとして成り立っている時の有様に分からないこと

がたくさんあります。予想としてはこのメカニズムはいくつかのパターンで成り立っていると思われます。それらのうちのいくつかがはっきりすれば随分と役に立つでしょう。

剥離の機構がはっきりすれば、私達は野心的な目標に挑戦できます。それは流れの中の物体の運動の制御です。色々なロボットの制御はすべて固体でできています。制御系の中に流れが入ってくるとほとんどお手上げです。例えば新幹線の電車を無人で運転することは出来ますが、飛行機の離発着をロボットにやらすことはできません。それは三次元であるというよりも、横風や突風という扱いにくい流れがはいるからです。現在の制御がなんとなく硬くて、冷たい感じであるのは構成要素が固体であるせいです。制御が人間的な、軟らかく、あったかいものになるには流体をふんだんに使わなければなりません。

8. 相変化のある流れ

混相流というものが精力的に研究されていますが相が変化する流れの研究はまだ始まったばかりです。しかし考えてみると私達はいろんな相変化の流れにとりかこまれています。その中で環境関係が重要です。雲、雨、雪などがいつかは制御できるようになるでしょう。さしあたって霧を消すことができないでしょうか。乱流によって小さな水滴が衝突する回数が増えると、大きな粒になって落ちてくる筈です。雲から雨を降らすのも全く同じ理屈です。逆に雪を降らさなくできれば大したものです。こうなってくると金儲けにもつながってきますから急に研究が進むかも知れません。

9. むすび

思い付いたことをならべてみました。どのような研究でも最終的には本人が責任を負うのですから他人の顔色を窺う必要はありません。今まで私達日本人はヨーロッパやアメリカの情報を集めてはそのあとを追いつけることが多かったのですが、もうそのような段階から抜け出して本当に独創的な仕事をすべきでしょう。

4

境界層中に人工的に作られた縦渦に対する音波の影響

小 濱 泰 昭* 王 聰 榮* 福 西 祐*

Effects of Sound on the Artificially
Generated Longitudinal Vortex Pair in Boundary Layer

by

Yasuaki KOHAMA, T.J. WANG and Yu FUKUNISHI
Faculty of Engineering, Tohoku University

ABSTRACT

Characteristics of secondary instability which originates from a longitudinal vortex pair due to the unstable inflectional velocity profile between their axes in a boundary layer is investigated experimentally. The longitudinal vortex pair is generated artificially by blowing air from a longitudinal slit in a flatplate. Behavior of secondary instability fluctuation under the influence of sound is also examined. A nonlinear interaction observed between generated sound frequencies and its corresponding peak frequencies is shown on spectrum analysis. The flow field under the influence of secondary instability is influenced by the sound.

Keywords: secondary instability, boundary layer, longitudinal vortex pair, acoustic excitation

1. はじめに

本研究は二次不安定性と呼ばれる現象に注目するものである。凹曲面^{1,2)}に沿う境界層中には遠心力に起因する不安定性(一次)によって交互に回転方向の異なるゲルトラ縦渦列が成長するが、その渦間の上昇流が誘起される位置で速度分布に変曲点が現われ、そこから高周波の速度変動が発生する不安定現象があり、これを3次元境界層遷移における二次不安定性と呼んでいる。このような二次不安定性はやがて縦渦構造を崩壊させて、流れを乱流化させることが知られている。

一方、境界層が音などの外乱をどのように取り入れるかを探る“受容性”についての研究も最近盛んになっている。しかしながら、二次不安定性

が音に対しどのように反応するのことは未知である。

本実験は縦長いスリットから空気を連続的に吹き出すことにより、断面がキノコ形の縦渦対を境界層中に作り、その両渦の中間位置での変曲点型の速度分布に起因する二次不安定性を人工的に作り出し、さらに風洞壁に置かれたスピーカから発生させる音が二次不安定性にどのような影響を与えるかを調べたものである。

2. 実験装置と測定方法

実験は東北大学流体科学研究所低乱風洞実験室の単路回流型小型風洞を使用した。実験装置の略図を図1に示す。使用したスリットを持つ平板は長さ800mm、幅290mm、厚さ12mmで、弦長100mmのフラップを持ち水平におかれている。スリットの長さは86mm、幅は0.3mmである。今回

* 東北大学工学部

は測定部前部の下壁面にスピーカ(直径66mm)³⁾を設置した。その中心は平板の前縁ほぼ真下で、平板からの距離は82mmである。本実験では主流速度は7.5m/sから25m/sの5通りに変化させ、前縁から48mmと168mmの二つの測定位置で境界層の状態を調べた。縦渦の構造の大略を得るためにドライアイスミストを用いた可視化実験も行った。可視化実験では主流速度はすべて0.5m/sに保った。

ミストの流れで、側面から見たせん断層にまたがる渦列の生成から崩壊までの様子を示す。図2(b)は周期性を持つ渦列を上面から撮影したものである。左右対称的な規則性を有する渦列が上流から下流に現われている、やがて下流に行くに従ってこの規則性がなくなり、乱流に遷移することがわかる。図2(c)は縦渦の断面の可視化写真であり、吹出しによりマッシュルーム状のペアー渦が発生していることが確認できる。

3. 実験結果及び考察

3.1 可視化による縦渦の成長過程

図2(a)は壁面に沿って吹出したドライアイス

3.2 熱線流速計による測定結果

図3は主流速度10m/s, 吹出し速度0.233m/sのとき前縁から168mmの位置での速度分布を示し

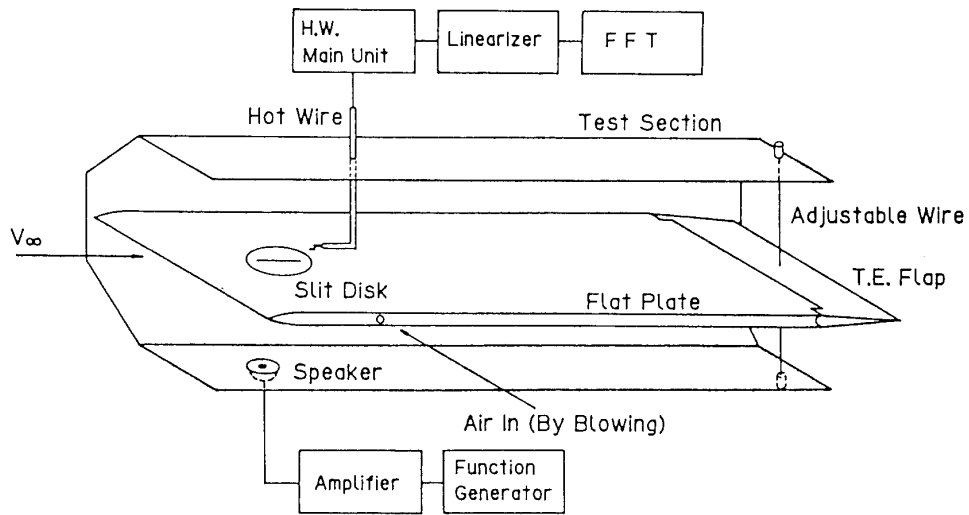
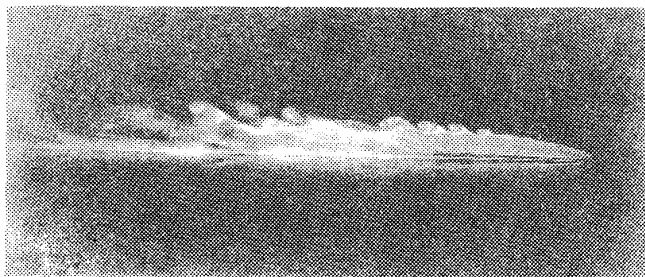


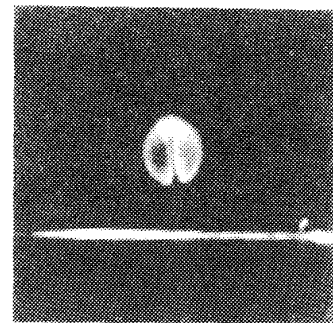
図1 Schematic View of the Experimental Apparatus. (Not to Scale.)



(a) Side View.



(b) Top View.



(c) Cross-section View.

図2 Visualization of the Formation of Traveling Vortices

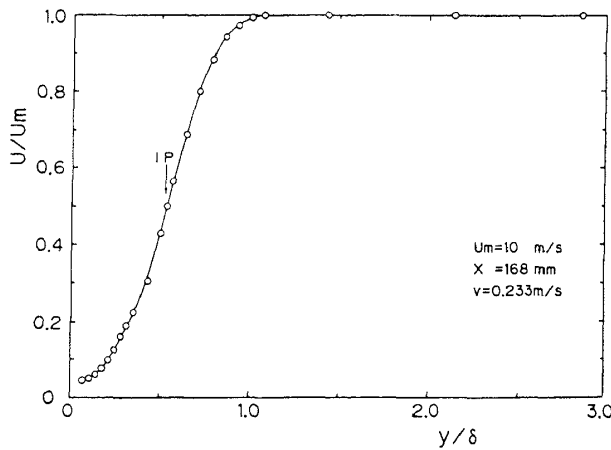


図3 Inflectional Velocity Profile.
 $U_m = 10\text{m/s}$, $v = 0.233\text{m/s}$, $x = 168\text{mm}$.

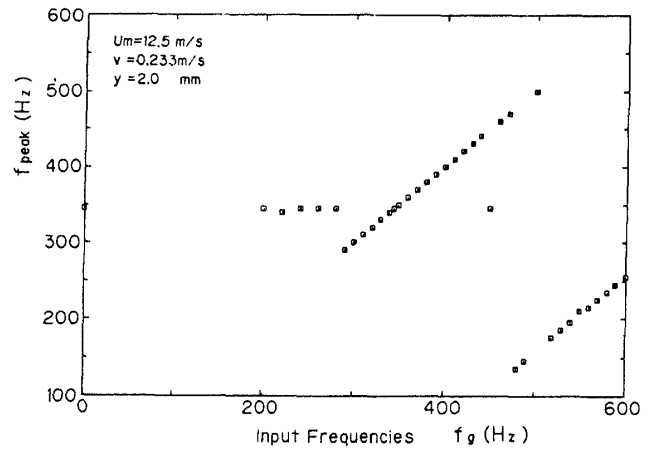


図5 Velocity Fluctuation Peak Frequencies vs. Sound Frequencies.

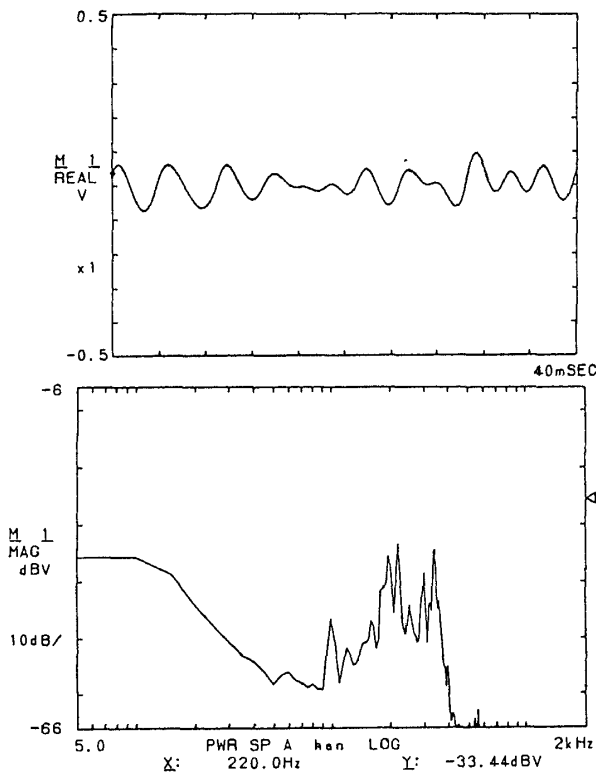


図4 Spectrum of the Streamwise Velocity Fluctuation at the Inflection Point.
 $U_m = 10\text{m/s}$, $v = 0.233\text{m/s}$, $y = 1.5\text{mm}$.

ているが、分布に変曲点が存在していることがわかる。図4はその速度変動波形と周波数分析結果である。吹出しを行った場合に220Hzに鋭いピークが見られ、二次不安定により一定周波数の速度変動が生じていることがわかる。縦渦対は音を入れない状態では左右に揺らぐのが観察されたが、スピーカから音を入れると、この揺らぎは少なくなり、縦渦対が安定することが観察された。図5

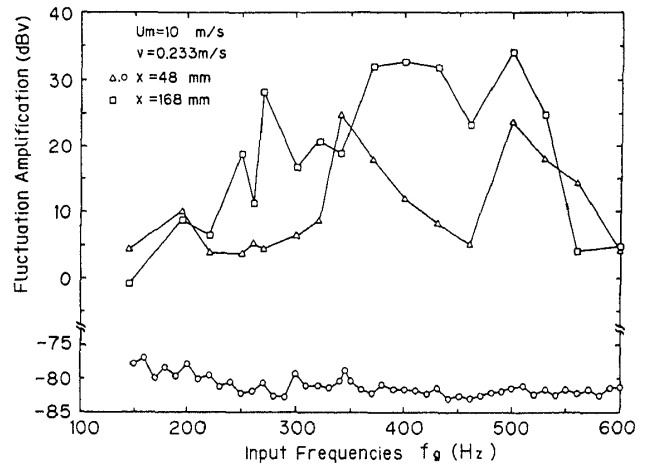


図6 Fluctuation Amplification with respect to Input Frequencies at $x = 48\text{mm}$ and $x = 168\text{mm}$.

に、スピーカの音波の周波数と発生した速度変動の最大ピークの周波数の関係を示す。境界層中の速度変動の周波数中にスピーカからの音と同じ鋭いスペクトルのピークが現れる事が観察された。スピーカの音のある周波数領域では、音とは異なる345Hzの速度変動のピークの方が大きい場合もあった。さらに音の周波数が高い領域で、スピーカの音の周波数と345Hzとの差の周波数の変動が成長する現象も観察された。これは非線形干渉によるものと考えられる。図6は、スピーカからの音の周波数を変えたとき、音と同じ周波数の速度変動成分のエネルギーレベルの変化を、スリット上流の $x = 48\text{mm}$ とスリット下流の $x = 168\text{mm}$ の2点で調べたものである。 $x = 48\text{mm}$ の分布は前

縁での受容性を、また $x=168\text{mm}$ の分布は、さらにスリットから吹出す時流れが受容した変動が加わり、それが変曲点型不安定場で成長した結果を表わしている。図7は $x=48\text{mm}$ と $x=168\text{mm}$ の差を表わしている。これはスリットから吹出しを行ったことによる影響を表わしている。この図により二次不安定場が外からの音によって影響されていることがわかる。 $f=345\text{Hz}$ の成長率が低くなっているがこれは図6に見るようにこの音の周波数の速度の変動が $x=48\text{mm}$ においてすでに大きくなっているため、その後はもうそれ以上成長できないからであると考えられる。

4. おわりに

平板壁面に設けたスリットから空気を吹出すことにより縦渦対を作ることができることを確認し、この縦渦対の中心に二次不安定性が発生することが捕えられた。音が流れに速度変動として受容され、それが二次不安定として成長することから、二次不安定場そのものが音によって影響される事が明らかとなった。自然に成長する周波数と音の周波数との間の非線形干渉もみられた。

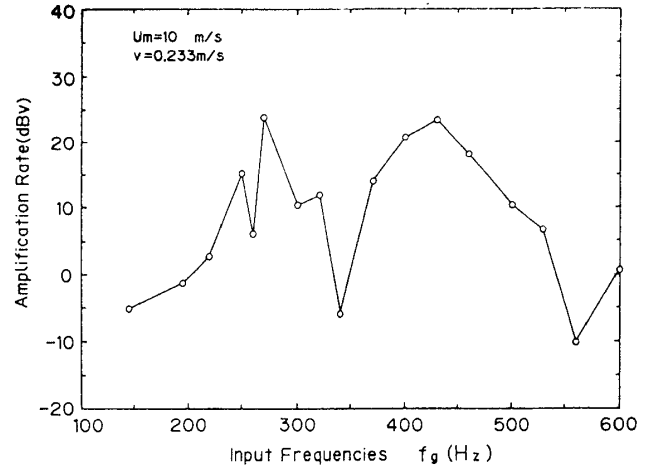


図7 Amplification due to Blowing.

参考文献

- 1) Y. Aihara Y & H. Koyama : Trans. Japan Sci. Aero. Space Sci., Vol.24, No.64 (1981), 78-94.
- 2) 小濱泰昭 : 第18回乱流シンポジウム (1986).
- 3) 王, 小濱, 福西 : 第22回乱流シンポジウム (1990).

5

境界層の受容性に関する考察

西岡通男*

Consideration on Boundary-Layer Receptivity

by

Michio NISHIOKA

College of Engineering, University of Osaka Prefecture

ABSTRACT

On the boundary-layer receptivity, the present paper describes the results of numerical simulations and laboratory experiments to clarify the condition under which external disturbances such as sound and free-stream turbulence can excite Tollmien-Schlichting waves. The most important finding is that the unsteady pressure gradient on the wall imposed by the external disturbance need to have such proper spatial scales as to match λ_{TS} , the wavelength of T-S wave to be excited. In this case, the unsteady pressure gradient induces the vortical wave of the proper scale and then Tollmien-Schlichting wave.

Keywords: boundary-layer receptivity, T-S wave, instability, transition

1. ま え が き

線形安定性理論から臨界レイノルズ数を計算することはできるが、境界層の遷移を予知することは容易でない。絶対不安定の場合であれば、波群が定在して時間増幅するので予知は容易であろう。しかし境界層の場合には攪乱は空間発展し、流れ方向に成長する。そして下流で中立曲線の外に出ると、減衰することになる。また、振幅がある限界値を越さない限り、T-S波動が遷移に導くことはない¹⁾。それゆえ、どこでこの限界値に達するかを知らなければならない。そのためには外乱とそれが励起するT-S波動の強さの関係を知る必要がある。これは外乱が剪断層固有の攪乱として受容される過程を調べる問題であり、受容性の問題と呼ばれる²⁾。飛行機の翼の境界層の場合、外乱としては大気中の乱れ(渦度をもつ変動)、エンジン騒音などの音波(渦度をもたない変動)、機

械的振動などがある。このうちで音波が主要原因とわかっている。しかし周波数が同じでも、その伝播速度は、亜音速では、T-S波動の位相速度(主流の1/3程度)と大きく異なるので、どのようにしてT-S波動を励起するのか、また励起したり、しなかったり場合によるのはなぜかという疑問があった。ここではこのような受容性の問題について、数値シミュレーション³⁾と実験結果⁴⁾に基づき考察する。

2. 受容性に関する数値シミュレーション

平面ポアズイユ流(チャンネル1/2深さ h と中心速度 U_c に基づくレイノルズ数 $R=5000$)を採用し、外乱として、一方の壁の上の境界条件の形で、流れ(x)方向の速度変動を導入した。すなわち、この壁の上の境界条件は、時間 $t \geq 0$ で、

$$u(x, y=-1; t) = u_w(x) \sin \omega t$$

$$v(x, y=-1; t) = 0$$

* 大阪府立大学工学部

ここで、

$$u_w(x) = A \cos^2(\pi x/2a) \quad \text{for } |x| \leq a$$

$$= 0 \quad \text{for } |x| > a$$

(A, a は定数)

もう一方の壁上の条件は通常の $u=0, v=0$ である。流れが周期的になればこの外乱の時間スケールは ω だけである。一方、空間スケールに対応する波数成分はフーリエ成分、

$$C(\alpha) = \frac{1}{2} \pi \int_{-\infty}^{\infty} u_w(x) e^{-i\alpha x} dx$$

$$= \frac{A}{4\pi} \left(\frac{2}{\alpha} + \frac{a}{\pi - \alpha a} - \frac{a}{\pi + \alpha a} \right) \sin \alpha a$$

で表現されるので周波数 ω の T-S 波動の波数を $\alpha_{TS} (= 2\pi/\lambda_{TS})$ と書くと、 $C(\alpha_{TS})$ は $u_w(x)$ の中に含まれた空間スケール λ_{TS} の割合を示すことになる。A を一定 ($0.01 U_c$) に保ち、 a を種々に変えて、N-S 方程式の数値解で流れを調べたところ、外乱源の下流で T-S 波動が生まれることがまず図 1 のごとく確認され、しかもその振幅と $C(\alpha_{TS})$ の関係は図 2 のようにほぼ正比例であることがわかった。すなわち、 $C(\alpha_{TS})$ が零になると振幅も零になり、波動が全く誘起されないことが示され、空間スケールの重要であることが確認できた。渦度の視点から言うと、上の外乱の $a \rightarrow \infty$ の状況は、音波が壁に沿って走る場合に対応する：滑りなし条件で音波もストークス層的な渦度場を作る。音波によるこの変動渦度場が、壁の曲率やその変化あるいは壁に近い音源の近傍音場であることなどが原因して、音波の波長 λ_s のほかに、上の $C(\alpha_{TS})$ の意味の空間スケールをもつことが T-S 波動の誘起に必須の条件であると言える。そこで、この点をさらに実験的に確認しよう。

3. 受容性に関する実験結果と考察

実験は風洞壁に沿う境界層を対象として行われた。図 3 に示すように、外乱として、スピーカーから直径 6mm の管で導かれた音波を直径 2mm の 2 つの穴 (穴と壁の距離は境界層厚 δ の約 6 倍) から放射した。実験条件として主流速度 U_e 、境界層排除厚 δ^* 、排除厚に基づくレイノルズ数 R^* 、スピーカー周波数 f 、無次元周波数 $F = 2\pi f\nu/U_e^2$ (ν

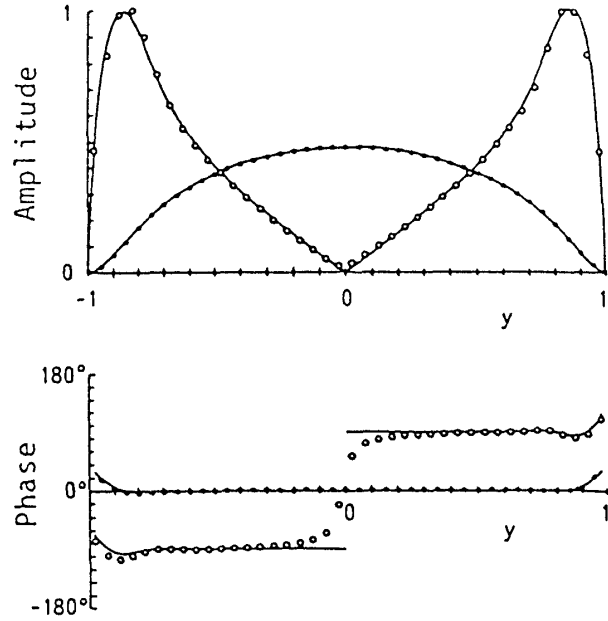


図 1 励起された T-S 波動の振幅・位相分布、シミュレーション (○; u , ●; v) 結果と線形安定性理論の結果の比較

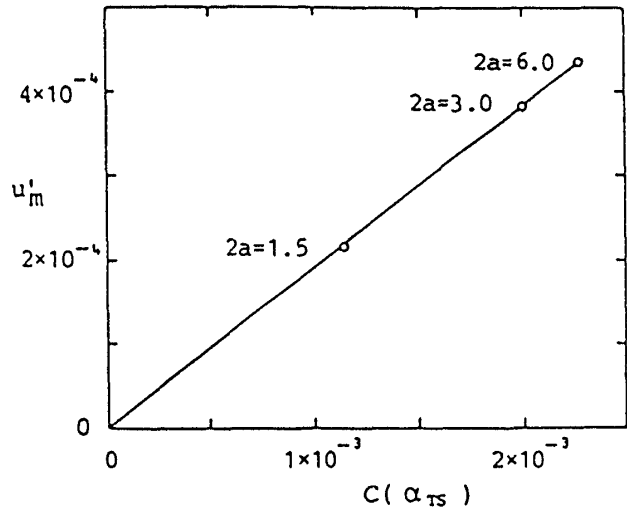


図 2 励起された T-S 波動の振幅と $C(\alpha_{TS})$ の関係

は動粘性係数) の値を次にまとめる：

Case-S	Case-U
$U = 3.3 \text{ m/s}$	$U = 7.3 \text{ m/s}$
$\delta^* = 2.5 \text{ mm}$	$\delta^* = 2.3 \text{ mm}$
$R^* = 550$	$R^* = 1120$
$f = 50 \text{ Hz}$	$f = 30 \text{ Hz}$
$F = 4.2 \times 10^{-4}$	$F = 0.53 \times 10^{-4}$

ここで Case-S は T-S 波動が激しく減衰する stable case であり、Case-U は波動が増幅する unstable

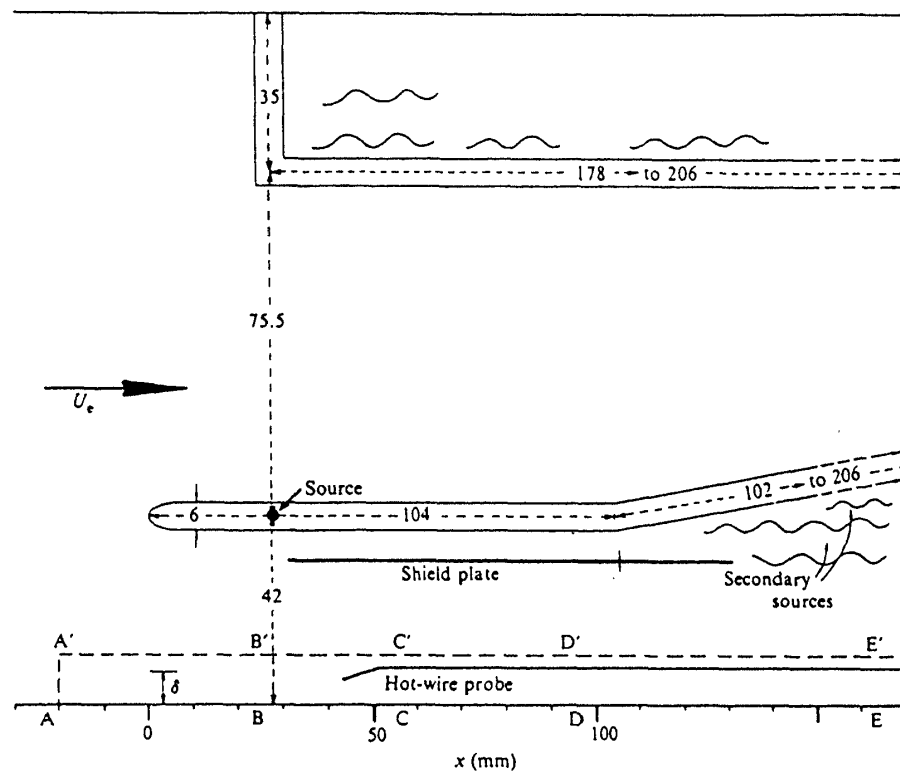


図3 受容性の実験，測定部の概要

である。

主流中の速度変動（乱れ）のスペクトルを調べたところ，線スペクトル的な $f=11\text{Hz}$, 22Hz の音波成分を含み，しかもこれらは本実験の条件下では増幅周波数域内にあるが，いずれも全く T-S 波動を励起しなかった。ところが，上記の 2 つの穴から放射した音波の場合には，特に Case-U では音波による T-S 波動の励起が明確に示された。音波に対する境界層のこのような応答の違いを調べるには，まず外乱としての音波を詳しく把握することが重要である。主流中の音波は平面波の性格をもち，境界層壁近くではストークス層をつくる。2 節で述べたように，またこの観察のとおり，この場合には T-S 波動は生まれないのである。穴から放射した場合についてもこのような視点から音波外乱の速度場を調べなければならない。

そこでこの実験では，速度変動 u_f (f 周波数の成分) の実効値振幅 u_f' と位相 ϕ の，AA' 断面内および A'B'C'D'E' 直線（境界層壁から 11mm 離れた位置，図 3 参照）に沿っての変化を図 4 のごとく調べた。図中の S, U はそれぞれ Case-S, Case-U を意味する：U_{unshield} と記された測定結果につ

いては後述する。振幅と位相の流れ方向変化が示すように，音波を放射する穴の下の B 点の前後で u 変動の向きが 180° 変わり，音波の波長とは別の空間スケールが生まれている。2 節の数値シミュレーションの結果と対応させて言うと，この空間スケールが $C(\alpha_{TS})$ をもつのである。

さて，T-S 波動が励起される過程を，種々の断面における振幅・位相分布を測定して調べた結果を図 5, 6 に示す。Case-U の図 6 では， $x=-30\sim 0$ でのストークス層の構造から T-S 波動の構造へ変化する様子がわかる。Case-S の図 5 では，T-S 波動の生成は顕著ではなく，振幅・位相分布はどの断面でもストークス層の分布と大差ない。速度変動 u を強制成分（外乱） u_f と励起成分（T-S 波動とその高次モード） u_{TS} の和で表すと，Case-S で観察されたのは，ほとんど強制成分 u_f （音波が壁での滑りなし条件を満たすよう構造変化したもので，近似的にストークス層とみなせる）だけであり，外乱環境そのものとみなせる。これに対し，Case-U ではこの u_f と u_{TS} の和が観察されているのである。

Case-U, Case-S における λ_{TS} はそれぞれ 78mm,

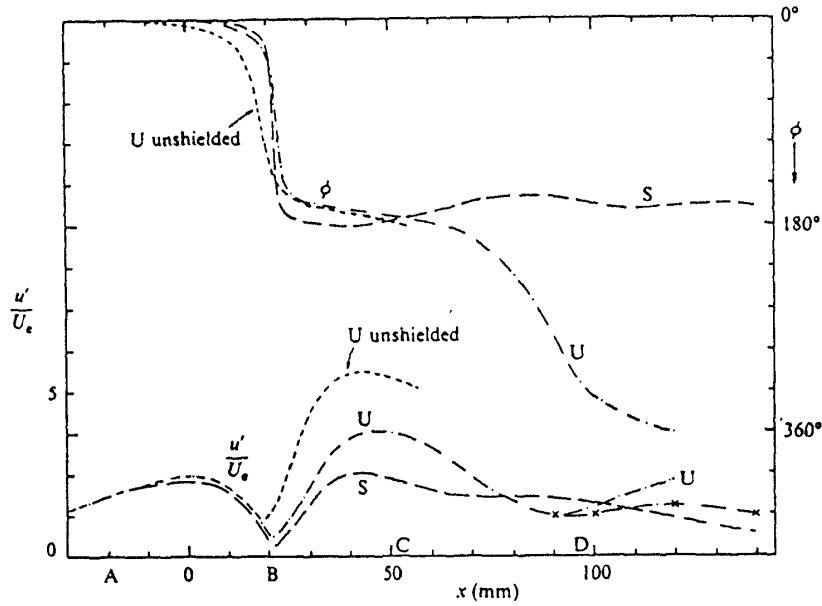


図4 音波外乱による u 変動速度場 (記号は本文参照, 振幅は任意スケール表示)

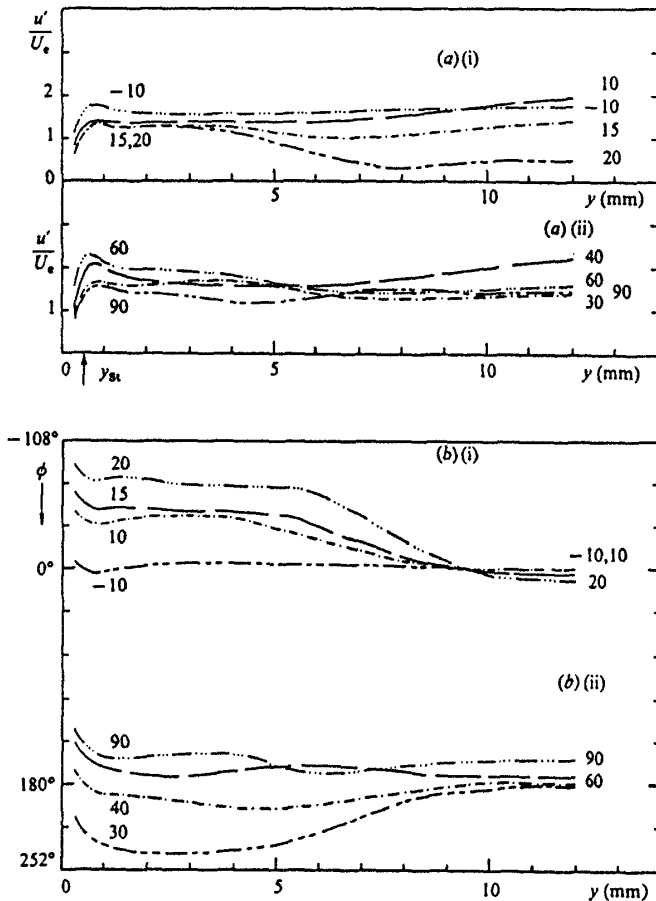


図5 Case-Sにおける u 変動速度場 (振幅は任意スケール表示)

30mm (理論値) であるが, u_F の B 点前後の空間変化のスケールと比較すると, 前者の波長は同程度であるのに対し, 後者は半分以下である。これ

からわかるように, 後者の $C(\alpha_{TS})$ はかなり小さいはずであり, このことと減衰率の大きいことが, Case-S において T-S 波動が顕著に観察されなかった理由である。2 節の $C(\alpha_{TS})$ は壁上の速度の空間スケールである。一方この実験では, u_F に対応する変動圧力勾配 (その振幅を $A(x)$ と書く) が壁上に生じ, それゆえ $A(x)$ に比例する変動渦度が生まれる。本実験の $C(\alpha_{TS})$ とはこの $A(x)$ のそれである。すなわち, 変動圧力勾配の空間スケールが重要である。

空間スケールが重要であるという点は, 主流中の乱れに対する受容性においても同様である。本実験においても, 音波の放射に伴って管の穴から空気が入り出すために生じた後流 (が壁上に誘起する変動圧力勾配) の影響がはっきり観察された。実は図3に示すシールド板はこの影響を取り除くために用意されたのである。図4の $U_{unshield}$ と記された結果はこのシールド板がない場合の結果である。これからわかるように, 位相速度が違って, 空間スケールが用意されるなら, 主流中の乱れによって T-S 波動が励起される。

ここまでは変動圧力勾配に注目したが, 外乱が壁に垂直方向の変動速度成分 v_p をもち, しかもこれが λ_{TS} 空間スケールを有するときには, 平均流の渦度をこのスケールで輸送するのでやはり T-

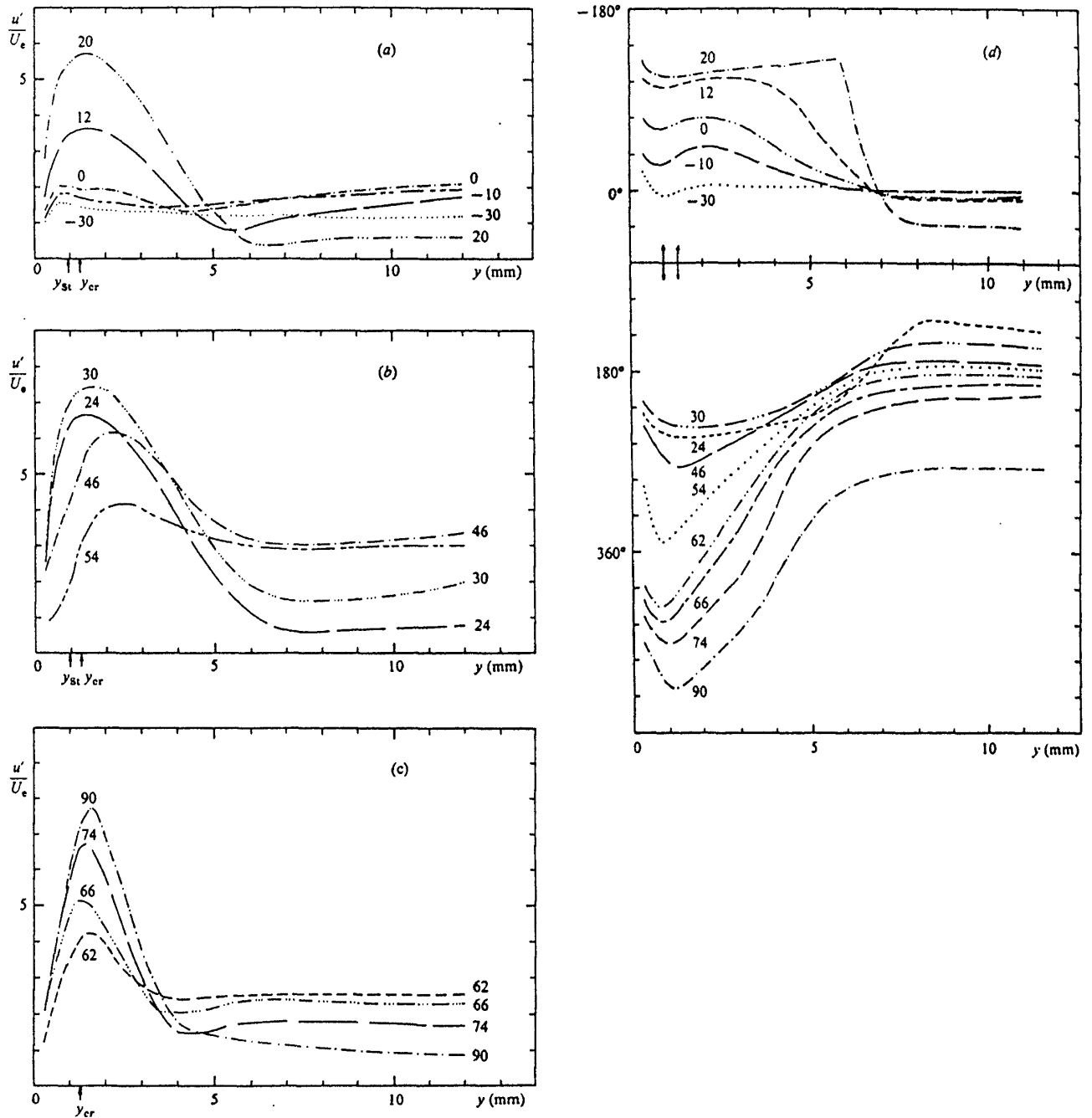


図6 Case-Uにおける u 変動速度場 (振幅は任意スケール表示)

S 波動を励起する筈である。この点についての詳細は、文献 4 を参照頂きたい。

4. むすび

境界層の受容性に関し、音波や主流中の乱れなどの外乱が T-S 波動を励起するための条件を、数値シミュレーションや実験の結果に基づき考察した。重要な点は、これらの外乱による壁上的変動圧力勾配が λ_{TS} の空間スケール ($C(\alpha_{TS})$ の意味) をもつかどうかである。すなわち、この変動圧力

勾配が λ_{TS} のスケールの渦度攪乱をつくる場合には T-S 波動が励起される。受容性に関する最近の成果であるが、境界層については文献 4, 5, 6 を剥離流の受容性については文献 7, 8 を参照頂きたい。

参考文献

- 1) Nishioka, M. and Asai, M. : Evolution of Tollmien-Schlichting Waves into Wall Turbulence, in Turbulence and Chaotic Pheno-

- mena in Fluids, North-Holland, Amsterdam, 1984, pp.87-92.
- 2) Morkovin, M. V. : Critical Evaluation of Transition from Laminar to Turbulent Shear Layers with Emphasis on Hypersonically Traveling Bodies, Tech. Rep. AFFDL-TR-68-149 (1969).
 - 3) Asai, M., Nishioka, M. and Suganuma, Y. : A Numerical Method for Generating Tollmien-Schlichting Waves, Bull. Univ. Osaka Prefecture, A 36, 2 (1987), pp.99-107.
 - 4) Nishioka, M. and Morkovin, M. V. : Boundary Layer Receptivity to Unsteady Pressure Gradients : Experiments and Overview, J. Fluid Mech., 171 (1986), pp.219-261 ; Bull. Am. Phys. Soc., 28 (1983), p.1372.
 - 5) Goldstein, M. E. and Hultgren, L. S. : Boundary-Layer Receptivity to Long-Wave Free-Stream Disturbances, Ann. Rev. Fluid Mech., 21 (1989), pp.137-166.
 - 6) Hussaini, M. Y. and Voigt, R. G. : Instability and Transition, 1, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
 - 7) Nishioka, M. Asai, M. and Yoshida, S. : Control of Flow Separation by Acoustic Excitation, AIAA J., 28 (1990), pp.1909-1915.
 - 8) 浅井雅人, 西岡通男 : 前縁剥離流の受容性, ながれ, 10 (1991), pp.35-46.

6

コリオリ力場における境界層遷移について

益田 重明* 松原 雅春*

Boundary Layer Transition in Coriolis Force Field

by

Shigeaki MATSUDA and Masaharu MATUBARA
Keio University

ABSTRACT

Experimental results on laminar-turbulent transition of Blasius boundary layer subject to Coriolis force normal to the wall have been summarized. Coriolis force toward the wall enhance the three-dimensional instability, resulting in the generation of counter-rotating vortices and their secondary instability similar to those on a concave wall. Coriolis force directed outward from the wall, on the other hand, suppresses the three-dimensionality and the transition is delayed, being associated with turbulent spots similar to the stationary boundary layer..

Keywords: transition, Blasius boundary layer, Coriolis force, Taylor-Görtler vortices, turbulent spot

1. ま え が き

前縁に平行な軸の回りに一定角速度で回転する平板上の境界層は、壁面に直角方向にコリオリ力を受けるため、遷移レイノルズ数や遷移過程が変化する。本論文は著者らが行ってきた研究を中心に、現在までに明らかになった事柄について要約したものである。

2. 正回転の場合の遷移

コリオリ力が壁面に向かって作用する場合を正回転と呼ぶことにすると、この時の遷移の様子は図1に示すように、縦渦とその崩壊によって特徴付けられる¹⁾。縞模様は回転によって縦渦が発生した事を示していて、そのピッチは回転数と共に減少し、下流域で二次不安定が生じ、その後崩壊

して乱流に至る。これに呼応して局所摩擦係数 C_f は同図に示すように変化する^{1,2)}。さらに、熱線流速計によって速度変動波形を観察すると、低周波、小振幅の変動が先ず現れ、レイノルズ数の増大と共に徐々に振幅と周波数が増大しながら連続的に乱流に至る²⁾。このことは、正回転の境界層遷移が内円筒回転ジェット流や自由せん断流など、本来微小攪乱に対して不安定な流れに見られる“スペクトル進化による緩慢な遷移”³⁾と共通の特徴を持つものと考えられる。

回転場における渦度方程式は、

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} + 2(\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} \quad (1)$$

と書ける。ここで $\boldsymbol{\omega}$ は相対渦度ベクトル、 \mathbf{u} は相対速度ベクトル、 $\boldsymbol{\Omega}$ は系の回転を表すベクトルである。今、 $\boldsymbol{\Omega}$ が z 軸方向に一致している場合を考えれば右辺第3項から直ちに、 $du/dz > 0$ のスパン方向領域では正の x 方向渦度成分が、また $du/$

* 慶応大学理工学部

$dz < 0$ の領域では負の x 方向渦度成分が系の回転によって強められる事が分る。図2は正回転の場合にこの様子を模式的に描いたもので、微小な速度のスパン方向非一様性が原因となって縦渦が発生

生し、それが低速部で壁面近傍の低運動量流体を運び上げ、高速部で主流側の高運動量流体を運び下ろす結果、非一様性がさらに強調され、この繰返しによって縦渦が益々強められる。もちろん後述する負回転の場合にはこれと正反対に、非一様性によって発生した縦渦が非一様性自身を弱める方向に回転し、流れ場は縦渦を含まない二次元的場へと変化する。

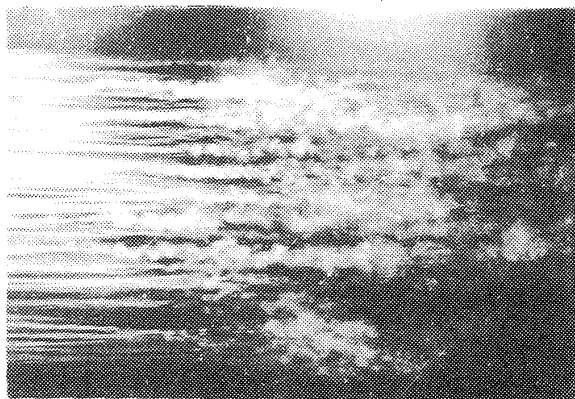
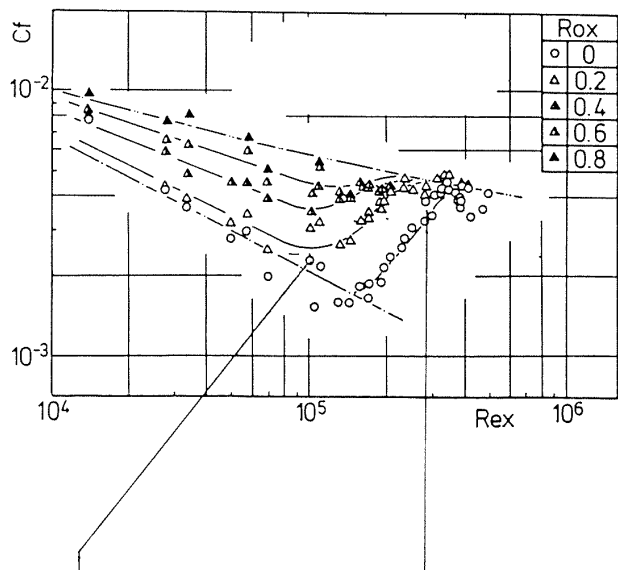


図1 正回転の場合の自然遷移の可視化写真と局所摩擦係数の変化

3. 線形安定理論

前節で述べた縦渦発生機構の説明は粘性を無視した定性的なものに過ぎない。そこで次に、線形安定理論によって微小攪乱に対する境界層の安定性を調べ、成長する攪乱のスパン方向波数を定量的に求め実験と比較した⁴⁾。与えた攪乱は、

$$(u, v, w) = (U, V, 0) + (u', v', w') E \quad (2)$$

$$E = \exp [i(\alpha x + \beta z) - i\alpha ct] \quad (3)$$

(α, β : 実数, c : 複素数)

で、これを回転場の NS 方程式と連続の式に代入し、二次の微小量を省略して線形方程式を得る。境界条件、

$$y=0, \infty \text{ で } u', v', \partial v' / \partial y = 0 \quad (4)$$

の下で解いた結果は以下の通りである。

図3は $R_{0\delta} = 0.01$ の場合の中立安定曲線で、スパン方向波数 $\beta = 0$ 、すなわち二次元 TS 波型の攪乱には回転の影響は現れず、静止境界層の結果⁵⁾と一致する。 $\beta > 0.5$ では流れ方向波数 α が

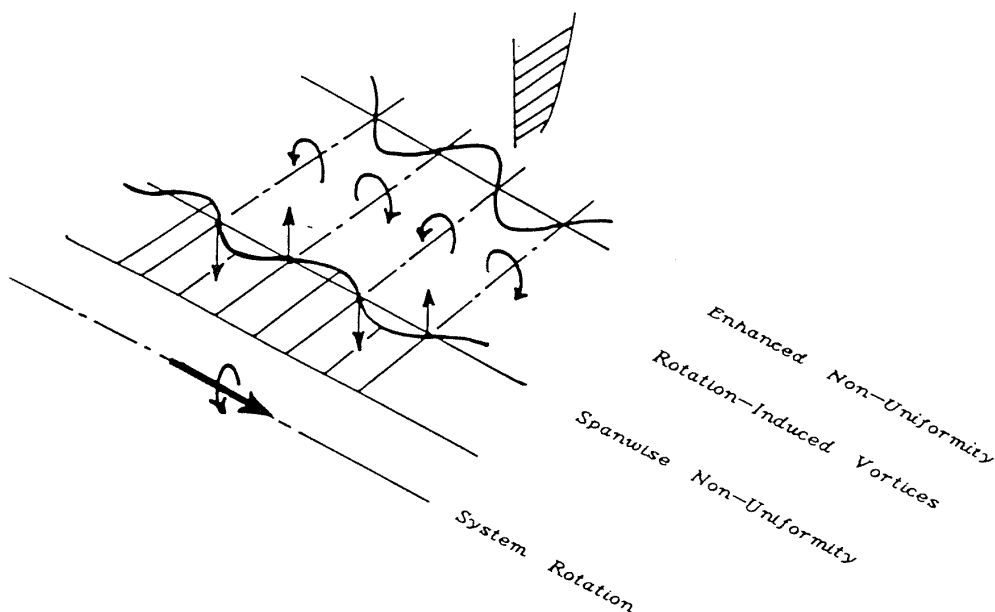


図2 回転場における相対速度のスパン方向非一様性と縦渦の関係(正回転の場合)

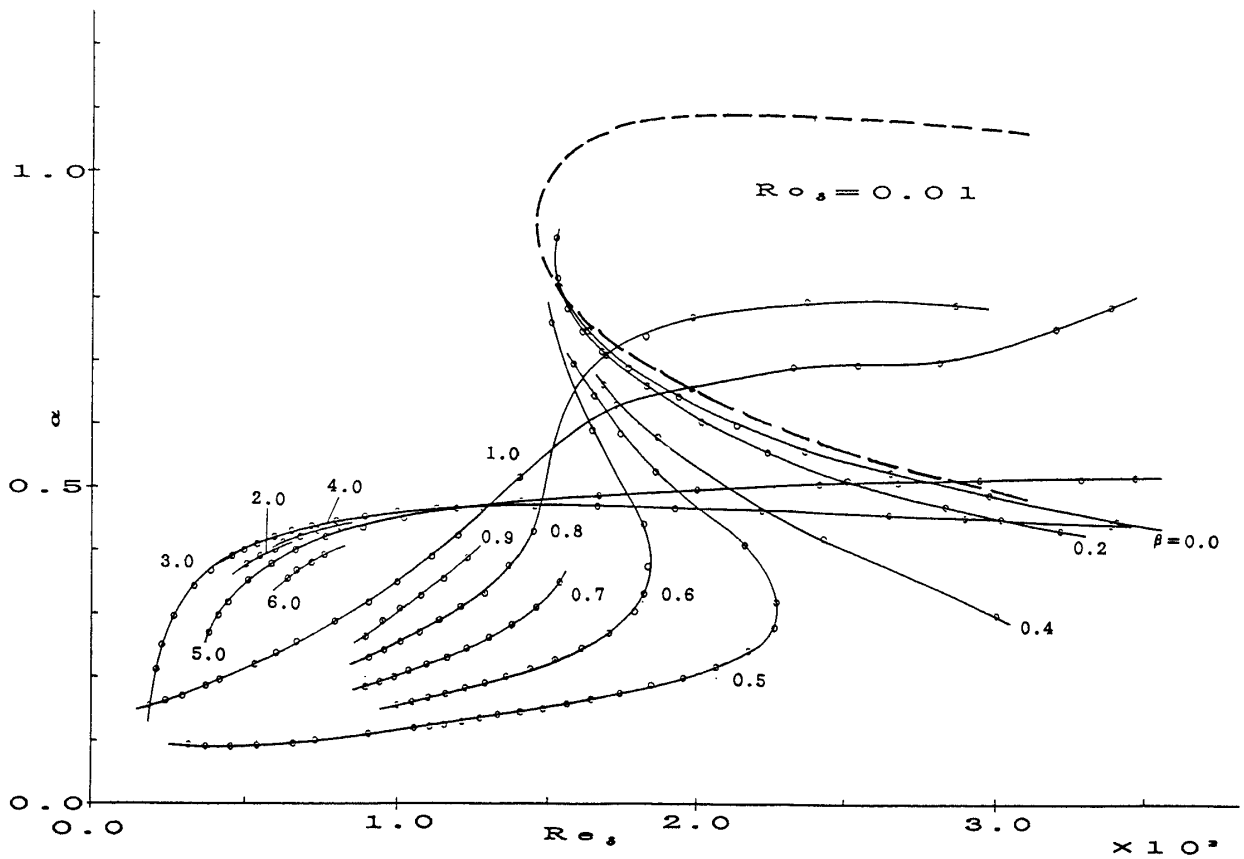


図3 正回転の場合の中立交定曲線

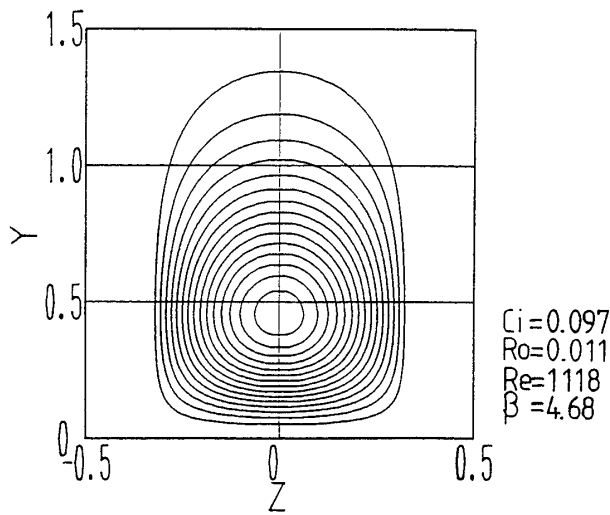


図4 正回転の場合の縦渦型攪乱の流線

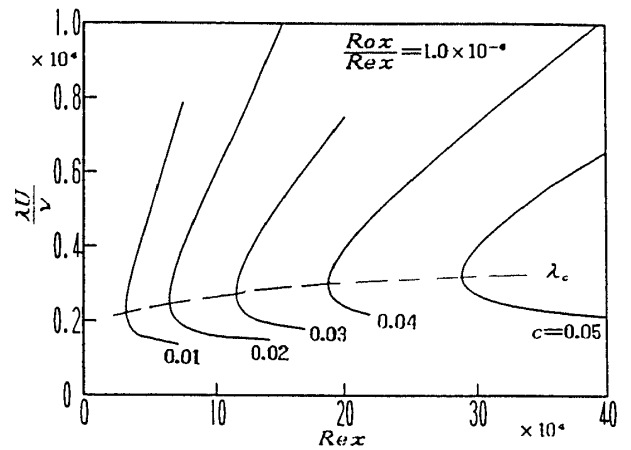


図5 正回転の場合の縦渦型攪乱の等増幅率曲線

小さいほど不安定となる。このことから、 $\alpha = 0$ すなわちスパン方向にのみ波数を有する攪乱が最初に不安定になるものと予想される。そこで、

$$E = \exp(i\beta z + ct) \quad (5)$$

の形の攪乱を与えた場合の計算結果を図4, 5に示す。図4は攪乱の流線をスパン方向半波長分について示したもので、明らかに Taylor-Goertler 型

の縦渦構造となっている。図5は回転速度を一定にした場合の等増幅率曲線で、 Re_x は前縁からの距離のレイノルズ数、 λ は攪乱の波長を表している。図6は写真より求めたピッチと計算結果を比較したもので、回転数の増加と共にピッチが減少することなどは定性的に一致しているが、定量的一致は不十分である。

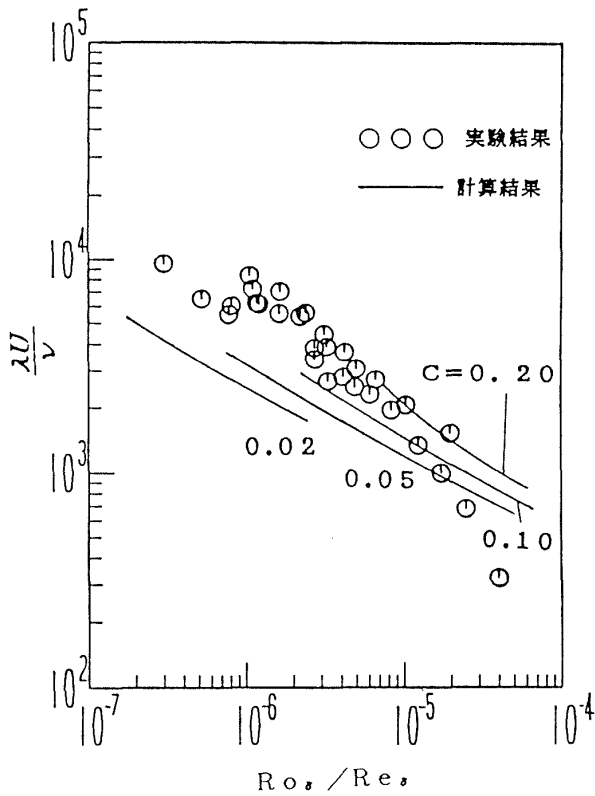


図6 縦渦のピッチ

4. 負回転の場合の遷移

負回転の場合にはコリオリ力が壁面から離れる方向に働く。その結果、第2節で述べたように攪乱の三次元化が抑制され遷移は遅れる。図7はこの時の局所摩擦係数の測定結果で、遷移レイノルズ数の増加が認められる^{1,2)}。この場合の可視化写真には人工的な攪乱を与えない自然遷移の状態でも静止場と同様の乱流斑点が認められる。また、斑点の通過に呼応して速度変動波形に間欠的な高周波変動が現れ、回転数の増加と共に変動期間と非変動期間の境界が明瞭となる²⁾。この事から負回転における遷移を、外円筒回転クエット流や軸対称ポアズイユ流など本来微小攪乱に対して安定な流れに共通して見られる、“間欠性を帯びた激変的遷移”³⁾と同等と見なす事が出来る。

そこで次に、壁面からジェットを吹出すことによって点源攪乱を与え、下流に置かれた熱線の出力信号の集合平均を取ることによって、人工乱流斑点の発生および成長に及ぼすコリオリ力の効果についてしらべた⁶⁾。図8は噴出速度 v_j に対する乱流斑点の発生確率を示しており、回転速度の

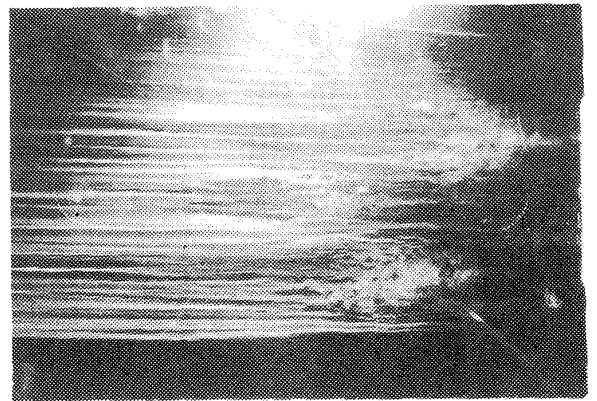
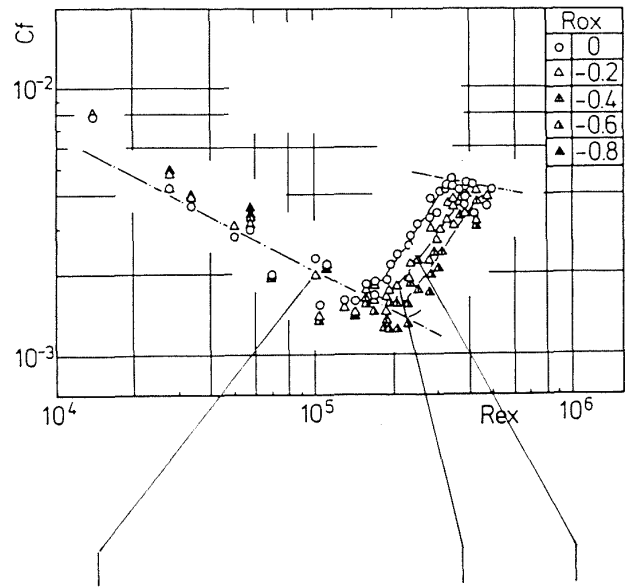


図7 負回転の場合の自然遷移の可視化写真と局所摩擦係数の変化

増加と共に発生確率が低下して行くことが分る。この結果は点源攪乱から乱流斑点に至るまでの成長過程に対するコリオリ力の安定効果を重要であることを意味している。図9は静止時及び回転数 $N=-51\text{rpm}$ の場合の乱流斑点内部の速度及び速度変動のスパン方向分布を示している。上段は集合平均速度のブラジウス分布からのずれを、下段は変動のrms値の等高線である。回転の効果は幅がやや小さくなる点に表れている。同様に対称面内の等速度線図や等乱れ線図を見ると乱流斑点の先端、特に壁面に近い部分の形状にわずかな違いが見られる。しかしその違いは、少なくともこれまで行われた実験パラメータの範囲ではわずかである。以上のことから、コリオリ力の効果は斑点の発生過程の方に強く影響し、出来上がった斑点への影響は比較的小さいと言える。

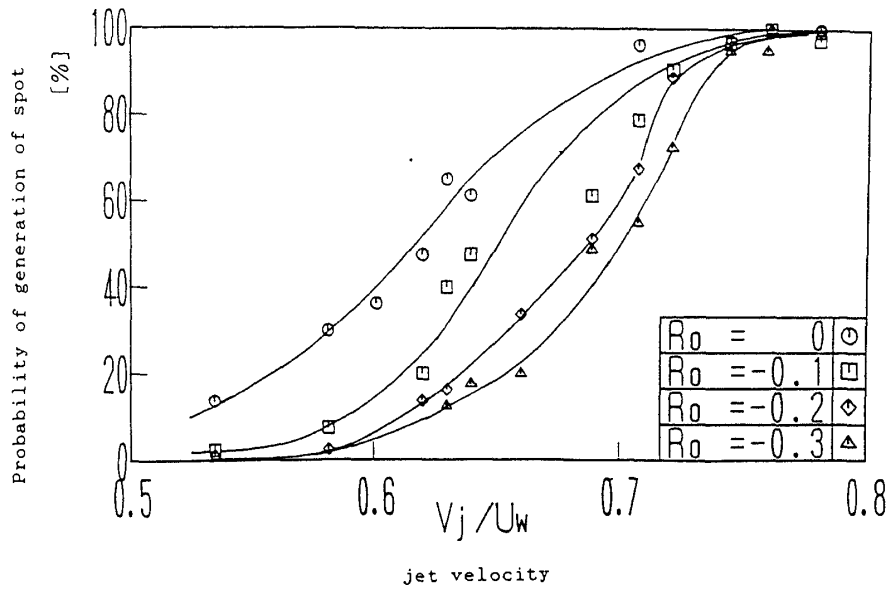


図8 負回転の場合の人工乱流斑点の実験における斑点の発生確率と攪乱の強さの関係

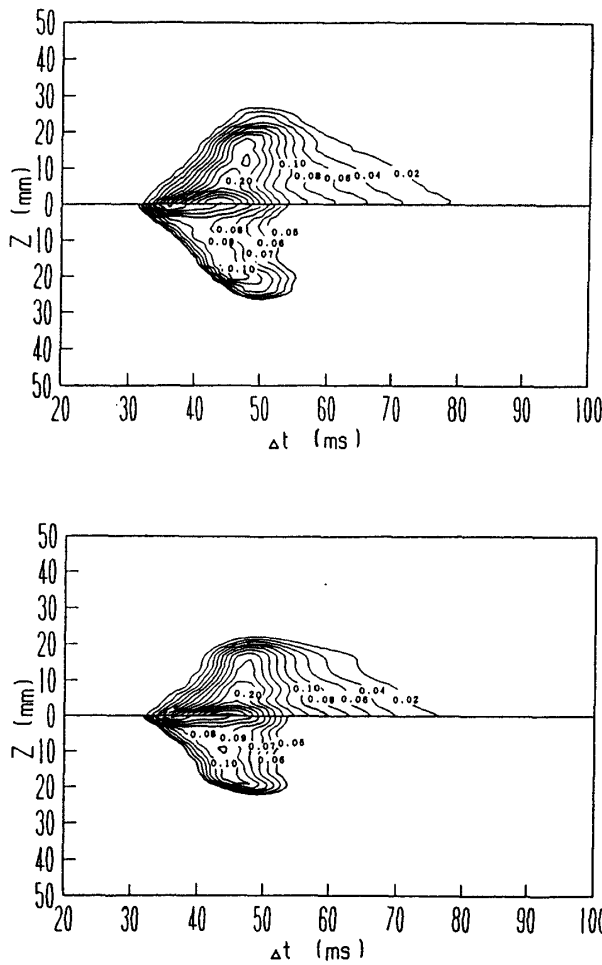


図9 人工乱流斑点の等速度線(上半面)と等乱れ線(下半面) ($x=497\text{mm}$, $y=0.5\text{mm}$, 上段: 静止時, 下段: $N=-51\text{rpm}$)

5. あとがき

前縁に平行な軸の回りに一定角速度で回転する平板境界層の乱流遷移に関して、これまで明らかにされてきた事柄についてまとめた。コリオリ力が壁面に向かって作用する場合の遷移は Taylor-Goertler 型の縦渦の発生と崩壊によって特徴付けられ、攪乱に対して本来的に不安定な流れに一般に認められる、スペクトル進化を伴った緩慢な遷移として分類できると考えられる。一方、コリオリ力が壁面から離れる方向に作用する場合の遷移は、静止境界層の遷移に見られるものと類似の乱流斑点を伴い、攪乱に対して本来的に安定な流れに共通に認められる。間欠性を伴う激変的な遷移として分類できる。

コリオリ力の作用方向によるこれらの相異は、速度のspan方向非一様性に基づく縦渦の発生に密接に関係しているものと考えられる。

参考文献

- 1) 松原・益田：第21回乱流シンポジウム講演論文集 (1989), pp.76-80.
- 2) 益田・松原：日本機械学会論文集, 516(B), (1989), pp.2162-2171.

- 3) 谷：流体力学の進歩－乱流，(1980)，p.6. Structures Research Lab. Report (1964).
- 4) 松原・益田：第22回乱流シンポジウム講演論文集 (1990)，pp.214-218. 6) 松原・益田：日本機械学会講演論文集，900-54 (1990)，pp.101-103.
- 5) Kaplan, R. E. : Cambridge Aeroelastic and

主流中の乱れによる境界層遷移

應 和 靖 浩* 坂 尾 富士彦** 松 岡 祥 浩***

Laminar-Turbulent Transition of a Boundary Layer by Disturbances in the Main Stream

by

Yasuhiro OUWA, Fujihiko SAKAO
Kinki University Hiroshima University

and

Yoshihiro MATSUOKA
Kinki University

ABSTRACT

Development of disturbances in, and transition to turbulence of, a laminar boundary layer on a flat plate caused by free stream disturbances which are in turn introduced by a stationary circular cylinder or an impulsively swung wing near the layer is investigated. For most cases, transition to turbulence is observed at a place where disturbance by the cylinder or the wing supposedly first arrives at the boundary layer.

Keywords: transition, boundary layer

軸対称噴流の発する音に関連する研究において、流線に対して凸な曲面に沿う流れの剥離点が、境界層がほぼ層流で僅かに乱されている状態のときに、著しく非定常に変動する現象が見出された¹⁾。これと同じ現象は2次元の凸面壁に沿う流れにおいても見られ、我々はその原因や機構を詳しく調べている²⁻⁵⁾。その結果、この現象は層流の境界層が主流中の乱れにより時々乱流に遷移し、その際にのみ凸な曲面に沿う流れの剥離点が後退するものであることがわかった⁴⁾。ここでは、主流中の乱れによる境界層の遷移に関する実験とその結果の概要を記す。

先端を半楕円形にした平板を流れに平行になるように測定部開放型回流式風洞の出口に置き、後

端に円柱面を滑らかに接続して2次元凸面壁としている。風洞の乱れは0.5%以内で、その大部分は20Hz以下の成分であり、境界層を乱す作用は小さい。特に流れを乱さないときには、境界層は凸面部から剥離するまで層流のままである。主流中に攪乱を与えるために、円柱面入口の上流620mmの平板近傍に、円柱軸に平行な丸棒を置くか、または回転振動する翼を置いた。それらが遠く離れていると、境界層は層流のまま凸面部から剥離するが、平板に近接して置くと、剥離する前に乱流になる。

丸棒の場合、平板からの距離を適当にすると、境界層はほとんどの時間、層流のまま、時々乱流になる結果、剥離点が前後に大きく変動する現象が見られる²⁾。その場合について、剥離剪断層の揺れを示す速度変動波形の一例を図1に示す³⁾。図には円柱面の入口の所に置いた熱線による速度

* 近畿大学工学部

** 広島大学工学部

*** 近畿大学理工学部

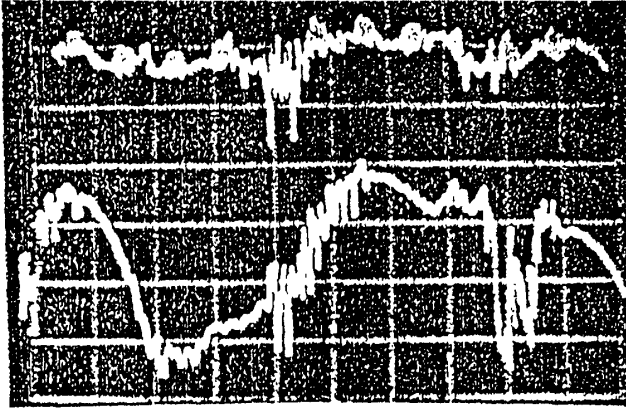


図1 速度変動波形
上側は円柱面入口 ($Y=5\text{mm}$),
下側は剥離剪断層の揺れを示す。

測定信号も同時に記録している。剥離点が後退することは下流の速度(図で下の波形)が上昇することに対応し、その際は乱流を増す細かい波形が重なっているが、それには必ず円柱面入口での速度(図で上の波形)のスパイク状変動が先行している。このスパイク状速度変動の起源を上流に遡って調べてみると、丸棒の伴流の速度変動の端が平板の境界層に達する所で初めて現われることから、丸棒の伴流の乱れが平板に沿う境界層を揺さぶることが源となっていると考えられる。なお、下流ではスパイクには乱れが伴っているようであるが、上流では乱れは少なく、スパイク波形の振幅も減少し単純な波形になる。この“スパイク”を含む乱れの流れ方向の発達状況は、以下のようである。

- 1) 境界層とそのすぐ外側の狭い領域で発達する
- 2) 乱れの特に強い部分(スパイクなど)は主流速度で移動する。
- 3) 振幅は発達するが、流れ方向の幅の増加割合が小さく、スパン方向の幅(ずっと広い)はほとんど増加しない。

これらの特徴は、スパン方向に広がった乱流斑点と考えさせる点もあるが、異なる点がある。その他種々の点から、この速度変動は乱流斑点の前段階に当たるものと考えられる。上述の結果より、凸面壁に沿う流れの非定常剥離現象は、主流中の乱れにより境界層が遷移した領域が凸面

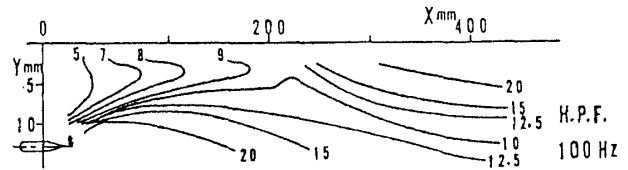


図2 乱れ強さ分布
Xは翼からの距離、Yは平板からの距離。
図中の数字は変動のP-P値の主流流速に対する百分率。

部に達したときに剥離点が後退したものであるといえる⁴⁾。

このような次第で、主流中の乱れによる境界層の遷移を調べることにしたが、丸棒の伴流による遷移は、時間も程度もランダムで、詳しい研究には不便である。そこで、丸棒の代わりにパルス的に回転振動する2次元対称翼を用いることにした⁵⁾。これにより、任意のタイミングで遷移を起こさせることが可能になった。この場合の乱れの流下による発達状況は、横幅がより広い点を除いて丸棒の伴流の場合と同様であった。横幅は、丸棒の場合が50mm程度であったが、この場合は150mm以上とより2次元性であった。

図2に速度変動波形の写真より求めた乱れのP-P値の分布を示す。不要な低周波成分を除くために100Hzのハイパスフィルターを通してある。ハイパスフィルター通過後のP-P値を各10回程程度測定し、その平均値を主流流速に対する百分率で示している。ハイパスフィルターの遮断周波数を大きくすると、変動は小さくなるが、分布はいずれの周波数でも同様であり、乱れの発達も周波数によって大差はない。翼の回転による剥離流の強い乱れは、流下するにつれて強さを弱めながら幅を拡げ、その影響が境界層に達すると、そこから乱れが急に大きくなり、分布も変わって境界層内が最大になり、下流へ延びている。ここで、外部乱れにより境界層が遷移するとみられる。この乱れの急拡大は、近接した主流内の乱れにより $X=0$ 付近で作られた乱れが徐々に発達しながら流下し、この位置で急発達したものであると考えられるかもしれない。しかし、上流において流下に伴う発達の割合が小さいのに、この位置で急に大きくな

ることより、その考えは否定された。今後、この近傍での乱れの模様を詳しく調べる予定である。

なお、翼の回転振動により生じた乱れによる境界層遷移には、上述の主流中の乱れが境界層を乱す機構の他に、境界層内を主流速度より小さい速度で伝わるらしい変動を生じさせる別の機構があると考えさせる現象が認められている。これについても、今後明らかにしたいと考えている。

参 考 文 献

- 1) 坂尾：ながれ，3-1 (1984)，51.
- 2) 應和，坂尾：ながれ5巻別冊 (1986)，154.
- 3) 坂尾，應和，松岡：ながれ6巻別冊 (1987)，200.
- 4) 應和，坂尾，松岡：ながれ7巻別冊 (1988)，120.
- 5) 應和，坂尾，松岡：ながれ8巻別冊 (1989)，299.

8

斜め円柱表面の三次元境界層遷移について

高木正平*

Three-Dimensional Boundary-Layer Transition
on a Swept Cylinder

by

Shohei TAKAGI
National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

An experiment has been carried out on three-dimensional boundary-layer transition along a swept cylinder with a diameter of 500 mm. The surface-oil-flow technique has been used to study the development of stationary vortices, which are characteristic of cross-flow instability. Hot-wire anemometer surveys show that two kinds of time-dependent disturbances grow prior to turbulent state. The first disturbance may be ascribed to T-S wave-type instability. The following second with one order higher frequency than that of the first is caused by inflectional instability. There is no incongruity between experimental and current theoretical results.

Keywords: 3-D boundary layer transition, swept cylinder, longitudinal vortex

1. はしがき

現在までに得られている三次元境界層遷移に関する実験的研究成果を次のように要約することができよう。横流れ不安定によって定在的な縦渦が発生し、その発達と共に、進行波型の一次不安定波が成長する。さらに縦渦が成長すると、主流方向の速度分布に変曲点が現われ、その結果一次不安定波より約一桁高い二次不安定波が発生する。この二次不安定波が発生すると流れは一気に乱流化する。ただこの実験的観察を理論が全面的に裏付けている訳ではなく、三次元境界層遷移制御の面からも両者の共同作業は不可欠である。

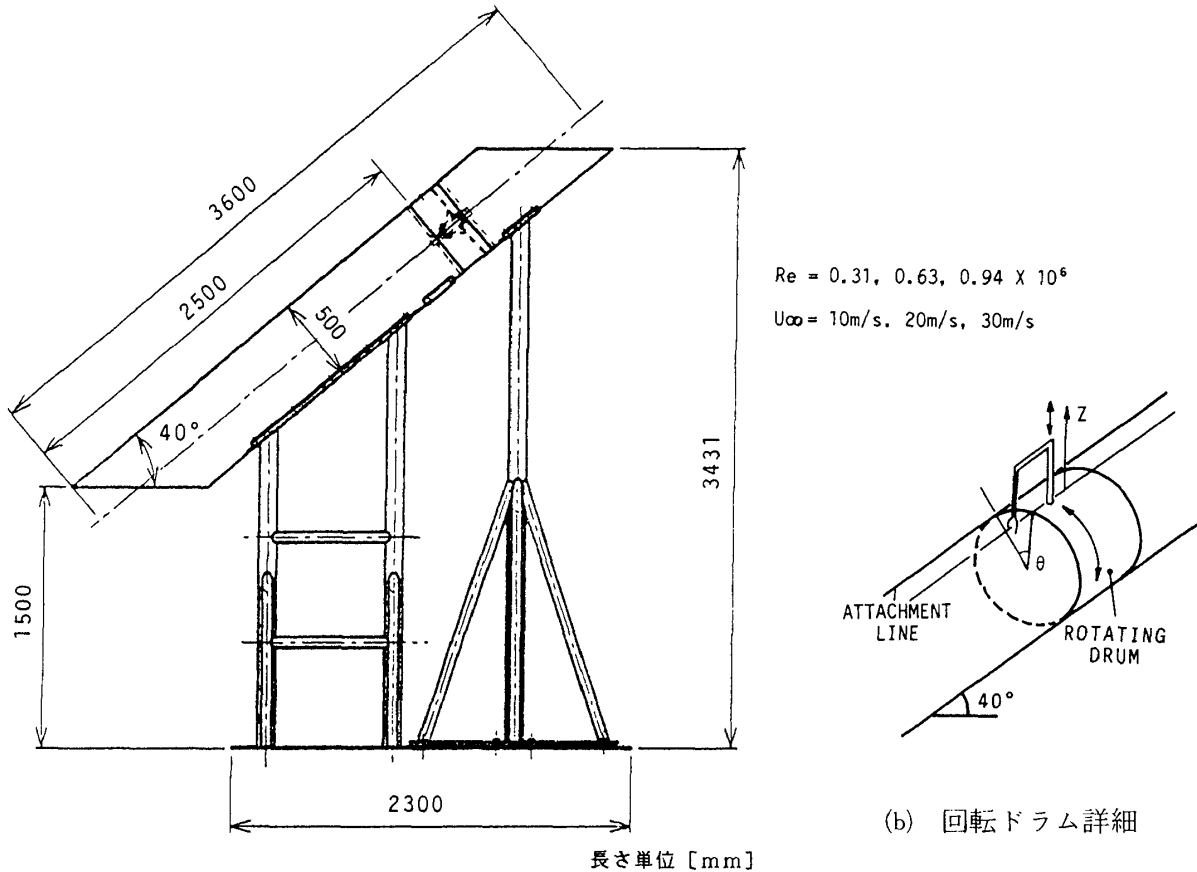
前報¹⁾では、模型として小さい半径の円柱を用いたために横流れ不安定による渦列の間隔が狭く、熱線風速計による定量測定が不可能であった。ま

た遷移過程で発生する不安定波の測定も十分に行えなかった。そこで今回は前記円柱の5倍(500mm)の模型を用いることによって、約3倍のレイノルズ数(最大 0.9×10^6 、円柱直径と一様流速に基づく)の実験が可能となった。実験は航技研大型低速風洞で実施した。その結果について報告する。

2. 模 型

図1(a)は測定部に設置した模型の正面図である。模型は軟鋼製円管で外径は500mm、肉厚は公称5mmである。模型後退角は 50° である。模型上流先端から前縁に沿って2.5mの位置には図1(b)に示すような回転ドラムがあり、円柱と同じ中心軸で回転する。ドラム内部から円柱表面法線方向にアームが出ており、熱線を円柱表面法線方向に移動できる。また熱線はこの法線を中心に回転させることもできる。以上三つの動きはパルスモータ

* 航空宇宙技術研究所



(a) 模型正面図

(b) 回転ドラム詳細

図1 風洞模型

を介してマイクロコンピュータで制御できる。測定はドラムより上流20mmの位置で行った。模型上流先端で剥離が生じていないこと及びGray²⁾, Anscombeら³⁾が観察したような縦渦列をオイルフローで確かめてから、実験を開始した。

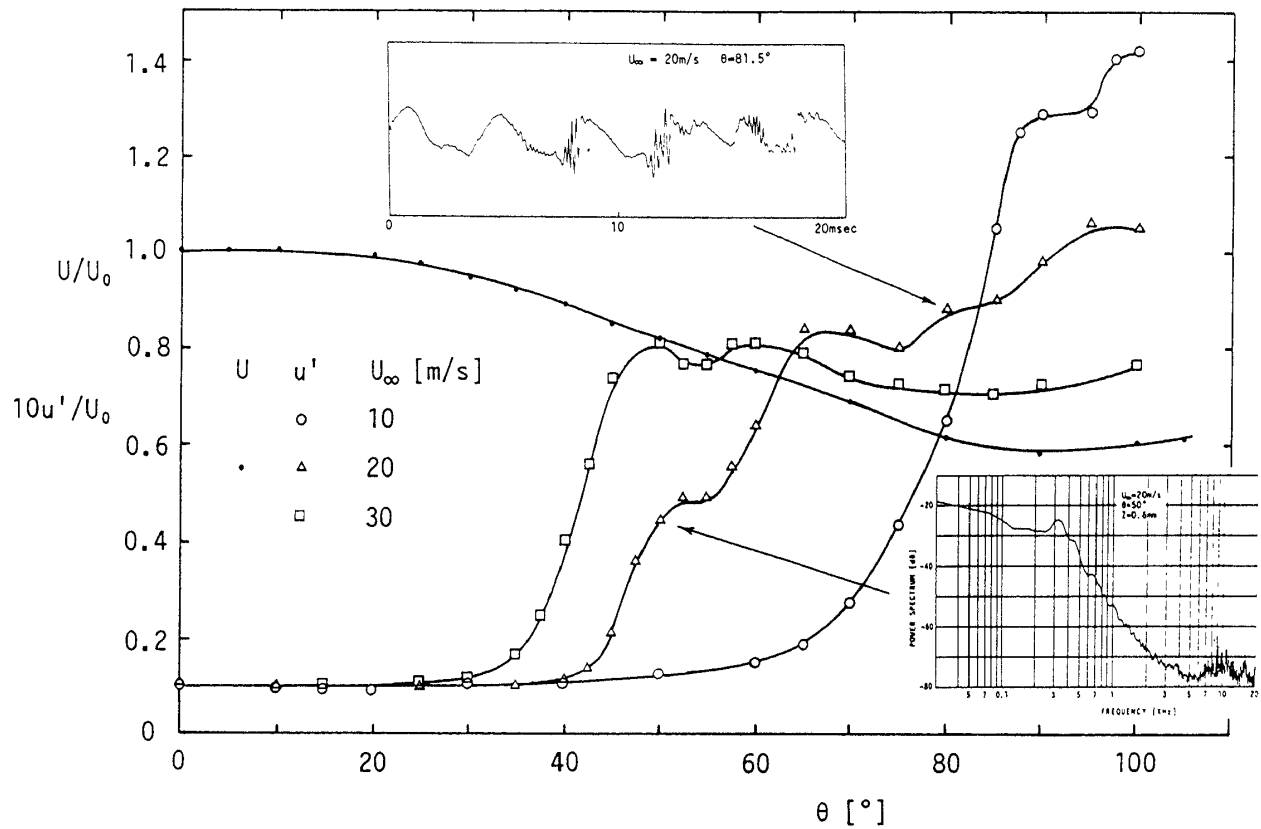
3. 実験結果

図2には境界層内で増幅する速度変動の成長過程が三種類の一樣流速について θ の関数として図示してある。前縁近傍では風洞主流に残留している乱れのレベルのまま、速度変動が成長し始める位置は流速が大きいほど前縁に近づく。その位置は、 $U_\infty=10\text{m/s}$ では $\theta_c=65^\circ$ 、 $U_\infty=20\text{m/s}$ では $\theta_c=40^\circ$ 、 $U_\infty=30\text{m/s}$ では $\theta_c=30^\circ$ 近傍である。しかし可視化によれば、縦渦は速度変動が増幅し始める位置よりさらに上流で観察された⁴⁾。次にどのような周波数成分が成長しているか、一樣流速が20m/sにおける瞬間波形とそのスペクトル解析結果の一例を図2の中に示す。それらの結果から

明らかのように2種類の特徴的な速度変動が検出されている。まず最初、周期が2~4msの変動(一次進行波と呼ぶ)が成長し始め、この変動があるレベルまで成長するとこの周期変動に重畳する高周波成分(二次進行波と呼ぶ)が出現する。なお一次二次進行波とも一樣流速が増大すると周波数は高くなり、一方下流方向には境界層が次第に厚くなっているために周波数は減少する傾向にある。この二次進行波が現われると境界層遷移も終盤で、一気に流れの乱流化が達成される。

4. 考察

渦列の発生から一次、二次進行波までは一体どのような不安定現象が原因しているであろうか。SALLY-codeを用いたDagenhart et al.⁵⁾の計算によれば一次進行波は縦渦よりずっと増幅率は大きい、一次進行波が先に観測された実験結果は今のところ報告されていない。Saric⁶⁾はこの理由について模型表面の粗度のためとしているが、鏡

図2 θ に対する速度変動の成長

面の回転円盤流でも縦渦が先に観測される事実を旨く説明できないように思える。伊藤・門田^{7,8)}は二次元楕円翼の後退角が流れの安定性に及ぼす影響について理論的に調べた。その結果、後退翼では曲率の大きい前縁で横流れ不安定が支配的であるが、その下流にはT-S波型の不安定領域が続くことが示された。この結果は本実験で得られた一次進行波は、横流れ不安定によって増幅される波動ではないことを示唆している。いずれにしても遷移過程解明のためには、今後実験と理論との共同作業は不可欠であろう。とりあえず実験結果との比較の上で、この横流れ及びT-S波型不安定で増幅される波数や変動の伝播方向等の詳細な計算が望まれる。一方、二次進行波は縦渦によって歪められた平均流速分布の変曲点型不安定に起因するとする考え方⁹⁾は妥当であるように思える。

参 考 文 献

- 1) 高木正平(1989)：第21回乱流シンポジウム講演論文集。
- 2) Gray, W. E. (1952): R. A. E. TM-255.
- 3) Anscombe, A. & Illingworth, L. N. (1952): ARC R & M 2968.
- 4) 高木正平(1990)：第22回乱流シンポジウム講演論文集。
- 5) Dagenhart, J. R. et al. (1989): AIAA-89-1892.
- 6) Saric, W. S. (1989): Proc. of ICASE/NASA Instability and Transition Workshop.
- 7) 伊藤・門田(1990)：第22回乱流シンポジウム講演論文集。
- 8) 伊藤・門田(1990)：未発表。
- 9) Kohama, Y. (1987): Physico Chemical Hydrodynamics Vol.9, pp.20 -18.

後退翼まわりの3次元境界層遷移

小 濱 泰 昭*

Three-Dimensional Boundary-Layer Transition on a Swept Wing

by

Yasuaki KOHAMA
Tohoku University

ABSTRACT

Stability and transition experiments are conducted on a 45° swept airfoil in the ASU Unsteady Wind Tunnel. The pressure gradient is designed to obtain pure crossflow-dominated transition where the instability occurs through crossflow vortices that are generic to three-dimensional boundary layers. Flow-visualization and hot-wires are used to show that transition to turbulence occurs through a high-frequency, secondary instability that appears when the streamwise velocity profile is distorted by the stationary crossflow vortex. Multiple inflection points occur in the velocity profiles in very localized regions. These regions, characterized by spanwise velocity gradients that are the same magnitude as the normal-to-the-wall gradients, are the source of the sawtooth transition patterns. The travelling crossflow waves, although strongly amplified, appear to play only a passive role in the transition process. Detailed roughness measurements near the attachment line account for the strongly three-dimensional transition patterns that have been observed.

Keywords: randomization process, drag reduction, crossflow instability, inflexional instability

1. はじめに

航空機の抵抗を減らすことは省エネルギーという立場からも勿論重要であるが、21世紀に導入が予定されている HSCT (High Speed Civil Transport) の場合、このタイプの航空機の存否そのものが抵抗軽減にかかっている、という意味で最重要課題であるといわざるを得ない¹⁾。また、従来の航空機の発生騒音を低下させるということも時代の要請であり、これら2つのテーマ、抵抗軽減と騒音の低減は現在航空流体力学に於いて解決す

べき重要な問題として注目されている。

これらの問題は境界層の乱流遷移と強く関係している。すなわち、境界層が乱流であると、粘性抵抗、熱伝導率、発生騒音とも格段に増加するのである。従って、境界層の遷移機構が解明され、層流状態に保つ技術 (Laminar Flow Control : LFC) が開発されれば航空機の性能は飛躍的に向上することになる²⁾。HSCTに至っては、この技術開発無しに実現は不可能というわけである。

2. 後退翼表面境界層の乱流遷移

2.1 定常攪乱 (横流れ渦)

後退翼に発達する境界層は流れの流入角度と翼

* 東北大学工学部

表面の圧力勾配の方向が異なるために境界層中の流体粒子は有する速度によって進路が変わるといふねじれ境界層になっている。横軸方向の速度分布に変曲点を有しており、これを用いて安定論の

立場から計算すると境界層が変曲点型不安定を引き起こすと説明されており、その結果主流とおよそ 7° の角度を有する同方向回転渦が発生することが実験的に確かめられている。物理的には、こ

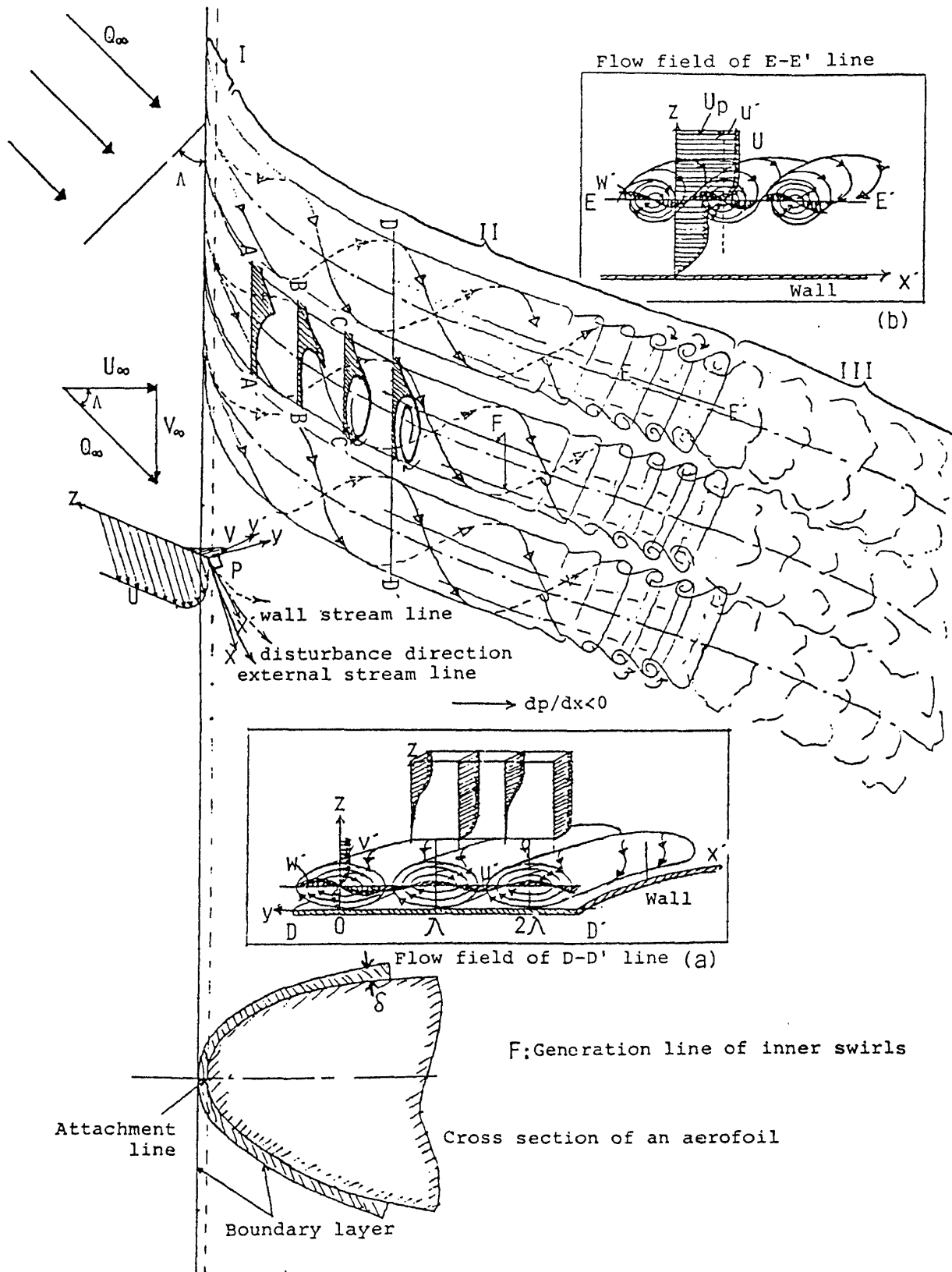


Fig. 1 Schematic view of the transition process on a swept wing

の渦は回転円板などに発生するらせん状渦と同じ種類のものである。しかし、乱流遷移の立場で考えてゆくと、この横流れ渦がどのようにして乱流をつくり出すのか、が全く不明である。乱流とは“高周波変動”(非定常性、微小スケール渦の存在)の場であるのに、この定常渦(時間的に変化しない渦)から非定常、高周波という性質がいかなるプロセスで付与されるのか、が疑問であり、そのからくり探しが盛んに行われていた。安定計算によれば定常攪乱より先に非定常攪乱が不安定となるという結果が出ており、この非定常攪乱が乱雑化(randomization)過程を説明する上では実に都合が良いのだが、残念ながら、実験からはそのような非定常攪乱は、1988年までは検出されていなかった。一方、筆者は、これまでの後退翼以外の3次元境界層に対する知識から3次元境界層全般に共通する2段階遷移プロセス³⁾を提唱し、また、後退翼の遷移についても、同じように2段階遷移プロセスを予測⁴⁾していたが、他にその予測をサポートする論文が存在しなかった。

2.2 非定常攪乱

イギリスのD. I. A. Poll(1985)⁵⁾は後退円柱を用いた実験で1KHz付近と17KHzの2種類の非定常変動を検出した。

後退円柱は後退翼前縁付近の流れと類似していることから、Pollの結果は、後退翼上の横流れ不安定場と乱雑化過程にこの非定常変動が何らかの形で関与しているのではないか、という興味をいだかせるものであったが、彼はその詳細を調べていない。

その後、最近になって西ドイツ⁶⁾、フランス⁷⁾、アメリカ⁸⁾で相次いで比較的低周波の非定常変動が横流れ不安定場に検出され、これは横流れ不安定性のうち、計算から予測される非定常攪乱が検出されたのだ、というように考えられるようになった。しかしながら、筆者の予測した高周波の非定常変動(2次不安定)は検出されなかった。1990年、筆者ら⁹⁾は後退翼モデルを用いた風洞実験で、はじめてこの高周波の非定常変動を検出するのに成功した。それはPollの後退円柱の場合同

様、低周波の変動に、1オーダー違う高い周波数の非定常変動が重なって現れる。低周波が先に現れ、遷移最盛あたりから高周波攪乱が発生し、急速に成長する、というふうであった。3次元に複雑化した速度場を詳細に測定した結果、図1に示すような流れ場によっていることが判明し、これは1987年筆者によって予測された構造そのものであった。そして、この測定によれば、低周波の非定常攪乱はスパン方向の速度分布(dU/dy)に周期的に存在する変曲点付近から発生しており、高周波の非定常攪乱は壁に直角方向の速度分布(dU/dz)に周期的に現れる変曲点付近から発生しているということが判明した。

3. おわりに

以上述べたように、航空機主翼まわりの3次元境界層の遷移プロセスは、つい最近になってその乱雑化過程が明らかになり出したばかりであり、依然、不明な点が多く残されたままである。具体的には、2次不安定の発生基準や増幅率を明らかにし、またこれら1次、2次不安定性に対して騒音や気流おくれなどがどのように影響するのかなど、を明らかにしてゆく必要がある。ゴールは、その遷移構造を詳細に解明した後、それを考慮して層流状態に境界層を制御する技術を開発することであり、応用面を考えると、この分野の研究はこれからが本番ということが出来る。

参 考 文 献

- 1) 和爾：国際航空宇宙シンポジウム89名古屋(1989), 129.
- 2) Pfenninger, W., Bacon, J. W. : Boundary Layer and Flow Control, ed. G. V. Lachmann, 2 : 1007-32, New-York, Pergamon (1967).
- 3) Kohama, Y. : Proc. 3rd Asian Congr. Fluid Mech., Tokyo (1986), 162.
- 4) Kohama, Y. : Acta Mech. 66 (1987), 21.
- 5) Poll, D. I. A. : J. Fluid Mech. 150 (1985), 329.
- 6) Mueller, B., Bippes, H. : Proc. AGARD

- Sympo. on Fluid Dynamics of Three-Dimensional Turbulent shear Flows and Transition, Sesme, Turkei (1988).
- 7) Arnal, D. : AGARD Rep. No.741,(1986).
- 8) Dagenhart, J. R., et al. : AIAA Paper No. 89-1892 (1989).
- 9) Kohama, Y. : Colloquim on Görtler Vortex Flows, Euromech 261, NATO Advansed Research Work-shop, ISITEM, Nantes-France (1990), 93.

自由落下球体の境界層制御

幾島康夫* 大路通雄*

Boundary-Layer Control on a Freely Falling Sphere

by

Yasuo IKUSHIMA and Michio OHJI

The University of Electro-Communications

ABSTRACT

The effect of surface roughness on a sphere at free fall has been investigated. The test sphere is of 100 mm in diameter, and is equipped with built-in processors such as a pressure sensor, a tension sensor, an amplifier, a memory, a power supply and a CPU. The surface roughness was obtained by a ring of ϕ 1 mm wire attached to the surface at angles $\phi r = 25^\circ$ and 55° , respectively, measured from the stagnation point. In the case of $\phi r = 25^\circ$, the pressure distributions were same as a smooth sphere at $Re \leq 10^5$. In the case of $\phi r = 55^\circ$, on the other hand, the effects of trip ring were striking, indicating the laminar-turbulent transition of the boundary layer at $Re = 5 \times 10^4$.

Keywords: transition, built-in processors, freely falling sphere, unsteady flow, surface roughness, trip ring

1. はじめに

流体実験の定量的計測は、ふつう風洞や流水槽中で実験室系に固定した観測点を設けて行われている。これは、何よりも技術的に最も実行しやすいことによるが、同時に、流れの複雑な時間的・空間的変動を解析する上で位置の不確かさを考慮しなくても済むという利点を持っている。しかし、基礎研究においてはともかく、実際には運動する流体に相対的な流れの情報を直接に得ることが重要な場合も少なくない。現に、例えばスポーツボールのような、加減速を伴う自由飛行物体と流れとの相互作用を風洞または水槽実験で適切にシミュレートすることは原理上不可能である。たとえ主流の3次元的な消長を正しく再現できたとして

も、固定系と物体系の間ガリレイ変換の関係は成立しないから、両者は等価ではない。

そこで、運動する物体に計測器のセンサを搭載し、物体系におけるデータを刻々収集するリモートセンシングの方法が考えられるが、その場合には新たにデータ伝送の問題が生じる。有線を用いれば自由な運動は著しく制約され、無線伝送によっても十分な伝送速度の確保や誤転送・ノイズ障害の防止などを実現することは容易ではない。これらに対し、ここでは第三の手段としてデータの内部収納方式を提案する。すなわち、センサのほか、プログラム可能なアンプ・AD変換器等のプロセッサ、データ記憶装置及び制御用CPUの一切と所要の電源を物体に組み込んで、全く外部との連絡なしに計測を完了し、物体の運動終了後に改めて収録データを回収するものである。この方法は、古く機械的記憶装置時代の落下実験や¹⁾高

* 電気通信大学

空観測²⁾のいわばエレクトロニクス版であり、近年ではトロール網に働く流体力の計測を試みた例³⁾が報告されている。

我々は、先ず自由運動の最も簡単な場合として球体の自由落下運動を選び、計測・処理系を組み込んだ10cm径の実験球を製作して表面上の圧力分布及び加速度を計測した。これまでに、表面が滑らかな球体を落差12m程度で落下させ、表面圧力分布及び抗力係数が定常気流中で得られた過去の実験結果とほぼ一致することを見いだした⁴⁾。

一方、球体のレイノルズ数 Re がある臨界値を越えると抗力係数 C_d が急減する現象は古くから知られている。これは、境界層が層流から乱流へ遷移することによるもので、定常気流中に滑らかな球体をおいた場合の遷移 Re 数は多くの研究者により調べられており、近年ではAchenbach⁵⁾が 3.7×10^5 の値を得た。また、球体表面に粗さがある場合には、一般に遷移 Re が低下する。この効果については、例えばAchenbach⁶⁾は表面に一樣な粗さを付け、Maxworthy⁷⁾はリング状にした細いトリッピングワイヤを球体の表面に付けて実験を行っている。表面を粗くして遷移を早め抗力を低減する手法は、硬式野球ボールやクリケットボール等の縫目、ゴルフボールや軟式野球ボール等のディンプルとしてスポーツボールにしばしばみられるところである⁸⁾。しかしながら、これまでの表面粗さによる影響を調べる実験のほとんどは定常流れの中で行われているのが現状である。本研究では、球体表面にリング状にしたトリッピングワイヤ（以下、トリッピング）を取り付け、これを自由落下させる実験を行った。

2. 実験装置及び方法

実験には、表面圧力測定用（球A）と加速度測定用（球B）の二種類を用いた。どちらも外形 $D = 100 \pm 1 \text{ mm}$ 、厚さ2mmのプラスチック球殻（市販品）で、実験上の必要から赤道面を境に二つの半球に分けられる。電池を含む総重量はAが260g、Bが315gである。球Aを用いた予備実験によれば、落下中の球体は流体力のモーメントのために重心まわりの回転を生じ、状況によってはかなり

の姿勢変化が避けられない。この効果を防ぐには球体内の質量分布を調整する方法が最も合理的であるが、より簡便な対策として、とりあえず図1のような安定翼を取り付けた。勿論その空力的影響については別途に評価を要するけれども、安定翼は回転の抑制にきわめて有効であり⁴⁾。また少なくとも抗力係数 C_d に関する限り有意な差は殆ど認められないので、ここではすべて翼付きの場合に得られた実験データを示す。トリッピングは、直径1mmの金属線で、落下球の先端から角度 $\theta_r = 25^\circ \sim 85^\circ$ の範囲で色々に変化させた（図2(b)）。

落下実験は、研究棟の階段吹抜けを利用して12.4mの高さから行った。落下時間は約1.6s、着地時の速さは約15m/s（直径レイノルズ数 $Re \approx 1 \times 10^5$ ）である。初期の攪乱を極力避けるため、球体をナイロン糸で静かに吊り下げ、計測プログラムの設定時間内に着地するよう糸を一挙に切断して落下させた。着地時の衝撃は、フォームマットを主体とする緩衝装置で吸収する。

図3 A, Bは、それぞれ球A, Bの中央断面、図4 A, Bは計測ユニットのブロック図である。各素子の種類、特性、実験手順の詳細は別報^{4,9)}にゆずり、特に注意すべき点だけを述べる。

球A：圧力センサを一つしか持たないので、圧

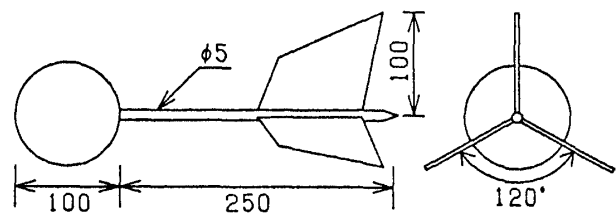


図1 安定翼を取り付けた落下球

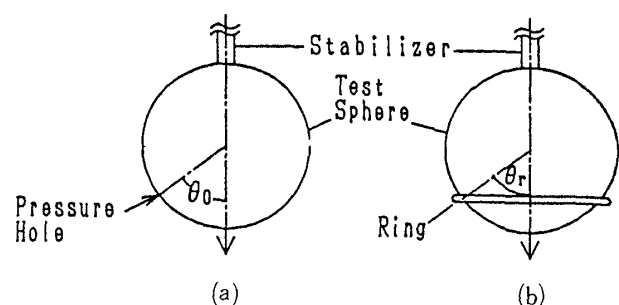


図2 圧力測定孔，トリッピング角度

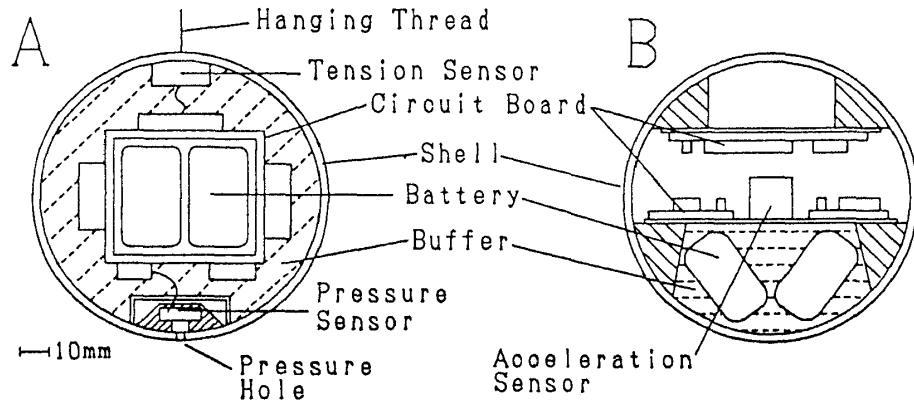


図3 落下球の断面図
(A: 表面圧力測定用, B: 加速度測定用)

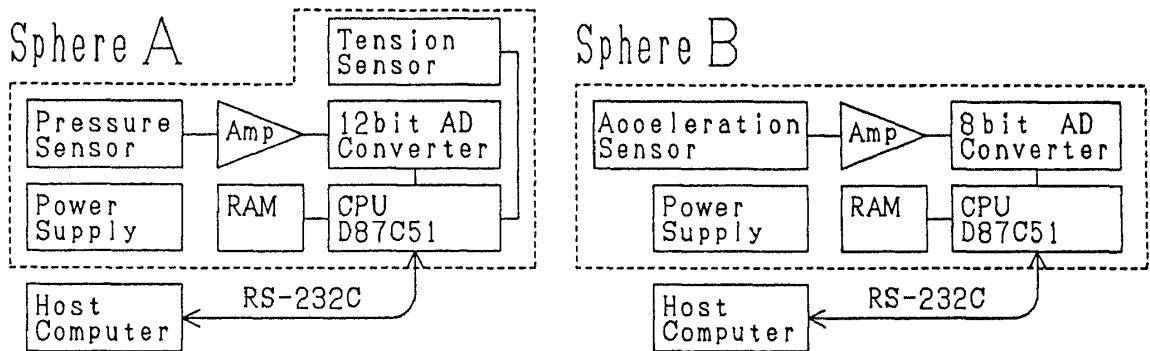


図4 計測ユニットのブロック図
(A: 表面圧力測定用, B: 加速度測定用)

力孔の初期角 θ_0 (図2(a)) を $0^\circ \sim 150^\circ$ まで 10° 刻みで変化させて実験を繰り返し、落下中もそのまま $\theta = \theta_0$ が保たれると仮定して表面圧力の角度依存を調べた。張力センサは吊り糸の切断による張力解放を検出して時間原点を定める。

球B: 加速度センサ(共和電業, AS-2GA)は応答周波数 $0 \sim 60\text{Hz}$ の歪ゲージ式で、当面一方向成分のみを計測したが、3次元化は可能である。

3. 実験結果

(i) 滑らかな場合

トリップリングを取り付けた場合と比較するために、滑らかな球体を自由落下させた場合の、圧力分布及び抗力係数の時間変化を図5と図6に示す。

(ii) リング角度 $\theta_r = 25^\circ$

得られた圧力分布を図7に示す。この場合は、 $t = 0.5\text{s}$ の圧力分布が定常流の結果より若干上方

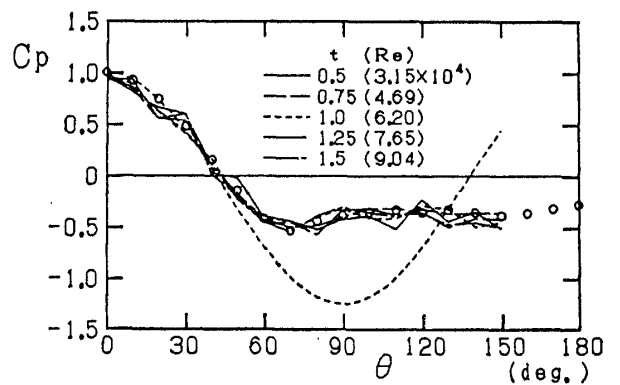


図5 表面圧力分布(トリップリングなし)
 $C_p = (p - p_0) / (1/2 \rho v^2)$

にシフトしているが分布形状および抗力係数には変化が見られない。

(iii) リング角度 $\theta_r = 55^\circ$

この場合の圧力分布は落下時間と共に大きく変わるので、 $t = 0.5 \sim 0.9\text{s}$ の範囲を図8(a)に、 $t = 1.0 \sim 1.4\text{s}$ の範囲を図8(b)に示す。両者に共通し

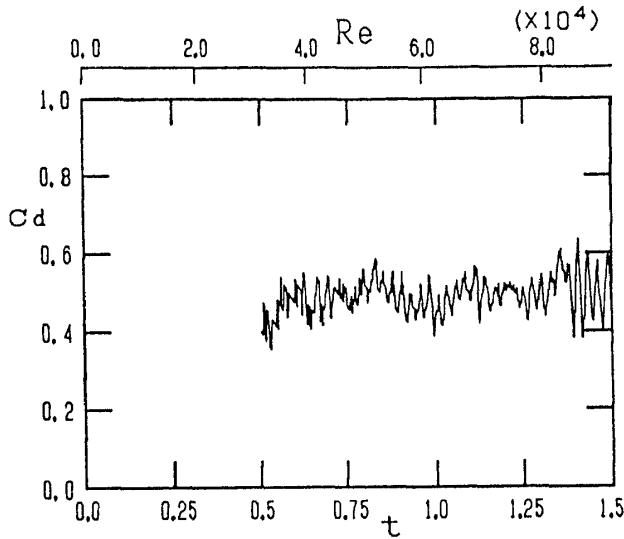


図6 抗力係数の時間変化(滑らか)

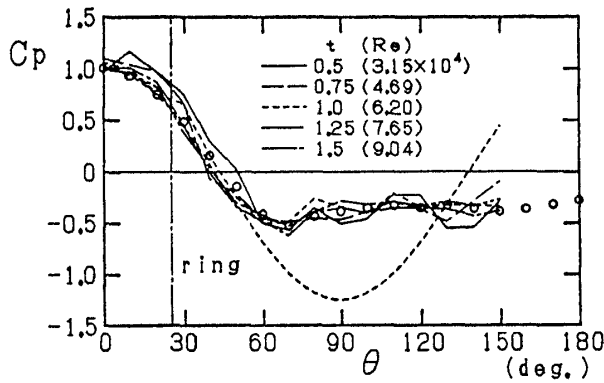


図7 表面圧力分布(リング角度 $\theta_r=25^\circ$)

ている著しい特徴は、(ii)のときと異なり、 θ_r の前後で圧力の急変があることである。さらに、(a)では $\theta > 70^\circ$ における圧力分布が時間と共に大きく変化することが注目される。すなわち、 $t=0.5\sim 0.7s$ までは図5とほぼ同様であるが、 t が $0.8s$ を越えて(b)に達すると、 $\theta=80^\circ\sim 120^\circ$ のあいだで圧力は明らかに低くなっている。これは $t=0.7\sim 0.8s$ 付近で境界層が層流から乱流に移るためであろう。その条件は $Re \approx 5 \times 10^4$ に相当する。Achenbach⁶⁾によると、定常流中で微小粒子を一面に張り付けた粗面球の実験で、遷移Re数は 7×10^4 程度であった。本実験の値との差が流れの非定常性によるものか、粗さの性質が違いためかは今のところ明らかでないが、後者の原因が大きいと思われる。

トリップリングを取り付けた場合の抗力係数 C_d

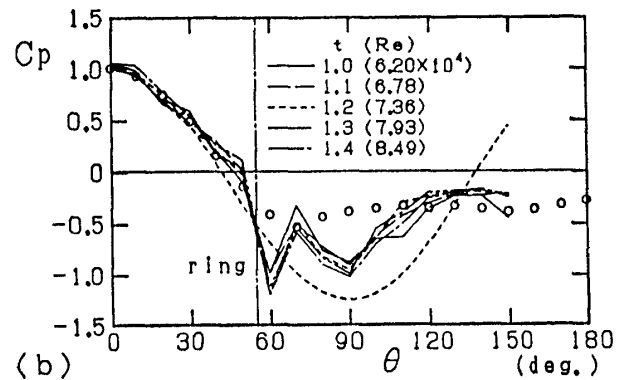
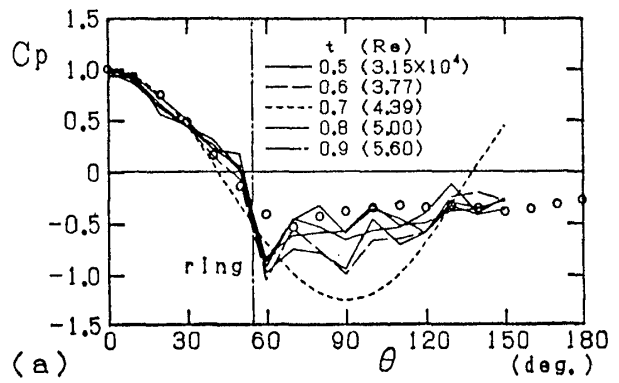


図8 表面圧力分布(リング角度 $\theta_r=55^\circ$)

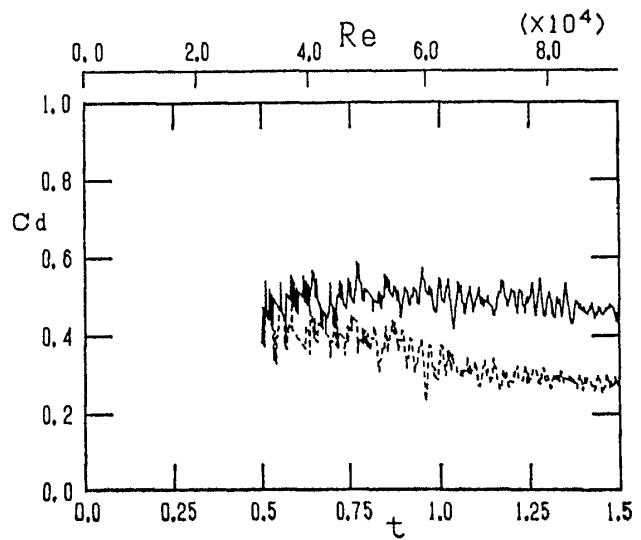


図9 抵抗係数の時間変化
(実線： $\theta_r=25^\circ$ ，点線： $\theta_r=55^\circ$)

を図9に示す。図中の実線は $\theta_r=25^\circ$ のもので、圧力データによる結果と同様、滑らかな場合とほぼ同じ結果である。一方、点線は $\theta_r=55^\circ$ の場合で、 $t < 0.8s$ では $C_d=0.4$ でほぼ安定しているが、以後、 $C_d \approx 0.25$ まで徐々に低下する。圧力分布を積分して求めた C_d についても、殆ど同じ傾向が見出された。

4. 考察と問題点

以上の結果から、本実験の範囲では加速度運動の影響は特に認められないことがわかった。空気と球体の密度比は約1:500であるから、浮力および付加質量は全く問題にならない。いずれにしても、実験中の騒音がなく、また加速度の計測によって流体力が直ちに知られることは、自由飛行法の大きな特色である。ただし、実験方法としては、安定翼をもたない真球の使用や圧力と加速度の同時計測化などの改良が望ましい。さらに、可視化法を併用して境界層の遷移、再付着等の情報を得たり、いろいろな種類の表面粗さについて実験を行うことが必要であると考えている。

参 考 文 献

- 1) Eiffel, G. : Recherches expérimentales sur la Résistance de l' Air, exécutés à la Tour Eiffel. Paris (1907).
- 2) Taylor, G. I. : J. Fluid Mech., 41 (1970), p.3.
- 3) De Haan, D. and Mast, J. P. : IMEKO 9th World Congress, Berlin, Supplement (1982), p.1.
- 4) 幾島康夫・王衛国・大路通雄 : 日本機械学会論文集B編, 57 (1991).
- 5) Achenbach, E. : J. Fluid Mech., 54 (1972), p.565.
- 6) Achenbach, E. : J. Fluid Mech., 65 (1974), p.113.
- 7) Maxworthy, T. : Trans. ASME, J. Appl. Mech., E36 (1969), p.598.
- 8) Mehta, R. D. : Ann. Rev. Fluid Mech., 17 (1985), p.151.
- 9) 幾島康夫・王衛国・大路通雄 : 日本機械学会講演論文集, No.900-14 (1990), p.106.

下面加熱矩形ダクト流内対流の数値シミュレーション

山本 稀 義* 細川 巖** 田中 義規**

Numerical Simulation of Thermal Convection in a Rectangular Duct Flow Heated from its Bottom

by

Kiyoshi YAMAMOTO
National Aerospace Laboratory
Iwao HOSOKAWA and Yoshinori TANAKA
University of Electro-Communications

ABSTRACT

Numerical simulation of thermal convection in a horizontal rectangular duct flow heated from its bottom and side walls is conducted using a method based on the Fourier spectral method. As a result, it is seen that the convective secondary flow is induced not only by the Rayleigh-Benard convection but by the natural convection near the side walls. When Reynolds numbers are rather larger values, 500 and 220, we have almost stationary longitudinal convective rolls in the flow. On the other hand, when the Reynolds numbers are smaller values, 90 and 50, the rolls fluctuate chaotically in space and time; then the time-averaged secondary flow is almost vanishing and the fluid temperature widely constant in the central part of the flow.

Keywords: numerical simulation, rectangular duct flow, convection, transition

1. はじめに

矩形ダクト流は工学上重要な基本的剪断流であるが、その遷移機構はいまだ未知のところが多い。さらにこれに温度場が加わると、レイリー・ベナール対流と自然対流が競合した複雑な2次流が発生する。ここではこの様な矩形ダクト流中の対流による2次流の発生過程を数値シミュレーションによって明らかにすると共に、2次流の発生をダクトの側壁温度条件および流れのパラメータを用いて制御するための基礎的要件を調べた結果について報告する。

計算機の発達に伴って複雑な乱流の数値シミュレーションも可能になってきたが、ナビエ・ストークス方程式の計算法の中で、スペクトル法は差分法に比べて計算精度が良いために最近乱流の数値シミュレーションによく用いられるようになってきている¹⁾。ここでは筆者等が先にチャンネル流の計算に用いたフーリエ・スペクトル法²⁾をダクト流に応用した。

2. 数値計算の説明

流れの座標系をダクトの軸方向に x 軸、鉛直方向に z 軸、これ等に垂直に y 軸をとる。計算領域を L_x, L_y, L_z と取り、 $y = \pm L_y/2, z = \pm L_z/2$ をダクト壁とする。流れの速度、温度をそれぞれ基本

* 航空宇宙技術研究所
** 電気通信大学

場 $U(y, z)$, $\Theta(y, z)$ と変動成分 $u(x, t)$, $\theta(x, t)$ の和で表すと, u, θ の方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} = & -U \frac{\partial u_\alpha}{\partial x} - \left(v \frac{\partial U}{\partial y} + w \frac{\partial U}{\partial z} \right) \delta_{\alpha x} - \mathbf{u} \cdot \nabla u_\alpha \\ & - \nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 u_\alpha + \frac{G_r}{Re^2} (\theta + \theta) \delta_{\alpha z} \quad (1) \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} = & -U \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} - \mathbf{u} \cdot \nabla \theta + \frac{1}{Re P_r} \nabla^2 \theta \end{aligned} \quad (2)$$

と得られる。

ここで, U は温度場がない矩形ダクト流の定常解, Θ は流れがない流体について温度境界条件のみで定まる温度場の定常解で, p は圧力場を表す。また, Re, G_r, P_r はそれぞれレイノルズ数, グラスホフ数, プラントル数で, $\delta_{\alpha z}$ はクロネッカーのデルタである。

数値計算は u, θ をフーリエ級数で展開し, そのフーリエ成分について計算するスペクトル法を使用するが, 計算法の詳細は既に報告してあるのでここでは省略する³⁾。計算のいろいろなパラメータは次の様に定める。まず, 計算領域を $L_x = \pi$, $L_y = 1.5$, $L_z = L_y/2$ (ダクトの縦横比 2) とする。また, グラスホフ数 G_r は 480000, プラントル数 P_r は 0.71 と固定し, レイノルズ数 Re をパラメータとしてその効果を調べる。

対流はダクトの側壁温度条件に依存する。すなわち, 側壁近傍の自然対流は発生する対流ロールの回転方向を規定するだけでなく, ロールの不安定化をもたらすと考えられる。この様な側壁温度条件の効果を明らかにするために, 側壁温度分布を変えて計算を行う。

3. 計算結果と検討

図 1 は $Re=500$ で側壁温度分布が無次元温度で 0.2 (一定) の場合の計算結果を示し, 上図は流れ (x 方向) に垂直な速度成分のベクトル分布, 下図は流体温度分布 (等高線) を示す。この場合側壁温度は 0.2 と平均流体温度に比べて低いので, 側壁近傍では自然対流によって下降流が誘起され, 逆に, ダクトの中央では, 上昇する比較的安定な一対の対流ロールが実現している。発生した 2 次

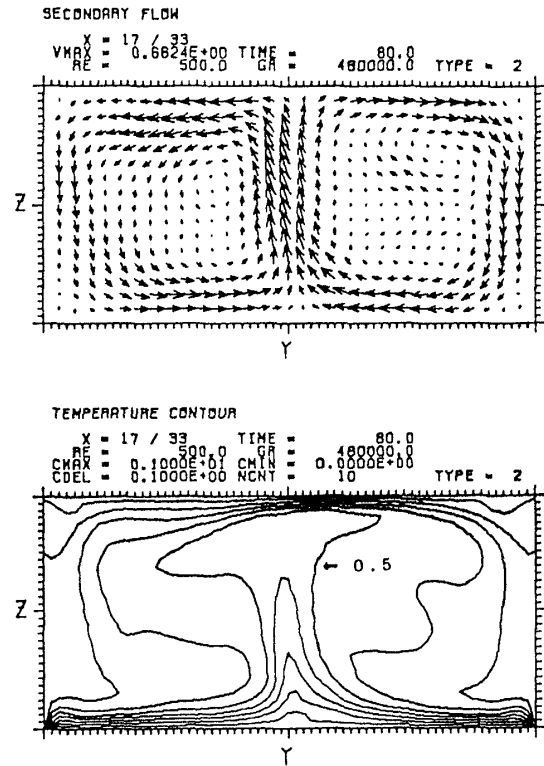


図 1 流れに垂直な 2 次流のベクトル分布と流体温度分布

$Re=500$, 側壁温度は 0.2, $t=80$

流はほとんど 2 次元的で, かつ, 定常的である。流体温度分布は下面近傍の高温流体が上昇するためダクトの中央部分で高くなる分布が得られている。

図 2 は $Re=220$ で側壁温度分布が鉛直方向に直線的に減少する場合に発生する 2 次流と流体温度分布を示す。この場合側壁温度の平均は平均流体温度と等しくなるので, 側壁近傍の自然対流は対流ロールの回転方向を決定する事が出来ない。計算結果は 3 個のロールが実現する結果を示すが, 対流の回転方向は初期に与えた流れの微小攪乱に依存する。これは, 初期速度の符号を反転すると発生する対流の回転方向が逆転する事から確かめられる。ただ, この場合非定常はまだ小さい。

対流ロールはレイノルズ数に依存して不安定になる。図 3 は $Re=50$ の場合に 2 次流と流体温度分布の時間平均をとった結果を示す ($Re=90$ の場合も同様な結果が得られる)。計算結果はダクトの中央部に 2 次流の平均が零で平均流体温度一定の領域が広範囲に実現する事を示す。この様な流

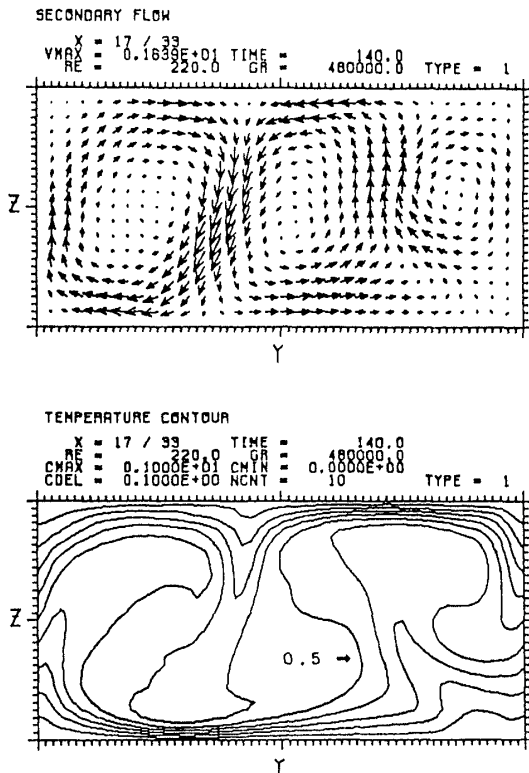


図2 流れに垂直な2次流のベクトル分布と流体温度分布
 $Re=220$, 側壁温度分布が鉛直方向に直線的に減少する場合, $t=140$

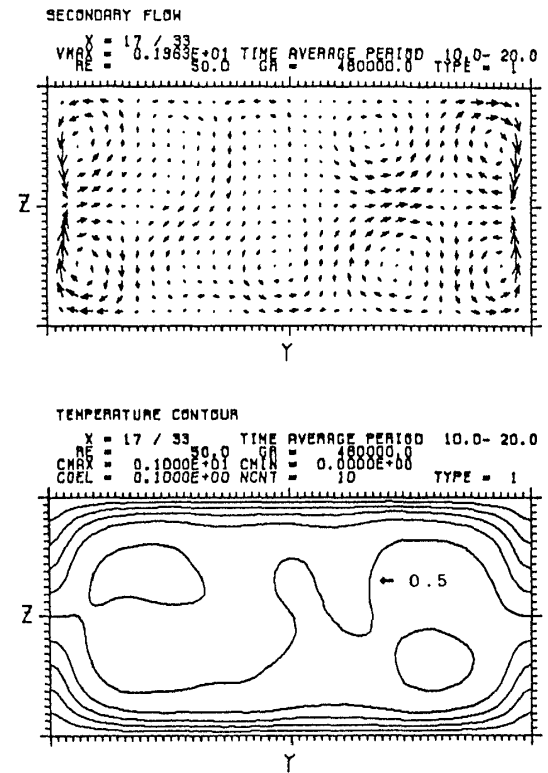


図3 時間平均を取った流れに垂直な2次流と流体温度の分布
 $Re=50$, 側壁温度分布が鉛直方向に直線的に減少する場合, $t=80$

体温度一定の流れの実現は、例えばCVD等で、実用上も重要である⁴⁾。さらにグラスホフ数を大きくして発達した乱流になると再び安定なロールが実現して、この様な温度分布一定の流れは実現しない。この様な非定常な流れはグラスホフ数480000でレイノルズ数が90と50の場合に得られる事が分かったが、今後さらにこの様な流れが実現するパラメータ範囲及び側壁温度分布を詳細に決定する事は重要である。

4. む す び

低レイノルズ数矩形ダクト流中に発生する対流の発達過程を数値シミュレーションによって調べ、以下の結果が得られた。

- 1) ダクトの側壁温度の平均が平均流体温度と異なる場合は安定で定常的な対流ロールが発生し、その回転方向を決めるのは側壁近傍の自然対流である。
- 2) ダクトの側壁温度の平均が平均流体温度と等しい場合は発生する対流ロールの回転方向

は流れの初期条件に依存する。

- 3) この場合そのロールの安定性はレイノルズ数に依存し、レイノルズ数が500と220では対流ロールの非定常性は小さいが、90と50では非定常性は大きくなり、その流れの時間平均を取ると、ダクトの中央の広範な領域で、流れに垂直な2次流の平均が零で、平均流体温度一定の流れが実現する。この様な流れの実現はCVD等実用上も重要である。

参 考 文 献

- 1) C. Canuto *et al.* : *Spectral Methods in Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, 1988.
- 2) 山本稀義, 細川 巖 : 第1回数値流体力学シンポジウム講演論文集 (1987), 429.
- 3) 山本稀義, 細川 巖, 田中義規 : 第8回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-14 (1990), 209.
- 4) H. Moffat and K. F. Jensen : *J. Crystal Growth* **77** (1986), 108.

平行流中の縦渦と速度分布の変形

伊・藤 信 毅*

Streamwise Vortices and Distortion of Velocity Distribution in Parallel Flows

by

Nobutake ITOH
National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

Occurrence and important role of streamwise vortices in the instability and transition process are frequently pointed out. This study theoretically examines fundamental effects of the vortices placed in a very simple flow on the development of velocity distribution into three-dimensional and inflexional forms.

Keywords: laminar-turbulent transition, streamwise vortices, inflexional instability

1. はじめに

いろいろな流れ場の遷移過程において、主流の方向に軸を持つ縦渦列が現われることはよく知られている。二次元境界層中のトルミン・シュリヒティング波が三次元波動へ変形された後に、平均の流れ場に現われる縦渦、凹曲面に沿う二次元境界層の不安定で発生するゲルトラー渦、後退翼上の三次元境界層中で観測されるほぼポテンシャル流の方向に軸を持つ横流れ渦等が代表的である。

縦渦の発生はその後の遷移過程に決定的な役割をすることが多くの実験によって確かめられている。壁に垂直な速度成分 w はスパン方向に周期的に変化するから、 w が壁から離れる向き of 最大値を取る断面では、渦は壁面近くの低速流塊（主流方向速度成分 u の小さい流体部分）を押し上げ、その結果上方の大きな流速を持つ部分との間に強い剪断層が形成される。強い剪断層を含む断面で

の速度分布は変曲点を持つ形にゆがめられるので、Rayleigh の非粘性定理に従って新しい不安定にさらされる。

縦渦が高剪断層を誘起する過程について理論的記述を試みた研究は非常に少ない。Stuart (1965) は二次元境界層の中にスパン方向に交互に回転の向きを変える縦渦列が置かれた場合を考え、その影響によって主流方向の速度分布がどのように変形されるかを非粘性理論によって調べたが、粘性項が省略されているために、その変形は時間とともに無限に進む。

本論文では、平行平板間の流れにおける x に依存しない攪乱について粘性項まで含めた解析を行い、縦渦が誘起する流速分布の変形に関する定性的及び定量的情報を提供する。

2. 支配方程式とその解法

平行平板間の非圧縮流れにおいて、主流方向に x 、横幅方向に y 、流路中心線から壁に垂直な方向に z の座標軸を取る。全ての量が基準速度 U_0 、

* 航空宇宙技術研究所

流路の半幅 h , 流体の密度 ρ , 動粘性係数 ν で無次元化されているとき, レイノルズ数は $R=U_0 h/\nu$ で与えられる。

流れを基本流 (V, P) と攪乱 (\hat{v}, \hat{p}) に分離し, 基本流は運動方程式の定常な層流解で, $U=U(z)$, $V=W=0$ の形に, 攪乱成分は Stuart の理論モデルに従って速度および圧力が x 方向に変化しない形に書けるものと仮定する。この仮定のもとでは, 縦渦を構成する速度成分 \hat{v}, \hat{w} は主流方向の速度成分 \hat{u} に無関係に定まる。これに対して \hat{u} を支配する方程式には \hat{w} が含まれ, 縦渦の性質や強さによって解が強く影響を受ける。本論文の目的はその影響を定性的及び定量的に調べることにある。

縦渦については, 方程式の厳密解を得ることが本論文の主目的ではないから, 渦が十分に弱く, 方程式の線形化が許される場合を考える。連続の式をみたすように流れ関数 ψ を導入して

$$\hat{v} = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad \hat{w} = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (2.1)$$

と書き, スパン方向に周期的な解を

$$\psi = B\psi_1(z) e^{\rho t} \sin \beta y \quad (2.2)$$

の形に表す。ここで, ρ と ψ_1 は

$$(D^2 - \beta^2 - \rho R)(D^2 - \beta^2)\psi_1 = 0, \\ \psi_1(\pm 1) = \psi_1'(\pm 1) = 0 \quad (2.3)$$

で構成される固有値問題の固有値と固有函数である。

つぎに u に対する方程式の解法を考える。強制項を無視した同次方程式が正弦波状の固有解を持つので, 非同次方程式の解は二重フーリエ級数

$$\hat{u} = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{kn}(t) \cos(2n+1)\pi z/2 \cos k\beta y \quad (2.4)$$

で表される。これを方程式に代入し, フーリエ級数項の直交性を利用すると, 展開係数 A_{kn} に関する無限次元一階常微分方程式が得られる。ただし本論文では, 基本流がポアズイユ分布 ($U=1-z^2$), ψ_1 が z の奇函数で与えられる最も簡単な場合を選んだ。

フーリエ級数を有限項で打ち切り, 振幅係数 A_{km} を一列に並べてベクトル A とし, 係数行列と

強制項を $[Q]$ および F と書くとき, 方程式はつぎのベクトル形式に表される。

$$[Q]A - \frac{dA}{dt} = F \quad (2.5)$$

上式の F および $[Q]$ は縦渦の強さを表わす係数 B の関数で, B は一般には時間の函数である。しかし縦渦がほとんど平衡状態にあり, B の時間変化が無視できる場合を考えれば, F と $[Q]$ を定数とみなせる。その場合には, 同次方程式の解を

$$A = ae^{\mu t} \quad (2.6)$$

と置き, 行列式 $|Q - \mu E| = 0$ (E は単位行列) の解を実部の大きい方から並べて, $\mu = \mu_0, \mu_1, \dots$ とし, 対応する固有ベクトルを $a = a_0, a_1, \dots$ で表わす。 a_n の随伴固有ベクトル b_m は, $[Q]$ の転置行列 $[Q^T]$ を用いた方程式の解として得られる。 a_n と b_m の間に存在する直交関係を利用し, 初期条件として $t=0$ において $A=0$ を課すことにすれば, 非同次方程式 (2.5) の解は

$$A = \sum_{m=0}^{\infty} \kappa_m a_m \frac{1 - \exp(\mu_m t)}{\mu_m} \quad (2.7)$$

のように書け, $\kappa_m = (b_m \cdot F) / (b_m \cdot a_m)$ である。さらに, 上の計算から得られる固有値 μ_n は全て負の実部を持つものと予想されるから, (2.5) 式の定常解は

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\kappa_m}{\mu_m} a_m = A_F \quad (2.8)$$

で与えられる。これは (2.5) の時間微分項を無視した

$$[Q]A_F = F \quad (2.9)$$

の解と一致する。なお縦渦の強さ B の時間依存性が無視できない場合には, (2.5) 式を直接数値解法で解くことになる。

3. 数値計算の結果

計算精度の検査はフーリエ項の打ち切りに対してのみ行われ, 4桁程度の有効数字を要求するには $K+1=24$, $N+1=12$ に選ばばよいことが判った。

はじめに, u の定常解に対する計算結果を示す。まずスパン方向変化の概要を見るため, 中心線上 $z=0$ と壁に近い位置 $z=0.9$ およびその中間 $z=0.5$

の高さに対して u の変化を図 1 に示す。 $y=0$ のスパン位置は縦渦が壁から中心線の方に最も強い誘導速度を与える peak 位置で、そこでは u が非常に低速となる。図 2 には peak ($y=0$) と valley ($y=\pi/\beta$) のスパン位置における u 分布の変化を、縦渦強度 RB のいくつかの値に対して描いた (β は 1 に固定)。特に peak における分布形は RB が 40 に近づくと変曲点を持つようになる。そこで、この変曲点が現われるために必要な縦渦の限界強度を各 β に対して計算し、図 3 に示した。横座標 βRB は縦渦によって誘起される w 成分の大きさを代表する量である。曲線は $\beta = 0.6$ の所で最小点を持ち、縦渦強度がこの臨界値を越えると変曲点型速度分布が形成される。

上に与えた定常解は行列 $[Q]$ の固有値が負の実

部を持つときに意味のあるものとなる。実際に全ての固有値は負の実部を持つので、一般解(2.7)は $t \rightarrow \infty$ で定常解(2.8)に収束することが確認される。図 4 はその収束状態を示したもので、右辺の点線が(2.8)から得られた定常解 $u(z)$ の $z=0, 0.5, 0.9$ における値を示し、○印は(2.7)から得られる非定常解の時間変化を表わしている。実線は(2.5)をルンゲ・クッタ法で解いた数値解を与えているが、時間きざみ ($\Delta t=0.02$) が大きすぎたため、 t が 1 を越えると解が発散している。三つの計算法で得た結果は有効桁数の範囲では完全に一致しており、計算に誤りがないことを証明している。

4. むすび

今回は縦渦が y に関して単一な正弦波で表わさ

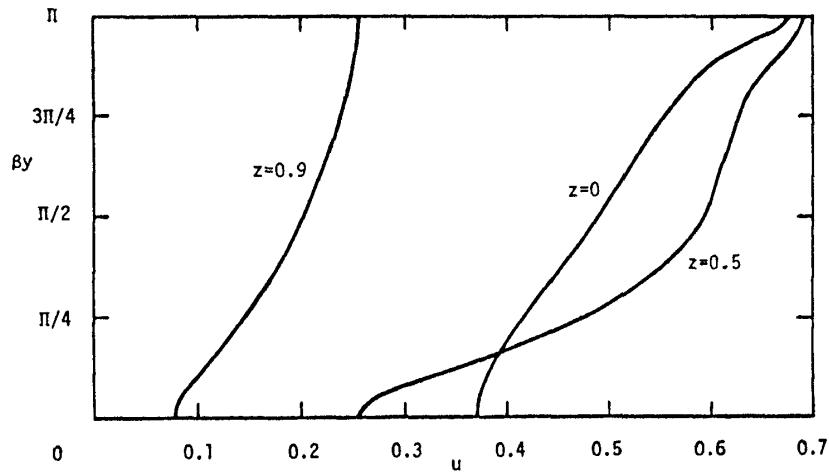


図 1 流速の y 方向分布 (RB=50, $\beta=1$)

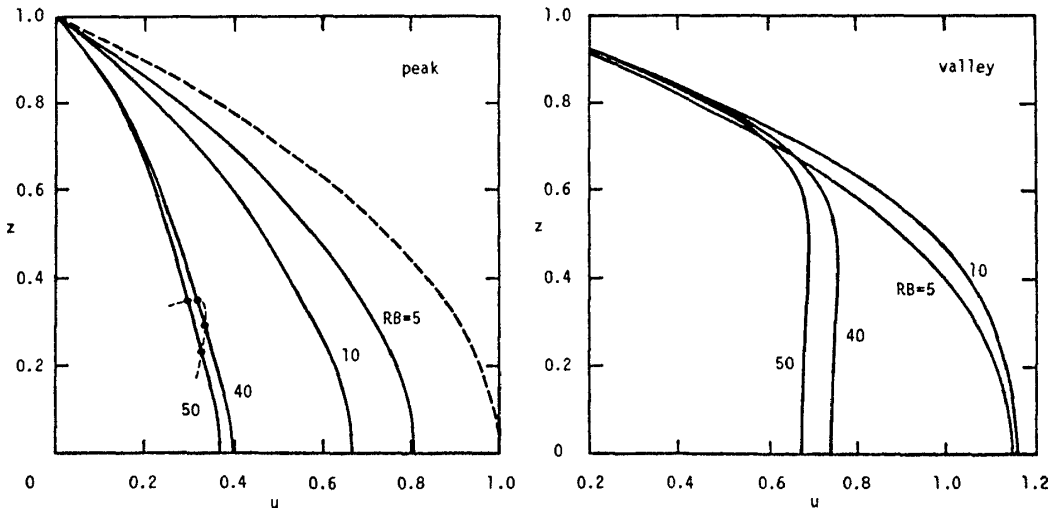


図 2 速度分布形の縦渦強度に対する変化 ($\beta=1$)

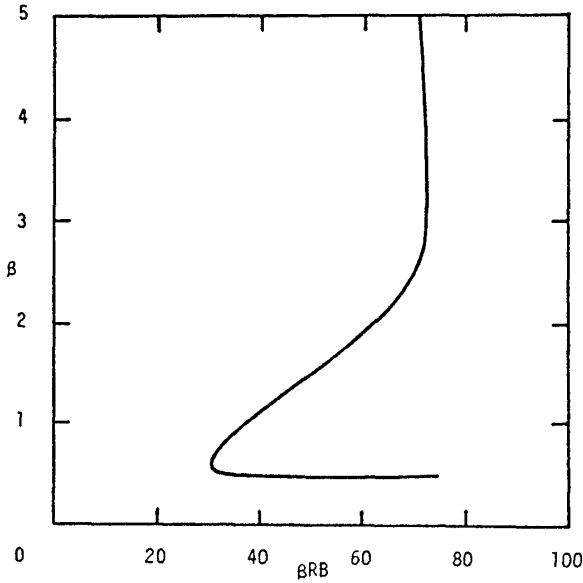


図3 変曲点発生限界の βRB と β への依存性

れる場合を扱ったが、その場合でも u の変化は局所的にかなり急峻な部分を持ち、 y と z に関するフーリエ高調波が強く励起されていることを示す。Stuart (1965) の理論とその拡張である本理論はフーリエ高調波成分が基本的な役割を果すような現象を記述している点で、弱い非線形理論の対極をなすものと言える。

流れ場に定常的な縦渦が存在すると流れの一部に変曲点型速度分布が現われ新しい不安定現象が発生する。本論文では流れ場と縦渦について最も単純な形を仮定して、その事実を確認するとともに、変曲点が発生するための縦渦強度下限を算定した。臨界点は $\beta = 0.6$ で生じ、例えばレイノルズ数を5000とすると、縦渦振幅 B の値で約1%、 z 方

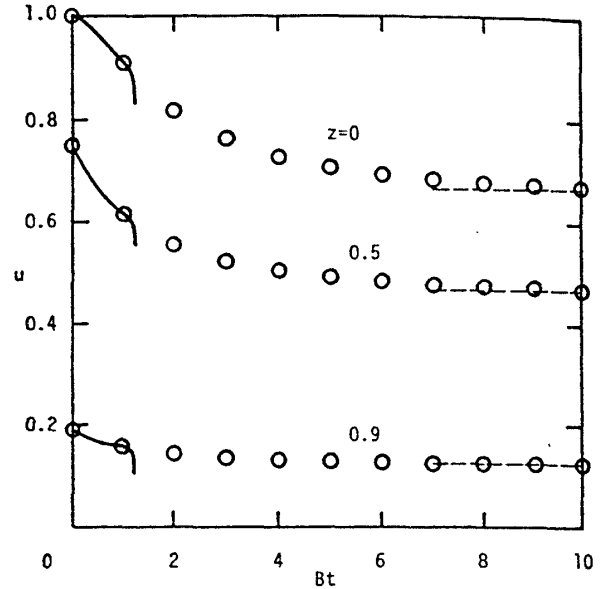


図4 定常解, 非定常解, ルンゲ・クッタ解の比較 ($RB=10, \beta=1$)

向速度の最大値 w_{max} の値では0.15% という非常に小さな値で臨界強度に達する。

一般に臨界値は縦渦の形に依存するものと思われるので、もっと現実的な縦渦モードに対する計算や縦渦の非線形効果に対する見積もりが必要である。境界層への適用には流れ方向座標 x に関する弱い依存性を取り入れることも重要になる。今後の課題である。

文 献

Stuart, J. T. (1965) : The production of intense shear layers by vortex stretching and convection. AGARD : Report 514.

乱流の秩序構造としての乱流二次流

巽 友 友 正* 吉 村 卓 弘**

Turbulent Secondary Flow as a Coherent Structure of Turbulent Shear Flows

by

Tomomasa TATSUMI

Kyoto Institute of Technology

Takahiro YOSHIMURA

Information System Developments, Hitachi Ltd.

ABSTRACT

Turbulent secondary flow in a rectangular duct is a typical example of coherent structure in turbulent shear flows. The generation of the secondary flow is investigated in the framework of hydrodynamical stability of the corresponding laminar flow and the secondary flow is described as an equilibrium state of growing unstable disturbances.

Keywords: secondary flow, instability, duct flow

1. 乱流の秩序構造と乱流二次流

乱流の中には、文字通り乱雑な小規模成分の他に、大規模な組織的構造が存在することが知られている。このような秩序構造は、一般に、層流の線形不安定性によって発生した横渦が外部攪乱によって三次元化され、それが流れによって引き延ばされて馬蹄形の渦となったものと理解されている。この馬蹄渦（あるいはヘヤピン渦、バナナ渦）によって代表される秩序構造の存在は、乱流の統計的および力学的な性質を決定する上に大きな影響を及ぼすものと考えられる。

このような秩序構造についての理論的研究は、これまで、さまざまなモデル化による取り扱いが行われているが、その多くは現象論的な記述に留まっている。その理由は、この馬蹄渦に代表される秩序構造が一般に不定形であり、かつ寿命が極めて短いことにある。

他方において、乱流に特有の大規模な組織的構造としては、円形でない断面の直管を通る乱流における断面内の流れ、いわゆる「乱流二次流」が、すでに1920年代から知られている。

図1の上の二つの図は、正三角形と長方形の断面管を通る乱流の等速度線のNikuradse (1926)による測定結果を示す。これらの等速度線は、層流の等速度線と比べると、各線が境界の隅に向かってより突き出た形になっている。このことは、乱流の速度分布が、層流のそれに比べて、隅の付近でより大きな速度をもつことから伺われる。

このような状況は、流れの断面内で、それぞれ下の二つの図のような、中心から隅に向かう流れと、それを補うための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)によって示唆された。このような流れの存在は、後にNikuradse (1930)によって、流れの可視化法を用いて確かめられた。この流れを「乱流二次流」、あるいは、Prandtl (1965)の命名では「第二種の二次流」という。

* 京都工芸繊維大学

** 日立製作所・情報システム開発本部

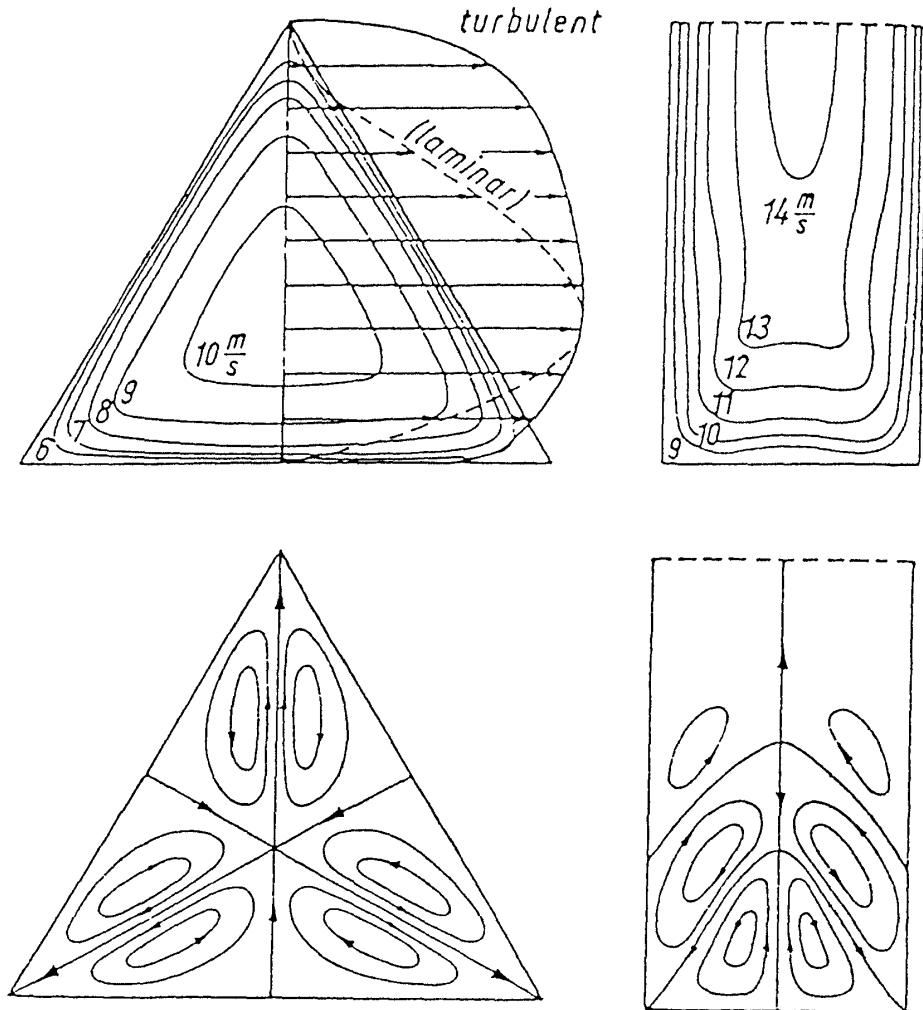


図1 正三角形管と長方形管内の乱流。一次流の等速度線（上図）と二次流の流線（下図）。

ちなみに、Prandtlの「第一種の二次流」とは、円環のように軸が湾曲した管を通る流れにおいて、断面内に生ずる流れをいう。しかし、この場合、軸方向の一次流は二次流なしでは存在し得ないのであって、両者はそれぞれ、一つの三次元的な流れの断面と見るべきものである。さらに、この種の二次流は層流としても可能であり、一次流の流速の変化による二次流の解の分岐が興味ある問題である。

「第三種の二次流」は、振動する物体によって、その外の流体に引き起こされる定常流をいう。この場合、定常流は確かに振動流を一次流とする二次流であるが、流れは全体として遅い粘性流であり、理論的には Stokes 近似を用いて取り扱われる。

したがって、これらの第一種および第三種の二

次流は乱流とは直接関係がなく、第二種の「乱流二次流」だけが乱流の秩序構造の典型的な実例となっている。近年、乱流における種々の不定形かつ短命の秩序構造が話題となっているとき、この古くから知られた秩序構造に関するわれわれの知識が未だ完全なものとは言えないのは残念である。

2. 長方形管流における乱流二次流

長方形断面の管を通る乱流における二次流の実験的測定は、Nikuradse(1926)によって初めてアスペクト比3.5の管について行われた。しかしその後、管内流の測定は、主として軸方向の圧力降下に関する水力学的測定に留まっており、二次流自体についての測定は、アスペクト比1の正方形管を除いてはあまり行われていないように思われ

る。

一方、理論的には、この二次流は、Prandtl (1927)によって、Reynolds応力の非一様・非等方性によって引き起こされるものと解釈されている。この解釈は、乱流モデルによる計算においても、等方的な Reynolds 応力表現を用いた $K-\epsilon$ モデルではこの二次流が記述できないという結果によって裏付けられている。このため、非等方的な Reynolds 応力表現を用いた計算も行われているが、結果はパラメータ依存的であり、半実験的理論の域を出ていないように思われる (Bradshaw (1987))。

ところで見方を変えれば、この二次流は、明らかに管軸方向の縦渦であって、これが乱流状態においてのみ存在することから、軸方向の一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、この二次流の理論的取扱いには、まず管内の一次層流の安定特性を解析し、ついで不安定な一次流における攪乱の成長の結果として二次流を説明するという筋書きが考えられる。

ここで問題となるのは、これまで安定性の解析が行われた層流は、実質的に速度分布が一方向に変化するものに限られており、長方形管内の流れのように速度分布が二方向に変化する層流については、まだ手が着けられていないということである。したがって、上の筋書きを実行するには、まず、この種の層流に対して安定性理論の定式化を行う必要がある。

われわれは、層流の速度分布と攪乱の速度とを共に二方向に直交関数系に展開し、それらを攪乱方程式に代入し、それから導かれる行列方程式を解くという方法を試みた (Tatsumi & Yoshimura (1990, 1991))。

以下、その方法と結果について簡単に述べてみたい。

3. 長方形管内の層流の安定性

層流の流れの方向に x 軸、それと直交して y 軸と z 軸をとる。管の y 方向の半幅 L を基準の長さにとり、すべての長さを L で無次元化すれば、管壁の位置は $y = \pm 1$, $z = \pm A (> 1)$ で表される。 A を断面のアスペクト比という。層流の x 軸上での

速度 U_0 を基準の速度とし、すべての速度を U_0 で無次元化すれば、層流の速度は、 $U = (U(y, z), 0, 0)$, $U(0, 0) = 1$, 攪乱の速度は $u = (u, v, w)$ で表される。層流の Reynolds 数を、 $R = LU_0/\nu$ で定義する。ここに、 ν は流体の動粘性率を表す。

まず、微小攪乱を考え、攪乱速度 u について二次量を見捨てた攪乱方程式 (Orr-Sommerfeld 方程式の拡張形) を導く。この方程式の線形性から、攪乱は、 x 軸方向には一つの Fourier 成分、そして時間的には一つの Laplace 成分だけをとり、

$$u \propto \exp[i\alpha(x-ct)]$$

とおくことができる。ここに、 $\alpha (> 0)$ は攪乱の x 軸方向の波数を示し、 $c = c_r + ic_i$ は一般に複素数で、 c_r は攪乱の位相速度を、 αc_i は対数増幅率を表す。したがって、 $c_i > 0$ は攪乱の増幅すなわち層流の不安定性を、そして、 $c_i < 0$ は攪乱の減衰すなわち層流の安定性を表す。

攪乱方程式の y, z に関する対称性から、攪乱は、その偶奇性によって次の 4 個のモードに分けることができる：

$$\begin{aligned} \text{I} : (e \ e), & \quad \text{II} : (e \ 0), \\ \text{III} : (0 \ e), & \quad \text{IV} : (0 \ 0). \end{aligned}$$

ここに、例えば $(e \ 0)$ は、 y に関して偶関数、 z に関して奇関数であることを表す。

攪乱方程式に境界条件を課すことによって得られる固有値方程式から、次の結果が得られる。

モード I および II の攪乱に対しては、層流は、アスペクト比 A がある臨界値 A_c 以下のときは安定であるが、 A_c 以上のときは不安定である。

モード III および IV の攪乱に対しては、層流は、すべてのアスペクト比において安定である。

図 2 は、モード I および II の攪乱に対する中立曲線を示す。明らかに、層流は、モード I に対して、モード II に対してよりも不安定であり、同じアスペクト比では、より低い臨界 Reynolds 数 R_c をもつ。モード I に対する R_c の値は、 $A \rightarrow \infty$ の極限において、平面 Poiseuille 流に対する値 5772 (Orszag (1971)) と一致し、 A が減少すると共に増加して、 $A \rightarrow 3.2$ のとき ∞ となる。すなわち、長方形管内の層流は、臨界アスペクト比 $A_c = 3.2$ 以下では安定、それ以上では不安定となる。モー

ドIIに対する R_c の値は、 $A \rightarrow \infty$ の極限では同じであるが、 A の減少と共に速やかに増加し、 $A \rightarrow$ 約5のとき ∞ となる。

図3は、 $A=5$ 、 $R=12000$ 、 $\alpha=0.9$ のときの攪乱の断面内における速度場、渦度場、および層流の等速度線を示す。図から、攪乱が、層流の臨界層

$U=c_r=0.24$ の付近に集中した薄い渦層の構造をもつことが分かる。

4. 攪乱の非線形増幅

解析の次の段階は、攪乱の非線形増幅とその平衡状態としての乱流二次流の記述である。そのた

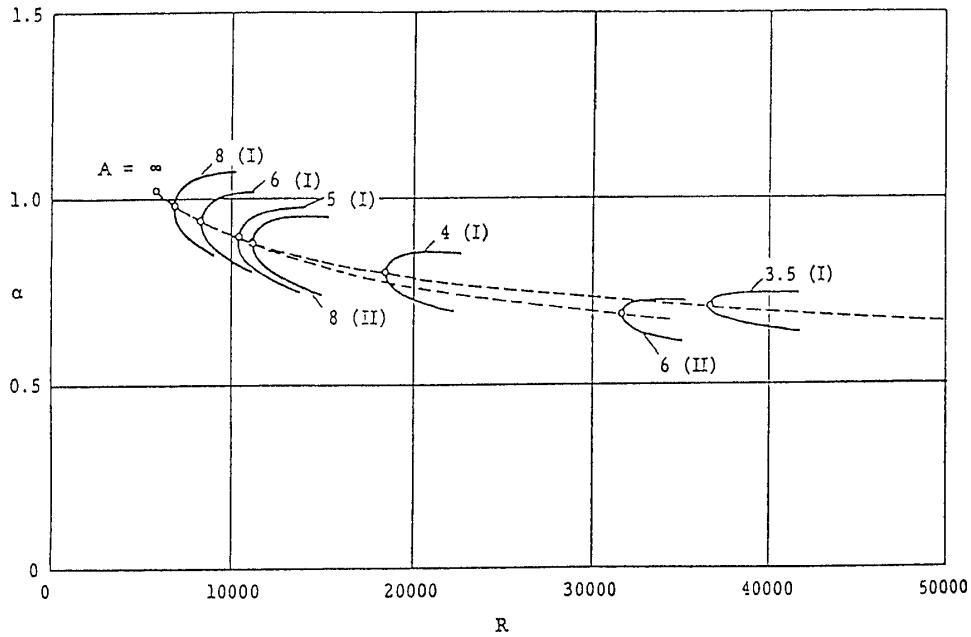


図2 長方形管内の層流の中立曲線。

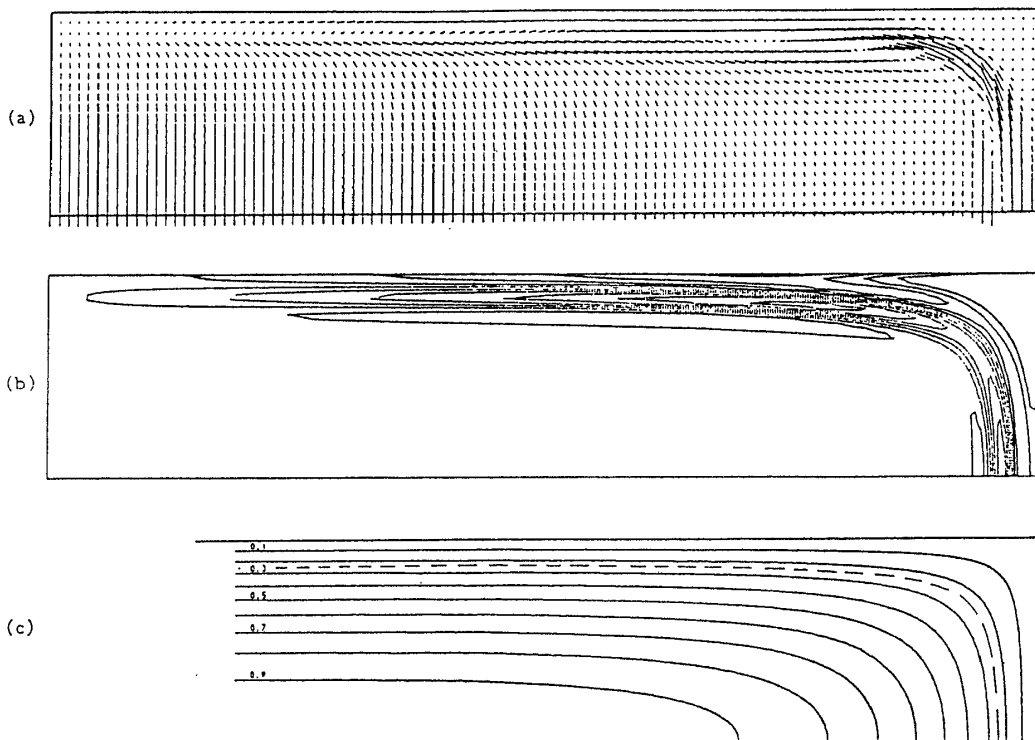


図3 攪乱(モードI)の断面内における速度場(a)と渦度場(b)。一次流の等速度線(c)。

めには、攪乱についての二次の量まで考慮した非線形攪乱方程式を対象としなければならない。

いま、初期の微小な攪乱として、前節で考察した波数 α の正弦波攪乱をとるとすれば、この攪乱の成長と共に、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、

$$\mathbf{u}(x, t) = \sum \mathbf{u}_n(y, z; t) \exp[in\alpha x]$$

の形となる。

初期攪乱として、臨界点に近い超臨界状態にある波数 α と Reynolds 数 R をもつものをとるとすれば、攪乱の Fourier 成分は、 $n = \pm 1$ の成分だけが正の増幅率をもち、他はすべて減衰成分となる。したがって、攪乱の成長と共に、Fourier 成分間の非線形相互作用によるエネルギーの授受によって、一種の平衡状態が生まれることが期待される。このとき、 $n = 0$ の成分の表す縦渦構造が、断面内において乱流二次流を与えるものと考えられる。

以上のような構想のもとに、少数個の Fourier 成分、 $n = 0, \pm 1, \pm 2$ をとった攪乱について、その非線形成長と平衡状態への接近を数値計算によって調べることを試みる。ただ、種々の状況から、線形の臨界点からの分岐は亜臨界分岐であり、平衡振幅は臨界点近傍においても有限の大きさをもつと思われる。そのため、平衡状態への接近がどの程度容易であるかは予測できない。いま、計算はまだ途中の段階にあるので、具体的な結果については別の機会に報告することとしたい。

5. 終わりに

この研究会の会場で「研究会講演集（第1回～第4回）」（1990）を拝見し、その中に谷一郎先生の「乱流二次流れの安定論的考察」（1988）という講演の記録があるのを見て、驚きとも残念ともつかぬ複雑な気持ちに襲われた。それは、先生がこの講演記録の中で、われわれと全く同じ問題意識をもっておられることを知ったからである。先生は、そこで、次のように述べておられる。

「乱流二次流れの発生を、広い意味での不安定現象として捉える試みがなされてよいのではないかと思われる。このことは、数年前に希望（谷（1983））したところであるが、長方形流路の安定解析の困難のためか、未だに実現されていない。」

確かに、この講演がなされた第3回研究会（1988年8月）の頃には、われわれの研究はまだ肯定的な結果が出ていなかった。しかし、その年の暮れから翌1989年の春にかけて、図2や図3に示すような結果が続々と得られたのである。もし、先生のお考えをもっと早く承知していたら、結果が出たときに早速にご報告して、ご意見を伺うことができたのと思うと、まことに残念でならない。この「研究会講演集」の場をかりて、本論文を謹んで先生のご霊前に捧げたいと思う。

引用文献

- Bradshaw, P. (1987) : Ann. Rev. Fluid Mech., **19**, 53-74.
- Nikuradse, J. (1926) : Forsch. Ver. deutsch. Ing. 281, pp.13-14.
- Nikuradse, J. (1930) : Ing.-Archiv. **1**, 306-332.
- Orszag, S. A. (1971) : J. Fluid Mech., **50**, 689-703.
- Prandtl, L. (1927) : Verh. 2 intern. Kongr. techn. Mech. Zürich, 1926, pp.70-74.
- Prandtl, L. (1965) : Führer durch die Strömungslehre. Braunschweig, pp.207-212.
- 谷 一郎(1988) : 航空宇宙技術研究所 特別資料 SP-11, 1990, 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.

Variations in the Character of Görtler Instability as a Function of Mean Flow Velocity Distribution and Curvature of the Wall

by

J.M. FLORYAN

Dept. of Mechanical Engineering

The University of Western Ontario, London, Ontario, N6A 5B9, Canada

ABSTRACT

Görtler instability occurs in the concave and convex wall cases provided that the mean flow has a nonmonotonic velocity distribution. Change from a monotonic to a non-monotonic velocity distribution results in large changes in the character of the streamwise disturbance evolution.

Keywords: Görtler instability, centrifugal instability, laminar-turbulent transition

1. INTRODUCTION

Boundary layers over curved surfaces exhibit an interesting phenomenon known as Görtler or Taylor-Görtler instability. The instability process is caused by centrifugal forces associated with the change in direction of motion forced on the fluid by the geometry of the surface. These forces may, under certain conditions, generate a steady secondary flow in the form of counter-rotating vortex pairs with axis parallel to the mean flow direction. The existence of such a secondary motion is well documented experimentally [1-3].

Floryan [4] has shown on the basis of inviscid analysis that centrifugal instability occurs in shear layers over both convex and concave walls. The stability properties depend on whether the velocity distribution is monotonic or not. In the former case, the flow is unstable only for the concave wall curvature, while in the latter case it is unstable regardless of the sign of the wall curvature. When the velocity distribution is nonmonotonic, the flow consists of layers that alternately violate and satisfy the inviscid stability criterion [4], and this

could lead to an interesting evolution of the unstable motion. The purposes of this note are (i) to demonstrate that the instability does occur for a viscous fluid both in the concave as well as convex wall cases, and (ii) to compare vortex evolution for the cases of monotonic and nonmonotonic mean flow velocity profiles. Wall jet (Blasius boundary layer) has been selected as an example of a simplest flow with a nonmonotonic (monotonic) velocity distribution. While the whole Blasius boundary layer is inviscidly unstable, it is only the part of the flow between the wall and the point of maximum velocity that violates the inviscid stability criterion in the case of wall jet.

2. DISCUSSION

Disturbance equations and method of analysis are described in [5]. Figure 1 displays neutral curves [4] as a function of the spanwise wavenumber α and Görtler number $G = U_r \delta_r / \nu (\delta_r / R)^{1/2}$. Here R denotes radius of curvature of the wall, $\delta_r = (\nu x / U_r)^{1/2}$ is the reference length, ν is kinetic viscosity, x is distance from the leading edge (or

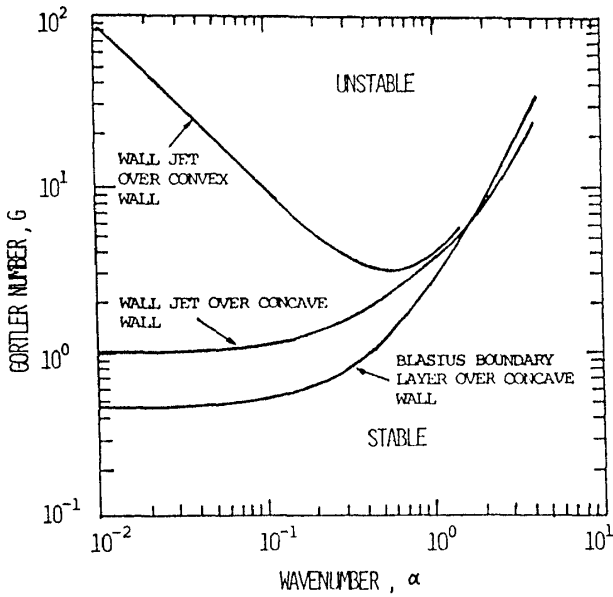
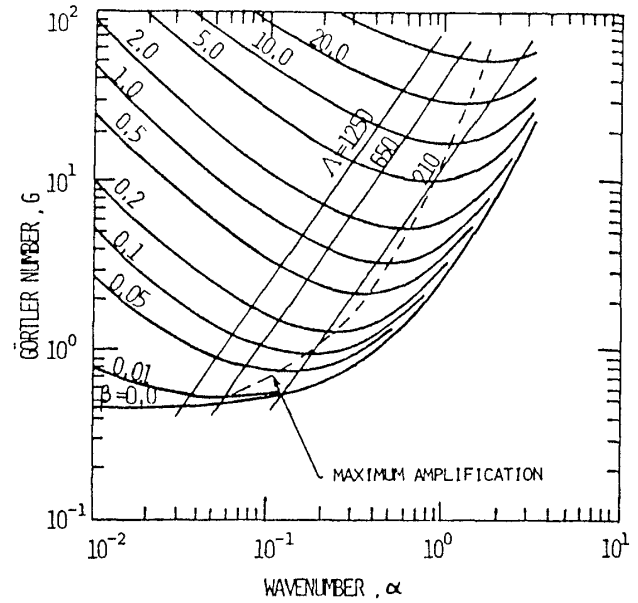
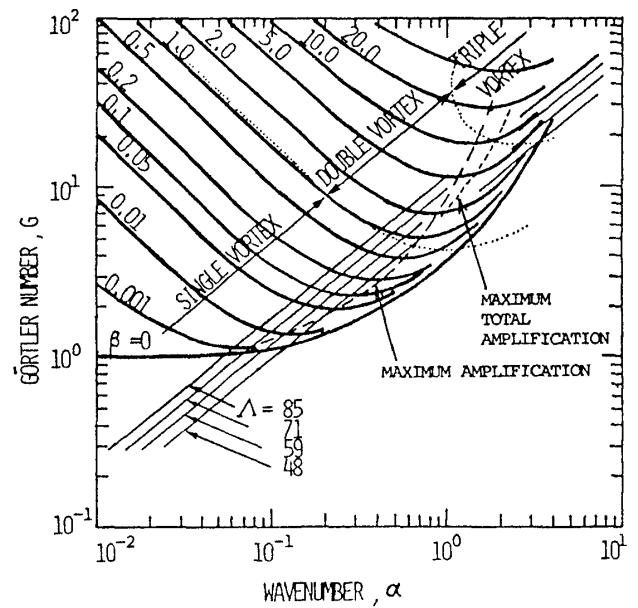


Fig. 1 Neutral stability curves for the Blasius boundary layer over a concave wall and wall jet over concave and convex walls



(A)

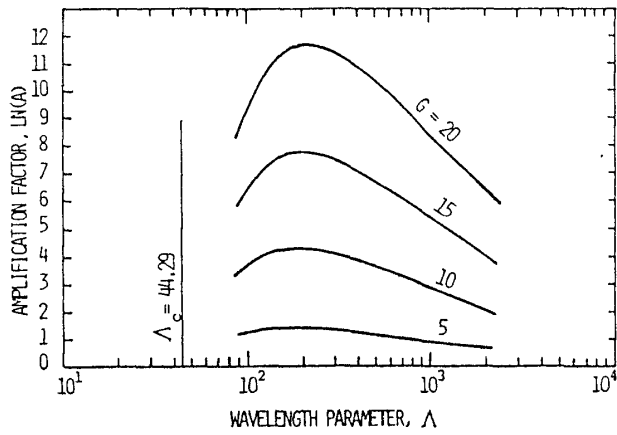


(B)

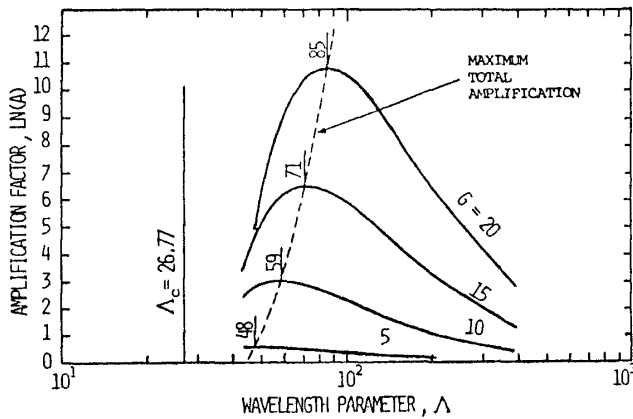
Fig. 2 Curves of constant amplification rate β as a function of Görtler number G and wavenumber α for Blasius boundary layer (A) and wall jet (B) over a concave wall

virtual origin of the wall jet), U_r is the velocity of the external stream (or maximum of the streamwise velocity in the case of wall jet). These results demonstrate that (i) the instability does occur in the convex wall case, (ii) the disturbance motion could have a qualitatively different character for the same mean flow in the concave and convex wall cases, and (iii) the critical Görtler number could be increased by making the velocity distribution nonmonotonic, e.g., tangential blowing. The following discussion concentrates on changes in the character of the disturbance motion induced by change in the type of the mean flow in the concave wall case [6, 7]. Figure 2 displays curves of constant amplification rate β as a function of G and α . Because there is no critical wavenumber, the wavelength selection mechanism is determined by the disturbance growth process. It is convenient to introduce a dimensionless wavelength parameter $\Lambda = (U_r \lambda / \nu) (\lambda / R)^{1/2}$ (which is constant in the flow direction) in order to follow streamwise development of a vortex of a constant dimensional wavelength λ . In the case of a wall jet, $\Lambda = (F^{1/3} \lambda^{1/3} / \nu) (\lambda / R)^{1/2}$, where F is the dimensional "flux of external momentum flux" [8]. Straight lines with slope

$3/2$ ($5/6$) correspond to a constant Λ in Fig. 2A (Fig. 2B). These results demonstrate that (i) the wavelength selection mechanism based on the maximum amplification is a tenable concept for the monotonic case but it is not very practical for the nonmonotonic case, (ii) there exists a strong self-stabilization mechanism that eliminates small vortices in the nonmonotonic case, (iii) the first



(A)

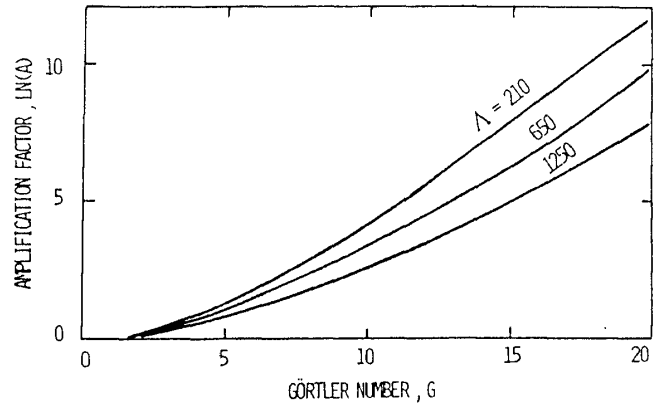


(B)

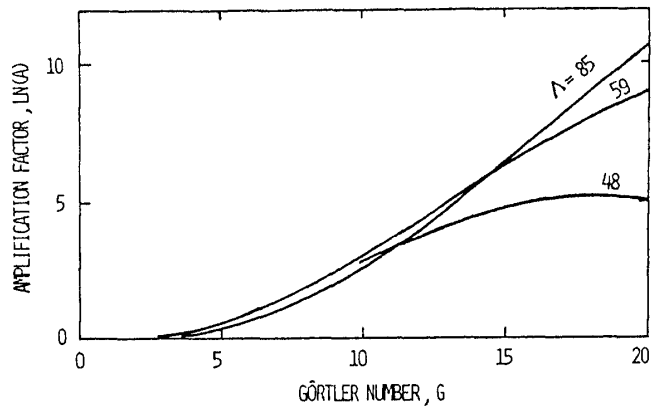
Fig. 3 Curves of the total amplification of disturbances as a function of the wavelength parameter Λ . Blasius boundary layer (A) and wall jet (B) over a concave wall

mode of the instability does not need to correspond to a single layer of vortices (see Fig. 2B), and (iv) disturbances split sequentially into an ever larger number of vortex layers during streamwise evolution but only in the nonmonotonic case. The difficulties with the concept of the wavelength selection mechanism based on the maximum amplification are illustrated in Fig. 3, which displays the total amplification of disturbances that occurred between the neutral curve and streamwise locations corresponding to $G = 5, 10, 15$ and 20 . The total amplification is defined as [5]

$$A = \exp \left(\int_{G_0}^G \frac{4}{3} \frac{\beta}{G} dG \right)$$



(A)



(B)

Fig. 4 Curves of the total amplification as a function of Görtler number G . Blasius boundary layer (A) and wall jet (B) over a concave wall

where $A(G_0) = 1$. Here A denotes the amplitude of disturbances and subscript 0 stands for the initial conditions. The results show that in the monotonic case (Fig. 3A) maximum amplification occurs within the same range of Λ regardless of the streamwise location. In contrast, in the nonmonotonic case the maximum amplification shifts from $\Lambda = 48$ at $G = 5$ to $\Lambda = 85$ at $G = 20$. The existence of the self-stabilization mechanism in the nonmonotonic case is illustrated in Fig. 4. All vortices grow initially in a similar manner. When the Görtler number becomes sufficiently large, the rate of growth of small vortices gradually decreases and then becomes negative. Comparisons of Figs. 4B and 2B show that it is the increased dissipation resulting from the vortex split phenomenon that leads to reduction in the growth

rates and eventual stabilization of vortices of short wavelengths.

References

1. Aihara, Y., in "Theoretical and Experimental Fluid Mechanics", eds. Müller, Roesner and Schmidt, Springer-Verlag, 331-338, 1979.
2. Bippes, H., in Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse, 103-180, Jahrgang 1972, 3 Abhandlung, (also NASA-TM-72243, 1978).
3. Ito, A., J. Japan Soc. Aero. Space Sci., v. 28, 327-333, 1980.
4. Floryan, J.M., Phys. Fluids, v. 29, 2380-2387, 1986.
5. Floryan, J.M. and Saric, W.S., AIAA J., v. 20, 316-324, 1982.
6. Floryan, J.M. and Saric, W.S., AIAA J., v. 22, 1529-1538, 1984.
7. Floryan, J.M., AIAA J., v. 27, 112-113, 1989.
8. Glauert, M.B., J. Fluid Mech., v. 1, 625-643, 1956.

壁乱流構造の発達過程

浅井 雅人*

Development of Wall Turbulence Structure

by

Masahito ASAI

College of Engineering, University of Osaka Prefecture

ABSTRACT

In order to investigate the mechanism of wall turbulence generation, we have been studying a subcritical transition in a flat-plate boundary layer experimentally, through observing its nonlinear response to energetic hairpin eddies acoustically excited near the leading edge of boundary-layer plate. In this paper, our recent results on the development of wall turbulence structure in this transition is presented to reveal that the break-up of three-dimensional wall shear layers (with streamwise vortices) into hairpin eddies leads to wall turbulence. The effect of riblets on the development of wall turbulence is also reported and discussed.

Keywords: wall turbulence, boundary layer, transition, subcritical Reynolds number, hairpin eddies, riblet

1. はじめに

ブラジウス流や平面ポアズイユ流の乱流遷移 (T-S波動の発達から始まる遷移) に関する一連の研究^{1~8)}は, 高周波二次不安定の結果生まれる高周波ヘアピン渦が壁乱流構造 (乱流斑点) 出現の引き金となることを示しており, 特に, 筆者らの実験^{6,7)}や Fasel らの数値計算⁹⁾は, 最初壁から離れた剪断層 (T-S波動の三次元化の結果生まれる高剪断層) がヘアピン渦へ崩壊するが, それが進化した遷移後期になると壁近くからも強い剪断層 (三次元) が浮上し, この壁剪断層が新たな渦に崩壊することにより乱流にいたることを示唆している。従って, 新たな渦を生成するそのような壁剪断層は壁乱流に導くキー構造の一つと考えられ, それが生れるための条件やその生成機構の

詳細な理解は遷移機構そのもののみならず, 乱流機構の解明にもつながると期待される。

筆者らは, この点をふまえ, 平板境界層の前縁領域に上記遷移の後期段階の流れ (ヘアピン渦の出現段階) を実現し, 壁乱流の発達に必須の構造を抽出できると期待される低レイノルズ数領域での流れの発達を調べている。その成果の一部は文献10), 11)に報告されており, 臨界レイノルズ数 (線形安定論) 以下で遷移が起きることや, そのための臨界条件などが見いだされている。本報では, この亜臨界レイノルズ数での境界層遷移における乱流構造の発達過程に関する最新の結果, およびその発達に対するリブレット壁の影響について述べる。

2. 乱流構造の発達

実験は, $U_\infty = 4 \text{ m/s}$ の一様気流中に置かれた長

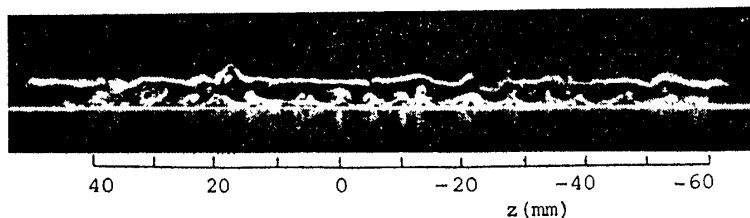
* 大阪府立大学工学部

さ600mmの平板上の境界層で行われた。前縁($x=0$)から300mm下流 x 位置でのブラジウス流の排除厚さに基づくレイノルズ数 R^* は約500,440mm下流で約600である。ヘアピン渦攪乱は、音波(50Hz)を平板に直角方向から放射し、前縁で周期的に小さな剥離泡(剥離剪断層)を作ることにより励起している。

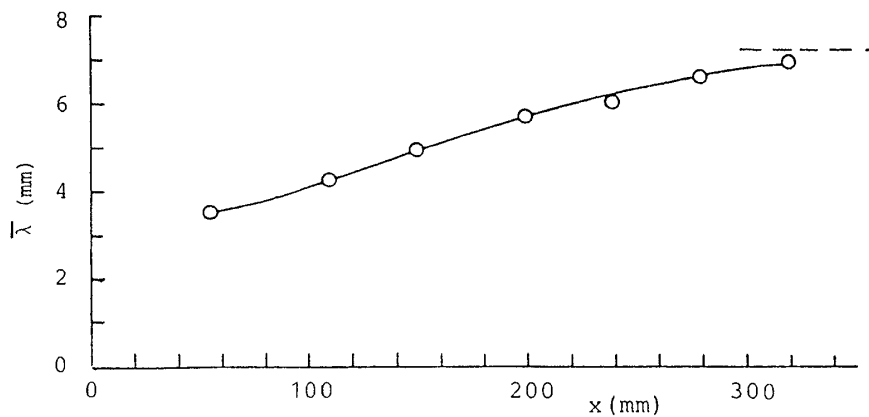
十分強いヘアピン渦攪乱を励起したとき(その強さについては10), 11)参照)前縁から140mm($R_x = xU_\infty/\nu = 3.9 \times 10^4$)付近から乱流への遷移軌道に入る。この遷移過程において観察される渦構造は、上流から流下するヘアピン渦により壁近くの流れが攪乱された結果発達する縦渦対(可視化写真: 図1(a))であり、遷移軌道に乗るとこれらの縦渦は徐々にスパン方向スケールを増していく。例えば、図1(b)は、縦渦対の平均スパン間隔 $\bar{\lambda}$ を x に対してプロットしており、最終的に $\bar{\lambda}^+ (= \bar{\lambda}u_\tau/\nu) = 100$ に漸近する。縦渦の発達には壁近くの剪断層を浮上させ(可視化観察によると境界層厚さの10倍程度の距離で壁近くから境界層外縁まで浮上)この壁剪断層から新たなヘアピン渦が生成されるように見える。縦渦対の発達は下流の乱流域まで

続いており、少なくともこのような低レイノルズ数流れの乱流構造を支配するのは壁近くの縦渦対(およびそれに伴う壁剪断層)から発達するヘアピン渦群であることが示唆される。

次に、平均流の特性について述べる。図2は局所壁面摩擦係数の x 方向変化である。遷移点 $R_x = 3.9 \times 10^4$ ($x=140$ mm)付近から層流カーブをはなれ、 $R_x = 8.9 \times 10^4$ ($x=320$ mm)付近から乱流カーブに漸近しはじめる。このような低レイノルズ数での境界層遷移は過去に観察されておらず、図2の示す最大摩擦係数、 $C_f^j = 0.005$ は乱流摩擦係数の上限と言える。また図3は、乱流への漸近の様子を $R_x = 8.9 \times 10^4, 1.0 \times 10^5, 1.1 \times 10^5, 1.2 \times 10^5$ ($x=320, 360, 400, 440$ mm)位置での平均速度 U および変動 u' (実効値)の y 分布で示している。高レイノルズ数の乱流境界層のような対数型速度分布(壁法則)を示し始めるのは、境界層厚さ δ が壁スケール $\delta^+ = \delta u_\tau/\nu$ で150を越える $R_x = 1 \times 10^5$ 以遠からである。 δ^+ が100を少し越えた $R_x = 8.9 \times 10^4$ では、外層の間欠領域が壁領域まで及ぶので対数領域が全くない: 非回転領域のない平面ポアズイユ流の場合¹²⁾には、チャンネル半分深さが壁ス



(a) 煙による可視化 (yz 断面, $x=200$ mm)



(b) $\bar{\lambda}$ の x 方向変化(破線; $\bar{\lambda}^+ = 100$)

図1 壁近くに発達する縦渦

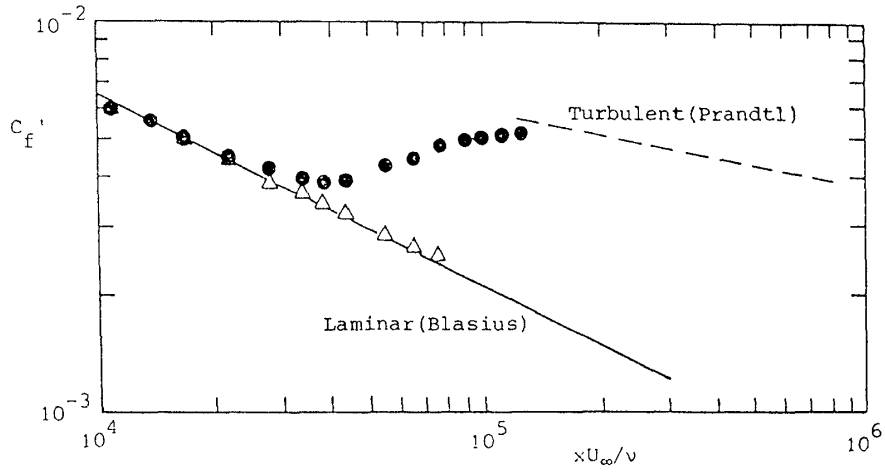


図2 局所壁面摩擦係数 C_f' の x 方向変化

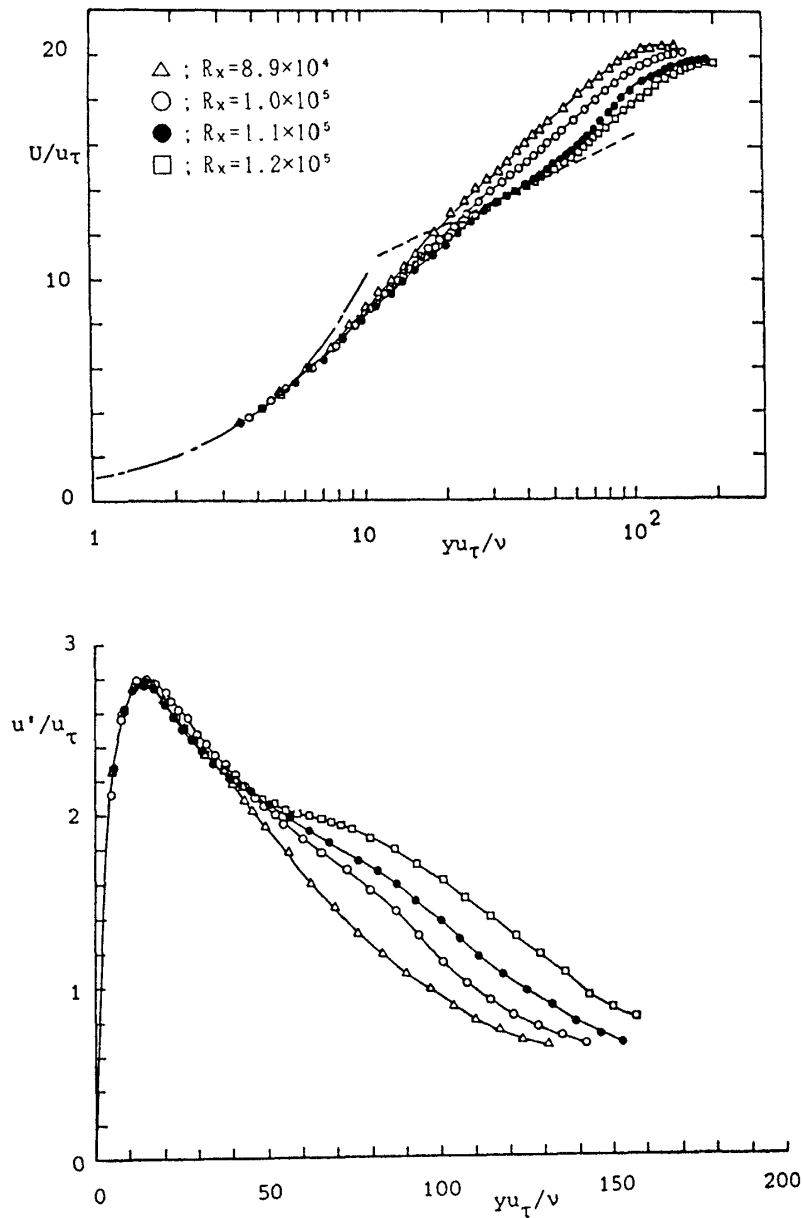


図3 平均速度 U および u 変動の実効値の y 分布
 --- ; $U/u_\tau = 5.75 \log(yu_\tau/\nu) + 5.0$

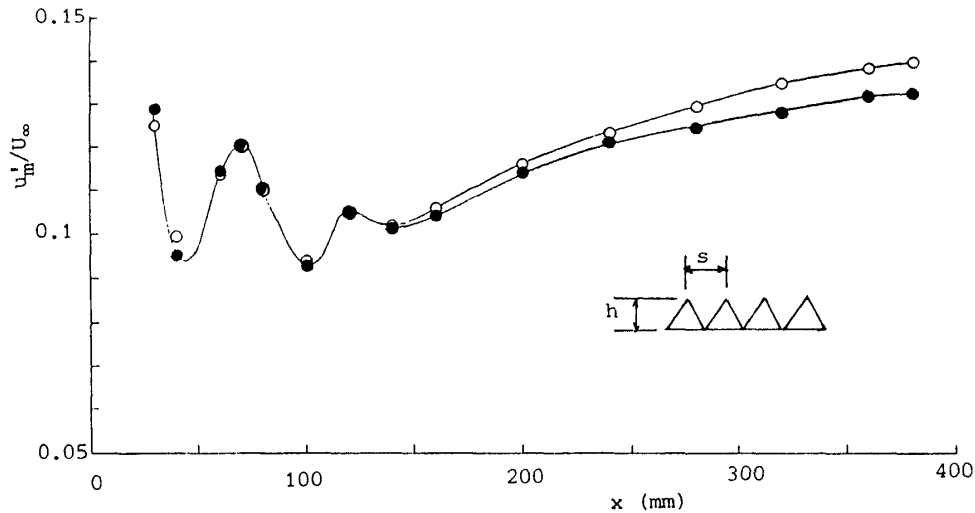


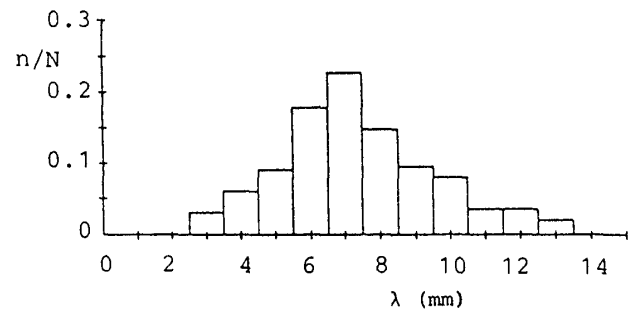
図4 u'_m vs x . ●; リブレット ($s=2.0\text{mm}$, $h=1.1\text{mm}$), ○; 滑面

ケールで100程度で対数分布が現われ出すことを追記する。

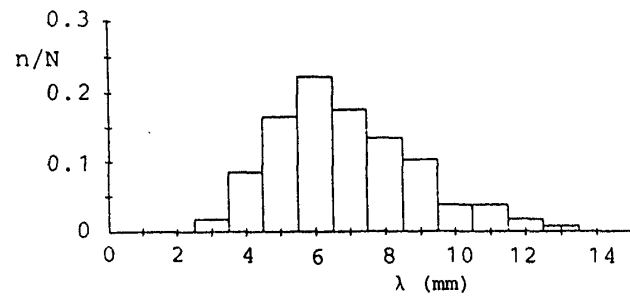
3. リブレット壁の影響

壁近くの剪断層のブレイクアップを引き起こす縦渦の発達を制御すれば、乱流の発達過程は影響を受けるはずである。例えば、乱流境界層の摩擦抵抗低減手法の1つであるリブレット壁¹³⁾を用いた場合、上述の境界層遷移がどのような影響をうけるかを見よう。

リブレットは三角形断面 ($h^+=15$, $s^+=28$) で、遷移点の下流 $x=150\text{mm}$ 位置から取りつけた。滑面壁とリブレット壁上の攪乱の発達を u 変動の最大実効値 u'_m で比較すると、図4のように、リブレット上 ($x > 150\text{mm}$) に入ると実効値の増加が抑えられ、乱流に近づいても ($x > 320\text{mm}$) 滑面よりも小さな値に留まる。このような乱れ強度の減少は、最大実効値 y 位置付近およびそれより壁近くでのみ見られる。また、 x プロブによる測定により壁近くの w 変動も5%~10%程度弱まることを確認しており、壁近くに発達する縦渦によるスパン方向の流体運動がリブレットにより抑えられることが示唆される。特に、小さなスケール ($\lambda < 2s$) の縦渦の成長が抑制されるようである。例えば、下流位置 $x=320\text{mm}$ で縦渦のスパン間隔 λ のヒストグラムを描くと、図5のように、滑面に比べスケールの小さな渦がなくなる：リブレット壁



(a) リブレット



(b) 滑面

図5 λ のヒストグラム ($x=320\text{mm}$)

での平均値 $\bar{\lambda}$ は滑面の場合より約7%大きくなる。

壁近くに発達するこの縦渦対のスケールや強さが壁面摩擦抵抗にどのように寄与するかを考えよう。隣り合う縦渦対の間の領域では上方の高速流体が壁近くに運ばれ、かつ縦渦によるスパン方向渦度 ($\omega_z \sim -\partial U / \partial y$) の伸長も起こるので強い壁面渦度 (強い速度勾配) を生じる。このような縦渦による渦度の伸長 (乱流壁面摩擦応力に大きく寄与) は、いつまでも続くわけではなく、粘性によ

る渦度の拡散効果により止められる。その結果、渦度の伸長効果と粘性拡散効果のバランスにより壁での速度勾配即ち粘性底層の厚み δ_v が決まると考えることができる。渦度伸長は、

$$\omega_z \partial w / \partial z \sim (U / \delta_v) (w / \lambda),$$

渦度の粘性拡散は、

$$\nu \partial^2 \omega_z / \partial y^2 \sim \nu U / \delta_v^3$$

で与えられるので、両者の釣り合いは、

$$\delta_v^2 \sim \nu \lambda / w$$

の関係を与える。これより、壁近くの w の減少のみならず縦渦対の間隔 λ の増加も粘性底層の厚さの増加に寄与し、従って、摩擦応力の減少に寄与することがわかる。

引用文献

- 1) Klebanoff, P. S., Tidstrom, K. D. & Sargent, L. M. : J. Fluid Mech., 12, pp.1-34 (1962).
- 2) Kovaszny, L. S. G., Komoda, H. & Vasudeva, B. R. : Proc. 1962 Heat Transfer and Fluid Mech. Institute, Stanford Univ., pp. 1-26 (1962).
- 3) Hama, F. R. & Nutant, J. : Proc. 1963 Heat Transfer and Fluid Mech. Institute, Stanford Univ., pp.77-93 (1963).
- 4) Matui, T. & Okude, M. : Laminar-Turbulent Transition (eds. V. V. Kozlov), Springer, pp.625-633 (1985).
- 5) Nishioka, M., Asai, M. & Iida, S. : Laminar-Turbulent Transition (eds. H. Fasel & R. Eppler), Springer, pp.37-46 (1980).
- 6) Nishioka, M., Asai, M. & Iida, S. : Transition and Turbulence, Academic Press (ed. R. E. Meyer), pp.113-126 (1981).
- 7) Nishioka, M., Asai, M. : Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), North-Holland, pp.87-92 (1984).
- 8) 西岡, 浅井, 鈴木 : 日本流体力学会誌ながれ, 7-4, pp.336-351 (1988).
- 9) Fasel, H. : Laminar-Turbulent Transition (eds. D. Arnal & R. Michel), Springer, pp. 587-597 (1990).
- 10) Asai, M. & Nishioka, M. : Laminar-Turbulent Transition (eds. D. Arnal & R. Michel), Springer, pp.215-224 (1990).
- 11) 浅井, 西岡 : 日本流体力学会誌ながれ, 9別冊, pp.229-233 (1991).
- 12) Nishioka, M. & Asai, M. : J. Fluid Mech., 150, pp.441-450 (1985).
- 13) Walsh, M. J. : AIAA-82-0169 (1982).

遷移におけるモードの選択

水 島 二 郎*

Mechanism of the Mode Selection in Bifurcations

by

Jiro MIZUSHIMA
Wakayama University

ABSTRACT

The mechanism of the mode selection is investigated by a set of amplitude equations. It is shown that the most unstable mode is selected if there is no resonant interactions between the modes, whereas the wavenumber of the mode selected is shifted if there is resonant interactions.

Keywords: pattern selection, mode selection, bifurcation, resonance, nonlinear stability

1. はじめに

線形安定性理論や弱非線形安定性理論では、パラメータ（レイノルズ数）がある値を越えると一つ（または二つ以上）のモードが不安定となり、パラメータがさらに大きくなると複数個（無限個）のモードが不安定となる。一方、実験ではとにかく一つの流れのパターン（歴史に依存することもある：ヒステリシス）が発生する。なぜある特定のパターンができるのか？数値シミュレーションを行う方法もあるが、流れのパターン（モード）の選択のメカニズムの解明には余り役に立たない場合も多い。これに対して振幅方程式を導出して調べる方法はその導出が厳密でなく近似であり、適用できるパラメータ領域がかなり狭いなどの欠点はあるが、流れのパターン選択のメカニズムを理解するには適している。ここではある流れのパターン選択はこうして行われているという説明を目指すのではなく、こういうメカニズムのときはこういう流れのパターンが選択されるという逆の説明を目指している。

2. 弱非線形安定性

Landau(1944), Stuart(1960), Watson(1960)により求められた単一モードの振幅に対する振幅方程式に依れば不安定モードはすべて成長する可能性を持っており、どのモードが実際に成長するのかを示すことはできない。

これに対して、Stewartson & Stuart(1971), Taniuti & Washimi(1968), DiPrima, Eckhaus & Segel(1971), Proctor(1991)は変調不安定を取り入れることにより、成長するモードは線形不安定モードのうちの一部であることを示した。とくに、定在波不安定の場合には最も不安定なモードを中心としておよそ $1/\sqrt{3}$ の範囲に限られることがわかっている。

最近の研究では特に定在波不安定の場合にはモード間の非線形共鳴が攪乱の発展に重要な役割を果たしていることが分かってきた。テイラー・クエット流れについては、Meyer-Spasche & Keller(1985)とLi(1986)は、モード間の1:2共鳴が起り、変調不安定を考えなくても成長するモードは限定されることを示した。ベナール対流に関し

* 和歌山大学

ては Mizushima & Fujimura (1991) がモード間の 1:3 共鳴が起こることを示し、このときにも成長するモードが限定されることを示した。また、鉛直流体層における熱対流でも Fujimura & Mizushima (1987) が 1:2 共鳴を見出した。これらの現象をもっと一般的に取り扱う試みが Dangelmayr (1986) によって行われた。Dangelmayr はノルマルフォームの理論により、一般的な $n:m$ 共鳴の相互作用を行う二つのモードの振幅方程式を導き、いくつかの場合について詳しく分岐ダイアグラムを求めた。

3. N モードの振幅方程式モデル

ここでは、 N モードの振幅方程式モデル

$$\frac{dA_n}{dt} = a_n A_n + \sum_{p=1}^{\infty} b_{np} A_p A_{n+p} + \sum_{p=1}^{[n/p]} c_{np} A_p A_{n-p} + \sum_{p=1}^{\infty} d_{np} A_p^2 A_n \quad (1)$$

を考える。(1)式で a_n は線形増幅率、 b_{np} と c_{np} は共鳴項の係数である。 d_{np} は主流または高調波を通じた非線形相互作用の係数で広い意味でランダウ係数と呼べる。波数 $\alpha=1$ のモードが最大増幅率モードとなるように適当な線形増幅率分布を仮定して、適当なパラメータ、適当な初期条件のもとで方程式(1)を数値シミュレーションすると、非共鳴の場合には図1で示されるように最大増幅率モードのみが増幅し、その他のモードはすべて減衰した。また、1:2共鳴のみが起こるときには図2に示すように成長するモードは高波数側にシフトした。さらに、 $n:m$ の共鳴がすべて起こるときには図3に示すように成長するモードが低波数側にシフトした。いずれの場合にも時間と共に一つのモードが選択的に成長していることが分かる。全てのモードが共鳴するときには振幅の発展はカオス的な振舞いをすることも分かった。

参 考 文 献

- L. Landau (1944) : C. R. Acad. Sci. U. R. S. S. 44, pp.311-314.
 J. T. Stuart (1960) : J. Fluid Mech. 9, pp.353-370.

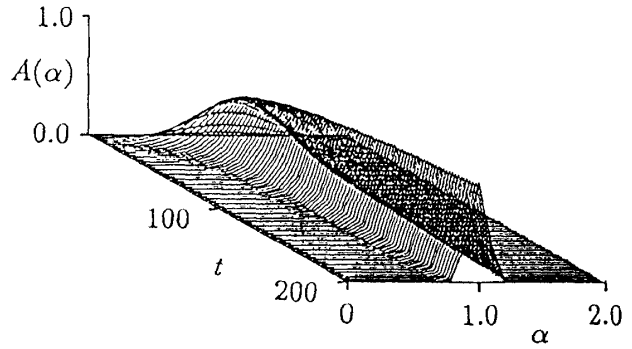


図1 モード間共鳴がないときの振幅の時間発展

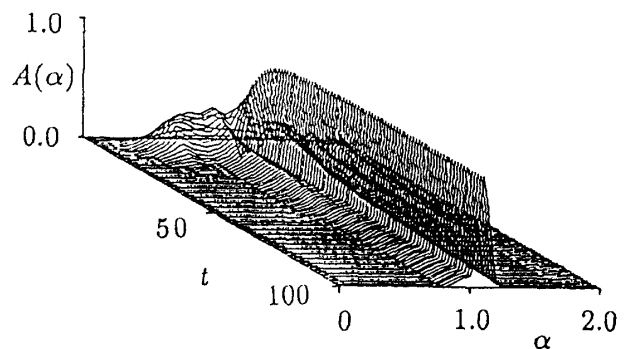


図2 1:2モード共鳴があるときの振幅の時間発展

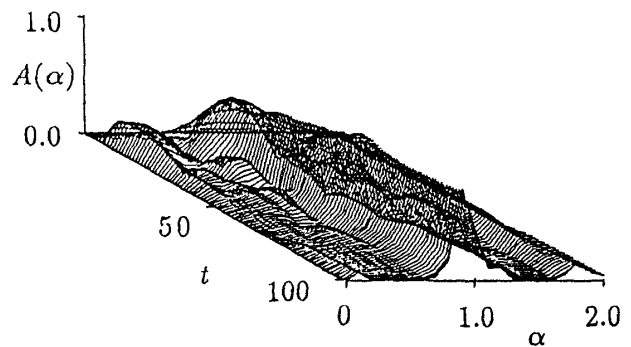


図3 $n:m$ モード共鳴があるときの振幅の時間発展

- J. Watson (1960) : J. Fluid Mech. 9, pp.371-389.
 K. Stewartson and J. T. Stuart (1971) : J. Fluid Mech. 48, pp.529-545.
 T. Taniuti and H. Washimi (1968) : Phys. Rev. Lett. 21, pp.209-238.
 R. C. DiPrima, W. Eckhaus and L. Segel (1971) : J. Fluid Mech. 20, pp.705-744.
 M. R. E. Proctor (1991) : Phys. Fluids A3, pp.

- 299-302.
- R. Meyer-Spasche and H. B. Keller (1985) :
Phys. Fluids **141**, pp.1248-1252.
- A. Li (1986) : Ph. D. thesis, Virginia Polytechnic Institute
- Mizushima and Fujimura (1991) : Submitted to J. Fluid Mech.
- K. Fujimura and J. Mizushima (1987) : in Nonlinear Wave Interactions in Fluids (ed. by R. W. Miksad, T. R. Akylas and T. Herbert, AMD-vo187, ASME), pp.103-128.
- Dangelmayr (1986) : Dynamics and Stability of Systems 1, pp.159-185.

せん断乱流に対する密度分布の影響

K. Nottmeyer* 高木隆司**

The Influence of Density Gradient on Turbulent Structure in the 2D Shear Flow

by

K. NOTTMAYER

Technische Universität Berlin

Ryuji TAKAKI

Tokyo University of Agriculture and Technology

ABSTRACT

The plane turbulent mixing layer in the presence of density gradient was studied experimentally. Its behavior, such as the growth rate, depended critically on whether the density gradient had the same sign as the velocity gradient. A new technique to use the thermochromism for simultaneous and non-intrusive measurements of velocity and temperature was introduced to the 2D mixing layer with temperature distribution. This technique has proved useful for this kind of research.

Keywords: 2D shear layer, density gradient, growth rate, thermochromism, non-intrusive measurement, coherent structure

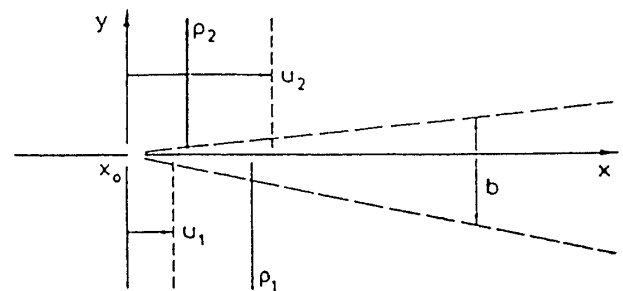
1. はしがき

密度分布を伴う2次元せん断乱流 (Fig.1) では、温度は流れに対し影響を与えることがある。乱流混合に対する密度分布の影響が、異なる気体の混合という場合について、実験的に研究されている。まず、Nottmeyer¹⁾による実験を紹介し(2節)、次に熱発色性を用いた流速温度同時測定²⁾について述べる(3節)。

2. 2種の気体を用いた実験

ヘリウムと空気、あるいは2酸化炭素と空気の組合せで、レイノルズ数をそれぞれ 3×10^5 , 3×10^4 に選び、速度成分 (u , v) と密度 ρ を、異なる直径

と作動温度をもつ2本の熱線からなるプローブを用いて測定した。温度勾配が同じ(同-タイプ)か逆(逆-タイプ)かが、広がり速度 (Fig.2) や、 v 成分の大きさ等に影響した。同-タイプでは、



$$r = \frac{u_1}{u_2}$$

$$\lambda_u = \frac{1-r}{1+r}$$

$$s = \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

$$\lambda_\rho = \frac{1-\rho}{1+\rho}$$

Fig.1 Basic flow configuration and parameters

* ベルリン工科大学

** 東京農工大学

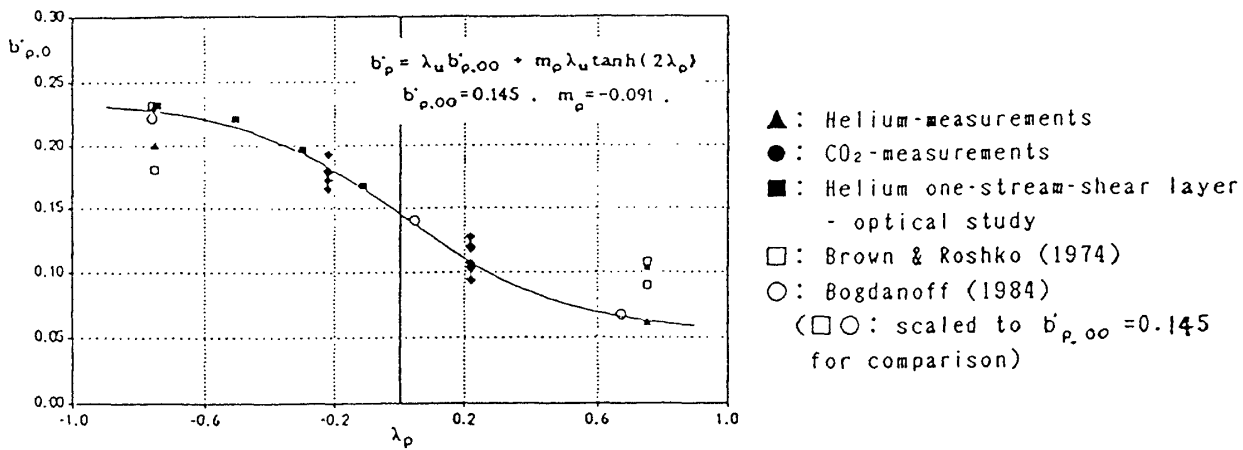


Fig.2 Spread rate as a function of density ratio ($\lambda_u=1$)

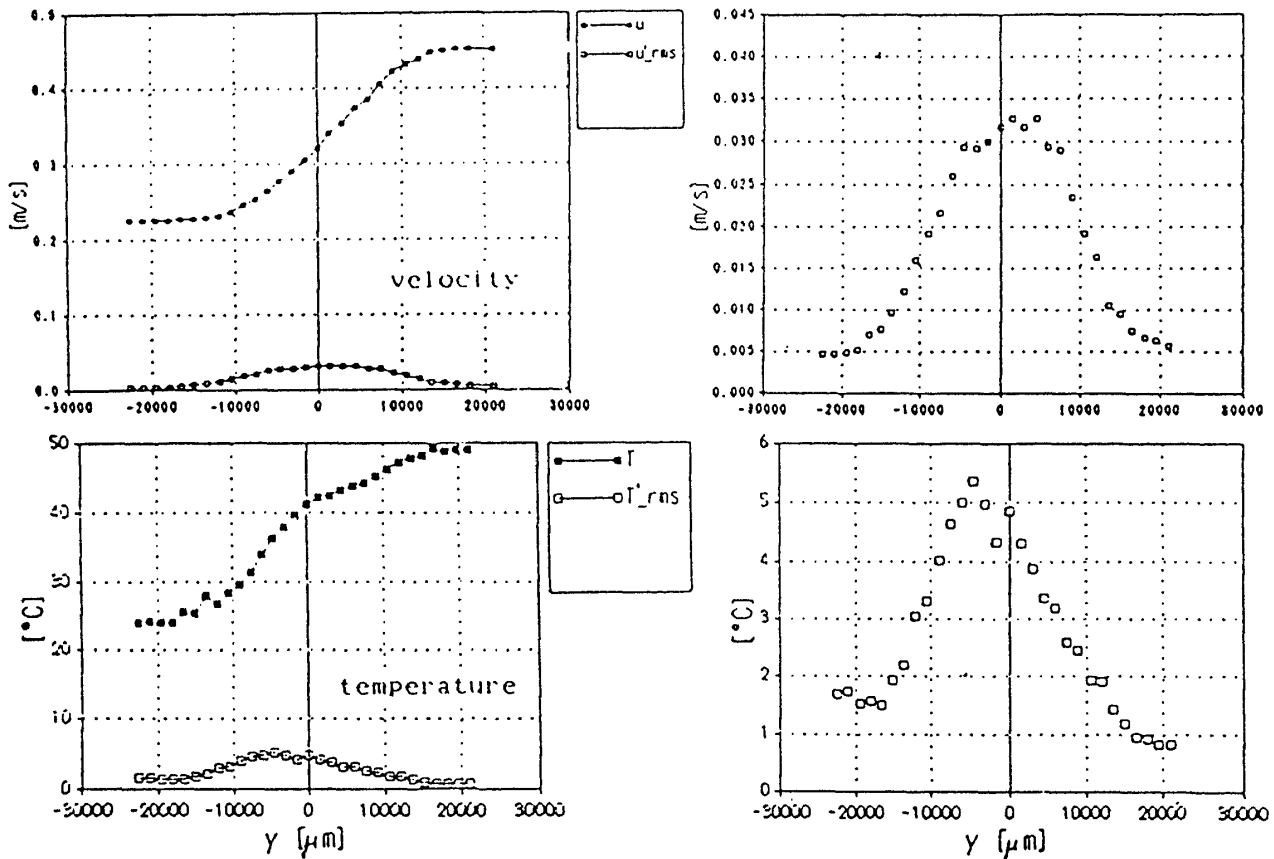


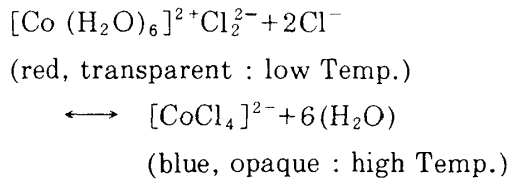
Fig.3 Velocity and temperature profiles in the thermochromic liquid

$u_{rms}/\delta U$ が7%に対し、逆タイプでは16%であった。同様のことが、乱流応力や乱流拡散についても見られた。

混合層の広がり速度の、密度依存性をFig.2に示す。このデータから、密度依存性を与える実験公式が導かれた(図中に表示)。

3. 光学的測定

回流水路中に異なる温度を持つ、塩化コバルト-塩化ナトリウム水溶液の混合層をつくり、流速はLDV、温度変化は、LDVの1つの光線の強度をフォトダイオードで測って求めた。この水溶液は、次のように、温度によって色と透明度が変化する²⁾。



予備実験として求めた温度分布，速度分布を Fig.3 に示す。温度分布には中央にプラトーがあり，変動強度のピークが y の負の側にずれていた。これらは，密度分布を与えた従来の実験と同じ傾向であり，秩序構造の影響を示唆している。

4. あとがき

同一タイプで強い秩序構造が現れ， y 方向の広がりや拡散が抑えられることが確認された。これ

は，可視化実験でも確認されている。熱発色性を利用した測定法には，(1)測定された温度は光の経路にわたる平均であること，(2)温度分布からくる屈折や，液体中の泡や沈澱粒子によってノイズが生れる等，いくつかの技術的な問題を解決する必要がある。

文 献

- 1) K. Nottmeyer : PhD Thesis, Tech. Univ. Berlin (1990).
- 2) O. Sano and R. Takaki : Phys. Fluids, 28 (1985), 818-822.

三角リブレットによる摩擦抵抗軽減機構

大成博文*

Drag Reduction Mechanism and Coherent Structure in Near Wall Turbulence with Riblets

by

Hirofumi OHNARI
Tokuyama College of Technology

ABSTRACT

The coherent structure in near wall region of turbulent channel flow with riblets are investigated using a visualization technique that utilizes fluorescent dye excited by an Argon laser light sheet in the case of a low Reynolds number. The results indicate that the increase of viscous sublayer thickness on the riblet wall and the behaviour of a pair of small streamwise vortices formed on the vertex of a triangle riblet play an important role in the drag reduction of near wall turbulence.

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

1. はじめに

1980年代の半ばより、各種リブレットによる摩擦抵抗軽減に関する研究が本格化されてきた。これは、乱流現象の本質のひとつとされる組織構造の制御を可能とさせる試みであり、その成就とともにその機構の解明には多大な工学的意義が認められる。この種の従来の研究では、平滑面とリブレット壁面上の流れの比較を中心にその考察がなされ、その平均流速分布、乱れの統計量、摩擦抵抗係数の検討が行われている¹⁾。しかし、その組織構造に関する考察は、Choiの研究²⁾を除いてほとんど存在していない。

そこで、従来にない長さのリブレット壁面が製作され、その流れの平均流速分布が計測されるとともに、さらにその組織構造が可視化法を用いて観察された。この平均流速分布特性と可視化画像

の観察結果を踏まえて、その摩擦抵抗軽減機構に関する2,3の考察がなされた。

2. 実験方法

実験には、幅60cm、長さ10m、深さ15cmの亚克力製開水路が用いられた。この水路内にリブレット壁面が7m敷き詰められた。リブレットの峰同士の間隔は3.5mmであり、縦100cm、横595mm、厚さ20mmの亚克力板が精密に加工された。図1にそのリブレット断面の詳細を示す。実験は、同一の水理条件下(Re=3500, H=6.8cm(x=5m), I=0.001)で、①CASE A:流れの開始点

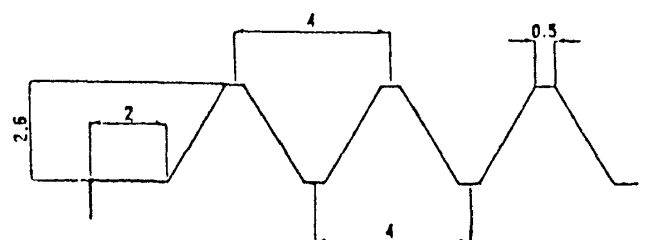


図1 リブレットの断面図

* 徳山工業高等専門学校

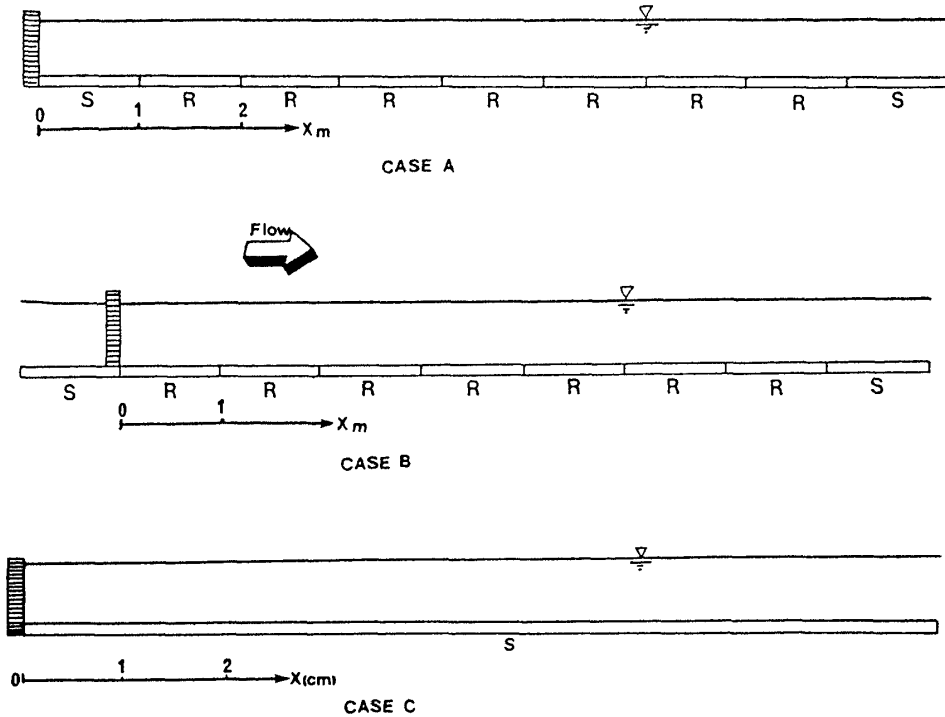


図2 滑面・リブレット板の敷設図

(ハニカム)から1mの滑面があり、その下流にリブレット板を7m敷いた場合、②CASE B：流れの開始点から下流にリブレット板を7m敷いた場合、③CASE C：流れの開始点から下流がすべて滑面の場合の3通り(図2)についてなされた。

また、レーザー流速計による平均流速分布計測と流れ方向の8つの各横断面における可視化³⁾がなされた。流れの整流と乱流格子用に、プラスチック性ハニカムが用いられた。ハニカムの径は、4mm、その長さは32mm、また全体の幅は600mmである。このハニカム内を流れが通過した点が流れの開始点とされた。

3. 平均流速分布特性

図3には、リブレットの峰と谷の地点におけるy方向の平均流速分布が示されている。この場合、リブレットの峰の頂点で $y=0$ とされた。これより、リブレットの峰と谷の部分で、その平均流速分布がほとんど一致することが明らかである。この理由は、平均流速の計測に用いたレーザー流速計の計測受感部が横方向に約6mmあり、その間の流速が平均されて検出されることにある。そこで、本実験においては、リブレットの峰と谷にお

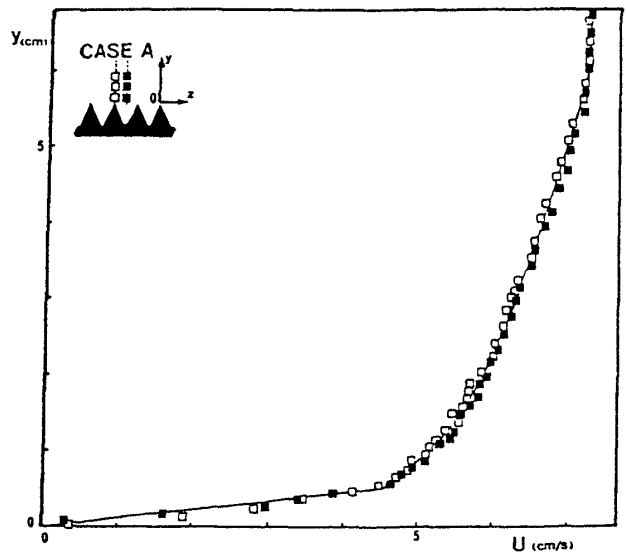


図3 リブレットの峰と谷における断面平均流速分布の比較

ける平均流速分布の相違は検出されないと判断し、すべての計測は峰の存在する断面においてなされた。

次に、流れ方向の各断面における平均流速分布が計測された。図4には、 $x=380\text{cm}$ 付近の断面平均流速分布の一例が示されている。これより、ケースA、Bでは、壁近くの直線速度分布が成立する領域が増大し、それらが平滑面の流れよりも

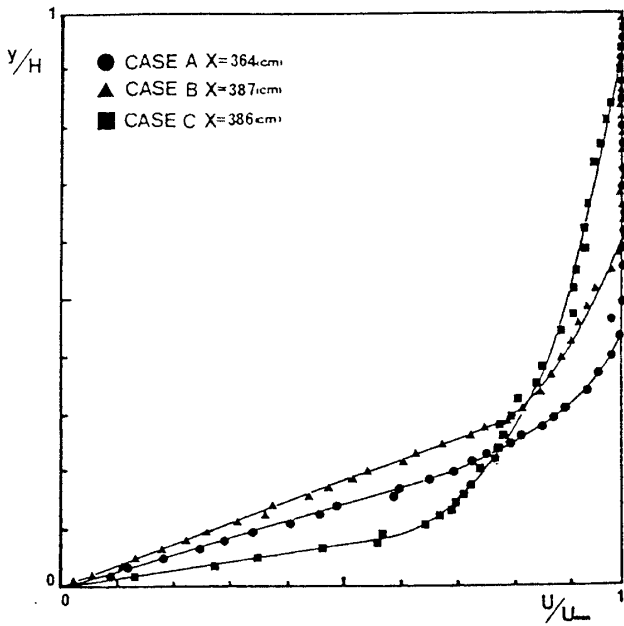


図4 平均流速分布

顕著に形成されていることが明らかである。また、AとBとではBの方でその増大が大きい値を示している。この直線分布が成立する領域を「リブレット粘性底層」と呼ぶ。注目される点は、A、Bにおいて、リブレット粘性底層厚さと境界層厚さを比較すると、いずれもBの方がより大きい値を示すことである。

このようにリブレット面および滑面の壁近くには、明確な直線分布則が成立することから、これより摩擦速度が求められた。図5には、この摩擦速度を用いて無次元粘性底層厚さの流れ方向変化が明らかにされている。滑面での粘性底層厚さは流れ方向にわずかな変化を示すのに対し、ケースA、Bともにより大きな増加および減少を示し、とくにBではその極大値が存在していることが注目される。図6には、摩擦速度の流れ方向変化が各ケースで比較されている。これより、流下とともにケースBで摩擦速度はもっとも減少し、 $X=4m$ 前後で極小値を示している。これは、前図のリブレット粘性底層厚さの極大値と対応する。この摩擦速度の値より抵抗係数を求め、それを滑面の場合と比較すると、最大60%もの軽減率が得られることには驚かされる。

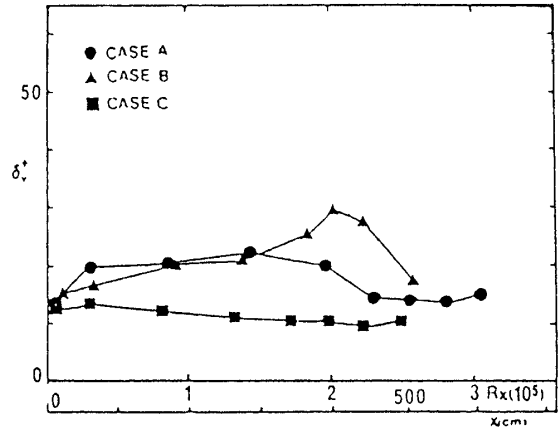


図5 リブレット粘性底層厚さの変化

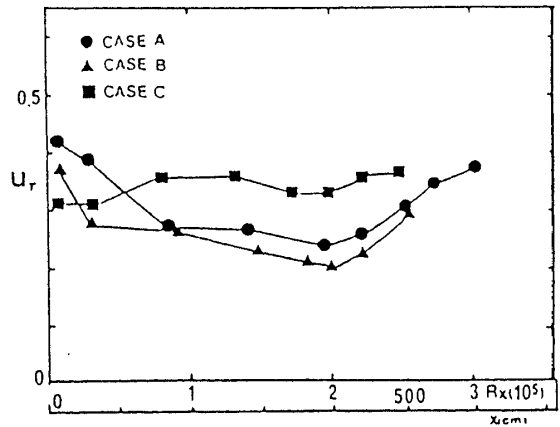


図6 摩擦速度の流れ方向変化

4. 横断面形象特性

上記3つのケースにおける流れ方向のそれぞれの地点で、横断面可視化が行われた。図7には横断面可視化写真の代表例が示されている。横断面可視写真の下部のやや太い線が底壁面およびリブレット壁面であり、底壁面近くの細い横方向の実線は、図3に示された各粘性底層の外端を表す。本研究では8つの地点における可視化画像をもとに総合的な観察が行われたが、ここでは次の2地点の画像のみを示す。 $x=260cm$ では、滑面でかなりの乱れの発達が見られるが、ケースBでより乱れの発達が少なく、さらにAではほとんど乱れが発生していない。ところが $x=438cm$ では、Cの滑面でより発達するが、A、Bではその発達が逆転してBよりもAでより乱れが発達している。これは、Bにおいてリブレットの効果によっていわゆる「再層流化」現象が発生していることを示

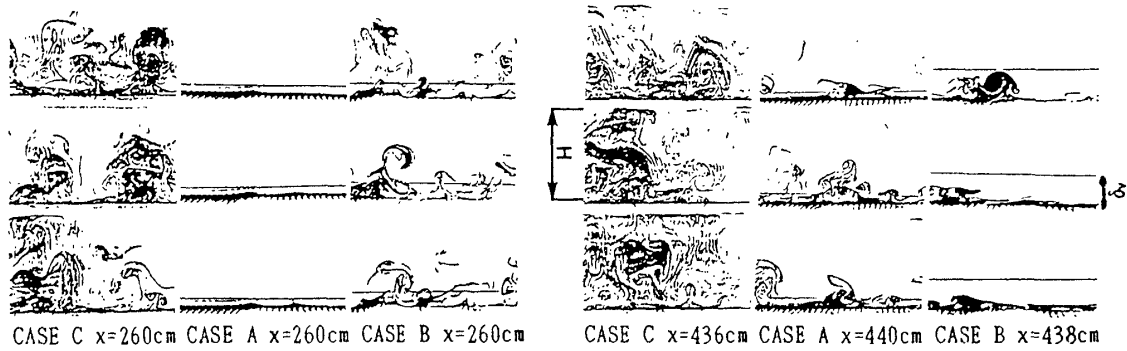


図7 横断面可視化写真

峻しているように思われる。

5. 摩擦抵抗軽減機構

摩擦抵抗軽減機構を考察する際に重要と思われる以下の観察結果が得られた。

- a) リブレットの各峰の極近傍に、その峰間隔よりも小さい横方向スケールを有する縦渦対が1対1の数で形成される。この渦対は峰にかぶさる笠のような断面形象を有する。この笠状の渦対は、横方向には隣の峰までしか移動しないが、壁に垂直な方向の移動にはそのような制約を受けない。
- d) リブレット粘性底層には構造性が存在する。
- c) スイープ型の流体運動がリブレット壁に到達すると壁近くで横方向の流れ成分が形成されるが、リブレットはこの流れ成分を弱める

効果を有すると考えられる。

以上の挙動と考察に加えて、ヘアピン型の渦対構造がどのような役割を果たすかを解明する必要があるが、それについては分析するに至らなかった。

また本実験にはいくつかの不備が存在することを指摘しておく。今後、ハニカムのウエイクの影響、乱れ特性量、各断面における可視化画像の詳細な検討が必要である。

参 考 文 献

- 1) Walsh, M. J et al. : AIAA Paper 84-0347, 1984.
- 2) Choi, K. S. : J. Fluid Mech. 208, 1989.
- 3) 大成他 : 土論, 363, 1985.

横流れ不安定場を規定するパラメータについて

小 濱 泰 昭*

A New Parameter for Predicting Crossflow Instability

by

Yasuaki KOHAMA
Tohoku University

ABSTRACT

Instability of boundary-layers over a concave wall and a rotating disk which were thought to be essentially different in instability sources, are compared in order to investigate whether or not a single crossflow parameter can be defined. Using a newly defined crossflow parameter, prediction was attempted on a yawed cylinder boundary-layer transition. By comparing the calculation with experiment, it was found out that this parameter can document fairly well the onset condition of the crossflow instability.

Keywords: crossflow instability, centrifugal instability, laminar flow control

1. はじめに

第二次大戦後、イギリスでは層流翼(LFC翼)の研究開発が盛んに行われており、横流れ不安定性の存在はその研究過程で発見された。すなわち計算並びに風洞実験により弦長の60%まで層流が保たれることが確かめられた新たに開発された層流翼を、Gray¹⁾が、研究開発の最終段階において実機に取付けフライトテストを行ったところ、予想に反して前縁付近から完全乱流になっていることを発見したことにはじまる。“後退角が新たな不安定を生むらしい”と言う結果を受けてGregory, Stuart, Walker²⁾らの組織的な研究が開始され、“crossflow instability”(横流れ不安定)の研究が世界的に研究され出した。2次元の境界層の遷移を規定するパラメータには唯一つレイノルズ数が存在するが³⁾、3次元の境界層の場合には凹面壁上のゲルトラ数⁴⁾や2重円筒間のテイラー数⁵⁾、回転円板上の回転レイノルズ数⁶⁾、そして後退円

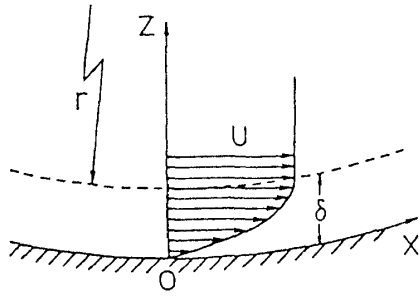
柱上の横流れ数⁷⁾など様々に存在し、統一されているものがない。外力が作用する3次元境界層の場合、発生する不安定性が粘性不安定(T-S波)の他に遠心力不安定、変曲点不安定と多く存在するため、統一した1つのパラメータで記述することは無理だとしても、少なくとも同じ横流れ不安定(回転円板、傾斜円柱、後退翼など)同志は1つのパラメータで記述できなければいけない。

このような考えに基づき、これら横流れ不安定場を統一して記述できるパラメータを探す試みを以下に行っている。

2. 横流れ不安定場を遠心力不安定の立場から記述する試み

紙面の制約から結論を先に述べると、横流れ不安定とは変曲点不安定というより、遠心力不安定と見なした方が統一して記述できる、ということである。図1に(a)凹面壁、(b)回転円板、(c)傾斜円柱、それぞれの局所的な流れの様子を示す。(a)は遠心力不安定、(b)、(c)は横流れ不安定の支配する

* 東北大学工学部



a) Concave wall

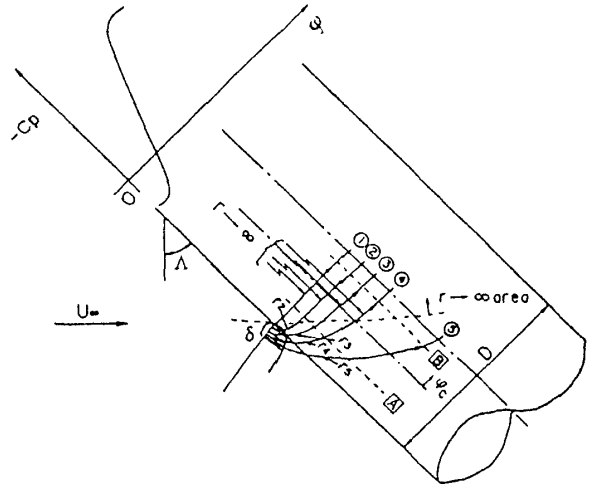
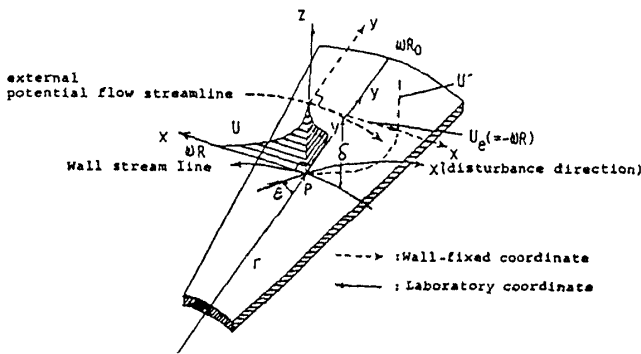
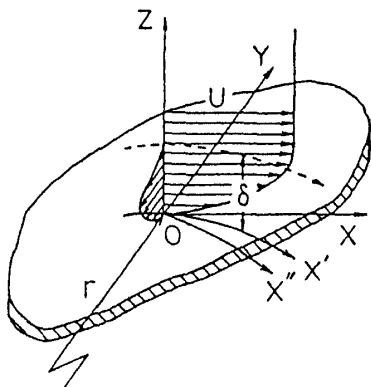


図2 遠心力不安定性の説明図



b) Rotating disk



c) Yawed cylinder (or a swept wing)

図1 種々の3次元境界層における局所流れ

流れ場である。(a)の場合、流線がわん曲することにより発生する遠心力の方向が壁面に直角で境界層内速度が減少する方向に作用するため不安定となり、縦渦が発生するとされている。図(b), (c)を同じような立場で観察すると、直感的に類似の力のバランスが存在するように見える。すなわち(b), (c)の横流れ不安定の場合、流線のわん曲は壁面に平行であり、従って遠心力も壁面に平行に作用する。そしてこの遠心力は図2に示す円柱の場合の流れ状態図から明らかなように、境界層内で壁に近づくにつれて小さくなり、圧力のアンバランス

をつくって不安定になると考えられる。すなわち、図2に示すように境界層の低部から順に1~5と番号を付けると(1は壁上, 5は主流), 遠心力 F は前縁近傍では

$$F = \frac{\rho u_2^2}{r_2} = \frac{\rho u_3^2}{r_3} = \frac{\rho u_4^2}{r_4} = \frac{\rho u_5^2}{r_5} = \text{const} \quad (1)$$

が保たれている。しかし、少し進むと状況は変化する。つまり r の小さい程方向変化が早く、すぐに流線が直線化するために中心角 $\phi > \phi_c$ あたりで

$$\infty \leftarrow r_2 > r_3 > r_4 > r_5 \quad (2)$$

という状況が発生する。このことを(1)にあてはめると、

$$0 \leftarrow \frac{\rho u_2^2}{r_2} < \frac{\rho u_3^2}{r_3} < \frac{\rho u_4^2}{r_4} < \frac{\rho u_5^2}{r_5} \quad (3)$$

という関係になり、境界層底部にゆく程遠心力は減少するという状況が生まれる。すなわち遠心力は動圧と同等に考えられるので、圧力が主流より境界層底部の方が低いという、凹面壁の場合と同じアンバランスが生じることになる。

従って、ゲルトラパラメータの中の U_∞ を局所流れ場における境界層外縁速度 U に、 R の代わりに境界層外縁流線の壁面に平行な面内での曲率半径 r をとることによって新たに横流れパラメータ C を定義できる。

$$C = \frac{U\theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{r}} \quad (4)$$

このパラメータを回転円板の境界層の不安定点に適用すると、 $C \approx G \sim 10$ となり、凹面上の境界層

の場合の $G=1\sim 9$ の上端の値に極めて近いものになっていることがわかる。

このパラメータを傾斜円柱にも適用してみる。ポテンシャル流れの計算から求めた流線の曲率 r と局所速度 U を用い、実験より求めた θ を用いて計算したものを図3に示す。 $\phi \approx 33^\circ$ で $C=2.8$ という結果になっている。別の実験からも不安定は $\phi \approx 33^\circ$ あたりから生じていることがわかっており、 C の値も凹面上の場合の平均値に近い値であることから、横流れ不安定をこのパラメータ C で記述することができるものと思われる。

より精度の良い実験を行うことによって横流れ不安定性が生じる際の臨界値 C を得ることができれば、その値を基準値として、翼まわりの任意後退角についての横流れ不安定性の発生予測を行うことができ、応用上極めて有望なパラメータになり得るのではないかと思われる。

参 考 文 献

- 1) Gray, W. E. : RAE TM Aero 255 (1952).
- 2) Gregory, N., Stuart, J. T., Walker, W. S. : Phill, Trans. Roy. Soc. Lond., A248 (1955), 155.
- 3) Schubauer, G. B., Skramstad, H. K. : NACA Wartime Rep. W-8 (1943).

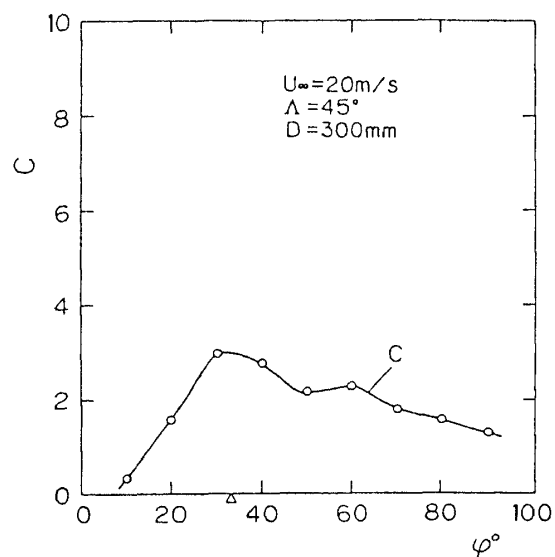


図3 傾斜円柱に対するパラメータ

$$C = \frac{U \theta_{\text{exp}}}{\nu} \sqrt{\frac{\theta_{\text{exp}}}{r}}$$

- 4) Görtler, H. : NACA TM-1375 (1954).
- 5) Taylor, H. : ZAMM 21 (1941), 250.
- 6) Kobayashi, R., Kohama, Y., Takamadate, Ch. : Acta Mech., 35 (1980), 82.
- 7) Poll, D. I. A. : J. Fluid Mech. 150 (1985), 329.

後退翼に沿う三次元境界層遷移について

高木正平* ウィリアム・サリック**

Experiments on Swept-Wing Boundary-Layer Transition

by

Shohei TAKAGI

National Aerospace Laboratory

W. S. SARIC

Arizona State University

ABSTRACT

The three-dimensional boundary-layer experiments were conducted on a 45° swept wing in the ASU Unsteady Wind Tunnel. Crossflow-dominated transition was produced on a very smooth surface with contoured end liners to simulate infinite swept-wing flow. The model surface was carefully polished and buffed up to $\pm 3 \mu\text{m}$ to minimize roughness effects on transition. Fixed-wavelength vortices, traveling wave and inflectional breakdown were subsequently observed prior to turbulent state as before, but the transition location moved further 10% – 20% downstream of the chordlength. In order to control traveling wave and inflectional breakdown, two kinds of acoustic sounds, which tune up the traveling wave and breakdown, respectively, were introduced visualizing the surface flow via two- or three-dimensional roughness elements. No acoustic effect was observed in visualization.

Keywords: three-dimensional boundary-layer transition, inflectional instability, traveling wave

1. はじめに

後退翼面上に発達する三次元層流境界層は二次元のそれに比べるとかなり低いレイノルズ数で遷移が生ずる。周知のように、これは翼前縁方向の横流れ不安定に起因している。しかしこの横流れ不安定によっていかなる不安定機構が形成され、どのような過程を経て乱流に遷移するかについては、まだ十分に理解されているとは言い難い。例えば、実験では流れを可視化するとほぼ主流方向に軸を持つ定在的な縦渦列が境界層内に観察¹⁻³⁾され、下流で時間依存型の変動(一次不安定波)⁴⁾

が現われる。理論ではこの一次不安定波の方が縦渦の成長率より大きいと予測しているが^{5,6)}、一次不安定波が縦渦より先に観測された実験報告は今のところない。このことについて一般には模型(特にその前縁部で)の粗さが強く影響しているためと解釈されている。ただ実験で観察される縦渦の間隔、縦渦の主流に対する傾斜角あるいは不安定波の周波数等は理論とかなり良く一致している点⁶⁾は注目に値する。伊藤と門田⁷⁾は後退二次元楕円翼上に発達する境界層の安定性について後退角のない場合の臨界遷移レイノルズ数と比較した。それによると後退角のない場合には、境界層の遷移はT-S型の不安定で開始するが^{7,8)}、翼が後退角を持つと翼の前縁は横流れ不安定に支配さ

* 航空宇宙技術研究所

** アリゾナ州立大学

れ、臨界レイノルズ数は急激に減少する。しかしその後縁側は後退角のない場合のようにT-S型の不安定波が増幅される。さらに理論では横流れ不安定によって成長する不安定波の周波数はT-S型の変動に比べると一桁以上も小さいと予想しているが、それでも縦渦(周波数0)の発生を旨く説明出来ない。一方文献6)の模型前縁近傍の dC_p/dx は常に負で、この領域ではT-S型の不安定に対して安定⁹⁾である。これは文献7)と対立しているが、文献7)を支持する実験結果もまだない。回転体の境界層では回転面に固定された縦渦が観察されているものの、一次不安定波が報告されていない。

以上述べて来たように、力学的には同じ方程式に支配されている筈の後退翼、後退円柱、回転円盤及び回転球等の上に発達する三次元境界層でも、理論的にも実験的にも統一的な説明が今のところできていない。三次元境界層の流れ場は複雑で実験的に計測しにくい量も多く、そのためにも今後理論と実験との綿密な関係作業は不可欠である。遷移の後期では一次不安定波より一桁以上も高い二次不安定波が発生するが、これは縦渦によって巻き上げられた遅い流体から形成される変曲点型の不安定から生ずるもの¹⁰⁾であり、上記何れの境界層でも観察されている^{4,10-12)}。以上のことを鑑みアリゾナ州立大学で次のような実験を試みた。

2. 実験の主眼点

- 2.1 文献6)で用いた模型の粗さを従来の1/10まで小さく(公称 $\pm 3\mu\text{m}$)した場合の、遷移レイノルズ数の変化
- 2.2 縦渦と速度分布との対応
- 2.3 また縦渦と一次不安定波との関係
- 2.4 前縁近傍に貼付した厚さ $9\mu\text{m}$ 、直径4mmあるいは幅4mm、長さ200mm及び $X/C=0.2$ に貼付した厚さ $25\mu\text{m}$ 、幅4mmの粗さの効果
- 2.5 一次不安定波の伝播方向
- 2.6 2.4の粗さがある場合とない場合について一次、二次不安定波に同調する音波の効果について調べた。なお項目2.1を除いて全ての実験は翼弦長 c と主流流速に基づく

レイノルズ数 Re を 2.6×10^6 に保った。

3. 実験結果

2.1ではナフタリン法で流れを可視化し、遷移点を乱流ウエッジの発生点とした。この方法は熱線と熱膜風速計による結果とも良く一致し⁶⁾、遷移点の検出法として確立された方法とみてよさそうである。それによると遷移レイノルズ数は Re に依存するが、滑らかな面では10~20%増大した。また縦渦の発生位置は空間的に固定され、再現性は極めて良好であった。表面から0.5mmより外層では速度の遅い領域と昇華の早い領域は対応し、速度の遅い領域の間隔は可視化写真から求めた縦渦の間隔と良く一致した(項目2.2)。従来と同様に縦渦は一次不安定波より先に発生した(項目2.3)。2.4に関し粗さ $9\mu\text{m}$ に基づくレイノルズ数は約14で、二次元境界層では全く遷移に影響のない粗さでも三次元境界層では遷移レイノルズ数を約10%減少させた。項目2.5では2本の熱線を用いた。1本は $X/c=0.4$ の表面から0.5mmの位置に固定し、もう1本はトラバース装置で表面から約1mmの位置を保ちながら、時空間相関を求めた。攪乱は前縁にほぼ平行に伝播すると予測する理論結果¹³⁾を裏付ける結果は得られなかった。一次、二次不安定波に同調する音波の効果(項目2.6)を調べるために流れを可視化し、ナフタリンの痕跡を注意深く観察した。その結果、音波の有無に拘らず、縦渦の発生位置、間隔及び遷移点の移動は観察されなかった。

引用文献

- 1) Anscombe, A. & Illingworth, L. N. : ARC R & M 2968 (1952).
- 2) Gray, W. E. : R. A. E. TM Aero-255 (1952).
- 3) Gregory, N., Stuart, J. T. & Walker, W. S. : Phil. Trans. A248, 155 (1955).
- 4) Poll, D. I. A. : J. Fluid Mech., 150 (1985), pp.329-356.
- 5) Malik, M. R. & Poll, D. I. A. : AIAA Paper-84-1672 (1984).

- 6) Dagenhart, J. R., Saric, W. S., Mousseux, M. C. & Stack, J. P. : AIAA Paper-89-1892 (1989).
- 7) 伊藤・門田 : 第22回乱流シンポジウム講演論文集 (1990), pp.169-173.
- 8) Schlichting, H. : Chapter X in Boundary Layer Theory, Sixth Edition (1968).
- 9) Saric, W. S. : Private communication March (1991).
- 10) Kohama, Y. : Acta Mech. 66 (1987), pp.21-38.
- 11) Kohama, Y., Saric, W. S. & Hoos, J. A. : Proc. of the Royal Aeron. Soc. Conference on : Boundary-Layer Transition and Control April 8-12 (1991).
- 12) 高木正平 : 第22回乱流シンポジウム講演論文集 (1990), pp.174-178.
- 13) Dagenhart, J. R. : NASA TP1902 (1981).

第7回・第8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2年度中に2回開催され、合計22の講演が行われた。前年度には境界層遷移や乱流の実用的な応用面で活躍されている研究者に多くの講演をお願いしたので、本年度は比較的基礎的な問題を扱われている物理系研究者に当面の研究課題や問題点を紹介していただくことにした。

周期流の安定性（後藤，第7回），ゴリオリ力場における境界層遷移（益田，第7回），乱流二次流（巽，第8回），遷移におけるモード選択（水島，第8回）などがその趣旨によるものである。

第7回と第8回の研究会で発表・討論された講演をテーマごとに分類すると、次のようになる。

- 受容性および不安定性に関する研究(5)
- 三次元境界層の遷移に関する研究(4)
- 渦や乱流構造の発達に関する研究(7)
- 遷移や乱流の制御に関する研究(4)
- その他(2)

以下にテーマごとの研究成果をまとめる。

2. 受容性および不安定性に関する研究

受容性は、主流中の自由流乱れや音など、遷移に導く攪乱とは素性の異なる変動（外乱）が剪断層固有の波動（例えば、T-S波動）をいかに生み出すかという問題で、境界層遷移の予測や制御さらに遷移現象の絡む種々の流れの制御にとって極めて重要である。西岡（第7回）は、以前から受容性の機構と工学的応用面におけるこの概念の有用性を一連の研究によって示してきたが、今回は境界層の受容性、特に外乱がT-S波動を励起するための条件を数値シミュレーションや実験結果に基づいて考察した。外乱によって生じる壁上的変動圧力勾配がT-S波動の空間スケール λ_{TS} 成分（波数 α_{TS} のフーリエ成分）を持つかどうか重要で、

その変動圧力勾配が壁面で λ_{TS} スケールの渦度攪乱をつくる場合にのみT-S波動が励起される。

受容された攪乱が成長するか否かは流れの不安定性による。境界層や混合層など多くの流れは広い周波数（あるいは広い波数範囲）の攪乱に対して不安定となる。水島（第8回）は、N個の不安定モードの干渉を非線形振幅方程式に基づいて解析し、多数のモードが共存する場合について興味深い結果を示した。互いの非線形干渉において、モード間の共鳴、即ち2次の干渉が起きないときには最大増幅率を持つモードのみが選択的に増幅され、全てのモードが共鳴するとカオス的な振るまいが現れる。

個々の流れの安定性についてはいくつかの興味ある結果が示された。巽と吉村（第8回）は矩形ダクト内における乱流二次流れの発生を安定性理論に基づいて明らかにすることを試みた。まず、矩形断面内流れの線形安定性を固有関数の2方向直交関数展開によって解析することに成功し、アスペクト比をパラメータとする安定性ダイアグラムを得ている。線形不安定の増幅正弦波モードとその高調波の非線形相互作用から平衡状態が生まれることを期待し、平衡流れにおける定常流成分の縦渦構造が断面内の二次流れを構成すると考えている。現在、有限個の高調波モードを考慮して平衡状態の流れを計算しているところであり、その成果はおおいに注目される。

凹面壁に発達する境界層においては遠心力の作用に基づいてゲルトラー不安定が起きることが良く知られている。Floryan（第8回）は、さらに一般的に、境界層を横切る速度分布が単調か否かに応じて、前者では凹面壁についてのみ、後者では凹面と凸面のいずれの場合にもゲルトラー不安定が起きるという重要な結果を、境界層と壁面噴流を例として示した。

安定性解析は、上記のような基本流の不安定性のみならず、その一次不安定から生まれた平衡あるいはそれに近い状態の流れが維持し得るかどう

かといった問題(二次不安定)にも適用される。後藤(第7回)は気象、海洋、惑星大気などで観察される空間的に周期的な流れ構造の持続や、逆に対流セルなどのカオスへの発展と密接に関係する周期構造の安定問題を取り上げ、解析手法やいくつかの興味ある結果を紹介している。帯状流やコルモゴロフ流など一方向の周期流れの安定特性、対流セルのような二次元セル構造の安定性に関する解説に加え、従来の解析の問題点などが指摘された。

3. 三次元境界層の遷移に関する研究

後退翼上に発達する三次元境界層の乱流遷移はいわゆる横流れ不安定が原因となって始まると言われているが、遷移過程の詳細はまだ十分明らかにされていない。小濱(第7回・第8回)と高木ら(第7回・第8回)は後退翼や斜め円柱についてこの過程の解明を目指して精力的な実験を行っている。

今回取り上げられたのは、横流れ不安定に関する安定性理論と実験観察の対応、およびそれに続いて起きる高周波二次不安定の問題である。安定性理論による横流れ不安定の最大増幅率攪乱は進行波であるのに対し、今までの実験で最初に観察される攪乱は定常的な縦渦であった。その理由を考える場合に高木と Saric(第8回)の実験で横流れ不安定を音(非定常外乱)で刺激しても全く効果がなかったという事実は重要である。不安定攪乱の出現には、単に増幅率のみならず、不安定性を刺激する主流乱れ(非定常攪乱を励起)や表面粗さ(定常攪乱=縦渦を励起)に対する応答、即ち受容性が絡むと考えられる。実際に横流れ不安定でどのタイプの攪乱が出現し易いかについて可視化と熱線測定に対応によるさらに詳細な観察が必要であろう。なお、表面粗さの影響に関しては、流体力学的に十分滑らかと考えられる範囲のわずかな表面粗さが遷移レイノルズ数を極端に下げるという実験結果が報告されている(高木と Saric, 第8回)。この事実は後退角をもつ層流翼の設計上極めて重要な意味を持つ。横流れ渦(縦渦)が

発達すると、壁から離れた位置に高剪断層が生まれ、T-S波動から始まる遷移で観察されるものと類似な高周波二次不安定が起きることはほぼ確認されたといえる(小濱, 第7回)。この場合に、高周波不安定が乱流遷移にいかなる役割をなすかがより明らかにされることを期待したい。

4. 渦や乱流構造の発達に関する研究

上記の横流れ渦や遠心力によるゲルトラー渦、さらにはT-S波動のピークバレー分化後に発達する縦渦成分などによって作られる三次元高剪断層については理論的に高周波二次不安定性を調べることが強く望まれる。伊藤(第8回)はその前段階として、平面ポアズイユ流中の縦渦による高剪断層の形成過程を、粘性効果を考慮に入れた攪乱方程式として定式化することにより、Stuartの非粘性モデルを拡張させる形で扱っている。流れ方向速度成分の分布に変曲点が現れるための縦渦強度に対する臨界値が極めて低いという興味ある結果が得られている。

縦渦による高剪断層の不安定性に関しては、小濱・王・福西(第7回)が壁面スリットからの吹きだしを用いて縦渦対を励起し、それに伴って形成される高剪断層の音に対する応答を実験的に調べている。不安定特性の詳細、即ち増幅攪乱の三次元構造や増幅特性についてより詳しい情報が示されることを期待する。また、この実験では音によって高剪断層の不安定性が励起されるのに対し、高木ら(第8回)の横流れ不安定が音の影響を受けなかったという事実は、不安定モードの種がどこで生まれるかという受容性の立場から十分検討されるべき問題である。

境界層遷移機構のみならず乱流の維持機構を理解する上でも、最終的にどのような攪乱(渦)構造が生まれれば壁乱流が発達するのかを明らかにすることは極めて重要である。浅井(第8回)は平板前縁で励起された強いヘアピン渦による平板境界層の亜臨界遷移を調べることにより、乱流形成に必須の攪乱構造およびそれが生まれる機構を明らかにしようとしている。観察によると、上流

からのヘアピン攪乱に対する応答として壁領域に縦渦が生まれ、それが新たなヘアピン渦に成長し、その数が増すと乱流の平均特性が現れる。また、リブレットを用いてこの縦渦を制御すると特に壁近くの乱流強度が顕著に抑制されることも示された。

應和・坂尾・松岡（第7回）も主流中を移流する強い攪乱に対する境界層の応答を観察している。実験結果は境界層中にある強さ以上の変動を誘起する x 位置から遷移が一気に起きることを示している興味深い。攪乱の臨界条件とともに、遷移点でどのような渦構造が生まれて遷移に導いているのかについても詳細な観察が望まれる。

益田と松原（第7回）は、境界層遷移に及ぼす外力の影響の一つとして、コリオリ力が作用する場における平板境界層の遷移を調べている。コリオリ力が壁方向に作用するときには、遠心力不安定場と同様にゲルトラータイプの縦渦が発達し、その崩壊によって遷移するが、力の方向が逆の場合には境界層はより安定化され、コリオリ力の無い場よりも下流位置で乱流斑点の突発的な発生が起こる。主流中の乱れによる乱流斑点の発生機構についてはまだ十分明らかにされていないので、今後この点についての成果が得られることも期待したい。

自由剪断流に関しては、蒔田・松元・佐々（第7回）が興味深い実験結果を与えている。彼等は二次元噴流において2つの秩序構造、即ち中心軸に対し渦構造が対称に配列する対称モードと交互に配列する逆対称モードを音響励起し、それぞれの攪乱が乱流遷移に及ぼす影響を詳細に調べている。逆対称の渦構造はかなり下流の乱流域まで流れの発達を支配し、噴流幅の顕著な広がりを引き起こすのに対し、対称モードの励起ではそれがあがる距離で消滅し、逆対称の渦パターンが復活するまで噴流の広がりが顕著に抑えられる。

Nottmeyerと高木（第8回）は、密度の異なる2種の気体の二次元混合層について、密度分布が乱流構造の発達に及ぼす影響を詳細に観察している。密度が速度勾配と逆の勾配をもつ場合には、同じ方向の勾配をもつ場合に比べて混合層の幅の

広がり速度が約3倍、 u 速度成分についても約2倍以上増すなど、乱流混合に関する重要な知見が得られている。また、実験結果に基づいて混合層の広がり速度と密度比の関係に対する経験公式が提案された。温度勾配がある場合も密度勾配の場合と同様の結果が得られており、これら密度や温度勾配の影響は秩序構造の発達に関係することが確認されている。

5. 遷移や乱流の制御に関する研究

乱流境界層の摩擦抵抗低減手法の一つとしてリブレット（壁面に付けられた流れ方向の溝）が注目されている。乱流境界層の壁近くには縦渦構造が存在し、それが乱流の維持機構と大きく関わっていると言われる。リブレットはその縦渦に影響を与えられるが、詳細については精力的な実験観察が続けられているところである。浅井（第8回）は、壁乱流構造が生まれる過程である遷移過程に対してもリブレットの効果が期待できることを予測し、実際に壁近くに発達する縦渦のスケールや動きがはっきり影響を受ける事実を確認した。大成（第8回）も、境界層の乱流遷移に及ぼす三角リブレットの効果を調べている。実験ではハニカムの後流渦を攪乱として与え、乱流遷移を引き起こしている。特筆すべき結果は、攪乱源の直後からリブレット壁にした場合に下流で一旦再層流化することである（もちろん、滑面では乱流に発達する）。ハニカムの生み出す渦のスケールがリブレットの間隔と同程度であり、リブレットを用いると壁近くの小さなスケールの縦渦の発達が抑制されるためと思われる。

遷移や乱流に関する基礎研究の成果は実際に翼の層流制御や乱流摩擦抵抗低減など境界層制御に応用される段階にきており、実機を用いたフライト実験も行われつつある。乱流遷移が絡む問題は常に気流乱れ等のいわゆる外乱環境に依存するので、工学的応用に際してはそのような実機テストが不可欠である。もっと身近な問題においても、フライト実験と同様に現場での直接実験を必要とする場合が多い。例えばスポーツ競技のボールのように、加速や減速を伴う自由飛行物体の場合に

は、そのまわりの流れを風洞実験で模擬することは極めて難しく、物体にセンサやデータ記憶装置等を直接組み入れて流体力を観察・測定することが望まれる。幾島と大路（第7回）は、直径10cmの球体内部に、圧力と加速度計、AD変換器、CPU、RAM等からなるコンパクトな測定装置を収めることに成功し、自由落下する球の抵抗に及ぼす境界層遷移の影響とトリップリングの効果を実験的に調べた。試作装置の有用性が示されている。

数値シミュレーションもまた遷移の絡む流れの制御を研究する場合に重要なツールである。山本・細川・田中（第7回）は、底面と側壁が加熱された矩形ダクト内の流れに生じる対流二次流れをスペクトル法を用いて数値シミュレーションした。加熱側壁からの自然対流と底面加熱によるレイリー・ベナール対流を制御して、平均流体温度が一

定となる領域をできるだけ広範囲に実現するための加熱条件を見いだしている。この結果は、CVD (Chemical Vapor Deposition) への応用等工学的に極めて重要な成果である。

6. む す び

以上のほかに、乱流研究のゆくえ（佐藤，第7回）について示唆に飛んだ講演と討議が行われた。個々の研究者は目前の研究テーマに埋没しやすく、広い視点に立って将来を展望することに消極的な傾向がある。今回その欠陥を補うためのよい機会が持てたことは参加者にとって非常に有意義であった。適当な間隔を置いてこのような議論をすることも本研究会の役割の一つと感じられる。

（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）

東北大学工学部助教授 小濱 泰 昭

客員研究官（平成2，3年度）

大阪府立大学工学部講師 浅井 雅 人

航空宇宙技術研究所特別資料15号

平成3年9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
