

ISSN 0289-260X

UDC 532.5

533.6

航空宇宙技術研究所特別資料

SPECIAL PUBLICATION OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

SP-11

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演集
(第1回～第4回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

1990年1月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

「境界層遷移の解明と制御」研究会幹事

空力性能部 伊藤信毅

空力性能部 高木正平

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年度）

東北大学工学部助教授 小濱泰昭

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演集 (第1回～第4回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

目 次

はしがき

第1回研究会（昭和62年9月2日～4日）

1. 遷移現象の理論的研究について	1
航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅	
2. 乱流遷移の実験的研究について	3
大阪府立大学工学部 西岡 通男	
3. 平面ポアズイユ流遷移の数値シミュレーション	7
航空宇宙技術研究所 山本 稀義	
4. 三次元境界層の遷移	11
東北大学工学部 小濱 泰昭	
5. Navier-Stokes コードによる遷音速翼解析の現状	13
航空宇宙技術研究所 廣瀬 直喜・河合 伸坦	
層流制御における諸問題	
航空宇宙技術研究所 石田 洋治*	

（*印は草稿なし）

第2回研究会（昭和63年3月9日～11日）

6. 非線形安定理論と二次不安定	15
航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅	
7. 回転系における流れの遷移	17
電気通信大学 大路 通雄	
8. 前縁剥離の制御	21
大阪府立大学工学部 西岡 通男	
9. 二次元・三次元境界層に共通した遷移プロセス	25
東北大学工学部 小濱 泰昭	
10. ASU 非定常風洞と境界層遷移実験に要求される風洞性能について	29
航空宇宙技術研究所 高木 正平	

第3回研究会（昭和63年8月24日～26日）

11. 回転円盤流の不安定と漸近理論	33
航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅	
12. 凹曲面に沿う境界層の遷移過程	35
明治大学理工学部 伊藤 光	
13. 平面ポアズイユ流の乱流遷移における不規則変動の成長過程	39
大阪府立大学工学部 西岡 通男	
14. 乱流二次流れの安定論的考察	41
日本学士院 谷 一郎	

15. 前縁剥離泡流れの外乱に対する応答	43
	大阪府立大学工学部 浅井 雅人
16. 円板境界層の微細構造とその制御の試み	47
	東北大学工学部 小濱 泰昭

第4回研究会（平成元年2月1日～3日）

17. 表面粗さによる乱流摩擦の削減	49
	日本学士院 谷 一郎
18. スリット吸込みによる層流制御について	53
	大阪大学工学部 田中 一郎

航技研ATASの空力諸問題

	航空宇宙技術研究所 神谷 信彦 *
19. 回転球の乱流遷移における旋渦の特性とはく離	55
	東北大学工学部 小林 陵二
20. 西ドイツ流体力学研究動向	57
	東北大学工学部 小濱 泰昭
21. 境界層の亜臨界遷移について	59
	大阪府立大学工学部 西岡 通男
22. 境界層の横流れ不安定	61
	航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅

（*印は草稿なし）

第1回～第4回研究会の総括と成果	63
------------------------	----

は し が き

本報告集は、昭和62年9月から平成元年2月までの間に4回開催された「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。この研究会は境界層の遷移現象に関する基礎的研究と、その制御を目指す応用研究に携わる研究者が集まって、自由に意見を交換し、徹底的に討論することを目的として発足した。はじめは本所に所属する研究者を中心に、少数の外部参加者を加える程度のさゝやかな集会であったが、回を重ねる内に多くの研究者の賛同を得て盛大な集会に発展しつつある。最近では、遷移問題に止まらず乱流現象の解明や粘性抵抗削減のための制御法に関する研究報告も加わって、講演と討論の範囲が拡がり、ますます活況を呈してきたことは、研究会の雑務係として誠に喜ばしく、また感謝に耐えないものである。専門の領域が拡がり、最新の研究成果が示されるようになった現状を考えると、講演をそのまゝ聞き流すのはあまりに残念であり、せめて要旨だけでも記録に残して有効に活用すべきように感じられる。講演者各位の御協力を賜わり、ここに講演要旨集を作成する運びになったことを御報告する。

平成元年6月

「境界層遷移の解明と制御」研究会

幹事 伊 藤 信 毅

高 木 正 平

遷移現象の理論的研究について

伊 藤 信 毅*

層流の不安定から乱流への遷移までの基本的力学機構を解明することは流体力学の主要課題であるとともに、工学的応用のためにも極めて重要である。航空機を始めとする運動物体の粘性抵抗を減少させる技術や物体表面からの熱伝達を制御する方法、音や物質の拡散などの研究を進める際に、境界層の遷移機構に関する知識を無視することはできない。我々は実験的研究の積み重ねによって遷移現象の骨格を知ることができるけれども、それだけで十分な理解が得られるわけではない。状態の変遷に対する力学的因果関係を明確にすることが必要であり、そのためには理論的研究による普遍的法則の提示が最も有効なのである。

境界層遷移に関する理論的研究はまだ満足のいく段階まで進んでいるとは言えない。これまでの主要な成果は大部分が二次元流における遷移に関するものであり、実用的に重要な三次元境界層の問題についてはごく初歩的な段階に止まっている。そこで本稿では、二次元流の遷移研究に話題を限定し、その主要な成果と未解決な問題点を紹介する。三次元流の遷移研究については後日適当な時期にまとめてみたいと考えている。

最も簡単な二次元境界層は平板に沿うブラジウス流であり、その遷移が二次元進行波動（TS波）の成長で始まることはよく知られている。TS波の消長はレイノルズ数 R に依存し、通常オル・ゾンマーフェルト方程式の固有値によって判定される。この波動が発生するためには何か微小な種が必要であり、物体表面が十分滑らかであるなら、それは外部流の乱れに起因するものと思われる。外部流の乱れがどのような経過を取ってTS波を

誘起するかという問題は'receptivity'の問題と呼ばれ、比較的最近になって理論的研究が進められた^{1,2)}。平板の前縁に近い部分で微弱なエネルギーの注入が行われ、それが下流に伝播してTS波を形成するという理論で、流れの非平行性効果が重要な役割を果たす。

二次元TS波は下流に伝わって振幅を増すと、横幅方向にも周期的変化を伴う三次元構造に発展する³⁾。三次元構造には二種類あって、横幅方向に並んで変動振幅の大小位置が流れ方向に変わらないもの（peak-valley-splitting）と交互に入れ換わるもの（staggered type）に別けられる。前者は実験で発見され³⁾、後に理論的説明が試みられてきたが^{4,5,6)}、まだ完全ではない。後者は論理的予測が先行し⁷⁾、最近それが実験で確認された⁸⁾。その後Staggered型には二種類あることが示されている⁹⁾。

攪乱の三次元化が進むと変動の強い局所的な領域に剪断の強い部分が瞬間的に形成されて、そこから高周波のスケールの小さい攪乱が発生する⁹⁾。高剪断層の形成については、非常に簡単化された理論モデルが提出されているが¹⁰⁾、まだ十分な研究は進んでいない。また高周波攪乱の発生機構についても、若干の理論があるだけで^{11,12)}、今後の研究に待つ所が大きい。

局所的に現われた高周波攪乱は下流に進むうちに領域を拡げて乱流斑点を形成する。それらが数を増し、互に混り合って境界層の全幅を覆いつくと流れは完全に乱流化されるのである。このような段階になると現象が複雑すぎて、決定論的理論で記述することは難しくなる。ここでは、乱流斑点の運動と、線形安定理論で導びかれる波束型攪乱^{13,14)}の振舞いにいくらかの共通性があること

* 航空宇宙技術研究所

を指摘しておく。

以上は平板境界層の遷移過程に沿って理論研究の現状を示したものである。実験的研究については西岡通男教授の解説を参照されたい。

最後に、凹曲面に沿う二次元境界層のゲルトラー渦に対する不安定について触れておく。この不安定は回転円筒間流れにおけるテイラー渦と同様に遠心力が引き起こす現象で、その結果流れ方向に軸を持つ縦渦が形成される。テイラー問題と異なる点は、境界層には流れ方向の発達があるために、攪乱方程式から厳密に固有値問題を導びけないことである¹⁵⁾。また、古くから使われている近似方程式を用いると臨界点が有限の波数領域に定まらないという問題もある。筆者はこれらの点について、流れの非平行性を考慮した詳しい解析を行ない、テイラー渦の場合に似た中立安定曲線と臨界点を導びいた¹⁶⁾。

参 考 文 献

- 1) Goldstein, M. E. (1983) J. Fluid Mech. 127, 59–81.
- 2) Itoh, N. (1986) Fluid Dyn. Res. 1, 119–130.
- 3) Klebanoff, P. S., Tidstrom, D. K. & Sargent, L. M. (1962) J. Fluid Mech. 12, 1–34.
- 4) Stuart, J. T. (1962) Adv. Aeron. Sci. 3, 121–142.
- 5) Itoh, N. (1980) Trans. Japan Soc. Aeron. Space Sci. 23, 91–103.
- 6) Itoh, N. (1987) J. Fluid Mech. 181, 1–16.
- 7) Craik, A. D. D. (1971) J. Fluid Mech. 50, 393–413.
- 8) Saric, W. S. & Thomas, A. S. W. (1984) Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, ed. T. Tatsumi, pp. 117–122. North-Holland.
- 9) Herbert, Th. (1984) Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, ed. T. Tatsumi, pp. 53–58. North-Holland.
- 10) Stuart, J. T. (1965) AGARD Rep. No. 514.
- 11) Landahl, M. T. (1972) J. Fluid Mech. 56, 775–802.
- 12) Itoh, N. (1981) Proc. Roy. Soc. Lond. A375, 565–578.
- 13) Gaster, M. (1968) J. Fluid Mech. 32, 173–184.
- 14) Itoh, N. (1980) Laminar–Turbulent Transition, ed. R. Eppler & H. Fasel, pp. 86–95. Springer-Verlag.
- 15) Hall, P. (1982) J. Fluid Mech. 124, 475–494.
- 16) 伊藤信毅 (1987) 第19回乱流シンポジウム講演論文集, 102–106.

乱流遷移の実験的研究について

西岡 通 男*

層流は、レイノルズ数 R が大きくなると、安定を失い、攪乱が増幅して乱流に遷移する。微弱な攪乱の増幅については、線形安定性理論から臨界 R 数が計算される。しかし、実際の遷移は外乱のタイプや強さに依存し、遷移 R 数もこれより小さい亜臨界の場合があり得て、一定ではない。しかも、乱流を構成する種々の形や強さの渦運動がただ一つの不安定性で生まれた例はなく、一連の不安定性が絡む。一連の過程が進むと、流れの境界条件には一見無関係に見える局所的な乱流が生まれる。乱れの生成は、境界条件に拘束されているが、局所的な現象である。このような遷移の力学的機構について普遍的な知識を得るには、実験、理論、数値計算間の密接な協力が不可欠である。

この協力によって、遷移の機構が比較的詳しくわかってきたのは、平板境界層や平面ポアズイユ流において、トルミン・シュリヒティング ($T-S$) 波動の成長から始まる遷移である。平板境界層のこのタイプの遷移はまず文献 1～3 で深く調べられ、次に平面ポアズイユ流でも観察され⁴⁾、しかも乱流に至る過程がより詳しく解き明かされた⁵⁻¹¹⁾。すなわち、図 1～3 に示すように、 $T-S$ 波動の実効値振幅が中心速度の約 1% に達すると、これと同じ周波数 f_{TS} をもちしかもこれに同期する (流れ方向の位相速度の等しい) 斜行波対が増幅し、その結果、波動系の振幅がスパン方向に山 (peak)、谷 (valley)、山、谷と周期変化する三次元構造 (peak-valley 構造) が発達する。やがて peak 領域の壁から離れた位置に内部剪断層 (高剪断層) が周期毎に現れ、つぎに高剪断層が

細かく分裂するように、ヘアピン形状の孤立渦が次々に生まれる。この段階になると、ヘアピン渦の通過に伴って、peak 領域の壁のごく近くに一对の縞状の高速領域がその間に低速領域を挟む形で現れ、やがてこの低速領域から剪断層 (壁剪断層) が壁から立ち上るようになり、さらにヘアピン状の渦の形で浮上する。ほぼ同じ一連の現象が、やや遅れて、隣の valley 領域で起きる。壁剪断層が立ち上る領域では、まだ流れはかなり周期的であるのにすでに壁乱流の対数法則の平均速度分布が生まれる。すなわち局所的な乱流が生まれるのである。この最終段階の流れの様子は、壁乱流のバースティング現象に極めて近い。斜行波対の成長から局所的な乱流が生まれるまでの距離は $T-S$ 波動の波長の 6.5 倍程度である。

さて、斜行波対の成長は、元の層流に振幅が一定の敷居値以上の二次元 $T-S$ 波動が重畳されたほぼ周期的な流れの三次元攪乱に対する不安定性という二次不安定のモデルで説明され^{12,13)}、また高剪断層のヘアピン渦への崩壊現象は、変曲点型速度分布の流れ (高剪断層) の高周波攪乱に対する不安定性、すなわち高周波二次不安定と解釈されている⁵⁾。

上述の斜行波対の周波数は $T-S$ 波動の f_{TS} に等しく基本波モードと呼ばれるが、文献 13 では、この他に周波数が $f_{TS}/2$ の $1/2$ 分調斜行波対も成長し得てしかも $T-S$ 波動の敷居振幅はこちらの方が小さく、さらに斜行波のスパン方向波長の広い範囲にわたって増幅が起きることが示され、実験による確認もなされた^{14,15)}。これらの斜行波の成長は、二次元 $T-S$ 波動と斜行波対との共鳴現象によるが、 $1/2$ 分調斜行波対との共鳴の可能性は、弱非線形理論に基づき文献 16 で指摘されてい

* 大阪府立大学工学部

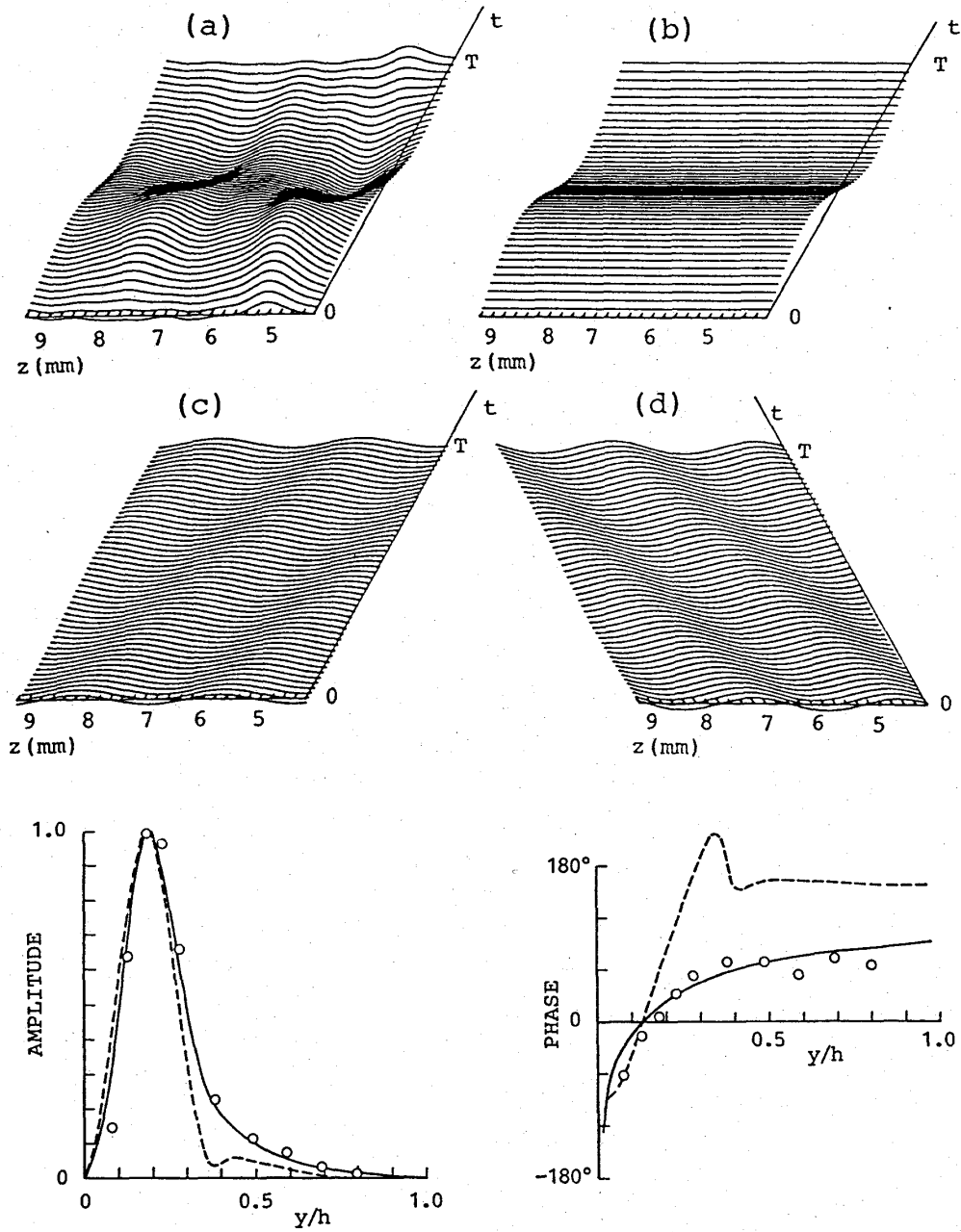


図1 遷移に導く波動系（二次不安定）：(a)の三次元の波動を周波数とスパン方向波数について二重フーリエ分解すると、主要成分として(b)の二次元波動と、(c), (d)の斜行波対が得られる。二次元波動に同期して成長するこの斜行波対が遷移に導く。振幅・位相分布は斜行波対の構造を表しており、実線はハーバートモデルによる斜行波対、破線はオア・ゾンマーフェルト方程式の解として得られる斜行波対、丸印は実験結果。
 $R = 5000, 2\pi f_{TS} h / U_c = 0.337$ 。

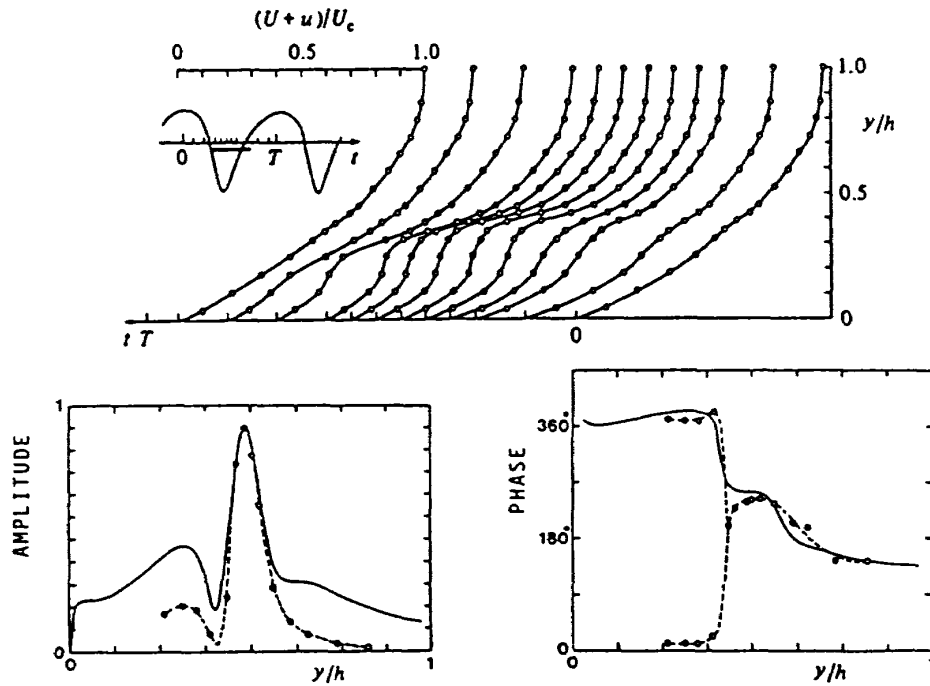


図2 高周波二次不安定（三次不安定）：高剪断層の形成により上図のごとく変曲型の瞬間速度分布が現れると、高周波変動が成長してスパイク波が生まれるが、これは変曲点不安定によると解釈される。この高周波変動の構造を実験で調べた結果と、上図の分布のうち剪断最大の速度分布を主流として安定計算を行った結果を下图に比較しているが、平行流近似にもかかわらず、両者はよく一致している。

$R = 5000, 2\pi f_{\pi} h / U_c = 0.337$ 。

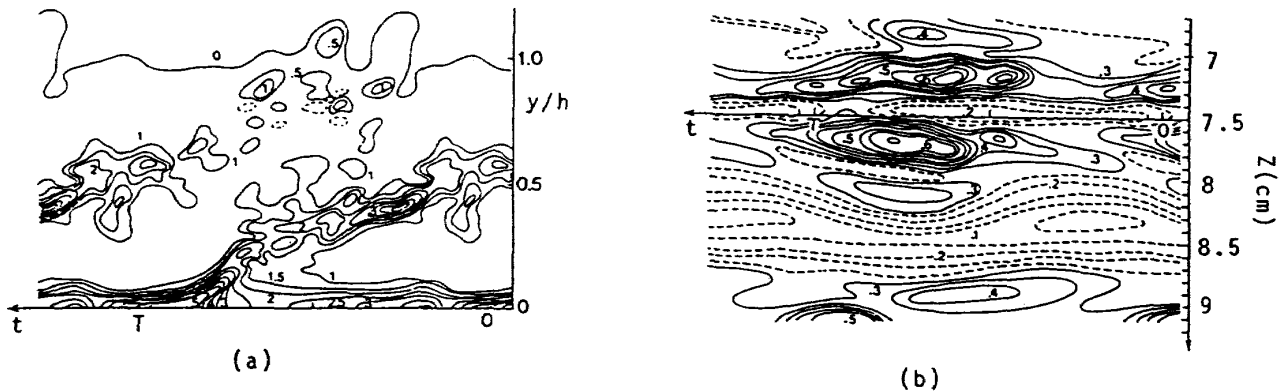


図3 遷移後期段階の流れ：(a)図 $(h/U_c) \partial(U+u)/\partial y = \text{一定}$ の等剪断線表示（ピーク位置， $z = 7.5\text{cm}$ ），(b)図 $(U+u)/U_c = \text{一定}$ の等速度線（ $y/h = 0.06$ ）。

$R = 5000, 2\pi f_{\pi} h / U_c = 0.337$ 。

た。共鳴現象の厳密な理論の進展が望まれるが¹⁷⁾, 三次元化の機構は文献13の二次不安定モデルで説明ができ、遷移の予知に役立つと言える。

この意味で重要な斜行波対増幅のための二次元 T-S 波動の敷居振幅 (実効値) は、分調波モードの場合はスパン方向の波数に依存して 0.2~0.6% の程度¹⁴⁾, 一方基本波モードでは 0.6~1.0% である^{4-8, 14)}。ただし、遷移の予知の上では二次元 T-S 波動が外乱から励起される受容過程を詳しく知る必要がある。外乱の波長は周波数が同じでも T-S 波動のそれとは一般には異なるが、基本流が非平行性の強い局所変化を伴う領域や外乱自身が同様な局所変化を受ける領域に必要な空間スケール (波長) が生まれて外乱が固有攪乱として受容される可能性がある¹⁸⁾ ので、この受容域の有無が遷移の仕方に強く影響する。斜行波の場合、基本波モードについては、基本流のスパン方向の僅かな歪みと敷居振幅以上の二次元 T-S 波動の非線形干渉によって同期する斜行波対が生まれることが確認されている¹⁹⁾ が、分調斜行波については、まだ十分には理解されていない。受容性は今後の重要課題である。

また、平面ポアズイユ流れについては、超臨界と亜臨界のいずれにおいても上述のタイプの遷移が観察されているが、境界層の観察は超臨界の場合に限られている。境界層の亜臨界遷移について詳しく調べる必要がある。

理論的研究の詳細は伊藤¹⁷⁾を参照戴きたい。

参 考 文 献

- 1) Klebanoff, P. S., Tidstrom, K. D. and Sargent, L. M. (1962) J. Fluid Mech. 12, 1-34.
- 2) Kovasznay, L. S. G., Komoda, H. and Vasudeva, B. R. (1962) Proc. 1962 Heat Trans. Fluid Mech. Inst., Stanford Univ. 1-26.
- 3) Hama, F. R. and Nutant, J. (1963) Proc. 1963 Heat Trans. Fluid Mech. Inst., Stanford Univ. 77-93.
- 4) Nishioka, M., Iida, S. and Ichikawa, Y. (1975) J. Fluid Mech. 72, 731-751.
- 5) Nishioka, M., Asai, M. and Iida, S. (1980) Laminar-Turbulent Transition, Springer-Verlag, 37-46.
- 6) Nishioka, M., Asai, M. and Iida, S. (1981) Transition and Turbulence, Academic Press, 113-126.
- 7) Nishioka, M. and Asai, M. (1984) Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, North-Holland, 87-92.
- 8) Nishioka, M. and Asai, M. (1985) Laminar-Turbulent Transition, Springer-Verlag, 173-182.
- 9) Nishioka, M. (1985) Recent Studies on Turbulent Phenomena, Association for Science Documents Information, 193-203.
- 10) Nishioka, M. and Asai, M. (1985) J. Fluid Mech. 150, 441-450.
- 11) 西岡, 浅井, 鈴木 (1988) ながれ, 7, 336-351.
- 12) Orszag, S. A. and Patera, A. T. (1983) J. Fluid Mech. 128, 347-385.
- 13) Herbert, Th. (1984) Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, North-Holland, 53-58.
- 14) Saric, W. S. and Thomas, A. S. W. (1984) Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, North-Holland, 117-122.
- 15) Kachanov, Yu. and Levchenko, V. Ya. (1984) J. Fluid Mech. 138, 209-247.
- 16) Craik, A. D. D. (1971) J. Fluid Mech. 50, 393-413.
- 17) 伊藤信毅, in this volume.
- 18) Nishioka, M. and Morkovin, M. V. (1986) J. Fluid Mech. 171, 219-261.
- 19) Asai, M. and Nishioka, M. (1989) J. Fluid Mech. (to appear) .

平面ポアズイユ流遷移の数値シミュレーション

山 本 稀 義*

計算機の発達に伴って、乱流についても数値シミュレーションによっていろいろな事が解明されるようになって来たが、ここでは、平面ポアズイユ流の遷移の機構を直接数値シミュレーションによって調べた結果について報告する。

ナビエ・ストークス方程式の計算には差分法に比べて計算精度の良い事が知られているスペクトル法を使用する^{1,2)}。これまでのスペクトル法による平面ポアズイユ流の数値シミュレーションとしては、速度場の展開にチェビシェフ級数^{3,4)}あるいはヤコビ級数^{5,6)}を使用する計算法（スペクトル・コロケーション法）が用いられて来たが、ここで述べる計算法はフーリエ級数のみを使用する所（フーリエ・スペクトル法）に特徴がある^{7,8)}。

平面ポアズイユ流の速度場をフーリエ級数展開で表わそうとする場合の問題点は壁における零境界条件である。これに関しては、前記のチェビシェフ級数やヤコビ級数は便利が良い。しかし、速度の壁境界条件がフーリエ成分間の線型な束縛条件となる事に着目すると、これは関数空間の簡単な直交変換によって厳密に満たす事が出来る⁷⁾。さらに、本計算法は非圧縮条件も厳密に満たす事が出来ると共に、非粘性におけるエネルギー保存側も保証されている⁸⁾。これらの点は前記コロケーション法では必ずしも保証されていない²⁾。フーリエ・スペクトル法の速度の基礎方程式は速度場のフーリエ級数展開をナビエ・ストークス方程式に代入すれば得られる。以下では速度場のフーリエ級数展開の数として x, y, z 方向に $32 \times 32 \times 128$ 個を使用する。ここで、 x は流れの方向、 z は壁に垂直な方向、 y はこれらに垂直な方向の座標を

表わす。

平面ポアズイユ流では臨界レイノズル数が線型安定理論から5772と求められているが、実験的にはこれ以下でも遷移する事が知られている。したがって、この場合の遷移は非線型な機構によって発生すると考えられる。ここでは、この亜臨界非線型遷移機構を確認するため、レイノズル数5000で初期速度場として有限振幅T-S波に3次元微小攪乱を加えた流れを与え、T-S波による2次不安定機構に基く遷移過程を数値シミュレーションによって調べた。

図1は乱れのいろいろなフーリエ成分のエネルギーの時間的発達を示した結果で、縦軸の $E(k_x, k_y)$ は波数 k_x, k_y 成分のエネルギーを k_x 方向に和をとった値である。ここで、 k_x, k_y, k_z は流れの計算領域 L_x, L_y, L_z と $k_a = (2\pi/L_a) n_a$ ($n_a =$

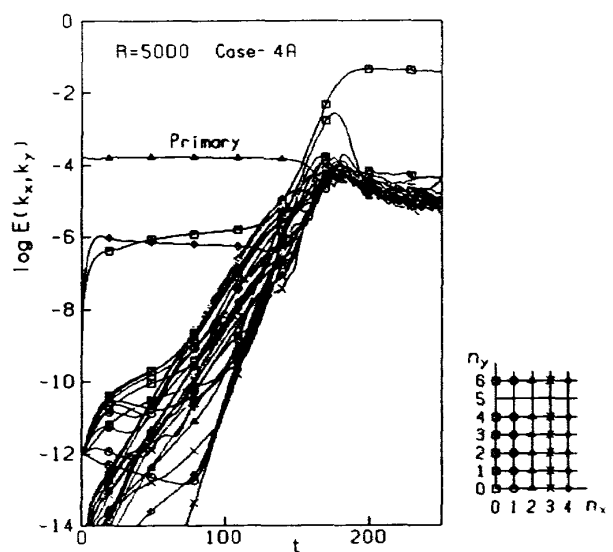


図1 有限振幅T-S波による2次不安定機構に基く乱れのフーリエ成分の発達（初期の3次元微小攪乱を $|n_x| \leq 1$ の全ての n_y 成分に与えた場合）

* 航空宇宙技術研究所

0, ± 1 , ± 2 ……) のように関係づけられる。図中 “Primary” と書かれた成分は初期に与えられた T-S 波 ($n_x=2$, $n_y=0$) を示し、その大きさが $t \sim 140$ までほとんど変わらないのはエネルギーとして Herbert⁹⁾ の非線型安定曲線の下枝に近い値 (1.67×10^{-4}) が与えられているためである。他方、これ以外の 3 次元成分は $|n_x| \leq 1$ の全ての n_y 成分のエネルギーを $\sim 10^{-12}$ と与え、その他の成分は零と置いてある。時間と共に四角印と菱形印の成分が急速に成長するが、これは $n_x=n_y=0$ と $n_x=4$, $n_y=0$ の成分で、これらは T-S 波自身によって作られる 2 次元攪乱である。時間と共にいろいろな 3 次元成分が (直線的に) 成長して来るが、やがて、その大きさが T-S 波と同程度になると ($t \sim 160$) 全ての成分は一魂りとなる。これは非線型相互作用の強い乱流状態を表わす。

丁度これと同時に、四角印の成分が 10^{-1} 程度まで急増して来るが、これは $n_x=n_y=0$ の成分で、平均流が層流から乱流へ変化した部分を表わす。

図 2 は図 1 の 3 次元攪乱の初期値を $|n_x| \leq 1$ で $|n_y| = 1, 2$ だけに限定して与えた場合の計算結果を示す。図からわかる事は 3 次元攪乱の丸印 ($n_x=1$, $n_y=2$) の成分、すなわち T-S 波のサブハーモニック、が先導して成長する事で、この成

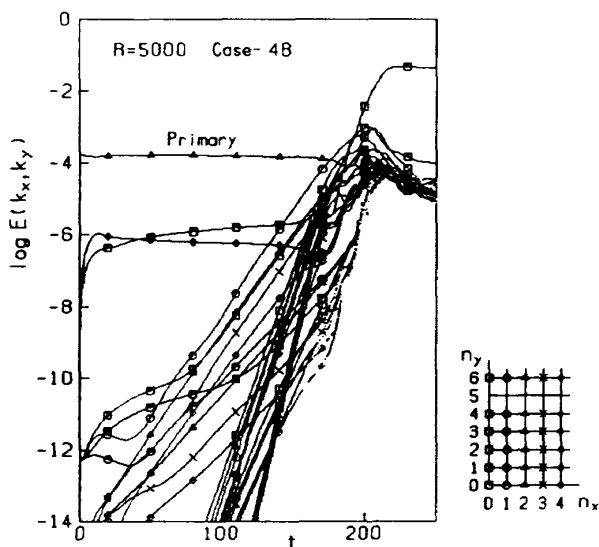


図 2 有限振幅 T-S 波による 2 次不安定機構に基づく乱れのフーリエ成分の発達 (初期の 3 次元微小攪乱を $|n_x| \leq 1$ で $|n_y| = 2$, 3 の成分だけに与えた場合)

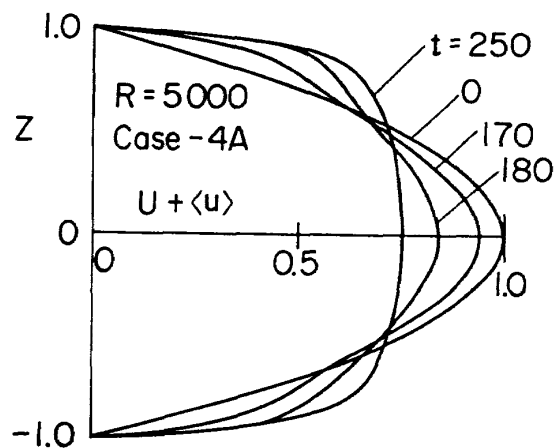


図 3 平均流 $U + \langle u \rangle$ の発達

長の形は図 1 とは異っている。流れの速度場を調べてみると、図 1 の場合はピーク・バレー型の遷移、図 2 はスタッガード型の遷移になっている事がわかり、この様な 2 種類の遷移は境界層の実験では観測されている¹⁰⁾。

図 3 は平均風速の時間的变化を示し、 $t \sim 180$ で速度分布が大きく変化し、 $t = 250$ で乱流型の分布が得られている事を示している。

これまで新しいフーリエ・スペクトル法による直接数値シミュレーションによって平面ポアズイユ流の遷移機構を調べた結果を述べたが、計算結果はこれまで知られている遷移機構をよく説明し、本計算の有効性を示している。

文 献

- 1) D. Gottlieb and S. A. Orszag : NSF - CBMS Monograph No. 26. Soc. Ind. and Appl. Mech. (1977) .
- 2) C. Canute, et al : *Spectral Methods in Fluid Dynamics*, Springer-Verlag (1988).
- 3) S. A. Orszag and A. T. Patera : J. Fluid Mech. 128 (1983) 347.
- 4) L. Kleiser and E. Laurien : AIAA Paper No. 85-0566 (1985) .
- 5) J. Kim, P. Moin and R. Moser : J. Fluid Mech. 177 (1987) 133.
- 6) B. A. Singer et al : AIAA Paper 87-0048 (1987).
- 7) I. Hosokawa and K. Yamamoto : J. Phys.

- Soc. Japan 55 (1986) 1030.
- 8) 山本稀義, 細川巖 : 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-8, 217 (1987).
- 9) T. Herbert : AGARD CP-224 (1975) 3-1.
- 10) W. S. Saric and A. S. W. Thomas : Proc. I UTAM Symposium " *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids*", Kyoto, Japan (1983) 117.

三次元境界層の遷移

小 濱 泰 昭*

1. はじめに

航空機の高性能化は時代の要請である。抵抗軽減と低騒音化、この2つの課題が高亜音速大型機の21世紀へ向けての研究の柱となっている。これらの課題を解決するためには、三次元境界層の乱流機構を解明することが必須である。また、最近急速に研究開発の必要性が問われ始めてきたHSCT（極超音速旅客機）やSpace plane（宇宙往環機）などを実現するためには、その抵抗軽減は言うに及ばず、空力加熱の問題でも三次元境界層の研究は必須であり、航空宇宙の分野で亜音速から極超音速までの広いマッハ数範囲にわたり、三次元境界層の乱流遷移機構の研究解明は必要不可欠な重要研究課題の1つになっている。

境界層が三次元化する要因として主に2つが挙げられる。すなわち、遠心力の影響（回転の影響や曲率の影響）と翼の後退角の影響（圧力勾配の方向と主流の方向が異なる影響）である。これらの要因により境界層は二次元の場合より急激に不安定となり、壁面に固定し、流れ方向にほぼ一致した軸を持つ攪乱が発生する。要因のうち前者に属するものに回転軸対称体まわりの境界層や凹面壁上の流れなどが含まれ、後者に属するものに後退角を有する翼形や円柱、凹凸面壁上の流れなど、いずれも応用上重要な流れ場が含まれている。

2. 回転軸対称体

2.1 円すい体

円すい体はその頂角（ 2θ ）の大きさにより支配する不安定性が変化する。すなわち、 $2\theta=0^\circ$

の時は円柱形に帰着し、遠心力不安定により境界層は遷移し、 $2\theta=180^\circ$ の時は円板に帰着し、横流れ不安定により遷移する。これらの間の頂角の時、円すい体を形成し、前述の2つの不安定性が共存し、ある頂角 $2\theta^*$ を境にそれぞれの大きさが逆転するはずである。すなわち、 $0^\circ \leq 2\theta < 2\theta^*$ では遠心力不安定が支配的であり、 $2\theta^* < 2\theta < 180^\circ$ では横流れ不安定が支配的である。この臨界角 θ^* は、主流の大きさによって異なる値であり、一概に求まるものではないが、主流が無い場合には $60^\circ < 2\theta^* < 90^\circ$ の範囲に存在することが、発生する渦の構造から判明している。一般に、遠心力不安定性が支配的な流れ場ではペアー渦が発生し、横流れ不安定性が支配的な流れ場では同方向回転渦が発生する。全頂角 2θ を 0° から 180° の間で変化させた場合の境界層の安定性について測定した結果、 $2\theta=180^\circ$ の時 $Re_c=8.8 \times 10^4$ から、 $2\theta=0^\circ$ の $Re_c \approx 20$ まで、全頂角の減少に伴って臨界レイノルズ数が急激に減少し、特に臨界角 θ^* の付近で急勾配で減少する傾向がみられた。このことから、遠心力不安定性が横流れ不安定性に比して極めて不安定性が強く、かつ $2\theta \approx 90^\circ$ あたりから急激に遠心力不安定性が増大することも判明している。

もう1つ重要なポイントは、乱流遷移直前に高周波の別の不安定性が発生するという事実である。凹面壁上に発生するゲルトラー渦の場合と同様に、主流のおよそ80%の位相速度で伝播するこの不安定性は2次不安定と名付けられ、乱流遷移に直接的に関わっていることが後に確かめられている。

2.2 傾斜曲面体

航空機主翼の後退角は横流れ不安定性を引き起

* 東北大学工学部

こし、前縁付近から境界層を乱流遷移させることが知られている。主流の方向と圧力勾配の方向が異なるために、速度勾配の存在する境界層中で流れが圧力勾配の影響を強く受ける結果、三次元化してねじれ境界層を形成する。この現象は壁面がわん曲した前縁近傍の境界層の薄い領域で発生するために、測定に困難を伴いその詳細な説明はあまり進んでいない。より流速の遅い領域で平板上に同様の流れ場を再現させ測定し易いように工夫した例が Saric により紹介されている。すなわち、流れに対し後退角を持たせた平板、上部に圧力分布を印加する物体を設けるという方法で、平板上の低速で厚い境界層中に横流れ不安定性を発生させている。これによって境界層の三次元速度分布

が精度良く測定され、かつその非線形成長プロセスも明らかにされてきている。

傾斜させた円柱まわりの流れは翼前縁近くの流れを模擬するもう1つの実験モデルであり、このまわりの流れの研究から、位相速度を有する高周波の不安定性が発生することが確かめられ、詳細に研究されてきている。この不安定性は、種々の三次元境界層の研究結果も含めて分析した結果、変曲点形不安定性であり、回転軸対称体まわりで検出されたものと同様で2次不安定と名付けられている。この2次不安定性の発生基準は、乱流遷移を直接的に引き起こす点で重要であるにも関わらず、今のところほとんど明らかにされていない。

Navier-Stokesコードによる遷音速翼解析の現状

廣 瀬 直 喜*

河 合 伸 坦*

遷音速翼解析の数値的解法は計算機の進歩に伴い過去 20 年間に急速な発展を遂げた。遷音速翼の流れに特徴的な現象は衝撃波の発生と境界層との干渉である。従来の翼解析では、非粘性ポテンシャル流れを差分法で求め、粘性効果については境界層方程式を解き排除厚効果を外の非粘性解析に反映させる事によって求めるが、それでは剥離を含む衝撃波との強い干渉場を解くのは困難であった。Navier-Stokes (N-S) 方程式を解く事が出来ればその困難は解決されると考えられた。

実用的な観点から N-S 方程式を差分法で解くには、克服しなければならない幾つかの問題点がある。第一は計算時間と容量の問題、第二は乱流モデルや遷移の取扱い法である。前者は非粘性的な外部の流れを精度高く求めるのに多くの格子点が必要な上に、境界層の内部の分解能に、少なくとも粘性低層をカバーする細かな格子配分が不可欠である為である。衝撃波を捕らえるには時間依存差分法を利用し、十分時間が経過後の漸近的定常解を求めるが、時間刻み幅は差分法の安定条件によって制約され多くのステップ数を要する。幸い、解法の進展と最近のスーパー・コンピュータにより 2 次元解析が数分で可能となってきたが、3 次元解析には未だ数時間を要し実用的とは言えない。

第二の乱流モデル、遷移の取扱い法は、より本質的な課題である。翼解析の対象となる流れは遷移を伴う高レイノルズ数の乱流であるから、通常、N-S コードでは乱流モデルを取入れた、所謂、時間平均 N-S 方程式を解く。乱流モデルは一番簡単な渦粘性概念の代数モデルを使う物が多い。

境界層解法で使われる Cebeci-Smith の 2 層モデルを N-S 方程式に適用した Baldwin-Lomax モデルが代表的である。B-L モデルでは遷移は速度分布から求めた渦粘性係数が適当な値を越えたら遷移と看做すとしている。良く知られる様に、このモデルは本来穏やかな順圧力勾配の平衡境界層に適用される物であり、衝撃波との干渉場は勿論、遷音速翼の流れには自ら制約がある。遷移点の評価も実験との一致を任意の流れに対して得る事は無理である。実際、多くの解析の報告でも、境界層特性についての詳細な信頼度の高い解析結果はほとんど無いといって良いであろう。

2 方程式モデル等の高次モデルでは実験との調整パラメータがあり、それらの値の決定を実験データ取得が容易な低速平衡境界層データに依存している為、B-L モデルによる解析と差が無いばかりか悪い場合も多いのが現状である。

結局、一言で表わすと、現在の N-S 解析のメリットは、衝撃波や剥離を伴う流れ場を、粘性層、非粘性層の区別を意識する事なく、全体を纏めて一つの差分法で扱う事が出来、その結果、排除厚効果や粘性抵抗の定性的な評価が“一応”可能であるという事である。もっとも、これ自体従来の解析から比べて究めて大きな進歩である。乱流モデルを使わない『直接 N-S 計算』は遷音速翼解析に関する限り、筆者には当分先まで実用化しないであろうと考えられるし、また、その必要も無いであろう。

我々はこの観点から、N-S 解析法の実用化の為の研究：遷音速翼解析に適した計算法の研究、乱流モデルの実験とのチューンアップと遷移の判定法、層流翼制御の解析法等を進めている。詳細は文献 1～3 を参照されたい。ここでは解析結果

* 航空宇宙技術研究所

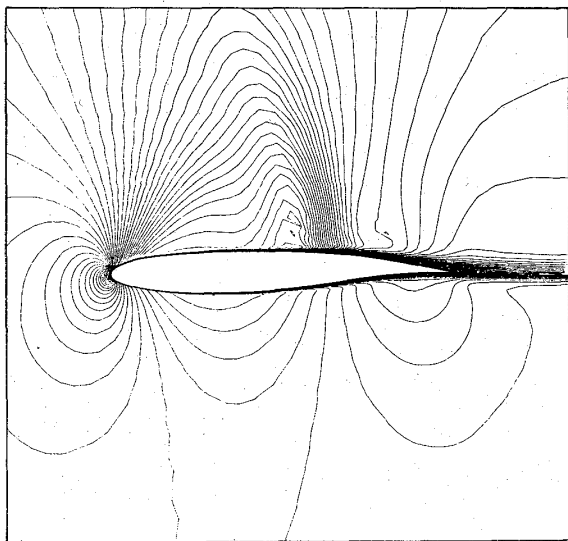


図 1

の図を示す。図 1 は Korn 翼の流れ場（等マッハ数線図， $M_\infty=0.75$ ， $\alpha=2^\circ$ ， $Re=13\times 10^6$ ）で衝撃波と境界層がはっきり捕らえられている。図 2 は層流翼制御の解析結果で，NACA0012， $M_\infty=0.2$ ， $\alpha=4^\circ$ ， $Re=3\times 10^6$ で吸込み有り，無しの C_f 分布の比較である。層流翼制御の効果が得られる事が示され，設計に用いる事が出来よう。

文 献

- 1) 河合伸坦，廣瀬直喜，「高レイノルズ数遷音速翼型解析プログラム NSFOIL の開発」，航技研報告 TR-816. (1984)。
- 2) Hirose, N., Kawai, N. & Miyakawa, J.,

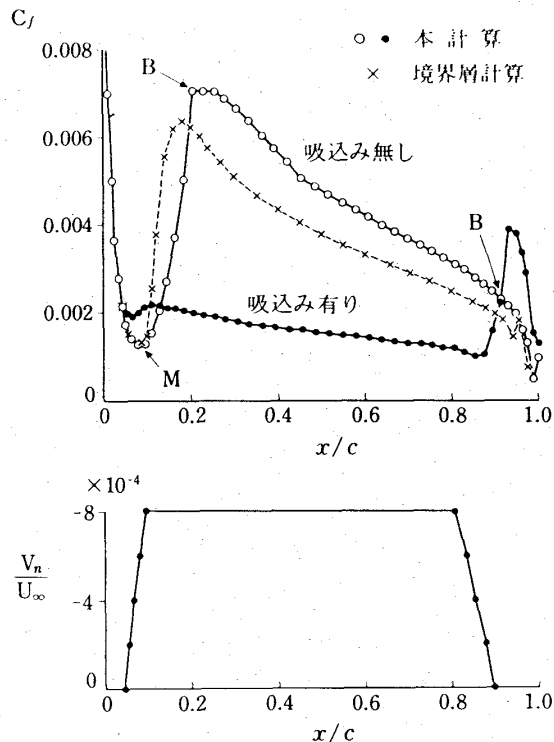


図 2 摩擦係数分布と吸込み分布

NACA 0012 翼型，上面，

$M_\infty=0.2$ ， $\alpha=4^\circ$ ， $Re=3\times 10^6$

Comparison of Transonic Airfoil Characteristics by Navier-Stokes Computation and by Wind Tunnel Test at High Reynolds Number, NAL TR-911T, (1986) .

- 3) 河合伸坦，廣瀬直喜，石田洋治，「二次元翼の層流制御の Navier-Stokes 解析」，pp. 277-280, 航技研特別資料 SP-7, (1986)。

非線形安定理論と二次不安定

伊 藤 信 毅*

二次不安定とは： 層流の不安定から乱流への遷移に到るまでの特徴的な流れ現象を理論的に説明しようとするとき、「二次不安定」という概念がしばしば用いられる。これは定常層流の最初の不安定、例えばTS波に対する不安定と区別するために用いられる用語で、既にある程度変動する流れ場の新しいタイプの攪乱に対する不安定を意味する。もう少し詳しく調べると、二次不安定の用法には少し意味の異なる二種類があるように思われる。一つは高周波二次不安定と呼ぶべきもので、基本になる非定常流の時間的及び空間的変動のスケールが攪乱の変動スケールに比べて一段大きい場合を対象にする理論的手法を指す^{1,2)}。もう一つは、層流にTS波が架上されたような非定常流を基本流とみなし、その時間的空間的変動スケールと同じ程度の変動スケールを持ち、少し形の異った攪乱、例えば三次元攪乱に対する安定性を記述する用法である³⁾。こちらの方は数学的基本仮定に若干疑問があるので、以下ではその点を明確にするとともに、弱い非線形干渉理論との関係について検討する。

Herbert の理論： 層流の不安定から生じた二次元TS波がある大きさに成長すると、変動は横幅方向にも周期的に変化する三次元構造へ発展する。Herbert³⁾はこの現象を二次元非定常流の三次元微小攪乱に対する不安定として説明した。三次元構造には、変動振幅の大きいスパン方向位置が流れ方向に変わらないタイプ (peak-valley-splitting)^{4,5,6)}とそれが流れ方向に周期的変化を示すタイプ (staggered type)^{7,8,9)}の二種類がある。いずれの場合にも、基本流はTS波の位相速

度で動く座標 $x-ct$ に対して周期性を持つほぼ定常な流れである。そこで、流れ方向にはこれと同じ波数 (peak-valley-splitting の場合) 又はその半分の波数 (staggered type の場合) を持ち、横幅方向にも周期性を持つ三次元攪乱を考え、その時間増幅率を計算して安定性を判別するのである。その場合に、攪乱の全てのフーリエ成分が同じ時間増幅率を持つものと仮定されている。この仮定が厳密に成立するのは、基本流が完全に平衡状態にある場合、すなわち、TS波とその高調波の振幅が時間的に不変の場合に限られる。もし基本流のフーリエ成分がそれぞれ異なる増幅率で成長するならば、それとの相互干渉によって攪乱のフーリエ成分も異なった増幅率を持たねばならない。結局 Herbert の理論は、TS波が時間依存性を持つ現実的な場合には、原理的に矛盾する定式化であり、この点に対する改良がなされない限り、数学的に受け入れられないものである。

弱い非線形干渉の理論： 最近の平板境界層に関する実験結果⁸⁾によると、初期変動の強さが0.6%を超えると peak-valley-splitting 型が観測され、0.3~0.6%の範囲で Herbert の予測する staggered 型が、0.3~0.2%の範囲で Craik⁷⁾の共鳴理論が予測する staggered 型がそれぞれ観測されている。Herbert の三次元攪乱は Craik のものに比べて横幅方向の波数が2倍程度の大きさを持つことによって区別される。攪乱の強さがこの程度のものであれば、弱い非線形理論を用いて現象を説明できそうに思われる。すなわち、変動の中の代表的なフーリエ成分の振幅を十分小さいものと仮定し、全ての成分をその振幅で展開するとき、攪乱全体の程度が弱ければ、振幅展開の始めの2~3項でその特性が表現できると期待される。こ

* 航空宇宙技術研究所

の理論は本来単一な二次元波動攪乱の非線形発達を記述するために発達したものであるが¹⁰⁾、二次元波と三次元波が共存する場合についても適用されている^{5,6)}。Craig⁷⁾はこの手法に基づいて三次元化過程に一つの説明を与え、上で述べた実験でその事実が確認されたのである。彼の理論を平面ポアズイユ流に適用すると、速度分布の対称性からランダウ型定数が0になって、三次元化が起らないことになる。Craigは二次元波と三次元波の直接的な干渉（一次干渉）を考えたのであるが、この問題では非線形干渉の次のオーダー（二次干渉）まで考えることにすれば、別の種類の三次元化過程が提起される。これは一種の敷居不安定であり、Herbertの非線形理論の結果に対応するものと想像される。詳しい計算は間もなく実行される予定である。なお、peak-valley-splitting型三次元化過程に対して干渉理論を適用した結果は既に公表されている¹¹⁾。

参 考 文 献

- 1) Landahl, M. T. (1972) J. Fluid Mech. 56, 775-802.
- 2) Itoh, N. (1981) Proc. Roy. Soc. Lond. A 375, 565-578.
- 3) Herbert, Th. (1984) Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, ed. T. Tatsumi, pp. 53-58. North-Holland.
- 4) Klebanoff, P. S, Tidstrom, K. D. & Sargent, L. M. (1962) J. Fluid Mech. 12, 1-34.
- 5) Stuart, J. T. (1962) Adv. Aeron. Sci. 3, 121-142.
- 6) Itoh, N. (1980) Trans. Japan Soc. Aeron. Space Sci. 23, 91-103.
- 7) Craig, A. D. D. (1971) J. Fluid Mech. 50, 393-413.
- 8) Saric, W. S. & Thomas, A. S. W. (1984) Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, ed. T. Tatsumi, pp. 117-122. North-Holland.
- 9) Kachanov, Y. S. & Levchenko, V. Y. (1984) J. Fluid Mech. 138, 209-247.
- 10) Stuart, J. T. (1960) J. Fluid Mech. 9, 353-370.
- 11) Itoh, N. (1987) J. Fluid Mech. 181, 1-16.

回転系における流れの遷移

大 路 通 雄*

1. はじめに

回転流体中の遷移現象は多岐にわたる豊かな内容を持ち、原理的にも応用面でも極めて重要な課題であるが、ここでは中でも最もポピュラーな回転二重円筒間の流れ（テイラー・クエット系）に焦点を絞って、電通大で進めている実験の概要¹⁻¹²⁾と、関連する二三の話題を紹介する。この系は、単純な幾何学的形状にも関わらず力学的には意外に複雑で、出現する多種多様な流れパターンとその進化の全容は、現在もなお明らかでない^{13,14)}。

本研究は、差し当たり特に、

- 1° 外円筒固定時：乱流に至る逐次進化の全過程、
 - 2° 内外円筒逆回転時：クエット流の第一遷移、
- について、それぞれの基本的な特徴を捉えようとするもので、これまでに得られた結果は、現象の多様性をあらためて示している。

2. パラメーター

両円筒の半径、回転角速度： $(r_o, \Omega_o), (r_i, \Omega_i)$ 、

ギャップ： $d=r_o-r_i$ 、液柱高さ： h 、

動粘性率： ν （添字 o は外、 i は内を示す）、

によって以下のパラメーターを定義する。

- a° 半径比： $\eta=r_i/r_o$
- b° 回転比： $\mu=\Omega_o/\Omega_i$
- c° アスペクト比： $\Gamma=h/d$
- d° ギャップ・レイノルズ数： $R_o=\Omega_o r_o d/\nu$,
 $R_i=\Omega_i r_i d/\nu$
- e° 半径レイノルズ数： $R_o=\Omega_o r_o^2/\nu$,
 $R_i=\Omega_i r_i^2/\nu$

なお、外円筒固定時（ $\mu=0$ ）には、

f° 比レイノルズ数： $R^*=R_i/R_o$ 、………(2)

が便利である（ R_o は第一遷移の臨界値）。

3. 実験装置及び方法

実験の都合上、前記 1° と 2° で別々の装置を用いた。それぞれ $2r_o$ が 6~12 cm 程度の数種を製作したが、内外とも透明アクリル円筒とした点が共通の特色で、その工作精度が実験の成否を分ける（誤差~0.2mm 以下）。実験ではすべて $\Gamma>30$ として、有限長効果を度外視した。ただし、詳細は別途検討の余地がある¹³⁾。円筒は三相 200W モーターとベルトで駆動、インバータによって 10~300 rpm の範囲で安定した回転数制御を行う。流体には ν が 0.65~50 cst のシリコン油を用い、温度制御を省いたが、結果への影響は殆ど無視できることを確認した。実験方法は、主として次の二通りである。

V° 可視化法：アルミ粉で流れを可視化し、360° の視野をもつ内・外全周鏡を新たに考案してモード判定を正確かつ容易にした。解析にはビデオを活用する。

S° 光散乱法：アルミ粉によるレーザ光の散乱強度を検出し、一点情報から変動の周波数パワー・スペクトル、二点情報から空間相関関数を求める。

4. 外円筒固定時（ $\mu=0$ ）のパターン進化¹¹⁾

Taylor¹⁵⁾ や Coles¹⁶⁾ 以来最も研究が多く、Swinney らのグループ¹⁷⁻²⁰⁾ がクエット流→テイラー渦流 (TVF) →波動渦流 (WVF) →変調波動渦流 (MWVF) →乱流テイラー渦流 (TTVF) の過程とカオスの発生を指摘したが、この研究では MWVF の段階を最重点とする。その経過を要約

すれば,

1° 振幅と位相が変調された波形の表式を種々のモードと対比し, 方位角波数 m , 変調指数 k , 特性周波数 f_1, f_2 , 平均位相速度 c などのモード定数を(2)式の R^* の関数として実験的に定めた。

2° 方位角方向の二点相関を実測し, 特に 180° 離れた二点間の相関値 C_π は, 秩序消失の転移点 R_d^* の近くで,

$$C_\pi \propto (R_d^* - R^*)^\sigma; \sigma \approx 1/3 \quad (R^* \leq R_d^*) \quad \dots\dots\dots(3)$$

のような特異性を示すことを見出した (図1)。

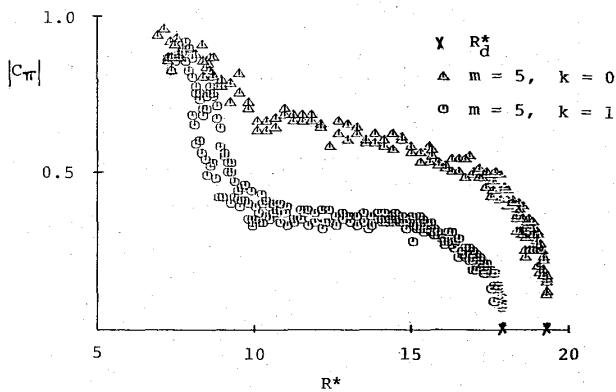


図1 MWVF における相関の消失

5. 内外逆回転時 ($\mu < 0$) の第一遷移¹²⁾

このときクエット流は, 半径 $r_s = r_i \sqrt{(1-\mu)/(\eta^2 - \mu)}$ の静止面で相接する内外の二層から成り, $-\mu$ の値に応じてTVF型の定常軸対称モードまたは軸方向に伝播する螺旋渦流 (SVF) モードが出現する²¹⁾。内周鏡はその判別に極めて有効で, 数種の η の値についてSVFの発生領域

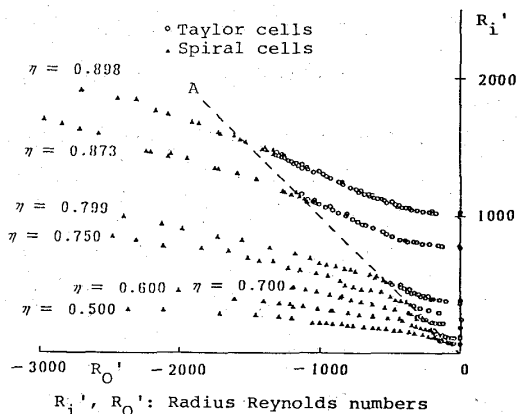


図2 内外逆回転時の第一遷移

(図2) とモード特性とくに螺旋波数, ピッチ角, 位相速度などを確定することができた。

一方, これと並行してクエット流の安定性解析を行い, 微小ギャップ近似の範囲ではあるが, 非軸対称攪乱の弱非線形モード競合を定式化してSVFとWVFのそれぞれの成立を計算で示した^{22,23)}。

参考文献

- 1) 塩野谷伸司ほか: 第15回乱流シンポジウム報告集 (1983) 178.
- 2) 大路通雄ほか: 特定研究河口湖集会報告集 (1983) 127.
- 3) 大路通雄: 第16回乱流シンポジウム報告集 (1984) 94.
- 4) 大路通雄ほか: 第17回乱流シンポジウム報告集 (1985) 182.
- 5) 天谷賢児ほか: 第18回乱流シンポジウム報告集 (1986) 67.
- 6) 大路通雄ほか: 第18回乱流シンポジウム報告集 (1986) 215.
- 7) M. Ohji et al.: J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 1030.
- 9) 大路通雄ほか: 第19回乱流シンポジウム報告集 (1987) 172.
- 10) 塩野谷伸司ほか: 第19回乱流シンポジウム報告集 (1987) 177.
- 11) M. Ohji and K. Amagai: Fluid Dyn. Res. **3** (1988) 305.
- 12) 大路通雄ほか: 第20回乱流シンポジウム報告集 (1988) 96.
- 13) R. C. DiPrima and H. L. Swinney: Hydrodynamic Instabilities and the Transition to Turbulence (H. L. Swinney and J. P. Gollub, eds.) Springer Verlag (1981) 139.
- 14) C. D. Andereck et al.: J. Fluid Mech. **164** (1986) 155.
- 15) G. I. Taylor: Phil. Trans. R. Soc. London **A223** (1923) 289.
- 16) D. Coles: J. Fluid Mech. **21** (1965) 385.
- 17) P. R. Fenstermacher et al.: J. Fluid Mech. **94** (1979) 103.

- 18) M. Gorman and H. L. Swinney: J. Fluid Mech. **117** (1982) 123.
- 19) R. S. Shaw et al. : Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1172.
- 20) G. P. King et al. : J. Fluid Mech. **141**(1984) 365.
- 21) H. A. Snyder: Phys. Fluids **11** (1968) 728; **11** (1986) 1599.
- 22) 伊藤信毅ほか : 数理解析研講究録 No.661 (1988) 39.
- 23) 岡本克巳 : 電気通信大学, 機械工学専攻修士論文 (1989) .

前縁剥離の制御

西岡 通男*

乱流遷移研究の応用として、遷移の制御が絡む、翼の前縁剥離の音波による制御をとりあげる。

翼の最大揚力が境界層剥離によって制御されることは周知である。迎角が最大揚力角以上になると、剥離境界層が大きい後流域を形成するために揚力は急減、抵抗は急増し、翼は失速状態となる。前縁失速型の場合は突発的に失速に入り極めて危険である。後縁失速型で境界層がほぼ全域乱流とみなせる高レイノルズ数の場合でも、最大揚力角を過ぎると最小圧力点下流の強い逆圧力勾配のためやはり剥離し、失速に至る。剥離の防止策として現在 vortex generator が汎用されているが、剥離の危険のない低迎角で抵抗を増すという難点がある。そこで、このようなペナルティのない剥離防止法が以前から模索されていた。そして最近、音波を用いた剥離制御が注目されるようになった¹⁻⁵⁾。言うまでもなく、音波で剥離が抑制できるならその応用は、翼に限らず、極めて広い。

境界層の剥離は、運動量とエネルギーが主流から壁近くの流れに輸送される割合と逆圧力勾配との大小関係に強く依存する。乱流境界層が層流に比べてより大きい逆圧力勾配に耐えるのは、乱流変動によって上述の輸送率が増加することによる。Vortex generator がつくる縦渦の役割も同じである。したがって、剥離制御のポイントは、対象が層流境界層、乱流境界層のいずれであれ、運動量やエネルギーを壁近くに輸送する能力の高い渦構造の励起にある。自然状態では生まれ得ない高い輸送率をもつ渦構造をつくり得る点に制御の意義がある。

ところで、音波は渦度を持たない変動である。

したがって、音波がどのように渦度攪乱をつくるかは注意深く調べるべき重要な課題である。この音波が作る渦度攪乱は励起すべき渦構造のいわば種である。種から渦構造が生まれるのは流れの不安定性による。すなわち、流れの不安定性を利用し、エネルギー的にはできるだけ微弱な音波で渦度攪乱の種を導入して制御に効果的な（主流の運動量やエネルギーを壁近くに運ぶ能力の大きい）渦構造を励起しようというわけである。

上述のように、音波による剥離制御においては、音波が渦度攪乱や渦構造を生み出す過程、すなわち受容性の過程を詳しく知ることが重要である。音波で剥離が抑制されることは文献^{1,2)}で示されたが、同じ効果が観察された文献³⁾では抑制機構は確立されたといえないと強調され、受容性に関する理解が十分でないことを示している。本研究ではこの点を踏まえ、

- (1) 音波で励起し得る渦度攪乱の最大の強さ、
- (2) 剥離抑制に最も効果的な渦構造の空間スケール、

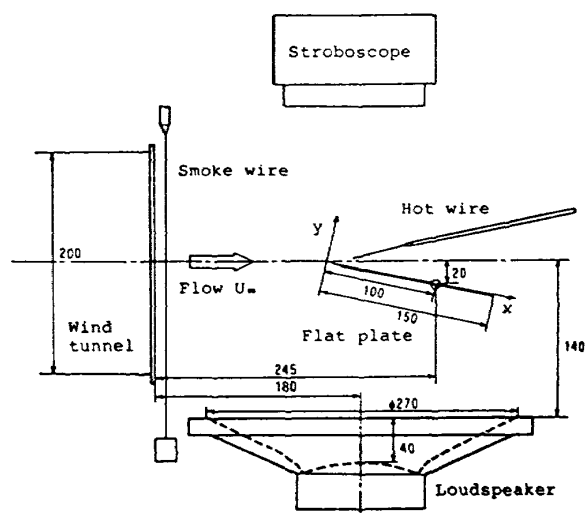


図1 実験装置の概略 (単位, mm)

* 大阪府立大学工学部

(3) 自然状態の渦構造とこの効果的な渦構造の違い、

を調べるため、ナイフエッジ状の前縁をもつ二次元平板翼の前縁剥離流について、まず前縁剥離流れの不安定性に関する実験と理論解析を行い、次にこの剥離流れを音波で制御する実験を行った。

図1は実験装置の概略である。風洞は一辺20 cmの正方形噴き口をもつ解放型、主流流速は4 m/s、翼のコード(150mm)に基づくレイノルズ数は 4×10^4 である。スピーカーによる音波の周波数 f は、流れの安定計算による増幅域内(0~1200Hz)で変化させた。前縁がナイフエッジであるから、スモークワイヤ法で可視化すると、迎角 2° 程度で明白な剥離泡が観察できる。迎角 8° の剥離泡の代表的な速度分布についてReyleigh方程式に基づき計算した不安定攪乱の空間増幅率 $-\alpha_i$ 、波長 α_r と f の関係を図2に示す。図のように最大増幅率を与える周波数 f_m は500

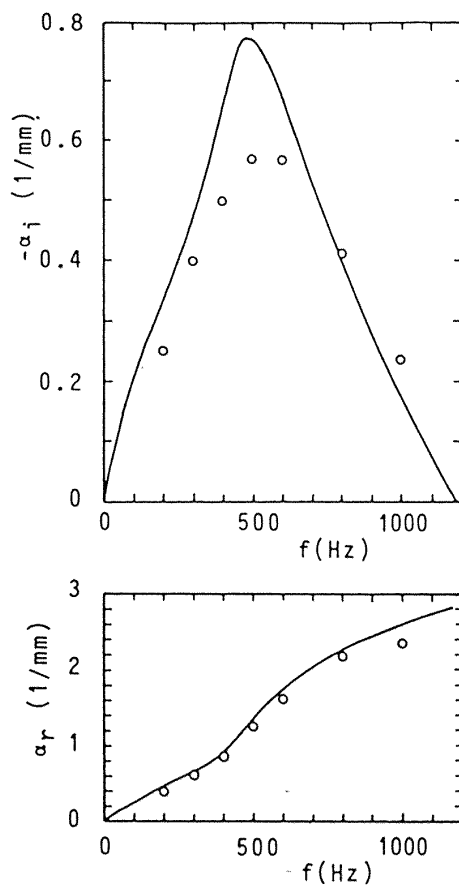


図2 前縁剥離泡流れの不安定性
(微小攪乱の波長, 増幅率と周波数の関係;
丸印は実験, 実線は安定計算の結果)

Hz程度であり, これを裏付けるようにこの周波数域の変動が増幅されて渦に成長する。この点は迎角を増しても同様であるが, 剥離泡が寸法を増すので, 自然に成長する渦構造は相対的に小さく

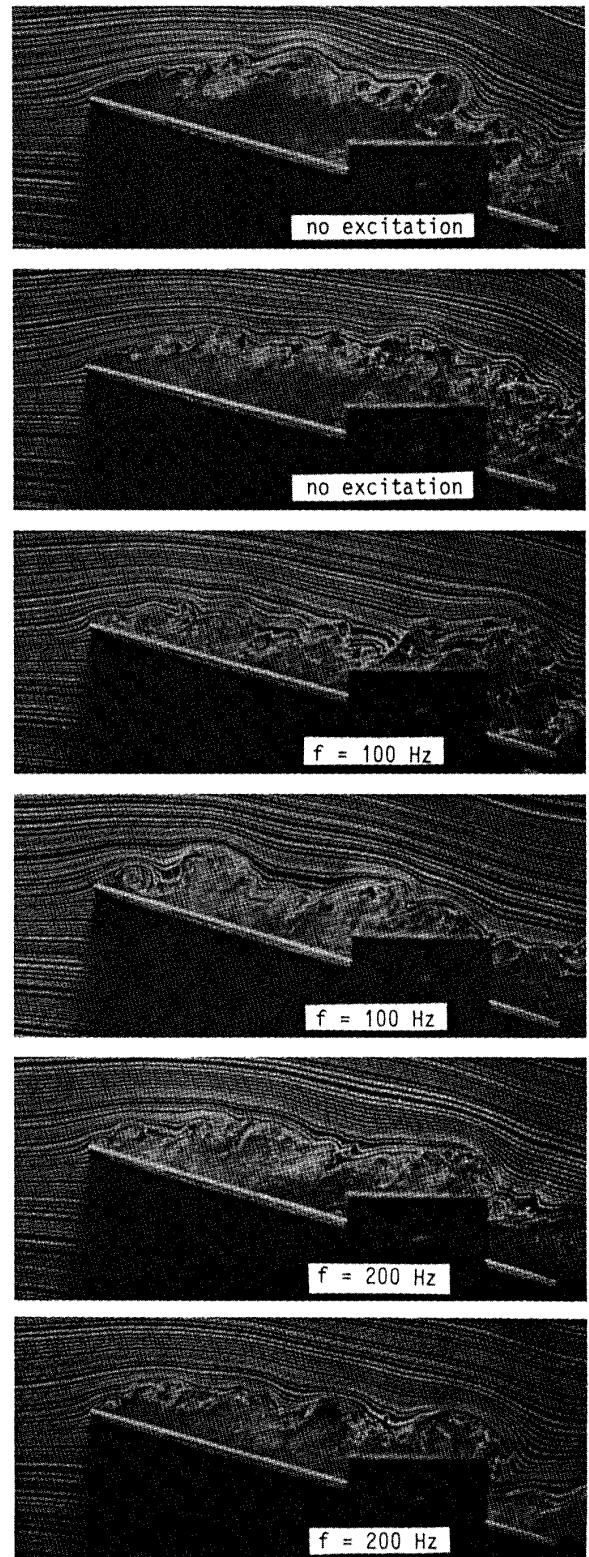


図3 音波による前縁剥離の制御
(音波による u 変動は前縁付近のポテンシャル領域で主流速度の約3%)

なり、運動量やエネルギーの輸送率の点でも不十分となって、迎角が 12° になると再付着せず、大きな剥離が生じる。このとき音波で剥離泡のスケール（平板からの高さ）の渦構造を励起すると、図3のごとく迎角 14° でも失速状態の大剥離を抑制することができる。この場合、音波によって励起される渦構造の強さは u 変動の実効値で言うと主流速度の40%に達する。その u 変動が主流速度の3%程度の音波によってこのように強い変動を励起し得ることは強調されてよい。これは、強い受容性を期待して、音波が前縁（ナイフエッジ）をほぼ直角に横切るよう放射されていること、剥離剪断層が強い変曲点不安定の特性をもつこと、などによる。本研究のより詳細は文献⁵⁾を、またこの流れの受容性については文献⁶⁾を、参照いただきたい。

参 考 文 献

- 1) Ahuja, K. K, Whipkey, R. R. and Jones, G. S. (1983) AIAA paper No83-0726.
- 2) Ahuja, K. K. and Burrin, R. H. (1984) AIAA paper No. 84-2298.
- 3) Zaman, K. B. M. Q, Bar-Sever, A. and Mangalam, S. M. (1987) J. Fluid Mech. 182, 127-148.
- 4) 西岡, 浅井, 吉田 (1987) 第24回日本航空宇宙学会中部関西支部合同秋期大会講演論文集, 101-104.
- 5) Nishioka, M, Asai, M. and Yoshida, S. (1989) AIAA paper No. 89-0973.
- 6) 浅井雅人 in this volume.

二次元・三次元境界層に共通した遷移プロセス

小 濱 泰 昭*

1. はじめに

二次元境界層の研究は世界的にも盛んに行われており、乱流スポットの発生する直前までの遷移プロセスはかなり判明してきている。これに比べて三次元の場合は、主としてその複雑さ、測定の困難さのためにあまり解明が進んでおらず、多くの不明な部分が残されている。このような状況の下で、二次元と三次元の遷移プロセスを対比して観察することには大きな意味がある。すなわち、比較的明らかにされている二次元の場合の情報を鏡にすることにより三次元の場合の不明な点を明らかにできるし、またその逆も可能である。結果として二次元も三次元も遷移プロセスが大幅に解明できる可能性がある。以上のような目的から、二次元と三次元の遷移プロセスを対比して観察し、その結果双方に共通したプロセスが存在することを見つけ出すと同時に、いくつかの不明な点も明らかにすることができた。

2. 実 験

2.1 可視化データの定量化

対比してみようと思ったきっかけは、図1(a), (b)に示す二次元と三次元の可視化写真に類似したパターンをみつけたことにある。(a)はKegelmanらの円柱まわりに発生する二次元境界層の遷移プロセスをイラストにしたものであり、(b)は球の表面に発生する三次元境界層中の横流れ渦の崩壊過程である。前者では円柱表面を取り巻くように、T-S波が成長し、後者では横流れ渦を取り巻くように2次不安定が成長しており、違いは一方が

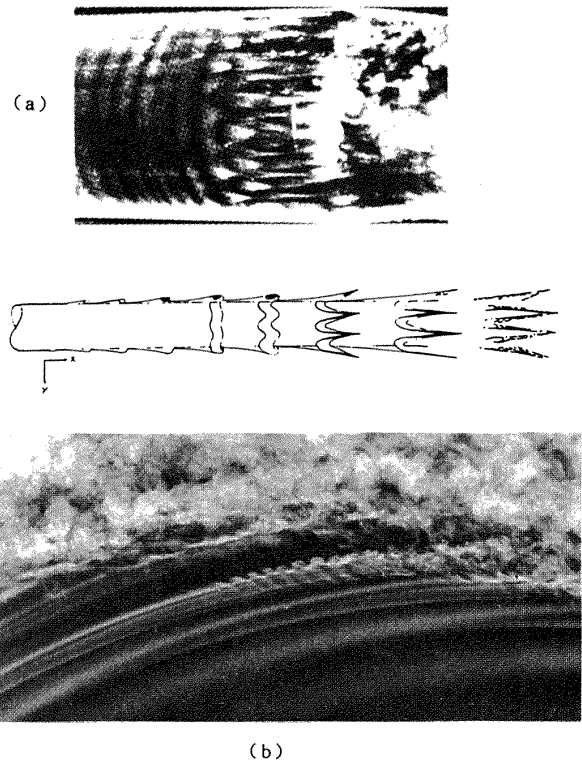


図1 2次元, 3次元の遷移構造
(a) 円柱まわりの2次元遷移
(b) 球のまわりの3次元遷移

固体円柱なのに対して、他方が渦という流体円柱であるということと、そのまわりに発生している攪乱が前者では軸にほぼ90°を成すのに対し、後者では斜めになっている点である。これらの様子から、三次元境界層の2次不安定はT-S波に類似した攪乱である可能性がうかがえる。

そこで、ここで用いた煙による可視化写真から何らかの定量的情報を得るために熱線流速計を併用して実験を行った。図2はその結果であり、物体壁面より発生する煙を用いた場合、回転体では煙の部分が周囲よりも流速が大きいということがわかった。例えば図左下の可視化写真のイラストの(1)~(4)の位置をそれぞれ熱線でトラバースした

* 東北大学工学部

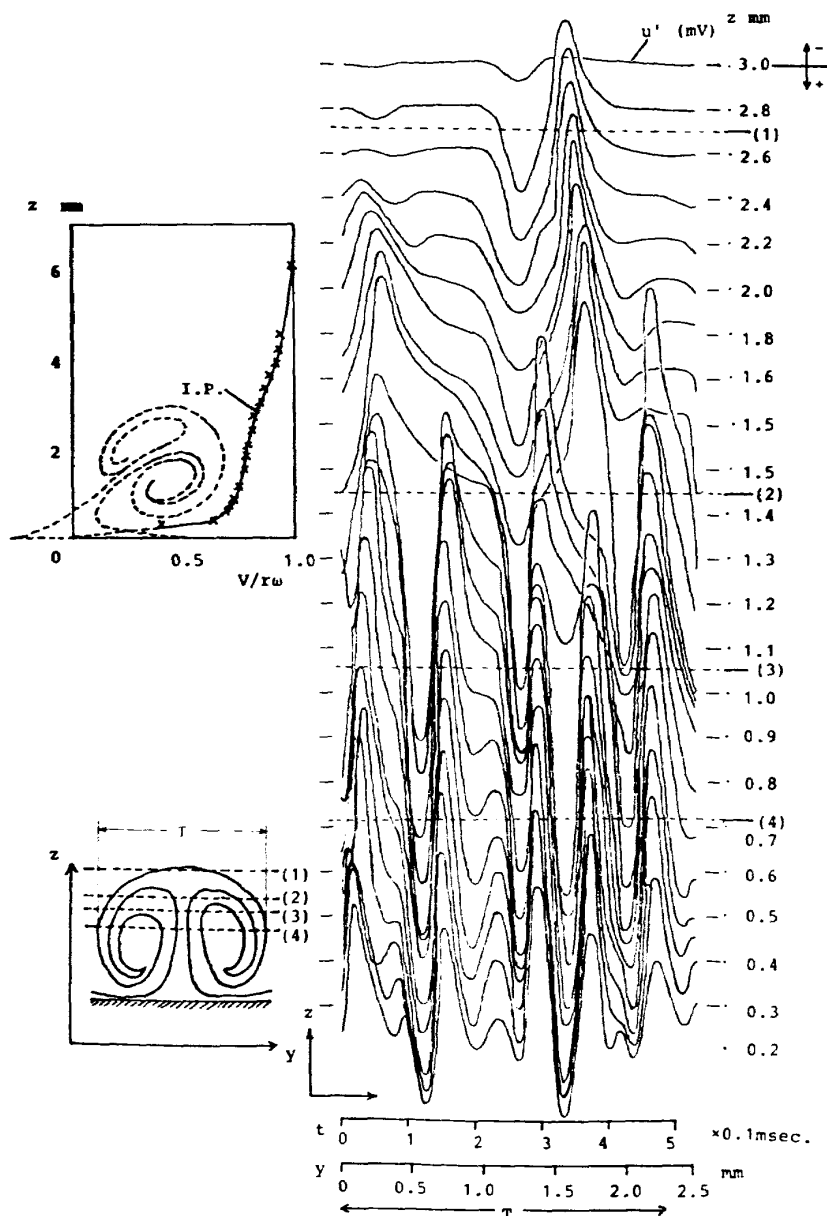


図2 可視化写真と熱線データとの対比

場合、右図の $z = (1) \sim (4)$ の結果を得ている。いずれも煙の部分で下向きのプラスの信号になっており、速度が大きいことを示している。

2.2 Spike について

T-S波が成長し、三次元化した後にマイナスのスパイク状の信号が熱線波形に観察されることが Klebanoff らにより初めて見出され、彼らは “New instability” と呼んでいる。一方、三次元の場合、2次不安定の発達過程でも同じような波形の変形が図3に示すように観察される。両者の違いは、スパイクの場合基本波に対して New instability が極めて高周波なのに対し、三次元

の2次不安定の場合は比較的低周波だという点である。他のデータも合わせて考えると、これらの波形の変形に対応する物理的現象は、渦運動によって流速の速い流塊中に遅い流塊が巻き込まれることに対応している。そして、スパイクステージは、一般に言われているように不規則性（乱流の性質）の始まりではなく、依然として規則運動の続きであると言える。不規則運動に見えるのは、基本となる T-S 波の周期に比して極めて高周波であるという点でそのように思えるに過ぎない。

2.3 共通したプロセス

図4に両方の遷移プロセスのイラストを示す。

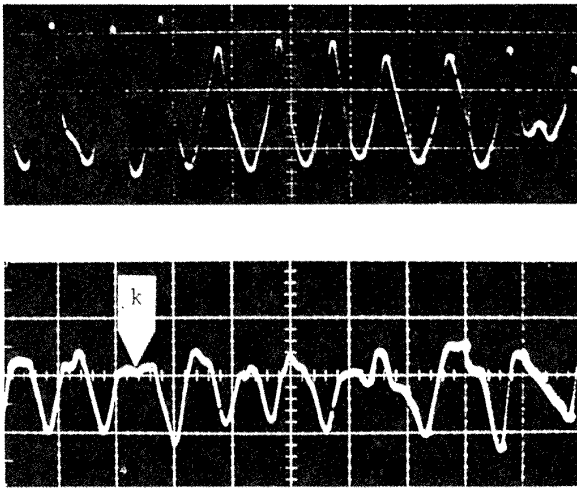
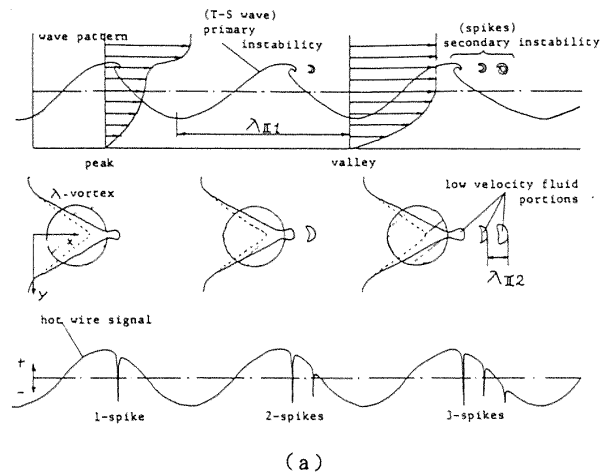
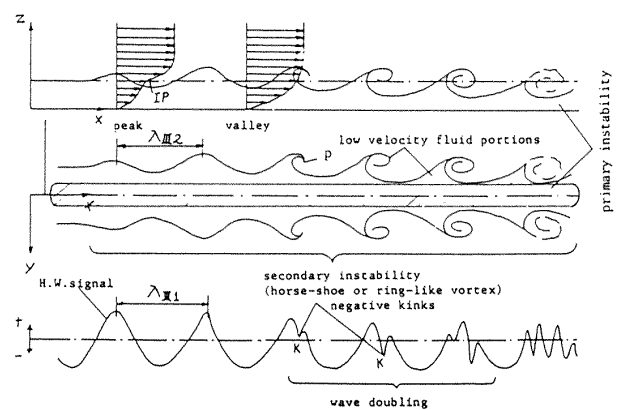


図3 3次元境界層, 2次不安定波の崩壊過程

1次不安定として二次元の場合はスパン方向に並ぶ進行波が生じるのに対し, 三次元の場合は流れ方向に並ぶ定常渦が生じる。しかし, これら1次不安定が局所的に変曲点形不安定の発生しやすい場(ハッチング部分)を形成させる点で共通している。次いで, これら変曲点形の変曲点速度分布の発生した位置に双方とも2次不安定として進行波が発生する。二次元の場合はスパイクであり, 三次元の場合はhorse-shoeまたはring-like vorticesである。このプロセスが二次元, 三次元両方に共通した遷移プロセスである。



(a)



(b)

図4 遷移プロセスの対比

(a) 2次元

(b) 3次元

ASU非定常風洞と境界層遷移実験に要求される 風洞性能について

高 木 正 平*

筆者は1985年11月1日から1987年9月30日まで1年11ヶ月間アリゾナ州立大学（以後ASUと略記）機械宇宙工学科のSaric教授のもとに滞在する機会を得た。ここにこの時期に経験・実験したこと及びその後発表されたデータをもとにまとめた。

Saric教授はVPI & SU (Virginia Polytech Institute & State Univ.) 在職当時、NBSを去ることになったKlebanoffから、非定常風洞をもらい受けた。ところがVPI & SUにはその引受け場所がないこと等の理由で、ASUに風洞とともに移って来たと聞いている。1984年8月のことである。それから約1年ほどで風洞は手直ししながら完成するはずであった。しかし一応の完成を見たのは筆者がASUに来てから1年後であった。その風洞完成図を図1に示した。風洞は回流式である。ただ図1で明らかなように、流路は2つある。1つは測定部に非定常流を作るためのバイパス用流路である。バイパス用入口は回流流路側の送風機下流天井にあり、バイパスした流れは第2流路を出たあと、再び本流と合流し、送風機に到る。非定常流を作るために測定部と第2流路の下流に設置したRotating Shutterの位相を互いに

逆にすればよい。Shutterを油圧制御することによって正弦波状の非定常流ならば0.1–25Hzまで実現可能である。通常の定常流風洞として用いる場合は、バイパス用の天井板を閉め、第2流路は用いない。

実は図1は幾たびか改良に改良を加え、現在までに達した最良の形態である。風洞が完成した当初は、風速を監視する圧力変換器の4桁表示のうち下2桁が変動し、主流には憂慮すべき低周波の存在をにおわせた。熱線風速計を用いた主流変動の詳細な分析の結果比較的卓越した低周波変動が存在し、その中心周波数は主流速度と比例関係にあることが分った。

さて変動の発生源を特定するために、2台の熱線風速計を用い、速度変動の空間相互相関を求めた。その位相差から変動の伝播速度、その方向及びそのスケールを知ることができるからである。図2には主流速度が20m/sにおける相互相関の一例を示した。2本の熱線の間隔が流れと直角な平面で1.1m隔れているにもかかわらず、相関の最大値は0.8にも達する。このような大規模スケールの変動は一般に風洞の非定常性によることが知られ¹⁾、圧力変動である。圧力変動源として、

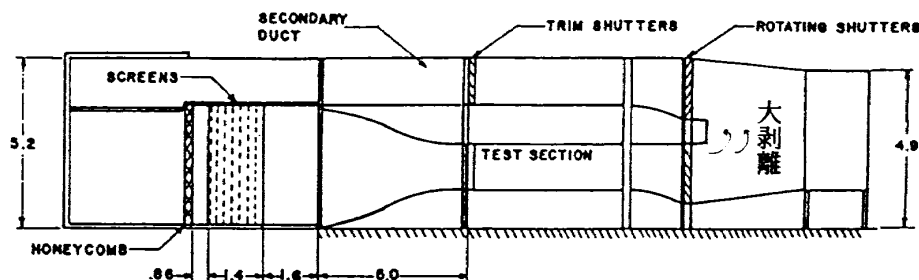


Fig.1. Elevation of Test Section Side of ASU Unsteady Wind Tunnel.

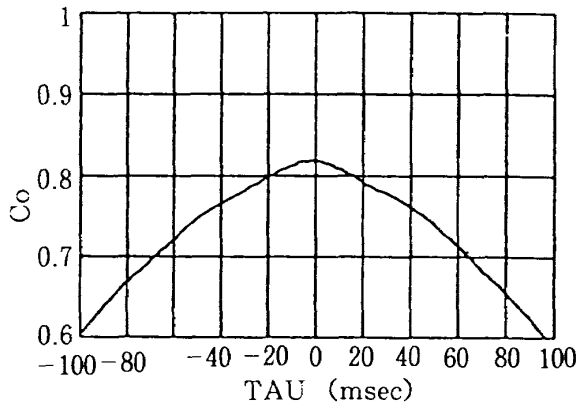


Fig.2. Correlation of two u' signals in same x -plane and diagonally opposed in the (y,z) plane by 1.1m.

設計の悪い風洞壁ないしは模型からの流れの剥離、送風機のモータ騒音、風洞壁振動による騒音、角部での剥離から出るエッジトーン等²⁾が考えられる。2台の熱線風速計の様々な配置関係やスペクトル分析から、次のような結論を得た。測定部と第2流路の合流部で大剥離が生じ、この際に生じた圧力変動は流れと逆向きに測定部に向かって伝播していたという訳である。この剥離を抑えるために、結局のところ金網が最良であった。ちょうど拡大管内の剥離を防ぐために用いる金網と同じ考えに基づく。

このように改善した風洞の測定部で種々の流速における三方向の変動レベルを表1と2に示した。流速 30m/s 以下では主流変動レベルを 0.1% 以内に抑えることができた。変動の中から $0.1\sim 2\text{Hz}$ の成分を除去すると、主流変動レベル u' はほぼ半減するが、 v' 及び w' には顕著な変化はみられない。このことはすでに前述したように低周波変動は圧力変動によるもので、その波面は流れと直角に伝播しているためである。図2の $\tau=0$ における相関値はおよそ 80% で、この値が圧力変動によるものと考え、残り 20% は残留速度変動となる。たとえば表1で $U=15\text{m/s}$ のとき $u'/U=0.085\%$ であるから、残留速度変動 u' は $u'/U=0.085\%\times\sqrt{0.2}\approx 0.038\%$ となって、表2の 2Hz 以下の変動を除去したレベルにほぼ等しくなる。すなわち 2Hz 以下の成分はほとんど圧力変動によるものと考えてよい。また今後の課題として圧力変動の発生源である剥離を完全に

Table 1 Fluctuation Measurements

DC coupled, $0.1\text{Hz}-1\text{kHz}$ band pass

Freestream Speed U_0 (m/s)	Streamwise Fluctuation rms u'/U_0	Transverse Fluctuations rms $v'/U_0, w'/U_0$
5.0	0.069%	0.018%
10.0	0.088%	0.016%
15.0	0.085%	0.018%
20.0	0.091%	0.024%
25.0	0.092%	0.035%
30.0	0.095%	0.040%

Table 2 Fluctuation Measurements

AC coupled, $2\text{Hz}-1\text{kHz}$ band pass

Freestream Speed U_0 (m/s)	Streamwise Fluctuation rms u'/U_0	Transverse Fluctuations rms $v'/U_0, w'/U_0$
5.0	0.018%	0.007%
10.0	0.030%	0.014%
15.0	0.038%	0.014%
25.0	0.067%	0.032%
30.0	0.054%	0.026%

抑止できれば、速度変動のレベルは表2の値程度まで改善できるはずである。表1と2は 0.1Hz 程度の低周波数から乱れを評価しないと、乱れの過少評価となるよい例でもある。

さて主流中に表1に示すような変動が存在する場合の自然遷移レイノルズ数を測定することは、境界層遷移研究における基礎データとして重要である。測定部のほぼ中央垂直に固定した平板上に発達する境界層の遷移点を検出するために、熱線は境界層内に固定したまま主流速度を変えた。図3は熱線風速計の出力を主流速と平板前縁からの熱線位置に基づくレイノルズ数に対し図示したものである。遷移レイノルズ数はおよそ 3.5×10^6

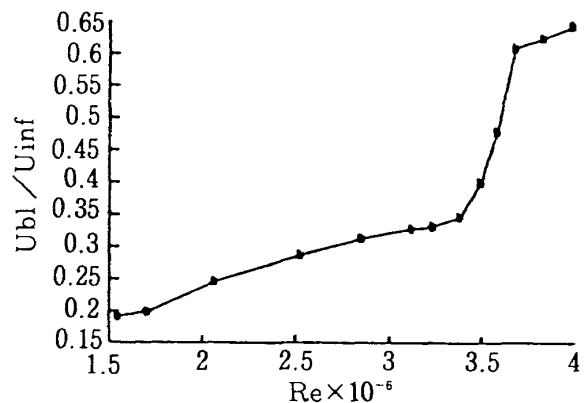


Fig. 3. Boundary-Layer Velocity, u/U_0 , versus x -Reynolds number, Re_x , at varying freestream speeds.

であり、極めて低騒音、低乱れ風洞における同種の実験値 4.4×10^{-3} に比べてもあまり遜色ない。遷移は主流の乱れの大きさそのものではなく、そのスペクトラムが重要であることがわかる。詳しいデータは文献⁴⁾を参照されたい。

参 考 文 献

- 1) Wood, D. H. & Westphal, R. V. : Measurements of the Free-stream Fluctuations above a Turbulent Boundary Layer, Phys. of Fluids. vol. 31, pp. 2834-2840, (1988).
- 2) 高木正平 : レーザ流速計校正風洞の残留乱れと騒音及びその評価 (投稿中)
- 3) 小濱泰昭 : 私信
- 4) Saric, W. S, Takagi, S. and Mousseux, M. : The ASU Unsteady Wind Tunnel and Fundamental Requirements for Freestream Turbulence Measurements, AIAA Paper 88-0053. (1988) .

回転円盤流の不安定と漸近理論

伊 藤 信 毅*

三次元境界層では、外側のポテンシャル流に平行な流れ以外に、それに垂直な方向の流れ(cross flow)が存在し、両者の合成ベクトルは壁からの距離に応じて方向を変える。この種の流れ場について層流の安定性を論じる場合に、回転円盤上に形成される三次元境界層がしばしば例題に取り上げられる。第1の利点はナビエ・ストークス方程式の厳密解が知られていることである。また、古くから多くの実験が行われ^{1,2)}、回転軸を中心とする円形の層流域とその外側に広がる乱流域の間に環状の遷移領域が存在し、そこでは一定間隔で周方向に並ぶ螺旋状の渦列が円盤表面に固定した状態で形成されることも知られている。渦列が観測されるレイノルズ数の範囲、渦の個数、螺旋の角度など実験的に示された事実を理論的に説明する試みも、主として線形安定理論の範囲で進められてきた^{1,2,3,4,5)}。以下では最近の理論的成果を紹介する。

平行流近似計算： 基本流の半径方向と円周方向の速度成分(U, V)が与えられると、その流れに対してオル・ゾンマーフェルト方程式に基づく安定計算を行うことができる。これを平行流近似による安定計算と呼ぶ。中立安定の条件を課すと、半径方向と円周方向の波数 α, β および局所的レイノルズ数 R (回転軸からの距離に比例する)を座標軸とする三次元空間中に一つの曲面が定義される。この流れでは、波数ベクトルの半径方向となす角 ϕ に応じて速度分布が図1に示すような形状を持ち、 ϕ のある範囲内で変曲点が存在する。すなわち、非粘性の極限では流れが不安定になり、中立曲面は $R \rightarrow \infty$ の方向に開いた形を持

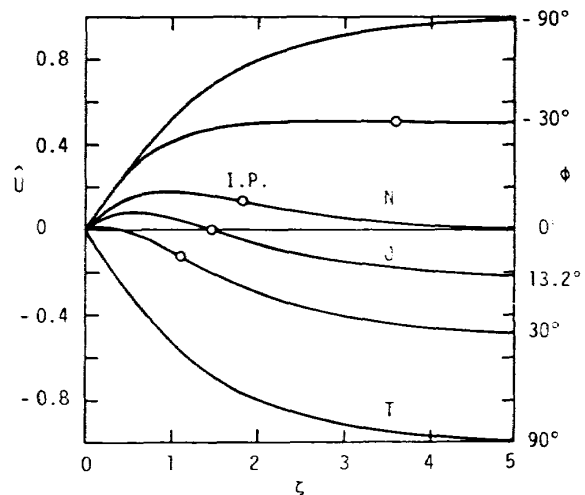


図1 基本流の速度分布

つ。図2はこの曲面を $R = 400$ において切断したときの断面を表わし、実線の内部が増幅領域である。点線ABは位相速度0の攪乱を与える波数の組合せを示し、C点は増幅率 ω_i が最大値を取る位置を表わす。C点が曲線ABのごく近くにあることから、実験で観測される固定渦が最大増幅率を持つ波数成分に対応しているのではないかと推測される。実際、C点から換算される螺旋渦の個数は実測値30と良く一致するし、螺旋の傾斜角も 12° となって、実測値 14° に近い。しかし、これらの計算値は $R = 400$ のときの値であって、 R が変われば増減し、実験結果を正しく説明していることにはならない。

漸近理論： 円盤流の速度は回転中心からの距離 r に比例するために、厳密な攪乱方程式は平行流の場合に比べてずっと複雑になる。それをオル・ゾンマーフェルト方程式で近似してよいかどうかは疑問である。そこで、レイノルズ数が十分大きいときを考えて、厳密な攪乱方程式の漸近解を導こうとする試みが行われている⁶⁾。漸近展開に用

* 航空宇宙技術研究所

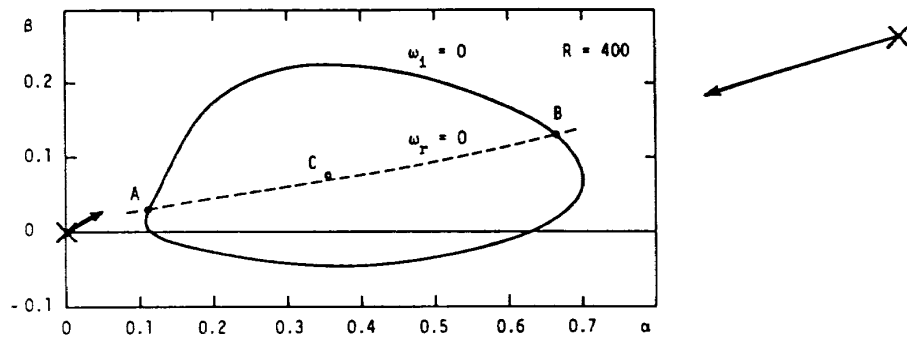


図2 漸近解と平行流近似解の比較

いる基本的な微小パラメータはレイノルズ数の逆数 R^{-1} と波数ベクトルの大きさを代表する無次元パラメータ k_0 の比 ε_0 である。また、壁面に垂直な方向の座標 ζ に関する微分を $D = \partial / \partial \zeta$ で表わすとき、攪乱速度の方向変化、すなわち作用素 D の大きさに応じて、 ζ 方向の領域を区別する。 $D \sim O(1)$ の通常領域以外に、 $D \sim O(\varepsilon_0^{-1/2})$ の壁領域、 $D \sim O(\varepsilon_0^{-1/3})$ の第1種転移領域、および $D \sim O(\varepsilon_0^{-1/4})$ の第2種転移領域が存在し、各領域ごとに攪乱方程式の漸近解を導いて、その中に含まれる未定係数を隣り合う領域解の接合条件から決定することになる。理論の詳しい内容については省略し、以下では Hall⁶⁾ の示した結果を紹介するに止める。実験で観測される固定渦に注目して、振動数が0の中立安定解、すなわち $\omega_r = \omega_i = 0$ の条件を課した場合について考える。この条件によって、波数 α と β が R の関数として定まる。図2から判るように、解は各レイノルズ数に対して2点存在するから、それぞれについて別個に漸近解析を行うことになる。A点に対応する解は $R \rightarrow \infty$ において座標原点 $\alpha = \beta = 0$ に一致し、 R の減少につれて波数ベクトルはA点の方向に変位する。一方、B点に対応する解の R 無限大における波数ベクトルは Stuart¹⁾ によって得られており、漸近解はその点から出発して R

の減少とともにB点に近づく(図2)。実験で固定渦が観測されるレイノルズ数は400~600の附近であるから、そのような低い R の領域まで漸近解を延長するためには漸近展開の項数をかなり多く取る必要があり、現在までの結果を実験と直接に比較することは無理である。むしろ、平行流近似の結果が漸近理論によって支持されたものと考えるべきであろう。

参考文献

- 1) Gregony, N., Stuart, J. T. & Walker, W. S. (1955) Phil. Trans. R. Soc. Lond. A248, 155-199.
- 2) Kobayashi, R., Kohama, Y. & Takamada, Ch. (1980) Acta Mech. 35, 71-82.
- 3) Yamashita, I. & Takematsu, M. (1974) Rep. Res. Inst. Appl. Mech, Kyushu Univ. 22, No. 69.
- 4) Cebeci, T. & Stewartson, K. (1980) AIAA J. 18, 398-405.
- 5) Itoh, N. (1985) Laminar-Turbulent Transition, ed. V. V. Kozlov, pp. 463-470. Springer-Verlag.
- 6) Hall, P. (1986) Proc. Roy. Soc. Lond. A 406, 93-106.

凹曲面に沿う境界層の遷移過程

伊 藤 光*

筆者は以前に、明治大学の押込み型煙風洞¹⁾の性能向上のために、絞り比の大きな二次元縮流筒²⁾について研究した。その模型筒で筒内の流れを煙で観察したところ、曲面壁および平面壁に沿って、主流方向に軸を持つキノコ状断面の渦流が見受けられた。この中で曲面壁上の渦流はどのようにして作られるのか、その疑問を解く試みの一つとして Görtler 渦動¹⁻⁸⁾との関連を確かめるために、まず後述のような凹曲面上の境界層内の観察実験を試みた。

観察用として凹曲面の曲率半径 1m、筒幅 400mm、高さ 100mm、長さ 1300mm の筒を製作した。実験は主流速 u_0 が、5m/s までの観察と測定とを試みたが、以下の実験はすべて u_0 が 2.5m/s の結果で、乱れ度は 0.22% である。凹曲面板前縁から後方 $x = 200$ mm 位置で軽油蒸気の煙を壁面上に供給し、境界層の発達過程をストロボ光で写した。 $x = 600$ mm あたりまでは Görtler 渦動によって x 方向への流速が最小になる縦渦間に煙が集められ、次第に壁面から持ち上げられて、キノコ状断面を形成してゆく。その過程をスモーク・ワイヤ法で詳しくみたのが、図1で、 $z = a$ は縦渦間で流速が最小になる位置、 $z = c$ は最大になる位置を示す。縦渦の間隔は 15mm である。キノコ状内部は境界層底部の集積域で、その輪郭は主流との界面の高剪断層に対応している。

後流に進むにつれて上の剪断層が不安定になり、 $x = 800$ mm あたりからは図2のような 120 ないし 140Hz の馬蹄形渦が発生し、これによって境界層の遷移が急速に進む。この x 位置では Görtler パラメータは 10 程度である。後流での観測

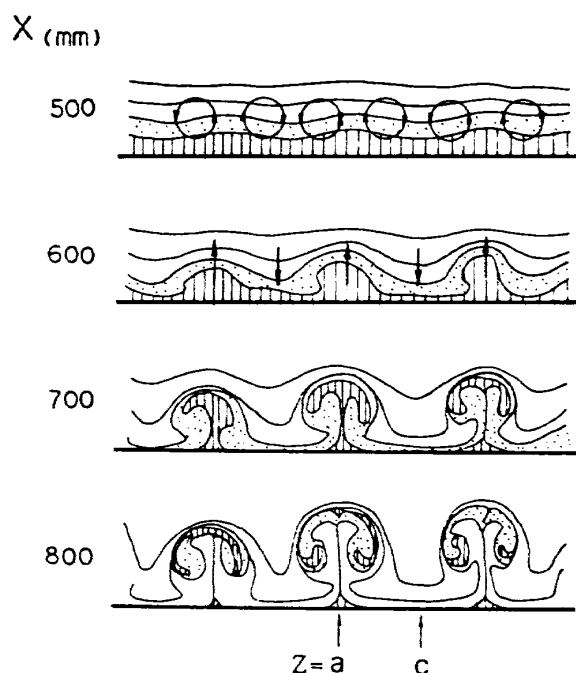


図1 縦渦の再配列

を進める上で筒の長さを 1700mm に増して境界層の排除厚さ δ^* を測ってみると、図3のように $z = a$ と $z = c$ における δ^* に大きな差がみられる。このような遷移過程⁹⁻¹⁷⁾を詳しく知るために、各 x 位置の壁面から煙を供給する方法やスモーク・ワイヤ法による可視化法を併用すると同時に、熱線流速計で時間平均の流速および乱れ度、さらにスペクトル分布を計測して、現象との比較を試みた。 $x = 1000$ mm からは馬蹄形渦が崩壊に向かいはじめ乱流境界層に移行してゆくが、 $x = 1600$ mm では馬蹄形渦崩壊による 5% の、また壁面では馬蹄形渦下部に生じた変動による 15% の乱れ度が測定され、このような境界層中には複雑な運動が観察されている。

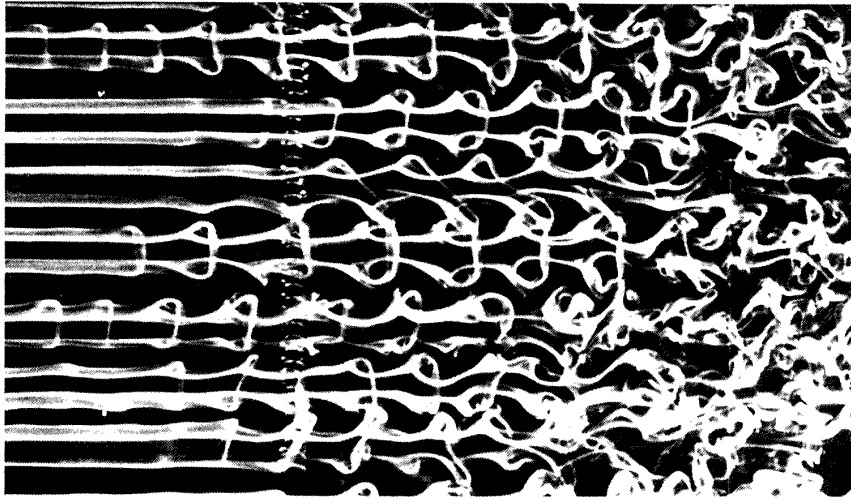
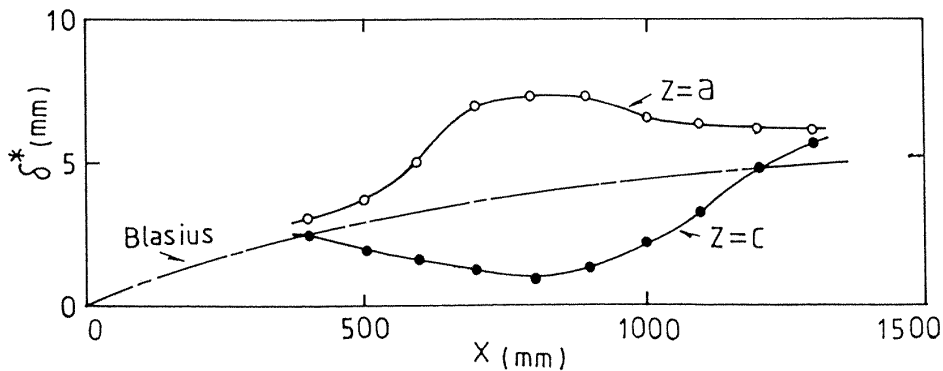


図2 馬蹄形渦の生成

図3 境界層の排除厚 δ^*

参考文献

- 1) 山名正夫, 阿久澤祥二郎: 押し込み型の煙風洞, 日本航空宇宙学会誌, 19 巻 211 号 (1971/8), pp. 331~335.
- 2) 伊藤 光: 二次元縮流筒の研究, 日本航空宇宙学会誌, 22 巻 245 号 (1974/6), pp. 312~323.
- 3) GREGORY, N. and WALKER, W. S.: The Effect on Transition of Isolated Surface Excrescences in the Boundary Layer, ARC R & M 2279 (1956).
- 4) 相原康彦: 凹面に沿う非圧縮性境界層の遷移, 東京大学航空研究所集報, 3 巻 4 号 (1962/12), pp. 195~240.
- 5) TANI, I. and AIHARA, Y.: Görtler Vortices and Boundary-Layer Transition, Z. Angew. Math. Phys., 20, 1969, pp. 609~618.
- 6) WORTMANN, F. X.: Visualization of Transition, J. Fluid Mech., 38 (1969), pp. 473~480.
- 7) BIPPES, H. and GÖRTLER, H.: Dreidimensionale Störungen in der Grenzschicht an einer konkaven Wand, Acta Mech., 14 (1972), pp. 251~267.
- 8) 伊藤信毅: 境界層の不安定 (流体力学の進歩・境界層), 谷一郎編, pp. 97~137, 丸善.
- 9) 伊藤 光: 凹曲面に沿う縦渦の生成と崩壊, 日本航空宇宙学会誌, 28 巻 318 号 (1980/7), pp. 327~333.
- 10) AIHARA, Y. and KOYAMA, H.: Second Instability of Görtler Vortices - Formation of Periodic Three-Dimensional Coherent Structure, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., 24 (1981), pp. 78~94.
- 11) AIHARA, Y. and KOYAMA, H.: Stability in

- the Mechanics of Continua, ed. by Schroeder, F. H., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1982, pp. 345~354.
- 12) AIHARA, Y. and KOYAMA, H. : Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers, ed by Fernholz, H. H. and Krause, E., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1982, pp. 210~220.
- 13) 伊藤 光 : 凹曲面に沿う縦渦崩壊の構造, 日本航空宇宙学会誌, 33 巻 374 号 (1985/3), pp. 166~173.
- 14) AIHARA, Y., TOMITA, Y. and ITO, A.: Generation, Development and Distortion of Longitudinal Vortices in Boundary Layers along Concave and Flat Plates, ed. Kozlov, V. V., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1985, pp. 447~454.
- 15) ITO, A.: Visualization of Boundary Layer Transition along a Concave Wall, Proc. of the 4th International Symposium on Flow Visualization, ed. Claude Véret, Paris, 1986, pp. 339~344.
- 16) SWEARINGEN, J. D. and BLACKWELDER, R. F.: The Growth and Breakdown of Streamwise Vortices in the Presence of a Wall, J. Fluid Mech., 182 (1987), pp. 255~289.
- 17) 伊藤 光 : 凹曲面に沿う縦渦崩壊の構造 (続報) - 馬蹄形渦と変動流との関連について -, 日本航空宇宙学会誌, 36 巻 413号 (1988/6), pp. 274~279.

平面ポアズイユ流の乱流遷移における 不規則変動の成長過程

西 岡 通 男*

流れの不規則化は乱流遷移を特徴づける本質的な過程である。最近、カオス理論の発展によって、同心円筒間のクエット流やベナール対流などの遷移が盛んに研究されているが¹⁾、それは、この理論の成果として、流体運動のような散逸力学系においてその制御パラメータを連続的に変えていくと有限回の解の分岐の後に非周期運動（カオス）が出現することが見いだされたからであり、上記の閉じた流れの系での乱流の発生との密接な関係が注目されている。このカオスは時間的には非周期的で不規則な運動状態であるが、運動の空間構造は比較的単純であり、規則的な層流状態とほとんど変わるところがない。このように単純な構造の運動が、外乱を必要とせずに系の固有の振舞としてカオスに至ることは極めて注目に値する。ところで、境界層や自由剪断流のような外乱環境に敏感な開いた流れの系においては不規則化の原因として外乱（流れに潜む残留乱れや音波のように外から加わる乱れ）の寄与を無視することはできない。事実、文献²⁾は、二次元後流において人為的に導入された周期的な波動と残留乱れから成長する自然攪乱との干渉を調べ、流れの不規則化が両者の非線形の相互干渉により進行することを明確に示している。すなわち、開いた流れの系では、不規則（連続スペクトル）外乱に由来する攪乱が成長して互いに干渉しあうことが不規則化に大きく寄与すると考えられる。

さて、壁乱流への遷移過程における重要な特徴は、遷移最終段階において局所的な乱流が現れ、不規則化が一挙に進む点であるが、一連の不安定過程でどのように不規則化が進むかという詳細は

これまで良く理解されていなかった。そこで、本稿では、平面ポアズイユ流のリボン振動攪乱による亜臨界乱流遷移の実験結果³⁾に基づき、流れの不規則化がどのように進むか考察する。

まず、この遷移過程を概説すると、リボン振動法で導入された T-S 波動の実効値振幅が中心速度の約 1% を越すと、基本流のスパン方向の僅かなゆがみ成分と T-S 波動の非線形干渉によって、T-S 波動に同期する斜行波対が生まれ、これが二次不安定で増幅し、波動系は三次元発達する (peak-valley 構造)。その結果高剪断層が形成され、さらに高周波二次不安定で高剪断層からヘアピン渦が生まれる。ヘアピン渦が次々生まれる段階になると、それらの通過に伴い、直下の壁近くから剪断層が立ち上り、ヘアピン渦として浮上し始める。この段階はもう局所的な乱流の状態である。

さて、各段階の代表的な u 変動をスペクトル解析した結果と考察をまとめよう。

- (1) 残留乱れは実効値で中心速度 U_c の約 0.09% 程度であり、そのスペクトル成分 $E(f) \Delta f / U_c^2$ ($\Delta f = 0.5648 \text{ Hz}$) は 10^{-8} 以下、主成分は、約 700 Hz のファンノイズを除くと、30 Hz 以下の音波的な低周波成分と 60~70 Hz の T-S 波動成分で、いずれも連続スペクトルである。
- (2) リボン振動法による規則的な T-S 波動 (72.3 Hz) が数倍振幅約 1% を越し、斜行波が成長し始めると、それまで互いに独立であった T-S 波動と残留乱れ（主に 30 Hz 以下の低周波成分）が干渉し始め、基本波周りに側帯波的に連続スペクトルが成長する。またこれに呼応して低周波成分も増加する。

* 大阪府立大学工学部

- (3) そこで、基本波とその側帯波成分を抽出し、その合成波形を
- $$u(t)/U_c = A_0[1+A(t)] \cos[2\pi f_{\pi s} t + P(t)]$$
- と表現したときの振幅変調 $A(t)$ および位相変調 $P(t)$ を調べると、 $-A(t)$ と $P(t)$ の波形はいずれも低周波成分の波形と相似な形を持つ。側帯波はこのように低周波成分と密接に関係している。
- (4) 波動の三次元発達 (peak-valley 発達) が進行すると基本波の高調波成分が現れるが、基本波の場合と同様それらの周りに側帯波が成長する。このように残留乱れの低周波成分は高周波数域に運ばれる。高剪断層位置でそれがとくに顕著であり、側帯波が斜行波的であることを示唆している。
- (5) 高周波二次不安定の段階になると、このように高周波域に運ばれた連続スペクトルは、この高周波不安定によって激しく増幅され、むしろ規則成分よりも振幅を増す。すなわち、高周波域の連続スペクトルを合成すると規則成分が増幅される位相帯で全く同様に増幅さ

れていることが知れる。

- (6) 興味深いことに、peak 領域で平均速度分布が壁乱流の対数型に近づく段階では、規則成分のスペクトル分布が乱流型の連続スペクトルの分布形に近づく。

以上のように、不規則化は、斜行波対が成長する二次不安定の段階で低周波域の残留乱れが T-S 波動や斜行波対あるいはこれら的高調波と非線形干渉することにより高周波域に運ばれ、次に、それらが高周波二次不安定の段階で一気に増幅するという二つのプロセスによって進行する。このことは、層流制御の立場から見ると、二次不安定の進行を抑制することが決定的に重要であることを示していると言える。

参 考 文 献

- 1) Tatsumi, T. (1984) Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, North-Holland.
- 2) Sato, H. and Saito, H. (1975) J. Fluid Mech. 67, 539-559.
- 3) 西岡, 浅井, 鈴木 (1988) ながれ 7, 336-351.

乱流二次流れの安定論的考察

谷 一 郎

長方形、三角形などの非円形断面の流路の乱流において、断面内で軸流速の等しい線（等速線）が四隅に突入するような形を示すことは、非等方で非一様のレイノルズ応力による二次流れの現象として理解されている(Prandtl 1927)。この二次流れの特徴は、流路軸方向の渦（縦の渦）を伴うことであって、渦の強さが弱いにも拘らず、流れの場は完全に三次元的になり、乱流モデルによる計算の容易でない例を提供する(Bradshaw 1987)。この場合に縦渦もレイノルズ応力も、すべて同等に二次流れの属性であって、何れが原因で何れが結果という区別はないのである。ただ古い実験(Mayer 1938)による長方形断面流路の助走区間の等速線(図1)を眺めると、軽微の歪曲が現れては消えつつ、完全発達の状態に近付いて行くので、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。

そこで改めて、滑らかな平板壁面に粗さの縦の縞が横幅方向に周期的に貼り付けられた場合(図2)の層流境界層の安定を代替問題として提案する。これならば解析が容易であろうし、またこの

ような配置の乱流境界層の実験は、大気境界層の問題として行なわれており(Wang & Nickerson 1972)、その結果として、弱い縦の渦が横幅方向に周期的に発生すること、壁面摩擦速度 u_τ も周期的に変化すること、境界層の厚さは横幅方向にほとんど一定であることなどが報告されている。なおこれに類似の二次流れは、対向二面が粗、または一面のみ粗である長方形流路の熱伝達に関連して、藤田と協力者(1986, 1987)により観察されている(図3)。これらの二次流れは、最初に述べた長方形断面流路の乱流、直交二平板の間の隅流れなどと共通の特徴を持つものであるが、それは二次流れのない場合の等速線を壁面に近寄せるような方向に、縦渦の誘導速度が作用することである。代表長さに水力半径(=断面積 $\times 2 \div$ 周囲長さ)を用いるとき、非円形流路の圧力損失に円形流路と同じ無次元値を適用し得ることは、水力学で古くから知られた事実である。

それにしても、要望される解析は粗さの縞のある層流境界層の不安定であり、比較の対象となるのは乱流境界層における二次流れである。比較は間接的にならざるを得ないが、それによって二次流れの機構に対する理解の深くなる可能性は期待されてよい。それは例えば、境界層の安定に及ぼ

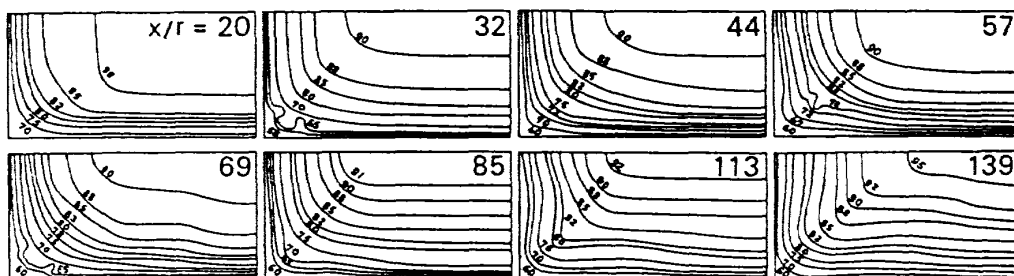


図1 長方形断面流路の助走区間における軸流速 U の等速線（四半分）。 x ：入口からの距離， r ：水力半径， U_0 ：最大速度，細かい数字は $100U/U_0$ の値。

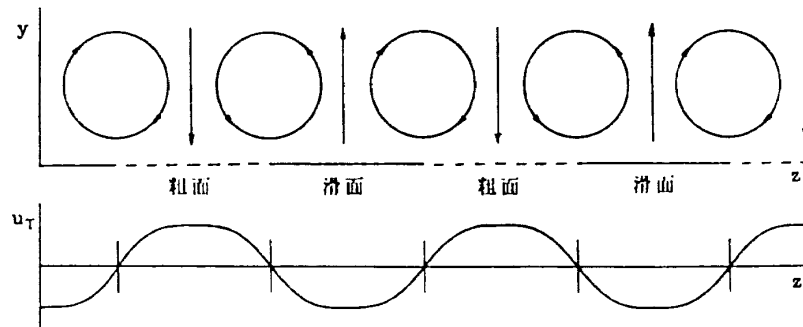


図2 粗さが横幅方向に周期的に変わる平板壁面の乱流境界層の二次流れと壁面摩擦速度の変化。

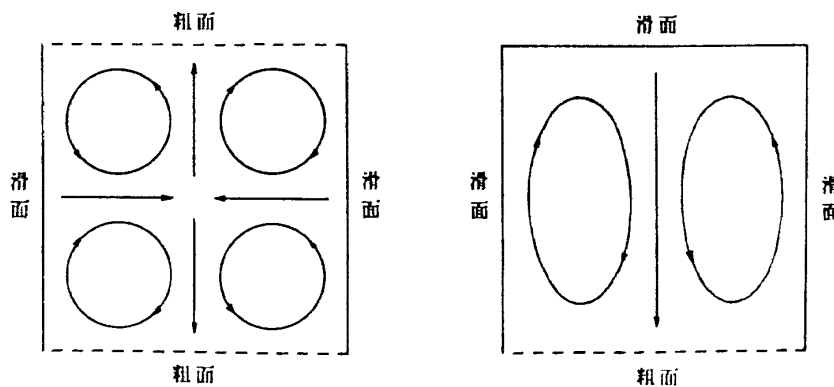


図3 対向二面が粗，または一面のみ粗である正方形断面流路の乱流二次流れ。

す壁の曲率の影響から類推的に想像できることである。層流境界層は凸面の場合は安定になり，凹面の場合は不安定になるが，この不安定は縦の渦の発生に起因する (Görtler 1940)。そして乱流境界層の場合にも，同じように縦の渦の生ずることが観察されている (Tani 1962)。このような事実を総合するとき，乱流境界層の混合距離が凸面では減り，凹面では増すというモデルが確立されることになるわけである (Bradshaw 1973)。

参考文献

- Bradshaw, P. (1973) AGARDograph No169.
- Bradshaw, P. (1987) Ann. Rev. Fluid Mech., 19, 53-74.
- 藤田秀臣, 横沢 肇, 岩田彰太郎, 高浜平七郎 (1986) 機械学会論文集 B52, 3491-97.
- 藤田秀臣, 横沢 肇, 広田真史, 西垣 聡 (1987) 機械学会論文集 B53, 2370-76.
- Görtler, H. (1940) Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl., pp. 1-26.
- Mayer, E. (1938) VDI Forschungsheft No.389.
- Prandtl, L. (1927) Proc. 2 Int. Congr. Appl. Mech., Zürich 1926, Füssli, pp. 62-75.
- Tani, I. (1962) J. Geophys. Res. 67, 3075-80.
- 谷 一郎 (1983) ながれ 2, 160-65.
- Wang, H., and Nickerson, E. C. (1972) Rep. Fluid Dyn. Diff. Lab., Colorado State Univ.

前縁剥離泡流れの外乱に対する応答

浅井 雅人*

層流から乱流への遷移は外乱によって惹起されると考えられている。しかし、よく調べてみると、外乱がそのままの形で増幅されるのではなく、それを'種'として流れ（剪断層）固有の攪乱が生まれ、これが成長して流れを遷移に導いている。例えば、翼面に沿う境界層の場合、主流中に存在する外乱としては、いわゆる自由流乱れ（主流速度で運ばれる渦度変動）や音波（渦度のない変動）などがあるが、これらの波長や位相速度は遷移に導く粘性型の不安定波動（T-S波動）のそれとは一般に一致しない。このように素性の異なる外乱が現実的にT-S波動を励起し得るのであるから、励起のための条件や励起される波動の強さを知ることが、遷移の予知の立場から極めて重要である。それゆえ、この問題は受容性¹⁾の問題と呼ばれ、現在活発に研究されつつある²⁻¹⁴⁾。

本研究では、主流中の外乱による不安定波の励

起過程が容易に観察できると期待される鋭利な前縁をもつ二次元平板翼（翼弦長150mm、厚さ2mm、スパン長195mm）の前縁剥離流（種々の迎角）について、剥離点（前縁）での外乱と不安定モードのカップリングを外乱として音波を用いて詳細に調べている¹⁵⁾。実験は、一辺が200mmの正方形断面吹き出し口をもつ開放式風洞で行った。主流速度 U_∞ は4m/s、翼弦長に基づくレイノルズ数で言えば約 4×10^4 である。音波は、前縁の鉛直下方にあるスピーカ（30cmウーハー）から放射された。放射された音波は前縁に v 変動（板に垂直方向）を誘起し、それが前縁を周り込む際に（滑り無し条件により）変動渦度（不安定性を励起する攪乱）を生成する。主な結果を以下にまとめる。

同じ周波数および強さの外乱（平板に直角方向から放射された音波）に対し、前縁領域で励起さ

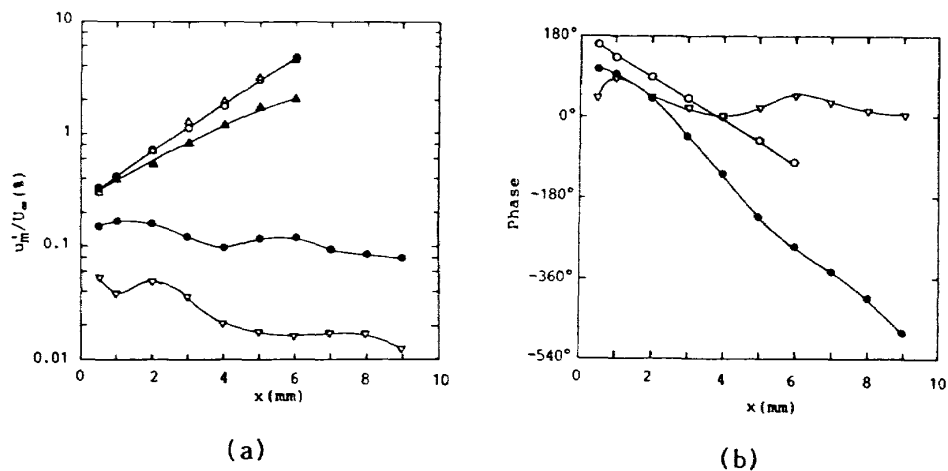


図1 種々の迎角 (α) における前縁の受容性 (攪乱周波数; 400Hz)。

(a); u_m'/U_∞ の x 方向変化, (b); 位相 (最大実効値 y 位置) の x 方向変化。

∇ ; $\alpha = 0^\circ$, \bullet ; 1° , \blacktriangle ; 2° , \circ ; 8° , \triangle ; 12° 。

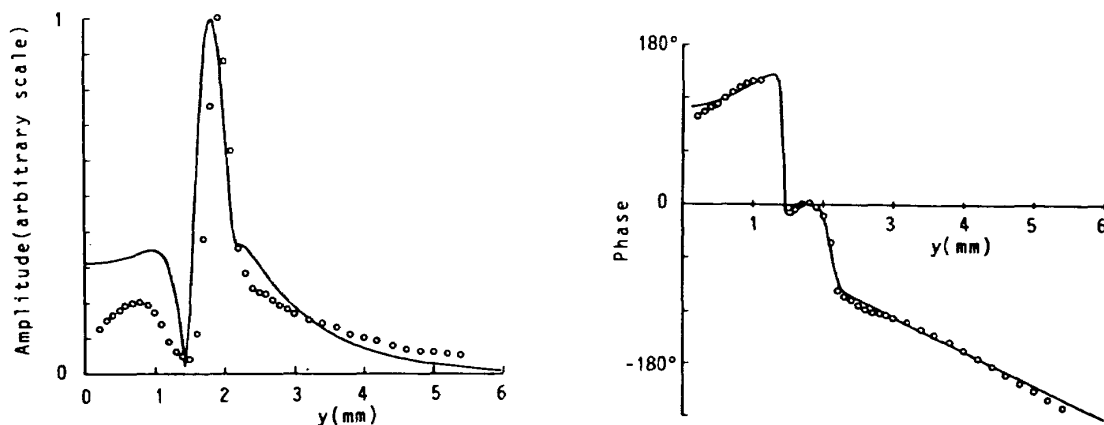


図2 u 変動 (400 Hz) の振幅と位相の y 分布 ($\alpha = 8^\circ$, $x = 4\text{mm}$)。

○ ; 実験, — ; Rayleigh 方程式。

れる攪乱の強さは、流れが剥離するか否かで大きく異なる (図1)。即ち、前縁剥離しない (迎角 0°) 場合には、励起される粘性型波動は音波成分 (振動ストークス層的に振る舞う) に比べ弱い、前縁剥離する場合 (迎角 2° 以上) では、前縁で生成された渦度変動が前縁のすぐ下流で、かつ極めて効率よく変曲点型の不安定モードに変わり、その結果、励起される波動は、増幅を開始する前縁のすぐ近傍でさえ音波成分 (前縁での外乱振幅) よりも遥かに大きな振幅をもつ、これは、壁面で生成された渦度の拡張が絡む粘性型の波動生成機構と、前縁で造られた渦度変動が剪断層固有の攪乱に直接成長し得る変曲点型不安定との本質的な違いを示している。また、励起される不安定波動 (変曲点型) の構造や増幅特性は、前縁領域 (攪乱の一波長内) の流れの非平行性にもかかわらず、平行流近似に基づく線形安定計算から得られる固有モードのそれとかなり近い (図2)。

ここでは微弱外乱に対する前縁周りの流れの応答 (線形不安定性の励起) についてのみ調べたが、放射する音波の強さを増すと前縁の直後から剪断層が巻き上がり強い孤立的な渦が生まれる。この強い攪乱の励起に関する結果は文献16に詳しく述べられている。

参考文献

- 1) M. V. Morkovin: Air Force Flight Dyn. Lab. Rep. AFFDL-TR-69-149 (1969).
- 2) M. Nishioka and M. V. Morkovin : J. Fluid Mech. 171 (1986) 219-261; Bull. Amer. Phys. Soc. 28 No.9 (1983) 1372.
- 3) 西岡通男 : 京大数理解析研究所講究録 569 (1985) 53-70.
- 4) L. B. Aizin and N. F. Polyakov: Preprint 17, Akad. Nauk, USSR, Siberian Div., Inst. Theor. and Applied Mech. Novosibirsk (1979).
- 5) P. Leehey and P. Shapiro: Laminar-Turbulent Transition (eds. R. Eppler and H. Fasel Springer-Verlag (1980) 321-331.
- 6) M. E. Goldstein: J. Fluid Mech. 127 (1983) 59-81.
- 7) M. E. Goldstein: J. Fluid Mech. 145 (1984) 71-94.
- 8) M. E. Goldstein: J. Fluid Mech. 154 (1985) 509-529.
- 9) N. Itoh: Fluid Dyn. Res. 1 (1986) 119-130.
- 10) D. W. Bechert: J. Fluid Mech. 186 (1988) 47-62.
- 11) 浅井雅人, 西岡通男 : 京大数理解析研究所講究録 637 (1988) 36-46.
- 12) M. Asai, N. Nishioka and Y. Suganuma: Bull. Univ. Osaka Prefecture Series A 36 (1987) 99-107.
- 13) 馬井祥幸, 浅井雅人, 西岡通男 : 第25回日本航空宇宙学会中部関西支部合同秋期大会講演集 (1988) 96-99.

- 14) 西岡通男：日本航空宇宙学会誌 37（1989）
61－69. ジウム講演論文集（1988）138－143.
- 15) 浅井雅人，西岡通男：第20回乱流シンポ
AIAA Paper 89－0973（1989）.
- 16) M. Nishioka, M. Asai and S. Yoshida:

円板境界層の微細構造とその制御の試み

小 濱 泰 昭*

1. はじめに

三次元境界層の遷移の研究の最終目標は、制御法の開発である。これまでに明らかになったように、三次元境界層の場合1次不安定の渦軸に沿って2次不安定が発生し、ここから選択的に乱流遷移が進行する。一様吸込みを行ってもこのスパン方向に周期性を持つ変曲点分布は除去できず、従って二次元同様の手法では三次元の境界層を制御することはできない。ここでは、遷移領域の複雑な微細構造を調べた上で、その構造を考慮した制御方法を試みている。

2. 境界層内速度分布

図1(a), (b)は、熱線流速計により検出した流れ方向速度変動 u である。可視化写真からの情報も合わせ考えると、 v, w 分布は(b)図のようになっていると予想される。流れ方向の速度分布に変曲点を有する位置はちょうど w 成分が壁から主流方向になっている位置に対応している。従って詳細に見た場合、渦の速度分布のうち、この w 成分が吹出しの役割をし、境界層を変曲点型に変形させることがわかる。従って、この w 成分と同じ速度で方向が逆の吸込みをこの位置で行えば、変曲

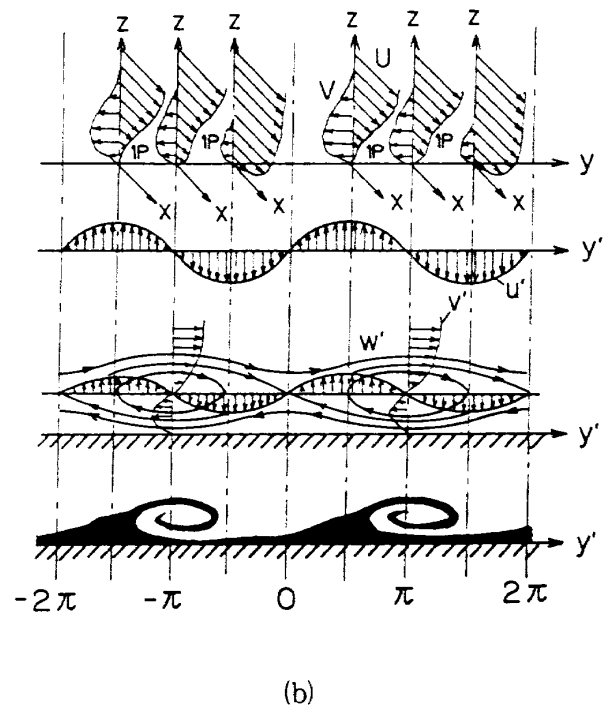
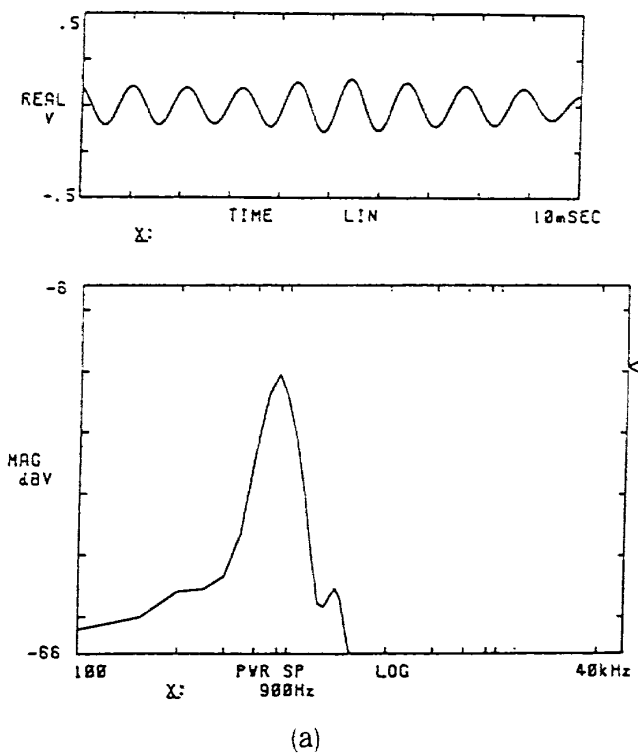


図1 1次不安定波形と速度場

点分布は発生しにくくなる事が想像できる。これはそれぞれの渦軸に沿って吸込みスリットを設ける事に対応する。そしてこの w 成分の大きさは、1800rpmの場合およそ 2m/s となっているので吸込み速度も 2m/s が最適値である。

3. 吸込み実験

以上の考えのもとに製作した吸込み装置の概略と吸込みスリットの一列を図2に示す。吸込みスリットは4種類用意している。1つは1本のらせん状スリット（幅 $t \approx 1\text{mm}$ ）を1本のらせん渦に沿って開けたもの、2つ目は、同じ位置に3本の幅の狭いスリット（ $t = 0.3\text{mm}$ ）を設けた

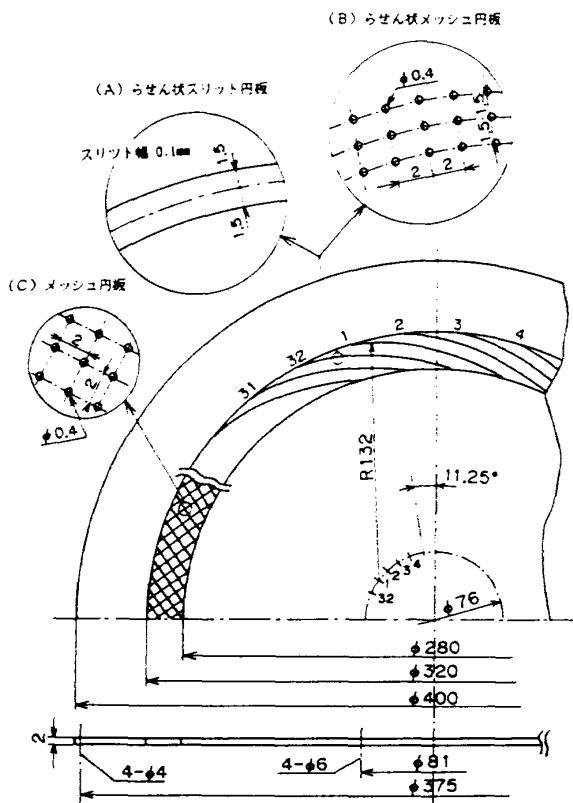


図2 吸込み円板 (A), (B), (C)
[(A) らせんスリット円板,
(B) らせんメッシュ円板,
(C) メッシュ円板]

もの、そして3つ目のものは、スリットではなく、0.3mmの穴を同じ位置に3列で開けたもの、および4つ目は遷移領域全体を一様に0.3mmの多孔壁にしたものである。横流れ渦は、壁面に固定して発生することが知られているが、吸込みスリットとの相対的位置を決めることは不可能であり、必ずしも w 成分が上向きの位置に吸込みスリットが来るとは限らない。あるいは、吸込みにより（またはスリットそのものの存在のみでも）渦の位置がスリットに寄せられる可能性もあるし、またその逆も考えられる。何らかの方法で渦をスリットに対して相対的に固定させる手段が必要となるが、ここでは取り敢えず上記のユニークな吸込み法による制御の可能性を探ってみた。その結果の一部を図3で示す。図は、不安定性の発生をある程度遅らせることはできるが、乱流遷移を遅らせることはできない事を示している。また、遠心力によるスリット間およびプレナムチャンバー内の2次流れが悪影響を与え、所定通りの吸込みを行う事ができなかった。この点は回転系ではないモデルを用いることにより解消できる。

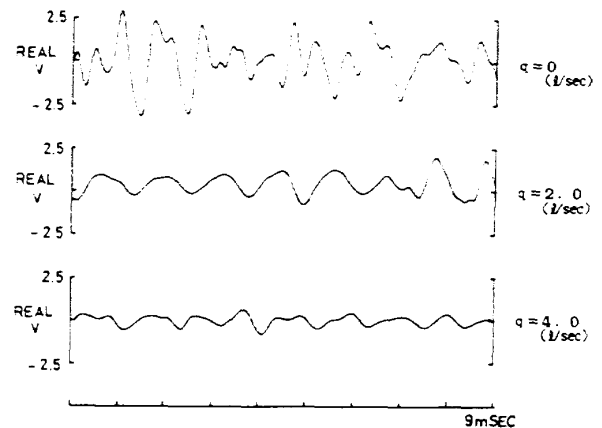


図3 遷移点において吸込みを行った場合の熱線波形変化
[らせんメッシュ円板, 1800rpm, $z = 0.5\text{mm}$]

表面粗さによる乱流摩擦の削減

谷 一郎

リブレット膜面

流れ方向の細かい溝を持つリブレットによる乱流摩擦の減少は、NASA の Walsh (1978, 1982, 1984) によって見出された現象である。深さ h 、横幅間隔 s の対称 v 溝の場合に、 $h = s = 15 \nu / u_\tau$ (u_τ 摩擦速度、 ν 動粘性) において、約 8% の抵抗減少が直接秤量で示されている。表面積の増加を考えると、この減少は驚くに値する。境界層の平均速度分布は測られていないので、他の実験 (Hooshmand et al. 1983) から推測するほかはないが、リブレットの稜断面近く速度勾配は滑面よりも増すようである。しかし谷断面での減少が著しく、平均として摩擦が減ることになるものと解釈される。つまり境界層は厳密には三次元的であるが、稜および谷断面の間隔が厚さに比べて小さいので、摩擦速度 u_τ の値が両断面の平均に等しいような二次元的境界層と見做し得る。そのような境界層の速度分布は Coles (1956) の壁面 + 伴流の法則

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_\tau y}{\nu} + C - F + \frac{\Pi}{\kappa} w,$$

$$w = 2 \frac{y^2}{\delta^2} (3 - 2 \frac{y}{\delta}) - \frac{1}{\Pi} \frac{y^2}{\delta^2} (1 - \frac{y}{\delta}) (1 - 2 \frac{y}{\delta}),$$

により十分に正しく表される。 y は壁からの距離、 δ は $\kappa \delta^* \sqrt{(2/c_f)} / (59/60 + \Pi)$ で定義される境界層の厚さ (δ^* 排除厚さ)、 U は壁に平行の速度、 U_0 は $y = \delta$ での U の値、 κ はカルマン定数 ($= 0.41$)、 C は滑面定数 ($= 5.0$)、 F は粗面定数 (滑面 0)、 Π は伴流パラメータである。この速度分布を流れ方向の数箇所で測った速度分布と適合させるとき、 F 、 Π および局所摩擦係

数 $c_f = 2 (u_\tau / U_0)^2$ を算定できる (Tani 1987)。

なお Coles の速度分布は、 $y = \delta$ において摩擦抵抗の法則

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} \exp \kappa \sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{U_0 \delta}{\nu} \exp(2\Pi + \kappa C - \kappa F)$$

を与えるので、算定値も図 1 のように表示する。特に $U_0 \delta / \nu$ の一定値に対し、摩擦法則の両辺を微分すれば $dc_f / c_f = (2 \kappa dF - 4 d\Pi) / \{1 + \kappa \sqrt{(2/c_f)}\}$ が得られる。

このような方法によるリブレットの実験は、筆者の要請で日本大学理工学部 2 メートル風洞において行なわれた (安部・松本・宗像)。長さ 5m、横幅 2m、圧力勾配 0 の平板の前縁から 0.4m 以

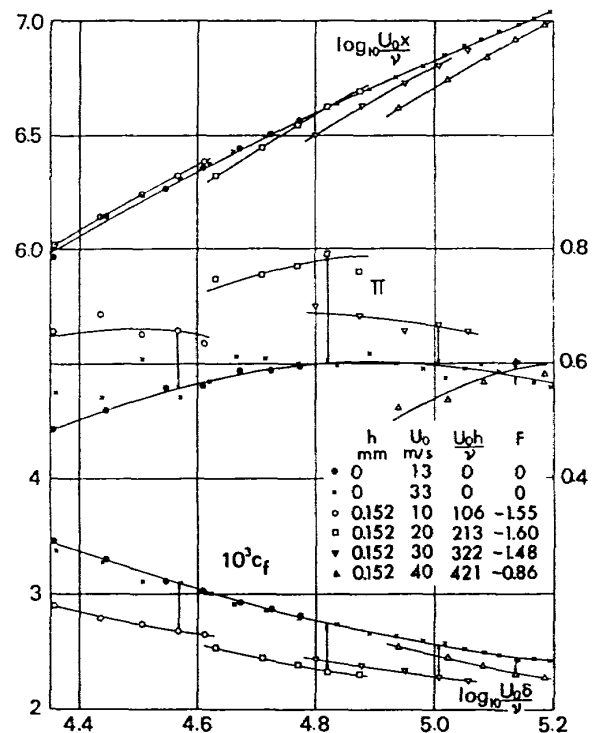


図1 リブレット膜面の乱流境界層の速度分布
測定から算定された境界層厚さ、伴流パラメータおよび壁面摩擦係数。

後の壁面に、3M社製のリブレット膜 ($h=0.006$ in.) が貼られ、風速 $U_0=10, 20, 30, 40$ m/s において速度分布が測定された。図1の算定結果は微分関係から予測されるとおり、滑面 ($h=0$) に比べて F が減り ($dF < 0$)、 Π が増す ($d\Pi > 0$) とき、 c_f の減少 ($dc_f < 0$) の実現されることを示している。

砂粒粗面

Nikuradse (1933) の砂粒粗面は、大きさ h のほぼ同じ砂粒をほぼ一様に貼付けたものである。しばしば誤伝されるような最稠密配置ではなく、粒と粒の間の空隙が顕微鏡写真で見られる。日大実験では $h=0.2$ および 0.4 mm の砂粒を用い、写真を頼りに再現の努力がなされた。実験方法はリブレットと同様で、算定結果は図2に示される。 c_f の減少はリブレットに及ばないが、それでも同じ程度であることに驚かされる。

リブレットの c_f 減少の最大値15%はWalshの値に比べて大きい。後者は風路壁面の積分値の減少であり、前者は同じ $U_0 \delta / \nu$ に対する局所値

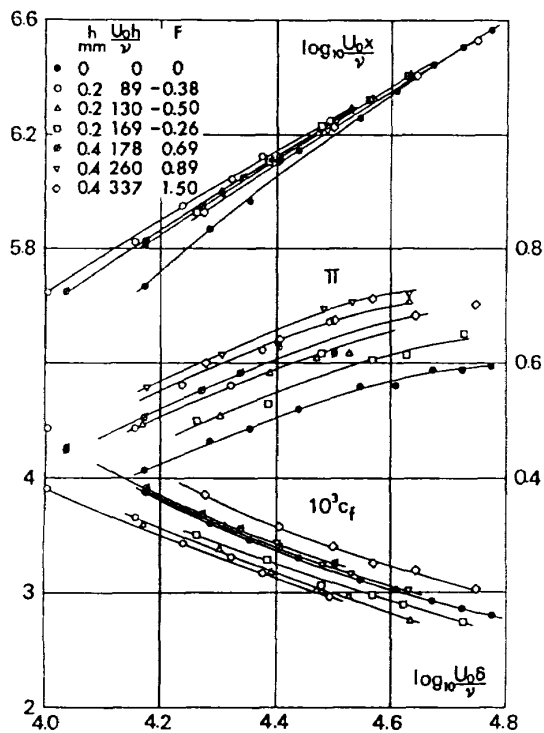


図2 砂粒粗面の乱流境界層の速度分布測定から算定された境界層厚さ、伴流パラメータおよび壁面摩擦係数。

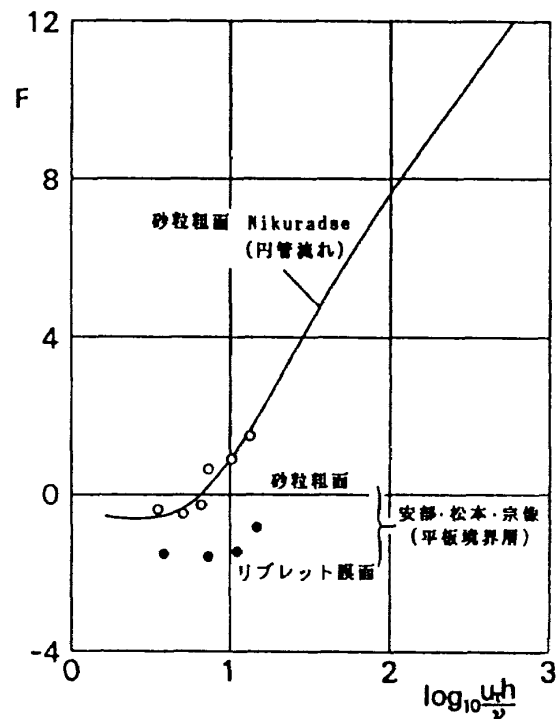


図3 粗面定数と粗さ要素レイノルズ数の関係。砂粒粗面 (円管流れ)、砂粒粗面およびリブレット膜面 (平板境界層)。

の減少である上に、定数 κ および C の選定に依存することを考える必要がある。これは今後の検討に委ねたい。図3にリブレットと砂粒粗面の F を $u_\tau h / \nu$ の関数として示す。

d 型粗面

横幅方向の正方形断面の溝 (深さ h) が波長 L で繰返される場合、粗面定数は $F = \kappa^{-1} \ln(u_\tau \delta / \nu) + D$ で与えられ、粗さ要素のレイノルズ数 $u_\tau h / \nu$ に関係しない (Perry et al. 1969)。このような粗面は d 型と呼ばれ、 c_f および Π が流れ方向に変化しない平衡状態の実現されることが知られている。日大風洞においては、長さ 5m、横幅 2m、圧力勾配 0 の平板の前縁から 0.4m の位置から始めて、 $h=5$ mm の溝が設けられ、流れ方向の数箇所で速度分布が測られた。その結果、 L/h が 2 以上ならば平衡が存在すること、また定数 D は負で、絶対値が L/h とともに増すことなどが明らかにされた。例えば $L/h=10$ のとき $D=-16.3$ (Tani 1987) であるから、もし $u_\tau \delta / \nu < 800$ であれば $F < 0$ となり、滑面に比べて c_f の減る可能性が生ずる。リブレットの項で

導いた微分関係はこの場合にも適用され、 Π の増加は同様に c_f の減少を助ける。さらに平衡の状態が実現されるので、それを積極的に利用した抵抗削減も考えられてよいわけである。

参 考 文 献

安部建一，松本彰，宗像弘祐（未発表）。

Coles, D. (1956) *J. Fluid Mech.*, 1, 191–226.

Hooshmand, D., Youngs, R., and Wallace,

J.M. (1983) *AIAA Paper*, 83–0230.

Nikuradse, J. (1933) *VDI Forschungsheft*, No.

361.

Perry, A. E., Schofield, W. H., and Joubert, P. N. (1969) *J. Fluid Mech.*, 37, 383–413.

Tani, I. (1987) *Perspectives in Turbulence Studies* (Eds. H. U. Meier and P. Bradshaw), Springer Verlag, pp. 223–249.

Walsh, M. J. (1982) *AIAA Paper*, 82–0169.

Walsh, M. J., and Lindemann, A. M. (1984) *AIAA Paper*, 84–0347.

Walsh, M. J., and Weinstein, L. M. (1978) *AIAA Paper*, 78–1611.

スリット吸い込みによる層流制御について

田 中 一 朗*

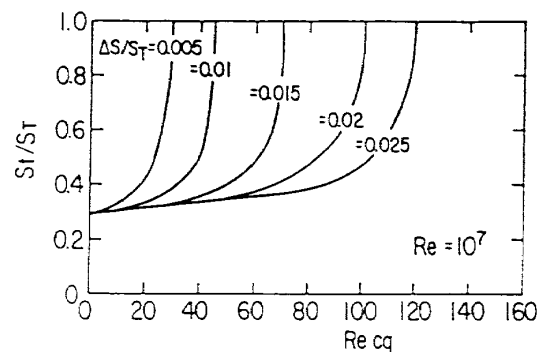
境界層吸い込みによる層流制御の研究は主として航空機を対象に行われているが^{1,2)}、航空機の主翼よりもはるかにレイノルズ数 (R_e) が大きい船舶では層流制御の可能性は全くないか否かを再検討することを主目的として、筆者らは文献³⁾でスリット吸い込みによる層流制御の問題を考察した。本講演はその概要を述べたものである。航空機でも船舶でも、マッハ数の影響が無視できるなら差は R_e だけであるから、 R_e の大きい場合を含めた検討という意味でその結果を述べ、御参考に供したい。

境界層の吸い込み方法としては、細いスリットを適当な間隔で配置し、それから吸い込みを行う方法を採用した。この方式についてはLachmannが研究を行っており⁴⁾、ここではこの考え方にならって、高い R_e での吸い込みによる層流制御の可能性について理論的に検討を行うとともに、大小2隻の翼型模型を製作して、 $R_e = 10^6 \sim 10^7$ における吸い込みの影響及び効果について実験値にも調査した。

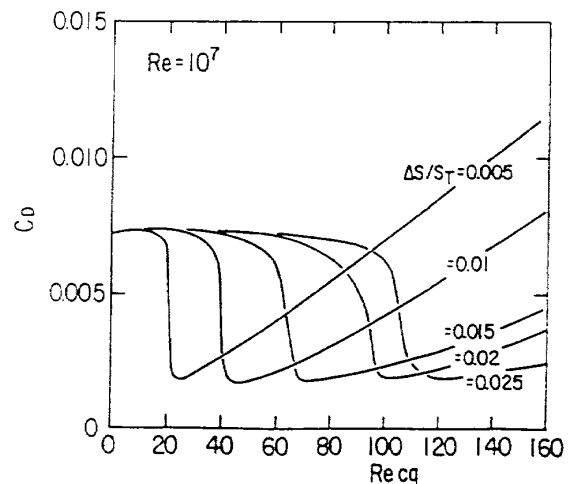
翼形状は二次元翼 (NACA-0024 翼形状) とした。境界層の検討方法としては見通しの良い簡潔なものが望ましいので、通常積分法を採用した。翼面の曲率と主流の乱れが遷移特性に及ぼす影響は無視した。スリット吸い込みによる境界層への影響は、スリットの位置において吸い込み流量に相当する分だけ運動量厚さを減少させることにより表されるとするLachmannの仮定を採用した。前縁から遷移点までの層流域での計算はThwaitesの方法を、また不安定点の判定にはSchlichtingの判定曲線によりPohlhausenの形状

係数と排除厚さに基づくレイノルズ数を用いて定めた⁵⁾。また遷移点は、運動量厚さに基づくレイノルズ数の不安定点から遷移点までの増加量で整理したGranvilleのデータ⁶⁾を用いて判定した。

遷移点から下流の乱流域ではHeadの方法を採用し、補助方程式としてLudwig-Tillmannの関係式およびHeadのEntrainment方程式を用いた。また、抵抗も計算したが、Squire-Youngの式で示される項と、吸い込みによる運動量変化に基づく抵抗増加の項の2項の和で求めた。また



(a) $\Delta S/S_T$ vs Re_{cq} with parameter $\Delta S/S_T$



(b) Resist. vs Re_{cq} with parameter $\Delta S/S_T$

Fig.1 Effect of suction on transition point and model resistance ($R_e = 10^7$)

スリットの位置は、吸い込みを行わない場合の不安定点と遷移点の中間点に第1スリットを置き、以下等間隔に配置した。

次に計算結果について述べる。Fig.1 に $R_e = 10^7$ でスリット間隔 ΔS と翼面全長 S_T の比をパラメータとして、吸い込み流速とスリット間隔に基づくレイノルズ数 Re_{eq} と遷移点の位置 S_t 及び抵抗係数 C_D の関数を示す。翼の全域が層流となった状態で C_D は極小値を示し、吸い込み流量が過大の時は抵抗がかえって増加することが示されている。このような計算を $R_e = 10^7$ まで実行し、その結果をまとめたのが Fig.2 である。ここでは Re_{eq} をパラメータにして、翼の R_e と吸い込みによって後縁まで層流に保持できるスリット間隔 $\Delta S/S_T$ の関係を示す。吸い込みあるいはスリットの形状による攪乱も遷移に悪影響を及ぼす。中口によれば Re_{eq} の限界値は100としている⁶⁾。この条件を考慮すると図中で実用可能な領域は Re_{eq} が100程度以下の部分と考えられる。

また、表面粗度も遷移を早めることはよく知られている。ここでは、谷の詳細な研究⁷⁾を参考にして図中に許容粗度の上限値を粗度の高さ k と翼弦長 L_c の比で示した。

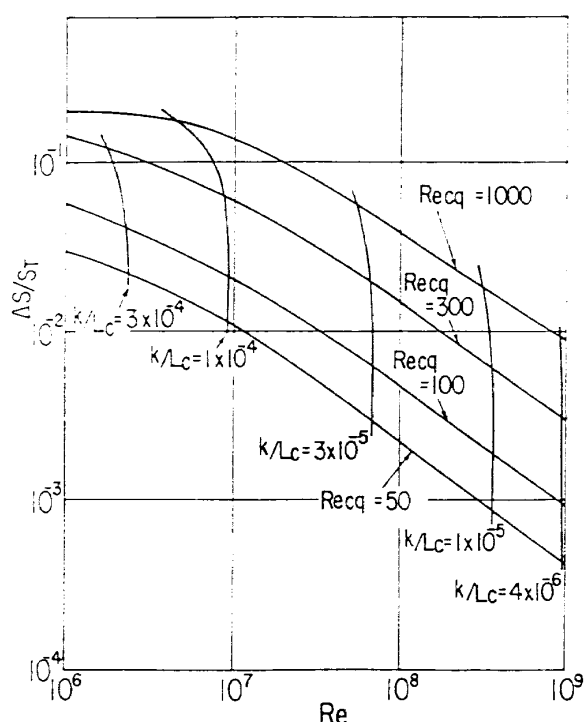


Fig.2 Relation between R_e , $\Delta S/S_T$, Re_{eq} and k/L_c .

吸い込み効果を実験的に調査するため、NACA-0024 翼断面を持つ2隻の模型による抵抗等の試験も行った。一つは全長1.25mの全没水模型で、これは回流水槽において吸い込みのある場合とない場合に対し全抵抗を計測し、両者を比較した。計算と実験の定性的特徴は似ているが、定量的には必ずしも満足すべきレベルにはないので今後なお検討の余地がある。その外熱膜流速計による境界層内の速度分布及び乱れの計測、可視化等も実施している。

もう一つの実験は全長6mの模型船によるもので、曳航水槽において吸い込みの有無に対応する抵抗を計測した。種々の実験上の制約から計測点数が少ないが、定性的には理論を支持するデータが得られている。

参考文献

- 1) Lachmann, G.V. (ed.): Boundary Layer and Flow Control, Vol. 1, Pergamon Press (1961).
- 2) 石田洋治: 層流制御について, 日本航空宇宙学会誌, 第31巻, 第356号, pp.475~484.
- 3) 田中一郎他: スリット吸い込み法による層流制御に関する基礎的研究, 日本造船学会論文集, 第163号, (1988), pp. 43~51.
- 4) Lachmann, G.V.: Laminarization through boundary-layer control, Aeronautical Engineering Review Vol. 13, No. 8, (1954), pp.37~51.
- 5) Schlichting, H.: Boundary Layer Theory (6th.ed), McGraw-Hill, (1968), pp.471~479.
- 6) 田中 博: Laminar flow control, 日本航空宇宙学会誌, 第10巻, 第107号, (1961), pp. 377~389.
- 7) 谷 一郎: 二次元および三次元粗さの層流に及ぼす影響, 東京大学航空工学研究所集報, 第1巻, 第5号 (1959), pp. 301~319.

回転球の乱流遷移におけるら旋渦の特性とはく離

小 林 陵 二*

回転している軸対称体の表面に形成される三次元境界層の乱流遷移について系統的研究が進められている。静止流体中の回転円板については、理論と実験の両面からこれまで多くの研究によって詳細に調べられている¹⁾。回転円すい体が静止流体中ないし一様流中にある場合についても取り扱われた^{2,3)}。

静止流体中の回転球における境界層の遷移領域は、球の直径 $D (=2R)$ 、回転角速度 ω の大きさによらず、局所レイノルズ数 $\tilde{x}r\omega/\nu$ の臨界点および遷移点と回転レイノルズ数 $Re_r (= \omega R^2/\nu)$ の関係で与えられる⁴⁾。ここに、 x は球の極から母線に沿って測った距離、 r は x 位置の回転半径である。

図1は、直径 $D=250\text{mm}$ の球が回転数 $N=1500\text{rpm}$ の状態にあり、一様流の流速 U_∞ を0から増したときの測定結果を示している。 θ は球の極から母線に沿って測った角度である。流速 U_∞ が小さいとき、境界層は臨界点 θ_c と遷移点 θ_t で

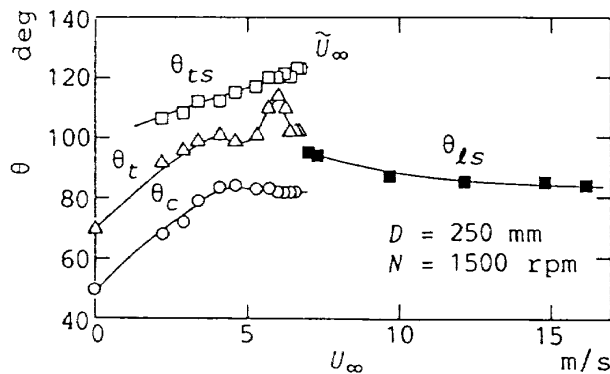


図1 主流速度 U_∞ と臨界点 θ_c 、遷移点 θ_t 、乱流はく離点 θ_{ts} 、層流はく離点 θ_{ls} の関係

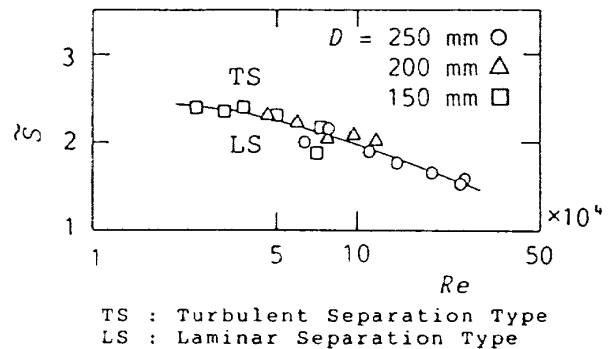


図2 主流レイノルズ数 Re と移行回転速度比 \tilde{S} の関係

示されている乱流遷移を経て θ_{ts} において乱流はく離する。流速がある大きさ \tilde{U}_∞ より大になると乱流遷移を生じないで、境界層は θ_{ls} において層流はく離に移行する。この乱流はく離から層流はく離に移行する条件は、図2に示す通り、球の直径 D 、流速 U_∞ 、回転数 N によらず、移行回転速度比 $\tilde{S} (= 2\omega R / (3\tilde{U}_\infty))$ とレイノルズ数 Re 、 $(= D\tilde{U}_\infty/\nu)$ の関係によって表わすことができる。

図3は、遷移領域に発生するら旋渦の数 n およ

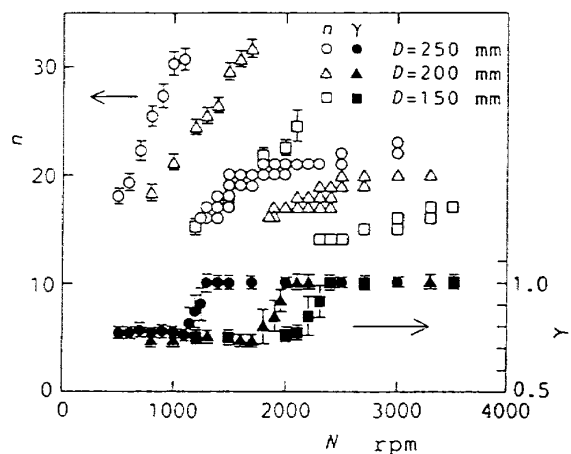


図3 回転数 N によるら旋渦の数 n および γ の変化 ($U_\infty=0$)

びら旋渦群の回転角速度 ω' を測定した結果の一例である。 $\gamma = \omega' / \omega$ として図示してある。図からわかるように、球の回転 N が大きいとき、 $\gamma = 1.0$, すなわち、ら旋渦は回転する球の表面に沿って相対的に固定されているが、 N がある値 N' とする)以下になると $\gamma \approx 0.75$ となり、ら旋渦は球表面より遅れて回転するようになることが見出された。この $\gamma = 1.0$ から 0.75 に移行するときの N の値は、結局、主流レイノルズ数 R_e と回転レイノルズ数 R_r の関係によって与えられる。次に、ら旋渦の数 n について見ると、球の回転数 N が N' の前後において n の値に著しい変化が生じる。 γ の値の変化も含めてその理由については未だ明らかでないが N' 前後においてら旋渦の構造になんらかの変化が起こっていることが推察される。今後、さらに実験と理論の両面から検討しなければならない。

参 考 文 献

- 1) M. R. Malik, S. P. Wilkinson and S. A. Orszag : Instability and Transition in Rotating Disk Flow, AIAA J., Vol. 19, No. 9 (1981-9), pp. 1131-1138.
- 2) R. Kobayashi and H. Izumi : Boundary-Layer Transition on a Rotating Cone in Still Fluid, J. Fluid Mech., Vol. 127 (1983-2), pp. 353-364.
- 3) R. Kobayashi, Y. Kohama and M. Kurosawa : Boundary-Transition on a Rotating Cone in Axial Flow, J. Fluid Mech., Vol. 127 (1983-2), pp. 341-352.
- 4) Y. Kohama and R. Kobayashi : Boundary-Layer Transition and the Behaviour of Spiral Vortices on Rotating Spheres, J. Fluid mech., Vol. 137 (1983-12), pp. 153-164.

西ドイツ流体力学研究動向

小 濱 泰 昭*

1. はじめに

本年1月26日、西ドイツカールスルーエ工科大学のJ. Zierep教授60才記念講演会に招待され参加した折に古巣であるゲッチンゲンのDFVLRにも立ち寄り、最近の西ドイツの流体力学研究動向について見聞きしてきたので、その一部をここに紹介する。ドイツでは、60才、75才と15年ごとに誕生日を記念して研究者の業績を讃えることが習慣らしく、2年前の1978年5月には、J. C. Rotta博士の75才記念講演会がゲッチンゲンのDFVLR行われたばかりである。

近代流体力学、特に境界層の研究が組織的に行われはじめたのは1920年代のドイツにおいてであった。特にL. Prandtlを長とするゲッチンゲンの研究グループは境界層の研究にエポックメイキングな貢献をしている。

2. AVA と Keiser Wilhelms Institut

人口10万と少しの北ドイツの小都市ゲッチンゲンは1000年以上の古い歴史を持つ町であると同時にこれまで30人以上ものノーベル賞学者が何らかの形で関与してきた世界的にも例の無い研究学園都市である。この町は流体力学の分野でも例にもれず優れており、Prandtlが航空研究所(Aeronautische Versuchsanstalt; AVA)を設立し、境界層の研究を組織的に行った地でもある。その後、より基礎的な研究を受け持つ研究所を独立させ、Keiser Wilhelms Institutと命名し、両研究所をPrandtlが指導しつつ優れた研究業績を挙げてきた。戦後敗戦とともに東西に分断され、

西ドイツにおいても航空の研究は一次的に禁止されたが、間もなく研究を再開し、Keiser Wilhelms Institutの方はMax-Planck Institut für Strömungsforschungと改名し再出発している。以後、この2つの流体研究所は、常に世界をリードする研究活動を行ってきている。その後、1970年頃、西ドイツ内の研究所の大幅な再編成がなされ、AVAは他の幾つかの研究所と統合して新たにDFVLR-AVAと改名し、航空宇宙の研究を引き続き行って今日に至っている。

3. 研究動向

ここもやはり「宇宙」か、というのが第一印象であった。ゲッチンゲンのDFVLRのアドバイザーにもなっているJ. Zierep教授の記念講演に出席した折、MBBという会社の研究者がSangerプロジェクトについて話した。歴史を振り返ってみれば、宇宙開発の決め手となるロケット技術は戦前ドイツで生まれたものだ。宇宙に関する研究がドイツで盛んなことは至極当然のことである。ミュンヘンにあるDeutsche Museumに行くと、アメリカ、ソ連の初代からのロケットの模型が本物のV-II号の脇に並べてある。すぐ気付くことなのだが、アメリカ、ソ連の初期の宇宙ロケットは何れもV-II号そのものを利用している。この博物館の陳列の仕方は、その事を分らせる様にしている。

Sanger計画とは、御存じの通りイギリスのHOTOL同様水平離着陸を行う抱き合わせタイプの2段式スペースプレーンである。この計画に西ドイツは積極的に研究費を注ぎ込んでいる様に思えた。その事は、後で訪ねた私の古巣であるゲッチンゲンのDFVLRの何人かの研究者と話をし

* 東北大学工学部

た折にも感じとれた。理論研究所所長の H. Oertel 博士（数日後ブラウンシュワイヒ大教授で転出）は圧縮性を考慮した境界層の安定理論の大切さを熱っぽく話していたし、境界層遷移および剥離研究部の部長 U. Dallmann 博士は、亜音速の研究（従来の境界層遷移の研究）にはこの所ちっともお金が出ない。何でも宇宙（極超音速）に関係付けないと研究費が出ない、と嘆いていた。

工学の研究にも強い流行みたいなのがあるらしい。私が大学院の頃の 17 年程前も超音速の研究が盛んであった。しかし、オイルショックを契機としてすたれていった。それがまた、最近になっ

て宇宙を中心とした極超音速の研究が急激になり出して来ている。西ドイツは勿論、アメリカも、そして日本も……。宇宙そのものには、人類にとって今すぐ大きく貢献する物が、投資の割にはあまり無いように私には思えるが、流体研究に係わっている私にとっては、研究費が豊かになる事には大いに歓迎である。宇宙に行く為には、速度ゼロから極超音速の状態まで、大気中を加速せねばならず、流体力学のほとんど全ての状態が研究対象になり幅広い流体力学の研究が盛んになるからである。

境界層の亜臨界遷移について

西岡 通 男*

航空機の翼胴体接合部の境界層や翼前縁のタッチメントラインに沿う流れは、胴体面上の乱流境界層による強い乱れにさらされている。このように外乱が強いときには、境界層は必ずしも線形不安定を経由せずに、亜臨界レイノルズ数で乱流に遷移する可能性がある。もちろん、平面ポアズイユ流において観察されているように、亜臨界でも有限振幅のT-S波動が励起されるときには、一連の不安定の過程を経て遷移するが、これが亜臨界遷移の唯一の道ではない。乱流遷移は外乱のタイプと強さに依存して多様である。しかし全ての外乱について遷移過程を調べることは不可能であり、能率的とは言えない。亜臨界遷移について普遍的な知識を得るには、乱流を維持する流れの構造に目を向け、これが生まれる条件を明らかにすることが重要である。また、乱流が維持される下限のレイノルズ数が存在することに疑いはなく、その意味では、遷移レイノルズ数の下限とこの遷移の臨界条件を知ることが、乱流を維持する機構や遷移の機構を理解し、応用する上で、必須のことと思われる。

そこで本稿では、平板上境界層について、上述の視点から亜臨界遷移を実験的に調べた。このような遷移の下限レイノルズ数に関する従来の研究は実に乏しい限りであるが、文献¹⁾では、運動量厚さに基づくレイノルズ数が200以下のとき、乱流境界層は維持されないとし、これを遷移の下限レイノルズ数として提案している。この値が線形安定理論による臨界レイノルズ数（排除厚さに基づく値でいうと520）にはほぼ一致しているのは偶然であり、その根拠はバースティング現象による

乱れの生成がこの値以下では生じないという推論である。しかし、文献²⁾では、乱流斑点が亜臨界で発生し得ることが報告されている。また、平面ポアズイユ流の下限レイノルズ数は中心速度とチャンネルの1/2深さに基づく値で約1000であり、これは線形安定理論の臨界値の1/5以下であって、境界層においても亜臨界遷移の可能性は十分にあると思われる。いずれにせよ、境界層の遷移の下限レイノルズ数は確立されていないと言える。

本研究では、平面ポアズイユ流の遷移後期段階で観察された壁乱流構造（すなわち高剪断層が細かく破断されるようにして形成されたヘアピン渦が流下しつつ壁剪断層をつくり、この壁剪断層もヘアピン渦として浮上していく状態の流れ³⁾）に注目し、これと類似の流れの構造を平板境界層の前縁近くの亜臨界レイノルズ数領域でつくることができるか調べた。

$U_\infty = 4\text{m/s}$ の主流に平行に鋭利な前縁をもつ境界層平板を挿入し、外乱として平板下方に置いたスピーカーから50Hzの音波を放射した。音波は鋭利な前縁を回り込むとき加速されるが、加速に伴う圧力勾配によって渦度が励起される（滑り無し条件）。すなわち、強い受容性が期待される。渦度の生成が激しくなると、当然剥離が生じ、剥離剪断層の不安定性で孤立渦が生まれ、しかもそれは三次元的でまさにヘアピン渦である。音波の強さを調節することによってヘアピン渦の強さや一周期に生まれる数を変えることができた。そしてこの前縁で生まれた強いヘアピン渦の通過に伴って、亜臨界域で壁剪断層が形成されてさらにヘアピン渦として浮上するという現象が観察された。

もちろん、前縁近くで生まれるヘアピン渦は激

* 大阪府立大学工学部

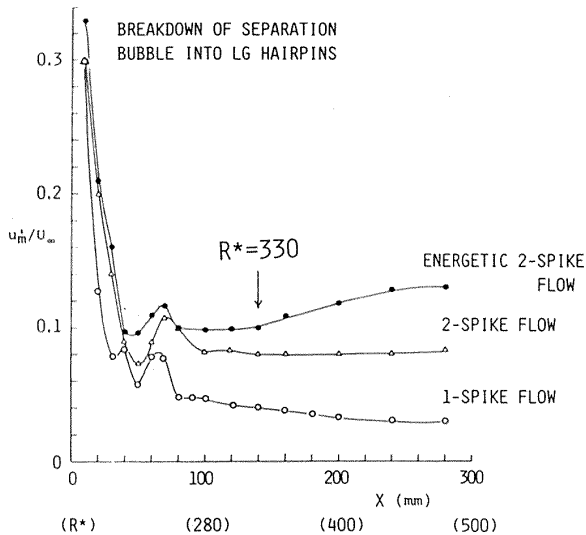


図1 境界層の亜臨界遷移：
最大実効値 u'_m の流れ方向変化

しく粘性減衰する。 u -変動の最大実効値 u'_m で見ると、図1に示すように前縁近傍で $0.3U_\infty$ 程度の値が $0.1U_\infty$ まで一気に減衰する。前縁でヘアピン渦が一周期に一つ生まれる1-spike flow, 二つ生まれる2-spike flow, 強いヘアピン渦が二つ生まれるenergetic 2-spike flowを比較してい

るが、1-spike flowの場合は減衰一方であり、観察の範囲内（排除厚さに基づくレイノルズ数、500以下）で変動の成長は見られない。これに対し、2-spike flowの u'_m は、前縁からの距離 $X > 100\text{mm}$ で、約 $0.08 U_\infty$ の実効値を維持していて、中立的である。ところがenergetic 2-spike flowでは、レイノルズ数330の $X = 140\text{mm}$ あたりから増幅に転じている。この時の臨界条件としては、 $u'_m = 0.1U_\infty$, $v = 0.05U_\infty$ が得られている。また、図2のように、この亜臨界遷移が、縦渦と壁剪断層の形成をへて壁近くからヘアピン渦が次々生まれることにより進行することが流れの可視化から示された。このように、平板境界層の亜臨界遷移の様子が明らかにされた。

参考文献

- 1) Morkovin, M.V. (1988) AIAA paper No. 88-3675.
- 2) Elder, J. W. (1960) J. Fluid Mech. 9, 235-246.
- 3) 西岡通男 in this volume.

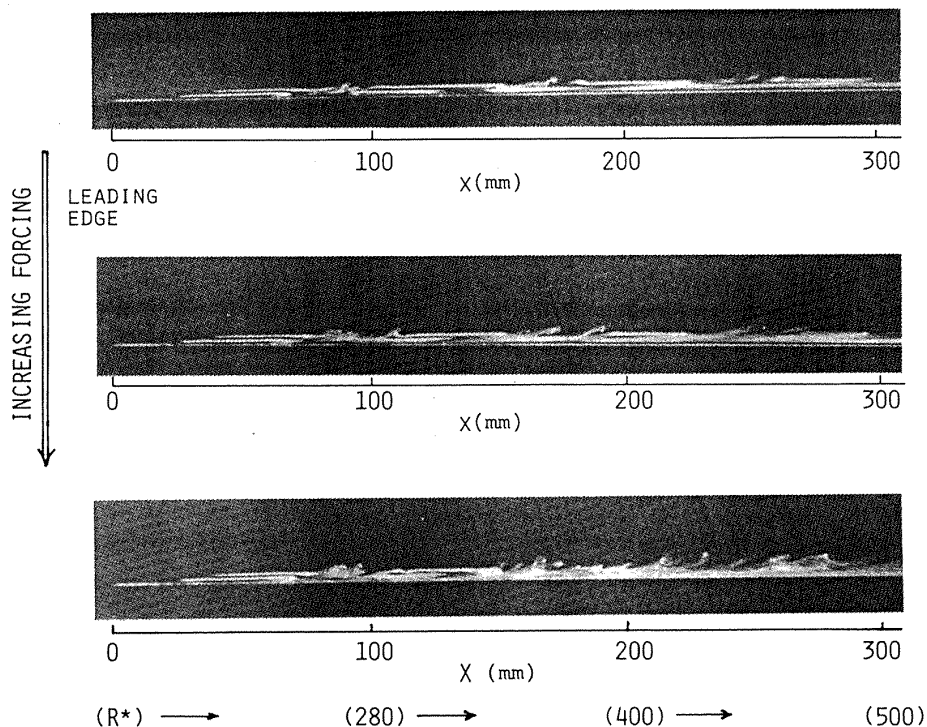


図2 境界層の亜臨界遷移：スモークワイヤ法による流れの可視化

境界層の横流れ不安定

伊 藤 信 毅*

後退翼上の三次元境界層は、外側のポテンシャル流に垂直な方向の速度成分、すなわち横流れ成分を持つ点で二次元境界層とは異り、それよりずっと低いレイノルズ数で層流の不安定と乱流への遷移が起こる。また、層流が不安定になると、その結果としてポテンシャル流の方向に軸を持つ定常な渦列が形成されることも実験によって見出されている^{1,2)}。この不安定は速度分布に変曲点が存在するために生じる非粘性型のもので、二次元境界層のトルミン・シュリヒティング型不安定とは起源の異なるものである³⁾。

横流れ速度に起因する不安定は主として、翼の後退角 γ 、翼前縁に垂直な方向の圧力勾配 $\partial p / \partial x$ 、および前縁に沿う方向の圧力勾配 $\partial p / \partial y$ の三つに影響されると考えられる。いま、これらの各々について個別に影響を評価できれば、横流れ不安定現象の基本的な理解を進める上で大いに役立つものと思われる。一般の有限翼幅を持つ後退翼では三要素の効果が共存するためにはかなり複雑な結果が得られるけれども、半無限平板翼を選ぶことによって、 $\partial p / \partial y$ の効果を他から分離して調べることができる。一方、後退角 γ は単独では横流れを発生させることができず、 $\partial p / \partial x$ との共同ではじめて横流れ不安定に寄与する。 γ と $\partial p / \partial x$ の影響については既に Mack および Dallmann & Bieler の研究^{4,5)}があるので、ここでは主として $\partial p / \partial y$ の効果について調べる。

厚さのない半無限平板が一樣流に平行に、しかも前縁を一定角度だけ傾けて置かれている場合を考える。一樣流の前縁に垂直な方向 (x) の速度成

分を U_∞ 、前縁に沿う方向 (y) の速度成分を γU_∞ と書くとき、 y 方向に一定の圧力勾配 $\partial p / \partial y = k \rho U_\infty^2 / L$ が存在する場合の境界層速度分布は $U = U_\infty F'(\zeta)$ 、 $V = \gamma F'(\zeta) - k \zeta H(\zeta)$ の形に表わされる。ここで ζ は Blasius の相似変数、 L は代表長さ、 x は無次元化された座標 x/L 、 F と H は Blasius 函数と Sowerby の函数である⁶⁾。この速度分布に対してオル・ゾンマフェルト方程式に基づく線形安定計算を行った。この方程式は平行流近似のもとで導かれるので、レイノルズ数が低い領域では有効性に疑問が残るけれども、安定性に関する研究の第一段階としては既に性質のよく知られている方程式の解を調べ、その振舞いを明らかにすることが重要と思われる。

図1は $\gamma = kx = 1$ の場合に対する中立安定曲線をいくつかの R に対して描いたものである。ここで、 α と β は攪乱の x 方向と y 方向の無次元波数、 R は U_∞ と排除厚で定義されたレイノルズ数であ

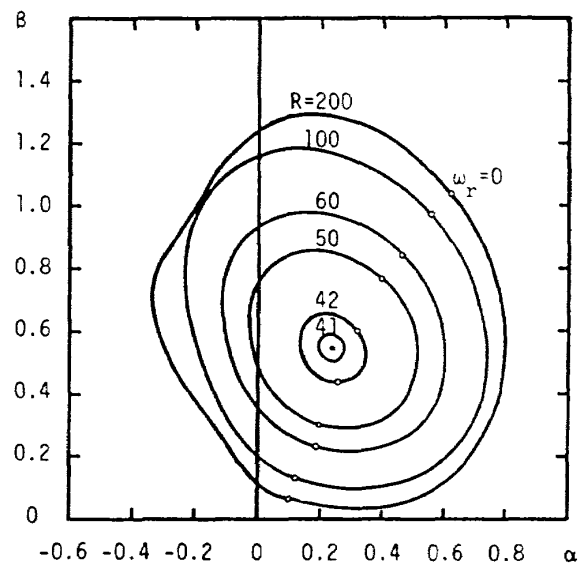


図1 いくつかの R に対する中立安定曲線
($\gamma = 1$, $m = 0$, $kx = 1$)

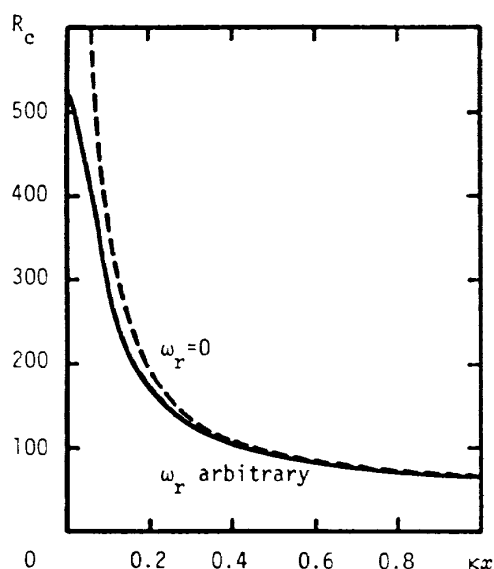


図2 R_c の kx に対する変化
($\gamma=0, m=0$)

る。任意の γ と kx に対する中立曲線は図1の数値を適当に変換することによって得られるが、詳しいことは省略する。スパン方向圧力勾配 $\partial p / \partial y$ の効果を見るために、 $\gamma=0$ の場合を考え、臨界レイノルズ数 R_c の kx に対する変化を調べた(図2の実線)。 R_c は $kx=0$ では二次元Blasius流の臨界値519を取り、 $|kx|$ の増加と共に急速に低下する。図2の点線は、攪乱の振動数 ω_r が0に等しいという固定渦の条件を課した場合の臨界曲線を示しており、 $|kx|$ のごく小さい領域を除いて二本の曲線は非常に近い。このことは実際の流れにおいてほとんど静止した横流れ渦が観測される事実と関係しているように思われる。

つぎに後退角 γ の効果を調べる番であるが、上に与えた基本流において $kx=0$ と置くと横流れ成分が消えて、安定特性は二次元流の場合と同じ

になってしまう。これは x 方向に圧力勾配を持たない流れを選んだ帰結であって、 $kx=0$ のときに後退角は $\partial p / \partial x$ と結びついて始めて横流れ成分を発生させるのである。このことを示すためには、平板の代りに前縁が後退角を持つように置かれたくさびの上の流れを考えればよい。このときの境界層速度分布は $U = U_\infty x^{-m} F'(s)$, $V = U_\infty \{\gamma G(s) - kx^{1-m} H(s)\}$ の形に表され、 F と G はFalkner & Skanの函数、 H は拡張されたSowerbyの函数となる。これらの函数はすべて x 方向の圧力勾配を代表するパラメータ m の函数であるから、 $|m| \ll 1$ の場合を考えて、 m に関するべき級数に展開することができる。そうすると、横流れ速度は kx に比例する項と γm に比例する項の和で近似できることが判る。すなわち、横流れ速度には、 $\partial p / \partial y$ の存在に起因する成分と $\partial p / \partial x$ が後退角と結びつくことから誘起される成分の二種類があることになる。両者が共存する場合に対する安定計算は現在実行中である。

参考文献

- 1) Gray, W. E. (1952) RAE TM Aero. 255.
- 2) Anscombe, A. & Illingworth, L. N. (1952) ARC. R & M 2968.
- 3) Gregory, N., Stuart, J. T. & Walker, W.S. (1955) Phil. Trans. A248, 155.
- 4) Mack, L. M. (1984) AGARD Rep. 709.
- 5) Dallmann, U. & Bieler, H. (1987) AIAA paper 87-1337.
- 6) Rosenhead, L. (1963) Laminar Boundary Layers. Oxford Univ. Press.

第1回～第4回研究会の総括と成果

1. はじめに

昭和62年度と63年度の二年間に4回開催された「境界層遷移の解明と制御」研究会では、合計24の講演が行われ、各講演ごとに十分な時間をかけて活発な討論が戦わされた。遷移研究の目標は、物理現象の理解を深めるという学問的要求とともに、流れの合理的制御法を提出して、工学的実用的要求に応えることである。本研究会は、そのような観点から、遷移の基礎研究と応用研究の係わり合いを深めることを第一の目的として企画された。これまでの講演の主題を分類すると、遷移機構の解明に関するもの10、三次元境界層の遷移に関するもの7、遷移の制御に関するもの5、その他が2であり、その構成と内容から見て当初の目的にある程度応えられたように思う。各講演の概要収録のとおりなので、以下では上記の分類に沿って、分野別研究進展の流れと当該研究成果の位置づけを主に全体のまとめを行うことにする。

2. 遷移機構の解明

工学上の流れはほとんどが乱流である。乱流は種々の形や強さの渦運動からなり、それが運動量、エネルギー、熱や物質の移動を盛んにし、物体周りの流れの壁面摩擦や熱伝達を増加させ、あるいは剥離を遅らせる。このような乱流の研究はレイノルズの乱流遷移の実験に始まるが、それ以来、遷移の問題は乱流の発生機構の問題として活発な研究が続けられている。工学上の種々の問題（航空宇宙工学では航空機の空気抵抗の評価やその低減化、スペースシャトルの熱防御などの技術的課題）を解決する上で、乱流の挙動を予測したり、制御したりするには、乱流がどのようにして生まれ、維持されているかを知ることが必須である。

さて、乱流遷移は層流の不安定性に由来する。工学上重要な管内流や翼面上境界層などの剪断流の安定・不安定を支配するパラメータは剪断層の

厚さ、基準速度、動粘性に基づくレイノルズ数 R である。 R 数が大きくなると、層流は安定を失い、外部からの乱れや流れに潜む乱れ（総称して外乱という）が原因して攪乱が増幅し、遷移する。微弱な攪乱が成長し始める臨界 R 数は線形安定性理論から計算できるが、現実の遷移 R 数は、外乱のタイプやその強さに依存して、線形不安定の臨界 R 数より大きい超臨界の場合もあれば、小さい亜臨界の場合もあり、一定ではない。しかも、超臨界、亜臨界にかかわらず、乱流の特徴である種々の形や強さの渦運動が一つの不安定性によって一度に生まれたという例はない。乱流遷移は一連の不安定性に支配されている。一連の過程が進行すると、流れの境界層条件に一見無関係に見える局所的な乱流状態が生まれる。乱れの生成は、勿論、境界層条件に拘束されてはいるが、かなり局所的な現象と言えるのである。

一連の不安定性に支配されると述べたが、これは主に実験に基づく遷移のシナリオである。実験観察によると、一つの不安定性で攪乱が成長して流れの渦度や速度の分布が変わると、この新しい流れの不安定性に固有の攪乱が成長し始める。そして、この過程が一次不安定から二次不安定、三次不安定と続く内に局所的な乱流が現れてくる。たとえば、第2回の研究会において、閉じた流れの系の典型である回転二重円筒間の流れ（テイラー・クエット系）の精密な実験に基づき（第2回大略）、クエット流から乱流テイラー渦流れに至る一連の不安定過程が見事に示され、さらに、乱流に至る前の変調波動渦流について、これが秩序を失う転移点における流れの特異性が相関測定より明らかにされている。

さて、一次、二次、三次という順序とは別に、一つの不安定で生まれた流れがさらに不安定化する現象を二次不安定性と呼ぶなら、遷移過程は二次不安定の連鎖と見ることができる。言うまでもなく遷移は非線形の現象であり、全貌の数理的解

析は不可能である。しかし、一連の過程を構成する個々の一次不安定や二次不安定などの要素過程については線形化の手法や弱非線形理論による数理解析の道がある。したがって遷移の研究では、まず実験的研究によってそれをどのような要素過程に分解できるか調べて遷移のシナリオを立て、理論や数値計算でより深く解析すべき対象を明らかにすることが重要である。遷移の力学的機構に関し普遍的な知識を得るには、このように実験、理論、数値計算の間の密接な協力が不可欠なのである。

このような協力によって遷移の機構が比較的詳しくわかってきたのは、平板境界層や平面ポアズイユ流において、二次元のトルミン・シュリヒティング (T-S) 波動の成長から始まる遷移である (第1回西岡)。T-S 波動の増幅・減衰特性や構造は線形安定性理論 (オル・ゾンマーフェルト方程式) に基づき固有値・固有関数として計算され、その結果は実験とよく一致する。したがって T-S 波動については、それが外乱から励起される受容過程 (第1回伊藤, 第1回西岡, 第3回浅井) に関する理解が不十分であるという点を除くと、本質的な未解決問題はない。しかし、すでに述べたように、この一次不安定が直ちに乱流に導くことはなく、T-S 波動の成長は、乱流への一連の過程の始まりに過ぎない。遷移は、T-S 波動の実効値振幅が約 1% 程度の敷居値を越し、斜行波対が増幅を始めると、軌道に乗るのである。この斜行波対の増幅は基本流に有限振幅の T-S 波動が重畳された周期的な流れの三次元攪乱に対する不安定という二次不安定モデルによって、実験で観察された基本波モードが増幅する場合と 1/2 分調波モードが増幅する場合の双方について十分説明される (第1回西岡)。さらに、遷移後期段階まで詳しく観察されている基本波モードが成長する場合は、内部剪断層 (高剪断層) が形成されてそれがスケールの小さいヘアピン渦に崩壊するプロセスに関し、三次不安定 (高周波二次不安定) のシナリオが提案されている (第1回西岡, 第3回西岡)。さらに進んで、壁乱流におけるパースティング現象に酷似する現象、すなわち、上流

から次々にヘアピン渦が流下するに伴い壁剪断層が生まれ、やはりヘアピン渦の形で浮上して局所的な乱流が生まれるという後期段階のシナリオも提案されている (第1回西岡, 第3回西岡)。

このように遷移のシナリオが明らかになると、数値シミュレーションが威力を発揮する。例えば、第1回の山本 (平面ポアズイユ流遷移の数値シミュレーション) は、二次不安定に始まる波動の非線形発達の様子を見事に捕らえている。数値シミュレーションの場合、現象の物理的な描像を得るための可視化の手法が重要であり、特に最終段階の流れの構造が抽出できれば興味深い。一方、数理解析的に厳密で普遍的な理解を求める立場から、伊藤 (第1回, 第2回) は、斜行波対の増幅 (波動の三次元化に導く二次不安定性)、高剪断層の形成、そのヘアピン渦への崩壊現象 (高周波二次不安定性) のいずれについても現在の理論の問題点を具体的に指摘し、とくにハーバートの二次不安定モデルについては弱非線形理論の立場から改善の方向を提案しているが、確かに理論的研究の一層の進展が望まれる。

乱流遷移が一連の不安定性に支配される事実は、伊藤光 (第3回) の実験においても見事に捕らえている。この場合、一次不安定は遠心力型であり、よく知られたゲルトラー渦が形成される。そして、このゲルトラー渦により運動量が横方向に移動される結果、マッシュルームの軸が位置する断面では速度分布が変曲点をもつ不安定な形となる。すなわち、前述の高剪断層に対応する内部剪断層が生まれる。そして、やがて変曲点不安定による高周波変動が増幅し、馬蹄形渦に成長する。流下につれて馬蹄形渦が崩れだすと、乱流状態が生まれる。ここでも、馬蹄形渦の発生は二次不安定の現象と解釈される。馬蹄形渦が崩れだし、乱流が生まれるプロセスはまだよく理解されていないが、やはり局所的な現象と思われる。

上述のように、遷移の機構を理解していく上で重要な理論的ガイドは流れの安定・不安定の考えである。すなわち安定論的考察である。この安定論的考察の応用は広く、谷は (第4回) 長方形、三角形などの非円形断面の流路におい現れる乱流

二次流れの発生を不安定現象として捉えることを提案しているが、興味深い考察である。長方形流路（またはその代替として提案されている粗さの縦の縞をもつ平面壁に沿う境界層）の安定解析によって、乱流二次流れに対する理解が深くなると期待される。

ところで、境界層や平面ポアズイユ流の遷移過程において、このような安定論的解釈が明確でないプロセスが従来から残されていた。その一例は、遷移の最終段階において、壁剪断層が生まれ、それがヘアピン渦の形で浮上するプロセスである。これが受動的な（上流から流下するヘアピン渦の影響下での）現象であるかそれとも不安定性が絡む現象であるのか、これまで明確ではなかった。今回、西岡（第4回）は平板の前縁で強いヘアピン渦を発生させ、これによって攪乱された境界層の壁近くからヘアピン渦が次々生まれることを亜臨界レイノルズ数域で観察しているが、このことは上述の現象が不安定性の絡む能動的な現象であることを強く示唆している。このような攪乱の成長が始まる遷移レイノルズ数の下限が排除厚さに基づく値で330程度、したがって境界層厚さに基づく値で約1000であり、平面ポアズイユ流の遷移の下限レイノルズ数とはほぼ一致する点は興味深い。

さて、乱流遷移の実験的研究において重要なことは外乱環境をしっかりと把握することであるが、これはなかなか容易でない。したがって、風洞実験においては残留乱れ（自由流の乱れ）を十分に小さくして、必要に応じて素性の知れた制御された攪乱を導入する。ところが、いわゆる低乱風洞を実現することは実に困難な仕事である。とくに、風洞一般に共通することではあるが、低周波の音波の形の変動を除去することが困難である。その原因は多くの場合、流路内の剥離現象が絡む近傍音場であるが、剥離箇所を見出すことが容易でないし、その箇所がわかっても、風洞を修理・改善できるとは限らないからである。高木（第2回）の報告は、この問題の解決法について述べていて、実に貴重である。

3. 三次元境界層の遷移

我々が抵抗削減や境界層制御の対象とする航空機の翼はほとんどの場合に後退角を持っており、その上に形成される境界層は三次元である。後退翼上では外側の非粘性流の方向と圧力勾配の方向が異なるために、境界層内の壁に近い遅い流れが圧力勾配の影響をより強く受けて外部流からずれた方向を持つことになる。こうしてできたねじれ速度分布を外部流方向とそれに直角な方向に分解するとき、後者の成分、すなわち横流れ成分は壁面上と境界層の外で0になり、その間にならず変曲点を含む。変曲点を持つ速度分布はRayleighの定理によって、少なくとも非粘性の極限で微小攪乱に対して不安定であると判定される。三次元境界層はこのような横流れ速度を持つことによって特徴づけられ、そのために二次元境界層に比べて著しく不安定な性質のものである。実際に、後退角を持つ翼の上の境界層が後退角のない場合よりずっと早く乱流へ遷移することがGray (1952)によって発見された。早速その原因として横流れの効果が追求され (Owen & Randall 1952)、線形安定解析のための定式化と平行流近似に基づくオル・ゾンマーフェルト方程式又は非粘性レーリー方程式への単純化など理論研究の基礎が築かれた (Gregory, Stuart & Walker 1955)。横流れによってもたらされる強い不安定性は当然、境界層制御の最も重要なターゲットの一つとなり、長い間多くの努力が向けられてきた (Pfenninger 1977)。一方、境界層遷移の力学的機構を詳しく調べる研究は、平板に沿う流れや平面ポアズイユ流などの二次元流に関するものが主要な位置を占め、三次元境界層の遷移機構の理解はまだ非常に遅れた段階にある。しかし、二次元流の遷移研究がこの十数年間に急速に進展して、最近では残された問題の困難さによって研究進捗の速度が低下しつつあること、および1969年代に最盛期を迎えた層流制御技術の研究が、その後の停滞期に蓄積された新しい遷移知識と新しい工作技術を基礎として、再び発展の気ざしを見せてきたことなどによって、今は三次元境界層の遷移研究が加速的に進められ

ている。そこで、最近の研究動向を、遷移機構の理解を進めるという視点と遷移点予知や層流制御など実用的知識をめざすという視点からながめることにする。

遷移の力学機構を解明しようとするとき、最初の目標は層流の安定限界を明確にすることと不安定から発生する攪乱の構造を知ることである。それに続いて、攪乱の成長および変遷の過程を追求し、最終的には不規則変動に特徴づけられる乱流場の形成過程を理解しなければならない。このような基礎的研究を進める際には、現象の本質的な面を引き立たせるために、なるべく単純な流れを選ぶ方がよい。三次元境界層の横流れに起因する不安定と遷移は飛行実験中の後退翼面上で始めて観測されたのであるが、これと極めてよく似た遷移の様子が静止流体中に置かれた回転円盤上でも見出される。最も重要な共通点は、不安定から生じる攪乱が、外部非粘性流の方向には ∇ 沿った軸を持ち、物体表面に固定した渦列の形態を取ることである。回転円盤流には、ナビエ・ストークス方程式の厳密な層流解が知られていることと、小規模な実験装置で層流から乱流までの全領域を観察できる利点があり、横流れ不安定の研究において中心的な役割を果たしてきた。円盤は円錐体の頂角を π に近づけた極限であるが、頂角を0に近づけたもう一つの極限を表わす回転円柱では、遠心力に起因する不安定の為にテイラー渦に似た渦列が発生する。そこで、円錐体の頂角を段階的に変えて、二種類の不安定現象の移り変わり、構造の相違や臨界レイノルズ数の変化を調べた結果が小濱(第1回)によって示された。横流れ不安定と遠心力不安定の競合は一様流中に置かれた回転球の表面でも観測されている(第4回小林)。異なる原因から生じた渦がその後の遷移過程にどのような影響を与えるか、今後の研究の進展が期待される。回転円盤流などの安定計算は、古くから平行流近似に基づくオル・ゾンマーフェルト方程式を用いて行われてきたが、実験結果を十分に説明しているとは言えない。そこで、近似の過程で省略された曲率やコリオリカの影響を厳密に評価する試みが多重尺度に基づく漸近理論を用いて行われ

ている。理論の現状と平行流近似結果との比較が伊藤(第3回)によって紹介されたが、理論的研究の一つの方向として今後も注意を払う必要があろう。横流れ不安定から生じる固定渦がある程度の強さに達すると、その一本一本を取りまくようにリング状の小さな進行波が観測される。小濱(第2回)はスケールの小さい進行波型攪乱の発生を、横流れ渦の働きでできる局所的な高剪断層の不安定として位置づけ、二次不安定現象と呼んだ。二次元境界層の遷移過程後期に見られる高剪断層の形成とそこから生じる高周波二次不安定機構との対比が論じられている。三次元境界層の遷移において、このリング状進行波が重大な鍵を握っている可能性は大きく、それが乱れ発生機構にどのような役割を果たしているかの解明が期待される。実際の後退翼上で横流れ不安定が生じるのは翼前縁に近い、圧力勾配の強い領域であるため、境界層が薄く、壁面の曲率が強いなど詳細な測定に不都合が多い。そこで、後退角を持つ平板の上に外部から圧力勾配を加えることによって、比較的低速で厚い三次元境界層をつくるのが最近行なわれるようになった。伊藤(第4回)は平板上に加えられた圧力勾配と横流れの関係を理論的に整理し、線形安定計算を行って圧力勾配と臨界レイノルズ数の関係を明確にした。今後の平板実験に一つの指針を与えるものと思われる。

三次元境界層の横流れ不安定は変曲型速度分布に由来する強い不安定であるため、二次元境界層のTS波型不安定に比べて制御が難しいと言われている。小濱(第3回)は、横流れ渦そのものが直接に乱流遷移を引起すわけではなく、その渦軸に沿って形成される高剪断層の二次不安定が乱流遷移に不可欠なプロセスであるとの観点から、高剪断層の阻止をめざして制御実験を試みた。回転円盤の横流れ渦に相当する螺旋渦列に沿ってスリットまたは微小孔の列を設け、そこから吸込みを行ったのであるが、横流れ渦と吸込み位置の相対的变化および回転系装置による均一吸込みの困難さなどのために、まだ所期の目標を達成していない。しかし、物理現象の理解に基づいた、根拠のある制御法を開発しようという努力は今後とも

れるべきであろう。もう一つの実用的課題である遷移点の予知についても三次流特有の困難さがある。二次元の比較的単純な流れ場に対しては e^N 法がしばしば適用され、ある程度の信頼性を得ている。この方法は線形安定計算の結果だけを用い、遷移後期の強い非線形発達に関する情報を無視する代りに、多くの実験データと関係づけて半経験的な法則を導こうとするものである。三次元境界層への適用にあたって最初に問題となる点は、線形攪乱の増幅方向が一般には主流の方向と一致しないため、増幅率の積分路をどう選ぶかということであり、もう一つの問題点は三次元流のさまざまな形状に関する多くの遷移実験データをどのように整理し、法則性を導き出すかということである。今回までの研究会では、前者に対する直接的な議論は行われなかったが、小林（第4回）の回転球に関する遷移実験とデータ整理の報告は後者の問題に関連して興味深いものである。不安定の力学的構造を考慮に入れた遷移データの解釈が今後とも進展することを期待したい。

後退角の遷移に関係する問題でもう一つの重要な現象は attachment line に沿う遷移である。翼と胴体の接合部や翼前縁附近のラフネスから局所的な乱れが発生すると、それが attachment line に沿って急速に拡がり、翼全面を乱流化してしまう現象であるが、発生の臨界条件、遷移の機構、横流れ不安定との関係などの詳しいことはまだほとんど判っていない。この方面の研究にもう少し努力が向けられてもよいように思われる。

4. 遷移の制御

1980年にソ連を除く世界の定期航空機が消費した燃料費は約5兆円、日本国内では3000億円であった。この10年間の輸送量は2倍強の伸びを示しているので、1990年の燃料費は日本国内だけでも約6000億円になるものと予想される。

抵抗の削減等によって輸送効率を現在より2%高めることができたとしても、国内だけでも1年間の節約費は航技研の年間予算にほぼ匹敵する。効率化のために相当の研究費を投入しても十分採算がとれることがわかる。中型輸送機の全抵抗の

うち約70%は摩擦抵抗で、残りの約30%は誘動抵抗である。さらに摩擦抵抗のうち約70%は主翼と胴体によるもので、主翼の寄与率は胴体のそれに比べやや小さい程度である。主翼や胴体を取りまく流れは大部分乱流であるが、乱流の摩擦抵抗は流れが層流であるときに比べるとひと桁大きい。したがって、流れを層流に保つか、乱流への遷移を下流に遅延させることができれば摩擦抵抗は大幅に減少する。

層流領域をできるだけ広く保とうとする層流制御(LFC)技術には受動的方法と能動的方法がある。前者は乱流遷移しにくい圧力分布をもつように翼型を設計するもので、谷(1943)の自然層流翼はその先駆的な研究である。一方後者では、翼面上に発達する境界層を翼表面の微細な孔あるいはスリットから吸い取る方法が一般的であり、かつ最も有望視されている。当然吸込みのために消費するエネルギーは摩擦抵抗の減少によって達せられた燃料節約分より十分小さくしなければならぬから、翼弦に沿う吸込み分布と吸込み量はできるだけ効率のよいものであることが要求される。このような最適吸込みはすでに低速域において後退角をもつ二次元平板翼で実現され(Ishida 1987)、また対応風試も行なわれて(小濱他 1988)定性的な一致が確認された。一方航空機の主翼に比べてはるかにレイノルズ数の大きい船舶に対するLFCの可能性も追求されている。田中(第4回)のスリット吸込による水槽実験は船体表面の粗度がある許容限界値以下であれば、かなりの効率が期待できることを示している。

二次元翼に対して確立された最適なLFC技術が必ずしも三次元後退翼で最適とは限らない。三次元後退翼では前縁に沿う乱流汚染や横流れが生ずるために、二次元翼とは明らかに異った乱流遷移が起きているからである。したがって効率のよいLFC技術を確立するためには、まず三次元境界層の遷移機構を解明することが不可欠である。この種の研究は二次元境界層に比べて著しく遅れているが、最近ではPoll(1985)やKohama(1987)等の一連の研究が行なわれ、遷移機構の詳細が次第に明らかになって来た。これらの研究

成果をもとに、新しい三次元境界層吸込み制御法の開発（小濱，第3回）が期待される。

LFC技術は大型輸送機胴体の境界層制御には向かない。その制御のための設備があまりにも大きくなりすぎるためである。そこで乱流を直接制御し、摩擦抵抗を減らすことが試みられるようになった。その1つはLEBU（Large Eddy Break-Up）装置で、乱流境界層内の大きなスケールの渦運動を分断することからこの呼び名がある。渦の分断によって境界層内の乱流混合が低下し、その結果摩擦抵抗が減少するのである。装置としてもともと薄い帯板が用いられて来たが（Takagi & Ohji 1987），薄板の前縁では流れがはがれ易くしばしば予想以上の抵抗増大を来す。そこで抵抗が小さく、強度的にも有利な翼型が用いられるようになり、その結果、LEBUの抵抗分を考慮に入れても15%程度の抵抗減少があったという報告（Anders 1986）もある。

一方乱流境界層の壁面近傍には流れ方向に軸をもつ縦渦構造が存在し、乱流境界層の乱流エネルギーを生成する担い手であると言われている。気流と平行な波状表面（riblet）は縦渦の働きを抑えることによって摩擦抵抗を減ずる効果があると説明されている。波状の幅と深さを適当に選ぶと摩擦抵抗は最大で8%減少する（Walsh 1983）。

砂粒粗面の乱流境界層でも粒径と分布密度を適当に選ぶと、リブレット程の効果はないにせよ、有意義な抵抗減少が認められる（谷，第3回）。リブレットは波状の峰と気流方向がある角度以内にはないと逆に抵抗増大を招くという欠点があるが、砂粒粗面は無指向性であるから、流れの方向が複雑な主翼と胴体の接合部附近や機首部分の抵抗削減に適している。今後は抵抗減少の力学的機構の解明と実用化に向けての高レイノルズ数における実験データが望まれる。

剥離を伴う流れにおいては、付着した流れに比べて物体に働く抗力は著しく増大する。翼の前縁で剥離が発生すると、極端な抵抗の増大と揚力の低下が生じて、翼は失速状態になる。この危険を回避するためには、何らかの方法で剥離を抑えるか剥離してもできるだけ早期に再付着を実現さ

せる必要がある。もし剥離の制御が簡便にできれば、航空機の翼に限らず、工学的にも極めて応用は広い。vortex generatorは剥離を抑える装置としてよく知られているが、翼上面に応用した場合に、剥離の危険のない低迎角でかなりの抵抗増加をもたらす。そこでこのような難点を克服する剥離防止技術が模索されて、最近、音波を用いた剥離制御が注目されるようになった（Ahuja & Burrin 1984, Nishioka, Asai & Yoshida 1989）。音波の効果は剥離した流れの遷移と密接に関係する。一般に、層流剥離した流れをできるだけ早期に再付着させるためには、層流から乱流への遷移を促進すればよい。遷移の促進によって乱流混合が飛躍的に増大し、逆圧力勾配に抗して再付着が実現することになる。ところで音波は渦度のない変動であり、速度変動は渦度をもつ。しかも音波の波長と位相速度は速度変動のそれと一致しない。このように素性の違う外乱が、流れを不安定に導く渦度変動を励起する問題は受容性(Receptivity)の問題といわれる。

西岡（第3回）と浅井（第4回）は前縁がナイフエッジの二次元平板翼の前縁剥離流について音波の効果の詳細に調べた。その結果、前縁剥離が生ずる迎角が 2° 以上では、音波の効果は顕著で、特に前縁近傍に形成される剥離泡の平板からの空間スケールの渦構造を励起すると、剥離を大幅に抑制することができた。また励起される不安定速度変動の構造や増幅特性は、平行近似に基づく線形安定計算から予測可能である。

5. 遷移点の予知

境界層における層流から乱流への遷移位置を予め知っておきたいという要請は古くからある。廣瀬と河合（第1回）は遷音速翼解析の数値解放においても、乱流モデルと並んで遷移点の決定が本質的な課題であることを強調している。しかし遷移に影響を与える要素は極めて多く、複雑に関係しているので、状況の異なる流れに適用可能な予知法則を導くことはほとんど不可能である。そこで、外部乱れが小さいなど種々の条件を課した上で実験データを整理し、経験的な法則を導びくし

か方法がない。その中で、線形安定計算から得られる微小攪乱の増幅率を積分して遷移点を予測する方法、すなわち $e^{\lambda t}$ 法が、物理的に最も根拠のあるものとして、現在でも重要視されている。これは遷移過程において攪乱の線形発達領域がそれに続く非線形発達の領域に比べて格段に大きいという事実支持されているのである。この方法に関する研究は、最近では三次元流の問題と圧縮流における問題に主力が移った感がある。本研究会では今までのところ主要議題に上らなかった。

6. むすび

以上簡単ではあるが、遷移研究を4分野に区分し、それぞれの研究動向と現状をまとめてみた。境界層の乱流遷移という比較的狭い研究領域ではあるが、基礎と応用に従事する国内の代表的研究

者が集まって、密度の高い講演と討議が行なわれたことは意義深いことと思われる。学会等における研究発表の場が時間の制約によって十分な討論を許さなくなっている状況では、限られた範囲の専門家だけによる研究集会が是非とも必要であり、徹底した討議がそれぞれの研究を刺激し、活性化することは疑いない。研究会の進行につれて、遷移機構の解明から得られる物理的知識を一般の乱流領域にも活用すべきであるという意見が高まり、今後は乱流の制御に関する研究も含める方向で研究会のワクを拡げることとなった。このような研究促進の場を航空宇宙技術研究所において持てたことを、研究会の幹事として深く感謝するとともに、空力性能部高島一明部長、同総括室など御協力頂いた方々に心からお礼申し上げる。

(伊藤信毅・高木正平)

航空宇宙技術研究所特別資料 11 号

平成 2 年 1 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 - 44 - 1
電話 三鷹(0422)47-5911(大代表) ㊞182

印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山 5 - 6 - 17
